チップ型近接場テラヘルツ分光イメージャーと 量子伝導研究への応用

河 野 行 雄

東京工業大学 科学技術創成研究院 未来産業技術研究所 ☎ 152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1

(2016 年 8 月 5 日受付 ; 2016 年 9 月 13 日掲載決定)

Chip-Type Near-Field Terahertz Spectroscopic Imagers and Their Application to a Study of Quantum Transport

Yukio KAWANO

Laboratory for Future Interdisciplinary Research of Science and Technology, Institute of Innovative Research, Tokyo
Institute of Technology, 2-12-1 Ookayama, Meguro-ku, Tokyo 152-8552

(Received August 5, 2016 ; Accepted September 13, 2016)

Near-field terahertz (THz) spectroscopic imaging, which enables sub-wavelength analysis, is a powerful method for investigating nano- and micro-scale objects such as nanomaterials, polymers, cells, and biomolecules. However, near-field imaging in the THz region remains to be fully explored, compared to other frequency regions. This review explains our chip-type near-field THz spectroscopic imaging technology. We develop a collection-mode near-field THz imager, which is based on an evanescently coupled THz sensor with a two-dimensional electron gas. The utilization of frequency-selective THz detection makes it possible to obtain near-field THz images in separate frequency bands. With this technology, we perform cryogenic near-field THz-emission imaging without external THz sources, and visualize the spatial distribution of THz radiation associated with electron injection from a source electrode in a semiconductor device. Finally, a graphene-based THz detector with wide-band frequency-tunability is presented, in which the detection mechanism is based on Landau-level formation of Dirac fermions of the graphene. This device is promising as a wide-band near-field THz spectroscopic imager.

KEYWORDS : terahertz, near-field imaging, two-dimensional electron gas, quantum transport, graphene

1. は じ め に

テラヘルツ (THz) 電磁波は可視光を通さない物質でも適度に透過すること, 光子エネルギーが数 meV で半導体, 超伝導体, 有機導体など様々な材料の重要な領域 (フォノン, 半導体の不純物準位, 超伝導体のエネルギーギャップなど) に属することから, この電磁波のイメージング技術は, セキュリティや材料・生体検査などへの応用が可能である^{1~3)}。そのため, 研究現場・生産現場だけでなくわれわれの日常生活にも大きな恩恵をもたらすことが期待されており, この技術への注目が増して

いる。物性科学への応用の点からは, 物質中電子・格子の低エネルギー励起状態や高分子の分子間エネルギー・水素結合が THz 領域に属するため, THz ならではの特徴的な物性研究が期待できる。

ところが THz 電磁波は電波領域と光領域に挟まれた帯域に位置するという特殊事情のため, エレクトロニクスとフォトニクスという既存の 2 大技術がそのままでは活用しにくい。そのため, 隣の帯域である可視光・近赤外光領域あるいはミリ波・マイクロ波領域と比べると技術的な差はまだ大きい。イメージング技術においては, THz 波の波長 (0.1~1 mm 程度) が可視光に比べて 2, 3 桁長いことから高い空間分解能が容易に得られないという大きな課題がある。現時点では, 他の先端的なナノ

スケールイメージング計測（電子顕微鏡，イオン顕微鏡，原子間力顕微鏡など）と比べると未成熟の分野である。これは特に高い空間分解能が求められる物質科学・分子科学において顕著な問題となる。

電磁波を用いた画像計測で，波長による空間分解能の制限（回折限界）を超える手法が近接場イメージングである^{4,5)}。この手法の THz 領域への応用は長年の課題であったが，近年大きな進展をとげている。本稿ではわれわれの開発した近接場 THz イメージング技術とその応用について，（１）検出に必要な要素が半導体ワンチップに集積化されたチップ型近接場 THz イメージャー⁶⁻⁹⁾，（２）（１）を用いた，半導体中電子の量子伝導の可視化⁹⁾，（３）広帯域周波数選択検出を可能にするグラフェン THz センサー^{10,11)}について紹介する。

