輻射科学研究会資料

反射板付プリント・ダイポール アンテナ

西村 貞彦　北谷 和弘　牧本 利夫
(大阪大学 基礎工学部)

昭和48年 5月 11日.

反射板付プリント・ダイポールアンテナ

西村貞秀・北谷和弘・牧本利夫

(大阪大学・基礎工学部)

§1. まえがき

電子走査アンテナとしてフェーズド・アレイの研究が活発に行なわれ，その実用化も進められているが，これには多数個の素子アンテナ(例えば円筒形ダイポールアンテナ，導波管開口アンテナ等)が直線状または平面状に配列されており，この素子アンテナの小形化，軽量化，また，この素子アンテナへの給電系(移相器等回路素子を含む)がマイクロストリップ化されつつあること等に適した素子アンテナが要望されている。これらに対処するため，プリント基板を用いたアンテナ，すなわち，プリントアンテナの研究が行なわれている。[1]~[3] [3]では反射板付線状アンテナとほぼ同様な特性を示すと報告されているが，その構成法について不明確な点が多い。

本報告書では，反射板付プリント・ダイポールアンテナの基礎的な諸特性について実験的な解析を行なっており，その構成法について明確にするとともに，3GHz帯で良好な指向特性を得た結果を示している。[4]

§2. 給電部の形状

給電線はマイクロストリップ（$Z_0=50\Omega$）を用いるものと想定し，ダイポールアンテナは平行二線で給電するものとする。これにかんして，給電部の形状はマイクロストリップ→テーパー線路→平行二線→ダイポールアンテナとなる。給電部およびダイポールアンテナの形状を図1に示す。

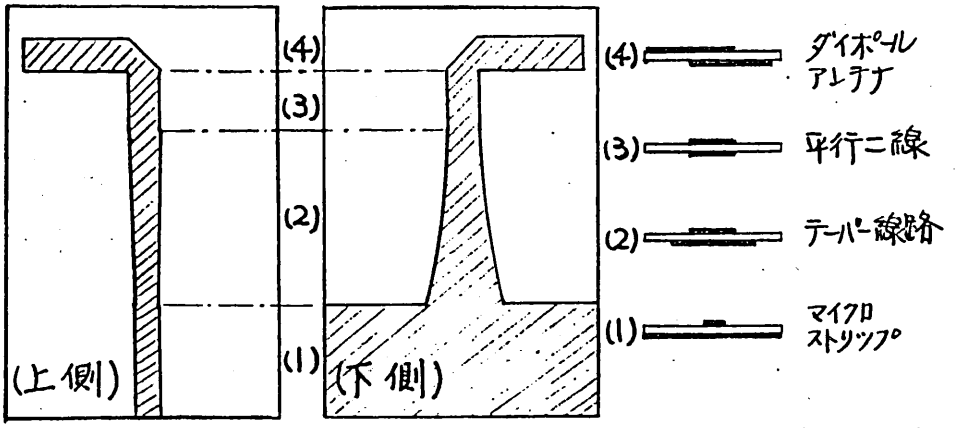


図1. プリントダイポールアンテナの形状

2-1. マイクロストリップおよび平行二線の線路幅

プリント基板は REXOLITE 1422（$\varepsilon_r=2.53$, $\tan\delta=6.6\times10^{-4}$, 厚み 1.6mm）を用いた。マイクロストリップおよび平行二線の線路幅と線路インピーダンスとの関係を図2に示す。測定結果より線路インピーダンスが50Ωとして，線路幅はマイクロストリップ 4.2mm，平行二線 5.0mm と定めた。

2-2. テーパー線路の線路幅

図1において，上側の線路幅は 4.2mm（マイクロストリップ）より 5.0mm

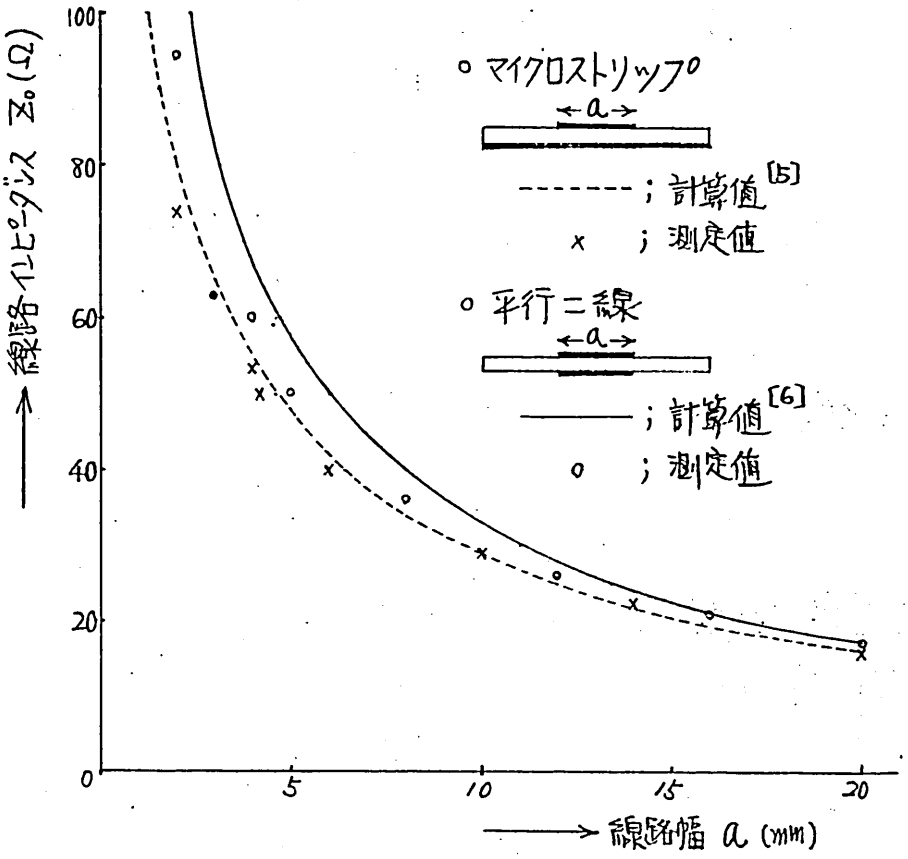


図2. 線路幅と線路インピーダンスとの関係

(平行二線)まで直線的に変化させ，下側の線路幅はそれぞれ線路インピーダンスが50Ωになるように実験的に定める。テーパー線路の寸法を図3に示す。

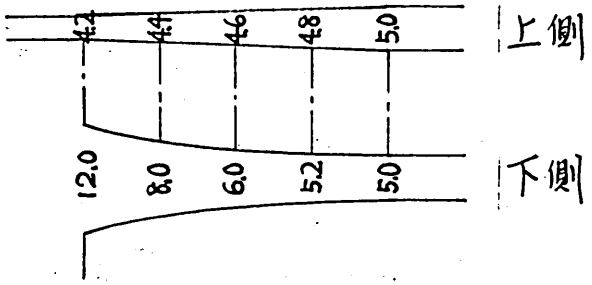


図3.
テーパー線路の寸法
(単位はmm)

