多光子励起フォトルミネッセンスを用いた GaN 結晶中の転位の非破壊・三次元観察

谷川智之*

1. はじめに

窒化物半導体は、ワイドギャップ半導体と呼ばれ、高効率 青色発光ダイオード、青紫半導体レーザー、高電子移動度ト ランジスタは既に実用化されている.特に青色発光ダイオー ドと黄色蛍光体を組み合わせた白色発光ダイオードは、第四 世代の光といわれ、白熱電球や蛍光灯を大きく上回る発光効 率を有しており、照明用 LED として広く普及している.近 年では、水銀ランプを代替する AlGaN 系高効率紫外発光素 子や、高耐圧かつ低オン抵抗を有する縦型 GaN パワーデバ イスの開発が盛んに行われている.

窒化物半導体は、自然界に存在しない材料である. そのた め、サファイアや SiC などの異種材料基板の上にヘテロエ ピタキシャル成長させる必要がある⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾.異種材料基板と エピタキシャル膜との間には大きな格子不整合が存在し、エ ピタキシャル膜の表面が荒れやすく,結晶欠陥密度も非常に 高い. 1986年に赤崎と天野らによって開発された低温バッ ファ層技術(1)により、初期に形成される結晶粒の密度を高く でき、格子不整合系エピタキシャル成長においても高品質膜 が得られるようになった.しかし,格子不整合に起因した貫 通転位がエピタキシャル膜に発生し、その密度は10⁸~10¹⁰ cm⁻²程度である.半導体レーザーや縦型 GaN パワーデバ イスでは、転位がデバイスの性能や寿命に影響を及ぼす.こ のような場合は、ハライド気相成長(HVPE)法などによって 作製された GaN 自立基板(5)の上にホモエピタキシャル成長 によって作製される. HVPE 法で作製された GaN 自立基板 に存在する貫通転位の密度は 10⁶ cm⁻² 程度である. さらな る転位密度の低減に向けて、HVPE法だけでなくアモノサ

ーマル法⁽⁶⁾や Na フラックス法⁽⁷⁾を用いた GaN バルク結晶 の開発が行われている.

このように、窒化物半導体からなる新しいデバイスの開発 には、結晶成長技術の向上と結晶の低転位密度化が重要であ る.転位密度を効率よく減らすためには、貫通転位の伝播特 性を正確に把握することが重要である. GaN における転位 の観察方法は、透過型電子顕微鏡(TEM)⁽⁸⁾、エッチピット 法⁽⁹⁾,カソードルミネッセンス(CL)⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾などが用いられ る. TEM 観察では、転位のバーガースベクトルの方向や大 きさを正確に識別することができる.しかし、観察のために は試料を薄片化させる必要があり、観察領域も制限される. エッチピット法は、アルカリエッチングで形成されたピット の大きさを転位の種類によって分類することができ、結晶表 面に到達した転位の位置や種類を調べることができる.これ らの方法は破壊的手法である. CLは,エピタキシャル膜の 表面近傍に存在する転位の分布を非破壊で観察することがで きる. GaN 結晶中に注入された電子により生成された電子 正孔対は、拡散過程を経て発光再結合する. GaN 結晶中の 転位は非輻射再結合中心として働くため、転位近傍の CL 発 光強度は弱くなる. その結果, CL 像において転位の周囲に 暗点が観察される. CL を用いて観察可能な深さは, 観察中 の加速電圧に依存するが、基本的には表面付近の転位の分布 のみを示すことができる. 深部の結晶欠陥を非破壊で観察す る手法としてX線トポグラフ測定がしばしば用いられる が、電子顕微鏡を用いた方法と比べ空間分解能が低い. 高分 解能解析を行うためには、放射光を利用したトポグラフ測定 が行われるが、観察可能な転位密度は104 cm-2 程度であ る. 最近では、ラマン散乱マッピングを用いて刃状転位と混 合転位の位置を特定した結果が報告されている⁽¹²⁾.

