

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

鷲 翔 野

· 秋告春子 [第183]

謚 文 銀 E 氏名鹫野翔 **電子ライナックの超電導化に** 主論文 関する研究 (主論文のうち印刷公表したもの) . 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ー形 フラックスゲート磁力計) Japanese Journal of Applied Physics 12 卷 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 惠子通信学会論文誌 57-B卷1号 昭和49年11月25日 (主論文のうち未公表のもの)

一起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卷5号

昭和50年5月25日揭载予定

論文採録決定通知状

昭和49年12月12日

驚野翔一殿 他 2 名

_{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 ¥ 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

野 翔 鷲

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 ーによる微少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,(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 $\pi/2$ モード五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1.8×10⁷,39.6×10³($M\Omega/m$)であり,加速エネルギーの最大値は、24KeVであった。

第6章は結論で、得られた成果を総括して示す。

(1)

目

次

第		1		童		緒					論									_ 				-						 	-	1
· ·				•																												
第	2	2		章		極	低	溋	ĸ	お	け	ろ	徴	少	磁	界	測	定												 	-	7
. `	-	2		1		ま		充		が		đ																		 		7
		2	_	2		従	来	Ø	測	定	方	式	-																	 	-	7
	ź	2	_	3		低	温	朩	_	ĸ	素	子	ĸ	5	る	測	定											. .		 	,	9
	. 2	2		4		フ	ラ	ÿ	ク	ス	ゲ	_	ŀ	素	子	ĸ	L	る	測	定									.	 	1	1
1	`~~~		2	_	4	_	1	-	フ	ラ	y	1	ス	ゲ	_	٢	法	Ø	澗	定	原	理	z	問	顊	占				 	1	1
			2	_	4		2		セ	ン	チ	_	Ø	試	作										~ _	···				 	1	1
			2	_	4	_	3		試	作	t	×	++	_	ວ	烸	件													 	1 ;	3
	2	2	_	5	-	(2. n	+1)	/4	油	Ē	初初	雷	道	13 ±	上振	哭	ച	'n	5	1	*	7	A		ĥ					
	-	-		Ū		እ መ	藏	見) Hati						·			ਸਧ 					~							 . '	1	5
	ģ	,		6		tin	ж. та	25. FFI	讷			ـد	-7	7		L	<i>Ф</i>	734	œ	SEN	<u> </u>									 	1	×
	۰ د	5		П		111	26	л	ッ 		1	75	_	~	ש 	г 		1123	<u>٦٢</u>	(泉)	疋									 	1	у У
	4	5	_	¥		U			و			G																			•	0
										1 ma		<u>.</u>		_	_4.4	_	~		_													
第	5	5		草		超	電	導	共	振	器	0	残	留	高	周	波	表	面	抵	抗	Ø	凍	結	磁	束	依				<u> </u>	
						存	性			***																					23	3
	3	3	_	1		ま		え		が		き	• • • •																	 	2	3
	3	3	—	2		(2	2 n	+1),	⁄4	波	長	平	行	_	線	超	電	導	共	振	器	Ø	残	留	高	周					
						波	表	面	抵	抗																				 ~ }	8 3	3
	3	;		3		(:	2 n	+į),	4	波	長	平	行		線	超	電	導	共	振	器	Ø	凍	結	磁	束	·		 :	8 8	3
			3		3	-	1		印	加	磁	界	が	共	振	器	Ф	軸	ĸ	¥.	行	な	場	合						 2	2 8	3
			3	-	3		2		印	加	磁	界	が	共	振	器	О	軸	K	垂	直	な	場	合						 	3 2	3
	3	} -	_	4		磁	界	依	存	残	留	表	面	抵	抗	Ł	凍	結	磁	束	分	布	Ø	関	係	·				 8	3 1	5
	3		_	5		む			す			び																		 {	3 8)

