

# Коэффициент неидеальности вольт-амперных характеристик $p-n$ -переходов в сильном сверхвысокочастотном поле

© С.Х. Шамирзаев<sup>\*†</sup>, Г. Гулямов, М.Г. Дадамирзаев\*, А.Г. Гулямов

Наманганский инженерно-педагогический институт,  
716003 Наманган, Узбекистан

\* Физико-технический институт Академии наук Республики Узбекистан,  
700084 Ташкент, Узбекистан

(Получена 21 декабря 2008 г. Принята к печати 20 марта 2008 г.)

Исследовано влияние разогрева электронов и дырок на коэффициент неидеальности вольт-амперной характеристики  $p-n$ -перехода в сильном СВЧ поле. Установлено, что коэффициент неидеальности диода зависит от типа носителей заряда, создающего основной ток в  $p-n$ -переходе. Выявлено, что в некоторых случаях в кремниевых образцах, несмотря на то что температура электронов выше, чем дырок, коэффициент неидеальности диода определяется температурой дырок.

PACS: 73.40.Kp, 73.50.Mx, 72.30.+q

## 1. Введение

Когда на полупроводник действует сильное электромагнитное поле, в первую очередь разогреваются электроны и дырки, затем они передают свою энергию в фононную систему [1,2]. Теория  $p-n$ -перехода в сверхвысокочастотном (СВЧ) поле с учетом разогрева кристаллической решетки развита в работе [3]. Действие эффекта Френкеля на токи, возникающие в  $p-n$ -переходе при воздействии СВЧ поля, изучено в работах [4,5], а действие на рекомбинационные центры  $p-n$ -перехода — в [4,6]. Механизмы возникновения электродвижущих сил (эдс) и токов в  $p-n$ -переходах в СВЧ поле в импульсном режиме подробно исследованы в работах [7,8]. В работе [9] теоретически описан экспериментально обнаруженный эффект возникновения режима отрицательного дифференциального сопротивления и переключения в туннельном диоде под действием внешнего СВЧ сигнала. Выяснены причины существования диапазонов напряжения смещений на диоде и уровней мощности СВЧ сигнала, в которых наблюдается обнаруженный эффект.

В работах [10,11] обнаружена связь коэффициента неидеальности с разогревом электронов. В дальнейшем в работе [4] был исследован коэффициент неидеальности ВАХ под действием СВЧ поля в кремниевых  $p-n$ -переходах.

Изучение  $p-n$ -переходов в СВЧ поле показывает, что генерируемый ток и эдс в кремниевых  $p-n$ -переходах намного больше, чем в германиевых. Авторы [4] считают, что значения наблюдаемого большого аномального тока и эдс зависят от рекомбинационных процессов в области объемного заряда. В исследованных образцах экспериментально наблюдалось, что коэффициент неидеальности сильно зависит от мощности разогреваемого СВЧ поля. Это связано с действием электрической составляющей волны СВЧ поля на сечение захвата носителей заряда в рекомбинационных центрах.

Цель нашей работы состоит в рассмотрении влияния СВЧ поля на коэффициент неидеальности ВАХ  $p-n$ -перехода.

## 2. Расчеты коэффициента неидеальности вольт-амперной характеристики $p-n$ -перехода в сильном СВЧ поле

Обычно для характеристики неидеальности прямой ветви ВАХ диода вводится коэффициент неидеальности  $m$ . В этом случае реальная ВАХ аппроксимируется следующим выражением [12,13]:

$$j = j_s \left[ \exp \left( \frac{eU}{mk_0T_0} \right) - 1 \right]. \quad (1)$$

Здесь  $j_s$  — плотность тока насыщения,  $T_0$  — температура решетки,  $k_0$  — постоянная Больцмана,  $m$  — коэффициент неидеальности,  $U$  — напряжение на  $p-n$ -переходе.

Общепринято связывать коэффициент неидеальности  $m$  с рекомбинацией в области объемного заряда и с влиянием поверхностных каналов [14].

