

双扩散参量二极管的串联电阻 及截止频率*

續 競 存 卓 濟 蒼

提 要

本文为前文^[1]的繼續。文中,更普遍地討論了双扩散参量二极管的串联电阻及截止频率。所用处理方法及結果直接包括单扩散情况在內。指出:若材料很厚($w \gg r$),这时采用单扩散法是适当的,但当材料減薄时就应采用双扩散法,以便进一步有效地提高 f_c 。

引 言

我們曾对通常的柁式单扩散参量二极管进行了分析^[1],其中所用材料是均匀掺杂的。本文进一步考虑材料非均匀掺杂的情况,双扩散法就是其中的一种。

双扩散法是分別自高电阻率本征材料两面扩散入 n, p 型杂质而形成結的(图 1)。其中自一面的扩散,可看作对材料掺杂的过程,而自另一面的扩散,則起着形成結的作用。显然,当第一次进行較深扩散的扩散长度远大于第二次扩散长度时,即退化为单扩散。所用材料比較厚时($w > 2r$),二极管結構采用一般柁式結構(图 2),但是当材料減得很薄时($w < 2r$),就应采用 Uhler^[2]的凹面結構(dimple structure, 图 3),后者已获专利^[3]。

我們曾指出^[1],用扩散法提高截止频率 f_c 的基本途径是:尽量提高材料的杂质浓度,同时扩散入恰当的反型杂质分布,为了保証扩散出結,在結

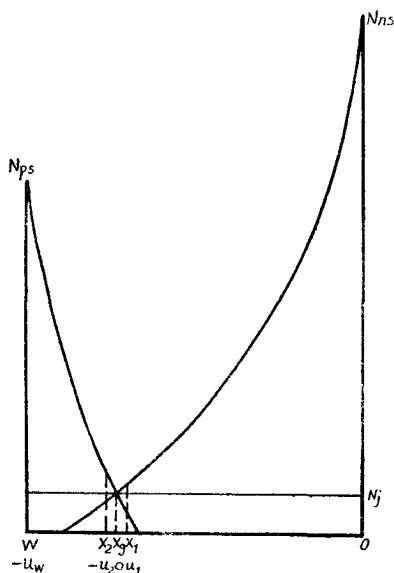


图 1

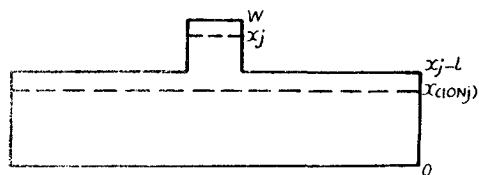


图 2

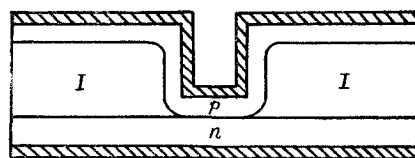


图 3

* 1963 年 4 月 1 日收到。

處的雜質濃度 N_j 必然有最高值的限制¹⁾；這就決定了通常單擴散中材料的最高雜質濃度 ($=N_j$)，而使 f_c 難以進一步提高(下面將指出，這時通過減薄基層厚度仍舊不能進一步有效地提高 f_c)。雙擴散法的優點就在於：因為 n 區內 n 型雜質濃度 N_n 與 p 區內 p 型雜質濃度 N_p 都是自結處上升的，從而在 N_j 最高值的限制下，仍能有效降低 n, p 區電阻率而比單擴散法進一步減小串聯電阻 R_s ，提高 f_c 。為此，應使 N_n, N_p 儘快地自結處上升。這就要求將材料減得很薄，兩次都進行較淺擴散。所以當我們用雙擴散法以便進一步有效地提高 f_c 時，首先將材料厚度 w 及 N_j 分別按實際可能的最小及最高值予以選定。本文將討論選定 w 及 N_j 時的最高截止頻率 f_{cm} 及最佳摻入雜質分布。由第一節可知， w 及 N_j 選定時自兩面摻入雜質分布僅由擴散長度比或結處雜質梯度 a 的選擇所決定。所以確定最佳摻入雜質分布的問題就是如何找到最佳 a_0 或 a_0 (a 為有效擴散長度比)。由於對於鍍來說， p 型雜質擴散係數過小，不宜採用雙擴散法，因此在第三節給出具體數值結果時以硅為例。

