

p-n Junction에서의 溫度上昇의 過渡現象 (Transient Phenomena in the Temperature rise of p-n Junctions)

李 宇 一* · 孫 炳 基** · 李 健 一***
(Lee, Wu Il) (Sohn, Byung Ki) (Lee, Kuhn Il)

요 약

p-n junction에 있어서 microplasma 전류의 selfheating에 의한 온도상승의 過渡現象을 전류가 작은 경우와 큰 경우에 대해서 고찰하였다. 전류가 작은 경우에는 microplasma site의 온도상승과 전류의 감소는 비례하며 一義的인 時定數가 정해지나 큰 전류의 경우에는 일반적으로 복잡하며 時定數도 一義的으로 정해지지 않는다.

ABSTRACT

Transient phenomena in the p-n junction due to the selfheating effect of microplasma current have been investigated for the cases of small current and of large current. For the small current case, the temperature rise of the microplasma site is proportional to the current decrease and a unique time constant could be defined. However, the situation was complicated for the case of large current, and the time constant was not uniquely defined.

1. 序 論

p-n junction에 충분히 높은 逆 bias 전압을 인가하면 일반적으로 microplasma 항복현상이 일어나며, 이는 junction의 여러가지 不完全性에 起因한다⁽³⁻⁵⁾는 것은 잘 알려진 사실이다. microplasma site에 항복이 일어나고 있을때는 그 site의 전류밀도는 다른 부분보다 훨씬 크며 따라서 대부분의 junction 전류가 그림 1과 같이 microplasma site를 통해서 흐르게 된다⁽⁶⁾. 이 전류 분포는 素子의 selfheating 효과를 microplasma site에 집중시키게 되어 급격한 온도상승을 초래하게 된다. 때로는 상당히 높은 온도에 달하여 熱的항

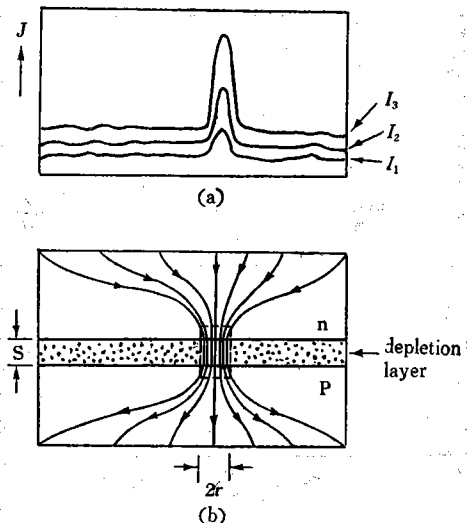


그림 1 microplasma site의 전류분포

* 慶北大工大 副教授 電子工學科長
** 慶北大工大 助教授
*** 慶北大工大 專任講師

복에 이르코, junction 이 파괴되는 수도 있다. 국부적인 온도상승은 대단히 짧은 시간에 이루어지고 드디어는 素子 전체가 熱的平衡 상태에 도달한다. 이와 같은 온도상승은 곧 素子의 直列 저항 및 항복전압을 증가시키게 되어, 일정한 전압을 인가 했을때도 전류는 creeping 현상을 보인다⁽⁶⁾. 이 일련의 현상을 정확히 기술하는 것은 일반적으로 대단히 복잡하다. Rose⁽³⁾는 microplasma site의 모양을 球로, McIntyre⁽⁷⁾는 圓筒으로 가정하여 microplasma site가 열적평형상태에

도달했을 때의 site의 上昇온도를 다루었다. 본 論文에서는 이 microplasma site의 온도상승의 過渡현상을 이론적으로 고찰하고 상승온도를 근사적으로 계산했다.

