

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА.

А. А. ВАРДАНЯН, С. А. ШАБОЯН

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКА ВДОЛЬ
ЭМИТТЕРНЫХ ГРЕБЕНОК В СИЛОВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

Проблема равномерного распределения тока по периметру эмиттера в статическом и динамическом режимах работы имеет первостепенное значение для надежной работы силовых транзисторов. Одной из причин, приводящей к неоднородному распределению тока инжекции по площади эмиттера у транзисторов с гребенчатой структурой, является падение напряжения на металлизациях эмиттерных и базовых гребенок, что известно как «эффект отеснения эмиттерного тока второго рода» (ЭОЭТ-2) [1].

Изучение ЭОЭТ-2 в транзисторах посвящен ряд работ [2, 3]. В большинстве из них авторы, рассматривая работу транзистора в активном режиме работы, характеризующемся малыми значениями базового тока, пренебрегали падением напряжения на металлизации базовой гребенки. В случае силовых высоковольтных транзисторов, работающих, преимущественно, в режиме насыщения, базовые токи по порядку величины близки к значениям эмиттерного тока ($I_{B1} \approx 5-6$, k_{21} — статистический коэффициент передачи тока в схеме с общим эмиттером). Здесь падение напряжения на металлизации базовой гребенки может привести к существенному изменению характера распределения линейной плотности эмиттерного тока по длине гребенки.

Геометрия и поперечный разрез элементарного силового транзистора $n^+ - p - n^- - n^+$ структуры приведены на рис. 1. Исходя из симметрии задачи, рассмотрим полуширину эмиттерной гребенки и прилегающую к ней базовой гребенки. Из-за слабого проявления в силовых высоковольтных транзисторах за счет модуляции базовой проводимости и расширения квазинейтральной базы в область коллектора, эффектом отеснения тока по ширине эмиттерной гребенки будем пренебрегать [1, 4]. Исследования показали, что в режиме насыщения для силовых высоковольтных транзисторов серии ТК ширина эффективно инжектирующего края эмиттера составляет 100—150 мкм.

Выбирая начало отсчета на оси x у основания эмиттерной гребенки, для линейной плотности тока полуширины эмиттерной и базовой гребенок можно записать следующие выражения:

$$J_{\text{э}}(x) = \frac{1}{2} W_{\text{э}} j_s \left(\exp \frac{U_{\text{э}}(x)}{mV_0} - 1 \right);$$

$$J_{\text{б}}(x) = J_{\text{э}}(x) / (h_{21\text{э}} + 1), \quad (1)$$

где $W_{\text{э}}$ — ширина эмиттерной гребенки; $U_{\text{э}}(x)$ — падение напряжения в точке x эмиттерного $p-n$ перехода; $V_0 = kT/e$ — тепловой потенциал; j_s — ток насыщения; m — коэффициент неидеальности пере-

хода, зависящий от плотности тока, при малой плотности тока $m = 1$ (с ростом плотности тока m может возрасти до четырех). В дальнейшем будем считать $h_{21\text{э}}$ квазипостоянным. Введем определения токов, снимаемых с участков $[0x]$ эмиттерной гребенки $I_{\text{э}}(x)$ и $[0x]$ базовой гребенки $I_{\text{б}}(x)$:

$$I_{\text{э}}(x) = \int_0^x J_{\text{э}}(x) dx, \quad I_{\text{э}}(L) = I_{\text{эн}};$$

$$I_{\text{б}}(x) = \int_x^L J_{\text{б}}(x) dx, \quad I_{\text{б}}(0) = I_{\text{бн}}, \quad (2)$$

где $I_{\text{эн}}$ и $I_{\text{бн}}$ — полные эмиттерные и базовые токи; L — длина гребенки. Из (1) и (2) следует, что

$$\frac{dI_{\text{э}}(x)}{dx} = \frac{1}{2} W_{\text{э}} j_s \left| \exp \frac{U_{\text{э}}(x)}{mV_0} - 1 \right|. \quad (4)$$

Если $U_{\text{эб}}$ — полное падение напряжения между выводами эмиттера и базы, то для $U_{\text{э}}(x)$ можно записать:

$$U_{\text{э}}(x) = U_{\text{эб}} - 2 \int_x^L I_{\text{э}}(x) R_{\text{э}} dx - 2 \int_0^x I_{\text{б}}(x) R_{\text{б}} dx, \quad (5)$$

где $R_{\text{э}}$ и $R_{\text{б}}$ — сопротивления единицы длины металлизации эмиттерной и базовой гребенок.