結果指出：若材料很厚 ($w \gg r$)，則在最佳情況下，第一次擴散長度遠大於第二次擴散長度，這時採用單擴散法是適當的。但是要進一步提高 f_c 就必須在減薄基層厚度的同時，採用雙擴散法。這是因為①在通常單擴散柵式結構中，由於柵面電阻的限制，減薄基層不能顯著地提高 f_c 。例如對於一般柵高 $l \sim 2r(\Theta \sim 3)$ ^[1] 的情況來說，即使將基層厚度減至零， f_c 不過提高 40% 左右。②由於基層內電流展開作用，基層電阻實際上集中在柵面底端厚度約等於結半徑 r (~ 10 [微米]) 的薄層內，所以必須將基層厚度減至 10 [微米] 以下才能有效地降低基層電阻，若採用單擴散柵式結在工藝上是難實現的。這就告訴我們，在通常單擴散柵式結構中，單純依靠減薄基層厚度無助於進一步提高 f_c 。因此在減薄基層厚度的同時，降低體內電阻率是很重要的，只有雙擴散法恰能滿足這種要求。例如，硅擴散磷硼 ($N_j = 10^{19}$ [厘米]⁻³) 與 n 型硅擴散硼 ($N_0 = 10^{19}$ [厘米]⁻³, $f_{cm} = 140$ [千兆周]) 相比，只要將材料厚度減至 100 [微米] 時，就可比後者提高 f_c 一倍。若進一步採用雙擴散凹面結構將 w 減至 10 [微米] 時(這按目前工藝水平是可能實現的)， f_{cm} 達到 1170 [千兆周]，即提高 f_c 八倍以上。與 p 型硅擴散磷 ($N_0 = 10^{20}$ [厘米]⁻³, $f_{cm} = 288$ [千兆周]) 相比，雖由於硼的限制， N_j 只為 N_0 的十分之一仍可能提高 f_c 四倍。很明顯，如果選用 n, p 型雜質最大表面濃度相近的材料進行擴散時，雙擴散比單擴散的優點將更為突出。

最後應指出，在以後給出具體數值結果時，有關量的單位為： a [厘米]⁻¹, N_j [厘米]⁻³, $\mu_n, \mu_p \frac{[厘米]^2}{[伏][秒]}$, C_{min} [微微法], V_B [伏], r [厘米]。以後就不再另外註明了。

一、雙擴散模型

對於通常表面雜質濃度 N_s 恆定的擴散來說，自兩面摻入的 n, p 型雜質濃度 N_n, N_p 用余誤差函數表示：

1) 隨具體情況不同，可能有各種不同的最高值限制。一個比較合理的估計^[1]是取最大 $N_{jm} = \left(\frac{N_{ps}}{100}, \frac{N_{ns}}{100} \right)_{min}$ ， N_{ps}, N_{ns} 為擴散雜質的表面濃度。

$$N_n = N_{ns} \operatorname{erfc}(y_n), \quad (1)$$

$$N_p = N_{ps} \operatorname{erfc}(y_p), \quad (2)$$

其中 $y_n = x/L_n$, $y_p = \frac{w-x}{L_p}$, $L_{n,p}$ 为扩散长度 ($=2\sqrt{Dt}$), x 为距 n 区表面距离 (图 1).

(1), (2) 式表明, 当扩散杂质选定后 (此时 N_{ps} , N_{ns} 即固定), 对于一定厚度 w 的材料来说, L_n , L_p 是描述杂质分布的一组独立参数. 这里应指出, 事实上, 在 (1), (2) 两式中已略去第一次扩散掺入杂质所产生的内建电场对第二次扩散的影响^[4]. 这样考虑是允许的, 因为第三节的結果表明, 在实际感兴趣的最好情况下, 第一次扩散长度比第二次扩散长度大至十倍以上.

按照我們前文^[1]的考虑, 因为 n 区表面附近 N_n 很高, 則自表面到 $N_n = 10N_j$ 区域内的电阻可略. 另外在 p 区内, 当 N_n 降至 $N_p/10$ 时, 便可略去 N_n . 事实上, 由于 p 区内 N_p 是从結处上升的, 因此与单扩散相比, 这种考虑是完全可以的. 所以在計算 R_s 时, 对于 N_n 来说, 只需考虑 $10N_j \geq N_n \geq \frac{N_p}{10}$ 区域内的贡献就够了. 在此区域内, (1) 式可用 Scarlett 近似表示^[1]:

$$N_n = N_j e^u, \quad (3)$$

(3) 式中 $u = 2y_{nj}(y_{nj} - y_n)$, $y_{nj} = x_j/L_n = \operatorname{erfc}^{-1}\left(\frac{N_j}{N_{ns}}\right)$, x_j 为結至 n 区表面距离. 引入

有效扩散长度 $L_{nc} = L_n/2y_{nj}$, 則 $u = \frac{x_j - x}{L_{nc}}$.

对于 N_p , 在計算 R_s 时, 同样只需考虑 $10N_j \geq N_p \geq \frac{N_n}{10}$ 区域内的贡献. 在此区域内 (2) 式亦可用 Scarlett 近似表示:

$$N_p = N_j e^{-\alpha u}. \quad (4)$$

(4) 式中有有效扩散长度比 $\alpha = \frac{L_{nc}}{L_{pc}}$, $L_{pc} = L_p/2y_{pj}$, $y_{pj} = \frac{w-x_j}{L_p} = \operatorname{erfc}^{-1}\left(\frac{N_j}{N_{ps}}\right)$.

