



Title	放送用マイクロ波電力管の非線形動作に関する研究
Author(s)	山本, 海三
Citation	大阪大学, 1978, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2531
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

放送用マイクロ波電力管の非線形動作に関する研究

山 本 海 三

1 9 7 8

内 容 梗 概

本論文は、筆者が日本放送協会総合技術研究所で行なったマイクロ波電力管の非線形動作に関する研究をまとめたもので、6章から成っている。

第1章は緒論であって、放送技術の分野においてマイクロ波電力管が使用されるようになった経緯，ならびにその際に生じるマイクロ波電力管の非線形性と効率に関連したいろいろな問題について述べ，これらの問題に関する従来の研究を概観すると共に，本論文の意義を明らかにする。

第2章では，マイクロ波電力管の非線形性を包絡線伝達関数で表わし，これから信号歪としての相互変調ならびに微分利得と微分位相を解析する。相互変調に関しては，非線形性が高次の項を含み，入力波の数が多い場合の解析を比較的容易に行なうために，調和解析によってこれを求める方法を示す。微分利得と微分位相については，包絡線伝達関数からこれらを導き，マイクロ波電力管への入力が両側波より単側波の場合の方が有利であることを示す。

第3章では，マイクロ波電力管の非線形性を補償によって軽減する方法について述べる。まず補償の基本形について考察した後，具体的な位相非線形性の補償法，ならびにこれを発展させた振幅位相非線形性の補償法を示す。前者は進行波管を比較的低電力の範囲で使用するときの補償に適しており，後者は進行波管は勿論，クライストロンも可能である。そして，これらの補償法により，映像と音声の両搬送波をマイクロ波電力管で同時増幅したときに発生する920 kHz 相互変調は，9 dB 以上改善された。次にこれらの補償器の大信号動作時の特性および許容電力を調べ，最後に進行波管を用いたUHF 100 W 中継送信機，ならびにクライストロンを用いたUHF 3 kW 中継送信機での実用結果を述べる。

第4章では，多空洞クライストロンと進行波管の非線形性を解析する。クライストロンに関しては，ラグランジアン形式の大信号解析により，中間空洞を動作周波数より高い方へ離調する高効率同調，ならびに通常のスタガ同

調の場合の非線形性を求める。そして、多空洞クライストロンにおける非線形性の発生機構を考察するなかで、中間空洞における電子ビームの変調過程が、非線形性の周波数依存性の一原因であることを明らかにする。進行波管については、比較的低信号領域で問題になる位相非線形性を、電子の直流速度が高周波入力電力によって変化するというモデルを用い、摂動法によって解析する。そして、位相非線形性を軽減するための速度パラメータ、利得パラメータ、空間電荷パラメータ、および損失パラメータの選び方を示す。

第5章では、クライストロンと進行波管の相互作用効率、および電位低下コレクタについて述べる。こゝでは、まず各種の効率を定義し、これら相互の関係を述べる。そして、高バービアンスビームをもつUHFクライストロンについて、中間空洞の離調と相互作用効率の関係を調べる。また、進行波管に関しては、相互作用効率を最大にするような動作パラメータが与えられたとき、これを実現するための一設計手順を示す。次に、電位低下コレクタの設計に必要なスペントビームのエネルギー分布をクライストロンの場合について求め、その結果を2段電位低下コレクタの場合について検討する。最後に、電位低下コレクタにおける逆行電子を抑制するための二つの新しい方法、すなわち磁気界浸コレクタと収束入射コレクタについて述べる。

第6章は結論であつて、得られた成果をまとめると共に、残された問題点をあげる。

目 次

内 容 梗 概	i
目 次	iii
第1章 緒 論	1
第2章 マイクロ波電力管の非線形性による信号歪の解析	1 1
2.1 緒 言	1 1
2.2 マイクロ波電力管の非線形性	1 2
2.3 相互変調の解析	1 4
2.3.1 相互変調の定義	1 4
2.3.2 解 析 の 方 法	1 5
2.3.3 相互変調によって発生する周波数	1 7
2.3.4 応用上の注意	1 8
2.3.5 理論と実験の比較	2 0
2.3.6 9 2 0 kHz 相互変調	2 4
2.4 微分利得と微分位相	2 6
2.4.1 微分利得と微分位相の定義	2 6
2.4.2 微分利得および微分位相と包絡線伝達関数の関係	2 8
2.4.3 理論と実験の比較	3 1
2.5 結 言	3 3
第3章 マイクロ波電力管の非線形性の補償	3 5
3.1 緒 言	3 5
3.2 補 償 の 基 本 形	3 5
3.3 補 償 回 路	3 7

3.3.1	位相非線形性の補償法	3 7
3.3.2	振幅位相非線形性の補償法	4 1
3.4	バラクタダイオードを用いた補償器の大信号動作	4 4
3.5	テレビジョン送信機への応用	4 6
3.6	結 言	5 1
第4章	マイクロ波電力管の非線形性の解析	5 2
4.1	結 言	5 2
4.2	多空胴クライストロンの非線形性の解析	5 3
4.2.1	多空胴クライストロンの大信号解析	5 3
〔1〕	基礎方程式	5 3
〔2〕	大信号方程式	5 7
〔3〕	数値解析	6 0
4.2.2	理論と実験の比較	6 3
4.2.3	非線形性の発生機構の考察	6 9
4.3	進行波管の非線形性の解析	7 3
4.3.1	電子の直流速度が変化する場合の動作解析	7 3
4.3.2	動作パラメータが位相非線形性に与える影響	7 8
4.4	結 言	8 3
第5章	マイクロ波電力管の効率の改善	8 4
5.1	結 言	8 4
5.2	マイクロ波電力管の効率	8 4
5.3	クライストロンの相互作用効率	8 6
5.4	進行波管の相互作用効率	9 1
5.5	クライストロンにおける電位低下コレクタ	9 5
5.5.1	スペントビームのエネルギー分布	9 5

5.5.2	2段電位低下コレクタの動作	99
5.6	電位低下コレクタにおける逆行電子の抑制	103
5.6.1	電位低下コレクタにおける逆行電子	103
5.6.2	磁気界浸コレクタ	106
	〔1〕原理と構成	106
	〔2〕実験結果	107
5.6.3	収束入射コレクタ	113
	〔1〕原理と構成	113
	〔2〕実験結果	114
5.7	結 言	120
第6章	結 論	121
謝 辞		124
文 献		125

第1章 緒 論

放送用マイクロ波電力管であるクライストロンと進行波管が発明されてから、もうすでにかかなりの時間が経過している。すなわち、クライストロンは1939年にVarian兄弟⁽¹⁾により、また進行波管は1946年にKompfner⁽²⁾によりそれぞれ発表されている。これらのマイクロ波電力管は高利得で品質のよい増幅が可能であり、電気通信の分野で重要な役割を果たしてきた。とくに、進行波管が、その広帯域性をもって、マイクロ波通信の飛躍的な発展をもたらしたことは、よく知られるところである。

これらのマイクロ波電力管は、地上の標準テレビジョン放送用送信機の終段電力増幅器としても注目されるようになり、わが国では1964年に進行波管がUHF中継局（銚子局）に、また1967年にはクライストロンがUHF大電力局（徳島局）にそれぞれはじめて使用された。

テレビジョン放送は1953年に開始され、やがて全国の主要地域にはVHF帯を使った放送局が建設されたが、これらの局でカバーできない難視地域を解消するために、第二次チャンネルプランによってUHF帯の470～770 MHz が使用できることになった。このような状況のもとで、多数のUHF中継局が建設されることになり、当面その出力（映像同期先頭出力電力）は100W程度に設定された。

当時、出力100WのUHFテレビジョン中継送信機の終段電力増幅器には、3極管や4極管などいわゆる極管を用いるのが普通であった。しかし、極管を用いた送信機では

- 1) 増幅器は1段当りの利得が10 dB程度と低いため多段縦続接続となる

- 2) 増幅器の入力インピーダンスが動作状態により変化するため総合調整が難しい

などの問題があり、多数の送信機を保守、運用してゆく場合はとくにこれら

の問題の解決が強く望まれた。

一方、進行波管は

- 1) 利得が高い
- 2) 増幅器の高周波回路が極管にくらべて小さくなる
- 3) 広帯域であり、各チャンネルに共通に使用できる

などの利点をもっており、上に述べた極管を用いた送信機の問題を解決できるとともに、送信機の小型化、簡単化、さらに高信頼化を可能にする終段電力増幅器として注目されることとなった。⁽³⁾

UHF帯のテレビジョン放送では、上に述べた比較的小電力の中継局に加えて、10 kWあるいはそれ以上の大電力基幹局も建設された。これに備えて早くから大電力送信機の検討が行なわれ、こゝでも送信機の小型化、簡単化、高信頼化をはかるためにクライストロンが終段電力増幅器としてとりあげられた。⁽⁴⁾

以上述べたようにマイクロ波電力管をUHFテレビジョン送信機に使用することによりいろいろな利点が期待されるが、その反面、実用化にあたって解決されなければならない点、あるいは極管にくらべて不利な点などがある。これらの問題は

- 1) 非線形性（2.2 参照）による信号の劣化
- 2) 実際の使用状態における効率、すなわち動作効率が低いこと

の二点に要約することができる。

テレビジョン放送では、映像信号は振幅変調、音声信号は周波数変調で送り出される。また、カラー映像信号には色副搬送波が含まれている。⁽⁵⁾ さきに述べた中継送信機では、進行波管を使用する利点を最大限に発揮するために、映像搬送波と音声搬送波の同時増幅を行なつて装置の一層の簡単化をはかることが望まれていた。このとき問題になるのが、進行波管の非線形性により、映像搬送波、色副搬送波、ならびに音声搬送波の3周波から発生する920 kHz 相互変調（2.3.1 ならびに2.3.6 参照）である。この相互変調

は映像信号の周波数帯域内に落ちこみ、画面上にいわゆるビート妨害となって現われる。また、帯域外の相互変調はスプリアス輻射となり、他の通信系に妨害を与える可能性をもっている。さらに、中継送信機ならびに基幹局の映像送信機に共通の問題として、マイクロ波電力管の非線形性による映像ベースバンド信号の直線性の劣化、あるいは微分利得ならびに微分位相（2.4.1 参照）の劣化がある。

マイクロ波電力管をテレビジョン放送に用いるとき、その相互作用効率（5.2 参照）についてみると、動作効率は飽和効率にくらべてはるかに小さくなる。その理由は

- 1) 非線形性による信号劣化を許容限界以下とするために、動作範囲の上限は飽和点よりかなり低く設定される。つまりバックオフが行なわれる
- 2) 映像搬送波は振幅変調されており、同期先頭電力にくらべて実際のプログラム送信時の平均電力はかなり小さくなるが、相互作用部へ入射する電子ビームのもつエネルギーは同期先頭電力を得るに必要なある一定値から不変である

などである。このような動作効率の低下は設備の大形化をまねくから、とくに大電力送信機では技術的ならびに経済的な理由から動作効率の改善が強く望まれる。また、最近では衛星を利用した放送が実用段階を迎えようとしている。このような放送衛星に搭載されるマイクロ波電力管に対しては

- 1) 限られた電源容量のなかで最大限の出力を得る
- 2) 衛星で発生する熱を最小限にとどめる

などの要求がとくに強く、その高効率化は非常に重要な課題である。

マイクロ波電力管の非線形性と効率はこれを使用する立場からはバックオフという考えにより、またその動作理論の面からは大信号すなわち非線形動作という点で相互に関連しあっている。本論文は、上に述べた諸問題を解決し、マイクロ波電力管が放送の分野において有効に利用されることを目的として行なったクライストロンと進行波管の非線形性と効率に関する研究をま

とめたものである。

第2章では、マイクロ波電力管の非線形性によって生じる信号歪の解析について述べる。非線形性の問題を扱うにあたっては、まずマイクロ波電力管の入力と出力の関係の表現方法を明確にしておかなければならない。マイクロ波電力管においては振幅の非線形性に加えて位相の非線形性が存在する⁽²⁹⁾⁽³⁸⁾。このような場合、入出力関係は汎関数⁽⁶⁾⁽⁷⁾によって一般的に表現できるが、これを求める手続は複雑である。これに対して、入出力における基本周波数成分の関係として定義できる包絡線伝達関数を用いる方法は、概念が簡明でしかも実験との対応が容易であり、これまでにしばしば用いられている^{(8)~(11)}。本論文においても、比較的狭帯域の信号を扱う場合は、マイクロ波電力管のような非線形系の特性は包絡線伝達関数で表わされるものと仮定し、2.2においてその具体的な表現式ならびに性質⁽¹⁴⁾についてまとめておく。

非線形性によって発生する相互変調の解析法としては、三角関数の積から和への演算による⁽⁸⁾、自己相関々数による⁽¹¹⁾、ボルテラ級数⁽⁷⁾によるなどの方法がある。三角関数の演算による方法は基本的なものであり、相互変調の機構を理解しやすいためによく用いられるが、非線形性が高次の項を含む場合あるいは入力波の数が多くなると計算が困難になる。また、自己相関々数、ボルテラ級数による方法は非線形性と入力波の数に関して一般的にとり扱いができるが、前者においては計算が複雑であり、後者では核を求めるときに困難をとまなうことが多い。そこで、非線形性が高次の項を含み、しかも入力波の数が多いときの相互変調を比較的簡単に求めるための一方法として、調和解析を用いる方法⁽¹⁴⁾を2.3に述べる。

ベースバンド信号の非線形歪は微分利得と微分位相によって表わされる。マイクロ波電力管の非線形性がこの微分利得ならびに微分位相にどのような影響を与えるかという問題があるが、これまでにこの問題を論じた報告はない。2.4では、包絡線伝達関数から微分利得と微分位相を導き、これらに対するマイクロ波電力管の非線形性の影響が単側波入力と両側波入力の場合で

異なることを示す。⁽¹⁵⁾

第3章では、マイクロ波電力管の非線形性を補償によって軽減する方法、ならびにその実用結果について述べる。マイクロ波電力管の非線形性を軽減しようとするとき

- 1) マイクロ波電力管自体を改善する
- 2) マイクロ波電力管を比較的小信号領域で動作させる
- 3) 外部的に補償する

などの方向が考えられる。しかし、マイクロ波電力管のような能動素子では一般に非線形性は避けたいものであり、1)の方法で多くの改善を望むことは困難である。また、非線形性が重大な問題にならない程度までバックオフする2)の方法はよく用いられるものであるが、これは当然マイクロ波電力管の動作効率を低下させる。そこで、外部的に補償機能をもつ回路を付加して、総合的にマイクロ波電力管の非線形性を軽減する3)の方法は重要な意味をもってくる。

非線形性の補償という考えは古くからあり、高周波増幅器を対象としたものとしては音声巾波送信機における整流帰還⁽¹⁶⁾、またベースバンド信号に対してはテレビジョン送信機における同期づまりや白レベルの階調の補正回路⁽⁵⁾などをあげることができる。帰還による歪の軽減は、高周波帯での改善であること、ならびに補償器としての動作安定性がよいことなどの利点をもっている。しかし、テレビジョン信号のように広帯域な信号をマイクロ波電力管で増幅するときは、帰還ループにおける遅延時間が無視できなくなり、このために新たな信号歪を発生するので帰還法は応用できない。これに対して、フィードフォワード法⁽¹⁷⁾はこのような遅延時間の問題がなく高周波帯での安定な補償ができるが、これは振幅非線形性を対象としたものであり、位相非線形性を補償しようとする補償用増幅器の電力はかなり大きくなってしまふ。一方、ベースバンドでの信号補正による方法は、振幅非線形性による歪の補正は容易であるが、位相非線形性によるものゝ補正は困難な場合が多い。

また、相互変調の軽減はほとんど不可能である。したがって、従来の方法にかわる新しい非線形性の補償法を見出す必要が生じてくる。

3.3 では、マイクロ波電力管の非線形性を補償するための新しい方法、すなわち位相非線形性の補償法^{(18)~(20)}とこれを発展させた振幅位相非線形性の補償法^{(19)~(21)}について述べる。そして、3.4 ではこれらの補償器の大信号動作時の特性ならびに許容電力について検討を行ない、3.5 において位相非線形性の補償回路をUHF 100W中継送信機に、振幅位相非線形性の補償回路をUHF 3kW中継送信機にそれぞれ実用した結果について述べる。

第4章では、マイクロ波電力管の非線形性の解析について述べる。このような解析は、マイクロ波電力管の非線形性の定量的把握とその性質の解明を可能にし、非線形性による信号歪ならびに補償回路の設計に寄与するものである。

マイクロ波電力管の非線形性を理論的に調べるためには、大信号解析を行なわなければならない。大信号解析には、電子ビームを連続流体とみなすオイレリアン形式と、不連続な比較的小数の荷電体で置きかえるラグランジアン形式がある。前者においては、電子の運動は追越しが起らない範囲に限られるが、実際のマイクロ波電力管の動作範囲を考えるとこれは十分な場合も多く、Paschke⁽²²⁾、Solyman⁽²³⁾はこの方法で解析している。これに対して、後者は電子の運動を一般的にとり扱うことができるもので、Nordsieck⁽²⁴⁾が進行波管の解析においてその方法を示した。彼の解析では空間電荷力と回路損失は無視されていたが、その後Tien⁽²⁵⁾らによって空間電荷力がとりいれられ、さらにRowe⁽²⁶⁾はこれを一般的な解析へと発展させた。そして、Webber⁽²⁷⁾は、Tienらの方法を応用して、2空洞クライストロンの解析を行なった。

クライストロンの非線形性に関しては、最初に理論的解明がなされたのは、小信号入力を仮定してもバンチング過程に大信号を許すときに起るもので、この場合はHamilton⁽²⁸⁾も示しているように振幅非線形性のみを生じる。

位相非線形性については、仁尾ら⁽²⁹⁾が2空胴クライストロンの場合に空間電荷力を無視した大信号解析、および4空胴クライストロンの場合にHamiltonの方法にもとづいた解析を行なっている。振幅と位相の両非線形性を含めた場合の検討としては、4空胴クライストロンについての実験結果⁽³⁰⁾と空間電荷力を無視した解析⁽³¹⁾が報告されている程度である。4.2では、多空胴クライストロンについて空間電荷力を考慮した場合の振幅と位相の非線形性を、ラグランジアン形式の大信号解析により求める。⁽³⁷⁾そして、従来ほとんど論じられたことがない、多空胴クライストロンにおける非線形性の発生機構を考察する。⁽³⁷⁾

進行波管では、実際の動作範囲は飽和点からかなりバックオフされた範囲内にとどまることが多い。このようなとき、非線形性が各種の信号歪に与える影響は、クライストロンでは振幅と位相の非線形性が同程度であるのに対して、進行波管では位相非線形性の方が大きい。したがって、進行波管の場合は位相非線形性が特に注目されることになり、これに関しては絵面⁽³⁹⁾らのラグランジアン形式による大信号解析がある。しかし、上に述べた状況のもとでは小信号理論を修正した解析法も可能であり、これは通常あまり大信号領域まで拡張できないが、比較的容易に非線形性を推定できるという利点をもっている。このような方法に属するものとして、電子の直流速度が変化するというモデルを用いたBeamら⁽⁴⁰⁾の解析、ならびに摂動法により非線形性と第2高調波の関係を論じた田中ら⁽⁴¹⁾の解析などがある。さて、問題とする位相非線形性と進行波管の動作パラメータの関係についてみると、利得パラメータの影響⁽⁴⁰⁾以外はこれまでに検討されていない。4.3では、Beamらと同じモデルを摂動法によって解析して、各種の動作パラメータが位相非線形性に与える影響を明らかにする。⁽⁴⁵⁾

第5章では、マイクロ波電力管の効率改善に関して、相互作用効率(5.2参照)と電位低下コレクタ⁽⁶⁷⁾について述べる。

クライストロンの相互作用効率に影響を与える要因としては、空胴数、中

間空胴の共振周波数，ビームパービアンス，ドリフト管の長さ，および高周波ギャップなどがあり，これらについては多数の研究がなされている^{(46)~(52)}。また，少し異なった角度からみた高効率化の提案としては，ディストリビューテッドインタクション⁽⁵³⁾，バイアスドギャップ⁽⁵⁴⁾，ならびにハーモニクバンチング⁽⁵⁵⁾を用いたクライストロンなどがある。これらのうち，中間空胴の共振周波数を動作周波数よりかなり高い方に離調する方法は，クライストロンの構造をあまり複雑にしないで効率を積極的に改善できることが期待される。そこで，5.3ではこれまでに対象とされなかった，UHF帯の高パービアンスビームのクライストロンに上記の方法を応用した場合の検討を行なう。

進行波管の相互作用効率については，動作パラメータ⁽⁵⁶⁾⁽⁵⁷⁾，サーキットセバ⁽⁵⁸⁾などの影響に関する報告，さらにはボルテージジャンプ，ベロシティテーパーなどによる改善方法が多数提案されている。^{(59)~(62)}特に，ベロシティテーパーについてみると，これは製作上の困難が伴うためにこれまであまり実用されなかったが，最近の衛星搭載用大電力進行波管にはほとんど例外なく用いられるようになった。^{(63)~(65)}このような状況においても，動作パラメータを効率に関して最適に選ぶことは重要である。この最適動作パラメータについてはCutler⁽⁵⁷⁾の報告があるが，この結果の設計の過程における利用に関してはこれまでに報告がない。そこで，5.4では最適動作パラメータを実現するための進行波管の一設計手順⁽⁶⁶⁾について述べる。

コレクタ電位低下はマイクロ波電力管の総合効率を向上させるための有力な手段である。特に，さきに述べたように振幅変調波を増幅するために動作効率が低下している場合，あるいは広帯域を得るために相互作用効率を犠牲にした場合などにおいては，この方法は大変有効である。また，衛星搭載用マイクロ波電力管においては，この技術が重要な役割を果たしている。^{(63)~(65)}

電位低下コレクタの設計には，スペントビームのエネルギー分布を知る必要があり，これが与えられてはじめてコレクタの電極数，電圧などの検討が可

能になる。このエネルギー分布については、Sterzer⁽⁶⁸⁾が進行波管に関するCutler⁽⁵⁷⁾の実験結果を整理したものがあるが、クライストロンに関する報告はない。クライストロンの場合、最終空洞のギャップを出た直後のエネルギー分布はギャップの高周波電圧から比較的簡単におよその推定ができる。しかし、通常最終ギャップからコレクタ電極まではかなりの距離があるから、この間で空間電荷力によりエネルギー分布は変化すると考えられる。そして、エネルギー分布を実験的に求めることはかなり面倒な作業であるから、これを理論的に求める手法を確立しておくことが望ましい。そこで、5.5では、クライストロンに関してラグランジアン形式の大信号解析によりスペントビームのエネルギー分布を求め、その結果を2段電位低下コレクタの場合について検討する。

電位低下コレクタにおけるもうひとつの問題は、逆行電子が発生し、これが総合効率の低下ならびに信号劣化の原因となることである。総合効率の低下は、逆行電子が電位の高い電極に流入し、ベロシティソーティングすなわちスペントビーム中の電子の運動エネルギーに応じた電位をもつ電極へのふり分けが、実質的に不適当になるために起こる。また、信号劣化は逆行電子によるフィードバックによって起こる。つまり、この種のフィードバックは、高周波入力レベルによってその状態が変化するためにマイクロ波電力管に非線形性をもたらし、その結果として微分利得ならびに微分位相の著しい劣化をまねくのである。したがって、良質な信号を維持するためには、コレクタ効率(5.2参照)が最大になる点まで電極電位を低下できない場合が生じる。このように、逆行電子は電位低下コレクタによる総合効率改善の妨げとなるため、その抑制法についてはこれまで多くの報告がある。^{(38)(48)(67)~(74)}しかし、これらのうち有効と考えられるものゝ多くは、コレクタに何らかの非対称性が導入されており、小電力管では使用できるが大電力管には適していない。その理由は、大電力管ではある程度必然的にコレクタの損失電力と形状が大きくなるので、熱的および機械的な観点から、コレクタはスペントビームの

広がり方ならびに構造に関して軸対称であることが望ましいからである。そこで，5.6 では上記の条件を満足する新しい逆行電子の抑制法，すなわち磁気界浸コレクタ⁽⁷⁸⁾⁽⁷⁹⁾と収束入射コレクタ⁽⁸⁰⁾について述べる。

第2章 マイクロ波電力管の非線形性による信号歪 の解析⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾

2.1 緒 言

この章では、マイクロ波電力管の動作に立ちいることなしに、これをブラックボックスとみて、その入出力の関係として包絡線伝達関数によって非線形性が与えられたときの信号歪の解析について述べる。まず、2.2では瞬時値伝達関数と対比しながら、包絡線伝達関数の概念とおもな性質についてまとめておく。そして、2.3では非線形性の周波数依存性を無視できる場合について、包絡線伝達関数から調和解析によって相互変調を求める方法を示す。2.4では包絡線伝達関数から微分利得と微分位相を導き、マイクロ波電力管への入力単側波と両側波の場合の比較を行なう。微分利得と微分位相が問題になるのは主として色副搬送波においてであり、映像については残留側波帯方式をとるテレビジョン放送においては、この搬送波は単側波で送信される。上に述べた二つの場合は、残留側波帯フィルタをマイクロ波電力管の入力側および出力側におくことに相当する。

本論文では、マイクロ波電力管の非線形性を与える基本的なものとして、包絡線伝達関数、すなわち振幅非線形性と位相非線形性をとる。勿論、相互変調も非線形性を規定できるが、これから包絡線伝達関数、微分利得と微分位相を導くことは非常に困難である。これに対して、包絡線伝達関数から、相互変調ならびに微分利得と微分位相を導くことは、この章に述べるように比較的容易である。なお、微分利得と微分位相はベースバンド信号に関する非線形性で、マイクロ波電力管のような高周波増幅器のほか、当然ベースバンド増幅器の影響も受ける。

マイクロ波電力管自体の非線形性の解析については第4章で述べる。

2.2 マイクロ波電力管の非線形性

任意の系における入力と出力の瞬時値をそれぞれ x と y とすると、これらの関係は

$$y = g(x) \quad (2.1)$$

と表わすことができる。ここで、 g は瞬時値伝達関数であり、いわゆる系の静特性を表わしている。いま、(2.1) で表わされる系の入力角周波数 ω 、振幅 X の正弦波

$$x = X \cos \omega t \quad (2.2)$$

であるとする。ただし、 t は時間である。高周波増幅器では、出力における基本波成分

$$y = Y \cos \omega t \quad (2.3)$$

に関心がもたれるのが普通である。そして、出力振幅 Y は

$$Y = G_i(X) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} g\{X \cos(\omega t)\} d(\omega t) \quad (2.4)$$

で与えられる。上式における G_i は、入力振幅と出力振幅の関係を与えるもので、包絡線伝達関数といわれる。

基本周波数の近傍での非線形性をとり扱うときは、瞬時値伝達関数の代わりに、包絡線伝達関数を用いることができる。そして、この包絡線伝達関数は奇関数である。この事は、(2.1) をべき級数に展開した形において(2.2)を代入すると、基本波成分に関係するのは奇数次の項だけであることからわかる。なお、包絡線伝達関数から瞬時値伝達関数を求めるには、チェビシェフ変換⁽¹²⁾を用いればよい。

マイクロ波電力管においては、静特性すなわち瞬時値伝達関数は存在しな

いが，上に述べた正弦波入力とその基本波出力の関係によって増幅器としての非線形性が表わされる。いま，(2.2)の入力に対して，出力を

$$y = Y \cos(\omega t + \theta) \quad (2.5 a)$$

と表わす。ただし，

$$Y = G(X, \omega) \quad (2.5 b)$$

$$\theta = H(X, \omega) \quad (2.5 c)$$

である。上の式で明らかなように， G は出力振幅と入力振幅の関係，すなわち振幅非線形性を表わし，(2.4)の G_i に相当する。また， H は出力波の位相が入力振幅によって変化すること，すなわち位相非線形性を表わし，瞬時伝達関数をもつ系には存在しないものである。この Y と H をあわせたものは，拡張された包絡線伝達関数，あるいは単に包絡線伝達関数といわれる。

ここで包絡線伝達関数の性質について考えてみる。(2.5 a)は

$$y = Y_c \cos \omega t - Y_s \sin \omega t \quad (2.6 a)$$

とかける。ただし，

$$Y_c = Y \cos \theta = G_{ic}(X) \quad (2.6 b)$$

$$Y_s = Y \sin \theta = G_{is}(X) \quad (2.6 c)$$

である。(2.6)

は，包絡線伝達関数をもつ系が

図2.1に示すよ

うに， G_{ic} と

G_{is} にそれぞれ

対応する瞬時値

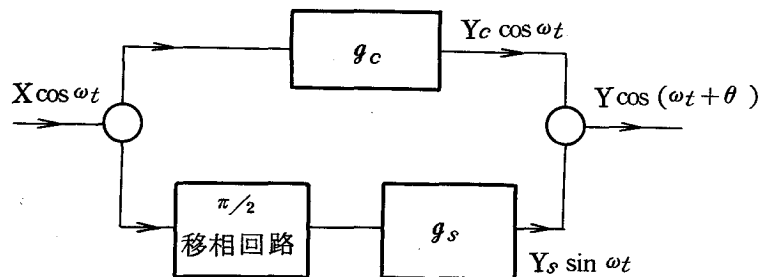


図2.1 マイクロ波電力管の非線形性の直交モデルによる表現

伝達関数 g_c と g_s をもつ二つの系の直交合成によって等価的に表わされることを示している。⁽¹³⁾ところで、さきに述べたように G_{ic} と G_{is} はともに X の奇関数である。そして、 G も G_i と同様の性質をもち X の奇関数と仮定すると、(2.6 c) から H は X の偶関数でなければならない。したがって、包絡線伝達関数は

$$Y = G(X, \omega) = \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_{2k-1}(\omega) X^{2k-1} \quad (2.7 a)$$

$$\theta = H(X, \omega) = \sum_{k=0}^{\infty} \beta_{2k}(\omega) X^{2k} \quad (2.7 b)$$

のように展開できる。これらの式は周波数特性と振幅特性すなわち非線形性を包含するもので、マイクロ波電力管の定常状態における正弦波入力に対する応答を一般的に表わすものと考えることができる。

なお、本論文では非線形性という言葉を用い、非線形な性質という本来の意味で用いるほかに、この非線形な性質を数値的に表わした場合の量((4.28) 参照)をさすときにも用いる。

2.3 相互変調の解析

2.3.1 相互変調の定義

ある系に二つ以上の正弦波入力があるとき、出力にそれぞれの入力周波数の整数倍の和および差の周波数成分を生じる現象、ならびにこのようにして新しく発生した周波数成分の振幅を相互変調という。新しく発生した周波数成分の振幅は、出力におけるある入力周波数成分の振幅を基準とした、相対振幅で表わされるのが普通である。

これに対して、混変調は被変調波を含む二つ以上の入力波があるとき、ある被変調波の変調信号成分が他の波へ移される現象のことであり、これは相

互変調の特別な場合と考えることができる。つまり、被変調波は側帯波が搬送波と特定な関係をもつ多周波と考えることができるから、これらと他の波との干渉は相互変調の問題に帰着される。

2.3.2 解析の方法

マイクロ波電力管への入力が n 周波で、これらの合成 x が

$$x = \sum_{n=1}^N X_n \cos(\omega_n t + \phi_n) \quad (2.8)$$

であるとする。ただし、 X_n, ω_n, ϕ_n はそれぞれ n 番目の波の振幅、角周波数、位相である。ここで、角周波数の間に次の条件をもうける：

$$\omega_n = \omega_0 + (n-1)\Delta\omega \quad (2.9a)$$

$$\omega_0 = N\Delta\omega \quad (N \text{ は正の整数})。 \quad (2.9b)$$

このときは、入力 x は時間について

$$\Delta T = \frac{2\pi}{\Delta\omega} \quad (2.10)$$

の周期関数となる。

入力 x は (2.8) であるが、これは別の形として

$$x = X \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (2.11a)$$

と表わせる。ただし、

$$X^2 = \left[\sum_{n=1}^N X_n \cos\{(n-1)\Delta\omega t + \phi_n\} \right]^2 + \left[\sum_{n=1}^N X_n \sin\{(n-1)\Delta\omega t + \phi_n\} \right]^2 \quad (2.11b)$$

$$\tan \varphi = \frac{\sum_{n=1}^N X_n \sin\{(n-1)\Delta\omega t + \phi_n\}}{\sum_{n=1}^N X_n \cos\{(n-1)\Delta\omega t + \phi_n\}} \quad (2.11c)$$

である。いま、

$$\frac{n-1}{N} \ll 1 \quad (2.12)$$

が満足されているとすれば、(2.11a)の振幅 X は ω_0 にくらべてゆるやかに変化する時間関数である。

こゝで、次の仮定をおく：

- 1) ゆるやかに振幅が変化する入力に対するマイクロ波電力管の非線形性は(2.7)で表わされる
- 2) その非線形性は周波数に依存しない、すなわち(2.7)の $\alpha_{2k-1}(\omega)$ と $\beta_{2k}(\omega)$ は定数である。

このとき、(2.11a)で表わされる入力に対するマイクロ波電力管の出力 y は、(2.5a)から

$$y = Y \cos(\omega_0 t + \varphi + \theta) \quad (2.13)$$

と表わすことができ、これはやはり ΔT の周期関数である。したがって、調和解析が可能となり、フーリエ級数を用いると y は

$$y = \sum_{m=1}^{\infty} Y_m \cos(m\Delta\omega t + \phi_m) + Y_0 \quad (2.14a)$$

とかける。なお、こゝでは高周波増幅器を考えているから Y_0 は問題にしない。

出力の各周波数成分の振幅 Y_m と位相 ϕ_m は

$$Y_m^2 = Y_{mc}^2 + Y_{ms}^2 \quad (2.14b)$$

$$\tan \phi_m = \frac{Y_{ms}}{Y_{mc}} \quad (2.14c)$$

で与えられる。ただし、

$$Y_{mc} = \frac{2}{\Delta T} \int_{-\Delta T/2}^{\Delta T/2} y \cos m\Delta\omega t \, dt \quad (2.14d)$$

$$Y_{ms} = \frac{2}{\Delta T} \int_{-\Delta T/2}^{\Delta T/2} y \sin m\Delta\omega t \, dt \quad (2.14e)$$

である。ここで得られた Y_m と ϕ_m は、マイクロ波電力管の出力周波数成分の振幅と位相であるから、相互変調の結果を与えている。

2.3.3 相互変調によって発生する周波数

瞬時値伝達関数が (2.1) の特別な場合で、

$$y = x^k \quad (2.15)$$

とする。この系への入力 $(\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n)$ の n 周波のとき、出力における周波数は

$$\omega = |\ell_1 \omega_1 \pm \ell_2 \omega_2 \pm \dots \pm \ell_n \omega_n| \quad (2.16a)$$

で与えられる。ただし、 ℓ_1 から ℓ_n は零または正の整数で、

$$\sum_{n=1}^n \ell_n = \ell \quad (2.16b)$$

$$\ell = 0, 2, 4, \dots, k, \quad (k: \text{偶数})$$

$$\ell = 1, 3, 5, \dots, k, \quad (k: \text{奇数})$$

を満足する組である。したがって、一般的な瞬時値伝達関数である (2.1) の場合は、これを級数展開して各項から発生する周波数を上に述べた考え方で求め、これらの全体をとれば、 n 周波入力に対する出力周波数分布が得られる。

