

(19) 日本国特許庁(JP)

(12) 特許公報(B2)

(11) 特許番号

特許第5229859号
(P5229859)

(45) 発行日 平成25年7月3日(2013.7.3)

(24) 登録日 平成25年3月29日(2013.3.29)

(51) Int. Cl. F I
HO 1 S 1/02 (2006.01) HO 1 S 1/02 Z A A
HO 1 L 39/22 (2006.01) HO 1 L 39/22 Z A A D
HO 3 B 9/12 (2006.01) HO 3 B 9/12 Z A A

請求項の数 6 (全 12 頁)

(21) 出願番号	特願2007-204489 (P2007-204489)	(73) 特許権者	504171134
(22) 出願日	平成19年8月6日(2007.8.6)		国立大学法人 筑波大学
(65) 公開番号	特開2009-43787 (P2009-43787A)		茨城県つくば市天王台一丁目1番1
(43) 公開日	平成21年2月26日(2009.2.26)	(74) 代理人	100098589
審査請求日	平成22年7月29日(2010.7.29)		弁理士 西山 善章
		(74) 代理人	100097559
			弁理士 水野 浩司
		(74) 代理人	100121083
			弁理士 青木 宏義
		(74) 代理人	100138391
			弁理士 天田 昌行
		(74) 代理人	100132067
			弁理士 岡田 喜雅

最終頁に続く

(54) 【発明の名称】 テラヘルツ帯電磁波発振装置及びその製造方法

(57) 【特許請求の範囲】

【請求項1】

多重積層型ジョセフソン接合を有する層状超伝導体 B S C C O の単結晶により形成され、交流ジョセフソン効果を利用して前記単結晶内の複数のジョセフソン接合部が同期して振動することによりテラヘルツ帯域電磁波を発振することを特徴とするテラヘルツ帯域電磁波発振装置。

【請求項2】

発振した前記テラヘルツ帯域電磁波をファブリ・ペロー空洞共振により共振させる請求項1に記載のテラヘルツ帯域電磁波発振装置。

【請求項3】

前記 B S C C O の単結晶は、典型的値として $300 \times 80 \times 1 \mu m^3$ のサイズを有することを特徴とする請求項1又は2に記載のテラヘルツ帯域電磁波発振装置。

【請求項4】

0.6テラヘルツ帯域において、強度50nW以上のコヒーレントな連続波の電磁波発振をする請求項3に記載のテラヘルツ帯域電磁波発振装置。

【請求項5】

前記 B S C C O の単結晶における空洞サイズによって発振周波数が可変されることにより変調可能な請求項2に記載のテラヘルツ帯域電磁波発振装置。

【請求項6】

前記 B S C C O の単結晶内に形成されたその一側面が他の側面よりも急な傾斜を持つ台

形断面形状のメサの頂上部及び底部にアンテナ手段が形成されることを特徴とする請求項5に記載のテラヘルツ帯域電磁波発振装置。

【発明の詳細な説明】

【技術分野】

【0001】

本発明は、高温超伝導体を用いてコヒーレントなテラヘルツ(10^{12} Hz)帯域の電磁波発振器に関し、特に、発振周波数を調整することが可能で高強度出力のテラヘルツ帯電磁波発振装置に関する。

【背景技術】

【0002】

テラヘルツ帯電磁波(例えば、0.1乃至数十THz、以下適宜「THz帯」という)は、現在利用されているギガヘルツ帯域の電磁波と比較して極めて高い透過性を有し、物体を精細に見ることができることから、近い将来、物理化学的な分光測定器、種々の分子、高分子、タンパク質などの同定、精緻なイメージング分野、医療及び診断装置、航空宇宙又は防衛分野、高速度通信等に幅広く利用される広範な応用分野を有する有望な周波数帯域である。この広範な応用性は、テラヘルツ帯電磁波の二つの特異的な性質から得られる。すなわち、広く様々な重要な化学的又は生物学的物質の振動及び回転モードに対するテラヘルツ帯電磁波のスペクトラム特異性、及び、包装材料、衣類、プラスチック等を通してテラヘルツ帯電磁波の浸透性である。そして、 $30\mu\text{m}$ から1mmという波長範囲は、優れた空間解像度を持つ画像法を可能とする。

【0003】

このため、その重要性から、THz帯の電磁波発振は、多くは半導体に高出力のフェムト秒($1/10^{15}$)レベルのレーザー光を照射し、その強力な電場によって誘起される電流でパルス的な広帯域のTHz帯域波を発生させる光スイッチ法や、大電力レーザー光を非線形光学結晶に照射するパラメトリック法その他、自由電子レーザーや放射光、フォトミキシングなど種々の方法が知られている。

【0004】

また、この他のTHz領域の電磁波発振器の公知技術の例として、BSCCO(ビスマス・ストロンチウム・カルシウム・銅酸化物： $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ 、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$)や、TBCCO(タリウム・バリウム・カルシウム・銅酸化物： $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$)等の超伝導単結晶からなる超伝導層と絶縁層との固有ジョセフソン接合が直列に積層された積層ジョセフソン接合を有する超伝導単結晶素子を利用したTHz帯発振器が提案されている(例えば、特許文献1又は特許文献2を参照)。

