

JAERI-M  
91-074

酸化物超電導体の高周波表面抵抗測定装置

1991年5月

永井 良治\*・峰原 英介・竹内 学\*

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこみください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費領布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1991

編集兼発行 日本原子力研究所  
印刷 ニッセイエプロ株式会社

酸化物超電導体の高周波表面抵抗測定装置

日本原子力研究所東海研究所物理部  
永井 良治\*・峰原 英介・竹内 学\*

(1991年4月2日受理)

酸化物超電導体の高周波表面抵抗を測定するための装置を作製した。この装置は、閉回路ヘリウムガス冷凍機とヒーター付温度調節器により任意の温度(30~300K)に設定できる低温装置、高周波特性測定装置(ベクトル型ネットワークアナライザ, HP-8720A)、被測定用空洞共振器からなる。被測定用空洞共振器を低温装置で所望の温度に冷却し、高周波特性測定装置でQ値を測定することにより高周波表面抵抗を求める。測定装置の詳細とその特徴的性能について述べ、Bi系超電導体の測定結果を示す。

Measurement System for the Microwave Surface Resistance  
of Oxide Superconductors

Ryohji NAGAI<sup>\*</sup>, Eisuke MINEHARA and Manabu TAKEUCHI<sup>\*</sup>

Department of Physics  
Tokai Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received April 2, 1991)

A measurement system for the microwave surface resistance of oxide superconductors was newly made. The measurement system consists of a specially-designed cryostat, which can keep a sample at any temperature (30-300K) by using a helium-gas closed-loop refrigerator and a temperature controller with a heater, a microwave measuring equipment (vector network analyzer, HP-8720A), and a cavity resonator of oxide superconductor. The microwave surface resistance can be evaluated by measuring a quality factor of the cavity resonator. Detailed design and characteristics of the system are described together with typical results of the measurement.

Keywords: Microwave Surface Resistance, Oxide Superconductor, Q-value,  
Cavity Resonator

---

\* Ibaraki University

目 次

1. 緒 言 .....	1
2. 測定原理 .....	1
3. 測定装置 .....	2
4. 測定例 .....	4
5. 議 論 .....	5
6. 結 言 .....	5
謝 辞 .....	5
付 録 .....	12

Contents

1. Introduction .....	1
2. Principle of the Measurement .....	1
3. Measurement System .....	2
4. Typical Result of the Measurement .....	4
5. Discussion .....	5
6. Conclusion .....	5
Acknowledgement .....	5
Appendix .....	12

## 1. 緒 言

高温酸化物超電導体 (La系<sup>1)</sup>, Y系<sup>2)</sup>, Bi系<sup>3)</sup>, Tl系<sup>4)</sup>) の高周波素子 (加速空洞, 導波管, など) としての応用可能性について様々な角度から調べられてきた<sup>5)-7)</sup>。これは古典超電導体に比べて, 臨界磁界が大きい, 臨界温度が高い, エネルギー・ギャップが大きいことから, より高い高周波電力, より高い温度, より高い周波数での利用が可能であることが考えられるからである。その中でも高温超電導体の空洞共振器 (付録参照), 伝送線路, 導波管, アンテナとしての実用性を具体的に評価するには, その高周波表面抵抗を知る必要がある。

マイクロ波による高温超電導体の評価 (高周波表面抵抗の評価) は超電導機構の研究においても有効な手段のひとつである。それはマイクロ波に対する超電導性は, 超電導体のエネルギーギャップ・パラメータ等の物理パラメータと密接に関わっているからである。マイクロ波による評価は非接触, 試料の2次加工の必要があまりないなどの有利な点があげられる。

これまでに行われてきたマイクロ波による測定は, 摂動法などによる比較的小さな試料についての測定<sup>8)-13)</sup> が殆どであり, バルク材など比較的大きな試料についての測定<sup>14)</sup> はあまり行われていない。

そこで, 比較的大きなバルク材の超電導体の空洞共振器を作製し, これについて評価するために, 低温装置, 高周波特性測定装置, 及び上述の被測定用空洞共振器からなる高周波表面抵抗測定装置を作製した。

## 2. 測定原理

酸化物超電導体のマイクロ波による評価法としては主に, 空洞法, 摂動法, 同軸法がある。それぞれの特徴を次ぎに述べる。

- 1) 空洞法 空洞共振器の一部または全部を試料で構成しそのQ値から超電導特性について評価する方法。試料そのもので空洞共振器を構成しているために, 測定感度が高い, 応用に密着しているなどの利点がある。一方, 試料を空洞の形状に加工しなければならないという欠点がある。
- 2) 摂動法 測定用空洞共振器 (NbまたはCu製) の中に, 比較的小さな試料を入れてそのときの高周波特性の摂動から超電導特性について評価する方法。比較的小さな試料で測定できる, 相対的な評価だけなら試料の形状は任意でよいなどの利点がある。一方, 試料が小さすぎると十分な測定感度を得られない, 測定用空洞共振器以下の高周波表面抵抗値は原理的に測定できないなどの欠点がある。
- 3) 同軸法 同軸型空洞共振器の中心導体 (または全て) を試料で構成し, そのQ値から超電導特性について評価する方法。中心導体だけを試料としても, 損失は中心導体に集中するために比較的高い測定感度を得られ, 空洞法ほどの加工は必要としないなどの利

## 1. 緒 言

高温酸化物超電導体 (La系<sup>1)</sup>, Y系<sup>2)</sup>, Bi系<sup>3)</sup>, Tl系<sup>4)</sup>) の高周波素子 (加速空洞, 導波管, など) としての応用可能性について様々な角度から調べられてきた<sup>5)-7)</sup>。これは古典超電導体に比べて, 臨界磁界が大きい, 臨界温度が高い, エネルギー・ギャップが大きいことから, より高い高周波電力, より高い温度, より高い周波数での利用が可能であることが考えられるからである。その中でも高温超電導体の空洞共振器 (付録参照), 伝送線路, 導波管, アンテナとしての実用性を具体的に評価するには, その高周波表面抵抗を知る必要がある。

マイクロ波による高温超電導体の評価 (高周波表面抵抗の評価) は超電導機構の研究においても有効な手段のひとつである。それはマイクロ波に対する超電導性は, 超電導体のエネルギーギャップ・パラメータ等の物理パラメータと密接に関わっているからである。マイクロ波による評価は非接触, 試料の2次加工の必要があまりないなどの有利な点があげられる。

これまでに行われてきたマイクロ波による測定は, 摂動法などによる比較的小さな試料についての測定<sup>8)-13)</sup> が殆どであり, バルク材など比較的大きな試料についての測定<sup>14)</sup> はあまり行われていない。

そこで, 比較的大きなバルク材の超電導体の空洞共振器を作製し, これについて評価するために, 低温装置, 高周波特性測定装置, 及び上述の被測定用空洞共振器からなる高周波表面抵抗測定装置を作製した。

## 2. 測定原理

酸化物超電導体のマイクロ波による評価法としては主に, 空洞法, 摂動法, 同軸法がある。それぞれの特徴を次ぎに述べる。

- 1) 空洞法 空洞共振器の一部または全部を試料で構成しそのQ値から超電導特性について評価する方法。試料そのもので空洞共振器を構成しているために, 測定感度が高い, 応用に密着しているなどの利点がある。一方, 試料を空洞の形状に加工しなければならないという欠点がある。
- 2) 摂動法 測定用空洞共振器 (NbまたはCu製) の中に, 比較的小さな試料を入れてそのときの高周波特性の摂動から超電導特性について評価する方法。比較的小さな試料で測定できる, 相対的な評価だけなら試料の形状は任意でよいなどの利点がある。一方, 試料が小さすぎると十分な測定感度を得られない, 測定用空洞共振器以下の高周波表面抵抗値は原理的に測定できないなどの欠点がある。
- 3) 同軸法 同軸型空洞共振器の中心導体 (または全て) を試料で構成し, そのQ値から超電導特性について評価する方法。中心導体だけを試料としても, 損失は中心導体に集中するために比較的高い測定感度を得られ, 空洞法ほどの加工は必要としないなどの利







ル型は振幅特性に加えて位相特性も同時に測定できるという点である。電気信号は本来ベクトル量であるので回路網の特性を考えるには、振幅、位相の両方の情報が必要となる。また、ベクトル型はヘテロダイン型の狭帯域検波方式を採用しているため、スカラ型に比べて測定の感度がよく、測定ダイナミックレンジが広くとれる。スカラ型の場合、ダイオードを用いた広帯域検波方式を採用するので、信号源の高調波が測定に影響を与えるが、ベクトル型の場合は測定信号の同調するのでその問題はない。また、測定系での様々な誤差要因もベクトル量であるため、この誤差要因を取り除くにはベクトル演算が必要であり、これはベクトル型でなければできない。ネットワークアナライザの性能は次の通りである。

- 1) 発信器：固体発振素子
- 2) 周波数分解能：1 Hz
- 3) 測定周波数帯域：130 MHz～20 GHz
- 4) 最大出力：-10 dBm

被測定用空洞共振器から高周波特性測定装置の間の伝送線路として低損失の高周波用フレキシブルケーブル（sucoflex：損失～18 GHz，1.26 dB/m）を用いている。ただし、クライオスタットへの導入部分には十分な熱絶縁を得るためにステンレス製のセミリジットケーブルを用いている。コネクタはすべてSMAコネクタである。負荷Q値を高くし、アンテナによって空洞共振器内の場を乱さぬために、空洞とアンテナの結合状態は常に弱結合状態になるようにネジで固定している。

Fig. 2に示してあるようにBi系超電導体のカップと銅の蓋から被測定用空洞共振器（内径46mm長さ67mmまたは56mm）を構成している。目的に応じた2種類の蓋（ループアンテナが付いている）を作製した。1つは高周波表面抵抗の測定用のものであり、もう1つは相転移観測用のものである。高周波表面抵抗の測定用の蓋には1つのアンテナアンテナが取り付けられている。1開口空洞共振器として、ある周波数付近での反射の共振曲線からQ値を測定し高周波表面抵抗を求める（付録参照）。相転移観測用の蓋は超電導への転移の様子をみたり、超電導の相対的評価を行うために用いるものである。即ち、常電導状態から超電導状態へ転移する際の温度やその鋭さなどを観測し、高周波表面抵抗を求めなくともある程度の相対的評価が可能である。この蓋にはアンテナが2つ取り付けられており、2開口空洞共振器として、周波数の変化に対する透過の共振曲線から負荷Q値を測定し超電導の評価に用いる（付録参照）。

高周波表面抵抗の測定用では主に $TE_{01p}$ モードで共振させるために、このモードに対して強く結合するようなアンテナの向きを選び、さらに、TMモードを減衰させるために空洞の上端面に図のような僅かなギャップ（モードトラップ）を設けた。 $TE_{01p}$ モードでは同心円状に電界ができるので、蓋と試料の間をよぎる電流が流れない。よって、このギャップでの損失は無視できると考えた。理想的な円筒形空洞共振器では $TE_{011}$ モードと $TM_{111}$ モードが同じ周波数で共振するので、空洞の中の電磁場はこの2つのモードの電磁場の重ね合わせになる。従って、高周波表面抵抗をQ値から求める際には2つのモードを考慮する必要があり複雑になる。そのため一般に空洞にギャップなどを設けて2つのモードの共振周波数をずらしたり、一方のモードでの共振を起こし難くする。ここでは後者を採用している。TMモードは蓋と試料の間をよぎる電流が流れるので減衰してしまい、TEとTMのモード結合による損失は無視できる。

室温からの変化（超電導体の転移の様子）を見る際には常電導状態での超電導体の高周波表面抵抗が大きいため反射曲線が観測しにくいので、後者の2開口空洞共振器を用いる。

コールドヘッドに円筒形の銅の容器をとりつけ、その中に被測定用空洞共振器を入れている。これは試料の温度の不均一をできるだけ少なくするとともに、外部からの熱流入を最小限にするためのものである。試料の温度はシリコンダイオード温度計を銅の蓋に取り付けて測定している。

#### 4. 測 定 例

測定は被測定用空洞共振器を十分冷却した後温度を徐々に上げて行きながら行う。測定の手順とその際に留意する点について述べる。

1) 被測定用空洞共振器をコールドヘッドに取り付ける

……この際にコールドヘッドと被測定用空洞共振器の間で十分な熱接触を得るためにシリコングリスなどを接触面に塗ってボルトを十分に締める。

2) 十分な高真空をターボ分子ポンプで得る

3) 冷却を開始する

……これは、試料に吸着していた水分が試料表面で凍るのを避けるためである。試料表面で水分が凍結して水になってしまうと測定時にその誘電損によってQ値が空洞内表面のジュール損だけの値より低くなってしまい、正確に高周波表面抵抗を求められなくなるからである。

4) 希望の温度に設定して試料全体が一樣の温度になるのを待って測定を開始する

……100 $\mu$ W (-10 dBm) の高周波電力で測定を行った。測定に用いる高周波電力が大きすぎると、ここで用いた測定装置では冷却能力が不十分であるため試料表面で僅かながら発熱し高周波表面抵抗値が大きくなる可能性がある。しかし、この程度の電力であれば発熱による高周波表面抵抗の変化は無視できる程度であると思われる。

Fig. 3 に各温度での2開口空洞共振器のTE<sub>111</sub>モードでの共振周波数(4.48 GHz)付近の透過電力特性を示す。縦軸は透過電力をデシベル表示したもので、横軸は周波数である。転移温度(110 K)の前後で共振の鋭さが大きく変わり、温度が下がるにつれて共振が鋭くなっている。これは試料が超電導に転移することで、その高周波表面抵抗が著しく低下し、温度が下がるにつれてさらに低くなるためである。さらに、共振周波数が温度の低下にともない高くなっている。これは試料表面のインダクタンスの減少によるものである。単純な2流体モデルから求めた超電導体の表面インピーダンスのインダクタンス分は磁気侵入長に比例する<sup>15)</sup>。よって、超電導に転移した後、温度の低下によって磁気侵入長が短くなっていることが分かる。この透過電力特性から求めた、負荷Qの温度変化の様子をFig. 4に示す。この図から、110 K付近(高温相)での試料の超電導転移の他に、85 K(低温相)での転移の様子がみられる。この試料のX線回折、交流磁化率温度特性の結果からは低温層(低質相)は観測されない<sup>16)</sup>。

