

卒業研究報告

題目

Recombination 及び Generation Lifetime
との相関性

指導教員

河津 哲教授

報告者

石松 幸三

平成 13 年 2 月 9 日

高知工科大学 電子・光システム工学科

目次

1. はじめに	3
2. 原理、理論	4
2.1. キャリアの発生、再結合	4
2.2. PN接合	9
3. Recombination Lifetime 測定法	17
3.1. 測定原理	17
3.2. 測定回路図	19
3.3. 測定方法	20
4. 試料説明	21
4.1. Si ダイオード	21
4.1.1. ツェナーダイオード	21
4.1.2. ショットキーダイオード	22
4.2. TEG ウェーハ	23
5. Recombination Lifetime 実験結果	24
5.1 試料 Si ダイオードでの結果	24
5.2 試料 TEG ウェーハでの結果	26
6. Pulse Scanning C-V 測定法による Generation Lifetime	27
7. むすび	29
8. 謝辞	29
参考文献	30
付録.	
Appendix ① 電子密度 n 、正孔密度 p	31
Appendix ② 誤差関数の定義と数値計算法	34

1. はじめに

二十世紀から二十一世紀になった現在でも多くの分野で技術は日進月歩である。特に I T 革命叫ばれ情報化の渦に呑み込まれそうなくらい著しいものがある。

パソコンを利用したインターネット、携帯電話に代表されるモバイル機器の急速な普及、情報家電の萌しなどを見ると、情報化の波がビジネスや一般社会のあらゆる局面に打ち寄せて続いていることを肌で実感できる。

また、ネットワークの節目節目に位置する様々なエレクトロニクス機器も ますます多機能、高機能、高性能化して知的かつ複雑なシステムへと変貌を遂げている。

このようなエレクトロニクス機器の進歩を可能にする上で、「半導体」は中核を担うキーデバイスである。

半導体は、「産業の米」と呼ばれ 広く社会の中に浸透して、根底で支えている。この半導体を利用して開花したデバイスが「集積回路」である。集積回路の一例としてパソコンを構成するメモリや CPU、HDD が挙げられる。その発展は驚異的な速度で進んでいる。DRAM は 1 チップのメモリ容量増加と共に性能的にリフレッシュタイムが長くなっている。その技術開発に必要な評価法として Pulse Scanning C-V 法での Generation Lifetime 測定法が開発されている。Recombination Lifetime についてのシステム開発をしその測定結果について解析を行う。また、Recombination 及び Generation Lifetime の相関性について検討する。

2. 原理・理論

2.1. キャリアの発生、再結合

電子密度 n 、正孔密度 p は

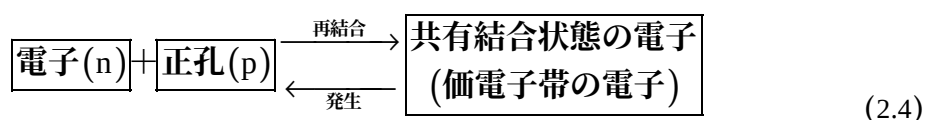
$$n = n_i \exp \left[\frac{(E_{fn} - E_i)}{kT} \right] \quad (\text{Appendix ①参照}) \quad (2.1)$$

$$p = n_i \exp \left[-\frac{(E_{fp} - E_i)}{kT} \right] \quad (\text{Appendix ①参照}) \quad (2.2)$$

と表せる。熱平衡時は試料全体のフェルミ準位は一定なので、 $E_{fn} = E_{fp}$ となる。その結果、上の 2 式(2.1)、(2.2)より半導体で一般的に

$$np = n_i^2 \quad (\text{熱平衡時}) \quad (2.3)$$

が成り立つ。この式の関係は、電子密度 n と正孔密度 p が同時に真性キャリア密度 n_i の二乗より高くなることはなく、一方が高いともう一方は低くなることを示している。ここで、密度の高い方のキャリアを多数キャリア<majority carrier>、低い方のキャリアを少数キャリア<minority carrier>という。この関係は、熱平衡状態におけるキャリア密度の関係を示す。これには、二つの課程が介在している。



一つは、伝導帯の電子が価電子帯の正孔とキャリアとしてのエネルギーを消滅して共有結合状態の電子になる再結合過程である。もう一つは、価電子帯から電子が何らかのエネルギーを受けキャリアとして伝導帯に励起して、電子－正孔対を発生する発生過程である。この両方の過程が熱平衡状態では平衡を保持している。

だから、熱平衡状態からずれて $np \neq n_i^2$ になると、必ず式(2.4)の反応が右または左に進み熱平衡状態の式(2.3)に戻る過程が生じる。過剰キャリアを注入した場合 注入された少数キャリアと多数キャリアの再結合によって熱平衡状態に戻ろうとする。この再結合は、GaAs のような直接遷移型半導体で起こる直接遷移型再結合過程と Si のような運動量の変化を伴う間接遷移型半導体で起こる間接遷移型再結合過程に分けられる。今回は、Si を材料とした試料を使用したので、間接遷移型再結合過程について述べる。

間接遷移型再結合には、2 種類の再結合過程をもつ。一つは、伝導帯から価電子帯へ直

直接的に再結合する過程、他方は、捕獲中心を介して再結合する過程の二つである。この二つの過程を図示したものが図 2.1.である。

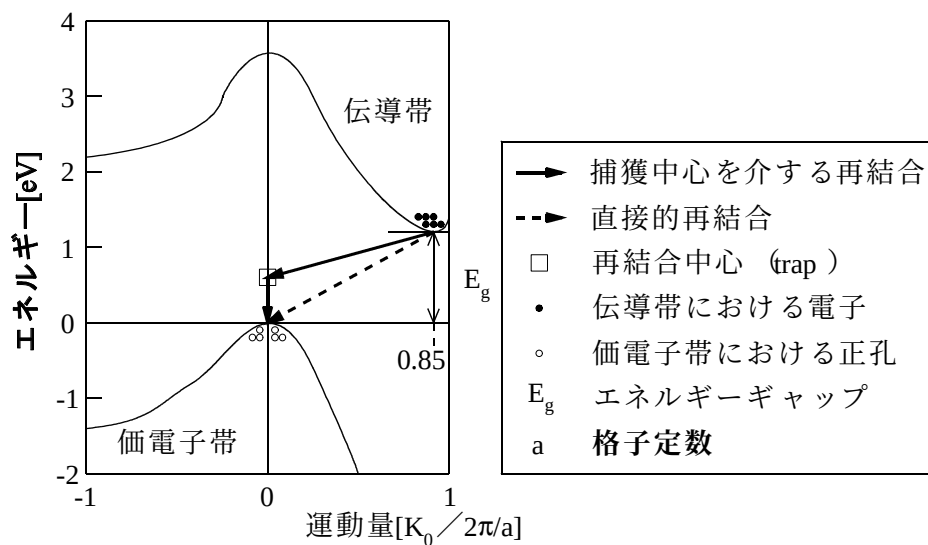


図 2.1. 間接遷移型半導体 (Si) のエネルギーバンド図及び再結合過程

間接遷移型半導体は、捕獲中心を介して再結合する過程のほうが、はるかに高い確率で起こるが、多少は直接的再結合も起こっている。

まず、熱平衡状態時のキャリア発生について考える。前述した電子－正孔対が生じるのは、何らかのエネルギー（例えば熱）によって価電子が1個伝導帯に励起され、価電子帯には正孔が発生する状態に対応する。

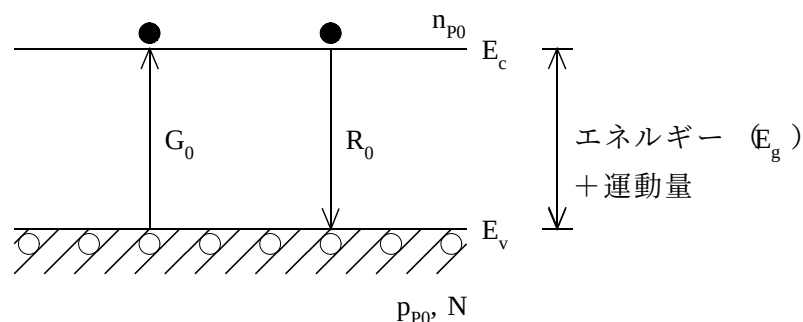


図 2.2. P型半導体での熱平衡時の直接的発生及び再結合

この過程はキャリア発生で、図 2.2.に示すように発生割合 G_0 （単位体積・単位時間あたりに発生する電子－正孔対の数）と表され、次式のように書ける。

$$G_0 = \alpha N \quad (2.5)$$

ここで、 α は比例定数、P型半導体では、 N は価電子帯に存在する電子の数である。
熱平衡状態で、キャリア発生の総数は

$$n_0 = G_0 \cdot t_g \quad (2.6)$$

と表される。ここで、 n_0 は電子密度、 t_g は発生ライフタイムである。

次に電子が伝導帯から価電子帯に遷移すると、電子－正孔対は消滅する。この過程は再結合で、図 2.2.に示すように再結合割合 R_0 で表される。熱平衡状態下では、キャリア密度の時間変化の再結合割合 dn/dt は

$$\frac{dn}{dt} = R_0 = \frac{n}{t_r} \quad (2.7)$$

と表される。ここで、 t_r は再結合ライフタイムである。また、熱平衡下では $G_0 = R_0$ で、キャリア密度は一定で式(2.3) $pn = n_i^2$ が成り立っている。

