

點接觸放大器的放大作用*

卓 濟 蒼 續 競 存

(北京醫學院物理教研組) (總軍械部雷達局)

序 言

經歷電冶製過程的 A-型點接觸放大器, 電流增益 $\alpha = -\frac{\partial I_c}{\partial I_e}\bigg|_{V_c}$ 大於 1 並且隨發射電流 I_e 的加大而下降。 α 大於 1 是因為具有大於 1 的本徵電流增益 α^* 的原故 ($\alpha = r\beta\alpha^*$)。 在本篇論文中, 將定量地討論 α 隨 I_e 的變化。

實驗指出^[1,2], 放大器的接觸點經歷強冶製過程時, 雜質可以自接觸點熱擴散到半導體中, 在接觸點附近形成反型層。 若樣品是用 n -Ge 製成的, 分別以純銅及青銅做發射極及收集極的觸鬚時, 經電冶製過程後, 發射極形成 p - n 結, 收集極由於青銅內含有施主性雜質磷, 在冶製過程中磷原子也有可能擴散到半導體中在接觸點附近再形成一 n -型層, 因此收集極為 p - n 鉤結構。 不過在實驗中沒有觀察到 n -型層的存在, 估計其厚度不超過表面勢壘的厚度。 這種 n -型層只能起着修正 p -型層勢壘的作用, 使得 p -型層具有一個足夠高的空穴表面勢壘。 因此經歷強電冶製過程的點接觸放大器基本上是 p - n - p 結 (或 n - p - n 結) 的結構 (見圖 1)。 此處將要討論這種 p - n - p 結的放大作用。

在本文中, 假設遷移比 $\beta = 1$ 。 也就是說發射極注射的空穴, 在伴隨收集電流 I_c 的電場牽引之下^[3], 全部流進收集極 p - n 結, 注射空穴在 n -型樣品內部的復合作用是可以略去的。 $\beta = 1$ 的假設, 在發射極和收集極之間的距離小於空穴擴散長度時是正確的。 發射結和收集結在這裏是分開討論的, 在第一部分中圍繞着注射比 r 隨發射電流 I_e 的變化討論發射極整流結的前向特性, 在第二部分中將討論收集結的電流放大特性。

點接觸放大器的注射比¹⁾在發射電流很小時, 接近等於 1, 隨了發射電流加大而下降。 關於注射比隨發射電流變化的理論, 在前人工作中^[4,5], 只分析了金屬和半導體直接接觸的情形。 金屬和半導體接觸端具有足夠高的電子表面勢壘, 加正向電壓時, 電子依靠熱運動通過表面勢壘流向接觸點, 電子電流可利用兩極管理論求出。 另外加了正向電壓後, 表面勢壘降低金屬接觸點通過表面勢壘向半導體內部注射空穴。 若正向電壓很低, 電場對注射空穴的作用是可以略去的, 注射空穴的運動是依靠幾何形狀造成的展開作用。 空穴

* 1957 年 9 月 14 日收到。

1) 注射比通常指得是直流注射比, 若樣品是 n -型的 $r = \frac{I_p}{I_n + I_p}$ 。 但電流增益 $\alpha = -\frac{\partial I_c}{\partial I_e}\bigg|_{V_c}$ 是交流的, 此處假設 $\beta = 1, \alpha = r\alpha^*$ 。 r, α^* 亦應理解為交流注射比 $\left(\frac{\partial r I_e}{\partial I_e} = r + I_e \frac{\partial r}{\partial I_e}\right)$ 及交流本徵電流增益 $\left(-\frac{\partial I_c}{\partial \Delta I_{pc}} = -\frac{\partial I_c}{\partial r I_e}\right)$ 。

的復合在計算空穴電流時不是主要的，因此可略去空穴的復合作用。這樣求出的空穴電流比電子電流大得多，所以注射比接近等於 1。注射比的下降是由於在半導體內部須滿足電中性條件，電子濃度伴隨空穴濃度而增加，隨了電壓升高，電子電流比空穴電流更快地加大而引起的。在極限情形 ($I \rightarrow \infty$) 時，接觸端勢壘消失，電子電流和空穴電流之比應由電子遷移率與空穴遷移率之比 B 來決定。注射比 r 趨近於 $\frac{1}{1+B}$ 。

發射極經強冶製過程後形成 $p-n$ 結，實驗指出^[1]， p -型層的厚度 (約 10^{-2} — 10^{-3} cm) 遠大於電子的自由程 (約 10^{-5} — 10^{-4} cm) 及接觸點半徑 (約 10^{-4} cm)。(以下稱這種 $p-n$ 結為金屬- $p-n$ 結見圖 1。) 假設金屬- $p-n$ 結接觸端是歐姆式的，因為 n -型半導體 (n -Ge)

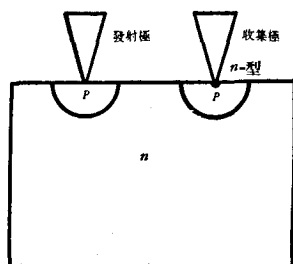


圖 1

的表面勢壘是電子的勢壘，發射極觸鬚若是純銅製成的，在冶製過程中沒有足夠多的施主雜質擴散到半導體內，形成空穴勢壘的原故。當發射極加低正向電壓時，電壓集中在 $p-n$ 結上。(所謂低電壓是指在 p -區域及 n -區域內均可略去電場對少數載流子作用的情形，亦稱為“小電流”情形。) p -區域及 n -區域分別通過 $p-n$ 結勢壘向 n -區域及 p -區域注射空穴及電子。決定 n -區空穴電流的物理因素，和金屬-半導體點接觸理論相同，仍然是幾何形狀對注射空穴造成的展開作用。 p -

區電子電流則應該由注射電子在 p -型層內的擴散來決定。因為 p -型層厚度小於電子的擴散長度 (約 10^{-2} cm)，注射電子的復合作用是可以略去的。電子流向接觸點時幾何形狀造成的集中趨勢，阻礙電子的運動減小電子電流。因此即使 p -型層和 n -型半導體導電率數量級相同，空穴電流仍比電子電流大得多，也就是說注射比在低電壓時可以是很高的。注射比的下降是由於 p -型層比 n -型半導體內電場先對少數載流子起作用而引起的。同樣在極限情形時， $p-n$ 結勢壘消失電子電流和空穴電流之比由 $B = \frac{u_n}{u_p}$ 來決定，

$r \rightarrow \frac{1}{1+B}$ 。提高 p -型層的導電率，金屬- $p-n$ 結構成合金結時，有利於注射比的提高。注射比的下降不僅由於 p -型層電場對電子起作用，而且亦和由電中性條件引起的 p -區域及 n -區域導電率之比的下降有關。這兩種因素在 r 開始下降時，同時起作用。以後的計算還指出，當金屬- $p-n$ 結為合金結時，不但小電流時的 r 提高，小電流範圍變寬，而且 r 隨電流的變化亦變得平緩了。

對於經電冶製過程的收集極具有大於 1 的本徵電流增益 α^* 的事實，在前人的工作^[6] 中利用 $p-n$ 鉤結構給出定性的解釋，但並沒有定量的計算。前面已經指出，這種 $p-n$ 鉤更接近金屬和 p -型半導體點接觸的情形。收集極的反向偏壓 V_c 集中在收集極 $p-n$ 結上。假設收集極飽和空穴電流 $I_{c0} \approx 0$ ，注射空穴被收集極 $p-n$ 結電場拉入 p -型層向着收集極接觸點擴散，產生一附加的收集極空穴電流 ΔI_{pc} 。因為接觸端的表面勢壘是阻礙空穴流向觸鬚的，所以在接觸端將產生空穴的積累降低勢壘高度直到能保證 ΔI_{pc} 流向收集極為止。這時勢壘高度降低了 ΔV ，很容易明白這如同在表面勢壘上加了一正向電壓 ΔV ，觸鬚將通過表面勢壘向 p -型層內注射電子。可利用金屬-半導體整流理論^[5] 求出 $\Delta I_c = \Delta I_{nc} + \Delta I_{pc}$ 與 ΔI_{pc} 之間的關係。與金屬-半導體整流理論不同之處，只是在模型

上。前者考慮觸鬚與很厚的 p -型半導體接觸，此處是觸鬚與一定厚度的 p -型層接觸（見圖 2）。

$$\text{直流 } \alpha^* = \frac{\Delta I_{nc} + \Delta I_{pc}}{\Delta I_{pc}} = \frac{1}{1 - \gamma_c} \left(\gamma_c = \frac{\Delta I_{nc}}{\Delta I_{nc} + \Delta I_{pc}} \text{ 爲收集極 } p\text{-}n \text{ 鈎的注射比} \right),$$

根據金屬-半導體接觸的整流理論^[5]，若表面勢壘足夠高，在小電流時注射比接近於 1 並且隨了電流的增加而下降。可以知道直流 α^* 在小發射電流時很大，並且隨了發射電流的加大而下降。

這裏必須指出，實際上 I_{c0} 不接近等於零（約 0.1—1mA），直流 α^* 應該等於 $\frac{I_{nc} + I_{pc}}{I_{pc}}$ ，其中 I_{nc} 、 I_{pc} 分別包含飽和收

