

ScAlN の結晶成長とデバイス応用 *

小林 篤 (Atsushi Kobayashi)

東京理科大学・先進工学部

〒125-8585 東京都葛飾区新宿 6-3-1

E-mail: akoba@rs.tus.ac.jp

1 はじめに

近年、ScAlN のエピタキシャル成長と物性評価に関する研究が活発に進められている。2009 年、秋山ら [1] が AlN の約 5 倍の圧電定数を有する ScAlN を報告したことを契機として、ScAlN は高感度圧電デバイス材料として急速に注目を集めようになった。さらに、Fichtner ら [2] によって、ScAlN が強誘電性を示すことが明らかにされ、窒化物半導体デバイスに新たな機能が付与できる可能性が示された。

GaN をはじめとする窒化物半導体は、広いバンドギャップ、高い絶縁破壊電界、および高い電子移動度を兼ね備え、高周波通信やパワーエレクトロニクスにおける基幹材料として広く利用されている。特に、AlGaN/GaN ヘテロ構造に形成される二次元電子ガス (2DEG) を利用した高電子移動度トランジスタ (HEMT) は、高出力・高効率動作を実現し、次世代通信機器や高効率電源装置への応用が進んでいる。AlGaN 層は、GaN との格子不整合による面内引張応力によって圧電分極を生じ、GaN チャネル中に 2DEG を形成する [3]。より高密度な 2DEG を得るために AlGaN の Al 組成を増加させる必要があり、理論的には AlN が理想的なバリア層となる。しかし、AlN と GaN には 2.4% の格子不整合が存在し、臨界膜厚を超えると転位が発生し厚膜化が困難になる。この臨界膜厚が AlGaN/GaN ヘテロ構造の 2DEG 密度の上限を規定している。したがって、GaN-HEMT のさらなる高性能化を実現するためには、AlGaN とは異なる原理で分極を生じさせる新規材料の導入が求められている。

そこで注目されているのが GaN-HEMT に ScAlN を導入する手法である。ウルツ鉱型 ScAlN は、AlGaN や InAlN など他の III 族窒化物混晶に比べて大きな自発分極を有しており、GaN とのヘテロ構造を形成することで AlGaN/GaN を上回る 2DEG 密度を実現できる可能性がある [4]。さらに、ScAlN は GaN との間に十分な伝導帯オフセットを持つため [5]、2DEG の閉じ込め効果が向上し、リーク電流の低減にも寄与する。加えて、Sc を約 9~18% 程度含む組成範囲で GaN と a 軸格子定数が一致することが知られており、GaN と格子整合を保ちながら大きな分極を得られる点は、AlGaN や InAlN との決定的な違いである。また、ScAlN の強誘電性を利用して、窒化物半導体による強誘電トランジスタ (FeFET) の実現も期待されており [6]、窒化物エレクトロニクスの設計思想を拡張する革新的材料として位置づけられている。

第一原理計算によると、ScAlN は Sc 組成 52% まではウルツ鉱構造が安定構造であるとされている [7]。Sc は AlN 中の Al サイトを置換して導入されるが、組成が増加するとウルツ鉱構造から層状 (layered hexagonal) 構造へと転移し、さらに ScN と同様の岩塩構造へと変化していく [8]。Sc 導入による結合の「ソフト化」がウルツ鉱構造と層状構造の遷移エネルギーを低下させ、これが ScAlN の強誘電性、すなわち外部電場による金属極性と窒素極性の反転の起源と考えられている。しかしながら、このような構造相転移に関する研究は理論計算が先行しており、結晶構造・格子定数・物性の相関を実験的に体系づけた研究は未だ限られている。

* 本稿は、応用物理学会 応用電子物性分科会研究例会「窒化物材料における分極利用の最前線」(2025 年 11 月 19 日開催) での講演資料を再編集したものである。

このような背景のもと、筆者らは、スパッタ法による ScAlN エピタキシャル薄膜の成長条件と物性の体系的理解を目的として研究を進めている [9–14]。スパッタ法は他の成長法に比べて低温でもエピタキシャル成長が可能であり、窒素プラズマ密度の制御も比較的容易なため、広範なパラメータ空間で成長条件を探索できる。さらに、高融点金属である Sc を安定に供給できる点も、高品質薄膜の形成において有利である。

本稿では、スパッタ法によって成長させた ScAlN 薄膜の基礎的な構造・電気的特性を紹介し、GaN の 2DEG 密度を増大させる新規バリア層材料としての有用性について議論する。

2 試料作製方法

ScAlN 薄膜の作製にはスパッタ法を用いた。本研究で使用したスパッタチャンバーは、最高到達真圧度が 1×10^{-8} Pa に達し、成膜中に不純物が混入しない工夫を各部に施している。また、常用最高温度 1200 °C の基板加熱機構を備えており、高温成長が求められる AlN や NbN などの窒化物薄膜の作製にも対応している [15, 16]。