マイクロ波電力管のように、包絡線伝達関数によって振幅と位相の非線形性が与えられる場合は、2.2 で述べた直交分解により二つの瞬時値伝達関数を対応させる。そして、この瞬時値伝達関数のそれぞれについて、上に述べた方法で周波数分布を求め、さらにこれらの分布の全体をとれば出力周波数分布が得られる。

3 周波 $(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ が入力されたとき、これらの近くに発生する

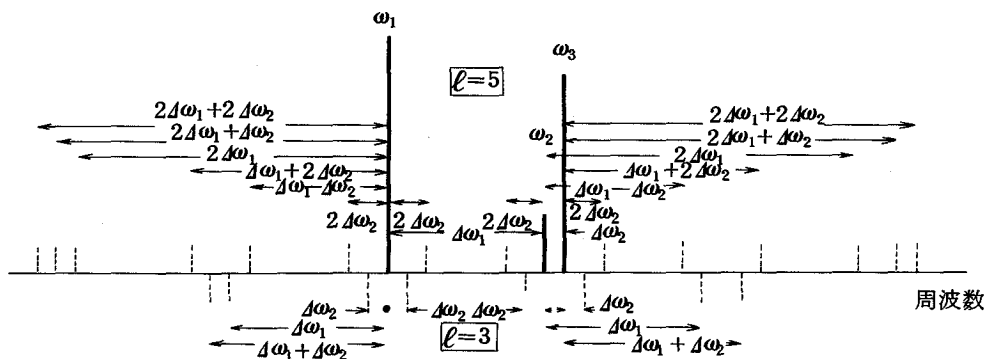


図 2.2 3 周波入力するときこれらの近くに発生する周波数
($\ell = 3$ と $\ell = 5$ の場合)

周波数を, $\ell = 3$ と $\ell = 5$ の場合について示すと図 2.2 のようになる。3 次歪 ($k = 3$) による周波数分布は $\ell = 3$ の分布であり, 5 次歪 ($k = 5$) の分布は $\ell = 3$ と $\ell = 5$ の分布の全体をとったものになる。

2.3.4 応用上の注意

この計算法は, 実際の入力信号を (2.9) の条件を満足する周波数配列をもつ信号で置きかえて相互変調を求めるものであるから, 非線形性の周波数依存性が十分小さいことが必要である。通常, 信号伝送に用いられる帯域内ではこの周波数依存性は小さい場合が多い。

この計算の応用としては, 920 kHz 相互変調, 2 周波非線形性, 微分利得と微分位相, ならびに多チャンネル増幅の解析などがある。一例として, 920 kHz 相互変調を求める場合について具体的に述べよう。

図 2.2 において, それぞれ ω_1 を映像, ω_2 を色副, ω_3 を音声の搬送波とする。この 3 波の間の角周波数差で最小なものは $\Delta\omega = \omega_3 - \omega_2$ (これは約 920 kHz に相当する) であるから, これを (2.9) の $\Delta\omega$ とする。問題は $\omega_1 + \Delta\omega$ 成分の振幅 (920 kHz 相互変調), つまり 3 次歪形 ($\ell = 3$) のスペクトルを求めることである。このとき次のことに注意しなければ

ならない。一般的には、実際の入力信号は(2.9)の条件を満足しないから、 $\omega_1 + \Delta\omega$ と $\omega_2 - \Delta\omega$ は一致しない。もし、計算において $\omega_1 + \Delta\omega = \omega_2 - \Delta\omega$ となるような n を選ぶと、 $\omega_2 - \Delta\omega$ 成分は求めようとする $\omega_1 + \Delta\omega$ 成分に対して誤差を与えることになる。したがって、非線形項が3次までのときは $n \geq 5$ として両者が一致しないような ω_1 と ω_2 の間隔をとる必要がある。そして、5次の項も含まれるときは、 $n = 5$ では $\omega_1 + \Delta\omega = \omega_2 - 2\Delta\omega$ となりやはり誤差を生じるから $n \geq 6$ とすることが望ましい。さらに、5次歪形($\ell = 5$)のスペクトルまで問題にするときは $n \geq 7$ であり、このとき7次の項の影響をさけるためには $n \geq 8$ としなければならない。このように求めようとするスペクトル分布と非線形性の次数に従って、誤差を導入しないよう適切な n を選ぶことが必要である。

表2.1は映像音声同時増幅における3次歪形のスペクトルを求めるときの入力の例を示す。実際の入力は3周波であるが、計算では6周波の形をとり、

表 2.1 カラーテレビジョンの映像 音声同時増幅における3次歪形スペクトルを求めるための入力
(カラーバー赤の場合)

$X_2 = X_3 = X_4 = 0$
とすることにより実質的に3周波とする。 ω_2 は920kHz相互変調のために用意された空席である。なお、この例では、位相は問題にしないので $\phi_n = 0$ としてある。

n	ω_n	X_n	ϕ_n	参 考
1	ω_0	0.61	0	映像搬送波
2	$\omega_0 + 4\omega$	0	0	920kHz 相互変調
3	$\omega_0 + 24\omega$	0	0	
4	$\omega_0 + 34\omega$	0	0	
5	$\omega_0 + 44\omega$	0.15	0	色副搬送波
6	$\omega_0 + 54\omega$	0.5	0	音声搬送波

2.3.5 理論と実験の比較

2.3.2 で述べた調和解析による相互変調は、計算機を利用して容易に求められる。具体的には、(2.9) を満足する入力波 (2.8) および (2.7) の形をもつ非線形性が与えられたとき、つまり $X_n, \phi_n, N, \alpha_{2k-1}, \beta_{2k}$ が与えられたとき、それぞれ (2.14b) と (2.14c) によって示された Y_m と ϕ_m を計算すればよい。

この目的のために作成した計算プログラムについて、その妥当性を調べるための計算例を図 2.3 と図 2.4 に示す。これらの図において、入力は f_V (映像搬送波), f_S (色副搬送波), および f_A (音声搬送波) の 3 周波であり、正規化周波数 f_{norm} は $\omega_n/\Delta\omega$ である。図 2.3 は包線性伝達関

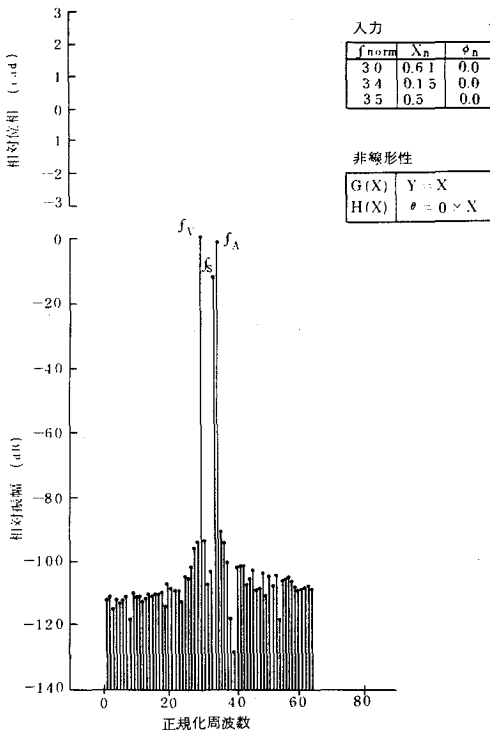
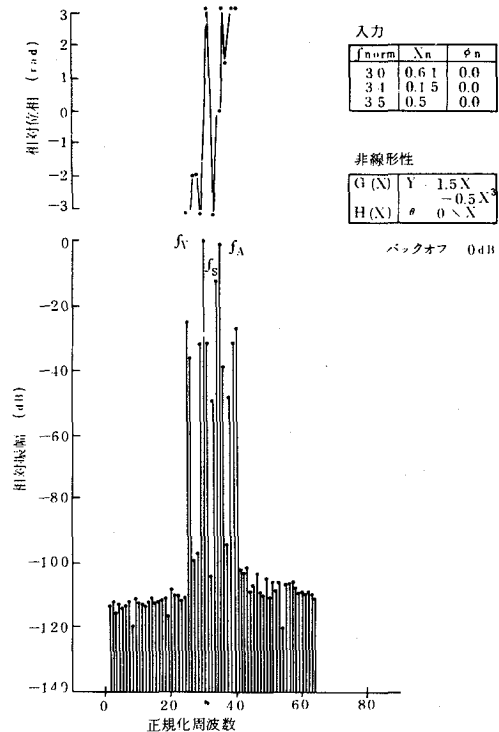
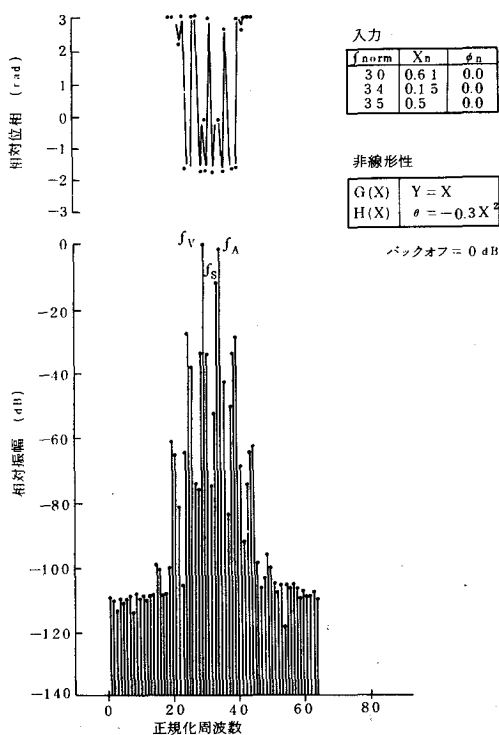


図 2.3 線形の場合の計算による誤差の評価

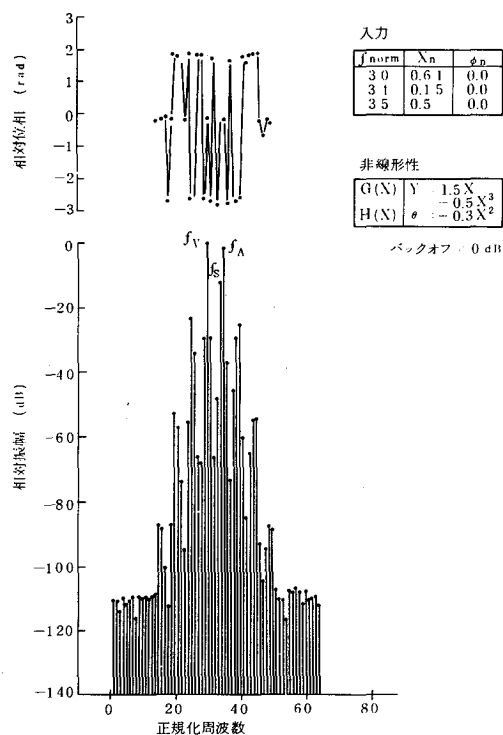


(a) 振幅非線形性による相互変調

図 2.4 相互変調の計算例



(b) 位相非線形性による相互変調



(c) 振幅と位相の非線形性による相互変調

数が線形な場合で、これは計算誤差が -90 dB以下であることを示している。また、図 2.4 (b)の位相非線形性のみの場合は、図 2.4 (a)の振幅非線形性のみの場合よりスペクトルの広がり大きく、このプログラムはほぼ妥当であることを示している。

計算と実験の比較は表 2.2 に示すような UHF 帯のクライストロンと進行波管について行なった。図 2.5 はこれらの実験管の振幅と位相の非線形性の測定値で、入力振幅 X と出力振幅 Y はともに飽和点に関して正規化してある。これらの特性を多項式近似すると次のようになる：

表 2.2 実験管の概要と実験条件

項 目	クライストロン(KLY)	進行波管(TWT)
高周波回路	4 空 胴	ヘリックス
ビーム集束	電 磁 石	電 磁 石
冷 却	コレクタ：蒸発冷却 ボ デ ィ：強制空却	強 制 空 冷
ビーム電圧(kV)	1 5.0	5.6
ビーム電流(A)	2.1	1.5
映像周波数(MHz)	6 6 9.2 5	5 9 1.2 5
小信号利得(dB)	4 3.0	3 3.5
飽和出力(kW)	1 2.5	2.0 8

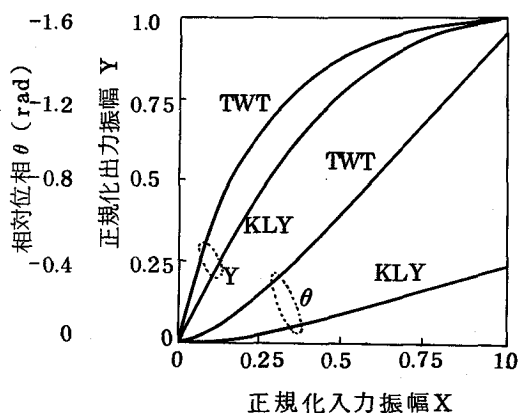


図 2.5 クライストロンと進行波管の非線形性

進行波管

$$Y = 3.32X - 1.23X^3 + 3.27X^5 - 4.05X^7 + 1.78X^9 \quad (2.17a)$$

$$\theta = -4.72X^2 + 1.64X^4 - 4.19X^6 + 5.03X^8 - 2.17X^{10} \text{ (rad)} \quad (2.17b)$$

クライストロン

$$Y = 209X - 3.82X^3 + 8.86X^5 - 1.12X^7 + 5.09X^9 \quad (2.18a)$$

$$\theta = -0.523X^2 - 0.812X^4 + 3.82X^6 - 5.15X^8 + 2.29X^{10} \text{ (rad)} \quad (2.18b)$$

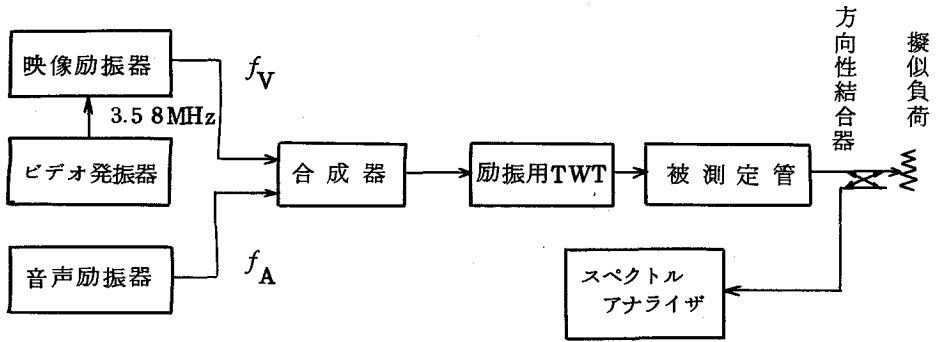


図 2.6 920 kHz 相互変調の測定回路

図 2.6 は 920 kHz 相互変調の測定回路を示す。この測定においては、励振器相互の結合による相互変調，ならびに励振用 TWT での相互変調が十分小さくなるように注意しなければならない。なお，非線形性の測定方法は 4.2.2 に述べるものと基本的に同じである。

映像音声同時増幅時のカラーバー赤における，920 kHz 相互変調の計算値と測定値を図 2.7 に示す。ここでは，同期信号時の映像搬送波と音声搬送波を合成したときの最大値が飽和点に達するとき，バックオフは 0 dB としている。計算と測定を比べると両者の一致はかならずしも十分とはいえないが，三角関数の演算による方法で検討するとここに示した計算に近い値が得られ，調和解析による方法は包絡線伝達関数から相互変調を求めるための一手法とし

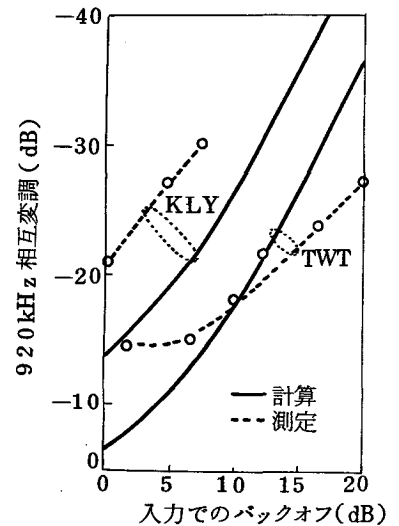


図 2.7 映像音声同時増幅における 920 kHz 相互変調

て使用できる。なお、 f_V と f_S の間隔の選び方による誤差は、この間隔が $3\Delta\omega$ ($n=5$) 以上に相当すればほとんど無視できる。920 kHz 相互変調を求めるときの最小間隔は $2\Delta\omega$ に相当するが、このときの誤差は 1 dB 以下である。

1 周波の非線形性が図 2.5 で与えられる進行波管について、2 周波非線形性を調和解析の手法により計算した結果を図 2.8 に示す。これは、

f_V と f_A の 2 周波入力するとき、 f_A の入力振幅をパラメータとして f_V の振幅非線形性を求めたものである。 $X_A=0$ は 1 周波の特性であるから、2 周波入力するとき f_V 成分の非線形性が小さくなることを示している。

なお、このような計算においては、入力信号の変化範囲は非線形特性の近似式の適用範囲内となるよう留意しなければならない。

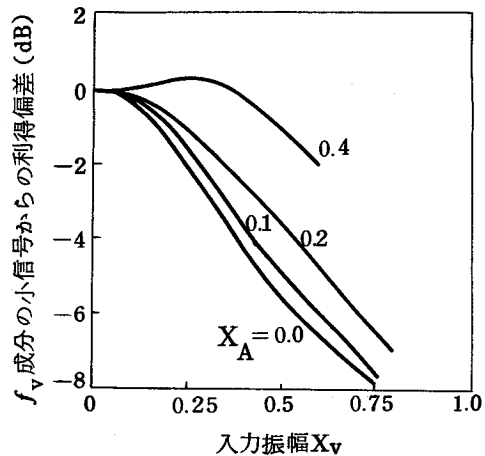


図 2.8 進行波管の 2 周波非線形性

2.3.6 920 kHz 相互変調

テレビジョン中継送信機におけるように、映像と音声の両搬送波を同時増幅するとき、最も問題になるのが相互変調によって画面に現われる 920 kHz ビート妨害である。この 920 kHz 成分は、映像搬送波周波数 f_V と音声搬送波周波数 f_A の差 4.5 MHz と色副搬送波周波数 $f_S = 3.58$ MHz の差によるものである。このようにして発生する 920 kHz 相互変調のベースバンドの評価を IM とすると、これは

$$IM = 20 \log \frac{I_{p-p}}{S_{p-p}} \text{ (dB)} \quad (2.19)$$

で与えられる。ただし、 I_{p-p} と S_{p-p} はそれぞれ920 kHz 妨害波および画成分信号の振幅のピークトウピークの値である。そして、特にことわりのないときは、比較的條件が厳しいカラーバー赤の送信状態でのIM値をもって920 kHz 相互変調とする。この方法は実際にもよく用いられるものである。この相互変調は、ベースバンドあるいは高周波バンドのいずれでも測定できる。前者の場合は、図2.9に示すカラーバーによる被変調波を用い、増幅器の出力を復調して直接 S_{p-p} と I_{p-p} を求める。後者の場合は、図2.10に示すようなカラーバー赤の状態に等価な3周波を用いる。

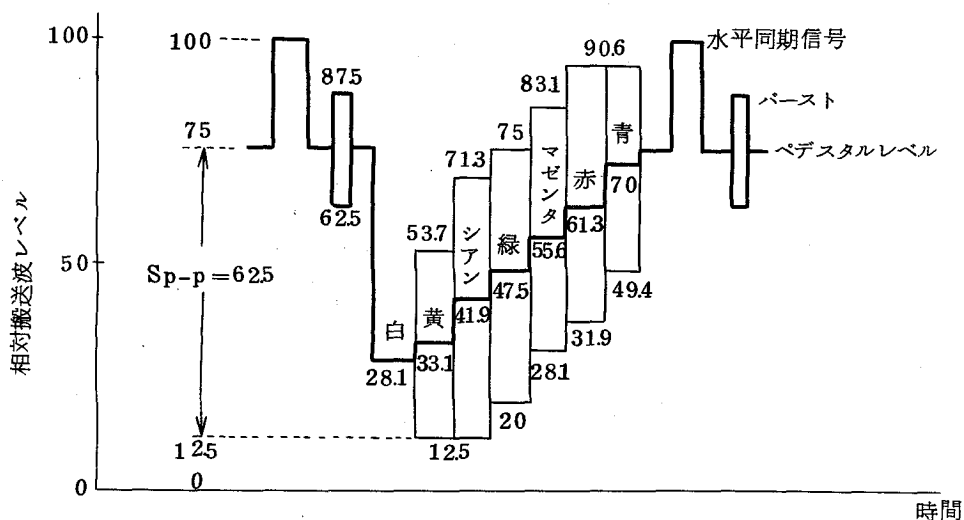


図2.9 カラーバーによる被変調波

この図において、 f_V の振幅は図2.9における赤の平均レベル61.3を近似したもの、 f_S は赤では色副搬送波358 MHzによる変調度が約50%で、さらに残留側波帯方式のため上側波のみとなったも

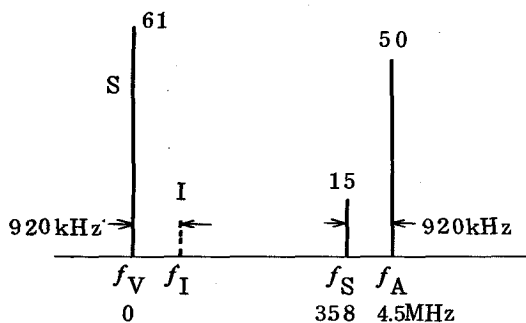


図2.10 カラーバー赤の変調に等価な3周波

(同期先頭値を100とした場合)

の、および f_A は音声電力が映像同期先頭値の $\frac{1}{4}$ であることによるものである。

このような3周波入力があるとき、増幅器の非線形性により図 2.2 の $\ell = 3$ の分布に含まれる周波数成分のひとつとして、920 kHz 相互変調 I が発生する。図 2.10 で、 f_V と f_I の振幅 S と I から、(2.19) の 920 kHz 相互変調は

$$IM = 20 \log \frac{I}{S} + 12 \quad (\text{dB}) \quad (2.20)$$

となる。上の式は次のようにして導かれている。まず、 f_V の振幅 S は、図 2.9 の画成分とは等しいので、 $S = S_{p-p}$ とみなす。次に、妨害波は (2.19) ではピークトゥピークで定められているから 6 dB、さらに復調器では残留側波帯方式による周波数特性の歪を補正するために、 f_V では振幅は 6 dB 低下するので、合計 12 dB が加えられる。

920 kHz 相互変調の測定において、増幅器の非線形性が大きいときは、入力と出力で変調度あるいは3周波の振幅の割合が著しく異なる場合がある。このようなとき、正規の送信状態での評価を行なうという意味で、出力側で図 2.9 あるいは図 2.10 となるように入力を調整するのが普通である。

2.4 微分利得と微分位相

2.4.1 微分利得と微分位相の定義

伝送系の非線形性はベースバンドでは微分利得と微分位相で表わされ、これらを測定するためのベースバンド信号で変調された高周波を図 2.11 に示す。この測定用ベースバンド信号 x を

$$x = a(t) + b \sin pt \quad (2.21)$$

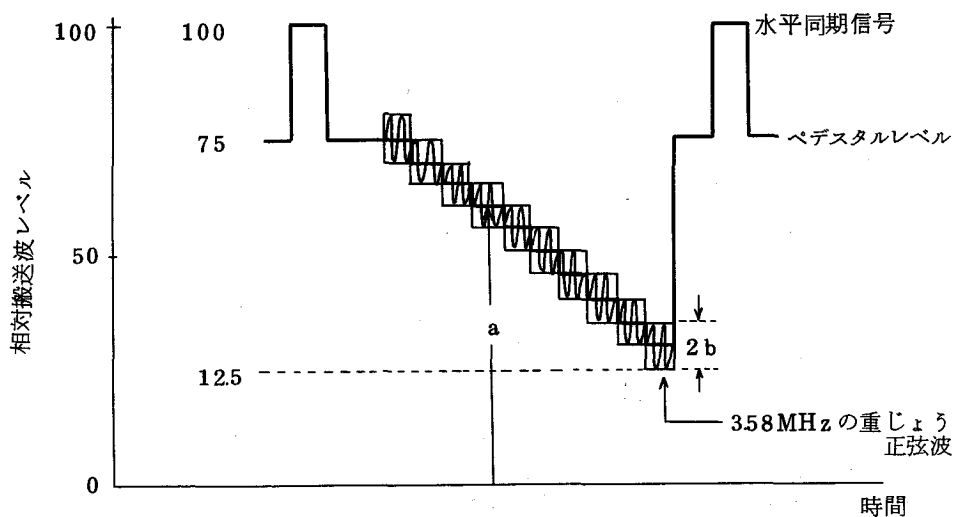


図 2.1.1 微分利得と微分位相を測定するための信号による被変調波

とする。ただし、 a は輝度に相当し、重畳正弦波の周波数 p にくらべてゆっくり変化するとし、また重畳波の振幅 b は $b \ll a$ とする。いま、 x による被変調波を増幅器に入れ、その出力を理想的に復調して、再びベースバンド信号 y を得たとする。この y は系の非線形性により

$$y = c(t) + d \sin(pt + \theta_b) \quad (2.21a)$$

となる。ただし、 d と θ_b は a の関数で、

$$d = d(a) \quad (2.21b)$$

$$\theta_b = \theta_b(a) \quad (2.21c)$$

である。

こゝでは、微分利得 DG と微分位相 DP を、普通の方法⁽⁵⁾とは異なり、次のように定義する。すなわち、 a_1 を基準としたとき、 a_2 における DG と DP はそれぞれ

$$DG = \frac{d(a_2) - d(a_1)}{d(a_1)} \times 100 \quad (\%) \quad (2.22a)$$

$$DP = \theta_b(a_2) - \theta_b(a_1) \quad (rad) \quad (2.22b)$$

で与えられる。

2.4.2 微分利得および微分位相と包絡線伝達関数の関係

マイクロ波電力管への入力、重じょう正弦波成分について単側波(SSB)と両側波(BSB)の場合について解析する。これは、図2.12に示すように残留側波帯フィルタ(VSBF)がマイクロ波電力管(HF AMP)の入力側、または出力側にある場合に相当する。

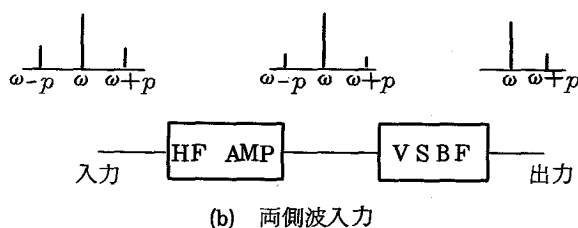
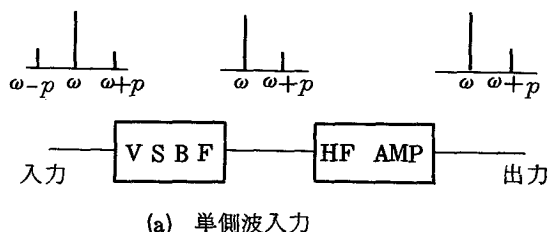


図 2.12 マイクロ波電力管への入力が単側波ならびに両側波となる場合

マイクロ波電力管の非線形性は周波数に依存しないものとし、(2.7)の最も簡単な場合、すなわち

$$Y = \alpha_1 X + \alpha_3 X^3 \quad (2.23a)$$

$$\theta = \beta_2 X^2 \quad (2.23b)$$

で与えられるものとする。これらの式は、実際の非線形性のおよそその近似としてよく用いられる。

まず、微分利得と振幅非線形性の関係を求める。単側波のとき、入力は (2.21) を高周波帯に移して、つまり変調して

$$\begin{aligned} x &= a \sin \omega t + b \sin (\omega t + p t) \\ &= a \sin \phi + b \sin (\phi + \Delta \phi) = X \sin (\phi + \psi) \end{aligned} \quad (2.24a)$$

となる。ただし、

$$X^2 = a^2 + b^2 + 2ab \cos \Delta \phi \quad (2.24b)$$

$$\tan \psi = \frac{b \sin \Delta \phi}{a + b \cos \Delta \phi} \quad (2.24c)$$

である。このとき、出力は $\beta_2 = 0$ であるから、

$$y = (\alpha_1 X + \alpha_3 X^3) \sin (\phi + \psi) \quad (2.25)$$

となるが、いま問題なのは ϕ と $(\phi + \Delta \phi)$ 成分であるから、上の式からこの成分だけを求めてあらためて出力とすると、

$$y = c \sin \phi + d \sin (\phi + \Delta \phi) \quad (2.26a)$$

となる。ただし、

$$d = b \{ \alpha_1 + \alpha_3 (2a^2 + b^2) \} \quad (2.26b)$$

である。(2.26a) をベースバンドに移せば、つまり復調すれば、この式の中の d は (2.21a) の d に対応する。したがって、微分利得は

$$DG_{SSB} = \frac{2 \frac{\alpha_3}{\alpha_1} (a_2^2 - a_1^2)}{1 + 2 \frac{\alpha_3}{\alpha_1} a_1^2} \times 100 \quad (\%) \quad (2.27)$$

となる。一方、両側波のときは、(2.24b)に対応するXは

$$X = a + 2b \cos \Delta \phi \quad (2.28)$$

となるから、

$$DG_{BSB} = \frac{3 \frac{\alpha_3}{\alpha_1} (a_2^2 - a_1^2)}{1 + 3 \frac{\alpha_3}{\alpha_1} a_1^2} \times 100 \quad (\%) \quad (2.29)$$

となる。もし、 $3 \frac{\alpha_3}{\alpha_1} a^2 \ll 1$ とすると、両側波入力の場合は、単側波入力時の約1.5倍の微分利得を生じることになる。

次に、微分位相と位相非線形性の関係を求める。単側波のときは、(2.24)から $\alpha_3 = 0$ として、出力は

$$y = \alpha_1 X \sin(\phi + \phi + \theta) \quad (2.30)$$

となるが、微分利得のときと同様に、 ϕ と $(\phi + \Delta \phi)$ 成分だけを上の式からとり出して出力すると、

$$y = c \sin(\phi + \theta) + d \sin\{(\phi + \theta) + (\Delta \phi + \theta_b)\} \quad (2.31a)$$

となる。ただし、

$$\tan \theta_b = \frac{2\theta \sqrt{1 + (2\theta)^2}}{1 + \sqrt{1 + (2\theta)^2}} = \frac{2\beta_2 a^2 \sqrt{1 + (2\beta_2 a^2)^2}}{1 + \sqrt{1 + (2\beta_2 a^2)^2}} \quad (2.31b)$$

である。これから、微分位相は

$$DP_{SSB} = \theta_b(a_2) - \theta_b(a_1) \quad (2.32a)$$

で与えられる。もし、 $\beta_2 a^2 \ll 1$ とすると、

$$DP_{SSB} = \beta_2 (a_2^2 - a_1^2) \quad (2.32b)$$

となり，これは二つのレベル間の位相非線形量の差そのものである。また，両側波のときは， X が(2.28)で出力が(2.31a)としたとき，

$$\tan \theta_b = 2\theta = 2\beta_2 a^2 \quad (2.33)$$

となるから，

$$DP_{BSB} = \tan^{-1}(2\beta_2 a_2^2) - \tan^{-1}(2\beta_2 a_1^2) \quad (2.34a)$$

で与えられる。もし， $\beta_2 a \ll 1$ ならば，

$$DP_{BSB} = 2\beta_2 (a_2^2 - a_1^2) \quad (2.34b)$$

となり，単側波入力の際の2倍の微分位相を生ずる。

なお，微分位相は復調方式によって変えることに注意しなければならない。(2.32)および(2.34)は包絡線検波による場合である。もし，同期検波方式を用いると，(2.31a)からわかるように，局部発振器出力の位相が搬送波の位相($\phi + \theta$)に追従しないかぎり，重じょう波の位相は($\Delta\phi + \theta_b + \theta$)となるから，微分位相には θ が加わる。

2.4.3 理論と実験の比較

図2.13のような非線形性をもつ装置(クライストロンの非線形性補償装置)を用い，計算と測定と比較を行なった。このときの測定回路は図2.14に示す。この装置の特性を近似する包絡線伝達関数としては，

$$Y = 0.573X + 0.425X^3 \quad (2.35a)$$

$$\theta = 1.98X^2 \text{ (deg)} \quad (2.35b)$$

を用いた。

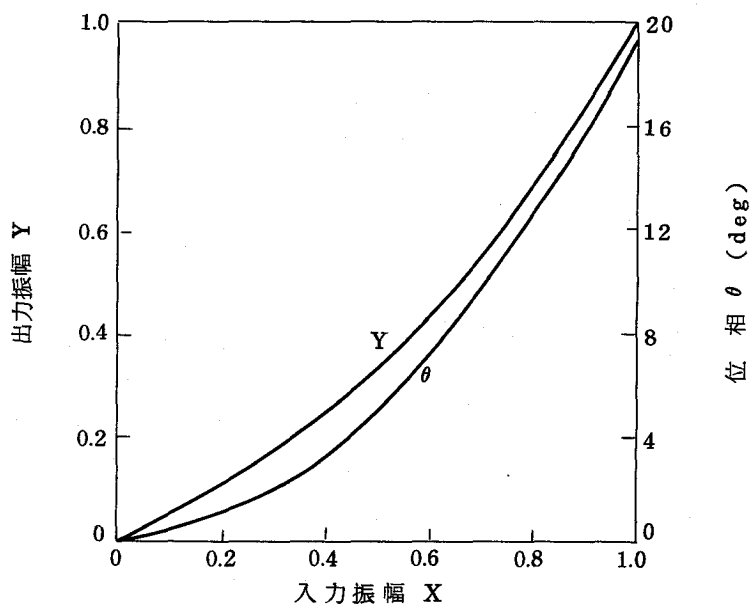


図 2.13 微分利得ならびに微分位相の計算と測定
の比較に用いた装置の非線形性

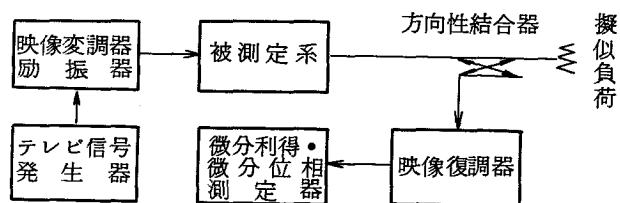


図 2.14 微分利得と微分位相の測定回路

図 2.15 は、 a_1 としてペDESTAL レベルを選んだときの、計算と測定の結果を示す。計算は二種類あり、ひとつは 2.4.2 に述べた方法によるものであり、もうひとつは 2.3.2 の調和解析の手法を用いた計算プログラムによるものである。なお、この計算プログラムは 2.3.5 で用いたものと同一である。また、調和解析による計算と測定では (2.3.5) で与えられる振幅と位相の

両非線形性が共存している。得られた結果については、微分利得では二種の計算はよく一致しているが測定との対応はあまりよくない。また、微分位相では計算と測定の対応はかなりよい。したがって、測定に関して一部検討を要するが、2.4.2で述べた振幅と位相の非線形性から、それぞれ独立に微分利得と微分位相を求める方法はほぼ妥当であるといえる。