過剰少数キャリアを注入する場合、この時の再結合の割合を R (図 2.3.参照) とする。この割合 R は伝導帯の電子密度 n (図 2.3.中では n_p) と価電子帯の正孔密度 p に比例する。この時、 β を比例定数とすれば、電子－正孔対の直接的再結合は

$$R = \beta np \quad (2.8)$$

の割合で起こる。前に述べたように、熱平衡状態では、再結合の割合は発生の割合と $G_0 = R_0$ の関係になければならない。したがって、P型半導体では

$$\alpha N = \beta n_{p0} p_{p0} \quad (2.9)$$

となる。ここで、 n_{p0} , p_{p0} は熱平衡状態におけるP型半導体中の電子及び正孔密度である (図 2.2.参照)。そして、多数キャリアの正孔密度は、不純物濃度 N_a で決まるので、 $p_{p0} \approx N_a$ と近似できる。よって

$$R_0 = \beta n_{p0} N_a \quad (2.10)$$

となる。

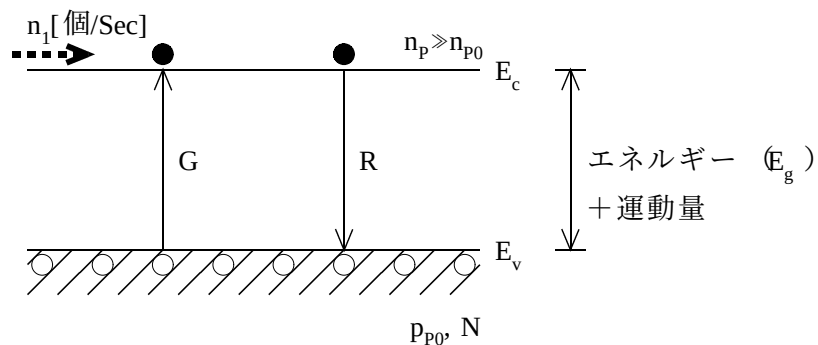


図 2.3. P 型半導体での過剰少数キャリア注入時の直接的発生及び再結合

少数キャリア(電子)を注入した場合 再結合と発生の割合は

$$R = b n_p p_{p0} = b (n_{p0} + \Delta n) p_{p0} \quad (2.11)$$

$$G \cong G_0 \quad (2.12)$$

となる。ここで、 Δn は過剰キャリア密度である。

この過剰キャリア密度 Δn は

$$\Delta n = n_p - n_{p0} \quad (2.13)$$

と表される。また、 $n_p \gg n_{p0}$ なので式(2.13)は

$$\Delta n \cong n_p$$

となる。

電子密度の時間変化の再結合割合は

$$\frac{dn_p}{dt} = R \cong \frac{n_p}{t_r} \quad (2.14)$$

と表される。これは

$$R = b n_p p_{p0} = \frac{n_p}{t_r} \quad (2.15)$$

となる。ここで、

$$t_r \equiv \frac{1}{b p_{p0}} \quad (2.16)$$

と τ_r は定義される。

時間変化後の発生キャリアの総数は

$$n_{p0} \cong G_0 \cdot t_g \quad (2.17)$$

となる。ただし、 $n_p \ll n_{p0}$ という条件である。

また、少数キャリア注入時で、平衡状態になると

$$G_0 + n_i = R \quad (2.18)$$

となる。これは

$$\frac{n_{p0}}{t_g} \cong \frac{n_i^2}{t_r \cdot p_{p0}} \quad (2.19)$$

となる。ここで、多数キャリア密度(正孔密度) p_{p0} はアクセプタ濃度 N_a と近似する。また、平衡状態では十分時間が経過した状態であるので n_{p0} も n_i と近似する。

従って、発生・再結合ライフタイムの関係は

$$\frac{t_r}{t_g} \cong \frac{n_i}{N_a} \quad (2.20)$$

で与えられる。

同様に、N型半導体では

$$\frac{t_r}{t_g} \cong \frac{n_i}{N_d} \quad (2.21)$$

で与えられる。

2.2. PN接合

図 2.4.はP型、N型半導体がそれぞれ独立して存在している状態である。そして、それぞれの中がどのようなものをイメージした図が図 2.5.である。P型では、多数の正孔と少数の電子が存在していて、N型では、その逆であると分かる。

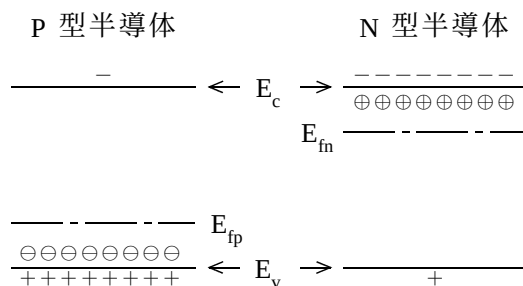


図 2.4. P型半導体、N型半導体のエネルギーバンド図
(－：電子 ＋：正孔 ⊖：アクセプタイオン ⊕：ドナーイオン)

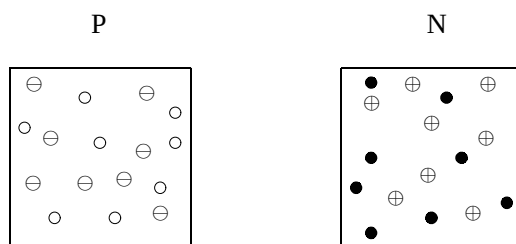


図 2.5. P型半導体、N型半導体(●：電子 ○：正孔)

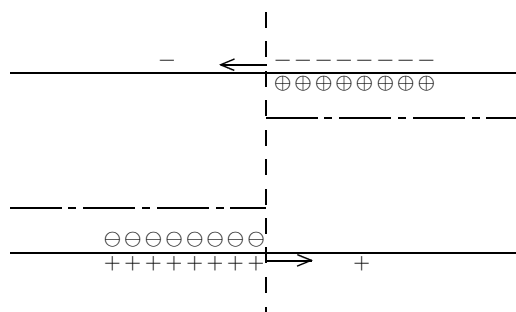


図 2.6. P型、N型半導体結合直後のキャリアの動き

このP型、N型半導体を接合させると図 2.6.のようにN型領域にある電子や、P型領域にある正孔がそれぞれ濃度の低い方へ(すなわち電子はN→P、正孔はP→N)と拡散して

いく。その結果、接合面近くにドナー、アクセプタイオンが残されて空乏層が形成される。このイメージ図が図 2.7.である。

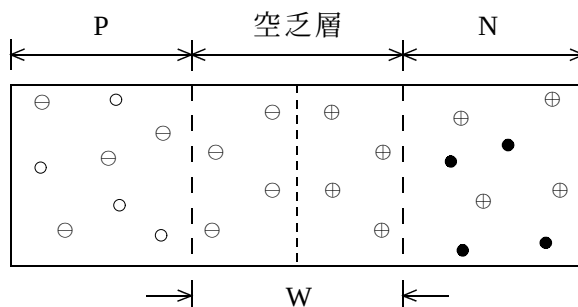


図 2.7. PN接合のイメージ図

また、空乏層のN側からP側の方向に電界が形成されるので、空乏層領域のエネルギーバンドは傾いていて、ここに電子や正孔が存在していたら、電子はN型層、正孔はP型層へ力を受ける。この力の向きは、拡散で移動した方向と逆である。電子で考えると、 $N \rightarrow P$ と移動するには、濃度分布に差があれば濃度の高い領域から低い領域へ流れる。このため、電子が拡散移動に必要なエネルギーを持つ電子の濃度(ドナー濃度)とP型領域の電子(少数キャリア)の濃度が等しくなったところで、熱平衡状態になる。ただし、P型でもN型でも熱平衡状態にあり、外部から見た電圧は0である。なぜなら、図 2.8.を参照して分かるように、試料全体にわたってフェルミ準位は一定でなければならないので、P型領域の伝導帯 E_c より上部の電子の分布はP型、N型両方の領域とも変わらない。

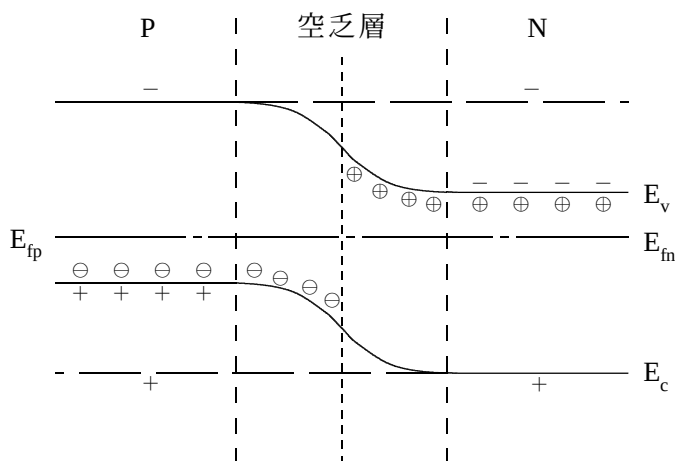


図 2.8. PN接合のエネルギーバンド図

外部電圧は0であるが、内部には電界があり、電位障壁が生じる。この電位障壁を拡散電

位＜ Diffusion potential ＞または、内部電位＜ built in potential ＞という。接合エネルギー差を $q \cdot \phi_{bi}$ とすると内部電位は ϕ_{bi} となる(図 2.9.参照)。この内部電位 ϕ_{bi} は、

$$q \cdot \phi_{bi} = |E_{fn} - E_{fp}| \quad (2.22)$$

で与えられる。以下、 ϕ_{bi} の値を求める式を導く。導くにあたり、下記の条件①～④を仮定する。

- ① 熱平衡状態におけるフェルミ準位一定の条件
- ② 一次元モデルの採用
- ③ 空間電荷中性条件の採用
- ④ 空乏近似の採用

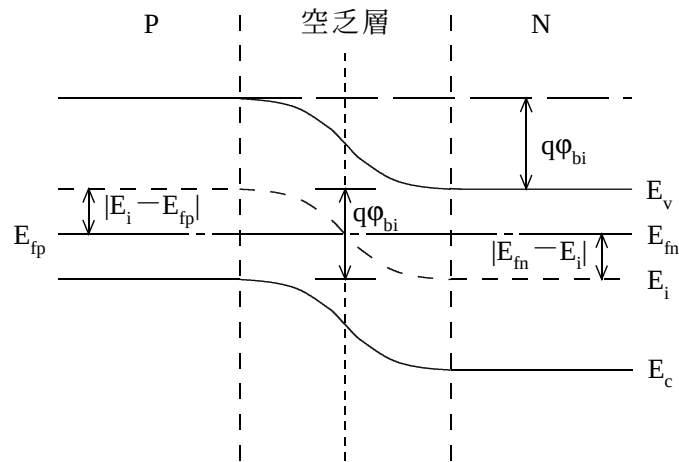


図 2.9. フェルミ準位と内部電位の関係

まず、熱平衡状態におけるフェルミ準位一定の条件によって、接合部分の空間電荷分布が定まる。ここで、一次元モデルのPN接合とそれに対応する熱平衡状態のエネルギーバンド図を考える。ここで、一次元モデルとは、注入キャリアの流れ(あるいは電流)は接合面に垂直成分のみをもつ。接合面積はとくに断らない限り単位面積である状態のことをいう。この場合の空間電荷分布と静電電位 ψ は次式のポアソン方程式で与えられる。

$$\frac{d^2 y}{dx^2} \equiv -\frac{dE}{dx} = -\frac{r_s}{e_s^* \cdot e_0} = -\frac{q}{e_s^* \cdot e_0} (N_D - N_A + p - n) \quad (2.23)$$

