レーザオリジナル

レーザによるSiウェーハのライフタイムと
表面再結合速度の測定

宇佐美 晶*・曾根 福保*・村井 耕治**・佐野 賢二***

(1984年9月3日 受理)

Contactless Evaluation Technique of Lifetime and Surface
Recombination Velocity of Si Wafers With Laser Irradiation

Akira USAMI*, Tomiyasu SONE*, Koji MURAI** and Kenji SANO***

(Received September 3, 1984)

The minority carrier lifetime (τ_b) and surface recombination velocity (S) have been separately measured in wafer from silicon by contactless method using the injection carrier profile control. The injected carrier profile control is obtained by the injection light pulse width (P.W). In this method, τ_b and S are estimated from the comparison of the numerically calculated curves with the experimental values of saturated modulation lifetime ($\tau_{1/2 \text{ sat.}}$) and the pulse width at saturation point of the modulation lifetime (P.W_{99% sat.}, $\tau_{1/2 \text{ sat.}}$). S of mechanically lapped, chemically etched and oxidized (A) silicon wafers are about 1100 cm/sec, 700 cm/sec and 20 cm/sec, respectively. The values of S by this method in n-type silicon are compared to those obtained by the ordinary decay curve method.

1. はじめに

LSIのウェーハプロセスの非接触・非破壊・非汚染の評価技術は、工程管理の上からもきわめて重要である。電導度や移動度のような多数キャリアに関する測定¹⁾についてはほぼ確立されてきている。一方、ウェーハの表面状態や形状などによっても変化する少数キャリアの実効ライフタイム、表面再結合速度(以後 S と記す)の評価技術^{2,3,4)}

については最近盛んに行なわれているけれども、現状は必ずしも評価技術としてニーズに答えるに至っていない。過剰注入キャリアの減衰特性を測定するプローバとしてマイクロ波^{2~6)}高周波⁷⁾、CO₂レーザー⁸⁾、などが用いられているが、ウェーハの基板ライフタイム(τ_b)と S の分離評価に関しては、数値解析との併用により行なわれている。過剰キャリア注入のための光パルスは、 δ 関数とU関数(ステップ関数)の場合⁹⁾

* 名古屋工業大学電子工学教室 (〒466 名古屋市昭和区制器所町)

** 日本シリコン(株)技術部 (〒278 野田市西三ヶ尾金打314)

*** 株式会社レオ技研 (〒665 神戸市垂水区神陵台五丁目22番8号)

* Department of Electronics, Nagoya Institute of Technology (Gokiso, Showa, Nagoya 466)

** Technical Department, Nihon Silicon Co. (314 Kanauchi, Nishisangao, Noda, 278)

*** Leo Giken Co. (5-22, 8, Jinriyo-Dai, Tarumi, Kobe 655)

について検討されていて、 δ 関数で過剰キャリアを注入した場合のみ τ_b , S の分離評価が可能である。実際にPhoto-decay曲線を測定する場合に δ 関数に近いYAGレーザー⁸⁾、大出力パルス動作の半導体レーザーダイオード^{2,5,6)}などが用いられている。更に簡便な発光ダイオード^{3,4)}の様な注入光源を用いると、パルス幅を小さくして大出力を得ることが困難であり、測定信号が小さくなって、測定できる資料に対する制約が大きくなる。

本論文では、ウェーハ内の過剰キャリアのプロファイルが、注入光のパルス幅によって制御できることに注目する。そのうち、注入光のパルス幅を変化しながら（注入過剰キャリア量を変化しながら）注入過剰キャリアのライフタイムを測定することによって、ウェーハの基板ライフタイム（ τ_b ）と表面再結合速度（ S ）を非接触法を用いて分離測定できることを示す。この様にして求められた S , τ_b を減衰曲線の指数関数的変化からのずれを利用する方法⁹⁾を用いて算出した S , τ_b の値と比較検討した。

