

### 3 デュアル THz コム分光

安井武史\*

#### 3.1 はじめに

分光計測は、THz テクノロジーを支える根幹の計測技術である。現在、コヒーレント THz 分光法として、超短 THz パルス（広帯域 THz スペクトル）を用いた THz 時間領域分光法<sup>1)</sup>と、波長可変 CW-THz 波を用いた THz 周波数領域分光法<sup>2)</sup>が広く利用されている。しかし、これらの手法で計測した THz スペクトルの周波数は、周波数標準に対するトレーサビリティが確立されていない。その結果、同一のサンプルを異なる分光計測機器で計測した時に、計測したスペクトルが個々に異なる可能性があり、普遍的な分光計測が担保されていない。このような問題点を解消する手法として、THz コムを「THz 周波数の物差し」として利用するデュアル THz コム分光法<sup>3,4)</sup>が開発されている。ここでは、デュアル THz コム分光法について解説する。

#### 3.2 光コムと THz コム<sup>5,6)</sup>

フェムト秒レーザーから出力されるモード同期超短光パルス列（繰り返し周波数= $f_{rep}$ ）は（図 1(a)）、フーリエ変換の関係にある光周波数領域において、多数の光周波数モード列が等間隔

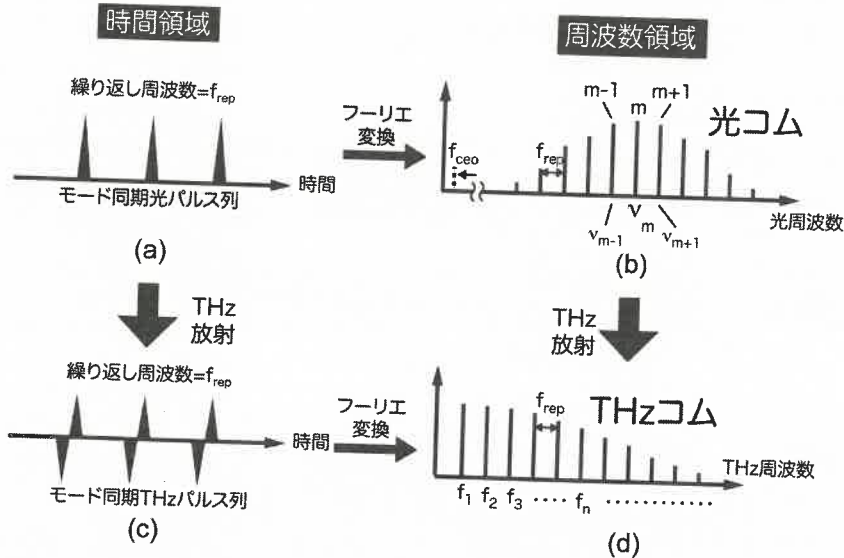


図1 光コムとTHzコム

\* Takeshi Yasui 徳島大学 ポストLED フォトニクス研究所 教授

( $=f_{rep}$ ) で櫛 (comb) の歯状に立ち並んだ超離散マルチ・スペクトル構造を有している (図1(b))。これを、光周波数コム (光コム) と呼ぶ。光コムは、わずかに光周波数 (波長) の異なる CW レーザー光群 (数万~数十万) が、光位相が揃った状態で等間隔に多数立ち並んだ集合体と見なせ、狭線幅 CW レーザー光と広帯域スペクトル光の両特性を併せ持つ。光コムの  $m$  番目の光周波数モードの光周波数  $\nu_m$  は、以下の式で表すことができる。

$$\nu_m = f_{ceo} + mf_{rep} \quad (1)$$

ここで、 $f_{ceo}$  は光コムの光周波数モードを仮想的にゼロ周波数付近 ( $m=0$ ) まで拡張していった時の端数である。 $f_{rep}$  と  $f_{ceo}$  は、いずれも RF 周波数帯の信号であるので、これらを計測し、周波数標準を基準としてレーザー制御を行うことにより、全ての光コム・モードの光周波数絶対値を周波数標準の不確かさで付与することが出来る。これが、光コムが「光周波数の物差し」と呼ばれる所以である。光コムは、光周波数標準や分光計測において革新的進展をもたらし、2005年ノーベル物理学賞に繋がったことは、周知の通りである。

次に、フェムト秒レーザーから出力される超短光パルス列を THz 発生用光伝導アンテナ (PCA) または非線形光学結晶に入射する場合を考える。時間領域では、超短光パルス列に同期して、THz 領域のモード同期超短パルス列 (繰り返し周波数  $=f_{rep}$ ) が発生する (図1(c))。このモード同期 THz パルス列は、フーリエ変換の関係にある THz 周波数領域において、光コム同様、多数の THz 周波数モード列が  $f_{rep}$  間隔で櫛の歯状に立ち並んだ超離散マルチ・スペクトル構造を示す (図1(d))。これが、THz コムである。THz コムの  $n$  番目の THz 周波数モードの周波数  $f_n$  は、以下の式で表すことができる。

$$f_n = nf_{rep} \quad (2)$$

式(2) を式(1) と比較すると明らかなように、THz コムは端数部分を有さない高調波コムである。したがって、フェムト秒レーザーの  $f_{rep}$  制御により、「THz 周波数の物差し」として利用出来る。

