

ガス放電管との比較

$$J_R = q \cdot G \cdot L$$

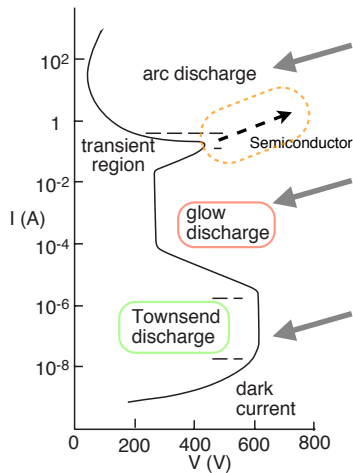
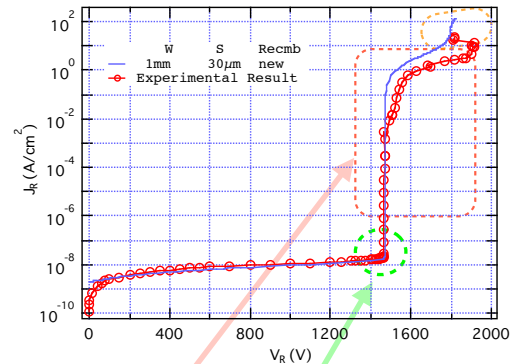
$$G_L = n_i / \tau$$

$$G_e = \alpha_e \cdot v_s \cdot n_e$$

$$G_h = \alpha_h \cdot v_s \cdot n_h$$

τ : ライフタイム
 α : イオン化係数
 n : キャリア密度
 n_i : 真性キャリア密度
 v_s : 飽和速度
 L : デバイス長

n- 100 μ m 長 pin Diode 実測/シミュレーション



アーク放電:

(大電流による)高温のために電子だけでなく電極金属も放出される状況。→ 半導体では起きない!?

グロー放電: 全面放電

タウンゼント放電が放電管断面の全面に広がって、放電管内で一様に持続する状況。→ 1次元 均一動作

タウンゼント放電: 局所放電

偶発的に誘起された電荷担体が衝突電離によって(放電管内の一部で)雪崩増倍される状況。

$$(例) 10^{-7} \text{A/cm}^2 = q v_s (6 \times 10^4 / \text{cm}^2) = q v_s / (40 \mu\text{m})^2$$

16年7月19日火曜日

(参考資料 2016 #11-p.1):高田

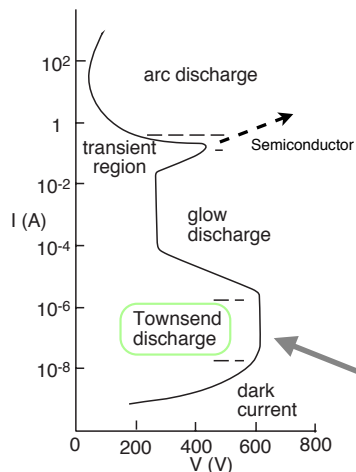
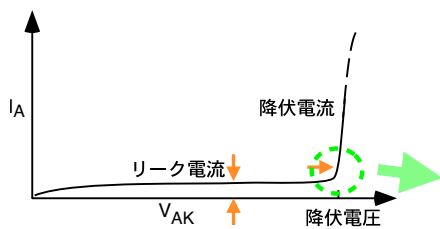
ガス放電の理論がお手本であった。

(半導体の方が綺麗な現象なので、逆転しても良いはずだが...)

