

Title	シリコンの中性子線照射損傷に関する研究
Author(s)	徳田, 豊
Citation	大阪大学, 1980, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/909
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

シリコンの中性子線 照射損傷に関する研究



徳 田 豊

シリコンの中性子線照射損傷に関する研究

内 容 梗 概

本論文は著者が名古屋工業大学院修士課程在学中並びに愛知工業大学電子工学科に勤務中に行なったシリコンの中性子線照射損傷に由来する電気的特性に関する研究をまとめたものである。本論文は六章及び謝辞からなっている。

第一章 序 論

第二章 中性子線照射された P 型シリコンのホール効果測定

第三章 中性子線照射された p n 接合のアドミタンス

第四章 中性子線照射された接合形電界効果トランジスタの相互コンダクタンス

第五章 中性子線照射された p n 接合素子の過渡応答

第六章 総 括

からなる。以下に順を追ってその内容の概略を述べる。

第一章ではシリコンの中性子線照射損傷に関する研究の現在の発展に至るまでの歴史的沿革と現状を概観し、それによりその問題点を指摘し、本研究の位置づけを行なった。さらに欠陥準位測定法の立場から p n 接合を用いた測定法についても概観し、これらの測定法をシリコンの中性子線照射損傷に適用することがいかに重要であるかを述べ、本研究の意義と必要性を明らかにした。

第二章では室温で中性子照射した P 型シリコンの損傷について、ホール効果及び比抵抗測定により調べた。検討の結果クラスターが導入されていることを、認め、Gossick が提案しているクラスター空間電荷層モデルにより損傷評価を行ない、その酸素濃度、アクセプター（ボロン）濃度依存性さらにはシリコン中の重金属の 1 つである銅混入の影響を調べた。その結果クラスター空間電荷層の insulating volume 及びそれにより形成される potential barrier height は酸素濃度の違いや銅混入により変わらないことがわかった。また insulating volume に見出されたアクセプター濃度依存性は、Gossick のモデルより予測されるものと一致した。次に移動度の等時熱処理よりク

ラスターは 200 °C 付近で消滅することが判明し、barrier height の等温処理よりその回復の活性化エネルギーは 1.3 eV と求まった。一方 210 °C 以上の等時熱処理でキャリア濃度の回復の様子に酸素濃度の違いや銅混入に対する依存性が現われた。これは、クラスターより放出された欠陥が酸素や銅と結びついて新たな複合欠陥を形成するとして説明した。

ホール効果、比抵抗測定はバルク領域を用いる測定法である。第三章以降では pn 接合を有する素子を用いて、室温での中性子照射により導入される欠陥準位を求めた。即ちダイオード及び接合形電界効果トランジスタ (JFET) の周波数応答またこれら素子の過渡応答測定である。従って第三章以降では pn 接合の空乏層を用いる測定法となる。この時、異なった欠陥からの信号が明瞭な形で分離できる、いわゆるスペクトロスコピックな測定法を開発しつつ適用した。さらにこれら pn 接合の空乏層を用いる測定法に対するクラスターの影響またバルク領域と空乏層を用いる測定法に及ぼすクラスターの影響の差違について、特に第五章で検討を加えた。

第三章では pn 接合のアドミタンスの温度、周波数特性から欠陥準位を評価する方法を示した。また接合のコンダクタンスの温度依存性の測定はスペクトロスコピックな性質を有していることを示した。中性子照射された pn 接合のアドミタンス測定から、n 型シリコンには 3 つの欠陥 ($E_c - 0.15$ 、 $E_c - 0.22$ 、 $E_c - 0.39$ eV)、P 型シリコンには 2 つの欠陥 ($E_v + 0.36$ eV) が導入されることが判明した。

第四章では pn 接合を有する素子として接合形電界効果トランジスタ (JFET) をとりあげた。中性子照射された JFET の相互コンダクタンスは複素形式となり、複素形式となり、複素相互コンダクタンスの位相角の温度、周波数特性から欠陥準位を評価する方法を示した。さらに位相角の温度依存性の測定はスペクトロスコピックな性質を有していることを見出し、これを用いて各欠陥の等時熱処理の様子を調べた。その結果 P 型シリコンには 2 つの欠陥 ($E_v + 0.19$ 、 $E_v + 0.35$ eV) n 型シリコンには 3 つの欠陥 ($E_c + 0.16$ 、 $E_c - 0.19$ 、 $E_c - 0.44$ eV) が照射により導入されることが判明した。この結果は第三章で得た

結果と一致している。さらに 270 から 300 °C 付近の熱処理により P 型、n 型シリコンとも新たな欠陥の成長が生ずることがわかった。

第五章ではバイアス電圧の急激な変化に伴う pn 接合素子の過渡応答測定による欠陥準位評価法を示した。1 つは pn 接合容量に関するものであり、もう 1 つは JFET ドレイン電流に関するものである。pn 接合容量に対しては Deep-Level Transient Spectroscopy (DLTS) 法を適用した。この時、S/N 比が良好な DLTS 測定方法を提案し、DLTS 測定装置を製作した。JFET に対しては、欠陥を含む時のゲートパルス電圧によるドレイン電流の過渡応答を解析し、中性子照射された P チャンネル JFET に適用した。DLTS 測定により n 型シリコンには 3 つの欠陥 E1 ($E_c - 0.15 \text{ eV}$)、E2 ($E_c - 0.21 \text{ eV}$)、E3 ($E_c - 0.39 \text{ eV}$)、P 型シリコンには 2 つの欠陥 H1 ($E_v + 0.15 \text{ eV}$)、H2 ($E_v + 0.34 \text{ eV}$) が照射により導入されることが判明した。また P チャンネル JFET のドレイン電流の過渡応答測定により $E_v + 0.14$ 、 $E_v + 0.35 \text{ eV}$ の準位を得た。これらの結果は第三章及び第四章で得た結果と一致している。さらに DLTS 法により、これら欠陥の導入率のドーパント (リン、ボロン) 濃度依存性、また等時熱処理の様子を調べた。その結果欠陥 E2、H1、H2 の導入率はドーパント濃度に依存せず、欠陥 E3 の導入率はドーパント (リン) 濃度とともに増加することがわかった。欠陥 E1 の導入率はリン濃度とともに減少した。一方等時熱処理より、欠陥 E3 は 2 つの異なった欠陥から成っていることがわかった。また 270 から 300 °C 付近の熱処理により n 型シリコンにおいて 2 つの欠陥 E4 ($E_c - 0.31 \text{ eV}$)、E5 ($E_c - 0.45 \text{ eV}$)、P 型において 2 つの欠陥 H4 ($E_v + 0.25 \text{ eV}$)、H5 ($E_v + 1.21 \text{ eV}$) が新たに成長することがわかった。これら DLTS 測定の結果を 2 MeV の電子線照射された場合の結果と比較した。その結果中性子照射されたシリコンでも DLTS 測定に関しては点欠陥的性質が支配的であり、電子線照射された場合と同じ欠陥が導入されていることがわかった。検討の結果欠陥 E1 は A 中心 (vacancy - oxygen complex)、欠陥 E2 は -2 の荷電状態の divacancy (V_2^{--}) に対応することがわかった。また E3 は 2 つの異なった欠陥、即ち -1 の荷電状態の divacancy (V_2^-)

と E 中心 (vacancy - phosphor complex) から成っていることがわかった。これらの対応は導入率のドーパント濃度依存性及び等時熱処理の結果からも支持された。さらに欠陥 H1 は +1 の荷電状態の divacancy (V_2^+) に対応すると推定した。しかしながら中性子と電子線照射の間には次のような相違点があることが明らかになった。即ち中性子照射の場合電子線照射に比べて相対的に divacancy の導入率が高くなるということ、270 °C 付近での欠陥の成長量が相対的に大きいということである。検討の結果 2 MeV の電子線照射損傷は A 中心によって、中性子線照射損傷は divacancy によって支配されることがわかった。室温での中性子照射による点欠陥の導入は、照射により導入されたクラスターが室温では回復して vacancy を放出するためだと考えた。電子線照射に比べて相対的に divacancy の導入率が高いのは、電子線照射の場合 vacancy が一様に導入されるのに対して、中性子照射の場合 vacancy が狭い領域に密集して導入され vacancy 同士が結びつきやすいからだと考えた。このような中性子と電子線照射損傷の間に相違が観測されるものの、DLTS 測定に関しては中性子照射の場合でも点欠陥的性質が支配的である。しかしながら第二章でのホール効果、比抵抗測定の結果は、室温での中性子照射でもクラスターが導入されていることを示している。検討の結果室温での中性子照射ではクラスターとともに室温でのある程度のクラスターの回復により点欠陥も導入されることがわかった。ホール効果、比抵抗測定と DLTS 測定の結果の相違は測定法による相違、即ちバルク領域を用いる測定法と空乏層を用いる測定法の相違によるものとして説明した。ホール効果、比抵抗測定はクラスターの性質を、pn 接合の空乏層を用いる測定法はクラスターのまわりの点欠陥を主に測定していると考えた。さらにこの結果の相違には照射量の差も関係していると推定した。

最後に第六章では、本研究で得られたシリコンの中性子線照射創傷に関する結果について、第二章から第五章までを総括し、本研究の結論を述べた。

昭和 54 年 11 月

徳 田 豊

目 次

第一章 序 論

第二章 中性子線照射された P 型シリコンのホール効果測定

2-1	序	13
2-2	実 験 方 法	14
2-3	実験結果及び検討	17
2-3-1	導入された欠陥に対する熱中性子照射の影響	17
2-3-2	クラスターモデルによる損傷評価	22
2-3-3	熱処理効果	31
2-4	結 言	40
	参 考 文 献	42

第三章 中性子線照射された pn 接合のアドミタンス

3-1	序	45
3-2	アドミタンス測定による欠陥準位の評価法	46
3-3	実 験 方 法	53
3-4	実験結果及び検討	53
3-4-1	アドミタンスの温度依存性	53
(a)	$P^{+}-n$ 接合	53
(b)	$n^{+}-P$ 接合	61
3-4-2	アドミタンスの周波数依存性	64
3-4-3	アドミタンス測定から得た欠陥準位の総括及び検討	68
3-5	結 言	73
	参 考 文 献	75

第四章 中性子線照射された接合形電界効果トランジスタの相互コンダクタンス

4-1	序	79
4-2	複素相互コンダクタンスの位相角測定による欠陥準位の評価法	80
4-3	実 験 方 法	85

4-4	実験結果及び検討	88
4-4-1	導入された欠陥	88
4-4-2	等時熱処理効果	94
4-4-3	位相角測定から得た欠陥準位の総括及び検討	100
4-5	結 言	104
	参 考 文 献	106

第五章 中性子線照射された pn 接合素子の過渡応答

5-1	序	109
5-2	pn 接合の過渡応答の解析	110
5-3	pn 接合容量の過渡応答—Deep—Level Transient Spectroscopy (DLTS)	115
5-3-1	DLTS 法の測定原理	115
5-3-2	実 験 方 法	118
5-3-3	実験結果及び検討	121
(a)	導入された欠陥	121
(b)	等時熱処理効果	126
5-4	JFET ドレイン電流の過渡応答	131
5-4-1	測 定 原 理	131
5-4-2	実験方法、結果及び検討 (P チャンネル JFET)	132
5-5	中性子線照射と 2 MeV 電子線照射の比較検討	134
5-6	過渡応答測定から得た欠陥準位の総括及び検討	148
5-7	結 言	153
	参 考 文 献	157

第六章	総 括	161
	謝 辞	165
	研 究 業 績	166

第一章 序 論

半導体の放射線照射損傷は、格子欠陥研究の一翼をになうとともに実用上の地からも近年の宇宙開発の進展また中性子線やガンマ線の医学への応用等により放射線環境下での半導体素子の劣化の問題が重要になってきたことから、1つの大きな研究分野となっている。最近では劣化の問題のみでなく、イオンインプラネーションやシリコン (Si) への熱中性子変換ドーピングのように放射線を積極的に利用することも試みられている。またいろいろな放射線源 (電子線、ガンマ線、中性子線、陽子線、イオン等) を利用することにより、いろいろな構造の格子欠陥が導入できることもこの研究を複雑ではあるが一層興味深いものとしている。

これら格子欠陥の研究は、その多面的な性質により多種多様な測定手段により行なわれている。ホール効果、比抵抗、少数キャリアライフタイム測定は電気的特性の変化を利用したものであり、半導体素子の特性に及ぼす欠陥の影響を知るうえに極めて重要である。逆に、半導体素子の特性に現われる影響を通して欠陥を研究することも行なわれている。光伝導度、光吸収法は光学的な特性の変化を利用したものである。常磁性共鳴吸収 (EPR) 法は、欠陥の微細構造を決定するために有効である。他に熱伝導度、格子定数の変化さらには電子顕微鏡による欠陥の直接観察等もある。これら多くの測定手段が一体となって欠陥の多くの重要な知見が得られている。特に数多くの半導体材料のなかでも Si の放射線照射損傷は、Si が半導体素子に最も多く使われる材料であるため、多くの研究者達により精力的に研究が進められている。最近では、比較的単純な構造の欠陥が導入される電子線やガンマ線照射損傷についてはかなりの成果が得られている。しかしながら、より複雑な欠陥が導入される中性子線照射損傷についてはその理解の程度は必ずしも十分ではないように思われる。

本論文では室温で中性子線照射された Si の電気的特性の測定から、特に多数キャリアの振舞に着目しつつその損傷の様子を調べた。この時、ホール効果及び比抵抗測定とともに実用上の立場からまた導入された欠陥準位を求めると

いう点から、pn 接合を有する素子ダイオード、接合形電界効果トランジスタ (JFET) を用いる測定法を導入し、中性子照射により導入される欠陥に対して検討を加えた。以下において現在までに得られている Si の中性子線照射損傷に対する結果を、電子線やガンマ線照射損傷の結果と比較しつつ概観する。また欠陥準位測定法の観点から、pn 接合を有する素子を用いた測定法についても概観してみる。

中性子照射された Si では、primary knock-on 原子のエネルギーが Si 原子の変位エネルギーに比べてまだはるかに大きく、¹⁾²⁾ knock-on 原子による連続した衝突変位が起こるため、結晶の局在した所に格子の乱れた領域 (disordered region) が導入されることが予想される。³⁾⁴⁾ この disordered region 内には高濃度の欠陥が存在しているので欠陥クラスター (欠陥集合体) とも呼ばれる。Truettell⁵⁾ の超音波の減衰測定また Bertolotti⁶⁾ の電子顕微鏡観察はクラスター導入の証拠を与えている。従って Si の中性子損傷の様子は、主として点欠陥が結晶内に一様に導入される数 MeV の電子線やガンマ線損傷の様子とは著しく異なるであろう。事実キャリア濃度や少数キャリアライフタイムの劣化の様子は電子線やガンマ線照射時に観測されたものと著しく異なることが示されており、^{7)~8)} また中性子照射の場合における急激な移動度の低下も報告されている。^{11)~14)} さらに中性子照射の場合にのみ観測される特有な現象も見出されている。

Gossick らは、中性子照射された Si、ゲルマニウム (Ge) に導入されるクラスターの電氣的性質を議論し、クラスター空間電荷層モデルを提案している。³⁾¹⁵⁾ 彼らはクラスター空間電荷層によって形成される potential の広がり及びその大きさを評価し、多数キャリアの散乱や少数キャリアの再結合を議論し、点欠陥との性質の相違を述べている。このクラスター空間電荷層モデルを用いて中性子照射損傷特有の現象が説明されている。即ち、Stein¹³⁾¹⁴⁾ による光に敏感な欠陥 (light-sensitive defect)、Nakashima、Inuishi¹⁰⁾ による少数キャリアトラップ、また少数キャリアライフタイムの注入準位依存性^{16)~19)} は、クラスター空間電荷層により形成される potential の効果によ

るものとされている。Stein¹³⁾¹⁴⁾ は、light-sensitive defect の等時熱処理の様子を調べ、クラスターは広い温度範囲にわたってゆっくりと回復することを示した。

一方Whan²⁰⁾ は、光吸収法により低温 (-50°C) で中性子照射された Si における A 中心 (vacancy-oxygen complex) の導入率は、電子線照射の場合に比べて極めて小さく、また A 中心は 275°C までの等時熱処理により成長することを見出した。彼女は、A 中心の成長はクラスターからの vacancy (V) の放出によるものとした。その後 Stein¹³⁾ により light-sensitive defect の回復と A 中心の成長の間には対応が見られることが示された。このことは間接的にクラスターが導入されることを示すとともに熱処理においてはクラスターは vacancy の供給源と見なせることを示している。divacancy (V_2) の 78 から 375°K の成長に対しても同様の機構が提案され、室温照射で導入される divacancy は二次的な欠陥であることが示された。²¹⁾²²⁾ また Cheng らは divacancy が室温照射で導入される主な欠陥であることを示すとともに、divacancy はクラスター内に存在しているとしている。

一方、中性子照射により Si 中に導入される欠陥の準位に関して、ホール効果及び少数キャリアライフタイム測定による報告がある。¹⁰⁾¹¹⁾¹⁸⁾ しかしながら導入される欠陥準位に関する多くの詳細な研究は pn 接合を有する素子 (ダイオード、JFET) の特性の測定からはなされている。これらの測定は一般的な欠陥準位測定法定法という面からも興味深い。Wilson²⁷⁾ は、中性子照射された P^+-n ダイオードの接合容量は測定周波数に依存することを示した。接合容量の周波数依存性は空乏層内のトラップの充放電に関係した時定数が有限であることから生ずる。²⁷⁾ 多くの研究者達が接合容量の周波数依存性を解析し、この測定からの欠陥準位の評価法を提案している。^{28)~41)} Naik らは、中性子照射された P^+-n ダイオードの接合容量の周波数依存性より、n 型 Si に $E_c - 0.48$ 、 $E_c - 0.37$ 、 $E_c - 0.17$ eV の準位が導入されることを報告している。³⁷⁾³⁸⁾³⁹⁾ また接合のコンダクタンスの周波数特性から欠陥準位を評価することも試みられている。⁴²⁾ 一方、JFET の相互コンダクタンスもまた測定周波数に依

存することが見出されている。³³⁾³⁴⁾³⁷⁾³⁹⁾⁴³⁾ c の相互コンダクタンスの周波数依存性は、ダイオードの接合容量、コンダクタンスの周波数依存性と同様の理由による。Gregory らは、中性子照射された JFET 相互コンダクタンスの周波数依存性を解析することにより、n 型 Si においても $E_c - 0.49$ 、 $E_c - 0.37$ 、 $E_c - 0.21$ eV の準位が、P 型 Si において $E_v + 0.29$ eV の準位が導入されることを示している。³⁷⁾³⁹⁾⁴³⁾ さらに Oldham らは、理論上トラップを含む JFET の相互コンダクタンスは複素形式となることを予測した。³⁷⁾³⁹⁾⁴³⁾ その後 Wada らによって実験的に複素相互コンダクタンスが観測され、その欠陥測定のための有用性が示されている。⁴⁴⁾⁴⁵⁾⁴⁶⁾ 上に述べた欠陥準位測定法はダイオード JFET の特性の周波数応答の測定によるものである。一方これら素子の特性のバイアス電圧の急激な変化に伴う過渡応答の測定により欠陥準位を評価することも行なわれている。この過渡応答はバイアス電圧の急激な変化に伴い空乏層中の欠陥の荷電状態が変化することから生ずる。ダイオードの接合容量の過渡応答の詳しい解析は Sah らによって与えられている。⁴⁷⁾⁴⁸⁾ Wilson²⁶⁾ は、中性子照射された P^+-n ダイオードの接合容量の過渡応答測定より n 型 Si に $E_c - 0.36$ eV の準位が導入されることを報告している。ゲートパル電圧による JFET の過渡応答はダイオードの接合容量の過渡応答と同様に取り扱える。²⁶⁾⁴³⁾⁴⁹⁾ この時、ゲート接合の過渡的变化はドレイン電流の過渡的变化として検出される。Gregory ら⁴³⁾ は、中性子照射された n チャンネル JFET のドレイン電流の過渡応答測定から、n 型 Si において $E_c - 0.46$ 、 $E_c - 0.38$ eV の準位を見出している。他に JFET の雑音測定や⁵⁰⁾ n^+un^+ 構造の空間電荷制限電流測定⁵¹⁾ さらには電荷転送素子 (CCD)⁵²⁾ を用いることにより、導入される欠陥準位を評価することも試みられている。Saks⁵²⁾ は、n 型 Si に $E_c - 0.14$ 、 $E_c - 0.23$ 、 $E_c - 0.41$ eV の準位が導入されることを示している。

このように中性子照射された Si には 2 つあるいはそれ以上の欠陥準位が導入されることが見出されている。一般的に半導体への放射線照射のみならず化合物半導体のように結晶作成時に多くの種類の欠陥がかなりの量導入されることが知られている。このような場合に各々の欠陥を検出するためには、異なっ

た欠陥準位からの信号が明瞭な形で分離できる測定法、即ちいわゆるスペクトロスコピックな測定法が望まれる。この目的のため、また実用上の観点からpn接合を有する素子を用いつつかつスペクトロスコピックな性質を持つ欠陥準位測定法の発展が著しい。比較的古くから知られている方法として熱刺激電流法 (TSC)、⁵³⁾熱刺激容量法 (TSCAP) ⁵³⁾⁵⁴⁾⁵⁵⁾がある。また Losee ⁵⁶⁾⁵⁷⁾が提案したアドミタンススペクトロコピー法は、接合のコンダクタンス測定による欠陥準位評価法として注目される。従来コンダクタンス測定は、MOS 素子においてその表面準位を評価する方法として用いられていたにすぎなかったが、⁵²⁾pn 接合における欠陥準位の評価にも有効であることが示されている。⁴²⁾⁵⁶⁾⁵⁷⁾⁵⁹⁾⁶⁰⁾ アドミタンススペクトロコピー法は、原理的には前に述べたアドミタンスの周波数特性に基づいている。これと同様な原理に基づき JFET の相互コンダクタンス測定によるスペクトロスコピックな方法も提案されている。⁴⁵⁾⁴⁶⁾さらに近年 Lang ⁴⁶¹⁾ 提案した Deep-Level Transient Spectroscopy (DLTS) 法は、測定が短時間で済むこと、検出感度がよいこと、解析が容易であること等において優れており、欠陥準位測定に広く用いられるようになってきた。この方法は pn 接合やショットキー接合のみならず MOS 素子 ^{62)~66)}や FET ⁶⁷⁾にも適用されている。DLTS 法は原理的には前に述べた接合容量の過渡応答に基づき、この方法では接合容量の過渡的变化を検出するための巧みな工夫がなされている。⁶¹⁾その後 Lang の方法とは異なるいくつかの接合容量の過渡的变化を検出するための新しい方法も提案されている。^{68)~71)}さらに欠陥濃度の分布を測定するために、DLTS 法を拡張した方法 (DDLTS 法) も提案されている。⁷²⁾近年このようなスペクトロスコピックな測定法を電子線照射された Si に適用することにより、欠陥準位のみならず各々の欠陥の導入率の不純物濃度依存性やその熱処理の様子が詳細に調べられており、新しい成果が報告されている。^{69)73)~79)}しかしながら中性子照射された Si に対してはこのような手法は今まではほとんど適用されていない。この場合にもスペクトロスコピックな測定法を適用することにより多くの欠陥準位の分離かつ同時測定が必要であろう。

一方中性子照射の場合クラスターが導入されるので、³⁾欠陥準位測定に及ばずその影響を考慮しなければならない。Gregory¹⁸⁾は少数キャリアライフタイム測定より、クラスター空間電荷層によって形成される potential³⁾を考慮しつつP型Siに $E_v + 0.35 \text{ eV}$ 、n型Siに $E_c - 0.50 \text{ eV}$ の準位を見出している。一方ホール効果や少数キャリアライフタイム測定はバルク領域での測定であるのに対して、pn接合を有する素子を用いる方法では接合の空乏層での測定である。従来空乏層内においてはクラスターの影響は小さいとされ、pn接合を用いて欠陥準位を評価する時その影響は無視されている。²⁶⁾³⁹⁾⁴³⁾⁵²⁾またこの意味で積極的にpn接合を有する素子を用いる測定法が使われている。しかしながら従来の議論はやや定性的であり、この点に関してさらに検討を加える必要があろう。

電氣的測定法によって検出された欠陥準位がどのような構造の欠陥に由来するかは、その欠陥の導入率の不純物濃度依存性を通してわずかに推測できるのみである。EPR法は欠陥の構造を決定するためには大変有効である。従って電氣的測定法により得られた結果とEPR法により得られた結果、特に熱処理の様子を比較することにより欠陥準位とEPR法により同定された欠陥との対応が試みられている。このようにして、電子線及びガンマ線照射されたSiにおいて観測される $E_c - 0.17 \text{ eV}$ の準位⁶⁹⁾⁷³⁾⁷⁴⁾⁸⁰⁾はA中心⁸¹⁾⁸²⁾⁸³⁾に、またリンをドーブしたSiにおいて観測される $E_c - 0.44 \text{ eV}$ の準位⁶⁹⁾⁷³⁾⁷⁴⁾⁷⁵⁾⁸⁴⁾はE中心(vacancy-phosphorus complex)⁸⁵⁾に対応することはよく知られている。近年Evwaraye, Sun⁷⁶⁾はDLTS測定から、電子線照射されたn型Siにおいて観測される $E_c - 0.23$ 、 $E_c - 0.41 \text{ eV}$ の準位はそれぞれ-2及び-1の荷電状態を持つdivacancy⁸⁶⁾⁸⁷⁾⁸⁸⁾に対応することを示した。これは従来divacancyの準位は-2及び-1の荷電状態に対応して $E_c - 0.54 \text{ eV}$ ⁸⁶⁾⁸⁹⁾であると考えられていたことと異なり、興味深い。一方中性子照射されたSiのEPR測定は、古くはJungら⁹⁰⁾⁹¹⁾によってなされていたが最近になりLeeらによって欠陥の同定が試みられ、極めて複雑な構造をした欠陥(例えばfour vacancy, divacancy-oxygen complex等)の導入が示され

ている。^{92)~96)}またそれらの熱処理の様子も調べられており、かつより高次の vacancy defect (例えば five vacancy, divacancy—two oxygen complex 等) の新たな成長も見出されている。しかしながら中性子照射された Si に関しては、電気的測定法により得られた結果と EPR 法の結果との対応はほとんど試みられていない。

これら中性子線照射損傷の研究は、半導体素子の劣化の点のみならず、近年行なわれるようになってきた熱中性子変換ドーピングに付随する損傷⁹⁷⁾⁹⁸⁾⁹⁹⁾の問題を解決するうえにおいても見過ごすことはできない。さらに素子製作に広く用いられているイオンインプランテーションによる損傷との類似性も指摘されており、⁹⁹⁾ 実用上の点からもその損傷の把握は重要である。また pn 接合素子のみならず、IC, LSI の基本構成要素である MOS 素子の損傷の研究も忘れてはならない。¹⁰⁰⁾しかしながら MOS 素子の場合、バルクとともに表面の損傷の問題も含まれてくるため、その研究はより複雑となろう。

以上述べた多くの研究者達の努力によりかなり明らかにされてきているが、その理解の程度は必ずしも十分ではなく今後一層の研究がなされなければならない。本研究は上述の研究の流れの中にあって、多数キャリアの電気的振舞に着目しつつ、ホール効果及び比抵抗測定さらには pn 接合を有する素子を用いたスペクトロスコピックな測定法、即ち pn 接合のアドミタンス測定法、JFET の相互コンダクタンス測定法、pn 接合の DLTS 法を開発しつつ適用することにより未解決の点を明らかにせんとするものである。

第 1 章 参 考 文 献

- 1) G.H.Kinchin and R.S.Pease: Rept. Progr. Phys. 18 (1955) 1
- 2) J.J.Loferski and P.Rappaport: Phys. Rev. 111 (1958) 432
- 3) B.R.Gossick: J. Appl. Phys. 30 (1959) 1204
- 4) V.A.J.van Lint, R.E.Leaddon and J.F.Colwell: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19 (1972) 181
- 5) R.Truell: Phys. Rev. 116 (1959) 890
- 6) M.Bertolotti, T.Papa, D.Sette and G.Vitali: J. Appl. Phys. 38 (1967) 2645
- 7) H.J.Stein: J. Appl. Phys. 37 (1966) 3382
- 8) O.L.Curtis, Jr.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13 (1966) 33
- 9) H.J.Stein and R.Gereth: J. Appl. Phys. 39 (1968) 2890
- 10) K.Nakashima and Y.Inuishi: J. Phys. Soc. Japan 27 (1969) 397
- 11) A.Usami and Y.Tokuda: J. Appl. Phys. 45 (1974) 2823
- 12) G.K.Wertheim: Phys. Rev. 111 (1958) 1500
- 13) H.J.Stein: Phys. Rev. 163 (1967) 801
- 14) H.J.Stein: J. Appl. Phys. 39 (1968) 5283
- 15) J.H.Crawford, Jr. and J.W.Cleland: J. Appl. Phys. 30 (1959) 1204
- 16) O.L.Curtis, Jr. and C.A.Germano: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14 (1967) 68
- 17) O.L.Curtis, Jr.: J. Appl. Phys. 39 (1968) 3109
- 18) B.L.Gregory: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-16 (1969) 53
- 19) O.L.Curtis, Jr. and J.R.Srour: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20 (1973) 196
- 20) R.E.Whan: J. Appl. Phys. 37 (1966) 3378
- 21) H.J.Stein: Appl. Phys. Lett. 15 (1969) 61
- 22) C.E.Barnes: Radiation Effects in Semiconductors, edited by J.W.Corbett and G.D.Watkins (Gordon and Breach, New York, 1971) p.203
- 23) L.J.Cheng and J.Lori: Phys. Rev. 171 (1968) 856
- 24) L.J.Cheng and J.Lori: Appl. Phys. Lett. 16 (1970) 324
- 25) L.J.Cheng and M.L.Swanson: J. Appl. Phys. 41 (1970) 2627

- 26) D.K.Wilson: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15 (1968) 77
- 27) C.T.Sah and V.G.K.Reddi: IEEE Trans. Electron Devices ED-11 (1964) 345
- 28) E.Schibli and A.G.Milnes: Solid-State Electron. 11 (1968) 323
- 29) V.I.Perel' and A.L.Efros: Soviet Phys. Semiconductors 1 (1968) 1403
- 30) L.Forbes and C.T.Sah: IEEE Trans. Electron Devices ED-16 (1969) 1036
- 31) G.I.Roberts and C.R.Crowell: J. Appl. Phys. 41 (1970) 1767
- 32) W.Shultz: Solid-State Electron. 14 (1971) 227
- 33) S.S.Naik: Ph.D. Thesis, University of California, 1971
- 34) S.S.Naik and W.G.Oldham: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18 (1971) 9
- 35) C.R.Crowell and K.Nakano: Solid-State Electron. 15 (1972) 605
- 36) K.Hesse and H.Strack: Solid-State Electron. 15 (1972) 767
- 37) W.G.Oldham and S.S.Naik: Solid-State Electron. 15 (1972) 1085
- 38) C.W.Gwyn: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19 (1972) 335
- 39) W.G.Oldham: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19 (1972) 347
- 40) G. Ferenczi: Solid-State Electron. 17 (1974) 897
- 41) M.Beguwalla and C.R.Crowell: Solid-State Electron. 17 (1974) 203
- 42) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 49 (1978) 603
- 43) B.L.Gregory, S.S.Naik and W.G.Oldham: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18 (1971) 50
- 44) O.Wada, S.Yanagisawa and H.Takanashi: Japan. J. Appl. Phys. 14 (1975) 157
- 45) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 47 (1976) 4952
- 46) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 49 (1978) 603
- 47) S.T.Sah, L.Forbes, L.L.Rosier and A.F.Tasch, Jr.: Solid-State Electron. 13 (1970) 759

- 48) C.T.Sah: Solid-State Electron. 19 (1976) 975
- 49) Y.Tokuda and A.Usami: Japan. J. Appl. Phys. 16 (1977) 1881
- 50) K.L.Wang, A van der Ziel and E.R.Chenette: IEEE Trans. Electron Devices ED-22 (1975) 591
- 51) V.T.Quat and M-A.Nicolet: J. Appl. Phys. 43 (1972) 2755
- 52) N.S.Saks: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-24 (1977) 2153
- 53) C.T.Sah and J.W.Walker: Appl. Phys. Lett. 22 (1973) 384
- 54) C.T.Sah, W.W.Chan, H.S.Fu and J.W.Walker: Appl. Phys. Lett. 20 (1972) 193
- 55) M.G.Buehler: Solid-State Electron 15 (1972) 69
- 56) D.L.Losee: Appl. Phys. Lett. 21 (1972) 54
- 57) D.L.Losee: J. Appl. Phys. 46 (1975) 2204
- 58) E.H.Nicollian and A.Goetzberger: Bell System Tech. J. 46 (1967) 1055
- 59) G.Vincent, D.Bois and P.Pinard: J. Appl. Phys. 46 (1975) 5173
- 60) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 48 (1977) 1668
- 61) D.V.Lang: J. Appl. Phys. 45 (1974) 3023
- 62) K.L.Wang and A.O.Evwaraye: J. Appl. Phys. 47 (1976) 4574
- 63) K.L.Wang: Appl. Phys. Lett. 29 (1976) 700
- 64) M.Schulz and N.M.Johnson: Appl. Phys. Lett. 31 (1977) 622
- 65) M.Schulz and N.M.Johnson: Solid State Commun. 25 (1978) 481
- 66) K.Yamasaki, M.Yoshida and T.Sugano: Japan. J. Appl. Phys. 18 (1979) 113
- 67) M.G.Alderstein: Electron. Lett. 12 (1976) 297
- 68) G.L.Miller, J.V.Ramirez and A.H.Robinson: J. Appl. Phys. 46 (1975) 2638
- 69) L.C.Kimerling: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23 (1976) 1497
- 70) M.D.Miller and D.R.Patterson: Rev. Sci. Instrum. 48 (1977) 237
- 71) Y.Tokuda, N.Shimizu and A.Usami: Japan. J. Appl. Phys. 18 (1979) 309
- 72) H.Lefevre and M.Schulz: Appl. Phys. 12 (1977) 45

- 73) J.W.Walker and C.T.Sah: Phys. Rev. B7 (1973) 4587
- 74) J.W.Walker and C.T.Sah: Phys. Rev. B8 (1973) 5597
- 75) L.C.Kimerling, H.M.DeAngelis and J.W.Diebold: Solid State Commun. 16 (1975) 171
- 76) A.O.Evwaraye and E.Sun: J. Appl. Phys. 47 (1976) 3776
- 77) A.O.Evwaraye: Appl. Phys. Lett. 29 (1976) 476
- 78) A.O.Evwaraye: J. Appl. Phys. 48 (1977) 734
- 79) A.O.Evwaraye: J. Appl. Phys. 48 (1977) 1840
- 80) H.Saito and M.Hirata: Japan. J. Appl. Phys. 2 (1963) 678
- 81) G.D.Watkins: J. Phys. Soc. Japan 18 (1963) 22 Suppl.II Proc. Intr. Conf. Crystal Lattice Defects (1962)
- 82) G.D.Watkins and J.W.Corbett: Phys. Rev. 121 (1961) 1001
- 83) J.W.Corbett, G.D.Watkins, R.M.Chrenko and R.S.McDonald: Phys. Rev. 121 (1961) 1015
- 84) Y.Inuishi and K.Matuura: J. Phys. Soc. Japan Supp.III (1963) 240
- 85) G.D.Watkins and J.W.Corbett: Phys. Rev. 134 (1964) 1359
- 86) J.W.Corbett and G.D.Watkins: Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 315
- 87) G.D.Watkins and J.W.Corbett: Phys. Rev. 138 (1965) A543
- 88) J.W.Corbett and G.D.Watkins: Phys. Rev. 138 (1965) A555
- 89) A.H.Kalma and J.C.Corelli: Phys. Rev. 173 (1968) 734
- 90) M.Nizenoff and H.Y.Fan: Phys. Rev. 128 (1962) 1605
- 91) W.Jung and G.S.Newell: Phys. Rev. 132 (1963) 648
- 92) K.L.Brower: Radiation Effects 8 (1971) 189
- 93) Y.H.Lee, Y.M.Kim and J.W.Corbett: Radiation Effects 15 (1972) 77
- 94) Y.H.Lee and J.W.Corbett: Phys. Rev. B8 (1973) 2810
- 95) Y.H.Lee and J.W.Corbett: Phys. Rev. B9 (1974) 4351
- 96) Y.H.Lee, N.N.Gerasimenko and J.W.Corbett: Phys. Rev. B14 (1976) 4506

- 97) H.M.Janus and O.Malmoros: IEEE Trans. Electron Devices ED-23 (1976) 797
- 98) K.Platzoder and K.Loch: IEEE Trans. Electron Devices ED-23 (1976) 805
- 99) R.T.Young, J.W.Cleland, R.F.Wood and M.M.Abraham: J. Appl. Phys. 49 (1978) 4752
- 100) J.R.Srour, C.S.Chen, S.Othmer and R.A.Hartmann: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-25 (1978) 1251

第二章 中性子線照射されたP型シリコンのホール効果測定

2-1 序

中性子線照射された Si では、Primary knock-on 原子のエネルギーが Si 原子の変位エネルギーに比べてまだはるかに大きく、¹⁾²⁾ knock-on 原子による連続した衝突変位が起こるため、結晶の局在した所に格子の乱れた領域 (disordered region) が導入されることが予期される。³⁾⁴⁾ この disordered region 内には高濃度の欠陥が存在しているので欠陥クラスター(欠陥集合体)とも呼ばれる。超音波の減衰測定から、Truell⁵⁾ は半径が 100 から 2700 Å の損傷領域が中性子照射された Si に存在することを示した。クラスター導入のより直接的な証拠は Bertolotti ら⁶⁾ の電子顕微鏡観察により与えられている。従って Si の中性子損傷の様子は、主として点欠陥が結晶内に一様に導入される数 MeV の電子線やガンマ線損傷の様子とは著しく異なるであろう。

Stein⁷⁾ は、中性子照射された Si の少数キャリアライフタイムの損傷係数は照射温度に依存しないことを示した。また少数キャリアライフタイムの損傷係数や多数キャリアの carrier removal rate は、Si 結晶中の酸素濃度あるいはドーパント濃度及びその種類によらないことが示されている。^{8)~11)} これらの結果は電子線⁹⁾¹²⁾ やガンマ線照射¹³⁾¹⁴⁾¹⁵⁾ に対して得られた結果と著しく異なっており、中性子照射により導入される欠陥は単純な点欠陥ではないことを示唆している。また中性子照射の場合における大きな移動度の低下も観測されている。¹¹⁾¹⁶⁾¹⁷⁾¹⁸⁾ 一方 Whan¹⁹⁾ は、光吸収法により低温 (−50°C) で中性子照射された Si における A 中心 (V-O complex) の導入率は電子線照射の場合に比べて極めて小さく、また A 中心は 275°C までの等時熱処理により成長することを見出した。彼女は、A 中心の成長はクラスターからの vacancy の放出によるものとした。Cheng らは、室温照射で導入される主な欠陥は divacancy (V₂) であることを報告している。²⁰⁾²¹⁾ Stein らは、82°K 照射時には divacancy の濃度は小さいが、375°K までの熱処理により著しく増加することを見出し、室温照射で導入される divacancy は 2 次的な欠陥であることを示

した。^{22) 23)} divacancy の成長に対しても A 中心の成長と同様の機構が提案され、^{22) 23)} これらはクラスター導入の間接的証拠を与えている。

Gossick らは、中性子照射された Si, Ge に導入されるクラスターの電氣的性質を議論し、クラスター空間電荷層モデルを提案している。^{3) 24)} 彼らはクラスター空間電荷層によって形成される potential の広がり及びその大きさを評価し、多数キャリアの散乱や少数キャリアの再結合を議論し、点欠陥との性質の相違を述べている。このクラスター空間電荷層モデルに基づき、電子線やガンマ線照射では観測されない中性子照射時に観測される特有な現象が説明されている。Stein^{17) 18)} は、中性子照射により光に敏感な欠陥 (light-sensitive defect) が導入されることを示し、これはクラスター空間電荷層により形成される potential well への少数キャリアのトラップによるものとしている。同様に Nakashima, Inuishi¹⁰⁾ による少数キャリアトラップまた少数キャリアライフタイムにおいて観測される注入準位依存性は、^{25) ~ 28)} クラスター空間電荷層により形成される potential の効果によるものとされている。Stein^{17) 18)} は light-sensitive defect の等時熱処理の様子を調べ、クラスターは広い温度範囲にわたってゆっくりと回復することを示した。

本章では、室温で中性子線照射された P 型 Si の損傷について、ホール効果及び比抵抗測定により調べる。この時 Gossick のクラスター空間電荷層モデルにより、導入されるクラスター空間電荷層の広がり及びそれにより形成される potential barrier height を評価し、これらの基板酸素濃度、アクセプター濃度依存性を示す。さらにクラスターのキャリア散乱に及ぼす影響を議論する。またクラスターの熱処理による回復過程に対して検討を加える。さらに中性子損傷に対して Si 中の重金属の 1 つである銅 (Cu) 混入の影響も調べる。

2-2 実験方法

ホール効果、比抵抗測定は通常 dc 法により行なった。用いた P 型 Si のドープメントはボロン (B) であり、試料中の酸素濃度依存性を調べるために floating zone (FZ) Si と crucible grown (CZ) Si を準備した。OZ Si 中の

²⁹⁾ 酸素濃度は FZ Si 中のものより約 2 桁以上多いことが知られている。FZ Si の比抵抗は 1, 10, 135 Ωcm のそれぞれ 3 種類を用意した。この比抵抗範囲はほぼ $10^{14} \sim 10^{16}\text{cm}^{-3}$ のアクセプター濃度に対応し、この範囲のアクセプター濃度依存性を調べることでできる。さらに重金属 (Cu) の影響を調べるために、銅を混入した試料を準備した。Si への銅混入は次のようにして行なった。まず、 $\text{HF}:\text{HNO}_3 = 3:5$ の溶液で試料を表面処理後、無電解銅メッキ液中で銅メッキした。その後窒素ガス中 750°C で 1 時間拡散した。無電解銅メッキ液は H_2O 100 ml 当たり、 $\text{CuSO}_4: 1.5\text{ g}$, $\text{NaOH}: 2.0\text{ g}$, $\text{Na}_2\text{CO}_3: 1.0\text{ g}$, $\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6\text{KNa}(\text{H}_2\text{O})_4: 3.0\text{ g}$, フォルマリン 10 ml から成っている。Si 中に混入された銅の濃度は Hall, Racette³⁰⁾ の溶解度曲線より、 $\sim 10^{16}\text{cm}^{-3}$ と推定される。しかしながら、同比抵抗の銅を混入した試料と銅を混入していない試料の間に、キャリア濃度の差は観測されなかった。これは、銅拡散後の冷却過程での銅の外部拡散等により、実際の銅濃度は Hall, Racette の溶解度曲線より推定される量よりかなり小さいことを示している。³¹⁾ これらの試料の性質を Table 4-1 に示す。

ホール効果及び比抵抗測定のため、これらの試料から超音波カッターを用いてブリッジ型のホール素子を得た。オーミックコンタクトは、アルミニウムを真空蒸着後水素ガス中 600°C で 45 分間アロイすることにより製作した。キャリア濃度、移動度はホール移動度とドリフト移動度の比を 1 として求めた。

中性子線の照射は、立教大学原子力研究所のトリガ II 型原子炉で、室温で行なった。トリガ II 型原子炉 (照射孔: F リング孔 A) からの fission spectrum の速中性子の線量率は $8 \times 10^{10}\text{ neutron/cm}^2 \cdot \text{sec}$ ($E > 0.1\text{ MeV}$) である。

fission spectrum の速中性子のエネルギー分布は、ほぼ半実験式 $S(E) = 0.484 \exp(-E) \sinh \sqrt{2E}$ (E は MeV, $\int_0^\infty S(E) dE = 1$) で現わされ、その平均エネルギーは 2 MeV である。³²⁾ 一方熱中性子の線量率は $9 \times 10^{11}\text{ neutron/cm}^2 \cdot \text{sec}$ である。熱中性子のエネルギー分布はマックスウェル・ボルツマン分布に従い、その平均エネルギーは $\frac{3}{2} KT$ である。³²⁾ ここで K はボルツマンファクター、 T は温度である。速中性子と熱中性子の間に、ほぼ

1/Eに従う分布を持つ中性子(熱外中性子)がある。³²⁾³³⁾ Fig・2-1に、速

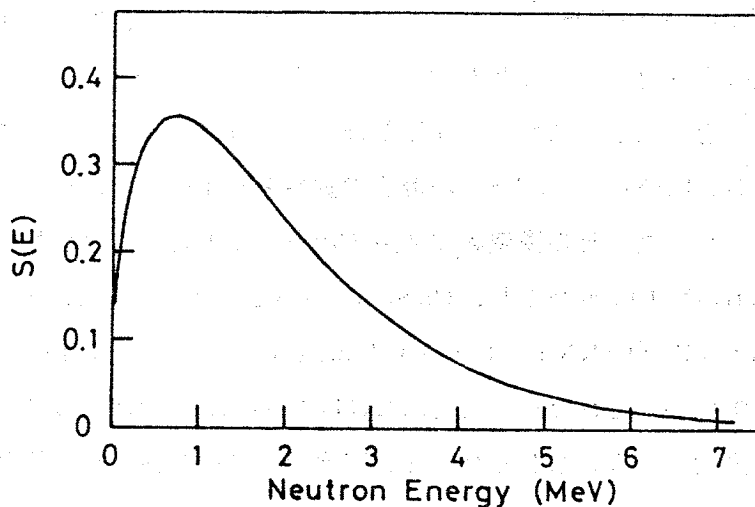


Fig. 2-1 Energy spectrum of fast neutrons; $S(E) = 0.484 \exp(-E) \sinh \sqrt{2E}$.

Table 2-1 Properties of boron-doped p-type silicon samples

Crystal growth method	Chemical impurity	Resistivity (Ωcm)	Total neutron flux (neutron/ cm^2)
CZ (pulled)		1	5.6×10^{14}
CZ	Cu	1	$5.6 \times 10^{14} - 1.4 \times 10^{15}$
FZ (floating zone)		1	1.4×10^{15}
FZ	Cu	1	1.4×10^{15}
CZ		10	$2.3 \times 10^{13} - 1.4 \times 10^{15}$
CZ	Cu	10	$2.3 \times 10^{13} - 5.6 \times 10^{14}$
FZ		10	$2.3 \times 10^{13} - 5.6 \times 10^{14}$
FZ	Cu	10	$2.3 \times 10^{13} - 1.4 \times 10^{15}$
CZ		100	$4.7 \times 10^{12} - 4.7 \times 10^{13}$
CZ	Cu	100	$4.7 \times 10^{12} - 2.3 \times 10^{13}$
FZ		135	$4.7 \times 10^{12} - 2.3 \times 10^{13}$
FZ	Cu	135	$4.7 \times 10^{12} - 2.3 \times 10^{13}$

中性子のエネルギー分布 $-S(E)-$ を示す。³²⁾ また Table 2-1 に各々の試料に対する速中性子の照射量を示す。

2-3 実験結果及び検討

2-3-1 導入された欠陥に対する熱中性子照射の影響

本実験では速中性子とともに熱中性子、熱外中性子も照射されている。従って速中性子による損傷とともに熱中性子、熱外中性子による損傷も考えねばならない。熱中性子による損傷は、熱中性子が ^{31}Si に吸収された時放出されるガンマ線による。³⁴⁾³⁵⁾ また ^{30}Si 同位元素との核反応では、熱中性子変換ドーピングとして知られているように ^{30}Si はリン(P)に変換される ($^{30}\text{Si}(n, r)^{31}\text{Si} \rightarrow ^{31}\text{P} + \beta^-$)。³⁴⁾³⁵⁾ これも一種の損傷と言える。一方熱外中性子による損傷は通常無視される。これは熱中性子に比べて吸収の断面積が小さいということ、速中性子に比べてエネルギーが小さいということ、またその線量率が熱中性子や速中性子に比べて小さいからである。³²⁾³³⁾ 従って以降では速中性子と熱中性子の損傷を考える。通常速中性子による損傷のみを調べるために、カドミウム(Cd)板で試料を包んだ状態で照射を行ない、熱中性子による損傷を防いでいる。本項では、本実験で得られた結果を、速中性子のみ照射した時に報告されている結果と比較し、速中性子と熱中性子による損傷の程度の差を議論する。

Fig. 2-2にはCZ 1, 10, 100 Ωcm の試料に対する carrier removal (照射により減少したキャリア数: $\Delta P = P_o - P_i$ 。 P_o 及び P_i はそれぞれ照射前後のキャリア濃度である。) を照射量に対して示す。測定温度は 298° K である。通常の試料(銅を混入してない試料)及び銅を混入した試料とも carrier removal は 5.6×10^{14} neutron/ cm^2 以上での CZ 10 Ωcm , 4.7×10^{14} neutron/ cm^2 以上での CZ 100 Ωcm の試料を除いて照射量に比例して増加している。高照射量での carrier removal の直線性からのずれについては 2-3-2 の項で議論する。FZ の試料に対しても CZ の試料と同様の結果を得ている。

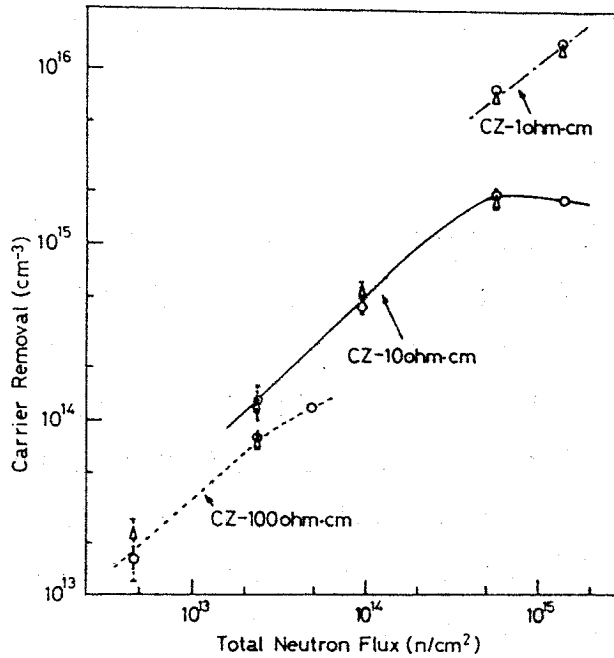


Fig. 2-2 Carrier removal for noncontaminated and Cu-contaminated CZ samples at 298°K vs the total neutron flux. \circ , noncontaminated samples; Δ , Cu-contaminated samples.

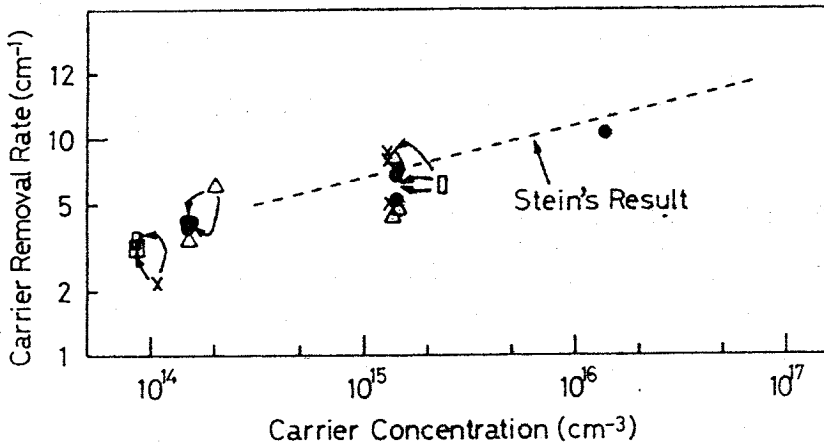


Fig. 2-3 Carrier removal rate for various kinds of samples at 157°K vs the preirradiation carrier concentration at 157°K (i.e., the acceptor concentration). \bullet , noncontaminated CZ samples; \square , noncontaminated FZ samples; Δ , Cu-contaminated CZ samples; \times , Cu-contaminated FZ samples. The dotted line is Stein and Gereth's result (see Fig. 13 in Ref.9).