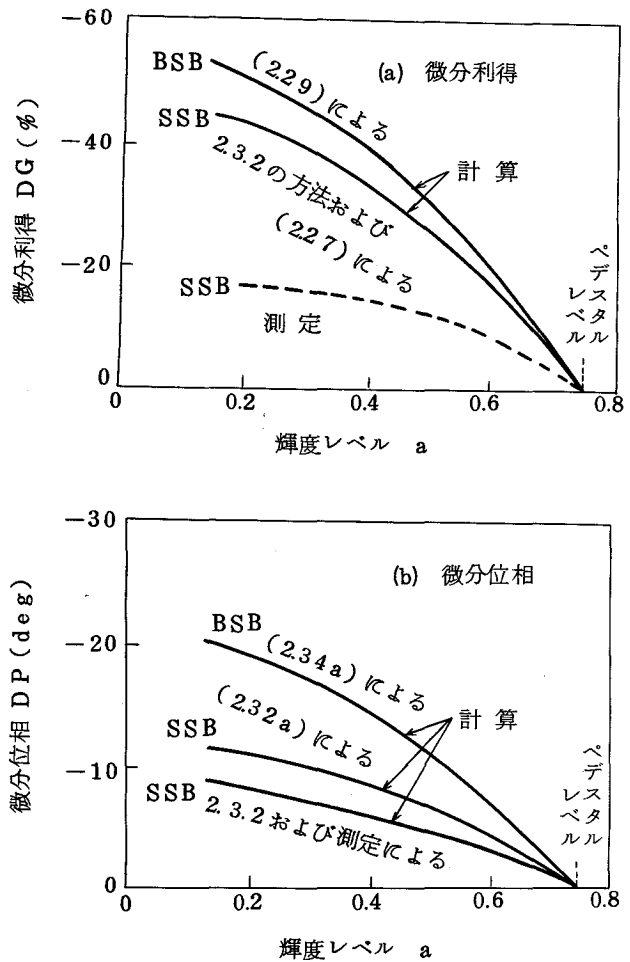


図 2.15 微分利得ならびに微分位相の計算と測定の比較

2.5 結 言

マイクロ波電力管の入出力の関係を包絡線伝達関数で表わした場合，出力の振幅と位相はそれぞれ入力振幅の奇関数と偶関数で表わすことが適当である。

相互変調を包絡線伝達関数から求めるための一手法として，調和解析を用

いる方法について述べた。また，包絡線伝達関数から微分利得と微分位相を導き，これらに関してはマイクロ波電力管への入力が両側波の場合より単側波の方が有利であることを示した。そして，微分位相は包絡線検波と同期検波の場合で異なることも明らかにした。

第3章 マイクロ波電力管の非線形性の補償^{(18)~(21)}

3.1 緒 言

この章では、非線形性に関して被補償系であるマイクロ波電力管に補償系を組み合わせるにより、総合的に歪を軽減する方法について述べる。

まず、3.2では補償系の基本形について説明し、3.3では具体的な補償法として、位相非線形性の補償法と振幅位相非線形性の補償法について述べる。進行波管では、比較的低い信号レベルで発生する相互変調は、位相非線形性によるものが大部分である。したがって、このような場合は、位相非線形性の補償により十分な効果を得ることができる。しかし、クライストロンでは振幅と位相の両非線形性が同程度に信号歪に寄与しており、この場合は振幅位相非線形性の補償を行なう必要がある。

ここに述べる補償器は、非線形素子としてバクタダイオードを使用している。実用に際しては、このような補償器の許容電力を明らかにしておくことが大切で、3.4では補償器の大信号動作について述べる。そして、3.5では現用のテレビジョン送信機で非線形性の補償法を応用した結果について述べる。

3.2 補償の基本形

非線形性の補償とは、非線形系 N にある系 C を付加した系 S を作り、系 S の非線形性を系 N のそれよりも小さくすることである。このとき、系 N を被補償系、系 C を補償系ということができる。

このような非線形性補償の基本形としては、図 3.1 に示すように縦続接続と並列接続の二種類がある。たゞし、図 3.1 (a)の縦続接続では、非線形系と

補償系の順序の区別はしない。
しかし、実際問題として、大電力マイクロ波管の非線形性を縦続接続で補償するような場合を考えると、補償系を入力側におく方がそこでとり扱われる電力が小さくなるので有利となる。

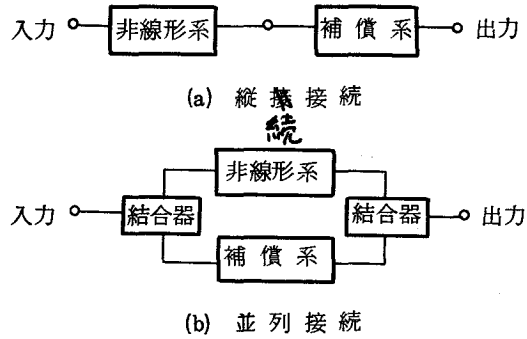


図 3.1 非線形性補償の基本形

次に、これらの基本形において非線形性を補償するための条件を求めてみる。いま、非線形系と補償系の包絡線伝達関数をそれぞれ (G_N, H_N) および (G_C, H_C) とする。このとき、全体の系 S の包絡線伝達関数 (G, H) は、縦続接続のとき

$$G = G_C G_N \quad (3.1 a)$$

$$H = H_N + H_C G_N \quad (3.1 b)$$

となり、並列接続では

$$G^2 = G_N^2 + G_C^2 + 2 G_N G_C \cos (H_N - H_C) \quad (3.2 a)$$

$$\tan H = \frac{G_N \sin H_N + G_C \sin H_C}{G_N \cos H_N + G_C \cos H_C} \quad (3.2 b)$$

である。補償が行なわれるためには、入力振幅 X に関して、1) G は線形、2) H は一定、とならなければならない。したがって、縦続接続では、補償系の特性は、

$$G_C = \alpha G_N^{-1} \quad (3.3 a)$$

$$H_C = -H_N G_N^{-1} \quad (3.3 b)$$

を満足しなければならない。ただし、 α は任意の定数であり、 G_N^{-1} は G_N の

逆関数である。一方、並列接続では、位相非線形性がない場合は

$$G_C = \alpha - G_N \quad (3.4 a)$$

$$H_C = H_N = \text{const.} \quad (3.4 b)$$

となり簡単であるが、一般的な場合は複雑となる。

3.3 補償回路

3.3.1 位相非線形性の補償法

これは位相非線形性のみを補償するもので、図 3.2 のように構成される。

高周波信号は分配器を通り、一方は遅延線、サーキュレータ、バラクタマウント、そして再びサーキュレータを経て出力となる。他方は包絡線検波増幅部に導かれる。こゝで

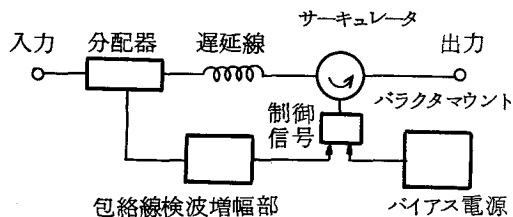


図 3.2 位相非線形性の補償回路の構成

り出し、これを増幅してバラクタの制御信号を作る。この制御信号は、バイアス電圧と一緒にバラクタに加えられて、その接合容量を制御する。

バラクタマウントの構造を図 3.3 (a)に、その等価回路を図 3.3 (b)に示す。

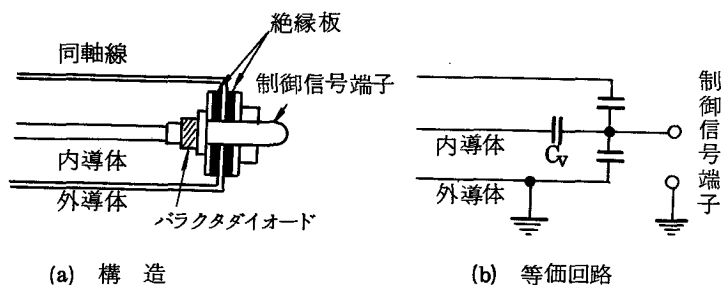


図 3.3 バラクタマウント (C形マウント)

同軸線をバラクタと絶縁板が作る容量で終端し、バラクタの一端は制御信号用端子として外部に出ている。等価回路において、 C_V はバラクタの接合容量、 C は絶縁板部の容量で高周波に対して十分低いインピーダンスとなっている。制御信号は、内導体と外導体がこの信号に対して十分低いインピーダンスとなるように回路を構成することによって、 C_V に加えられる。

次に、バラクタマウントの動作について述べる。図 3.4 のように、特性インピーダンス Z_0 の分布定数線路をインピーダンス Z で終端したとき、電圧反射係数 Γ は

$$\Gamma = \frac{V_r}{V_i} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} = |\Gamma| \exp(j\theta) \quad (3.5)$$

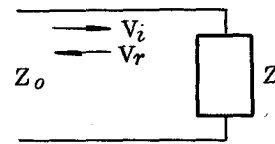


図 3.4 伝送線路における反射

で与えられる。一方、バラクタの接合容量 C_V は

$$C_V = \frac{C_0}{(1 + V/\phi)^n} \quad (3.6)$$

で与えられる。ただし、 C_0 は定数、 ϕ は接触電位差、 V はバイアス電圧、および n は接合の形式によってきまる定数である。いま、 $C_V \ll C$ と仮定しているので、入射波と反射波の位相差 θ は、(3.5) と (3.6) から

$$\theta = 2 \tan^{-1} \left\{ \frac{1}{Z_0 \omega C_0} \left(1 - \frac{V}{\phi} \right)^n \right\} \quad (3.7)$$

となる。ただし、 ω は高周波の角周波数である。この式は、図 3.3 において、バラクタによる反射波の位相が制御信号電圧によって変化することを示している。したがって、図 3.2 の回路全体は位相非線形系となり、高周波の振幅から適当に処理した制御信号を作り、 $H_C = -H_N$ となるようにすることによって位相非線形性の補償を行なうことができる。

線路の特性インピーダンス Z_0 、角周波数 ω 、および直流バイアス V_0 が与えられたとき、どのような C_0 をもつバラクタを選べばよいかという問題

がある。いま、制御信号に対する位相変化の感度が最大になるという条件をおくと、

$$C_o = \frac{1}{Z_o \omega} \left(1 - \frac{V_o}{\phi} \right)^n \quad (3.8)$$

で与えられる C_o をもつバラクタを選べばよいことになる。図 3.5 は、

$V_o = -10\text{V}$ のとき
位相感度最大となる
バラクタをもった C
形マウントの特性を
示す。

位相非線形性の補償法を進行波管に適用したときの、920 kHz 相互変調の改善結果を図 3.6 に示す。図 3.6 (a) は、映像と音声搬送波レベルの比を 4 : 1 としたときの、進行波管

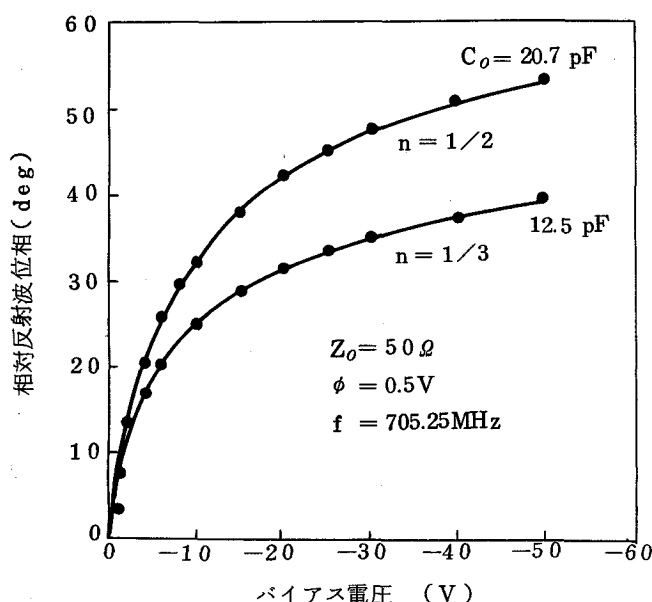


図 3.5 C 形マウントの反射波位相とバイアス電圧

の出力における映像同期先頭電力と相互変調の改善度の関係を示す。図が示すように、広い電力範囲にわたって 9 dB 以上の改善が得られている。図 3.6 (b) は、他の条件を固定して、ヘリックス電圧を変化したときの改善度の変化である。低いヘリックス電圧で改善度が低下するのは、進行波管で振幅非線形性が増大するためと考えられる。

遅延線は、分配器からバラクタダイオードにいたる二つの経路の信号伝播時間を一致させるために用いている。もし、二つの経路の伝播時間が一致していないと、系に振幅周波数歪つまりベースバンドの波形歪を生ずる。

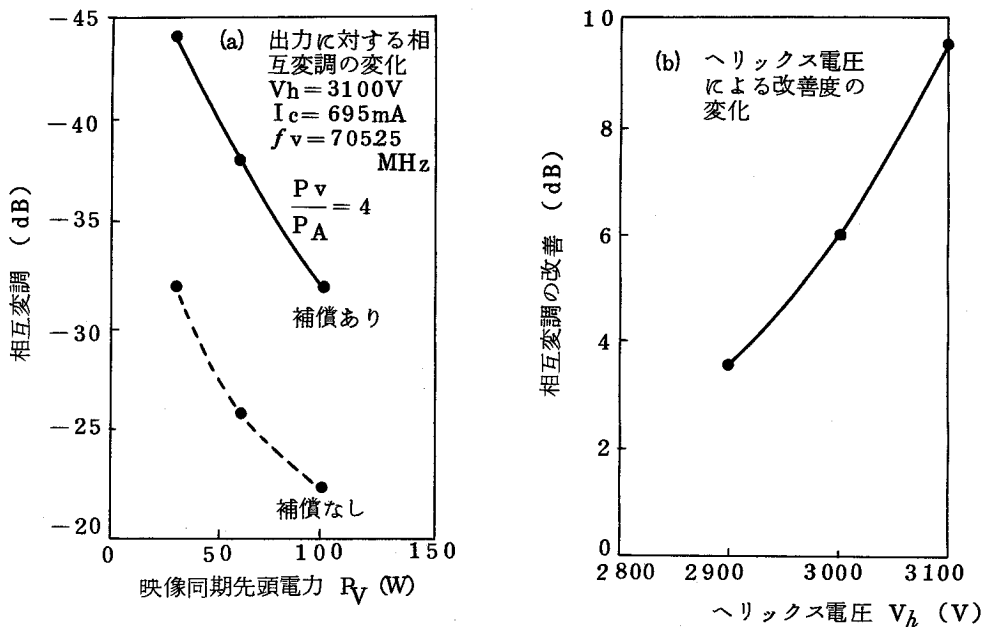


図 3.6 位相非線形性の補償による進行波管の 920kHz 相互変調の改善

図 3.7 は、伝播時間が最適値から Δt ずれたときの相互変調改善度の変化を示す。この例では、 Δt が約 70 ns 以上になると、相互変調は進行波管単体のときより悪くなっている。

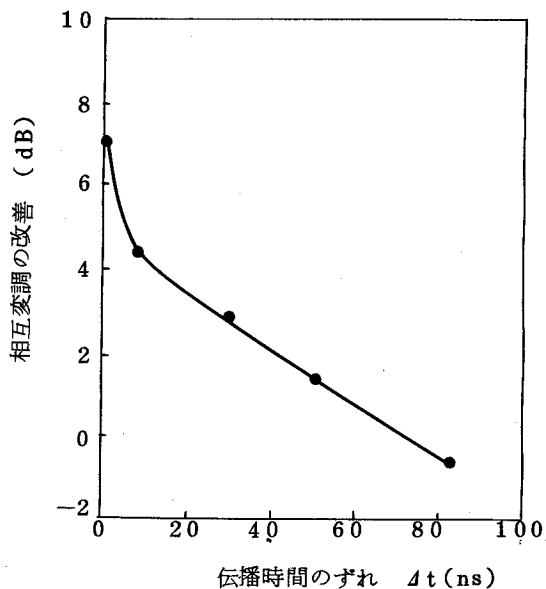


図 3.7 伝播時間が最適値からずれた場合の改善度の変化

3.3.2 振幅位相非線形性の補償法

クライストロンでは、進行波管と異なり、振幅と位相の非線形性が同程度に信号劣化に寄与するので、振幅と位相の両非線形性を補償することが望ましい。そのためには、図 3.3 の C 形マウントを発展させた、図 3.8 の C R 形マウントを用いればよい。

いま、(3.5)において

$$Z = R + jX = R + \frac{1}{j\omega C_V} \quad (3.9)$$

とおくと、

$$|r| = \left\{ \frac{(R-Z_0)^2 + X^2}{(R+Z_0)^2 + X^2} \right\}^{1/2} \quad (3.10a)$$

$$\theta = \tan^{-1} \frac{2XZ_0}{R^2 + X^2 - Z_0^2} \quad (3.10b)$$

となる。上の式から、反射係数の振幅と位相を求めると図 3.9 のようになる。クライストロンでは、入力が増加すると利得は減少し、位相が遅れる場合が多く、図 3.9 からバラクタの接合容量を制御することによって、このようなクライストロンの振幅と位相の両非線形性を補償できることがわかる。

C R 形マウントを実際に作るためには、これを図 3.10 のように構成する。抵抗体は高周波に対して純抵抗となることが望ましいので、金属蒸着膜抵抗を用いた。その抵抗値が $R = 65 \Omega$ 、バラクタとして $C_0 = 5.3 \text{ pF}$ のものを用いたときの、C R 形マウントの特性を図 3.11 に示す。これを用いて、図 3.12 の回路で、クライストロンの非線形性補償の実験を行なった。なお、この回路では進行波管は励振用として小信号で動作しており、その非線形性

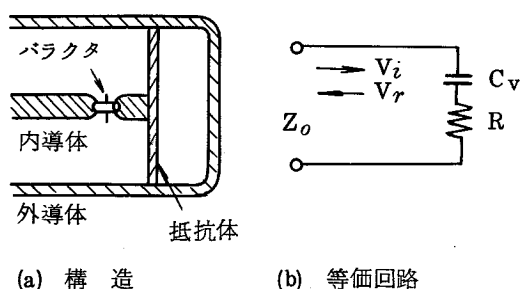


図 3.8 振幅位相非線形性の補償用マウント (C R 形マウント)

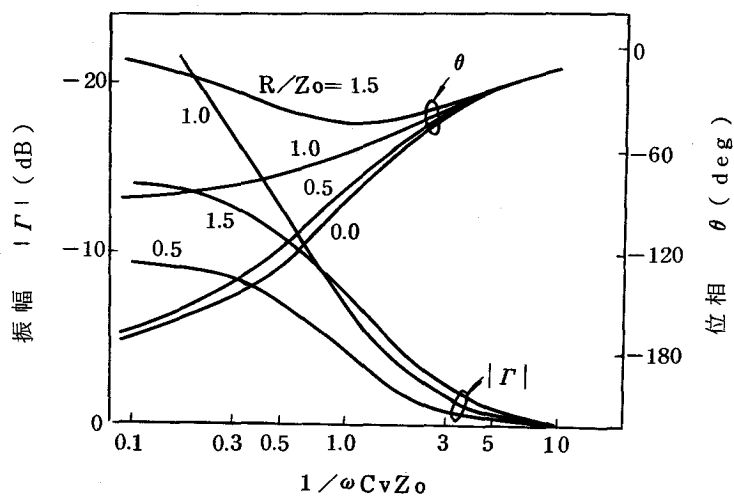


図 3.9 CR形マウントの反射係数

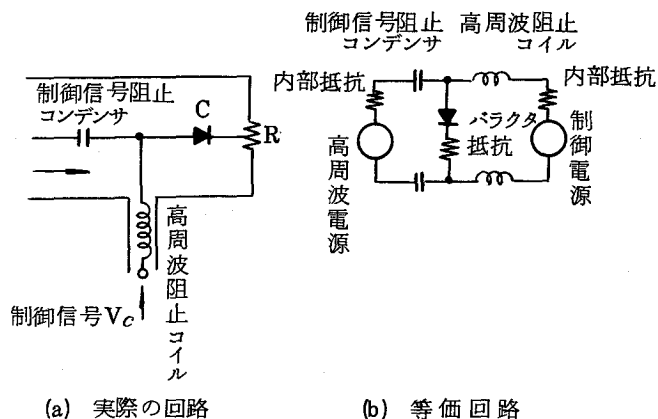


図3.10 CR形マウントの実際的構成

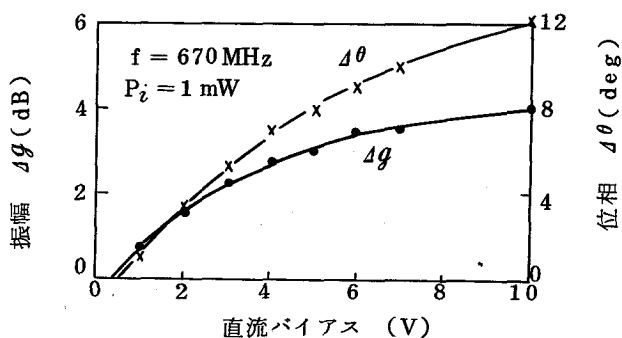


図 3.11 CR形マウントの特性

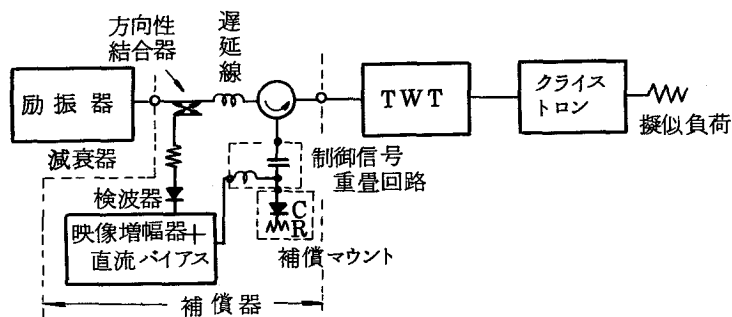


図 3.12 クライストロンの非線形性補償の実験回路

はほとんど無視できる。映像増幅器は直線性が可変で、その利得は 45 dB, 最大出力は 30 V_{p-p}, そして等価遅延時間は 0.1 μ S である。

図 3.13 は, CR 形マウントによるクライストロンの非線形性補償の実験

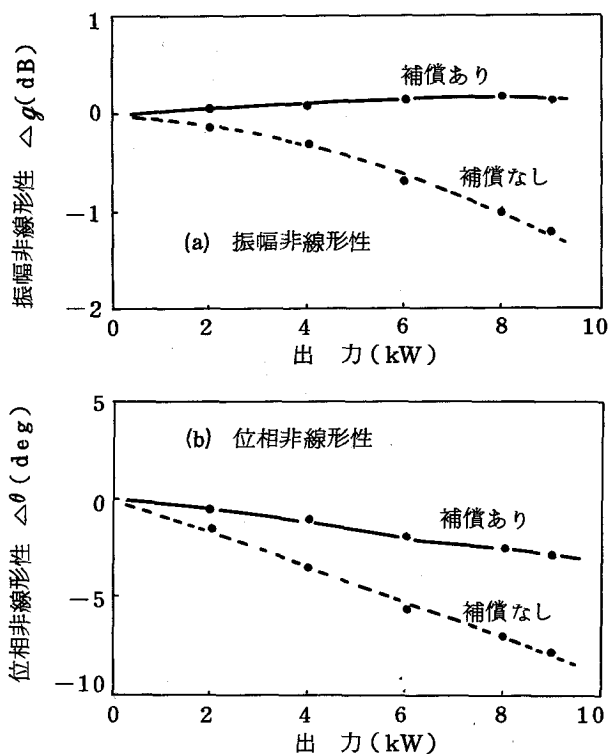


図 3.13 CR 形マウントによるクライストロンの非線形性補償の結果

クライストロンの飽和出力: 約 12 kW

測定周波数 : 671.25 MHz

結果である。こゝでは、振幅と位相の非線形性をそれぞれ Δg と $\Delta \theta$ （（4.28）参照）で表わした。補償によって Δg は出力に対してほぼ平坦となっているが、 $\Delta \theta$ の方は少し残留分がある。これはCvとRの値の選び方によるもので、図3.9からこの場合はRをもう少し小さくすればよいことがわかる。図3.14は920 kHz 相互変調の改善を示しており、バックオフ0～3 dBの間で9 dB以上の改善が得られている。この図で+IMは $f_v + 920 \text{ kHz}$ 成分、-IMは $f_v - 920 \text{ kHz}$ 成分を表わす。

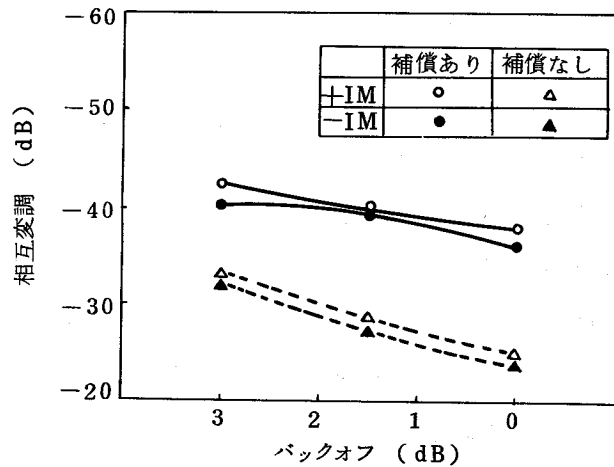


図 3.14 CR形マウントによるクライストロンの920 kHz 相互変調の改善

3.4 バラクタダイオードを使った補償器の大信号動作

これまでに述べた補償器は、通常マイクロ波電力管の入力側に置くことができるから、そこで扱われる電力は一般に小さい。しかし、高出力管では入力電力も出力に応じて高くなることもあり、高出力の補償器が必要となる。このとき問題になるのが、バラクタの非線形性と許容電力である。

C形およびCR形マウントの解析では、高周波振幅は十分小さいとして、バラクタの容量は低周波バイアス（直流バイアス＋制御信号）だけでできまるとした。しかし、高周波振幅が大きくなると、バラクタの非線形容量のため

に小信号時と異なる特性をもつようになる。図 3.15 は、C 形および C R 形マウントの入力電力をパラメータとして、それぞれの特性を測定したものである。

マウントの許容入力電力は、バラクタにかゝる電圧からくる制限によってきまると考えてよい。バラクタにかゝる電圧 V は高周波と低周波バイアスの和で、これはバラクタの降伏電圧を V_B とすると $0 < |V| < |V_B|$ でなければならない。降伏電圧としては最近数十

V の製品があるが、接合容量の電圧変化率はバイアスが深くなると急激に減少するから、実用的にはバイアスは $-20 \sim -30$ V までである。したがって、電圧の制限はバラクタに順方向電流が流れないという条件で

きまる。図 3.16 は C R 形マウントの許容電力の測定結果である。なお、許

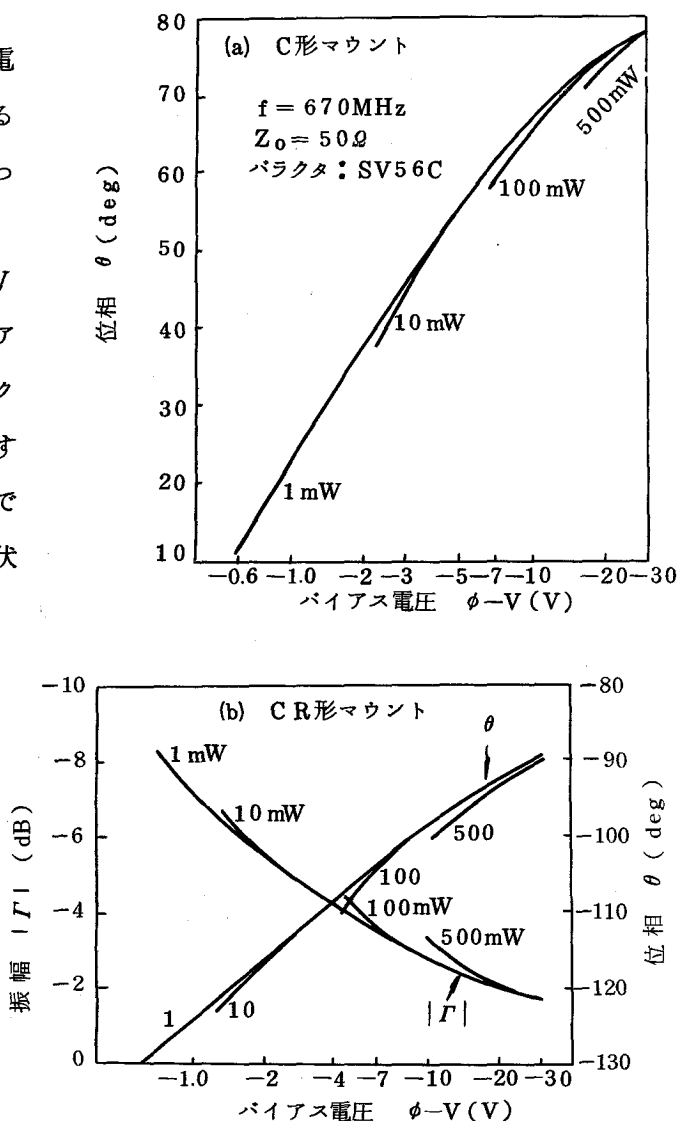


図 3.15 入力電力レベルによるマウントの特性変化

容電力を大きくする方法として、線路の特性インピーダンスを低くして高周波電圧を下げる事が考えられる。

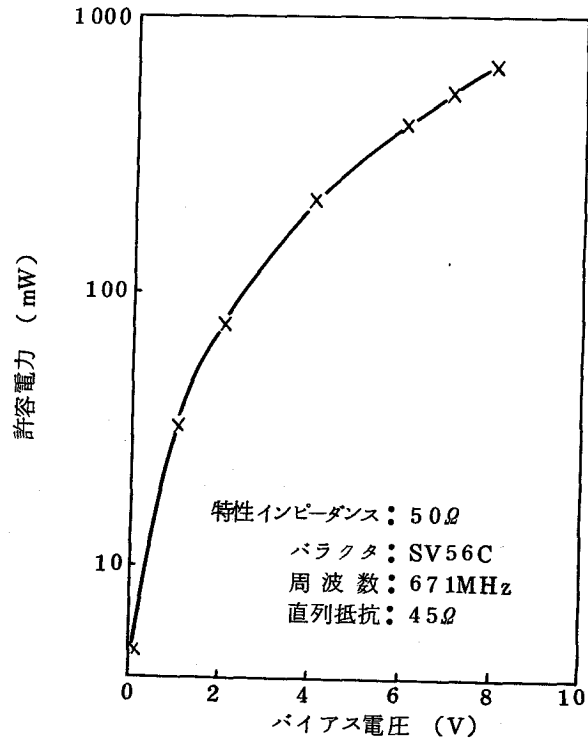
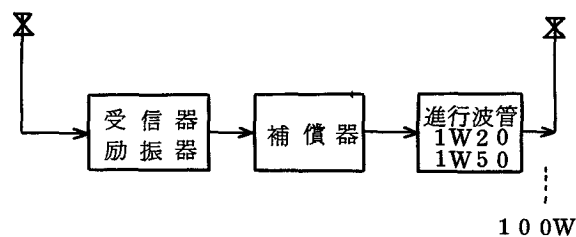


図 3.16 CR形マウントの許容入力電力

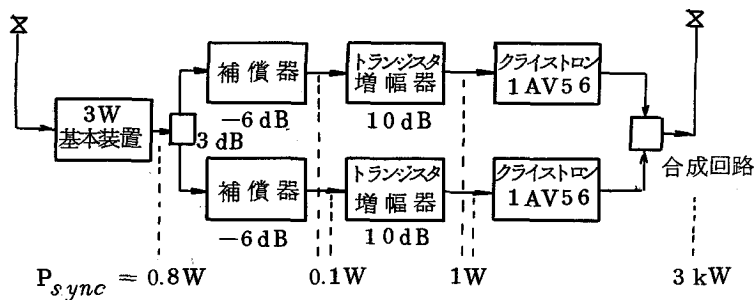
3.5 テレビジョン送信機への応用

位相非線形性の補償器は、最初の進行波管を用いたUHF100W中継送信機（銚子局）に実用された。この送信機の基本的構成は図 3.17(a)に示すとおりで、出力段の進行波管の飽和出力は約400Wである。補償がないときの920kHz 相互変調は約-17dBで、これを位相非線形性の補償により-25dB（許容限）以下とすることができた。この補償法は100W局はもちろん、その後建設された30W局を含めて多数の送信機に使用されている。

図 3.17(b)は、振幅位相非線形性の補償器を用いたUHF3kW中継送信機（西讃岐局）の構成を示す。この送信機は当初、補償器なしで設計され、



(a) 位相非線形性の補償器を用いた UHF 100W 中継送信機



(b) 振幅位相非線形性の補償器を用いた UHF 3 kW 中継送信機

図 3.17 非線形性補償器を用いたテレビジョン中継送信機

920 kHz 相互変調を -30 dB (検知限) 以下とするために、飽和出力が約 1.4 kW のクライストロンを映像出力 1.5 kW で並列動作させていた。したがって、クライストロンの動作効率が極めて低かったので、これを改善するために補償器を使用することにした。その方法は次のとおりである。すなわち、クライストロンのビーム電圧を下げ、直流入力を見減させる。しかし、これに伴って飽和出力も減少し、要求の映像 3 kW 出力では 920 kHz 相互変調が増大するので、これを補償器によって -30 dB 以下とする。表

3.1 は、この方法によって得られた効率改善結果である。

表 3.1 非線形性の補償によるクライストロンの動作効率の改善結果

	ビーム電圧 (kV)	直流入力 (kW)	飽和出力 (kW)	ピーク値の バックオフ* (dB)
改修前	16.5	36	13	5.5
改修後	14.5	25	7.5	2

注：* ピーク値は同期先頭値の 2.25 倍の 1 dB（回路損失）増しであり、この場合 4.5 kW である。

図 3.18 はここで用いた CR マウントの特性である。非線形性を補償した結果を、 Δg と $\Delta \theta$ で表わしたものが図 3.19，相互変調で表わしたものが表 3.2 である。