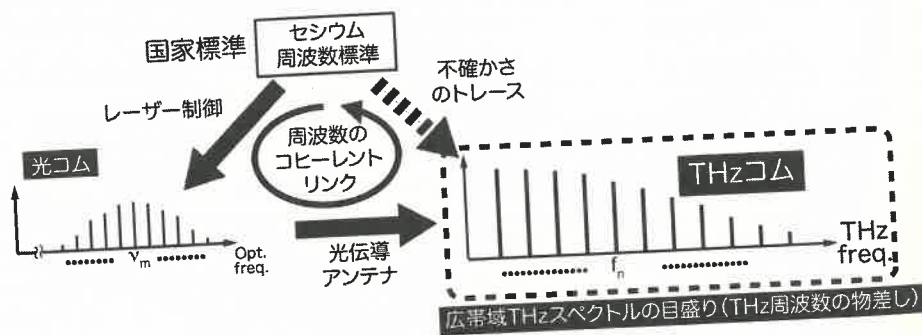


図2 周波数のコヒーレントリンク

来る。すなわち、THz コムを広帯域 THz スペクトルの周波数目盛りとして利用することにより、狭線幅スペクトル / 広帯域スペクトル / 等間隔性 / 周波数精緻性といった特徴を有する分光計測が可能になる。

図2は、周波数コムを用いたコヒーレント周波数リンクの概念図を示している。現在、時間 (周波数) の定義は、マイクロ波帯のセシウム原子時計 (周波数標準) に基づいている。一方、光コムは、レーザー制御を介して、原子時計の周波数不確かさを周波数が4~5桁異なる光領域に直接持ち込むことを可能にした。更に、光コムを光伝導アンテナ (あるいは非線形光学結晶) に入射すると、同じ周波数間隔 ( $f_{rep}$ ) を保ったまま、光コムが THz 領域までダウンコンバートされ、THz コムが生成される。ここで重要なのは、レーザー制御や光伝導アンテナがコヒーレントな過程に基づいているため、周波数不確かさを損ねることなく、マイクロ波領域—光波領域—THz 領域の周波数をコヒーレントにリンクすることが可能となることである。その結果、マイクロ波周波数標準の不確かさを THz 領域に分配でき、SI 基本単位の1つである時間 (秒) にトレーサブルな THz 分光計測が可能になる。

### 3.3 測定原理<sup>4)</sup>

フェムト秒レーザー光を THz 発生用 PCA (または非線形光学結晶) に入射すると、モード同期 THz パルス列が自由空間に放射される。通常の THz-TDS では、時間遅延走査用機械ステージの移動ストロークの制限から、測定時間窓を長くとれず、単一 THz パルス近傍の電場時間波形を取得する (図3(a))。この電場時間波形をフーリエ変換することにより、振幅および位相の

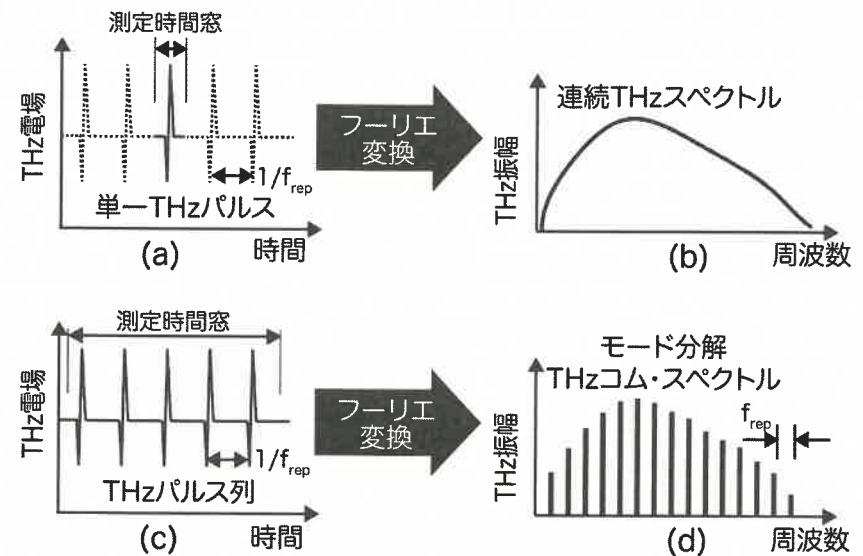


図3 単一 THz パルスの (a) 電場時間波形と (b) フーリエ・スペクトル (連続 THz スペクトル) および THz パルス列の (c) 電場時間波形と (d) フーリエ・スペクトル (モード分解 THz コム・スペクトル)。

フーリエ・スペクトルを取得することが可能になるが、単一パルスのフーリエ変換によって取得されたスペクトルは連続スペクトルとなり、周波数コム構造は観測されない(図3(b))。一方、もしTHz電場時間波形の測定時間窓をパルス周期よりも十分に大きくすることができれば、複数のTHzパルスから構成されたTHzパルス列の電場時間波形を観測することが可能になる(図3(c))。THzパルス列のフーリエ変換を行うと、周波数領域ではパルス周期の逆数、すなわち繰り返し周波数( $f_{rep}$ )の間隔でスペクトル変調がかかり、THzパルス列を構成するパルス数が増えらるにつれて変調が深くなる(図3(d))。その結果、THzコムの超微細なスペクトル構造の観測が可能になる。しかし、従来のTHz-TDSでTHzパルス列の電場時間波形を取得するためには、数メートルから数10mの機械ステージを用いた時間遅延走査が必要となり、現実的に実現不可能である。