2. コレクションモード近接場 THz イメージャー

サブ波長分解能を可能にする近接場イメージングは，サブ波長サイズの微小構造体に電磁波が照射された際に存在する局在した電磁場（エバネッセント場あるいは近接場）のサイズが波長ではなく構造体のサイズで決まることを利用する。可視光・近赤外光領域では，先鋭化された光ファイバー^{12,13)}による微小開口あるいは走査型プローブ顕微鏡の探針¹⁴⁾などによる微小散乱体を利用して，すでに確立された手法がある。ところが THz 領域では，可視光と比較して波長が 2~3 桁長いこと，市販レベルでは近接場計測に使える高感度な検出器が存在しないこと等の理由から，他波長帯に比べて多くの工夫が必要である。特にナノスケールの THz イメージング (0.1~10 THz 帯) が可能な機関は世界でも数か所しかなく，依然としてチャレンジングな課題である。本章ならびに次章では，半導体量子構造を近接場 THz センサーとして用いた，新しいサブ波長分解能 THz イメージングについて紹介する。

2.1 通常の近接場光イメージング

通常よく使用される近接場光イメージングは，開口型と無開口（散乱）型の二つに大別される。THz 領域の近接場イメージングも主に両者の手法がある。前者は波長よりも小さな穴に光を通して検出器まで導く手法^{15,16)}だが，穴を通過後に光の強度が急激に減少するという問題がある。後者は先鋭化された金属探針で近接場光（エバネッセント場）を散乱させ伝搬光に変換し，検出器まで導く手法である¹⁷⁻²¹⁾。しかしながらこのやり方では，Far field 光が大きな背景光として検出器に入射するため，これが背景信号として現れることがある。背景信号は測定環境によってゆらぐことが多く，近接場光との区

Fig. 1. (color online). Schematic view of the chip-type near-field THz imager. Reprinted with permission from Ref. 9).

別がしばしば問題になる²¹⁾。これを避けるため探針を空間的に振動させ，変調成分のみをロックイン検出することが行われる^{19,20)}が，これは装置全体とその操作を複雑にする。

2.2 近接場 THz イメージャー (I)

本研究では，従来のやり方から発想を変えて，近接場 THz 検出に必要なすべての要素—アパーチャー，平面プローブ，検出器—が半導体（GaAs/AlGaAs ヘテロ構造）ワンチップに集積化されたデバイスを作製した⁶⁻⁸⁾ (Fig. 1)。近接場光測定では，本来局在しており，かつ強度の弱い近接場光をいかに効率よく検出器まで導くかがポイントとなる。今回作製したデバイスは以下の二つの工夫が施されている。一つ目は，サブ波長アパーチャーのすぐ真下に平面プローブを配置したことである。このプローブの存在により，アパーチャー部真下に発生した近接場光の電界分布（本来は一部分に局在している）を空間的に変調できる。二つ目は，検出器としてプローブからすぐ下（60 nm 下）に存在する 2 次元電子ガス (2DEG) を用いたことである。2DEG は GaAs と AlGaAs の異種半導体界面に閉じ込められた高移動度の 2 次元電子系である。このセンサーは，プローブによって空間的に拡張された近接場光をすぐ間近にある 2DEG で直接的に検出することができる。従来のように探針で近接場光を伝搬光に変換したり，微小開口を長距離通過した後の非常に弱い光を検出したりする必要はない。したがって，近接場 THz 光に対する 2DEG の検出感度を格段に高め，かつ背景光の影響を受けず，近接場光のみを高効率に検出することが可能である。本技術は，発光源ではなく検出器を走査して画像を得るため，いわゆるコレクションモードの近接場イメージングである。

上記の効果を検証するために，有限要素法によってアパーチャー近傍における THz 電界分布を計算し，近接

場プローブの有無に対する比較を行った (Fig. 2)。前者では近接場光がアパーチャー部に局在しているが、後者では近接場プローブの存在によって、本来アパーチャー部に局在する近接場光が空間的に広がっている様子が見て取れる。この効果により、近接場光と 2DEG との結合効率の増大が期待できる。ここで近接場プローブは金薄膜からなるボウタイ形状をしており、金属先端に電界が集まる効果を利用している。ただ材料、形状、サイズ等の最適化がなされておらず、今後改善の余地がある。

以上のシミュレーション結果に基づいて、実験を行った。THz 波透過/不透明領域 (透過部の幅: $50\ \mu\text{m}$, 不透明部の幅: $80\ \mu\text{m}$) が規則的に並んだ試料に対して、本イメージャーを近接させながら走査することで、試料を透過する THz 光透過強度分布を測定した (Fig. 3)。アパーチャー+プローブでは明確な信号が観測されているのに対して、アパーチャーのみの場合では信号が見られない。後者の信号を拡大することで両者を比較したところ、前者は後者に対して 70 倍程度、信号強度が増大

Fig. 2. (color online). Simulation of THz electric-field distribution near aperture. The result for the aperture alone (left panel) and one for the probe-integrated aperture (right panel) are compared. The insets display photographs of actual devices. Reprinted with permission from Ref. 9).