【特許文献1】特開2006-210585号公報

【特許文献2】特開2005-251863号公報

【発明の開示】

【発明が解決しようとする課題】

【0005】

しかしながら、これらの従来のTHz帯発振器は何れも、発振効率(入力エネルギーに対するTHz帯電磁波出力の比)が非常に悪い(数%以下)にも拘らず、大掛かりな付帯装置を必要とするものであり、実用的ではなかった。

【0006】

また、特許文献1又は特許文献2に記載されているように、従来からジョセフソン接合を利用したTHz帯の電磁波発振装置は幾つか提案されてはいるが、ここに開示された超伝導単結晶素子を用いたTHz帯発振器は、何れも超伝導素子の狭い素子幅に強力な磁界を印加しなければならず付帯装置として大掛かりな外部の磁場印加装置を設備する必要性があり、携帯不可能で且つ発振効率が10%を超えるものを作るのは不可能であった。

【0007】

このように、従来のTHz帯電磁波発振装置は何れも、その付帯設備の大きさから携帯することが不可能で、低効率で変調することが困難であった。

10

20

30

40

50

【 0 0 0 8 】

本発明は、このような従来の T H z 帯電磁波発振装置の種々の課題に鑑みてなされたものであり、小型軽量、高効率で連続発振が可能であり且つコヒーレントで周波数可変な T H z 領域帯の電磁波発振装置（デバイス）を提供することを目的とするものである。さらに、高強度の発振電磁波を連続発振させると共にその強度が可変可能な T H z 帯電磁波発振装置の提供を目的とする

【課題を解決するための手段】

【 0 0 0 9 】

このため、本発明は、多重積層型ジョセフソン接合を有する層状超伝導体 B S C C O の単結晶により形成され、交流ジョセフソン効果を利用して前記単結晶内の複数のジョセフソン接合部が同期して振動することによりテラヘルツ帯域電磁波を発生することを特徴とするテラヘルツ帯域電磁波発振装置を提供するものである。

10

【 0 0 1 0 】

ここで、発振した前記テラヘルツ帯域電磁波をファブリ・ペロー空洞共振により共振させてもよい。また、前記 B S C C O の単結晶は、典型的値として $300 \times 80 \times 1 \mu\text{m}^3$ のサイズを有し、0.6 テラヘルツ帯域において、強度 50 nW 以上のコヒーレントな連続波の電磁波発振をすることが可能である。

【 0 0 1 1 】

そして、前記 B S C C O の単結晶における空洞サイズによって発振周波数が可変されることにより変調可能である。また、前記 B S C C O の単結晶内に形成されたその一側面が他の側面よりも急な傾斜を持つ台形断面形状のメサの頂上部及び底部にアンテナ手段が形成されるのである。

20

【発明の効果】

【 0 0 1 4 】

このように、本発明は、 $300 \times 80 \times 1 \mu\text{m}^3$ の典型的なサイズを有する B S C C O 結晶における電磁空洞共振を励起することによって、接合部の、同期及び同相振動を確立し、それによって、遠隔ポロメーターでの測定により、0.6 テラヘルツ帯において 50 nW 以上のコヒーレントな連続波の電磁波発生を可能にしたのである。

【 0 0 1 5 】

また、本発明に係る T H z 帯電磁波発振装置は、ゼロ印加磁場で、最大 50 K（絶対温度）の温度において動作する。利用可能な電力は、潜在能力として上記よりもはるかに大きい。なぜなら、最大 20 μW の電力が、観察されるテラヘルツ帯空洞共振に吸収されることを示す証拠があるからである。

30

【 0 0 1 6 】

そして、本発明に係る T H z 帯電磁波発振装置においては、B S C C O 結晶のサイズ及び形を調整することによって、発射周波数及び電力レベルはさらに強化することが可能である。テラヘルツ周波数におけるコヒーレントな電磁波は、物理学、医学、及び生物学にまたがる非侵襲的検知、画像法、及び分光分析法にとって莫大な将来性を有するものである。

【発明を実施するための最良の形態】

40

【 0 0 1 7 】

以下、本発明に係るテラヘルツ帯電磁波発振装置の詳細について説明する。

【 0 0 1 8 】

超伝導ジョセフソン接合部は、電圧に比例する周波数を持つ高周波の電磁場を形成するという基本的性質を持つが、この性質は、コヒーレントで、変調可能な高周波発振装置の製造を可能とする。この魅力的な可能性は、過去においても、人工のジョセフソン接合部の大型アレイを製造することによって広範に探索されてきた。

【 0 0 1 9 】

大きな問題は、アレイにおける全ての接合部を同期させ、同相で振動させることであるが、これは、例えば、それらを同じ電子共振回路に結合することによって実現することが

50

可能である。BSCCO (ビスマス・ストロンチウム・カルシウム・銅酸化物： $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ 、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$) における固有のジョセフソン効果によって、積層体の形で、すなわち、単結晶として成形した所謂メサの形で、極めて多数の、緊密に詰められた同一接合部から成る二次元アレイを簡単に製造することが可能である。

