

非晶态发射极晶体管中发射结电流密度的横向分布

林绪伦 朱恩均

(北京大学微电子学研究所 北京 100871)

摘要 本文对于由非晶硅和单晶硅两个区域构成的发射区结构,计算了利用非晶硅垂直电阻的镇流作用后发射结直流电流密度的横向分布,并给出发射极有效半宽度与发射区方块电阻及基区方块电阻的关系曲线.这些分析有助于非晶硅发射极微波功率管的性能的提高.

EEACC: 2560J

1 引言

十多年来,国内外关于非晶态发射极晶体管在理论、工艺等方面已进行了许多研究工作^[1].1979年朱恩均^[2]曾分析了发射区全部由多晶硅构成的高频功率管的性能,他首次利用了多晶硅垂直电阻的镇流作用,成功地制得了400MHz、50W的非晶硅发射极的微波功率管.

发射区如果由非晶硅(或多晶硅)和单晶硅两个区域构成,适当选取这两个区域所占的比例及掺杂浓度,可以使发射结全部位于单晶硅的内部,而不是跨越着非晶硅与单晶硅的界面.这样的结构不仅使发射结的注射效率、电流增益 β 、截止频率 f_T 、输出功率——阻抗乘积的优值获得改善,而且性能稳定.

本文对于由非晶硅和单晶硅两个区域构成的发射区结构,计算了利用非晶硅垂直电阻的镇流作用后发射结直流电流密度的横向分布,并给出发射极有效半宽度与发射区方块电阻及基区方块电阻的关系曲线.这些分析有助于非晶硅发射极微波功率管的设计,我们新器件研究室现已研制出600MHz、50W的非晶硅发射极的微波功率管.

2 非晶硅晶体管的垂直镇流作用

在通常的NPN单晶硅发射极晶体管中,我们知道,在发射区下面的基区中,基极电流

林绪伦 女,1936年生,高级工程师,半导体物理专业

朱恩均 男,1937年生,研究员,半导体器件专业,现在北京麦普公司工作
1993年11月21日收到初稿,1994年6月15日收到修改稿

是由基极流入的、沿着平行于结平面方向(设为 x 方向)作横向漂移运动的空穴所构成的,其中一部分将注入发射区,其余部分将与从发射区沿垂直于结平面方向注入的电子复合. 如果复合发生在基区内越靠近发射极中央的地点(设 $x=0$),空穴所流过的路程越长;而复合发生在基区内越靠近发射极边缘的地点(设 $x=x_0$),空穴所流过的路程越短;使基极电流沿发射极条宽方向形成不均匀分布 $I_b(x)$. 于是,对于沿发射极条宽方向的基区内的各点来说,虽然外加在发射极与基极之间的正向压降是相同的,但是由于基极电流流过基区薄层电阻的横向压降沿 x 方向逐渐下降,使得它们的差值,也就是发射结上的正向压降沿 x 方向逐渐上升,从而发射结电流密度逐渐增大,产生电流集边效应.

在发射区由非晶硅和单晶硅两个区域构成的非晶硅发射极晶体管中,外加在发射极和基极间的正向压降等于非晶硅垂直电阻上的压降、单晶硅发射区垂直电阻上的压降、发射结上的正向压降以及基区横向压降四部分的总和. 其中单晶硅发射区垂直电阻上的压降通常相对其余三项来说可以忽略不计. 当发射区上串联非晶硅垂直电阻以后,将使局部发射结上的正向压降减少,发射结电流密度愈高的地方,局部发射结上的正向压降减少得愈多. 如果使非晶硅垂直电阻上的压降远大于基区的横向压降,就可以使发射极条宽内各点的发射结上的正向压降趋于一致,从而使发射结电流密度分布趋于均匀,非晶硅的垂直电阻起到镇流作用.

3 非晶硅发射极晶体管中发射结直流电流密度横向分布的计算

在大功率管中,基极电流比较大,发射结电流的集边效应尤为严重. 怎样充分发挥非晶硅垂直电阻的镇流作用,如何提高发射极有效半宽度,如何提高有效发射区面积对基区面积的比值是改善功率管的输出功率——阻抗乘积的优值的关键. 本节将讨论发射结直流电流密度横向分布的具体算法.