1

(配付資料 2013 #3-p.2)

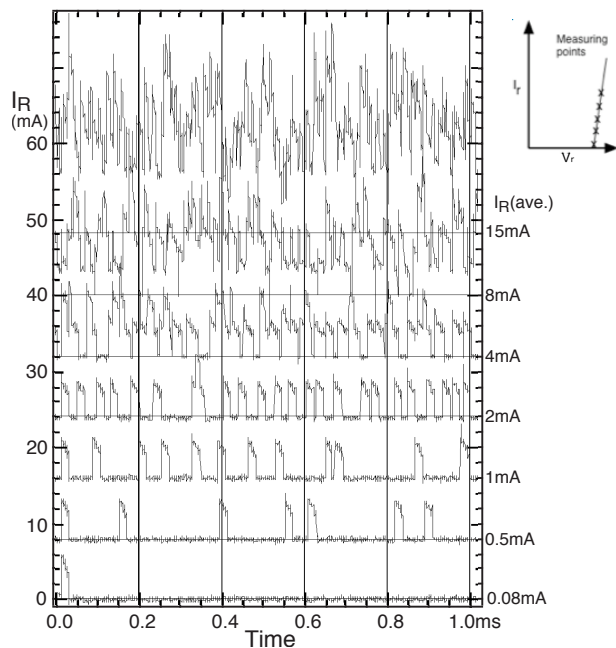
Si pinダイオード降伏開始時のパルス電流



タウンゼント放電: 局所放電

偶発的に誘起されたキャリアが雪崩増倍される状況。

$$(例) 10^{-7} \text{A/cm}^2 = q v_s (6 \times 10^4 / \text{cm}^2) = q v_s / (40 \mu\text{m})^2$$



16年7月19日火曜日

(参考資料 2016 #11-p.2):高田

$J_R \approx 10 \text{nA/cm}^2$ という低電流密度では、電荷担体は離散的に存在する。

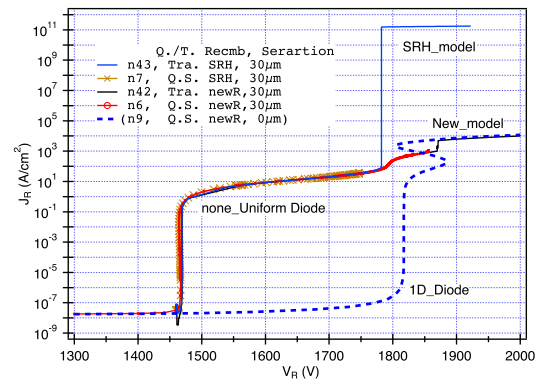
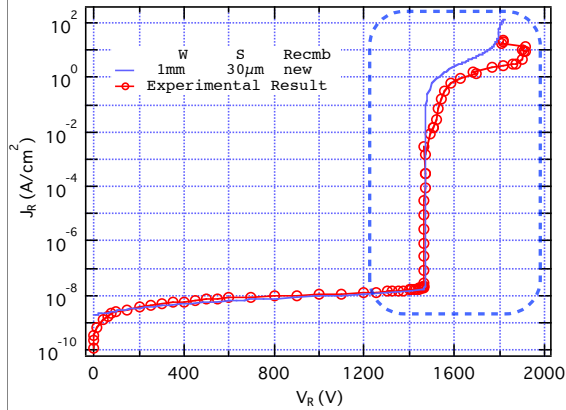
均一な電荷密度分布たり得ない。

