法政大学学術機関リポジトリ
HOSEI UNIVERSITY REPOSITORY

PDF issue: 2025-07-12

Alイオン注入によって形成した4H-SiC p+n接合ダイオードの電気特性の評価

永田, 翔平 / NAGATA, Shohei

(発行年 / Year)
2009-03-24
(学位授与年月日 / Date of Granted)
2009-03-24
(学位名 / Degree Name)
修士(工学)
(学位授与機関 / Degree Grantor)
法政大学 (Hosei University)

２００８年度　修士論文

Al イオン注入によって形成した 4H-SiC p^+n接合ダイオードの電気特性の評価

指導教授　佐藤　政孝

大学院工学研究科

電気工学専攻修士課程

学籍番号　07R3125

氏名　永田（ナガタ）　翔平（ショウヘイ）

近年、機器のエネルギー利用効率の向上は地球環境問題にも大きく関連しているため、エネルギー利用効率を大幅に改善する必要がある。自動車や家電、産業機器など、いずれの分野においても、インバーターなどの電力損失の低減は必須の課題となっている。シリコンカーバイド（SiC）は Si に比べ禁制帯幅や絶縁破壊電強度が高いなど優れた物性値を有することから次世代パワー半導体デバイス用材料として位置付けられ、世界的に研究されている。現行の Si 素子を SiC 素子に置き換えることで、インバーターなどの電力変換器の損失を大幅に削減できると期待されている。

SiC を電子デバイスに利用するためには選択的不純物ドーピングが可能なイオン注入法が重要なプロセスとなる。しかし、イオン注入法によって作成した pn 接合ダイオードでは、活性化熱処理後に残留するイオン注入欠陥により、順方向バイアス特性の劣化や逆方向バイアスリーク電流の増加などの問題がある。そのため、良好なダイオード特性を得るためには、欠陥を除去し得る、より高温な活性加熱処理が必要である。

本研究では、Alイオン注入及び高温活性化熱処理が可能な電子衝撃アニール装置（EBAS：Electron Bombardment Annealing System）を用いた 4H-SiC p^+n 接合ダイオードを作製し、電気特性の注入濃度依存性及び温度特性について評価した。

試料基板には 4H-SiC(0001)n型エピタキシャル基板（$N_D = 1 \times 10^{16}$ /cm^3、厚さ：5μm、オフ角：4°）を用いた。p^+層の形成にはAlイオンを基板温度 500℃、注入層の厚さを 350nm、不純物濃度が 1×10^{20} /cm^3（Sample A）、3×10^{20} /cm^3（Sample B）、6×10^{20} /cm^3（Sample C）となるよう多段注入（エネルギー：30～170keV）を行った。総注入量はそれぞれ 2.4×10^{15} /cm^3、7.2×10^{15} /cm^3、1.4×10^{16} /cm^{3}であった。活性化熱処理は電子衝撃アニール装置（EBAS）を用い、真空中で 1900℃において 1 分間行った。ダイオードは、CF_4+Arの混合ガスを用いたドライエッチングにより厚さ約 1 μm、直径 100μmの円形メサ構造に加工した。その後、1150℃において 90 分間の熱酸化を行い、10nmのSiO_2膜を形成してメサ構造側面のpn接合界面を保護した。イオン注入層へのオーミック電極は、Ti/Al（20/100nm）をAr雰囲気中で 900℃において 3 分間の熱処理を行うことで形成した。裏面電極にはAl（150nm）を用いた。活性化熱処理後の表面モフォロジーの評価には原子間力顕微鏡（AFM）観察、イオン注入層の電気特性の評価にはホール効果測定及びTLM測定、ダイオードの電気特性の評価にはI-V測定を行った。

各ダイオードにおいて閾値電圧以下のI-V特性では再結合電流成分と拡散電流成分が確認でき、良好なダイオード特性が得られた。このことから、EBAS を用いた 1900℃の高温活性化熱処理によってイオン注入欠陥が除去できたと考

えられる。また、J=1A/cm^{2}時の各キャリア濃度における理想的な印加電圧の変化量を算出すると、アクセプタ濃度と共に増加するが、作製したダイオードではアクセプタ濃度が増加しても印加電圧にほとんど差は見られなかった。しかし、算出値と測定値の差はアクセプタ濃度に伴うバンドギャップナローイングの変化量とよく一致した。

Sample A 及び Sample B のオン抵抗の温度特性では、負の温度係数を示した。これは試料温度増加と共に少数キャリアのライフタイムが増加し、拡散長が増加することで伝導度変調がより効果的に働き、ダイオードの動作抵抗を下げているためであると考えられる。

一方、Sample Cのオン抵抗の温度特性では、正の温度係数を示した。注入量を増加に伴い小数キャリアが減少することで伝導度変調の効果が弱くなり、それ以上に温度増加に伴う電子の移動度の減少による基板の抵抗の増加が支配的になったと考えられる。また、Sample Cでは、オン抵抗が正の温度係数を有することから 25～150 ℃の範囲において 2.9Vで約 80A/cm^{2}となる温度に依存しない動作点が存在した。

目次

概要
1. 序論
1.1. SiC の特徴 ・・・

1. 序論

1.1.　SiC の特徴

いまや世界規模の課題として認識されるようになった地球温暖化問題。この原因となっている温暖化ガスの排出削減目標が定められたことなどを契機に、省エネルギーに向けた技術開発が様々な分野で加速している。その中で、パワーエレクトロニクスによる電力制御技術を通じた地球環境対策、電力消費削減対策が注目されている。特に自動車（電池自動車 EV、燃料電池自動車 FCEV、及びハイブリッド自動車 HEV）、IT/CPU 電源、汎用インバータを始め、電力機器、鉄道など様々な分野への導入により広い範囲で効果が生じると期待されている。しかし、現在用いられているシリコン(Si)による半導体素子は、その材料物性値からくる性能限界のため、パワー半導体素子の性能を革新的に向上させることは困難となっている。この状況の中で、Si の物性限界をはるかに凌ぐ物性値を持つシリコンカーバイド(SiC)による低損失デバイスの開発が、世界的に進められている。表 1.1 に 4H-SiC の物性値を Si の比較と合わせて示す。

表 1.1. SiC と Si の物性値

	Si	4H-SiC	4H-SiC/Si
禁制帯（eV）	1.12	3.26	2.9
絶縁破壊電界強度（MV/cm）	0.3	2.8	9.3
電子移動度（cm^2/Vs）	1350	1000	0.7
正孔移動度（cm^2/Vs）	500	120	0.2
飽和ドリフト速度（cm/s）	1.0×10^7	2.2×10^7	2.2
熱伝導率（W/cm）	1.5	4.9	3.3

SiCはSi-C原子間距離が 0.189nm短く、結合エネルギーが高い（約 4.5eV）ことに起因して、Si に比べて約 3 倍大きな禁制帯幅を有する半導体である[1)]。このことにより、Si に比べて本質的に低損失、高耐圧、高温度動作が可能、耐放射線性が高いなど過酷な環境下に耐えうる電子デバイスの実現が期待される。また、SiCは 12%のイオン性を有する共有結合結晶であり、結晶学的には同一の組成でc軸方向に対して多様な積層構造をとる結晶多形（ポリタイプ）現象を示す材料であり、200 種類以上のポリタイプが確認されている。各ポリタイプで禁制帯幅だけでなく移動度や不純物準位などの物性が異なるので、デバイスへの応用分野だけでなく基礎物性の分野でも興味深い材料として注目される。

1.2. 研究背景

SiC の絶縁破壊電界強度はSi の約10 倍であることから、同耐圧のダイオードを作製する場合、ドリフト領域の厚さを1/10 にできる。ダイオードのようなパワーデバイスのオン抵抗はドリフト領域の抵抗成分が支配的であり、SiC を基板材料に用いることでオン抵抗の小さい、低損失デバイスを実現することができると期待できる。数多くのSiCポリタイプの中で、現在最もデバイス応用に適していると考えられているのは4H-SiCである。この理由として、電子移動度、禁制帯幅や絶縁破壊電界強度が大きいこと、電気伝導の異方性が小さいこと、ドナーやアクセプタ準位が比較的浅いこと、良質な単結晶ウェハが入手でき、その上に高品質エピタキシャル成長層を形成できることなどが挙げられる。