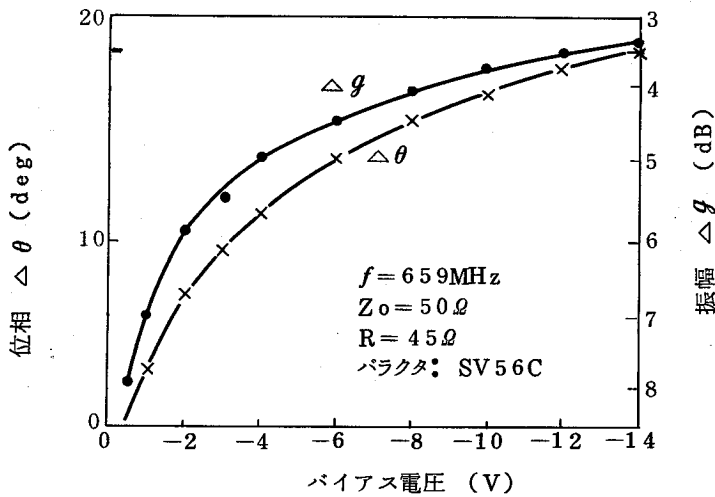


図 3.18 実用した CR 形マウントの特性

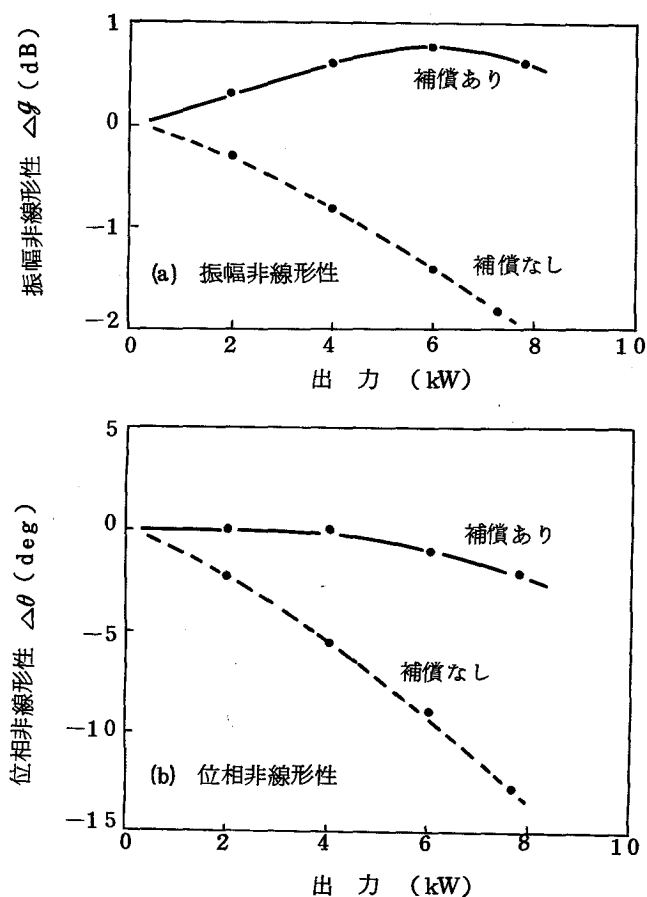


図 3.19 Δg と $\Delta\theta$ で表わしたクライストロンの非線形性補償の結果

実用機器では、補償器の高周波損失は装置全体の設計上かなり重要となる。この補償器の損失分布は図 3.20 のとおりで、全体として 8.36 dB であった。

表 3.2 相互変調で表わしたクライストロンの非線形性補償の結果

(a) カラーバー赤の状態の 3 信号を用いたときの相互変調

周波数 補償なし 補償あり 改善度	f_v +920kHz (dB)	f_v -920kHz (dB)	f_v -45MHz (dB)	f_A +45MHz (dB)
補償なし	-23.5	-22	-33	-39.5
補償あり	-39.5	-44	-36.5	-42.0
改善度	16	22	3.5	2.5

(b) カラーバー信号を用いたときの 920 kHz 相互変調

色 補償なし 補償あり 改善度	黄	シアン	緑	マゼンダ	赤	青
補償なし	-36dB/-41dB	-29/-35	-28/-35	-27.3/-33	-26.5/-31.2	-27.3/-31.5
補償あり	-48/-47	-48/-47	-48以上/-47	-48以上/-41	-48以上/-41	-48/-41
改善度	12/6	19/12	20以上/12	20.7以上/9.8	21.5以上/9.8	20.7以上/9.5

注：バックオフ 0 dB / 3 dB

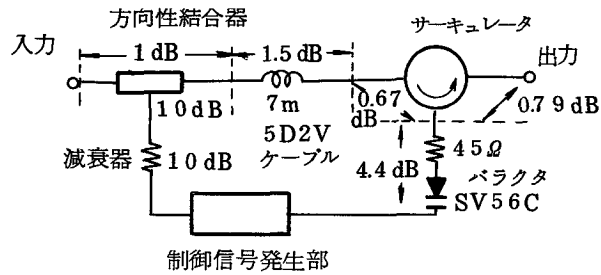


図 3.20 補償器の高周波損失分布

バイアス = -4 V (動作中心)

$f = 659\text{ MHz}$

3.6 結 言

位相非線形性の補償法，ならびにこれを発展させた振幅位相非線形性の補償法を示した。前者は進行波管の補償に適しており，後者は進行波管はもちろんクライストロンの補償が可能である。これらの方法により 920 kHz 相互変調は 9 dB 以上改善される。これらの方法は，相互変調のほかに微分利得と微分位相，ならびに波形歪などの改善にも有効であり，多数の UHF テレビジョン中継送信機に実用されている。

第4章 マイクロ波電力管の非線形性の解析⁽³⁷⁾⁽⁴⁵⁾

4.1 緒 言

この章では、多空胴クライストロンと進行波管の振幅ならびに位相の非線形性の解析について述べる。

クライストロンに関しては、ラグランジアン形式の大信号解析を用いる。まず、4.2.1ではこれまでによく知られている上記の解析法の基礎⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾を利用して、多空胴クライストロンの振幅と位相の非線形性を求めるための大信号解析について述べる。4.2.2では、この解析法により非線形性を求めた結果について述べる。そこでは、SHF大電力5空胴クライストロンを対象とし、高効率同調⁽⁵¹⁾ならびに高利得あるいは通常のスタガ同調⁽³²⁾の二つの場合をとり扱う。そして、4.2.3ではクライストロンの非線形性の発生機構を四つの範ちゅうに分けて考察を行なうなかで、特に中間空胴が非線形性の周波数依存性に与える影響を詳しく述べる。なお、ここで述べる大信号解析の手法は第5章でも利用する。

進行波管では、比較的低信号領域で発生する相互変調は、位相非線形性によるものが大部分をしめる。進行波管を利用する立場からは、まずこのような動作領域における位相非線形性を検討する必要にせまられる。4.3では、電子の直流速度が管軸に沿って変化する場合の進行波管の特性を摂動法によって解析し、各種の動作パラメータが低信号領域での位相非線形性に与える影響について述べる。

4.2 多空洞クライストロンの非線形性の解析

4.2.1 多空洞クライストロンの大信号解析

〔1〕基礎方程式

多空洞クライストロンを図 4.1 のモデルで表わし，解析にあたって次の仮定をもうける：

- 1) 電子の運動は 1 次元で Z 方向である
- 2) 高周波ギャップは無限小である。ただし，後に述べるように空洞の Q を求めるときは，第 1 次近似として小信号時のビームローディングを考慮に入れる。

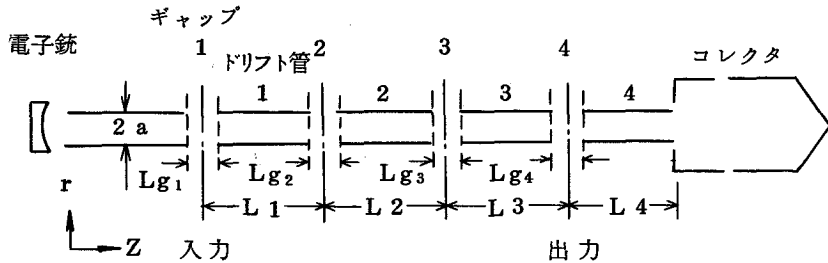


図 4.1 多空洞クライストロンのモデル

このとき電子ビームの状態を記述する式は

$$\frac{du}{dt} = -\eta E_s \quad (4.1a)$$

$$i = \rho u \quad (4.1b)$$

$$\rho_1 dZ_1 = \rho_2 dZ_2 \quad (4.1c)$$

である。ただし， u は電子の速度， t は時間， η は電子の比電荷， E_s は空間電荷による電界， i は電流密度， ρ は電荷密度， Z は距離である。また，電子の速度と加速電圧 v の関係，

$$u^2 = 2 \eta v \quad (4.2 a)$$

から, n 番目のギャップを通過する前の速度 u_{n1} と通過後の速度 u_{n2} は, ギャップ電圧を v_{gn} とすると

$$u_{n2}^2 - u_{n1}^2 = 2 \eta v_{gn} \quad (4.2 b)$$

の関係を満足する。

電子ビームは図 4.2 のような一次元ディスクモデルでおきかえる。このとき, 点 Z にあるディスクに作用する等価空間電荷界を与える近似式は,

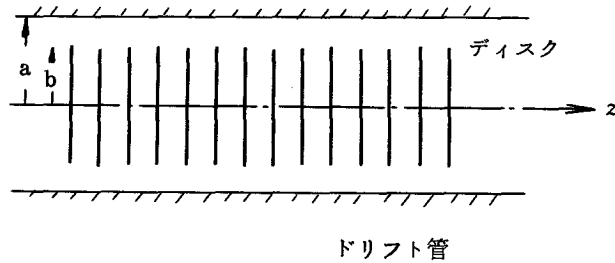


図 4.2 電子ビームの一次元ディスクモデル

$$E_s = \frac{1}{2\pi\epsilon_0 b^2} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_l(Z') \exp\left[-\frac{2|Z-Z'|}{b}\right] \text{sgn}(Z-Z') dZ' \quad (4.3 a)$$

となる。⁽²⁶⁾ ただし, ϵ_0 は真空中の誘電率, b はビーム半径, ρ_l は Z 方向の線電荷密度であり, また

$$\text{sgn}(Z-Z') = 1, Z > Z' \quad (4.3 b)$$

$$\text{sgn}(Z-Z') = -1, Z < Z'$$

である。

図 4.3 (a)に示すクライストロンの空胴は、高周波ギャップでみた等価回路として、図 4.3 (b)のように表わすことができる。したがって、 n 番目のギャ

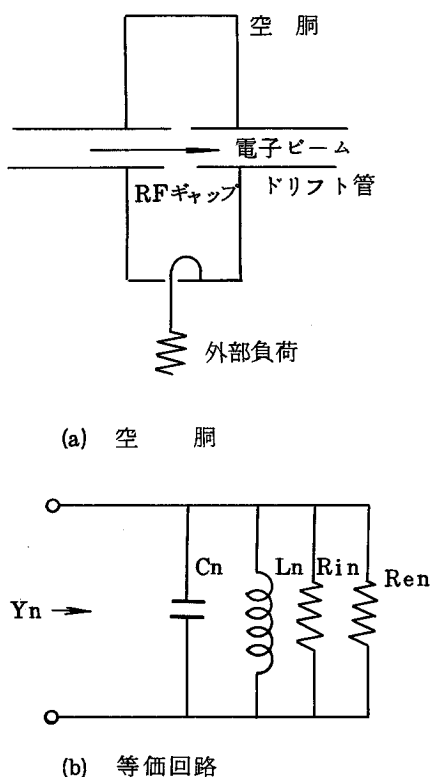


図 4.3 クライストロンの空胴とその等価回路

ップにおけるアドミッタンス Y_n は、

$$Y_n = \frac{2}{(R/Q)_n} \left[\frac{1}{2Q_n} + j \frac{\omega_0}{\omega_0 n} \left\{ \frac{\omega}{\omega_0} - (1 + \delta_n) \right\} \right] \quad (4.4 a)$$

となる。⁽³²⁾ただし、

$$\delta_n = \frac{\omega_0 n - \omega_0}{\omega_0}$$

$$\frac{1}{Q_n} = \frac{1}{Q_{in}} + \frac{1}{Q_{en}}$$

$$\omega_0 n^2 = \frac{1}{L_n C_n}$$

$$\left(\frac{R}{Q}\right)_n = \frac{1}{\omega_0 n C_n} \quad (4.4b)$$

$$Q_{in} = \frac{R_{in}}{(R/Q)_n}$$

$$Q_{en} = \frac{R_{en}}{(R/Q)_n}$$

である。ここに、 ω はいま考えている動作角周波数、 ω_0 は仮想の中心角周波数、 L_n と C_n はそれぞれ空胴の等価インダクタンスと等価容量、 R_{en} は外部負荷、そして R_{in} は空胴の抵抗損失とビームローディングの合成である。ビームローディング R_{bn} は、小信号理論で与えられている次の式を用いる⁽³³⁾：

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{bn}} = \frac{I_0}{2V_0} \bigg[J_0^2\left(\frac{\theta_{gn}}{2}\right) \{ r_0 a I_1(r_0 a) \frac{I_0^2(r_0 b) - I_1^2(r_0 b)}{I_0^3(r_0 a)} \\ - \frac{I_1^2(r_0 b)}{I_0^2(r_0 a)} \} + \frac{\theta_{gn}}{2} J_0\left(\frac{\theta_{gn}}{2}\right) J_1\left(\frac{\theta_{gn}}{2}\right) \frac{I_0^2(r_0 b) - I_1^2(r_0 b)}{I_0^2(r_0 a)} \bigg] \end{aligned} \quad (4.5a)$$

ただし、 a はドリフト管半径であり、また

$$\theta_{gn} = \frac{\omega L_{gn}}{u_0} \quad (4.5b)$$

$$r_0 = \frac{\omega}{u_0}$$

である。ここで、 V_0 、 I_0 はそれぞれ直流ビーム電圧と電流、 L_{gn} はギャッ

プ間隙， u_0 は電子の直流速度，そして J_0 ， J_1 と I_0 ， I_1 はそれぞれベッセル関数および変形ベッセル関数である。

第1空胴のギャップ電圧の振幅 V_{g1} は，入力の有能電力を P_{in} として，

$$V_{g1} = \frac{2}{|Y_1|} \left[\frac{2P_{in}}{Q_{e1}(R/Q)_1} \right]^{1/2} \quad (4.6a)$$

で与えられる。そして，第2空胴以降で，変調された電子ビーム中の基本波電流成分 i_1 により誘起される n 番目のギャップ電圧 v_{gn} は

$$v_{gn} = I_m [-M_n i_1 n / Y_n] \quad (4.6b)$$

で与えられる。ただし， I_m は虚数部をとることを意味する。 M_n は n 番目の空胴の結合係数で，小信号理論の式⁽³³⁾

$$M_n = J_0 \left(\frac{\theta_{gn}}{2} \right) \left[\frac{I_0^2(r_0 b) - I_1^2(r_0 b)}{I_0^2(r_0 a)} \right]^{1/2} \quad (4.7)$$

を用いる。また，外部の負荷にとり出される電力 P_n は

$$P_n = \frac{1}{2} \frac{V_{gn}^2}{Q_{en}(R/Q)_n} \quad (4.8)$$

である。

[2] 大信号方程式

ラグランジアン形式の大信号方程式に関しては，たとえば文献⁽²⁶⁾に詳しいので，ここではその結果だけを引用しながら，多空胴クライストロンを大信号解析するための方程式について述べる。

まず，次のような新しい変数を定義する：

$$\phi = \frac{\omega Z}{u_0} - \omega t \quad (4.9a)$$

$$\phi_0 = \frac{\omega Z_0}{u_0} \quad (4.9b)$$

$$X = \frac{\alpha}{2} \frac{\omega Z}{u_0} \quad (4.9c)$$

ただし、 u_0 と Z_0 はそれぞれディスクの初期速度と初期位置、 α は変調指数で

$$\alpha = M \frac{V_g}{V_0} \quad (4.9d)$$

で与えられる。さらに、ディスクの速度を

$$u = u_0 (1 + \alpha \tilde{u}) \quad (4.10)$$

と表わす。

これらの新しい変数を用い、距離に関するディスクの分布と時間に関する分布の差を補正すると、運動の方程式 (4.19) に空間電荷界 (4.3a) を代入した結果は、

$$\begin{aligned} [1 + \alpha \tilde{u}(X, \phi_0)] \frac{\partial u}{\partial x} &= \left(\frac{\omega_p}{\alpha \omega}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{2}{B} |\phi(X, \phi_0) \right. \\ &\quad \left. - \phi(X, \phi_0 + \varphi) | \{1 + \alpha \tilde{u}(X, \phi_0 + \varphi)\} \right] \\ &\quad \text{sgn} [\phi(X, \phi_0) - \phi(X, \phi_0 + \varphi)] d\varphi \end{aligned} \quad (4.11a)$$

となる。ただし、

$$\omega_p^2 = \frac{\eta |\rho_{l0}|}{\epsilon_0 \pi b^2} \quad (4.11b)$$

$$B = \frac{\omega}{u_0} b \quad (4.11c)$$

である。ここに、 ρ_{l0} は初期線電荷密度である。一方、(4.9) と (4.10) から、

$$\frac{\partial \phi}{\partial X} = \frac{2 \tilde{u}}{1 + \alpha \tilde{u}} \quad (4.12)$$

が得られるから、これと (4.11) を連立して解けばディスクの運動が求められる。

電荷の保存を表わす式 (4.1 c) は,

$$\rho_l = \rho_{l_0} \frac{1}{1 + \alpha \tilde{u}} \left| \frac{\partial \phi_0}{\partial \phi} \right| \quad (4.13)$$

となる。これと (4.1 b) および (4.1 0) から、ビーム電流の第 n 高調波の余弦成分 I_{nc} と正弦成分 I_{ns} は,

$$I_{nc} = \frac{I_0}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos n\phi \, d\phi_0 \quad (4.14a)$$

$$I_{ns} = \frac{I_0}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \sin n\phi \, d\phi_0 \quad (4.14b)$$

で与えられる。したがって、ビーム電流 i は

$$i = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} I_n \sin(n\phi + \theta_n) \quad (4.15a)$$

と表わすことができる。ただし,

$$I_n^2 = I_{nc}^2 + I_{ns}^2 \quad (4.15b)$$

$$\tan \theta_n = \frac{I_{nc}}{I_{ns}} \quad (4.15c)$$

であり、 I_n は第 n 高調波電流成分の振幅、 θ_n はその位相を与える。

ビーム電流の基本波 i_1 は、(4.15 a) より

$$i_1 = I_1 \sin(\phi + \theta_1) = I_m \{ -I_1 \exp[-j(\phi + \theta_1)] \} \quad (4.16)$$

であるから、これによつて誘起される n 番目のギャップ電圧は、(4.6 b) から

$$v_{gn} = -V_{gn} \sin(\phi + \theta_1 n + \phi_n) \quad (4.17a)$$

となる。ただし,

$$V_{gn} = \frac{M_n I_{1n}}{|Y_n|} \quad (4.17b)$$

$$\tan \phi_n = 2Q_n \frac{\omega_0}{\omega_0 n} \left\{ \frac{\omega}{\omega_0} - (1 + \delta_n) \right\} \quad (4.17c)$$

である。

〔3〕 数値解析

クライストロンの動作を記述する式は非線形であり、一般的にその解析解を求めることは困難で、そのほとんどは数値解法によらなければならない。

こゝでは、さきに述べた多空胴クライストロンの方程式を、

- 1) 空間電荷力のおよぶ範囲は比較的せまいから、基本波の1周期分のディスクをとりあつかえばよい
- 2) ビームの変調状態の軸方向変化はゆるやかである

という仮定のもとに、数値解析する方法について述べる。

1周期内のディスクの数を m とすると、 j 番目のディスクに関して
(4.11a)は、

$$\begin{aligned} & \left[1 + \alpha \tilde{u}_j(X, \phi_{0j}) \right] \frac{\partial \tilde{u}_j(X, \phi_{0j})}{\partial X} \\ &= \frac{2\pi}{m} \left(\frac{\omega_p}{\alpha\omega} \right)^2 \sum_{\substack{n=0 \\ n \neq j}}^m \exp \left[-\frac{2}{B} |\phi_j(X, \phi_{0j}) - \phi_n(X, \phi_{0j} + \Delta\phi_{0n})| \right] \\ & \quad \{ 1 + \alpha \tilde{u}_n(X, \phi_{0j} + \Delta\phi_{0n}) \} \operatorname{sgn} [\phi_j(X, \phi_{0j}) - \phi_n(X, \phi_{0j} + \Delta\phi_{0n})] \end{aligned} \quad (4.18a)$$

となる。ただし、

$$\begin{aligned} \operatorname{sgn} [\phi_j - \phi_n] &= 1, \quad -2\pi \leq \phi_j - \phi_n < \pi, \quad 0 < \phi_j - \phi_n \leq \pi \\ &= -1, \quad -\pi \leq \phi_j - \phi_n < 0, \quad \pi < \phi_j - \phi_n \leq 2\pi \end{aligned} \quad (4.18b)$$

および

$$\Delta\phi_{0n} = \frac{2\pi n}{m} \quad (4.18c)$$

である。そして、(4.12)は

$$\frac{\partial \phi_j(X, \phi_{0j})}{\partial X} = \frac{2\tilde{u}_j(X, \phi_{0j})}{1 + \alpha\tilde{u}_j(X, \phi_{0j})} \quad (4.19)$$

となる。

いま、これらの微分方程式をそれぞれ

$$\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial X} = f(\tilde{u}_j, \phi_j) \quad (4.20)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial X} = g(\tilde{u}_j) \quad (4.21)$$

と表わす。ディスクの運動は、上の式で $j = 0 \sim m$ として、 $2(m+1)$ 個の方程式の解として与えられる。これを解く方法には、大別して前進形と反復形があるが、多くのステップにわたる解をより正確に求めるために後者であるミルンの公式⁽³⁴⁾を用いる。この方法によれば、ディスクの速度と位相の予測値はそれぞれ次のように与えられる：

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{j \cdot jx+1} = & \tilde{u}_{j \cdot jx-3} + \frac{4}{3}h \left[2f(\tilde{u}_{j \cdot jx-2}, \phi_{j \cdot jx-2}) \right. \\ & \left. - f(\tilde{u}_{j \cdot jx-1}, \phi_{j \cdot jx-1}) + 2f(\tilde{u}_{j \cdot jx}, \phi_{j \cdot jx}) \right] \end{aligned} \quad (4.22)$$

$$\begin{aligned} \phi_{j \cdot jx+1} = & \phi_{j \cdot jx-3} + \frac{3}{4}h \left[2g(\tilde{u}_{j \cdot jx-2}) \right. \\ & \left. - g(\tilde{u}_{j \cdot jx-1}) + 2g(\tilde{u}_{j \cdot jx}) \right]. \end{aligned} \quad (4.23)$$

さらに、これらの修正値は上で得られた予測値を用いて次のように与えられる：

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{j \cdot jx+1} = & \tilde{u}_{j \cdot jx-1} + \frac{h}{3} \left[f(\tilde{u}_{j \cdot jx-1}, \phi_{j \cdot jx-1}) \right. \\ & \left. + 4f(\tilde{u}_{j \cdot jx}, \phi_{j \cdot jx}) + f(\tilde{u}_{j \cdot jx+1}, \phi_{j \cdot jx+1}) \right] \end{aligned} \quad (4.24)$$

$$\phi_{j \cdot jx+1} = \phi_{j \cdot jx-1} + \frac{h}{3} \left[g(\tilde{u}_{j \cdot jx-1}) + 4g(\tilde{u}_{j \cdot jx}) + g(\tilde{u}_{j \cdot jx+1}) \right]. \quad (4.25)$$

ただし、 h は x のきざみ幅である。したがって、計算としては(4.24)と(4.25)を用いて修正をくり返し、 $\tilde{u}_j$ と ϕ_j がそれぞれ定められた範囲に収斂したときの値をもって、ステップ $jx+1$ における解とすることになる。ミルンの方法は出発値を3個必要とするので、これらは逐次代入法⁽³⁴⁾によって求める。

電流を求める式(4.14)は、シンプソンの公式を用いると、

$$I_{nc} = \frac{I_0}{3m'} \left[\cos n\phi_0 + 4 \sum_{m'=1}^{m'} \cos n\phi_{2m'-1} + 2 \sum_{m'=2}^{m'} \cos n\phi_{2m'-2} + \cos n\phi_{2m'} \right] \quad (4.26a)$$

$$I_{ns} = \frac{I_0}{3m'} \left[\sin n\phi_0 + 4 \sum_{m'=1}^{m'} \sin n\phi_{2m'-1} + 2 \sum_{m'=2}^{m'} \sin n\phi_{2m'-2} + \sin n\phi_{2m'} \right] \quad (4.26b)$$

となる。ただし、

$$m = 2m' \quad (4.26c)$$

である。

ディスクがギャップを通したときの速度は、 n 番目のギャップが X 軸上の jx 番目の点にあるとすると、(4.2b)から

$$\tilde{u}_{j \cdot jx} = \frac{1}{\alpha_n} \left[\left\{ (1 + \alpha_{n-1} u_{j \cdot jx-1})^2 - \alpha_n \sin(\phi_j + \theta_1 n + \phi_n) \right\}^{1/2} - 1 \right] \quad (4.27)$$

で与えられる。

4.2.2 理論と実験の比較

こゝでは、4.2.1 に述べた大信号解析と実験によって、SHF 5 空洞クライストロンの非線形性を調べた結果について述べる。

このクライストロンは、高効率同調方式で広帯域動作として設計されたものであるが、高利得同調も可能であり、14 GHz 帯で出力は2.5 kW 以上が得られる⁽⁸²⁾。その設計パラメータは表 4.1 に示す。

表 4.1 SHF 5 空洞クライストロンの設計パラメータ

空 洞	ドリフト管長 (mm)	ギャップ長 (mm)	R / Q (Ω)	外 部 Q
1 (入力)	1 2.8	0.7	1 0 0	1 4 4
2	1 2.0	0.6 5	1 0 0	7 4 5
3	8.2 5	0.5 5	1 0 0	無 負 荷
4	6.2	0.8	9 0	無 負 荷
5 (出力)	—	1.0	7 5	1 7 3
ドリフト管半径 : 0.6 mm 中心周波数 : 1 4,2 7 5 GHz				
ビーム半径 : 0.4 7 5 mm ビーム電圧 : 9.8 kV				
ビーム電流 : 0.7 2 A				

解析では、第3と第4空洞の無負荷Qは2 1 0 0と仮定し、ディスクの数は2 0とした。各空洞の共振周波数は表 4.2 に示すとおりで、中心周波数1 4.2 7 5 GHz のとき、高効率および高利得同調のいずれの場合も8 0 MHz の帯域幅が得られるように設定した。

表 4.2 高効率と高利得同調における共振周波数

空 洞	高効率同調	高利得同調
1	1 4.2 7 5 GHz	1 4.2 6 5 GHz
2	1 4.2 2 5	1 4.3 0
3	1 4.3 5 5	1 4.2 3
4	1 4.3 6 5	1 4.3 2
5	1 4.2 7 5	1 4.2 7 5

さて、非線形性の表現については 2.2 で述べたが、これを定量的に表わすために、次のように振幅非線形性 Δg および位相非線形性 $\Delta \theta$ を定義する。すなわち、与えられた周波数において、入力振幅が X のとき Δg と $\Delta \theta$ は、それぞれ利得および位相の小信号時からの偏差であって、

$$\Delta g = 20 \log \frac{G(\omega, X)}{X} - \lim_{x \rightarrow 0} 20 \log \frac{G(\omega, X)}{X} \quad (\text{dB}) \quad (4.28a)$$

$$\Delta \theta = H(\omega, X) - \lim_{x \rightarrow 0} H(\omega, X) \quad (\text{rad}) \quad (4.28b)$$

である。

これらの非線形性は、理論計算では 4.2.1 に述べた方法で最終空洞のギャップ電圧がわかれば、クライストロンの入力と出力の間の包絡線伝達関数が得られたことになり、これから上式により Δg と $\Delta \theta$ として求められる。

実験からこれらの非線形性を求めるにあたっては、図 4.4 に示す回路構成を用いた。非線形性の測定に誤差をもたらすものとしては、ビーム電圧の変動のほかに、とくにこのような高い周波数帯の大電力クライストロンでは、出力あるいはその前段空洞での熱離調がある。点々法ではこれらの影響を受けやすいので、図 4.4 の測定回路では周波数掃引ならびに振幅変調法を用い

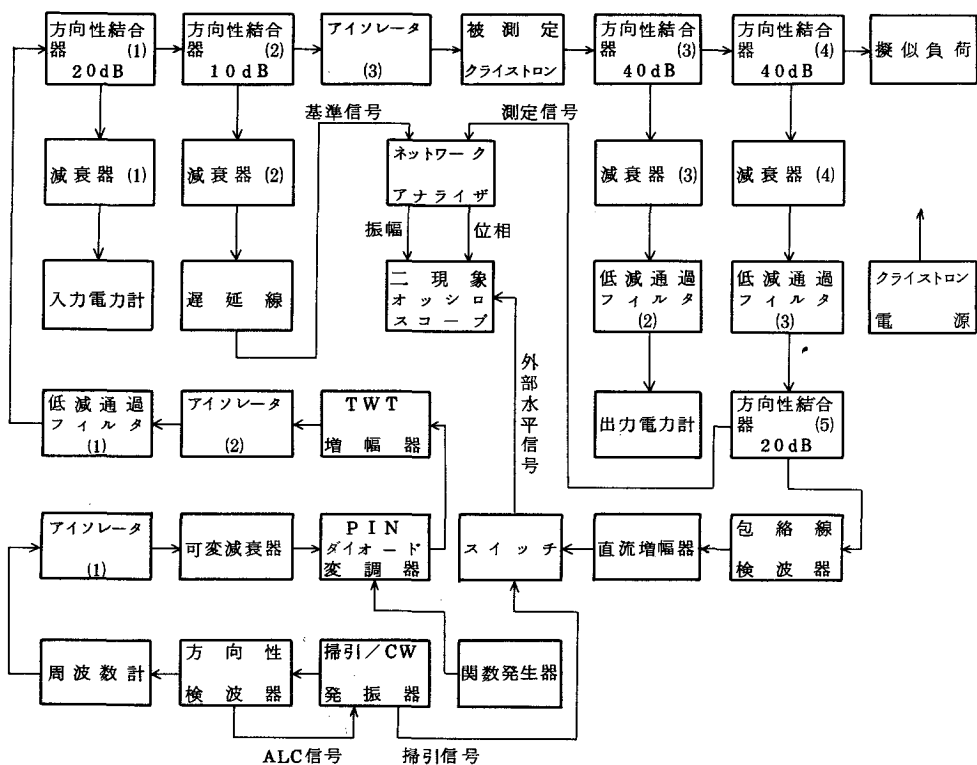


図 4.4 クライストロンの非線形性測定回路

て、このような原因にもとづく誤差の軽減をはかっている。

周波数応答の測定では、発振器は掃引モードにおかれ、関数発生器は直流バイアスのみを供給する。高周波信号はTWTで増幅され、必要なレベルに調整されて被測定クライストロンの入力に加えられる。クライストロンの入出力側で方向性結合器(2)と(4)によりとり出された信号は、それぞれネットワークアナライザの基準信号および測定信号となる。遅延線は基準と測定信号の間の電気長の差を補正する。これにより、周波数に比例した位相変化が少なくなり、精度よく位相の測定ができる。ネットワークアナライザからは、クライストロンの利得 $20 \log(Y/X)$ と位相 θ に関する信号が得られ、これらは二現象オシロスコープに加えられる。なお、このオシロスコープの水平入力には発振器からの掃引信号が加えられている。

非線形性の測定では、発振器はCWモードにおかれ、この出力は関数発生器からの65 Hzの正弦波でPINダイオードにより振幅変調される。このとき、変調度83%以上でもネットワークアナライザは満足に動作することが確められている。振幅ならびに位相非線形性は、上に述べた周波数応答特性の測定と同様の方法で測定できる。ただし、この場合は、二現象オシロスコープの水平入力には、クライストロンの出力レベルを検波して得られた信号が加えられる。この方法では、非線形性は出力の関数として測定されるが、飽和点の確認が容易であるという利点がある。そして、振幅の入出力特性を用いれば、得られた結果を入力の関数と表わすことができる。

これらの測定における振幅ならびに位相の誤差は、それぞれ ± 0.2 dBと ± 2 deg以内である。

小信号電力利得の測定値は計算値より数dB小さかったが、得られた結果を整理するにあたっては、実験での小信号時の入力電力は中心周波数において計算値に一致するものとみなした。

周波数特性を、ピーク電力で正規化した入力 $\hat{P}_{in}$ をパラメータとして、図4.5と4.6に示す。縦座標は電力利得、ならびに(2.7b)の θ から適当に周波数に比例する成分を除いた相対位相であり、横座標は入力周波数の中心周波数14.275 GHzからの偏差 Δf_{in} である。

これらの図は、周波数特性と共に非線形性も同時に表わしている。そして、特に注目すべき点は、周波数特性曲線の形が入力電力レベルによって変化している、つまり非線形性に周波数依存性がみられることである。すなわち、振幅の周波数特性は、いずれの同調方式においても、帯域内の全体にわたって変化する傾向がある。これに対して、位相の周波数特性(群遅延特性)は、帯域内の比較的限られた部分で変化している。つまり、高効率同調では帯域の上端と下端に、また高利得同調では帯域の上半分と下端に、それぞれ大きい変化がみられる。

次に、 Δf_{in} をパラメータとして、非線形性を図4.7と4.8に示す。こゝ

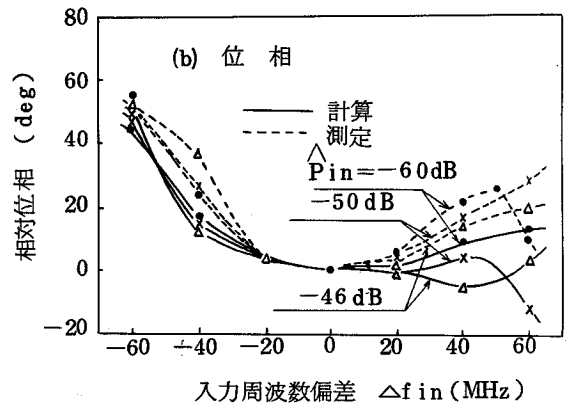
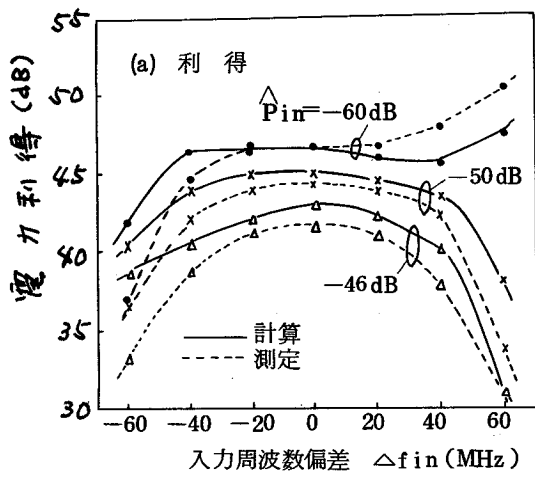


図 4.5 高効率同調の周波数特性

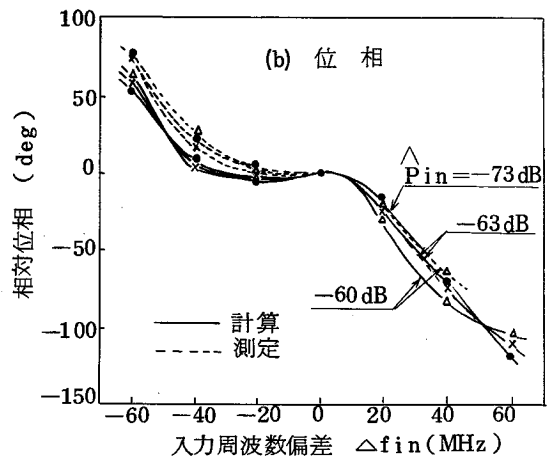
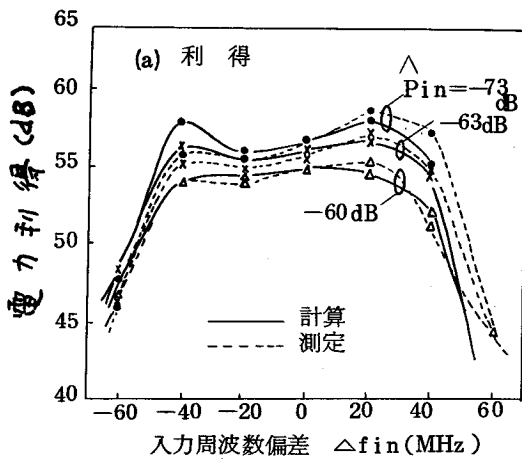


