

高温超伝導体の固有ジョセフソン接合による テラヘルツ波の発振

門脇和男

THz Wave Generation by High Temperature Superconductor Intrinsic Josephson Junctions

Kazuo KADOWAKI

It is said that an idea to generate electromagnetic waves utilizing superconductors goes back to a long time ago, perhaps, in the days of prediction of the ac-Josephson effect by Josephson. Although the Josephson junctions may be the best system to realize it, there are only few cases known to exist, in which electromagnetic waves can actually be extracted from the Josephson junction. This is because the power obtained from junctions is extremely small, of the order of \sim pW, so that it is difficult to detect it. The ac-Josephson effect as an example of applications is known only for the voltage standard which is determined by measuring the corresponding frequency precisely. After having been pointed out that powerful electromagnetic waves may be possible to generate by making use of intrinsic Josephson junctions in high temperature superconductors, many theoretical and experimental studies have been initiated. We will discuss the reason why it is possible to generate high power of electromagnetic waves in high temperature superconductors, which was not possible in the conventional superconductors, and what makes advantage of intrinsic Josephson junctions, and show the present status of research to generate and to receive electromagnetic waves at THz frequencies.

Key words: terahertz, intrinsic Josephson effect, Josephson effect, Josephson plasma

超伝導を説明する BCS (Bardeen, Cooper, Schrieffer) 理論が 1957 年に提唱され、それが実験事実を見事に説明することが次第に明らかにされつつあったころ、ジョセフソン (Brian David Josephson) は 2 つの超伝導体の間に位相差 $\Delta\varphi$ が存在すると超伝導電流が流れ、その電流密度 J は 2 つの超伝導体の間に流れる臨界電流の値を J_c とすると $J = J_c \sin \Delta\varphi$ と表されること、2 つの超伝導体に電位差 V が生じるとき、両者の間に $2eV = \hbar\omega (= h\nu)$ の関係を満たす交流電流が発生することを理論的に予言した¹⁾ (ここで e は電子の素電荷、 ν は周波数、 ω は角振動数を表す)。前者は直流ジョセフソン効果、後者は交流ジョセフソン効果とよばれ、超伝導の本質を簡潔に表現していることから BCS 理論に続いて 1973 年、ジョセフソンはギエバー (Ivar Giaever) と江崎玲於奈 (Leo Esaki) ととも

にノーベル物理学賞を受賞した。

このジョセフソン効果は超伝導現象そのものが量子力学的実体であることを如実に表している。特に、交流ジョセフソン効果は、2 つの超伝導体がそれぞれ異なったエネルギーをもつ定常状態にあり、それらを弱く結合させると、その間のエネルギー差を電磁波として放出して、よりエネルギーの低い状態へ遷移することを意味しており、ちょうど、原子が励起状態から基底状態へ遷移し、光を放出する現象と同等であることがわかる。原子の場合は、1 個の電子の異なったエネルギー状態の間で遷移が起こるが、超伝導の場合、多数の電子から構成された量子状態間で起こる点が異なるが、双方とも量子力学的な 2 つの状態間の遷移であることに変わりはない。しかし、この違いは重要であり、超伝導の場合は巨視的なスケールにわたって量子状態

を実現することができ、したがって超伝導体がとりうるエネルギー状態もほぼ連続的であることから、交流ジョセフソン効果によって放出される電磁波のエネルギーも連続的に変化できることになる。また、そもそも超伝導は巨視的スケールで発現するため任意の形状に超伝導体を変形したり、加工したりすることができることから、量子力学を自由自在に制御可能である点も特徴的であり、ここにナノテクノロジーの微細加工技術を用いた超伝導研究の重要性がある。

このようなジョセフソン効果は、2つの超伝導体を弱く接合すれば実現できることから、これを一般に超伝導弱接合（あるいは単にジョセフソン接合）とよび、さまざまな具体的な作製方法が開発されてきた。2枚の超伝導体を薄い絶縁体層で隔離し接合するプレーナー型や、超伝導体を一点で接触させる点接合型などが典型的な方法である。ジョセフソン効果は1960年代の後半には実験的に実証され、ほとんどあらゆる場合において解決済みと考えられてきた。直流ジョセフソン効果に関しては、最も重要な応用例として、究極的な磁場検出器として知られているSQUID (superconducting quantum interference devices: 超伝導量子干渉計) 磁束計があげられる。