ここで、 ρ_s は比抵抗 [$\Omega \cdot \text{cm}$]、 q は単位電荷 [C]、 ϵ_s は比誘電率、 ϵ_0 は真空の誘電率 [F/cm]、 N_D 、 N_A はドナー、アクセプタ濃度 [cm^{-3}]、 p 、 n は正孔、電子密度 [cm^{-3}]である。ただし、ドナー及びアクセプタはすべてイオン化しているものとする。そして、接合界面からずっと離れたところは、電荷の中性が保持されて、空間電荷密度は 0 である。この中性領域では、式(2.23)は、

$$\frac{d^2y}{dx^2} = 0 \quad (2.24)$$

$$N_D - N_A + p - n = 0 \quad (2.25)$$

となる。N型の中性領域では、 $N_A = 0$ 及び $n \gg p$ である。

図 2.9.において、 $|E_{fn} - E_i| = q\phi_n$ とおくと、N型中性領域の静電電位 ϕ_n は(フェルミ準位を基準)、式(2.25)で、 $N_D = n = 0$ とし、その結果($p = N_A$)を式(2.3)に代入して得られる。

$$j_n \equiv -\frac{1}{q}(E_i - E_f) \Big|_{x \geq w_n} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i} \quad (2.26)$$

同様に、フェルミ準位を基準にしたP型中性領域の静電電位は次式のようにになる。

$$j_p \equiv -\frac{1}{q}(E_i - E_f) \Big|_{x \leq -w_p} = -\frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} \quad (2.27)$$

そして、式(2.26)、(2.27)より内部電位 ϕ_{bi} は、次のように表される。

$$j_{bi} = j_n - j_p = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} \quad (2.28)$$

Si における典型的なPN接合では、〔遷移領域幅〕 $\ll$ 〔空乏領域幅〕なので、これを無視して、空乏領域は図 2.10.のように矩形で表したモデルを用いる。

また、遷移領域幅を無視した図 2.10.のP側、N側の空乏層(領域)幅が w_p 、 w_n である。

完全に空乏化している領域では、 $p = n = 0$ であり、式(2.23)は、

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{q}{e_s^* \cdot e_0} (N_A - N_D) \quad (2.29)$$

となる。

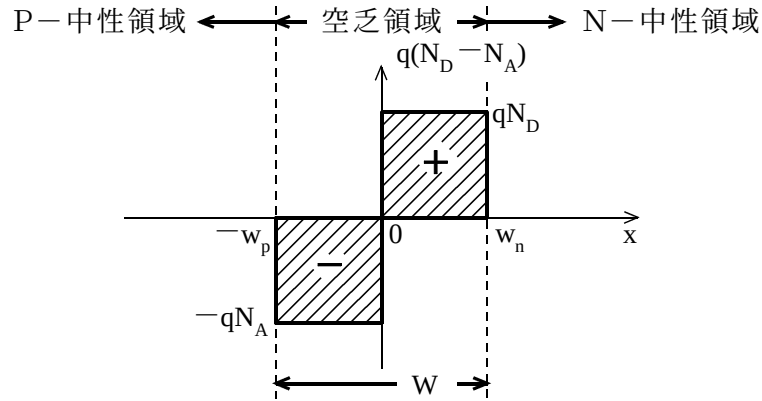


図 2.10. 空間電荷分布の矩形近似モデル

図 2.10.は階段接合の空間電荷分布のモデルを示している。空乏層内でキャリアは空になっているため、ポアソン方程式(2.29)は次のように簡単になる。

$$-w_p \leq x < 0 \text{ では } \frac{d^2y}{dx^2} = \frac{qN_A}{e_s^* \cdot e_0} \quad (2.30)$$

$$0 < x \leq w_n \text{ では } \frac{d^2y}{dx^2} = -\frac{qN_D}{e_s^* \cdot e_0} \quad (2.31)$$

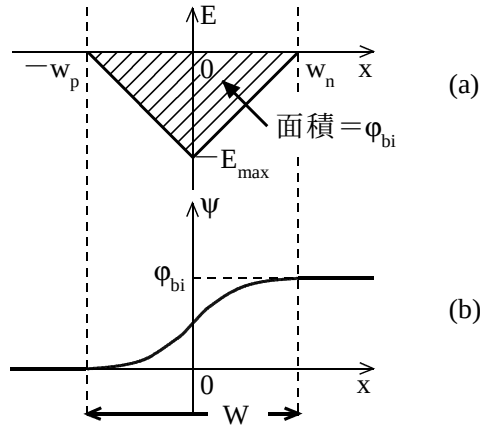


図 2.11. (a)空乏領域の電界分布、(b)空乏領域の電位分布

半導体全体で空間電荷は中性であるから、P領域の単位面積当たりの負の空間電荷はN領域の正の空間電荷と等しくなければならない。したがって、

$$qN_A w_p = qN_D w_n \text{ (中性条件)} \quad (2.32)$$

となる。全空乏層幅 W は

$$W = w_p + w_n \quad (2.33)$$

である。図 2.11.(a)に示す電界強度は、式(2.30)、(2.31)をそれぞれ一回積分して、

$$E(x) = -\frac{dy}{dx} = -\frac{qN_A(x + w_p)}{e_s^* \cdot e_0}, \quad -w_p \leq x < 0 \quad (2.34)$$

$$E(x) = -E_{\max} + \frac{qN_D x}{e_s^* \cdot e_0} = \frac{qN_D(x - w_n)}{e_s^* \cdot e_0}, \quad 0 < x \leq w_n \quad (2.35)$$

となる。ただし、 $E_{\max}$ は、 $x = 0$ における最大電界強度であり、

$$E_{\max} = \frac{qN_D w_n}{e_s^* \cdot e_0} = \frac{qN_A w_p}{e_s^* \cdot e_0} \quad (2.36)$$

となる。

空乏領域全体にわたって、式(2.34)、(2.35)を積分すると電位差すなわち内部電位 ϕ_{bi} が得られる。

$$\begin{aligned} j_{bi} &= -\int_{-w_p}^{w_n} E(x) dx = -\int_{-w_p}^0 E(x) dx \Big|_{P\text{領域}} - \int_0^{w_n} E(x) dx \Big|_{N\text{領域}} \\ &= \frac{qN_A w_p^2}{2e_s^* \cdot e_0} + \frac{qN_D w_n^2}{2e_s^* \cdot e_0} = \frac{1}{2} E_{\max} W \end{aligned} \quad (2.37)$$

この内部電位 ϕ_{bi} は図 2.11.(a)の電界を示す三角形の面積と対応している。
式(2.32)と(2.37)より、次式のように空乏層幅が内部電位の関数として得られる。

$$W = \sqrt{\frac{2e_s^* \cdot e_0}{q} \left[\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right] j_{bi}} \quad (2.38)$$

階段接合において、一方の不純物濃度が他方に比べて極めて大きい場合、例えば P⁺N 接合、すなわち $N_A \gg N_D$ の場合、 $w_p \ll w_n$ である。 w_p は無視できるくらい小さいので、 W は、

$$W \cong w_n = \sqrt{\frac{2e_s^* \cdot e_0 j_{bi}}{qN_D}} \quad (2.39)$$

と表される。電界分布は、

$$E(x) = -E_{\max} + \frac{qN_D x}{e_s^* \cdot e_0} \quad (2.40)$$

となる。また、この時の N_D を一般に低濃度側にあたるバルクの不純物濃度と呼ばれる。
 $x = W (= w_n)$ で電界強度は 0 になるので、

$$E_{\max} = \frac{qN_D W}{e_s^* \cdot e_0} \quad (2.41)$$

となり、また

$$E(x) = \frac{qN_D(-W+x)}{e_s^* \cdot e_0} = -E_{\max} \left[1 - \frac{x}{W} \right] \quad (2.42)$$

となる。

ここで、再びポアソン方程式を積分すると、

$$y(x) = -\int_0^x E dx = E_{\max} \left[x - \frac{x^2}{2W} \right] + C, \quad C \text{ は積分定数} \quad (2.43)$$

のように電位分布が得られる。

3. Recombination Lifetime 測定法

3.1. 測定原理

PN接合に図 3.1.のような順方向パルスを印加すると、図 3.2.の(a)のように少数キャリアが電子はN領域からP領域へ、正孔はその逆方向へ拡散で流れていく。次にPN接合に図 3.1.のような逆方向パルス印加すると、図 3.2.の(b)のように拡散で流れていった少数キャリアがまた、拡散で戻ってくる。電子はP領域内で、正孔はN領域内で行き来して、再結合する。このため、再結合ライフタイムを測定することができる。ここで、逆方向電圧を印加したときキャリアが戻ってくることで少しの間逆方向電流が流れる効果はPN接合における少数キャリア蓄積効果を利用している。