また低温での carrier removal は CZ, FZ 試料とも室温と同様の傾向を示し、その値も室温で測定された値とほぼ同じであった。

Fig. 2-3 には 157°K で測定した carrier removal rate ($\Delta P/\Phi$, Φ は速中性子の照射量。) をアクセプター濃度に対して示す。carrier removal rate は Fig. 2-2 で示した carrier removal が照射量に比例して増加する照射量範囲で決定した。Fig. 2-3 に示す carrier removal rate は各々の試料での最も小さい照射量で求めたものである。この時のキャリア濃度の変化は約 20% であった。Fig. 2-3 には比較のため速中性子照射された P 型 Si に対して得られている Stein, Gereth⁹⁾ の結果も示してある。本実験の結果は Stein, Gereth の結果と一致している。carrier removal rate は酸素濃度の違いや銅混入によって変わらない。アクセプター濃度変化に対しては carrier removal rate は電子線照射⁹⁾ やガンマ線照射¹³⁾ の場合ほど大きく依存しないで、2 桁のアクセプター濃度変化で 3 倍程度の増加を示すにすぎない。298°K での carrier removal rate は 157°K での carrier removal rate と同様の傾向を示し、その値も 157°K での値とほぼ一致した。

Fig. 2-4 に、照射量が 5.6×10^{14} neutron/cm² での CZ, FZ 10 Ω cm の試料に対するキャリア濃度の温度依存性を示す。P 型 Si に一種類の深いドナー準位が導入されているとすると、電荷中性条件より次式を得る。

$$\left(\frac{N_t}{N_a - p} \right) p = \gamma N_v \exp \frac{E_v - E_t}{kT} \quad (2-1)$$

ここで N_a はアクセプター濃度、 N_t は深いドナー準位の濃度、 H_v は価電子帯の有効状態密度、 E_v は価電子帯のエネルギー、 E_t はドナー準位、 r は縮退度である。照射量が高くて $N_a \gg p$ となると、(2-1) 式より、キャリア濃度の温度依存性から深いドナーのエネルギー準位が求められる。Fig. 2-4 のキャリア濃度の温度依存性の傾きから、中性子照射により $E_v + 0.27$ eV のエネルギー準位が酸素濃度の違いにかかわらず導入されることがわかった。この準位の値は、同様の方法で Wertheim により速中性子照射された P 型 Si に対して求められている準位と一致している。しかしながら (2-1) 式を得る際に用い

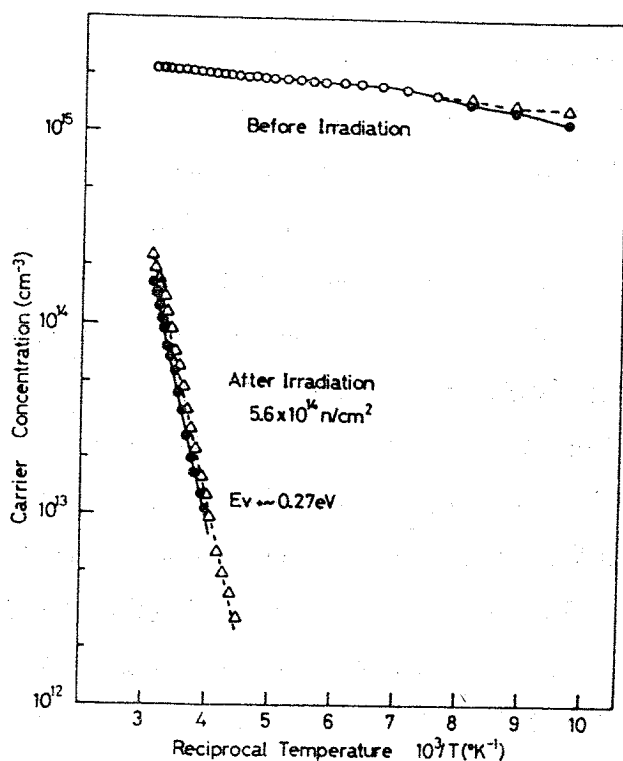


Fig. 2-4 Carrier concentration vs reciprocal temperature for CZ and FZ 10 Ω cm samples. \bullet , CZ samples; Δ , FZ samples. Open circles are used where CZ and FZ samples have the same carrier concentration.

た1種類の準位が導入されるという仮定に対する保証は全くない。事実中性子照射によりP型Siに複数の準位が導入されることが報告されている。^{36)~39)}

またクラスターが導入されているならその影響も考慮しなければならない。²⁷⁾

中性子照射によりSi中に導入される準位に関しては第三章以降で詳しく述べる。

以上示したように、本実験の結果は速中性子照射に対して得られている結果と次の点で一致していることがわかった。(1) carrier removal rateは速中性子照射に対して得られた Stein, Gereth⁹⁾の結果と一致している。(Stein, Gerethの用いた原子炉では、熱中性子の線量率は速中性子の線量率の0.001倍である。)、(2)キャリア濃度の温度依存性の傾きから求めたエネルギー準位

は速中性子照射に対して得られている値と一致する。(Wertheim は Cd 板を用いている。¹⁶⁾)、(3) carrier removal rate は酸素濃度に依存しない。以上の結果は、速中性子による損傷に比べて熱中性子による損傷はほとんど無視できることを示している。このことについてもう少し詳しく検討する。熱中性子の吸収断面積は ^{28}Si , ^{29}Si , ^{30}Si に対してそれぞれ 0.08×10^{-24} , 0.27×10^{-24} , $0.12 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ と与えられている。³⁴⁾ ^{28}Si , ^{29}Si , ^{30}Si はそれぞれ 92.28, 4.67, 3.05 % の割合で存在するので熱中性子の吸収量は $\sim 4.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \times \phi t$ (ϕt は熱中性子の照射量) となる。³⁵⁾ 放出されるガンマ線により Si に与えられるエネルギーは $\sim 780 \text{ eV}$ であるので、³⁴⁾ 変位のためのエネルギーをしきい値エネルギー ($\sim 13 \text{ eV}^2$) の 2 倍とすると、¹⁾ 変位数は $\sim 0.135 \text{ cm}^{-1} \times \phi t$ となる。一方本実験では fission spectrum の速中性子を用いているが、今その平均エネルギー 2 MeV で考えると、散乱断面積は $\sim 3 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ である。⁴⁰⁾ またこの時 Si に与えられるエネルギーは $\sim 40 \text{ KeV}$ であるので、⁴⁰⁾ 速中性子による変位数は $\sim 231 \text{ cm}^{-1} \times \phi f$ (ϕf は速中性子の照射量) となる。本実験では、熱中性子の照射量は速中性子に比べて 1 桁程度大きい、速中性子による変位数は熱中性子の 170 倍程度となり、熱中性子による損傷は無視し得ることがわかる。もちろん、本実験では中性子の照射を室温で行なっているので、この比較は近似的なものである。近年 Young ら³⁵⁾ は、熱中性子照射による carrier removal rate は速中性子照射の $1/100$ 程度であることを報告している。従って Young らの結果より、本実験の場合熱中性子による損傷は速中性子の損傷の $1/10$ 程度と推定される。一方熱中性子によるリンの導入濃度は ^{30}Si に対する吸収断面積 $0.12 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ と、 ^{30}Si が 3.05 % の割合で存在することから $\sim 1.9 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \times \phi t$ となる。^{34) 35)} P 型 Si においてはリンは compensated donor となる。しかしながら本実験で観測された carrier removal rate $3 \sim 10 \text{ cm}^{-1}$ と比べて、熱中性子の照射量が速中性子に比べて 1 桁程度大きいことを考慮してもリンの導入率は極めて小さく、その影響も無視できる。これらのことは、本実験で観測される損傷は主に速中性子によるものであることを示唆し、本結果と速中性子照射の場合の

結果との一致が理解できる。速中性子照射により Si 中にはクラスターが導入されることが知られている。^{3) 4)} 銅混入による相違が観測されなかったという結果はガンマ線照射に対して報告されている結果と異なっている。^{31) 41) 42)} さらに 2-3-2 の項で示すように点欠陥に対して報告されているものより大きな移動度の低下も観測され、これらのことは本実験でのクラスターの導入を示している。^{11) 12) 17) 18)}

2-3-2 クラスターモデルによる損傷評価

中性子照射により Si 中に導入されるクラスターに対して、Gossick³⁾ が提案した空間電荷層モデルを Fig. 2-5 に示す。Fig. 2-5 は P 型 Si におけるクラスター空間電荷層であり、disordered region は球と仮定されている。多数キャリアである正孔は disordered region の外殻 ($r_0 < r < r_1$) の欠陥に捕えられ、そこに正の空間電荷層 (gNt) を形成する。その結果 disordered region のまわりに、多数キャリアの空乏化によりイオン化したアクセプターによる負の空間電荷層 ($r_1 < r < r_2, -gNa$) が形成される。ここで r_1 は disordered region の半径であり、 r_0 および r_2 はそれぞれ空間電荷層の内径、外径である。また Nt は disordered region 内の欠陥濃度である。なお r_0 内は真性領域と仮定されている。この空間電荷層により、クラスターとそのまわりの乱されていない領域の間に potential 差 (ψ) が生ずる。 ψ は上に述べた空間電荷分布に基づき、ポアソンの方程式を解くことにより得られる。 $r_1 \ll r_2$ なら、P 型 Si における ψ は次式によって与えられる。³⁾

$$\psi = \frac{qNa}{3\epsilon} \frac{r_2^3}{r_1} \quad (2-2)$$

ここでもは Si の誘電率である。

クラスター空間電荷層により形成される potential は通常キャリアの熱エネルギーよりも大きく、ホール係数及び伝導度測定に関してはクラスターは導体中における絶縁体と見なすことができる。^{3) 24)} Juretschke ら⁴³⁾ は、導体中に絶縁体を含む時のホール係数と伝導度を与えている。絶縁体の形状を球とす

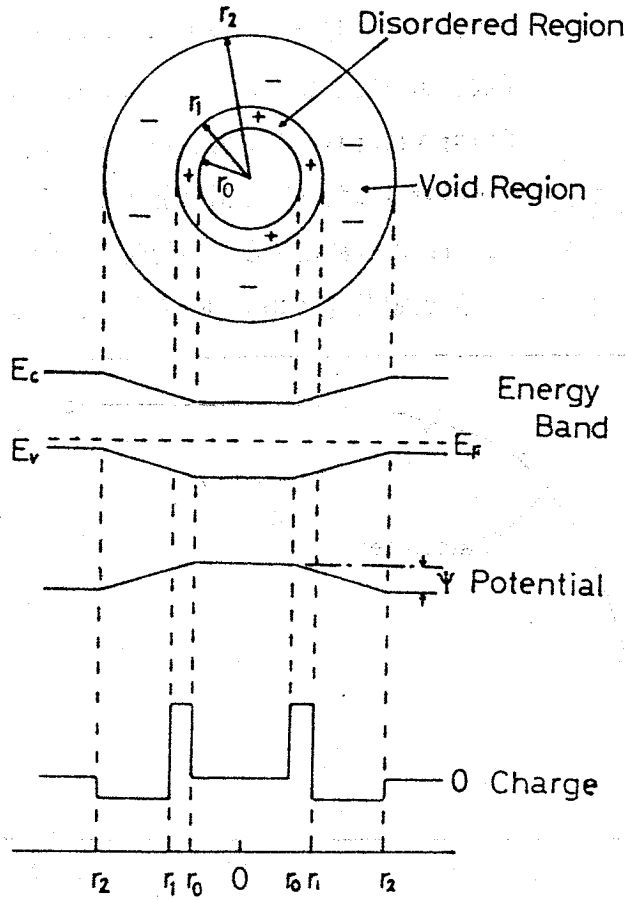


Fig. 2-5 Schematic model for the neutron-produced cluster in p-type silicon. r_1 is the radius of the disordered region, and r_0 and r_2 are the radii of the inner and outer boundaries of the space charge region, respectively.

るとホール係数、伝導度は次式で与えられる。

$$R^M = R_0 \frac{1 - \frac{1}{4}f}{1 - f} \quad (2-3)$$

$$\sigma^M = \sigma_0 \frac{1 - f}{1 + \frac{1}{2}f} \quad (2-4)$$

ここで f (fractional volume) は絶縁体が導体を占める割合である。 R^M ,

σ^M は絶縁体が存在する場合、そして R_0 , σ_0 は絶縁体が存在しない場合のホール係数、伝導度を表わす。中性子照射の場合 R_0 , σ_0 は照射前、そして R^M , σ^M は照射後のホール係数、伝導度となる。これらは最初 Crawford, Jr., Cleland²⁴⁾ により中性子照射された Ge の損傷を評価するために、それから Stein¹⁷⁾¹⁸⁾ により中性子照射された Si の損傷を評価するために用いられた。Fig. 2-6 に、FZ 10 $\Omega \cdot \text{cm}$ の試料に対して照射前後のホール係数より求めた f を照射量に対して示す。測定温度は 298°K である。 f は照射量とともに

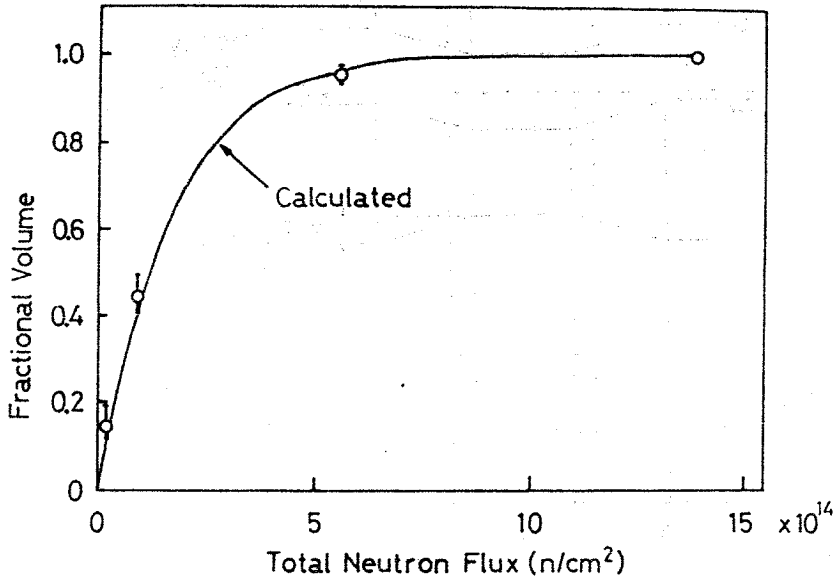


Fig. 2-6 Fractional volume calculated from the Hall coefficient for FZ 10 Ωcm samples at 298°K vs the total neutron flux. The values calculated by using eq. (2-7) are shown as a full line under the assumption that $V = 3.9 \times 10^{-14} \text{ cm}^3$.

増加しているが、高照射量で飽和する傾向にあることがわかる。導入されるクラスター数は照射量に比例して増加すると考えられるので、 f の飽和はクラスター数の増加に伴うクラスター空間電荷層の重なりによる可能性がある。²⁴⁾

クラスター空間電荷層の重なりを考慮して f の照射量依存性を求めてみる。試料の体積を V_0 とすると絶縁体が占める体積の増加率 dV_i は

$$dV_i = (V_0 - V_i) V dN_c \quad (2-5)$$

となる。ここで N_c はクラスター数、 V_i はクラスター数 N_c の時絶縁体が占める全体積、 V はクラスター空間電荷層の体積 (insulating volume) である。今、導入されるクラスターにより形成される各空間電荷層の体積は同一と仮定している。(2-5) 式の微分方程式を $N_c = 0$ の時 $V_i = 0$ という条件のもとに解くと V_i は

$$V_i = V_0 \{ 1 - \exp(-VN_c) \} \quad (2-6)$$

となる。従って f は定義より

$$f = \frac{V_i}{V_0} = 1 - \exp(-VN_c) = 1 - \exp(-V\Sigma_v\Phi) \quad (2-7)$$

となる。²⁴⁾ ここで Φ は中性子の照射量、 Σ_v は 1 個の中性子によるクラスターの生成率である。Fig. 2-6 には、(2-7) 式において $V = 3.9 \times 10^{-14} \text{ cm}^3$ として計算した f を実線で示した。この時 Stein⁴⁰⁾ のデータより $\Sigma_v = 0.16 \text{ cm}^{-1}$ である。実験結果と計算結果はよく一致しており、 f の飽和はクラスター空間電荷層の重なりにより説明できることがわかる。ただ本実験では fission spectrum の中性子を用いており、中性子のエネルギー分布に対応して導入される disordered region, 即ちクラスター空間電荷層の大きさは分布していることが予期される。⁴⁾ この意味で $V = 3.9 \times 10^{-14} \text{ cm}^3$ はこれらの平均値と見なすべきであろう。また Σ_v もエネルギーにより異なるが、今は fission spectrum の中性子の平均エネルギー 2 MeV での値 (中性子の散乱断面積 $\sim 3 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$) を用いた。⁴⁰⁾ さらに全ての中性子の衝突はクラスターを導入していると仮定した。Fig. 2-6 より、クラスター空間電荷層の重なりは f が 0.3 付近より始まっていることがわかる。 $f < 0.3$ 、即ちクラスター空間電荷層の重なりが顕著でない時、(2-7) 式は近似的に

$$f = V\Sigma_v\Phi \quad (2-8)$$

とすることができる。¹⁷⁾¹⁸⁾ (2-8) 式は $f < 0.3$ では十分よい近似式となる。一方 f が飽和する照射量範囲は、Fig. 2-2 からわかるように carrier removal の照射量に対する依存性が直線性よりずれる領域に対応している。

従って、carrier removalの直線性からのずれに関してフェルミ準位の移動による可能性も考えられが、本結果はこれはクラスター空間電荷層の重なりによるものであることを示唆している。

導入されたクラスター空間電荷層の体積 (insulating volume) は、(2-3) 式等より f を求め、(2-7) 式あるいは f が小さい時は (2-8) 式から見積もることができる。^{17) 18)} Fig. 2-7 には、157°Kでの照射前後のホール係数より求めた insulating volume をアクセプター濃度に対して示す。この

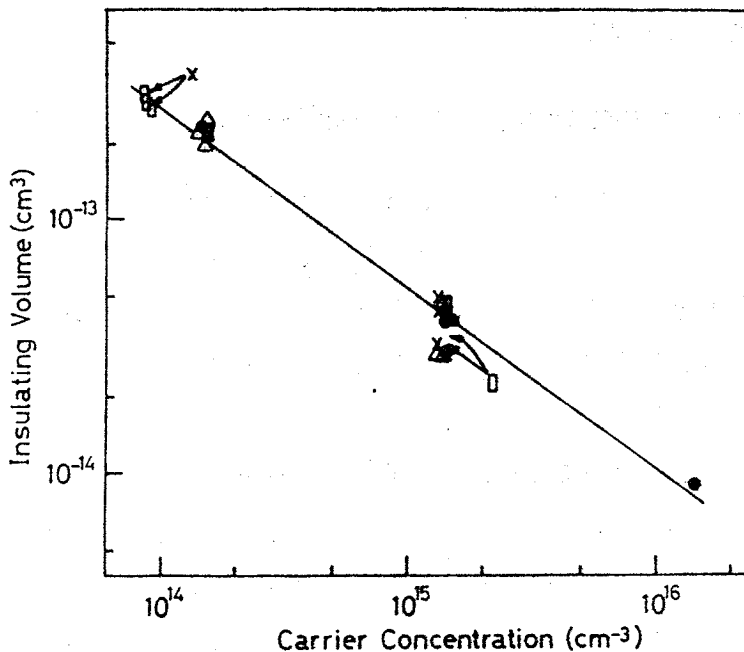


Fig. 2-7 Insulating volume calculated from the Hall coefficient at 157°K for various kinds of samples vs the preirradiation carrier concentration at 157°K. ●, noncontaminated CZ samples; □, noncontaminated FZ samples; Δ, Cu-contaminated CZ samples; X, Cu-contaminated FZ samples.

時の各々の試料に対する照射量は、CZ 1 Ωcm の試料に対しては 5.6×10^{14} neutron/cm², CZ 及び FZ 10 Ωcm の試料に対しては 2.3×10^{13} neutron/cm², CZ 100 Ωcm 及び FZ 135 Ωcm の試料に対しては 4.7×10^{12} neutron/cm² である。 f の値は、CZ 1 Ωcm の試料に対しては ~ 0.5 , CZ

及び FZ 10 Ωcm の試料に対しては ~ 0.14 , CZ 100 Ωcm の試料に対しては ~ 0.16 , FZ 135 Ωcm の試料に対しては ~ 0.2 であった。insulating volume は酸素濃度の違いや銅混入によって変わらないことがわかる。10 Ωcm の試料に対する insulating volume は $\sim 4.0 \times 10^{-14} \text{cm}^3$ であり、その半径は 2100 Å であった。この値は Stein が 10 Ωcm の試料を用いて求めた値とほぼ一致している。¹⁸⁾ しかしながら Stein の求めた値は 78°K で照射し、150°K まで熱処理した後の値である。Stein^{17),18)} は light - sensitive defect の等時熱処理から、クラスターは 550°K までの温度範囲にわたってゆっくりと回復することを示し、またこの時 A 中心のような点欠陥が形成されることを報告している。従って室温照射ではクラスターとともに点欠陥も導入されていることが予想される。この時 (2-3) 式より求めた f の値、またこれを用いて求めた insulating volume の値は実際の値よりも大きいかもしれない。一方 Fig. 2-7 から、insulating volume はアクセプター濃度に依存していることがわかる。insulating volume のアクセプター濃度依存性は両対数グラフでほぼ直線にのり、これから insulating volume はアクセプター濃度の ~ 0.72 乗で減少していることがわかった。一方 insulating volume のアクセプター濃度依存性を Gossick のクラスター空間電荷層モデルにより求めると次のようになる。クラスター空間電荷層内の電荷中性条件より

$$N_t (r_1^3 - r_0^3) = N_a (r_2^3 - r_1^3) \quad (2-9)$$

が成り立つ。³⁾ Bertolotti ら⁶⁾ は顕微鏡観察により、導入される disordered region の半径は $\sim 250 \text{\AA}$ であることを報告している。彼らが観察した disordered region は 14 MeV の中性子により導入されたものであり、本実験での disordered region の大きさは彼らが観察したものより小さいかもしれない。¹⁷⁾⁴⁰⁾ いずれにしても、今得た r_2 の値は 1300 \sim 4000 Å であるので、 $r_1^3 \gg r_0^3$ が成り立つ。その時 (2-9) 式は次のように近似できる。

$$N_t (r_1^3 - r_0^3) \approx N_a r_2^3 \quad (2-10)$$

(2-10) 式を用いるとクラスターによる carrier removal ΔP は次式のよ

うに書くことができる。

$$\Delta p = (\Sigma_V \Phi) N_t (r_1^3 - r_0^3) \approx \Sigma_V \Phi N_a r_2^3 \quad (2-11)$$

従って insulating volume V は

$$V = \frac{4}{3} \pi r_2^3 = \frac{4}{3} \pi \frac{\Delta p}{\Sigma_V \Phi N_a} \quad (2-12)$$

となる。Fig. 2-3 より carrier removal rate ($\Delta P / \Phi$) はアクセプター濃度の ~ 0.23 乗で増加していることがわかる。この関係と (2-12) 式から、Gossick のモデルより評価された insulating volume のアクセプター濃度依存性は $V \propto N_a^{-0.77}$ となる。この結果は Fig. 2-7 の実験結果 $V \propto N_a^{-0.72}$ とよく一致しており、これは Gossick のモデルの妥当性を示している。

クラスター空間電荷層により形成される potential barrier height Ψ は、(2-2) 式より今得た insulating volume の値を用いて計算することができる。¹⁷⁾¹⁸⁾ insulating volume V を用いて (2-2) 式を書き換えると Ψ は次式のようになる。

$$\Psi = \frac{q}{4\pi\epsilon} \frac{N_a V}{r_1} \quad (2-13)$$

しかしながら (2-13) 式を用いて Ψ を計算するには n の値を知らなければならない。Fig. 2-8 に $r_1 = 250 \text{ \AA}$ として計算した potential barrier height Ψ をアクセプター濃度に対して示す。

先に述べたように $r_1 = 250 \text{ \AA}$ は、Bertolotti ら⁶⁾ が 14 MeV の中性子により導入された disordered region に対して報告している値であり、fission spectrum の中性子に対してはやや大き過ぎる値かも知れない。¹⁷⁾⁴⁰⁾ 従って $r_1 = 250 \text{ \AA}$ として求めた Ψ は小さな値である可能性がある。Fig. 2-8 から、 Ψ は酸素濃度の違いや銅混入によらないことがわかる。また (2-13) 式からわかるように barrier height はアクセプター濃度と insulating volume の積に比例しているので、Fig. 2-7 で求めた $V \propto N_a^{-0.72}$ という関係から、barrier height はアクセプター濃度の ~ 0.28 乗で増加すること

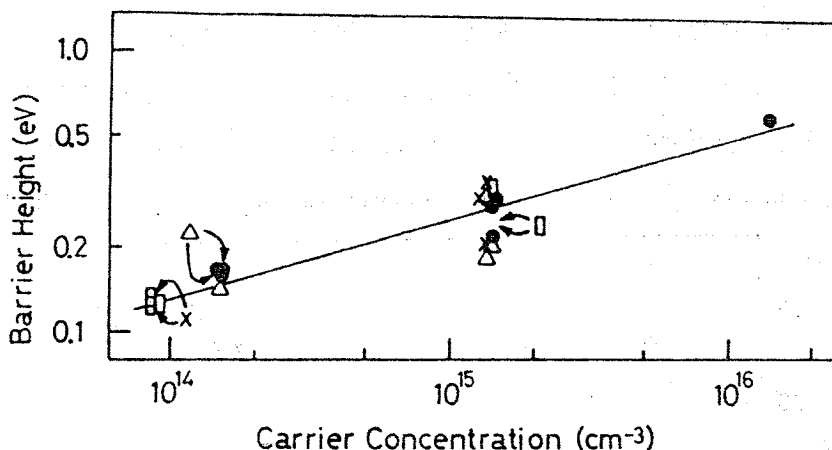


Fig. 2-8 Barrier height obtained as $r_1=250 \text{ \AA}$ for various kinds of samples at 157°K vs the preirradiation carrier concentration at 157°K . ●, non-contaminated CZ samples; □, noncontaminated FZ samples; Δ, Cu-contaminated CZ samples; X, Cu-contaminated FZ samples.

がわかる。Nakashima, Inuishi¹⁰⁾は、中性子照射されたP型Siの少数キャリアライフタイム測定中に少数キャリアトラップが導入されていることを見出し、その準位は $E_c - 0.16 \text{ eV}$ であることを報告している。彼らは、トラップ中心は負の空間電荷層により囲まれた損傷領域に対応し、そのトラップ中心の深さは空間電荷層により形成される potential の高さに対応している。彼らは比抵抗 $100 \Omega\text{cm}$ の試料を用いている。本実験でのホール効果測定より得た CZ $100 \Omega\text{cm}$ の試料に対する barrier height は $\sim 0.16 \text{ eV}$ であった。この値は Nakashima, Inuishi の少数キャリアトラップ中心のエネルギーの深さとよく一致している。また Nakashima, Inuishi が得た $E_c - 0.16 \text{ eV}$ は実験的に求めたものであり、本実験のように r_1 を仮定する必要はない。逆に本実験で得た barrier height が少数キャリアトラップ中心のエネルギーの深さとよく一致するということは、 $r_1 = 250 \text{ \AA}$ とした仮定がほぼ妥当であったことを示す。

クラスター空間電荷層は、その広がり及び空間電荷層により形成される potential によりキャリアの散乱中心として動く。³⁾²⁴⁾ Stein らは、中性子

照射された Si において大きな移動度の低下を観測し、これはクラスターの散乱によるものだとしている。¹⁶⁾¹⁷⁾¹⁸⁾ また移動度の低下への寄与はクラスターの方が点欠陥よりも圧倒的に大きいことを示している。¹⁷⁾¹⁸⁾ Fig. 2-9に

reciprocal mobility - to - carrier removal ratio $\Delta(1/\mu)/\Delta P$ ¹⁷⁾¹⁸⁾

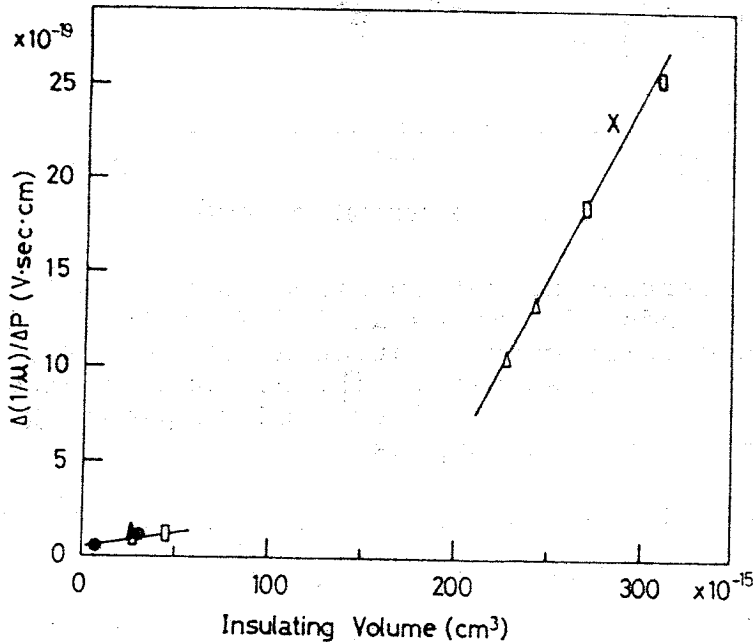


Fig. 2-9 $\Delta(1/\mu)/\Delta p$ for various kinds of samples at 157°K vs the insulating volume at 157°K. $\Delta(1/\mu)$ is the change of the reciprocal mobility following neutron irradiation, and Δp is the carrier removal. ●, noncontaminated CZ samples; □, noncontaminated FZ samples; Δ, Cu-contaminated CZ samples; X, Cu-contaminated FZ samples.

を insulating volume に対して示す。ここで

$$\Delta(1/\mu) = 1/\mu_i - 1/\mu_0 \quad (2-14)$$

であり、 μ_0 及び μ_i はそれぞれ照射前後の移動度である。測定温度は 157°K である。 $\Delta(1/\mu)/\Delta P$ は荷電した 1 個当たりの欠陥による移動度の低下を表わす。今観測した $\Delta(1/\mu)/\Delta P$ は電子線照射により導入された点欠陥である A 中心に対して報告されている値 $\Delta(1/\mu)/\Delta P = 5 \times 10^{-20} \text{ V} \cdot \text{sec} \cdot \text{cm}^{12)}$ よりも大きく、これは Stein¹⁷⁾¹⁸⁾ の結果と一致している。またこのことは中性

子照射の場合、電子線照射の場合のように点欠陥が結晶内に一様に導入されたのではなく、クラスターが導入されたことを示している。¹⁶⁾¹⁷⁾¹⁸⁾ さらに本結果は insulating volume が増加するにつれて、即ちクラスターの広がりが大きくなるにつれて $\Delta(1/u)\Delta P$ が大きくなることを示している。

2-3-3 熱処理効果

熱処理は窒素ガス中で行ない、熱処理温度は $\pm 3^{\circ}\text{C}$ に制御した。等時熱処理は 60 から 360°C の温度範囲で行なった。等時熱処理時間は 20 分であり、熱処理の温度間隔は 30°C である。

Fig. 2-10 に、 $\text{CZ } 10 \Omega\text{cm}$ の試料に対するキャリア濃度の等時熱処理による回復の様子を示す。

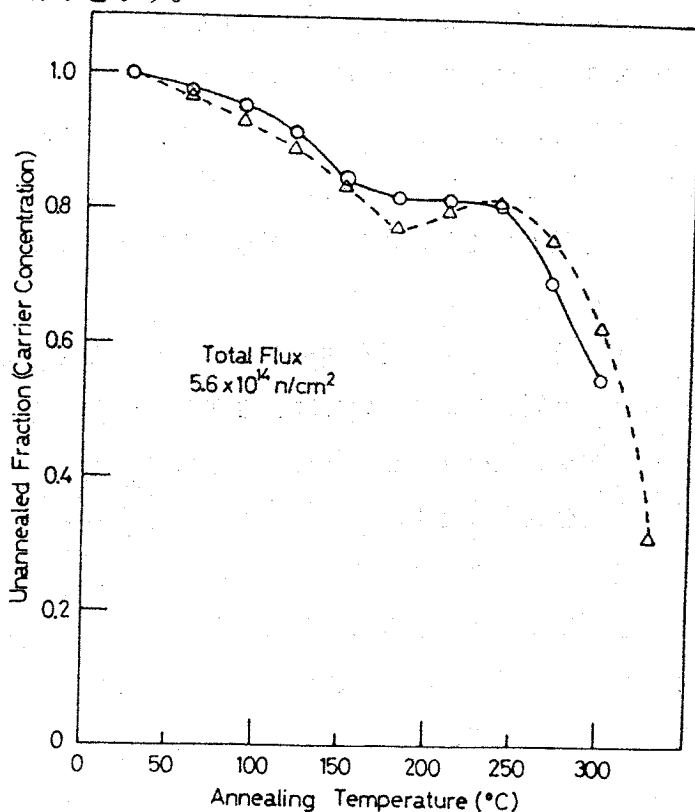


Fig. 2-10 Isochronal annealing of the carrier concentration at 298°K for noncontaminated and Cu-contaminated CZ $10 \Omega\text{cm}$ samples. ○, noncontaminated sample; Δ, Cu-contaminated sample.

測定温度は 298°K であり、中性子の照射量は $5.6 \times 10^{14} \text{ neutron/cm}^2$ である。キャリア濃度の熱処理による挙動は、通常行なわれるようにキャリア濃度の未回復の割合 (unannealed fraction) として表わした。キャリア濃度の未回復の割合は次式で定義される。

$$f(p) = \frac{P_0 - P_a}{P_0 - P_i} \quad (2-15)$$

ここで P_a は各熱処理後のキャリア濃度である。 $f(P)$ は熱処理後残存している欠陥の割合を表わす。Fig. 2-10 より、キャリア濃度の回復の様子には 3 つの特徴ある領域があることがわかる。最初の領域は室温より 180°C までの温度範囲であり、これを“領域 A”とする。二番目の領域は 180 から 240°C の温度範囲であり、これを“領域 B”とする。三番目の領域は 240°C 以上の温度範囲であり、これを“領域 C”とする。FZ $10 \Omega\text{cm}$ の試料に対しても 3 つの特徴ある領域が観測されている。“領域 A”においては、キャリア濃度は比較的ゆっくりと回復している。少数キャリアライフタイムもこの温度範囲でゆっくりとした回復を示すことが報告されている。⁷⁾⁴⁴⁾ さらに“領域 A”において、通常の試料 (銅を混入していない試料) と銅を混入した試料の間にキャリア濃度の回復に差がないことがわかる。また FZ の試料に対しても同様の回復が観測され、“領域 A”のキャリア濃度の回復の様子は酸素濃度の違いにもよらないことがわかった。“領域 B”においては、通常の試料ではキャリア濃度の回復はほぼ止まっており、銅を混入した試料では逆回復 (reverse annealing) を示している。銅を混入した FZ の試料でも逆回復が観測されたが、CZ の試料よりもやや小さめであった。“領域 C”においては、通常の試料も銅を混入した試料も回復を示しており、さらにその回復の様子は“領域 A”に比べて極めて早いことがわかる。照射後に観測されなかった銅混入また酸素濃度の違いによる影響が熱処理において、特に“領域 B”で現われたのは興味深い。一方 Wilsey ら⁴⁴⁾ は、少数キャリアライフタイムの回復の様子において、 1 MeV の電子線を照射した場合には観測されないゆっくりとした回復の様子が電子線の照射エネルギーを高くするにつれて (15 MeV 以上)、また中性子照射の場

合に 50 から 200°C の温度範囲で観測されることを報告している。さらに彼らはこの熱処理の様子はドーパントの種類や酸素濃度の違いによらないことを示している。これは本実験での“領域 A”の回復の様子とよく一致しており、このようなゆっくりとした回復の様子は中性子照射に特有な性質であると言える。

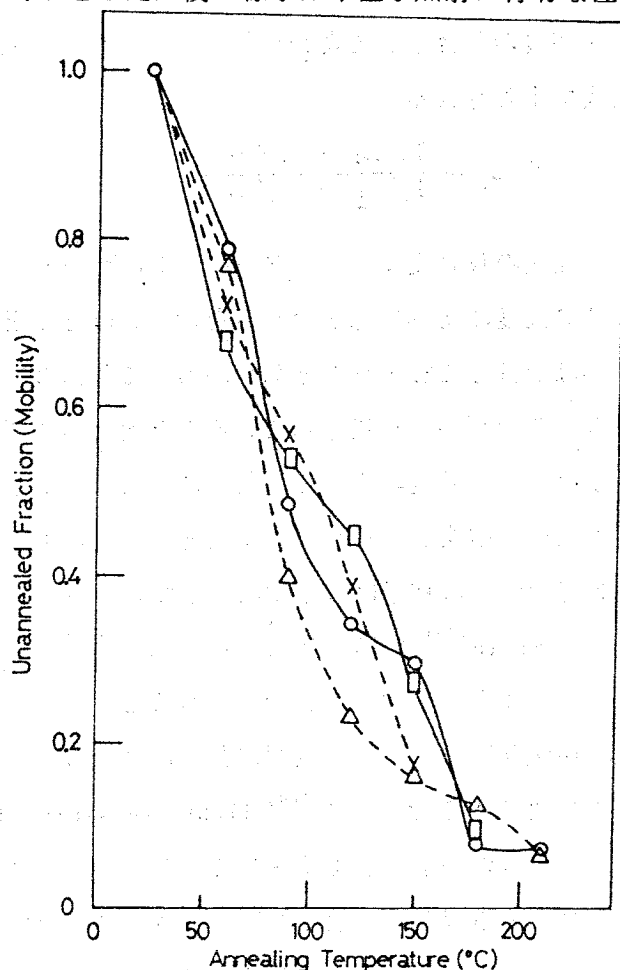


Fig. 2-11 Isochronal annealing of the reciprocal mobility for noncontaminated and Cu-contaminated FZ 10 Ω cm samples at 223°K and for noncontaminated and Cu-contaminated FZ 1 Ω cm samples at 157°K. The total neutron flux is 5.6×10^{14} neutron/cm² for the former two samples and 1.4×10^{15} neutron/cm² for the latter two samples. ○, noncontaminated FZ 10 Ω cm sample; Δ, Cu-contaminated FZ 10 Ω cm sample; □, noncontaminated FZ 1 Ω cm sample; X, Cu-contaminated FZ 1 Ω cm sample.

従って“領域A”でのキャリア濃度の回復はクラスターの回復に対応している可能性が考えられる。

Fig. 2-11 に、FZ 1 及び $10\ \Omega\text{cm}$ の試料に対する導入された散乱中心の熱処理による回復の様子を示す。散乱中心の熱処理による挙動はキャリア濃度と同様散乱中心の未回復の割合として表わした。散乱中心の未回復の割合は逆移動度を用いて次式で定義される。

$$f(\mu) = \frac{1/\mu_a - 1/\mu_0}{1/\mu_i - 1/\mu_0} \quad (2-16)$$

ここで μ_a は各熱処理後の移動度である。Fig. 2-10 と Fig. 2-11 を比較すると移動度はキャリア濃度に比べて急激な回復を示し、ほとんど 180°C から 210°C で散乱中心は消滅してしまうことがわかる。これは 210°C 以上でキャリア濃度の未回復の割合がかなり残存しているのと比べ極めて対照的である。移動度の回復の様子は不純物濃度の違いや銅混入によらないことがわかる。

OZ 試料に対しても同様の結果が得られ、酸素濃度の違いにもよらないことがわかった。この移動度の回復の様子は散乱中心としてのクラスターの回復に対応すると考えられる。Stein¹⁷⁾¹⁸⁾ は、移動度の回復の様子は彼が見出した light-sensitive defect の回復の様子と一致することを報告している。

light-sensitive defect はクラスター空間電荷層により形成される potential³⁾ の効果によるものであり、¹⁷⁾¹⁸⁾ light-sensitive defect の回復の様子はクラスターの回復の様子をよく反映していると考えてよい。移動度の回復の様子がアクセプター濃度や酸素濃度の違い、さらには銅混入によらないという結果は、移動度の回復が散乱中心としてのクラスターの回復に対応するということを示している。移動度が 180°C から 210°C 付近で回復してしまうのに対して 210°C 以上でキャリア濃度の未回復の割合がかなり残っているのは、 210°C 以上で残っているのは点欠陥であることを示唆する。即ち、これはクラスターと点欠陥との移動度の低下への寄与が違うことによる。¹⁷⁾¹⁸⁾

Nakashima, Inuishi¹⁰⁾ は、中性子照射された Si で観測された少数キャリアトラップは 200°C 付近で消滅することを報告しており、この消滅温度は今観

測した散乱中心の消滅温度とよく一致している。2-3-2の項で述べたように少数キャリアトラップ¹⁰⁾も散乱中心もクラスター空間電荷層により形成される potential に起因するものであり、中性子照射によりP型 Si に導入されたクラスターは電氣的性質に関しては200°C付近でその性質を失なうと言える。さらに移動度の回復温度範囲がキャリア濃度の回復における“領域A”の温度範囲と一致しているのは興味深い。このことは先に述べたように“領域A”でのキャリア濃度の回復とクラスターの回復の間には密接な関係があるこ

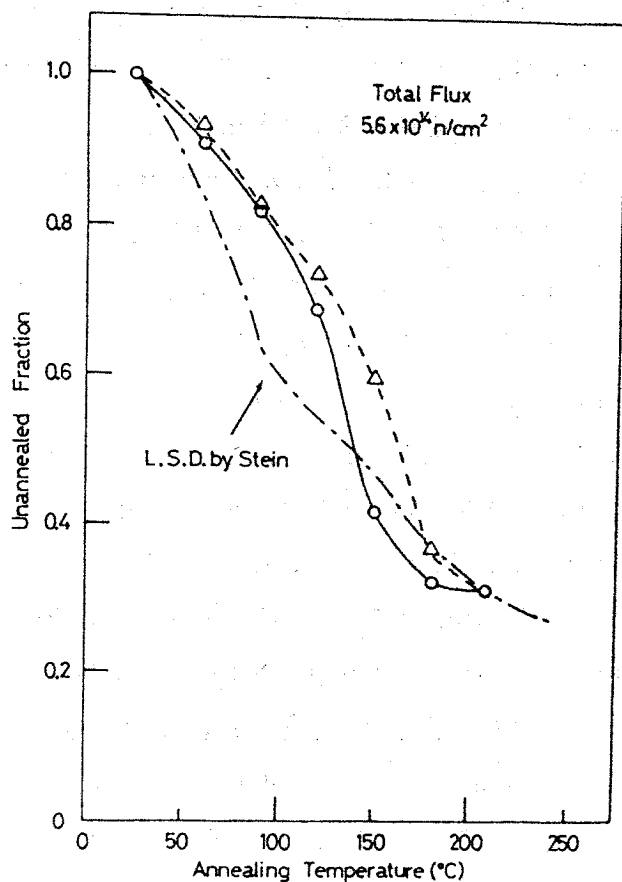


Fig. 2-12 Recovery of the carrier concentration for CZ and FZ 10 cm samples at 298°K in the temperature range for a 210°C anneal, where the unannealed fraction for a 210°C anneal in Fig. 2-10 is fitted to the value for the unannealed light-sensitive defects at a 210°C anneal (see Fig. 4 in Ref.26). ○, CZ samples; △, FZ samples.

とを示唆するように思われる。このことを調べるために“領域A”でのキャリア濃度の回復の様子と Stein による light-sensitive defect の回復の様子を比較してみた。Fig. 2-12 にその結果を示す。試料は CZ 及び FZ $10\ \Omega\text{cm}$ である。この図では 210°C での $f(P)$ を 210°C での light-sensitive defect の未回復の割合に合わせてある。この温度範囲でのキャリア濃度の回復の様子は酸素濃度の違いによらず light-sensitive defect の回復の様子と一致していることがわかる。この両者の一致は、この温度範囲でのキャリア濃度の回復はクラスターの回復に伴い起こっていることを示している。従ってさらに“領域A”において、クラスター空間電荷層により形成される potential barrier height の回復の様子を調べるのは興味深い。

“領域A”の温度範囲における CZ 及び FZ $10\ \Omega\text{cm}$ の試料に対する barrier height の等時熱処理の様子を Fig. 2-13 に示す。測定温度は 298°K であり、barrier height はホール係数を用いて計算した。Fig. 2-13 には照射後の barrier height で規格化された値を示してある。照射後の insulating volume は $\sim 4.0 \times 10^{-14}\text{cm}^3$ 、barrier height は $\sim 0.35\text{eV}$ であった。barrier height の回復の様子は酸素濃度の違いや銅混入によらないことがわかる。ただ barrier height の値は各熱処理後とも disordered region の半径 r_1 を一定として求めたため、特に回復が進んでいる時その値は正確でない可能性が考えられる。そこで barrier height の回復の様子を Stein¹⁷⁾ による light-sensitive defect, Nakashima, Inuishi¹⁰⁾ による少数キャリアトラップの回復の様子と比較した。Fig. 2-13 から barrier height の回復の様子は light-sensitive defect 及び少数キャリアトラップの回復の様子と一致していることがわかる。light-sensitive defect, 少数キャリアトラップともクラスター空間電荷層により形成される potential に起因するものであり、¹⁶⁾¹⁷⁾ 本結果はほぼ barrier height の回復の様子を反映していると考えられる。Stein¹⁷⁾ は、light-sensitive defect の回復の様子と Whan¹⁹⁾ によって見出された A 中心の成長との間に、ほぼ 1 対 1 の対応が観測されたことを報告している。このことは light-sensitive defect の回復

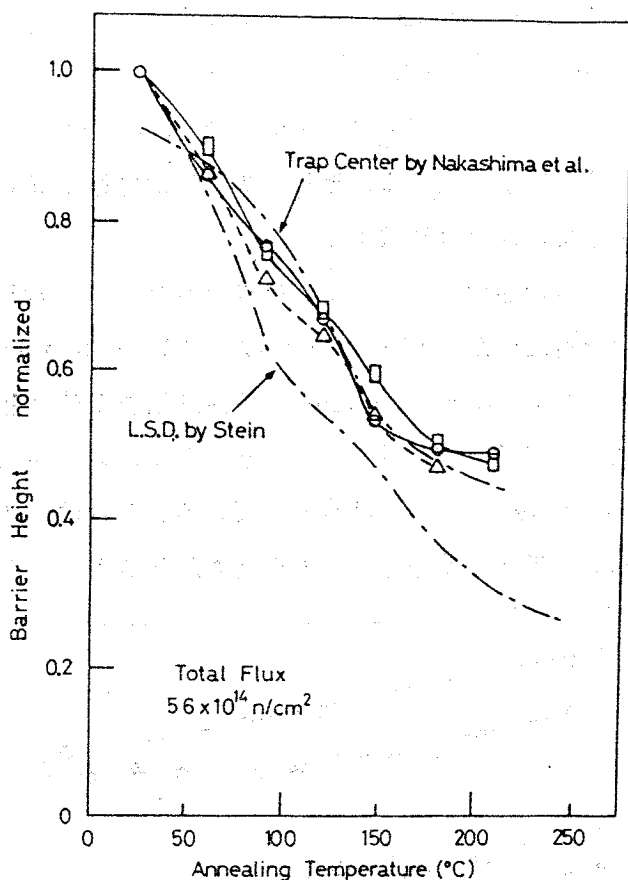


Fig. 2-13 Isochronal annealing of the barrier height at 298°K for noncontaminated CZ 10 Ω cm, Cu-contaminated CZ 10 Ω cm and noncontaminated FZ 10 Ω cm samples. ○, noncontaminated CZ sample; △, Cu-contaminated CZ sample; □, noncontaminated FZ sample. Isochronal annealing of the light-sensitive defects (see Fig. 4 in Ref.26) and trap centers (see Fig. 6 in Ref.10) are also shown.

即ちクラスターの回復に伴い、クラスターより vacancy が放出されるとして説明されている。

これらの結果をまとめると“領域A”の温度範囲における熱処理の様子に対して次のようなモデルを考えることができる。中性子照射により中に導入されたクラスターは熱処理により vacancy を放出し、従ってクラスター内の欠

陥数が減少する。そしてクラスター内の欠陥数の減少に伴いクラスター空間電荷層により形成される barrier height が小さくなる。

light-sensitive defect の回復、¹⁷⁾¹⁸⁾ 少数キャリアトラップの回復¹⁰⁾、また Fig. 2-11 に示した移動度の回復は、クラスターにより形成される barrier height の減少により生ずる。そして 200°C 付近で電気的性質に関してはクラスターとしての性質は消滅する。

さらにクラスター回復の活性化エネルギーを求めるために barrier height の等温熱処理の実験を行なった。Fig. 2-14 は、FZ 10 Ωcm の試料に対する 100, 120, 135°C での barrier height の等温熱処理の結果を示す。

120°C の熱処理において通常の試料では 20 分以上で、銅を混入した試料では 5 分以上で barrier height の回復は飽和している。これは、クラスターから放出された vacancy が新たな欠陥を形成するためだと考えられる。¹⁹⁾ 135°C

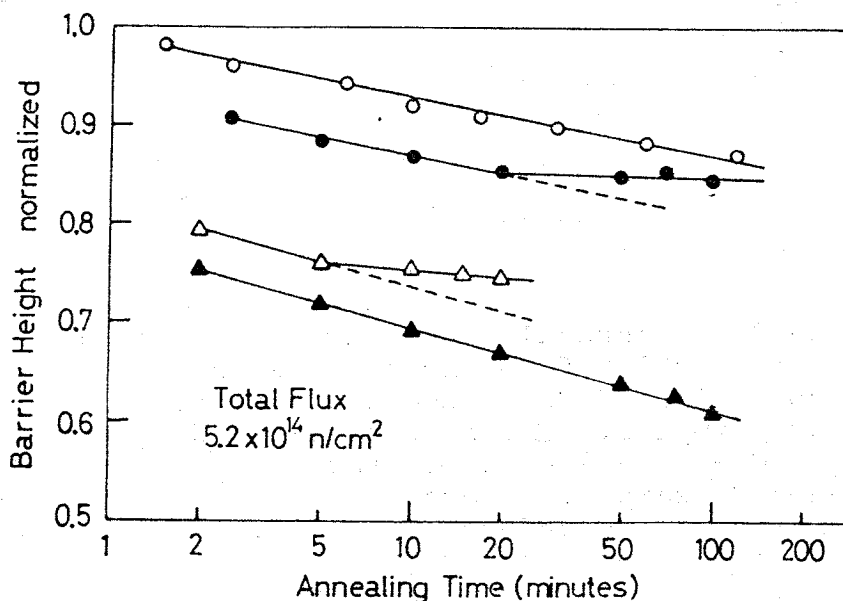


Fig. 2-14 Isothermal annealing of the barrier height at 298°K for noncontaminated and Cu-contaminated FZ 10 Ωcm samples. ○, noncontaminated sample at a 100°C anneal; ●, noncontaminated sample at a 120°C anneal; △, Cu-contaminated sample at a 120°C anneal; ▲, Cu-contaminated sample at a 135°C anneal.