SiCを電子デバイスに応用するには選択的不純物ドーピングが可能なイオン注入法が重要なプロセスとなる。六方晶SiC(0001)に非晶質化を伴う高濃度イオン注入を行った場合、活性化熱処理後にイオン注入層は欠陥を多く含む立方晶SiC に再結晶化する。これは非晶質層と基板の界面に結晶構造が保存されていないことに起因している。このため、SiC への高濃度イオン注入には基板のポリタイプを保つために、基板を500℃程度に加熱しながら注入を行う昇温注入が用いられている。また、イオン注入法によって作成したpn接合ダイオードでは、活性化熱処理後に残留するイオン注入欠陥により、順方向バイアス特性の劣化や逆方向バイアスリーク電流の増加などの問題がある[2)]。そのため、良好なダイオード特性を得るためには欠陥を除去し得る、より高温な活性加熱処理が必要である。

本研究では、昇温注入を用いた高濃度Alイオン注入及び 1900℃の高温活性化熱処理が可能な電子衝撃アニール装置（EBAS）を用いた 4H-SiC p^+n接合ダイオードを作成し、電気特性の注入濃度依存性及び温度特性について評価した。

2. 使用装置及び評価原理[3), 4)]

2.1.　電子衝撃アニール装置

（EBAS：Electron Bombardment Annealing System）の原理

装置は図 2.1 に示す通り、高真空(10^{-3}Pa以下)に排気された水冷アルミチャンバ内に、ヒーターを内蔵したグラファイト製サセプタ(作動排気で常時 10^{-3}Pa以下に排気)を有している。サセプタ上に試料を置き、真空に排気し、アニール処理を行う。サセプタ内部のフィラメントに電流を流すことで熱電子が放出され、電位差により熱電子が加速され、サセプタ裏面をアタックし、加熱する。また、サセプタにはW-Re熱電対が埋め込まれており、温度をリアルタイムでモニタ出来るようになっている。電流を切ることで、水冷されているサセプタ下部へ熱が吸収され冷却される。サセプタの熱容量を小さくすることで、ウェハ面内の温度を均一性よく、急速加熱・冷却を実現できることを特徴としている。

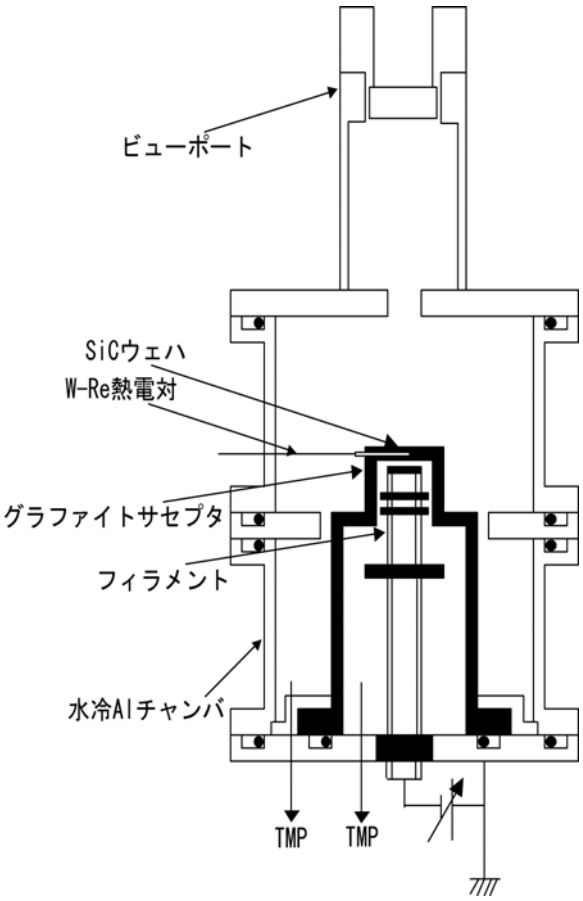


図 2.1. EBAS の断面図

2.2.　ホール効果測定

2.2.1.　Van der Pauw 法

エピタキシャル層のような薄膜状あるいは薄片上の半導体のホール効果を測定するのに適した方法である。例えば半導体が n 形の薄膜ならば、半絶縁性か p 形基板上に形成する。測定すべき試料の伝導系が不明なとき、Van der Pauw 法を含むホール効果で電流、ホール電圧および磁界の方向を考えれば伝導系は明らかになる。もし基板の伝導系と測定すべき半導体薄膜の伝導系が同じであるとわかったときは、基板を上述のように変える必要がある。そのような組み合わせにしないと測定に用いる電流の一部が基板にも流れ、測定誤差の原因になるからである。

Van der Pauw 法は本来任意の形状の試料におけるホール効果測定に考え出されたものである。したがって、理論としては任意の形状の試料に対応できるようになっている。しかし、実際の測定においては測定電圧間があまり不均衡になると誤差を生じやすいので、ある程度均整のとれた形状が好ましく、電極はオーム性のもの 4 個が必要である。図 2.2.1 はホール効果測定で最も適しているクローバー形の試料である。

電極は理論上、試料の端部に形成することになっているが、エピタキシャル層のような薄膜では端面に形成することが困難であり、また端面ではオーム性が不完全になりやすいので、実際には端部に近い表面上に形成することになる。試料の大きさに対して電極の大きさが充分小さければ誤差は小さい。

ホール効果の測定に用いる磁石は、通常数キロガウスの磁界を発生するものである。

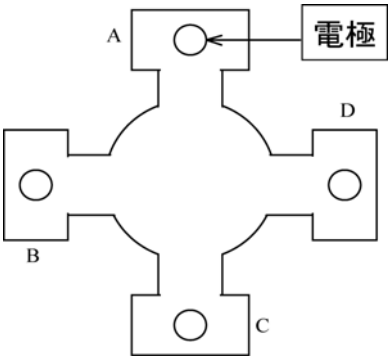


図 2.2.1　Van der Pauw 法に用いる試料

・測定の手順

電極の配置は図 2.2.1 に示したようになっている。

まず電荷を配置しないで、電極AB間に電流I_{AB}を流し、電極CD間の電圧V_{CD}を測定する。このとき抵抗$R_{AB,CD}$を次のように定義する。

$$R_{AB,CD} = \frac{V_{CD}}{I_{AB}} \tag{2.2.1}$$

次に、電極BC間に電流I_{BC}を流し、電極DA間の電圧V_{DA}を測定する。上と同様に抵抗$R_{BC,DA}$を定義する。

$$R_{BC,DA} = \frac{V_{DA}}{I_{BC}} \tag{2.2.2}$$

これらを用いると試料の抵抗率 ρ は、以下のようになる。

$$\rho = \frac{\pi \cdot t}{\ln 2} \frac{\left(R_{AB,CD} + R_{BC,DA}\right)}{2} f\left(\frac{R_{AB,CD}}{R_{BC,DA}}\right) \tag{2.2.3}$$

ただし、eは電子の電荷、tはエピタキシャル層の厚さである。fはエピタキシャル層や試料の形状、電極の位置などから生じる不均一性を補正するための係数で、$R_{AB,CD}$及び$R_{BC,DA}$の次のような関数である。

$$\frac{R_{AB,CD} - R_{BC,DA}}{R_{AB,CD} + R_{BC,DA}} = f \arccos h\left\{\frac{\exp(\ln 2 / f)}{2}\right\} \tag{2.2.4}$$

$$R_{AB,CD} > R_{BC,DA}$$

2.2.2.　ホール効果測定

半導体の電気特性を正確に求めるためには、ホール効果測定が基本的かつ実用的な方法である。図 2.2.2(a)の様にx方向に向かう均一な磁界H_zの中に直方体(長さl、幅w、高さh)のn型半導体試料を置き、電流I_xを左から右に流すと、電荷(－e)をもった電子が半導体中を右から左へと流れる。ここで簡単のために、電子の無秩序な熱運動を無視し、電子はすべて平均ドリフト速度v_xで流れるものとする。この速度v_xで磁界H_z中を運動する電子(電荷－e)が受けるローレンツ力F_yは

$$F_y = \left(\frac{-e}{c}(-v_x)H_z \right) \tag{2.2.5}$$

ここでcは光速である。このy方向への電子の運動により、磁界がなければ平均して左から右に流れるはずの電子の経路がy方向に曲げられ、瞬時に試料内に分極が生じる。この分極によってできた逆電界E_yによる電子の流れμE_yが、ローレンツ力による流れ$\mu(e/c)v_xH_s$を打ち消すようになり、やがて定常状態に達する。これがホール効果(Hall effect)である。ここでμ_Hは、ホール効果に現われる移動度であり、ホール移動度とよび、μとは区別する。このとき

$$\mu_H \left(\frac{-e}{c}(-v_x)H_s \right) + \mu(-eE_y) = 0$$

$$\mu_H \left(\frac{-e}{c}(-v_x)H_s \right) + \mu\left(-e\frac{V_H}{w} \right) = 0 \tag{2.2.6}$$

