

# テラヘルツ光源の最近の進歩： レーザー光を用いた THz 波発生

川瀬 晃道\*・伊藤 弘昌

赤外線の見え方は、プリズムで太陽光を分光したときに赤色の外側に置かれた温度計が上昇したことがきっかけであるそうだが、その当時に今日の赤外線応用分野の拡大は予想もつかなかったであろう。赤外線に限らず、人類は開拓した電磁周波数域すべてにおいて、固有の性質を利用した画期的な応用分野を見いだしてきた。幾人もの先達が指摘してきたとおり、THz 波領域の応用研究が遅れてきた主な理由は、簡便な広帯域波長可変光源が存在しないことであるといえる<sup>1)</sup>。ここ数年、コンパクトな波長可変 THz 波光源の開発も進んでおり、光導電性スイッチ素子と半導体レーザーの組み合わせによるものや、光パラメトリック発振によるものが注目されつつある。その一方で、フェムト秒レーザーを用いた THz 電磁波パルスの発生・応用に関する研究が米国、日本を中心としてこの数年で急速に進んだ。この THz 波光源は、超短電磁波パルスがもつ広いスペクトルを武器に全く新しい研究分野を切り開きつつある。

## 1. 各種 THz 波光源の分類<sup>2,3)</sup>

既存の広帯域波長可変光源を列挙すると、まず自由電子レーザーは原理的に任意の波長の THz 電磁波を発生可能である。しかしながら、ウィグラー中を伝搬する際の電子と光波の位相のずれ（スリップページ）が電子バンチの長さ以上になると発振できなくなるため、THz 波の発振には光波帯自由電子レーザーよりもはるかに長い電子バンチが必要となる<sup>4)</sup>。このため、現実に波長数百  $\mu\text{m}$  帯で波長可変な自由電子レーザーは、カリフォルニア大サンタバーバラ校のものだけである。次に、ロシア等で製品化されている後進波管（BWO: backward wave oscillator）は、スペクトル

純度にすぐれ、数百 GHz 帯で有用であるが、1 THz より高周波側で波長可変性が急減する。また p-Ge レーザーも広帯域波長可変であり、従来極低温・大電流・強磁場を要していたが、最近小型の p-Ge 結晶を用いた小電流での発振も成功しつつある<sup>5)</sup>。

一方、LiNbO<sub>3</sub> 結晶の非線形光学効果を用いたパラメトリック発振は、1~2 THz 帯で波長可変であり、かつ小型 YAG レーザーを励起光源にパラメトリック共振器のみからなる常温動作のテーブルトップ光源である。また、出力は限られるが 2 台の波長可変半導体レーザーと光導電性スイッチ素子を用いた光混合法は、さらに小型化可能な波長可変 THz 波光源として期待される。

他方、フェムト秒レーザーパルスを用いて、0~数 THz に跨る超広帯域 THz 電磁波の発生が近年盛んに行われており、その高い時間分解能を利用した時間領域分光法等への応用研究が展開されている。主にチタンサファイアレーザーが励起光として用いられているが、ファイバーレーザーを光源とする小型化の研究も進められている。

以上述べたような THz 波光源は、次の 4 種に大別できる。

- [I] 広い波長領域を連続的に含むインコヒーレントな光源。（例：高圧水銀灯などの熱型光源）
- [II] 広い波長領域を連続的に含む空間的にコヒーレントな光源。（例：フェムト秒光パルス励起によるもの）
- [III] 時間的・空間的にコヒーレントな単一波長あるいはステップチューナブルな光源。（例：炭酸ガス励起分子気体レーザー）
- [IV] 時間的・空間的にコヒーレントな広帯域波長可変光源。（例：自由電子レーザー）

表 1 は、各種 THz 波光源を上記 I から IV の種類別に、規模の小さい（小さくできる）と思われる順に並べたもので

東北大学電気通信研究所（〒980-8577 仙台市片平 2-1-1）  
\*現在：東北学院大学工学部  
E-mail: kodo@riec.tohoku.ac.jp

表1 各種 THz 波光源の分類.