図 4.6 高利得同調の周波数特性

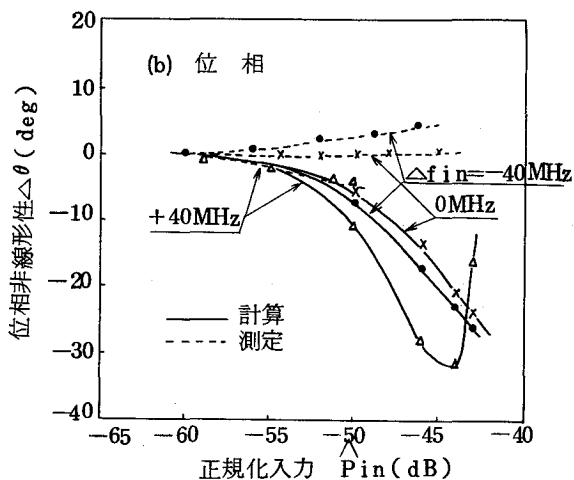
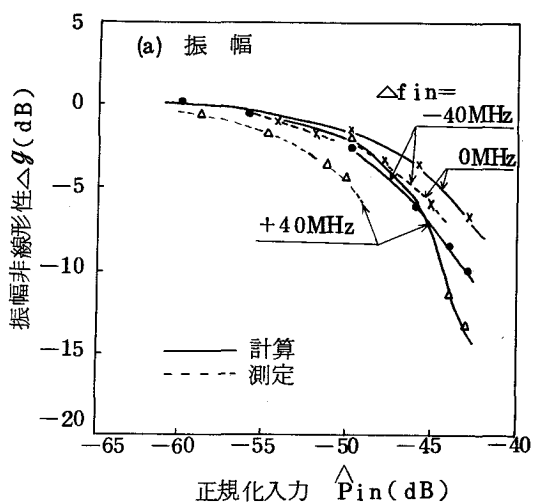


図 4.7 高効率同調の非線形性

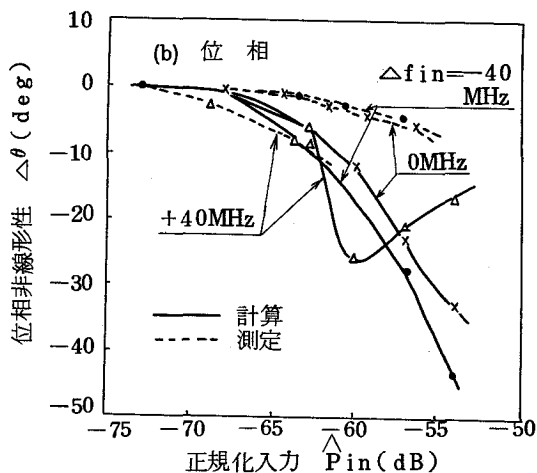
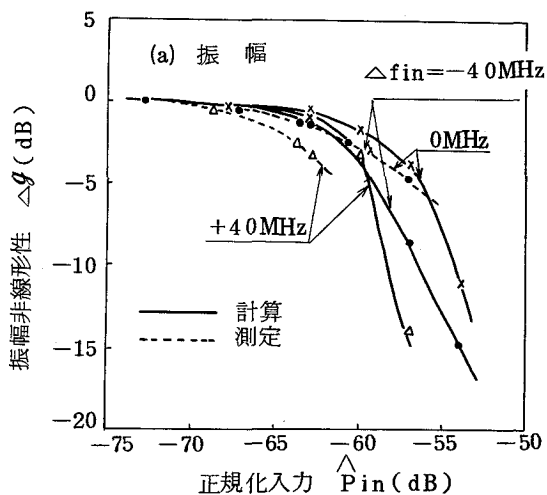


図 4.8 高利得同調の非線形性

では、非線形性の周波数依存性がより明瞭にわかる。そして、位相非線形性の測定値は計算値より小さい。特に、高効率同調の測定結果では、帯域の下部の周波数において、位相非線形性は入力電力の増加関数となっている。これは、飽和点より低い入力電力では、これまで位相非線形性は入力電力の減少関数と考えられていた事と相反する。⁽²⁹⁾⁽³⁰⁾ これに関する考察は 4.2.3 で詳しく行なう。

飽和点を与える正規化入力周波数によって異なるが、高効率および高利得同調におけるこれらのおよその値は、それぞれ -46 および -60 dB である。そして、飽和点における非線形性 Δg_{sat} および $\Delta \theta_{sat}$ は、非線形性の程度を概略的に表わしていると考えられるので、これらを求めると図 4.9 に示すような結果が得られる。

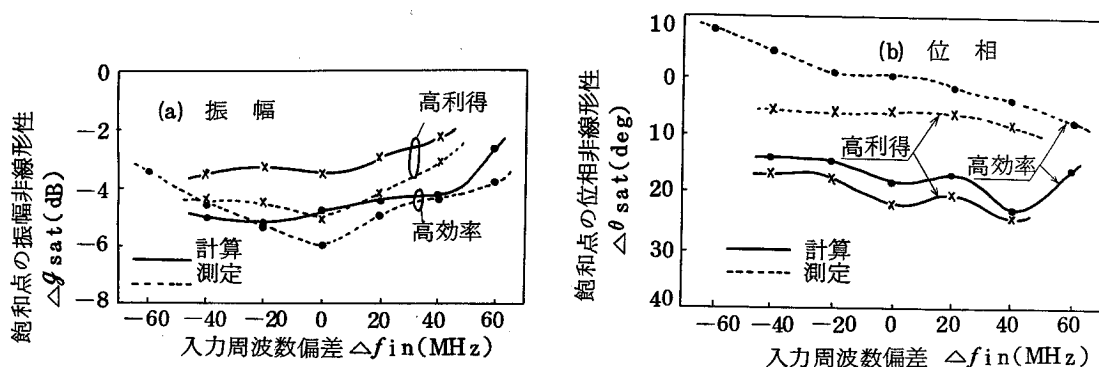


図 4.9 高効率および高利得同調の飽和点における非線形性

4.2.3 非線形性の発生機構の考察

ここでは、多空洞クライストロンの非線形性は、

- 1) ドリフト領域でのバンチングによる電流の成長過程, $i = \rho u$
- 2) 入力ならびに中間空洞の高周波ギャップにおける電子の加速過程,

$$u^2 = 2 \eta V$$

3) 中間空洞による電子ビームの速度変調

4) ビームローディングアドミッタンス

から成ると考える。

まず、バンチング過程における非線形性は、本質的に振幅非線形性であり、バンチングパラメータのベッセル関数 J_1 として与えられる。

次に、電子の速度と加速電圧の間の非線形性は、ビームのバンチングに非対称性をもたらし、その結果として振幅と位相の両非線形性を生ずる。この機構による位相非線形性は、飽和点付近より下の範囲で入力電力の減少関数となり、それ以上の範囲で増加関数となる。

第三の非線形機構を考察するために、多空洞クライストロンの原形である3空洞クライストロンをとりあげる。ここでは、入力周波数と中間空洞の共振周波数の関係が重要で、この二つの周波数差に従って(4.6b)で与えられているように、電子ビームによって誘起される高周波ギャップ電圧はビーム中の電流に対してある定まった位相をもつことになる。

中間空洞においてビームが変調されるとき、高周波の位相に関連して、ここでは同相変調および直交変調と呼ぶ二つの極限的な場合を考え、これらを図4.10に示す。すなわち、同相変調は中間空洞の共振周波数が入力周波数

に比べて十分高い場合であるのに対し、直交変調では両者が一致している。ビームの縦続変調において、同相変調は最も有利な位相関係をもつが、ギャップに発生する変調電圧は無限小となるので実際

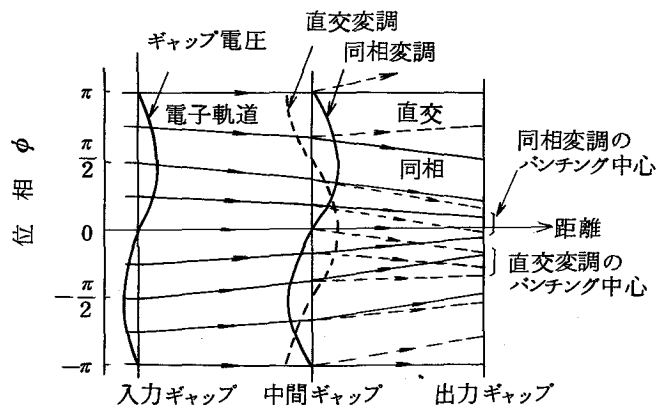


図 4.10 中間空洞の変調におけるバンチング中心の移動

的ではない。しかし、空胴の Q が十分高いときは、準同相変調とみなせる状態が実現可能である。

準同相変調では、ギャップ電圧は電子を元のバンチング中心に集めるような位相をもっている。そのために、バンチング中心の移動は少なく、またより深いバンチングが得られる。そして、中間空胴の共振周波数が入力周波数に近づくにつれて、バンチング中心の移動は次第に大きくなり、直交変調では最も大きくなる。これは、図 4.10 に示したように、直交変調ではバンチング中心の近くにある電子が、中間ギャップでほとんど最大の電界によって減速を受けるからである。

上に述べたことから、バンチング中心の移動は、入力振幅と入力周波数による出力ギャップにおけるビーム中の基本波電流成分の位相の変化、すなわち周波数依存性をもつ位相非線形性を引き起こすことがわかる。

このような非線形性に対する前段空胴の影響を、計算によって求めた結果を図 4.11 に示す。これは、4 空胴クライストロンで前段空胴以外の全空胴を入力周波数に同調させておき、前段空胴の共振周波数を変化したときの飽和点における非線形性である。横座標は、入力周波数で正規化した前段空胴の共振周波数である。この図で、前段空胴が同相変調に近づくにつれて、振幅非線形性は増大し、位相非線形性は減少することがわかる。

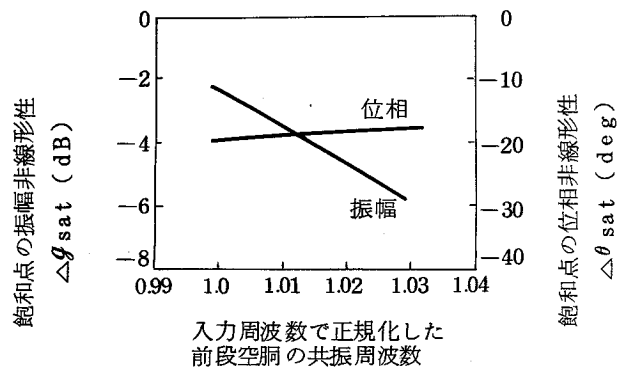


図 4.11 前段空胴の共振周波数が非線形性に与える影響

この理由は次のように説明できる。同相変調では、高効率動作につながる深いバンチングを得ることができるが、そのためには空間電荷による反撥力に打勝つための強い変調電界

が必要である。したがって、 $u^2 = 2 \eta V$ の関係によって、より大きい振幅ならびに位相非線形性を生じる。しかし、位相非線形性については、さきに述べたように、バンチング中心の移動によって同相変調にいたるとき減少する成分がある。

図 4.9 に示した、多空洞クライストロンの計算結果における非線形性の周波数依存性は、上に述べた考え方をういて説明できる。すなわち、振幅非線形性は高利得同調より高効率同調の方が大きく、入力周波数が高くなるときいずれの同調方式においても減少する。これに反して、位相非線形性は高利得同調より高効率同調の方が小さく、入力周波数が高くなるときいずれの同調方式においても増大する。

4.2.2 で述べた、位相非線形性の入力電力に対する変化が計算と測定で異なる場合があることは、ビームローディングに原因していると考えられる。すなわち、4.2.1 では大信号解析としては高周波ギャップ長を無限小と仮定したが、実際にはビームローディングアドミッタンスが非線形性を呈していると推定される。それは、Solyman⁽³⁵⁾ と島田⁽³⁶⁾ の解析から、ビームローディングアドミッタンスが入力電力によって変化すると考えられるからである。彼らの解析では、ビームローディングアドミッタンスの虚数部は、入力電力の減少関数となる。つまり、空洞の共振周波数は、入力電力が増加すると高くなることになる。そして、出力信号の振幅と位相が共振周波数と直接結びついている出力空洞では、このような共振周波数の変化がクライストロンの非線形性に与える影響は最も大きい。

上に述べたビームローディングサセプタンスの振舞と (4.6 b) から、出力空洞でのビームローディング効果による位相非線形性 $\Delta \theta_b$ は、入力電力の増加関数となる。そして、この $\Delta \theta_b$ は出力空洞で発生したものであるから、計算で得られた位相非線形性 $\Delta \theta_c$ に加えることができ、これらの和が測定された位相非線形性 $\Delta \theta_m$ と対応するはずである。なお、 $\Delta \theta_c$ はバンチングにおける非対称性と中間空洞による速度変調に起因する位相非線形を

含むもので、入力電力の減少関数である。したがって、 $|\Delta\theta_c|$ が $|\Delta\theta_b|$ より小さいときは、 $\Delta\theta_m$ は入力レベルの増加関数となる。

このような $\Delta\theta_b$ と $\Delta\theta_c$ の相反する性質を利用すれば、位相非線形性が小さいクライストロンを設計できる可能性がある。実際、図 4.7 b に示したように、高効率同調では帯域の中心周波数付近で、位相非線形性の測定値はかなり小さい。

振幅非線形性も、ビームローディング効果の影響を受けると考えられる。この場合は、ビームローディングアドミッタンスの虚数部はもちろん実数部の影響もあり、さらに虚数部に関しては、出力空胴の共振周波数に対する入力周波数の相対位置によってその影響が異なるため複雑である。しかし、計算と測定はかなりよい一致を示しており、量的にはこの影響はあまり大きくないと推定される。

4.3 進行波管の非線形性の解析

4.3.1 電子ビームの直流速度が変化する場合の動作解析

進行波管を図 4.1 2 に示す一次元モデルで表わし、すべての量は時間に関して $\exp(j\omega t)$ で変化するとする。このとき、進行波管の動作を表わす方程式は次のようになる：

$$-\frac{\partial V}{\partial Z} = j X I \quad (4.29a)$$

$$-\frac{\partial I}{\partial Z} = j B V - J \quad (4.29b)$$

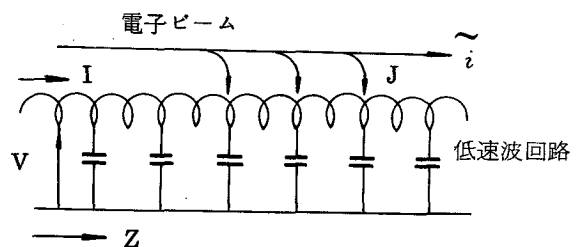


図 4.1 2 進行波管の等価モデル

$$J = -\frac{\partial \tilde{i}}{\partial Z} \quad (4.29c)$$

$$\frac{\partial \tilde{i}}{\partial Z} = -j\omega \tilde{\rho} \quad (4.29d)$$

$$i = i_0 + \tilde{i} = \rho u = (\rho_0 + \tilde{\rho})(u_0 + \tilde{u}) \quad (4.29e)$$

$$\frac{\partial u}{\partial Z} u + j\omega u = -\eta E_0 \quad (4.29f)$$

ただし、 V と I はそれぞれ等価回路の高周波電圧と電流、 X と B はそれぞれ等価回路の直列リアクタンスと並列サセプタンス、 i はビーム電流、 ρ は電荷密度、 u は電子速度、 E は電子に作用する電界であり、添字 0 は直流分、記号 $\sim$ は交流分を表わす。

方程式(4.29)の解の形を、 $f(Z)$ を未知関数として $\exp\{-f(Z)\}$ と仮定する。このとき、(4.29a)～(4.29c)より

$$\frac{V}{\tilde{i}} = -\left\{ \frac{K\Gamma_c f'}{f'^2 - f'' - \Gamma_c^2} + \frac{jf'}{\omega C_1} \right\} \quad (4.30a)$$

を得る。ただし、 f' と f'' はそれぞれ Z に関する一階および二階微分であり、また右辺の第2項は、Pierce⁽⁴²⁾の考え方に従って導入された、空間電荷界に関するものである。そして、

$$\Gamma_c^2 = -XB \quad (4.30b)$$

$$K^2 = \frac{X}{B} \quad (4.30c)$$

である。さらに、(4.29d)～(4.29f)を線形化した式から

$$\frac{V}{\tilde{i}} = -\frac{u_0^3}{j\omega\eta i_0} \frac{1}{f'} \left(f' - j\frac{\omega}{u_0} \right) \left(-f' + \frac{u_0'}{u_0} + j\frac{\omega}{u_0} \right) \quad (4.31)$$

が得られる。したがって、(4.30a)と(4.31)から $f(Z)$ の方程式は

$$\frac{K\Gamma c f'}{f'^2 - f'' - \Gamma c^2} + \frac{j f'}{\omega C_1} = \frac{u_0^3}{j\omega\eta i_0} \frac{1}{f'} \left(f' - j\frac{\omega}{u_0}\right) \left(-f' + \frac{u_0'}{u_0} + j\frac{\omega}{u_0}\right) \quad (4.32)$$

となり、この解は電子ビームの直流速度 u_0 が変化する場合の進行波管の動作を与える。

次に、電子ビームの直流速度 u_0 について考える。高周波の回路損失と高調波エネルギーを無視すると、任意の点 Z におけるビーム電力と基本波電力の和 P_{tot} は、エネルギー保存則により一定であるから、

$$V_0 i_0 + P_i \exp(2\alpha) = P_{tot} = \text{const.} \quad (4.33)$$

となる。ただし、 V_0 は直流ビーム電圧、 P_i は高周波入力電力、 α は $-f(Z)$ の実数部である。上の式から u_0 を求めると、

$$u_0 = U_0 [1 - R \exp(2\alpha)]^{1/2} \quad (4.34a)$$

となる。ただし、

$$U_0 = \left(\frac{2\eta P_{tot}}{i_0}\right)^{1/2} \simeq (2\eta V_0)^{1/2} \quad (4.34b)$$

$$R = \frac{P_i}{P_{tot}} \simeq \frac{P_i}{V_0 i_0} \quad (4.34c)$$

である。

ここで、次のようなパラメータを定める：

$$\beta_e = \frac{\omega}{U_0} \quad (4.35a)$$

$$C^3 = \frac{\eta i_0 K}{2U_0^2} \quad (4.35b)$$

$$Q = \frac{\beta_e}{2\omega C_1 K} \quad (4.35c)$$

$$\Gamma_c = j\beta_e (1 + Ch) \quad (4.35d)$$

$$h = b - jd \quad (4.35e)$$

$$f(Z) = j\phi - \alpha = \beta_e (jZ - CH) \quad (4.35f)$$

$$H = X + jY. \quad (4.35g)$$

ただし、 b は速度パラメータ、 d は損失パラメータである。そして、また次の仮定が成立するとする：

$$|f''| \ll |f'^2|, \quad |f''| \ll |\Gamma_c^2| \quad (4.36a)$$

および

$$\text{Re} \exp(2\alpha) \ll 1. \quad (4.36b)$$

以上の関係を用いると、(4.32)は

$$\begin{aligned} & 2C^3(1+Ch)(j-CH')^2 \left[1 + 2Q \frac{(j-CH')^2 + (1+Ch)^2}{1+Ch} \right] \\ & \left[1 + \frac{3}{2} \text{Re} \exp(2\alpha) \right] = \left[(j-CH')^2 + (1+Ch)^2 \right] \left[CH' + j \frac{R}{2} \exp(2\alpha) \right] \\ & \left[CH' + \left(\frac{j}{2} - CX' \right) \text{Re} \exp(2\alpha) \right] \end{aligned} \quad (4.37)$$

となる。ここで、

$$|CH'| \ll 1 \quad \text{および} \quad |Ch| \ll 1 \quad (4.38a)$$

と仮定すると、(4.37)は

$$\begin{aligned} & (1+Ch)(1+j2CH') \left[1 + 4QC(1+Ch)(h-jH') \right] \\ & \left[1 + \frac{3}{2} \text{Re} \exp(2\alpha) \right] = (jH' - h) \left[H' + j \frac{R}{2C} \exp(2\alpha) \right] \\ & \left[H' + \left(\frac{j}{2C} - X' \right) \text{Re} \exp(2\alpha) \right] \end{aligned} \quad (4.38b)$$

となる。

上の式はHに関する微分方程式で、HはZとRの関数であるからこれをRについての摂動法で解く。いま、HをRについて展開して

$$H = H_0 + H_1 R + H_2 R^2 + \dots \quad (4.39a)$$

と表わすと、 R^0 の項から

$$\begin{aligned} (H'_0 + jh)H_0'^2 + (1 + Ch)(j - 2CH'_0) \\ - j4QC(H'_0 + jh)(j - 2CH'_0) = 0 \end{aligned} \quad (4.40a)$$

を得る。また、 R^1 と R^2 の項からそれぞれ次の式が得られる：

$$H_1' = \frac{F_1}{2F_0} \exp(2\alpha_0) \quad (4.40b)$$

$$\begin{aligned} H_2' = \frac{1}{F_0} \{ -H_1'^2 F_2 + (F_3 + 2\beta_e CX_1 F_1) \exp(2\alpha_0) + F_4 \exp(4\alpha_0) \} \\ (4.40c) \end{aligned}$$

たゞし、

$$\alpha_0 = \beta_e CX_0' Z \quad (4.40d)$$

$$\begin{aligned} F_0 = \frac{3}{2} H_0'^2 + jH_0' h - C(1 + Ch) - j2QC[j(1 - 2Ch) - 4CH_0'] \\ (4.40e) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_1 = H_0' \left(X_0' - j\frac{1}{C} \right) (H_0' + jh) - \frac{3}{2} (1 + Ch)(j - 2CH_0') \\ + j6QC(H_0' + jh)(j - 2CH_0') \end{aligned} \quad (4.40f)$$

$$F_2 = 3H_0' + jh + j8QC^2 \quad (4.40g)$$

である。したがって、入力側の条件を満足する解は、

$$H_0 = X_0 + jY_0 = X_0'Z + jY_0'Z \quad (4.41a)$$

$$\begin{aligned} H_1 = X_1 + jY_1 &= \frac{1}{\beta_e C} \frac{F_1}{4X_0'F_0} [\exp(2\alpha_0) - 1] \\ &= \frac{1}{\beta_e C} (S_1 + j\lambda_1) [\exp(2\alpha_0) - 1] \end{aligned} \quad (4.41b)$$

$$\begin{aligned} H_2 = X_2 + jY_2 &= \frac{1}{\beta_e C} \{ (S_2 + j\lambda_2) \{ \exp(2\alpha_0) - 1 \} \\ &\quad + (S_3 + j\lambda_3) \{ \exp(4\alpha_0) - 1 \} \} \end{aligned} \quad (4.41c)$$

などで与えられる。ただし、こゝでは $S_2 + j\lambda_2$ と $S_3 + j\lambda_3$ の内容は省略する。

4.3.2 動作パラメータが位相非線形性に与える影響

4.3.1 の解析にもとづく進行波管の位相非線形性は、(4.35f) の ϕ から求められる。いま、 ϕ を

$$\phi(Z) = \beta_e Z - \beta_e C Y = \beta_e (1 - C Y_0') Z + \theta(R) \quad (4.42)$$

と書くと、 θ は位相非線形性を表わし次の式で与えられる：

$$\begin{aligned} \theta &= -\beta_e C \left(Y_1 R + \frac{1}{2} Y_2 R^2 + \dots \right) \\ &= -\lambda_1 [\exp(2\alpha_0) - 1] R - \frac{1}{2} [\lambda_2 \{ \exp(2\alpha_0) - 1 \} + \lambda_3 \{ \exp(4\alpha_0) - 1 \}] R^2 + \dots \end{aligned} \quad (4.43a)$$

高利得進行波管では $\exp(2\alpha_0) \gg 1$ であり、さらに R^2 以上を無視すると上式は、

$$\theta = -\lambda_1 \frac{P_0}{V_0 i_0} \text{ (rad)} \quad (4.43b)$$

となる。ただし、 P_0 は高周波出力電力である。 $\lambda_1 < 0$ のとき、出力が増加すると出力波の位相は遅れる。

上の式における λ_1 を位相係数ということにする。この係数は、解析の過程で示したように、出力電力が飽和値にくらべてかなり小さい範囲での位相非線形性を与える。そこで、この係数と進行波管の動作パラメータの関係を求めてみる。図 4.13 (a) は位相係数 λ_1 と速度パラメータ b の関係を示す。

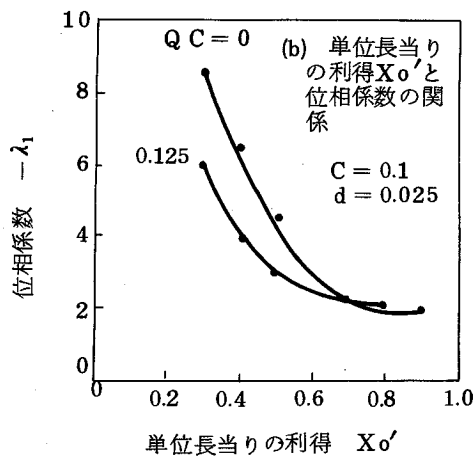
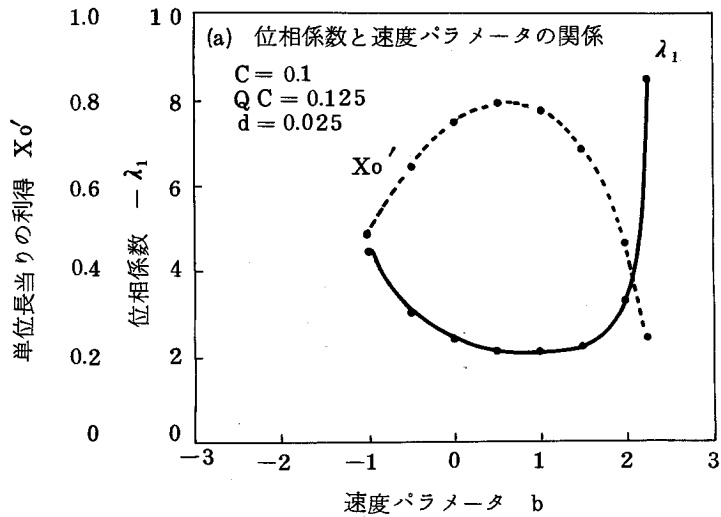


図 4.13 位相係数と速度パラメータならびに単位長当りの利得の関係

これから、 X_0' が最大になる点、つまり同期点より少し大きい b で、 λ_1 は最小になることがわかる。これを、 λ_1 と単位長当りの利得 X_0' の関係で見ると、図 4.1 3 (b) のようになる。ただし、与えられた X_0' に対して b は二つあるが、ここではこれらのうち大きい方の b に対する λ_1 をとった。したがって、 X_0' は大きい方が位相非線形性は小さいといえる。

次に、位相係数 λ_1 と利得パラメータ C 、空間電荷パラメータ QC 、および損失パラメータ d の関係を、それぞれ図 4.1 4 ~ 4.1 6 に示す。 $X_0' = 0.7$ の場合はすべて速度パラメータは大きい方をとった。

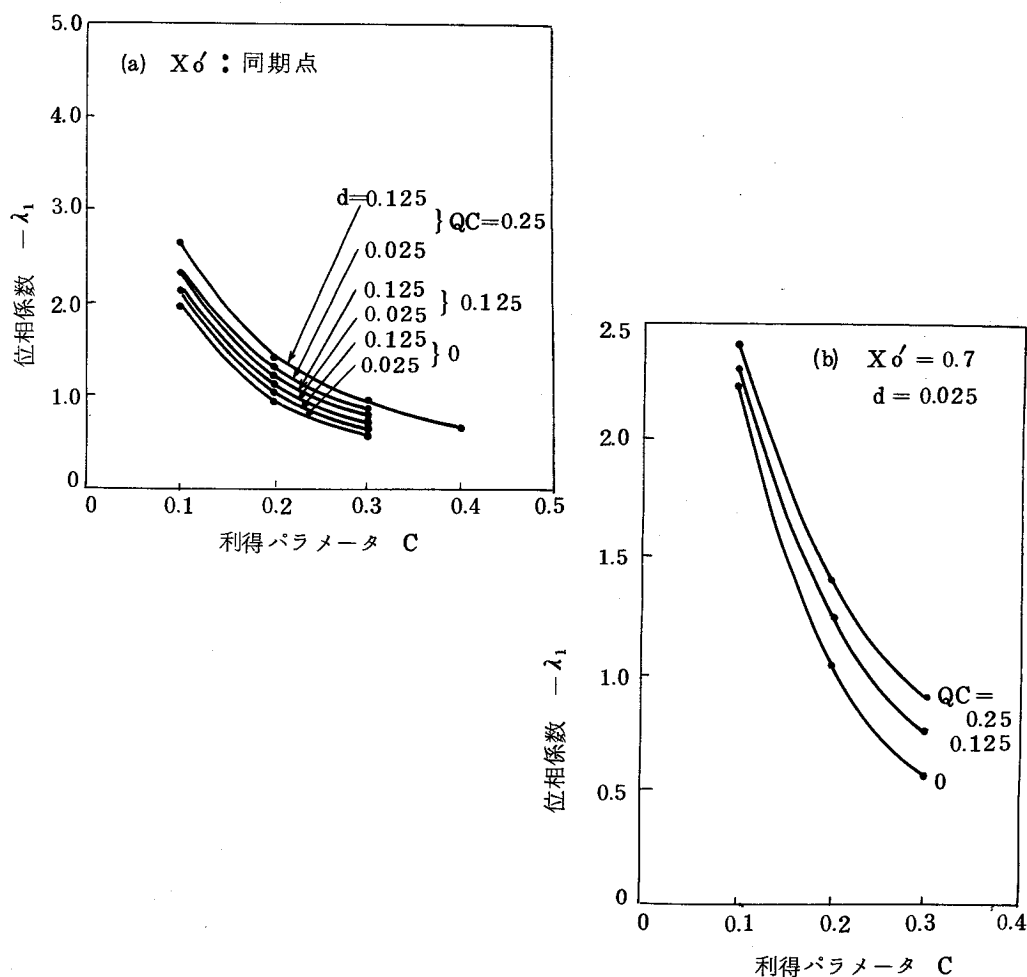


図 4.14 位相係数と利得パラメータの関係

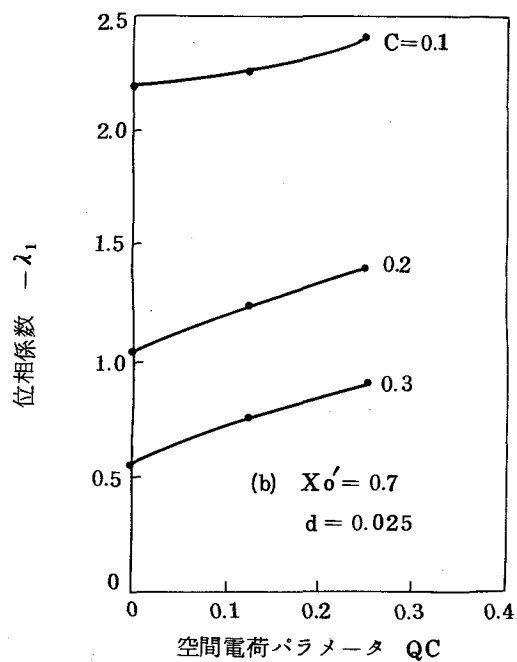
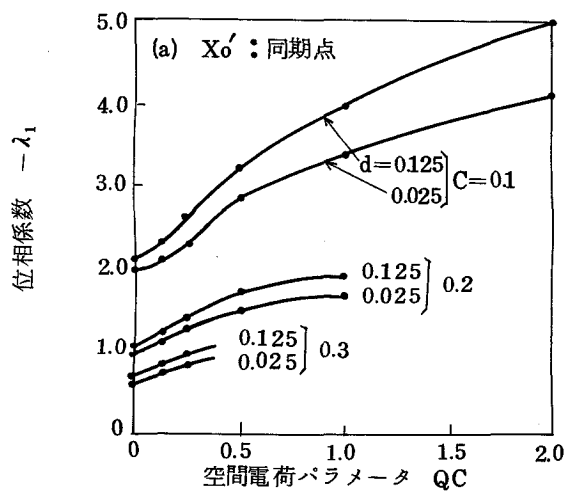


図 4.15 位相係数と空間電荷パラメータの関係

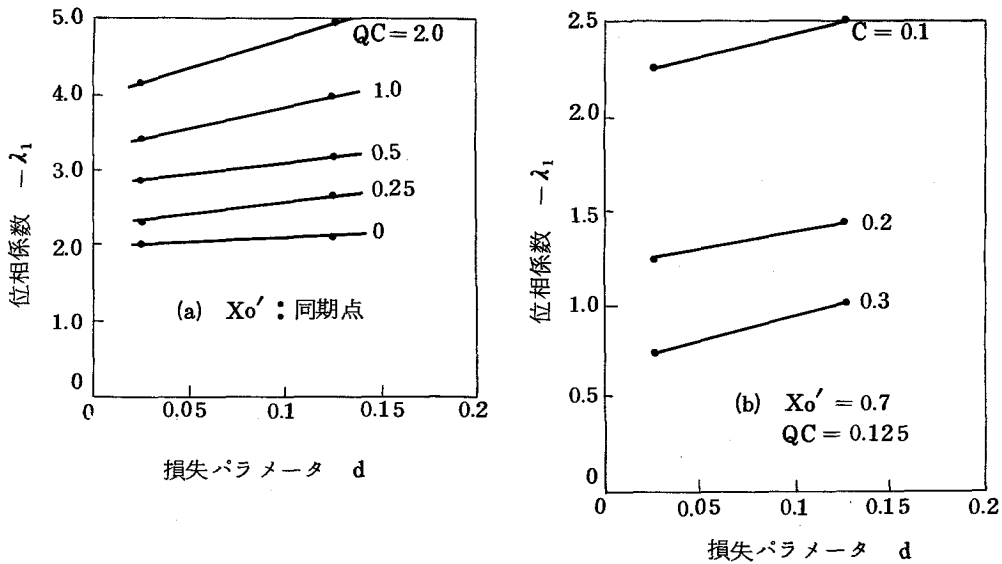


図 4.16 位相係数と損失パラメータの関係

以上の解析結果をまとめると、進行波管が比較的低信号領域で動作する場合、位相非線形性を小さくするためには

- 1) 速度パラメータはほぼ単位長の利得が最大になるように選ぶ
- 2) 利得パラメータはなるべく大きくする
- 3) 空間電荷パラメータはなるべく小さくする
- 4) 損失パラメータはなるべく小さくする

などのことが必要であるということになる。

最後に、例として 3.5 に述べた 100W UHF テレビジョン中継送信機に用いられた進行波管について、この解析結果を利用して位相非線形性を求めてみる。ビーム電圧 V_0 とビーム電流 i_0 がそれぞれ

$$V_0 = 3 \text{ kV} , \quad i_0 = 0.7 \text{ A}$$

のとき、動作パラメータの近似値として

$$C = 0.1 , \quad QC = 0.125$$

$$d = 0.025 , \quad b = 2$$

とすると、図 4.1 3 (a) から $\lambda_1 = -3.3$ が得られる。いま、出力を 150 W とすると (4.4 3 b) から

$$\theta = 13.5 \quad (\text{deg})$$

となり、ほぼ実際と近い値が得られる。なお、上の計算例において、(4.4 3 a) の R^2 項による位相非線性を求めると約 2 deg である。したがって、通常は (4.4 3 b) で十分よい近似が得られる。