第 4 章 進行波管発振器による多空胴加速管への給電 -------41

	4	_	1		ま		充		が		き																		 ·	4	1	
	4		2		外	部	帰	還	形	進	行	波	管	発	振	器	Ø	モ	-	۲	遷	移	Ł	_	重	贫	扬振	1	 ~	- 4	1	
		4	_	2		1		D		L	線	凶	ĸ	よ	る	発	振	動	作	点	Ф	决	定						 	4	1	,
		4	_	2		2		結	合	多	空	胴	列	Ø	負	荷	線		.				-						 	- 4	3	5
		4	—	2	_	3		_	空	胴	帰	還	回	路	Ø	発	振	特	性										 	- 4	6	;
		4		2	_	4		進	行	波	管	Ø	_	信	号	デ	バ	1	ス	線									 	- 5	C)
		4		2	-	5		発	振	モ		ŀ	遷	移	ર્ટ	_	重	発	振	Ф	条	件				.			 	- 5	3	;
	4		3		フ	1	n	Ŗ		Ø	附	加	ĸ	ŗ	る	負	荷	線	Ф	変	形								 	- 5	8	3
	4		4		五	空	胴	加	速	管	~	О	マ	1	1	Ē	波	給	電										 	6	6	;
	4	_	5		む			す			v	. 																	 ~ -	• 6	9)
第	5		章		試	作	五	空	胴	加	速	管	ĸ	L	る	電	子	加	速										 	- 7	1	
	5	_	1		ま		充		が		đ																		 	• 7	1	
	5		2		五	空	胴	加	速	管	Ø	諸	特	性															 	- 7	1	
	•	5	-	2	-	1		個	皮	О	共	振	器	О	共	振	周	波	数	測	定	Ł	周	波	数	:合	计世		 	7	1	
		5		2		2		シ	ヤ	v	ኑ	抵	抗																 	- 7	4	
	5		3		加		速		特		性				~~-														 	7	7	,
	5	-	4		む			す			び	 7	9	
第	6		章		結						論																		 	8	1	
										•																						
謝						辞	-																						 	8	1	
文						揄																							 	8	2	
																														5		
附						録											,-												 	· 9	1	
																															-	

(4)

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ととによって高い 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 8*MeV* 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 20*KeV*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 $R_s = G/Q_o$ (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 %)で使われるので,結局残留表面抵抗を下げることが応用

-1-

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 とである⁽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TE₀₁₁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。

$$R_{H}(H,f) \propto H_{d,c} f^{0,7} \tag{1-1}$$

ととで $R_H(H,f)$ 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 ら線共振器について上式と異なる次式を報告している。

$$R_{H}(H,T,f) = \frac{H_{dc}}{H_{c}(0)} \frac{R_{NL}(f)}{r(f)} \frac{1 + \Upsilon_{T}(f)(T/T_{c})^{2}}{1 + (T/T_{c})^{2}}$$
(1-2)

ここで $r(f) = r \times (100 MH s/f)^{\alpha}$, $\Upsilon_T(f) = \Upsilon_T \times (100 MH s/f)^{\beta}$, $R_{NL} \propto f^{0.5}$, 0.8 $\leq \alpha \leq 1.4$, 0.4 $\leq \beta \leq 0.7$, 印加磁界はら線の軸に垂直と平行の二種であ り, それぞれの場合で $\alpha \geq \beta$ 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言い難い. 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℃と300℃の間の熱サイクルに対して電気的,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逓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励 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で 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 に鷹岡ー川村ー裏⁽³³⁾によって提案された、デバイス線と負荷線を位相一利 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

-3-

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⁾白井一片岡一飯野⁽⁴⁰⁾ 松原⁽⁴¹⁾ 志村⁽⁴²⁾ 村田一太田一鈴木一滑川⁽⁴³⁾中川一高橋⁽⁴⁴⁾ 鈴木一村田一 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.Di sman-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、強磁性コアーをリング状に巻き、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、多空胴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、鷹岡一川村一裏の 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胴負荷 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、多空胴加速管の所望のモード(たとえば π/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,多空胴加速管の例として試作した五空胴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。

-5-

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 定空間が狭いことがら測定条件は次の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 3 0 0 K の 間の熱サイクルに対して, 電気的機械的に安定で 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℃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℃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. Magnetics1971年まで(3)Cryogenics1971年まで (4)物理学会誌 (5)超電導ハンドブック