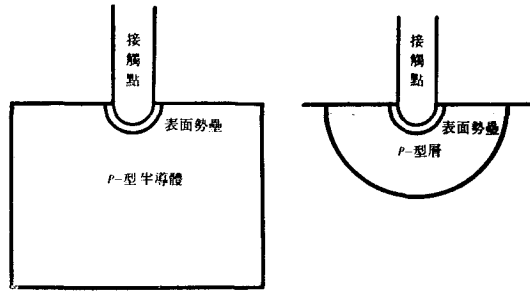


圖 2

集電流中的 I_{nc0} 及 I_{pc0} 。電流增益 α 隨 I_e 的變化，是由交流注射比與交流本徵電流增益之積求出的。我們自發射結 $\gamma-I_e$ 的特性曲線求出交流注射比隨 I_e 的變化，自 I_c 與 I_{pc} 的關係中求出交流本徵電流增益隨 I_{pc} ($I_{pc} = I_{pc0} + \gamma I_e$) 的變化，得到的 $\alpha-I_e$ 特性曲線與實驗結果在變化趨勢上是一致的。

一. 發射極整流結的前向特性

1. 模型

假設金屬 p - n 結的模型爲：

i) p -型層爲半球形的均勻半導體， p -型層的厚度小於電子的擴散長度，但遠大於電子自由程及接觸點半徑；

ii) 發射極接觸點是半球形的，接觸端載流子濃度和 p -型層內部熱平衡時的載流子濃度相等；

iii) n -型層爲很厚的均勻半導體；

iv) p - n 結的厚度遠小於 p -型層的厚度。

金屬 p - n 結的模型及能帶圖見圖 3 所示。

關於 p - n 結邊界上載流子濃度，根據 Shockley 理論^[7]在 p - n 結兩邊載流子濃度滿足平衡分佈，考慮了電中性修正後 p - n 結邊界上注射載流子濃度 Δp ， Δn 滿足下述方程式：

$$\Delta p + p_n = \{p_p + \Delta n\} \exp \left\{ - \frac{q(V_D - V)}{kT} \right\},$$

$$\Delta n + n_p = \{n_n + \Delta p\} \exp \left\{ - \frac{q(V_D - V)}{kT} \right\},$$

其中 V_D 爲 p - n 結的勢壘高度， V 爲 p - n 結上外加的正向電壓。解此聯立方程式可求出 Δp 、 Δn ：

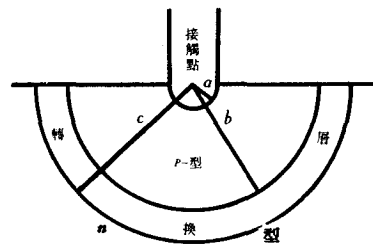


圖 3 a

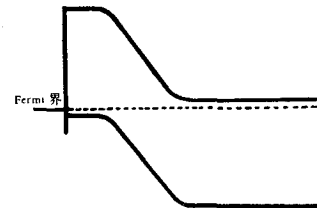


圖 3 b

$$\Delta n = \frac{\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \left[n_p + p_n \exp\left\{ -\frac{q(V_D - V)}{kT} \right\} \right]}{1 - \exp\left\{ -\frac{2q(V_D - V)}{kT} \right\}}, \quad (1)$$

$$\Delta p = \frac{\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \left[p_n + n_p \exp\left\{ -\frac{q(V_D - V)}{kT} \right\} \right]}{1 - \exp\left\{ -\frac{2q(V_D - V)}{kT} \right\}}. \quad (2)$$

Δn 和 Δp 之間的關係可由下式求出：

$$(p_n + \Delta p)(n_n + \Delta n) = (p_p + \Delta n)(n_p + \Delta n),$$

$$p_n n_n + (p_n + n_n) \Delta p + \Delta p^2 = n_p p_p + (p_p + n_p) \Delta n + \Delta n^2.$$

因 $p_p n_p = n_n p_n = n_i^2$ (n_i 為半導體純淨時載流子的熱平衡濃度), $p_p \gg n_p$, $n_n \gg p_n$,

故 $(n_n + \Delta p) \Delta p = (p_p + \Delta n) \Delta n$. (3)

當 $V \ll V_D$ 時, $\Delta p \ll n_n$, $\Delta n \ll p_p$ 可以略去電中性修正. (1), (2) 兩式可簡化成 Shockley 邊界條件:

$$\Delta n = n_p \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \quad (4)$$

$$\Delta p = p_n \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \quad (5)$$

此時 $\frac{\Delta p}{\Delta n} = \frac{p_p}{n_n}$. 若 p - n 結為合金結, 考慮了電中性修正後, 將減小 $\frac{\Delta p}{\Delta n}$ 的比值, 如果

p - n 結上電壓降足夠大, 電中性修正項的作用很強, Δp 接近於 Δn .

以下先分析“小電流”情形, 其次利用普遍計算求出決定注射比下降的物理因素, 最後選擇兩組參數給出前向特性普遍計算的數值結果.

2. “小電流”情形

我們假設:

- i) 在 p -區域及 n -區域內均可略去電場對少數載流子的作用;
- ii) 少數載流子的復合作用也都是可以略去的;
- iii) 在小電流時 $\Delta n \ll p_p$, $\Delta p \ll n_n$ 在 p - n 結邊界上注射載流子滿足 Shockley 邊界條件, 無須加上電中性修正.

在 n -區域內, 空穴的擴散方程式為:

$$i_p = -u_p kT \nabla p',$$

其中 i_p 為空穴電流密度, p' 為附加空穴濃度, u_p 為空穴遷移率.

利用邊界條件在 $r = r_0$ 處, $p' = \Delta p = p_n \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$; $r = \infty$ 處, $p = 0$

求出

$$i_{p,r=c} = \frac{u_p kT p_n}{c} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \quad I_p = i_{p,r=c} 2\pi c^2 = 2\pi c u_p kT p_n \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

$$\therefore b \sim c, \quad \therefore I_p = 2\pi b u_p kT p_n \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (6)$$

在 p -區域內，電子的擴散方程式為：

$$i_n = u_n kT \nabla n' \quad (n' \text{ 為附加電子濃度}),$$

利用邊界條件在 $r = a$ 處， $n' = 0$ ； $r = b$ 處， $\Delta n = n_p \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$ ，可求出

$$i_{n_{r=b}} = u_p kT \frac{a}{(b-a)b} n_p \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right],$$

$$I_n = 2\pi b^2 i_{n_{r=b}} = 2\pi u_n kT \frac{ab}{b-a} n_p \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (7)$$

由 (6), (7) 兩式可以求出

$$\frac{I_p}{I_n} = \frac{b-a}{Ba} \frac{p_n}{n_p} \quad \left(B = \frac{u_n}{u_p} \right). \quad (8)$$

$$\text{注射比 } r = \frac{I_p}{I_p + I_n} = \frac{\frac{I_p}{I_n}}{1 + \frac{I_p}{I_n}}, \text{ 以 (8) 式代入之, 可得 } r = \frac{1}{1 + \frac{Ba}{b-a} \frac{n_p}{p_n}};$$

$$\because n_p = \frac{n_i^2}{p_p}, \quad p_n = \frac{n_i^2}{n_n}, \quad \therefore r = \frac{1}{1 + \frac{Ba}{b-a} \frac{n_n}{p_p}}. \quad (9)$$

由 (9) 式可知，在小電流時 r 等於常數。若 p -區域及 n -區域的導電率接近相等 ($n_n \sim p_p$)，(9) 式可寫成

$$r = \frac{1}{1 + \frac{Ba}{b-a}}. \quad (10)$$

在金屬- p - n 結中， $b-a < L_n$ (電子擴散長度)，但 $b-a \gg a$ ，所以僅依靠幾何形狀的作用足以使得注射比 r 很高。

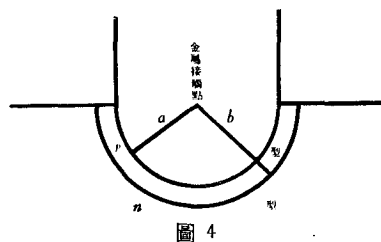
遺憾的是，關於點接觸放大器的機構缺乏足夠精確的實驗數據，因此我們只能根據實驗結果^[1,2] 對某些參數進行合理的選擇。對於 n -Ge 樣品取 $p_p = n_n = 10^{15} \text{ 1/cc}$ ， $u_p = 1.7 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec} \cdot \text{V}$ ， $u_n = 3.6 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec} \cdot \text{V}$ ， $B = \frac{u_n}{u_p} = 2.1$ ， $a = 1.3 \times 10^{-4} \text{ cm}$ ，

$b-a = 2.9 \times 10^{-3} \text{ cm}$ ， $c-b \sim 10^{-4} - 10^{-5} \text{ cm}$ 。由 (10) 式求出 $r = 0.91$ ，可見僅由於幾何形狀的作用求得的 r 已經很大了。另外由 (7) 式

可知電子在 p -區域內的擴散距離是 $\frac{b(b-a)}{a} = 6.1 \times 10^{-2} \text{ cm}$ ，大於 p -型層的厚度。

若接觸點的面積較大，經冶製過程後形成很薄的 p -型層(見圖 4)。取 $a = 3 \times 10^{-3} \text{ cm}$ ， $b-a = 4.1 \times 10^{-4} \text{ cm}$ ， $b = 3.4 \times 10^{-3} \text{ cm}$ ， $c-b \sim 10^{-5} - 10^{-4} \text{ cm}$ 。

電子在 p -區域內的擴散距離 $\frac{b(b-a)}{a} = 4.4 \times 10^{-4} \text{ cm} \sim b-a$ 。此表示在圖 4 給出的模型中， p -區域內幾何形狀造成的電子集中趨勢已經不顯著了，電子的擴散距離接近等於 p -型層的厚度，相當於 p - n 結情形。在這種模型中欲得到較高的注射比，必須使 p - n 結構成合金結方可，例如若 $r = 0.9$ ，須 $\frac{p_p}{n_n} \sim 10^2$ 。這種模型不是在本文中着重討論的，