2-3. 各線路の線路波長および等価誘電率

マイクロストリップおよび平行二線の線路波長 λ_g の測定結果を表1に示す。これより等価誘電率 ε_{eff} を求めているが、テーパー線路の ε_{eff} はマイクロストリップと平行二線の平均値を採用している。

	線路波長 λ_g/λ_0	等価誘電率 ε_{eff}
マイクロストリップ	0.680	2.163
テーパー線路		2.265
平行二線	0.650	2.367

表1. (λ_0: 自由空間波長)

§3. 反射板付プリント・ダイポールアレテナ

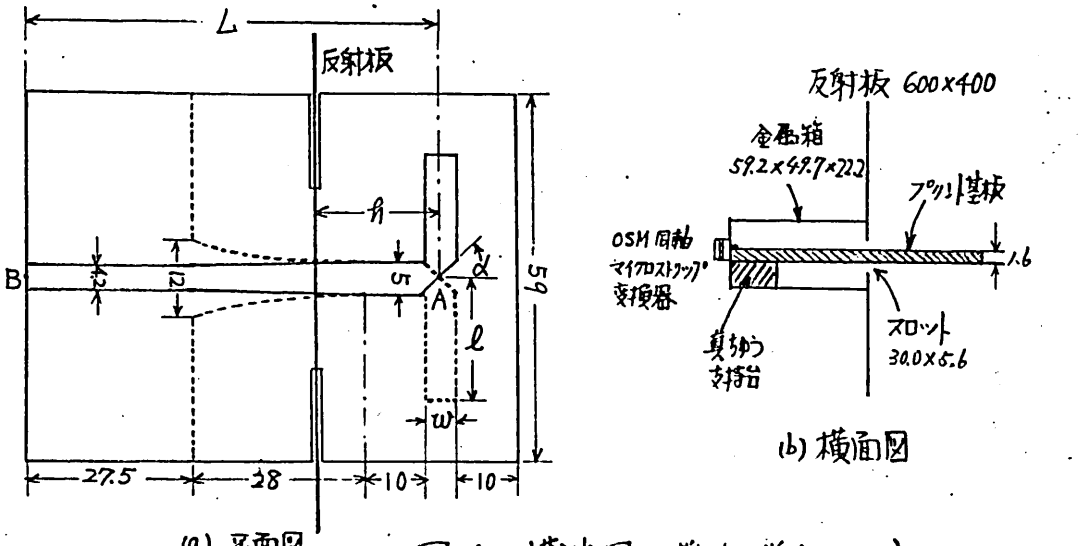
フェーズドアレイ用素子アレテナを考えているため、図1に示すプリント・ダイポールアレテナに反射板を附加し、反射板の後部を金属で覆った場合について取扱う。

測定は3GHz帯で行なっており、ダイポールアレテナの諸特性を求め、良好な指向特性を3GHz附近で求めることを目標とした。

3-1. 反射板付プリント・ダイポールアレテナの構造

反射板付プリント・ダイポールアレテナの構造を図4に示す。図に示すようにプリント基板は反射板に明けられたスロットを通して突出ている格好になっている。図において、変数はダイポール長 l、ダイポール幅 w、給電点Aにおける切込角 α、ダイポール・反射板間の長さ h、給電線(平行二線)の線路インピーダンス Z_0、給電線路AB間の長さ L、スロット長 a および幅 b そして励振周波数 f 等数多く考え

られるため，これらの組合せは天文学的数字となる。したがって，変数はダイポール長 ℓ とダイポール反射板間の長さ h のみとし，残りの変数は $w=5.0\,mm$，$\alpha=45°$，$Z_0=50\Omega$，$L=68.0\,mm$，$a=30.0\,mm$，$b=5.6\,mm$ と全て一定値に定めている（§4. 検討の項参照）。



(a) 平面図　　(b) 横面図

図4. 構造図（数値の単位は mm）

3-2. 入力インピーダンス特性

図4において，給電点Aより見たダイポールアンテナの入力インピーダンスを，ダイポール長 ℓ，ダイポール反射板間の長さ h を変数として測定した。測定結果の1例を図5に示す。

測定結果より各 ℓ および h の値に対してスミス図表の実軸上の周波数（すなわち，入力インピーダンスが純抵抗となる周波数，これを以下 f_r で表わす），およびそのときの入力純抵抗値 R（これを放射純抵抗とよぶことにする）の関係を図6～図8に示す。

図6～図8より次のことがわかる。 ℓ, h, f_r, R の4変数

のうち2変数を与えれば残りの2変数は定まってしまう。例えば，図6において，励振周波数 f_r を与えると l と h 間の関係が定まり，図7（または図8）より放射純抵抗 R を与えると l と h 間の関係が定まる。ゆえに，この f_r と R に対して同時に成立つ l と h の値は定まってしまう。いま，放射純抵抗 $R=50\Omega$ のとき，励振周波数 f_r と l および h との関係を測定した結果を図9に示す。