パルスは、自然放射線の入射毎に発生する？

2

pinダイオードの逆方向特性

実際の測定例とシミュレーション結果



n-長 110μm pin diode過渡シミュレーション

pinダイオードの高耐圧保持状態は
ほぼコンデンサー？

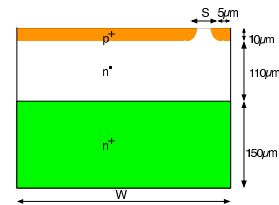


図 12.23: ダイオード チップの周辺構造

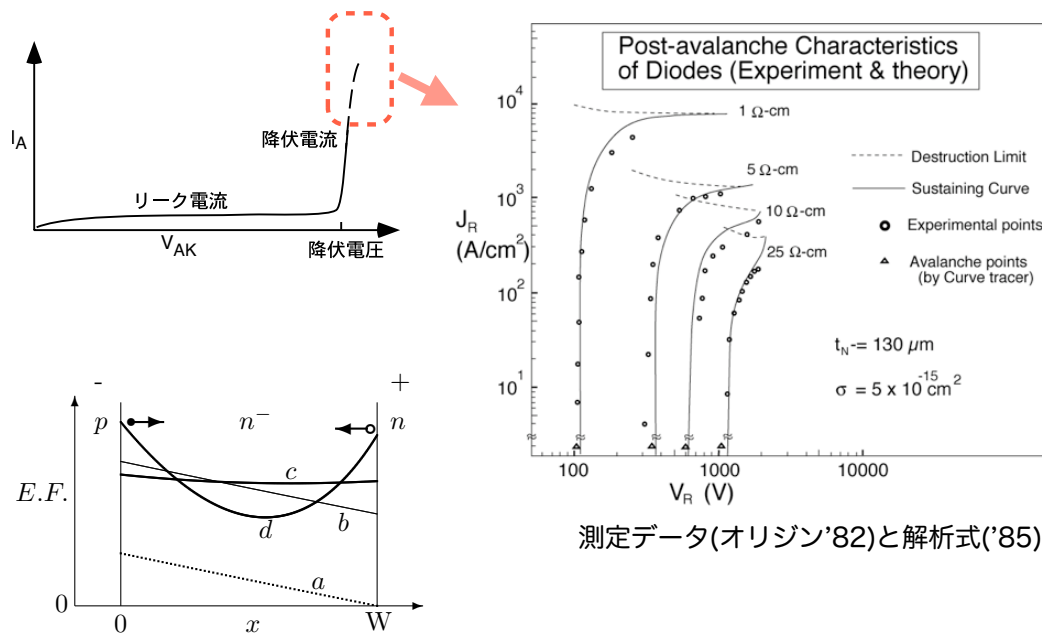
16年7月19日火曜日

(参考資料 2016 #11-p.3):高田

≈300Vの張り出しは、チップ周辺部への電界の集中が原因。
プレーナである以上、この電界集中は不可避である。

3

降伏後の電流-電圧特性



測定データ(オリジン'82)と解析式('85)

(江川 1966)

図 12.15: 降伏電流による電界強度分布の変化

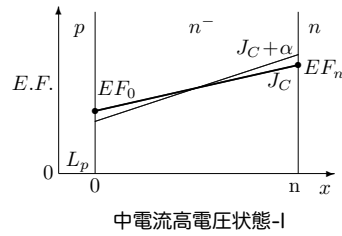
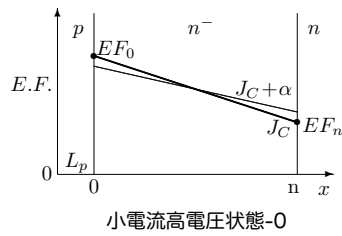
16年7月19日火曜日