そこで、我々が着目したのが非同期光サンプリング法(ASOPS法)<sup>7,8)</sup>である。ASOPS法では、2台のフェムト秒レーザーの繰り返し周波数( $f_{rep1}, f_{rep2}$ )および両者のオフセット周波数( $=\Delta f_{rep} = f_{rep2} - f_{rep1}$ )を、周波数標準に位相同期するように制御する(図4(a))。各々のレーザー光を

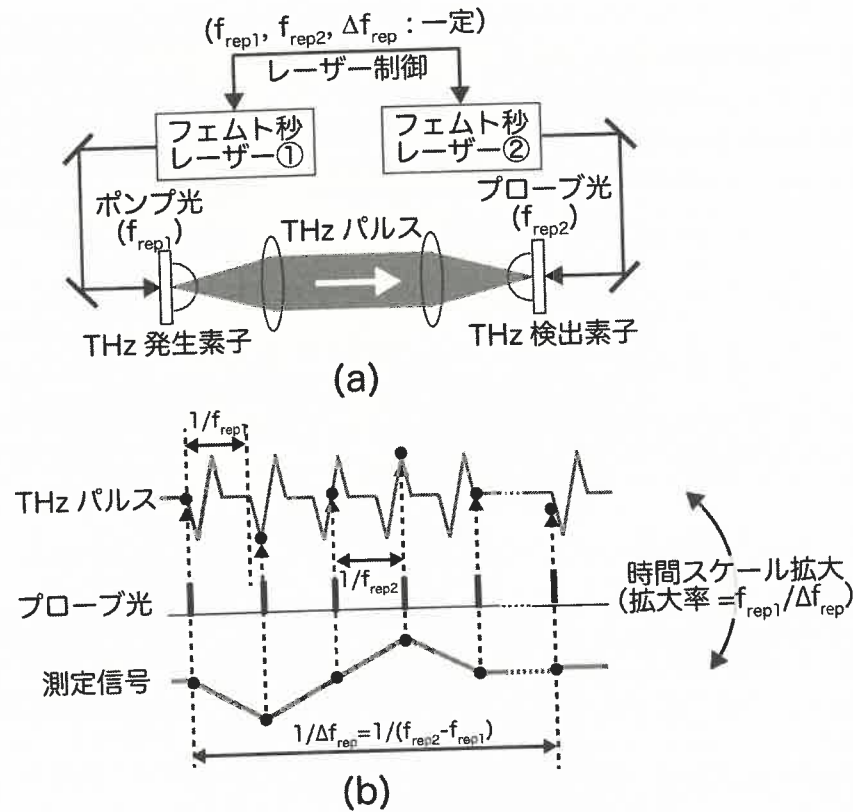


図4 非同期光サンプリング法。(a)装置構成と(b)THz検出素子におけるタイミングチャート。

THz発生用ポンプ光とTHz検出用プローブ光に用いると、パルス周期がわずかに異なるので、THzパルス(繰り返し周波数 $f_{rep1}$ )とプローブ光(繰り返し周波数 $f_{rep2}$ )がTHz検出素子で重なるタイミングがパルス毎に自動的にずれていき、高速サンプリングされる(図4(b))。その結果、ピコ秒オーダーのTHzパルス電場時間波形の時間スケールを、任意の時間スケール拡大率( $=f_{rep1}/\Delta f_{rep}$ )で拡大できる。マイクロ秒オーダーまで時間スケールが拡大されたTHzパルス時間波形は、汎用オシロスコープで実時間測定できるので、もはや機械式時間遅延ステージが不要となる。その結果、測定時間窓に関する制限が解消され、任意の数のTHzパルス列の電場時間波形が取得できる。

### 3.4 実験装置<sup>4)</sup>

図5は、実験装置を示している。デュアル・フェムト秒ファイバーレーザー(平均パワー500mW, 中心波長1550nm, パルス幅50fs)のモード同期周波数( $f_{rep1}, f_{rep2}$ )をルビジウム周波数標準に位相同期することにより、モード同期周波数がわずかに異なるように制御する( $f_{rep1} = 250,000,000$  Hz,  $f_{rep2} = 250,000,050$  Hz,  $\Delta f_{rep} = f_{rep2} - f_{rep1} = 50$  Hz)。両レーザー光を非線形光学結晶でSHG光に波長変換した後、THz発生及び検出用の光伝導アンテナ(PCA)にそれぞれ入射する。THz発生用光伝導アンテナ①から放射されたTHzパルス列は、自由空間を伝搬した後、THz検出用光伝導アンテナ②にプローブ光と共に入射される。また、両レーザー光の一部は、和周波発生(SFG)相互相関計に導かれ、発生したSFG信号を測定の時間原点信号として用いる。THz検出用光伝導アンテナ②からの電流信号は、カレント・プリアンプで増幅された後、その時間波形をデジタイザーで取り込む。この時間波形が、THz電場時間波形に相当する。