ここでV_Hは、y方向に発生した電圧で、ホール電圧とよぶ。このような定常状態での電子の経路は、平均すると再びy方向を向き、試料が十分に強いn型で、電流に対する正孔の寄与を無視しうるとすると

$$I_x = n(-e)(-v_x)hw \tag{2.2.7}$$

としてよい。ここで n は電子のキャリア密度である。式(2.2.6)、式(2.2.7)より

$$V_H = \frac{\mu_H}{\mu}\frac{I_xH_s}{cn(-e)h} = \frac{I_xH_s}{ch}R_H \tag{2.2.8}$$

となる。ここでR_Hは

$$R_H = \frac{\mu_H}{\mu}\frac{1}{n(-e)} \tag{2.2.9}$$

であり、ホール係数(Hall coefficient)とよばれる。ホール電圧の大きさが実用単位 V で表されるように式(2.3.8)の右辺を 300 倍すると

$$V_H = \frac{10^{-8}R_HI_xH_s}{h} \tag{2.2.10}$$

を得る。

半導体がn型でなくp型であれば、電流は主として左から右に流れる正孔によって運ばれ、－eをe、－v_xをv_xにすれば良く、この場合ホール電圧は正となり、ホール係数も正となる。従って、ホール電圧が正か負かであるかによって、キャリアの種類、すなわちn型かp型かを正確に知ることができる。今簡単のために$\mu_H=\mu$とすると

$$R_H = \frac{1}{n(-e)} \tag{2.2.11}$$

となるから、R_Hからキャリア濃度nを求めることができる。

$$n = \frac{1}{(-e)R_H} \tag{2.2.12}$$

また、

$$\sigma = n(-e)\mu \tag{2.2.13}$$

であるから、式(2.2.9)、式(2.2.13)より

$$\mu_H = n(-e)\mu R_H = \sigma R_H \tag{2.2.14}$$

となり、抵抗率($\rho=1/\sigma$)の測定と合わせることにより、ホール移動度μ_Hを求めることができる。すなわちホール測定により、キャリアの種類、濃度、及び移動度を知ることができ、抵抗率の測定とともに半導体の最も基本的な測定手段となっている。

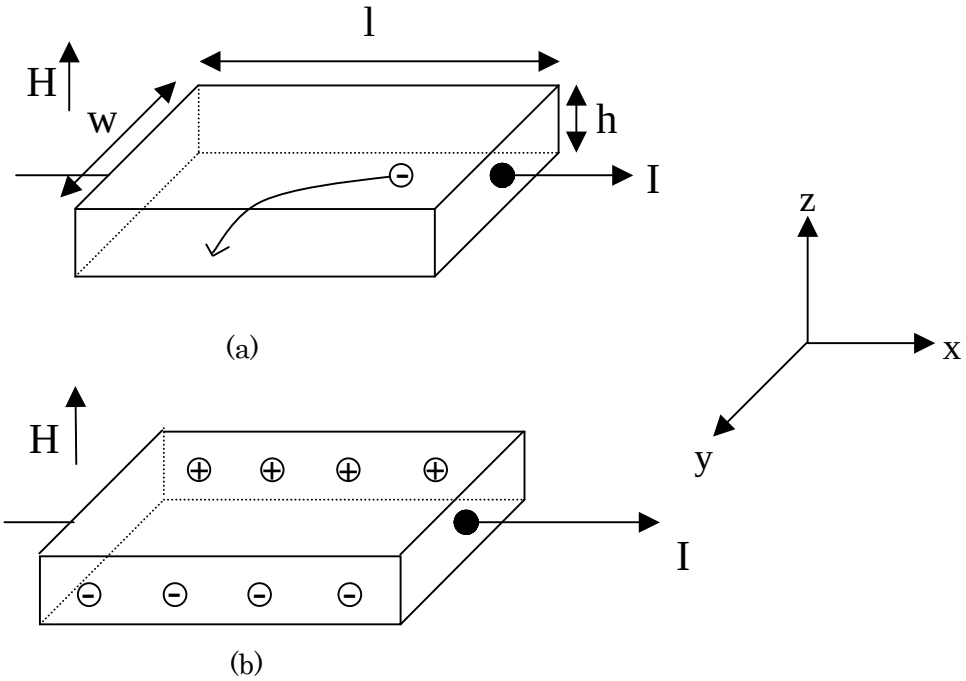


図 2.3.2.　ホール効果

2.3.　TLM 法

TLM 法とはTransmission Line Model の略であり、薄膜状サンプルのコンタクト抵抗を評価するのに用いられる最もポピュラーな方法としてShockleyによって提案された測定法であり、その名の通り電極とその直下の半導体層を図2.3.1に示すような伝送線回路と等価と考えて解析する方法である。伝送線の理論を用いる事により、図2.3.1のコンタクトのx方向の任意の場所における電圧および電流はx＝０での電圧および電流を用いて次式のように表すことできる。

$$
\begin{aligned}
v(x) &= v(0)\cosh\left(\frac{x}{L_t}\right) - i(0)Z\sinh\left(\frac{x}{L_t}\right) \\
i(0) &= i(0)\cosh\left(\frac{x}{L_t}\right) - v(0)Z\sinh\left(\frac{x}{L_t}\right)
\end{aligned}
\tag{2.3.1}
$$

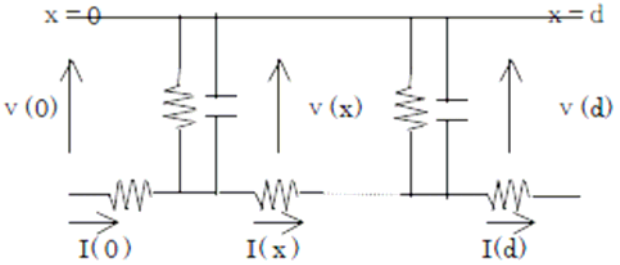


図2.3.1　TLM法の等価回路

上式のZ は伝送線の特性インピーダンス、Lt は伝搬長と呼ばれ、伝送線であるコンタクト部分のx方向の電圧および電流の変化の程度の目安を与える量であり、電流は事実上、電極内のx方向の距離Lt の範囲で流れているとみなすことができる。

そして、TLM の測定はDC 電流を用いて測定を行うので、その場合、上図の等価回路に示したコンデンサは考慮しなくてよいことになる。

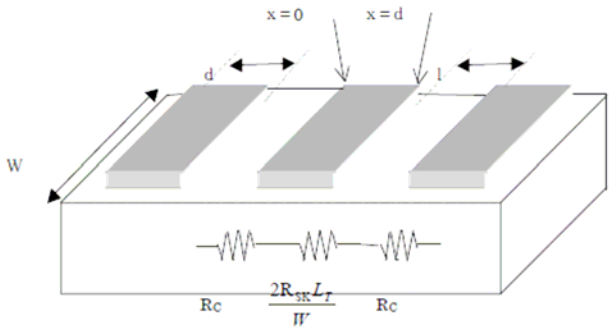


図 2.3.2　TLM 法のために作成した試料

伝搬長Ltについて

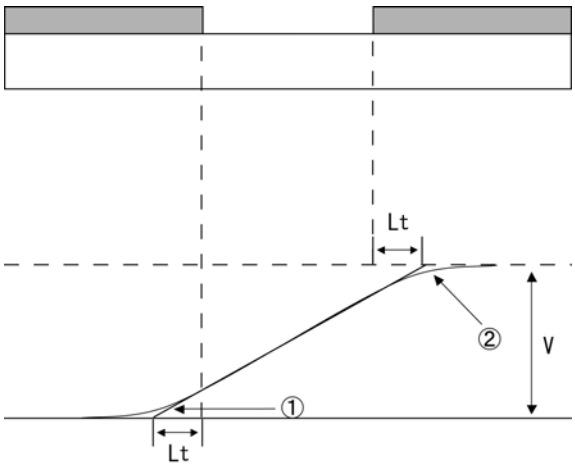


図 2.3.3　伝搬長と電圧の関係

伝搬長は上図に示すように2 つの電極間の電位差を測定するとTLM法では①のような直線の仮定を前提としている。しかし、実際は②のように電極直下では曲線となり、上図に示すようにLt を定義する。この伝搬長Lt の距離だけ金属直下に入り込み金属電極と半導体のコンタクト抵抗に影響を与えている。