Fig. 5, Fig. 6 に各温度での1開口空洞共振器のTE<sub>011</sub>, TE<sub>016</sub>モードの共振周波数(8.4 GHz, 17.9 GHz)付近の反射電力特性をそれぞれ示す。縦軸は、反射電力を線形で表示している。この反射電力特性から求めた、高周波表面抵抗の温度変化をFig. 7, Fig. 8に示す。ただし、

室温からの変化（超電導体の転移の様子）を見る際には常電導状態での超電導体の高周波表面抵抗が大きいため反射曲線が観測しにくいので、後者の2開口空洞共振器を用いる。

コールドヘッドに円筒形の銅の容器をとりつけ、その中に被測定用空洞共振器を入れている。これは試料の温度の不均一をできるだけ少なくするとともに、外部からの熱流入を最小限にするためのものである。試料の温度はシリコンダイオード温度計を銅の蓋に取り付けて測定している。

#### 4. 測 定 例

測定は被測定用空洞共振器を十分冷却した後に温度を徐々に上げて行きながら行う。測定の手順とその際に留意する点について述べる。

1) 被測定用空洞共振器をコールドヘッドに取り付ける

……この際にコールドヘッドと被測定用空洞共振器の間で十分な熱接触を得るためにシリコングリスなどを接触面に塗ってボルトを十分に締める。

2) 十分な高真空をターボ分子ポンプで得る

3) 冷却を開始する

……これは、試料に吸着していた水分が試料表面で凍るのを避けるためである。試料表面で水分が凍結して氷になってしまうと測定時にその誘電損によってQ値が空洞内表面のジュール損だけの値より低くなってしまい、正確に高周波表面抵抗を求められなくなるからである。

4) 希望の温度に設定して試料全体が一樣の温度になるのを待って測定を開始する

……100 $\mu$ W (-10dBm) の高周波電力で測定を行った。測定に用いる高周波電力が大きすぎると、ここで用いた測定装置では冷却能力が不十分であるため試料表面で僅かながら発熱し高周波表面抵抗値が大きくなる可能性がある。しかし、この程度の電力であれば発熱による高周波表面抵抗の変化は無視できる程度であると思われる。

Fig. 3 に各温度での2開口空洞共振器のTE<sub>111</sub>モードでの共振周波数(4.48GHz)付近の透過電力特性を示す。縦軸は透過電力をデシベル表示したもので、横軸は周波数である。転移温度(110K)の前後で共振の鋭さが大きく変わり、温度が下がるにつれて共振が鋭くなっている。これは試料が超電導に転移することで、その高周波表面抵抗が著しく低下し、温度が下がるにつれてさらに低くなるためである。さらに、共振周波数が温度の低下にともない高くなっている。これは試料表面のインダクタンスの減少によるものである。単純な2流体モデルから求めた超電導体の表面インピーダンスのインダクタンス分は磁気侵入長に比例する<sup>15)</sup>。よって、超電導に転移した後、温度の低下によって磁気侵入長が短くなっていることが分かる。この透過電力特性から求めた、負荷Qの温度変化の様子をFig. 4に示す。この図から、110K付近(高温相)での試料の超電導転移の他に、85K(低温相)での転移の様子がみられる。この試料のX線回折、交流磁化率温度特性の結果からは低温層(低質相)は観測されない<sup>16)</sup>。

Fig. 5, Fig. 6 に各温度での1開口空洞共振器のTE<sub>011</sub>, TE<sub>016</sub>モードの共振周波数(8.4GHz, 17.9GHz)付近の反射電力特性をそれぞれ示す。縦軸は、反射電力を線形で表示している。この反射電力特性から求めた、高周波表面抵抗の温度変化をFig. 7, Fig. 8に示す。ただし、

高周波表面抵抗値は、Eq. (1)より求めている。約 33 KにおいてTE<sub>016</sub>モード（約 17.9 GHz）でのその値は銅の高周波表面抵抗の理論値の約半分程度になっている。

## 5. 議 論

今回作製した高周波表面抵抗測定装置は閉回路型ヘリウム冷凍機を用いて被測定用空洞共振器を冷却し、任意の温度での測定が可能なのが最大の特徴である。しかし、クライオスタットの構造上冷却した状態でのアンテナの操作が困難であるため、アンテナの空洞に対する結合係数を変えての測定が困難である（可能ではあるがアンテナをしっかりと固定できない）と言う問題がある。また、冷凍機の振動が被測定用空洞共振器に伝わり、これが雑音となって測定に悪影響を及ぼす。この影響はアンテナがしっかりと固定されていないときに著しい。これらの問題点について十分考慮したうえでクライオスタットの改造、冷凍機の振動の除去などの工夫改善をしていく必要がある。

今回作製した低温装置では 30 Kまでの冷却時間が12時間程度であったが、この時間は冷凍機の冷凍能力の向上、冷却する部分の軽量化などにより短縮できる。更に、今回はマニュアルで測定を行ったがパーソナルコンピュータを用いた自動測定システムを作製するなどし測定が容易に行えるよう工夫する必要がある。

## 6. 結 言

- (1) 低温装置、高周波特性測定装置、被測定用空洞共振器から成る高周波表面抵抗を測定するための装置を製作した。またこの装置を用いて、Bi系超電導体の高周波表面抵抗を測定することができた。
- (2) 今回作製した装置による評価では、X線回折、交流磁化率温度特性ではみられなかったBi系超電導体の低温相の転移も観測された。このことからマイクロ波による酸化物超電導体の評価はかなり高感度であると言え、酸化物超電導体の物性的面での上においても極めて有用であると言える。

## 謝 辞

本研究で使用したBi系超電導体の試料を提供して頂いた三井金属総合研究所の星野和友氏に感謝の意を表す。また、本論文をまとめるにあたって助言、指導頂いた核物理第2型研究室室長河原崎雄紀氏に感謝の意を表す。

高周波表面抵抗値は、Eq. (1)より求めている。約 33KにおいてTE<sub>016</sub>モード（約 17.9GHz）でのその値は銅の高周波表面抵抗の理論値の約半分程度になっている。

## 5. 議 論

今回作製した高周波表面抵抗測定装置は閉回路型ヘリウム冷凍機を用いて被測定用空洞共振器を冷却し、任意の温度での測定が可能なのが最大の特徴である。しかし、クライオスタットの構造上冷却した状態でのアンテナの操作が困難であるため、アンテナの空洞に対する結合係数を変えての測定が困難である（可能ではあるがアンテナをしっかりと固定できない）と言う問題がある。また、冷凍機の振動が被測定用空洞共振器に伝わり、これが雑音となって測定に悪影響を及ぼす。この影響はアンテナがしっかりと固定されていないときに著しい。これらの問題点について十分考慮したうえでクライオスタットの改造、冷凍機の振動の除去などの工夫改善をしていく必要がある。

今回作製した低温装置では 30Kまでの冷却時間が12時間程度であったが、この時間は冷凍機の冷凍能力の向上、冷却する部分の軽量化などにより短縮できる。更に、今回はマニュアルで測定を行ったがパーソナルコンピュータを用いた自動測定システムを作製するなどし測定が容易に行えるよう工夫する必要がある。

## 6. 結 言

- (1) 低温装置、高周波特性測定装置、被測定用空洞共振器から成る高周波表面抵抗を測定するための装置を製作した。またこの装置を用いて、Bi系超電導体の高周波表面抵抗を測定することができた。
- (2) 今回作製した装置による評価では、X線回折、交流磁化率温度特性ではみられなかったBi系超電導体の低温相の転移も観測された。このことからマイクロ波による酸化物超電導体の評価はかなり高感度であると言え、酸化物超電導体の物性的面の上においても極めて有用であると言える。

## 謝 辞

本研究で使用したBi系超電導体の試料を提供して頂いた三井金属総合研究所の星野和友氏に感謝の意を表す。また、本論文をまとめるにあたって助言、指導頂いた核物理第2型研究室室長河原崎雄紀氏に感謝の意を表す。

高周波表面抵抗値は、Eq. (1)より求めている。約 33KにおいてTE<sub>016</sub>モード（約 17.9GHz）でのその値は銅の高周波表面抵抗の理論値の約半分程度になっている。

## 5. 議 論

今回作製した高周波表面抵抗測定装置は閉回路型ヘリウム冷凍機を用いて被測定用空洞共振器を冷却し、任意の温度での測定が可能なのが最大の特徴である。しかし、クライオスタットの構造上冷却した状態でのアンテナの操作が困難であるため、アンテナの空洞に対する結合係数を変えての測定が困難である（可能ではあるがアンテナをしっかりと固定できない）と言う問題がある。また、冷凍機の振動が被測定用空洞共振器に伝わり、これが雑音となって測定に悪影響を及ぼす。この影響はアンテナがしっかりと固定されていないときに著しい。これらの問題点について十分考慮したうえでクライオスタットの改造、冷凍機の振動の除去などの工夫改善をしていく必要がある。

今回作製した低温装置では 30Kまでの冷却時間が12時間程度であったが、この時間は冷凍機の冷凍能力の向上、冷却する部分の軽量化などにより短縮できる。更に、今回はマニュアルで測定を行ったがパーソナルコンピュータを用いた自動測定システムを作製するなどし測定が容易に行えるよう工夫する必要がある。

## 6. 結 言

- (1) 低温装置、高周波特性測定装置、被測定用空洞共振器から成る高周波表面抵抗を測定するための装置を製作した。またこの装置を用いて、Bi系超電導体の高周波表面抵抗を測定することができた。
- (2) 今回作製した装置による評価では、X線回折、交流磁化率温度特性ではみられなかったBi系超電導体の低温相の転移も観測された。このことからマイクロ波による酸化物超電導体の評価はかなり高感度であると言え、酸化物超電導体の物性的面の上においても極めて有用であると言える。

## 謝 辞

本研究で使用したBi系超電導体の試料を提供して頂いた三井金属総合研究所の星野和友氏に感謝の意を表す。また、本論文をまとめるにあたって助言、指導頂いた核物理第2型研究室室長河原崎雄紀氏に感謝の意を表す。

高周波表面抵抗値は、Eq. (1)より求めている。約 33KにおいてTE<sub>016</sub>モード（約 17.9GHz）でのその値は銅の高周波表面抵抗の理論値の約半分程度になっている。

## 5. 議 論

今回作製した高周波表面抵抗測定装置は閉回路型ヘリウム冷凍機を用いて被測定用空洞共振器を冷却し、任意の温度での測定が可能なのが最大の特徴である。しかし、クライオスタットの構造上冷却した状態でのアンテナの操作が困難であるため、アンテナの空洞に対する結合係数を変えての測定が困難である（可能ではあるがアンテナをしっかりと固定できない）と言う問題がある。また、冷凍機の振動が被測定用空洞共振器に伝わり、これが雑音となって測定に悪影響を及ぼす。この影響はアンテナがしっかりと固定されていないときに著しい。これらの問題点について十分考慮したうえでクライオスタットの改造、冷凍機の振動の除去などの工夫改善をしていく必要がある。

今回作製した低温装置では 30Kまでの冷却時間が12時間程度であったが、この時間は冷凍機の冷凍能力の向上、冷却する部分の軽量化などにより短縮できる。更に、今回はマニュアルで測定を行ったがパーソナルコンピュータを用いた自動測定システムを作製するなどし測定が容易に行えるよう工夫する必要がある。

## 6. 結 言

- (1) 低温装置、高周波特性測定装置、被測定用空洞共振器から成る高周波表面抵抗を測定するための装置を製作した。またこの装置を用いて、Bi系超電導体の高周波表面抵抗を測定することができた。
- (2) 今回作製した装置による評価では、X線回折、交流磁化率温度特性ではみられなかったBi系超電導体の低温相の転移も観測された。このことからマイクロ波による酸化物超電導体の評価はかなり高感度であると言え、酸化物超電導体の物性的面の上においても極めて有用であると言える。

## 謝 辞

本研究で使用したBi系超電導体の試料を提供して頂いた三井金属総合研究所の星野和友氏に感謝の意を表す。また、本論文をまとめるにあたって助言、指導頂いた核物理第2型研究室室長河原崎雄紀氏に感謝の意を表す。



## 参 考 文 献

- 1) J.G.Bednorz, and K.A.Muller : Z. Phys., B64, 189 (1986)
- 2) M.K.Wu, J.R.Ashburn, C.J.Torng, P.H.Hor, R.L. Meng, L.Gao, Z.J.Huang, Y.O. Wang, and C.W.Chue : Phys. Rev. Lett., 58, 908 (1987)
- 3) H. Maeda, Y.Tanaka, M.Fukutomi, and T.Asano : Jpn. J. Appl. Phys., 27, L209 (1988)
- 4) Z.Z.Sheng, A. M. Herman : Nature 332, 55 (1988)
- 5) 峰原英介 : 電子情報通僅学会誌 SCE89-6, 39 (1989)
- 6) E.Minehara, R.Nagai, and M.Takkeuchi : Jpn. J. Appl. Phys., 28, L100 (1989)
- 7) D.R.Dykaar, R.Sobolewski, J.M.Chwalek, J.F.Whitaker, T.Y.Hsiang, G.A.Mourou, D.K.Lathrop, S.E.Russek, and R.A.Buhrman : Appl. Phys. Lett., 52, 1444 (1988)
- 8) J.S.Martens, J.B.Beyer, and D.S.Ginley : Appl. Phys. Lett., 52, 1882 (1988)
- 9) L.Drabeck, G.Gruner, J.J.Chang, A.Inam, X.D.Wu, L.Nazar, T.Venkatesan, and D.J.Scalapino : Phys. Rev.B, 40, 7350 (1989)
- 10) N.Klein, G.Muller, H.Peil, B.Roas, L.Schlitz, U.Klein, and M.Peiniger : Appl. Phys. Lett., 54, 757 (1989)
- 11) I.Sankawa, M.Sato, T.Konaka, M.Kobayashi, and K.Ishihara : Jpn. J. Appl. Phys., 27, L1637 (1988)
- 12) L.D.Chang, M.J.Moskowitz, R.B.Hammond, M.M.Eddy, W.L.Olson, D.D.Casavant, E.J.Smith, M.Robinson, L.Drabeck, and G.Gruner : Appl. Phys. Lett., 55, 1357 (1989)
- 13) D.W.Cooke, E.R.Gray, R.J.Houlton, B.Rusnak, E.A.Meyer, J.G.Beery, D.R.Brown, F.H.Garzon, I.D.Raistrick, A.D.Rollet, and R.Bolmaro : Appl. Phys. Lett., 55, 914 (1989)
- 14) H.S.Newman, A.K.Singh, K.Sadananda, and M.A.Iman : Appl. Phys. Lett., 54, 389 (1989)
- 15) 原 宏, 菅原昌敬 訳 : 「超伝導デバイスおよび回路の原理」, p.109 (1983)
- 16) 永井良治, 峰原英介, 星野和友, 竹内 学 : 'Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O超電導体の高周波表面抵抗' JAERI-M 現在役稿中
- 17) 石井宗典, 東 生造, 青木俊男, 大井国夫 : 「マイクロ波回路」, p.19 (1969) 日刊工業新聞社
- 18) 中島将光 : 「マイクロ波工学」, p.136 (1988) 森北出版
- 19) 堤井信力 : 「電磁波の基礎」, p.108 (1989) 内田老鶴圃
- 20) 阿部英太郎 : 「マイクロ波技術」, p.105 (1988) 東京大学出版会
- 21) E.L.Ginzton : "Microwave Measurement" , p.391 (1957)  
McGraw-Hill Book Company, Inc.