一方、交流ジョセフソン効果は、超伝導体を用いて原理的には周波数 $\nu = \omega/2\pi = 2eV/h$ の電磁波を発生できることを意味している。超伝導体中で発生できる電位差としては超伝導ギャップエネルギー 2Δ が上限であると考えられると、通常、 $2\Delta \approx \text{meV}$ であるから、原子の場合、eVであることを考えるとそれより約 $10^3 \sim 10^4$ 倍低く、上限としてちょうど $\sim 10^{12} \text{ Hz} = 1 \text{ THz}$ 領域にある。

交流ジョセフソン効果の検証は $I-V$ 曲線に対するマイクロ波の照射効果 (Shapiro ステップとよばれる) により間接的になされたが²⁻⁴⁾、Yanson ら⁵⁾ や Langenberg ら⁶⁾、Dayem と Grimes⁷⁾、Zimmerman ら⁸⁾ は逆に、マイクロ波キャビティを用いてジョセフソン接合から放射される電磁波を直接検出したのが最初である。それによれば、ジョセフソン接合から放射される電磁波の電力はきわめて微弱であり、いずれの場合も 10^{-12} W 程度であった。

このような微弱なマイクロ波を検出することは通常の方法では不可能で、中間周波数へダウンコンバートし増幅するヘテロダイン検波を用いなければならない。また、高周波用回路素子として使用するとしても、取り出せる電力が小さすぎるので、用途が限られてしまう。電力を必要としない微弱なマイクロ波や、遠赤外領域の電波の検出器、周

波数を精密測定することで電圧を正確に決定することができるので、電圧標準としての利用などが応用の現状である。

1. 酸化物高温超伝導体と固有ジョセフソン接合

筆者らはこれまで、高温超伝導体の磁束状態を中心とした研究をおこなってきた。そこで明らかになったことは、すべての銅酸化物高温超伝導体は二次元的な正方格子からなる CuO_2 原子面が積層した構造をもっており、超伝導はこの CuO_2 層が担い、層間は弱く結合してジョセフソン接合を形成しているということである。原子数層からなるジョセフソン接合が、結晶の内部に存在しているのである⁹⁻¹¹⁾。各種の高温超伝導体の超伝導特性の違いは、おもにこの結合の強さの違い (すなわち、異方性の大きさの違い) による。たとえば、典型的な $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (123 と通称されている) は δ が小さいとき、すなわち、最適ドープからオーバードープ領域では比較的 CuO_2 層間の結合が強く、結合の度合いを表す異方性パラメーター γ は $\gamma \approx 7 \sim 12$ 程度である。一方、もうひとつの典型的な物質として知られている $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ は非常に層間結合が弱い物質で、異方性パラメーターはきわめて大きく、過剰ドープ側から最適ドープ領域を経て不足ドープ領域に達するとき $\gamma \approx 100 \sim 1000$ と大きく変化する。これら2種類の物質は異方性において両極端にあり、これまで発見された多くの銅酸化物高温超伝導体は大体この中間的な領域にある。そして、重要なことは、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ では異方性パラメーターが特に大きいので、 CuO_2 層はほとんど独立に存在し、わずかな波動関数の重なりで層間が結合したジョセフソン接合系とみなすことができる点である。そのうえ、特筆すべき点は、この CuO_2 層とその間にある絶縁体層は原子面からできているので、結晶が完全であれば完全に同一のジョセフソン接合が多数重なっており、理想的な多重積層型ジョセフソン接合系 ($\dots -S-I-S-I-S-\dots$ 構造) を形成している点にある。この意味で、このような系を固有ジョセフソン接合系とよんでいる。最近のMBE法を用いれば人工的に多重積層構造が作製できるが、原子レベルで完全な人工結晶を作製することができないため、せいぜい数十層がこれまで作製された多層系の限界である。高温超伝導体の場合、良質の単結晶さえ育成できれば1000層^{*1} や10000層でも比較的容易に得ることができる。図1に、高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の結晶構造と育成された単結晶の写真を示す。

*1 CuO_2 層間が約 15.3 \AA であるため1000層で $1.53 \mu\text{m}$ 、10000層で $15.3 \mu\text{m}$ であるから、少なくともこの程度の厚さの単結晶が必要である。

