

**НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ ТОКОРАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ГРЕБЕНЧАТЫХ СТРУКТУРАХ МОЩНЫХ ВЧ И СВЧ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ**

© 2005 В.А. Сергеев

Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники РАН

В приближении локальной тепловой обратной связи (ЛТОС) получены и проанализированы выражения для неизотермического распределения плотности эмиттерного тока в гребенчатых структурах ВЧ и СВЧ биполярных транзисторов с учетом падения напряжения на распределенных сопротивлениях токоведущей эмиттерной и базовой металлизации и пассивных областей структуры. Показано, что падение напряжения на сопротивлении дорожек металлизации приводит к уменьшению напряжения локализации тока по сравнению с однородной моделью. Обсуждаются возможности и конструкционно-топологические варианты выравнивания и повышения токораспределения в гребенчатых структурах путем изменения геометрии пассивной базы.

**Введение**

Эффекты неоднородного распределения тока и температуры в структурах полупроводниковых приборов (ППП) являются важнейшим фактором, определяющим параметры предельных режимов работы приборов и их надежность [1-5]. Указанные эффекты наиболее характерны и опасны для мощных биполярных транзисторов (БТ), которым присуща сильная экспоненциальная зависимость плотности мощности от температуры. К причинам, вызывающим неоднородное распределение плотности тока даже в изотермическом приближении, относятся падение напряжения на распределенных сопротивлениях активных и пассивных областей структуры и токоведущей металлизации [1, 6]. Однако в известных работах [2-5] эффекты неизотермического токораспределения в гребенчатых структурах мощных БТ рассматривались без учета падения напряжения на сопротивлении эмиттерных и базовых дорожек металлизации. Это обусловлено трудностями совместного решения уравнений теплопроводности и токораспределения. Для структур с длинными дорожками эти трудности удается в значительной части преодолеть, используя приближение локальной тепловой обратной связи (ЛТОС) [7].

**Модель локальной тепловой обратной связи**

В типичной конструкции мощных БТ полупроводниковая пластина с планарной

транзисторной структурой закрепляется на основании корпуса с высокой теплопроводностью [1]. Глубина залегания рабочих р-п переходов в современных планарных структурах много меньше толщины  $h_{кр}$  пластины и источники тепла можно считать поверхностными. Характерная длина процесса теплопроводности  $\lambda_T$  в пластине сравнима с толщиной пластины  $\lambda_T \approx h_{кр} / \sqrt{3}$  [2, 5] и для структур, характерные геометрические размеры активной области которых в плоскости поверхности в несколько раз превышают  $\lambda_T$ , тепловой связью между частями активной области, удаленными друг от друга на расстояние нескольких  $h_{кр}$ , можно пренебречь. В этом случае изменение температуры  $T_n(x, y, t)$  в некоторой точке поверхности активной области будет определяться изменением плотности теплового потока  $q(x, y, \Theta_n, t)$  только в окрестности этой точки и описываться уравнением:

$$\tau_T \frac{\partial \Theta_n(x, y, t)}{\partial t} + \Theta_n(x, y, t) = \frac{\rho_T q(x, y, \Theta_n, t)}{T_0}, \quad (1)$$

при начальном условии  $\Theta_n(x, y, 0) = 0$ , где  $\Theta_n(x, y, t) = (T_n(x, y, t) - T_0) / T_0$ ,  $T_0$  – температура основания корпуса,  $\tau_T = \rho_T c_T$  – тепло-

вая постоянная времени элемента структуры единичной площади,  $\rho_T = h_{кр}/\chi$  – удельное (на единицу площади) тепловое сопротивление поверхности структуры,  $\chi$  – коэффициент теплопроводности полупроводника  $c_T$  – теплоемкость части структуры единичной площади. Температурная зависимость плотности теплового потока определяется вольт-амперной характеристикой (ВАХ) прибора и может быть записана в виде  $q(x, y, \Theta_n, \eta(t))$ , где  $\eta(t)$  - пространственно независимый параметр электрического режима, изменение которого определяется из условия поддержания заданной полной мощности потерь в приборной структуре при ее саморазогреве:

$$P(t) = \int_{S_a} q(x, y, \Theta_n, \eta(t)) dS \quad (2)$$

В биполярных транзисторных структурах в активном режиме работы практически вся мощность выделяется в области коллекторного перехода:

$$q(x, y, \Theta_n, \eta(t)) \approx \alpha J_{\mathcal{E}}(x, y, \Theta_n, \eta(t)) \cdot U_{KB}(t), \quad (3)$$

где  $J_{\mathcal{E}}(x, y, \Theta_n, \eta(t))$  - плотность эмиттерного тока,  $U_{KB}$  – напряжение на коллекторном переходе,  $\alpha$  – коэффициент передачи тока в схеме с общей базой (ОБ). В этой работе ограничимся рассмотрением статического режима работы транзистора ( $P(t) = const$ ), включенного по схеме ОБ с генератором тока в цепи эмиттера. В стационарном режиме очевидно

$$\Theta_n = \rho_T q(x, y, \Theta_n) / T_0 \quad (4)$$

Пространственно независимым параметром электрического режима в этом случае является напряжение  $U_{\mathcal{EБ}}$  на эмиттере транзистора.