3. 普遍計算

基本假設：

- i) p -區域及 n -區域內均滿足電中性條件，也就是說均沒有空間電荷存在；
- ii) 即使在大電流時， n -區域及 p -區域內空穴及電子的復合仍然是可以略去的。因為根據 Shockley 和 Read 復合統計理論^[8]可知，在大電流時捕獲中心趨於飽和，復合作用變得緩慢了，所以更能夠略去復合作用了；
- iii) p - n 結的厚度 $c - b$ 遠小於 p -型層厚度 $b - a$ ，所以在在大電流時仍可略去 p - n 結厚度改變的影響；
- iv) 在普遍計算中，假設 p - n 結邊界上載流子濃度滿足平衡分佈，但須考慮電中性修正。注射電子及空穴濃度 Δn , Δp 分別是

$$\Delta n = \frac{\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \left[n_p + p_n \exp\left\{ -\frac{q(V_D - V_T)}{kT} \right\} \right]}{1 - \exp\left\{ -\frac{2q(V_D - V_T)}{kT} \right\}}, \quad (11)$$

$$\Delta p = \frac{\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \left[p_n + n_p \exp\left\{ -\frac{q(V_D - V_T)}{kT} \right\} \right]}{1 - \exp\left\{ -\frac{2q(V_D - V_T)}{kT} \right\}}. \quad (12)$$

(11), (12) 兩式即為 (1), (2) 兩式，在這裏， p - n 結上的電壓降用 V_T 表示。

假設 iv) 在非常大的電流時 ($I \rightarrow \infty$ 時) 是不正確的。不過這並不影響對注射比隨電壓或電流下降問題的討論，這一點將在最後一節中結合計算結果加以說明。

在 n -區域內，電子和空穴的擴散方程式是：

$$i_n = -Bu_p q \left[(n_n + p') \nabla \psi - \frac{kT}{q} \nabla p' \right], \quad (13)$$

$$i_p = -u_p q \left[(p_n + p') \nabla \psi + \frac{kT}{q} \nabla p' \right]. \quad (14)$$

$B(14) - (13)$ 可得

$$\left[Br - (1 - r) \right] i = Bu_p q \left[n_n \nabla \psi - 2 \frac{kT}{q} \nabla p' \right]; \quad (15)$$

$$\frac{1}{r}(4) = \frac{1}{1-r}(3), \quad Br \left[(n_n + p') \nabla \psi - \frac{kT}{q} \nabla p' \right] = (1-r) \left[(p_n + p') \nabla \psi + \frac{kT}{q} \nabla p' \right],$$

$$\left\{ \left[Br - (1-r) \right] p' + n_n Br \right\} \nabla \psi = \left[Br + (1-r) \right] \frac{kT}{q} \nabla p',$$

$$\nabla \psi = \frac{\left[Br + (1-r) \right] \frac{kT}{q} \nabla p'}{\left[Br - (1-r) \right] p' + Br n_n}. \quad (16)$$

以 (16) 式代入 (15) 式，求出

$$\left[Br - (1-r) \right] i = Bu_p q \left\{ n_n \frac{\left[Br + (1-r) \right] \frac{kT}{q} \nabla p'}{\left[Br - (1-r) \right] p' + Br n_n} - 2 \frac{kT}{q} \nabla p' \right\}. \quad (17)$$

因為假設注射載流子的復合是可以略去的，所以 r 不隨距離 r 而改變，在對距離 r 積分時可視為常數。利用邊界條件 $r = c$ 處， $p' = \Delta p$, $\psi = V_{ns}$ ； $r = \infty$ 處， $p' = 0$, $\psi = 0$

分別積分(15),(17)兩式,可得

$$B_-\frac{I}{2\pi c} = Bu_pq \left[-n_n V_{ns} + 2 \frac{kT}{q} \Delta p \right] \quad \because c-b \ll b$$

$$\therefore B_-\frac{I}{2\pi b} = Bu_pq \left[-n_n V_{ns} + 2 \frac{kT}{q} \Delta p \right] \quad (18)$$

$$B_-\frac{I}{2\pi b} = 2Bu_p kT \Delta p - Bu_p kT n_n \frac{B_+}{B_-} \ln \left(\frac{B_-\Delta p + B_+ n_n}{B_+ n_n} \right), \quad (19)$$

其中 $B_- = B\gamma - (1-\gamma)$, $B_+ = B\gamma + (1-\gamma)$.

在 p -區域內,電子和空穴的擴散方程式是:

$$i_n = -Bu_pq \left[(n_p + n') \nabla \psi - \frac{kT}{q} \nabla n' \right], \quad (20)$$

$$i_p = -u_pq \left[(p_p + n') \nabla \psi + \frac{kT}{q} \nabla n' \right]; \quad (21)$$

$B(21) - (20)$, 可得

$$B_-i = -Bu_pq \left[p_p \nabla \psi + 2 \frac{kT}{q} \nabla n' \right]; \quad (22)$$

$$\frac{1}{r}(21) = \frac{1}{1-r}(20), \quad B\gamma \left[(n_p + n') \nabla \psi - \frac{kT}{q} \nabla n' \right] = (1-r) \left[(p_p + n') \nabla \psi + \frac{kT}{q} \nabla n' \right],$$

$$\nabla \psi = \frac{B_+ \frac{kT}{q} \nabla n'}{B_- n' - (1-r)p_p}. \quad (23)$$

以(23)式代入(22)式,可得

$$B_-i = -Bu_pq \left[\frac{B_+ p_p \frac{kT}{q} \nabla n'}{B_- n' - (1-r)p_p} + 2 \frac{kT}{q} \nabla n' \right]. \quad (24)$$

同樣利用邊界條件 $r=a$ 處, $n'=0$, $\psi=V$; $r=b$ 處, $n'=\Delta n$, $\psi=V_T + V_{ns}$ ($V=V_{ns} + V_T + V_{ps}$, V_{ns} , V_{ps} 分別表示 n -區域及 p -區域的展開電壓), 可得

$$\frac{B_-I}{2\pi} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right) = Bu_pq \left[p_p V_{ps} - \frac{2kT}{q} \Delta n \right], \quad (25)$$

$$\frac{B_-I}{2\pi} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right) = -2Bu_p kT \Delta n - Bu_p kT \frac{B_+}{B_-} p_p \ln \left\{ \frac{(1-r)p_p - B_- \Delta n}{(1-r)p_p} \right\}. \quad (26)$$

分別比較(18),(19);(25),(26)兩式可以求出 V_{ns} 及 V_{ps} 為

$$V_{ns} = \frac{B_+}{B_-} \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{B_-\Delta p + B_+ n_n}{B_+ n_n} \right), \quad V_{ps} = -\frac{B_+}{B_-} \frac{kT}{q} \ln \left\{ \frac{(1-r)p_p - B_- \Delta n}{(1-r)p_p} \right\}.$$

由假設 iv) 可得:

$$V_T = \frac{kT}{q} \ln \left\{ \frac{(p_n + \Delta p)n_n}{(p_p + \Delta n)n_p} \right\} \quad \left(\because \frac{n_n}{n_p} = \exp \left(\frac{qV_D}{kT} \right) \right),$$

$$\begin{aligned} \text{則 } V = V_{ns} + V_T + V_{ps} &= \frac{B_+}{B_-} \frac{kT}{q} \left[\ln \left(\frac{B_-\Delta p + B_+ n_n}{B_+ n_n} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \ln \left\{ \frac{(1-r)p_p - B_- \Delta n}{(1-r)p_p} \right\} \right] + \frac{kT}{q} \ln \left\{ \frac{(p_n + \Delta p)n_n}{(p_p + \Delta n)n_p} \right\}. \end{aligned} \quad (27)$$

由 (19), (26) 兩式消去 I 可得

$$2 \left(\Delta p + \frac{a}{b-a} \Delta n \right) = \frac{B_+}{B_-} \left[n_n \ln \left(\frac{B_- \Delta p + B_+ n_n}{B_+ n_n} \right) - p_p \frac{a}{b-a} \ln \left\{ \frac{(1-r)p_p - B_- \Delta n}{(1-r)p_p} \right\} \right]; \quad (28)$$

Δn 與 Δp 之間的關係, 由 (3) 式給出為

$$(n_n + \Delta p) \Delta p = (p_p + \Delta n) \Delta n. \quad (29)$$

聯合 (26), (27), (28), (29) 式可求出 $r(V)$, $I(V)$, $\Delta p(V)$, $\Delta n(V)$. 可惜此一組聯立方程式沒有解析解答, 只能選定一組 p_p , n_p ; n_n , p_n ; a , b 的數值後, 用數值計算的方法求出它們來。

在極限情形時 ($I \rightarrow \infty$ 時), p - n 結勢壘消失, 電子和空穴的運動均由電場的作用來決定, 電子電流與空穴電流之比等於電子遷移率與空穴遷移率之比, $r \rightarrow \frac{1}{1+B}$.