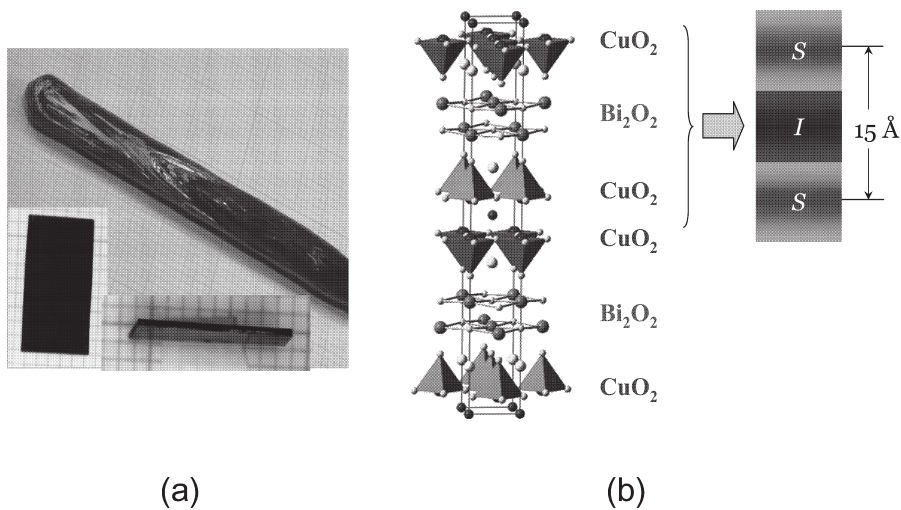


図1 (a) 育成されたロッド状の大型高品質単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の外観と切断後、劈開した結晶の写真。柵目は1 mm 方眼紙。(b) 結晶構造の単位胞の模式図。ピラミッドの底面は CuO_2 面を表し、二次元正方格子を形成している。ピラミッド構造の頂点は半導体的な Bi_2O_2 層を挟み、サンドイッチ状に多層に積層し、多重ジョセフソン接合系 $\cdots\text{-S-I-S-I-}\cdots$ を形成している。

このような多層ジョセフソン接合はこれまで研究されたことはなく、その特性はほとんど未知である。また、高温超伝導体の特徴としてコヒーレンス長 ξ が短く、しかも異方的で、ギンズブルグ・ランダウパラメーターが $\kappa = 100$ と大きく、磁束線の形状もきわめて大きな異方性をもっている。特に、磁場が CuO_2 層と平行に与えられると磁束線は CuO_2 層間の超伝導が弱い領域に選択的に進入し、きわめて扁平なジョセフソン磁束を形成する。このジョセフソン磁束を特徴づけるパラメーターであるジョセフソン長 λ_J は $\lambda_J \approx 500 \text{ nm}$ と小さいことも、従来のジョセフソン接合にはない特徴である。ジョセフソン磁束は層の端から中央部へ侵入するが、低磁場の場合、一様には入らず、何層かごとにジョセフソン磁束が侵入する構造をとる。ジョセフソン磁束は面を横切って隣の層へ移動できないから、途中の磁場では非平衡状態ができやすく複雑な磁束構造が発生する。磁場が約 $\phi_0/2\lambda_J s$ (ϕ_0 は量子化磁束、 s は層間距離) 程度に達すると、どの層にも均一にジョセフソン磁束が侵入し、それ以上の磁場では面内のジョセフソン磁束の間隔が縮まっていく。このように1層のジョセフソン接合にたくさんのジョセフソン磁束が進入した状態は長いジョセフソン接合とよばれ、従来の超伝導体ではピンニングの効果やエッジ電流の効果が強く現れ、ジョセフソン磁束系の本質にかかわる現象の研究ができなかった。高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合、長さが $50 \sim 60 \mu\text{m}$ (すなわち、ジョセフソン磁束が100個程度) であっても多重ジョセフソン接合系としての特徴が明瞭に観測されてお

り、短い接合系から長い接合、そして究極的には無限に長い極限としてのバルク状態へと連続的にすべての領域でジョセフソン磁束系の性質を調べることができるユニークな系とみることができる。

