電子線照射による半導体の不純物ドーピング —Wada's Experiments— とアイソレーション*

和田 隆 夫**

(昭和56年6月29日 受理)

Impurity Doping (Wada's Experiments) and Isolation Processing
in Semiconductors Using High-Energy Electron Bombardment

Takao WADA

(Faculty of Engineering, Mie University, Tsu-shi, Mie)

(Received June 29, 1981)

1. は し が き

放射線によって半導体中に生成される種々の格子欠陥の研究、いわゆる放射線損傷に関する論文¹⁻⁵⁾や解説⁶⁻⁹⁾は非常に多く発表されている。一般に格子欠陥は、電子線のほかに、中性子線、 γ 線、 α 線およびイオンビームなど種々の放射線によっても結晶中に導入され、その欠陥の形態も多様である。これら放射線のなかで、電子線は、そのエネルギーを比較的容易に変えることができるため、生成される格子欠陥の形態や量の制御が可能である。そのため、欠陥の基本的性質の研究に電子線がもっともよく使用されている。

一方、半導体の電気的、物理的特性を制御する一つの有力な手段として、イオンインプランテーションがあり、それは、不純物原子の高エネルギーイオンを、半導体ターゲットに衝突させて物理的に半導体内部に叩き込む方法であり目覚しく研究応用が進められている。さらに、最近シリコンウェハの上にSbを蒸着してその表面から、 Kr^+ イオンをイオンインプランテーションしてSb原子のSi中へのリコイルインプランテーションの実験に成功している¹⁰⁾。また、GaAs中につくられた接合デバイスを分離するためにプロトンを打込み、その層を半絶縁性高抵抗層にするという試みがFoy^{11,12)}らによって行われ

た。その技術は今後IC分野等で応用される可能性がある。

他方、高エネルギー電子線照射された半導体の電気的諸特性とその応用についての研究も行われてきた¹³⁻²⁹⁾。

ここでは、筆者らの見出した電子線照射による半導体への不純物ドーピング法³⁰⁻³²⁾および発光ダイオードの半絶縁性高抵抗層の作成(アイソレーション)法³³⁻³⁹⁾について述べる。

ドーピングについて最も単純な方法では半導体基板の上に、不純物シート(厚さ0.1~1mm)を重ねて置くだけでその表面から7~10 MeV(小さくすることが可能)の電子線を10分程度以上照射すると基板中に不純物原子がドーブされる。不純物原子の分布は、RBS, AES, SIMS, SEM および比抵抗測定から確かめられた。

電子ビームによる方法は、Shockleyが1954年に特許をもつイオンインプランテーションに比べ、ビーム径の制御、エネルギーの制御が容易であり非常に深くまでドーブされることが可能であり、より微細加工が可能でまた材料の結晶性もそれほど大きくくずれない等、優れた点がいくつかある。

この方法については、1980年のコペンハーゲンでの、NTD-Si(シリコンの中性子によるドーピング)に関する国際会議でGuldborg博士が議長として開会の演説でWadaの実験はP型のドーピングもできる新しい興味ある技術であるとして紹介された³⁰⁾。

アイソレーション法では、ある面積をもつ発光ダイオ

* 第3回シリコンの中性子によるドーピングに関する国際会議で招待講演(1980年8月29日コペンハーゲン)

昭和56年3月30日 第28回応用物理学学術関係連合講演会において講演

** 三重大学工学部電気工学科(津市上浜町)

図1 電子ビームによる不純物ドーピング実験の系統図

ード(LED)に超高電圧(1~2 MeV)電子顕微鏡のフォーカスされた電子ビームを走査しながら照射すると、それぞれのLED間での電氣的的分離が可能であることが示された。ニューヨーク州立大のCorbett教授はこの方法をマイクロ構造が作成できる点で評価している。

これら両者については応用的な興味もたれると同時に、物性的にも興味ある問題を提起している。すなわち、前者においては、少なくとも高エネルギー電子線が不純物シート中の原子をリコイルして、更に不純物原子が基板中で増速拡散されることが考えられる^{31,32)}。しかし、このほかに両シート中で電子線照射中生成される高密度の電子-正孔プラズマの再結合過程がその機構を説明するために必要となるであろう。また後者では、従来、高速電子が厚い物質中を透過、散乱される様子をモンテカルロ法によって計算されているが、そのエネルギースペクトルと欠陥生成率との積から、材料中での欠陥プロファイルを実験的に求められ、それと理論との一致が得られた³⁹⁾。

2. 実験方法および結果

2.1 ドーピング³⁰⁻³²⁾

2.1.1 実験方法およびIMAによる測定

図1に示すように、鏡面仕上げされたSi(Ge)基板の上にAl(純度99.99%), In(純度99.999%)シート, Geウェハまたは, GaPウェハを重ねて置く。不純物シート面と基板面(4×4 mm²)の間隙を、注意して少なくするように密着させ、それをアルミ фоль (t~17 μ)で3重に包む。それをステンレス鋼で作られたマウントに取り付け、照射時の温度が上らないように流水冷却中で照射した。不純物シートの上面に垂直な方向から高エネルギー(E=7~10 MeV)の電子線照射を、電

図2(a) Si表面からの深さ方向に対するSi中の²⁷Al⁺/²⁸Si⁺のプロファイル

図2(b) Si表面から深さ方向に対する¹¹⁵In⁺/²⁸Si⁺のプロファイル

子直線加速器(ライナック)により行った。試料に対して一様な照射を得るために電子ビームをマグネットで走査した。

図2(a)および(b)は照射後、Si基板中の不純物原子の表面からの分布をイオン・マイクロアナライザー(IMA)で測定した結果の例を示す。

縦軸は²⁷Al⁺、あるいは¹¹⁵In⁺と²⁸Si⁺信号のピーク値との比であり、横軸は表面(0)からの深さを表わしている。電子線の全照射量は $\sim 1.8 \times 10^{17}$ electrons/cm²でそのエネルギーは10 MeVである。(a)の場合のIMA測定は、1次イオンがO₂⁺イオンで加速電圧12 kV、試料電流0.4 μA、ビーム径1.0 mm、真空度は 2.6×10^{-7} Torrで行った。Al原子は表面から深さ方向にほぼ、指数関数的に分布し(b)の場合はInシートの厚さをパラメータとしており、シートの厚い方が多くドーピングされている。

図3は、不純物シートの種々の厚さに対するSi基板中の同一深さにおける不純物濃度(相対値)の関係をプロットしている。この図から、ドーピングの最大効率を示すシートの厚さが存在し、重元素になる程その厚さが

