

令和 3 年 4 月 24 日現在

機関番号：24402

研究種目：基盤研究(C)（一般）

研究期間：2018～2020

課題番号：18K03494

研究課題名（和文）励起子非弾性散乱過程におけるポラリトンの空間伝播による発光機構の解明

研究課題名（英文）Elucidation of photoluminescence mechanism due to polariton-like spatial propagation in exciton inelastic scattering processes

研究代表者

中山 正昭（NAKAYAMA, Masaaki）

大阪市立大学・大学院工学研究科・教授

研究者番号：30172480

交付決定額（研究期間全体）：（直接経費） 3,400,000円

研究成果の概要（和文）：多様な半導体（GaAs/AlAs多重量子井戸・超格子、GaN系薄膜、ZnO薄膜、CuI薄膜）を対象に、励起子非弾性散乱過程（励起子-励起子散乱と励起子-電子散乱）の空間分解及び時間分解発光特性を研究した。試料端で発光スポットが出現し、励起子非弾性散乱発光が選択的に観測されることを見出した。このことは、散乱過程の終状態である光子性ポラリトン（励起子と光子の混成状態の光子性粒子）が励起スポットから試料端に空間伝播し、試料端での並進対称性の破れによって光子に変換されていることを明示している。さらに、励起子-励起子散乱発光速度が、光子性ポラリトンの群速度によってスケールアップできることを明らかにした。

研究成果の学術的意義や社会的意義

励起子非弾性散乱過程（励起子-励起子散乱と励起子-電子散乱）は、レーザー発振の起源となる誘導放出（光増幅）が生じる光学過程として1970年代中頃から現在に至るまで盛んに研究が行われてきた。しかし、励起子非弾性散乱過程の本質的な特性である発光過程のポラリトン性（励起子と光子の混成状態の特性）については、明らかではなかった。本研究の学術的意義は、発光過程の終状態である光子性ポラリトンの空間伝播が、励起子非弾性散乱による発光過程を支配していることを空間分解発光特性と時間分解発光特性の観点から明らかにしたことであり、発光過程を制御するための重要な知見を提示するものである。

研究成果の概要（英文）：We have investigated the spatially-resolved and time-resolved photoluminescence (PL) properties of exciton inelastic scattering processes such as exciton-exciton scattering and exciton-electron scattering in various semiconductors such as GaAs/AlAs multiple quantum wells, superlattices, GaN-related thin films, ZnO thin films, and CuI thin films. We found that a PL spot appears at a sample edge and that the PL from exciton inelastic scattering is selectively observed at the sample edge. This fact indicates that the photon-like polariton, which is the final state of the inelastic scattering process, spatially propagates from an excitation spot to the sample edge, which leads to conversion to a photon by breakdown of translational symmetry at the sample edge. Furthermore, we revealed that the PL decay rate of exciton-exciton scattering can be scaled by the group velocity of the photon-like polariton.

研究分野：半導体光物性

キーワード：励起子非弾性散乱 励起子-励起子散乱 励起子-電子散乱 光子性ポラリトン空間伝播 空間分解発光分光法 時間分解発光分光法 多重量子井戸・超格子 半導体薄膜

1. 研究開始当初の背景

励起子非弾性散乱過程である励起子-励起子散乱と励起子-電子散乱は、光学利得が発生して誘導放出が生じる光学過程として1970年代中頃から現在に至るまで、励起子束縛エネルギーが大きく励起子系の安定性が高いワイドギャップ半導体を主対象に、基礎と応用の両面において盛んに研究が行われてきた。しかしながら、励起子非弾性散乱過程の本質的な特性である発光過程のポラリトン性については、国際的な視点において、研究代表者のみが着目していた。ここで、本研究において最も重要な概念であるポラリトン性について、図1を参照して説明する。励起子-励起子散乱の場合(図1(a))、主量子数 $n=1$ の2個の励起子が衝突し、エネルギーと運動量の保存の下に、一つが $n=2$ 以上の高次励起子状態(連続状態を含む)に散乱され、他方が下枝励起子ポラリトン(lower polariton: LP)の光子性領域(光子性LP)に散乱される。励起子-電子散乱の場合(図1(b))、伝導帯の自由電子と励起子が衝突し、電子が大きな波数ベクトルの領域(ホットエレクトロン状態)に散乱され、励起子は光子性LPに散乱される。即ち、励起子非弾性散乱過程の終状態は光子性LPであり、その発光機構の詳細は明らかではなかった。

