レーザー解説

超伝導空洞を用いた古典的メーザーの開発

加藤 景三*・高橋 邦治**・南 一男*・栗野 満***

(1991年10月25日 受理)

Development of a Classical Maser Utilizing Superconducting Cavity

Keizo KATO*, Kuniharu TAKAHASHI**, Kazuo MINAMI* and Mitsuru AWANO***

(Received October 25, 1991)

The studies on a high-power microwave pulse source utilizing a superconducting cavity are described. A great amount of RF energy can be stored in a superconducting cavity by a CW solid-state oscillator with small output. The stored energy can be released within a short time to an output circuit by a switching mechanism, resulting in a high-power microwave pulse which may not be available by usual CW solid-state oscillators. Microwave pulses are extracted from the cavity by using three different kinds of switches: a mechanical and a discharge switches and superconducting thin films.

Key Words: Classical maser, Superconducting cavity, Microwave pulse, Switching

1. はじめに

超伝導空洞はQ値が常伝導のものよりもはるかに大きく、非常に小さい入力で十分大きな電磁エネルギーを蓄積できる。このエネルギーをQスイッチングにより短時間に放出させれば、他の方法では得にくい大出力のマイクロ波パルスを発生できる可能性がある。このようなマイクロ波パルスは、各種科学実験、ミリ波レーダー等に独特の応用が期待される。この場合、RF磁界による空洞の常伝導転移やRF絶縁破壊によって蓄積できるエネルギーの限界が決まる。

従来の液体ヘリウムを用いた超伝導空洞は経済的に高価であって、これを利用した本方式は科学的興味の段階に止っていた。しかし、1986年酸化物高温超伝導体の発見により液体窒素温度(77K)での超伝導空洞の利用の可能性が生れた。現在まだ開発中ではあるが¹⁾着実な進歩が見られ、将来はこれを用いた本方式のミリ波パルス源の実用化が期待される。

本方式は古典的メーザーの一種と考えられ、1976年以来、我々が提案してきたものである²⁻⁴⁾。その後、海外においてもいくつかの研究が行われている。Birxらは、空洞からエネル

*新潟大学工学部電気電子工学科 (〒950-21 新潟市五十嵐2の町8050)

**新潟大学大学院自然科学研究科 (〒950-21 新潟市五十嵐2の町8050)

***東京工科大学工学部機械制御工学科 (〒192 八王子市片倉町1404-1)

*Department of Electrical and Electronic Engineering, Niigata University (8050 Ikarashi 2-no-cho, Niigata 950-21)

**Graduate School of Science and Technology, Niigata University (8050 Ikarashi 2-no-cho, Niigata 950-21)

***Department of Mechatronics, Tokyo Engineering University (1404-1 Katakura-cho, Hachiohji, Tokyo 192)

ギーを放出させるための干渉型スイッチを提案した⁵⁾。導波管H面ティーのE面のある場所に細い放電管を挿入したもので、放電プラズマの発生により定在波の位置を1/4波長移動させて外部に出力を取り出した。スイッチング後の空洞の外部Q値を十分下げられないが、プラズマ発生用の放電による雑音が出力回路に現れにくい長所がある。彼等はこのを用いて周波数9.2GHzのTE₀₁₂円筒形鉛超伝導空洞からのマイクロ波パルスの取り出しを行い、最高10⁴倍のパルス利得を得た⁶⁾。Alvarezらは、TE₃₂₀球形鉛超伝導空洞と干渉型スイッチを用いて、大出力レベルのパルス抽出の実験を行った⁷⁾。パルス出力150kW、時間幅2 μ s、従ってパルス利得35倍を達成した。また、長さ1.2mの加圧したSバンド導波管を用いて常伝導空洞を作り、SLACクライストロンからの入力7MW、時間幅2 μ sに対して、パルス出力158MW、時間幅10nsを得た。Baraevらは、パルス取り出し技術の高効率化に関する理論解析を行った⁸⁾。空洞に最大のエネルギーを蓄積するには入力回路を臨界結合にすればよいが、蓄積の初期には反射が大きく無駄が多いので、効率をあげるにはむしろ密結合にする方がよいと述べている。Artemenkoらは、常温のTE_{0,1,25}円筒モード鉛空洞を用いてパルス取り出しを行っている⁹⁾。共振周波数は2.8GHzで、出力回路にはカットオフ導波管を用いた。スイッチングは空洞に挿入した一对の電極間に大気中火花放電を行わせ、電磁界のモード変換を起こさせる。パルス電力利得20倍、時間幅100 μ sの出力を得た。