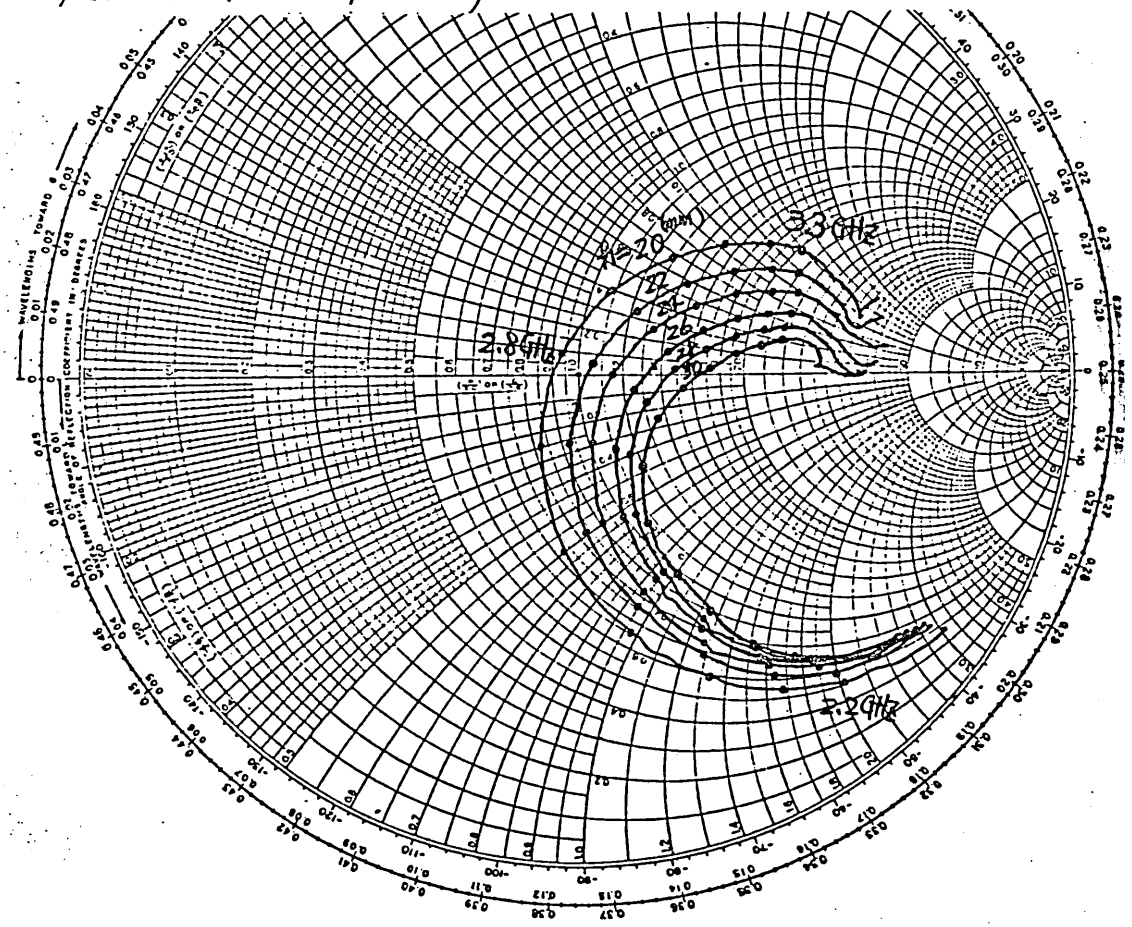


図5．入力インピーダンス特性

（$l=20\,mm$，$Z_0=50\Omega$，$\alpha=45°$，$W=5\,mm$）

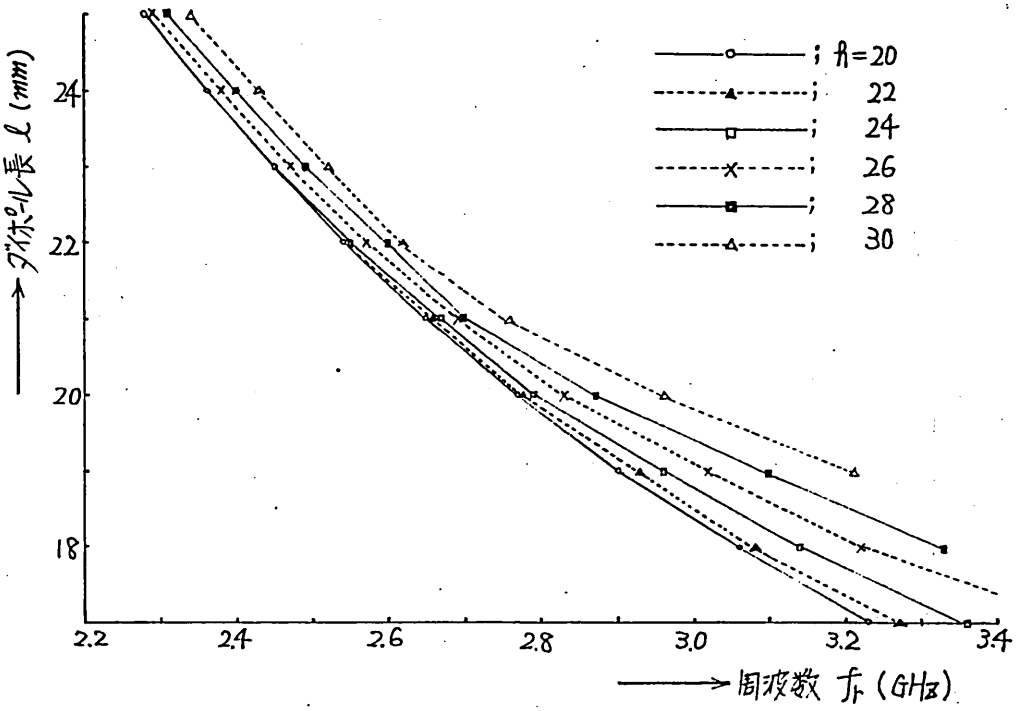


図6. ダイポール長 ℓ と純抵抗を与える周波数 fr との関係

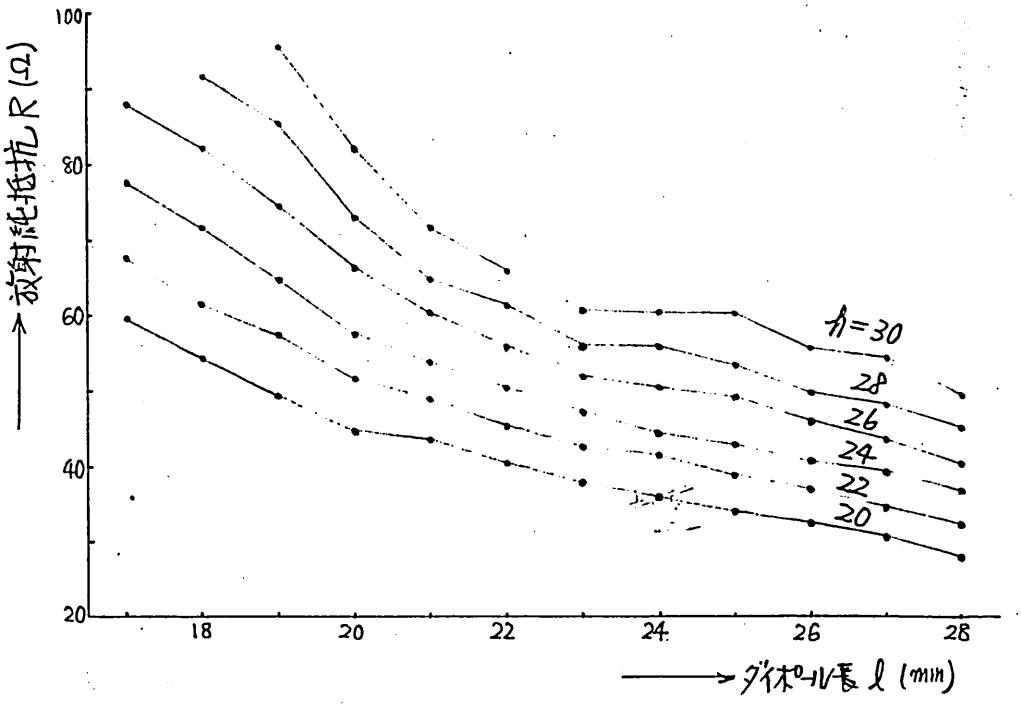


