

1. MOCVD 法による格子整合系
InAlN/AlGaN 構造の成長と特性評価

第1章 序論

1.1 はじめに

情報化社会の構築には、半導体技術を中心としたエレクトロニクスの発展が必要不可欠な下支え、及び大きな推進力となってきた。この半導体技術は Si 半導体を用いた集積回路や様々な電子デバイスをベースとした情報・通信技術である。しかし、Si は万能ではなく、その物性上の制約から、発光デバイスやさらに超高速の電子デバイスを実現可能な半導体が必要とされた。この期待に応え Si エレクトロニクスの狭間を埋めるものとして GaAs に代表される化合物半導体技術が急速に進展し、高速大容量の光通信を中心とした光エレクトロニクスの発展により、今日の高度情報化社会を築き上げた。

ワイドギャップ半導体は、その物性の優れた特徴から近未来の超高速大容量情報通信、省エネルギー、環境調和など、様々な面で、人々の期待に応えられる材料であり、現代社会の抱える様々な問題を克服するうえで大きな役割を果たし得る材料である。

化合物半導体の中でも特に注目されているのが GaN を代表とする III 族窒化物半導体である。GaN は室温においてウルツ鉱構造を形成し、直接遷移型半導体であり、大きな禁制帯幅を持ち可視から紫外域にわたる発光が可能であることから発光ダイオード(Light Emitting Diode : LED)の材料として利用されている。また、高い絶縁破壊電界、大きな飽和電子速度、比較的高い電子移動度を有することから、高温動作が可能な高耐圧・高周波の電子デバイスの材料としても優れている。更に AlGaIn との間に大きなバンド不連続を有する良好なヘテロ構造を形成し、大きなキャリア濃度をもった二次元電子ガスを比較的容易に形成できることから、次世代高周波・高出力デバイスとして実用化が進められている高電子移動度トランジスタ(High Electron Mobility Transistor : HEMT)に応用される。

化合物半導体は、その物性と優れた特徴から超高速大容量情報通信、省エネルギー、環境調和などさまざまな面で、人々の大きな期待に応えられる材料であり、現代社会の抱えるさまざまな問題を克服する上で大きな役割を果たし得る材料であろう。

1.2 III族窒化物半導体

III族窒化物半導体とは、III族元素であるB、Ga、Al、InなどとV族元素であるNを用いた化合物半導体である。これらのうち、Ga、Al、Inを用いたIII族窒化物半導体材料はウルツ鉱構造を形成したとき、直接遷移型のバンド構造を持つ。また、混晶とすることでバンドギャップを0.6~6.2eVの間で変化させる事が可能で、可視光ほぼ全域と真空紫外までの範囲にわたる波長をカバーできる。これらの理由から発光・受光デバイスの材料として非常に有望視されている。

このように優れた光学的特性を持つことに加えて、III族窒化物半導体は物理的・化学的に安定しており、AlNやGaNは熱伝導率が高い（表1.1参照）ために通常の半導体デバイスと比べてより過酷な条件下での動作が可能である。さらに、AlN、GaN系のIII族窒化物半導体は原料にAsなどの有害な物質を含まないため、安全性の面でも他の化合物半導体よりも優れていると言える。ここで、ウルツ鉱構造のAlN、GaN、InNおよび比較としてSi、GaAsの物性値を表に示す。

表 1.1 III族窒化物半導体と Si、GaAs の物性値

	結晶構造	禁制帯幅 [eV]	格子定数 [Å]	熱膨張係数 [1/K]	熱伝導率 [W/mK]
AlN	ウルツ鉱構造	6.2	a = 3.11	4.2×10^{-6}	285
		(300K)	c = 4.98	5.3×10^{-6}	(300K)
GaN	ウルツ鉱構造	3.4	a = 3.18	5.59×10^{-6}	130~200
		(300K)	c = 5.17	3.17×10^{-6}	(300K)
InN	ウルツ鉱構造	0.6~0.7	a = 3.53	—	—
		(300K)	c = 5.69		
Si	ダイヤモンド構造	1.1	a = 5.43	2.4×10^{-6}	150
		(300K)			(300K)
GaAs	閃亜鉛鉱構造	1.4	a = 5.65	6×10^{-6}	54
		(300K)			(300K)

1.3 GaN の結晶成長

1.3.1 基板材料

GaN のエピタキシャル成長における最大の問題は、他の半導体とは違い格子定数や熱膨張係数が類似した結晶基板材料がないことである。また、GaN は融点がとても高く、その温度下での窒素の平衡蒸気圧も極めて高いため、バルク結晶を得ることが困難である。そこで、後に示す主な基板材料の中で、Sapphire(α - Al_2O_3)が熱膨張係数や格子定数、GaN 成長雰囲気温度における安定性等を考慮に入れると最も基板材料として適しているとして広く用いられてきた。しかし、Sapphire に代わる基板材料への要望も少なくはない。そこで他の基板材料を考慮してみると、SiC は耐熱性も高く格子定数も GaN と似通っていて物性面ではとても望ましい基板材料であるが、高価であり品質もまだまだ十分ではないため実用化という点を考えると難しい。一方、Si は比較的良好な耐熱性を備え、放熱性という点においても Sapphire より 3 倍近い値を有している。また、これまでの長年の技術の蓄積により安価で高品質な大口径基板が容易に手に入る。そこで Si を GaN 半導体の成長基板として利用しようと考えことは自然である。

GaN の成長に用いる Si 基板の面方位としては(111)面が選ばれる。GaN の高温安定相は六方晶であり、Si の場合(111)面を使用することで正六角形状の格子面が得られるためである。Sapphire 及び Si の格子不整合率 Δa はそれぞれ次式を用いて求めることができる。

$$\Delta a_{\text{Sapphire}} = \frac{\sqrt{3}a_{\text{GaN}} - a_{\text{Sapphire}}}{a_{\text{Sapphire}}} \quad (1.1)$$

$$\Delta a_{\text{Si}} = \frac{a_{\text{GaN}} - a_{\text{Si}}/\sqrt{2}}{a_{\text{Si}}/\sqrt{2}} \quad (1.2)$$

上式よりそれぞれの格子不整合率 Δa を求めると、それぞれ、 $\Delta a_{\text{Sapphire}}=16.1\%$ 、 $\Delta a_{\text{Si}}=17.0\%$ となる。このことから、Sapphire 基板上に成長させた GaN、Si 基板上

に成長させた GaN のどちらにも多くの欠陥が発生することになる。表 1.2 に主な基板材料の熱的物性定数を示す。

表 1.2 基板材料の熱的物性定数

	結晶構造	格子定数 [Å]	熱膨張係数 [1/K]	融点 [°C]	熱伝導率 [W/cm · K]
Si	ダイヤモンド構造	$a = 5.431$	2.4×10^{-6}	1688	1.5
GaAs	閃亜鉛鉱構造	$a = 5.653$	6.0×10^{-6}	1238	0.54
Sapphire	コランダム構造	$a = 3.476$ $c = 12.99$	7.5×10^{-6} 8.5×10^{-6}	2288	0.46
6H-SiC	ウルツ鉱構造	$a = 3.037$ $c = 15.08$	4.2×10^{-6} 4.7×10^{-6}	2700	4.9
ZnO	ウルツ鉱構造	$a = 3.250$ $c = 5.206$	6.8×10^{-6}	1975	—

また、熱膨張係数不整合率を求めてみると、GaN の a 軸熱膨張係数が 5.59×10^{-6} /K を基準として考えると、Si と GaN では 2.2 倍であり、Sapphire と GaN では 1.3 倍であるので、Si と GaN の不整合率の方が大きいことがわかる。また、Sapphire 基板上 GaN では Sapphire の熱膨張係数が GaN の熱膨張係数よりも大きいことから、高温で行う結晶成長後、温度を常温まで下げた際に、圧縮応力が加わる。これに対し、Si 基板上 GaN では Si の熱膨張係数が GaN の熱膨張係数よりも小さいことから、温度を常温まで下げた際に引っ張り応力が加わる。図 1.2 にそれぞれの応力の様子を示す。

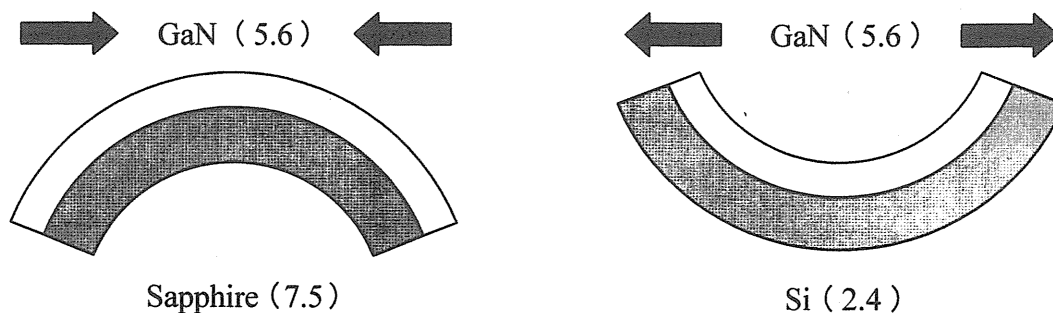


図 1.2 反りと応力(括弧内は熱膨張係数 $[\times 10^{-6}/K]$)

上記理由により Si 基板上 GaN にはクラックが発生しやすく転位も多い。クラックや転位といった結晶欠陥はデバイス特性に大きな影響を及ぼすため、基板成長を改善する研究が各所でなされている。

1.3.2 エピタキシャル成長法

GaN 等の III 族窒化物半導体は融点が高く、融点での窒素の平衡蒸気圧が高いため、チョクラルスキー法などの融液からのバルク結晶の成長は極めて難しい。このため、溶液や気相状態の III、V 族原料を反応させて結晶を適切な基板上にエピタキシャル成長させることによって単結晶を得る。本研究室では、「有機金属化学気相成長法(MOCVD 法)」を用いて GaN の結晶成長を行っている。

・有機金属化学気相成長法(Metal Organic Chemical Vapor Deposition)

MOCVD 法は、大きな III-V 比を必要とするが、成長速度が数 $\mu\text{m}/\text{hour}$ と膜圧制御に適しており、1970 年代後半から広く行われるようになった。しかし、基板とする Sapphire と GaN との間に大きな格子定数差及び熱膨張係数差があるため、1980 年代前半まではマクロな欠陥(クラック、ピット等)やマイクロな欠陥(残留キャリア、深い準位)の多い結晶しか得られなかった。

・低温堆積緩衝層技術

1986 年、AlN 緩衝層(AlN buffer layer)堆積技術により、結晶品質や表面平坦性の他、電気的特性、光学的特性、その他すべての特性が従来と比べて飛躍的に向上した GaN が得られるようになった。この方法の特徴は、GaN 成長直前にエピタキシャル温度よりもかなり低い温度で数 10 nm 程度の AlN 層を堆積することである。

最適条件の AlN 層は、多数の微小成長核と非晶質層から構成され、膜厚に最適値がある。この緩衝層は GaN 成長初期過程において発生する成長核密度を高め、核から島状へと成長する過程で横方向成長及び GaN 島同士の一体化を促進しピットのない平坦な膜成長を可能にしていることが明らかにされた。この緩衝層の効果は AlN の代わりに低温堆積 GaN 緩衝層でも確認されている。

1.4 GaN 系 HEMT(高電子移動度トランジスタ)

ワイドバンドギャップ半導体である III 族窒化物材料は、高い絶縁破壊電界と飽和電子速度を有することから高周波・高出力の次世代パワーデバイス材料として期待されている。特に、AlGaN/GaN のような混晶を用いてヘテロ構造を形成すると、結晶の対照性が低いことに起因する自発分極と、ひずみに起因するピエゾ電気分極により、高濃度の 2 次元電子ガス (2DEG) をヘテロ界面に蓄積できることから、2DEG を有効に利用した電子デバイスである HEMT が注目されている。