При разогреве электронного газа и решетки, когда известна температура носителей заряда и фононов, ВАХ  $p-n$ -перехода принимает следующий вид [3,4]:

$$j = j_s \left[ \exp \left( \frac{e\varphi}{k_0T_{ph}} - \frac{e\varphi}{k_0T_e} \right) - 1 \right], \quad (2)$$

где  $T_e$  — температура электронов,  $T_{ph}$  — температура фононов,  $\varphi$  — высота потенциального барьера,  $j_s$  — плотность тока насыщения при разогреве.

Влияние разогрева носителей заряда и фононов на коэффициент неидеальности определяется из формул (1) и (2):

$$\frac{eU}{mk_0T_0} = \ln \left\{ \frac{j_s}{j_{s0}} \left[ \exp \left( \frac{e\varphi}{k_0T_{ph}} - \frac{e\varphi}{k_0T_e} \right) - 1 \right] + 1 \right\}. \quad (3)$$

<sup>†</sup> E-mail: shamir@uzsci.net

Для дырок можно написать аналогичное выражение с заменой  $T_e$  на  $T_h$ . Здесь  $j_{s0}$  — ток насыщения без разогрева, величины  $T_e$ ,  $T_{ph}$  и  $\varphi$  определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} T_e &= T_0 - j_e \varphi \Phi_e, \\ T_h &= T_0 - j_h \varphi \Phi_h, \\ T_{ph} &= T_0 - j \varphi \Phi_{ph}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $T_h$  — температура дырок,  $j_e$ ,  $j_h$  — токи электронов и дырок,

$$\varphi(T_{ph}) = \frac{E_g}{e} - \frac{k_0 T_{ph}}{e} \ln \frac{N_c N_v}{N_d N_a}, \quad (5)$$

$\varphi(T_{ph})$  зависит от температуры решетки и не зависит от температуры электронов и дырок [15];  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\Phi_e$ ,  $\Phi_h$ ,  $\Phi_{ph}$  зависят от геометрических размеров образца, граничных условий на тепловых контактах и механизмов обмена энергией между носителями зарядов и фононов. Конкретный вид зависимостей  $\Phi$  от параметров образца можно найти в работе [15]. Физический смысл величин  $\Phi_{e,h,ph}$  — изменение температуры носителей зарядов или фононов при выделении единицы мощности постоянного тока в потенциальном барьере с размерностью  $[\Phi] = \text{К} \cdot \text{м}^2/\text{Вт}$ .  $N_a$  и  $N_d$  — концентрации акцепторов и доноров,  $N_c$  и  $N_v$  — плотности состояний в зонах.

По экспериментальным результатам коэффициент неидеальности  $m$  определяется с помощью следующей формулы [4]:

$$m^{-1} = \frac{k_0 T_0}{e} \frac{d \ln j}{dU}. \quad (6)$$

Продифференцировав (3) по  $U$  и учитывая (4), (5) и (6), после некоторых преобразований получим следующее выражение:

$$m = \frac{1 + F(j)(\varphi_0 - U)(j + j_s)}{\frac{T_0}{T_e} \frac{j + j_s}{j + j_{s0}} + F(j) \frac{k_0 T_0}{e}}. \quad (7)$$

Здесь

$$\begin{aligned} F(j) &= \psi_1'' \Phi_{ph} + \psi_2' \Phi_e, \quad \psi_{1,2}' = \frac{\psi_{1,2}}{j_s + 1}, \\ \psi_1 &= \frac{j}{j_{s0}} \frac{d \ln j_s}{dT_{ph}} - \frac{j + j_s}{j_{s0}} \\ &\times \left[ \frac{1}{T_{ph}} \left( \frac{E_g}{k_0 T_{ph}} + 3 \right) + \frac{e}{k_0 T_{ph}} \frac{\partial \varphi}{\partial T_{ph}} \right], \\ \psi_2 &= \frac{j + j_s}{j_{s0}} \frac{e(\varphi - U)}{k_0 T_e^2}. \end{aligned}$$

Выражение (7) определяет коэффициент неидеальности ВАХ  $p$ – $n$ -перехода при протекании через него плотности тока  $j$  под действием напряжения  $U$ .