図7. 放射純抵抗 R とダイポール長 ℓ との関係

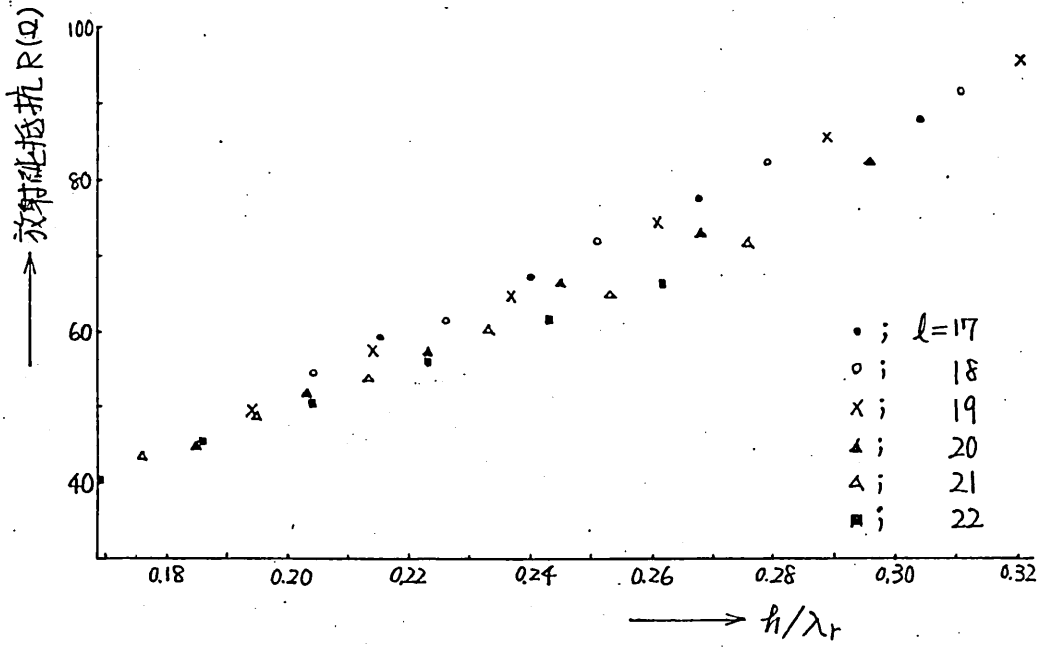


図8. 放射抵抗Rと h/λ_r との関係 (λ_r; 純抵抗を与える波長)

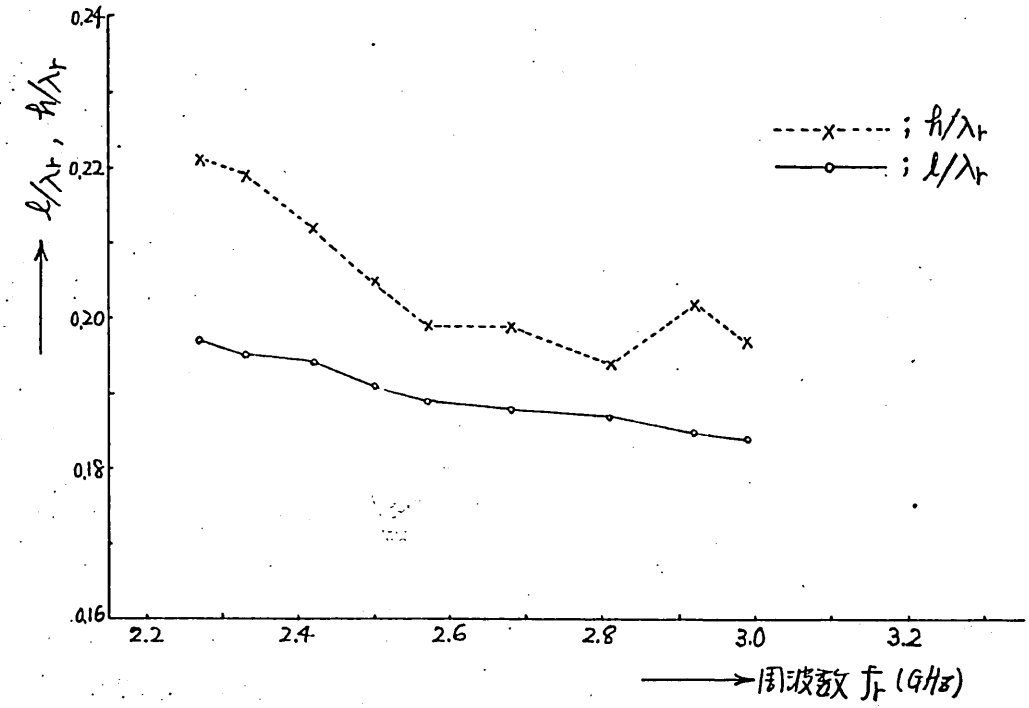


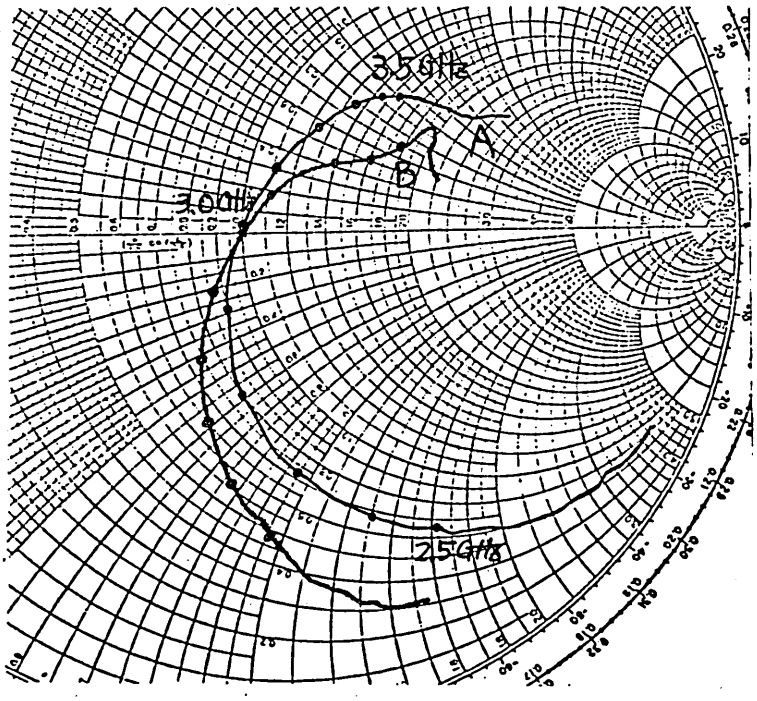
図9. l/λ_r および h/λ_r と周波数 f_r との関係 (R=50Ω一定)