4.4 結 言

多空胴クライストロンについて、大信号動作をラグランジアン形式で解析し、広帯域動作における高効率同調と高利得同調の場合の非線形性を求めた。また、中間空胴におけるビームの変調過程が、非線形性に周波数依存性をもたらす一原因であることを明らかにした。

進行波管については、各動作パラメータと位相非線形性の関係を明らかにすると共に、位相非線形性を軽減するためには

- 1) 速度パラメータはほぼ単位長の利得が最大になるように選ぶ
- 2) 利得パラメータはなるべく大きくする
- 3) 空間電荷パラメータはなるべく小さくする
- 4) 損失パラメータはなるべく小さくする

ことが必要であることを示した。

第5章 マイクロ波電力管の効率の改善^{(66)(78)~(80)}

5.1 緒 言

この章では、クライストロンと進行波管の相互作用効率、ならびに電位低下コレクタについて述べる。

まず、5.2 ではこゝで用いる各種の効率を定義し、これら相互の関係を述べる。5.3 では、UHF 帯の高パービアンスビームの多空胴クライストロンについて、相互作用効率と中間空胴の共振周波数の関係を、第4章で述べた大信号解析の手法を用いて調べる。そして、5.4 では4 GHz 帯の進行波管について、相互作用効率に関する最適動作パラメータを実現するための一設計手順について述べる。

電位低下コレクタに関しては、5.5 において第4章で述べた大信号解析によりクライストロンのスペントビームのエネルギー分布を求め、その結果を2 段電位低下コレクタの場合について検討する。そして、5.6 ではコレクタ効率改善の妨げとなる逆行電子を抑制するための二つの新しい方法、すなわち磁気界浸コレクタと収束入射コレクタについて述べる。

5.2 マイクロ波電力管の効率

マイクロ波電力管は、図 5.1 に示すように、電子銃、相互作用部、およびコレクタからなっている。

相互作用効率は、相互作用部でのビームのもつエネルギーから高周波エネルギーへの変換の割合である。した

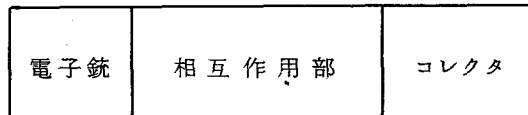


図 5.1 マイクロ波電力管の構成

がつて、ビーム電圧と電流をそれぞれ V_0 と I_0 , 高周波入力と出力電力をそれぞれ P_i と P_0 とすると、相互作用効率 η_i は

$$\eta_i = \frac{(P_0 - P_i) / \eta_{RF}}{V_0 I_0} \simeq \frac{P_0 / \eta_{RF}}{V_0 I_0} \quad (5.1)$$

となる。ただし、 η_{RF} は高周波損失を考慮したときの回路効率であり、相互作用部のビーム透過率は 100% と仮定している。

コレクタ効率は、スベントビームのエネルギーがコレクタで回収される割合である。いま、コレクタ電極数を N とし、 n 番目の電極の電圧と電流をそれぞれ V_{cn} と I_{cn} とすると、コレクタ効率 η_c は

$$\eta_c = 1 - \frac{\sum_{n=1}^N V_{cn} I_{cn} - (P_0 - P_i) / \eta_{RF}}{V_0 I_0 - (P_0 - P_i) / \eta_{RF}} \simeq 1 - \frac{\sum_{n=1}^N V_{cn} I_{cn} - P_0 / \eta_{RF}}{V_0 I_0 - P_0 / \eta_{RF}} \quad (5.2)$$

となる。ただし、上の各電圧はカソードを基準とした値であり、ビーム透過率は 100% と仮定している。

総合効率は、マイクロ波電力管へ供給される全エネルギーが高周波出力エネルギーへ変換される割合である。ヒータ電圧と電流をそれぞれ V_f と I_f , 相互作用部にとられる電流を I_{body} とすると、総合効率 η は

$$\eta = \frac{P_0 - P_i}{\sum_{n=1}^N V_{cn} I_{cn} + V_0 I_{body} + V_f I_f} \simeq \frac{P_0}{\sum_{n=1}^N V_{cn} I_{cn} + V_0 I_{body} + V_f I_f} \quad (5.3)$$

となる。普通のマイクロ波電力管では、 $P_i \ll P_0$ であるから、上の各式での近似が成立する。

相互作用効率とコレクタ効率が、総合効率にどのような影響をもつかを調

べてみる。簡単のため，高周波の回路損失，相互作用部にとられるビーム電流，ヒータ電力などを無視すると，(5.1)～(5.3)より

$$\eta = \frac{\eta_i}{1 - \eta_c(1 - \eta_i)} \quad (5.4)$$

を得る。この関係を示すと図5.2のようになり，どのような相互作用効率に対しても，コレクタ電位低下によって総合効率を100%にできるということになる。しかし，実際には相互作用効率はできるだけ高いことが望ましい。なぜならば，与えられた総合効率を実現しようとするとき，相互作用効率が低い程高いコレクタ効率が要求されるが，実際問題としてはコレクタ電極数を無制限に多くできないこと，またベロシティゾーティングに不完全さがあることなどの理由により，あまり高いコレクタ効率は実現できないからである。

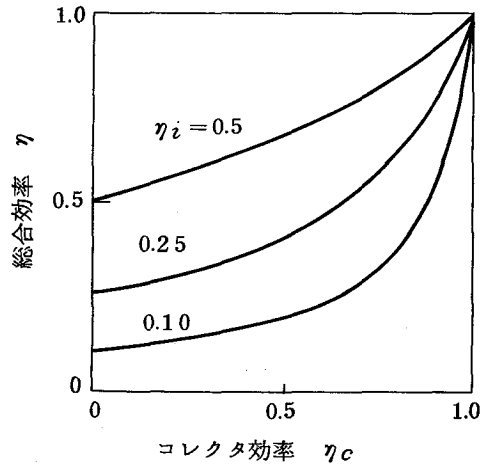


図5.2 相互作用効率ならびにコレクタ効率と総合効率の関係

5.3 クライストロンの相互作用効率

高い相互作用効率を得るためには，各種の設計パラメータの最適化が必要である。このうち，ビームパービアンスについてみると，狭帯域クライストロンでは $0.5 \times 10^{-6} \text{ A/V}^{\frac{3}{2}}$ 付近が最適であること，ならびにこのときの中間空胴の効率に対する影響などについてMihranら⁽⁵¹⁾の詳しい研究がある。

一方、テレビジョン放送用クライストロンは広帯域動作が要求される。低パービアンスビームでも広帯域動作が得られるものとして、ディストリビューテッドインタクション⁽⁵³⁾を用いたクライストロンがあるが、現在のところ高パービアンスビームを用いた通常の多空洞クライストロンが、この目的のために使用されることが多い。この節では、ビームパービアンスが $2 \times 10^{-6} \text{ A/V}^{\frac{3}{2}}$ のクライストロンについて、中間空洞の共振周波数と相互作用効率の関係を述べる。

対象としたクライストロンはUHF帯4空洞クライストロンで、その諸元ならびに効率の計算条件を表5.1に示す。ここで、 R/Q はギャップの等価容量によるリアクタンス（(4.4b)参照）、 Kp はビームパービアンス、 a はドリフト管半径、 b はビーム半径、 V_0 はビーム電圧、 f_0 は中心周波数、 $\hat{f}_{in}$ と $\hat{f}_{on}$ はそれぞれ f_0 で正規化した入力周波数 f_{in} と空洞の共振周波数 f_{on} である。

第3および第2空洞の共振周波数 $\hat{f}_{03}$ と $\hat{f}_{02}$ をパラメータとして、利得と入力関係を、4.2.1に述べた大信号解析によって求めた結果を図5.3に示す。この図において、それぞれの曲線の飽和点は、曲線が η_i 一定の直線に接する点である。また、図5.4はこの計算における中間空洞の離調によるアドミッタンスの変化を示す。

表 5.1 相互作用効率を検討したクライストロンの諸元と計算条件

空洞	ドリフト管長 (mm)	ギャップ長 (mm)	R/Q (Ω)	外部 Q (Ω)	$\hat{f}_0 n$	$Kp=2 \times 10^{-6} \text{ A/V}^{\frac{3}{2}}, V_0 = 9 \text{ kV}$ $\hat{a} = 11 \text{ mm}$, $\hat{f}_0 = 591.25 \text{ MHz}$ $\hat{a/b} = 1.25$, $\hat{f}_{in} = 1.0$
1	160	12.7	130	130.4	1.0	
2	160	12.7	130	807.6		
3	120	12.7	130	807.6		
4		12.7	130	43.7	1.0	

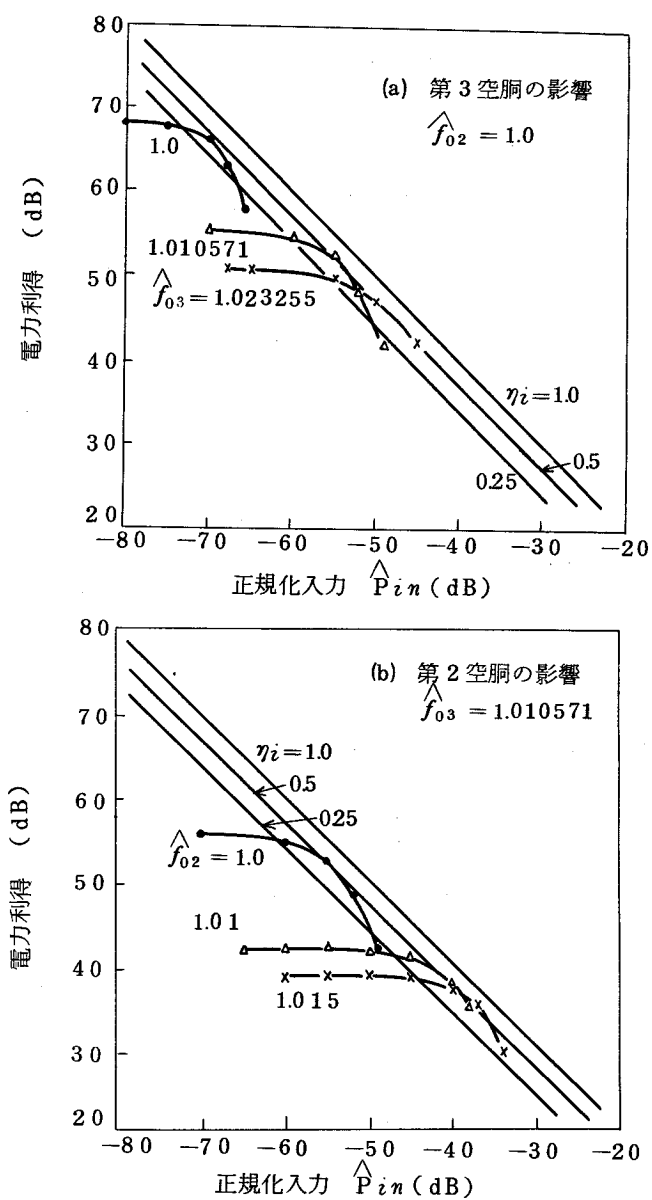


図 5.3 中間空胴の共振周波数をパラメータとした4空胴クライストロンの利得と入力の関係

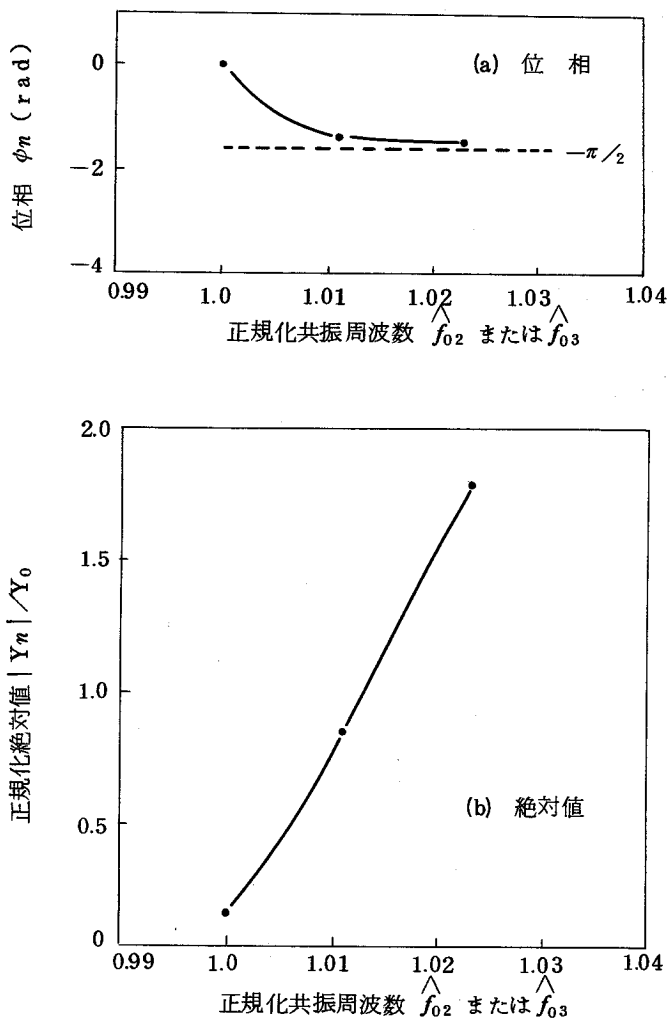


図 5.4 中間空洞の離調によるギャップアドミッタンスの変化

中間空洞の離調による飽和効率の改善を図 5.5 に示す。図 5.5(a)では、同期同調つまり全空洞が入力周波数に同調している場合が基準となっている。これらの結果から、第2および第3空洞は、いずれも動作周波数に対して1～2%高い方に離調する必要があることになる。

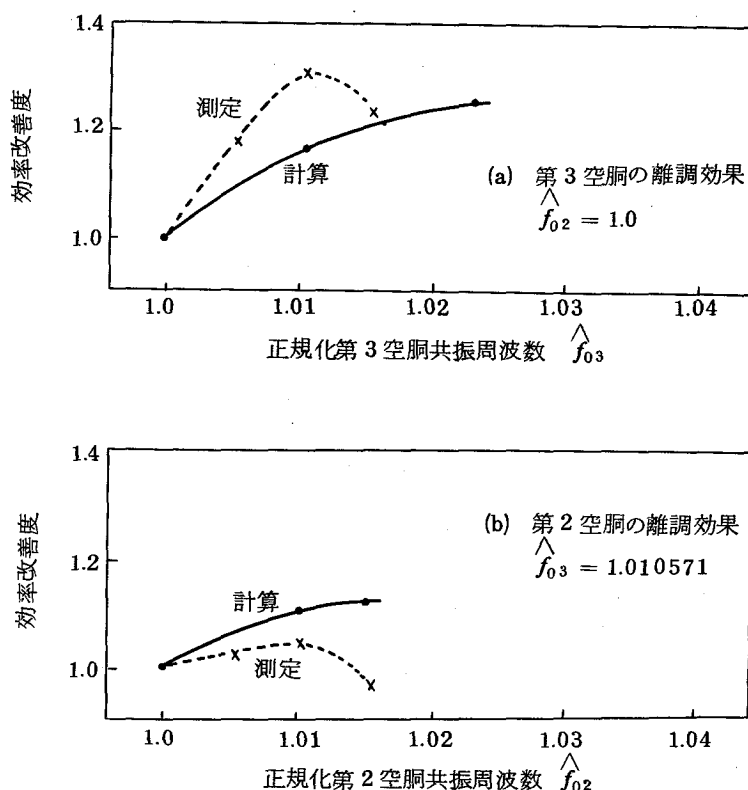


図 5.5 中間空胴の離調による相互作用効率の改善

計算と測定を比較すると、離調率15%付近で効率改善度の変化の傾向が違っている。この理由として次のようなことが考えられる。中間空胴を動作周波数の高い方に離調する方式を、4.2.2では高効率同調と呼んだ。このような離調を行なうと、4.2.3に述べた同相変調に近い状態、すなわち深いバンチングを得るのに有利な位相関係が得られる。しかし、図 5.4 に示したように、ギャップインピーダンスの絶対値、つまりギャップに現われる変調電圧は次第に小さくなる。したがって、ある与えられた条件に対して、効率改善度に関する最適な離調率が存在するはずである。この最適な離調率は、(4.4)の空胴の諸定数によって異なる。つまり、計算と測定の相違は、この空胴の定数の差によるものと推定される。

こゝでの検討から、UHF帯の高パービアンスビームをもつクライストロ

ンの相互作用効率改善について，次のようなことがいえる：

- 1) 前段空胴の離調による効果は十分期待できる
- 2) 前段空胴を最適に離調したとき，前々段空胴の離調の効果は小さい。

なお，検討に用いたクライストロンの，同期同調時のおもなデータを表

5.2 に示す。

表 5.2 同期同調時の特性

	$\eta_i(\%)$	(49) 小信号 メリット フィギュア	利 得 (dB)	飽 和 利 得 (dB)	備 考
計算	4 2.6		6 8.3	6 5.0	飽和入力
	4 1.9	3 6.4		6 6.2	$\hat{P}_{in} = -70 \text{ dB}$
測定	2 5.8		6 6.6	5 9.0	飽和入力

5.4 進行波管の相互作用効率

Cutler⁽⁵⁷⁾によれば， $rb' \simeq 0.5$ ， $QC \simeq 0.2$ のとき，進行波管の相互作用効率の目安となる量 η_i/C はほぼ最大となる。ただし， r は半径方向伝播定数， b' はビーム半径， QC は空間電荷パラメータ， C は利得パラメータ，そして η_i は相互作用効率である。このような動作パラメータを得るための一設計手順は次のようになる。

電子ビームの直流速度 u_0 と回路波の位相速度 u_c の関係を，

$$u_0 = (1 + Cb) u_c \quad (5.5)$$

とすると，

$$\left(\frac{\omega p}{\omega}\right)^2 = \frac{1}{2 \sqrt{2e/m} \pi \epsilon} \left(\frac{1 + Cb}{rb'}\right)^2 Kp \quad (5.6)$$

の関係が得られる。ただし、 b は速度パラメータ、 e/m は電子の比電荷、 K_p はビームピーアンス、 ε は誘電率、 ω_p はプラズマ角周波数、および ω は動作角周波数である。また、一方

$$4 QC^3 = (q \omega_p / \omega)^2 \quad (5.7)$$

の関係がある。⁽⁴³⁾ したがって、 q はプラズマ周波数低減係数で、 $q \omega_p / \omega \ll 1$ とする。(5.6) と (5.7) から、空間電荷パラメータは

$$QC = \frac{1}{2\sqrt{2} \frac{e}{m} \pi \varepsilon} \left\{ \frac{q(1+Cb)}{2Cr b'} \right\}^2 K_p \quad (5.8)$$

で与えられる。したがって、要求される出力 P_0 を与えるヘリックス電圧 V_h とビーム電流 I_0 は、それぞれ次のようになる：

$$V_h = \left[\frac{1}{2\sqrt{2} \frac{e}{m} \pi \varepsilon} \left\{ \frac{q(1+Cb)}{2Cr b'} \right\}^2 \frac{P_0}{QC \eta_i} \right]^{2/5} \quad (5.9)$$

$$I_0 = \frac{P_0}{\eta_i V_h}. \quad (5.10)$$

相互作用効率が最大という条件から $r b'$ と QC が与えられるから、あとは C をきめると、上の式からヘリックス電圧とビーム電流がきまる。ただし、ここでは η_i / C は C によって変らないと仮定する。そして、この結果を用いると、ヘリックスの寸法をきめることができる。

このような方法で、 $\eta_i / C = 3.5$ を目標に設計した進行波管の諸元を、表 5.3 に TWT-B として示す。TWT-A は $ra \simeq 1.4$ とした通常的设计によるものであるが、TWT-B は高効率とするために ra が小さくなっている。ただし、 a はヘリックス半径である。

上に述べた二種類の設計による試作管についての測定結果を、表 5.4 に示す。動作パラメータ C と QC はほぼ設計値に近いが、TWT-B の出力はかなり低い。したがって、 η_i / C の値は予想よりかなり小さくなっている。

表 5.3 通常設計と高効率設計の進行波管の諸元

項 目 \ T W T	T W T - A	T W T - B
周波数 (GHz)	4	4
小信号利得 (dB)	4 5	4 6
飽和出力 (W)	1 0	8.8
ヘリックス電圧 (V)	1 5 0 0 (小信号)	2 0 1 0 (大信号)
ビーム電流 (mA)	2 3	1 7.9
ヘリックス平均半径 (mm)	1.3	0.9 9 6
ヘリックス平均ピッチ (mm)	0.6 1	0.4 6 4
ヘリックス平均全長 (mm)	1 8 3	2 2 8
r_a	1.4 2	1.0 4
$r_{b'}$	0.7 1	0.5
C	0.0 6 8	0.0 7
QC	0.2 9	0.2
η_i/C	3.0	3.5

表 5.4 試作管の測定結果

項 目 \ T W T	T W T - A	T W T - B
小信号同期電圧 (V)	1 6 5 5	1 6 3 5
小信号利得 (同期) (dB)	5 2	6 2.5
飽和出力ヘリックス電圧 (V)	1 9 3 8	1 9 4 0
飽和出力利得 (dB)	2 5.5	3 7.5
飽和出力 (W)	7.4	5.5 5
C	0.0 6 2	0.0 6 5 3
QC	0.1 5 4	0.1 7 7
η_i/C	2.6 8	2.4 3

η_i/C の設計値と測定値の相違の原因として、

1) 利得パラメータの確度

2) ヘリックス損失の影響

などが考えられる。進行波管の動作パラメータの測定に関しては、西原⁽⁴⁴⁾の詳しい研究がある。しかし、こゝでは、試作管の構造上回路波の軸に沿っての測定が困難なため、小山の方法⁽⁴³⁾をCが有限の場合にも適用できるように修正した方法⁽⁶⁶⁾で各パラメータを求めた。利得パラメータは表 5.3 と 5.4 の比較から 10 % 以内の差であるが、空間電荷パラメータの差はかなり大きい。

次に、ヘリックスでの損失による出力減少を検討してみる。これは、冷状態での損失とサーマルフェーシングからなる。前者については Cutler⁽⁵⁶⁾の結果を、また後者は測定値を用いて、ヘリックスが無損失と仮定した場合の η_i/C を求めてみると、表 5.5 のようになる。このような修正をすれば、

表 5.5 無損失ヘリックスと仮定したときの η_i/C

	TWT	TWT-A	TWT-B
ヘリックスの冷損失による出力低下 (dB)		0.8	0.94
サーマルフェーシング (dB)		0.5	0.58
無損失ヘリックスと仮定したときの η_i/C		3.61	3.45

η_i/C はほぼ設計値に近くなる。

以上の結果から、こゝに述べた方法により、相互作用効率を最も高めるような動作パラメータをもつ進行波管を設計できるといえる。

5.5 クライストロンにおける電位低下コレクタ

5.5.1 スペントビームのエネルギー分布

こゝでは、4.2.1で述べた大信号解析の手法を用いて、UHF帯4空胴クライストロンのスペントビームのエネルギー分布を求める。

解析したクライストロンの諸元と計算条件を表5.6に示す。なお、こゝに用いた記号は表5.1と同じ意味をもっている。

表5.6 スペントビームのエネルギー分布を検討したクライストロンの諸元と計算条件

空胴	ドリフト 管 長 (mm)	ギャップ 長 (mm)	R/Q (Ω)	外 部 Q	$\hat{f}_0 n$	$Kp=2 \times 10^{-6} \text{ A}/\sqrt{V}^{3/2}$ $a = 11 \text{ mm}$ $a/b = 1.25$ $V_0 = 10 \text{ kV}$ $f_0 = 593 \text{ MHz}$ $f_i = 591.25 \text{ MHz}$
1	160	12.7	150	130	1.001685	
2	160	12.7	150	300	0.9932545	
3	120	12.7	150	500	1.006744	
4		12.7	150	25	0.9983137	

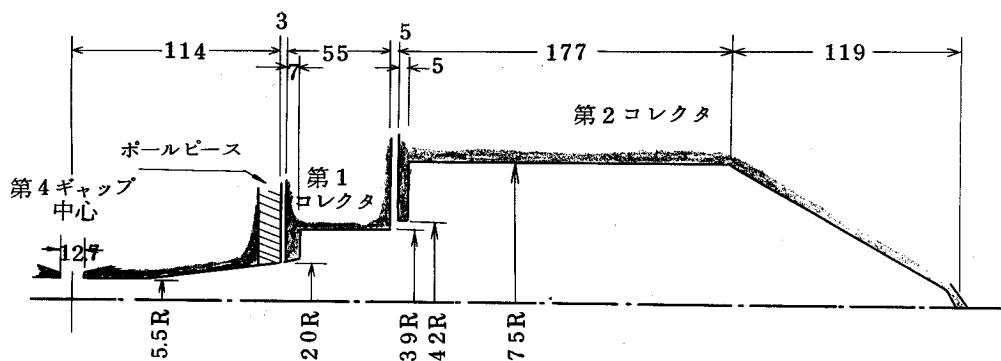


図5.6 クライストロンの2段電位低下コレクタ (単位mm)

このクライストロンは図 5.6 に示す構造の 2 段電位低下コレクタをもっており、第 1 コレクタはボディと同電位とする。そこで、第 2 コレクタ入口でのエネルギー分布を求めるわけであるが、その際次のような仮定をおいた：

- 1) 第 4 ギャップ以降のドリフト管の径はそれ以前のものと同じである
- 2) 第 2 コレクタの電位がエネルギー分布に与える影響は無視できる。

ディスクモデルでスペントビームのエネルギー分布を精度よく求めるためには、ディスクの数を多くしなければならない。しかし、それでは計算時間が長くなるので、こゝでは補間的方法を用いた。これは、計算結果から電子の交流速度 $\tilde{\alpha}_u$ と初期位相 ϕ_0 のグラフを作り、この関係からスペントビームのエネルギーに関する累積分布を求めるものである。

図 5.7 は高周波入力レベルをかえて、ギャップから第 2 コレクタ入口にいたる間の累積分布の変化を、上に述べた方法で求めたものである。こゝで、縦座標は対象とした区間の電子の総数で正規化した累積分布 $\hat{N}$ であり、横座標は直流状態の電子がもつエネルギーで正規化したスペントビームの電子エネルギー $\hat{V}_e$ である。また、 $\hat{P}_{in}$ と $\hat{P}_{out}$ は、それぞれビーム電力 $V_0 I_0$ で正規し

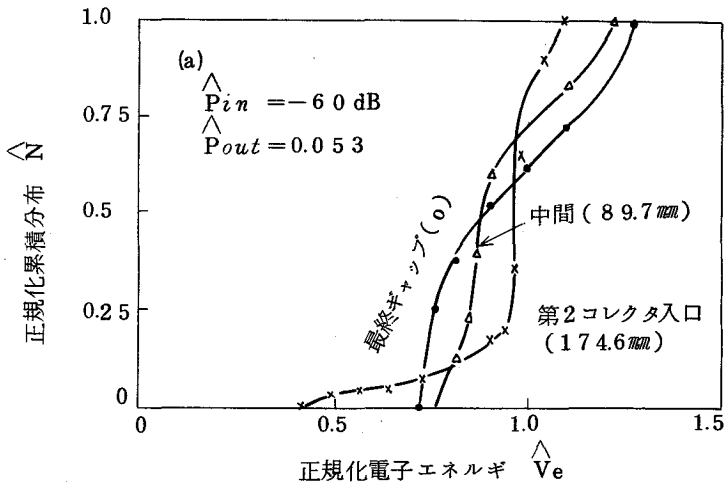
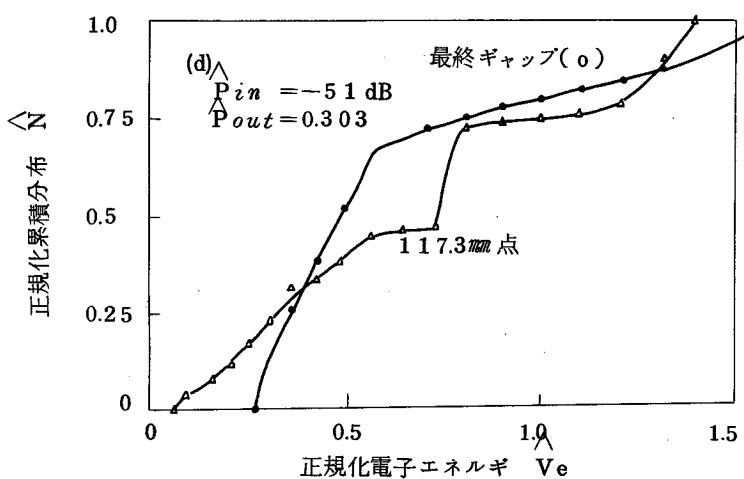
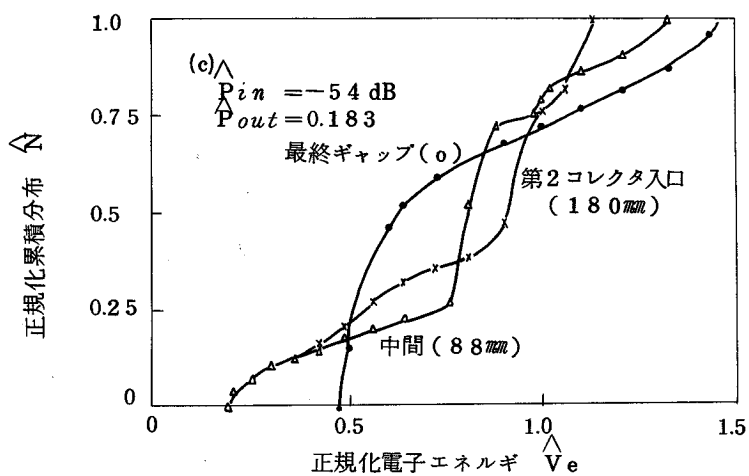
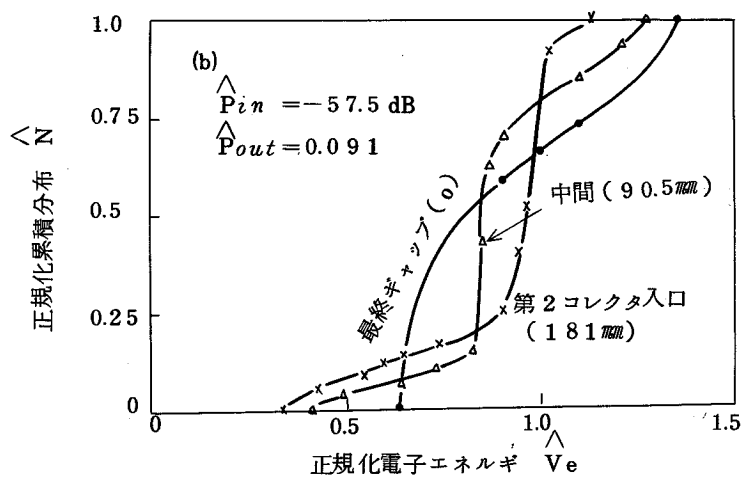
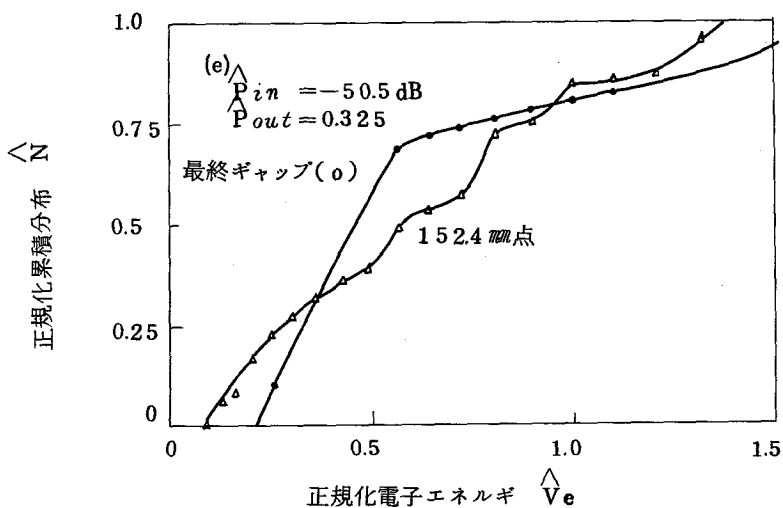


図 5.7 クライストロンにおけるスペントビームの累積エネルギー分布





た入力電力と出力電力である。

なお、この計算条件における利得と入力との関係を、図 5.8 に示す。飽和点は $\hat{P}_{in} \approx -47.5 \text{ dB}$ で、このときの正規化出力は $\hat{P}_{out} \approx 0.4$ である。

以上の計算結果から、
スペントビームのエネ
ルギ分布はドリフトに
より次のような変化をす
ることがわかる：

- 1) 最終ギャップ
の直後にはなか
った低エネルギー
の電子ができる
- 2) 一方では電子
のエネルギーの均

一化も起こる。これは特に低電力動作のときにけん著である。

- 3) 高エネルギーの電子は減少する

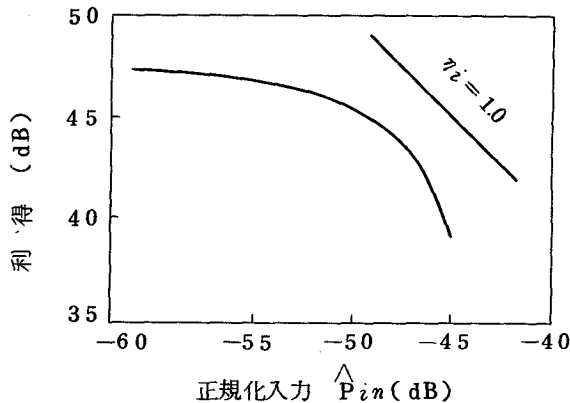


図 5.8 エネルギー分布を求めたときの利得と入力との関係

4) 高電力動作ではエネルギー分布の変化は小さい。

5.5.2 2 段電位低下コレクタの動作

ここでは、5.5.1 の計算結果を用いて 2 段電位低下コレクタの動作を調べると共に、コレクタの電流分配について計算と測定の比較を行なう。

まず、計算から得られるコレクタの諸特性について述べる。図 5.9 は、コレクタ効率を最大にするための、第 2 コレクタの最適正規化低下電圧 $\hat{V}_{dopt}$ と正規化出力 $\hat{P}_{out}$ の関係を示している。ただし、第 1 コレクタはボディと同電圧で V_0 であり、第 2 コレクタ電圧を V_{c2} とすると $\hat{V}_d = (V_0 - V_{c2}) / V_0$ である。このような $\hat{V}_{dopt}$ は一定振幅波を増幅するとき

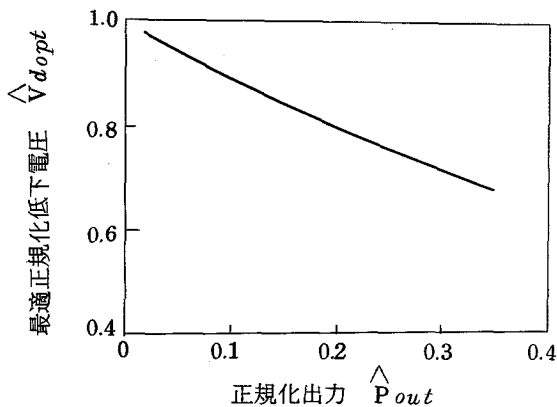


図 5.9 コレクタ効率を最大にする低下電圧と出力の関係

意味があり、テレビジョン映像信号のような振幅変調波を増幅するときは、第 2 コレクタ電圧を出力に追従して変化させることは困難であるから、平均のコレクタ効率が最大となるような一定の $\hat{V}_d$ を選ぶのが実際である。