図3 Al, Ge および GaP 不純物シートの厚さの関数としての Si 中の Al, Ge および Ga の不純物濃度の相対値

図4 Si 表面から深さ方向に対する $^{69}\text{Ga}^+ / ^{28}\text{Si}^+$ の強度比, 照射量をパラメータ

薄い方にずれることを表わしている。

図4は, Ga P ウェハ (厚さ 0.4 mm) を Si 基板上において電子線照射した結果で, 照射量をパラメータにしている。この場合, ドープされる不純物原子のうち Ga のみを IMA で測定した。照射量の増加と共に, ドープされる量が増加することを示しており, 何れの場合にも深さ方向に指数関数的に減少している。

2.1.2 RBS, AES, および SEM による測定^{40~42)}

図5は, Si の上に Ge を置いて電子線照射 (7 MeV で $4.91 \times 10^{17} \text{ e/cm}^2$ の照射量) した試料に対する後方散乱実験で得られたエネルギースペクトルを示す。実験には 1.8 MeV の He^+ イオンを用いた。この図から, Ga 不純物原子が, Si 表面からドープされていることがわかる。まだ, 完全に結晶軸<111>と平行に入射 (アライン入射)

図5 Si 上に Ge 不純物シートを置いて照射した Si に対して, 後方散乱実験で得られたエネルギースペクトル

図6 Ge 中にドーピングされた In のオージェ電子分光による深さ方向プロファイル

されていないようであるが, この結果からは<111>からみて不純物がランダムな位置に入っていることが言えるであろう

Ge の分布について, 次式 $E'(l) = E'(0) - [S]l$ の関係を用いて横軸をエネルギー E から表面からの深さ (l) に変換する。ここに $E'(l)$, $E'(0)$ は He^+ イオンが深さ l , 0 (表面) で散乱されて再び外に出たときの粒子のエネルギー, l の係数 $[S]$ は通常阻止能とよばれ, 失う平均エネルギーである。そのプロファイルは IMA で測定した分布と非常によく一致している⁴⁰⁾。Si 表面における Ge 濃度は約 $1.4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $l = 0.25 \mu$ で $\sim 2.1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ と見積られた。

図6は, オージェ電子分光 (AES) 分析法とスパッタイオンエッチング法とを組み合わせることによって測定された Ge 中の In 不純物の深さ方向分布と, AES エネ

図7 InをドーピングしたGe試料のへき開面の走査型電子顕微鏡による二次電子像

ルギースペクトルを同時に示す。縦軸はInのMNNのピークピークと、GeのLMMピークピークの比である。試料はn-Geの上にInシート(0.3mm)を置いて、7MeVの電子線を $\sim (5 \sim 9) \times 10^{17} \text{ e/cm}^2$ 照射したものである。AESの測定条件は、一次プローブ電子のエネルギーが3kV、試料電流10 μA 、スポット径0.2mm、真空度 10^{-9} Torrであった。

スパッタイオンエッチングには、2kV Ar^{+} イオンを用い、その時間が20分で約0.05 μ 程度エッチングされた。この結果も不純物が表面から指数関数的に減少している。

図7は、Geの上にInシート(0.3mm)を置いて照射(7MeV, $\sim 7 \times 10^{17} \text{ e/cm}^2$)した後、試料のへき開面を図に示すような方向から走査型電子顕微鏡(SEM)を用いて二次電子像をとったものである。

この図からわかるようにGe表面から約5 μm 程度の層状の不純物ドーピング領域が観測された。シートをカバーしない反対の表面には、このような濃淡の像が観測されなかった。簡単のために拡散係数 D に対して $D = L^2/4t$ が成立していると仮定して、 D を求めると表1のようなになる。

またSi(厚さ0.5mm)上のGeシートの実験では、シートを置いた反対のSi面においてもまた、その面から深さ方向に不純物(表面の不純物濃度よりも1桁以上少

表1 $D = L^2/4t$ を仮定して求めた各不純物に対する拡散係数

General formula $N(x,t) = A(t) \exp(-x/L)$
For simplicity, assuming $D = L^2/4t$

Impurity semi-conductor	(Dose($\frac{\text{e}}{\text{cm}^2}$) Energy(MeV))	Diffusivity ($\text{cm}^2/\text{sec.}$)
Al/Si	$\left(\frac{1.3 \times 10^{17}}{10} \right)$	4.4×10^{-16}
Ga/Si	$\left(\frac{7.3 \times 10^{15} \sim 3 \times 10^{17}}{10} \right)$	$4.6 \times 10^{-16} \sim 1.3 \times 10^{-15}$
In/Si	$\left(\frac{1.8 \times 10^{17} \sim 1.9 \times 10^{18}}{7 \sim 10} \right)$	$1.2 \times 10^{-15} \sim 1.9 \times 10^{-15}$
In/Ge	$\left(\frac{5 \times 10^{17} \sim 9 \times 10^{17}}{7} \right)$	1.3×10^{-12}

図8 n-GaPの照射量と比抵抗の関係(比抵抗はvan der Pauw法にて測定)

い)が指数関数的に減衰して分布していることが、IMAの測定から得られた。

2.2 電気的光学的アイソレーション³³⁻³⁹⁾

2.2.1 実験方法

2種類の試料が用いられた。第1の試料(No. 1)は、n(epi)-n(LEC)で、基板が $N_D \sim 5 \sim 6 \times 10^{17} \text{ S/cm}^3$ 、 $t \sim 400 \mu\text{m}$ 、epi層が(S, N)ドーパで $N_D \sim 6 \sim 7 \times 10^{18}$

図9 照射した GaP の光学密度 ($\log I_0/I$; I_0 : 未照射の透過光強度, I : 照射後の透過光強度) の照射量依存性

図10 2 MeV の電子ビームを, 約 $7\mu\text{m}\phi$ に絞り, 照射して作成したアイソレーションの断面

cm^{-3} , $t \sim 130\mu\text{m}$ である. 他の試料 (No. 2) は p(epi)-n(epi)-n(LEC) で, 基板が $N_D \sim 5 \sim 6 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ で, 2重 LPE 法により作成され, 厚さが各々約 $40\mu\text{m}$ 程度である.

7 MeV の照射には電子直線加速器を使用し, 試料に対して一様な照射を得るために電子ビームをマグネットで走査し, 照射時の温度が上らないように流水冷却した. 1 ~ 2 MeV の照射では, 超高電圧電子顕微鏡の電子ビームを用い, 室温で照射した. この場合, 電子ビームのエネルギーのゆらぎは, 1×10^{-5} 以下である. 1 MeV の場合の線量率は $\sim 1.7 \times 10^{18}\text{electrons/cm}^2 \cdot \text{sec}$ で, 2 MeV では, $\sim 6.5 \times 10^{19}\text{e/cm}^2 \cdot \text{sec}$ である.