図9に示されているように励振周波数 $f_r = 2.99$ GHz，放射抵抗 $R = 50\Omega$ の場合 $\ell = 18.5$ mm ($\ell/\lambda_r = 0.184$)，$h = 19.8$ mm ($h/\lambda_r = 0.197$) の結果が得られている。いま，$f_r = 2.99$ GHz として h/λ_r の値をもう少し大きく取りたい場合は図8より R の値を大きくしてやれば良い。したがって，平行二線の線路幅を細くすれば良いことになる。平行二線の線路幅を 3mm (このとき $Z_0 = 63\Omega$) にすると，$f_r = 2.99$ GHz のとき測定結果は $\ell = 18.8$ mm ($\ell/\lambda_r = 0.187$)，$h = 23.1$ mm ($h/\lambda_r = 0.230$) となる。これらの関係をまとめたものを表2に示す。

f_r (GHz)	R (Ω)	ℓ/λ_r	h/λ_r	$\alpha^{(0)}$	W (mm)
2.99	50	0.184	0.197	45	5.0
	63	0.187	0.230		

表2.

なお，両者の入力インピーダンス特性を図10に示す。



	A	B
Z_0	50	63
ℓ	18.5	18.8
h	19.8	23.1
f_r	2.99	2.99

図10. 入力インピーダンス特性

3－3．指向特性

表2に示す2種類の反射板付プリント・ダイポールアンテナの電界指向特性を $f=2.0\sim4.0$ GHzにわたって測定した。測定結果より $f_r=2.99$ GHzにおけるE面およびH面指向特性の正面方向の振幅を基準（0dB）にとり，各周波数における正面方向の振幅をプロットしたものを図11および12に示す。また，E面およびH面交叉偏波成分の最大振幅を示す方向における振幅をプロットしたものを同時に図11，12に示す。図11，12より $f_r=2.99$ GHzのとき，最も良好な指向特性を示しており，このときの測定結果を図13および14に示す。図13，14において，測定値と計算値はほぼ良く合っている。ただし，H面指向特性において，後方に放射しているのは，用いた反射板が小さいために生じたものである。

つぎに，指向特性の周波数特性について述べる。

(i) E面指向特性

周波数が $f=2.99$ GHzより上下にへだたるにしたがって指向特性に大きなみだれ（凸凹）が生じ，最大振幅方向が正面よりずれてきている。これは給電線に生じた不平衡電流成分（考察参照）によるためである。

(ii) H面指向特性

周波数が $f=2.99$ GHzより上下にへだたるにしたがって振幅は低下していくが，形はほぼ同じである。

(iii) E面交叉偏波指向特性

周波数 $f=2.0\sim3.4$ GHz にわたって E面交叉偏波成分は −20 dB 以上と良好なる特性を示している。$f=3.7$ GHz 附近で急激に大きくなっているのは反射板後部の金属箱が共振したためと思われる。このとき，指向特性はスロットアンテナの指向特性に類似した形になっている。

(iv) H面交叉偏波指向特性

$f=2.99$ GHz で H面交叉偏波成分は最小を示しており，これより上下に周波数がずれるにしたがって，この成分は大きくなっている。これは給電線に生じた不平衡電流成分によるためで，この場合，給電線がユニポールアレテナとして動作しており，指向特性は蝶形をしている。$f=3.7$ GHz 附近では，反射板後部の金属箱の共振のためユニポールアレテナとスロットアレテナとの合成された指向特性を示している。

§4. 検討

4−1. 不平衡電流について

図4のB点において同軸線路とマイクロストリップを接続しているが，このように不平衡線路と平衡線路を直結した場合は不平衡電流が発生することを考慮しなければならない。したがって接続点Bよりダイポール側を見た不平衡伝送系のインピーダンスが高くなるような給電線路長 L を選ばなければならない。実験では $f=2.99$ GHz で不平衡電流の発生が最小