(参考資料 2016 #11-p.4):高田

パルス電圧を順に高くしていき、破壊に到るまで測定した。

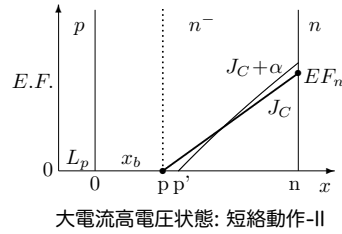
4

J_c増大による電界強度分布の変化



ポアソン方程式

$$\epsilon_s \nabla^2 \psi = -q(n_h - n_e + N_D - N_A)$$

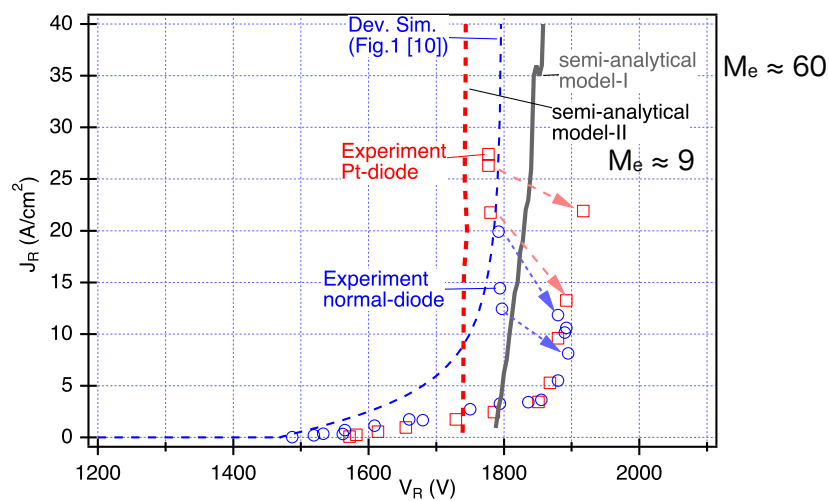


16年7月19日火曜日

5

(参考資料 2016 #11-p.5):高田

ポスト アバランシェ降伏の観測と簡易シミュレーション



降伏条件 : $(M_e - 1)(M_h - 1) \approx 1$

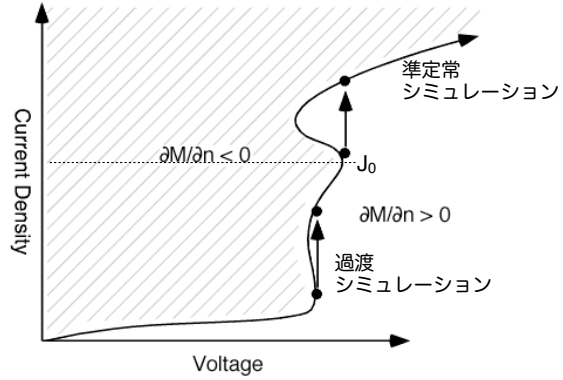
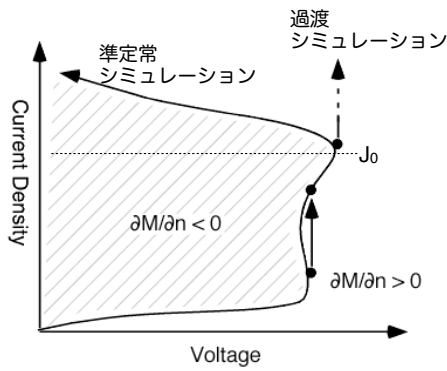
16年7月19日火曜日

6

(参考資料 2016 #11-p.6):高田

シリコンでは $M_e \approx 9$ が妥当である。

pinダイオードの逆方向 極限動作



(1) SRH形再結合モデル

$$U_{SRH} \approx \frac{n_e n_h - n_i^2}{\tau_h(n_e + n_i) + \tau_e(n_h + n_i)}$$

$$\tau = \frac{1}{\sigma v_{eff} N_t}$$

$$R_{SRH} \approx \frac{n_e n_h}{\tau_h n_e} = \frac{n_h}{\tau_h} = \sigma_h v_{th} N_t n_h \quad \text{in } n\text{-領域} (n_e \gg n_i > n_h)$$

$$R_{SRH} \approx \frac{n_e n_h}{\tau_e n_h} = \frac{n_e}{\tau_e} = \sigma_e v_{th} N_t n_e \quad \text{in } p\text{-領域} (n_h \gg n_i > n_e)$$

$$G_{SRH} \approx \frac{n_i}{\tau_h + \tau_e} \quad \text{in } \text{空乏領域} (n_e, n_h \ll n_i)$$

(2) 新しい直接再結合モデル

○direct recombination (Takata model)

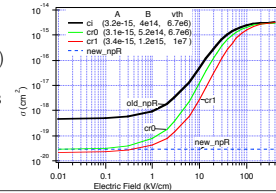
$$R_{direct} = \sigma(v_{eff}) v_{eff}(E) n_e n_h$$