の熱処理では barrier height の回復は飽和を示さないで、この欠陥は 135°C ではもはや不安定であろう。恐らく barrier height は Fig. 2-14 に示す点線のように回復していると思われる。銅を混入した試料の barrier height の回復は、通常の試料のものよりやや大きい。これは、クラスターから放出された vacancy を銅が捕えるという効果によると考えられる。³¹⁾⁴¹⁾⁴²⁾ Fig. 2-15 は活性化エネルギーを得るために、Fig. 2-14 において通常の試料、銅を混入した試料に対してそれぞれ 120°C での曲線に他の温度での曲線が一致するようにつけ合わせたファクター (Time-adjusting factor) を熱処理温度の逆数に対して示したものである。活性化エネルギーを得るこの方法は Bemski, Augustyniak⁴⁵⁾ により提案された方法で、Time-adjusting factor の温度依存性の傾きより ~ 1.3 eV の活性化エネルギーを得た。

今までは“領域 A”の温度範囲における熱処理の様子を議論してきたが、ここで Fig. 2-10 に戻り“領域 B”以降でのキャリア濃度の回復の様子を議論する。“領域 B”でのキャリア濃度の回復の様子は酸素濃度の違いや銅混入に依存している。これは“領域 A”でのキャリア濃度の回復の様子と対照的である。“領域 B”での不純物に依存した回復は、“領域 A”でのクラスターの回復によりクラスターから欠陥が放出され、これが酸素や銅と結びついて新たな複合欠陥を形成するためだと考えられる。⁹⁾¹⁹⁾ 銅を混入した試料での逆回復は銅を含む複合欠陥の形成を示唆する。³¹⁾⁴¹⁾⁴²⁾ しながら銅を混入した FZ 試料に対して観測された逆回復は銅を混入した CZ 試料に対するものより小さかった。このことは銅の関係した複合欠陥に加えて酸素の関係した複合欠陥が形成されたことを示唆する。あるいは銅、酸素を含む複合欠陥が形成されているかもしれない。一方“領域 C”でのキャリア濃度の回復は“領域 A”に比べて極めて早く、対照的である。この結果と先に示した移動度の熱処理の結果を合わせて考えると、“領域 C”での熱処理の様子は“領域 B”で成長した点欠陥が回復しているとして説明できる。

2-4 結 言

室温で中性子線照射された P 型 Si に対して、ホール効果及び比抵抗測定より得た結果を要約すると次のようになる。

- (1) 照射された中性子には速中性子とともに熱中性子も含まれるが、検討の結果熱中性子による損傷は速中性子による損傷に比べて無視できることがわかった。このことから導入された欠陥は速中性子によるクラスターであると結論した。クラスターが導入されたことは移動度の大きな低下からも支持された。
- (2) クラスター空間電荷層の体積 (insulating volume) 及びそれにより形成される barrier height を評価した。insulating volume, barrier height とも酸素濃度の違いや銅混入により変わらないことがわかった。アクセプター濃度に対しては、insulating volume はアクセプター濃度の ~ 0.72 乗で減少し、barrier height は ~ 0.28 乗で増加した。insulating volume のアクセプター濃度依存性は、Gossick のモデルより予測されるものと一致した。
- (3) キャリア濃度の等時熱処理による回復の様子には 3 つの特徴ある領域 (“領域 A”, “領域 B”, “領域 C”) があることが判明した。
- (4) “領域 A” においてはキャリア濃度は比較的ゆっくりとした回復を示し、その回復の様子は酸素濃度の違いや銅混入によらないことがわかった。一方移動度は“領域 A”の温度範囲で急激な回復を示し、 180 から 210°C 付近で導入された散乱中心はほとんど消滅することがわかった。移動度の回復はクラスターの回復に対応するものであり、検討の結果“領域 A”でのキャリア濃度の回復はクラスターの回復に伴い起きていることがわかった。さらに“領域 A”の温度範囲で barrier height の等時、等温熱処理の様子を調べた。barrier height の等時熱処理による回復の様子は Nakashima, Inuishi による少数キャリアトラップまた Stein による light-sensitive defect の回復の様子と一致した。さらに barrier height の等温熱処理実験より、barrier height の回復の活性化エネルギーは $\sim 1.3\text{ eV}$ であるこ

とがわかった。

- (5) “領域A”で得た結果をまとめると、この温度範囲での熱処理の様子に対して次のようなモデルを考えることができる。熱処理によりクラスターから vacancy が放出されクラスター内の欠陥数が減少する。これにともない barrier height が減少し、クラスターの性質が弱まる。そして 200°C 付近で、電気的性質に関してはクラスターとしての性質は消滅する。この時のクラスターの回復の活性化エネルギーは $\sim 1.3\text{ eV}$ である。
- (6) “領域B”でのキャリア濃度の回復の様子は酸素濃度の違いや銅混入に依存した。これは“領域A”において回復するクラスターから放出された欠陥が銅や酸素と結びついて新たな複合欠陥を形成する。
- (7) “領域C”においてはキャリア濃度は“領域A”に比べて急激な回復を示した。検討の結果“領域C”でのキャリア濃度の回復は“領域B”で成長した点欠陥の回復によるものであるとして説明した。

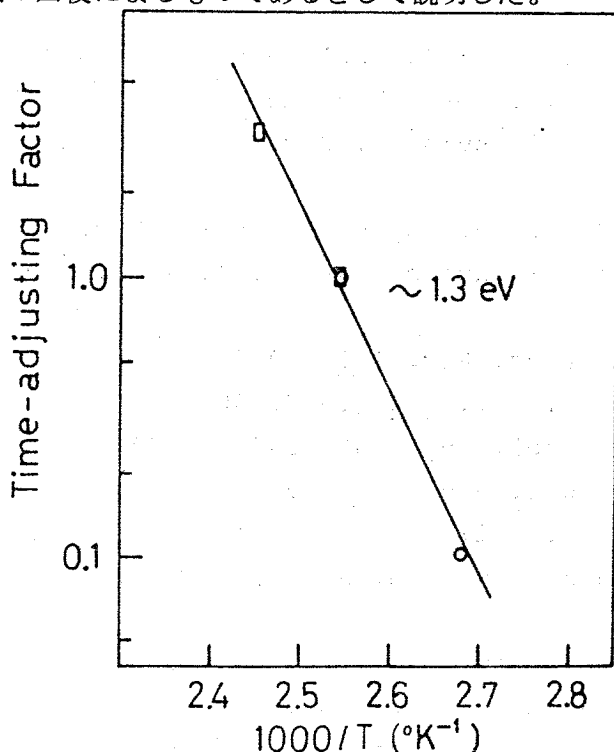


Fig. 2-15 Time-adjusting factor obtained from Fig. 2-14 vs the reciprocal annealing temperature.

○, noncontaminated FZ 10 Ωcm sample; □, Cu-contaminated FZ 10 Ωcm sample.

第2章 参 考 文 献

- 1) G.H.Kinchin and R.S.Pease: Rept. Prog. Phys. 18 (1955) 1
- 2) J.J.Loferski and P.Rappaport: Phys. Rev. 111 (1958) 432
- 3) B.R.Gossick: J. Appl. Phys. 30 (1959) 1214
- 4) V.A.J.van Lint, R.E.Leadon and J.F.Colwell: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19 (1972) 181
- 5) R.Truell: Phys. Rev. 116 (1959) 890
- 6) M.Bertolotti, T.Papa, D.Sette and G.Vitali: J. Appl. Phys. 38 (1967) 2645
- 7) H.J.Stein: J. Appl. Phys. 37 (1966) 3382
- 8) O.L.Curtis, Jr.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13 (1966) 33
- 9) H.J.Stein and R.Gereth: J. Appl. Phys. 39 (1968) 2890
- 10) K.Nakashima and Y.Inuishi: J. Phys. Soc. Japan 27 (1969) 397
- 11) A.Usami and Y.Tokuda: J. Appl. Phys. 45 (1974) 2823
- 12) H.J.Stein and F.L.Vook: Phys. Rev. 164 (1967) 790
- 13) Y.Inuishi and K.Matuura: J. Phys. Soc. Japan Suppl. 18 (1963) 240
- 14) H.Saito and M.Hirata: Japan. J. Appl. Phys. 2 (1963) 678
- 15) K.Nakashima and Y.Inuishi: Japan. J. Appl. Phys. 7 (1968) 965
- 16) G.K.Wertheim: Phys. Rev. 111 (1958) 1500
- 17) H.J.Stein: Phys. Rev. 163 (1967) 801
- 18) H.J.Stein: J. Appl. Phys. 39 (1968) 5283
- 19) R.E.Whan: J. Appl. Phys. 37 (1966) 3378
- 20) L.J.Cheng and J.Lori: Phys. Rev. 171 (1968) 856
- 21) L.J.Cheng and M.L.Swanson: J. Appl. Phys. 41 (1970) 2627
- 22) H.J.Stein: Appl. Phys. Lett. 15 (1969) 61
- 23) C.E.Barnes: Radiation Effects in Semiconductors, edited by J.W.Corbett and G.D.Watkins (Gordon and Breach, New York, 1971) p.203

- 24) J.H.Crawford,Jr. and J.W.Cleland: J. Appl. Phys. 30
(1959) 1204
- 25) O.L.Curtis,Jr. and C.A.Germano: IEEE Trans. Nucl. Sci.
NS-14 (1967) 68
- 26) O.L.Curtis,Jr.: J. Appl. Phys. 39 (1968) 3109
- 27) B.L.Gregory: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-16 (1969) 53
- 28) O.L.Curtis,Jr. and J.R.Srour: IEEE Trans. Nucl. Sci.
NS-20 (1973) 196
- 29) W.Kaiser,P.H.Keck and C.F.Lange: Phys. Rev. 101 (1956)
1264
- 30) R.N.Hall and J.H.Racette: J. Appl. Phys. 35 (1964) 379
- 31) A.Usami and Y.Kato: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22 (1975)
820
- 32) R.L.Murray: Nuclear Reactor Physics (Prentice Hall, Inc.,
New York, 1957)
- 33) 浅田忠一, 大山 彰, 倉本昌昭, 法貴四郎, 三島良績監修:
原子力ハンドブック (オーム社, 1976)
- 34) H.C.Schweinler: J. Appl. Phys. 30 (1959) 1125
- 35) R.T.Young,J.W.Cleland,R.F.Wood and M.M.Abraham: J. Appl.
Phys. 49 (1978) 4752
- 36) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 47 (1976) 4952
- 37) Y.Tokuda and A.Usami: Japan. J. Appl. Phys. 16 (1977)
1881
- 38) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 49 (1978) 603
- 39) Y.Tokuda,N.Shimizu and A.Usami: Japan. J. Appl. Phys.
18 (1979) 309
- 40) H.J.Stein: J. Appl. Phys. 38 (1967) 204
- 41) T.Nakano and Y.Inuishi: J. Phys. Soc. Japan 19 (1964)
851
- 42) A.Usami: Japan. J. Appl. Phys. 9 (1970) 1063
- 43) H.J.Juretschke,R.Landauer and J.A.Swanson: J. Appl.
Phys. 27 (1956) 838
- 44) N.D.Wilsey,R.L.Statler and B.J.Faraday: IEEE Trans.
Nucl. Sci. NS-15 (1968) 55
- 45) G.Bemski and W.M.Augustyniak: Phys. Rev. 108 (1957) 645

第三章 中性子線照射された Pn 接合のアドミタンス

3-1 序

中性子照射後、逆バイアスされた $\text{Si P}^+ - \text{n}$ ダイオードの接合容量は測定周波数に依存することが Wilson¹⁾ により示された。他に接合容量の周波数依存性は金 (Au) あるいはインジウム (In) をドープした Si ダイオードさらには化合物半導体 GaAs, GaP 等についても観測されている。^{2)~6)} Sah, Reddi²⁾ は、接合容量の周波数依存性は空乏層内の欠陥の充放電に関係した時定数が有限であることから生ずることを示した。それ以来多くの研究者達が欠陥を含む場合の pn 接合あるいはショットキー接合の周波数依存性を解析し、また接合容量の周波数特性からの欠陥単位の評価法を提案している。^{3)~12)} Naik ら¹³⁾¹⁴⁾ は中性子照射された $\text{Si P}^+ - \text{n}$ ダイオードの接合容量の周波数依存性より、n 型 Si に $E_c - 0.48$, $E_c - 0.37$, $E_c - 0.17$ eV の単位が導入されることを報告している。

一方接合のコンダクタンス測定は欠陥単位を評価する手段としては今までほとんど重要視されず、ただ MOS 素子においてその表面単位を評価する方法として用いられてきたにすぎなかった。¹⁵⁾ しかしながら近年 Losee¹⁶⁾¹⁷⁾ は、いわゆるアドミタンススペクトロスコピー法を提案し、pn 接合やショットキー接合における欠陥単位の評価に対するコンダクタンス測定の有用性を示した。

Vincent ら¹⁸⁾ も、欠陥を含むショットキー接合のアドミタンスを解析し、同様のことを報告している。この方法では、コンダクタンスの温度特性において、各々の欠陥に対してコンダクタンスが最大となる温度が観測される。従ってコンダクタンスの温度依存性の測定は異なった欠陥単位からの信号が明瞭な形で分離できる、いわゆるスペクトロスコピックな性質を有しており、中性子照射された Si のように多くの欠陥単位が存在することが予期される場合には極めて有効である。¹⁹⁾²⁰⁾

中性子照射された Si にはクラスターが導入される。²¹⁾ 従ってホール効果、比

抵抗測定のような半導体のバルク領域を用いる測定では、第二章で述べたようにクラスター空間電荷層により形成される potential の測定に及ぼす影響を考慮しなければならない。^{22)~27)} 一方上述のような Pn 接合の空乏層を用いる測定では、もともと自由キャリアが潤渇した空乏層内においてはクラスターの影響は小さいとされ、今まではその測定に及ぼす影響は無視されてきている。

1)14)19)20)28)31)~36) またこの意味で、中性子照射により Si 中に導入される準位を調べるために積極的に pn 接合を有した素子が用いられてきている。

本章では、pn ダイオードの接合容量及びコンダクタンスの温度、周波数特性により、室温で中性子照射された Si 中に導入される欠陥を調べる。まず欠陥を含む場合の pn ダイオードの小信号アドミタンスを解析し、アドミタンスの温度依存性からの欠陥準位の評価法を示す。これから中性子照射により Si 中に導入される準位を求める。またアドミタンスの周波数特性からも欠陥準位を評価できることを示し、いくつかの点でアドミタンスの温度依存性からの欠陥準位評価法よりも利点があることを述べる。これらの実験を通して欠陥準位評価に対する接合のコンダクタンス測定の有用性を示す。さらに pn 接合の空乏層を用いる測定法に対するクラスターの影響について検討を加える。

3-2 アドミタンス測定による欠陥準位の評価法

本節では、欠陥を含む場合の Pn 接合の小信号アドミタンスを解析し、アドミタンスの温度及び周波数特性からの欠陥準位の評価法を示す。

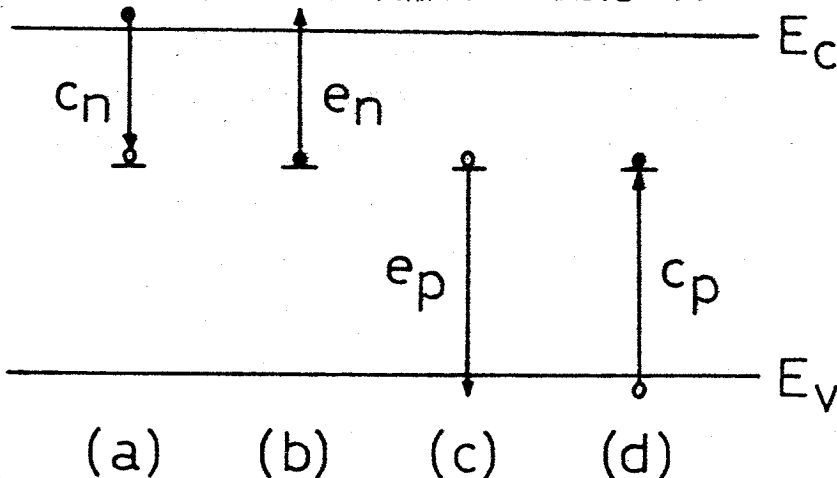


Fig. 3-1 Thermal emission and capture processes of electrons and holes at deep-level defects. (a) electron capture, (b) electron emission, (c) hole emission, (d) hole capture.

Fig. 3-1 には、欠陥における電子 (electron) 及び正孔 (hole) の放出及び捕獲過程を示す。³⁷⁾

Fig. 3-1 (a) は電子の捕獲過程、(b) は電子の放出過程、(c) は正孔の放出過程、(d) は正孔の捕獲過程を表わす。Fig. 3-1 において $C_n(p)$ は電子 (正孔) の捕獲確率 (capture probability), $e_n(p)$ は電子 (正孔) の放出率 (emission rate) である。 C_n , C_p は捕獲断面積を用いると次式のように表わされる。³⁷⁾

$$C_n = \sigma_n v_n, \quad C_p = \sigma_p v_p \quad (3-1)$$

ここで $\sigma_n(p)$ は電子 (正孔) に対する捕獲断面積、 $v_n(p)$ は電子 (正孔) の平均熱速度である。また e_n と C_n , e_p と C_p との関係は詳細平衡の原理により

$$e_n = C_n n_1 = \sigma_n v_n N_c \exp \frac{E_t - E_c}{kT} \quad (3-2)$$

$$e_p = C_p p_1 = \sigma_p v_p N_v \exp \frac{E_v - E_t}{kT} \quad (3-3)$$

となる。³⁷⁾ ここで n_1 (p_1) はフェルミ準位が欠陥準位に等しい時の電子 (正孔) 濃度、 N_c (N_v) は伝導帯 (価電子帯) の有効状態密度、 E_t は欠陥のエネルギー準位、 E_c (E_v) は伝導帯 (価電子帯) のエネルギー、 k はボルツマン定数、 T は温度である。なお縮退度は 1 としている。欠陥での電子あるいは正孔濃度は Fig 3-1 の 4 つの過程を考慮することにより得られる。これに基づき、小信号交流電圧による欠陥の荷電状態の変化が求まれば pn 接合の小信号アドミタンスを得ることができる。同様に第四章での接合形電界効果トランジスタの小信号相互コンダクタンスまた第五章での pn 接合容量の過度応答も Fig. 3-1 に基づき求められる。

Vincent ら¹⁸⁾ は、欠陥を含んでいる時のショットキー接合のアドミタンスを求めた。これは、もちろん、pn 接合にも適用できる。しかしながら、彼らは空乏層内で一定の空間電荷密度を仮定して空乏層幅を計算している。この仮定は欠陥濃度が小さい場合には近似的によいと言えるが、一般には妥当でない。

¹⁹⁾²⁰⁾ この点に留意して欠陥を含む場合の pn 接合のアドミタンスを求める。

簡単のため、深いアクセプター準位を含む p^+-n 接合を考える。 p^+-n 接合では空乏層の大部分は n 側に広がるため、 n 側中に存在する欠陥の情報が得られる。もちろん議論は深いドナー準位を含む p^+-n 接合、深いアクセプター準位あるいは深いドナー準位を含む n^+-p 接合についても成り立つ。Fig.3-2 には逆バイアスが印加された時の p^+-n 接合を示す。

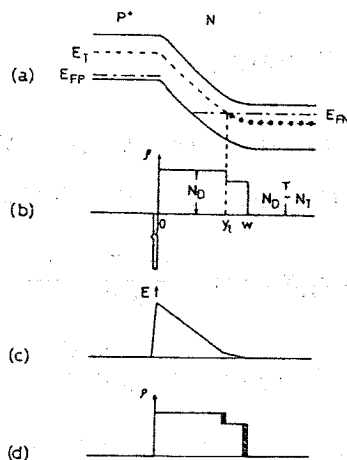


Fig. 3-2 A reverse-biased p^+-n junction containing deep acceptor levels. (a) band-diagram, (b) space-charge density, (c) electric field, (d) incremental charge density.

Fig.3-2 (a)はエネルギー帯図、(b)は空間電荷密度、(c)は電界、(d)は小信号交流電圧による電荷の変化分（斜線）を示す。Fig.3-2 においては簡単のため、欠陥の荷電状態は、空乏層内でフェルミ準位が欠陥準位と交わる点 (y_t) で中性から負にステップ状に変わると仮定している (truncated space charge approximation)。²⁾ また空乏層近似を用いている。この時空乏層内の空間電荷密度は $0 < y < y_t$ で $\rho = qN$, $y_t < y < W$ で $\rho = q(N_d - N_t)$ となる。ここで N_d はドナー濃度、 N_t は欠陥濃度、 W は空乏層幅である。ここで容量 C_0 を次のように定義する。¹⁹⁾²⁰⁾

$$C_0 = \frac{\epsilon A}{W} \quad (3-4)$$

ここで ϵ は誘電率、 A は接合面積である。 C_0 は欠陥の荷電状態が交流信号に追従して変化できない時の容量を与える。即ち Fig.3-2(d) に示す交流信号によ

よる電荷の変化分が空乏層端にのみある時の容量である。 C_0 は“高周波容量”
 と言われ、交流信号の周波数が電子の放出率 e_n よりも大きい時に観測される。
 測定周波数が低くなるにつれて欠陥の荷電状態は交流信号に追従して変化でき
 るようになり、Fig. 3-2(d)に示すように電荷の変化分が y_i の所にも現われる。
 今欠陥の荷電状態が交流信号に完全に追従して変化できるような低周波での電
 荷の変化分を求めよう。(Fig. 3-2(d)に示す y_i での変化分はこの場合に対応
 する。) 接合に加えられる電圧が V_R から $V_R + \delta V$ に増加した時、フェルミ準
 位と欠陥準位の交わる点は y_i から $y_i + \delta y$ に移動する。従ってフェルミ準位
 の上に新たに来た欠陥は電子放出率 e_n で電子を伝導帯に放出する。電圧が減少
 した時これと逆のことが生ずる。この時の電荷の変化分は

$$\delta Q = q N_t A \delta y \quad (3-5)$$

となる。 δy はtruncated space charge approximationのもとでは空
 乏層の増分 δW と等しい。²⁾ δW は次のようにして求まる。¹⁸⁾ ポアソンの方程
 式を2回積分すると、

$$-\int_0^W \int_0^y \frac{\rho(y)}{\epsilon} dy + W \int_0^W \frac{\rho(y)}{\epsilon} dy - V = 0 \quad (3-6)$$

ここで $\rho(y)$ は電荷密度である。(3-6)式を W で微分すると

$$\delta W = \frac{\delta V}{W} \frac{\epsilon}{\rho(W)} \quad (3-7)$$

ここで $\rho(W) = q n$ であり、 n はバルク中のキャリア濃度である。(3-4)、
 (3-5)、(3-7)式より

$$\delta Q = \frac{N_t}{n} C_0 \delta V \quad (3-8)$$

と求まる。(3-8)式から低周波での欠陥による容量は $\frac{N_t}{n} C_0$ であることが
 わかる。次に中間の周波数領域でのアドミタンスを求める。周波数が増すに従
 って交流信号に応答できる欠陥の電荷の変化分は(3-8)式で与えられるも
 のより減少する。交流電圧 $\delta V = \delta V_0 \exp(j\omega t)$ が接合に加えられた時流れ

る電流は¹⁸⁾

$$i(t) = -\frac{dQ(t)}{dt} = e_n Q(t) \quad (3-9)$$

ここで $Q(t)$ は欠陥より放出することができる電荷量であり、次式で与えられる¹⁸⁾。

$$Q(t) = \delta Q(t) - \int_0^t i dt \quad (3-10)$$

従って (3-9)、(3-10) 式より

$$i(t) = e_n \left(\frac{N_t}{n} C_0 \delta V - \int_0^t i dt \right) \quad (3-11)$$

(3-11) 式を解くと

$$i = \frac{N_t}{n} C_0 e_n \cos(\Psi) \exp\{j(\omega t + \Psi)\} \quad (3-12)$$

ここで $\tan \Psi = e_n / \omega$ である。従って δV と位相が合う成分 i_0 は

$$i_0 = \frac{e_n \omega^2}{e_n^2 + \omega^2} \frac{N_t}{n} C_0 \delta V_0 \exp(j\omega t) \quad (3-13)$$

δV と $\frac{\pi}{2}$ 位相がずれた成分 $i_{\pi/2}$ は

$$i_{\pi/2} = \frac{e_n^2 \omega}{e_n^2 + \omega^2} \frac{N_t}{n} C_0 \delta V_0 \exp\{j(\omega t + \frac{\pi}{2})\} \quad (3-14)$$

となる。従って (3-13) 式より角周波数 ω でのコンダクタンス G_t は

$$G_t = \frac{e_n \omega^2}{e_n^2 + \omega^2} \frac{N_t}{n} C_0 \quad (3-15)$$

となる。また (3-14) 式より容量 C_t は

$$C_t = \frac{e_n^2}{e_n^2 + \omega^2} \frac{N_t}{n} C_0 \quad (3-16)$$

となる。この時の接合の全容量は $C = C_0 + C_t$ である。このようにして欠陥を含む場合の pn 接合のアドミタンスが求められた。

次に pn 接合のアドミタンスの温度依存性からの欠陥準位の評価法を示す。n, C_0 は温度にあまり依存しないとすると e_n は (3-2) 式に示す温度特性を持

っているので (3-15)、(3-16) 式からわかるようにアドミタンスの温度依存性は e_n の温度依存性により支配される。この時 (3-15) 式より、 G_t の温度依存性において G_t は $w = e_n$ を満足する温度で最大となることがわかる。その時の最大値 $(G_t)_{\max}$ は

$$(G_t)_{\max} = \frac{1}{2} \omega \frac{N_t}{n} C_0 \quad (3-17)$$

となる。 $(G_t)_{\max}$ は周波数に比例して増加することがわかる。このようにある周波数でコンダクタンスの温度依存性が測定されると、コンダクタンスは各々の欠陥に対して $w = e_n$ が満足される温度ごとに最大値を持つ。またコンダクタンスの温度依存性を測定周波数を変えて測定することにより各欠陥に対する e_n の温度依存性が求まり、(3-2) 式より欠陥準位を評価することができる。従ってコンダクタンスの温度依存性の測定による欠陥準位評価法は、熱刺激電流法³⁸⁾、熱刺激容量法³⁸⁾³⁹⁾⁴⁰⁾ さらには第四章で示す接合形電界効果トランジスタの相互コンダクタンス測定³¹⁾³⁴⁾ 第五章で示す Deep-Level Transient Spectroscopy (DLTS) 法³⁵⁾⁴¹⁾ と同様、異なった欠陥からの信号が明瞭に分離できる、スペクトロスコピックな性質を有していることがわかる。一方 C_t は $w = e_n$ となる温度付近で急激な増加を示す。

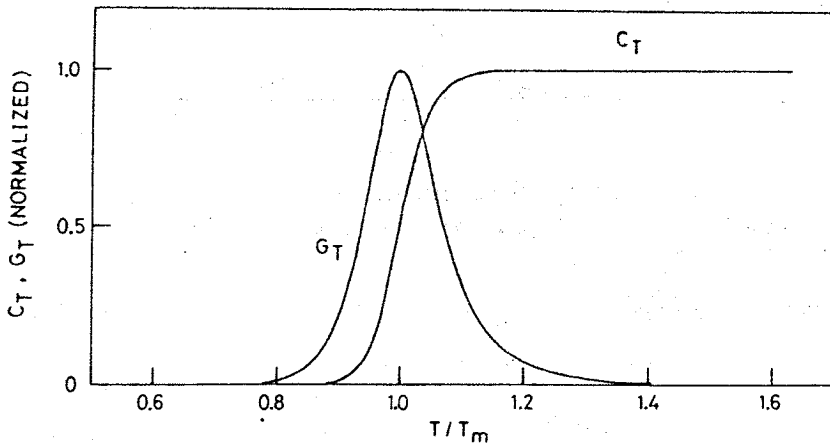


Fig. 3-3 Temperature dependence of the admittance calculated from eqs.(3-15) and (3-16) assuming that $E_C - E_t/kT_m = 20$. All values are normalized.

Fig. 3-3 には、(3-15)、(3-16) 式より計算した G_t 及び C_t の温度依存性を示す。 C_t は低温、即ち $w \gg e_n$ の時零、高温即ち $w \ll e_n$ の時 $\frac{N_t}{n} C_0$ となり、温度上昇に伴う C_t の増加分 ΔC は

$$\Delta C = \frac{N_t}{n} C_0 \quad (3-18)$$

となる。(3-17)あるいは(3-18)式から $\frac{N_t}{n}$ が求められることがわかる。しかしながら n 、 C_0 の温度依存性が無視できないならアドミタンスの温度特性より評価した欠陥準位にはある程度の不確かが含まれるであろう。^{19) 20)} このような場合アドミタンスの周波数特性より欠陥準位が評価できるなら、(3-17)、(3-18)式からわかるように G_t 及び C_t で周波数に関係するのは w のみであるので、アドミタンスの温度依存性よりも正確な欠陥準位が求められると考えられる。²⁰⁾ これについては 3-4-2 の項で議論する。Fig. 3-4 には(3-17)、(3-18)式から計算したアドミタンスの周波数特性を示す。

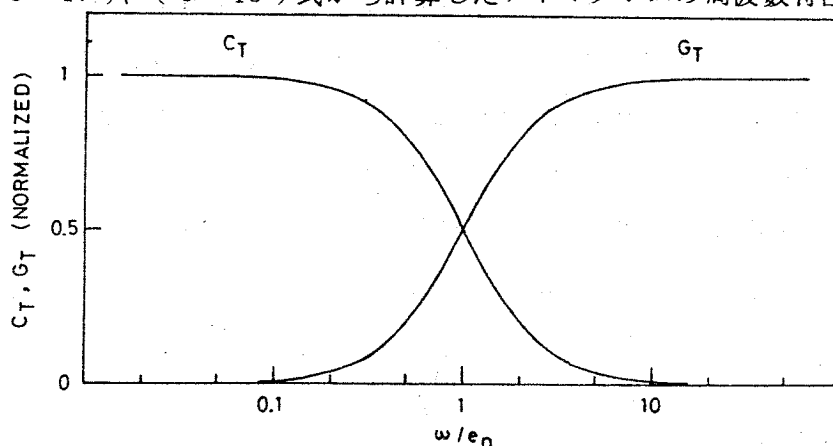


Fig. 3-4 Frequency dependence of the admittance calculated from eqs. (3-15) and (3-16). All values are normalized.

C_t は周波数とともに減少する。低周波、即ち $w \ll e_n$ では C_t は $\frac{N_t}{n} C_0$ に、高周波、即ち $w \gg e_n$ では C_t は零となり、周波数増加に伴う C_t の減少分は $\frac{N_t}{n} C_0$ となる。一方 G_t は周波数とともに増加する。低周波では零に、高周波では $e_n \frac{N_t}{n} C_0$ となる。

3-3 実験方法

禁制帯中の上半分に導入される欠陥準位を調べるために p^+-n ダイオード、下半分に導入される欠陥準位を調べるために n^+-p ダイオードを用いた。ダイオードは通常の拡散法により製作した。 p^+-n ダイオードはリン(P)をドープした n 型 CZSi にボロン(B)を拡散することにより、 n^+-p ダイオードはボロンをドープした P 型 CZSi にリンを拡散することにより製作した。用いた n 型及び P 型 Si 単結晶の比抵抗はそれぞれ $0.2 \sim 0.4 \Omega \text{cm}$ 、 $2 \sim 6 \Omega \text{cm}$ である。

ダイオードの接合容量(C)、コンダクタンス(G)は、Boonton社ブリッジ、モデル 75 C により周波数 $5 \sim 500 \text{ KHz}$ の範囲で測定した。交流信号レベルは 15 mV である。照射前では p^+-n 、 n^+-p ダイオードとも全測定温度範囲(液体窒素温度付近から室温)にわたって、Cは周波数に依存せずまたGは検出されなかった。

中性子の照射は立教大学原子力研究所のトリガII型原子炉で、室温で行なった。照射は第二章と同様Cd板を用いずに行なったが、第二章で議論したように熱中性子による損傷は無視し得るものである。²⁷⁾ 速中性子の照射量は p^+-n ダイオードに対しては $1 \times 10^{15} \text{ neutron/cm}$ 、 $n-p$ ダイオードに対しては $2 \times 10^{14} \text{ neutron/cm}$ である。照射後のダイオードのアドミタンスの測定温度範囲は、熱処理の効果を避けるため室温までとしている。

3-4 実験結果及び検討

3-4-1 アドミタンスの温度依存性

(a) p^+-n 接合

Fig. 3-5 に、零バイアスで測定した p^+-n ダイオードのコンダクタンス(G)、キャパシタンス(C)の温度依存性を示す。測定周波数は 100 KHz である。この周波数では $\omega = \omega_n = 6.28 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$ を満足する温度ごとにGは最大となる。Gの温度特性において、Gは2つの最大値を持っていることがわかる。また理論から予測されるようにGが最大値を持つ温度付近でCは急激な増加を示している。このことから、中性子照射により n 型 Si には2つの欠陥が導

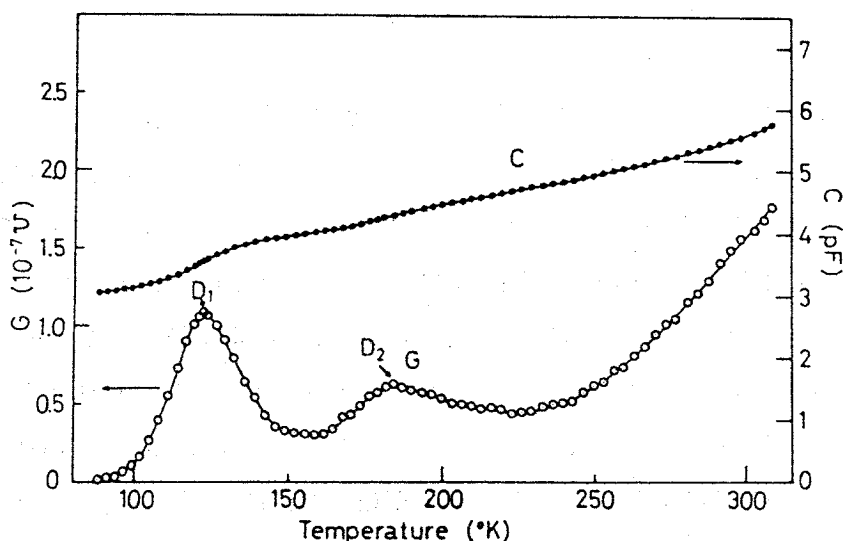


Fig. 3-5 Temperature dependence of the admittance at zero bias for a neutron-irradiated p^+-n diode. The total neutron flux is 1×10^{15} neutron/cm². The measured frequency is 100 kHz. Two defects are labeled D_1 and D_2 .

入されることがわかる。便宜上この2つの欠陥を D_1 、 D_2 とする。一方n型Siには中性子照射により3つの欠陥が導入されることが報告されている。¹⁹⁾³¹⁾³³⁾³⁵⁾

250°K以上でのG、Cの増加はもう1つの欠陥によるものかもしれない。さらにGの温度特性において、欠陥 D_2 に対するGの半値幅は欠陥 D_1 に対するものよりも大きいことがわかる。Gの半値幅は e_n の温度依存性により決まり、温度 T_1 及び T_2 でGがその最大値の半分の値を取るとすると半値幅 $\Delta T = T_1 - T_2$ は(3-2)、(3-15)、(3-17)式より

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{k} \frac{\ln \left\{ \frac{(2+\sqrt{3})}{(2-\sqrt{3})} \frac{e_{n0}(T_2)}{e_{n0}(T_1)} \right\}}{\ln \frac{(2+\sqrt{3})\omega}{e_{n0}(T_1)} - \ln \frac{(2-\sqrt{3})\omega}{e_{n0}(T_2)}} \quad (3-19)$$

となる。ここで $\Delta E = E_c - E_t$ であり、 $e_{n0}(T)$ は(3-2)式での preexponential factor $\sigma_n V_n N_c$ である。今 $e_{n0}(T)$ は温度に依存しないとすると(preexponential factorの温度依存性については3-4-3の項で議論する)、(3-19)式よりGの半値幅はほぼ欠陥のエネルギーの深さ ΔE に比例することがわかる。¹⁶⁾¹⁷⁾¹⁹⁾²⁰⁾ 従ってFig.3-5の結果は、欠陥 D_2 のエネル

ギーの深さは欠陥 D_1 に対するものより大きいことを示唆している。

Fig.3-6 には、零バイアスで測定した周波数 6、50、200 KHz での G の温度依存性を示す。

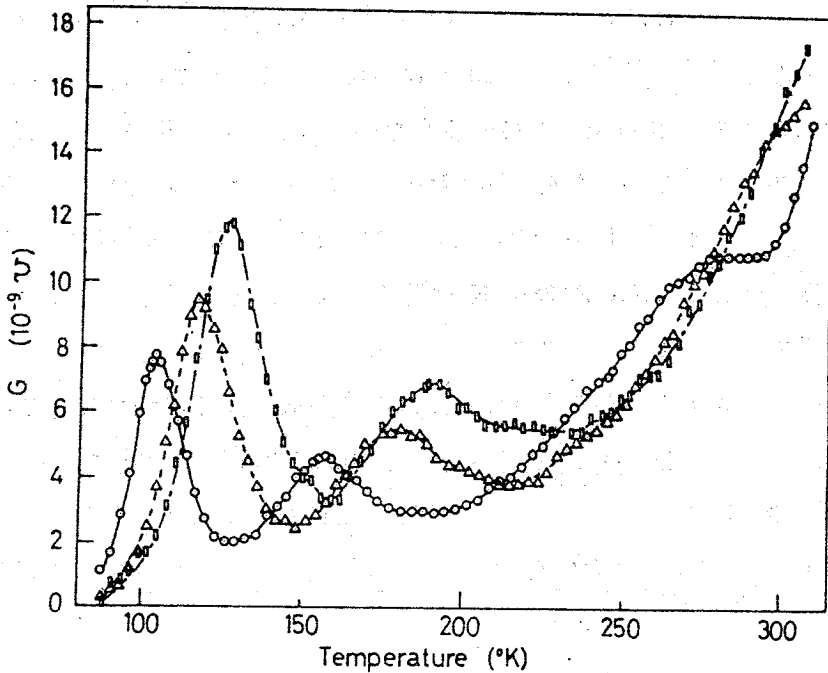


Fig. 3-6 Temperature dependence of the conductance at zero bias for a neutron-irradiated p^+-n diode. Ordinate scale is for 6 kHz measurements. The 50 and 200 kHz scales are magnified by 6 and 18, respectively. \circ , 6 kHz; Δ , 50 kHz; \square , 200 kHz.

G が最大となる温度 T_{max} は測定周波数が増加するにつれて高温側に移動している。これは測定周波数が大きくなるにつれて、 $w = e_n$ の条件より、より大きな e_n で G が最大となるからである。また G の最大値は、(3-17) 式から予測されるように測定周波数が増すにつれて大きくなっている。測定周波数 6 KHz での G の温度特性において、G は 280°K 付近で一旦飽和するが、 300°K 以上で再びしかも急激な増加を示している。 300°K 以上での G の急激な増加はダイオードの dc コンダクタンスによる。¹⁶⁾¹⁷⁾ ダイオードの dc コンダクタンスは、

ダイオードの電流-電圧特性 $I = I_s (\exp \frac{qV}{nkT} - 1)$ を電圧で微分すること

により得られ、次式となる。⁴²⁾

$$G_{dc} = \frac{qI_s}{nkT} \exp \frac{q|V_R|}{kT} \propto T^3 \exp \left(-\frac{E_g + q|V_R|}{kT} \right) \quad (3-20)$$

ここで I_s は逆方向飽和電流、 E_g は禁制帯幅である。従って欠陥を含む p n 接合で観測される G は dc コンダクタンスに欠陥によるコンダクタンスが加わったものとなる。¹⁶⁾¹⁷⁾¹⁹⁾²⁰⁾ (3-20) 式からわかるように G_{dc} は温度とともに急激に増加し、300°K 以上での G の急激な増加は G_{dc} により説明できる。また照射前では観測されなかった G_{dc} が照射後に観測されたのは、照射により I_s が増加したことによる。⁴³⁾ しかしながら G_{dc} の急激な増加にもかかわらず 6 KHz の G の温度特性において G が 280°K 付近で一旦飽和を示すということは、この温度付近で欠陥によるコンダクタンスの最大値があることを示唆している。他方 (3-20) 式からわかるように G_{dc} は温度が低くなるにつれて急激に減少し、低温、即ち欠陥 D_1 、 D_2 が観測される温度領域ではその影響は無視し得る。

Fig. 3-7 には、零バイアスで測定した G の温度特性から得た欠陥 D_1 、 D_2 に対する e_n の温度依存性を示す。 e_n の温度依存性の傾きから欠陥 D_1 、 D_2 に

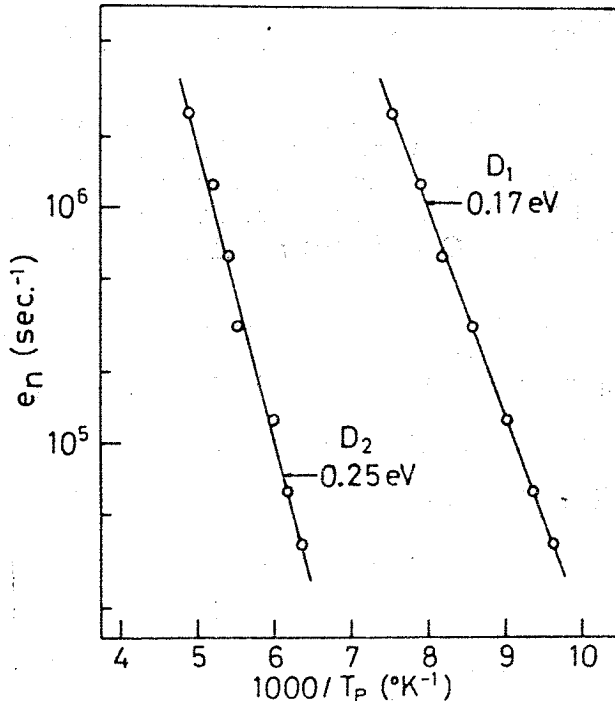


Fig. 3-7 Electron emission rate vs $1000/T_p$ for defects D_1 and D_2 , which is obtained from the G - T curves measured for various frequencies at zero bias.

対してそれぞれ 0.17、0.25 eV の活性化エネルギーを得た。しかしながら (3-2) 式からわかるように e_n の温度依存性には、exponential の項のみならずその preexponential factor $\sigma_n V_n N_c$ の温度依存性も含まれる。もちろん e_n の温度依存性の大部分は exponential の項に支配されるが、正しく欠陥準位を評価するには preexponential factor の温度依存性も考慮しなければならない。⁴⁴⁾ 従って正確な欠陥準位を求めるためには preexponential factor、即ち捕獲断面積の温度依存性を知る必要がある。このことは、3-4-3 の項で議論する。今得た活性化エネルギーの値は preexponential factor が温度に依存しないとした時の値である。

Fig. 3-6 の所で議論したように、高温では G_{dc} が大きくなるので欠陥によるコンダクタンスを正しく測定できない。しかも G_{dc} は温度とともに急激に増加するので欠陥によるコンダクタンスの最大値が隠され観測できない可能性がある。しかしながら (3-20) 式からわかるように G_{dc} は逆バイアスに対しては指数関数的に減少するので、逆バイアスを加えることにより G_{dc} の影響を小さくすることができよう。この目的のため逆バイアスを加えて p^+-n 接合のアドミタンスの温度特性を測定した。Fig. 3-8 に、 $V_R = 2\text{ V}$ で測定した G の温度依存性を示す。比較のため零バイアスで測定した G の温度依存性も示す。測定周波数は 20 KHz である。 $V_R = 2\text{ V}$ で測定した G の温度依存性では零バイアスで観測した欠陥 D_1 、 D_2 に加えて新たに高温側で G の最大値が観測できる。これは、零バイアスではこの温度付近で温度上昇に伴い G が急激な増加を示しているのと比較すると極めて対照的であり、逆バイアスを加えることにより G_{dc} が減少したことを示している。逆バイアスを加えることにより新たに観測された欠陥を D_3 とする。これにより n 型 Si には中性子照射により 3 つの欠陥 (D_1 、 D_2 、 D_3) が導入されることが判明した。この結果は他の実験方法を用いて報告されている結果と一致している。³¹⁾³³⁾³⁵⁾ 一方 $V_R = 2\text{ V}$ で測定した G の値は零バイアスでの値に比べて小さい。(3-15) 式からわかるように G の電圧依存性は C_c の電圧依存性に従う。欠陥 D_2 に対する G の最大値 G_{\max} の電圧依存性は C_c のものと一致した。しかしながら欠陥 D_1 に対する G_{\max}

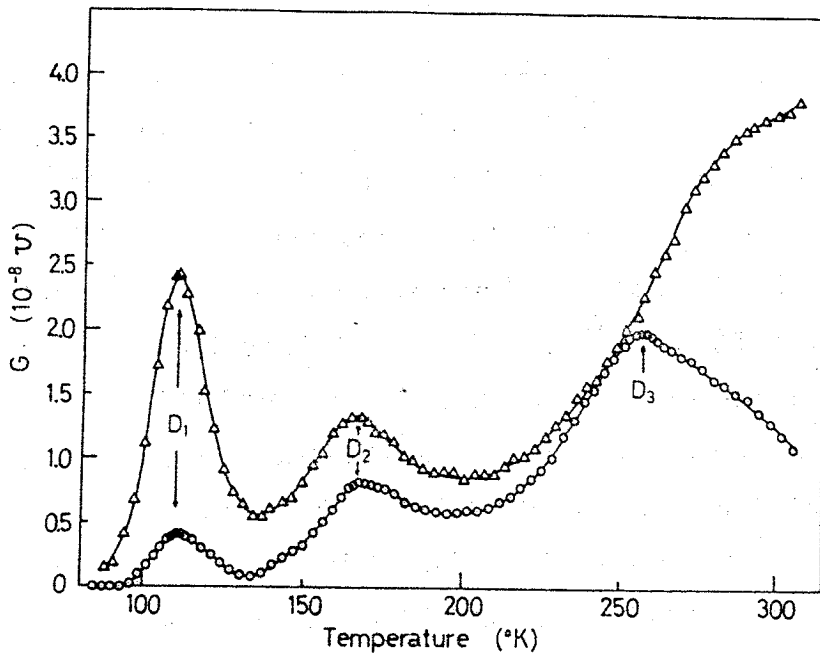


Fig. 3-8 Temperature dependence of the conductance at zero bias and $V_R=2$ V for a neutron-irradiated p^+-n diode. The measured frequency is 20 kHz. A defect responsible for the peak of G at 258°K in the G - T curve at $V_R=2$ V is labeled D_3 . Δ , zero bias; \circ , $V_R=2$ V.

の電圧依存性は C_0 のものと一致せず、Fig. 3-8に示すように大きく減少した。中性子照射されたSiではキャリア濃度や移動度の減少により、²²⁾²³⁾²⁵⁾²⁷⁾⁴⁵⁾特に低温では比抵抗が増加しダイオードの直列抵抗が大きくなる。従って低温ではアドミタンスの測定に及ぼす直列抵抗の影響は無視できなくなり、特にその影響は容量測定よりもコンダクタンス測定の方が大きい。¹⁸⁾¹⁹⁾低温で観測される欠陥 D_1 に対する G_{\max} と C_0 の電圧依存性の不一致は、直列抵抗の測定に及ぼす影響が大きくなったためだと考えられる。従って欠陥 D_1 の T_{\max} にもある程度の不確さが含まれている可能性がある。Fig. 3-9に、 $V_R = 2$ Vで測定した G の温度特性から得た欠陥 D_1 、 D_2 、 D_3 に対する e_n の温度依存性を示す。 e_n の温度依存性の傾きから欠陥 D_1 、 D_2 、 D_3 に対してそれぞれ0.17、0.25、0.43 eVの活性化エネルギーを得た。

今得た e_n の温度依存性は、3-2節で議論したように、 n 及び C_0 の温度依

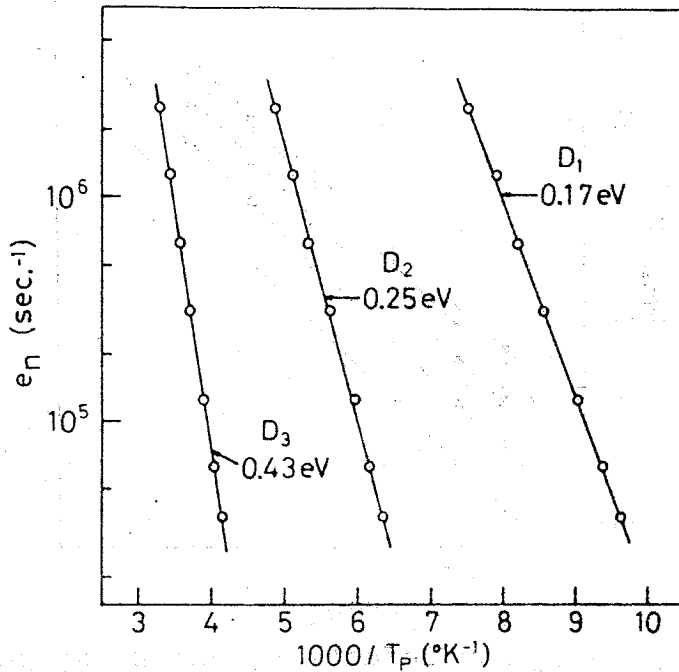


Fig. 3-9 Electron emission rate vs $1000/T_p$ for defects D_1 , D_2 and D_3 , which is obtained for various frequencies at $V_R=2$ V.

存性が e_n に比べて無視できるとして G の温度依存性から求めたものである。

(3-15)、(3-16)式からわかるように、 C_0/n が温度にあまり依存しないなら G の温度特性から得た e_n の温度依存性は正しい。また c_0/n があまり温度に依存しないなら、(3-17)式から G の最大値は測定周波数と比例関係にある。従って測定した G_{max} が測定周波数に比例して増加するなら、 C_0/n が温度に依存しないと言える。Fig.3-10 には、欠陥 D_1 、 D_2 、 D_3 に対する G_{max} を測定周波数に対して示す。各欠陥に対する G_{max} は零バイアス、 $V_R=2$ V とほぼ測定周波数に比例している。従って今の場合、欠陥準位の評価に n 、 C_0 の温度依存性は無視し得ることがわかった。さらに各欠陥に対して得た G_{max} を用いて N_t/n を求めた。 N_t/n は(3-17)あるいは(3-18)式より求めることができる。しかしながら C_0 、 ΔC は C の温度依存性のグラフより評価する必要がある、かなりめんどうである。そこで N_t/n のより簡単な

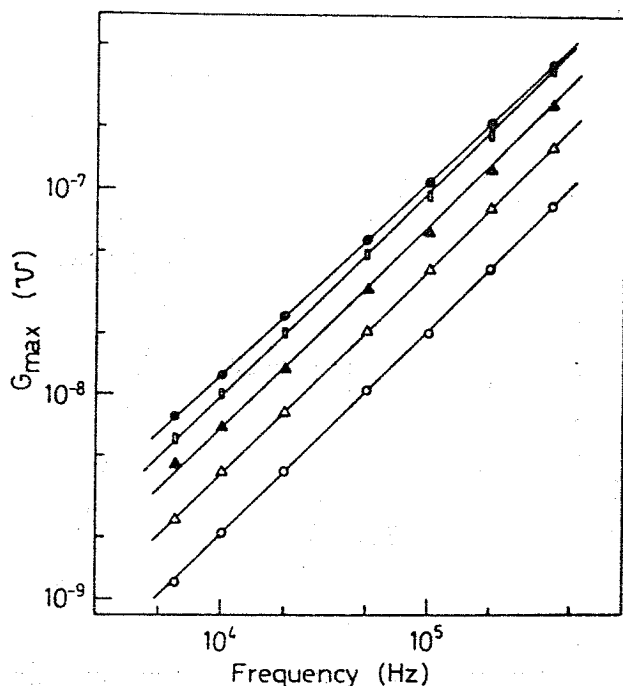


Fig. 3-10 G_{\max} for defects D_1 and D_2 at zero bias and for defects D_1 , D_2 and D_3 at $V_R=2$ V vs frequency. \bullet , G_{\max} for defect D_1 at zero bias; \blacktriangle , G_{\max} for defect D_2 at zero bias; \circ , G_{\max} for defect D_1 at $V_R=2$ V; \triangle , G_{\max} for defect D_2 at $V_R=2$ V; \square , G_{\max} for defect D_3 at $V_R=2$ V.