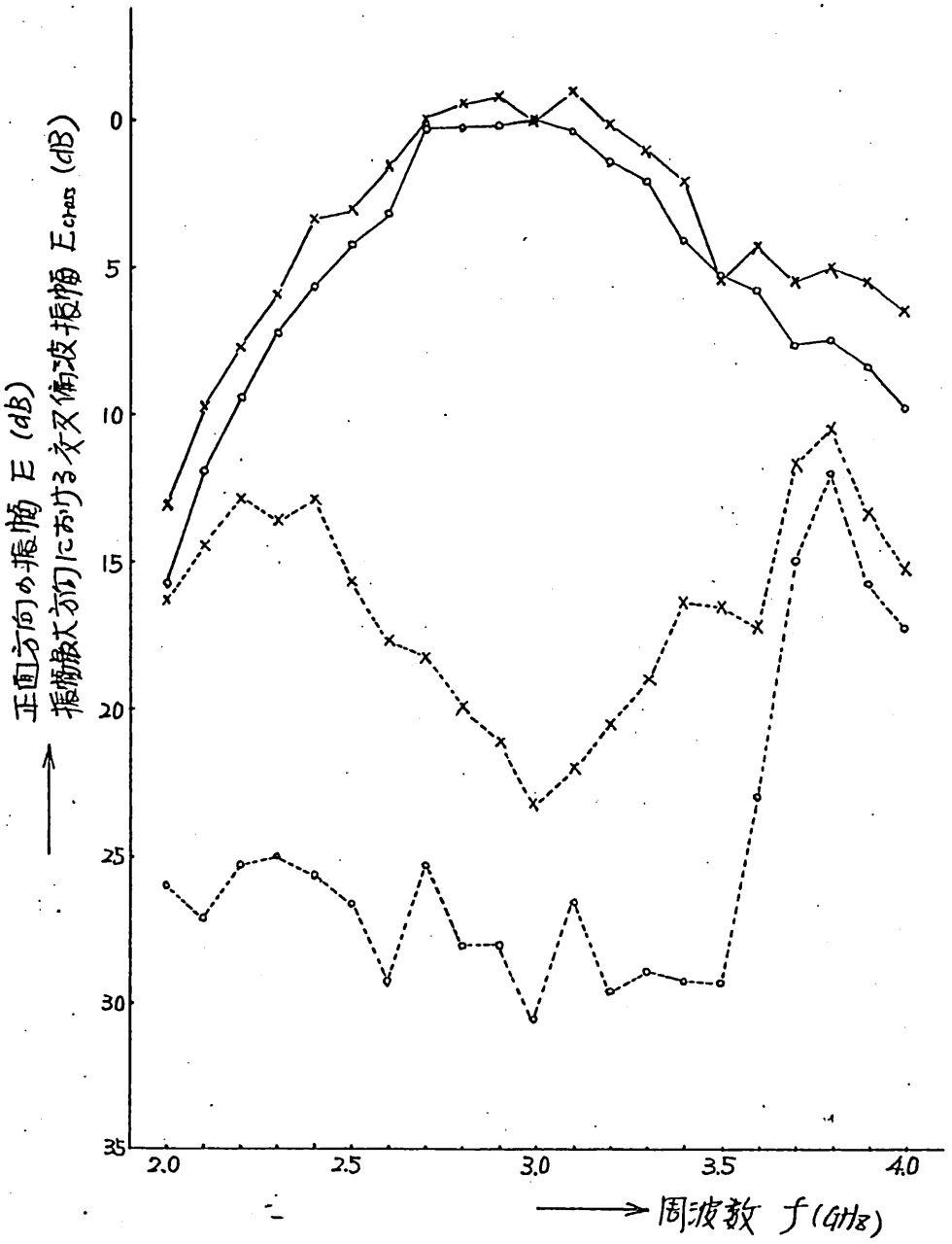


図 11. 指向特性の周波数特性

($R=50\Omega$, $\ell=18.5$mm, $h=19.8$mm, $\alpha=45°$, $W=5.0$mm)

——o——; E面, ------o------; E面交叉偏波

——×——; H面, ------×------; H面 〃

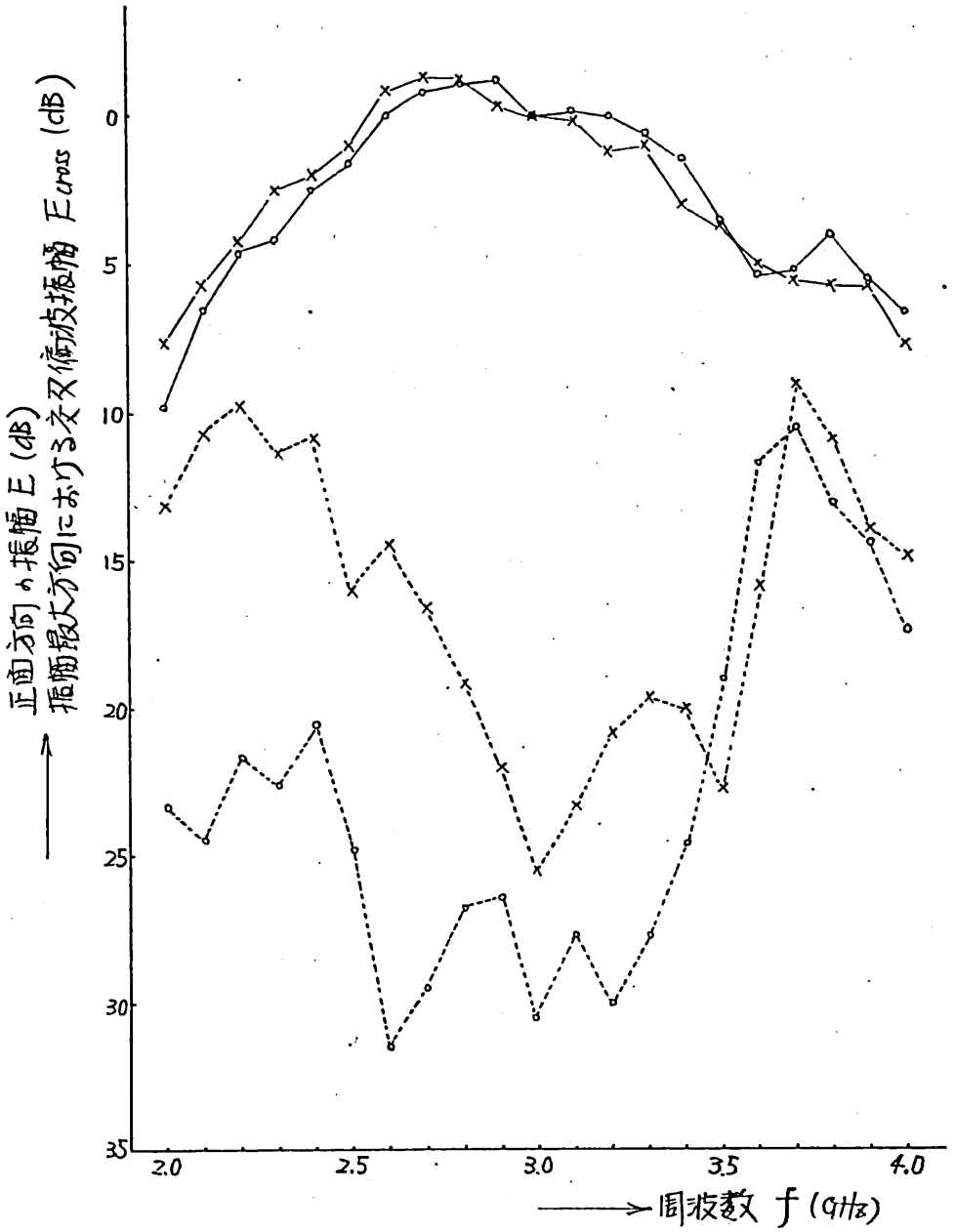
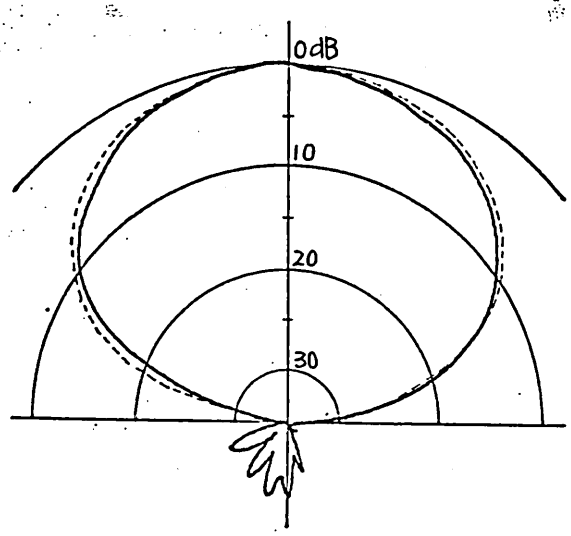