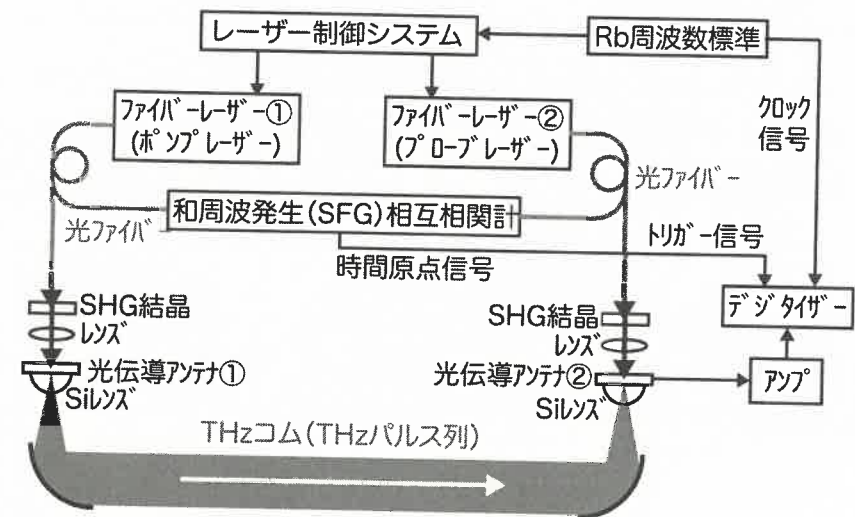


図5 実験装置

3.5 実験結果<sup>4)</sup>

図6(a)は、測定時間窓40 nsで取得したTHz電場時間波形を示しており、パルス周期4 nsで10連のTHzパルス列が確認できる。従来のTHz-TDSで同様な時間波形を取得するために、6 mに及ぶ機械式時間遅延走査が必要になる。図6(b)は、1番目のTHzパルスのメインピーク付近(1505 ps~1520 ps)を拡大した電場時間波形であり、サブピコ秒オーダーの詳細なTHz電場の時間変化が確認できる。次に、図6(a)の10連THzパルス列の電場時間波形をフーリエ変換することによって取得した振幅スペクトル(灰色)が図6(c)である。スペクトル波形の内部がベタに塗り潰されているのは、実際には1万本にも及ぶ周波数モード列がモード同期周波数がベタに塗り潰されているからである。比較のため、単一THzパルスの電場時間波形(測定時間窓=4 ns)をフーリエ変換することによって得られたTHz連続スペクトル(黒色)も図6(c)に示す。THzコム(灰色)のスペクトル包絡線(灰色)とTHz連続スペクトル(黒色)の形状は良く一致しており、このことはレーザー間およびパルス間におけるタイミング・ジッターの影響なく、THzパルス列の電場時間波形を精度良く測定できていることを示している。さらに、THzコム・スペクトルの内部構造を確認するため、0.557 THz付近の周波数レンジを拡大して示したのが図6(d)である。線幅25 MHzの周波数モード列が、250 MHzの周波数間隔で分布したモード分解THzコム・スペクトルが確認できる。周波数間隔は繰り返し周波数 $f_{rep1}$ によって決定され

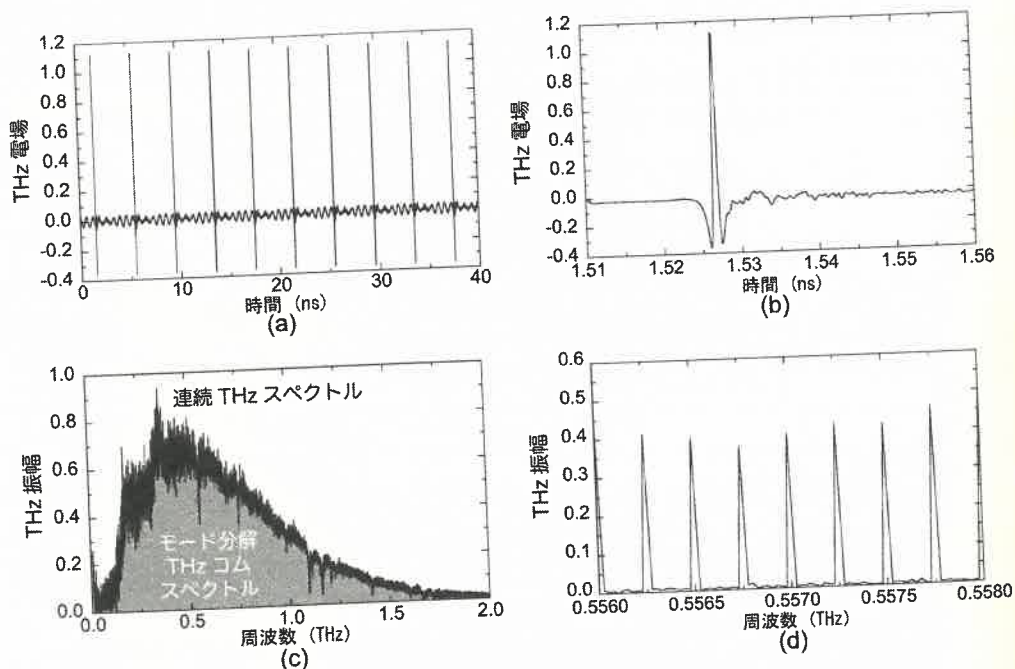


図6 (a)10連THzパルス列と(b)第1THzパルスの電場時間波形。(c)THzコムスペクトルとTHz連続スペクトルの比較。(d)拡大されたTHzコム・モードのスペクトル波形(0.557 THz付近)。

