

高効率波長変換による疑似 CW テラヘルツ波源の開発

Development of Quasi-CW Terahertz Wave Source with High-Efficiency Frequency Conversion



熊谷 寛 (Hiroshi KUMAGAI, Dr. Eng.)

北里大学大学院医療系研究科 教授

(Graduate School of Medical Sciences,
Professor, Kitasato University)

応用物理学会、レーザー学会、レーザー医学会、電気学会、OSA、IEEE、
SPIE 会員

研究専門分野：医療工学、医療レーザー応用

あらまし ピコ秒モード同期 Ti:sapphire レーザーを励起光源に用いる新たな疑似 CW テラヘルツ波源の開発を目的とし、非線形光学波長変換による周波数可変のテラヘルツ波発生を実施した。波長変換部分をエンハンスメント共振器内の焦点位置に置くことで、モード同期 Ti:sapphire レーザーからの近赤外ピコ秒光パルス列を増強し、高効率な疑似 CW テラヘルツ波の発生を実現できた。共振効果によって光を増強するエンハンスメント共振器は古くから CW レーザー光の第二高調波発生や和周波発生などで使われてきたが、ポンプ光とシグナル光を同時に共振させる二重共振によりピコ秒テラヘルツ波を発生させることに初めて成功した。増強されたピコ秒パルス列は、ピーク光強度が高く非線形波長変換には有利で、光整流、光パラメトリック発生/発振、および差周波発生と組み合わせることによって、テラヘルツ波領域を網羅できる疑似 CW 周波数可変テラヘルツ波源として期待できる。

1. はじめに

近年のレーザー光源の発展に伴い、様々な非線形波長変換によるテラヘルツ (Terahertz: THz) 波源の開発が盛んに行われてきた。その中でも、LiNbO₃ 結晶中の誘導ポラリトン散乱を用いた THz 波パラメトリック発生器/発振器 (THz-wave parametric generator/oscillator: TPG/TPO) は、特にイメージング応用に有用な 1-3 THz 帯において波長選択性がある [1,2]。本研究では、共焦点凹面ミラー対を用いたエンハンスメント共振器を駆使することで、ポンプ光だけでなくパラメトリック波長変換によって発生したシグナル光も同時に閉じ込めることに成功し、低閾値で動作する光二重共振型 TPO を開発した [3]。

2. 研究の背景

非線形光学波長変換において、その変換効率は特性を評価する上で重要な指標になる。第二高調波発生の場合では、波長変換後の光強度は入射光強度の二乗に比例して大きくなる。そのため、高いピーク強度を有する光パルスの場合と異なり、特に CW レーザー光のような低強度コヒーレント光の場合、非線形光学結晶を一方向に一度のみ通過させるシングルパスでは高い変換効率が期待できない。高効率で非線形光学波長変換を行うためには、何らかの手法を検討する必要がある。変換効率を向上させるためには、入射光の励起密度を増大させることが効果的であり、これまでに (1) レーザー共振器内に非線形光学結晶を配置する内部共振器型 [4]、(2) 光導波路を利用する導波路シングルパス型 [5]、及び、(3) 外部共振器内に非線形光学結晶を配置する外部共振器型 [6] などの高効率波長変換技術が提案されている。(1) の手法は、レーザー共振器内の高い光強度を利用するため、レーザーシステム全体で比較的高い変換効率が得られるが、レーザーの発振条件と非線形光学結晶の集光条件を同時に満足する必要があり、また装置の調整も複雑となる。また (2) の手法は、小型化や集積化が可能であるといった利点も多いが、光導波路素子を作製する必要がある。一方、(3) の手法は、レーザー共振器とは別に構築した共振器にレーザー光を導き、共振効果によってその強度の増大を図る手法である。そのため、レーザー共振器とは独

高効率波長変換による疑似 CW テラヘルツ波源の開発

Development of Quasi-CW Terahertz Wave Source with High-Efficiency Frequency Conversion

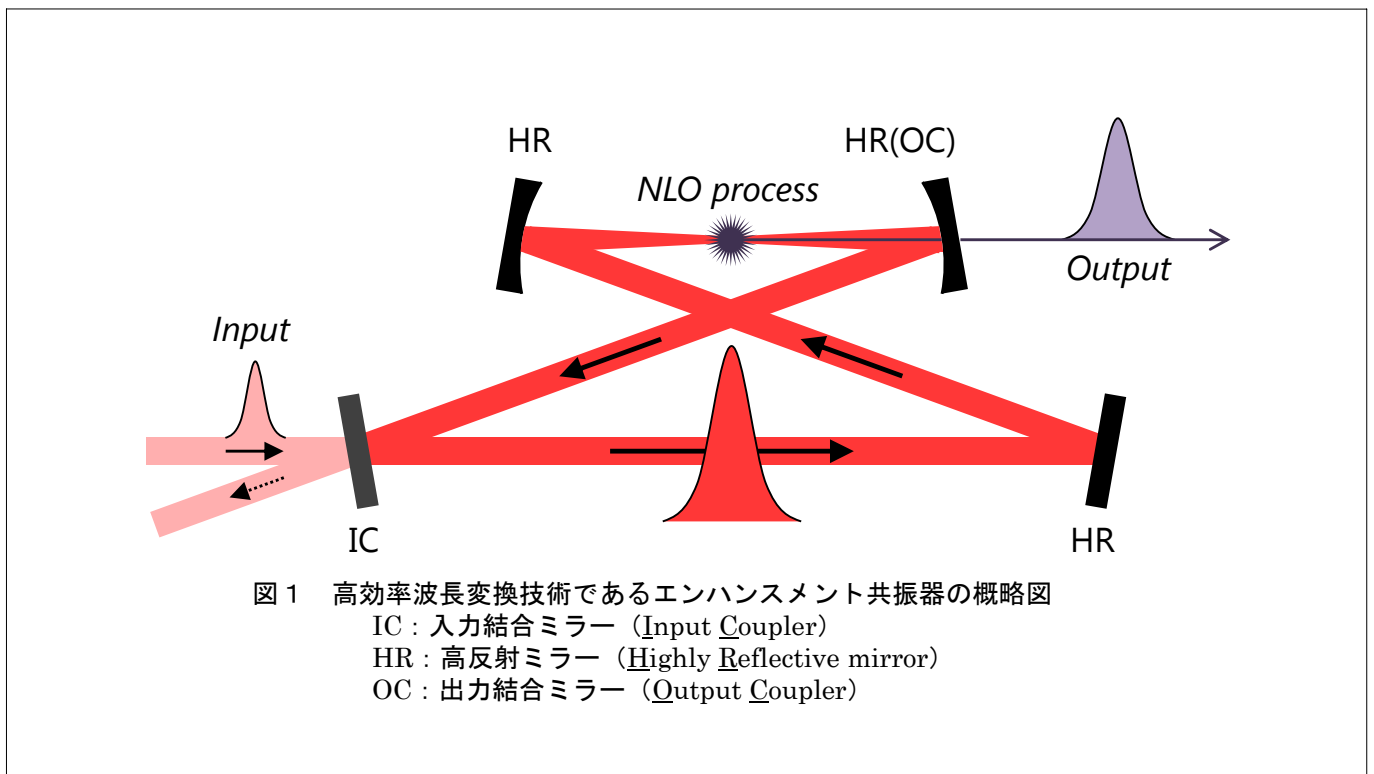
立に構築できるため、ビームの集光条件などのパラメータを比較的自由に設計でき、また調整も容易である。

