

Title	進行波管に関する研究
Author(s)	西原, 浩
Citation	大阪大学, 1965, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1628
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

進行波管に関する研究

西 原 浩

1 9 6 5

内 容 梗 概

本論文は筆者が大阪大学大学院工学研究科博士課程（通信工学専攻）に在学中、電子工学科寺田研究室において行なった進行波管に関する研究をまとめたものである。

本文は7章から成り、第1章では進行波管の歴史を概観するとともに従来の進行波管に関する研究の経緯および本論文であつかう問題との関連を述べ、この分野における本論文の位置を明らかにする。

第2章ではまず、現在進行波管の動作理論において広く用いられているPierceの提案になる規格化伝播定数は、進行波管の設計段階で利用する分には特に不便を覚えることはないがその動作特性を実験的に解明するには不便であることを明らかにする。そして実験的研究の立場からみてよりすぐれた新しい規格化伝播定数を提案する。

第3章以下ではこの新しい規格化伝播定数が用いられている。第3章、第4章は、進行波管の動作に重大な影響を及ぼす減衰器に関する研究であつて第3章ではまず抵抗膜円筒減衰器の減衰量とその表面抵抗値との関係を表わす近似式を導出した上で、この減衰器の反射係数を表わす関係式を導き、それを用いていくつかの種類のテーパの反射係数を実際に計算する。計算例を比較すると、減衰量が直線的に変化しているテーパの反射係数は他の種類のテーパのそれにくらべて大差がない。このことは構造が最も簡単である点を考慮すると、直線テーパが実用的であることを意味する。そこで第4章ではこの直線テーパのついている減衰器をとりあげ、減衰器部における進行波管の利得を従来より高い精度で計算する方法を示す。そしてテーパ部の変換損失と各パラメータとの関係を数値計算によって明らかにし、第3章と合せて進行波管の減衰器の設計に対する考え方を示す。

第5章はガラス管で支持されたら線回路のインピーダンスが、ガラス管の

肉厚によってどのように変化するかを理論的に計算したものである。筆者の計算方法は従来のものにくらべて近似度が高いことを実際のら線回路のインピーダンスを実測して確める。またら線インピーダンスの実測上の諸問題を測定精度を中心に検討する。

第6章は進行波管の能動伝播特性に関する実験的研究をするための測定装置およびそれを用いた実測例について述べたものである。この装置の中で最も重要な部分は、ら線上の電磁界を検出する探針である。探針の設計についての研究が記されている。

第7章は結論であり、本研究の成果を総括する。そして残された問題を挙げる。

目 次

内 容 梗 概	i
目 次	iii
主 要 記 号 表	vii
第 1 章 結 論	1
第 2 章 伝播定数の新しい規格化	7
2.1 序 言	7
2.2 伝播定数の規格化	7
2.2.1 Pierce による規格化	7
2.2.2 Dunn - Kino - Mathers による規格化	10
2.2.3 筆者による新しい規格化	12
2.3 新しい規格化にもとづく伝播定数	15
2.3.1 伝播定数決定式の解	15
2.3.2 伝播定数の近似式 ($C' \ll 1$, $4Q'C' \ll 1$ の場合)	21
2.3.3 伝播定数の近似式 ($C' \ll 1$, $4Q'C' \gg 1$ の場合)	23
2.3.4 Pierce の規格化伝播定数との比較	25
2.4 初期損失	27
2.5 合成波の電力レベルと利得算出式	33
2.6 結 言	36
第 3 章 抵抗膜円筒減衰器の伝播定数および反射係数	37
3.1 序 言	37
3.2 抵抗膜円筒中にあるら線回路の伝播定数	38

3.2.1	従来の研究	38
3.2.2	伝播定数の摂動論による近似式	39
3.2.3	実測例	47
3.3	ら線回路を囲む同軸抵抗膜円筒の反射係数	48
3.3.1	緒言	48
3.3.2	損失を含む2つの線路の接合面の反射係数	50
3.3.3	理想ら線の場合	53
3.3.4	実際のら線の場合	57
3.3.5	テーパのついている抵抗膜円筒の反射係数	60
3.4	結言	62
第4章 進行波管の利得に及ぼす減衰器の影響		65
4.1	序言	65
4.2	他の研究者による減衰器中の利得計算法とその検討	66
4.2.1	Pierceによる方法	66
4.2.2	Cutlerによる方法	67
4.2.3	小山による方法	67
4.2.4	戸田による方法	69
4.2.5	実測による検射	70
4.3	変換損失を考慮しない減衰器中の利得計算法	72
4.3.1	減衰器の冷損失分布	72
4.3.2	減衰器による利得の低下分	74
4.4	減衰器による増大波の変換損失	81
4.4.1	不連続面における増大波の変換損失	82
4.4.2	パラメータ C' , d_A' , $Q'C'$, f' の影響 (テーパのついでない減衰器の場合)	83
4.4.3	テーパ長の影響	87

4.5	変換損失を含む利得の低下分とテーパ長の関係	92
4.6	位置の影響	93
4.7	進行波管の利得計算法	95
4.8	結 言	97
第5章 ら線回路のインピーダンス		99
5.1	序 言	99
5.2	有限厚の誘電体円筒によるインピーダンス低減係数	101
5.2.1	Tien のインピーダンス低減係数	101
5.2.2	有限厚の誘電体円筒に囲まれている理想ら線の DLF および F'_2 を与える式の導出	103
5.2.3	DLF および F'_2 の計算結果および考察	109
5.3	ら線インピーダンスの測定	112
5.3.1	等価回路法によるインピーダンス測定公式の導出	112
5.3.2	インピーダンス測定理論	117
5.3.3	インピーダンスの実測例	122
5.3.4	他の測定方法との比較	125
5.4	結 言	127
第6章 進行波管の能動伝播特性測定装置		129
6.1	序 言	129
6.2	測定系および測定装置の概略	130
6.3	試験用進行波管	133
6.4	探針の設計(その1)	135
6.4.1	一卷ループ状探針の特性	135
6.4.2	一卷ループ状探針を用いた伝播特性実測例	141
6.4.3	探針および伝播特性実測例に対する考察	146

6.5	探針の設計(その2)	152
6.5.1	シールドバンド付一巻ループ状探針の特性	152
6.5.2	伝播特性実測例	154
6.5.3	探針および伝播特性実測例に対する考察	159
6.6	減衰器上の能動伝播特性に対する検討	159
6.7	結 言	163
第7章 結 論		165
謝 辞		169
付 録		
A	試験用進行波管の設計	171
B	薄い抵抗膜断面での Power Flow	174
C	内部導体棒をもつ理想ら線の伝播定数	176
D	インピーダンス測定公式の補正項の導出	180
E	伝送線路的取扱いによる進行波管のら線上の電力	185
文 献		187

主 要 記 号 表

(各章，各節，各付録に固有のものを除く。)

記 号	名 称
a	: 理想ら線の半径，実際のら線の平均半径，誘電体円筒の内半径
A, A'	: 初期損失パラメータ
b	: 電子ビーム半径，Pierce の速度パラメータ，誘電体円筒の外半径，抵抗膜円筒の半径
c	: 自由空間中の光速度，導体棒半径
C, C'	: 利得パラメータ
d, d'	: 損失パラメータ
D, L, F	: 誘電体負荷係数
\mathbf{E}	: 電界ベクトル
f	: 周波数
f'	: 速度パラメータ
F, F_1, F_2, F'_2	: インピーダンス低減係数
\mathbf{H}	: 磁界ベクトル
I	: 回路電流
I_0	: 電子ビーム電流の直流成分
$\hat{e}_r, \hat{e}_\theta, \hat{e}_z$: 円柱座標系の r, θ, z 方向の単位ベクトル
j	: 虚数単位
k	: 自由空間中の位相定数
K, K_s	: 軸上でみた実際のら線および理想ら線の結合インピーダンス
K_c, K_{cs}	: 半径 c の位置でみた実際のら線および理想ら線の結合インピーダンス

記 号 名 称

L, L_1, L_2 : 減衰器による利得低下分

L', L'_1, L'_2 : 変換損失

L_c : 冷損失 (dB)

N' : 回路波数

P : 伝送電力

P : ビーム・パービアンズ

Q, Q' : 空間電荷パラメータ

r : 半径方向座標

R_F : 抵抗膜の表面抵抗値

S : 面積記号

u_0 : 電子の直流速度

V : 回路電圧

V_0 : ビーム直流加速電圧

v : 回路の位相速度

x, x' および y, y' : 規格化伝播定数の実部および虚部

x'_1 : 増大波の x'

z : 回路の電磁波伝播方向

Z_0 : 自由空間中の波動インピーダンス

α : v/u_0 , 減衰定数

α_1, α_3 : 減衰器のテーパ部および中央部の冷損失に対する利得低下割合

β : 位相定数

β_e : 電子ビームの位相速度

β_c, β_1 : ビーム, 抵抗膜円筒, 導体棒などのないときのら線の z 方向の位相定数

γ : $-\sqrt{-\Gamma^2 - k^2}$

記 号	名	称
r_1	$:\quad = \sqrt{-\Gamma_c^2 - k^2}$	
Γ	$:\quad = j\beta$ 又は $= \alpha + j\beta$	
Γ_c	$:\quad$ 回路波の伝播定数	
δ, δ'	$:\quad$ 規格化伝播定数	
Δ	$:\quad$ 微小量記号	
ϵ_0	$:\quad$ 真空の誘電率	
ϵ^*	$:\quad$ 比誘電率	
λ_1, λ_g	$:\quad$ 管内波長	
μ_0	$:\quad$ 真空の透磁率	
θ	$:\quad$ 方位角	
ψ	$:\quad$ ら線のピッチ角	
ω	$:\quad$ 信号の角周波数	
*	$:\quad$ 複素共役記号	

尚、本論文は *MKS* 合理化単位系を用いている。

第 1 章 緒 論

進行波管は現在では最もすぐれたマイクロ波の広帯域増巾管であるが、他のマイクロ波管などよりも比較的おくれて発明された。1941年に R. Kompfner がその着想を得⁽¹⁾、1947年には約10倍の利得が得られるところまで発展させたが⁽²⁾、それ以上の利得を得ようとするに発振して実用にならなかった。その後 Bell 研究所で J.R. Pierce によりラ線回路の途中に減衰器を設けるという重大な改良が加えられてはじめて進行波管は実用化されるようになった。これと前後して Pierce らによって進行波管に関する一連の理論的研究がなされ、それらがまとめられて1950年には「進行波管」と題するすぐれた著書⁽³⁾が発刊されるに致り進行波管の発展する土台が築かれた。この上に各国でなされた多くの重要な研究成果が加わり、進行波管はその最大の特徴である広帯域高利得性のゆえに、マイクロ波を用いた超多重電話やテレビジョン中継などの広帯域通信にはなくてはならないものになった。我国では、日本電信電話公社の電気通信研究所が1950年から研究に着手し、欧米に先がけて1954年に進行波管を東京—大阪間の中継器として実用回線に取り入れることに成功した。最近同研究所から、小山がこれまでの内外の研究成果をまとめた著書「進行波管」⁽⁶⁾を発刊した。

進行波管に関する研究を大きく次の2つの方面に分けることができる。その1つは、いわば開発的な研究であつて高出力高利得化⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁷⁾、低雑音化、波長短縮化、小型軽量化への研究がすすめられており、現在では能率は85～40%、出力はパルスピークで数 MW、利得は50～60 dB、雑音指数1 dB程度、波長はサブミリ波にも達しあらゆる面でめざましい発展をとげている。そして進行波管の最大の難点である集束磁界の問題も、周期磁界集束、永久磁石の使用、静電集束などの方法が実用化され解決されつつある。このため最近では人工衛星を利用す

る通信用中継器としての需要が新しくおこりつつある。一方進行波管は、同じ原理にもとづきM型進行波管、後進波管、空間電荷波管等の新しい電子管をうみだしている。

進行波管に関する研究の他の1つの方面は、進行波管の動作を正しく記述し、実測値との近似の良い利得計算法を確立することを主眼にする、いわば基礎的或いは設計理論的な研究である。本論文は筆者がこの方面に関して行った研究をまとめたものである。

さて進行波管の動作原理は次のようである。まず入力結合部（電子銃側）から電磁波をいれる。そしてこの電磁波が遅波回路（通常はら線）上を伝播する速度と電子ビーム速度とをほぼ等しくすることにより、電磁波と電子ビームの相互作用を連続的におこなわせて電磁波のエネルギーを増大させ、これを出力結合部（集電極側）からとります。もしこのとき出力結合部での不整合のために反射波が生じると、反射波はら線回路に沿って電子ビームと結合することなく、そのまま入力結合部に帰還されて発振の原因となるので、ら線回路の途中で反射波を充分減衰させるための減衰器がおかれる。この減衰器は進行波管を安定に動作させるためになくてはならないものである。このような実際の進行波管について、その動作を精確に記述することは容易でない。

Pierce は、ら線回路をそれと等価な伝送線路に置き換えて、伝送線路的取扱いによって進行波管の動作を近似的に解析した。それによると、そのら線回路の途中で減衰器をもたない進行波管の出力結合部における小信号利得 G は次式のようにかける。

$$G = A + 54.6 x_{10} C N \quad (dB) \quad (1.1)$$

ここで A は初期損失とよばれ、入力結合部および出力結合部における信号電力の変換損失の和である。 C は利得パラメータ、 N は入力端から出力端までの距離を電子波数で表わしたもので、 $54.6 x_{10} C$ は1電子波数当りの利得、 x_{10} は増大波の増大率である。 A および x_{10} は利得パラメータ C と空間電荷パラメータ QC の値が知れば求められるように図表になっている。^{(14)~(16)}

したがって、この Pierce の方法によれば、与えられた進行波管の C 、 QC の値さえ知れば、その進行波管の利得は A と α_{10} を与える図表と (1.1) から容易に計算することができる訳である。

この Pierce の利得計算法の問題点は、(1) 伝送線路的取扱いによって進行波管の動作を解析することが妥当かどうか、また(2) 実際の進行波管の C 、 QC の値をどのようにして求めるか、である。(1) に関しては、定性的にも、定量的にもその近似度の良いことが、多くの人々によって実験的に検討され認められている。(2) に関しては、従来 C 、 QC の計算方法について多くの研究があるが、^{(8)~(10), (44) (45)} いずれも実際のら線回路を単純化したモデルに対するものである。 C 、 QC の値はら線回路の軸上のインピーダンスの値を用いて、近似的に計算することができる。本論文の第 5 章では、ガラス管で支持されているら線回路のインピーダンスを従来よりも高い精度で計算する方法を示す。またインピーダンスの実測の際の諸問題を検討する。このようにら線回路の途中に減衰器が存在しない場合には、進行波管の利得計算は Pierce の方法に従って比較的容易にできる。

ところが、すでに述べたように、実際の場合には、進行波管を安定に動作させるために、そのら線回路の途中には、必ず減衰器がおかれる。この減衰器は、(i) その両端（特に、出力端）の反射係数は希望の周波数帯域で所定の値以下でなければならない。また(ii) できるだけ短い長さで所定の減衰量を持っていること、および(iii) 減衰器による利得の低下分ができるだけ少いこと、が望ましい。広い周波数帯域で減衰器の両端の反射係数をできるだけ小さくするには、減衰器に充分ゆるやかなテーパをつければよい。しかしそれでは必要な減衰量をもつための減衰器の長さは長くなり、利得の低下分が大きくなる。したがって必要な利得を得るための進行波管全体の長さが長くなるので好ましくない。こうした意味でテーパの最適設計が問題となる。これまで進行波管の減衰器およびそのテーパの設計に関しては、上記の 3 つの条件を考慮した首尾一貫した取扱い方は全くなされていなかった。上記の 3 つの条

件のうち(i)(ii)は、ビームが存在していない状態で検討することのできる問題であり、(iii)はビームが存在している場合の問題である。

条件(i)(ii)を満足するテーパを設計するには、まず抵抗膜によってできている減衰器の反射係数がどのような式で与えられるか、また単位長さ当りの最大減衰量とその表面抵抗値とがどのような関係式で与えられるかなどの問題を解決せねばならない。これまで無損失線路に対するテーパの設計に関しては多くの研究があるが、損失を含む線路に関する研究はほとんど見当たらない。⁽²⁸⁾ また抵抗膜の反射係数に対する理論的な解析もこれまで全くなされていなかった。第3章では、ガラス管で支持されたら線回路を同軸的に囲む抵抗膜円筒減衰器をとりあげる。これに対して上述の問題を考察し、抵抗膜円筒の反射係数を与える式を導出し、これを用いていくつかの種類のテーパの反射係数を計算する。そして直線テーパが実用的であることを示す。

(iii)の条件を満足する減衰器を設計する場合、まず減衰器による利得の低下分の精確な計算方法を明らかにしておかねばならない。テーパをもった減衰器による利得の低下分は、増大波の増大率が減少することによる低下分 L と、テーパ部において線路が一様でないためにおこる増大波以外の波を励振することによる低下分 L' (変換損失)とにわけられる。 L に関する計算方法にはいくつかの提案^{(33)~(34)}があるが、それらの問題点を整理すると、減衰器の中央の高損失部を損失をもったドリフト空間とみなすべきか、(Cutler⁽³⁴⁾, 小山⁽³⁵⁾の方法)それともこの部分にも利得があるとすべきか(戸田⁽³⁶⁾, 筆者⁽³⁷⁾の方法)ということ、およびテーパ部で増大波の増大率 α_1 が除々に変化している効果をいかに計算するかということである。また L' は、テーパ長が充分長ければ当然無視できるはずであるが、これを考慮すべきかどうか、また考慮するとすればその大きさは、どの程度かという点にある。この L' に関しては、テーパ長が零のときに特別なパラメータの値に対する計算値が報告されているだけである。⁽³⁷⁾ いずれにしても上述の問題点をすべて考慮した減衰器による利得低下分の計算はまだなされていない。第4章は、第3章で扱った直線テー

パをもつ減衰器に対し、これらの問題を正統的に首尾一貫した取扱いによって行った研究成果である。そこでは従来よりも精度の高い進行波管の利得計算法が述べられる。また第3章と合わせて、テーパの設計に対する考え方を明らかにする。

第4章で得られた筆者の減衰器中の利得計算法が実際に妥当であるかどうかは実験的に確かめてみなければならない。そのため進行波管の動作中のら線上(減衰器部を含む)の電磁界レベルを実測することのできる能動伝播特性測定装置を完成した。この装置の中で最も重要な部分は探針である。第6章にはこの装置とくに探針の設計について詳しく述べてある。

一方例えばこのような装置によってえられた実際の進行波管の動作特性と計算値との比較が容易であり、その理論的検討が便利であるように、進行波管の動作を記述するパラメータや規格化伝播定数を変形しておくことができれば都合がよい。この問題に関する研究成果が第2章であり、実は第4章および第6章は、筆者によって提案された規格化伝播定数やパラメータを用いて記述されている。また第6章の実測結果と計算値を比較するために必要な実際の回路の C 、 QC の値は、第5章で得られた回路の軸上インピーダンスの実測値を用いて計算した。

これらの研究成果は、既に電気通信学会研究専門委員会^{(62) (61) (67) (60)}、電気通信学会雑誌⁽⁶⁴⁾、大阪大学工学報告^{(63) (62)}等に発表してある。

第 2 章 伝播定数の新しい規格化

2.1 序 言

進行波管の遅波回路においては、その遅波回路を伝播する電磁波と電子ビームとは比較的長い距離にわたって連続的に相互作用をする。もし電子ビームが存在しない場合には、この遅波回路には一般に2つの回路波、すなわち前進波と後進波（反射波）が伝播する。また回路がない場合には、電子ビームには一般に2つの空間電荷波が伝播する。したがって回路の中に電子ビームが存在しているような回路系には、一般に合計4つの波が伝播する。そして進行波管のように回路とビームとが結合している場合には、これらの4つの波はもはや回路波や空間電荷波ではなく、新しい4つの種類の波になっている。それらは増大波、減衰波、非減衰波および後進波とよばれており、これらの波のどの一つをとっても、その伝播定数は、回路のない場合の電子ビーム波の位相定数または電子ビームが存在していない場合の回路波の位相定数からわずかに変化したものである。進行波管の動作理論では、その汎用性という見地からこの変化分を適当なパラメータで規格化する。その規格化も、実際の進行波管の動作特性と理論との比較に便利な形をもつことが望ましい。従来広く用いられてきた Pierce による規格化⁽¹⁵⁾ およびその後 Dunn - Kino - Mathers⁽¹⁷⁾ によって提案された規格化は上のような操作に対して不便な場合がある。ここではその新しい規格化を提案するが、これは進行波管の動作を実験的に解析する際、特に便利である。しかも本規格化法は進行波管の設計段階で使用するにしても従来のものに対して、便利さの点で何ら劣るところはない。

2.2 伝播定数の規格化

2.2.1 Pierce による規格化⁽¹⁸⁾

進行波管の伝播定数決定式は Pierce によって次のように与えられている。

$$(\Gamma - \Gamma_c)^2 [(\Gamma - j\beta_e)^2 - 4QC^3\Gamma^2] + 2j\beta_e C^3\Gamma_c\Gamma^2 = 0 \quad (2.1)$$

ここでは Γ は電子ビームが存在しているときの伝播定数， Γ_c は電子ビームが存在していないときの回路の伝播定数， β_e は電子ビーム波の位相定数である。また C ， QC はそれぞれ利得パラメータ，空間電荷パラメータとよばれ，進行波管の動作を記述する重要なパラメータである。

物理的には， C は電子ビームと回路波との結合の強さに対応する量をあらわしている。回路波によって速度変調をうけたビームは遅波回路中を走行するにつれて，密度的に変調され，集群化されていくが，この集群化されつつあるビームにはこの集群化を減少させようとする空間電荷にもとづく反撥力が働く。この反撥力に関する量が QC である。したがって， C が大きいほどまた QC が小さいほど，ビームの集群化は効果的となり，遅波回路の単位長さ当りの利得は大きくなる。

さて C は次のように定義されている。

$$C = K^{1/3} \left(\frac{I_0}{4V_0} \right)^{1/3} \quad (2.2)$$

ここで K は電子ビームと回路との結合インピーダンス（(5.1)式参照）， I_0 はビーム電流， V_0 はビーム電圧である。また QC を次のようにかくことができる。

$$QC = Q' \cdot (\alpha C) \quad (2.3)$$

ここで

$$Q' = \frac{Q}{\alpha} \quad (2.4)$$

$$\alpha = \frac{\beta_e}{\beta_c} = \frac{v_c}{u_0} = \frac{(\text{回路波の位相速度})}{(\text{電子ビームの速度})} \quad (2.5)$$

K ， Q' は回路およびビームの幾何学的寸法と周波数のみに依存し，ビ-

ムの電圧や電流には依存しない量である。⁽¹⁰⁾ このように C , QC はビーム電圧や電流に依存する量とそれらには依存しない量との積で表わされる。

さて、(2.1) は Γ に関する 4 次式であって、その 4 つの根はそれぞれ増大波、減衰波、非減衰波および後進波の伝播定数を与える。ここで Pierce は Γ_c と Γ を次のように規格化した。

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_c &= j\beta_e (1 + bC - jCd) \\ \Gamma &= j\beta_e (1 + jC\delta) \\ \delta &= x + jy \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

ここでは b は速度パラメータ、 d は損失パラメータとよばれている。(2.6) を (2.1) に代入すると δ に関する 4 次式を得るが、これは各パラメータの種々の値の組合せに対して数値的に解かれている。^{(14)~(16)} 得られた解は d , C , QC をパラメータにもつ、 b の関数の形で曲線群にまとめられており、多くの研究者によって用いられてきた。

この Pierce の規格化およびそれに基づいてまとめられた上記の数値解の特徴は、

(i) 伝播定数 Γ を示すに当って、電子ビームの位相定数 β_e を基準として測り、それからの偏差を $\beta_e C$ で規格化していること、

(ii) パラメータとして d , C , QC を用いていること、そして

(iii) b 対 δ の曲線群は d , C , $QC \ll 1$ のときに d , C , QC に無関係な一つの曲線に漸近すること、

である。一方この規格化にもとづく数値解は実用の点でつぎのような不便さがある。すなわち

(i) 一本の b 対 δ 曲線だけでは、電子ビーム速度を変化した場合のふるまいをあらわすことができない。それは次の理由による。(2.2) と (2.5) を (2.3) に代入して整理すると QC は

$$QC = \left[Q' K^{1/3} \frac{v_c}{4^{1/3} \sqrt{2\eta}} \right] \cdot \left(\frac{I_0}{V_0^{3/2}} \right)^{1/3} \quad (2.7)$$

となる。(2.7)の右辺の〔 〕の中には、回路およびビームの幾何学的寸法と周波数によって定まる量である。したがって(2.2)と(2.7)から明らかなようにビーム速度を変化する際にそれに伴う I_0 の変化を $I_0 \propto V_0^n$ とおいて n をいかなる値に選んでみても、 C 、 QC の両者を同時に一定に保つことはできないからである。さらに

(a) C 、 QC が零からすこし大きくなると b 対 δ 曲線群は C 、 QC が零のときの b 対 δ 漸近曲線からかなり離れるので、 C 、 QC が大きいときの状況をあらわすには非常に多くの曲線が必要になる。もしこれらの多くの曲線が与えられていなければ精度の高い補間は困難である。

このような意味でPierceのパラメータあるいは規格化は進行波管の実際的な動作特性の解析には適していないことが判る。

2.2 Dunn-Kino-Mathersによる規格化⁽¹⁷⁾

Dunn等はPierceの規格化の欠点を修正して、 C 、 QC 、 b の代りにそれぞれに対応する量として次式で与えられるパラメータ、 D 、 q 、 f を用いている。

$$D^2 = \frac{\alpha C^3}{q(1-q)} \quad (2.8)$$

$$q^2 = 4QC^3 \quad (2.9)$$

$$\alpha = (1-q)(1+2Df) \quad (2.10)$$

この D 、 q に含まれる αC^3 および $4QC^3$ は、次式で示されるように、回路およびビームの幾何学的寸法と周波数が与えられれば、ともにビームパービアン스에比例し、ビーム速度自身には無関係な量である。

$$\alpha C^3 = 126.4 \left(K \frac{v_c}{c} \right) \frac{I_0}{V_0^{3/2}} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} 4QC^3 &= 4 \left(\frac{Q}{\alpha} \right) \alpha C^3 \\ &= 4 \times 126.4 Q' K \frac{v_c}{c} \frac{I_0}{V_0^{3/2}} \end{aligned} \quad (2.12)$$

したがって D, q もビームパービアンスが一定に保たれるならばビーム速度に無関係に一定である。この D を用いて, Dunn 等は伝播定数決定式 (2.1) において Γ_c, Γ を次のように規格化している。

$$\Gamma_c = j\beta_c (1 - jDg) \quad (2.13)$$

$$\Gamma = j\beta_c (1 + jD\delta'') \quad (2.14)$$

$$\delta'' = x'' - jy''$$

(2.13) の形から明らかなように g は回路の損失パラメータで Pierce の d に対応する。この規格化の特徴は,

(i) 伝播定数 Γ を回路波の位相定数 β_c を基準にしてはかり, それからの偏差を $\beta_c D$ で規格化していること

(ii) $g, \alpha C^3, 4QC^3$ をパラメータとして f 対 δ'' 曲線が描かれている。したがって一本の f 対 δ'' 曲線は, 実際にビームパービアンスを一定に保ちながら, ビーム電圧を変化した場合に得られるビーム電圧対管内波長当りの利得および位相の遅れを示す曲線に対応している。

(iii) f 対 δ'' の曲線群は $g, D, D/q \ll 1$ のときに (Pierce のパラメータで書けば, $d, C \ll 1, 4QC \gg 1$ のときに), $g, \alpha C^3, 4QC^3$ に無関係な一つの曲線に漸近する。

ところが $g, D \ll 1, D/q \approx 1$ すなわち $d, C \ll 1, 4QC \lesssim 1$ のとき

には f 対 δ'' の曲線群は漸近曲線からかなり離れるため、このような場合の進行波管の特性を知るには多くの曲線が必要である。通常の進行波管では $4QC \lesssim 1$ である場合の方が多いため $4QC \lesssim 1$ のときに漸近曲線をもつことが望ましい。この点を修正した新しい規格化を次節でのべる。

2.2.3 筆者による新しい規格化 ⁽¹⁸⁾

Pierce のパラメータ C, QC の代りに次式で示される $C', Q'C'$ を導入する。

$$C' = (\alpha C^3)^{1/3} \quad (2.15)$$

$$Q'C' = \left(\frac{Q}{\alpha}\right) C' \quad (2.16)$$

$$\alpha = \left(1 - \sqrt{4Q'C'^3}\right) (1 + 2C'f') \quad (2.17)$$

$C', Q'C'$ は (2.11), (2.4) から明らかなように、回路およびビームの幾何学的寸法、周波数、およびビームパービアンスだけに依存する量であってビーム速度に依存しない。(厳密に云えば、 $C', Q'C'$ はビームの等価屈折率によって陰にビーム速度に関係する。⁽¹⁸⁾) f' は速度パラメータである。

Γ_c, Γ を次のように規格化する。

$$\Gamma_c = j\beta_c (1 - jC'd') \quad (2.18)$$

$$\Gamma = j\beta_c (1 + jC'\delta') \quad (2.19)$$

$$\delta' = x' + jy'$$

ここで d' は損失パラメータ、 δ' は規格化伝播定数である。この規格化の特徴は、

(i) 伝播定数 Γ を回路波の位相定数 β_c を基準にしてそれからの偏差を $\beta_c C'$ で規格化していること。

(ii) d' , C' , $\sqrt{4Q'C'}$ をパラメータとして f' 対 δ' 曲線が描かれる。ビーム電圧 V_0 を変化する際、ビームパービアンスが一定になるようにビーム電流 I_0 を $V_0^{3/2}$ に比例して変化させ、同時にビームの集束磁界の強さを $V_0^{1/2}$ に比例して変化させると、ビームの幾何学的寸法は不変である。したがってこの条件の下では、 C' , $Q'C'$ は不変であるので、一つの f' 対 δ' 曲線は Dunn - Kino - Mathers の曲線と同様に、直接にしかもあらゆるビーム速度に対する状況をあらわすことができる。実際、このような曲線を実験的にうることは比較的容易である。

(iii) f' 対 δ' の曲線群は d' , C' , $Q'C' \ll 1$ のときに、 d' , C' , $Q'C'$ に依存しない曲線に漸近する。しかも実際に計算した結果、例えば図 2 . 1 (a)(b)(c) にみられるように C' , $Q'C'$ が零からかなり大きくなっても曲線群は漸近曲線からあまり離れない。また同図の示すように、最大利得を与える最適 f' の値 f'_{opt} は、 $C' = 0 \sim 0.2$, $\sqrt{4Q'C'} = 0 \sim 2.0$ の範囲では殆んど零である。このために、曲線群の補間は精度が高く、 C' , $Q'C'$ のかなり大きな範囲の状況をあらわすにも、あまり多くの曲線がいらないことになる。このことは図表の作成および利用の両面から極めて都合がよい。

参考のために、3つの規格化を表 1 に比較して示した。

	Pierce の規格化	Dunn - Kino - Mathers の規格化	筆者の規格化
ビームが存在していないときの伝播定数	$\Gamma_c = j\beta_e$ $\times(1 + bC - jCd)$	$\Gamma_c = j\beta_c$ $\times(1 - jDg)$	$\Gamma_c = j\beta_c$ $\times(1 - jC'd')$
ビームが存在しているときの伝播定数	$\Gamma = j\beta_e$ $\times(1 + jC\delta)$ $\delta = x + jy$	$\Gamma = j\beta_c$ $\times(1 + jD\delta'')$ $\delta'' = x'' - jy''$	$\Gamma = j\beta_c$ $\times(1 + jC'\delta')$ $\delta' = x' + jy'$
基準伝播定数	β_e	β_c	β_c
(回路波速度) (電子速度)	$\alpha = \frac{1}{1 + bC}$	$\alpha = (1 - q)$ $\times(1 + 2Df)$	$\alpha = (1 - q)$ $\times(1 + 2C'f')$
速度パラメータ	b	f	f'
利得パラメータ	C	$D^2 = \frac{\alpha C^3}{q(1 - q)}$	$C' = (\alpha C^3)^{1/3}$
空間電荷 パラメータ	QC	$q^2 = 4QC^3$	$Q'C' = (\frac{Q}{\alpha})C'$
損失パラメータ	d	g	d'
利得算出式	$A + 54.6 x_1 CN$	$A'' + 54.6 x_1'' DN'$	$A' + 54.6 x_1' C' N'$
漸近曲線の パラメータ	$d \rightarrow 0$ $C \rightarrow 0$ $QC \rightarrow 0$	$g \rightarrow 0$ $C \rightarrow 0$ $QC \rightarrow \infty$	$d' \rightarrow 0$ $C' \rightarrow 0$ $Q'C' \rightarrow 0$

註) A, A'', A' は初期損失, N は電子波数, N' は回路波数である。

表 2.1

2.3 新しい規格化にもとづく伝播定数

2.3.1 伝播定数決定式の解

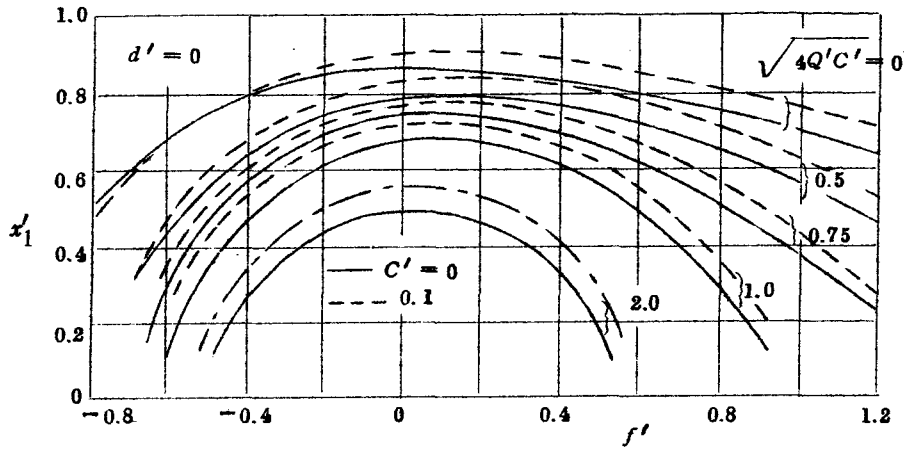
(2.18)(2.19)を(2.1)に代入すると δ' に関する4次の複素方程式が得られる。

$$\begin{aligned}
 & (\delta' + d')(\delta' + j2f') (C'\delta' - C'd' - j2) \\
 & \times \left[(1 + \sqrt{4Q'C'^3})\delta' + j2 \{ f' (1 - \sqrt{4Q'C'^3}) - \sqrt{4Q'C'} \} \right] \\
 & \times (1 - \sqrt{4Q'C'^3}) + 2(1 - jC'd')(1 + jC'\delta')^2 = 0 \quad (2.20)
 \end{aligned}$$

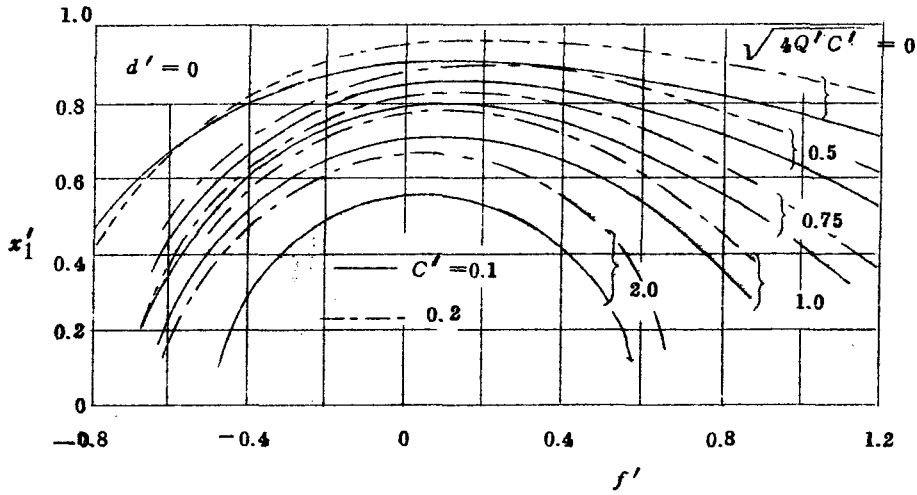
$C' \rightarrow 0$ のとき

$$(\delta' + d')(\delta' + j2f') \{ \delta' + j2(f' - \sqrt{4Q'C'}) \} + j = 0 \quad (2.21)$$

となる。(2.20)および(2.21)の複素根を NEAC - 2203 によって求めた。ここでは増大波に対する根すなわち規格化伝播定数のみを、 $d, C', \sqrt{4Q'C'}$ をパラメータとし、 f' の関数として曲線で示す。図 2.1 (a), (b) (c) は $d' = 0$ (無損失) に対するもの、図 2.2 (a), (b) は $d' = 0.5$ に対するもの、図 2.3 (a), (b) は $d' = 1.0$ に対するものである。図 2.4 には x'_1 の最大値、 x'_{1max} と $\sqrt{4Q'C'}$ の関係、図 2.5 には x'_{1max} に対応する f' の最適値 f'_{opt} と $\sqrt{4Q'C'}$ の関係、また図 2.6 には $\frac{3}{4} x'_{1max}$ に対応する f' のうちの小さい方と f'_{opt} の差 $\Delta f'$ (図 2.6 参照) と $\sqrt{4Q'C'}$ の関係がそれぞれ C' をパラメータとして描いてある。なお、図 2.4 ~ 図 2.6 の点線は 2.3.2 と 2.3.3 にのべる近似式による解である。



(a)



(b)

图 2.1 (a), (b) f' 对 x'_1 : $d' = 0$

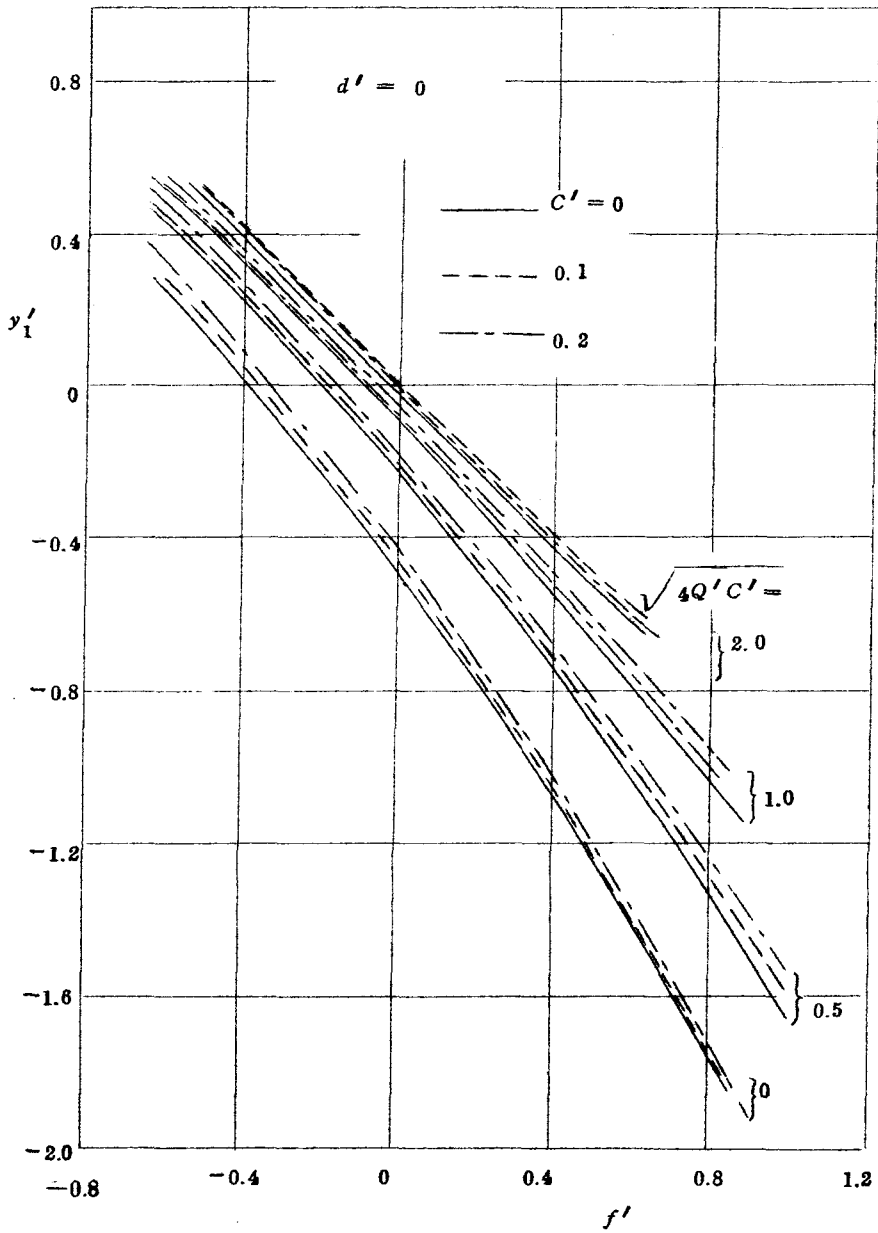
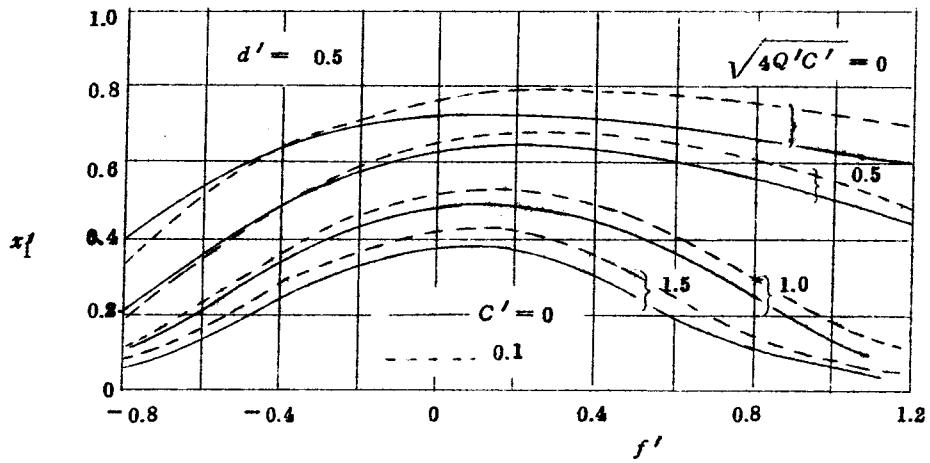
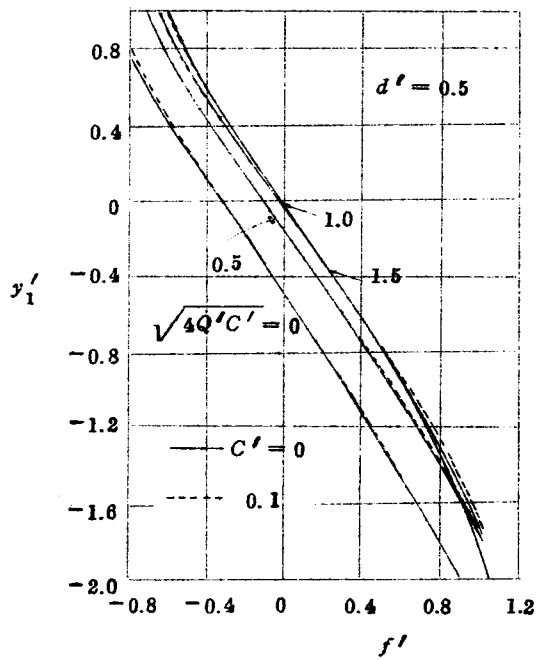


图 2.1 (c) f' 对 y_1' : $d' = 0$



⊗ 2.2(a) f' 对 x'_1 : $d' = 0.5$



⊗ 2.2(b) f' 对 y'_1 : $d' = 0.5$

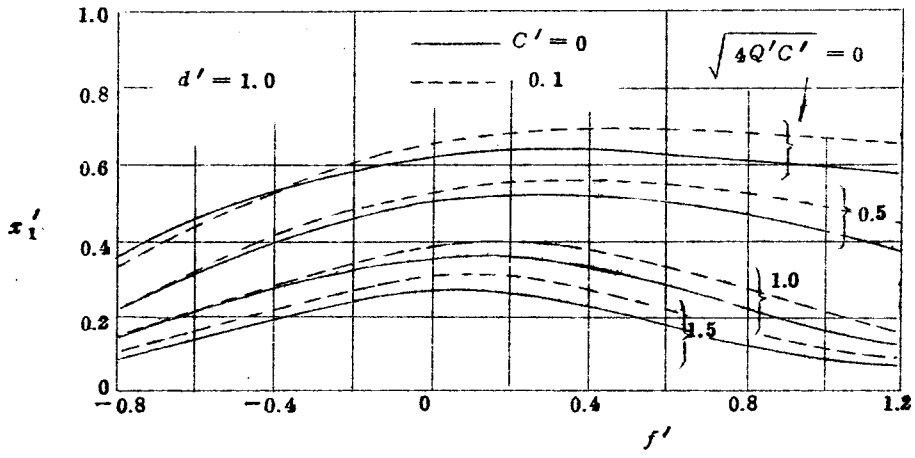


图 2.3(a) f' 对 x'_1 : $d' = 1.0$

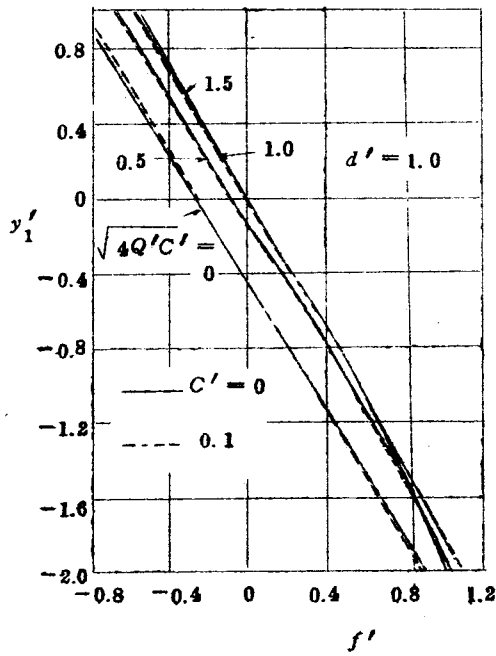


图 2.3(b) f' 对 y'_1 : $d' = 1.0$

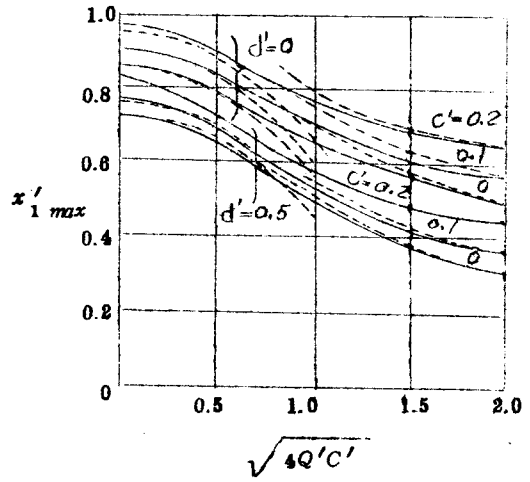


图 2.4

$\sqrt{4Q'C'}$ 对 x'_{1max} : $d' = 0, 0.5$

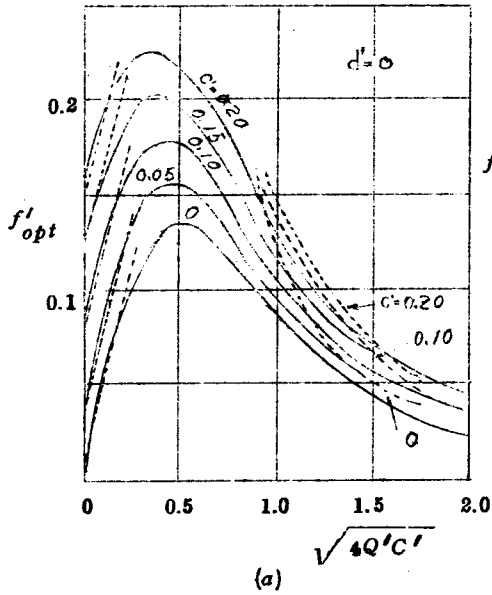


图 2.5 (a)
 $\sqrt{4Q'C'}$ 对 f'_{opt} : $d' = 0$

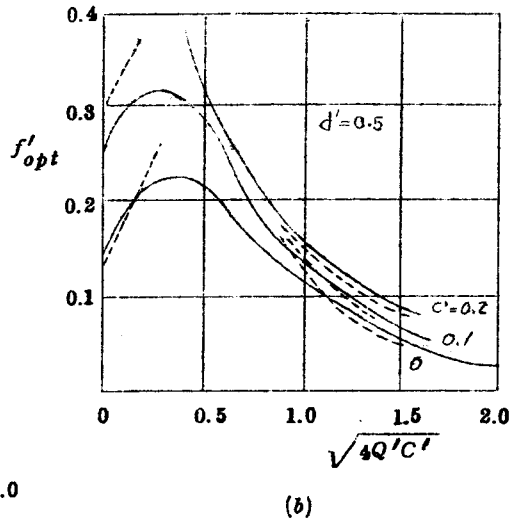


图 2.5 (b)
 $\sqrt{4Q'C'}$ 对 f'_{opt} : $d' = 0.5$

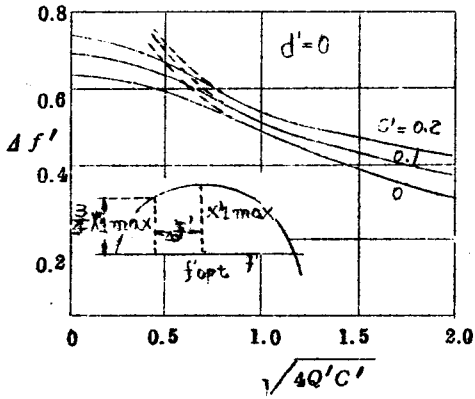


图 2.6 (a)
 $\sqrt{4Q'C'}$ 对 $\Delta f'$: $d' = 0$

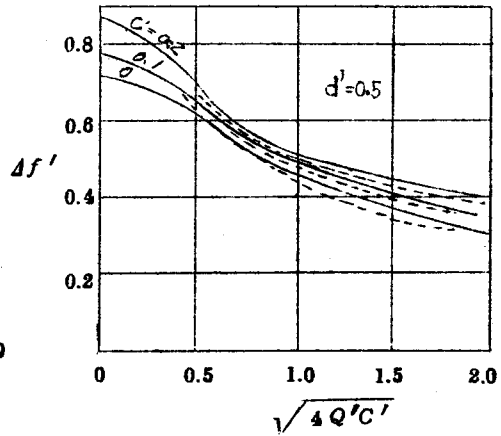


图 2.6 (b)
 $\sqrt{4Q'C'}$ 对 $\Delta f'$: $d' = 0.5$

2.3.2 伝播定数の近似式 ($d', C', 4Q'C' \ll 1$ の場合)

Pierce 記号による伝播定数 δ の, $d, C, 4QC \ll 1$ ($d', C', 4Q'C' \ll 1$ に対応する) の場合の近似式が裏⁽⁹⁾によって導出されている。ここでは, 同じ方法を使って, 筆者の提案するパラメータによるこの場合の伝播定数 δ' の近似式を求める。

規格化伝播定数 δ' の 4 次方程式を再記すると,

$$\begin{aligned} & (\delta' + d') (\delta' + j 2 f') (C' \delta' - C' d' - j 2) \\ & \times \left[(1 + \sqrt{4 Q' C'^3}) \delta' + j 2 \left\{ f' (1 - \sqrt{4 Q' C'^3}) - \sqrt{4 Q' C'} \right\} \right] \\ & \times (1 - \sqrt{4 Q' C'^3}) + 2 (1 - j C' d') (1 + j C' \delta')^2 = 0 \quad (2.22) \end{aligned}$$

以下の計算では, $C', \sqrt{4 Q' C'}, f', d'$ を 1 次微小量とみなして 3 次以上の微小量を 1 に対して無視する。4 根の中, 1 根は後進波に対応する。他の 3 根に対しては

$$| C' (\delta' - d') | \ll 2 \quad (2.23)$$

である。(2.22) の両辺を $C' (\delta' - d') - j 2$ で割る。そして (2.24) なる演算をする。

$$\left[1 + \frac{j}{2} C' (\delta' - d') \right]^{-1} = 1 - j \frac{C'}{2} (\delta' - d') + \left\{ j \frac{C'}{2} (\delta' - d') \right\}^2 \quad (2.24)$$