近年、このような AlGaN/GaN ヘテロ構造に加えて、次世代の窒化物系電子デバイス構造として幾つかの構造が提案されている。チャンネル層である GaN 層に代えて AlGaN 混晶チャンネルを用いた構造は、絶縁破壊電界が GaN チャンネル構造に比べ数倍以上も高くできることや優れた高温特性を持つことから、次世代のハイパワーデバイス用構造としての研究が始まっている。また、AlGaN 障壁層に代えて InAlN 混晶を用いた InAlN/GaN ヘテロ構造は、GaN に格子整合する近傍の混晶組成において、AlGaN/GaN 構造の 2 倍以上という高濃度の 2DEG を生成することから、大電流・低抵抗の電子デバイスとして期待されており、研究が進められている。

1.5 本研究の目的

今回、我々は、AlGaN チャンネル層を用いることによる高耐圧特性と、InAlN 障壁層を用いることによる高濃度 2DEG 生成という特長を併せ持つと期待できる InAlN/AlGaN ヘテロ構造の実現とデバイスへの応用可能性を探ることを目的として研究に取りくむこととした。

第 2 章 HEMT 構造とその動作原理

2.1 はじめに

高電子移動度トランジスタ、通称 HEMT は変調(選択)ドーピングヘテロ構造を用いた電界効果トランジスタ(Field Effect Transistor : FET)である。AlGaIn/GaN HEMT は電子が走行する結晶領域(i-GaN 層)と電子を供給する結晶領域(n-AlGaIn)とをヘテロ構造によって空間的に分離し、電子がドナー不純物によって散乱されるのを減少させることにより、電子移動度を増大させ、電子の高速性を向上させたトランジスタである。HEMT は室温でも動作するが、比較的手軽に実現できる液体窒素温度(77[K])に冷却するとデバイス特性が格段に向上する。FET 動作を実現する電流チャネルの形成は、AlGaIn 層に添加されたドナー不純物より供給された電子が GaN 層方向へ移動し、AlGaIn と GaN との接合界面近傍に蓄積するという物理現象に基づいている。HEMT 構造の成長には原子レベルで微細な成長制御が可能な MOCVD 法や MBE 法が広く用いられている。

この章では AlGaIn/GaN ヘテロ構造を例にとって HEMT の構造と動作原理を示す。

2.2 HEMT 構造

HEMT は超高速トランジスタであり FET の一種であるが、従来の MESFET デバイスのデバイス構造とは全く異なっている。MESFET では通常、気相エピタキシャル成長法により、半絶縁性基板上に n 型活性層を成長させるか、イオン注入法等によって半絶縁性基板に直接 n 型活性層を形成する。そして、その表面に電流の出し入れを行うためのオーミック接触からなるソース・ドレイン電極と、ショットキー接触からなるゲート電極が形成されている。制御原理としては、ゲート電圧によりゲート直下の電子空乏層の暑さを変化させ、ソース・ドレイン間電流を制御して動作する。一方、HEMT では、半絶縁性基板

2.3 HEMT 動作原理

HEMT 動作は、チャンネル層である 2DEG の電子濃度を制御することによって行われる。ショットキー接触からなるゲート電極へのバイアス電圧 V_G を変化させることによって、後に示す図 2-3 に見られるヘテロ界面のフェルミ準位下に位置する三角ポテンシャル部の面積を変える。これにより、2DEG の濃度を変化させることができる。ゲート電圧 V_G が試料固有の閾値 V_{th} を越えると 2DEG が誘起され、この時、ソース・ドレイン電極間に電圧が印加されていれば電流が流れる。ゲート電圧 V_G を変化させることで、2次元チャンネルの電気伝導度を制御することになり、FET 動作が実現できる。

HEMT の基本的な電気特性を説明するため、簡単な近似を用いてドレイン電流 - 電圧特性を以下に導出した。

ゲートのソース端を、ソースからドレイン方向の向きを x 軸とした原点($x=0$)にとると、ドレイン電流 I_D は次式のように表すことができる。

$$I_D = -q\mu_n W_G n_s(x) \frac{dV(x)}{dx} \quad (2.1)$$

ここで q は電子電荷であり、 μ_n は電子移動度、 W_G はゲート幅、 $n_s(x)$ 単位面積当たりの電子密度、 $V(x)$ はチャンネルポテンシャルである。HEMT の基本動作においては、電子供給層 (AlGaIn) 中での荷電状態の変化がないと仮定すると、いわゆる電荷中性条件が成立する。すなわち、

$$\Delta Q_G + \Delta Q_s = 0 \quad (2.2)$$

ΔQ_G はゲート電極上の誘起電荷量、 $\Delta Q_s (=q\Delta n_s)$ はチャンネルにおける誘起電荷量である。

図 2-3 にゲート活性領域のエネルギーバンド図を示す。図 2-3(a) 及び図 2-3(b) はそれぞれ熱平衡状態およびフラットバンド状態を表している。

て高くなる。この 2DEG の厚さは極めて薄く、接合面の垂直方向には運動の自由度はない。従って、HEMT 動作にとって、AlGa_xN/GaN の接合界面近傍の結晶性の良否は、極めて重要な問題となる。このため、HEMT の結晶成長には原子レベルでの成長制御が可能な MOCVD 法や MBE 法が用いられている。図 2-2 に AlGa_xN/GaN HEMT ヘテロ構造のバンド図を示す。

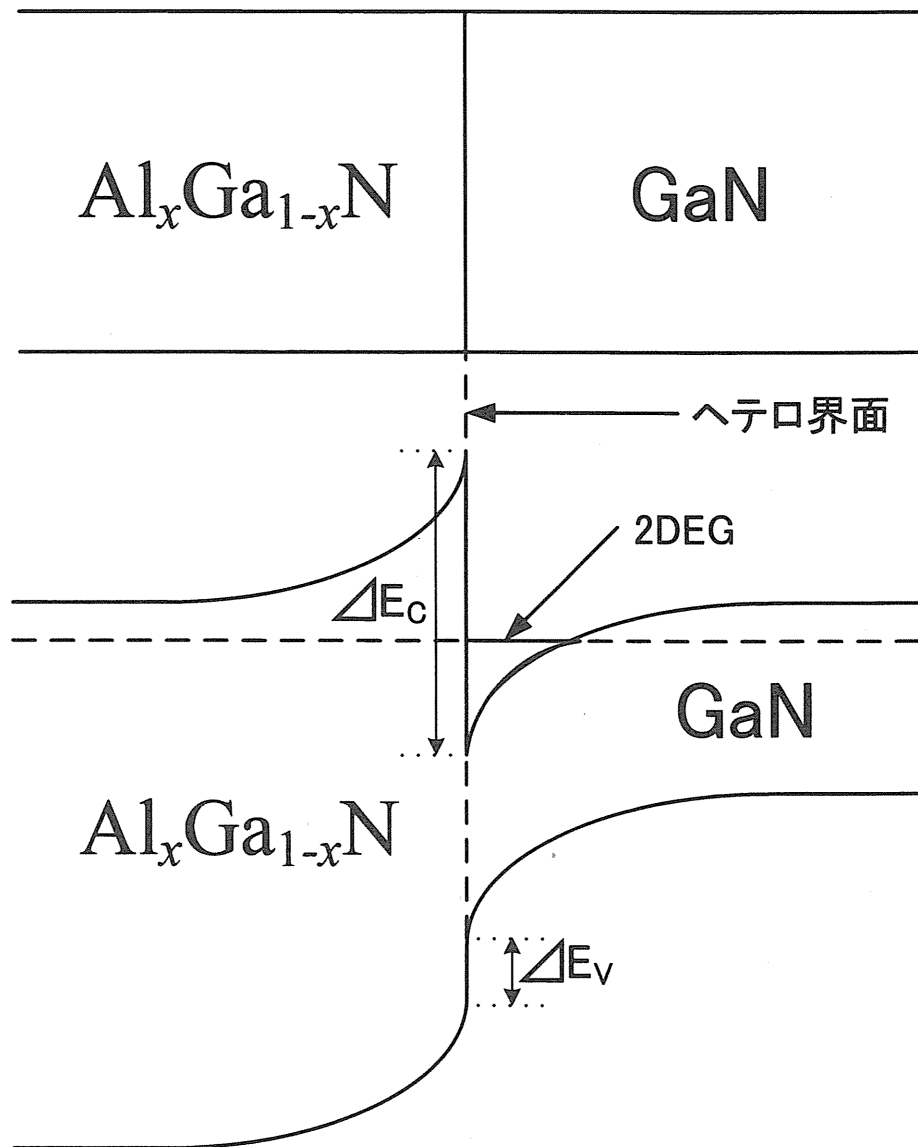


図 2-2. AlGa_xN/GaN HEMT ヘテロ構造のエネルギーバンド図

2.3 HEMT 動作原理

HEMT 動作は、チャンネル層である 2DEG の電子濃度を制御することによって行われる。ショットキー接触からなるゲート電極へのバイアス電圧 V_G を変化させることによって、後に示す図 2-3 に見られるヘテロ界面のフェルミ準位下に位置する三角ポテンシャル部の面積を変える。これにより、2DEG の濃度を変化させることができる。ゲート電圧 V_G が試料固有の閾値 V_{th} を越えると 2DEG が誘起され、この時、ソース・ドレイン電極間に電圧が印加されていれば電流が流れる。ゲート電圧 V_G を変化させることで、2次元チャンネルの電気伝導度を制御することになり、FET 動作が実現できる。

HEMT の基本的な電気特性を説明するため、簡単な近似を用いてドレイン電流 - 電圧特性を以下に導出した。

ゲートのソース端を、ソースからドレイン方向の向きを x 軸とした原点($x=0$)にとると、ドレイン電流 I_D は次式のように表すことができる。

$$I_D = -q\mu_n W_G n_s(x) \frac{dV(x)}{dx} \quad (2.1)$$

ここで q は電子電荷であり、 μ_n は電子移動度、 W_G はゲート幅、 $n_s(x)$ は単位面積当たりの電子密度、 $V(x)$ はチャンネルポテンシャルである。HEMT の基本動作においては、電子供給層 (AlGaIn) 中での荷電状態の変化がないと仮定すると、いわゆる電荷中性条件が成立する。すなわち、