図 1 に示すようなエンハンスメント共振器は、非線形光学波長変換の始まりとともに高効率波長変換技術の 1 つとして注目され、これまでに CW レーザ光の第二高調波発生や和周波発生に対して[6-10]、さらには CW テラヘルツ波発生に対して[11]、その有効性が実証されてきた。現在までに、CW レーザ光に対して、共振器内損失を限りなくゼロに抑えた空の直線型共振器で 10^5 程度の光強度の増強が報告されている[12]。近年では、ピコ秒からフェムト秒の光パルス列に対してもそのエンハンスメント効果が有効であることが明らかにされており、フェムト秒パルスの Cherenkov 型光整流に対しても発生するテラヘルツ波強度の増大が報告されている[13]。平均強度が 10 W のフェムト秒パルス列を空のリング型エンハンスメント共振器で増強することによって、18 kW の平均光強度を達成したとの報告例もある[14]。

3. テラヘルツ波パラメトリック発振器の実験

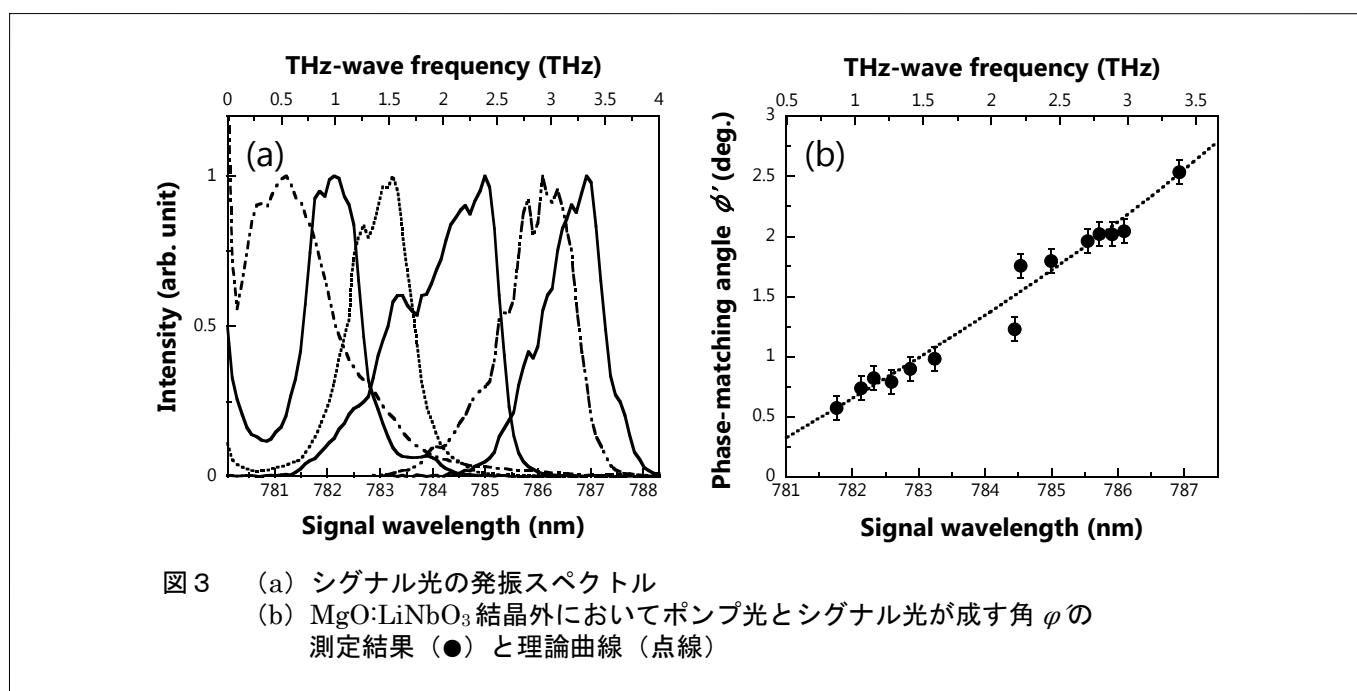
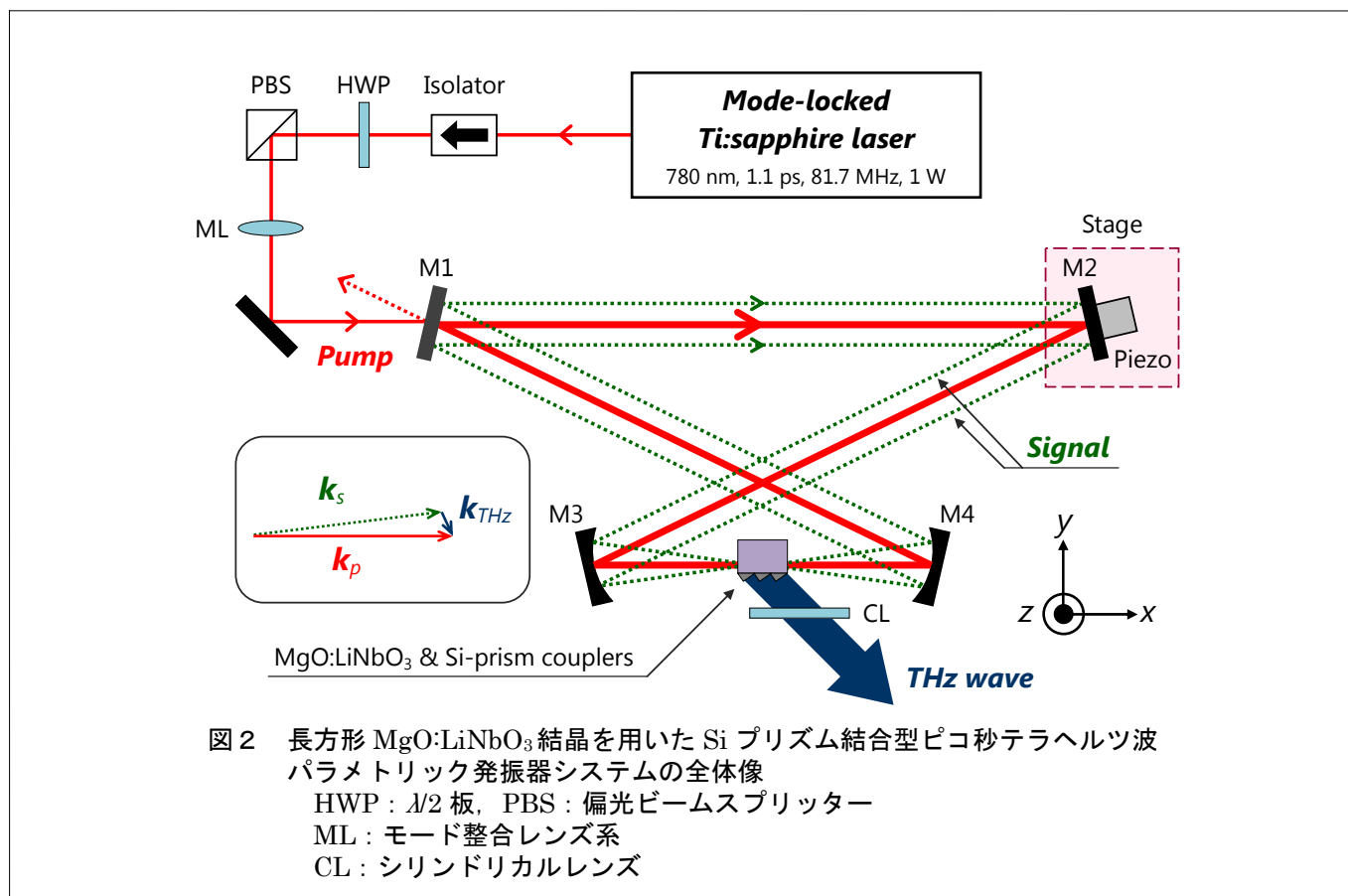
(1) Si プリズム結合型疑似 CW テラヘルツ波パラメトリック発振器