(2.22) の各項の微小量の次数に注意して整理すると次式がえられる。

$$\delta'^3 - A \delta'^2 + B \delta' - C = 0 \quad (2.25)$$

$$\begin{cases} A = -d' - j 2 (1 - \sqrt{4 Q' C'^3}) (2 f' - \sqrt{4 Q' C'}) + j \frac{C'^2}{4} \\ B = -4 f' (f' - \sqrt{4 Q' C'}) - \frac{3}{2} C' + j 2 d' (2 f' - \sqrt{4 Q' C'}) - j \frac{C'^2 d'}{2} \end{cases} \quad (2.26)$$

$$\left(C = 4 f' d' (f' \sqrt{4 Q' C'}) - \frac{1}{2} C' d' - j - j \frac{C'^3}{8} \right)$$

上式はつぎのような正準形に変形できる。

$$\omega^3 - 3 p \omega + 2 = 0 \quad (2.27)$$

ただし

$$\delta' = \sigma \omega + \frac{A}{3} \quad (2.28)$$

$$\begin{cases} \sigma = \left[-\frac{A^3}{27} + \frac{1}{6} AB - \frac{C}{2} \right]^{1/3} \\ p = \frac{1}{3 \sigma^2} \left(\frac{1}{3} A^2 - B \right) \end{cases} \quad (2.29)$$

$|p| \ll 1$ のとき (2.27) の 3 根は近似的に次式で与えられる。

$$\omega = \begin{cases} \left(-\frac{1}{2} + j \frac{\sqrt{3}}{2} \right) \left(-2^{1/3} \right) + \left(-\frac{1}{2} - j \frac{\sqrt{3}}{2} \right) \left(-\frac{p}{2^{1/3}} \right), \\ \left(-\frac{1}{2} - j \frac{\sqrt{3}}{2} \right) \left(-2^{1/3} \right) + \left(-\frac{1}{2} + j \frac{\sqrt{3}}{2} \right) \left(-\frac{p}{2^{1/3}} \right), \\ \left(-2^{1/3} \right) + \left(-\frac{p}{2^{1/3}} \right) \end{cases} \quad (2.30)$$

このうち増大波に対応するものは 2 番目の根である。これを (2.28) に代入すると増大波の規格化伝播定数 δ'_1 の近似式がえられる。ここでは x'_{1max} およびこれに対応する f'_{opt} の式を導出して以下に記す。

次式を満足する f' が f'_{opt} である。

$$\frac{\partial x'_1}{\partial f'} = 0 \quad (2.31)$$

実際に演算を行うと次式がえられる。

$$f'_{opt} = \frac{3}{4} C' \left(1 - \frac{2}{3} C' \right) + \frac{\sqrt{4 Q' C'}}{2} \left(1 - \frac{\sqrt{4 Q' C'}}{3} \right)$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{d'}{2\sqrt{3}} \left(1 + C' - \frac{1}{3\sqrt{3}} d' \right) \\
& \approx \frac{3}{4} C' + \frac{1}{2} \sqrt{4Q'C'} + \frac{d'}{2\sqrt{3}} \quad (2.32)
\end{aligned}$$

この f'_{opt} に対する x'_{1max} は

$$\begin{aligned}
x'_{1max} &= \frac{\sqrt{3}}{2} \left(1 + \frac{C'}{2} + \frac{C'^2}{4} - \frac{1}{3} 4Q'C' \right) \\
& - \frac{d'}{3} \cdot \left(1 + \frac{C'}{3} - \frac{\sqrt{3}}{6} d' \right) \quad (2.33)
\end{aligned}$$

(2.33)(2.32)の計算値を図2.4, 2.5にそれぞれ点線で描いてある。

2.3.3 伝播定数の近似式 ($d', C', 4Q'C' \ll 1$ の場合)

本節ではDunn等^[7]が, $g, D, D/q \ll 1$ ($d', C' \ll 1, 4Q'C' \gg 1$ に対応する)の場合に対して彼らの記号による伝播定数 δ'' の近似式を導いた方法にならってこの場合の伝播定数 δ' の近似式を求める。

(2.22)において, $d', C', 1/\sqrt{4Q'C'}$ を1次の微小量, δ', f' を1の程度とみなして, 2次以上の微小量を見捨てる。(2.22)において両辺を $C'(\delta' - d') - j^2$ で割り, さらに両辺を

$$\left(1 + \sqrt{4Q'C'^3} \right) \delta' + j^2 \left\{ f' \left(1 - \sqrt{4Q'C'^3} \right) - \sqrt{4Q'C'} \right\} \quad (2.34)$$

で割る。得られた式において次の演算を適用する。

$$\left[1 + j \frac{C'}{2} (\delta' - d') \right]^{-1} = 1 - j \frac{C'}{2} (\delta' - d')$$

$$\left[2\sqrt{4Q'C'} - 2f'(1 - \sqrt{4Q'C'^3}) + j(1 + \sqrt{4Q'C'^3})\delta' \right]^{-1}$$

$$= \frac{1}{2\sqrt{4Q'C'}} \left[1 - \frac{(1 - \sqrt{4Q'C'^3})}{\sqrt{4Q'C'}} f' + j \frac{(1 + \sqrt{4Q'C'^3})}{2\sqrt{4Q'C'}} \delta' \right]$$

その上で両辺を整理すれば、 δ' に関するつぎの2次方程式がえられる。

$$\delta'^2 + D\delta' + E = 0 \quad (2.35)$$

$$\left\{ \begin{aligned} D &= d' + j2f' - j \frac{1}{2(1 - \sqrt{4Q'C'^3})\sqrt{4Q'C'}} \left\{ \frac{3}{2} C' \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2(1 - \sqrt{4Q'C'^3})\sqrt{4Q'C'}} \right\} \\ E &= - \frac{1}{2(4Q'C')} f' - \frac{1}{2(1 - \sqrt{4Q'C'^3})\sqrt{4Q'C'}} \\ &\quad + j2f'd' \end{aligned} \right.$$

(2.35)の根のうちの1つが増大波(他の根は減衰波)に対応する。前と同様にして、 f'_{opt} と x'_{1max} を求めるとつぎのようになる。

$$f'_{opt} = \frac{1 - \sqrt{4Q'C'^3} - 4Q'C'^3}{8(1 - \sqrt{4Q'C'^3})^2(4Q'C')} \quad (2.36)$$

$$x'_{1max} = \frac{1}{2} \left[(1 - \sqrt{4Q'C'^3})\sqrt{4Q'C'} \right]^{-1/2}$$

$$- \frac{d'}{2} + \frac{d'^2}{8} \left[2(1 - \sqrt{4Q'C'^3})\sqrt{4Q'C'} \right]^{1/2} \quad (2.37)$$

(2.35) から, $\frac{3}{4} x'_{1max}$ に対応する $f'_{\frac{3}{4}}$ と f'_{opt} との差 $\Delta f'$ を計算すると, 近似的に次式で与えられる。

$$\Delta f' = \sqrt{x'_{1max}} \left[1 + \frac{1}{2} d'^2 \sqrt{4Q'C'} (1 - \sqrt{4Q'C'^3}) \right]^{1/2} \times \left[8\sqrt{4Q'C'} (1 - \sqrt{4Q'C'^3}) \right]^{-1/4} \quad (2.38)$$

(2.37), (2.36), (2.38) はそれぞれ図 2.4, 2.5, 2.6 に点線で描いてある。

2.3.4 Pierce の規格化伝播定数との比較

ここでえた新しい規格化伝播定数と Pierce のそれとを比較することは興味深い。

図 2.7 (a) および (b) に, $C' = 0$, $Q'C' = 1.0$, $d' = 0$ および $C = 0$, $QC = 1.0$, $d = 0$ の場合の両者の典型的な曲線が示してある。 $b = 0$ は, 回路波の位相速度 v_c が電子ビーム速度 u_0 に等しいことに対応している。しかし $f' = 0$ は, ビーム速度 u_0 が v_c よりも大きいことに対応する。これは (2.19) に $f' = 0$ を代入して α が次式で与えられることを考えると容易に判る。

$$\alpha = \frac{v_c}{u_0} = 1 - \sqrt{4Q'C'^3} \quad (2.39)$$

一方, もしビームの空間電荷波の slow wave の速度を $u_0 (1 - \sqrt{4Q'C'^3})$ で近似する⁽²⁰⁾ ならば, $f' = 0$ は slow space - charge wave の速度が回路波のそれに等しいことを意味している。 f' が正の部分では, 電子速度が $f' = 0$ のときの電子速度より遅く, f' の負の部分では電子速度が $f' = 0$ のときの電子速度よりも速いことに対応する。

空間電荷パラメータの値が小さいときには, f'_{opt} も b_{opt} も殆んど零に

なる。両者の規格化の結果はこの点では共通している。実は両者とも、利得パラメータおよび空間電荷パラメータが非常に小さいとき、 δ' （又は δ ）がそれらのパラメータに無関係な漸近値をもつようにそれを規格化したのであるから、当然の結果といえよう。ところが、空間電荷パラメータの値が大きくなると、例えば図2.7(a)と(b)にみられるように両者間に大きな差が現われてくる。 x_{1max} に対応する b_{opt} および y_1 は QC とともにかなり速やかに大きくなるが、 x'_{1max} に対応する f'_{opt} および y'_1 は $Q'C'$ の非常に大きな値に対してさえも殆んど零である。さらに f'_{opt} および $\Delta f'$ に関する図2.5および図2.6をみても C' が大きいつきの曲線は C' が非常に小さいときの曲線からあまり離れないことが判る。

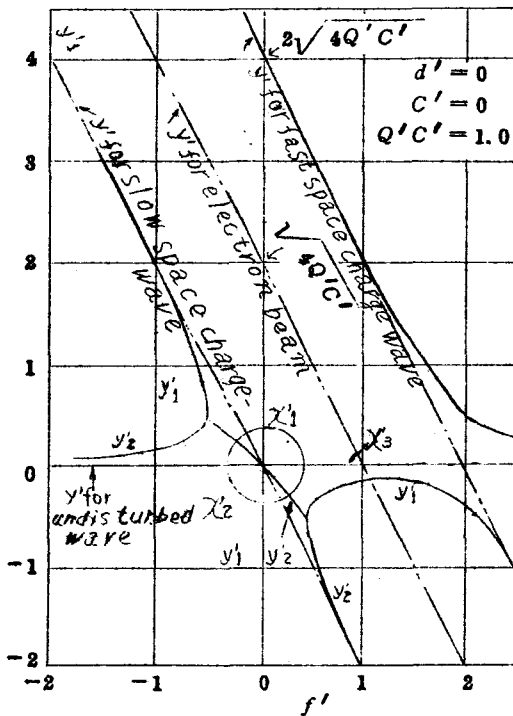


図2.7(a)
新しい規格化にもとづく伝播定数

図2.7 新しい規格化にもとづく伝播定数とPierceの規格化にもとづく伝播定数との比較。添字1, 2, 3はそれぞれ増大波, 減衰波, 非減衰波に対応する。

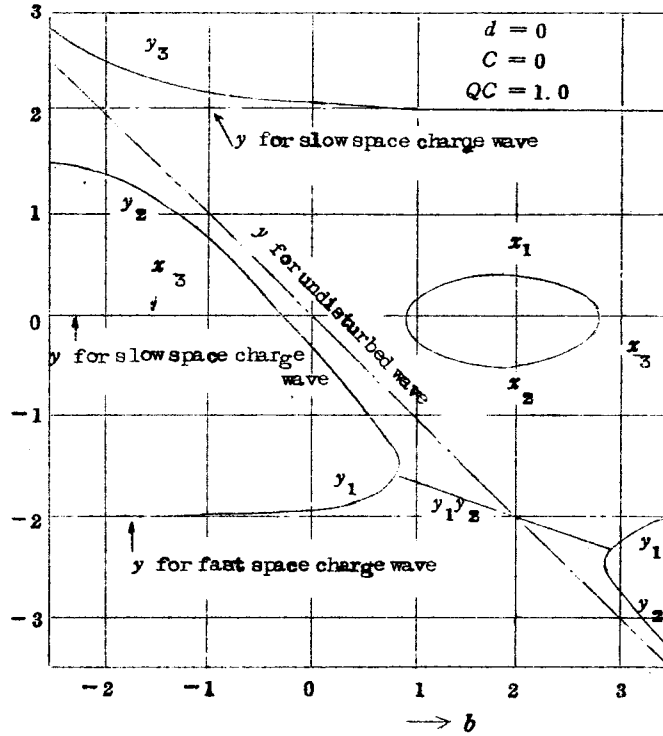


図 2.7 (b) Pierce の規格化にもとづく伝播定数

2.4 初期損失

2.1 に述べたように進行波管のら線回路には一般に 4 種類の波，すなわち増大波，減衰波，非減衰波および後進波が伝はんする。しかし，ら線の入力結合部からみて出力側が充分整合されていると，その 4 つの波の 1 つである後進波（反射波）は励起されないで，ここでは残りの 3 つの波だけについて考慮する。このときら線上の任意の位置の電磁界はこれらの 3 つの波を合成したものである。

さて進行波管の入力結合部にある大きさの信号電力が入射した場合，不連続部である入力結合部を通ったあとではそこでの境界条件を満足するように一般に 3 つの波が励起される。この励起された 3 つの波のそれぞれの電力の

入力電力に対する割合を，それぞれの波に対する初期損失という。これは，つぎのように Pierce によってもうすこし厳密に定義されており，上の3つの波の各々に対して適用される。すなわちその1つの波，（たとえば増大波）に着目したとして，(i) 入力結合部において，ある初期条件の下で励起した場合，着目する波（たとえば増大波）以外に他の2つの波が同時に励起されるために生ずる損失と，(ii) 線回路の途中あるいは出力端では，全電圧（回路電圧と空間電荷による電圧との和）の中，回路電圧に関する電力だけを取り出すことができると考えたときの損失との和を初期損失とよんでいる。

Pierce の規格化にもとづく増大波の初期損失，および Dunn - Kino - Mathers のそれはすでに計算されている。ここでは新しい規格化にもとづく増大波の初期損失を求める。

いま回路が $z = 0$ から始っており，回路の終端が整合されているとき， $z = 0$ における全電圧 V は3つの波の全電圧 V_1, V_2, V_3 の和で表わされる。（添字 1, 2, 3 はそれぞれ増大波，減衰波，非減衰波をあらわす。）

$$V = V_1 + V_2 + V_3 \quad (2.40)$$

また $z = 0$ ではビームの交流速度および交流電流は零である。Pierce によると，これらの条件は3つの波の伝播定数 $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ を用いて次のようにかくことができる。

$$\frac{\Gamma_1 V_1}{\Gamma_1 - j\beta_e} + \frac{\Gamma_2 V_2}{\Gamma_2 - j\beta_e} + \frac{\Gamma_3 V_3}{\Gamma_3 - j\beta_e} = 0 \quad (2.41)$$

$$\frac{\Gamma_1 V_1}{(\Gamma_1 - j\beta_e)^2} + \frac{\Gamma_2 V_2}{(\Gamma_2 - j\beta_e)^2} + \frac{\Gamma_3 V_3}{(\Gamma_3 - j\beta_e)^2} = 0 \quad (2.42)$$

(2.40)(2.41)(2.42) を V_1 に対して解くと

$$\frac{V_1}{V} = - \frac{(\Gamma_1 - j\beta_e)^2 \Gamma_2 \Gamma_3}{(\Gamma_1 - \Gamma_2)(\Gamma_1 - \Gamma_3) \beta_e^2} \quad (2.43)$$

(2.43)に(2.5),(2.21)を代入すると

$$\frac{V_1}{V} = - \frac{(1 - \alpha + j C' \delta'_1)^2 (1 + j C' \delta'_2) (1 + j C' \delta'_3)}{\alpha^2 C'^2 (\delta'_1 - \delta'_2)(\delta'_1 - \delta'_3)} \quad (2.44)$$

入力端において増大波以外の波を励振するために生ずる損失 A'_1 は次式で与えられる。

$$A'_1 = 20 \log_{10} \left| \frac{V_1}{V} \right| \quad (dB) \quad (2.45)$$

一方、増大波の回路電圧 V_{c1} とその全電圧 V_1 の比は Pierce によって次式のように与えられる。

$$\frac{V_{c1}}{V_1} = \left[1 - \frac{j 2 (\Gamma_c^2 - \Gamma_1^2) Q}{\beta_e \Gamma_c} \right]^{-1} \quad (2.46)$$

(2.46)に(2.5)(2.20)(2.21)を代入すると

$$\frac{V_{c1}}{V_1} = \frac{1 - j C' d'}{1 - j C' d' + \frac{1}{2} (\delta'_1 + d') [C' (\delta'_1 - d') - j 2] (4 Q' C')} \quad (2.47)$$

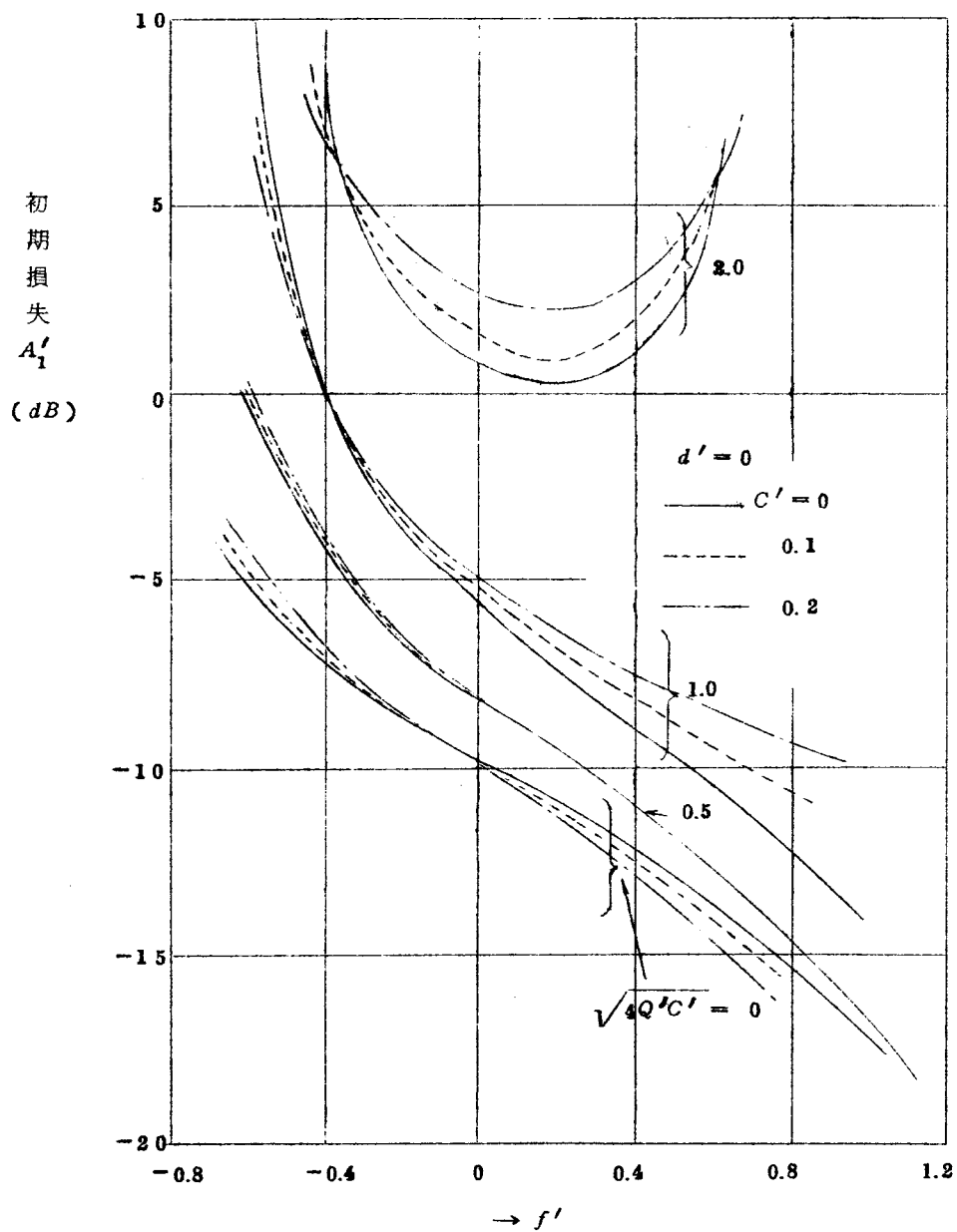
ら線の途中、あるいは出力端では増大波の電力はこの回路電圧に関する電力だけしか取り出せないと仮定すると、これによる損失 A'_2 は次式で定義される。

$$A'_2 = 20 \log_{10} \left| \frac{V_{c1}}{V_1} \right| \quad (dB) \quad (2.48)$$

結局増大波に対する初期損失 A' は

$$A' = A'_1 + A'_2 \quad (dB) \quad (2.49)$$

で定義される。以上増大波に対してその初期損失の式を求めたが、同様にして減衰波のそれが求められる。筆者は3つの波の初期損失を電子計算機で計算したが、ここでは通常よく使用される増大波の初期損失 A'_1 および A' の計算結果を図2.8(a)および(b)に示す。Brewer等がPierce記号にもとづいて計算した(QC をパラメータとする)初期損失の曲線群では、 QC が大きくなるにつれて、曲線が **b** の大きい方へ移動していくため、 QC の異なる曲線が互に交叉し補間が容易でない。それに比べて、図2.8の **f'** 対 **A'** 図では **$Q'C'$** の異なる曲線群が互に交叉することはなく、補間が容易である。また伝播定数の場合と同様に、1つの **f'** 対 **A'_1** または **f'** 対 **A'** 曲線であらゆるビーム速度に対する状況をあらわすことができる。したがってBrewer等の曲線に比べて実用上便利である。



2.8 (a) f' 对 A_1' ($d' = 0$)

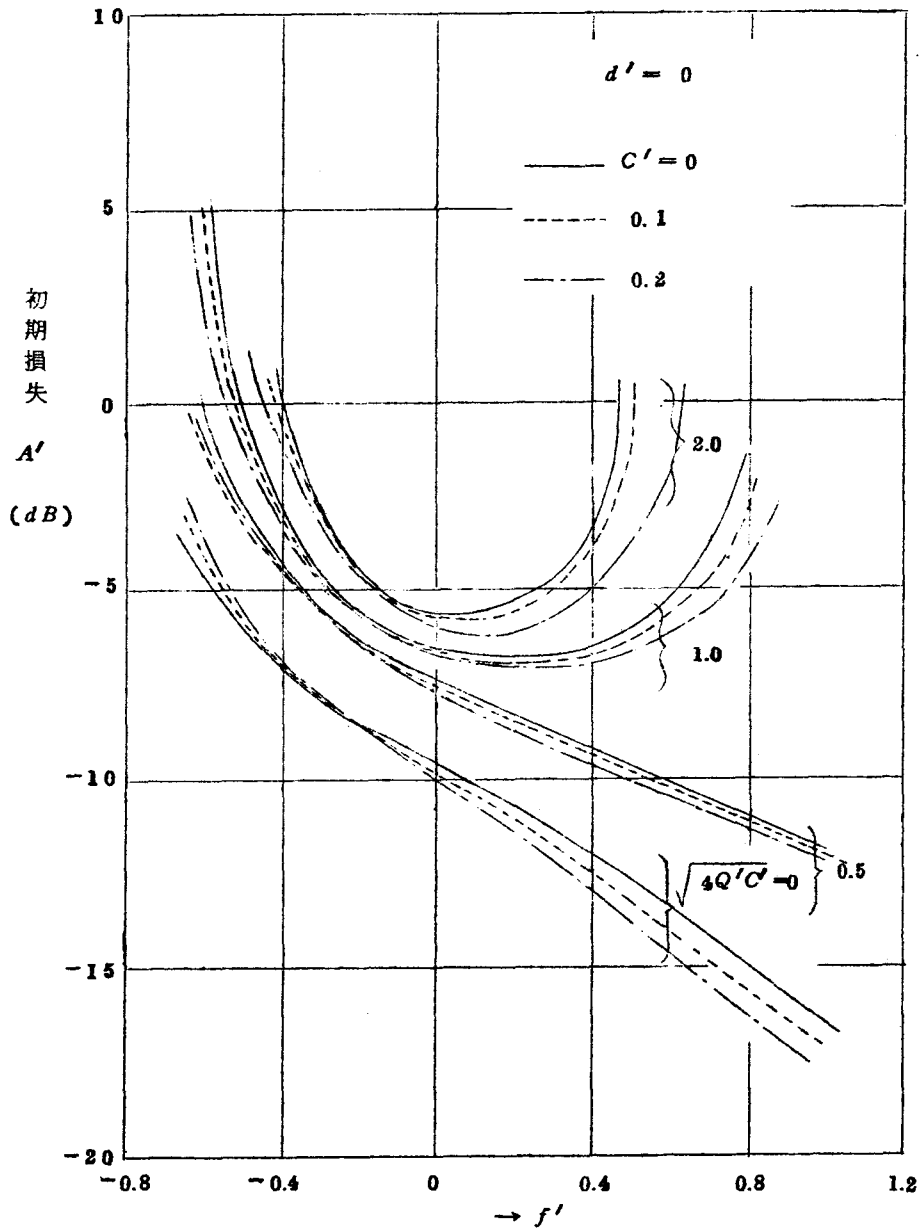


图 2.8 (b) f' 对 A' ($d' = 0$)

2.5 合成波の電力レベルと利得算出式

以上で、3つの波の伝播定数および初期損失が得られたので、それらが実際にら線に沿って伝わる時の模様、したがって利得を計算することができる。

入力端における全電圧を $V(0)$ 、励振された各波の全電圧を $V_1(0)$ 、 $V_2(0)$ 、 $V_3(0)$ （いずれも一般に複素数）とすると、入力端から距離 z における3つの波を合成した全電圧 $V(z)$ は次式で与えられる。（ $e^{j(\omega t - \beta_c z)}$ は省略する）

$$\frac{V(z)}{V(0)} = \frac{V_1(0)}{V(0)} e^{\beta_c C' \delta'_1 z} + \frac{V_2(0)}{V(0)} e^{\beta_c C' \delta'_2 z} + \frac{V_3(0)}{V(0)} e^{\beta_c C' \delta'_3 z} \quad (2.50)$$

長さ z を回路波数 N' であらわすと

$$N' = \frac{\beta_c z}{2\pi} \quad (2.51)$$

となるから

$$\frac{V(N')}{V(0)} = \frac{V_1(0)}{V(0)} e^{2\pi C' N' \delta'_1} + \frac{V_2(0)}{V(0)} e^{2\pi C' N' \delta'_2} + \frac{V_3(0)}{V(0)} e^{2\pi C' N' \delta'_3} \quad (2.52)$$

あるいは

$$20 \log_{10} \left| \frac{V(N')}{V(0)} \right| \quad (dB) \quad (2.53)$$

が入力端から波数 N' の位置における3つの波を合成した全電圧の大ききである。

入力端で励振される各波の回路電圧を $V_{c1}(0)$ 、 $V_{c2}(0)$ 、 $V_{c3}(0)$ とすると、位置 N' における合成回路電圧 $V_{c1}(N')$ は次式であらわされる。

$$\frac{V_c(N')}{V(0)} = \frac{V_{c1}(0)}{V(0)} e^{2\pi C' N' \delta'_1} + \frac{V_{c2}(0)}{V(0)} e^{2\pi C' N' \delta'_2} + \frac{V_{c3}(0)}{V(0)} e^{2\pi C' N' \delta'_3}$$

(2.54)

あるいは

$$G' = 20 \log_{10} \left| \frac{V_c(N')}{V(0)} \right|$$

(2.55)

N' が充分大きいと通常の場合増大波は他の2つの波にくらべて充分優勢になるので(2.55)は次式で近似される。

$$\begin{aligned} G' &= 20 \log_{10} \left| \frac{V_{c1}(0)}{V(0)} e^{2\pi C' N' \delta'_1} \right| \\ &= 20 \log \left| \frac{V_{c1}(0)}{V(0)} e^{2\pi C' N' x'_1} \right| \\ &= A' + 54.6 x'_1 C' N' \quad (dB) \end{aligned}$$

(2.56)

ここで A' は(2.49)で与えられる。これが新しい規格化にもとづく減衰器がない場合の進行波管の利得を与える式である。

一方、Pierce の規格化によれば減衰器のない場合の利得算出の式は次のように与えられる。

$$G = A + 54.6 x_1 C N \quad (dB) \quad (2.57)$$

(2.56)と(2.57)を比べてみると、 A' と A 、 x'_1 と x_1 、 C' と C の相違(これについては既に述べた)のほか、 N' と N の相違がある。

(2.57)の N は電子波数であって次式で与えられる。

$$N = \frac{\beta_e z}{2\pi}$$

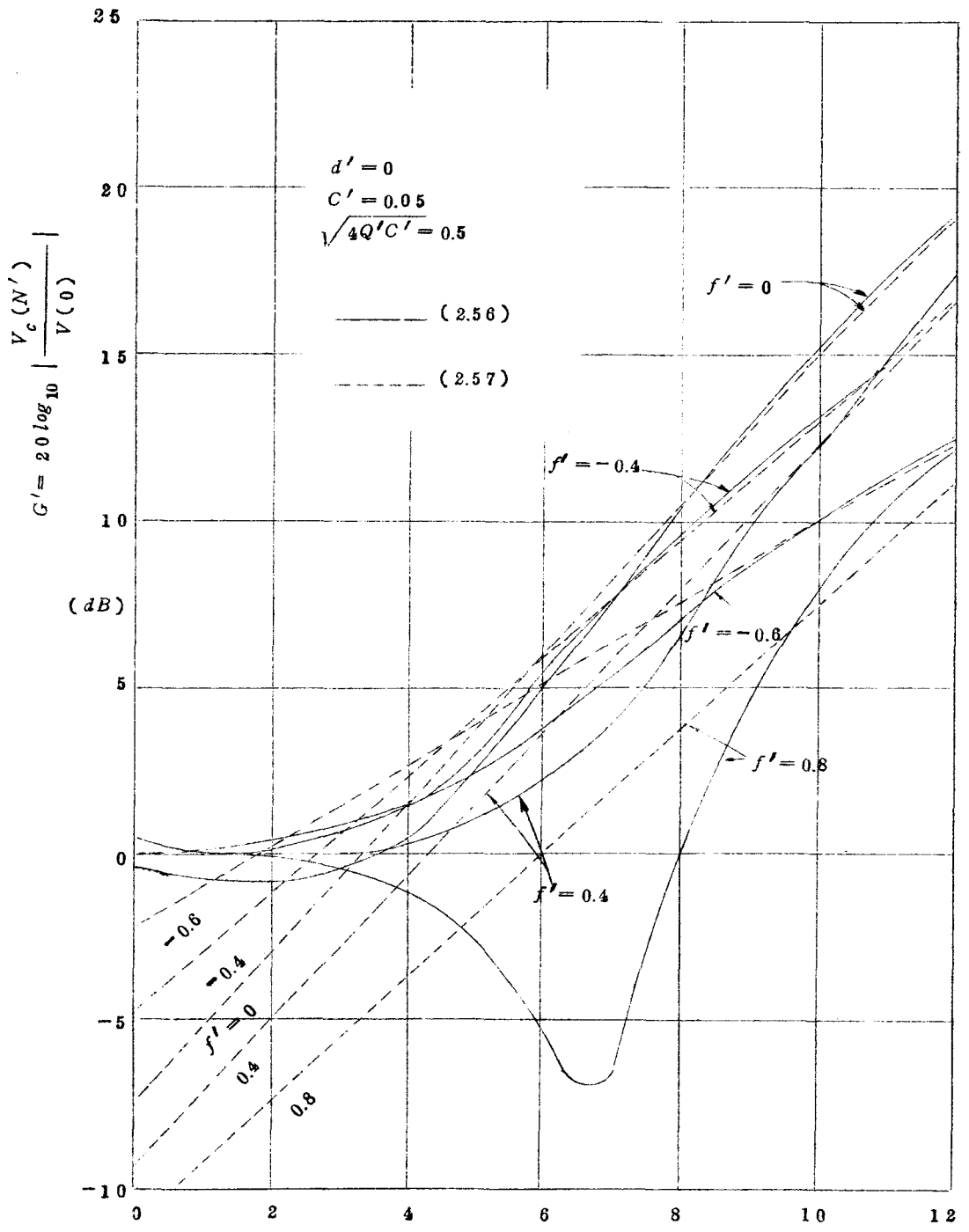


図 2.9 減衰器のついていない線上の合成電力レベル → N'

したがって電子速度が変化すると A , α_1 , C ばかりか N も変化する。そのために、実際の進行波管の出力端で得られるビーム電圧対利得曲線と(2.57)からえられる b 対 G 曲線を対応させることはきわめて困難である。ところが、筆者の導入した新しいパラメータ C' , N' はビーム電圧を変化しても一定に保つことができるので、(2.56)から得られる f' 対 G' 曲線と実験でえられる曲線とを対応させる場合に都合がよい。

図2.9は、1例として $C' = 0.05$, $\sqrt{4Q'C'} = 0.5$ の場合について(2.55)を用いて計算した減衰器のついていないら線上の回路電圧にもとづく電力レベル(利得)を示したものである。点線は同じ場合に対して増大波のみを考慮して(2.56)から計算した直線である。同図において $N' = 0$ ですでに有限値をもっている曲線がある。これは $N' = 0$ において、3つの波の全電圧の和は(2.40)に示すように入力電圧に等しいとしたが(0dB) , こうすると3つの波の回路電圧の和は一般に入力電圧に等しくならないからである。(付録E参照)

2.6 結 言

Pierce の規格化法と Dunn - Kino - Mathers の規格化法のそれぞれの欠点と長所を相補うような実用上便利な新しい規格化法を見いだすことができた。この方法によればビームパービアンスを一定に保つならば、ビーム電圧を変化したときの進行波管の動作状況を直接的に表わすことができ、理論値を実験値と比較検討するにも極めて便利であるという特長をもつ。

本論文の第3章以下では、この章でえられた新しい規格化伝播定数を用いる。

第 3 章 抵抗膜円筒減衰器の 伝播定数および反射係数

3.1 序 言

通常の真空管増巾器もしくはクライストロンでは，その入出力回路間の結合が方向性をもつ電子流のみによって行なわれるのに対し，進行波管では電子ビームとともに遅波回路もこの増巾的結合にあずかる。この遅波回路自身にはもちろん方向性はない。そこで進行波管の出力部において負荷側からの反射があるとこれが遅波回路を経て入力側に戻るので，入力側の整合が完全でなければさらにそこで反射された波は入力信号と重なり，1種の帰還増巾器として動作する。その場合帰還量は負荷によって変化するから増巾器としてのみかけ上の利得が負荷によって変るばかりでなく，しばしば発振をおこすおそれがある。そこで進行波管を増巾器として安定に動作させるためには，その遅波回路の途中に減衰器を設け，出力結合部の不整合にもとづく反射波を吸収させることが必要である。事実進行波管がその本質的な広帯域性を生かして現在のように広く使用されるに至ったのも，こうした工夫がなされたことによるといって過言ではない。

さて進行波管においてこのような役割をする減衰器としては，

(1) 短い長さで所定の減衰量をもち，しかも(2) 入出力側（ことに出力側）からみた反射係数が広い周波数帯域にわたって所定の値以下であること，しかも(3) 減衰器の挿入による利得の低下分ができるだけ少ないこと，が要求される。

広い周波数帯域にわたって反射係数を小さくするには減衰器に充分ゆるやかなテーパをつければよい。しかしそれでは必要な減衰量を保証する必要上，減衰器の全長を長くせねばならない。減衰器中では増大波の利得は低下するので，必要な全利得をえるためには進行波管全体を長くせねばならない。これは進行波管を使用する側からも，また製作技術上からみても各種の点で好ましくない。そこで進行波管の設計に当って，減衰器のテーパの形状の決定，

すなわちその長さに沿ってどのような減衰分布をもたせるかということが非常に大切な問題となる。

この問題を処理するにはまずテーパの形状と上記 3 つの事項との関係を明確にする必要がある。(iii) のテーパと利得の低下分との関係は第 4 章で考察することにして、本章では(i)(ii)の立場からテーパの設計の問題を考える。この場合でも、厳密には電子ビームが存在しているら線回路について考えるべきであるが、解析を容易にして、問題に対する見通しをよくするために、ここではビームが存在していないら線回路について考えることにする。もっとも、その解析結果は上記(i), (ii)の問題に関する限り、ビームが存在する場合にも充分適用できるとみてよい。これは進行波管の減衰器本来の目的からいって、(i)(ii)ともに進行波管の出力結合部で反射して戻ってきた波が出力側から減衰器に入射する場合に対する要求であって、このように電子ビームの進行方向と逆向きに伝播する反射波はビームとほとんど結合しないから、その減衰器に対する振舞いは電子ビームの存在によってほとんど影響されないからである。進行波管に使用される抵抗減衰器にもいろいろな形のものがあるが、ここでは解析の便宜上抵抗膜円筒減衰器をとりあげる。

上記(i)の要求を満たす抵抗膜円筒減衰器を設計するためには、その伝播定数、すなわち、減衰定数および位相定数と抵抗膜表面抵抗値との関係式、とくに最大減衰定数を与えるという意味での最適表面抵抗値を表わす式を導出しなければならない。第 2 節ではこの問題に関する従来の研究を概観して、それらの長短をあげ、筆者があらためてこの問題をとりあげた根拠を明確にした上で、筆者の解析方法とそれにもとづく計算結果をのべる。第 3 節では上記(ii)の減衰器のテーパに関する問題を扱う。

3.2 抵抗膜円筒中にあるら線回路の伝播定数

3.2.1 従来の研究

S. E. Webber⁽²⁴⁾ は坤想ら線が、その半径と同一な半径をもつ抵抗膜

円筒によって囲まれているモデルに対して，また G. Landauer⁽²¹⁾ は理想らせん (sheath helix) がその半径より大きな半径の抵抗膜円筒中に同軸的におかれているモデルに対して，Maxwell の方程式からその電磁界を解いて伝播定数決定式を導き，その数値解の一例を報告している。両者の伝播定数決定式は，いずれも複素助変数をもつ 0 と 1 次の Bessel および Hankel 関数を含んでいるため，実際にこれらの決定式を数値的に解くことは非常に面倒である。一方，このようなモデルを等価回路的に解析する方法が小山，他⁽²²⁾，M. Müller⁽²⁴⁾ によって報告されている。いずれも等価回路の伝播定数を求めるために行う各回路素子の計算があまり簡単でない上に，その等価回路の等価性自体に問題がある。しかしこの方法によって求めた伝播定数と抵抗膜表面抵抗値 R_F との関係は，Landauer が計算した厳密解をよく説明している。戸田⁽²⁵⁾ は，Pierce が進行波管の動作を解析するために用いた等価回路法にならって，その電子ビームと回路との組合わせを抵抗膜円筒と回路との組合わせに置きかえて解析を行い，伝播定数と R_F との比較的簡単な関係式を導いている。ただしその解析では進行波管の理論における空間電荷項に対応する項は考慮されていない。この方法によって最大減衰定数に対応する最適抵抗値 $R_{F \text{ opt}}$ を求めると，Landauer の厳密な計算による値の 1/10 程度になる。

要するに等価回路法のもつ物理的あいまいさを除く意味では Landauer のような界理論によるのがよいことは明らかである。しかも解析および数値計算を容易にし，かつ得られた計算結果が十分な精度をもつような近似解法が望ましい。筆者はらせん回路の囲りにある抵抗膜円筒による電磁界の乱れを摂動とみなし，抵抗膜円筒が存在することによる伝播定数の変化分を摂動論から求めた。

3・2・2 伝播定数の摂動論による近似式

半径 a なる理想らせんを，半径 b ($b > a$)，表面抵抗値 R_F なる抵抗膜円

筒中に同軸的においたとき（図 3.1 参照），理想ら線の伝播定数が Γ_1 から $\Delta\Gamma$ だけ摂動をうけたとする。すなわち

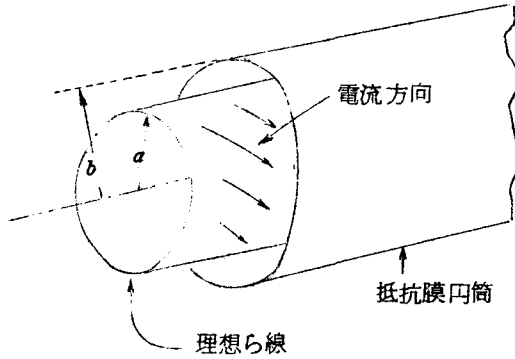


図 3.1 抵抗膜円筒中にある理想ら線

$$\Delta\Gamma = \Gamma - \Gamma_1 = \alpha + j\Delta\beta \quad (3.1)$$

ここで α は減衰定数， $\Delta\beta$ は位相定数の変化分である。このモデルに Kino が導いた固有モード展開法による摂動論⁽⁴⁰⁾ を適用すると，上の $\Delta\Gamma$ は次式で与えられる⁽⁴⁰⁾。

$$\Delta\Gamma = \Gamma - \Gamma_1 = \frac{j\omega\epsilon\pi}{2P} \left[\frac{E_z^2(b)}{r_1^2 I_0(r_1 b) K_0(r_1 b) + j 2\pi\omega\epsilon \left(\frac{R_F}{2\pi b}\right)} - \frac{E_\theta^2(b)}{k^2 I_1(r_1 b) K_1(r_1 b) - j 2\pi\omega\epsilon \left(\frac{R_F}{2\pi b}\right)} \right] \quad (3.2)$$

ここで P ，および $E_z(b)$ ， $E_\theta(b)$ は，抵抗膜円筒が存在しない場合におけ

る理想線の基本モードの電力，および半径 b における電界の軸方向と回転方向成分である。理想線では

$$\frac{|E_z(b)|}{|E_\theta(b)|} \approx \frac{r_1}{k} \gg 1 \quad (3.3)$$

であるので(3.2)の右辺第2項は第1項に対して無視できる。さらに，半径 b における理想線の結合インピーダンス

$$K(b) = \frac{E_z^2(b)}{2\beta_1^2 P} \quad (3.4)$$

を(3.2)に導入して(3.2)を次のように書きかえる。

$$\Delta\Gamma a = j \frac{1}{\frac{I_{0b} K_{0b}}{K(b) \frac{ka}{120}} + j \frac{R_F}{\pi(r_1 a)^2 \frac{b}{a} K(b)}} \quad (3.5)$$

ここで $I_{0b} \equiv I_0(r_1 b)$ ， $K_{0b} \equiv K_0(r_1 b)$ である。(3.5)が求める $\Delta\Gamma$ と R_F の関係式である。これをその実部と虚部にわけてそれぞれ α ， $\Delta\beta$ とおけば，それらと R_F との関係は次式で与えられる。ただしここで $r_1 b \gg 1$ のときに成立する $I_{0b} K_{0b} \approx \frac{1}{2r_1 b}$ を用いた。

$$\alpha a = \frac{\left(2 \frac{R_F}{Z_0} \frac{k}{r_1}\right) \cdot \frac{1}{60} \cdot K(b) \frac{k}{r_1} (r_1 a)^2 \frac{b}{a}}{1 + \left(2 \frac{R_F}{Z_0} \frac{k}{r_1}\right)^2} \quad (3.6)$$

$$\Delta\beta \cdot a = \frac{\frac{1}{60} K(b) \frac{k}{\tau_1} (\tau_1 a)^2 \frac{b}{a}}{1 + \left(2 \frac{R_F \frac{k}{\tau_1}}{Z_0} \right)^2} \quad (3.7)$$

ここで $Z_0 = 120\pi (\Omega)$ である。

αa を最大にする最適表面抵抗値 $(R_F)_{opt}$ は $\partial(\alpha a) / \partial(R_F \frac{k}{\tau_1}) = 0$ から求められる。

$$(R_F \frac{k}{\tau_1})_{opt} = \frac{Z_0}{2} = 190\Omega \quad (3.8)$$

このときの最大減衰定数 $(\alpha a)_{max}$ は

$$(\alpha a)_{max} = \frac{1}{120} (\tau_1 a)^2 \frac{b}{a} \cdot K(b) \frac{k}{\tau_1} \quad (3.9)$$

また $R_F \ll (R_F)_{opt}$ に対しては

$$\alpha a = \left(2 \frac{R_F \frac{k}{\tau_1}}{Z_0} \right) \cdot 2(\alpha a)_{max} \quad (3.10)$$

となる。 $R_F \rightarrow 0$ のとき $\Delta\beta a$ は最大値に近づき、その値は次式で与えられる。

$$(\Delta\beta a)_{max} = 2(\alpha a)_{max} \quad (3.11)$$

$R_F \gg (R_F)_{opt}$ に対しては

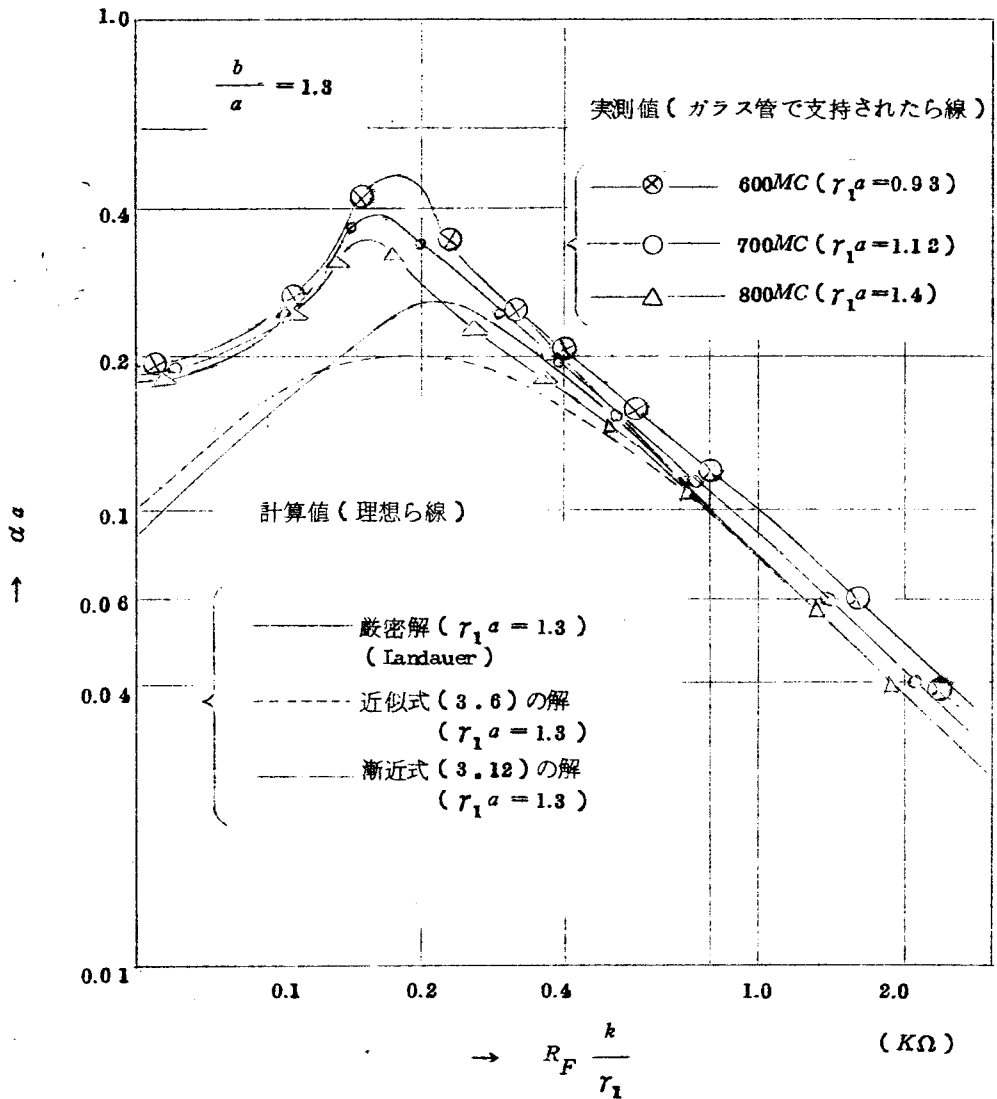


図 3.2 (a) 抵抗膜円筒中にあるら線回路の減衰定数 αa の計算値 (理想ら線) と実測値 (ガラス管で支持されたら線)

テストら線: 平均半径 $a = 6 \text{ mm}$, ピッチ 2.8 mm

線径 1 mm , ガラス管外径 $b = 8 \text{ mm}$

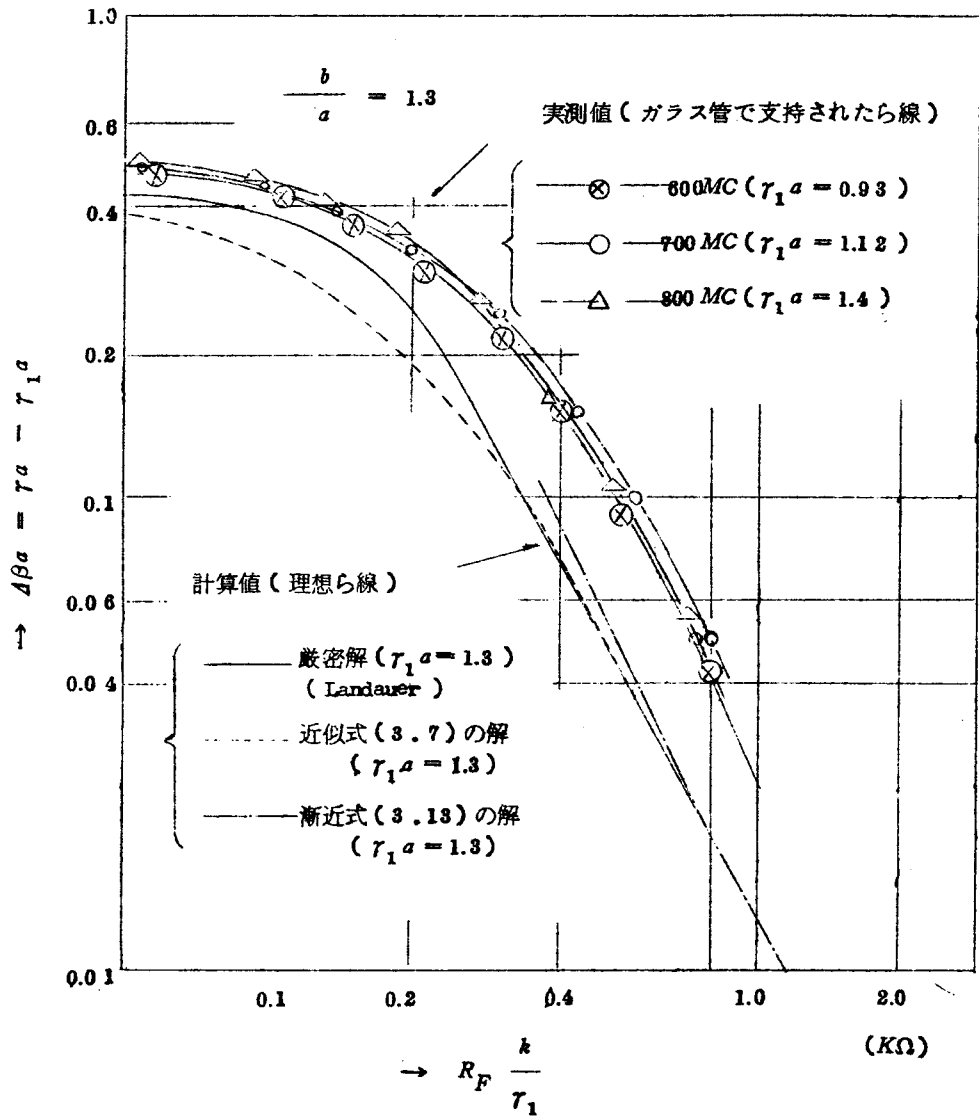


図 3.2 (b) 抵抗膜円筒中にあるら線回路の位相定数の変化分 $\Delta\beta a$ の計算値と実測値

(テストら線は図 3.2 (a) と同じ)

$$\alpha a = \frac{2(\alpha a)_{max}}{2 \frac{R_F \frac{k}{r_1}}{Z_0}} \quad (3.12)$$

$$\Delta \beta a = \frac{2(\alpha a)_{max}}{\left(2 \frac{R_F \frac{k}{r_1}}{Z_0}\right)^2} \quad (3.13)$$