2. 論據 및 實驗事實

한 microplasma의 等價회로를 자세히 나타내면 그림 2와 같다⁽⁷⁾. 그림 2에서 V는 직류定電壓전원이며, junction capacitance C_j는 일반적으로 대단히 작아서 무시 된다^(4,7,8). Shockly⁽¹⁰⁾ 및

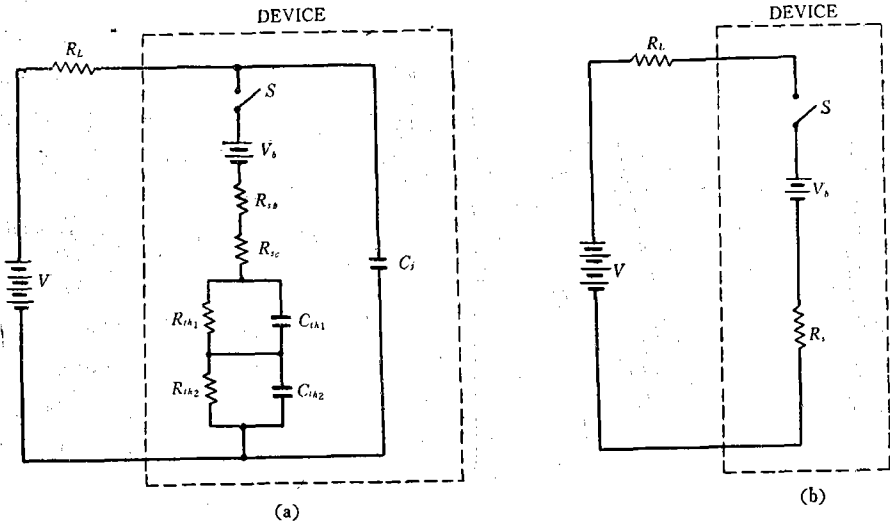


그림 1 (a) microplasma 등가회로

(b) 간략화한 등가회로

McIntyre⁽⁷⁾에 의하면 microplasma가 일어나는 素子의 직렬저항 R_s는 spreading resistance R_{sp}, 空間電荷저항 R_{sc} 및 이들이 열저항 R_{th}의 3가지 상이한 저항들의 직렬결합으로 이루어진다. 또한 McIntyre는 그림 2에서와 같이 열저항 R_{th}를 R_{th1} 및 R_{th2}로 세분하고, R_{th1}은 microplasma 영역의 加熱에 기인되며, 대체로 10⁻⁸~10⁻⁶초 정도의 熱的時定數를 갖는다고 하였다. 또 R_{th2}는 素子 전체의 가열에 기인되는 것으로서 外界와의 열적접촉에 크게 좌우된다. 일반적으로 R_{th1}은 R_{sp} 및 R_{sc}에 비하면 무시될 정도로 작다. 직렬저항의 온도 의존성은 R_{th}의 온도의존성에 의한다. microplasma 항복전압 V_b는 素子에 따라 다르며, 또 한개의 素子が 2개 이상의 microplasma

site를 가질 경우에도 각각 다른 값을 가진다. 실험치에 의하면 -100°~+100°C의 變溫범위에서는 직렬저항 R_s 및 microplasma의 항복전압 V_b는 각각 식 (1) 및 (2)와 같은 온도의 함수로 표시되며, 좋은 직선성을 나타낸다⁽¹⁴⁾.

$$R_s = R_{s0} + \alpha(T_s - T_0) = R_{s0} + \alpha T \tag{1}$$

$$V_b = V_{b0} + \beta(T_s - T_0) = V_{b0} + \beta T \tag{2}$$

여기서 T는 microplasma site의 온도 T_s와 素子의 주위온도 T₀와의 差 즉 microplasma site의 上昇온도이다. R_{s0} 및 V_{b0}는 T_s=T₀에서의 직렬저항 및 항복전압이며, α 및 β는 常數이다.

素子 전체에 유입되는 電力의 대부분이 空間

電荷영역에서 소비되고⁽¹⁰⁾, microplasma 항복이 일어나면 그림 1과 같은 전류의 분포를 가지게 되는고로 素子에 유입되는 전력의 대부분이 microplasma site에서 소비된다고 볼수있다. 따라서 microplasma site의 유효단면적은 비교적 일정한 값을 가진다⁽⁷⁾.

