

高温超伝導体からのコヒーレントな連続テラヘルツ波の発生

Coherent terahertz emission from high-temperature superconductors

辻本 学

京都大学大学院工学研究科

Manabu Tsujimoto

Graduate School of Engineering, Kyoto University

Since the first demonstration of intense, continuous, coherent terahertz emission from a stack of intrinsic Josephson junctions (IJJs) in high transition temperature superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, terahertz generation utilizing IJJ stacks has become a major topic of research, both in terms of experiment and theory. In this Research Report, the author reviews basic research on the superconducting IJJ terahertz sources. The author will present a couple of recent topics: For example, direct imaging of local temperature distributions in the emitting IJJ stack using a fluorescent technique.

1. はじめに

電磁波を周波数で分類すると、光波と電波の間には未開拓の領域「テラヘルツ帯」が存在する。今、そのテラヘルツ波を使った最先端の技術が研究分野のみならず、産業界においても大いに注目されている。テラヘルツ波の具体的な応用例を次に示そう。

まず、テラヘルツ ($1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$) が水素結合などの分子間相互作用の固有振動数と同程度であることからわかるように、テラヘルツ波を使えば物質の構造解析や分光学的同定を簡単に行うことができる。このことは分子分析、薬学、医学、環境計測などへの応用につながる。光子のエネルギーで考えると X 線などに比べて圧倒的にエネルギーが小さく、分析試料へのダメージがほとんどない。このことは生体材料など従来では取り扱いにくかった試料の分析に役立つ。さらに、テラヘルツ波は高い透過性とレンズやミラーによって空間を自由に回り回せる性質を持っているため、セキュリティ利用、工業材料の検査、美術品の非破壊検査などのイメージング応用が可能である。空港のセキュリティ検査ではパッシブ方式のテラヘルツボディスキャナーが導入され始めている。情報通信工学分野ではテラヘルツ帯の超高速無線通信が注目されている。テラヘルツ通信では大容量のデータを数十～百 Gb/s の超高速かつシームレスに伝送でき、映像中継の非圧縮伝送、災害復旧のための暫定的ネットワークインフラ、遠隔医療など社会的なニーズも高まっている。

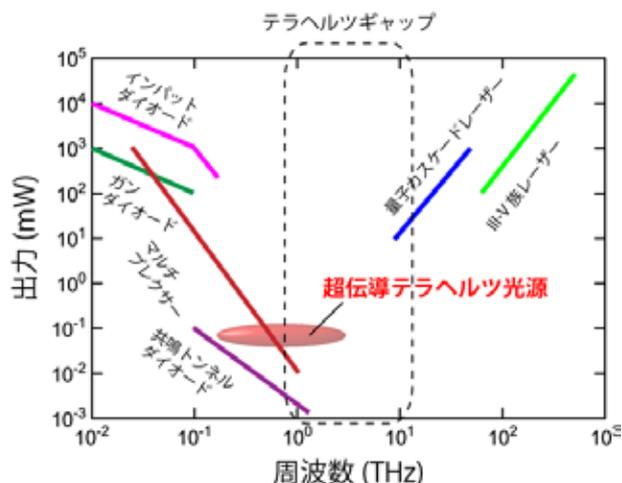


図1 連続テラヘルツ光源の種類。

テラヘルツ技術はまさに夢のような技術として期待されている一方、信頼できる連続テラヘルツ光源と検出器の不足がその発展を阻害する原因となっている [1]. テラヘルツ帯の技術的なギャップはテラヘルツギャップと呼ばれ、かなり古く認識されている. 図 1 では代表的な連続テラヘルツ光源の出力を周波数に対してプロットしているが、1 THz 付近にギャップが存在することがわかる. 現在一部で実用化されている自由電子レーザーやジャイロトロンなどの連続発振器は装置が大型なためにほとんど普及しておらず、その利用は電波天文学やフーリエ・ラマン分光法などの特殊な計測用途に限られる.

テラヘルツ帯の光源開発は、レーザー発振原理に基づいた光デバイスとダイオードやトランジスタを用いた電子デバイスの双方向から進められている. 現在もっともよく知られている代表的な光源は、量子カスケードレーザー (Quantum Cascade Laser: QCL) と共鳴トンネルダイオード (Resonant Tunneling Diode: RTD) 発振器の二つである.

周波数 3 THz 以上で超高出力発振が実証されている QCL の場合、熱励起による出力の落ち込みを防ぐためにデバイスは 37 K まで冷却する必要がある [2]. また、原理的な制約によって 3 THz 以下の発振が難しいこともネックである.

室温動作と省電力・小型デバイスとして実用化にもっとも近いとされる RTD 発振器の場合、サブテラヘルツ発振が実証されてから 20 年以上経過した現在も出力が微弱であることが課題である.