図 2 に、光二重共振型 TPO の概略図を示す。励起光源には、中心波長 780 nm、出力パルス幅 1.1 ps のモード同期ピコ秒 Ti:sapphire レーザ (Spectra-Physics 社製 Tsunami) を用いた。光二重共振型 TPO は、2 枚の平面ミラー (M1-M2)、共焦点凹面ミラーペア (M3-M4)、および MgO を 5 mol% ドープした LiNbO₃ (LN) 結晶から構成される。入射パルスと周回パルスを一対一で重ねる同期励起を達成するため、ポンプ光パルスの繰返し周波数 (81.7 MHz) から共振器長をおよそ 3.7 m とした。M2 は共振器長の微調整のためマイクロメーター付き手動ステージ上に取り付けてある。共振器長同調には、Hänsch-Couillaud 周波数安定化法[15]を採用し、M2 に搭載した piezo 素子 (PZT) にフィードバックをかけて TPO の発振状態を安定化させた。図 3(a)中の破線で示しているのは、シグナル光の発振スペクトルである。



高効率波長変換による疑似 CW テラヘルツ波源の開発

Development of Quasi-CW Terahertz Wave Source with High-Efficiency Frequency Conversion



高効率波長変換による疑似 CW テラヘルツ波源の開発

Development of Quasi-CW Terahertz Wave Source with High-Efficiency Frequency Conversion

これらのスペクトルは、M3 のわずかな漏れ光を適当なレンズを用いて光ファイバーに結合させ、マルチチャンネル小型分光器を用いて計測した。TPO を構成する平面ミラーM2 を前後に平行移動させる ($\pm 10 \mu\text{m}$ 程度)、すなわち、共振器長を能動的に制御することで、シグナル光の発振波長を 781.5~787.3 nm の間で選択できることを実験的に観測した。これは、共振器長の制御による縦モード変化の影響ではなく、発振させるシグナル光を選択してノンコリニア位相整合条件を変化させていることに対応する。この波長可変幅は、エネルギー保存則から THz 波の周波数可変幅に換算すると、0.7~3.5 THz に相当する。この結果は、これまでに報告されている他の TPG/TPO と同等である。長波長側へのシフトが~787 nm で制限されている要因としては、パラメトリック利得が小さくなるとともに、シグナル光が TPO のミラーからこぼれ落ちてしまったためである。また、スペクトル上におけるシグナル光の強度は、およそ 783 nm (~1.5 THz) で最大となった。加えて、比較的広いシグナル光のスペクトル幅 ($\Delta\lambda \approx 0.4\sim 2 \text{ nm}$) は、主としてシグナル光自身がピコ秒オーダーのパルスであることに起因している。実際に、入力結合ミラーM1 ($R = 95\%$) から漏れる長波長側 (~786 nm) のシグナル光のパルス幅を、オートコリレータを用いて測定した結果、およそ 0.9 ps であった。

図 3(b)の●プロットは、シグナル光の各発振波長における、LN 結晶外でのポンプ光とシグナル光の位相整合角である。位相整合角の測定は、M4 からのわずかな漏れ光を後方に設置したスクリーンに投影して行った。水平および垂直方向のエラーバーはそれぞれ、シグナル光のピーク波長に対する短波長側と長波長側での半値半幅、およびシグナル光のビーム径を考慮した測定誤差である。また、図 3(b)中の実線は、計算により求めた LN 結晶外におけるポンプ光とシグナル光のノンコリニア位相整合条件の理論曲線である。全波長可変域において、実験結果と良く一致していることがわかる。

LN 結晶から Si プリズム結合器を介して取り出した THz 波は、光チョッパーと焦電型検出器を用いてロックイン検出した。その結果、全波長可変域において

THz 波を観測することができ、得られた THz 波の最大平均出力は~1.5 THz で約 3 nW であった。しかしながら、LN 結晶は THz 波領域で大きな吸収 ($>30 \text{ cm}^{-1}$) を有するため、発生した THz 波の大部分が結晶内で吸収されていると考えられる。現在の nW レベルの出力ではイメージング応用に適しているとは言えないため、今後は何らかの THz 波の高出力化に向けた取り組みが必要不可欠である。