我々は、汎用のミリ波パルス源を目指した基礎的研究を行っており、以下に経過を紹介する。ただし、使用周波数は2.8GHzであり、ミリ波については今後実験して行くつもりである。本研究の装置は、出来るだけQ値の高い超伝導空洞とこれからエネルギーを取り出すマイクロ波スイッチの二点からなっている。第一の空洞については多くの研究者によって開発が進められているが、第二のスイッチについては研究例が少ないので本研究の中心課題である。スイッチ

ングの方法としてはいくつかの方法が考えられるが、ここでは現在までに試みている三種類のスイッチングについて述べる。

2. パルス抽出の原理²⁻⁴⁾

空洞におけるエネルギーの蓄積と放出を考察するため、等価回路による解析を行う。まず、一開口空洞について共振状態にある電源によってエネルギーを蓄積した定常状態を考える。空洞を集中定数の並列共振回路で表現し、物理量の間の対応づけを行うと空洞内のエネルギー U は次の様に表される。

$$U = \frac{4\beta_1}{(1+\beta_1)^2} \frac{Q_U}{\omega} P_1 \quad (1)$$

ここで、 β_1 は入力結合定数で $\beta_1 = Q_U/Q_{E1}$ 、 Q_U は無負荷Q値、 Q_{E1} は入力側の外部Q値、 ω は共振周波数、 P_1 は入力電力である。上式より最大のエネルギーが蓄積されるのは $\beta_1=1$ の場合であることがわかる。この時、反射電力 P_r は $P_r = P_1(1-\beta_1)^2/(1+\beta_1)^2=0$ となり、臨界結合と呼ばれる。

次に、パルスの取り出しを考察する。臨界結合でエネルギーを蓄積して定常状態に達した後、出力結合係数 β_2 をできるだけ急速に0から大きな値に近づける。この操作をスイッチングと呼ぶ。ここで、 $\beta_2 = Q_U/Q_{E2}$ であり、 Q_{E2} は出力回路に対する外部Q値である。まず、理想的な場合としてステップ状のスイッチングを考え、二開口空洞についての過渡現象解析を行うと、出力電力 $P_2(t) = \omega U(t)/Q_{E2}(t)$ は $t=+0$ で最大値 $P_2(+0) = 4\beta_1\beta_2P_1/(1+\beta_1)^2$ をとる。入力側の結合度 β_1 を臨界結合 $\beta_1=1$ とすると、 $P_2(0)/P_1 = \beta_2 = Q_U/Q_{E2}$ となる。すなわち、入力 β_2 倍の瞬時電力が出力側に現れる。ただし空洞内のエネルギーをすべて取り出すには、時定数 $\tau = Q_L/\omega$ 以上の時間を必要とする。ここで、 $Q_L = Q_U/(1+\beta_1+\beta_2)$ である。実際のスイッチングでは、 β_2 を増加させるために有限時間を要する。そのため、パルス高は β_2 倍よりも小さくなることが予想される。この場合につい

て、 β_2 の変化をステップ状変化の重ね合せと
考え極限をとると、空洞への入出力に関する微
分方程式が得られる。これより、空洞内のエネ
ルギー $U(t)$ と出力電力 $P_2(t)$ は次の様に求めら
れる。

$$\begin{aligned} U(t) &= U_0 f^2(t) \\ P_2(t) &= \frac{4\beta_1\beta_2(t)}{\beta_3^2(0)} f^2(t) P_1 \\ \beta_3(t) &= 1 + \beta_1 + \beta_2(t) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} f(t) &= \exp \left[-\frac{\omega}{2Q_U} \int_0^t \beta_3(t') dt' \right] \\ &\times \left[1 + \frac{\omega \beta_3(0)}{2Q_U} \int_0^t \exp \left\{ \frac{\omega}{2Q_U} \right. \right. \\ &\times \left. \left. \int_0^{t'} \beta_3(t'') dt'' \right\} dt' \right] \end{aligned}$$