求め方を示す。 G が最大となる時、即ち $w = e_n$ の時、(3-16)式より $C = C_0 (1 + \frac{1}{2} \frac{N_t}{n})$ である。これと(3-17)式より

$$\frac{N_t}{n} = 2 \left(\frac{C}{G_{\max}/\omega} - 1 \right)^{-1} \quad (3-21)$$

となる。²⁰⁾ (3-21)式を用いると、 G の最大値とその時測定される容量値から N_t/n を求めることができる。欠陥 D_2 、 D_3 に対しては各周波数また各バイアスとも求めた N_t/n の値は一致しており、その値はそれぞれ0.055、0.12であった。一方欠陥 D_1 に対して求めた N_t/n は各周波数とも一致していたが、バイアス電圧によりその値は変化した。これは前に述べた G_{\max} の逆バイアスによる大きな変化による。 N_t/n の相違は N_t や n の場所的な分布による可能性もあるが、先に述べたように低温での G 測定に及ぼす直列抵抗の影響により欠陥 D_1 の G_{\max} が正しく測定されなかったことによると考えられる。¹⁸⁾¹⁹⁾

(b) $n^+ - P$ 接合

$n^+ - P$ 接合の場合 (3-15)、(3-16) 式において e_n は e_p に、 n は P (バルク中の正孔濃度) に置き換えられる。²⁰⁾ Fig. 3-11 に零バイアスで測定した $n^+ - P$ ダイオードのアドミタンスの温度特性を示す。

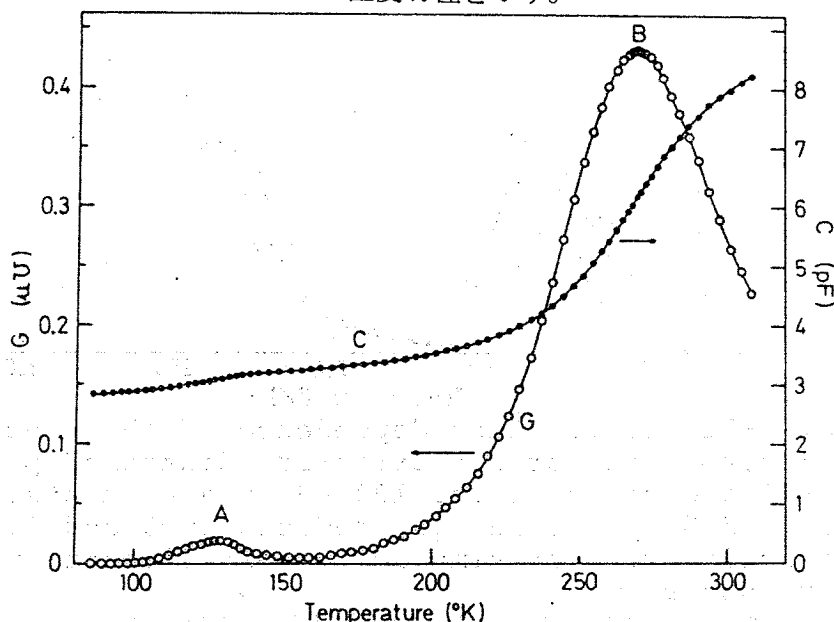


Fig. 3-11 Temperature dependence of the admittance at zero bias for a neutron-irradiated $n^+ - p$ diode. The total neutron flux is 2×10^{14} neutron/cm². The measured frequency is 50 kHz. Two defects are labeled A and B.

測定周波数は 50 KHz である。G の温度特性において、G は 2 つの最大値を持っていることがわかる。また G が最大となる温度付近で C が急激に増加している。このことから中性子照射により P 型 Si には 2 つの欠陥が導入されることがわかる。この結果は他の実験方法を用いて報告されている結果と一致している。³¹⁾³⁵⁾ 便宜上この 2 つの欠陥を A、B とする。G の温度特性において、欠陥 B に対する G の半値幅は欠陥 A に対するものより大きい。先に述べたように、このことは欠陥 B のエネルギーの深さは欠陥 A に対するものより大きいことを示唆している。¹⁶⁾¹⁷⁾¹⁹⁾²⁰⁾

Fig. 3-12 には、測定周波数 5、20、100 KHz での G の温度特性を示す。G が最大となる温度 T_{max} は測定周波数が増加するにつれて高温側に移動している。これは e_p の温度上昇にともなう増加による。また G の最大値 G_{max} は測定

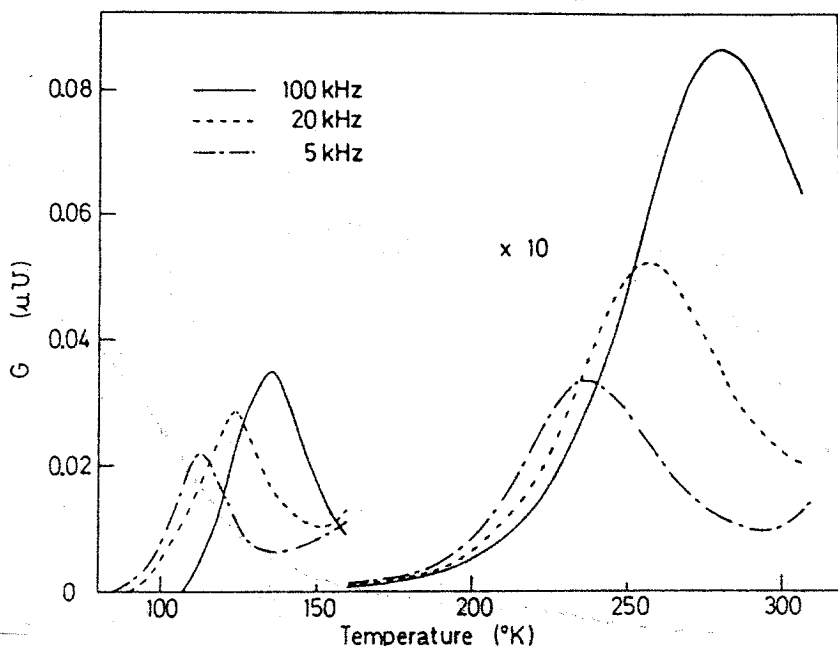


Fig. 3-12 Temperature dependence of the conductance at zero bias for a neutron-irradiated n^+-p diode. Ordinate scale is for 100 kHz measurements. The 20 and 5 kHz scales are reduced by 3 and 8, respectively. For simplicity, experimental points are not shown.

周波数が増すにつれて大きくなっている。測定周波数 5 KHz での G の温度特性において、 G は 300°K 付近で再び上昇している。一方この温度付近では C の急激な増加は観測されなかった。従ってこの G の増加は欠陥によるものではなく、 $p-n$ ダイオードでも観測された dc コンダクタンス G_a の温度上昇にともなう増加による。¹⁶⁾¹⁷⁾ 高温で測定される G は欠陥によるコンダクタンスと dc コンダクタンスの和となる。しかしながら先に述べたように、 G_a は温度が減少するにつれて急激に減少するので、Fig. 3-12 からわかるように 5 KHz での G の温度特性における欠陥 B に対する G_{\max} や T_{\max} への G_a の影響は無視できる。一方測定周波数が増すにつれて T_{\max} は高温に移動するが、 G_{\max} は測定周波数にほぼ比例して大きくなるので、高い周波数の測定においても G_a の影響は無視し得る。従って $n-p$ 接合の場合逆バイアスでの測定は行なわなかった。

Fig. 3-13 に、 G の温度特性から得た欠陥 A、B に対する e_p の温度依存

性を示す。

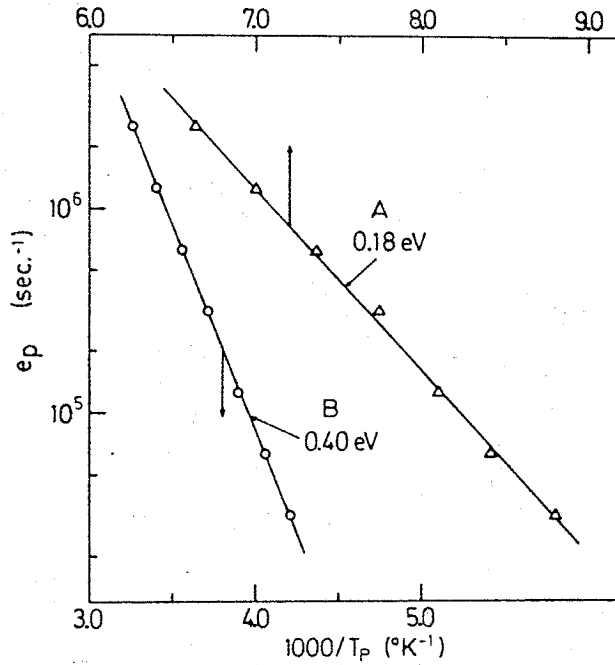


Fig. 3-13 Hole emission rate vs $1000/T_p$ for defects A and B, which is obtained from the G-T curves measured for various frequencies at zero bias.

e_p の温度依存性の傾きより欠陥 A、B に対してそれぞれ 0.18、0.40 eV の活性化エネルギーを得た。さらに G の温度特性から得た e_p の温度特性に及ぼす P、C の温度依存性の影響を調べるために、Fig. 3-14 に欠陥 A、B に対する G_{max} の測定周波数依存性を示す。欠陥 A、B とも G_{max} は測定周波数にほぼ比例して増加していることがわかる。従って欠陥単位の評価に P、C の温度依存性は無視し得ることがわかった。また各欠陥に対して得た G_{max} を用いて、(3-21) 式より N_t/P を求めた。欠陥 A、B とも各周波数で求めた N_t/P は一致しており、その値はそれぞれ 0.04、0.58 であった。

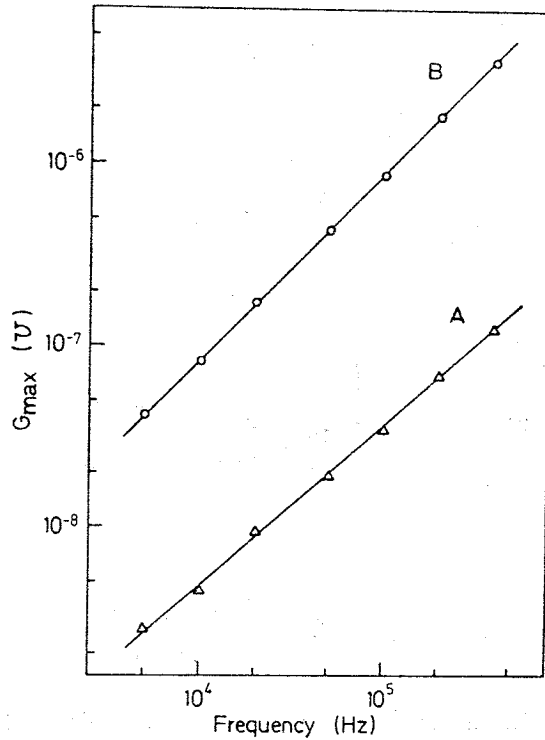


Fig. 3-14 G_{\max} for defects A and B at zero bias vs frequency.

3-4-2 アドミタンスの周波数依存性

3-2節で述べたように、アドミタンスの温度特性の測定から欠陥準位を評価する際、バルク中のキャリア濃度や高周波容量 C_0 の温度依存性の影響を考慮しなければならない。¹⁸⁾¹⁹⁾²⁰⁾ 一方アドミタンスの周波数特性では(3-15)、(3-16)式からわかるように周波数に関係するのは ω のみである。従って一定温度でのアドミタンスの周波数特性から欠陥準位を評価できるなら、これはアドミタンスの温度特性からの欠陥準位評価法よりもよい方法であると言える。²⁰⁾ 本節ではアドミタンスの周波数特性からの欠陥準位評価法を示し、これを中性子照射された $\text{Si } n^+ - p$ 接合に適用する。用いた $n^+ - p$ ダイオードは3-4-1(b)で用いたものと同一である。

(3-15)式より

$$G_t = \frac{e_p \omega}{\omega^2 + \omega^2} \frac{N_t}{P} C_0 \quad (3-22)$$

となる。(3-22)式より、 G_t/w の周波数特性において G_t/w は $w = e_p$ の時最大となることがわかる。このようにして、 G_t/w の周波数特性より e_p を評価できる。この方法はNicollian、Goetzberger¹⁵⁾によりSi-SiO₂界面の表面準位を調べる時に用いられた方法と似ている。アドミタンスに周波数特性を与える物理的要因はMOS素子、pnダイオードとも同じであるので当然の結果であると言える。ただMOS素子においては表面準位の充放電、pnダイオードではバルク中の欠陥の充放電という違いがある。

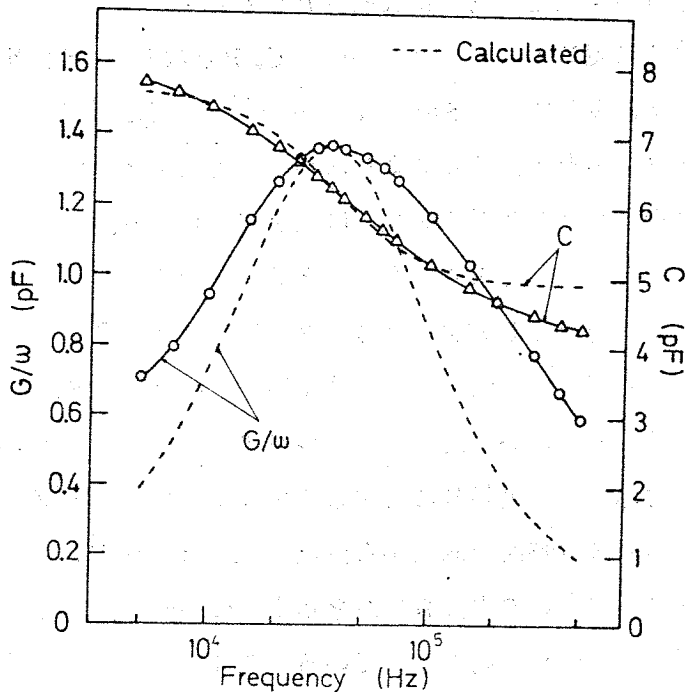


Fig. 3-15 Frequency dependence of G/ω and C measured at zero bias for a neutron-irradiated n^+-p diode. The total neutron flux is 2×10^{14} neutron/cm². The measured temperature is 265°K. G/ω and C calculated from eqs. (3-22) and (3-16) are also shown when $e_p = 2.2 \times 10^5$ sec⁻¹, $N_t/p = 0.56$ and $C_0 = 4.89$ pF. These values are chosen as fitting the calculated values of G/ω and C with the experimental values at the frequency where G/ω has a maximum.

Fig. 3-15 には、中性子照射された n-p ダイオードに対して、零バイアスで測定された G_t/w 及び C の周波数依存性を示す。測定温度は 265°K である。Fig. 3-15 には、(3-16) 及び (3-22) 式から計算により求めた C 及び G_t/w の周波数依存性も示す。(3-22) 式から予測されるように、 G/w は最大値を持っていることがわかる。一方 C は (3-16) 式から予測されるように G/w が最大となる周波数付近で急激に減少している。しかしながら G/w 、 C に対する測定結果は計算結果よりもいずれも広がった周波数特性を示している。これは、3-2 節でアドミタンスを得る際に空乏層近似を仮定したことによると考えられる。空乏層内の正孔濃度 P を考慮するとアドミタンスの周波数特性を支配する時定数 τ は、 $\tau = 1/e_p + C_p P$ となり、³⁾ 空乏層を通じた P の変化により τ は変化する。San、Forbes⁴⁾ は、空乏層内での τ の分布を考慮してアドミタンスを数値計算により求め、測定結果と一致することを示している。3-2 節で与えたアドミタンスは空乏層近似 ($p=0$) により $\tau=1/e_p$ 、即ち単一時定数を仮定して求めたものである。この点で (3-15)、(3-16) 式に従い欠陥準位を求める方法は近似的な評価法である。²⁰⁾

アドミタンスの周波数特性から、中性子照射された P 型 Si に 2 つの欠陥が導入されていることがわかった。この 2 つの欠陥は 3-4-1(b) の項で示した欠陥 A、B に対応する。欠陥 B に対する情報は 241 から 301°K の温度範囲でのアドミタンスの周波数特性の測定から得た。Fig. 3-16 には、測定温度 247 、 271 、 289°K での G/w の周波数特性を示す。 G/w が最大となる周波数は測定温度が上昇するにつれて高くなっている。これは、温度上昇に伴う e_p の増加による。一方欠陥 A に対する情報は 125 から 145°K の温度範囲での測定から得た。

Fig. 3-17 には、 G/w の周波数特性から得た欠陥 A、B に対する e_p の温度依存性を示す。 e_p の温度依存性の傾きから欠陥 A、B に対してそれぞれ 0.18 、 0.41 eV の活性化エネルギーを得た。比較のため Fig. 3-17 には、 G の温度特性から得た e_p の温度依存性 (Fig. 3-13) も示す。両方法より得た e_p の温度依存性は一致している。 G の温度特性から e_p の温度依存性を評価す

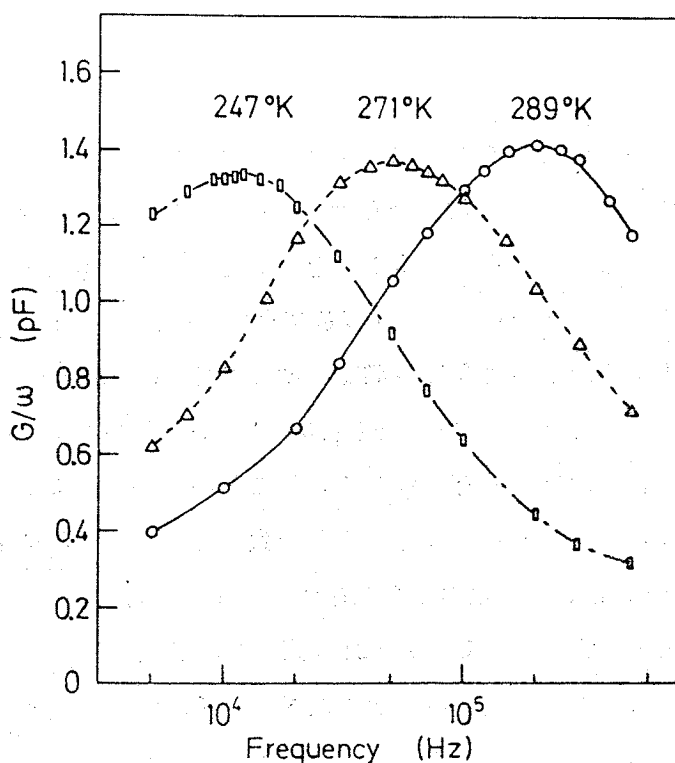


Fig. 3-16 Frequency dependence of G/ω measured at 247, 271 and 289°K for a neutron-irradiated n^+ -p diode.

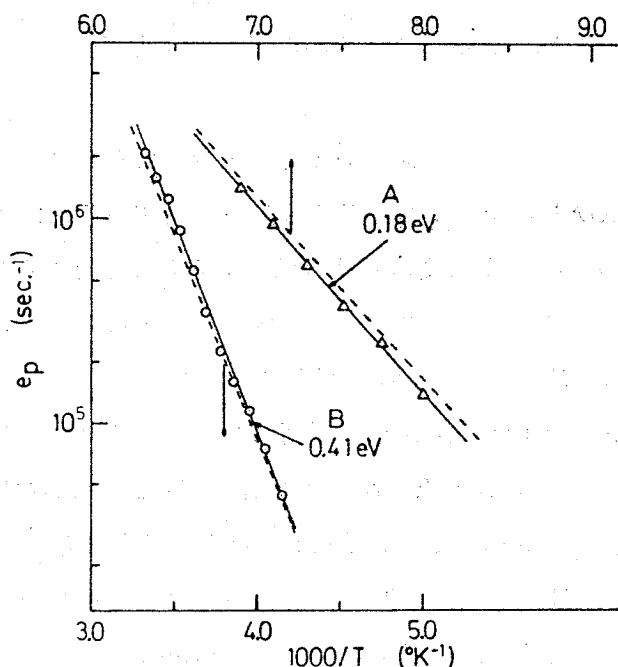


Fig. 3-17 Hole emission rate vs reciprocal temperature for defects A and B, which is obtained from G/ω vs frequency plots. The results obtained from the G-T curves are also shown as a dotted line.

る時、 C_0/P の温度依存性を考慮しなければならないことはすでに述べた。しかしながら G_{\max} の測定周波数依存性 (Fig. 3-14) より、今の場合 C_0/P の温度依存性の影響は無視できることを示した。さらに本結果はこのことの妥当性を示している。一方 G/w の周波数依存性では、 C_0/P の温度依存性は、(3-17) 式からわかるように各測定温度での G/w の最大値 $(G/w)_{\max}$ の相違として見るができる。Fig. 3-16 からわかるように欠陥 B に対する $(G/w)_{\max}$ はほとんど一致していることがわかる。また欠陥 A に対する $(G/w)_{\max}$ も、各測定温度ともほぼ一致していた。この結果は、 G の温度特性から得た G_{\max} の測定周波数依存性の結果と対応している。さらに $(G/w)_{\max}$ の値を用いて (3-21) 式より、各欠陥に対する N_t/P を求めた。欠陥 A、B とも各測定温度で求めた N_t/P は一致しており、その値はそれぞれ 0.04、0.58 であった。この値はアドミタンスの温度特性より得た値と一致している。しかしながら 3-4-1 の項で述べたように、低温では G 測定に及ぼす直列抵抗の影響は無視できなくなる可能性があり、欠陥 A に対する e_p の温度依存性また N_t/P の値に何らかの影響を与えているかもしれない。¹⁸⁾¹⁹⁾

3-4-3 アドミタンス測定から得た欠陥準位の総括及び検討

3-4-1 及び 2 の項で求めた各々の欠陥に対する“活性化エネルギー”の値は、 e_n あるいは e_p の温度依存性の傾きから計算したものである。この“活性化エネルギー”は、(3-2) 及び (3-3) 式において preexponential factor ($\sigma_n V_n N_t$ 、 $\sigma_p V_p N_v$) が温度に依存しないとした時の値である。従って preexponential factor が何らかの温度依存性を持つなら、“活性化エネルギー”の値は $E_t - E_c$ あるいは $E_v - E_t$ と一致しない。正確な欠陥準位を得るには preexponential factor の温度依存性を知る必要がある。 V_n 及び V_p は $T^{1/2}$ 、 N_t 及び N_v は $T^{3/2}$ の温度依存性を持つので、捕獲断面積 (σ_n 、 σ_p) の温度依存性が求まるなら preexponential factor の温度依存性がわかる。しかしながら本実験の場合、放出率 (e_n 、 e_p) の温度依存性を得ることはできるが、捕獲断面積の温度依存性を求めることはできない。こ

のような場合、即ち放出率のみを得るような測定法では、一般に捕獲断面積は温度に依存しないと仮定して放出率の温度依存性より欠陥準位を求めている。この時、preexponential factor の温度依存性は T^2 となる。preexponential factor に T^2 の温度依存性を仮定すると放出率 (e_n 、 e_p) は次のように書き表わせる。⁴⁴⁾

$$e_n = A_n \left(\frac{T}{300} \right)^2 \exp \frac{E_t - E_c}{kT} \quad (3-23)$$

$$e_p = A_p \left(\frac{T}{300} \right)^2 \exp \frac{E_v - E_t}{kT} \quad (3-24)$$

ここで A_n 、 A_p は定数である。(3-23)、(3-24)式に基づき e_n 及び e_p の温度依存性より、 E_t 、 E_c 、 E_v 、 E_t 及び A_n 、 A_p が求められる。(3-2)、(3-3)式と(3-23)、(3-24)式を比較すると、 $T = 300^\circ\text{K}$ の時

$$A_n = \sigma_n v_n N_c \quad (3-25)$$

$$A_p = \sigma_p v_p N_v \quad (3-26)$$

の関係があるので、 $T = 300^\circ\text{K}$ での $V_n = 1.0 \times 10^7 \text{ cm/sec}$ 、 $N_c = 2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、 $V_p = 8.0 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ 、 $N_v = 1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ の値を用いて、⁴²⁾ 捕獲断面積が求められる。本実験では、このように捕獲断面積は温度に依存しないとして、放出率の温度依存性より欠陥準位、捕獲断面積を求めた。しかしながらこのようにして求めた値は捕獲断面積が温度に依存しないと仮定した時の値であり、正確な欠陥準位を得るには放出過程の測定と独立に捕獲過程を測定する必要がある。なお区別のため、放出率の温度依存性の傾きから求めた値 (preexponential factor は温度に依存しない) を、“活性化エネルギー” 捕獲断面積が温度に依存しないとして求めた値 (preexponential factor に T^2 の温度依存性を仮定) を“欠陥準位”と呼ぶ。また第四章及び第五章でも本章と同様な取り扱いにより、欠陥準位及び捕断面積を求める。

Table 3-1 には、中性子照射された pn ダイオードのアドミタンス測定より得た各欠陥に対する欠陥準位、捕獲断面積を示す。捕獲断面積が温度に依存しないとして得た欠陥準位の値は、3-4-1 及び 2 の項に示した活性化エネル

Table 3-1 Energy levels and majority-carrier capture cross sections obtained from the admittance measurements of neutron-irradiated diodes.

Defect code	Energy level (eV)	Capture cross section (cm ²)
D ₁	E _C - 0.15	$\sigma_n = 2.6 \times 10^{-14}$
D ₂	E _C - 0.22	$\sigma_n = 3.7 \times 10^{-15}$
D ₃	E _C - 0.39	$\sigma_n = 2.0 \times 10^{-14}$
A	E _V + 0.16	$\sigma_p = 2.4 \times 10^{-14}$
B	E _V + 0.36	$\sigma_p = 3.7 \times 10^{-14}$

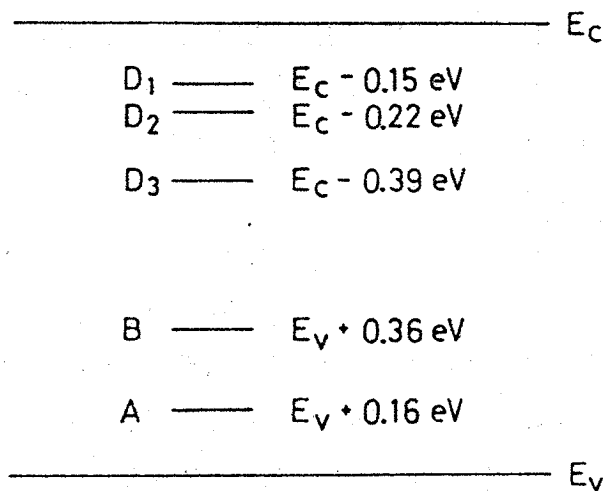


Fig. 3-18 Defect levels in neutron-irradiated silicon, which are obtained from the admittance measurements of diodes.

ギーの値よりも 0.02 ~ 0.05 eV 程小さくなり、またその差は欠陥準位が深いほど大きい。Fig. 3-18 に、禁制帯内におけるこれら欠陥準位の位置を示す。これらの欠陥準位の値は著者らが他の測定法により求めた値とよく一致している。³¹⁾³²⁾³⁵⁾ (他の測定法より求めた欠陥準位は第四章及び第五章に示されている。) さらに各欠陥に対して得られている N_t/n あるいは N_t/P から、欠陥の導入率を求めた。欠陥の導入率 η は次式のように定義した。

$$\eta = \frac{N_t}{\Phi} \quad (3-27)$$

ここで ϕ は中性子の照射量である。n型Siにおける欠陥 D_2 、 D_3 の導入率はそれぞれ 1.5 、 3.2 cm^{-1} であり、P型Siにおける欠陥Bに対しては 7.3 cm^{-1} であった。これらの値は、第五章でのDLTS測定より得た値とほぼ一致している。³⁵⁾ しかしながらP型Siにおける欠陥Aの導入率はDLTS測定より得た値とかなり異なっていた。これは、先に述べたように低温での直列抵抗の増加により欠陥Aに対する G_{\max} が正しく測定できなかったことによると考えられる。¹⁸⁾¹⁹⁾ 従って本章では、欠陥Aまた同様の理由によりn型Siにおいて低温で観測された欠陥 D_1 に対する導入率は求めなかった。第五章で、より照射量の小さい領域で測定を行なえまた接合容量測定に基づくDLTS法により求めたこれらの導入率の値を示す。³⁵⁾

次にこれらの結果を他の研究者達が報告している結果と比較する。n型Siにおける欠陥 D_1 、 D_2 、 D_3 のエネルギー準位はsaksらが報告している値と、¹³⁾
⁴⁴⁾²⁹⁾³⁰⁾³³⁾ またP型Siにおける欠陥Bのエネルギー準位はGregoryら²⁶⁾²⁸⁾ が報告している値と一致している。一方欠陥Aに対応するエネルギー準位は、中性子照射されたP型Siでは著者らを除いては見出されていないようである。²⁰⁾³¹⁾³²⁾³⁵⁾ Evwarayeらは、電子線照射されたn型Siにおいて $E_c - 0.17$ 、 $E_c - 0.23$ 、 $E_c - 0.41$ 、 $E_c - 0.44 \text{ eV}$ の準位が導入されることを示している。⁴⁴⁾⁴⁶⁾⁴⁷⁾ またKimerlingらは、電子線照射されたP型Siにおいて $E_v + 0.21$ 、 $E_v + 0.33 \text{ eV}$ の準位が導入されることを示している。⁴⁴⁾⁴⁶⁾ これら準位のなかで、 $E_c - 0.17$ 及び $E_c - 0.44 \text{ eV}$ の準位はそれぞれA中心(V-O complex)、E中心(V-P complex)に対応することが知られている。⁴⁴⁾⁴⁶⁾⁴⁷⁾⁴⁸⁾ さらにEvwarayeらは、 $E_c - 0.23$ 及び $E_c - 0.41 \text{ eV}$ の準位はそれぞれ-2及び-1の荷電状態のdivacancyに対応することを示した。⁴⁶⁾⁴⁷⁾ これは以前kalma Corelli⁴⁹⁾ が示した-2及び-1の荷電状態の準位 $E_c - 0.4 \text{ eV}$ (V_2^{--})、 $E_c - 0.54 \text{ eV}$ (V_2^-)を修正したものである。⁴⁶⁾⁴⁷⁾ またKimerling⁴⁶⁾ は、 $E_v + 0.21 \text{ eV}$ の準位は+1の荷電状態のdivacancy (V_2^+)に対応している。これら電子線照射されたSiにおいて見出された準位は、 $E_c - 0.44 \text{ eV}$ の準位を除き本実験で観測されたものとよく一致している。しかしながらEvwaraye

らの報告⁴⁶⁾⁴⁷⁾より欠陥 D_2 , D_3 はdivacancyであるとする、これらの導入率の値は同じでなければならないことに注意する必要がある。本実験の結果では欠陥 D_2 , D_3 の導入率は同じでなく、欠陥 D_3 の方が大きい。この導入率の差は、欠陥 D_3 が2つの欠陥、即ち-1の荷電状態のdivacancyともう1つの欠陥から成っていることによるかもしれない。³³⁾³⁵⁾本測定ではこの2つのエネルギー準位が接近しているため分離できなかった可能性がある。Gregory²⁸⁾は、中性子照射された接合形電界効果トランジスタのドレイン電流の過渡応答を解析することにより、n型Siにおいて $E_c - 0.38$ 、 $E_c - 0.46$ eVの準位を見出し、Kalma、Corelli⁴⁹⁾の報告と比較することによりこれらの準位はdivacancyに対応するとした。欠陥 D_3 のエネルギー準位は $E_c - 0.38$ eVの準位と一致しているが、Gregory²⁸⁾らの $E_c - 0.46$ eVの準位に対応するものは本実験では観測されなかった。また近年のEwwaraye⁴⁶⁾⁴⁷⁾の報告から考えると、 $E_c - 0.38$ eVの準位は-1の荷電状態のdivacancyに対応するように思われる。Gregory²⁸⁾が見出した $E_c - 0.46$ eVの準位は、欠陥 D_3 に含まれるもう1つの欠陥に対応しているかもしれない。またGregory²⁸⁾らの $E_c - 0.46$ eVの準位がE中心の準位に近い値であるのは興味深い。

このように中性子照射されたSiと電子線照射されたSiにおいて観測される準位の値はほぼ一致していることがわかる。しかしながら欠陥準位の比較のみから両者において同じ欠陥が導入されたとは言えず、さらにこれらの欠陥の導入率の不純物濃度依存性や熱処理の様子と比較も行なう必要があろう。また中性子照射されたSiには、第二章で述べたようにクラスターが導入されることを考慮しなければならない。²¹⁾従来pn接合の空乏層内においては、クラスターの影響はバルク領域に比べて小さいとされ、pn接合を用いて欠陥準位を評価する際その影響は考慮されていない。¹⁾¹⁴⁾¹⁹⁾²⁰⁾²⁸⁾³¹⁾これは、もともと自由キャリアが涸渇した空乏層(pn接合の空間電荷層)内においては、クラスター空間電荷層は空乏層内に埋まり、特別な領域と見なす必要がないという考えに基づく。一方Gregory²⁸⁾が指適しているように、クラスター内ではクラスターにより形成されるpotentialのためキャリア濃度がそのまわりの領域に比べて

小さく、これはクラスター内の欠陥の捕獲過程を小さくさせる。従って pn 接合の空乏層を用いる測定法では、クラスター内の欠陥ではなくクラスターの potential の影響の及ばない所、即ちクラスターの外にある欠陥を測っている可能性が考えられる。Stein らが報告しているように、室温での中性子照射ではクラスターとともに A 中心のような点欠陥も導入されることが予想される。²²⁾²³⁾⁵⁰⁾

中性子照射と電子線照射で観測された欠陥準位がほぼ一致していることは、pn 接合を用いる測定法で検出される欠陥はクラスターの外にある点欠陥であるという可能性を示唆するように思われる。このことについては後の章、特に第五章で中性子照射と点欠陥が導入される電子線照射の結果の直接比較を行なうことにより、さらに検討を加える。

3-5 結 言

欠陥を含む pn 接合の小信号アドミタンスを解析し、アドミタンスの温度特性及びアドミタンスの周波数特性から欠陥準位を評価する方法を示した。これにより、室温で中性子照射された Si 中に導入される欠陥準位を求めた。アドミタンスの温度特性及び周波数特性からの欠陥準位の評価法は次のとおりである。

- (1) アドミタンスの温度特性による評価法：アドミタンスの温度特性においてコンダクタンス (G) は、 $w = e_n(e_p)$ を満足する温度ごとに最大値を持つ。また測定周波数を変えて G の温度特性を測定することにより $e_n(e_p)$ の温度依存性が得られ、欠陥準位を求めることができる。このように G の温度特性による欠陥準位評価法はスペクトロスコピックな性質を有しており、欠陥準位評価法として極めて有効である。
- (2) アドミタンスの周波数特性による評価法：アドミタンスの周波数特性において G/w は、 $w = e_n(e_p)$ を満足する周波数で最大となる。また測定温度を変えて G/w の周波数特性を測定することにより $e_n(e_p)$ の温度依存性が得られ、欠陥準位を求めることができる。この方法は、バルク中のキャリア濃度や高周波容量 C_0 の温度依存性が $e_n(e_p)$ の温度依存性に比べて無視できない場合、アドミタンスの温度特性による評価法よりも優っている。

このように欠陥準位評価に対して、接合のコンダクタンス測定は極めて有効であることを示した。中性子照射されたSiに対して、アドミタンス測定より得た結果は次のとおりである。

- (3) n型Siには3つの欠陥(D_1 、 D_2 、 D_3)が導入されることが判明した。これらの欠陥準位及び電子捕獲断面積は、

欠陥 D_1 に対して $E_c - 0.15 \text{ eV}$ 、 $2.6 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$

D_2 に対して $E_c - 0.22 \text{ eV}$ 、 $3.7 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$

D_3 に対して $E_c - 0.39 \text{ eV}$ 、 $2.0 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ であった。

- (4) P型Siには2つの欠陥(A、B)が導入されることが判明した。これらの欠陥準位及び正孔捕獲断面積は、欠陥Aに対して $E_v + 0.16 \text{ eV}$ 、 $2.4 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ 、欠陥Bに対して $E_v + 0.36 \text{ eV}$ 、 $3.7 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ であった。

第3章 参 考 文 献

- 1) D.K.Wilson: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15 (1968) 77
- 2) C.T.Sah and V.G.K.Reddi: IEEE Trans. Electron Devices ED-11 (1964) 345
- 3) E.Schibli and A.G.Milnes: Solid-State Electron. 11 (1968) 323
- 4) L.Forbes and C.T.Sah: IEEE Trans. Electron Devices ED-16 (1969) 1036
- 5) K.Hesse and H.Strack: Solid-State Electron. 15 (1972) 767
- 6) G.Ferenczi: Solid-State Electron. 17 (1974) 897
- 7) V.I.Perel' and A.L.Efros: Soviet Phys. Semiconductors 1 (1968) 1403
- 8) G.I.Roberts and C.R.Crowell: J. Appl. Phys. 41 (1970) 1767
- 9) W.Schultz: Solid-State Electron. 14 (1971) 227
- 10) C.R.Crowell and K.Nakano: Solid-State Electron. 15 (1972) 605
- 11) W.G.Oldham and S.S.Naik: Solid-State Electron. 15 (1972) 1085
- 12) M.Beguwalla and C.R.Crowell: Solid-State Electron. 17 (1974) 203
- 13) S.S.Naik: Ph.D. Thesis, University of California, 1971
- 14) W.G.Oldham: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19 (1972) 347
- 15) E.H.Nicollian and A.Goetzberger: Bell System Tech. J. 46 (1967) 1055
- 16) D.L.Losee: Appl. Phys. Lett. 21 (1972) 54
- 17) D.L.Losee: J. Appl. Phys. 46 (1975) 2204
- 18) G.Vincent, D.Bois and P.Pinard: J. Appl. Phys. 46 (1975) 1055
- 19) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 48 (1977) 1668
- 20) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 49 (1978) 603
- 21) B.R.Gossick: J. Appl. Phys. 30 (1959) 1214
- 22) H.J.Stein: Phys. Rev. 163 (1967) 801

- 23) H.J.Stein: J. Appl. Phys. 39 (1968) 5283
- 24) O.L.Curtis,Jr.: J. Appl. Phys. 39 (1968) 3109
- 25) K.Nakashima and Y.Inuishi: J. Phys. Soc. Japan 27 (1969) 397
- 26) B.L.Gregory: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-16 (1969) 53
- 27) A.Usami and Y.Tokuda: J. Appl. Phys. 45 (1974) 2823
- 28) B.L.Gregory,S.S.Naik and W.G.Oldham: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18 (1971) 50
- 29) V.T.Quat and M.A.Nicolet: J. Appl. Phys. 43 (1972) 2755
- 30) K.K.Wang,A van der Ziel and E.R.Chenette: IEEE Trans. Electron Devices ED-22 (1975) 591
- 31) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 47 (1976) 4952
- 32) Y.Tokuda and A.Usami: Japan. J. Appl. Phys. 16 (1977) 1881
- 33) N.S.Saks: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-24 (1977) 2153
- 34) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 49 (1978) 181
- 35) Y.Tokuda,N.Shimizu and A.Usami: Japan. J. Appl. Phys. 18 (1979) 309
- 36) C.W.Gwyn: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19 (1972) 335
- 37) W.Shockley and W.T.Read,Jr.: Phys. Rev. 87 (1952) 835
- 38) C.T.Sah and J.W.Walker: Appl. Phys. Lett. 22 (1973) 384
- 39) C.T.Sah,W.W.Chan,H.S.Fu and J.W.Walker: Appl. Phys. Lett. 20 (1972) 193
- 40) M.G.Buehler: Solid-State Electron. 15 (1972) 69
- 41) D.V.Lang: J. Appl. Phys. 45 (1974) 3014
- 42) S.M.Sze: Physics of Semiconductor Devices (Wiley, New York, 1969)
- 43) E.J.Stofel,T.B.Stewart and J.R.Ornelas: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-16 (1969) 97
- 44) J.W.Walker and C.T.Sah: Phys. Rev. B7 (1973) 4587
- 45) G.K.Wertheim: Phys. Rev. 111 (1958) 1500
- 46) L.C.Kimerling: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23 (1976) 1497
- 47) A.O.Evwaraye and E.Sun: J. Appl. Phys. 47 (1976) 3376

- 48) H.Saito and M.Hirata: Japan. J. Appl. Phys. 2 (1963) 678
- 49) A.H.Kalma and J.C.Corelli: Phys. Rev. 173 (1968) 734
- 50) R.E.Whan: J. Appl. Phys. 37 (1966) 3378

第四章 中性子線照射された接合形電界効果トランジスタの相互コンダクタンス

4-1 序

接合電界効果トランジスタ(JFET)は多数キャリア型素子であり¹⁾、少数キャリア型素子であるトランジスタに比べて耐放射性であることが期待できる。従って特に損傷量の大きい中性子照射に対しては、その電気的特性の劣化の様子は詳しく調べられている。^{2)~4)} Naik、Oldham³⁾は、 $E_c - 0.40 \text{ eV}$ の準位の導入を仮定して、nチャンネルJFETの静特性の劣化を説明した。さらにこれらの研究の中で、JFETの小信号相互コンダクタンスは測定周波数に依存することが見出された。³⁾⁵⁾⁶⁾⁷⁾ 相互コンダクタンスの周波数依存性は第三章で示したpn接合のアドミタンスの周波数依存性と同様、ゲート空乏層内の欠陥の充放電に関係した時定数が有限であることから生ずる。⁸⁾ Gergoryら⁵⁾⁶⁾⁷⁾は、中性子照射されたJFETの相互コンダクタンスの周波数依存性を解析することにより、n型Siに $E_c - 0.49$ 、 $E_c - 0.37$ 、 $E_c - 0.21 \text{ eV}$ の準位が導入されることを報告している。

近年Oldhamら⁵⁾⁶⁾⁷⁾は、理論上欠陥を含むJFETの相互コンダクタンスは複素形式となることを予測した。彼ら自身は複素相互コンダクタンスを観測しなかったが、その後Wadaら⁹⁾によってGaAs FETにおいて、また著者ら^{10)~13)}によって中性子照射されたSi JFETにおいて複素相互コンダクタンスが観測された。Wadaら⁹⁾は、複素相互コンダクタンスの周波数依存性より欠陥準位を評価できることを示した。また著者ら^{10)~13)}は、複素相互コンダクタンス測定は欠陥準位評価に対するスペクトロスコピックな測定法となり得ることを示した。

スペクトロスコピックな測定法は、中性子照射によりSi中に導入される欠陥を調べるうえにおいても、またその熱処理の様子を調べるうえにおいても、欠陥の分離評価ができるため大変有効である。^{10)~16)} 中性子照射されたSiの熱処理の様子はホール効果^{17)~20)}や少数キャリアライフタイム測定²¹⁾²²⁾²³⁾さ

らには光伝導度、光吸収法^{24)~28)}により調べられてきている。また最近ではEPR法による研究も行なわれている。^{29)~33)} 光伝導度、光吸収、EPR法はスペクトロスコピックな測定法であり、この点でホール効果や少数キャリアライフタイム測定よりも優れている。光伝導度、光吸収法より、中性子照射されたSi中に導入される主な欠陥はdivacancyであること、またA中心の導入率は極めて小さいことが示されており、それらの熱処理の様子も調べられている。^{24)~28)} さらにEPR法により、導入された欠陥の熱処理の様子が調べられるとともにいくつかの欠陥の新たな成長も観測されている。^{29)~33)}

本章では、接合形電界効果トランジスタ(JFET)の小信号相互コンダクタンス測定より、室温で中性子照射されたSiに導入される欠陥及びその等時熱処理の様子を調べる。この時相互コンダクタンスは複素形式となることを示す。さらに複素相互コンダクタンスの位相角の温度及び周波数特性により欠陥準位を評価できることを示し、これから導入された欠陥準位を求める。また位相角の温度依存性の測定はスペクトロスコピックな性質を有していることを示し、この測定により導入された各欠陥の等時熱処理の様子を調べる。この時、熱処理による新たな欠陥の成長を示す。これらの結果を、すでに報告されている結果と比較し、検討を加える。

4-2 複素相互コンダクタンスの位相角測定による欠陥準位の評価法

本節では、JFETの複素相互コンダクタンス(g_m)の位相角の温度及び周波数特性より、欠陥準位が評価できることを示す。またこの測定から、個々の欠陥の熱処理の様子を分離して調べることができることを示す。

欠陥を含む場合のJFETの g_m はGregoryらによって解析され、ドレイソース間電圧 V_{ds} が小さい時、次式で与えられる。^{5)~13)}

$$g_m = G_M \frac{1 + K + \omega^2 \tau^2 + jK\omega\tau}{(1 + K)^2 + \omega^2 \tau^2}, \quad G_M = \frac{2Z\mu}{L} \frac{\epsilon}{W} V_{ds} \quad (4-1)$$

ここでKは

$$K = \frac{W - \lambda}{W} \frac{N_t}{N_s} \quad (4-2)$$

である。(4-1)、(4-2)式において W はゲート空乏層の幅、 λ は空乏層端と欠陥準位がフェルミ準位と交わる点との間の距離、 N_s はドーパント濃度、 N_t は欠陥濃度、 L はチャンネル長、 z はチャンネル幅、 ϵ は誘電率、 μ はキャリア移動度、 ω は角周波数、 j は虚数単位である。また G_M は温度には依存するが、周波数には依存しない量である。 T は空乏層近似を仮定して、 n チャンネルJFETの場合

$$\tau = \frac{1}{e_n} = \frac{1}{\sigma_n v_n N_c} \exp \frac{E_c - E_t}{kT} \quad (4-3)$$

PチャンネルJFETの場合

$$\tau = \frac{1}{e_p} = \frac{1}{\sigma_p v_p N_v} \exp \frac{E_t - E_v}{kT} \quad (4-4)$$

である。(4-3)、(4-4)式中の記号の説明は3-2節に示されている。(4-1)式からわかるように g_m の周波数特性において g_m の虚数部 $\text{Im}(g_m)$ は、 $W_{\max} \tau = 1 + K$ を満足する周波数で最大値を持つ。⁹⁾一方 g_m の実数部 $\text{Re}(g_m)$ は低周波($\omega \ll 1/\tau$)及び高周波($\omega \gg 1/\tau$)では一定となり、その中間の周波数領域では周波数とともに増加する。低周波及び高周波での飽和値を $\text{Re}(g_m) \text{ l.f.}$ 、 $\text{Re}(g_m) \text{ h.f.}$ とすると、その比 $\text{Re}(g_m) \text{ h.f.} / \text{Re}(g_m) \text{ l.f.} = 1 + K$ となる。⁹⁾従って g_m の周波数の特性において $\text{Re}(g_m) \text{ l.f.}$ 、 $\text{Re}(g_m) \text{ h.f.}$ 及び $\text{Im}(g_m)$ が最大となる周波数を測定すれば、 K 及び τ が求められる。⁹⁾しかしながら後の実験結果で示すように、 $\text{Re}(g_m) \text{ l.f.}$ 、 $\text{Re}(g_m) \text{ h.f.}$ を求めるためにはかなり広い周波数範囲にわたって g_m を測定する必要がある。一方(4-1)式から、複素相互コンダクタンスの位相角 θ は

$$\theta = \tan^{-1} \frac{K \omega \tau}{1 + K + \omega^2 \tau^2} \quad (4-5)$$

となる。当然のことではあるが θ には G_M は含まれない。(4-5)式から、 θ の周波数特性において θ は次の条件を満足する最大値を持つことがわかる。

$$\omega_{\max} \tau = (1 + K)^{1/2} \quad (4-6)$$

この時、 θ の最大値は

$$\theta_{\max} = \tan^{-1} \frac{K}{2(1+K)^{1/2}} \quad (4-7)$$

となる。従って θ の周波数特性において、 θ が最大となる周波数 $f_{\max}(\theta)$ 及びその時の最大値 θ_{\max} を測定すれば、(4-6) 及び (4-7) 式より K 及び τ を求めることができる。また N_s 、 λ/W が知れるなら、(4-2) 式より欠陥濃度 N_t を得ることができる。この方法は、 $\text{Re}(g_m)$ 及び $\text{Im}(g_m)$ の測定による τ の評価法に比べて測定周波数範囲が狭くてもよいこと、また測定量が1つでよいこと等から、実験上好都合である。さらに g_m の温度特性において、 $\text{Re}(g_m)$ 及び $\text{Im}(g_m)$ は τ の温度依存性ととも G_M の温度依存性によっても支配されるが、 θ は τ の温度依存性のみによって決定される。(4-5) 式より、 θ の温度特性において θ は $\omega\tau = (1+K)^{1/2}$ の条件を満足する時最大値を持つことがわかる。このように、 θ の温度特性において θ は各々の欠陥に対して $\omega\tau = (1+K)^{1/2}$ を満足する温度ごとに最大値を持ち、 θ の温度依存性の測定は熱刺激電流法、³⁴⁾ 熱刺激容量法、³⁴⁾³⁵⁾³⁶⁾ また第三章で示したpn接合のアドミタンス測定、¹⁴⁾¹⁵⁾³⁷⁾³⁸⁾ 第五章で示す Deep-Level Transient Spectroscopy (DLTS) 法 ¹⁶⁾³⁹⁾ と同様、スペクトロスコピックな性質を有している。またこの方法は、FET構造を持つ素子中の欠陥準位測定に適している。Fig. 4-1、2には、(4-5) 式より計算した θ の温度及び周波数特性を示す。

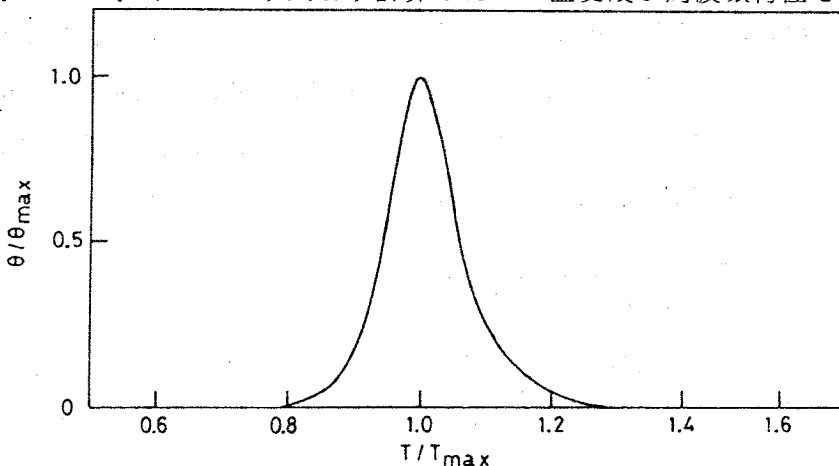


Fig. 4-1 Temperature dependence of the phase angle θ of the complex transconductance calculated from eq.(4-5) assuming that $E_C - E_t/kT_m = 20$ and $K=0.2$.

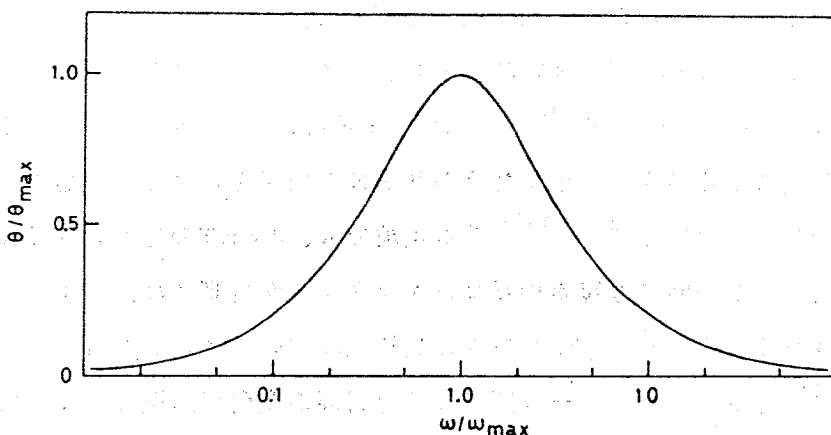


Fig. 4-2 Frequency dependence of the phase angle θ of the complex transconductance calculated from eq. (4-5) assuming that $K=0.2$.

