



解説

フェムト秒レーザーを用いたテラヘルツ波の発生と応用

萩行正憲, 谷 正彦¹⁾, 北原英明²⁾, 長島 健

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター, ¹⁾福井大学遠赤外領域開発研究センター

²⁾大阪大学大学院工学研究科原子分子イオン制御理工学センター

(原稿受付: 2008年9月12日)

ここ十年ほどの間にテラヘルツ波技術は格段の進歩を遂げ、産業応用を含めた様々な応用が提案されている。この解説では、フェムト秒レーザーを用いたテラヘルツ波の発生・検出の基本原理とその分光・イメージング応用について紹介する。特に、将来の気体プラズマ計測への応用を意識しつつ、固体プラズマの測定例について詳述する。

Keywords:

terahertz wave, femtosecond laser, terahertz time-domain spectroscopy, imaging, tomography, plasma

1. はじめに

つい10年ほど前までは未開拓電磁波と呼ばれていたテラヘルツ波は、現在最も急速な発展を遂げている電磁波領域であり、多くの研究者がこの分野に参入しつつある。テラヘルツ波とは一般的には、0.1~10 THzの電磁波を指し、電波と光の間の周波数領域にあって従来は発生、検出とも困難とされていた領域である。図1に、電磁波の周波数、エネルギー、波長の関係を示す。3 THzは波長100 μmに対応する。この周波数領域では、伝統的にエネルギーは波数単位 cm^{-1} で表されることが多いが、3 THzは 100 cm^{-1} に対応する。また、テラヘルツ波領域はいわゆる従来の遠赤外領域にほぼ対応する。この領域は学術的には戦前からの長い研究の歴史があり、深い物理学的研究がなされていたが、光技術のように大衆化しはじめたのはごく最近である。その理由は、フェムト秒レーザーをはじめとする近赤外領域のレーザーを用いてテラヘルツ波を発生することが可能になり、レーザーを扱う感覚でテラヘルツ波測定ができるようになったからである。レーザーを用いてテラヘルツ波を発生する手法としては、用いるレーザーにより、

フェムト秒レーザー、ナノ秒レーザー、および、連続発振レーザーによるテラヘルツ波発生に分類できるが、ここでは、世界的に最も普及しているフェムト秒レーザーによる発生について述べる。他の手法については文献を参照されたい[1, 2]。

表1に様々な物質のテラヘルツ波領域での励起についてまとめた。半導体では自由キャリアやフォノンの励起、誘

表1 テラヘルツ領域の様々な励起。

Material	Excitation
Semiconductor	Free carrier, Phonon, Plasmon, LO phonon-plasmon coupled mode, Cyclotron resonance, Magnetoplasma
Ferroelectrics	Soft mode
Superconductor	Superconducting energy gap, Quasiparticle excitation, Intrinsic Josephson plasma, 2D-super carrier plasmon-polariton
Photonic crystal	Photonic band
Liquid	Relaxation mode
Gas	Rotational mode, Plasma
Biomolecule	Vibrational mode, Collective excitation related to biological function

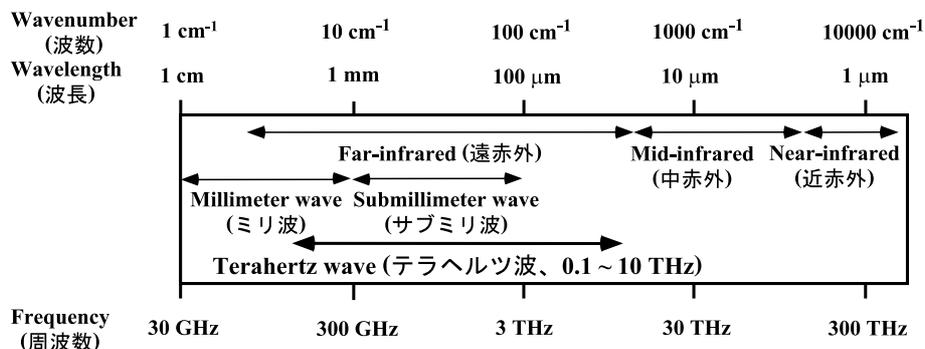


図1 電磁波の名称と波数、波長、周波数の関係。

電体では相転移に関係するソフトフォノンモード，超伝導体では超伝導エネルギーギャップや高温超伝導体特有の固有ジョセフソンプラズマ，液体では構成分子の緩和モード，気体では回転モード，また，生体では生理機能に密接に関連した低振動モードなどが存在し，非常に多様性に富んでいる。

少し前までは，フェムト秒レーザーを用いたテラヘルツ波の発生とその応用について解説を書くとなると，技術を中心に紹介し，いくつかの応用例をあげれば済んだのであるが，現在は，応用も進化しており限られた紙数で全体の解説を書くのは至難の業となっている．ここでは，読者が核融合プラズマ研究に従事されていることを念頭に置きつつ，基礎的なことながら紹介したい．前半はプラズマ計測に応用したい読者を想定し，テラヘルツ波の発生・検出原理，分光法，ドーパされた半導体（固体プラズマ）への適用についてやや詳細に述べる．後半では，テラヘルツ技術が一般にどのように利用できるかについて紹介する．

2. フェムト秒レーザーを用いたテラヘルツ波の発生と検出[1-3]

フェムト秒レーザーを励起に用いてテラヘルツ波を発生する手法には何種類かあるが，ここでは比較的弱いレーザーパワーでも効率的にテラヘルツ波を発生できる光伝導アンテナを用いた手法を紹介する．図2は，フェムト秒レーザーを用いたテラヘルツ波の発生・検出システムである．このシステムの要は光伝導アンテナ（光伝導スイッチ，オーストンスイッチとも呼ばれる）で，テラヘルツ波の発生と検出の両方に使われる．構造は図3に示すように，光伝導性半導体薄膜（低温成長ガリウムヒ素がよく用いられる）上に，狭いギャップを有する金属電極を形成したものである．テラヘルツ波発生の場合，この素子の電極にバイアス電圧をかけ，ギャップ部を半導体のエネルギーギャップ以上のエネルギーを有するフェムト秒レーザーパルス（パルス幅 100 fs 以下）で励起する．このレーザーパ