[ I ] 広い波長領域を連続的に含むインコヒーレントな光源

光源の種類	発生機構	長所・短所
高圧水銀灯	電圧印加の水銀ランプ. 長年, 分光用インコヒーレント光源として役立ってきた.	長: 分光用光源. 市販品. 短: 1 THz 以下の出力が小さい.
シンクロトロン放射光 (SOR 光)*	相対論的電子ビームを磁場で曲げる際に生じる超広帯域インコヒーレント放射.	長: 指向性が鋭い. 短: 大規模設備.

\*SOR は synchrotron orbital radiation の略.

[ II ] 広い波長領域を連続的に含む空間的にコヒーレントな光源

フェムト秒レーザー励起光スイッチ	フェムト秒レーザーパルスで光スイッチを励起して, 超短 THz パルスを発生.	長: 高い時間分解能. 位相情報も得られる. 短: 出力が小さい.
ライナックによるコヒーレント放射光	SOR 光で, 電子のバンチ長が放射光波長より小さいとき, 各電子の放射光の位相差が無視され, 空間的にコヒーレントな放射を得る.	長: 高い時間分解能と鋭い指向性. 短: 大規模設備.

[ III ] 時間的・空間的にコヒーレントな, 単一波長あるいは狭帯域波長可変光源

光スイッチ上の差周波混合	1 台の DBR-LD で 2 波長発振させ, 光スイッチ上で差周波発生.	長: パームトップ化の可能性. 短: 出力が小さい.
炭酸ガスレーザー励起分子気体レーザー	炭酸ガスレーザーの赤外光で分子気体を励起しレーザー発振. 分子気体を交換して波長選択.	長: 大出力. 市販品もある. 短: 中規模設備.
炭酸ガスレーザー励起分子気体レーザーによる TuFIR	ショットキーダイオード上で THz 波とマイクロ波を混合し側波帯 (THz 波) を再放射.	長: 分光等基礎研究用. 短: 中規模設備. マイクロ波源の周波数可変性の制約.
炭酸ガスレーザー・シンセサイザーによる TuFIR**	2 台の炭酸ガスレーザー光とマイクロ波を MIM ダイオード上で 3 波混合 THz 波を放射.	長: 分光等基礎研究用. 短: 中規模設備. マイクロ波源の周波数可変性の制約.

\*\*TuFIR は tunable far infra-red の略. 上記以外に, 気体ラマンレーザー, 放電励起分子気体レーザーがある.

[ IV ] 時間的・空間的にコヒーレントな広帯域波長可変光源

光スイッチ上の差周波混合	2 台の波長可変光源 (チタンサファイアレーザーあるいは LD) を光スイッチ上で差周波混合.	長: テーブルトップ. 短: 出力が小さい.
光パラメトリック発振器	非線形光学結晶 (LiNbO <sub>3</sub> 等) をレーザーパルスで励起するパラメトリック発振.	長: テーブルトップ. 短: 発振線幅が広い.
後進波管	電流加熱陰極から放射される電子が周期電極上を通過する際に電磁波を放射. 1 THz より高周波側で可変性小.	長: テーブルトップ. 市販品. 短: 陰極の寿命は数百時間.
p-Ge レーザー	直交した電場・磁場中で p-Ge の正孔帯サブバンド間で分布反転が生じレーザー発振.	長: テーブルトップ化も可能. 短: 極低温 (~4 K) を要する.
自由電子レーザー	相対論的電子ビームを周期磁場中で蛇行運動させてレーザー発振.	長: 出力が大きい. 短: 大規模設備.

ある. 長所・短所を筆者らの独断に基づき記しているが, あくまで目安として考えていただきたい. なお, ジャイロトロンやガンダイオードなどの GHz 帯の光源は表に含まれていない.

## 2. フェムト秒レーザーパルス励起による超広帯域 THz 波発生

フェムト秒レーザーパルス励起法は白色的な超広帯域 THz 電磁波を発生/検出するための比較的新しい手法である. この手法は, 光電導効果を用いた超高速スイッチング

に基づくもので, THz 波領域における分光学的研究の道具としてここ数年重要な役割を果たしている.