成膜時には、チャンバー内にインラインフィルタで純化した窒素とアルゴンを導入し、個別に設置した Al および Sc ターゲットを DC パルス電源によりスパッタリングした。各ターゲットのスパッタ電力を調整することで、ScAlN の組成を制御することができる。本研究では、ScAlN の成長温度を 250 °C から 800 °C の範囲で変化させてエピタキシャル成長を行った。

この温度領域では、基板に供給された Sc および Al は再蒸発せず、薄膜中に取り込まれるか、あるいは表面に滞留する。窒素供給過多条件であれば、スパッタされた金属種は全て窒化され薄膜中に取り込まれる。一方、金属供給過多条件では、Al₃Sc などの金属間化合物が表面に析出し、結晶成長を阻害することが確認されている。このような挙動は MBE 法でも観察されており [17]、ScAlN の物理気相成長 (PVD) 法特有の現象であると考えられる。

一般に、窒化物半導体の PVD 成長では、表面にごく薄い金属層が残存する金属供給過多条件が好まれる [18–20]。これは、過剰な金属原子が表面に一時的に原子層を形成し、原料原子の表面マイグレーションを促進するためである。実際、金属供給過多条件で成長した GaN、AlN、InN は、窒素供給過多条件で作製した試料に比べて表面が平坦であり、電気的・光学的特性も優れている。AlGaN や InGaN などの混晶でも同様の効果が期待されるが、一方で金属供給過多条件では組成制御が難しくなるというトレードオフがある。

ScAlN の場合も同様に、金属供給過多条件での結晶成長は難しいと考えられる。このため本研究では、金属供給過多条件は避け、ScAlN のエピタキシャル成長を行った。

3 GaN 上にエピタキシャル成長した ScAlN の格子定数

GaN/sapphire テンプレート基板上に成長させた ScAlN 薄膜表面の AFM 像を図 1 に示す。700 °C でエピタキシャル成長した Sc_{0.03}Al_{0.97}N の表面には、引張応力に起因するクラックが観察された。低 Sc 組成の ScAlN は AlN に近い格子定数を持つため、厚膜化が困難である。一方、Sc 組成が 17~31% の範囲では、原子レベルで平坦な表面が得られた（成長温度は 600 °C および 450 °C）。また、450 °C で成長させた Sc_{0.17}Al_{0.83}N の RHEED パターンはウルツ鉱型構造に特有のものであった。

図 2 (a) に、各温度で作製した ScAlN 薄膜の XRD 2θ/ω スキャンを示す。700 °C で成長させた試料では、ScAlN 0002 回折ピークが広がっており、薄膜中の Sc 組成が不均一な領域を含むことが示唆される。成長温度を 600 °C に下げると、Sc_{0.31}Al_{0.69}N や Sc_{0.25}Al_{0.75}N といった比較的高い Sc 組成でも、良好な結晶性を有するエピタキシャル薄膜が得られるようになる。特に、600 °C で成長させた Sc_{0.17}Al_{0.83}N では、明瞭な干渉フリンジが観測され、高い結晶品質が示唆された。さらに、基板温度 300 °C でもエピタキシャル成長が可能であることが確認された。

ScAlN 0002 回折から算出した c 軸格子定数を図 2 (b) に示す。450 °C 以下で成長させた ScAlN では、Sc

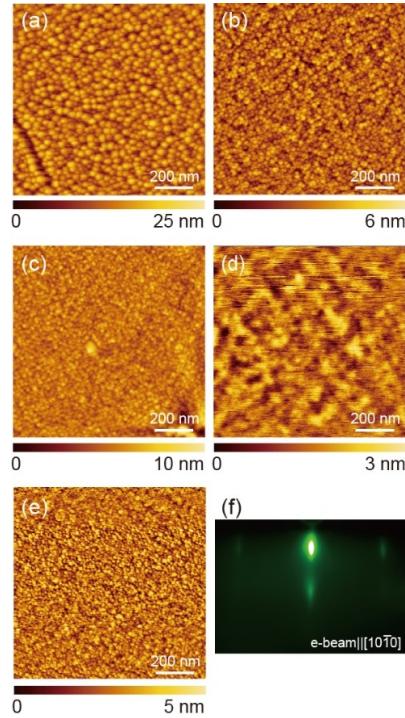


図 1: (a) 700 °C で成長させた $\text{Sc}_{0.03}\text{Al}_{0.97}\text{N}$ 、(b) $\text{Sc}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ 、(c) $\text{Sc}_{0.25}\text{Al}_{0.75}\text{N}$ 、(d) $\text{Sc}_{0.31}\text{Al}_{0.69}$ (いずれも 600 °C 成長)、および (e) 450 °C で成長させた $\text{Sc}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ の AFM 像。(f) 450 °C で成長した $\text{Sc}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ の RHEED パターン。Reproduced from A. Kobayashi *et al.*, Appl. Phys. Express **17**, 011002 (2024), licensed under CC BY.