在小電流時, 注射比等於常數. 注射比開始下降意味着大電流情形開始, 在不同類型的金屬 $-p$ - n 結中, 決定注射比開始下降的物理因素是不完全相同的. 在下一節中, 將利用本節給出的普遍計算, 分析各種類型金屬 $-p$ - n 結注射比開始下降的物理因素, 設計有利於小電流時注射比提高並且加寬小電流範圍的金屬 $-p$ - n 結機構。

4. 決定注射比開始下降的物理因素

在小電流時, n -區域及 p -區域內均可略去電場對少數載流子的作用, 且無須考慮電中性修正, 注射比 $r = \frac{1}{1 + \frac{Ba}{b-a} \frac{n_n}{p_p}}$. 因金屬 $-p$ - n 結在小電流時注射比很高 ($r \sim 1$), 故

$$1 - r = \frac{Ba n_n}{(b-a)p_p}. \quad (30)$$

$$\theta_{\text{小電流}} = \frac{I_p}{I_n} = \frac{u_p kT \frac{\Delta p}{b}}{u_n kT \frac{a \Delta n}{(b-a)b}} = \frac{(b-a)p_p}{Ba n_n}, \text{ 在本節中, 將討論大電流開始的情形.}$$

選定 θ 降至 $\theta_{\text{小電流}}$ 的 0.9 倍左右時認為注射比開始下降, 亦即大電流情形開始。

由上節的普遍計算可知:

$$\text{在 } n\text{-區域內:} \quad \nabla \psi = \frac{B_+ \frac{kT}{q} \nabla p'}{B_- p' + B_+ n_n} \quad [\text{見 (16) 式}],$$

$$i_p = -u_p kT \left[\frac{(p_n + p') B_+}{B_- p' + B_+ n_n} + 1 \right] \nabla p'. \quad (31)$$

此處考慮 p - n 結邊界上的情形, 在 (31) 式中若能略去電場項須 $\frac{B_+ \Delta p}{B_- \Delta p + B_+ n_n} \ll 1$.

$\because r \sim 1, \therefore \frac{B_+ \Delta p}{B_- \Delta p + B_+ n_n} \simeq \frac{\Delta p}{\Delta p + n_n} \ll 1$. 這表示在電中性修正不必考慮時, 略去空穴電流中的電場項是不成問題的 (假設 $\Delta p \sim 0.1 n_n$ 時, 電中性修正便須要考慮了). 在 $r = b$ 處, 當空穴電流電場項小於擴散項時 (假定電場項不超過擴散項的一半),

$$i_{p,r=b} = u_p kT \left[\frac{\Delta p}{\Delta p + n_n} + 1 \right] \frac{\Delta p}{b}; \quad (32)$$

在 p -區域內：

$$\nabla \psi = \frac{B_+ \frac{kT}{q} \nabla n'}{B_- n' - (1-r)p_p},$$

$$i_n = -Bu_p kT \left[\frac{B_+(n_p + n')}{B_- n' - (1-r)p_p} - 1 \right] \nabla n'. \quad (33)$$

同樣考慮在 p - n 結邊界處的情形，在(33)式中若能略去電場項須 $\left| \frac{B_+ \Delta n}{B_- \Delta n - (1-r)p_p} \right| \ll 1$ ，亦即

$$(1-r)p_p \gg B_- \Delta n, \quad \Delta n \ll \frac{(1-r)p_p}{B_-}. \quad (34)$$

(34)式給出在 p -區域中，電場對電子起作用的判據。因為 $r \sim 1$ ，所以在電場對電子起作用時，通常仍可略去電中性修正（亦即 Δn 仍遠小於 p_p ）。在 $r = b$ 處，電子電流的電場項小於擴散項時（假定電場項不超過擴散項的一半）

$$i_{n,r=b} = Bu_p kT \left[\frac{B_+ \Delta n}{(1-r)p_p - B_- \Delta n} + 1 \right] \frac{a \Delta n}{(b-a)b}. \quad (35)$$

由(32)，(35)兩式可求出 $\theta = \frac{I_p}{I_n} = \frac{i_{p,r=b}}{i_{n,r=b}}$ 等於

$$\begin{aligned} \theta = \frac{i_{p,r=b}}{i_{n,r=b}} &= \frac{\frac{\Delta p}{\Delta p + n_n} + 1}{\frac{B_+ \Delta n}{(1-r)p_p - B_- \Delta n} + 1} \times \frac{u_p kT \frac{\Delta p}{b}}{u_n kT \frac{a \Delta n}{(b-a)b}} = \\ &= \frac{\frac{\Delta p}{\Delta p + n_n} + 1}{\frac{B_+ \Delta n}{(1-r)p_p - B_- \Delta n} + 1} \times \frac{\Delta p n_n}{\Delta n p_p} \times \theta_{\text{小電流}}. \end{aligned} \quad (36)$$

在(36)式中 $\frac{\Delta p n_n}{\Delta n p_p} = \frac{\Delta p}{\Delta n} \frac{p_p}{n_n}$ ，對於合金結表示電中性修正引起的擴散勢之比的減小。

以下將利用(36)式分析各種金屬 p - n 結決定注射比下降的物理因素。並且求出“小電流”的電流範圍，因為 $r \sim 1$ ，所以 r 開始下降時 I_p 仍然遠大於 I_n ，小電流的電流範圍由 I_p 給出。

i) p -區域及 n -區域導電率接近相等的情形：

若取 $n_n = p_p = 10^{15} \text{ 1/cc}$ ， $p_n = n_p = 10^{11} \text{ 1/cc}$ ， $a = 10^{-4} \text{ cm}$ ， $b-a = 2.1 \times 10^{-3} \text{ cm}$ （ p -型層厚度取 10^{-3} cm 左右是合理的，因為實驗指出^[1]的 p -型層厚度約 10^{-3} cm 左右），由(30)式求出 $1-r \sim 10^{-1}$ 。當 θ 降至 $0.9 \theta_{\text{小電流}}$ 時， Δp ， Δn 等於 $4.6 \times 10^{12} \text{ 1/cc}$ 。 r 的下降是由於 p -區域內電場對電子先起作用引起的。小電流的電流範圍約為 $2\pi bu_p kT \Delta p = 4.4 \times 10^{-4} \text{ mA}$ 。

ii) 金屬 p - n 結為合金結的情形： $\left(\frac{p_p}{n_n} = 10 \right)$ 。

若取 $p_p = 10^{16} \text{ 1/cc}$ ， $n_p = 10^{10} \text{ 1/cc}$ ； $n_n = 10^{15} \text{ 1/cc}$ ， $p_n = 10^{11} \text{ 1/cc}$ ， $b-a = 2.1 \times$

$\times 10^{-3}\text{cm}$, $a = 10^{-4}\text{cm}$. 求出 $1 - r \sim 10^{-2}$, 當 $\theta = 0.9 \theta_{\text{小電流}}$ 時, $\Delta n = 3.5 \times 10^{12} \text{ l/cc}$, $\Delta p = 3.4 \times 10^{13} \text{ l/cc}$. r 的下降是由 p -區域內電場對電子先起作用 and 電中性修正產生的擴散勢之比的減小 $\left(\frac{\Delta p}{\Delta n} / \frac{p_p}{n_n} = 0.97\right)$ 共同引起的. 小電流的電流範圍約 $2\pi b u_p k T \Delta p = 3.2 \times 10^{-3} \text{ mA}$.

iii) 對於較高的合金結的情形: $\left(\frac{p_p}{n_n} = 10^2\right)$.

1) 若取 $p_p = 10^{17} \text{ l/cc}$, $n_p = 10^9 \text{ l/cc}$; $n_n = 10^{15} \text{ l/cc}$, $p_n = 10^{11} \text{ l/cc}$, $b - a = 2.1 \times 10^{-3} \text{ cm}$, $a = 10^{-4} \text{ cm}$. 求出 $1 - r \sim 10^{-3}$. 當 $\theta = 0.9 \theta_{\text{小電流}}$ 時, $\Delta n = 2.98 \times 10^{12} \text{ l/cc}$, $\Delta p = 2.4 \times 10^{14} \text{ l/cc}$. r 的下降是由於電中性修正引起擴散勢之比的減小而產生的. 在 r 開始下降時兩個區域內電場同時對少數載流子起作用, 電場項的影響有使 r 升高的趨勢. 小電流的電流範圍由(32)式給出等於 $2.7 \times 10^{-2} \text{ mA}$.

2) 維持 $\frac{p_p}{n_n} = 10^2$ 不變, 同時降低 p -區域及 n -區域的電導, 小電流時注射比的數值不變但是小電流的電流範圍減小了, 是不利於使用的. 若取 $p_p = 10^{16} \text{ l/cc}$, $n_p = 10^{10} \text{ l/cc}$; $n_n = 10^{14} \text{ l/cc}$, $p_n = 10^{12} \text{ l/cc}$, $b - a = 2.1 \times 10^{-3} \text{ cm}$, $a = 10^{-4} \text{ cm}$, 則 $1 - r \sim 10^{-3}$. 當 $\theta = 0.9 \theta_{\text{小電流}}$ 時 $\Delta n = 2.98 \times 10^{11} \text{ l/cc}$, $\Delta p = 2.4 \times 10^{13} \text{ l/cc}$. 小電流的電流範圍由(32)式給出等於 $2.7 \times 10^{-3} \text{ mA}$.

3) 反之若維持 $\frac{p_p}{n_n} = 10^2$ 不變, 同時增高兩個區域的電導, 可增寬小電流的電流範圍是有利於使用的. 若取 $p_p = 10^{18} \text{ l/cc}$, $n_p = 10^8 \text{ l/cc}$; $n_n = 10^{16} \text{ l/cc}$, $p_n = 10^{10} \text{ l/cc}$, $b - a = 2.1 \times 10^{-3} \text{ cm}$, $a = 10^{-4} \text{ cm}$. 則 $1 - r \sim 10^{-3}$. 當 $\theta = 0.9 \theta_{\text{小電流}}$ 時, $\Delta n = 2.98 \times 10^{13} \text{ l/cc}$, $\Delta p = 2.4 \times 10^{15} \text{ l/cc}$. 小電流的電流範圍由(32)式求出等於 0.27 mA .