$$\Delta Q_G + \Delta Q_s = 0 \quad (2.2)$$

ΔQ_G はゲート電極上の誘起電荷量、 $\Delta Q_s (=q\Delta n_s)$ はチャンネルにおける誘起電荷量である。

図 2-3 にゲート活性領域のエネルギーバンド図を示す。図 2-3(a) 及び図 2-3(b) はそれぞれ熱平衡状態およびフラットバンド状態を表している。

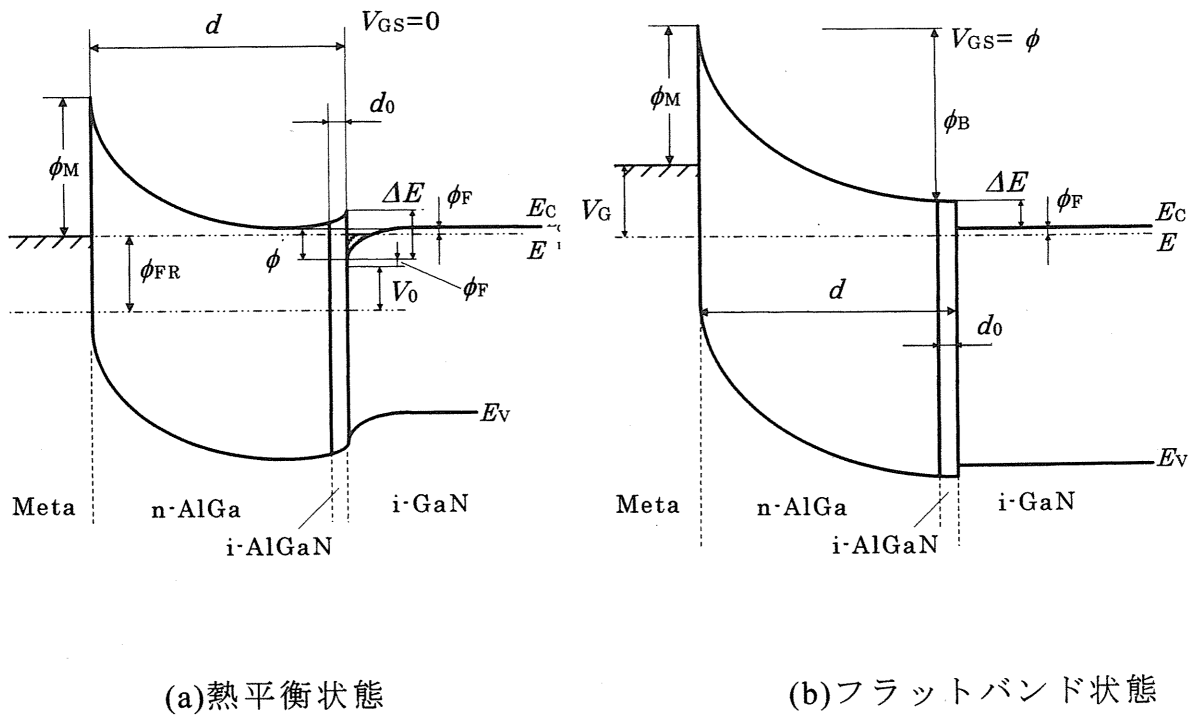


図 2-3. 熱平衡状態及びフラットバンド状態におけるエネルギーバンド図

図 2-3 (b)において、チャネルに対してゲート電極に電圧($V_{GS} - \phi_{FB}$)を印加すると、ゲート電極とチャネル間に V_0 と GaN 表面ポテンシャル ϕ_s に分配される。従って、

$$V_{GS} - \phi_{FB} = V_0 + \phi_s \quad (2.3)$$

ϕ_{FB} はフラットバンド・ポテンシャルであり、 $V_{GS} = \phi_{FB}$ のとき $Q_s = 0$ である。図 2-3 (b)において、擬フェルミレベルが半導体中で一定であると仮定して、

$$\phi_{FB} = \phi_M - (\Delta E_C + \phi_F + \phi_B) \quad (2.4)$$

ここで ϕ_M はゲート電極金属と AlGaIn 間のバリアの高さであり、 ΔE_C は、

AlGaN と GaN との伝導帯のバンドオフセット、 ϕ_F は GaN 中のフェルミレベル、 ϕ_B はフラットバンド状態での AlGaN のショットキー障壁高さである。 ϕ_B は次式で与えられる。

$$\phi_B = \frac{q N_D (d - d_0)^2}{2 \epsilon_{S1}} \quad (2.5)$$

N_D は AlGaN 層中のドナー濃度、 d および d_0 は n 型およびアンドープ AlGaN 層の厚さ、 ϵ_{S1} は AlGaN の誘電率である。この時、半導体界面に誘起される電子電荷は、

$$Q_s = -\frac{\epsilon_{S1} V_0}{d} \quad (2.6)$$

であるので、式(2.3)を式(2.6)に代入して次式を得る。

$$Q_s = -\frac{\epsilon_{S1}}{d} (V_{GS} - V(x) - \phi_{SS} - \phi_{FB}) \quad (2.7)$$

ϕ_{SS} は $x=0$ での GaN の表面ポテンシャルである。 $\phi_{SS} + V(x)$ はチャネルの点における表面ポテンシャルである。 ϕ_{SS} は次の式のように書ける。

$$\phi_{SS} = \phi_s + \phi_F \quad (2.8)$$

ここで ϕ_s は表面ポテンシャルである (GaN 表面における伝導帯底のエネルギーを基準とした)。式(2.4), (2.8)を式(2.7)に代入して、

$$Q_s = -\frac{\epsilon_{S1}}{d} (V_{GS} - V(x) - \phi_s - \phi_M + \Delta E_C + \phi_B) \quad (2.9)$$

式(2.6)において ϕ_s は n_s の関数(従って V_G の関数)であるが、HEMT の動作状態では n_s は 10^{12} cm^{-2} 程度であり、 ϕ_s は約 0.15 V 以上であり、式(2.9)の他の項に比べて小さく、 ϕ_s を無視する。したがって式(2.9)は

$$Q_S = -\frac{\epsilon_{S1}}{d}(V_{GS} - V(x) - V_{th}) \quad (2.10)$$

ただし、

$$V_{th} = \phi_M - \phi_B - \Delta E_C \quad (2.11)$$

次に、式(2.10)を式(2.1)に代入し、 $V(0)=0$ 及び $V(L_G)=V_{DS}$ を境界条件として $x=0$ から $x=L_G$ まで積分すると、ドレイン電流は次のように求められる。

$$\int_{x=0}^{L_G} I_D dx = \int_{V=0}^{V(L_G)} \mu_n W_G \frac{\epsilon_{S1}}{d} (V_{GS} - V(x) - V_{th}) dV(x) \quad (2.12)$$

$$I_D = \frac{\mu_n W_G \epsilon_{S1}}{L_G d} \left\{ (V_{GS} - V_{th}) V_{DS} - \frac{1}{2} V_{DS}^2 \right\} \quad (2.13)$$

グラジュアルチャネル近似によると、 I_D はピンチオフ電圧 V_{DS}' において飽和する。したがって、飽和ドレイン電流 I_D は次のようになる。

$$I_D = \frac{\mu_n W_G \epsilon_{S1}}{2L_G d} (V_{GS} - V_{th})^2 \quad (2.14)$$

ドレイン電流が飽和する理由として、上記のピンチオフの他にドリフト速度の飽和によるものもある。ドリフト速度飽和効果はゲート長短縮に伴って顕著になり、また低温での 2DEG 層の移動度は比較的低い電界強度では電界強度増大と共に低くなる。従って、ドリフト速度飽和効果を考慮して、ドレイン電流－電圧を導出することも重要となる。

次に、HEMT のゲート容量特性を考える。2DEG 層内の全電荷量 Q_S [cm^{-2}]は、

$$Q_S = W_G \int_0^{L_G} qn_S dx = W_G \int_0^{V_{DS}} qn_S \frac{dx}{dV} dV \quad (2.15)$$

となり、式(2.1)より、

$$\frac{dx}{dV} = -\frac{q\mu_n W_G n_S}{I_D} \quad (2.16)$$

となるので、式(2.16)を式(2.15)へ代入して、

$$Q_S = -\frac{\mu_n W_G^2}{I_D} \int_0^{V_{DS}} (V_{GS} - V_{th} - V_{(x)})^2 dV \quad (2.17)$$

C_0 は、単位面積当たりのゲート AlGaGaN の容量であり、 $C_0 = \epsilon_{Si}/d$ である。式(2.17)より、

$$Q_S = \frac{C_0^2 \mu_n W_G^2}{3I_D} \{(V_{GS} - V_{th} - V_{DS})^3 - (V_{GS} - V_{th})^3\} \quad (2.18)$$

線形動作領域を考えると、 I_D は式(2.10)で与えられるので、この式を(2.18)に代入して、

$$Q_S = \frac{C_0 W_G L_G \{(V_{GS} - V_{th} - V_{DS})^3 - (V_{GS} - V_{th})^3\}}{3\{(V_{GS} - V_{th})V_{DS} - V_{DS}^2/2\}} \quad (2.19)$$

小信号ゲート容量 C_{GS} は次式(2.20)で定義される。従って、 C_{GS} は式(2.21)となる。

$$C_{GS} = \frac{\partial Q_G}{\partial V_{GS}} = -\frac{\partial Q_S}{\partial V_{GS}} \quad (2.20)$$

$$C_{GS} = C_0 W_G L_G \left\{ 1 - \frac{1}{12 \left\{ (V_{GS} - V_{th}) / V_{DS} - 1/2 \right\}^2} \right\} \quad (2.21)$$

図 2-4 に規格化したゲート容量 $C_{GS}/C_0 W_G L_G$ を $(V_{GS} - V_{th})/V_{DS}$ に対してプロットしたものを示す。ドレイン電流が飽和するドレイン電圧 ($V_{DS} = V_{GS} - V_{th}$) において、ゲート容量はゲート AlGaIn による全容量の 2/3 にまで減少することが分かる。

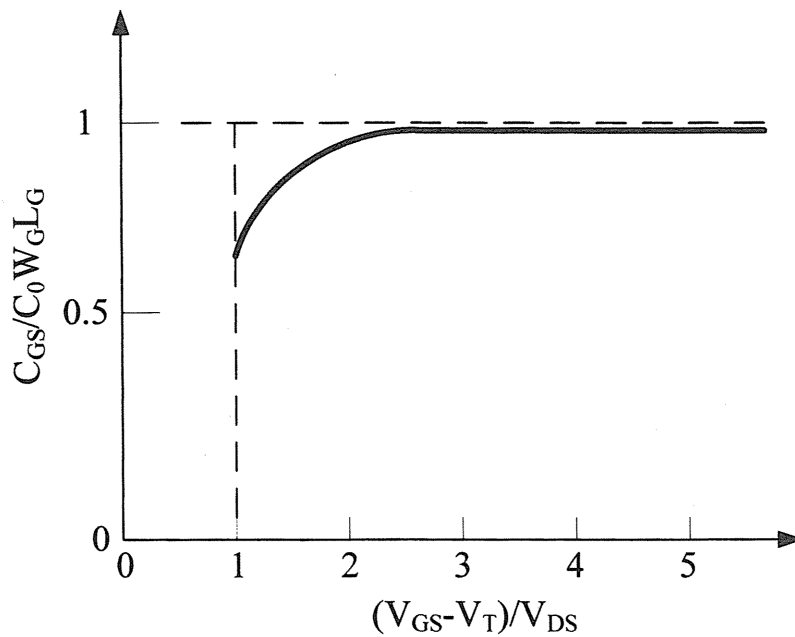


図 2-4 線形動作領域におけるゲート容量のドレイン電圧依存性

2.4 AlGaIn/GaN HEMT

AlGaIn/GaN HEMT が従来の III - V 族半導体 HEMT と異なる主要な点を以下に示す。

- GaN の禁制帯幅(エネルギーギャップ)が 3.39 [eV] と大きいため、絶縁破壊電界も 3.3×10^6 [V/cm] という高い値を有するので、大きな耐圧を得ることができる。
- 上記の同理由より動作温度を高くすることができる。
- 電子飽和速度が 2.5×10^7 [cm/s] と大きい。

- ・ ヘテロ界面に分極電荷が存在するため、AlGa_N層に n 型不純物をドーピングしなくても AlGa_N/Ga_N ヘテロ界面に 2DEG を誘起できる。
- ・ 2DEG 濃度は $10^{19}[\text{cm}^{-3}]$ という大きな値を有し、AlGaAs/GaAs HEMT に比べても大きな値である。
- ・ ドレイン電圧を高くしていくと、ドレイン電流が減少するという、いわゆる電流コラプスが存在するため、高耐圧・高電流密度に見合った大きなマイクロ波出力が得られない。

以下に 2DEG の生成に関する概要及び、ソース・ドレインの電極として用いるオーミック電極並びにゲートの電極として用いるショットキー電極との違いについて述べる。

2.5 分極による 2DEG の生成

AlGa_N/Ga_N ヘテロ接合に存在する分極には、結晶の対照性が低いことに起因する自発分極 P_{SP} と、ひずみに起因する piezo 電気分極 P_{PE} の 2 つが存在する。この分極により AlGa_N 障壁層に n 型不純物をドーピングしなくても、AlGa_N/Ga_N ヘテロ界面に 2DEG が誘起される。図 2-5 は分極電荷の計算結果であり、両分極の寄与はほぼ同じだが、自発分極による電荷のほうが少し大きい。また、分極電荷は Al 組成とともに増大する。実験的には 2DEG 濃度として、 $10^{19}[\text{cm}^{-3}]$ と AlGaAs/GaAs ヘテロ接合に比べて大きく、計算結果にはほぼ等しい値が得られている。