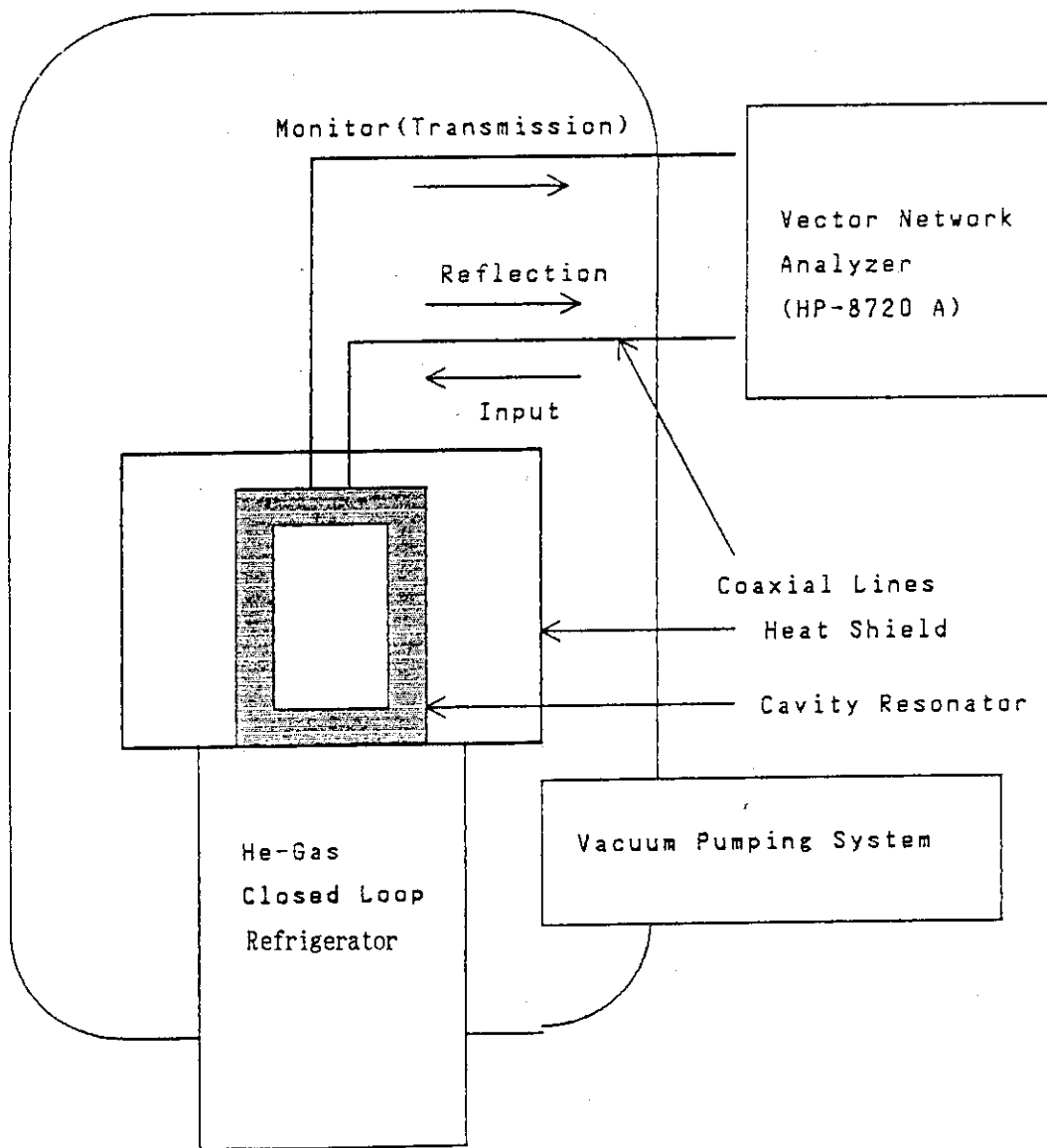


Fig. 1 Schematic diagram of the experimental setup

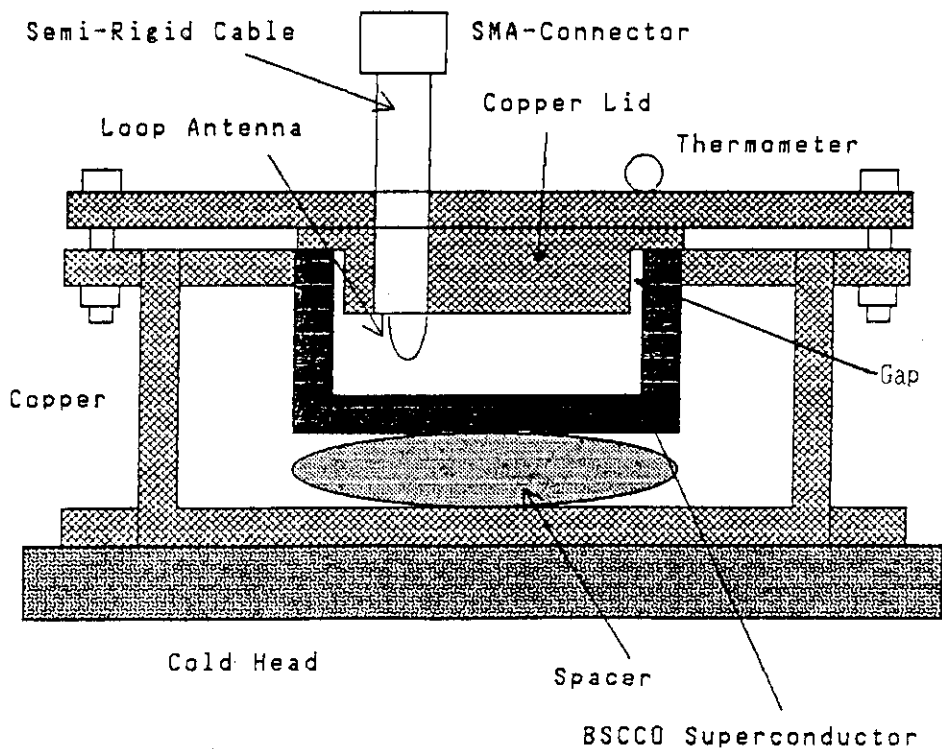
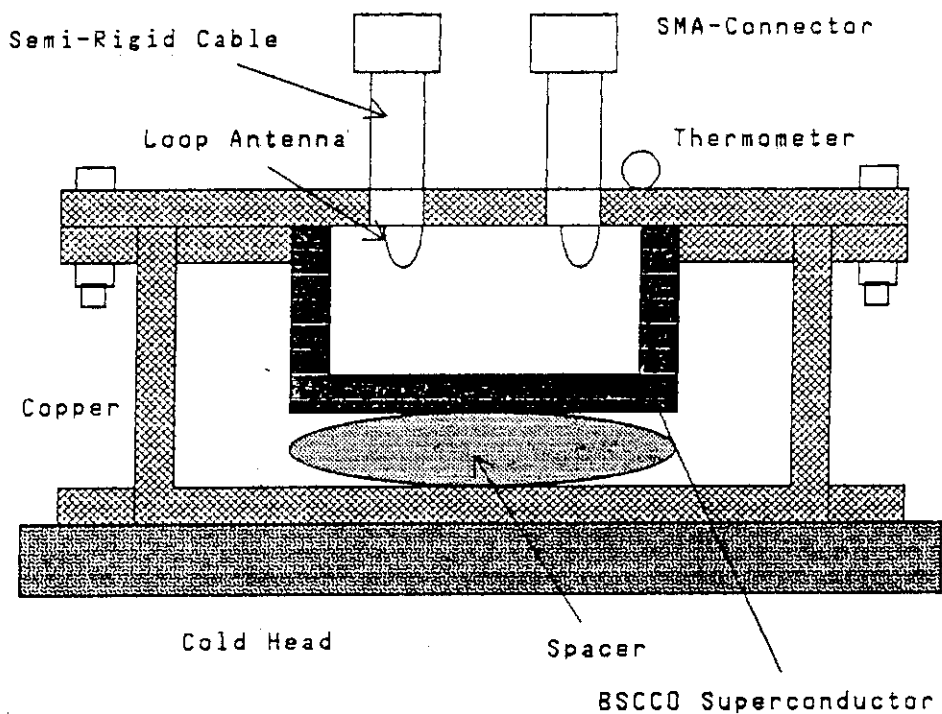


Fig. 2 Cavity resonators for measurements

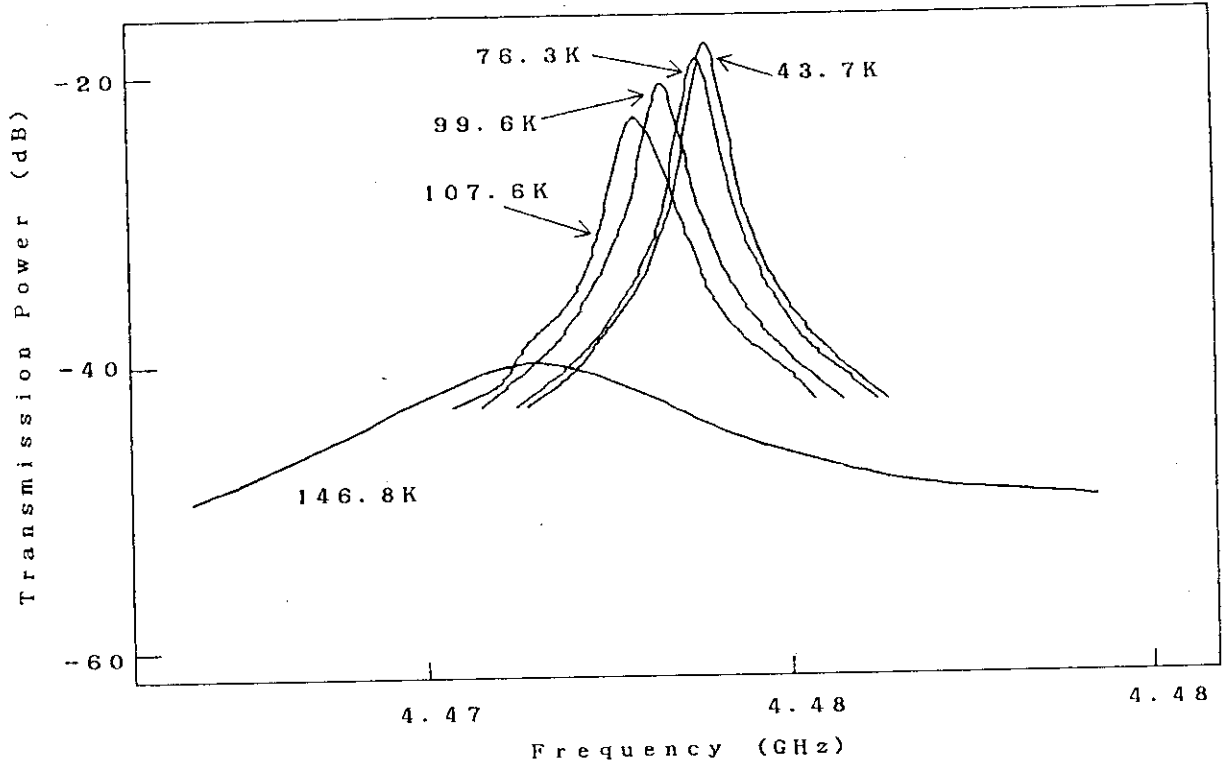


Fig. 3 Transmission of the cavity resonator in the TE111 mode

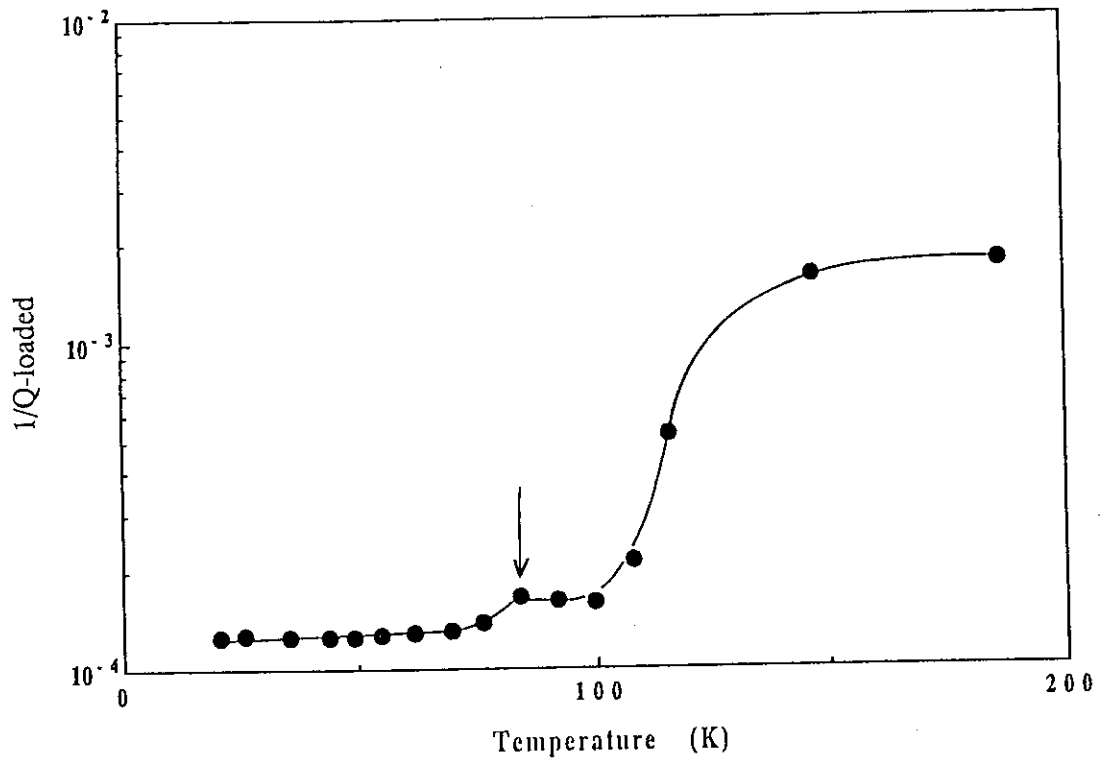


Fig. 4  $1/Q$ -loaded v.s. temperature of the cavity resonator in the TE111 mode: Low  $T_c$  phase transition can be seen