2007 年、銅酸化物高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi-2212 と略記) からコヒーレントな連続テラヘルツ波が発生するという報告が筑波大学と米アルゴンヌ国立研究所の共同研究によってなされ、主要な結果をまとめた論文が *Science* 誌に掲載された [3]. この発見によって高温超伝導体の研究に携わっていた研究者はもちろん、遠赤外レーザー光学あるいは電波工学といった幅広い領域を巻き込んで「超伝導テラヘルツ発振」の研究がスタートした. 本稿では、著者がこれまで取り組んできたこの現象に関する基礎研究について紹介する.

2. 超伝導テラヘルツ光源の特徴

本節では超伝導テラヘルツ光源のデバイスとしての特徴をまとめる. まず、この光源だけが持つ最大の長所として広範囲の周波数連続可変性を紹介したい. 2015 年 9 月現在、単一デバイスで 0.5~2.4 THz の連続チューニングが実証されており、可変周波数範囲は今も拡大し続けている. 同型の半導体光源である RTD 発振器では可変周波数範囲が中心周波数の 5%ほど [4]であることを考えると、比較にならないほど広範囲である. バイアス制御だけで周波数を連続的にチューニングできることは、応用上極めて重要な意味を持つ. 例えば、分子分析では特定の分子間相互作用やターゲット分子の情報をピンポイントで抽出することができるし、コヒーレント通信応用では一つの発信器で広帯域の通信をカバーできる. 局部発振器としての利用でも連続可変性が強力な武器となる.

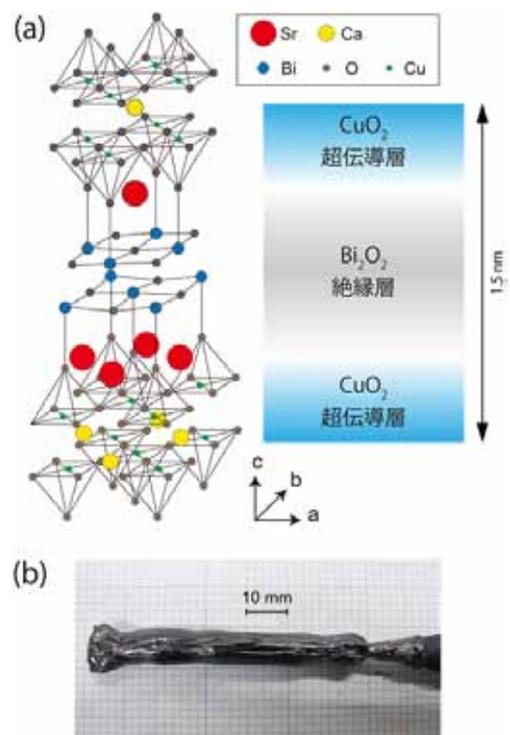


図 2 (a)Bi-2212 の結晶構造 (左) と固有ジョセフソン接合の模式図 (右). (b) 浮遊帯域溶融法で育成した Bi-2212 の単結晶.

超伝導テラヘルツ光源のさらに目を引くポイントは、そのデバイス構造の単純さである。再び例として挙げる RTD 発振器場合、デバイスを作製する際に原子スケールの量子井戸構造を分子線エピタキシー法など高精度の調整を必要とする手法を用いる。さらに十分な性能を引き出すためには外部スロットアンテナ、寄生発振の抑制機構、出力をかせぐための反射器などをチップ上に作製する工程が不可欠であり、これら外的要因がデバイスの性能にも直結している。一方、超伝導テラヘルツ光源の作製に必要な材料は高温超伝導体 Bi-2212 の単結晶のみである。しかも、Bi-2212 は数十種類ある銅酸化物系の中でもっとも育成が容易な物質である。入手しやすい原料を電気炉に入れて大気中で加熱するだけでも育成できる。一つの単結晶から数十個のデバイスをリソグラフィプロセスで一斉に作製することもできるので、量産性にも富んでいる。作製コストを大幅に下げられることは工業的にも重要である。

最後に超伝導テラヘルツ光源の短所について触れておこう。超伝導を発現するためには当然、デバイスの冷却が不可欠である。ただし高温超伝導という恩恵にあやかり、動作温度は比較的高めの 30～50 K である。最近スターリング冷凍機などの小型冷凍器が手に入りやすく、電源があればこの温度域はそれほど苦勞せずに到達できる。液体窒素温度 77 K を上回る動作温度が実証されたことも注目に値する [5]。