4-1、2には、(4-5)式より計算した θ の温度及び周波数特性を示す。

上に述べたように、 θ の温度依存性の測定はスペクトロスコピックな性質を有している。この性質を用いて個々の欠陥の熱処理の様子を次の手順により調べることができる。(4-2)式からわかるように熱処理による K の変化は N_t の変化に対応する。従って熱処理ごとに θ の温度依存性を測定し、観測される θ_{\max} を用いて(4-7)式より各々の欠陥に対する K を求める。しかしながらこの時、(4-2)式における λ/W もまた熱処理により変化すると考えられる。今深いアクセプター準位を含む P^+-n 接合を考えると、近似値に $\lambda/W \simeq (\phi_t/V_b + V_R)^{1/2}$ である。⁸⁾³⁴⁾ここで V_b はbuilt-in potential、 V_R は逆バイアス、 $\phi_t = (E_f - E_t)/e$ であり、 E_f はフェルミ準位である。欠陥が回復する時 E_f は伝導体に近づくと考えられるので、 λ/W はやや大きくなるであろう。従って(4-2)式より、 K の減少は実際の N_t の減少よりもやや早いと考えられる。このことは深いドナー準位を含む n^+-P 接合に対しても言える。このように K により熱処理の様子を調べることはやや間接的な方法である。もちろん N_s 、 λ/W が知れるなら、前に述べたように N_t が求められ、直接欠陥の熱処理の様子を調べることができる。しかしながら本実験では市販

のJFETを用いたため、 N_s や λ/W がわからず、間接的な方法ではあるが、 K を用いて個々の欠陥の熱処理の様子を調べた。

(4-1) 式は V_{ds} が小さい時、即ちドレインソース間での空乏層幅の変化が小さい時の g_m を与える。⁹⁾ 一方、通常JFETは飽和領域で動作させるので、放射線照射による特性の劣化またその熱処理の様子を調べる際、飽和領域での測定が行なわれている。^{2)~7)10)~13)} 本実験でも、JFETの飽和領域で g_m 測定を行なったが、この時にも複素相互コンダクタンスが観測され、(4-5) 式から予測されるように θ の温度及び周波数特性において θ の最大値が観測された。^{10)~13)} 今ドレインソース間での空乏層幅の変化が無視できない場合を考えると、
 えると、この時の g_m は gradual 近似¹⁾ を仮定して

$$g_m = -\frac{2Z\mu}{L} \int_S^D \frac{\epsilon}{W} \frac{1 + K + \omega^2 \tau^2 + jK\omega\tau}{(1 + K)^2 + \omega^2 \tau^2} dV \quad (4-8)$$

となる。この時、位相角 θ は

$$\theta = \tan^{-1} \frac{\int_S^D \frac{\epsilon}{W} \frac{K\omega\tau}{(1 + K)^2 + \omega^2 \tau^2} dV}{\int_S^D \frac{\epsilon}{W} \frac{1 + K + \omega^2 \tau^2}{(1 + K)^2 + \omega^2 \tau^2} dV} \quad (4-9)$$

となる。もし $K \ll 1$ なら、 θ は次式で近似できる。

$$\theta = \tan^{-1} \frac{K_e \omega \tau}{1 + K_e + \omega^2 \tau^2} \quad (4-10)$$

ここで

$$K_e = \frac{\int_S^D \frac{\epsilon}{W} K dV}{\int_S^D \frac{\epsilon}{W} dV} = \frac{N_t}{N_s} \frac{\int_S^D \frac{\epsilon}{W} \frac{W - \lambda}{W} dV}{\int_S^D \frac{\epsilon}{W} dV} \quad (4-11)$$

と置いた。(4-10) 式は (4-5) 式と同じ形であることがわかる。このように K が小さい、即ち N_t が小さい時、前に述べた τ の評価法がそのまま使えることがわかる。また K_e は欠陥濃度 N_t に対応することがわかる。等時熱処理実験

では各熱処理温度とも同バイアス条件で g_m 測定を行なっているので、 K_e の変化より欠陥の熱処理の様子を、定性的ではあるが調べることができよう。しかしながら K が大きい時、即ち N_t が大きい時には問題が残ろう。この時、飽和領域での g_m 測定による τ の評価や欠陥の熱処理特性の評価には、何らかの不確さを含んでいると思われる。

4-3 実験方法

用いたSi JFETは市販のものである。PチャンネルJFETとして東芝社2SJ12、nチャンネルJFETとして東芝社2SK30A、2SK48Aを用いた。照射前での室温におけるピンチ・オフ電圧、ドレイン飽和電流は2SJ12に対して $\sim 1\text{ V}$ 、 $\sim 200\text{ }\mu\text{ A}$ 、2SK30Aに対して $\sim 0.7\text{ V}$ 、 $\sim 1\text{ mA}$ 、2SK48Aに対して $\sim 0.7\text{ V}$ 、 $\sim 0.8\text{ mA}$ であった。ピンチ・オフ電圧はドレイン・ソース間電圧 V_{ds} が 8 V の時、ドレイン・ソース間電流 I_{ds} が $10\text{ }\mu\text{ A}$ となる時のゲート・ソース間電圧 V_{gs} として、またドレイン飽和電流は V_{ds} が 8 V 、 V_{gs} が 0 V の時の I_{ds} として決定した。小信号相互コンダクタンス g_m はIthacoダイナトラック391Aロックインアンプを用い、周波数 100 Hz から 10 KHz の範囲で測定した。ロックインアンプの位相分解能は 0.1 度であり、ゲート小信号入力電圧レベルは 15 mV である。 g_m 測定に用いた測定系をFig. 4-3に示す。 g_m の位相角 θ は、Fig. 4-3に示す V_{in} と V_{out} の位相差として使用した。 $\text{Re}(g_m)$ 、 $\text{Im}(g_m)$ は次式により計算して求めた。

$$\text{Re}(g_m) = \frac{V_{out}}{V_{in}R_L} \cos \theta$$

(4-12)

$$\text{Im}(g_m) = \frac{V_{out}}{V_{in}R_L} \sin \theta$$

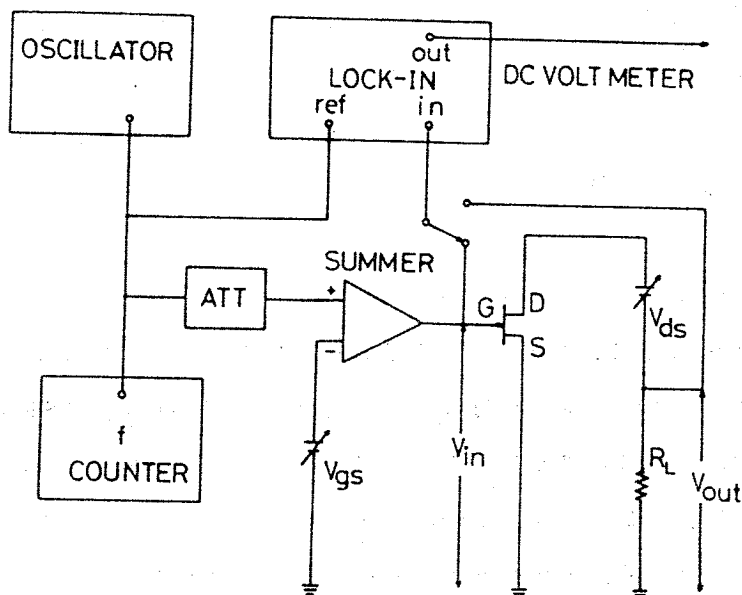
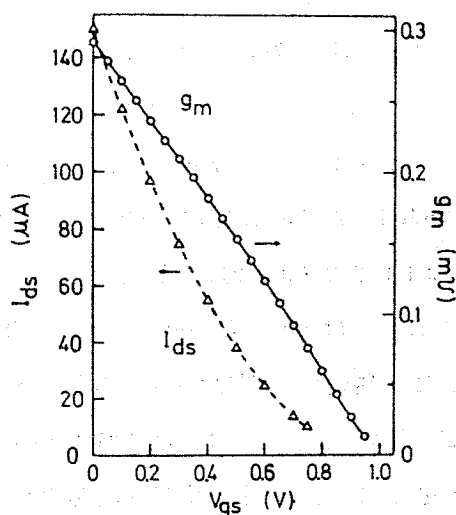
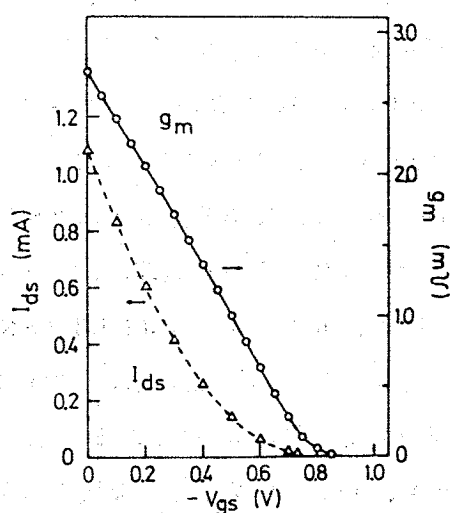


Fig. 4-3 Block diagram of apparatus used to measure the transconductance. R_L is 100Ω .

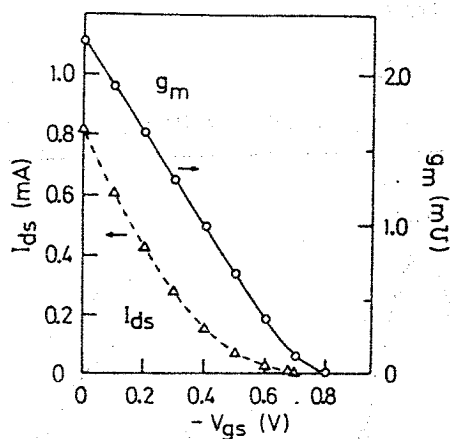
照射前では n 及び P チャンネル JFET とも全測定温度範囲 ($93 \sim 103^\circ\text{K}$) にわたって g_m は周波数に依存せず、その位相角 θ は零であった。用いた JFET の照射前での g_m 、 I_{ds} の V_{gs} に対する特性を Fig. 4-4 に示す。測定温度は 293°K であり、 g_m の測定周波数は 1 KHz である。なお $V_{ds} = 8\text{ V}$ である。



(a)



(b)



(c)

Fig. 4-4 Characteristics of g_m at 1 kHz and I_{ds} vs V_{gs} before irradiation for p- and n-channel devices. g_m and I_{ds} are measured with $V_{ds}=8$ V. The measured temperature is 293°K. (a) a p-channel JFET (2SJ12), (b) an n-channel JFET (2SK30A), (c) an n-channel JFET (2SK48A).

中性子の照射は、第二章、第三章と同様 Cd 板を用いず、²⁰⁾立教大学原子力研究所のトリガⅡ型原子炉で、室温で行った。速中性子の照射量は P チャンネル JFET 2SJ12 に対して $2 \sim 3 \times 10^{14}$ neutron/cm²、n チャンネル JFET 2SK30A、2SK48A に対してはそれぞれ $2 \sim 10^{14}$ neutron/cm²、 1×10^{14} neutron/cm² である。さらに 2SJ12、2SK48A に対しては等時熱処理実験を行なった。等時熱処理は、P チャンネル JFET 2SJ12 に対しては 60 から 360°C、n チャンネル JFET 2SK48A に対しては 60 から 360°C の温度範囲で行なった。熱処理温度は $\pm 3^\circ\text{C}$ に制御した。熱処理時間は 20 分であり、熱処理の温度間隔は 30°C である。照射後また各熱処理後の gm は、いずれも $V_{ds} = 8\text{ V}$ 、 $V_{gs} = 0\text{ V}$ (飽和領域) の条件で測定した。gm の温度及び周波数特性測定の時、素子の温度は千野社自動温度調節器モデル 163 を用いて制御した。

4-4 実験結果及び検討

4-4-1 導入された欠陥

Fig. 4-5 には、中性子照射された P チャンネル JFET 2SJ12 の複素相

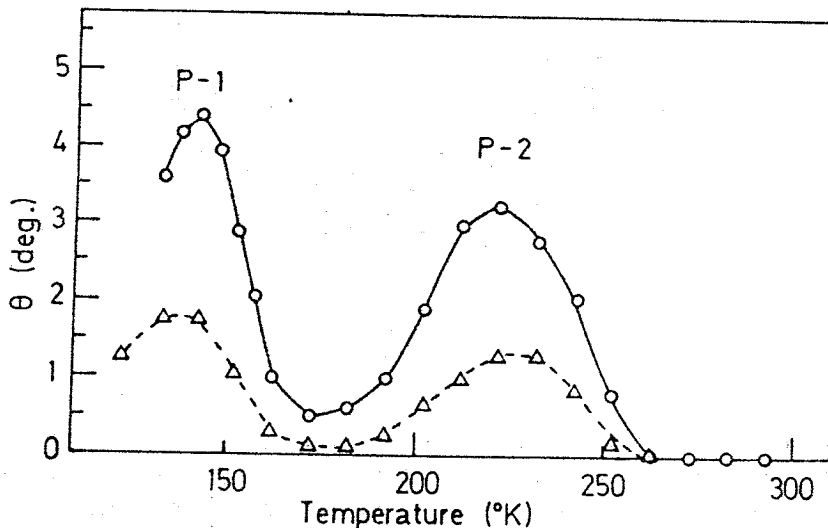


Fig. 4-5 Temperature dependence of the phase angle θ of the complex transconductance at 1 kHz for neutron-irradiated p-channel devices (2SJ12). Two defects are labeled P-1 and P-2. Δ , 2×10^{14} neutron/cm²; \circ , 3×10^{14} neutron/cm².

互コンダクタンスの位相角 θ の温度依存性を示す。測定周波数は 1 KHz であり、照射量は 2×10^{14} 及び 3×10^{14} neutron/cm² である。4-2 節 で述べたように、 θ の温度特性において θ は最大値を持っている。また θ が 2 つの最大値を持っていることから、中性子照射により P 型 Si には 2 つの欠陥が導入されることがわかる。この結果は、第三章で得た結果あるいは他の測定法を用いて報告されている結果¹⁶⁾ と一致している。この 2 つの欠陥を P-1、P-2 とする。 θ の半値幅は、欠陥 P-2 の方が欠陥 P-1 のよりも大きい。 θ の半値幅は第三章で述べた pn 接合のコンダクタンスの半値幅同様、また (4-5)、(4-6) 式からわかるようにほぼ欠陥のエネルギーの深さに比例する。¹⁰⁾¹¹⁾¹⁴⁾¹⁵⁾³⁷⁾ 従ってこのことは、欠陥 P-2 のエネルギーの深さは欠陥 P-1 に対するものよりも大きいことを示唆しており、後で実際にこのことを示す。一方欠陥 P-1 に対する θ_{\max} は欠陥 P-2 に対するものより両照射量とも大きい。従って K_e の値は、欠陥 P-1 の方が欠陥 P-2 に対するものよりも大きい。しかしながらこれは必ずしも欠陥 P-1 の濃度が欠陥 P-2 よりも大きいことを意味しない。(4-11) 式における $W-\lambda$ はより浅い準位の方がより大きくなる。従ってもし 2 つの欠陥が同濃度であったとしても K_e はより浅い準位の方が大きな値となると考えられる。実際はフェルミ準位が温度とともに変わるので、比較はこれほど簡単ではない。しかしながら第五章での DLTS 測定で示すように、欠陥 P-2 の方が欠陥 P-1 よりも導入される濃度は大きいことがわかった。¹⁶⁾ 従って欠陥 P-1 に対する K_e が欠陥 P-2 よりも大きかったのは $W-\lambda$ の相違によるものと思われる。またこれは gm 測定を飽和領域で行なったためとも考えられる。本実験では市販の JFET を用いたため、素子の形状寸法やチャンネル中のドーパント濃度がわからないことから、欠陥濃度を求めることはできなかった。一方各欠陥とも θ_{\max} は照射量とともに増加している。これは照射量に伴う欠陥濃度の増加に対応している。

さらにこれらの欠陥の時定数 τ を得るために、gm の周波数依存性を測定した。欠陥 P-2 に対する τ は、Fig. 4-5 において欠陥 P-2 に対する θ_{\max}

が観測される温度付近での g_m の周波数特性から評価した。Fig. 4-6 には、測定温度 223°Kでの $Re(g_m)$ と $Im(g_m)$ の周波数依存性を示す。理論から予

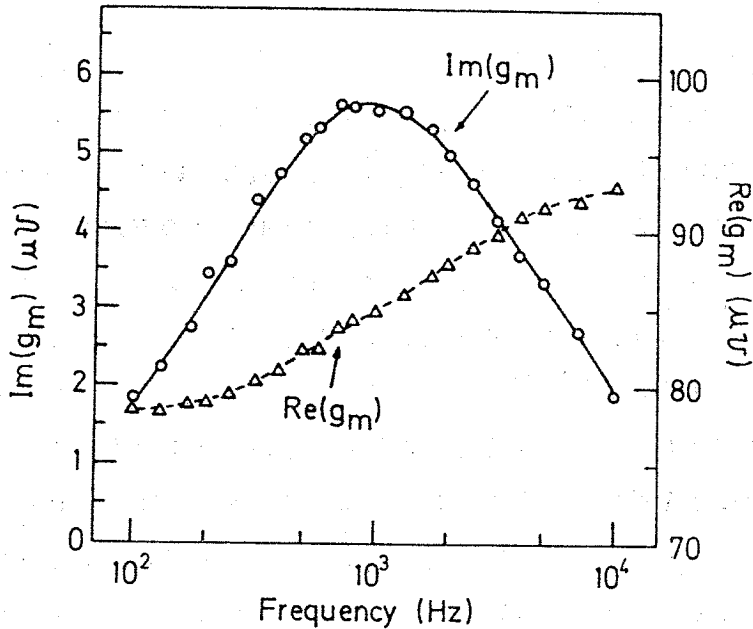


Fig. 4-6 Frequency dependence of the complex transconductance for a p-channel JFET irradiated at 3×10^{14} neutrons/cm². The measured temperature is 223°K.

測されるように $Im(g_m)$ は最大値を持っている。また $Re(g_m)$ は周波数範囲 100 から 200 Hz ではば一定の値を持ち、 $Im(g_m)$ が最大となる周波数付近で増加し、5 KHz 以上で飽和し始めている。しかしながら Fig. 4-6 から $Re(g_m)$ l. f. は決定できるが、 $Re(g_m)$ h. f. を求めるにはより広い周波数範囲で g_m を測定しなければならないことがわかる。Fig. 4-7 には、 g_m の位相角 θ の周波数依存性を示す。測定温度は 213、223、233、243°K である。4-2 節 で述べたように、 θ は最大値を持っている。また θ が最大となる周波数は測定温度が上昇するにつれて高くなっていることがわかる。これは

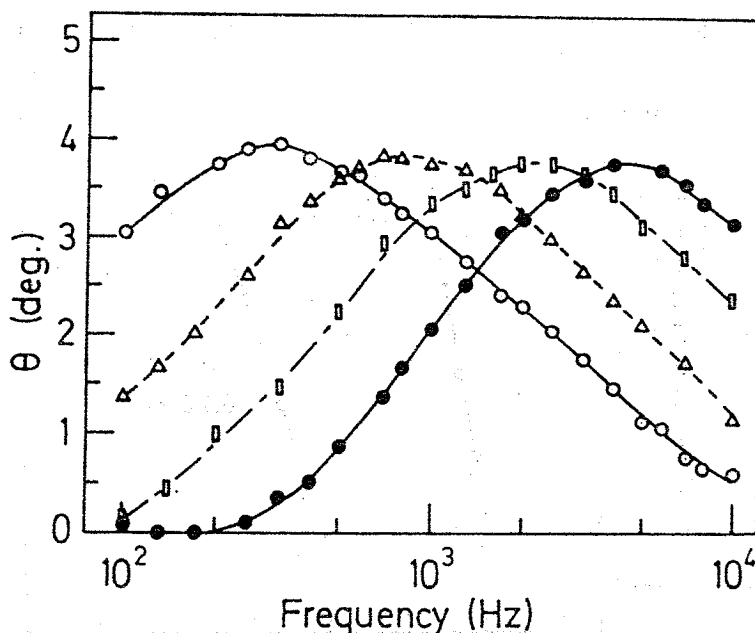


Fig. 4-7 Frequency dependence of the phase angle θ of the complex transconductance measured at 213, 223, 233 and 243°K for a p-channel JFET irradiated at 3×10^{14} neutrons/cm². ○, 213°K; △, 223°K; □, 233°K; ●, 243°K.

温度上昇に伴う τ の減少による。一方 Fig. 4-2 に示した (4-5) 式から計算により求めた θ の周波数特性と測定結果を比較すると、測定結果の方が計算結果よりもやや広がった周波数特性を持っていることがわかる。これは、第三章での pn 接合のアドミタンスの周波数特性と同様、空乏層を通しての τ の分布によるものと考えられる。¹⁵⁾⁴⁰⁾⁴¹⁾

Fig. 4-8 には、 θ の周波数特性から求めた欠陥 P-1、P-2 に対する τ の温度依存性の傾きから、欠陥 P-1 及び P-2 に対してそれぞれ 0.20、0.41eV の活性化エネルギーを得た。一方照射によりピンチ・オフ電圧は減少することがわかった。照射前のピンチ・オフ電圧はチャンネル中のアクセプター濃度に比例する。¹⁾ それ故、照射後のピンチ・オフ電圧の減少はアクセプター濃度の実効的な減少を意味し、照射により導入された欠陥は正の荷

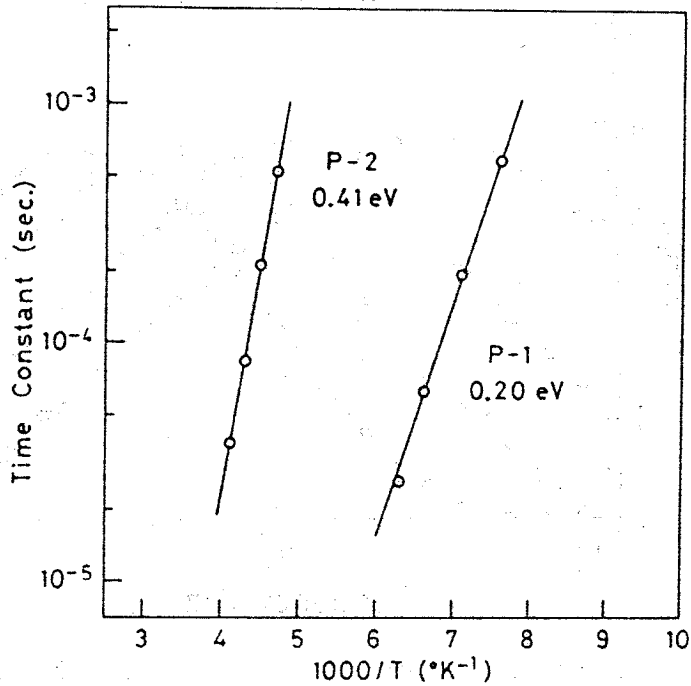


Fig. 4-8 Time constant τ vs reciprocal temperature for defects P-1 and P-2.

電状態にあることがわかる。また第二章で示したように、照射により P 型 Si の正孔濃度が減少することが知られており、¹⁸⁾¹⁹⁾²⁰⁾²³⁾ これらのことから欠陥 P-1、P-2 はドナー型の欠陥であると考えられる。

Fig. 4-9 には、中性子照射された n チャンネル JFET 2SK30A の複素相互コンダクタンスの位相角 θ の温度依存性を示す。測定周波数は 1 KHz であり、照射量は 2×10^{14} 、 3×10^{14} 、 4×10^{14} 、 5×10^{14} 、 6×10^{14} neutron/cm² である。 θ の温度特性において θ は 3 つの最大値を持っていることがわかる。このことから、中性子照射により n 型 Si には 3 つの欠陥が導入されたことがわかる。この結果は第三章で得た結果、¹⁴⁾ あるいは他の実験方法を用いて報告されている結果と一致している。¹⁶⁾⁴³⁾ この 3 つの欠陥を N-1、N-2、N-3 とする。 θ の半値幅は、欠陥 N-1、N-2、N-3 の順に大きくなっている。先に述べたように、このことは欠陥 N-1、N

- 2、N - 3 の順に欠陥のエネルギーの深さが大きいことを示唆する。また各欠陥に対する θ_{\max} は照射量が増すにつれて大きくなっている。

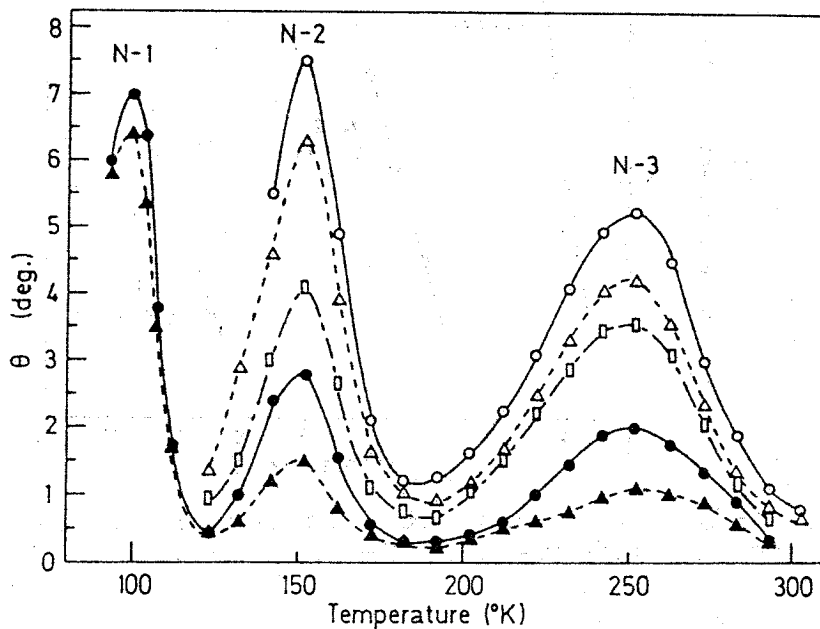


Fig. 4-9 Temperature dependence of the phase angle θ of the complex transconductance at 1 kHz for neutron-irradiated n-channel devices (2SK30A). Three defects are labeled N-1, N-2 and N-3. \blacktriangle , 2×10^{14} neutron/cm²; \bullet , 3×10^{14} neutron/cm²; \square , 4×10^{14} neutron/cm²; \triangle , 5×10^{14} neutron/cm²; \circ , 6×10^{14} neutron/cm².

Fig. 4-10には、 θ の周波数特性から得た欠陥N - 1、N - 2、N - 3に対する τ の温度依存性を示す。 τ の温度依存性の傾きから、欠陥N - 1、N - 2、N - 3に対してそれぞれ0.18、0.21、0.44eVの活性化エネルギーを得た。また照射によるピンチ・オフ電圧は減少を示した。照射によりn型Siの電子濃度が減少することが知られており、¹⁷⁾¹⁹⁾これらのことから欠陥N - 1、N - 2、N - 3はアクセプター型の欠陥であると考えられる。

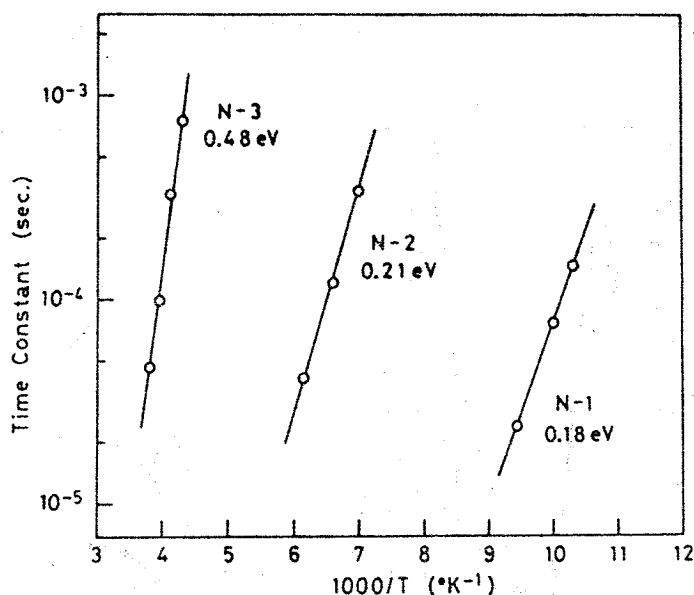


Fig. 4-10 Time constant τ vs reciprocal temperature for defects N-1, N-2 and N-3.

4 - 4 - 2 等時熱処理効果

Fig. 4-11には、PチャンネルJFET 2SJ12に対して、照射後及び270、300℃熱処理後に測定した1KHzでの θ の温度依存性を示す。中性子の照射量は 3×10^{14} neutron/cm²である。欠陥P-1に対するT_{max}(139°K)は210℃熱処理後まで変化しなかったが、240から270℃で高温に移動した。しかしながら270℃熱処理後で観測したT_{max}(151°K)はその後360℃まで変化しなかった。同様に、欠陥P-2に対するT_{max}(223°K)は120℃熱処理後まで変化しなかったが、150から240℃の範囲で徐々に高温側に移動した。そして240℃熱処理後で観測したT_{max}(230°K)はその後360℃まで変化しなかった。これらのことは欠陥P-1、P-2と異なる新たな欠陥の熱処理による成長を示していると考えられる。T_{max}の移動は、欠陥P-1及びP-2と新たに成長した2つの欠陥のT_{max}がそれぞれ接近していたためであ

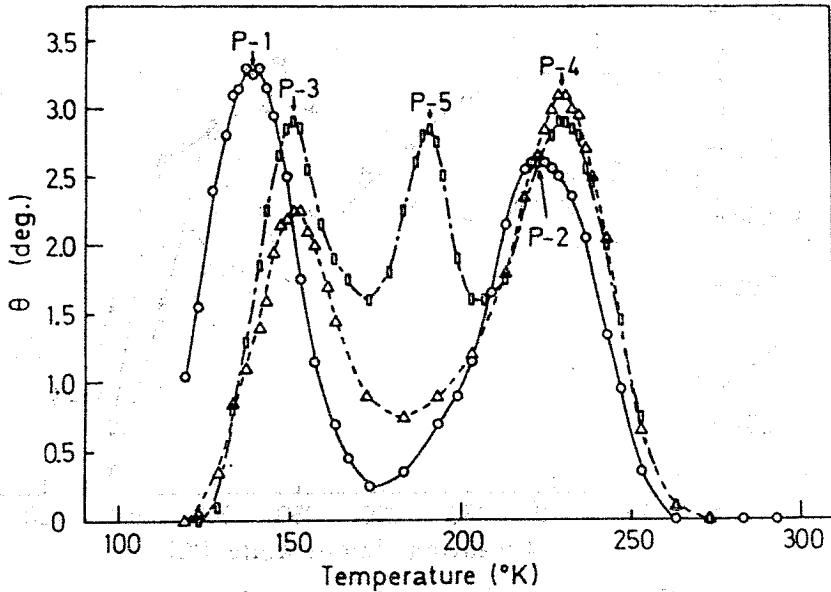


Fig. 4-11 Temperature dependence of the phase angle θ of the complex transconductance at 1 kHz after irradiation and after 270 and 300°C anneals for a p-channel JFET (2SJ12). The total neutron flux is 3×10^{14} neutron/cm². Three defects observed in annealed p-type silicon are labeled P-3, P-4 and P-5. \circ , after irradiation; Δ , 270°C anneal; \square , 300°C anneal.

ろう。この2つの欠陥をP-3 ($T_{\max} = 151^\circ\text{K}$)、P-4 ($T_{\max} = 230^\circ\text{K}$)とする。さらにFig. 4-11に示す300°C熱処理後の θ の温度特性において、欠陥P-3、P-4に関係した θ_{\max} に加えて別の θ_{\max} ($T_{\max} = 190^\circ\text{K}$)が観測される。この T_{\max} は360°Cまで変化しなかった。 $T_{\max} = 190^\circ\text{K}$ に関係した欠陥をP-5とする。

Fig. 4-12には、欠陥P-1、P-2、P-3、P-4、P-5に対する K_e を等時熱処理温度に対して示す。欠陥P-1、P-3に対する K_e はそれぞれの T_{\max} が変化しない温度範囲、即ち欠陥P-1に対しては210°Cまで、欠陥P-3に対しては270から360°Cの範囲に示してある。240°C熱処理後で観測した T_{\max} は、欠陥P-1とP-3の T_{\max} の間の値を示してい

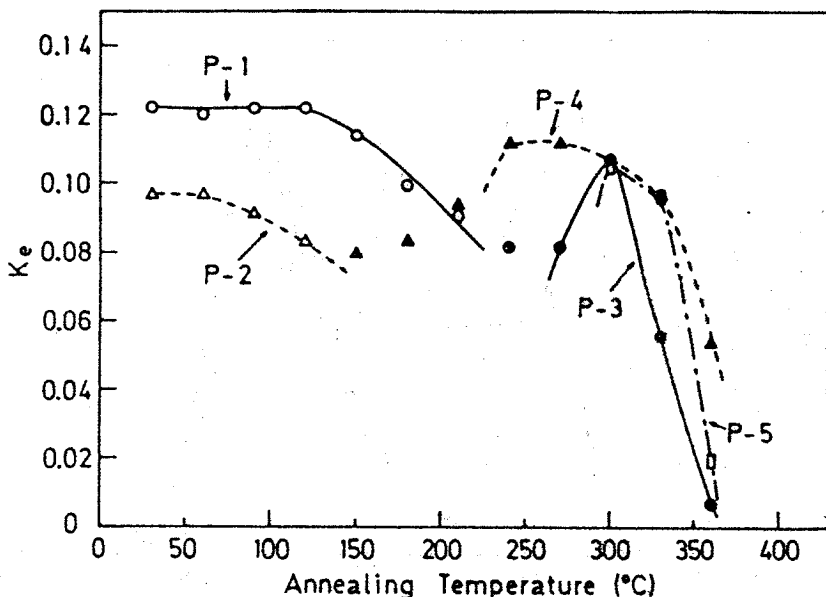


Fig. 4-12 K_e for defects P-1, P-2, P-3, P-4 and P-5 vs annealing temperature. The symbol of a half-filled circle for K_e at a 240°C anneal means that both defects P-1 and P-3 contribute to θ_{\max} at a 240°C anneal. The symbol of a half-filled triangle for K_e in the annealing temperature range 150-210°C means that both defects P-2 and P-4 contribute to θ_{\max} in this annealing temperature range.

た。これは 240 °C で観測した θ_{\max} には欠陥 P-1、P-3 とともに寄与していることを示している。従って Fig. 4-12 に示すように、240 °C での K_e に対しては○印の記号を用いた。同様に、欠陥 P-2 に対する K_e は 120 °C まで、欠陥 P-4 に対する K_e は 240 から 360 °C の範囲に示してある。また 150 から 210 °C の温度範囲に対する K_e に対しては、欠陥 P-2、P-4 の両方が寄与しているという意味で△印の記号を用いた。Fig. 4-12 から、4-2 節 で述べたように定性的ではあるが、各欠陥の等時熱処理の様子を見ることができる。照射により導入された欠陥 P-1、P-2 は熱処理により消滅する傾向にあるが、新たに成長する欠陥 P-3、P-4 のため、その熱処理の様子は狭い温度範囲でしか見ることができなかった。一方熱処理により成長した欠陥 P-3、P-4、P-5 は、ほぼ 270 から 300 °C 付近でいずれも最大の K_e を持

っている。Fig. 4-12から、欠陥P-3は360℃付近で消滅することがわかる。さらに欠陥P-1に対する T_{\max} が240℃で欠陥P-3に対する T_{\max} に向かって移動することは、欠陥P-3は240℃付近で成長し始めることを示唆する。同様に欠陥P-2に対する T_{\max} が150℃から欠陥P-4の T_{\max} に向かって移動することは、欠陥P-4は150℃付近で成長し始めることを示唆する。150から210℃での△印の増加は欠陥P-4の成長によるものであろう。またFig. 4-12から、欠陥P-4は390℃付近で消滅すると考えられる。一方欠陥P-5は300℃以上で観測され、Fig. 4-12から360℃付近で消滅することがわかる。以上から中性子照射されたP型Siでは、360から390℃付近の熱処理により、欠陥はほとんど消滅してしまうことがわかる。

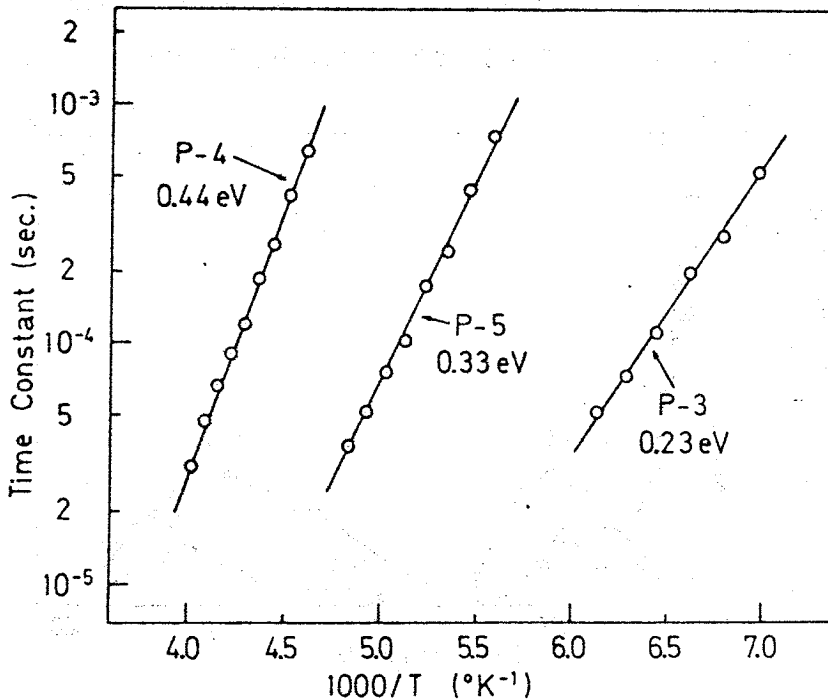


Fig. 4-13 Time constant τ vs reciprocal temperature for defects P-3, P-4 and P-5. τ was measured in the annealing temperature range 270-330°C for defects P-3 and P-4, and 300-330°C for defect P-5, where T_{\max} for these defects do not change. τ was independent of the annealing temperature. In the figure, τ for defects P-3 and P-5 at a 300°C anneal and for defect P-4 at a 270°C anneal are shown.

Fig. 4-13には、熱処理により成長した欠陥P-3、P-4、P-5に対して、 θ の周波数特性から得た τ の温度依存性を示す。 τ の測定は、欠陥P-3及びP-4に対しては270 から 330 °Cの温度範囲で、欠陥P-5に対しては300 から 330 °Cの温度範囲で、即ちこれらの欠陥に対するTmax が変化しない温度範囲で行なった。当然のことであるが、 τ の温度依存性はこれらの熱処理温度範囲で互いによく一致していた。Fig. 4-13には、欠陥P-3及びP-5に対しては300 °C、欠陥P-4に対しては270 °Cで測定した τ の温度依存性を示してある。 τ の温度依存性の傾きから、欠陥P-3、P-4、P-5に対してそれぞれ0.23、0.44、0.33eV の活性化エネルギーを得た。

Fig. 4-14には、nチャンネルJFET 2SK48Aに対して、照射後及び270 °C熱処理後に測定した1KHzでの θ の温度依存性を示す。中性子の照射量は 1×10^{14} neutron / cm²である。270 °C熱処理後では欠陥N-3に対する

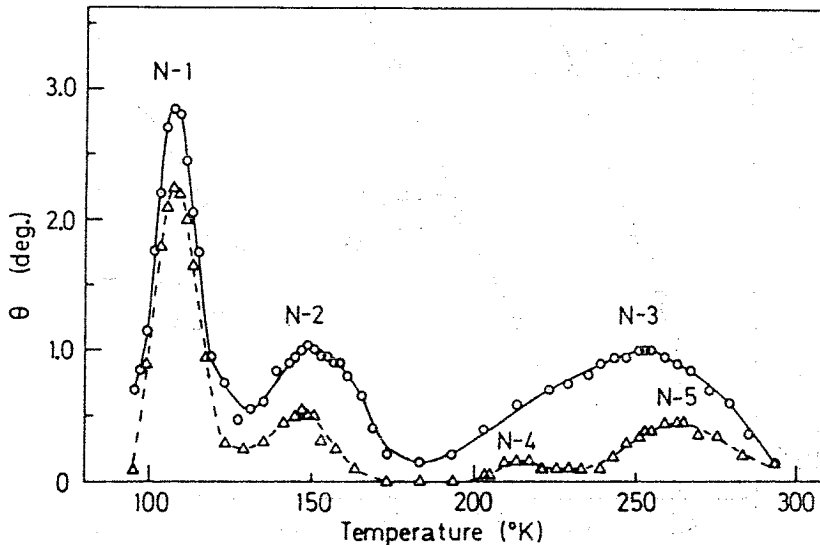


Fig. 4-14 Temperature dependence of the phase angle θ of the complex transconductance at 1 kHz after irradiation and after a 270°C anneal for an n-channel JFET (2SK48A). The total neutron flux is 1×10^{14} neutron/cm². Two defects observed in annealed n-type silicon are labeled N-4 and N-5.

○, after irradiation; Δ, 270°C anneal.

θ_{\max} はなくなり、新たに $T_{\max} = 213$ 及び 263°K に θ_{\max} が現われていることがわかる。また 270°C で新たに観測された T_{\max} はいずれもその後の高温の熱処理により変化しなかった。このことは、熱処理による新たな欠陥の成長を示している。熱処理により成長した2つの欠陥をN-4、N-5とする。

Fig. 4-15には、欠陥N-1、N-2、N-3、N-4、N-5に対する K_e を等時熱処理温度に対して示す。照射により導入された欠陥N-1、N-

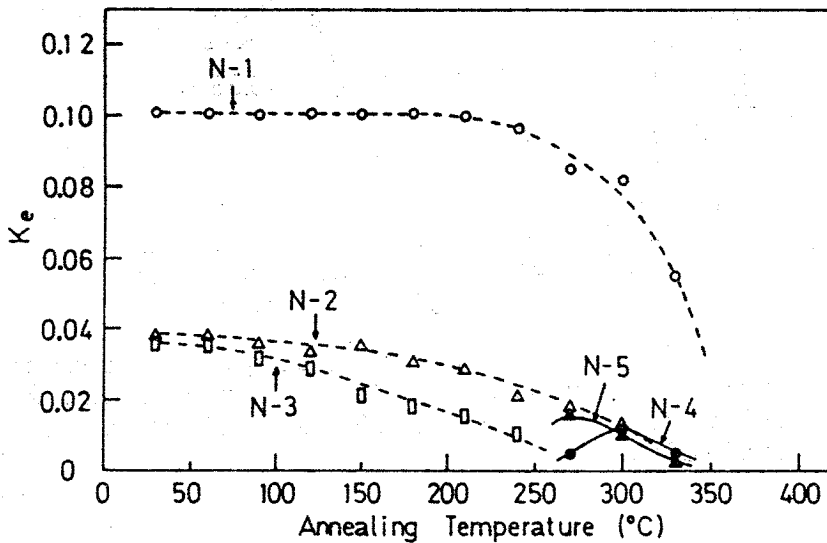


Fig. 4-15 K_e for defects N-1, N-2, N-3, N-4 and N-5 vs annealing temperature.

2、N-3、N-4、N-5に対する K_e を等時熱処理温度に対して示す。照射により導入された欠陥N-1、N-2はそれぞれ 360°C 、 330°C 付近で消滅することがわかる。また欠陥N-3はほぼ 270°C 付近で消滅すると考えられる。一方欠陥N-4、N-5は 240 から 270°C 付近より成長し始め、 360°C 付近で消滅することがわかる。このようにn型SiにおいてもP型Siと同様、 270 から 300°C 付近での熱処理により、新たな欠陥が成長することがわかった。またn型Siにおいても、 360°C 付近の熱処理により、欠陥はほとんど消滅してしまうことがわかる。Fig. 4-16には、欠陥N-4及びN-5

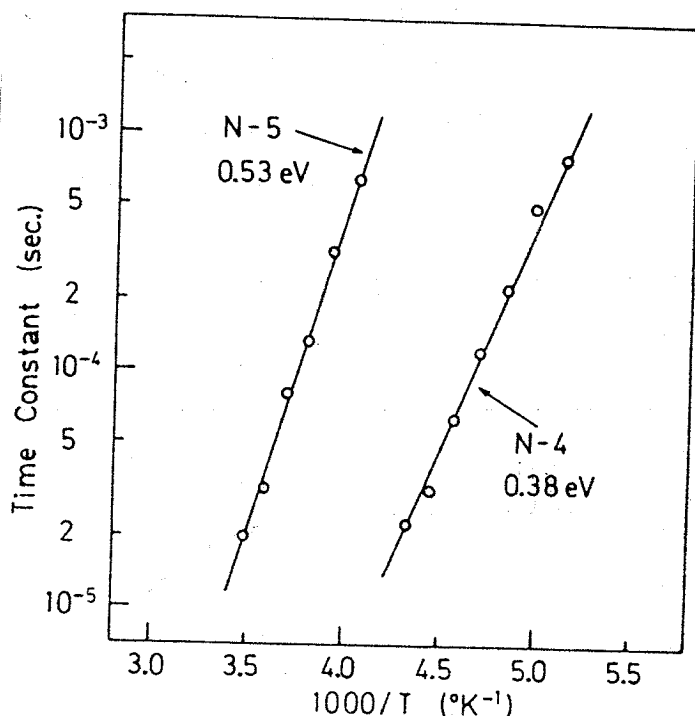


Fig. 4-16 Time constant τ vs reciprocal temperature for defects N-4 and N-5. τ for defects N-4 and N-5 were measured at 300 and 270°C anneals, respectively.

に対して、 θ の周波数特性より得た τ の温度依存性を示す。 τ の測定は、欠陥N-4に対しては300°C、欠陥N-5に対しては270°Cで行なった。 τ の温度依存性の傾きから、欠陥N-4及びN-5に対してそれぞれ0.38、0.53 eVの活性化エネルギーを得た。

4-4-3 位相角測定から得た欠陥準位の総括及び検討

JFETの複素相互コンダクタンスの位相角測定により、中性子照射されたP型Siに2つの欠陥(P-1、P-2)、またn型Siに3つの欠陥(N-1、N-2、N-3)が導入されることがわかった。この結果は、第三章に示したpn接合のアドミタンス測定から得た結果と一致している。¹⁴⁾¹⁵⁾ 欠陥

P-1、P-2、N-1、N-2、N-3 は第三章で示した欠陥 A、B、D₁、D₂、D₃¹⁴⁾¹⁵⁾ にそれぞれ対応している。さらに本章では、位相角 θ の温度依存性のスペクトロスコピックな性質を用いて、これら欠陥の個々の熱処理の様子を調べた。この時、P 型 Si においては 3 つの欠陥 (P-3、P-4、P-5)、n 型 Si においては 2 つの欠陥 (N-4、N-5) が、270 から 300

Table 4-1 Energy levels and majority-carrier capture cross sections obtained from the phase angle measurements of the complex transconductance of neutron-irradiated and subsequently annealed JFETs. (a) defects observed after irradiation, (b) defects observed during annealing.

(a)

Defect code	Energy level (eV)	Capture cross section (cm ²)
P-1	$E_v + 0.19$	$\sigma_p = 2.8 \times 10^{-15}$
P-2	$E_v + 0.35$	$\sigma_p = 1.1 \times 10^{-14}$
N-1	$E_c - 0.16$	$\sigma_n = 3.9 \times 10^{-14}$
N-2	$E_c - 0.19$	$\sigma_n = 1.6 \times 10^{-16}$
N-3	$E_c - 0.44$	$\sigma_n = 2.3 \times 10^{-14}$

(b)

Defect code	Energy level (eV)	Capture cross section (cm ²)
P-3	$E_v + 0.21$	$\sigma_p = 2.2 \times 10^{-15}$
P-4	$E_v + 0.40$	$\sigma_p = 8.7 \times 10^{-14}$
P-5	$E_v + 0.30$	$\sigma_p = 1.2 \times 10^{-14}$
N-4	$E_c - 0.34$	$\sigma_n = 8.7 \times 10^{-15}$
N-5	$E_c - 0.48$	$\sigma_n = 5.7 \times 10^{-14}$

℃付近の熱処理により新たに成長することがわかった。Table 4-1に、中性子照射により導入された欠陥及び熱処理により成長した欠陥に対する欠陥準位、捕獲断面積を示す。これらの値は、捕獲断面積は温度に依存しないとして τ の温度依存性より求めたものである。またFig. 4-17には、禁制体内におけるこれらの欠陥準位の位置を示す。しかしながら本実験ではgm測定

Irradiation		Annealing	
N-1	===== $E_c - 0.16 \text{ eV}$		
N-2	===== $E_c - 0.19 \text{ eV}$		
		N-4	—— $E_c - 0.34 \text{ eV}$
N-3	—— $E - 0.44 \text{ eV}$	N-5	—— $E_c - 0.48 \text{ eV}$
P-2	—— $E_v + 0.35 \text{ eV}$	P-4	—— $E_v + 0.40 \text{ eV}$
		P-5	—— $E_v + 0.30 \text{ eV}$
P-1	—— $E_v + 0.19 \text{ eV}$	P-3	—— $E_v + 0.21 \text{ eV}$

Fig. 4-17 Defect levels in neutron-irradiated and subsequently annealed silicon, which are obtained from the phase angle measurements of the complex transconductance of JFETs.