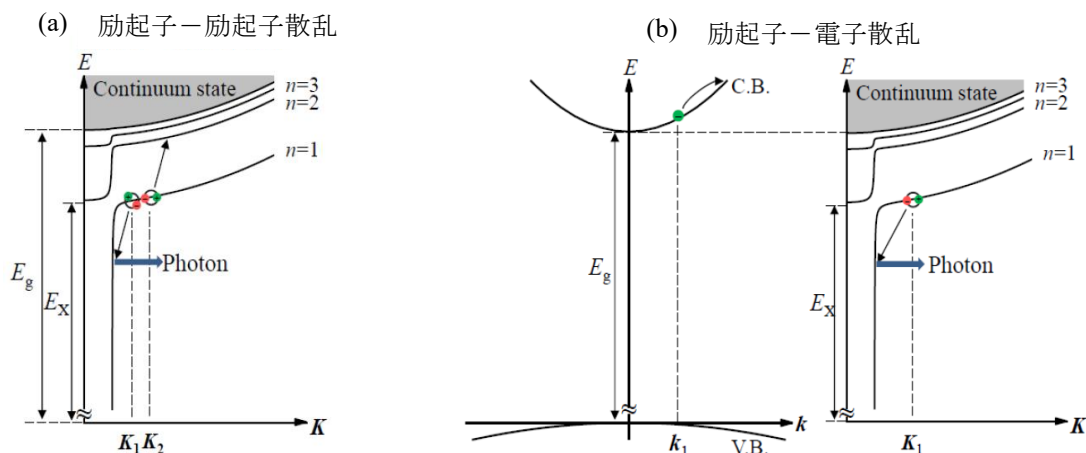


図1:(a)励起子-励起子散乱過程と(b)励起子-電子散乱過程の概略図。 $E_x$ と $E_g$ は、 $\Gamma$ 点における $n=1$ 励起子エネルギーとバンドギャップエネルギーを意味している。

2. 研究の目的

多様な半導体試料(GaAs/AlAs多重量子井戸・超格子、ZnO薄膜、GaN系薄膜、GaAs<sub>1-x</sub>N<sub>x</sub>薄膜、銅ハライド薄膜)を対象に、空間分解発光分光法と時間分解発光分光法を用いて、励起子非弾性散乱による発光のポラリトン性を系統的に立証する。

(1) 空間分解発光分光法を用いて、光励起スポットと発光スポットが空間分離していること、及び、並進対称性が破れている試料端に発光スポットが局所的に存在することを検証する。即ち、光励起スポットにおいて励起子非弾性散乱により生成された光子性LPが空間伝播して試料端に到達し、試料端において光子に変換されることを明らかにする。

(2) 時間分解発光分光法を用いて、励起子非弾性散乱の発光速度のエネルギー依存性を系統的に測定し、光子性LPの群速度のエネルギー依存性によってユニバーサルにスケールングできることを明らかにする。

3. 研究の方法

(1) 試料作製

多様な層厚のGaAs/AlAs多重量子井戸・超格子は分子線エピタキシー法により結晶成長したものを、GaN系(GaN, In<sub>0.02</sub>Ga<sub>0.98</sub>N)薄膜とGaAs<sub>1-x</sub>N<sub>x</sub>薄膜( $x=0.004, 0.005$ , 及び、 $0.008$ )は有機金属気相エピタキシー法により結晶成長したものを事前に準備していた。ZnO薄膜と銅ハライド薄膜は、(0001)面Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>基板上に、それぞれパルスレーザー堆積法と真空蒸着法を用いて作製した。