Причину возникновения неидеальности ВАХ  $p$ – $n$ -перехода в работе [4] связывают с рекомбинационными токами. Для рекомбинации носителей заряда не обязательно преодолеть полный потенциальный барьер  $p$ – $n$ -перехода, а достаточно преодолеть необходимую для рекомбинации его часть [14]. Известно [4], что в этом случае коэффициент неидеальности выражается отношением высоты полного потенциального барьера  $p$ – $n$ -перехода  $\varphi$  на часть потенциального барьера, необходимую для рекомбинации носителей заряда  $\varphi_x$ :

$$m = \frac{\varphi}{\varphi_x}. \quad (8)$$

В соответствии с этим в работе [6] для  $\varphi_x$  получена следующая формула:

$$\varphi_x = \frac{\varphi}{\frac{T_h}{T_e} + 1} + \frac{k_0 T_h}{e \left( \frac{T_h}{T_e} + 1 \right)} \ln \left( \frac{T_h}{T_e} \frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}} \frac{n_n}{p_p} \right). \quad (9)$$

Здесь  $n_n$  и  $p_p$  — концентрации основных носителей заряда,

$$\tau_{n0} = \frac{1}{\gamma_1 N_t}, \quad \tau_{p0} = \frac{1}{\gamma_2 N_t},$$

$\gamma_1$  и  $\gamma_2$  — коэффициенты захвата электронов и дырок рекомбинационного центра,  $N_t$  — концентрация рекомбинационных центров.

Учитывая высоту потенциального барьера  $p$ – $n$ -перехода  $\varphi = \varphi_0 - U$ , где  $\varphi_0$  — равновесная высота барьера, а также равенство  $\tau_{p0}/\tau_{n0} = \sigma_n/\sigma_p$ , для коэффициента неидеальности ВАХ  $p$ – $n$ -перехода получим следующую формулу:

$$m = \frac{\varphi_0 - U}{\frac{\varphi_0 - U}{\frac{T_h}{T_e} + 1} - \frac{k_0 T_h}{e \left( \frac{T_h}{T_e} + 1 \right)} \ln \left( \frac{T_h}{T_e} \frac{\sigma_n}{\sigma_p} \frac{n_n}{p_p} \right)}. \quad (10)$$

Здесь  $\sigma_n$ ,  $\sigma_p$  — сечения захвата электронов и дырок в рекомбинационном центре. Теперь рассмотрим частный случай, когда  $T_e = T_h$ . Тогда из формулы (10) получим

$$m = \frac{2}{1 - \frac{k_0 T_h}{e(\varphi_0 - U)} \ln \left( \frac{\sigma_p}{\sigma_n} \frac{p_p}{n_n} \right)}. \quad (11)$$

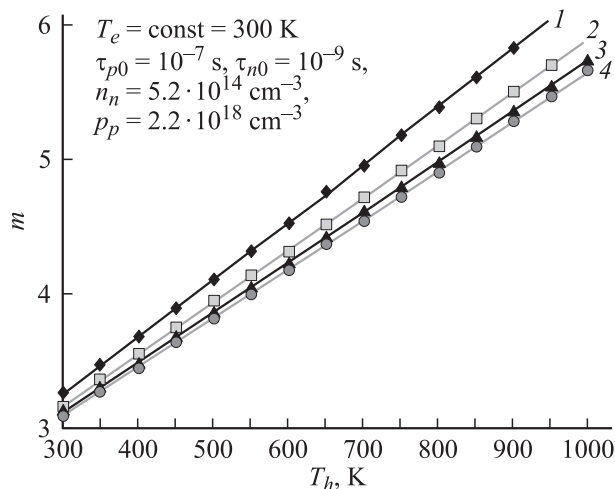
Для оценки  $m$  воспользуемся следующими значениями:

$$\frac{k_0 T_h}{e(\varphi_0 - U)} \approx 5 \cdot 10^{-2}, \quad \frac{\sigma_p}{\sigma_n} = 10^{-1}, \quad \frac{p_p}{n_n} = 10^5$$

и получим  $m \approx 4$ .