通常よく用いられる近傍の値として、 $b/a = 1.3$ 、 $r_a = 1.3$ の場合を1例に選び、 αa および $\Delta \beta a$ の値を(3.6)、(3.7)から計算して、

G. Landauer の厳密解による同じ場合に対する数値計算結果と比較したのが図3.2(a)(b)である。 $(\alpha a)_{max}$ および $(\Delta \beta a)_{max}$ に対して両者の方法による数値計算結果を比較したのが図3.3である。

これらの図に示したような一連の計算結果から明らかになった点をまとめると、

(i) 筆者のえた αa 、 $\Delta \beta a$ の近似式(3.6)、(3.7)の与える $(\alpha a)_{max}$ 、 $(\Delta \beta a)_{max}$ の値は Landauer の方法による厳密な計算値より小さい。 b/a が1.4より大きいと近似度は急速によくなる。(図3.3)

(ii) $\left(R_F \frac{k}{r_1}\right)_{opt}$ は 190Ω であり、Landauer の計算結果とよく一致する。 $\left(R_F \frac{k}{r_1}\right)_{opt}$ は第1近似として k/r_1 のみに依存し、 b/a に無関係であることが判った。(ただし、ら線と抵抗膜円筒との間に誘電体が存在する場合には、 $\left(R_F \frac{k}{r_1}\right)_{opt}$ の値は誘電体の比誘電率および b/a に関係する。) この点に関しては Landauer 自身の仕事からはもちろん従来明らかにされていなかった。(戸田の結果では $\left(R_F \frac{k}{r_1}\right)_{opt}$ が $K(b)$ に関係しており、それが b/a や誘電体の有無あるいは配置によってどのような影響をうけるかは明らかでない。)

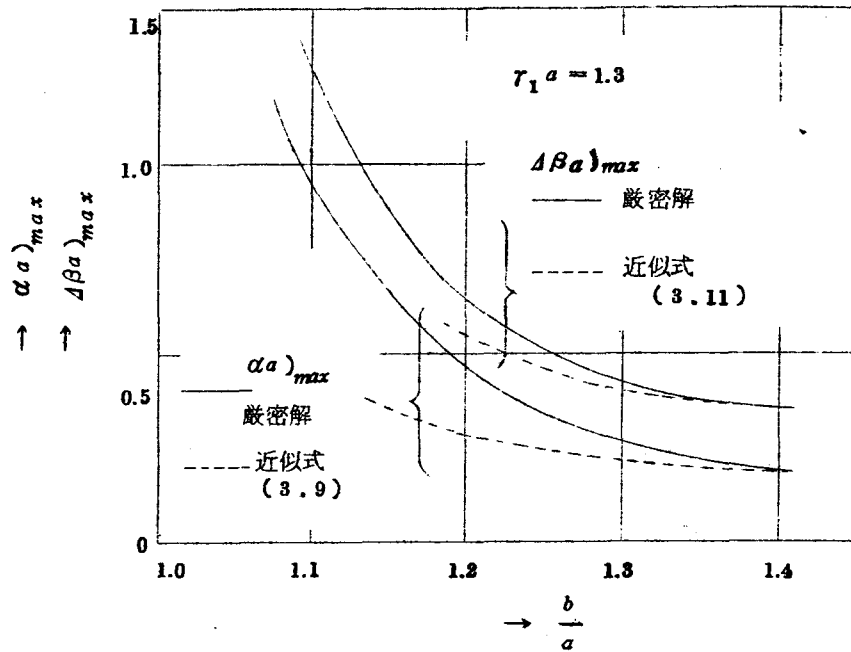


図 3.3 $\alpha a)_{max}$, $\Delta\beta a)_{max}$ の厳密解 (Landauer) と近似式の解との比較

(四) $b/a = 13$, $r_1 a = 1.3$ のときには , (3.9) の近似度はあまりよくないが , (3.10)~(3.13) の近似度はかなり良い。とくに (3.12) および (3.13) の関係 , すなわち次の関係は , 減衰器のテーバーの設計に有用である。(3.3.5 参照)

$$\alpha a \propto \frac{1}{R_F} , \quad \Delta\beta a \propto \frac{1}{R_F^2} \quad (3.14)$$

(五) (3.6)(3.7) は理想ら線に対して求めた式であるが , 戸田も述べているように⁽²⁵⁾ それらに含まれている $K(b)$ を補正することによって ,

例えば実際のら線回路が z 方向に周期構造をもっていることの効果⁽⁴⁴⁾

や、ら線を支持する誘電体による影響(第5章参照)を近似的に考慮することができる。

3.2.3 実測例

線径1mmのモリブデン線をまいて平均半径 $a = 6$ mmのら線を作り、ガラス管の中に支持した。一方、一辺が上のガラス管の外周に等しく、他の辺が約20mmの短形状のマイラー膜上に、揮発性の溶液にとかしたアカダグを一樣に吹付けたものを作っておく。これをら線を支持している前述のガラス管の外側にまきつけ、全体を内径60mmの金属円筒の中に同軸的に配置した。(このら線および抵抗膜は、第6章でのべる試験用進行波管に用いられているものである。)こうして作った抵抗膜円筒には、当然軸と平行な1本の切れ目ができるため、厳密には抵抗膜中の θ 方向の電流 I_θ [A/m]を乱すことになる。しかし z 方向の電流 I_z [A/m]にくらべて、 I_θ は充分小さいので($I_z/I_\theta = E_z/E_\theta \geq 1$, (3.3)参照), I_θ が切断されることによる影響は無視できる。

抵抗膜のある部分でら線に沿って探針(6.3参照)を移動させながら、電磁界のレベルを第6章でのべる装置で検出し、XY記録計に記録した。この記録した電磁界レベルの模様から、減衰定数 α および位相定数のずれ $\Delta\beta$ をもとめた。これらの結果を前掲の図3.2(a),(b)に記入した。抵抗膜の表面抵抗値 R_F は、マイラーを平らにした状態における任意の大きさの正方形の膜に対して測定した直流抵抗値である。図3.2(a),(b)から実験でえられた αa および $\Delta\beta a$ の $R_F \frac{k}{r_1}$ に対する傾向は、ガラス管のない理想ら線の計算値とよく一致していることが判る。とくに、(3.14)の関係式が実験値に対しても成立しているのがみられる。(R_F の大きいところでは、 $\Delta\beta$ が小さくなるので、測定値そのものの精度があまりよくない。)

3-3 ら線回路をかこむ同軸抵抗膜円筒の反射係数

3.3.1 緒 言

本節 3.3 では序言に述べた(ii)の減衰器のテーパに関する問題を扱う。従来無損失線路に対するテーパの設計に関しては多くの研究がある。⁽²⁹⁾ その計算法を損失のある線路に拡張すると次のようになる。損失を含む線路が $z = L$ で整合されているときには、 $z = 0$ からみたテーパの反射係数 $R(0)$ は、多重反射を無視すると、テーパ部の任意の微小区間における反射係数を $z = 0$ 面で加えあわせた次式で与えられる。⁽²⁹⁾ (多重反射を無視したことによる相対誤差はテーパ長が零のときの反射係数を R_0 とするとたかだか R_0^2 の程度である。)

$$R(0) = \int_0^L \exp \left\{ -2 \int_0^z \Gamma(\xi) d\xi \right\} R(z) dz \quad (3.15)$$

ここで $R(z)$ は z における単位長さ当りの反射係数である。いま損失を含むある線路の特性インピーダンス $K(z)$ および伝播定数 $\Gamma(z)$ の線路上の位置 z に対する関数形が与えられているとする。この線路の任意の微小区間 dz における反射係数は、この線路の特性インピーダンス $K(z)$ を使って次式で与えられる。

$$R(z) dz = \frac{dK}{2K(z)} \quad (3.16)$$

ただし dK は dz 当りの特性インピーダンスの変化分である。

G. Latmiral⁽²⁹⁾ は $K(z)$ と $\Gamma(z)$ としてある関数形*を仮定して、(3.

$$\begin{aligned} * \quad K(z) &= K(0) e^{\xi z} (\cos \phi z - j \alpha \sin \phi z)^{-1/2} \\ \Gamma(z) &= \Gamma(0) e^{\eta z} (\cos \phi z - j \alpha \sin \phi z)^{1/2} \end{aligned}$$

ここで、 ξ 、 η は複素数、 α 、 ϕ は実数のそれぞれパラメータである。

15), (3.16) から損失を含むテーバーの反射係数を計算しているが, 実際の線路においてこの $K(z)$ をどのように定義し, あるいは測定すべきかを明確にしていない。

上の方法はそのままでは, ここで対象としているら線回路のまわりにある抵抗膜円筒の反射係数を求める場合に用いるわけにはいかない。というのは自由空間中にある理想ら線の特性インピーダンスとして例えば次のような定義が考えられる。

$$(i) \quad 2P/I^2, \quad (ii) \quad V/I, \quad (iii) \quad V^2/2P$$

$$(iv) \quad E_r/H_\theta, \quad (v) \quad E_\theta/H_r, \quad (vi) \quad \frac{E_t}{H_t} = \frac{\sqrt{|E_r|^2 + |E_\theta|^2}}{\sqrt{|H_r|^2 + |H_\theta|^2}}$$

ここで

$$P = \pi R_s \int_0^\infty (E_r H_\theta^* - H_r E_\theta^*) r dr$$

$$V = \int_0^\infty E_r dr, \quad (a: \text{ら線半径})$$

$$I = (\text{ら線電流})$$

である。これらの(i)~(vi)の値はみな相異なり, しかもいずれもそれなりに物理的背景をもっているので, インピーダンスの変化の割合から反射係数を計算するときどの定義を採用すれば実際の値に最も近い値が得られるかを判定する規準がないからである。ましてら線のまわりにある抵抗膜円筒による反射係数を求めるときに, このようなインピーダンスに基づいて計算をすすめることは問題である。実際, W. Eichin と G. Landauer⁽²⁷⁾ はインピーダンスの定義として上記(i)あるいは(v)をとることを提案し, 具体的には(i)の定義に基づいて反射係数を求めている。その反射係数の式は伝播定数の変化の割合で与えられている。((3.25) 参照)。ところが(v)の定義に基づいて形式的に反射係数を計算してみると前者の方法で求めたものと符号

が逆になるという結果になる。彼等は前者の方法による結果の方を採用し、それによって後者の方法による結果を補正している。

そこで上記のように適当に定義したインピーダンスに基づく計算方法によらず、あらたにテーパ線路の任意の微小区間での反射係数とその線路における何か物理的に明確な量との間の関係式を見つける問題から始めなければならない。この問題はわずかに構造が異なる2つの線路を接合した場合のそれに帰着されるから、第3節ではまずこの問題を考慮して接合面での反射係数の一般式を導く。つぎにガラス管で支持された理想らせん線 (sheath helix) を囲んで厚さの極めて薄い抵抗膜円筒が存在している線路に上の一般式を適用し、接合面での反射係数が伝播定数の変化の割合で与えられることを導く。そしてこの近似公式をz方向に周期構造をもつ実際のらせん回路の場合に適用する問題を検討する。最後にいくつかの種類のを取り上げ、この公式によって計算したそれぞれの反射係数の値を示して比較検討する。第2節の結果を合せ用いることによって、第3節で取り上げたテーパを実現するのに、抵抗膜円筒の表面抵抗値をどのような関数で変化したらよいかという問題を解決することができる。

3.3.2 損失を含む2つの線路の接合面の反射係数

一般的な議論として、損失をもちしかも構造がわずかに異なる2つの線路Ⅰ ($z < 0 : \Gamma_n, E_n, H_n$) およびⅡ ($z > 0 : \Gamma'_n, E'_n, H'_n$) が $z = 0$ で接合されている場合の接合面における反射係数を求める。(図3.4参照)。(次節以後では、この線路ⅠおよびⅡは、 $z < 0$ および $z > 0$ で表面抵抗値がわずかに異なる抵抗膜円筒をもったらせん回路に対応する。) 解析の便宜上、この回路系は半径方向には閉じているものとする。この仮定は実際にはらせん回路が、その電磁界を乱さない位充分大きな半径の導体円筒で包まれているとしたことに当る。このときⅠおよびⅡの各線路における姿態の伝播定数は離散系列をなす(とびとびの値をもつ)ものだけになり、線路の

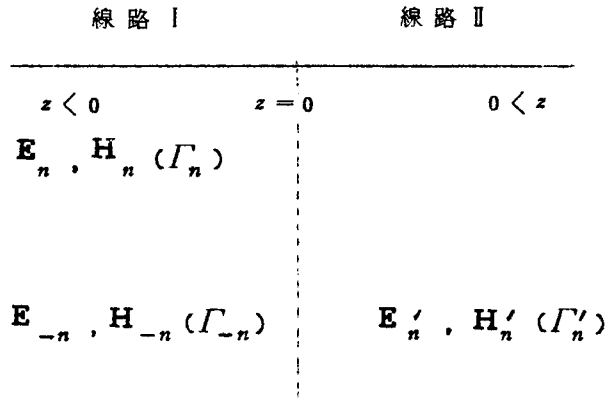


図 3.4 構造がわずか異なる二つの線路の接合面での反射

電磁界は一般にこれらの各姿態の電磁界の重ね合わせ（一次結合）で表わされる。 $z = 0$ での電磁界の横成分の連続条件から次の関係式を得る。ただし励振電源は線路 I 上にあり、また線路の右端は整合されているものとする。

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \mathbf{E}_{tn} + A_{-n} \mathbf{E}_{t-n}) = \sum_{n=1}^{\infty} A'_n \mathbf{E}'_{tn} \quad (3.17a) \\ \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \mathbf{H}_{tn} + A_{-n} \mathbf{H}_{t-n}) = \sum_{n=1}^{\infty} A'_n \mathbf{H}'_{tn} \quad (3.17b) \end{array} \right.$$

ここで添字 n は姿態番号、 \mathbf{E}_{tn} などは \mathbf{E}_n などの横成分であり、 \mathbf{E}_{tn} 、 \mathbf{E}_{t-n} は $\int |\mathbf{E}_{tn}|^2 ds = \int |\mathbf{E}_{t-n}|^2 ds = 1$ なるように規格化されているものとする。また A_n および A'_n はそれぞれ線路 I および II の前進波の振巾、 A_{-n} は線路 I における反射波の振巾を意味する。一方、損失を含む回路に対しても、任意の 2 つの姿態の電磁界に対して次の直交条件⁶⁰⁾が成立する。

$$\int (\mathbf{E}_{tm} \times \mathbf{H}_{tn} - \mathbf{E}_{tn} \times \mathbf{H}_{tm}) \cdot \hat{\rho}_z dS = \delta_{mn} P_{mn} \quad (3.18)$$

$$\Gamma_m = -\Gamma_n \text{ ならば } \delta_{mn} = 1$$

$$\Gamma_m \neq -\Gamma_n \text{ ならば } \delta_{mn} = 0$$

ここで P_{mn} は規格化定数、 $\hat{\rho}_z$ は z 方向の単位ベクトル、積分は回路の全断面にわたって行う。一方、構造が面対称である線路（例えば通常同軸線路や導波管など）の姿態、または構造がねじれ対称である線路（例えばらせん線路）でもその回転対称姿態に対しては、前進波の伝播定数 Γ_n と反射波の伝播定数 Γ_{-n} との間には $\Gamma_{-n} = -\Gamma_n$ なる関係が成立する。

上の直交条件 (3.18) を (3.17) に適用し、さらに $n \geq 2$ なる他の姿態の寄与は無視できると仮定すると、 $\Gamma_{-1} = -\Gamma_1$ なる関係をもつ $n=1$ なる姿態の振巾 A_1 および A_{-1} は次のようにかける。

$$\left\{ \begin{aligned} A_1 P_{1,-1} &= A_1' \int (\mathbf{E}'_{t1} \times \mathbf{H}_{t-1} - \mathbf{E}_{t-1} \times \mathbf{H}'_{t1}) \cdot \hat{\rho}_z dS \\ & \quad (3.19a) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} A_{-1} P_{-1,1} &= A_1' \int (\mathbf{E}'_{t1} \times \mathbf{H}_{t1} - \mathbf{E}_{t1} \times \mathbf{H}'_{t1}) \cdot \hat{\rho}_z dS \\ & \quad (3.19b) \end{aligned} \right.$$

$z=0$ での反射係数 $R(0)$ は、線路 I における前進波と反射波の電界の振巾比 A_{-1}/A_1 で与えられるので、(3.19a)(3.19b) を用いて、次式がえられる。

$$R(0) = \frac{A_{-1}}{A_1} = \frac{P_{1,-1} \int (\mathbf{E}'_{t1} \times \mathbf{H}_{t-1} - \mathbf{E}_{t-1} \times \mathbf{H}'_{t1}) \cdot \hat{\rho}_z dS}{P_{-1,1} \int (\mathbf{E}'_{t1} \times \mathbf{H}_{t1} - \mathbf{E}_{t1} \times \mathbf{H}'_{t1}) \cdot \hat{\rho}_z dS} \quad (3.20)$$

上式は次の2つの条件の下に成立する反射係数の一般式である。

(i) 与えられた線路（損失があってもよい）において，問題となる $n = 1$ なる姿態の前進波の伝播定数 Γ_1 と反射波の伝播定数 Γ_{-1} との間に $\Gamma_{-1} = -\Gamma_1$ なる関係が成立すること。

(ii) 不連続面の境界条件は $n = 1$ なる姿態のみでほぼ満足され，不連続面における他の姿態の寄与が無視できること。

3.3.3 理想らせんの場合

上に導いた (3.20) を用いて図 3.5 (a) のように一様で均質なガラス管によって支持された理想らせん (Sheath helix) が抵抗膜円筒によってかこまれており， $z < 0$ と $z > 0$ とでその表面抵抗値がわずかに異なる場合に，進行波管に利用される基本姿態の $z = 0$ での反射係数 $R(0)$ を求める。理想らせんの基本姿態の電磁界は回転対称界であり，その伝播定数に対しては，先の条件 (i) が成立する。 $z = 0$ の両側で構造は同じであり，表面抵抗値の差もわずかであるから先の条件 (ii) も成立するとみなせる。

問題とする基本姿態の電磁界の横成分をさらに円筒座標の r, θ 各成分にわけて $z = 0$ の両側で次のようにかく。（ $e^{j\omega t - \Gamma z}$ は省略する）

$z < 0$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{E}_{t1} = E_r \hat{\rho}_r + E_\theta \hat{\rho}_\theta \\ \mathbf{H}_{t1} = H_r \hat{\rho}_r + H_\theta \hat{\rho}_\theta \end{array} \right. , \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{E}_{t-1} = E_r \hat{\rho}_r - E_\theta \hat{\rho}_\theta \\ \mathbf{H}_{t-1} = H_r \hat{\rho}_r - H_\theta \hat{\rho}_\theta \end{array} \right. \quad (3.21a)$$

$z > 0$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{E}'_{t1} = E'_r \hat{\rho}_r + E'_\theta \hat{\rho}_\theta \\ \mathbf{H}'_{t1} = H'_r \hat{\rho}_r + H'_\theta \hat{\rho}_\theta \end{array} \right. \quad (3.21b)$$

ただし $\hat{\rho}_r$, $\hat{\rho}_\theta$ はそれぞれ r および θ 方向の単位ベクトルである。一方、回転対称界の成分の間には一般に次の関係が成立する。

$$\begin{array}{l}
 z < 0 : \\
 \left\{ \begin{array}{l} \frac{E_r(\tau)}{H_\theta(\tau)} = -j \frac{\Gamma_1}{\omega \epsilon(\tau)} \\ \frac{E_\theta(\tau)}{H_r(\tau)} = -j \frac{\omega \mu(\tau)}{\Gamma_1} \end{array} \right. \quad (3.22a)
 \end{array}
 \qquad
 \begin{array}{l}
 z > 0 : \\
 \left\{ \begin{array}{l} \frac{E'_r(\tau)}{H'_\theta(\tau)} = -j \frac{\Gamma'_1}{\omega \epsilon'(\tau)} \\ \frac{E'_\theta(\tau)}{H'_r(\tau)} = -j \frac{\omega \mu'(\tau)}{\Gamma'_1} \end{array} \right. \quad (3.22b)
 \end{array}$$

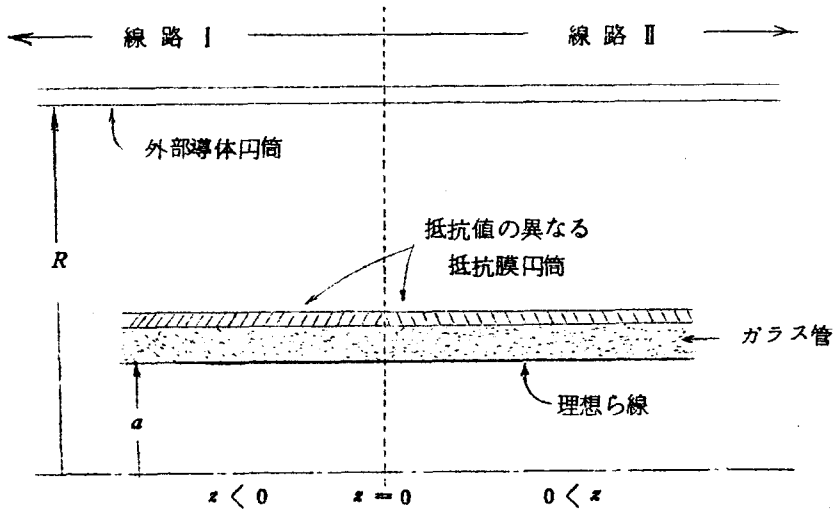


図 3.5 (a)

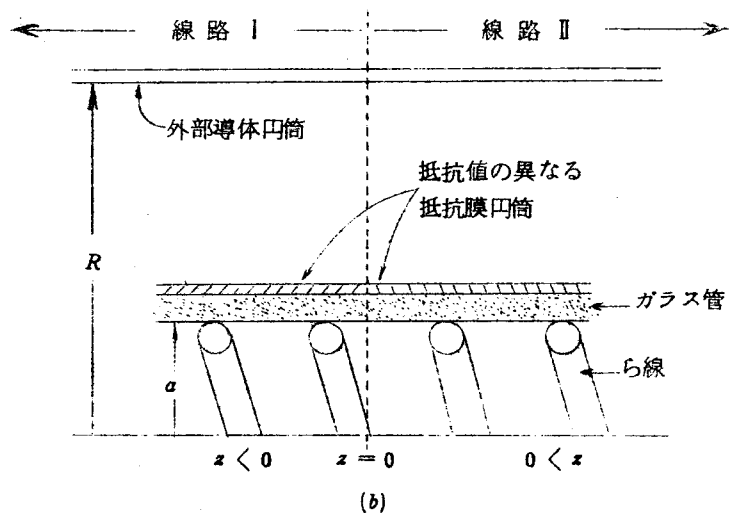


図 3.5 抵抗膜円筒 ($z > 0$ と $z < 0$ とでは表面抵抗値がことなる) で囲まれている一様で均質がガラス管によって支持された理想ら線(ら線半径 a) (図 (a)) と実際のら線(ら線平均半径 a) (図 (b))。全回路は半径 R ($R \gg a$) なる導体円筒中にある。

いまの場合 (3.20) の積分において、抵抗膜断面内での積分の寄与は抵抗膜の厚さが零の極限において零になる (付録 B)。一方、抵抗膜以外の媒質は z 方向に一様であるから、

$$\epsilon(r) = \epsilon'(r) \quad , \quad \mu(r) = \mu'(r) \quad (3.23)$$

また (3.21a) の界に対しては次式が成立する。

$$\begin{aligned} P_{-1,1} &= \int (\mathbf{E}_{t-1} \times \mathbf{H}_{t1} - \mathbf{E}_{t1} \times \mathbf{H}_{t-1}) \cdot \hat{\rho}_z \, dS \\ &= 2 \int (E_r H_\theta + E_\theta H_r) \, dS \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= -\int (\mathbf{E}_{t1} \times \mathbf{H}_{t-1} - \mathbf{E}_{t-1} \times \mathbf{H}_{t1}) \hat{\rho}_z ds \\
&= -P_{1,-1} \qquad (3.24)
\end{aligned}$$

そこで(3.21)～(3.24)を(3.20)に代入して $z=0$ からみた反射係数を求めると、

$$\begin{aligned}
R(0) &= \frac{A_{-1}}{A_1} = \frac{\int \{ (E'_r H_\theta - E_r H'_\theta) - (E'_\theta H_r - E_\theta H'_r) \} ds}{\int \{ (E'_r H_\theta + E_r H'_\theta) + (E'_\theta H_r + E_\theta H'_r) \} ds} \\
&= \frac{\int \{ (\Gamma'_1 - \Gamma_1) \frac{H_\theta H'_\theta}{\omega \epsilon(r)} - \left(\frac{1}{\Gamma'_1} - \frac{1}{\Gamma_1} \right) \omega \mu(r) H_r H'_r \} ds}{\int \{ (\Gamma'_1 + \Gamma_1) \frac{H_\theta H'_\theta}{\omega \epsilon(r)} + \left(\frac{1}{\Gamma'_1} + \frac{1}{\Gamma_1} \right) \omega \mu(r) H_r H'_r \} ds} \\
&= \frac{\Gamma'_1 - \Gamma_1}{\Gamma'_1 + \Gamma_1} \approx \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma_1} \quad \left(\left| \frac{\Delta \Gamma}{\Gamma_1} \right| \ll 1 \right) \qquad (3.25)
\end{aligned}$$

この式は抵抗膜の表面抵抗値を陽に含まない。一方、特性インピーダンスがわずかに異なる2つの線路を接合した場合、そこでの反射係数は $R \approx \Delta K / 2K$ すなわち(3.16)で与えられる。全く別の方法で導いた(3.25)が形の上では(3.16)とよく似ていることは注目に値する。

理想線路の回転対称状態に対して上で行なった公式の導出方法は、通常の円形あるいは矩形導波管中にある抵抗膜の反射係数を計算する場合にも応用できる。ただしこの場合、導波管の形態、抵抗膜の形および抵抗膜と導波管の相対位置には制約がある。抵抗膜を支持する誘電体による反射は別の問題である。

3.3.4 実際のら線の場合

実際のら線回路は，図 3.5 (b) のように， z 方向に一様でなく周期構造をもっているので，基本姿態自身無数の空間高調波を含む。しかしら線から少し離れると高次空間高調波成分の電磁界は急速に減衰する。したがってら線から少し離れたところにある抵抗膜円筒による基本波の反射係数を計算する場合には，実際のら線を，抵抗膜の存在する場所でこれと同じ界を与えるような等価な理想ら線でおきかえた上で (3.25) を適用することが考えられる。こうすれば z 方向に周期構造をもつ実際のら線の場合に対しても，一応その抵抗膜の反射係数を評価することができる。

このような方法による反射係数の信頼度を確かめるために実験を行った。実験に用いたら線回路，抵抗膜および装置は 3.2.3 で述べたものと同じである。ら線を支持するガラス管の外側から， $z > 0$ の部分にだけ抵抗膜をまきつけたものを，3.2.3 と同様に，金属円筒の中にこれと同軸的におく。 $z < 0$ の部分でら線上の電圧定在波比 (VSWR) を実測した結果を図 3.6 に実線で示した。この VSWR から得られる反射係数を $|R_{meas}|$ とかくことにする。一方，先に実測した図 3.2 の α および $\Delta\beta$ を公式 (3.25) に代入して反射係数 $|R_{cal}|$ を次式

$$|R_{cal}| = \left| \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma_1} \right| = \frac{|\alpha + j\Delta\beta|}{|2j\beta_1|}$$

によって求め，それから計算される VSWR の値を，図 3.6 に点線で示した。図から明らかなように近似公式 (3.25) によって計算した電圧定在波比は測定値よりかなり大きい。また実験と計算による 2 つの反射係数の比 $|R_{meas}| / |R_{cal}|$ を図 3.7 に示す。図 3.7 によれば，抵抗膜が大きな減衰を与えるような表面抵抗値 R_F をとる場合には，近似公式 (3.25) の近似度はあまりよくない。実はこのような抵抗膜の場合には $\Delta\Gamma / \Gamma_1$ はかなり大きい。一方，(3.25) は，もともと伝播定数の変化の割合 $\Delta\Gamma / \Gamma_1$ が

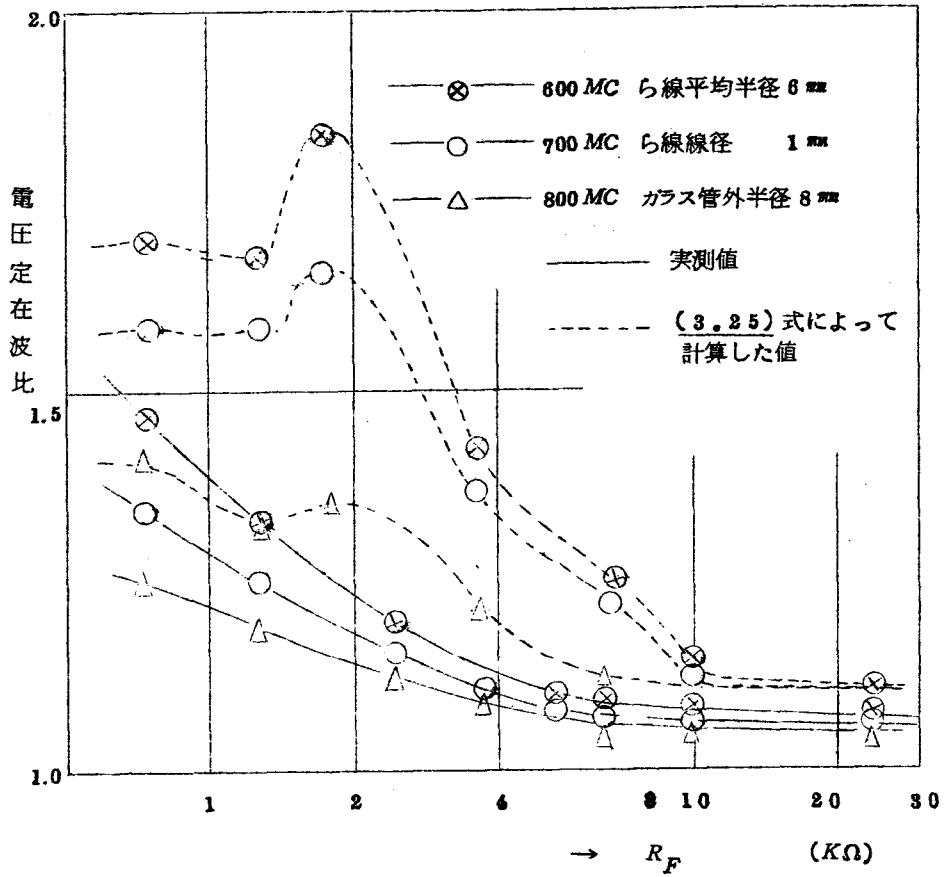


図 3.6 電圧定在波比の実測値(実線)と計算値(点線)の比較

R_F : 鈦抗膜表面抵抗値(直流)

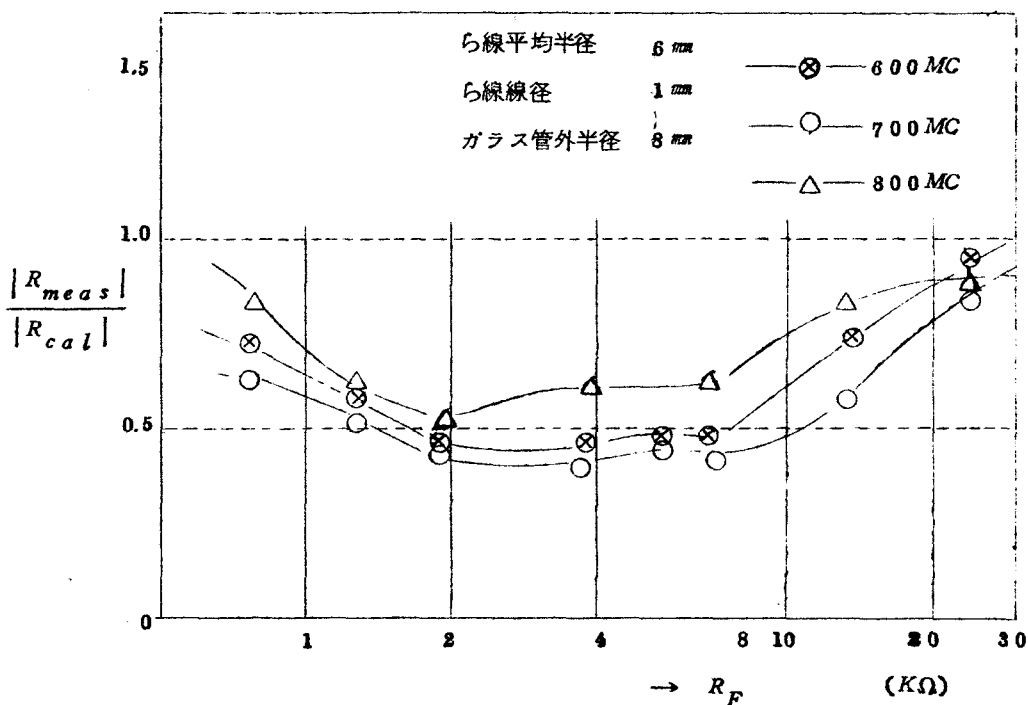


図 3.7 R_F 対 $|R_{meas}|/|R_{cal}|$

$R_F \rightarrow \infty$ のとき, $|R_{meas}|/|R_{cal}| \rightarrow 1$ であることを示している。

R_F : 抵抗膜表面抵抗値 (直流)

小さいときにこそ十分な正確さを期待できるが, このように $\Delta\Gamma/\Gamma_1$ が大きい場合には近似度に対する保証がない。図 3.7 において $R_F \rightarrow \infty$ すなわち $\Delta\Gamma \rightarrow 0$ のとき, $|R_{meas}|/|R_{cal}|$ が 1 に漸近しているのが見られる。(ただし R_F の大きいところでは, $\Delta\beta$ が小さくなり, その実測値の方の測定精度があまりよくない。) 要するに考えている面 $z = 0$ の両側での表面抵抗値, 従って伝播定数の差がわずかである限り, 上の方法によって (3.25) から計算された反射係数の値は実際のら線回路の場合に対しても十分な精度

をもつものと期待できる。

3.3.5 テーパのついている抵抗膜円筒の反射係数

テーパが著しく急峻でない限り、テーパの途中の任意の微小区間における伝播定数のずれ $\Delta\Gamma$ は充分小さいので、公式(3.25)はこの微小区間の反射係数を充分高い近似度で与えるはずである。本節では公式(3.25)と(3.1)を用いて実際にテーパの反射形数を計算する。

抵抗膜減衰器のテーパ部における表面抵抗値 R_F は、その始端における充分大きな値から、電磁波の進む方向に少しずつ減少しいって最後は最大の減衰を与える最適抵抗値 $(R_F)_{opt}$ へと変化するべきである。この R_F の範囲では、 $\Delta\beta$ は β_1 (抵抗膜が存在していない部分の位相定数) に比べて無視できる程度に小さい。しかも R_F の大きいところでは $\Delta\beta$ は α に対しても充分小さい((3.12)(3.13) 参照)。一方、最大減衰量を与える $(R_F)_{opt}$ 近傍では、 $\Delta\beta$ は決して α に対して無視できる程小さくはない(図3.2参照)。しかしここでは計算を容易にするために、テーパ全域にわたって $\Delta\beta$ を無視して反射係数を計算する。実際問題として、テーパが著しく急峻でない限り、 $(R_F)_{opt}$ 近傍での反射波はテーパ始端に致る途中でほとんど吸収されてしまうので、 $\Delta\beta$ を無視して計算したテーパ始端での反射係数の値は、これを無視しないで計算される値に対して大きな誤差を伴わないことが期待される。

計算の対象とするテーパの形状として、図3.8に示すように、(A) 直線テーパ、(B) 指数関数テーパ、(C) 放物線テーパに加えて、(D) 電力消費が一杯であるという条件をみたすテーパ⁽⁵⁾の4つをとりあげ、上述の方法で数値計算をした。(D)は大電力進行波管の減衰器に要求されることがある。)それらの計算結果を図3.9に示す。図の横軸には管内波長 λ_1 で規格化したテーパ長 L/λ_1 をとってある。この例では、いずれも $|\Delta\Gamma_{max} / 2\Gamma_1| = \alpha_{max} / 2\beta_1 = 0.1$ と選んだが、図3.2の実験結

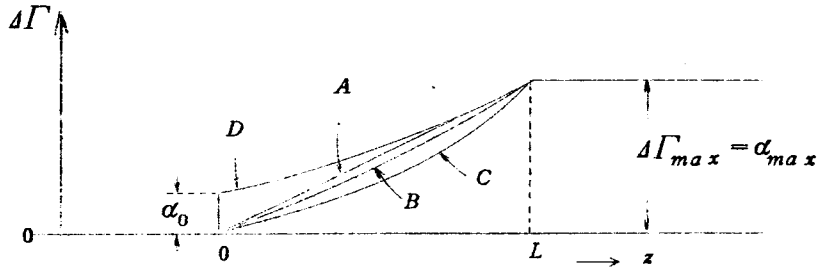


図 3.8 テーパの形状

$$A : \Gamma(z) = \Gamma_1 (1 + \mu z), \mu = \frac{\Delta\Gamma_{max}}{\Gamma_1} \cdot \frac{1}{L} \quad (\text{直線テーパ})$$

$$B : \Gamma(z) = \Gamma_1 e^{\mu z}, \mu = \frac{1}{L} \ln \left(1 + \frac{\Delta\Gamma_{max}}{\Gamma_1} \right) \quad (\text{指数関数テーパ})$$

$$C : \Gamma(z) = \Gamma_1 (1 + \mu z^2), \mu = \frac{\Delta\Gamma_{max}}{\Gamma_1} \cdot \frac{1}{L^2} \quad (\text{放物線テーパ})$$

$$D : \Gamma(z) = \Gamma_1 + \frac{\alpha_0}{1 - 2\alpha_0 z}, \quad (\text{電力消費が一様であるテーパ})$$

果では 800 MC の場合の $\alpha_{max}/2\beta_1$ の値がこれに近い。図 3.9 の計算例に関する限り、指数関数テーパの反射係数が最も小さいが、直線テーパも、これに^(比べ)殆^(て)大差はない。直線テーパより放物線テーパの反射係数の方が大きいのは次の理由によるものと考えられる。テーパの始端附近での勾配が小さいほど始端附近でおこる反射波は小さい筈であるが、同じ長さのテーパでは始端附近での勾配をあまり小さくしすぎると、その終端附近での勾配を大きくとらねばならなくなり、その部分でおこる大きな反射波がテーパの途中で充分吸収され切らないで一部分が始端にもどることになり、かえって反射係数が大きくなる。また電力消費が一様であるテーパの反射係数が大きいのは、図 3.8 から判るように、始端で既にある有限の減衰を与

える必要があり、そこでの反射係数が大きくなるからである。

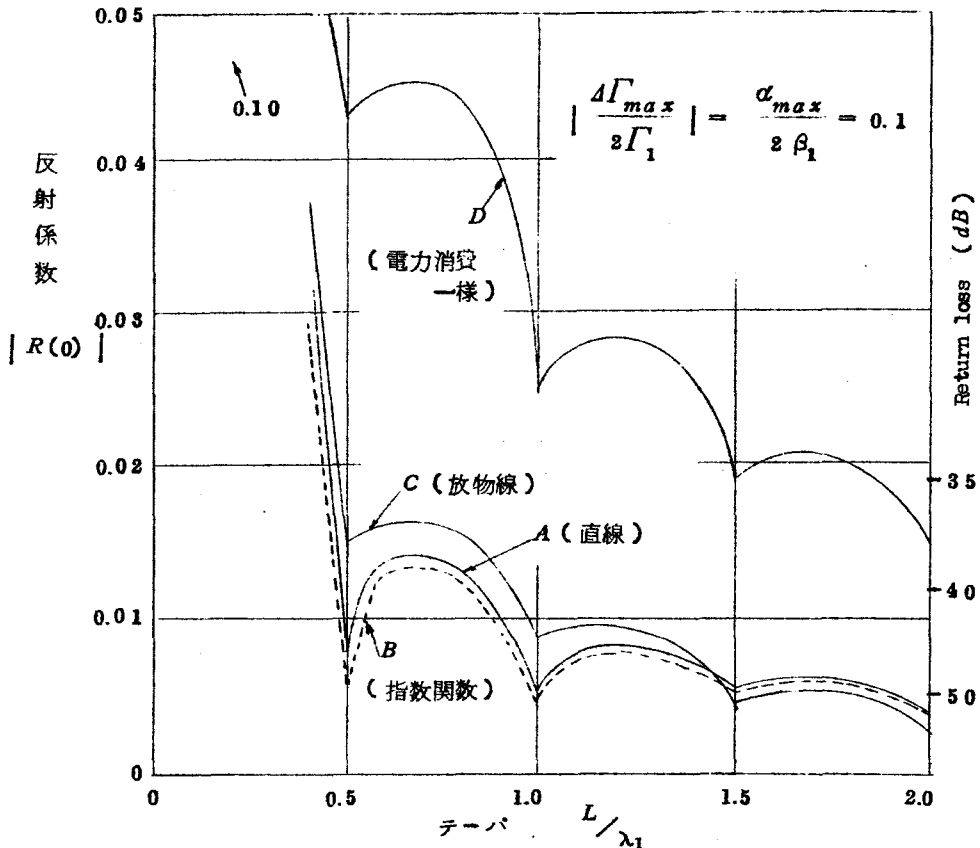


図 3.9 種々のテーパの反射係数の計算値
(各テーパの形状は図 3.8 に示してある)

3.4 結 言

抵抗膜円筒減衰器の設計に必要ないくつかの実用的な式を導出することができた。

(i) R_F と αa および $\Delta \beta a$ との関係をあらわす近似式を摂動論から導いた。この式は理想ら線以外の実際のら線回路に対しても適用できるが、理想ら線の場合にその近似度をしらべると、 $(\alpha a)_{max}$ は b/a が 1.4 以上で厳密

解とほぼ一致する。この近似式は当然 R_F が大きいときに近似度が高い。このとき $\alpha a \propto (R_F)^{-1}$, $\Delta \beta a \propto (R_F)^{-2}$ の関係がある。

(ii) この近似式を用いると $\alpha a)_{max}$ に対応する $(R_F)_{opt}$ は簡単に $(R_F)_{opt} = \frac{Z_0}{2} \cdot \frac{r_1}{k}$ で与えられる。この値は理想ら線に対する厳密な方法による数値計算結果とよく一致する。

(iii) 表面抵抗値が電磁波の伝播方向と垂直なある面の両側でわずかに異なる抵抗膜をもった回路の不連続面における反射係数が、伝播定数の変化の割合で簡単に表わせることを導き、その表式を抵抗膜円筒で同軸的に囲まれた実際のら線回路について実験的に検討した。表面抵抗値の差異がわずかなときには、求めた表式の精度は高いことが期待される。

(iv) 得られた反射係数の表式を用いて 4 種類のテーパに対してそれらの反射係数を計算、比較した。この計算例ではテーパの形が減衰定数に関して直線的であるものは、指数関数的なものに比べて反射係数そのものには大差がない。この直線テーパを実際に作るには (3.14) から明らかなように表面抵抗値を距離に逆比例して変化させればよい。

第 4 章 進行波管の利得に及ぼす減衰器の影響

4.1 序 言

本章では、進行波管の増大波の利得が、そのら線の途中におかれる発振防止用の減衰器によってどの程度減少するかを伝送線路の取扱いによって計算する。この減衰器は前章でのべたように反射係数を小さくする目的で一般にその両端にテーパがつけられるため、減衰器中では単位長さ当りの分布減衰量が一様でない。このような減衰器による増大波の利得の低下分は(i)増大波の増大率が小さくなることによる低下分 L と(ii)テーパ部においては線路が一様でないために増大波以外の波を励振することによる低下分 L' (変換損失)とにわけられる。このとき進行波管の利得算出式は次のようにかける。

$$G = A + 54.8 x_{10}' C' N' - L - L' \quad (4.1)$$

上記(i)の損失 L を減衰量の分布を考慮して正確に計算することはなかなか面倒である。これに関する Pierce⁽⁵³⁾、Cutler⁽⁵⁴⁾、小山⁽⁵⁵⁾、戸田⁽⁵⁶⁾ などによる近似計算法を第 2 節で概観し、それらを実測例によって検討したのち第 3 節において筆者による近似計算法をのべる。第 4 節では上記(ii)の変換損失 L' をあつかう。減衰器のテーパを長くして充分ゆるやかにすればこの変換損失も無視できるはずである。しかしテーパ長、および C' 、 d' 、 $4Q'C'$ 、 f' のパラメータの L' に対する影響は従来充分考察されていなかった。ただ Pierce がテーパ長が零のときの変換損失をあるパラメータの組み合わせに対して計算しているだけである⁽⁵⁷⁾。これらの点に対する検討を加えてそれらの関係を明らかにする。第 5 節では減衰器をおくべき入力結合部からの位置によって利得の低下分がどのように変化するかを考察する。第 6 節では以上の知識を背景として、減衰器をもった進行波管の利得に対する筆者の計算法をのべる。そしていくつかの実際の進行波管の例に対して筆者の方法及びすで

に発表されている他の人々の計算法によって求めた利得の値と、実測値を比較する。

前章の 3.3.4 の計算結果によれば、減衰量が直線的に変化しているテーパをもった抵抗膜円筒減衰器の反射係数特性が他のテーパと比べて大差がないので、本章では直線テーパを対象にとりあげて上の議論をする。

また減衰器の特長をあらわす損失パラメータ d の値は、実用されている減衰器によってかなりの差がある。例えば、小山等の試作した進行波管の減衰器の d は 1.6 である。⁽²³⁾ 又戸田の試作管の場合では約 4 である。⁽⁵⁹⁾ 3.2.3 でのべた抵抗膜円筒減衰器の実測例では、周波数によって多少の差はあるが、 $C' = 0.1$ とすると $d' = 2.5 \sim 4.5$ である。減衰器の d' の値はこの程度であることを考慮して、減衰器の問題を考えねばならない。

尙一部を除いて第 2 節以後では第 2 章で述べた筆者の規格化伝播定数を用いる。

4.2 他の研究者による減衰器中の利得計算法とその検討

4.2.1 Pierce による方法⁽³³⁾

Pierce は全冷損失が L_c の回路をもつ進行波管の利得算出式(2.58)を次のように変形している。

$$G = A + 54.6 x_{10} CN - \alpha \cdot L_c \quad (4.2)$$

ここで x_{10} は同じ進行波管において、回路損失のないときの利得パラメータ x_1 の値である。そしてこの L_c がら線の全長にわたって一様に分布しているときの x_1 と d の関係から得られる $\partial x_1 / \partial d$ で、 α は与えられるとしている。当然この方法は損失分布が均一で、しかもら線のみの損失である場合のように d が充分小さいときに良い近似を与える。一方、彼の計算によると減衰器にテーパがついていないときでさえも、その両端での不連続による変換損失の和は無視できる位に小さい ($C = QC = b = 0$, $d = 3$ のとき 0.5 dB)。

そこで彼は減衰器が存在する場合のように損失が一様分布をしていなくても、(4.2)の形が成立するはずだと述べている。しかし減衰器が存在する場合のように d が一様でないときの α の値について特に述べることはしていない。

4.2.2 Cutler による方法⁽⁶⁴⁾

Cutler はいろいろな経験から Pierce の考え方をさらに具体化して、つぎの計算方法を提案した。すなわち減衰器の管内波長当りの減衰量が $100C$ dB 以下 ($d \leq 100 / 54.6 \approx 1.8$) のときは、減衰器の全減衰量を全線長にわたって一様に分布させ、その等価な d を用いて利得を計算する。また減衰器の管内波長当りの減衰量が $100C$ dB 以上 ($d > 1.8$) のときは、減衰器をドリフト空間と考へて損失を計算する。このドリフト空間の損失については Pierce が計算しており、実用されるパラメータに対してはほぼ 6 dB 程度である⁽⁶⁷⁾。このように彼の計算には、テーパ部において d が変化している効果およびテーパ部による変換損失は考慮されていない。もっとも彼は、実際の進行波管においてこの方法による計算値と実験値を比較してかなりよく一致することを報告している。

4.2.3 小山による方法⁽⁹⁵⁾

小山は Cutler の方法をさらに発展させ、減衰器中の利得の低下分を次のように考慮している。すなわちまず経験的にいって、 x_1 の d に対する変化がある任意の QC について、 $d = 0$ と $d = 1.0$ における x_1 の値を通る直線で表わすのが妥当だとしている。すなわち α は

$$\alpha = -\frac{\Delta x_1}{d} = x_{10} - x_1)_{d=1} \quad (4.8)$$

そして x_1 が零となる d をこえる減衰器の部分はドリフト空間として働くと考へる。彼はこの d および上記の α の値を QC の関数として図表に示している。

通常の場合は， $QC = 0.25$ 程度であり，そのときにはこの d の値はほぼ 2 である。このドリフト空間における損失は Pierce の計算から約 6 dB である。

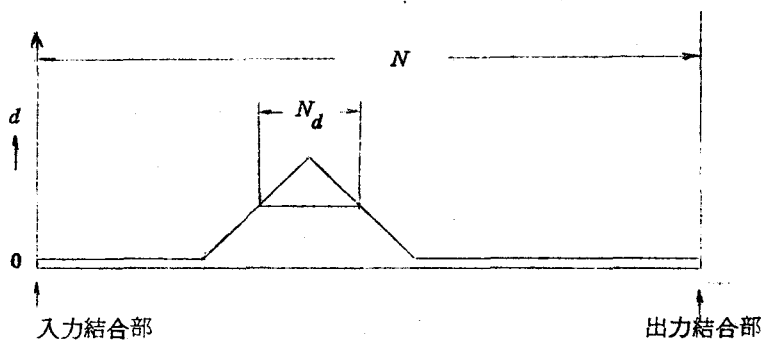


図 4.1 ら線上にある減衰器の減衰量分布

N_d : 高損失部の波数

図 4.1 の N_d 部は $x_1 \approx 0$ となる高損失部の波数である。 N_d 以外の部分の冷損失量を L'_c として彼は進行波管の利得をつぎのようにかいている。

$$G = A + 54.6 x_{10} C (N - N_d) - \alpha L'_c - 6 \quad (\text{dB}) \quad (4.4)$$

ここで N はら線全長における電子波数である。 $N_d = 0$ の場合には -6 dB はもちろんなくなる。

彼もテーパ部において d が変化している効果および減衰器の両端の N_d の部分以外のテーパ部における変換損失を考慮していない。

Cutler と小山の方法の相違は(i)減衰器部の中で， d のある値より大きいところではドリフト空間として働くと考える場合，その d の値は， Cutler の方法では QC に依存せず一定値であるとするのに対して，小山の方法では QC に依存していること，および(ii)高損失部以外の減衰量 L'_c による利得の

低下分を計算する際に、Cutlerの方法ではこの L'_c をら線回路の高損失部以外の全部分に一様に分布させたとして求めるのに対して、小山の方法では(4.3)で定義される α を用いて $\alpha L'_c$ として求めていること、である。

4.2.4 戸田による方法⁽³⁶⁾

戸田は減衰器のテーパ部で d と共に x_1 が変化していることを考慮している。Pierceの等価回路論に基づいて得られたBrewer - Birdsallの計算図表から、ある C, QC, b のとき

$$x'_1 = x'_{10} e^{-md}, \quad m: d \text{ に無関係な定数} \quad (4.5)$$

なる関係があることを見出し、直線テーパに対して次のように利得を計算している。(図4.3(a)において $N'_3 = 0$ の場合)

$$\begin{aligned} & 5.4.6 C \left[\int_0^{N'_1} x'_{10} e^{-md} dN' + \int_0^{N'_2} x'_{10} e^{-md} dN' \right] \\ & = 5.4.6 C x'_{10} (N'_1 + N'_2) \frac{1 - e^{-md} A}{m d_A} \end{aligned} \quad (4.6)$$

そして進行波管の利得を次のように書いている。

$$\begin{aligned} G = A + & 5.4.6 C x'_{10} (N'_1 + N'_2) \frac{1 - e^{-md} A}{m d_A} \\ & + 5.4.6 C x'_{10} (N' - N'_1 - N'_2) \end{aligned} \quad (4.7)$$

N' はら線全長における回路波数である。

ところが(4.5)の成立する範囲を検討してみると、 $d = 0 \sim 1.0$ の間では近似度はよいが、 $d \geq 1$ では近似度が悪くなり、例えば $d = 3$ では約40%の誤差になる。(図4.4(b)参照)