以后将用 (3), (4) 式来代替 (1), (2) 式进行分析 (在文献 [5] 中也用了类似的近似分布). 这时如果用另一组独立参数 N_j , α 来代替 L_n , L_p 将是很方便的. 两组独立参数之间的关系如下, 可以互相变换:

$$L_n = \frac{w \operatorname{erfc}^{-1}(N_j/N_{ns})}{\alpha^{-1}[\operatorname{erfc}^{-1}(N_j/N_{ps})]^2 + [\operatorname{erfc}^{-1}(N_j/N_{ns})]^2}, \quad (5)$$

$$L_p = \frac{\alpha^{-1} \operatorname{erfc}^{-1}(N_j/N_{ps})}{\operatorname{erfc}^{-1}(N_j/N_{ns})} L_n. \quad (6)$$

用淨杂质浓度分布 $N_n - N_p = N_j(e^u - e^{-\alpha u})$ 通过解 Poisson 方程, 可求出外加电压 V 下空间电荷层边界 u_1 , $-u_2$ 及結电容 C_j . Poisson 方程为

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{qN_j}{\epsilon} (e^u - e^{-\alpha u}). \quad (7)$$

(7) 式中 q 为电子电荷, ϵ 为材料介电常数. 当 u_1, u_2 很小时, 在空间电荷区内 $e^u - e^{-\alpha u} \approx (1 + \alpha)u$, 这时用綫性近似 $N_n - N_p = (1 + \alpha)u$ 求出:

$$u_1 = u_2 = \frac{a}{(1 + \alpha)N_j} \left[\frac{3\epsilon(\phi_0 - V)}{2qa} \right]^{1/3}. \quad (8)$$

(8)式中 ϕ_0 為內建電勢差，結處雜質梯度 a 等於

$$a = \left. \frac{d(N_n - N_p)}{dx} \right|_{x=x_j} = \frac{2y_{nj}N_j}{L_n} (1 + \alpha) = 2N_j(1 + \alpha) \left(\frac{y_{nj}^2 + \alpha^{-1}y_{pj}^2}{w} \right). \quad (9)$$

u_1, u_2 愈大，則用(8)式估計 u_1, u_2 時引入誤差愈大，若要求誤差小於 5%， u_1 (或 u_2) 就有最高值的限制。(7)式可另寫為

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{qN_j}{\epsilon} [(1 + \alpha)u + \delta(u)],$$

其中 $\delta(u) = e^u - e^{-\alpha u} - (1 + \alpha)u$ ，表示實際分布與綫性近似的差別。很明顯，若 $\delta(u)$ 取最大值 $\delta(u_1)$ 時，所求得的 u_1' 與 $\delta = 0$ 時的綫性近似值 u_1'' 相差不到 5%，則用綫性近似引入的誤差必然小於 5%。由上式不難得到：

$$\frac{u_1'}{u_1''} = \left[1 + \frac{3\delta(u_1)}{2(1 + \alpha)u_1'} \right]^{-1/3},$$

顯然 $\frac{\delta(u_1)}{(1 + \alpha)u_1'} \leq 10\%$ ，則 $\frac{u_1' - u_1''}{u_1''} \leq 5\%$ ，這就保證實際 u_1 的值與 u_1' 或 u_1'' 相差不到 5% ($u_1'' > u_1 > u_1'$)。第三節的結果表明：在實際感興趣的最佳情況下， $\alpha > 6$ ， $(1 + \alpha)u_{1\max} \leq 0.3(u_{1\max} = u_{1V=-V_B})$ ，很容易看出，滿足 $\frac{\delta(u_1)}{(1 + \alpha)u_1'} \leq 10\%$ ，因此(8)式的綫性近似是正確的。

同樣用綫性近似求出結電容 C_J 為

$$C_J = \pi r^2 \epsilon \left[\frac{qa}{12\epsilon(\phi_0 - V)} \right]^{1/3},$$

當 $V = -V_B$ 時， $C_J = C_{\min}$ 。對於硅，根據實驗結果^[1]：

$$V_B = 10^{26/2.9} a^{-1/2.9}, \quad (10)$$

一般 $\phi_0 \ll V_B$ 可以略去，從而得到 C_{\min} 的表示式：

$$C_{\min} = 7.96 \times 10^{-6} r^2 a^{0.448}. \quad (11)$$

如果普遍來說 $V_B = \beta a^{-\nu}$ ，則

$$C_{\min} = \pi \left(\frac{q\epsilon^2}{12\beta} \right)^{1/3} r^2 a^{\frac{1}{3}(1+\nu)} = K_c r^2 a^{\frac{1}{3}(1+\nu)}. \quad (12)$$