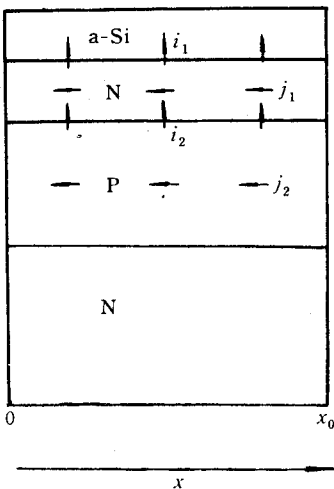


图1 非晶硅发射极晶体管的电流示意图

发射极为等位面,设 $V_E=0(V)$,基极电位为 V_B ,发射极条长为 l_E ,半条宽为 x_0 ,并设 $x_0=1\mu\text{m}$. 从单晶发射区垂直地流入非晶硅发射区的发射极电流密度为 i_1 ,其方向与电子流相反,如图1所示. 发射极电流为 I_E ,单位发射极条长的发射极电流为 I_0 ,设 $I_0=2(\text{A}/\text{cm})$. 于是

$$2 \int_0^{x_0} i_1 dx = I_0 = \frac{I_E}{l_E} \quad (1)$$

假定发射极电流密度 i_1 垂直地流过非晶硅电阻层,在单晶发射区中形成的电位分布

$$V_1(x) = i_1 R_{\text{ver}} \quad (2)$$

式中 R_{ver} 为非晶硅电阻层单位面积的垂直电阻, $R_{\text{ver}} = \rho_{\text{a-Si}} / d_{\text{a-Si}}$, $\rho_{\text{a-Si}}$ 及 $d_{\text{a-Si}}$ 分别为非晶硅薄层的电阻率及其厚度. 前一节曾提出使非晶硅垂直电阻发挥镇流作用,必须让垂直电阻上的压降远大于基区横向压降. 因此,我们选取 V_1

(x)沿条宽方向的平均值

$$\begin{aligned}\bar{V}_1(x) &= \left(\int_0^{x_0} i_1 R_{\text{ver}} dx\right) / x_0 \\ &= (R_{\text{ver}} I_0) / 2x_0 \gg kT/q\end{aligned}\quad (3)$$

式中 q 为电子电荷, k 为玻耳兹曼常数, T 为绝对温度.

例如, 假设 $\bar{V}_1(x) = 0.5(\text{V})$, 对应于上述的 I_0 及 x_0 的取值, 要求 $R_{\text{ver}} = 5 \times 10^{-5} (\Omega \cdot \text{cm}^2)$, 这点在工艺上不难实现, 如非晶硅层的电阻率及其厚度可分别为 $1.67 (\Omega \cdot \text{cm})$ 及 $3000(\text{\AA})$.

基极电流沿着平行于结平面的方向横向流过基区, 在基区形成电位分布 $V_2(x)$, 在 x 处 dx 小间隔上的电压降 dV_2 等于 x 处的基极电流 $\frac{I_b(x)}{2}$ 乘上该小区域的电阻 dR , 即

$$\begin{aligned}dV_2 &= \frac{I_b(x) dR}{2} = \frac{I_b(x) \bar{\rho}_b dx}{2l_E W_b} \\ &= j_2 R_{\square 2} dx\end{aligned}\quad (4)$$

其中 $j_2 = \frac{I_b(x)}{2l_E}$, 为单位电极条长的基极电流. $R_{\square 2} = \bar{\rho}_b / W_b$, 为基区方块电阻. $\bar{\rho}_b$ 及 W_b 分别为基区薄层的平均电阻率及其厚度.

发射结上的正向压降为 $V_2 - V_1$, 于是从基区垂直地流入单晶发射区的发射结电流密度

$$i_2(x) = i_0 \exp\left[\frac{q}{kT}(V_2 - V_1)\right]\quad (5)$$

其中 i_0 是一个与基区中电子扩散系数、发射区中空穴扩散系数、基区平衡电子浓度、发射区平衡空穴浓度以及发射区空穴的扩散长度有关的常数, 设 $I_0 = 1 \times 10^{11} (\text{A}/\text{cm}^2)$.