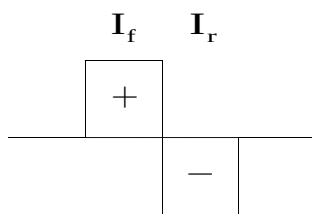


図 3.1. パルス電圧概略図

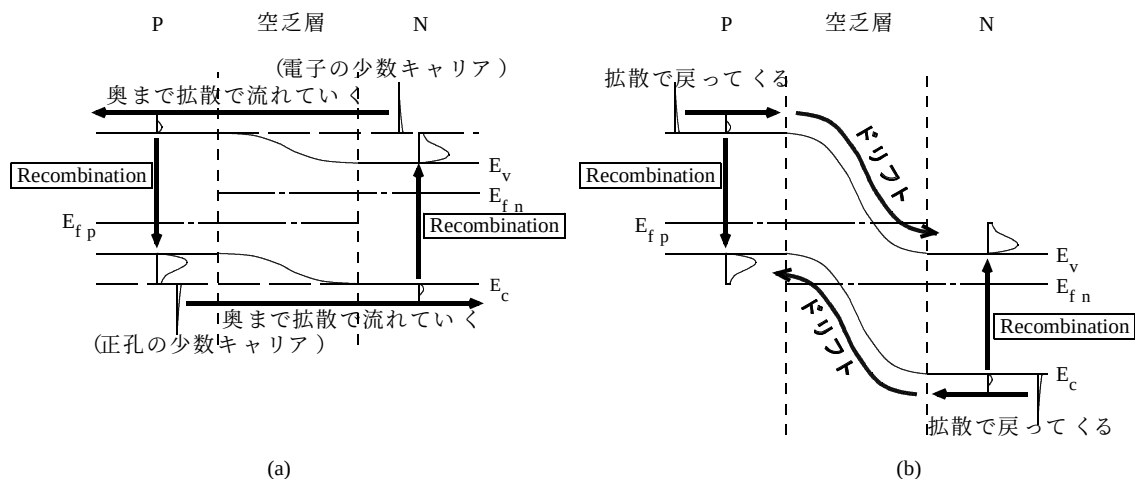


図 3.2. PN接合のエネルギーバンド図 (a)順方向 (b)逆方向

この測定するために作った一部の回路写真が図 3.3.である。回路についてはまた後で詳しく述べる。

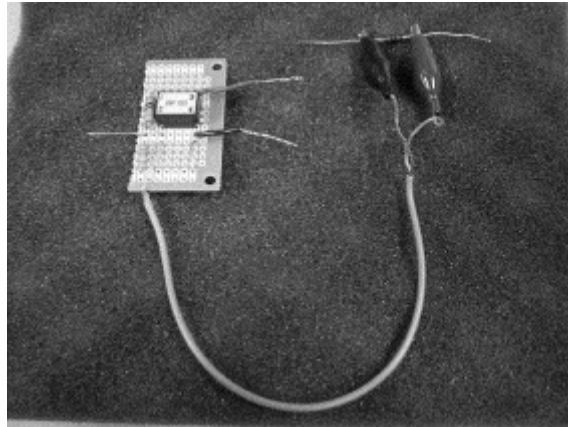


図 3.3. 測定回路写真

また、この測定を行うため構築したシステム全体写真が図 3.4.である。パルス電圧印加のために写真の左側にある Function Generator を用いる。この Function Generator は DC バイアスも同時に印加できるものである。出力波形の表示及び電流波形測定にオシロスコープを用いる。

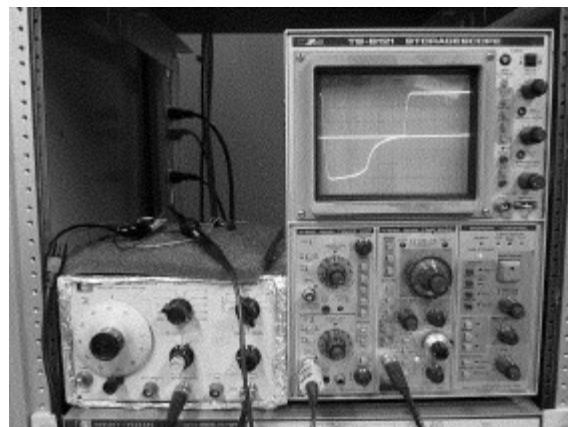


図 3.4. 測定回路全体写真

3.2. 測定回路図

測定回路を説明する。図 3.5.は、再結合ライフタイム測定の基本的で簡単な回路であるが、配線の長さなどの問題でリングングが発生して測定値が読めないことになることが多い。ここで、リングングを簡単に説明すると測定値が読めないくらい出力波形に周期性を持つ波形がのってしまう。この周期性をもつ波形がリングングである。

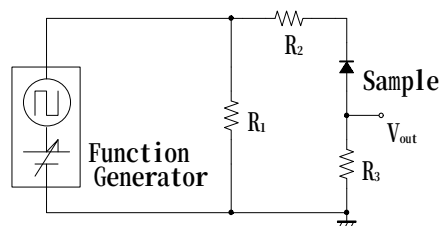


図 3.5. Recombination Lifetime 測定回路 1

(R_1 : 100 ~ 1k[Ω]、 R_2 : 100 ~ 1k[Ω]、 R_3 : 10 ~ 100[Ω])

このリングング問題や接地問題など測定回路の手直しを行ってたとき様々な問題が発生した。この結果最終的に図 3.6.の回路を用いた。この回路で出力のところでパルストランスを使った理由は、試料が TEG ウェーハのとき基板側を接地しなければならないことにより、試料と出力を入れ替えたため出力が接地点からういた状態になったためである。

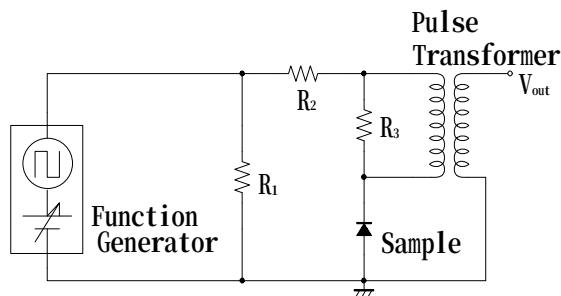


図 3.6. Recombination Lifetime 測定回路 2

(R_1 : 100 ~ 1k[Ω]、 R_2 : 100 ~ 1k[Ω]、 R_3 : 10 ~ 100[Ω])

3.3. 測定方法

測定方法は、図 3.7.を用いて説明する。図 3.7.は横軸：時間、縦軸：電圧を示す。まず I_f と I_r を決めて、その時の t の値を読みとる。この読みとった t と τ_r の関係は

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{t}{\tau_r}} = \frac{I_f}{I_f + I_r} \quad (3.1)$$

と示される(式(3.1)は参考文献 2)より)。ここで、 I_f 、 I_r 測定結果より t/τ_r を求める演算プログラムを作成し、計算を実行させた。この演算プログラムを Appendix ②に示す。

また、誤差関数 $\operatorname{erf}(x)$ は

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp[-y^2] dy \quad (3.2)$$

と定義される関数である。

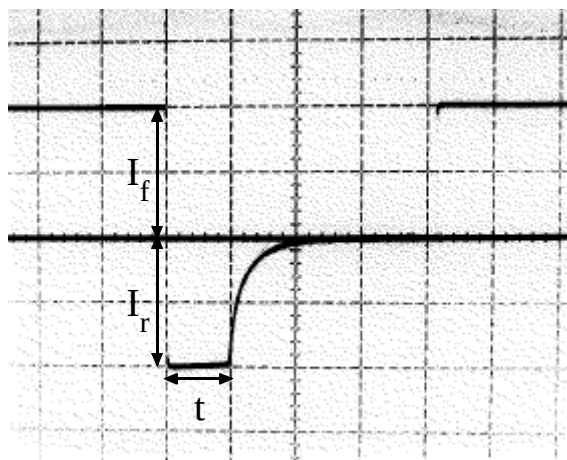


図 3.7. オシロスコープでの電流波形

4. 試料説明

試料として Si ダイオードと TEG ウェーハを用いた。これらの試料について説明する。

4.1. Si ダイオード

Si ダイオードでは、高耐圧のPN接合ダイオードやツェナーダイオード、ショットキーダイオードを使用した。高耐圧のPN接合ダイオードは、逆方向に 30 ～ 40[V] ぐらい印加しても大丈夫なものを使用した。ここで、ツェナー、ショットキーダイオードの順に特性について説明する。

4.1.1. ツェナーダイオード

ツェナーダイオードは高耐圧のダイオード（アバランシェ降伏型）と違って、両方の不純物濃度が極めて高く作られている。（例えば $P^{++}N^{+}$ ダイオード）それによって、逆方向電圧を印加した場合トンネル内の禁止帯の横方向（PN接合方向）幅が極めて狭くなり、トンネル効果により価電子帯の電子が伝導帯に突き抜ける。この電圧はアバランシェ降伏型ダイオードより低い電圧で逆方向電流が流れ出す。また、不純物濃度が極めて高いため再結合中心が多いので、ライフタイムが非常に短くなる。

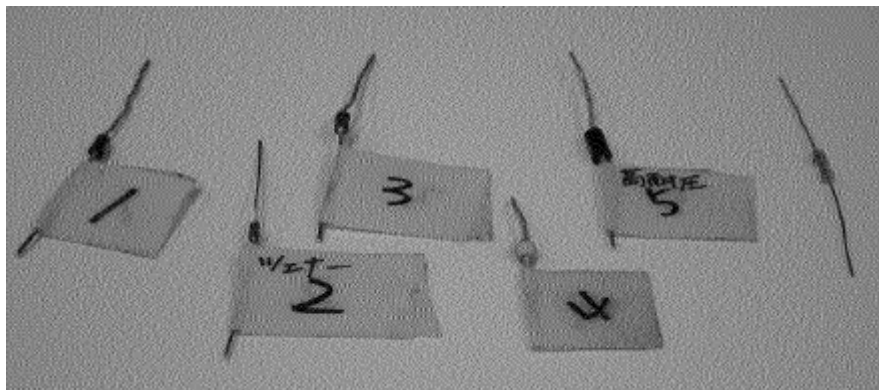


図 4.1. Si ダイオード試料写真

（試料 1、試料 3 ～ 5：高耐圧のダイオード、試料 2：ツェナーダイオード、右端：ショットキーダイオード）

4.1.2. ショットキーダイオード

ショットキーダイオードは、金属－半導体ダイオードである。この特性を金属とN型半導体でのエネルギーバンド図で説明する。

図 4.2.は、金属とN型半導体の接合前のバンド図である。それぞれのフェルミ準位が違うので、接合すると図 4.3.のようなバンド構造となる。

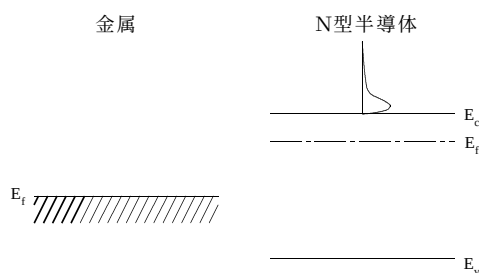


図 4.2. 接合前の金属とN型半導体のエネルギーバンド図

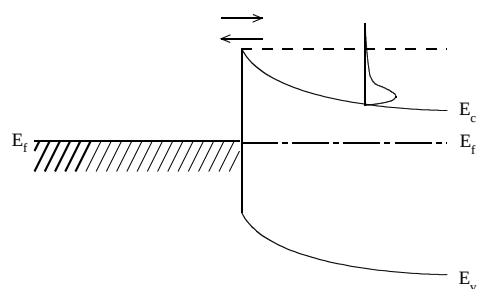


図 4.3. 平衡状態のショットキー接合のエネルギーバンド図

このショットキーダイオードに順方向電圧を印加すると図 4.4.に示すように半導体から金属へ電子が流れる。その逆方向それぞれの電流が増える。しかし、逆方向に電圧を印加すると、金属に注入された電子は、短時間でエネルギーを失うので障壁を越えることができない。したがって、逆方向電流が流れる時間は非常に短くなる。

