



Title	電子ライナックの超電導化に関する研究
Author(s)	鷲野, 翔一
Citation	大阪大学, 1975, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/54
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

電子ライナックの超電導化 に関する研究

鷺野翔一

論文目録

氏名 鷺野 翔 一

主論文 電子ライナックの超電導化に関する研究

(主論文のうち印刷公表したもの)

1. A Ring-Core Type Flux-Gate Magnetometer
Operating at 4.2 K

(4.2 Kで動作するリングコア形
フラックスゲート磁カ計)

Japanese Journal of
Applied Physics 12巻5号

昭和48年5月5日

1. 進行波管発振器のモード遷移と
二重発振特性の図的解析

電子通信学会論文誌
57-B巻11号
昭和49年11月25日

(主論文のうち未公表のもの)

1. 超電導共振器の残留高周波表面抵抗

電子通信学会論文誌
58-B巻5号
昭和50年5月25日掲載予定

論文採録決定通知状

昭和49年12月12日

鷺野翔一 殿

他 2 名

〒105 東京都港区芝公園 3-5-8

機械振興会館内

社団法人

電子通信学会

編集幹事会

論文題名 超電導共振器の残留高周波
表面抵抗

ご寄稿いただきました上記論文（受付番号49-S-159, B 分冊）は
昭和 49 年 12 月 11 日に採録と決定いたしましたのでご通知申し上げ
ます。

なお、掲載は 4 月号以降の予定になっておりますのでしばらくお待ち
下さい。

電子ライナックの超電導化 に関する研究

鷺 野 翔 一

内 容 梗 概

本論文は、大阪大学大学院工学研究科電子工学専攻在学中に、電子ライナックの超電導化のさいの諸問題に関する研究の成果をまとめたもので、つぎの6章よりなっている。

第1章においては、電子ライナックの超電導化に関する問題点を明きらかにし、本論文の位置づけを行う。

第2章においては、極低温でのホール素子およびフラックスゲートセンサーによる微小磁界測定について述べ、新たに設計試作したフラックスゲートによって極低温でのミリガウス磁界測定が可能であることを示す。つぎに、これの応用として2種類のクライオスタットの極低温での磁気シールド効果を測定した結果について述べる。

第3章においては、共振器の Q に大きく影響する残留高周波表面抵抗の凍結磁束依存性について述べる。すなわち、 $(2\pi+1)/4$ 波長平行二線超電導共振器の残留高周波表面抵抗の測定値が、この共振器の実測した凍結磁束分布とよく対応すること、したがって形状効果が存在することを示す。

第4章においては、進行波管発振器によって多空胴加速管にマイクロ波を安定に供給する問題について述べる。すなわち、多空胴加速管を含む外部帰還形進行波管発振器のモード遷移と二重発振の発生条件を明きらかにする。つぎに、これらの現象の発生を避けるために、別の共振器を挿入する方法について述べる。

第5章においては、試作超電導 $\pi/2$ モード多空胴加速管の常温での特性と、極低温での電子加速特性について述べる。得られた無負荷 Q 値の最高値、および単位長さあたりのシャント抵抗値はそれぞれ 1.8×10^7 , $39.6 \times 10^3 (M\Omega/m)$ であり、加速エネルギーの最大値は、 $24 KeV$ であった。

第6章は結論で、得られた成果を総括して示す。

目 次

第 1 章 緒 論	1
第 2 章 極低温における微少磁界測定	7
2-1 ま え が き	7
2-2 従来の測定方式	7
2-3 低温ホール素子による測定	9
2-4 フラックスゲート素子による測定	11
2-4-1 フラックスゲート法の測定原理と問題点	11
2-4-2 センサーの試作	11
2-4-3 試作センサーの特性	13
2-5 $(2n+1)/4$ 波長超電導共振器のクライオスタット の磁界測定	15
2-6 加速用クライオスタットの磁界測定	18
2-7 む す び	18
第 3 章 超電導共振器の残留高周波表面抵抗の凍結磁束依 存性	23
3-1 ま え が き	23
3-2 $(2n+1)/4$ 波長平行二線超電導共振器の残留高周 波表面抵抗	23
3-3 $(2n+1)/4$ 波長平行二線超電導共振器の凍結磁束	28
3-3-1 印加磁界が共振器の軸に平行な場合	28
3-3-2 印加磁界が共振器の軸に垂直な場合	32
3-4 磁界依存残留表面抵抗と凍結磁束分布の関係	35
3-5 む す び	39
第 4 章 進行波管発振器による多空洞加速管への給電	41

4-1	まえがき	41
4-2	外部帰還形進行波管発振器のモード遷移と二重発振	41
4-2-1	$D-L$ 線図による発振動作点の決定	41
4-2-2	結合多空胴列の負荷線	43
4-2-3	二空胴帰還回路の発振特性	46
4-2-4	進行波管の二信号デバイス線	50
4-2-5	発振モード遷移と二重発振の条件	53
4-3	フィルターの附加による負荷線の変形	58
4-4	五空胴加速管へのマイクロ波給電	66
4-5	むすび	69
第5章	試作五空胴加速管による電子加速	71
5-1	まえがき	71
5-2	五空胴加速管の諸特性	71
5-2-1	個々の共振器の共振周波数測定と周波数合せ	71
5-2-2	シャント抵抗	74
5-3	加速特性	77
5-4	むすび	79
第6章	結 論	81
謝 辞		81
文 献		82
附 録		91

第 1 章 緒 論

超電導現象は、1911年 K. Onnes によって発見され、その直流抵抗が零になることが示された。超電導体の工学的応用に関しては、高い臨界磁界をもつ第二種超電導体を利用した超電導磁石、超電導送電などへの応用例がある⁽¹⁾。また Josephson 効果⁽²⁾は、極低温での極微少磁界の測定、マイクロ波検波器、マイクロ波発振器など各方面での応用が試みられている⁽¹⁾。

一方、超電導をマイクロ波共振器に応用することによって高い Q が得られる可能性が知られている⁽³⁾。超電導共振器は、常温の Q の 3～6 桁の高い Q 値をもつため、共振器内に同じ大きさの電磁界を作るのに常温に比べて 3～6 桁少ない電力で済む。これを利用して電子や陽子の線形加速器や、セパレータを連続運転するための研究が広く行われている。たとえば、Argonne⁽⁴⁾、⁽⁵⁾⁽⁶⁾ Brookhaven⁽⁷⁾、Illinois 大学⁽⁸⁾、Stanford HEPL⁽⁹⁾、SLAC⁽¹⁰⁾、CERN⁽¹¹⁾、Karlsruhe⁽¹²⁾⁽¹³⁾、Orsay、Rutherford⁽¹⁴⁾ などがある。特に HEPL では、1972年 8MeV の加速に成功している⁽¹⁵⁾。また我国では、高エネルギー研、核研、東北大学などで基礎実験が始められている⁽¹⁶⁾。また大阪大学では、高エネルギー電子顕微鏡用の超電導ライナックの研究が進められ、単一の超電導円筒 TM_{010} 空胴を用いて最大 20KeV の電子加速に成功している⁽¹⁷⁾。

ところで、ライナック用加速管を超電導化するに当たっての問題を大別すると次の通りである。

- (1) 超電導高 Q 共振器の製作。
- (2) 高 Q 共振器へのマイクロ波の安定供給ならびに精密制御。

超電導共振器の Q は、その構成材料の表面抵抗 R_s と $R_s = G/Q_0$ (G は共振器の形によってきまる定数) の関係で結ばれているため Q を高くするには、表面抵抗 R_s を下げることが問題となる。次に表面抵抗 R_s は $R_s = R_{BCS}(T) + R_{res}$ と書くことができる⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾。ここで $R_{BCS}(T)$ は BCS 理論で計算される項で、温度 T が零に近づくと共に指数関数的に零になる。また R_{res} は温度が零でも存在する抵抗で残留表面抵抗と呼ばれる。超電導共振器を実際に応用する場合多くは極低温 ($\sim 1\text{K}$) で使われるので、結局残留表面抵抗を下げることに応用

上重要な課題となる。

さらに共振器の Q は、そのマイクロ波入力レベルに依存し、入力レベルが低いときには高く、レベルが高くなると共に低下することが知られている⁽¹⁰⁾
(20)~(26) これら二つの現象は、共振器材料の表面処理に敏感に依存することが知られ、Pb, Nb についての研究が行われている^{(21)~(28)}

残留表面抵抗の発生原因機構は、⁽²⁰⁾ 大別すると次の三つに分けられる。

(1) 超電導転移時に、周囲磁界による磁束あるいは、このとき誘起される熱励起電流による磁束を凍結することによってできる常電導領域中の損失（凍結磁束による損失）⁽²³⁾⁽²⁵⁾⁽²⁷⁾

(2) 超電導体表面の汚れ等による酸化膜の誘電損⁽²⁹⁾

(3) 超電導体表面の突起等によってできる高電界によるフォノンの励起などである⁽³⁰⁾

凍結磁束による損失機構を明きらかにする一つの方法として磁界によって増大する残留表面抵抗の周波数、磁界依存性を測定することが挙げられる。
J.M. Pierce,⁽²⁷⁾ P. Kneisel⁽²²⁾⁽²⁵⁾⁽³²⁾ らは、Pb と Nb の TE_{011} モード共振器について実測し、その実験式として次式を提案している。そして超電導転移時の周囲磁界をミリガウス以下にシールドする必要性を強調している。

$$R_H(H, f) \propto H_{dc} f^{0.7} \quad (1-1)$$

ここで $R_H(H, f)$ は、磁界によって増大した表面抵抗であり、 H_{dc} は印加磁界、そして f は測定周波数である。また B. Piosczyk⁽²³⁾ らは、Nb 線共振器について上式と異なる次式を報告している。

$$R_H(H, T, f) = \frac{H_{dc}}{H_c(0)} \frac{R_{NL}(f)}{r(f)} \frac{1 + \Upsilon_T(f)(T/T_c)^2}{1 + (T/T_c)^2} \quad (1-2)$$

ここで $r(f) = r \times (100 \text{ MHz} / f)^\alpha$, $\Upsilon_T(f) = \Upsilon_T \times (100 \text{ MHz} / f)^\beta$, $R_{NL} \propto f^{0.5}$, $0.8 \leq \alpha \leq 1.4$, $0.4 \leq \beta \leq 0.7$, 印加磁界は線に垂直と平行の二種であり、それぞれの場合で α と β の値が異っている。このように凍結磁束による損失にしても完全に解明されたとはいえない。

J.M.Pierce, P.Kneiselらの論文では、極低温で実際の磁界を測定せず常温での測定値で代用している。凍結磁束による残留抵抗の発生を解明するにさいしては、実際に共振器の凍結磁束分布を測定することが必要である。またクライオスタットの磁気シールド効果を極低温で測定することも重要である。このためには、極低温でミリガウス程度の微少磁界を測定することが必要になる。この際、磁界測定のスセンサーは、次のようなきびしい諸条件を満足しなければならない。

- (1) 高感度でしかも常温と低温で感度が変わらないこと。
- (2) 4.2°Kと300°Kの間の熱サイクルに対して電氣的、機械的に安定であること。
- (3) 零点ドリフトが0.1ミリガウス以下であること。
- (4) センサーの体積が小さく(直径8 mm以下)、もれ磁束が少ないことなどである。

従来の磁界測定法では、これらの条件を全部満たすことは困難であった。

つぎに、超電導共振器のような高Q共振器にマイクロ波を給電する方法として、高安定な水晶発振器を適倍してマイクロ波供給源として用いるやり方と、共振器そのものをたとえば進行波管の発振ループに組み入れ、外部帰還形進行波管発振器を構成し、系全体を発振させることによって給電する自動給電法がある。

長い加速管が適当に分割され、別々に給電されるときには前者の方式となる。しかし、我々のように10 MeV程度の加速管では、後者の方が系は簡単に周波数の安定度も良い。

共振器が単一空胴の場合、外部帰還形進行波管発振器の発振特性はヒステリシスを示す。このヒステリシスや発振の立ち上がり特性については、すでに鷹岡-川村-裏⁽³³⁾によって提案された、デバイス線と負荷線を位相-利得平面に書き入れたD-L線図を用いる方法によって明きらかにされている。しかしライナック加速管のように、多空胴共振器の場合にはモード遷移や多重発振の危険性がある。⁽³⁴⁾⁻⁽³⁸⁾最終的に加速管の空胴数は数十に及ぶと考えられるので、所要のモードを選択的に発振させるためには、これらの現象を

正確に記述でき、予知できなければならない。

非線形の多自由度振動系における多周波発振の立ち上がり、複数の周波数の信号が存在するときの安定点（多重発振）、モード間の選択現象（モード遷移）に関しては古くから解析されている。たとえば B. van der Pol⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾ J. S. Schaffner,⁽³⁷⁾ A. Le Pourhiet-J. G. Paquet,⁽³⁹⁾ 白井-片岡-飯野,⁽⁴⁰⁾ 松原,⁽⁴¹⁾ 志村,⁽⁴²⁾ 村田-太田-鈴木-滑川,⁽⁴³⁾ 中川-高橋,⁽⁴⁴⁾ 鈴木-村田-滑川⁽⁴⁵⁾ らは、非線形微分方程式の近似解を求めることによって、モード遷移と多周波発振の立ち上がり条件について論じている。また、V. Met,⁽³⁶⁾ M. I. Disman-W. A. Edson⁽³⁸⁾ らは、非線形微分方程式を等価インピーダンスを導入することによって近似解を求め、二重発振の安定条件について論じている。しかしこれらは、実際の発振器を非線形微分方程式におき直し、その近似解を求め、その性質を調べることが主体になっていて、実際の系について二重発振やモード遷移条件を具体的な形で表現するには適さない。

以上のような現状に鑑みて、本論文では極低温における微少磁界の測定、凍結磁束と残留抵抗との関係、外部帰還形進行波管発振器による加速管への給電の際の多重発振とモード遷移の機構の解明とその対策についての研究をまとめた。

まず極低温用ホール素子は、実測の結果零点ドリフトが大きく、またすでに商品化されているフラックスゲートを用いたミリガウスメータでは、素子自体がかなり大きく、またもれ磁束が大きいのでそのままでは使えないことが判った。結局、強磁性コアをリング状に巻き、回路系も極低温での損失が少ないように設計しなおした。コア材料については、常温の特性から推定して使えそうないくつかの材料を極低温で実際に動作させて安定かどうかを検討した。第2章ではこれらの結果と、それを用いて2種類のクライオスタットの磁気シールドの効果を実測した結果を述べる。

次に凍結磁束と残留表面抵抗の関係が式(1-1)と(1-2)とで異なるのは、凍結磁束分布の差ではないかと考え、この両者を実測して対応関係を検討することにした。まず共振器としては周波数を広い範囲で変えるのに 便利な $(2n+1)/4$ 波長平行二線共振器を使用する。ま

た凍結磁束分布の差を見るために、素地として銅線と鉛線の2つを用意し、同じ条件で鉛メッキをした試料の残留表面抵抗の周波数、磁界依存性を測定する。さらに凍結磁束分布をフラックスゲートで測定する。第3章では、これらの測定結果を示し、その対応関係を検討する。

第4章では、多空洞加速管を帰還回路として含む進行波管発振器のモード遷移と多重発振の発生条件を明きらかにする。すなわち、鷹岡-川村-裏の考案したデバイス線および負荷線をそれぞれ二信号デバイス線と多空洞負荷線に拡張することによって、見通しよくかつ正確に予知する方法について詳しく述べると共に、その解析法の結果と実験結果が良く一致することを示す。そしてこの解析法を適用して、多空洞加速管の所望のモード（たとえば $\pi/2$ モード）で安定に発振させるためのフィルターを設計、試作し、その効果を確かめる実験結果について述べる。

第5章では、多空洞加速管の例として試作した五空洞加速管の常温での諸特性、および超電導状態での加速特性について述べる。

第2章 極低温における微少磁界測定⁽⁴⁶⁾

2-1 ま え が き

この章では，ミリガウス程度の微少直流磁界測定を扱う．極低温での被測定空間が狭いことから測定条件は次の4つにまとめられる．

- (1) 高感度で室温と低温で感度が変わらないこと．
- (2) 4.2 Kと300 Kの間の熱サイクルに対して，電氣的機械的に安定であること．
- (3) 零点ドリフトが0.1ミリガウス以下であること．
- (4) センサーの体積が小さく，もれ磁束が少ないことである．

2-2節では，従来行われてきた測定方式を検討する．2-3節では，低温用ホール素子による結果を，2-4節ではフラックスゲート素子の試作とその特性や問題点，測定上注意すべき点などについて述べる．2-5節では，フラックスゲートセンサーを用いて実際に， $(2n+1)/4$ 波長平行二線超電導共振器のQを測定するクライオスタット内の磁界を4.2 Kで測定した結果について述べる．2-6節では，同じセンサーで加速用クライオスタット内の磁界の4.2 Kの分布の測定結果について述べる．

2-2 従来の測定方式

従来知られている測定方法を表2-1にまとめた．*，**

測定条件から，B-1ホール素子法，D-2フラックスゲート法を試みることにした．

この中でホール素子法は，低温では，キャリアが減少することから原理的

* 1963年C. Germain⁽⁴⁷⁾の磁界測定のレビューがある．

1966年小川⁽⁴⁸⁾の微少磁界測定のレビューがある．

** 調査範囲(1)Phys. Abs. (2)R. S. I. 1950~1971(3)IEEE Trans.

Magnetics 1971年まで(3)Cryogenics 1971年まで (4)物理学会誌

(5)超電導ハンドブック

表 2 - 1 磁界測定方式と特徴

測 定 方 法	精 度	磁 界	測 定	最小磁界 (gauss)	温 度	空 間 (C.C.)
A 磁 気 共 鳴						
1. NMR, ESR	10^{-4}	D.C.	絶 対	10^2	常 温	10^3
2. プロトン共鳴	10^{-5}	"	"	10^{-5}	"	"
3. 強磁性共鳴	10^{-4}	"	"	10^3	"	"
4. 常磁性共鳴	"	"	"	10^0	"	"
5. Optical pumping	10^{-7}	"	"	10^{-5}	"	"
B 電 子 の 運 動						
1. ホール効果	10^{-3}	"	相 対	10^{-3}	"	10^{-3}
2. 磁気抵抗効果	"	"	"	10^2	"	"
3. フローティングワイア		"	"		"	
4. マグネトロン	10^{-2}	"	"	10^1	"	
C. 電 磁 誘 導						
1. 回転コイル	10^{-3}	D.C. A.C.	絶 対	10^0	"	
2. 振動コイル	10^{-2}	"	"	10^{-2}	"	
3. フラックスメータ	10^{-3}	変 化	相 対	10^{-1}	"	
D 磁性体の磁氣的性質						
1. ビーキングストリップ	10^{-3}	増磁界 A.C.	相 対	10^{-2}	"	10
2. フラックスゲート	10^{-5}	D.C.	"	10^{-5}	"	10
E 超 電 導						
1. DCジョセフソン		D.C.	絶 対	10^{-8}	低 温	10
2. 超電導回路		D.C. A.C.	"	10^{-7}	"	10
F ファラデー効果		D.C.	相 対	10^1	常 温	10

○ 温度は特別に変化させない場合を示した。

○ 体積は、中、小(10以下)は、センサーにマウント可能

には感度が減少するが、その手軽さと、多数の低温での報告例のあることから試みた。

極低温での極微少磁界の測定では、SQUIDを用いる方法がある。大阪大学低温センター吹田分室でもこれを購入したので、筆者はこれによる測定も試みた。素子と回路は Superconducting Helium Electronics 社の点接触の対称 SQUID であった。実際に試みると、接触の調整がむづかしく安定に動作させることが困難であった。また我々の場合、クライオスタットの中の極低温以外での磁界分布を測定するには、この SQUID を別に液体ヘリウムの容器に入れる必要があり实际的でないで、それ以上は行わなかった。

2-3 低温ホール素子による測定

低温ホール素子として、ドイツジーメンス社の $InAs$ ($RHY17, RHY18$) を採用した。これは極低温での使用報告があったこと、比較的入手が容易であったことなどの理由による。なお $RHY17$ は水平方向磁界測定用で $RHY18$ は、同じく軸方向磁界測定用である。表 2-2 にその特性を示す。

表 2-2 $RHY17, 18$ の特性表

	$RHY17$	$RHY18$
制御電流 i_{ln}	60 mA	35 mA (標準)
感 度 K_{oa}	0.6 V/AKG	0.6 V/AKG (0°C)
温度範囲	$-269\sim 80^{\circ}\text{C}$	$-269\sim 80^{\circ}\text{C}$

この素子をマウントするにさいしては、低温における熱収縮によるストレスが零点ドリフトの原因となることを避けるため従来のセンサーがエポキシ系の樹脂でマウントされれていたのにかえて、素子部のマウント材料と素子部との間に約 0.5 mm の間隙をもうけた。さらにもれ磁束を少なくするため、肉厚 0.5 mm の銅パイプをつけるようにした。

さらに、市販のガウスメータを試作低温ホールセンサーとを結合させるため、零調整回路を改良し、整合トランスを挿入した。次にガウスメータの出

力を周波数分析器に接続して、2次高調波成分による残留分を除いて測定した。図2-1に77 Kでの零点ドリフトの測定結果の一例を示す。4.2 Kで

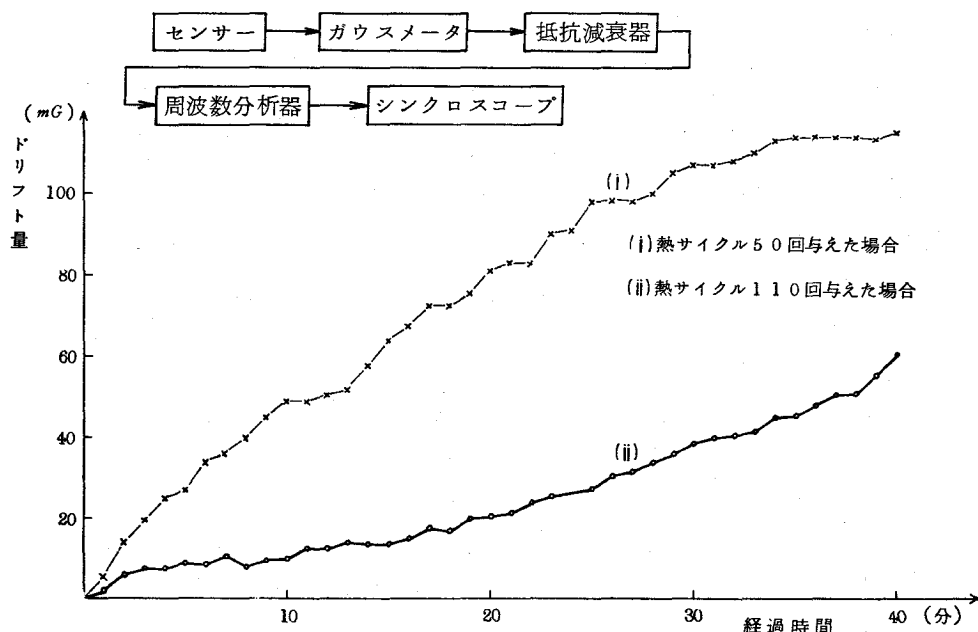


図2-1 零点ドリフト(低温軸方向ホールセンサー) 77 K

も全く同様の結果である。

この図から見えるように、低温ホールセンサーの零点ドリフトは、40分で百ミリガウス前後であり予想外に大きいものであった。この原因について検討した結果、電源電圧の変動、オール素子駆動電流の周波数変動と振幅変動などではこれを説明できず、寒剤の液面の下降によるセンサーから回路(ガウスメータ)に至るリード線抵抗による温度変化が主原因であることが判った。すなわち、液面5 cmの下降(40分程度)で約百ミリガウスのドリフトが観測された。なお、素子に熱サイクルをくり返えすと、ある程度の零点ドリフト特性の改善が見られた(図2-1)。

そこでこの方法でミリガウスの磁界の測定をするには、液体ヘリウム面とセンサーとの相対的位置を変えずに、すばやく測定する必要がある(精度は±

5 mG) .