2. 解析手順および実験方法

2.1 解析手順

δ 関数光パルス注入の場合⁵⁾は既に検討されているのでここでは任意のパルス幅のスポット状パルス光を照射する場合を取扱う。過剰キャリアの挙動は、式(1)と連続の方程式によって表わされるが、解析的に解くことは極めて困難で、ここでは差分法を用いて計算機による数値解析を行う。照射光パルスを方形波とし、そのパルス幅を $P \cdot W$ として、式(1)の連続の方程式を式(4)の境界条件のもとで解く。

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta P(x, t) = D \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Delta P(x, t) - \frac{\Delta P(x, t)}{\tau_b} + g \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} g &= R \cdot \exp(-\alpha x) & (0 < t \leq P \cdot W) \\ g &= 0 & (P \cdot W < t) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

但し、 R は定数で

$$R = \frac{Q \alpha I_0 (1 - R_s)}{h \nu} \quad (3)$$

ここで Q : 量子効率 α : 吸収係数
 R_s : 反射係数 D : 拡散係数
 I_0 : 注入光のエネルギー密度
 h : ボルツマン定数
 ν : 注入光の振動数

境界条件及び初期条件は

$$\left. \begin{aligned} S_a \Delta P(0, t) &= D \cdot \frac{\partial \Delta P}{\partial x} \Big|_{x=0} \\ -S_b \Delta P(W, t) &= D \cdot \frac{\partial \Delta P}{\partial x} \Big|_{x=W} \\ \Delta P(x, 0) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

但し、 S_a : 表面の S S_b : 裏面の S

となってこれは放物型の偏微分方程式である。これにクラunkニコルソンの陰解法による差分近似を適用すると(1)式は

$$\begin{aligned} (1 + \lambda D) \Delta P_{i,j+1} - \frac{\lambda D}{2} (\Delta P_{i+1,j+1} + \Delta P_{i-1,j+1}) \\ = (1 - \frac{K}{\tau_b} - \lambda D) \Delta P_{i,j} + \frac{\lambda D}{2} (\Delta P_{i+1,j} + \Delta P_{i-1,j}) \\ + KR \exp(-i \alpha h) \end{aligned} \quad (5)$$

となる。(付録参照)

この式から Fig.1 のような既知の点 $P_{i-1,j}$, $P_{i,j}$, $P_{i+1,j}$ から未知の点 $P_{i-1,j+1}$, $P_{i,j+1}$, $P_{i+1,j+1}$ が求まる。今空間方向 $0 \sim W$ までを M 分割すると、(5)式は j 時刻の $i=0, 1, 2, \dots, M+1$ 個の格子点上で成立しなければならないから $M+1$ 元の連立方程式が与えられ、これを解いて $j+1$ 時刻の $i=0, 1, 2, \dots, M$ の ΔP の値を求め

Fig.1 Concept figure of numerical analysis by difference method for the transport equation.

ることになる。境界条件を中心差分近似であらわせる, (6), (7)式のようになる。

$$\begin{aligned}\Delta P_{0,j} &= \frac{D}{S_a} \cdot \frac{\Delta P_{1,j} - \Delta P_{-1,j}}{2h}, \\ \Delta P_{0,j+1} &= \frac{D}{S_a} \cdot \frac{\Delta P_{1,j+1} - \Delta P_{-1,j+1}}{2h} \\ \Delta P_{M,j} &= -\frac{D}{S_b} \cdot \frac{\Delta P_{M+1,j} - \Delta P_{M-1,j}}{2h}, \\ \Delta P_{M,j+1} &= -\frac{D}{S_b} \cdot \frac{\Delta P_{M+1,j+1} - \Delta P_{M-1,j+1}}{2h}\end{aligned}\quad (6)$$

$$\begin{aligned}\Delta P_{M,j} &= -\frac{D}{S_b} \cdot \frac{\Delta P_{M+1,j} - \Delta P_{M-1,j}}{2h}, \\ \Delta P_{M,j+1} &= -\frac{D}{S_b} \cdot \frac{\Delta P_{M+1,j+1} - \Delta P_{M-1,j+1}}{2h}\end{aligned}\quad (7)$$