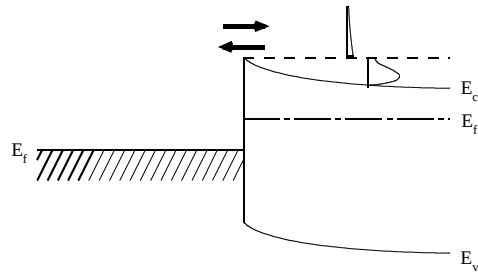


図 4.4. 順方向電圧印加時のショットキーダイオードのバンド図

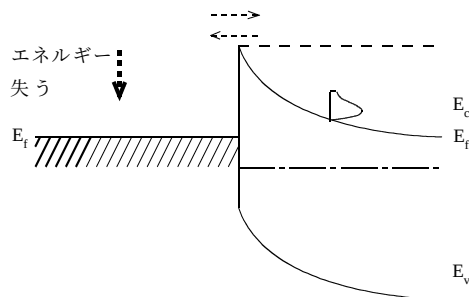


図 4.5. 逆方向電圧印加時のショットキーダイオードのバンド図

4.2. TEG ウェーハ

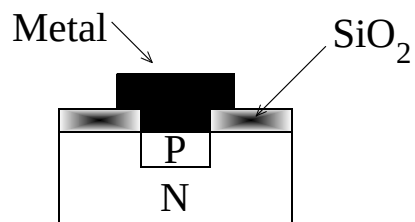


図 4.6. TEG ウェーハで使ったPN接合の断面概略図

TEG ウェーハでは図 4.6.のような構造のPN接合を使った。Metal のコンタクトにプローバのW(タングステン)線針をたてて、基板側を接地して測定した。

5. Recombination Lifetime 実験結果

5.1. 試料 Si ダイオードでの結果

4 章の測定回路、測定方法を使って、最初に Si ダイオード試料 5 つ測定した。まず、 $I_f = I_r$ 時の τ_r を測った。この結果によりこの 5 つの試料がどのくらいの電流値まで測定が可能かを調べた。その結果が図 5.1. のようになった。これでわかるように 2.5 ~ 70[mA] の範囲で測定が可能とわかった。また、高耐圧なダイオードほど再結合ライフタイムが長いこともわかった。ツェナーダイオードは、4.1.1. 節での原理のように高耐圧のダイオードに比べて τ_r は非常に短かった。ちなみに、ショットキーダイオードも測定したが、 τ_r が短すぎて測定限界(0.01 μ Sec 以下)であった。(4.1.2. 節参照)

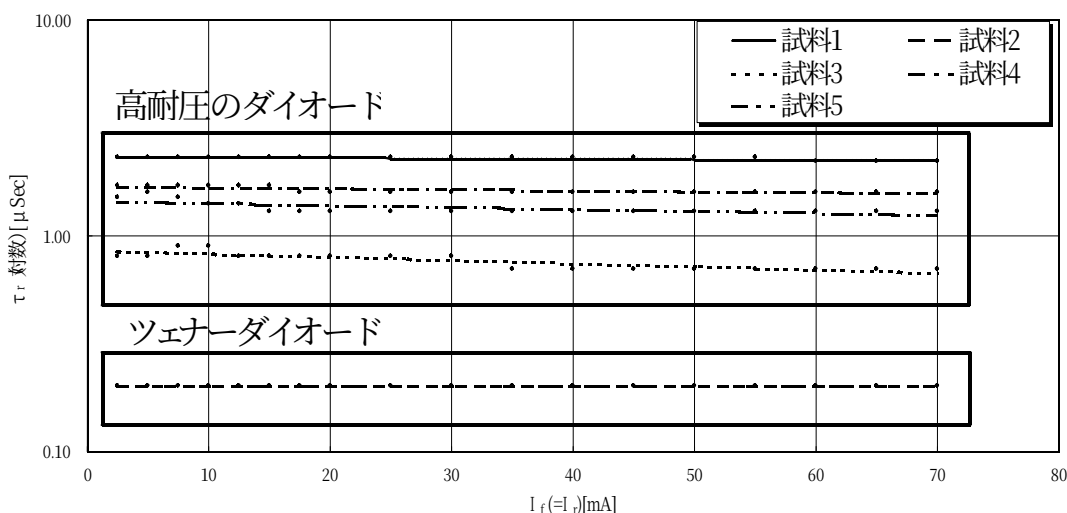


図 5.1. $I_f = I_r$ 時の Recombination Lifetime τ_r

次に、測定範囲が決まったので I_f 一定時の Recombination Lifetime(以下 R.L.)を測定する。その結果が図 5.2. である。この結果よりわかることは、 I_f 一定値どの値でも I_r を大きくしていくと

τ_r は指数関数的に増加していくことである。これは短時間で注入したキャリアを引き戻していることを意味している。また、この結果の全データを $I_f / (I_f + I_r)$ の比を x 軸にとって つまり、 $\text{erf} \sqrt{t/t_r}$ と τ_r の関係をグラフ化した結果が図 5.3. である。この結果で、 I_f と I_r の比によつての τ_r の変化が一目でわかる。また、グラフのように一つの曲線上に分布した。 I_f 、 I_r の値を変化させても この領域では同じ機構で再結合していることを示している。

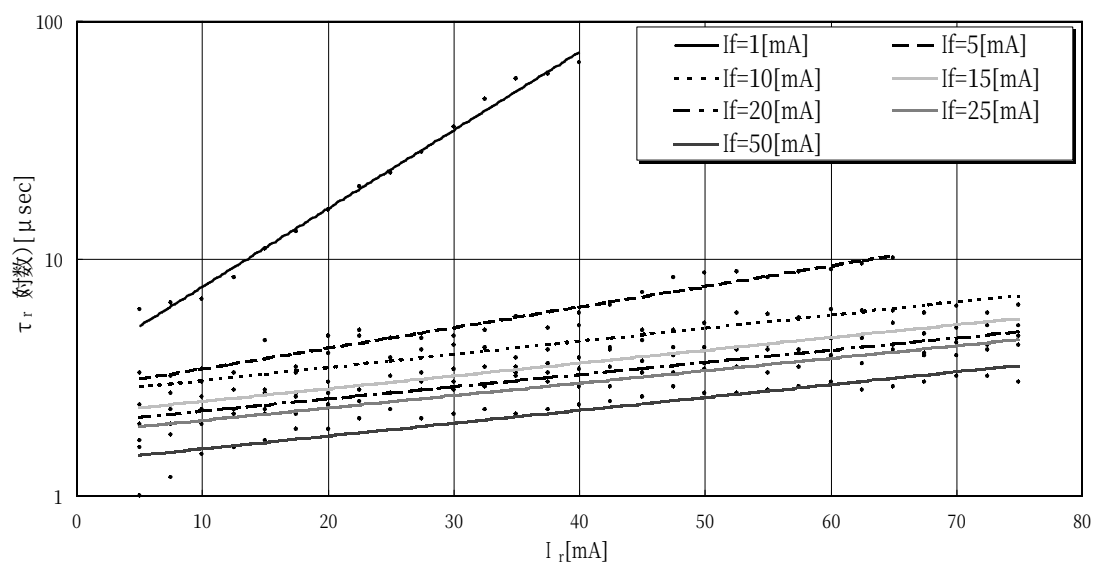


図 5.2. I_f 一定時の Recombination Lifetime τ_r

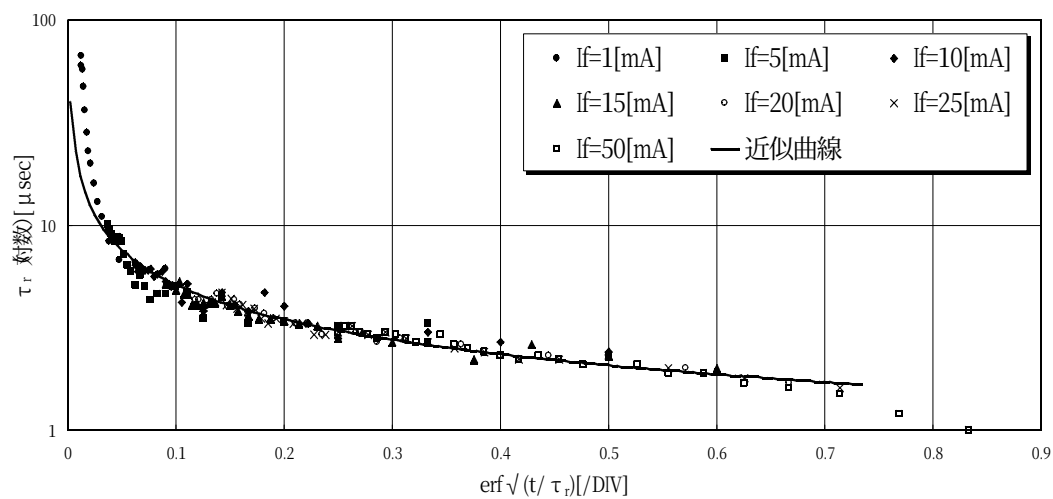


図 5.3. 全データの Recombination Lifetime τ_r : 試料 1

5.2. 試料 TEG ウェーハでの結果

TEG ウェーハでの結果は、図 5.3.のようなグラフが図 5.4.として示された。このことでウェーハ状態でも評価可能な回路を用いて測定を行うシステムを構築した。

