

研究简报

砷化镓隧道发射晶体管

续 竞 存

(中国科学院半导体研究所)

1985年5月27日收到

本器件始于60年代^[1],由于结构上的问题,至今未获成功。本文对该器件提出了根本改进,采用砷化镓单晶结构。分析表明,最高振荡频率有可能达到300GHz。

一、引言

改进双极晶体管高频特性的探讨,导致隧道发射放大器的出现^[1]。图1是基本结构及原理图,其中 E_{FE} 、 E_{FB} 、 E_{FC} 分别是发射极、基极、收集极的费米能级, E_c 是绝缘层导带底。

发射结加负偏压时,通过隧道效应向基区发射能量接近 E_{FE} 的准单能量热电子。因为当电子能量较高时,浓度很快衰减;而当电子能量较低时,隧道穿透几率又很快下降。当热电子平均自由程 $l_e > d_B$ 且能量大于 ϕ_c ($eV_{BE} > \phi_c$) 时,大部分发射热电子沿弹道流入收集极。定义转移效率 α 为收集电流 I_c 与发射电流 I_e 之比值, $\alpha = I_c/I_e$ 。收集极偏压 V_{BC} 对 I_c 的影响很小,因此输出特性与双极晶体管类似。

MOMOM (M 代表金属, O 代表氧化物) 结构^[2]遇到的困难, 启示我们必须与双极晶体管一样采用单晶结构。本文提出一种简易可行的掺 Cr 半绝缘 GaAs 层结构。其中发射极 (E)、基极 (B) 及收集极 (C) 为 N^+ GaAs 层, ($\rho \leq 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$), EB、BC 间为掺 Cr 半绝缘 GaAs 层, ($\rho \geq 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$), 图1。能级图中, 金属用 E_F 表征, 绝缘半绝缘体用 E_c 表征, N^+ 半导体用 E_F 及 E_c 表征, 因 N^+ 半导体简并 E_F 接近 E_c , 所以统一用 E_F 表征。

隧道发射放大器采用 GaAs 单晶结构后, 如何减小基极电阻 r_b , 即成为关键问题。因

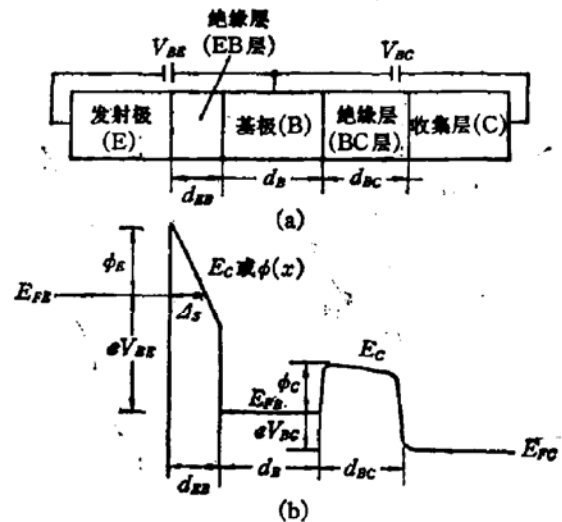


图1 隧道发射放大器结构 (a) 原理 (b) 图。

为 N^+GaAs 层的电阻率比金属 (M) 大两个数量级。为此,采用条状结构,图 2。图 2 中 E、B 分别为发射极及基极欧姆接触电极, E、B 区以外为质子轰击高阻区,延伸 E、B 的扩展电极,将引线引出。与双极晶体管一样,收集极电极从片子底面引出。