* 東北大学金属材料研究所;講師(〒980-8577 仙台市青葉区片平 2-1-1)

Multiphoton-Excitation Photoluminescence as a Tool for Defect Characterization of GaN Crystal; Tomoyuki Tanikawa*(*Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai)

Keywords: multiphoton-excitation photoluminescence (MPPL), GaN, dislocation, three-dimensional imaging, halide vapor phase epitaxy, nondestructive characterization

2019年1月15日受理[doi:10.2320/materia.58.144]

GaN 結晶の内部に存在する転位を非破壊で観察する新し い手法として、多光子励起過程を利用してフォトルミネッセ ンス発光を得る多光子励起フォトルミネッセンス法⁽¹³⁾を著 者は提案している. GaN に関する著者による報告の前に、 多光子励起フォトルミネッセンスを用いた SiC 結晶の転位 観察について、2014年に田沼らにより報告されている⁽¹⁴⁾. さらに遡ると、多光子励起顕微鏡は、1990年代より生体組 織の深部観察として開発されてきた技術である⁽¹⁵⁾⁻⁽¹⁷⁾.本 稿では、多光子励起顕微鏡の特徴と半導体材料の観察におけ る課題を述べ、HVPE 法で作製した GaN 結晶の内部観察を 行った例を紹介する.

2. 多光子励起顕微鏡の特徴

蛍光分子に励起光を照射するとき,複数の励起光子が同時 に吸収される(多光子励起)と、元の光子の整数倍のエネルギ ーを受けて励起状態となる.この励起状態から基底状態に遷 移する際にエネルギーが蛍光として放出される. 多光子吸収 は非線形光学過程の減少である.この現象を利用するために は、フェムト秒パルスレーザーなどを励起光源として用い て,非常に短い時間幅に高強度の光を集中させる. さらに, レーザーをレンズで集光させることで、非常に狭い空間に複 数の光子を集め、多光子励起を発生させることができる. ま た,フェムト秒パルスレーザーを用いて蛍光分子を極端時間 励起することで、熱による組織破壊を回避することができ、 低侵襲環境で長時間観察することができる.他の組織で散乱 や吸収が起こらないように、「生体の窓」と呼ばれる生体透 過性の高い 650~900 nm 程度の波長域で励起や蛍光を行 う.二光子励起を発生させるために、生体の窓のうち長波長 の近赤外光が励起波長として用いられる. 目的の組織を観察 するためには、組織由来の自家発光を利用するか、二光子吸 収断面積の大きな蛍光色素を用いる.

3. 多光子励起顕微鏡を用いた半導体の観察

多光子励起顕微鏡を用いた半導体の観察では、生体の観察 とは異なる観点で光学設計を行う必要がある.生体の観察で は、蛍光色素による組織の染色が可能なため、励起波長と蛍 光波長を人工的に制御することができる.一方,半導体は染 色できないため、半導体自身の吸収特性や発光特性を利用し て観察を行う.半導体における光物性は、材料の様々な物性 によって変化する.そのため、観察対象の光物性をよく理解 した上で光学設計を行う必要がある. GaN は室温における バンドギャップエネルギーが3.4 eVの直接遷移型半導体で あり、波長で365 nmより短波長の光を吸収し、長波長の光 を透過する.二光子励起を発生させるためには,バンドギャ ップエネルギーを基準として半分より短波長の光を用いる. すなわち, 365 nm から 730 nm 程度の光を用いると二光子 励起が発生する. 730 nm から 1095 nm 程度の光を用いる と,三光子励起過程を経て電子正孔対が励起される.多光子 励起過程により発生した電子正孔対は、拡散長だけ拡散した のち,再結合して熱平衡状態に戻る.電子と正孔が再結合す る際に光が放出される.多光子励起過程を介して放出された 光を多光子励起フォトルミネッセンスと呼ぶ.結晶中に欠陥 が存在するとき、欠陥の性質によって再結合過程が変化する. GaN の場合,転位は非輻射再結合中心として働く.電子や 正孔が転位に捕獲されると、光を放出せずに自身のエネルギ ーを失う.半導体から放出されるバンド間発光の光強度をマ ッピング測定すると,転位の位置を中心としてから拡散長に 相当する範囲において光強度が相対的に低下し、転位が暗点 や暗線として観測される.SiCの場合,転位に起因する局在 準位に電子や正孔が捕獲されるが、捕獲準位から再結合する 際に近赤外で強い発光が観測される。そのため、検出する波 長域によって転位の見え方が異なる.バンド端発光の光強度 をマッピング測定すると、転位は暗点や暗線として観測さ れ,局在準位からの近赤外発光をマッピング測定すると,転 位は明点や明線として観測される(18).