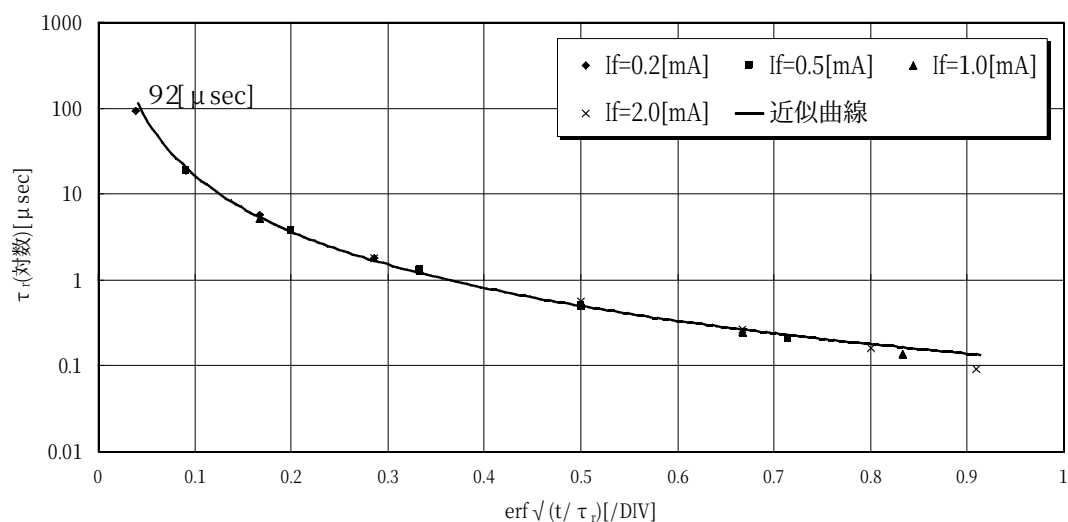


図 5.4. 全データの Recombination Lifetime τ_r : 試料 TEG ウェーハ

また、ここで用いた TEG ウェーハは選択酸化等による欠陥を可能な限り少なくする方法で作成された試料である。図 5.3.と図 5.4.とを比較すると R.L.測定結果は非常に長い値が得られ、プロセス起因の R.L.低下要素を減少させるプロセスであったことを表している。

6. Pulse Scanning C-V 測定法による Generation Lifetime

MOS ダイオードの Generation Lifetime(以下 G.L.)を測定する方法の Pulse Scanning C-V 法と測定結果を説明する。

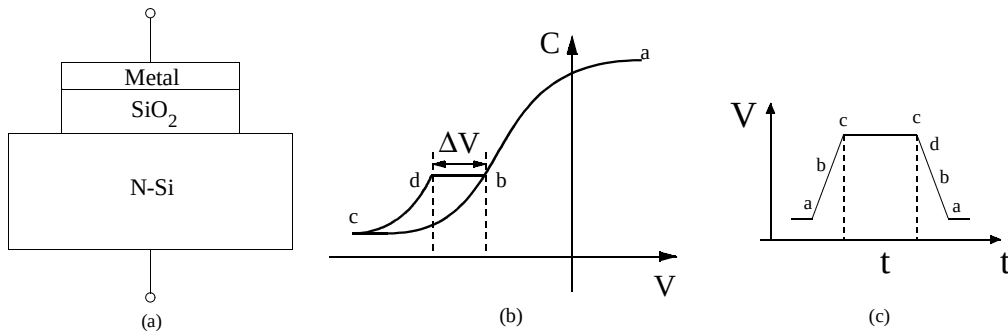


図 6.1. MOS ダイオード (a)構造 (b)Pulse Scanning C-V 特性 (c)台形パルス

図 6.1.の(a)の構造をした MOS ダイオードに図 6.1.の(c)のような台形パルスを印加すると、図 6.1.の(b)のような $C - V$ 特性になる。そして t 時間電圧保持したときの ΔV を測定することにより、キャリア発生量 n [個 $\cdot \text{cm}^{-2}$] は

$$q \cdot n = C_{ox} \cdot \Delta V \quad (6.1)$$

で求められる。ここで、 q は単位電荷である。

従って、単位時間当たりの電荷(正孔)発生量 n/t [個 $\cdot \text{cm}^{-2}/\text{Sec}$] は

$$\frac{n}{t} = \frac{C_{ox} \cdot \Delta V}{q} \quad (6.2)$$

で与えられる。

これを用いて、キャリア発生量の時間依存性のグラフを図 6.2.に示す。

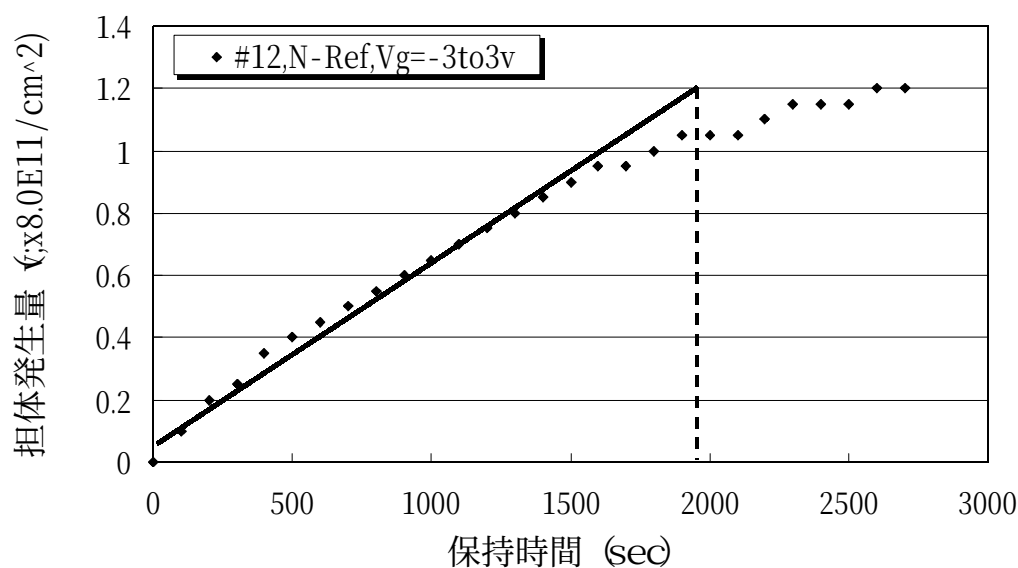


図 6.2. キャリア発生量の時間依存性

このグラフより電荷発生量は $\frac{8.0 \times 1.2 \times 10^{11} [\text{個} \cdot \text{cm}^{-2}]}{2000 [\text{Sec}]}$ であり、G.L.は約 2000[Sec]であ

った。

ここで、 τ_r と τ_g の相関性について考察する。

N型基板での τ_r と τ_g との関係は、2.1.節で求めた式(2.21)で、近似的に

$$\frac{t_r}{t_g} \cong \frac{n_i}{N_D} \quad (6.3)$$

と表される。ここで、 N_D はドナー濃度、 n_i は真性キャリア密度である。

用いた TEG ウェーハの基板濃度は $N_D = 1.0 \times 10^{15} [\text{cm}^{-3}]$ で、 $n_i = 1.38 \times 10^{10} [\text{cm}^{-3}]$ であるか

ら $\frac{t_r}{t_g}$ は ほぼ6桁と計算される。

ここで、測定した $\tau_r = 92 [\mu\text{sec}]$ と $\tau_g = 2000 [\text{sec}]$ を用いて求めると 2.0×10^7 となりほぼ近い値を得られた。

より精密な解析、実験を行うことはもう一段と精密な理論を修得する必要がある。

7. むすび

PN接合ダイオードやショットキーダイオード等のダイオードの再結合ライフタイム測定システムを構築した。ダイオードに順、逆方向に印加電圧を切り替える回路を何度も試作し回路特性であるリングングや接地等の問題をクリアして、試料がウェーハ状態で測定可能なシステムに仕上げた。そして同時に半導体のPN接合理論を習得し、試料として様々なダイオードの測定結果をダイオード構造からライフタイムの変化について説明するという一連の研究を進めることができた。

また、測定する中で誤差関数を学び、その算出、逆算出プログラムを自分で作成したことで理解を深めることができた。

この実験をもとに将来デバイスの分かるプロセスエンジニアを目指す第一歩を習得することができた。

8. 謝辞

本研究を行うにあたり御指導いただき、よりよい環境を提供していただいた高知工科大学 電子・光システム工学科 河津 哲教授 誠にありがとうございました。先生の御厚意に深く感謝の意を捧げます。

高知工科大学 電子・光システム工学科長 原 央教授ありがとうございました。

河津研究室の安澤 慎介君、家村 伸吾君、大橋 健二君、大畠 旬平君ありがとうございました。

原研究室、矢野研究室、橘研究室の皆さんありがとうございました。

参考文献

- 1) S.Kawazu, T.Matsukawa and H.Nakata:"Pulse Scanning C-V Technique for The Analysis of Carrier Generation in Silicon", Electro-chemical Society Spring Meeting Extended Abstract pp622-633
- 2) R.H.Kingston, Associate member, IRE:"Switching Time in Junction Diodes and Junction Transistors"
- 3) W.shockley:"The Theory of p-n Junction in Semiconductors and p-n Junction Transistors"
- 4) S.M.ジョー著、南日康夫、川辺光央、長谷川文夫訳:"半導体デバイス"、産業図書(1987)
- 5) 宇佐美晶、兼房慎二、前川隆雄、友景肇、井上森雄共著:"集積回路のための半導体工学"、工業調査会(1992)
- 6) 宇佐美晶著:"一〇〇例にみる半導体評価技術"、工業調査会(1988)
- 7) 清水潤治著:"半導体工学の基礎"、コロナ社(1986)
- 8) 岸野正剛著:"現代半導体デバイスの基礎"、オーム社(1995)
- 9) 佐々木昭夫編著:"電子デバイス工学"、昭晃堂(1985)
- 10) A.S.Grove 著、垂井康夫監訳、杉渕清、杉山尚志、吉川武夫共訳:"半導体デバイスの基礎"オーム社(1995)
- 11) 古川静二郎執筆、電子情報通信学会編:"半導体デバイス"、コロナ社(1982)
- 12) 桜庭一郎著:"半導体デバイスの基礎"、森北出版(1992)
- 13) B.G.Streetman 著、菊池誠監訳、大越正敏、貝田翔二、中下俊夫訳:"半導体の基礎"、東海大学出版会(1991)
- 14) ジョージ・アルフケン著、権平健一郎、神原武志、小山直人訳:"基礎物理数学第 3 巻 特殊関数と積分方程式"、講談社(1978)
- 15) 卯本重郎著:"現代基礎電気数学(改訂増補版)"、オーム社(1990)

付録.