$$v_{eff} = 300E + v_{th}$$

$$\sigma(v_{eff}) = A \exp\left(\frac{-B}{v_{eff}^2}\right)$$

$$A = 3.1 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-3}$$

$$B = 5.2 \times 10^{14}$$



16年7月19日火曜日

(参考資料 2016 #11-p.7):高田

電荷担体が激しく発生する降伏現象では、過渡シミュレーションを行う必要がある。

過渡シミュレーションでは、負性抵抗の発生箇所上方に垂直にジャンプする。

<解説: PwDev#11: ダイオードの降伏動作>

- 1.半導体素子の逆方向特性はガス放電理論に倣って説明されて来た。リーク電流に当たるガス放電管の暗流は、宇宙線や地表の放射線がガス原子を電離することで発生する。電界強度が強い場合には、それを種にした衝突電離作用が(放電管断面の局所で)ねずみ算的に起こる(降伏現象-I: Townsend放電)。負と正の電荷が新たな電荷を発生し始めると、先ず局所で自統電流が流れ始めて(放電管ではガス原子イオンが衝突して陰極から2次電子を発生させる)、それが断面全体に拡がると、電極方向にも均一で安定な放電となる(降伏現象-II: glow放電)。水銀整流器はこの放電を利用している(水銀イオンの陰極への衝突に因る2次電子放出)。高エネルギー電子が陽極に衝突して高温となって金属イオンが蒸発し出すとarc放電に至る。(p.1)
- 2.半導体素子では、降伏現象-Iで一定の大きさの継続電流が流れ得る。n-領域の長さや比抵抗によっては、一定幅パルスが観測されて、その頻度が増えることによって降伏電流が増大する。マイクロプラズマとして昔から知られていた。(p.2 右図)
- 3.プレーナ形素子では、能動領域の周辺に電位的に浮かせた多数のp領域(Field Limiting Ring)等を施しても、必ず表面の電界強度は高くなるので、1次元素子に較べて必ず耐圧が低下する。そして、降伏電流は急峻に立ち上がる。大電流動作では、ほぼ1次元構造の耐圧値を示す(p.3)。メサ構造素子では、Townsend放電のようにスナップバック特性が現れ得よう。
- 4.降伏電流は、 $J_0 = q N_D n_s$ の値(1,000Vデバイスで50A/cm²程度)までは安定な特性を示す。これは、BJTのサステイン動作と共通する特性である。(p.4)
- 5.高電界部で発生した自由電子がカソード側に走行するので、n-領域中の負電荷量が増えるので、 J_0 までは電界強度の傾きが緩くなって、最大電界強度が低下する為である。 J_0 以上になると傾きは逆になるので不安定になる。(p.5)
- 6.もっとも、pinダイオードは潜在的に100kA/cm²程度の降伏電流を流し得る(ロシア製のSOS素子やICのESD保護用のダイオードで数十〜数千A/cm²の実績が報告されている)。実際には、均一動作を乱す要因のある箇所破壊し易い。
- 7.従来 増倍係数Mが無限大となることがダイオードの降伏現象が起きる条件とされて来た。これは、電界存在領域を横切る間に1ヶの価電担体が無限に増える条件で甚だ非現実的である(Townsend放電は単に増倍作用が増える状況である)。ちなみに、自由電子と正孔の衝突電離係数が等しい場合[$\alpha_e(EF) = \alpha_h(EF)$]は $M = (1 - \alpha x)^{-1}$ となる。それよりも、自統電流の成立を条件と見なすべきであろう。それは、自由電子や正孔だけが引き起こす増倍係数 M_e, M_h が $(M_e - 1)(M_h - 1) \approx 1$ と近似できよう。実際に、 $M_e = \exp[\int \alpha_e dx] \approx 9$ となるI-V特性を描けば、降伏電流の立ち上がりも大電流動作も十分近似できる。(p.6)
- 8.降伏特性は準定常シミュレーションが行われてきたが、本来過渡シミュレーションを行うべきである。また、破壊が問題となる領域ではSRH形再結合は何ら寄与をしない。(高電界強度では3桁程度再結合速度が増える)直接再結合を組み入れるのである(宇宙線誘起破壊をデバイスシミュレーションで再現するためには必須となる)。(p.7)