3. 固有ジョセフソン接合

テラヘルツ発振の基本原理解であるジョセフソン効果について簡単に説明しよう。ジョセフソン効果は、弱く結合した 2 つの超伝導体間で電子対がトンネルして超伝導電流が流れる現象である。1962 年に B. D. Josephson によって理論的に予言され [6]、その後ベル研究所の P. W. Anderson と J. M. Rowell によって実験的に検証された [7]。弱く結合した 2 つの超伝導体と障壁からなる接合はジョセフソン接合と呼ばれ、その種類としてはトンネル接合、ブリッジ接合、ポイントコンタクト接合などがある。ジョセフソン効果では波動関数の位相というマイクロな量をマクロに観測できるので、超伝導現象の量子力学的な性質をもっとも端的に示す現象として知られている。

ジョセフソン接合に直流電圧 V_0 を印加すると、波動関数の位相差 ϕ は速度 $\partial\phi/\partial t = (2e/\hbar)V_0$ で変化する。このとき障壁をトンネルして流れるジョセフソン電流 $J_c \sin \phi$ は交流電流になり、その周波数（ジョセフソン周波数）は次のジョセフソン関係式を満たす。

$$f_J = \frac{2e}{h} \cdot V_0$$

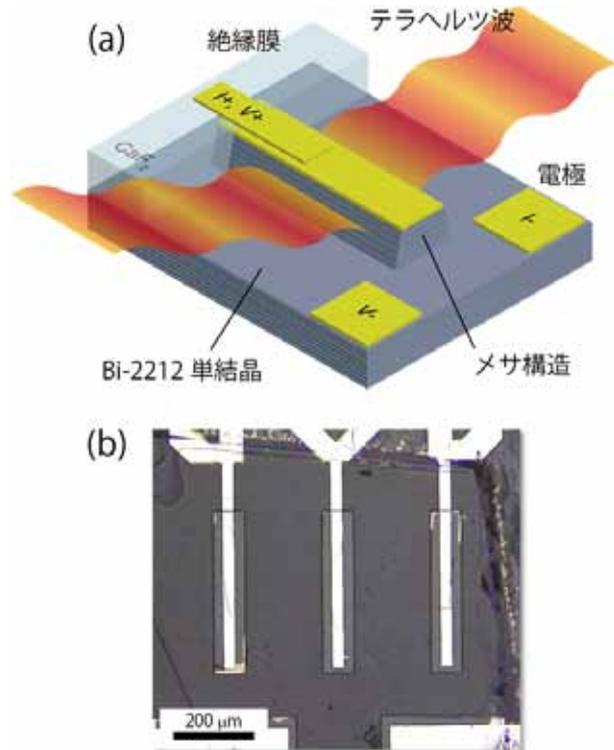


図3 超伝導テラヘルツ光源の(a)模式図と(b)光学顕微鏡写真。

この関係は材料や接合の種類に依存せず素電荷 e とプランク定数 h だけで決まる。完全な電圧周波数変換機構であり、ジョセフソン効果は電圧標準として用いられている。2014年 CODATA 推奨値によれば、電圧 1 mV の印加で 0.4835978525(30) THz の発振が生じる。

ジョセフソン接合から高周波の電磁波を発生させた先行研究をいくつか紹介しよう。Yanson ら [8] と Langenberg ら [9], Dayem と Grimes [10], Zimmerman ら [11] は、空洞共振器を使った測定によってジョセフソン接合から放出される微弱マイクロ波の観測に成功した。のちに効率の改善や接合の集積化などが試みられ、二次元アレイ状に配置した接合からはマイクロワットレベルの発振を検出している [12]。磁場を印加することで発生するジョセフソン磁束を電流駆動させる磁束フロー型発振器もこの頃研究されている [13]。

1986年に発見された銅酸化物高温超伝導体は、従来の金属系超伝導体よりはるかに高い超伝導臨界温度 (T_c) を持つことから新しい材料として大いに研究された。すべての銅酸化物高温超伝導体は超伝導性を担う CuO_2 層が絶縁性を担うブロック層を挟み込んだ構造を有しており、異方性が大きい物質では CuO_2 層同士の結合が弱く、層に垂直な方向の物性にジョセフソン効果が現れる [14]。結晶構造に由来したジョセフソン接合は固有ジョセフソン接合と呼ばれている。なかでも T_c が 90 K の Bi-2212 は極めて異方性が大きく、固有ジョセフソン効果をもっとも顕著に現れる物質である。図 2(a) に Bi-2212 の結晶構造、図 2(b) には浮遊帯域溶融法によって育成した単結晶の写真を載せた。結晶の c 軸に沿って 1.5 nm の周期で固有接合が存在している。