Appendix ①. 電子密度 n 、正孔密度 p

キャリア密度は、状態密度 N とフェルミ・ディラック分布関数 $f(E)$ の積で求まる。

$$\text{キャリア密度} = N \times f(E) \quad (①.1)$$

ここで、状態密度は電子と正孔の有効質量が異なっているので、それぞれ違うのだが、等しいと状態密度 N と仮定する。

真性半導体においては、伝導帯中の電子の数と価電子帯の正孔の数は等しいので、電子に対する分布関数を $f_n(E)$ 、正孔に対する分布関数を $f_p(E)$ とすると、

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E - E_{fn}}{kT}\right]} \quad (①.2)$$

$$f_p(E) = 1 - \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E - E_{fp}}{kT}\right]} = \frac{1}{1 + \exp\left[-\frac{E - E_{fp}}{kT}\right]} \quad (①.3)$$

で与えられる。

また、式(①.2)は、 $|E - E_{fn}| > 3kT$ で

$$E > E_{fn} \text{ ならば } f_n(E) \cong \exp\left[-\frac{E - E_{fn}}{kT}\right] \quad (①.4)$$

$$E < E_{fn} \text{ ならば } f_n(E) \cong 1 - \exp\left[\frac{E - E_{fn}}{kT}\right] \quad (①.5)$$

と近似できる。同様に、正孔に対する分布関数 E_{fp} も近似できる。

キャリア密度 n , p は

$$\begin{aligned}
n &= \int_{E_c}^{\infty} N \cdot f_n(E) dE \\
&= N \int_{E_c}^{\infty} \exp\left[-\frac{E - E_{fn}}{kT}\right] dE \\
&= N \left[\left\{ \exp\left(-\frac{E - E_{fn}}{kT}\right) \right\}' \exp\left(-\frac{E - E_{fn}}{kT}\right) \right]_{E_c}^{\infty} \\
&= N \left[-kT \exp\left(-\frac{E - E_{fn}}{kT}\right) \right]_{E_c}^{\infty} \\
&= N \left[-kT \exp\left(-\frac{\infty - E_{fn}}{kT}\right) - \left\{ -kT \exp\left(-\frac{E_c - E_{fn}}{kT}\right) \right\} \right] \\
&= NkT \exp\left[-\frac{E_c - E_{fn}}{kT}\right]
\end{aligned} \tag{①.6}$$

$$\begin{aligned}
p &= \int_{-\infty}^{E_v} N \cdot f_p(E) dE \\
&= - \int_{E_v}^{\infty} N \cdot \exp\left[\frac{E - E_{fp}}{kT}\right] dE \\
&= -N \left[\left\{ \exp\left(\frac{E - E_{fp}}{kT}\right) \right\}' \exp\left(\frac{E - E_{fp}}{kT}\right) \right]_{E_v}^{\infty} \\
&= -N \left[kT \exp\left(\frac{E - E_{fp}}{kT}\right) \right]_{E_v}^{\infty} \\
&= -N \left[kT \exp\left(\frac{\infty - E_{fp}}{kT}\right) - kT \exp\left(\frac{E_v - E_{fp}}{kT}\right) \right] \\
&= NkT \exp\left[\frac{E_v - E_{fp}}{kT}\right] = NkT \exp\left[-\frac{E_{fp} - E_v}{kT}\right]
\end{aligned} \tag{①.7}$$

とそれぞれ求められる。この式は、さらに真性キャリア密度 n_i と真性フェルミ準位 E_i を使って表すと

$$\begin{aligned}
n &= NkT \exp\left[-\frac{E_c - E_{fn}}{kT}\right] \\
&= NkT \exp\left[-\frac{E_c - E_i}{kT}\right] \exp\left[\frac{E_{fn} - E_i}{kT}\right] \\
&= n_i \exp\left[\frac{E_{fn} - E_i}{kT}\right]
\end{aligned} \tag{①.8}$$

$$\begin{aligned}
p &= NkT \exp\left[-\frac{E_{fp} - E_v}{kT}\right] \\
&= NkT \exp\left[-\frac{E_i - E_{fp}}{kT}\right] \exp\left[\frac{E_i - E_{fp}}{kT}\right] \\
&= n_i \exp\left[\frac{E_i - E_{fp}}{kT}\right]
\end{aligned} \tag{①.9}$$

となる。ここで、 $E_{fn} = E_{fp}$ の時は熱平衡状態で、中性条件 $pn = n_i^2$ が成り立つ。

$$\begin{aligned}
n \cdot p &= n_i \exp\left[\frac{E_{fn} - E_i}{kT}\right] \cdot n_i \exp\left[\frac{E_i - E_{fp}}{kT}\right] \\
&= n_i^2 \exp\left[\frac{E_{fn} - E_{fp}}{kT}\right]
\end{aligned} \tag{①.10}$$

熱平衡状態では、 $E_{fn} = E_{fp}$ であるから

$$n \cdot p = n_i^2 \tag{①.11}$$

が成り立つ。

Appendix ②. 誤差関数の定義と数値計算法

誤差関数は

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{p}} \int_0^x \exp[-t^2] dt \quad (2.1)$$

と定義された関数である。この誤差関数を $x \geq 0$ の範囲に対して求める。

解法は、 $0 \leq x < 2$ の範囲では、べき級数、 $x \geq 2$ では、速分数を使う。まず、合流型超幾何関数によって、

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{p}} x {}_1F_1\left(\frac{1}{2}; \frac{3}{2}; -x^2\right) \quad (2.2)$$

と表される。ここで、合流型超幾何関数は、合流型超幾何方程式（クンマー方程式）

$$x \frac{d^2 y}{dx^2} + (c - x) \frac{dy}{dx} - ay = 0 \quad (2.3)$$

の一つの解

$$\begin{aligned} y(x) &= {}_1F_1(a, c; x) = M(a, c; x) \\ &= 1 + \frac{a}{c} \frac{x}{1!} + \frac{a(a+1)}{c(c+1)} \frac{x^2}{2!} + \dots, \quad c \neq 0, -1, -2, \dots \quad (\text{クンマー関数}) \end{aligned} \quad (2.4)$$

である。この解はすべての有限の x に対して収束する。このクンマー関数の第 1 等式を使うと、

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2x}{\sqrt{p}} \exp[-x^2] {}_1F_1\left(1; \frac{3}{2}; x^2\right) \quad (2.5)$$

を得る。さらに

$$\frac{2x}{\sqrt{p}} \exp[-x^2] {}_1F_1\left(1; \frac{3}{2}; x^2\right) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \quad (2.6)$$

とすると

$$\begin{aligned}
 a_0 &= \frac{2x}{\sqrt{p}} \exp[-x^2] \\
 a_n &= \frac{x^2}{n + \left(\frac{1}{2}\right)} a_{n-1} \\
 n &= 1, 2, \dots
 \end{aligned}
 \tag{2.7}$$

となる。この公式は、式(2.5)を $0 \leq x < 2$ に対して計算するプログラムで使用する。

次に、数値実験によると、式(2.5)は $\text{erf}(x)$ を少なくとも $x = 5.0$ までは安全に計算できる。しかし、 $\text{erf}(x)$ を計算するには、加えていかなくはならない項数が増えてきて $x \geq 2$ ではほぼ $10 \cdot x$ [sec] を要する。だから、他の方法を考える。 $x > 0$ に対して、補誤差関数 $\text{erfc}(x)$ により

$$\begin{aligned}
 \text{erf}(x) &= 1 - \text{erfc}(x) \\
 \text{erfc}(x) &= \frac{2}{\sqrt{p}} \int_x^\infty \exp[-t^2] dt
 \end{aligned}
 \tag{2.8}$$

が成立する。この関数は次式の漸近展開を有する。

$$\text{erfc}(x) \approx \frac{\exp[-x^2]}{\sqrt{p} \cdot x^2} {}_2F_0\left(\frac{1}{2}, 1; -\frac{1}{x^2}\right), x \rightarrow \infty
 \tag{2.9}$$

しかし式(2.9)は任意の x に対しての任意の精度で計算に使えない。すべての $x > 0$ について収束する式は、漸近展開を連分数に変換することによって得られる。

$$\text{erfc}(x) = \frac{\exp[-x^2]}{\sqrt{p}} \left\{ \frac{1}{|x|} + \frac{(1/2)}{|x|} + \frac{1}{|x|} + \frac{(3/2)}{|x|} + \frac{2}{|x|} + \dots \right\}
 \tag{2.10}$$

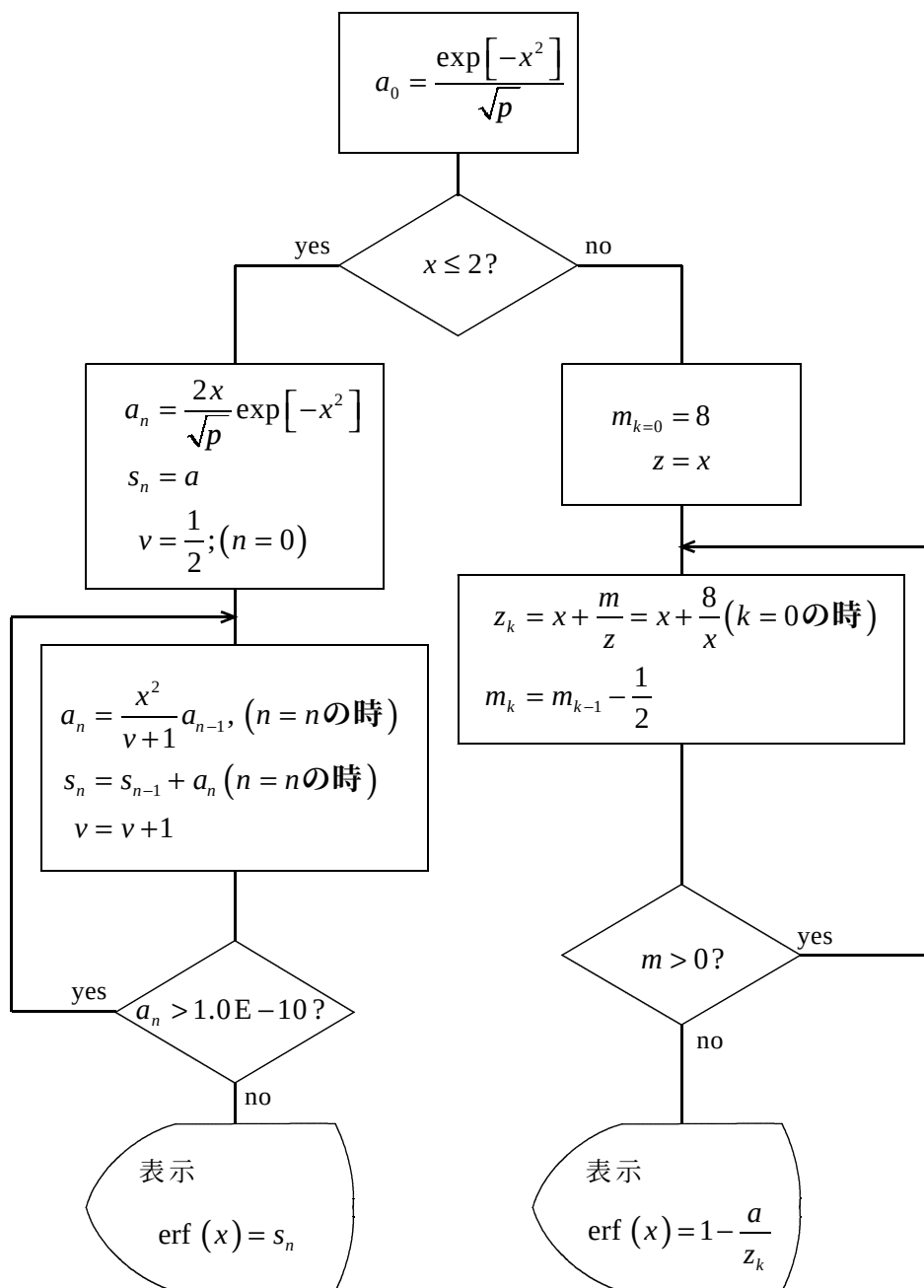
この誤差関数のプログラムを書く際、誤差 $< 1.0\text{E}-9$ で作るのを目標としていたので、実験的に $x \geq 2$ に対して 16 番目の近似が良いことを知り、