また彼も減衰器の変換損失を考慮していない。

4.2.5 実測による検討

以上述べた減衰器中の利得計算法は2つに大別される。1つはCutler，小山の「 $d' \geq 2$ の部分をドリフト空間と考えると、それによる損失は -6 dB である」とする方法であり、他の1つは戸田の「 $d \geq 2$ の部分でも利得があると考えると、Pierceの等価回路論にもとづいて利得を計算する」方法である。実際この2つの方法によって減衰器中の利得を計算した場合、両者の結果にはかなりの差異が生ずる。問題は $d \geq 2$ の部分で利得があるのかないのか、また利得があるとして、それが進行波管の全利得にどの程度影響するのかということである。これに関して、ベル研究所のLaico-McDowell-Moster⁶⁹⁾は「粗雑な探針による測定（“rather crude probe measurement”）」からCutler，小山の方法を支持しており、小山は「経験から」と述べているにすぎない。いずれにしても筆者の知る限りでは $d \geq 2$ の部分をドリフト空間とみなすことの妥当性を裏付けるような実験データはこれまで報告されていない。一方理論的には、ビームを囲む媒質が損失を含むときにも利得があることは証明されている⁶⁹⁾。

そこで筆者は、進行波管のら線の中央部に種々の d' の値をもつ抵抗膜（第3章8節参照）を装着し、動作中のら線上の電磁界レベルを実測するという方法で、まずこの問題を実験的に検討してみた。測定装置および試験用進行波管については第8章に詳述してある。実測の一例を図4.2に示す。パラメータ C' ， $Q'G'$ は予め実測したら線回路の結合インピーダンスの値（5.3.3参照）を用いて計算したものであり、また抵抗膜円筒減衰器の損失パラメータ d'_A の値は、この減衰器部の冷損失の実測値から計算したものである。この実測結果からは、 $d'_A = 3.5$ の場合でもわずかながら減衰器中で利得があり、しかも減衰器の両端のレベルにもCutler，小山が述べているような 6 dB の損失は見られない。（図4.2中に 6 dB の損失があるとしたとき

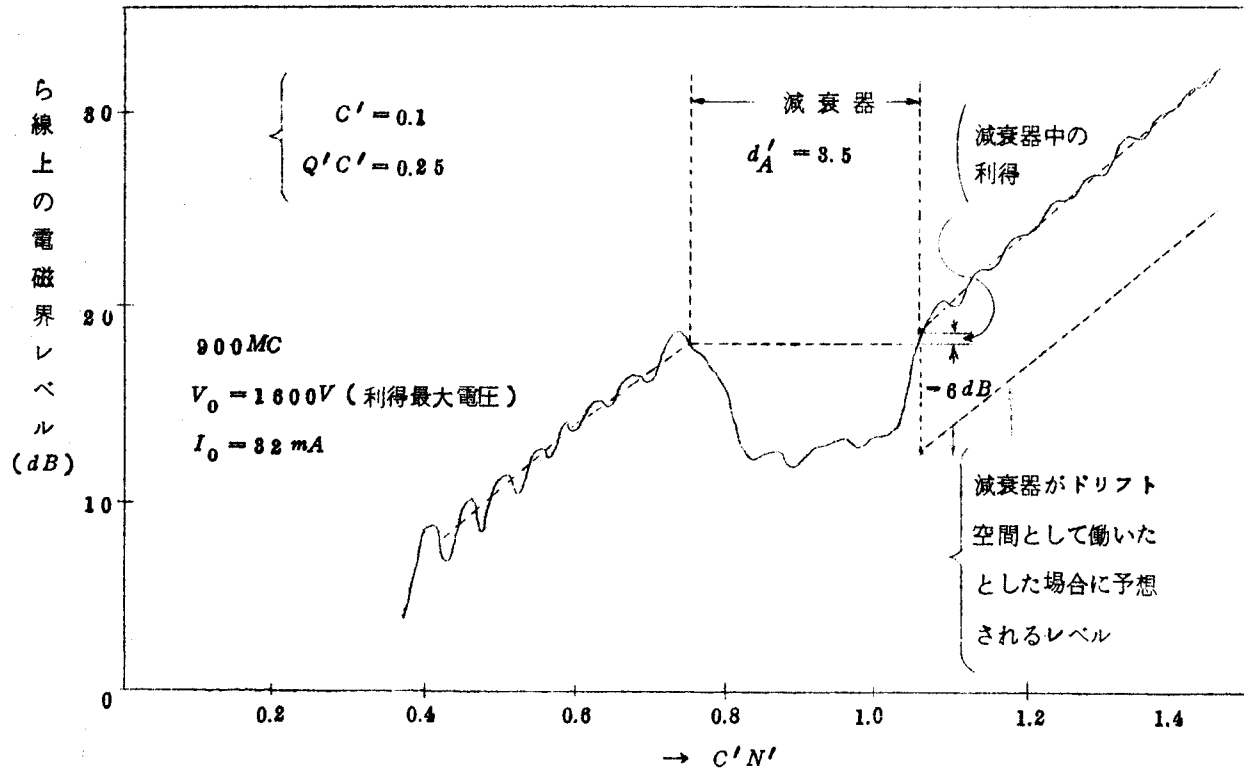


図 4.2 能動伝播特性実測例

の電磁界レベルの推定値がかきこんである。)このほかにもいくつかの同様の実測結果が得られた。そこで筆者は減衰器の $d \geq 2$ の部分をドリフト空間とみなして、それによる損失を 6dB とする方法は妥当でないと考える。

4.3 変換損失を考慮しない減衰器中の利得計算法

前節にのべたように、 $d' \geq 2$ の減衰部分を単なるドリフト空間とみなすことは妥当ではない。すなわち $d' \geq 2$ の部分でも、回路波と電子ビームの結合があると考えられる。実際の減衰器中でのこの結合の値を計算することは非常にむずかしい。そこでここでは戸田と同じく Pierce の等価回路論にもとづく x_1' の値(第2章参照)を用いて、 d' の分布を考慮して利得を計算する。ただし戸田の方法はすでにのべたように d' が1以上の場合に誤差が大きい。そこで d' が3程度の場合にも適用できる計算方法をのべる。ここではまず変換損失を除外して考える。変換損失は 4.4 で扱う。

4.3.1 減衰器の冷損失の分布

いま図 4.3(a)のように減衰器の入力端および出力端における d' が長さとともに直線的に変化している減衰器を考える。減衰器の全冷損失 L_c は一般に次式で計算される。

$$L_c = \int_0^{N'} (54.6 C' d') dN' \quad (4.8)$$

N' は回路波の波数である。減衰器中の管内波長および C' は無損失部の値に等しいものと仮定する。(抵抗膜円筒中にあるら線回路の位相速度は、抵抗膜の表面抵抗値 R_F が最適抵抗値 $(R_F)_{opt}$ よりも大きいときは、図 3.2 でみたように、抵抗膜円筒がないときのら線回路の位相速度にはほぼ等しい。なお $(R_F)_{opt}$ よりも大きい R_F をもった抵抗膜円筒を減衰器に用いると減衰器以外の部分における小信号利得が最大になるようにビーム電圧を調整すれば減

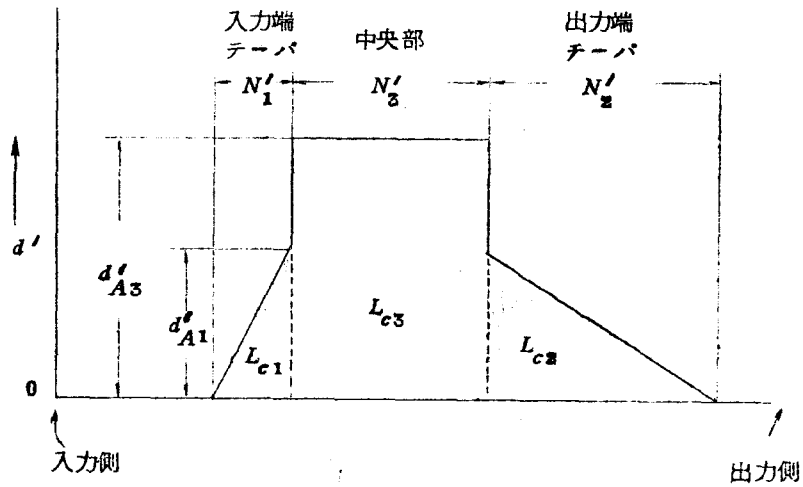


図 4.3 (a) 減衰器の冷損失分布
(両端テーパ長が異なる場合)

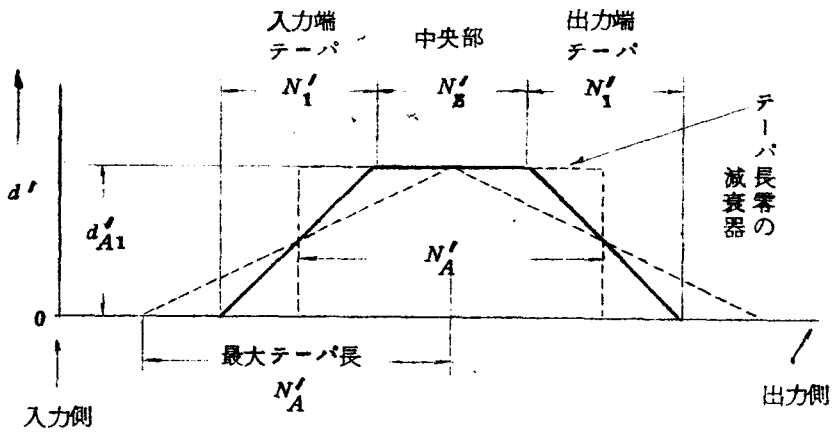


図 4.3 (b) 減衰器の冷損失分布
(両端のテーパ長が相等しい場合)

衰器中での利得も最大になり，進行波管そのものの電圧同調特性が単純になる。) 図4.3(a)に示すように減衰器の入力端のテーパー長 N'_1 ，出力端のテーパー長 N'_2 ，中央部の長さ N'_3 とし，各部における冷損失をそれぞれ L_{c1} ， L_{c2} ， L_{c3} とすると(4.8)から次式がえられる。

$$L_c = L_{c1} + L_{c2} + L_{c3} \quad (4.9)$$

$$L_{c1} = 54.6 d'_{A1} \left(\frac{1}{2} C' N'_1 \right) \quad (4.10)$$

$$L_{c2} = 54.6 d'_{A1} \left(\frac{1}{2} C' N'_2 \right) \quad (4.11)$$

$$L_{c3} = 54.6 d'_{A3} C' N'_3 \quad (4.12)$$

ここで d'_{A1} および d'_{A3} はテーパー部および中央部の d' の最大値である。

4.3.2 減衰器による利得の低下分

まずテーパー部における利得の低下分を計算する。そのために x'_1 と d' との関係を何か簡単な関数形で近似できれば都合がよい。戸田は指数関数を用いたが，筆者は種々検討した結果双曲線が $d' = 0 \sim 3$ の範囲で十分よい近似度をもつことを見いだした。すなわち， x'_1 と d' との関係が近似的に次式で与えられるものとする。

$$x'_1 = \frac{q}{d' + p} \quad (4.13)$$

ここで $d' = 0$ のとき $x'_1 = x'_{10}$ ， $d' = d'_{A}$ のとき $x'_1 = x'_{1A}$ を代入すると定数 p ， q は次式のように定まる。

$$p = \frac{x'_{1A} d'_A}{x'_{10} - x'_{1A}}$$

$$q = \frac{x'_{1A} d'_A}{x'_{10} - x'_{1A}} \cdot x'_{10} = p \cdot x'_{10} \quad (4.14)$$

一例として $C' = 0.1$, $Q'C' = 0.25$, $f' = 0$ の場合に対する (4.13) を求めてみる。図 4.4(a) はこの場合の f' 対 x'_1 曲線を d' をパラメータにして描いたものである。この曲線群から $f' = 0$ のときの x'_1 と d' の関係を求めて図 4.4(b) に実線で示した。 $d'_A = 8.0$ としてこの曲線の近似式 (4.13) を求めるとつぎのようになる。

$$x'_1 = \frac{x'_{10}}{d' + 1} \quad (4.15)$$

(4.15) を図 4.4(b) に点線でプロットしてある。同様にして $C' = 0.1$, $Q'C' = 0$, $f' = 0$ の場合に求めた近似式による d' 対 x'_1 曲線と正確な曲線とを同図に示してある。このようにして、(4.13) は C' , $Q'C'$, f' の値の広い範囲の組合せに対して充分良い近似をもつことが判る。

さて入力端テーパー部における利得の低下分 L_1 は次式で計算することができる。

$$L_1 = 54.6 x'_{10} C' N'_1 - 54.6 C' \int_0^{N'_1} x'_1 dN' \quad (4.16)$$

直線テーパーであるので d' は N' に比例する。これを

$$d' = \mu_1 N' \quad , \quad \mu_1 = \frac{d'_A}{N'_1} \quad (4.17)$$

とおく (図 4.3(a) 参照)。(4.13) と (4.17) を (4.16) に代入すると

$$L_1 = 54.6 x'_{10} C' N'_1 - 54.6 C' \int_0^{N'_1} \frac{p \cdot x'_{10}}{(\mu_1 N' + p)} dN'$$

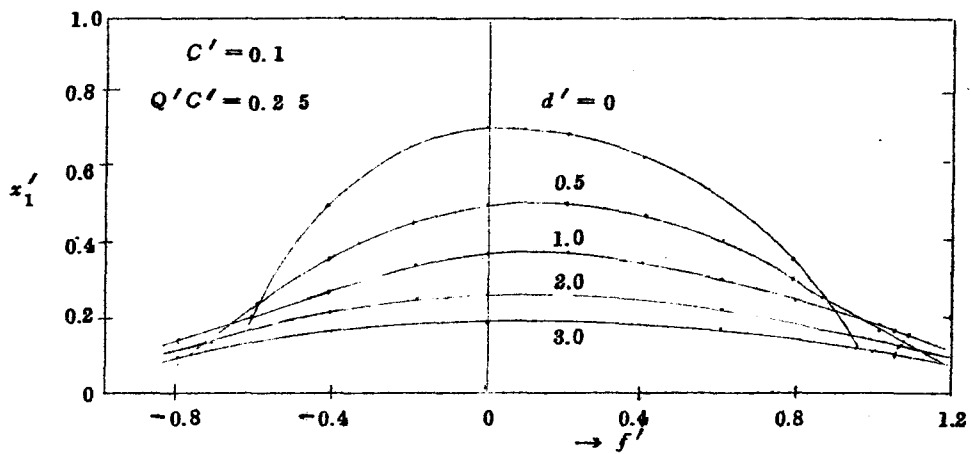


図 4.4 (a) f' 对 x'_1 曲线
 d' : パラメータ

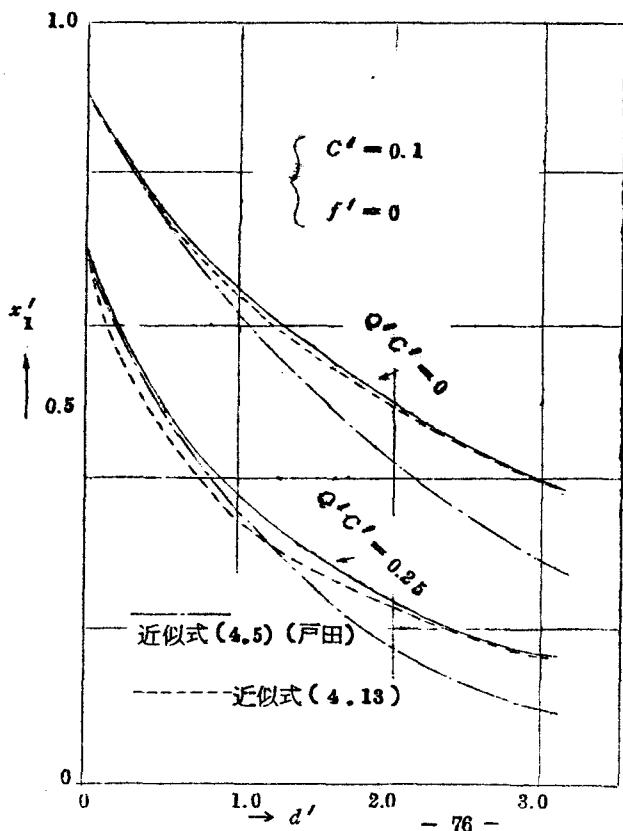


図 4.4 (b) d' 对 x'_1

$$= 5.4.6 x'_{10} C' N'_1 \left[1 - \frac{p}{d'_{A1}} \ln \left(1 + \frac{d'_{A1}}{p} \right) \right] \quad (4.18)$$

これを L_{c1} を用いて表わすと

$$L_1 = \alpha_1 L_{c1} \quad (4.19)$$

$$\alpha_1 \equiv 2 \frac{x'_{10}}{d'_{A1}} \left[1 - \frac{x'_{1A}}{x'_{10} - x'_{1A}} \ln \left(\frac{x'_{10}}{x'_{1A}} \right) \right] \quad (4.20)$$

となる。全く同様にして出力端ターボ部における利得の低下分 L_2 は次式で与えられる。

$$L_2 = \alpha_1 L_{c2} \quad (4.21)$$

また減衰器の中央部における利得の低下分 L_3 は次式で与えられる。

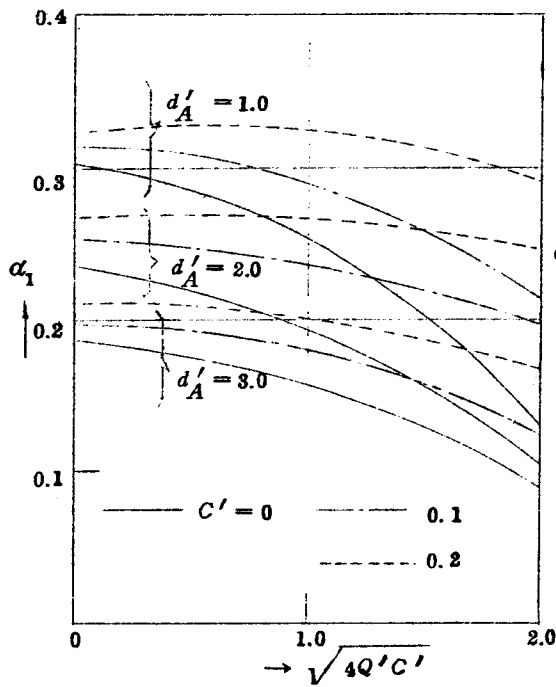
$$\begin{aligned} L_3 &= 5.4.6 C' N'_3 (x'_{10} - x'_{1A}) \\ &= \alpha_3 L_{c3} \end{aligned} \quad (4.22)$$

$$\alpha_3 \equiv \frac{x'_{10}}{d'_{A3}} \left(1 - \frac{x'_{1A}}{x'_{10}} \right) \quad (4.23)$$

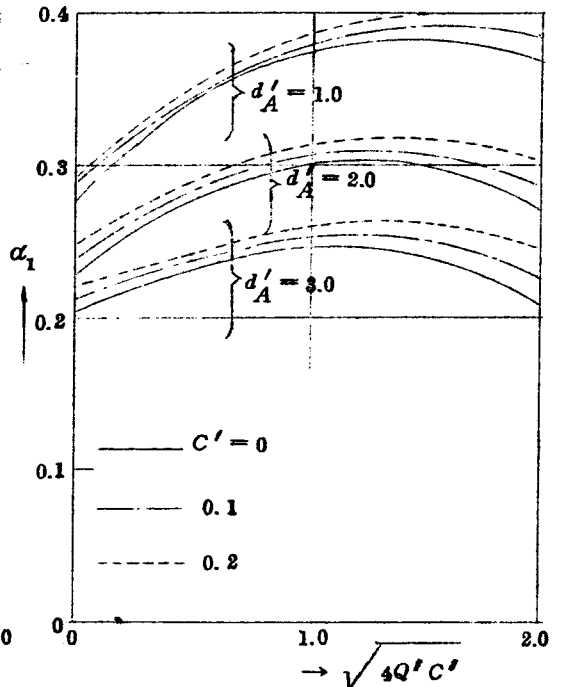
結局減衰器全体における利得の低下分 L は次のようにかける。

$$L = L_1 + L_2 + L_3 = \alpha_1 (L_{c1} + L_{c2}) + \alpha_3 L_{c3} \quad (4.24)$$

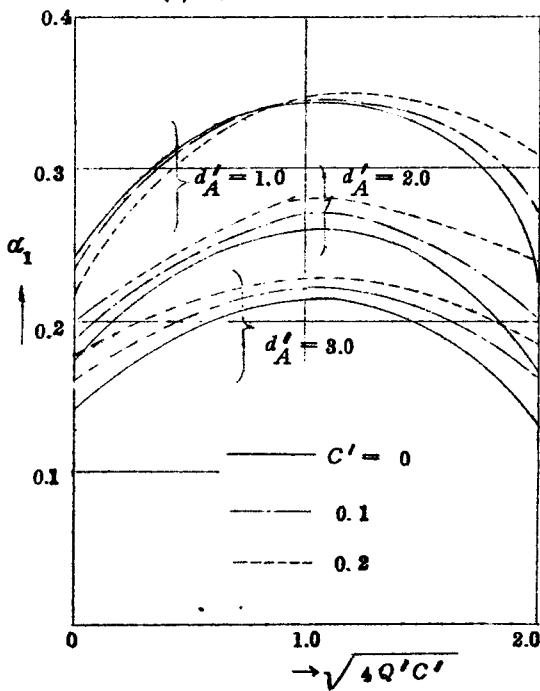
α_1 , α_3 は (4.20) , (4.23) から明らかなように d'_{A} , および x'_{10} , x'_{1A} (従って C' , $Q' C'$, f') の関数である。図 4.5(a)(b)(c) に α_1 の値を, 図 4.6(a)(b)(c) に α_3 の値を示した。減衰器が与えられた場合, 減衰器の各部の冷損失 L_{c1} , L_{c2} , L_{c3} , および d'_{A1} , d'_{A3} が知ればこの α_1 , α_3



(a) $f' = -0.4$



(b) $f' = 0$

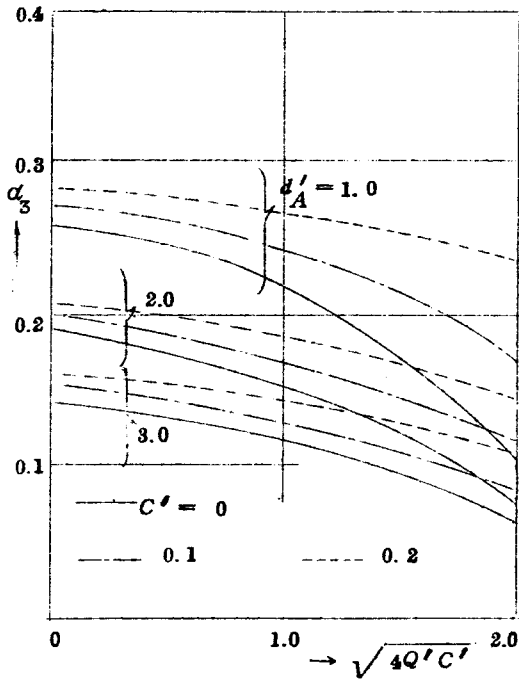


(c) $f' = +0.4$

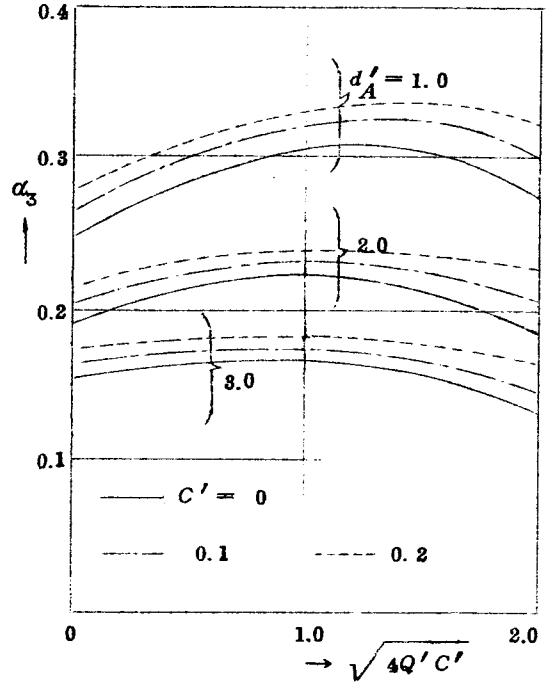
図 4.5

ターボ部による利得低下分 $L_1 + L_2 \cong \alpha_1$
ターボ部の冷損失 $L_{c1} + L_{c2}$

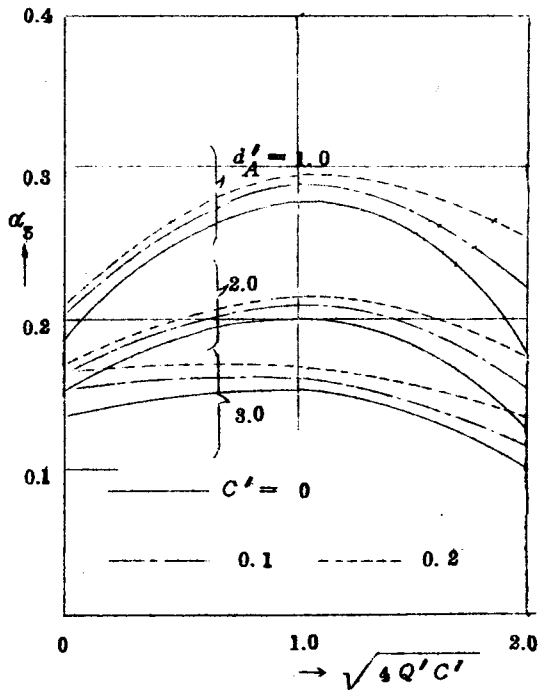
と各パラメータとの関係



(a) $f' = -0.4$



(b) $f' = 0$



(c) $f' = +0.4$

図 4.6

中央部による利得低下分 L_3
 $\frac{\text{中央部の冷損失 } L_{c3}}{\text{中央部による利得低下分 } L_3} \cong \alpha_3$

と各パラメータとの関係

とから(4.24)によって減衰器全体の利得の低下分 L を求めることができる。

つぎにある減衰器の全冷損失 L_c および d'_A を固定した場合におけるテーパ長と(4.24)の L との関係を求めてみる。(通常の場合、進行波管の減衰器としては、ある値の L_c が要求される。また減衰器の構造から単位長さ当りの最大減衰量、すなわちそれに比例する量である d'_A がきまってしまう。したがってテーパ長と L との関係を検討する場合、 L_c と d'_A を固定することが実際上の意味をもつ。)一例として図4.3(b)のように、入力端テーパと出力端テーパの等しい減衰器について考える。 $N'_1 = 0$ のときの N'_3 を N'_A とかく。(図4.3(b)参照)(4.10)~(4.12)において $d'_{A1} = d'_{A2} \equiv d'_A$ 、 $N'_1 = N'_2$ とおいて(4.9)に代入すると、

$$\left\{ \begin{array}{l} N'_1 + N'_3 = N'_A \quad (4.25) \\ N'_A = \frac{L_c}{5.48 C' d'_A} \quad (4.26) \end{array} \right.$$

がえられる。このとき(4.24)は(4.25)(4.26)をあわせ用いることによって次のようにかける。

$$L = \alpha L_c \quad (4.27)$$

$$\alpha \equiv \frac{N'_1}{N'_A} (\alpha_1 - \alpha_3) + \alpha_3 \quad (4.28)$$

$$\text{ただし} \quad 0 \leq \frac{N'_1}{N'_A} \leq 1$$

この α の計算の一例を図4.7に示した。同図から L_c および d'_A が一定の場合には、当然のことながら L は $N'_1/N'_A = 0$ のときに最小になる。

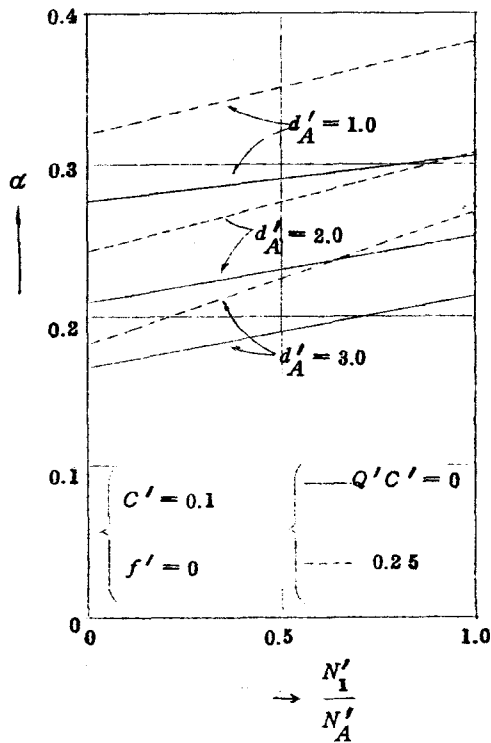


図 4.7 減衰器全体による利得低下分 L $\equiv \alpha$
全冷損失 L_c

とテーパ長 N'_1 との関係

(入力端と出力端のテーパ長が等しいとき)

4.4 減衰器による増大波の変換損失

減衰器の減衰分布が一様でないとき、その上の各点において増大波以外の波、すなわち減衰波、非減衰波が励振される。本節ではこのためにおこる増大波の変換損失 L' (式(4.1)参照) を Pierce の方法にならって計算する。ただし本節の 4.4.2, 4.4.3 および次節 4.5 では減衰器の入射波が増大波だけとした場合の L' について検討する。したがってそこで

の結果は厳密に云えば減衰器が入力結合部から十分離れた位置におかれている場合に対応するものであり、そうでない場合の効果は 4.6 で扱う。

4.4.1 不連続面における増大波の変換損失

d' がわずか異なる 2 つの線路 I ($z < 0$) および II ($z \geq 0$) が $z = 0$ で接合している場合にこの接合面での変換損失を求める。この場合には $z = 0$ での反射波の励振による寄与は無視することができるであろう。また線路 II の右端は整合されており、信号源は線路 I の左端にあるものとする。線路 I における増大波、減衰波、非減衰波の伝播定数をそれぞれ $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ とし、それぞれの全電圧を V_1, V_2, V_3 、またそれぞれのビームの交流電流を i_1, i_2, i_3 、ビームの交流速度成分を v_1, v_2, v_3 とする。これらに対応する線路 II の量を $'$ をつけて表わす。不連続面の両側では、各波の全電圧の和、ビームの交流電流の和およびビームの交流速度の和がそれぞれ連続でなければならない。すなわち

$$\left. \begin{aligned} V_1 + V_2 + V_3 &= V_1' + V_2' + V_3' \\ i_1 + i_2 + i_3 &= i_1' + i_2' + i_3' \\ v_1 + v_2 + v_3 &= v_1' + v_2' + v_3' \end{aligned} \right\} \quad (4.29)$$

ここで i, v は次のように V であらわせる⁽⁵⁾。

$$i = \frac{j\beta_e I_0}{2V_0} \cdot \frac{\Gamma}{(j\beta_e - \Gamma)^2} V \quad (4.30)$$

$$v = -\frac{\eta}{u_0} \cdot \frac{\Gamma}{(j\beta_e - \Gamma)} V \quad (4.31)$$

(4.30) と (4.31) を (4.29) に代入すると

$$\left. \begin{aligned} \sum_{n=1}^3 V'_n &= \sum_{n=1}^3 V_n \\ \sum_{n=1}^3 \frac{\Gamma'_n}{(\Gamma'_n - j\beta_e)^2} \cdot V'_n &= \sum_{n=1}^3 \frac{\Gamma_n}{(\Gamma_n - j\beta_e)^2} V_n \\ \sum_{n=1}^3 \frac{\Gamma'_n}{(\Gamma'_n - j\beta_e)} \cdot V'_n &= \sum_{n=1}^3 \frac{\Gamma_n}{(\Gamma_n - j\beta_e)} V_n \end{aligned} \right\} (4.32)$$

これが未知数 V'_1, V'_2, V'_3 に関する連立方程式である。そして各線路のパラメータ $C', \sqrt{4Q'C'}, d', f'$ 、(したがって規格化伝はん定数 $\delta'_1, \delta'_2, \delta'_3$) および V_1, V_2, V_3 が与えられれば解くことができる。

いま $V_1 = V_2 = V_3 = 0$ のとき (4.32) から V'_1 を求める。そしてここでいう変換損失として次式で与えられる量を計算する。

$$20 \log_{10} \left| \frac{V'_1}{V_1} \right| \quad (dB) \quad (4.33)$$

物理的には (4.33) の値が負のときに変換損失、正のときには変換利得とよんでもよい。ここでは総称して変換損失とよぶことにする。

(4.32) は係数がすべて一般に複素数であるので、一問題を解くのにかなりの計算時間を要し、筆算では少くとも3時間、電子計算機 NEAC-2203 では約40秒かかる。

4.4.2 パラメータ $C', d'_A, Q'C', f'$ の影響

(テーパのついていない減衰器の場合)

図4.3(b)に示すようにテーパ長が零の減衰器においてその入力端および出力端のそれぞれ左側から増大波のみが入射したとして、入力端および出力端において (4.33) で与えられる変換損失 L'_1 および L'_2 を求める。減衰

器の入力端で3つの波が励振されたとしても、その中央部で減衰波および非減衰波は充分減衰してしまうので出力端の左側では増大波だけが入射すると考えてよい。^{*}したがって減衰器全体の増大波の変換損失は事実上、上にのべた変換損失の和 $L'_1 + L'_2$ で与えられる。以下これを総合変換損失 L' とよぶことにする。減衰器ではこれが問題の対象となる。本節ではこの総合変換損失 L' がパラメータ C' 、 d'_A 、 $Q'C'$ 、 f' によってどのような影響をうけるかを検討する。

まずはじめによく実用される値の例として、 $d'_A = 2$ 、 $Q'C' = 0.25$ 、 $f' = 0$ のときに C' の影響をしらべたのが図4.8である。実線は減衰器の入力端における値、点線は減衰器の出力端における値であり、一点鎖線は総合変換損失を表わしている。このパラメータの例では総合変換損失は C' の増加とともにわずかに減少するが、 C' には殆んど存在しないとみてよい。そこで以下では $C' = 0.1$ にとって他のパラメータの影響をしらべる。図4.9には $C' = 0.1$ 、 $Q'C' = 0.25$ のときに f' をパラメータとし、 d'_A の関数として、図4.10には、 $C' = 0.1$ 、 $d'_A = 2.0$ 、 $f' = 0$ のときに $\sqrt{4Q'C'}$ の関数として、図4.11には、 $C' = 0.1$ 、 $Q'C' = 0.25$ 、 $d'_A = 2.0$ のときに f' の関数としてそれぞれ変換損失の計算結果を描いてある。いずれも実線は入力端における変換損失 L'_1 、点線は出力端における L'_2 、一点鎖線は総合変換損失 L' をあらわしている。これらの図から、総合変換損失は C' によっては殆んど不変であり、 d'_A および $\sqrt{4Q'C'}$ の増大と共にゆっくり増大し、 f' に対しては $f' = 0$ 近傍で最大にはなるが f' を変化してもあまり変化しないということが判る。そして $C' = 0 \sim 0.2$ 、 $\sqrt{4Q'C'} = 0 \sim 2.0$ 、 $d'_A = 0 \sim 3.0$ 、 $f' = -0.6 \sim +0.6$ の範囲ではテーバ長零の減衰器の総合

* 例えば、 $C' = 0.1$ 、 $Q'C' = 0.25$ 、 $f' = 0$ のとき $d'_A = 2.0$ 、全冷損失 $55dB$ の減衰器を考える。入力端の左側から増大波のみ（レベル $0dB$ ）を入射したとき、出力端の左側での各波のレベルは、増大波 $55dB$ 、減衰波 $-65dB$ 、非減衰波 $-20.6dB$ となる。

変換損失 L' はせいぜい 3 dB 以内程度であることが判る。

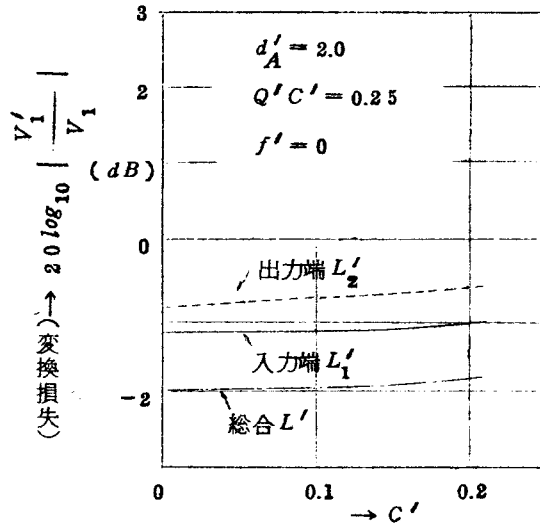


図 4.8 C' の影響

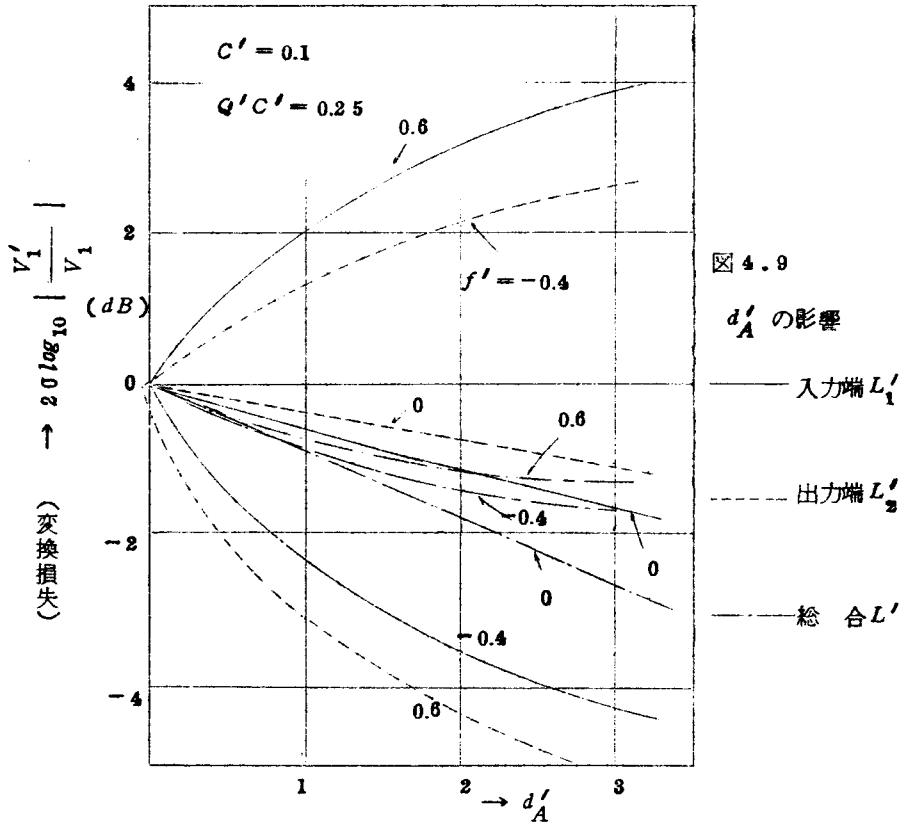


図 4.9

d'_A の影響

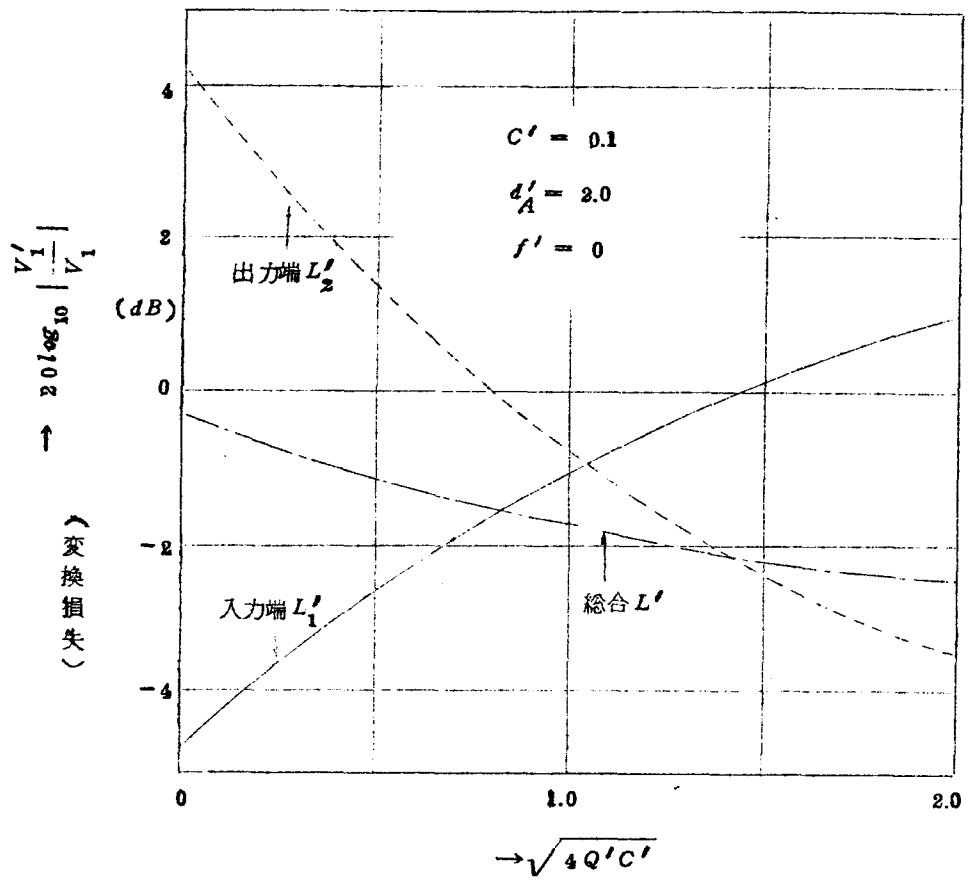


図 4.10 $\sqrt{4Q'C'}$ の影響

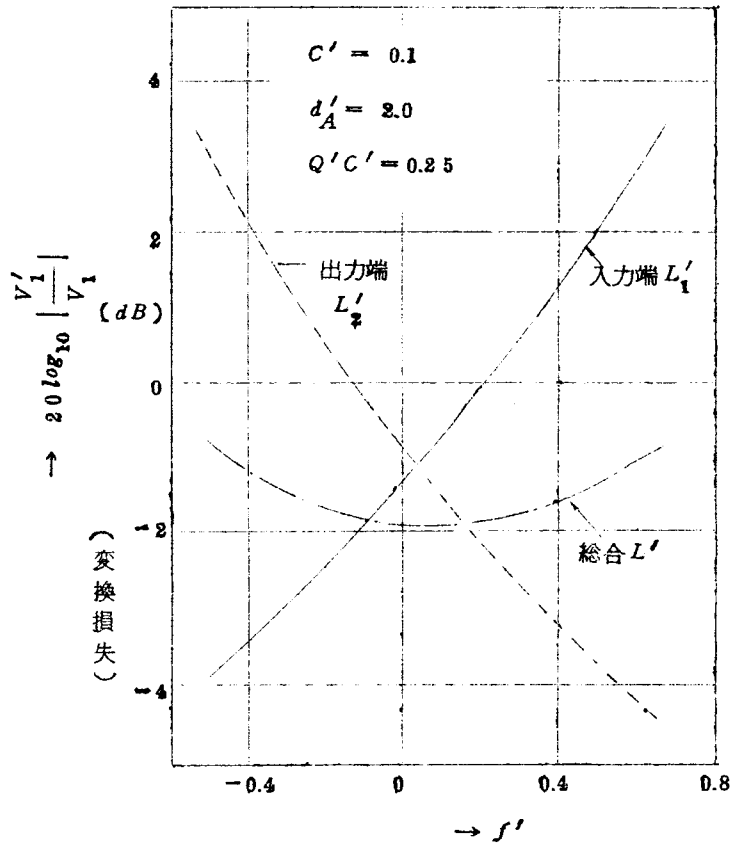


図 4.11 f' の影響

4.4.3 テーバ長の影響

本節では直線テーバのついている減衰器の変換損失をつぎの手順で計算する。

(i) まず d' が距離に対して直線的に変化している減衰器のテーバを、例えば出力端テーバであれば図 4.12 のように分割して、階段状テーバにおきかえる。入力端テーバも同様である。(階段の 1 段の長さを管内波長 λ_g の $1/10$ より小さくすると、この例ではテーバによる変換損失 L'_1 または L'_2 の計算値はほぼ一定値に収束する。)

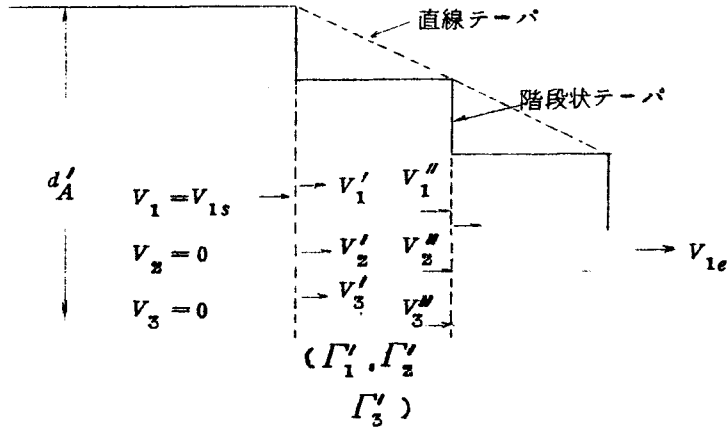


図 4.12 減衰器の出力端の階段状テーパ

(ii) テーパの左側から増大波 V_{1s} だけを入射する。そして第 1 番目の階段の右側における 3 つの波の電圧 V'_1, V'_2, V'_3 を (4.32) によって求める。

(iii) この V'_1, V'_2, V'_3 が $\Delta N'$ (1 階段の長さ) だけ伝播して第 2 番目の階段の左側に到達すると V''_1, V''_2, V''_3 になる。これらは次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} V''_1 &= V'_1 e^{-\Gamma'_1 \Delta N' \lambda_g} \\ V''_2 &= V'_2 e^{-\Gamma'_2 \Delta N' \lambda_g} \\ V''_3 &= V'_3 e^{-\Gamma'_3 \Delta N' \lambda_g} \end{aligned} \right\} \quad (4.34)$$

(iv) この V''_1, V''_2, V''_3 から (4.32) によって第 2 番目の階段の右側の各波の電圧をもとめる。

(v) この(iii)(iv)の計算を繰返して、最後の階段の右側における増大波の電圧 V_{1e} をもとめる。そして $20 \log_{10} \left| \frac{V_{1e}}{V_{1s}} \right|_1$ (dB) が、このテーパ部における増大波の利得である。

(vi) $d' = 0$ のら線の長さ N'_1 における増大波の利得は $54.6 x_{10} C' N'_1$ (dB) であるから、入力端テーパによる(変換損失をふくめた)利得の低下分 $L_1 + L'_1$ は次式で与えられる。

$$L_1 + L'_1 = 54.6 x'_{10} C' N'_1 - 20 \log_{10} \left| \frac{V_{1e}}{V_{1s}} \right|_1 \quad (\text{dB}) \quad (4.35)$$

同様にして出力端テーパ における増大波の利得を $20 \log_{10} \left| \frac{V_{1e}}{V_{1s}} \right|_2$ とかけば、そこでの利得の低下分 $L_2 + L'_2$ は次式で与えられる。

$$L_2 + L'_2 = 54.6 x'_{10} C' N'_2 - 20 \log_{10} \left| \frac{V_{1e}}{V_{1s}} \right|_2 \quad (\text{dB}) \quad (4.36)$$

そして 4.4.2 で述べた理由*により、近似的に $L'_1 + L'_2$ はテーパのついている減衰器の総合変換損失 L' になる。

1例として $C' = 0.1$, $Q' C' = 0.25$, $f' = 0$ で、減衰器のテーパ長が $N'_1 = N'_2 = 1.0$, $d'_A = 3.0$ の場合に、各テーパ部の左側から増大波を入射したとして、テーパ上の電力レベルを計算した結果を図 4.13 に実線で示した。同図の点線は $d' = 0$ と仮定したときの増大波の電力レベルである。テーパの右端における増大波のレベルと上記の点線との差が(4.35)の $L_1 + L'_1$ または(4.36)の $L_2 + L'_2$ である。

* テーパ長が大きく、 $N'_3 = 0$ の場合にも適用できる。すなわち、入力端テーパ部の出口での増大波以外の波の振幅はテーパ長が大きくなると、充分小さくなるので出力端テーパ部の入口には近似的に増大波のみが入射すると考えてよいからである。

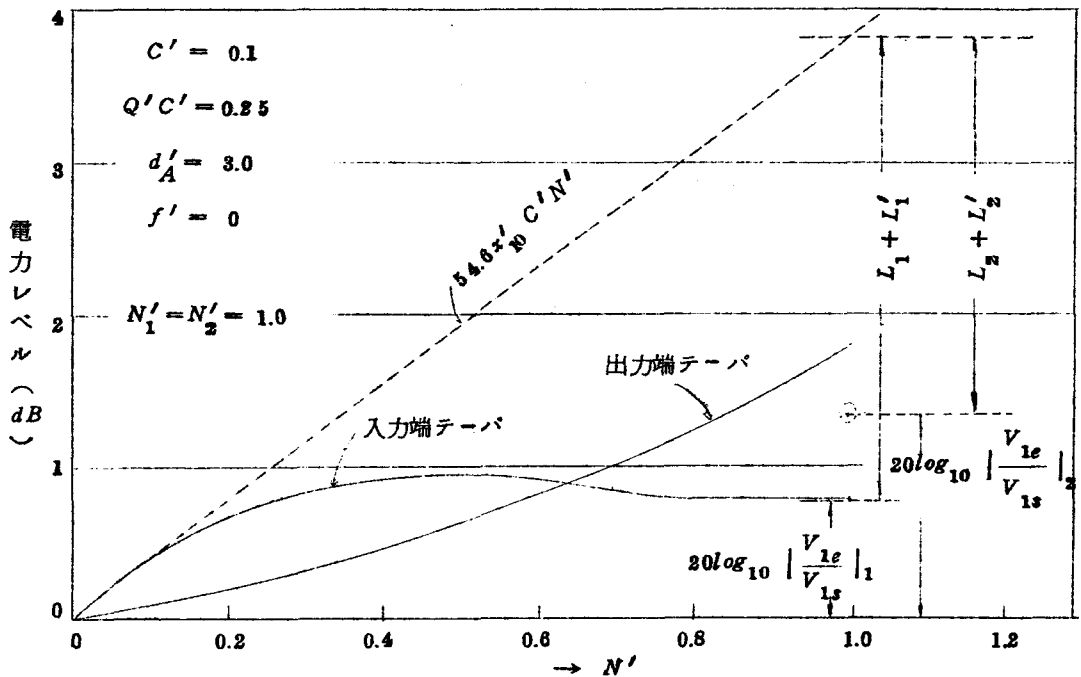


図 4.13 入力端および出力端テーバ上の電力レベルと利得の低下分

このようにして入力端および出力端テーバ部（テーバ長が相等しく N'_1 である）による利得の低下分とテーバ長 N'_1 の関係を求めてその結果を図 4.14(a) に示した。同図の実線および 1 点鎖線はそれぞれ $L_1 + L'_1$ 、 $L_2 + L'_2$ および $L_1 + L_2 + L'$ である。また 2 点鎖線は変換損失を含まない増大波の損失 L_1 （または L_2 ）、3 点鎖線は $2L_1$ （または $2L_2$ ）であり（4.19）から計算したものである。実線および点線とこの 2 点鎖線との差がテーバ部の変換損失 L'_1 および L'_2 である。これは図 4.14(b) に実線および点線で示してある。同図にはテーバ部の総合変換損失 $L' = L'_1 + L'_2$ が 1 点鎖線で、テーバ長 N'_1 と共に L'_1 、 L'_2 、 L' が減少する様子を示している。

4.4.2 の結論を適用すれば、パラメータの広い範囲に対して $N'_1 = 0$ のときの L' は 3dB 以内、 $N'_1 = N'_2 = 1$ のとき L' は 2dB 以内であろう。