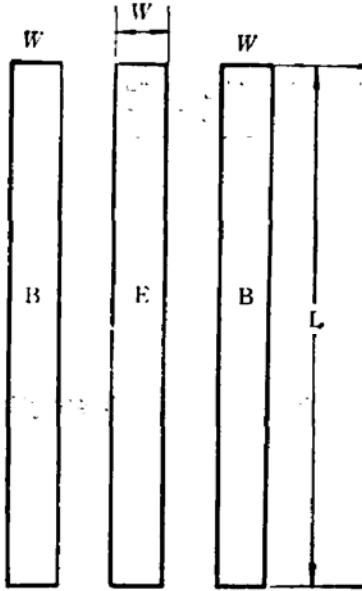


图 2 顶视图。E、B 为发射极、基极欧姆接触电极

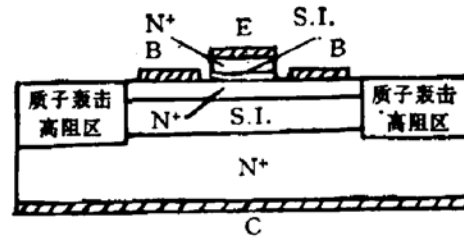


图 3 截面图 N^+ 为 N^+GaAs 层, S. I. 为掺 Cr 半绝缘 $GaAs$ 层

实际将遇到的问题是低阻欧姆接触问题。在制作过程中,收集极、基极及发射极必须依次在 N^+GaAs 衬底上连续生长 (N^+GaAs 衬底形成收集极),不得与外界接触,以免吸附杂质原子引起界面问题。最后用离子溅射剥离技术,在发射极掩蔽区以外除去约 $100 \text{ \AA}$ 的发射极露出约 $100 \text{ \AA}$ 的基极,形成发射极台面,然后在发射极台面上及露出的基极上蒸发金属形成金属- N^+GaAs 非合金低阻欧姆接触^[3],收集极欧姆接触在片子底面上,参见图 3 截面图。图 3 中 N^+ 为 N^+GaAs 层, S. I. 为掺 Cr 半绝缘 $GaAs$ 层。

e 电子电荷, h plank 常数, m_0 电子质量, m^* 导带电子有效质量, E_p 光学声子能量, E_K 热电子动能, v 热电子速度, $\bar{v}_x$ 热平衡电子 x 方向平均热运动速度 (不是热电子速度), 隧穿势垒假定在 x 方向, ϵ_0 静电场中相对介电常数, ϵ_∞ 高频相对介电常数, E_c 导带底能级, N_i 基极掺杂浓度, P 散射几率, l_e 热电子平均自由程, l_{ep} 光学声子散射决定的平均自由程, l_{ei} 电离杂质散射决定的平均自由程, n_e 发射极载流子浓度, r_e 发射极动态微分电阻, C_e 发射极电容, ϵ_s 半导体介电常数, ρ_b 基极电阻率, C_c 收集极电容, f_T 特征频率, f_{max} 最高振荡频率, ρ_{co} 欧姆接触电阻率 ($10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$).

二、理论分析

1. 电流转移效率 $\alpha = I_c/I_e$

α 取决于热电子沿弹道自由穿过基区部分所占的比例。当热电子到达 BC 层,在强电场漂移下通过,因此可略去热电子渡越 BC 层时的损失。

$$\alpha = e^{-\frac{d_B}{l_e}} \quad (1)$$

基区热电子平均自由程 l_e 取决于晶格散射及电离杂质散射。这是热电子散射的问题, 因此, 现有对热平衡电子的散射公式及结论必须加以修改。

(1) 晶格散射

GaAs 极性晶体中, 主要是光学声子散射, 散射几率为^[4]

$$P = \frac{4\pi^2 e^2}{h^2} (2m^* E_p)^{1/2} (\epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1}) (e^{\frac{E_p}{kT}} - 1)^{-1}. \quad (2)$$

(2) 式是在 $E_K \ll E_p$ 情况下得到的, 因而必须推广至 $E_K > E_p$ 的情况。

Crowl 和 Sze^[5]指出, 对于吸收声子的散射

$$P = P_0(E_K + E_p)^{1/2}.$$

对于发射声子的散射

$$P = P_0(E_K - E_p)^{1/2} e^{E_p/kT}.$$

当 $E_K < E_p$ 时, 只有吸收声子的散射, 散射几率 P 为

$$P = P_0(E_K + E_p)^{1/2}. \quad (3)$$

根据 (2)、(3) 式

$$\begin{aligned} \lim_{E_K \rightarrow 0} P &= \lim_{E_K \rightarrow 0} P_0(E_K + E_p)^{1/2} = P_0(E_p)^{1/2} \\ &= \frac{4\pi^2 e^2}{h^2} (2m^* E_p)^{1/2} (\epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1}) (e^{\frac{E_p}{kT}} - 1)^{-1}. \end{aligned} \quad (4)$$

从 (4) 式求得 P_0 等于

$$P_0 = \frac{4\pi^2 e^2}{h^2} (2m^* E_p)^{1/2} (\epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1}) (e^{\frac{E_p}{kT}} - 1)^{-1} E_p^{-1/2}. \quad (5)$$

当 $E_K > E_p$ 时, 吸收及发射声子的散射均可发生, 散射几率为

$$P = P_0[(E_K + E_p)^{1/2} + (E_K - E_p)^{1/2} e^{E_p/kT}]. \quad (6)$$

(5) 式代入 (6) 式求得 $E_K > E_p$ 时的散射几率为

$$\begin{aligned} P &= \frac{4\pi^2 e^2}{h^2} (2m^* E_p)^{1/2} (\epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1}) (e^{\frac{E_p}{kT}} - 1)^{-1} [(E_K/E_p + 1)^{1/2} \\ &\quad + (E_K/E_p - 1)^{1/2} e^{E_p/kT}]. \end{aligned} \quad (7)$$