【0020】

図1は、BSCCOのメサ部で見られた変調臨界電流における、計算による電流-電圧特性、及び電磁波発生電力を示す。図1に示すように、形態、電流変調、及び励起空洞モードが図1に示される。使用した超伝導及び形態パラメータは上段プロットに掲げる。図1において、 l_c は、C-軸ロンドン侵入長、及び J_L は、メサの主要部分におけるジョセフソン臨界電流である。

10

【0021】

このような積層体における全ての接合部が、同じ周波数で、かつ、同相で振動するように強い場合、合計電力が接合部の数の二乗の大きさに測られる、強力なコヒーレント電磁放射線が得られると考えられる。この同期は、接合部を、外部のマイクロ波空洞、または、メサ自身の共振モードに結びつけることによってさらに促進される。大面積メサ内部の電磁波は、ジョセフソン・プラズマモードとして伝播する。

【0022】

このモードの面内速度は、面外波ベクトルに大きく依存し、最高速度は、同相モード(全ての接合部が同相で振動する)に一致し、最低速度は、隣接接合部が異相で振動する逆相モードに一致する。さらに全ての上記モードにおいて、メサの側面における多数の反射によって定在波パターン、及び、フィスケモードとして知られるファブリ・ペロー型空洞共振がもたらされる。

20

【0023】

同相モードを除く全てにおいて、同じ表面では、平均電場は互いに打ち消し合うので、同相モードのみが検知可能な外部電磁波発生を生む。フィスケ共振を励起するために、ジョセフソン渦の移動格子がしばしば用いられる。しかしながら、渦同士の誘導相互作用にとっては三角形の渦格子構造が好都合であるが、この構造では、非電磁波発生性の逆相モードがもたら励起される。十分に狭いメサにおける側面作用、すなわち、高度駆動における動的作用によれば、同相モードを励起することが可能な方形対称を持つ渦格子の安定化が可能であろうという提案が為されたが、この提案の証明はまだ報告されていない。

30

【0024】

本発明においては、ジョセフソン接合部に局在する交番電磁場を、コヒーレントな、偏向性高周波電磁波に効率的に変換することを可能とする手段を開示する。我々の対処法は、ファブリ・ペロー空洞モードに対する接合部における波の結合に基づく。これは、二つの作用を持つ。すなわち、

(a) 多数のジョセフソン接合部が同期して同相モードで動作するようになり、これは、非相関性接合部に観察されるような一次的ではなく、接合部の数と共に二次的に増加する、利用可能な電磁波エネルギーをもたらす。

(b) 共振時、エネルギーは、同期モードに効率的に吸収され、空洞の品質係数に等しい係数だけ、その強度を強化する。この空洞の品質係数は、大きくすることが可能であり、かつ、最終的に、空洞における損失によってのみ制限されるだけである。

40

【0025】

図1に示すように、本発明の方法では、空洞は、BSCCOメサそのものによって形成され、共振は、メサの幅 W が、ジョセフソンプラズマ波の半波長の整数倍に等しくなった時($W = m \cdot \lambda / 2$)に起こる。

【0026】

さらに、ゼロ印加磁場において前述の電磁波を励起するための手段を開示する。図1に示したものと同様のデバイスの基本的対称性の分析から、接合部に対して垂直に流れる均一な電流は、共振空洞モードを励起することができないことが示されている。従って、電磁波発生源としてジョセフソン接合部を使用することに関連する従来技術は、接合部に対

50

して平行に印加される磁場における動作をもっぱら検討している。次に、所謂ジョセフソン渦が、超伝導層の間に進入して対称性を破壊し、フィスケ共振として知られる共振が励起される。

【0027】

本発明においては、電流と電磁波モードの間に非均一的結合を形成することによって、対称性を破り、ゼロ印加磁場における共振空洞モードの励起を可能とする。これは、例えば、下記の方法によって実現が可能であるが、ただしこれらに限定されない。

(a) B S C C O の組成の勾配は、メサの幅全体に渡って非均一臨界電流密度を誘発する。B S C C O の超伝導性 (T C、J C、...) は、その酸素含量に大きく依存する。従って、酸素雰囲気における調節的焼入れを用いることによって、一方の側面近傍では、反対の側面近傍よりも高くなる臨界電流密度を確立する。

(b) 例えば、矩形ではなく台形を持つ、メサの非対称断面は、複数の側面において、非対称電流及び非対称反射係数を誘発する。

(c) 非対称臨界電流分布はまた、メサの一侧に対し、電子またはプロトンビームを照射することによって、または、イオンを注入することによって意図的に超伝導性を抑圧して確立することも可能である。