4) 加厚 p -型層可增寬小電流的電流範圍. 不過加厚 p -型層並不能顯著加寬小電流範圍, 這是因為: ① 加厚 p -型層有限制, ② 加厚 p -型層提高了 r , 減小 $\frac{(1-r)p_p}{B_-}$

使得 r 更早地下降. $\frac{(1-r)p_p}{B_-}$ 減小, 意味着 p -區域內電場更早地起作用, 在 p -區域電場項起作用以前, 電中性修正及 n -區域電場項已經存在, 不過兩者抵消不足使 r 下降, 直到 p -區域須考慮電場項時 r 方開始下降.

若取 $p_p = 10^{17} \text{ l/cc}$, $n_p = 10^9 \text{ l/cc}$; $n_n = 10^{15} \text{ l/cc}$, $p_n = 10^{11} \text{ l/cc}$, $b - a = 5 \times 10^{-3} \text{ cm}$, $a = 10^{-4} \text{ cm}$, 則 $1 - r = 4.2 \times 10^{-4}$. 當 $\theta = 0.9 \theta_{\text{小電流}}$ 時, $\Delta n = 2.1 \times 10^{12} \text{ l/cc}$, $\Delta p = 1.8 \times 10^{14} \text{ l/cc}$. 小電流的電流範圍由(32)式求出等於 $6.8 \times 10^{-2} \text{ mA}$.

iv) 對於更高的合金結, r 的下降仍然是由電中性修正減小擴散勢之比決定的. 在 r 開始下降時 n -區域電場先對空穴起作用. 取 $p_p = 10^{18} \text{ l/cc}$, $n_p = 10^8 \text{ l/cc}$; $n_n = 10^{15} \text{ l/cc}$, $p_n = 10^{11} \text{ l/cc}$, $b - a = 2.1 \times 10^{-3} \text{ cm}$, $a = 10^{-4} \text{ cm}$, 則 $1 - r \sim 10^{-4}$. 當 $\theta = 0.9 \theta_{\text{小電流}}$ 時, $\Delta n = 5.96 \times 10^{11} \text{ l/cc}$, $\Delta p = 4.2 \times 10^{14} \text{ l/cc}$. 小電流的電流範圍由(32)式求出等於 $5.1 \times 10^{-2} \text{ mA}$.

若維持 $n_n = 10^{15} \text{ l/cc}$, $p_n = 10^{11} \text{ l/cc}$ 不改變, 繼續提高 p -區域電導, 決定 r 下降的物

理因素將永為電中性修正的影響，在 r 下降時 n -區域電場先對空穴起作用。由下式

$$(n_n + \Delta p) \Delta p = p_p \Delta n,$$

$$0.9 \theta_{\text{小電流}} = \left(\frac{\Delta p}{\Delta p + n_n} + 1 \right) \frac{\Delta p n_n}{\Delta n p_p} \theta_{\text{小電流}}$$

求出當 p_p 無限增加時， $\Delta p \rightarrow 0.46 n_n = 4.6 \times 10^{14} \text{ 1/cc}$ ，亦即小電流的電流範圍於一極限值。若 $b-a=2.1 \times 10^{-3} \text{ cm}$ ， $a=10^{-4} \text{ cm}$ ，由(32)式求出其等於 $5.72 \times 10^{-2} \text{ mA}$ 。

由上述具體地分析可知，加寬小電流範圍最有效的方法是將金屬 $-p-n$ 結做成儘可能高的合金結，並且同時提高 p -區域及 n -區域的導電率。

5. 計算結果及討論

在第三節中指出，對於一組選定的 $p_p, n_p; n_n, p_n; a, b, u_p$ 及 u_n 可以利用數值計算方法從(26)，(27)，(28)，(29)式中求出 $r(V)$ ， $\Delta p(V)$ ， $\Delta n(V)$ 及 $I(V)$ 。並且可以由 $r(V)$ 及 $I(V)$ 推得 $r(I)$ 。

因為當 $I \rightarrow \infty$ 時 $r \rightarrow \frac{1}{1+B}$ ，所以 $\frac{1}{1 + \frac{Ba n_n}{(b-a)p_p}} \leq r \leq \frac{1}{1+B}$ 。每選定一個 r

數值後自(28)，(29)兩式用根的隔出法求出相應的 $\Delta p, \Delta n$ ，從而得到 $\Delta p(r)$ ， $\Delta n(r)$ 。將 $\Delta p(r)$ ， $\Delta n(r)$ 代入(27)式可求出 $r(V)$ ， $\Delta p(V)$ 及 $\Delta n(V)$ ，再利用(20)式求出 $I(V)$ 來。選擇 n -Ge 樣品的兩組數據，i) $n_n = p_p = 10^{15} \text{ 1/cc}$ ， $n_p = p_n = 10^{11} \text{ 1/cc}$ ， $u_p = 1.7 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec} \cdot \text{V}$ ， $u_n = 3.6 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec} \cdot \text{V}$ ， $b-a = 2.9 \times 10^{-3} \text{ cm}$ ， $a = 1.3 \times 10^{-4} \text{ cm}$ ， $T = 300^\circ \text{ K}$ ；ii) $p_p = 10^{17} \text{ 1/cc}$ ， $n_p = 10^9 \text{ 1/cc}$ ； $n_n = 10^{15} \text{ 1/cc}$ ， $p_n = 10^{11} \text{ 1/cc}$ ， $u_p = 1.7 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec} \cdot \text{V}$ ， $u_n = 3.6 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec} \cdot \text{V}$ ， $b-a = 2.1 \times 10^{-3} \text{ cm}$ ， $a = 10^{-4} \text{ cm}$ ， $T = 300^\circ \text{ K}$ 。進行數值計算 $r(V)$ ， $\Delta p(V)$ ， $\Delta n(V)$ 及 $I(V)$ 的結果分別見圖 5 及圖 6。在圖 5 中

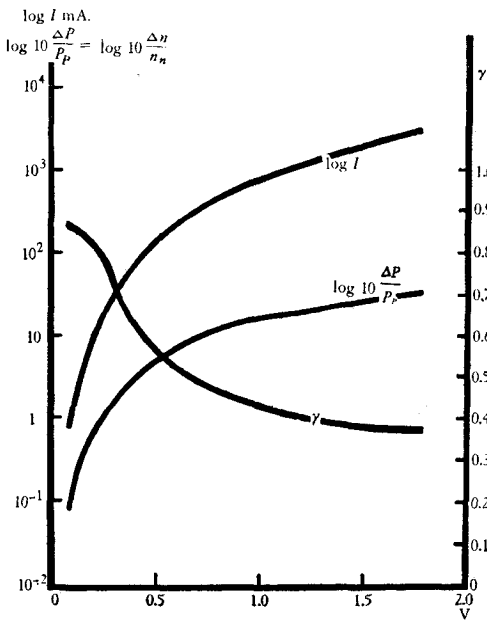


圖 5

$\Delta p = \Delta n$ ，圖 6 中 $\frac{\Delta p}{\Delta n}$ 在低電壓時接近等於 10^2 ，隨了電壓的加大由於電中性修正的影響 $\frac{\Delta p}{\Delta n}$ 將減小，在很大電壓時 $\Delta n \sim \Delta p$ 。另外比較

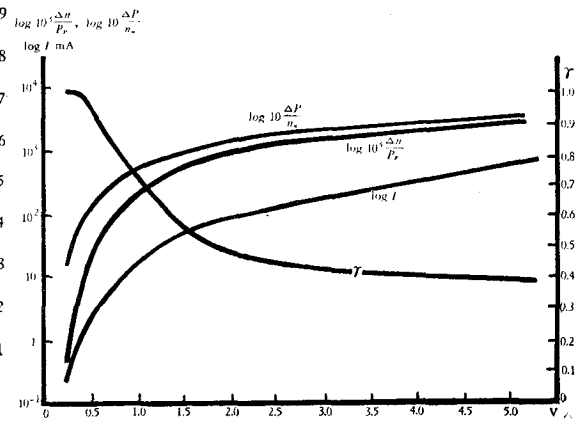


圖 6

圖 5 及圖 6 中的 $r(V)$ 可知, $\frac{p_p}{n_n} = 10^2$ 的合金結並不能有效地加寬 $r = \text{常數}$ 的電壓範圍, 但是 r 隨 V 的下降是變得平緩了.

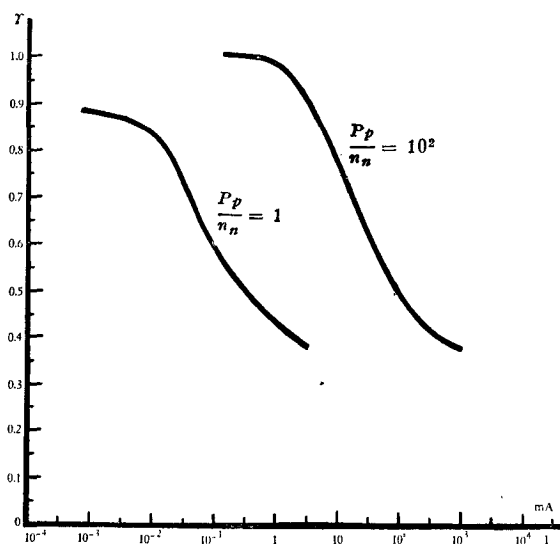


圖 7

此兩組數據的 $r(I)$ 由圖 7 給出,

由圖 7 可知, $\frac{p_p}{n_n} = 10^2$ 的合金結比較

$p_p = n_n$ 的金屬 $-p-n$ 結“小電流”的電流範圍提高了 100 倍之多, 而且前者比後者, r 隨 I 的下降是顯著地平緩了. 可見小電流範圍越寬, r 隨電流的下降越平緩, 兩者是一致的. 因此可根據上一節的分析來設計發射結.