(2) 面放射型疑似 CW テラヘルツ波パラメトリック発振器

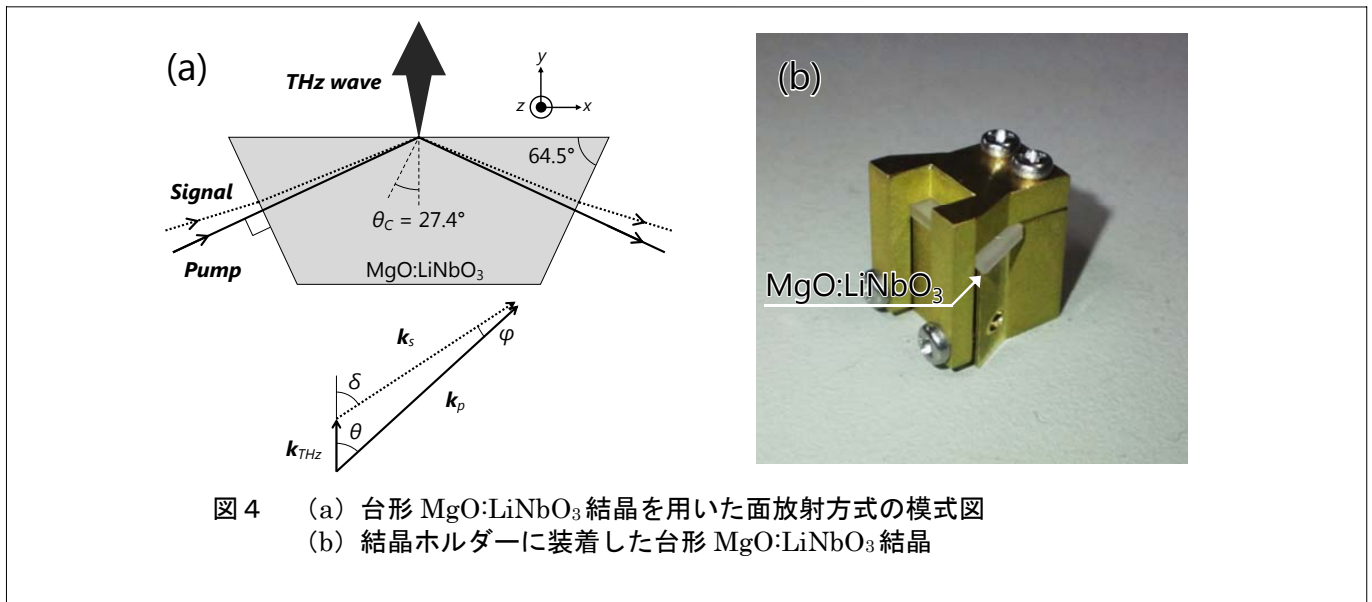
テラヘルツ波の面放射方式とは、LN 結晶と空気の界面でのポンプ光とシグナル光の全反射を利用してテラヘルツ波を自由空間に取り出す方式である[16,17]。この面放射方式は、LN 結晶の形状を長方形から台形に変更することによって、容易に実現できる。図 4(a)に示すように、波長 780 nm のポンプ光に対する LN 結晶と空気の界面での全反射の臨界角 θ_c は約 27.4 度であるため、適切な角度でポンプ光とシグナル光を台形 LN 結晶の底面に入射させると、その全反射面に対して垂直方向にテラヘルツ波を発生させることが可能である。そのため、前節でテラヘルツ波を自由空間に取り出すために使用していた Si プリズム結合器が不要になるという利点がある。テラヘルツ波の放射特性が Si プリズム結合器に依存しないため、高いビーム品質のテラヘルツ波を得ることができる。また、この面放射方式では、テラヘルツ波の発生領域を LN 結晶の側面に限りなく近づけることができるため、結晶内でのテラヘルツ波の伝搬距離を最小限に抑えることが可能である。そのため、テラヘルツ波の出力を制限していた LN 結晶の吸収の影響が小さくなるという利点もある。結果として、テラヘルツ波出力の増大し、テラヘルツ波パラメトリック発振器の高効率化が期待できる。一方で、テラヘルツ波の発生に有効な相互作用領域が、テラヘルツ波の放射面、すなわち、ポンプ光とシグナル光の全反射面の一点に限定されてしまうという欠点がある。この面放射方式の問題点に対して、Ikari らは、大口径のポンプ光を用いることで全反射面を拡大し、従来の Si プリズムを用いた結合方式に比べてテラヘルツ波出力の大幅なスケールアップが可能で

高効率波長変換による疑似 CW テラヘルツ波源の開発

Development of Quasi-CW Terahertz Wave Source with High-Efficiency Frequency Conversion

あることを示している[18]。加えて、Guo らは、この台形 LN 結晶を用いた面放射方式が、テラヘルツ波の発生だけでなく検出にも有用であることを示した[19,20]。具体的には、ポンプ光を全反射させた領域に対してテラヘルツ波を垂直に入射させると、ノンコリニア位相整合条件を満たすようにテラヘルツ波の周波数に応じてシグナル光が発生する。その発生したシグナル光のパルス信号とスペクトルを近赤外領域のフォトディテクターと分光器でそれぞれ検出することで、元のテラヘルツ波の情報が得ることが可能である。

レーザー、及び、テラヘルツ波パラメトリック発振器の役割を兼ねるピコ秒エンハンスメント共振器から成る。モード同期 Ti:sapphire レーザーからの出力パルスのパルス幅は 1.5 ps であった。台形 LN 結晶を用いたテラヘルツ波の面放射を実行するに当たり、ピコ秒エンハンスメント共振器の構造を見直した。長方形 LN 結晶の場合は、リング共振器の代表例であるボウタイ型を採用していたが、これでは台形 LN 結晶を配置することはできない。