次に、我々が提案したSマトリクスによるパ
ルス抽出の理論的解析の結果⁴⁾について述べ
る。上記の等価回路による方法と結果が一致す
る場合も多いが、本方法では空洞の具体的パラ
メータを直接扱える利点がある。Fig.1の様に
一様な断面を持つ導波管がある距離を隔てて金
属板で仕切った2開口空洞の定常状態を考える。
いま、左の入力窓に振幅 a_1 の入射波がある時、
短絡面1-4において矢印の方向に進む電磁波を
図の様に定義する。面2と3の間の距離 l は $l = \lambda_g/2$ である。ここで、 λ_g は共振時の管内波長
である。入力窓、出力窓の電界透過係数をそれ
ぞれ k 、 h と表す。電磁波が距離 l を往復する間
の減衰量を $\exp(-\alpha)$ とする。 ω 、 k 、 h および α

によって空洞の電気的特性は完全に決まる。こ
れらの定数は測定によって求めることができる。
空洞の Q_U が大きいことから、 $\alpha \ll 1$ 、 $k^2 \ll 1$ 、
 $h^2 \ll 1$ の近似を用いるとSマトリクスから次式が
得られる。

$$\begin{aligned} \frac{b_1}{a_1} &= -1 + \frac{k^2}{\alpha + (k^2 + h^2)/2} \\ \frac{b_2}{a_1} &= \frac{jk}{\alpha + (k^2 + h^2)/2} \\ \frac{b_4}{a_1} &= \frac{-hk}{\alpha + (k^2 + h^2)/2} \end{aligned} \quad (3)$$

まず、エネルギーを空洞に蓄積する場合には
出力透過係数 h を $h=0$ とする。 $d|b_2/a_1|/dk=0$
と置くと $\alpha = k^2/2$ となる。これを臨界結合と呼
び、この時最大のエネルギーが蓄積される。次
に、空洞からパルスを取り出す過程について考
える。臨界結合状態でエネルギーを供給した後、
出力透過係数 h を急速に増大させ、パルスを取
り出す。そのために、空洞の過渡現象について
考える。Fig.1において、明らかに $a_2(t) = -(1 - h^2)^{1/2} \exp(-\alpha) b_2(t-t_0)$ が成立する。ここで、
 t_0 はエネルギーが空洞を一往復する時間であ
って、 $t_0 = 2\pi(\lambda_g/\lambda_0)^2/\omega$ で与えられる。上式を
級数展開すると次の微分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{db_2}{dt} + \frac{b_2}{2\tau} &= j \frac{k}{t_0} a_1 \\ \tau &= \frac{t_0/2}{\alpha + (k^2 + h^2)/2} \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 τ は空洞の時定数で時間的に変化する
出力透過係数 h の関数である。簡単のため、 h
を時刻 $t=0$ で0から $h(>0)$ にステップ状に増大
させた場合について考える。(4)式を解くと、
出力が最大になるのは $t=0$ の時であり、パルス
電力利得は $|b_4/a_1|^2 = h^2/k^2 \gg 1$ である。スイ
ッチング前後の空洞の時定数をそれぞれ τ' 、 τ''
とすると、 $\tau' = t_0/(2k^2)$ 、 $\tau'' = t_0/(2k^2 + h^2)$ である
ので、パルス電力利得として次式が得られる。

$$\left| \frac{b_4}{a_1} \right|^2 = \frac{h^2}{k^2} = 2 \left(\frac{\tau'}{\tau''} - 1 \right) \sim \frac{2\tau'}{\tau''} \quad (5)$$

Fig.1 Two-port cavity.

Fig. 2 Cross section of a TE_{011} mode cylindrical cavity with a mechanical switch.