最後我們討論一下在極限情形時 Shockley 邊界條件的適合性問題. 在極限情形時 Shockley 邊界條件是不正確的, 不過這並不影響對 $r(V)$, $r(I)$ 中 r 下降趨勢的討論, 因為在

Shockley 邊界條件不成立時, r 已下降到接近於 $\frac{1}{1+B}$.

金屬 $-p-n$ 結上加正向電壓時, $p-n$ 結厚度變薄. 當電壓加到一定數值時, $p-n$ 結的厚度可以等於載流子的自由程, 因此載流子通過 $p-n$ 結勢壘符合兩極管理論. 在兩極管理論中基於一定條件, 亦可得到 Shockley 邊界條件.

由兩極管理論可知:

$$i_{p_{r=c}} = \frac{1}{4} vq \left[(p_p + \Delta n) \exp \left\{ -\frac{q(V_D - V)}{kT} \right\} - (p_n + \Delta p) \right],$$

其中 v 為載流子熱運動速度.

$$p_n + \Delta p = (p_p + \Delta n) \exp \left\{ -\frac{q(V_D - V)}{kT} \right\} - \frac{4 i_{p_{r=c}}}{vq}, \quad (37)$$

可自空穴在 n -區域內的運動求出 $i_{p_{r=c}} \cong u_p kT \left[\frac{B_+ \Delta p}{B_- \Delta p + B_+ n_n} + 1 \right] \frac{\Delta p}{b}$ ($\because b \sim c$).

令 $L = b / \left(\frac{B_+ \Delta p}{B_- \Delta p + B_+ n_n} + 1 \right)$, 我們稱 L 為等效擴散距離, 它包括電場項的作用,

隨電壓的加大而減小. 則 $i_{p_{r=c}} = u_p kT \frac{\Delta p}{L}$, 以此代入 (37) 式, 求得

$$p_n + \left(1 + \frac{4D_p}{vL} \right) \Delta p = (p_p + \Delta n) \exp \left\{ -\frac{q(V_D - V)}{kT} \right\}. \quad (38)$$

$D_p \sim 50 \text{ cm}^2/\text{sec}$, $v = 10^7 \text{ cm/sec}$. 當 $L \sim 10^{-4} \text{ cm}$ 時, $\frac{4D_p}{vL} \sim 0.2$, 認為 $\frac{4D_p}{vL} \Delta p$ 不能自 (38) 式中略去, Shockley 邊界條件不再成立. 分別自圖 5 及圖 6 $r(V)$, $\Delta p(V)$ 曲綫中估計出, 當 Shockley 邊界條件不成立時 ($L = 10^{-4} \text{ cm}$ 時) r 的數值. 對於 $p_p = n_n = 10^{15} \text{ l/cc}$

的金屬 $p-n$ 結 $r \sim 0.34$, $\frac{p_p}{n_n} = 10^2$ 的合金結 $r \sim 0.37$ 均接近於 $\frac{1}{1+B} = 0.32$.

二. 收集結的電流放大特性

1. 模型

在序言中已經指出, 經歷電冶製過程形成的收集極 $p-n$ 鉤類似於金屬和 p -型層的整流接觸。我們假設:

i) 收集極接觸點是半球形的。在接觸端具有足夠高的空穴表面勢壘, 表面勢壘厚度與載流子自由程 (約 10^{-5} — 10^{-4} cm) 數量級相同, 其形狀亦為半球形的。

ii) p -型層為半球形的均勻半導體, 厚度小於電子的擴散長度, 但遠大於載流子的自由程。

iii) 收集極反向偏壓 V_c 集中在收集極 $p-n$ 結上, 注射的空穴被 $p-n$ 結電場拉入 p -型層後可認為沿徑向運動的。

iv) 接觸點半徑遠大於表面勢壘厚度, 可略去注射空穴形成的附加空穴電流對勢壘厚度的影響。

v) 在 p -型層內滿足電中性條件。

這種 $p-n$ 鉤的模型及能帶圖見圖 8。這裏必須指出, 在收集極經歷電冶製過程形成 $p-n$ 鉤時, 由於熱轉換及雜質的擴散等原因必然要產生一些“陷井能級”。“陷井能級”的俘獲作用也能產生電流放大作用。Sittner^[9] 曾用純粹的俘獲作用模型定量地研究了點接觸放大器的電流放大特性, 他的結果只在低溫時才適合。在室溫或室溫以上, 實驗證實^[10] “俘獲作用”不是重要的。

最後討論一下我們採用的 p -型層的邊界條件:

i) 在 $r = b$ 處, 電子濃度 $n = n_p \exp\left(-\frac{qV_T}{kT}\right) \approx 0$ ($V_T \approx V_c$, V_T 是收集極 $p-n$ 結上的電壓降, 一般 V_c 可高達 10 伏特)。實際上, 由注射空穴產生的附加空穴電流 ΔI_{pc} 必然在 $p-n$ 結外沿 ($r = c$ 處) 產生一附加的空穴堆積量 Δp , 來維持 ΔI_{pc} 流過 $p-n$ 結, 很容易知道 $\Delta I_{pc} = 2\pi c^2 q v \Delta p$ 。根據電中性要求, 在 $p-n$ 結外沿的電子濃度必然也相應地增加 Δp , 從而使 $n|_{r=b}$ 增加一量 $\frac{\Delta p \cdot n_p}{n_n} \exp\left(-\frac{qV_T}{kT}\right)$ 。若 $\Delta I_{pc} = 10$ mA, 則 $\Delta p = 10^{14}$ 1/cc, 令 $n_n = 10^{15}$ 1/cc, $n_p = 10^{11}$ 1/cc, 可以求出 $\frac{\Delta p \cdot n_p}{n_n} \exp\left(-\frac{qV_T}{kT}\right) \ll 1$ 1/cc, 當然更遠小於 n_p , 所以可略去此效應仍取 $n_{r=b} = 0$ 。

ii) 在我們使用的模型中, 接觸點半徑很小 (約 10^{-4} cm), 在表面勢壘邊界處注射的電子濃度不滿足 Shockley 邊界條件, 應該由兩極管理論求出的發射方程來決定。道理是容易明白的, 將 Cutler^[11] 的計算應用到我們的模型中, 可知在小電流時電子電流等於

$$I_n = \frac{1}{I_{ne}^{-1} + I_{nd}^{-1}} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \text{ 其中 } V \text{ 是由於空穴在表面勢壘內的積累在表面勢壘}$$

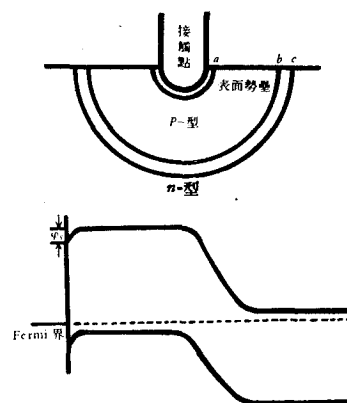


圖 8

上產生的相應電壓降。 $I_{ne} = 2\pi a^2 q v n_p$, $I_{nd} = 2\pi a^2 q D_n \frac{b}{(b-a)a} n_p$. 顯然, 若注射空穴濃度在表面勢壘邊界上滿足 Shockley 邊界條件, 則要求 $I_{ne}^{-1} \ll I_{nd}^{-1}$, 也即要求 $\frac{I_{ne}}{I_{nd}} = \frac{v}{D_n} \times \left(a - \frac{a^2}{b}\right) = \frac{v}{v_{d,r=a}} \gg 1$, 也就是說, 當電子的熱運動速度遠大於電子在勢壘邊界處的擴散速度時, 在表面勢壘兩邊的電子濃度可認為是滿足平衡分佈的。在我們的模型中, $a = 2 \times 10^{-4} \text{cm}$, $b = 10^{-3} \text{cm}$, $D_n \sim 93 \text{cm}^2/\text{sec}$, 則 $\frac{I_{ne}}{I_{nd}} \sim 20$, 不能認為 $I_{ne} \gg I_{nd}$, 所以在邊界上的電子濃度應直接從發射方程來決定。

2. 計算及結果

i) 基本方程式的推導:

收集極加反向偏壓 V_c 後, 在收集極 p - n 結上產生電壓降 V_T ($V_T \doteq V_c$), 飽和收集極空穴電流 I_{pc0} 流過接觸點使得表面勢壘高度降低了 V_b (如同在表面勢壘上加了正向電壓 V_b), 相應的飽和收集極電子電流是 I_{nc0} . 有 $I_{c0} = I_{pc0} + I_{nc0}$, $V_c = V_T + V_b$.