2-4 フラックスゲート素子による測定^{(49)~(53)}

2-4-1 フラックスゲート法による測定原理と問題点

フラックスゲート法は、強磁性体に充分大きい振幅の交流磁界を印加したとき、直流磁界の存在によって磁束の交流成分に2次高調波が現われ、その大きさが直流磁界の大きさに比例することを利用する方法である。

強磁性コアの形状としては、次の理由からリングコアが使われる。

(1) 磁気的な対称性がとりやすいので残留二次高調波の最小化が簡単である。この最小化はコアを回転することによって行われる。

(2) もれ磁束が少ないので一次巻線に流す駆動電流が少く、したがって駆動電力が少なくてすむ。

強磁性リングコアがヒステリシスをもつ場合についての二次巻線の2次高調波出力は D.I.Gordon, R.H.Lundsten, R.A.Chiarodo⁽⁵³⁾ らにより、理論的に解析されている。

次にフラックスゲートセンサー設計にさいして、次の点を考慮する必要がある。

- (1) 最大感度を得るためのコア材料、回路の決定。
- (2) センサーのマウントは低温でストレスが加わらないようにすること。
- (3) ヒステリシス損による液体 He 蒸発量を少なくすること。
- (4) 残留2次高調波出力を少なくすること。などである。

2-4-2 センサーの試作

感度を上げるためには、回路面と材料面の2つの方向から考えられる。回路面は

- (1) 二次巻線数 N を大きくすること。
- (2) 駆動周波数 f を増大する。また材料面からは
- (3) コア断面積 A を大きくする。
- (4) μ_{Δ} を大きくする。
- (5) 減磁係数を小さくする。
- (6) 抗磁力 H_c を小さくする。

(7) 初期透磁率 μ_0 を小さくする、などである。

上記の条件からパラメータを次のように設定した。

$N=1000$, $f=1\text{KHz}$, A : 許容体積中で最大

試作センサーの強磁性コアとして次のコアを試験した。

(1) TDK製 H_{5B2} フェライトコア

(2) 東北金属製 TMH , TMG , $N50$ パーマロイコアの計4種で、表2-3にそれらの常温での特性を示す。

表 2-3 強磁性コアの特性表 (直流特性)

	μ_r	$H_c (Qe)$	$H_m (Qe)$	$B_s (KG)$	μ_Δ
H_{5B2}	$7500 \pm 25\%$	0.07	15	4.2	280
TMG	2.5×10^4 以上	0.15	0.5	7.5	15000
TMH	2×10^5 以上	0.1	0.5	7.0	14000
$N50$	1×10^5 以上	0.4	2	12.5	6250

コアのセンサーへのマウントは、図2-2のようにした。二次巻線は、ボール紙に直径0.1mmのフォルマル線を約1000回巻いておき、スライド

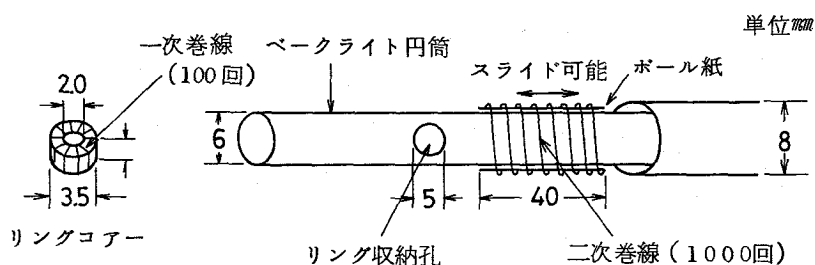


図 2-2 ゲートセンサーのマウント

してコアの所におけるようにしている。これによって前節の(2)の問題点は解決されている。また駆動巻線は、同じフォルマル線を約120回トロイダル状にコアに巻かれている。なお水平方向用センサーの二次巻線は、約

100回である。

前節の問題点(3)は、コアー選定の際に考慮して、できるだけヒステリシス損の小さなコアーが選ばれている。

次に(4)の残留2次高調波成分を消去するために、測定回路中に零調整回路を挿入した。

図2-3には、測定系のブロックダイアグラムを示した。

試作回路の概要は次のようである。1KHzの電力増幅回路の出力側はセンサーを含めて、 $Q \approx 10$ の共振回路よりなり、1KHz共振時に整合がとれるようになっている。1KHz(2KHzは1KHzの電圧より50dB低い)を入力としたとき、アンプ出力の2KHz成分は1KHzに比べて70dB低くなっている(センサーへの入力の1KHzに含まれる高調波の2KHz成分は、そのまま残留2KHz成分としてとり出される)。2KHz帯域フィルターはインピーダンス600Ω、遮断周波数1.8KHz、減衰極1KHzの高域ろ波器と遮断周波数2.2KHz、減衰極3KHzの低域ろ波器からなる帯域ろ波器であり2KHzを基準にして1KHzは70dB、3KHzは60dBの減衰がある。

2-4-3 試作センサーの特性

センサーの特性として、次の3項目を測定した。

- (1) 零点の調整 (2) 出力特性 (3) 零点ドリフト特性

以下にその結果を示す。

(1) 前節で述べた零調整回路で、打消信号の振幅と位相を調整することによって常温では4種のすべてのセンサー、また低温では、TMHセンサーのみが0.1ミリガウス程度、TMG、N50センサーは1ミリガウス程度、 H_{5B2} センサーでは、ゆらぎが非常に大きく零調整はできなかった。この測定はパーマロイの磁気シールド中で行った。

図2.3には各センサーの常温と低温での出力特性を示した。各センサーの出力は先に述べたようにコアーの入力レベルに依存するが、すべて最大の出力を示すレベルにしている。これによるとTMHセンサーは、常温と低温で特性はほとんど変化していないことがわかる。そして0.1ミリガウスから1ガウスまでは完全に線形になっている。またこの出力特性は、 $\mu_{\Delta} = 5 \times 10^3$,

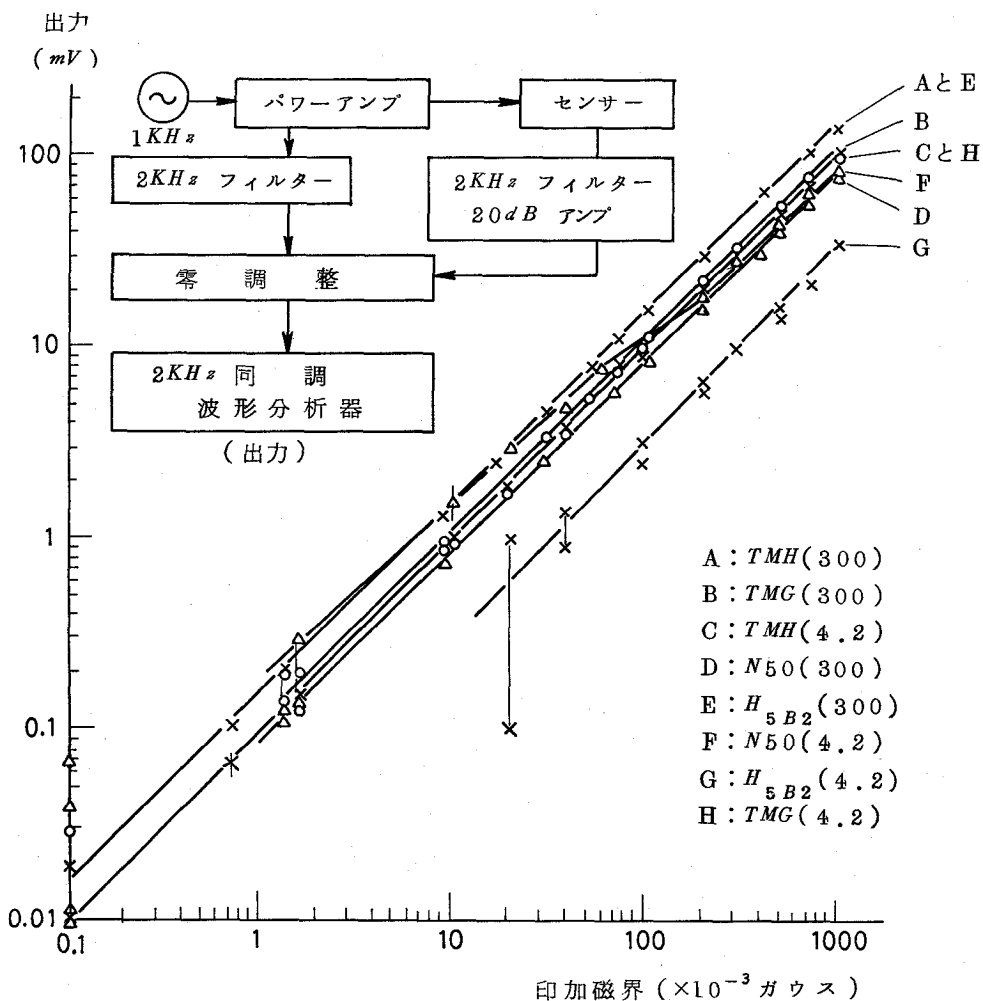


図 2-3 各センサーの出力特性

$K = 2 \times 10^{-3}$ $\mu_0 = 3.7 \times 10^5$ とすれば設計式と一致し、これらの値は、コアの特性から見て妥当である。また TMH センサー以外のセンサーは、低温では、零点の調整が TMH センサーに比べて悪く、雑音が外くなっている。特

に H_{5B2} フェライトセンサーではその特性は常温に比べて著るしく悪くなっている。これはフェライトは 4.2°K 付近の温度で変態点があることを考えると、低温で磁氣的性質が大幅に変化したのではないかと考えられる。図 2-3 の各センサーはすべて軸方向センサーである。

零点ドリフトの測定結果をまとめると表 2-4 になる。

表 2-4 各センサーのドリフト量 (10 分間)

セ ン サ	ドリフト量
TMH	0.1mG 以下
TMG	1.6mG //
$N50$	16 // //
H_{5B2}	測定不可能*

* 雑音が多く零調整不能

以上の特性の測定の結果、 TMH センサーが先に述べた極低温での微小磁界測定の 4 つの条件をすべて満足していることが判明した。

2-5 $(2n+1)/4$ 波長超電導共振器のクライオスタットの磁界測定

TMH 軸方向センサーで 4.2°K でのクライオスタット内の軸方向磁界分布を測定した。その結果を図 2-4 に示す。測定は磁気シールドをしたまま、液体ヘリウムを高さ 50cm まで入れて行われたが、クライオスタットの底を磁界 0 ガウスとしたので、 ± 5 ミリガウスの誤差が考えられる。

図 2-4 によると、高さ $9\sim 18\text{cm}$ の所にピークが存在している。これは後になってこの付近においた、ブリキ板で囲った温度上昇用のニクロム線のためであることがわかりこれを取り除くと、印加磁界のない時はほぼ 20 ミリガウス以下の磁界分布になっていることがわかった。次に印加磁界を $10, 30, 100, 200, 300$ ガウスと増大させた場合にも、高さ 17cm 以下 (すなわち結合ループより下の所) は、印加磁界が存在しない時と同じ分布を示し、 20 ミリガウス以下であることが判った。この結果と次の図 2-5 より、クライオスタットの外側で磁気シールドされたクライオスタットでは低温においても、常温と同じ程度にシールドされていることが明きらかになった。図 2-5 に、使用した磁気シールドの残留磁界の測定結果を示した。

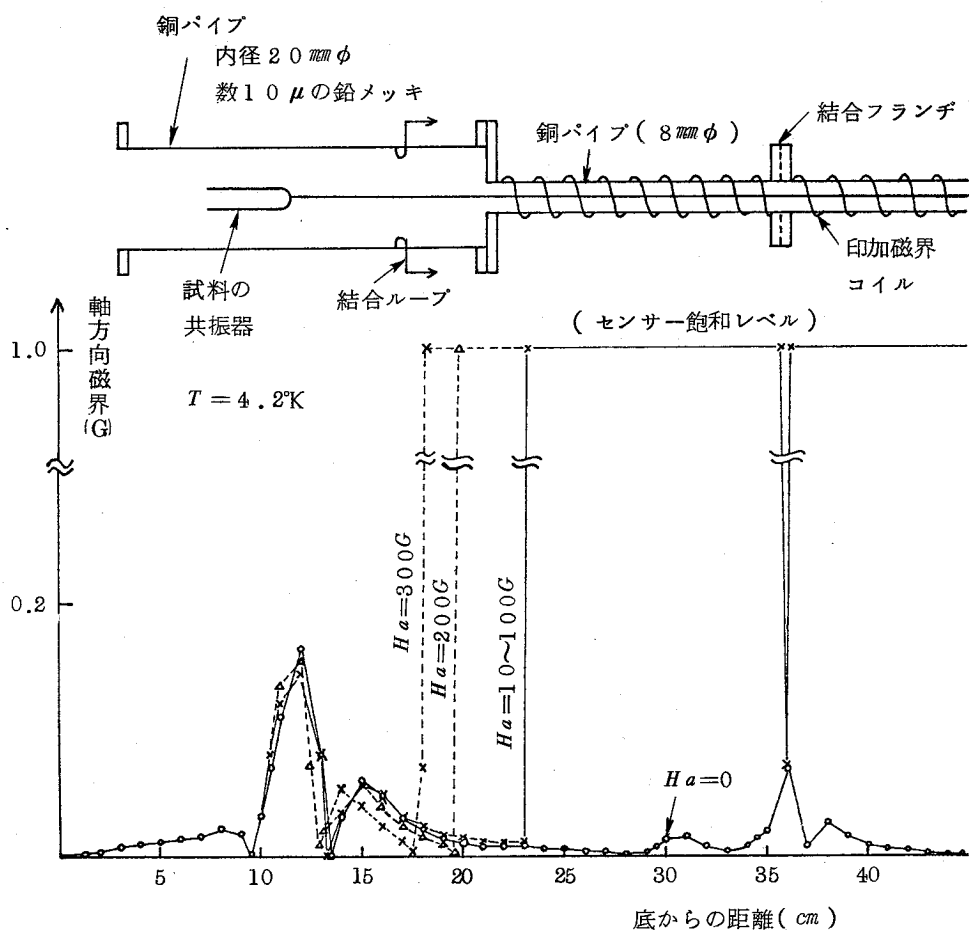


図 2 - 4 Q 測定クライオスタットの磁界分布

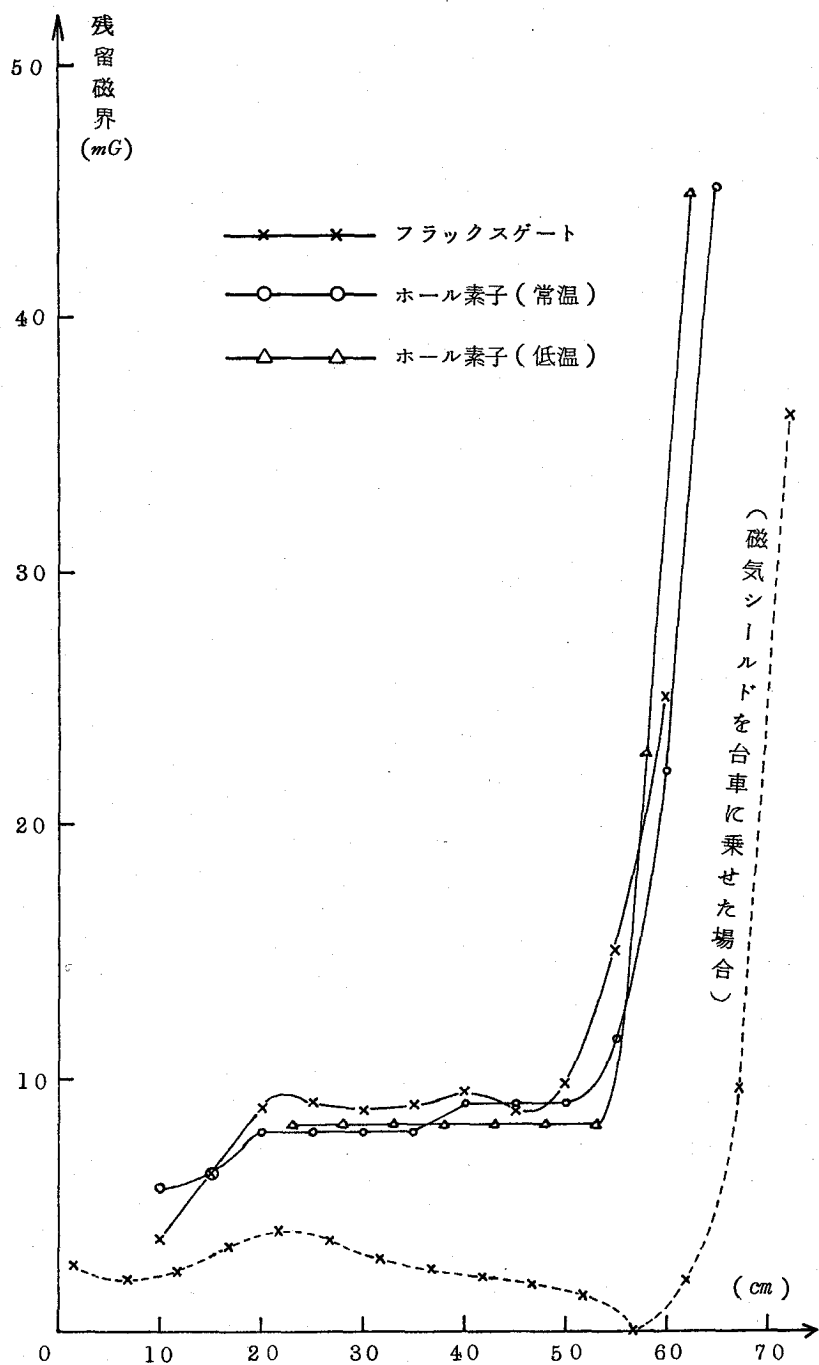


図 2-5 磁気シールド (パーマロイ製) 内の残留磁界の測定結果

2-6 加速用クライオスタットの磁界測定

図2-6には、加速用クライオスタットの断面図を示す。このクライオスタットは、鷹岡⁽⁵⁴⁾によって設計、製作されたもので、実際に、超電導円筒 TM_{010} 空洞で電子加速が行われ、また第5章で述べる五空洞加速管用クライオスタットでもある。磁界測定の方から見ると興味あるのは、超電導共振器付近の低温と常温での磁界分布である。測定は、常温、 He タンクに液体窒素を入れた場合、および液体 He を入れた場合、それぞれ、軸方向と水平方向の磁界分布について行った。その結果を図2-7、図2-8に示す。この結果、常温と77°Kでは、超電導空洞のある場所は、軸方向で40mG、水平方向で10mG以下にシールドされているが、4.2°Kでは、軸方向、水平方向共に大きなピークが表われている。ここで両図に各温度で表われる初めのピークは、下につけた磁気シールド材料の影響である。4.2°Kにおける2番目3番目のピークの値は、常温、77°Kでのそれから予想されるものとは桁はずれに大きい。その原因としては、次の可能性が考えられる。

(1) 磁気シールド材料の磁氣的性質が4.2°Kで大きくかわること。(たとえば低温での急激な収縮の結果、機械的ひずみが残留磁気を大きくすることなど。)

(2) 超電導状態で鉛表面に反磁性電流が流れることにより磁界分布がかわること。

(3) 熱起電力によって磁界が発生した。

現在のところ、4.2°Kでの磁界の増大は、上の原因(1)によるものではないかと考えられるが、この原因究明に関しては、さらに実験が必要である。

2-7 む す び

本章の成果をまとめると次のようになる。

(1) ホール素子法は液面の変化に基ずく零点ドリフトのため、極低温用素子を用いてもmG程度の磁界測定には不向きであることがわかった。

(2) 小形で極低温でも安定に動作し、まれ磁界の少いミリガウス磁界測定用フラックスゲート素子及び回路を試作した。

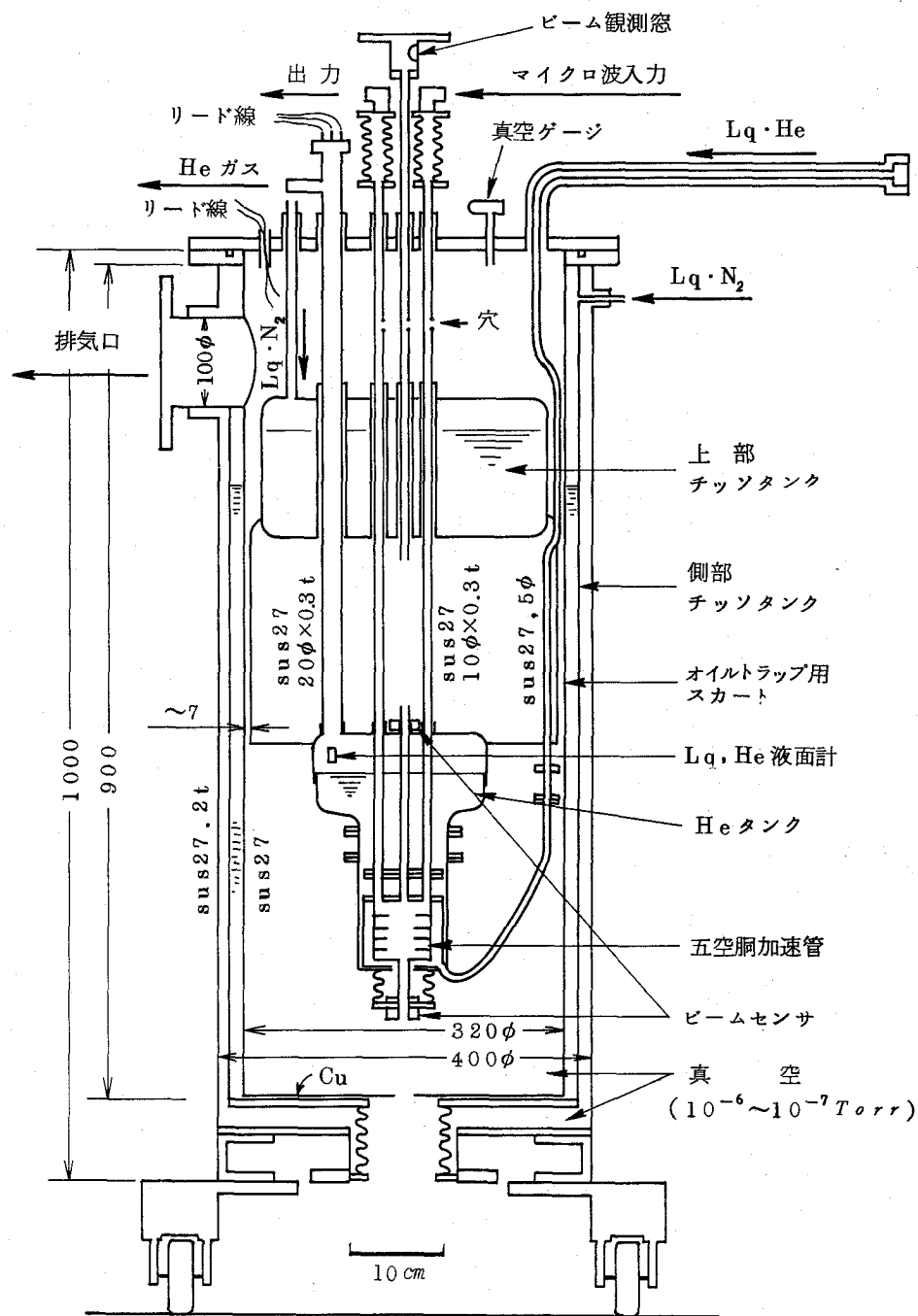


図 2 - 6 加速用クライオスタット

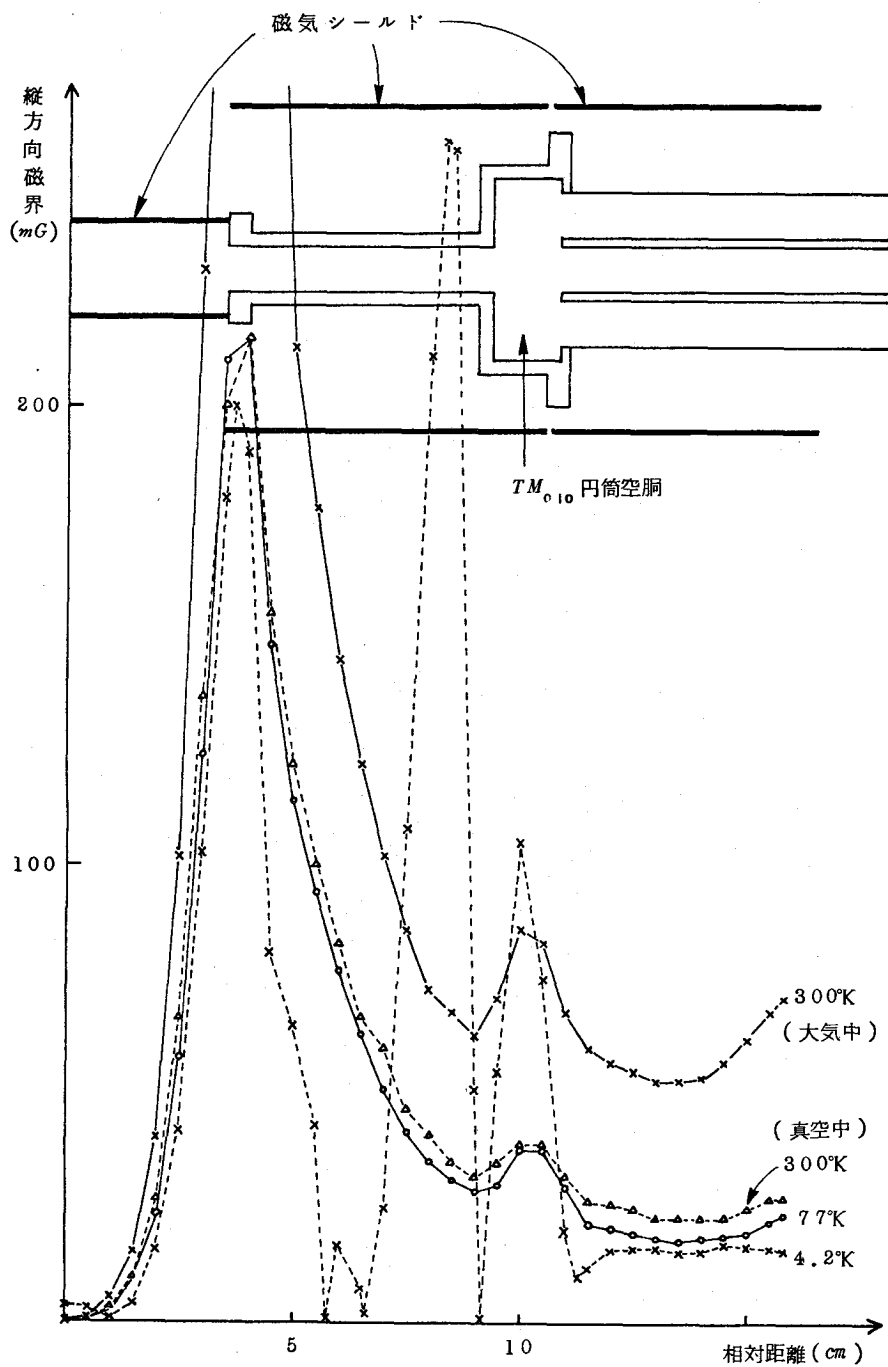


図 2-7 加速用クライオスタットの軸方向磁界分布

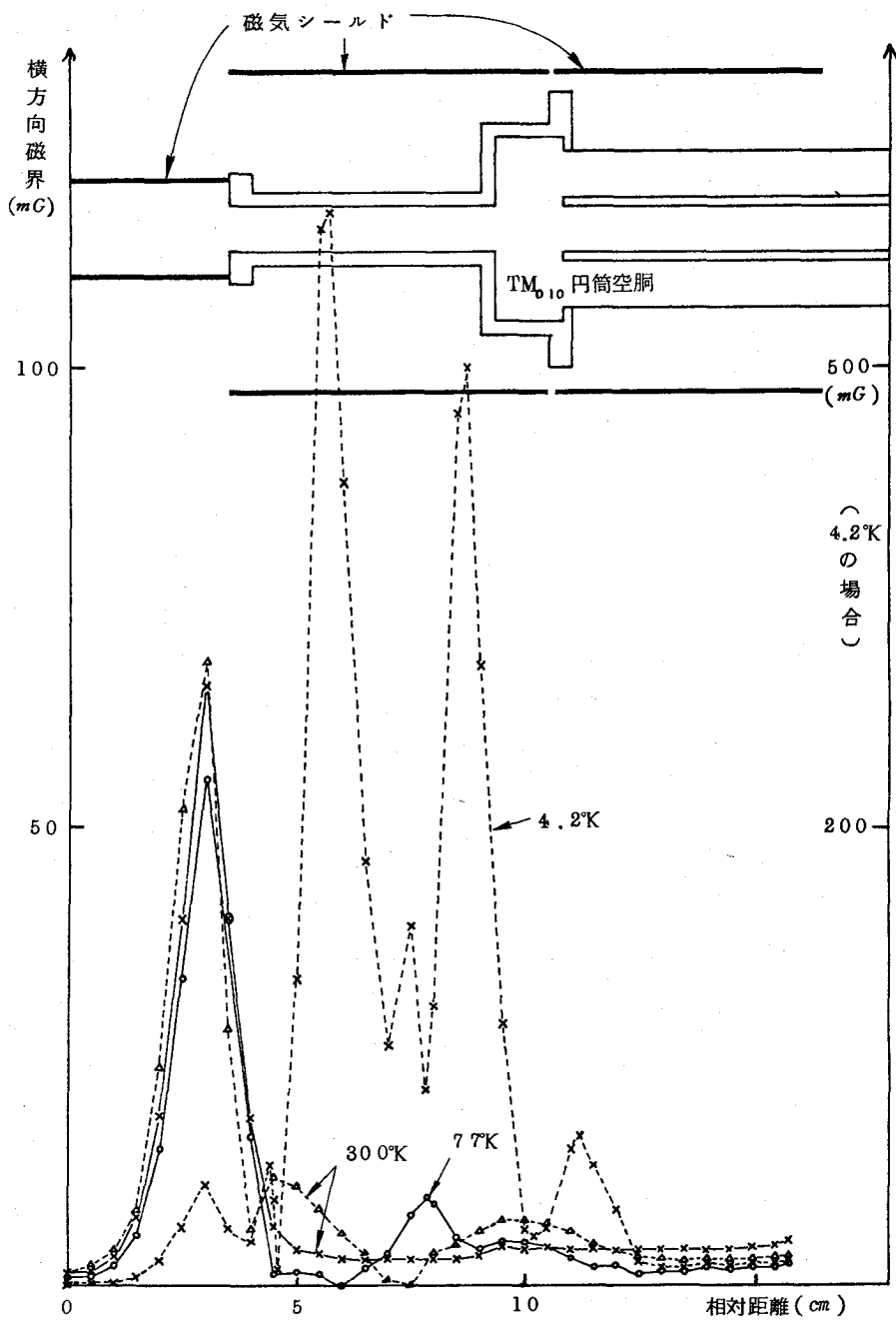


図 2-8 加速用クライオスタットの横方向磁界分布

(3) $\pi/4$ 波長平行二線共振器のクライオスタット及び，加速用クライオスタット内の磁界を4.2 Kで測定し，磁気シールドの効果を実測した。

第3章 超電導共振器の残留高周波表面抵抗の凍結磁束依存性^{(55)~(58)}

3-1 ま え が き

この章は、 $(2n+1)/4$ 波長平行二線共振器の残留高周波表面抵抗と凍結磁束分布を測定した結果について述べる。

まず3-2節で、共振器形状として $(2n+1)/4$ 波長平行二線共振器をとり、銅線に鉛メッキした試料Aと、鉛線に鉛メッキした試料Bについて印加磁界が共振器の軸に平行と垂直の2つの場合に対する残留高周波表面抵抗の磁界、周波数依存性の実測結果についてまとめる。3-3節では、 $(2n+1)/4$ 波長平行二線共振器の凍結磁束分布について述べる。印加磁界が軸に平行の場合は、第2章で述べたフラックスゲート法で、垂直な場合には、ホール素子法で測定した。最後に3-4節では、磁界依存残留表面抵抗と凍結磁束分布とを対応させ、現象的には考え易い式(3-3)を仮定することによって筆者の結果を説明できることを示す。