2.2.2 照射による比抵抗および光吸収の変化

図8 は照射線量 (ϕ) の関数として n-GaP の比抵抗の測定値を○印で示す³⁵⁾. これらの測定値は試料 No. 1 に任意の線量を照射後, 下地の n-GaP 層をエッチングに

Before irradiation

After $\sim 7 \times 10^{20}\text{e/cm}^2$ irradiation

図11 約 $2\mu\text{m}$ 厚の n-GaP を, 1 MeV で照射した前後の透過電子線回折パターン

より取り除いて求められた結果である. $\rho_0 = 0.56\Omega\text{-cm}$ に対して $\sim 2 \times 10^{16}\text{electrons/cm}^2$ の照射線量でこの曲線は急に立ち上っており, 電気的アイソレーションとしては充分な高抵抗となる. また, n-Si²²⁾ および n-GaAs_{0.6}P_{0.4}³⁵⁾ の電子線照射した場合も, 比抵抗-照射量曲線は同様な傾向を示す.

また試料 No. 1 に 7 MeV の電子線を $\sim 2.6 \times 10^{17}\text{e/cm}^2$ 照射すると, その試料は全体にわたって十分に黒化し, 表面は光沢を保っている. 図9 は試料の光学密度を照射線量の関数として示し, パラメータとしては光学波長をとっている. 但し, 光学密度としては, $\log I_0/I$ の量で示し, I_0 は未照射試料の透過光強度, I は照射後のそれである.

照射量の増加と共に光学密度が増加し, この曲線と $\rho\text{-}\phi$ 曲線との比較により, 比抵抗がある値以上になった時点で黒化していることがわかる.

超高電圧電子顕微鏡の 2 MeV 電子ビームを $7\mu\text{m}\phi$ のスポットにしぼり, 試料 No. 1 に照射して黒化した領域の断面図を光学顕微鏡で撮った写真が図10である. この場合全照射線量が $\sim 6.5 \times 10^{20}\text{e/cm}^2$ である. この黒化した領域の2次元プロファイルは, 欠陥濃度の分布に対応しているであろう.

黒化した部分の電子線回折像は, 図11に示す様に照射

図12 200℃でアニーリングした試料の断面に対して、等黒化度の点を平面内にプロットした2次元のプロファイル

後においてもラウエスポットを示し、結晶性には大きな変化のないことを示している。

図10の写真フィルムで黒化した領域の濃淡を、マイクロデンシトメータを用いて測定した。照射表面から深さ方向に13.5μmごとに、試料表面に平行に光学密度分布を求めた。写真から明らかなように深くなるにつれてその黒化度は減少し、その幅が広がり、ついには零になる。次に、200℃でアニーリングした試料に対して、マイクロデンシトメータにより得られたグラフを用いて、等黒化度（等光学密度）の点をX軸（横軸）と、Z軸（深さ）平面にプロットして求めた二次元プロファイルが図12に示されている。パラメータ1, 2, 3, および4は光学密度の比を表す。

2.2.3 5×5マトリクスを試作

p-n 接合ダイオード（試料 No. 2）の配列の分離の模型実験として、1 MeV 電子ビームを縦および横方向にそれぞれ～60 Hz の周波数で～600 μm の長さ掃引し、5×5マトリクスを試作した。（図13, (a)）

照射ビームの径は～5 μmφ、ライン間隔は約100 μm、全照射量は1本のラインにつき 0.8×10^{20} e/cm² であり、照射面の光学顕微鏡による写真を図13(b)に示す。縦、横のラインがクロスするところは、他の部分に比べて一層黒くなっている。

このアイソレーションラインを含む表面を王水でエッチングすると、照射部は、他の部分よりもエッチレイトが大きく鮮明なラインに沿っての堀込みが観測される³⁵⁾。

2.2.4 SEM による結晶内部の観察

3.2.3節に示す応用のためには、発光部である p-n 接合層（表面下2～3 μm）内に欠陥を生じてはならず、接

図13 (a) 電子ビーム 走査によるアイソレーションラインの作成

図13 (b) マトリクス状に作成されたアイソレーションライン（間隔～100 μm、線幅～5 μm）

合が形成される面から数 μm 程度の深さまでの欠陥分布がきわめて重要となる。この領域の欠陥を観察するため、SEM によるカソードルミネッセンス (CL) 像を観測した。結果を図14に示す。電圧は30 kV で、フォトマルは、R-268を使用した。図から明らかなように、アイソレーションラインは発光しないので明瞭に識別でき、他の部分は一様に発光している。

CL 像は30 kV の励起電圧の場合、表面下数 μm までの情報を示しているので、この領域においてはライン以外に欠陥は観測されない。

また、CL の空間分解能は、GaP の場合光の吸収係数が小さい ($2 \sim 4$ /cm) ので、光の吸収長によって制限されるわけであるが、図14(b)ではアイソレーションラインの境界は明瞭であり、このラインは光のアイソレーションとしても有効に作用していることを示している。

図14(a)には反射電子で観察した表面を示すが、ラインに対応した凹凸は見られない。

図14(c)は吸収電子で観察したラインであり、高抵抗領域が示されている。

この場合も、CL 像とほぼ同じライン幅を示している

図14 SEMによるアイソレーションの観察（ライン幅は約 $31\ \mu\text{m}$ ，試料は GaP 赤色 LED） (a)反射電子像，(b)カソードルミネッセンス像，(c)吸収電子像

ことがわかる。従って形成されたアイソレーションラインの高抵抗領域と，非発光領域，黒化領域は，少なくとも表面から数 μm 内の領域においては同一と見なすことができ，ライン以外には照射により導入される欠陥は観測されない。

3. 考 察

3.1 ドーピング

10 MeV の電子の飛程は，Si に対して約 $21.5\ \text{mm}$ ，Al では， $\sim 18.5\ \text{mm}$ ，GaP で $\sim 10.9\ \text{mm}$ ，Ge で $8.5\ \text{mm}$ ，In で $\sim 6.2\ \text{mm}$ であるので，それらは実験に用いた不純物シートおよび Si，Ge ウェハの両者の厚さよりも，はるかに大きく，電子線は余りエネルギー損失なしにシートも基板中をも通過するであろう。また，10 MeV の電子線照射によって，Si 内に生成される Frenkel 型欠陥の生成率は $\sim 9\ \text{cm}^{-1}$ である。そこで先ずドーピングする機構としては，高エネルギー電子線によるシート中の不純物原子の反跳による効果が考えられる。