【0028】

正確に同じ臨界電流変調を持つ同一層から構成される理想的メサの電磁波発生及び転送性質については、様々な変調プロフィールに関して真っ直ぐに評価することが可能である。このことを具体的に示すために、我々は、超伝導性が、辺縁近くの幅 D の狭い領域内に閉じ込められた場合を提示する。このような抑制は、製造工程の際に自発的に現れることがあるし、あるいは、照射または熱処理によって意図的に導入することも可能である。我々は、この領域における臨界電流は $r J_J$ に等しいと仮定する。この式において、 $r < 1$ は抑制割合であり、 J_J は、メサの非擾乱臨界電流である (図 1 参照)。

【0029】

このような変調は、均一振動を、メサ内部の基本モードと結合し、その結合強度は、積 $r D$ に比例する。メサの長さ L は、発射される電磁波の波長よりも大きいか、少なくともほぼ等しくなければならない。メサ幅 W 及び準粒子導電性に依存する、典型的な高さ H が、 $1 - 1.5 \mu\text{m}$ よりも背の高いメサでは、電磁波発生損失はオーム損失を超える。この典型的な高さよりも低いメサでは、共振における電磁波発生電力は H^2 に比例して増加する。背の高いメサでは、最大合計電磁波発生電力は、高さに依存せず、 $P_{\text{max}} = J_J^2 (r D)^2 L / [C G S \text{ 単位}]$ として推定することが可能である。

【0030】

図 1 は、代表的メサパラメータについて、共振近傍における、計算された電流 - 電圧特性及び、両側からの電磁波発生を示す。共振周波数を 1 テラヘルツ帯の近くに持つために、メサ幅 $W = 43 \mu\text{m}$ を選び、かつ、我々は、辺縁から $2 \mu\text{m}$ の距離以内では、臨界電流は、我々が 504 A/cm^2 と仮定した全体電流値の半分と仮定する。これらのパラメータ及びその他のパラメータが、上段プロットに掲げられる。

【0031】

ここで、選択されたメサパラメータでは、電力は $30 \mu\text{W}$ に達し、最大値における電力変換効率は約 3% である。電磁波発生電力及び効率の両方とも、変調深度 D を増すことによってさらに増加させることが可能である。上記推定から、同じ超伝導パラメータ、最大変調深度 D が $W/2$ 、L が $300 \mu\text{m}$ において、到達可能な電磁波発生電力は約 2 mW となることが示唆される。実際の構造体においてこの最適性能を下げる主要要因は、異なる接合部におけるパラメータの変動であり、この変動は、組成物変動、不均一な加熱、及び、様々な接合部面積によって引き起こされると考えられる。

【0032】

図 2 は、本発明に係る THz 帯電磁波発振装置のサンプルの模式図である。メサを通過する電流は、実線の半波によって示されるように、メサの幅において基本的空洞モードを励起する。高周波数電磁波は、側面から発生される。我々は、一組の金属製平行プレート

10

20

30

40

50

導波管フィルタによって電磁波のスペクトラム特性を分析した。これらのフィルタは、その電界場が金属シートに平行の電磁波（TE波）に対してはカットオフを持つが、一方、その電界場が金属シートに直角の電磁波（TM波）に対してはカットオフが無い。第1のTE波モードに対するカットオフ周波数は、 $f_c = C_0 / 2D$ によって与えられ、前式において、 D は金属プレート間の間隙であり、 C_0 は光の真空速度であって、これは、 f_c を下回る周波数を持つTE-偏向波は透過されないことを意味する。下記において、平行フィルタ設定は、 CuO_2 平面に整列するフィルタ平面を指す。サンプルを、ポリエチレンを備えたHE-ガス流通クライオスタットに搭載し、発射電力を、サンプルから約20cmの所に置かれた、ac結合/SIコンポジットのポロメーターで検出する。不要な遠赤外電磁波発生は、3テラヘルツ帯の低域フィルタによって減衰する。

10

【0033】

本発明に係るTHz帯電磁波発振装置の原理は、一連の試験により証明された。その試料は、下記の手順を用いて製造された。すなわち、

(a) BSCCO単結晶を熱処理して、所望のTC値を定める。

(b) 清浄表面を露出するために、結晶を、 CuO_2 平面に対して平行に切断する。

(c) この表面を、典型的には（ティピカル値として）、100nm厚のAuフィルムでコーティングする。

(d) フォトリソグラフ工程において、図2に示す典型的レイアウトに従って、メサ及び電気接点が定められる。幅 W を変動させ、長さ300 μm を固定したいいくつかのメサに関する結果をここに提示する。

20

(e) 前工程におけるフォトレジストをマスクとして用い、Arイオンの照射磨砕によって周辺のBSCCO材料を除去することによってメサを製造する。典型的なメサ高は1 μm である。Ar-イオンの入射角を調節することによって、様々な断面積を持つメサが製造される。例えば、図3のSEM画像は、一側面が、他側面よりも急な傾斜を持つ台形断面を示す。