3-2 $(2n+1)/4$ 波長平行二線超電導共振器の残留高周波表面抵抗

図3-1に使用した平行二線共振器の形状と表3-1に寸法を示す。

共振周波数の実測値は $l=5.6\text{mm}$ 、 4.2K で、 $n=0$ が 1.3GHz 、 $n=1$ が 3.9GHz 、そして $n=3$ が 6.5GHz であった。

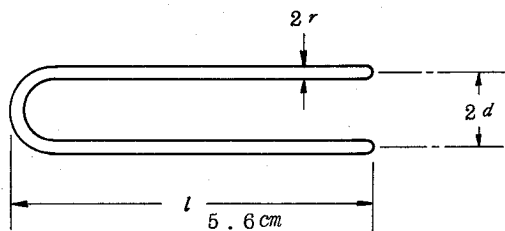


図 3 - 1 $\frac{\lambda}{4}(2n+1)$ 平行二線型
共振器
 $n = 0, 1, 2, \dots$

表 3 - 1 測定に使った試料

試料の種類	素 地	$r(mm)$	$d(mm)$	膜厚 (μ)
(A) Pb on Cu (銅上に鉛メッキ)	銅 (化学研磨)	0.5	1.55	90
(B) Pb on Pb (鉛上に鉛メッキ)	鉛 (電解研磨)	0.4	1.45	90

共振器形状で決まる幾何学的定数 $G = QR$ はこの場合次式で与えられる。

$$G = 2\pi r f \mu_0 f(\xi) \cosh^{-1}(d/r) \quad (3-1)$$

ここで $\xi = d/r - \sqrt{(d/r)^2 - 1}$

$$f(\xi) = \frac{1 - \xi^2}{1 + \xi^2}$$

また $f = 1.3, 3.9, 6.5 GHz$ でそれぞれ 7.7, 23.2, 38.6 であり、常温での実測値とほぼ一致した。

試料の製作、処理の手順や条件は、鷹岡が⁽⁵⁴⁾示した最適条件に従って行った。

$(2n+1)/4$ 波長平行二線共振器の残留表面抵抗の測定は、図 2-4 に示したクライオスタットで行われるが、印加磁界と超電導への転移の前後関係を明きらかにするため、図 3-2 に、印加磁界発生用コイルと液体ヘリウム液面との位置関係を示した。試料の共振器は上の方からおろされ、印加磁界コイルによって所定の磁界が与えられつつ超電導に転移する。その後試料は、図 3-2 に示される位置まで下げられ、ここで表面抵抗が測定される。この位置での磁界は、10 mG 以下にシールドされている。

試料への印加磁界の変更は、一度試料を引き上げ完全に常電導に戻した後、印加磁界を別の値に設定し、上記に述べたやり方で超電導に転移させることによって行われる。ただしこのとき、試料の表面状態が大幅に変わらないようにするため、常電導への転移はクライオスタット中の液体ヘリウム液面の

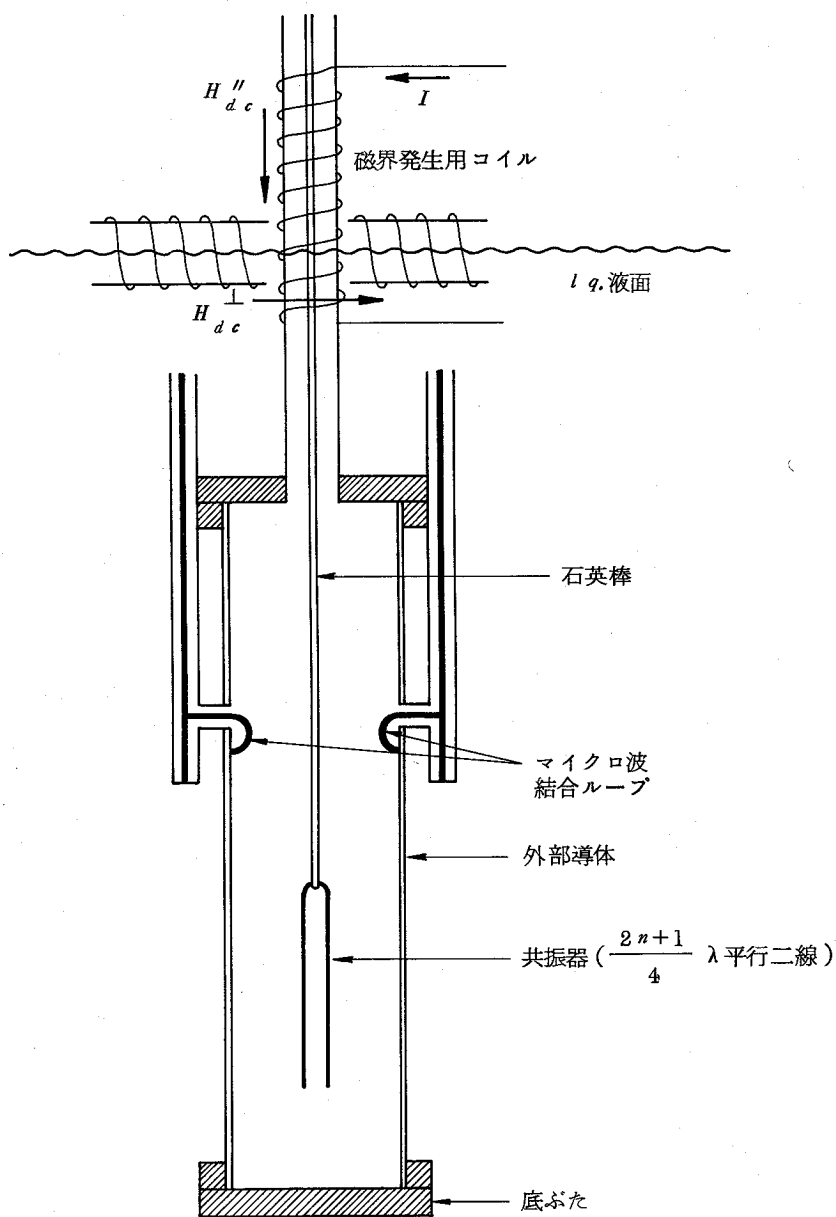


図 3 - 2 試料と印加磁界

上で行い，霜等が付着しないように注意した。

印加磁界は $H_{dc}'' = 0, 100, 200, 300 G$, $H_{dc}^{\perp} = 0, 0.5, 1, 3, 10, 50, 100, 150, G$ とした。これは，J.M.PierceやP.Kneiselらの扱っている磁界範囲 ($\sim 1 G$) に比べて非常に大きい，印加磁界が大きい方が凍結磁束による寄与が明らかに現われることであろうことを期待したからである。

残留表面抵抗測定の手順は，図 3-3 のブロック図に示した。ここで Q_L と Q_0 の測定は，鷹岡，裏らの高速周波数掃引法⁵⁹⁾で行った。また Q_0 から残留表面抵抗の算出は Pippard プロットより求めた⁵⁶⁾。

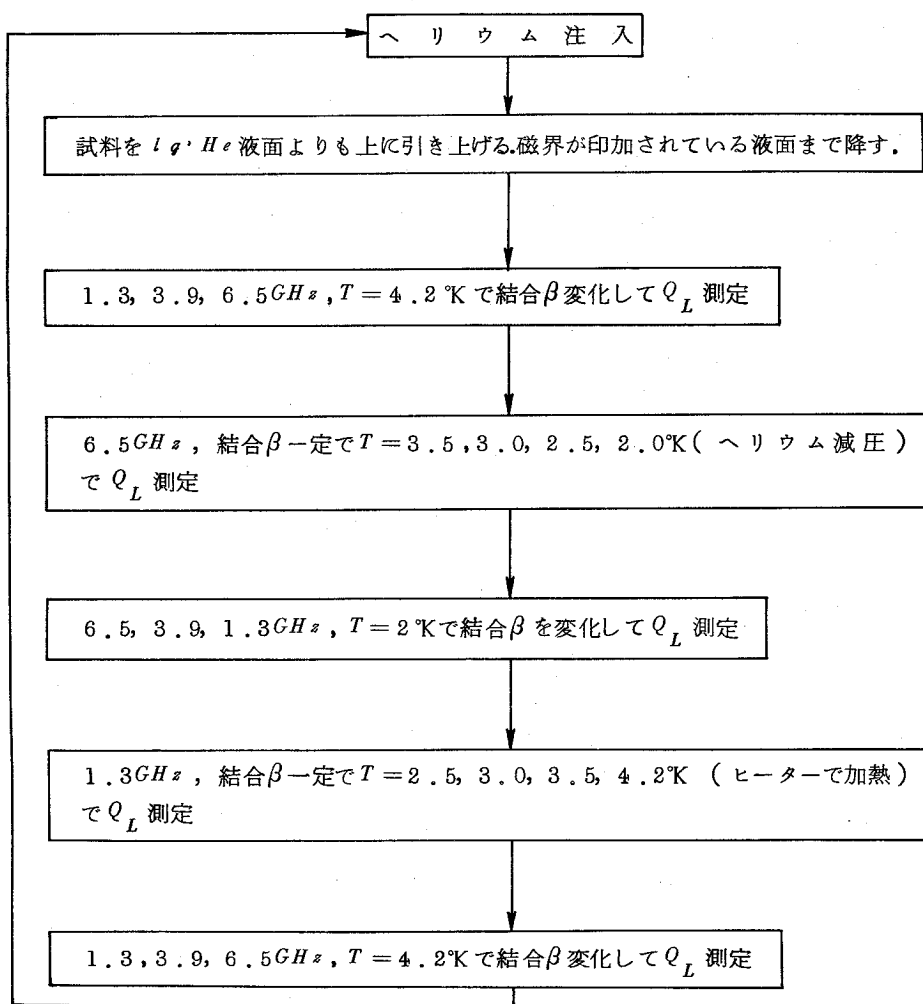


図 3-3 残留表面抵抗測定の手順

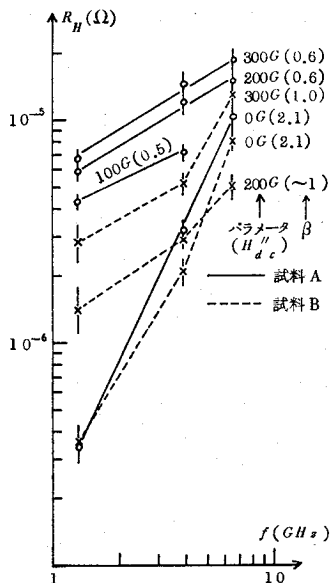


図 3-4 $R_H(H''_{dc})$ の周波数依存性
(パラメータ H''_{dc})

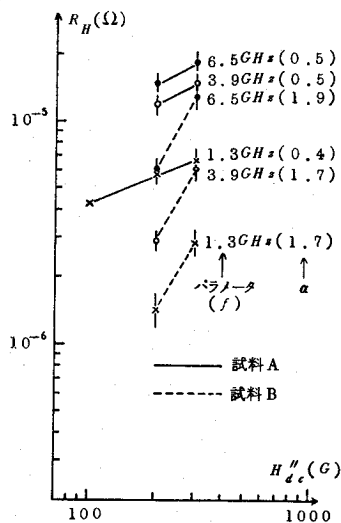


図 3-6 $R_H(H''_{dc})$ の H''_{dc} 依存性
(パラメータ周波数)

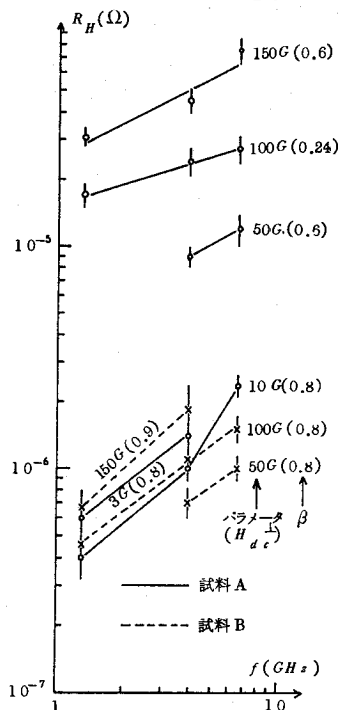


図 3-5 $R_H(H^{\perp}_{dc})$ の周波数依存性
(パラメータ $H^{\perp}_{dc}$)

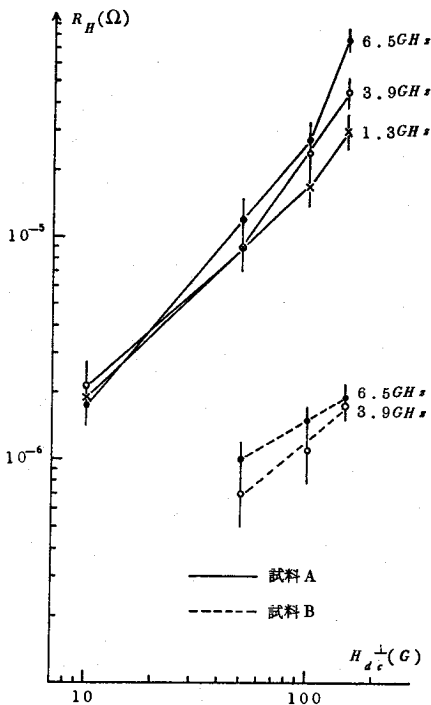


図 3-7 $R_H(H^{\perp}_{dc})$ の $H^{\perp}_{dc}$ 依存性
(パラメータ周波数)

測定結果を図 3-4~3-7 に示し、さらにその要約を表 3-2 にまとめた。

表 3-2 R_{res}, R_H の依存性
 $R_H \propto H_{dc}^\alpha f^\beta$

試料	H_{dc}	α	β
A	$H_{dc}^{\parallel}$	~ 0.5 註 1	$0.5 \sim 0.7$ 註 2
	$H_{dc}^{\perp}$	1.0 ± 0.2 註 3	$0.2 \sim 1.0$ 註 4
B	$H_{dc}^{\parallel}$	~ 1.7 註 1	$0.5 \sim 1.0$ 註 2
	$H_{dc}^{\perp}$	1.0 ± 0.2 註 3	$0.6 \sim 1.0$ 註 4
A, B	$H_{dc} = 0$	$R_{res}(A) \sim R_{res}(B), R_{res} \propto f^{2.0 \pm 0.2}$ 註 5	

註 1 : 図 3-6 参照

註 2 : 図 3-4 参照

註 3 : 図 3-7 参照, $H_{dc}^{\perp} = 150 G$ では, R_H はやや大きい。

註 4 : 図 3-5 参照

註 5 : 図 3-4 参照, $R_{res} \propto f^{2.0 \pm 0.2}$ は Czesci⁽³¹⁾ や Kneisel らの結果と一致

3-3 $(2n+1)/4$ 波長平行二線超電導共振器の凍結磁束

3-3-1 印加磁界が共振器の軸に平行な場合

超電導共振器が磁束を凍結するならば、凍結磁束による磁界ができるはずである。そうすれば、この磁界分布を測定することによって凍結磁束の分布とその大きさを知ることができよう。筆者は、この考えに基づいて、前章で述べたフラックスゲート方式を用いて、印加磁界が共振器の軸に平行に印加した場合の凍結磁束分布を測定した。

図 3-8(a)に、凍結磁束分布を測定したときの、試料とゲートセンサーなどの位置関係を示した。直径 1.8 mm のガラス管に印加磁界コイルが巻かれている。試料は、このコイルで磁界が与えられつつ超電導になる。ガラス管の

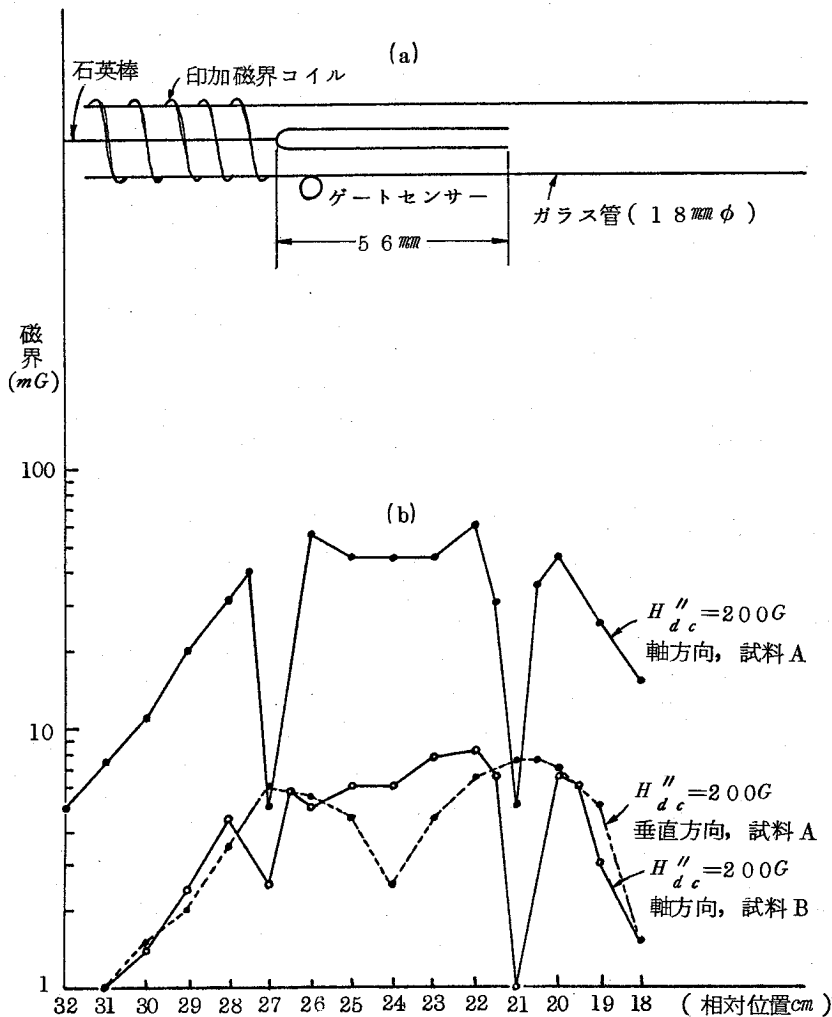


図 3-8 平行二線共振器の凍結磁束の測定

外側にはセンサーが置いてあり、共振器の軸に平行な成分と、垂直な成分（図 3-8(a)の紙面に垂直な成分）とを測定する。分布の測定は、ゲートセンサーを動かさずに、共振器を上下（図中では左右）に動かすことによって行った。図 3-8(b)には、試料 A, B に対して行った結果の $H''_{dc} = 200 G$ の例を比較して示した。同図を見ると分布の状況は似ているが、絶対値は試

料 A の方が約 10 倍大きくなっている。

次に，磁界の軸方向成分が図 3-8(b) のような分布になる磁界のソースを考える。今図 3-9 のように半径 a ，長さ L のコイルを間隔 d だけ離してお

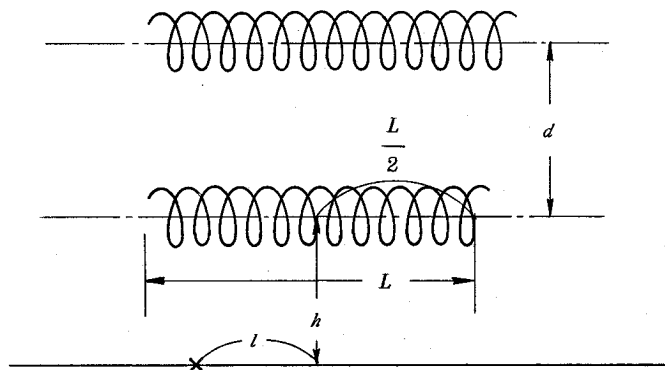


図 3-9 平行に同じコイルを置いたときの磁界分布

いたときに，2つのコイルによって決定される面上で，コイルの中心から h だけ離れた点の中心軸方向磁界を計算すると，次式で与えられる。

$$H_l = \frac{N_0 I a^2}{4} \left[\frac{L-l}{\{h^2 + (l-L)^2\}^{3/2}} + \frac{L+l}{\{h^2 + (l+L)^2\}^{3/2}} \right. \\ \left. + \frac{L-l}{\{(h+d)^2 + (l-L)^2\}^{3/2}} + \frac{L+l}{\{(h+d)^2 + (l+L)^2\}^{3/2}} \right] \quad (3-2)$$

ここで $N_0 I$ はコイルのアンペア・ターン数でコイルの中心軸上の磁界である。したがって図 3-8 の分布の一点を一致させることによってコイル中の磁界（凍結磁界）を計算することができる。

実際の共振器の形状から考えて

$$\begin{aligned} L &= 2.9 \times 10^{-2} \text{ (m)} & h &= 13.95 \times 10^{-3} \text{ (m)} \\ d &= 2.1 \times 10^{-3} \text{ (m)} & a &= 0.5 \times 10^{-3} \text{ (m)} \end{aligned}$$

とおき、図 3-8 のたとえば 2.4 cm ($l=0$ に相当する) での実測値 ($H_{dc}''=300\text{ G}$, 試料 A) に合わせて分布の計算値を示すと図 3-10 の白丸のようになる。同図黒丸は実測値である。測定状況から考えてこの実測値は約 20% の誤差が見込まれる。同図で計算値と実測値はほぼ一致している。これは、次に述べる考察によく対応している。

すなわち、試料 A では、銅線上に鉛メッキされているから、中空の超電導体と

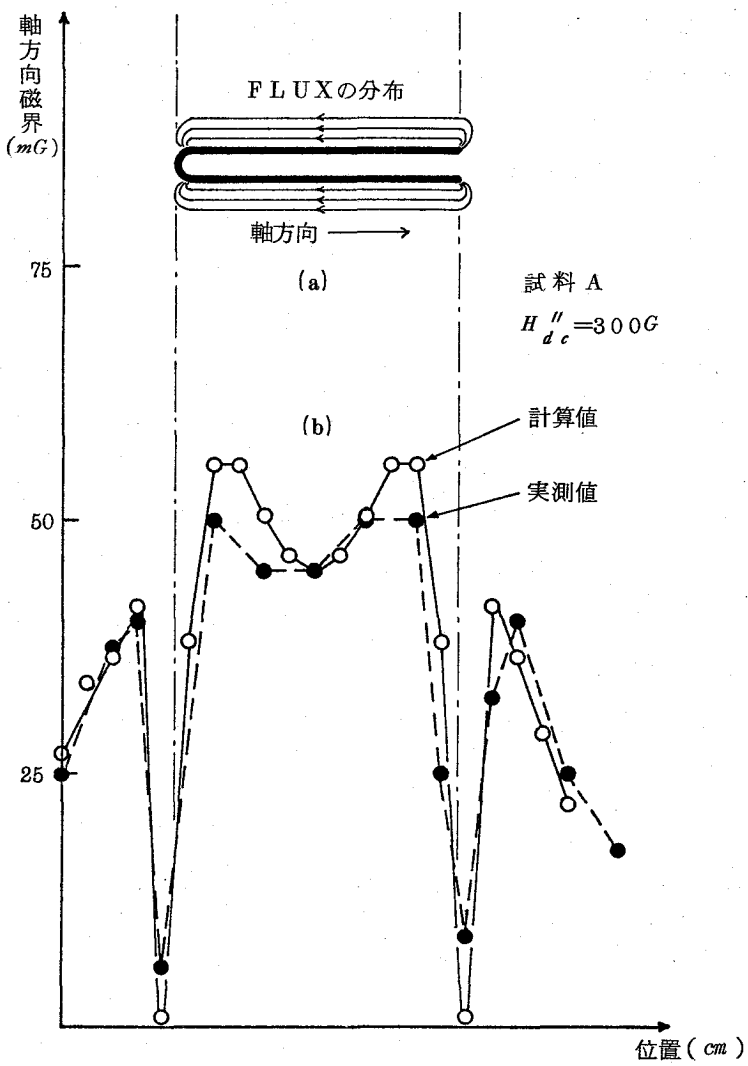


図 3-10 凍結磁束の分布

考えられ、磁界が印加されたまま超電導になると、この銅線の部分を通る磁束をそのまま凍結し、凍結磁束密度は印加磁界に等しいはずである。この分布から予想される凍結磁束密度を、他の磁界に対する値もまとめて図示すると図 3-11 が得られる。この図より $H_{dc}'' = 200\text{ G}$ までの凍結磁束は、ほぼ印加磁界に等しく、印加磁界が 200 G 以上になると凍結磁束量に飽和傾向が見られる。これは $H_{dc}'' > 200\text{ G}$ になると凍結された磁束の一部が超電導の部分を通して消失するものと考えられる。

次に図 3-8 (b) から試料 B の凍結磁束分布を考える。試料 B では、鉛線上に鉛メッキされているから中実の超電導体と考えられる。したがって、超電導転移時に通っていた磁束は、原理的には全部排出されるが、一部は試料中の格子不整の部分等にピン止めされて凍結磁束ができる。

よって凍結磁束分布は試料 A の場合に似ているが、その大きさ

は排除される量だけ少ないことが予想される。実測によると約 $1/10$ である。しかし試料 B では、試料 A のように凍結される場所がはっきりしていないので図 3-8、試料 B では、同図試料 A に比べて、分布の形は幾分くずれている。特に $H_{dc}'' = 100\text{ G}$ ではこの傾向が顕著であった。図 3-11 の白丸は、試料 B に対する推定凍結磁束密度である。