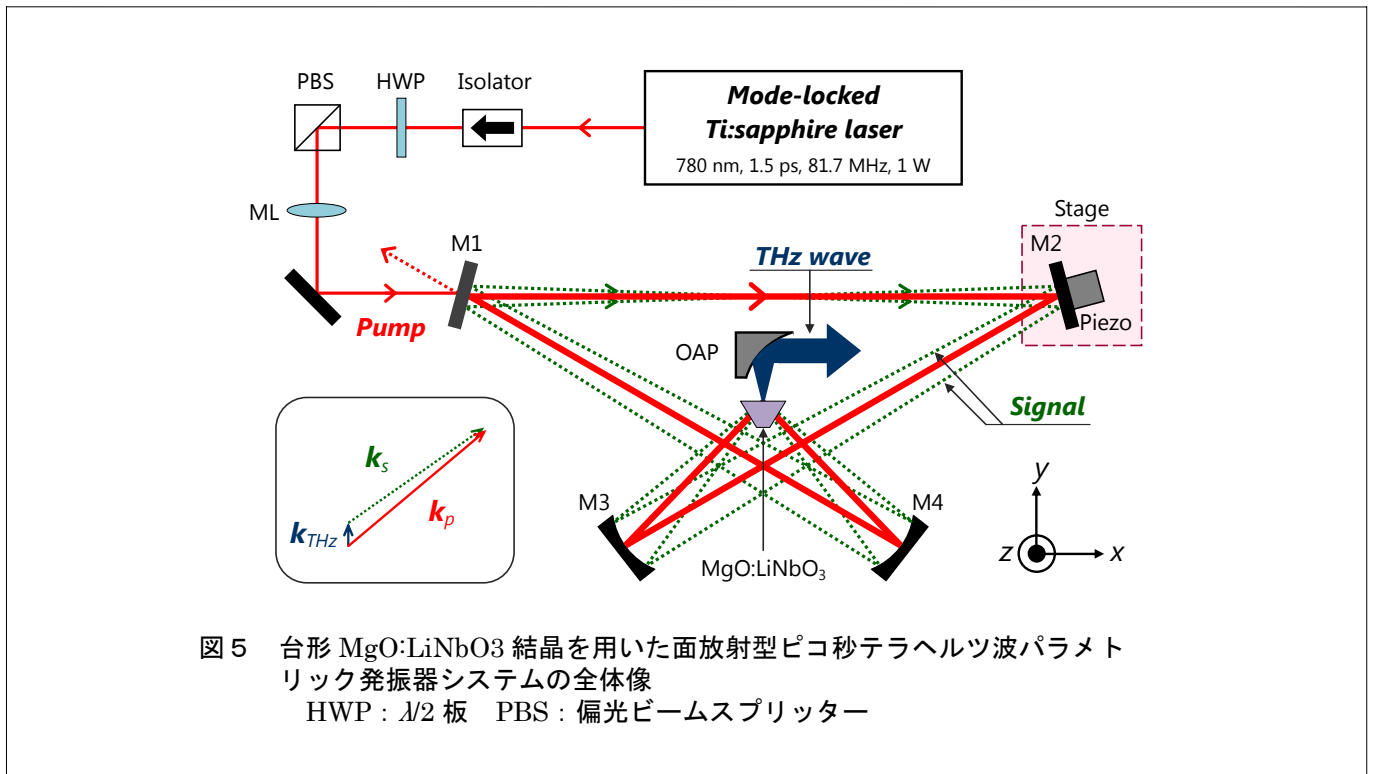
これにより、ナノ秒程度の分解能でテラヘルツ波パルスの強度波形の観測に成功している。従来の Si プリズムを用いた結合方式では、LN 結晶へのテラヘルツ波の結合効率が低かったため、このようなテラヘルツ波の検出は困難である。ゆえに、台形 LN 結晶を用いた面放射方式は、テラヘルツ波の発生と検出の両方に優れた方式であるといえる。本研究では、底辺 14 mm、厚さ 1 mm の台形 LN 結晶を使用した。実験の際には図 4(b)の真鍮製ホルダーに装着した。

図 5 に、面放射型ピコ秒テラヘルツ波パラメトリック発振器システムの全体像を示す。その基本的な構成は、使用した LN 結晶の形状を除き、前節の Si プリズム結合型ピコ秒テラヘルツ波パラメトリック発振器と同じであり、励起光源であるモード同期 Ti:sapphire

そこで、星型五角形の共振器構造に着目した。つまり、1つの頂点に台形 LN 結晶を、他の 4つの頂点にはミラーを配置することで、エンハンスメント共振器内のテラヘルツ波の面放射が達成できることを見出した。テラヘルツ波がエンハンスメント共振器の外側に向かって発生するようにはなく、図 5 に示すように、内側に向かって発生するようにエンハンスメント共振器を折り曲げた理由は、エンハンスメント共振器に使用する凹面ミラー (M3、M4) の非点収差の影響を抑えるためである。角度をつけて凹面ミラーを使用すると、垂直方向と水平方向で実効的な焦点距離が異なるため、非点収差が発生する[21]。この非点収差は、プリュースター角で結晶を配置すれば補償可能であるが、今回の場合は台形 LN 結晶を使用する。

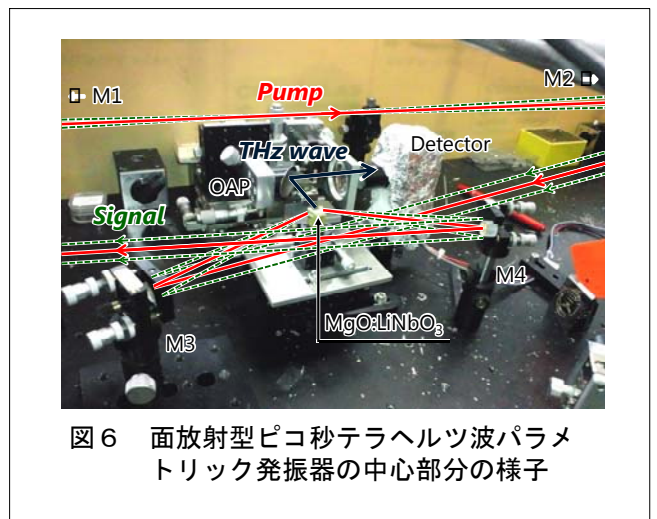
高効率波長変換による疑似 CW テラヘルツ波源の開発

Development of Quasi-CW Terahertz Wave Source with High-Efficiency Frequency Conversion



そのため、ボウタイ型の場合と同じように、五芒星型エンハンスメント共振器においても、凹面ミラーへの入射角を 5 度に設定した。また、この共振器構造の変更に伴い、入力結合ミラー M1 へのポンプ光の入射角が 5 度から約 7.8 度に変化したため、その反射率は波長 780 nm に対して RIC = 96% となった。図 6 は、実際の面放射ピコ秒テラヘルツ波パラメトリック発振器の中心部分の様子を写したものである。ポンプ光とシグナル光が入射する台形 LN 結晶の両斜面は、波長 780 nm を中心とする反射防止コーティングを施した。また、ポンプ光とシグナル光を全反射させてテラヘルツ波を発生させる底面は、テラヘルツ波の結合効率を高めるため光学研磨を施した。発生したテラヘルツ波は、焦点距離 $f = 50.8$ mm の Al コーティングの軸外し放物面ミラーを用いてコリメートした後、DLATGS 焦電検出器を用いてロックイン検出した。続いて、エンハンスメント共振器を周回するポンプ光の共振モードについて述べる。ノンコリニア位相整合条件における空間的ウォークオフ角から、台形 LN 結晶の中心におけるポンプ光の最適集光半径 ω_0 を導出する。

シグナル光の放射角と台形 LN 結晶の底辺 14 mm を考慮すると、 $\omega_0 \approx 31.3 \mu\text{m}$ を導くことができる[22]。そして、ABCD 行列[21]を用い、このポンプ光の最適集光半径を満たすエンハンスメント共振器の自己無撞着条件を求めた。また面放射型ピコ秒テラヘルツ波パラメトリック発振器におけるシグナル光の光軸は、前章の Si プリズム結合型ピコ秒テラヘルツ波パラメトリック発振器のそれと大きく異なる。



高効率波長変換による疑似 CW テラヘルツ波源の開発

Development of Quasi-CW Terahertz Wave Source with High-Efficiency Frequency Conversion