### 3. Обсуждение экспериментальных результатов и их сравнение с расчетами

Формула (10) показывает, что коэффициент неидеальности в целом зависит от температуры электронов и дырок. Кроме того, возможно, отношение сечений



**Рис. 1.** Зависимости коэффициента неидеальности  $m$  от температуры дырок  $T_h$ , рассчитанные по формуле (10). Напряжение смещения  $-U$ , В: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 4.

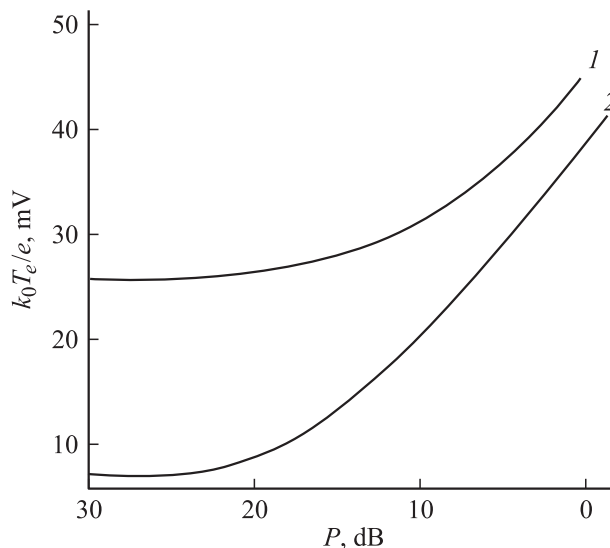
захвата рекомбинационных центров для электронов и дырок  $\sigma_p/\sigma_n$  зависит от напряженности поля. В результате этого возникает дополнительная зависимость коэффициента неидеальности от напряженности СВЧ поля.

Для изучения зависимости  $m$  от мощности СВЧ поля ( $P$ ) сначала определим из экспериментальных данных зависимость  $T_e$  от  $P$ , а затем подставим значения  $T_e$  в формулу (10) и сопоставим ее с экспериментальными результатами. Если известен аналитический вид зависимости  $T_e$  от  $P$ , то результат должен полностью определять зависимость  $m(P)$ . В книге Басса и Гуревича [1] есть теоретические зависимости  $T_e$  от напряженности поля, однако зависимость вида  $m \propto P^\alpha$ , которая наблюдалась в работе [4], там не встречается.

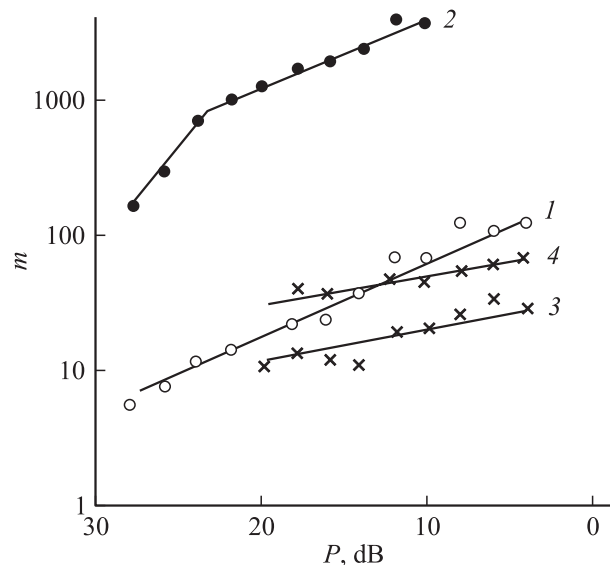
Для сравнения теории с экспериментальными данными воспользуемся результатами работы [4], в которой исследовались образцы из электронного кремния с  $n_n = (5-7) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , а  $p$ -область создавалась локальной диффузией бора. Измерения проводились на образцах двух типов: образцы типа I отличались от образцов типа II более высокой поверхностной концентрацией бора и наличием дополнительно введенной примеси никеля, создающей глубокие уровни. Зависимость коэффициента неидеальности от температуры носителей заряда особенно сильно проявляется в образцах типа I [4]. Действительно, в образцах типа I поверхностная концентрация бора на  $p$ - $n$ -переходе значительно больше, чем в образцах типа II. Кроме того, в образцы типа I дополнительно введены примеси никеля. Из литературы известно, что примесь никеля создает глубокий энергетический уровень в Si, а рекомбинационные центры, создающие глубокие энергетические уровни, будут способствовать повышению коэффициента неидеальности с повышением температуры. Кроме того, с изменением температуры носителей заряда узкая область, где происходит интен-