光導電性のスイッチをレーザーパルスで励起して超短電気パルスを発生させる手法は, 1970 年代に Auston らによって考案され<sup>6)</sup>, Auston スイッチとも呼ばれる. この光導電性スイッチ上にダイポールアンテナ電極を作製すると, 電気パルスは白色的な電磁波となって放射される. 最初のピコ秒光パルスを用いた電磁波放射は 1984 年に Auston らによって示された<sup>7)</sup>. その後, チタンサファイアレーザーが安定なフェムト秒光源として発展し, パルスの時間波形

をフーリエ変換した周波数領域において1 THzを超える高周波域にまで伸びた結果, THz 電磁波という名前が登場するに至った. 技術的な詳細は関西通総研の谷らによる本誌 26 巻 2 号の解説<sup>8)</sup>を参照されたい.

フェムト秒光パルスによる THz 電磁波の発生には, 上記光スイッチ方式以外に半導体の表面電場を利用するものや, 量子井戸中の電荷振動を利用するものなどが多数報告されているが, THz 電磁波光源としては光スイッチ方式のほうが1桁以上効率がよく, それらはむしろ物性研究の新しい手段として位置づけられる<sup>9-12)</sup>.

他方, 分子研の猿倉らは磁場中 (~1 T) におかれた半導体結晶にフェムト秒光パルスを照射する方法で, 従来に比べ2桁以上大きな THz 電磁波出力 (>100  $\mu$ W) を得ている<sup>13)</sup>. また, Rensselaer Polytech. Inst. の Zhang らは, パルス幅 12 fs の超短光パルスを GaAs ウェハに照射して 0~37 THz という非常に広帯域な THz 電磁波を発生した<sup>14,15)</sup>. これらの事例が示すように, フェムト秒パルスを用いた THz 電磁波発生技術は, まだ大きく発展する余地が残されている.

### 3. フェムト秒レーザーパルス励起法の応用

光スイッチを用いた THz 電磁波発生・検出システムは, すぐれた時間分解能を用いて, THz 時間領域分光法 (THz time-domain spectroscopy: THz-TDS) に応用できる. すなわち, サンプルがある場合とない場合の THz 波形をそれぞれフーリエ変換し, 両者の比較から透過/吸収スペクトルを得る. 従来, この領域の分光は主に高圧水銀灯を光源とするフーリエ分光器を用いて行われてきたが, THz-TDS の場合位相情報が直接得られるため, 固体の複素屈折率の測定等に適している. すなわち, 時間遅れ, 波形の広がり, あるいは試料の吸収や散乱の周波数依存性に起因する波形の歪みなどが実時間で分析され, 試料のさまざまな情報を与える. 例えば, ベル研の Nuss らは, THz 波形を「線形予測法」という手法で分析することで, リアルタイムの混合ガスモニタリングに成功している<sup>16)</sup>. また IBM の Grischkowsky らは, THz 電磁波をプロパンガスの炎中に通過させ, フーリエ変換後のスペクトルから炎中に含まれる分子の組成を測定可能であることを示した<sup>17)</sup>. これらの技術は, 例えば大気汚染問題, 排ガス問題への応用等が考えられる. これら以外にも, THz-TDS はオゾンをはじめとする気体の組成分析, 誘電体あるいは半導体の複素屈折率, 超伝導薄膜の複素伝導率などの測定に用いられている<sup>18-20)</sup>.

近年, テラヘルツ時間領域分光はイメージングにも精力

的に応用されつつある. 初期の THz 波イメージングでは, THz パルスの時間領域の性質を明白には利用しておらず, 単に透過強度を画像化していたが, THz 波形から利用できる分光学的情報はもっと多い. すなわち, 画素ごとに THz 波形 (振幅と位相) が得られるので, そこから詳細な物理的または化学的情報が引き出せる. また, ひとつの画素 (すなわちひとつの波形) を記録するごとにプローブ光の遅延時間を掃引する必要から, 1画素のイメージングに当初は数分要していたが, この1~2年で掃引速度やコンピューターの処理速度が大幅に短縮され, SN比を落とすことなく1画素を数ミリ秒で記録できるまでになっている<sup>21)</sup>. なお, 一画素の大きさは THz 波の回折限界近い約 250  $\mu$ m である<sup>22)</sup>.