從發射極注射的空穴流過收集極產生附加空穴電流 ΔI_{pc} , 在表面勢壘上產生相應的正向電壓降 ΔV , 相應的電子電流是 ΔI_{nc} . 在以下的計算中採用了 Cutler^[5] 的計算方法, 不同的是這裏使用的模型為金屬與一定厚度的 p -型層接觸。

當表面勢壘上加了正向電壓 $V_b + \Delta V$ 時, 可得到決定電子電流及空穴電流的兩極管發射方程如下:

$$(I_{pc0} + \Delta I_{pc})/I_{pe} = \frac{p_b}{p_p} \exp [q(V_b + \Delta V)/kT] - 1, \quad (39)$$

$$(I_{nc0} + \Delta I_{nc})/I_{ne} = \exp [q(V_b + \Delta V)/kT] - \frac{n_b}{n_p}. \quad (40)$$

在(39), (40)兩式中, $I_{pe} = 2\pi a^2 q v p_p \exp(-\phi_s/kT)$, $I_{ne} = 2\pi a^2 q v n_p$, v 是載流子的熱運動速度, n_b , p_b 是表面勢壘邊界上 ($r = a$ 處) 電子及空穴濃度。根據電中性條件可知 $p_b - p_p = n_b - n_p$.

自(39), (40)兩式中消去 $\exp[q(V_b + \Delta V)/kT]$, 令 $I_{nc} = I_{nc0} + \Delta I_{nc}$, $I_{pc} = I_{pc0} + \Delta I_{pc}$, 可得

$$I_{pc}/I_{pc} + 1 = (I_{nc}/I_{ne} + n_b/n_p) p_b/p_p. \quad (41)$$

在 p -區域內, 電子和空穴的擴散方程是

$$I_{pc}/2\pi r^2 = q u_p (p_p - n_p + n) E + kT u_p \frac{dn}{dr}, \quad (42)$$

$$I_{nc}/2\pi r^2 = q u_n n E - kT u_n \frac{dn}{dr}. \quad (43)$$

在(42), (43)兩式中 I_{pc} , I_{nc} 取絕對值, 但是 $\frac{dn}{dr} < 0$. 自(42), (43)兩式中消去 E 可得

$$I_{nc} - \frac{I_{pc} B n}{p_p - n_p + n} = -2\pi kT u_n r^2 \cdot \frac{p_p - n_p + 2n}{p_p - n_p + n} \cdot \frac{dn}{dr}. \quad (44)$$

令 $p_- = p_p - n_p$, $y = \frac{BI_{pc} - I_{nc}}{I_{nc}}$, 由(44)式求出

$$-d\left(\frac{1}{r}\right) = 2\pi u_n kT \left(\frac{2}{yI_{nc}} - \frac{p_- + 2p_-/y}{I_n p_- - yI_{nc} n} \right) dn. \quad (45)$$

由於 p -型層的厚度小於電子擴散長度，可略去電子在 p -型層內的複合作用，所以在 p -型層內 I_{pc} 、 I_{nc} 是與 r 無關的常數。利用邊界條件： $r = a$ 處， $n = n_b$ ； $r = b$ 處， $n = 0$ ，積分 (45) 式可得

$$-\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b}\right) / 2\pi u_n kT = \frac{2n_b}{yI_{nc}} + \frac{p_-(y+2)}{y^2 I_{nc}} \ln\left(1 - \frac{yn_b}{p_-}\right). \quad (46)$$

自 (41)、(46) 兩式可求出 I_{nc} 和 I_{pc} 間的關係。自 I_{nc} 及 I_{pc} 中分別減去 I_{nc0} 及 I_{pc0} 後可得到 ΔI_{nc} 和 ΔI_{pc} 之間的關係，由它就可以定出交流 α^* 與 ΔI_{pc} 之間的關係了。

(41)、(46) 兩式無解析解，只能得到它們的數值解。結合 (41)、(46) 兩式選定一個 n_b 數值後，用根的隔離法解出相應的解 y 。 y 有正負兩組解，此處要 $y < 0$ 之解，因為表面勢壘足夠高，在小電流時 $I_{nc}/I_{pc} \gg 1$ 之故，顯然 $y < 0$ 的解滿足此條件。另外在大電流時 n_b 、 y 之極限值 n_{bf} 、 y_f 可由下法求出：在 $I \rightarrow \infty$ 時，由 (46) 式可知 $\frac{y_f n_{bf}}{p_p} = 1$ ，從

$$(41) \text{ 式可得 } \frac{1+y_f}{BI_{pe}} = \frac{1+n_f/p_p}{I_{ne}}, \text{ 解此二方程式可求出 } n_{bf} = \frac{p_p I_{ne}}{BI_{pe}} = \frac{n_p}{B} \exp(\phi_s/kT),$$

$y_f = \frac{Bp_p \exp(-\phi_s/kT)}{n_p} \sim 0$ ，其物理意義是很明顯的。最後，還要指出關於決定

I_{pc0} 、 I_{nc0} 的方法。流過收集極 p - n 結的 I_{pc0} 的理論值是 $2\pi cu_p kT p_n$ ，然後從已求得的 I_{pc} 、 I_{nc} 關係曲線上求出 I_{nc0} 來，從而得到 $I_{c0} = I_{pc0} + I_{nc0}$ ，可是這樣求出的 I_{c0} 比起實驗值來小了很多。我們假設 I_{c0} 的實驗值是由於 p - n 結的各種實際缺陷、隧道效應及電子碰撞作用產生的。在計算中取 I_{c0} 與實驗給出的數值相同，自 I_{pc} 及 I_{nc} 的關係曲線上求出 I_{pc0} 和 I_{nc0} 來。

ii) 數值計算結果：

我們選定 n -Ge 樣品的兩組參考進行數值計算，它們分別是 $p_p = 10^{15} \text{ 1/cc}$ ， $n_p = 10^{11} \text{ 1/cc}$ ， $n_n = 10^{15} \text{ 1/cc}$ ， $p_n = 10^{11} \text{ 1/cc}$ ， $a = 2 \times 10^{-4} \text{ cm}$ ， $b - a = 3 \times 10^{-3} \text{ cm}$ ， $c = 3.21 \times 10^{-3} \text{ cm}$ ， $u_p = 1.7 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec} \cdot \text{V}$ ， $u_n = 3.6 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec} \cdot \text{V}$ ， $v = 10^7 \text{ cm/sec}$ ， $\phi_s = 0.40 \text{ eV}$ 及 0.36 eV 。

先用上述方法求出 I_{pc} 與 I_{nc} 的關係來， $\alpha^* = \frac{\alpha(\Delta I_{nc} + \Delta I_{pc})}{\alpha(\Delta I_{pc})} = 1 + \frac{\alpha(\Delta I_{nc})}{\alpha(\Delta I_{pc})} =$

$= 1 + \frac{dI_{nc}}{dI_{pc}}$ 。由 I_{pc} 與 I_{nc} 的關係求出 $\log I_{pc}$ —

$\log I_{nc}$ 曲線，在不同區域可以很好地用直線來表示，從而可得到不同區域內 I_{pc} 與 I_{nc} 的近似幕次函數關係，便求出 α^* — I_{pc} 曲線來（見圖 9）。通過 $I_{pc} = I_{p0} + \gamma I_e$ ，可化成 α^*

與 I_e 的關係。因 $\alpha = \gamma \alpha^*$ ， $\gamma \sim \gamma + I_e \frac{d\gamma}{dI_e}$ ，

同法可求出 $n_n = p_p = 10^{15} \text{ 1/cc}$ 的金屬- p - n 結的 γ_r — I_e 曲線（見圖 10）。

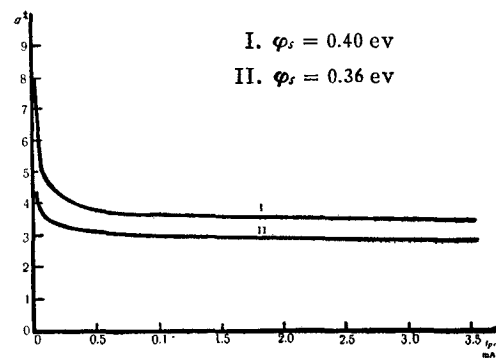


圖 9

分別自 $\phi_s = 0.40 \text{ eV}$ 及 0.36 eV 的 $\alpha^* - I_{pc}$ 曲線及 $r \sim I_e$ 曲線可求出對應於 $\phi_s = 0.40 \text{ eV}$ 及 $\phi_s = 0.36 \text{ eV}$ 的 $\alpha - I_e$ 曲線 (見圖 11)。由圖 11 可知 $\alpha - I_e$ 曲線在變化趨勢上與實驗結果是一致的。

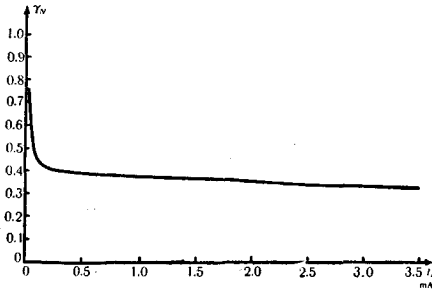


圖 10

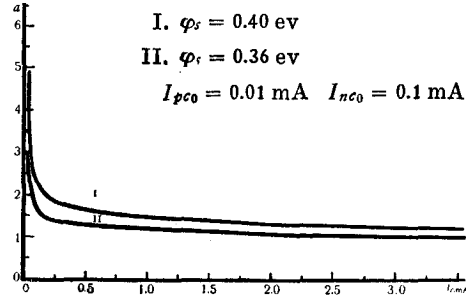


圖 11

3. 討論

在本節中,我們要討論兩個問題。i) p -型層表面複合電流對 α^* 的影響; ii) 根據小發射電流時 α^* 性質的分析提出改進 p - n 鉤的意見。

i) 在上一節對 $\alpha^* - I_{pc}$, $\alpha - I_e$ 曲線的定量分析中,假設 I_{e0} 完全是 p - n 結的反向電流。但是實驗指出,經電冶製過程的收集極的 I_{e0} 中一部分是 p -型層的表面複合電流。這種表面複合電流不是沿徑向流動的,要定量地估計它對 α^* , α 的影響是困難的,此處只給出定性地說明。

