
超電導空洞によるエネルギー貯蔵方式を用いた大電力マイクロ波パルス源の研究

High-power microwave pulse source utilizing a superconducting cavity for energy storage

代表研究者 東京工業大学工学部助教授 南 一 男
Assoc. Prof., Faculty of Eng., Tokyo Institute of Technology
KAZUO MINAMI

協同研究者 千葉大学教養部教授 小 田 幸 康
Prof., Faculty of Gen. Education, Chiba Univ.
YUKIYASU ODA

東京工業大学理学部教授 粟 野 満
Prof., Faculty of Sci., Tokyo Institute of Technology
MITSURU AWANO

The purpose of the research program is to verify a new principle for a high-power microwave pulse source utilizing a superconducting lead cavity for energy storage. Our proposal will be especially attractive in mm microwave regions where high-power sources are costly.

The apparatus consists of two steps of operation: the first is to store a large energy in a superconducting cavity with long time constants and the second is to extract a high-power from it. The second step, i.e., the microwave switching from the cavity has not been studied in the past, and it is the main subject in the present program. Two possibilities, a mechanical and a discharge switches, are here tried and the prospects for putting them into a practical use are discussed as follows:

I. Mechanical switching

A mechanical switch which consists of a cut-off waveguide and a magnetically driven movable center conductor is installed in a lead electroplated cylindrical cavity of TE_{011} mode with the unloaded Q value of 2.9×10^7 and the resonant frequency of 2.87 GHz. A circuit for automatic frequency control is improved to feed stable RF power to a high Q cavity. As a result, stable power injection to the cavity is realized even under the critical coupling condition where usually AFC becomes ineffective. The maximum and averaged pulsed power gain of the microwaves are, respectively, 10 db and 8 db. The time width of the obtained pulses is about 0.5 msec. Theoretical analysis applicable to the practical experiment of the mechanical microwave switch is carried out. It is shown that the experimental results of power gain and pulse waveform are reasonably explained by our analysis. Moreover, an improvement of power gain is discussed on the basis of the analysis.

II. Discharge switching

Since the switching time of the mechanical devices cannot be much less than 1 msec, other possibilities for microwave switching must be explored. Here, stored energy in the cavity is released to an output circuit in a short time by a discharge switching. A TE_{011} mode cylindrical cavity made of copper whose inner surface is electroplated by lead is installed inside a cryostat. The resonant frequency of the cavity at 3.0 K is 2.868 GHz and the unloaded Q value is 3.6×10^6 . A CW microwave power is incident on an input port to store the energy at the critical coupling condition. A small semicircular glass tube with two electrodes and rarefied helium gas inside is set at an output port. Pulsed discharge current of the order of 100 A and time width 0.4 μ sec produces high-density plasmas which are equivalent to a metal loop antenna. Output pulses greater

than 350 times the input CW power fed to the cavity are obtained. The time width of the output pulses is 0.175 μ sec. The characteristics of the discharge switching are measured in detail. It is emphasized that the apparatus can be developed to mm microwave pulse production and that the output power can be increased within the limit of RF breakdown inside the cavity.

研究目的

超電導空洞は Q 値が常電導のものよりも 1000 倍以上大きく、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。このエネルギーを短時間に放出させれば、他の方法では得にくい大出力のミリ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、加速器や核融合などの科学実験、ミリ波レーダーなど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電導転移や 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。従来の研究により超電導空洞では常温の場合とほぼ等しいエネルギーの蓄積が可能であることがわかっており、大出力ミリ波発生が一般に困難であるので本方式が検討に値する。

本方式は古典的メーザーの一種と考えられ、1976 年以來我々が提案して来たものである。このたび、日産科学振興財団の援助により、1981 年から 1983 年までの 3 年間にわたり基礎的実験を行なうことができ、実用化へのある程度の見通しが得られるに至ったので報告する。本研究の装置は、できるだけ Q 値の高い超電導空洞と、これからエネルギーを取り出すマイクロ波スイッチの 2 点から成っている。第 1 の空洞については従来多くの研究があるが、第 2 のスイッチについては研究例が全くなく、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。本報告では、現在までに結論が得られている 2 種類のスイッチングについて述べる。以下、I では機械的スイッチング、II では放電スイッチングについて報告する。後者の方が比較の実用化に近い結果を得ている。いずれの場合においても、まず理論的考察を行ない、次いで実験方法と結果を示し、最後に検討を行なう。終りに本研究を総括し、今後の問題に言及する。