二、串聯電阻 R_s 的分析

假定雜質全部離化，淨雜質濃度等於多數載流子濃度。根據雜質分布可分成 n 區及 p 區來處理。為了明確起見，設 n 區為基區，至於相反情況，只須將以下各式中有關量下標 n, p 互換即可求出。第三節的結果表明，在實際感興趣的最佳情況下 $(1 + \alpha)u_1 \leq 0.3$ ，在得到下述結果時，我們將用這一條件。

1. p 區電阻 R_p

自 x_2 至 w 的 p 區所產生的電阻為

$$R_p = \frac{1}{\pi r^2 q} \int_{x_2}^w \frac{dx}{\mu_p(N_p - N_n)}. \quad (13)$$

對於硅，載流子遷移率為常數 ($\mu_n = 80, \mu_p = 40$)，用(3)，(4)，(8)式，並因 $a = \frac{2y_{nj}N_j(1 + \alpha)}{L_n}$ ，立即得到

$$R_p = \frac{1 + \alpha}{\pi r^2 q \mu_p a} \int_{u_1}^{u_w} \frac{du}{e^{au} - e^{-u}} = \frac{1 + \alpha}{\pi r^2 q \mu_p a} \int_{u_1}^{u_w} \left(\sum_0^{\infty} e^{-[n(1+\alpha)+a]u} \right) du,$$

μ_p (或 μ_n) 非常数时, 可用前文^[1]中的方法来处理. 积分上式, 并略去小于 e^{-au_w} 各项 ($e^{-au_w} = \frac{N_l}{N_p} \leq 0.01$), 就得到

$$R_p = \frac{1}{\pi r^2 q \mu_p a} \sum_0^{\infty} \frac{e^{-[n(1+\alpha)+a]u_1}}{n + \frac{\alpha}{1+\alpha}} = \frac{e^{u_1}}{\pi r^2 q \mu_p a} \left[-\ln(1 - e^{-(1+\alpha)u_1}) + \right. \\ \left. + \frac{1}{1+\alpha} \sum_0^{\infty} \frac{e^{-(n+1)(1+\alpha)u_1}}{(n+1)\left(n + \frac{\alpha}{1+\alpha}\right)} \right]. \quad (14)$$

(14) 式中最后的级数项收敛很快, 一般只取前三项对估计 R_p 已够精确了. 当 α 大时, $\frac{\alpha}{1+\alpha} \rightarrow 1$, 则

$$\sum_0^{\infty} \frac{e^{-(n+1)(1+\alpha)u_1}}{(n+1)\left(n + \frac{\alpha}{1+\alpha}\right)} \cong \sum_0^{\infty} \frac{e^{-(n+1)(1+\alpha)u_1}}{(n+1)^2} = \frac{\pi^2}{6} + \\ + (1+\alpha)u_1 \ln(1 - e^{-(1+\alpha)u_1}) - \int_0^{(1+\alpha)u_1} \frac{\xi d\xi}{e^\xi - 1}, \quad (15)$$

$(1+\alpha)u_1 \leq 0.3$ 时, $\int_0^{(1+\alpha)u_1} \frac{\xi d\xi}{e^\xi - 1}$ 与 $(1+\alpha)u_1$ 相差不到 7%, 从而 R_p 可进一步表为

$$R_p = \frac{e^{u_1}}{\pi r^2 q \mu_p a} \left\{ -\ln(1 - e^{-(1+\alpha)u_1}) + \frac{1}{1+\alpha} \left[\frac{\pi^2}{6} + (1+\alpha)u_1 \ln(1 - e^{-(1+\alpha)u_1}) - \right. \right. \\ \left. \left. - (1+\alpha)u_1 \right] \right\}. \quad (16)$$

2. n 区电阻 R_n

按照第一节分析, n 区内 N_p 降至 $\frac{N_n}{10}$ 时, 便可略去 N_p . 从而在计算 R_n 时, 可分成 $N_j \geq N_p \geq \frac{N_n}{10}$ 和 $N_p \leq \frac{N_n}{10}$ 两个区域来考虑. 前者称为扩散层, 后者处于扩散层以内, 故所产生的电阻称为体内电阻 R_B . 由 $N_p = \frac{N_n}{10}$, 求出扩散层边界 $u_D = \frac{\ln 10}{1+\alpha}$.