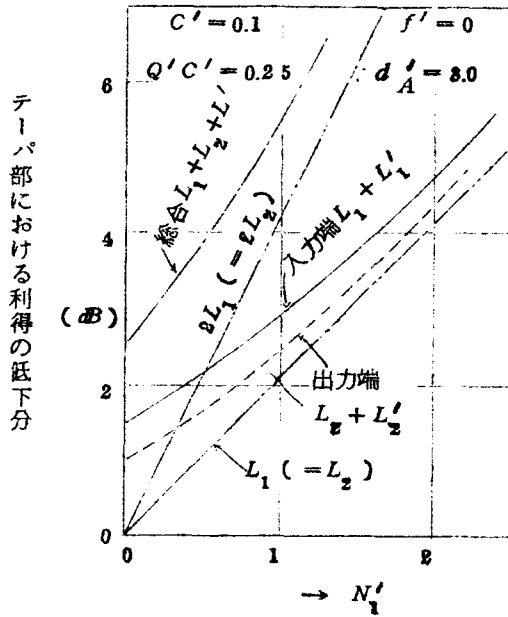


図 4.14 (a) 変換損失を含むテーパー部による利得の低下分とテーパー長との関係

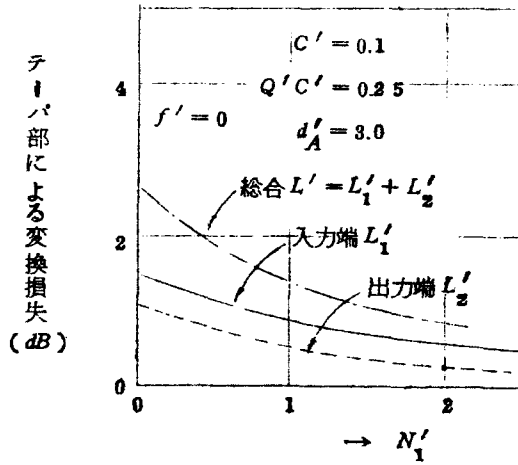


図 4.14 (b) テーパー部による変換損失とテーパー長との関係

4.5 変換損失を含む利得の全低下分とテーパ長との関係

4.3.2 と 4.4.3 の結果を総合して、図 4.3(b)に示すような両端のテーパ長が相等しい減衰器に対して変換損失を含む減衰器全体の利得の低下分 $L + L' = 2L_1 + L_3 + L'_1 + L'_2$ とテーパ長 N'_1 との関係をしらべる。1例として、 $C' = 0.1$ 、 $Q'C' = 0.25$ 、 $f' = 0$ の場合に、全冷損失 $L_c = 55 \text{ dB}$ 、 $d'_A = 3.0$ の減衰器に対する計算結果を図 4.15に示した。2点鎖線で示した L は(4.27)から求めたものであり、この直線に図 4.4(b)の L' を加えたのが図 4.15の実線 $L + L'$ である。同図から $L + L'$ は N'_1 が 0.5 附近で最小にはなるが、 N'_1 が 0~1.0の間では殆んど一定であり、 $N'_1 > 1.0$ では除々に増大する。

以上のようにテーパ長の影響に対してここではパラメータの値の1つの組合せに対して計算したのであるが、4.4.3の結論を考え合わせると、

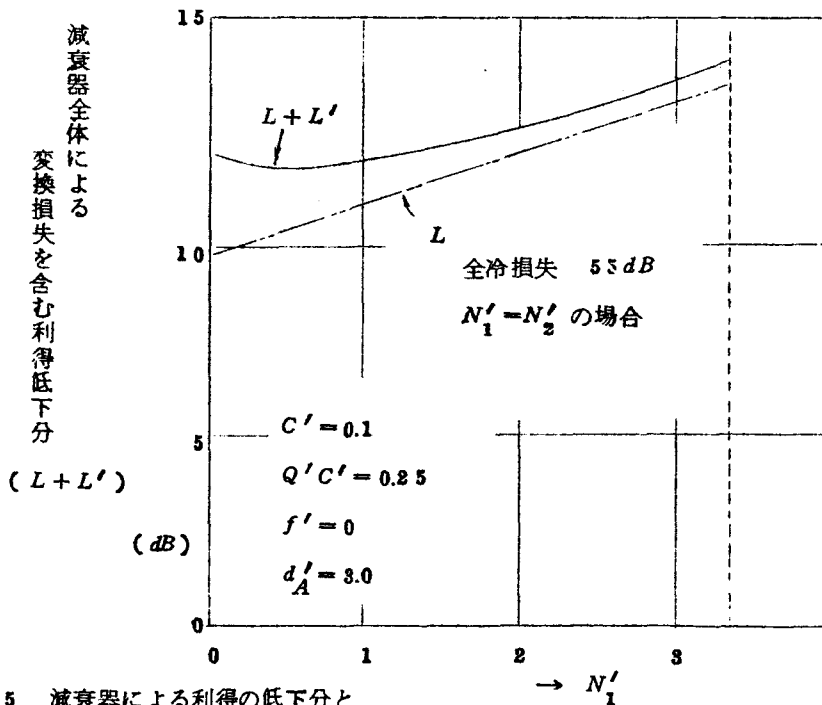


図 4.15 減衰器による利得の低下分とテーパ長の関係

上記の $L + L'$ と N'_1 との関係はパラメータの他の組み合わせに対してもせいぜい 1 dB 程度の誤差で適用できるものとみられる。

4.6 位置の影響

進行波管の最大出力の低下を防ぐためには、減衰器は出力端から相当離しておくことが必要である。一方小信号利得の低下を防ぐためには、減衰器を入力端からはなしておくことが必要である。この理由は入力端からいくらかの距離は、回路波が電子ビームを変調するのに要する距離で、この部分に大きな損失があると、ビームが十分な速度変調を得るための距離が増大し、利得の低下をもたらすからである。Pierce は、入力端から距離 CN のところで回路を分割したときの増大波の変換損失を $C = QC = b = 0$ の場合に計算して、減衰器の位置は入力結合部から $(CN)_0 = 0.2$ 以上にすべきであるという結論をだした。そしてこれが広く使用されている。

そこでこの結論が通常の場合 ($C' \neq 0, Q'C' \neq 0$) にも妥当であるかどうかを調べるために、 $C' = 0.1, Q'C' = 0.25, f' = 0$ のときに、テーパー長 $N'_1 = N'_2$ が 0 および 1 の減衰器 (全冷損失 55 dB, $d'_A = 3$) を入力結合部から種々の位置に置いて (図 4.16 参照)、そのときの減衰器全体による変換損失を含む利得の低下分 $L + L'$ を計算した。もちろん 4.4 では減衰器の入射波は増大波だけであるとしたのに対してが、この際には入射波としてしかるべき量の増大波、減衰波、非減衰波を考慮せねばならない。すなわち 2.4 で述べたように入力結合部で 3 つの波が励振され、それらがそれぞれの伝はん定数で線上を伝はんし、減衰器に入射したとして $L + L'$ を計算した。その結果を図 4.16 に示す。横軸は入力結合部から減衰器の中央までの距離 $(CN')_1$ である。テーパー長が零の場合 (実線) には、利得の低下分は $(C'N')_1$ が約 0.35 以上 (これは入力結合部から減衰器の入力端までの距離 $(C'N')_0$ の約 0.2 に相当する。) であればほぼ一定値になる。したがって実用されるパラメータの値 ($C' = 0.1, Q'C' = 0.25,$

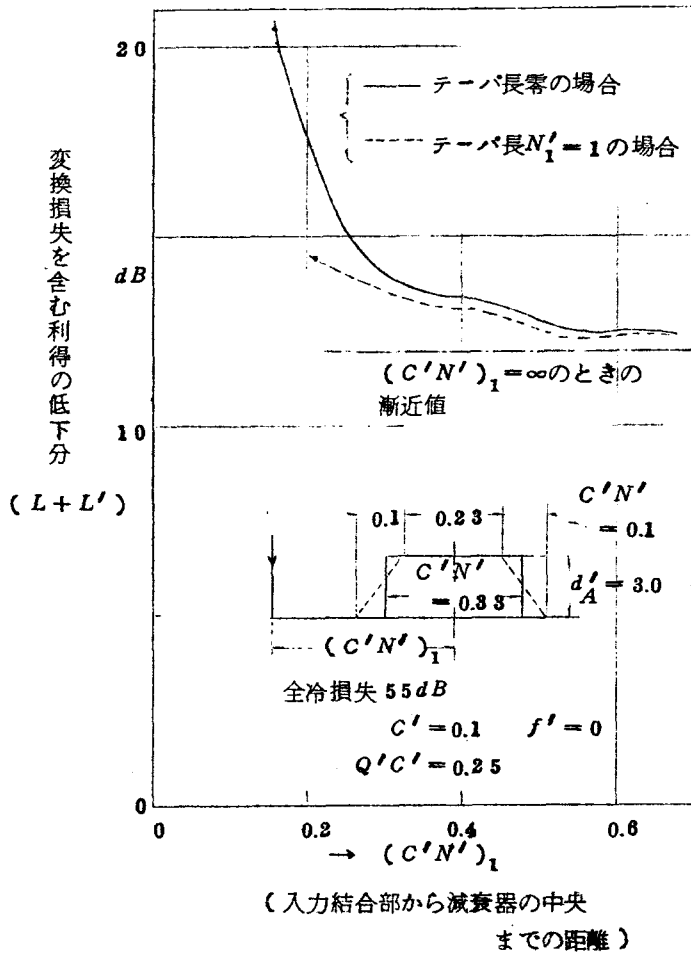


図 4.16 減衰器の位置と利得の低下分の関係

$f' = 0$) に対しても, Pierce の結論は妥当であるといえる。一方テーバ長が 1 波長の場合 (点線) には利得の低下分は減衰器の位置に殆んど依存しないことが判る。テーバ長が 1 波長よりさらに長くなれば, 利得の低下分は一層減衰器の位置に依存しなくなるであろう。(図 4.16 の点線に対応する実験結果が小山等によって報告されている。⁽²³⁾) したがって実際の進行波管

において、その減衰器の置くべき位置はむしろ他の要因からきまる。例えば前述のように最大出力の低下を防ぐためには減衰器は出力結合部から相当離して置くことが必要である。しかし次にのべる理由から進行波管を安定に動作させるためには、減衰器を出力結合部からあまり離して置くことは実際上できない。すなわち、減衰器と出力結合部との間の距離が長くなり、この無損失部における利得が大きくなると、発振を防止するためには、減衰器の出力端テーパ部および出力結合部の反射係数の値を広い周波数帯域で充分小さくする必要がある。しかしこれらの部分の反射係数を広い周波数帯域にわたって小さくすることには実際上限界があるからである。

4.7 進行波管の利得計算法

以上 4.3 ~ 4.6 の結果をまとめて進行波管の利得計算法をのべる。まず次の量は既知であるとする。

- (i) パラメータ C' , $Q'C'$, f' , および減衰器以外の部分の d' (通常の場合には零) の値。
 - (ii) 線全体の回路波数 N' 。
 - (iii) 図 4.3(a) に示すような直線テーパのついている減衰器の入力端テーパ部、中央部および出力端テーパ部のそれぞれの長さ (回路波数) N'_1 , N'_2 , N'_3 と冷損失 L_{c1} , L_{c3} , L_{c2} 。
- このとき小信号利得は次式で与えられる。

$$G = A' + 54.6 x'_{10} C' N' - L - L'$$

ここで

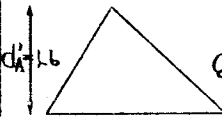



$$L \equiv \alpha_1 (L_{c1} + L_{c2}) + \alpha_3 L_{c3}$$

$$L' \equiv (\text{変換損失})$$

計算は次のようにして行う。

- (1) 与えられたパラメータの値に対する x'_{10} および A' の値を図 2.1 ,

表 4.1 進行波管の利得計算方法の比較

進行波管とその 減衰器の種類	利 実 測 の 値	計算方法と利得の計算値			
		Cutler	小 山	戸 田	筆 者
<p><i>TV-3B</i> (通研)</p>  <p>$C' = 0.030$ $Q'C' = 0.165$ 文献(23)</p>	2.6 <i>dB</i>	2.9	3.1.3	3.1.0	3.0.7 <i>dB</i>
<p><i>M1789</i> (Bell)</p>  <p>$C' = 0.058$ $Q'C' = 0.29$ 文献 (39)</p>	3.5 <i>dB</i>	2.9.6	2.5.7	3.2.9	3.7 <i>dB</i>
<p><i>M4041</i> (Bell)</p>  <p>$C' = 0.063$ $Q'C' = 0.25$ 文献 (40)</p>	4.1 <i>dB</i>	3.3	3.4	4.0.6	3.9.5 <i>dB</i>
<p>筆者の用いた試作進行波管 (大阪大学)</p>  <p>$C' = 0.1$ $Q'C' = 0.25$ (附録 A)</p>	3.0 <i>dB</i>	2.4	2.4	3.1.8.	2.8.8 <i>dB</i>

註) *M4041* の場合には d' の分布が直線でないので
点線のように適当に直線近似をした。

2.2, 2.3 および図 2.8 から求める。

(2) $A' + 54.6 \alpha_{10}' C' N'$ を計算する。

(3) (4.10) ~ (4.12) から d_{A1}' と d_{A3}' を計算し、それを用いて図 4.5, 4.6 から α_1 と α_3 を求める。そして (4.24) から L がきまる。

(4) L' は N_1' および N_2' が 1 以上ならば減衰器の位置に無関係になり、パラメータの広い範囲に対して 2 dB 以下である。通常の進行波管の減衰器のようにテーパ長が数波長の場合にはこの L' を無視して計算してよい。そのときの誤差はテーパ長が 2 波長のとき 1 dB 程度、3 波長のとき 0.5 dB 程度である。

最後に 4 種類の進行波管に対して利得の実測値と、Cutler, 小山, 戸田などによる計算値と比較する。表 4.1 に示すように $d_A' < 2$ の場合 (TV-3B) には四者の計算値はいずれも大差がない。(計算値が実測値とかなり違っているのは他の原因, たとえば C' , $Q'C'$ などの値が実際の値と違っていることなどによるのであろう。) $d_A' > 2$ の場合 (M1789, M4041) には筆者の方法による計算値は Cutler, 小山の方法による計算値よりもかなり大きくなり実測値に近い。前者と後者の計算値に大きな差が生じるのは後者は減衰器の一部を損失 6 dB のドリフト空間とみなすのに対して、前者すなわち筆者の方法ではその部分での利得を考慮したからである。

4.8 結 言

進行波管の減衰器の両端に直線テーパがついている場合に、その減衰器中の動作解析を詳しく行い、従来よりも精度の高い進行波管の利得計算法を示した。実測例から判断すると $d' \geq 2$ の高損失部を 6 dB の損失をもったドリフト空間とみなすことは一般に妥当でない。いくつかの進行波管の利得の実測値を種々の方法による計算値と比較すると、高損失部を単なるドリフト空間とみなさない筆者の方法による計算値の方が実測値に近いことが判った。

反射係数を小さくする立場からは減衰器のテーパ長が長い方が良いが、一方そうすると利得の低下分が増加する。これは、第3章の結論と合せて、進行波管用減衰器のテーパの設計の際には考慮されなければならない。

第 5 章 ら線回路のインピーダンス

5.1 序 言

進行波管のら線回路インピーダンス K は次式で定義される。⁽⁴⁴⁾

$$K = \frac{E_z^2(0)}{2\beta_1^2 P} \quad (5.1)$$

ここで $E_z(0)$ はら線を伝はんする基本波電界の z 成分最大値の軸上における値、 β_1 はその波の z 方向の位相定数、 P は回路を伝播する電磁波全体の電力である。上の定義から明らかなように、このインピーダンス K は、いわば電子ビームに対するら線回路の結合の強さを示す量であり、当然進行波管の動作を大きく支配する。事実進行波管の特性を記述する基礎方程式(2.1)に含まれていた動作パラメータ C とは $C^3 = K \cdot I_0 / 4V_0$ という直接的な関係をもつ。⁽⁴⁵⁾ したがってら線を遅波回路として用いた進行波管が実際に示す能動特性を理論的に予知あるいは説明するためには、実際のら線のインピーダンスの値を知っていることが必要である。

ガラス管で支持された実際のら線回路のインピーダンスを K とし、自由空間中においてその平均半径およびピッチ角を等しくする理想ら線 (Sheath helix) のインピーダンスを K_0 としたとき、これらの比 K/K_0 をインピーダンス低減係数とよぶ。 K_0 は理論的に計算されるので実際のら線回路のインピーダンス低減係数が与えられておれば、そのインピーダンス K はこれを K_0 にかけることによって得られる。実際のら線回路に対するインピーダンス低減係数を厳密に計算することは極めて困難である。そこで実際のら線回路に近い簡単化されたモデルに対してインピーダンス低減係数を計算し、これをもって実際のら線回路のそれとするという方法が従来広く用いられてきた。このような計算の例としては Fierce⁽⁴⁶⁾、小山⁽²³⁾、Schnitger⁽⁵⁾、

Tien⁽⁴⁴⁾ , Chu⁽⁵²⁾らの発表がある。

第2節ではまずこれらの計算方法を概観したのち、筆者の計算方法についてのべる。筆者の方法もいわば近似解法であるが従来のどの方法よりも高い精度で、有限厚のガラス管の効果を評価し得るという点に特長がある。

一方このようにして計算されたインピーダンスの値は何れの方法によってもいわば近似値であるから、より正確な値を必要とするときには実際のら線のインピーダンスを測定しなければならない。インピーダンスの測定方法にはすでにいくつかの提案があるが、大別して電子ビームを使用する方法 (hot の状態) と電子ビームを使用しない方法とがある。前者に関するものとしては、Kompfner - dip 法が知られている。^{(53), (54)} また後者の方法としては、(i)ら線回路に沿って適当に選んだ2つの位置にそれぞれ短絡板をおいて共振器を作り、ら線の中にビードを挿入したときに測定される共振周波数のずれから、インピーダンスを求める、(ii)ら線回路中に誘電体棒を挿入したときの管内波長のずれからインピーダンスを求める。等の摂動法がある。(i)の方法は従来共振器の R/Q の測定に広く使用されている方法である。⁽⁵⁰⁾ 第3節でとりあげる方法は(ii)の方法であって、その原理はすでに Kino⁽⁴⁹⁾等によって確立されているものであるが、その実際については測定結果⁽⁴⁸⁾のみが発表されているだけで、測定精度などに関する詳細は一切不明である。第3節ではまず Kino とは別の立場から等価回路法によってインピーダンス測定公式を導出する。さらにその補正項を求めたのち、測定理論を理想ら線に対して適用して検討する。そして実際に、完全導体棒をら線の中に挿入したときの管内波長の変化から、インピーダンスを決定してみても、その測定精度を中心にこの測定方法の検討を行なった。同時に実験に用いたら線回路に対して、Tien の方法および筆者の方法からそのインピーダンスを計算して実測による値と比較することにより、筆者の計算方法による値の方が実際の値に近いことを実証した。最後にこの測定方法と他の測定方法とを精度の点から比較検討してある。

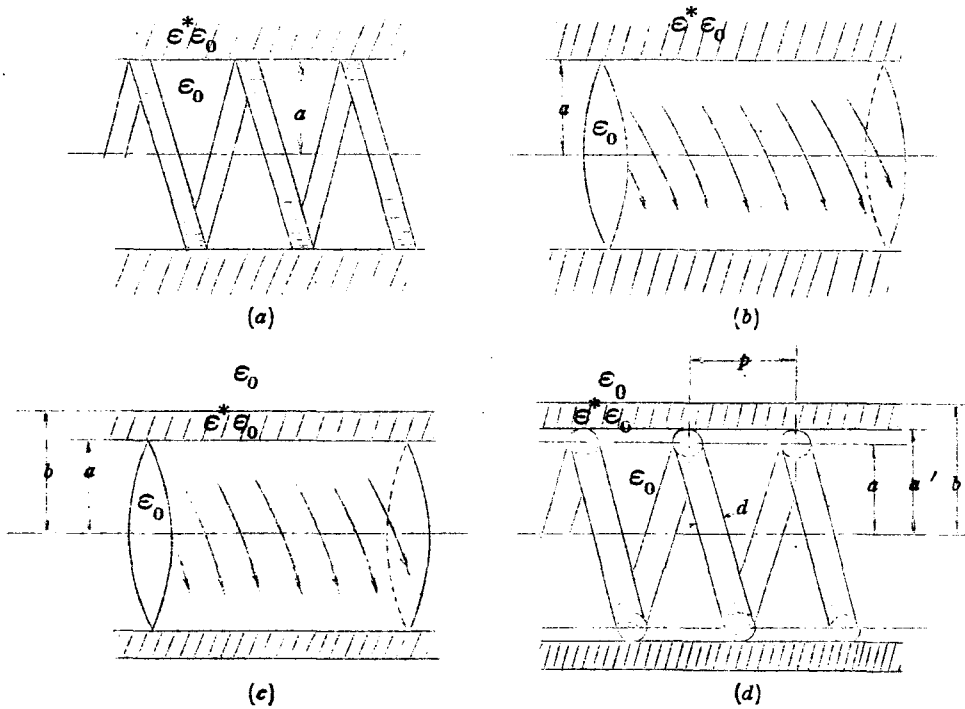


図 5.1 (a) 無限厚の誘電体円筒によって囲まれているテーブル線 (Tien のモデル),
 (b) 無限厚の誘電体円筒によって囲まれている理想線 (McMurtry のモデル)
 (c) 有限厚の誘電体円筒によって囲まれている理想線
 (d) 実際のら線回路

5.2 有限厚の誘電体円筒によるインピーダンス低減係数

5.2.1 Tien のインピーダンス低減係数

Tien は有限厚のガラス管で囲まれた実際のら線を「無限厚の誘電体で囲まれたテーブル線」(図 5.1(a)参照)でおきかえて, そのインピーダンス低減係数 $F = F_1 \times F_2$ を計算している。ここで,

$$F_1 = \frac{\text{(自由空間中にあるテーブル線のインピーダンス)}}{\text{(自由空間中にある理想線のインピーダンス)}} \quad (5.2)$$

$$F_z = \frac{\text{(無限厚の誘電体で囲まれたテー
ブラ線のインピーダンス)}}{\text{(自由空間中にあるテーブラ線の
インピーダンス)}} \quad (5.3)$$

そして F_z を DLF^* (誘電体負荷係数) の関数として計算している。さらに彼は有限厚の誘電体で囲まれている場合の F_z を求めるには、その DLF と同じ DLF をもつような(したがって等価な誘電率を仮定している)無限厚の場合の F_z を流用することを提案しており、これが広く使用されてきた。例えば McMurtry⁽⁴⁹⁾ は彼の論文において「有限厚の誘電体で囲まれた理想ら線」(図 5.2(b)参照)のインピーダンス低減係数は DLF さえ同じであれば「無限厚の誘電体で囲まれた理想ら線」のインピーダンス低減係数に等しいと考えて実験結果を処理している。

しかしこの「同じ DLF であれば誘電体の厚さに無関係に同じ F_z をとってよい」という Tien の考え方がどの程度正しいのかという点は明らかでない。そこで、筆者は上の考え方の確からしさを明らかにする目的で「有限厚の誘電体で囲まれた理想ら線」のインピーダンス低減係数と、「無限厚の誘電体で囲まれた理想ら線」のそれとを比較する。実は問題に対する直接的な答を得るには、理想ら線ではなくテーブラ線について、誘電体が有限厚の場合と無限厚の場合とのインピーダンス低減係数を比較すべきであるが計算が非常に繁雑になるので、大体的見当をつけるために、ここでは理想ら線で比較した。もっとも、McMurtry も述べているように誘電体が無限厚の場合には

* DLF はここでは次のように定義される。

$$DLF = \frac{\cos \psi \text{ (}\psi \text{: 無限厚の誘電体でかこまれたテーブラ線のピッチ角)}}{\cos \psi_0 \text{ (}\psi_0 \text{: 考えているテーブラ線回路と同一の } \gamma a \text{ および } ka \text{ をもつ自由空間中の理想ら線のピッチ角)}}$$

テープラ線と理想ラ線のインピーダンス低減係数は数%以内で一致している。したがって今の場合理想ラ線に対する計算結果から得た結論はテープラ線の場合にも適用できることが期待される。

5.2.2 有限厚の誘電体円筒に囲まれている理想ラ線の DLF および F'_z を与える式の導出

図 5.1(c) に示すように、半径 a 、ピッチ角 ψ の理想ラ線が、これに密着する内半径 a 、外半径 b 、比誘電率 ϵ^* なる誘電体円筒で囲まれている回路を考える。このとき次式で定義される DLF および F'_z を求める。

$$DLF = \frac{\cot \psi \text{ (}\psi \text{: 有限厚の誘電体円筒中にある理想ラ線のピッチ)}}{\cot \psi_s \text{ (}\psi_s \text{: 考えている理想ラ線回路と同一の } ra \text{ および } ka \text{ をもつ自由空間中の理想ラ線のピッチ角)}} \quad (5.4)$$

$$F'_z = \frac{\text{(有限厚の誘電体円筒中にある理想ラ線の結合インピーダンス)}}{\text{(考えている理想ラ線回路と同一の } ra \text{ および } ka \text{ をもつ自由空間中の理想ラ線の結合インピーダンス)}} \quad (5.5)$$

さてこの回路の各領域における電磁界は、次のようにかかる。ただしここで、回路の遅波率 (c/v) が 10 以上のときは誘電体の r は真空中の r に近似的に等しくなることを用いている。また $e^{j(\omega t - \beta z)}$ は省略してある。

領域 I : $0 < r < a$

$$\left. \begin{aligned} E_{z1} &= A_1 I_0(r\tau) & H_{z1} &= A_2 I_0(r\tau) \\ E_{r1} &= A_1 j \frac{\beta}{r} I_1(r\tau) & H_{r1} &= A_2 j \frac{\beta}{r} I_1(r\tau) \end{aligned} \right\} (5.6)$$

$$\left. \begin{aligned} H_{\theta 1} &= A_1 j \frac{\omega \epsilon_0}{r} I_1(r r) & E_{\theta 1} &= -A_1 j \frac{\omega \mu_0}{r} I_1(r r) \end{aligned} \right\}$$

領域 II : $a \leq r \leq b$

$$\left. \begin{aligned} E_{z 2} &= C_1 I_0(r r) + C_2 K_0(r r) \\ E_{r 2} &= j \frac{\beta}{r} [C_1 I_1(r r) - C_2 K_1(r r)] \\ H_{\theta 2} &= j \frac{\omega \epsilon_0^2}{r} [C_1 I_1(r r) - C_2 K_1(r r)] \\ H_{z 2} &= C_3 I_0(r r) + C_4 K_0(r r) \\ H_{r 2} &= j \frac{\beta}{r} [C_3 I_1(r r) - C_4 K_1(r r)] \\ E_{\theta 2} &= j \frac{\omega \mu_0}{r} [-C_3 I_1(r r) + C_4 K_1(r r)] \end{aligned} \right\} (5.7)$$

領域 III : $b \leq r$

$$\begin{aligned} E_{z 3} &= D_1 K_0(r r) & H_{z 3} &= D_2 K_0(r r) \\ E_{r 3} &= -D_1 j \frac{\beta}{r} K_1(r r) & H_{r 3} &= -D_2 j \frac{\beta}{r} K_1(r r) \\ H_{\theta 3} &= -D_1 j \frac{\omega \epsilon_0}{r} K_1(r r) & E_{\theta 3} &= D_2 j \frac{\omega \mu_0}{r} K_1(r r) \end{aligned} \quad (5.8)$$

ここで $A_1, A_2, C_1, C_2, C_3, C_4, D_1, D_2$ は定数であり，決に示す境界条件から決められる。 $r = a$ においては電磁界は理想導線に対する次の境界条件⁽⁴³⁾を満足しなければならない。

$$\begin{aligned}
 r = a : \quad & E_{z1} \sin \psi + E_{\theta 1} \cos \psi = 0 \\
 & E_{z2} \sin \psi + E_{\theta 2} \cos \psi = 0 \\
 & E_{z1} = E_{z2} \quad (E_{\theta 1} = E_{\theta 2})
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} r = a : \\ E_{z1} \sin \psi + E_{\theta 1} \cos \psi = 0 \\ E_{z2} \sin \psi + E_{\theta 2} \cos \psi = 0 \\ E_{z1} = E_{z2} \quad (E_{\theta 1} = E_{\theta 2}) \end{aligned}} \right\} (5.9)$$

$$H_{z1} \sin \psi + H_{\theta 1} \cos \psi = H_{z2} \sin \psi + H_{\theta 2} \cos \psi \quad (5.10)$$

また $r = b$ ではその両側の電磁界の接線成分は連続であるべきだから次の境界条件が満足されねばならない。

$$\begin{aligned}
 E_{z2} = E_{z3} & \qquad E_{\theta 2} = E_{\theta 3} \\
 H_{\theta 2} = H_{\theta 3} & \qquad H_{z2} = H_{z3}
 \end{aligned}
 \quad (5.11)$$

(5.6), (5.7), (5.8) を (5.9), (5.11) に適用すると, 各定数は次のように A_1 に対する比の形できまる。

$$\begin{aligned}
 \frac{A_2}{A_1} &= \frac{r}{j \omega \mu_0} \cdot \frac{I_{0a}}{I_{1a}} \tan \psi \\
 \frac{C_1}{A_1} &= \frac{I_{0a} K_{0b}}{I_{0b} K_{0a}} \cdot \frac{M_2}{(1+M_3)} \\
 \frac{C_2}{A_1} &= \frac{I_{0a}}{K_{0a}} \cdot \frac{1}{(1+M_3)} \\
 \frac{C_3}{A_1} &= 0 \\
 \frac{C_4}{A_1} &= -\frac{r}{j \omega \mu_0} \cdot \frac{I_{0a}}{K_{1a}} \tan \psi
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \frac{A_2}{A_1} = \frac{r}{j \omega \mu_0} \cdot \frac{I_{0a}}{I_{1a}} \tan \psi \\ \frac{C_1}{A_1} = \frac{I_{0a} K_{0b}}{I_{0b} K_{0a}} \cdot \frac{M_2}{(1+M_3)} \\ \frac{C_2}{A_1} = \frac{I_{0a}}{K_{0a}} \cdot \frac{1}{(1+M_3)} \\ \frac{C_3}{A_1} = 0 \\ \frac{C_4}{A_1} = -\frac{r}{j \omega \mu_0} \cdot \frac{I_{0a}}{K_{1a}} \tan \psi \end{aligned}} \right\} (5.12)$$

$$\frac{D_1}{A_1} = \frac{I_{0a}}{K_{0a}} \cdot \frac{M_1}{(1+M_3)}$$

$$\frac{D_2}{A_1} = \frac{C_4}{A_1}$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここで } M_1 &\equiv \epsilon^* \left(1 + \frac{I_{1b}}{I_{0b}} \cdot \frac{K_{0b}}{K_{1b}} \right) \left[1 + \epsilon^* \frac{I_{1b} K_{0b}}{K_{1b} I_{0b}} \right]^{-1} \\ M_2 &\equiv (\epsilon^* - 1) \left[1 + \epsilon^* \frac{I_{1b} K_{0b}}{K_{1b} I_{0b}} \right]^{-1} \\ M_3 &\equiv (\epsilon^* - 1) \frac{I_{0a} K_{0b}}{I_{0b} K_{0a}} \left[1 + \epsilon^* \frac{I_{1b} K_{0b}}{K_{1b} I_{0b}} \right]^{-1} \end{aligned} \right\} (5.13)$$

$I_{0a} \equiv I_0(ra)$, $I_{0b} \equiv I_0(ra)$, $I_{1a} \equiv I_1(ra)$, $K_{0a} \equiv K_0(ra)$
 ……等である。

さて(5.12)を用いて表わされた電磁界をさらに境界条件(5.10)に代入すると次のような ra の決定式がえられる。

$$\begin{aligned} \frac{r^2}{k^2} \tan^2 \psi &= \frac{I_{1a} K_{1a}}{I_{0a} K_{0a}} \left[1 - \frac{\epsilon^*}{1+M_3} \cdot \frac{I_{0a}}{K_{0a}} \left(M_2 \frac{K_{0b}}{I_{0b}} - \frac{K_{1a}}{I_{1a}} \right) \right] \\ &\times \left[1 + \frac{I_{0a}}{K_{0a}} \cdot \frac{K_{1a}}{I_{1a}} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (5.14)$$

一方このら線回路と同じ ra , ka をもつ自由空間中における理想ら線(ピッチ角 ψ_s)の ra の決定式は次式で与えられる。^(*)

$$\frac{r^2}{k^2} \tan^2 \psi_s = \frac{I_{1a} K_{1a}}{I_{0a} K_{0a}} \quad (5.15)$$

(5.14)(5.15)を(5.4)に代入することによって、結局いまの構造に対するDLEは次式で与えられることが判る。

$$(DLE)^2 = \frac{\cot^2 \psi}{\cot^2 \psi_s} = \left[1 + \frac{I_{0a} K_{1a}}{K_{0a} I_{1a}} \right] \times \left[1 - \frac{\epsilon^*}{1+M_3} \cdot \frac{I_{0a}}{K_{0a}} \left(M_2 \frac{K_{0b}}{I_{0b}} - \frac{K_{1a}}{I_{1a}} \right) \right]^{-1} \quad (5.16)$$

一方、考えているら線回路のインピーダンスKは、次式で示される Power Flow を(5.1)に代入することによってえられる。

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_0^\infty (E_r H_\theta^* - E_\theta H_r^*) 2\pi r dr \quad (5.17)$$

またこの回路と同じ ra 、 ka をもつ自由空間中の理想ら線のインピーダンス K_s は次式で与えられる。⁽⁴³⁾

$$K_s = \frac{1}{\pi \omega \epsilon_0 a} \cdot \frac{K_{0a}}{I_{0a}} \left[\left(\frac{I_{1a}}{I_{0a}} - \frac{I_{0a}}{I_{1a}} \right) + \left(\frac{K_{0a}}{K_{1a}} - \frac{K_{1a}}{K_{0a}} \right) + \frac{4}{ra} \right]^{-1} \quad (5.18)$$

したがって定義(5.5)によって F'_z は次のようになる。

$$F'_z = \left[1 + \left(\frac{I_{0a}}{K_{0a}} \right)^2 \cdot \frac{W_{Ka}}{W_{Ia}} + \frac{I_{1a}}{I_{0a}} \cdot \frac{K_{1a}}{K_{0a}} \left\{ \left(\frac{I_{0a}}{I_{1a}} \right)^2 + \left(\frac{I_{0a}}{K_{1a}} \right)^2 \frac{W_{Ka}}{W_{Ia}} \right\} \right] \times \left[1 + \frac{\epsilon^*}{(1+M_3)^2} \cdot \left(\frac{I_{0a}}{K_{0a}} \right)^2 \left\{ \left(M_2 \frac{K_{0b}}{I_{0b}} \right)^2 \left(\frac{W_{Ib}}{W_{Ia}} - 1 \right) - 2 \frac{K_{0b}}{I_{0b}} M_2 \left(\frac{W'_b}{W_{Ia}} - \frac{W'_a}{W_{Ia}} \right) + \left(\frac{W_{Ka}}{W_{Ia}} - \frac{W_{Kb}}{W_{Ib}} \right) \right\} \right]$$

$$\begin{aligned}
& + \left(\frac{I_{0a}}{K_{0a}} \cdot \frac{M_1}{1+M_3} \right)^2 \frac{W_{Kb}}{W_{Ia}} \\
& + \left(\frac{I_{1a} K_{1a}}{I_{0a} K_{0a}} \right)^2 \cdot \frac{1}{(DLF)^2} \left\{ \left(\frac{I_{0a}}{I_{1a}} \right)^2 + \left(\frac{I_{0a}}{K_{1a}} \right)^2 \frac{W_{Ka}}{W_{Ia}} \right\}^{-1}
\end{aligned} \tag{5.19}$$

ここで $W_{Ia} \equiv a^2 I_{1a}^2 \left[1 - \left(\frac{I_{0a}}{I_{1a}} \right)^2 + \frac{2}{\tau a} \frac{I_{0a}}{I_{1a}} \right]$

$$W'_a \equiv a^2 K_{1a} I_{1a} \left[1 + \frac{I_{0a} K_{0a}}{I_{1a} K_{1a}} + \frac{1}{\tau a} \left(\frac{I_{0a}}{I_{1a}} - \frac{K_{0a}}{K_{1a}} \right) \right]$$

$$W_{Ka} \equiv a^2 K_{1a}^2 \left[-1 + \left(\frac{K_{0a}}{K_{1a}} \right)^2 + \frac{2}{\tau a} \frac{K_{0a}}{K_{1a}} \right]$$

$a \rightarrow b$ に置きかえると W_{Ib} , W'_b , W_{Kb} がえられる。

ついでに 2, 3 の特殊な場合に対する DLF および F'_2 の極限值を求めておく。

(i) b/a が有限値の場合

$$\left. \begin{aligned}
\tau a \rightarrow 0 \text{ のとき } \quad DLF &\rightarrow 1, \\
F'_2 &\rightarrow 1
\end{aligned} \right\} \tag{5.20}$$

$$\left. \begin{aligned}
\tau a \rightarrow \infty \text{ のとき } \quad DLF &\rightarrow \left(\frac{2}{1+\epsilon^*} \right)^{1/2} \\
F'_2 &\rightarrow \frac{2}{1+\epsilon^*}
\end{aligned} \right\} \tag{5.21}$$

(ii) $b/a = \infty$ の場合

$$\left. \begin{aligned}
\tau a \rightarrow 0 \quad DLF &\rightarrow \left(\frac{1}{\epsilon^*} \right)^{1/2} \\
F'_2 &\rightarrow \frac{1}{\epsilon^*}
\end{aligned} \right\} \tag{5.22}$$

$$\left. \begin{aligned}
 ra \rightarrow \infty \quad DLF &\rightarrow \left(\frac{2}{1+\epsilon^*} \right)^{1/2} \\
 F'_z &\rightarrow \frac{2}{1+\epsilon^*}
 \end{aligned} \right\} (5.23)$$

これらの極限值は図 5.2 (a)(b) にかきこまれている。

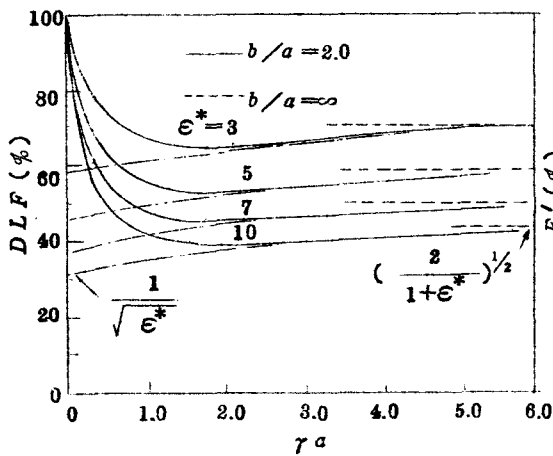


図 5.2 (a) ra 対 DLF

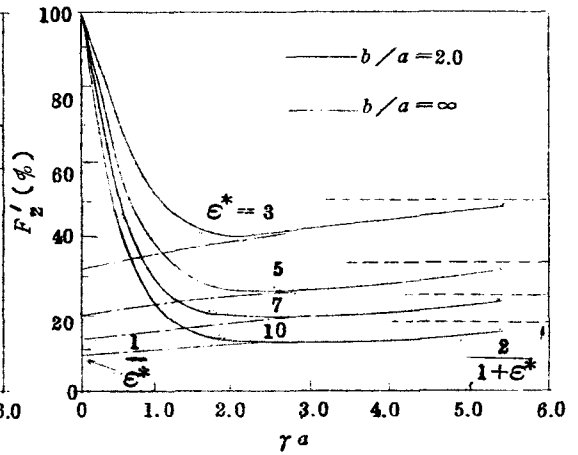


図 5.2 (b) ra 対 F'_z

5.2.3 DLF および F'_z の計算結果および考察

(5.8)(5.10) から $b/a = 2.0$ と ∞ に対して、 DLF および F'_z を計算して、それぞれ図 5.2 (a) および (b) に示した。 ra が大きくなるにつれて、 DLF と F'_z は $b/a = \infty$ のそれらの値に漸近する。これは ra が大きくなると電磁界の強さは、 r 線から少し離れると急速に減衰するので、半径方向の電磁界分布に対する b/a の効果は、 $b/a = \infty$ の場合の効果とよく似てくるからである。 b/a の種々の値に対して作られた図 5.2 (a), (b) と同様な曲線図表の組において ϵ^* を消去すると F'_z と DLF との関係が求められる。図 5.3 (a), (b) には、 DLF をパラメータとして、 ra 対 F'_z の曲線が描かれている。また $ra = 1.0, 1.5, 2.0$ の場合の DLF と F'_z の関係が図 5.4 (a), (b),

(c)に示されている。それらの図には McMurtry および Tien によって計算された F_2 曲線（前者は理想ら線，後者はテーブラ線において $b/a = \infty$ とした F'_2 に相当する曲線）が比較のために一緒に描いてある。Tien や McMurtry は DLF が同一であれば F'_2 は b/a に無関係であると仮定したが，図 5.4 はその考え方がどの程度に正しい結果を与えるかを示している。有限の b/a に対する F'_2 は無限大の b/a に対する F_2 （McMurtry の値）よりも大きく，例えば， $ra = 1.5$ ， $b/a = 1.25$ ， $DLF = 80\%$ の場合には 20% も大きい。 b/a が 1 に近づく程，そして DLF の値が小さくなる程，両者の差は著しくなる。

ここで求めた F'_2 の方が Tien の F_2 よりも一段よい近似である筈であるが，実際のら線回路に対して，筆者の $F' = F_1 \times F'_2$ と Tien の $F = F_1 \times F_2$ のどちらが最終的により正しいインピーダンス低減係数を与えるかは，実験で検討せねばならない。5.3.4³ でこれを行う。

なお，実際のら線回路は図 5.1(d)に示されるように，ら線の平均半径と誘電体円筒の内半径との間にある間隙ができる。このような場合に，等価な F'_2 を求めるには次のようにする。

(1) 平均半径 a ，ピッチ p なる実際のら線に沿って管内波長 λ を測定し βa ($= \frac{2\pi a}{\lambda}$) をもとめる。 ka と $ra = (\beta^2 - k^2)^{1/2} a$ を用いて，(5.7) から理想ら線の $\cot \psi_0$ を求める。実際のら線の $\cot \psi = \frac{2\pi a}{p}$ といま求めた $\cot \psi_0$ の比が DLF である。

(2) この DLF と， b/a (図 5.1 (d) 参照) および ra を用いて，図 5.3 または図 5.4 から F'_2 が求められる。このことはら線の平均半径とガラス管の内半径との間隙の効果を， DLF の中の等価誘電率の形で考慮したことを意味する。

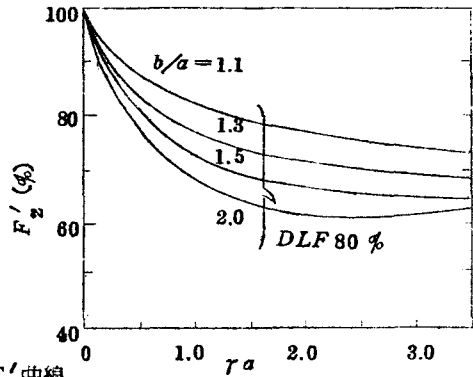
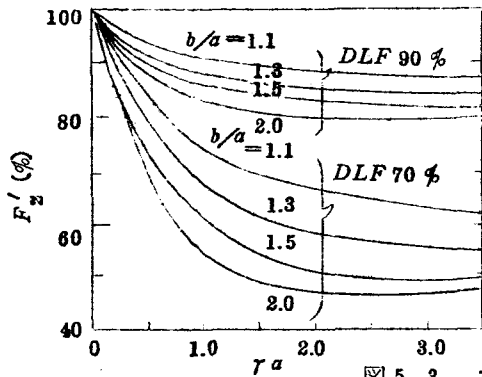


図 5.3 γa 对 F'_2 曲線

(a)

(b)

(a) DLF = 70%, 90%

(b) DLF = 80%

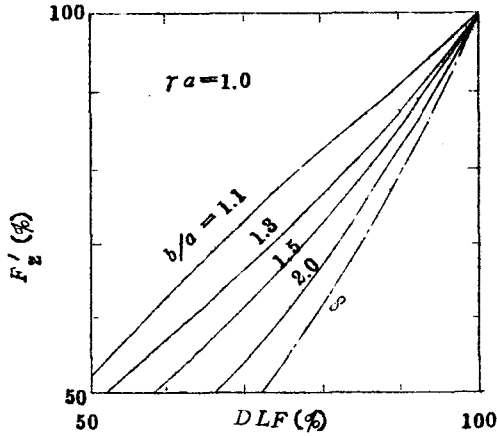
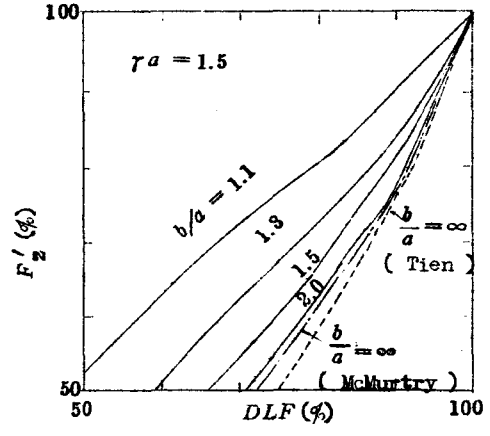
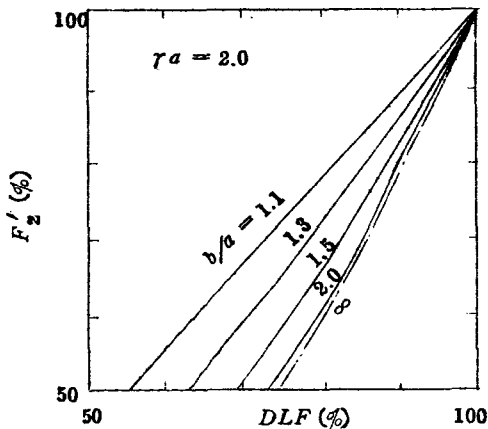


図 5.4 (a)



(b)



(c)

図 5.4 DLF 对 F'_2 (a) $\gamma a = 1.0$,

(b) $\gamma a = 1.5$, (c) $\gamma a = 2.0$

(b)の一点鎖線はMcMurtryの理想ら線に対する計算値, また

(b)の破線はTienのテーブル線に対する計算値である。

5.3 ら線インピーダンスの測定

5.3.1 等価回路法によるインピーダンス測定公式の導出

ら線インピーダンスを測定するには、まず測定の原理あるいはその基礎となるべき関係式を明らかにしておかなければならない。すなわち、例えばら線回路の軸上に完全導体棒を挿入したときの管内波長のずれからインピーダンスを求めようとする場合には、まずそれらの関係を知る必要がある。これに関しては、Kino が一般の回路に対して固有モード展開による摂動法によって求めた関係式がある。ここではそれを等価回路法を使って導出することを試みる。そこではじめに導体棒が存在していないら線回路の等価回路表示について簡単にのべる。半径 a なるら線を回路伝播する基本波の電力を P 、伝播定数を $\Gamma_1 = j\beta_1$ 、半径 R (R は a よりも少し小さいものとする) における電界の z 方向成分を $E_z(R)$ とする。一方、ら線の等価回路として直列インダクタンス jX 、並列キャパシタンス jB の分布定数回路を考え、その回路電圧および電流を V および I とする。(図 5.5(a) 参照) ここでら線回路の $E_z(R)$ と等価回路の電圧 V とを

$$E_z(R) = -\frac{\partial V}{\partial z} \quad (5.24)$$

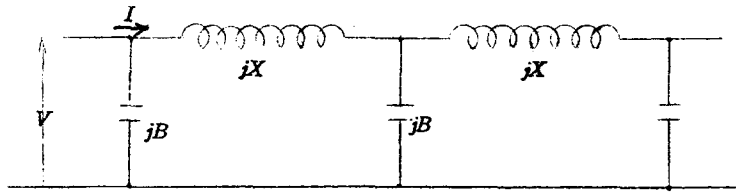
という関係式で対応させ、半径 R における結合インピーダンス K_R を (5.1) にならって

$$K_R = \frac{E_z^2(R)}{2\beta_1^2 P} \quad (5.25)$$

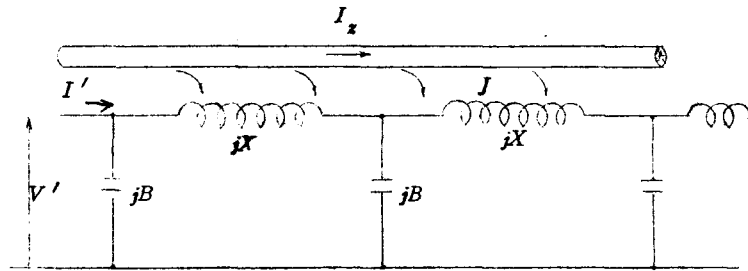
とかくと、

$$K_R = \frac{V^2}{2P} \quad (5.26)$$

となる。そこでこれを等価回路の特性インピーダンスと定義する。そうすると jX と jB はこの K_R と Γ_1 を次の関係式に入れて定めることができる。



(a) 導体棒が存在しない場合



(b) 導体棒が存在する場合

図 5.5 線回路の等価回路

$$\Gamma_1 = j\sqrt{XB}, \quad K_R = \sqrt{\frac{X}{B}} \quad (5.27)$$

このようにして等価回路が決定されれば、半径 R の位置でみたら線中の基本波の伝播の様子は、この等価回路におけるつぎの伝送方程式によって記述される。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial I}{\partial z} = -jBV \\ \frac{\partial V}{\partial z} = -jXI \end{array} \right. \quad (5.28)$$

全く同様の手続で半径 c の位置でみた等価回路の伝送方程式を導くことができる。ここでは、半径 R と半径 c でみた 2 つの等価回路の電圧 V と V_c 、および電流 I と I_c の関係を求めておく。(5.24) に対応して、半径 c における基本波の電界の z 方向成分 $E_z(c)$ と V_c を次の関係式で結ぶ。

$$E_z(c) = -\frac{\partial V_c}{\partial z} \quad (5.29)$$

このとき V と V_c との間には (5.24) と (5.29) から明らかなように次の関係がある。

$$V_c = M V \quad (5.30)$$

$$M \equiv \frac{E_z(c)}{E_z(R)} = \frac{I_0(\tau c)}{I_0(\tau R)} \quad (5.31)$$

(E_z は $0 \leq r \leq a$ では $E_z(r) \propto I_0(\tau r)$ なる関係がある。)

一方、両者の等価回路の伝送電力 P は同一でなければならない。すなわち

$$P = V I = V_c I_c \quad (5.32)$$

したがって (5.30) を (5.32) に代入すると、 I と I_c との関係式がえられる。

$$I_c = \frac{1}{M} I \quad (5.33)$$

この (5.33) なる関係式は後で用いる。

さてつぎに (5.28) のような等価回路の伝送方程式を利用して、ら線中に導体棒を挿入したときおこる伝ばん定数の変化分とら線インピーダンスとの関係を導く。半径 c ($c \ll a$) なる完全導体棒をら線回路の軸上に挿入した場合に、回路の伝播定数が Γ_1 から Γ に変わったものとする。半径 R における電界は 2 つの界の和であらわされる。すなわち

$$E_z(R) = E_z'(R) + E_z''(R) \quad (5.34)$$

ここで $E_z'(R)$ は、導体棒表面電流 I_z によってら線回路に流れる誘導電流にもとづくら線の界であり、 $E_z''(R)$ は導体棒表面電流 I_z にもとづく界である。導体棒の半径 c がら線半径 a にくらべて十分小さく、かつ ra が大きい場合には I_z によるこの界 E_z'' は導体棒から少し離れると急速に減少するので、ら線の境界条件に対するこの E_z'' の寄与は無視することができる。すなわちこのときには、 E_z'' を自由空間中に半径 c なる中空円筒電流 I_z を置いたときに生じる界で近似的に表わすことができる。半径 R の位置におけるこの電界は次式で与えられる。

$$E_z''(R) = \frac{\Gamma^2 + k^2}{2\pi j\omega t} \cdot I_0(rc)K_0(rR)I_z \quad (5.35)$$

一方、 I_z と $E_z'(R)$ との関係は次のようにして求められる。導体棒の表面電流によってら線回路、したがってまた半径 R でみた等価回路に誘導電流が流れる。この等価回路の単位長当りに流入する電流 J は、全電流一定という条件から、

$$J = -M \frac{\partial I_z}{\partial z} = M\Gamma I_z \quad (5.36)$$

となる。ここで(5.33)の関係式を用いた。(半径 c でみた等価回路の単位長当りに流入する電流は $-\partial I_z / \partial z = \Gamma I_z$ である。)そして導体棒が存在することによるら線回路全体の界の乱れが小さければ、 jX 、 jB は不変とみなせるので、このとき半径 R の位置でみた、導体棒をその軸上にもつたら線回路の伝播の様子は次に示す等価回路の伝送方程式によって記述される。