(f) フォトレジストの除去後、結晶の下方部分に、シャドーマスクを介して、 CaF_2 の絶縁層をコーティングする。

(g) シャドーマスクを介してAu-ストリップを堆積させて、メサの頂上に電気接点を定める。

【0034】

30

図3は、100 μm のメサのSEM画像を示す。

【0035】

図4は、このようにして製造されたTHz帯電磁波振動体における0.452テラヘルツ帯カットオフ周波数を持つフィルタを平行及び垂直設定した場合の、電流（右y軸）、及び、電磁波電力（左y軸）の電圧依存性を示す。

【0036】

図4に示されたデータは、バイアスを下げながら採取した。偏向性ジョセフソン電磁波発生は、0.71及び0.37Vにおいて見られ、ピーク電力は11nWであった。図4に示されているように、バイアスを増すと、「IV-C」は、検出可能な電磁波発生を全く示さず、準粒子分枝の典型的構造を示す。この結果はゼロ印加磁場で得られる。フィルタの平行及び垂直設定に関するデータから、0.37V及び0.71V近くに偏向性ジョセフソン電磁波のピークが、そして、高い電流及び電圧バイアスにおいては、非偏向性熱電磁波発生が特定される。

40

【0037】

図4におけるピーク電力は約11nWであり、本発明においては、フィルタをビーム通路に挿入しない場合には、最大50nWの電磁波発生電力を記録した（図5）。これらの値は、BSCCOメサから抽出される遠方電磁波発生に関する従来の報告よりも1000倍以上高い。さらに、このカットオフフィルタを回転すると、両ピークは同じ割合で減少する。これは、両者が同じ電磁波周波数であることを示す。

【0038】

50

「IV - C」の復帰分枝には、多くの場合電磁波ピークと相関する跳躍点が見られるが、これは、メサの接合部の一部が、非抵抗的、非電磁波発生的超電流状態に復帰することを示す。これは、同じサンプルについて、エミッターの数を変動させた場合に得られる、同サンプルからの電磁波を評価することを可能とし、従って、コヒーレント性の直接的試験の実施を可能とする。

【0039】

図5に示すように、本THz帯電磁波発振装置において、最大50nWの電磁波発生電力が検出された。

【0040】

図6は、本THz帯電磁波発振装置からの電磁波のコヒーレント性を示す図である。ここで、図6(a)は、80μmメサに陽性及び陰性バイアス電圧を印加した場合の、一連の電磁波ピークを示す。最高電磁波ピークに対する、活性接合部の数 n_{re} は、「IV - C」から直接求めることが可能である。同様に、連続ピークは、同じ発射周波数に一致するのであるから(図4参照)、 n_{re} は、電磁波の電圧からも推定することが可能である。観察されたピーク電流は、図6(b)に示すように、 n_{re}^2 に比例する。これは、積層における接合部は、コヒーレントに電磁波発生することを証明する。

【0041】

図7は、本発明のプロトタイプにおいて、最大20μWの電力が空洞共振に吸収されることを示すものである。図7においては、「IV - C」の復帰分枝、及び図6に示した第3ピークの電磁波発生電力が示されている。

【0042】

「IV - C」に跳躍点が見られないが、このため、電流の基線を定め、電磁波発生と関連する過剰電流を求めることが可能となる。これらのデータは、約20μW - これは、メサ中に分散される全直流電力のほぼ2.5%に当たる - が、同相空洞共振に吸収されたことを示唆する。これは、このメサでは、例えば、アンテナ、格子、または誘電性コーティングによるインピーダンスマッチングの改善を通じて、及び/または、焦点調節要素による、より効率的な集束技術を通じて、顕著に強化された電磁波電力を得ることが可能であることを意味する。

【0043】

図8は、3種類のメサにおいて、図3及び4に示したような電磁波ピークについて、フィルタのカットオフ周波数の関数として、フィルタの垂直及び平行設定で測定された電磁波発生電力比と定義される偏向比を示す。

【0044】

図8に示すように、電磁波周波数は、矢印で示すように、偏向比が高い周波数で平坦化する、フィルタのカットオフ周波数から推定する。この比定は、TE波に対する平行プレートフィルタの透過特性に基づく。すなわち、TE波に対する平行プレートフィルタは、電磁波周波数の関数として、フィルタのカットオフにおいて急激な開始と、それに続いて、高い周波数における高い透過値になめらかに近づくという特性を示す。メサ幅の逆数による電磁波周波数の計測から、幅に対する空洞共振が励起されたことが示される。

【0045】

図8に示す検出された電磁波のスペクトラム特性により、電磁波周波数を、偏向比が平坦化するフィルタカットオフ周波数として推定することが可能である。すなわち、100μm、80μm、及び60μm幅のメサについて、0.4、0.52、及び0.64テラヘルツ帯が10%の不確かさで推定された。これらの値は、長さWを持つ基本空洞共振について予想される周波数 $f = c / 2nW$ とよく一致し、 $W = 100\mu m$ では、 $n = 3.5$ が、C軸偏向波に対するBSCCOの遠IR屈折率となり、 $f = 0.42$ テラヘルツ帯を与える。さらに、観察された電磁波周波数は、 $1/W$ に比例して増加する。これは、電磁波周波数が、基本空洞共振に一致することを示す。このモードを励起するためには、各接合部を横切るジョセフソン周波数 $f = 2e / hV_{JC}$ は、空洞共振周波数に一致しなければならない。前式において、 e は電気素量、 h はプランク定数、 V_{JC} は、接合部当