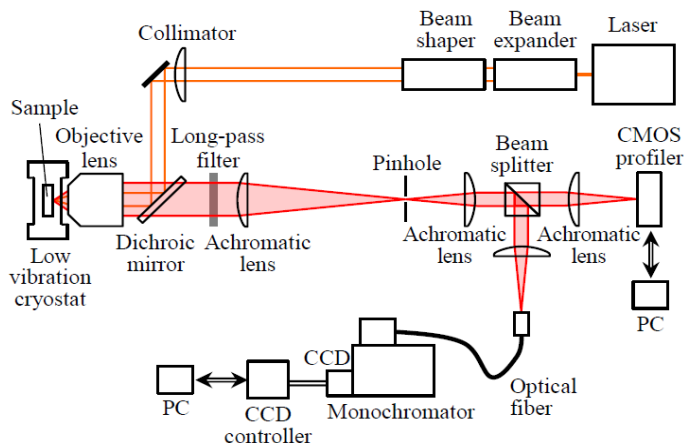


図2: 空間分解発光分光法の概略図

(2) 発光分光法

図2に、空間分解発光分光法の概

略図を示す。一つの対物レンズを励起と発光集光に用い、拡大した発光空間イメージを CMOS プロファイラーにより観測した。なお、この場合は、焦点面に配置したピンホールを外した。空間分解発光スペクトルは、ピンホールを用いて空間選択を行い、その発光を分光器に導入して測定した。空間分解能は、5~10 $\mu\text{m}$  程度であった。励起光源には、パルス YAG レーザー (パルス幅: 1ns) の第 2 高調波 (532nm) と第 3 高調波 (355nm) を試料に応じて使い分けた。

発光減衰プロファイルは、モード同期 Ti:sapphire パルスレーザー (パルス幅: 110fs) とストリークカメラを組み合わせた時間分解発光分光法により測定した。時間分解能は、約 18ps であった。

#### 4. 研究成果

##### (1) 空間分解発光特性

ここでは、ZnO 薄膜 (膜厚: 1.0 $\mu\text{m}$ ) の成果を代表例として述べる。図 3 は、10K における励起密度 0.10mJ/cm<sup>2</sup> での発光空間イメージを示している。励起光源には、YAG レーザーの第 3 高調波を用いた。発光強度は、カラースケールで表している。破線は、試料端を示している。励起スポットから空間的に離れた試料端に、発光スポットが出現していることが分かる。同様の発光空間イメージが、室温 (290K) まで観測された。

図 4 は、10K での(a)励起スポットと(b)空間的に離れた試料端の発光スポットにおける空間分解発光スペクトルの励起密度依存性を示している。発光強度は、規格化している。ここで、 $E_A$  は A 励起子エネルギー (3.375eV [1])、 $E_b$  は励起子束縛エネルギー (60meV [1])、 $E_{b,M}$  は励起子分子束縛エネルギー (14.7meV [2]) を意味している。励起スポットにおける空間分解発光スペクトルでは、0.10 $I_0$  と 0.20 $I_0$  において、励起子分子発光に帰属される M 発光バンドが主体的であり、0.35 $I_0$  において、 $E_A-E_b$  のエネルギー領域に閾值的に P 発光バンドが出現している。励起子-励起子散乱発光のピークエネルギー ( $E_P$ ) は、次式で与えられる[3]。

$$E_P = E_{A,n=1} - (E_{A,n=2} - E_{A,n=1}) - 3\sigma k_B T_{\text{eff}} \quad (1)$$

ここで、添え字の  $n$  は励起子の主量子数、 $\sigma$  は 1 以下の正数、 $T_{\text{eff}}$  は励起子系の有効温度である。式(1)から、P 発光バンドが、 $n=\infty$  (連続状態) に散乱する励起子-励起子散乱過程による発光に帰属できる。

一方、図 4(b)の空間的に離れた試料端の発光スポットにおける空間分解発光スペクトルは、図 4(a)の励起スポットと比較して、劇的に変化している。即ち、M 発光バンドがほとんど消失し、P 発光バンドが選択的に観測される。M 発光バンドの消失は、発光の再吸収効果のためである。一方、P 発光バンドが選択的に観測されるということは、再吸収効果をほとんど受けていないことを意味する。この事実は、励起子-励起子散乱過程の終状態である光子性 LP が励起スポットから試料端まで空間伝播し、結晶の並進対称性が破れている試料端で光子 (P 発光) に変換されていることを示している。即ち、ポラリトンの空間伝播を実証するものである。次に述べるように、高温領域では励起子-電子散乱が発現するが、同様の空間分解発光スペクトルの特性が、室温 (290K) まで観測された。