図1 多光子励起フォトルミネッセンスを用いた転位のイメージングの概念図. ※は畳み込み演算を示す.

多光子励起フォトルミネッセンスを用いた転位のイメージ ングの概念図を図1に示す.転位は原子位置のずれによる線 状欠陥である.原子位置のずれはサブナノメートルスケール での現象であり、光学的手法では観察できない.しかし、転 位が非輻射再結合中心として働くとき、転位の周囲で生成さ れたキャリアは転位に向かって拡散し、捕獲される. その結 果、拡散長に相当する範囲において転位周りの発光分布が低 下する.キャリアの拡散長は、原子位置の変位と比べると非 常にスケールが大きく,光学的手法でも観察できる.また, 多光子励起現象は複数の光子が励起に関与するプロセスであ り,励起確率は光子密度のべき乗に比例する.この効果は, 空間分解能にも影響を与える.光には波の性質があり, 焦点 における励起光は回折現象によって制限された空間的拡がり を有する.この空間的拡がりによって光学的手法による空間 分解能が決定される.励起光の空間的拡がりは点拡がり関数 (PSF)によって記述される.N光子励起過程を利用した観 察手法の空間分解能は、PSFのN乗で記述される光の空間 的拡がりによって律速される. PSF の性質は、多光子励起 フォトルミネッセンスに限らず光学的手法を用いたイメージ ングにおいて重要な要素である.多光子励起フォトルミネッ センス測定により得られる転位近傍の観察像は,図1に示 すように、転位の位置座標を中心として、発光分布と PSF のべき乗の畳み込み演算で記述できる.

多光子励起の起こる確率は、励起光強度のべき乗に比例する.そのため、キャリアの拡散現象を無視すると、フォトル ミネッセンス強度の空間分布は励起光強度の空間分布のべき 乗によって決まる.集光されたレーザー光の輝度分布を *I*exc(*v*, *u*)とすると、焦点面内および光軸上の輝度分布は次式 のように記述される⁽¹⁹⁾.

焦点面内:
$$I_{\text{exc}}(v, 0) = I_0 \left(\frac{J_1(v)}{v}\right)^2$$
 (1)

光軸上:
$$I_{\text{exc}}(0, u) = I_0 \left(\frac{\sin u/4}{u/4}\right)^2$$
 (2)

 I_0 は幾何学的焦点 u = v = 0 での輝度, J_1 は1次のベッセル関 数である.また,焦点を中心として焦点面方向をr,光軸方 向をzとし、対物レンズの開口数をNA、試料の屈折率をn とすると、 $v=2\pi/\lambda_{\text{ex}}\cdot NA\cdot r, u=2\pi/\lambda_{\text{ex}}\cdot (n-\sqrt{n^2-(NA)^2})\cdot z$ となる. N光子励起フォトルミネッセンスの光強度分布は $I_{\text{exc}}(v, u)$ のN乗に比例する.励起光と二光子および三光子 励起フォトルミネッセンスの光強度分布を図2に示す.多光 子励起フォトルミネッセンスの空間分解能を光強度分布の半 値全幅によって定義すると、表1の関係となる.励起光と比 較して二光子および三光子励起フォトルミネッセンスは半値 全幅が狭くなり,空間分解能が高くなる.ただし,半値全幅 は波長や屈折率に依存する.例として,NA=0.80, n=2.3 として求めた焦点面内および光軸上の光強度の半値全幅を図 3に示す. GaNのバンドギャップエネルギーに相当する波 長は365 nm 程度であることから,365 nm とその2 倍の 730 nm を境に励起に関与する光子数が変化する. 図3(a)か ら、二光子励起および三光子励起フォトルミネッセンスの焦



 図2 焦点近傍の励起光と二光子および三光子励起フ ォトルミネッセンスの光強度分布.(a)焦点面 (b)光軸上.