-7--

测定方法	精度	磁界	測 定	最小磁界	温度	空 間
A磁気共鳴				(gauss)		(C.C.)
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	11	. 11	10 ³	. 11	"
4. 常磁性共鳴	"	"	"	10 ⁰	11	"
5. Optical pumping	10 ⁻⁷	"	"	10 ⁻⁵	11	"
B 電子の運動						
1.ホール効果	10 ⁻³	"	相対	10 ⁻³	11	10 ⁻³
2. 磁気抵抗効果		"	11	10 ²	11	"
3.フローティングワイア		"	11	2.	11	
4. マグネトロン	10-2	<i>11</i> °	"	10'	"	
C.電磁誘導						
1. 回転コイル	10-3	D.C. A.C.	絶対	10 ⁰	11	
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	11	
D 磁性体の磁気的性質						
1. ピーキングストリップ	10 ⁻³	增磁界 A.C.	相対	10 ⁻²	11	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.	11	10-7	"	10
F ファラデー効果		D.C.	相対	10'	常温	10

表 2-1 磁界測定方式と特徴

0 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

-8-

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、接触の調整がむつかしく安 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 を別に液体へり ウムの容器に入れる必要があり実際的でないので、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。

		RHY17	RHY18	•
制御	電流 i _{In}	60mA	35mA	(標準)
感	度 K _{oa}	0.6V/AKG	0.6V/AK	G (0°C)
温度	範囲	-269~80°C	-269~8	°C

表 2-2 RHY 17,18の特性表

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0.5mmの間隙をもうけた。さらにもれ磁束を少くするため、肉厚 0.5mm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

--9---

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℃での零点ドリフトの測定結果の一例を示す。4.2℃で



図2-1 零点ドリフト(低温軸方向ホールセンサー)77℃

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㎝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,液体へリウム面と 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±

-10-

5 m G).

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。

強磁性コアーの形状としては、次の理由からリングコアーが使われる。

(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くてすむ。

強磁性リングコアー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ー材料,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) コァー断面積 4 を大きくする。

(4) µ_∧ を大きくする。

(5) 減磁係数を小さくする。

(6) 抗磁力 H。を小さくする。

-11-

(7) 初期透磁率 µoを小さくまる。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=1KHs, A:許容体積中で最大

試作センサーの強磁性コアーとして次のコアーを試験した。

(1) $T D K 製 H_{5B2}$ フェライトコア

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

	μ _r	H _c (Qe)	H _m (Qe)	$B_{s}(KG)$	μ_{Δ}
H 5 B 2	7500±25%	0.07	15	4.2	280
T MG	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
N 5 0	1×105以上	0.4	2	12.5	6250

表 2-3 強磁性コアーの特性表(直流特性)

コアー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0.1㎜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

してコアー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 ダル状にコアーに巻かれている。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。 1KH = 0電力増幅回路の出力側はセン サーを含めて、 $Q \simeq 1$ 0 の共振回路よりなり、 1KH = 2KH =

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, μ_A=5×10³,



図2-3 各センサーの出力特性

 $K = 2 \times 10^{-3}$ $\mu_o = 3.7 \times 10^5$ とすれば設計式と一致し,これらの値は,コ アー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℃付近の温度で変態点があることを考えると,低温で磁気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
ТМН	0.1mG 以下
TMG	1.6mG "
N 5 0	16 // //
H 5 B 2	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少 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℃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,液体へリウムを高さ50㎝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9~18cm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、プ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

-16-



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

-17-

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 空胴で電子加速が行われ、また第5章で述べる五空胴加速管用クライ 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℃では、超電導空胴のある場所は、軸方向で40mG,水平方 向て10mG 以下にシールドされているが、4.2℃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℃における2番目3 番目のビークの値は、常温、77℃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気的性質が 4.2℃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) 熱励起電流によって磁界が発生した。

現在のところ, 4.2%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、も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。



-19-

9-



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

-21-

(3) n/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℃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 6mm, 4.2℃で, n=0 が1.3GHs, n=1が3.9GHs
そしてn=3が6.5GHs であった。



-23-

試料の種類	素	地	r (11111)	d (mm)	膜厚(μ)
(A)Pb on Cu	£	同	0.5	1.55	90
(銅上に鉛メッキ)	(化学	研磨)			
(B)Pb on Pb	€	合	0.4	1.45	90
(鉛上に鉛メッキ)	(電解	研磨)			

表3-1 測定に使った試料

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。

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

 $\xi = d / r - \sqrt{(d / r)^2 - 1}$

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

またf = 1.3, 3.9, 6.5GHz 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へリウ 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,10mG 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へリウム液面の

-24-



図 3 ー 2 試料と印加磁界

-25-

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} "=0,100,200,300G, 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 (~1G)に比べて非常に大きいが,印加磁界が大きい方が凍結磁束による寄 与が明らさま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。とこで 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 ブロットより求めた⁵⁶⁾