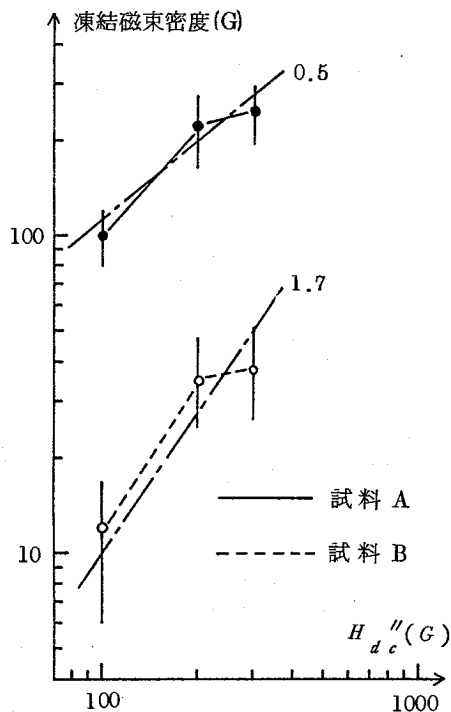


図 3-11 凍結磁界の磁界依存性

3-3-2 印加磁界が共振器の軸に垂直な場合

この場合は、前節で述べた凍結磁束によって生じる磁界は、図 3-10 (b)

のような特徴的な分布を予想することはできず、また試料の中にセンサーを入れることもできないので、次に述べるようなモデル実験を行った。すなわち半径 5 mm の銅パイプの外側に鉛メッキし、そのパイプ中に第 2 章で述べた水平方向用ホールセンサーを入れ、パイプ中の磁界を測定するのである。ここで磁界はパイプの軸に垂直に印加される。印加磁界が小さいときには、円筒内部に磁束は入らない。しかし印加磁界が大きくなると円筒内部に磁束が入り、その状態で印加磁界を零にしても、内部磁界は零とはならず凍結磁束が残る。したがってこの磁束分布を測定すれば、中空の超電導体中に凍結される磁束分布が理解できるはずである。図 3-12 にはこの測定結果を示す。同図(a)は、円筒の軸に沿って測定した結果であり、同図(b)はその角度依

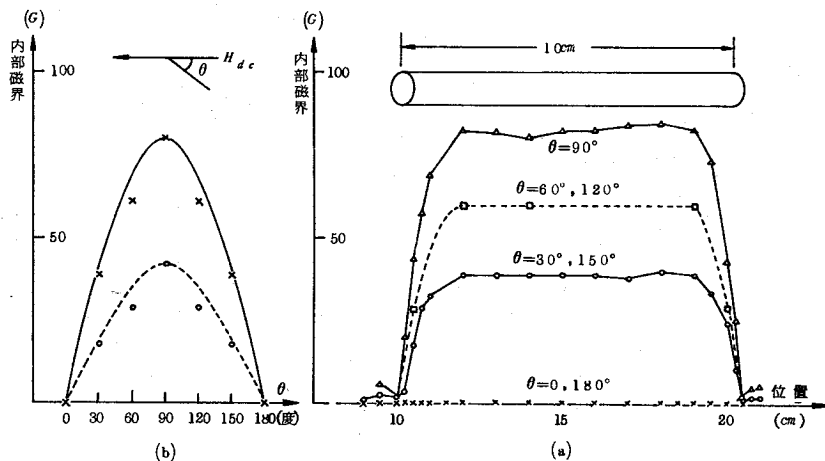


図 3-12 中空円筒中の凍結磁束

存性を示したものである。これによると、 $\theta = 90^\circ$ を対称軸として角度依存性はほぼ $A \sin \theta$ で表わされる。よって銅円筒内の磁界は均一になっており、磁界の方向は、印加磁界と同じ方向であることがわかる。このような場合 J. Gittleman⁽⁶⁰⁾ も指摘したように、超電導体である鉛は中間状態になっており、その断面図は図 3-13 に示すようになっていると考えられる。したがって磁束が通っている部分は、銅円筒の軸方向にほぼ均一にあると考えられる。

S : 超電導状態

I : 中間状態

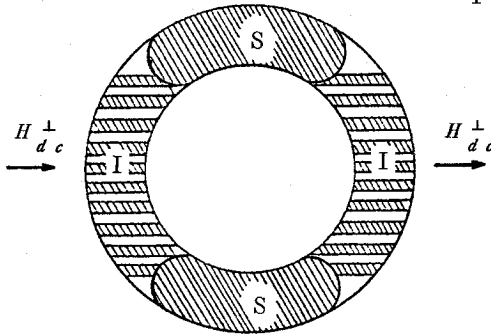


図 3 - 1 3 $H_{dc}^{\perp}$ の時の中間状態

以上の凍結磁束分布の測定結果は表 3 - 3 のようにまとめられる。

表 3 - 3 凍結磁束分布

	試料	凍結磁束分布の特徴	凍結磁束量
H_{dc}''	A	(1)コイルを二つ平行においた分布 (図 3 - 1 0(a)) (2)凍結磁束による常電導領域は、共振器の曲線部分と先端に集中して局在する。	(3) $\propto (H_{dc}'')^{1/2}$ (4) $\delta/L = (\frac{1}{10} \sim \frac{1}{6})$
	B	(5)印加磁界が大きい場合(1)(2)と同じ (6) $H_{dc}'' = 100G$ 程度では、分布はかなりぼける。	(7) $\propto (H_{dc}'')^{1.7}$ (8)試料 A の $\frac{1}{10} \sim \frac{1}{5}$ の量
$H_{dc}^{\perp}$	A	(8)軸に垂直な断面では図 3 - 1 3 に示す分布 (9)(8)の分布が軸方向にはほぼ均一にある。 (常電導領域も軸方向に均一)	(10) $\propto H_{dc}^{\perp}$
	B	(11)全体に散らばって不規則分布	(12)最小

3-4 磁界依存残留表面抵抗と凍結磁束分布の関係

磁界依存残留表面抵抗 R_H の磁界，周波数依存性は，式 (1-1) よりも

$$R_H \propto (\text{磁束を凍結している面積}) \times R_N \quad (3-3)$$

$$R_N \propto f^{0.67}$$

とする方が实际的である。というのは，損失の原因が凍結磁束によって発生する常電導領域にあるとすると，その周波数依存性は，常電導領域中の損失の周波数依存性と同じである。ところでこのような場合の常電導領域は，異常表皮効果を示すからその周波数依存性は $\omega^{2/3}$ ($\sim \omega^{0.7}$) となることが知られている。したがって R_H も $\omega^{0.7}$ の依存性を示すと考えられるからである。

さて，問題は凍結磁束の分布と量と H_{dc}'' または $H_{dc}^\perp$ との関係によって，単純に $R_H \propto H_{dc} f^{0.7}$ とおけないことである。このことを計算で定性的に示そう。

平行二線共振器の座標を図 3-14 のようにとる。定義より

$$Q = \omega W / P \quad (3-4)$$

$$P = \int R H^2 ds \quad (3-5)$$

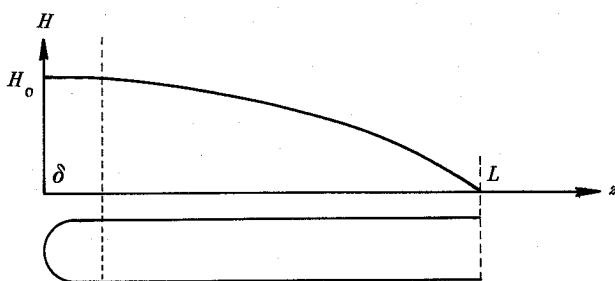


図 3-14 平行二線共振器

今 R が均一に分布して大きさは一定とすると式 (3-4) (3-5) より

$$Q = \frac{\omega W}{R \int H^2 ds} = \frac{G}{R} \quad (3-6)$$

となり G は寸法のみ依存する。

次に R の大きさは一定であるが、分布が均一でないとし、均一なときの R を R_{eq} とすると

$$\int R H^2 ds = R_{eq} \int H^2 ds$$

と書くことができ

$$R_{eq} = \frac{\int R H^2 ds}{\int H^2 ds} \leq R \quad (3-7)$$

Q の測定と G から求められるのは R_{eq} である。式 (3-7) によると、実験で求まる R_{eq} は R よりも小さいことがわかる。次に R_{eq} が R よりもどの程度小さくなるかを評価してみよう。

平行二線共振器では、 H は次式で与えられる。

$$H = H_0 \cos \left(\frac{2\pi + 1}{2L} \right) \pi z \quad (3-8)$$

i) R が均一に分布するとき

$$\int R H^2 ds = \frac{R H_0^2}{2} 2\pi r L \quad (3-9)$$

ii) R が $|z| \leq \delta \ll L$ に局在しているとき

$$\int R H^2 ds = \frac{R H_0^2}{2} 2\delta \cdot 2\pi r \quad (3-10)$$

式 (3-7) (3-9) (3-10) より次式が得られる。

$$R_{eq} = \frac{2\delta}{L} R \quad (3-11)$$

図 3-10 より $\delta/L = (1/10 \sim 1/6)$ とすると、式 (3-11) より

$$\frac{R_{eq}}{R} = \left(\frac{1}{5} \sim \frac{1}{3} \right) \quad (3-12)$$

である。

iii) R が $|z| \leq \delta = L/2$ に局在しているとき

$$\int R H^2 ds = 2\pi r \times \frac{R H_0^2}{2} \left[\frac{L}{2} + \frac{L}{(2n+1)\pi} \right]$$

よって

$$R_{eq} = R \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{(2n+1)\pi} \right] \quad (3-13)$$

ここで $n=0$ とすると $R_{eq}/R=0.8$, $n=1$ で $R_{eq}/R=0.6$, $n=2$ で $R_{eq}/R=0.5$ となり、周波数が増大すると共に R_{eq} は減少する。したがって測定値の周波数依存度は $f^{0.7}$ より小さくなる。以上 ii) iii) は H_{dc} が平行の場合であるが、 H_{dc} が垂直の場合は、実際の凍結磁束分布を測定していない（というよりはむしろ測定は非常に困難である）ので、 H_{dc}'' のときほどの対応はつけ難い。

筆者の試料での R_H は、見掛上は式 (1-1) と異なる表 3-2 に示されるような振舞を示しているが、式 (3-3) では定性的に説明することができる。表 3-3 の実測した凍結磁束分布とその量に式 (3-3) を適用したときに予想される α , β , R_H の大きさと、実測値との比較を表 3-4 に示す。 α , β , R_H の予想値は、定性的には実測値と一致している。

このことから、試料の共振器の形状効果（これは結局、共振器形状の変化によって凍結磁束の分布が変化することによる効果）を考えることによって、

表 3 - 4 予想値と実測値との比較

	試料	表 3 - 3 より予想される α, β, R_H	表 3 - 2 の実測値の α, β, R_H
H_{dc}''	A	$\circ \alpha \sim 0.5$ (註 1) $\circ \beta \sim 0.7$ (註 2)	$\circ \alpha \sim 0.5$ $\circ \beta \sim 0.7$
	B	$\circ \alpha \sim 1.7$ (註 1) $\circ \beta \sim 0.7$ (註 2) $\circ R_H\{A(H_{dc}'')\} = (5 \sim 10) \times$ $R_H\{B(H_{dc}'')\}$ (註 3)	$\circ \alpha \sim 1.7$ $\circ \beta \sim 0.7$ $\circ R_H\{A(H_{dc}'')\} = (3 \sim 5) \times$ $R_H\{B(H_{dc}'')\}$
$H_{dc}^\perp$	A	$\circ \alpha \sim 1.0$ (註 4) $\circ \beta \sim 0.7$ (註 4) $\circ R_H\{A(H_{dc}^\perp)\} = (3 \sim 5) \times$ $R_H\{A(H_{dc}'')\}$ (註 5) $\circ R_H\{A(H_{dc}^\perp)\}$ $> R_H\{B(H_{dc}^\perp)\}$ (註 6)	$\circ \alpha = 1.0 \pm 0.2$ $\circ \beta = 0.2 \sim 1.0$ $\circ R_H\{A(H_{dc}^\perp)\} \sim 3 R_H\{A(H_{dc}'')\}$ $\circ R_H\{A(H_{dc}^\perp)\} \sim 30 R_H\{B(H_{dc}^\perp)\}$
	B	$\circ \alpha \sim 1.0$ (註 7) $\circ \beta \sim 0.7$ (註 7)	$\circ \alpha = 1.0 \pm 0.2$ $\circ \beta = 0.6 \sim 1.0$
	A,B	$\circ R_H(A) \sim R_H(B) \quad (H_{dc} = 0)$	$\circ R_H(A) \sim R_H(B) \quad (H_{dc} < 1)$

註(1)：表 3 - 3 (1)(2)(5)より磁束分布の形は同じ，(3)(7)参照

註(2)：表 3 - 3 (2)(5)参照

註(3)：表 3 - 3 (8)参照

註(4)：表 3 - 3 (9)(10)参照

註(5)：表 3 - 3 (2)(9)と式 (3 - 1 2) 参照

註(6)：表 3 - 3 (12)参照

註(7)：表 3 - 3 (11)参照

磁界依存残留表面抵抗の磁界および周波数依存性が，式 (1 - 1) と異なる式 (3 - 3) で表わされることが説明できる．B.Piosczyk, P.Kneisel, O.Stoltz, J.Halbritter⁽²³⁾らが，ラ線共振器に対して得た値も式 (3-3)

で説明できると考えられる。

3-5 む す び

本章での成果をまとめると次のようになる。

- 1) $(2n+1)/4$ 波長平行二線共振器の残留高周波表面抵抗を測定し、磁界によって増大する付加抵抗 R_H に対して表 3-2 を得た。
- 2) 共振器の軸に平行に印加した場合の凍結磁束の分布を測定し、また軸に垂直に印加した場合の凍結磁束を求めるモデル実験を行った結果表 3-3 を得た。
- 3) 凍結磁束分布の測定値から R_H の測定値を、式 (3-3) で定性的に説明できることを示した。これらの結果、残留表面抵抗の発生原因の一つである凍結磁束モデルはほぼ確証されたと考えられる。

第4章 進行波管発振器による多空胴加速管 への給電法^{(61) (62) (63)}

4.1 まえがき

本章では、多空胴加速管を外部帰還回路に含む進行波管発振器の動作解析と、その五空胴加速管への応用を扱う。

まず4.2節では、帰還回路が単一空胴の場合について鷹岡ら⁽³³⁾によって提案された図的解析法を拡張することによって、モード遷移や二重発振の発生を、非常に見通しよく、しかも正確にかつ簡単に予知できることを示し、二重発振とモード遷移現象の発生条件を解析する。

4.3節では、4.2節の解析法を適用して、多空胴加速管の特定のモード（たとえば五空胴加速管の $\pi/2$ モード）で安定に発振させるためのフィルターの設計と実際に製作したフィルターの特性について述べる。4.4節では、試作五空胴加速管へのマイクロ波給電の実際について述べる。

4.2 外部帰還形進行波管発振器のモード遷移と二重発振

4.2.1 D-L線図による発振動作点の決定

進行波管発振器の機能上からのモデル化を行うと、図4-1に示すように、非線形増幅器からなる能動増幅素子と、共振器、減衰器、移相器、線路からなる受動素子（帰還回路）に分けられる。各素子についての伝達関数 $G \cdot e^{i\phi}$ とおくと、発振条件は次式のように書ける。

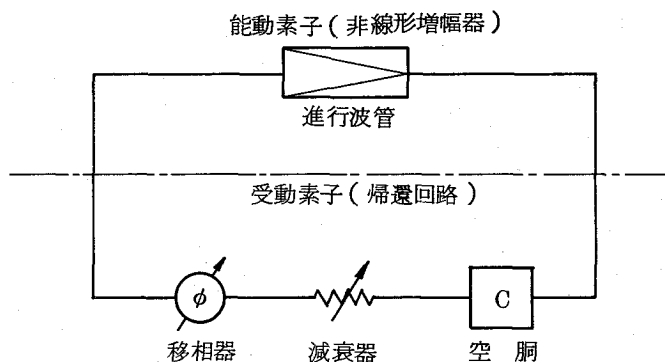


図4-1 外部帰還形進行波管発振器の構成

$$\left. \begin{aligned} G_A(P) \times G_P(f) &= 1 \\ \phi_A(P) + \phi_P(f) &= 2n\pi \end{aligned} \right\} \quad (4-1)$$

ここで n は発振ループの電氣的波数に等しい。進行波管の伝達特性は、入力電力 P をパラメータにとり、横軸に $10 \log_{10} G_A(P)$ 、縦軸に位相変化 $\phi_A(P) - \phi_A(0)$ ($AM-PM$ 変換特性) をプロットしたもので表わせる。これをデバイス線⁽³³⁾ と呼ぶ (図 4-2)。

同様にして、受動素子の伝達特性は、周波数 f をパラメータにとり、横軸に $-10 \log_{10} G_P(f)$ 、縦軸に位相変化 $2n\pi - \phi_P(f)$ をプロットしたもので表わされる。これを負荷線という。単一空胴の時は、図 4-2 のようになる。

式 (4-1) の発振条件を書き直すと次式になる。

$$\left. \begin{aligned} 10 \log_{10} G_A(P) &= -10 \log_{10} G_P(f) \\ \phi_A(P) &= 2n\pi - \phi_P(f) \end{aligned} \right\} \quad (4-2)$$

式 (4-2) によれば、図 4-2 ($D-L$ 線図) に示されたデバイス線と負荷線の交点が式 (4-1) の解であって発振動作点を与える。つまりこの交点におけるデバイス線の入力電力にその時の利得を乗じたものが発振出力を与え、負荷線の f が発振周波数を与える。また負荷線の右側の領域は増大領域、左側は減少領域であり、このことから発振の立ち上がり特性とヒステ

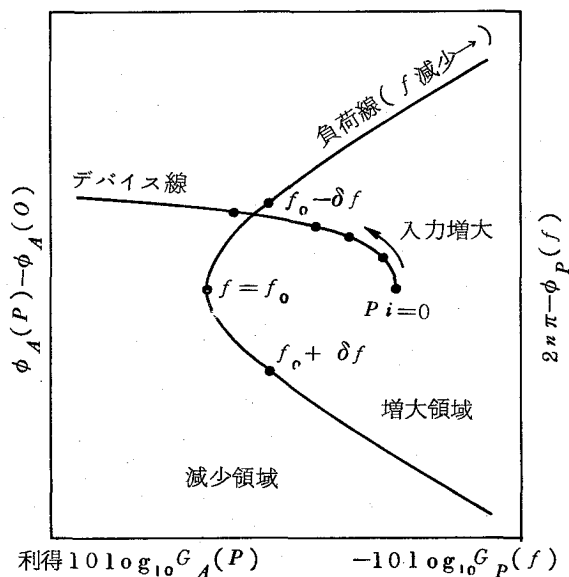


図 4-2 進行波管のデバイス線と単一空胴の負荷線

リス特性を正しく説明できる⁽³³⁾。

4.2.2 結合多空洞列の負荷線

外部帰還形進行波管発振器では、図4-1に示すように空洞を二端子対（2開口）として用いている。二空洞共振器の時の等価回路は図4-3のよう
に表わすことができる。この等価回路について解くと、次の式（4-3）

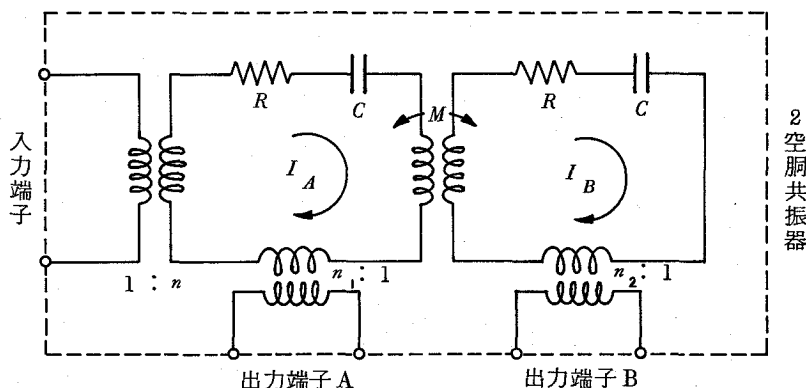


図4-3 結合二空洞の等価回路

（4-4）が得られる。

$\omega \sim \omega_+$ のとき

$$\left. \begin{aligned} I_A &= \frac{E}{j\omega L} \cdot \frac{\xi}{\xi + k} \cdot \frac{1}{\xi - k - j \frac{1}{Q_0} \frac{\omega_0}{\omega}} = \frac{E}{2R} \cdot \frac{1}{1 + jQ_+ x_+} \\ I_B &= \frac{E}{j\omega L} \cdot \frac{k}{\xi + k} \cdot \frac{1}{\xi - k - j \frac{1}{Q_0} \frac{\omega_0}{\omega}} = \frac{E}{2R} \cdot \frac{1}{1 + jQ_+ x_+} \end{aligned} \right\} \quad (4-3)$$

$\omega \sim \omega_-$ のとき

$$\left. \begin{aligned} I_A &= \frac{E}{j\omega L} \cdot \frac{\xi}{\xi - k} \cdot \frac{1}{\xi + k - j \frac{1}{Q_0} \frac{\omega_0}{\omega}} = \frac{E}{2R} \cdot \frac{1}{1 + jQ_- x_-} \\ I_B &= \frac{E}{j\omega L} \cdot \frac{k}{\xi - k} \cdot \frac{1}{\xi + k - j \frac{1}{Q_0} \frac{\omega_0}{\omega}} = \frac{-E}{2R} \cdot \frac{1}{1 + jQ_- x_-} \end{aligned} \right\} \quad (4-4)$$

ただし

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 \mp k}} \quad Q_{\pm} = \frac{\omega_{\pm} L}{R} \quad x_{\pm} = \frac{\omega_0}{\omega_{\pm}} - \frac{\omega_{\pm}}{\omega_0} \quad \frac{1}{Q_0} \frac{\omega_0}{\omega} \ll k$$

式(4-3) (4-4)の右辺は、単一共振器の場合と同じ形をしており、この意味で結合二空胴は、共振周波数がそれぞれ ω_+ 、 ω_- で、 Q がそれぞれ Q_+ 、 Q_- の空胴を並列にするのと等価である。さて式(4-3) (4-4)より、横軸に ω 、縦軸に I_A と I_B の振幅と位相をとって図示すると図4-4

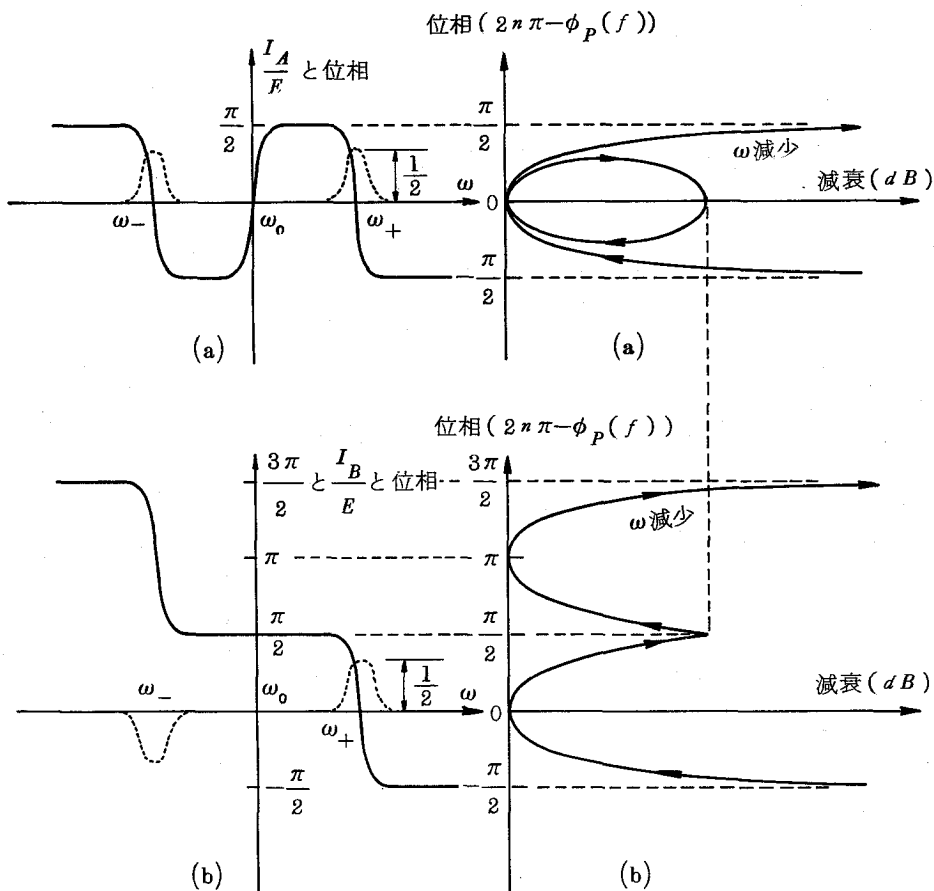


図4-4 電流の振幅(位相)と周波数の関係

図4-5 結合二空胴の負荷線

のようになる。さらにこれを負荷線として書けば、図 4-5 (a)(b)のようになる。ここで(a)は、出力端子 A からとり出した場合の負荷線であり、(b)は出力端子 B からとり出した場合のそれである。なお二つの空胴が電界結合の場合も、共振周波数近傍では、 $\omega L \sim 1/\omega C$ とおくことができるから、式 (4-3) (4-4) と同様の表式が得られ、負荷線は図 (4-5) と同様になる。

結合空胴列が三空胴、五空胴の場合も、図 4-3 と同様の等価回路について解くことによって負荷線が求められる。ここでは図 4-6、図 4-7 にそれぞれ三空胴、五空胴の場合の負荷線の実測値を示し、計算は附録に示す。

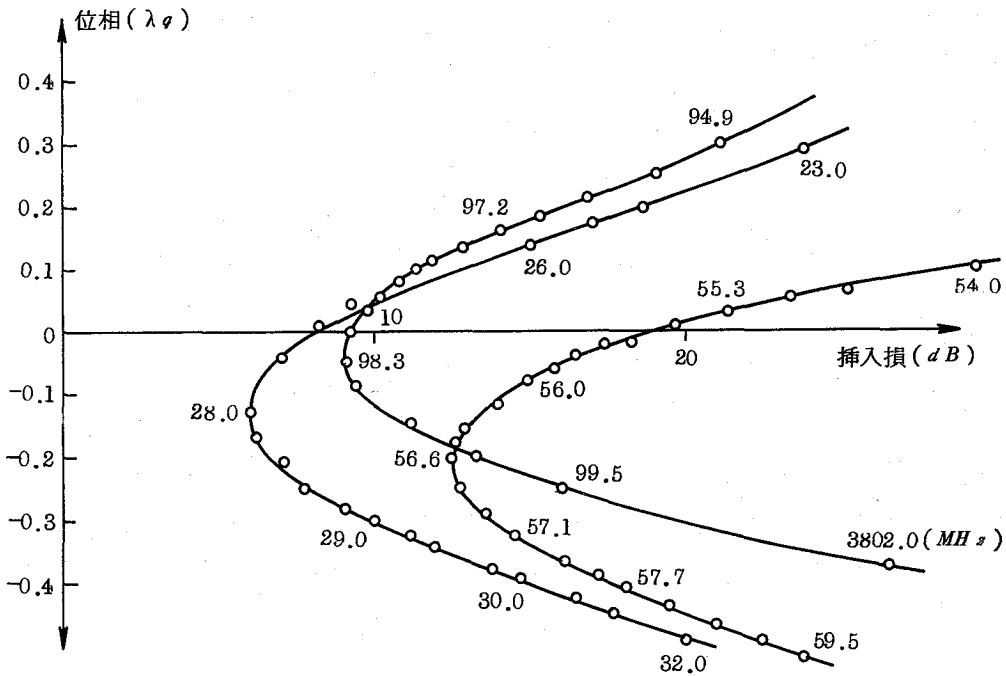


図 4-6 三空胴の負荷線 (長線効果を含む)