3.1.1 反跳現象

Al, In などのシート内にある原子に，入射電子が衝突した場合，原子に伝達されるエネルギー T を用いて，電子の散乱の微分断面積 $d\sigma$ は McKinley と Feshbach の近似式⁴⁴⁾

$$d\sigma_{\text{MCF}} = \pi \left(\frac{Ze^2}{mc^2} \right)^2 \left(\frac{1}{\beta^4 \gamma^2} \right) T_m \left[1 - \beta^2 \frac{T}{T_m} + \pi \alpha \beta \times \left\{ \left(\frac{T}{T_m} \right)^{1/2} - \frac{T}{T_m} \right\} \right] \frac{dT}{T^2} \quad (1)$$

で与えられる。ただし， E を電子の運動エネルギーとすると，

$$\gamma^2 = \left(\frac{E}{mc^2} + 1 \right)^2, \quad \beta^2 = 1 - \frac{1}{\gamma^2},$$

図15 新しい不純物ドーピングプロセスの系統図

$$\alpha = z \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \approx \frac{z}{137}$$

T_m は最大伝達エネルギーであり，原子の質量を M とすると，

$$T_m = 2 \frac{m}{M} \frac{(E + 2mc^2)E}{mc^2}, \quad T = T_m \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

である。

この式から原子に伝達されるエネルギースペクトルを求めることができる³¹⁾。10 MeV の電子による不純物原子の最大伝達エネルギーは，8.8 keV (Al)，3.4 keV (Ga)，2.1 keV (In) である。一方，エネルギー T をもった原子が，基板表面に垂直に入射した場合の侵入深さについて，イオンインプランテーションの場合の LSS 理論から，その飛程の計算結果が，Furukawa ら⁴⁵⁾ によって得られている。この両者の結果から反跳のみによる不純物原子の Si 中の分布が求められる³¹⁾。10 MeV の電

Double stream diffusion process (Trapping mechanism)

Ga in Si (Electron bombardment at 20°C)				
Curve	$\Phi_{(e/cm^2)} (t_{(sec)})$	$N_D (\eta \sim 2)$	$D_i, K_1, K_2, K_2/K_1$	$D_i, K_1, K_2, K_2/K_1$
①	7.3×10^{16} (7200)	1.5×10^{17}	① $D_i = 8.4 \times 10^{-16} [cm^2/sec]$ $K_1 = 6.6 \times 10^{-5} [sec^{-1}]$	② $D_i = 1.3 \times 10^{-15}$ $K_1 = 2.5 \times 10^{-5}$ $K_2 = 1.7 \times 10^{-4}$ $K_2/K_1 = 6.8$
②	1.4×10^{17} (14400)	3×10^{17}	② $K_2 = 2.0 \times 10^{-4} [sec^{-1}]$ $K_2/K_1 = 3.0$	
③	3.0×10^{17} (30000)	6×10^{17}		
Ag diffusion in Ge ($\sim 10^5$ pits/cm ² high dislocation) at 710°C (Wei)			$D_i = 5 \times 10^{-7}$ $K_1 = 2 \times 10^{-4}$ $K_2 = 1 \times 10^{-3}$ $K_2/K_1 = 6$	

N_D : Defect density

D_i : Diffusivity of free species

K_1 : Released probability

K_2 : Trapped probability

◎ Trapping mechanism ----- $K_2/K_1 > 1$

表2 ダブル・ストリーム拡散とした場合の D, K_1, K_2 および K_1/K_2 の値

子の場合、最大侵入深さは、Al で $\sim 120\text{\AA}$, Ga で $\sim 30\text{\AA}$, In で $\sim 20\text{\AA}$ である。しかし、実験結果では、不純物原子がそれに比べて約 2 桁程度以上の深さの範囲に分布している。

これらのことから、ドーピングは反跡のみの機構ではなくて、電子線照射により半導体中に生成される欠陥との相互作用による増速拡散が生じているからであろう。

3.1.2 増速拡散

高エネルギーの電子線はシート中を余りエネルギー損失なしに通過し、更に Si 中でも原子をはじき出し、空格子点や格子間原子の濃度が非常に増大し、その欠陥濃度の増加に起因した増速拡散³²⁾が生ずるのである(図15)。また、次節 3.1.3 で述べるように、照射中多くの電子と正孔が生成され、それらの再統合が起る際に、その再結合エネルギーが非発光的に格子に与えられ、不純物原子の移動度を増加させるであろう (Recombination Enhancement (RE) 効果)⁴⁶⁾。

もし、不純物が結晶中を 2 つの異なった拡散係数をもつ状態で拡散していて、それが交互に替わることができれば、拡散後の不純物プロファイルは指数関数的に減少することを Wei⁴⁷⁾ が説明している。この拡散過程はダブルストリーム (double stream process) と呼ばれ、トラッピング機構によっている。そしてこの 2 つの拡散状態とは、格子間位置を拡散していく状態 (free species) と格子位置を拡散していく状態 (trapped species) とである。格子位置にある不純物原子 N_{tr} が格子間位置にある

不純物原子 N_i と空格子点 V とに解離する場合の反応速度式は

とかける。 k_1, k_2 は反応速度定数である。

この場合の拡散方程式は連続の原理により次のように与えられる。

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = D_i \frac{\partial^2 N_i}{\partial x^2} - k_2 N_i [V] + k_1 N_{tr} \quad (3)$$

$$\frac{\partial N_{tr}}{\partial t} = D_{tr} \frac{\partial^2 N_{tr}}{\partial x^2} - k_1 N_{tr} + k_2 N_i [V] \quad (4)$$

ここに、 D_i, D_{tr} は格子間位置、格子位置での不純物原子の拡散係数であり、 $k_1 = K_1$ は単位時間当り不純物原子が格子間位置に解放される確率、 $k_2[V] = K_2$ は、単位時間当り、格子間不純物が空格子点に捕獲される確率である。

ここで、 $K_2 > K_1$ 、また簡単のために、 $D_{tr} = 0$ 、さらに $\partial N_i / \partial t = 0$ (すなわち、格子間不純物の拡散は準安定状態にある。) と仮定する。この仮定のもとで、 $K_1 \neq 0$ (shallow trapping) に対する解は

$$N_i = N_i(0) \exp(-x/L) \quad (5)$$

$$N_{tr} = \frac{K_2}{K_1} N_i(0) [1 - \exp(-K_1 t)] \exp(-x/L) \quad (6)$$

で与えられる。ここに

$$L = \sqrt{\frac{D_i}{K_2}} \exp(K_1 t/2) \quad (7)$$

である。

2組の L と t の値が与えられれば、 K_1, K_2 を(7)式から計算できる。図4の実験曲線①②および②③から $D_1, K_1, K_2, K_2/K_1$ を計算した結果を表2に示す。参考のために、高転位密度の Ge 中の Ag の拡散の結果⁴⁷⁾ をも示す。