なお、正負の分極電荷は互いに打ち消しあうから、2DEG が生成されるためには、電荷中性条件を考えると、正の電荷がどこかに存在しなければならない。AlGa_N 障壁層をアンドープとした場合には、AlGa_N 表面に欠陥などに起因する正の表面電荷があると考えられている。障壁層が n-AlGa_N の場合には AlGa_N 中にイオン化ドナーが存在するので、2DEG 濃度が低い場合には必ずしも AlGa_N 表面に正の表面電荷は必要ないが、アンドープの場合と成長方法が同じであれば、同様に正の表面電荷が存在すると考えるのは自然かもしれない。ただし、結晶成長時のフェルミ準位の位置により結晶表面に形成される結晶欠陥の種類、濃度が異なる。また、フェルミ準位効果の存在も考えられ、実験的な

検証が必要である。

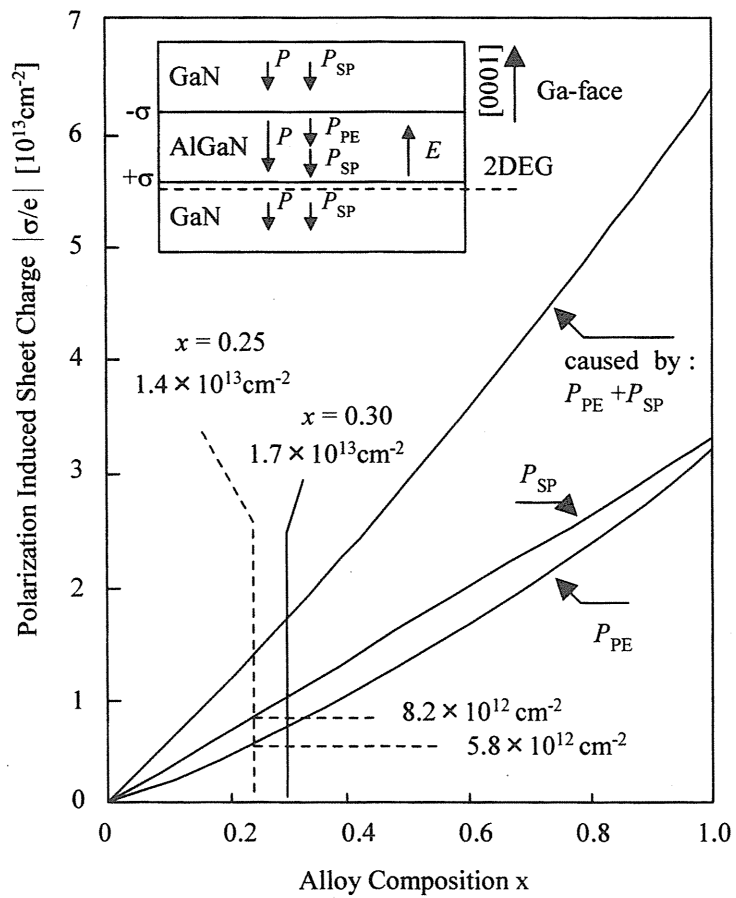


図 2-5. AlGaIn/GaN 界面に誘起される分極電荷の Al 組成依存表

第 3 章 評価法

3.1 はじめに

本章では、今回行った実験の評価法とその原理について述べる。本研究では、主に X 線回折測定、C-V 測定、ホール効果測定を用いて実験を行った。

3.2 X 線回折 (X Ray Diffraction : XRD)

X 線による結晶評価法には、回折法、散乱法、及び分光法がある。蛍光 X 線による分析技術を除き、ほとんどが構造解析であり、さまざまな材料に利用されている。半導体に対しては、バルク結晶の格子定数やエピタキシャル結晶の格子整合や格子変形、機械的損傷による結晶の乱れ、結晶欠陥などが主な評価対象となる。

X 線法に必要な装置は、X 線発生装置、ゴニオメータ、検出器からなる。さらに、角度精度やエネルギー分解能の高い測定を行うためには、分光結晶を使い、入射 X 線の平行性や単色性を向上させる必要がある。

線源には、加速電子の制動輻射によりターゲット金属から発生する特性 X 線が利用される。したがって、一般的には利用可能な X 線波長は表 3.1 に示す通り離散的である。本研究では、ターゲット金属として Cu を用いている。また、線質（単色性）は特性線の自然幅で決まる。強度（線量）は通常ターゲットへの照射電流で表され、数 mA～数 100 mA と装置により幅がある。

結晶中では原子の集団が周期的に配列して空間格子を形成しており、その間隔は数 Å 程度である。波長がそれと同程度かそれ以下の X 線が結晶に入射すると、結晶を構成している各原子からの散乱 X 線が互いに干渉し、結晶からある特定の方向に強い X 線が出る回折現象を示す。

表 3.1 特性 X 線の波長

	波 長 [Å]		
	K α_1	K α_2	K β
Cr	2.2935	2.2896	2.0848
Fe	1.9399	1.9360	1.7565
Co	1.7927	1.7989	1.6208
Cu	1.5405	1.5443	1.3922
Mo	0.7235	0.7093	0.6323
Ag	0.5638	0.5594	0.7970
W	0.2188	0.2090	0.1844

図 3.1 のように、波長 λ の X 線が格子面に対して角度 θ で入射した場合、反射角と入射角が等しければ各散乱の位相がそろい、波が互いに干渉して強め合う。(鏡面反射)

次に、異なった格子面により鏡面反射を受けた波の干渉について考える。異なった格子面による散乱は、隣り合う面からの散乱の光路差 $2d\sin\theta$ が波長の整数倍 $n\lambda$ に等しいとすると

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (3.1)$$

となり、位相が揃った波は強め合い回折が生じる。これをブラッグの条件と呼び、 d は格子面間隔、 λ は X 線波長であり、 θ をブラッグ角または回折角、 n を反射の次数という。ブラッグ回折の様子を図 3.5 に示す。

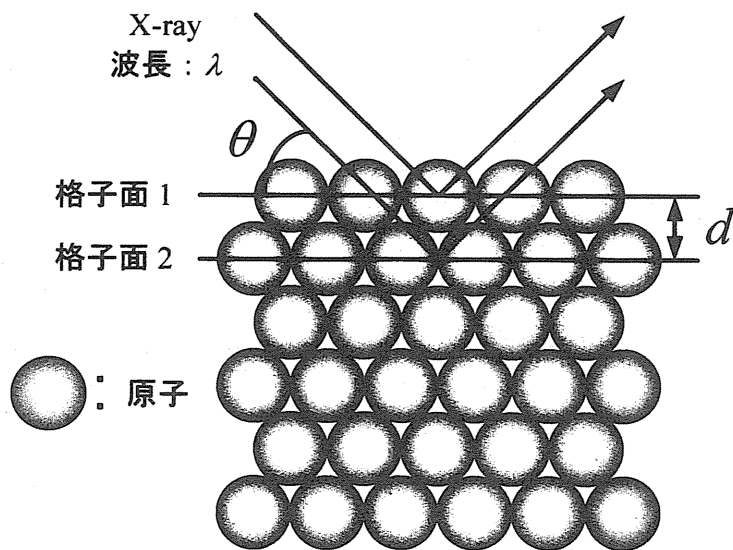


図 3.1 ブラッグの回折図

式(3.5)の両辺を微分すると、

$$\Delta\lambda = 2\Delta d \sin\theta + 2d \cos\theta \Delta\theta \quad (3.2)$$

となる。この式をさらに変形すると、

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} - \Delta\theta \cot\theta \quad (3.3)$$

となる。式(3.7)において、 $\Delta d/d$ は回折装置の分解能を表している。すなわち、測定の精度を 10^{-5} オーダーで行いたい場合は、X線の波長幅 $\Delta\lambda/\lambda$ も 10^{-5} のオーダーが必要となる。 $\Delta\theta \cot\theta$ の項は θ が高角なほど小さくなるため、高角で測定を行うことで精度を上げる事ができる。

結晶を回転させて、測定する原子網面に対するX線の入射角を変化させていくと、ブラッグの条件を満たす角度を中心としたわずかな範囲でのみ回折が起こる。X線回折法では結晶からの回折曲線、すなわち回折X線の角度依存性が基本的な測定量となる。回折曲線には回折角度、半値幅、回折強度の形で結晶の様々な情報が含まれている。回折角は格子面間隔（格子定数）や面方位、半値幅は格子面の配列の完全性（結晶の乱れ、歪み）、回折強度は原子の種類や結晶の厚さを反映している。

・本研究で行った測定とその方法

①半値幅(FWHM)

ブラッグの条件より、入射する X 線の波長が λ 、格子面間隔が d であれば特定のブラッグ角（回折角） θ_B でのみ回折が起きる。つまり、波長 λ を一定とすれば結晶の種類によって θ_B は異なり、仮に結晶が理想的な状態であるとすれば特定の θ_B のみで回折曲線が出てくるはずである。しかし、実際の測定では格子面間隔にばらつきが存在するため、回折曲線に広がりが生じる。半値幅(Full Width at Half-Maximum : FWHM)はその広がり の程度を表す値であり、回折曲線のピークの半分の値での角度の幅のことをいう。半値幅が小さいほど結晶は理想的な状態に近く、大きいほど結晶に乱れやそりが生じているといえる。

② ω scan と $2\theta - \omega$ scan

今回の実験では、X 線回折法において ω scan と $2\theta - \omega$ scan の 2 種類の角度走査方式を用いて測定を行った。それぞれのスキャン方法の模式図を図 3.2 に示す。

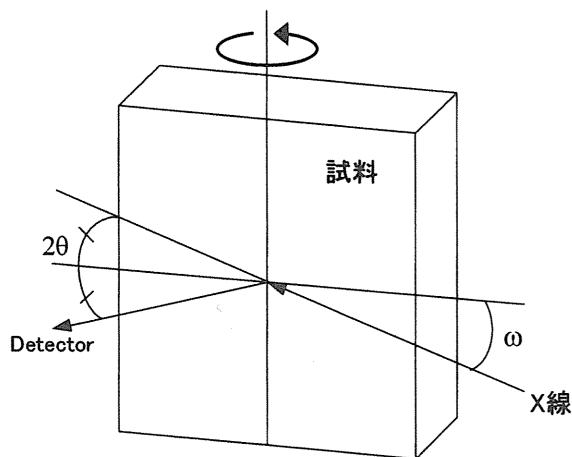


図 3.2(a) ω scan

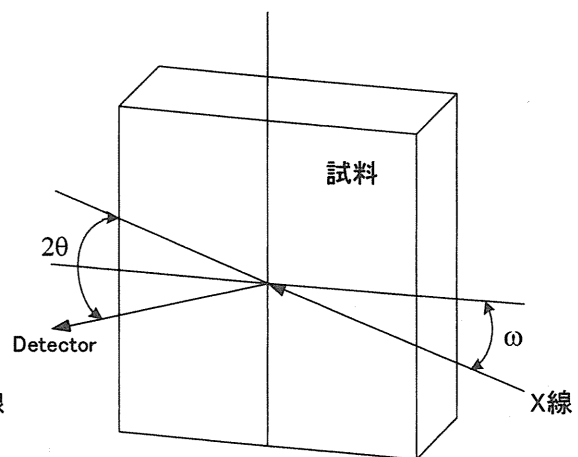


図 3.2(b) $2\theta - \omega$ scan

ω scan では、入射 X 線と試料のなす角 ω をブラッグ角に固定し (Detector (検出器) の角は $2\theta (=2\omega)$ に固定する)、試料のみを走査する。この方法では結晶の成長方向のずれが回折曲線の半値幅として得られるため、半値幅の値から試料の膜質（結晶性）を評価することができる。