从 (7) 式求得平均自由程 l_{ep} 等于

$$\begin{aligned} l_{ep} = v/P &= \frac{v h^2}{4\pi^2 e^2 (2m^* E_p)^{1/2}} \frac{e^{\frac{E_p}{kT}} - 1}{\epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1}} \frac{1}{[(E_K/E_p + 1)^{1/2} \\ &\quad + (E_K/E_p - 1)^{1/2} e^{E_p/kT}]^{-1}} \end{aligned} \quad (8)$$

将 $v = (2E_K/m^*)^{1/2}$ 代入 (8) 式, 则 l_{ep} 等于

$$\begin{aligned} l_{ep} &= \frac{h^2}{4\pi^2 e^2 m^*} \left(\frac{E_K}{E_p}\right)^{1/2} \frac{e^{\frac{E_p}{kT}} - 1}{\epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1}} [(E_K/E_p + 1)^{1/2} \\ &\quad + (E_K/E_p - 1)^{1/2} e^{E_p/kT}]^{-1} \end{aligned} \quad (9)$$

对于 GaAs, $\epsilon_\infty = 10.9$, $\epsilon_0 = 13.1$, $E_p = 0.035\text{eV}$, $m^* = 0.067m_0$, 对于实际感兴

趣的 $E_K = 1.5\text{eV}$ 热电子 ($\phi_E = \phi_C \approx E_g/2 \approx 0.7\text{eV}$), 从(9)式求得 $l_{sp} = 840\text{\AA}$. 这里应指出, $E_K = 1.5\text{eV}$ 热电子, 被声子散射发射一个声子, 能量仅减少 2% ($-E_p/E_K = 0.035\text{eV}/1.5\text{eV}$), 仍近似以原弹道运动.

(2) 电离杂质散射

散射几率为^[6]

$$P = \frac{e^4}{\epsilon_0^2} \frac{2\pi N_i}{(m^*)^2 v^3} \ln \left(1 + \frac{\epsilon_0^2 (m^*)^2 v^4}{4e^4 N_i^{2/3}} \right). \quad (10)$$

(10) 式的推导没有对 v 特别限制, 因而适用于 v 较大的热电子, 平均自由程 l_{ei} 等于

$$l_{ei} = v/P = \frac{\epsilon_0^2 (m^*)^2 v^4}{e^4 2\pi N_i} \left[\ln \left(1 + \frac{\epsilon_0^2 (m^*)^2 v^4}{4e^4 N_i^{2/3}} \right) \right]^{-1}, \quad (11)$$

将 $v = (2E_K/m^*)^{1/2}$ 代入(11)式可化简为

$$l_{ei} = \frac{\epsilon_0^2}{e^4} \frac{2E_K^2}{\pi N_i} \left[\ln \left(1 + \frac{\epsilon_0^2 E_K^2}{e^4 N_i^{2/3}} \right) \right]^{-1}. \quad (12)$$

当 $N_i = 10^{19}\text{cm}^{-3}$, 对于 $E_K = 1.5\text{eV}$ 的热电子, 从(12)式求得 $l_{ei} = 8800\text{\AA}$. 我们看到 $l_{ei} \propto E_K^2$, 因而对于 E_K 较小 ($E_K \approx K_T$) 的热平衡电子来说, l_{ei} 小得多. 这是容易理解的, 因为热电子的速度较大, 将较快地掠过电离杂质离子, 被散射的几率减小, l_{ei} 较大.

$$l_e^{-1} = l_{sp}^{-1} + l_{ei}^{-1}$$

最后求得 $E_K = 1.5\text{eV}$ 热电子平均自由程 l_e 为 $770\text{\AA}$. 从以上的分析可看到, 基区热电子散射主要是光学声子散射.

根据(1)式, 当 $d_B = 100\text{\AA}$, $\alpha = 0.9$.

2. 发射极隧道发射电流 I_e

发射极导带内电子分布在导带底 kT 能量范围内^[7], 因为 $kT \ll \phi_E$, 因此在计算 I_e 时可近似认为电子全部处在峰值浓度能量 E_m 处. 这一假设对隧穿几率的影响很小, 主要影响 $\bar{v}_x$, 因 $\bar{v}_x \propto (E_m - E_{FB})^{1/2}$, $\bar{v}_x$ 随 $E_m - E_{FB}$ 变化不灵敏. 因 kT 很小, I_e 由近理想的单能量热电子流组成. 下面求 E_m .