10

20

30

40

50

たりの電圧である。AFMによる $1.1\ \mu\text{m}$ のメサ高、及び CuO_2 平面間隙 $1.56\ \text{nm}$ を用い、かつ、全ての接合部の寄与分が等しいと仮定すると、大きな電磁波ピークに対する図4に示すメサ電圧は 0.49 テラヘルツ帯に一致し、これは、フィルタデータとよく合致する。従って、バイアスを、完全に抵抗的状态から減少させると、電磁波発生電力は、ジョセフソン周波数が空洞との共振に近づくにつれて蓄積する。「IV-C」における跳躍時、抵抗性接合部の数は減少し、従って、残余の接合部一つ当たりの電流、従って電圧が増加する。その結果、ジョセフソン周波数は増し、空洞モードとの共振から外れ、電磁波発生が止まる。バイアスをさらに下げると、再び上の方から共振に接近することになり、同じ振る舞いが繰り返され、第2の電磁波発生ピークを生ずる。

【0046】

10

このように、本発明に係るテラヘルツ帯電磁波発振装置は、多重積層型ジョセフソン接合を有する層状超伝導体BSCCOの単結晶により形成され、電磁空洞共振を励起することを特徴とする。

【0047】

ここで、前記電磁空洞共振は、ファブリ・ペロー空洞共振であり、外部から磁場を印加する必要がない。また、前記BSCCO単結晶は、典型的値として $300 \times 80 \times 1\ \mu\text{m}^3$ のサイズを有し、 0.6 テラヘルツ帯域において、強度 $50\ \text{nW}$ 以上のコヒーレントな連続波の電磁波発振をすることが可能である。

【0048】

そして、前記BSCCOの単結晶における空洞サイズによって発振周波数が可変されるおとにより変調可能である。また、前記BSCCOの単結晶内に形成されたその一側面が他の側面よりも急な傾斜を持つ台形断面形状のメサの頂上部及び底部にアンテナ手段が形成されるのである。

20

【産業上の利用可能性】

【0049】

本発明は、高温超伝導体を用いてコヒーレントなテラヘルツ($10^{12}\ \text{Hz}$)帯域の電磁波発振器に関し、特に、発振周波数を調整することが可能で高強度出力のテラヘルツ帯電磁波発振装置に関するものであり、物理化学的な分光測定器、種々の分子、高分子、タンパク質などの同定、精緻なイメージング分野、医療及び診断装置、航空宇宙又は防衛分野、高速度通信等に幅広く利用される広範な応用分野において産業上の利用可能性を有する。

30

【図面の簡単な説明】

【0050】

【図1】図1は、メサで見られた変調臨界電流における、計算による電流-電圧特性、及び電磁波発生電力を示す。

【図2】本発明に係るTHz帯電磁波発振装置のサンプルの模式図を示す。

【図3】図3は、 $100\ \mu\text{m}$ のメサのSEM画像を示す。

【図4】図4は、 0.452 テラヘルツ帯カットオフ周波数を持つフィルタを平行及び垂直設定した場合の、電流(右y軸)、及び、電磁波電力(左y軸)の電圧依存性を示す。

【図5】本THz帯電磁波発振装置において、 $50\ \text{nW}$ 以上の電磁波発生電力が検出されたことを示す図である。

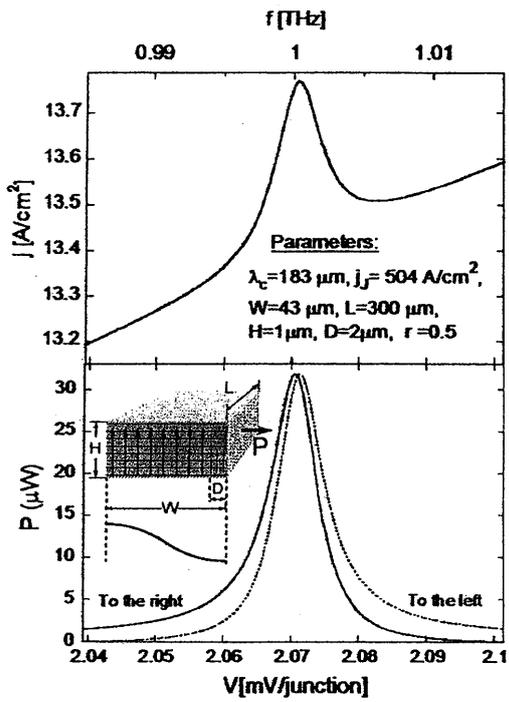
40

【図6】本THz帯電磁波発振装置からの電磁波のコヒーレント性を示す図である。

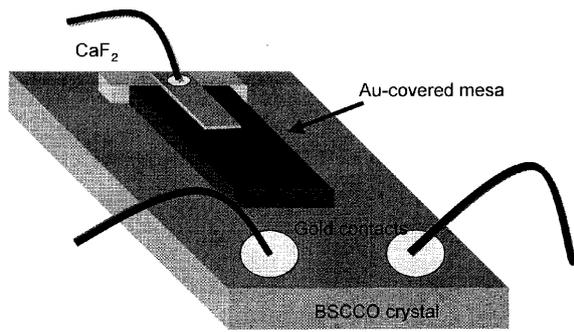
【図7】本発明のプロトタイプにおいて、 $20\ \mu\text{W}$ 以上の電力が空洞共振に吸収されることを示す図である。