Fig. 3. (color online). THz transmission signal as a function of the position of the THz imager of Fig. 1. The insets show enlarged graphs of the signals in the left panels. Reprinted with permission from Ref. 9).

していることがわかった。これは Fig. 2 のシミュレーションで示された大きな THz 電界変調効果を実証した結果である。

信号強度の 90~10% 基準に基づくと、このデバイスが持つ空間分解能は約 $9\ \mu\text{m}$ である (Fig. 3)。この値は、 $214.6\ \mu\text{m}$ の波長に対して約 24 分の 1 に相当し、回折限界を突破している。本デバイスは一つの半導体に必要な要素が集積化された“ワンチップ”構造であり、各要素間の光学的・機械的調整が不要で信頼性・実用性が高い。

2.3 近接場 THz イメージャー (II): チューニングフォーク結合型

2.2 節で紹介した近接場 THz イメージャーを用いて回折限界を突破したが、この時点では空間分解能がマイクロメートルにとどまっていた。特に物質・デバイスや高分子・バイオの研究では、ナノメートルレベルの空間分解能が必須となる。波長の長い THz 領域では、 $1\ \mu\text{m}$ の分解能を切るだけですでに波長の数百分の 1 に相当するため、もう一段のブレイクスルーが求められる。本節では、ナノスケールの THz イメージング技術について紹介する⁹⁾。具体的には、(1)新しいデザインの 2DEG 微小センサー、(2)高精度ポジショニングを可能にするチューニングフォークとの一体化という 2 点の工夫を行った。本技術の応用として、低温中近接場 THz 発光イメージングを達成し、半導体素子中電子注入の可視化を

Fig. 4. (color online). Photos of (a) the tuning-fork-integrated near-field THz imager, (b) closely approaching a sample surface, and (c) the near-field THz sensor, in which an enlarged view of the sensing area is shown in the inset. I_1 , I_2 , V_1 , and V_2 denote the current probes and the voltage probes, respectively. Reprinted with permission from Ref. 9).

行ったので3章で紹介する。

2.2節では2DEGを、アパーチャーの空いた金属膜で覆ったが、今回は検出に不要な2DEGをエッチングで削り、センシング部のみが残った構造を用いた (Fig. 4)。微小な2DEGセンサーに対して4端子測定用の電圧プローブ2本、電流プローブ2本 (4本とも2DEGから成る) が接続された形状になっている。4端子測定により、電圧プローブ間の微小領域におけるTHz検出信号を読み出すことができる。この構造によりアパーチャーなしでのエバネッセント場直接検出が可能となった。

高空間分解能化に向けたもう一つの重要な課題は、センサーの高精度なポジショニングである。2.2節では、センサーを空間的に固定して (試料表面から一定距離浮かせている)、試料をXY方向に走査したが、空間分解能が向上するにつれて、スキニング中もセンサーと試料表面との間を近距離で一定に保つ高精度な機構が必要となる。この目的のため、小型のチューニングフォーク (水晶振動子) と近接場THzセンサーを結合した素子を用いた (Fig. 4 (a))。使用したチューニングフォークは腕時計に入っているような小型のものであり、非常に高いQ値の共鳴周波数を持つ振動子構造になっている。センサーが試料表面に近づき、原子間力が生じる距離内に入るとチューニングフォークがわずかにたわむ。このたわみに応じた電気信号をチューニングフォークが載っ

ているZ軸ピエゾステージにフィードバックすることで、センサーと試料表面間の近接距離を一定に保つ。チューニングフォークの振動は高いQ値を有しているため、ナノメートルレベルで試料表面の凹凸に追従することが可能である。この技術は元々、一部の走査型プローブ顕微鏡における探針の距離制御に用いられている²²⁾が、本研究では近接場THzイメージャーに応用した。