-26-



-27-

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 $R_{H} \propto H_{es}^{\beta}$

試 料	H _{d c}	α		β	
Δ	H // d c	~0.5	註1	0.5~0.7	註 2
11	H_{dc}^{\perp}	1.0±0.2	註 3	0.2~1.0	註4
B	H "' d c	~1.7	註1	0.5~1.0	註 2
Ľ	H_{dc}^{\perp}	1.0±0.2	註 3	0.6~1.0	註4
А,В	$H_{dc} = 0$	R _{res} (A)~	R _{res} (B), $R_{res} \propto f^{2.0\pm0}$. ² 註5

註1:図3-6参照

註2:図3-4参照

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

註4:図3-5参照

註5:図3-4参照, $R_{res} \propto f^{2.0\pm0.2}$ はCzēsci⁽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

超電導共振器が磁東を凍結するならば、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18㎜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_d"=200G 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、コイルの中心からト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。

$$H_{l} = \frac{N_{0}Ia^{2}}{4} \left[\frac{L-l}{\left\{ h^{2} + (l-L)^{2} \right\}^{3}/2} + \frac{L+l}{\left\{ h^{2} + (l+L)^{2} \right\}^{3}/2} + \frac{L-l}{\left\{ (h+d)^{2} + (l+L)^{2} \right\}^{3}/2} \right] (3-2)$$

ここで NoI 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

$$L = 2.9 \times 10^{-2} (m) \qquad h = 13.95 \times 10^{-3} (m)$$

$$d = 2.1 \times 10^{-3} (m) \qquad a = 0.5 \times 10^{-3} (m)$$

とおき、図3-8のたとえば24cm(1=0に相当する)での実測値(H_d" =300G,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 $H_{d'}$ =200G までの凍結磁束は, ほ

ぼ印加磁界に等しく,印加磁界 が2006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">> 200Gになると凍結 された磁束の一部が 超電 導の部 分を通っ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。したかって,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 図3-11 凍結磁界の磁界依存性

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 $H''_{I_{a}} = 100G$ 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。

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に凍結磁 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 - 1 2 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、 $\theta = 90°$ 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。



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	康 糹	吉磁束	分布
豕	J.	- 0	(水下)	〒1443 不	, 7J, 4D

	試 料	凍結磁束分布の特徴	凍 結 磁 束 量
		(1)コイルを二つ平行においた分布	$(3) \propto (H_{dc}^{(M^{\circ})})^{\frac{1}{2}}$
		$(\boxtimes 3 - 1 \ 0(a))$	
	A	(2)凍結磁束による常電導領域は,共振器	$(4)\delta/L = (\frac{1}{10} \sim \frac{1}{6})$
		の曲線部分と先端に集中して局在する.	10 0
H ″′ d c		(5)印加磁界が大きい場合(1)(2)と同じ	$(7) \propto \left(H \frac{''}{d c} \right)^{1.7}$
	В	а м	(8 試料Aの $\frac{1}{10} \sim \frac{1}{5}$ の量
		(6)H "=100G 程度では,分布はかな	
		りぼける。	
		(8)軸に垂直な断面では図3-13に示す	$(10) \propto H_{dc}^{\perp}$
$H \stackrel{\perp}{}_{d c}$	A	分布	
		(9)(8)の分布が軸方向にほぼ均一にある。	
		(常電導領域も軸方向に 均一)	
	В	(11)全体に散らばって不規則分布	(12)最小

-34-

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

 $R_{H} \propto (磁束を凍結している面積) × R_{N}$ (3-3)

 $R_{_{N}} \propto f^{0.67}$

とする方が実際的である。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 ω^{23} ($-\omega^{0.7}$)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

 $Q = \omega W \neq P \qquad (3-4)$ $P = \int RH^2 ds \qquad (3-5)$



図 3 - 1 4 平行二線共振器

-35-

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

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

となりGは寸法のみに依存する。

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。とすると

$$\int R H^2 ds = R \int H^2 ds$$

と書くことができ

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

 $Qの測定とGから求められるのは<math>R_{eq}$ 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 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。

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

j) R が 均一 に 分布 す る と き

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

II) Rが | z | ≤δ≪ L に局在しているとき

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

式(3-7)(3-9)(3-10)より次式が得られる。

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

図 3 -1 0 より $\delta/L = (1/10 \sim 1/6)$ とすると、式(3-11)より

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

である.