本研究でテラヘルツ波を発生させるために固有ジョセフソン接合に着目した理由を次に示そう。まず先行研究ではスズ ($\text{Sn-SnO}_2\text{-Sn}$) などの金属系接合が用いられることが多かったが、発振周波数の上限が超伝導ギャップエネルギー Δ で決まることから、せいぜい数十〜百 GHz の発振しか観測できない。一方、高温超伝導体の Δ は一桁以上大きいので、テラヘルツ帯の電磁波が散逸されずに安定に存在できる。さらに先行研究の知見によれば、放出される電磁波の出力はコヒーレントに動作する接合数の二乗に比例するので、単結晶内部に高密度かつ均一に積層している固有接合を使えば都合が良い。自然由来のこの構造は最先端の多層成膜技術でも到底実現し得ない領域にある。

4. デバイス作製とテラヘルツ波検出系

本節では、デバイス作製などの実験手法について説明する。図 3(a) と 3(b) ではデバイスの模式図と光学顕微鏡写真を示した。まず、図 2(b) の as-grown 単結晶に還元アニール処理を施すことで結晶を弱アンダードープに調節し、後述の電流電圧特性 (I - V 特性) を決める c 軸抵抗率 ρ_c や臨界電流値 I_c を調節する。次に薄くへき開した結晶片をエポキシ樹脂でサファイア基板に固定し、フォトリソグラフィ技法とアルゴンイオンミリングによってメサ (台地) 状の構造を結晶表面に削り出す。電極は真空蒸着法で成膜した銀を用いることが多い。典型的なサイズは矩形メサの場合、幅 60-100 μm 、長さ 400 μm 、高さ 1 μm などである。半導体 IC の作製などにも用いられるリソグラフィ技法では、デバイスのアレイ化や形状・配置制御を簡単に行うことができる。図 3(b) の写真では独立した 3 つのメサが隣接して作製されている。テラヘルツ波はメサ短辺方向に直線偏波しており、強度はメサ直上方向がもっとも強い。これら放射指向性や偏波特性などは後述するパッチアンテナモデルでよく理解されている。

特性評価では、デバイスを光学窓付き液体ヘリウムフロー型クライオスタットに封入する。ファンクションジェネレーターなどで電流バイアスし、 I - V 測定、テラヘルツ検出、分光測定を行う。テラヘルツ波の検出は高感度シリコンボロメーターを用いる。受光部の直前には 1 THz の高周波遮断フィルターを設置してスプリアス放射によるノイズを軽減させている。光学チョッパーを使ったロックイ

ン測定では高感度の検出を行うことができる．分光測定では自作したフーリエ変換型遠赤外 (FT-IR) 分光器を使用する．空気に含まれる水蒸気によるテラヘルツ波の吸収を防ぐためには，光学系の雰囲気窒素ガスを置換することが望ましい．

5. テラヘルツ発振の基本的性質

ファンクションジェネレーターで三角波を印加すると，図 4(a)の挿入図に示したヒステリシスをもなう非線形な I - V 特性を得ることができる． $I_c = 35$ [mA]以下の電流値では $V = 0$ と $V \neq 0$ の二つの電圧状態を取りうる．このような振る舞いはアンダーダンプト（不足減衰）なジョセフソン接合に見られる特性である．ジョセフソン接合は並列抵抗と並列キャパシタンスを使って簡単な等価回路で表すことができ，回路方程式を位相差と電圧の関係 $\partial\phi/\partial t = (2e/\hbar)V_0$ で書き直すと，摩擦による制動トルクを受ける振り子の運動を記述するニュートン方程式と数学的に等価になる（ジョセフソン接合の力学モデル）． $V = 0$ と $V \neq 0$ の状態はそれぞれ，振り子が停止している状態と印加トルクを受けて回転をしている状態に対応している．その回転速度が，ジョセフソン周波数 f_J というわけである．

図 4(a)は I - V 特性の高電圧側を抜き出したもので，同じパネルに表示したオレンジのデータがボロメーター出力を示す．縦軸を電流，横軸をボロメーター出力とした．これを見ると， $I = 14 \sim 24$ [mA] と $I = 3 \sim 5$ [mA]の範囲で強いテラヘルツ波の発生が確認できる．これら二つのバイアス域を「高バイアス域」，「低バイアス域」と呼んで区別する．高バイアス域ではジュール発熱による発振の抑制 [15]によって，低バイアス域と比較して強度が 1/3 ほどに落ち込んでいる．今，メサの高さは $1.1 \mu\text{m}$ とわかっており，固有接合長を 1.5 nm とすると $1.1[\mu\text{m}]/1.5[\text{nm}] \sim 730$ 層の固有接合がメサに含まれている．図 4(a)では $I = 3.8$ [mA]， $V = 1.1$ [V]のバイアス点ボロメーター出力が最大だが，このとき接合一層あたりには $1.1[\text{V}]/730 \sim 1.5$ [mV]の電圧がかかっている．この電圧が (1) 式によって $f_J = 0.483[\text{THz/mV}] \times 1.5[\text{mV}] \sim 0.725$ [THz]の高周波電流を発生させる．交流は直流に重畳しているので I - V 特性には現れないが，この高周波電流がテラヘルツ波の放射源となっているわけである．