$2\theta - \omega$ scan では、角度 ω 、 2θ を共に変化させて走査を行う。試料に

対する X 線の入射角 ω と回折角 θ は常に等しく、試料に対して θ の角度で回折された X 線は常に 2θ の位置にある Detector で検出されるようになっている。このため Detector は試料の回転する速さ (ω の変化する速さ) の 2 倍の速さで回転するように走査する。これにより、複数の角度位置でブラッグの条件を満たすピークが得られるため、このピーク的位置からブラッグ角が求められる。

③ 結晶面

X 線回折測定において、2 種類の結晶面について測定する。六方晶の c 軸に対して垂直な(0001)面と、斜め方向の(10-12)面である。それぞれの面を図 3.3(a)、(b)に示す。

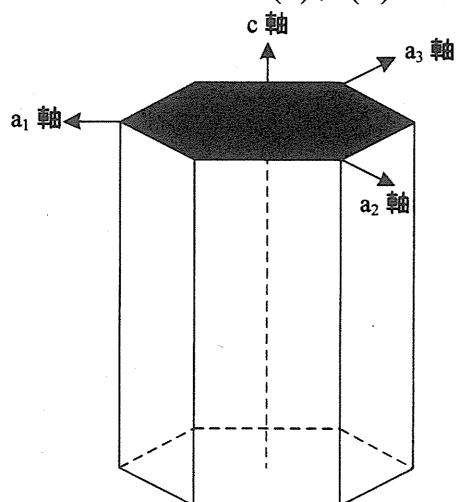


図 3.3(a) (0001)面

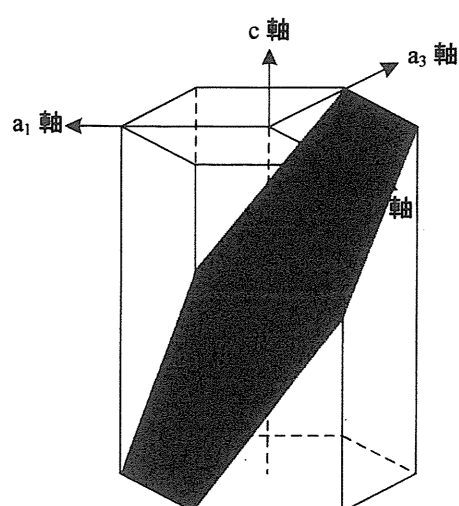


図 3.3(b) (10-12)面

3.3 原子間力顕微鏡(Atomic Force Microscope : AFM)

AFM は数種類ある走査プローブ顕微鏡(Scanning Probe Microscope : SPM)の一つで、プローブを試料に近づけて原子間力を検出し、ナノスケールで構造を観察する顕微鏡である。プローブを直接試料に接近させるといふ動作原理を用いているため、高い分解能が得られ、原子や分子の観察も可能になる。大気、真空、液体中などさまざまな環境で使用できるという特徴があり物理学、材料化学、生物学など広い分野で使用されている。AFM の基本構成を図 3.4 に示す。

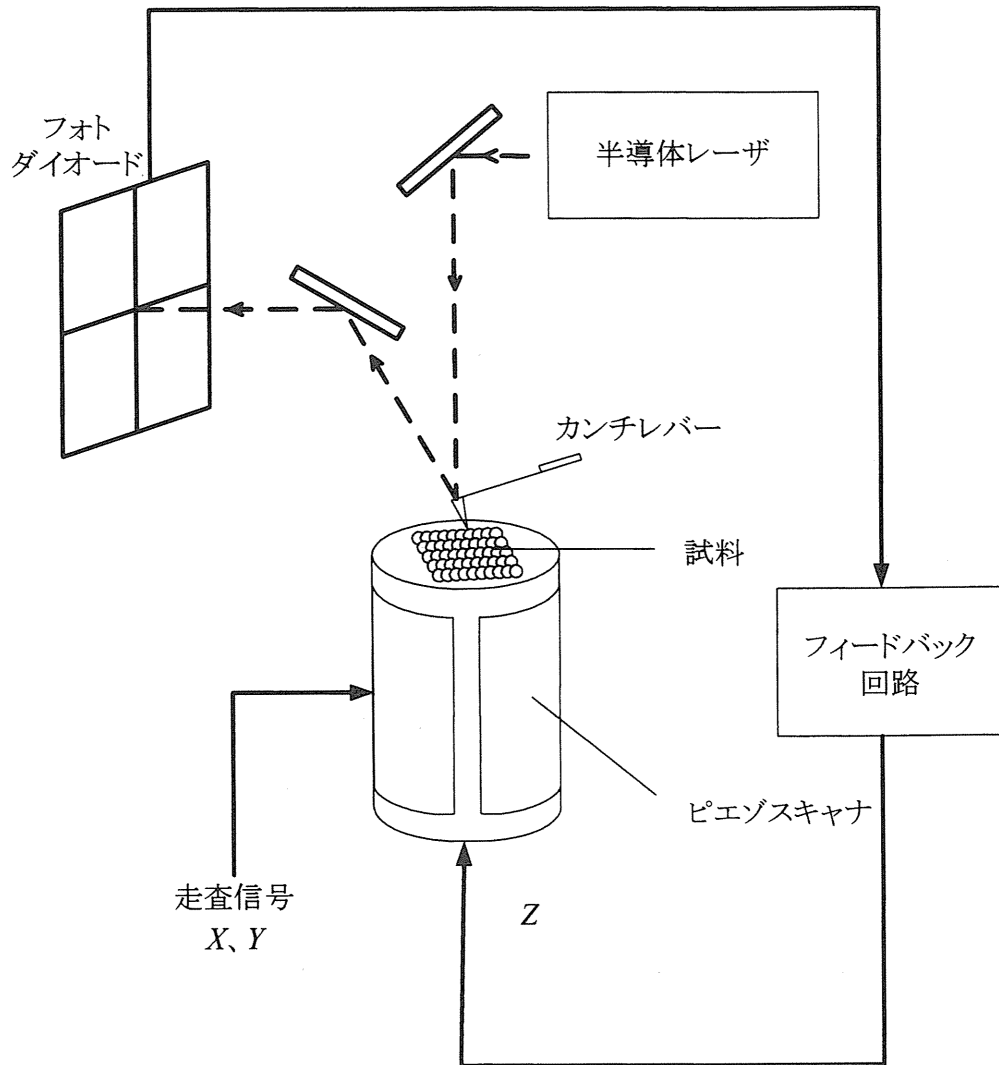


図 3.4 AFM の基本構成図

具体的には、プローブとして小さなテコ先に探針が付いているカンチレバーを用いる。このカンチレバーを試料に接近させたとき、探針先端の原子と試料表面の原子との間に反発力または吸引力が働き、カンチレバーがたわむ。その変化を半導体レーザーとフォトダイオードを使って検出し、ピエゾスキャナによってたわみが一定になるように高さを制御する。ピエゾスキャナで探針を X 及び Y 方向に走査することによって表面の構造を観察する。

カンチレバーの各片の幅、厚さ、長さをそれぞれ a, b, l とする。レバーの l の方向の両端に大きさ F の力を加えて引っ張る時、長さが Δl

だけ伸びたとすると、歪みは $\Delta l / l$ で、応力は F / ab となる。この時フックの法則より

$$\frac{F}{ab} = \frac{E\Delta l}{l} \quad (3.4)$$

となる。このときの E はヤング率である。長方形断面の薄膜状レバーの弾性定数は a, b, l, E を用いて

$$k = \frac{Eab^3}{4l^3} \quad (3.5)$$

で与えられる。一方、レバーのもう 1 つの重要なパラメーターである最低次の共振角周波数 ω は、レバーの密度を ρ として

$$\omega = A \sqrt{\frac{E}{\rho}} \cdot \frac{b}{l^2} \quad (3.6)$$

と表される (ただし $A = 0.162$)。変位の検出感度を 0.01 nm とすると AFM に必要な 10^{-10} N の力の検出を可能にするためには弾性定数が 10 N/m 以下の柔らかいバネでなければならない。しかしながら、走査系の掃引周波数と防振の点からレバーの共振周波数を低くすることはできない。この一見、相反する条件を満足させるには、上式から分かるようにレバーを極力小さく作る必要がある。実際には、実験の設定の都合から、実体顕微鏡で十分見える大きさとして $100 \mu\text{m}$ 程度の大きさのレバーが使用されている。

カンチレバーの微小変位を測定する変位測定系は、 0.1 nm 以下の分解能をもつ必要があり、現状ではトンネルプローブ、レーザー干渉法、光てこ法などが用いられている。トンネルプローブによる変位検出は簡便であり、感度も高い。しかし、レバー背面に設けられるトンネルプローブ自身はチップ先端やレバー背面に存在する種々の吸着層を通して、逆にレバーに対して力を及ぼすため、力の検出感度に制限があり、AFM 動作を不安定にする原因となる。これに対し、光を用いた検出法は、光の輻射圧が非常に小さいため (1 mW の光は $7 \times 10^{-12} \text{ N}$ に相当する)、こうした問題がない。特に光てこ法は装置構成が容易なことから、現在の市販されているほとんどの AFM はこの方式を採用している。

3.4 Hall 効果測定(Hall effect measurement)

3.4.1 ホール効果測定・原理

図 3.5 にホール効果測定の測定原理を示す。

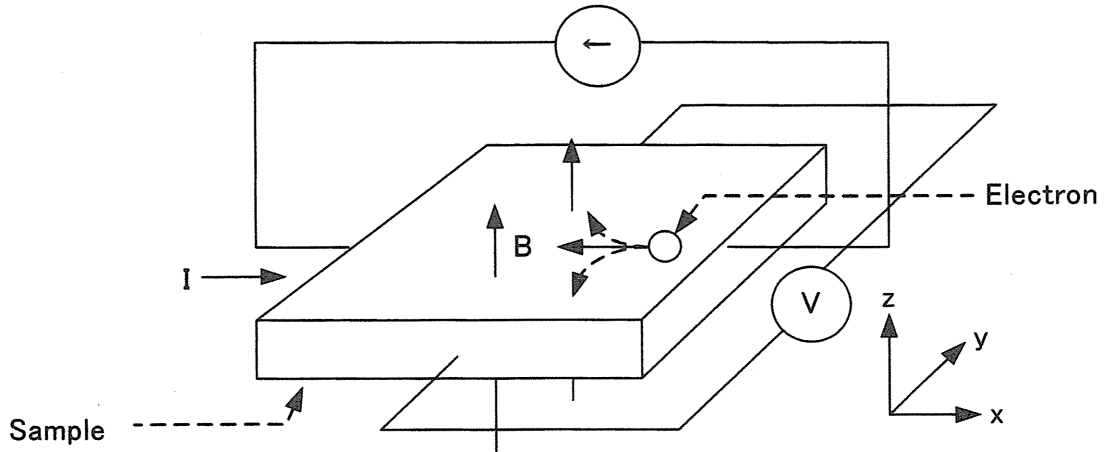


図 3.5 ホール効果測定の原理

電流の流れている導体に電流の方向と垂直に磁界を印加したとき、電流と磁界の両者に垂直な方向に起電力が生じる。この現象をホール効果と呼び、1879年に E.H.Hall によって金属薄膜試料において発見された。ホール効果測定によって得られるホール係数は、半導体の電気的特性評価の有効な手段となっている。すなわち、導電率測定からのみではキャリア判別が不可能であり、たとえどちらかが判っていたとしてもキャリア密度と移動度の積でしか情報は得られないが、ホール係数との組み合わせによりそれぞれを分離して求められる。