ルスにより光キャリアが瞬時に生成され，バイアス電場により加速される．マックスウェル方程式によると，この過渡的電流により電磁波が空中に放射され，その遠方界での電界は電流の時間微分に比例する ($E(t) \sim dJ(t)/dt$ ，図2右下の挿入図参照)．電流は1 ps 以下で立ち上がるので，時間幅がピコ秒以下の電磁波パルスが放射されることになる．この電磁波パルスは空中を伝播後，放物面鏡により検出用の光伝導アンテナに絞り込まれる．一方，励起光の一部は半透鏡により分けられ，時間遅延回路を通過後，検出用の光伝導アンテナのギャップ部に照射される．この照射により短時間の間キャリアが生成されるが，このキャリアは空中を伝播してきた弱いテラヘルツ波の電場により加速され，電流として取り出される．フェムト秒レーザーは通常100 MHz 程度の繰り返し数であり，いくつものパルスの積算による電流が計測されることになる．時間遅延回路をゆっくり走査するとテラヘルツ波の電場波形が得られる．このシステムでは，検出素子の冷却などはいっさい必要ない．従来のテラヘルツ波測定では，検出器にボロメーターを用いているため液体ヘリウムによる冷却が必要であり，また，電場波形ではなく，エネルギー（電場の二乗）が得られるのみであった．テラヘルツ波は光と電波の境界領域といわれるごとく，図3に示される光伝導アンテナからの放射のスペクトルは，電波の放射のように電極の形状（アンテナ形状）に大きく依存する．図3のボウタイ型は低周波，ダイポール型は高周波用である．その他，スパイラル型，ログペリ型，アレイ型など，従来のマイクロ波やミリ波領域でのアンテナ技術を応用した光伝導アンテナが考案されている．なお，放射されるテラヘルツ波はキャリアの加速方向に偏光している．電極を多極構造にし，印加する電圧の方向を高速で切り替えれば，高速の偏光変調も可能である[4]．

図4は発生と検出の両方にダイポール型光伝導アンテナを用いた場合のテラヘルツ波の典型的波形とそのフーリエ成分（電場の二乗，つまり，強度）である．発生したテラ

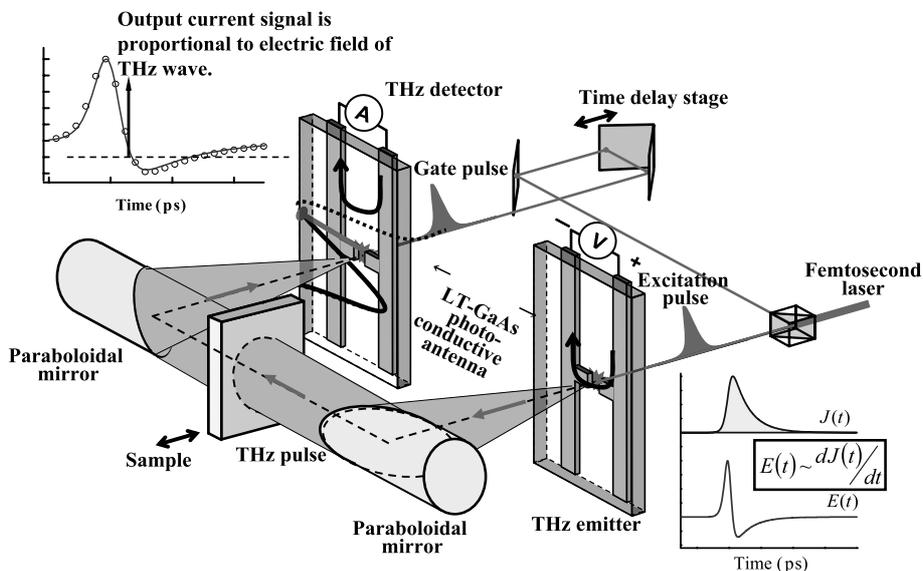


図2 フェムト秒レーザーと光伝導アンテナを用いたテラヘルツ波の発生と検出．

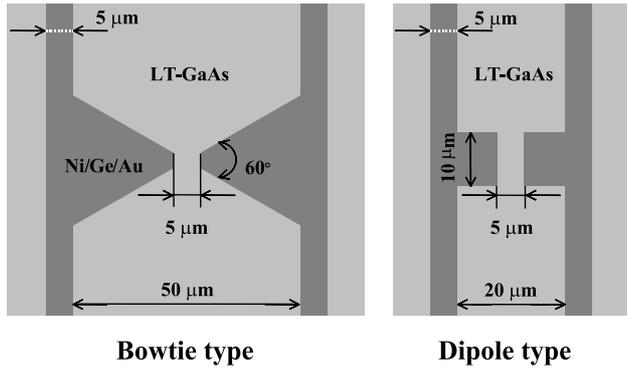


図3 光伝導アンテナの構造。

ヘルツ波の時間幅は0.25 psであり、モノサイクルに近い。また、フーリエ成分は 150 cm^{-1} (4.5 THz)にも及んでいるのがわかる。ダイナミックレンジもピークでは6桁を超えている。周波数帯域がブロードなので、時々、太陽光のような白色ランダム光と誤解される方がおられるが、各周波数成分の位相は決まっており、その意味ではコヒーレントな電磁波である。テラヘルツ波は、非線形光学結晶をフェムト秒レーザーで励起しても発生するが、この場合、10フェムト秒程度の時間幅のレーザーを用いると100 THz (中赤外)を超える放射が得られる[5]。

3. テラヘルツ時間領域分光法の原理

時間波形が測定できることを利用したユニークな分光法が、テラヘルツ時間領域分光法 (Terahertz Time-Domain Spectroscopy, THz-TDS) と呼ばれるものである[3]。図5はその原理を示したものである。試料は厚さ d の平行平板で、その複素屈折率を $\tilde{n}(\omega) = n(\omega) - i\kappa(\omega)$ とする。 ω は角周波数である。実部 n は通常の屈折率で、虚部 κ は消衰係数と呼ばれ減衰に対応している。入射テラヘルツ波 $E_i(t)$ は試料により反射や吸収を受けながら透過するが、多重反射も含めた透過後の波形を $E_s(t)$ とする。この波形の一連のデータ処理プロセスを図5中に示した。まず、波形の複素フーリエ成分を計算し、両者の比をとると複素振幅透過率が得られる。この量は、振幅 $\sqrt{T(\omega)}$ (T は通常のパワー透過率) と位相シフト $\phi(\omega)$ で表されるが、多重反射も考慮して試料の複素屈折率 $\tilde{n}(\omega)$ の関数で表すことができる。したがって、実験で得られた複素振幅透過率から逆に複素