研究の経過と成果

I 機械的スイッチング

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なう。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、物理量の間に対応づけを行なうと空洞内のエネルギー U は次のように表わされる。

$$U = \frac{4\beta_1}{(1+\beta_1)^2} \cdot \frac{Q_U}{\omega_0} P_1$$

ここで、 $\beta_1 \equiv Q_U/Q_{E1}$ 、 Q_U は無負荷 Q 値、 Q_{E1} は入力側外部 Q 値、 ω_0 は共振角周波数、 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。このとき、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ぶ。

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、出力結合度 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る。二開口空洞について過渡現象解析を行なうと、出力電力 $P_2(t) = \omega_0 U(t)/Q_{E2}(t)$ は $t=0$ で最大値 $P_2(0) = 4\beta_1\beta_2 P_1/(1+\beta_1)^2$ をとる。入力側の結合度 β_1 を臨界結合 $\beta_1=1$ とするとき、 $P_2(0)/P_1 = \beta_2 = Q_U/Q_{E2}$ となる。すなわち入力の 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 $\tau = Q_L/\omega_0$ 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わせと考え

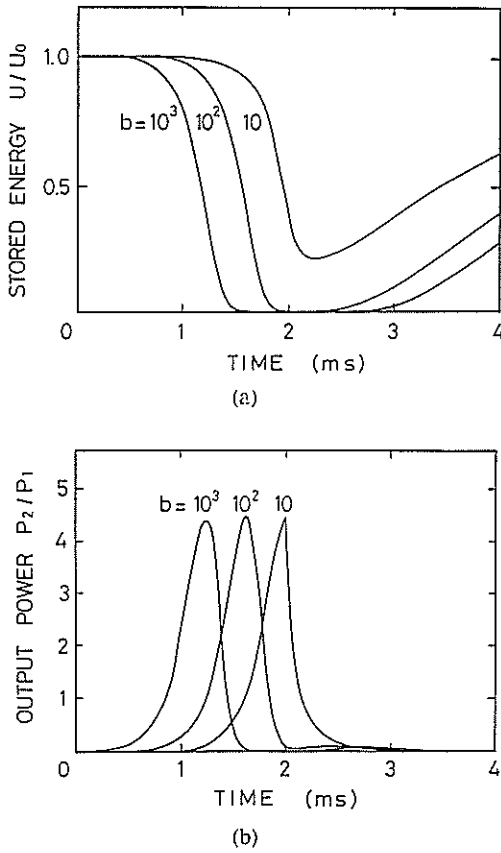


図 1. 実験結果に対する理論的解析 $Q_V=2.9 \times 10^7$, $T=2$ msec. (a) 空洞中のエネルギー U の時間変化, U_0 は初期値 (b) パルス出力 P_2 の波形, P_1 は入力電力。

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 $P_2(t)$ は次のように求められる。

$$U(t) = U_0 f(t)^2, \quad P_2 = \frac{4\beta_1\beta_2(t)}{\beta_3(0)^2} f(t)^2 P_1 \quad (1)$$

$$\beta_3(t) = 1 + \beta_1 + \beta_2(t)$$

$$f(t) = \exp\left(-\frac{\omega_0}{2Q_V} \int_0^t \beta_3(t') dt'\right) \times \left[1 + \frac{\omega_0\beta_3(0)}{2Q_V} \int_0^t \exp\left\{\frac{\omega_0}{2Q_V} \int_0^{t'} \beta_3(t'') dt''\right\} dt'\right]$$

次に具体的なパルス取り出し方法として次のような機械的スイッチングを考える。空洞に半径 a の TM_{01} モードに対するカットオフ導波管が接続されているとする。この中にある可動金属中心導体を時刻 $t=0$ から一定速度 v で空洞に近づけ

て、エネルギーを取り出す。出力結合度 β_2 の時間変化は $0 \leq t \leq T$ のとき $\beta_2(t) = b \exp\{-\gamma(1-t/T)\}$, $T \leq t \leq 2T$ のとき $\beta_2(t) = b \exp\{-\gamma(t/T-1)\}$, ただし、 $\gamma = 2\{(2.405/a)^2 - (\omega_0/c)^2\}^{1/2}$ で表される。 T はスイッチング時間、 b は出力結合度の最大値である。 $T \ll \tau$ の場合は入力電力の b 倍に近い出力電力を取り出すことができる。逆に $T \gg \tau$ であれば、中心導体の最接近時刻以前に空洞は空になっていて出力波形は b によらなくなる。上述の $\beta_2(t)$ を (1) 式に代入して機械的スイッチングについて実験で得られたパラメータ、 $T=2$ msec, $Q_V=2.9 \times 10^7$, を用いて数値計算を行なったものが図 1 (a), (b) である。(a) 図は空洞内のエネルギー U の時間変化で U_0 は初期値である。(b) 図は規格化された出力電力 $P_2(t)/P_1$ の時間変化である。