3. 理 論

여기서 취급을 쉽게 하기 위하여 素子에 흐르는 순 전류 I 를 junction全般에 걸쳐서 흐르는 균일한 전류 I_j 와 microplasma site를 통하여 I_j 에 증첩되어 흐르는 전류 I_μ 로 구분하여 생각한다. 즉

$$I = I_j + I_\mu \quad (3)$$

이다. 경우에 따라서는 I_j 가 I_μ 에 비해서 클수도 있으나 본 논문에서는 I_j 가 I_μ 에 비해서 무시되는 경우만을 취급하기로 한다.

그림 1에서와 같은 전류 분포로 인하여 R_{sp} 의 대부분이 microplasma site 양단 가까이 분포하게 되므로 素子の 순 저항의 대부분이 그림 1에 표시된 점선 영역 내에 분포하게 된다. 따라서 이 영역 내에서 입력전력의 대부분이 소비되므로 이 영역이 素子の 熱源이 되며 이와같은 영역을 실효 microplasma site라고 정의하기로 한다. 素子에 흐르는 전류 I 는 식 (1) 및 (2)을 써서 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$I = \frac{V - V_b}{R_L + R_s} = \frac{(V - V_{b0}) - \beta T}{(R_L + R_{s0}) + \alpha T} \quad (4)$$

윗 식에서 αT 는 $R_L + R_{s0}$ 에 비하여 대단히 작을 때에는 다음과 같은 근사식으로 나타낼 수 있다.

$$I \approx I_0 - \frac{\beta}{R_0} T \quad (5)$$

여기서

$$I_0 = \frac{V - V_{b0}}{R_L + R_{s0}} = \frac{V_0}{R_0} \quad (6)$$

이며 이는 초기 전류 즉 素子の 온도가 주위 온도와 같을 때의 전류이다. 또 전원의 내부저항 및 素子 이외의 회로저항 R_L 이 직렬저항 R_{s0} 에 비하여 작은 경우에는 R_0 는 초기의 素子 직렬저항 R_{s0} 와 같다고 할 수 있다. 시간 dt 사이에 전 원으로부터 microplasma site에 유입되는 에너지

dW_i 는 R_L 이 무시되는 경우에 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} dW_i &= P dt \\ &= V \left(\frac{V - V_b}{R_s} \right) dt \\ &= V \left(\frac{V_0 - \beta T}{R_0 + \alpha T} \right) dt \end{aligned} \quad (7)$$

여기서 V 는 素子에 인가한 전압이며 이는 실질적으로 실효 microplasma site 양단에 걸리는 전압이라고 볼 수 있다. 또 dt 사이에 microplasma site로부터 유출되는 열에너지 dW_0 는

$$dW_0 = AT dt \quad (8)$$

의 관계로 주어진다. 여기서 A 는 단위 온도상승에 대해서 단위시간당 microplasma site 밖으로 유출하는 열에너지이다. 따라서 microplasma site의 온도상승에 기여하는 에너지 dW 는

$$dW = dW_i - dW_0 = \sigma dT \quad (9)$$

이고 여기서 σ 는 실효 microplasma site의 열용량이다. 이상의 식 (7), (8) 및 (9)로부터

$$\left\{ V \left(\frac{V_0 - \beta T}{R_0 + \alpha T} \right) - AT \right\} dt = \sigma dT \quad (10)$$

를 얻는다. 이것을 다시 정리하면

$$-\frac{\alpha A}{\sigma} dt = \frac{(R_0 + \alpha T) dT}{\left\{ T^2 + \left(\frac{V\beta + AR_0}{\alpha A} \right) T - \frac{VV_0}{\alpha A} \right\}} \quad (11)$$