Ⅲ) R が | ≥ | ≤δ=L/2 に局在しているとき

$$\int RH^2 ds = 2 \pi r \times \frac{R H_o^2}{2} \left(\frac{L}{2} + \frac{L}{(2 n + 1) \pi} \right)$$

よって

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

ここでn = 0とすると R_{eq} (R=0.8, n=1 cR_{eq} (R=0.6, $n=2cR_{eq}$ (R=0.5)、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 $||)|||) は H_{dc}$ 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,

-37--

	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
		$0 \alpha \sim 0.5$	(註1)	$\circ \alpha \sim 0.5$
·	A	$\circ \beta \sim 0.7$	(註2)	$\circ\beta\sim0.7$
	В	$\circ \alpha \sim 1.7$	(註1)	$\circ \alpha \sim 1.7$
H ″′ d c		$\circ \beta \sim 0.7$	(註2)	$\circ \beta \sim 0.7$
		$OR_{H} \{A(H_{d'c''})\} = (5 - 10) \times$		$OR_{H} \{A(H_{dc}'')\} = (3 \sim 5) \times$
		$R_{H}\left\{B\left(H_{d}, ''_{c}\right)\right\}$	(註3)	$R_{H}\left\{B\left(H_{dc}''\right)\right\}$
· · · · ·		$\circ \alpha \sim 1.0$	(註4)	$\circ \alpha = 1.0 \pm 0.2$
		$\circ eta \sim$ 0.7	(註4)	$\circ \beta = 0.2 \sim 1.0$
		$OR_{H} \{ A(H_{dc}^{\perp}) \} = (3 \sim 5)$)×	$OR_{H}\{A(H_{dc}^{\perp})\} \sim 3R_{H}\{A(H_{dc}^{\prime\prime})\}$
	A	$R_{H}\left\{A\left(H_{dc}^{\prime\prime}\right)\right\}$	(註5)	
H^{\perp}_{dc}		$OR_{n}\left\{A\left(H^{\perp}\right)\right\}$		$OR_{H}\left\{A(H_{dc}^{\perp})\right\} \sim 30R_{H}\left\{B(H_{dc}^{\perp})\right\}$
		$ > R_{H} \{ B(H_{d,c}^{\perp}) \} $	(註6)	
	В	$\circ \alpha \sim 1.0$	(註7)	$\circ \alpha = 1.0 \pm 0.2$
		$\circ \beta \sim 0.7$	(註7)	$\circ\beta=0.6\sim1.0$
	A,B	$OR_{H}(A) \sim R_{H}(B) (H_{d})$	c = 0)	$OR_{H}(A) \sim R_{H}(B) (H_{dc} < 1)$

表 3 - 4 予想値と実則値との比較

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(3-12)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.Pioscyzk, P.Kneisel, O.Stoltz, J.Halbritter⁽²³⁾らが,ら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。

(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π/2 モード)で安定に発振させるためのフィルタ -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ー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 受動素子に分けられ る.各素子について の伝達関数 G・。^{i Ø} 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

-41-

$$\begin{cases} G_{A}(P) \times G_{P}(f) = 1 \\ \phi_{A}(P) + \phi_{P}(f) = 2 n \pi \end{cases}$$
 (4 - 1)

ここで n は発振ループの電気的波数に等しい。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 φ_A(P)
 - φ_A(O) (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 $2\pi\pi - \phi_p(f)$ をブ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。



図4-2 進行波管のデバイス線と単一空胴の負荷線

 $10 \log_{10} G_{A}(P) = -1 0 \log G_{P}(f)$ $\phi_{A}(P) = 2 n \pi - \phi_{P}(f)$ (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 リシス特性を正しく説明できる⁽³³⁾.