実験方法および装置について述べる。空洞としては内部 Q 値が理論的に大きくなる円筒 TE_{011} モードを採用した。共振周波数の設計値を 2.85 GHz に選んだ。理論的な Q_V は円筒の直径と長さが等しいとき最大となるので、この長さを 13.85 cm とした。空洞の材料は無酸素銅で、その内面にホウフッ化鉛による電気めっきを行なった。電気めっきに先だって無電解スズめっきを行ない $0.1 \sim 0.5 \mu\text{m}$ の厚さのスズを覆った上で、鉛めっきを約 $20 \mu\text{m}$ の厚さにかぶせた。スズは鉛より超電導転移温度が低いすがすべての面に一様にめっきできる利点があり、鉛めっきの不完全さを補う効果を期待した。

空洞を収めるクライオスタットは高さ約 120 cm, 外径 46 cm のステンレス鋼製であり、本研究のために設計製作した。LHe 注入後、空洞上部が露出するまで約 7 時間実験ができるが、多くの場合減圧冷却を行なって 4.2 K 以下の温度で実験したので、実験の時間は短くなった。クライオスタットおよび空洞の真空排気は、まずブースタポンプにより急速に 10^{-3} Torr 程度に排気した後、排気速度 270 l/sec のターボ分子ポンプにより数時間かけて 10^{-6} Torr まで引く。その後排気速度 20 l/sec のインポンプに切り換えて 2 日間ほど連続動作させて 10^{-7} Torr にまで排気した。

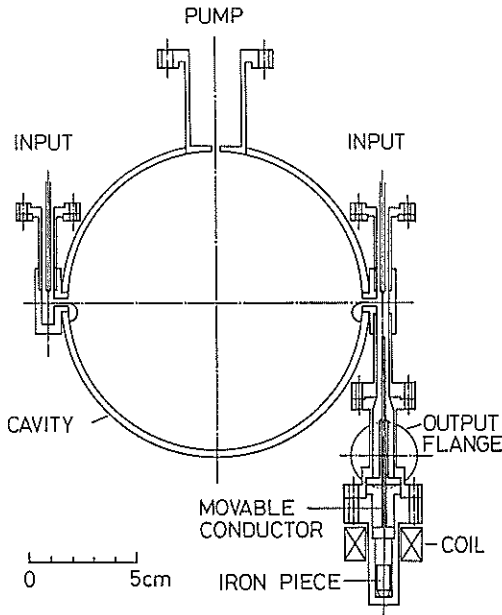


図 2. 空洞の断面と機械的スイッチの構造。

測定に使用したマイクロ波回路の概略を述べる。周知のように負荷 Q 値が Q_L である空洞にエネルギーを注入するには、周波数安定度が Q_L^{-1} 以上であるマイクロ波を供給する必要がある。したがって一般に自動周波数制御 (AFC) 回路が用いられる。しかし、我々の場合最初 AFC が安定に動作しなかった。その主な原因として、臨界結合状態では、AFC に必要な空洞中からの信号が空洞入口で反射する信号と逆位相等振幅であるため反射信号は全くなり、入射信号との位相差を検出することができない。そこで、次のような回路を考案した。不必要な空洞入口での反射を消すために、クライオスタットの前に入力信号を分割器で二分する。一方は空洞に入射させ他方は移相器を用いて空洞までと電氣的に半波長異なった長さを作り、分配器に戻って来た時に両者が打ち消し合うようにする。共鳴が起こった場合に空洞からの信号だけが得られ、この方法によって、臨界結合のときにも有効に AFC ができるようになった。

次に空洞の入出力回路について述べる。図 2 は、空洞の断面図である。上方に伸びた左右の一対の円管には、クライオスタット上部から導かれ

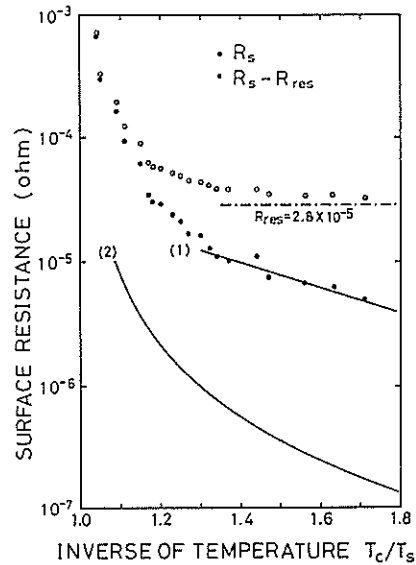


図 3. 表面抵抗 R_s の温度 T_c に対する変化、 T_c は臨界温度、曲線 (2) は理論値。

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。この同軸ケーブルは、クライオスタット上部で約 3 cm 上下できるようにベローズに装着されており、空洞との結合度を調整する。この同軸ケーブルと空洞の結合のため、空洞には直径 4 mm の結合窓をあけてあり、磁界結合を強くするため銅線でループを設けた。右下方にあるパルス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 2 mm のステンレス鋼棒を距離 10 mm 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変わる。これにより結合度が急速に変化し、パルス出力が得られる。ステンレス鋼棒の打ち上げは、コイル ($\phi 0.4$ mm 銅線, 500 turns) に衝撃電流を流し、ステンレス鋼棒の下方にある鉄片を急激に打ち上げてステンレス鋼棒の下部に衝突させることによって行なう。