このように、銅酸化物高温超伝導体の $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ はほぼ理想的な多重積層型ジョセフソン接合系であり、ジョセフソン接合の多層効果や、ジョセフソン接合のサイズ効果のみならず、高温超伝導特有の波動関数の対称性の問題、巨視的量子トンネル効果や量子情報、超伝導機構にいたるまで、きわめて多様で興味深い重要な研究対象として近年盛んに研究されている。また、交流ジョセフソン効果に着目すれば、特徴的なことは超伝導ギャップが従来の超伝導体より1桁大きいので、交流ジョセフソン効果の最大周波数は原理的に数十 meV 領域、すなわち数十~100 THz 領域まで拡大し、THz 領域の応用にきわめて有望であることである。THz 帯の電磁波は 10^{-12} s の時間スケールをもち、あらゆる分子の振動数と同程度の時間スケールをもつことから、原理的には分子のスペクトロスコピーが可能である。このような分子のスペクトロスコピーは医療診断をはじめ、セキュリティ、物質表面の分光、タンパク質や微量元素の同定、化学物質の選別など、材料科学のみならず医療や生命科学、環境科学など、きわめて多種多様な応用が考えられ、21世紀を代表する新しい科学技術分野を形成し、新しい産業を創出すると大変期待されている。

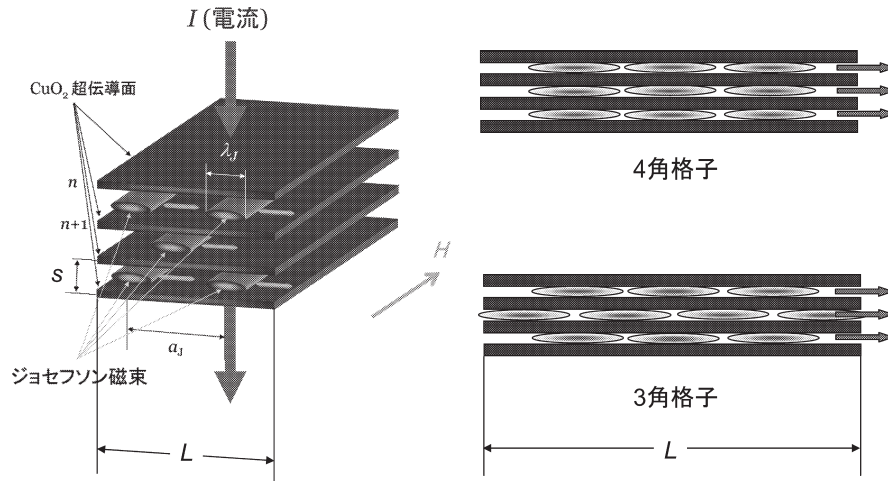


図2 ジョセフソン磁束が超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ に進入したときの様子。電流によってジョセフソン磁束が三角格子を保ちながら運動する様子 (左)。三角格子および四角格子配列をとるときのジョセフソン磁束の配列の様子 (右)。

2. ジョセフソン磁束フローによる新しい電磁波の発生方法

固有ジョセフソン接合の接合面に平行に磁場を加えると超伝導弱接合領域にジョセフソン磁束が侵入し、これらがたくさん集合すると規則的な配置をし、秩序状態を形成することが知られている。これはちょうど、通常の第2種超伝導体の混合状態では磁束線が規則的な三角格子（アブリコソフ格子）を形成することに相当している。磁場が比較的小さい場合、ジョセフソン磁束の場合もやはり三角格子が安定である。磁場が強くなると四角格子へ移行すること（この中間的な構造も可能で、大変複雑な構造になる）、この構造変化が試料のサイズに依存すること、静的な場合と動的な場合では秩序状態が異なること、などが知られている。

ジョセフソン磁束は接合に等間隔で一次的に配列し、それが各層で相関をもった秩序配列をするのである。この状態を最も直接的に示す実験は、ジョセフソン磁束フロー抵抗の磁場に関する振動現象の観測実験である。説明が長くなるので骨子だけを述べると、数ミクロン程度の $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ を磁場中に置き、ジョセフソン磁束が均一に各層に侵入した状態にした後、 c 軸方向の電気抵抗を測定すると、抵抗値が磁場の関数として振動する。この振動の周期はきわめて正確で、各層に侵入している磁束線の数が各接合あたり量子化磁束 ϕ_0 の整数倍か、またはその2分の1かである（両者が混在する領域もある）。この理由は、超伝導体に磁束線が進入するとき、磁場は量子化さ