THz 波イメージングの興味深い応用例のひとつに, 半導体ウェハの計測がある. 不純物半導体にとって, キャリヤー密度および移動度は電気的, 光学的性質を決定する重要なパラメーターである. 従来これらのパラメーターは, 直流抵抗とホール係数を直接測定することにより得られているが, その際, ウェハ上の4箇所電極を配置して全領域の平均的な値を測定するため, 空間的な不均一に関する情報は得られない. それに対し, THz 波イメージングの手法を用いることによって, キャリヤー密度および移動度の空間的不均一に関する情報が得られる. Rice 大の Mittleman らは不純物半導体ウェハのドーパントのキャリヤー密度と移動度を非接触で計測できることを示した<sup>23)</sup>. 具体的には, 集光された THz ビームの静磁場における偏光回転から測定しており, 定量的なキャリヤー密度と移動度の画像を得ている. このほか, 彼らは IC パッケージやさまざまな食品類, 生体試料等の THz 透過イメージを測定している. 従来, X線を用いた透過イメージングによる検査は, 空港のゲートや工場で活躍してきたが, 人体への安全性が問題となる. この点で THz 波イメージングは安全であり, 食品検査等に適用しても消費者の反発を招かないなどの利点から実用化の準備が進められている<sup>24)</sup>. THz 波は, プラスチック, 厚紙, 木, ゴム, 繊維, 乾燥食品等を容易に通過するので, このような材料からなる製品の品質管理, 検査等に適用できると考えられている. ただし, すべてのプラスチック類, ゴム類を透過するわけではなく, 種類によって THz 波に対する吸収が相当大きいものもある. また, 厚紙, 木, 繊維, 乾燥食品なども水分を含んでいると透過率が大幅に低下するが, 逆にこの原理で食品類の水分含有量検査が可能である.

Mittleman らはさらに, 試料から反射してくる THz パルスの位相情報を用いて, 世界初の THz 波トモグラフィ

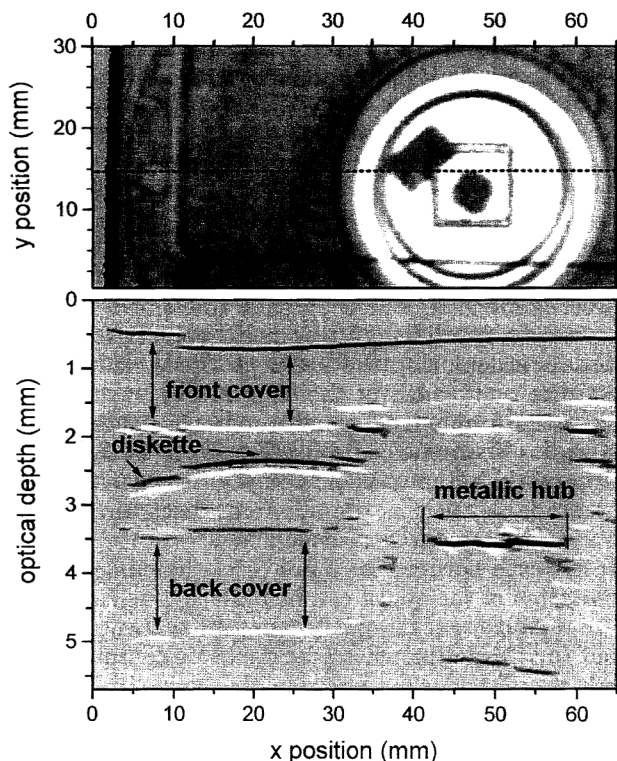


図1 THz トモグラフィーで得られたフロッピーディスクの断面図<sup>25)</sup> (上図は通常の THz 波イメージング, 下図はトモグラフィーによる断面図)。

ーを実現した<sup>25)</sup>。測定系は反射型である点を除けば透過イメージングの場合とほぼ同じである。THz パルスは試料にほぼ垂直に入射し、試料表面で焦点を結んだ後、反射パルスは再びコリメートされ pickoff ミラーによって検出器へと向かう。反射パルスには試料中の複数の屈折率不連続面から戻ってくるパルスが含まれており、振幅、偏光、位相にそれぞれの深さ方向の情報を担っている。このパルス波形をコンピュータ上でデコンボリューションすると深さ方向の屈折率分布が得られ、さらにこの処理をイメージング 1 画素ごとに繰り返すとトモグラフィー画像が得られる。図 1 に、この手法で測定されたフロッピーディスクの厚み方向のトモグラフィー画像を示す。上図は THz 透過イメージで、下図が深さ方向のトモグラフィーである。厚さ 120  $\mu\text{m}$  の磁気ディスクも識別できており、この系のコヒーレンス長  $L_c=200 \mu\text{m}$  から与えられる深さ方向の分解能  $L_c/2$  とほぼ一致している。彼らはまた、車のダッシュボードのプラスチック中に含まれる直径 1 mm 程度の気泡をトモグラフィーで撮像しており、この技術がプラスチックの品質管理に使えることも示している。