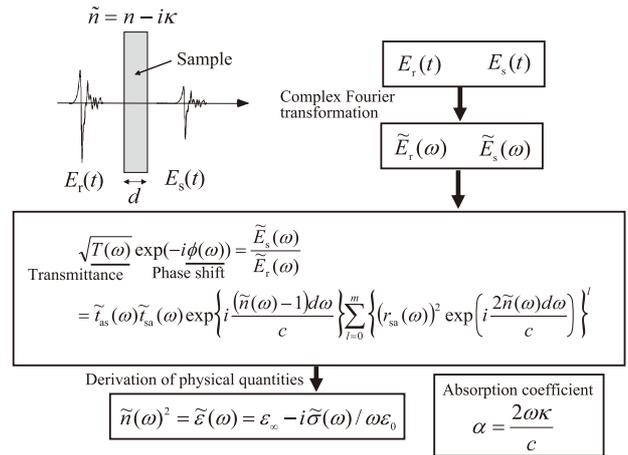


図5 テラヘルツ時間領域分光法におけるデータ処理過程。

屈折率 $\tilde{n}(\omega)$ を求めることができる。物質の複素比誘電率 $\tilde{\epsilon}(\omega)$ と複素屈折率は $\tilde{\epsilon}(\omega) = \tilde{n}(\omega)^2$ の関係がある (比透磁率 $\mu = 1$ を仮定) ので、非接触測定でテラヘルツ領域の複素誘電率が得られることになる。なお、吸収係数は $\alpha(\omega) = 2\omega\kappa/c$ で与えられる (c は光速)。半導体などでは、複素電気伝導度 $\tilde{\sigma}(\omega)$ を求めたいことがあるが、この場合は、 $\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_\infty - i\tilde{\sigma}(\omega)/\omega\epsilon_0$ の関係を利用する。ここで、 ϵ_∞ は十分高周波での比誘電率、 ϵ_0 は真空の誘電率である。

この分光法のユニークな点は、通常分光法では広い周波数領域での測定を行い、クラマース-クローニツヒ変換により誘電率の実部と虚部を求めるのに対し、各周波数で一挙に両者が求まることである。また、試料の光励起後の高速の時間変化を追跡したい場合、テラヘルツ波発生に用いているフェムト秒レーザーパルスをまず試料の励起に用い、その後発生させたテラヘルツ波パルスの遅延時間を変えて試料のプロープに用いる、光ポンプ-テラヘルツ波プロープの実験が可能である[6]。この超高速分光法は、THz-TDSであるからこそ可能なもので、通常フーリエ変換遠赤外分光法 (FT-FIR) では不可能である。さらに、光源は点光源に近いので、FT-FIRの光源である高圧水銀灯に比べて小さく絞ることができ、小さな試料を測る場合、あるいは、高空間分解のイメージングに有利である。

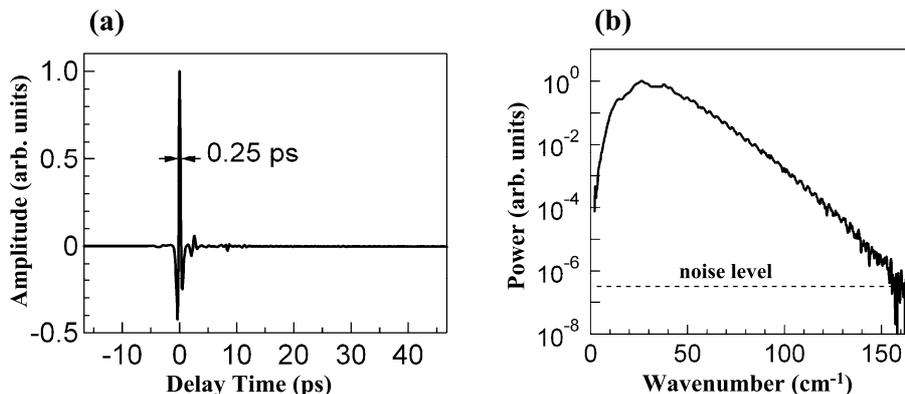


図4 ダイポール型光伝導素子を放射と検出に用いた場合の(a)テラヘルツ波形と(b)パワースペクトル。

4. ドープされた半導体への応用

ドープされた半導体では自由キャリアが存在し、気体プラズマと同様、キャリアの集団運動であるプラズマが電磁波伝播を支配する。シリコンは赤外（テラヘルツ波）活性のフォノンモードが存在しないため、テラヘルツ波領域の電磁波応答はプラズマのダイナミクスにのみ依存し、近似的にはドルーデモデルで記述できる。ここではドープされたシリコン（n型）の透過測定について述べる[7]。試料はP（リン）ドープで、室温の比抵抗が1.1 Ωcm、厚さが400 μmである。室温でのキャリア密度は約 $4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ である。

図6に試料がない場合のテラヘルツ波形 ($E_r(t)$) と試料挿入後の波形 ($E_s(t)$) を示す。測定は試料の温度を変えて行っている。半導体では、温度の低下とともにキャリアの密度は減少し、その散乱時間も変化（変化の仕方は、散乱機構に依存）する。透過波形は試料の挿入により振幅が小さくなり、かつ、時間遅れが生ずる。詳細に見ると、波形は試料がない場合に比べて単に小さくなっているだけでなく、歪んでいることがわかる。温度の低下とともに、振幅は一旦小さくなった後、低温では大きくなり、試料裏面と表面で反射してきた2番目のパルスも明確に現れる。図5に示される手順に従い、これらの波形を複素フーリエ変換し、パワー透過率 $T(\omega)$ と位相シフト $\phi(\omega)$ を求めた結果を、図7 (a)と (b)に示す。透過スペクトルは温度に大きく依存するのがわかる。図7 (c)と (d)はそれぞれ複素屈折率スペクトルの実部と虚部、(e)と (f)はそれぞれ複素電気伝導度スペクトルの実部と虚部である。物理的にわかりやすいので、電気伝導度の実部 $\sigma_1(\omega)$ について説明する。単純なドルーデモデルでは、複素電気伝導度は、

$$\tilde{\sigma}(\omega) = \sigma_1(0) \frac{1 - i\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (1)$$