$$\text{erf}(x) = 1 - \frac{\exp[-x^2]}{\sqrt{p}} \left\{ \frac{1}{|x|} + \frac{(1/2)}{|x|} + \dots + \frac{8}{|x|} \right\}
 \tag{2.11}$$

とプログラムでは式(2.10)を式(2.11)として使っている。定まった長さの近似式に対しては、連分数は後から前へ高速度に計算できるという長所がある。

まとめると、 $0 \leq x < 2$ では、式(②.7) $x \geq 2$ では、式(②.11)をつかったプログラムを作る。作るにあたって、このプログラムのフローチャートを図②.1.に示す。ここで、

$$s_n = \sum a_n, v = n + \frac{1}{2}, m_k = 8 - \frac{1}{2}k \text{ とする。}$$



図②.1. 誤差関数 erf(x)の BASIC プログラム・フローチャート

この図②.1.のフローチャートをもとに BASIC で

x 入力 → erf(x) 計算 : erf01

erf(x) の値入力 → x を算出 : erf02

のプログラムを作成した。そのプログラムを次に記す。

```

10  !*****
20  !      ERROR FUNCTION PROGRAM
30  !      (erf(x)):erf01
40  !*****
50  DIM A(100)
60  DIM S(100)
70  DIM M(100)
80  DIM Z(100)
90  PRINT "X="
100 INPUT X
110 PRINT X
120 IF X>2 THEN GOTO 240

```

$x \leq 2$ のとき

```
130 A(0)=(2*X/SQR(PI))*EXP(-X^2)
```

$$A_0 = \frac{2x}{\sqrt{p}} \exp[-x^2]$$

```
140 !PRINT "A(0)=",A(0)
```

```
150 N=0
```

```
160 N=N+1
```

```
170 A(N)=(X^2/(N+(1/2)))*A(N-1)
```

$$A_n = \left(\frac{x^2}{n + \frac{1}{2}} \right) A_{n-1}$$

```
180 !PRINT "N=",N,"A(N)=",A(N)
```

```
190 S(0)=A(0)
```

$$S_0 = A_0$$

```
200 S(N)=A(N)+S(N-1)
```

$$S_n = A_n + S_{n-1}$$

```
210 !PRINT "S(N)=",S(N)
```

```
220 IF A(N)<1.E-10 THEN GOTO 370
```

$A_n < 1.0E-10$ になるまで繰り返し

```
230 IF A(N)>1.E-10 THEN GOTO 160
```

$x > 2$ のとき

```
240 M(0)=8
```

$$M_0 = 8$$

250	Z(0)=X	$Z_0 = x$
260	K=0	
270	K=K+1	
280	Z(K)=X+(M(K-1)/Z(K-1))	$Z_k = x + \frac{M_{k-1}}{Z_{k-1}}$
290	M(K)=M(K-1)-1/2	$M_k = M_{k-1} - \frac{1}{2}$
300	!PRINT "K=",K,"M(K)=",M(K),"Z(K)=",Z(K)	
310	IF M(K)=0 THEN GOTO 330	$M_k = 0$ になるまで繰り返し
320	IF M(K)>0 THEN GOTO 270	
330	E=1-(EXP(-X^2)/SQR(PI))/Z(K)	$E = \frac{1 - \left(\frac{\exp[-x^2]}{\sqrt{p}} \right)}{Z_k}$
340	!PRINT "E=",E	
350	PRINT "erf(x)=",E	
360	GOTO 380	
370	PRINT "erf(x)=",S(N-1)	
380	END	

図②.2. 誤差関数 erf(x) 算出プログラム

```

10  !*****
20  !      ERROR FUNCTION PROGRAM
30  !      (Y=erf(X)):erf02
40  !*****
50  DIM X(100)
60  DIM A(100)
70  DIM S(100)
80  DIM M(100)
90  DIM Z(100)
100 PRINT "***** Y<=1 *****"
110 PRINT "Y="
120 INPUT Y
130 PRINT Y

```

140 X1=3.0000010965

150 X(0)=0

160 B=0

170 Q=0

180 Q=Q+1

190 X(Q)=X1*(-1)^(B)*(1/2^(Q-1))+X(Q-1)

$$X_q = X_1 \times (-1)^b \times \frac{1}{2^{q-1}} + X_{q-1}$$

200 IF X(Q)>2 THEN GOTO 290

$X_q \leq 2$ のとき

210 A(0)=(2*X(Q)/SQR(PI))*EXP(-(X(Q))^2)

$$A_0 = \frac{2X_q}{\sqrt{p}} \exp[-X_q^2]$$

220 N=0

230 N=N+1

240 A(N)=((X(Q))^2/(N+(1/2)))*A(N-1)

$$A_n = \left(\frac{X_q^2}{n + \frac{1}{2}} \right) A_{n-1}$$

250 S(0)=A(0)

260 S(N)=A(N)+S(N-1)

270 IF A(N)<1.E-10 THEN GOTO 400

$A_n < 1.0E-10$ になるまで繰り返し

280 IF A(N)>1.E-10 THEN GOTO 230

$X_q > 2$ のとき

290 M(0)=8

$$M_0 = 8$$

300 Z(0)=X(Q)

$$Z_0 = X_q$$

310 K=0

320 K=K+1

330 Z(K)=X(Q)+(M(K-1)/Z(K-1))

$$Z_k = X_q + \frac{M_{k-1}}{Z_{k-1}}$$

340 M(K)=M(K-1)-1/2

$$M_k = M_{k-1} - \frac{1}{2}$$

350 IF M(K)=0 THEN GOTO 370

$M_k = 0$ になるまで繰り返し

360 IF M(K)>0 THEN GOTO 320

370 F=1-(EXP(-(X(Q))^2)/SQR(PI))/Z(K)

$$F = \frac{1 - \left(\frac{\exp[-X_q^2]}{\sqrt{p}} \right)}{Z_k}$$

380 E=F

390 GOTO 410

```

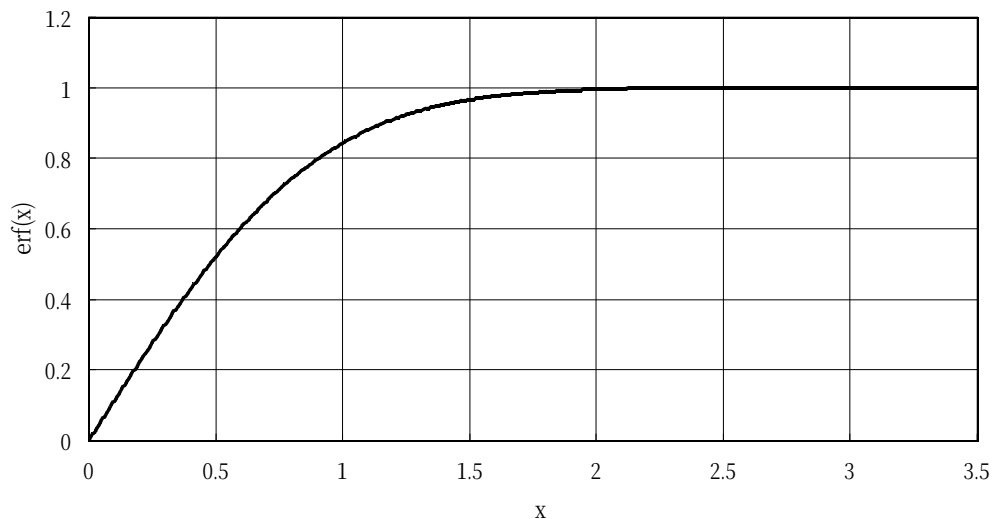
400  E=S(N-1)
410  IF 1/2^(Q-1)>2^(-21) THEN GOTO 450
420  IF Y-E<0 THEN GOTO 440
430  IF Y-E<1.E-11 THEN GOTO 500
440  IF E-Y<1.E-11 THEN GOTO 500
450  IF Y<E THEN GOTO 480
460  IF Y>E THEN B=0
470  GOTO 180
480  B=1
490  GOTO 180
500  PRINT "X=",X(Q)
510  END

```

$\frac{1}{2^{q-1}} > 2^{-21}$ だったら 450 行へ
 $|Y-E| < 1.0E-11$ になるまで繰り返し

図②.3. 誤差関数 erf(x)逆算出 (x 算出) プログラム

また、このプログラムを用いて計算した erf(x)のグラフを下に示す。



図②.4. erf(x)

誤差関数は、半導体に関わらず、いろいろな分野で使われている。例えば、データベースの相関や偏差値など以外と身近に使われていることを知った。また、半導体では、拡散方程式を解くとき つまり拡散を考えようとする時には必ず誤差関数を用いる必要があることを確認した。