すなわち、出力パルス電力の最大値はスイッチング前後の時定数の比の約2倍となる。

3. 機械的スイッチによるパルス抽出¹⁰⁻¹²⁾

Fig. 2は、出力回路部に機械的スイッチを持つマイクロ波空洞の断面図である。空洞としては内部 Q 値が理論的に大きくなる円筒 TE_{011} モードを採用し、共振周波数の設計値を2.85GHzに選んだ。理論的な Q_U は円筒の直径と長さが等しい時に最大となるので、この長さを13.85cmとした。空洞の材料は無酸素銅で、その内面にハウフッ化鉛による電気めっきを行った。上方に伸びた左右の一对の円筒には、クライオスタット上部から導かれている同軸ケーブルが入るようになっており、それぞれマイクロ波入力用、透過出力測定用に使われる。同軸ケーブルと空洞の結合のため、空洞には直径4mmの結合窓があけてあり、磁界結合を強くするために銅線でループを設けた。右下方にある出力回路はカットオフ導波管となっており、中心導体となる直径2mmのステンレス棒を距離

Fig. 3 An example of the output pulses.

Fig. 4 Relationship between peak output powers and the pulse time width for an incident power of 1.25 mW.

10mm急激に打ち上げると、結合窓の入口まで達するようになり同軸導波管になる。これにより結合度が急激に変化し、パルス出力が得られる。ステンレス棒の打ち上げは、コイル(直径0.4mm銅線、巻数500)に衝撃電流を流し、ステンレス棒の下にある鉄片を急激に打ち上げてステンレス棒の下部に衝突させることによて行う。4.2Kに冷却した時のこの空洞の共振周波数は2.87GHz、無負荷 Q 値は $Q_U = 1.67 \times 10^7$ であり、 Q_U は常温の銅空洞の約 10^3 倍になった。また、1.9Kまで冷却すると $Q_U = 2.93 \times 10^7$ となった。

Fig.5 Output circuit of a gas discharge switch.

Fig.3は、温度1.9Kの場合に得られたパルス出力波形の一例である。Fig.4には、1.9Kにおいて得られたパルス電力のピーク値とパルス時間幅をプロットした。ここでパルス幅は半値幅の2倍をとっている。1.9Kでのピーク値は、4.2Kの場合よりもやや大きい。なお、空洞入口における入射電力は1.25mWであるので、パルス電力利得は最大5倍程度である。この結果は、スイッチング時間が空洞の時定数 τ に比べて十分小さくないことを示している。スイッチング時間を短くするために、出力回路のステンレス棒の打ち上げ方法を色々工夫したが、機械的方法による限り1ms程度の打ち上げ速度が限界であった。

4. 放電スイッチによるパルス抽出¹³⁾

空洞のある Q_U すなわちある時定数 τ に対してパルス電力利得を大きくするためには、スイッチング時間を短くする必要がある。一つの可能性として、放電スイッチングによるパルス取り出しの実験を行った。

使用した円筒空洞はFig.2と同じである。入力結合部はFig.2と同じであるが、出力結合部はFig.5の様である。気体放電は立上がり時間を数ns程度にすることも可能で、出来たプラズマにより出力アンテナを形成すれば、高速に金属アンテナを空洞に挿入したと等価になる。しかし、放電のために数kV以上の高電圧

を使用し、放電電流も数10A以上であるため、マイクロ波出力回路に対しては放電ノイズが重大な悪影響を与える。マイクロ波検出器には数Vまでしか印加できず、アンテナ用放電管に高電圧給電線を単純に接続することはできない。そこで、Fig.5に示した様な放電ノイズを阻止する回路を考案した。すなわち、ガラスエポキシ基板上にマイクロストリップ線路を構成した。放電管の高電圧側電極には1/4波長オープンスタブが接続されており、直流的には浮いているが、マイクロ波に対してはアースと等価である。従って、ここに高電圧を印加してもマイクロ波に対して悪影響を与えない。一方、放電管のアース側電極には1/4波長ショートスタブが接続されている。放電電流はアースへ流れ込むが、マイクロ波はアースに対してはインピーダンスが 50Ω よりも十分大きくなり出力回路へ取り出される。信号は帯域フィルターを通し検出器で観測する。放電管はパイレックス製の半円形のもので、大半径12.5mm、小半径10.5mm、内径2mmである。両端に太さ1mmの金属電極を設け、常温で50 Torrのヘリウムガスを封入した。電極に印加するパルス電圧は、2nFのコンデンサ放電により発生させた。充電電圧が10kVの時、放電電流168A、時間幅400nsであり、常温と低温で特に変化は見られなかった。エネルギー蓄積時間中に放電管が存在しても、出力透過係数 h が零になるように電極の寸法や位

Fig.6 Power standing wave ratio of a discharge antenna or power reflection coefficient vs charging voltage.