以上のセットアップを用いてテスト試料 (THz透明領域と不透明領域の境目) のTHz透過分布を測定した結果をFig. 5 (a) に示す。THz透明/不透明領域に応じたTHz透過分布が観測されており、その境目のラインスキャンを取り出した結果がFig. 5 (b) である。このラインプロファイルから、今回の素子構造では分解能280 nm (波長214.6 μm の約766分の1に相当) と見積もられる。前節の値 (9 μm) より約32倍の分解能向上であり、2.2節のFig. 3と比較して信号-雑音比も大きく向上したことがわかる。

3. ナノスケール近接場THz分光イメージングの応用：半導体素子からの電子注入ダイナミクスの可視化

ナノスケールTHz分光イメージングによってどのような情報が得られるだろうか？ この計測技術が威力を発揮する領域が物質科学・分子科学やバイオ分野である。THz波は、光子エネルギーがmeV領域、電磁波振動の時間がps領域にある。これはちょうど、半導体、超伝導体、有機導体などの物質中電子の低エネルギー励起状態、ならびに高分子の高次構造や水素結合等のエネルギーに相当する。これまでTHz計測を用いて、高温超伝導体における超伝導電流マッピング²³⁾、超伝導体の対称性の自発的な破れに伴うヒッグス振動²⁴⁾、半導体超格子中の非古典的なブロッホ振動ダイナミクス²⁵⁾、カーボンナノチューブにおけるパリティック (弾道) 電子ダイナミクス²⁶⁾、高分子のらせん構造・水素結合解析²⁷⁾などの研究例がある。したがって、THzナノイメージングは、こういった固体系・分子系の局所的な空間・時間ダイナミクスを調べるツールとして期待できる。

ここでは本技術の応用として、半導体量子伝導におけるTHz発光の空間分布 (励起電子の密度分布に相当) の観測による電子注入機構や輸送特性の研究について述べる。2.3節で示した近接場THzイメージャーを用いて、GaAs/AlGaAs中2DEGトランジスタ (検出器とは別の発光試料) におけるTHz発光分布の高分解能観察を行った結果がFig. 6 (a) である。この実験は、計測手法として他のTHzイメージングとは本質的に異なるユニークな点を有する。一つ目は、外部光源を用いない

Fig. 5. (a) THz transmission image taken by the THz imager of Fig. 4. (b) THz signal profile at the boundary between the THz-transparent and -opaque region in panel (a). Reprinted with permission from Ref. 9).

Fig. 6. (color online). (a) Near-field THz emission images near the source contact of quantum Hall conductor, in a separate frequency band. The frequencies of the THz emission are 2.25 and 2.06 THz, which were tuned by changing the magnetic field. The left and right images correspond to quantum Hall state and non-quantum Hall state, respectively. No external THz pump sources are used. (b) Sketch of electron transport trajectories near the source contact of quantum Hall conductor. The red squares correspond to the areas of near-field THz emission imaging in panel (a). Reprinted with permission from Ref. 9).

近接場 THz イメージングである点である。通常は外部 THz 光源を試料表面に照射し、反射 THz 光をイメージングするが、本測定では半導体素子のソース・ドレイン電極間に電流を流しただけの状況である。半導体中で量子化された励起準位の電子が基底準位へ緩和する際に生じる THz 発光²⁸⁻³⁰⁾を可視化している。これにより外部からの照射 THz 光の影響を受けない、純粋な電子輸送をプロービングしていることになる。二つ目は、(一つ目とも関連するが) 4.2 K での低温中近接場 THz イメージングを行っている点である。本計測システムは温度可変型であり、室温はもちろん低温中でも（さらには磁場中でも）測定可能という特徴を持つ。低温測定の大きな利点は、外部環境の熱輻射を大きく低減させることができ、試料自体の電子輸送にかかわる THz 発光をイメージング可能という点にある。これは熱輻射によるバックグラウンド信号の影響を大幅に減らすことにつながる。(したがって、本測定は熱輻射の近接場赤外イメージング³¹⁾とは異なる。)