半導体のオーミックコンタクトの性能を定量的に示す金属と半導体のコンタクト抵抗（Ωcm）やコンタクト抵抗率 ρ_c（Ωcm^2）を測定するのに用いられる方法としてTransmission Line Model（TLM）が、一般的に用いられていることは先に述べたが、次にその測定法について説明する。

まず、半導体に金属を（幅=W, 長さ＝ｄ）の2 つのコンタクトを距離L だけ離し、距離の異なる電極間のI-V特性を測定し抵抗R を導き出す事により、横軸をL，縦軸を総抵抗R_Tの関数として測定結果の値をグラフにとる事により、図2.3.4 の示すようにR_T軸と直線との交点が２R_C となる。R_TとLの方程式が伝搬長 Lt からコンタクト抵抗ρを導き出すこともできる。Lt は図2.3.4で示されるように電極間距離ごとの総抵抗のプロットから外挿した直線とx軸の交点（R_T＝0）より表される。

通常の金属と半導体の組み合わせでは、R_{SH}＝R_{SK} とみなして良い。

R_{SH}：電極直下以外の半導体層のシート抵抗

R_{SK}：電極直下の半導体層のシート抵抗。

そして、ｄ>> Ｌｔ という条件であれば、$\rho_C = R_{SH} \cdot L_t^2$ が成立する。

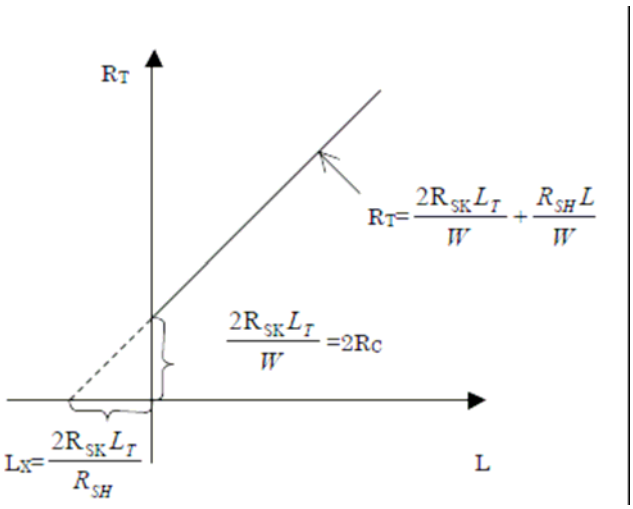


図2.3.4　電極間の距離と抵抗の関係

これらから、定量的にコンタクト抵抗率を導き出すことができる。
２つの電極間における総抵抗は

$$R_T = 2R_C + \left(\frac{R_{SH}L}{W}\right) \tag{2.3.2}$$

R_Cは次のように表される。

$$R_C = \frac{R_{SK}L_t}{W} \tag{2.3.3}$$

$$L_t = \sqrt{\frac{\rho_C}{R_{SK}}} \tag{2.3.4}$$

図2.3.3に示したように金属と半導体との接触抵抗R_Cは、金属電極の下に入り込んでいる（影響を受けている）ために、伝搬長Lt と電極幅W による面積Lt×W に寄与するよって、コンタクト抵抗率ρ_c（Ω-cm²）は 金属と半導体との抵抗R_C に伝搬長Lt と電極幅W による面積Lt×W を掛けたものとして求められる。
よって、

$$\begin{aligned}\rho_C &= R_C \times L_t \times W \\ &= \frac{R_{SK}L_t}{W} \times L_t \times W \\ &= R_{SH} \times L_t^{\,2}\end{aligned} \tag{2.3.5}$$

のように示される。

2.4.　pn ダイオードの評価

図 2.4.1(a)に、一様にドープされたp形およびn形半導体が、接合形成前に空間的に分離されている状態を示す。フェルミ準位E_Fは、p形では価電子帯の近くにあり、n形では伝導帯の近くにある。一方、p形では多数キャリアが正孔、少数キャリアが電子であり、n形ではその逆となっている。

この二つの半導体が結合されるとp-n接合ができる。接合部における大きなキャリアの密度勾配によってキャリアの拡散が起こり、p側からn側に向けて正孔が、n側からp側に向けて電子が拡散する。正孔がp側から離れると、負のアクセプタイオンが接合近傍に残される。同様に、電子がn側から移動すると正のドナーイオンが接合近傍に残される。この時、p形とn形のE_Fは一致する。その結果、接合のp側には負の空間電荷が形成され、n側には正の空間電荷ができる。p側中性領域とn側中性領域の電位差は内蔵電位（V_{bi}）と呼ばれ、式(2.4.1)のように表される。

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \tag{2.4.1}$$

ここで、qは素電荷量、kはボルツマン定数、Tは温度、N_Aはアクセプター濃度、N_Dはドナー濃度、n_iは真性キャリア濃度である。

空間電荷が形成されている領域を空乏層(W)と呼び、式(2.4.2)のように表される。

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q}\left[\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right] V_{bi}} \tag{2.4.2}$$

ここで、ε_sは半導体の誘電率である。

空乏層内は空間電荷によって電界が発生し、その向きは図 2.4.1(b)の上の図に示すように、正電荷側から負電荷側に向いている。この電界によりドリフト電流が発生する。一方、キャリアの濃度勾配による拡散電流の向きはドリフト電流と反対向きとなる。電子、正孔それぞれについて、ドリフト電流と拡散電流は打ち消しあっており、接合面を通過する実効的な電流はゼロとなる。この状態を熱平衡状態という。

p-n 接合に電圧を印加すると、電子と正孔による拡散電流とドリフト電流の均衡が破れる。順方向バイアスでは図 2.4.1(c)に示すように、印加電圧によって空乏領域にある静電ポテンシャルは減少し拡散電流はドリフト電流に比べ大きくなり、p 側から n 側への正孔および n 側から p 側への電子拡散は増大する。

順バイアスVを印加したときに接合を流れる電流密度(J_F)は式(2.4.3)のように表される。

$$J_F = J_0 \exp\left[\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right] \tag{2.4.3}$$

ここで

$$J_0 = q\left(\frac{p_p D_p}{L_p}+\frac{n_n D_n}{L_n}\right)\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \tag{2.4.4}$$

（p_p、n_n 、D_p、,D_n、L_p、L_nはそれぞれp形、n形領域における多数キャリア濃度、拡散定数、拡散長である。）

ただし、キャリアの再結合による電流を考慮した場合J_Fは

$$J_F = J_0 \exp\left[\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right]+J_r \exp\left[\left(\frac{qV}{2kT}\right)-1\right] \tag{2.4.5}$$

となる。ここで

$$J_r = \frac{qW_{eff} n_i}{2\tau} \tag{2.4.6}$$

である。（W_{eff}は空乏層内の接合界面付近に位置する再結合電流が集中的に発生する領域の幅、τ はキャリア寿命。）

一方、逆バイアスでは図 2.4.1(d)に示すように空乏領域にかかる静電ポテンシャルは、印加電圧により増大し、その結果拡散電流が減少して逆方向電流は少なくなる。

逆バイアス-Vにおいて接合を流れる電流密度(J_R)は式(2.4.3)より近似的に次ように表される。

$$J_R = -J_0 \tag{2.4.7}$$

逆バイアスを増加させると、ある電圧を越えると急激に電流が増加する。この限界電圧を逆方向降伏電圧(V_B)と呼び、式(2.4.8)のように表される。

$$V_B = \frac{E_c W_D}{2} = \frac{\varepsilon_s E_c^2}{2q}\left(\frac{N_A+N_D}{N_A N_D}\right) \tag{2.4.8}$$

ここで、Ecは絶縁破壊電界強度、W_Dはドリフト層厚である。

この降伏現象には、なだれ降伏(avalanche break down)とツェナー降伏(Zener break down)二つの機構がある。

なだれ降伏

熱的に励起された電子は電界から運動エネルギーを受け取る。電界強度が十分高ければ電子の運動エネルギーも十分大きくなり、格子原子と衝突して電子-正孔対を発生させる（衝突電離)。新しく発生した電子と正孔は、電界からエネルギーを得て別の電子-正孔対を発生させ、これらの過程が繰り返し起こり急激な電流の増加となる。