拡散係数 D_1 と K_2/K_1 の値は、電子線の照射量の増加に従って大きくなっている。これは Si 中の欠陥濃度が増加するためであり、 $K_2/K_1 \approx 3.0, 6.8$ は共に 1 より大きく、trapping mechanism の正当性を示している。

3.1.3 照射中の高密度電子-正孔対生成

実験結果を説明するために少なくとも必要な機構は前二者の反跳および増速拡散であるが、これだけでは充分でない。というのは、図3の実験結果で、ドーピングの最大効率を得るためのシートの厚さが、0.2~1 mm にも達するである。一方、最近 Grob¹⁰⁾ らによってリコイル・インプランテーションの実験が報告された。それによると、Si ウェハの上に Sb を蒸着 (100~1000 Å) して、その表面から 300 keV の Kr^+ イオンをインプランテーションすると Sb 原子がリコイルされて Si 中へ導入される。その実験結果は、Sigmund⁴⁸⁾ の衝突カスケードモデルに基づいたスパッタリング理論とよく一致している。その結果では、Sb 層の厚さが ~850 Å で最大のリコイル率を示す。 Kr^+ イオンの Sb 原子への最大伝達エネルギーは ~290 keV であり、10 MeV の電子線による不純物原子への最大伝達エネルギーはそれより 2 桁以上小さい。なお、電子線の場合最大のリコイル率を得るための厚さは、イオンの場合より 3 桁程度大きい。従って、不純物シート中で反跳現象以外に他の機構の寄与が存在するであろう。その一つの可能性ある機構として、プラズマモデルがある。一般に半導体物質中を荷電粒子が通過すると電子-正孔対が生じ、その結果電荷の輸送が可能になる。媒質中の電子は入射粒子との衝突により価電子帯、またはよりエネルギーの低い充満帯から伝導帯またはより高いエネルギー帯に励起される。このように高く励起された状態は 10^{-12} sec 程度の後に電子は伝導帯の底に、正孔は価電子帯の上部にあるような状態に遷移する。高く励起された状態から低い励起状態に遷移する過程でさらに多くの電子-正孔対が生ずる⁴⁹⁾。1 電子-正孔対生成に要するエネルギーをこの多重過程で平均した値 ϵ は、 β 線に対して Si では ~3.23 eV⁴⁸⁾ (Ge, 2.84 eV) と求められている。いま E' を全吸収エネルギーとすれば、媒質中に生ずる電子-正孔対の総数は E'/ϵ である⁴⁹⁾。例えば、10 MeV の電子の場合 Ge に対するエネルギー散逸量は約 $1.5 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ である。そこで $E'/\epsilon = 1.5 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} \times 5.32 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{ele}^{-1} / 2.84 \text{ eV} \approx 2.8 \times 10^8 / \text{cm} \cdot \text{ele}$ となる。いま、ライナックの照

図16 不純物シートの厚さの関数としての θ_w の値

射パルス時の条件を、パルス幅 $2.5 \mu\text{s}$ 、ピーク電流時 40 mA、照射面積 1.77 cm^2 とすると、その時の照射線量は約 $3.5 \times 10^{11} \text{ electrons/cm}^2$ となる。従って照射パルス時に生成する電子-正孔対の総数は

$$\begin{aligned} &\sim 3.6 \times 10^6 / \text{cm} \cdot \text{ele} \times 3.5 \times 10^{11} \text{ ele/cm}^2 \\ &\approx 9.8 \times 10^{17} / \text{cm}^3 \end{aligned}$$

の程度である。

一方、Lang⁵¹⁾の実験では、1 MeV の電子線照射した n-GaAs の試料に対して、順方向電流下 (キャリア数 $\sim 4 \times 10^{15} / \text{cm}^3$ 程度) における欠陥のアニーリングに対する活性化エネルギーは、1.75 eV から 0.98 eV と大幅に減少している。(RE 効果)。すなわち、電子線照射中では、少なくともこのような高密度の電子-正孔プラズマが生じ、それらの再結合が起る際その再結合エネルギーが周囲の格子等に影響を与える。そのためリコイルされた不純物原子がシート中を移動し易くなり、Si 表面に到達する可能性が著しく増加するであろう。

また、Si 基板中における増速拡散の場合の活性化エネルギーは約 0.7 eV と見積られる。($D = D_0 \exp(-\Delta E/kT)$, D_0 を 10^{-8} と仮定する。) (表1参照) 他方、熱拡散では ΔE は 3 eV 程度以上であり、電子線照射中にはこのプラズマに起因してこの ΔE が大幅に下げられるであろう。

次に、不純物シートと基板の間は、試料のマウントの仕方により、ある程度密着しているが、当然 0.1 mm 以下の間隙があり、照射時に水も浸透してその間に入ってくるであろう。その間隙の水のかなりな厚さのために、リコイルされた不純物原子の通過は当然困難のように考えられるが、多くの実験結果では、基板中に明らかに不純物原子が約 10^{20} cm^{-3} 以上導入されている。

(i) その間隙の水が余り支配的な影響を及ぼしていない

実験的裏付けは次のようである。基板にドーブされた不純物原子のシートの厚さ依存性のデータ（図3）は、一方では一回毎の間隙の水の厚さの均一性はないにも拘らず、多くの実験の集積の結果、再現性ある系統的な値を示している。

(ii) また、その原因となる機構は、不純物シート中あるいは基板中（特に不純物原子が裏面まで達する）で起る現象の機構とも類似しているであろう。それは、不純物シートの異常な厚さ（図3の結果より、Geでは0.2 mm, Ga~0.3 mm, Al~1 mm）のときドーピングの最大効率を示す。普通のスパッタリング機構によると最大効率は、ただだか数原子層程度のシートの厚さのとき、生ずるであろう。それに反してシート厚がそんなに大きく、また同様にたとえ基板との間隙に水の層が存在したとしても、上述のように、照射時にそれらのいずれの層の中でも、電子正孔プラズマが生成され、（水のエネルギー散逸量もAlと同程度⁶⁰⁾）その再結合過程が不純物原子の移動に多大の影響を及ぼすであろう。最近真空中における照射実験で流水中と同様な結果が得られた⁶³⁾。