図 5(a)は、励起スポットから空間的に離れた

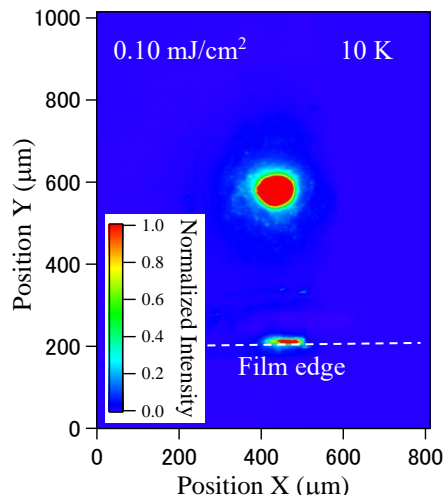


図 3: ZnO 薄膜における 10K での発光空間イメージ (励起密度: 0.10mJ/cm<sup>2</sup>)。破線は、試料端を示している。発光強度は、カラースケールで表している。

破線は、試料端を示している。励起スポットから空間的に離れた試料端に、発光スポットが出現していることが分かる。同様の発光空間イメージが、室温 (290K) まで観測された。

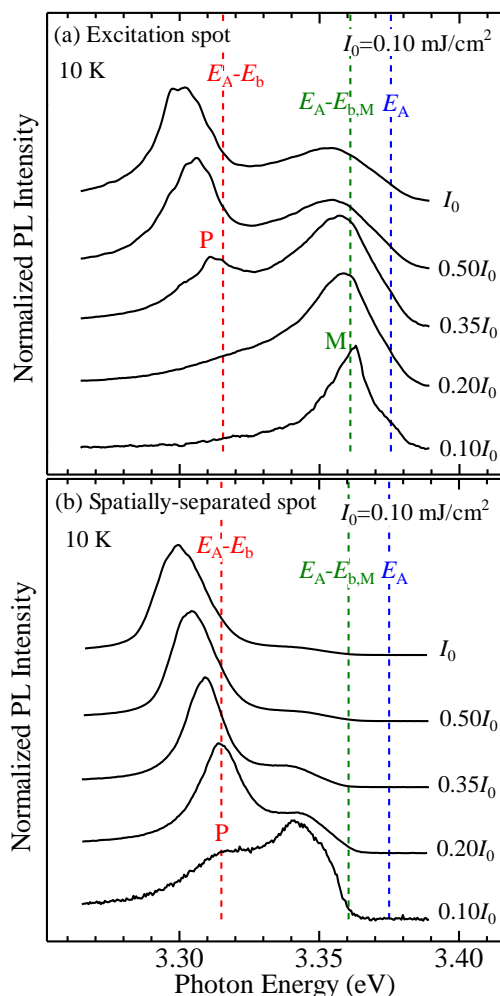


図 4: 10K での(a)励起スポットと(b)試料端の発光スポットにおける空間分解発光スペクトルの励起密度依存性 ( $I_0=0.10\text{mJ/cm}^2$ )。  $E_A$  は A 励起子エネルギー、 $E_b$  は励起子束縛エネルギー、 $E_{b,M}$  は励起子分子束縛エネルギーを意味している。

試料端における 10K から 290K での空間分解発光スペクトルを示している。なお、各温度において、励起密度閾値近傍の発光スペクトルを選択した。発光強度は規格化しており、横軸は A 励起子エネルギーを基準とした光子エネルギーである。A 励起子エネルギーの温度依存性は、次式の Varshni 則を用いて求めた。

$$E_A(T) = E_A(0) - \alpha T^2 / (T + \beta) \quad (2)$$

ここで、ZnO の場合、 $\alpha=0.65\text{meV/K}$ 、 $\beta=660\text{K}$  である[4]。図 5(b)の黒丸は、図 5(a)に示した発光スペクトルのピークエネルギーと A 励起子エネルギーの間隔の温度依存性を示している。約 160K 以下の低温領域では温度依存性が小さく、高温領域では温度依存性が大きくなっている。高温領域では、励起子の熱解離によって電子と正孔が供給されるために、励起子-電子散乱の発現が期待される。励起子-電子散乱発光のピークエネルギー ( $E_H$ ) は、次式で与えられる[3]。

$$E_H = E_A - \frac{3}{2} \left( \frac{M_x}{m_e} - 1 + 2\delta \sqrt{\frac{M_x}{m_e}} \right) k_B T_{\text{eff}} \quad (3)$$