가 되며 이를 적분해서

$$\begin{aligned} -Gt &= \left(R_0 - \frac{\alpha H}{2} \right) \int \frac{dT}{T^2 + HT + K} \\ &+ \frac{\alpha}{2} \ln(T^2 + HT + K) \\ &= \frac{R_0 - \frac{\alpha H}{2}}{\sqrt{H^2 - 4K}} \ln \left\{ \frac{2T + H - \sqrt{H^2 - 4K}}{2T + H + \sqrt{H^2 - 4K}} \right\} \\ &+ \frac{\alpha}{2} \ln(T^2 + HT + K) + C \end{aligned} \quad (12)$$

를 얻는다. 여기서 C 는 적분상수이며, G , H 및 K 는 다음과 같다.

$$\left. \begin{aligned} G &= \frac{\alpha A}{\sigma} \\ H &= \frac{\beta V + AR_0}{\alpha A} \\ K &= -\frac{VV_0}{\alpha A} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

C 를 결정하기 위하여 초기조건으로서 $t=0$ 에서 $T=0$ 를 식 (12)에 대입하면 C 는

$$C = -\frac{R_0 - \frac{\alpha H}{2}}{\sqrt{H^2 - 4K}} \ln \left(\frac{H - \sqrt{H^2 - 4K}}{H + \sqrt{H^2 - 4K}} \right) - \frac{\alpha}{2} \ln K \quad (14)$$

로 주어진다. 따라서 식 (12)는

$$-Gt = \frac{R_0 - \frac{\alpha H}{2}}{\sqrt{H^2 - 4K}} \ln \left\{ \frac{1 + \frac{2T}{H - \sqrt{H^2 - 4K}}}{1 + \frac{2T}{H + \sqrt{H^2 - 4K}}} \right\} + \frac{\alpha}{2} \ln \left(1 + \frac{H}{K} T + \frac{1}{K} T^2 \right) \quad (15)$$

이 된다. 이는 전류분포가 그림 1과 같은 경우에 대한 온도상승을 나타내는 일반식이다.

전류가 비교적 작은 범위에서 R_{th1} 및 R_{th2} 는 R_{SP} 및 R_{SC} 에 비하여 무시할 수 있어서 직렬저항 R_S 는 근사적으로 온도에 무관하게 다음과 같이 쓸 수 있다. 즉

$$R_S \approx R_{SP} + R_{SC} \approx R_0 \quad (16)$$

이다. 이 경우 dW_i 는

$$dW_i = V \left(\frac{V - V_b}{R_S} \right) dt \approx \frac{V}{R_0} (V_0 - \beta T) dt \quad (17)$$

로 주어지고 식 (8) 및 (9)를 써서

$$\left\{ \frac{V}{R_0} (V_0 - \beta T) - AT \right\} dt = \sigma dT \quad (18)$$

를 얻는다. 이것을 적분하면

$$- \left(\frac{\beta V + AR_0}{\sigma R_0} \right) t = \ln \left\{ 1 - \left(\frac{\beta V + AR_0}{VV_0} \right) T \right\} \quad (19)$$

이다. 따라서

$$T = \left(\frac{VV_0}{\beta V + AR_0} \right) \left\{ 1 - e^{-\left(\frac{\beta V + AR_0}{\sigma R_0} \right) t} \right\} \quad (20)$$

이며, 또는

$$T = T_\infty (1 - e^{-t/\tau}) \quad (21)$$

로 된다. 여기서

$$T_\infty = \frac{VV_0}{\beta V + AR_0} \quad (22)$$

$$\tau = \frac{\sigma R_0}{\beta V + AR_0} \quad (23)$$

이며, T_∞ 는 평형상태에 도달했을 때 microplasma site의 상승된 온도이고 τ 는 온도상승의 時定數이다.