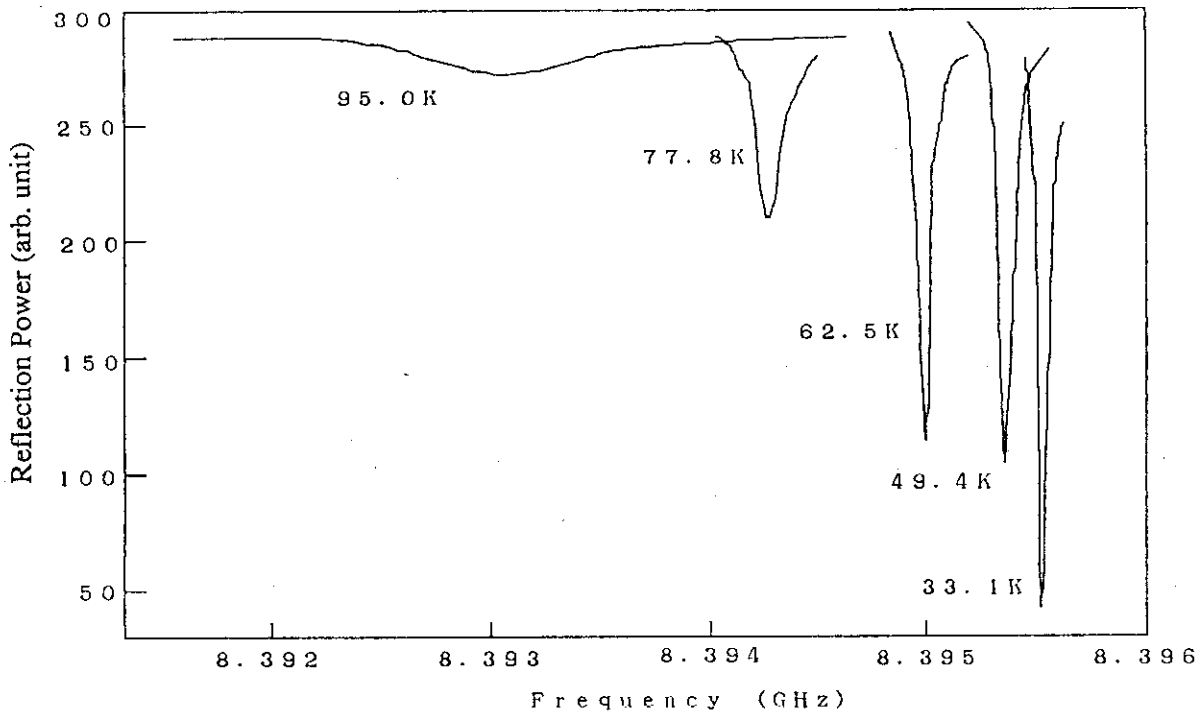


Fig. 5 Reflection of the cavity resonator in the TE<sub>011</sub> mode

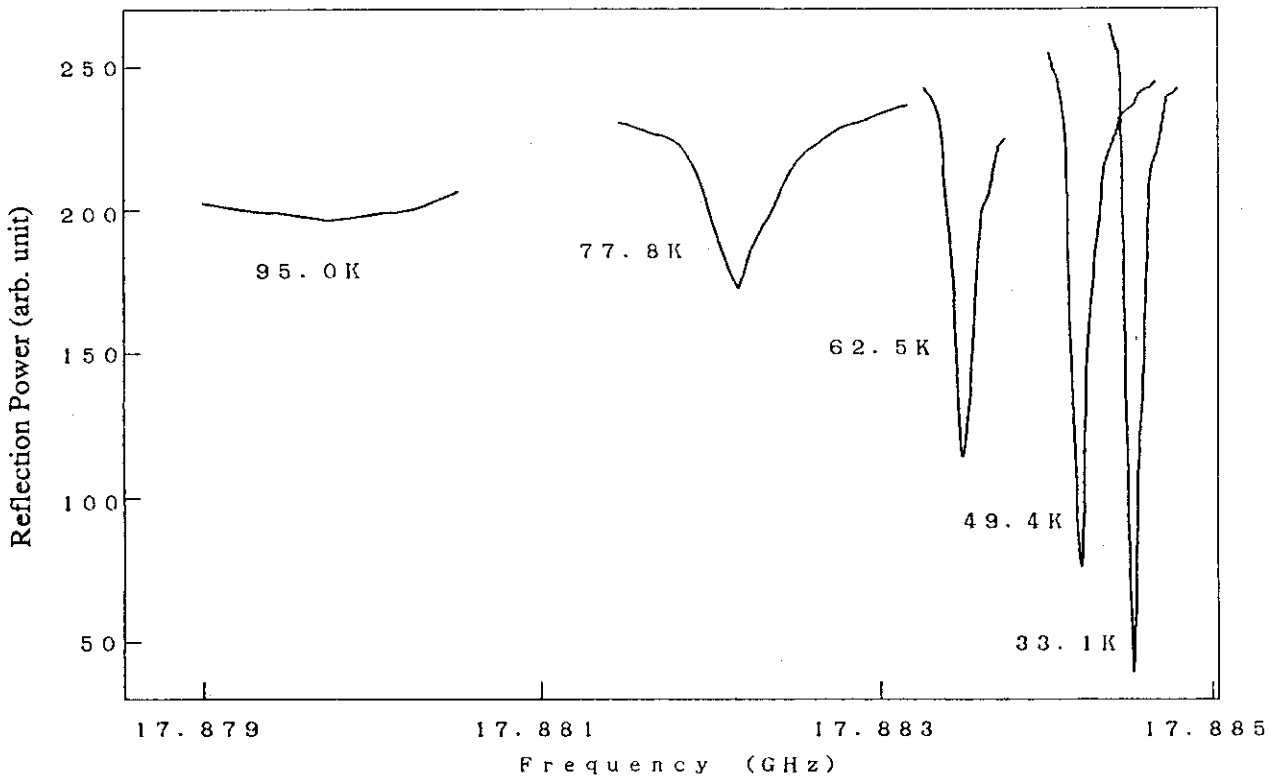


Fig. 6 Reflection of the cavity resonator in the TE<sub>016</sub> mode

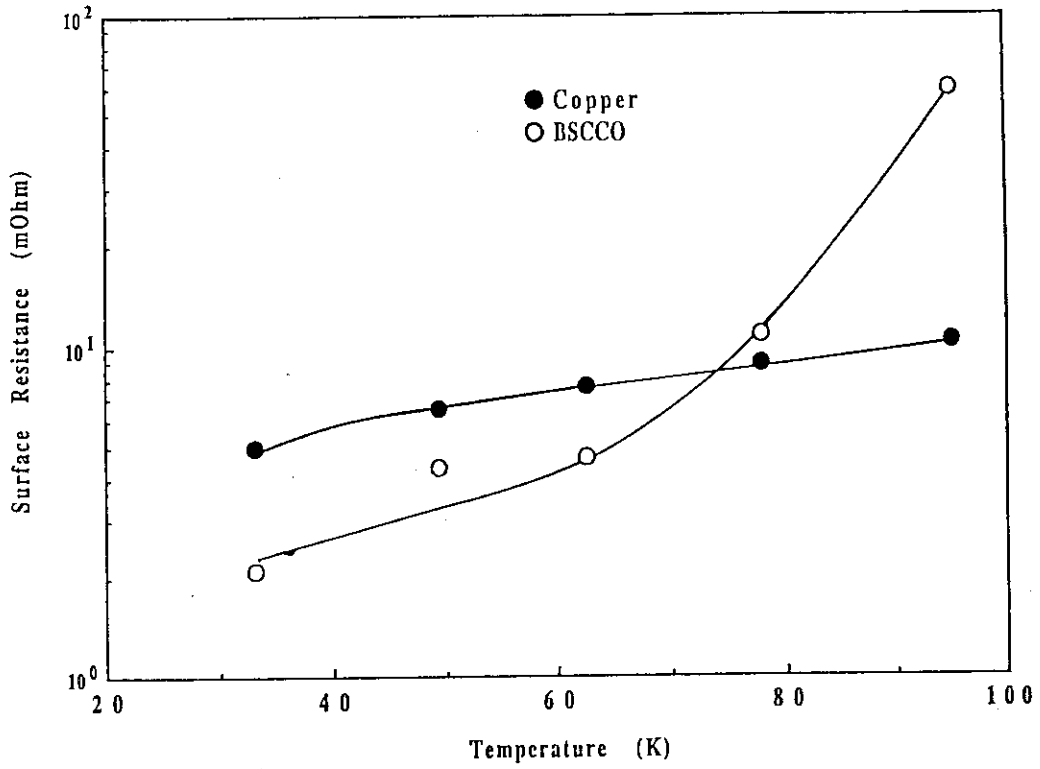


Fig. 7 Temperature dependence of the surface resistance of the BSCCO superconductor at 8.4GHz (TE011 mode)

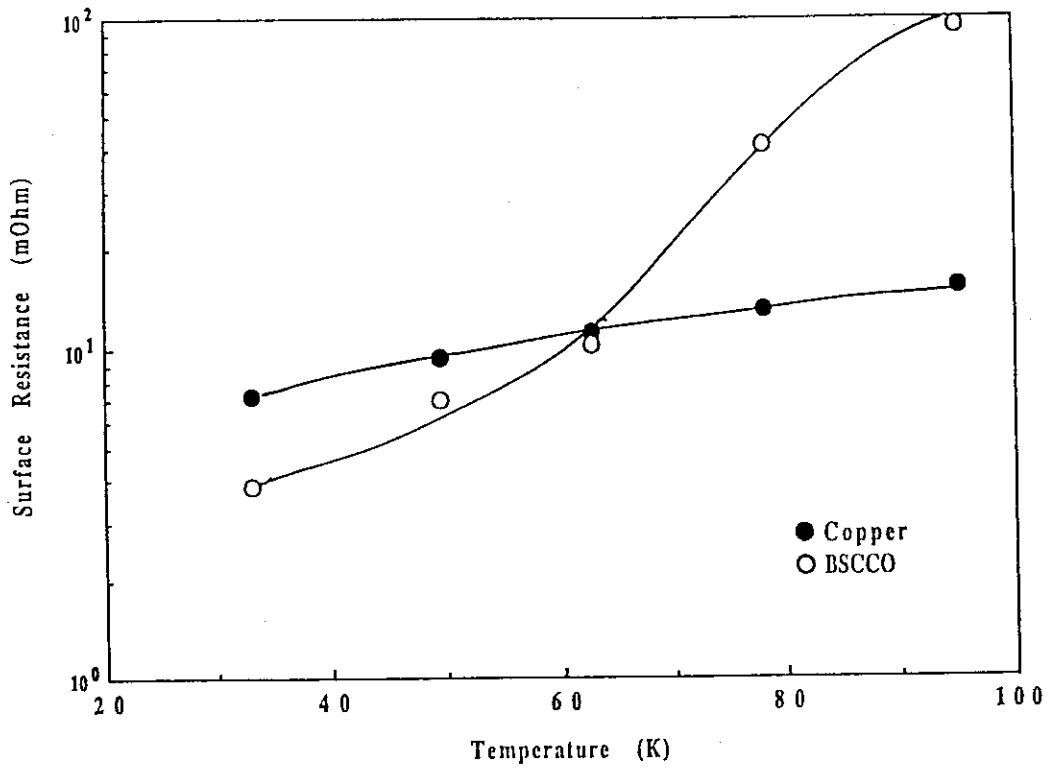


Fig. 8 Temperature dependence of the surface resistance of the BSCCO superconductor at 17.9GHz (TE016 mode)

## 付 録

## 1. 空洞共振器

ここでは、空洞共振器<sup>17)-21)</sup>を用いて高温酸化物超電導体の高周波表面抵抗を測定している。また、高Qの空洞共振器も高周波素子としての応用として考えているので、ここで空洞共振器について述べる。

マイクロ波帯域の分布定数回路における共振回路は、集中定数回路におけるものと同様に取り扱うことができる。本節では、典型的な形状の空洞共振器についての理論的解析の結果と、空洞共振器の一般的な特性の概要について述べる。