$$\sigma_1(0) = \frac{Ne^2\tau}{m^*} \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 τ , N , m^* , e はそれぞれ、キャリアの散乱時間、密度、有効質量、素電荷である。なお、半導体中ではキャリアの有効質量は異方性があるとともに、n型では一般的には真空中の電子質量よりも軽くなる。n型シリコンでは $m^* = 0.26m_e$ (m_e は電子質量) である。 $\sigma_1(0)$ は直流電気伝導度で、移動度(単位電場中のキャリアの速度) $\mu = e\tau/m^*$ とは、

$$\sigma_1(0) = Ne\mu \quad (3)$$

の関係がある。(1)式からわかるように、高周波数では電子は電磁波の電場についていけなくなり、図7 (e)のように電気伝導度の実部は周波数とともに単調に減少する。低周波数極限での電気伝導度の実部は、温度の低下とともに一旦増加した後、低温では減少し、ついにはゼロに近くなる。これは、温度の低下とともにフォノンによるキャリアの散乱が減少し、(3)式中の移動度 μ が増大して電気伝導度は増大するが、さらに低温になるとキャリアが不純物に捕えられてキャリア密度 N が減少することで説明ができ

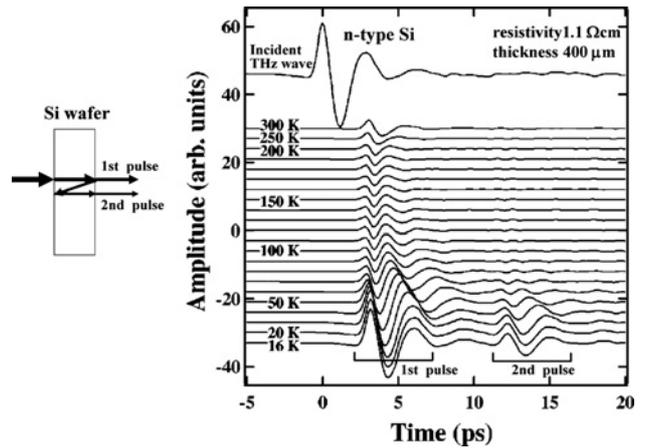


図6 ドープされたシリコンに対する透過テラヘルツ波形の温度依存性。試料挿入前のテラヘルツ波形も示す。

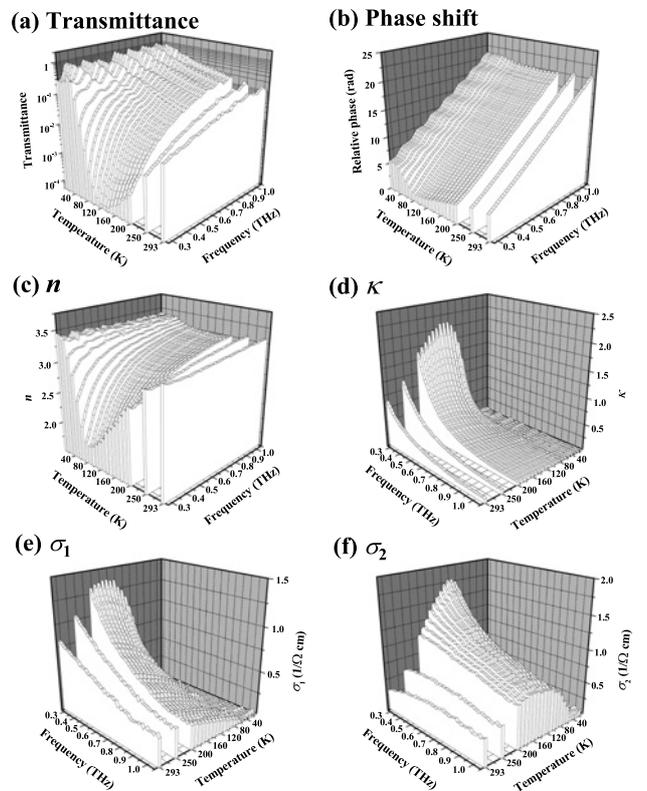


図7 図5のデータ処理過程によって導出した(a)パワー透過率、(b)位相シフト、(c)屈折率、(d)消費係数、(e)複素電気伝導度の実部、および、(f)複素電気伝導度の虚部。

る。図7 (e)と (f)を N と τ (あるいは μ) をパラメータとしてドルーデモデルでフィッティングすることにより、半導体にとって応用上重要なパラメータであるキャリア密度と移動度を、非接触かつ無磁場下（ホール効果を利用する通常の方法では、磁場の印加が必要）で求めることができる。この手法は、プロセスプラズマ（気体プラズマ）の密度と散乱時間を測定するのにも用いられている。[8-10]

次に磁場下でのドープされたシリコンのテラヘルツ波透過について述べる[2, 11]。固体物理では磁場下でのプラズマをマグネトプラズマと呼んでいる[12]。磁場 (1.5 T) は永久磁石で印加し、方向はテラヘルツ波の伝播方向に平行あるいは反平行で（ファラデー配置と呼ばれる）、入射波

は垂直方向 (y 方向) に直線偏光している。図 8 に磁場がテラヘルツ波の進行方向に平行並びに反平行な場合の透過後の波形を示す。この偏光方向も含めた電場の時間発展は、テラヘルツ波の波形を互いに垂直な 2 つの偏光で測定し、合成して得られたものである。偏光が時間とともに回転している様子がよくわかる。このような物理的にわかりやすい表示ができることも、THz-TDS の特徴である。図 8 (a) と (b) を比較すると、 $E_x - E_y$ 面への投影はともにほぼ楕円になっているが、楕円の主軸の回転方向は磁場の向きが反転すれば、逆になることがわかる。この波形を複素フーリエ変換すると、各周波数での楕円率と楕円の回転角が一挙に得られる。なお、楕円率とは偏光の楕円の短軸と長軸の比 (直線偏光では 0、円偏光では ± 1) であり、回転角とは楕円の主軸の角度 (今の場合、 y 方向からの回転角) である。その結果を図 9 に示す。図 6 に見られるように、試料を素直に透過してきた 1 番目のパルスと裏面と表面で反射してきた 2 番目のパルスは、時間的に分離して観測される。そこで、それぞれのパルスを時間領域の窓で切り出して複素フーリエ変換することにより、それぞれのパルスの楕円率と回転角のスペクトルを求めることができる。図 9 では、1 番目と 2 番目のパルスの両者について楕円率と回転角をプロットしているが、2 番目のパルスは 1 番目のパルスに比べて、楕円率、回転角とも約 3 倍になっているのがわかる。これは、2 番目のパルスは試料中を逆走しているときも楕円率と回転角が加算されていることを意味して