4. 論 議

silicon의 경우 熱傳導度는 $\sim 10^{-2}$ Joule/m·sec·deg이다. 擴散型의 depletion Layer의 위치는 한쪽 표면에 극히 가까운 고로 그쪽으로서의 熱손실이 추가 되고, 실험 microplasma site를 하나의 圓筒으로 생각할때 그것의 반지름 및 길이는 약 $10^{-7} \sim 10^{-6}$ m 정도이다. depletion Layer에서 가장 가까운 표면 까지의 거리를 대략 $10^{-6} \sim 10^{-4}$ m로 잡으면 A 는 $10^{-10} \sim 10^{-9}$ joule/sec·deg 정도의 크기를 가진다. silicon p-n junction 1N816W에 대한 실험치⁽¹⁴⁾에서 $d \approx 40 \Omega/\text{deg}$, $\beta \approx 0.3 \text{ V/deg}$, $R_0 \approx 5 \times 10^5 \Omega$, 그리고 실온에서 $V_{b0} \approx 3 \times 10^2 \text{ V}$ 정도이며 이 실험치를 쓰면 실험 microplasma site의 열용량은 약 5×10^{-12} joule/deg 정도이다. 또 이들의 실험치와 V_0 가 1~3 volts 정도의 값을 가지면 식 (15)의 $(R_0 - \alpha H/2) / \sqrt{H^2 - 4K}$, $H - \sqrt{H^2 - 4K}$ 및 $H + \sqrt{H^2 - 4K}$ 는 다음과 같이 근사 계산을 할 수 있다.

$$\frac{R_0 - \frac{\alpha H}{2}}{\sqrt{H^2 - 4K}} \approx -\frac{\alpha}{2} \left(\frac{\beta V - AR_0}{\beta V + AR_0} \right) \left(1 + \frac{2K}{H^2} \right) \quad (24)$$

$$H - \sqrt{H^2 - 4K} \approx 2K/H \quad (25)$$

$$H + \sqrt{H^2 - 4K} \approx 2H(1 - K/H^2) \quad (26)$$

그리고 $|1/K| \ll 1$ 이므로 식 (15)는

$$-\frac{dA}{\sigma} t \approx -\frac{\alpha}{2} \left(\frac{\beta V - AR_0}{\beta V + AR_0} \right) \left(1 + \frac{2K}{H^2} \right) \ln$$

$$\left\{ \frac{1 + \frac{H}{K} T}{1 + \frac{1}{H} \left(1 + \frac{K}{H^2} \right) T} \right\} + \frac{\alpha}{2} \ln \left(1 + \frac{H}{K} T \right), \quad (27)$$

또는 $|K/H^2| \ll 1$ 이므로 식 (28)은 다음과 같이 더욱 간단히 쓸 수 있다.

$$-\frac{t}{\tau'} = \ln \left\{ \frac{1 + \frac{H}{K} T}{\left(1 + \frac{1}{H} T \right)^P} \right\} \quad (29)$$

여기서

$$\tau' = \tau (1 + \alpha V_0 / \beta V_0), \quad (30)$$

$$P = \alpha V_0 / \left\{ \beta R_0 \left(1 + \frac{\alpha V_0}{\beta R_0} + \frac{AR_0}{\beta V} \right) \right\} \quad (31)$$

$$\approx 1 / \left(1 + \frac{\beta}{\alpha I_0} \right) \quad (32)$$

이다. 그런데 P 및 $1/H$ 의 값이 대단히 작으므로 식 (29)는

$$\left(1 + \frac{H}{K} T \right) \left(1 + \frac{1}{H} \right)^{-P} = e^{-t/\tau} \quad (33)$$

이 된다. 또는 $\left(1 + \frac{1}{H} \right)^{-P}$ 를 전개하여 2차 이상을 무시하면

$$\left(1 + \frac{H}{K} T \right) T \left(1 - \frac{P}{H} T \right) = e^{-t/\tau} \quad (34)$$

가 되고 이를

$$aT^2 + bT + c = 0$$

의 형식으로 쓰면

$$\left. \begin{aligned} a &= -\frac{P}{K} \\ b &= \frac{H}{K} - \frac{P}{H} \\ c &= 1 - e^{-t'/\tau'} \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