ボロメーターでは 0.15 から 1.0 THz の範囲をフラットな周波数特性でモニターしている．発振周波数を調べるためにはテラヘルツ波を分光すればよい．図 4(b)では，FT-IR 分光器で測定した発振スペ

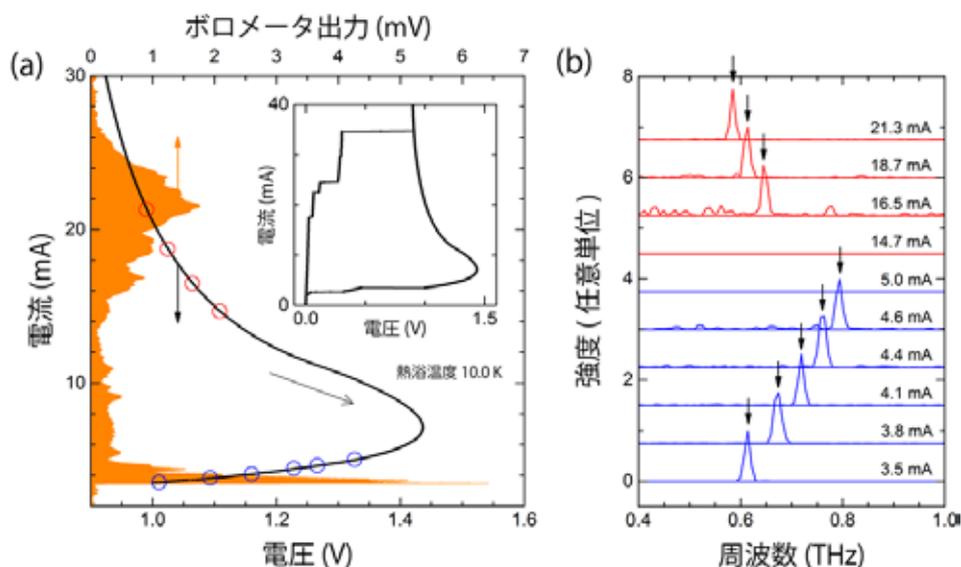


図 4 (a) I - V 特性 (黒) とボロメーター出力 (オレンジ)．挿入図は I - V 特性の全体像．(b) FT-IR 分光器で測定した発振スペクトルの電流依存性．

クトルの電流依存性を示した. この図では図 4(a)の中抜き赤丸 (高バイアス域) と青丸 (低バイアス域) の点で測定したスペクトルを並べて表示している. 上の簡単な計算で得られた周波数帯にピークが存在することが確認できる. ピーク線幅は分光器の周波数分解能 15 GHz よりもずっと小さく, 数十~百 MHz 程度である [16].

発振周波数がバイアス掃引に追従して連続的に変化していることはジョセフソン効果を如実に表している. 図 5 では図 4(b)スペクトルの中心周波数を電圧 V に対してプロットした. エラーバーは分光器の周波数分解能を表す. 青の実線は低バイアス域の実験データを最小二乗フィットして得られたジョセフソン関係式(1)を示す. 確かに, 低バイアス域では誤差の範囲内でジョセフソン関係が満たされている. 一方, 高バイアス域の結果は赤の破線で示されているように下方にずれており, 高電流側 (低電圧側) ほどずれは大きい. このずれは固有接合の積層方向の温度不均一性 [17]を反映していると考えられる. 高バイアス域の大きなジュール発熱によって c 軸方向にわずかでも温度勾配が生じると, Bi-2212 の c 軸抵抗率の負性温度係数 $-d\rho_c/dT$ が極めて大きいため電圧が分布する. 数値シミュレーションでは真空中に接しているメサ上部の方が下部よりわずかに高温であることが示されている [18]. そしてメサ上部では接合あたりの f_j が小さいので, 発振周波数を全体に印加されている電圧 V に対してプロットすると下方にずれるのである. テラヘルツ波を発生させている接合は位相同期したクラスターとなってメサ上部に凝集していると考えられる [19].