(1) 扩散层电阻 R_{nD}

由第三节可知, 在实际感兴趣的最佳情况下, 扩散层未伸入基层. 对于凹面结构虽然扩散层全部处在基层内, 但其厚度不到结半径 r 的 5%, 在计算 R_{nD} 时, 可略去展开作用, 从而

$$R_{nD} = \frac{1 + \alpha}{\pi r^2 q \mu_n a} \int_{u_1}^{u_D} \frac{du}{e^u - e^{-au}} = \frac{1}{\pi r^2 q \mu_n a} \left[-e^{-u_1} \ln(1 - e^{-(1+\alpha)u_1}) - \right. \\ \left. - \frac{1}{1+\alpha} \sum_1^{\infty} \frac{e^{-[n(1+\alpha)+1]u_1}}{n \left(n + \frac{1}{1+\alpha} \right)} + (1+\alpha) \left(e^{-u_1} - e^{-\frac{\ln 10}{1+\alpha}} \right) + \right.$$

$$+ e^{-\frac{\ln 10}{1+\alpha}} \ln 0.9 + \frac{1}{1+\alpha} \sum_1^{\infty} \frac{10^{-\left(n+\frac{1}{1+\alpha}\right)}}{n\left(n+\frac{1}{1+\alpha}\right)} \Bigg]. \quad (17)$$

(17)式中級數項收斂很快，一般只取前三項對估計 R_{nD} 已夠精確了。當 α 大時， $\frac{1}{1+\alpha} \rightarrow$

0，用(15)式并略去 $e^{-\frac{\ln 10}{1+\alpha}} \ln 0.9$ 和 $\frac{1}{1+\alpha} \sum_1^{\infty} \frac{10^{-\left(n+\frac{1}{1+\alpha}\right)}}{n\left(n+\frac{1}{1+\alpha}\right)}$ 各項，從而 R_{nD} 進一步表為

$$R_{nD} = \frac{1}{\pi r^2 q \mu_n a} \left\{ -e^{-u_1} \ln(1 - e^{-(1+\alpha)u_1}) - \frac{e^{-u_1}}{1+\alpha} \left[\frac{\pi^2}{6} + (1+\alpha)u_1 \ln(1+\alpha)u_1 - (1+\alpha)u_1 \right] + (1+\alpha) \left(e^{-u_1} - e^{-\frac{\ln 10}{1+\alpha}} \right) \right\}. \quad (18)$$

(2) 體內電阻 R_B

在體內 ($x \leq x_D$)， $N_p \leq \frac{N_n}{10}$ 可以略去，故淨雜質濃度 $N_n - N_p \cong N_n$ 。在計算 R_B 時，首先考慮 $x_D - (x_j - l) \geq 0$ ，即擴散層未伸入基層的情況，此時可分為 x_D 到 $x_j - l$ 區域產生的柵面電阻 R_{B_1} 及 $x_j - l$ 以下的基層電阻 R_{B_2} 來處理。

$$R_{B_1} = \frac{1}{\pi r^2 q \mu_n} \int_{x_j-l}^{x_D} \frac{dx}{N_n}. \quad (19)$$

在基層內，由於存在着電流展開作用，要普遍精確計算 R_{B_2} 是很困難的。實際上，只有下述兩種情況才比較有實際意義(參看第三節)。

$$(i) N_{n(x_j-l-\frac{\pi r}{4})} \sim N_j: \left(N_{n(x_j-l-\frac{\pi r}{4})} = N_{n_{x=x_j-l-\frac{\pi r}{4}}} \right),$$

此時 N_n 變化平緩，以至可以看成是均勻的，於是 R_{B_2} 等於

$$R_{B_2} = \frac{1}{4r q \mu_n N_{n(x_j-l)}} = \frac{\frac{\pi r}{4}}{\pi r^2 q \mu_n N_{n(x_j-l)}}, \quad (20)$$

其中 $N_{n(x_j-l)} = N_{n_{x=x_j-l}}$ 。(20)式表明，由於電流展開作用的影響， R_{B_2} 可看成集中在 $x_j - l$ 附近截面積為 πr^2 、厚度為 $\frac{\pi r}{4}$ 的薄層內。一般來說，只要在厚度為 $\frac{\pi r}{4}$ 的區域內， N_n 變化不大， R_{B_2} 就可看成由該薄層內產生的。從而 R_{B_2} 等於

$$R_{B_2} = \frac{1}{\pi r^2 q \mu_n} \int_{x_j-l-\frac{\pi r}{4}}^{x_j-l} \frac{dx}{N_n}. \quad (21)$$

由(19)及(20)兩式可求出 R_B ：

$$R_B = R_{B_1} + R_{B_2} = \frac{1}{\pi r^2 q \mu_n} \int_{x_j-l-\frac{\pi r}{4}}^{x_D} \frac{dx}{N_n}. \quad (22)$$

利用(3)，(4)兩式，並因 $a = \frac{2\gamma_{nj}N_j}{L_n} (1+\alpha)$ 及柵面因子 $\Theta = 1 + \frac{4l}{\pi r}$ ，則 R_B 等於

$$R_B = \frac{1 + \alpha}{\pi r^2 q \mu_n a} \int_{u_D}^{\frac{\pi \Theta}{4} \frac{ra}{N_j(1+\alpha)}} e^{-u} du = \frac{1 + \alpha}{\pi r^2 q \mu_n a} \int_{\frac{\ln 10}{1+\alpha}}^{\eta} e^{-u} du = \frac{1 + \alpha}{\pi r^2 q \mu_n a} (e^{-\frac{\ln 10}{1+\alpha}} - e^{-\eta}). \quad (23)$$