三つ目は、磁場印加により分光器や周波数フィルターを用いることなく検出器自体で周波数選択検出を行って

いる点である。この検出原理は磁場印加によるランダウ量子化を用いている。磁場下では、2 DEG 検出器のエネルギー状態は下記の式で記述されるように離散化し、そのエネルギー間隔は磁場に比例する形になる。

$$E_n = (n + 1/2) \hbar e B / m^* \quad (1)$$

ここで B は印加磁場、 n はランダウ準位の指数、 $\hbar$ は換算プランク定数、 e は素電荷、 m^* は (検出器の) 結晶内のキャリアの有効質量である。エネルギー間隔 $E_n - E_{n-1} = \hbar e B / m^*$ の典型的な値は数 meV であり、ちょうど THz 光子エネルギーに相当する。これを用いて共鳴的な THz 波の吸収・検出が可能である (サイクロトロン共鳴)。さらに、この関係式から磁場を変化させることで、検出する THz 波の周波数を選択できることがわかる (チューナブル検出)³²⁾。

さて、発光分布の観測結果である Fig. 6 (a) に話を戻す。この結果は 2 DEG トランジスタのソース電極付近における THz 発光分布を示しているため、ソース電極からの電子注入による THz 発光に相当する。半導体トランジスタにおいて電極とチャネルの界面における電子ダイナミクスを可視化することは困難であるため、近接場 THz イメージングの特徴が活かされた結果といえる。Fig. 6 (a) の左右の図は THz 発光の周波数の違いに対応しており、式 (1) からすなわちエネルギー準位間隔の違いに相当する。キャリア移動度の高い 2 DEG は、特定の磁場において量子ホール状態という特異な電子状態になることが知られている。量子ホール効果の詳細な説明は本稿の紙面の範囲を超えるため、以下では簡略化した描像に基づいて Fig. 6 (a) の結果を説明する。磁場中ではローレンツ力のため電子の軌道が曲がれることから、電子はソース端子の角から注入され対角線上の反対側にあるドレイン端子の角へと抽出される (Fig. 6 (b))。縦抵抗が 0 になる量子ホール状態ではホール角が 90 度であるため、ソース端子のごく一隅から電子が注入される (Fig. 6 (b) 左図)。それに応じて THz 発光が生じる分布の範囲もその隅に近い場所に限られるだろう。一方、有限の縦抵抗が生じる非量子ホール状態ではホール角が 90 度を下回り、軌道の曲がりもゆるやかになる (Fig. 6 (b) 右図)。したがって、THz 発光の空間分布は比較的広がったものになる。以上の傾向は、電流分布の理論計算ならびに電気伝導測定により電子注入の範囲を調べた結果³³⁾とよく一致する。

上記の結果から、THz ナノイメージングが、半導体中電子の挙動を視覚的に捉え、半導体の電子輸送特性を評価する上での強力な計測手段となることがわかる。ここでは半導体量子伝導への応用例を示したが、他の材料系における電子や熱の伝導現象、そこでのエネルギー散

逸の研究にも適用可能である。

4. グラフェンによる広帯域 THz 検出への展開

前章で応用例を示したように、本計測法の特徴の一つが検出器自体の周波数選択機能である。分光器や周波数フィルターを計測系にはさむとそこでのロスが大きく影響するため、信号-雑音比がシビアな近接場計測ではこれらのコンポーネント不要は大きな利点となる。ところが、上記の GaAs 系 2 DEG を用いた検出器は周波数帯域が 3 THz 程度までに限られる。実際の THz 分光イメージングではこの帯域では不十分な場合が多くあり、THz 分光から、さらには数十 THz の赤外分光まで含めた物性解析が必要になることがしばしば生じる。そのため、検出周波数帯域の拡大は重要な課題である。本章では、この目的のため、別種の 2 次元系であるグラフェンを用いた広帯域 THz 検出技術について紹介する^{10,11)}。

グラフェンは、線形なエネルギー対運動量の分散関係を示すことから、キャリアが質量ゼロのディラックフェルミオンと見なすことができる。そのため通常の電子材料とは異なる特異な物性を発現することから、世界中で大きな注目を集めている。次式に示すように、グラフェンの磁場によるランダウ準位形成は通常の半導体とは著しく異なっている³⁴⁾。

$$E_n = \text{sgn}(n)\tilde{c}(2e\hbar B|n|)^{1/2} \quad (2)$$

ここで、 $\tilde{c}$ はキャリアのフェルミ速度である。グラフェン中の典型的な $\tilde{c}$ 値は光速の約 300 分の 1 ($\sim 10^6$ m/s) である³⁵⁾。この式から、準位間隔に相当する周波数は THz～赤外の相当な広帯域にわたることがわかる。この性質を利用することで、周波数可変の THz 検出が可能であり、広帯域 THz 分光への応用が期待できる。