境界条件を含めた連立方程式は行列であらわされる。この時の安定多項を考えると, ΔP の列ベクトルを ΔP とおいて

$$\Delta P_{j+1} = \{ (2 - k/\tau_b) U^{-1} - T \} \Delta P_j + U^{-1} k \quad (8)$$

但し, $U = T + B$,

T : 単位行列,

B : 係数ベクトル,

K : exp を含む列ベクトル

(8)式において, 誤差伝播を決定する行列は, ΔP_j の係数であり, その他は定数となる。従ってこの差分方程式が安定になるのは, ΔP_j の係数のすべての固有値の絶対値が1を超えないときであり, 安定条件として,

$$k = h^2 \lambda \leq 2 \tau_b \quad (9)$$

を得る。時間方向分割幅 K をライフタイム τ_b より大きくとることはありえないので, 実質上安定条件としての制約は無いに等しい。

各時刻 t における過剰キャリア数 ΔP_{total} は台形積分を適用して,

$$\Delta P_{\text{total}}(t) = \sum_{m=0}^{M-1} \frac{h}{2} (\Delta P_{m,j} + \Delta P_{m+1,j}) \quad (10)$$

なる式で計算した。式(9)で $\lambda = k/h^2 = 1$ とした。空間方向分割数 M は200程度とし W/M より h を算出し $1 \sim 4 \mu\text{m}$ 程度になるようにした。注入パルス光の注入励磁係数 R は(3)式において, $Q = 1$, $I_c = 1 [\text{mW}/\text{cm}^2]$, $R_0 = 0.3$ を採用し $R = 3.4 \times 10^{19} \alpha \lambda$ とした。 α , λ は注入光源によって変え, その他対象とする試料に対し, D , τ_b , S を変化させた。 D は N 型について $n_0 \gg p_0$ とし少数キャリア拡散定数として $D = 10 [\text{cm}^2/\text{sec}]$, P 型については $D = 30 [\text{cm}^2/\text{sec}]$ を採用した。

手順1 ウェーハの深さ方向に於ける過剰キャリア濃度の分布を注入光の吸収係数 (α) とパルス幅 ($P \cdot W$) をパラメータとして求める。即ち任意のパルス幅の光でキャリアを注入した後, パルスを切った時間 $t=0$ のときの $\Delta P_{\text{total}}(x, 0)$ に相当する。Fig. 2 は厚さ $500 [\mu\text{m}]$ の P 型, S_1 ウェーハで, $S_a = S_b = 100 [\text{cm}/\text{sec}]$, $\alpha = 230 [\text{cm}^{-1}]$, $3100 [\text{cm}^{-1}]$ の場合の $\Delta P(x, 0)$ をパルス幅をパラメータとして示した。この様にウェーハの過剰キャリアの分布は α および $P \cdot W$ によって変化し, α が大きく, また $P \cdot W$ が小さい程キャリアは光パルス注入表面付近に分

Fig. 2 Excess carrier concentration vs. Z/W for various injection light pulse width (t). Here injection light absorption coefficients (α) are both $230 [\text{cm}^{-1}]$ and $3100 [\text{cm}^{-1}]$. τ_b , S , D , W and Z are bulk lifetime, surface recombination velocity ($S_a = S_b$), diffusion coefficient (D), wafer thickness and depth of the wafer from the light injected surface, respectively.

布しているので注入面の表面再結合速度 S の影響を受けやすい。注入光の波長とパルス幅で決定される $\Delta P(x, 0)$ をウェーハ内で積分して、 $\Delta P_{\text{total}}(x, 0)$ を求め、光を切った後の過剰キャリア濃度の時間に対する減衰曲線 $\Delta P_{\text{total}}(x, t)$ の変化の様子を Fig. 3 (a) に示した。注入パルス幅が長くなるほど振幅 $\Delta P_{\text{total}}(x, 0)$

(a)

(b)

Fig. 3 a Calculated decay curves of excess carrier for various injection light pulse width.
b Normalized decay curves as a parameter of injection pulse width.