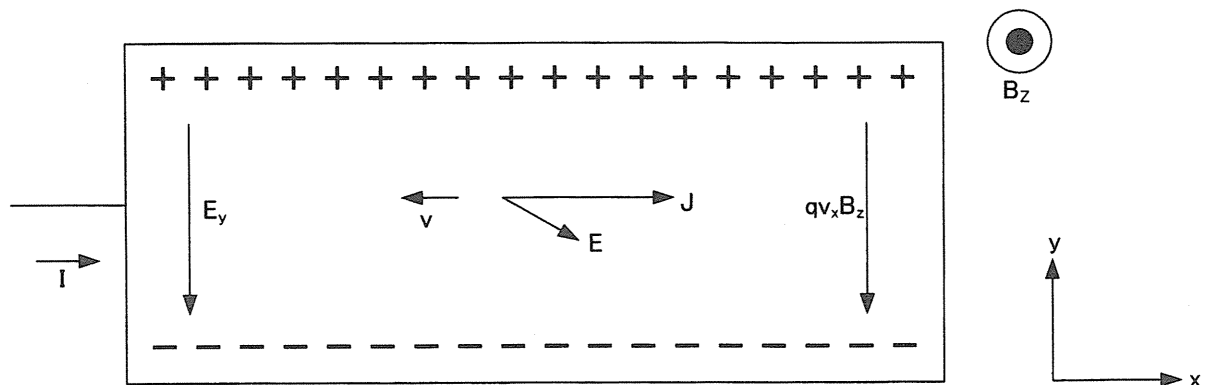


図 3.6 n 型半導体におけるホール効果

具体的に n 型半導体を例にして説明をする。図 3.6 に示すように薄い n 型半導体結晶の x 方向に一定電流 I(電流密度 J_x)を流し、厚さ方向に磁界 B_z を印加する。多数キャリアである電子は、外部電解 E_x に

より x 負の方向に速度 v_x で運動しているが、ローレンツ力によって y 負方向にも力を受ける。そのため電子は y 方向にも動き、図 3.6 中に示したような y 軸に直角な結晶端面に電荷が現れて、両端面で起電力が生じる。これにより、結晶内部では y 軸負方向に電界 E_y が生じる。この電界により電子は y 軸性方向へ力を受ける。定常状態において、この電解による力とローレンツ力が釣り合い、電子に働く y 方向の力は 0 となる。このことから y 負方向のローレンツ力 F_y は

$$F_y = -q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_y = q\bar{v}_x B_z \quad (3.7)$$

という関係が成り立つ。ここでは、多数の電子の集団の運動を取り扱うため電子全体の平均ドリフト速度 \bar{v}_x を用いている。一方で電界による力は $-qE_y$ であり、式(3.7)とのつりあいから

$$E_y = \bar{v}_x B_z \quad (3.8)$$

電流密度 J_x は

$$J = -qn\bar{v} \quad (3.9)$$

より与えられるので

$$E_y = -\frac{J_x B_z}{qn} \quad (3.10)$$

が得られる。ところで、ホール係数を

$$R_H = \frac{E_y}{J_x B_z} \quad (3.11)$$

として定義すると、式(3.10),(3.11)より

$$R_H = -\frac{1}{qn} \quad (3.12)$$

となる。一方で p 型の場合キャリアは正孔であり、ローレンツ力は電子と同じ向きであるから、 y 軸と直角な端面に現れる電荷は逆符号となり、正孔濃度を p とすると

$$R_H = \frac{1}{qp} \quad (3.13)$$

となる。このようにホール係数は正孔では正、電子では不となり、大きさはキャリア密度の逆数に直接関係している。したがって、ホール係数の測定はキャリア密度と伝導タイプの決定に極めて有効といえる。

3.4.2 van der pauw 法 - 原理

van der pauw 法はエピタキシャル層のような薄膜上の半導体の Hall 効果測定に適した方法である。本来、van der pauw 法は任意形状の試料の Hall 効果測定に考えだされたものなので、理論上はどのような形状の試料でも対応できる。しかし、実際の測定では測定電圧感があまりにも不均一になると誤差を生じやすくなることから、ある程度均整のとれたものを使用する。

電極は理論上、試料端面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ことから実際には端面に近い表面上に形成する。試料の大きさに対して電極の大きさが十分小さければ誤差は小さくなる。

電極等の配置を図 3.7 に、測定系を図 3.8 に示す。

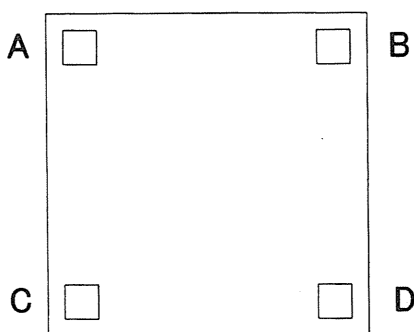


図 3.7 van der pauw 法における電極

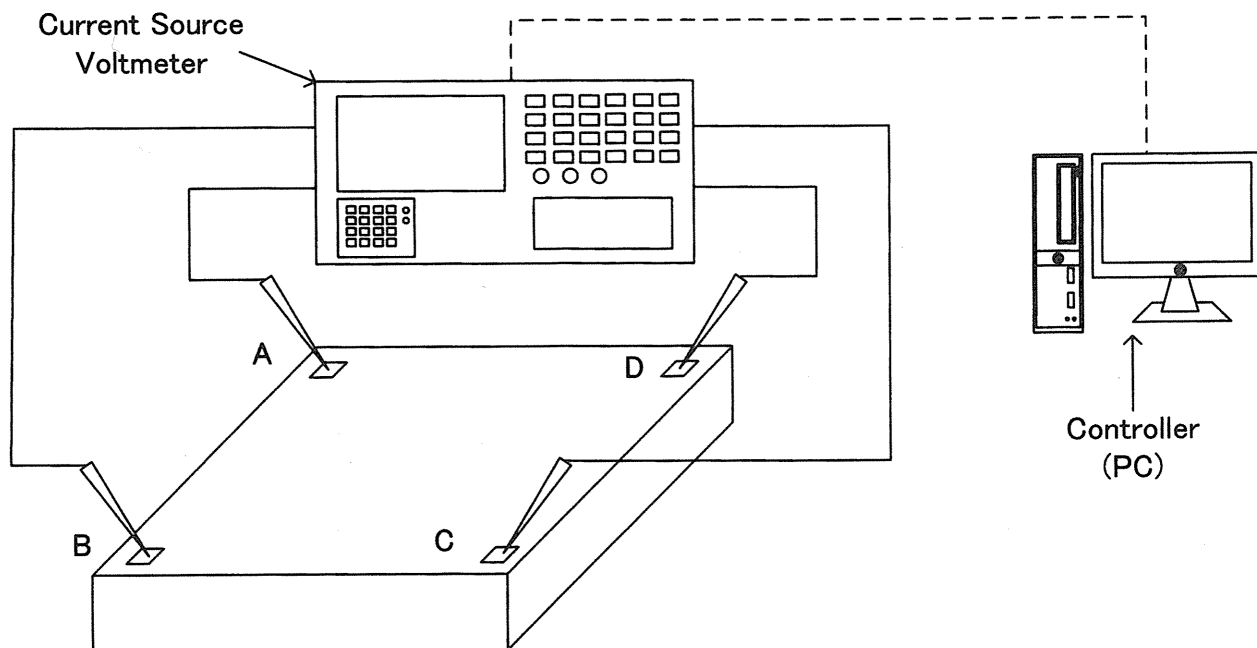


図 3.8 van der pauw 法の測定系

実際の測定では、まず電極 A,B 間に電流 I_{AB} を流し C,D 間の電圧 V_{CD} を測定する。次に電極 B,C 間に電流 I_{BC} を流し A,D 間の電圧 V_{AD} を測定する。これらからそれぞれの抵抗値 $R_{AB,DC}$ および $R_{BC,AD}$ を次のように算出する。

$$R_{AB,DC} = \frac{V_{CD}}{I_{AB}}, R_{BC,AD} = \frac{V_{AD}}{I_{BC}} \quad (3.14)$$

またこの試料の面に垂直な方向に磁界(磁束密度 B)を印加し、電極 B,C 間に電流 I_{BD} を流して電極 A,C 間の電圧 V_{AC} を測定する。このとき次の量 $\Delta R_{BD,AC}$ を求める。

$$\Delta R_{BD,AC} = \frac{V_{AC}}{I_{BD}} \quad (3.15)$$

抵抗率 ρ , キャリア密度 n および移動度 μ は上で求めた各 R の値から次のように算出する。

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \cdot \frac{R_{AB,CD} + R_{BC,AD}}{2} \cdot f\left(\frac{R_{AB,CD}}{R_{BC,AD}}\right) \quad (3.16)$$

$$n = \frac{B}{2ed \Delta R_{BD,AC}} \quad (3.17)$$

$$\mu = \frac{d}{B} \cdot \frac{\Delta R_{BD,AC}}{\rho} \quad (3.18)$$

ここで $f(R_{AB,CD}/R_{BC,AD})$ は補正定数であり、図 3.9 にグラフとして示してある。

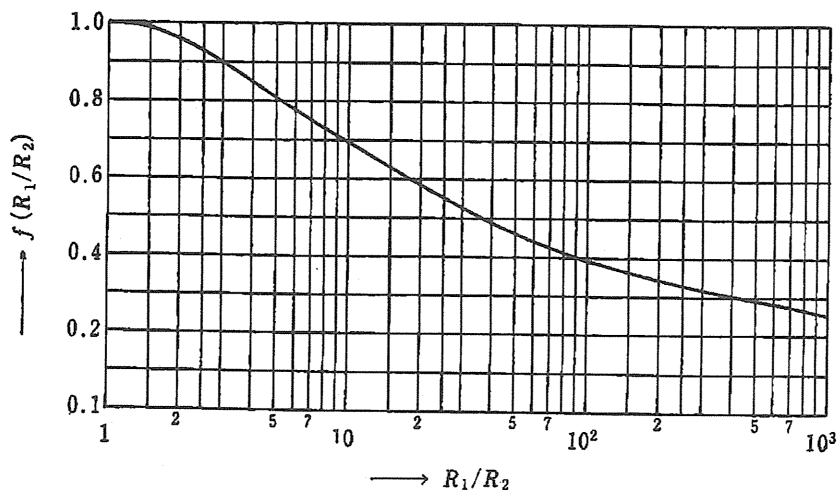


図 3.9 van der pauw 法の補正定数

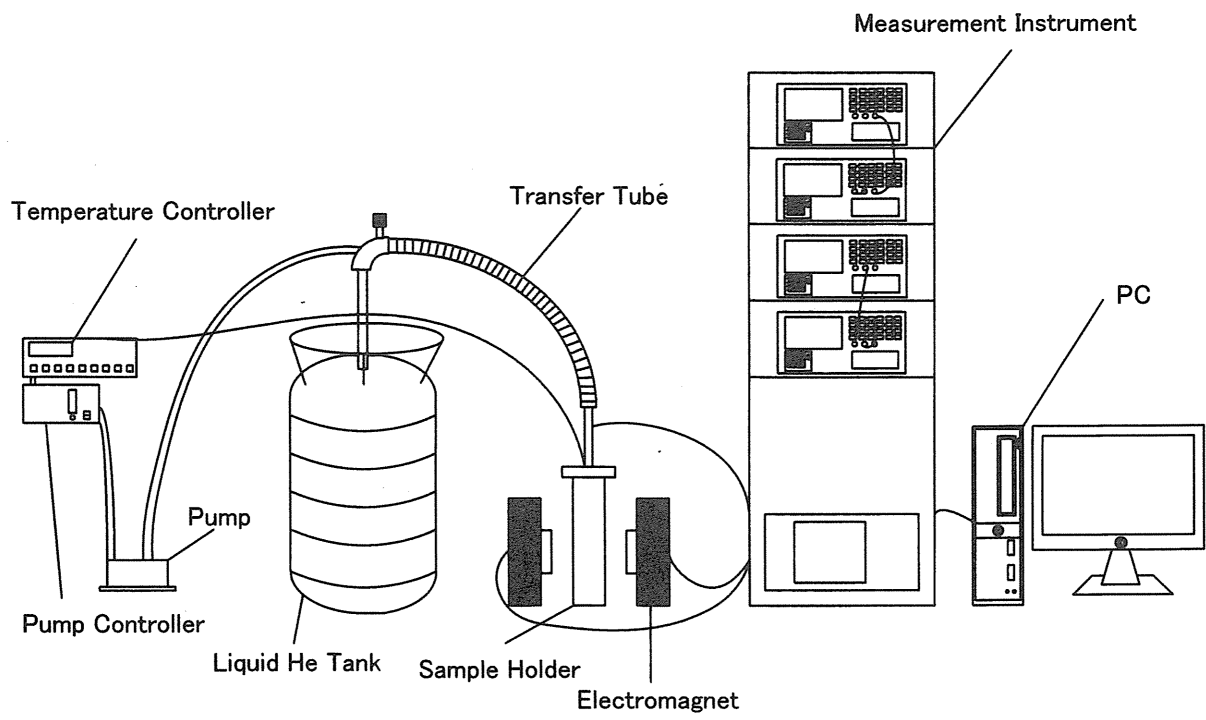


図 3.10 ホール効果温度特性測定系

第 4 章 InAlN/AlGaN ヘテロ構造

の成長と評価

4.1 はじめに

第 1 章で述べたように、InAlN/AlGaN は AlGaN チャネル層を用いることによる高耐圧特性と、InAlN 障壁層を用いることによる高濃度 2DEG 生成という特長を併せ持つと期待されており、有機金属気相成長法 (MOCVD 法) を用いて格子整合組成近傍の InAlN/AlGaN ヘテロ構造を成長し、電子デバイス応用への可能性を探るために評価を行った。