ここで、 $M_x$  が励起子有効質量 ( $0.87m_0$  [5])、 $m_e$  が電子有効質量 ( $0.28m_0$  [5])、 $m_0$  が自由電子質量、及び、 $\delta$  が 1 以下の正数である。図 5(b)において、実線と破線が、それぞれ式(1)と式(3)を用いたフィッティング結果であり ( $\sigma=0.46$ 、 $\delta=0.42$ )、実験結果と良く一致している。なお、 $T_{\text{eff}}$  を格子温度に設定した。160K 近傍を境として、低温領域では励起子-励起子散乱が生じ、高温領域では励起子-電子散乱に移行している。以上のことから、励起子-励起子散乱と励起子-電子散乱の両方において、散乱の終状態である光子性 LP の空間伝播によって発光が生じていることが明らかとなった。さらに、同様の空間分解発光特性を、GaAs/AlAs 多重量子井戸・超格子、GaN 薄膜、 $\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}$  薄膜、 $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$  薄膜、及び、CuI 薄膜において確認した。

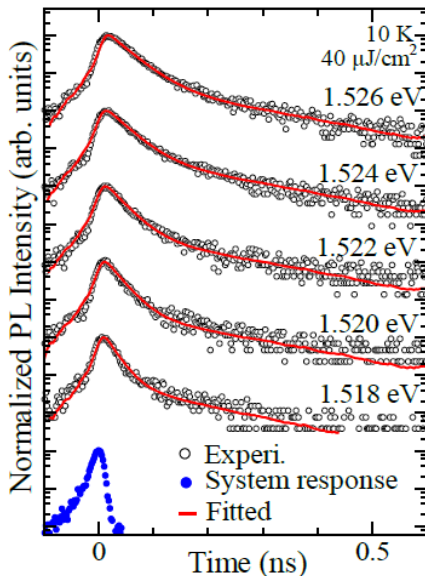


図 6: GaAs(15nm)/AlAs(15nm)多重量子井戸における 10K での P 発光エネルギー領域における発光減衰プロファイルの検出エネルギー依存性 (白丸)。実線は、システム応答 (青丸) と式(4)のコンボリューションによるフィッティング結果を示している。

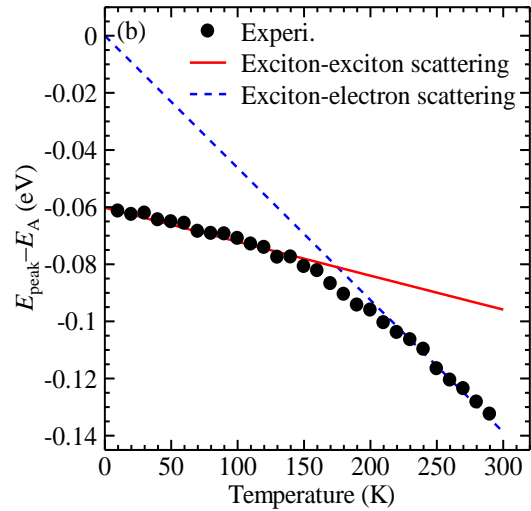
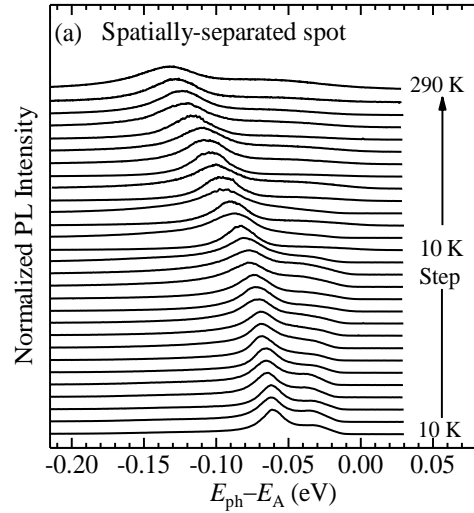


図 5: (a) 励起スポットから空間的に離れた試料端における 10K から 290K での空間分解発光スペクトル。横軸は A 励起子エネルギーを基準とした光子エネルギーである。(b) (a)に示した発光スペクトルのピークエネルギーと A 励起子エネルギーの間隔の温度依存性 (黒丸)。実線と破線は、それぞれ式(1)と式(3)によるフィッティング結果を示している。