Fig. 7 (a) に、THz 波照射によるグラフェンの電圧変化の磁場依存性の結果を示す。0.76～33 THz の電磁波照射に対して明瞭な共鳴応答信号が生じる。Fig. 7 (b) に、今回測定した磁場範囲 0～5 T におけるランダウ準位間エネルギー ($E_1 - E_{-1}$, $E_2 - E_1$) の磁場依存性の理論曲線と、実験データ (Fig. 7 (a)) のピーク位置の比較を示す。実験と理論がよい一致を示しており、今回の広帯域 THz・赤外光共鳴検出が、グラフェンの THz 共鳴吸収 (ランダウ準位間遷移) による光伝導現象に基づく理解できる。この実験は、THz～赤外の幅広い帯域で周波数を選択しながら検出可能であること (チューナブル検出) を実証している。この優れた特性は従来の光伝導型半導体検出器では得られなかった、グラフェン特有のものである。

まだプレリミナリな結果ではあるが、GaAs/AlGaAs

Fig. 7. (a) Magnetic field B dependence of THz and infrared detected signals V_{sig} at $f = 0.76, 1.6, 2.5, 3.1, 4.2, 28$, and 33 THz for the graphene device. (b) Resonant frequency f versus magnetic field B for the inter-Landau-level transitions in graphene: $hf = E_2 - E_1, E_1 - E_{-1}$. Theoretical (solid curves) and experimental (black circles) results are plotted. Reprinted with permission from Ref. 10).

中 2 DEG の代わりに、このグラフェンを近接場 THz イメージャーとして用いることで、近接場イメージングと広帯域分光計測を組み合わせた“近接場 THz 分光”に成功した。今後、ナノ電子材料、さらには少数分子系や高分子の THz 画像・分光解析に大きな威力を発揮するだろう。

5. まとめと今後の展望

ナノ領域の計測技術としての THz 分光イメージングは端緒についたばかりである。これは THz 波の波長が mm～ μm のスケールであること、エバネッセント場検出の効率が低いことが主な要因である。従来の THz 波による検査・分析技術は比較的大きな物体を対象としてきた。本稿で強調したように、THz 波のエネルギー・時間スケールは様々な物質・生体系と相性がよいため、

ナノ領域の THz 計測は物理・化学・生物における強力なツールとなる可能性がある。THz ナノ物性科学という新しい分野の形成にもつながるだろう。

本計測技術は現在も改良が進行中である。その中の重要な研究項目の一つが空間分解能の向上である。われわれは以前に、1本の単層カーボンナノチューブの両端にソース、ドレイン電極を近距離で配置することによるナノスケール THz センサーを報告した^{36, 37)}。試料表面に対する空間的な配置を工夫する必要があるが、これは単層カーボンナノチューブが“THz ナノプローバー”として機能する可能性を示唆しており、今後の格段の性能向上が期待できる³⁸⁾。

電子顕微鏡、イオン顕微鏡、X線顕微鏡、顕微ラマン分光、走査型プローブ顕微鏡など他の先進的な分析手法と比べると、THz 計測は歴史が浅く発展途上である。本稿が、新たなナノ物性解析法としての THz ナノイメージングに興味を抱くきっかけとなれば幸いである。

謝 辞

本稿で紹介した研究は、科研費新学術領域研究「原子層科学」(JP16H00906)、新学術領域研究「ゆらぎと構造」(JP16H00798)、基盤研究(B)(JP26286005)、科学技術振興機構・産学共創基盤基盤研究プログラム、東工大基金「東工大の星」の支援を受けて行われたものである。