发射结电流由基区流过单晶发射区, 再进入非晶硅发射区, 总量不变, 即

$$\int_0^{x_0} i_2 dx = \int_0^{x_0} i_1 dx = \frac{I_0}{2}\quad (6)$$

单位电极条长的基极电流 j_2 在基区 x 处 dx 小间隔所对应的微分量

$$\begin{aligned}dj_2 &= d(I_b(x) / 2l_E) \\ &= i_2 dx / (1 + \beta) \\ &= (1 - \alpha) i_2 dx\end{aligned}\quad (7)$$

其中 β 及 α 分别为共射极及共基极的直流短路电流放大系数. 设 $\alpha = 0.9$.

从非晶发射区垂直流入单晶发射区, 构成发射极电流密度 i_1 的电子流, 大部分将垂直地流入基区, 构成发射结电流密度 i_2 , 其余的小部分将在单晶发射区中作横向流动. 单位条长的单晶发射区中横向电流

$$j_1 = \int_x^{x+dx} (i_1 - i_2) dx\quad (8)$$

j_1 在单晶发射区 x 处 dx 小间隔所对应的微分量

$$dj_1 = (i_1 - i_2) dx\quad (9)$$

j_1 在 dx 小间隔的单晶发射区上产生的横向压降为

$$dV_1 = j_1 R_{\square 1} dx\quad (10)$$

其中 $R_{\square 1}$ 为单晶发射区的方块电阻, $R_{\square 1} = \rho_E / W_E$, ρ_E 及 W_E 分别为单晶发射区的电阻率及

其厚度.

将(2)式及(5)式代入(9)、(7),与(10)式、(4)式一起构成下列关于 j_1 、 j_2 、 V_1 及 V_2 的一阶微分方程联立方程组:

$$dj_1 = \{V_1/R_{\text{ver}} - i_0 \exp[\frac{q}{kT}(V_2 - V_1)]\}dx \quad (11)$$

$$dj_2 = (1 - \alpha)i_0 \exp[\frac{q}{kT}(V_2 - V_1)]dx \quad (12)$$

$$dV_1 = R_{\square} j_1 dx \quad (13)$$

$$dV_2 = R_{\square} j_2 dx \quad (14)$$

边界条件分别为:

$$(1)x=0 \text{ 处: } j_1=0 \quad (15)$$

$$(2)x=0 \text{ 处: } j_2=0 \quad (16)$$

(3)在发射结电流密度 $i_2(x)$ 横向分布趋于均匀时有下列关系:

$$\begin{aligned} x=0 \text{ 处: } V_2 &= \bar{V}_1 + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_0}{2x_0 i_0}\right) \\ &= \frac{R_{\text{ver}} I_0}{2x_0} + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_0}{2x_0 i_0}\right) \\ &= 1.395(\text{V}) \end{aligned} \quad (17)$$

$$(4)x=x_0 \text{ 处: } j_1=B=0 \quad (18)$$

我们采用打靶法(Shooting method)^[3],又称试差法(Trial and Error Method)^[4]求解,求解过程与射击时修正瞄准器的步骤相象,具体的步骤如下:

(1)将边界问题转化为初值问题,由上述边界条件,已知 $x=0$ 处的 j_1 、 j_2 及 V_2 ,它们都可以作为初值,唯有 $x=0$ 处的 V_1 是未知的,对于 V_1 ,我们先假设一个初值 C_{i-1} , $i-1$ 代表迭代次数.

(2)利用 Runge-Kutta 方法^[5]求解一阶微分方程组的初值问题,也就是用 Simpson 积分方法求出 $j_1(x)$ 、 $j_2(x)$ 、 $V_1(x)$ 以及 $V_2(x)$ 的一组假设解.

(3)设 $j_1(x)$ 在发射极边缘($x=x_0$)的假设解

$$j_1(x_0) = d_{i-1} \quad (19)$$

如果 $j_1(x_0)$ 的假设解 d_{i-1} 与其边界值 B 相差较大,则对 $V_1(0)$ 重设一个初值 C_i ,重复上述步骤,求出 $j_1(x_0) = d_i$.

(4)用线性插值求出 $V_1(0)$ 的新的初值 C_{i+1} ,以便假设解能满足 $x=x_0$ 处的边界条件 $j_1(x_0) = B$.

$$C_{i+1} = C_{i-1} + (C_i - C_{i-1}) \frac{B - d_{i-1}}{d_i - d_{i-1}} \quad (20)$$

(5)自第(2)步骤重复计算,直到满足下式为止

$$|B - d_i| < \epsilon$$

其中 ϵ 为一假定的极小值.