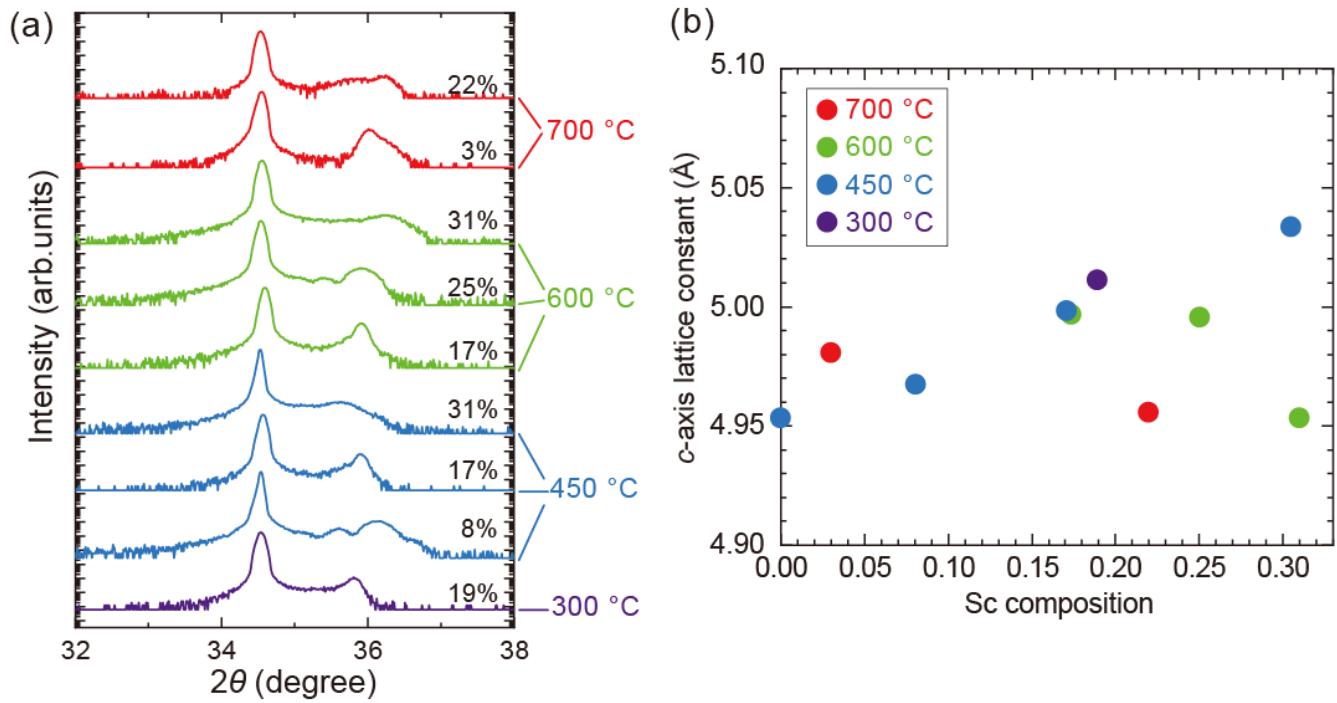


図 2: (a) ScAlN/GaN ヘテロ構造の XRD $2\theta/\omega$ スキャン。(b) ScAlN の c 軸格子定数。Reproduced from A. Kobayashi *et al.*, Appl. Phys. Express **17**, 011002 (2024), licensed under CC BY.

組成の増加に伴い c 軸格子定数が単調に増加する。一方、600 °C で成長させた試料では、Sc 組成が 20% を超えると c 軸長が減少する傾向を示した。この結果は、 ScAlN の c 軸格子定数が Vegard 則に従わず、応力や局所構造変化など複雑な要因が関与していることを示唆している。

図 3 (a) に、450 °C で成長させた $\text{Sc}_{0.06}\text{Al}_{0.94}\text{N}$ (27 nm)/GaN の逆格子マップを示す。 ScAlN の逆格子点は 2 つの成分に分離しており、一方は GaN に対してコヒーレントに成長した領域 (図中 coherent)、もう一方は格子緩和を示す領域 (relaxed) に対応する。これら 2 つの成分は、0002 $2\theta/\omega$ スキャンにおいてもそれぞれのピークとして確認された。 $\text{Sc}_{0.06}\text{Al}_{0.94}\text{N}$ は GaN から引張応力を受けるため、膜厚 27 nm では部分的に格子緩和が生じており、これが AFM で観測されたクラックの起因であると考えられる。一方、 $\text{Sc}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ (600 °C 成長、69 nm) は、GaN にコヒーレントに成長しており、Sc 組成 17% 付近が GaN との格子整合組