図 4-6 は、三空胴の 1 番目の空胴から出力をとり出した場合であり、図 4-7 は、試作五空胴加速管の 1 番目の空胴から出力をとり出した場合の負荷線である。これは計算値と良く一致している。

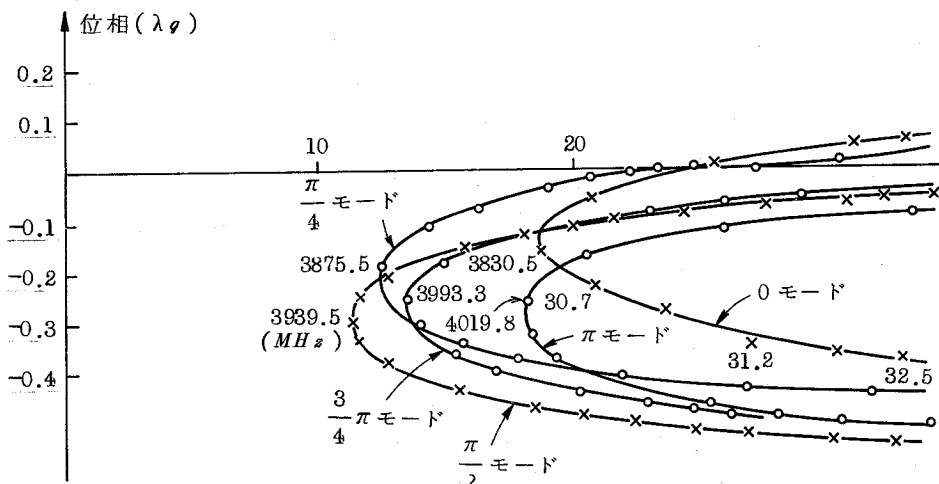


図 4-7 五空洞の負荷線

4.2.3 二空洞帰還回路の発振特性

帰還回路が、ライナック加速管のように結合多空洞列の時には、その発振特性は複雑である。しかし結合二空洞のときの発振特性が正しく理解できれば、一般の多空洞の場合に拡張して考えることは容易であろう。そこで前者について調べることにする。この時の負荷線は、4.2.2節で述べた図 4-5 (a)(b)で示されるように負荷線相互の位置関係は相対的に固定されている。一方結合多空洞のときのそれは図 4-6 に示すように、長線効果も含めた負荷線は

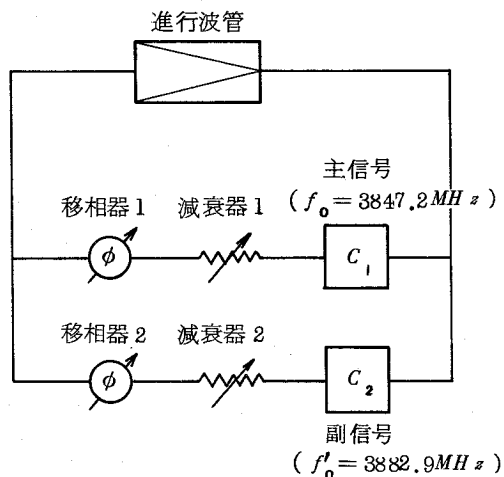


図 4-8 二空洞の発振器

重なり合うようになる。したがってこの状態をシミュレートする必要がある。そこで図4-8に示すように、帰還回路に単一空胴を二つ並列に入れた外部帰還形進行波管発振器を構成し、主信号に対する移相器1と減衰器1を固定し、副信号に対する減衰器2と、移相器2とを動かすことにより、それぞれの負荷線の位置を相対的に自由に動かせるようにした。この状況が図4-9に示されている。減衰器2を動かすことは、負荷線 L'_1 を左右に平行移動することに相当し、移相器2を動かすことは L'_1 を上下に平行移動することに相当する。ここで主信号と副信号の空胴の共振周波数と Q_0 は、それぞれ 3847.2 MHz , 3882.9 MHz および 7200 , 7300 である。

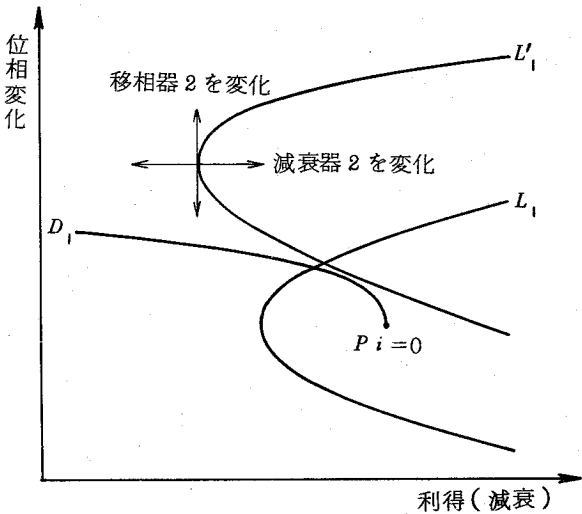


図4-9 負荷線の移動

図4-10に、横軸に移相器2の移相量を取り、発振時の空胴からの出力（すなわち進行波管への入力電力）と発振周波数をプロットした。図4-10で、移相量を $-0.5\lambda_g$ から増大させていくと、始め主信号の単独発振であるが、E点を通してA点に達すると、発振周波数がジャンプし、副信号の単独発振となる。さらに移相量を増やすと、B点で突然二重発振が始まり、発振周波数が二つ観測される。さらにC点に達すると二重発振が終り、主信号の単独発振となる。逆に移相量を $0.4\lambda_g$ から減少させていくと、まずC点で二重発振が始まる。B点を通してD点で二重発振が停止して、副信号の単独発振となる。さらに移相量を減らしていくと、A点においては周波数のジャンプは起こらず、E点で発振周波数のジャンプが起こり、後は主信号の単独発振となる。すなわち点

AとEで発振モードの遷移がおこり、A-E間はヒステリシスを示す。また点CとBの間、点CとDの間で二重発振が起こり、B-D間でヒステリシスを示す。

この様な実験結果を、D-L線図を用いて整理すると、モード遷移が起こる条件と二重発振の起こるそれとは、ほぼ図4-11のようにまとめられる。ここで一方のモード（主信号）に対する負荷線を L_1 とし、他のモード（副信号）に対するそれを、ダッシュをつけて L'_1 と表わしている。この図に示すように、モード遷移と二重発振は、デバイス線と

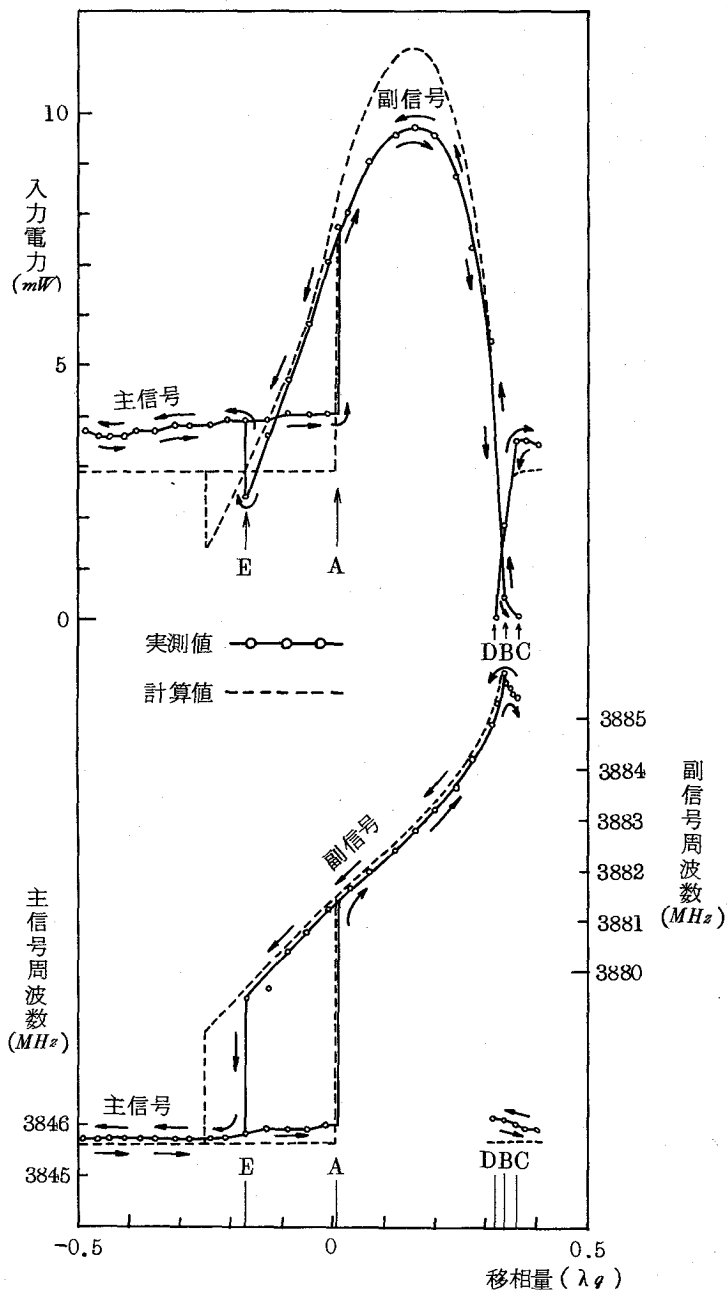


図4-10 発振特性の実測値と計算値

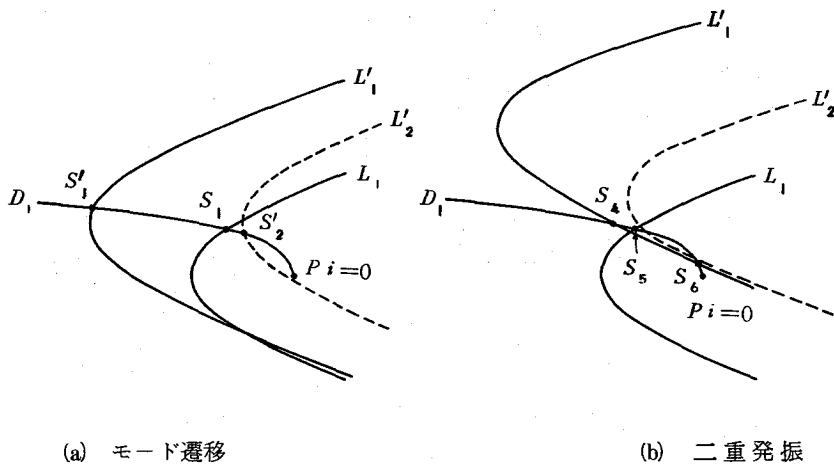


図4-11 モード遷移と二重発振のD-L線図

負荷線の交点が二つ以上存在する時に起っている。たとえば図4-11(a)では、 $P_i = 0$ の点が、両方の負荷線の内部にある。従って文献(33)の解析法によると、 S_1 、 S'_1 のどちらも発振動作点になり得る。

先の実験によると、デバイス線と負荷線が図4-11(a)のような交わり方の場合は、発振は S'_1 で起こる。たとえ S_1 で発振していても、そこは安定でなく、発振は S'_1 に移行し、発振周波数は1つだけ観測される。また、同図において主信号が動作点 S_1 で発振している時、副信号に対する負荷線 L'_1 が L'_2 のように L_1 よりも右側に寄ると、もはや S_1 から S'_2 へのモード遷移をおこさない。

これに対して、図4-11(b)に示されるように、たとえば副信号の負荷線 L'_1 が、デバイス線に接するように交わる時には、2つの周波数(S_4 と S_5 に近い周波数)で同時に発振する。しかし同じように接する交わり方でも、主信号が S_5 の動作点で発振している時、たとえば L'_1 が L'_2 になり、 L_1 よりも右側に来ると、モード遷移の場合と同様にもはや二重発振は起こらない。また二重発振状態では、一方の発振電力が大きくなると、それと共に他の信号の発振電力は小さくなる。

しかし何故に、図4-11(a)あるいは(b)のD-L線図のときに、発振モード遷移または二重発振が起こるかについての説明は、この図だけからは判らない。進行波管は

非線形素子であるから、二信号が存在する時のデバイス線は、一信号の時のそれとは異なる可能性がある。次節では、これについて説明する。

4.2.4 進行波管の二信号デバイス線

一般に、進行波管のような非線形素子では、入力信号が一つの場合の入出力特性は、入力信号が二つ以上存在する場合のそれとでは、大きく異なることが予想される。入出力特性が変化すると、それを表わしたデバイス線は当然変化する。そこで、入力信号が二つ存在する場合のデバイス線（二信号デバイス線）を測定した。

図4-12にその測定回路を示す。ここで使用された抵抗減衰器と移相器については、すべて較正し、さらに減衰器については、その位相特性も較正した。

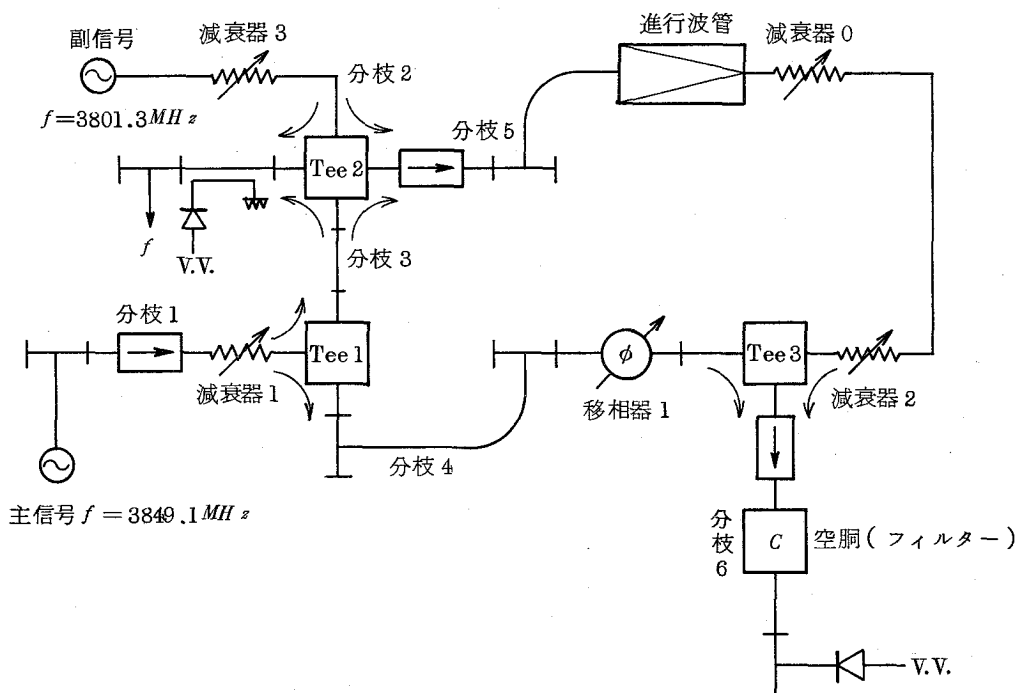


図4-12 二信号デバイス線の測定回路

測定は零位法で行った。すなわち、減衰器 0 と 2 および分枝 3 と 5 での総減衰量が進行波管の利得に、また移相器 1 の移相量が進行波管の移相量に等しくなると、分枝 6 の出力は零になる。これより移相器 1 と減衰器 2（この場合減衰器 0 は固定した。）を読めば、進行波管の利得と移相量（ $AM-PM$ 変換特性）がわかる。測定は、まず減衰器 3 をパラメータとしてある値に設定し、減衰器 1 を変化させる。移相器 1 と減衰器 2 を調整し、減衰器 1 の各値に対して、分枝 6 の出力が零になる時の移相器 1 と減衰器 2 の値を読んでいく。同じことを減衰器 3 の別の値に対してくり返す。

この結果から、副信号の入力電力をパラメータとして、縦軸に利得と位相変化をとり、横軸に入力電力をとって図示すると図 4-13 のようになる。この図は、副信号の入力電力レベルが増大すると共に、主信号の利得が減少するという進行波管の一般的特性を示している。これを、副信号の入力電力をパラメータとして主信号のデバイス線に書き直すと図 4-14 になる。これを二信号デバイス線と呼ぶ。

この図から見られるように、副信号の入力電力が小さい時の（この場合では -10 dBm 以下）主信号に対するデバイス線は一信号に対するデバイス線と同じであり、これを D_1 で表わす。副信号の入力電力が増大すると共に、主信号に対するデバイス線は、 (D_1) から $(D_2) - (D_3) - (D_4) - (D_5) - (D_6) - (D_7)$ へと移行する。たとえば、今 L_1 の負荷線が図 4-14 の A 点で交わり、主信号が（この場合、進行波管への入力電力にして 2.2 dBm で）発振しているとする。この時、副信号に対するデバイス線は、 (D_5) で表わされる。このように主信号の進行波管への入力電力レベルによって、副信号に対するデバイス線が変化するところが一信号デバイス線と大きく異なる点である。

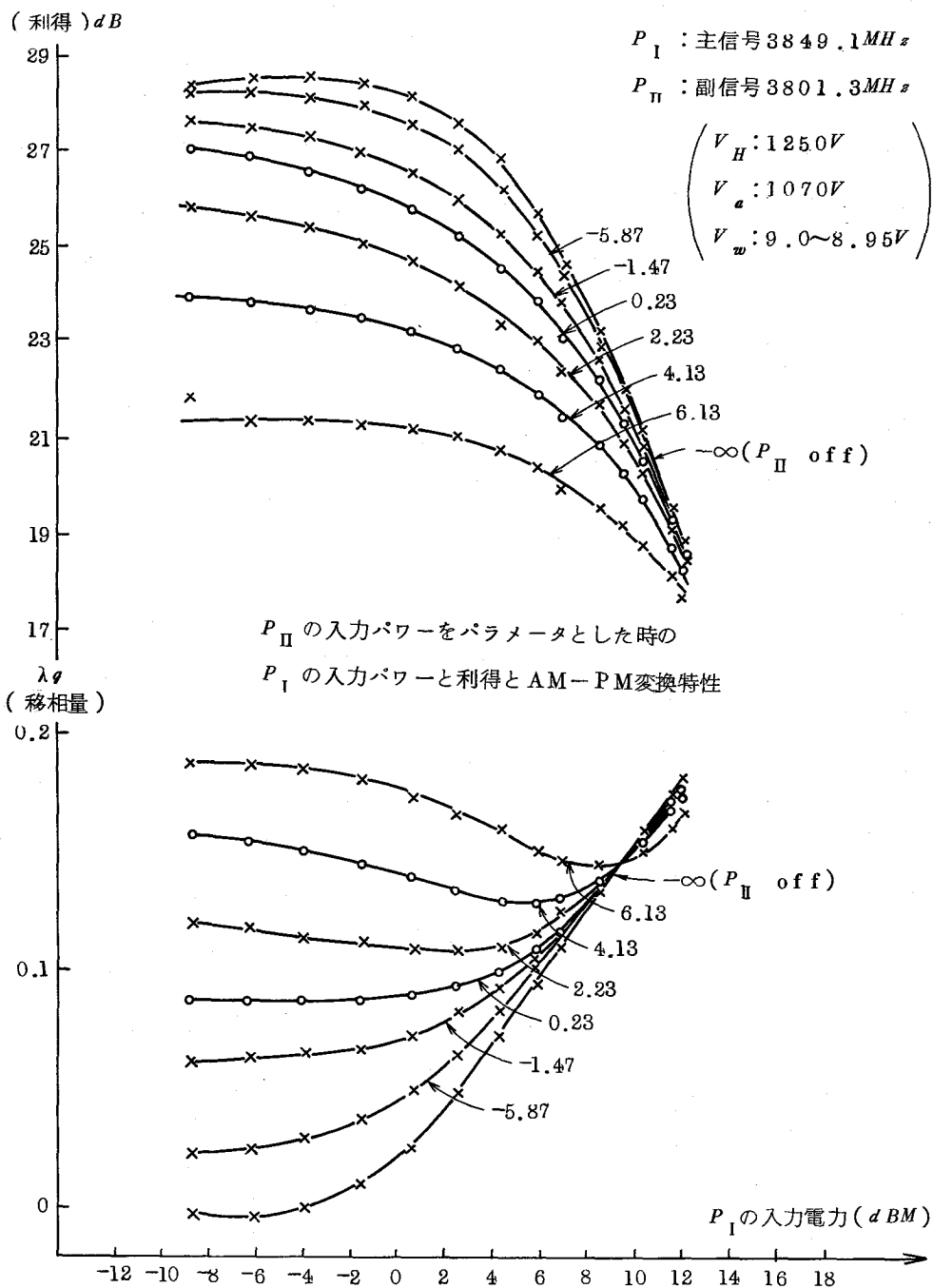


図 4-13 二信号に対する利得, AM-PM 変換特性

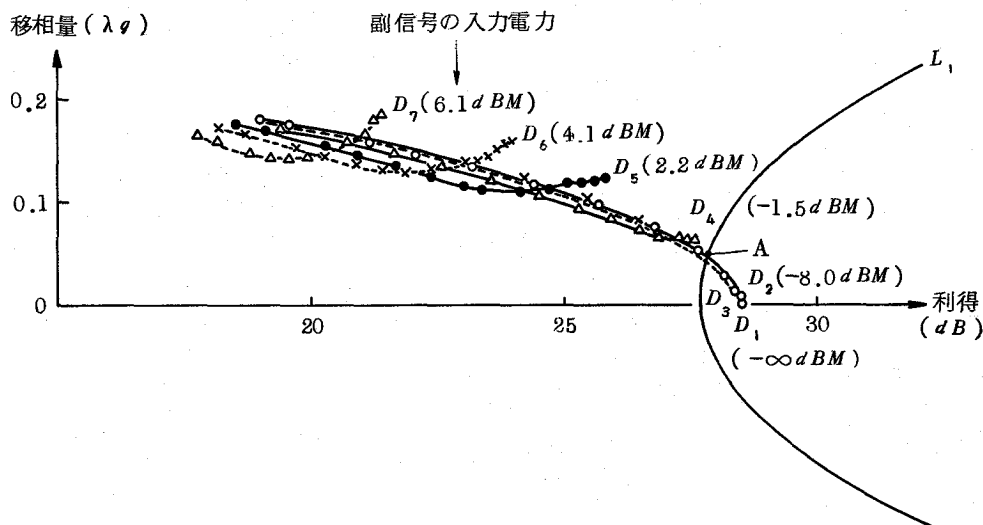


図 4-14 二信号デバイス線

4.2.5 発振モード遷移と二重発振の条件

4.2.3 節で示したように、モード遷移と二重発振は、 $D-L$ 線図がそれぞれ図 4-11 (a) (b) で示される時に起こるが、ここでは、二信号デバイス線を用いて、その証明を行う。

まずモード遷移を図 4-15 で証明する。

図 4-15 (a) : 同図で、最初に主信号が S_1 で発振しているとする。この時副信号に対するデバイス線は D'_1 であり、これと負荷線 L'_1 とが交点 S'_1 をもてば、副信号の発振が立ち上がり、副信号の電力が増大し動作点 S'_1 で発振する。

図 4-15 (b) : 図 4-15 (a) の動作点 S'_1 に相当する副信号の電力に対応してこの図のように、主信号に対するデバイス線は D_2 に移り、主信号の動作点は S_2 になる。その結果主信号の発振電力は減少する (図 4-2 から見られるように、発振電力は、デバイス線が負荷線と深く交わるとき、すなわち $P_i = 0$ の点から動作点までのデバイス線の長さが長いとき大きく、浅く交わるとき小さい)。これに対応して副信号に対するデバイス線は D'_1 から D'_2 に変

わり、動作点は S'_1 から S'_2 に移る。
 S'_2 は、 S'_1 に比べて L'_1 と深く交わっているため、 S'_2 での副信号の電力は S'_1 に比べて大きくなる。

図 4-15 (c)：この電力レベルに相当する主信号のデバイス線は、 D_2 から D_3 へと移行し、動作点は S_3 に移動するので主信号の電力はさらに減少する。これに対応して、副信号に対するデバイス線は D'_2 から D'_3 に移る。そして動作点は S'_3 に移動し、さらに副信号の電力は増大する。

図 4-15 (d)：この過程が順々にくり返えされる。

図 4-15 (e)：ついには、主信号のデバイス線と負荷線は交点をもたなくなり、主信号は発振を停止する。したがって副信号に対するデバイス線は、もとの主信号に対するデバイス線 D_1 ($= D'_4$) と入れ替り、主信号に対するデバイス線は D_5 となる。このことは、最初的主信号の発振(動作点 S_1 、したがって周波数 f_1)が、副信号の発振(動作点 S'_4 、したがって周波数 f'_4)に遷移し、発振周波数が f_1 から f'_4 へ跳躍することを意味する。

上の議論から、モード遷移の発生条件は次のようにまとめられる。

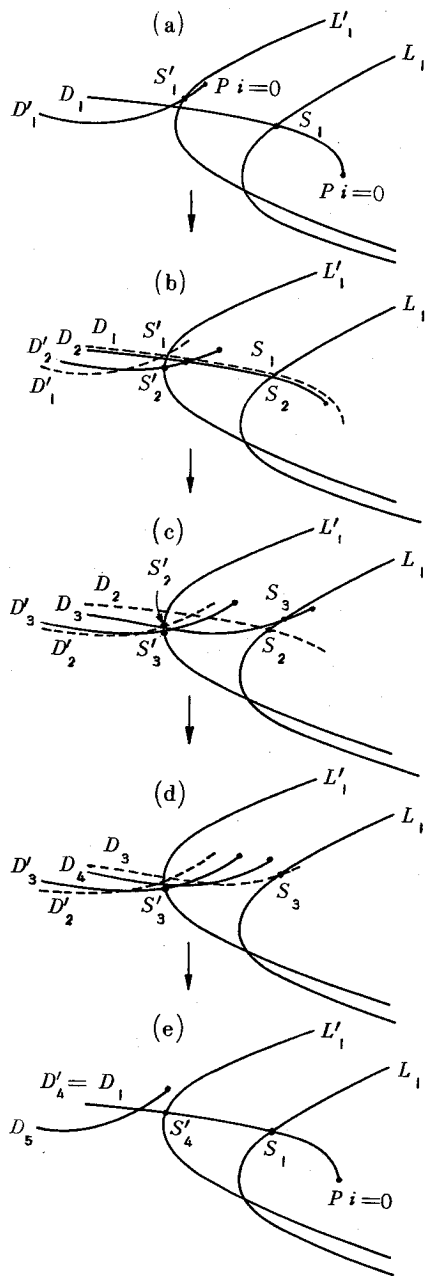


図 4-15 モード遷移時のデバイス線と動作点の移動
 (破線は一段階前のデバイス線を表わす)