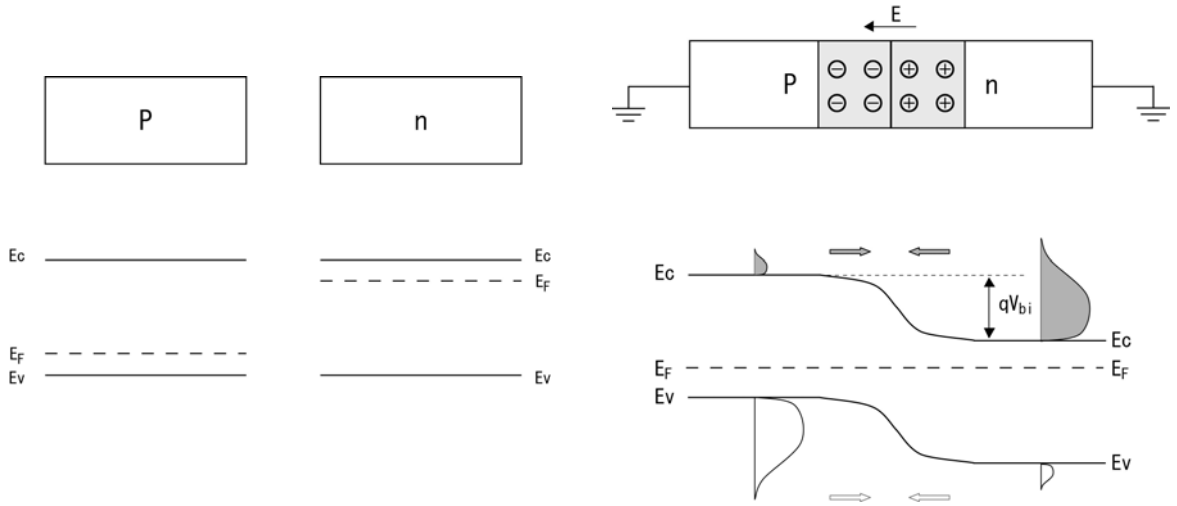
ツェナー降伏

逆方向電界が強くなると空乏層幅が減少し、キャリアが量子力学的なトンネル効果により空乏層を通過することで、電流が流れる。

このようにpn接合ダイオードの電流密度 - 電圧特性は図 2.4.2 に示すような整流性を示す。ダイオードがオン状態での電流密度－電圧特性の傾きはダイオードのアノードからカソードまでの電流の経路における直列抵抗の逆数と考えることができる。この抵抗をオン抵抗(R_{ON})と呼び、式 2.4.9 のように表される。

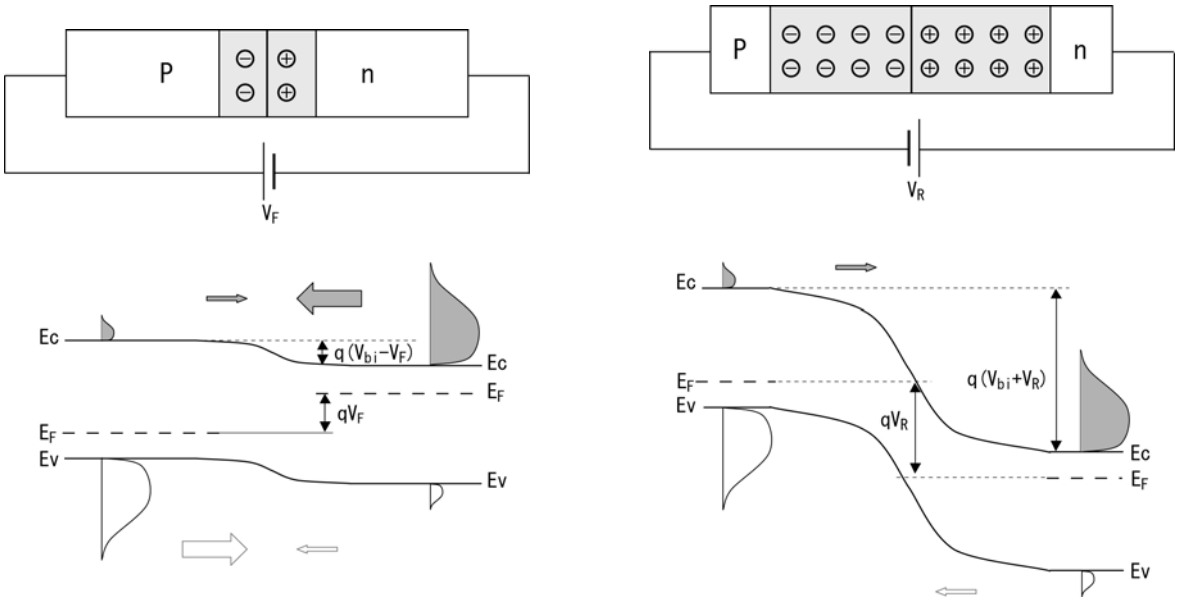
$$R_{ON} = \frac{4V_B^2}{\varepsilon_s \mu E_c^3} \tag{2.4.9}$$

ここで、μ はキャリア移動度である。



(a)　接合前　　(b)　熱平衡状態

図 2.4.1(a) (b) pn 接合の接合前、熱平衡状態におけるエネルギーバンド図



(c)　順バイアス　　(d)　逆バイアス

図 2.4.1(c) (d) pn 接合の各種バイアス条件におけるエネルギーバンド図

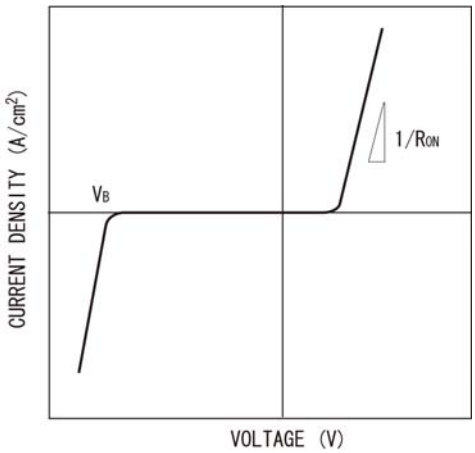


図 2.4.2　pn ダイオードの電流密度－電圧特性

3.　実験結果および考察

3.1.　実験条件

試料基板には 4H-SiC(0001)n型エピタキシャル基板（N_D = 1 x 10^{16} /cm^3、厚さ：5μm、オフ角：4°）を用いた。P^+層の形成にはAlイオンを基板温度 500°C、注入層の厚さを 350nm、不純物濃度が 1 x 10^{20} /cm^3（Sample A）、3 x 10^{20} /cm^3（Sample B）、6 x 10^{20} /cm^3（Sample C）となるよう多段注入（エネルギー：30～170keV）を行った。総注入量はそれぞれ 2.4 x 10^{15} /cm^3、7.2 x 10^{15} /cm^3、1.4 x 10^{16} /cm^{3}であった。図 3.1 にはSRIM（The Stopping and Range of Ions in Matter）シミュレーション[5)]によるイオン注入されたAlの深さ分布の計算結果を示す。活性化熱処理は電子衝撃アニール装置（EBAS）を用い、真空中で 1900 °C において 1 分間行った。ダイオードは、CF_4+Arの混合ガスを用いたドライエッチングにより厚さ約 1 μm、直径 100μmの円形メサ構造に加工した。その後、1150 °Cにおいて 90 分間の熱酸化を行い、10nmのSiO_2膜を形成してメサ構造側面のpn接合界面を保護した。イオン注入層へのオーミック電極は、Ti/Al（20/100nm）をAr雰囲気中で 900 °Cにおいて 3 分間の熱処理を行うことで形成した。裏面電極にはAl（150nm）を用いた。p^+n接合ダイオードの断面構造を図 3.2 に示す。活性化熱処理後の表面モフォロジーの評価には原子間力顕微鏡（AFM）観察、イオン注入層の電気特性の評価にはホール効果測定及びTLM測定、ダイオードの電気特性の評価にはI-V測定を行った。なお、AFM観察によって求めた表面荒さは二乗平均平方根（RMS）で表した。

表 3.1　イオン注入条件

イオン種	注入温度	注入エネルギー (keV)	注入量 (/cm^2)	総注入量 (/cm^2)
Al	500 ℃	30	2.00×10^{14} ～ 1.20×10^{15}	2.40×10^{15} ～1.44×10^{16}
		60	4.10×10^{14} ～ 2.46×10^{15}	
		100	4.60×10^{14} ～ 2.76×10^{15}	
		170	1.33×10^{15} ～ 7.98×10^{15}	