それは、図 5 に示すように、台形 LN 結晶から発生したシグナル光が、エンハンスメント共振器のソフトフォーカスの位置においてポンプ光と交差するように周回するためである。そのため、1 周回後のシグナル光は、台形 LN 結晶中において、所望の方向とは真逆である結晶の中心方向にテラヘルツ波を発生させるノンコリニア位相整合条件を満たす。そのため、この方向では、発生したテラヘルツ波を台形 LN 結晶外に取り出すことができない。このシグナル光がソフトフォーカスの位置で交差する原因は、エンハンスメント共振器内においてポンプ光とシグナル光の光路長を補償し、台形 LN 結晶中でそのパルス同士が相互作用する必要があるためであると推測される。

図 7(a) にシグナル光の発振スペクトルを示す。これらのスペクトルは、前節の Si プリズム結合型ピコ秒テラヘルツ波パラメトリック発振器の場合と同様に、エンハンスメント共振器を構成する平面ミラー M2 の位置を微調することによって得られた。このシグナル光の波長可変域は、強度の半値レベルで見ると、780.3 ~ 787.3 nm であり、エネルギー保存則からテラヘルツ波の周波数に換算すると、0.1 ~ 3.5 THz に相当する。

この値は、Si プリズム結合型ピコ秒テラヘルツ波パラメトリック発振器の場合と全く同じである。これは、テラヘルツ波の取り出し方式を変更しても、LN 結晶のノンコリニア位相整合条件が同じであることを意味している。また、長波長側へのシグナル光の発振波長の制限要因は、LN 結晶のパラメトリック利得[3]が小さくなるとともに、シグナル光がエンハンスメント共振器の 1/2 インチミラーからこぼれ落ちてしまったためである。続いて、LN 結晶の外でポンプ光とシグナル光の成す角 ϕ' を測定することで、図 7(a) に示すシグナル光がノンコリニア位相整合条件を満たしているかを確認した。その結果、図 7(b) に示すように、全波長可変領域において、実験結果がスネルの法則から導かれるノンコリニア位相整合条件 ϕ' の理論曲線と良く一致することから、シグナル光は LN 結晶のパラメトリック相互作用によって発生しており、0.1 ~ 3.5 THz の広帯域にわたって周波数可変なテラヘルツ波が得られていると結論付けた。

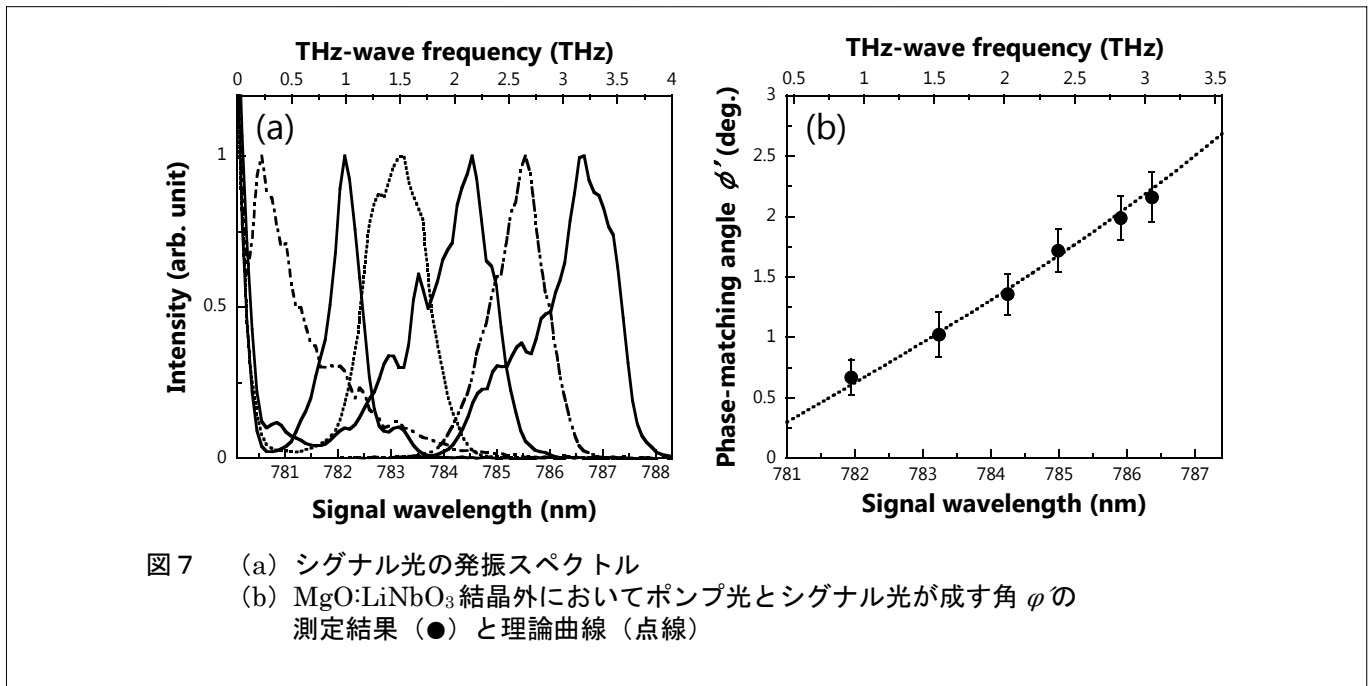


図 7 (a) シグナル光の発振スペクトル
(b) MgO:LiNbO₃ 結晶外においてポンプ光とシグナル光が成す角 ϕ' の測定結果 (●) と理論曲線 (点線)

高効率波長変換による疑似 CW テラヘルツ波源の開発

Development of Quasi-CW Terahertz Wave Source with High-Efficiency Frequency Conversion

図 8 に、得られたテラヘルツ波出力の周波数依存性を示す。グラフの横軸はポンプ光とシグナル光の波長から計算したテラヘルツ波のピーク周波数、縦軸は DLATGS 検出器の出力電圧から換算したテラヘルツ波の平均強度である。今回の面放射方式と前章の Si プリズム結合方式の結果を比較すると、全周波数可変域において、テラヘルツ波出力が増大した[23]。

具体的には、最大出力が得られた 2 THz 付近で 1.9 倍の出力増大に成功し、平均強度で約 40 nW のテラヘルツ波出力が得られた。さらにこの面放射方式の効果は、LN 結晶の吸収の影響が大きくなる 2.5 THz 以上の高周波数領域においてより顕著に現れており、最大で 6.8 倍の出力増大が得られた。一方で、今回の面放射方式への変更に伴い、テラヘルツ波発生に有効な相互作用領域は、ポンプ光とシグナル光の全反射面の一点に限られてしまった。それにも関わらずテラヘルツ波出力が増大したということは、LN 結晶の吸収が極めて重要で、テラヘルツ波出力に大きな影響を与えていたことがわかる。つまり、テラヘルツ波パラメトリック発振器の高出力化において LN 結晶の吸収は考慮すべき重要なファクターであり、結果として、テラヘルツ波出力に関して台形 LN 結晶を用いた面放射方式の方が長方形 LN 結晶を用いた Si プリズム結合方式よりも優れていたと言える。