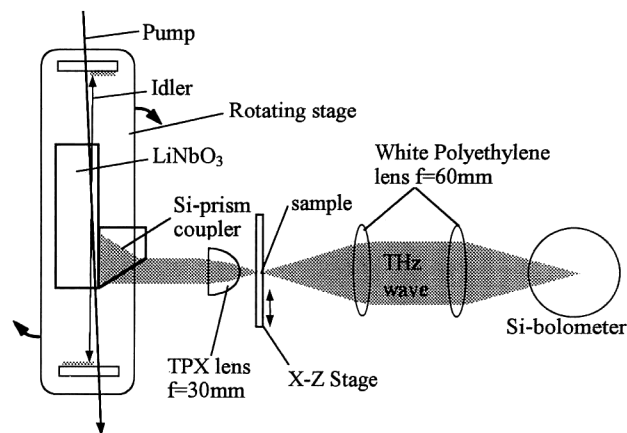


図2 パラメトリック発振を用いた THz 波光源と、分光・イメージングシステム。

#### 4. 光スイッチを用いた差周波混合による波長可変 THz 波発生

前節の THz 電磁波パルス発生では励起光源としてフェムト秒レーザーパルスを用いていたが、同じ発生部を用いて CW (continuous wave: 連続波) の THz 波を発生させることが可能である。この発生法は、可視域または近赤外域の 2 つの CW レーザー光を発生部上で差周波混合して THz 波を発生させる方法であり、マイクロ波を発生する手段として以前から行われてきたものであるが、近年 MIT の Brown ら<sup>26)</sup> が THz 領域に拡張した。

この方式は、前節で述べた方式と同様、発生部が簡便かつ小型で、かつ波長可変性にすぐれている。励起光に 2 台の半導体レーザーを用いた場合<sup>27,28)</sup> はコンパクトな波長可変 THz 波光源が実現可能であるが、現状では半導体レーザーのモードホップのため周波数可変性に制約がある ( $\sim 10 \text{ GHz}$ )。

他方、湘南工大の日高らは、2 波長同時発振する DBR 半導体レーザーを開発し、光スイッチに照射して単一波長の THz 波を発生させることに成功している<sup>29)</sup>。この光源は、今後パームトップサイズへ発展する可能性も考えられる。

#### 5. 光パラメトリック発振による波長可変 THz 波発生と応用

筆者らは、広帯域波長可変 THz 波光源の開発・応用に關する研究を独自に進めており、具体的には、LiNbO<sub>3</sub> や LiTaO<sub>3</sub> のフォノンポラリトンによる非線形光学特性を用いたパラメトリック発振を Q スイッチ Nd:YAG レーザーをポンプ光として行っている<sup>30-33)</sup>。光源部の基本構成は、図 2 に示すように Nd:YAG レーザー (1.064  $\mu\text{m}$ ) と、パラメトリック光共振器のみからなる。進行波で LiNbO<sub>3</sub>

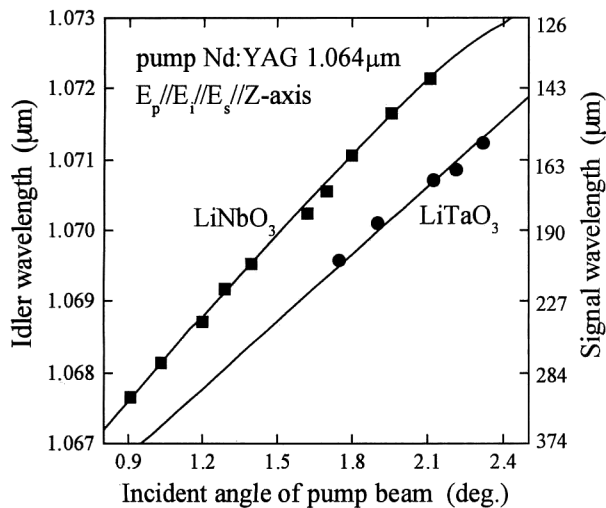


図3 励起光入射角と波長可変性.