сивная рекомбинация, перемещается в область объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода. График зависимости  $m$  от  $T_h$ , полученный по формуле (10) с использованием зависимости коэффициента неидеальности от температуры, приведен на рис. 1.

В формуле (10) коэффициент неидеальности определяется температурами электронов и дырок  $T_e, T_h$ , сечениями рекомбинационных центров  $\sigma_e, \sigma_h$  и концентрациями основных носителей заряда  $p_p, n_n$ . В работах [2,4] исследована ситуация, когда электроны и дырки разогреваются сильным СВЧ полем и имеют разные температуры. Обычно в германиевых и кремниевых кристаллах в электромагнитных полях электронный газ

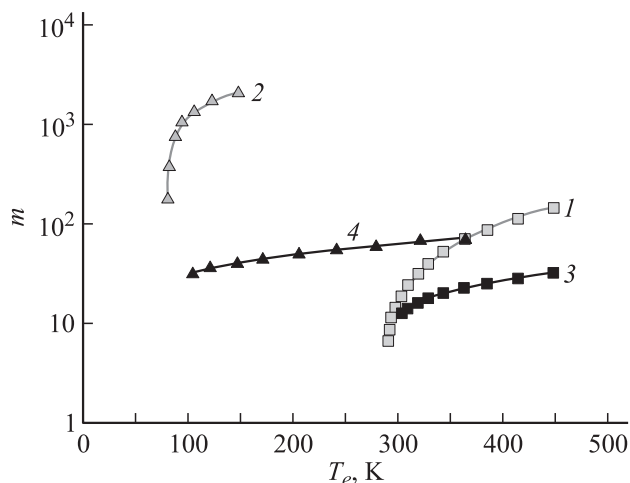


**Рис. 2.** Зависимости температуры электронов от мощности СВЧ поля по данным [4].  $T_0$ , К: 1 — 300, 2 — 77.

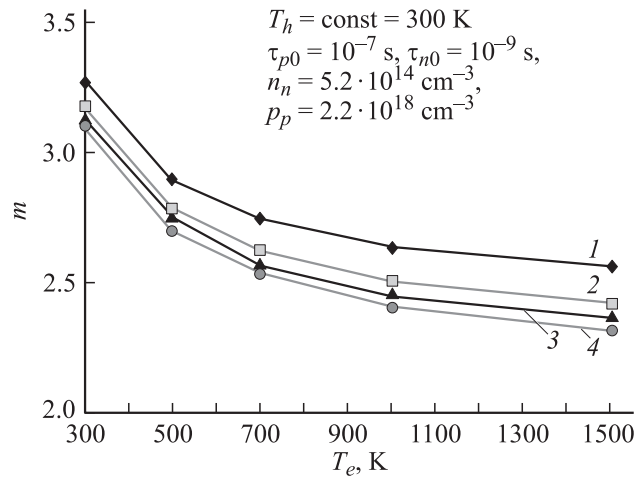


**Рис. 3.** Зависимости коэффициента неидеальности  $m$  от мощности СВЧ поля для образцов типа I (1, 2) и II (3, 4) по данным [4].  $T_0$ , К: 1, 3 — 300; 2, 4 — 77.