次に空洞の特性の測定結果について述べる。温度 4.2 K に冷却したときの共振周波数は 2.87 GHz, $Q_U = 1.67 \times 10^7$ であり、 Q_U は常温の銅空洞の約 10^3 倍になった。1.9 K まで冷却すると $Q_U = 2.93 \times 10^7$ となった。この結果を一般的に評

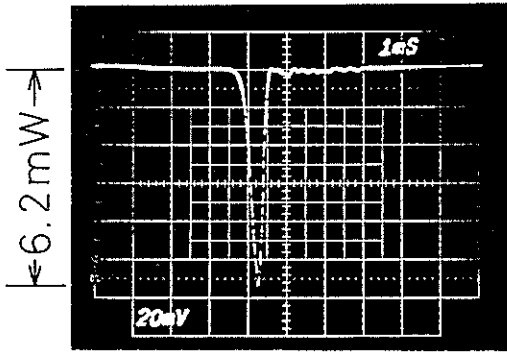


図 4. 出力パルス波形の例, $T_s=1.9$ K, $Q_v=2.93 \times 10^7$, 1 msec/div.

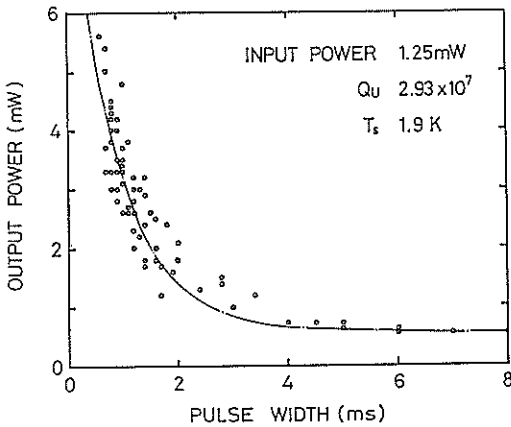


図 5. パルスのピーク出力と時間幅の関係。

値するため Q_v から、高周波表面抵抗 R_s の温度特性を求めた。結果を図 3 に示す、ここで $R_s = \Gamma Q_v$, $\Gamma = \omega \mu_0 \int H^2 dV = \int H^2 dS = 780.8 (\Omega)$ である。横軸は T_c/T_s で T_c は臨界温度 (7.18 K), T_s は空洞の温度である。白丸が R_s の測定値であって、低温度における R_s の漸近線から残留抵抗 R_{res} を推定し, $R_{th}(T_s) = R_s - R_{res}$ をプロットした直したものが黒丸である。 R_{th} の理論的な温度依存性は $\exp[-\epsilon(0)/kT_s]$ であるので、黒丸の直線部 (1) の傾斜より $2\epsilon(0)$ を求めると、 $2\epsilon(0) = 4.60 kT_c$ となった。この値は McMillan 氏らの求めたエネルギーギャップ $4.38 kT_c$ に近い値となった。曲線 (2) は温度 0 K における鉛のロンドンの侵入長 $\lambda_L = 390 \text{ \AA}$ および常電導における Q 値の測定から求めた表面抵抗 $R_n = 3.12 \times 10^{-3} \Omega$, 異常表皮厚さ $\delta_n = 2,800 \text{ \AA}$ を用いて、二流体モデル

で計算した $R_{th}(T_s)$ の理論値である。これよりも黒丸の実験値が約 1 けた大きい理由としては、 λ_L を短く見積りすぎたことが考えられる。

マイクロ波パルスの取り出し実験の結果を述べる。図 4 は 1.9 K の場合、得られたパルスの代表的な写真である。図 5 には 1.9 K において得られたパルス電力のピーク値とパルス幅の測定値をプロットした。ここでパルス幅としては、半値幅の 2 倍をとっている。1.9 K でのピーク値は、4.2 K の場合よりもやや大きくなっている。空洞の入口における入射電力は 1.25 mW である。したがって、ピーク値が最も大きい場合、パルス電力利得は 5 倍程度になっていることがわかる。