Используя (1)–(3) из (5) для $U_{\text{э}}(x)$, получим выражение:

$$U_{\text{э}}(x) = U_{\text{эб}} + U_0 - 2R_{\text{э}} \left| \frac{h_{21\text{э}} + 1 + q}{h_{21\text{э}} + 1} \int_x^L I_{\text{э}}(x) dx + \frac{I_{\text{эн}}}{h_{21\text{э}} + 1} x \right|, \quad (6)$$

где

$$U_{\text{э}} = \frac{2R_{\text{э}}q}{k_{\text{эл}} + 1} (I_{\text{эл}} I - k); \quad k = \int_0^L dx \int_x^L J_{\text{э}}(x) dx; \quad q = \frac{R_{\text{б}}}{R_{\text{э}}}.$$

Подставляя (6) в (4) и продифференцировав последнее по x с учетом того, что обычно $\exp(U_{\text{э}}(x)/mV_0) \gg 1$, для определения $I_{\text{э}}(x)$ получается следующее дифференциальное уравнение второго порядка:

$$\frac{d^2 I_{\text{э}}(x)}{dx^2} = \left[R_{\text{э}} \frac{2R_{\text{э}}}{mV_0} I_{\text{э}}(x) - \frac{2R_{\text{б}}}{mV_0} I_{\text{бр}} \right] \frac{dI_{\text{э}}(x)}{dx}, \quad (7)$$

где

$$n = 1 + \frac{q}{k_{\text{эл}} + 1}.$$

Дважды интегрируя (6) с использованием граничного условия $I_{\text{э}}(0) = 0$, для $I_{\text{э}}(x)$ получим выражение:

$$I_{\text{э}}(x) = \frac{Ab}{a + \left| \frac{Ab - a^2}{b} \operatorname{ctg} \left[\frac{\sqrt{Ab - a^2}}{b} x \right] \right|}, \quad (8)$$

где $b = \frac{mV_0}{nR_{\text{э}}}$; $a = \frac{R_{\text{б}}}{nR_{\text{э}}} I_{\text{бр}}$; $A > 0$ — константа интегрирования, определяемая из уравнения (8) при условии $I_{\text{э}}(L) = I_{\text{эл}}$.

Имея ввиду, что $I_{\text{э}}(x) = \frac{dI_{\text{э}}(x)}{dx}$, и используя (8), для линейной плотности эмиттерного тока будем иметь:

$$J_{\text{э}}(x) = \frac{(Ab - a^2)/b}{\cos^2 \left[\frac{\sqrt{Ab - a^2}}{b} (x - x_{\min}) \right]}, \quad (9)$$

где

$$x_{\min} = \frac{b}{\sqrt{Ab - a^2}} \arctg \frac{a}{\sqrt{Ab - a^2}}. \quad (10)$$

В частном случае из (9) при $R_{\text{б}} = 0$ приходим к выражению:

$$I_{\text{э}}(x) = \frac{A}{\cos^2 \left[\sqrt{\frac{A}{b}} x \right]}, \quad (11)$$

что совпадает с результатом, полученным в [2] без учета падения напряжения на металлизации базовой гребенки. Из (11) следует, что минимум $J_{\text{э}}(x)$ всегда находится у основания эмиттерной гребенки при $x = 0$. Как следует из (9), функция $J_{\text{э}}(x)$ в общем случае имеет седлообразную форму с минимумом, расположение которого по длине гребенки определяется параметрами задачи ($I_{\text{эл}}$, $I_{\text{бр}}$, $R_{\text{э}}$, $R_{\text{б}}$, L).

На рис. 2 приведены результаты расчета распределения линейной плотности тока по длине эмиттерной гребенки ($L = 1500$ мкм, $R_{\Sigma} = R_{\text{в}} = 40$ Ом/см) характерного для силовых транзисторов серии ТК при трех статических режимах работы транзистора: 1 — режим предельного тока; 2 — усилительный режим при номинальном значении тока; 3 — режим насыщения при номинальном значении тока. Из приведенных графиков видно, что падение напряжения на базовой металлизации при статических режимах работы может привести к существенному перераспределению плотности эмиттерного тока, причем, по мере увеличения степени насыщения транзистора минимум плотности тока перемещается от основания эмиттерной гребенки к основанию базовой гребенки.

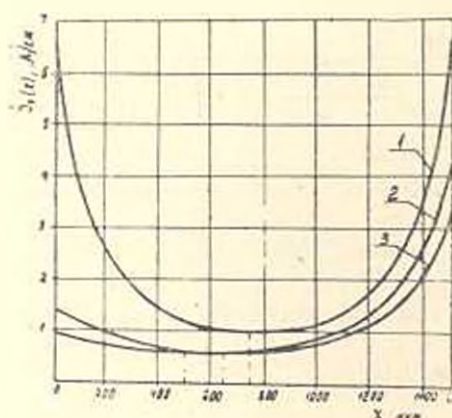


Рис. 2. Распределение плотности эмиттерного тока по длине эмиттерной гребенки при статических режимах работы: 1 — $I_{\text{Эп}} = 0,3$ А, $h_{21Э} = 3$; 2 — $I_{\text{Эп}} = 0,15$ А, $h_{21Э} = 14$; 3 — $I_{\text{Эп}} = 0,15$ А, $h_{21Э} = 6,5$.