将最终求得的 $V_1(x)$ 及 $V_2(x)$ 代入(5)式,即可得到发射结电流密度的横向分布 $i_2(x)$.

4 结果及讨论

通过打靶法求得上述一阶微分方程组的解,即单位电极条长的基极电流 $j_2(x)$ 、基区中的电位 $V_2(x)$ 、单晶发射区中单位电极条长的横向直流 $j_1(x)$ 以及单晶发射区中的电位 $V_1(x)$,它们分别如图 2(a)、图 2(b)、图 2(c) 以及图 2(d) 所示。

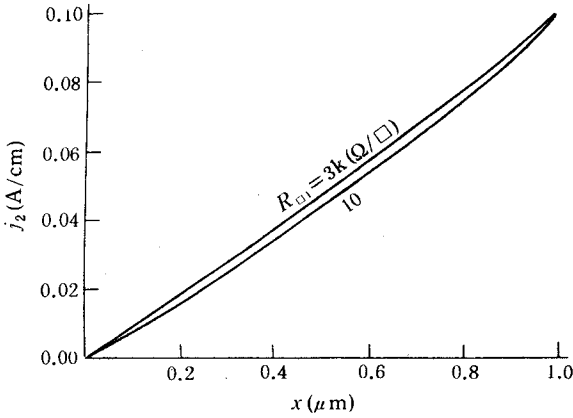


图 2(a) 单位电极条长的基极电流分布 $j_2(x)$

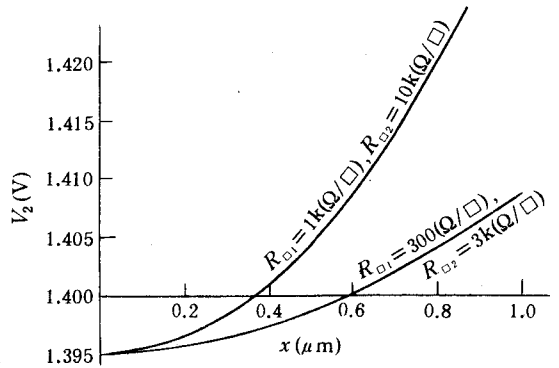


图 2(b) 基区中的电位分布 $V_2(x)$

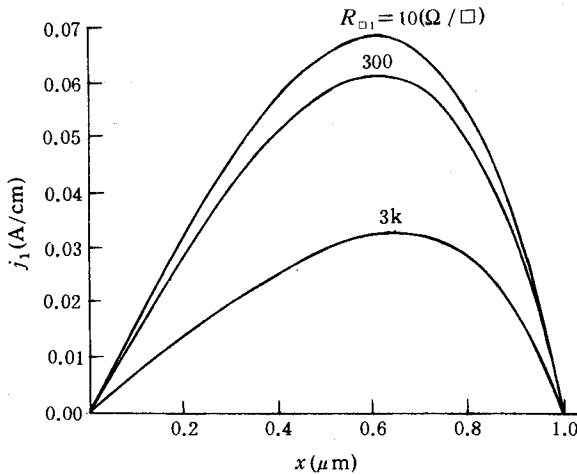


图 2(c) 单晶发射区中单位电极条长的横向电流分布 $j_1(x)$

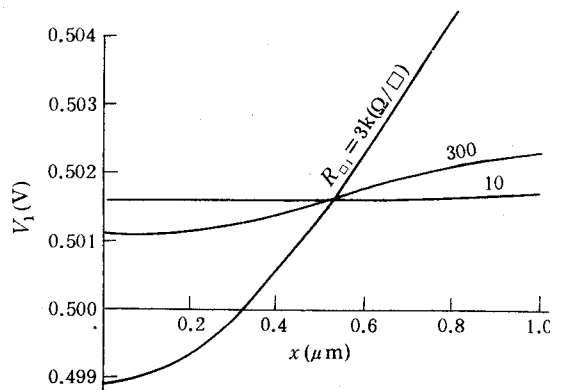


图 2(d) 单晶发射区中的电位分布 $V_1(x)$

图 2(a) 表明基极电流 $I_b(x)$ 由于基区中的空穴与来自发射区的注入电子相互复合而近似于线性分布 ($R_{\square 2} = 3k(\Omega/\square)$). 图 2(b) 表明基区中的电位分布 $V_2(x)$ 近似为二次曲线, 其斜率 $\frac{dV_2}{dx}$ 与 $R_{\square 2}$ 成正比. 发射极电流集边效应的根本原因就在于基极电流流过基区薄层电阻的横向压降, 降低 $R_{\square 2}$ 可以使 $V_2(x)$ 明显地趋于均匀. 在发射区单独由单晶硅构成的 NPN 晶体管中, 由发射极注入限制的电流增益 $\beta_r \sim R_{\square 2}/R_{\square 1}$. 为了确保所需的电流增益, 基区方