4.2 実験方法

結晶成長は、横型 MOCVD 装置 (大陽日酸製 SR2000) を使い、2 インチ径 AlN/サファイアテンプレート (DOWA エレクトロニクス製) を下地基板として成長した。図 4.1 にサンプル構造を示す。AlN/サファイアテンプレートは、c 面サファイア基板上に膜厚 1 μ m のエピタキシャル AlN 膜を形成した構成となっている。このエピタキシャル AlN 膜の X 線回折ロックンングカーブ半値幅 (XRC-FWHM) は、(0002)面が約 100 秒、(101 $\bar{2}$)面が約 1500 であった。MOCVD 原料には、TMG、TMA、TMI を III 族原料として、液化アンモニアを V 族原料として用いた。

サンプルは、厚さ 2 μ m の AlGaN チャネル層を AlN テンプレート上に直接成長した後、厚さ 1nm の薄い AlN スペーサ層を形成し、最後に InAlN 障壁層を 10~11nm の厚さとなるよう成長して得られた。なお、AlN スペーサ層については、AlGaN から InAlN 成長に係る成長インターバルでの表面エッチングを防ぐことと、2DEG 閉込めの促進を狙って採用したものである。

本研究では $\text{InAlN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x = 0.1, 0.21, 0.34$) ヘテロ構造の 3 水準として、チャンネル層に格子整合する近傍の InAlN 組成を狙って成長することとした。成長したサンプルは、構造・結晶評価として X 線回折を、電気特性評価として C-V 測定、Hall 効果測定を実施した。

InAlN(10~11nm)
Spacer AlN(1nm)
----- 2DEG
AlGaN(2 μm)
Buffer AlN(1 μm)
2 inc c-sapphire

図 4.1 サンプル構造

表 4.1 AlGaN 層および InAlN 層の成長条件

	成長温度 [$^{\circ}\text{C}$]	TMG[sccm]	TMA[sccm]	TMI[sccm]
AlGaN	780~820	5.0	25	0,30,40,50,60
InAlN	1180	4.0	25	0

4.3 AlGaN 成長

AlN テンプレート上に $2\mu\text{m}$ の AlGaN 層を成長させた。成長した AlGaN 層は XRD で測定し、その結果を図 4.2(a)に示す。(0002)面の FWHM が $100\sim 200$ 秒であったが、(10 $\bar{1}2$)面の反射は AlN のモル分率の増加に伴い、増加傾向を示すことが確認された。過去の報告と一致する傾向がある。また、GaN 系の HEMT のチャンネル層と比べても、AlGAN の結晶性に大きな遜色が無いと考えられる。

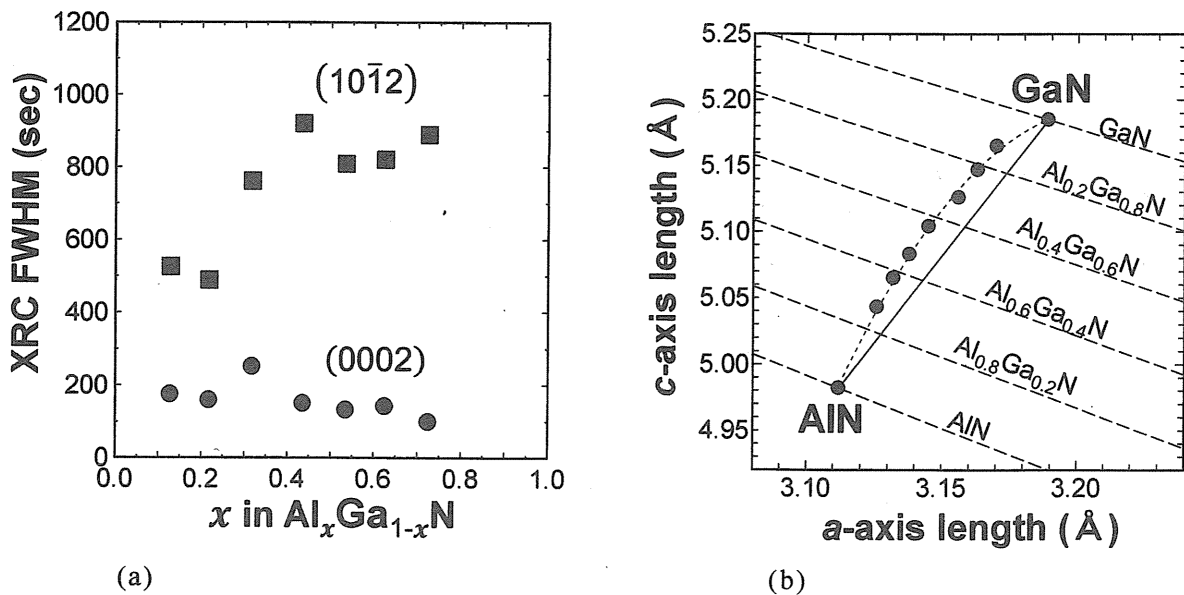


図 4.2 AlN テンプレート上に成長した AlGaN 層の(a)XRC-FWHM 測定結果および(b)格子定数の測定結果

次に、図 4.2(b)に、AlGaN 層の格子定数の測定結果を示す。この、測定結果は AlGaN における歪みと格子定数の関係を次の式(4.1)に当てはめて計算した。

$$\varepsilon_{zz} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \varepsilon_{xx} \quad (4.1)$$

ε_{zz} と ε_{xx} はそれぞれ、c 軸方向の歪み $\varepsilon_{zz}=(c-c_0)/c_0$ と a 軸方向の歪み $\varepsilon_{xx}=(a-a_0)/a_0$ である。 C_{13} と C_{33} は、弾性スティフネス定数を示している。

表 4.2 物性定数

Item	InN	GaN	AlN
Intrinsic lattice constants;			
a_0 (Å) ³⁰⁾	3.54	3.188	3.112
c_0 (Å) ³⁰⁾	5.705	5.186	4.982
Elastic stiffness constants;			
C_{13} (GPa) ³¹⁾	70	68	94
C_{33} (GPa) ³¹⁾	205	354	377
Spontaneous polarization charge;			
P_{SP} (C/m ²) ³¹⁾	-0.042	-0.034	-0.09
Piezoelectric constants;			
e_{31} (C/m ²) ³¹⁾	-0.45	-0.37	-0.62
e_{33} (C/m ²) ³¹⁾	0.81	0.67	1.50

AlGaIn の Al 組成と歪みの算出には、(4.1)式と表 4.2 の格子定数および弾性定数を用いて、AlGaIn 混晶の各定数が AlN と GaN の線形関係上にあると仮定して計算を実施した。図 4.2(b) の点線は、AlGaIn 結晶の等組成線を示しており、AlN テンプレート上に成長した AlGaIn は、総じて a 軸方向に圧縮歪みを持って成長していることが示された。この結果より、AlGaIn の面内歪みは Al モル分率 0.1~0.7 の範囲において約 0.3% の圧縮歪みを持つことが示された。この結果についても過去の報告と同様の傾向を示していることがわかる。格子定数の小さい AlN が下地層となっているためと考えられる。

この測定結果を踏まえ、InAlN/AlGaIn ヘテロ構造の障壁層 InAlN 層については歪んだ AlGaIn 層の a 軸に格子整合する近傍の InAlN 層を狙って成長することとした。

4.3 InAlN/AlGa_xN ヘテロ構造の成長

格子整合近傍の組成を狙って、InAlN/AlGa_xN ヘテロ構造を成長した。成長したサンプルは(10 $\bar{1}$ 5)の X 線回折逆格子マッピング測定を行った。結果を図 4.3 に示す。バリア層として成長した InAlN 層が、チャンネル層の AlGa_xN 層に対して、a 軸コヒーレントに成長していることが確認できた。a 軸がほぼそろっているが、RSM の結果だけでは格子整合性の確認ができないため、次に InAlN/AlGa_xN 構造の InAlN 層の歪みの算出をした。(4.1)式と表 4.2 の格子定数ならびに弾性定数を用いて InAlN 層の歪みを算出することとした。InAlN 混晶については InN、AlN 両者による線形関係を仮定して計算を実施した。表 4.3 に、計算結果を示す。計算結果より、チャンネル層として成長した Al_xGa_{1-x}N ($x = 0.1, 0.21, 0.34$)にほぼ格子整合する InAlN バリア層が成長できていることが確認された。

表 4.3 InAlN/AlGa_xN 構造の InAlN 層の歪み計算結果

Characterization results of In _y Al _{1-y} N						
channel layers	x in Al _x Ga _{1-x} N barrier layers	y	a-axis	c-axis	ϵ_{xx}	ϵ_{zz}
			(Å)	(Å)	(%)	(%)
0.10	0.14	3.173	5.090	0.02	-0.01	
0.21	0.12	3.163	5.081	0.02	-0.01	
0.34	0.10	3.153	5.062	-0.09	0.04	