ボロメーター出力が最大値となる周波数は高低いずれのバイアス域でも 0.61 THz 付近である. この特徴的な周波数を決める要因を探るために, 著者はさまざまな形状・サイズのメサを作製して分光測定を行った. ここでは円盤メサと矩形メサから得られた結果を紹介しよう. 図 6(a)と 6(b)ではボロメーター出力が最大値を示す発振周波数のサイズ依存性を示した. ここで a は円盤メサの半径, w は矩形メサの短辺長である. サイズと周波数には反比例の関係があり, これはレーザー発振における空洞共振効果と同じモデルで理解できる. 今, メサをパッチアンテナとみなしたときの横磁場 (Transverse magnetic: TM) モードの共振周波数 f^c は次式で表される [20].

$$f_{11}^c = \frac{\chi_{11} c_0}{2\pi\sqrt{\epsilon}a} \quad (\text{円盤メサ})$$

$$f_{10}^c = \frac{c_0}{2\sqrt{\epsilon}w} \quad (\text{矩形メサ})$$

ここで $\chi_{11} = 1.841$ は 1 次のベッセル関数の微分 $J_1'(x)$ の 1 番目の根, $\epsilon = 17.6$ は Bi-2212 の誘電率である. この f^c が(1)式で表されるジョセフソン周波数 f_j がちょうど一致したときに, 強いテラヘルツ波が発生するのである. 矩形メサを例に考えてみると, 上の f_{10}^c を変形して波長が $\lambda = 2w$ となることからわかるように, TM₁₀ モードでは半波長がメサ幅にちょうど等しい定在波が励起している. これまでの実験では円盤と矩形以外にも正方形 [21]や三角形 [22]が調べられており, TM₁₀ 以外のモード同定も行われている.

ここまでをまとめると, 固有ジョセフソン接合からのテラヘルツ波発生の基本原理として, 発振源

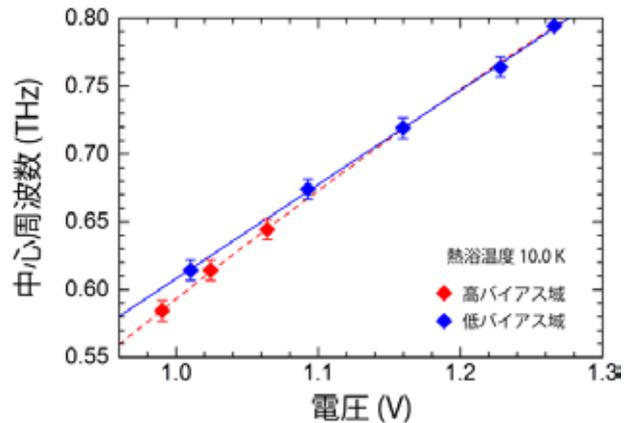


図 5 発振周波数の電圧依存性. 青の破線はジョセフソン関係式.

である固有ジョセフソン効果と、アンテナの役割を担うメサ空洞共振効果の二つが重要である。超伝導テラヘルツ光源のメサ構造がパッチアンテナと似た性質を示すということは、工学的には重要な意味を持つ。なぜなら、このモデルを使えば任意の周波数で強い発振が起こるデバイスを設計できるし、放射指向性や偏波特性を自在に制御できるからである。

6. 自己発熱の抑制と高出力化

最後に超伝導テラヘルツ光源の高出力化に関する研究を紹介しよう。利用価値の高い光源としては1 mWを上回る高出力発振が望まれるが、報告されている最大出力は0.6 mWと目標値をやや下回る。最大出力は固有接合数の二乗に比例する [3]ということなので、高出力化をねらって接合数を2,000層よりも多くすると、それに付随してジュール熱が大きくなりデバイスの温度が急激に上昇し、Bi-2212の低い熱伝導率も相まって超伝導状態が破壊されてしまう。この自己発熱の問題が光源の最大出力を決める要因である。排熱効率を高める工夫としてメサ下部の結晶基板を取り除いた構造などが提案されている [23,24]。

デバイスの自己発熱に関してはさらに、いくつか興味深い報告がある。低温走査レーザー顕微鏡装置を用いた電磁界および温度分布イメージング実験 [25]の結果から、高バイアス域で発生している局所的な温度上昇（ホットスポット）が常伝導のシャント抵抗として働くことで、固有接合同士の位相同期をむしろ助長しているという主張がなされた [26]。これを裏付けるように、ホットスポット形成による発振線幅のナローイングも観測されている [16]。しかし、線幅測定の結果は別の手法で得られている結果 [27]とは定量的に一致しないし、レーザー顕微鏡像に写り込んでいる定在波構造の起源は明らかでない。ホットスポットは発振の起源とは無関係であるという主張もある [28]。自己発熱に関する議論はいまだに収束しておらず、不均一な温度分布が同期現象を誘発している可能性は否定できない。