ており、線幅は測定時間窓(40 ns)の逆数によって決まっている。

次に、THzコムを用いた分光センシングの有用性を確認するため、結晶構造における格子振動由来のTHz指紋スペクトルを示す糖類の分光計測を行った例を示す。医薬品や農薬の多くは、各種の結晶構造に由来する特徴的なTHz指紋スペクトルを示す上に、結晶性変化(結晶多形など)もスペクトルに敏感に反映されることから、薬品類の新しい分析手段としてTHz分光が期待されている。ここでは、糖類(D-マルトースまたはラクトース)25 mgをホワイトポリエチレン粉末75 mgと混合し、錠剤(直径10 mm、厚さ1 mm)にしたものをサンプルに用いた。図7(a)は、D-マルトース錠剤を透過後の振幅スペクトル(灰色)を示している。比較のため、参照錠剤(ホワイトポリエチレン粉末100 mg)透過後の振幅スペクトル(黒色)も合わせて示している。両者の比較から、1.1 THzおよび1.6 THz付近に吸収が確認できる。図7(b)は、ラクトース錠剤および参照錠剤を透過後の振幅スペクトルの比較(灰色および黒色)を示しており、0.5 THz付近と1.4 THz付近の吸収が確認できる。図7(c)は、D-マルトース錠剤及びラクトース錠剤の吸光度スペクトルを示している。これらの吸収線は、先行研究で報告されたTHz指紋スペクトル(点線)と良く一致している。

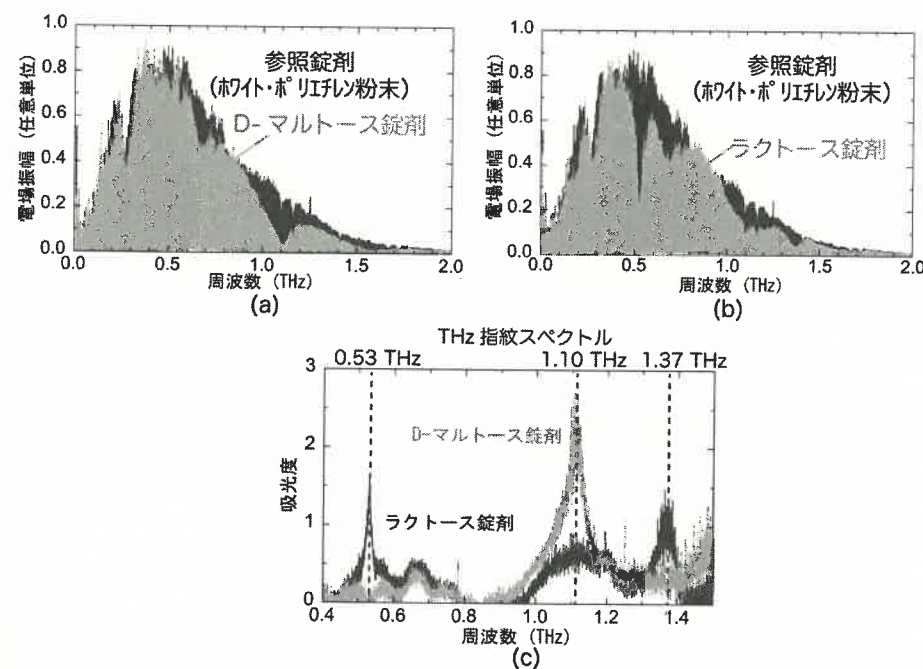


図7 (a)D-マルトースと(b)ラクトースの錠剤サンプルを透過後の振幅スペクトル。(c)吸収スペクトル。

3.6 THz コムのギャップレス化<sup>9)</sup>

図 6(d) に示したように、THz コムを THz 分光計測の周波数目盛としてそのまま利用すると、離散スペクトル分布のため、サンプリング間隔はコム・モード間隔 ( $=f_{rep1}$ ) に等しくなる。一方、コム・モード間隔に対して、コム・モード線幅は極めて狭い。したがって、コム・モード間隔でなく、コム・モード線幅を THz 分光計測に利用することが出来れば、スペクトル分解能をさらに向上することが可能になる。そのためには、THz コムのギャップレス化が必要になる。THz コムをギャップレス化するためには、THz コムの間隙部分を補間するように、THz コム・モードを横ずらしする必要がある (図 8)。THz コム・モードの周波数走査は繰り返し周波数を変化させることにより可能である。厳密に言うと、繰り返し周波数の変化量と THz コム・モードの次数 ( $n$ ) の積によって、THz コム・モードの周波数走査量が決まる。したがって、THz コム・モードをモード線幅間隔で逐次走査しながらモード分解 THz コム・スペクトルを取得し、それらを最終的に重ねることにより、間隙部分の無い超微細 THz スペクトル (ギャップレス THz コム) を得ることが可能になる。この手法は、狭線幅・単一モード CW-THz 波を広帯域・連続チューニングするのと等価であるので、スペクトル分解能はコム・モード線幅に等しくなる。