4.2.2 結合多空胴列の負荷線

外部帰還形進行波管発振器では、図4-1に示すように空胴を二端子対 (2開口)として用いている。二空胴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 結合二空胴の等価回路

$$\begin{array}{c} (4-4) & \vec{\omega} \not | \not | & \vec{\omega} \not | & \vec{\omega} \not | & \vec{\omega} & \vec{\omega} \\ \omega \sim \omega_{+} & \mathcal{O} \not | & \vec{\varepsilon} \\ I_{A} = \frac{E}{j \omega L} & \frac{\xi}{\xi + k} & \frac{1}{\xi - k - j \frac{1}{Q_{0}} \frac{\omega_{0}}{\omega}} = \frac{E}{2R} & \frac{1}{1 + j Q_{+} x_{+}} \\ I_{B} = \frac{E}{j \omega L} & \frac{k}{\xi + k} & \frac{1}{\xi - k - j \frac{1}{Q_{0}} \frac{\omega_{0}}{\omega}} = \frac{E}{2R} & \frac{1}{1 + j Q_{+} x_{+}} \end{array} \right\}$$
(4-3)

ω~ω_のとき

$$I_{A} = \frac{E}{j\omega L} \frac{\xi}{\xi - k} \frac{1}{\xi + k - j \frac{1}{Q_{0}} \omega} = \frac{E}{2R} \frac{1}{1 + jQ_{-}x_{-}}$$

$$I_{B} = \frac{E}{j\omega L} \frac{k}{\xi - k} \frac{1}{\xi + k - j \frac{1}{Q_{0}} \omega} = \frac{-E}{2R} \frac{1}{1 + jQ_{-}x_{-}}$$

$$(4 - 4)$$

-43-

ただし

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

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

-44-

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。

-45-



図4-7 五空胴の負荷線

4.2.3 二空胴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胴列の時には, その発振 特性は複雑である.しかし

結合二空胴のときの発振特 性が正しく理解できれば, 一般の多空胴の場合に拡張 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. 一方結合多空胴のときのそ 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 二空胴の発振器

-46-

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.

位相変化 移相器 2 を変化 D_1 $F_{i=0}$ 利得(滅衰)

図4-9 負荷線の移動

図 4-10 に, 横軸に移相

器2の移相量をとり,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)と発振周波数をブロットした。図4-10で,移相量を-0.5 λg 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 点を通過して 4 点に 達すると,発振周波数がジャンブし,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 λg 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 通過して 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

-47-

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 L1 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



(a) モード遷移

(b) 二重発振

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(S4とS5 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S5の動作点で発振している時,たとえばL'1 がL'2 になり,L1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、この図だけからでは判らない。進行波管は

-49-

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えす。

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 -10d BM,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 D1 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、 (D1)から (D2) - (D3) - (D4) - (D5) -(D6) - (D7) へと移行する。たとえば、今L1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、(D5)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。

-51-



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 D2 に移り, 主信号の動作 点は S2 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

-53-

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ので, 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, D2 か ら D3 へと移行し,動作点は S3 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,最初の主信号の発振(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 L1 よりも必らず左側になければならない。

(2) 次に,その点 S1 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 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)

-55-

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4-16b)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 $D_1 \ge D'_1$ 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 4-1 7(a)(b)は, 副信号のデバイス線D'」と負荷線L'」の交点S'」の部分



(a)



(b)



-56-

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 $\pm \triangle P_i$ 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 $L_1 \ge D_1$ 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 の位置にくると、 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 と交点をもつ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

多空胴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 π/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。ところで多空胴加速管の負荷線は,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 胴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

-58-

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.以下五空胴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 π/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 五空胴加速管の D-L 線図

よりも下から上にあげていく場合を考える。 印に達して π/2 モードの発振が 始まり(Y)に至って最大出力が得られる。 肉になるまでは π/2 モードの発振が 続き、 財でモード 遷移が起き、 $\pi/4$ モードで発振する.()で発振が停止する. 次に下げていくとまず、()で $\pi/4$ モードが発振し()まで持続する.()で $\pi/2$ モードにモード 遷移し()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らず $\pi/2$ 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 64M H s 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。

$$\phi_{I}(f) = 2 n \pi (f - f_{0}) / f_{0} \qquad (4 - 5)$$

ここで n は発振時の電気的波数である。 今 n として 200をとり、 f_0 = 3939.5 M H a 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()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 ヘモード遷移をし、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。そりすると(1)で求めた挿入 損にさらに 1.5 d B 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、特性インビ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、 $Z_1 = j X_1$, $Z_2 =$



図4-20 五 空 胴 負 荷 線 (n=200長線効果含む)



図 4-21 2 点反射のモデル

jX2 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 ないたますると、電源から負荷側に伝送される電力1-1 「1²が求まる.結 果のみを示すと、次式で表わされる.