### Исходная система уравнений

Рассмотрим “элементарный” транзистор гребенчатой структуры для определенности р-п-р типа (рис. 1.). Направим ось  $X$  вдоль эмиттерной дорожки от основания к концу и выберем за начало координат основание эмиттерной дорожки.

Обозначим через  $L_{\mathcal{ЭМ,БМ}}$ ,  $a_{\mathcal{ЭМ,БМ}}$ ,

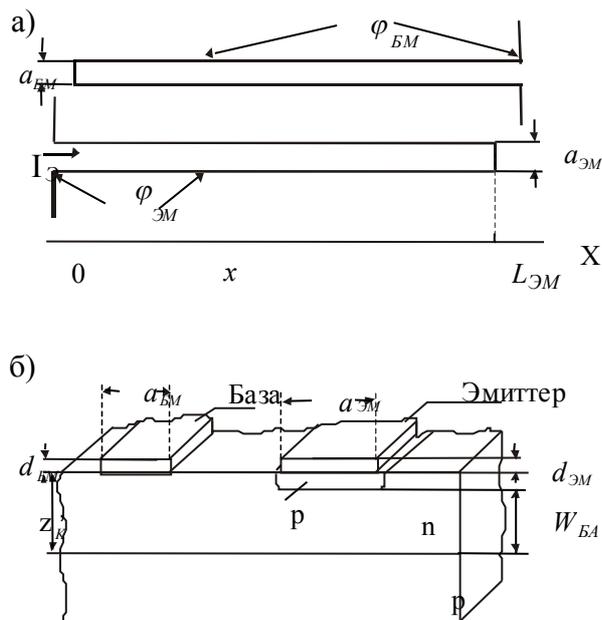


Рис. 1. Транзисторы гребенчатой структуры: а - геометрия “элементарного” транзистора; б – разрез гребенчатой структуры

$d_{\mathcal{ЭМ,БМ}}$  и  $\sigma_{\mathcal{ЭМ,БМ}}$  длину, ширину, толщину и удельную проводимость материала эмиттерной и базовой дорожек металлизации соответственно. По аналогии с [6] эффект оттеснения эмиттерного тока к краям дорожек учитывать не будем, ограничимся одномерным приближением и плотность эмиттерного тока запишем в следующем виде:

$$J_{\mathcal{E}}(x) = J_{\mathcal{Э0}}^* \cdot (1 + \Theta_n)^3 \exp \left\{ \frac{-E_g + e(U_{\mathcal{ЭБ}} - \phi_n - r_n S_{\mathcal{E}} J_{\mathcal{E}})}{kT_0(1 + \Theta_n)} \right\}, \quad (5)$$

где  $J_{\mathcal{Э0}}^*$  - слабо зависящий от температуры параметр,  $E_g$  - ширина запрещенной зоны полупроводника,  $e$  - заряд электрона,  $k$  - постоянная Больцмана,  $\phi_n = \phi_{\mathcal{ЭМ}} - \phi_{\mathcal{БМ}}$ , а  $\phi_{\mathcal{ЭМ}}$  и  $\phi_{\mathcal{БМ}}$  - потенциалы эмиттерной и базовой металлизации относительно эмиттерного и базового выводов соответственно,  $S_{\mathcal{E}} = a_{\mathcal{ЭМ}} L_{\mathcal{ЭМ}}$  – площадь эмиттера “элементарного” транзистора,  $r_n = r_{\mathcal{E}} + r_{\mathcal{БП}}(1 - \alpha)$  - полное входное сопротивление “элементарного” транзистора;  $r_{\mathcal{E}}$  – сопротивление эмиттера,  $r_{\mathcal{БП}}$  – сопротивление пассивной области базы. Зависимость  $\alpha$  от плотности тока и

температуры в данной работе рассматривать не будем.

Обозначим через  $J_{ЭМ}$  и  $J_{БМ}$  плотности токов в эмиттерной и базовой дорожках металлизации, тогда исходная система уравнений для распределения потенциалов и плотностей тока запишется в виде:

$$\frac{dJ_{ЭМ}}{dx} = -\frac{J_{Э}}{d_{ЭМ}}; \quad (6а)$$

$$\frac{dJ_{БМ}}{dx} = -\frac{1-\alpha}{d_{БМ}} J_{Э}; \quad (6б)$$

$$\frac{d\varphi_{ЭМ}}{dx} = -\frac{J_{ЭМ}}{\sigma_{ЭМ}}; \quad (6в)$$

$$\frac{d\varphi_{БМ}}{dx} = -\frac{J_{БМ}}{\sigma_{БМ}}. \quad (6г)$$

В режиме задания полного эмиттерного тока  $I_{Э}$  граничные условия запишем в терминах  $J_{ЭМ}$ ,  $J_{БМ}$ ,  $\varphi_n$ :

$$J_{ЭМ}(0) = \frac{I_{Э}}{d_{ЭМ} a_{ЭМ}}; \quad (7а)$$

$$J_{БМ}(0) = 0; \quad (7в)$$

$$J_{ЭМ}(L) = 0; \quad (7б)$$

Система уравнений (6) путем несложных преобразований сводится к уравнению

$$\frac{\partial^2 \varphi_n}{\partial x^2} = \left( \frac{1}{d_{ЭМ} \sigma_{ЭМ}} + \frac{1-\alpha}{d_{БМ} \sigma_{БМ}} \right) \cdot J_{Э}. \quad (8)$$