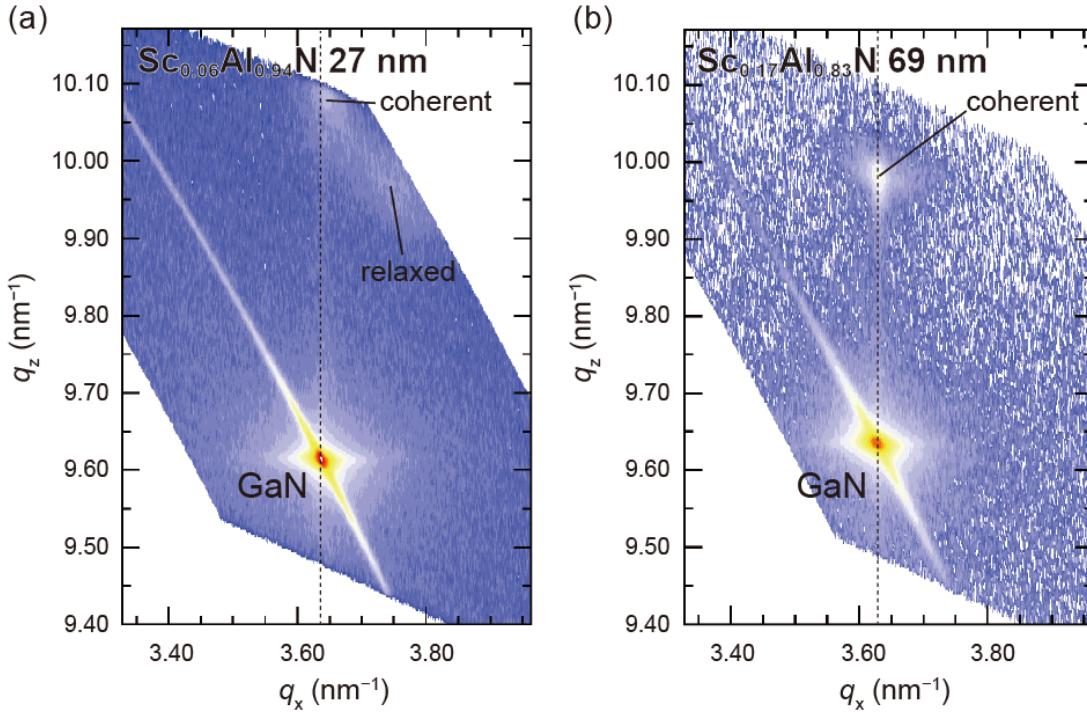


図 3: (a) $Sc_{0.06}Al_{0.94}N/GaN$ (b) $Sc_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$ ヘテロ構造の逆格子マップ。Reproduced from A. Kobayashi *et al.*, Appl. Phys. Express **17**, 011002 (2024), licensed under CC BY.

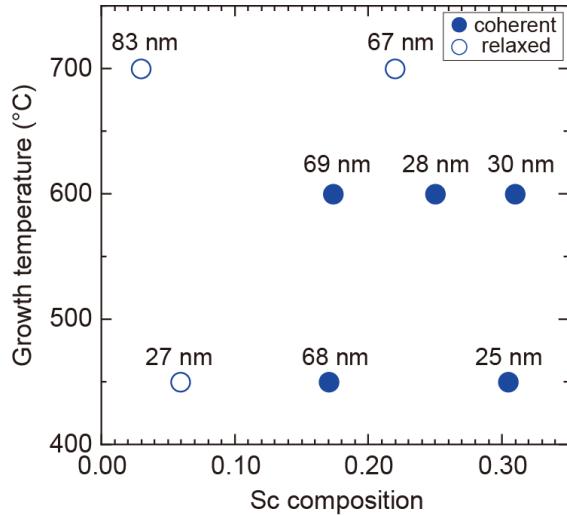


図 4: コヒーレント成長する ScAlN の領域。Reproduced from A. Kobayashi *et al.*, Appl. Phys. Express **17**, 011002 (2024), licensed under CC BY.

成であると考えられる。

図 4 は、さまざまな条件で作製した ScAlN/GaN の逆格子マップ測定をまとめ、コヒーレント成長が実現する領域を示したものである。図中の●はコヒーレント成長、○は格子緩和を示す。低 Sc 組成域では GaN との格子不整合による面内引張応力の影響で格子緩和が生じやすいが、Sc 組成を高めることでコヒーレント成長が実現するようになる。しかし、同組成でも 700 °C で成長させると格子緩和が誘発される。興味深いことに、低温成長では特に Sc 組成が 30% を超えてもコヒーレント成長が維持されることが分かった。MBE 法では、コヒーレント成長が可能な Sc 組成はおよそ 20% が限界とされているが、スパッタ法ではより高 Sc 組成域までコヒーレント成長を実現できる。

図 5 は、本研究で作製した ScAlN の c 軸格子定数を、他グループによる報告値とともに Sc 組成に対してプロットしたものである。図より、 c 軸格子定数は Vegard 則から大きく逸脱しており、同一の Sc 組成でも成長