## 1.1 空洞の共振現象

Fig. A-1に示すような導体壁で囲まれ、電氣的損失（導体損，誘電損）の少ない空間があるとき、その一方からマイクロ波を入射し、他方の出力を監視すると、出力電力の増減はFig. A-2に示すように周波数に応じて単峰特性となる。これはFig. A-3に示す集中安定数回路の共振特性と同じである。一般にFig. A-3に示した特性を持つ回路素子を共振器という。

## 1.2 共振器のQ値

共振器の特性を決める尺度として、Q値が一般に用いられる。分布定数回路の主な特徴の1つは高いQ値が得られることである。集中定数のLC共振器回路では $Q = 500$ の値を得ることはかなり難しいが、分布定数回路、とりわけ空洞型共振器では $10^3 \sim 10^4$ のQ値を得ることは容易である。Q値が高ければ周波数選択が高く、鋭い同調が得られる。Q値の一般的な定義を次に示す。

$$Q = 2\pi \times \frac{\text{貯蔵エネルギーの最大値}}{\text{1サイクルごとに消費されるエネルギー}}$$

$$= \omega \times \frac{\text{貯蔵エネルギーの最大値}}{\text{平均電力損失}} \quad (\text{A-1})$$

そこで、電力損失は空洞内壁のジュール損だけで、誘電損はないとすると、空洞共振器の無負荷Q値 $Q_0$ は

$$Q_0 = \frac{\omega \cdot \mu / 2 \int H_s^2 dV}{R_s / 2 \int H_s^2 dS} \quad (\text{A-2})$$

となる。ただし、 $R_s$ は空洞内壁の高周波表面抵抗である。ここで、 $\delta = (2/\omega\mu\sigma)^{1/2}$ 、 $R_s = (\omega\mu/2\sigma)^{1/2}$ であり、空洞全体でHはほぼ均一であるとする、

$$Q_0 \approx 2V/\delta S \quad (A-3)$$

となる。したがってQ値を高くするには体積と表面積の比を大きくすれば良いことになる。

ここで、空洞共振器のQ値と集中定数LC共振回路のQ値との関連を調べてみる。LC共振回路のQ値の式はEq. (A-4) で与えられる。この分子分母に  $I^2/2$  をかけるとEq. (A-5) になる。

$$Q = \omega L/R \quad (A-4)$$

$$Q = \omega \frac{1/2 L I^2}{1/2 R I^2} = \omega \frac{W_s}{P_L} \quad (A-5)$$

この場合の  $W_s$  はインダクタンスでの貯蔵エネルギーの最大値、 $R_L$  はRで消費される電力のrms値であり、Eq. (A-1) とEq. (A-4) が一致することがわかる。

また、共振器におけるQ値には電力損失の原因により次のものがあり、Eq. (A-6) の関係がある。

$Q_0$  : 無負荷Q (空洞だけの電力損失により決まるQ)

$Q_L$  : 負荷Q (実際に測定されるQ)

$Q_e$  : 外部Q (結合用アンテナによるQ)

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{P + P + P}{\omega W_s} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_2} \quad (A-6)$$

ただし、 $P_{e1}$ 、 $P_{e2}$  はアンテナで消費される電力である。

さらに、共振器のQ値についての物理的な意味を考える。共振器内で損失があると当然、減衰が生じる。共振器内の電界は減衰定数  $\alpha$  を用いて、

$$E \propto \exp(-\alpha t) \cdot \exp(j\omega t) \quad (A-7)$$

と書けるので蓄えられるエネルギーは、

$$W_s \propto \exp(-2\alpha t) \quad (A-8)$$

で減衰する。損失  $P_L$  は  $W_s$  の時間変化に相当するので、

$$-dW_s/dt = 2\alpha W_s = P_L \quad (A-9)$$

$$\alpha = P_L / 2W_s = \omega_0 / 2Q \quad (A-10)$$

となる。共振周波数が決まれば、 $\alpha$  はQ値に依存する。すなわち、Eq. (A-8)、(A-10)より、

$$W_s \propto \exp(-\omega_0 t / Q) \quad (A-11)$$

と表せる。このことより、Q値は共振器内に蓄えられたエネルギーが  $e^{-1}$  になるまでの周期数であることが判る。



### 1.3 結合係数

共振器の共振時のインピーダンスと伝送線の特性インピーダンスの比は共振器と伝送線の結合度を表わし、これを結合係数という。すなわち結合係数 $\beta$ は、

$$\beta = Z_0/R \quad (\text{A-12})$$

であり、外部Qとは次の関係がある。

$$\beta = Q_0/Q_e \quad (\text{A-13})$$

$\beta < 1$  の場合をそれぞれ疎結合、密結合という。また $\beta = 1$  の場合は共振周波数で整合状態になり、臨界結合という。

また、Eq. (A-6), (A-13) よりアンテナが2つある場合の負荷Qと結合係数の関係は、

$$Q_L = Q_0 / (1 + \beta_1 + \beta_2) \quad (\text{A-14})$$

となる。

本研究中で用いている円筒型空洞共振器（半径 $a$ ，長さ $l$ ）の理論的Q値について述べる。ただし、測定は超高真空中で行なっているので、誘電損はないものとし、Eq. (A-2) を用いて計算する。TEモード，TMモードでのそれぞれの電磁場と共振波長は次のようになる。

TE<sub>mnp</sub>モードでは、

$$\begin{aligned} H_z &= H_{mnp} \cdot J_m(k_{cr}) \cdot \sin m\phi \cdot \sin k_z z \\ E_r &= \left( \frac{J\omega\mu m}{kc^2 r} \right) H_{mnp} \cdot J_m(k_{cr}) \cdot \sin m\phi \cdot \sin k_z z \\ E_\phi &= \left( \frac{J\omega\mu}{kc} \right) H_{mnp} \cdot J_m'(k_{cr}) \cdot \cos m\phi \cdot \sin k_z z \\ H_r &= \left( \frac{p\pi}{kcl} \right) H_{mnp} \cdot J_m'(k_{cr}) \cdot \cos m\phi \cdot \cos k_z z \\ H_\phi &= \left( \frac{mp\pi}{kc^2 r l} \right) H_{mnp} \cdot J_m(k_{cr}) \cdot \sin m\phi \cdot \cos k_z z \end{aligned} \quad (\text{A-15})$$

TM<sub>mnp</sub>モードでは、

$$\begin{aligned} E_z &= E_{mnp} \cdot J_m(k_{cr}) \cdot \cos m\phi \cdot \cos k_z z \\ E_r &= \left( \frac{p\pi}{kcl} \right) E_{mnp} \cdot J_m'(k_{cr}) \cdot \cos m\phi \cdot \sin k_z z \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_{\phi} &= \left( \frac{mp\pi}{k_c^2 r l} \right) E_{mnp} \cdot J_m(k_{cr}) \cdot \sin m\phi \cdot \sin k_z z \\
 H_r &= - \left( \frac{j\omega\epsilon m}{k_c^2 r} \right) E_{mnp} \cdot J_m(k_{cr}) \cdot \sin m\phi \cdot \cos k_z z \\
 H_{\phi} &= - \left( \frac{j\omega\epsilon}{k_c} \right) E_{mnp} \cdot J_m'(k_{cr}) \cdot \cos m\phi \cdot \cos k_z z
 \end{aligned} \tag{A-16}$$

というような電磁場になる。ただし、

$$k_c = \frac{\rho_{mn}/a, \text{ TEモード}}{\rho_{mn}/a, \text{ TMモード}} \tag{A-17}$$

$$k_z = p\pi / l \tag{A-18}$$

$$k_c^2 + k_z^2 = k^2 \tag{A-19}$$

である。共振波長はEq. (A-17) ~ (A-19) より

$$\lambda = 1 / \{ (k_c / 2\pi)^2 + (p / 2l)^2 \}^{1/2} \tag{A-20}$$

である。

TE<sub>mnp</sub> モードのQ値は、

$$Q_{TE} = \frac{\omega \cdot \epsilon / 2 \cdot \int E^2 dV}{R_s / 2 \cdot \int H_{tan}^2 dS}$$

$$\text{分子の積分} = \int \{ E_r^2 + E_{\phi}^2 \} r d\phi dz dr$$

$$= \omega^2 \mu^2 \pi l / 2 k^2 \cdot \int \{ m^2 / k_c^2 r \cdot J_m^2(k_{cr}) + r J_m'^2(k_{cr}) \} dr$$

$$\begin{aligned}
 &= \omega^2 \mu^2 \pi l / 2 k^2 \cdot a^2 / 4 \cdot \{ J_{m-1}^2(\rho_{mn}') \\
 &+ J_{m-1}^2(\rho_{mn}) - J_m(\rho_{mn}') [ J_{m-2}(\rho_{mn}') \\
 &+ J_{m+2}(\rho_{mn}') ] \}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \omega^2 \mu^2 \pi l / 2 k_c^2 \cdot a^2 / 4 \cdot 2 J_m^2(\rho_{mn}') \\
 &\quad \cdot (1 - m^2 / \rho_{mn}'^2)
 \end{aligned}$$

$$\text{分母の積分} = \int \{ H_r^2 + H_{\phi}^2 \} r d\phi dr$$

$$+ \int \{ H_z^2 + H_{\phi}^2 \} a d\phi dz$$

$$\begin{aligned}
 &= p^2 \pi^3 / k_c^2 l^2 \cdot \int \{ m^2 / k_c^2 r \cdot J_m^2(k_{cr}) \\
 &+ r J_m'^2(k_{cr}) \} dr + J_m^2(\rho_{mn}') \cdot \pi l a / 2 \\
 &\quad \cdot (1 + m^2 p^2 \pi^2 a^2 / \rho_{mn}'^4 l^2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= p^2 \pi^3 / k_c^2 l^2 \cdot a^2 / 4 \cdot \{ J_{m-1}^2(\rho_{mn}') \\
 &+ J_{m+1}^2(\rho_{mn}') - J_m(\rho_{mn}') [ J_{m-2}(\rho_{mn}') \\
 &+ J_{m+2}(\rho_{mn}') ] \} + J_m^2(\rho_{mn}') \cdot \pi l a / 2 \\
 &\cdot (1 + m^2 p^2 \pi^2 a^2 / \rho_{mn}'^4 l^2) \\
 \\
 &= p^2 \pi^3 / k_c^2 l^2 \cdot a^2 / 4 \cdot 2 J_m^2(\rho_{mn}') \\
 &\cdot (1 - m^2 / \rho_{mn}'^2) + J_m^2(\rho_{mn}') \cdot \pi l a / 2 \\
 &\cdot (1 + m^2 p^2 \pi^2 a^2 / \rho_{mn}'^4 l^2)
 \end{aligned}$$

よって,

$$\begin{aligned}
 Q_{TE} &= c \mu \{ \rho_{mn}'^2 + (p \pi a / l)^2 \}^{3/2} (\rho_{mn}'^2 - m^2) \\
 &/ 2R \{ 2 p^2 \pi^2 (a/l)^3 (\rho_{mn}'^2 - m^2) + m^2 p^2 \pi^2 \\
 &\cdot (a/l)^2 + \rho_{mn}'^4 \}
 \end{aligned}$$

(A-21)

TM<sub>mp</sub>モードのQ値は,

$$Q_{TM} = \frac{\omega - \mu / 2 \cdot \int H^2 dV}{R_s / 2 \cdot \int H_{tan}^2 dS}$$

$$\text{分子の積分} = \int \{ H_r^2 + H_\phi^2 \} r d\phi dz dr$$

$$\begin{aligned}
 &= \omega^2 \epsilon^2 \pi l / 2 k_c^2 \cdot \int \{ m^2 / k_c^2 r \cdot J_m^2(k_c r) \\
 &+ r J_m'^2(k_c r) \} dr
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \omega^2 \epsilon^2 \pi l / 2 k_c^2 \cdot a^2 / 4 \cdot \{ J_{m-1}^2(\rho_{mn}) \\
 &+ J_{m+2}^2(\rho_{mn}) \}
 \end{aligned}$$

$$= \omega^2 \epsilon^2 \pi l / 2 k_c^2 \cdot a^2 / 4 \cdot 2 J_{m-1}^2(\rho_{mn})$$

$$\text{分母の積分} = \int \{ H^2 + H^2 \} r d\phi dr + \int H_\phi^2 a d\phi dz$$

$$(p \neq 0) = 2 \omega^2 \epsilon^2 \pi / k_c^2 \cdot \int \{ m^2 / k_c^2 r \cdot J_m^2(k_c r)$$

$$\begin{aligned}
 &+ r J_m'^2(k_c r) \} dr + \omega^2 \epsilon^2 \pi a l / 2 k_c^2 \\
 &\cdot J_m'^2(\rho_{mn})
 \end{aligned}$$

$$= 2 \omega^2 \epsilon^2 \pi / k_c^2 \cdot a^2 / 4 \cdot 2 J_{m-1}^2(\rho_{mn})$$

$$+ \omega^2 \epsilon^2 \pi a l / 2 k_c^2 \cdot 4 J_m'^2(\rho_{mn})$$

$$\text{分母の積分} = \int \{ H_r^2 + H_\phi^2 \} r d\phi dr + \int H_\phi^2 a d\phi dz$$

$$(p = 0) = 2 \omega^2 \epsilon^2 \pi / k_c^2 \cdot \int \{ m^2 / k_c^2 r \cdot J_m^2(k_c r)$$

$$\begin{aligned}
 &+ r J_m'^2(k_c r) \} dr + \omega^2 \epsilon^2 \pi a l / k_c^2 \\
 &\cdot J_m'^2(\rho_{mn})
 \end{aligned}$$

$$= 2 \omega^2 \epsilon^2 \pi / k_c^2 \cdot a^2 / 4 \cdot 2 J_{m-1}^2 (\rho_{mn})$$

$$+ \omega^2 \epsilon^2 \pi a l / k_c^2 \cdot 4 J_{m-1}^2 (\rho_{mn})$$

よって、

$$Q = \frac{c \mu \{ \rho_{mn}^2 + (p\pi a/l)^2 \}}{2 R_s (\zeta a/l + 1)} \quad (A-22)$$

(ただし、 $p=0 : \zeta=1$ ,  $p \neq 0 : \zeta=2$ )