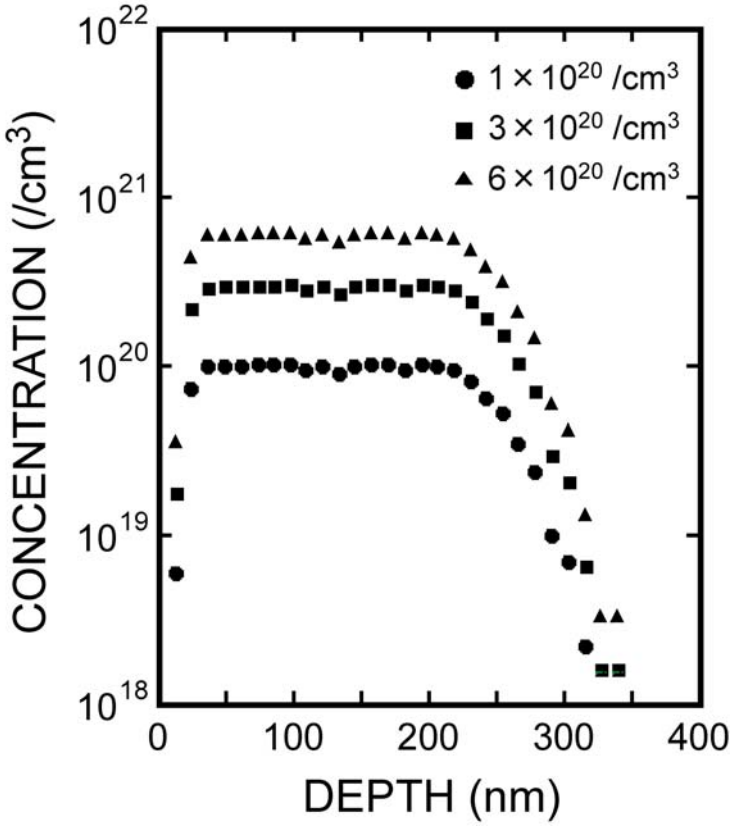


図 3.1.　SRIM シミュレーション

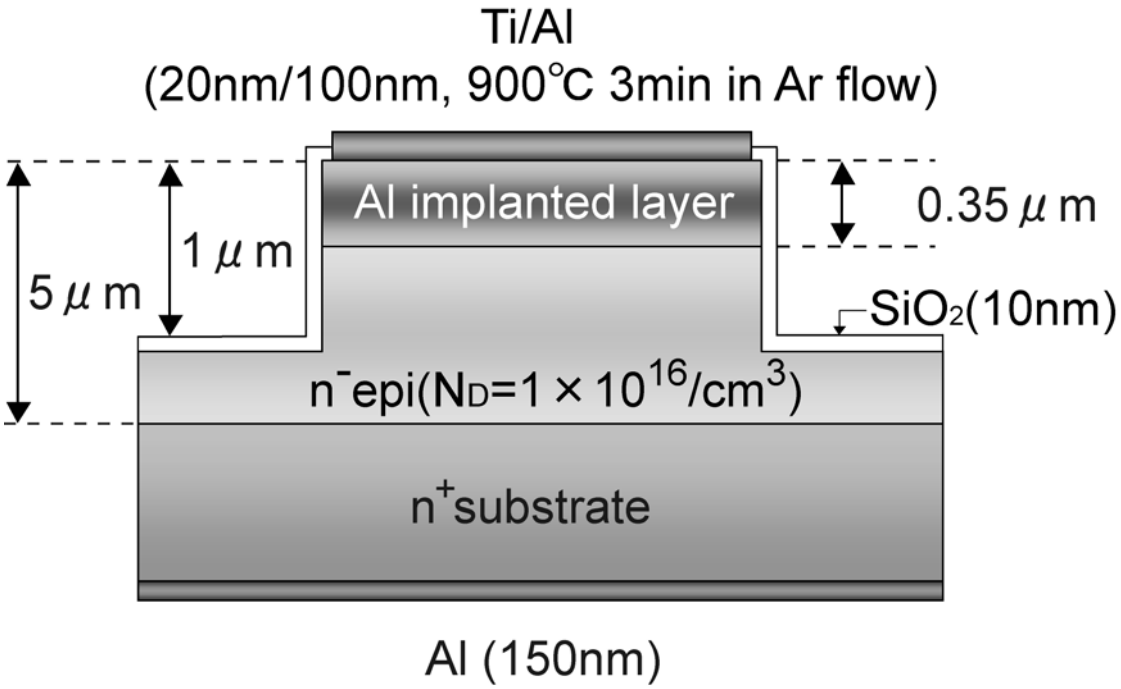


図 3.2.　ダイオードの断面図

3.2.　実験結果及び考察

図 3.3 にAlイオン注入直後（3 x 10^{20}/cm^3）の試料とその後 1900 °Cにおいて 1 分間の活性加熱処理後を行った各注入試料表面のAFM観察画像を示す。Alイオン注入直後の表面荒さは、0.1 nm程度であり非常に平坦な表面であった。また、注入後に活性化熱処理を行った試料の表面荒さは 0.5 nm程度であった。イオン注入後の活性化熱処理にEBASを用いたことによって、SiCの問題点であったステップバンチングなどの表面荒れが抑制できている[6)]。

表 3.2 にSample A, B, 及びCから得られた室温における電気特性を示す。Sample Aでは、キャリア濃度は 4.5 x 10^{13} /cm^2、シート抵抗は 11.8kΩ/sq.であった。最も濃度の高いSample Cでは、キャリア濃度は 8.1 x 10^{14} /cm^2、シート抵抗は 2.6kΩ/sq.であった。Al不純物がよりイオン化していることを示唆している。また、不純物の活性化率は 5%程度であった。

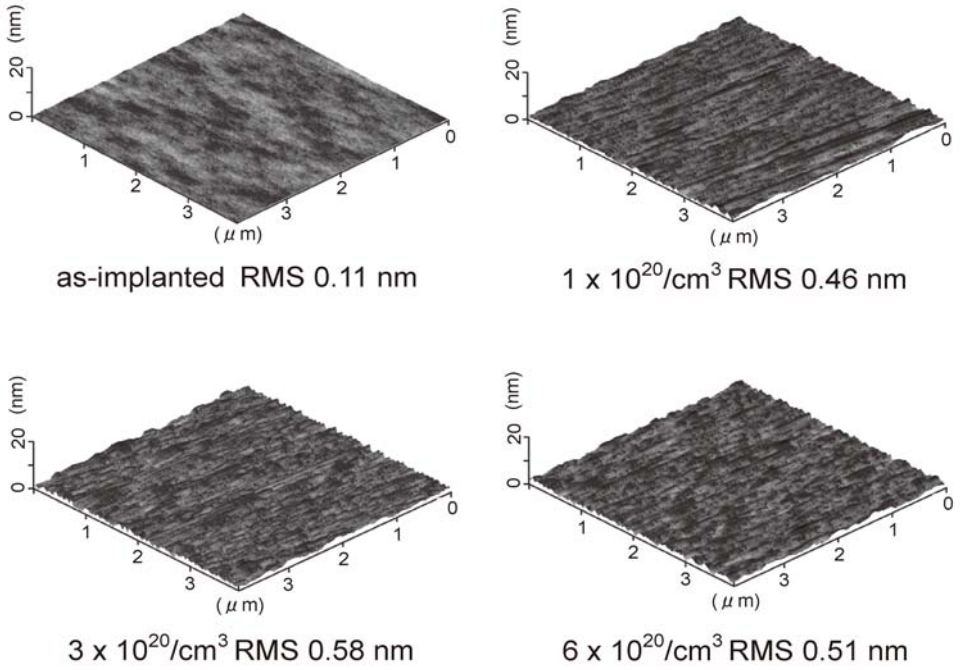


図 3.3.　注入直後及び活性化熱処理後の AFM 画像

表 3.2.　活性化熱処理後の注入層の電気特性

Sample	シート抵抗 (kΩ/sq.)	シートキャリア濃度 (/cm^2)	移動度 (cm^2/Vs)
A	11.8	4.5 x 10^{13}	11.7
B	4.2	3.5 x 10^{14}	4.3
C	2.6	8.1 x 10^{14}	3.0

図3.4に1 x 10^{20}～6 x 10^{20} /cm^{3}のAl注入を行った各ダイオードのI-V特性及び温度依存性を示す。閾値電圧以下で再結合電流成分（理想係数n～2）及び拡散電流成分（n～1）が観測され、良好なダイオード特性を得ている。Sample Cでは、150°Cまで試料温度が増加すると低電圧側でわずかにリーク電流が確認されるが、EBASを用いた1900^{o}Cの高温活性化熱処理がイオン注入欠陥を除去するために効果的であることがわかった[7]。