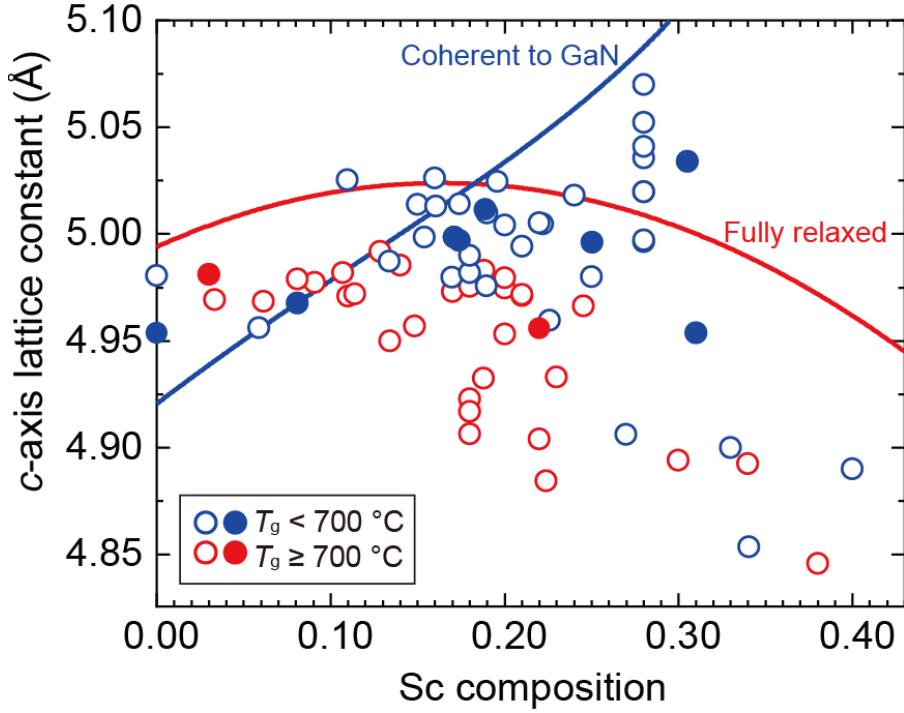


図 5: ScAlN の c 軸格子定数の既報値と本研究で得られた結果。Reproduced from A. Kobayashi *et al.*, Appl. Phys. Express **17**, 011002 (2024), licensed under CC BY.

温度によって異なる格子定数を持つ。特に $700\text{ }^{\circ}\text{C}$ 以上で成長させた ScAlN では、Sc 組成が 10% を超えると c 軸格子定数が著しく短くなる傾向が見られる。

Ambacher ら [4] は、ScAlN の格子定数と弾性定数を二次関数で表すモデルを提案しており、その式は以下のように与えられる。

$$\begin{aligned}
 a^{\text{ScAlN}}(x) &= 3.741x + 3.110(1-x) - 0.242x(1-x), \\
 c_{\text{relaxed}}^{\text{ScAlN}}(x) &= 4.245x + 4.994(1-x) + 1.114x(1-x), \\
 C_{33}^{\text{ScAlN}}(x) &= -155.17x + 373.00(1-x) + 95.49x(1-x), \\
 C_{13}^{\text{ScAlN}}(x) &= 141.70x + 108.00(1-x) + 52.95x(1-x)
 \end{aligned} \tag{1}$$

GaN 上にコヒーレント成長した場合の c 軸格子定数は、弾性歪みを考慮して次式で与えられる。

$$c_{\text{coherent}}^{\text{ScAlN}}(x) = c_{\text{relaxed}}^{\text{ScAlN}}(x) \left[1 - \frac{a^{\text{GaN}} - a^{\text{ScAlN}}(x)}{a_x^{\text{ScAlN}}} \cdot \frac{2C_{13}^{\text{ScAlN}}(x)}{C_{33}^{\text{ScAlN}}(x)} \right]. \tag{2}$$

図 5 では、赤線が緩和状態の c 軸格子定数、青線が GaN 上にコヒーレント成長した ScAlN の格子定数を示す。ScAlN が弾性的に歪む場合、実際の格子定数は、赤線と青線の間に位置する。しかし、MBE 法で作製された高 Sc 組成試料の多くは、赤線よりも短い c 軸格子定数を示しており、これら試料ではウルツ鉱構造から層状構造への部分的な相転移が生じていると考えられる。

既存の弾性歪みモデルでは ScAlN の c 軸格子定数の組成依存性を十分に説明できないため、成長条件を入力パラメータとして c 軸格子定数を予測する機械学習モデルを構築した。その結果を図 6 に示す。ここでは、スパッタ法による成長温度を $450\text{ }^{\circ}\text{C}$ 、MBE 法による成長温度を $650\text{ }^{\circ}\text{C}$ とし、膜厚 10 nm および 200 nm の場合について計算を行った。破線は Ambacher の二次関数モデルによる理論曲線を示す。

両者を比較すると、スパッタ法では広い組成領域で理論モデルに近い c 軸格子定数の Sc 組成依存性を示し、特に Sc 組成 20% 付近でコヒーレント成長が実現しやすいことが確認された。一方、MBE 法では Sc 組成が 20% を超えると、機械学習モデルによる準緩和状態（赤線）が理論曲線から乖離するのに対し、スパッタ法ではこの乖離が見られない。これらの結果は、スパッタ法では、高 Sc 組成領域でもウルツ鉱構造を維持した