置、空洞の穴の形状には工夫を要した。放電時に出力回路の各部に誘起される雑音電圧を測定した。充電電圧は10kVとした。Fig.5の①、②の点ではアース電位にあるが、放電により約20Vのノイズ電圧が見られた。しかし、帯域フィルタを通した後の③、④の点では1V程度に低下し、検出器を破壊しない限度内に抑制できた。

アンテナとしての動作を確認する方法として、出力回路から逆にマイクロ波を送り込み、その反射波を観測した。プラズマが無いとき、1/4ショートスタブがあるだけなのでここで全反射が起こる。プラズマが出来ると、アンテナからマイクロ波が放射され、反射波が減少する。Fig.6に結果をまとめた。横軸はコンデンサの充電電圧であり、アンテナ中に作られるプラズマの密度の初期値にほぼ比例する。充電電圧を変化させて、反射信号の最小値(○)と放電後5μs後の反射信号(●)を電力定在波比(PSWR)で示した。ここで、PSWRは電力反射係数を R とすると $(1+R)/(1-R)$ で与えられる。点線は放電管を同じ形状の金属アンテナで置き換えたときのPSWRである。充電電圧の上昇と共に放電アンテナのPSWRは減少し、特性が向上する。6kV以上では○はほぼ金属アンテナと等しくなっている。また、充電電圧の上昇と共にアンテナとして動作する時間も長くなっている。

Fig.7 Peak output power at 4.2 K vs discharging voltage. The input power is 1.85 mW.

次に、超伝導空洞からのパルス取り出しの結果を述べる。まず、温度4.2Kの時の鉛超伝導空洞の定数を測定した。共振周波数は2.868GHzで、 $Q_U = 3.4 \times 10^6$ 、 $\tau = 93 \mu s$ 、 $\beta_1 = 1$ 、 $\beta_2 = 0$ と求められた。 Q_U は常温のときの約200倍となっている。この空洞に入力電力1.85mWを入射させてエネルギーを蓄積した後、パルスを取り出した。Fig.7は得られた出力パルスのピーク値を充電電圧に対してプロットしたものである。充電電圧が7kV以下では出力が低下している。7kV以上では、出力は

Fig.8 Waveform of an output pulse signal at 3.0 K.
The time sweep is $0.2 \mu\text{s} / \text{div}$.

130mWで飽和し、パルス電力利得は約70倍となっている。

最も大きな利得が得られた場合の出力パルス波形をFig.8に示す。空洞温度を減圧冷却により3.0Kまで下げた結果、時定数は $110 \mu\text{s}$ 、 $Q_U = 3.8 \times 10^6$ となった。充電電圧は8kVである。空洞への連続入力1.85mWに対して660mWのピーク出力が得られ、利得は350倍に達している。波形から時定数を求めると、 $\tau'' = 175\text{ns}$ である。スイッチング前の時定数が $\tau' = 110 \mu\text{s}$ であるので、(5)式より期待される電力利得は約1,300倍となる。実験ではこの1/4程度の出力しか得られていない。その主な理由として、(5)式ではステップ状の出力結合係数の変化を仮定したが、実験では有限なスイッチング時間を要していることが考えられる。また、プラズマ表面でマイクロ波の損失が起こっている可能性もある。(5)式からわかるように、パルス電力利得は内部Q値 Q_U に比例する。本実験における $Q_U = 3.8 \times 10^6$ はあまり良好な値と言えない。例えば、前節では $Q_U = 2.9 \times 10^7$ が得られている。本実験では、スイッチング用放電管が存在するが、それを除いてもほとんど Q_U が変化しなかったため、低下の原因はめっき処理が不完全であったこと、到達真空度が不十分であったためと思われる。文献によれば、我々と同じ鉛

超伝導空洞で $Q_U = 8.3 \times 10^9$ を達成している例があるが¹⁴⁾、もしこの空洞で放電スイッチングを行ったと仮定すると、 8×10^5 のパルス電力利得が得られると想像される。しかし、このような高い Q_U の空洞の実用性は未知数である。