れているため ϕ_0 を単位として進入するが、各 CuO_2 層間の接合そのものか、あるいは2層が単位となって量子化の基礎になるかの違いにあると考えるとわかりやすい*2。このことから、さらに興味あることは、ジョセフソン磁束が運動しているにもかかわらず、その運動形態が全体で四角格子を保っていれば ϕ_0 で、三角格子を形成している場合は2層が単位となるので $\phi_0/2$ の周期と解釈されることである。ジョセフソン磁束は運動状態にあり、静止した四角格子や三角格子とは異なるが、ジョセフソン磁束の出入りのときの瞬間をスナップショットにとると、四角格子や三角格子状に配列しているのである。この状況を模式的に図2に示す。

多数のジョセフソン磁束がジョセフソン接合面を運動すると、何が起こるのであろうか。1個のジョセフソン磁束の運動方程式については、ちょうど、ジョセフソン磁束の運動方程式がソリトンの運動方程式と同等なので、非線形な波動運動に関連して興味もたれ、従来から多くの研究がなされてきた。このような多数のジョセフソン磁束が集団として運動するような場合は、いくつかの試みはあるが^{14,15}、問題が複雑であることもあり、未解決の問題として残っていた。

このような問題を、大型計算機を用いて厳密に数値計算によって解明しようとする試みが、最近急速に進んでいる¹⁶⁻²⁴。これらの結果によれば、ジョセフソン磁束が集団で運動するが、その際に超伝導電流の高周波の振動を引きずり、ジョセフソン磁束が全体で振動運動し、その振動数

*2 本質的には、この現象は量子回折効果（フラウンホーファー効果）と直流 SQUID 効果（量子干渉効果）の2つの量子効果で説明される（文献12, 13参照）。

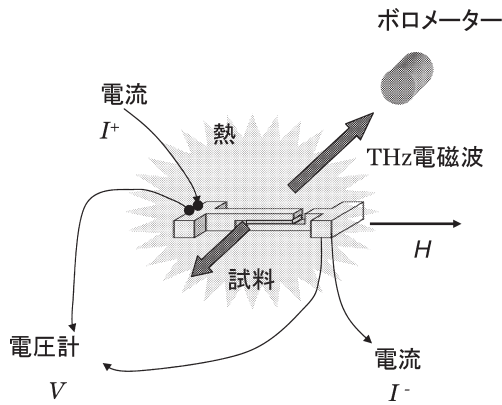


図3 実験の概略図。長さ10 μm 程度にFIB加工された試料に直流電流を与え、ボロメーターで異方的な放射電力を検出する。

成分をもつ電磁波を伴う超伝導電子の集団運動となる。すなわち、ジョセフソンプラズマ波（電磁波を伴う超伝導電流の振動）が励起される。このプラズマ波が試料のサイズと共鳴し、鋭いスペクトルをもつコヒーレントな電磁波となり、試料の外部へ放出されるということがわかってきた¹⁶⁾。

このような電磁波の発生機構は、従来の電磁波の発生機構とは大きく異なっている。電磁波（光も同様）は一般に、荷電粒子のもつ量子力学的なエネルギー状態が別のエネルギー状態へ変化するとき放出される。たとえば、原子の発光現象の場合は、電子の軌道エネルギーが異なる状態へ遷移するとき電磁波としてエネルギーを放出（吸収）する。軌道エネルギーの差が電磁波のエネルギーに等しい。荷電粒子が加速度運動をし、エネルギーを失うときもやはり同様であるが、この場合、荷電粒子がとりうるエネルギー状態は連続的であるから、幅の広いスペクトルの電磁波が得られる。ジョセフソン磁束の運動による電磁波の放射は、このような既存の発光原理とは異なっていて新しい機構であると考えられる。さらに特徴的なことは、この電磁波の最大強度は～数 W/cm^2 にも達すると概算されていることである^{*3}。これは多重接合効果であり、強度は接合数の2乗に比例すること、接合断面積が大きいことによると考えられる。また、ジョセフソン磁束の集団運動による電磁波の放射は、基本的にはジョセフソン効果にある非線形性によるものであり、量子効果であるので効率がきわめてよいのである。

筆者らは、高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ を用いて、このような電磁波が実際発振されるかどうか検証実験を行っ