著者らはデバイス表面の温度分布を計測しながらテラヘルツ波強度をモニターし、ホットスポットや不均一な温度分布が発振に与える影響を調べる実験を進めている [15]。極低温環境でしかもサブミリ領域の温度分布を計測することは通常困難であるが、蛍光イメージング法 [29]を応用した温度分布イメージング装置を自作して高解像度の温度分布像を得ることに成功した。この手法では蛍光強度が低温で強い温度依存性を示す Eu-TFC という Eu(III)錯体を含んだ高分子ポリマーを用いる。このポリマーをデバイス表面に薄くスピコートし、励起光である紫外線を照射して蛍光像を冷却カメラで撮影し、較正曲線を使って PC 上で処理すれば温度分布像を得ることができる。実験では、メサ上部に取り付けた2つの電極から注入する電流量を分流回路によって調節して温度分布を変化させることで、温度分布とテラヘルツ波強度の関係を調べた。実験結果を図7に示す。詳細は省略するが、ホットスポット径が大きくなったときに発振強度が抑制される様子を観測でき、超伝導領域と強度に正

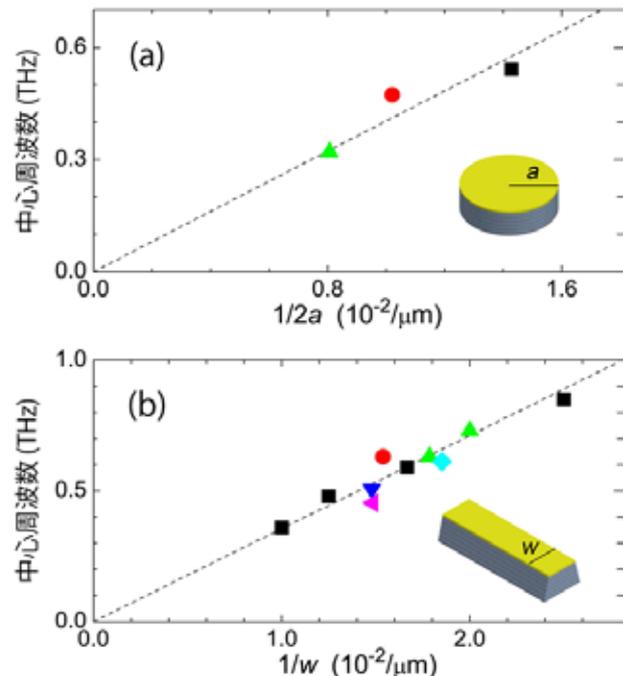


図6 発振周波数のサイズ依存性. (a)円盤メサ, (b)矩形メサの結果. 破線は(2)式を使って計算した空洞共振周波数.

の相関があることを見出した。また数値シミュレーションによって銀電極を介した排熱を定量的に評価した結果、外部伝熱経路を付与することで冷却が促され高出力化が実現できることがわかった。

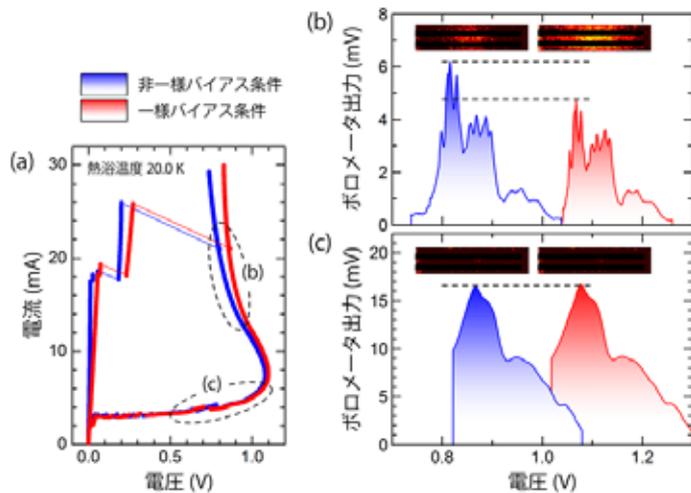


図 7 (a) I - V 特性のバイアス条件依存性. (b)高バイアス域および(b)低バイアス域におけるボロメータ出力の電圧依存性. 青がホットスポット径の小さい非一様バイアス, 赤がホットスポット径の大きい一様バイアス. 挿入図はメサ表面の温度分布.

7. 終わりに

本稿では、高温超伝導体からコヒーレントな連続テラヘルツ波が発生する基本原理と小型連続光源の実現に向けた研究状況について、現象発見以前の先行研究も踏まえて概観した。超伝導テラヘルツ光源の実現に向けて解決すべき問題をまとめよう。まず、光源の高出力化、高周波化、および動作温度の向上が求められる。高出力化には排熱の改善、構造の最適化、アレイ化、複数デバイスの協調動作がキーワードとなるだろう。テラヘルツ帯の外部共振器を用いた放射効率の改善や放射指向性制御などの技術も使えそうである。Bi-2212 の一部を他の元素で置換する手法も、デバイス設計に新しい概念を創出する可能性がある。最近では光源の普及促進をめざしてテラヘルツ波の発生源を銅製ブロックに埋め込んだ小型パッケージ部品の製作も進めている。パッケージ化によって LED 光源のように取り扱いが簡易化され、構成部品の化学的・物理的性質の変化を防ぐことができる。この光源を実装した透過型テラヘルツイメージング装置も開発されている [30]。