5. 超伝導薄膜スイッチによるパルス抽出¹⁵⁻¹⁷⁾

高速スイッチングの別の可能性として、我々は現在、超伝導薄膜を用いる方法を試みているのでその概略を紹介する。

超伝導状態では、電磁波の侵入長はLondonの侵入長 λ_L で決まり、常伝導状態では古典的表皮厚さ δ で決まる。ミリ波、マイクロ波については $\lambda_L \ll \delta$ であるので、空洞の一部を超伝導薄膜で構成し、これを高速に常伝導化することにより空洞内に閉じ込められたエネルギーをパルスのように取り出すことが可能である。ところで、(4)式中の出力側の電界透過係数の時間の関数 $h(t)$ がわかれば出力波形が計算され、空洞への入力に対する出力利得がわかる。ここで、出力側(薄膜)の電界透過係数 h は次式で与えられる¹⁶⁾。

$$h = 4 | k_1 k_0 [(k_1 + k_0)^2 \exp(-jk_1 L) - (k_1 - k_0)^2 \exp(jk_1 L)]^{-1} | \quad (6)$$

ただし、 k_1 と k_0 はそれぞれ薄膜と真空における波数で、 L は膜厚である。常伝導状態および超伝導状態の電界透過係数 h は、上式においてそれぞれ $k_1 = (1+j)/\delta$ 、 $k_1 = j/\lambda_L$ と置くことにより与えられ、スイッチング特性を解析することができる¹⁶⁾。

酸化物高温超伝導体が発見される以前に我々は、 $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ (BPPB) 超伝導薄膜を用いて実験を行っている¹⁵⁾。スイッチングは、臨界電流密度を越えるような電流パルス印加する方法により超伝導状態から常伝導状態に移行させて行った。その結果、パルス抽出が可能なが実験的に示された。現在は、酸化物高温超伝導体の一つであるY-Ba-Cu-O (YBCO) 薄膜を用いたスイッチング実験を試みているので、それ

Fig.9 Cross section of a TE_{111} mode cylindrical cavity with a superconducting thin film switch.

について述べる。なお、スイッチングはレーザー光パルスをYBCO超伝導薄膜に照射することにより行った。使用したYBCO超伝導薄膜は、レーザーアブレーション法¹⁸⁾により作製した。波長248nmのKrFエキシマレーザーを使用し、 $YBa_2Cu_3O_x$ 焼結体をターゲットとし、 $0.5\text{mm} \times 8\text{mm} \times 15\text{mm}$ のMgO (100)単結晶基板上に成膜した。このYBCO薄膜のX線回折測定の結果では、強いc軸配向した特性を示していた。また、臨界温度 T_c は88.1Kで、臨界電流密度 J_c は $1.2 \times 10^6 \text{A/cm}^2$ であった。なお、薄膜の厚さは $0.2 \mu\text{m}$ である。

使用したマイクロ波空洞の断面図をFig.9に示す。空洞は銅製で、直径67.5mm、長さ131mmの TE_{111} モード円筒空洞である。液体窒素温度(77K)における共振周波数は、2.84GHzである。YBCO薄膜は、空洞の右側の円盤中央に設けた直径8mmの出力窓に装着し、左側の石英窓より入射するレーザー光が直接当たる様になっている。ANTENNA 1は、マイクロ波入力用のプローブアンテナで、液体窒素温度付近で、臨界結合になるように調節した。ANTENNA 2は、出力用のダイポールアンテナで、YBCO薄膜を透過したマイクロ波を検出する。空洞へのマイクロ波供給は、2.84GHzのCW発振器を用い、約2.4mWの電力が空洞に入力される。YBCO薄膜の超伝導状態から常伝導状態へのスイッチングは、波長 $1.06 \mu\text{m}$ 、時間幅10nsのQスイッチNd:YAGレーザーを用いた。出力パルス信号の検出回路には、ミキサを用いた。すな

Fig.10 Temperature dependence of CW microwave transmission for a $0.2 \mu\text{m}$ YBCO film. The diameter of the output window is 8 mm.