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

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 $1 - 1\Gamma l^2 \rightarrow 1$ となる. 式(4-6) を $\alpha = 1$ として図示すると図4 -22 O のようになる.これよりl = 1 m のとき は,周期150*MHs* で



図4-22 透過電力の周波数依存性

-62-

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 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. α = 1 のときは

表 4 - 1 αによる挿入損と定在波比				
ά	min/max (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		
8	0	1.00		

 $\rho = 2.6$ で、 $|\Gamma| = 0.45$ である. と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α = 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 程度大きくなることが容易に想像できる.これは先の五空胴 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 dB+ 1.5 dB + 6 dB = 10 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*M H* # (加速管が常電導の場合), 3953.6 *M H* # (加速管が超電導の場合),モード間の必要挿入損は10*4B*,共振器自 体の挿入損は0.1*4B* 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。

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

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

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

-63-

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.

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

さらに単空胴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.

$$\frac{Gr(f)}{Gr(f_0)} = \frac{1}{1 + \{(f - f_0)/\delta f\}^2}$$
(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10dBであるから、 $f-f_0 = 64MHz$ として $\delta f = 19.7$ 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、

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 空胴加速管よりも多くの空胴からなる多空胴加速管に適用することができる。 図4-23には、空胴数と許容挿入損の関係を示した。 同図によると 挿入損 を14Bとすると、60空胴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胴の寸法を示した. 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、空胴の共振周波数fo, 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



図2-24 挿入共振器(フィルター)の寸法

-65-

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 胴加速管の負荷線を示す。



図4-25 フィルター挿入時の五空胴負荷線

4.4 五空胴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胴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π/2 モー ドの共振周波数で空胴透過出力が最大(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.温度は室温で五空胴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、π/4, π/2, 3π/4 の各モードで発振しかつ二重発振も起


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π/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

-67-

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

進行波管出力(117)	0.91	0.6	0.44	0.29	0.13	0.06
空胴実効入力(11/)	0.45	0.3	0.21	0.14	0.064	0.03

表 4-3 加速管への入力特性

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0.45Wであることを示している(進行波管の飽和出力2W,回路の 全損失64B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 胴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きらかにした.

(2) 前項の成果を応用して,五空胴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胴数とフィルターの挿入損との関係を 明きらかにした。

(3) 試作したフィルターによって五空胴加速管へ π/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。 この加速管はピーク電界 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[±]1*MH*²、[±]2*MH*²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土 2 MH # 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±2MH# 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 ネジのしめつけ方,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)



表5-1 各空胴の共振周波数

番号組	# 2	# 3
1 .	$3932.0(MH_z)$	3927.2(MHz)
2	3930.8	3930.2
3	3931.7	3928.7
4	3932.4	3929.2
5	3932.0	3931.2

-72 -



図5-2 五空胴加速管の分散特性

-73-

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⁾.

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

これを積分すると次式が得られる.

$$r = \frac{\int E^2 d z}{P} \tag{5-2}$$

また加速管空胴中に半径 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

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

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 は単位時間に蓄わ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,

$$\frac{2 \delta}{f_0} = \frac{a^3}{9 \times 10^9} \frac{E^2}{2 U}$$
 (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。

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

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 & 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 $\pi/2$ モードのシャン

-74-



図 5 - 3 # 2 五空胴加速管の field 分布



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/ $Q_0 = 2.2(KQ/m)$ として求まる.

次に、の値が求まればよく知られた次式で加速管のエネルギ利得が与えられる.

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

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。

$$V = \sqrt{6 \ 6 \ P \ Q_0} \tag{5-7}$$

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。

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

$$-76-$$

この式に, rとして式 (5-5)を代入し, 1として図 5-4のピーク値 4 f 。とするとき

$$d = \frac{\int \delta d s}{\int f_{b}}$$
(5-9)

を代入すると次式が求まる。

$$E = \sqrt{\Delta f_{p} \cdot k \cdot P} \qquad (5-10)$$

ここでとは次式で与えられる。

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

5.3 加速特性

前節で述べたような特性をもつ五空胴加速管に鉛メッキ(20~30µ) 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1~10µA、ビーム径約4mmøである。電子ビームは、太 いステンレスパイプを通って内径9.4mmø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ク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。偏向コイルをり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 0.2 KeV 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、ガラスデュワーで超電化した時は、 1.04×10^7 ($4.2^{\circ}K$)、 6.05 × 10⁷ ($1.8^{\circ}K$) ($\pi/2 = - F$) 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 ($4.2^{\circ}K$)、 1.8×10^7 ($1.8^{\circ}K$) の Q_0 となっており、 ガラスデュ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 ($1.8^{\circ}K$) 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