次に面放射型ピコ秒テラヘルツ波パラメトリック発振器の入出力特性を測定した。その結果を図 9 に示す。図 9(a)の横軸はエンハンスメント共振器に入射させたポンプ光の平均強度、縦軸は DLATGS 検出器で測定したテラヘルツ波の信号強度である。

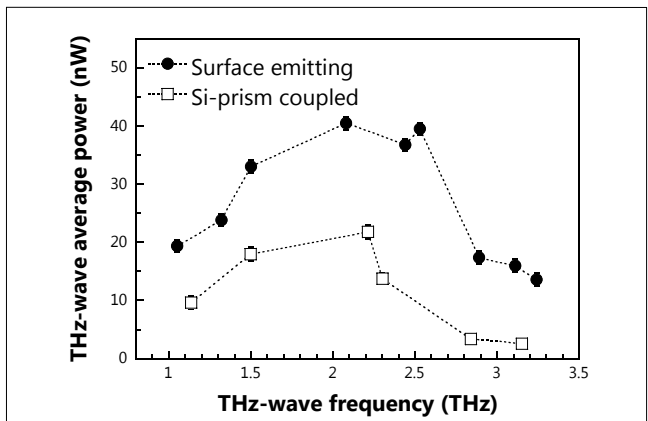


図 8 面放射型 (●)、および Si プリズム結合型 (□) ピコ秒テラヘルツ波パラメトリック発振器におけるテラヘルツ波出力の周波数依存性
テラヘルツ波の周波数は、エネルギー保存則に従ってポンプ光とシグナル光の波長から計算した。

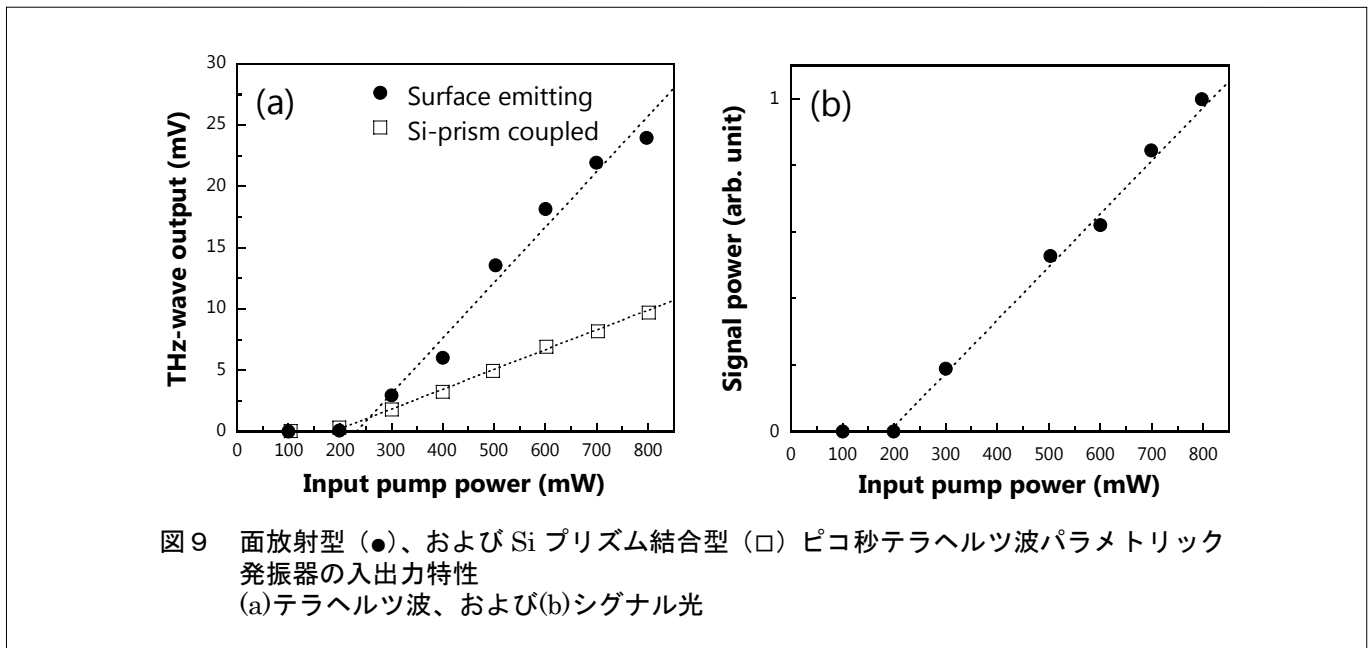


図 9 面放射型 (●)、および Si プリズム結合型 (□) ピコ秒テラヘルツ波パラメトリック発振器の入出力特性
(a)テラヘルツ波、および(b)シグナル光

高効率波長変換による疑似 CW テラヘルツ波源の開発

Development of Quasi-CW Terahertz Wave Source with High-Efficiency Frequency Conversion

今回の面放射方式と前節の Si プリズム結合方式の結果を比較すると、テラヘルツ波の発生閾値は 200 mW で同じであり、ポンプ光強度が閾値を超えるとテラヘルツ波の出力はともに線形に増大しているが、そのスロープ効率が向上していることが読み取れる。この入出力特性が改善した要因として、台形 LN 結晶を用いた面放射方式によって、テラヘルツ波の取り出し効率が向上したことが挙げられる。また、図 9(b)に、シグナル光強度の入出力特性も示している。横軸はエンハンスメント共振器に入射させたポンプ光の平均強度、縦軸はシグナル光の分光器スペクトルの積分値である。シグナル光強度も、テラヘルツ波の発生閾値 200 mW から線形に立ち上がり、最大 800 mW のポンプ光の入射強度の範囲内では飽和していないことがわかる。続いて、自立型 W 製ワイヤーグリッド偏光子を用いて、発生したテラヘルツ波の偏光特性を測定した。その結果を図 10 に示す。グラフの横軸はテラヘルツ波の入射面に対してワイヤー方向が平行になる時を基準としたワイヤーグリッド偏光子の角度、縦軸はワイヤーグリッド偏光子を透過したテラヘルツ波の強度である。測定の結果、得られたテラヘルツ波の偏光方向は、ポンプ光とシグナル光と同じ LN 結晶の z 軸に平行な直線偏光であることが明らかとなった。これらポンプ光、シグナル光、及び、テラヘルツ波の同じ直線偏光特性は、LN 結晶のパラメトリック相互作用に由来するものである [3]。