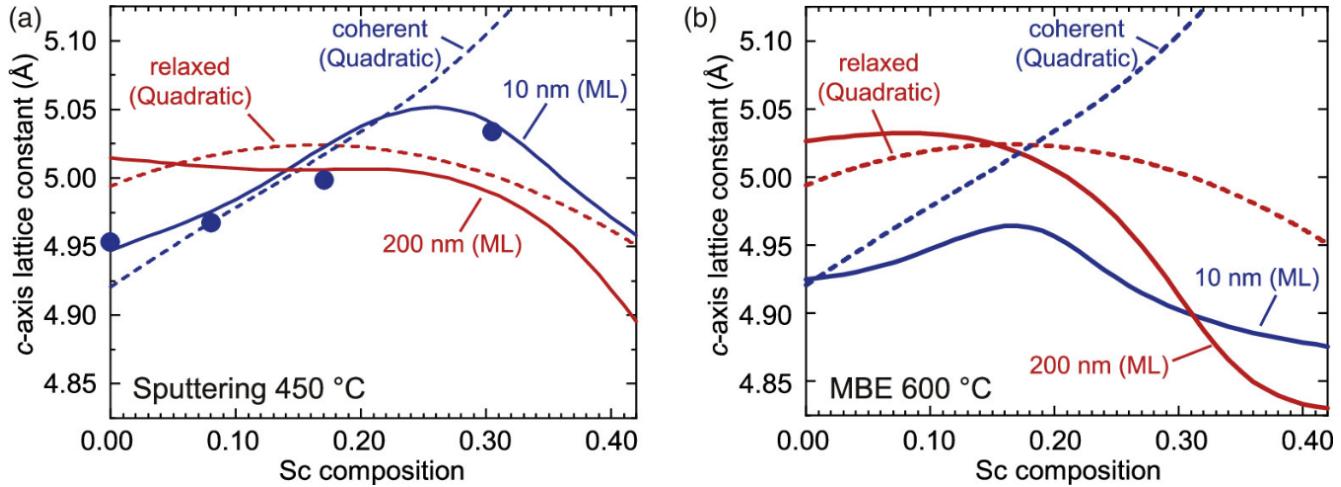


図 6: 機械学習モデルによる c 軸格子定数のシミュレーション結果。(a) スパッタ法、(b) MBE 法。Reproduced from A. Kobayashi *et al.*, Appl. Phys. Express **17**, 011002 (2024), licensed under CC BY.

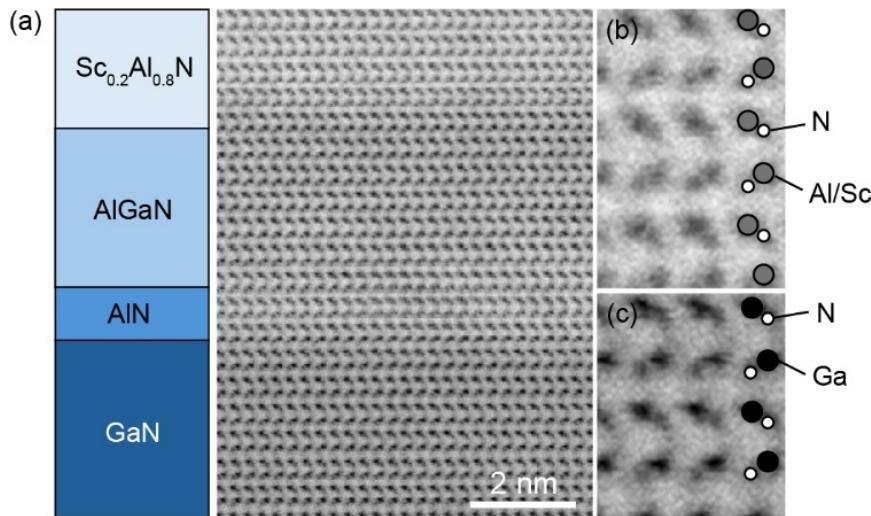


図 7: $\text{ScAlN}/\text{AlGaN}/\text{AlN}/\text{GaN}$ ヘテロ構造の ABF-STEM 像。Reproduced from T. Okuda *et al.*, Appl. Phys. Lett. **126**, 052105 (2025), licensed under CC BY-NC-ND.

ScAlN 結晶が得られることを示唆している。

4 GaN HEMT 構造上への ScAlN のエピタキシャル成長

前章では、スパッタ法によって ScAlN 薄膜が GaN 上にエピタキシャル成長可能であることを示した。本章では、この ScAlN を GaN HEMT のバリア層として応用する試みについて述べる。

まず、MOCVD 法を用いて SiC 基板上に作製した $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}(3 \text{ nm})/\text{AlN}/\text{GaN}$ ヘテロ構造を用意した。この HEMT テンプレート上に、スパッタ法で ScAlN をエピタキシャル成長させた。Sc 組成は 5~20%、膜厚は 20 nm とした。

図 7 に、 $\text{Sc}_{0.20}\text{Al}_{0.80}\text{N}/\text{AlGaN}/\text{AlN}/\text{GaN}$ HEMT 構造の環状明視野走査透過電子顕微鏡 (ABF-STEM) 像を示す。ScAlN/AlGaN 界面は極めて急峻であり、ScAlN のスパッタ再成長によって下地の構造が乱れることはなかった。拡大像に示すように、ScAlN 層は下地 GaN の極性を引き継ぎ、金属極性 (Sc/Al 極性) である。観察視野内に窒素極性の領域は認められず、極性の揃ったエピタキシャル成長が実現していることが確認された。