## (2) 時間分解発光特性

ここでは、GaAs/AlAs 多重量子井戸の成果を代表例として述べる。図 6 の白丸は、GaAs(15nm)/AlAs(15nm)多重量子井戸における 10K での励起子-励起子散乱による P 発光のエネルギー領域における発光減衰プロファイルの検出エネルギー依存性を示している。励起エネルギーは 1.698eV に、励起密度は  $40\mu\text{J}/\text{cm}^2$  に設定した。発光減衰プロファイルには 2 成分あり、速い成分が P 発光、遅い成分が励起子分子発光に対応する。発光減衰プロファイルは、立ち上がり過程を考慮すると、次式で表される。

$$I_{\text{PL}}(t) = -I_{\text{rise}} \exp(-t/\tau_{\text{rise}}) + I_{\text{P}} \exp(-t/\tau_{\text{P}}) + I_{\text{M}} \exp(-t/\tau_{\text{M}}) \quad (4)$$

ここで、添え字の rise は立ち上がり過程を、P と M はそれぞれ P 発光と励起子分子発光を意味し、 $I_{\text{rise}}=I_{\text{P}}+I_{\text{M}}$  である。図 6 の実線は、システム応答 (青丸) と式(4)のコンボリューションによってフィッ



ティングした結果を示している。フィッティングから求めた P 発光の減衰時間 ( $\tau_p$ ) は、1.518eV で 21ps、1.520eV で 24ps、1.522eV で 26ps、1.524eV で 30ps、1.526eV で 36ps であり、検出エネルギーが高くなるに従って長くなる特徴を示している。一方、励起子分子発光の減衰時間 ( $\tau_M$ ) は、検出エネルギーに依存しない (0.15±0.02ns)。

図 7 の色塗り丸印は、10K から 60K における P 発光速度 ( $\tau_p^{-1}$ ) の検出エネルギー依存性を示している。ここでは、光子性 LP の群速度 ( $v_g$ ) のエネルギー依存性と実験結果を対比する。 $v_g$  は、式(5)で定義されるポラリトン方程式から求まる LP 分散関係 ( $E_{LP}(k_{||})$ ) の面内波数ベクトル ( $k_{||}$ ) 微分 [ $(1/\hbar)dE_{LP}(k_{||})/dk_{||}$ ] により計算した。多重量子井戸の場合、積層方向に量子閉じ込め効果が生じるために、面内方向の分散関係を考慮する。

$$\begin{aligned} \hbar^2 c^2 k_{||}^2 / E^2 \\ = \epsilon_b + f / [E_{HHX}^2(k_{||}) - E^2 - iE\Gamma] \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 $c$  は真空中の光速、 $\epsilon_b$  は GaAs の背景誘電率 (10.86 [6])、 $f$  は振動子強度、 $E_{HHX}(k_{||}) = E_{HHI} + \hbar^2 k_{||}^2 / (2M_{HHX,||})$  は重い正孔励起子分散関係、 $\Gamma$  はブロードニング因子である。第 1 量子状態の重い正孔励起子エネルギー ( $E_{HHI}$ ) は、10K での発光励起スペクトルから得られた値 (1.537eV) を基準として、式(2)を用いて、各温度での値を計算した (GaAs のパラメータ値:  $\alpha=0.54\text{meV/K}$ 、 $\beta=204\text{K}$  [7])。  $M_{HHX,||} = m_{HH,||} + m_e$  は面内の重い正孔励起子有効質量であり、GaAs の面内の重い正孔有効質量は Luttinger パラメータを用いて計算し ( $m_{HH,||}=0.11m_0$ ) [8]、等方的な電子の有効質量は文献[9]より引用した ( $m_e=0.0665m_0$ )。振動子強度は、 $f=2E_T\epsilon_b\Delta_{LT}$  と表すことができ、 $E_T$  は横型励起子エネルギー ( $E_T=E_{HHI}$ )、 $\Delta_{LT}$  は縦横励起子分裂エネルギーであり、GaAs 層厚が 15nm における量子閉じ込め効果を考慮した値を文献[10]より引用した ( $\Delta_{LT}=0.31\text{meV}$ )。  $\Gamma$  の値は、10K に関しては発光励起スペクトルの重い正孔励起子バンド半値全幅 (2.0meV) を採用し、他の温度に関してはフィッティングパラメータとした。

図 7 の実線は、光子性 LP の群速度のエネルギー依存性を P 発光速度の検出エネルギー依存性に対してスケールリング [ $\tau_p^{-1}(E) = A v_g(E)$ ] した結果を示している。スケールリング係数  $A$  に関しては、ユニバーサリティを考慮して、10K で得られた値 ( $A=8.4\text{cm}^{-1}$ ) を全ての温度で用いた。10K から 60K の全ての温度において、系統的にスケールリング則が成立することが明らかである。図 7 の挿入図は、 $\Gamma$  値の温度依存性を示している。 $\Gamma$  値の温度に対する線形性は、ポラリトン状態に対する音響フォノン散乱の寄与を反映している。