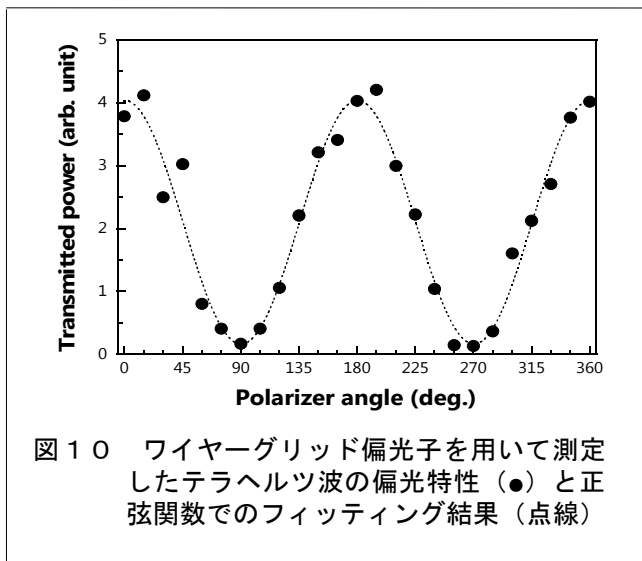


図 10 ワイヤーグリッド偏光子を用いて測定したテラヘルツ波の偏光特性 (●) と正弦関数でのフィッティング結果 (点線)

4. まとめ

長方形 LN 結晶を用いた Si プリズム結合型ピコ秒テラヘルツ波パラメトリック発振器の開発では、同結晶の屈折率分散から、波長 780 nm に対するパラメトリック相互作用におけるノンコリニア位相整合条件を導出し、ピコ秒エンハンスメント共振器を設計した。その結果、同共振器がテラヘルツ波パラメトリック発振器の役割も兼ねることで、これまでに報告例のない 50 MW/cm² という低閾値動作に成功した。

続いて、台形 LN 結晶を用いた面放射型ピコ秒テラヘルツ波パラメトリック発振器の開発では、新規な方式として結晶側面での光の全反射を利用することにより、結晶の取り出し面に対して垂直にテラヘルツ波を発生できることを明らかにした。そのため、従来の報告にあるような Si プリズムのようなテラヘルツ波の結合器を必要とせず、また同結晶内のテラヘルツ波の伝搬長を最小限に抑制できるため、結晶による吸収の影響を著しく低下させることに成功した。結果として、0.1~3.5 THz の全周波数可変域においてテラヘルツ波パラメトリック発振器の高出力化を実現し、最大出力が得られた 2 THz 付近においては前出の長方形 LN 結晶の結果に比べて 1.9 倍の出力増大が得られている。また、この改良の効果は結晶のテラヘルツ波吸収の影響が大きくなる 2.5 THz 以上の高周波数領域において顕著に現れ、長方形 LN 結晶の結果に比べて最大で 6.8 倍という出力増大が得られるという、これまでにない特徴を見いだした。

参考文献

- [1] K. Kawase, J. Shikata, H. Ito, J. Phys. D: Appl. Phys. **35**(3), pp. R1-R14 (2002).
- [2] K. Kawase, Y. Ogawa, H. Minamide, H. Ito, Semicond. Sci. Technol. **20**(7), pp. S258-S265 (2005).
- [3] Y. Takida, S. Maeda, T. Ohira, H. Kumagai, S. Nashima, Opt. Commun. **284**(19), pp. 4663-4666 (2011).
- [4] S. R. Chinn, Appl. Phys. Lett. **29**, pp. 176-179 (1976).

高効率波長変換による疑似 CW テラヘルツ波源の開発

Development of Quasi-CW Terahertz Wave Source with High-Efficiency Frequency Conversion

- [5] N. Uesugi, T. Kimura, *Appl. Phys. Lett.* **29**, pp. 572-574 (1976).
- [6] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, *IEEE J. Quantum Electron.* **2**, pp. 109-124 (1966).
- [7] B. Couillaud, T.W. Hänsch, and S. G. MacLean, *Opt. Commun.* **50**, pp. 127-129 (1984).
- [8] W. J. Kozlovshy, C. D. Nabors, R. L. Byer, *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, pp. 913-919 (1988).
- [9] E. S. Polzik, H. J. Kimble, *Opt. Lett.* **16**, pp. 1400-1402 (1991).
- [10] H. Kumagai, Y. Asakawa, T. Iwane, K. Midorikawa, M. Obara, *Appl. Opt.* **42**, pp. 1036-1039 (2003).
- [11] J. Kiessling, F. Fuchs, K. Buse, I. Breunig, *Opt. Lett.* **36**, pp. 4374-4376 (2011).
- [12] G. Rempe, R. J. Thompson, H. J. Kimble, R. Lalezari, *Opt. Lett.* **17**, pp. 363-365 (1992).
- [13] M. Theuer, D. Molter, K. Maki, C. Otani, J. A. L'huillier, R. Beigang, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 041119 (2008).
- [14] I. Pupeza, T. Eidam, J. Rauschenberger, B. Bernhardt, A. Ozawa, E. Fill, A. Apolonski, T. Udem, J. Limpert, Z. A. Alahmed, A. M. Azzeer, A. Tünnermann, T. W. Hänsch, F. Krausz, *Opt. Lett.* **35**, pp. 2052-2054 (2010).
- [15] T. W. Hänsch, B. Couillaud, *Opt. Commun.* **35** (3), pp. 441-444 (1980).
- [16] 森川顕洋, 川瀬晃道, 四方潤一, 谷内哲夫, 伊藤弘昌, *レーザー研究* **27**, pp. 426-429 (1999).
- [17] T. Ikari, X. Zhang, H. Minamide, H. Ito, *Opt. Express* **14**, pp. 1604-1610 (2006).
- [18] T. Ikari, R. Guo, H. Minamide, H. Ito, *J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public.* **5**, 10054 (2010).
- [19] R. Guo, S. Ohno, H. Minamide, T. Ikari, H. Ito, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 021106 (2008).
- [20] R. Guo, T. Ikari, J. Zhang, H. Minamide, H. Ito, *Opt. Express* **18**, pp. 16430-16436 (2010).
- [21] A. E. Siegman, *Lasers* (University Science Book, 1986).
- [22] G. D. Boyd, D. A. Kleinman, *J. Appl. Phys.* **39**, pp. 3597-3639 (1968).
- [23] Y. Takida, T. Ohira, Y. Tadokoro, H. Kumagai, S. Nashima, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **19** (1), pp. 8500307 1-6 (2013).
- [24] L. Pálfalvi, J. Helbling, J. Kuhl, Á. Péter, K. Polgár, *J. Appl. Phys.* **97**, 123505 (2005).

この研究は、平成20年度SCAT研究助成の対象として採用され、平成21～23年度に実施されたものです。