이다. T 에 대한 2개의 解 T_1, T_2 는

$$T_1 = -\frac{b}{2a} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4ac}{b^2}} \right) \approx -\frac{c}{b} \quad (36)$$

및

$$\begin{aligned} T_2 &= -\frac{b}{2a} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4ac}{b^2}} \right) \approx -\frac{b}{a} + \frac{c}{b} \\ &= \left\{ \frac{H}{P} \left(1 - \frac{KP}{H^2} \right) + \frac{K}{H} \left(1 + \frac{KP}{H^2} \right) \right\} \\ &\quad \left[1 - \frac{\frac{K}{H} \left(1 + \frac{KP}{H^2} \right)}{\left\{ \frac{H}{P} \left(1 - \frac{KP}{H^2} \right) + \frac{K}{H} \left(1 + \frac{KP}{H^2} \right) \right\}} e^{-t'/\tau'} \right] \end{aligned} \quad (37)$$

$$\approx \frac{H}{P} \left(1 - \frac{PK}{H^2} e^{-t'/\tau'} \right) \quad (38)$$

이다. 식 (38)에 식 (13) 및 (32)의 값을 넣으면

$$\begin{aligned} T_2 &\approx \left(\frac{\beta V + AR_0}{\alpha A} \right) \left(1 + \frac{\beta}{\alpha I_0} \right) \\ &\quad \left\{ 1 + \frac{\alpha AVV_0}{(\beta V + AR_0)^2 \left(1 + \frac{\beta}{\alpha I_0} \right)} e^{-t'/\tau'} \right\} \end{aligned} \quad (39)$$

가 된다. 식 (39)는 전력이 공급되는 데도 불구하고 시간의 경과에 따라 온도가 감소하는 것을 뜻하며, 뿐만 아니라 $t=0$ 에서 이미 온도상승이 있는 것을 뜻하므로 物理的으로 의미를 갖지 못한다. 따라서 여기서 解 T_2 는 버린다. T_1 은 위

의 두가지 경우에 모두 物理的 의미를 가지므로 본 문제의 解로서 T_1 만을 취하며 식 (36)으로부터

$$T = T'_\infty (1 - e^{-t'/\tau'}) \quad (40)$$

로 되고, 여기서

$$\begin{aligned} T'_\infty &= \frac{VV_0}{\beta V + AR_0} \left[1 - \frac{\alpha AVV_0}{(\beta V + AR_0)^2 [1 + \beta/(\alpha I_0)]} \right] \\ &= T_\infty \left[1 - \frac{\alpha AVV_0}{(\beta V + AR_0)^2 + [1 + \beta/(\alpha I_0)]} \right] \end{aligned} \quad (41)$$

$$\tau' = \tau [1 + \alpha V_0 / (\beta R_0)] \quad (42)$$

이다.

(41) 및 (42)에서 α 가 대단히 작은 경우를 생각하면

$$T'_\infty \approx T_\infty$$

이고

$$\tau' \approx \tau$$

가 되며 (식 (22) 및 (23)참조), 식 (40)도

$$T \approx T_\infty (1 - e^{-t'/\tau})$$

가 되어 $R_S \approx R_0$ 로 놓고 R_S 를 온도에 무관하다고 생각하여 유도한 식 (21)과 일치 된다. 또 이상에서 논의한 값들에 의하여 T_∞ 및 τ 를 계산하면 식 (22) 및 (23)으로부터 T_∞ 는 3~15도 이고 τ 는 대략 10^{-7} 초 정도이다. 식 (21) 및 (40)에서는 온도상승이 시간의 지수함수로 나타나며 一義的인 時定數 τ 를 가진다. 그러나 일반적으로는 식 (13)에서 보는 바와 같이 microplasma site의 온도상승의 시정수는 一義的으로 결정되지는 않는다. 앞의 계산에서는 전류의 rise time을 0으로 가정하여 이론을 전개하였다. 그러나 Senitzky와 Moll⁽¹⁶⁾에 의하면 구형전압이 인가될때 전류의 rise time은 silicon의 경우에 약 10^{-11} 초 정도이며 이는 온도상승의 시정수에 비하여 극히 짧으므로 전류의 rise time이 온도상승의 과도현상에 미치는 효과는 무시한다.