块电阻 $R_{\square 2}$ 不能选取过低的数值. 但是在非晶硅/硅作为发射结的情况下, 利用异质界面正向高注入现象可以获得很高的电流增益, 还允许选取较低的基区方块电阻. 在保证 β 足够大的情况下, 可以从工艺上尽力降低 $R_{\square 2}$, 也就是从根本上削弱了引起发射极电流集边效应的主要因素.

图 2(c) 表明当单晶发射区的垂直电阻上的压降相对基区薄层电阻上的横向压降不是很小时, 单晶发射区垂直电阻也会象非晶硅垂直电阻那样, 起到一定的镇流作用. 单晶发射区方块电阻 $R_{\square 1}$ 越高, $j_1(x)$ 越趋于均匀. 但 $R_{\square 1}$ 取值不可过高, 尚需确保电流增益 $\beta_r \sim R_{\square 2}/R_{\square 1}$ ($R_{\square 2} = 3\text{k}(\Omega/\square)$) 足够大.

从图 2(d) 可以看出, $V_1(x)$ 的斜率正比于 $R_{\square 1}$, $R_{\square 1}$ 越低, $V_1(x)$ 越趋于平坦. 当 $R_{\square 1} = 10\Omega/\square$ 时, $V_1(x)$ 将趋于一个等位面, 这就相当于发射区单独由单晶硅构成的情况, 发射极电流的集边效应最为严重.

从基区流向单晶发射区的发射结电流密度 $i_2(x)$, 以发射极边缘的 $i_2(x_0)$ 加以归一化后的发射极电流密度分布如图 3 所示. 可见 $R_{\square 1}$ 越小, 发射结电流的集边效应越为严重. 图 3(a) 和图 3(b) 的 $R_{\square 2}$ 分别为 $3\text{k}\Omega/\square$ 和 $2\text{k}\Omega/\square$, 可见降低 $R_{\square 2}$, 可以使发射结电流横向分布明显地趋于均匀.