В структурах с длинными дорожками ( $L_{ЭМ} > (2 \div 3)h_{кр}$ ) согласно приближения ЛТОС в стационарном режиме  $\Theta_n = \lambda_T J_{Э}$ , где  $\lambda_T = \rho_T \alpha U_{КБ} / T_0$ , и преобразование (8) совместно с (5) приводит к дифференциальному уравнению вида:

$$J_{Э}'' - F_1(J_{Э})(J_{Э}')^2 - F_2(J_{Э}) = 0, \quad (9)$$

где 
$$F_1(J_{Э}) = \frac{1 - \lambda_T J_{Э} + 6\lambda_T^2 J_{Э}^2}{J_{Э} f(J_{Э})};$$

$$F_2(J_{Э}) = \frac{AJ_{Э}^2}{f(J_{Э})};$$

$$f(J_{Э}) = \left[ 1 + \frac{r_n S_{Э}}{\varphi_{T0}} J_{Э} - 6\lambda_T^2 J_{Э}^2 - \left( 2 - \ln \frac{J_{Э}}{J_{Э0}^*} \right) \lambda_T J_{Э} \right];$$

$$A = \left( \frac{1}{d_{ЭМ} \sigma_{ЭМ}} + \frac{1-\alpha}{d_{БМ} \sigma_{БМ}} \right).$$

### Токораспределение в изотермическом приближении

При  $\lambda_T \rightarrow 0$  уравнение (9) полностью совпадает с уравнением, полученным нами ранее в изотермическом приближении [8]:

$$J_{Э}'' - \frac{J_{Э}^2}{J_{Э}(1+r_n S_{Э} J_{Э} / \varphi_T)} = \left[ \frac{(1-\alpha)}{\sigma_{БМ} d_{БМ} \varphi_T} + \frac{1}{\varphi_T \sigma_{ЭМ} d_{ЭМ}} \right] \frac{J_{Э}^2}{1+r_n S_{Э} J_{Э} / \varphi_T}. \quad (10)$$

При малом сопротивлении пассивных областей и небольших токах ( $r_n I_{Э} < \varphi_T$ ) интегрирование (10) приводит к следующему выражению для  $J_{Э}(x)$  [8]:

$$J_{Э}(x) = \frac{2\varphi_T}{[R_{БМ}(1-\alpha) + R_{ЭМ}] S_{Э}} \cdot B_1^2 \cos^{-2}[B_1(\bar{x} - B_2)], \quad (11)$$

где  $\bar{x} = x/L_{ЭМ}$ , а постоянные интегрирования  $B_{1,2}$  находятся из решения системы уравнений:

$$B_1 \operatorname{tg} B_1 B_2 = \frac{R_{ЭМ} I_{Э}}{2\varphi_T};$$

$$B_1 \operatorname{tg}[B_1(1-B_2)] = \frac{R_{БМ}(1-\alpha) I_{Э}}{2\varphi_T}, \quad (12)$$

а  $R_{ЭМ} = L_{ЭМ} / \sigma_{ЭМ} d_{ЭМ} a_{ЭМ}$ ,

$R_{БМ} = L_{БМ} / \sigma_{БМ} d_{БМ} a_{БМ}$  – полные сопротивления дорожек металлизации.

При  $\alpha=1$  решение (11-12), как и следовало ожидать, совпадает с известным решением [6]. Падение напряжения на сопротивлении базовой дорожки приводит к изменению характера распределения эмиттерного тока. В режиме малых и средних токов ( $R_{ЭМ} I_{Э}, R_{БМ}(1-\alpha) I_{Э} < \varphi_T$ ) распределение

плотности эмиттерного тока с погрешностью порядка  $(\varphi_M/3)^2$  описывается приближенным выражением:

$$J_{\mathcal{E}}(x) = \bar{J}_{\mathcal{E}} \cdot \frac{1 - B_2^2(\varphi_M/3)}{1 - \varphi_M(\bar{x} - B_2)^2} \approx \bar{J}_{\mathcal{E}} \left[ 1 + \varphi_M \left( (\bar{x} - B_2)^2 - B_2^2/3 \right) \right], \quad (13)$$