(1) 式で述べた計算モデルを使って考察する。我々の実験では、出力側結合度 b とスイッチング時間 T を正確に知ることは困難である。しかし、(1) 式を用いて出力波形のシミュレーションを行なうと、パルス幅が実験値のように 1 msec になるためには、スイッチング時間 T は 2 msec 程度であると推定される。そこで、この T の値を用いて 1.9 K における内部 Q 値 $Q_v = 2.9 \times 10^7$ の場合について計算したのが図 1(a), (b) である。(a) 図を見ると、 $b=10^2, 10^3$ の場合には時刻 2 msec において空洞は枯渇しているが、 $b=10$ のときはまだ残っている。2 msec 以降では、エネルギーの再流入が起こっている。一方、(b) 図を見るとパルスの最大値は b の値によってほとんど変わらず、パルスの電力利得は 4 倍程度となっている。この値は、図 5 においてパルス幅が 1 msec のときのパルス利得の実験値とほぼ一致しており、計算と実験結果の対応が定量的に正確であることがわかる。(b) 図において最大結合度 b を変えると、パルスは時間的に平行移動する。このことは、スイッチング時間 T が空洞の特定数と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鋼棒の打ち上げ方法をいろいろと工夫したが、機械的方法による限り図 5 に示された打ち上げ速度が限界であった。

今後の空洞製作技術の改善、特に入出力結合部を鉛めっきすることにより、 $Q_v = 2.9 \times 10^8$ 程度

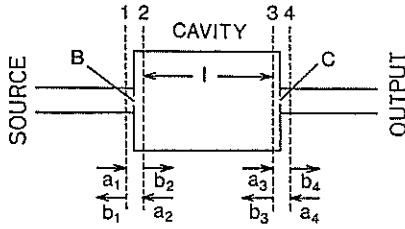


図 6. 二開口空洞の解析。

への上昇は期待できる。それでも機械的スイッチ、 $T=2$ msec を用いた場合のパルス電力利得の上限は 40 程度であると推測される。パルス幅が 1 msec と長いので、目的によっては実用上の意義があり得る。しかし、それ以上の利得を希望する場合には、機械的方法以外のスイッチングを考えることが必要である。

II 放電スイッチング

機械的スイッチングでは、スイッチング時間が 1 msec 程度なので、パルス電力利得は 10 倍以下に止った。与えられた Q_V すなわち時定数 τ に対して利得を大きくするには、スイッチング時間を短くする必要がある。ひとつの可能性として、放電スイッチングによるパルス取り出しの実験を行ない、ピーク電力利得 350 倍、時間幅 0.175 μ sec のパルスが得られたので報告する。

まず、我々が考案した S マトリクスによるパルス源の理論的解析の結果を述べる。先に述べた等価回路による方法と結果が一致することも多いが、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。図 6 のように、一様な断面をもつ導波管を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 の入射波があるとき離調短絡面 1~4 において矢印の方向に進む電磁波を図のように a_2, \dots, b_4 とする。面 2 との 3 間の距離 l は $l = \lambda_g/2$ である。ここで、 λ_g は共振時の空洞内の管内波長である。入力窓、出力窓の結合度をそれぞれ k, h で表す。電磁波が距離 l を一往復する間の減衰量を $\exp(-\alpha)$ とする。空洞の Q_V 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。

$$\left. \begin{aligned} \frac{b_1}{a_1} &\simeq -1 + \frac{k^2}{\alpha + (k^2 + h^2)/2}, \\ \frac{b_2}{a_1} &\simeq \frac{jk}{\alpha + (k^2 + h^2)/2}, \\ \frac{b_4}{a_1} &\simeq \frac{-hk}{\alpha + (k^2 + h^2)/2}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

まず、エネルギーを空洞に蓄積する場合には出力結合度 h を $h=0$ とする。 $d|b_2/a_1|/dk=0$ とおくと $\alpha = k^2/2$ となる。これを臨界結合と呼び、このとき最大のエネルギーが蓄積される。このとき、 $|b_2/a_1| = k^{-1}, b_1 = 0$ となる。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、出力結合度を急速に増大させパルス出力を取り出す。そのために、空洞の過渡現象について考える。図 6 において、明らかに $a_2(t) = -e^{-\alpha\sqrt{1-h^2}} b_2(t-t_0)$ 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、 $t_0 = 2\pi(\lambda_g/\lambda_0)^2/\omega_0$ 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。