(1) まず二周波の発振が立ち上がること、すなわち副信号に対するデバイス線 D'_1 と負荷線 L'_1 とが交点 S'_1 をもつこと。そのためには、負荷線 L'_1 は主信号の負荷線 L_1 よりも必ず左側になければならない。

(2) 次に、その点 S'_1 において、副信号の電力が増大したとき、主信号の電力は減少するが、これによって副信号の電力がさらに増大するようになっていることである。この条件を満足するのは図 4-11(a) の場合である。

次に二重発振を図 4-16 で説明する。

二重発振はモード遷移の途中で安定な状態になったものと考えられる。すなわち

図 4-16(a)：同図で、まず主信号が動作点 S_1 で発振しているものとする。図 4-15(a) と同様に、副信号が動作点 S'_1 で発振を始めたとする。

図 4-16(b)：動作点 S'_1 に相当する副信号の発振電力に対する主信号のデバイス線は D_1 から D_2 に移り、交点は S_1 から S_2 に移る。すると S_2 では S_1 に比べて主信号の電力は減少する。したがって副信号に対するデバイス線は D'_1 から D'_2 に移る。この時 S'_2 では、 S'_1 に比べて副信号の電力は、図 4-15(b) のモード遷移とは逆に減少する (モード遷移の図 4-15(b) (c))

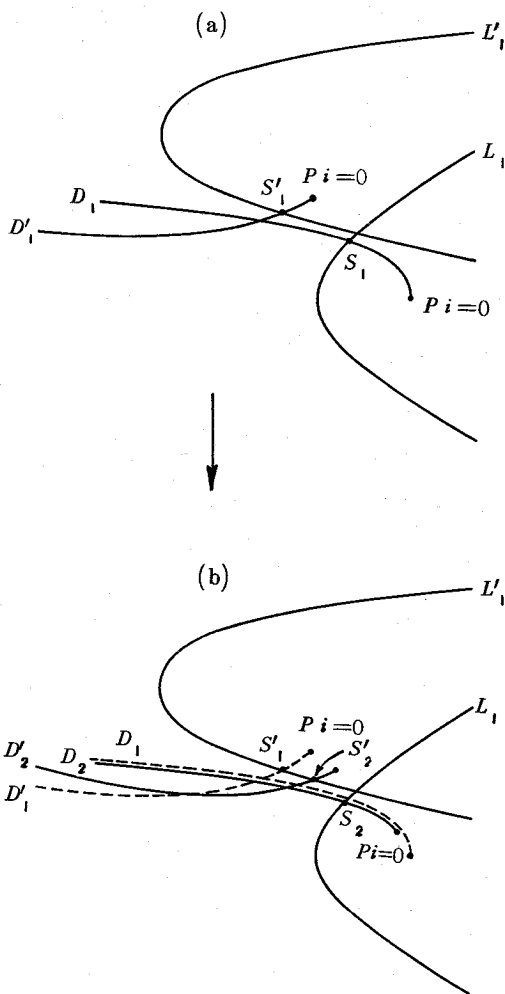


図 4-16 二重発振時のデバイス線と動作点の移動
(破線は一段階前のデバイス線を表わす)

では S'_2 は S'_1 の左側にあり、 S'_1 に比べてデバイス線と負荷線は深く交わっている。したがって副信号の電力が増大したが、図 4-16 (b) では、 S'_2 は S'_1 の右側にあり、 S'_1 に比べてデバイス線と負荷線が浅く交わっている。したがって、副信号の電力が減少するのである。この結果、モード遷移の図 4-15 (b) - (e) のような過程が進行せずこの時点で止まり、たとえば、主信号と副信号のデバイス線がそれぞれ D_1 と D'_1 で安定となる。そして交点 S_1 と S'_1 で同時に発振し、発振周波数が 2 つ観測される。これが二重発振である。

上の議論から、二重発振の発生条件は次のようにまとめられる。

(1) まずモード遷移の場合と同様に、副信号のデバイス線 D'_1 と負荷線 L'_1 が、交点 S'_1 をもたなければならない。したがって、 L'_1 が L_1 の右側にあるときは二重発振を起こさない。

(2) 次にその交点 S'_1 において、副信号の電力が増大した時、主信号の電力が減少するが、これによって副信号の電力が減少するようになり、復元作用が働くことである。この条件を満足するのは、一方の負荷線がデバイス線に接するような形で交わる図 4-11 (b) のような場合のみである。

以上述べた議論によって、先に述べた図 4-11 (a) (b) が説明された。

次に、上に述べた議論を適用して、副信号のデバイス線と負荷線の交点 S'_1 が不安定点（すなわちモード遷移）になる場合と、安定点（すなわち二重発振）になる場合の境界を明きらかにしておこう。

図 4-17 (a) (b) は、副信号のデバイス線 D'_1 と負荷線 L'_1 の交点 S'_1 の部分

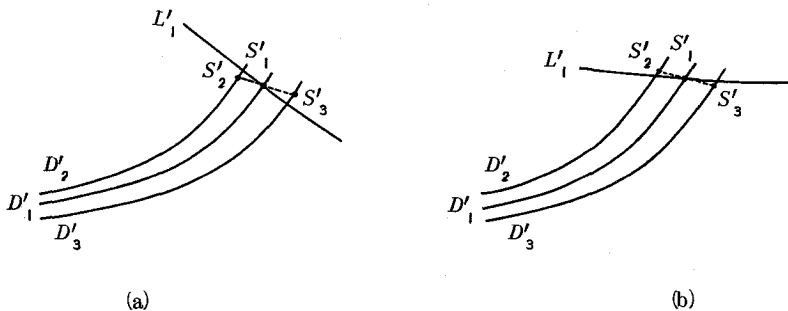


図 4-17 モード遷移と二重発振の境界

を拡大したものである。この D'_1 は、主信号の電力レベルのある値 P_i に対応したものであるが、主信号のレベルがこれから $\pm \Delta P_i$ だけ変化した時のデバイス線が図中の D'_2 、 D'_3 である。この副信号デバイス線上の副信号レベルの等しい点を結んだのが、破線 S'_2 、 S'_1 、 S'_3 である。図 4-17 (a) のよう

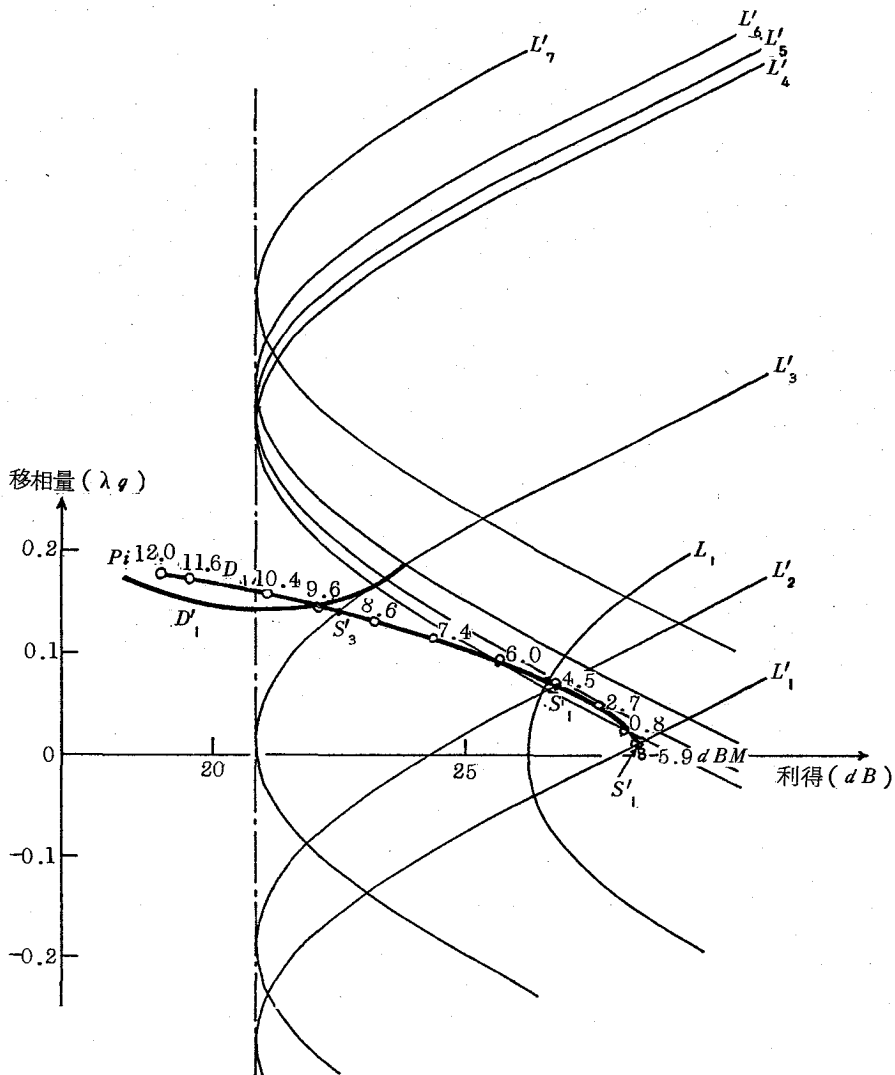


図 4-18 図 4-10 の発振特性を導びく $D-L$ 線図

に負荷線の S'_1 における接線の勾配が破線 S'_2 S'_1 S'_3 よりも大きい場合はモード遷移となることが上の議論よりわかる。また図 4-17 (b) のように、 S'_1 における負荷線の接線の勾配が破線 S'_2 S'_1 S'_3 よりも小さい場合は二重発振となることが上の議論からわかる。これよりその境界は、 S'_1 でひいた負荷線の接線が破線 S'_2 S'_1 S'_3 に一致する場合であることがわかる。

最後に図 4-10 の発振特性を作図してみる。図 4-18 にこの場合の $D-L$ 線図を示す。

今主信号が L_1 と D_1 の交点 S_1 で発振しているとする。副信号の負荷線を L'_1 から上げて L'_3 の位置にくと、 D'_1 と交点をもちモード遷移の条件を満足するからここで発振動作点は S'_3 に移り副信号の発振になる。次に L'_5 になると二重発振の条件を満足するから、主信号と副信号と同時に発振し副信号の電力は次第に減少し L'_6 で主信号の単独発振になる。この時動作点は S_1 である。 L'_7 でも同様に主信号の単独発振となっている。次に L'_7 から次第に下げていく。 L'_6 になると二重発振が始まる。そして二重発振は L'_4 まで続きここで、副信号の単独発振に移る。 L'_3 、 L'_2 と引き続き副信号の単独発振であるが、 L'_1 になると D'_1 が L_1 と交点をもちためモード遷移を起こし、主信号の単独発振になる。この際に動作点のデバイス線の方から、進行波管への入力電力（これにこの時の利得をかければ発振出力になる）また負荷線から発振周波数が求まる。このようにして求めた発振特性を図 4-10 に計算値として書きこんだ。実測値と計算値は良く一致している。

4.3 フィルターの附加による負荷線の変形

多空洞加速管を含んだ進行波管発振器を特定のモード（筆者の場合は $\pi/2$ モードとした）で安定に発振させるためには、前節のモード遷移や二重発振が起こらないことが必要である。ところで多空洞加速管の負荷線は、図 4-7 に見られるような形をしているので、このことが起こる危険性がある。空洞数が多くなればこの危険性はさらに高くなる。そこで適当な方法によって、所望のモード以外の挿入損を増し、負荷線を変形することによって、この危険性を避ける必要がある。最も簡単には共振周波数が所要モードのそれに等

しい共振器を挿入することである。この共振器は、所要モードおよび不要モードの挿入損を与えれば設計できる。所要モードの挿入損は、ループ利得を小さくすることから小さい方が望ましいが、約 0.1 dB 程度であれば良いであろう。他のモード挿入損は、二重発振とモード遷移が起こらない条件を課し、前記の方法で計算できる。以下五空洞加速管を例にとって説明する。

外部帰還形進行波管発振器で加速管に給電する場合、動作点は一般に進行波管の飽和出力レベルが選ばれる。すなわち図 4-19 に示す A 点である。さて帰還回路中の減衰器と移相器を調整して $\pi/2$ モードの負荷線上の共振周波数の点が A 点と一致するようにした後、移相器を変化して、図 4-19 でデバイス線を上下した場合の発振特性を考える。まずデバイス線を図 4-19 の (1)

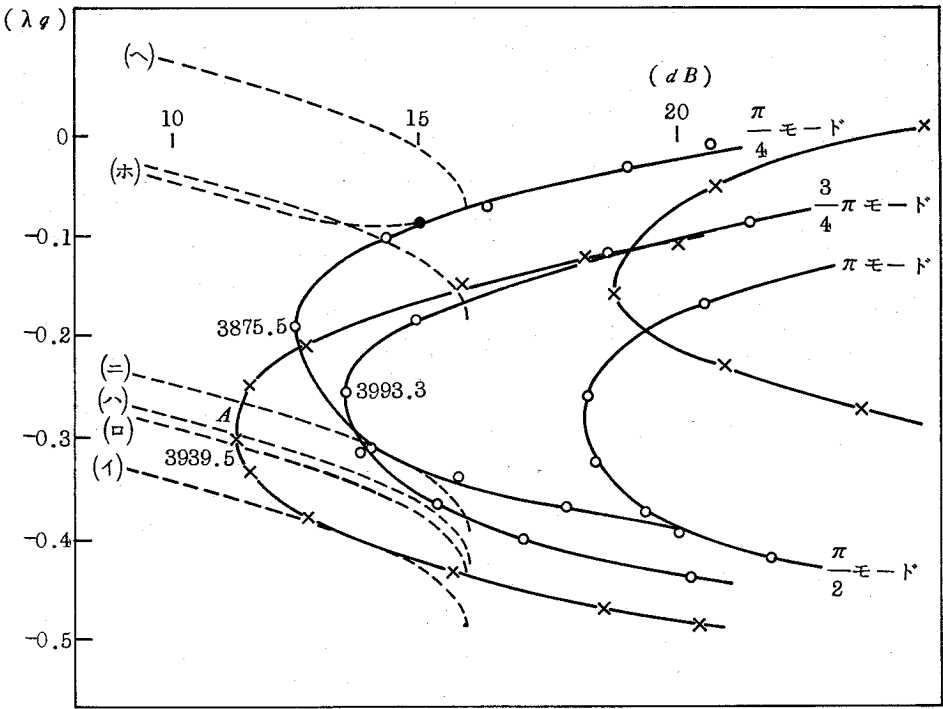


図 4-19 五空洞加速管の $D-L$ 線図

よりも下から上にあげていく場合を考える。(1)に達して $\pi/2$ モードの発振が始まり(1)に至って最大出力が得られる。(1)になるまでは $\pi/2$ モードの発振が

続き、(b)でモード遷移が起き、 $\pi/4$ モードで発振する。(c)で発振が停止する。次に下げていくとまず、(c)で $\pi/4$ モードが発振し(b)まで持続する。(b)で $\pi/2$ モードにモード遷移し(a)で $\pi/2$ モードの発振が停止する。このように前節のモード遷移の条件を適用すると位相の全範囲にわたって必ずしも $\pi/2$ モードでは発振しないことがわかる。これは $\pi/2$ モードで安定に発振しないことを示しており、他のモードで発振が立ち上がっても必ず $\pi/2$ モードに遷移するためのモード間の必要最小挿入損は、モード遷移の条件より、デバイス線と負荷線は、図4-19の交わり方であるとして、 3.5 dB であることがわかる。

図4-19より $\pi/4$ モードと $\pi/2$ モードはもともと 1 dB の挿入損の差があるからフィルターに要求される必要最小挿入損は $\pi/2$ モードより 64 MHz はなれた $\pi/4$ モードに対しては、 2.5 dB であることがわかる。さらに図4-19は、接続線が比較的短いときのものであるから長線効果を考慮する必要がある。これによる負荷線の移相量の変化は次式で与えられる。

$$\phi_i(f) = 2n\pi(f-f_0)/f_0 \quad (4-5)$$

ここで n は発振時の電氣的波数である。今 n として 200 をとり、 $f_0 = 3939.5\text{ MHz}$ として、図4-19の負荷線を書き直すと図4-20のようになりモード間の相対移相量は大きく変化する。したがって、デバイス線と $\pi/2$ モードの負荷線の位置関係は、図4-19の(1)だけでなく種々の場合を考えなければならない。デバイス線と $\pi/2$ モードの負荷線がいかなる交わり方(すなわち $\pi/2$ モードの発振電力が大きい場合も小さい場合)でも、 $\pi/2$ モードへモード遷移をし、常に $\pi/2$ モードで発振するためには、他のモードの負荷線はその挿入損が最小の点(共振周波数の点)がデバイス線の $P_i = 0$ の点と一致する場合がその限界であることがわかる。そうすると(1)で求めた挿入損にさらに 1.5 dB 程度の余裕をみなければならないことがわかる。

次に接続線路が長線で、その途中での反射による挿入損の変化を考える。

図4-21において、線路は無損失とし、特性インピーダンスで終端されているものとする。反射源インピーダンスは無損失とし、 $Z_1 = jX_1$ 、 $Z_2 =$

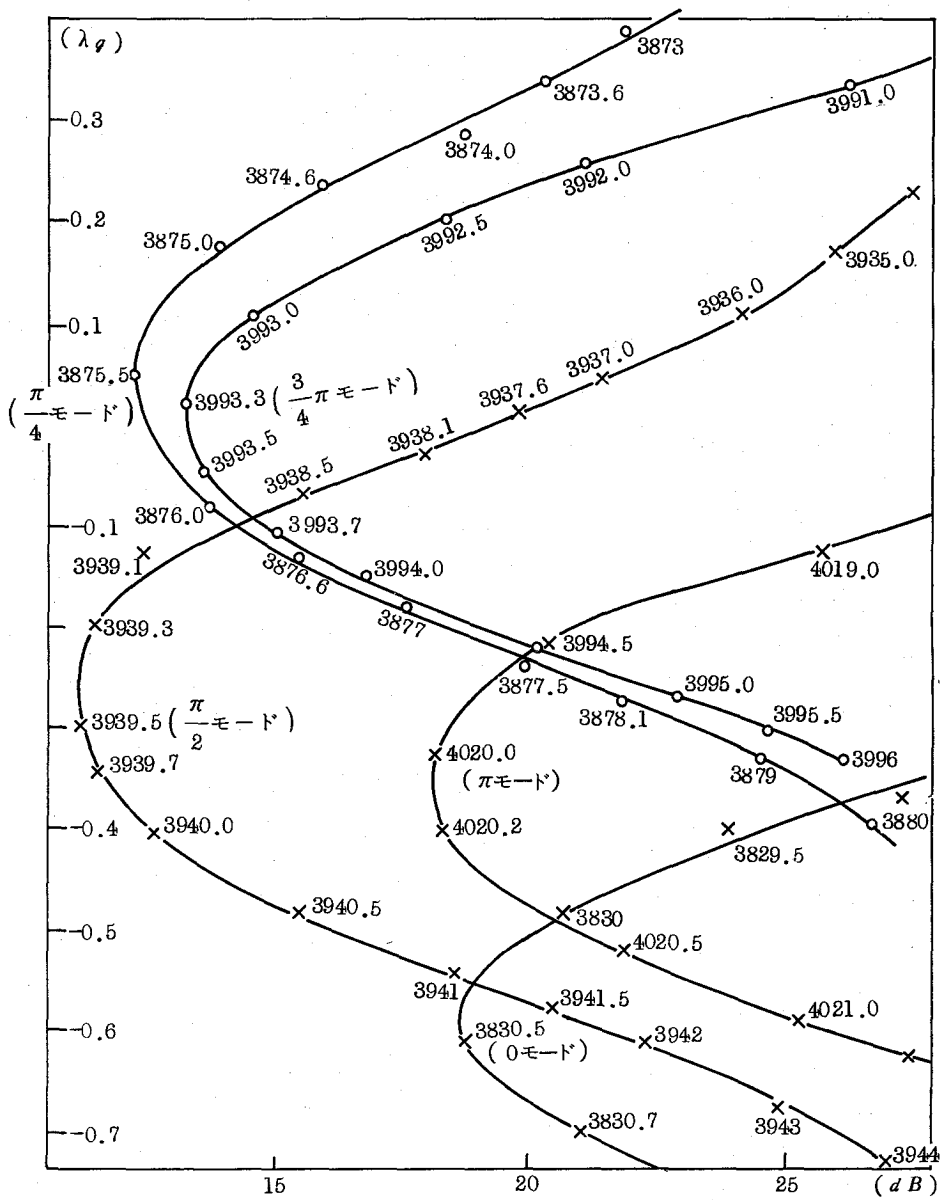


図4-20 五空洞負荷線
($n=200$ 長線効果含む)

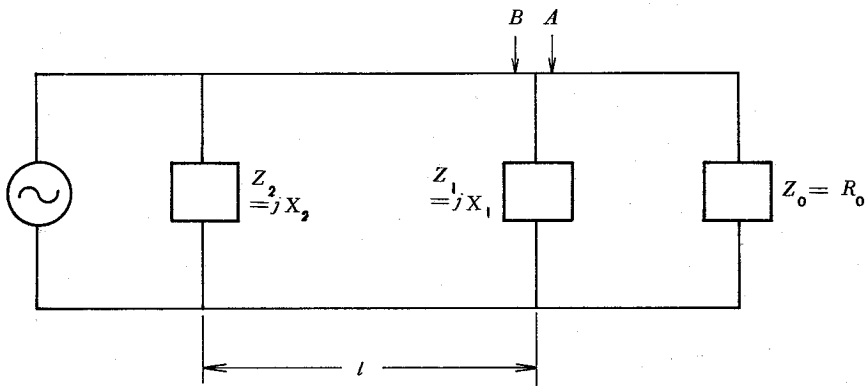


図 4-21 2点反射のモデル

jX_2 とする。

図 4-21 の A 点から電源側を見たときのインピーダンス Z を求めると、これが実効的な電源の出力インピーダンスになり、これと負荷との間の反射係数 Γ を計算すると、電源から負荷側に伝送される電力 $1 - |\Gamma|^2$ が求まる。結果のみを示すと、次式で表わされる。

$$1 - |\Gamma|^2 = \frac{4\alpha^4}{4\alpha^4 + (4\alpha^2 + 1)\sin^2(\beta l + \theta)} \quad (4-6)$$

ただし簡単のために、

ここでは $X_1 = X_2 = \alpha R_0$

としている。式 (4-6) で $\alpha \rightarrow \infty$ とすると

$1 - |\Gamma|^2 \rightarrow 1$ となる。

式 (4-6) を $\alpha = 1$

として図示すると図 4-

22 のようになる。こ

れより $l = 1\text{ m}$ のとき

は、周期 150 MHz で

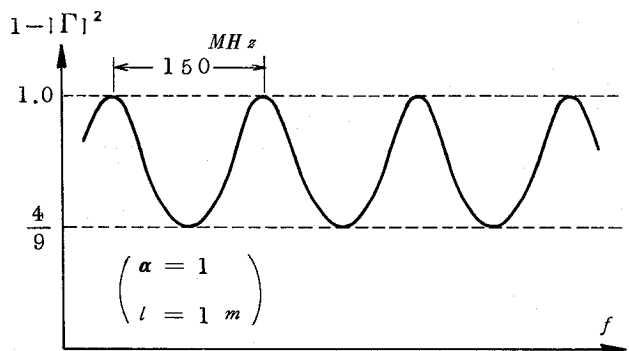


図 4-22 透過電力の周波数依存性

透過電力は変化することがわかる。また最小値は最大値に対してどれほど減衰しているかを見ると $\frac{4}{9}$ ($= -3.5 \text{ dB}$) であることがわかる。また表 4-1 には、B 点から負荷側を見た時の定在波比 ρ も同時に示している。 $\alpha = 1$ のときは

表 4-1 α による挿入損と定在波比

α	$\min/\max \text{ (dB)}$	定在波比 ρ
0.5	-12	5.83
1.0	-3.5	2.62
1.5	-2.53	1.92
2.0	-1.43	1.64
∞	0	1.00

$\rho = 2.6$ で、 $|\Gamma| = 0.45$ である。この程度の反射はあり得ると考えられる。また表 4-1 に示したように $\alpha = 1.5$ とすると $\rho = 1.9$ で、 $|\Gamma| = 0.32$ となる。これらの結果から、たとえば $\pi/4$ 、 $3\pi/4$ モードの方が $\pi/2$ モードより電力が 3 dB 程度大きくなるのが容易に想像できる。これは先の五空洞の負荷線のモード間の挿入損が 3 dB 程度は変動することを示している。この様な二点反射は、入力、出力の両方に存在することから、最悪の場合を考えると 6 dB の変動があることがわかる。従ってフィルターに要求されるモード間の挿入損には必要最小挿入損にさらに 6 dB の余裕を見なければならない。よって最終的にフィルターに要求されるモード間の必要相対挿入損は $2.5 \text{ dB} + 1.5 \text{ dB} + 6 \text{ dB} = 10 \text{ dB}$ となる。

さて以上の議論から、フィルターを決定する諸パラメータがすべて求った。すなわち、共振周波数は 3939.5 MHz (加速管が常電導の場合)、 3953.6 MHz (加速管が超電導の場合)、モード間の必要挿入損は 10 dB 、共振器自体の挿入損は 0.1 dB である。

さてフィルターの設計は次式 (4-7) (4-8) から始まる。

$$Q_0 = (1 + \beta_1 + \beta_2) Q_L \quad (4-7)$$

$$T(\omega_0) = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2} = \left(\frac{Q_L}{Q_0}\right)^2 \cdot 4\beta_1\beta_2 \quad (4-8)$$

仕様より Q_L の値が決まっているから Q_L 一定の下で $T(\omega_0)$ を最大にするた

めには $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ とすれば良く、この時式 (4-8) は、次のように変形できる。

$$T(\omega_0) = \left(\frac{Q_L}{Q_0} \right) (\beta_1 + \beta_2)^2 = \left(\frac{Q_L}{Q_0} \cdot 2\beta \right)^2 \quad (4-9)$$

さらに単空洞の場合の減衰特性を表わす次式 (4-10) を利用してフィルターは次の手順で設計できる。

$$\frac{Gr(f)}{Gr(f_0)} = \frac{1}{1 + \{ (f - f_0) / \delta f \}^2} \quad (4-10)$$

- 1) 仕様で要求されるモード間の相対挿入損より式 (4-10) を用いて δf を求める。今の場合 10 dB であるから、 $f - f_0 = 64 \text{ MHz}$ として $\delta f = 19.7 \text{ MHz}$ である。
- 2) δf と仕様の f_0 から Q_L が求められる。すなわち、 $Q_L = f_0 / 2\delta f = 100$ と求まる。
- 3) Q_L と Q_0 より式 (4-7) を用いて、 β が求まる。方形導波管で空洞を作る場合は 8000 程度の Q_0 が得られるから、 $Q_0 = 8000$ とすると、式 (4-7) より、 $1 + 2\beta = Q_0 / Q_L = 80$ 、よって $\beta = 39.5$ と求められる。
- 4) 上で求めた Q_L 、 Q_0 、 β より式 (4-9) を用いて挿入損を計算する。 $T(\omega_0) = (79/80)^2 = 0.975$ よって 0.11 dB となる。これは、初めに与えた挿入損を満足している。