16年7月19日火曜日

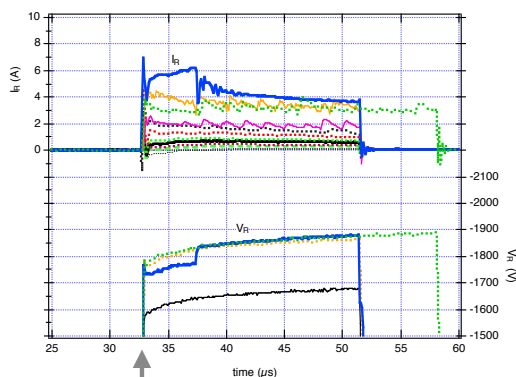
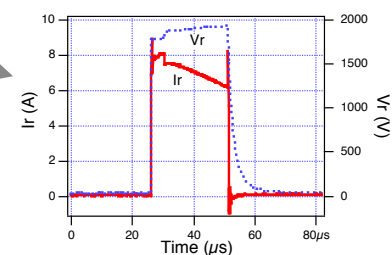
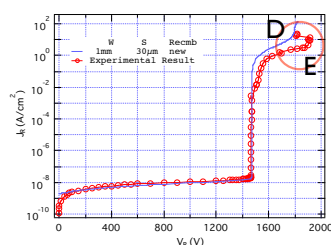
(参考資料 2016 #11-p.8) :高田

高耐圧素子としてメサ構造だけが存在した時代には、降伏電流を流すと破壊すると言われて来た。

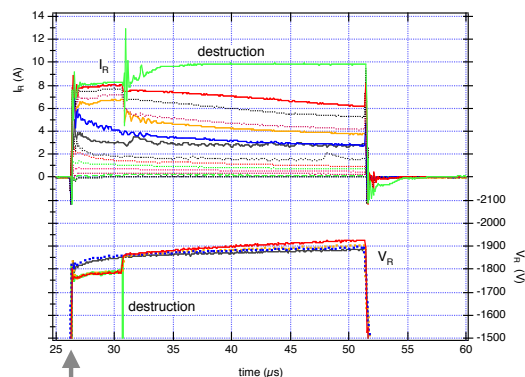
著者は、表面が不安定で局所で降伏する為であろうと思っていたが、Townsend放電のようにスナップバック特性が現れて破壊していた可能性が高い。プレーナ形素子では、必ず本来の降伏電圧よりも低い値で降伏電流が流れ始めるのでこの心算はない。

ポスト・アバランシェ波形

被測定ダイオードを高電圧パルサー電源に直結して、出力電圧を順次上げて測定



通常ダイオード



白金拡散ダイオード

16年7月19日火曜日

9

(配付資料 2016 #11-p.9)

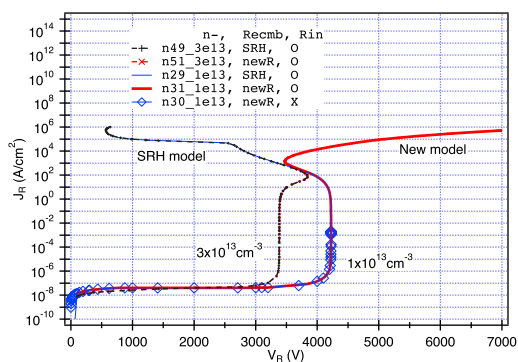
破壊限界点近傍での降伏電流 I_r と降伏電圧 V_r の観測結果。

アノード電極面積 $\approx 0.35\text{cm}^2$ 。

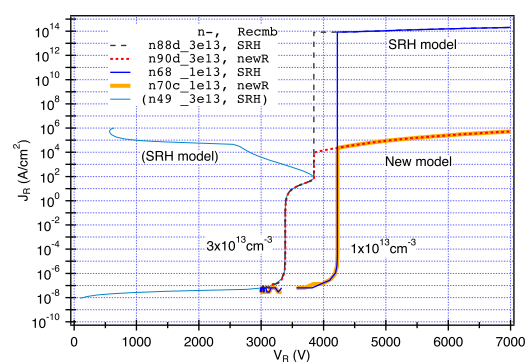
準定常デバイス シミュレーションの不合理性

n-長 $300\mu\text{m}$ pin diode
SRH再結合と直接再結合の比較

準定常シミュレーション



過渡シミュレーション



16年7月19日火曜日

10

(配付資料 2016 #11-p.10)