図 5 のデュアル・ファイバーレーザーの繰り返し周波数を変化させることによって、THz コ

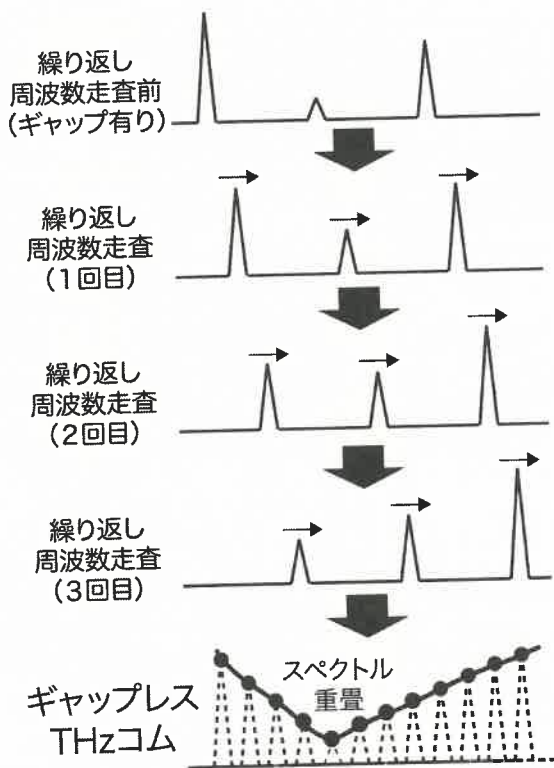


図 8 THz コムのギャップレス化

ム・モードを周波数走査した。走査開始に先立ち、 $f_{rep1} = 250,000,049$  Hz,  $f_{rep2} = 250,000,099$  Hz,  $\Delta f_{rep} = 50$  Hz に設定した。その時のモード分解 THz コム・スペクトルを図 9(a) に示す。図 6(d) 同様、ギャップ有り THz コムのスペクトルが確認できる。次に、 $\Delta f_{rep}$  を一定に保ちながら、 $f_{rep1}$  と  $f_{rep2}$  を 15,625 Hz 刻みで走査することを 10 回繰り返した。そのようにして得られた 10 個の THz コム・スペクトルを重ね合わせて表示したグラフが図 9(b) である。この場合、1 回当たりの  $f_{rep1}$  走査量は 0.00625% ( $= 15,625$  Hz /  $250,000,049$  Hz) であるが、コム・モードの次数が大きいため (図 9(b) では、約 1,600)、THz コム間隔の 10% ( $= 25$  MHz) に相当する周波数走査が実現できている。その結果、図 9(a) で観測された THz コムのギャップが、図 9(b) では完全に補完され、ギャップレスな THz コムが実現されている様子が確認できる。

最後に、低圧ガス分光への応用例を紹介する。ここでは、低圧状態の水蒸気をサンプルに用いて、ガス分析における本手法の有用性を評価した。水蒸気と窒素の混合ガスを、ガスセル (長さ 500 mm, 直径 40 mm) に封入し、水蒸気分圧を 10 Pa に設定した。図 9(c) は、THz コム・モードを走査しない場合の  $1_{10} \rightarrow 1_{01}$  遷移による吸収線 (周波数 0.556 THz) の計測結果である。この吸収線の NASA データベース値も併せて示している。250 MHz 間隔で等間隔に分布しているギャップ有り THz コムでは、吸収線幅が狭すぎるため、0.557 THz 付近の吸収線のスペクトル

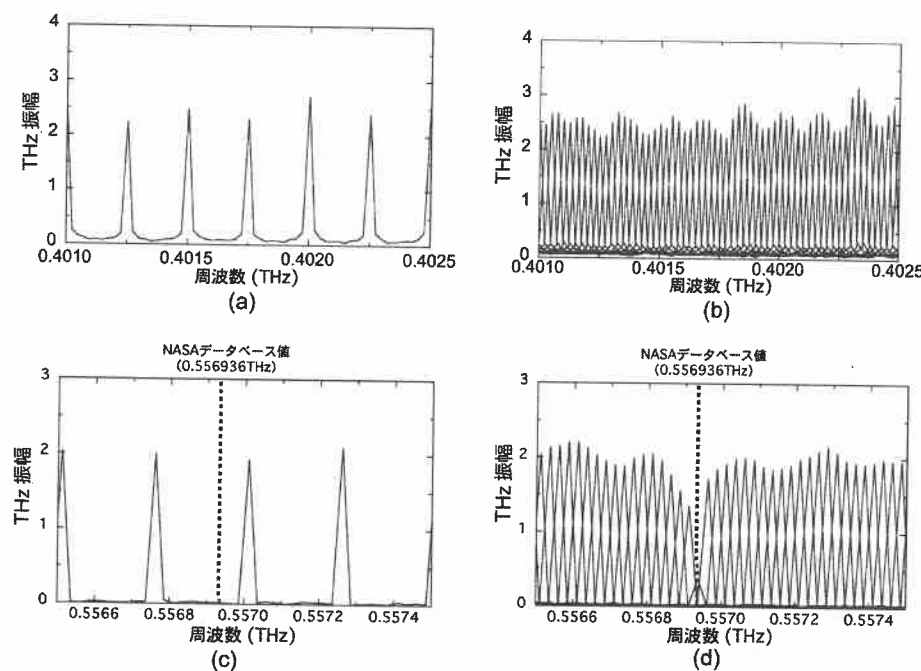


図 9 (a) ギャップ有り THz コムと (b) ギャップレス THz コムの振幅スペクトル (サンプル無し)。低圧水蒸気 (圧力拡がり線幅 25 MHz) を透過後の振幅スペクトル。(a) ギャップ有り THz コムと (b) ギャップレス THz コム。