である。

## 2. Q値の測定

Q値の測定方法についても大きく分けて次の2つがある。

- 1) 減衰法……………空洞共振器内に蓄積された高周波エネルギーの減衰する時間より求める方法
- 2) インピーダンス法……………共振周波数付近での空洞共振器の入力インピーダンスの変化より求める方法 (インピーダンスに関する量の変化を観測する方法は全てこの方法に含まれる。)

以下、インピーダンス法について詳しく述べる。

### 2.1 空洞のアドミタンス軌跡からの測定

空洞に伝送線路を結合させ、伝送線上で定在波測定器により入力アドミタンスを測定する。空洞の等価回路は Fig. A-4 のように考えられるから、

$$\frac{Y_{in}}{Y_0} = \frac{G}{Y_0} \left( 1 + j2Q_0 \frac{\Delta \omega}{\omega_0} \right) = g + jb \quad (A-23)$$

これより反射係数を求めると、

$$\Gamma = \frac{Y_0 - Y_{in}}{Y_0 + Y_{in}} = \frac{(1-g) - jb}{(1+g) + jb} \quad (A-24)$$

$\Gamma$  の周波数特性をスミス・チャート上で描くと Fig. A-5 のように  $\Gamma = -1$  を通る円になる。

$b = \pm g$  になる角周波数変移を  $\Delta \omega_0$  とすると、Eq. (A-23) から

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{2 \Delta \omega_0} \quad (A-25)$$

Fig. A-5 のアドミタンス平面において、 $b = \pm g$  の曲線は同図の  $Q_0$  で示した円弧になるから、 $\Delta \omega_0$  はこの円弧とアドミタンス円の交点の周波数から与えられる。

つぎに  $b = \pm 1$  になる角周波数を  $\Delta \omega_1$  とおくと、 $\beta = Y_0 / G$  であるので、Eq. (A-23) より、

$$\frac{\omega_0}{2\Delta\omega_E} = \frac{Q_0}{\beta} = Q_E \quad (\text{A-26})$$

Fig. A-5 において  $b=\pm 1$  の曲線は  $Q_E$  で示す円弧になる。したがってこれとアドミタンス円の交点から  $\Delta\omega_E$  が求められる。

また  $b=\pm(1\pm g)$  になる角周波数変移を  $\Delta\omega_L$  とおくと、 $\beta=Y_0/G$  であるので、Eq. (2.14), (3.2) より

$$\frac{\omega_0}{2\Delta\omega_L} = \frac{Q_0}{1+\beta} = Q_L \quad (\text{A-27})$$

$b=\pm(1+g)$  は Fig. A-5 において  $Q_L$  で示す直線になる。これとアドミタンス円の交点から  $\Delta\omega_L$  が求められる。Fig. A-5 からわかるように、空洞のアドミタンス軌跡を求めれば種々の  $Q$  が求められることがわかる。

## 2.2 反射法による測定

高周波電力の反射率は  $\Gamma\Gamma^* = |\Gamma|^2$  である。角周波数の変移が  $\pm\Delta\omega_L$  での  $1 - |\Gamma|^2$  は

$$R_L = 1 - |\Gamma_0|^2 = 2g / (1+g)^2 \quad (\text{A-28})$$

である。一方、 $\Delta\omega=0$ 、すなわち共振点では

$$R_0 = 1 - |\Gamma_0|^2 = 4g / (1+g)^2 \quad (\text{A-29})$$

である。すなわち、 $2\Delta\omega_L$  は共振曲線 (Fig. A-6) の半値幅に相当する。よって共振曲線より Eq. (A-27) のようにして負荷  $Q$  が求められる。さらに、 $\beta=g$ 、 $Q_0=Q_L(1+\beta)$  であるので、Eq. (A-29) より

$$Q_0 = 2Q_L / (1 \pm \sqrt{R_0}) \quad (\text{A-30})$$

として  $Q_0$  が求められる。ただし  $g > 1$  すなわち強結合状態では「-」であり、 $g < 1$  すなわち弱結合状態では「+」である。

## 2.3 VSWRの変化からの測定

空洞の反射による伝送線上の VSWR  $\rho$  は、Eq. (A-24) より

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \\ &= \frac{\{(1+g)^2 + b^2\}^{1/2} + \{(1-g)^2 + b^2\}^{1/2}}{\{(1+g)^2 + b^2\}^{1/2} - \{(1-g)^2 + b^2\}^{1/2}} \end{aligned} \quad (\text{A-31})$$

いま、 $2(1+\rho^2)/\rho$  なる値を計算すると、

$$\frac{2(1+\rho^2)}{\rho} = \frac{1+g^2+b^2}{g} = \frac{Y_0}{G} + \frac{G}{Y_0} + 4\frac{G}{Y_0}Q_0^2\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2 \quad (\text{A-32})$$

したがって、周波数を変化させて、VSWRを測定し、それらの測定値を用いてFig. A-7のように横軸に $(\Delta\omega/\omega_0)^2$ の値をとり、縦軸に $2(1+\rho^2)/\rho$ の値をとると、それにより求められる直線は測定値を平均したものになる。その直線が縦軸と交わる値から共振時の $\rho$ が求められる。この値を $\rho_0$ とすると次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \rho_0 &= Y_0/G = 1/g && (Y_0/G = \beta > 1 \text{ のとき}) \\ &= G/Y_0 = g && (Y_0/G = \beta < 1 \text{ のとき}) \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-33})$$

したがって、 $\beta$ が1より大きいか、小さいかを知る必要があるが、それは次のようにすればよい。Fig. A-8からわかるように、 $\beta > 1$ のときは反射係数の円はスミス・チャートの原点を囲み、 $\beta < 1$ のときは原点は円の中に入らない。そのため、 $\beta > 1$ のときは周波数が増すとともに反射係数の位相は0から $-\pi$ を通して $-2\pi$ まで連続的に変わる。これを定在波最小の位置について言えば、周波数の増加とともに連続的に負荷側に動く。これに反し $\beta < 1$ のときは、定在波最小の位置は周波数増加とともにはじめは負荷側に動くが、ある周波数で移動が最大になった後電源側に戻り、共振周波数ではもとに戻って、さらに高い周波数では、より電源側に動いた後再び負荷側に動く。この様子をFig. A-9に示す。臨界結合のときはこの中間状態で、共振周波数付近で定在波はごく小さくなり、その位置は大きく移動する。以上述べたような定在波最小の位置の移動状況から密結合か疎結合かはわかり、したがって $\rho_0$ が求まればEq. (A-30)から $Y_0/G = \beta$ がきまる。

もう一度Fig. A-7の直線に戻り、この直線の傾斜Tを図から求めると

$$T = 4Q_0^2/\beta \quad (\text{A-34})$$

であるから、これより $Q_0$ を求めることができる。

また、この直線の縦軸方向の大きさが $1/\beta$ だけ大きくなる $(\Delta\omega/\omega_0)^2$ の値を $(\Delta\omega_0/\omega_0)^2$ 、 $\beta$ だけで大きくなる値を $(\Delta\omega_E/\omega_0)^2$ とおくと

$$\frac{\omega_0}{2\Delta\omega_0} = Q_0, \quad \frac{\omega_0}{2\Delta\omega_E} = Q_E \quad (\text{A-35})$$

となり、これより $Q_0$ 、 $Q_E$ を求めることができ、また、この $Q_0$ の値とEq. (A-31)の傾斜Tから求めた $Q_0$ を比較することもできる。 $Q_0$ と $\beta$ が求まれば $Q_L$ も決まる。

## 2.4 定在波最小の位置の位相差からの測定

計算Eq. がもっと簡単になることから $Q_L$ を考える。Eq. (A-24) から $b = \pm(1+g)$ になる場合の反射係数の位相を $Q_L \pm$ とおいて計算すると、密結合( $\beta > 1$ ,  $g < 1$ )の場合は

$$\theta_{L\pm} = \mp \left[ \tan^{-1} \frac{1+g}{1-g} + \frac{\pi}{4} \right] \quad (\text{A-36})$$

共振時の VSWR を  $\rho_0$  とおくと、 $\rho_0 = 1/g$  となるので、上式から

$$\theta_{L\pm} = \mp \left[ \pi - \tan^{-1} \rho_0 \right] \quad (\text{A-37})$$

定在波最小の位置の移動を  $D$  とすると

$$\frac{D}{\lambda_g} = \frac{\theta_{L^+} - \theta_{L^-}}{4\pi} = \frac{\pi - \tan^{-1} \rho_0}{2\pi} \quad (\text{A-38})$$

疎結合の場合は同様にして

$$\theta_{L\pm} = \pm \tan^{-1} (1/\rho_0), \quad \frac{D}{\lambda_g} = \frac{\tan^{-1} (1/\rho_0)}{2\pi} \quad (\text{A-39})$$

したがって共振時の VSWR  $\rho_0$  を求めた後、電源の周波数を共振周波数の付近で変化させ、前項で述べた方法で密結合か疎結合かを決定した後、Eq. (A-33) ~ (A-36) で与えられる  $\theta$  または  $D/\lambda_g$  を与える周波数偏移を  $\Delta\omega_L$  とすると、Eq. (A-27) から  $Q_L$  が求められる。 $\beta$  は  $\rho_0$  から求められるから、 $Q_L$  がわかれば  $Q_0$ 、 $Q_E$  も決まる。

## 2.5 2 開口空洞の測定

Fig. A-1 のような 2 開口空洞の一方の伝送線へ電源を、他方に検波器を接続して電源の周波数を変化させて共振曲線から  $Q$  を測定する。この場合に測定される  $Q$  は Eq. (A-6) からわかるように  $Q_L$  であり、 $Q_L$  と  $Q_0$  は Eq. (A-14) の関係で結びつけられる。ただし  $\beta_1$ 、 $\beta_2$  は入力および出力側の結合度である。

この場合の  $Q_L$  の測定には Fig. A-10 のような回路構成がよく使われる。すなわち、のこぎり波発生装置の出力電圧でクライストロンの出力周波数を電氣的に変化させ、これを被測定空洞と周波数測定用の空洞波長計に加え、前者の出力はそのまま増幅し、後者の出力は微分増幅して周波数変化の傾斜数変化の傾斜を大きくし、この両者を 2 現象切り換え装置をへてブラウン管上に描かせ、波長計の読みから空洞の  $Q_L$  を測定する。

次に、出力側はそのままにして、入力側から定在波測定器を用い、前述の方法で無負荷の  $Q$  および結合係数を求める。この場合は空洞に出力用伝送線およびその負荷をつけたものを新たに空洞と考えると、空洞の無負荷の  $Q$  が  $Q_0$  から  $Q_0/(1+\beta_2)$  に下がったと考えればよい。それゆえ入力側の結合係数  $\beta_{01}$  は次のようになる。

$$\beta_{01} = \beta_1 / (1 + \beta_2) \quad (\text{A-40})$$

さらに出力側を短絡して、出力側の結合を完全に無くして同じ測定をするか、または入力側と出力側を逆にして、出力側から上に述べた方法を適用して測定を行なう。入出力を逆にしたときは、無負荷時の  $Q$  は  $Q_0/(1+\beta_1)$  になり、結合度は  $\beta_{02} = \beta_2/(1+\beta_1)$  になるから、これらの測定値から  $Q_0$  を求めることができる。