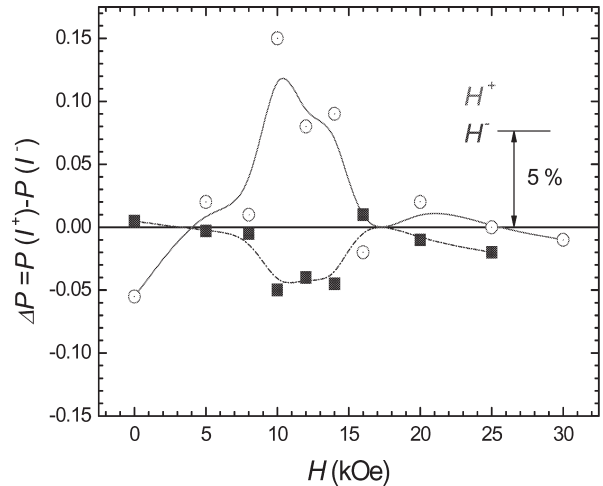


図4 図3でおこなわれた実験結果の一例^{11,12)}。異方的な放射が電流、および磁場の反転によって確認されたことを示す。磁場が1～2 T付近に数%程度の異方性がみられる。

た^{12,13)}。この系のジョセフソンプラズマ周波数が数百GHz帯にあるため、これまでのジョセフソンプラズマ共鳴の実験結果から推測すると、この周波数領域からTHz帯にわたる電磁波が発生すると予想されるからである^{28,29)}。幸いにも、筆者らは $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の良質な単結晶を育成することができることも大きな強みである。

実験は、FIB加工された $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 単結晶試料を図3のように配置し、ボロメーターで検出した。電磁波の放出方向は、磁場と電流の方向を制御することで制御可能である。磁場の大きさを変えながらおこなった実験結果は、電流、磁場の方向を反転すると、平均して約5%程度の違いが観測された。この結果を図4に示す。磁場が1 T付近で、強い異方的な放射が観測されることを示している。これは、背景として発熱によるバックグラウンドが等方的（電流や磁場方向によって変化しない）であるという仮定のもとに差し引いた値である。

この結果は理論計算¹⁶⁾と大変よく一致するが、ボロメーターで検出しているので周波数を特定できない。

その後、この結果をもとに、発振と検出を同種の固有ジョセフソン接合を用いて、周波数まで特定したとする報告がBaeらによって最近なされた³⁰⁾。彼らによれば、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の矩形の単結晶を、金を蒸着した基板の上に2個、数ミクロン離して直交するように配置し、一方で発振をし、もう一方で検出をおこなっている。試料の厚さは発振側と検出側では異なるが、ある規格化をすれば発振側が28層、検出側が4層という。検出側の4層とは、

*3 単一接合の長いジョセフソン接合や単一接合の集積アレイの場合は、比較的強い電磁波が検出されている²⁵⁻²⁷⁾。これらはいずれも、従来型超伝導体でおこなわれた結果である。

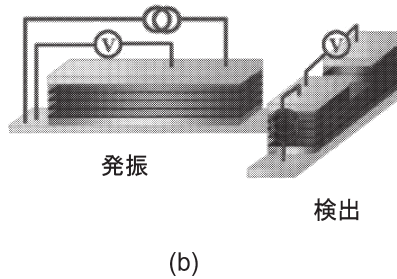
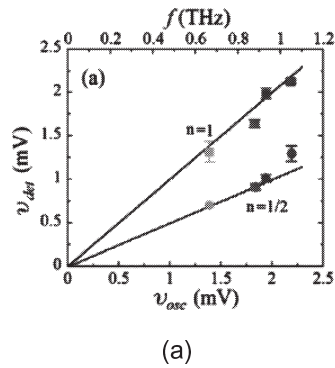


図5 約 1.1 THz の発振を確認した Bae らの実験結果 (a) とそのときの実験の配置 (b)³⁰⁾.

$I-V$ 曲線の多重ブランチ構造からは 10 数層確認されたが、実際検出器として動作している接合の数は 4 層であるということである。また、最大 1.1 THz、発振出力は 1.5 nW と概算している。この結果を図 5 に示す。

ジョセフソン接合は最も高感度な電磁波の検出器であるので、発振器と受信器を同じ物質で作作り、Shapiro ステップを用いて検出する方法は、単一接合でも使われている方法であり、アイデアとしてはよいが、Bae らの報告には次のような問題点も残されている。まず、① 多重接合系の場合、Shapiro ステップがどのような振る舞いをするのか現時点で明らかでなく、特に磁場中での振る舞いは研究の途上にあること、さらに、② 実験結果の解析過程で、なぜ 4 層しか検出器として動作しないのか、また、③ 基板上の金で発振器と検出器が電気的につながっていることから電磁波はこの電極を介して伝搬しているのではないか、などの疑問が残されている。