本研究の意義は、これまで半導体光源に頼って発展してきたテラヘルツ技術に超伝導テラヘルツ光源という新しい概念を登場させることで、我が国のみならず世界の科学技術の発展につながる新しい技術に、革命的な進歩をもたらすことである。超伝導テラヘルツ光源はまだ開発年月が浅く、実用的な光源としてのポテンシャルは未知数である。したがって、今後の研究によって実用レベルまで性能を引き上げることが強く求められている。また、未解明の問題を多く含む高温超伝導体を舞台としたテラヘルツ発振の機構が完全に理解されれば、この分野に与える影響は計り知れない。基礎研究と応用研究の両面で将来性のある本研究を、今後も発展させていきたい。

謝辞

本研究は、東北大の立木昌名誉教授、筑波大学の門脇和男教授、南英俊講師、柏木隆成講師、門脇研究室の皆様、ウルム大学の山本卓博士、東京大学の為ヶ井強教授、産業技術総合研究所の浅井栄大博士、チュービンゲン大学の Kleiner 教授、Gross 博士、セントラルフロリダ大学の Klemm 教授との協力で行われています。この場をお借りして厚くお礼申し上げます。最後になりましたが、研究環境の提供をはじめ、日々有意義な議論をさせていただいている学振特別研究員受入研究者の京都大学掛谷一弘准教授と、京都大学集積機能工学講座の皆様に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] M. Tonouchi, Nat. Photonics **1**, 97 (2007).
- [2] S. Kumar, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **17**, 38 (2011).
- [3] L. Ozyuzer *et al.*, Science **318**, 1291 (2007).
- [4] M. Asada *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **47**, 4375 (2008).
- [5] L. Y. Hao *et al.*, Phys. Rev. Appl. **3**, 1 (2015).
- [6] B. D. Josephson, Phys. Lett. **1**, 251 (1962).
- [7] P. P. Anderson and J. Rowell, Phys. Rev. Lett. **10**, 230 (1963).
- [8] I. Yanson *et al.*, Sov. Phys. JETP **21**, 650 (1965).
- [9] D. Langenberg *et al.*, Phys. Rev. Lett. **15**, 294 (1965).
- [10] a. H. Dayem and C. C. Grimes, Appl. Phys. Lett. **9**, 47 (1966).
- [11] J. E. Zimmerman *et al.*, Appl. Phys. Lett. **9**, 353 (1966).
- [12] P. Barbara *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1963 (1999).
- [13] T. Nagatsuma *et al.*, J. Appl. Phys. **441** (1983).
- [14] R. Kleiner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 2394 (1992).
- [15] M. Tsujimoto *et al.*, Phys. Rev. Appl. **2**, 044016 (2014).
- [16] M. Li, J. Yuan *et al.*, Phys. Rev. B **86**, 060505 (2012).
- [17] T. M. Benseman *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **26**, 085016 (2013).
- [18] A. Yurgens, Phys. Rev. B **83**, 184501 (2011).
- [19] M. Machida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4618 (1999).
- [20] M. Tsujimoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 037005 (2010).
- [21] M. Tsujimoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 1 (2012).
- [22] K. Delfanazari *et al.*, Opt. Express **21**, 2171 (2013).
- [23] M. Ji, J. Yuan *et al.*, Appl. Phys. Lett. **105**, 122602 (2014).
- [24] T. Kitamura *et al.*, Appl. Phys. Lett. **105**, 202603 (2014).
- [25] H. Wang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 017006 (2009).
- [26] B. Gross *et al.*, Phys. Rev. B **88**, 014524 (2013).
- [27] T. Kashiwagi *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **51**, 010113 (2011).
- [28] H. Minami *et al.*, Phys. Rev. B **89**, 054503 (2014).
- [29] P. Kolodner and J. A. Tyson, Appl. Phys. Lett. **40**, 782 (1982).
- [30] M. Tsujimoto *et al.*, J. Appl. Phys. **111**, 123111 (2012).

著者略歴



辻本 学 (Manabu Tsujimoto)

京都大学工学研究科電子工学専攻 日本学術振興会特別研究員 SPD

2011年 日本学術振興会特別研究員 DC2 (筑波大学)

2013年 筑波大学大学院数理物質科学研究科物性・分子工学専攻 博士(工学)

2013年 日本学術振興会特別研究員 SPD (京都大学) 現職

2014年 ドイツ Tübingen 大学 研究滞在