假設 p -型層表面複合速度為無窮大,也就是說在 p -型層表面處載流子濃度等於平衡值。在 p - n 結邊界上,電子濃度接近等於零。由電中性條件,電子及空穴的濃度梯度處處相等,又電子和空穴的擴散係數數量級相同,所以在表面處並無垂直於表面的電場存在,電子電流與空穴電流的總合等於零。在靠近 p - n 結處,因只有電子電流流過 p - n 結,所以必須存在一電場,使得空穴電流的電場項與擴散項抵消。此電場可由 $u_p E' p_p \sim D_n \frac{n_p}{b}$ 來估計 ($D_n \frac{n_p}{b}$ 可認為是在 p - n 結附近電子電流密度),得到 $E' \sim 8.08 \times 10^{-4} \text{ V/cm}$ 。其次我們估計 I_{e0} 完全為 p - n 結的反向電流時,在 p - n 附近的飄移電場 E 。 $I_{e0} \sim 0.1 \text{ mA}$ 由上一節計算出 $I_{pc0} \sim 0.01 \text{ mA}$, $I_{nc0} \sim 0.1 \text{ mA}$,此時已開始對電子起作用, E 可由 $\frac{I_{pc0}}{2\pi b^2} \sim u_p q p_p E$ 估計出,得到 $E \sim 0.28 \text{ V/cm}$ 。可以看出 $E \gg E'$,所以在上一節的結果中由於表面複合電流的存在,增加的附加飄移電場可以略去,表面複合電流只在 I_{e0} 中增加了一個電子擴散電流。

ii) 在小電流時 $\alpha^* \approx 1 + \frac{I_{nc}}{I_{pc}}$,這是因為此時 $\frac{I_{nc}}{I_{pc}}$ 等於常數。所以在小電流範圍內 α^* 等於常數,以後隨電流的加大而下降,亦即在 $\alpha^* - I_{pc}$ 曲線中,在小 I_{pc} 處有一段 α^* 下降平緩的區域。由圖 11 可知, $\alpha - I_e$ 曲線從一開始 α 就很快地下降,這是因為當 $I_{pc} = I_{pc0} = 0.01 \text{ mA}$ (即 $I_e = 0$) 時,已超出了 α^* 平緩下降範圍的原故。在開關電路中,不僅要求晶體管在達到飽和以前的工作範圍內 α 儘可能的大,而且要求 α 隨 I_e 的下降平緩。為了達到這種目的,除改變發射結使得 r 隨 I_e 下降平緩外,改進收集結將是同樣重要的。以

下將根據決定 α^* 開始下降的物理因素，提出設計收集結的意見。

在大電流開始時，

$$I_{pc} = I_{pe} \left[\exp \left\{ q(\Delta V + V_b)/kT \right\} - 1 + \frac{\Delta n}{p_p} \exp \left\{ q(\Delta V + V_b)/kT \right\} \right], \quad (47)$$

式中

$$I_{pe} = 2\pi a^2 q v p_p \exp(-\phi_s/kT).$$

爲了便於討論，假設注射電子在表面勢壘邊界處滿足 Shockley 邊界條件 [此假設當接觸點半徑不太小時 ($> 2 \times 10^{-4}\text{cm}$)，作爲對小電流範圍定性地估計是可以的]。則電子電流

$$I_{nc} = I_{nd} \left(1 + \frac{\Delta n}{\Delta n + p_p} \right) \times \left[\exp \left\{ q(\Delta V + V_b)/kT \right\} - 1 \right], \quad (48)$$

式中 $I_{nd} = 2\pi a^2 q D_n \frac{b}{a(b-a)} n_p$ 。由 (47), (48) 兩式求出

$$\theta = \frac{I_{nc}}{I_{pc}} = \frac{1 + \frac{\Delta n}{\Delta n + p_p}}{\frac{\Delta n}{p_p} + 1} \cdot \frac{I_{nd}}{I_{pe}} = \frac{\frac{\Delta n}{\Delta n + p_p} + 1}{\frac{\Delta n}{p_p} + 1} \theta_{\text{小電流}}. \quad (49)$$

令 θ 降到 $0.9 \theta_{\text{小電流}}$ 時，認爲 α^* 開始下降。由 (49) 式可知 α^* 的下降是由於須考慮電中性修正對 I_{pc} 的影響引起的，在須考慮電中性修正的同時，電場開始對電子起作用，電場項的作用有使 θ 升高的趨勢，但其作用小於電中性修正的作用。這裏並不要求 α^* 在小電流時非常大，感興趣的是 α 能隨 I_e 下降平緩，若能使 $\alpha^* - I_{pc}$ 曲線的平緩範圍越過 I_{pc0} (約 0.01 mA) 達到 0.1 mA 左右， $\alpha - I_e$ 曲線將變得平緩多了。增高 p -型層導電率，可使電中性修正起作用更遲，則 α^* 平緩範圍加寬。但是若只增高 p -型層導電率，小電流時 α^* 降低，爲了使 α^* 在小電流時不太低，必須同時加高 ϕ_s ；加高 ϕ_s 是有限制的 (ϕ_s 一般不超過 0.4 eV)，因此提高 p -型層導電率亦是有一定限制的。另外加大接觸點面積及減小 p -型層厚度亦可加寬 α^* 的平緩範圍。若取 $a = 2 \times 10^{-3}\text{cm}$ ， $b - a = 5 \times 10^{-4}\text{cm}$ ， $p_p = 10^{15} \text{ 1/cc}$ ， $n_p = 10^{11} \text{ 1/cc}$ ， $\phi_s = 0.38 \text{ eV}$ ，則小電流時 $\alpha^* = 6$ ， $\alpha^* - I_{pc}$ 的平緩範圍約 0.13 mA 。

最後附帶提一下，對於 Shockley 提出的 p - n 鉤機構 (見圖 12)，欲使 $\alpha^* - I_{pc}$ 的平緩範圍達到 0.1 mA 左右，要求 p - n 鉤爲合金結 ($\frac{n_n}{p_p} \gg 1$)，接觸點面積較大， n -型層較

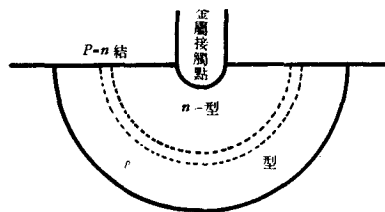


圖 12

薄， p -型層較厚。若取 $n_n = 10^{16} \text{ 1/cc}$ ， $p_n = 10^{10} \text{ 1/cc}$ ， $p_p = 10^{15} \text{ 1/cc}$ ， $n_p = 10^{11} \text{ 1/cc}$ ， $a = 2 \times 10^{-3}\text{cm}$ ， $b - a = 4 \times 10^{-4}\text{cm}$ ， $c = 5 \times 10^{-3}\text{cm}$ ， $c - b = 2.6 \times 10^{-3}\text{cm}$ ，則小電流時 $\alpha^* = 6$ ， $\alpha^* - I_{pc}$ 曲線的平緩範圍約 $5.3 \times 10^{-2}\text{mA}$ 。(具體的分析如同第一部

分中第四節。)

最後,作者們感謝我們的老師北京大學黃昆教授給予的親切指導和熱情幫助。陳志全講師幫助黃昆教授審查本文,並對內容提出一些寶貴意見,作者們也在此表示感謝。

參 考 文 獻

- [1] Valdes, L. B., *Proc. I. R. E.* **40** (1952), 445—8.
- [2] Forster, J. H. and Miller, L. E., *Bell Sys. Tech. J.* **35** (1956), 767—810.
- [3] Bardeen, J. and Brattain, W. H., *Phys. Rev.* **75** (1949), 1218—24.
- [4] Swanson, J. A., *J. Appl. Phys.* **25** (1954), 314—23.
- [5] Cutler, M., *J. Appl. Phys.* **26** (1955), 949—54.
- [6] Shockley, W., Sparks, M. and Teal, G. K., *Phys. Rev.* **83** (1951), 151—62.
- [7] Shockley, W., *Bell Sys. Tech. J.* **28** (1949), 438—56.
- [8] Shockley, W. and Read, W. T., *Phys. Rev.* **87** (1952), 835—42.
- [9] Sittner, W. R., *Proc. I. R. E.* **40** (1952), 448—54.
- [10] Hogarth, C. A., *Proc. Phys. Soc.* **B67** (1954), 636—643.
- [11] Cutler, M., *Phys. Rev.* **96** (1954), 255—9.

ON CURRENT AMPLIFICATION IN POINT CONTACT TRANSISTORS

CHUO CHI-TSANG

SHIUH GEN-TWEN

(Department of Physics, Peking Medical Institute) (Bureau of Radar, Arms Department)

ABSTRACT

For an n -type transistor, with copper and phosphor-bronze whiskers respectively for its emitter and collector, as the result of electrical forming, the emitter should have a metal- p - n structure. In the first part of this paper, the forward characteristics of such a structure is analyzed for the whole range of current, with special reference to the variation of the emission ratio γ with the current. The design requirement of a flat γ - I_e curve is discussed. The second part of the paper contains an analysis of current amplification of the collector. The structure assumed is a metal- p - n junction, the diffusion of phosphorus into the structure causing a high barrier for holes at the metal contact. By combining the result of the two parts, a resultant α - I_e relation is calculated for a typical case. The main factors affecting the performance of the transistor and means of its improvement are discussed in some detail.