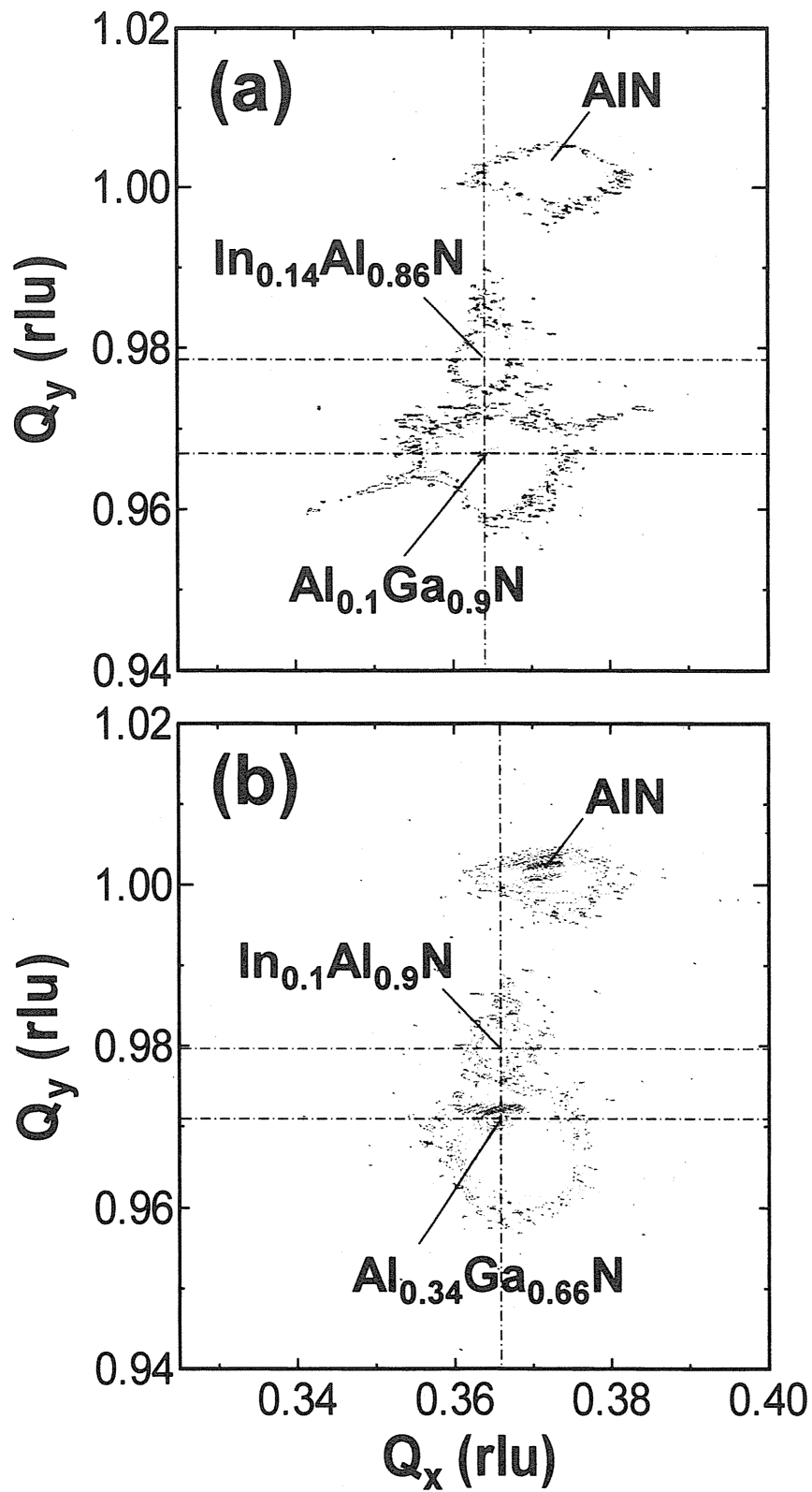


図 4.3 (10 $\bar{1}$ 5)X 線回折逆格子マッピング測定

4.3 InAlN/AlGaN ヘテロ構造の特性評価

4.3.1 C-V 測定

図 4.4 に、InAlN/AlGaN ヘテロ構造の成長によって得られた 3 水準の格子整合近傍サンプルの C-V 法による、キャリア濃度プロファイリングを行った結果を示した。図に示すように、表面から 10~12nm 程度の深さに鋭いピークが確認された。InAlN/AlGaN 界面付近に 2DEG 生成が確認された。

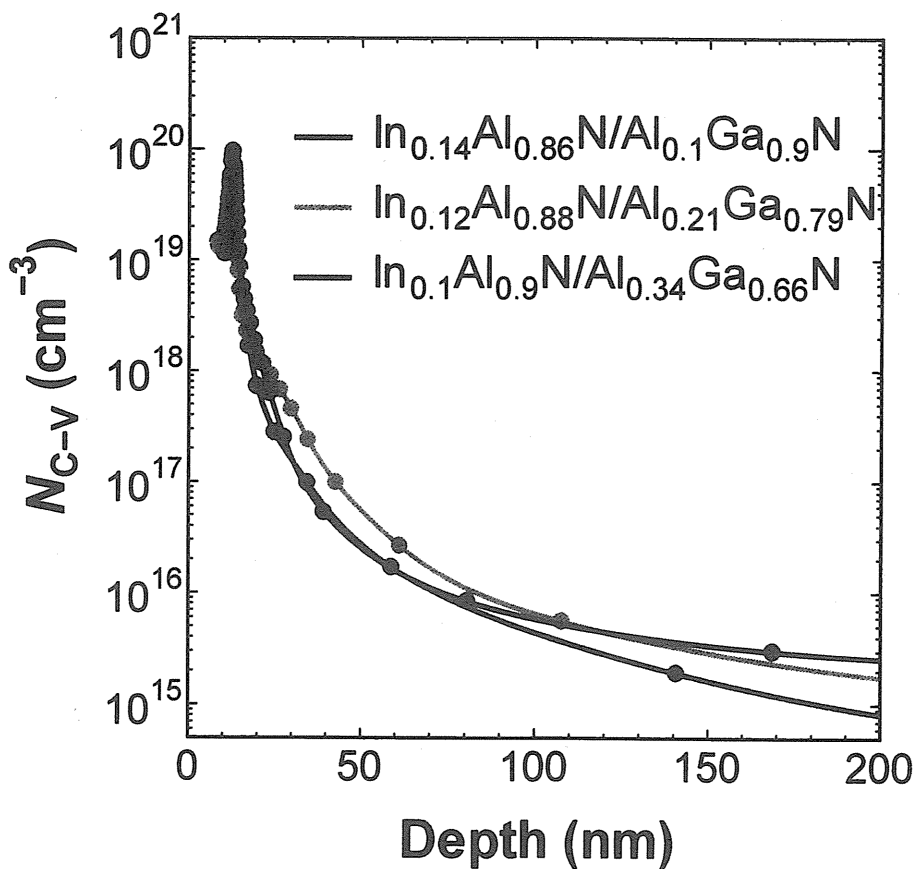


図 4.4 InAlN/AlGaN ヘテロ構造のキャリア濃度プロファイリング

4.3.2 ホール効果測定

次に室温でのホール効果測定を行った。測定結果を表 4.4 に示す。表より、InAlN/AlGaN 構造は、 $3 \times 10^{13}/\text{cm}^2$ に達する非常に高濃度の 2DEG

を有する事が示された。AlGaIn チャンネル中の Al 濃度増加に伴い、2DEG 密度および移動度は減少し、シート抵抗は、1267 から 1919 Ω/\square に増加したことが確認された。移動度は、構造依存性が少なく 200 cm^2/Vs 以下であり、AlGaIn/GaN 2DEG 構造より非常に小さい値となった。これは、AlGaIn チャンネル合金散乱効果に起因すると考えられる。

表 4.4 ホール効果測定結果

Sample structure	Results of Hall effect			Calculated results			
	N_s (cm^{-2})	μ (cm^2/Vs)	R_{sh} ($\Omega/\text{sq.}$)	P_{SP} (C/m^2)	P_{PE} (C/m^2)	$P_{SP} + P_{PE}$ (C/m^2)	$N_{s, calc}$ (cm^{-2})
$\text{In}_{0.14}\text{Al}_{0.86}\text{N}/\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$	3.0×10^{13}	165	1,267	-0.043	-0.003	-0.046	2.9×10^{13}
$\text{In}_{0.12}\text{Al}_{0.88}\text{N}/\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{N}$	2.8×10^{13}	162	1,477	-0.038	-0.004	-0.042	2.6×10^{13}
$\text{In}_{0.1}\text{Al}_{0.9}\text{N}/\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{N}$	2.5×10^{13}	130	1,919	-0.033	-0.004	-0.036	2.3×10^{13}

4.3.3 2DEG 濃度に関する考察

成長した InAlN/AlGaIn ヘテロ構造における 2DEG 生成の由来を確かめるために、バリア層とチャンネル層の自発分極およびピエゾ分極の寄与について調べた。表 4.2 の圧電定数と自発分極の定数を用いて、InAlN および AlGaIn 混晶については各々を構成する二元化合物間の線形関係を仮定して計算を行った。また、4.3 節で述べたように AlGaIn チャンネル層は a 軸方向に約 0.3% の圧縮歪みを持ち、InAlN バリア層は歪みがないことが確認されている。これらを考量して計算した結果 2DEG 濃度と換算電子濃度の比較により、これらが比較的近い値を示している事が分かった。これより、InAlN/AlGaIn ヘテロ構造で得られた非常に高い電子濃度は、ヘテロ構造内の分極効果で説明できることが示された。この大きな分極電荷はバリア層 InAlN 中の AlN モル分率が高いことや AlN が窒化物結晶中で最も高い自発分極を有する事で説明することができる。

4.4 AlGaN/AlGaN ヘテロ構造との比較

図 4.5 に過去に報告された AlGaN/AlGaN ヘテロ構造と今回成長した InAlN/AlGaN ヘテロ構造との比較を行った。過去に報告されている AlGaN/AlGaN 構造と比べ、おおむね同等程度となるシート抵抗と、高い 2DEG 濃度が得られていることが示された。

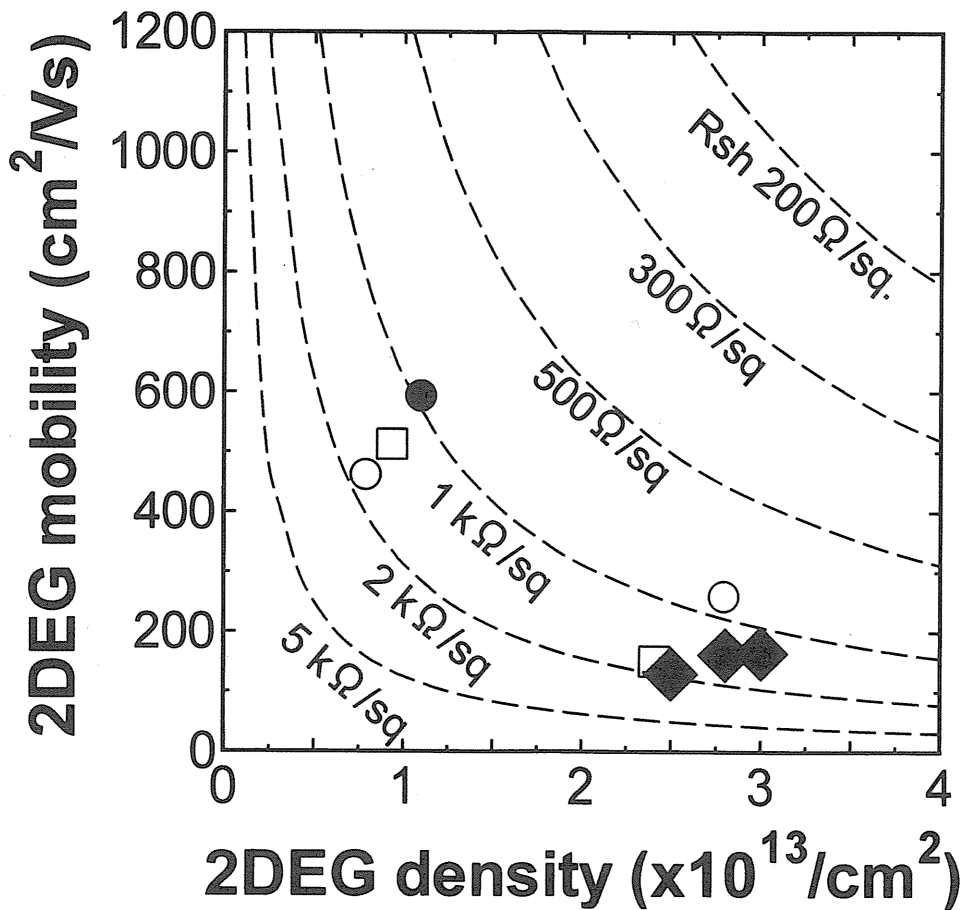


図 4.5 ヘテロ構造におけるシート抵抗と 2DEG 濃度の比較

4.5 まとめ

高耐圧特性と高濃度の 2DEG の二つの特徴が期待できる InAlN/AlGa_N ヘテロ構造を MOCVD 成長し、特性評価を行った。成長したサンプルは XRD 測定から格子整合近傍の構造を得る事が確認できた。また C-V 測定やホール効果測定から、2DEG 生成と非常に高いキャリア濃度を有することが示された。