(図5.5(b)参照)

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial I'}{\partial z} = -j B V' + J \\ \frac{\partial V'}{\partial z} = -j X I' \end{array} \right. \quad (5.37)$$

$$E'_z(R) = -\frac{\partial V'}{\partial z} = \Gamma V' \quad (5.38)$$

ただし V' , I' は導体棒が存在する場合の等価回路の電圧 , 電流である。
 (5.37) から I' を消去し , (5.36) (5.38) を用いると $E'_z(R)$ と I_z の関係式がえられる。

$$E'_z(R) = \Gamma V' = -\frac{\Gamma \Gamma_1 K_R}{\Gamma^2 - \Gamma_1^2} J = -\frac{\Gamma^2 \Gamma_1 K_R M}{\Gamma^2 - \Gamma_1^2} I_z \quad (5.39)$$

最後に $E'_z(R)$ と $E''_z(R)$ との関係を求める。この関係式は , 導体棒表面の境界条件 , すなわち電界の接線成分は零であるという条件からえられる。
 すなわち

$$E'_z(c) + E''_z(c) = 0 \quad (5.40)$$

$E'_z(c)$, $E''_z(c)$ は $E'_z(R)$, $E''_z(R)$ と次の関係がある。

$$E'_z(c) = E'_z(R) \cdot \frac{I_0(\tau c)}{I_0(\tau R)} = E'_z(R) \cdot M \quad (5.41)$$

$$E''_z(c) = E''_z(R) \cdot \frac{K_0(\tau c)}{K_0(\tau R)} \quad (5.42)$$

(5.41) (5.42) を (5.40) に代入すると次式がえられる。

$$-\frac{\Gamma^2 \Gamma_1 K_R \cdot M^2}{\Gamma^2 - \Gamma_1^2} \cdot I_z + \frac{\Gamma^2 + k^2}{2\pi j \omega \epsilon} I_0(\tau c) K_0(\tau R) \cdot \frac{K_0(\tau c)}{K_0(\tau R)} \cdot I_z = 0 \quad (5.43)$$

ここで $\Gamma \approx \Gamma_1$, $|\Gamma|^2 \gg k^2$ とすると

$$\Gamma - \Gamma_1 \approx \frac{j \omega \epsilon \pi K_c}{I_0(\tau c) K_0(\tau c)} \approx \frac{j \omega \epsilon \pi K_c}{I_0(\tau_1 c) K_0(\tau_1 c)} \quad (5.44)$$

ただし

$$K_c \equiv K_R M^2 = \frac{E_z^2(c)}{2 \beta_1^2 P} \quad (5.45)$$

K_c は半径 c の位置でみた結合インピーダンスである。(5.44) が伝ばん定数の変化分 ($\Gamma - \Gamma_1$) と結合インピーダンス K_c との関係を表わすインピーダンス測定公式である。Kino は一般の回路に対して固有モード展開による摂動法を適用し、(5.44) と全く同じ式を導いている。しかし等価回路自身がそうであるように筆者がここで示した等価回路による(5.44) の導出過程は、理想ら線はもちろん、実際のら線回路あるいはそれ以外の一般の遅波回路に対して広く適用しうるので、このインピーダンス測定公式(5.44) は、ら線回路ばかりでなく一般の遅波回路に対しても適用できることが確かめられたことになる。

なお付録 D において(5.44) の補正項について検討してある。

5.3.2 インピーダンス測定理論

半径 a なるら線と共軸に半径 c なる導体棒を挿入した際の伝播定数の変化分とら線の結合インピーダンスとの関係(5.44) を再記すると

$$K_c = \frac{E_z^2(c)}{2 \beta_1^2 P} = (\beta - \beta_1) \frac{120}{k} I_0(\tau_1 c) K_0(\tau_1 c)$$

$\beta_1 \approx r_1$, $\beta \approx r$ であるから

$$K_c = (r - r_1) a \frac{120}{ka} I_0(r_1 c) K_0(r_1 c) \quad (5.46)$$

前にも述べたが $E_z(c)$ は導体棒が存在していないときの $r = c$ での z 方向成分の電界の最大値。したがって K_c は $r = c$ でみたインピーダンスである。 r および r_1 は、それぞれ導体棒の存在するときおよび存在しないときの半径方向の伝播定数であり、それぞれ軸方向の位相定数 β および β_1 にはほぼ等しい。

(5.46) において、 $c \rightarrow 0$ とすれば K_c は軸上でみたインピーダンス

$$K = \frac{E_z^2(0)}{2\beta_1^2 P} \text{ に近づく。すなわち}$$

$$\lim_{c \rightarrow 0} K_c = K \quad (5.47)$$

実験では、種々の半径の導体棒を線の軸上に挿入してそのつど r を測定して(5.46)から K_c を求める。つぎにその K_c を $c = 0$ へ外挿することによって $c = 0$ に対応する K を求める。これが測定原理である。

さて上で求めたインピーダンスの測定公式は、導体棒の挿入による伝播定数の変化が小さければ小さいほど正確である。実際に測定を行う立場からは、挿入する導体棒の半径が大きい程伝播定数の変化が大きく測定の精度は高くなるが、一方ではインピーダンス測定公式の適用範囲から逸脱するおそれがある。そこで例えば理論的に解析可能な理想線回路についてあらかじめこの事情に対する見当をつけておくことが望ましい。

半径 a , ピッチ角 ψ なる理想線中に半径 c なる導体棒を挿入した場合の伝播定数は次式の根で与えられる(附録C)。

$$\frac{(ra)^2}{(ka \cot \psi)^2} = \frac{K_1(ra) I_1(ra)}{K_0(ra) I_0(ra)} \cdot \frac{1 - \frac{I_1(rc) K_1(ra)}{K_1(rc) I_1(ra)}}{1 - \frac{I_0(rc) K_0(ra)}{K_0(rc) I_0(ra)}} \quad (5.48)$$

また $c = 0$ のときの伝播定数を $r_1 a$ とするとき、 $r a$ のそれからのずれ $\Delta r a = r a - r_1 a$ は、 c/a が零に近いとき近似的に次式で表わされる（附録 C）

$$\Delta r a = - \frac{k a K_s}{120} \cdot \frac{1}{\ln \frac{c}{a}} \quad (5.49)$$

図 5.6 の実線は (5.48) から $\Delta r a$ を計算してプロットしたものである。一方同じモデルについて理想線の $r = c$ におけるインピーダンス $K_{c,s} = K_s I_0^2(r_1 c)$ (K_s は理想線の軸上インピーダンスであり (5.18) で与えられる。) の値をインピーダンス測定公式 (5.46) に代入して計算した $\Delta r a$ を同図に点線で示した。点線は c/a が小さくなると実線に漸近するのがみられる。これからインピーダンス測定公式の近似度が判る。

次に実際のインピーダンス測定の手順に従って理想線のインピーダンスを求めてみる。図 5.6 の実線の $\Delta r a$ を (5.46) に代入してインピーダンスを求めたのが図 5.7 の実線である。外挿して $c/a \rightarrow 0$ の極限として得られるインピーダンスが、この測定方法が与えるインピーダンスである。図 5.6 にみたように $\Delta r a$ は c/a に対して直線的に変化しないが、幸いなことに図 5.7 のように $K_{c,s}$ は c/a に対してはほぼ直線的に変化するので $K_{c,s}$ の $c/a \rightarrow 0$ への外挿がこの場合可能になった。図 5.7 に示すように $r_1 a = 0.8 \sim 2.0$ の範囲ではこの値が理想線の軸上の結合インピーダンスとなめらかにつながる。したがって $r_1 a$ のこの範囲では、(5.46) は適用しやすいと云える。ところが $r_1 a = 0.5$ に対しては $\frac{c}{a} \rightarrow 0$ の値が理想線の軸上の結合インピーダンスとなめらかにうまくつながらぬ。したがって (5.46) は $r_1 a = 0.5$ では適用しにくい。これは、 $r_1 a = 0.5$ では $\Delta r a$ が大きくなり、(5.46) の近似度が悪くなるからであると考えられる。そこで附録 D に導出してある補正項を含んだインピーダンス測定公式 (D.15) と補正係数 (図 D.1) を用いて上と同様の計算をしてプロットしたのが図 5.7 の点線である。このように補正すると、 $r_1 a = 0.5$ に対しても $c/a \rightarrow 0$

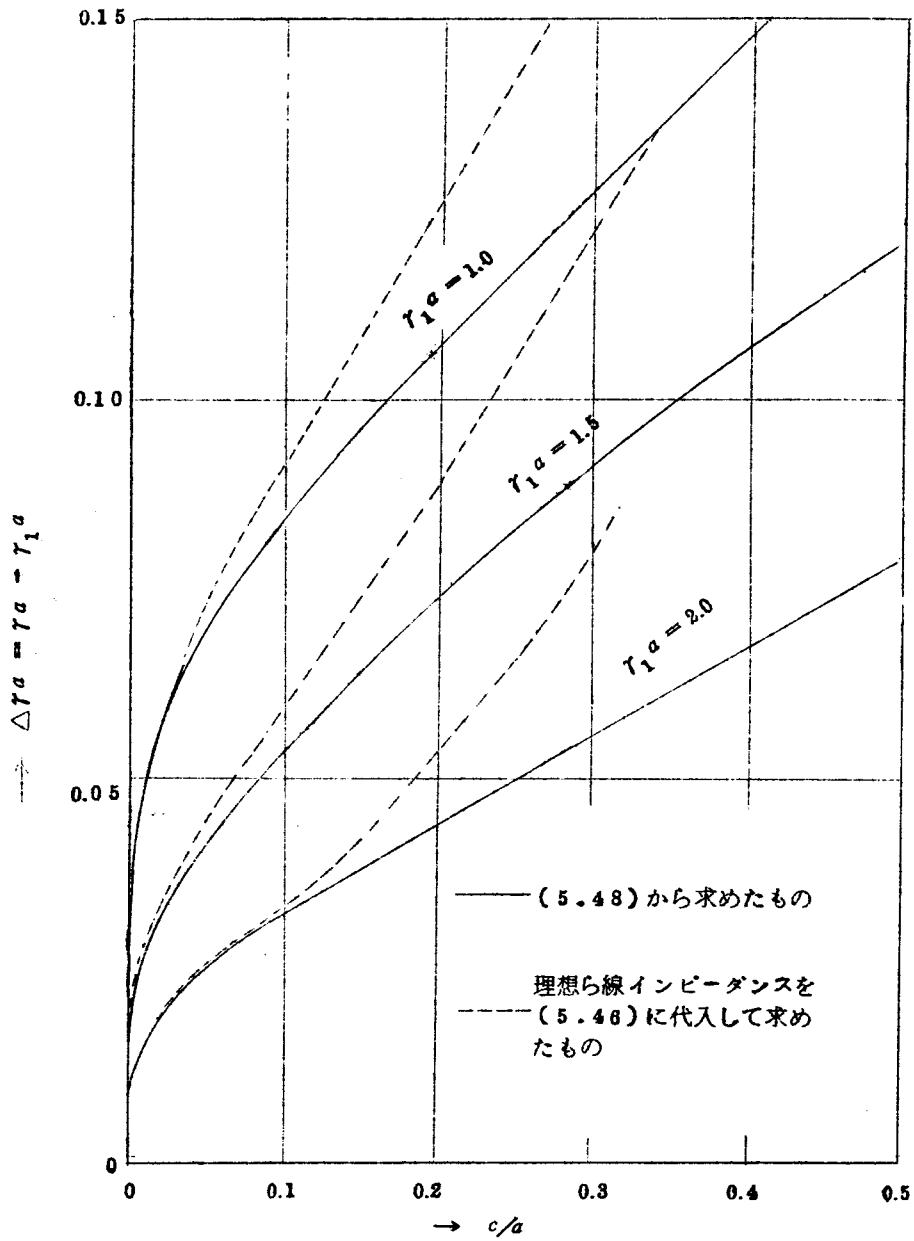


図 5.6 理想ら線に導体棒を挿入したときの伝播定数

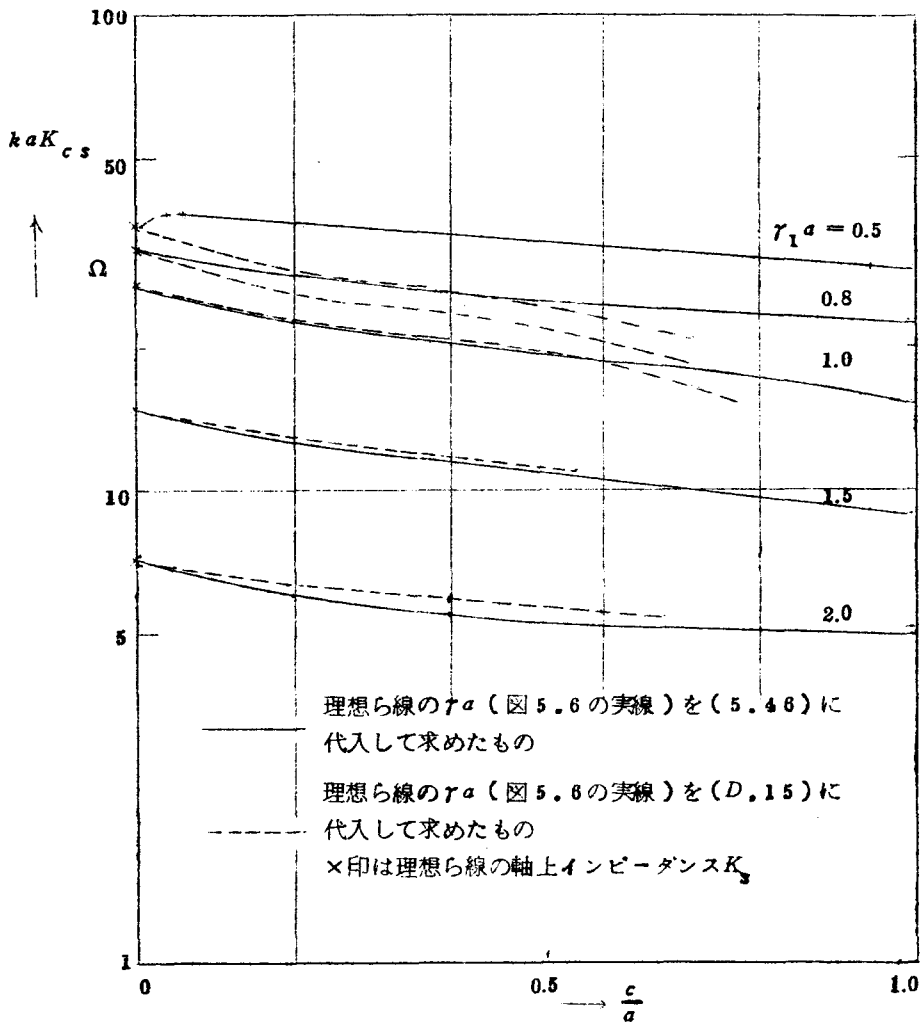


図 5.7 理想ら線に対する
インピーダンスの決定

への外挿の値が理想ら線の軸上のインピーダンスとなめらかにつながるようになる。実際のら線回路に対しては、理論的にこの補正係数を求めることができないが、理想ら線にくらべて補正項自身は小さくなり、また通常 $r_1^a > 1$ であるので、この補正係数はほぼ 1 と考えてよいであろう。

5.3.3 インピーダンスの実測例

線径 1 mm のモリブデン線をまいてつくった平均半径 6 mm , ピッチ 2.8 mm , 長さ約 30 cm のら線を肉厚 1.2 mm のガラス管で支持する。このら線の軸上に共軸になるように注意深く導体棒を挿入し、ら線の上に定在波を立てて結合度 20 db 程度の探針（一卷ループ）をら線に沿って移動して管内波長を測定した。周波数は 800 ~ 900 MC であり、ら線長は約 10 波数であった。装置の読取精度は 0.05 mm である。10 個の管内波長の実測値をすべて同じ重値として取扱う。⁽⁶⁾ すなわち、5 波長に対する 5 個の実測値の平均値をとる。この平均値から 1 波長の平均値を計算すると、結局読取精度は実効的には $0.05 \times \frac{1}{5} \times \frac{1}{5} = 0.002$ mm になる。1 波長は約 30 mm であるので、管内波長の測定精度は $\frac{0.002}{30} \div 10^{-4}$ 程度である。

管内波長の測定から $\Delta r/a$ （平均値）を求めた結果を図 5.8 に示した。(5.46) から明らかなように、求めるインピーダンスの測定精度は $\Delta r/a$ の測定精度でできる。 c/a が小さくなればなるほど $\Delta r/a$ が小さくなりその測定精度が落ち、結局インピーダンスの値の精度が悪くなる。 $\Delta r/a$ の測定精度は、 $c/a = 0.075$ のとき約 $\pm 2\%$ 、 $c/a = 0.42$ のとき約 $\pm 1\%$ である。

図 5.8 の $\Delta r/a$ を (5.48) に代入して求めた K_c の値を図 5.9 にプロットした。 $c/a \rightarrow 0$ の外挿によってインピーダンス K が求められる。この外挿の操作に多少の誤差が伴う。これを考慮すると、この例では最終的なインピーダンス測定精度は $\pm 5\%$ 程度である。この値と自由空間中の理想ら線のインピーダンスとの比、すなわちインピーダンス低減係数を図 5.10 に示した。同図には Tien の方法による計算値および 5.2 で述べた筆者の方法による計算値が示してある。この実験例では、筆者の方法による計算値の方が、実験値に対する近似がよい。

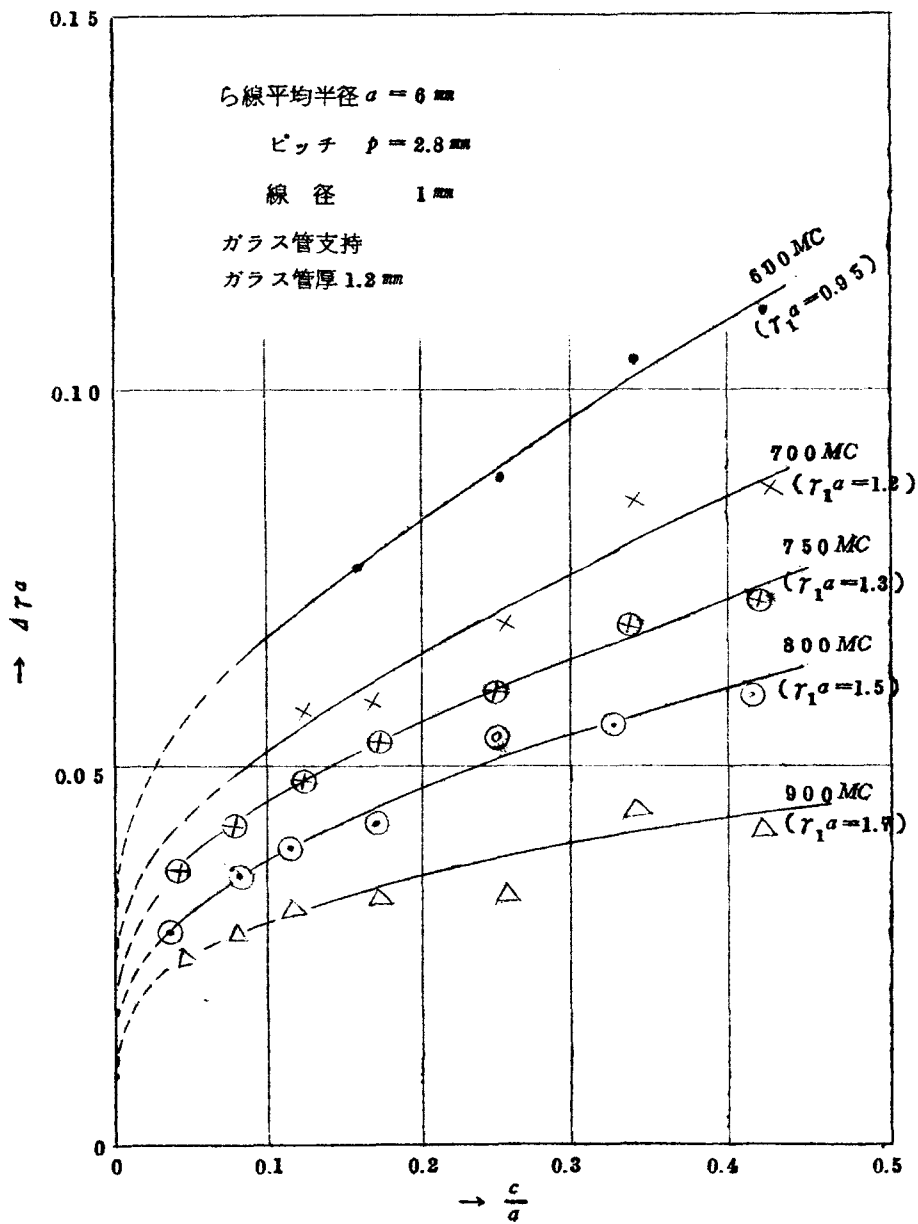


図 5.8 Δr_a の実測値

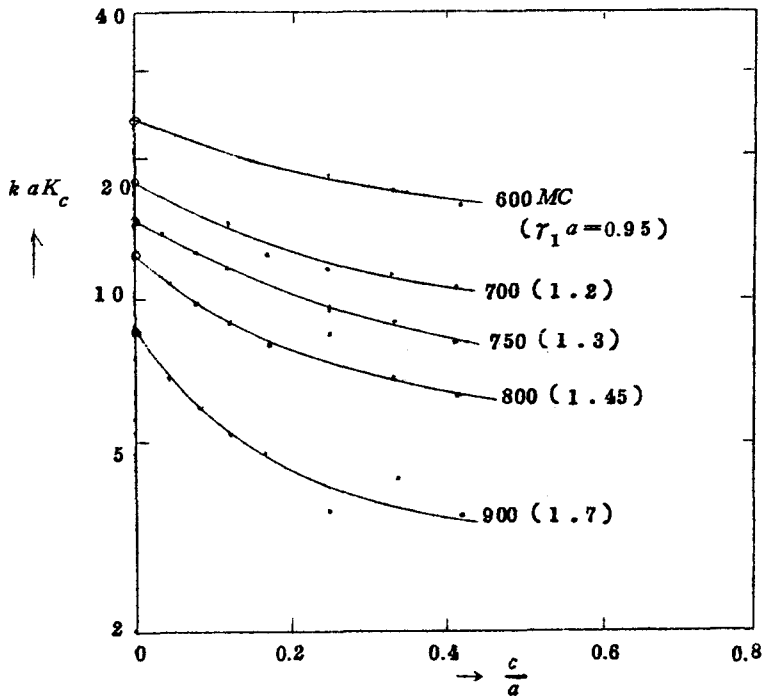


図 5.9 実際のら線のインピーダンスの決定

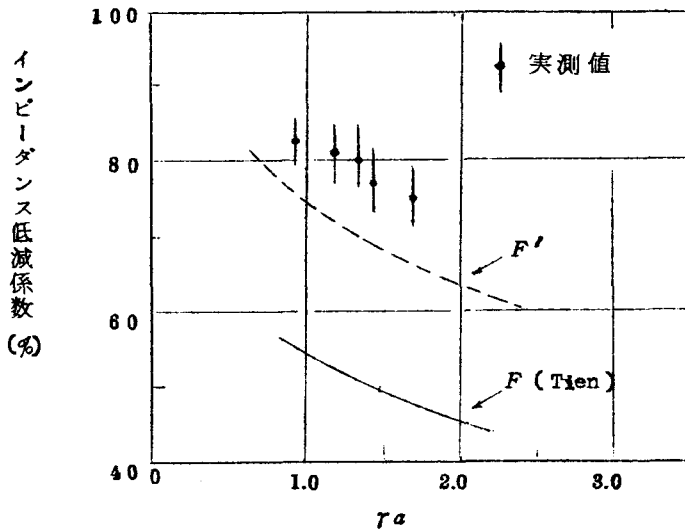


図 5.10 インピーダンス低減係数の実測値およびTienの方法による計算値 $F = F_1 \times F_2$ (実線) および筆者の方法による計算値 $F' = F_1 \times F_2'$ (点線) との比較。

5.3.4 他の測定方法との比較

前節までには線の軸上に種々の半径の導体棒を挿入した際の管内波長のずれからインピーダンスを求める方法およびその実測結果を示したが、すでに5.3.4.3で述べたように測定精度を±5%程度以上に上げることは困難であろう。その原因は、導体棒の半径を減じていったとき、 $\Delta r a$ が小さくなり、測定精度が悪くなることおよび $c/a \rightarrow 0$ の外挿の際多少の任意性があるために誤差が生じるからである。

そこで測定精度の観点から他の測定方法と比較してみる。

1. 導体棒の代わりに誘電体棒を使用する場合⁽⁵⁷⁾

誘電体棒(比誘電率 ϵ^*)の場合には、インピーダンス測定公式は次式で与えられる。⁽⁴⁰⁾

$$\Gamma - \Gamma_1 = j \frac{k \cdot (r_1 c)^2}{240} \cdot \epsilon^* K_c \quad (5.50)$$

(5.44)と比較すると、通常の場合例えば $r_1 a = 1.5$ 、 $c/a = 0.1$ の場合には、両者の伝播定数のずれの比は

$$\frac{(\Delta r a)_{diel}}{(\Delta r a)_{cond}} = 0.023 \epsilon^* \quad (5.51)$$

となり、 ϵ^* が40程度でその比はほぼ1になるが、 ϵ^* が40よりもずっと小さい。一般には誘電体棒の場合の方が $\Delta r a$ が小さく、 $\Delta r a$ の測定精度、したがってこの方法によるインピーダンス測定も精度が悪いと考えられる。また(5.50)中に ϵ^* が入っているため、インピーダンスを測定している周波数における ϵ^* を測定しておかなければならない。

2. 共振周波数の変化を利用する方法^(59,67)

測定したい回路に沿って適当な2つの位置にそれぞれ短絡板をおいて共振

器を作る。その中に、電磁界がその中で一様であるとみなせる位充分小さい体積をもつビードを共振器中に挿入した際の共振周波数の変化からインピーダンスを求める方法がある。これは共振器の R/Q を実測する際に広く利用されている方法⁽⁵⁰⁾ である。そこで理想線回路にこの方法を適用した際の共振周波数の変化の割合 $\Delta f/f$ を計算し、前節までに述べた方法による管内波長の変化の割合 $\Delta \lambda_g/\lambda_g$ の大きさと数値的に比較してみる。

半径 a 、長さ L の理想線共振器の電界最大の位置に半径 c 、長さ l のビードを挿入した際の共振周波数の変化の割合を、次式で示される Slater の擾動定理⁽⁵⁰⁾ によって求める。

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\int_{\Delta T} (\mu_0 H^2 - \epsilon_0 E^2) dv}{\int_V (\mu_0 H^2 + \epsilon_0 E^2) dv} \quad (5.52)$$

上式の分母は共振器内の蓄積エネルギーである。理想線共振器は半径方向に閉じていないのでその体積は無限大であるが、その蓄積エネルギーは殆んど線の近傍に集中しており、通常の場合から線から半径だけ離れると界は非常に小さくなるので、ここでは共振器の体積 V を近似的に $V = \pi(2a)^2 L$ と考える。 ΔT はビードの体積であって、 $\Delta T = \pi c^2 l$ である。実際に理想線共振器の界を(5.56)に代入して計算してみると、 $r_1 a \gg 1$ 、 $c/a \ll 1$ 、 $l/L \ll 1$ の場合には、 $\Delta f/f$ は次式の大きさになる。

$$\frac{\Delta f}{f} \sim \frac{1}{10} \frac{\Delta T}{V} = \frac{1}{10} \left(\frac{c}{a}\right)^2 \frac{l}{L} \quad (5.53)$$

ここで $c/a \sim 10^{-1}$ 、 $l/L \sim 10^{-1}$ とすると $\Delta f/f$ は 10^{-4} 程度になる。市販されている空洞周波数計の周波数測定精度は 3×10^{-4} 程度であり、ヘテロダイン周波数計では 5×10^{-5} 程度である。後者を用いると、 $\Delta f/f$ の有効数字 2 桁の測定結果がえられる。

一方理想ら線に導体棒を挿入した場合は、図 5.6 から $c/a \sim 10^{-1}$ のとき $\Delta\lambda_g/\lambda_g$ は 10^{-2} 程度であることが判る。筆者の用いた測定装置の管内波長の測定精度は前節でのべたごとく 10^{-4} 程度であるのでこの場合には有効数字 3 桁の測定値がえられることになる。しかしビードを使用した場合は、(5.53) が示すように $\Delta f/f$ は $\Delta T/V$ に比例して減少するが導体棒の場合には (5.49) が示すように、 $c/a \rightarrow 0$ のとき $\Delta\lambda_g/\lambda_g$ は $-1/\ln(c/a)$ で減少し、 c/a と共に直線的には減少しない。(共振器の R/Q を測定するために共振器の電界最大の位置で、電界の方向に針を挿入した際、針を細くしたときの共振周波数のずれ Δf の特性はこれと全く同様である。⁽⁴⁹⁾) したがって $\Delta T/V \rightarrow 0$ のときの $\Delta f/f$ は、 $c/a \rightarrow 0$ のときの $\Delta\lambda_g/\lambda_g$ よりも精確に求められる。

5.4 結 言

理想ら線回路のインピーダンスがそのまわりにある誘電体円筒によってどのような影響をうけるかを検討した。従来広く使用されてきた「同じ DLF であれば誘電体の厚さに無関係に、無限厚の場合の F_2 をとってよい」という Tien の近似計算法は、誘電体の厚さが薄くて DLF が大きい(すなわち波長短縮率が大きい)場合にはかなりの誤差を伴うことを明らかにした。そして有限厚の誘電体円筒による DLF および F_2' を計算し、実用上便利なように図表にした。また筆者の計算方法の方が近似度が高いことを実際のら線回路のインピーダンスを測定することによって確めた。

ら線回路に導体棒を挿入したときの管内波長のずれからインピーダンスを求める方法を測定精度を中心に検討した。この方法は手軽に測定できる点に特長があるが、測定精度を $\pm 5\%$ 以上に高めることは技術的に困難を伴う。しかし進行波管の利得を検討するときにはこれ位の測定精度で充分である。

第 6 章 進行波管の能動伝播特性測定装置

6.1 序 言

進行波管の出力端において実測される総合特性は、多くの要因の総合されたものである。この総合特性がこれらの要因にどのように依存しているかについての実験的検討はすでにこれまでもなされてきた。例えば Cutler - Brangaccio⁽⁶²⁾ や Caldwell - Hoch⁽⁶³⁾ 等が進行波管の能率改善に関する研究で、電力飽和におよぼす減衰器の影響を調べるために、ら線上の電力レベルを実測している。また鹿野 - 上領 - 柴田⁽⁶⁴⁾ 等は、進行波管の能動伝播特性を研究する目的で完成した測定装置を報告している。筆者は進行波管の動作特性を実験的に解明し、出力特性に影響を及ぼす各要因を定量的に調べるため、Caldwell 等や鹿野等の装置の欠点を改良して (Cutler 等の装置の詳細は不明である)、ら線上の電磁界のレベルを測定する装置を完成した。改良した点を次にのべる。進行波管の入力端近傍のら線上では増大波、減衰波、非減衰波がほぼ同じ振巾で混在するが、出力端近傍では増大波が他の2波に比べて優勢になるので、3つの波の合成電磁界レベルはら線の軸方向に指数関数的に増大する。これを dB 単位であらわして直線で XY 記録計に記録できるように工夫してある。Caldwell 等および鹿野等の装置は増大波の電磁界レベルが直線で記録されるように工夫されていない。

第2節に測定系および測定装置の概略をのべる。この装置の中で最も重要な部分は探針である。第4節、第5節は探針の設計について詳しく述べたものである。第6節では、第4節と第5節でえられた探針によって検出される電磁界レベルについて検討した。

6.2 測定系および測定装置の概略

この測定系のブロックダイアグラムを図6.1に示す。装置は大きくわけて (i) 探針系、(ii) 増巾器および (iii) XY記録計の3つから構成されている。

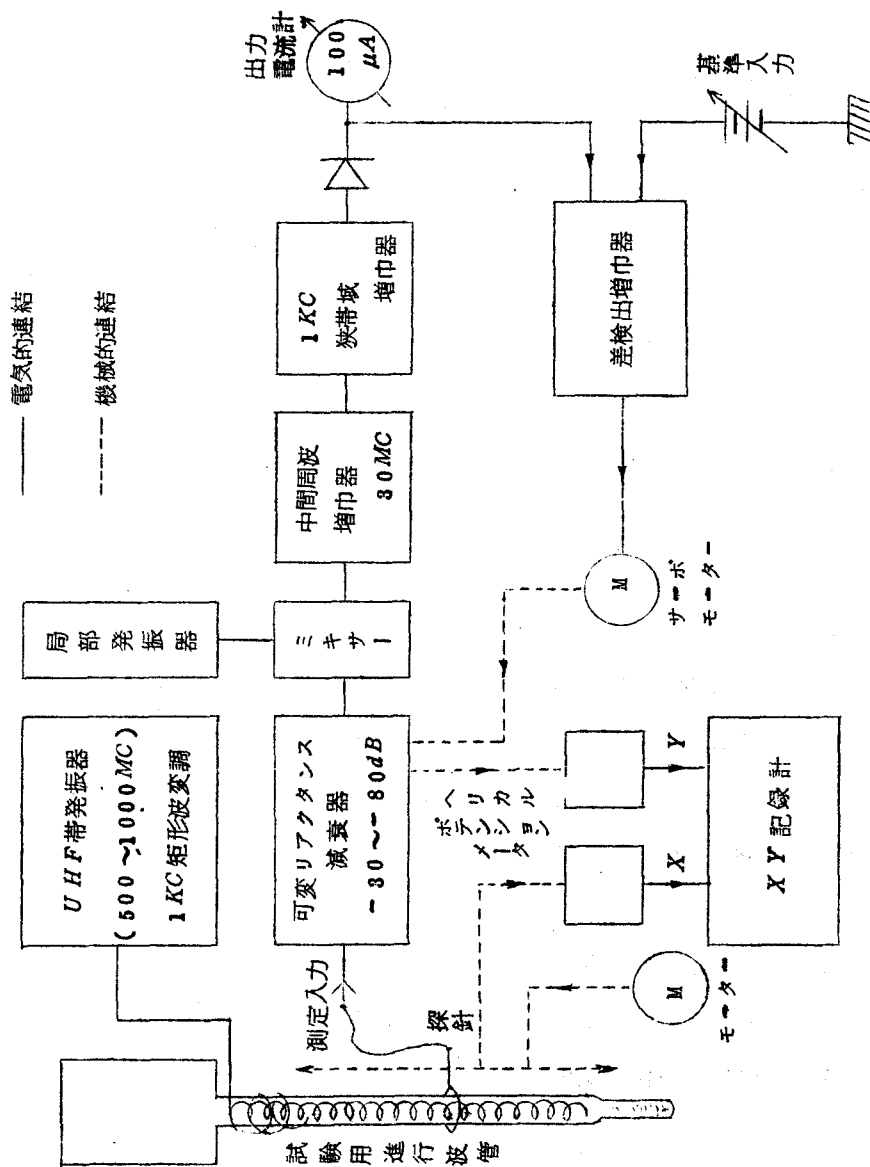
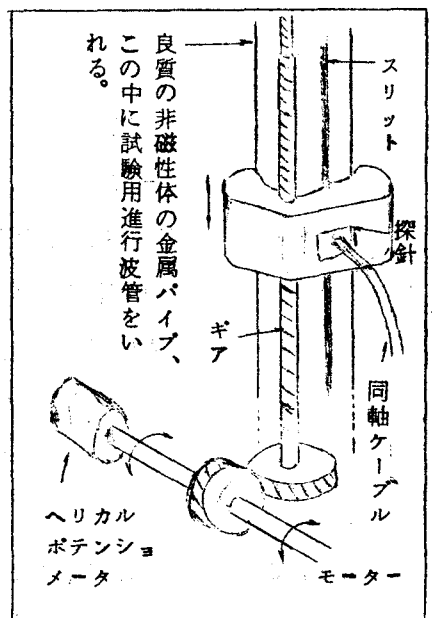


図6.1 進行波管能動特性測定系ブロックダイアグラム

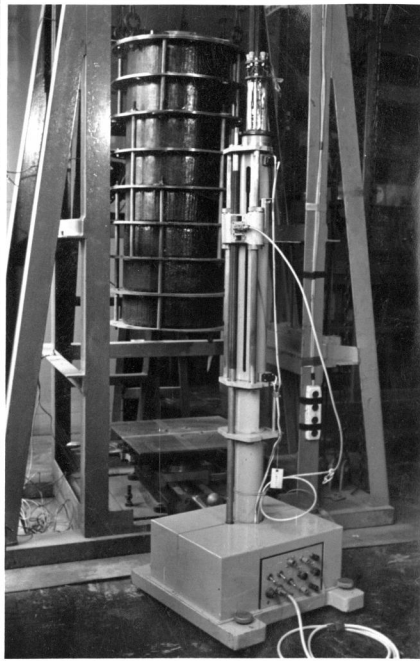
(i) 探針系

探針系は動作中の進行波管のら線に沿って探針を移動させ、その上の電磁界を取り出す装置である。図 6.2(a)(b)に示すように、良質な非磁性材料でできている内径 60 mm 径、(500~1000 MC では導波管モードは伝送しない)長さ約 90 cm の金属円筒の中に試験すべき進行波管を入れる。この金属円筒には、軸方向に細長いスリットがあり、探針を金属円筒外部からここを通して内部に挿入し軸方向に移動できるようになっている(図 6.4 参照)。この移動はモーターで駆動されるギアによってなされ、図 6.2(a)に示すようにこれに連結しているヘリカルポテンシオメーターによって探針の移動距離が電気信号に変換され、XY 記録計の X 軸に入れられる。探針の全区間の移動所要時間は約 4 分である。進行波管が入っているこの金属円筒部を内径 200 mm 径、長さ約 1 m の集束磁界コイルの中に同軸的に入れる。集束磁界軸と進行波管のら線の軸との傾きを調整して電子ビームの透過率を最良にするために、探針系の台には 4 個の調整ネジがついている。探針の詳細は 4 節、5 節でのべる。

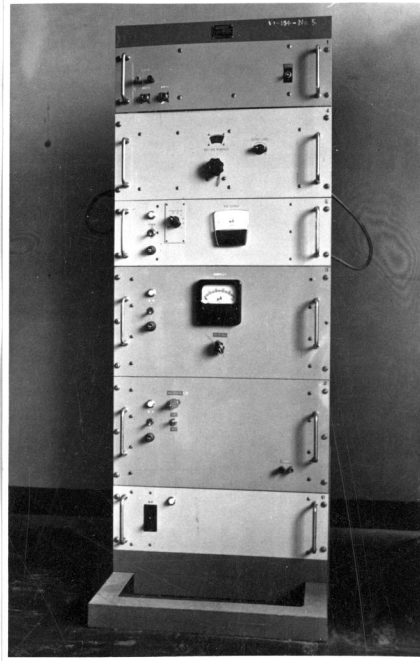


(a) 探針系の機構説明図

図 6.2 測定装置



(b) 探針系と集束磁界装置



(c) 増巾器

図6.2 測定装置

(d) 増巾器(図6.2(c))

探針によって取り出されたら線上の信号(進行波管の入力信号はすでに 1000 c/s で矩形波変調されている)は、まず可変リアクタンス減衰器(可変減衰量約 $-30 \sim -100 \text{ dB}$)を通り、ミキサーに入る。ここで局部発振器の信号と混合し、 30 MC の中間周波数信号に変換されて中間周波増巾器で増巾、検波される。そして 1000 c/s 狭帯域増巾器で再び増巾、検波されて直流信号電圧になる。差検出器では、この直流信号電圧と基準電圧とが比較され、その差信号は増巾されてサーボモーターを駆動する。このサーボモーターの軸は、先にのべた可変リアクタンス減衰器の減衰量を変化するピストンと連動になっている。そして直流信号電圧と基準電圧が等しくなったところで、サーボモーターは平衡する。このようにして、リアクタンス減衰器の信号入力のレベルが変化すれば、それに応じてこの減衰器のピストン

が移動する。(このためミキサーに入る信号入力は常に一定に保たれる。)
この移動距離は減衰量に比例しているので、この移動距離をヘリカルポテン
シオメーターによって、その移動距離に比例した電気信号に変換し、XY記
録計のY軸端子に入れる。

この信号検出系の性能を次に示す。

受信周波数範囲 500MC~1000MC

最高受信感度 -50dBm

安定度(サーボ系) 0.4dB以下

応答性 10dBステップ約2.5秒

なお、探針系および増巾器は日本高周波株式会社製である。

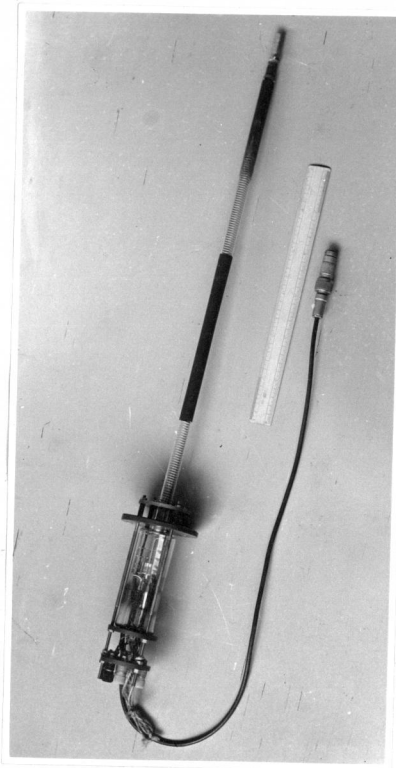
(iii) XY記録計

探針系および信号検出系の出力をそれぞれXY記録計(波辺測器製)のX
軸およびY軸端子に入れることによって、ら線上の信号レベルをdB単位で
記録することができる。記録紙のX軸の1cmは探針の移動距離1cmに、Y軸
の1cmは2dBになるように調整してある。

6.3 試験用進行波管

進行波管の能動特性を研究する際に、ビーム電圧を大巾に変化させること
があると考えられるので、試験用進行波管は、ビーム電圧の広い範囲にわた
ってビーム透過率がよく、また横方向運動の少ないビームがえられるように設
計することが必要である。そこで電子銃としては、平行形でかつ陰極磁界
浸形の4電極電子銃⁽⁶⁾を用いた。これは図6.8に示すように3つの陽極を
もっており、第1陽極電圧によってビーム電流が定まる。第3陽極はら線と
つながっており、この陽極電圧によって、ら線回路におけるビーム速度がき
められる。第2陽極電圧と集束磁界を調整することにより、第1陽極と第3
陽極の電圧を変化しても常にら線回路中へのビームの入射条件を最良にえら
ぶことができる。設計の詳細は付録Aにのべてある。電極などの寸法は図6

・ 3 に示してある。電子銃のパービアンスは $1 \mu A/V^{3/2}$ である。



ら線 平均半径 $a = 6 \text{ mm}$

ピッチ $p = 2.8 \text{ mm}$

線径 1 mm

長さ 520 mm

平行磁界浸形四電極電子銃

K : 陰極, W : ウエーネルト

A_1 : 第1陽極, A_2 : 第2陽極

A_3 : 第3陽極 (ら線)

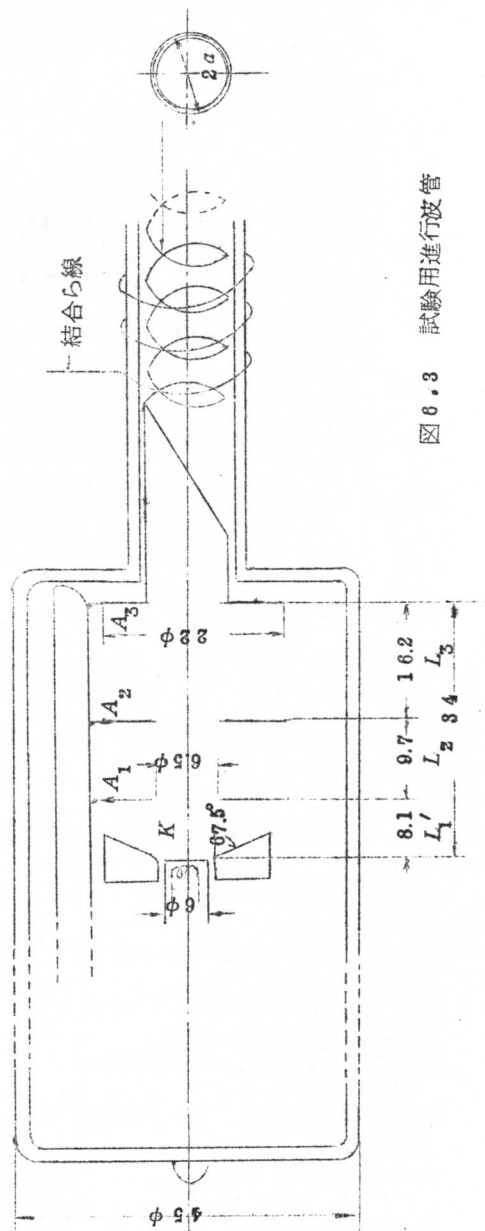


図 6.3 試験用進行波管

ら線回路は、線径 1 mm (モリブデン線)、平均半径 6 mm、ピッチ 2.8 mm のら線を肉厚 1.2 mm のガラス管で支持したものである。設計の詳細は付録 A にのべてある。このら線のピッチおよびガラス管の厚みの不均一性は、± 1 % 以下にする必要がある。^{(93), (94)} 実測の結果では、1 ピッチごとの不均一性は ± 0.6 % 程度、5 ピッチごとのそれは 0.8 % 程度であった。このら線回路のビームが存在していないときのインピーダンスを測定した結果は 5.3.43 にのべてある。入力結合部は結合ら線を使用した。出力端は整合をよくするため高周波電力を外部に取り出さずに、ら線の終端に 3.2.3 にのべた抵抗膜を円筒減衰器をつけてダミーにした。そして反射係数を小さくするため抵抗膜の手前にガラスウールにアカダグを塗ったものをおくことによつて、ビームの存在しない状態で VSWR を約 1.07 にすることができた。

集電極の最大消費電力は強制空冷した場合約 100 W である。第 1 陽極、第 3 陽極の電圧の広い範囲にわたって集電極へのビームの透過率 ((集電極電流) / (集電極電流 + ら線電流)) は約 97% であった。

第 3 陽極の電源電圧の脈動率は負荷電流 50 mA で ± 0.2% である。

6.4 探針の設計 (その 1)

6.4.1 1 巻ループ状探針の特性

ここで使用する探針は次の条件を満足していることが望ましい。

(a) ら線姿態の電磁界分布を忠実に検出すること。ら線姿態の界に対する探針の結合はある程度強くなければならないが、あまり強すぎると電磁界を乱すため実際の波形の正しい測定ができないばかりか、探針によって反射が生じ、進行波管が発振をおこすおそれがある。

(b) 選択性が良いこと。他の姿態 (例えば同軸姿態) の電磁界や漏洩電磁界が共存していてもそれらには充分結合が弱いことが望ましい。

(c) ら線姿態の電磁界に対する結合度は周波数によってあまり変化しないこと。

Cutler 等は空洞結合形の探針（結合損失は不詳）を使用している。また、Caldwell 等はシールドのついている一卷ループ状探針を用いており、探針の反射係数を小さくするために、結合損失を 15 dB よりも大きくしたと述べている。鹿野等は結合損失約 30 dB の「コ」の字形スリットを探針として用いている。

ここでは次のようにして探針の設計を行った。まずはじめにシールドのついていない一卷ループ状探針を用いて、進行波管の種々の状態におけるら線上の電磁界レベルを実測して、欠点があればそれを逐次改良していくという方法をとった。さて設計の第1段階として選んだ一卷ループ状探針（半径 R ）は次のような特徴をもっている。

(i) この探針はループを貫く全磁束（磁界の z 方向成分 H_z をループの全断面にわたって積分したもの）の時間的変化によってループに誘導される電圧を検出する。この電圧は、ら線姿態の電磁界の中、半径 R の位置における電界の θ 方向成分 $E_\theta(R)$ （これは探針が存在しないとしたときの値である）の $2\pi R$ 倍に等しい。このようなら線姿態電磁界に対する結合損失の計算が比較的容易であるので、その計算結果から探針の特性をある程度予測できる。

(ii) ら線姿態のように回転対称な H_z 成分をもつ姿態に対する結合は強いが、 H_z 成分をもたない姿態（例えば同軸モード、 TM モードなど）及び H_z 成分をもっていない回転対称でない姿態（例えばら線の高次モード等）に対する結合は弱い。よって選択性はかなり良いと予想される。

(iii) 機械的構造が比較的簡単であるので製作が容易である。この探針は、そのループの中心とら線の軸とが共軸になるように配置される。

もし探針の配置の機械的精度が多少悪くて、ループの中心とら線の軸が共軸になっていなくても、ら線姿態電磁界に対する結合度はあまり変化がないと考えられる。何故なら多少同心になっていなくてもループを貫く全磁束の量はあまり変化しないと考えられるからである。

この探針の構造を図 6.4 に示す。ループの一端は特性インピーダンスが

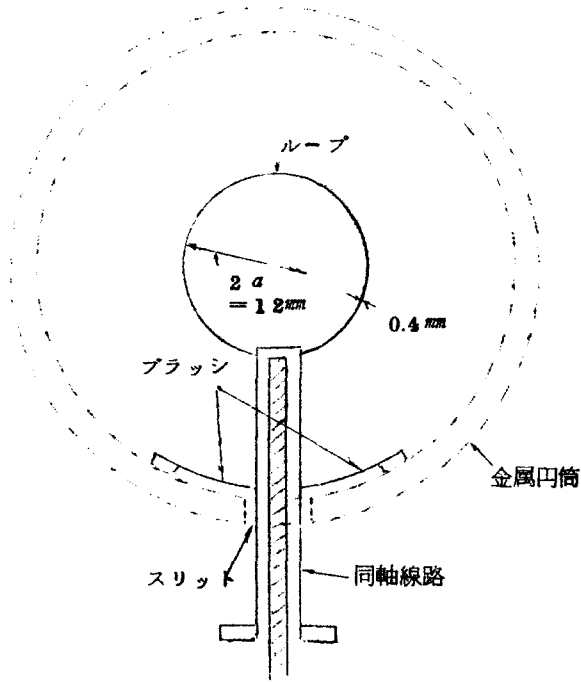


図 6.4 一巻ループ状探針

50Ωの同軸線路の内導体に、他端はその外導体に接^続触している。外導体の外側を流れる高周波電流がしやへい金属円筒の外にでてこないように、外導体は2個のブラッシによって金属円筒に接触している。

一巻ループのら線姿態の電磁界に対する結合損失は次のようにして求められる。

内半径 a 、外半径 b なる誘電体円筒中にある理想ら線の半径を a 、ループの半径を R とすると、この一巻ループに励振される電圧 V_1 は、

$$V_1 = \frac{d}{dt} \int_0^R H_z(r) 2\pi r dr = - \int_0^{2\pi R} E_\theta(R) dl = -E_\theta(R) \cdot 2\pi R \quad (6.1)$$

で与えられる。 E_θ は (5.8) を用いると、

$$V_1 = +A_1 \frac{I_{0a}}{K_{1a}} \cdot \frac{1}{\cot\psi} K_{1R} 2\pi R \cdot e^{j(\omega t - \beta_1 z)} \quad (6.2)$$

ただし $I_{0a} \equiv I_0(r_a)$, $K_{1a} = K_1(r_a)$, $K_{1R} = K_1(r_R)$ である。このループは特性インピーダンス 50Ω の同軸ケーブルに接続されているので、このループによって検出される電力 P_1 は

$$P_1 = \frac{|V_1|^2}{2 \times 50} \quad (6.3)$$

一方ら線回路を伝播している電磁波の電力 P_0 は軸上のインピーダンス K と次の関係がある。

$$P_0 = \frac{E_z^2(0)}{2\beta_1^2 K} \quad (6.4)$$

(6.3)(6.4)から

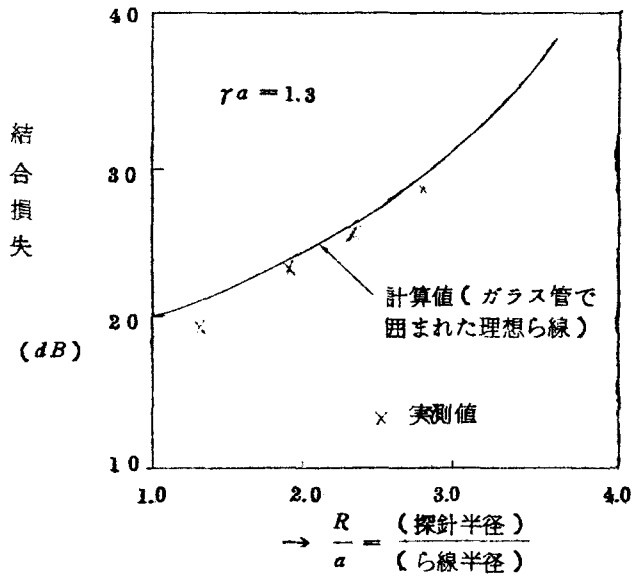
$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{4\pi^2}{50} K \left(\frac{\beta_1 R}{\cot\psi} \frac{I_{0a}}{K_{1a}} K_{1R} \right)^2 \quad (6.5)$$