わち周波数2.54GHz、電力26mWの局部発振器を用いて、出力パルス信号を約300MHzのビート波として観測した。ミキサからは 50Ω の同軸ケーブルでオシロスコープに接続し、同じく並列接続した同軸ケーブルのインダクションノイズの差動をとり観測した。

Fig.10は、出力窓にYBCO薄膜を装着した時のマイクロ波透過電力の温度依存性である。透過波は86K程度以下では観測されず、86K以上では急激に増加し、YBCO超伝導薄膜の T_c が86Kであることがわかる。 T_c 以上では、透過電力が温度と共に徐々に増加している。なお、透過電力が空洞への入力電力約2.4mWよりかなり小さい理由は、出力窓の面積(YBCO薄膜の面積)が小さく、厚さ0.5mmのMgO基板での損失も含まれているからと考えられる。Fig.11は、80KにおいてYBCO超伝導薄膜に3.6mJのレーザー光を照射し、空洞からマイクロ波パルスの抽出をした結果の一例である。上部の信号がレーザー光を照射した時の波形で、下部の信号はレーザー光を遮断した時の波形すなわちノイズである。この時の空洞の Q_U は、約 4.4×10^4 であり、ほぼ臨界結合($\beta \sim 1$)の状態である。レーザー光がYBCO薄膜に照射されるまでは透過波が現れておらず、レーザー光照射により約300MHzのビート波が観測されている。抽出されたマイクロ波パルスは、破線で示したこのビート波の包絡線に相当する。

Fig.11 Typical example of microwave pulses from the cavity for a $0.2 \mu\text{m}$ YBCO film measured by using a mixer. The laser energy is 3.6 mJ.

Fig.12 Temperature dependence of the peak power of output signals.

Fig.12は、レーザーエネルギーを変えて出力パルスを測定した時のパルスのピーク値を測定温度に対してプロットしたものである。86K以上のデータは、レーザー照射前に観測される初期のCW透過電力も含まれている。△で示したデータはそれを示しており、Fig.10と同じものである。出力パルスのピーク値は、液体窒素温度(77K)付近で最大である。温度の上昇と共に、

ピーク値は減少している。しかし、 T_c 以上でも定常時の透過電力レベル以上の出力パルスが観測されている。また、レーザーエネルギーが大きい方が得られる出力パルスが大きいことがわかる。Fig.12に示された結果は出力パルスが数 μW であり、マイクロ波空洞への入力電力約2.4mWの 10^{-3} 程度であり、利得が非常に小さい。これは、空洞の無負荷Q値 Q_0 が低いことやMgO基板での損失もあるが、主に出力窓の面積(YBCO薄膜の面積)が小さいことにより出力側の結合が弱いことが考えられる。また、本実験におけるYBCO超伝導薄膜のレーザー光パルスに対する応答速度は30ns程度であり、ボロメトリック効果¹⁹⁾によるものである。しかし、多結晶薄膜を用いれば、粒界ACジョセフソン効果に基づく高速応答が現れる可能性があり²⁰⁾、さらに高速なスイッチングが可能と考えられる。今後空洞全体を酸化物超伝導体により、入力を上回る出力パルスを得る可能性があると期待している。

6. まとめ

超伝導空洞とQスイッチを組み合わせた古典的マイクロ波メーザーを試作し、放電スイッチにより最大350倍のパルス電力利得が得られた。本方式は、実用化への可能性があると考えられるが、そのためにはまだいくつかの問題点が残されている。

超伝導空洞としては、酸化物超伝導体を用いて空洞を作製し、その特性を測定することが試みられているが²¹⁻²³⁾、液体窒素温度においてまだ高いQ値は得られていない。現在、薄膜を用いたRF表面抵抗の測定では、液体窒素温度において銅より2桁低くなっている¹⁾。今後、酸化物高温超伝導体で高いQ値の空洞が作製されれば、液体窒素温度で動作するパルス源が実現できる可能性がある。スイッチングの方法としては、放電スイッチが最大のパルス電力利得が得られているが、ミリ波空洞に対しては電流を大きくする必要がある。現在試みている超伝導薄膜スイッチが将来有望であると考えてい