正規化低下電圧 $\hat{V}_d$ をパラメータとして、コレクタにおける電力分配を求めると図 5.10 のようになる。ただし、 $\hat{P}_{cn}$ と $\hat{P}_r$ は、それぞれビーム電力 $V_0 I_0$ で正規化した第 n コレクタの損失電力と回収電力である。

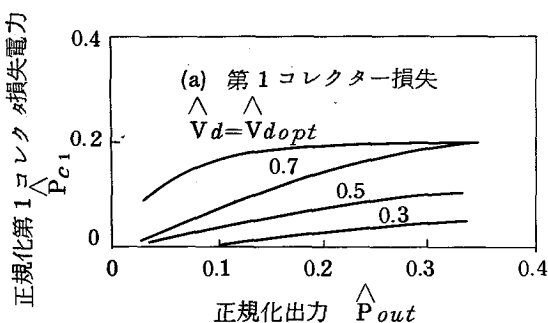
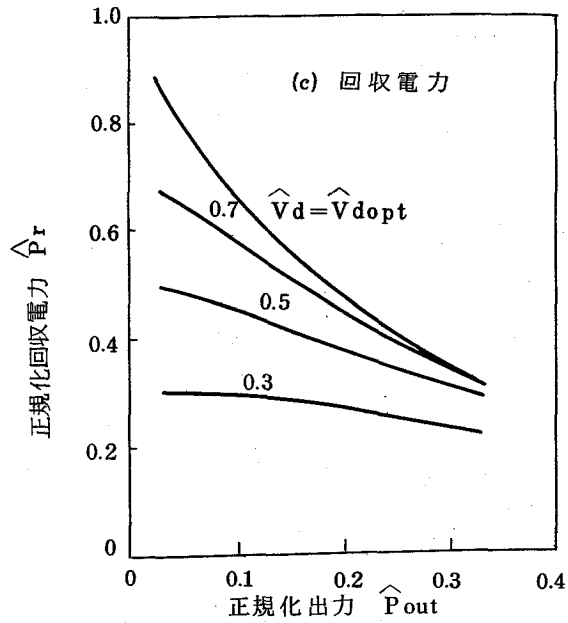
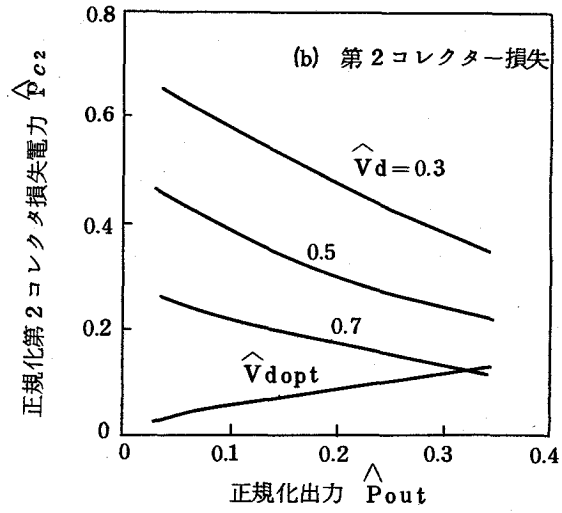


図 5.10 コレクタにおける電力の分配



さらに、コレクタ効率と総合効率を示すと図 5.11 のようになる。ただし、こゝでは $\eta_i = \hat{P}_{out}$ である。

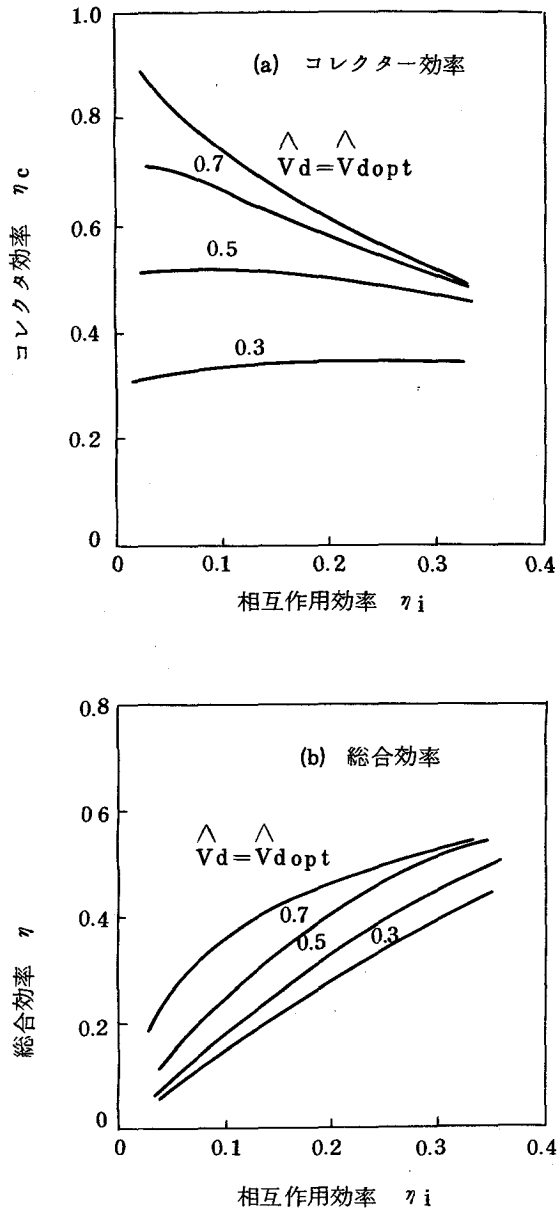


図 5.11 コレクタ効率および総合効率と相互作用効率の関係

図 5.1 2 では、2 段電位低下コレクタによる効率の改善度 $k = \eta / \eta_i$ を示

した。これからわかるように、このようなコレクタではエネルギー分散が小さい低レベル動作で大きい改善が得られる。

次に、各コレクタ電極への電流分配を図 5.13 に示す。ただし、 $\hat{I}_{c1}$ は第 1 コレクタ電流 I_{c1} をビーム電流 I_0 で正規化したものであり、またビーム透過率は 100% と仮定している。このような電流分配を知ることは、ベロシティソーティングおよび 2 次電子の発生など、コレクタの動作の検討をするときの有力な手がかりとなり得る。この図で、点線は $\hat{V}_d = 0.5$ のとき最終ギャップ直後のエネルギー分布から求めた電流分配で、コレクタまでドリフトした場合の分配を示す実線とかなりの差がある。

コレクタの電流分配の計算と測定結果を比較すると、図 5.14 のようになる。すなわち、出力に対する電流変化の割合はほぼ一致しているが、

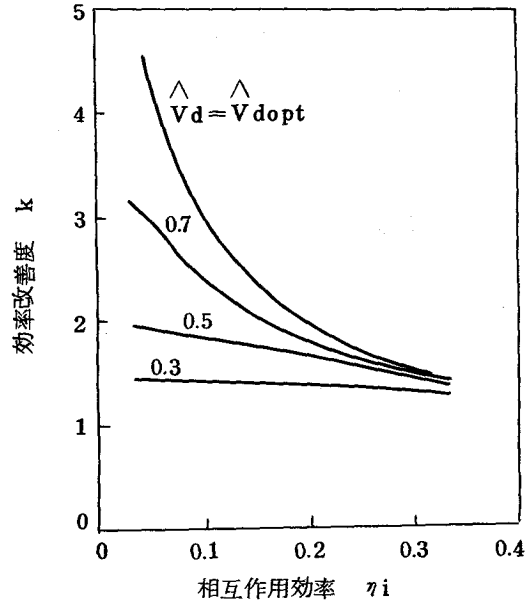


図 5.12 電位低下コレクタによる効率改善度

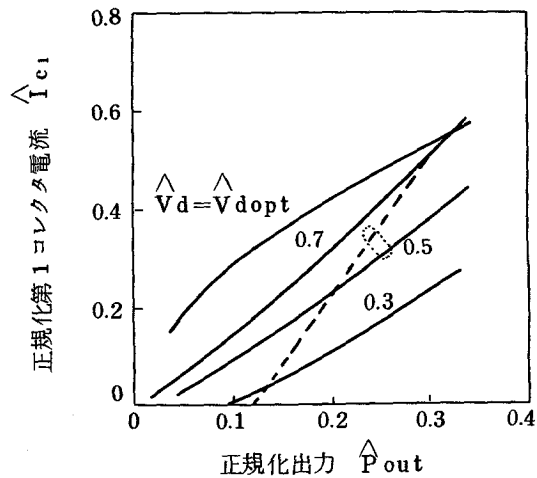


図 5.13 コレクタの電流分配

測定した第1コレクタ電流は計算値に一定量を加えた結果になっている。このように、第1コレクタ電流に差を生じた原因のひとつとして、実験では第2コレクタで発生した2次電子がより高電位の第1コレクタへ流入したことがあげられる（5.6.2参照）。このほか、ベロシティソーティングの不完全もこのような電流差の原因となる。

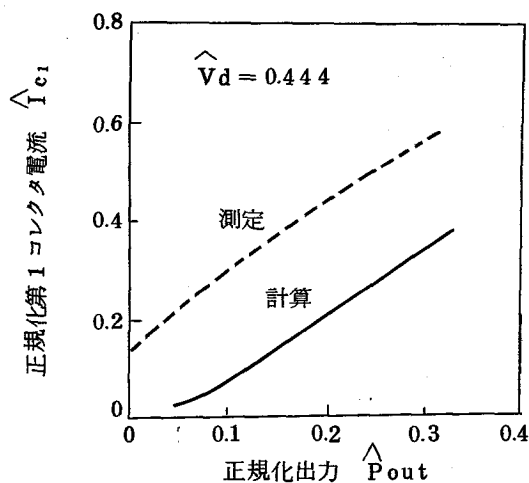


図 5.14 コレクタの電流分配の計算と測定の比較

以上のことから、2次電子とベロシティソーティングの影響を除けば、5.5.1に述べた方法でスペントビームのエネルギー分布を求め、これから電位低下コレクタの動作を推定することができるといえる。

5.6 電位低下コレクタにおける逆行電子の抑制

5.6.1 電位低下コレクタにおける逆行電子

電位低下コレクタにおける逆行電子は、

- 1) 1次電子の衝突によりコレクタ面から発生する2次電子
- 2) コレクタ内に入射した電子のうち減速電界によって運動方向が反転した電子

の二種類からなる。

2次電子のうち、量的に最も多いのはトルーセカンダリ⁽⁷⁵⁾で、そのエネルギーは数十 eV 以下である。このトルーセカンダリは、高電位のコレクタ電極

に流入するほか、コレクタの低下電圧がある程度以上になると集束磁界によって集束されて⁽⁷⁶⁾、相互作用部を電子銃方向に逆行するようになる。反転した入射電子も、低エネルギー状態から逆行が始まるので、トルーセカンダリと同様な振舞をする。

これらの逆行電子は、実効的なベロシティソーティングの劣化、ならびに相互作用部での逆行によるフィードバックとアノード電流の増加をきたす。特に、この種のフィードバックはあらたな非線形性をもたらすことが多く、このようにして生じた非線形性は、通常入力レベルに対する変化が複雑なため、第3章で述べた方法では簡単にその補償ができない。また、一般的には、このようなフィードバックに関しては、進行波管に比べて電子ビームと高周波回路の結合に方向性がないクライストロンの方が不利である。

逆行電子の抑制法はこれまでに多数提案されている。これらを、対象となる電子、抑制を行なう領域、および手段などによって分類すると表5.7のようになる。これから、小電力管に対しては、2次電子および反転電子を抑制する方法が見いだされているといえる。非対称磁界と斜交电界磁界形コレクタはその例である。

小電力管では、コレクタ損失が少ないことや構造が小形であることのために、熱発生に不均一性をもたらすような電気的および構造的な非対称性はあまり問題にならない。しかし、電位低下コレクタが重要な役割を果たす大電力管では、コレクタ損失が多くしたがつてコレクタも大形になるので、電気的および機械的に軸対称なコレクタが望ましい。このような観点から、大電力管の逆行電子抑制法を調べてみると、レフレックスコレクタ、つぼ形コレクタなどはこの条件を満足しているが、前者は構造がやや複雑であり、後者は反転電子に対して有効ではない。

一般に、多段コレクタは電極に捕集される1次電子のエネルギーを小さくできるから、効率改善はもちろん逆行電子抑制にも有利である。しかし、コレクタ電極数をあまり多くすることは、管球の製作および必要な電源の数など

表 5.7 逆行電子抑制法とその分類

対象電子	分 類		具体的な抑制法	評 価
	対象領域	手 段		
2 次電子	発生 の低減	コレクタ材料または面処理	チタン、炭素 ⁽⁶⁷⁾⁽⁶⁸⁾ 面にスリット ⁽⁶⁸⁾ ，粗な面 小さい入射角 ⁽³⁸⁾ 多段コレクタ ⁽⁷⁴⁾	大電力管での信頼性が問題 明確な効果の確認がない 明確な効果の確認がない 実用性に問題
		コレクタ面の形状		
		1 次電子の入射角		
		1 次電子の入射エネルギー		
2 次電子	逆行の抑制	電界による抑制	レフレックスコレクタ ⁽⁷⁴⁾ 磁気界浸コレクタ ^{(78)(79)*} つぼ形 ⁽³⁸⁾⁽⁶⁷⁾⁽⁶⁸⁾ ，非対称形 ⁽⁷¹⁾ 電界 ⁽⁶⁹⁾ ，非対称磁界 ⁽⁴⁸⁾⁽⁷²⁾ ， 直交電磁界 ⁽⁷⁰⁾ ，斜交電磁界 コレクタ ⁽⁷³⁾ ，収束入射コレ クタ ^{(80)*}	有 効 有 効 有効であるが非対称性があるものは問題 有効であるが非対称性があるものは問題
		磁界による抑制		
		コレクタの形状		
		偏 向		
反転電子	発生 の低減	ペロシテイツォーティング	多段コレクタ ⁽⁷⁴⁾	実用性に問題
	逆行の抑制	偏 向	非対称磁界 ⁽⁵⁶⁾⁽⁷¹⁾ ，収束入射 コレクタ ^{(80)*}	有効であるが非対称性があるものは問題

注：* 印は筆者による方法

の点で実際上問題がある。したがって、数段の電位低下コレクタで、大電力管に適した有効な逆行電子抑制法を見いだすことが重要である。

5.6.2 磁気界浸コレクタ

〔1〕原理と構成

磁気界浸コレクタは、コレクタ面に平行な磁界をもっており、これによって面から放射されたトルーセカンダリすなわち低速の2次電子に円運動を与え、その結果として電子をコレクタ面に再入射させることにより、2次電子の発生を抑制する。

図5.15は、磁気界浸コレクタにおける低速2次電子の運動を示している。コレクタ面は $X-Z$ 面と一致しており、磁界 B はコレクタ面に平行である。そして、通常はコレクタ面に垂直な電界 E が存在する。

いま、コレクタ面上 $(0, 0)$ の点に入射した1次電子によって、速度 u_0 で φ 方向に放射された2次電子は、 x 方向に E/B の速度で動く座標からみると半径 r の円運動をして、再びコレクタ面上 $(x_1, 0)$ の点に入射する。

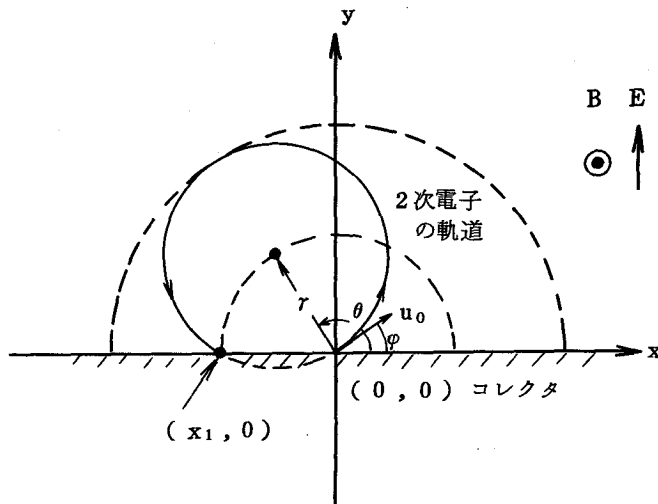


図5.15 磁気界浸コレクタにおける低速2次電子の運動

この点でまた2次電子が放射されるが、これもまた同様にして再入射する。2次電子放射率 δ が $\delta < 1$ のときは、このような放射と入射がくり返されて、次第に2次電子は減少する。

2次電子がコレクタ面から最も遠方に達するのは $\varphi = 0$ のときで、その距離 y_{max} は

$$y_{max} = \frac{2}{\eta B} \left(u_0 + \frac{E}{B} \right) \quad (5.11)$$

で与えられる。ただし、 η は電子の比電荷である。したがって、磁界 B は $0 \leq y \leq y_{max}$ の範囲に存在すればよい。なお、この磁界分布は、1次電子の軌道に及ぼす影響を小さくするために、なるべくコレクタ面付近の必要な範囲に限定されていることが望ましい。

〔2〕実験結果

この実験には、2段電位低下コレクタをもつUHF4空胴クライストロンを用いた。その第2コレクタには、図5.16に示すような回転対称な周期永久磁石形の、2次電子抑制のための磁界が加えられている。このような磁石を用いた理由は、これが

- 1) 磁界をコレクタ内面付近に集中できる
- 2) 小形である
- 3) 高電圧部への取付が容易である

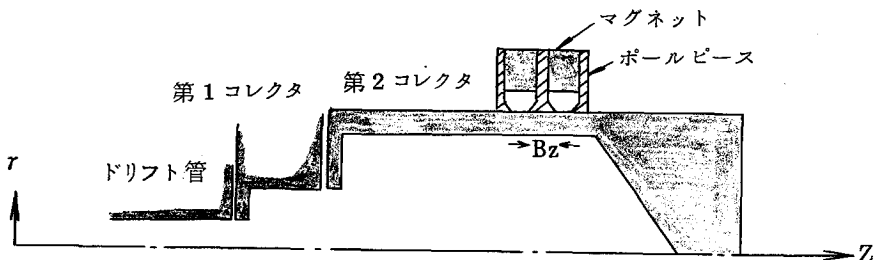


図 5.16 実験に用いた磁気界浸コレクタ

などの利点をもっているからである。この構造で、ポールピースの中間における、Z方向の磁界 B_z の半径方向の変化を測定した結果を図 5.17 に示す。

上に述べた条件で、クライストロンの直流動作時の各電極電流を測定すると、図 5.18 の結果が得られた。ただし、 $\hat{I}_{body}$ と $\hat{I}_a$ は、それぞれボディ電流とアノード電流をビーム電流 I_0 で正規化したものであり、 $\hat{V}_d$ は第2コレクタの低下電圧をビーム電圧 V_0 で正規化したものである。磁気界浸によって、各部電流は大幅に減少しており、2次電子の抑制効果があることがわかる。第1コレクタ電流は $\hat{V}_d = 0.44$ 付近で約 $1/2$ に減少してい

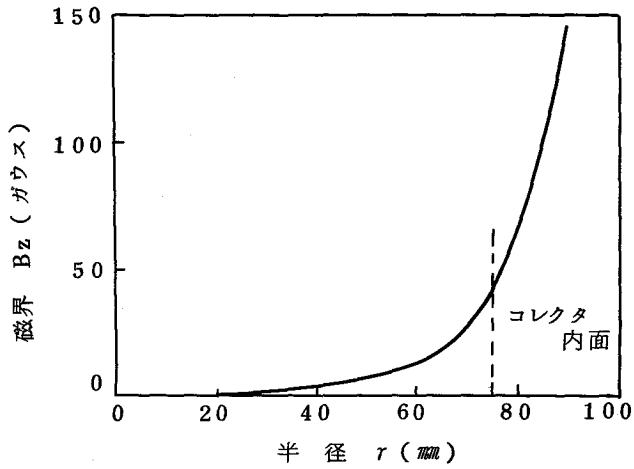
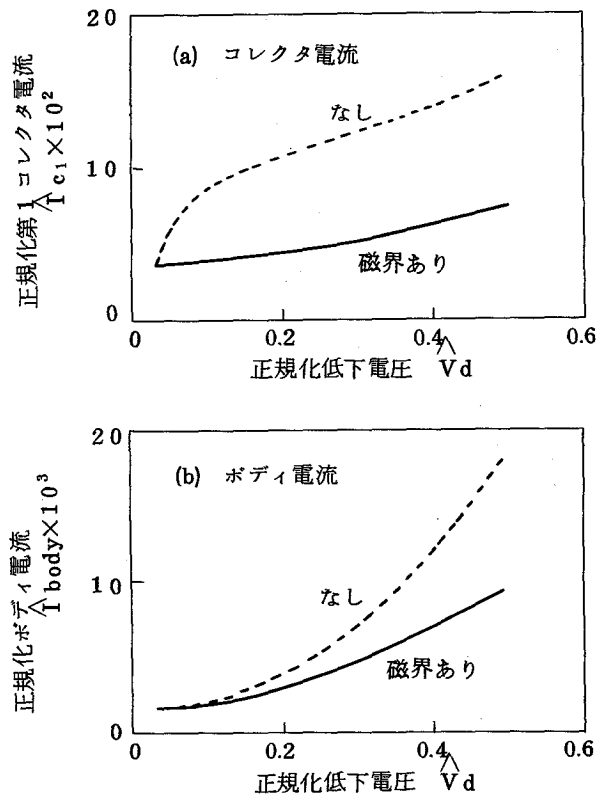


図 5.17 磁界の半径方向分布



る。この事は、図 5.14 に示した第1コレクタ電流の測定値が計算値より多くなる大きな原因のひとつが、第2コレクタからの2次電子であると考えてよいことを示している。図 5.19 は、図 5.18 と同じ条件で測定した、磁気界長による第1コレクタ損失の減少を示す。 ΔT_{c1} は第1コレクタ冷却水の温度上昇である。第2コレクタからの低速2次電子は、ほぼ第2コレクタの低下電圧に相当する速度で第1コレクタにとられ、そこでの熱損失となる。したがって、この測定は図 5.18(a) の結果を別の角度からみたもので、2次電子の抑制は逆行電子の抑制はもちろん、効率改善にも寄与することがわかる。

逆行電子の抑制効果は

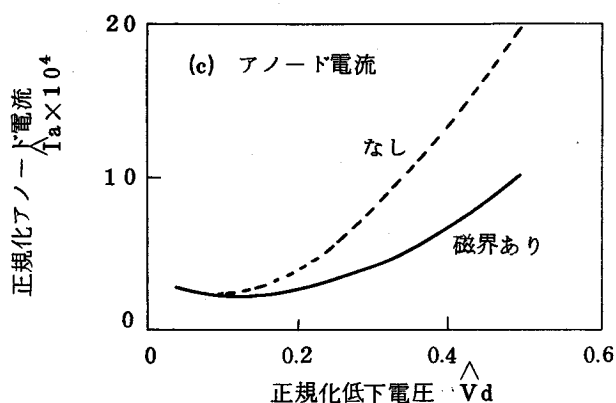


図 5.18 磁気界浸による2次電子の抑制
 $V_0 = 10 \text{ kV}$, $I_0 = 2.3 \text{ A}$
 高周波入力なし

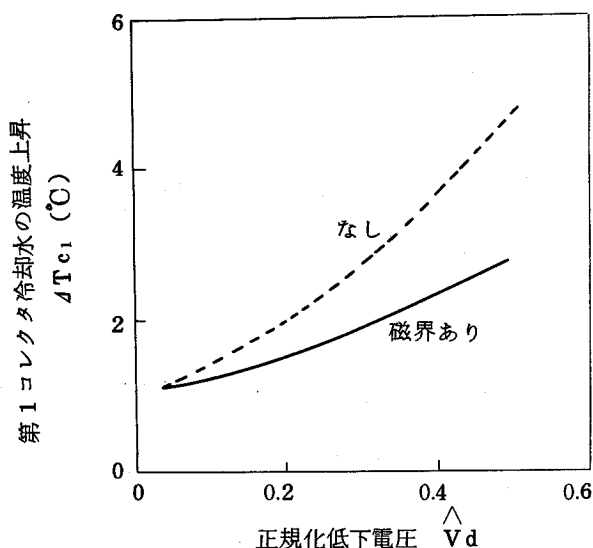


図 5.19. 磁気界浸による第1コレクタ損失の減少

$V_0 = 10 \text{ kV}$, $I_0 = 2.3 \text{ A}$
 高周波入力なし

図 5.18(c)にアノード電流の減少によっても示されているが、これをフィードバック機構を形成する出力空胴から入力空胴への結合，すなわち逆結合⁽⁷⁷⁾として測定すると図 5.20 のようになり， $\hat{V}_d = 0.4$ で約 15 dB の改善が得られている。

以上の結果は，2 次電子が相互作用部を逆行するためには，ある程度以上の速度が必要であることも示している。第 1 コレクタ電流はわずかの $\hat{V}_d$ で増加しはじめるのに対

して，ボディ電流，アノード電流，および逆結合は $\hat{V}_d \approx 0.2$ までは変化が少ない。

逆行電子のために増幅特性が劣化する例として，出力の周波数特性を測定した結果を図 5.21 に示す。図 5.21(a)は磁界がないときで，フィードバックのために周波数特性にうねりと不連続な点が生じるが，磁気界浸によって図 5.21(b)のように滑らかな特性となる。ただし，出力範囲が飽和から約 -6 dB までの間では，反転電子によるフィードバックが存在するため，磁気界浸による改善は得られていない。

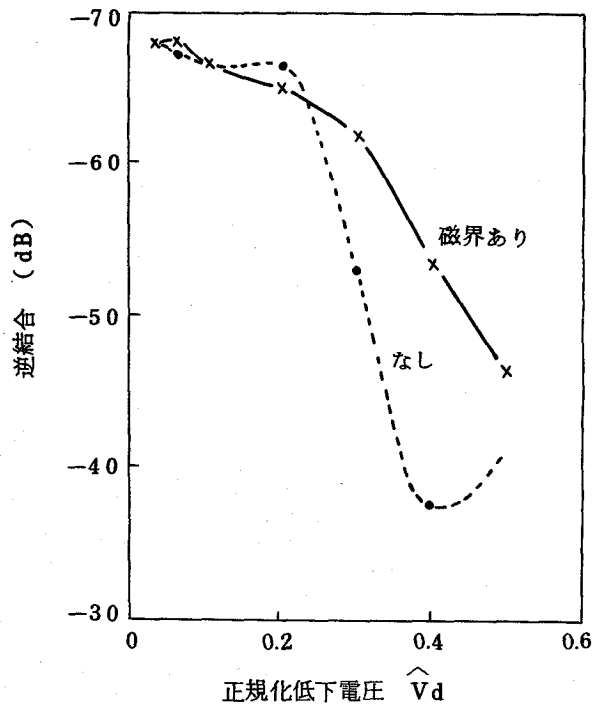
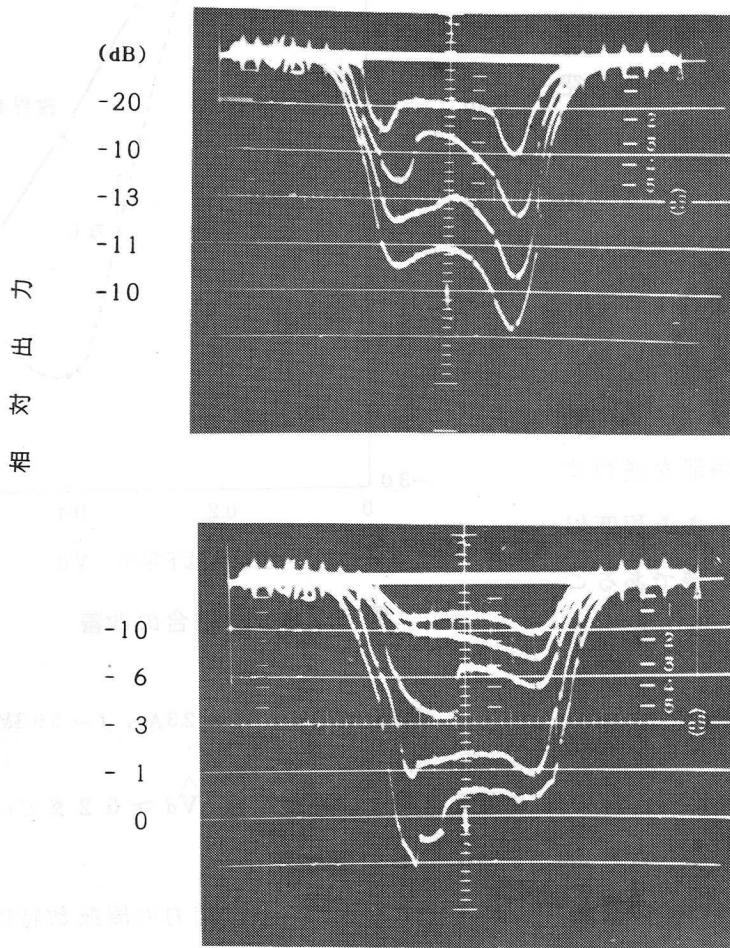


図 5.20 逆結合の改善

$$V_0 = 10 \text{ kV}, I_0 = 2.3 \text{ A}, f = 593 \text{ MHz}$$



(a) 磁界なし

図 5.21 出力の周波数特性

$V_0 = 1.0 \text{ kV}$, $I_0 = 2.3 \text{ A}$, $V_d = 0.4$
 3.3 ch (5.90 ~ 5.96 MHz) , マーカ 1 MHz
 相対出力 0 dB は飽和点

力
出
対
相

(dB)

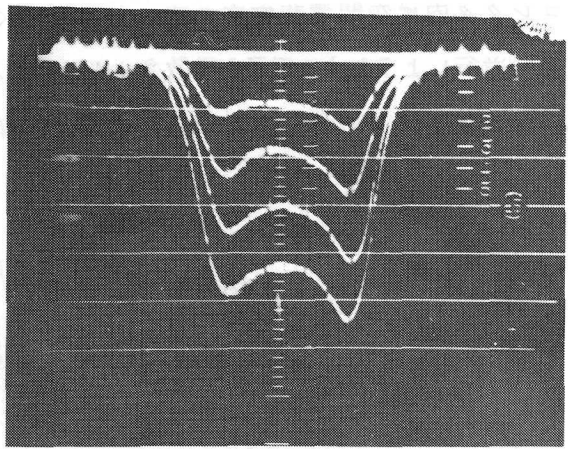
--20

-16

-13

-11

-10



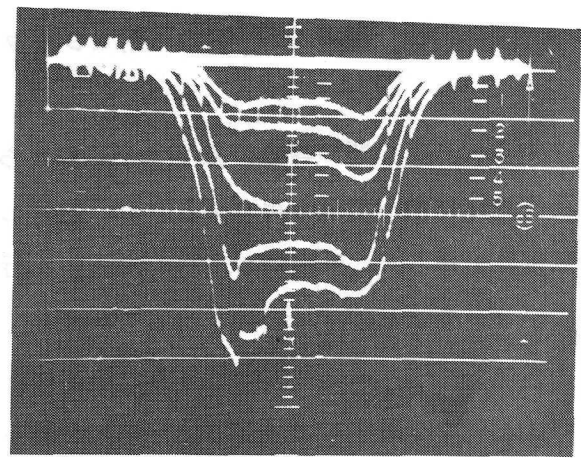
-10

- 6

- 3

- 1

0



(b) 磁界あり

5.6.3 収束入射コレクタ

〔1〕原理と構成

収束入射コレクタは、コレクタへ入射するスペントビームに収束力を与えてコレクタ内に空間電荷密度の高い部分をつくり、これによる電界で相互作用部へ逆行しようとする電子を発散させることによって、逆行電子の抑制を行なう。図 5.2 2 はこの考え方を示したもので、第 1 コレクタ電圧 V_{c1} と第 2 コ

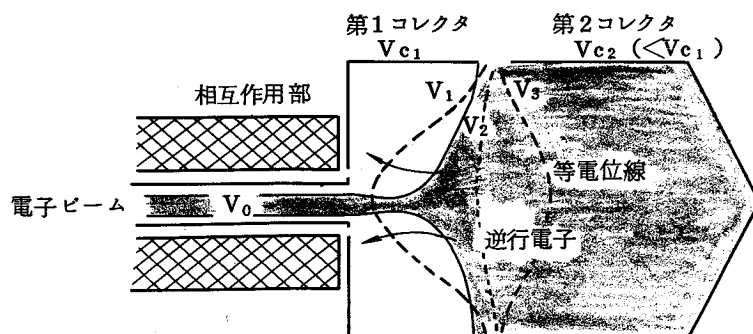


図 5.2 2 収束入射コレクタの原理

レクタ電圧 V_{c2} の間の等電位線 $V_1 \sim V_3$ のうち、 V_1 付近は空間電荷のために相互作用部に向って突き出た形となり、逆行しようとする電子に対して強い発散電界を作る。これに対して、収束入射を行なわないコレクタではビームの広がりが早いため、 V_1 の突き出し方が少なくなり発散電界は弱くなる。

スペントビームに収束力を与えるためには、コレクタ入口にレンズをおく。レンズとしては磁界レンズと電界レンズがあるが、実用的には前者の方が便利である。図 5.2 3 は磁界レンズを用いた収束入射コレクタの構成とその軸上磁界分布を示す。

直流ビームでは、レンズの厚さ L はビームのリップル波長 λ の $1/4$ 以下であれば収束レンズになる。しかし、高周波動作時はビームは速度分散をもつ

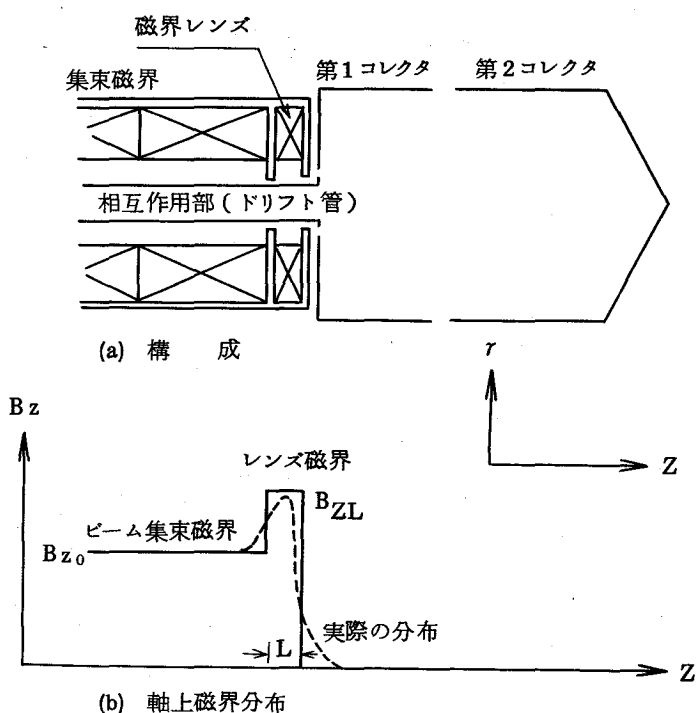


図 5.23 磁界レンズを用いた収束入射コレクタ

ようになり、低速の電子が含まれるようになる。この低速の電子に対しても収束レンズとなるためには、レンズはなるべく薄い方がよいが、そのためには高速の電子のことも考慮して、レンズ磁界 B_{ZL} を強くしなければならない。一方、この要求は低速電子がレンズへの入射点で反射される可能性を増すので、レンズの厚さと強さに関しては適当な妥協点を見いだす必要がある。また、コレクタ内にビーム集束磁界につながる磁界があると、これが逆行電子を増加させる原因となるので、このような漏れ磁界をなるべく小さくしなければならない。⁽³⁸⁾⁽⁶⁷⁾