3.1.4 その他

図3の不純物シートの厚さの増加に従って不純物のドーブ量が増えるのは、大体欠陥（変位原子）の生成率（10 MeV に対して~9ヶ/cm）に起因するものと考えられる。一方その量が減少するのは、電子線の材料中での多重散乱によるためであろう。

図16は、電子の散乱角の最大値の1/cになる角度(θ_w^2)⁴⁴⁾の、試料の厚さ依存性である。

厚さが増加すれば散乱角は大幅に増加し、Si基板表面に到達し難くなるであろう。

Ge原子がSiウェハの裏面までに達しているのは、格子間不純物原子が、バルク中を非常に速く拡散しており、そして一般に基板の表面が、空格子のソースとして働くから、 $\text{Ge}_i + \text{V} \rightleftharpoons \text{Ge}_s$ の反応により、表面では置換位置のGe原子がウェハの中心よりも増加するためである⁵²⁾。

Si中へのIn原子の拡散係数はGe中へのその拡散係数に比べて3桁程小さい。これは熱拡散過程における傾向と一致する。

3.2 LEDのアイソレーション

3.2.1 比抵抗-照射量曲線

半導体が電子線照射されると、いくつかの深い欠陥レベルが、その禁止帯中にそれぞれ異なった生成率で導入される。これらの欠陥が主にアクセプター型またはドナー型として働くかは、照射線量を増加したとき、最終的に落着くフェルミレベルに依存する⁵³⁾。照射線量を増すにつれて、欠陥レベルに伝導帯の電子が捕獲され、フェルミレベルは下がる^{18,17)}。比抵抗の測定値は、よく使用

図17 電子線照射により導入される欠陥レベルと、その生成率（計算値）

される記号を用いてキャリア濃度 n と次式で関係づけられる。

$$\rho = (e\mu_n n + e\mu_p p)^{-1} \quad (8)$$

n と照射線量 ϕ との間の関係式は、荷電中性の条件式から^{22,27)}

$$\phi \left(\sum_{EA} \eta_{EA} f_{AE} - \sum_{ED} \eta_{ED} f_{DE} \right) = p + N_d^h - n \quad (9)$$

で与えられる。ここに N_d^h は

$$N_d^h = \frac{N_d}{1 + 2 \exp[(E_F - E_d)/kT]} \quad (10)$$

で表わされ、それは未照射の試料でドナー不純物レベル中に存在する正孔濃度である。 N_d はドナー濃度を示す。 η は各欠陥の生成率で、 E_A, E_D はそれぞれアクセプター型欠陥またはドナー型欠陥のレベルを表わす。フェルミレベルは近似的に

$$E_F = kT \ln(n/N_C) + E_C \quad (11)$$

で与えられる。

照射された半導体中のキャリアの移動度に関しては、Brooks-Herringの式を用いて、見積ることができる。イオン化した不純物によるキャリアの散乱は、荷電した欠陥中心の濃度に依存するが、いま考えている場合、その値が総合の移動度にあまり影響を与えない²⁷⁾。

GaPの計算については、1 MeV電子線照射の場合にLangとKimerlingによってDLTS法で測定されている6個の欠陥レベル⁵⁴⁾を用いた（図17参照）。

そして図に示されるそれぞれの生成率 η の値を用いて

図18 2 MeV の電子ビームが GaP に照射された場合の等欠陥密度プロファイルの計算値

計算された ρ - ϕ 曲線は、図 8 の実線で与えられ、実験曲線とよく一致する。また、照射前の比抵抗の異なった場合にも理論曲線と実験曲線はよく一致する。

また、 n -Si²²⁾、 n -GaAs_{0.6}P_{0.4}³⁵⁾ および n -GaAs³⁸⁾ の電子線照射した場合も ρ - ϕ 曲線は実験と理論がよく一致する。

3.2.2 モンテカルロ法による欠陥分布

フォーカスされた電子線ビームを GaP 材料に照射して生成される黒化した部分の分布は、光学密度 ϕ 曲線と ρ - ϕ 曲線の対応から欠陥密度分布 $N_D(x, y, z)$ に相当していることが明らかであろう。 $N_D(x, y, z)$ の分布は結晶内の 3 次元の各点における電子ビームのエネルギースペクトル $n(E_0, E_B, x, y, z)$ と電子の各エネルギーに対する欠陥生成率 $\eta(E_B)$ を用いて次式で与えられる。

$$N_D(E, x, y, z) = \int_{E_c}^{E_D} n(E_0, E_B, x, y, z) \eta(E_B) dE \quad (12)$$

高エネルギー電子線が、物質中を透過するときのエネルギースペクトルはモンテカルロ法による数値実験で求めることができる⁵⁰⁾。電子の考慮すべき効果としては、多重散乱、エネルギー損失のゆらぎ、 δ 線生成、そして制動放射による光子の発生を考慮に入れる必要がある。さらに制動放射によって発生した光子については、光电効果、コンプトン効果、そして電子対生成など考える必要がある。光子および電子の追跡ではカスケードシャワ的追跡が必要である。

$n(E_0, E_B, x, y, z)$ の計算には、横方向、深さ方向共に、10 μm ごとの区間に分割してその境界を横切る電子をカウントすることにした。

$\eta(E_B)$ は GaP の E_d を 9.2 eV⁵⁵⁾ と仮定し、電子の散

図19 新しいアイソレーションを利用したマトリクスアレイの構造

乱断面積としては、Mott-Mckinley-Feshbach の式を用いて得られる Frenkel-pair の生成率の式から計算された⁵⁶⁾。上述の $n(E_0, E_B, x, y, z)$ 、および $\eta(E_B)$ の値を用いて (12) 式から計算された N_D が z (深さ) をパラメータとして x (横方向) の関数として表わされるグラフから x - z 平面における等欠陥濃度の 2 次元プロファイルを求めたのが図 18 である。

パラメータ 1, 1.3, 1.6, 2, は欠陥濃度の比を示す、1000 ヒストリーとし、ビーム径の大きさは 20 μm として計算した。理論的に平均エネルギー損失 ($\overline{AE}$) が小さい程、正確であるが⁵⁰⁾、計算時間との関係から ($\overline{AE}$) $\rightarrow$ 0 となる計算は不可能である。

あらかじめ、 $\overline{AE}$ をパラメータとしたいいくつかの計算を行った結果、今の場合、 $\overline{AE} = 0.02$ MeV で十分であり、それ以下の値を用いてもエネルギースペクトラム等はほとんど変わらなかった。2 次元の等欠陥濃度のプロファイルの理論曲線が等黒化度プロファイルの実験曲線と一致した特性を示す。