いる。これは、静磁場によって系の時間反転対称性が破れたことを意味している。このようなデータ処理が可能なこともまた THz-TDS の特徴である。磁場を反転すると、楕円率と回転角の極性が反転していることもわかる。図中の実線および破線は N と μ をパラメータとした、マグネトプラズマに対するドルーデモデルによるフィッティングの結果である。このフィッティングからも、 N と μ を求めることができる。すなわち、透過波の偏光状態を測定するだけでこれらの物理量が求まることになる。逆に、 N と μ がわかっている場合は、この測定から磁場の強さがわかることになる。

5. テラヘルツ波を用いた分光とイメージングの例

様々な物質に対するテラヘルツ波の透過特性はどうか、また、指紋スペクトルのような物質固有のスペクトルが見えるのだろうか、というのが読者が知りたいことであると思われる。テラヘルツ波は、紙、プラスチック、セラミックスなどは比較的よく透過する。反対に、水や金属は透過しない。水へのテラヘルツ波の侵入長はわずか $100 \mu\text{m}$ 程度である。したがって、「X 線の代わりになる」というような書き方がされている場合があるが、水でできているといってもよい人体に対しては皮膚のごく表層にしか到達できない。分子を念頭に置き、テラヘルツスペクトルについて

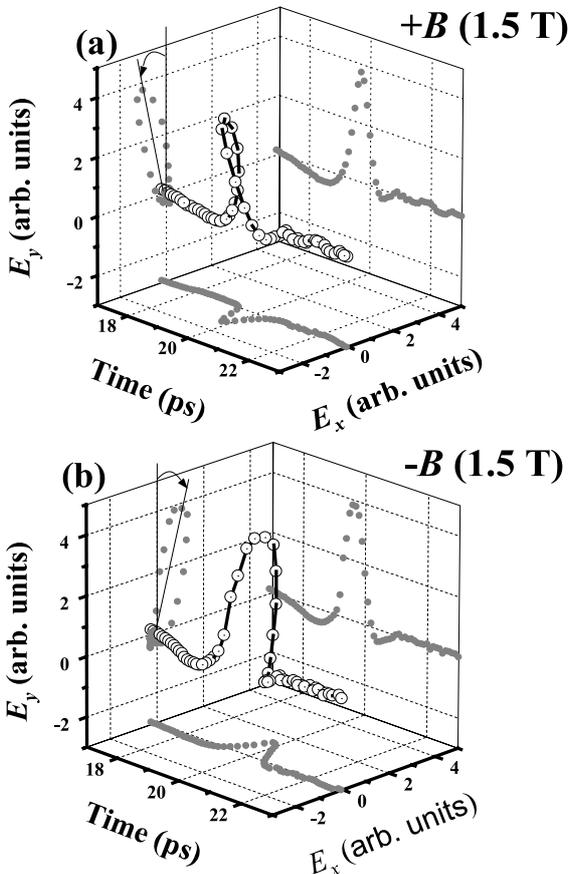


図 8 磁場を印加したドーブされたシリコン基板における透過テラヘルツ波の偏光の時間発展。

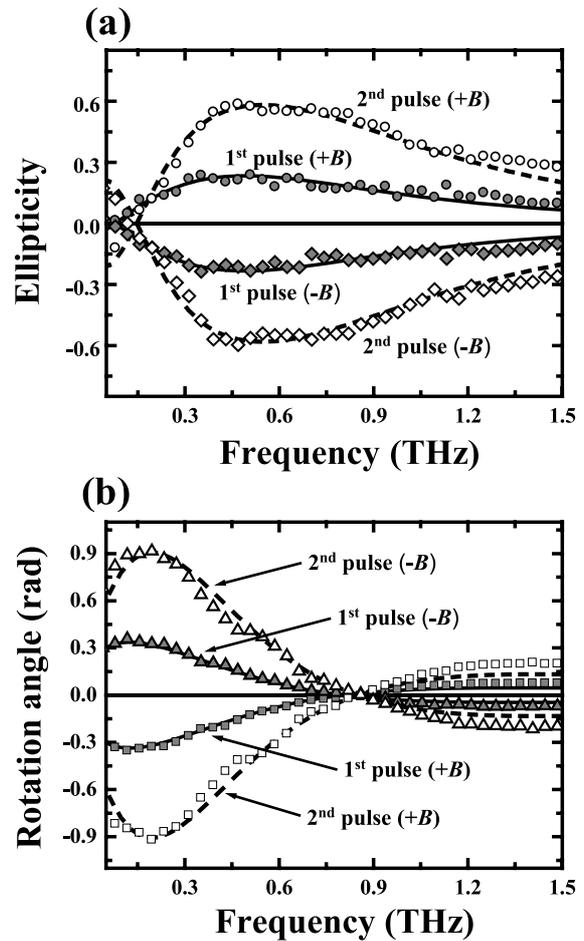


図 9 第 1 透過パルス波および第 2 透過パルス波の楕円率および回転角スペクトル。

て述べると、気体、固体(分子性結晶)、液体の吸収スペクトルは、大体図10のようになる。(a)に示されるように気体は非常に鋭い回転スペクトルを有し、指紋スペクトルとして気体の種類の判別に利用できる。分子が集まって結晶を作っている場合、テラヘルツ波領域では分子間振動(分子が剛体のように形を変えずに相対的に振動している状態)や、大きな分子では振じれのような弱い復元力に対する分子内振動などが現れる。この場合、(b)に示されるようにやや幅広いスペクトルとなる。これも指紋スペクトルとして物質の同定に利用できる。液体の場合にはもはや鋭いスペクトルは現れず、(c)に示されるようなブロードで単調なスペクトルとなる。このような場合は、分子や分子クラスターの回転や並進による誘電緩和を反映していると考えた方がわかりやすい。明確な指紋とはならないが、誘電率の実部と虚部のスペクトルが得られ、これらのスペクトルは液体ごとに異なるので、ある程度の液体の種類への推測は可能である。例えば、水はほとんどテラヘルツ波を透過しないのに対し、ガソリンなどの引火性液体はある程度透過する。ペットボトル中の液体が水やジュースか、危険な引火性の液体かは、テラヘルツ波の透過率を測定することにより、開栓せずに判別が可能である[13]。