因 $e^\eta = \frac{N_n(x_j - l - \frac{\pi r}{4})}{N_j}$, 故 η 愈小, (23) 式愈接近于真实结果. 若 $\alpha \rightarrow \infty$, (23) 式可化成

$$R_B = \frac{1}{\pi r^2 q \mu_n a} \left[-\ln 10 + \frac{\pi \Theta}{4} \frac{ra}{N_j} \right] = \frac{1}{4 r q \mu_n N_j} \left[\Theta - \frac{4 \ln 10}{\pi} \frac{N_j}{ra} \right],$$

即单扩散情况的 $R_B^{[1]}$.

$$(ii) N_n(x_j - l - \frac{\pi r}{4}) \geq 10 N_j, \text{ 即 } x_j - l - x_{(10N_j)} \leq \frac{\pi r}{4} (x_{(10N_j)} = x_{N_n=10N_j}).$$

根据第一节分析可知, R_{B_2} 主要集中在从 $x_j - l$ 到 $x_{(10N_j)}$ 的薄层内. 当其厚度 $x_j - l - x_{(10N_j)} \leq \frac{\pi r}{4}$ 时, 展开作用可略, 从而 $R_{B_2} = \frac{1}{\pi r^2 q \mu_n} \int_{x_{(10N_j)}}^{x_j - l} \frac{dx}{N_n}$.

在 $x_{(10N_j)}$ 到 $x_j - l - \frac{\pi r}{4}$ 区域内, $N_n \geq 10 N_j$, 所产生的电阻可略. 从而上式的积分下限可进一步扩展到 $x_j - l - \frac{\pi r}{4}$ 处, 这样就得到与 (21) 式完全相同的结果. 说明 (23) 式对于 $N_n(x_j - l - \frac{\pi r}{4}) \geq 10 N_j$ 即 $e^\eta \geq 10$ 的情况也是适用的. 一般来说, 因为 N_n 是自结处上升的 R_{B_2} 应当集中在厚度小于 $\frac{\pi r}{4}$ 的薄层内, 用 (23) 式估计 R_B 将偏高.

对于凹面结构, 当扩散层厚度 $x_D - (x_j - l) = -\frac{\pi r}{4} \left(\Theta - 1 - \frac{4 \ln 10}{\pi} \frac{N_j}{ra} \right)$ 远小于 $\frac{\pi r}{4}$ 即 $\Theta - 1 - \frac{4 \ln 10}{\pi} \frac{N_j}{ra} \sim 0$ 时, 立即求出

$$R_B \cong \frac{1}{\pi r^2 q \mu_n} \int_{x_j - l - \frac{\pi r}{4}}^{x_D} \frac{dx}{N_n},$$

所以 (23) 式仍然适用.

三、选定 w 及 N_j 时的最高 f_{cm} 及最佳 α_0

引言中已指出, 为了提高 f_c , w 及 N_j 应首先分别按最小及最高值予以选定; 对于选定的 w 及 N_j , 存在着最佳 α_0 及最高 f_{cm} . 本节将以硅为例, 给出 α_0 及 f_{cm} 的确定方法. 我们选用表面浓度最高的 n, p 型杂质磷 ($N_{n_s} = 10^{22}$) 和硼 ($N_{p_s} = 10^{21}$) 进行双扩散 ($N_{j_m} = 10^{19}$), 以保证 N_j 最大限度地提高. 因为 $\mu_n > \mu_p$, 为了更有效降低 R_s , 用磷作第一次较深扩散形成的 n 区为基层. 另外, 根据 (24) 式可知, r 愈小, f_c 愈高, 因此进一步将 r 也按实际最小可能值予以选定 (取 r 最小为 10 [微米]).

由以后可知 (见表 1), 对于实际感兴趣的 N_j 及 w 范围 ($N_j = 10^{19}$, $w \geq 10$ [微米]), 在我们所要考虑的最佳情况 $\alpha = \alpha_0$ 处: $(1 + \alpha) u_{1\max} \leq 0.3$, $(1 + \alpha) > 7$ (以后 $u_{1\max}$ 简称 u_1), 并且因为 $\Theta - 1 - \frac{4 \ln 10}{\pi} \frac{N_j}{ra} \geq 0$, 可以用 (18) 及 (23) 式计算 R_n . 由 (12),