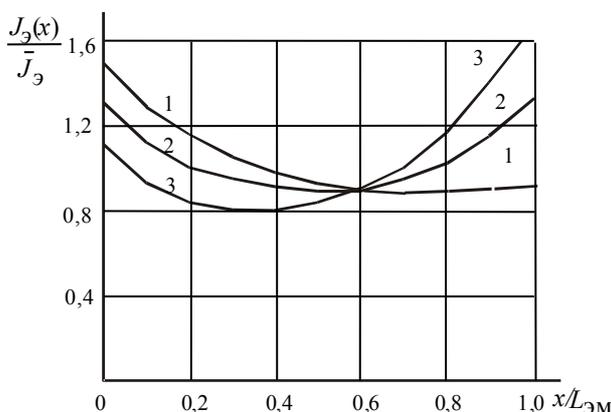
где  $\bar{J}_{\mathcal{E}} = I_{\mathcal{E}}/L_{\mathcal{EM}}a_{\mathcal{EM}}$ ,

$$\varphi_M = I_{\mathcal{E}}R_{\mathcal{EM}}/2B_2\varphi_T,$$

а  $B_2 = R_{\mathcal{EM}}/[R_{\mathcal{BM}}(1-\alpha) + R_{\mathcal{EM}}]$ . Плотность тока минимальна в точках с координатой  $\bar{x} = B_2$ :  $J_{\mathcal{E}min} = \bar{J}_{\mathcal{E}}[1 - B_2^2(\varphi_M/3)]$ . При  $R_{\mathcal{BM}}(1-\alpha) < R_{\mathcal{EM}}$  постоянная  $B_2 > 1/2$  и плотность тока будет максимальной под началом эмиттерной дорожки:  $J_{\mathcal{E}max} \approx \bar{J}_{\mathcal{E}}[1 + B_2^2(2\varphi_M/3)]$ . При  $R_{\mathcal{EM}} < R_{\mathcal{BM}}(1-\alpha)$  превалирует падение напряжения на базовой металлизации ( $B_2 < 1/2$ ) и плотность тока максимальна под концом эмиттерной дорожки:

$$J_{\mathcal{E}max} \approx \bar{J}_{\mathcal{E}}[1 + \varphi_M((1 - B_2)^2 - B_2^2/3)].$$

При  $R_{\mathcal{EM}} = R_{\mathcal{BM}}(1-\alpha)$  неоднородность токораспределения минимальна, а эффективная площадь эмиттера  $S_{\mathcal{E}\Phi\Phi} \equiv I_{\mathcal{E}}/J_{\mathcal{E}max}$  мак-



**Рис. 2.** Изотермическое распределение плотности эмиттерного тока под эмиттерной дорожкой металлизации с учетом неэквипотенциальности базовой дорожки:

$$1 - R_{\mathcal{BM}}(1 - \alpha_0) = 0,25 R_{\mathcal{EM}};$$

$$2 - R_{\mathcal{BM}}(1 - \alpha_0) = R_{\mathcal{EM}}; \quad 3 - R_{\mathcal{BM}}(1 - \alpha_0) = 2 R_{\mathcal{EM}}$$

симальна:  $S_{\mathcal{E}\Phi\Phi} \approx S_0(1 + \varphi_M/6)$ . Расчетные зависимости  $J_{\mathcal{E}}(x)$  приведены на рис. 2.

Для структур с большим сопротивлением пассивных областей и  $R_{\mathcal{EM}} \gg R_{\mathcal{BM}}(1-\alpha)$  решение (10) было получено в [9], где показано, что при  $r_n I_{\mathcal{E}} > \varphi_T$  характер токораспределения перестает зависеть от полного тока и определяется только отношением сопротивлений пассивных областей и сопротивления эмиттерной дорожки металлизации.

### Неизотермическое токораспределение

В диапазоне не очень больших плотностей тока ( $r_n I_{\mathcal{E}} < 2\varphi_{T0}$ ) с погрешностью не более 6% можно положить  $\ln(I_{\mathcal{E}}/I_{\mathcal{E}0}^*) \approx -(E_g - eU_{\mathcal{E}B0}/kT_0) = -\varepsilon_0$ . Для кремниевых приборов при  $T_0 = 300$  К,  $\varepsilon_0 \approx 18 \gg 1$ . При относительно небольших перегревах эмиттерного перехода  $\lambda_r J_{\mathcal{E}} \ll 1$  и выражения для  $F_1$  и  $F_2$  существенно упрощаются:

$$F_1 = J_{\mathcal{E}}^{-1} \left[ 1 + (r_n^{\mathcal{E}\Phi\Phi} S_{\mathcal{E}}/\varphi_{T0}) J_{\mathcal{E}} \right]^{-1};$$

$$F_2 = A J_{\mathcal{E}}^2 \left[ 1 + (r_n^{\mathcal{E}\Phi\Phi} S_{\mathcal{E}}/\varphi_{T0}) J_{\mathcal{E}} \right]^{-1}, \quad (14)$$

где обозначено

$$r_n^{\mathcal{E}\Phi\Phi} = r_n - (\varphi_{T0} \varepsilon_0 \lambda_T / S_{\mathcal{E}})$$

и уравнение (9) по виду полностью совпадает с уравнением (10) с заменой  $r_n$  на  $r_n^{\mathcal{E}\Phi\Phi}$ .