る。

ここで紹介した実験では、周波数が2.8GHzのSバンドマイクロ波を使用している。この周波数帯では、大電力マイクロ波パルス源としてマグネトロンをはじめ安価な方法がある。従って、本方式を実用化する意義があるのは周波数30GHz以上のミリ波帯であると考ええる。大出力ミリ波パルス源としては、サイクロトロン共鳴メーザー、すなわちジャイロトロンが知られている²⁴⁾。これは長パルス動作が可能で出力も数百kWに達しているが、高電圧電源や超伝導磁場コイルを必要とし装置は非常に高価である。本方式は、パルス時間幅が1ms以下であり、本質的に短パルス動作しかできないが、ジャイロトロンよりも簡便で安価なパルス源として用途があるのではないと思われる。

本研究に関し、高品質のYBCO超伝導薄膜を作製して頂いた住友電気工業(株)大阪研究所 永田正之部長、高野悟氏、葭田典之氏に深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) 小中庸夫, 佐藤誠, 浅野秀文, 石井修: 応用物理 60 (1991) 482.
- 2) 南一男, 林泉: 核融合研究 36 (1976) 301.
- 3) K. Minami: Technical Report No.30, Institute of Plasma Physics, Nagoya University (1977).
- 4) K. Minami and K. Hosoyama: Jpn. J. Appl. Phys. 18 (1979) 85.
- 5) D. L. Bix and D. J. Scalapino: IEEE Trans. Magn. MAG-15 (1979) 33.
- 6) D. Bix, G. J. Dick, W. A. Little, J. E. Mercereau and D. J. Scalapino: Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 466.
- 7) R. A. Alvarez, D. Bix, D. Byrne, M. Mendonca and R. M. Johnson: IEEE Trans. Magn. MAG-17 (1981) 935.
- 8) S. V. Baraev and O. P. Korovin: Sov. Phys. Tech. Phys. 25 (1980) 1444.
- 9) S. N. Artemenko, V. L. Kaminskii and Y. G. Yushkov: Sov. Tech. Phys. Lett. 7 (1981) 656.
- 10) K. Minami: Jpn. J. Appl. Phys. 20 (1981) L407.
- 11) 加藤景三, 小林修, 宮崎章, 南一男, 木村昭夫, 佐伯幸四郎, 栗野満, 大塚美枝子: 核融合研究 49 (1983) 13.
- 12) 南一男, 佐伯幸四郎, 小林修, 大塚美枝子, 栗野満: 電気学会論文誌 104-A (1984) 97.
- 13) O. Kobayashi, K. Minami, K. Saeki and M. Awano: J. Appl. Phys. 57 (1985) 105.
- 14) Y. Bruynseraede, D. Grole, D. Leroy and D. Morignot: Physica 54 (1971) 137.
- 15) K. Minami, K. Saeki, H. Kubo, M. Ohtsuka, M. Awano and H. Takai: J. Appl. Phys. 62 (1987) 1902.
- 16) 高橋邦治, 加藤景三, 南一男: 電気学会論文誌 110-A (1990) 402.
- 17) K. Takahashi, K. Minami, K. Kato, N. Yoshida, S. Takano and M. Awano: Jpn. J. Appl. Phys. Vol.31, No.1 (1992) 掲載予定.
- 18) N. Yoshida, M. Kubota, S. Takano, K. Sato, H. Hitotsuyanagi, M. Kawashima, T. Hara, K. Okaniwa and T. Yamamoto: Proc. 2nd Int. Symp. on Superconductivity (ISS '89), Tsukuba, Japan (1989) p.853.
- 19) K. Kato, K. Takahashi, K. Minami, N. Hayashi, S. Okuda, S. Takano, M. Ohtsuka and M. Awano: Jpn. J. Appl. Phys. 30 (1991) 258.
- 20) Y. Enomoto and T. Murakami: J. Appl. Phys. 59 (1986) 3807.
- 21) C. Zahopoulos, W. L. Kennedy and S. Shridhar: Appl. Phys. Lett. 52 (1988) 20.
- 22) E. Minehara, R. Nagai and M. Takeuchi: Jpn. J. Appl. Phys. 28 (1989) L100.
- 23) K. Kato, K. Takahashi, S. Yamakawa, K. Kumakura, M. Yamazaki, H. Mitera, K. Minami and M. Awano: Proc. 4th Workshop on RF Superconductivity, Tsukuba, Japan (1989) p.715.
- 24) 南一男: レーザー研究 6 (1979) 352.