図 8 に ScAlN/AlGaN/GaN ヘテロ構造のシートキャリア密度 (n_s) および電子移動度 (μ) を示す。電気

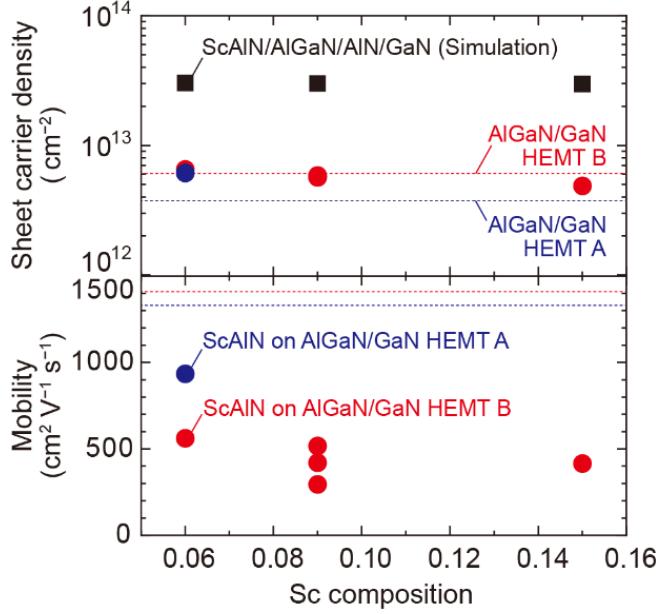


図 8: ScAlN/AlGaN/AlN/GaN ヘテロ構造の電気特性。Reproduced from T. Okuda *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **126**, 052105 (2025), licensed under CC BY-NC-ND.

的特性の異なる 2 種類の HEMT テンプレート A および B を用意した。HEMT A は $n_s = 3.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 、 $\mu = 1330 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ 、HEMT B は $n_s = 6.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 、 $\mu = 1410 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ であった。HEMT A 上に $\text{Sc}_{0.06}\text{Al}_{0.94}\text{N}$ をエピタキシャル成長させた試料では、シート抵抗が $1087 \Omega/\square$ 、 $n_s = 6.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 、 $\mu = 935 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ であった。ScAlN の成長によってシートキャリア密度がわずかに増加しており、この傾向は HEMT B でも同様に確認された。

一方、すべての試料において ScAlN 堆積後に電子移動度の低下が見られた。比較のため、MBE 法で作製した $\text{Sc}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{N}/\text{AlGaN}/\text{GaN}$ 構造では、 $n_s = 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 、 $\mu = 1025 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ が得られており、スパッタ法で作製した試料よりも優れた特性を示している [6]。スパッタ法で作製した試料には、成長プロセスに起因する点欠陥が含まれている可能性が高く、これが電気特性を低下させていると考えられる。具体的には、スパッタターゲット由来の微量不純物、あるいは再成長界面に蓄積した酸素・炭素不純物が主な要因として想定される。

筆者らの最近の研究によって、スパッタ成長温度を 750°C まで高めることで、ScAlN/AlGaN/AlN/GaN 界面に起因する散乱要因が大幅に低減し、シートキャリア濃度と電子移動度が飛躍的に向上することが明らかになっている [12]。また、エピタキシャル成長後のアニール処理でも同様の改善効果が得られている。これらの結果は、窒化物のスパッタ法においても、プロセス条件を精密に制御することで MBE 法に匹敵する純度と結晶性を持つ ScAlN 系ヘテロ構造を実現できる可能性を示唆している。実際に、前田ら [21] はスパッタ再成長 ScAlN をバリア層とする HEMT の作製に成功しており、今後のさらなる性能向上が期待される。

5 おわりに

本稿では、新しい窒化物半導体ファミリーである ScAlN の構造的特徴と特性を概説し、筆者らが取り組んでいるスパッタ法によるエピタキシャル成長およびデバイス応用の可能性について紹介した。

ScAlN は他の窒化物半導体混晶とは異なり、組成変化に伴い構造相転移を示す点に特徴がある。巨大な分極効果や強誘電性といった特性を有効に活用するためには、高品質な結晶成長の実現が不可欠である。そのためには、結晶欠陥や界面状態を精密に制御し、得られた薄膜の物性を丁寧に評価していくことが、ScAlN の実用化に向けた最重要課題の一つとなる。

筆者らは、高温ではウルツ鉱型 ScAlN の成長が難しいという課題を克服するため、スパッタ法によるエピタ

キシャル成長に注目した。実際、成長温度を 250 °C まで低減してもエピタキシャル成長が可能であることを明らかにしているが、低温成長では不純物混入が避けがたく、これが新たな課題となる。不純物の低減には、厳密な温度制御やポストアニール処理などが有効であることが分かってきた一方で、ある程度の不純物を許容しつつデバイスとして機能させる材料設計・構造設計も今後ますます重要になると考えられる。