Таким образом, ЛТОС приводит к уменьшению ограничивающего действия распределенных сопротивлений структуры. При малых значениях коллекторного напряжения  $U_{\mathcal{KB}}$  величина  $r_n^{\mathcal{E}\Phi\Phi} > 0$  и решение уравнения (9) имеет такой же вид, как и решение (10), с заменой  $r_n$  на  $r_n^{\mathcal{E}\Phi\Phi}$ . С ростом  $U_{\mathcal{KB}}$  величина  $r_n^{\mathcal{E}\Phi\Phi}$  уменьшается и при

$$U_{\mathcal{KB}} > r_n T_0 S_{\mathcal{E}} / \rho_T (\varepsilon_0 \varphi_{T0})$$

становится отрицательным. В этом случае, после перехода к безразмерной переменной  $\bar{I}_{\mathcal{EM}} = J_{\mathcal{EM}} a_{\mathcal{EM}} d_{\mathcal{EM}} / I_{\mathcal{E}}$  уравнение (9) методами [10] приводится к уравнению первого

порядка с разделяющимися переменными относительно  $\bar{I}_{ЭМ}$  :

$$\bar{I}'_{ЭМ} = B_T \sqrt{(\bar{I}_{ЭМ} - C_2)^2 - C_1^2} - \frac{\Phi_{T0}}{|r_n^{\text{ЭФФ}}| I_{Э}} \cdot (15)$$

Решение (15) получается в виде трансцендентного уравнения относительно  $\bar{I}_{ЭМ}$  :

$$\frac{2M_T}{C_1 \sqrt{1 - M_T^2}} \arctg \left\{ \sqrt{\frac{1 + M_T}{1 - M_T}} \frac{1 - \sqrt{1 - \vartheta^2}}{\vartheta} \right\} - \arcsin \vartheta = B_T (C_3 - \bar{x}), \quad (16)$$

где

$$B_T = \sqrt{\frac{R_{ЭМ}}{|r_n^{\text{ЭФФ}}|}} (1 + \delta), \quad \delta = \frac{a_{БМ}}{a_{ЭМ}} \frac{R_{БМ}}{R_{ЭМ}} (1 - \alpha),$$

$$\vartheta = \frac{\bar{I}_{ЭМ} - C_2}{C_1}, \quad M_T = \frac{1}{C_1} \frac{\Phi_T}{|r_n^{\text{ЭФФ}}| I_{Э} B} < 1,$$

а постоянные интегрирования  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C_3$  находятся из граничных условий.

В режиме малых и средних токов при  $\alpha = 1$  плотность тока под началом дорожки достаточно точно описывается приближенным выражением полученным в приближении квазилинейной температурной зависимости плотности мощности [7] :

$$J_{Э}^T(x) \approx \bar{J}_{Э} \left\{ 1 + D_T \Phi_{MT} \left[ (\bar{x} - 1)^2 - 1/3 \right] \right\}, \quad (17)$$

где  $D_T = (1 - \varepsilon_0 \lambda_T \bar{J}_{Э})^{-1}$ ,  $\Phi_{MT} = R_{ЭМ} I_{Э} / 2 \Phi_{\bar{T}_a}$ , а

$\Phi_{\bar{T}_a}$  – тепловой потенциал при средней температуре структуры  $\bar{T}_a \approx T_0 (1 + \lambda_T \bar{J}_{Э})$ . Результаты расчета  $J_{Э}^T(\bar{x})$  по формуле (17) приведены на рис. 3.

С увеличением коллекторного напряжения плотность тока под началом дорожки растет и при приближении  $U_{КБ}$  к некоторому критическому значению  $U_{КБ}^{KP}$  зависимость  $J_{Э\max}^T(U_{КБ})$  приобретает гиперболический характер:

$$J_{Э\max}^T(U_{КБ}) \sim (U_{КБ}^{KP} - U_{КБ})^{-1}.$$

Критическое напряжение в приближе-

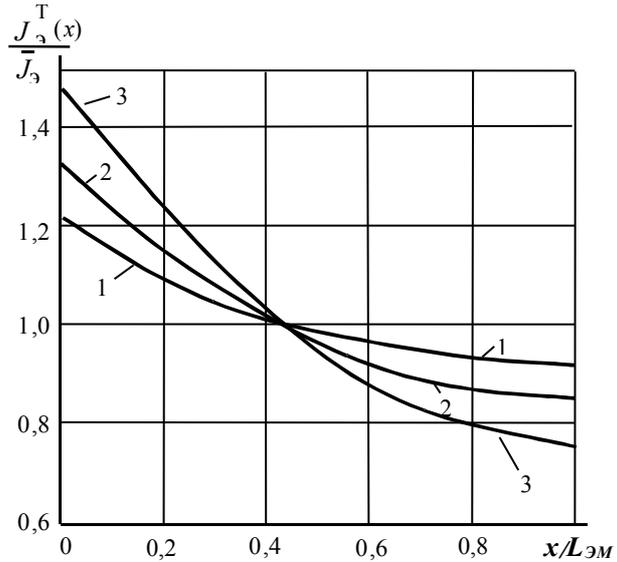


Рис. 3. Неизотермическое распределение плотности эмиттерного тока под дорожкой в приближении ЛТОС

при  $R_{ЭМ} I_{Э} / 2 \Phi_{T0} = 0,6$  :

$$1 - \varepsilon_0 \lambda_T \bar{J}_{Э} = 0; \quad 2 - \varepsilon_0 \lambda_T \bar{J}_{Э} = 0,3; \quad 3 - \varepsilon_0 \lambda_T \bar{J}_{Э} = 0,5$$