разогревается больше, чем дырочный, т.е.  $T_e > T_h$ . Это неравенство сохраняется начиная от температуры азота до комнатной [1]. Вейнгер с соавт. [4] при анализе экспериментальных результатов, основываясь на этом факте ( $T_e > T_h$ ), предположили, что возникновение эдс и токов в  $p$ - $n$ -переходе связано главным образом с разогревом электронов. Для проверки справедливости данного предположения, основываясь на экспериментальной зависимости [4] электронной температуры  $T_e$  от мощности СВЧ поля  $P$  (рис. 2) и  $m$  от  $P$  (рис. 3), мы определили зависимость  $m$  от  $T_e$ , график которой приведен на рис. 4. Из него видно, что с увеличением температуры электронов растет коэффициент неидеальности. Для выявления из экспериментальных результатов, что зависимость коэффициента неидеальности от температуры  $T_e$  связана с процессом рекомбинации, был проведен расчет по формуле (10) зависимости  $m$  от  $T_e$  и  $T_h$  (рис. 1, 4). Расчеты проводились для случая  $p_p \gg n_n$ , что соответствует экспериментальным условиям  $p_p = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $n_n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  [4]. Из полученных результатов (рис. 1) явно видно, что с увеличением температуры дырок (при  $T_e = \text{const}$ ) растет коэффициент неидеальности. На первый взгляд, эксперимент противоречит результату, полученному при постоянной  $T_h$  и увеличении электронной температуры. В этом случае уменьшается коэффициент неидеальности (рис. 5). Однако в действительности здесь нет никакого противоречия. Так как при определении коэффициента неидеальности основную роль играет ток, проходящий через  $p$ - $n$ -переход, то, если носителями тока являются дырки, коэффициент неидеальности определяется через температуру дырок, а если электроны, то  $m$  определяется через  $T_e$ . Эксперимент [4] проводился как раз на кремневых  $p$ - $n$ -переходах, где дырочная область создана путем диффузии элементов III группы в  $n$ -кремний и, естественно,  $p_p \gg n_n$ .



**Рис. 4.** Зависимости коэффициента неидеальности  $m$  от температуры электронов для образцов типа I (1, 2) и II (3, 4), полученные из данных рис. 2 и 3.  $T_0$ , К: 1, 3 — 300; 2, 4 — 77.



**Рис. 5.** Зависимости коэффициента неидеальности  $m$  от температуры электронов  $T_e$ , рассчитанные по формуле (10). Напряжения смещения  $-U$ , В: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 4.

Оценим диффузионные токи электронов и дырок. На основании диодной теории ток дырок через тонкий  $p$ - $n$ -переход имеет вид

$$j_h = e p_p v_h \exp \left( -\frac{e \varphi_0}{k_0 T_0} \right) \left\{ \exp \left[ \frac{e \varphi_0}{k_0} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_h} \right) \right] - 1 \right\},$$

а электронный ток

$$j_e = e n_n v_e \exp \left( -\frac{e \varphi_0}{k_0 T_0} \right) \left\{ \exp \left[ \frac{e \varphi_0}{k_0} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_e} \right) \right] - 1 \right\},$$

где  $v_e$  и  $v_h$  — скорости электронов и дырок.

При сильном легировании  $p$ -области  $p_p \gg n_n$ , если даже  $T_h < T_e$  [4], имеем  $j_h \gg j_e$ , т.е. характеристика диода определяется температурой дырочного газа. Поэтому при вычислении вольт-амперной характеристики  $p$ - $n$ -перехода необходимо связывать коэффициент неидеальности  $m$  с температурой дырок, а не электронов, в то время как в работе [4] при разогреве электронно-дырочного газа увеличивается  $m$ , а авторы связывают это обстоятельство с температурой электронного газа.

## 4. Заключение

По результатам экспериментов [4], с повышением температуры электронов  $T_e$  растет коэффициент неидеальности  $m$ . Однако на  $m$  в рассматриваемом случае в основном действует температура дырок. Попытаемся объяснить эти результаты вычислений. Предположим, что температура электронов постоянная и  $T_e = 300 \text{ К}$ , напряжение  $U = 1 \text{ В}$ . Если учесть зависимость коэффициента неидеальности от температуры, то при  $T_{h1} = 300 \text{ К}$  получим  $m_1 = 3.26$ , а при  $T_{h2} = 500 \text{ К}$  имеем  $m_2 = 4.1$ , и разность коэффициента неидеальности составит  $\Delta m_h = m_2 - m_1 = 0.84$ .