準定常シミュレーションでの途中までは、SRHモデルと直接再結合モデルは変わらない。

過渡シミュレーションでは、負性抵抗の発生箇所と上方に垂直にジャンプする。

大電流 降伏動作についての留意点

I. 負性抵抗特性部の動作:

過渡シミュレーションが必須

II. 正孔-自由電子の直接再結合機構:

直接再結合が必須

III. 降伏条件 ($M_e \approx 9$):

$$(M_e - 1)(M_h - 1) \approx 1$$

IV. 実際のpinダイオードの破壊限界:

電流経路が急速に分岐し得る点

16年7月19日火曜日

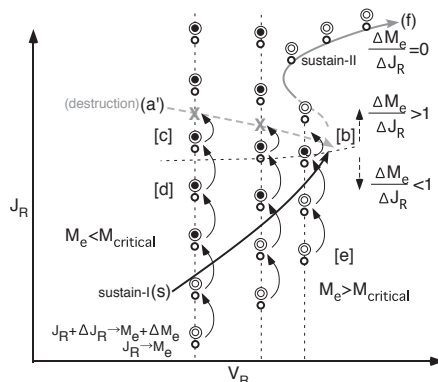
11

(配付資料 2016 #11-p.11)

M_e は、自由電子1ヶが空乏層中を走行する間に増倍される数(増倍係数)。

シリコンでは、正孔の増倍係数 M_h は $\approx M_e/10$.

アバランシェ降伏の簡易シミュレーション



ダイオードの降伏特性の計算手順と判定

ダイオードの降伏動作の安定性

$G : R$	$\Delta M_e / \Delta J_R$	M_e	判定*	領域
$G = R$	0	(≈ 1)	sus.-II	(f)
$G \gg R$ ($R \approx 0$)	正	-	Δ	(a')
		$< M_C$	Δ	(c)
	0	$\approx M_C$	($\times$)	(b)
	負	$< M_C$	$\bigcirc$	(d)
		$= M_C$	sus.-I	(s)
		$> M_C$	$\bigcirc$	(e)

判定*: $\bigcirc$:安定, sus.:sustain 波形, Δ :不安定, ($\times$):非存在, -:(計算不能). M_C は臨界増倍係数で, Si の場合 ≈ 9 .

$$M_e \approx \exp \left[\int_0^{t_{n-}} \alpha_e(x) dx \right] \quad (12.26)$$

$$n_{net}(x) = N_D + \frac{J_R}{qv_s} \left[1 - 2 \exp \left[\int_{t_{n-}}^x \alpha_e(y) dy \right] \right] \quad (12.27)$$

$$EF(x) = -\frac{q}{\epsilon_s} \int_0^x n_{net}(y) dy + C \quad (12.28)$$

$$V_R = \int_0^{t_{n-}} EF(x) dx + Ct_{n-} \quad (12.29)$$

$$\alpha_e(x) = A_e \exp \left[\frac{-B_e}{EF(x)} \right] \quad (\text{式 } 7.92)$$

表 12.3: 降伏電圧の準定常/簡易シミュレーション値

t_{n-}	$N_D (cm^{-3})$	準定常	$M_e \approx 11$	S/Q
$300 \mu m$	3×10^{13}	3380V	3140V	93%
	1×10^{13}	4220V	3940V	93%
$50 \mu m$	1×10^{14}	853V	805V	94%
	1×10^{13}	900V	845V	94%

16年7月19日火曜日

12

(配付資料 2016 #11-p.12)

手法は1985年発表を基にした。critical M_e の設定等を今回見直した。

イオン化積分: $A_h = (M_h - 1)j_c' / j_c = \text{発生電流} / \text{全電流} = 1$

デバイス シミュレーションによる降伏電圧とそう違わない。