この問題を克服するためには、発振した電磁波を外に取り出し、直接分光することが最もよい方法と思われる。しかしながら、分光器への磁場の影響を避けるため検出器をかなり試料から離す必要があり、その結果、検出感度をさらに上げねばならない。また、この周波数帯域での分光は技術的にも容易ではない。しかしながら、このような多くの困難を克服し、ごく最近、筆者らとアメリカのアルゴンヌ国立研究所のグループとの共同研究により THz 帯の電磁波を検出することに成功していることを最後に付け加えて、この稿を終えることにする³¹⁾。

1986 年の暮れ、銅酸化物高温超伝導体が発見され、20 年が過ぎた。爆発的な勢いで研究がおこなわれ、問題の解決にはそれほど時間を要しないと誰もが考えていたがそうではなかった。いまだ高温超伝導の本質は解明されていないし、その応用研究もほとんど実用になっていない。この固有ジョセフソン接合を用いた THz 電磁波の発振は、超伝導ジョセフソン接合を用いたジョセフソンプラズマ励起

という新しい原理による発振であることと、THz 帯の電磁波応用の限りない将来性の 2 点に大きな夢がある。

この研究は、筑波大学大学院数理物質科学研究科掛谷一弘講師、筑波大学博士研究員山本卓君、筑波大学大学院数理物質科学研究科大学院生久保結丸君、郡昌志君、山崎拓也君、川又晃平君、山口勇人君、およびアルゴンヌ国立研究所物質科学部門 Wai K. Kwok グループとの共同研究によるものである。また、理論的な側面についてご意見をいただいた立木昌博士、町田昌彦博士、小山富男博士、松本秀樹博士、胡曉博士、Lev Bulaevskii 博士、A. Koshelev 博士に深く感謝いたします。この研究は筑波大学 21 世紀 COE プログラム「未来型機能を創出する学際物質科学の推進」、日本学術振興会先端研究拠点事業「超伝導ナノサイエンスと応用」、科学研究費補助金基盤研究 (A)「超伝導固有ジョセフソン接合に於けるテラヘルツ波の発振と制御」(#18204031) によってなされたものである。

文 献

- 1) B. D. Josephson: "Possible new effects in superconductive tunnelling," *Phys. Lett.*, **1** (1962) 251-253.
- 2) S. Shapiro: "Josephson currents in superconducting tunneling: The effect of microwaves and other observations," *Phys. Rev. Lett.*, **11** (1963) 80-82.
- 3) S. Shapiro, A. R. Janus and S. Holly: "Effect of microwaves on Josephson currents in superconducting tunneling," *Rev. Mod. Phys.*, **36** (1964) 223-225.
- 4) I. Giaever: "Detection of the ac Josephson effect," *Phys. Rev. Lett.*, **14** (1965) 904-906.
- 5) I. K. Yanson, V. M. Svistunov and I. M. Dmitrenko: *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **48** (1965) 976-979.
- 6) D. N. Langenberg, D. J. Scalapino, B. N. Tayler and R. E. Eck: "Investigation of microwave radiation emitted by Josephson junctions," *Phys. Rev. Lett.*, **15** (1965) 294-297.
- 7) A. H. Dayem and C. C. Grimes: "Microwave emission from superconducting point-contacts," *Appl. Phys. Lett.*, **9** (1966) 47-49.
- 8) J. E. Zimmerman, J. A. Cowen and A. H. Silver: "Coherent radiation from voltage-biased weakly connected supercon-