は大きくなり、 $\Delta P_{\text{total}}(x, t)$ が $\Delta P_{\text{total}}(x, 0)$ の $1/2$ の値になる時間 $\tau_{1/2}$ も大きくなる。Fig. 3 (b) は $\Delta P_{\text{total}}(x, t)$ の各々のパルス幅での $\Delta P_{\text{total}}(x, 0)$ で規格化した $P \cdot W$ をパラメータとして Photo-decay 曲線を示してある。減衰曲線が指数関数的に変化する部分 ($t/\tau_b > 1$) を $t=0$ に外挿すると y 軸との交点の値は、 $P \cdot W$ が短い程小さくなり、 δ 関数の場合が最も交点を求めやすい。指数関数的変化からのずれを利用して S を算出する方法³⁾ では、減衰曲線の $\tau/\tau_b > 1$ に於ける傾きと、 Y 軸との切片を用いて S と τ_b を算出している。従って、有限のパルス幅を用いて S と τ_b を求めると、必然的にある程度の誤差を含むことになる。

手順 2 $\Delta P(x, 0)$ をウェーハ内で積分して、種々のパルス幅での $\Delta P_{\text{total}}(x, 0)$ を求め、光を切った後の過剰キャリア濃度の時間に対する減衰曲線 $\Delta P_{\text{total}}(x, t)$ を S をパラメータに計算する。 $\Delta P_{\text{total}}(x, t)$ の値が $\Delta P_{\text{total}}(x, 0)$ の $1/2$ に減衰するまでの時間 $\tau_{1/2}$ を求め、 $\tau_{1/2} - P \cdot W$ 曲線を S をパラメータとしてプロットすると Fig. 4 が求まる。 $\tau_{1/2}$ が $P \cdot W$ の大きな領域での飽和値 ($\tau_{1/2 \text{ sat}}$), および $\tau_{1/2 \text{ sat}}$ の値の 99% のときのパルス幅 ($P \cdot W_{99\% \text{ sat}}$) を各々の曲線に対して求める。 $\tau_{1/2 \text{ sat}}$, $\tau_{1/2 99\% \text{ sat}}$ の値

Fig. 4 Calculated curves of the modulated minority carrier lifetime ($\tau_{1/2}$) vs. injection light pulse width. Values of surface recombination velocity are taken as a parameter.

は注入光の α , τ_b , およびウェーハの厚さ(W)が一定ならば, S に依存することがわかる。

Fig. 5には, $\tau_{1/2}$ 対 $P \cdot W$ 曲線のウェーハ厚さ依存性を示した。 W が薄くなると, $\tau_{1/2}$ の絶対値が減少し $P \cdot W$ 依存性が小さくなり, $P \cdot W 99\% \text{ sat}$ の値の判定が困難になることを示している。

手順 3 先に求めた Fig. 4 は $\tau_b = 60 (\mu\text{sec})$ の場合であるが, 同様の計算を τ_b を変化して

Fig. 5 Calculated curves of the modulated minority carrier lifetime ($\tau_{1/2}$) vs. injection light pulse width. Values of wafer thickness are taken as a parameter.

$\tau_{1/2}$ 対 $P \cdot W$ 曲線を求める。それらの $\tau_{1/2}$ 対 $P \cdot W$ 曲線群から $\tau_{1/2 \text{ sat}}$ 対 S 曲線群を τ_b をパラメータとして描く。(Fig. 6(a)), また τ_b をパラメータとして $P \cdot W_{99\% \text{ sat}}$ 対 S 曲線群を描く。

(Fig. 6(b)), Fig. 6(a), (b) で得た曲線と注入光のパルス幅依存性の実験的に得られた結果 $\tau_{1/2 \text{ sat}}$ および $P \cdot W_{99\% \text{ sat}}$ の値を横軸 (S 軸) に平行に (図中破線で示した) 作図し, 各々の曲線と, 実験的に得た破線の交点 (a, b, c), (d, e, f) を求める。この様にして得られた (a, b, c) および (d, e, f) の各点は S および τ_b の関数になっている。これを τ_b 対 S 座標で表わして (Fig. 6(c)) その 2 本の直線の交点より τ_b と S を一義的に決定する。