図 3.5 に各ダイオードの電流密度J=1A/cm^{2}時における印加電圧のアクセプタ濃度依存性を示す。J=1A/cm^{2}時の各キャリア濃度における理想的な印加電圧の変化量を算出すると、アクセプタ濃度の増加と共に増加するが、作製したダイオードではアクセプタ濃度が増加しても印加電圧にほとんど差は見られなく、それぞれ同等な値を示した。しかし、グラフ中の矢印で示した算出値と実験値の差は、アクセプタ濃度の増加に伴うバンドギャップナローイングの変化量とよく一致している[8]。このことから、p$^+$n接合ダイオードにおいて閾値電圧以下の印加電圧をイオン注入によって制御するのは困難であると考えられる。

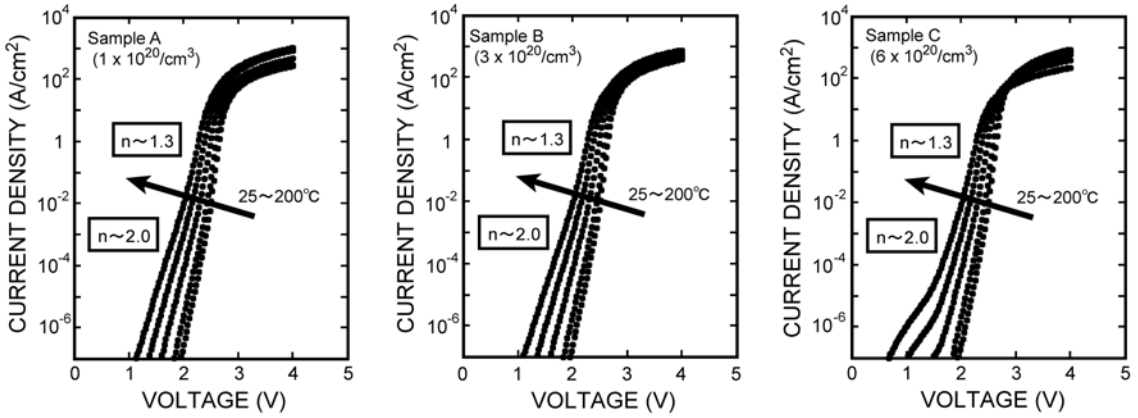


図 3.4.　作製したダイオードの I-V 特性及び温度依存性

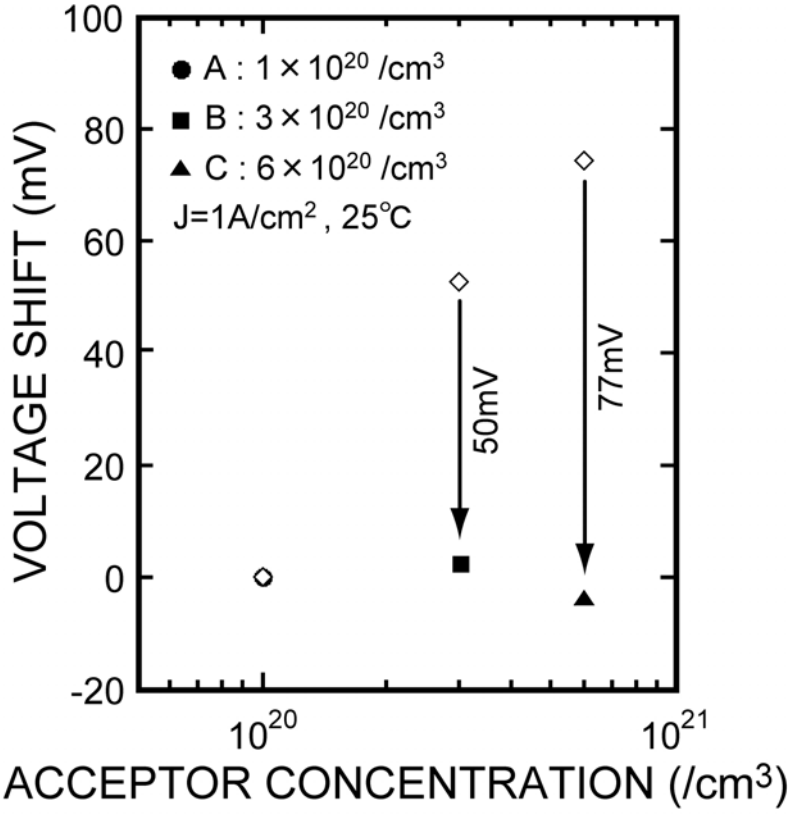


図 3.5　作製したダイオードにおける印加電圧のアクセプタ濃度依存性

表 3.3　アクセプタ濃度に対するバンドギャップナローイング

Sample	Al concentration (/cm^3)	Bandgap narrowing (meV)	⊿Eg (meV)
A	1 x 10^{20}	125	−
B	3 x 10^{20}	175	50
C	6 x 10^{20}	215	90

図 3.6 に各ダイオードにおけるオン抵抗（Ron@100A/cm^{2}時）の温度依存性を示す。Sample Aでは、動作温度を増加と共に、オン抵抗が 4.5mΩcm^2（室温）から 2.2mΩcm^2（200°C）に減少し、負の温度係数を示した。一方、Sample C ではオン抵抗が 1.8mΩcm^{2}から 6.7mΩcm^{2}に増加し、正の温度係数を示した。

図 7 にAlイオン注入層のシート抵抗の温度依存性を、図 8 に未注入の基板（n$^-$epi / n$^+$sub）における抵抗の温度依存性を示す。25～200 ^{o}Cに試料温度を増加させると、Sample Aのシート抵抗は 11.8kΩ/sq.から 2.5kΩ/sq.まで減少した。Sample Cでも同様に、シート抵抗は 2.6kΩ/sq.から 0.9kΩ/sq.まで減少し、どちらも負の温度係数を示した。SiCにおけるAl不純物の準位が約 0.2eVと深いことに起因して、温度増加と共にキャリアが増加しているからと示唆される。一方、基板抵抗では、正の温度係数を示した。Sample Aのオン抵抗は、シート抵抗の温度特性と同様な傾向であるが、高温下では基板抵抗よりも抵抗が減少している。これは試料温度増加と共に少数キャリアのライフタイムが増加し、拡散長が増加することで伝導度変調がより効果的に働き、ダイオードの動作抵抗を下げているためであると考えられる[9]。また、高温下でのSample Bや、Sample C のオン抵抗が正の温度特性を示すのは、注入量を増加に伴い小数キャリアが減少することで伝導度変調の効果が弱くなり、温度増加に伴う電子の移動度の減少による基板の抵抗の増加が支配的になったと考えられる[10]。

図 9 にSample CのI-V特性を示す。25～150 ^{o}Cの範囲において 2.9V時に約 80A/cm^{2}であった。Sample Cでは、オン抵抗が正の温度係数を示すことから、温度に依存しない動作点が存在した。