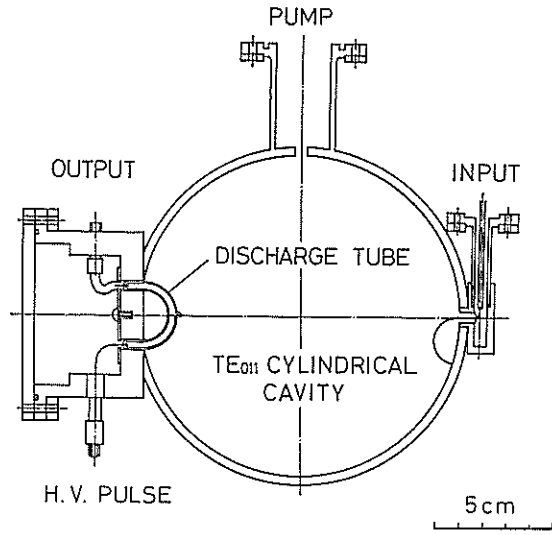
$$\frac{db_2}{dt} + \frac{b_2}{\tau} = j \frac{k}{t_0} a_1, \quad \tau = \frac{t_0/2}{\alpha + (k^2 + h^2)/2}, \quad (3)$$

ここで、 τ は空洞の時定数で時間的に変化する出力結合度 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。(3) 式を解くと、出力が最大になるのは $t=0$ のときであり、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 τ', τ'' とすると、 $\tau' = t_0/2k^2, \tau'' = (t_0/2)/(k^2 + h^2/2)$ であるので、パルス電力利得として次式が得られる。

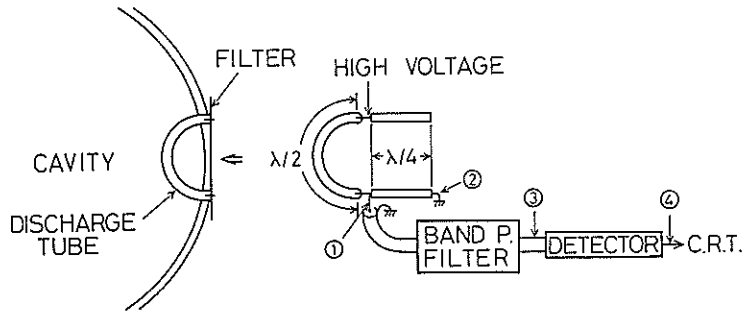
$$\left| \frac{b_4}{a_1} \right|^2 = \frac{h^2}{k^2} = 2 \left(\frac{\tau'}{\tau''} - 1 \right) \simeq 2 \frac{\tau'}{\tau''}. \quad (4)$$

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約 2 倍となる。

実験に使用したクライオスタット、真空排気装置、超電導鉛空洞およびマイクロ波回路は I で述べたとおりであるので省略する。図 7 (a) に、放電スイッチングに使用した円筒空洞の中央断面を示す。空洞のサイズは I と同じである。入力結合部を右側に示している。マイクロ波の供給は同軸



(a)



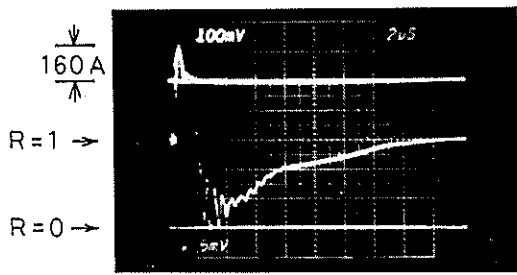
(b)

図 7. 空洞の断面と放電スイッチ, (a) 入出力回路, (b) 放電スイッチを含む出力回路の構造。

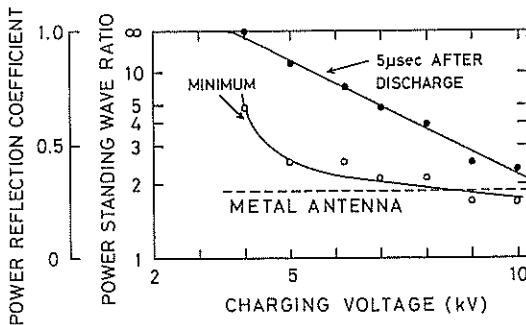
ケーブルの先端と空洞内に設けた半円形の金属ループの間の距離を調節することにより結合度を変えて行なった。出力結合部は本研究の中心問題である。気体放電の立ち上がり時間は数 nsec 以下にすることも可能で、できたプラズマにより出力アンテナを形成すれば、高速に金属アンテナを空洞に挿入したことに等価となる。しかし、放電のために数 kV 以上の高電圧を使用し、放電電流も数 10 A 以上であるため、マイクロ波出力回路に対しては放電ノイズが重大な悪影響を与える。マイクロ波検波器には数 V までしか印加できず、アンテナ用放電管に高圧給電線を単純に接続することはできない。そこで、図 7 (b) のような放電ノイ

ズを阻止する回路を考案した。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ものである。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。したがってここに高電圧を加えてもマイクロ波に対して影響を与えない。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十分 50 Ω よりも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を通して検波器で観測する。

放電管は、パイレックス製の半円形のものであ



(a)



(b)