P 発光速度と光子性 LP の群速度のエネルギー依存性の間にスケールリング則が成立することは、異なる層厚の GaAs/AlAs 多重量子井戸・超格子、GaN 薄膜、 $\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}$  薄膜、ZnO 薄膜、及び、CuI 薄膜においても確認された。このことは、スケールリング則がユニバーサルなものであることを明示している。即ち、発光ダイナミクスの観点から、励起子-励起子散乱発光のポラリトン性の実証された。なお、励起子-電子散乱発光に関しては、その発現の励起密度閾値が励起子-励起子散乱よりも高いために、励起用のモード同期 Ti:sapphire パルスレーザーの出力が不足し、発光減衰プロファイルを観測できなかった。しかしながら、励起子-電子散乱の終状態が励起子-励起子散乱と同じ光子性 LP であるので、上記のスケールリング則が成立すると推測できる。

<引用文献>

- [1] C. Klingshirn et al., Phys. Status Solidi B **247**, 1424 (2010).
- [2] J. M. Hvam et al., Phys. Status Solidi B **118**, 179 (1983).
- [3] C. Klingshirn, Phys. Status Solidi B **71**, 547 (1975).
- [4] S. Ozaki et al., Jpn. J. Appl. Phys. **42**, 5465 (2003).
- [5] K. Hümmer, Phys. Status Solidi B **56**, 249 (1973).
- [6] O. Madelung, *Semiconductors: Data Handbook* 3rd ed. (Springer, Berlin, 2004) p.117.
- [7] J. S. Blakemore, J. Appl. Phys. **53**, R123 (1982).
- [8] Y. Furukawa et al., J. Phys. Soc. Jpn. **83**, 054709 (2014).
- [9] D. F. Nelson et al., Phys. Rev. B **36**, 8063 (1987).
- [10] E. L. Ivchenko et al., Solid State Commun. **70**, 529 (1989).

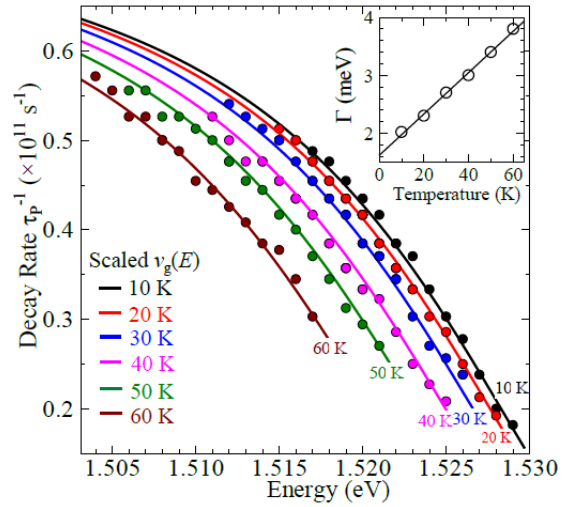


図 7: 10K から 60K における P 発光速度 ( $\tau_p^{-1}$ ) の検出エネルギー依存性 (色塗り丸印)。実線は、計算から求めた光子性 LP の群速度のエネルギー依存性のスケールリング結果を示している。挿入図は、計算において用いたブロードニング因子の温度依存性を示している。

5. 主な発表論文等

〔雑誌論文〕 計3件（うち査読付論文 3件 / うち国際共著 0件 / うちオープンアクセス 1件）

1. 著者名 Yuichiro Miyazaki, Masaaki Nakayama	4. 巻 1220
2. 論文標題 Temperature dependence of photoluminescence dynamics of exciton-exciton inelastic scattering in a GaAs/AlAs multiple-quantum-well structure	5. 発行年 2019年
3. 雑誌名 Journal of Physics: Conference Series	6. 最初と最後の頁 012026-1--4
掲載論文のDOI（デジタルオブジェクト識別子） 10.1088/1742-6596/1220/1/012026	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスとしている（また、その予定である）	国際共著 -