2.2 実験方法

測定しようとする試料の形状に自由度の高い反射マイクロ波 (10GHz) をプローブとして光パルス照射により過剰キャリア注入した時の Photo-decay 特性を測定する非接触法を用いた。光パルス照射により過剰キャリア注入した時の Photo-decay 特性を測定する非接触法を用いた。光パルスによるキャリア注入は, 連続発振のレーザー・ダイオードの入手が困難であったので波長純度は必ずしも良くないが, 任意のパルス幅で駆動した赤外発光ダイオード (スポット

Fig. 6 Schematic representation for τ_b and S estimation method
(a) $\tau_{1/2 \text{ sat}}$ vs. S , (b) $P \cdot W_{99\% \text{ sat}}$ vs. S , (c) τ_b vs. S .

Table I Characteristics of silicon wafers. Surface recombination velocities measured by carrier profile control method are listed for lapped, etched, oxidized (A) and oxidized (C) wafers.

Sample	Type	ρ (ohm-cm)	Thick- ness (μm)	Condition	S (cm/sec)
Lapped	N	45~46	965	# 2000 Al_2O_3 lapped	1100
Etched	N	45~47	865	HF: HNO_3 Mixture Chemical Etch	700
Oxidized (A)	N	8~12	211	SiO_2 , 3500 Å	20
Oxidized (B)	N	8~12	250	SiO_2 (3500 Å) $\Rightarrow$ Boron diff. (950°C, 30min)	
Oxidized (C)	N	50~90	975	NTD, SiO_2 3000 Å (1040°C) *	540

*Oxidation process is done on the semi-insulate NTD (neutron transmute doped) silicon wafer.

ト径 $\approx 1\text{mm}\phi$)を用いて試みた。(以後 $P \cdot W$ 法と書く。)一方Photo-decay曲線の指数関数的減衰からのずれを利用して S , τ_b を求めるには, 注入光のパルス幅は τ_b に比較して十分に小さなパルスで駆動したレーザー・ダイオード(パルス幅130nsec, スポット径約 $1\text{mm}\phi$)を用いなければならない。測定は全て試料を室温で暗状態に保って行った。実験に用いた試料は, Table Iに示すように, ウェーハプロセスの一部分を採用した。

3. 実験結果および検討

3.1 $P \cdot W$ 法 (パルス幅依存性より τ_b , S を求める方法)

Fig. 7(a)(b)には, Table 1に示したSiウェーハの $\tau_{1/2}$ の値の注入光パルス幅依存性を測定した結果を示してある。 $\tau_{1/2 \text{ sat}}$ の値は, Etchd waferではLapped waferの値よりも大きく, また $P \cdot W 99\%_{\text{sat}}$ の値は逆にLapped waferの方がEtched waferよりも大きい。この二つの曲線の傾向はFig. 4の S が比較的大きな場合と似ていて, Lapped waferの S がEtched waferよりも大きいことを暗示している。Fig. 7(a)で得た $\tau_{1/2 \text{ sat}}$, $P \cdot W 99\%_{\text{sat}}$ の値を τ_b をパラメータとして計算しておいたFig. 8(a) ($\tau_{1/2 \text{ sat}}$ vs. S)と(b) ($P \cdot W 99\%_{\text{sat}}$ vs. S)に破線で

Fig. 7(a) Experimental curves of the modulated minority carrier lifetime ($\tau_{1/2}$) vs. injection light pulse width ($\alpha = 230\text{cm}^{-1}$) for etched, lapped and oxidized (c) wafers. Dotted line is the calculated $\tau_{1/2}$ by $\tau_b = 82\mu\text{sec}$, $S = 700\text{cm/s}$ in Fig. 7(c).