図11にL-アラニン(アミノ酸の1種)、L-アラニンが少数結合したペプチドオリゴマー、たくさん結合したポリペプチド、および、ニワトリ卵白リゾチーム(タンパク質の1種、タンパク質はアミノ酸が多数結合したもの)の10 K

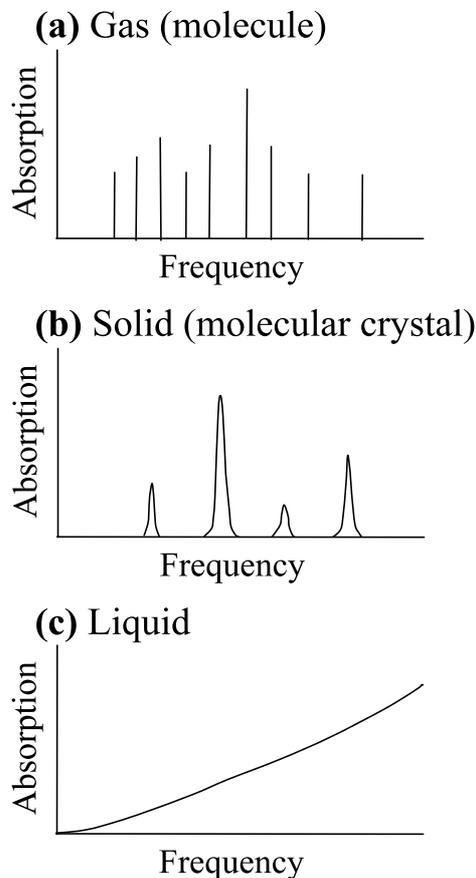


図10 (a)分子気体、(b)分子性結晶、および、(c)液体の典型的テラヘルツ吸収スペクトル。

におけるスペクトルを示す[14]。L-アラニンおよびオリゴマーは微結晶の集まりである。L-アラニンやオリゴマーは比較的鋭い線スペクトルを示し、アミノ酸残基数が増えるに従い線幅がブロードになる傾向がある。スペクトルは、それぞれの分子に固有で、指紋として利用できる。しかし、ポリペプチドやニワトリ卵白リゾチームでは、振動の自由度が莫大な数で、周波数とともに単調に増大するスペクトルとなり、もはや指紋スペクトルとしての意味を持たない。つまり、巨大な分子量を有するポリペプチドやタンパク質分子を、テラヘルツスペクトルから同定するのはほとんど不可能である。しかし、タンパク質は環境などによっていくつかの形状(コンフォメーション)をとり、その違いは吸収係数の違いとして現れる場合がある。この場合には、テラヘルツスペクトルをコンフォメーションの同定に使うことができる。また、最近、タンパク質のテラヘルツスペクトルの温度依存性や水分量依存性が非弾性中性子散乱や準弾性散乱に類似していることから、両者はタンパク質ダイナミクスに関して同等の情報を与えることが示唆されている[14]。実験室レベルの小型装置であるテラヘルツ分光装置で、大がかりな中性子散乱と同等もしくは類似のダイナミクスに関する情報が得られるのであれば、そのメリットは非常に大きい。

比較的小さな分子の微結晶は特有の線スペクトルを有することが多い。また、紙はテラヘルツ波をよく透過し、鋭いスペクトルを持たないのが普通である。図12(a)はプラスチック爆弾C-4(RDXと呼ばれる分子が主成分)の消衰係数スペクトル(先に、吸収係数との関係について説明した)である[15]。スペクトルには特徴的なピークが見られ、C-4の同定に使えるのがわかる。このかけらを封筒中に入れ、封筒の外、封筒中のC-4片がある場所、ない場所でのテラヘルツ透過波形を測定したのが(c)であるが、測定する位置によって波形と時間遅れが異なるのがわかる。(c)中の矢印で示される場所に遅延時間を固定し、試料を移動してイメージングを行ったのが(d)である。イメージにはC-4片の形状が現れている。この測定では遅延時間を固定しているので、形状がわかるだけであるが、各点で波形をとりながら2次元的に位置を走査すると、各位置においてスペクトルにより物質を同定しつつ、形状を確認することも可能である。このような応用は、封筒中の禁止薬物についても行われ、税関などで使用される実用機の開発も進められている[16]。

THz-TDSで使われるテラヘルツ波は時間幅1 ps以下のパルスであるので、超音波エコーあるいはリフレクトメトリと同様に深さ方向のイメージ、つまり断層像の測定が可能である[17]。図13(a)はその原理を示したもので、試料表面から入射したテラヘルツ波パルスは、内部構造に応じて順次反射され、パルス系列として波形が測定される。(b)は断層像の測定に用いた高圧ケーブルの構造を示したもので、被覆が銅ケーブルを覆っている。反射型のTHz-TDS装置を用いて、表面からテラヘルツ波パルスを入射し、反射波形を測定する。長さ方向に試料を移動してこの波形を順次測定し、反射波の振幅を濃淡でプロットすると

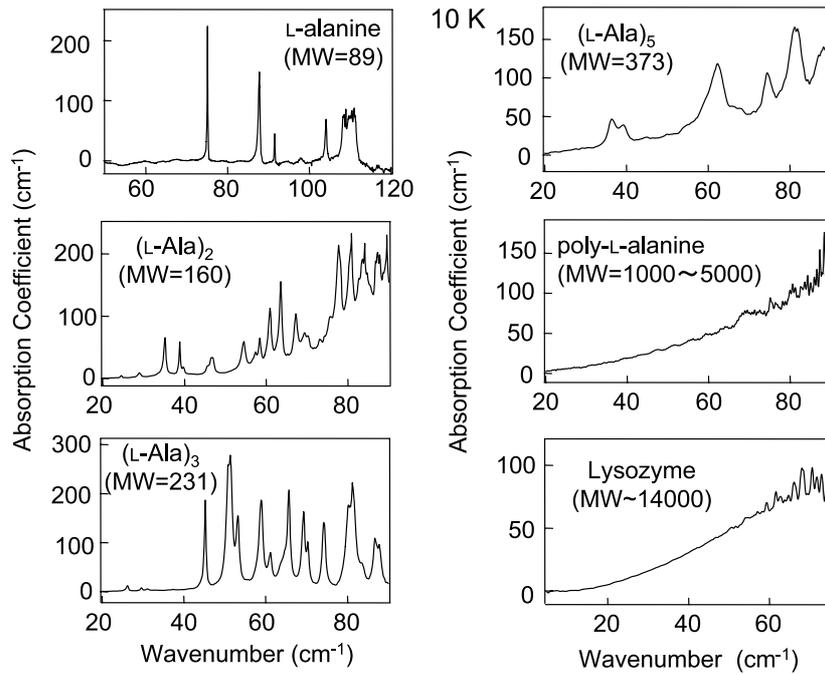


図11 L-アラニン, L-アラニンペプチドオリゴマー (2量体, 3量体, 5量体), ポリL-アラニン (ポリペプチド), および, ニワトリ卵白リゾチームの10 Kでのテラヘルツ吸収スペクトル.