(16), (18)及(23)式并令 $\frac{\mu_n}{\mu_p} = B$ 就得到 f_c 与二極管物理參數 w, N_j, r 及 α 的關係式:

$$f_c^{-1} = 2\pi C_{\min}(R_p + R_n) = \frac{2K_c}{q\mu_n} a^{-\zeta} \left\{ -(B+1) \ln(1+\alpha)u_1 + \right. \\ \left. + \frac{B-1}{1+\alpha} \left[\frac{\pi^2}{6} + (1+\alpha)u_1 \ln(1+\alpha)u_1 - (1+\alpha)u_1 \right] + (1+\alpha)(1-e^{-\eta}) \right\}, \quad (24)$$

其中 $\zeta = \frac{2-\nu}{3}$. 在得到(24)式時, 用了 $e^{u_1}, e^{-u_1} \sim 1, \ln(1-e^{-(1+\alpha)u_1}) \cong \ln(1+\alpha)u_1$ 諸條件. 另外, 根據(9)式, 并因 $\alpha^{-1}y_{pj}^2 < \frac{y_{nj}^2}{10}$ ($y_{pj} = 1.82, y_{nj} = 2.33$), 可以略去 $\alpha^{-1}y_{pj}^2$ 項, 就得到

$$a \cong \frac{2y_{nj}^2 N_j}{w} (1+\alpha) \quad (25)$$

及

$$\eta \cong \frac{\pi y_{nj}^2 r}{2w}. \quad (26)$$

$-V = V_B = \beta a^{-\nu}$ 代入(8)式, 可求出 $(1+\alpha)u_1$:

$$(1+\alpha)u_1 = \left(\frac{3\epsilon\beta}{2q} \right)^{1/3} \frac{a^\zeta}{N_j} = K_u \frac{a^\zeta}{N_j}, \quad (27)$$

對於硅: $(1+\alpha)u_1 = 2.10 \times 10^5 \frac{a^{0.552}}{N_j}$.

根據(24), (25), (26)及(27)式, 將 f_c^{-1} 對 α 取微商, 求得

$$\left(\frac{\partial f_c^{-1}}{\partial \alpha} \right)_{w, N_j, r} = \frac{2K_c}{q\mu_n} \frac{a^{-\zeta}}{(1+\alpha)} \left\{ \zeta(B+1) [\ln(1+\alpha)u_1 - 1] - \right. \\ \left. - \frac{(1+\zeta)(B-1)}{1+\alpha} \left[\frac{\pi^2}{6} + \frac{1}{1+\zeta} (1+\alpha)u_1 \ln(1+\alpha)u_1 - (1+\alpha)u_1 \right] + \right. \\ \left. + (1-\zeta)(1+\alpha)(1-e^{-\eta}) \right\}.$$

由 $\left(\frac{\partial f_c^{-1}}{\partial \alpha} \right)_{w, N_j, r} = 0$ 求出 α_0 (以下各式中 $u_1 = u_{1a=\alpha_0}$) 滿足:

$$\zeta(B+1) [\ln(1+\alpha_0)u_1 - 1] + (1-\zeta)(1+\alpha_0)(1-e^{-\eta}) = \\ = \frac{(1+\zeta)(B-1)}{1+\alpha_0} \left[\frac{\pi^2}{6} + \frac{1}{1+\zeta} (1+\alpha_0)u_1 \ln(1+\alpha_0)u_1 - (1+\alpha_0)u_1 \right]. \quad (28)$$

首先須要證明由(28)式求出的 α_0 確使 f_c 為極大, 這只須求出 f_c^{-1} 對 α 的第二級微商即可看出:

$$\left(\frac{\partial^2 f_c^{-1}}{\partial \alpha^2} \right)_{w, N_j, r} \Big|_{a=\alpha_0} = \frac{2K_c}{q\mu_n} \frac{a_0^{-\zeta}}{(1+\alpha_0)} \left\{ \frac{\zeta^2(B+1)}{1+\alpha_0} + \frac{(1+\zeta)(B-1)}{(1+\alpha_0)^2} \left[\frac{\pi^2}{6} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1-\zeta}{1+\zeta} (1+\alpha_0)u_1 \ln(1+\alpha_0)u_1 - (1+\alpha_0)u_1 \right] + (1-\zeta)(1-e^{-\eta}) \right\} > 0.$$

其中最佳 $\alpha_0 = a_{a=\alpha_0}$, 所以 f_c 是極大. 將 α_0 代入(24)式, 求出 f_{cm} 為

$$f_{cm}^{-1} = \frac{2K_c}{q\mu_n} a_0^{-\zeta} \left\{ -\frac{1}{1+\zeta} (B+1) \ln(1+\alpha_0) u_1 + \frac{2}{1+\zeta} (1+\alpha_0)(1-e^{-\eta}) - \frac{\zeta(B+1)}{1+\zeta} + \frac{\zeta(B-1)}{(1+\zeta)} u_1 \ln(1+\alpha_0) u_1 \right\}. \quad (29)$$

根据(28)式,当 $w \rightarrow \infty$ 时, $\alpha_0 \rightarrow \infty$, 从而(28), (29)式可分别化为

$$1 - \ln \left(K_n \frac{a_0^\zeta}{N_j} \right) = \frac{\pi r \Theta}{4} \frac{1-\zeta}{\zeta(B+1)} \frac{a_0}{N_j}, \quad (30)$$

$$f_{cm}^{-1} = \frac{2K_c}{q\mu_n} \left[\frac{\pi r \Theta}{4\zeta} \frac{a_0^{1-\zeta}}{N_j} - (B+1) a_0^{-\zeta} \right], \quad (31)$$

(30), (31)式即为单扩散情况确定 a_0 及 f_{cm} 的关系式^[1].