(b) Experimental curves of minority carrier lifetime ($\tau_{1/2}$) vs. injected light pulse width. Values of absorption coefficient are taken as a parameter.
: $\alpha = 3100(\text{cm}^{-1})$, : $\alpha = 230(\text{cm}^{-1})$

(Fig. 7 (a)の Etched waferに相当)示した。
Fig. 8 (a)では、一本の破線、(b)では三本の破線

Fig. 8 Calculated curves for the estimation of the τ_b and S of etched Si wafer. Dotted lines in (a) and (b) are obtained from Fig. 7 (a).

実験値が示してある。これは、Fig. 7 (a) より読みとれる $\tau_{1/2 \text{ sat}}$ の値は比較的正確であるが、 $P \cdot W 99\%_{\text{sat}}$ は誤差を含みやすいからである。これらの破線と Fig. 8 (a), (b) の実線 (τ_b パラメータ) との交点を τ_b 対 S 曲線として Fig. 8 (c) にプロットした。 $P \cdot W 99\%_{\text{sat}}$ から得た三本の τ_b 対 S 曲線は、Fig. 8 (b) の三本の破線との交点より得た値に相当している。 $P \cdot W 99\%_{\text{sat}}$ と $\tau_{1/2 \text{ sat}}$ から得た三本の τ_b — S 曲線の交点より、Etched wafer の τ_b および S は、それぞれ 74~94 [μsec], 520~920 [cm/sec] を得た。Oxidized (c) wafer の $\tau_{1/2 \text{ sat}}$ の値は小さく、 $P \cdot W 99\%_{\text{sat}}$ は 50 [μsec] と大きな値を示している。これより算出された τ_b , S は 18~22 [μsec] および 420~680 [cm/sec] であった。Etched ウェーハで得た $\tau_b = 82$ [μsec], $S = 700$ [cm/sec] を用いて数値解析により求めた $\tau_{1/2}$ 対 $P \cdot W$ 曲線を Fig. 7 (a) に破線で示した。パルス幅の大きいところで実験結果と比較的良好一致を示している。一方 Fig. 7 (b) に示すように、Oxidized (A) および Oxidized (B) wafer の場合の $P \cdot W 99\%_{\text{sat}}$ の値は前者が後者より小さくなっていて、 S の値が小さいことを予測させる。求められた (τ_b , S) の値は、Oxidized (A) (10~16 μsec , 15~25 cm/sec), Oxidized (B) (10~16 μsec , 42~78 cm/sec) で酸化膜の上から B を拡散することによって境界での再結合速度は 3 倍程度の大きな値になっている。一方 NTD (Neutron Transmutation Doped, Si wafer 内のドーパント濃度の均一化を行うために、高抵抗の Si に熱中性子を照射して Si を一部分 P に核変換して、その後熱処理して damage をアニールして、N-形の性質を持っている) Si に熱処理で酸化膜をつけた Oxidized (C) では、(τ_b , S) は (19~23 μsec , 420~660 cm/sec) であった。

3.2 Decay 曲線法 (指数関数的変化からのずれを利用する方法) との比較

従来の Photo-decay 曲線が指数関数的変化からのずれのを利用する方法 (decay 曲線法)²⁾

Fig. 9(a) Measured decay curve of excess carrier for chemically etched n-type silicon wafers.

(b) Measured decay curves of excess carrier for oxidized (A) and oxidized (B), B-diffused on oxidized (A) type sample.