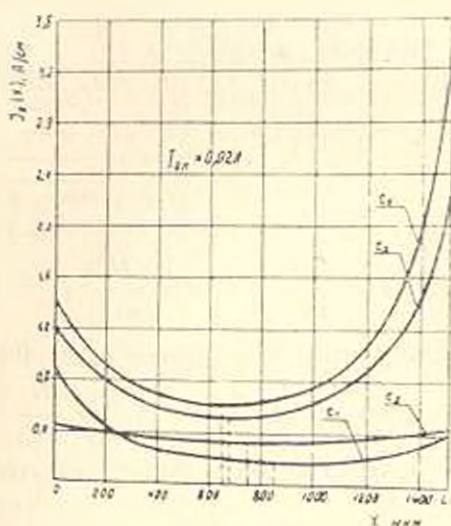


Рис. 3. Распределение линейной плотности эмиттерного тока по длине гребенки для разных моментов переходного процесса нарастания коллекторного тока, которым соответствует: $t_1 - I_{\text{Эп}} = 0,04$ А, $h_{21Э} = 1$; $t_2 - I_{\text{Эп}} = 0,08$ А, $h_{21Э} = 3$; $t_3 - I_{\text{Эп}} = 0,12$ А, $h_{21Э} = 5$; t_4 — статический режим $I_{\text{Эп}} = 0,15$ А, $h_{21Э} = 6,5$.

Полученные результаты можно применить и для изучения распределения плотности эмиттерного тока при динамических режимах работы силовых переключающих транзисторов, характеризующихся переходом транзистора из режима отсечки в режим глубокого насыщения, или наоборот, что осуществляется при помощи прямоугольных базовых отпирающих и запирающих импульсов тока. При этом считается, что базовый ток мгновенно нарастает от нуля до амплитудного значения, а эмиттерный (коллекторный) ток нарастает по закону:

$$I_{\text{Эп}}(t) = \frac{U_{\text{б}}}{R_{\text{н}} + R_{\text{нас}}} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{эф}}}\right) \right] + I_{\text{Бн}} \quad (12)$$

где U_x — напряжение коллекторного источника; R_n , $R_{нас}$ — сопротивления нагрузки и насыщенного транзистора; $\tau_{эф}$ — постоянная времени коллекторной цепи, определяющая процесс нарастания тока.

На рис. 3 приведены расчетные кривые распределения линейной плотности эмиттерного тока для разных моментов его нарастания до наступления стационарного состояния при фиксированном значении $I_{эм} = 0,02$ А. Сравнение кривых плотностей тока переходного процесса свидетельствует о том, что в начальный момент включения транзистора минимум плотности эмиттерного тока находится у основания базовой гребенки и по мере нарастания коллекторного тока перемещается к основанию эмиттерной гребенки.

СКТБ ПТ

20 VII 1983

Ա. Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ս. Հ. ՇԱՐՈՅԱՆ

ՈՒԺԱՅԻՆ ՏՐԱՆԶԻՍՏՐԵՐՈՒՄ ԷՄԻՏԵՐԱՅԻՆ ԱՏԱՄՆԵՐԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՄԲ ՀՈՍԱՆՔԻ ԲԱՇԽՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ա մ փ ո փ ո ս մ

Ուժային տրանզիստորներում էմիտերի երկարությամբ հոսանքի հաճախարաչափ բաշխման խնդիրը ունի առաջնահերթ նշանակություն, քանի որ նրանով է որոշվում տրանզիստորի հոսանքի աշխատանքը: Ստացված են հաշվարկային բանաձևեր էմիտերի երկարությամբ էմիտերային հոսանքի ղծային խտության բաշխման համար, հաշվի առնելով էմիտերային և բազային տիրույթների օհմական կոնսակտների վրա լարման անկման կորուստները: Ստացված արդյունքներից բխում է, որ ընդհանուր դեպքում հոսանքի խտության բաշխումը ունի թամբաձև բնույթ, որի նվազագույն արժեքը գտնվում է էմիտերային առամի միջնամասում և կախված տրանզիստորի աշխատանքային ռեժիմից՝ կարող է առաջարկվել առամի ամրոգչ երկարությամբ:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Авакьянц Г. М. Физические принципы проектирования мощных транзисторов и приемы их машинного расчета. — Ереван: изд-во АН АрмССР, 1978 — 239 с.
2. Coover K. I. S., Barnes I. A. Optimum Length of Emitter Stripes in comb. Structure Transistors. — IEEE Transactions on Electron Devices, 1965, v. ED-12, № 2, p. 84.
3. Hirochi Ktsuki. Pattern Design of Power Transistors. — IEEE Transactions of Electron Devices, 1973, v. ED-39, № 4, p. 458.
4. Hower P. L., Einthoven W. G. Emitter Current Crowding in High-Voltage Transistors. — IEEE Transactions on Electron Devices, 1978, v. ED-25, № 4, p. 465.