Теперь рассмотрим зависимость коэффициента неидеальности от температуры электронов при постоянном  $T_h = 300$  К,  $U = 1$  В. При температуре  $T_e = 300$  К  $m = 3.26$ , а при  $T_e = 500$  К  $m = 2.88$ , т.е. коэффициент неидеальности уменьшается. Здесь изменение коэффициента неидеальности за счет температуры электронов составит  $\Delta m_e = 0.38$ . Отсюда видно, что одинаковое изменение температуры приведет к более чем двухкратному росту коэффициента неидеальности для дырок, т.е.  $\Delta m_h \approx 2\Delta m_e$ . Это означает, что температура дырок влияет на коэффициент неидеальности в 2 раза сильнее, чем температура электронов.

На основании вышеизложенного можно сделать вывод о том, что в СВЧ поле коэффициент неидеальности, кроме температуры носителей заряда на  $p-n$ -переходе, определяется типом носителей заряда, создающих основной ток. Таким образом, в кремниевых  $p-n$ -переходах, изученных в работе [4], несмотря на то что температура электронов гораздо больше, чем температура дырок, при  $p_p \gg n_n$  коэффициент неидеальности определяется температурой дырок.

## Список литературы

- [1] Ф.Г. Басс, Ю.Г. Гуревич. *Горячие электроны и сильные электромагнитные поля в плазме полупроводников и газового разряда* (М., Наука, 1975).
- [2] А.И. Вейнгер, Л.Г. Парицкий, Э.А. Акопян, Г. Дадамирзаев. ФТП, **9**, 216 (1975).
- [3] Г. Гулямов, С.Х. Шамирзаев. ФТП, **15**, 1858 (1981).
- [4] Н.А. Аблязимова, А.И. Вейнгер, В.С. Питанов. ФТП, **22**, 2001 (1988).
- [5] Г. Гулямов, М.Г. Дадамирзаев. Узб. физ. журн., № 3, 48 (1998).
- [6] Г. Гулямов, К.Б. Умаров. ФТП, **28**, 686 (1994).
- [7] Г. Гулямов, М.Г. Дадамирзаев, С.Р. Бойдедаев. ФТП, **34**, 572 (2000).
- [8] Г. Гулямов, М.Г. Дадамирзаев, С.Р. Бойдедаев. ФТП, **34**, 266 (2000).
- [9] Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, Н.В. Угрюмова, С.Б. Вениг, В.Е. Орлов. ФТП, **34** (5), 567 (2000).
- [10] С.П. Ашмонтас, А.П. Олекас. Литов. физ. сб., **20** (2), 39 (1980).
- [11] С.П. Ашмонтас, А.П. Олекас, Э.И. Ширмулис. ФТП, **19**, 807 (1985).
- [12] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1.
- [13] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., Наука, 1965).
- [14] C.T. Sah, R.H. Noyce, W. Shockly. Proc. IRE, **45** (9), 1228 (1957).
- [15] Г. Гулямов, К.Б. Умаров. ФТП, **29**, 33 (1995).

Редактор Полянская Т.А.

## Nonideality coefficient of current-voltage characteristic of $p-n$ -junctions in strong superhigh-frequency (microwave) field

S.H. Shamirzaev\*, G. Gulyamov, M.G. Dadamirzaev\*, A.G. Gulyamov

Namangan Engineering-Pedagogical Institute,  
716003 Namangan, Uzbekistan

\* Physicotechnical Institute of Republic Uzbekistan,  
700084 Tashkent, Uzbekistan

**Abstract** The influence heating electrons and hole on factor nonidealized current-voltage characteristic of a  $p-n$ -junction in strong microwave field has been investigated. It was established, that factor of nonideality of the diode depends on a type of carriers of a charge creating basic current  $p-n$ -junction. It was revealed, that in some cases in silicon samples in spite of the fact that temperature electrons is higher than hole, factor of nonideality of the diode is defined in temperature hole.