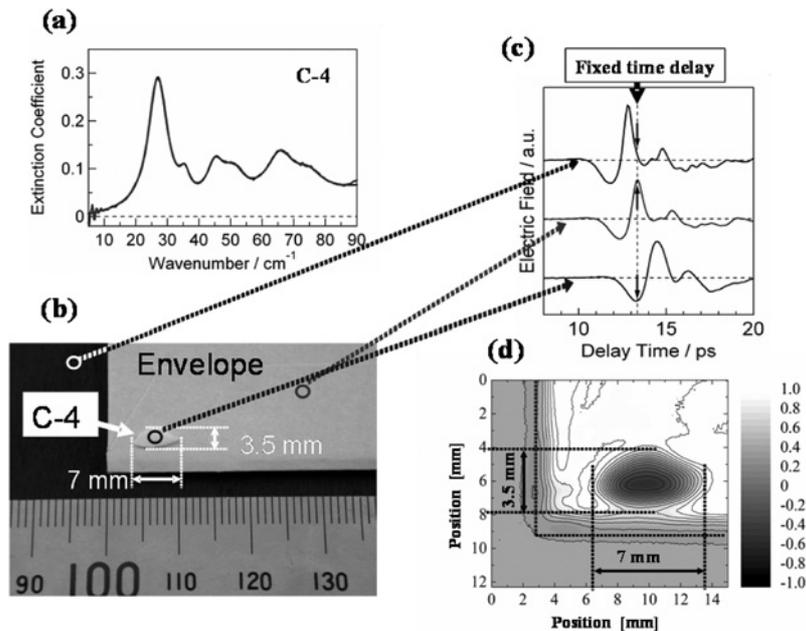


図12 (a)プラスチック爆弾C-4の消衰係数スペクトル, (b)測定されたC-4片の写真, (c)各位置での透過波形, および, (d)封筒中のC-4片のテラヘルツイメージ.

(c)のような断層像が得られる[18]. 図では, "Defect"と示されている位置に被覆のはがれが検出されている.

6. まとめ

フェムト秒レーザーを用いてテラヘルツ波を発生・検出する手法とその分光, イメージングへの応用について述べた. ドープされた半導体中では, サイズは核融合プラズマに比べてかなり小さいものの, キャリヤの集団励起であるプラズマ (固体プラズマ) が存在する. そこで, 固体プラズマと気体プラズマの類似性を考慮しつつ, テラヘルツ波の透過スペクトルからプラズマの密度や散乱時間を導出し

た例について紹介した. また, 磁場が印加されたプラズマ中でのテラヘルツ波の透過特性が, 偏光も含めてどのようになるかを紹介した. 固体プラズマについては反射波の測定例は紹介できなかったが, 高圧ケーブルについてリフレクトメトリーにより断層イメージの取得が可能であることを示した. 現在, LHDにおけるプラズマ密度分布がマイクロ波・ミリ波領域でのリフレクトメトリーにより測定されているが, 密度がより高い国際熱核融合実験炉 (ITER) でのリフレクトメトリーではテラヘルツ波を使うことが検討されている[19, 20]. テラヘルツ波測定技術の気体プラズマへの応用の研究例はまだ少ないが[8-10], 将来の可能性

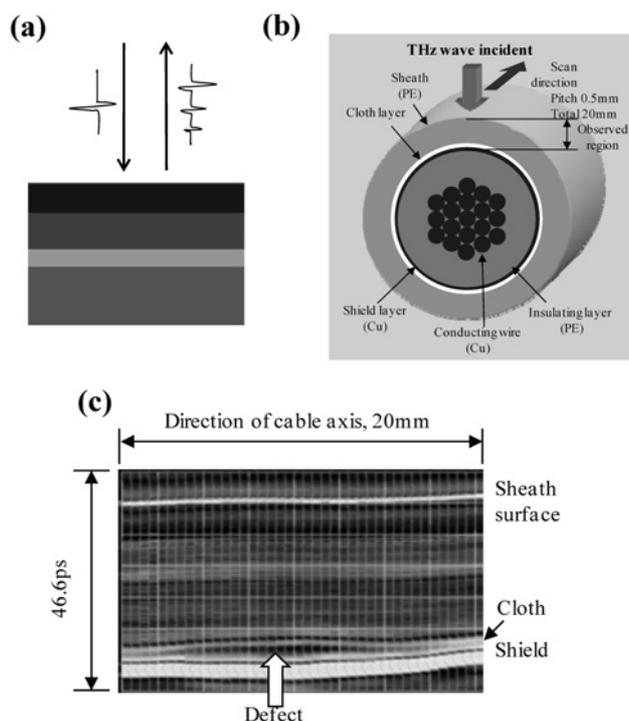


図13 (a)テラヘルツリフレクトメトリー(断層像測定)の原理, (b)高圧ケーブルの構造, および, (c)高圧ケーブルの断層像(矢印は被覆が剥がれているところを示す)。

を探る意味で、我々も核融合科学研究所や大阪大学原子分子イオン理工学センターとの共同研究をスタートしている。ここでは触れられなかったが、プラズマとの関わりでは、高強度レーザー誘起気体プラズマからのテラヘルツ波放射現象も最近話題になっている。これについては、文献[21]を参照されたい。