〔2〕実験結果

収束入射コレクタの実験は、2 段電位低下コレクタをもつ UHF 4 空胴クライストロンで行なった。そのおもな諸元を表 5.8 に、そしてレンズとコレ

表 5.8 実験管の概要

ビーム電圧 V_0	10	kV
ビーム電流 I_0	2.3	A
動作周波数 f	590 ~ 596	MHz
飽和出力 P_{sat}	8.3	kW
小信号利得 G_{ss}	43	dB
ドリフト管半径 a	11	mm
第2コレクタ最大内半径	75	mm
ブリラン磁界 B_b	132.2	ガウス
レンズポールピース間隔	10	mm

クタ部の構造を図 5.24 に示す。

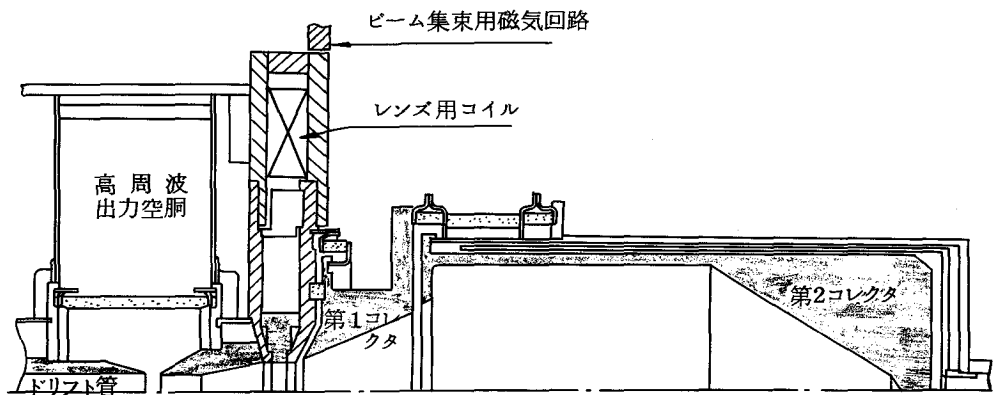


図 5.24 実験管の収束入射コレクタ

このような構造で得られた、レンズ付近の軸上磁界分布を図 5.25 に示す。ここでは、ビーム集束系単独の磁界 B_F を中心部のビーム集束磁界 B_{Z0} で正規化したもの、およびレンズ系単独の磁界 B_L を B_{Z0} とレンズ電流 I_L で正規化したものが示されている。レンズ部で電子ビームに作用する磁界は

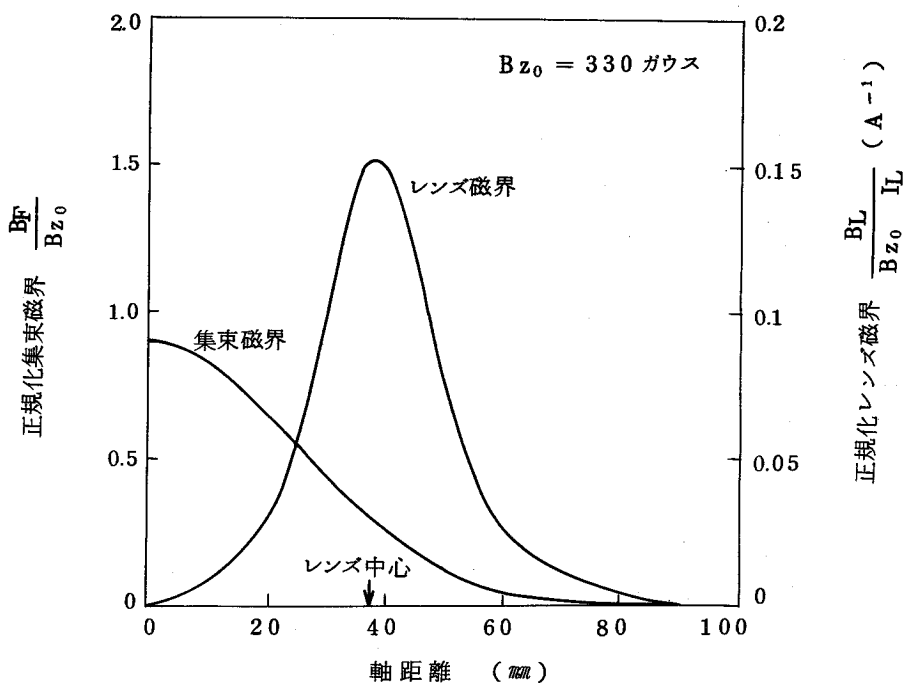


図 5.25 ビーム集束系およびレンズ系の軸上磁界分布

B_F と B_L の和である。なお、レンズの強さはレンズ電流によって変えるようになっている。

直流状態で、コレクタとボディを同電位にして、各電極電流とレンズ電流の関係を求めると図 5.2 6 のようになる。第 1 コレクタ電流 I_{c1} が少ない部分は、ビームが収束入射となっていることを示している。つまり、 $I_L = 5 \text{ A}$ と 18 A 付近で収束レンズが得られている。これに対して、 $I_L = 12 \text{ A}$ 付近では発散レンズである。実験によれば、収束レンズとなる条件はほぼレンズ電流できまり、ビーム集束磁界の影響をほとんど受けなかった。

次に、高周波動作時に低速入射電子の反射が起こり始める出力とレンズ電流の関係を求めると、図 5.2 7 のような結果が得られた。これから、 $I_L = 5 \text{ A}$ 付近ではほとんど反射の問題はないことがわかる。

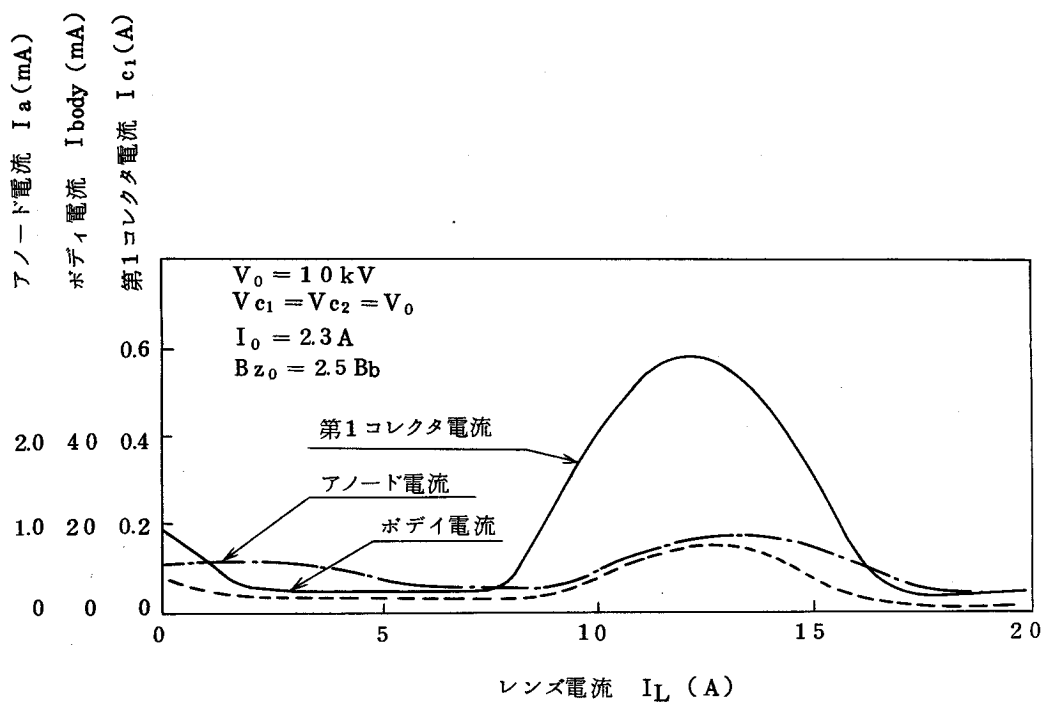


図 5.26 直流状態における各電極電流対レンズ電流

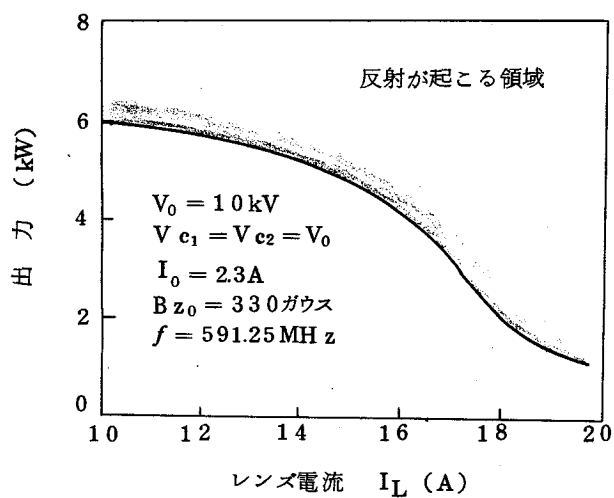


図 5.27 レンズ磁界による低速入射電子の反射

アノード電流 I_a と逆結合は密接な関係がある。第2コレクタ低下電圧 $V_d = V_{c1} - V_{c2}$ に対する、これらの変化を図 5.28 に示す。 $V_d = 2 \text{ kV}$ 付近までは、第2コレクタからの電子のドリフト管内速度が遅いため逆行電子は少ないが、低下電圧が大きくなるとアノード電流と逆結合は著しく増加する。しかし、収束入射コレクタによってこれらは大幅に改善されている。

収束入射コレクタを用いたクライストロンで、テレビジョン映像信号による振幅変調波を増幅したときの実験結果を図 5.29 に示す。非線形性としての微分利得 DG と微分位相 DP は、

$I_L = 4.0 \sim 4.5 \text{ A}$ で最良となっている。良質なテレビジョン映像信号を得るためには、増幅器の微分利得と微分位相は少なくとも

$DG < 10\%$, $DP < 10 \text{ deg}$ であることが必要である。収束入射

を行なわないときは、この条件を満足するためには第2コレクタの低下電圧は $V_d = 2 \text{ kV}$ 程度までであったが、最適なレンズ電流

$I_L = 4.5 \text{ A}$ では、 $V_d = 4.5 \text{ kV}$ まで電位低下が可能となった。

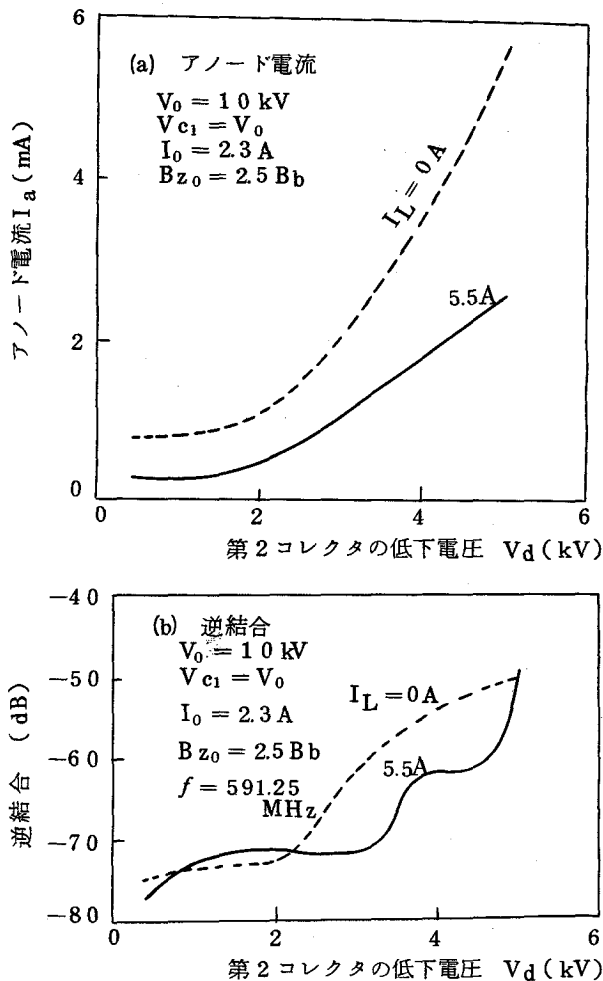


図 5.28 収束入射コレクタによる逆行電子の抑制と逆結合の改善

これは、ほぼ総合効率が最大になる電圧で、このとき効率改善度としては1.47倍が得られた。なお、この実験ではクライストロン自身の非線形性は3.3.2で述べた方法であらかじめ補償されており、コレクタ電位低下をしないとき $DG = 4\%$, $DP = 4\text{ deg}$ であった。

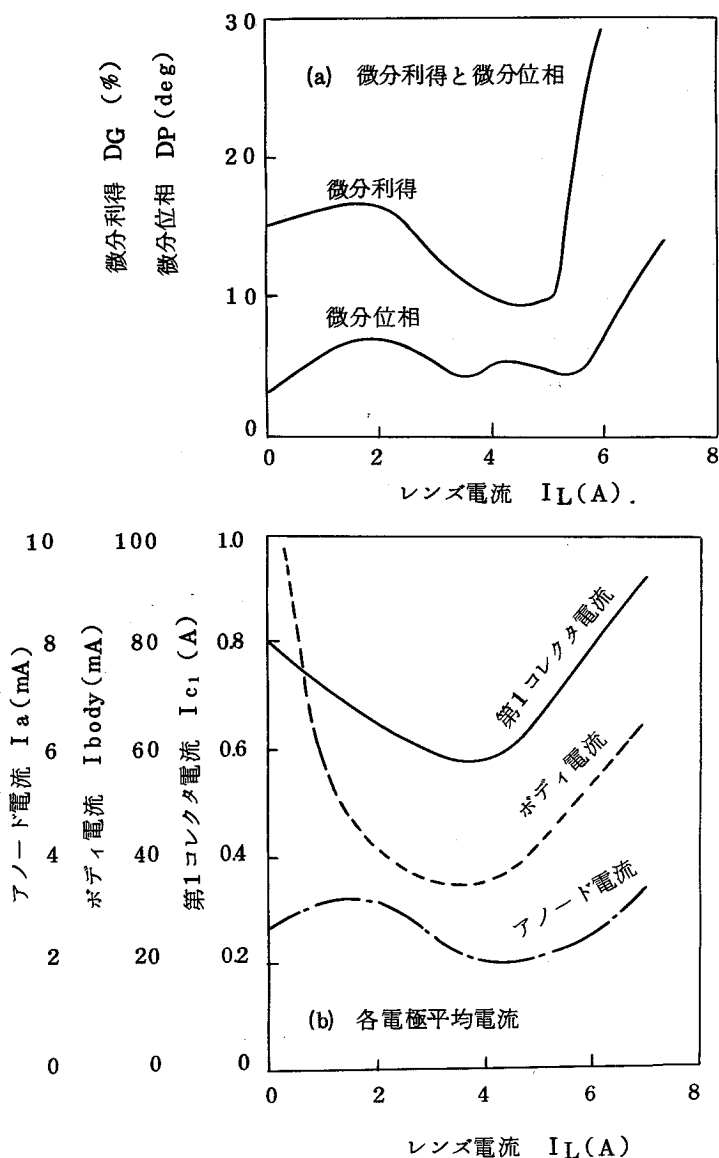


図 5.29 テレビジョン映像信号増幅時の特性

$V_0 = 10\text{ kV}$, $I_0 = 2.3\text{ A}$, $B_{z0} = 2.5\text{ Bb}$
 $V_{c1} = V_0$, $V_d = 4\text{ kV}$, $f_v = 591.25\text{ MHz}$
 $P_{o\text{ sync}} = 6.6\text{ kW}$

5.7 結 言

高バービアンスビームをもつUHF4空胴クライストロンにおいて、中間空胴を動作周波数より高い方に離調することは相互作用効率の改善に有効であり、その効果は前々段空胴より前段空胴の方が大きいことがわかった。一方、進行波管については、相互作用効率を最大にするような動作パラメータを実現するための一設計手順を示した。

クライストロンにおけるスペントビームのエネルギー分布を、ラグランジア形式の大信号解析によって求め、最終ギャップからコレクタに至るドリフト領域でのエネルギー分布の変化を明らかにした。また、コレクタの電流分配の測定により、このような方法でスペントビームのエネルギー分布をかなり正確に推定できることを示した。

磁気界浸コレクタならびに収束入射コレクタは、逆行電子を有効に抑制できた。これらは大電力管の電位低下コレクタとして適しており、前者は2次電子の発生の抑制に、また後者は2次電子および反転入射電子の相互作用部への逆行の抑制にそれぞれ効果がある。

第6章 結 論

以上は筆者がこれまでに放送用マイクロ波電力管の非線形動作に関して行なった研究をまとめたものである。こゝで得られたおもな成果を要約すれば次のようになる：

- (1) マイクロ波電力管の非線形性によって生じる信号歪の新しい解析法を示した。具体的には，
 - (1-1) 相互変調を調和解析によって求める方法を示した。この方法によれば，非線形性が高次の項を含む場合，ならびに入力波の数が多いた時の問題を比較的容易に解析できる。
 - (1-2) 包絡線伝達関数から微分利得と微分位相を導いた。そして，これらに関してはマイクロ波電力管への入力，両側波の場合より単側波の方が有利であることを示した。また，微分位相は包絡線検波と同期検波の場合で異なることがわかった。
- (2) マイクロ波電力管の非線形性を軽減するための二つの新しい方法，すなわち位相非線形性の補償法と振幅位相非線形性の補償法を示した。前者は進行波管の補償に適しており，後者は進行波管はもちろんクライストロンの補償が可能である。これらの方法によりマイクロ波電力管における920 kHz 相互変調は9 dB 以上改善された。また，これらの方法は，相互変調のほかに微分利得と微分位相，ならびに波形歪などの改善にも有効であり，多数のUHFテレビジョン中継送信機に実用された。
- (3) マイクロ波電力管の非線形性を解析して，その結果の検討を行なった。具体的には，
 - (3-1) 多空洞クライストロンの非線形性をラグランジアン形式の大信号解析によって求めた。そして，非線形性の発生機構を検討するなかで，中間空洞における電子ビームの変調過程が，

非線形性の周波数依存性の一原因であることを明らかにした。

- (3-2) 進行波管の比較的低信号領域における位相非線形性を、電子の直流速度が高周波入力電力によって変化するというモデルを用い、摂動法によって解析した。そして、この結果から位相非線形性を軽減するための速度パラメータ、利得パラメータ、空間電荷パラメータ、および損失パラメータの選び方を示した。

- (4) マイクロ波電力管の相互作用効率に関する検討を行なった。具体的には、

- (4-1) 高パービアンスビームをもつUHFクライストロンにおいて、中間空胴を動作周波数より高い方に離調することは相互作用効率の改善に有効であり、その効果は前々段空胴より前段空胴の方が大きいことがわかった。

- (4-2) 進行波管において、相互作用効率を最大にする動作パラメータが与えられたとき、これを実現するための一設計手順を示した。

- (5) クライストロンにおけるスペントビームのエネルギー分布を、ラグランジアン形式の大信号解析を用いて求め、高周波最終ギャップからコレクタ入口に至るドリフト領域での、エネルギー分布の変化を明らかにした。また、コレクタの電流分配に関する測定から、このような方法でスペントビームのエネルギー分布がかなり正確に推定できることを示した。

- (6) 電位低下コレクタにおける逆行電子を抑制するための二つの新しい方法、すなわち磁気界浸コレクタと収束入射コレクタを示した。これらはいずれも構造が簡単で、電氣的ならびに機械的に軸対称性をもっているため、大電力管への応用に適している。そして、前者は2次電子の発生の抑制に、また後者は2次電子および反転入射電子の相互作用部への逆行の抑制にそれぞれ有効である。

なお、この研究ではクロスフィールド アンプリファイヤに関する問題を扱い得なかった。しかし、クロスフィールド アンプリファイヤは高効率増幅器として優れたマイクロ波電力管であり、将来これを放送用送信管として利用できる可能性⁽⁸¹⁾を検討しておくことが必要であろう。

謝

辞

本論文をまとめるにあたり、懇切な御指導を頂いた大阪大学 松尾幸人教授、裏克己教授、小山次郎教授、ならびに電子工学一般に関して御指導を頂いた中井順吉教授、埴輝雄教授、中村勝吾教授、喜田村善一名誉教授に深く感謝致します。

本研究の機会を与えられ、その遂行にあたり全般的な御指導と御配慮を頂いた日本放送協会 副島末好技術本部副本部長、木村悦郎総合技術研究所次長、遠藤敬二前主任研究員（現在 東芝電子機器研究所）、松下操超高周波・衛星放送班部長に深く感謝致します。

また、本研究を進めるにあたり、直接御指導頂いた村田重元前主任研究員（現在 長崎大学）、ならびに貴重な御討論および実験での御協力を頂いた山口孝一氏、森下洋治氏に深く感謝致します。

- (1) R.H.Varian and S.F.Varian, "A high frequency oscillator and amplifier", J. Applied Physics, vol. 10, no. 5, PP.321-327, May 1939.
- (2) R.Kompfner, "The traveling-wave tube as amplifier at microwaves", Proc. IRE, vol.35, no. 2, PP.124-127, Feb. 1947.
- (3) 本間, "UHF テレビサテライト放送装置", NHK技研月報, vol. 7, no. 4, PP.174-178, 昭39年4月。
- (4) 荻原, "UHF大電力テレビ送信機", NHK技研月報, vol. 9, no. 6, PP.252-258, 昭41年6月。
- (5) 日本放送協会編, "カラーテレビジョン", 日本放送出版協会, 昭36年。
- (6) J.F.Barrett, "The use of functionals in the analysis of nonlinear physical systems", J.Electron. Control, vol XV, no.6, PP.567-615, Dec. 1963.
- (7) S.Narayanan, "Transistor distortion analysis using Volterra series representation", Bell System Tech. J., vol. XLVI, no. 5, PP.991-1024, May-June 1967.
- (8) 村田, "マイクロ波管の非線形増幅器としての動作解析", 信学, 電子装置研資, 電装65, 1-31, 昭41年。
- (9) A.L.Berman and E.I.Podraczky, "Experimental determination of intermodulation distortion produced in a wideband communications repeater", IEEE Int. Conv. Record, Part 2, PP.69-88, 1967.

- (10) A.L.Berman and C.E.Mahle, "Nonlinear phase shift in traveling-wave tubes as applied to multiple access communications satellites", IEEE Trans. Communication Technology, vol. COM-18, no. 1, PP.37-48, Feb. 1970.
- (11) O.Shimbo, "Effects of intermodulation, AM-PM conversion, and additive noise in multicarrier TWT systems", Proc. IEEE, vol. 59, no. 2, PP. 230-238, Feb. 1971.
- (12) N.M.Blachman, "Detectors, bandpass nonlinearities, and their optimization : Inversion of the Chebyshev transform", IEEE Trans. Inform. Theory, vol. IT-17, no. 4, PP.398-404, July 1971.
- (13) A.R.Kaye, D.A.George, and M.J.Eric, "Analysis and compensation of bandpass nonlinearities for communications", IEEE Trans. Commun., vol. COM-20, no.5, PP.965-972, Oct. 1972.
- (14) 山本, "調和解析による相互変調の解析", テレビ学誌, vol. 28, no. 6, PP.451-456, 昭49年6月。
- (15) 山本, 村田, "テレビジョン送信機の微分利得と微分位相", 信学全大, 263, 昭48年。
- (16) 島山, "放送機", 日本放送出版協会, 昭24年。
- (17) K.Kiesel and H.Schnitger, "Correction of nonlinear distortion of the amplitude characteristic of transit time tube amplifiers", ICMCI, Tokyo, Part 1, M18-7, Sept. 1964.
- (18) 村田, 平井, 山本, 橋本, "進行波管増幅器の混変調補償法", 四学連大, 1599, 昭40年。
- (19) 村田, 山本, 山口, "高周波増幅器の非線形とその補償回路", NHK技研月報, vol. 13, no. 7, PP.287-293, 昭45年7月。

- (20) 村田, 玉井, 山本, 山口, 林, “バ拉克ターを用いた非線形補償回路”,
NHK技術研究, vol. 24, no. 1, PP.24-43, 昭47年1月。
- (21) 山口, 山本, “クライストロン増幅器の非線形補償法”, テレビ学全大,
8-11, 昭44年。
- (22) F.Paschke, “On the nonlinear behavior of electron-beam
devices”, RCA Rev., vol. XVIII, no. 2, PP.221-242,
June 1957.
- (23) L.Solymar, “Exact solution of the one-dimensional bunching
problem”, J.Electron. Control, vol. X, no. 3, PP.165-181,
March 1961.
- (24) A.Nordsieck, “Theory of the large signal behavior of traveling-
wave amplifiers”, Proc. IRE, vol. 41, no. 5, PP.630-637,
May 1953.
- (25) P.K.Tien, L.R.Walker, and V.M.Wolontis, “A large signal
theory of traveling-wave amplifiers”, Proc. IRE, vol. 43,
no. 3, PP.260-277, March 1955.
- (26) J.E.Rowe, “Nonlinear Electron-Wave Interaction Phenomena”,
Academic Press, New York and London, 1965.
- (27) S.E.Webber, “Ballistic analysis of a two-cavity finite beam
klystron”, IRE Trans. Electron Devices, vol. 5, no.2, PP.98
-109, April 1958.
- (28) D.R.Hamilton, “Velocity modulation and klystron bunching”,
Radiation Laboratory Series 7, Klystrons and Microwave Triodes,
chapter 9, McGraw-Hill Book Co., New York, Toronto, London,
1948.
- (29) 仁尾, 村田, “クライストロンのAM-PM変換”, 信学, 電子装置研
資, ED67-13, 1967年6月。

- (30) 山本, 山口, “ クライストロン増幅器の非線形量の測定 ”, 信学全大,
587, 昭44年。
- (31) 村田, 山本, “ 四空胴クライストロンの大信号動作 ”, 四学連大,
1602, 昭45年。
- (32) K.H.Kreuchen, B.A.Auld, and N.E.Dixon, “ A study of the
broadband frequency response of the multicavity klystron
amplifier ”, Journ. Electronics, vol. II, no. 6, PP.529—
567, May 1957.
- (33) R.Warnecke et P.Guénard, “Les Tubes Électroniques à
Commande par Modulation de Vitesse ”, Gauthier—Villars,
Paris, 1951.
- (34) 一松, “ 数値計算 ”, 至文堂, 昭43年。
- (35) L.Solymar, “Large signal calculations of the admittance of an
electron beam traversing a high frequency gap ”, J.Electron.
Control, vol. XII, no. 4, PP.313—317, April 1962.
- (36) 島田, “ 電子ビームと空胴の結合の解析とそのクライストロンの大信号
ミシユレーションへの応用 ”, 信学論(B), vol. 56—B, no. 5,
PP.176—183, 昭48年5月。
- (37) K.Yamamoto, “Nonlinearities of multicavity klystron amplifiers”,
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED—24, no. 6, PP.648—
654, June 1977.
- (38) J.P.Laico, H.L.Mc Dowell, and C.R.Moster, “A medium power
traveling—wave tube for 6,000—Mc radio relay ”, B.S.T.J.,
vol. XXXV, nol. 6, PP.1285—1346, Nov. 1956.
- (39) 絵面, 鹿野, 上領, “ 大信号理論による進行波管のAM—PM変換の解
析 ”, 信学, 電子装置研資, ED68—42, 1969年1月。
- (40) W.R.Beam and D.J Blattner, “Phase angle distortion in

- traveling-wave tubes ", RCA Rev., vol. XVII, no. 1, PP.86-99, March 1956.
- (41) 田中, 西原, "進行波管の非直線ひずみと第二高調波", 信学論(B), vol. 55-B, no. 7, PP.383-390, 昭47年7月。
- (42) J.R.Pierce, "Traveling-Wave Tubes ", D.Van Nostrand, New York, 1950.
- (43) 小山, "進行波管", 丸善, 昭39年。
- (44) 西原, "進行波管に関する研究", 学位論文, 1965。
- (45) 山本, "進行波管の小信号領域でのAM-PM変換の解析", 信学全大, 486, 昭41年。
- (46) S.E.Webber, "Large signal analysis of the multicavity klystron ", IRE Trans. Electron Devices, vol. ED-5, no. 4, PP.306-316, Oct. 1958.
- (47) S.E.Webber, "Some calculations on the large signal energy exchange mechanisms in linear beam tubes "; IRE Trans. Electron Devices, vol. ED-7, no. 3, PP.154-162, July 1960.
- (48) 村田, "直進形クライストロンの動作能率", NHK技術研究, vol. 14, no. 7, PP.431-454, 昭37年8月。
- (49) T.G.Mihran, "The effect of drift length, beam radius, and perveance on klystron power conversion efficiency ", IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-14, no. 4, PP.201-206, April 1967.
- (50) J.R.Hechtel, "DC-to-RF energy conversion in ungridded klystron gaps ", IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-16, no. 2, PP.212-217, Feb. 1969.
- (51) T.G.Mihran, G.M.Branch, Jr., and G.J.Griffin, Jr.,

- "Design and demonstration of a klystron with 62 percent efficiency ", IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-18, no. 2, PP.124-133, Feb. 1971.
- (52) T.G.Mihran, G.M.Branch, Jr., and G.J.Griffin, Jr., "Electron bunching and output gap interaction in broad-band klystrons ", IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-19, no. 9, PP.1011-1017, Sept. 1972.
- (53) M.Chodorow and T.Wessel-Berg, "A high-efficiency klystron with distributed interaction ", IRE Trans. Electron Devices, vol. ED-8, no. 1, PP.44-55, Jan. 1961.
- (54) J.Walder and P.R.McIsaac, "Experimental analysis of biased-gap klystron ", IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-13, no. 12, PP.950-955, Dec. 1966.
- (55) E.L.Lien, "High-efficiency klystron amplifiers ", MOGA 70, 8th Int. Conf., Amsterdam, PP.(11-21)-(11-27), Sept. 1970.
- (56) C.C.Cutler and D.J.Brangaccio, "Factors affecting traveling-wave tube power capacity ", IRE Trans. Prof. Group of Electron Devices, vol. PGED-3, PP.9-24, June 1953.
- (57) C.C.Cutler, "The nature of power saturation in traveling wave tubes ", B.S.T.J., vol. XXXV, no. 4, PP.841-876, July 1956.
- (58) A.W.Scott, "Why a circuit sever affects traveling-wave tube efficiency ", IRE Trans. Electron Devices, vol. ED-9, no. 1, PP.35-41, Jan. 1962.
- (59) J.G.Meeker and J.E.Rowe, "Phase focusing in linear-beam devices ", IRE Trans. Electron Devices, ED-9, no. 3,

PP. 257-266, May 1962.

- (60) N.H.Pond and R.J.Twiggs, "Improvement of traveling-wave tube efficiency through period tapering", IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-13, no. 12, PP.956-961, Dec. 1966.
- (61) T.B.Brown, J.C.Dixon, O.G.Sauseng, and E.N.Sosa, "50% efficiency traveling-wave amplifiers with voltage jumps", Int. Electron Devices Meeting, Washington, D.C., Oct. 1968.
- (62) K.B.Niclas and R.W.Gerchberg, "Efficiency improvement of the traveling-wave interaction process", IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-15, no. 2, PP.49-59, Feb. 1968.
- (63) H.G.Kosmahl, B.McNary, and O.Sauseng, "A high efficiency 200-watt, 12GHz traveling wave tube", Int. Electron Devices Meeting, Washington, D.C., 202, Dec. 1973.
- (64) J.A.Christensen, "New developments in high power coupled-cavity traveling-wave tubes for communications systems", Microwave systems News, Aug./Sept. 1974.
- (65) D.Deml, "High-power X-band satellite TWT's for direct TV-broadcasting", Satellite Broadcasting, Proceedings of a technical symposium, PP.149-154, Stockholm, Nov. 1976.
- (66) 村田, 仁尾, 山本, 山口, "衛星とう載用 4 GHz 進行波管の開発", N H K 技術研究, vol. 25, no. 5, PP.239-260, 昭 4 8 年 1 2 月。
- (67) H.J.Wolkstein, "Effect of collector potential on the efficiency of traveling-wave tubes", RCA Rev., vol. XIX, no. 2, PP.259-282, June 1958.
- (68) F.Sterzer, "Improvement of traveling-wave tube efficiency through collector potential depression", IRE Trans.

Electron Devices, vol. ED-5, no. 4, PP.300-305, Oct.
1958.

- (69) D.A.Dunn, W.R.Luebke, and G.Wada, "A low potential collector employing an asymmetrical electrode in an axially-symmetric magnetic field", IRE Trans. Electron Devices, vol. ED-6, no. 3, PP.294-297, July 1959.
- (70) D.A.Dunn, R.P.Borghi, and G.Wada, "A Crossed-field multisegment depressed collector for beam-type tubes", IRE Trans. Electron Devices, vol. ED-7, no. 4, PP.262-268, Oct. 1960.
- (71) J.W.Hansen and C.Süsskind, "Improvement of beam-tube performance by collector-potential depression, and a novel design", IRE Trans. Electron Devices, vol. ED-7, no. 4, PP.282-288, Oct. 1960.
- (72) M.G.Bodmer, J.P.Laico, E.G.Olsen, and A.T.Ross, "The satellite traveling-wave tube", B.S.T.J., vol. XLII, no. 4, PP.1703-1748, July 1963.
- (73) 大越, 周, 水沢, "ビーム形マイクロ波電子管用斜交电界磁界形軟着陸コレクタ", 信学論(B), vol. 51-B, no. 11, PP.523-530, 昭43年11月。
- (74) W.Neugebauer and T.G.Mihran, "A ten-stage electrostatic depressed collector for improving klystron efficiency", IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-19, no. 1, PP.111-121, Jan. 1972.
- (75) L.Marton, "Advances in Electronics and Electron Physics", XI, PP.416-418, Academic Press, 1959.
- (76) 森下, "主ビーム中に入射した小数電子の集束条件について", 信学全

大, 590, 昭45年。

(77) 村田, 山本, “クライストロンの内部帰還について”, テレビ学,
UHF放送技術研資, 1-2, 昭44年5月。

(78) 山本, “コレクタ電位低下クライストロンの磁気界浸コレクタ”, 信学全
大, 712, 昭46年。

(79) 山本, “磁気界浸による電位低下形コレクタの性能改善”, テレビ学,
無線技術研資, RE-73-6, 1973年2月。

(80) 山本, 森下, “電位低下コレクタの逆行電子を抑制する新しい方法
— 収束入射コレクター —”, 信学論(B), vol. 59-B, no. 8,
PP.415-422, 昭51年8月。

(81) 山本, “CFA (Crossed-Field Amplifier)”

NHK技研月報, vol. 14, no. 12, PP.557-561, 昭46年12月。

(82) S.Murata, K.Yamamoto, T.shinozaki, and H.Sato, “A 14 GHz 2 kW
klystron for earth stations of broadcasting satellite systems”,
6th European Microwave Conference, Rome, Conference Proceedings,
PP.405-409, Sept. 1976.