図 12. 指向特性の周波数特性

($R=63\Omega$, $\ell=18.8$mm, $h=23.1$mm, $\alpha=45°$, $W=5.0$mm)

——o——; E面, -----o-----; E面交叉偏波

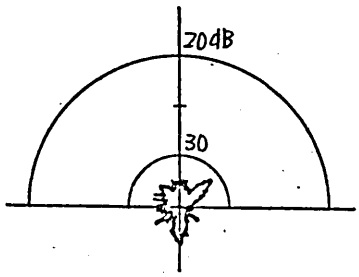
——x——; H面, -----x-----; H面 〃



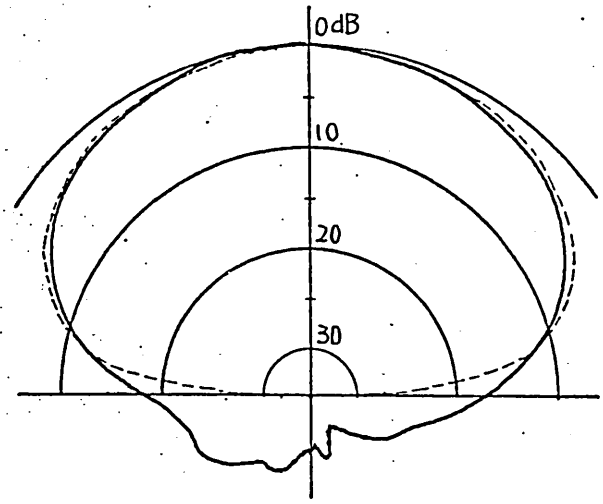
(a) E面指向特性

$$D(\theta)=\sin(kh\sin\theta)\frac{\cos(\frac{\pi}{2}\cos\theta)}{\sin\theta}$$

$$0\le\theta\le\pi$$



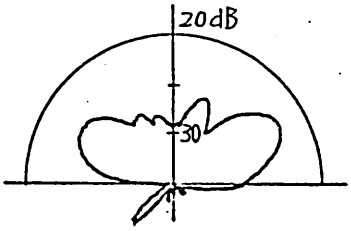
(c) E面交叉偏波特性



(b) H面指向特性

$$D(\phi)=\sin(kh\sin\phi)$$

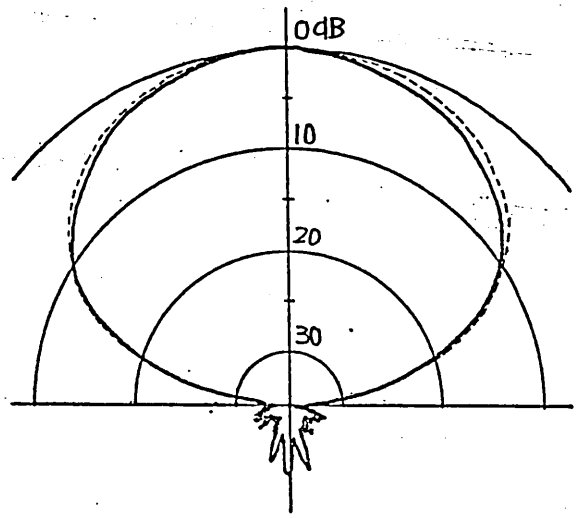
$$0\le\phi\le\pi$$



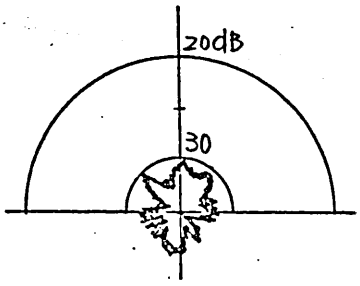
(d) H面交叉偏波特性

図13. 指向特性 ($f=2.99$ GHz, $R=50\Omega$, $\ell=18.5$ mm, $h=19.8$ mm, $\alpha=45°$, $W=5.0$ mm)

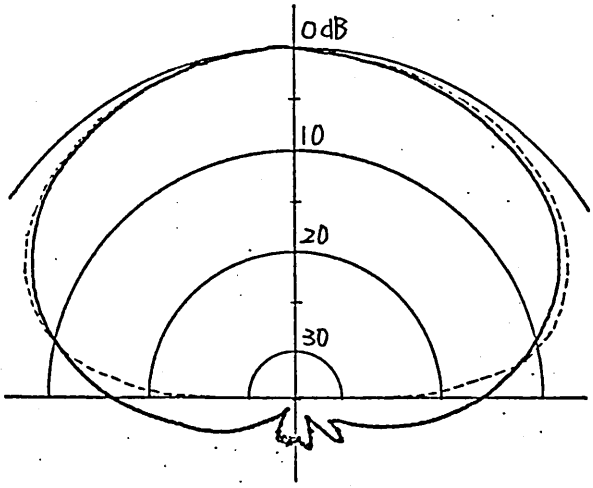
——; 測定値, ------; 計算値



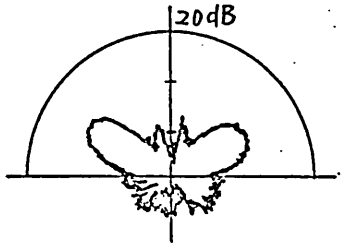
(a) E面指向特性



(c) E面交叉偏波特性



(b) H面指向特性



(d) H面交叉偏波特性

図14. 指向特性 ($f=2.99\,GHz$, $R=63\Omega$, $\ell=18.8mm$, $h=23.1mm$, $\alpha=45°$, $W=5.0mm$)

になるように給電線路長 L を 68 mm に選んである。なお，給電線路長 L の値が平衡伝送系の $\frac{1}{4}n\lambda_g$ (n: 正の整数) 毎に不平衡電流の発生が最大最小をくり返すことを測定結果として得ている。結局，不平衡電流の発生を抑圧することが，交叉偏波成分を抑圧することになる。

4-2. 給電点 A における切込角 α について

$\ell = 20$ mm, $h = 22$ mm の場合について，α の値を種々変えたときの入力インピーダンスを測定した結果を図15に示す。α の値を大きくしていくと，右にずれていくのは，上下ダイポール部の重なり合った面積が小さくなっていく (Capacitive 成分が減少) ためと思われる。図からわかるように $\theta = 0°, 15°$ のとき放射抵抗は純抵抗値を示さない。したがって，$\alpha = 30°$ 以上が良いようであり，われわれは $\alpha = 45°$ を選んでいる。