文 献

- 1) B. Ferguson and X-C. Zhang : Nat. Mater. **1**, 26 (2002).
- 2) M. Tonouchi : Nat. Photonics **1**, 97 (2007).
- 3) Y. Kawano : Contemporary Physics **54**, 143 (2013).
- 4) M. Ohtsu (ed.): "Near-Field Nano/Atom Optics and Technology" (Springer-Verlag, Berlin/New York/Tokyo, 1998).
- 5) L. Novotny and B. Hecht : "Principles of Nano-Optics" (Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 2006).
- 6) Y. Kawano and K. Ishibashi : Nat. Photonics **2**, 618 (2008).
- 7) Y. Kawano and K. Ishibashi : Physica E, **42**, 1188 (2010).
- 8) Y. Kawano : IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **17**, 67 (2011).
- 9) Y. Kawano : IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology **6**, 356 (2016).
- 10) Y. Kawano : Nanotechnology **24**, 214004 (2013).
- 11) Y. Kawano : J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 121010 (2015).
- 12) D.W. Pohl, W. Denk and M. Lanz : Appl. Phys. Lett. **44**, 651 (1984).
- 13) T. Saiki, S. Mononobe, M. Ohtsu, N. Saito and J. Kusano : Appl. Phys. Lett. **68**, 2612 (1996).
- 14) F. Zenhausern, Y. Martin and H.K. Wickramasinghe : Science **269**, 1083 (1995).
- 15) S. Hunsche, M. Koch, I. Brener and M.C. Nuss : Opt. Commun. **150**, 22 (1998).
- 16) R. Mueckstein and O. Mitrofanov : Opt. Express **19**, 3212 (2011).
- 17) N.C.J. van der Valk and P.C.M. Planken : Appl. Phys. Lett. **81**, 1558 (2002).
- 18) H.T. Chen, R. Kersting and G.C. Cho : Appl. Phys. Lett. **83**, 3009 (2003).
- 19) A.J. Huber, F. Keilmann, J. Wittborn, J. Aizpurua and R. Hillenbrand : Nano Lett. **8**, 3766 (2008).
- 20) K. Moon, H. Park, J. Kim, Y. Do, S. Lee, G. Lee, H. Kang and H. Han : Nano Lett. **15**, 549 (2015).
- 21) V.N. Trukhin, L.L. Samoylov and D.P. Khor'kov : JETP Lett. **96**, 807 (2012).
- 22) Y. Kajihara, K. Kosaka and S. Komiyama : Opt. Express **19**, 7695 (2011).
- 23) S. Shikii, T. Kondo, M. Yamashita, M. Tonouchi, M. Hangyo, M. Tani and K. Sakai : Appl. Phys. Lett. **74**, 1317 (1999).
- 24) R. Matsunaga, N. Tsuji, H. Fujita, A. Sugioka, K. Makise, Y. Uzawa, H. Terai, Z. Wang, H. Aoki and R. Shimano : Science **345**, 1145 (2014).
- 25) N. Sekine and K. Hirakawa : Phys. Rev. Lett. **94**, 057408 (2005).
- 26) Z. Zhong, N.M. Gabor, J.E. Sharping, A.L. Gaeta and P.L. McEuen : Nat. Nanotechnol. **3**, 201 (2008).
- 27) H. Hoshina, Y. Morisawa, H. Sato, A. Kamiya, I. Noda Y. Ozaki and C. Otani : Appl. Phys. Lett. **96**, 101904 (2010).
- 28) Y. Kawano and S. Komiyama : Phys. Rev. B **68**, 085328 (2003).
- 29) K. Ikushima, H. Sakuma, S. Komiyama and K. Hirakawa : Phys. Rev. Lett. **93**, 146804 (2004).
- 30) Y. Kawano and T. Okamoto : Phys. Rev. Lett. **95**, 166801 (2005).
- 31) Y. De Wilde, F. Formanek, R. Carminati, B. Gralak, P.-A. Lemoine, K. Joulain, J.-P. Mulet, Y. Chen and J.-J. Greffet : Nature **444**, 740 (2006).
- 32) D. Suzuki, S. Oda and Y. Kawano : Appl. Phys. Lett. **102**, 122102 (2013).
- 33) H. Hirai and S. Ishihara : J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 034708 (2015).
- 34) J.W. McClure : Phys. Rev. **104**, 666 (1956).
- 35) K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos and A.A. Firsov, Nature **438**, 197 (2005).
- 36) Y. Kawano, T. Fuse, S. Toyokawa, T. Uchida and K. Ishibashi : J. Appl. Phys. **103**, 034307 (2008).
- 37) Y. Kawano, T. Uchida and K. Ishibashi : Appl. Phys. Lett. **95**, 083123 (2009).
- 38) 河野行雄 : 特願 2015-244218.