表1是对硅扩散磷硼的计算结果,其中 α_0 , L_n , L_p , a_0 , V_B , C_{min} , f_{cm} , $(1+\alpha_0)u_1 e^\eta$ 分别根据(28), (5), (6), (25), (10), (11), (29), (27)及(26)式求出,并取 N_j 最高为

表 1

Θ	w [微米]	α_0	L_n [微米]	L_p [微米]	a_0 [厘米] ⁻⁴	V_B [伏]	C_{min} [微微法]	f_{cm} [千兆周]	$(1+\alpha_0)u_1$	e^η	$\Theta - 1 - \frac{4 \ln 10}{\pi} \frac{N_j}{ra_0}$
3	50	9.14	20.2	1.73	2.19×10^{20}	8.3	0.23	406	0.161	164	1.87
	100	10.7	40.6	2.97	1.27×10^{20}	10	0.18	275	0.119	12.8	1.77
	500	25.7	210	5.75	6.42×10^{20}	11	0.13	174	0.082	1.6	1.54
	∞	∞	∞	6.51	5.60×10^{20}	13	0.12	140	0.078	1	1.48
1	10	6.58	3.97	0.47	8.20×10^{20}	5.2	0.42	1170	0.333	4.9×10^8	-0.036
	20	7.8	7.95	0.80	4.76×10^{20}	8.0	0.32	766	0.247	70	-0.062

10^{19} , r 最小为 10 [微米]. 对于 $\Theta = 1$ 的情况来说, 虽然扩散层全部处在基层内, 但是其厚度 $x_j - l - x_D = - \left[\Theta - 1 - \frac{4 \ln 10}{\pi} \frac{N_j}{ra_0} \right] \frac{\pi r}{4}$ 不到结半径 r 的 5% (见表 1), 在扩散层内可略去电流的展开作用, 所以用(18), (23)式来计算 R_n , 并不会引入显著误差.

四、结 束 语

我们在引言中首先提出采用双扩散法可以比单扩散进一步有效地提高 f_c . 第二节中对串联电阻 R_s 进行了分析. 第三节进一步以硅扩散磷、硼为例, 给出具体数值结果; 指出: 当材料厚度减至 10 [微米]时(采用凹面结构), f_c 有可能比单扩散提高四倍以上. 这按目前工艺水平是可能实现的, 例如, Moll, Krakauer 与 Shen^[5] 就曾报道过结面积达到 10^{-3} [厘米]² 时, 厚度仅为 25 [微米]的硅双扩散二极管.

我们认为双扩散凹面结构是值得重视的. 这不仅因为材料厚度减得很薄时必须采用凹面结构; 另外在通常台式结构中, 由于从小台面上引线很困难, 有较大的接触电阻将影响 f_c 的进一步提高, 并且机械稳定性亦较差^[6], 而凹面结构可以完全避免这些缺点^[2]. 又因 $p-n$ 结未暴露在外部, 可以完全避免表面电击穿^[3].

參 考 文 獻

- [1] 續竟存、卓濟蒼，物理學報，**20** (1964)，327.
- [2] Uhler, Jr. A., *Proc. I.R.E.*, **46** (1958), 1099—1115.
- [3] Uhler, Jr. A., U. S. patent 3,008,089 issued Nov. 7, 1961. 見 *Solid State Abstract*, **2**, No. 5—6 (1961), 271.
- [4] Fa, C. and Zuleef, R., *Solid State Electronics*, **3** (1961), 18—23.
- [5] Moll, J. L., Krakauer, S. and Shen, R., *Proc. I.R.E.*, **50** (1962), 43—53.
- [6] Forster, J. H. and Uenohara, M., *Proc. I.R.E.*, **50** (1962), 82—83.

THE SERIES RESISTANCE AND CUTOFF FREQUENCY OF DOUBLE DIFFUSED PARAMETRIC DIODE

SHIUH GEN-TWEN CHUO CHI-TSANG

ABSTRACT

The present analysis is an extension of previous work by the authors^[1], in which the ordinary single diffused structure is only a limiting case where $\alpha \rightarrow \infty$. Example of the analysis applied to silicon with phosphorus and boron as diffusants has been given. It is indicated that the double diffusion technique is the most effective one for increasing the cutoff frequency of parametric diode.