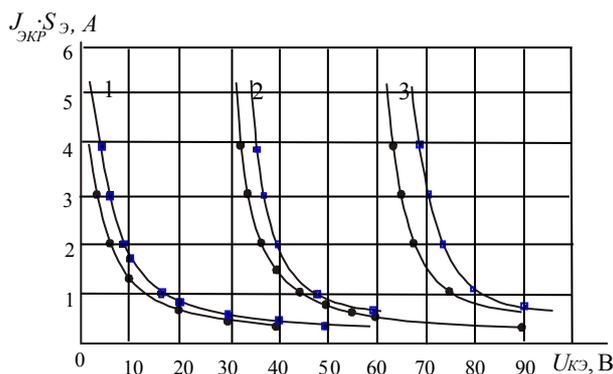
нии ЛТОС можно определить из условия:

$$f(J_{Э}) = 0, \quad (18)$$

при котором уравнение (12) теряет физический смысл поскольку  $F_{1,2} \rightarrow \infty$ . Условие (18) физически означает, что в некоторой точке эмиттерного  $p-n$  перехода плотность эмиттерного тока возрастает даже при нулевом приращении напряжения. В линейном по  $U_T J_{Э}$  приближении критическое значение плотности тока, при котором наступает неустойчивость, определяется выражением:

$$J_{ЭKP} = \left[ (\varepsilon_0 + 2) \lambda_T - \frac{r_n S_{Э}}{\Phi_{T0}} \right]^{-1}. \quad (19)$$

Зависимости  $J_{ЭKP}(U_{КБ})$  для некоторых типичных значений параметров кремниевых структур мощных БТ приведены на рис. 4. Условие (18) в отличие от однородной модели определяет не критический ток, а критическую плотность тока под дорожкой металлизации. Поскольку распределение тока под дорожкой всегда неоднородно, то условие (18) при заданном полном эмиттерном токе выполняется при меньшем напряжении, чем в однородной модели тепловой неустойчивости.



**Рис. 4.** Зависимость критической плотности эмиттерного тока от коллекторного напряжения в гребенчатой структуре типа КТ803А (● – одномерная модель; ○ – с неоднородным токораспределением):

1 –  $r_n = 0$  Ом; 2 –  $r_n = 0,05$  Ом; 3 –  $r_n = 0,1$  Ом.

### Выравнивание и повышение устойчивости токораспределения

Выравнивание и повышение устойчивости токораспределения в БТ может быть достигнуто увеличением сопротивления  $r_n$  распределенных областей, но безграничное увеличение  $r_n$  очевидно невозможно из-за возрастания напряжения насыщения и снижения предельной частоты транзистора. Выравнивание токораспределения возможно путем компенсации падения напряжения  $\varphi_n(x) = \varphi_{ЭМ}(x) - \varphi_{БМ}(x)$  на сопротивлении металлизации падением напряжения на сопротивлениях пассивных областей структуры  $\varphi_r(x) = \rho_n(x) S_{Э} J_{Э}(x) / L_{ЭМ}$ , где  $\rho_n(x)$  приведенное сопротивление пассивных областей, приходящееся на единицу длины эмиттерной дорожки:

$$\rho_n(x) = r_{Э} L_{ЭМ} + \frac{l_{БП}(x)(1-\alpha)}{\sigma_{БП}(x) Z'_K(x)}, \quad (20)$$

$l_{БП}(x)$  - расстояние от границы области активной базы до базовой металлизации,  $\sigma_{БП}(x)$ ,  $Z'_K(x)$  – проводимость и толщина пассивной базы (рис. 2.) соответственно, которые в общем случае могут быть функциями координаты  $x$ . Задача сводится к отысканию такого закона изменения величины  $\rho_{БП}(x)$  вдоль дорожки, при котором распределение

плотности эмиттерного тока будет однородным:  $J_{Э}(x) = const = I_{Э} / S_{Э}$ . В этом случае токи, протекающие по эмиттерной и базовой дорожкам металлизации, будут изменяться по линейному закону:  $I_{ЭМ}(\bar{x}) = I_{Э}(1 - \bar{x})$ ;  $I_{БМ}(\bar{x}) = I_{Э}(1 - \alpha)\bar{x}$ . Подставляя эти выражения в (6в) и (6г) и интегрируя полученные уравнения, получим

$$\varphi_n(x) = R_{ЭМ} I_{Э} \left[ \bar{x} - (1 - b_M) \bar{x}^2 / 2 \right], \quad (21)$$

где  $b_M = R_{БМ}(1 - \alpha) / R_{ЭМ}$ . Из условия компенсации

$$\Delta\varphi_r(x) \equiv \Delta\rho_n(x) S_{Э} J_{Э}(x) / L_{ЭМ} = \varphi_n(x)$$

получим следующий закон изменения приведенного сопротивления:

$$\Delta\rho_n(x) = \rho_n(0) - \rho_n(x) = R_{ЭМ} \left[ \bar{x} - (1 - b_M) \bar{x}^2 / 2 \right]. \quad (22)$$