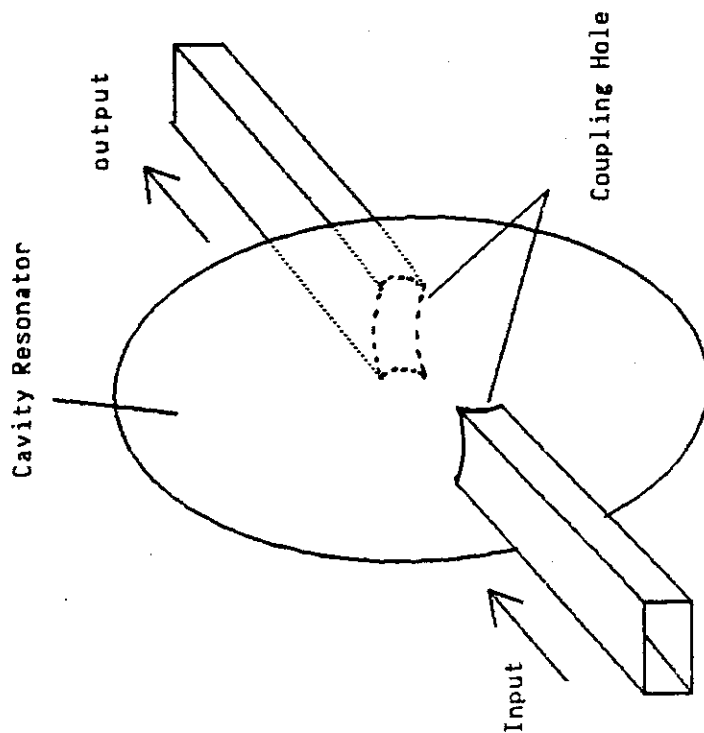


Fig.A-1 Illustration of a cavity resonator

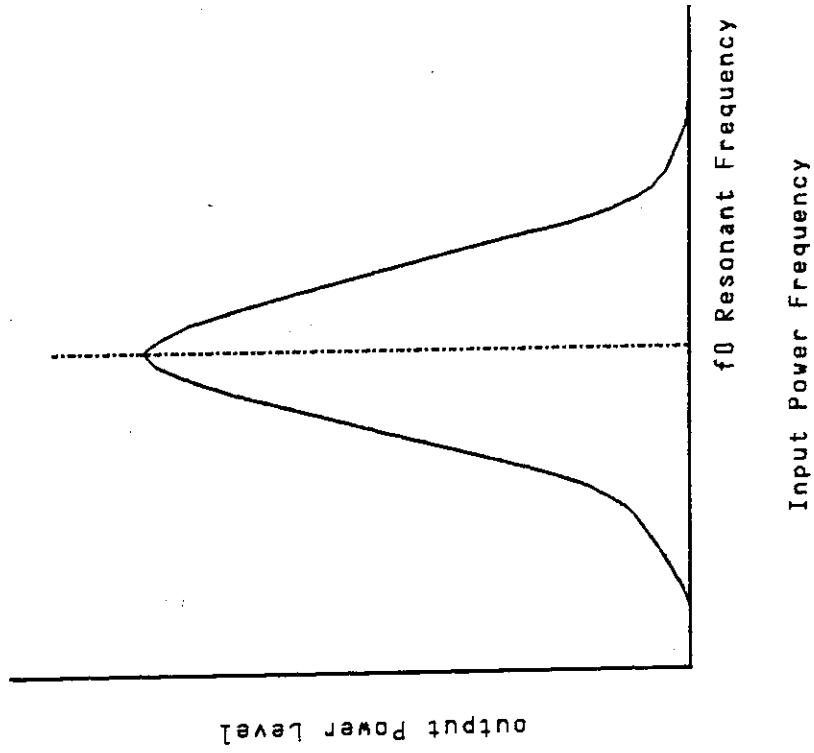


Fig.A-2 Resonance characteristic of a cavity resonator



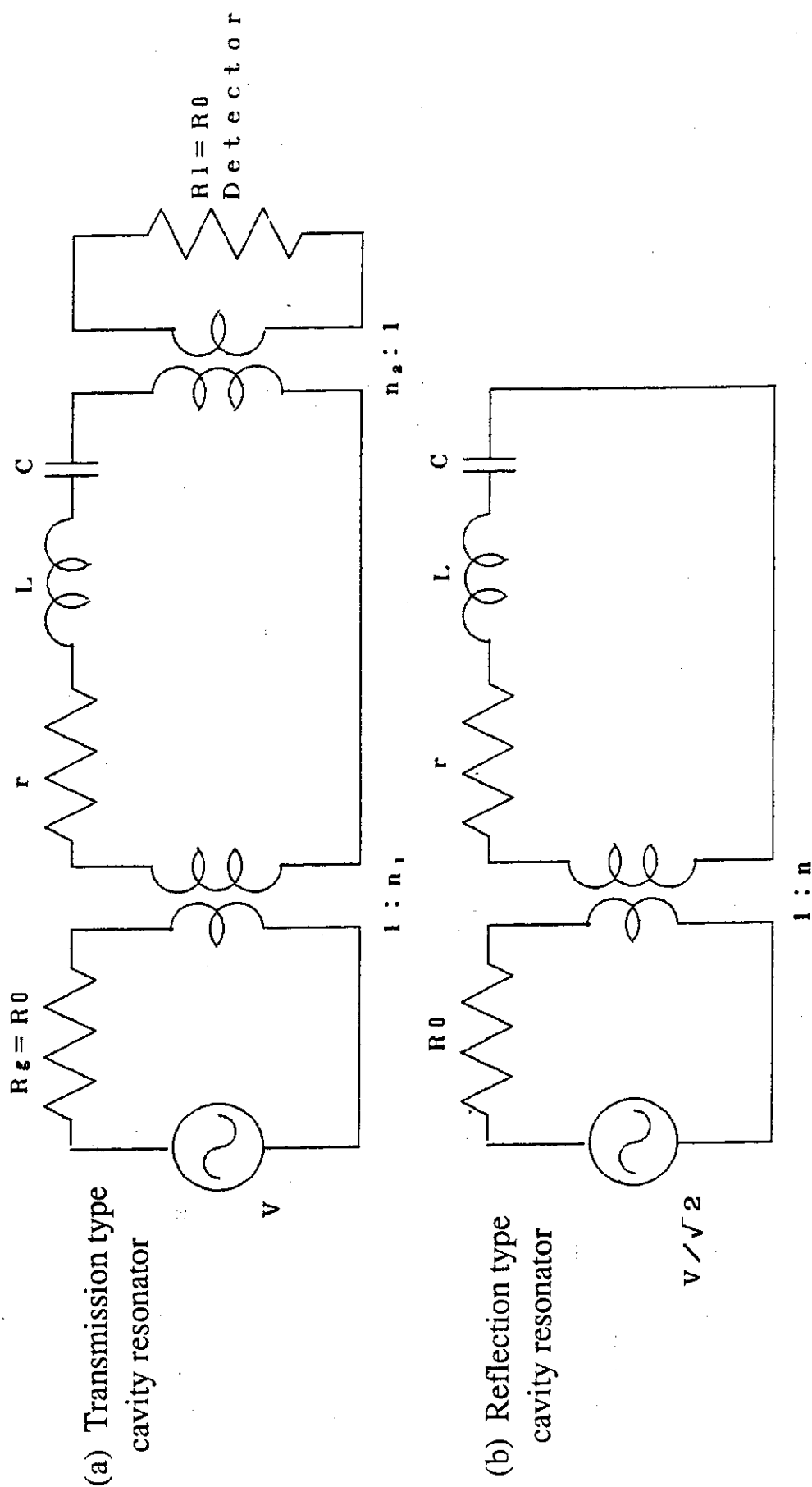


Fig.A-3 Equivalent circuit of the cavity resonator

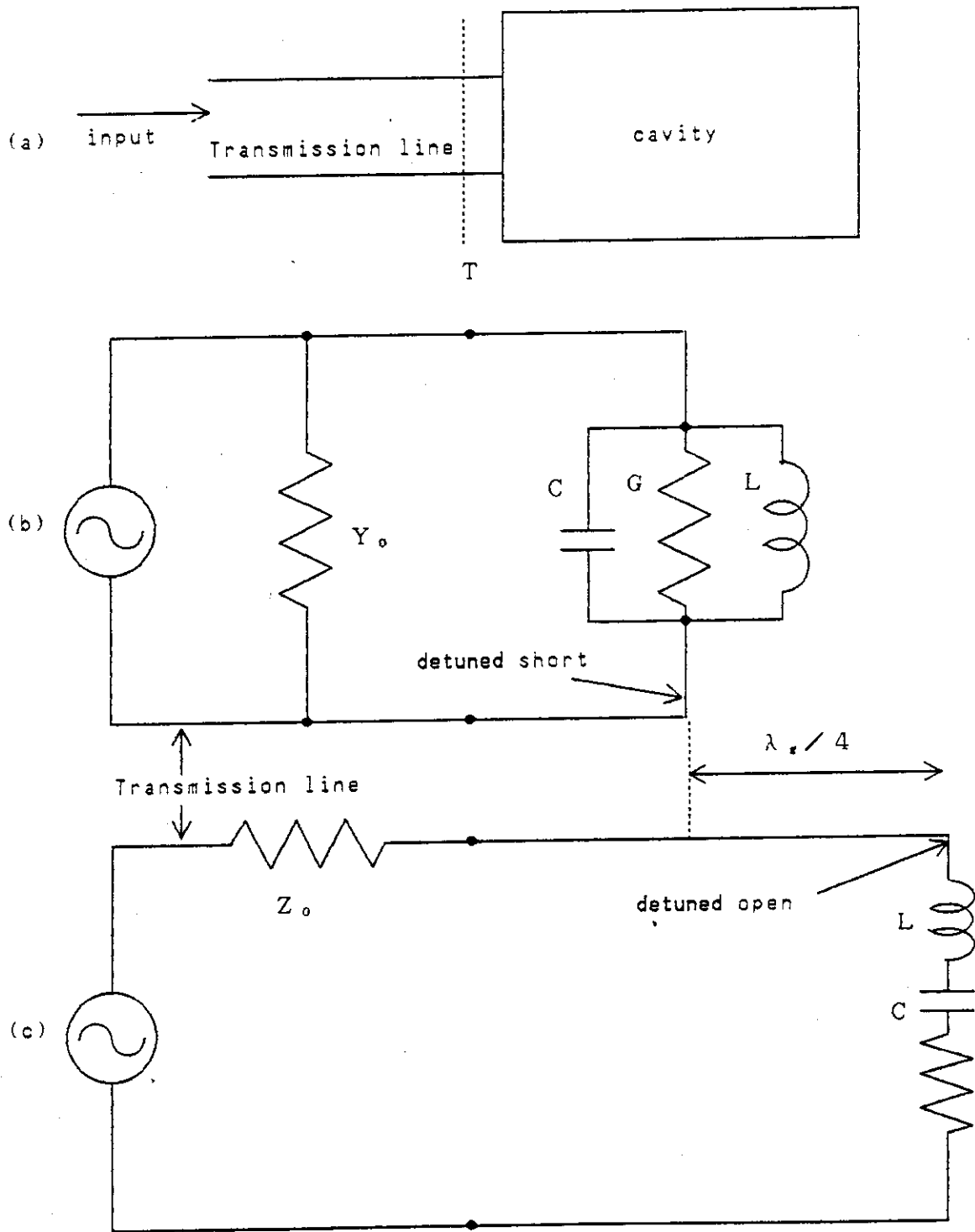


Fig.A-4 Equivalent circuit for coupling of between a cavity and a transmission line

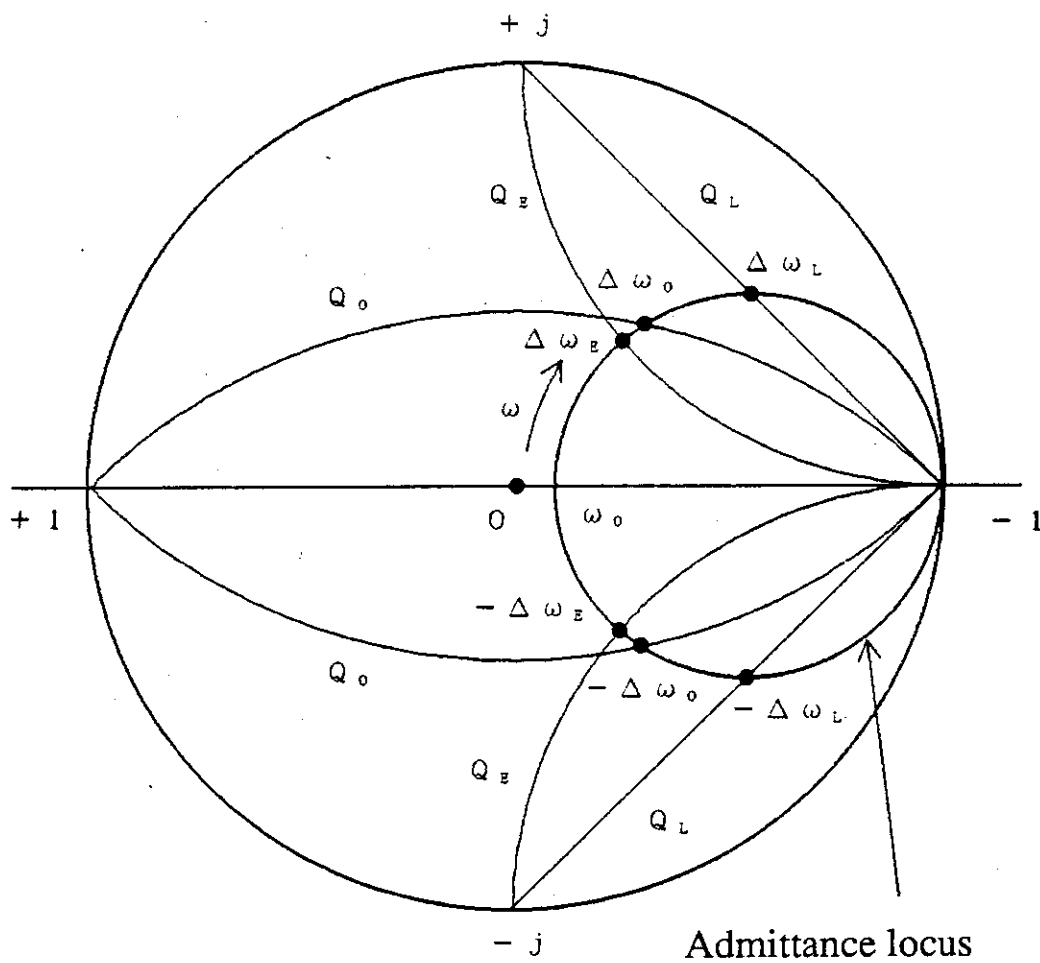


Fig.A-5 Admittance locus of a cavity :  $Q_E (b = \pm g)$ ,  $Q_0 (b = \pm 1)$ , and  $Q_L [b = \pm (1+g)]$  can be estimated by the admittance locus.