で τ_b と S を分離評価してみる。Fig. 9(a), (b)はTable Iに示した試料にパルス幅 130 [nsec]で駆動した半導体レーザーダイオード($\lambda=904$ nm, $\alpha=370\text{cm}^{-1}$)でキャリア注入を行った後の減衰曲線である。分離測定した τ_b , S は図中に示した。

先に $P\cdot W$ 法でFig. 7(a)より求めた S の値よりもやや大きな値を示すが、 S の大きい順に、lapped, etched, oxidized (C)であることは変わらない。Oxidized (C)の S は二つの方法いずれで求めても、Oxidized (A)よりも1桁程度大きくEtched wafer (Fig. 9(a))の S 値の $1/2$ 程度の値であった。このことは、NTD wafer内の放射線による損傷の回復が十分でなく、従って表面付近にも欠陥が残っていて、 S を大きくしていることが原因しているのであろう⁷⁾。Fig. 9(b)に示した減衰曲線のうち、ゲート用の SiO_2 膜をつけたOxidized (A)のwafer内では、破線に示す様に完全な指数関数になり、見かけ

上 $S=0$, $\tau_b=12$ [μsec]になっている。先にFig. 7(b)で示した様に $P\cdot W$ 法では、 $\tau_b=10\sim16$ [μsec], $S=15\sim25$ [cm/sec]と得られたように、現実に $S=0$ ということは、あり得ない。従って、 $P\cdot W$ 法は比較的 S の値の小さな場合に τ_b と S の分離評価法としてDecay曲線法よりも適用範囲が広い。Fig. 10(a), (b)には、 $P\cdot W$ 法とDecay曲線法より求めた τ_b 及び S の相関をプロットしてある。図中の測定値の印に、矢印で範囲が示してあるのは、Fig. 8(c)で示した様に、 $P\cdot W99\%_{\text{sat}}$ の読み誤差が ± 10 [μsec]と仮定した時に τ_b と S へのばらつきの範囲に相当する。

Fig. 10 Comparison of carrier profile control method to decay curve method.

(a) the minority carrier lifetime

(b) the surface recombination velocity

$P \cdot W$ 法で求めた τ_b はDecay曲線法で求めた τ_b の1.3倍で、逆に S は $P \cdot W$ で求めた場合が小さい。 S の値が大きい試料ほど両者の差は大きくなる。この様な τ_b , S 値の測定法による違いは、必ずしも明確でないが、Decay法は注入光パルスが δ 関数であると仮定して解析を行っているが、実験では δ 関数の光は得ることができないため、注入キャリアの分布が理論とずれることが最大の原因であろう。

4. むすび

光導電減衰法を用いて、ウェーハ状半導体への過剰キャリア注入は、光源として δ 関数を用いた場合についてのみ解析的に τ_b と S を分離評価が可能であった⁵⁾。従って実際にある程度以上の信号を得るには、注入光源として大出力、短パルスであることが要求されていた。本論文では、モジュレーションライフタイム($\tau_{1/2}$)測定を過剰キャリアの注入光源のパルス幅を変化させ、 $\tau_{1/2}$ の飽和値($\tau_{1/2 \text{ sat}}$)と $\tau_{1/2 \text{ sat}}$ になるパルス幅($P \cdot W_{99\% \text{ sat}}$)を測定することにより、 τ_b , S が分離測定できることを示した。 δ 関数的光パルスの場合の測定と比較して、 τ_{sat} の値はパルス幅が大きいので観測できる信号がきわめて大きく、光源に対する制約が少ない。 δ 関数的光源を用いた減衰曲線の指数関数からのずれを用いる方法で困難であったゲート用 SiO_2 膜付 Si ウェーハの τ_b と S の分離評価を $P \cdot W$ 法で可能にした。従って、注入光源は必ずしも短パルス化する必要がなくなり、連続発振の半導体レーザーの評価装置への新しい応用の可能性を示した。

〈付録〉

偏導関数の差分近似について考えると $\mu(x, t)$ なる関数について x, t がそれぞれ微少量 $\Delta x = h, \Delta t = k$ だけ離れたところでの関数値は、 $\mu(x, t)$ のまわりのテイラー展開によって、

$$\begin{aligned} \mu(x+h, t+k) \\ = \mu(x, t) + (h \frac{\partial}{\partial x} + k \frac{\partial}{\partial t}) \mu(x, t) \end{aligned}$$

$$+ \frac{1}{2!} (h \frac{\partial}{\partial x} + k \frac{\partial}{\partial t})^2 \mu(x, t) + \dots$$

$$+ \frac{1}{(n-1)!} (h \frac{\partial}{\partial x} + k \frac{\partial}{\partial t})^{n-1} \mu(x, t) + R_n \quad (11)$$