表1 励起光と二光子および三光子励起フォトルミネ ッセンスの焦点面内および光軸方向の光強度分 布の半値全幅.

励起光子数	焦点面内の 半値全幅	光軸上の半値全幅
励起光	$0.51 \frac{\lambda_{ m exc}}{NA}$	$0.88 \frac{\lambda_{\rm exc}}{n - \sqrt{n^2 - (NA)^2}}$
二光子	$0.37 \frac{\lambda_{ m exc}}{NA}$	$0.63 \frac{\lambda_{\rm exc}}{n - \sqrt{n^2 - (NA)^2}}$
三光子	$0.30 \frac{\lambda_{\mathrm{exc}}}{NA}$	$0.52 \frac{\lambda_{\rm exc}}{n - \sqrt{n^2 - (NA)^2}}$



図3 光強度分布の波長依存性. (a) 焦点面 (b) 光軸上.

点面内における半値全幅はおよそ 0.2 µm から 0.4 µm 程度 であることがわかる.一方,図3(b)より,光軸上の光強度 分布の半値全幅は 2 µm から 4 µm 程度と広くなる.これは, GaN の屈折率が 2 以上と大きいことによる.GaN に限らず 半導体材料の屈折率は 2 より大きく,焦点面内と比べ光軸 方向の空間分解能が劣ってしまう.

深さ方向の分析の際には、測定環境と試料の屈折率差によって焦点位置のずれやレーザー焦点の劣化が生じる⁽²⁰⁾.対物レンズもしくはステージの深さ方向への移動距離(*NEP*)

は、試料中でレーザーの焦点が動いた距離(AFP)と異なる. 屈折率 n_1 の媒質から屈折率 n_2 の媒質に光を照射したとき、NAが小さいと仮定すると $NEP = n_2/n_1 \cdot NEP$ の関係となる. また、屈折率差が存在すると、媒質間でレーザー光線が屈折する. その結果、球面収差によりレーザー焦点が劣化する. 焦点の劣化は、図1における励起光の PSF の劣化を意味する. 特に光軸方向において PSF は劣化する⁽²¹⁾. 実際に、GaN 結晶内に観察された暗線の直径の深さ依存性を調べると、観察深さの増大に伴い深さ方向の暗線の直径は大きくなる⁽¹³⁾.

また, 集光点の光強度が低下することにより多光子励起フ ォトルミネッセンス強度も低下する. これらの影響を回避す るためには, 水浸や油浸の対物レンズを用い, 測定環境と試 料との屈折率差を減らす必要がある. しかし, 屈折率が2 を超える溶媒は存在せず, 半導体の観察において屈折率差の 影響は避けられない課題である.

4. GaN の多光子励起フォトルミネッセンス測定

観察用試料として, HVPE 法を用いて作製したアンドー プn型c面GaN 基板を用いた. 貫通転位密度は 10⁶ cm⁻² 程 度である.多光子励起フォトルミネッセンス測定にはニコン 社製多光子顕微鏡(A1MP+)を使用した.光学系の模式図を 図4に示す.励起光源としてチタンサファイア超短パルスレ ーザーを用いた.パルス幅は100 fs,繰り返し周波数は80 MHz である. 波長は 700 nm とした. レーザー光は, 音響 光学素子を通して平均パワーを1mW~14mWの間で調整 した. レーザー光は、2対のガルバノミラーで構成されるガ ルバノスキャナにより面内方向に走査されながら対物レンズ で試料に集光照射される.用いた対物レンズの倍率は50倍 で,NAは0.80である. 焦点において二光子励起過程を経て 放出されたルミネッセンス光は、対物レンズで収集される. ルミネッセンス光は対物レンズ上部のダイクロイックミラー で反射され、光電子増倍管で検出される. GaN から放出さ れるルミネッセンス光のうち,バンド端近傍発光(NBE)と イエロールミネッセンス(YL)を独立に検出するために,光 電子増倍管の前にダイクロイックミラーとバンドパスフィル



図4 多光子励起フォトルミネッセンス測定系の模式図.