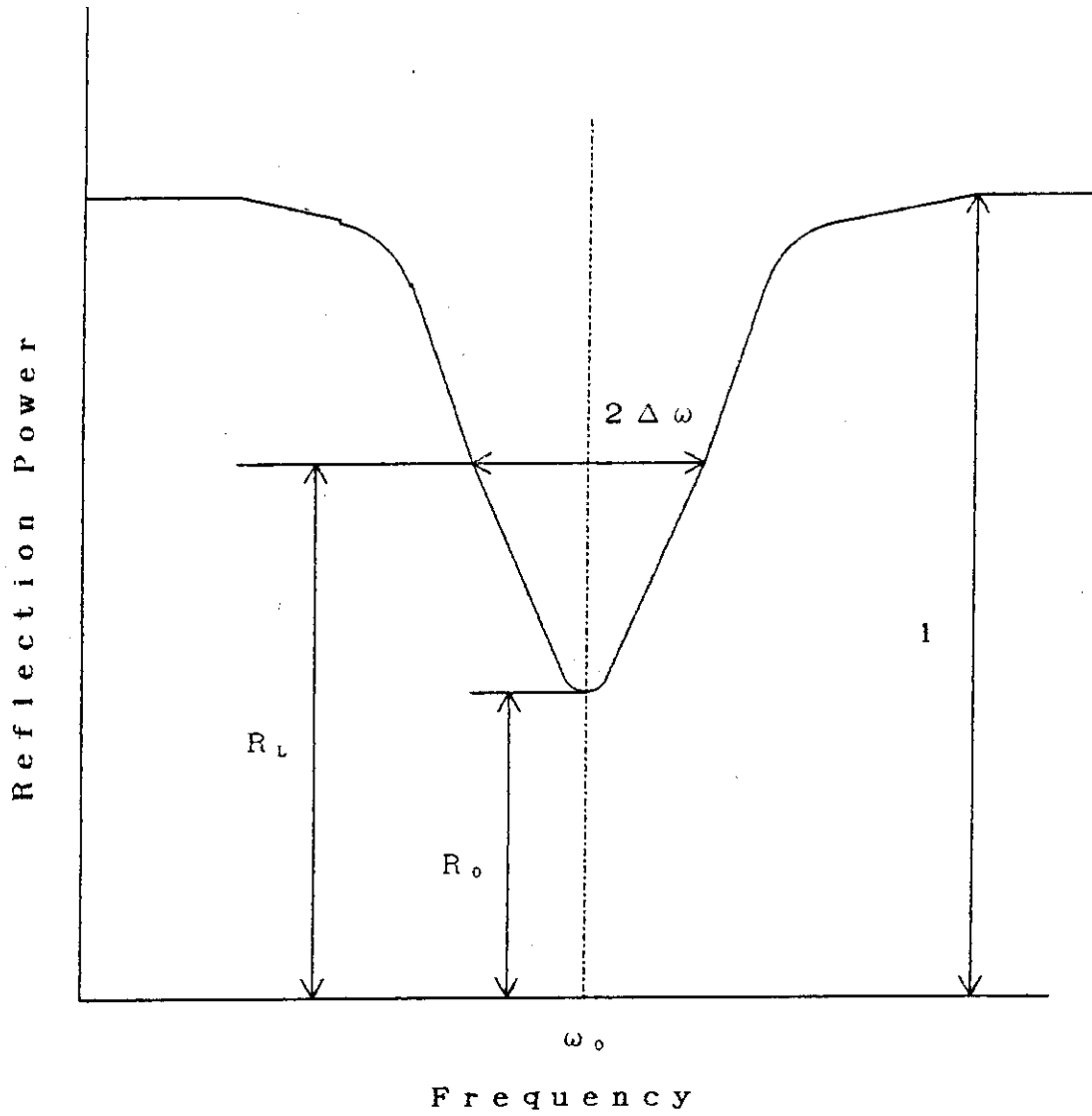


Fig.A-6 Determination of Q value by a reflection method

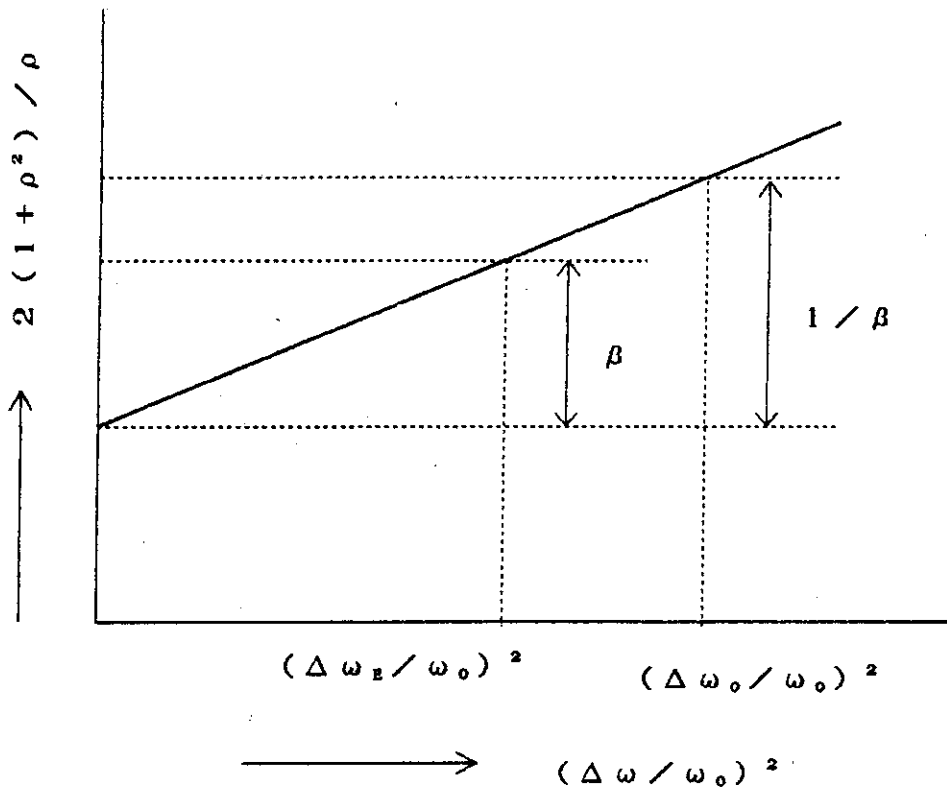


Fig.A-7  $(\Delta \omega / \omega_0)^2$  v.s.  $2(1 + \rho^2) / \rho$

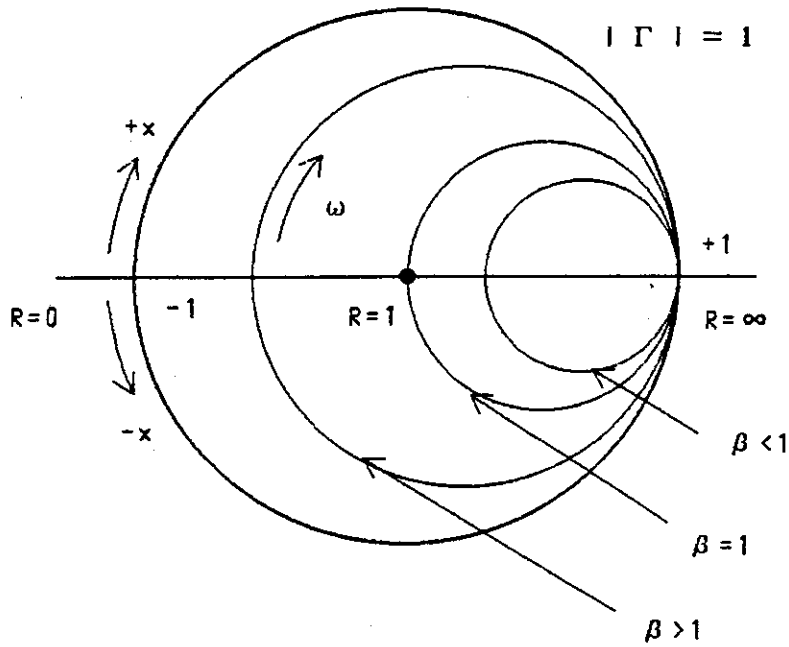


Fig.A-8 Reflection coefficient of a resonating circuit

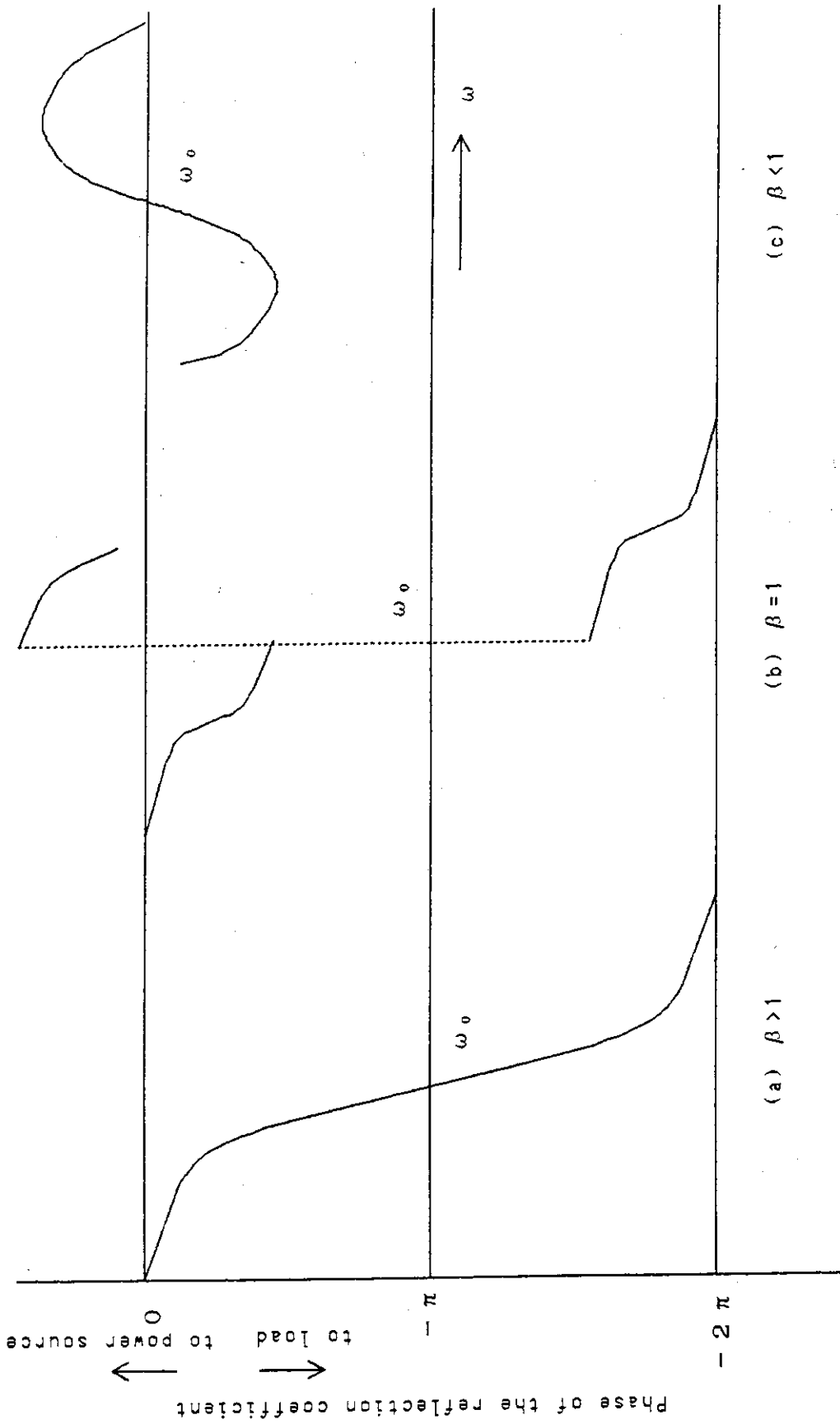
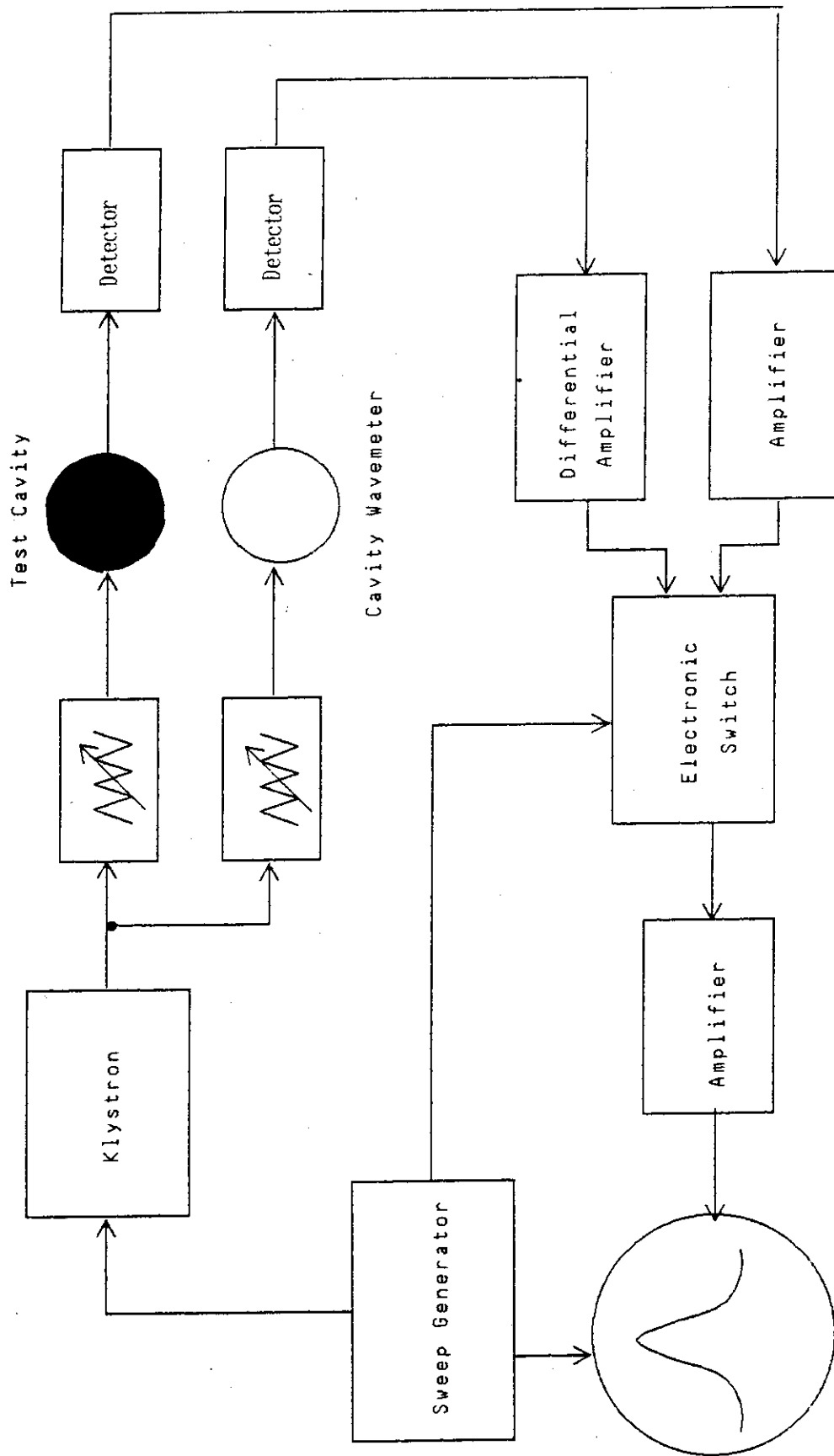


Fig. A-9 Phase transition of the reflection coefficient



Oscilloscope  
Fig. A-10 Loaded Q measurement setup of a 2-hole cavity (under test).