この K は既に 5.2.2 で計算してある。結局この一巻ループ状探針の結合損失 L_1 は

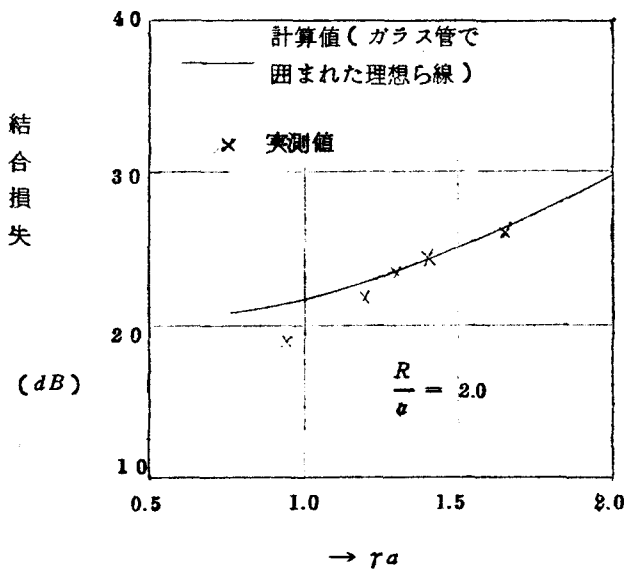
$$L_1 = \left| 10 \log_{10} \frac{P_1}{P_0} \right| \quad (dB) \quad (6.6)$$

となる。

図 6.5(a)(b) に (6.5) の計算結果および実測値を示した。図 6.5(a) は探針の半径と結合損失の関係を示している。探針の設計の第 1 段階として、



(a) 探針半径対結合損失



(b) 結合損失の周波数特性

図 6.5 1巻ループ状探針の結合損失

探針の半径 R を $R/a = 2.0$ なる値に選んだ。使用周波数帯の中央 (750 MC), すなわち $\tau a = 1.3$ 附近でこの探針の結合損失はほぼ 25 dB であり, その周波数特性が図 6.5(b) に示されている。

ビームが存在する場合にこの探針の結合損失がどのように変化するかを次のような近似的な方法によって検討してみる。

ビームが存在する場合の伝播定数 $\tau \sim \beta$ は次式で表わすことができる。

(2.19) より

$$\begin{aligned} \tau a &= \tau_1 a (1 + j C' \delta') \\ &\equiv \tau_1 a + j \Delta \tau a, \quad \Delta \tau a = \tau_1 a \times C' \delta' \end{aligned}$$

ここでは, τ_1 はビームが存在しないときの伝播定数である。これを簡単に

$$A = A_0 + j \Delta A$$

とかく。 ΔA は一般に複素数である。 ΔA は C' と同程度の量であるので, 一次微小量であるとして計算する。

ビームが存在するとき伝播定数だけが変化し, 電磁界分布はビームが存在していないときのそれと同じであると仮定すると, 探針から取出される電力 $P_1 + \Delta P$ は, (6.2) と同様にえられる。

そして ΔA を一次微小量とみなして, 次の近似式を用い, $1 + \Delta P/P_1$ を計算する。

$$\left\{ \begin{aligned} I_0(A) &= I_0(A_0) + I_1(A_0)(j \Delta A) \\ K_1(A) &= K_1(A_0) - \left[K_0(A_0) + \frac{K_1(A_0)}{A_0} \right] (j \Delta A) \quad (6.8) \\ K_1(\tau R) &= K_1(\tau_1 R) - \left[K_0(\tau_1 R) + \frac{K_1(\tau_1 R)}{\tau_1 R} \right] (j \Delta A \frac{R}{a}) \end{aligned} \right.$$

$$1 + \frac{\Delta P}{P_1} = 1 + \left[2(\xi_1 \xi_2 + \xi_2 \xi_3 - \xi_1 \xi_3) + (\xi_1 - \xi_2 + \xi_3)^2 - 2\xi_3^2 \right] (\Delta A)^2 \quad (6.9)$$

$$\text{ここで } \xi_1 \equiv \frac{I_{1a}}{I_{0a}}, \quad \xi_2 \equiv \frac{K_0 R}{K_1 R} + \frac{1}{r_1 R}, \quad \xi_3 \equiv \frac{K_0 R}{K_1 R} + \frac{1}{A_0}$$

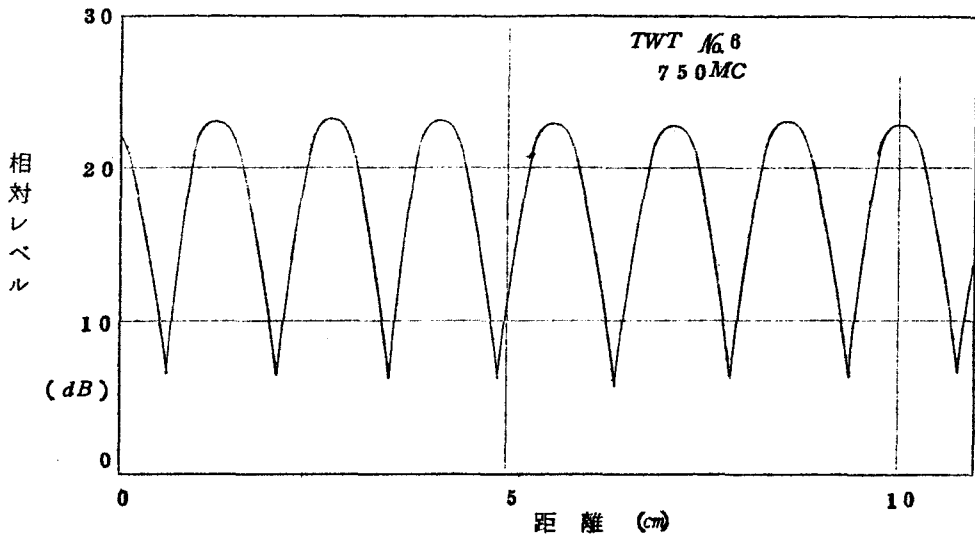
(6.9)の $(\Delta A)^2$ の係数は例えば $r_1 a = 1.3$, $R/a = 2.5$ のとき2程度である。 $C' = 0.1$, $Q' C' = 0.25$, $f' = 0$ のときビームが存在することによる探針に検出される電力の変化分は

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P}{P_1} &\approx 2(1.3 \times C' \delta')^2 \\ &\approx 0.02 \end{aligned}$$

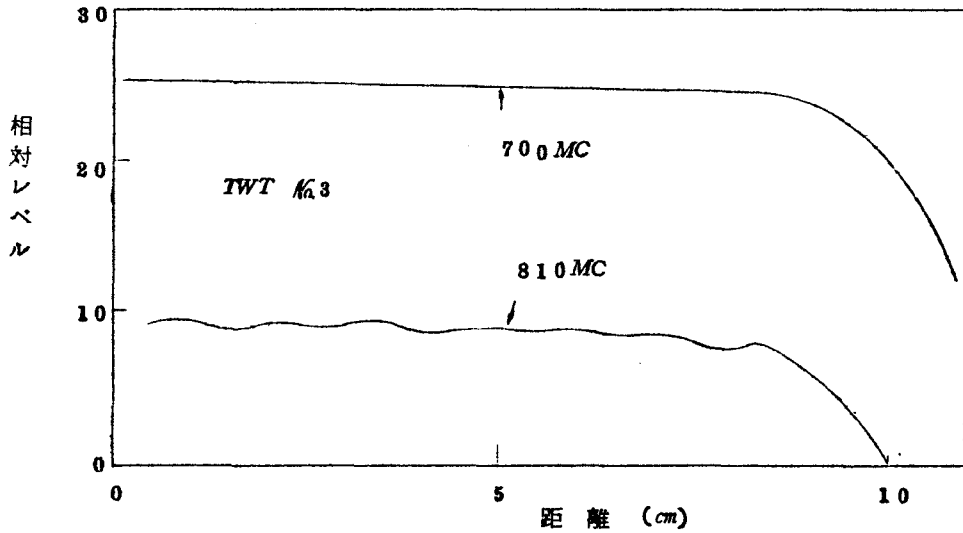
となる。したがって結合損失の変化は 0.1 dB 程度であり、通常の場合には無視することができる。

6.4.2 一巻ループ状探針を用いた伝播特性実測例

前節でのべた半径が $2a$ なる一巻ループ状探針を用いた受動伝播特性(ビームが存在していない場合)および能動伝播特性(ビームが存在する場合)の代表的な実測例を図6.6~図6.8に示した。図6.6(a)および(b)は、それぞれ線回路の出力端を開放した場合および6.3で述べたようにアカダグを塗ったガラスワールと抵抗膜で終端した場合の受動伝播特性である。図6.7(a)(b)(c)は相異なる動作条件の下で得られた能動伝播特性の典型的なものである。図6.8は抵抗膜円筒減衰器上の受動伝播特性である。図6.8の(A), (B)は抵抗膜の表面抵抗値が異なっており、図6.8の(B)と(C)は抵抗値は同じであるが、探針の結合損失が異なっている。

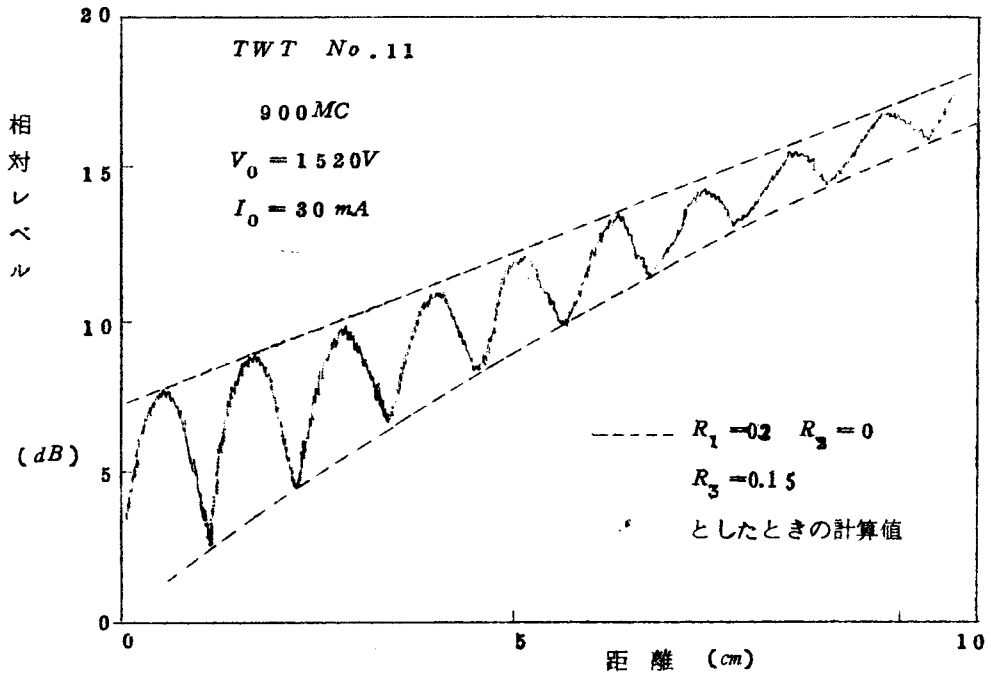


(a) ら線の出力端を開放した場合

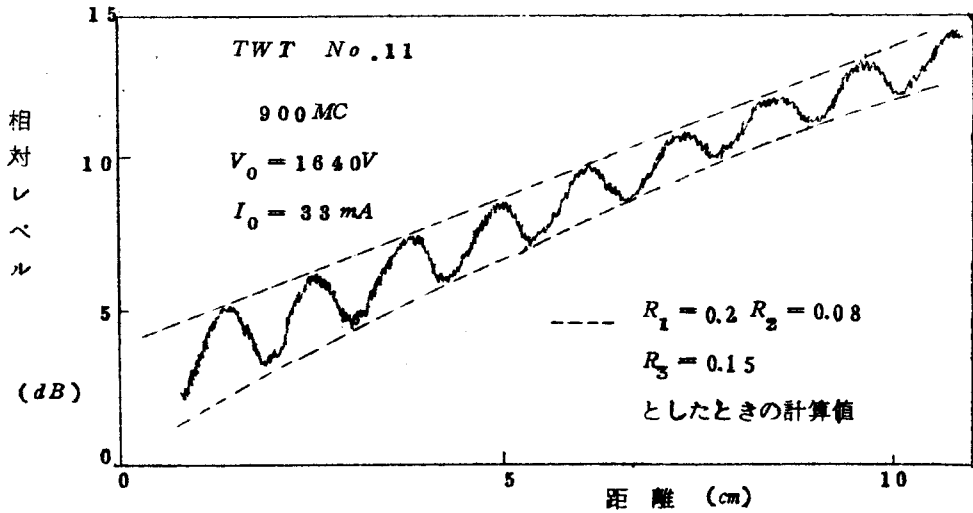


(b) ら線の出力端をほぼ整合した場合

図 6.6 受動伝播特性実測例

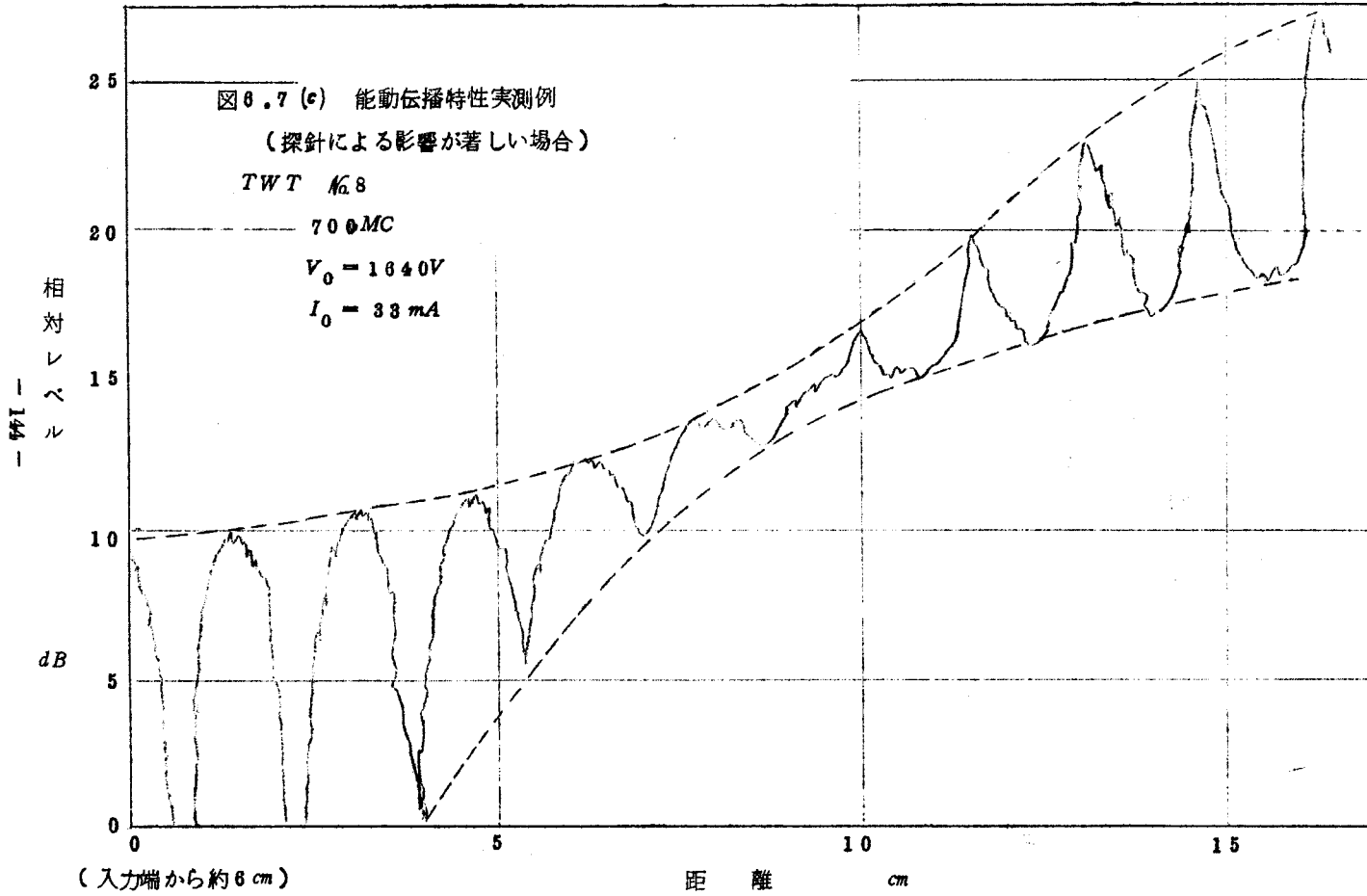


(a) 探針による反射の影響がほとんど現われていない場合



(b) 探針による反射の影響がわずかに現われている場合

図 6.7 能動伝播特性実測例



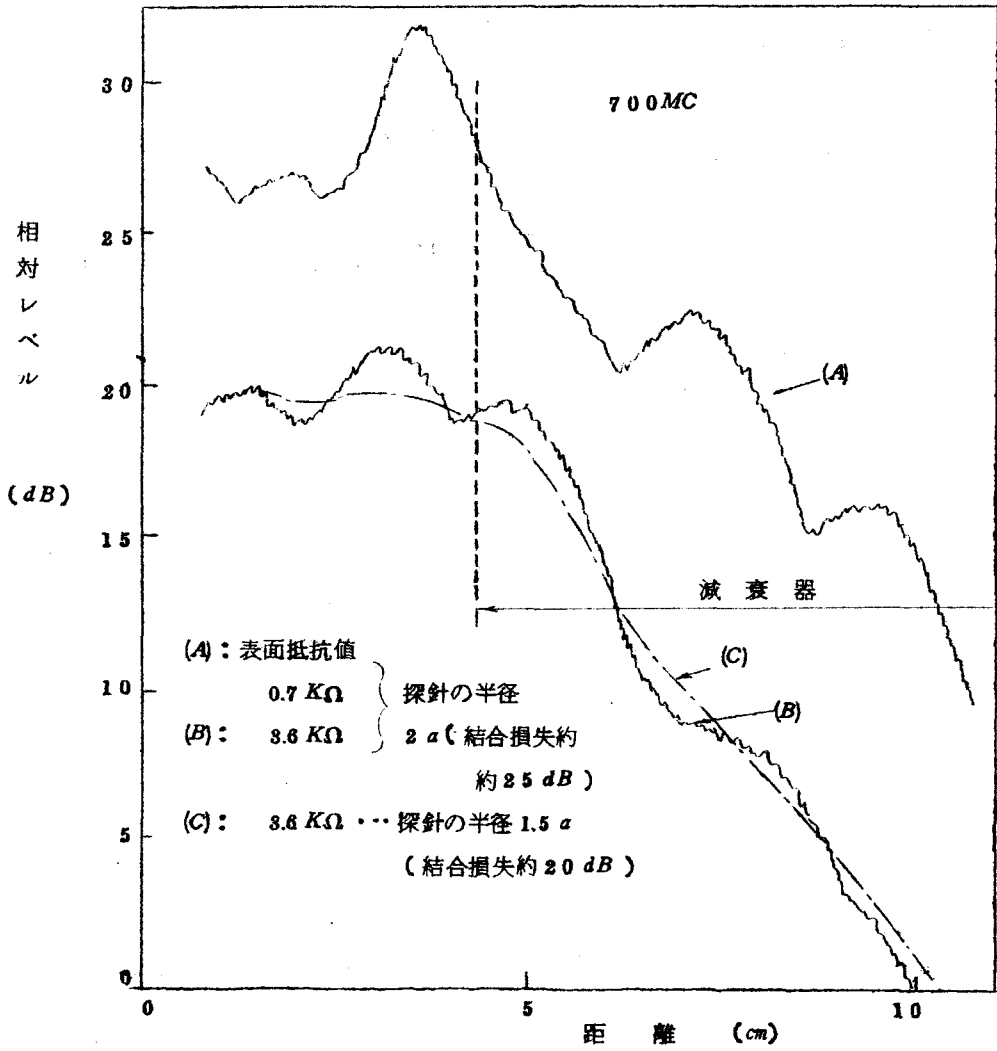


図 6.8 抵抗膜円筒減衰器中の受動伝播特性

6.4.3 探針および伝播特性実測例に対する考察

探針の設計の第1段階として選んだ1巻ループ状探針の特性を、それを用いて得られた伝播特性実測側から検討する。

(1) 受動伝播特性(図6.6(a)(b))

探針の結合度が極端に大きい場合には、ら線の電磁界は乱され、例えば定在波形は歪みをうけ、その最高値の位置は、その両側の節点の中心位置から少しずれることが知られている。⁽⁴⁾ところが図6.6(a)の定在波形の最高値の位置はその両側の節点の中心位置とほぼ一致している。600~900MCの場合に実測した定在波形もほぼ同様であった。また図6.6(b)の伝播特性をみると定在波比が非常に小さい。このことは、ら線の出力端で生じる反射波が充分少なく、かつ探針による電磁界の乱れが充分小さいことを意味している。

以上図6.6(a)(b)から判断すると、この探針は受動伝播特性に関する限り、ら線上の電磁界を乱すことなく忠実に検出している。

(2) 能動伝播特性(図6.7(a)(b)(c))

動作中のら線回路には一般に4つの波、すなわち増大波、減衰波、非減衰波および後進波(反射波)が存在し、出力結合部近傍のら線上では減衰波、非減衰波に比べて増大波が優勢になる。もし出力結合部が増大波に対して完全に整合がとれていれば出力結合部近傍では近似的に増大波だけが存在する。もし探針がこの増大波の電磁界を殆んど乱さない場合には、出力結合部近傍の電磁界のレベルはXY記録計の記録紙上にはほぼ直線で記録される。ところが実際には出力結合部不整合による反射波、探針による反射波がわずかに存在するばかりでなく、これらの反射波が減衰器によって再び反射されるため、実際に記録紙上に得られる電磁界レベルは直線ではなくなる。そこで増大波だけが存在するとき得られる直線波形が、これらの反射波が存在することによってどのような影響をうけるかをつきに検討する。

増大波の伝播定数 $\Gamma = -\alpha + j\beta$ 、反射波のそれを $\Gamma_1 = j\beta_1$ 、減衰器

の出力端，探針および出力結合部の反射係数をそれぞれ $R_1 = |R_1| e^{j\psi_1}$ ，
 $R_2 = |R_2| e^{j\psi_2}$ ，および $R_3 = |R_3| e^{j\psi_3}$ とする。また減衰器の出力端から探針までの距離，および出力結合部までの距離をそれぞれ l および L とする。
 (図 6.9 参照) 探針と出力結合部とにおける多重反射を考慮すると，探針のすぐ左側からみた実効的な探針の反射係数 R'_2 は次式で与えられる。^[27]

$$R'_2 = \frac{R_2 + R_3 e^{-(L-l)(\Gamma + \Gamma_1)}}{1 + R_2 R_3 e^{-(L-l)(\Gamma + \Gamma_1)}} \quad (6.10)$$

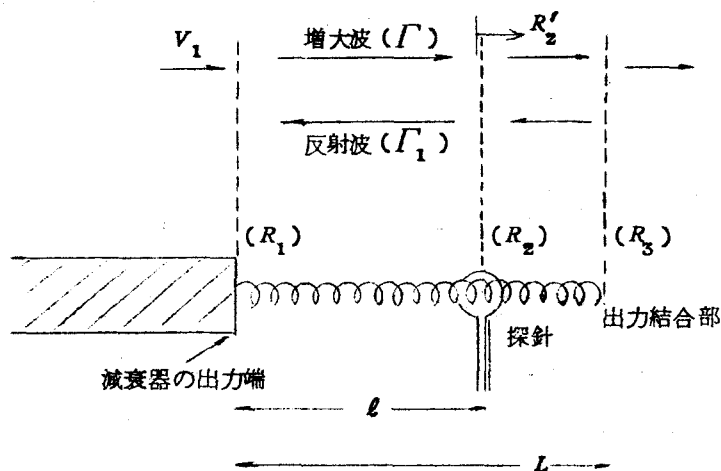


図 6.9 進行波管の出力側ら線上に存在する増大波と反射波

一方減衰器の出力端と探針とにおける多重反射を考慮すると、探針の位置における電圧 V は次のようにして導ける。ただし減衰器の出力端における増大波の電圧を V_1 とする。

$$\begin{aligned}
 V &= V_1 e^{-\Gamma l} \left[1 + R_1 R_2' e^{-(\Gamma + \Gamma_1)l} + \{ R_1 R_2' e^{-(\Gamma + \Gamma_1)l} \}^2 + \dots \right] \\
 &+ V_1 R_2' e^{-\Gamma l} \left[1 + R_1 R_2' e^{-(\Gamma + \Gamma_1)l} + \{ R_1 R_2' e^{-(\Gamma + \Gamma_1)l} \}^2 + \dots \right] \\
 &= V_1 e^{-\Gamma l} \cdot \frac{1 + R_2'}{1 - R_1 R_2' e^{-(\Gamma + \Gamma_1)l}} \quad (6.11)
 \end{aligned}$$

(6.10)を(6.11)に代入すると結局

$$\begin{aligned}
 V &= V_1 e^{(\alpha - j\beta)l} \cdot \frac{(1 + R_2) [1 + R_3 e^{(L-l)(\alpha - j(\beta + \beta_1))}]}{[1 + R_2 R_3 e^{(L-l)(\alpha - j(\beta + \beta_1))}]} \\
 &\frac{-R_1 R_2 e^{(\alpha - j(\beta + \beta_1))l} - R_1 R_3 e^{L(\alpha - j(\beta + \beta_1))}}{\quad} \quad (6.12)
 \end{aligned}$$

(6.12)で $R_1 = R_2 = R_3 = 0$ のときは $V = V_1 e^{(\alpha - j\beta)l}$ となり増大波だけとなる。そこで $R_1, R_2, R_3 < 1$ と仮定してこの増大波だけの値からの変化を考える。また簡単のために $\beta = \beta_1$ とおく。

$$\begin{aligned}
 \frac{V}{V_1} &= e^{(\alpha - j\beta_1)l} \left[1 + R_2 + R_3 e^{(L-l)(\alpha - j2\beta_1)} - R_2 R_3 e^{(L-l)(\alpha - j\beta_1)} \right. \\
 &\quad \left. + R_1 R_2 e^{(\alpha - j2\beta_1)l} + R_1 R_3 e^{L(\alpha - j2\beta_1)} \right] \\
 &= e^{(\alpha - j\beta_1)l} \left[1 + R_2 + R_1 R_3 e^{L(\alpha - j2\beta_1)} \right. \\
 &\quad \left. + R_1 R_2 e^{(\alpha - j2\beta_1)l} + (1 - R_2) R_3 e^{(L-l)(\alpha - j2\beta_1)} \right] \quad (6.13)
 \end{aligned}$$

上式の〔 〕の第 1, 2, 3 項は l の変化に対して不変であり, l が増大すると第 4 項は増大し, 第 5 項は減少する。物理的には第 4 項は探針によって生じた反射波が減衰器で再び反射され, 増巾された探針の位置における電圧であり, 第 5 項は, 探針を透過した増大波が出力結合部で反射され再び探針の位置まで戻ってきた反射波の電圧である。(6.13) の電圧が探針によって検出され, $\log |V/V_1|^2$ に比例した量が XY 記録計に記録される。

(6.13) から

$$\begin{aligned} \left| \frac{V}{V_1} \right|^2 \approx e^{2\alpha l} \left[1 + 2 |R_2| \cos \psi_2 + 2 |R_1 R_3| e^{\alpha L} \cos(2\beta_1 L + \psi_1 + \psi_3) \right. \\ \left. + 2 |R_1 R_2| e^{\alpha l} \cos(2\beta_1 l + \psi_1 + \psi_2) \right. \\ \left. + 2 |R_3| e^{\alpha(L-l)} \cos(2\beta_1(L-l) + \psi_3) \right] \end{aligned} \quad (6.14)$$

$\log(1+x) = x$ を用いて近似計算を行うと

$$\begin{aligned} \log \left| \frac{V}{V_1} \right|^2 \approx 2\alpha l + 2 |R_2| \cos \psi_2 + 2 |R_1 R_3| e^{\alpha L} \cos(2\beta_1 L + \psi_1 + \psi_3) \\ + 2 |R_1 R_2| e^{\alpha l} \cos(2\beta_1 l + \psi_1 + \psi_2) \\ + 2 |R_3| e^{\alpha(L-l)} \cos(2\beta_1(L-l) + \psi_3) \end{aligned} \quad (6.15)$$

上式の第 1 項は増大波であり l と共に直線的に変化する量である。この直線に第 4 項, 第 5 項の定在波が重畳する。この定在波の振巾は, それぞれ $2 |R_1 R_2| e^{\alpha l}$ および $2 |R_3| e^{\alpha(L-l)}$ であり, 両者が等しくなる l_1 となわち

$$|R_1 R_2| e^{\alpha l_1} = |R_3| e^{\alpha(L-l_1)}$$

または

$$e^{2\alpha l_1} = \frac{|R_3|}{|R_1 R_2|} e^{\alpha L} \quad (6.16)$$

なる l_1 よりも大きな l に対しては (6.15) の第 4 項が優勢になり、 l_1 よりも小さな l に対しては第 5 項が優勢になる。したがって増大波に重畳している定在波の振巾は減衰器から離れるに従って一旦小さくなり、出力結合部に近づくとつれて再び大きくなる。ただしこれは $l_1 < L$ の場合であって $l_1 \geq L$ の場合には、定在波の振巾は l と共に指数関数的に減少するだけである。このように反射波の影響であるとして説明することのできる能動伝播特性がいくつか測定された。図 6.7 (b) はその典型的な一例である。とくに図 6.7 (c) は (b) の極端な場合である。

また $R_1 \neq 0$ 、 $R_2 \neq 0$ 、 $R_3 \neq 0$ の場合は (6.15) の第 4 項によって定在波の振巾は l と共に増大し、 $R_1 \neq 0$ 、(又は $R_1 = 0$) $R_2 \neq 0$ 、 $R_3 \neq 0$ の場合は (6.15) の第 5 項によって定在波の振巾は l と共に減少する。図 6.7 (a) は後者の場合に対応するものと考えられる。

このように図 6.7 (a)(b)(c) は (6.15) によって説明することができる。これによれば、能動特性実測例のうち、探針による影響が現われているもの (図 6.7 (b)(c)) と現われていないもの (図 6.7 (a)) とがある。このことから、この探針は、その $|R_2|$ は小さくはあるけども動作条件の異なるあらゆる能動伝播特性を忠実に検出する程には充分小さくないということが判る。したがって能動伝播特性を忠実に実測するためには探針の反射係数をさらに小さくする必要がある。

(iii) 減衰器中の受動伝播特性 (図 6.8)

減衰器の単位長当りの減衰量が一樣であるとき、この上から線姿態の前進波の電磁界レベルだけを検出するならば、それは距離とともに直線的に減少するはずである。ところが図 6.8 の (A)、(B) の減衰器上の電磁界レベルは一直線ではなく、この上に定在波が重畳している。図 6.8 (C) は、(B) と同じ

抵抗膜上を半径の小さい探針（結合損失約 20 dB）で測定したものであり、ほぼ直線に近い滑かな曲線になっている。

実測した抵抗膜上の受動伝播特性が、図 6.8 (A), (B) のように何故一直線にならずにその上に定在波が重畳するののかについて種々検討した結果、これは探針が線姿態の電磁界と漏洩電磁界とを検出し、その両者が干渉するためであることが判った。この漏洩電磁界は、探針が軸方向に移動できるように金属円筒に作ってあるスリットに金属円筒外部から誘導された電磁界であって、これがわずかながら探針によって検出される。探針によって検出される線姿態の電磁界がこの漏洩電磁界より充分大きい場合には問題はないが、抵抗膜上の線姿態の電磁界のように伝播方向に急速に減衰してしまうような場合には、漏洩電磁界は相対的に大きくなるのでその影響があらわれ図 6.8 (A)(B) のようになる。このとき半径の小さい探針を用いれば、検出される漏洩電磁界は線姿態の電磁界にくらべて相対的に小さくなるのでその影響が小さくなり、(C) のようにほぼ直線に近い滑かな特性が実測されることになる。

以下に述べてきた半径 $2a$ なる一卷ループ状探針の特性を 6.4.1 で述べた探針の具備条件と照合してのべると

(a) 線姿態の電磁界に対する探針の結合が少し強すぎる。そのため探針によってわずかであるが反射波が生じる。

(b) 漏洩電磁界とも結合するので、姿態の選択性はそれほど良好とはいえない。

(c) 結合損失の周波数特性は図 6.5 (b) に示す程度であり、ここでの目的には充分である。

さて上記 (a) の欠点を改良するために、筆者は探針の半径をもう少し大きくして結合損失を大きくすることにした。ところがこうすると、漏洩電磁界に対する探針の結合が相対的に強くなるので、これまでよりも漏洩電磁界と結合しやすくなる。これを防ぐための種々の方法を検討して、筆者は一卷ル

ープ状探針の外側にシールドバンドをつけることにした。次節ではこの探針についてのべることにする。

6.5 探針の設計(その2)

6.5.1 シールドバンド付き一巻ループ状探針の特性

探針の設計の第1段階として選んだ半径 $2a$ なる一巻ループ状探針の改良型であるシールドバンド付き一巻ループ状探針は次のようなものである。すなわち、結合損失を大きくするために一巻ループの半径を $2.5a = 15 \text{ mm}$ にし、また漏洩電磁界に対する結合を減少させるためにループの外側に、図 6.10 に示すように半径 $3a = 18 \text{ mm}$ 、幅 9 mm のシールドバンドをつけた。

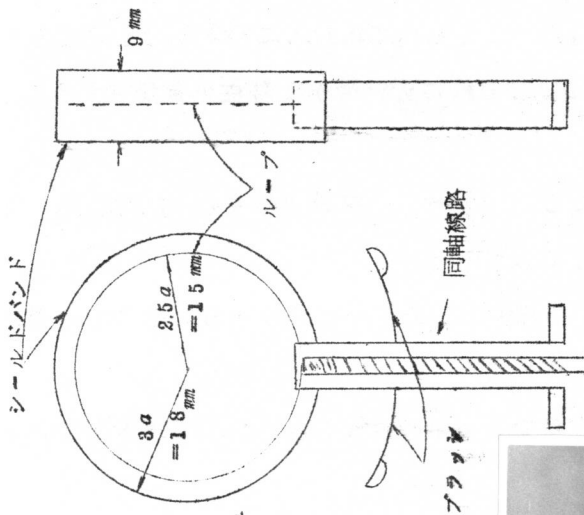
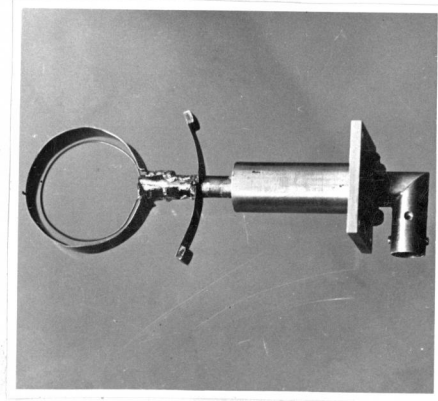


図 6.10 シールドバンド付き一巻ループ状探針



6.2 の(1) 探針系でのべたように探針が軸方向に移動できるように金属円筒はスリットが切つてある。このスリットに誘導された漏洩電磁界に対する探針のシールド方法については探針の上下の部分に探針とともに移動し、かつスリットに接触する短絡板をつけるなど他の方法も試みた。またスリットに漏洩電磁界が誘導されないようにスリットのいくつかの個所に短絡板をおくなどしてスリットの長さを変化したが周波数特性を考慮するといずれもシールドバンドほどの著しい効果はなかった。

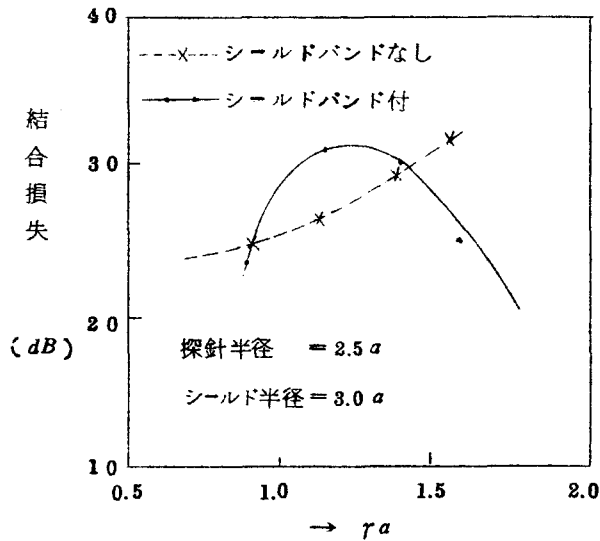


図 6.11 シールドバンド付 1 巻
ループ状探針の結合損失の
周波数特性実測

図 6.11 にこの改良した探針の結合損失の実測結果が示してある。シールドバンドがついている場合とついていない場合とではその周波数特性が異なっているのがみられる。中心周波数 (750 MC) $ra = 1.3$ 附近では結合損失は約 31 dB であつて、改良以前の探針よりも約 7 dB 大きくなつてゐる。したがつて探針の反射係数もある程度小さくなつてゐるはずである。これに

関しては能動伝播特性実測例から検討する。またシールドバンドの効果についても漏洩電磁界に対する探針の結合度を実測すればよいが、これはむずかしいので、抵抗膜上の受動伝播特性の実測例から検討することにする。

6.5.2 伝播特性実測例

シールドバンドつき一巻ループ状探針を用いた抵抗膜円筒減衰器中の受動伝播特性の実測例を図6.12に示す。また能動伝播特性の実測例を図6.13, 6.14, 6.15に示す。いずれも小信号で動作させたものである。図6.13は抵抗膜円筒減衰器(表面抵抗値 $2.3K\Omega$)を通常よくおかれるら線の位置(ら線の中央より少し入力結合部に近い位置)においた場合である。それに対して図6.14は減衰器を出力結合部の近くにおいた場合である。このような場合の測定をしたのは減衰器の入力端に増大波のみが入射した場合の計算値と比較するためである。これと同様な実測例がCutler等によって報告されている。^(a) 図6.15は種々の d' をもつ減衰器中の能動伝播特性の実測例である。図6.14と図6.15の中に計算値がかきこんである。この計算値については次節でのべる。図6.13, 14, 15中の C' , $Q'C'$ および d' は次のようにして計算したものである。実測した結合インピーダンス K (5.3.3参照)を用いて、(2.11)(2.15)から C' を、また裏^(a)の計算法にもとづく Q と(2.16)とから $Q'C'$ を求める。 d' は減衰器の冷損失の実測値と上記の C' とから計算したものである。

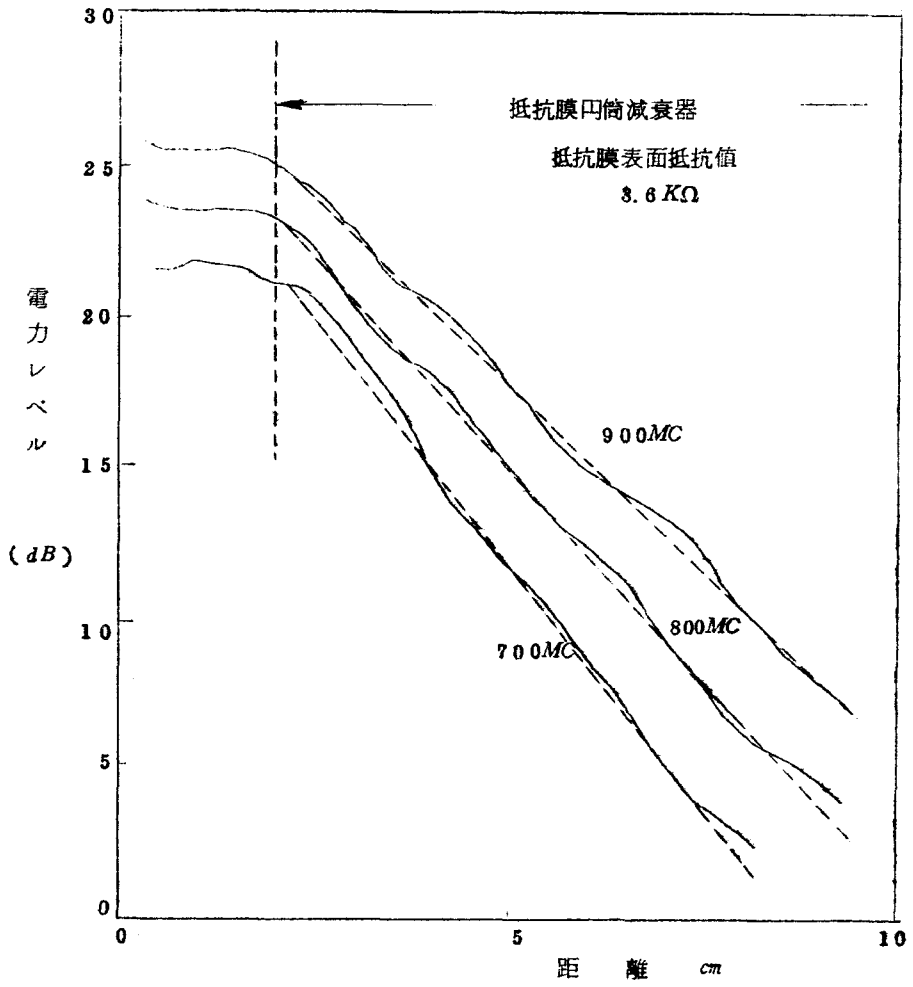


図 6.12 抵抗膜円筒減衰器中の
 受動伝播特性実測例

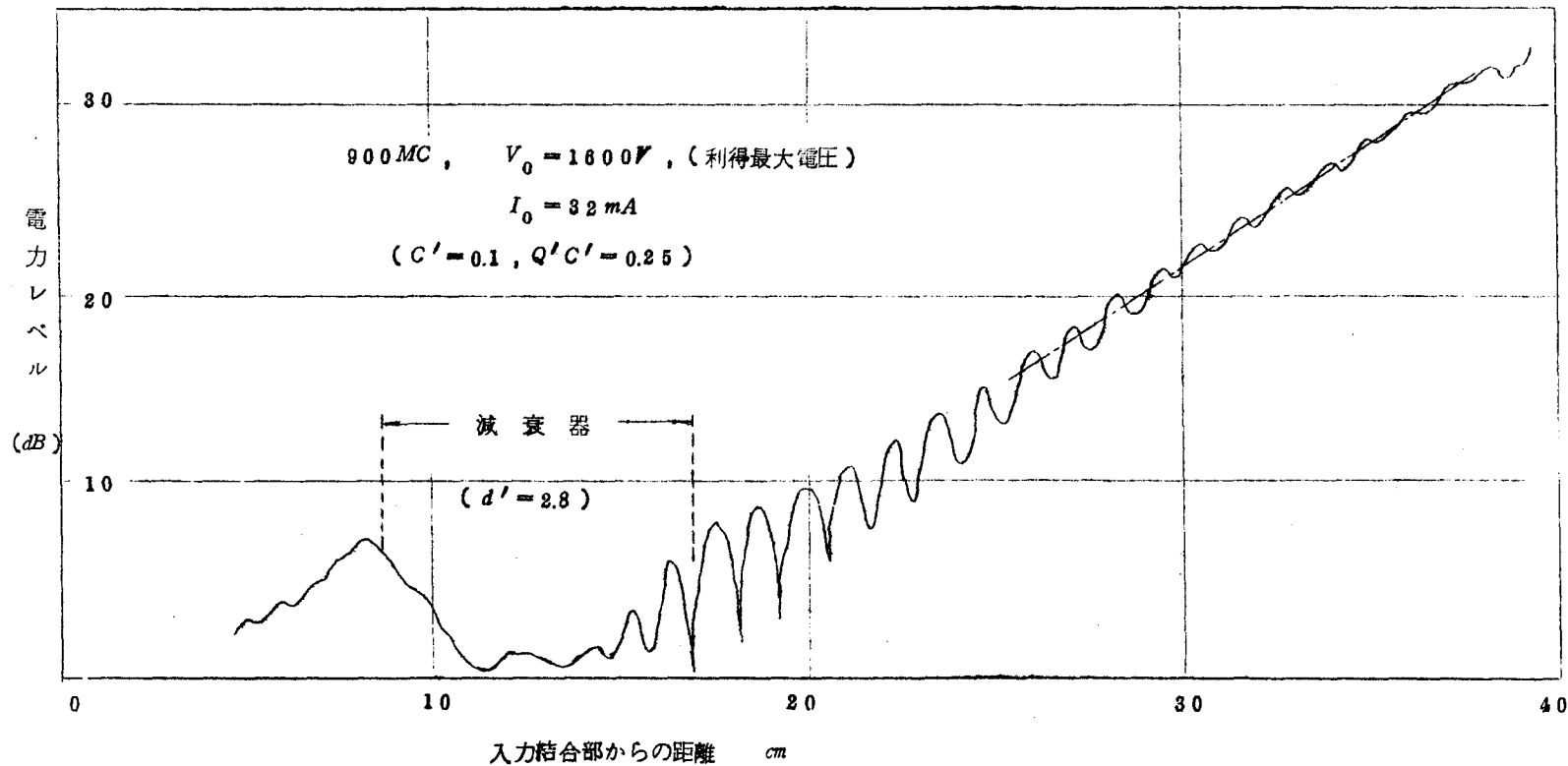


図 6.13 能動伝播特性の実測例

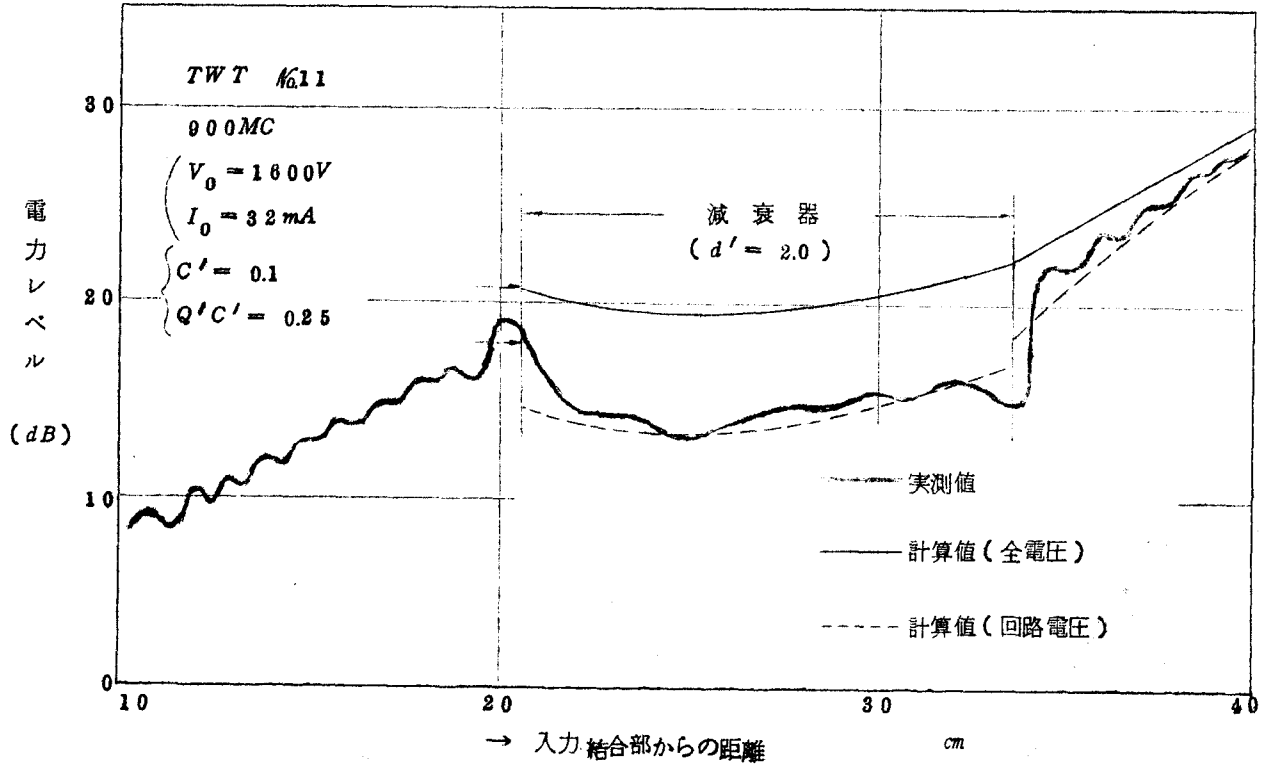


図 6.14 能動伝播特性実測例

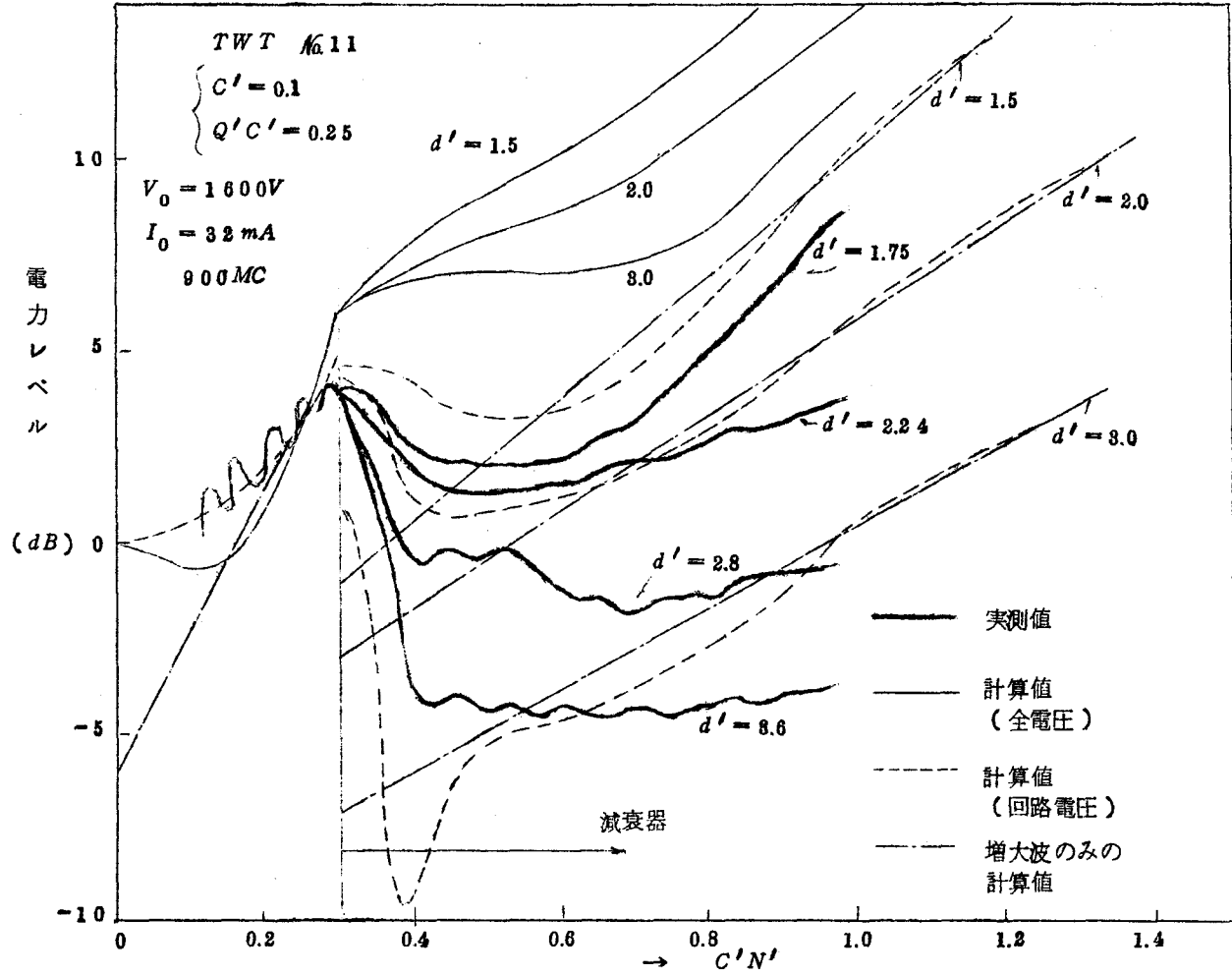


図 6.15 種々の d' をもつ減衰器中の能動伝播特性

6.5.3 探針および伝播特性実測例に対する考察

図6.12に示すように抵抗膜上の受動伝播特性はほぼ一直線であり、その重畳している定在波の振巾は図6.8と比較してずっと小さくなっている。この探針は以前よりもその半径が大きくなっているため、ら線姿態の電磁界に対する結合はもちろん以前よりも弱くなっているが、この探針についているシールドバンドのために漏洩電磁界に対する結合の方が以前よりも相対的にずっと弱くなり（ら線姿態に対する探針の結合は、いまの場合 $r/a = 1.3 \sim 1.5$ 附近では図6.11から判るようにシールドバンドによってはあまり変化がない。）、検出される漏洩電磁界の量が相対的に減少したからである。また図6.18に示す能動伝播特性の実測例では距離とともに直線的に増大する増大波の上に、距離とともに振巾の減少する定在波が重畳している。これは(6.15)において $R_1 \neq 0$ 、 $R_2 \neq 0$ 、 $R_3 \neq 0$ の場合に対応する。すなわち探針の反射係数は充分小さくて、探針によって生じる反射波は非常に少いと考えられる。

以上に述べてきたシールドバンド付き一巻ループ状探針の特性を6.4.