また入射電子のエネルギーを 0.5, 1, 2 および 3 MeV としたときの計算結果のプロファイルも実験結果と同一傾向を示す。電子のエネルギーが 0.5, 1, 2 および 3.0 MeV に対して欠陥の分布は照射表面からそれぞれ約 0.2, 0.4, 0.9 および 2.0 mm まで達する。エネルギーが高い程深くまでアイソレーションできる可能性を示し、もちろんアニーリングにより、プロファイルの横方向への広がりを少なくし、深さ方向に細長く鋭くすることが可能である。

3.2.3 モノリシック高密度マトリックスアレイ

従来報告されたほとんどのモノリシックマトリクス型素子⁵⁷⁻⁶⁰⁾は Si 半導体で開発されたプレーナ技術を応用して作成されており、縦方向 (Column lead)、横方向 (Row lead) の両電極ともに表面に配線されて、アイソレーションは深い選択拡散によっている。

選択拡散技術における深さと、幅はほぼ同じ程度であ

り、また横方向電極 (Row lead) は表示の際、たとえば ~100個の LED を同時駆動 (1 line at a time 方式) すると ~1.5 A もの電流が流れ、これに耐え得る充分な断面積を必要とする⁶¹⁾。

このため、発光部寸法は ~125 μm に対して画素ピッチは ~350 μm にもなってしまう⁶²⁾、小型画像表示用ディスプレイとしては充分ではない。また GaP などの材料では発光が基板結晶内で吸収されにくい、光学的なアイソレーションが充分でなく、光のにじみなどが起こり、画素ピッチが大きく制限される。

以上のような現状をふまえ、さらに画像表示用として充分な解像度 (~200 LEDs/インチ)、輝度を得るためには、画素ピッチをさらに小さくしなければならない。これを実現する一方法としては、従来と全く異なる方法で図19に示すように、ウェハの表面から裏面に貫通するアイソレーションが作成できれば、横方向電極を裏面にとることができ、充分な断面積でもって形成できるわけである。また、このアイソレーションが発光を吸収すれば、光のアイソレーションも同時になされる利点があり、従来の構造と比較して集積度が約2倍向上する⁶³⁾。このような幅が狭くて深いアイソレーション作成のためには、選択拡散法は不適であり、プロトン等のイオンボンパードメント法¹¹⁾、その飛程と、ビーム収束性の点において、上述の高エネルギー電子線照射法に比べて劣っている。

4. おわりに

最近、見出された高エネルギー (1 ~ 10 MeV) 電子線照射による半導体への不純物ドーピングおよび発光ダイオードのアイソレーションについて記述した。前者では、半導体基板の上に不純物シート (0.1 ~ 1 mm厚) を重ねておいてその上から電子線を流水中で10分程度以上照射するとき、基板中に不純物原子がドーピングされることを実験的に示した。この機構については、先ず、不純物原子のリコイルおよび基板中での増速拡散が考えられるが、それらの両過程に加えて照射中に生成される高密度の電子-正孔対の再結合によるエネルギー放出の効果が多大の影響を与えているであろう。後者では、超高電圧電子顕微鏡のフォーカスされた電子ビームを利用することにより、電気的光学的の微細な分離が可能であることを示した。この照射による GaP の黒化度の実験的プロファイルと、従来、モンテカルロ法による高速電子の厚い物質中を透過・散乱される様子の計算結果とが大体一致することを示した。これら高エネルギー電子線照射された半導体はX線回折、電子線反射回折により単結晶性を保っていることが示された。

ここで述べた研究はまだごく初歩的な段階のものであるが、今後さらに、半導体の電子線による放射線効果のより精密な研究が期待されるとともに、その応用として電子線による半導体および半導体素子の加工の発展が望まれる。一方、半導体の欠陥に対するその性質の過敏さにより、この方面の研究から放射線と物質との相互作用に基礎的なデータを提供すると思われ、放射線物理学上からも興味ある問題と考えられる。

最後に、日頃ご指導をいただいている大同工大 有住教授、また本稿をまとめるにあたりご教示頂いたマックス・プランク研究所、A. Seeger, W. Frank 両教授、またベル研究所でのセミナーの機会に種々ご討論いただいた J. C. North, D. V. Lang, W. C. Ballamy, L. C. Kimerling の諸博士、また個々にご討論いただいたニューヨーク州立大の J. W. Corbett 教授、パーデュー大学の H. Y. Fan 教授および大放研 奥田修一博士に感謝したい。また、原稿の整理に協力いただいた中西玲子氏にも謝意を表わすとともに、本稿をまとめる機会の与えられたことを感謝する。

〔文 献〕

- 1) J. W. Corbett: *Electron Radiation Damage in Semiconductors and Metals* (Academic Press, New York and London, 1966).
- 2) R. R. Hashiguchi: *Lattice Defects in Semiconductors* (Univ. of Tokyo Press, Tokyo, 1968).
- 3) F. L. Vook: *Radiation Effects in Semiconductors* (Plenum Press, New York, 1968).
- 4) F. Seitz and J. S. Koehler: *Solid State Physics 2* (Academic Press, New York, 1955).
- 5) H. Y. Fan and K. Lark-Horobitz: *Effects of Radiation on Materials* (Reinhold, New York, 1958).
- 6) 平木昭夫: 固体物理, **4** (1969) 39, 43.
- 7) 犬石嘉雄, 平木昭夫: 応用物理, **34** (1965) 529.
- 8) 石野 栞: 日本金属学会会報, **6** (1967) 829.
- 9) 橋口隆吉, 近角聡信: 結晶格子欠陥 (朝倉書店, 1969) p. 213.
- 10) A. Grob, J. J. Grob, N. Mesli, D. Salles and P. Siffert: *Proc. of 2nd Int. Conf. on Ion Beam Mod. of Materials*. (North-Holland Publishing Co. 1980. A-9).
- 11) A. G. Foyt, W. T. Lindley and J. P. Donnelly: *Appl. Phys. Letters* **16** (1970) 335.
- 12) A. G. Foyt, W. T. Lindley, C. M. Wolfe and J. P. Donnelly: *Solid State Electronics* **12** (1969) 209.
- 13) T. Wada, T. Nakamura, A. Maruyama, Y. Fukuoka and T. Arizumi: *Jpn. J. Appl. Phys.* **6** (1967) 71.