図 8. 放電スイッチの特性 (a) 上: 放電電流 150 A/div, 下: 電力反射係数 R の時間変化 2 $\mu\text{sec}/\text{div}$ (b) 充電電圧に対する電力反射係数の変化。

り、大半径 12.5 mm、小半径 1.5 mm、内径 2 mm である。両端に太さ 1 mm 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、0.002 μF のコンデンサ放電によって発生させた。充電電圧が 10 kV のとき放電電流は 168 A、時間幅 400 nsec であり、常温と低温で特に変化はみられなかった。エネルギー蓄積時間中に放電管が存在しても、出力結合度 h がゼロとなるように、電極の寸法や位置、空洞に開ける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する。充電電圧は 10 kV とした。図 7 (b) の、①、② の点ではアース電位にあるが、放電により約 20 V 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 1 V 程度に低下し、検波器を破壊しない限度内に抑制できた。

次に、放電アンテナの特性を調べた。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。プラズマがないとき、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。プラズマができると、アンテナからマイクロ波が放射され、反射波が減少する。観測結果の一例を図 8 (a) に示す。時間掃引は 2 $\mu\text{sec}/\text{div}$ であり、上側の波形は放電電流であってピーク値は 160 A である。このときコンデンサ充電電圧は 9 kV である。下側の波形は放電アンテナからの反射信号である。放電中はノイズのために信号は見えなくなるが、プラズマにより反射は著しく減少し、それが数 μsec 間続いている。このことからアンテナとしての動作が認められた。図 8 (b) には結果をまとめた。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 (○印) と放電後 5 μsec 後の反射信号 (●印) 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。充電電圧の上昇とともに放電アンテナの PSWR は減少し、特性が向上する。6 kV 以上では○印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ともにアンテナとして動作する時間も長くなっている。

次に、超電導空洞からのパルス取り出しの結果を述べる。まず、温度 4.2 K のときの鉛超電導空洞の定数を測定した。共振周波数は 2.868 GHz, $Q_v=3.4 \times 10^6$, $\tau=93 \mu\text{sec}$, $\beta_1=1$, $\beta_2=0$ と求められた。 Q_v 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 1.85 mW 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。図 9 は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。充電電圧 7 kV 以下では出力は低下している。7 kV 以上では出力は 130 mW 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波形を図

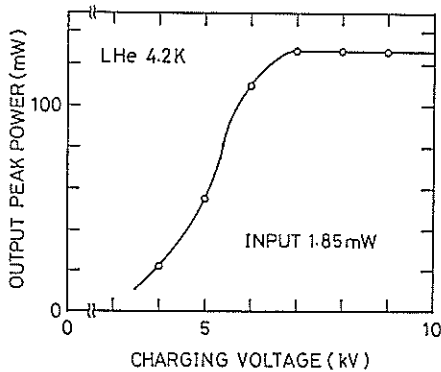


図 9. 充電電圧に対するピーク出力電力の変化, 4.2 K.

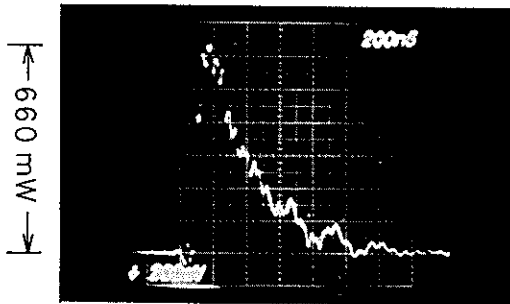


図 10. 出力パルス波形の例 ピーク値は 660 mW, 0.2 μ sec/div.

10 に示す。空洞温度を減圧冷却により 3.0 K まで下げた結果、時定数は 110 μ sec, $Q_U=3.8 \times 10^9$ となった。充電電圧は 8 kV であった。空洞への連続入力 1.85 mW に対して 660 mW 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 $\tau''=175$ nsec である。スイッチング前の時定数が $\tau'=110$ μ sec であるので、(4) 式より期待される電力利得は 1300 倍となる。実験ではこの 1/4 の出力しか得られていない。その主な理由として、(4) 式ではステップ状の出力結合度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きている可能性もある。

(4) 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 $Q_U=3.8 \times 10^9$ はあまり良好な値とはいえない。たとえ

ば、前回の I では $Q_U=2.9 \times 10^7$ が得られている。今回の実験では、スイッチング用放電管が存在するがそれを除いても 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、我々と同じ鉛超電導空洞で $Q_U=8.3 \times 10^9$ を達成している例があるが、もしこの空洞で放電スイッチングを行なったと仮定すると、 8×10^8 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。