テラヘルツ波工学の一般的な応用については、様々な提案がなされている[22, 23]。図14に应用分野についてまとめた。基礎物性物理や基礎化学、バイオ・医学応用、産業応用、セキュリティなどである。テラヘルツ波技術というのは、分野横断的な技術であり、汎用な技術である。ここ10年くらいこの分野の発展を振り返ってみると、初めの頃は多くの方はテラヘルツ波とは何だろうとおずおずと眺めておられ、少しずつ実際に研究に従事される方が増え、最近では、異常ともいえる活況を呈してきた。あちこちで、セミナーが開かれ、様々な分野の雑誌でテラヘルツ波技術が紹介されるという状況である。今後、さらにこの分野への参入者が増えると予想される。とはいうものの、まだ、この分野の恒常的な牽引力となるキラアアプリケーションは見つかっていない。21世紀の大事な技術であるので、長い目で育てることが大事であると考え。なお、テラヘルツ技術の産業応用をめざしてテラヘルツテクノロジーフォーラム (<http://www.terahertzjapan.com/index.html>) が設立され、また、日本学術振興会の産学協力研究委員会第182委員会「テラヘルツ波科学技術と産業開拓」が2008年10月1日よりスタートする。前者は、会員になればテラヘルツ波技術の最新動向や研究会などに関する情報を常時通知してもらえる。

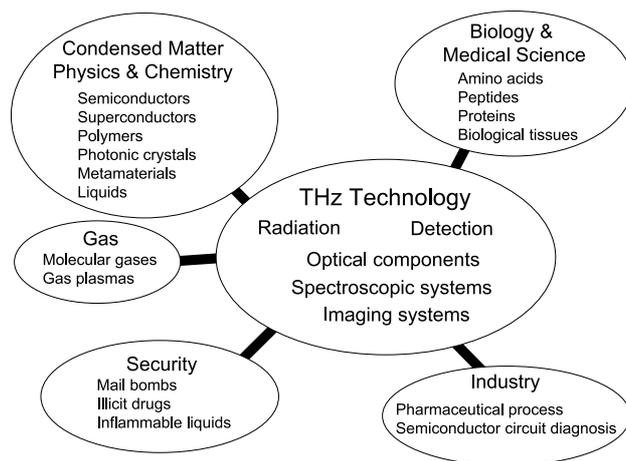


図14 テラヘルツ波技術の様々な应用分野。

謝辞

この研究は、多くのポスドクや学生との共同研究です。また、プラスチック爆弾の測定は、大阪府警科学捜査研究所との共同研究によるものです。この場を借りてお礼申し上げます。この研究の一部は、文部科学省のリーディングプロジェクト「未踏光学(テラヘルツ光学)開発・創生プロジェクト」および日本学術振興会の科学研究費補助金基盤研究(S)「レーザー励起テラヘルツ波の高度応用」の援助を受けて行われたものです。

参考文献

- [1] テラヘルツテクノロジーフォーラム編：テラヘルツ技術総覧 (NGT, 東京, 2007)。
- [2] 西澤潤一編著：テラヘルツ波の基礎と応用 (工業調査会, 東京, 2005)。
- [3] 萩行正憲：分光研究 **54**, 181 (2005)。
- [4] Y. Hirota *et al.*, Opt. Express **14**, 4486 (2006)。
- [5] R. Kübler *et al.*, Appl. Phys. Lett. **85**, 3360 (2004)。
- [6] R. Huber *et al.*, Nature **414**, 286 (2001)。
- [7] S. Nashima *et al.*, J. Appl. Phys. **90**, 837 (2001)。
- [8] S. P. Jamison *et al.*, J. Appl. Phys. **93**, 4334 (2003)。
- [9] B. H. Kolner *et al.*, Appl. Phys. Lett. **87**, 151501 (2005)。
- [10] Z. Mics *et al.*, J. Chem. Phys. **123**, 104310 (2005)。
- [11] O. Morikawa *et al.*, J. Appl. Phys. **100**, 033105 (2006)。
- [12] E. D. Palik and J. K. Furdyna, Rep. Prog. Phys. **33**, 1193 (1970)。
- [13] T. Ikeda *et al.*, Appl. Phys. Lett. **87**, 034105 (2005)。
- [14] 萩行正憲他：日本中性子学会誌「波紋」**17**, 67 (2007)。
- [15] K. Yamamoto *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **43**, L414 (2004)。
- [16] K. Kawase *et al.*, Opt. Express **11**, 2549 (2003)。
- [17] D. M. Mittleman *et al.*, Opt. Lett. **22**, 904 (1997)。
- [18] 北原英明他, 電気学会論文誌 A **127**, 391 (2007)。
- [19] G. Vayakis *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S836 (2006)。
- [20] M. Hangyo *et al.*, Plasma and Fusion Res. **2**, S1020 (2007)。
- [21] M. D. Thomson *et al.*, Laser and Photon. Rev. **1**, 349 (2007)。
- [22] M. Tonouchi, Nature Photonics **1**, 97 (2007)。
- [23] 萩行正憲, 谷 正彦：光技術コンタクト **43**, 173 (2005)。



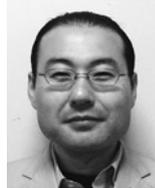
はんぎょうまさのり
萩行正憲

1981年京都大学大学院理学研究科博士後期課程修了。理学博士。1981年大阪大学工学部助手，1990年同大学超伝導エレクトロニクス研究センター助教授，1996年同教授。2000年同大学超伝導フォトニクス研究センター教授，2004年同大学レーザーエネルギー学研究センター教授（改組による），現在に至る。レーザー励起によるテラヘルツ波の発生とその応用の研究に従事。



たにまさひこ
谷正彦

1992年京都大学大学院工学研究科物理学専攻博士課程修了。工学博士。1992年より通信総合研究所関西先端研究センター（現（独）情報通信研究機構未来ICT研究センター）研究員，2002年大阪大学超伝導フォトニクス研究センター（現大阪大学レーザーエネルギー学研究センター）助教授（准教授）。2008年3月より福井大学遠赤外領域開発研究センター教授，現在に至る。主としてとしてフェムト秒レーザー励起によるテラヘルツ波発生とその分光・計測応用の研究に従事。



きたほらひであき
北原英明

2004年信州大学大学院工学系研究科博士後期課程修了。博士（理学）。同年，大阪大学レーザーエネルギー学研究センター特任研究員，2008年大阪大学大学院工学系研究科原子分子イオン理工学センター特任研究員，現在に至る。テラヘルツ分光，フォトニッククリスタルの研究に従事。



ながしまたけし
長島健

1996年大阪大学工学研究科応用物理学専攻博士課程修了。博士（工学）。1997年1月～3月同大学超伝導エレクトロニクス研究センター非常勤研究員，同年4月（株）関西新技術研究所研究員，2001年大阪大学超伝導エレクトロニクス研究センター助手，2004年同大学レーザーエネルギー学研究センター助手（改組による），後助教，現在に至る。フェムト秒レーザーによるテラヘルツ波の発生とその応用の研究に従事。