ターを通して検出波長を分けている. 焦点の光軸方向の位置 は対物レンズの位置をステッピングモーターで制御すること により走査される. ガルバノスキャナとステッピングモータ ーを用いて焦点位置を三次元走査しながら発光強度をマッピ ングすることにより, NBE と YL の三次元像を構築した. 測定は大気雰囲気において室温で行った.

GaN は直接遷移型半導体であり、光学吸収端における吸 収係数は 10⁵ cm⁻¹ 程度と非常に大きい. さらに、バンドギ ャップエネルギーより低エネルギーの吸収係数は原子配列の 乱れにもとづく指数関数的な裾を引いている⁽²²⁾.これらの 影響により、深い焦点位置から放出されたルミネッセンス光 のうち 380 nm より短波長の光は GaN 自身に再吸収されて しまう⁽¹³⁾.よって、多光子励起フォトルミネッセンスによ り深い焦点位置からの NBE 発光を測定するためには、380 nm から 400 nm 程度に存在する発光の裾成分を検出する必 要がある.

c 面 GaN 基板表面近傍の焦点面内の NBE 像および YL 像 を図5(a)および5(b)に示す.特に NBE 像において,多く の暗点がはっきりと観察されている.暗点は,これまでに議 論した通り,転位の非輻射再結合の性質による.暗点を中心 とした発光強度分布を図5(b)に示す.暗点の直径は0.8 μm 程度で,表1で示す焦点面内の半値全幅(0.32 μm)より広 い.つまり,暗点の直径はキャリアの拡散長に律速され,十 分な空間分解能が得られていると考えることができる.少数 キャリアの拡散によって発光強度が律速されるとみなすと, 転位からr離れた位置の発光強度は次式のように与えられる.

 $I_{\rm MPPL}(r) = I_0 - I_{\rm D} \exp\left(-r/L_{\rm eff}\right)$ (3)I₀は転位から十分離れた位置における発光強度, I_Dは転位 中心の発光強度, Leff は実効的な拡散長である. 式(3)を用 いて発光強度分布をフィッティングした結果を図5(c)に実 線で示す. 測定結果とよく一致しており, L_{eff}は 0.42 µm で あった.他の測定手法においてもn型 GaN における少数キ ャリアの拡散長は 0.2-2 μm 程度の値が報告されている⁽²³⁾. 各々の転位を独立して観察するためには、転位が暗点の直径 以上に離れている必要がある. 観察可能な転位密度を見積も るために, 暗点の直径を1µm と仮定すると, 1×10⁸ cm⁻² 以下の転位密度を有する GaN 結晶の転位は多光子励起フォ トルミネッセンスで観察できるといえる.ドナー濃度が高い n型GaN結晶では、少数キャリアの拡散長が短くなり、暗 点の直径も小さくなる. 拡散長が 0.3 µm 以下になると, 空 間分解能はレーザー光の広がりに律速される. その場合, 暗 点の直径は表1より0.32 µm と見積もられ、観察可能な最 大の転位密度は9×108 cm⁻² 程度となる.

焦点深さを変化させることによって、各焦点深さにおける 面内発光像を得ることができ、図6(a)のように二次元像を 積層することで三次元像を構築することができる.図6(b) は、最小輝度を投影表示した三次元像である.各々の二次元 像で観察された暗点は、三次元像において図6(b)に示すよ うに暗線として観察される.これは、線状の結晶欠陥である 暗線の性質を示しており、転位の三次元構造が明瞭に観察さ



図 5 *c* 面 GaN 基板表面の多光子励起 PL 像と暗点近傍の強度分布. (a) NBE 像 (b) YL 像 (c) 暗点近傍の NBE 発 光分布.



図6 多光子励起フォトルミネッセンス測定における三次元像の構築.(a)二次元像の積層(b)三次元像(最小輝度 表示).

れている.