この方式は、共振器の挿入損が大きくなることを許せば、原理的には、五空洞加速管よりも多くの空洞からなる多空洞加速管に適用することができる。図 4-23 には、空洞数と許容挿入損の関係を示した。同図によると挿入損を 1 dB とすると、 60 空洞加速管にまで有効であることがわかる。

図 4-24 には、実際に製作したフィルター空洞の寸法を示した。中心部の穴は、テフロン棒を挿入することによって共振周波数を変化できるように設けた。また表 4-2 には、空洞の共振周波数 f_0 、 Q_L と定在波比 ρ の実測値を示した。これらの値は仕様をよく満足している。また、実際に外部帰

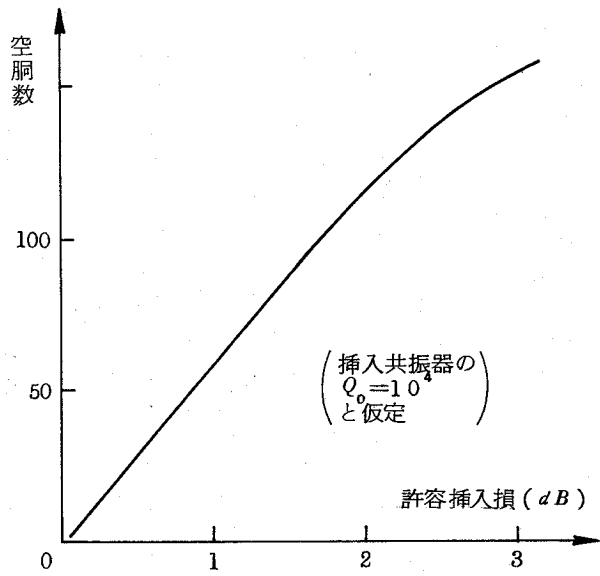


表 4-2 フィルターの特性

f_0 (MHz)	ρ	Q_L	テフロン挿入長
3965.1	1.2	136	0 (mm)
3953.3	1.2	137	3
3939.5	2.9	140	5

図 4-23 挿入損と空胴数の関係

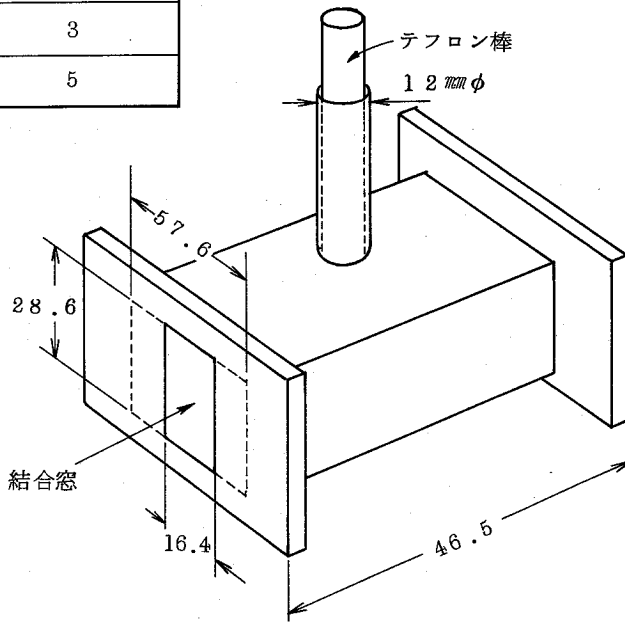


図 2-24 挿入共振器 (フィルター) の寸法

還形進行波管発振器を構成して挿入損を求めたところ、 0.2 dB 以下であった。図4-25には、このフィルターを挿入した場合の五空洞加速管の負荷線を示す。

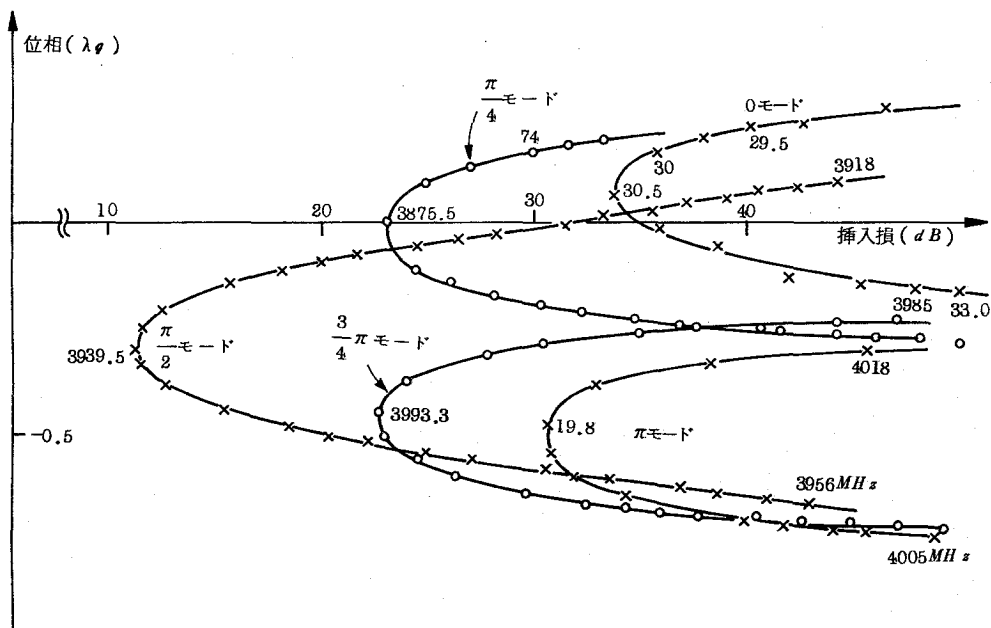


図4-25 フィルター挿入時の五空洞負荷線

4.4 五空洞加速管へのマイクロ波給電

図4-26(a)には、図4-27に示す回路で試作五空洞加速管を発振ループ内に入れた外部帰還形進行波管発振器の発振特性を示した。これは $\pi/2$ モードの共振周波数で空洞透過出力が最大（進行波管出力が最大）になる動作点を設定した後減衰器2は固定しておき移相器2を変化した場合の発振特性である。温度は室温で五空洞加速管は常電導状態である。この発振特性は長線効果を入れて計算した負荷線と二信号デバイス線から予想される発振特性とよく一致している。この図からわかるように、常電導状態でフィルターを入れない場合は、 $\pi/4$ 、 $\pi/2$ 、 $3\pi/4$ の各モードで発振しかつ二重発振も起

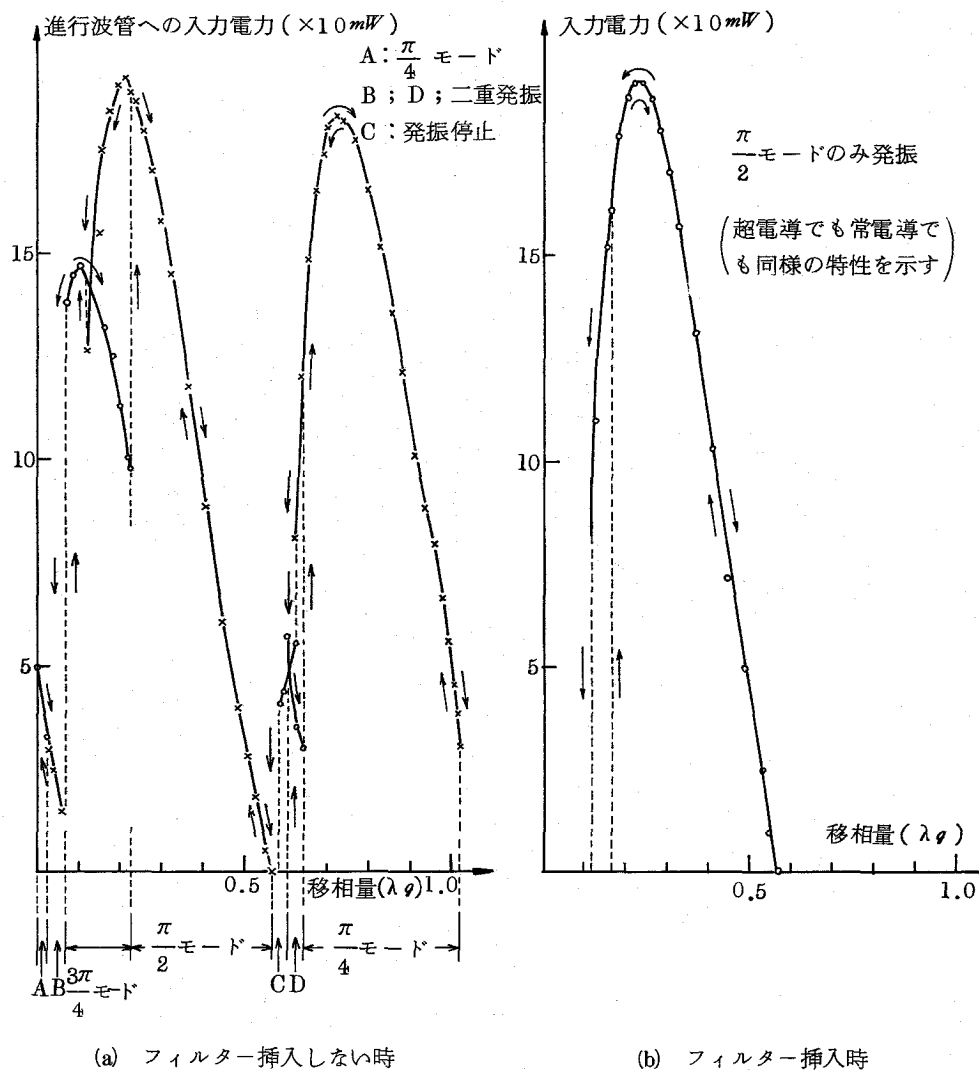


図 4-26 五空洞加速管の発振特性

きている。図 4-26 (b) には図 4-26 (a) と同じ条件で発振ループ内に加速管と直列にフィルターを挿入した場合の発振特性を示した。この場合は $\pi/2$ モードの発振しか観測されずまた二重発振も起こらない。この特性は図 4-25 のフィルターを入れた場合の負荷線に長線効果による位相のずれを考えるとよく一致する。またこの図からフィルターは予想通りの動作をしていると考えら

れる。

超電導五空胴加速管に実際に給電する回路を図4-27に示す。フィルターを入れない場合には、モード遷移、二重発振特性を示すが、フィルターを入れた場合には、図4-26(b)に示すように安定に動作することが確認できた。

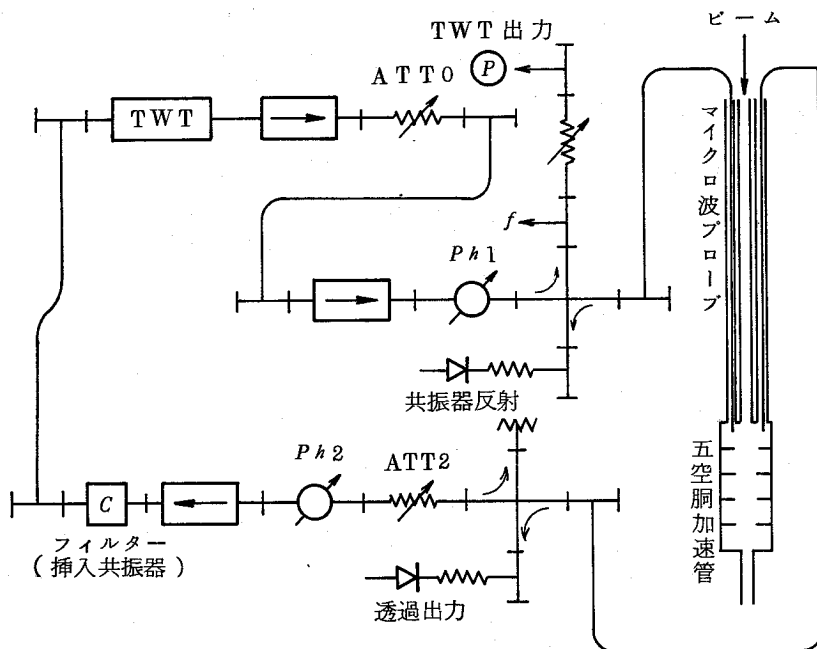


図4-27 マイクロ波給電回路系

最後に図4-27の回路でフィルターを入れた場合の加速管への給電の入力特性を表4-3に示した。加速管へのマイクロ波電力の増減は減衰器0で行われ、動作点は減衰器0の各値に対して空胴出力が最大になるように減衰器2と移相器2を調整し設定される。また実際に加速管に入った電力は H_e 。

表4-3 加速管への入力特性

進行波管出力 (W)	0.91	0.6	0.44	0.29	0.13	0.06
空胴実効入力 (W)	0.45	0.3	0.21	0.14	0.064	0.03

蒸発量によって較正されている。表 4-3 では、加速管中に供給された最大電力は約 0.45 W であることを示している（進行波管の飽和出力 2 W，回路の全損失 6 dB 程度）。

4.5 むすび

得られた成果をまとめると次のようになる。

- (1) 多空洞加速管を含む外部帰還形進行波管発振器の発振特性を解析し，モード遷移と二重発振の発生条件を明らかにした。
- (2) 前項の成果を応用して，五空洞加速管のためのフィルターを設計，試作し，かつ，この方式の適用可能な空洞数とフィルターの挿入損との関係を明らかにした。
- (3) 試作したフィルターによって五空洞加速管へ $\pi/2$ モードでマイクロ波電力を安定供給することに成功した。

第5章 試作五空胴加速管による電子加速⁽⁶⁴⁾

5.1 まえがき

前章までの成果を総合して五空胴加速管を超電導化して電子加速実験を行った。5.2節では、試作五空胴加速管の常温での諸特性について述べる。5.3節では、この加速管をクライオスタットに組みこんで行った加速実験について述べる。

5.2 五空胴加速管の諸特性

5.2.1 個々の共振器の共振周波数測定と周波数合せ

図5-1には、試作五空胴加速管の実際の寸法を示した。この加速管はビーク電界 2 MV/m と仮定して入射電子ビームエネルギーが 50 KeV とした時、最適に同期した場合で出射エネルギーが 106 KeV の設計になっている⁽⁶⁵⁾。

さて密結合の多空胴加速管の製作に当っては、個々の共振周波数を測定してそれらの周波数を一致させなければならない。それには大きく分けて次の2つの問題がある。

(1) 個々の共振器の共振周波数の測定方法

(2) 測定した共振周波数を、どの程度まで一致させるか。などである。以下順を追って話を進める。

まず(1)の測定方法には、空胴を単独に組立てて測定するやり方と五空胴を組立てたまま測定する2つの方法がある。この加速管は、空胴を一つへだてた空胴との直接結合があるので前者はとれない。したがってここでは、後者の方法をとる。この方法は、被測定空胴以外の空胴に detune リングを挿入して測定する方法である⁽⁶⁶⁾。表5-1に、二組の五空胴加速管についての測定結果を示した。周波数のずれは、それぞれ $\pm 1\text{ MHz}$ 、 $\pm 2\text{ MHz}$ 以内に入っている。

さて次には個々の共振器の共振周波数をどの程度まで一致させるかという問題になるが、これを厳密に解析するには、個々の共振器の共振周波数の差がどの程度 field 分布に影響するかを調べ、さらにそれが電子軌道にどう

いう影響を及ぼすかを調べるという軌道解析を行わなければならない。著者の場合は、軌道解析までは立ち入れなかったので、ここでは一応の目安として $\pm 2\text{MHz}$ 以内とした。これは、共振周波数に影響する種々のパラメータを考えると $\pm 2\text{MHz}$ 程度の差があり得るからである。たとえば、測定時の被測定空胴のネジの締めつけ方、温度、空胴の相対的位置関係の変化、さらに鉛メッキ厚の差などである。したがってここでは五空胴加速管の超電導化の第一次近似として上のように設定したのである。

図5-2に分散特性を示した。すなわち同図では 1) 通常の分散特性曲線、⁽⁶⁷⁾ 2) 隣接4空胴との結合がある場合の分散特性曲線、3)

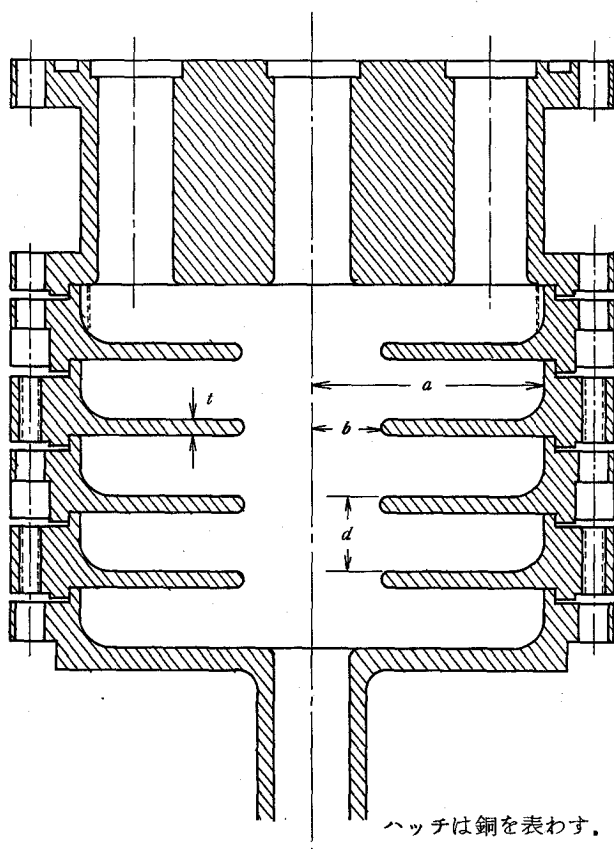


図5-1 五空胴加速管の寸法

$$\begin{aligned} a &= 9.0 \text{ mm} \\ b &= 30 \sim 31 \text{ mm} \\ d &= 10.0 \text{ mm} \\ t &= 2.0 \text{ mm} \end{aligned}$$

表5-1 各空胴の共振周波数

番号 \ 組	# 2	# 3
1	3932.0 (MHz)	3927.2 (MHz)
2	3930.8	3930.2
3	3931.7	3928.7
4	3932.4	3929.2
5	3932.0	3931.2

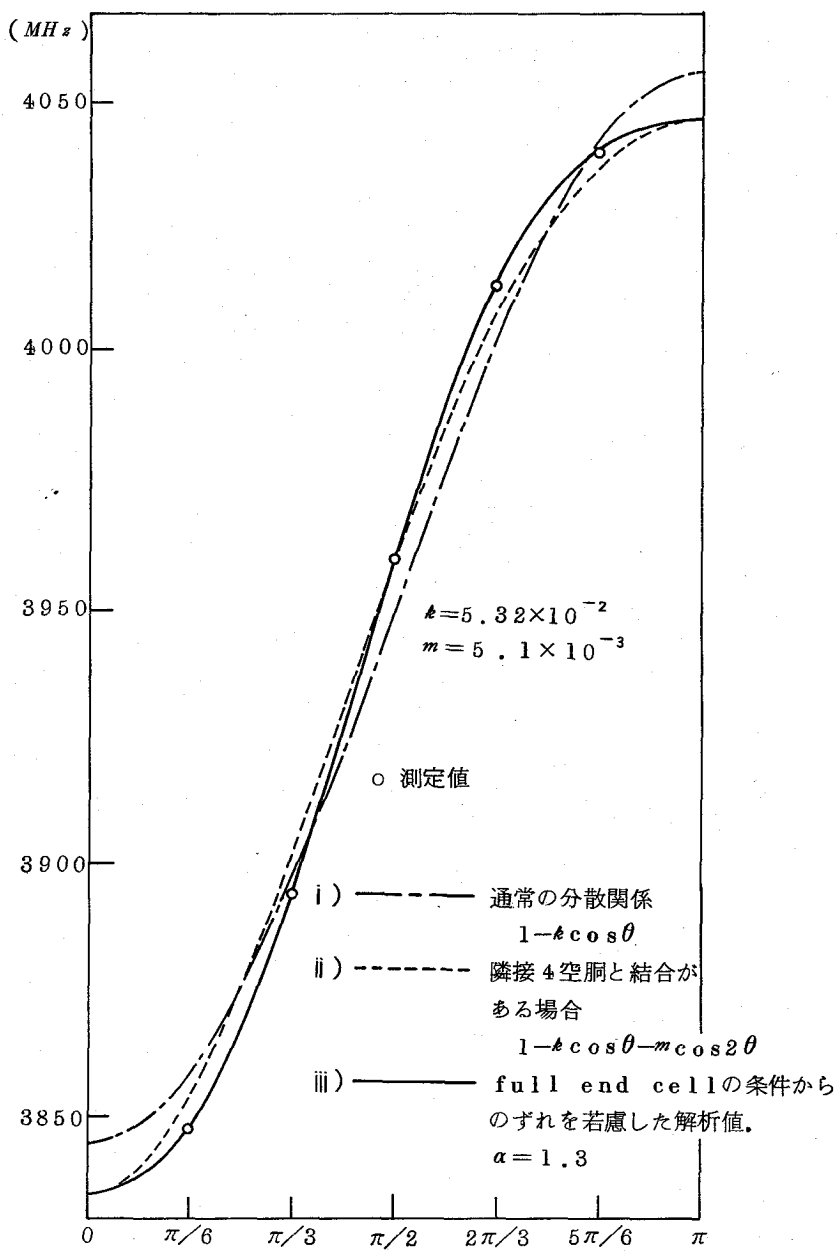


図 5-2 五空洞加速管の分散特性

full end cell の条件からのずれを考慮した場合の分散特性曲線を示している。3)の曲線は測定値とよく一致している。

5.2.2 シャント抵抗

よく知られたように、シャント抵抗は次式で定義される⁽⁶⁸⁾。

$$r = \frac{E^2}{dP/dz} \quad (5-1)$$

これを積分すると次式が得られる。

$$r = \frac{\int E^2 dz}{P} \quad (5-2)$$

また加速管空洞中に半径 a の球状摂動物を入れた場合の共振周波数の変化は Slater の式より

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0^2} = 3 \frac{\epsilon E^2}{2U} \frac{4\pi}{3} a^3 \quad (5-3)$$

で与えられる。ここで ω_0 は無摂動時の共振周波数、 E は電界、 U は単位時間に蓄えられるエネルギーである。これを $\omega \sim \omega_0$ を考慮して ϵ の値 ($1/36\pi \times 10^9$) を代入して簡単化すると、 $f_0 - f = \delta$ とすれば、

$$\frac{2\delta}{f_0} = \frac{a^3}{9 \times 10^9} \frac{E^2}{2U} \quad (5-4)$$

が得られる。式 (5-2) と式 (5-4) を用いると、シャント抵抗 r と無負荷 Q (Q_0) と摂動物体を入れた時の周波数変化 δ との間の関係が求まる。

$$\frac{r}{Q_0} = \frac{9 \times 10^9}{\pi a^3 f_0} \frac{\int \delta dz}{f_0} \quad (\Omega/m) \quad (5-5)$$

式 (5-5) によれば、加速管中に摂動物体を入れた時の共振周波数の変化を距離 z で積分すれば単位長さ当りのシャント抵抗が求まる。

摂動物体の金属球は半径 1.5 mm 、 1 mm の 2 種類を採用しつり糸でつるし定在波測定器で位置を変化させた。 $\pi/2$ モード以外は半径 1.5 mm の球のみ測定をし、 $\pi/2$ モードは 1.5 mm と 1 mm の 2 つの場合について測定を行った。この結果を図 5-3 と図 5-4 (a) に示した。図 5-4 より $\pi/2$ モードのシャ

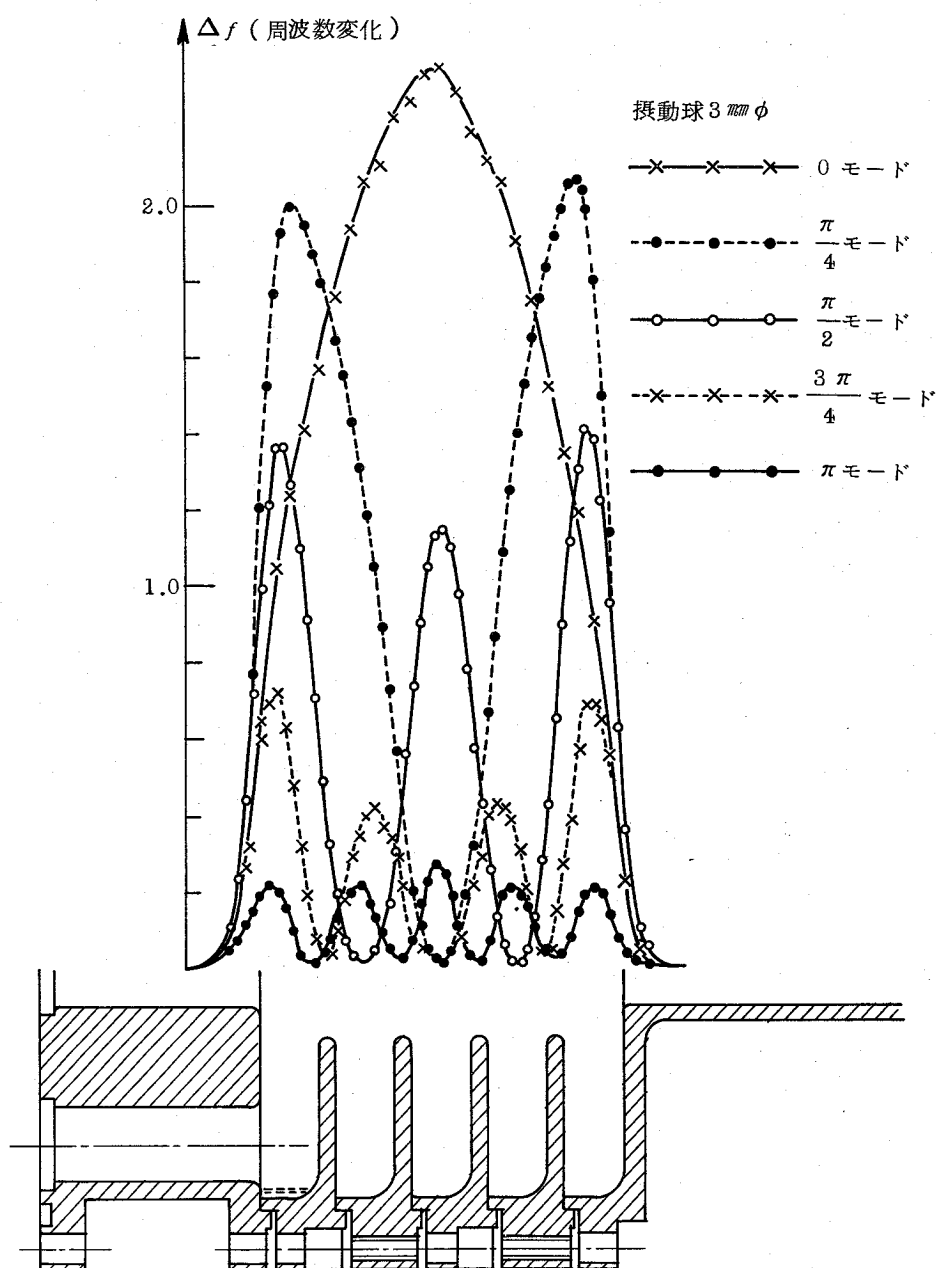


図 5-3 #2 五空洞加速管の field 分布

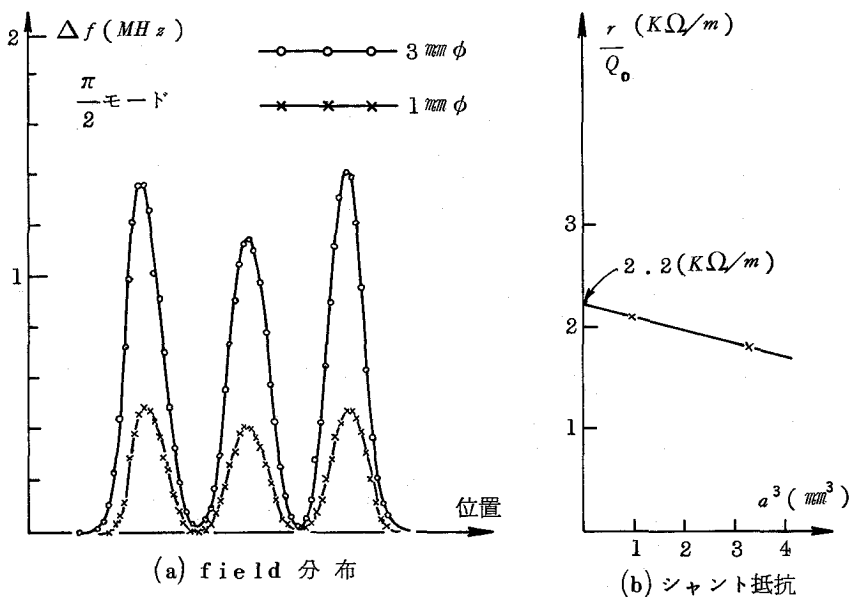


図5-4 シャント抵抗の決定(#2, $\pi/2$ モード)

ト抵抗 r を球の体積の関数として図示すると図5-4(b)のようになり, $r/Q_0 = 2.2$ (KΩ/m) として求まる.