식 (5)는

$$I - I_0 \approx -\frac{\beta}{R_0} (T_S - T_0) \quad (43)$$

로 고쳐 쓸 수 있고, 평형상태에 도달 했을때는

$$I_\infty - I_0 \approx -\frac{\beta}{R_0} (T_{S_\infty} - T_0) \quad (44)$$

로 주어 진다. 이는 평형상태에 있어서 microplasma site의 온도상승과 전류의 감소는 비례함을

뜻한다.

5. 結 論

p-n junction에 있어서 microplasma site를 흐르는 전류의 selfheating 효과에 의한 site의 온도 상승의 過渡現象을 전류가 작은 경우와 비교적 작은 경우에 대하여 고찰하였다. 전류가 비교적 작은 경우에는 온도변화에 의한 素子の 직렬저항 R_s 의 변화를 무시할 수 있고, 이때의 온도상승 및 시간의 관계는 指數函數로 주어지며 따라서 온도상승의 時定數는 一義的으로 정해지고, 온도상승과 전류의 감소는 비례한다. 그러나 일반적인 경우에는 온도상승은 대단히 복잡한 시간의 함수로 주어지고 온도상승의 時定數도 一義的으로 결정되지는 않는다.

참 고 문 헌

1. K.B. McAfee and G.L. Pearson, "The electrical properties of silicon p-n junction grown from the melt," *Phys. Rev.*, **87**, 190(1952).
2. G.L. Pearson and B. Sawyer, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, **40**, 1349(1952).
3. D.J. Rose, "Microplasmas in silicon," *Rhys. Rev.*, **105**, 413(1957).
4. K.G. McKay, "Avalanche breakdown in silicon," *Phys. Rev.*, **94**, 877(1954).
5. K.S. Champlin, "Microplasma fluctuations in silicon," *J. Appl. Phys.*, **30**, 1039(1959).
6. B.S. Khurana, T. Sugano, and H. Yanai, "Thermal breakdown in silicon p-n junction devices", *IEEE Transact. Electron Devices*, **13**, 763(1966).
7. R.J. McIntyre, "Theory of microplasma instability in silicon," *J. Appl. Phys.*, **32**, 983(1961).
8. K.I. Lee, "Optical and thermal effects on the breakdown in silicon p-n junctions," M.S. thesis, Kyungpook National University(1970).
9. R.H. Haitz, "Model for the electrical behavior of a microplasma," *J. Appl. Phys.*, **35**, 1370(1964).
10. W. Shockley, "Problems related to p-n junctions in silicon," *Solid-State Electronics*, **2**, 35(1961).
11. M. Yamaguchi and M. Ohmori, "Temperature rise of silicon p-n junction avalanche diodes," *Oyo Buturi*, **38**, 763(1969).
12. A.G. Chynoweth and G.L. Pearson, "Effect of dislocations on breakdown in silicon p-n junctions," *J. Appl. Phys.*, **29**, 1103(1958).
13. R.L. Batdorf, A.G. Chynoweth, G.G. Dacey, and P.W. Foy, "Uniform silicon p-n junctions, I. Broad area breakdown," *J. Appl. Phys.*, **31**, 1153(1960), and Chynoweth, "Uniform silicon p-n junctions, II. Ionization rates for electrons," *J. Appl. Phys.*, **31**, 1161(1960).
14. A. Goetzberger and W. Shockley, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **4**, 409(1959).
15. W.I. Lee, B.K. Sohn, and K.I. Lee, "Effects of light and temperature on microplasma fluctuations in silicon p-n junctions," *Proc. Seoul International Conference on Electrical and Electronics Engineering-1970*.
16. B. Senitzky and J.L. Moll, "Breakdown in silicon," *Phys. Rev.*, **110**, 612(1958).