导带内电子浓度分布 $n(E)$ 为

$$n(E) \propto (E - E_C)^{1/2} \left[1 + \exp \left(\frac{E - E_{FB}}{kT} \right) \right]^{-1}$$

$\frac{dn(E)}{dE} = 0$ 求得 E_m 满足

$$(E_m - E_C) \left(1 + e^{-\frac{E_m - E_{FB}}{kT}} \right)^{-1} = kT/2$$

因为发射极 N^+GaAs 简并(不是极强简并), E_{FB} 接近 E_C ^[8], 忽略二者差别, 求得 $E_m - E_{FB} = 0.74kT$.

因为导带内热平衡电子热运动各向同性, 根据能量均分定理

$$\frac{1}{2} m^* \bar{v}_x^2 = \frac{E_m - E_{FB}}{3},$$

则 $\bar{v}_x = 1.8 \times 10^7 \text{cm/S}$. 其中只有一半电子 $\bar{v}_x$ 沿隧穿势垒方向, I_e 等于^[9]

$$I_e = \frac{1}{2} e W L \bar{v}_x n_e D(E_x). \quad (13)$$

根据 WBK 近似隧穿几率 $D(E_x)$ 为^[9]

$$D(E_x) = \exp \left\{ -\frac{4\pi}{h} \int_0^{\Delta S} [2m^*(\phi(x) - E_x)]^{1/2} dX \right\} \quad (14)$$

(14) 式中 $E_x = \frac{1}{2} m^* \bar{v}_x^2$, $\phi(x)$ 、 ΔS 参见图 1. (14) 式又可化简为^[9]

$$D \simeq \exp(-A\phi)^{1/2}. \quad (15)$$

(15) 式中 ϕ 为费米能级 E_{FE} 以上平均势垒高度

$$\phi = \frac{1}{\Delta S} \int_0^{\Delta S} \phi(x) dX,$$

及

$$A \simeq 4\pi\Delta S(2m^*)^{1/2}\hbar^{-1}.$$

(15) 式中略去了 $E_x (\ll \phi)$.

根据图 1

$$\Delta S = d_{EB}\phi_E / eV_{BE}, \quad (16)$$

$$\phi = \phi_E / 2, \quad (17)$$

因为 ϵ_0 较大, 在导出 (16)、(17) 式时略去镜像势修正 (相当于 $\epsilon_0 \rightarrow \infty$), 参考文献 [9] 中图 9.

(15)、(16)、(17) 式代入 (13) 式中求得 I_e 为

$$I_e = \frac{1}{2} e W L \bar{v} \times n_e \exp \left[-\frac{2(m^*\phi_E^3)^{1/2} d_{EB}}{\hbar e V_{BE}} \right]. \quad (18)$$

这是基本的发射极电流电压关系.

考虑典型情况, $W = 0.5 \mu\text{m}$, $L = 25 \mu\text{m}$, $n_e = 5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, $d_{EB} = 50 \text{\AA}$, $V_{BE} = 1.5 \text{V}$, 从 (18) 式求得 $I_e = 100 \text{mA}$.

3. 发射极时间常数 $\tau_e = r_e C_e$

根据 (18) 式, r_e 等于

$$r_e^{-1} = \frac{dI_e}{dV_{BE}} = \frac{1}{2} e W L \bar{v}_x n_e \exp \left[-\frac{2(m^*\phi_E^3)^{1/2} d_{EB}}{\hbar e V_{BE}} \right] \frac{2d_{EB}(m^*\phi_E^3)^{1/2}}{\hbar e V_{BE}^2} \quad (19)$$

C_e 等于

$$C_e = \frac{W L \epsilon_s}{d_{EB}}. \quad (20)$$

根据 (19)、(20) 式 τ_e 等于

$$\tau_e^{-1} = \frac{1}{2} e \bar{v}_x n_e \exp \left[-\frac{2d_{EB}(m^*\phi_E^3)^{1/2}}{\hbar e V_{BE}} \right] \frac{2d_{EB}^2(m^*\phi_E^3)^{1/2}}{\hbar e V_{BE}^2 \epsilon_s} \quad (21)$$

考虑典型情况, $n_e = 5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, $d_{EB} = 50 \text{\AA}$, $V_{BE} = 1.5 \text{V}$, 从 (21) 式求得 $\tau_e = 3.2 \times 10^{-13} \text{s}$.