飽和領域で行なっているため、4-2節で述べたようにこれは欠陥準位の評価に何らかの影響を与えている可能性がある。またこの問題とともに市販のJFETを用いたため、素子の形状寸法やドーパント濃度がわからず、欠陥濃度を求めることはできなかった。従って間接的な方法ではあるが、Keを用いて各欠陥の等時熱処理の様子を調べた。しかしながらこの方法から熱処理の定性的な様子を見ることはできるものの、必ずしも正しく欠陥の熱処理の様子を表わしていない可能性がある。より詳細な欠陥の熱処理の様子は第五章で与える。

このように本実験で得た熱処理の結果は定性的なものであるが、270 から 300 °C 付近の熱処理により新たな欠陥の成長が観測されるという結果は興味深い。第二章で示した P 型 Si の熱処理の様子において、“領域 B” の温度範囲で、特に CZSi に対して何らかの欠陥の成長が生ずることを示唆した。²⁰⁾ 本実験の結果は、この“領域 B”での熱処理の様子に対応している。また n 型 CZSi においても本実験で観測された欠陥の成長温度範囲でキャリア濃度の逆回復が生ずることが報告されている。¹⁷⁾¹⁸⁾¹⁹⁾ FZSi ではこのような逆回復が見られないことから、^{17)~20)} 欠陥の成長には酸素が関与しているものと思われる。一方 Wham²⁴⁾ は赤外吸収測定により、中性子照射された Si において、A 中心は 275 °C までの熱処理により成長することを示した。彼女は、これはクラスターからの vacancy の放出によるものとした。第二章で、“領域 B”の熱処理の様子に対して議論したように、²⁰⁾ 今観測した欠陥の成長に対しても、A 中心の成長と同様の機構が考えられよう。さらに Cheng ら⁴³⁾ は、中性子照射された P 型 Si のポジトロン消滅の測定から、300 °C 付近の熱処理により新たな欠陥が成長することを示し、これらは high - order vacancy defect であることを示唆している。彼らが観測した欠陥の成長温度は本実験の結果と一致している。Jung²⁹⁾、Lee ら^{30)~33)} もまた EPR 測定により、中性子照射された Si において熱処理による新たな欠陥の成長が観測されることを報告している。近年 Lee ら^{30)~33)} は、これらの欠陥のいくつかに対して欠陥モデルを提案した。彼らは five - vacancy cluster (V_5)、divacancy plus two oxygen ($V_2 - O_2$)、trivacancy plus two oxygen ($V_3 - O_2$) 等のかなり複雑な構造をした欠陥の成長を示している。Lee ら^{30)~33)} の報告は Cheng⁴³⁾ の観測に対応している。本実験の結果は、これら high - order vacancy defect の欠陥準位を与えているものと思われる。しかしながら Lee、Cheng^{30)~33)43)} の測定は、中性子の照射量が本実験よりも 2 桁以上大きい領域で行なわれており、熱処理の样子の比較には注意する必要がある。Stein⁴⁴⁾ は、欠陥の熱処理の様子は中性子の照射量に依存することを報告しており、本実験で観測した熱処理により成長する欠陥の同定に

関して、さらに検討する必要がある。

一方本実験で示した照射により導入された欠陥の回復の様子と第二章で示したクラスターの回復²⁰⁾との関連を議論することは重要である。もちろんこのためには本測定法よりもより定量的な測定法が要求される。さらにクラスターの測定に及ぼす影響も議論しなければならない。これらのことについては、第五章で述べる。

4-5 結 言

接合形電界効果トランジスタ (JFET) の複素相互コンダクタンスの位相角 θ の温度、周波数特性から欠陥準位を評価する方法を示した。これにより、室温で中性子照射された Si 中に導入される欠陥準位を求めた。さらに θ の温度特性のスペクトロスコピックな性質を用いて、各欠陥の等時熱処理の様子を調べた。 θ の測定による欠陥準位の評価法は次のとおりである。

- (1) θ の周波数特性において、 θ は $W_{\max}\tau = (1+K)^{1/2}$ を満足する周波数で最大となる。K は θ の最大値より計算され、この K と θ が最大となる周波数から τ が求まる。また測定温度を変えて θ の周波数特性を測定することにより τ の温度依存性が得られ、欠陥準位を求めることができる。一方 θ の温度特性においても、 θ は $\omega\tau = (1+K)^{1/2}$ を満足する温度ごとに最大となる。このように θ の温度特性は、スペクトロスコピックな性質を有している。本実験では、JFET の飽和領域で測定を行なったが、この時 K は K_e で置き換えられる。

中性子照射された Si に対して、JFET の複素相互コンダクタンスの位相角測定から得た結果は次のとおりである。

- (2) P 型 Si には 2 つの欠陥 (P-1、P-2) が導入されることが判明した。これらの欠陥準位及び正孔捕獲断面積は、欠陥 P-1 に対して $E_v + 0.19\text{eV}$ 、 $2.8 \times 10^{-15}\text{cm}^2$ 、欠陥 P-2 に対して $E_v + 0.35\text{eV}$ 、 $1.1 \times 10^{-14}\text{cm}^2$ であった。照射による P チャンネル JFET の特性の変化から、欠陥 P-1、P-2 はドナー型の欠陥であると考えた。

(3) n 型 Si には 3 つの欠陥 (N - 1、N - 2、N - 3) が導入されることが判明した。これらの欠陥準位及び電子捕獲断面積は、欠陥 N - 1 に対して $E_c - 0.16\text{eV}$ 、 $3.9 \times 10^{-14} \text{cm}^2$ 、欠陥 N - 2 に対して $E_c - 0.19\text{eV}$ 、 $1.6 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ 、欠陥 N - 3 に対して $E_c - 0.44\text{eV}$ 、 $2.3 \times 10^{-14} \text{cm}^2$ であった。照射による n チャンネル JFET の特性の変化から、欠陥 N - 1、N - 2、N - 3 はアクセプター型の欠陥であると考えた。

本章で観測した欠陥 P - 1、P - 2、N - 1、N - 2、N - 3 は第三章で示した欠陥 A、B、D₁、D₂、D₃ にそれぞれ対応している。さらに等時熱処理の実験により判明した結果は次のとおりである。

(4) 270 から 300 °C 付近の熱処理により、P 型、N 型 Si とともに新たな欠陥の成長が生ずることがわかった。P 型 Si において成長した欠陥 (P - 3、P - 4、P - 5) に対する欠陥準位及び正孔捕獲断面積は、欠陥 P - 3 に対して $E_v + 0.21\text{eV}$ 、 $2.2 \times 10^{-15} \text{cm}^2$ 、欠陥 P - 4 に対して $E_v + 0.40\text{eV}$ 、 $8.7 \times 10^{-14} \text{cm}^2$ 、欠陥 P - 5 に対して $E_v + 0.30\text{eV}$ 、 $1.2 \times 10^{-14} \text{cm}^2$ であった。また n 型 Si において成長した欠陥 (N - 4、N - 5) に対する欠陥準位及び電子捕獲断面積は、欠陥 N - 4 に対して $E_c - 0.34\text{eV}$ 、 $8.7 \times 10^{-15} \text{cm}^2$ 、欠陥 N - 5 に対して $E_c - 0.58\text{eV}$ 、 $5.7 \times 10^{-14} \text{cm}^2$ であった。検討の結果、これらの欠陥の成長はクラスターの回復に伴い生ずると考えた。またこれらの欠陥は、Cheng、Lee らが報告している high - order vacancy defect に対応している可能性がある。

第4章 参 考 文 献

- 1) W.Schockley: Proc. IRE 40 (1952) 40
- 2) W.Shedd,B.Buchanan and R.Dolan: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-16 (1969) 87
- 3) S.S.Naik and W.G.Oldham: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18 (1971) 9
- 4) B.L.Gregory: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19 (1972) 476
- 5) B.L.Gregory,S.S.Naik and W.G.Oldham: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18 (1971) 50
- 6) W.G.Oldham: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19 (1972) 347
- 7) W.G.Oldham and S.S.Naik: Solid-State Electron. 15 (1972) 1085
- 8) C.T.Sah and V.G.K.Reddi: IEEE Trans. Electron Devices ED-11 (1964) 345
- 9) O.Wada,S.Yanagisawa and H.Takanashi: Japan. J. Appl. Phys. 14 (1975) 157
- 10) 徳田 豊, 宇佐美晶: 電子通信学会 電子デバイス研資
ED76-54 (1976) 73
- 11) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 47 (1976) 4952
- 12) Y.Tokuda and A.Usami: Proc. of the 12th International Symposium on Space Technology and Science, Tokyo, May 1977, p.211
- 13) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 49 (1978) 181
- 14) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 48 (1977) 1668
- 15) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 49 (1978) 603
- 16) Y.Tokuda,N.Shimizu and A.Usami: Japan. J. Appl. Phys. 18 (1979) 309
- 17) H.J.Stein: Phys. Rev. 163 (1967) 801
- 18) H.J.Stein: J. Appl. Phys. 39 (1968) 5283
- 19) H.J.Stein and R.Gereth: J. Appl. Phys. 39 (1968) 2890
- 20) A.Usami and Y.Tokuda: J. Appl. Phys. 45 (1974) 2823
- 21) H.J.Stein: J. Appl. Phys. 37 (1966) 3382
- 22) J.C.Price and A.E.Kiss: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15 (1968) 3

- 23) K.Nakashima and Y.Inuishi: J. Phys. Soc. Japan 27
(1969) 397
- 24) R.E.Whan: J. Appl. Phys. 37 (1966) 3378
- 25) L.J.Cheng and J.Lori: Phys. Rev. 171 (1968) 856
- 26) H.J.Stein: Appl. Phys. Lett. 15 (1969) 61
- 27) L.J.Cheng and M.L.Swanson: J. Appl. Phys. 41 (1970)
2627
- 28) C.E.Barnes: Radiation Effects in Semiconductors, edited
by J.W.Corbett and G.D.Watkins (Gordon and Breach, New
York, 1971) p.203
- 29) W.Jung and G.S.Newell: Phys. Rev. 132 (1963) 648
- 30) Y.H.Lee, Y.M.Kim and J.W.Corbett: Radiation Effects
15 (1972) 77
- 31) Y.H.Lee and J.W.Corbett: Phys. Rev. B8 (1973) 2810
- 32) Y.H.Lee and J.W.Corbett: Phys. Rev. B9 (1974) 4351
- 33) Y.H.Lee and J.W.Corbett: Phys. Rev. B13 (1976) 4506
- 34) C.T.Sah and J.W.Walker: Appl. Phys. Lett. 22 (1973) 384
- 35) C.T.Sah, W.W.Chan, H.S.Fu and J.W.Walker: Appl. Phys.
Lett. 20 (1972) 193
- 36) M.G.Buehler: Solid-State Electron. 15 (1972) 69
- 37) D.L.Losee: J. Appl. Phys. 46 (1975) 2204
- 38) G.Vincent, D.Bois and P.Pinard: J. Appl. Phys. 46 (1975)
5173
- 39) D.V.Lang: J. Appl. Phys. 45 (1974) 3023
- 40) E.Schibli and A.G.Milnes: Solid-State Electron. 11
(1968) 323
- 41) L.Forbes and C.T.Sah: IEEE Trans. Electron Devices
ED-16 (1969) 1036
- 42) N.S.Saks: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-24 (1977) 2153
- 43) L.J.Cheng, C.K.Yeh, S.I.Ma and C.S.Su: Phys. Rev. B8
(1973) 2880
- 44) H.J.Stein: Radiation Effects 6 (1970) 175

第5章 中性子線照射されたpn接合素子の過渡応答

5-1 序

バイアス電圧の急激な変化に伴うPn接合を有した素子の電気的特性の過渡応答の測定¹⁾²⁾は、第三章及び第四章で示した周波数特性の測定^{3)~6)}とともに欠陥準位を評価する有効な方法である。pn接合を有する素子の過渡応答は、バイアス電圧の急激な変化に伴い空乏層中の欠陥の荷電状態が変化することから生ずる。pnダイオードの接合容量の過渡応答の詳しい解析は、Sahら¹⁾²⁾によって与えられている。Wilson⁷⁾は、中性子照射された $\text{Si p}^+-\text{n}$ ダイオードの接合容量の過渡応答測定より、n型Siにおいて $E_c - 0.36 \text{ eV}$ の準位が導入されることを報告している。一方接合形電界効果トランジスタ(JFET)のゲートパルス電圧による過渡応答は、pn接合の過渡応答と同様に取り扱える。⁷⁾⁸⁾⁹⁾

JFETでは、ゲート接合の過渡的变化はドレイン電流の過渡的变化として検出される。Gregoryら⁸⁾は、中性子照射されたSinチャンネルJFETのドレイン電流の過渡応答測定より、n型Siにおいて $E_c - 0.38$ 、 $E_c - 0.46 \text{ eV}$ の準位を見出している。

近年Lang¹⁰⁾が提案したDeep-Level Transient Spectroscopy(DLTS)法は、スペクトロスコピックな性質を有し、また測定が短時間ですむこと、検出感度が良いこと、解析が容易であること等において優れており、欠陥準位測定に広く用いられるようになってきた。この方法はpn接合やショットキー接合のみならず最近ではMOS素子^{11)~15)}やFET構造を有した素子¹⁶⁾にも適用されている。DLTS法は、原理的にはPn接合容量の過渡応答に基づき、この方法では接合容量の過渡的变化を検出するための巧妙な工夫がなされている。

Lang¹⁰⁾は、ダブルボックスカーを用いて、接合容量の過渡的变化を異なった2つの時間での容量差として検出した。その後Millerらによって、接合容量の過渡的变化を検出するための新しい方法が提案されている。^{17)~20)}Kimerling¹⁸⁾は、この目的のためロックインアンプを用いる方法を提案している。¹⁸⁾²¹⁾Kimerling¹⁸⁾²¹⁾やEvwarayeら^{22)~25)}は、電子線照射されたSiにDLTS法を適用することに

より、従来より詳細なまた新しい成果を報告している。特に、 n 型Siにおいて観測される $E_c - 0.23$ 、 $E_c - 0.41$ eVの準位がそれぞれ -2 及び -1 の荷電状態の divacancy (V_2) に対応することを示した Evwaraye, Sun²²⁾ の報告は、従来の報告²⁶⁾ を修正したものであり、興味深い。一方今まで中性子照射された Si には DLTS 法は適用されていない。しかしながら DLTS 法を適用する時電子線照射の場合と異なり中性子照射の場合クラスターが導入されるので、²⁷⁾ その測定に及ばず影響を考慮しなければならない。一般に pn 接合の空乏層を用いる測定では、第二章で示したホール効果、比抵抗測定のようなバルク領域での測定^{27)~30)} に比べてクラスターの影響は小さいとされ、欠陥準位を評価する時、その影響は考慮されていない。⁷⁾⁸⁾³¹⁾³²⁾

本章では、 pn ダイオードの接合容量及び JFET のドレイン電流の過渡応答測定により、室温で中性子照射された Si 中に導入される欠陥を調べる。 pn ダイオードに対しては DLTS 法を適用した。この時、 S/N 比が良好な DLTS 測定方法を提案し、導入される欠陥準位及びその導入率を求める。またこれら欠陥の等時熱処理の様子を示す。JFET に対しては、欠陥を含む時のゲートパルス電圧によるドレイン電流の過渡応答を解析し、中性子照射された P チャンネル JFET に適用する。さらに DLTS 測定により得た結果を 2 MeV の電子線照射された場合の結果と比較することにより、その損傷の差違を調べるとともに測定に及ばずクラスターの影響を議論する。合わせて第二章で示したホール効果、比抵抗測定の結果³⁰⁾ との比較も行ない、測定法によるクラスターの影響の差違、即ちバルク領域を用いた場合と空乏層を用いた場合との差異についても検討を加える。さらには第三章、³⁾⁴⁾ 第四章^{5), 6)} 及び本章で示す pn 接合を用いた欠陥準位評価法の比較検討を行なう。

5-2 pn 接合の過渡応答の解析

バイアス電圧の急激な変化に伴う pn 接合容量 C の過渡応答は、空乏層内の欠陥の荷電状態の変化により生ずる。まず、バイアス電圧の変化に伴う欠陥の荷電状態の過渡的变化を求め、 C の過渡応答特性を解析する。ここでは議論を容

易にするため P^+-n を接合を例にとり、また n 側中に存在する多数キャリアトラップ（電子トラップ）を考える。さらに欠陥はアクセプター型とし、欠陥準位は禁制帯の上半分にあるとする。Fig 5-1 には、バイアスの変化に伴う欠陥の荷電状態の変化の様子を示す。Fig 5-1 (a) は零バイアスの状態に対応す

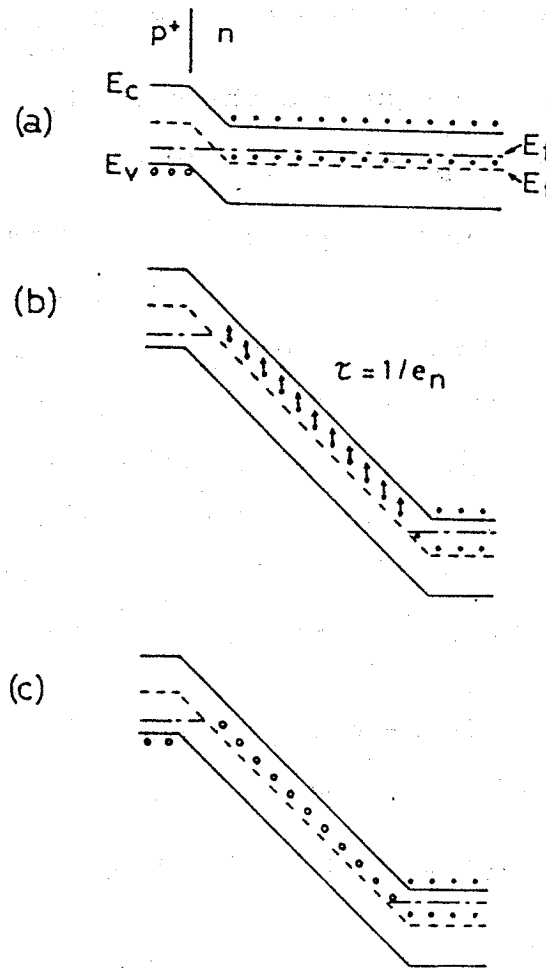


Fig. 5-1 Emission of trapped electrons at deep levels in the depleted space charge region of a reverse-biased p^+-n junction. (a) zero bias, (b) reverse-biased pulse, (c) quiescent reverse bias.

る。零バイアスでは空乏層の幅は狭まり、欠陥の大部分はバルク中にある。そしてフェルミ準位より深い位置にある欠陥は多数キャリアである電子でうまる。その後逆バイアスを印加すると空乏層の幅は広がり、空乏層内においてフェル

ミ準位の上に来る欠陥は電子を伝導帯に放出する。Fig 5-1 (b)はこの様子を示す。Fig 5-1 (c)には、空乏層内の欠陥すべてが電子を放出し終わった後の様子を示す。このような欠陥の荷電状態の変化は、第三章の Fig 3-1 に示す欠陥での電子、正孔の放出及び捕獲過程を考慮することにより得られる。¹⁾²⁾³³⁾ 欠陥に捕えられている電子濃度を n_t とすると、Fig 3-1 より次式を得る。

$$\frac{dn_t}{dt} = C_{nn}(N_t - n_t) - e_n n_t - C_{pp} n_t + e_n (N_t - n_t) \quad (5-1-a)$$

$$= -(C_{nn} + e_n + C_{pp} + e_p) n_t + (C_{nn} + e_p) N_t \quad (5-1-b)$$

ここで N_t は欠陥濃度、 n 及び p はそれぞれ伝導帯の電子濃度、価電子帯の正孔濃度である。また $e_n(p)$ は電子(正孔)の放出率 (emission rate)、 $C_n(p)$ は電子(正孔)の捕獲確率 (capture probability) である。(5-1-a) 式において第1項 $C_{nn}(N_t - n_t)$ は電子の捕獲過程、第2項 $e_n n_t$ は電子の放出過程、第3項 $C_{pp} n_t$ は正孔の捕獲過程、第4項 $e_p (N_t - n_t)$ は正孔の放出過程に対応している。まず欠陥が電子でうめられる過程、即ち Fig 5-1 (a) の場合を考える。今は n 側のみを考えればよいので正孔濃度 p は無視でき、また禁制帯の上半分にある欠陥を考えているので $e_n \gg e_p$ である。この時(5-1)式は

$$\frac{dn_t}{dt} = -(C_{nn} + e_n) n_t + C_{nn} N_t \quad (5-2)$$

となる。(5-2) 式を $t=0$ の時 $n_t=0$ のもとに解くと n_t は

$$n_t = \frac{C_{nn}}{C_{nn} + e_n} N_t [1 - \exp\{-(C_{nn} + e_n)t\}] \quad (5-3)$$

となる。通常 $C_{nn} \gg e_n$ ³³⁾ であるので、(5-3) 式は次式のように近似できる。

$$n_t = N_t \{1 - \exp(-C_{nn} t)\} \quad (5-4)$$

(5-4) 式より零バイアスですべての欠陥を電子でうめるには $1/C_{nn}$ よりも十分長い時間が必要であることがわかる。次に零バイアスで電子でうめられた欠陥が逆バイアスを印加することにより電子を伝導帯に放出する過程を考える。これは Fig 5-1 (b) に対応する。この時、空乏層内では $n = p = 0$ (空乏層近

似)であるので、(5-1)式は

$$\frac{dn_t}{dt} = -(e_n + e_p)n_t + e_p N_t \quad (5-5)$$

となる。 $t=0$ で $n_t = N_t$ のもとに(5-5)式を解くと

$$n_t = N_t \left[\frac{e_p}{e_n + e_p} + \frac{e_n}{e_n + e_p} \exp\{-(e_n + e_p)t\} \right] \quad (5-6)$$

となる。今 $e_n \gg e_p$ であるので、 n_t は次式となる。

$$n_t = N_t \exp(-\frac{t}{\tau}) \quad (5-7)$$

ここで $\tau = 1/e_n$ である。このように、逆バイアスを加えることにより空乏層内に来た欠陥は、電子放出率 e_n の逆数で与えられる時定数 τ で電子を放出することがわかる。従って零バイアスを印加することにより欠陥が電子を放出する時に対応する接合容量 C の変化は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} C = \frac{\epsilon}{W} A &= \left\{ \frac{q\epsilon(N_s - N_t)}{2(V_b + V_R)} \right\}^{1/2} \cdot A \\ &= \left[\frac{q\epsilon\{N_s - N_t \exp(-t/\tau)\}}{2(V_b + V_R)} \right]^{1/2} \cdot A \quad (5-8) \end{aligned}$$

ここでは N_s はドーパント濃度、 V_b はbuilt-in potential、 V_R は印加された逆バイアス電圧、 W は空乏層幅、 ϵ は誘電率、 q は電子の電荷、 A は接合面積である。(5-8)式は $N_t \ll N_s$ の時、次式で近似される。

$$C = \left[\frac{q\epsilon N_s}{2(V_b + V_R)} \right]^{1/2} \cdot \left\{ 1 - \frac{N_t}{2N_s} \exp(-t/\tau) \right\} \cdot A \quad (5-9)$$

このように $N_t \ll N_s$ の時、逆バイアスが印加された接合容量は時間 t に対して指数関数で変化することがわかる。またその時の時定数は欠陥の放出時定数 τ であることがわかる。(5-9)式において $t=0$ 及び $t=\infty$ の時の接合容量をそれぞれ C_0 、 C_∞ とすると

$$\begin{aligned} C_0 &= \left\{ \frac{q\epsilon N_s}{2(V_b + V_R)} \right\}^{1/2} \cdot \left(1 - \frac{N_t}{2N_s} \right) \cdot A \\ C_\infty &= \left\{ \frac{q\epsilon N_s}{2(V_b + V_R)} \right\}^{1/2} \cdot A \quad (5-10) \end{aligned}$$

となる。 C_0 は逆バイアス印加直後の接合容量であり、零バイアスで欠陥に捕

えられた電子が放出され始める直前の接合容量を与える。また C_{∞} は逆バイアス印加後達成された定常状態での接合容量を与え、これは零バイアスで欠陥に捕えられた電子がすべて放出された状態に対応する (Fig 5-1(e))。 (5-10) 式より、逆バイアスを印加することによる接合容量の全変化量 ΔC は

$$\Delta C = C_{\infty} - C_0 = \left\{ \frac{q \epsilon N_S}{2(V_b + V_R)} \right\}^{1/2} \cdot \frac{N_t}{2N_S} A \quad (5-11)$$

となる。従って

$$\frac{\Delta C}{C_{\infty}} = \frac{N_t}{2N_S} \quad (5-12)$$

C 、 C_{∞} を測定することにより、(5-12) 式から欠陥濃度 N_t が求められることがわかる。(5-9) 式を ΔC 、 C_{∞} を用いて書き換えると、逆バイアス印加後の接合容量の変化は次式で表わされる。

$$C = C_{\infty} - \Delta C \exp(-t/\tau) \quad (5-13)$$

このように、接合容量の過渡応答から欠陥の放出時定数 τ 及び欠陥濃度 N_t が求められる場合にもそのまま成り立つ。この時、(5-13) 式の τ は $\tau = 1/e_p$

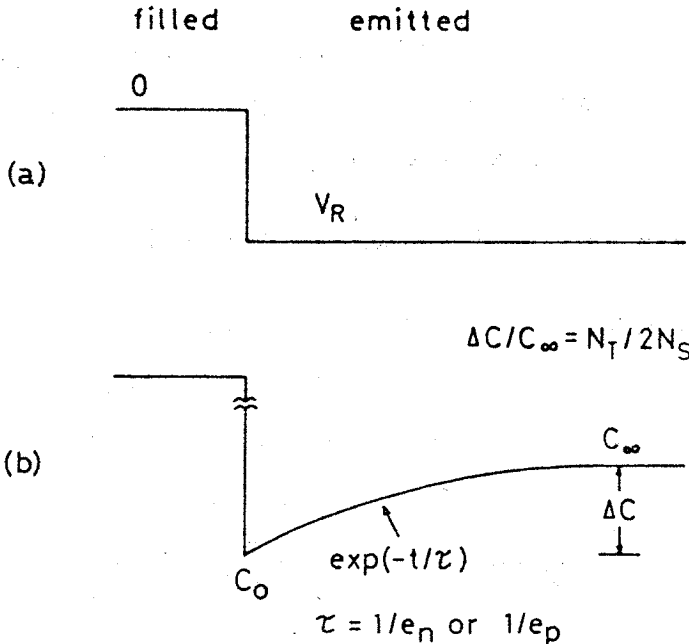


Fig. 5-2 Capacitance change due to the abrupt change of the bias voltage applied to the junction. (a) reverse-biased pulse, (b) capacitance.

となる。Fig 5-2に、逆バイアスを加えることによる接合容量の過渡的变化の様子を示す。

5-3 pn接合容量の過渡応答 — Deep-Level Transient Spectroscopy (DLTS)

5-3-1 DLTS法の測定原理

Deep-Level Transient Spectroscopy (DLTS) 法は、原理的には5-2節で示した接合容量の過渡応答に基づき、時定数 τ が温度とともに変化することを利用したものである。¹⁰⁾DLTS法では、この時の接合容量の過渡的变化を検出するための巧妙な工夫がなされていると言える。^{10)17)~20)}Fig 5-3には本実験で用いたDLTS法の測定原理を示す。²⁰⁾Fig 5-3(a) 接合に印加される

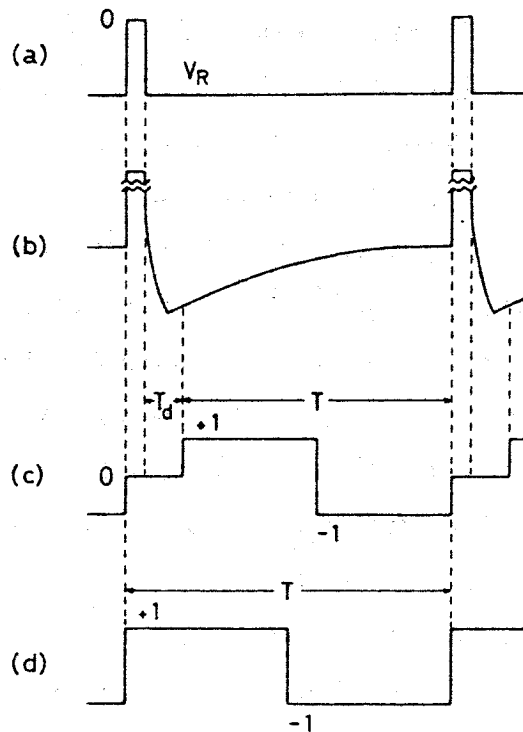


Fig. 5-3 Illustration of measurement technique of the DLTS used in the present work. (a) bias pulse, (b) capacitance, (c) weighting function used in the present work, (d) weighting function resulting from the use of a lock-in amplifier.

バイアスパルスである。この時、5-2節で示したように零バイアスで欠陥が多数キャリアでうめられ、そして逆バイアスでそれらが放出される。このように Fig 5-3 (a) のバイアスパルスでは多数キャリアトラップが検出される。少数キャリアトラップの検出法については本項の終わりに簡単に触れる。Fig 5-3 (b) には、Fig 5-3 (a) のバイアスパルスに対応する接合容量の過渡的变化の様子を示す。Fig 5-3 (c) には、本実験で用いた接合容量の過渡的变化を検出するための方法を示す。Fig 5-3 (c) は Fig 5-3 (b) の接合容量に対する Weighting function として用いられる。この方法は、Kimerling¹⁸⁾によって提案されたロックインアンプを用いる方法に似ているが、いくつかの点でロックインアンプを用いる方法よりも優っている。Fig 5-3 (b) には、ロックインアンプを用いた場合の Weighting function を示す。Kimerling によるロックインアンプを用いる。DLTS 法は、Lang が提案したダブルボックスカーを用いる方法よりも S/N 比を向上させることを目的としたものである。^{10)17)~19)} Fig 5-3 (c)、(d) から、本方法とロックインアンプを用いる方法の相違がはっきりわかる。Fig 5-3 (b)、(d) からわかるように、ロックインアンプを用いた場合、逆バイアスによる接合容量の過渡的变化のみならず零バイアス時の容量も検出してしまうという欠点がある。¹⁷⁾¹⁹⁾²⁰⁾ 一方本方法では、零バイアス時の容量を検出しないように零バイアス時には Weighting function を零とした。さらに Fig 5-3 (c) に示すように、零バイアス時から引き続き T_d の区間 Weighting function を零とした。これは Fig 5-3 (b) に示すように、用いたキャパシタンスメータの応答を考慮するためである。ロックインアンプを用いた場合の Weighting function は必ず +1 か -1 である。

このように、本方法はロックインアンプを用いる方法より優っていることがわかる。またダブルボックスカーを用いる方法より S/N 比の向上が期待できる。Fig 5-3 (b) の接合容量の過渡的变化 - (5-13) 式 - と Fig 5-3 (c) の Weighting function を掛け合わせた後、dc 出力 V_0 を得るために積分すると

$$V_0 = \frac{\Delta C}{\frac{T}{\tau} \left(1 + \frac{T_d + T_w}{T} \right)} \exp\left(-\frac{T_d}{\tau}\right) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{T}{2\tau}\right) \right\}^2 \quad (5-14)$$

を得る。ここで T は、Fig 5-3(c)に示すように、接合容量の過渡的变化が検出されている時間または T_w は零バイアスのパルス幅であるFig 5-4には、 T_d/T をパラメータとして数値計算より求めた $V'_0 = V_0 \{ 1 + (T_d + T_w)/T \}$ を T/τ の関数として示す。なお、 T/τ が増加することは温度が上昇することに対応する。また実際のDLTS信号 V_0 の値は、Fig 5-4に示す値の $1/$

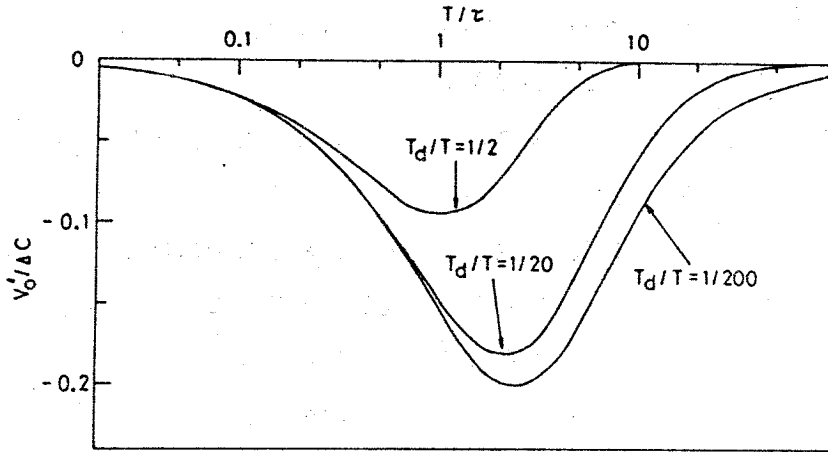


Fig. 5-4 V'_0 vs T/τ calculated from eq.(5-14) for different values of T_d/T .

$\{ 1 + (T_d + T_w)/T \}$ 倍である。Fig 5-4からわかるように、 V'_0 即ち V_0 は最大値を持っている。(5-14)式より V_0 が最大となる条件は次式となる。

$$\exp\left(-\frac{T}{2\tau}\right) = \frac{\left(\frac{T_d}{T} + 1\right) \frac{T}{\tau} + 1}{\frac{T_d}{T} \frac{T}{\tau} + 1} \quad (5-15)$$

(5-15)式またはFig 5-4から T_d/T が大きくなるにつれて V_0 が最大となる T/τ は小さくなることがわかる。さらに T_d/T が大きくなるにつれて V_0 の最大値は小さくなる。もちろん実際のDLTS信号 V_0 の最大値は $\{ 1 + (T_d + T_w)/T \}$ の値により変わる。例えば T_d/T を一定条件のもとで T を変え、 V_0 が最大となる T_{max} が変化する。従って V_0 を温度の関数として測

定すると、各々の欠陥に対して設定した T_{\max} に対応する温度で V_0 はそれぞれ最大値を持つ。このように DLTS 法^{10)17)~20)}は、熱刺激電流法、³⁴⁾熱刺激容量法³⁴⁾³⁵⁾³⁶⁾ また第三章及び第四章で示した pn 接合のアドミタンス測定、³⁾⁴⁾JFET の相互コンダクタンス測定⁵⁾⁶⁾と同様、スペクトロスコピックな性質を有していることがわかる。一方異なった T_{\max} は T を変えることにより得ることができる。このようにして τ の温度依存性が得られ、欠陥準位を評価できる。さらに (5-14) 式からわかるように V_0 の最大値より ΔC が得られ、(5-12) 式から欠陥濃度を求めることができる。

今までは多数キャリアトラップの場合を考えてきたが、少数キャリアトラップの場合も同様にして考えることができる。欠陥を多数キャリアでうめるためには零バイアスを用いたが、少数キャリアでうめるためには順バイアスを用いる。他は多数キャリアトラップの場合と同じである。この時も接合容量の過渡応答は (5-13) 式の形で与えられるが、多数キャリアトラップの場合 ΔC は正であるのに対して、少数キャリアトラップの場合負となる。¹⁾²⁾¹⁰⁾ 従って、(5-14) 式からわかるように、DLTS 信号は多数キャリアトラップの場合負の最大値を持つのに対して、少数キャリアトラップの場合正の最大値を持つ。このようにして DLTS 法では、多数キャリアトラップと少数キャリアトラップを区別できる。¹⁰⁾

5-3-2 実験方法

Fig 5-5 には、5-3-1 の項で著者ら²⁰⁾が提案した DLTS 法を実現するために製作した測定系を示す。接合容量は Boonton 社モデル 72BD キャパシタンスメータを用いて測定した。

Fig 5-3(c)に示す weighting functionを得るために、アナログスイッチ (MC 14066 B) を用いた。その使い方は Fig 5-5 に示した。バイアスパルスを加える時期及びアナログスイッチを開閉する時期はクロックパルスにより決められる。クロックパルスの周期を T_c とすると、 T 及び T_d はそれぞれ $T = 200T_c$ 、 $T_d = T_c (100 - D)$ となるように設計した。ここで D は整数で、1 から 99 まで変えることができる。容量の信号は増幅され、アナログスイッチに加える

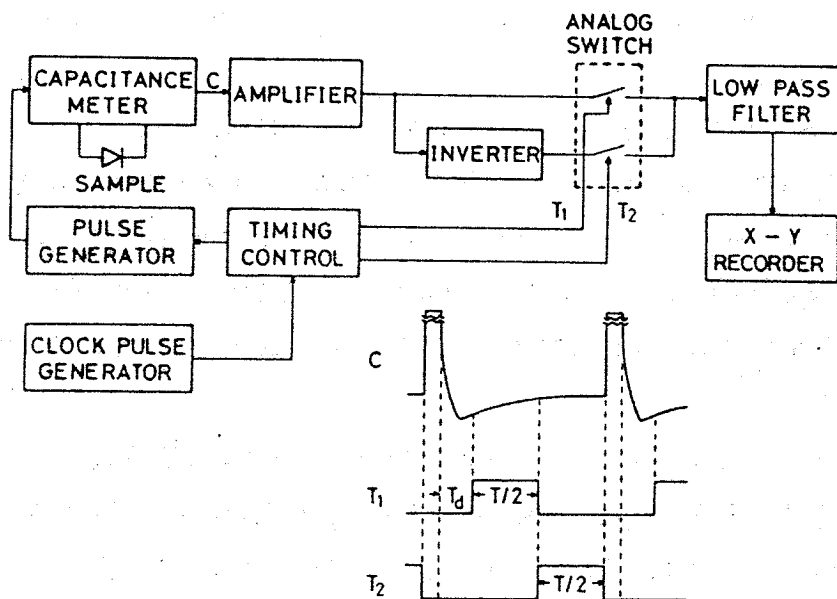


Fig. 5-5 Block diagram of apparatus for the DLTS measurements used in this work. The inset shows the time chart of the analog switch to obtain the weighting function in Fig. 5-3(c).

れる。この時、Fig 5-5に示すように、最初の $T/2$ は容量信号そのままが、後の $T/2$ はインバータにより反転された信号がアナログスイッチを通る。このようにして、Fig 5-3(c)の weighting function を実現した。その後これらの信号はローパスフィルターで平均化され、DLTS 信号 V_0 を得た。そして V_0 を温度の関数として、X-Yレコーダ（理化電機社 BW-133）上に記録した。

本測定系では、異なった T_{\max} は T 、即ち T_c を変えることにより得る。しかしながら T_{\max} を変え得る範囲は、用いたキャパシタンスメータの応答時間により制限される。実験により少なくとも T_d として 5 msec は必要であることがわかった。従って本測定系で設定できる最も短い T_{\max} は、 $T_d/T = 1/2$ ($D=0$) の条件のもとで得られる 9.52 msec であった。本実験では次のようにして DLTS 測定を行なった。即ち (i) $T_d/T = 1/2$ ($D=0$) の条件で 9.52

msec \leq Tmax < 46.1 msec、(ii) Td/T=1/20 (D=90) の条件で 46.1 msec \leq Tmax < 405 msec、(iii) Td/T=1/200 (D=99) の条件で 405 msec \leq Tmax、である。

DLTS 測定に用いた p⁺-n、n⁺-p ダイオードは通常の拡散法により製作した。p⁺-n ダイオードはリン (P) をドーブした n 型 CZ Si にボロン (B) を拡散することにより、n⁺-p ダイオードは B をドーブした P 型 CZ Si に P を拡散することにより製作した。用いた n 型 CZ Si の比抵抗は 0.2 ~ 0.4 及び 0.8 ~ 1.2 Ω cm、P 型 CZ Si の比抵抗は 2 ~ 6 及び 10 ~ 20 Ω cm のそれぞれ 2 種類である。

中性子の照射は、第二章~第四章と同様 Cd 板を用いず³⁰⁾、立教大学原子力研究所のトリガ I 型原子炉で、室温で行なった。比較のため電子線照射も行なった。電子線の照射は、日本原子力研究所、高崎研究所の共振変圧型加速器で、室温で行なった。照射した電子線のエネルギーは 2 Mev である。Table 5-1 に、各々の試料に対する速中性子及び電子線の照射量を示す。これらの試料に

Table 5-1 Properties of samples used in the DLTS measurements.

Type	Dopant	Resistivity (Ω cm)	Crystal growth method	Total neutron flux (neutron/cm ²)	Total electron flux (electron/cm ²)
N	P	0.2-0.4	CZ	1x10 ¹⁴	
N	P	0.8-1.2	CZ	5x10 ¹³	5x10 ¹⁵
P	B	2-6	CZ	3x10 ¹³	5x10 ¹⁵
P	B	10-20	CZ	2x10 ¹³	

対して、60 から 360°C の温度範囲で等時熱処理の実験を行なった。熱処理温度は $\pm 3^\circ\text{C}$ に制御した。熱処理時間は 20 分であり、熱処理の温度間隔は 30°C である。なお本実験では多数キャリアトラップのみを測定した。DLTS の測定条件は、逆バイアス 6 V、零バイアスのパルス幅 20 msec である。DLTS の測定温度範囲は液体窒素温度から室温までであり、1 回の DLTS 測定時間は約 45 分である。

5-3-3 実験結果及び検討

(a) 導入された欠陥

Fig 5-6 には、中性子照射された p^+-n 接合 (ドナー濃度 $N_d = 4.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) に対して、 $T_{\max} = 46.1 \text{ msec}$ で測定した DLTS 信号を示す。中性子の照射量は $5 \times 10^{13} \text{ neutron/cm}^2$ である。なお Nd は C-V 特性より評価したもの

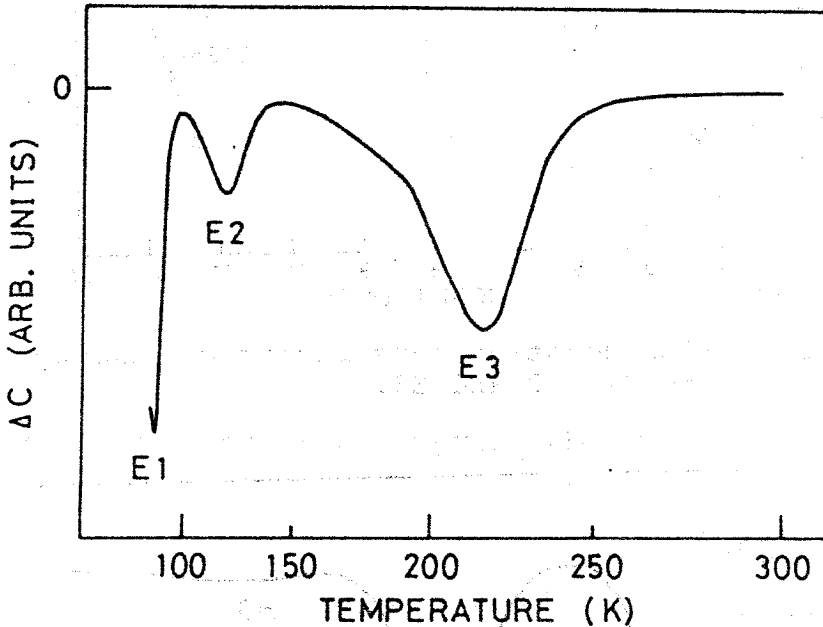


Fig. 5-6 DLTS spectrum at $\tau_{\max} = 46.1 \text{ msec}$ for a neutron-irradiated p^+-n diode with $N_d = 4.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. The total neutron flux is $5 \times 10^{13} \text{ neutron/cm}^2$. Three defects are labeled E1, E2 and E3.

である。3つの欠陥 (E1, E2, E3) が照射により導入されたことがわかる。この結果は、第三章³⁾ 及び第四章⁵⁾ で示した結果また他に報告されている結果³²⁾ と一致している。Fig 5-7 には、欠陥 E1, E2, E3 に対する τ の温度依存性を示す。 τ の温度依存性の傾きから、欠陥 E1, E2, E3 に対してそれぞれ 0.16、0.23、0.43 eV の活性化エネルギーを得た。これらの欠陥濃度は DLTS 信号の最大直から求められる。欠陥 E1, E2, E3 に対する欠陥濃度はそれぞれ 2.9×10^{14} 、 8.6×10^{13} 、 $2.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ であった。

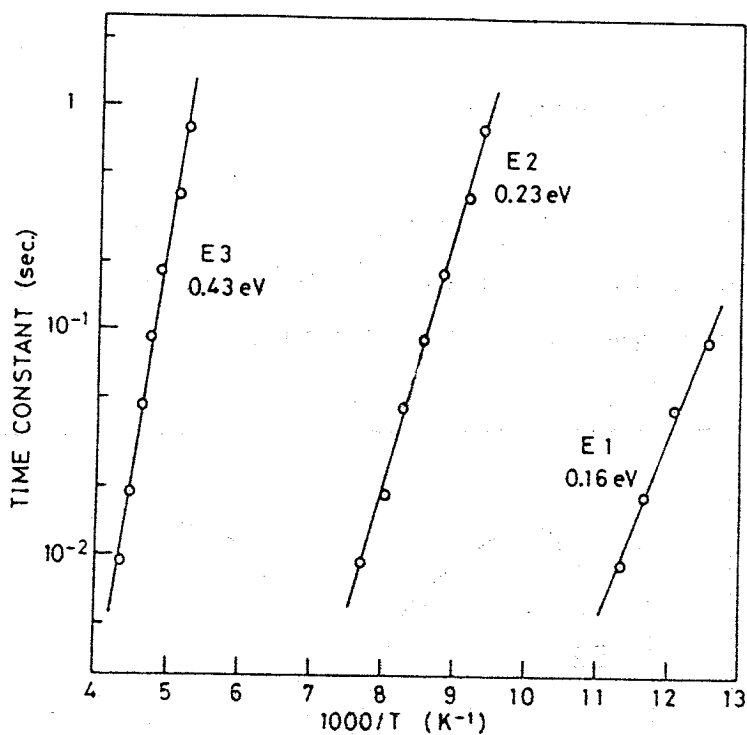


Fig. 5-7 Time constant τ vs reciprocal temperature for defects E1, E2 and E3.

Fig 5 - 8 には、中性子照射された $n^+ - p$ 接合 (アクセプター濃度 $N_a = 3.4$

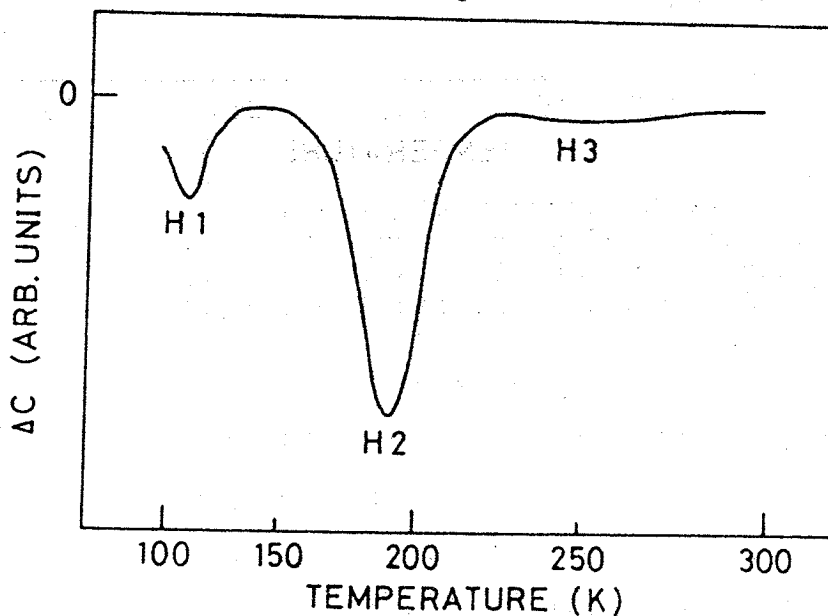


Fig. 5-8 DLTS spectrum at $\tau_{\max} = 46.1$ msec for a neutron-irradiated $n^+ - p$ diode with $N_a = 3.4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. The total neutron flux is $3 \times 10^{13} \text{ neutron/cm}^2$. Three defects are labeled H1, H2 and H3.

$\times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) に対して、 $T_{\text{max}} = 46.1 \text{ msec}$ で測定した DLTS 信号を示す。中性子の照射量は $3 \times 10^{13} \text{ neutron/cm}^2$ である。2つの欠陥 (H1、H2) が明瞭に観測できる。この2つの欠陥は、第三章⁴⁾ 及び第四章⁵⁾ で示した欠陥に対応している。さらに Fig 5-8 において小さなピーク (H3) が観測できる。しかしながら欠陥 H3 の濃度が小さいため、本実験ではその性質を決定することはできなかった。Fig 5-9 には、欠陥 H1、H2 に対する τ の温度依存性を示す。 τ の温度依存性の傾きから欠陥 H1、H2 に対してそれぞれ 0.17、0.37

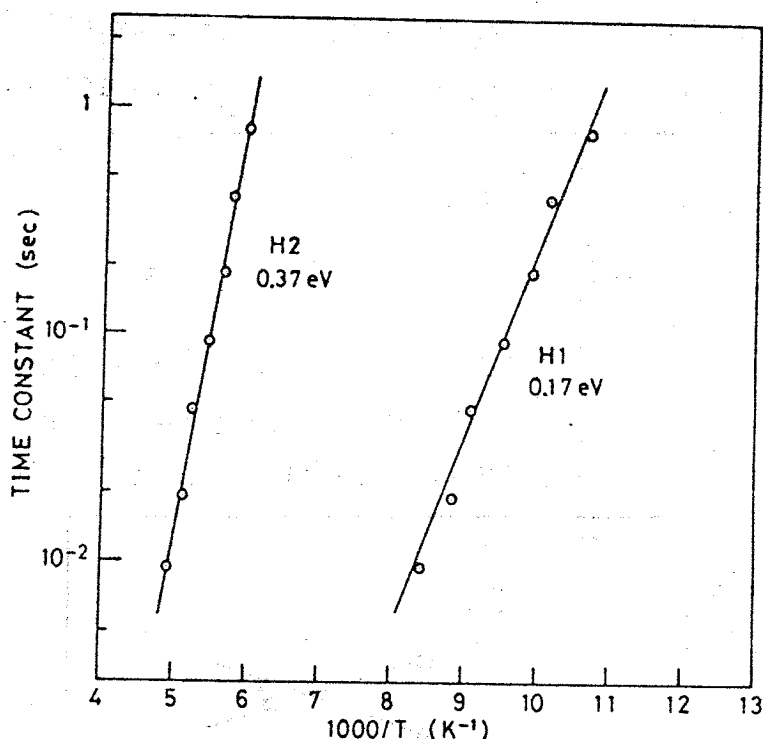


Fig. 5-9 Time constant τ vs reciprocal temperature for defects H1 and H2.

eV の活性化エネルギーを得た。また欠陥 H1、H2 に対する欠陥濃度はそれぞれ 6.9×10^{13} 、 $2.1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ であった。欠陥 H3 の濃度は $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ であった。

Table 5-2 に、中性子照射された Si に導入された各欠陥に対する欠陥準位及び捕獲断面積を示す。これらの値は、捕獲断面積は温度に依存しないとして τ の温度依存性より求めたものである。本実験では、さらにこれら欠陥の導

Table 5-2 Energy levels and majority-carrier capture cross sections obtained from the DLTS measurements of neutron-irradiated diodes.

Defect code	Energy level (eV)	Capture cross section (cm ²)
E1	E _c - 0.15	$\sigma_n = 1.1 \times 10^{-15}$
E2	E _c - 0.21	$\sigma_n = 2.2 \times 10^{-16}$
E3	E _c - 0.39	$\sigma_n = 2.2 \times 10^{-16}$
H1	E _v + 0.15	$\sigma_p = 1.2 \times 10^{-17}$
H2	E _v + 0.34	$\sigma_p = 7.8 \times 10^{-16}$

入率 n は、第三章と同様次式で定義した。

$$\eta = \frac{N_t}{\phi} \quad (5-16)$$

ここで ϕ は中性子の照射量である Fig 5-10 には、 n 型 Si に導入された欠陥の導入率のドナー (P) 濃度依存性を示す。欠陥 E2 の導入率は P 濃度に依存しないことがわかる。一方欠陥 E3 の導入率は P 濃度とともに増加するのに対

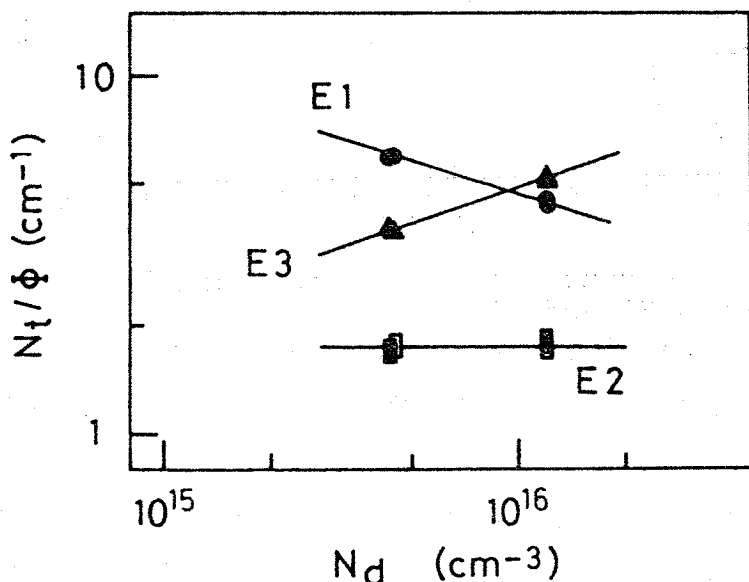


Fig. 5-10 Introduction rate vs donor (phosphorus) concentration for defects E1, E2 and E3.

して、欠陥 E 1 の導入率はわずかに減少している。Saks³²⁾ は、n チャンネル電荷転送素子 (CCD) を用いて、中性子照射により n 型 Si には 3 つの欠陥 (N-1、N-2、N-3) が導入されることを見出し、欠陥 N-1、N-2、N-3 の導入率はそれぞれ 1.1、 ~ 0.8 、 7.0 cm^{-1} であることを報告している。Saks によって報告されている欠陥 N-1 ($E_c - 0.14 \text{ eV}$)、N-2 ($E_c - 0.23 \text{ eV}$)、N-3 ($E_c - 0.41 \text{ eV}$) の準位はそれぞれ本実験で観測した欠陥 E 1、E 2、E 3 の準位とよく一致している。しかしながらこれらの欠陥の間の導入率の一致は必ずしもよくない。Saks の用いた試料のドーパント (P) 濃度は $\sim 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ であるが、本実験の結果より予測される導入率の P 濃度依存性を考慮してもあまり一致せず、特に欠陥 E 1 と N-1、欠陥 E 2 と N-2 の間には大きな相違が見られる。Saks は、彼の実験において評価した欠陥濃度の精度は $\pm 50\%$ 程度であることを述べている。また両者の間の照射量測定にも問題があるかもしれない。さらに Saks の実験で用いた中性子のエネルギー Spektrum は 15 MeV にピークを持つガウス分布をしており、導入率の違いは本実験で用いた中性子のエネルギー Spektrum との相違による可能性も考えられる。本実験の結果は、fission spectrum の中性子を照射した時のものである。Fig 5-11 には、P 型 Si に導入された欠陥の導入率の報告は少な

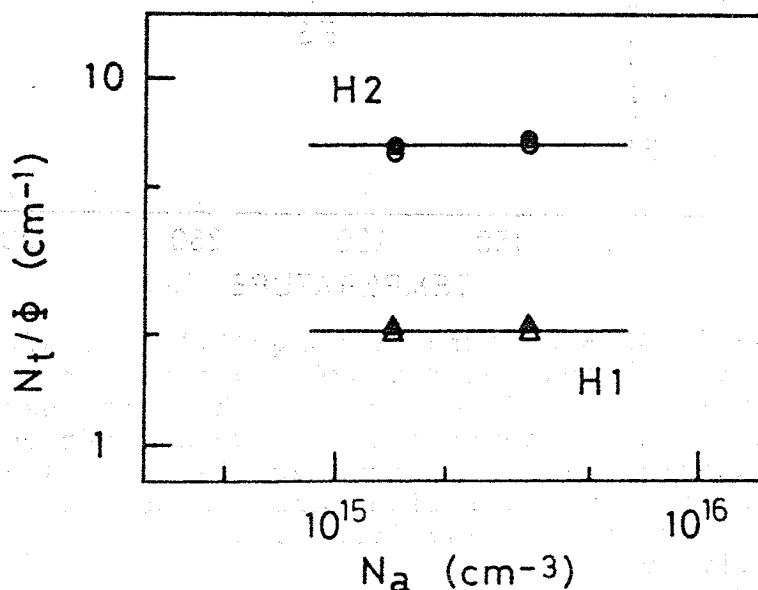


Fig. 5-11 Introduction rate vs acceptor (boron) concentration for defects H1 and H2.