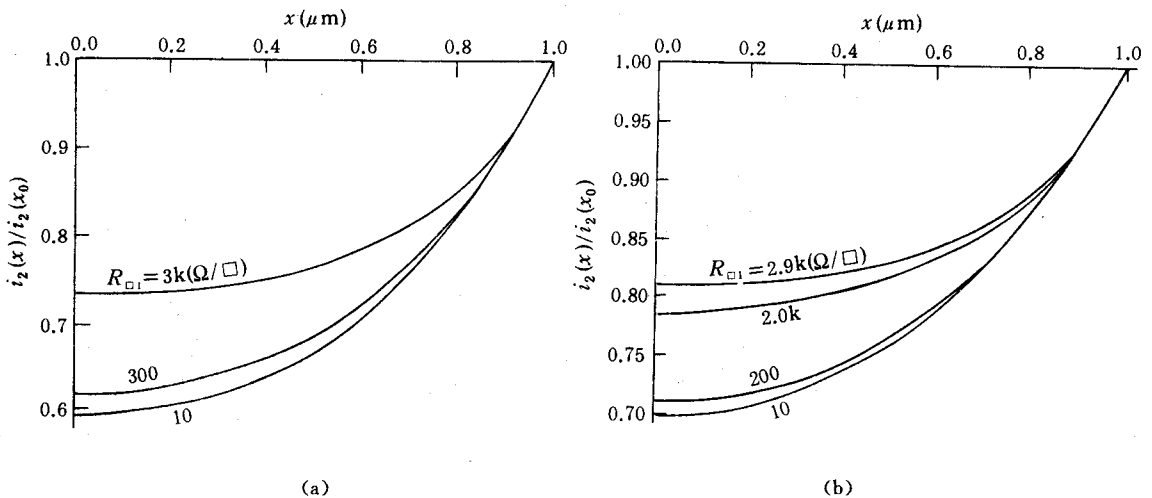


图 3 归一化的发射结直流电流密度分布 $i_2(x)/i_2(x_0)$

发射极有效半宽度 S_e . 定义为

$$S_e = \left(\int_0^{x_0} i_2 dx \right) / i_2(x_0) \quad (21)$$

S_e 随 $R_{\square 1}$ 及 $R_{\square 2}$ 的变化如图 4 所示, S_e 随 $R_{\square 1}$ 几乎是按线性增加; S_e 随 $R_{\square 2}$ 变化显著, 降低 $R_{\square 2}$, 可以使 S_e 明显地提高.

本文研制的非晶硅发射极微波功率管采用了二维电子气发射结结构^[6], 即在 p 型单晶上淀积 $n^+a\text{-Si}$, 在 p 型 Si 表面形成的二维电子气的作用就如同 p 型表面自动形成一个薄的 n 型扩散的表面层, 等效于本文所讨论的由非晶硅和单晶硅两个区域构成的发射区结构. 因此, 关于 n^+ 非晶硅的电学参数的选取不仅要考虑发挥它的垂直镇流作用, 还要保证获得二

维电子气层. 本文以非晶硅电阻层单位面积的垂直电阻 $R_{\text{ver}} = 5.0 \times 10^{-5}$ ($\Omega \cdot \text{cm}^2$) 为例, 计算了利用非晶硅垂直电阻的作用后, 当发射区方块电阻 $R_{\square 1}$ 和基区方块电阻 $R_{\square 2}$ 分别选取不同数值的情况下的发射结电流密度的横向分布.

致谢 本工作是在北京大学力学系流体力学机房的 Macintosh- II 计算机上进行的, 采用 Mathematica 软件绘图. 作者感谢陈耀松教授对本工作的关心及有益的讨论.

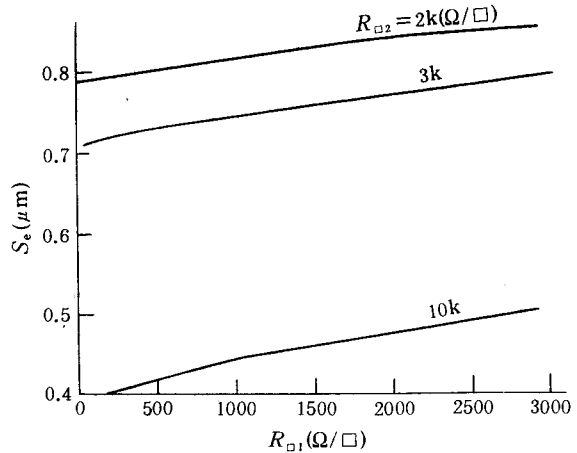


图4 发射极有效半宽度 S_e 与发射区方块电阻 $R_{\square 1}$ 及基区方块电阻 $R_{\square 2}$ 的关系曲线

参 考 文 献

- [1] 王阳元等, 多晶硅薄膜及其在集成电路中的应用, 北京: 科学出版社, 1988, 404—433.
- [2] 朱恩均, 电子学报, 1979, (1): 77.
- [3] P. J. 罗奇著, 钟锡昌等译, 计算流体力学, 北京: 科学出版社, 1983, 166.
- [4] 李宗义, 计算机数值应用法, 台湾复文书局, 1983, 728.
- [5] 丘玉圃, FORTRAN 程序设计, 北京: 科学出版社, 1982, 427.
- [6] Enjun Zhu, IEEE Electron Device Lett., 1989, EDL-10:4.

Lateral Distribution of Emitter Current Density in Amorphous State Emitter Transistor

Lin Xulun and Zhu Enjun

(Institute of Microelectronics, Peking University, Beijing 100871)

Received 21 November 1993, revised manuscript received 15 June 1994

Abstract For the emitter structure made by two regions of amorphous Si and crystalline Si, utilizing the ballasting current action of amorphous Si vertical resistance, the lateral distribution of the emitter D. C. current density is calculate and the dependence of the emitter effective half width on the emitter square resistance and the base square resistance is given. These analyses are helpful to improve the performance of the microwave power transistors with amorphous silicon emitter.

EEACC: 2560J