空間分解能の焦点深さ依存性を評価するために, 暗線の直 径の焦点深さ依存性を評価した.結果を図7に示す.レーザ ー光の照射方向と平行に伝搬する暗線から焦点面内方向の直 径を測定し,レーザー光の照射方向と垂直に伝搬する暗線か ら光軸方向の直径を測定した.面内方向の直径は0.6 μ m か ら1 μ m 程度で,焦点深さ50 μ m まで一定値をとり,50 μ m より深い領域では徐々に増加している.光軸方向の暗線の直 径は3 μ m から6 μ m 程度で,面内方向より広がっていた. これらの傾向を考察するために,図7に点線で示すように 一次関数で測定結果をフィッティングした.なお,縦軸との 切片は表1で求められる半値全幅の値とした.つまり,こ れは球面収差による PSF の変化を示す.面内方向では,深

さ50µm までの領域では点線より上にプロットが存在し, 一定値を撮っている.これは,暗線の直径が拡散長に律速さ れていることを示している.より深い領域では,球面収差の 影響で見かけの直径が増加している.光軸方向は,測定結果 にばらつきが大きいものの,焦点深さの増加に伴い直径が増 加した.

多光子励起フォトルミネッセンス測定により, GaN 結晶 中の成長姿態や転位の多様な三次元構造を観察できる. GaN のエピタキシャル成長では,貫通転位密度を低減させ るために様々な試みがなされている.貫通転位密度は膜厚の 増加とともに低減する⁽²⁴⁾.多光子励起フォトルミネッセン



スでは、各々の焦点位置における暗点密度から貫通転位密度 の成長膜厚を観察することができる.サファイア基板上に HVPE 法を用いて 320 μm の GaN 厚膜を成長させ、多光子 励起フォトルミネッセンスにより焦点位置を変えながら GaN 膜中の暗点密度を計測し、暗点密度と成長膜厚との関



サファイア基板上 GaN の暗点密度の成長膜厚依 図 8 存性.

係を調べた.結果を図8に示す⁽¹³⁾.暗点密度は成長膜厚の 増大に伴い減少する傾向が得られた. CL などの従来の観察 手法では表面近傍の転位密度しか計測できないため、このよ うな膜厚と転位密度の関係を調べるためには、膜厚の異なる 結晶を作製する必要があった.多光子励起フォトルミネッセ ンスを用いると、非破壊で転位密度の深さ分布を測定でき る. 効率よく転位密度を低減させるために、ファセット形成 選択横方向成長(FIELO)など選択成長法が複数報告されて いる⁽²⁵⁾. FIELO を含む選択成長では、低次元指数からなる ファセット面を出現させ,成長表面に向かって貫通する転位 を横方向に意図的に屈曲させる. このような過程で結晶成長 させた膜中の転位は非常に複雑な三次元分布となる. このよ うな成長プロセスで作製した結晶の三次元構造解析にも多光 子励起フォトルミネッセンスは有用である. 成長に形成され るファセット面により意図せず取り込まれる不純物の濃度が 変化する.そのため,発光強度がファセット面によって減可 する.この性質を利用すると、三次元形状を非破壊で可視化 できる. さらに貫通転位は暗点や暗線として現れることか ら,三次元成長の形状と転位の三次元分布を非破壊で観察す ることができる.多光子励起フォトルミネッセンスによる非 破壊観察を通じて、GaN 結晶の結晶成長における成長姿態 と転位伝搬の性質をより精確に理解し、高品質結晶を得るた めの道しるべが得られることを期待している.

5. ま Ł め

本稿では、多光子励起フォトルミッセンスを用いた半導体 観察の特徴と課題を述べ、GaN 結晶の観察例をいくつか示 した. 多光子励起フォトルミネッセンスは, 原理的に材料の 種類を問わない手法であり、既報の GaN や SiC に限らず、 多くの材料の深部観察に活用されることを期待している.

本研究は JSPS 科研費 JP17H05325と JP16K18074の助成 を受けたものです.