【図8】図8は、3種類のメサにおいて、図3及び4に示したような電磁波ピークについて、フィルタのカットオフ周波数の関数として、フィルタの垂直及び平行設定で測定された電磁波発生電力比と定義される偏向比を示す。

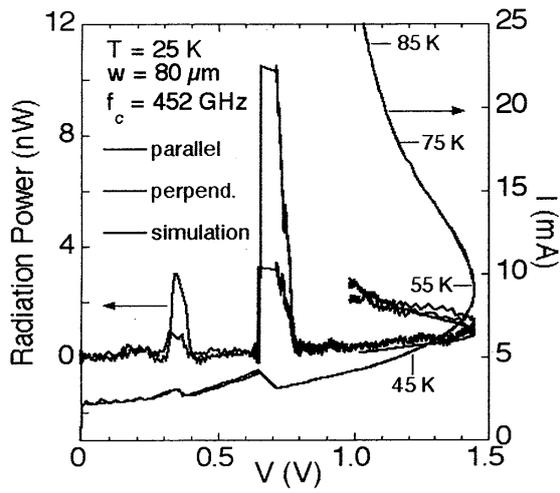
【 図 1 】



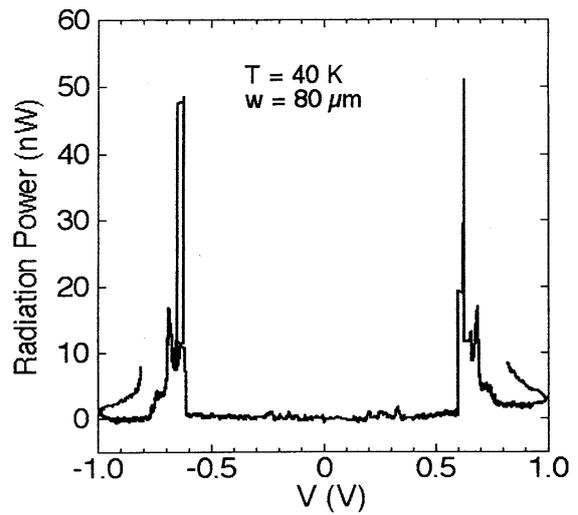
【 図 2 】



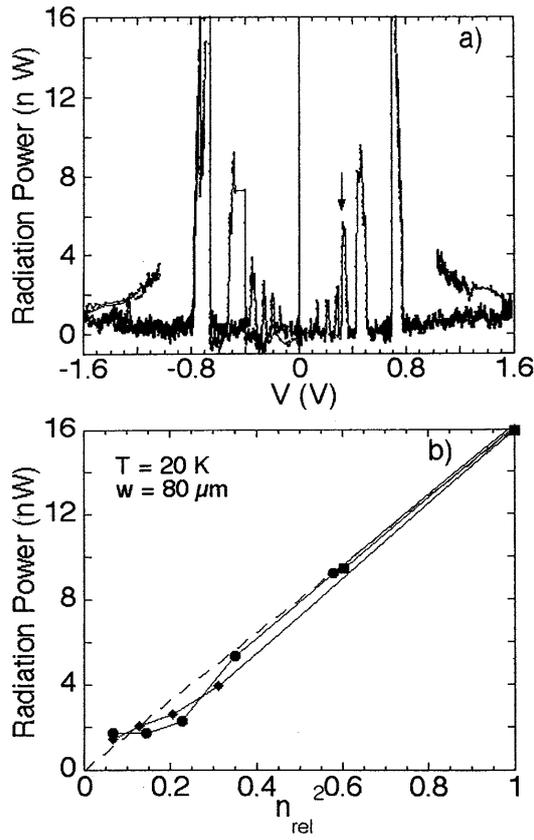
【 図 4 】



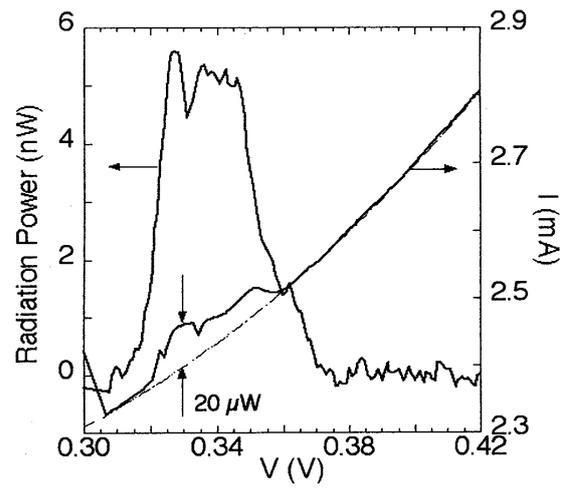
【 図 5 】



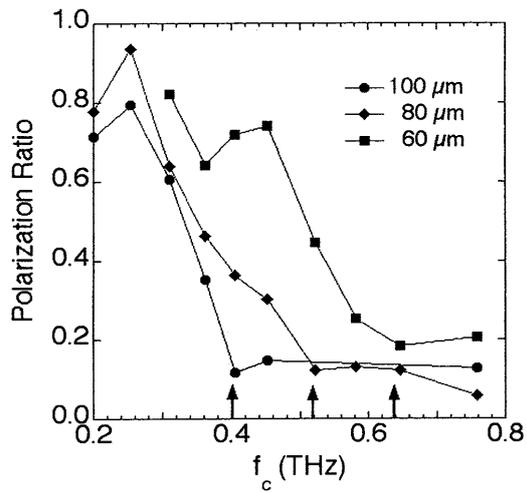
【 図 6 】



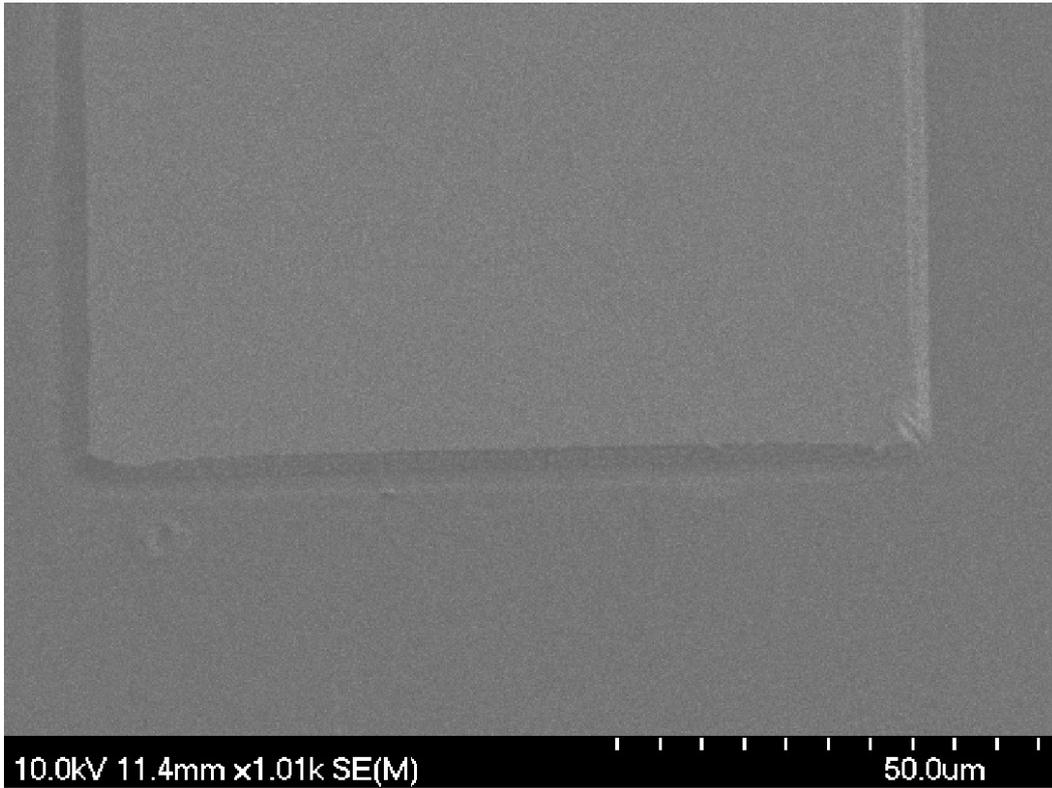
【 図 7 】



【 図 8 】



【 3 】



フロントページの続き

- (72)発明者 門脇 和男
茨城県つくば市天王台一丁目1番1 国立大学法人筑波大学内
- (72)発明者 掛谷 一弘
茨城県つくば市天王台一丁目1番1 国立大学法人筑波大学内
- (72)発明者 南 英俊
茨城県つくば市天王台一丁目1番1 国立大学法人筑波大学内

審査官 日夏 貴史

- (56)参考文献 特開2000-353836(JP,A)
特開2006-210585(JP,A)
特開2005-251863(JP,A)
門脇和男, 光学, 2007年 7月10日, 第36巻第7号, p.368-374
BATOV I. E. et al., Applied Physics Letters, 2006年 6月28日, Vol.88, p.262504-1-262504-3

(58)調査した分野(Int.Cl., DB名)

H01S	1/02	-	3/30
H01L	39/22	-	39/24
H03B	9/00	-	9/14
H03B	15/00		

JSTPlus(JDreamII)