-78-

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(0.25 W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、マルチパクタリング、温度上昇によるQo 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利得を得るためには、 $Q_0 = 9.5$ ×10⁷(0.5W)まで高めなければならない。

5.4 むすび

1) 試作五空胴加速管を組み立てた状態で個々の空胴の共振周波数を dutune リングを用いる方法で測定し、 ± 2 MHz 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、Q₀=1.8×10⁷、シャント抵抗 39.6×10³ (*M Q/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、その発生条件を明きらかにした。

(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39.6×10³(MΩ/m)を得,最大24KeV(0.57MeV/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

- "Proc. Applied Superconductivity Confference" Annapolis, Maryland May 1-3, (1972)
- B.D.Josephson; "Possible new effects in superconductive tunneling", Phys.Lett. 1 251 (1962)
- 3) E. Maxwell; "Superconducting resonant cavities",
 Advances in Cryogenic Engeneering, 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 aceleration" 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 1300 MHz" IEEE Trans. NS-18, 3, 166 (1971)
- 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 1.3 GHz" Proceedings of the 8th international conference on high energy accelerators 248, (1971)

-83-

- 15) J.P.Turneaure "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 空胴による電子加速"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.Turneaure "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, "RFtests 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 Sband" IEEE Trans. NS-20, 63(1973)
- 23) B. Piosczyk, P. Kneisel, O. Stoltz and J. Halbritter, "Investigation of additional losses in superconducting nobium 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 1300 MHz" 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, gemmessen bei TEM-Feldkonfiguration" Z. Physik, 241, 36 (1971)
- 32) P. Kneisel "Zur abhangigkeit des Oberflächenwiderstandes anodisierten niob-resonatoren von der hochfrequenz-feldstärke zuwischen 2 und 4 GHz" Theses Universitäte 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" 電子通信学会論文試(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)

-85-

- 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, "微少磁界测定法"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 fluxgate 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) 鷲野翔一, 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) 鷲野,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) 驚野, 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) 驚野, 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) 鷲野,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) 鷲野,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) 驚野, 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, 鷲野, 裏 "超電導ライナック用5空胴加速管の試作"昭和50年度 電子通信学会全国大会講演論文集

-87-

- 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" Chapts Bl.l. E2, North-Holland (1970)
- 69) 鷹岡, 鷲野, 裏 "電子加速用 T M₀₁₀ 空胴の高入力レベル特性" 昭和 4 8 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) 驚野,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) 驚野,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) 驚野,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) 鷲野, 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,鷲野,裏 "電子加速用 TM₀₁₀ 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) 驚野, 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) 驚野, 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) 鷲野,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,鷲野,裏 "超電導ライナック用5空胴加速管の試作"昭和50年 電子通信学会全国大会講演論文集

附 録 五空胴加速管の負荷線

図4-3(a)(b)のように等価回路を書いて計算すると

$$I_{1} = \frac{E}{j\omega L} \frac{\left(\eta - \sqrt{\frac{3+\sqrt{5}}{2}} \, \epsilon\right) \left(\eta - \sqrt{\frac{3-\sqrt{5}}{2}} \, \epsilon\right) \left(\eta + \sqrt{\frac{3-\sqrt{5}}{2}} \, \epsilon\right) \left(\eta + \sqrt{\frac{3+\sqrt{5}}{2}} \, \epsilon\right)}{(\eta - \sqrt{3} \, \epsilon) (\eta - \epsilon) \, \eta \, (\eta + \epsilon) (\eta + \sqrt{3} \, \epsilon)}$$

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

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

$$I_{4} = \frac{E}{j\omega L} \frac{k^{3}}{(\eta - \sqrt{3}k)(\eta - k)(\eta + k)(\eta + \sqrt{3}k)}$$

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

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

$$\xi = \pm \ \ell \ \mathcal{O} \ \xi \ \stackrel{*}{=} \ \omega_0 \ / \sqrt{1 + \ell}$$
$$\xi = \pm \sqrt{3} \ \ell \ \mathcal{O} \ \xi \ \stackrel{*}{=} \ \omega_0 \ / \sqrt{1 + \sqrt{3}} \ \ell$$



-92-