Изменение  $\rho_n(x)$  проще всего реализовать путем изменения расстояния  $l_{БП}(x)$  при однородной проводимости и толщине пассивной базы:

$$l_{БП}(0) - l_{БП}(x) = l_{БП}(0) \beta_M \left[ \bar{x} - (1 - b_M) \bar{x}^2 / 2 \right], \quad (23)$$

где  $\beta_M = R_{ЭМ} / r_{БП}(0)(1 - \alpha)$ ,

а  $r_{БП}(0) = l_{БП}(0) / \sigma_{БП} Z'_K$ . Заметим, что этот вариант компенсации возможен при условии  $\beta_M < 1$ , то есть при  $r_{БП}(0) > R_{ЭМ} / (1 - \alpha)$ . Задавая предельное значение напряжения насыщения  $U_{нас}^{пред} \approx r_{БП}(0) \cdot I_{Э}^{max} / 2$  нетрудно получить ограничение на сопротивление эмиттерных дорожек металлизации при котором возможна реализация этого варианта выравнивания токораспределения  $R_{ЭМ} < 2(1 - \alpha) U_{нас}^{пред} / I_{Э}^{max}$ .

Для структур с параметрами дорожек, удовлетворяющими условию  $R_{ЭМ} = R_{БМ}(1 - \alpha)$ , из (23) получим линейный закон изменения  $l_{БП}(x)$ :

$$l_{БП}(x) = l_{БП}(0) \left[ 1 - (R_{БМ} / r_{БП}(0)) \bar{x} \right]. \quad (24)$$

Для структур с эквипотенциальной базовой металлизацией  $R_{ЭМ} \gg R_{БМ}(1 - \alpha)$  закон

изменения  $l_{БП}(x)$  становится квадратичным:

$$l_{БП}(x) = l_{БП}(0) [1 - \beta_M \bar{x}(1 - \bar{x}/2)] \quad (25)$$

и реализуется в геометрии, схематично показанной на рис. 5. Менее технологичными представляются способы изменения  $\rho_n(x)$  путем изменения степени легирования или толщины пассивной базы. Заметим, что изменение  $\rho_n(x)$  по закону, определяемому формулой (22), обеспечивает однородное токораспределение при любом эмиттерном токе и коллекторном напряжении.

Выравнивание токораспределения в гребенчатых структурах возможно путем изменения удельного теплового сопротивления  $\rho_T(x)$  вдоль эмиттерной дорожки по закону, аналогичному полученному выше для  $\rho_n(x)$ . Один из таких вариантов состо-

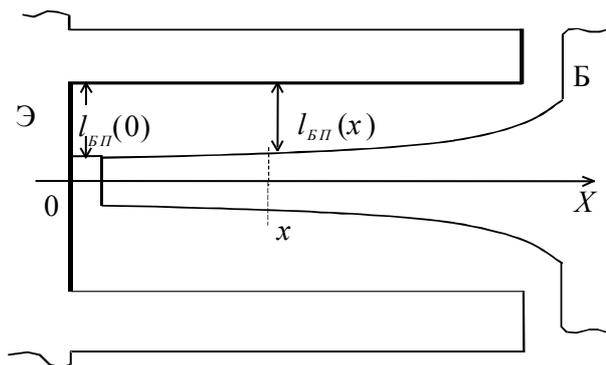


Рис. 5. Геометрия “элементарного” транзистора гребенчатой структуры с переменным распределенным сопротивлением пассивной базы

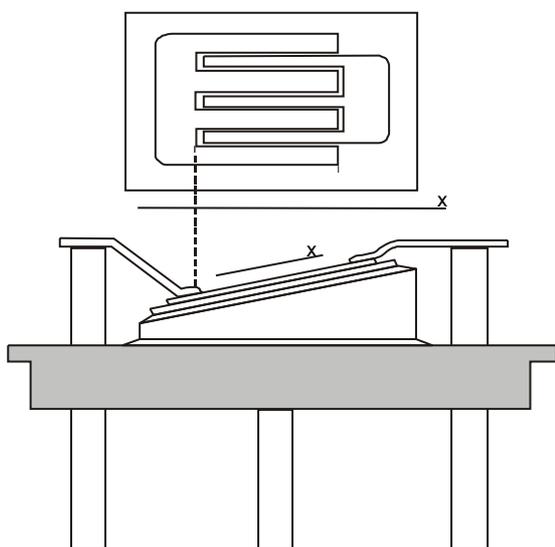


Рис. 6. Конструкция мощного транзистора с клинообразной термокомпенсирующей накладкой

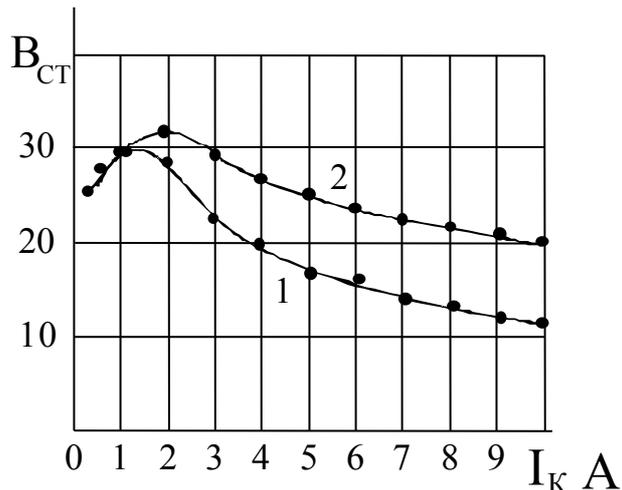


Рис. 7. Зависимость коэффициента (в среднем) передачи тока у транзисторов KT803A: 1 - с плоской накладкой; 2 - с клинообразной накладкой