い。Fig 5-11から、欠陥H1、H2とも導入率はB濃度に依存しないことがわかる。

これら導入率のドーパント濃度依存性の結果は、どのような欠陥が導入されたかを知るうえにおいて重要である。しかしながらこのためには、さらにこれら欠陥の熱処理の様子も調べる必要がある。次にこれら欠陥の等時熱処理の様子を示す。

(b) 等時熱処理効果

Fig 5-12には、330°C熱処理後のn型Si ($N_d = 4.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$)のDLTS信号を示す。中性子の照射量は $5 \times 10^{13} \text{ neutron/cm}^2$ である。比較のため、照射後のDLTS信号も示す。照射後には観測されない2つの欠陥(E4、E5)が熱処理により成長したことがわかる。Fig 5-13には、熱処理により新たに

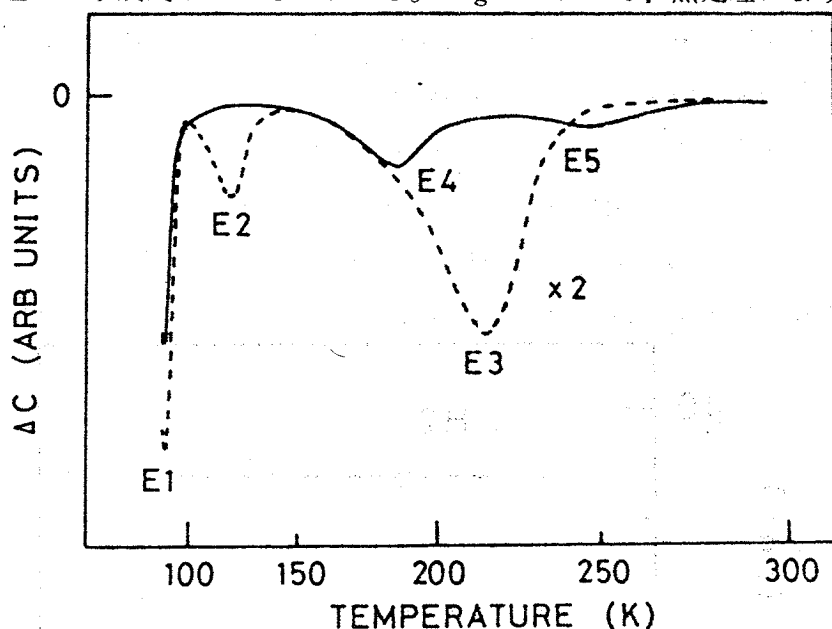


Fig. 5-12 DLTS spectra at $\tau_{\max}=46.1$ msec after irradiation and after a 330°C anneal for a p^+-n diode with $N_d=4.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. The total neutron flux is $5 \times 10^{13} \text{ neutron/cm}^2$. Two defects observed in annealed n-type silicon are labeled E4 and E5. The dotted and full lines are the DLTS spectra after irradiation and after a 330°C anneal, respectively.

成長した欠陥E4、E5に対する τ の温度依存性を示す。 τ の温度依存性の傾き

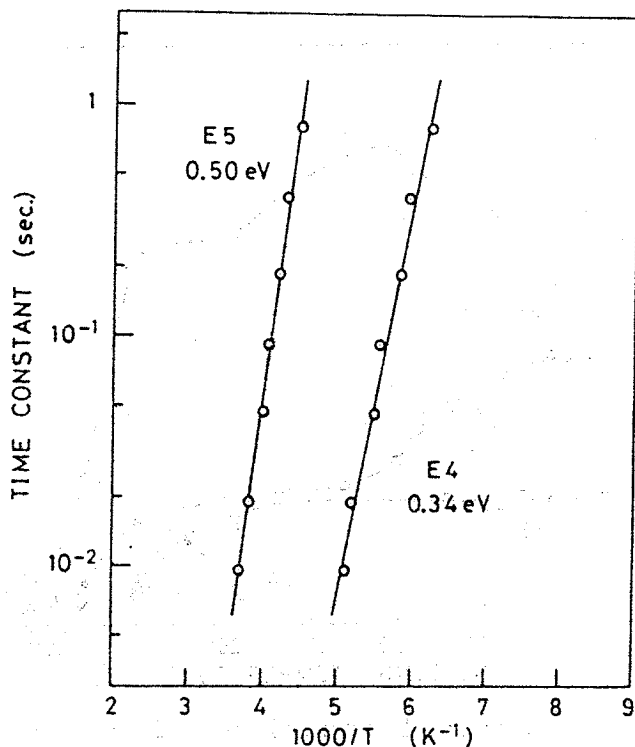


Fig. 5-13 Time constant τ vs reciprocal temperature for defects E4 and E5.

より、欠陥E4及びE5に対してそれぞれ0.34、0.50 eVの活性化エネルギーを得た。

Fig 5-14には、n型Siの各欠陥の等時熱処理の様子を示す。欠陥E3には2つの回復ステージが見られ、欠陥E3には2つの欠陥を含んでいることを示唆している。第1番目の回復ステージは、報告されているE中心(V-P complex)の回復ステージ¹⁸⁾³⁷⁾³⁸⁾とよく一致している。また第1番目のステージ終了後の欠陥E3の濃度は欠陥E2とはほぼ一致し、その後欠陥E2、E3はほぼ同様な回復を示している。さらにこの回復温度は、報告されているdivacancy (V_2)の回復温度²²⁾³⁹⁾とよく一致している。近年Evwaraye, Sun²²⁾は、電子線照射されたn型Siに導入される $E_c - 0.23$ 、 $E_c - 0.41$ eVの準位はそれぞれ-2及び-1の荷電状態のdivacancyに対応することを示した。欠陥E2、E3の準位はそれぞれEvwaraye, Sunが示した-2及び-1の荷電状態のdivacancyの準位に一致している。しかしながら、第三章で述べたように、欠陥E2、E3がdivacancyの異なった荷電状態の準位に対応するなら、これら

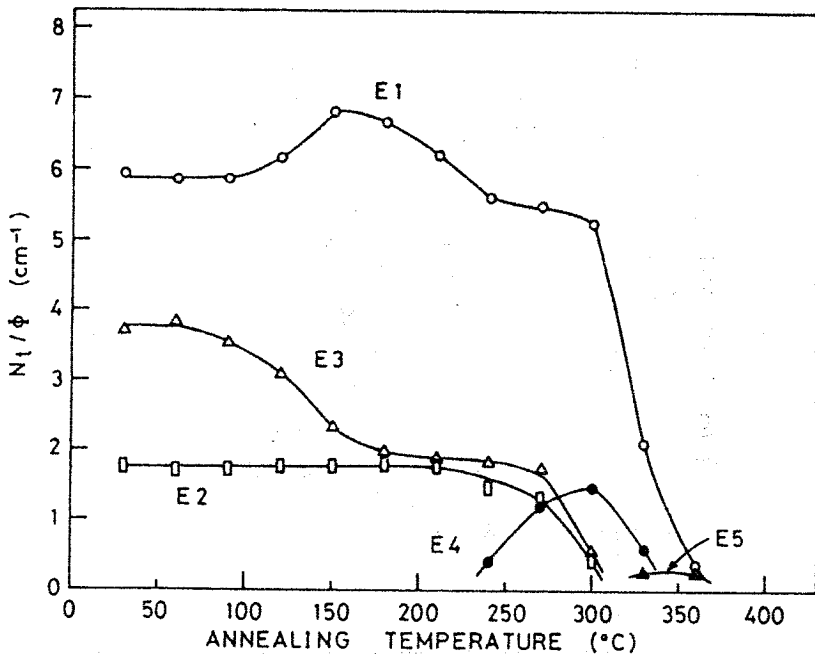


Fig. 5-14 Isochronal annealing of defects in neutron-irradiated n-type silicon.

の導入率は同じでなければならず、これは第三章また先に示した結果 (Fig 5-10) と一致しない。さらに Fig 5-10 で、欠陥 E 2 の導入率は P 濃度に依存しないが、欠陥 E 3 の導入率は P 濃度とともに増加することを示した。これら導入率の P 濃度依存性及び等時熱処理の結果から考えると、欠陥 E 2 は -2 の荷電状態の divacancy (V_2^{--}) に対応すると考えられる。また欠陥 E 3 は 2 つの欠陥、即ち -1 の荷電状態の divacancy (V_2^-) と E 中心から成ると考えられる。一方欠陥 E 1 の熱処理の様子はかなり複雑である。欠陥 E 1 は 120°C 付近より増加し始め、150°C 付近で最大となる。また 180 から 240°C の温度範囲で一担減少するが、240 から 300°C の温度範囲ではほとんどその濃度は変わらないことがわかる。そして 300°C 以降では急激な回復を示し、360°C 付近で消滅している。この欠陥 E 1 の消滅温度は、報告されている A 中心 ($V-O$ complex) の消滅温度¹⁸⁾³⁷⁾⁴⁰⁾ と一致している。しかしながら欠陥 E 1 に関しては、さらに検討が必要である。これは 5-5 節で述べる。一方欠陥 E 4 は 240°C 付近より成長し始め、300°C 付近で最大となり、360°C 付近で消滅している。ま

た欠陥 E 5 は 330 から 360°C 付近で観測されることがわかる。

Fig 5-15 には、270°C 熱処理後の P 型 Si ($N_A = 1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) の DLTS 信号を示す。中性子の照射量は $2 \times 10^{13} \text{ neutron/cm}^2$ である。比較のため、照射後の

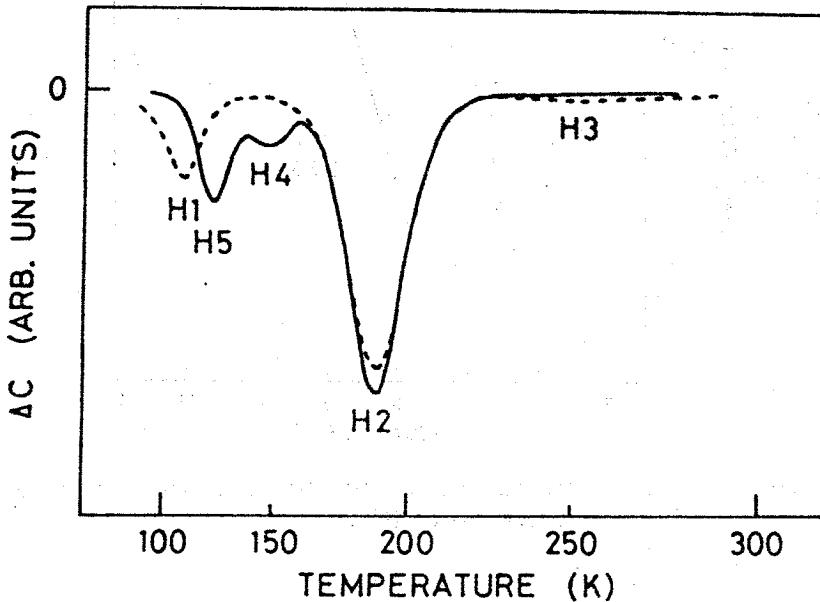


Fig. 5-15 DLTS spectra at $\tau_{\max} = 46.1 \text{ msec}$ after irradiation and after a 270°C anneal for an $n^+ - p$ diode with $N_A = 1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. The total neutron flux is $2 \times 10^{13} \text{ neutron/cm}^2$. Two defects observed in annealed p-type silicon are labeled H4 and H5. The dotted and full lines are the DLTS spectra after irradiation and after a 270°C anneal, respectively.

DLTS 信号も示す。照射後には観測されない 2 つの欠陥 (H4、H5) が熱処理により成長したことがわかる。また欠陥 H 3 は 120°C 付近で見られなくなった。

Fig 5-16 には、熱処理により成長した欠陥 H 4、H 5 に対する τ の温度依存性を示す。 τ の温度依存性の傾きより、欠陥 H 4、H 5 に対してそれぞれ 0.28、0.23 eV 活性化エネルギーを得た。

Fig 5-17 には、P 型 Si の各欠陥の等時熱処理の様子を示す。欠陥 H 1 は 210°C 付近より回復する傾向にあるが、新たに成長する欠陥 H 5 のため 240°C 以降の DLTS 信号においては欠陥 H 1 に対する明確なピークが観測されず、240

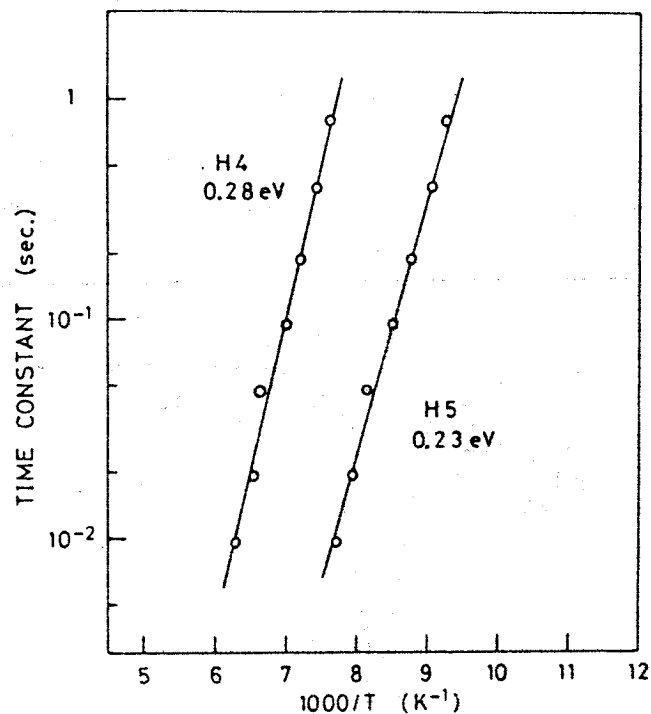


Fig. 5-16 Time constant τ vs reciprocal temperature for defects H4 and H5.

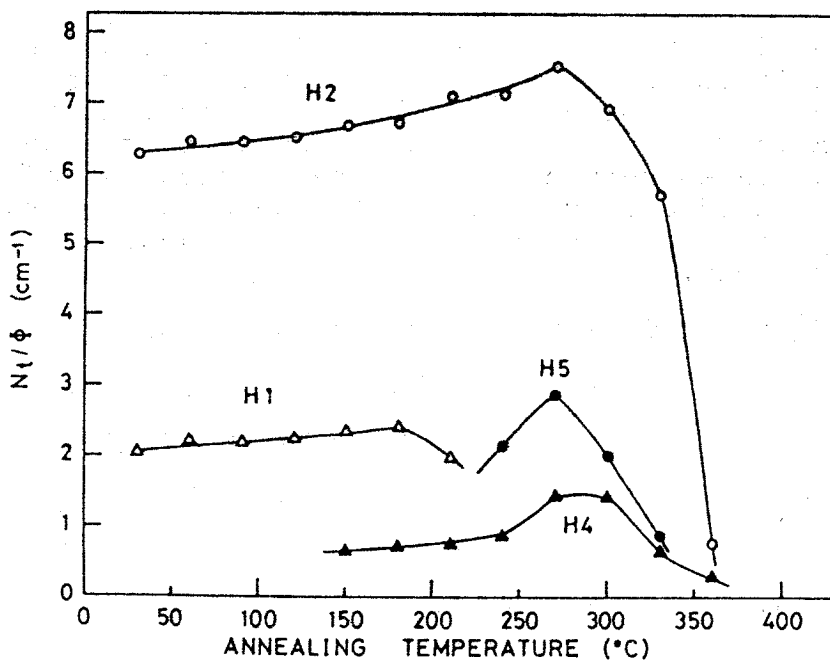


Fig. 5-17 Isochronal annealing of defects in neutron-irradiated p-type silicon.

℃以降の熱処理特性は得られなかった。一方欠陥 H 2 は 270 ℃付近まで増加し、その後急激な回復を示し、360 ℃付近で消滅することがわかる。また欠陥 H 4、H 5 はそれぞれ 150、240 ℃付近より成長し始め、270 から 300 ℃付近で最大となり、360 ℃付近で消滅している。

Table 5-3 には、熱処理により新たに成長した欠陥に対して、捕獲断面積は温度に依存しないとして求めた欠陥単位、捕獲断面積を示す。一方上に述べ

Table 5-3 Energy levels and majority-carrier capture cross sections obtained from the DLTS measurements of annealed diodes.

Defect code	Energy level (eV)	Capture cross section (cm ²)
E4	$E_c - 0.31$	$\sigma_n = 5.4 \times 10^{-17}$
E5	$E_c - 0.45$	$\sigma_n = 1.2 \times 10^{-16}$
H4	$E_v + 0.25$	$\sigma_p = 4.0 \times 10^{-16}$
H5	$E_v + 0.21$	$\sigma_p = 7.1 \times 10^{-15}$

たようにすでに報告されている電子線照射の結果との比較から、欠陥 E 2 は -2 の荷電状態の divacancy (V_2^{--}) に対応するとともに欠陥 E 3 は -1 の荷電状態の divacancy (V_2^-) と E 中心から成っている可能性を述べた。しかしながら中性子照射の場合クラスターが導入されることを考慮しなければならない。²⁷⁾ 5-5 節で、本項で得られた結果を 2 MeV の電子線照射された場合の DLTS 測定結果と直接比較することにより、クラスターの測定に及ぼす影響について、検討を加える。

5-4 JFET ドレイン電流の過渡応答

5-4-1 測定原理

JFET のドレイン電流は、ゲート pn 接合より伸びる空乏層により制御される。⁴¹⁾ 従ってゲートパルス電圧によるドレイン電流の過渡応答は、5-2 節で述べた pn 接合の過渡応答を用いて解析することができる。JFET では、ゲ-

ト pn 接合の過渡的变化はドレイン電流の過渡的变化に変換される。⁷⁾⁸⁾⁹⁾ JFET が線型領域にある時、gradual 近似⁴¹⁾によりドレイン電流 I_d は次式のようになる。

$$I_d = \frac{2Z\mu q(N_s - N_t)}{L} \int_{V_{gs}}^{V_{ds}+V_{gs}} (a - W) dV \quad (5-17)$$

ここでは W は空乏層の幅、 L はチャンネル長、 Z はチャンネル幅、 $2a$ はチャンネルの厚み、 μ はキャリア移動度、 N_s はドーパント濃度、 N_t は欠陥濃度、 V_{ds} はドレインソース間電圧、 V_{gs} はゲートパルス電圧である。 I_{d00} をゲートパルス電圧 V_{gs} を印加した後達成された定常状態でのドレイン電流とすると、ドレイン電流の過渡的变化 I_d は (5-8) 及び (5-17) 式から

$$\begin{aligned} \Delta I_d = I_{d\infty} - I_d = & \frac{4Z\mu q(N_s - N_t)}{3L} \left(\frac{2\epsilon}{q}\right)^{1/2} \cdot \{ (V_{ds} + V_{gs} + V_b)^{3/2} \\ & - (V_{gs} + V_b)^{3/2} \} \cdot [\{ N_s - N_t \exp(-\frac{t}{\tau}) \}^{-1/2} - N_s^{-1/2}] \end{aligned} \quad (5-18)$$

となる。⁹⁾ $N_t \ll N_s$ なら (5-18) 式は次式のように近似できる。

$$\begin{aligned} \Delta I_d = & \frac{2Z\mu q N_s}{3L} \left(\frac{2\epsilon}{q N_s}\right)^{1/2} \cdot \{ (V_{ds} + V_{gs} + V_b)^{3/2} \\ & - (V_{gs} + V_b)^{3/2} \} \cdot \frac{N_t}{N_s} \exp(-\frac{t}{\tau}) \end{aligned} \quad (5-19)$$

このように $N_t \ll N_s$ の時、 I_d は時間 t に対して指数関数で変化することがわかる。またその時の時定数は欠陥の放出時定数 τ であることがわかる。素子の形状寸法、ドーパント濃度が知れるなら、ドレイン電流の全変化分から欠陥濃度も求められる。さらに (5-19) 式に基づき、ドレイン電流の DLTS 測定も可能である。¹⁶⁾

5-4-2 実験方法、結果及び検討 (Pチャンネル JFET)

用いた Pチャンネル JFET は市販のものであり、東芝社 2SJ12 である。照射前の特性はすでに第四章に示した。中性子の照射条件は他の場合と同じであり、速中性子の照射量は 3×10^{14} neutron/cm² である。Fig 5-18 に、ドレイン電流の過渡応答を測定するための測定系を示す。またゲートパルス電圧によるドレイン

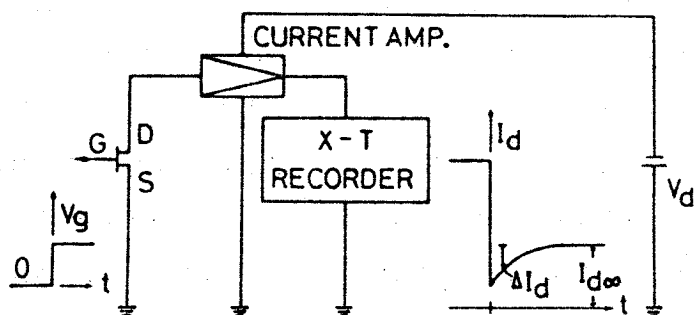


Fig. 5-18 Block diagram of apparatus for the transient drain current measurements of JFETs.

電流の変化の様子も示してある。 τ の測定範囲はX-Tレコーダ(理化電機社BW-133)の応答時間により制限され、本測定系では0.1 sec以上の τ を測定できた。 V_{ds} はJFETを線形領域で動作させるために100mVとした。この条件はI-V特性より確かめた。

ドレイン電流の過渡応答測定によりP型Siにおいて2つの欠陥を検出した。この2つの欠陥をP-A、P-Bとする。Fig 5-19には、欠陥P-A、P-

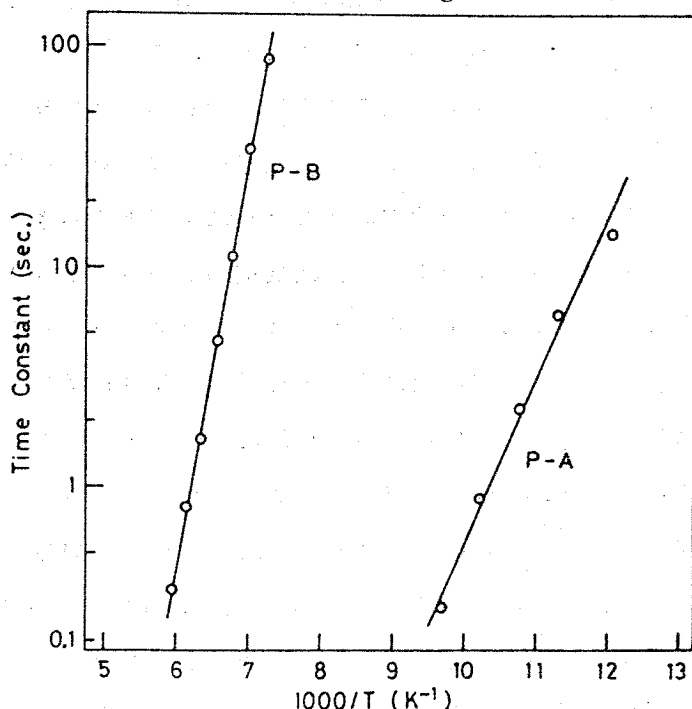


Fig. 5-19 Time constant τ vs reciprocal temperature for defects P-A and P-B.

B に対する τ の温度依存性を示す。欠陥 P-A、P-B に対する τ はそれぞれゲートパルス電圧 0.25、0.45 V で測定した。この電圧は、JFET がピンチ・オフしないように決められている。この時、 I_d は指数関数的に変化することを確かめた。 τ の温度依存性の傾きより、欠陥 P-A 及び P-B に対してそれぞれ 0.16、0.37 eV の活性化エネルギーを得た。この結果は、第三章⁴⁾ 第四章⁵⁾ 及び本章での DLTS 測定より得た結果²⁰⁾ と一致している。捕獲断面積が温度に依存しないとして τ の温度依存性より求めた欠陥準位及び正孔に対する捕獲断面積は欠陥 P-A に対して $E_v + 0.14$ eV、 1.9×10^{-18} cm²、欠陥 P-B に対して $E_v + 0.35$ eV、 3.1×10^{-15} cm² であった。

5-5 中性子線照射と 2 MeV 電子線照射の比較検討

中性子照射された Si には局所的に高濃度の欠陥（クラスター）が導入されることが予期される²⁷⁾ 事実、第二章で述べたようにキャリア濃度、移動度あるいは少数キャリアライフタイム測定に関しては、点欠陥が一様に導入されると考えられる数 MeV の電子線やガンマ線損傷とは異なった損傷の様子が見出されている。例えば、中性子照射による移動度の大きな低下、²⁸⁾²⁹⁾³⁰⁾ 光に敏感な欠陥の導入、²⁸⁾²⁹⁾ 少数キャリアトラップの導入、⁴²⁾ さらには少数キャリアライフタイムの注入準位依存性⁴³⁾⁴⁴⁾ である。これら中性子照射に特有な電気的特性は、Gossick²⁷⁾ が提案したクラスター空間電荷層モデルに基づき説明されている。このように中性子照射の場合、ホール効果、比抵抗測定や少数キャリアライフタイム測定のようなバルク領域を用いる測定では、クラスター空間電荷層により形成される potential²⁷⁾ の測定に及ばず影響を考慮しなければならない。一方逆バイアスされた pn 接合の空乏層内においては、クラスターの影響はバルク領域に比べて小さいとされ、pn 接合を用いて欠陥準位を評価する際、その影響は考慮されていない。⁷⁾⁸⁾³¹⁾³²⁾ これは、もともと自由キャリアが涸渇した空乏層（pn 接合の空間電荷層）内においてはクラスター空間電荷層は空乏層内に埋まり、特別な領域と見なす必要がないという考えに基づく。本節では、中性子照射された Si の DLTS 測定の結果と点欠陥が一様に導入される 2 MeV の電子

線照射の場合の結果の直接比較を行なうことにより、DLTS 測定に関する中性子と電子線損傷の相違を調べるとともに、測定に及ぼすクラスターの影響を議論する。また第二章で示したホール効果、比抵抗測定より得た結果³⁰⁾と DLTS 測定より得た結果との比較も行ない、測定法によるクラスターの影響の差違、即ちバルク領域を用いた場合と空乏層を用いた場合との差違についても議論する。

Fig 5-20 には、中性子及び電子線照射された n 型 Si の DLTS 信号を示

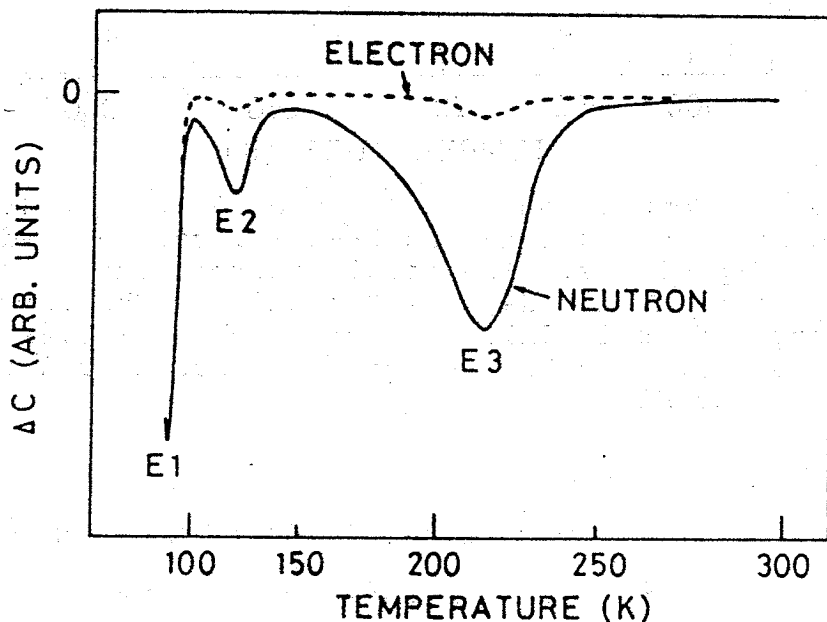


Fig. 5-20 Comparison of DLTS spectra at $\tau_{\max}=46.1$ msec between neutron- and 2-MeV-electron-irradiated p^+-n diodes. The total neutron flux is 5×10^{13} neutron/cm² ($N_d=4.5 \times 10^{15}$ cm⁻³). The total electron flux is 5×10^{15} electron/cm² ($N_d=4.7 \times 10^{15}$ cm⁻³). The DLTS spectra are normalized to the defect E1.

す。中性子の照射量は 5×10^{13} neutron/cm² ($N_d=4.5 \times 10^{15}$ cm⁻³)、電子線の照射量は 5×10^{15} electron/cm² ($N_d=4.7 \times 10^{15}$ cm⁻³) である。Fig 5-21 には、P 型 Si の DLTS 信号を示す。中性子の照射量は 2×10^{13} neutron/cm² ($N_a=1.5 \times 10^{15}$ cm⁻³)、電子線の照射量は 5×10^{15} electron/cm² ($N_a=3.4 \times 10^{15}$ cm⁻³) である。Fig 5-20、21 から、中性子と電子線照射では同じ欠陥が

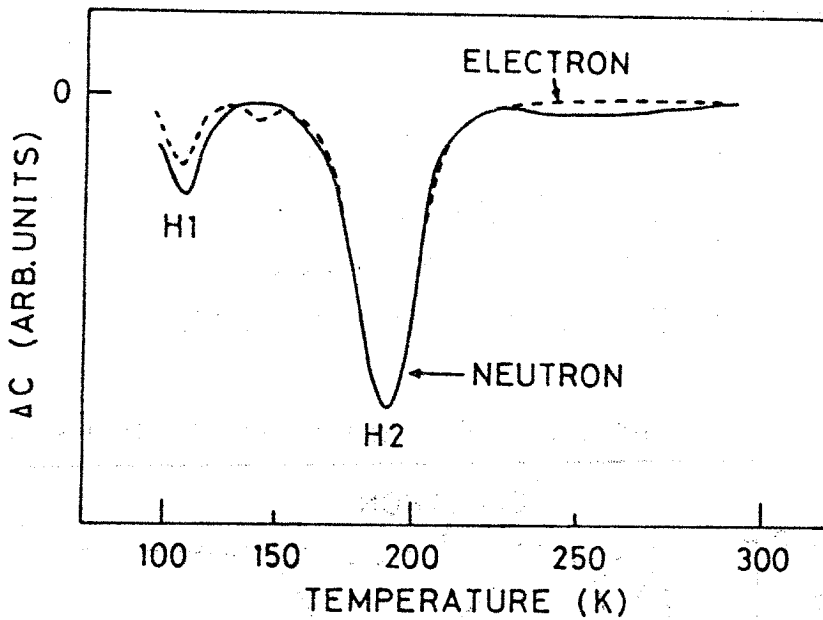


Fig. 5-21 Comparison of DLTS spectra at $\tau_{\max}=46.1$ msec between neutron- and 2-MeV-electron-irradiated n^+p diodes. The total neutron flux is 2×10^{13} neutron/cm² ($N_a=1.5 \times 10^{15}$ cm⁻³). The total electron flux is 5×10^{15} electron/cm² ($N_a=3.4 \times 10^{15}$ cm⁻³). The DLTS spectra are normalized to the defect H1.

導入されていることがわかる。このことは等時熱処理の様子からも確かめた。なお Fig 5-20、21 に示す DLTS 信号は、それぞれ欠陥 E 1 及び H 2 の大きさが一致するようにされている。ただ電子線照射された P 型 Si には、欠陥 H 1、H 2 に加えてもう 1 つの欠陥が導入されていることがわかる。この欠陥のピーク温度は、中性子照射された P 型 Si の等時熱処理の過程で観測した欠陥 H 4 のピーク温度と一致していた。また等時熱処理の過程においても、この欠陥濃度が最大となる熱処理温度及び消滅温度は欠陥 H 4 のものと一致した。電子線照射後に欠陥 H 4 が観測されたのは、照射中の試料の温度上昇によるものと考えられる。これらの結果をすでに報告されている電子線照射の結果¹⁸⁾²¹⁾²²⁾³⁷⁾と比較すると、欠陥 E 1 は A 中心、欠陥 E 2 は -2 の荷電状態の divacancy (V_2^{--}) に対応することがわかった。また電子線照射の場合も、欠陥 E 3 の熱処理の様子に 2 つの回復ステージがあることがわかった。このことから先に述べたように、欠陥 E 3 は -1 の荷電状態の divacancy (V_2^{-})¹⁸⁾²²⁾と E 中心から成って

いるとした。これらの対応は、5-3-3の項で示した導入率のP濃度依存性
また等時熱処理の結果と一致している。Fig 5-10に示したように、欠陥E 1
(A中心)の導入率がP濃度とともに減少したのは、P濃度が増加するにつれ
て相対的にE中心の方が導入されやすくなったためと考えられる。このこと
については後でさらに議論する。一方 kimerling¹⁸⁾は、電子線照射されたP型Si
に2つの準位 $E_v + 0.21$ 、 $E_v + 0.33$ eVが導入されることを示し、それぞれ+
1の荷電状態の divacancy (V_2^+)、CI-Cs complex (C: 炭素、CI: 格子間炭
素、Cs: 置換炭素) に対応するとしている。Walker, Sah³⁷⁾ もまた、電子
線照射されたP型Siにおいて2つの準位 ($E_v + 0.182$ 、 $E_v + 0.354$ eV)を見出
し、さらにこれら欠陥の導入率はB濃度に依存しないことを示している。欠陥
H 1、H 2の準位は Kimerling¹⁸⁾ や Walker, Sah³⁷⁾ が見出した準位とはほぼ一致
している。また Fig 5-11に示す欠陥H 1、H 2の導入率のB濃度依存性の結
果は彼らの報告と矛盾しない。しかしながら欠陥H 1が+1の荷電状態の
divacancy (V_2^+)に対応するかについては、5-3-3の項で示したように欠
陥H 1の240℃以降の熱処理特性が得られていないため、さらに検討が必要で
ある。一方ガンマ線照射されたP型SiにはBが関係した欠陥 ($E_v + 0.3$ eV)⁴⁵⁾⁴⁶⁾
が導入されるという報告があり、また本実験では炭素濃度を変えた実験を行な
っていないことから、欠陥H 2についてもさらに検討が必要である。

このように中性子と電子線照射のDLTS測定と比較から、中性子と電子線
照射では同じ欠陥が導入されていることがわかり、DLTS測定に関しては中
性子照射の場合でも点欠陥的性質が支配的であることがわかった。このことか
ら、中性子照射されたSiにどのような欠陥が導入されたかについて、特にn型
Siに関してはかなり明らかになった。しかしながら Fig 5-20、21からわかる
ように、個々の欠陥の導入のされ方については、中性子と電子線照射の間に相
違が見られる。Fig 5-20からわかるように電子線照射に比べて中性子照射の
場合、欠陥E 1に対する欠陥E 2及びE 3の導入率が大いことがわかる。た
だ先に述べたように電子線照射の場合、照射中試料の温度が上昇しているため、
E中心即ち欠陥E 3の比較は適切でないと思われる。しかしながら電子線照射

に比べて中性子照射の場合、A 中心 (欠陥 E 1) に対する divacancy (欠陥 E 2) の導入率が大きいとは言える。kimerling¹⁸⁾は、電子線照射された n 型 Si の DLTS 測定により、電子線のエネルギー (1、10 MeV) を大きくするにつれて A 中心に対する divacancy の導入率が大きくなることを示している。またアルファ線 (1.8 MeV) 照射の場合でも点欠陥的性質が支配的であることを示し、A 中心に対する divacancy の導入率が電子線照射の場合に比べてさらに大きくなることを報告している。本結果及び kimerling¹⁸⁾の報告は、primary knock-on 原子のエネルギーが大きいほど相対的に divacancy の導入率が高くなることを示唆している。一方 Fig 5 - 21 から、P 型 Si では電子線照射に比べて中性子照射の場合、欠陥 H 2 に対する欠陥 H 1 の導入率が大きいことがわかる。今までの議論から考えると、このことは欠陥 H 1 が divacancy に対応している可能性を示唆する。さらにこのような相対的な導入率の相違とともに、導入率の値そのものにも大きな相違が見られた。Table 5-4 には、各欠陥の導入

Table 5-4 Introduction rates of defects in neutron- and 2-MeV-electron-irradiated silicon.

Defect code	Introduction rate (cm ⁻¹) (neutron)	Introduction rate (cm ⁻¹) (electron)
E1	5.9	2.5x10 ⁻¹
E2	1.8	1.2x10 ⁻²
E3	4.0	1.5x10 ⁻²
H1	2.3	9.1x10 ⁻³
H2	6.9	3.9x10 ⁻²

率の値を示す。中性子照射の場合、電子線照射に比べて各欠陥の導入率はそれぞれ 1 ~ 2 桁大きいことがわかる。

室温での中性子照射による点欠陥の導入、または電子線照射に比べて相対的に divacancy の導入率が高くなるということは、次のように考えることができ

る。中性子照射された Si では、primary knock-on 原子のエネルギーが大きく、クラスターが導入される。²⁷⁾ 一方 Stein²⁸⁾²⁹⁾ は、78°K 照射で導入されたクラスターは 550°K までの広い温度範囲にわたって回復することを報告している。またこのクラスターの回復に対応して、A 中心や divacancy が成長することが Whan らによって示され、これはクラスターより vacancy が放出されたためだとして説明されている。²⁸⁾⁴⁰⁾⁴⁷⁾⁴⁸⁾ 従って室温での中性子照射では、クラスターは回復して vacancy を放出し、これが酸素等と結びついて A 中心等の点欠陥が導入されたと考えられる。divacancy の導入率が相対的に高くなるのは、電子線照射の場合 vacancy が一様に導入されるのに対して、中性子照射の場合 vacancy が狭い領域に密集して導入され vacancy 同士が結びつきやすいとして説明できる。先に欠陥 E 1 (A 中心) の導入率が P 濃度とともに減少することを示した。しかしながら Fig 5-10 からわかるように、両ドーパント濃度とも、全体の欠陥の導入率はほぼ同じであった。従ってこれは P 濃度が増加するに伴い E 中心が導入されやすくなり、その分 A 中心の導入率が減少したものと考えられる。またこのことは、上に述べた室温での中性子照射による点欠陥導入の機構を支持するものである。さらに電子線照射に比べて中性子照射の場合の欠陥の導入率が大きいのは、次のように説明できる。中性子照射の場合 Si に与えられるエネルギーは、fission spectrum の平均エネルギー 2 MeV で考えると $\sim 100\text{KeV}$ であり、また散乱断面積は $\sim 3 \times 10^{-24}\text{cm}^2$ である。⁴⁹⁾ イオン化によるエネルギー損失を考慮すると、変位に寄与するエネルギーは $\sim 40\text{keV}$ となる。⁴⁹⁾ 変位のためのエネルギーをしきい値エネルギー $\sim 230\text{eV}$ とし、 n (n は中性子の照射量) とする。一方 2 MeV の電子線の場合 Si に与えられるエネルギーは $\sim 460\text{eV}$ であり、散乱断面積は $\sim 30 \times 10^{-24}\text{cm}^2$ である。⁵²⁾ イオン化によるエネルギー損失を考慮すると、2 MeV 電子線照射での変位数は $\sim 2\text{cm}^{-1} \times e$ (e は電子線の照射量) と計算されている。⁵³⁾ このように中性子照射での変位数は電子線照射に比べて 2 桁程度大きいことがわかる。これは電子線の方が中性子よりも Si との衝突確率は大きいものの、Si に与えられるエネルギーが中性子の方が圧倒的に大きいことによる。もちろん本実験では室温で照射を行なっているので、この比

較は近似的なものではあるが、おおよその目安は与える。Stein, Gereth⁵⁴⁾は、室温での fission spectrum の中性子と 1.7 MeV の電子線照射損傷の比較を行ない、carrier removal rate はほぼ 1～2 桁中性子照射の方が大きいことを報告している。これは本結果とはほぼ一致している。

さらにこれら中性子と電子線照射後の様子の相違とともに、等時熱処理の様子においても相違が見出された。即ち、欠陥 E 2 と E 3 の等時熱処理の様子は一致したが、欠陥 E 1 に関してはその定性的な様子は一致するものの定量的には相違があることがわかった。Fig 5-22 は、中性子と 2 MeV 電子線照射の場合の欠陥 E 1 (A 中心) の等時熱処理の様子を示す。なお比較のため、図中には各熱処理温度での欠陥濃度を照射後の値で規格化したもの、即ち欠陥の未

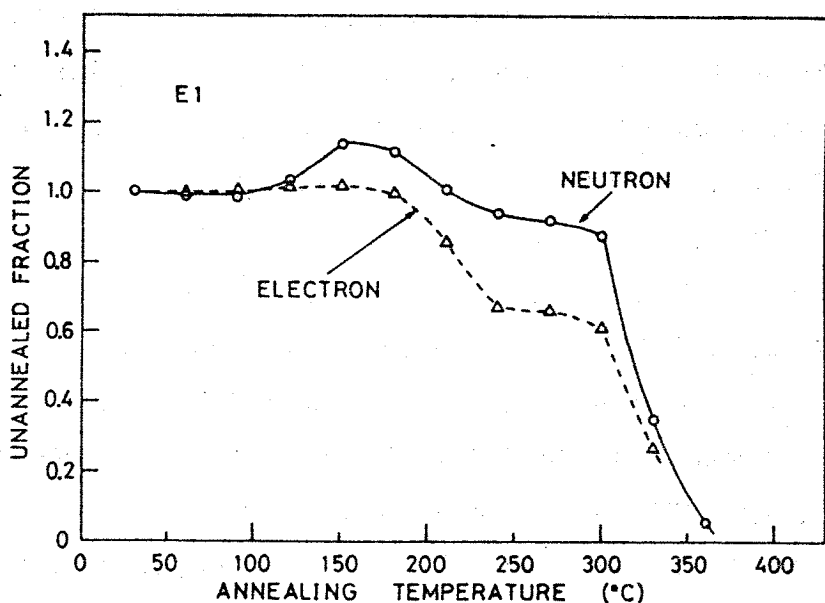


Fig. 5-22 Isochronal annealing of defect E1 in neutron- and 2-MeV-electron-irradiated n-type silicon.

回復の割合 (unannealed fraction) を示した。Fig 5-22 からわかるように 120 から 180 °C 及び 240 から 300 °C の温度領域で相違が見られる。120 から 180 °C の温度領域で、中性子照射の場合 A 中心は大きな増加を示しているが、電子線照射の場合その増加はわずかである。一方 Fig 5-14 から、この A 中心の成

長温度範囲は、欠陥 E 3 の第 1 番目の回復ステージ、即ち E 中心の回復温度範囲に対応していることがわかる。Evwaraye²⁵⁾ は、1.5 MeV の電子線照射されたヒ素 (As) ドープ Si の DLTS 測定により、V-As complex の回復に伴い A 中心が増加することを見出し、これは V-As complex の解離により放出された vacancy が新たに A 中心を形成するためだとしている。これらのことから考えると、本実験で観測された 120 から 180 °C での A 中心の成長は、E 中心の解離によるものと思われる。しかしながら A 中心の成長が E 中心の解離によるものであるなら、電子線照射の場合の A 中心の増加がわずかであるのは、照射中の試料温度上昇のためだとも考えられる。従ってこの温度範囲での中性子と電子線照射の比較は適切ではないかもしれない。一方 A 中心は成長した後一旦回復し始めるが、240 から 300 °C の温度範囲ではその濃度はほとんど変化していないことがわかる。さらにこの温度範囲での未回復の割合は中性子照射の方が大きいことがわかる。ただこの未回復の割合の比較に関しては、電子線照射中の試料温度上昇を考慮しなければならない。そこで最も A 中心が成長する温度 (150 °C) での欠陥濃度に対する 270 °C での欠陥濃度の比率を計算した。その比率は中性子照射の場合 0.81、電子線照射の場合 0.64 であり、中性子照射の方が未回復の割合が大きいと言える。240 から 300 °C の温度範囲で A 中心の濃度がほとんど変わらないのは、180 °C から回復し始めていることから考えると、この減少を補うような新たな A 中心の成長が生じていることを示唆する。Fig 5-14 から、この A 中心の成長には divacancy の回復が関係していると思われる。中性子と電子線照射の相違は、前に述べたように電子線照射に比べて中性子照射の場合相対的に divacancy の導入率が高いということで説明できる。このように中性子と電子線照射の間で A 中心の定性的な等時熱処理の様子は一致するものの、定量的には相違が見られ、これには divacancy が重要な役割を果たしていることがわかった。

一方 Fig 5-14、17 で示したように中性子照射の場合、270 から 300 °C 付近で新たな欠陥の成長が観測された。電子線照射の場合も中性子照射と同様 270 から 300 °C 付近で新たな欠陥の成長量には相違があることがわかった。Fig 5

— 23 には、n 型 Si における全欠陥濃度（各欠陥濃度の総和）の等時熱処理の様子を示す。この時 divacancy の濃度を二重に足し合わせることを避けるため、欠陥 E 2 は除かれている。Fig 5 - 23 からわかるように 270 °C 付近で相違が見

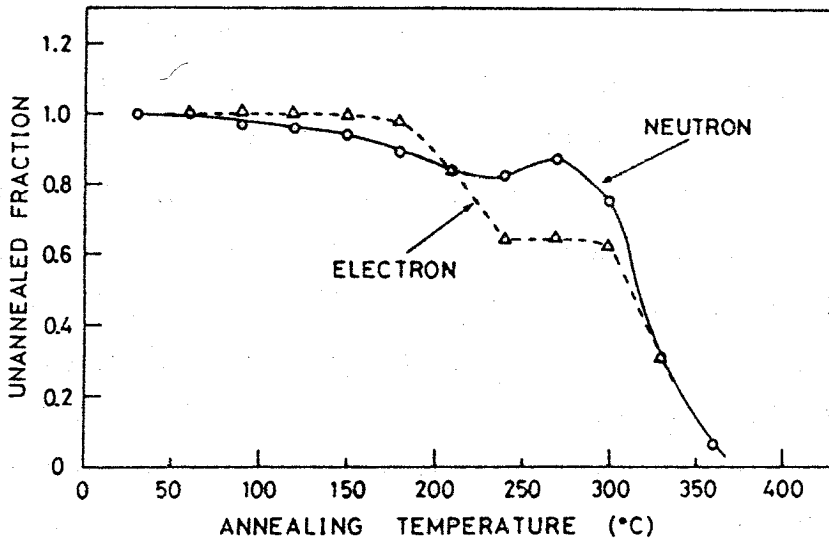


Fig. 5-23 Isochronal annealing of the total defect concentration in neutron- and 2-MeV-electron-irradiated n-type silicon.

られ、中性子照射の場合相対的に大きな欠陥量の成長が観測される。Fig 5 - 24 には、P 型 Si における全欠陥濃度の等時熱処理の様子を示す。n 型 Si 同様、中性子照射の場合 270 °C 付近で電子線照射に比べて相対的に大きな欠陥量の成長が観測される。さらに Fig 5 - 25 に Si における全欠陥濃度の等時熱処理の様子を示す。これは n 及び P 型 Si の各欠陥の導入率（欠陥濃度／照射量）を足し合わせることで得たものである。これにより、Si の禁制帯内に導入される全ての欠陥準位を考慮したことになる。ただドーパントが異なっているため必ずしも適切な比較とは言えないが、中性子と電子線照射の相対比較は可能である。また欠陥 H 1 が divacancy に対応するなら divacancy の濃度を二重に足したことになるが（欠陥 E 2 は除かれている）、欠陥 H 1 を除いても図中に示した熱処理の様子はほとんど影響を受けない。Fig 5 - 25 からわかるように 270 °C 付近で相違が見られ、電子線照射に比較して中性子照射の場合相対的に大き

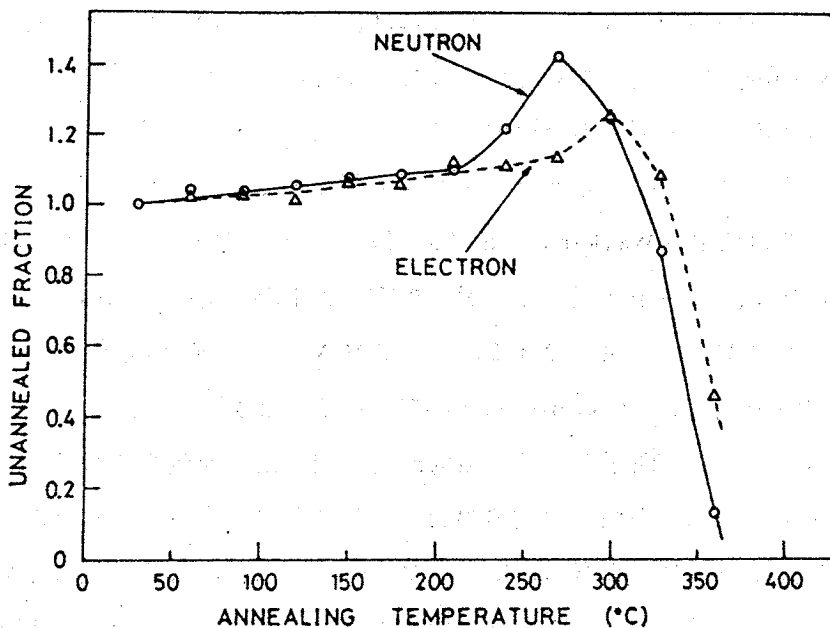


Fig. 5-24 Isochronal annealing of the total defect concentration in neutron- and 2-MeV-electron-irradiated p-type silicon.

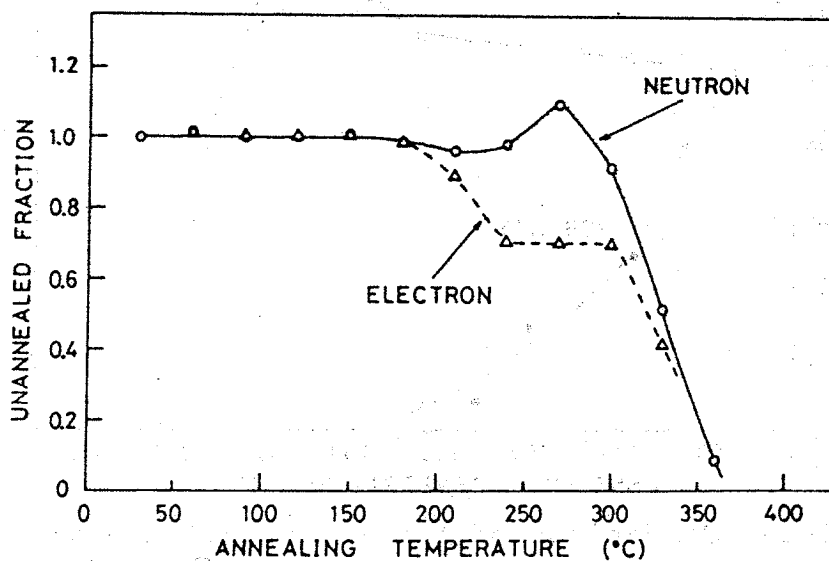


Fig. 5-25 Isochronal annealing of the total defect concentration in neutron- and 2-MeV-electron-irradiated silicon.