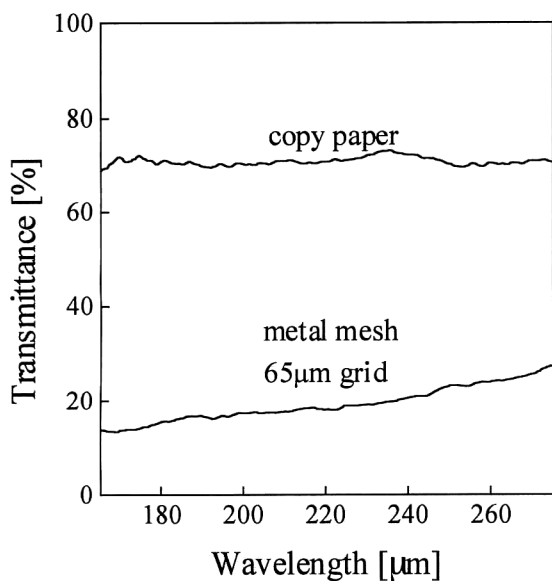


図4 本光源を用いて測定したメタルメッシュとコピー紙の透過スペクトル.

結晶を励起し、パラメトリック発振によりアイドラー光 ( $\sim 1.07 \mu\text{m}$ ) およびはるかに長波長の THz 波がノンコリニアな位相整合条件を満たす方向に発生する. 波長  $150 \mu\text{m}$  から  $300 \mu\text{m}$  の位相整合は, 結晶内のポンプ光とアイドラー光のなす角度を  $1^\circ$  から  $0.5^\circ$  に変化することで実現でき, THz 波は約  $65^\circ$  の方向に出射する. 結晶中で発生した THz 波は,  $\text{LiNbO}_3$  中の吸収 ( $\alpha \geq 10 \text{ cm}^{-1}$ ) および Y 面での全反射のため, そのままでは結晶外部に取り出せない. 図 2 に示すように低分散な Si プリズムカップラーをアイドラー光と平行な結晶端面に配置して THz 波を放射させる. このプリズムの使用により, 広い波長域を同調しても外部に取り出される THz 波の方向は実質上無視でき

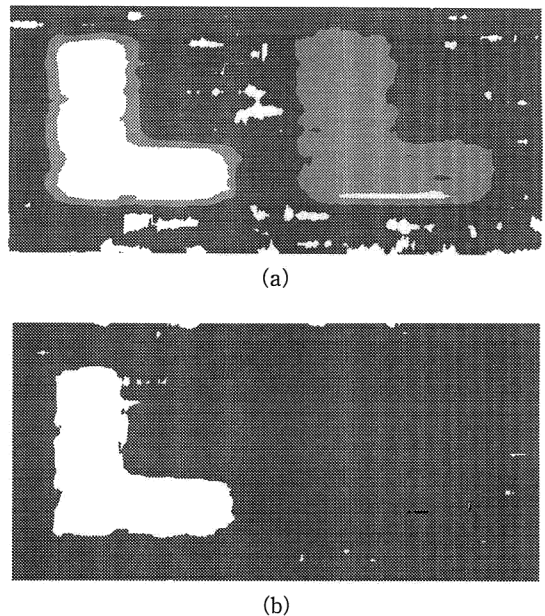


図5 (a) 1 波長 ( $\lambda = 180 \mu\text{m}$ ) で測定した, 茶封筒中のメタルメッシュ (左 L) とコピー紙 (右 L) のイメージング, (b) 2 波長 ( $\lambda = 180 \mu\text{m}$  および  $220 \mu\text{m}$ ) での差分イメージング.