1. 著者名 Masaaki Nakayama, Yojiro Nakayama	4. 巻 88
2. 論文標題 Spatially-resolved photoluminescence study of temperature dependence of exciton inelastic scattering processes in a ZnO thin film	5. 発行年 2019年
3. 雑誌名 Journal of the Physical Society of Japan	6. 最初と最後の頁 083706-1--4
掲載論文のDOI（デジタルオブジェクト識別子） 10.7566/JPSJ.88.083706	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスではない、又はオープンアクセスが困難	国際共著 -

1. 著者名 Yoshiaki Furukawa, Masaaki Nakayama	4. 巻 87
2. 論文標題 Evidence for spatial propagation of photon-like polaritons generated by exciton-exciton scattering in a GaAs/AlAs multiple-quantum-well structure	5. 発行年 2018年
3. 雑誌名 Journal of the Physical Society of Japan	6. 最初と最後の頁 094718-1--6
掲載論文のDOI（デジタルオブジェクト識別子） 10.7566/JPSJ.87.094718	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスではない、又はオープンアクセスが困難	国際共著 -

〔学会発表〕 計12件（うち招待講演 0件 / うち国際学会 1件）

1. 発表者名 矢萩拓、中山正昭
2. 発表標題 GaAs/AlAs超格子における励起子 - 励起子散乱発光の時間・空間分解特性
3. 学会等名 第31回光物性研究会
4. 発表年 2020年

1. 発表者名 矢萩拓、中山正昭
2. 発表標題 GaAs/AlAs超格子における励起子 - 励起子散乱発光のポラリトン特性
3. 学会等名 日本物理学会2020年秋季大会
4. 発表年 2020年

1. 発表者名 天見亮太、中山正昭
2. 発表標題 GaN薄膜における励起子 - 電子散乱発光の空間分解特性
3. 学会等名 日本物理学会第75回年次大会
4. 発表年 2020年

1. 発表者名 堂柿良介、中山正昭
2. 発表標題 CuI薄膜における励起子 - 励起子散乱発光の時間・空間分解特性
3. 学会等名 第30回光物性研究会
4. 発表年 2019年

1. 発表者名 天見亮太、中山正昭
2. 発表標題 GaN薄膜における励起子 - 電子散乱発光のポラリトンの空間伝播特性
3. 学会等名 第30回光物性研究会
4. 発表年 2019年

1. 発表者名 堂柿良介、中山正昭
2. 発表標題 CuI薄膜における励起子 - 励起子散乱発光のポラリトンの空間伝播特性
3. 学会等名 日本物理学会2019年秋季大会
4. 発表年 2019年

1. 発表者名 松野友洋、中山正昭
2. 発表標題 希薄窒化物混晶GaAsN薄膜における励起子-励起子散乱発光のポラリトンの空間伝播特性
3. 学会等名 日本物理学会第74回年次大会
4. 発表年 2019年

1. 発表者名 宮崎雄一郎、中山正昭
2. 発表標題 GaAs/AlAs多重量子井戸構造における励起子 - 励起子散乱発光減衰プロファイルの温度依存性
3. 学会等名 第29回光物性研究会
4. 発表年 2018年

1. 発表者名 古川喜彬、中山正昭
2. 発表標題 GaAs/AlAs多重量子井戸構造における空間分解励起子 - 励起子散乱発光スペクトルの微細構造
3. 学会等名 日本物理学会2018年秋季大会
4. 発表年 2018年



1. 発表者名 天見亮太、中山正昭
2. 発表標題 希薄混晶 InGaN 薄膜における励起子 - 励起子散乱発光ダイナミクスのポラリトン特性
3. 学会等名 日本物理学会2018年秋季大会
4. 発表年 2018年

1. 発表者名 Yuichiro Miyazaki, Masaaki Nakayama
2. 発表標題 Temperature dependence of photoluminescence dynamics of exciton-exciton inelastic scattering in a GaAs/AlAs multiple-quantum-well structure
3. 学会等名 The 12th International Conference on Excitonic and Photonic Processes in Condensed Matter and Nano Materials (国際学会)
4. 発表年 2018年

〔図書〕 計0件

〔産業財産権〕

〔その他〕

-

6. 研究組織

氏名 (ローマ字氏名) (研究者番号)	所属研究機関・部局・職 (機関番号)	備考

7. 科研費を使用して開催した国際研究集会

〔国際研究集会〕 計0件

8. 本研究に関連して実施した国際共同研究の実施状況

共同研究相手国	相手方研究機関