4. 最高振荡频率 f_{max}

GaAs 隧道发射晶体管与双极晶体管有相同的简化等效电路, 参考文献 [10] 第 163

页图 21. 根据与双极晶体管类似的分析, $f_{\max}$ 等于^[11]

$$f_{\max} = \frac{1}{2} \left(\frac{f_T}{2\pi r_b C_c} \right)^{1/2} (1 + 2\pi f_T r_c C_c)^{-1/2}. \quad (22)$$

(22) 式中特征频率 f_T 等于

$$\frac{1}{2\pi f_T} \simeq (r_c C_c + C d_B + d_{BC})/v \simeq r_c C_c. \quad (23)$$

(23) 式中略去了穿透 EB 层势垒的隧穿时间^[12] (这里不能用通常的渡越时间概念而取决于单位时间量子跃迁几率, 隧穿时间极短小于 $r_c C_c$) 及收集极充电时间 $r_c C_c$, r_c 为收集极串联电阻, $r_c \ll r_b$.

$$r_b = \frac{1}{2} \frac{\rho_b}{d_B} \frac{W}{L} + \rho_{CO}/WL = r_o \frac{W}{L} + \rho_{CO}/WL, \quad (24)$$

$$C_c = \frac{3WL\epsilon_s}{d_{BC}} = C_o WL, \quad (25)$$

(24)、(25) 式代入 (22) 式得到

$$f_{\max} = \left(\frac{f_T}{8\pi r_o C_o W^2 + 8\pi C_o \rho_{CO}} \right)^{1/2} (1 + C_c/C_o)^{-1/2}. \quad (26)$$

从 (26) 式可看到, 减小发射极条宽 W , 有利于提高 $f_{\max}$.

$$\lim_{W \rightarrow 0} f_{\max} = \left(\frac{f_T}{8\pi C_o \rho_{CO}} \right)^{1/2} (1 + C_c/C_o)^{-1/2}$$

这是 $f_{\max}$ 的最高极限。

三、设计举例

根据工艺可能, 我们选 $W = 0.5 \mu\text{m}$, $L = 25 \mu\text{m}$, $\rho_b = 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$ ($N_i = 5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$), $n_c = 5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, $d_{EB} = 50 \text{\AA}$, $d_B = 100 \text{\AA}$, $d_{BC} = 500 \text{\AA}$, $V_{BE} = 1.5 \text{V}$, 则 $\alpha = 0.9$, $I_c = 100 \text{mA}$, $r_c = 3.2 \times 10^{-13} \text{s}$, $r_b = 5 \Omega$, $C_c = 0.25 \text{pF}$, $C_o = 0.06 \text{pF}$, $f_T = 500 \text{GHz}$, $f_{\max} = 250 \text{GHz}$.

四、结 束 语

本器件是单晶结构, 与双极晶体管一样利用不同掺杂形成各层, 这就消除了界面问题。分析表明, 最高振荡频率有可能达到 300GHz , 本器件将是进入毫米波的三端固体器件。

最后应指出, 掺 Cr 半绝缘 GaAs 层势垒与隧道二极管耗尽层势垒很相似^[13], 在 GaAs 隧道二极管中已证实存在穿过耗尽层势垒的隧道发射电流^[13]。

作者感谢钟学富同志帮助计算。

参 考 文 献

[1] C. A. Mead, *Proc. IRE*, 48, 359(1960).

- [2] E. E. Huber, Jr., F. E. Johnston, Jr., and C. K. Kirk, Jr., *J. Appl. Phys.*, 39, 5104(1968).
- [3] P. A. Barnes and A. Y. Cho, *Appl. Phys. Lett.*, 33, 651(1978).
- [4] 黄昆、谢希德, 半导体物理, 88 页, 科学出版社 (1958).
- [5] C. R. Crowel and S. M. Sze, *Solid State Electronics*, 8, 979(1965).
- [6] 黄昆、谢希德, 半导体物理, 82 页, 科学出版社 (1958).
- [7] 黄昆、谢希德, 半导体物理, 38 页, 科学出版社 (1958).
- [8] 黄昆、谢希德, 半导体物理, 59—67 页, 科学出版社 (1958).
- [9] J. G. Simmons, *J. Appl. Phys.*, 34, 1793(1963).
- [10] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 163, Wiley (1981).
- [11] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 164, Wiley (1981).
- [12] K. K. Thornber, T. C. McGill, and C. A. Mead, *J. Appl. Phys.*, 38, 2384, (1967).
- [13] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 516—530, Wiley (1981).

GaAs Tunnel Emission Transistor

Xu Jingcun

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica)

Abstract

A device similar in principle to the proposed tunnel emission amplifier by Mead, is fabricated using GaAs single crystal. It is predicted that with a proper choice of parameters, the upper operational frequency is about 300GHz.