な欠陥量の成長が観測される。この相違には、欠陥 E 1 の比較の所で述べたように、divacancy が重要な役割を果たしていると考えられる。一方 Fig 5-22 と比較すると電子線照射の場合全欠陥濃度の等時熱処理の様子は欠陥 E 1、即ち A 中心の等時熱処理の様子とはほとんど一致していることがわかる。電子線照射に関するこの結果は Walker, Sah³⁷⁾ の報告と一致している。このように DLTS 測定に関しては、中性子と電子線照射の相違は A 中心に対する divacancy の導入率の相対的な差として説明できる。即ち 2 MeV の電子線照射損傷は A 中心によって、中性子線照射損傷は divacancy によって支配されると言える。

以上述べたように中性子と電子線照射損傷の間に相違が観測されるものの、DLTS 測定に関しては中性子照射の場合でも点欠陥的性質が支配的であることがわかった。しかしながら第二章で示したホール効果、比抵抗測定の結果は、室温での中性子照射でもクラスターが導入されることを示している。³⁰⁾ Fig 5-26 には、DLTS 測定より得た P 型 Si における全欠陥量 (Fig 5-24) と第

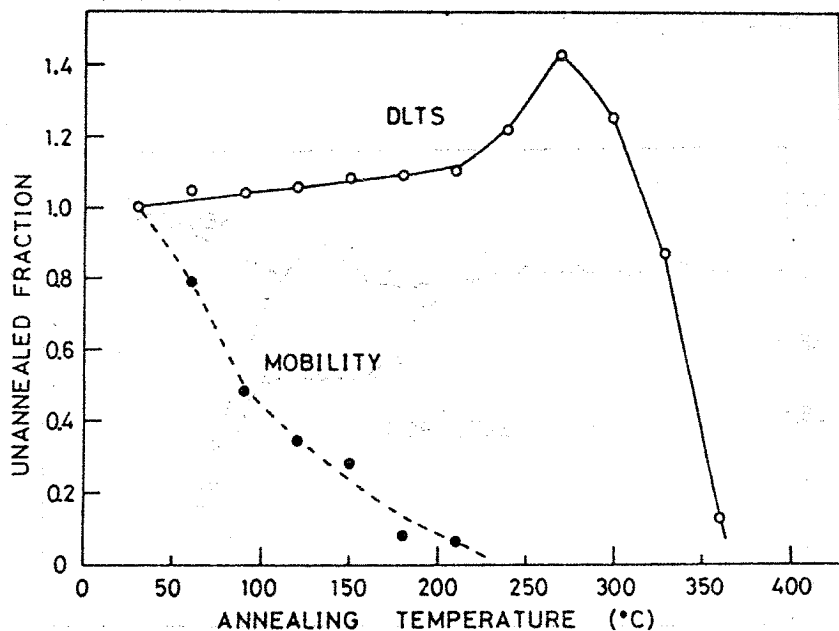


Fig. 5-26 Comparison of the isochronal annealing of the total defect concentration (○) and the carrier mobility (●) in neutron-irradiated p-type silicon, which are obtained from the DLTS measurements (see Fig. 5-24), and the Hall effect and resistivity measurements (see Fig. 2-11), respectively.

第二章で示した移動度 (Fig 2-11) の等時熱処理の様子を示す。第二章で、200℃付近まででの移動度の回復とこの温度範囲でのキャリア濃度の回復を示し、これはクラスターの回復に関係していることを述べた (“領域A”)³⁰⁾ しながら DLTS 測定では逆にこの温度範囲で欠陥濃度は増加している。このようなホール効果、比抵抗測定と DLTS 測定の結果の相違は測定法の相違によるものと考えられる。即ちバルク領域での測定と pn 接合の空乏層での測定に及ぼすクラスターの影響の差によるものと考えられる。第二章で述べたようにクラスターはクラスター空間電荷層により形成される potential のため、ホール効果、比抵抗測定に関しては導体中における絶縁体と見なせる。²⁷⁾⁵⁵⁾ そしてこれは特に移動度に大きな影響を及ぼし、クラスター導入は大きな移動度の低下として観測される。^{27) ~ 30)} 一方 DLTS 測定のような pn 接合の空乏層内での欠陥からのキャリアの放出過程を測定する場合、その前に欠陥をキャリアで空める過程が必要となる。この時クラスター内ではクラスター空間電荷層により形成される potential のためキャリア濃度がそのまわりに比べて少なく、Gregory ら⁸⁾ が指摘しているように、また (5-2) 式からわかるように、これはクラスター内の欠陥の捕獲過程を小さくさせる。従って、DLTS 測定ではクラスター内の欠陥を測っているのではなく、むしろクラスターによる potential の影響の及ばない所、即ちクラスターの外にある点欠陥を測っていると考えられ、DLTS 測定に関しては点欠陥的性質が支配的であることが理解できる。一方第二章で示した “領域B” (180 ~ 240℃)、 “領域C” (240℃以上)³⁰⁾ に対応する熱処理の様子は DLTS 測定の結果にもあることがわかる。即ち “領域B” での欠陥の成長及び “領域C” での急激な欠陥の回復である。これは第二章で述べたようにクラスターは電気的性質に関しては 200℃付近でその性質を失うので、³⁰⁾ “領域B” 以降での両測定法より得られた結果の一致は当然と言える。また DLTS 測定で観測された欠陥の成長には、divacancy とともにクラスターの回復も関与しているものと思われる。

以上ホール効果、比抵抗測定及び DLTS 測定の結果を合わせて考えると、室温での中性子照射ではクラスターとともに点欠陥も導入されていることがわかる。点欠陥導入は、前に述べたように室温でのクラスターの回復によるもの

と考えられるが、ホール効果及び比抵抗測定の結果はクラスターが依然として存在することを示している。そしてホール効果、比抵抗測定でも点欠陥の影響を、DLTS測定でもクラスターの影響を考慮しなければならないが、前者の測定法ではクラスターの性質を後者の測定法ではクラスターのまわりの点欠陥を主に測定していると言える。しかしながらホール効果、比抵抗測定とDLTS測定の結果の相違は、これらの測定法の相違とともに照射量の差によるという可能性も考えねばならない。第二章で示した移動度の等時熱処理の結果 (Fig 2-11) は、照射量が 5.6×10^{14} 及び 1.4×10^{15} neutron/cm² の時のものであるのに対してDLTS測定の結果は 2×10^{13} neutron/cm² の時のものであり、両者には1桁半から2桁の照射量差がある。一方Whan⁴⁰⁾⁴⁸⁾⁵⁶⁾は、赤外吸収法を用いて、中性子照射により導入されるA中心とdivacancyの等時熱処理の様子を調べている。Whan⁴⁰⁾は、-50℃照射により導入されたA中心の等時熱処理の様子を調べ、A中心は275℃まで増加することを示した。電子線照射ではこのような増加が観測されないことから、彼女はこのA中心の成長はクラスターよりvacancyが放出されたためだとしている。室温でのA中心の濃度と比較しても275℃では約2倍増加している。⁴⁰⁾しかしながら本実験ではFig 5-22に示したように電子線照射との相違は観測されるものの、Whanが報告しているような大きなA中心の成長は見られない。またCheng, Lori⁵⁶⁾は、室温照射で導入される主な欠陥はdivacancyであることを示すとともに、電子線照射の場合と異なりdivacancyは顕著な回復ステージを持たず100から350℃の広い温度範囲にわたって回復することを報告している。また彼らは、この熱処理特性を説明するためにはsinkとして 10^{20}cm^{-3} の欠陥が局所的に導入されていなければならないと考えた。一方本実験ではFig 5-14に示すように、divacancy (欠陥E2)は明確な回復ステージを持っている。さらに彼らはdivacancyの導入率は 5.7cm^{-1} 、A中心の導入率は酸素濃度 1×10^{18} 及び $3 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ の時それぞれ0.43、 0.14cm^{-1} であり、A中心に対するdivacancyの導入率は電子線照射に比べて高くはなるものの、Fig 5-10に示すようにA中心の導入率はdivacancyよりも依然として大きく、Cheng, Lori⁵⁶⁾の結果とは大きく異なっ

ている。このような DLTS 測定と赤外吸収測定の結果の相違は、測定法の相違によるものである可能性が考えられる。Cheng, Lori⁵⁶⁾が指摘しているように、赤外吸収法ではクラスターの内及び外の divacancy を測定できるが、DLTS 測定では前に述べたようにクラスターの外の欠陥のみを測定していると考えられる。さらにこれら測定法の相違とともに照射量の差も関係しているかもしれない。これらの赤外吸収測定は照射量が $\sim 10^{16}$ neutron/cm² の所で測定が行なわれており、⁴⁰⁾⁵⁶⁾ DLTS 測定を行なった照射量よりも 3 桁程度大きい。これは、赤外吸収法ではその検出感度のため高欠陥濃度が必要であるのに対して、DLTS 法では 5-2 節で述べたように低欠陥濃度の領域で測定を行なう必要があるということによる。しかしながらこのような大きな照射量差がある場合、その損傷の様子はかなり異なることが予想されよう。DLTS 測定と赤外吸収測定の結果を比較すると、赤外吸収測定が行なわれた照射量ではより中性子と電子線照射損傷の差が明確に現われている。このような観点から本実験で観測されたホール効果、比抵抗測定と DLTS 測定の結果の相違を考えると、第二章の Fig 2-6 に示したように移動度の等時熱処理を調べた照射量ではクラスター空間電荷層の重なりが顕著な領域であるのに対して、DLTS 測定を行なった照射量では導体中を占めるクラスター空間電荷層の割合が非常に小さい領域であることがわかる。³⁰⁾ Nakashima, Inuishi⁴²⁾は、中性子照射された Si において少数キャリアトラップを見出し、これを Gossick²⁷⁾のクラスター空間電荷層モデルにより説明したが、この時少数キャリアトラップが観測されるためにはある程度照射量が大きくなければならないことを述べている。本実験において DLTS 測定に関しては中性子照射の場合でも点欠陥の性質が支配的であることを示したが、この場合にも何らかの形でクラスターの影響が現われるには本実験で用いたものより大きな照射量が必要かもしれない。以上議論したように、ホール効果、比抵抗測定と DLTS 測定の結果の相違は、これらの測定法の相違とともに照射量の差も関係していると思われる。

5-6 過渡応答測定から得た欠陥準位の総括及び検討

本節では第三章、³⁾⁴⁾第四章⁵⁾⁶⁾及び本章⁹⁾²⁰⁾で示したpn接合を用いた欠陥準位評価法の比較検討を行なうとともに、これらの方法より得られた各欠陥準位がどのような欠陥に対応するかに関して各章で議論した結果をまとめる。

Fig 5-27 には、 p^+-n 、 n^+-p 接合のDLTS測定及びPチャンネルJFETのドレイン電流の過渡応答測定より求めた、照射により導入された各欠陥の禁制帯内における準位の位置を示す。比較のため、第三章でのpn接合のアドミタ

DLTS	Drain Current	Admittance	Tranceconductance	
E1 ($E_c - 0.15$ eV)		D ₁ ($E_c - 0.15$ eV)	N-1 ($E_c - 0.16$ eV)	E_c
E2 ($E_c - 0.21$ eV)		D ₂ ($E_c - 0.22$ eV)	N-2 ($E_c - 0.19$ eV)	
E3 ($E_c - 0.39$ eV)		D ₃ ($E_c - 0.39$ eV)	N-3 ($E_c - 0.44$ eV)	
H2 ($E_v + 0.34$ eV)	P-B ($E_v + 0.35$ eV)	B ($E_v + 0.36$ eV)	P-2 ($E_v + 0.35$ eV)	
H1 ($E_v + 0.15$ eV)	P-A ($E_v + 0.14$ eV)	A ($E_v + 0.16$ eV)	P-1 ($E_v + 0.19$ eV)	E_v

Fig. 5-27 Defect levels in neutron-irradiated silicon, which are obtained from the DLTS measurements of diodes and the transient drain current measurements of p-channel JFETs. The results obtained from the admittance measurements of diodes (see Fig. 3-18) and from the phase angle measurements of the complex transconductance of JFETs (see Fig. 4-17) are also shown. Experimental errors are within ± 0.02 eV.

ンス測定、³⁾⁴⁾第四章での複素相互コンダクタンスの位相角測定⁵⁾より得た結果も示す。各測定法より求めた欠陥準位はよく一致していることがわかる。しかしながら捕獲断面積に関しては最大4桁程度の相違があった。Fig 5-28には、照射によりn型Siに導入された各欠陥に対して各測定法より求めた $\tau = 1/en$ の温度依存性を示す。またFig 5-29には、P型Siに対する結果($\tau = 1/ep$)を示す。これらの測定法は、pn接合素子の周波数応答の測定(pn接合のアド

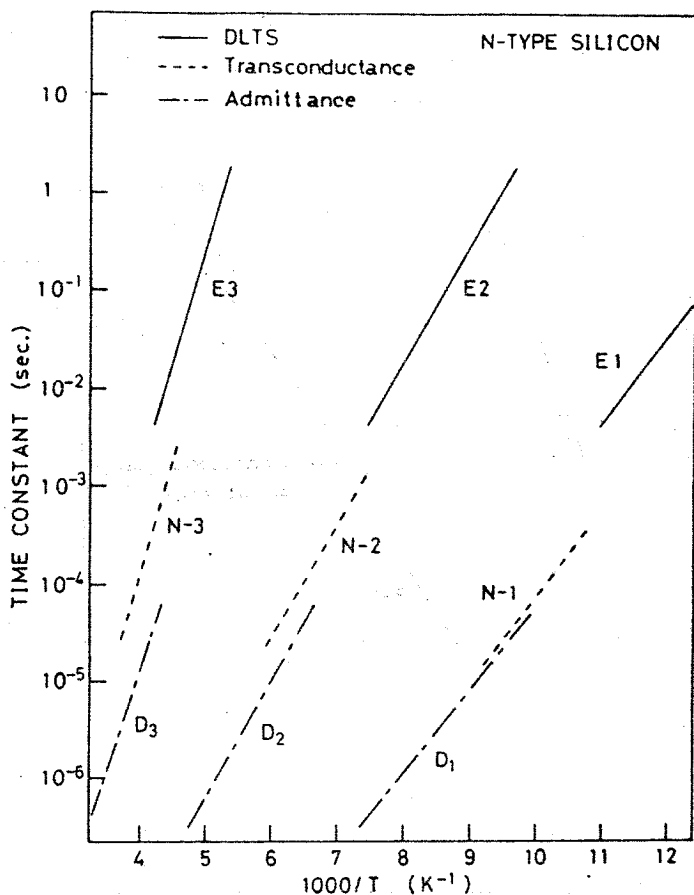


Fig. 5-28 Temperature dependence of $\tau=1/e_n$ for defects in neutron-irradiated n-type silicon, which are obtained from the admittance measurements of diodes (see Fig. 3-9), from the phase angle measurements of the complex transconductance of JFETs (see Fig. 4-10), and from the DLTS measurements of diodes (see Fig. 5-7).

ミタンス測定、³⁾⁴⁾JFETの複素相互コンダクタンスの位相角測定⁵⁾⁶⁾)と過渡応答の測定 (DLTS法、²⁰⁾JFETドレイン電流の過渡応答測定⁹⁾)というように分けることができる。また各測定法により τ の測定範囲が、これに対応して測定温度範囲が異なっている。 τ の測定範囲は用いた測定装置により決まる。即ち pn 接合のアドミタンス測定ではアドミタンスブリッジの測定周波数範囲 (5 ~ 500 kHz)、JFETの複素相互コンダクタンスの位相角測定ではロックインアンプの測定周波数範囲 (100 Hz ~ 10 kHz) により、また DLTS測定ではキャパ

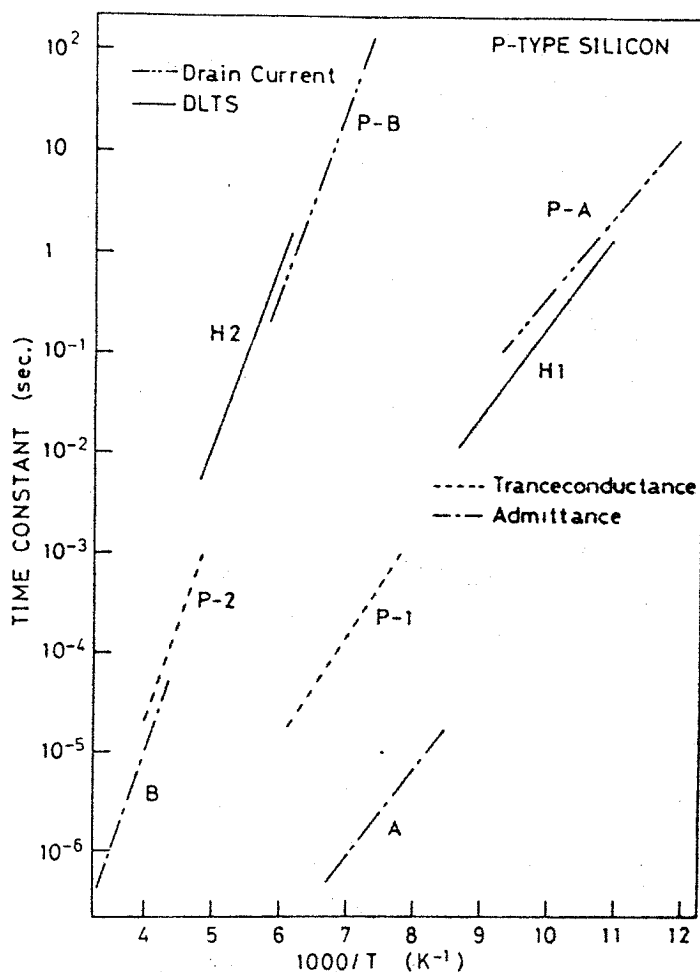


Fig. 5-29 Temperature dependence of $\tau=1/\epsilon\phi$ for defects in neutron-irradiated p-type silicon, which are obtained from the admittance measurements of diodes (see Fig. 3-17), from the phase angle measurements of the complex transconductance of JFETs (see Fig. 4-8), from the DLTS measurements of diodes (see Fig. 5-9), and from the transient drain current measurements of JFETs (see Fig. 5-19).

シタンスメータの応答時間 (～5 msec)、JFETドレイン電流の過渡応答測定ではX-Tレコーダの応答時間 (～0.1 sec) により決まる。各測定法では約2桁の τ の範囲を測定したが、これらの測定法より得られた τ の測定範囲をつなげることにより、各欠陥に対して7から8桁にわたる τ の温度依存性が得られた。しかしながらFig 5-28、29からわかるように、各測定法で得た τ の

温度依存性は完全には一致していない。この原因として各章で指摘したこれら測定法に付随する種々の問題点が考えられる。即ち pn 接合のアドミタンス測定及び JFET の複素相互コンダクタンスの位相角測定では空乏層内での τ の分布⁴⁾⁵⁷⁾⁵⁸⁾、また複素相互コンダクタンスは JFET の飽和領域で測定されたということ⁵⁾⁶⁾⁵⁹⁾、さらには pn 接合の空乏層内の電界の影響¹⁰⁾⁶⁰⁾等である。Walker, Sah⁶⁰⁾は、電子線照射された Si に導入された欠陥に対して測定した放出率 (emission rate) は電界に依存することを報告している。このような理由により、各測定法で得た τ の温度依存性にずれが生じたものと考えられる。さらに、Fig 5-29 において、pn 接合のアドミタンス測定から得た欠陥 A に対する τ の温度依存性は他の方法より得たものに比べてかなりずれている。これは第三章で述べたように、接合のコンダクタンス測定に及ぼす、特に低温での直列抵抗の影響によるものと考えられる。³⁾⁴⁾⁶¹⁾上に述べたような理由による τ の温度依存性のずれのため、各測定法より求めた捕獲断面積の値に相違が出たものと思われる。一方第三章で述べたように、本実験で示した捕獲断面積の値は、捕獲断面積は温度に依存しないとして τ の温度依存性より求めたものである。従って各測定法間の捕獲断面積の値の相違は測定温度範囲の相違による、即ち捕獲断面積が温度に依存していることによる可能性も考えられよう。

次にこれらの欠陥準位がどのような欠陥に対応するかを、各章で得た結果をもとにまとめる。最も有益な結果は DLTS 測定より得られた。DLTS 法は、欠陥の検出感度また容易に欠陥濃度が求められること等から最も優れた測定法と言える。n 型 Si に導入された欠陥 E1 (D_1 、 $N-1$) は A 中心 ($V-O$ complex) に、欠陥 E2 (D_2 、 $N-2$) は -2 の荷電状態の divacancy (V_2^-) に対応している。また欠陥 E3 (D_3 、 $N-3$) は 2 つの異なった欠陥から成っており、1 つは -1 の荷電状態の divacancy (V_2^-) に、もう 1 つは E 中心 ($V-p$ complex) に対応している。一方 P 型 Si に導入された欠陥についてはまだ不明な点も多いが、欠陥 H1 ($P-A$ 、 A 、 $P-1$) は +1 の荷電状態の divacancy (V_2^+) に対応するように思われる。欠陥 H2 ($P-B$ 、 B 、 $P-2$) についてはさらに検討が必要であろう。

これら欠陥の等時熱処理の様子は、第四章でのJFETの複素相互コンダクタンスの位相角測定⁶⁾及び本章でのDLTS測定により得た。両方法より得た結果は定性的には一致した。即ち270から300℃で新たな欠陥の成長が生ずるということ及び360℃付近で欠陥がほとんど消滅するということである。しかしながら個々の欠陥の熱処理の様子、特に欠陥H2と欠陥P-2に関しては不一致が見られる(Fig 4-12、5-17)。第四章では欠陥P-2は一担回復するがそれとともに位相角の最大温度がわずかにずれ、その後位相角の最大値は270℃まで増加した。これらのことから欠陥P-2とは異なる欠陥(P-4)が新たに成長すると考えたが⁶⁾、DLTS測定では単に欠陥H2は増加するという結果が得られた。この不一致の原因は、第四章で述べたように K_e が必ずしも欠陥濃度の変化に対応しないということ、また相互コンダクタンス測定を飽和領域で行なったことによると思われ、DLTS測定より得た結果が正しいと考えられる。さらにDLTS測定で観測された欠陥E(第四章では欠陥N-3)の2つの回復ステージを持つ熱処理特性、また欠陥E1(第四章では欠陥N-1)の成長は第四章では見出されなかった(Fig 4-15、5-14)。DLTS測定ではより詳細な結果が得られていると言える。Fig 5-30には、熱処理により新たに成

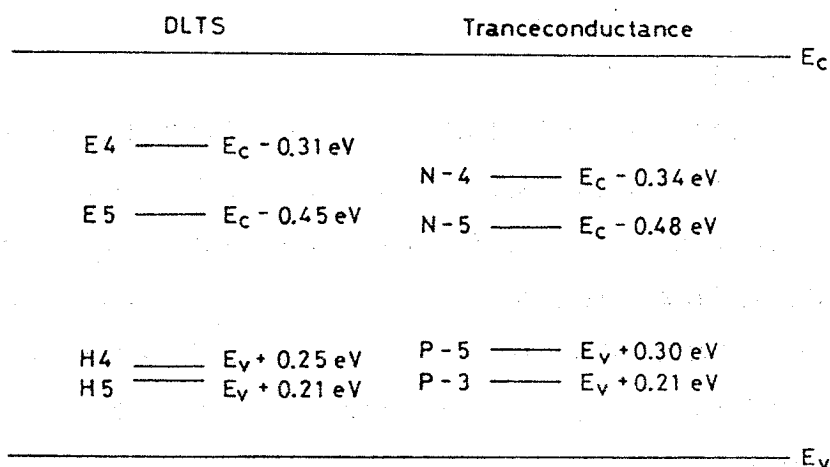


Fig. 5-30 Defect levels in annealed silicon, which are obtained from the DLTS measurements of diodes. The results obtained from the phase angle measurements of the complex transconductance of JFETs (see Fig. 4-17) are also shown. Experimental errors are within $\pm 0.02 \text{ eV}$.

長した各欠陥の禁制帯内における準位の位置を示す。上に述べた理由により欠陥 P-4 は除いた。これら熱処理により成長した欠陥は、第四章で述べたように Cheng, Lee ら^{62)~66)}が報告している high-order vacancy defect に対応している可能性がある。しかしながら Cheng, Lee らの測定は高照射量の所で行なわれており、本結果との比較の妥当性についてはさらに検討する必要がある。

5-7 結 言

pn ダイオードの接合容量及び JFET ドレイン電流の過渡応答測定により、室温で中性子照射された Si に導入される欠陥を調べた。pn ダイオードに対しては DLTS 法を適用した。この時、S/N 比が良好な DLTS 測定方法を提案し、DLTS 測定装置を製作した。また JFET に対しては、欠陥を含む時のゲートパルス電圧によるドレイン電流の過渡応答を解析し、P チャネル JFET に適用した。

照射後に導入された欠陥に対して得た結果は次のとおりである。

- (1) DLTS 測定により、n 型 Si には 3 つの欠陥 (E1, E2, E3) が導入されることが判明した。これらの欠陥準位及び電子捕獲断面積は、欠陥 E1 に対して $E_c - 0.15 \text{ eV}$ 、 $1.1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ 、欠陥 E2 に対して $E_c - 0.21 \text{ eV}$ 、 $2.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ 、欠陥 E3 に対して $E_c - 0.39 \text{ eV}$ 、 $2.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ であった。
- (2) DLTS 測定により、P 型 Si には 2 つの欠陥 (H1, H2) が導入されることが判明した。これらの欠陥準位及び正孔捕獲断面積は、欠陥 H1 に対して $E_v + 0.15 \text{ eV}$ 、 $1.2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ 、欠陥 H2 に対して $E_v + 0.34 \text{ eV}$ 、 $7.8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ であった。一方 P チャネル JFET のドレイン電流の過渡応答測定より、2 つの欠陥 (P-A, P-B) が導入されることが判明した。欠陥準位及び正孔捕獲断面積は、欠陥 P-A に対して $E_v + 0.14 \text{ eV}$ 、 $1.9 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ 、欠陥 P-B に対して $E_v + 0.35 \text{ eV}$ 、 $3.1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ であった。

欠陥 E1, E2, E3, H1 (P-A), H2 (P-B) は第三章で示した欠陥 D1, D2, D3, A, B また第四章で示した欠陥 N-1, N-2, N-

3、P-1、P-2にそれぞれ対応している。さらにDLTS測定により、これら欠陥の導入率を求め、そのドーパント濃度依存性を調べた。その結果は次のとおりである。

- (3) n型Siにおける欠陥E2の導入率はドーパント(P)濃度に依存しなかったが、欠陥E3の導入率はP濃度とともに増加した。また欠陥E1の導入率はP濃度とともに減少した。一方P型Siにおける欠陥H1、H2の導入率はいずれもドーパント(B)濃度に依存しなかった。

次にこれら欠陥の等時熱処理の様子をDLTS法により調べた。その結果は次のとおりである。

- (4) 欠陥E3は2つの異なった欠陥から成っていることがわかった。また270から300℃付近の熱処理によりn型Siにおいて2つの欠陥(E4、E5)、p型Siにおいて2つの欠陥(H4、H5)が新たに成長することがわかった。n型Siにおいて成長した欠陥に対する欠陥準位及び電子捕獲断面は、欠陥E4に対して $E_c - 0.31\text{ eV}$ 、 $5.4 \times 10^{-17}\text{ cm}^2$ 、欠陥E5に対して $E_c - 0.45\text{ eV}$ 、 $1.2 \times 10^{-16}\text{ cm}^2$ であった。P型Siにおいて成長した欠陥に対する欠陥準位及び正孔捕獲断面積は、欠陥H4に対して $E_v + 0.25\text{ eV}$ 、 $4.0 \times 10^{-16}\text{ cm}^2$ 、欠陥H5に対して $E_v + 0.21\text{ eV}$ 、 $7.1 \times 10^{-15}\text{ cm}^2$ であった。

これらDLTS測定の結果と2 MeVの電子線照射の場合の結果の直接比較を行なうことにより、DLTS測定に関する中性子と電子線照射損傷の相違を調べるとともに、測定に及ぼすクラスターの影響について検討した。また第二章で示したホール効果、比抵抗測定より得た結果とDLTS測定より得た結果との比較も行ない、測定法によるクラスターの影響の差違、即ちバルク領域を用いた場合と空乏層を用いた場合との差異についても検討を加えた。その結果判明したことは次のとおりである。

- (5) DLTS測定に関しては中性子照射の場合でも点欠陥的性質が支配的であり、中性子と電子線照射では同じ欠陥が導入されていることがわかった。検討の結果欠陥E1はA中心(V-O complex)、欠陥E2は-2の荷電状態のdivacancy(V_2^{--})に対応することがわかった。また欠陥E3は2つ

の異なった欠陥、即ち -1 の荷電状態の divacancy (V_2^-) と E 中心 ($V-P$ complex) から成っていることがわかった。これらの対応は導入率のドーパント濃度依存性及び等時熱処理の結果からも支持された。さらに欠陥 H1 は $+1$ の荷電状態の divacancy (V_2^+) に対応すると推定した。

しかしながら中性子と電子線照射の間には次の点で相違があることが明らかになった。

- (6) 電子線に比べて中性子照射の場合相対的に divacancy の導入率が高くなるということがわかった。室温での中性子照射による点欠陥の導入、また電子線照射に比べて相対的に divacancy の導入率が高くなるということは、次のように説明した。中性子照射された Si では primary knock-on 原子のエネルギーが大きくクラスターが導入されるが、室温ではクラスターは回復して vacancy を放出し、これが酸素等と結びついて A 中心等の点欠陥が導入されると考えた。divacancy の導入率が相対的に高くなるのは、電子線照射の場合 vacancy が一様に導入されるのに対して、中性子照射の場合 vacancy が狭い領域に密集して導入され vacancy 同士が結びつきやすいからだと考えた。さらに各欠陥の導入率の値は、電子線に比べて中性子照射の方がそれぞれ 1 ~ 2 桁大きいことがわかった。これは電子線の方が中性子よりも Si との衝突確率は大きいものの、Si に与えられるエネルギーが中性子の方が圧倒的に大きいということにより説明できた。

- (7) さらに等時熱処理の様子においても相違が見出された。即ち 270 °C 付近での欠陥の成長量は相対的に中性子照射の方が大きいということがわかった。この相違は、中性子と電子線照射の間の divacancy の導入率の相対的な差として説明した。検討の結果 2 MeV の電子線照射損傷は A 中心によって、中性子線照射損傷は divacancy によって支配されることがわかった。

このような中性子と電子線照射損傷の間に相違が観測されるものの、DLTS 測定に関しては中性子照射の場合でも点欠陥的性質が支配的であることがわかった。しかしながら第二章での p 型 Si のホール効果、比抵抗測定の結果は、室温での中性子照射でもクラスターが導入されることを示している。そこで最も

クラスターの性質を反映する移動度の等時熱処理の様子と DLTS 測定の結果を比較した。その結果次のことがわかった。

- (8) 移動度は 200 °C 付近までの熱処理で回復するのに対して、DLTS 測定の結果は逆にこの温度範囲では欠陥が増加することを示した。これは測定法の相違、即ちバルク領域での測定と pn 接合の空乏層での測定に及ばずクラスターの影響の差によるものと考えた。このことから、室温での中性子照射ではクラスターが導入されるとともに室温でのある程度のクラスターの回復により点欠陥も導入されることがわかった。ホール効果、比抵抗測定はクラスターの性質を、pn 接合の空乏層を用いる測定法はクラスターのまわりの点欠陥を主に測定していると考えた。さらにこの結果の相違には照射量の差も関係していると推定した。

第5章 参 考 文 献

- 1) C.T.Sah, L.Forbes, L.L.Rosier and A.F.Tasch, Jr.: Solid-State Electron. 13 (1970) 759
- 2) C.T.Sah: Solid-State Electron. 19 (1976) 975
- 3) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 48 (1977) 1668
- 4) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 49 (1978) 603
- 5) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 47 (1976) 4952
- 6) Y.Tokuda and A.Usami: J. Appl. Phys. 49 (1978) 181
- 7) D.K.Wilson: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15 (1968) 77
- 8) B.L.Gregory, S.S.Naik and W.G.Oldham: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18 (1971) 50
- 9) Y.Tokuda and A.Usami: Japan. J. Appl. Phys. 16 (1977) 1881
- 10) D.V.Lang: J. Appl. Phys. 45 (1974) 3023
- 11) K.L.Wang and A.O.Evwaraye: J. Appl. Phys. 47 (1976) 4574
- 12) K.L.Wang: Appl. Phys. Lett. 29 (1976) 700
- 13) M.Schulz and N.M.Johnson: Appl. Phys. Lett. 31 (1977) 622
- 14) M.Schulz and N.M.Johnson: Solid-State Commun. 25 (1978) 481
- 15) K.Yamasaki, M.Yoshida and T.Sugano: Japan. J. Appl. Phys. 18 (1979) 113
- 16) M.G.Alderstein: Electron. Lett. 12 (1976) 297
- 17) G.L.Miller, J.V.Ramirez and D.A.H.Robinson: J. Appl. Phys. 46 (1975) 2638
- 18) L.C.Kimerling: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23 (1976) 1497
- 19) M.D.Miller and D.R.Patterson: Rev. Sci. Instrum. 48 (1977) 237
- 20) Y.Tokuda, N.Shimizu and A.Usami: Japan. J. Appl. Phys. 18 (1979) 309
- 21) L.C.Kimerling, H.M.DeAngelis and J.W.Diebold: Solid-State Commun. 16 (1975) 171
- 22) A.O.Evwaraye and E.Sun: J. Appl. Phys. 47 (1976) 3776
- 23) A.O.Evwaraye: Appl. Phys. Lett. 48 (1976) 476
- 24) A.O.Evwaraye: J. Appl. Phys. 48 (1977) 734
- 25) A.O.Evwaraye: J. Appl. Phys. 48 (1977) 1840
- 26) A.H.Kalma and J.C.Corelli: Phys. Rev. 173 (1968) 734
- 27) B.R.Gossick: J. Appl. Phys. 30 (1959) 1204
- 28) H.J.Stein: Phys. Rev. 163 (1967) 801

- 29) H.J.Stein: J. Appl. Phys. 39 (1968) 5283
- 30) A.Usami and Y.Tokuda: J. Appl. Phys. 45 (1974) 2823
- 31) W.G.Oldham: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19 (1972) 347
- 32) N.S.Saks: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-24 (1977) 2153
- 33) W.Shockley and W.T.Read,Jr.: Phys. Rev. 87 (1952) 835
- 34) C.T.Sah and J.W.Walker: Appl. Phys. Lett. 22 (1973) 384
- 35) C.T.Sah,W.W.Chan,H.S.Fu and J.W.Walker: Appl. Phys. Lett. 20 (1972) 193
- 36) M.G.Buhler: Solid-State Electron. 15 (1972) 69
- 37) J.W.Walker and C.T.Sah: Phys. Rev. B7 (1973) 4587
- 38) M.Hirata,M.Hirata and H.Saito: J. Phys. Soc. Japan 27 (1969) 405
- 39) G.D.Watkins and J.W.Corbett: Phys. Rev. 138 (1965) A543
- 40) R.E.Whan: J. Appl. Phys. 37 (1966) 3378
- 41) W.Shockley: Proc. IRE 40 (1952) 1365
- 42) K.Nakashima and Y.Inuishi: J. Phys. Soc. Japan 27 (1969) 397
- 43) O.L.Curtis,Jr.: J. Appl. Phys. 39 (1968) 3109
- 44) B.L.Gregory: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-16 (1969) 53
- 45) T.Tanaka and Y.Inuishi: Japan. J. Appl. Phys. 4 (1965) 725
- 46) K.Nakashima and Y.Inuishi: J. Phys. Soc. Japan 29 (1970) 1500
- 47) H.J.Stein: Appl. Phys. Lett. 15 (1969) 61
- 48) C.E.Barnes: Radiation Effects in Semiconductors, edited by J.W.Corbett and G.D.Watkins (Gordon and Breach, New York, 1971) p.203
- 49) H.J.Stein: J. Appl. Phys. 38 (1967) 204
- 50) J.J.Loferski and P.Rappaport: Phys. Rev. 111 (1958) 432
- 51) G.H.Kinchin and R.S.Pease: Rept. Progr. Phys. 18 (1955) 1
- 52) F.Seitz and J.S.Koehler: Solid State Phys. 2 (1956) Academic Press
- 53) J.H.Cahn: J. Appl. Phys. 30 (1959) 1310
- 54) H.J.Stein and R.Gereth: J. Appl. Phys. 39 (1968) 2890

- 55) J.H.Crawford, Jr. and J.W.Cleland: J. Appl. Phys. 30
(1959) 1204
- 56) L.J.Cheng and J.Lori: Phys. Rev. 171 (1968) 856
- 57) E.Schibli and A.G.Milnes: Solid-State Electron. 11 (1968)
323
- 58) L.Forbes and C.T.Sah: IEEE Trans. Electron Devices
ED-16 (1969) 1036
- 59) O.Wada, S.Yanagisawa and H.Takanashi: Japan. J. Appl.
Phys. 14 (1975) 157
- 60) J.W.Walker and C.T.Sah: Phys. Rev. B8 (1973) 5597
- 61) G.Vincent, D.Bois and P.Pinard: J. Appl. Phys. 46
(1975) 1055
- 62) L.J.Cheng, C.K.Yeh, S.I.Ma and C.S.Su: Phys. Rev. B8 (1973)
2880
- 63) Y.H.Lee, Y.M.Kim and J.W.Corbett: Radiation Effects 15
(1972) 77
- 64) Y.H.Lee and J.W.Corbett: Phys. Rev. B8 (1973) 2810
- 65) Y.H.Lee and J.W.Corbett: Phys. Rev. B9 (1974) 4351
- 66) Y.H.Lee and J.W.Corbett: Phys. Rev. B13 (1976) 4506

第六章 総 括

本論文は、Siの中性子線照射損傷の様子をホール効果、比抵抗測定さらにはPn接合を有する素子を用いる欠陥準位評価法、即ちダイオード及び接合形電界効果トランジスタ(JFET)の周波数応答またこれら素子の過渡応答測定から研究し、導入される欠陥について考察を行なった。Pn接合を有する素子を用いた欠陥準位評価法に対しては、異なった欠陥からの信号が明瞭な形で分離できる、いわゆるスペクトロスコピックな測定法を開発しつつ適用した。さらにホール効果、比抵抗測定またPn接合を有する素子を用いた欠陥準位測定法に及ぼすクラスターの影響について検討を加えた。以下に本研究で新しく得た成果を列挙する。

- (1) P型Siについて、移動度の大きな低下等からクラスターが導入されることを認め、Gossick が提案しているクラスター空間電荷層モデルにより損傷評価を行なった。その結果クラスター空間電荷層の *insulating volume* 及びそれにより形成される *potential barrier height* は酸素濃度の違いや銅混入により変わらないことがわかった。また *insulating volume* に見出されたアクセプター(ボロン)濃度依存性は、Gossickのモデルより予測されるものと一致した。
- (2) P型Siにおける移動度の等時熱処理より、クラスターは200℃付近で消滅することが判明し、*barrier height* の等温熱処理よりその回復の活性化エネルギーは $\sim 1.3\text{ eV}$ と求まった。210℃以上の等時熱処理では、キャリア濃度の回復の様子に酸素濃度の違いや銅混入に対する依存性が現われた。これは、クラスターより放出された欠陥が酸素や銅と結びついて新たな複合欠陥を形成するとして説明した。
- (3) Pn接合のアドミタンスの温度、周波数特性から欠陥準位を評価する方法を示した。また接合のコンダクタンスの温度依存性の測定はスペクトロスコピックな性質を有していることを示した。Pn接合のアドミタンス測定から、中性子線照射によりn型Siには3つの欠陥($E_c - 0.15$, $E_c - 0.22$, $E_c - 0.39\text{ eV}$),

P型Siには2つの欠陥 ($E_v + 0.16$, $E_v + 0.36$ eV) が導入されることが判明した。

- (4) 中性子照射されたJFETの相互コンダクタンスは複素形式となり、複素相互コンダクタンスの位相角の温度、周波数特性から欠陥準位を評価する方法を示した。さらに位相角の温度依存性の測定はスペクトロスコピックな性質を有していることを見出した。JFETの複素相互コンダクタンスの位相角測定から、照射によりP型Siには2つの欠陥 ($E_v + 0.19$, $E_v + 0.35$ eV), n型Siには3つの欠陥 ($E_c - 0.16$, $E_c - 0.19$, $E_c - 0.44$ eV) が導入されることが判明した。
- (5) Pn接合容量及びJFETドレイン電流の過渡応答測定による欠陥準位評価法を示した。Pn接合容量に対してはDeep-Level Transient Spectroscopy (DLTS) 法を適用した。この時、S/N比が良好なDLTS測定方法を提案し、DLTS測定装置を製作した。JFETに対しては、欠陥を含む時のドレイン電流の過渡応答を解析し、中性子照射されたPチャンネルJFETに適用した。DLTS測定から、中性子照射によりn型Siには3つの欠陥 E1 ($E_c - 0.15$ eV), E2 ($E_c - 0.21$ eV), E3 ($E_c - 0.39$ eV)、P型Siには2つの欠陥 H1 ($E_v + 0.15$ eV), H2 ($E_v + 0.34$ eV) が導入されることが判明した。またPチャンネルJFETのドレイン電流の過渡応答測定により $E_v + 0.14$, $E_v + 0.35$ eVの準位を得た。Pn接合のアドミタンス測定、JFETの複素相互コンダクタンスの位相角測定、DLTS測定及びJFETドレイン電流の過渡応答測定から得た結果はよく一致した。
- (6) DLTS測定により、各欠陥の導入率を求め、そのドーパント(リン, ボロン)濃度依存性を調べた。その結果欠陥 E2, H1, H2の導入率はドーパント濃度に依存せず、欠陥 E3の導入率はドーパント(リン)濃度とともに増加することがわかった。欠陥 E1の導入率はリン濃度とともに減少した。
- (7) DLTS測定及びJFETの複素相互コンダクタンスの位相角測定により、各欠陥の等時熱処理の様子を調べた。その結果欠陥 E3は2つの異なった欠陥から成っていることがわかった。また270から300℃付近の熱処理によりn型

Siにおいて2つの欠陥E4 ($E_c - 0.31$ eV), E5 ($E_c - 0.45$ eV)、P型Siにおいて2つの欠陥H4 ($E_v + 0.25$ eV), H5 ($E_v + 0.21$ eV)が新たに成長することがわかった。

- (8) 中性子照射された場合のDLTS測定の結果を2 MeVの電子線照射された場合の結果と比較した。その結果中性子照射された場合でもDLTS測定に関しては点欠陥的性質が支配的であり、電子線照射された場合と同じ欠陥が導入されていることがわかった。検討の結果欠陥E1はA中心、欠陥E2は-2の荷電状態のdivacancyに対応することがわかった。また欠陥E3は2つの異なった欠陥、即ち-1の荷電状態のdivacancyとE中心から成っていることがわかった。これらの対応は導入率のドーパント濃度依存性及び等時熱処理の結果からも支持された。さらに欠陥H1は+1の荷電状態のdivacancyに対応すると推定した。
- (9) DLTS測定により中性子と電子線照射では同じ欠陥が導入されることがわかったが、その損傷の様子には次のような相違点があることが明らかになった。即ち中性子照射の場合電子線照射に比べて相対的にdivacancyの導入率が高くなるということ、270℃付近での欠陥の成長量が相対的に大きいということである。検討の結果2 MeVの電子線照射損傷はA中心によって、中性子線照射損傷はdivacancyによって支配されることがわかった。
- (10) 室温での中性子照射による点欠陥の導入、また電子線照射に比べて相対的にdivacancyの導入率が高くなるということは、次のように説明した。中性子照射されたSiではprimary-knock-on原子のエネルギーが大きくクラスターが導入されるが、室温ではクラスターは回復してvacancyを放出し、こ
- (11) DLTS測定により中性子と電子線照射損傷の間に相違が観測されるものの、DLTS測定に関しては中性子照射の場合でも点欠陥的性質が支配的である。しかしながらホール効果、比抵抗測定の結果は室温での中性子照射でもクラスターが導入されることを示している。検討の結果室温での中性子照射ではクラスターとともに室温でのクラスターのある程度の回復により点欠陥も導入されることがわかった。ホール効果、比抵抗測定とDLTS測定の結果の相

違は測定法による相違、即ちバルク領域を用いる測定法と空乏層を用いる測定法の相違によるものとして説明した。ホール効果，比抵抗測定はクラスタの性質を、Pn接合の空乏層を用いる測定法はクラスタのまわりの点欠陥を主に測定していると考えた。さらにこの結果の相違には照射量の差も関係していると推定した。

謝 辞

本論文を結ぶにあたり、終始御懇切な御指導と御討論を賜り、絶えざる御鞭撻をして戴いた 工学博士・犬石嘉雄大阪大学教授 に衷心より深く感謝の意を表します。

また本研究の遂行の過程で御親切に御鞭撻、御助言を賜った 愛知工業大学副学長・竹松英夫教授、筆者が名古屋工業大学在学中並びに愛知工業大学勤務中終始実験上種々有益な御指導と御討論を戴きました 名古屋工業大学 宇佐美 晶 工学博士に深く感謝致します。

また本論文につき御懇篤なる御検討を戴いた 理学博士・川西政治 大阪大学教授、工学博士・白藤純嗣大阪大学助教授に深く感謝申し上げます。

また中性子照射をお願いした立教大学原子力研究所・高見保清助教授、電子線照射をお願いした日本原子力研究所、高崎研究所・田中隆一氏に衷心より感謝致します。

最後に本研究をまとめるにあたって種々の御激励と御指導頂いた愛知工業大学電子工学科・鈴木桂二教授、深谷義勝教授、吉田昭二教授、林 憲一教授、加藤厚生助教授、高橋欣弘助教授、山田 諄助教授他電子工学科の諸先生に厚く御礼申し上げます。

研究業績

発表論文

(i) 論文誌

- (1) Effect of Oxygen and Copper on the Defect Cluster in Neutron-Irradiated p-Type Silicon
J. Appl. Phys. 45 (1974) 2823
- (2) Investigation of Neutron-Produced Defects in Silicon by Transconductance Measurements of Junction Field-Effect Transistors
J. Appl. Phys. 47 (1976) 4952
- (3) Admittance Studies of Neutron-Irradiated Silicon p^+-n Diodes
J. Appl. Phys. 48 (1977) 1668
- (4) Transient Drain Current Measurements of Neutron-Irradiated Silicon p-Channel Junction Field-Effect Transistors
Japan. J. Appl. Phys. 16 (1977) 1881
- (5) Studies of Annealing of Neutron-Produced Defects in Silicon by Transconductance Measurements of Junction Field-Effect Transistors
J. Appl. Phys. 49 (1978) 181
- (6) Studies of Defects in Neutron-Irradiated p-Type Silicon by Admittance Measurements of n^+-p Diodes
J. Appl. Phys. 49 (1978) 603
- (7) Electrical Properties of 1.7-MeV-Electron-Irradiated Sulfur-Doped GaP
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-25 (1978) 1055
- (8) Studies of Neutron-Produced Defects in Silicon by Deep-Level Transient Spectroscopy
Japan. J. Appl. Phys. 18 (1979) 309

(iii) その他

- (1) Effect of the Defect Cluster on the Mobility in
Neutron-Irradiated p-Type Silicon
愛知工大研究報告 11 (1976) 9
- (2) 中性子照射された JFET の相互コンダクタンス
電子通信学会・電子デバイス研資 ED 76-54 (1976) 73
- (3) Electrical Properties of Electron-Damaged and
Annealed n-Type GaP
Proc. of the 12th International Symposium on
Space Technology and Science, Tokyo, May 1977,
p.203
- (4) Annealing of Neutron-Damaged Silicon Junction
Field-Effect Transistors
Proc. of the 12th International Symposium on
Space Technology and Science, Tokyo, May 1977,
p.211
- (5) 半導体中の深い準位を検出するための一方法
愛知工大研究報告 13 (1978) 17

学 会 報 告

- 1) 銅入りシリコン太陽電池の速中性子照射損傷
電四東海支部 14p - F - 4 1971. 10
- 2) Cu を dope した P 型 Si の中性子損傷
応用物理学会 31p - C - 12 1972. 3
- 3) 銅入り Si の中性子照射損傷
電四東海支部 18p - H - 12 1972. 10
- 4) 中性子照射された銅ドーパ Si の熱処理効果
電四東海支部 18p - H - 13 1972. 10
- 5) Cu を dope した P 型 Si の中性子損傷 (I)
応用物理学会 28a - D - 3 1973. 3
- 6) 中性子導入 Defect Cluster の熱処理効果 - Si
応用物理学会 18a - H - 9 1973. 10
- 7) Cluster 導入による Si の Mobility 変化特性
27p - D - 2
- 8) 中性子導入 Defect Cluster の活性化エネルギー (Si)
27p - D - 4
- 9) Sulfur-Doped GaP の Hall 効果
27p - D - 6
7) 8) 9) 電四東海支部 1973. 10
- 10) Sulfur-Doped GaP の電子線損傷 (I) - 1.7 MeV 電子線
応用物理学会 3p - K - 8 1974. 4
- 11) Sulfur-Doped GaP の電子線損傷 (II) - 7.5 MeV 電子線
応用物理学会 3p - K - 9 1974. 4
- 12) Junction-type FET の中性子損傷
3a - G - 11
- 13) P-type Si に中性子導入された defect cluster による
mobility (I)
4p - F - 1
- 14) P-type Si に中性子導入された defect cluster による
mobility (II)
4p - F - 2

- | | | | |
|--|--------------|-------|----|
| 15) 電子線照射された GaP の熱処理効果 | 4p - F - 3 | | |
| 12) ~ 15) 電四東海支部 | | 1974. | 10 |
| 16) 中性子照射された P-type Si の mobility の温度特性 | | | |
| 応用物理学会 | 8a - R - 13 | 1974. | 10 |
| 17) Electron Damaged GaP の等時 Anneal | | | |
| 応用物理学会 | 9a - S - 9 | 1974. | 10 |
| 18) n-channel JFET の中性子損傷 | | | |
| 応用物理学会 | 1p - C - 14 | 1975. | 4 |
| 19) Electron Damaged GaP の等温アニール | | | |
| 応用物理学会 | 4a - L - 9 | 1975. | 4 |
| 20) 放射線計測用素子としての JFET | | | |
| 計測自動制御学会 | 3402 | 1975. | 8 |
| 21) PN 接合容量の周波数依存性からの deep level の評価 | | | |
| 電四東海支部 | 160 | 1975. | 10 |
| 22) 中性子照射 JFET の複素 gm の周波数特性 | | | |
| 電四東海支部 | 161 | 1975. | 10 |
| 23) deep level を含んだ n-channel JFET の gm の周波特性 | | | |
| | 22a - A - 9 | | |
| 24) deep level を含んだ pn 接合容量の周波数特性 | | | |
| | 23p - P - 4 | | |
| 25) GaP の高エネルギー電子線損傷 | 24a - A - 4 | | |
| 23) 24) 25) 応用物理学会 | | 1975. | 11 |
| 26) deep level を含んだ junction conductance の温度特性 | | | |
| 応用物理学会 | 27a - M - 7 | 1976. | 3 |
| 27) 中性子照射された JFET の熱処理効果 | | | |
| 応用物理学会 | 29p - Q - 11 | 1976. | 3 |
| 28) deep level を含んだ junction conductance の温度特性 | | | |
| 応用物理学会 | 3a - V - 9 | 1976. | 10 |

29) 中性子照射された JFET の複素 g_m の位相			
電四東海支部	197	1976.	10
30) 中性子照射された Si p^+-n diode のアドミタンス			
電四東海支部	198	1976.	10
31) 中性子照射された p -channel JFET のアニール特性			
応用物理学会	28p-M-16	1977.	3
32) 接合アドミタンスの周波数特性による欠陥準位評価			
電四東海支部	199	1977.	9
33) 深い準位を含む接合アドミタンスの周波数特性			
応用物理学会	14p-Q-16	1977.	10
34) 中性子照射された n -channel JFET のアニール特性			
応用物理学会	29p-S-7	1978.	3
35) DLTS 法による中性子照射された Si のトラップの測定			
電四東海支部	246	1978.	10
36) 中性子照射されたシリコンの DLTS			
応用物理学会	4a-Y-10	1978.	11
37) 中性子照射されたシリコンの DLTS (I)			
応用物理学会	27a-P-5	1979.	3
38) 簡易型 DLTS 装置の試作と深い準位の評価 (シンポジウム)			
電子通信学会	S1-2	1979.	3
39) 中性子照射されたシリコンの DLTS (II)			
応用物理学会	30a-K-4	1979.	9
40) 中性子照射された Si の等時熱処理			
電四東海支部	260	1979.	10