ル波形が正確に再現できていない。次に、コム・モード線幅 (25 MHz) 刻みで THz コム・モードの周波数走査を行った結果を図 9(d) に示す。吸収線のスペクトル・ディップが詳細に再現できている様子が確認できる。ローレンツ関数フィッティングで算出された吸収線幅は 23 MHz であり、ガス圧から予測される圧力拡がり線幅の 24 MHz と良く一致している。また、吸収スペクトルの中心周波数 (0.55693 THz) は、文献値 (0.556936 THz) と  $10^{-5}$  の確度で一致している。

### 3.7 まとめ

本稿では、デュアル THz コム分光法について解説した。THz コムは、狭線幅スペクトル特性と広帯域スペクトル特性を併せ持つので、THz コムを基準としたデュアル THz コム分光法を用いることにより、THz 時間領域分光法と THz 周波数領域分光法の長所 (広帯域スペクトル、高スペクトル分解能) を融合することが可能になる。更に、周波数軸の不確かさが周波数コヒーレントリンクを介して周波数標準にトレーサブルであるので、計測に普遍性が担保される。このように、広帯域スペクトル / 高スペクトル分解能 / 高スペクトル確度の三者を全て両立出来ているのが、デュアル THz コム分光法の特徴であると言える。

デュアル THz コム分光法は、上述の高性能性を有しながらも、デュアルの周波数 ( $f_{rep}$ ) 安定化フェムト秒レーザーが必要で大型・複雑・高価という本質的課題がある。この実用性に関する課題解決のための研究開発も行っている。まず、「周波数安定化」という技術的要求を無くすため、アダプティブ・サンプリング法<sup>10)</sup>が開発された。この手法では、非制御レーザーの  $f_{rep}$  周波数揺らぎによる時間スケール拡大率の時間的揺らぎを信号取り込み時にアルタイム補正するため、 $f_{rep}$  周波数揺らぎを反映したアダプティブ・サンプリング・クロックを生成し、これを用いて時間スケールの線形性を回復することを可能にする。この手法を用いることにより、非制御デュアル・フェムト秒レーザーを用いた THz 分光において、周波数安定化デュアル・フェムト秒レーザーを用いた場合よりも高い分光性能が実現されている。次に、「デュアル・フェムト秒レーザー」の必要性に関しては、単一共振器でわずかに波長の異なるデュアル光コムを生成可能な 2 波長デュアル光コム・ファイバーレーザー<sup>11)</sup>の利用により、解消出来る<sup>12)</sup>。2 波長デュアル光コム・ファイバーレーザーで生成される 2 波長デュアル光コムは、共振器ファイバーの屈折率分散により、 $f_{rep}$  がわずかに異なる。更に、共通の共振器を共有しているので、 $f_{rep}$  揺らぎが同様な振る舞いを示し、結果として  $\Delta f_{rep}$  がレーザー制御を行わなくても安定になる。これにより、周波数安定化デュアル・フェムト秒レーザーと同等の THz 分光特性が実現されている。更に、アダプティブ・サンプリング法と 2 波長デュアル光コム・ファイバーレーザーを融合することにより、汎用性と高性能性を両立することも可能になっている<sup>13)</sup>。

最後に、周波数コムを駆使した周波数コヒーレントリンクの本質について述べたい。この概念は、THz 周波数帯という枠組みを超えて、周波数という電磁波の基本的物理量を幅広い周波数領域において共通の不確かさで共有することを可能にする (図 10)。現在、周波数標準はマイクロ波帯のセシウム周波数標準 (周波数 = 9.2 GHz) である。光コムは、レーザー制御を介して、