- 14) T. Wada, Y. Fukuoka and T. Arizumi: *Proc. of 7th Int. Sympo. on Space Tech. Science* **415**. (1967)
- 15) T. Wada, Y. Fukuoka and T. Arizumi: *J. Phys. Soc. Japan* **25** (1968) 165.
- 16) T. Arizumi, T. Wada and Y. Fukuoka: *2nd Conf. on Solid State Devices*. 4. Sep. (1968) Manchester.
- 17) T. Wada, Y. Fukuoka and T. Arizumi: *Jpn. J. Appl. Phys.* **11** (1972) 1009.
- 18) T. Wada, Y. Fukuoka and T. Arizumi: *Jpn. J. Appl. Phys.* **11** (1972) 343.
- 19) T. Wada, Y. Fukuoka and T. Arizumi: *Jpn. J. Appl. Phys.* **11** (1972) 351.
- 20) T. Wada, Y. Fukuoka and T. Arizumi: *Jpn. J. Appl. Phys.* **12** (1973) 823.
- 21) Y. Fukuoka, S. Uemura, K. Kikozumi, M. Kakehi and T. Wada: *Jpn. J. Appl. Phys.* **15** (1976) 2473.
- 22) T. Wada, K. Yasuda, S. Ikuta, M. Takeda and H. Masuda: *J. Appl. Phys.* **48** (1977) 2145.
- 23) K. Yasuda, H. Masuda, M. Takeda and T. Wada: *Jpn. J. Appl. Phys.* **16** (1977) 387.
- 24) Y. Fukuoka, T. Wada, S. Uemura and M. Ka-ehi: *Jpn. J. Appl. Phys.* **18** (1979) 1275.
- 25) K. Yasuda, M. Takeda, H. Masuda, S. Ikuta and T. Wada: *Phys. Stat. Sol. (a)* **57** (1980) kll.
- 26) T. Endo, Y. Nakanishi and T. Wada: *Proc. of 11th Int. Conf. on Defects and Rad. Eff. in Semicon.* (1980) G-10.
- 27) 和田隆夫: 応用物理, **45** (1976) 435.
- 28) C. S. Chen, R. Vogt-Lowell and J. C. Corell: *Proc. of Int. Conf. on Rad. Damage and Defects in Semicon.* (1973) 210.
- 29) M. Yamaguchi and O. Nagai: *Jpn. J. Appl. Phys.* **10** (1971) 1735.
- 30) T. Wada: Invited Paper. *Proc. of 3rd. Int. Conf. on Neutron Transmutation Doped Si*. Copenhagen. Aug. (1980)
- 31) T. Wada: *Proc. of 2nd Int. Conf. on Ion Beam Modification of Materials*. Albany. A-16. (1980)
- 32) T. Wada and M. Kaneiwa: *Proc. of 11th Int. Conf. on Defects and Rad. Effects in Semicon.* P-3. (1980)
- 33) T. Wada and S. Uemura: *Technical Digest on Int. Electron Devices Meet.* (1975) 192.
- 34) T. Wada, S. Uemura and A. Ishikawa: *Proc. of Int. Conf. on High Voltage Elect. Microscopy* (1977) 497.
- 35) T. Wada and S. Uemura: *Tech. Digest on Int. Elect. Devices Meet.* (1977) 486.
- 36) T. Wada, S. Uemura, M. Kakehi and N. Kitamura: *Tech. Digest on Int. Elect. Devices Meet.* (1978) 638.
- 37) T. Wada and K. Yasuda: *6th Int. Cong. of Radiation Research*. (1976) C-17-6. Tokyo
- 38) T. Wada, S. Uemura and N. Kitamura: *Proc. of Int. Conf. on Semi-Insulating III-V Materials*. (1980) 353.
- 39) T. Wada and E. Matsumoto: *Proc. of 11th Int. Conf. on Defects and Rad. Effects in Semicon.* (1980) P-4.
- 40) 和田隆夫, 武田道彦, 増田晴穂, 安田匡一郎: 28回応用物理学会予稿集, 493 (1981) 29P-L-12.
- 41) 和田隆夫, 武田道彦, 増田晴穂, 安田匡一郎: 同上 494 (1981) 29P-L-13.
- 42) 和田隆夫, 兼岩 実, 中井清人: 同上 543 (1981) 30a-M-9.
- 43) E. Baldinger, W. Czaja and A. Z. Farooqi: *Helv. Phys. Acta*, **33**, 551 (1960)
- 44) J. W. Corbett: *Electron Radiation Damage in Semiconductors and Metals* (Academic Press, New York and London, (1966) P. 20.
- 45) Furukawa, H. Matsumura and H. Ishiwara: *Jpn. J. Appl. Phys.* **11**, (1972) 134.
- 46) C. Henrk and D. Lang: *Phks. Rev. B* **15** (1977) 989.
- 47) L. Y. Wei: *J. Phys. Chem. Solids* **18**. (1961) 162.
- 48) P. Sigmund: *Phys. Rev.* **184**. (1969) 383.
- 49) W. J. Price: *Nuclear Radiation Detection* (McGraw-Hill Book Co. Inc, 1958)
- 50) 杉山治男: 電子技術総合研究所研究報告. 724号 (1972)
- 51) D. V. Lang, L. C. Kimerling and S. Y. Leung: *J. Appl. Phys.* **47** (1976) 3587.
- 52) W. Frank, U. Gösele and A. Seeger: *Proc. of Int. Conf. Radiation Phys. in Semiconductors and Related Materials*, Tbilisi/USSR, (1979)
- 53) J. H. Crawford. Jr.: *Proc. of Int. Conf. Solid State Phys. as Applied to Electronics and Telecommunications*, Brussels (1958) (unpublished)
- 54) D. V. Lang and L. C. Kimerling: *Appl. Phys. Letters* **28** (1976) 248.
- 55) J. H. Crawford Jr. and L. M. Slifkin: *Point Defects in Solids*, vol 2. Plenum Press, New York and London 1975.
- 56) J. H. Chan: *J. Appl. Phys.* **30** (1959) 1310.
- 57) B. L. Frescura: *Tech. Digest of Int. Electron Devices Meet.* (1975) 65.
- 58) 苦生茂雄, 打保皓右, 石田俊正, 森 春夫, 牛尾真太郎: 半導体トランジスタ研究会資料 SS D 74-29 (1974) 65.
- 59) L. C. Kravitz, J. F. Womac, F. K. Heumann and H. H. Woodbury: *Proc. IEEE*, **61** (1973) 891.
- 60) D. L. Kuene, M. G. Craford, W. O. Groves and A. D. Jonson: *IEEE Trans. Electron Devices* ED-20. (1973) 1074.
- 61) B. L. Frescura, *SID 1976 Digest* (1976) 54.
- 62) B. L. Frescura, H. Luechinger and C. A. Bittman, *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-24. (1977) 891.
- 63) 武田道彦, 増田晴穂, 和田隆夫, 安田匡一郎: 42回応用物理学会予稿集, (1981) 7a-E-8