- ductors,” Appl. Phys. Lett., **9** (1966) 353–355.
- 9) R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel and P. Müller: “Intrinsic Josephson effects in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ single crystals,” Phys. Rev. Lett., **68** (1992) 2394–2397.
 - 10) G. Oya, N. Aoyama, A. Irie, S. Kishida and H. Tokutaka: “Observation of Josephson junctionlike behavior in single-crystal $(\text{Bi, Pb})_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$,” Jpn. J. Appl. Phys., **31** (1992) L829–831.
 - 11) K. Kadowaki and T. Mochiku: “Josephson junction character along the c-axis in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$,” Physica B, **194-196** (1994) 2239–2240.
 - 12) K. Kadowaki: “Vortex states in high- T_c superconductors and superconductivity in modern nano-science and engineering,” Sci. Technol. Adv. Mater., **6** (2005) 589–603.
 - 13) K. Kadowaki, I. Takeya, T. Yamamoto, T. Yamazaki, M. Kohri and Y. Kubo: “Dynamical properties of Josephson vortices in mesoscopic intrinsic Josephson junctions in single crystalline $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$,” Physica C, **437-438** (2006) 111–117.
 - 14) S. Sakai, P. Bodin and N. F. Pedersen: “Fluxons in thin-film superconductor-insulator superlattices,” J. Appl. Phys., **73** (1993) 2411–2418.
 - 15) A. V. Ustinov: “Solitons in Josephson junctions,” Physica D, **123** (1998) 315–329.
 - 16) M. Tachiki, M. Iizuka, K. Minami, S. Tejima and H. Nakamura: “Emission of continuous coherent terahertz waves with tunable frequency by intrinsic Josephson junctions,” Phys. Rev. B, **71** (2005) 134515 (1–5).
 - 17) T. Koyama and M. Tachiki: “ I - V characteristics of Josephson-coupled layered superconductors with longitudinal plasma excitations,” Phys. Rev. B, **54** (1996) 16183–16191.
 - 18) A. V. Ustinov and S. Sakai: “Submillimeter-band high-power generation using multilayered Josephson junctions,” Appl. Phys. Lett., **73** (1998) 686–688.
 - 19) H. Matsumoto, S. Sakamoto, F. Wajima, T. Koyama and M. Machida: “Simulation of I - V hysteresis branches in an intrinsic stack of Josephson junctions in high- T_c superconductors,” Phys. Rev. B, **60** (1999) 3666–3672.
 - 20) S. Sakamoto, H. Matsumoto, T. Koyama and M. Machida: “Voltage-biased I - V characteristics in the multiple Josephson junction model of high- T_c superconductors,” Phys. Rev. B, **61** (2000) 3707–3710.
 - 21) C. Gorria, P. L. Christiansen, Y. B. Gaididei, V. Muto, N. F. Pedersen and M. P. Soerensen: “Fluxon dynamics in three stacked Josephson junctions,” Phys. Rev. B, **66** (2002) 172503 (1–4).
 - 22) M. Machida: “Dynamical matching of Josephson vortex lattice with sample edge in layered high- T_c superconductors: Origin of the periodic oscillation of flux flow resistance,” Phys. Rev. Lett., **90** (2003) 037001 (1–4).
 - 23) M. Machida and S. Sakai: “Unified theory for magnetic and electric field coupling in multistacked Josephson junctions,” Phys. Rev. B, **70** (2004) 144520 (1–6).
 - 24) Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi and N. F. Pedersen: “Investigation of the breakpoint region in stacks with a finite number of intrinsic Josephson junctions,” Phys. Rev. B, **75** (2007) 104508 (1–7).
 - 25) T. Nagatsuma, K. Enpuku, F. Irie and K. Yoshida: “Flux-flow type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region,” J. Appl. Phys., **54** (1983) 3302–3309.
 - 26) T. Nagatsuma, K. Enpuku, K. Yoshida and F. Irie: “Flux-flow type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region: II Modeling,” J. Appl. Phys., **56** (1984) 3284–3293.
 - 27) P. Barbara, A. B. Cawthorne, S. V. Shitov and C. J. Lobb: “Stimulated emission and amplification in Josephson junction arrays,” Phys. Rev. Lett., **82** (1999) 1963–1966.
 - 28) I. Takeya, T. Wada, R. Nakamura and K. Kadowaki: “Two phase collective modes in a Josephson vortex lattice in the intrinsic Josephson junction $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$,” Phys. Rev. B, **72** (2005) 014540 (1–10).
 - 29) T. Koyama: “Optical response of the Josephson vortex lattice in a stack of intrinsic Josephson junctions,” J. Phys. Soc. Jpn., **73** (2004) 2505–2511.
 - 30) M.-H. Bae, H.-J. Lee and J.-H. Choi: “Josephson-vortex-flow terahertz emission in layered high- T_c superconducting single crystals,” Phys. Rev. Lett., **98** (2007) 027002 (1–4).
 - 31) L. Ozyuzer, A. E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, Q. Li, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Tachiki, K. E. Gray, W.-K. Kwok and U. Welp: “Emission of coherent Josephson radiation at 0.6 THz from $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ crystal,” submitted to Nature.

(2007年4月27日受理)