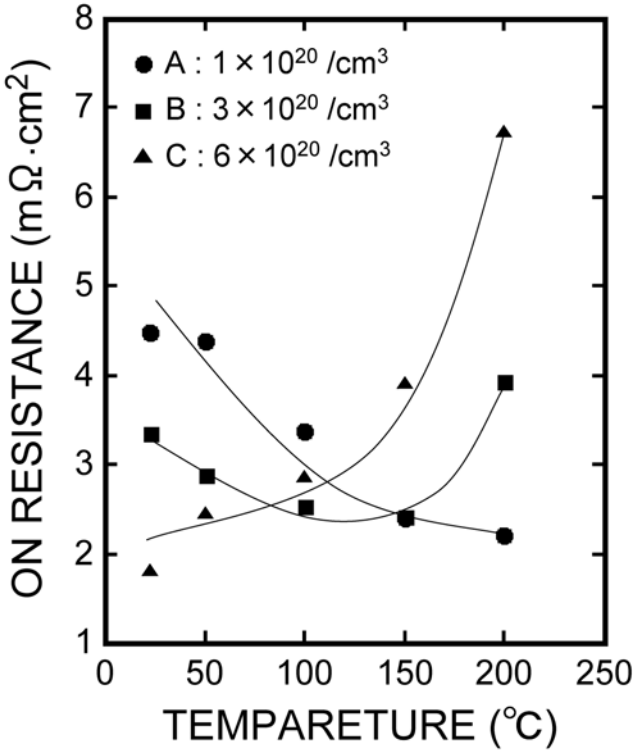


図 3.6　作製したダイオードにおけるオン抵抗の温度依存性

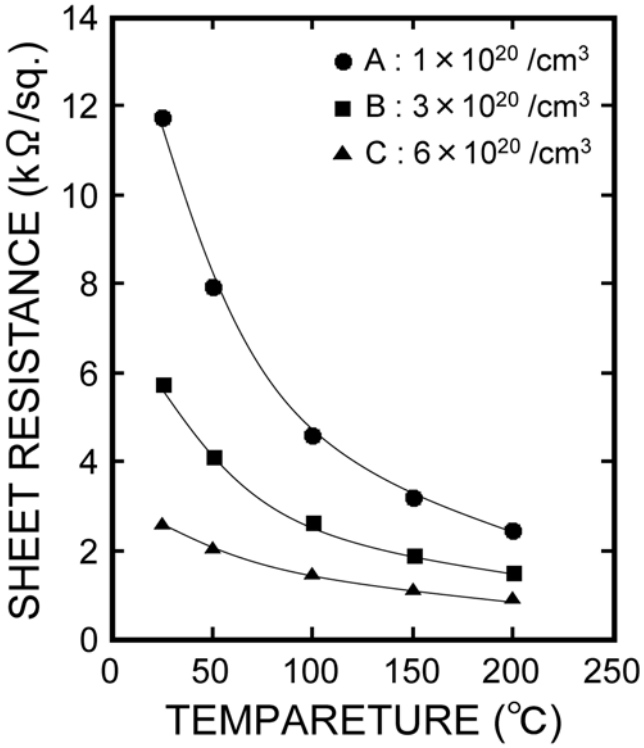


図 3.7　注入層におけるシート抵抗の温度依存性

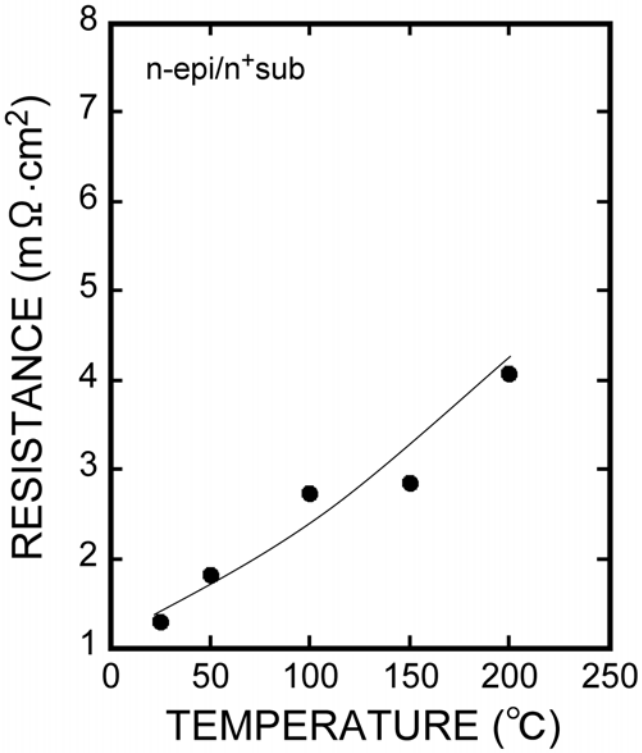


図 3.8　基板抵抗の温度依存性

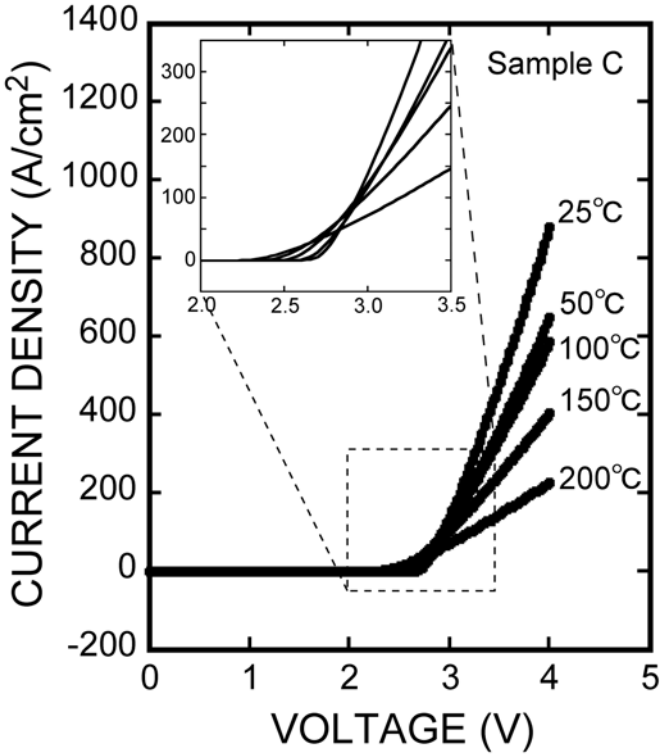


図 3.9　Sample C の I-V 特性及び温度依存性

4. 結論

本研究では、Alイオン注入によって形成した 4H-SiC p^+n接合ダイオードにおいて電気特性の注入濃度依存性及び温度依存性を評価した。これらの結果から以下の結論が得られた。

- 高濃度注入によるバンドギャップナローイングがp^+n接合ダイオードの印加電圧に影響を与える。

- Alイオンを 6×10^{20} /cm^{3}となるように注入して作成したダイオードでは、オン抵抗が正の温度係数を示した。これより、25～150 ^{o}Cの範囲において 2.9V で約 80A/cm^{2}となる温度に依存しない動作点が存在した。

謝辞

本研究を進めるにあたりご指導下さった法政大学イオンビーム工学研究所佐藤政孝教授に感謝いたします。試料の活性化熱処理を行うにあたり、ご協力下さったキヤノンアネルバ株式会社柴垣真果氏、土井浩志氏に感謝いたします。また、本研究に対してご協力下さった佐藤政孝研究室の地主岳史氏、杉本尚丈氏、矢部智久氏に感謝いたします。最後に、本研究を遂行するにあたって、研究に対する理解と、惜しみない協力をいただいた私の家族に感謝いたします。

参考文献

1）半導体 SiC 技術と応用　松波弘之編著　日刊工業新聞社（2003）

2）N. Keskar, K. Shenai and P. Neudeck, Mater. Sci. Forum, **338-342** (2000), p. 1351.

3）半導体評価技術　河東田隆編著　産業図書（1989）

4）半導体デバイス　S. M. Sze　産業図書（2001）

5）J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, *THE STOPPING AND RANGE OF IONS IN SOLIDS*, Pergamon Press, (1985)

6) M. Shibagaki, M. Sato, Y. Kurematsu, K. Numajiri, F. Watamabe, S. Haga, K. Miura, T. Suzuki and S. Miyagawa, Mater. Sci. Forum, **527-529**(2006), p.807.

7）M. Satoh, S. Miyagawa, T. Kudoh, A. Egami, K. Numajiri and M. Shibagaki, Proceeding of ICSCRM2007 , in press.

8）U. Lindefelt, J. Appl. Phys. **Vol. 84** (1998), p.2628.

9) Yuuki Negoro, Nao Miyamoto, Tsunenobu Kimoto, and Hiroyuki Matsunami, IEEE Trans. **ED-49** (2002), p.1505.

10) Keiko Fujihira, Santoshi Tamura, Tsunenobu Kimoto, and Hiroyuki Matsunami, IEEE Trans. **ED-49** (2002), p.150.

学会発表リスト

(1) Alイオン注入により形成した 4H-SiC p^+n接合ダイオードの温度特性
永田翔平、鬼塚賢一郎、菊田博之、佐藤政孝
2007 年　SiC 及び関連ワイドギャップ半導体研究会　第 16 回講演会

(2) Al イオン注入により形成した 4H-SiC pn 接合ダイオードの温度特性
永田翔平、鬼塚賢一郎、菊田博之、佐藤政孝
2007 年　第 26 回法政大学イオンビーム工学研究所シンポジウム

(3) Doping Level Dependence of Electrical Properties for p^+n 4H-SiC Diode Formed by Al Ion Implantation
M. Satoh, S. Nagata, T. Nakamura, H. Doi, M. Shibagaki
7th European Conference on Silicon Carbide and Related Materials 2008

(4) Alイオン注入 4H-SiC p^+n接合ダイオードにおける
電気特性の注入濃度依存性
永田翔平、佐藤政孝、土井浩志、柴垣真果
2008 年　SiC 及び関連ワイドギャップ半導体研究会　第 17 回講演会

(5) Alイオン注入 4H-SiC p^+n接合ダイオードにおける
電気特性の注入濃度依存性
永田翔平、佐藤政孝、土井浩志、柴垣真果
2008 年　第 25 回法政大学イオンビーム工学研究所シンポジウム