るほど小さくなり, 一定方向への放射が得られる<sup>34)</sup>. プリズムカップラーから放射された THz 波ビームはほぼガウシアン形状であり,  $50 \text{ cm}$  離れた位置でのビーム径は約  $5 \text{ mm}\phi$  である. 出射した THz 波は約  $3 \text{ mW}$  (ピーク値) で, プリズムベース長を長くすることによりさらに THz 波出力の増大が図られる. また, 結晶を液体窒素温度に冷却することにより, THz 波出力が 2 桁以上増大することを確認した<sup>35)</sup>.

共振器はコンピューター制御された回転ステージの上にセットされ, THz 波の波長選択はステージを回転してポンプ光に対する共振器の角度を変化させる. 図 3 にポンプ光入射角と発生する THz 波長との関係を  $\text{LiNbO}_3$  結晶,  $\text{LiTaO}_3$  結晶について示す. 実線は屈折率値から導かれる位相整合条件の計算値であり, 点が測定値である.  $\text{LiNbO}_3$  結晶の場合, ポンプ光の入射角を  $2.1 \sim 0.9^\circ$  の間で変えると, THz 波は  $140 \sim 310 \mu\text{m}$  の間で波長可変 (アイドラー光は  $1.072 \sim 1.068 \mu\text{m}$ ) となる.  $\text{LiTaO}_3$  結晶の場合, やや発振効率が低下するため波長可変性が狭くなる. 光波帯 OPO と同様, 狭帯域化機構を用いないと発振線幅が広い ( $> 10 \text{ GHz}$ ) という問題があり, リング共振器, 光注入, エタロン等による改善を試みている.

本光源の広い波長可変性を生かした種々の応用が考えられる. 例えば, 金属製ライトパイプ中に分子気体を封入し, 透過する THz 波強度を Si-ポロメーターで検出する方法で吸収スペクトルを得ている<sup>36)</sup>. また, 異なる 2 波長を用

いた差分型テラヘルツイメージングについても基礎的データを得ている。図2に示すように、プリズムカップラーから放射されたTHz波をTPXレンズで集光し、イメージングターゲットをX-Zステージで2次元駆動することによって最大20×20mmの透過像を得る。ターゲットの微小領域(500 $\mu\text{m}\phi$ )の分光が可能であるとともに、1~2THzの任意の2波長間で差分イメージングを行うことができるという特長を有する。なお、波長可変用回転ステージ、X-Zステージ、およびイメージ取り込みはLabVIEWを用いて1台のコンピュータで制御される。ここでは、差分テラヘルツイメージングにより吸収に波長依存性のあるターゲットのみを抽出した基礎的データを示す。まず図4は、本光源を用いて微小領域で測定したメタルメッシュ(Ni製、グリッド間隔65 $\mu\text{m}$ )とコピー紙の透過率の波長依存性である。メタルメッシュは吸収に波長依存性を有し、コピー紙は波長依存性が少ないことがわかる。メタルメッシュとコピー紙からLの形(4mm高)を切り出し、茶封筒中に隠したものを差分イメージングした測定例を図5に示す。図5(a)は波長180 $\mu\text{m}$ によるイメージングで、両方のLが見えている。それに対して図5(b)は波長180 $\mu\text{m}$ および220 $\mu\text{m}$ の差分イメージングであり、メタルメッシュ(左L)のみが抽出される。この技術の延長上に、半導体材料のドーパント濃度等のハイコントラストな画像化、生体試料等散乱体中のターゲットの抽出、あるいは高感度ガスモニタリングなどが考えられる。

以上述べてきたように、THz電磁波の研究は光波と電波の間隙をうめる研究であり、換言すれば、フォトニクスとエレクトロニクスのはざまにある。電子的には発生が困難になる数百GHz(サブTHz)から100THzの間の光源を含めた技術開発が、21世紀に新しい世界を拓くものと筆者らは信じており、この領域の科学技術を“テラフォトニクス”と名づけ、大きく発展させていきたいと思っている<sup>37)</sup>。

## 文 献

- 1) 山田耕一：分光研究, **45** (1996) 175-182.
- 2) 阪井清美：第20回応用物理学会スクール「新しい赤外線利用技術」資料, JSAP Catalog Number: AP971307 (1997) 17-37.
- 3) 阪井清美：分光研究, **42** (1993) 40-61.
- 4) たとえば, 藤田雅之：レーザーの科学, レーザー技術総合研究

所編(丸善, 東京, 1997) 付録CD-ROM.