ит в увеличении толщины термокомпенсирующей наклейки в направлении от основания к концу дорожки (рис. 6.) [11]. Как показали измерения параметров экспериментальных образцов транзисторов со структурой типа KT803 и компенсирующей прокладкой из молибдена переменной толщины: 6 образцов с  $\text{tg}\beta_n = 0,1 \pm 0,02$  и 2 образца с  $\text{tg}\beta_n = 0,14 \pm 0,02$ . спад коэффициента передачи тока  $V_{ct}$  в статическом режиме начинается (в среднем по группе приборов) при больших токах, чем у обычных транзисторов (рис. 7.). Это является косвенным подтверждением выравнивания токораспределения в приборных структурах и может дать выигрыш в коэффициенте усиления транзисторов в режиме большого сигнала.

### Заключение

В гребенчатых структурах ВЧ и СВЧ мощных биполярных транзисторов с длинными и тонкими дорожками падение напряжения на сопротивлении базовых дорожек, не учитываемое в известных моделях, существенно меняет характер распределения эмиттерного тока: с ростом отношения сопротивлений базовой и эмиттерной дорожек плотность тока под основанием эмиттерной дорожки уменьшается, а по концу — растет. При определенном соотношении параметров структуры распределение тока симметрично относительно середины дорожки и неоднородность токораспределения минимальна.

В гребенчатых структурах с эквипотенциальной базовой металлизацией максимальная плотность эмиттерного тока возрастает с увеличением коллекторного напряжения по суперлинейному закону и устремляется к бесконечности при некотором критическом напряжении, которое оказывается меньше, чем в однородной модели тепловой неустойчивости

Для выравнивания токораспределения предложена геометрия структуры с переменным сопротивлением пассивной базы и защищенная авторским свидетельством конструкция транзистора с клиновидной термокомпенсирующей накладкой.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мощные высокочастотные транзисторы / Ю.В. Завражнов, И.И. Каганова, Е.З. Мазель и др. М.: Радио и связь, 1985.
2. Синкевич В.Ф. Физические основы обеспечения надежности мощных биполярных и полевых транзисторов // Электронная промышленность. 2003. №2.
3. Gaur S.P., Navon D.H. Two-dimensional carrier flow in a transistor structure under nonisothermal conditions // IEEE Trans. – 1976. Vol. ED-23. № 1.
4. Кернер Б.С., Нечаев А.М., Рубаха Е.А., Синкевич В.Ф. Расчет на ЭВМ распределений плотности тока и температуры в транзисторных структурах // Микроэлектроника. 1978. Т. 7. Вып. 2.
5. Козлов Н.А., Синкевич В.Ф. Кинетика теплового расслоения тока в статическом и импульсных режимах работы мощных транзисторов // Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. 1984. Вып. 2.
6. Caves K.Y.S, Barnes I.A. Optimum length of emitter stripes in “comb” structure transistors // IEEE Trans. on Electron Dev. 1965. Vol. ED-12. №2.
7. Сергеев В.А. Аналитическая модель неизо-термического распределения плотности мощности в структурах биполярных транзисторов // Известия вузов. Электроника. 2005. №3.
8. Сергеев В.А. Распределение эмиттерного тока в гребенчатых структурах мощных транзисторов // Радиоэлектронная техника: Сборник научных трудов. Ульяновск: УлГТУ. 1999.
9. Сергеев В.А., Мулев В.М. Распределение тока в гребенчатых структурах мощных транзисторов в режиме больших токов // Электронная техника, сер. 2. Полупроводниковые приборы, 1981. №1.
10. Камке Э.М. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1976.
11. А.с. 978235 СССР МКИ Н 01 L 23/02 Мощный транзистор с гребенчатой структурой / Сергеев В.А., Горюнов Н.Н., Мулев В.М., Широков А.А., Дулов О.А. Опубл. в БИ. 1982. № 44.

#### NONIZOTHERMAL CURRENT DISTRIBUTION IN COMBS OF THE HF AND MICROWAVE POWER BIPOLAR TRANSISTORS

© 2005 V.A. Sergeev

Ulyanovsk Branch of Institute of Radio Engineering and Electronics  
of Russian Academy of Sciences

In approaching the local thermal feedback (LTF) expressions were received and analyzed the for the non-isothermal distribution of the emitter current density in the combs high frequency and microwave bipolar transistors taking into account the drop in voltage on the distributed resistances of the current-carrying emitter and base metallization and passive area of the structure. It was shown that the drop in voltage on the emitter and base fingers of metallization leads to reduction in voltage of the current localization in comparison with the uniform model. The capabilities and constructional-topological variants are discussed to level and increase the current distribution in combs with the help of measuring the passive base.