1で述べた探針の具備条件と照合してのべると

- (a) ら線姿態の電磁界を忠実に検出している。
- (b) 選択性がかなりよい。漏洩電磁界が共存していてもそれに対する結合は充分弱く、ほとんど検出しない。
- (c) 結合損失の同波数特性は図6.11に示されてる。

このようにこの探針は所期の特性をもっており、進行波管の能動特性測定装置の最も重要な探針の設計は一応完了した。

6.6 減衰器上の能動伝播特性に対する検討

本節では一巻ループ状探針を用いてえられる進行波管の減衰器における能動伝播特性の実測値を伝送線路の取扱いによる計算値と比較することによって検討する。

Pierce の進行波管の理論は、電子ビームがら線回路の軸上で z 方向のみに運動するものと仮定し、ら線回路の軸上での電界の z 方向成分 $E_z(0)$ に着目して軸上でみた諸量の関係を等価回路の取扱いによって書きあらわしたものである。これによると $E_z(0)$ は回路電界 $E_{zc}(0)$ とビームの空間電荷界 $E_{zs}(0)$ との和で表わされる。すなわち

$$E_z(0) = E_{zc}(0) + E_{zs}(0) \quad (6.17)$$

(もちろん界理論では厳密に云えば E_z をこのように 2 つに分解することはできない。) 通常この関係は次のように電圧でかけられる。

$$V = V_c + V_s \quad (6.18)$$

ここで V は全電圧、 V_c は回路電圧、 V_s は空間電荷電圧とよばれている。ら線回路の途中にテーパのついていない減衰器が存在する場合に、上記の全電圧 V にもとづくら線回路の軸上の電力レベル $20 \log_{10} \left| \frac{V(C'N')}{V(0)} \right|$ (dB) を計算し (計算方法の詳細については 2.5, 4.4.1 を参照)、その結果を図 6.14 および図 6.15 に細い実線で示した。(図 6.14 の場合は、減衰器の入力端には増大波のみが入射するものとして計算した。したがってそのレベルには任意性があるが、後にのべる回路電圧にもとづく入射増大波の電力レベルの計算値が実測値にほぼ一致するようにかいた)。一方全電圧 V と回路全圧 V_c との関係式は (2.47) ですでに与えられている。再記すると

$$\frac{V_c}{V} = \frac{E_{zc}(0)}{E_z(0)} = \frac{1 - j C' d'}{1 - j C' d' + \frac{1}{2} (\delta' + d') [C' (\delta' - d') - j 2]} \cdot 4 Q' C' \quad (6.19)$$

$C' \ll 1$ の場合には次のように簡単になる。

$$\frac{V_c}{V} = \frac{E_{zc}(0)}{E_z(0)} \approx \frac{1}{1 - j(\delta' + d') \cdot 4Q'C'} \quad (6.20)$$

(6.19) および (6.20) は、増大波、減衰波、非減衰波の各々に対して成立する。(6.19) を用いて、上で求めた全電圧にもとづく電力レベルから回路電圧 V_c にもとづく電力レベル $20 \log_{10} |V_c(C'N')/V(0)|$ (dB) を計算することができる。その結果を図 6.14, 6.15 に点線で示した。(両図にみられるように、減衰器の入力端、および出力端では、細い実線は連続になっているが、点線は不連続になっている。これは計算の際、不連続部において全電圧のレベルが連続になるような境界条件を用いていること。および高次モードを無視していることによる。付録E参照) 図 6.15 の一点鎖線は増大波のみのレベルを示す。図 6.14, 6.15 にみられるように減衰器中では細い実線のレベルと点線のレベルの差はかなり大きい。図 6.15 に示したように d' が大きくなるほど両者の差は大きくなる。この理由は、回路電圧 V_c と全電圧 V の関係を示す近似式 (6.20) から判るように、 d' が大きくなるほど全電圧にくらべて回路電圧が小さくなるからである。

さて一巻ループ状探針は Pierce 理論の全電圧と回路電圧のどちらに対応する電磁界を検出しているのかについて以下検討する。回路電圧 V_c 、したがってまた (6.17) の回路電界 $E_{zc}(0)$ は、実際の場合には、ら線に沿って流れる電流 (z 方向および θ 方向成分をもっている) によって励起されるのであるから、当然この同じ電流によって電界の θ 方向成分 $E_{\theta c}$ が励起される。一方電子ビームの運動を z 方向のみに限るとビームの空間電荷によって励起される電界は z 方向成分および r 方向成分のみであって、 θ 方向成分の電界は励起されない。ところで 6.4.1 で述べたようにこの一巻ループ状探針 (半径 R) は、ら線回路 (半径 a) を伝播する電磁界の中、半径 $R (> a)$ の位置における電界の θ 方向成分 $E_{\theta}(R)$ のみに結合する。したがってこの探針には空間電荷にもとづく電磁界は検出されないで、回路電界の θ 方向成

分 $E_{\theta c}(R)$ のみが検出されることになる。つまりこの探針は Pierce 理論における全電圧ではなく回路電圧に対応する電磁界を検出するのである。

そこで $E_{\theta c}(R)$ と $E_z(0)$ との関係求めてみる。ビームの存在による界の乱れを無視すれば、理想らせん線(半径 a) の場合にはらせ線上における $E_{zc}(a)$ と $E_{\theta c}(a)$ との間には次の関係がある。(3)

$$\left| \frac{E_{\theta c}(a)}{E_{zc}(a)} \right| = \frac{1}{\cot\psi} \quad (\psi: \text{ピッチ角}) \quad (6.21)$$

簡単のために、電磁界は半径方向にらせ線の内側では $e^{+r r}$ 、らせ線の外側では $e^{-r r}$ で変化するものとする。(6.21)を用いると

$$\begin{aligned} \left| \frac{E_{\theta c}(R)}{E_z(0)} \right| &= \left| \frac{E_{\theta c}(a)}{E_z(0)} \right| e^{-r(R-a)} \\ &= \left| \frac{E_{zc}(a)}{E_z(0)} \right| \cdot \frac{1}{\cot\psi} e^{-r(R-a)} \\ &= \left| \frac{E_{zc}(0)}{E_z(0)} \right| \frac{1}{\cot\psi} e^{r(2a-R)} \quad (6.22) \end{aligned}$$

(6.20)を用いて

$$= \left| \frac{1}{1 - j(\delta' - d')_4 Q' C'} \right| \cdot \frac{1}{\cot\psi} e^{r(2a-R)} \quad (6.23)$$

となる。また(2.19)より

$$r = r_1 (1 + j C' \delta') \quad (6.24)$$

である。(6.23)と(6.24)は増大波、減衰波、非減衰波の各々に対し

て成立する。ら線回路の減衰器の部分とそれ以外の部分とでは d' , δ' が異なる。しかし(6.24)から明らかなように、 $C' \ll 1$ である通常の場合には δ' の変化による r の変化は無視できる。したがって結局減衰器の部分とそれ以外の部分とにおける $|E_{\theta c}^{(R)} / E_z(0)|$ の変化は $|E_{zc}^{(0)} / E_z(0)|$ の変化とほぼ一致する。よって一巻ループ状探針によって測定された能動伝播特性は、先に計算した回路電圧 V_c にもとづく電力レベルとかなりよく一致するはずである。そして確かに図6.14は両者がかなりよく一致することを示している。また図6.15には種々の d' をもった減衰器における電力レベルの実測値と計算値が示してある。この中、 $d' = 1.75$, $d' = 2.24$ に対するものは比較的良好に一致しているが $d' = 2.8$, $d' = 3.6$ に対する実測値は減衰器の入口近傍では計算値(回路電圧)と少しことなっている。これは d' が大きくなると抵抗膜減衰器の不連続性のために実際には高次モードが励起され、その電磁界が減衰器の入口近傍に存在するはずであるが、計算にはこの高次モードの電磁界が考慮されていないからである。いずれにしても実測値は全電圧にもとづく計算値よりも、回路電圧にもとづく計算値に近い。かくして一巻ループ状探針によって検出される値は、Pierce 理論という全電圧ではなく回路電圧に対応するものであることが実験的にも確認された。

6.7 結 言

一応完成した進行波管の能動伝播特性測定装置の概略、探針の設計およびいくつかの実測例を示した。結合損失約 30 dB のシールドバンド付一巻ループ状探針が良好な特性をもっていることが判った。この探針によって検出される電磁界は、Pierce の理論における回路電圧に対応するものであることを明らかにした。この装置を用いて実測された能動伝播特性の結果から出力端における総合特性とそれに影響をおよぼす種々のパラメータとの関係を明らかにすることができるであろう。例えば単位長さ当りの利得を測定するこ

とによって 2.3.1 でのべた f' 対 α_1' 曲線に対応する曲線およびそれを用いて動作中の C' , $Q'C'$ の値を求めることができる。その他初期損失, 減衰器による利得の低下分などの実測をすることができる。

第 7 章 結 論

以上がこれまで筆者が行ってきた進行波管に関する研究をまとめたものである。本研究において得られた成果ならびに結論を改めて要約すると次のようになる。

(i) 進行波管の実験的研究に好都合な新しい規格化伝播定数を提案した。この規格化の場合にはビームパービアンスが一定になるようにビーム電圧、電流を変化させることによって、 C' 、 $Q'C'$ を一定に保つことができる。 f' 対 x'_1 曲線は $C' = Q'C' = 0$ のときに漸近曲線になるが、 C' 、 $Q'C'$ が少し大きくなっても f' 対 x'_1 曲線はその漸近曲線からあまり離れない。したがって精度の高い補間が容易であり、また少数の f' 対 x'_1 曲線によって C' 、 $Q'C'$ の種々の値の状況をあらわすことができる。さらに f' 対 A' 曲線に対しても同様なことがいえる。

(ii) 抵抗膜円筒減衰器の伝播定数とその表面抵抗値 R_F との関係を表わす近似式を導出した。これは b/a が 1.4 より大きいときに近似度が高い。最大減衰定数に対する最適抵抗値 $R_{F,opt}$ は $60\pi \frac{r}{k}$ [Ω] であって、 b/a に無関係である。 $R_F > R_{F,opt}$ のとき $\alpha a \propto (R_F)^{-1}$ 、 $\Delta\beta a \propto (R_F)^{-2}$ なる関係がある。

(iii) 表面抵抗値がわずかに異なる抵抗膜円筒を接合した場合の接合面での反射係数は、伝播定数の変化の割合で与えられる。減衰量が直線的に変化しているテーパをもった抵抗膜円筒減衰器の反射係数は、指数関数テーパ放物線テーパのそれに比べて大差はない。通常テーパ長を 1.5 波長程度以上にすれば反射係数は充分小さくなる。

(iv) 減衰器中の利得を計算する場合、 $d' \geq 2$ の高損失部を 6 dB の損失をもったドリフト空間とみなすことは、実測例および計算例から判断して妥当でない。

(v) 直線テーパのついている減衰器中の利得を従来よりも高い精度で計算する方法を示した。これによると減衰器の冷損失が一定の場合、変換損失を含む利得の低下分は、テーパ長と共に増大する。また変換損失を含む利得の低下分は、テーパ長が0～約1波長のときにはほぼ一定であり、1波長より大きくなると除々に増大する。変換損失は、1波長以上のテーパのついている減衰器ならば、減衰器の位置に無関係になり、パラメータ C' , $Q' C'$, f' , d' の広い範囲に対して 2 dB 以下である。またテーパ長が2波長のとき 1 dB 程度、3波長のとき 0.5 dB 程度である。したがって通常の進行波管の減衰器のようにテーパ長が数波長の場合には変換損失を無視して計算してよい。

(vi) 有限厚の誘電体で囲まれた理想ら線のインピーダンス低減係数を計算して、実用上便利なように図表にした。 DLF が同じであればインピーダンス低減係数は誘電体の厚さに無関係であるという Tien の考え方は、誘電体の厚さが薄く、 DLF が小さい場合にはかなりの誤差を生ずる。

(vii) ら線回路の軸上に種々の半径の導体棒を挿入して、管内波長の変化を実測することによってインピーダンスを求める方法を精度を中心に検討した。この方法は簡単であるという利点はあるが、 $\pm 5\%$ 以上の精度でインピーダンスを測定することはむづかしい。しかし進行波管の利得を検討するには充分である。

(viii) 進行波管のら線上の電磁界を検出して dB 単位で XY 記録計に記録する能動特性測定装置を完成した。結合損失約 30 dB のシールドバンド付一巻ループ状探針が、ら線姿態の電磁界を乱すことなく忠実に検出し、しかも漏洩電磁界に対する結合が弱いという良好な特性をもっている。この探針は、Pierce の等価回路論の回路電圧に対応する電磁界を検出するものであることが明らかになった。

(ix) 進行波管の種々の問題を電子計算機で計算することができるように次のものをプログラム化した。すなわち、規格化伝播定数、初期損失、ら線上

の増大波，減衰波，非減衰波の大きさ，不連続点における変換損失，回路電圧，等である。

進行波管の能動特性を実験的に研究する立場からみて残された問題は

- (1) 動作中の C' , $Q' C'$ の実測
- (2) 初期損失の実測
- (3) 減衰器中の利得の実測
- (4) 以上を総合して Pierce 理論の検討

である。

謝 辞

本研究の全過程を通じて終始懇切な御指導と有益な御助言を賜った寺田正純教授，ならびに適切な助言をもって親しく御指導下さった裏克己助教授，また有益な御討論をいただいた浜田博助教授に衷心より感謝の意を表す。

また筆者が大阪大学大学院工学研究科に在学中，御指導御教示下さった通信工学教室，電子工学教室，ならびに本学産業科学研究所の教授御一同に対して厚く御礼申し上げます。とくに菅田栄治教授からは修士課程の卒業研究の御指導を賜わり，その後種々御鞭撻をいただいた。ここに深く感謝する。

本研究にあたり，電子計算機の利用について御教示下さった応用物理学教室鳥井達生氏，また実験に際し多大の便宜を与えて下さった三菱電機研究所建石昌彦氏，神戸工業株式会社三杉隆彦氏に厚く感謝する。最後に大阪大学工学部電子工学科の卒業研究学生として長谷川利典，池谷元伺，柴谷章雄，植田俊夫，ならびにNEAC-2203のプログラミングについて筆者の属する寺田研究室山本洋一，諸氏の御協力を頂いた。ここに記して感謝する次第である。

付録 A 試験用進行波管の設計

6.3 で述べた試験用進行波管の設計の詳細をのべる。まず試験用進行波管の仕様は次のようである。

(1) ビーム電力は約 $50W$

6.2 で述べたように能動特性測定装置の最高受信感度は約 $-50dBm$ である。ら線の電磁界に対する探針の結合度を約 $-30dB$ とすると、受信可能なら線の電磁界の最低電力レベルは約 $-20dBm$ になる。また能動特性の実験において、ら線の電磁界の電力レベル最高と最低の差約 $40dB$ の範囲を測定するものとするれば、最高のレベルは $20dBm$ ($0.1W$) である。したがって進行波管を小信号動作させるには、ビーム電力は $10W$ 以上あれば充分だと思われる。

(2) 使用周波数 $500 \sim 1000MC$ 。中心周波数 $750MC$, $k = 1.57 \times 10m^{-1}$ で $ra = 1.5$ である。

(3) $750MC$ のときのビームの同期電圧 $V_s = 1000V$

(4) ビーム電流 $I_0 = 50W / 1000V = 50mA$ 以上

(5) ビーム電流、ビーム電圧を独立に変化させることができ、しかもその広い変化範囲に対してビーム透過率がよく、横方向運動の少ないビームがえられること。

(i) 遅波回路の設計

ら線の平均半径 a は仕様(2)(3)から次式を用いてきまる。

$$\frac{v}{c} = \frac{\sqrt{V_s}}{505} = 0.0626 \approx \frac{ka}{ra} = \frac{1.57 \times 10 a}{1.5}$$

したがって $a = 6mm$ 。

$ra = 1.5$ のとき理想ら線の場合には $ka \cot \psi_s = 1.7$, よって $\cot \psi_s = 0.094$. $D.L.F.$ を 75% に仮定すると , 実際のら線のピッチ角 ψ は次式から求められる。(5.2.2. 参照)

$$\cot \psi = D.L.F. \cdot \cot \psi_s = 13.5$$

$$= \frac{2\pi a}{p}$$

$$\psi = 4.25^\circ \quad , \quad \text{ピッチ } p = 2.8 \text{ mm}$$

ら線は線径 1 mm のモリブデン線をまいたものであり , ら線を肉厚 1.2 mm のガラス管の中に入れて支持した。図 6.3 参照。

(ii) 電子銃の設計

仕様(5)を満足させるために , 平行形 , 磁界界長形四電極電子銃を用いた。

陰極半径 b , すなわちビーム半径を , ら線回路中のビーム透過率を良くするためら線の平均半径の $\frac{1}{2}$ にする。すなわち

$$b = 3 \text{ mm} \quad , \quad \frac{b}{a} = 0.5$$

陰極面積は $\pi b^2 = 0.282 \text{ cm}^2$. 通常酸化物陰極の最大放出電流密度は 300 mA/cm^2 であるので , $300 \times 0.282 = 85 \text{ mA}$ まで取り出しうる。これは仕様(4)の $I_0 = 50 \text{ mA}$ を充分満たしている。

さて次に各電極間隔をきめる。

陰極 - 第1陽極 - 第2陽極 - 第3陽極(ら線)の各間隔をそれぞれ L_1 , L_2 , L_3 とし , 陰極に対する各陽極電圧をそれぞれ V_1 , V_2 , V_3 で表わす。第1陽極孔のビーム透過率の良好な最大ガンビービアンスは経験から $1 \mu A/V^{3/2}$ 程度である。

$$P = 1 \mu A/V^{3/2}$$

このとき L_1 は次式から求められる。

$$I_0 = 2.335 \cdot 10^{-6} \frac{\pi b^2}{L_1^2} \cdot V_1^{3/2}$$

$$L_1 = 8.1 \text{ mm}$$

L_2 , L_3 は金田の作った設計図表⁽⁹⁾からきまる。そのためにまず Brillouin 磁界 B_B ⁽⁶⁾ およびビーム脈動率 k を計算する。 $V_1 = V_3 = 1000 \text{ V}$ とすると

$$B_B = 0.83 \frac{1}{b} \sqrt{P \cdot V_3} = 87 \text{ [Gauss]}$$

磁界 B が B_B の 5 倍のとき

$$k = \frac{I_0}{\sqrt{2} \pi \eta^2 \frac{5}{B^2 V_3^2 b^3}} \approx 2.0 \times 10^{-2}$$

設計図表から

$$\frac{V_3}{V_1} = 1.0 \quad , \quad \frac{V_2}{V_1} = 0.23 \quad \text{or} \quad 4.2$$

$$\frac{L_2}{L_1} = 1.2 \quad , \quad \frac{L_3}{L_1} = 2.0$$

したがって $L_2 = 9.7 \text{ mm}$, $L_3 = 16.2 \text{ mm}$ となる。

付録 B 薄い抵抗膜断面での Power Flow

平均半径 b , 厚さ t , 導電率 σ なる抵抗膜円筒において , 表面コンダクタンス $G = t\sigma$ が一定になるように $t \rightarrow 0$ にしたときの抵抗膜円筒中の Power flow

$$\frac{1}{2} \int_{b-\frac{t}{2}}^{b+\frac{t}{2}} E_r H_\theta dS \quad (B.1) \qquad \frac{1}{2} \int_{b-\frac{t}{2}}^{b+\frac{t}{2}} E_\theta H_r dS \quad (B.2)$$

を求める。

まず次のことが成立する。

(i) σ が有限値のとき $r = b$ における $H_\theta(b)$, $H_z(b)$ は有限値である。

次に

(ii) 全電流 I_z および I_θ を一定に保ったとき , $\sigma \rightarrow \infty$ ($t \rightarrow 0$) にしても $H_\theta(b)$, $H_z(b)$ は有限値をとる。

(iii) $H_z(b)$ が有限値をとるとき , $E_\theta(b)$ も有限値をとる。これは , H_z と E_θ との間に次の関係があるからである。

$$\frac{\partial}{\partial r} (r E_\theta) = -j\omega\mu r H_z$$

一方 E_r と H_θ は次の関係で結ばれる。

$$E_r = \frac{\beta}{\omega\epsilon - j\sigma} H_\theta \quad , \quad \sigma = \frac{G}{t} \quad (B.3)$$

また E_θ と H_r とに対しては次の関係がある。

$$H_r = -\frac{\beta}{\omega\mu} E_\theta \quad (B.4)$$

(B.3)(B.4)を(B.1)(B.2)に代入して、 $t \rightarrow 0$ のとき $H_\theta(b)$;
 $E_\theta(b)$ が有限値をとることを考慮すると次式のようになる。

$$\int_{b-\frac{t}{2}}^{b+\frac{t}{2}} E_r H_\theta dS = O\left(\frac{t}{\omega\epsilon-j\sigma} H_\theta^2(b)\right) = O(t^2) \quad (B.5)$$

$$\int_{b-\frac{t}{2}}^{b+\frac{t}{2}} E_\theta H_r dS = O\left(\frac{t}{\omega\mu} E_\theta^2(b)\right) = O(t) \quad (B.6)$$

(B.5)(B.6)は、 $t \rightarrow 0$ のとき共に零になる。

付録 C 内部導体棒をもつ理想らせんの伝播定数

自由空間中にある半径 a , ビッチ角 ψ なる理想らせんの軸上に共軸に半径 c なる完全導体棒が存在する場合の電磁界は , Maxwell の方程式から次のようにかける。ただし $e^{j(\omega t - \beta z)}$ は省略する。

領域 I : $c \leq r \leq a$

$$\left. \begin{aligned}
 E_{z1} &= C_1 I_0(rr) + C_2 K_0(rr) \\
 E_{r1} &= j \frac{\beta}{r} [C_1 I_1(rr) - C_2 K_1(rr)] \\
 H_{\theta 1} &= j \frac{\omega \epsilon_0}{r} [C_1 I_1(rr) - C_2 K_1(rr)] \\
 H_{z1} &= C_3 I_0(rr) + C_4 K_0(rr) \\
 H_{r1} &= j \frac{\beta}{r} [C_3 I_1(rr) - C_4 K_1(rr)] \\
 E_{\theta 1} &= j \frac{\omega \mu_0}{r} [-C_3 I_1(rr) + C_4 K_1(rr)]
 \end{aligned} \right\} \quad (C.1)$$

領域 II : $a \leq r$

$$\begin{aligned}
 E_{z2} &= D_1 K_0(rr) & H_{z2} &= D_2 K_0(rr) \\
 E_{r2} &= -D_1 j \frac{\beta}{r} K_1(rr) & H_{r2} &= -D_2 j \frac{\beta}{r} K_1(rr) \\
 H_{\theta 2} &= -D_1 j \frac{\omega \epsilon_0}{r} K_1(rr) & E_{\theta 2} &= D_2 j \frac{\omega \mu_0}{r} K_1(rr)
 \end{aligned} \quad (C.2)$$

ここで $C_1, C_2, C_3, C_4, D_1, D_2$ は定数である。電磁界は $r = c$ および $r = a$ で次の境界条件を満足しなければならない。

$r = c$ において

$$\left. \begin{aligned} E_{z1} &= 0 \\ E_{\theta 1} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (C.3)$$

$r = a$ において

$$\left. \begin{aligned} E_{z1} \sin\psi + E_{\theta 1} \cos\psi &= 0 \\ E_{z2} \sin\psi + E_{\theta 2} \cos\psi &= 0 \\ E_{z1} = E_{z2} \quad (E_{\theta 1} = E_{\theta 2}) & \end{aligned} \right\} \quad (C.4)$$

$$H_{z1} \sin\psi + H_{\theta 1} \cos\psi = H_{z2} \sin\psi + H_{\theta 2} \cos\psi \quad (C.5)$$

(C.1)(C.2)を(C.3)(C.4)に代入すると、 D_1 に対する比で各定数は次のように求められる。

$$\frac{C_1}{D_1} = -\frac{\frac{K_{0c}}{I_{0c}}}{1 - \frac{I_{0a} K_{0c}}{K_{0a} I_{0c}}}, \quad \frac{C_2}{D_1} = \frac{1}{1 - \frac{I_{0a} \cdot K_{0c}}{K_{0a} \cdot I_{0c}}}$$

$$\frac{C_3}{D_1} = j \frac{r}{\omega \mu_0 \infty t \psi} \cdot \frac{\frac{K_{0a}}{K_{1a}} \cdot \frac{K_{1c}}{I_{1c}}}{1 - \frac{I_{1a} K_{1c}}{K_{1a} I_{1c}}} \quad (C.6)$$

$$\frac{C_a}{D_1} = \frac{j r}{\omega \mu_0 \cot \psi} \cdot \frac{\frac{K_{0a}}{K_{1a}}}{1 - \frac{I_{1a} K_{1c}}{K_{1a} I_{1c}}}$$

$$\frac{D_2}{D_1} = \frac{j r}{\omega \mu_0 \cot \psi} \cdot \frac{K_{0a}}{K_{1a}}$$

ここで $I_{0a} \equiv I_0(ra)$, $I_{1c} \equiv I_1(rc)$, $K_{0a} \equiv K_0(ra)$, $K_{1c} \equiv K_1(rc)$ ……等である。(C.1)(C.2)を(C.5)に代入すると ra の決定式がえられる。

$$\frac{(ra)^2}{(ka \cot \psi)^2} = \frac{K_{1a} I_{1a}}{K_{0a} I_{0a}} \cdot \frac{1 - \frac{I_{1c} K_{1a}}{K_{1c} I_{1a}}}{1 - \frac{I_{0c} K_{0a}}{K_{0c} I_{0a}}} \quad (C.7)$$

つぎに $\frac{c}{a} \ll 1$ のときの Are の近似式を求める。 $ra \equiv A$, $rc \equiv C$ とおく。

$A \gg 1$, $C \ll 1$ のとき (C.7) の各変形ベッセル関数は次の近似式で表わせる。

$$\left. \begin{aligned} I_{0a} &= \frac{e^A}{\sqrt{2\pi A}} \left(1 + \frac{1}{8A}\right) , K_{0a} = \sqrt{\frac{\pi}{2A}} e^{-A} \left(-\frac{1}{8A}\right) \\ I_{1a} &= \frac{e^A}{\sqrt{2\pi A}} \left(1 - \frac{3}{8A}\right) , K_{1a} = \sqrt{\frac{\pi}{2A}} e^{-A} \left(1 + \frac{3}{8A}\right) \\ I_{0c} &= 1 + \frac{C^2}{4} , K_{0c} = -\left(\gamma + \ln \frac{C}{2}\right) \end{aligned} \right\}$$

$$I_{1c} = \frac{C}{2} \quad \cdot K_{1c} = \left(r + \ln \frac{C}{2} \right) \frac{C}{2} + \frac{1}{C} \quad (C.8)$$

(C.8)を(C.7)に代入してCの2次以上を無視すると次式がえられる。

$$\frac{A^2}{(ka \cot \psi)^2} = 1 - \pi \epsilon^{-2A} \left(1 - \frac{1}{4A} \right) \cdot \frac{1}{r + \ln \frac{C}{2}} \quad (C.9)$$

ここでC→0とすると

$$\frac{A^2}{(ka \cot \psi)^2} = 1 \quad (C.10)$$

となる。(C.10)は内部導体の存在していない理想線のAを決める近似式である。(C.10)を満足するAをA₀とすれば、

$$A = A_0 + \Delta A \quad (C.11)$$

とかける。(C.11)を(C.9)に代入してΔAを求めると

$$\Delta A = -\frac{\pi}{2} \cdot \frac{A_0 e^{-2A_0}}{r + \ln A_0 + \ln \frac{c}{a}} \approx -\frac{\pi}{2} \frac{A_0 e^{-2A_0}}{\ln \frac{c}{a}} \quad (C.12)$$

一方K_sはra ≡ A ≫ 1のときには

$$K_s \frac{k}{r_1} = 60 \pi \epsilon^{-2A_0} \quad (C.13)$$

となるので、これを用いると結局

$$\Delta A \equiv \Delta r a = -\frac{ka K_s}{120} \cdot \frac{1}{\ln \frac{c}{a}} \quad (C.14)$$

がえられる。

付録 D インピーダンス測定公式の補正項の導出

5.3.1 で導出したインピーダンスの測定公式(5.44)の近似度を評価するために、その補正項を導出する。ここではまず理想ラ線の場合に対する補正項を求め、それが一般の回路にも適用できるような表式にかけるところを示す。

いま半径 a 、ピッチ角 ψ なる理想ラ線と共軸に半径 c なる導体棒が存在しているものとする。この導体棒の表面に I_z なる円筒電流を流した場合、理想ラ線の内部の界は、円筒電流 I_z にもとづく界とこの I_z によって理想ラ線に流れる誘導電流によって生じるラ線の界との和になる。界理論によると半径 c における界の z 方向成分は次式で与えられる⁽⁸⁾。

$$E_z = -\frac{r^2 I_z}{2\pi j \omega \epsilon} \left[\frac{I_0^2(rc)}{S(r)} + K_0(rc) I_0(rc) \right] \quad (D.1)$$

ただし

$$S(r) = \frac{1}{K_0^2(ra)} \left[\left(\frac{ka \cot \psi}{ra} \right)^2 K_1(ra) I_1(ra) - I_0(ra) K_0(ra) \right] \quad (D.2)$$

$$r^2 = -\Gamma^2 - k^2 = \beta^2 - k^2$$

導体棒が存在していない場合の半径方向の伝播定数 r_1 に対しては

$$S(r_1) = 0$$

となる。(D.2)をこの r_1 の近傍で展開して第2項までとると次式になる。

$$S(r) = -\frac{\Gamma^2 - \Gamma_1^2}{2r_1} S'(r_1) + \frac{(\Gamma^2 - \Gamma_1^2)^2}{2r_1^3} \{ r_1 S''(r_1) - S'(r_1) \} + \dots$$

$$S'(r_1) = \left[\frac{dS(r)}{dr} \right]_{r=r_1}, \quad S''(r_1) = \left[\frac{d^2 S(r)}{dr^2} \right]_{r=r_1} \quad (D.4)$$

同様にして

$$I_0(rc) = I_0(r_1c) - \frac{\Gamma^2 - \Gamma_1^2}{2r_1} \cdot c I_1(r_1c) + \dots \quad (D.5)$$

$$K_0(rc) = K_0(r_1c) + \frac{\Gamma^2 - \Gamma_1^2}{2r_1} c K_1(r_1c) + \dots$$

(D.4)と(D.5)を(D.1)に代入して整理すると次式になる。

$$E_z = I_z \left[\frac{\Gamma^2 \Gamma_1}{\Gamma^2 - \Gamma_1^2} \cdot \frac{I_0^2(r_1c)}{\pi \omega \epsilon S'(r_1)} + \frac{\Gamma^2 I_0(r_1c) K_0(r_1c)}{2\pi j \omega \epsilon} \right. \\ \left. + \frac{\Gamma^2 I_1(r_1c) I_0(r_1c)}{\pi j \omega \epsilon S'(r_1)} \right. \\ \left. - \frac{\Gamma^2 I_0(r_1c)}{4\pi \omega \epsilon \Gamma_1} \cdot \frac{\{r_1 S''(r_1) - S'(r_1)\}}{\{S'(r_1)\}^2} \right] \quad (D.6)$$

一方 $S'(r_1)$ を実際に計算してみると(5.18)で与えられる理想線の軸上の結合インピーダンス K_s を用いて次式のように表わされる。

$$S'(r_1) = - \frac{1}{\pi \omega \epsilon K_s} = - \frac{120}{k K_s} \quad (D.7)$$

さて、いまの場合 I_z が流れている半径 c の円筒面は実は導体棒表面でありその上での境界条件すなわち電界の接続成分は零でなければならないという条件から(D.6)の右辺は零である。もし(D.6)において右辺の第1項と第2項のみをとると次式がえられる。

$$\Gamma - \Gamma_1 = j \frac{k K_{cs}}{120} \cdot \frac{1}{I_0(r_1 c) K_0(r_1 c)} \quad (D.8)$$

ここで $K_{cs} = K_s I_0^2(r_1 c)$ で理想線の半径 c の位置でみたインピーダンスである。この (D.8) は、5.3.1 で導出したインピーダンス測定公式に一致する。(D.8) を導出する際、(D.6) の右辺の第3項、第4項を無視せずに (D.8) に相当する式を求めると、これは補正項を含んだインピーダンス測定公式になる。この補正項の大きさを実際に計算するにあたってつぎの便法をとる。実は理想線の中に導体棒の代りに電子ビームが存在している場合に、伝はん定数の変化分に関する詳しい界理論が、進行波管の動作理論の問題としてすでに検討されている。そこでこの進行波管の理論と我々の問題との対応をつけて、これを利用して、インピーダンス測定公式の補正項の計算をすることにする。進行波管の理論に用いられる空間電荷項 Q を含む回路基本式は、理想線の中に同軸的に半径 c なる中空円筒ビームがある場合には次式で与えられる。⁽⁵⁾

$$E_z = - \left[\frac{\Gamma^2 \Gamma_1 K_{cs}}{\Gamma^2 - \Gamma_1^2} + j \frac{2 Q K_{cs} \Gamma^2}{\beta_e} \right] I_z \quad (D.9)$$

(D.6) と (D.9) を比較すると、実は (D.6) の右辺の第2項、第3項、第4項の和は (D.9) の空間電荷項に対応している。そこでこれらの項をそれぞれ $Q_1 K_{cs}$ 、 $-Q_2 K_{cs}$ 、 $-Q_3 K_{cs}$ とかくことにする。⁽⁶⁾

$$Q K_{cs} = Q_1 K_{cs} - Q_2 K_{cs} - Q_3 K_{cs} \quad (D.10)$$

(D.10) の各項は (D.6) から次のように得られる。ここで $\Gamma \approx \Gamma_1$ 、 $|\Gamma|^2 \gg k^2$ を仮定した。

$$K_{cs} = K_s I_0^2(r_1 c) \quad (D.11)$$

$$Q_1 K_{cs} = 30 \frac{r_1}{k} I_0(r_1 c) K_0(r_1 c) \quad (D.12)$$

$$Q_2 K_{cs} = -30 \frac{r_1 c}{k} \cdot \frac{I_0(r_1 c) I_1(r_1 c)}{S'(r_1)} \quad (D.13)$$

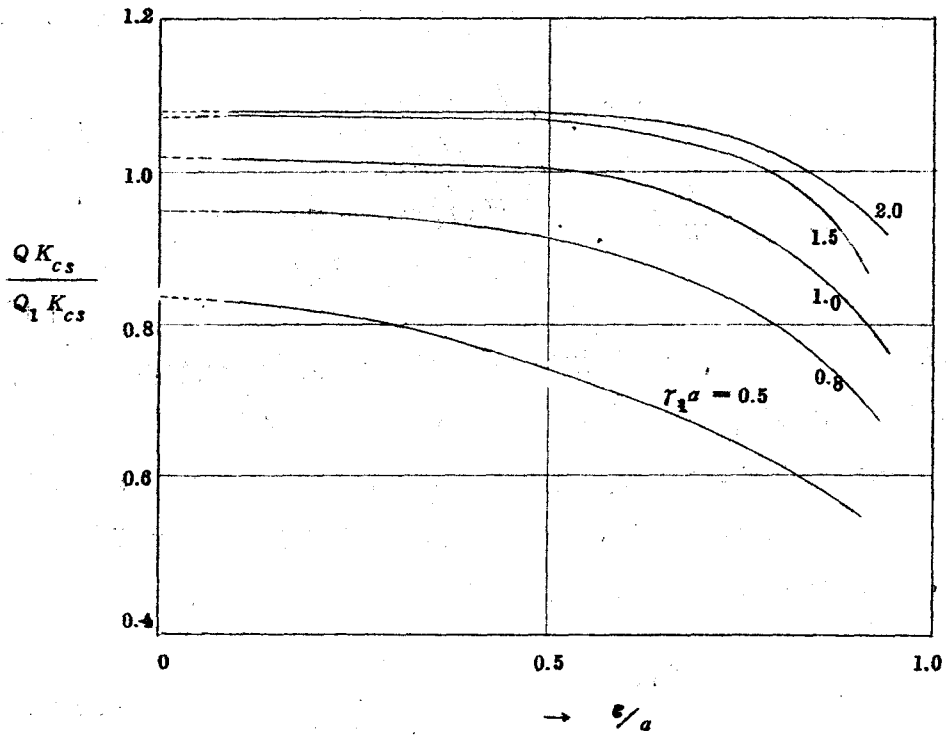
$$Q_3 K_{cs} = 30 \frac{r_1}{k} \cdot \frac{r_1^2 S''(r_1) - r_1 S'(r_1)}{2 r_1^2 S'^2(r_1)} \cdot I_0^2(r_1 c) \quad (D.14)$$

この QK_{cs} の表示式は、実は Kino が進行波管の理論の詳細な解析の際に、理想ら線の中に中空円筒ビームが存在している場合に対して求めた空間電荷項と全く一致している。彼は $Q_1 K_{cs}$ と $(Q_2 K_{cs} + Q_3 K_{cs})$ の数値計算をしている。⁽⁴⁹⁾ さて我々が求めていた補正項を含んだインピーダンス測定公式は (D.10) の QK_{cs} を用いると次のようにかくことができる。

$$\Gamma - \Gamma_1 = j \frac{r_1 K_{cs}}{4 QK_{cs}} = j \frac{r_1 K_{cs}}{4 Q_1 K_{cs} \cdot \left(\frac{QK_{cs}}{Q_1 K_{cs}} \right)} \quad (D.15)$$

ここでもし QK_{cs} を $Q_1 K_{cs}$ で近似すると (D.15) は (D.8) になる。 $(Q_2 K_{cs} + Q_3 K_{cs})$ が $Q_1 K_{cs}$ に対する補正項になっている。すなわち $QK_{cs}/Q_1 K_{cs}$ が (D.15) の $Q_1 K_{cs}$ に対する補正係数にあたる。Kino が求めた $Q_1 K_{cs}$ と $(Q_2 K_{cs} + Q_3 K_{cs})$ の数値からこの補正係数 $QK_{cs}/Q_1 K_{cs}$ を計算して図 D.1 に示した。

以上補正係数を含んだインピーダンス測定公式 (D.15) は理想ら線に対して求めたものであるが、「理想ら線」という特徴は (D.15) の QK_{cs} に集約されている。理想ら線以外の一般の遅波回路に対しても、もしその回路の QK_{cs} さえ求めることができれば、(D.15) は広く適用することができる。⁽⁵⁾ 裏は一般の遅波回路に対する QK_{cs} の計算方法を報告している。



図D, 1 インピーダンス測定公式の補正係数(文献(49))

付録 E 伝送線路的取扱いによる進行波管の ら線上の電力

Pierce は進行波管のら線回路をそれと等価な伝送線路に置き換えて、伝送線路の取扱いによって進行波管の動作を近似的に解析した。それによると電子に作用する全電圧 V は回路電圧 V_c と空間電荷電圧 V_s との和で表わされる。すなわち

$$V = V_c + V_s \quad (\text{E. 1})$$

この V_c と V_s , したがってまた V は一般に複素数である。この伝送線路を伝送する電力として次式で与えられるような、全電圧 V にもとづく電力 P , および回路電圧にもとづく電力 P_c とが考えられる。

$$P = \frac{|V|^2}{2K} = \frac{|V_c + V_s|^2}{2K} \quad (\text{E. 2})$$

$$P_c = \frac{|V_c|^2}{2K} \quad (\text{E. 3})$$

ここでは K は伝送線路の特性インピーダンスである。

伝送線路上の不連続面、例えば入力結合部や減衰器の入力端、出力端などにおいて、Pierce の方法に従ってその面の両側では全電圧が連続であるという条件をいれると、(E. 2) で計算される電力 P は連続になるが、(E. 3) によって計算される電力 P_c は $V_s = 0$ でない限り一般に不連続になる。そればかりか、 V_c , V_s が上述のように一般に複素数であるので、 $P_c > P$ のこともありうる。

例えば 2.5 で入力結合部において入力信号電圧と全電圧が連続という条件で計算した回路電圧 V_c にもとづく電力 P_c が、図 2.9 に示したように、入力結合部ですでに入力信号電力よりも大きくなる場合と小さくなる場合があるのはこの理由による。しかし入力結合部における P_c のこの不連続の量

はわずかであるので実際上は問題にならない。また 6.6 で、回路電圧 V_c にもとづく減衰器上の電力レベルを計算した際、図 6.14 に示すように減衰器の入力端および出力端でこの電力レベルが不連続になっているのがみられる。

このように Pierce の方法による伝送線路的取扱いによれば、不連続面の両側で全電圧が連続であるという条件をいれると、回路電圧にもとづく電力 (E.3) は、その不連続面の両側で不連続になってしまうのである。

文 献

- (1) R. Kompfner: "Traveling-wave tube", Wireless World, p 369, (Nov. 1944).
- (2) R. Kompfner: "Traveling-wave tube as amplifier at microwaves", Proc. IRE, p 125, (Sept. 1947).
- (3) J. R. Pierce: "Traveling-wave tubes", Van Nostrand, (1950).
- (4) E. J. Nalos: "Present state of art in high power traveling-wave tubes", Microwave, J. 12, p 31, (Dec. 1959), 1, p 46, (Jan. 1960).
- (5) M. Chodorow: "Recent progress in high-powered traveling-wave tubes", The 3rd International Congress on Microwave Tubes, in Munich, (1960).
- (6) 小山次郎: "進行波管", 電気通信研究所, 通研叢書 2, 丸善, (1964).
- (7) 水利 康, 西田 進: "高出力マイクロ波増巾管" 信学誌, 46, 8, p 1131, (Aug. 1963).
- (8) 裏 克己, 寺田正純: "進行波管の動作パラメータ" 信学誌, 45, p 1563, (Nov. 1962).
- (9) 裏 克己: "進行波管の動作理論に関する研究" 学位論文 (1961)
- (10) R. C. Fletcher: "Helix parameters in traveling-wave tube theory", Proc. IRE, 38, p 413, (April 1950).
- (11) W. Klein: "Messtechnische Überprüfung der wichtigsten Parameter zur Verstärkungs- und Wirkungsgradberechnung von Wanderfeld-Wendelröhren", A. E. Ü., 8, p 404, (1954).

- (12) K. Ura, M. Terada: "Field theory on the excitation of longitudinal waves in finite electron beams". ICMCI, Tokyo. (Sep. 1964).
- (13) J. R. Pierce: *ibid*, chapt 7.
- (14) C. K. Birdsall and G. R. Brewer: "Traveling-wave tube characteristics for finite value of C", IRE Trans., ED-1, p 1. (Aug. 1954).
- (15) G. R. Brewer and C. K. Birdsall: "Traveling-wave tube propagation constants", IRE Trans., ED-4, p 140. (April 1957).
- (16) G. R. Brewer and C. K. Birdsall: "Normalized propagation constants for traveling-wave tube for finite value of C", Hughes Aircraft Tech. Memo. No. 331. (Oct. 1953)
- (17) D. A. Dunn, G. S. Kino and G.W.C. Mathers: "Traveling-wave tube propagation constants for finite value of gain per wavelength", IRE Trans., ED-5, p 243. (Oct. 1958).
- (18) H. Nishihara, K. Ura and M. Terada: "Propagation constants of traveling-wave tubes", Osaka Univ., Tech. Rep., 15, p 988. (Nov. 1964).
- (19) R. C. Fletcher: "Helix parameters in traveling-wave tube theory". Proc. IRE, 38, p 413 (April. 1950).
- (20) 齊藤成文. "電子ビーム電磁回路論" オーム文庫. (1960)
- (21) G. Landauer: "Die Wendelleitung mit koaxialer, zylindrischer Dämpfungsschicht", A.E.Ü., 11, p 267. (July 1957).

- (22) S. E. Webber: "Calculations of wave propagation on a helix in the attenuation region", I.R.E., Trans., ED-1, 3, p 35, (1954).
- (23) 小山次郎, 川面倉三郎, 柳岡 功, 樋口政明: "ら線形進行波管の設計の基礎となる諸因子について", 電気通信研究所, 研究実用化報告, 4, p 1 (1955).
- (24) M. Müller: "Anwendung eines Kettenleiter-Ersatzschaltbildes zur Bestimmung der Dämpfung von Wendelleitungen, die mit Widerstandsschichten beschaltet sind", F.T.Z., Heft 1, p 29, (1955).
- (25) 戸田哲雄: "進行波管用減衰器" マイクロ波真空管研究会資料, (Aug. 1960).
- (26) 小松文章: "進行波管減衰器に関する研究", 卒業論文, 大阪大学工学部電子工学教室, 寺田研究室, (March 1963)
- (27) W. Eichin and G. Landauer: "Beeinflussung von Gewinn und Stabilität einer Wanderfeldröhre durch Wahl des Flächenwiderstandes ihrer Dämpfungsschicht", Nachrichtentech. Z., 11, 3, p 131, (1958).
- (28) R. N. Ghose: "Microwave circuit theory and analysis", McGraw-Hill, chapt.12, (1963).
- (29) G. Latmiral: "Nonuniform transmission lines or stratified layers", Electromagnetic theory and antenna, Pt. I, p 643, Pergamon Press, (1963).
- (30) A. D. Bresler, G. H. Joshi, and N. Marcuvitz: "Orthogonality properties for modes in passive and active uniform wave guides", J. Appl. Phys., 29, 5, p 794, (May 1958).

- (31) C. G. Montgomery: "Technique of microwave measurement", Radiation Lab. Series, McGraw-Hill, (1947).
- (32) 西原 浩, 裏 克己, 寺田正純: "進行波管用抵抗膜円筒減衰器の反射係数" 電気通信学会マイクロ波伝送研究会資料 (Oct. 1964).
- (33) J. R. Pierce: *ibid*, appendix 7.
- (34) C. C. Cutler: "The calculation of traveling-wave-tube gain", P. I. R. E., 39, 8, p 914, (Aug. 1951).
- (35) 小山次郎: "進行波管" (前出)
- (36) 戸田哲雄: "進行波管小信号利得計算の一方法", マイクロ波真空管研究会資料, (March 1960).
- (37) J. R. Pierce: *ibid*, chapt 9.
- (38) C. K. Birdsall, J. R. Whinnery: "Waves in an electron stream with general admittance walls", J. appl. Phys., 24, p 315, (March 1953).
- (39) J. P. Laico, H. L. Macdowell, C. R. Mostor: "A medium power traveling-wave tube for 6000MC radio relay", BSTJ, 35, 6, p 1285, (Nov. 1956).
- (40) M.G. Bodmer, J.P. Laico, E.G. Olsen, A.T. Ross, "The satellite traveling-wave tube", BSTJ., 41, 4, p 1703, (July 1963).
- (41) 西原 浩, 裏 克己, 寺田正純. "進行波管の減衰器部における動作解析". 電気通信学会, 電子装置研究会資料 (April 1965).
- (42) J. R. Pierce: *ibid*, chapt 2.
- (43) J. R. Pierce: *ibid*, appendix 2.
- (44) P. K. Tien: "Traveling-wave tube helix impedance", P. I. R. E., 41, p 1617, (Nov. 1953).
- (45) B. J. McMurtry: "Fundamental interaction impedance of

- a helix surrounded by a dielectric and a metal".
I.R.E. Trans., ED-9, p 210, (March 1962).
- (46) D. T. Swift-Hook: "Dispersion curves for a helix in a glass", P.I.E.E., 105, Part B Supplement, Internat. Conv. Record on Microwave Valves, p 747, (May 1958).
- (47) 西原 浩, 裏 克己, 寺田正純: "有限厚の誘電体で囲まれたら線インピーダンス". 電気通信学会, マイクロ波真空管研究会資料, (July 1963).
- (48) H. Nishihara, K. Ura and M. Terada: "Impedance reduction factor for helix surrounded by thin dielectric cylinder in traveling-wave tube", Tech. Rep. of Osaka Univ., 14, No. 597, p 581, (June 1964).
- (49) G. S. Kino "Normal mode theory in perturbed transmission systems", Stanford Univ. Electronic Res. Lab. Tech. Rep. No. 84, (May 1955).
- (50) E. L. Ginzton: "Microwave measurement", McGraw-Hill, (1957).
- (51) H. Schnitger and D. Weber: "Die experimentelle Prüfung der Theorie Kleiner Signale der Wanderfeldwendelröhren", Arch. elkt. Übertragung., 6, p 369, (1952).
- (52) C. M. Chu: "Propagation of waves in helical wave guides", J. Appl. Phys. 29, No. 1, p 88, (Jan. 1958).
- (53) D. A. Watkins and A. E. Siegman: "Helix impedance measurements using an electron beam", J. Appl. Phys., 24, p 917, (July 1963).
- (54) R. Kompfner: "On the operation of the travelling

- wave tube at low level", J. Brit. I.R.E., 10,
p 283, (1950).
- (55) J. R. Pierce: *ibid.* Chapt 7.
- (56) E. J. Nalos: "Measurement of circuit impedance of periodically loaded structures by frequency perturbation", P.I.R.E., 42, p 1508, (Oct. 1954).
- (57) R. Müller: "Messung von Koppelwiderständen an Verzögerungsleitungen", A.E.Ü., 10, p 424, (1956).
- (58) J. C. Slater: "Microwave electronics", Van Nostrand Co., (1950).
- (59) R. P. Lagerstrom, "Interaction-impedance measurements by perturbation of traveling waves", Stanford Univ Electronic Res. Lab., Tech. Rep. No. 7, (Feb. 1957).
- (60) 西原 浩, 裏 克己, 寺田正純: "進行波管用ら線インピーダンスの測定", マイクロ波真空管研究会資料, (July 1963).
- (61) 吉田卯一郎, 武居文助, "物理学実験" 三省堂 昭32.
- (62) C. C. Cutler, D.J. Brangaccio: "Factors affecting traveling-wave tube power capacity", IRE Trans., ED-3, p 9, (June 1958).
- (63) J.J. Caldwell, Jr. and O.L. Hoch: "Large signal behavior of high power traveling-wave amplifiers", IRE Trans., ED-3, 1, p 6, (Jan. 1956).
- (64) 鹿野哲生, 上領香三, 柴田幸男: "進行波管の能動伝播特性の測定について", マイクロ波真空管研究会資料, (Jan. 1959)
- (65) 金田重男: "マイクロ波電子管用高電流電子ビーム系に関する研究" 学位論文第5章, (Jan 1961)
- (66) J. R. Pierce, "Theory and design of electron beams",

- Van Nostrand, N.Y., (1950)
- (67) 熊谷三郎：“交流現象理論” 共立出版， (1952).
- (68) C. G. Montgomery, "Technique of microwave measurements",
McGraw-Hill, Book. Company, p 485, (1947).
- (69) 西原 浩，裏 克己，寺田正純：“進行波管用抵抗膜円筒減衰器の反
射係数”，信学誌， 48， No.3， p433. (March 1965).