文 献

- (1) H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki and Y. Toyoda: Appl. Phys. Lett., 48(1986), 353-355.
- (2) S. Nakamura: Jpn. J. Appl. Phys., **30**(1991), L1705–L1707.
- (3) A. Watanabe, T. Takeuchi, K. Hirosawa, H. Amano, K. Hiramatsu and I. Akasaki: J. Cryst. Growth, 128(1993), 391-396.
- (4) T. Sasaki and T. Matsuoka: J. Appl. Phys., 64(1988), 4531-4535.
- (5) Y. Oshima, T. Eri, M. Shibata, H. Sunakawa, K. Obayashi, T. Ichihashi and A. Usui: Jpn. J. Appl. Phys., 42(2003), L1-L3.
- (6) A. Yoshikawa, E. Ohshima, T. Fukuda, H. Tsuji and K. Oshima: J. Cryst. Growth, 260(2004), 67–72.
- (7) H. Yamane, M. Shimada, S. J. Clarke and F. J. DiSalvo, Chem. Mater., 9(1997), 413-416.
- (8) S. D. Lester, F. A. Ponce, M. G. Craford and D. A. Steigerwald: Appl. Phys. Lett., 66(1995), 1249-1251.
- (9) J. L. Weyher, S. Lazar, L. Macht, Z. Liliental-Weber, R. J. Molnar, S. Müller, V. G. M. Sivel, G. Nowak and I. Grzegory: J. Cryst. Growth 305 (2007) 384-392.
- (10) J. S. Speck and S. J. Rosner: Physica B, 273-274(1999), 24-32.
- (11) Y. Yao, Y. Ishikawa, Y. Sugawara, D. Yokoe, M. Sudo, N. Okada and K. Tadatomo: Superlattices Microstruct., 99 (2016), 83-87.
- (12) N. Kokubo, Y. Tsunooka, F. Fujie, J. Ohara, S. Onda, H. Yamada, M. Shimizu, S. Harada, M. Tagawa and T. Ujihara: Appl. Phys. Express, 11(2018), 111001-1-111001-4.
- (13) T. Tanikawa, K. Ohnishi, M. Kanoh, T. Mukai and T. Matsuoka: Appl. Phys. Express, 11 (2018), 031004-1-4.
- (14) R. Tanuma and H. Tsuchida: Appl. Phys. Express, 7(2014), 121303-1-4.
- (15) M. Goeppert-Mayer: Ann. Phys. (Leipzig) 9(1937), 273-294.
- (16) W. Kaiser and C. G. B. Garrett: Phys. Rev. Lett., 7(1961), 229-231.
- (17) W. Denk, J. H. Strickler and W. W. Webb: Science, 248 (1990), 73–76.
- (18) C. Kawahara, J. Suda and T. Kimoto: Jpn. J. Appl. Phys., 53 (2014), 020304 - 1 - 020304 - 4.
- (19) M. Born and E. Wolf: Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffractin of Light, 7th Edition, Cambridge University Press, (1999), 484-499.
- (20) S. Hell, G. Reiner, C. Cremer and E. H. K. Stelzer: J. Microscopy, 169 (1993), 391-405.
- (21) Cees J. de Grauw, Jurrien M. Vroom, Hans T. M van der Voort and Hans C. Gerritsen: Appl. Opt., 38(1999), 5995–6003.
- (22) S. Chichibu, T. Mizutani, T. Shioda and H. Nakanishi: Appl. Phys. Lett., 70 (1997), 3440–3442.
- (23) Z. Z. Bandić, P. M. Bridger, E. C. Piquette and T. C. McGill: Solid-State Electronics, 44(2000), 221-228.
- (24) S. K. Mathis, A. E. Romanov, L. F. Chen, G. E. Beltz, W. Pompe and J. S. Speck: J. Cryst. Growth, 231 (2001), 371-390.
- (25) A. Usui, H. Sunakawa, A. Sakai and A. A. Yamaguchi: Jpn. J. Appl. Phys., 36(1997), L899-L902.

課程修了



谷川智之

励起顕微鏡 ◎半極性・非極性・N 極性 GaN 薄膜の有機金属気相 成長と発光デバイスおよび電子デバイス応用に関 する研究に従事. また, 分極電界の計測や貫通転 位の非破壊観察に関する研究に従事

東北大学金属材料研究所 助教