次に r の値が求まればよく知られた次式で加速管のエネルギー利得が与えられる.

$$V = \sqrt{\frac{1}{2} r Q_0 \cdot P \cdot S} \quad (5-6)$$

ここで S は加速管の全長である. $1/2$ は定在波形加速管で表われを係数である. 著者の場合は, r と S の値を代入すると式(5-7)のようになる.

$$V = \sqrt{66 P Q_0} \quad (5-7)$$

次に, 加速管軸上のピーク電界は, 定在波形加速管を進行波形と見なすことによって, つぎのように計算できる.

進行波形加速管では, 波乗りした電子が出合う電界は常にピーク電界であるから, 式(5-2)は次のようになる.

$$E^2 l = r P \quad (5-8)$$

この式に、 r として式(5-5)を代入し、 l として図5-4のピーク値 Δf_p とすると

$$l = \frac{\int \delta \, dz}{\Delta f_p} \quad (5-9)$$

を代入すると次式が求まる。

$$E = \sqrt{\Delta f_p \cdot k \cdot P} \quad (5-10)$$

ここで k は次式で与えられる。

$$k = \frac{9 \times 10^9 Q_0}{\pi a^3 f_0^2} \quad (5-11)$$

5.3 加速特性

前節で述べたような特性をもつ五空洞加速管に鉛メッキ(20~30 μ)をしてクライオスタットに組み込み超電導にして加速実験を行った。図2-6に電子加速装置を示す。この装置は電子銃、クライオスタット、エネルギーアナライザーよりなっている。電子銃の加速電圧は0~100KVまで変化できる。その電流は1~10 μ A、ビーム径約4mm ϕ である。電子ビームは、太いステンレスパイプを通して内径9.4mm ϕ のステンレスパイプを通りクライオスタット内の加速管に導かれる。ビームの軸合わせのために電子銃の下、上の観測まどの上、窒素タンクの上、ヘリウムタンクの上、クライオスタットの下およびアナライザーの上の計6ヶ所に偏向コイルがつけられている。また軸出しを容易にするため、加速管の上下にはビーム検出用センサーがとりつけられている。偏向コイルをうまく調節すればどのセンサーにも当らずにビームを通すことができた。

マイクロ波の給電は、図4-27の回路で行い、また低入力レベルでの Q の測定は高速周波数掃引法によった。

次にアナライザーは、90°セクターマグネット型を用いており、分解能は0.2KeVである。

加速実験は、#2および#3の両加速管を用いたが、#2加速管は、低入

カレベルで、ガラスデューワーで超電化した時は、 1.04×10^7 (4.2°K)、 6.05×10^7 (1.8°K) ($\pi/2$ モード) の Q_0 であったが 加速用クライオスタットに組みこんだ場合は 7.0×10^6 (4.2°K)、 1.8×10^7 (1.8°K) の Q_0 となっており、ガラスデューワーの時に比べると若干低くなっている。これは、鉛の表面が作業の間に少し汚れたりして、残留損失レベルが大きくなったためと考えられる。また #3 加速管では、加速用クライオスタットに組みこんだとき 1.8×10^7 (1.8°K) であった。電子加速実験は、入射電子ビームエネルギーが 50KeV のビームで行った。その実験結果を図5-5に示す。この図に示すように最大加速エネルギー利得は、#2と#3の加速管でそれぞれ、 12KeV (0.45W)、 24KeV (0.56W) であった。低入力

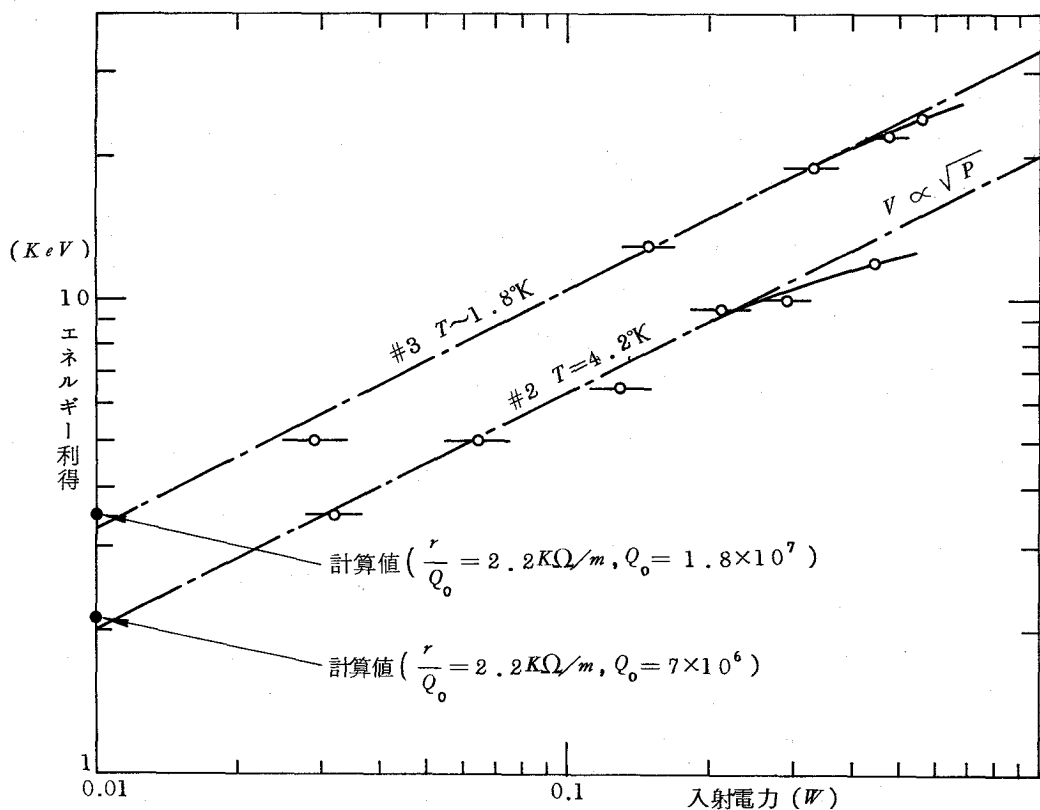


図5-5 加速特性

レベルでの Q_0 とシャント抵抗 r/Q_0 の測定値から式 (5-7) を用いたエネルギー利得の計算値は、 $0.01W$ でそれぞれ $2.1KeV$ ($50KeV$, $4.2^\circ K$), $3.45KeV$ ($50KeV$, $1.8^\circ K$) となり、エネルギー利得の外挿値とほぼ一致する。またこのときの加速管軸上のピーク電界は、それぞれ $0.54, 0.96$ (MV/m) である。

次に図 5-5 では、高入力レベル ($0.25W$ 以上) でエネルギー利得が下がり始めている。これには、強電界放出、マルチバクタリング、温度上昇による Q_0 の低下などが原因として考えられる⁽⁶⁹⁾。

最後に、この加速管で設計通りのエネルギー利得を得るためには、 $Q_0 = 9.5 \times 10^7$ ($0.5W$) まで高めなければならない。

5.4 むすび

1) 試作五空洞加速管を組み立てた状態で個々の空洞の共振周波数を dutune リングを用いる方法で測定し、 $\pm 2MHz$ 以内に周波数を合わせ、常温での分散特性と、シャント抵抗を測定した。

2) この加速管を超電導化して得られた特性は、 $Q_0 = 1.8 \times 10^7$, シャント抵抗 39.6×10^3 ($M\Omega/m$) で正味 $24KeV$ の電子加速に成功した。

第 6 章 結 論

得られた主な成果をまとめると次のようになる。

(1) 常温から極低温までのミリガウス程度の磁界を測定できる小形で低損失の、フラックスゲート素子と測定回路を設計試作し、各種クライオスタットの磁気シールドの効果を測定した。さらに、平行二線形共振器に凍結された磁束分布を測定した。

(2) $(2n+1)/4$ 波長平行二線共振器の残留高周波表面抵抗を測定し、磁界によって増大する付加抵抗の周波数および磁界依存性が、凍結磁束分布の実測値とよく対応していることを示した。

(3) 外部帰還形進行波管発振器において、帰還回路に結合多空胴を含む場合の二重発振とモード遷移の発生条件を解析し、二信号デバイス線と二空胴負荷線を書きこんだ $D-L$ 線図を用いて、その発生条件を明らかにした。

(4) 前項の成果を基礎にして、多空胴加速管に所要モードで安定に供給するためのフィルターを設計試作し、このフィルターで安定供給することに成功した。

(5) 試作五空胴加速管を超電導化することによって、単位長さあたりのシャント抵抗 $39.6 \times 10^3 (M\Omega/m)$ を得、最大 $24 KeV (0.57 MeV/m)$ の電子加速に成功した。

残された問題点としては、

(1) 残留表面抵抗の発生機構を定量的に解明すること。

(2) 加速管の高 Q 化、特に高入力レベルでの Q の低下の原因を明確にすること。

などである。

謝 辞

本研究を行う機会を与えられ、終始御懇切な御指導と御激励をいただいた、大阪大学工学部 裏 克己教授に衷心より感謝する。

また本論文をまとめるに当たり種々御検討をいただいた、松尾幸人教授、小山次郎教授、川西政治教授、ならびに電子工学一般に関し御指導をいただ

いた菅田栄治名誉教授，喜田村善一教授，尾崎 弘教授，中井順吉教授，中村勝吾教授，塙 輝雄教授，児玉慎三教授に対し深く感謝する。

本研究遂行に当り，終始御教示，御協力いただいた大阪大学工学部 鷹岡昭夫助手に衷心より感謝する。また有益な御教示をいただいた大阪大学工学部 松田甚一助手，藤岡 弘 助手ならびに斉藤達夫技官に深謝する。

さらに，裏研究室において本研究に御協力御検討いただいた，竹内良亘（大阪大学大学院），加藤和彦（関西電力），小西茂寿（川崎重工），山村春夫（住友金属），宮尾孝治（シャープ），堀上江一（大阪大学大学院）の諸氏，ならびに特別研究として御協力いただいた，広田一仁，小野木俊郎の諸氏に厚く感謝する。

また加速管の製作に多大の便宜を与えられた，三菱電機株式会社通信機製作所の関係者の方々に厚く御礼申し上げる。

文 献

- 1) "Proc. Applied Superconductivity Conference" Annapolis, Maryland May 1-3, (1972)
- 2) B. D. Josephson ; "Possible new effects in superconductive tunneling", Phys. Lett. 1 251 (1962)
- 3) E. Maxwell ; "Superconducting resonant cavities", Advances in Cryogenic Engineering, 6, 154 (1961)
- 4) P. B. Wilson "Current status of superconducting accelerator technology" SLAC-PUB-1134 10月(1972)
- 5) R. Benaroya, A. H. Jaffey, K. Johnson, T. Khoe, J. J. Livingood, J. M. Nixon, G. W. Parker, W. J. Ramler, J. Aron and W. A. Wesatowski "Test on superconducting helix resonators" Appl. Phys. Lett. 21, 235 (1972)
- 6) J. Aron, R. Benaroya, L. M. Bollinger, K. E. Gray, A. H. Jaffey, F. J. Lynch, K. W. Johnson, T. K. Khoe, J. J. Livingood, J. M. Nixon, G. W. Parker, W. J. Ramler and

- W. A. Wesatowski, "Development and operation of a prototype superconducting linac for heavy ion acceleration" IEEE Trans. **NS-20** , 76(1973)
- 7) J. R. Aggus, W. Bauer, S. Giordano, H. Hahn and H. J. Halama "Superconducting niobium deflectors" IEEE Trans. **NS-20** , 95(1973)
- 8) L. M. Young "Experience in recirculating electrons through a superconducting linac" IEEE Trans. **NS-20** , 81(1973)
- 9) J. P. Turneaure "Measurements on superconducting Nb prototype structures at 1300MHz" IEEE Trans. **NS-18** , 3, 166 (1971)
- 10) P. B. Wilson, Z. D. Farkas, H. A. Hogg and E. W. Hoyt "Recent measurements at SLAC on superconducting niobium X-band cavities" IEEE Trans. **NS-20** , 104 (1973)
- 11) Y. Bruynseraede, D. Gorle, D. Leroy and P. Moicgnot "Surface resistance measurements in TE₀₁₁-mode cavities of superconducting indium lead and an indium lead alloy at low and high RF magnetic fields" Physica, **54** , 139(1971)
- 12) M. Kuntze "Progress report on superconducting proton linac" IEEE Trans. **NS-20** , 49(1973)
- 13) A. Brandelik et al "Accelerating tests on the first section of the Karlsruhe superconducting proton accelerator" Particle Accelerator **4** , 2, 111(1972)
- 14) A. Carne, R. G. Bendall, B. G. Brady, R. Sidlow and R. L. Kustom "High field tests in a model superconducting RF separator at 1.3GHz" Proceedings of the 8th international conference on high energy accelerators 248, (1971)

- 15) J. P. Turneure "Demonstration of the superconducting accelerator as a high intensity high resolution device" HEPL report 680 6月(1972)
- 16) 西川哲次 "超電導加速器" 物理学会誌, **29**, 390(1974)
- 17) 鷹岡昭夫, 裏克己, "超電導円筒 TM₀₁₀ 空洞による電子加速" 電子通信学会論文誌(B), **56-B**, 6, 272(1973)
- 18) J. Halbritter "Comparison between measured and calculated RF losses in the superconducting state" Z. Physik **238**, 466(1970)
- 19) J. P. Turneure "Some theoretical aspects of RF superconductivity" HEPL report 659 9月(1971)
- 20) W. H. Hartwig, "Superconducting resonators and devices" Proc. IEEE **61**, 1, 58(1973)
- 21) W. Bauer, A. Citron, G. Dammertz, H. C. Eschelbacher, H. Lengeler, H. Miller, E. Rathgeber and H. Diepers, "RF-tests on deflecting cavities for a superconducting particle separator" IEEE Trans. **NS-20**, 59(1973)
- 22) P. Kneisel, O. Stoltz and J. Halbritter "Investigation of a superconducting beam tube niobium cavity at S-band" IEEE Trans. **NS-20**, 63(1973)
- 23) B. Piosczyk, P. Kneisel, O. Stoltz and J. Halbritter, "Investigation of additional losses in superconducting niobium cavities due to frozen-in-flux" IEEE Trans. **NS-20**, 108(1973)
- 24) J. L. Fricke, B. Piosczyk, J. E. Vetter and H. Klein, "Measurement on superconducting helically-loaded resonators at high field strength" Particle Accelerator **3**, 35(1972)
- 25) P. Kneisel, O. Stoltz and J. Halbritter "Investigation

- of the surface resistance of a niobium cavity at S-band"
IEEE Trans. **NS-18** , 158(1971)
- 26) H. J. Halama "Effects on oxide films on surface resistance and peak fields of superconducting niobium cavities"
Particle Accelerator, **2**, 335 (1971)
 - 27) J. M. Pierce "Residual microwave surface resistance of superconducting lead" J. A. P. **44**, 3, 1342 (1973)
 - 28) J. P. Turneaure "Measurements on superconducting Nb prototype structure at 1300MHz" IEEE Trans. **NS-18**, 166(1971)
 - 29) T. A. Tombrello and D. A. Leich "RF losses in superconducting lead cavities" IEEE Trans. **NS-18** , 164 (1971)
 - 30) J. Halbritter "Surface residual resistance of high-Q superconducting resonators" J. A. P. **42**, 1, 82 (1971)
 - 31) L. Szécsi "Frequenzabhängigkeit des Restwiderstandes von galvanisch aufgebrachten Bleisichten in supraleitendem Zustand, gemessen bei TEM-Feldkonfiguration" Z. Physik, **241**, 36 (1971)
 - 32) P. Kneisel "Zur abhängigkeit des Oberflächenwiderstandes anodisierten niob-resonatoren von der hochfrequenz-feldstärke zwischen 2 und 4 GHz" Theses Universität Karlsruhe (1972)
 - 33) 鷹岡 昭夫, 川村 静治, 裏克己 "外部帰還形進行波管発振器の図的解析法" 電子通信学会論文誌(B), **55-B**, 11, 602 (1972)
 - 34) van der Pol, "On oscillation hysteresis in a triode generator with two degrees of freedom" Phil. Mag. **43**, 700, (1922)
 - 35) B van der Pol, "The nonlinear theory of electric oscillations", Proc. IRE, **22**, 9, 1051 (1934)

- 36) V. Met, "On multimode oscillators with constant time delay", Proc. IRE, **45**, 1119 (1957)
- 37) J. S. Schaffner, "Simultaneous oscillation in oscillators" IRE Trans. **CT-1**, 4, 2, (1954)
- 38) M. I. Disman and W. A. Edson, "Simultaneous asynchronous oscillations in class-C oscillators" Proc. IRE, **46**, 895 (1958)
- 39) A. Le Pourhiet and J. G. Paquet, "Jump phenomena in a van der Pol oscillator" Automatica, **7**, 481 (1971)
- 40) 白井克彦, 片岡冬里, 飯野幸男, "2自由度非線形の強制振動" 電気学会論文誌 **93-A**, 8, 321 (1973)
- 41) 松原正一, "遅延帰還の非線形理論" 電気学会誌, **80**, 858, 271 (1960)
- 42) 志村正道, "LC発振回路における寄生振動の解析" 電子信学会論文誌(A) **53-A**, 11, 597 (1970)
- 43) 村田正, 太田正彦, 鈴木敬三, 滑川敏彦, "ディジタルICを用いた発振器の一考察" 電子通信学会論文誌(A), **53-A**, 1, 24 (1970)
- 44) 中川正雄, 高橋進一, "多モード自励振動系の発振確率" 電子通信学会論文誌(B), **55-B**, 1, 9 (1972)
- 45) 鈴木敬三, 村田正, 滑川敏彦, "飽和特性を考慮した2周波発振器の一考察" 電子通信学会論文誌(A), **55-A**, 10, 504 (1972)
- 46) S. Washino and K. Ura, "A ring-core type Flux-gate magnetometer operating at 4.2°K" J. J. A. P. **12**, 5, 766 (1973)
- 47) C. Germain "Bibliographical review of the methods of measuring magnetic fields" Nuclear Instru. and Method **21**, 17 (1963)
- 48) 小川徹, "微少磁界測定法" 物理学会誌, **21**, 8, 593 (1966)
- 49) D. I. Gordon, R. H. Lundsten and R. A. Chiarado "Factors affecting the sensitivity of gamma-level ring-core

- magnetometer" IEEE Trans. **MAG-1**, 4, 330 (1965)
- 50) R. Poersch and H. Wollenberger "A helium-cooled magnetic amplifier for d. c. measurements in the picovolt range" Cryogenics **10**, 333, (1970)
- 51) M. M. Weiner "Magnetostrictive Offset and noise in flux-gate magnetometer" IEEE Trans. **MAG-5**, 2, 98 (1969)
- 52) S. V. Marshall "An analytic model for the flux gate magnetometer" IEEE Trans. **MAG-3**, 3, 459 (1967)
- 53) D. I. Gorden, R. H. Lundsten, R. A. Chiarado and H. H. Helms "A flux gate sensor of high stability for low field magnetometry" IEEE Trans. **MAG-4**, 3, 397 (1968)
- 54) 鷹岡昭夫 "超電導マイクロ波共振器に関する研究" 学位論文 (1972)
- 55) 鷺野翔一, 鷹岡昭夫, 裏克己 "超電導共振器の残留高周波表面抵抗" 電子通信学会論文誌(B), **58-B**, 5 掲載予定
- 56) 鷺野, 加藤, 裏 "超電導鉛の残留表面抵抗" 日本物理学会第27回年会講演予稿集, 183, (1972)
- 57) 鷺野, 堀上, 裏 "残留表面抵抗の周波数依存性" 日本物理学会第28回年会講演予稿集, 236, (1973)
- 58) 鷺野, 宮尾, 裏 "超電導共振器のマイクロ波残留表面抵抗" 昭48年電気関係学会関西支部連合大会予稿集, G9-8, (1973)
- 59) 鷹岡, 裏 "高速周波数掃引法による無負荷Qの測定" 電子通信学会論文誌(B) **56-B**, 7, 323 (1973)
- 60) J. Gittleman "The intermediate state of a hollow superconducting tin cylinder" Phys. Rev. **92**, 3, 561 (1953)
- 61) 鷺野, 裏 "外部帰還形進行波管発振器の発振特性の解析" 昭和49年電子通信学会全国大会予稿集2分冊, 323, (1974)
- 62) 鷺野, 鷹岡, 裏 "進行波管発振器のモード遷移と二重発振特性の図的解析" 電子通信学会論文誌(B), **57-B**, 11, 689 (1974)
- 63) 鷺野, 鷹岡, 裏 "外部帰還形進行波管発振器の二重発振とモード遷移特性の解析" 輻射科学研究会資料, 4月26日 (1974)
- 64) 鷹岡, 鷺野, 裏 "超電導ライナック用5空洞加速管の試作" 昭和50年度電子通信学会全国大会講演論文集

- 65) Y. Takeuchi, H. Fujioka and K. Ura, "Electron optical design of superconducting electron LINAC Part I" Technol. Rept Osaka Univ. **24** no.1168,121,(1974)
- 66) 鷹岡, 裏 "密結合加速管の単一空胴周波数の測定法" 昭和49年電子通信学会全国大会予稿集 2分冊, 309,(1974)
- 67) J. N. Weaver, T. I. Smith and P. B. Wilson "Accelerating structures for superconducting electron linac" IEEE Trans. **NS-14**, 345 (1967)
- 68) P. M. Lapostolle, A. Septier, "Linear Accelerators" Chaps B1.1. E2, North-Holland (1970)
- 69) 鷹岡, 鷺野, 裏 "電子加速用 TM_{010} 空胴の高入力レベル特性" 昭和48年電気関係学会関西支部連合大会講演予稿集 (1973)

関連発表論文及び資料

- (1) S. Washino and K. Ura, "A Ring-Core Type Flux-Gate Magnetometer Operating at 4.2°K" J. J. A. P. **12**, 5, 766 (1973)
- (2) 鷺野, 加藤, 裏 「超電導鉛の残留表面抵抗」 日本物理学会第27回年会講演予稿集, 183,(1972)
- (3) 鷺野, 堀上, 裏 "残留表面抵抗の周波数依存性" 日本物理学会第28回年会講演予稿集, 236,(1973)
- (4) 鷺野, 宮尾, 裏 "超電導共振器のマイクロ波残留表面抵抗" 昭和48年電気関係学会関西支部連合大会, G9-8,(1973)
- (5) 鷺野, 鷹岡, 裏 "超電導共振器の残留高周波表面抵抗" 電子通信学会論文誌(B), **58-B**, 5, 掲載予定
- (6) 鷹岡, 鷺野, 裏 "電子加速用 TM_{010} 空胴の高入力レベル特性" 昭和48年電気関係学会関西支部連合大会講演予稿集 (1973)
- (7) 鷺野, 裏 "外部帰還形進行波管発振器の発振特性の解析" 昭和49年度

電子通信学会全国大会講演予稿集，2分冊，323(1974)

- (8) 鷺野，鷹岡，裏 “進行波管発振器のモード遷移と二重発振特性の図的解析” 電子通信学会論文誌(B)，57-B，11，689(1974)
- (9) 鷺野，鷹岡，裏 “外部帰還形進行波管発振器の二重発振とモード遷移特性の解析” 輻射科学研究会資料 4/26 (1974)
- (10) 鷹岡，鷺野，裏 “超電導ライナック用5空洞加速管の試作” 昭和50年電子通信学会全国大会講演論文集

附 録 五空洞加速管の負荷線

図 4-3 (a) (b) のように等価回路を書いて計算すると

$$I_1 = \frac{E}{j\omega L} \frac{(\eta - \sqrt{\frac{3+\sqrt{5}}{2}} k)(\eta - \sqrt{\frac{3-\sqrt{5}}{2}} k)(\eta + \sqrt{\frac{3-\sqrt{5}}{2}} k)(\eta + \sqrt{\frac{3+\sqrt{5}}{2}} k)}{(\eta - \sqrt{3} k)(\eta - k)\eta(\eta + k)(\eta + \sqrt{3} k)}$$

$$I_2 = \frac{E}{j\omega L} \frac{k(\eta - \sqrt{2} k)(\eta + \sqrt{2} k)}{(\eta - \sqrt{3} k)(\eta - k)(\eta + k)(\eta + \sqrt{3} k)}$$

$$I_3 = \frac{E}{j\omega L} \frac{k^2}{(\eta - \sqrt{3} k)\eta(\eta + \sqrt{3} k)}$$

$$I_4 = \frac{E}{j\omega L} \frac{k^3}{(\eta - \sqrt{3} k)(\eta - k)(\eta + k)(\eta + \sqrt{3} k)}$$

$$I_5 = \frac{E}{j\omega L} \frac{k^5}{(\eta - \sqrt{3} k)(\eta - k)\eta(\eta + k)(\eta + \sqrt{3} k)}$$

共振周波数は $\xi = 0$ のとき $\omega = \omega_0$

$\xi = \pm k$ のとき $\omega_{\pm 1} = \omega_0 / \sqrt{1 \mp k}$

$\xi = \pm \sqrt{3} k$ のとき $\omega_{\pm 2} = \omega_0 / \sqrt{1 \mp \sqrt{3} k}$