まとめと今後の課題

超電導空洞と放電スイッチを組み合わせたマイクロ波パルス源を試作し、パルス電力利得 350 倍を達成した。この結果により我々が提案してきたマイクロ波パルス源は実用化への可能性をもつに至ったと考える。ただし、そのためにはまだいくつかの問題点が残されているので、次に述べる。

空洞に蓄積できる電磁エネルギーの限界は、RF 磁界による常電導転移や高周波絶縁破壊で決まり、一概には論ぜられない。鉛の RF 臨界磁界は 0.08 (T) 程度であり、これはエネルギー密度 2.6 kJ/m³ に相当する。ここでは、この値を蓄積エネルギーの限界値と考えることにする。本実験で用いた空洞の体積は 2×10^{-3} m³ であるので、貯蔵エネルギーの限界は 5.2 J である。 $Q_U=2.9 \times 10^7$ の空洞を用いると仮定すると、5.2 J のエネルギーを蓄積するためには、臨界結合において 6.6 kW の連続入力が必要である。この状態で本実験の放電スイッチングを行なったと仮定すると、ピークパルス電力 19 MW, 時間幅 200 nsec が得られる計算になる。しかし、実際には出力回路内で RF 絶縁破壊が起こるので、このままの構造では入力、出力共に 10^{-3} 倍程度低く抑える必要があると考える。すなわち、本装置は、数 W の連続入力に対して 10 数 kW のパルス出力を発生することができる。

本実験では、周波数が 2.8 GHz の S バンドマイクロ波を使用した。この周波数帯では、大電力マイクロ波源としてマグネトロンをはじめ安価な方法がある。したがって、本方式を実用化する意

義があるのは、周波数 30 GHz 以上のミリ波帯であると考えられる。ミリ波帯では、空洞をオーバーマードで使用する必要があるが、今後技術的問題も残っているが、本質的な見通しは本実験でつけられたと考えている。

本方式は、ガンダイオードまたはインパットダイオードのような小電力固体ミリ波発振器と超電導空洞を組み合わせて、出力が数 kW 以上のミリ波パルス源をめざしており、加速器や核融合などの科学実験やミリ波レーダなどの用途に応用できる可能性がある。他の大出力ミリ波発生方法としてジャイロトロン（大出力サイクロトロンメーザ）があるが、高電圧電源や超電導磁場コイルを必要とし装置は非常に高価であり、本方式は経済性において決して劣っていないと考えられるので、今後実用化への努力を続けてゆきたい。

なお、我々は現在放電スイッチングの他に、超電導薄膜スイッチングによるマイクロ波パルス源の研究も行なっているが、未完成であるので報告は他の機会に譲らせていただきたい。

謝 辞

この研究は、昭和 55 年から 3 年間にわたり日産科学振興財団の研究助成を得て行なわれた。ここにそのご厚意とご激励に対して深甚の謝意を表します。研究成果は、東京工業大学を通じて国内および外国特許を申請中であり、実用性に対するある程度の見通しが得られたことは大きな喜びである。本研究の遂行に当たって各方面の研究者の

ご助言を得た。高エネルギー物理研究所小島融三教授、細山謙二博士、電総研小山健一室長、大阪大学工学部裏克己教授、鷹岡昭夫博士、九州大学教養部川口尚助教授に深く感謝致します。また、本研究の成果は研究に参加された東京工業大学大学院学生の努力の賜物である。加藤景三、木村昭夫（現古河電工）、宮崎章（現東京電力）、小林修（現富士通）、佐伯幸四郎、木村智博の諸氏に感謝する。

発表論文

- 1) K. Minami and K. Hosoyama: Proposal of a high-power microwave pulse source utilizing a superconducting cavity for energy storage *Jpn. J. Appl. Phys.*, **18**, 85-89 (1979).
- 2) K. Minami: Experiment on the extraction of microwave pulses from a superconducting cavity. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **20**, L407-L410 (1981).
- 1) 南 一男, 粟野 満: 超伝導空洞によるマイクロ波エネルギーの蓄積と放出, 応用物理, **51**, No. 12, 1398 (1982).
- 3) 加藤景三, 小林 修, 宮崎 章, 南 一男, 木村昭夫, 佐伯幸四郎, 粟野 満, 大塚美枝子: 超電導空洞からのマイクロ波パルスの抽出, 核融合研究, **49**, No. 1, 13-25 (1983).
- 5) 南 一男, 佐伯幸四郎, 小林 修, 大塚美枝子, 粟野 満: 機械的スイッチングによる超電導空洞からのマイクロ波パルスの取出し, 電気学会論文誌, **A-104**, 97-104 (1984).
- 6) O. Kobayashi, K. Minami, K. Saeki and M. Awano: Extraction of microwave pulses from a superconducting cavity by gas discharge switch, *J. Appl. Phys.*, **57**, 105-109 (1985).