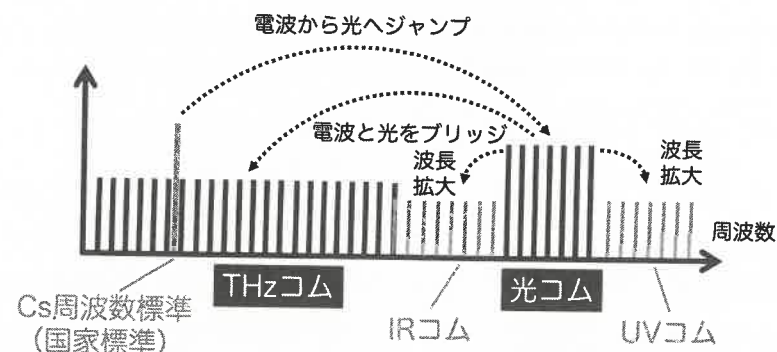


図 10 周波数コヒーレントリンクによる周波数不確かさの共有

マイクロ波帯の周波数不確かさを可視・近赤外の光波領域に直接持ち込むことを可能にした。最近では、非線形光学効果等の波長変換技術を利用することにより、光コムの周波数確かさを紫外領域や赤外領域に波長拡大することを可能にしている。更に、今回紹介した THz コムは、電波領域と光波領域をブリッジすることを可能にする。このように、周波数コムの技術は極めて高い波長多様性を有しており、これらの波長領域を周波数コムという共通の概念でギャップレスにカバーすることが出来る。更に重要なことは、各波長領域の周波数コムは全て、共通の周波数標準を基準としているので、各電磁波領域の境界を超えて、周波数を『同一精度 (シームレス)』で論じることが可能になる。これが、光コムや THz コムを始めとした周波数コムの本質ではないかと考える。

### 文 献

- 1) D. H. Auston *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 606 (1985)
- 2) A. S. Pine *et al.*, *J. Mol. Spectrosc.*, **175**, 37 (1996)
- 3) T. Yasui *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 241104 (2006)
- 4) Y.-D. Hsieh *et al.*, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Tech.*, **3**, 322 (2013)
- 5) T. Yasui *et al.*, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **17**, 191 (2011)
- 6) 安井武史, “第7章 周波数コムを基準としたテラヘルツ周波数標準技術”, テラヘルツ波新産業 (分担執筆), 斗内政吉監修, シーエムシー出版, (2011)
- 7) T. Yasui *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 061101 (2005)
- 8) T. Yasui *et al.*, *Opt. Express*, **20**, Iss. 15071 (2012)
- 9) Yi-Da Hsieh *et al.*, *Sci. Rep.*, **4**, 3816 (2014)
- 10) T. Yasui *et al.*, *Sci. Rep.*, **5**, 10786 (2015)

- 11) X. Zhao *et al.*, *Opt. Express*, **24**, 21833 (2016)
- 12) G. Hu *et al.*, *Sci. Rep.*, **8**, 11155 (2018)
- 13) J. Chen *et al.*, *Adv. Photon.*, **2**, 036004 (2020)

## 4 テラヘルツビームステリングとレーダー応用

門内靖明\*

### 4.1 テラヘルツビームステアリングの必要性と課題

テラヘルツ波はサブミリ波とも称されることがあるように、典型的に1 mm 前後の波長を有する(周波数300 GHz のとき波長1 mm となる)。そのようなテラヘルツ波を、計測のプロープ波や通信のキャリア波として無線伝送する場合、1 m 規模の伝搬であっても波長比で3桁を超える距離となるため回折減衰の影響が大きくなる。したがって、十分なSN比でテラヘルツ波を伝送するためには回折減衰を補償することが重要となる。一般に、2つのアンテナ間で送受信される電力の比は下記のフリスの伝送公式によって記述される<sup>1)</sup>。

$$\frac{P_r}{P_t} = \left( \frac{\lambda}{4\pi R} \right)^2 g_t g_r \quad (1)$$

ここで、 $P_t$ 、 $P_r$  はそれぞれ送信電力と受信電力、 $\lambda$  は波長、 $R$  はアンテナ間距離、 $g_t$ 、 $g_r$  はそれぞれ送信側と受信側のアンテナゲイン(リニア値)である。(1)式より、回折減衰は波長の2乗に比例し、波長が短いほど急速に影響が大きくなることが分かる。回折減衰を補償するためにはゲインの大きなアンテナを用いる必要がある。(1)式において、 $R = 10^n \lambda$  と仮定し、またゲインをデシベル表示(大文字で表す)すると、回折損失は  $(20n + 22) - G_t - G_r$  [dB] と表される。例えば、 $n = 3$ 、 $G_t = G_r = 30$  [dB] となるアンテナを用いれば回折損失は22 dB程度となる。なお、無線伝送においては水蒸気などによる大気減衰も生じるが、300 GHz 付近で大気の窓を利用するとその大きさは数 dB/km 程度であり<sup>2)</sup>、回折減衰に比べると影響は小さいと言える。

アンテナのゲインを高めるに当たっては大きく2つの課題が生じる。1つはアンテナの寸法が大きくなることである。一般に、アンテナのゲイン  $g$  と有効断面積(等振幅・等位相で動作する一様開口とみなせる面積)  $A$  との間には次の関係が成り立つ。

$$g = \frac{4\pi A}{\lambda^2} \quad (2)$$

したがって、 $g$  を高めるには  $A$  を大きくする必要がある、それには大きな開口が一様に励振されるような給電構造を実現しなければならない。なお、(1)式において  $g_t = g_r = g$  として(2)式を代入し、 $P_r/P_t = 1$  とおくと  $R = A/\lambda$  となる。これはレイリー長を与え、開口からこの距離まではビームが広がることなく収束したまま伝搬するものとみなすことができる。また、ゲインの定義より、ビーム遠方界の直交2方向のビーム幅を  $\theta_1$ 、 $\theta_2$  とすると近似的に次の関係が成り立つ。

\* Yasuaki Monnai 東京大学 先端科学技術研究センター 准教授