- 5) 廣本宣久, 寶迫 巖: 私信 (to be published).
- 6) D. H. Auston: Appl. Phys. Lett., **26** (1975) 101-103.
- 7) D. H. Auston, K. P. Cheung and P. R. Smith: Appl. Phys. Lett., **45** (1984) 284-286.
- 8) 谷 正彦, 松浦周二, 阪井清美: 光学, **26** (1997) 86-91.
- 9) H. G. Roskos: Phys. Rev. Lett., **68** (1992) 2216.
- 10) P. C. M. Planken: Phys. Rev. Lett., **69** (1992) 3800.
- 11) W. A. Kutt, *et al.*: IEEE J. Quantum Electron., **28** (1992) 2434-2444.
- 12) T. Dekorsy, *et al.*: Phys. Rev. Lett., **74** (1995) 738-741.
- 13) 大竹秀幸, 猿倉信彦: 応用物理, **66** (1997) 984-985.
- 14) X. C. Zhang, Y. Jin, L. E. Kingsley and M. Weiner: Appl. Phys. Lett., **62** (1993) 2477-2479.
- 15) Q. Wu and X. C. Zhang: Appl. Phys. Lett., **71** (1997) 1285-1286.
- 16) R. H. Jacobsen, D. M. Mittleman and M. C. Nuss: Opt. Lett., **21** (1996) 2011-2013.
- 17) R. A. Chevillat and D. Grischkowsky: Opt. Lett., **20** (1995) 1646-1648.
- 18) S. D. Brorson, *et al.*: J. Opt. Soc. Am. B, **13** (1996) 1979-1993.
- 19) N. Katzenellenbogen, *et al.*: Appl. Phys. Lett., **61** (1992) 840-842.
- 20) M. C. Nuss, *et al.*: J. Appl. Phys., **70** (1991) 2238-2241.
- 21) D. M. Mittleman, R. H. Jacobsen and M. C. Nuss: IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., **2** (1996) 679-692.
- 22) S. Hunsche: Tech. Dig. of CLEO 97 (1997) CTuC-4.
- 23) D. M. Mittleman, J. Cunningham and M. C. Nuss: Appl. Phys. Lett., **71** (1997) 16-18.
- 24) D. M. Mittleman: private communication.
- 25) D. M. Mittleman, Stefan Hunsche, L. Boivin and M. C. Nuss: Opt. Lett., **22** (1997) 904-906.
- 26) E. R. Brown, K. A. McIntosh, K. B. Nichols and C. L. Dennis: Appl. Phys. Lett., **66** (1995) 285-287.
- 27) S. Matsuura, M. Tani and K. Sakai: Appl. Phys. Lett., **70** (1997) 559-561.
- 28) P. Chen, *et al.*: Appl. Phys. Lett., **71** (1997) 1601-1603.
- 29) T. Hidaka, S. Matsuura, M. Tani and K. Sakai: Electron. Lett., **33** (1997) 2039-2040.
- 30) K. Kawase, M. Sato, T. Taniuchi and H. Ito: Appl. Phys. Lett., **68** (1996) 2483-2485.
- 31) K. Kawase, M. Sato, T. Taniuchi and H. Ito: Int. J. Infrared Millimeter Waves, **17** (1996) 1839-1850.
- 32) 川瀬晃道, 四方潤一, 佐藤 学, 谷内哲夫, 伊藤弘昌: 電子情報通信学会論文誌 C-I, **J81-C-I** (1998) 66-73.
- 33) 伊藤弘昌, 川瀬晃道: 光学, **26** (1997) 99-100.
- 34) K. Kawase, M. Sato, K. Nakamura, T. Taniuchi and H. Ito: Appl. Phys. Lett., **71** (1997) 753-755.
- 35) H. Ito, K. Kawase and J. Shikata: IEICE Trans. Electron., **E81-C** (1998) 264-268.
- 36) 伊藤弘昌, 四方潤一, 川瀬晃道: 応用物理, **66** (1997) 990-991.
- 37) 伊藤弘昌: オプトロニクス, no. 1 (1998) 244-248.

(1998年4月6日受理)