ここで、 $x-t$ 平面を x 軸を間隔 h , t 軸を間隔 k で格子状にきざむ。 i, j を整数とし、 x 座標が ih , t 座標が jk であるような格子点 (i, j) における関数 μ の値を $\mu_{i,j}$ と表わすことにする。 $\mu_{i+1,j} = \mu(x+h, t)$ 及び $\mu_{i-1,j} = \mu(x-h, t)$ に関する $\mu_{i,j}$ のまわりでのテイラー展開の式は、(11)式から

$$\left. \begin{aligned} \mu_{i+1,j} &= \mu_{i,j} + h \mu_x + \frac{h^2}{2!} \mu_{xx} + \dots \\ \mu_{i-1,j} &= \mu_{i,j} - h \mu_x + \frac{h^2}{2!} \mu_{xx} - \dots \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

ここで $\mu_x = \frac{\partial \mu}{\partial x}$, $\mu_{xx} = \frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2}$ とした。この両式の和を取り h の4次以上の項を無視すれば、

$$\mu_{xx} = \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} \right)_{i,j} \doteq \frac{\mu_{i+1,j} - 2\mu_{i,j} + \mu_{i-1,j}}{h^2} \quad (13)$$

が得られる。また(12)式の両式の差を取り、 h の3次以上の項を無視すれば、

$$\mu_x = \left(\frac{\partial \mu}{\partial x} \right)_{i,j} \doteq \frac{\mu_{i+1,j} - \mu_{i-1,j}}{2h} \quad (\text{中心差分近似}) \quad (14)$$

が得られる。クラנקニコルソンの陰解法により $\partial^2 \mu / \partial x^2$ を第 j 時刻における μ の2階差分だけでなく、次の第 $j+1$ 時刻における μ の2階差分との平均で置き換えると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} \doteq \frac{1}{2} \left\{ \frac{\mu_{i+1,j+1} - 2\mu_{i,j+1} + \mu_{i-1,j+1}}{h^2} \right. \\ \left. + \frac{\mu_{i+1,j} - 2\mu_{i,j} + \mu_{i-1,j}}{h^2} \right\} \quad (15) \end{aligned}$$

また $\partial \mu / \partial x$ は古典的陽解法と同じく、前進差分近似で、

$$\frac{\partial \mu}{\partial x} \doteq \frac{\mu_{i,j+1} - \mu_{i,j}}{k} \quad (16)$$

とおく。このとき $\lambda = k/h^2$ とすると、式(1)は式(5)となる。

参考文献

- 1) F. Horiguchi, H. Matsumura, S. Furukawa and H. Ishihara: Jpn. J. Appl. Phys. **18** (1979) Supplement 18-1, p. 165.

- 2) 宇佐美晶, 神立信一, 工藤勲士: 応用物理 **49** (1980) 1192.
- 3) Y. Mada: Jpn. J. Appl. Phys. **18** (1979) 2171.
- 4) Y. Ogita: Jpn. J. Appl. Phys. **19** (1980) 2309.
- 5) 宇佐美晶, 佐野賢二, 村井耕治: レーザー研究 **8** (19801) 911.
- 6) A. Usami, H. Nishioka and Y. Inoue: 16th IEEE Photovoltaic Specialist Conf. (1982, Sept. 27-30th, San Diego) Record p. 752.
- 7) 前川隆雄, 井上正三, 宇佐美晶, 川上彌治郎: 13回「イオン注入とサブミクロン加工」シンポジウム (1982年2月p. 97)
- 8) T. Warabisaka, T. Saitoh, T. Motooka and T. Tokuyama: Jpn. J. Appl. Phys. **22** (1983) Supplement 22-1, p. 557.
- 9) 宇佐美晶, 楠田知義: 応用物理 **50** (1981) 607.