本稿では詳述しなかったが、ScAlN の強誘電性については、カラム状構造の形成や酸素不純物の導入がその安定化に寄与するという報告もある。このような知見は、従来の窒化物半導体材料とは異なる新しい視点から ScAlN を評価する必要性を示唆しており、本材料系を理解する上で独自の評価基準を再定義すべき段階にあると言える。

謝辞

本研究の遂行にあたり、日頃より有意義な議論とご助言を賜った前田拓也講師、藤岡洋教授、上野耕平助教、橋本晋亮氏、関岳人講師、遠山慧子助教、柴田直哉教授（東京大学）、舟窪浩教授（東京科学大学）、本田善央教授（名古屋大学）、Debdeep Jena 教授（コーネル大学）、河原孝彦氏、牧山剛三氏、中田健氏（住友電気工業株式会社）、飯田努教授（東京理科大学）、ならびに東京理科大学小林研究室および東京大学前田研究室の各位に深く感謝申し上げる。本研究は、科研費・海外連携研究（23KK0094）、基盤研究（B）（21H01827）、泉科学技術振興財団、材料科学技術振興財団、および中部電気利用基礎研究振興財団からの支援を受けて実施された。

参考文献

- [1] M. Akiyama, T. Kamohara, K. Kano, A. Teshigahara, Y. Takeuchi and N. Kawahara, *Adv. Mater.* **21** (5), 593 (2009).
- [2] S. Fichtner, N. Wolff, F. Lofink, L. Kienle and B. Wagner, *J. Appl. Phys.* **125**, 114103 (2019).
- [3] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger and J. Hilsenbeck, *J. Appl. Phys.* **85** (6), 3222 (1999).
- [4] O. Ambacher, B. Christian, M. Yassine, M. Baeumler, S. Leone and R. Quay, *J. Appl. Phys.* **129** (20), 204501 (2021).
- [5] H. Fu, J. C. Goodrich and N. Tansu, *Appl. Phys. Lett.* **117** (23), 231105 (2020).
- [6] D. Wang, P. Wang, M. He, J. Liu, S. Mondal, M. Hu, D. Wang, Y. Wu, T. Ma and Z. Mi, *Appl. Phys. Lett.* **122** (9), 090601 (2023).
- [7] K. Furuta, K. Hirata, S. A. Anggraini, M. Akiyama, M. Uehara and H. Yamada, *J. Appl. Phys.* **130** (2), 024104 (2021).
- [8] O. Ambacher, S. Mihalic, E. Wade, M. Yassine, A. Yassine, N. Feil and B. Christian, *J. Appl. Phys.* **132** (17), 175101 (2022).
- [9] A. Kobayashi, Y. Honda, T. Maeda, T. Okuda, K. Ueno and H. Fujioka, *Appl. Phys. Express* **17** (1), 011002 (2024).
- [10] T. Maeda, Y. Wakamoto, S. Kaneki, H. Fujikura and A. Kobayashi, *Appl. Phys. Lett.* **125** (2), 022103 (2024).
- [11] A. Kobayashi, T. Maeda, T. Akiyama, T. Kawamura and Y. Honda, *Phys. Status Solidi (A)* **2400896**, 2400896 (2025).
- [12] T. Okuda, S. Ota, T. Kawahara, K. Makiyama, K. Nakata, T. Maeda and A. Kobayashi, *Appl. Phys. Lett.* **126** (5), 052105 (2025).
- [13] S. Ota, T. Okuda, K. Kubota, Y. Wakamoto, T. Maeda, T. Kawahara, K. Makiyama, K. Nakata

- and A. Kobayashi, *APL Mater.* **13** (8), 081112 (2025).
- [14] S. Fukuda, T. Kawahara, K. Makiyama, K. Nakata and A. Kobayashi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **64** (9), 090901 (2025).
- [15] A. Kobayashi, S. Kihira, T. Takeda, M. Kobayashi, T. Harada, K. Ueno and H. Fujioka, *Adv. Mater. Interfaces* **9** (31), 2201244 (2022).
- [16] A. Kobayashi, S. Kihira, T. Akiyama, T. Kawamura, T. Maeda, K. Ueno and H. Fujioka, *ACS Appl. Electron. Mater.* **5** (1), 240 (2023).
- [17] Z. Engel, K. Motoki, C. M. Matthews and W. A. Doolittle, *J. Appl. Phys.* **132** (18), 185302 (2022).
- [18] G. Koblmüller, J. Brown, R. Averbeck, H. Riechert, P. Pongratz and J. S. Speck, *Appl. Phys. Lett.* **86** (4), 041908 (2005).
- [19] T. Yamaguchi and Y. Nanishi, *Appl. Phys. Express* **2**, 051001 (2009).
- [20] Y. Cho, C. S. Chang, K. Lee, M. Gong, K. Nomoto, M. Toita, L. J. Schowalter, D. A. Muller, D. Jena and H. G. Xing, *Appl. Phys. Lett.* **116** (17), 172106 (2020).
- [21] T. Maeda, Y. Wakamoto, K. Kubota, T. Kawahara, S. Yoshida, K. Makiyama, K. Nakata and A. Kobayashi, 2025 Device Research Conference (DRC), p. 1 (IEEE, 2025).