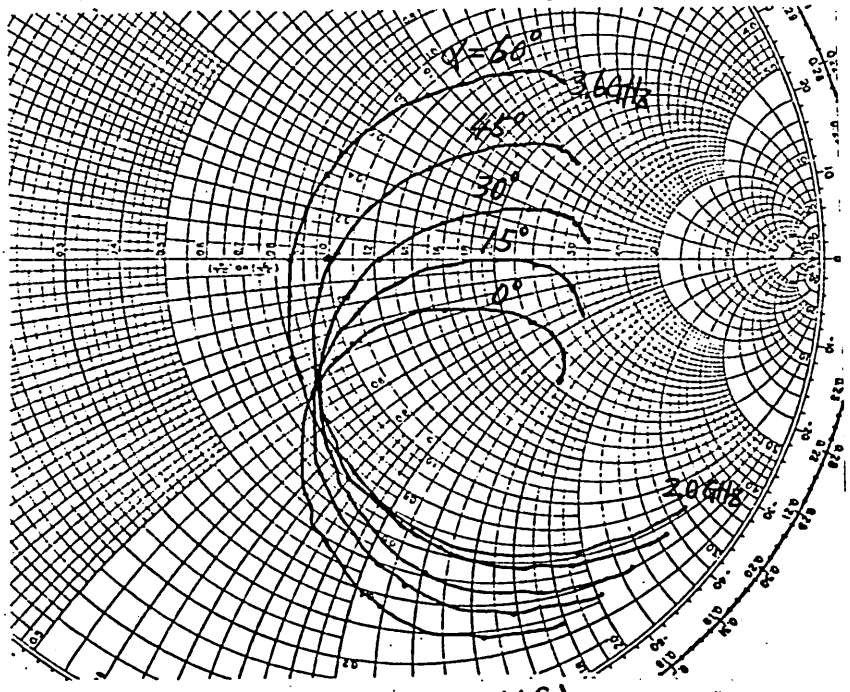


図15.
α の変化に対する入力インピーダンス特性
($\ell = 20$ mm, $h = 22$ mm, $Z_0 = 50\,\Omega$, $w = 5$ mm)

4-3. ダイポール幅 w について

ダイポール幅 w を変えることは，円筒形ダイポールアレテナの太さを変えることに対応している。したがって，w の値に対して入力インピーダンスがそれぞれ異なった値となるが，w 値設定の基準が明確でないので，われわれは便宜上 平行二線の線路幅 5 mm ($Z_0=50\Omega$) に選んだ。

4-4. ダイポール長 ℓ と波長短縮について

図13, 14 に示すように，$f_r=2.99$ GHz のとき E面および H面指向特性は 反射板付理想ダイポールアンテナの指向特性と良く一致している。したがって，理想ダイポールに較べてダイポール長は 0.74倍 短かくなっている。これは w が大きいことと，プリント基板の誘電体の寄与によるものと思われる。ゆえに，高誘電率材料の基板を用いれば，更に波長短縮されてダイポールアレテナの小形化が進めるのではないかと思われる。

4-5. プリント基板の厚みの影響

図1の構造において，プリント基板の厚みだけダイポールが段違いになる。このような段違いダイポールの指向特性は 放射最大の方向がずれる傾向にあるが[7]，われわれの場合厚み 1.6 mm であり，段違いの影響はほとんどない。

4-6. スロットについて

スロット幅 a をプリント基板の幅 59 mm に等しくした場合，交叉偏波成分にスロットの影響が現われて（正面方向 20 dB）特性を劣化させる。ここでは不平衡電流による寄与を定量的に調べるために，あえてスロットの影響がなくなるように a=30 mm にしている。実用的な見地より，プリント基板を切込んでスロット幅をせまくすることは適当でないと思われるので，スロットの影響をなくする別の手段を考えなければならない。

§5. むすび

反射板付プリント・ダイポールアレテナについて基礎的な諸特性を実験的に解析し，その構成法を示した。この種のアレテナはマイクロストリップで構成された給電系に集積化でき，小形化・軽量化に最適である。

〔参考文献〕

[1] P.J. Kahrilas; "HAPPAR – An Operational Phased Array Radar" Proc. IEEE, Vol. 56, No. 11, pp 1967~1976, November 1968

[2] H. Groll; "Investigations on Stripline End-fire Antennas Printed on Ceramic Substrates for the Range of 10 GHz" ISAP 1971, 1-II C4

[3] 羽石, 小林, 田中 "MIC用素子アンテナ" アンテナ・伝播研究会資料 A·P 72-56 (1972-10)

[4] 西村, 北谷, 牧本 "反射板付プリント・ダイポールアレテナ" 昭和48年信学全大, No. 601

[5] Microwave Engineers Technical and Buyers Guide Edition 1969

[6] H.A. Wheeler; "Transmission-Line Properties of Parallel Strips Separated by a Dielectric Sheet" IEEE trans. on MTT, P.172, March 1965

[7] S.P. Kosta; "Theoretical Investigation on the Center Fed Dipole with Feed Points Displaced Transverse to Dipole Axis" Proc. IEEE, Vol.55, No.10, P.1760, October 1967

輻射科学研究会資料

PSK同期復調器に関する一つの試み

池上 淳一
中島 将光
山田 祥治

(京都大学工学部)

1973年 5月 11日

PSK 同期増幅器に関する一つの試み

§1 はしがき.

マイクロ波固体発振器はその簡便さから, PSK 同期増幅器として賞用されつつある。発振器を同期増幅に用いると, 振幅制限作用もあり, 良好な動作特性が得られるが, 入力信号が存在しない場合にも一定振幅の出力がある。増幅動作としてこれは重大な欠点とはならないが, 装置の調整その他に不便がある。

この小論は, 相互同期しているニつの発振器を PSK 増幅に用いようとするものであって, 入力信号のあるときは通常の増幅器と同様に動作し, 入力信号がないときは, ニつの発振器の出力が打ち消し合って出力信号が現れないような回路に関して考察を行ったものである.

この増幅器は上述のような線形増幅器のような性質を有するのみでなく, 電力合成をも行うものである故, マイクロ波固体発振素子による高電力化の線にも沿ったものであろう。

§2. 回路と原理.

この回路は図1.に示すようなものであって，発振器1および2をマジックTの二つの対称な腕に結合する。外部より入力信号がないとき，発振器1より出た波はマジックTの腕3と4とに分割され，腕4に出た波の一部はスタブによって反射されて発振器2に注入される。発振器2より出た波は同様な過程を経て発振器1に注入される。このとき，移相器1および2の移相量を適当に調節すれば，二つの発振器から出た波はマジックT分岐点で逆位相合成となり，端子4.に出力が現れないようにすることができる。次いで入力信号を端子3.からアイソレーターを介して入れると，上記の発振器相互の結合が破れ，入力信号の位相に同期した信号が端子4.より得られると予想される。それが達成されるためには移相器1,2はじめその他の回路条件が適当でなければならない。

次にその回路条件を解析的に求める。

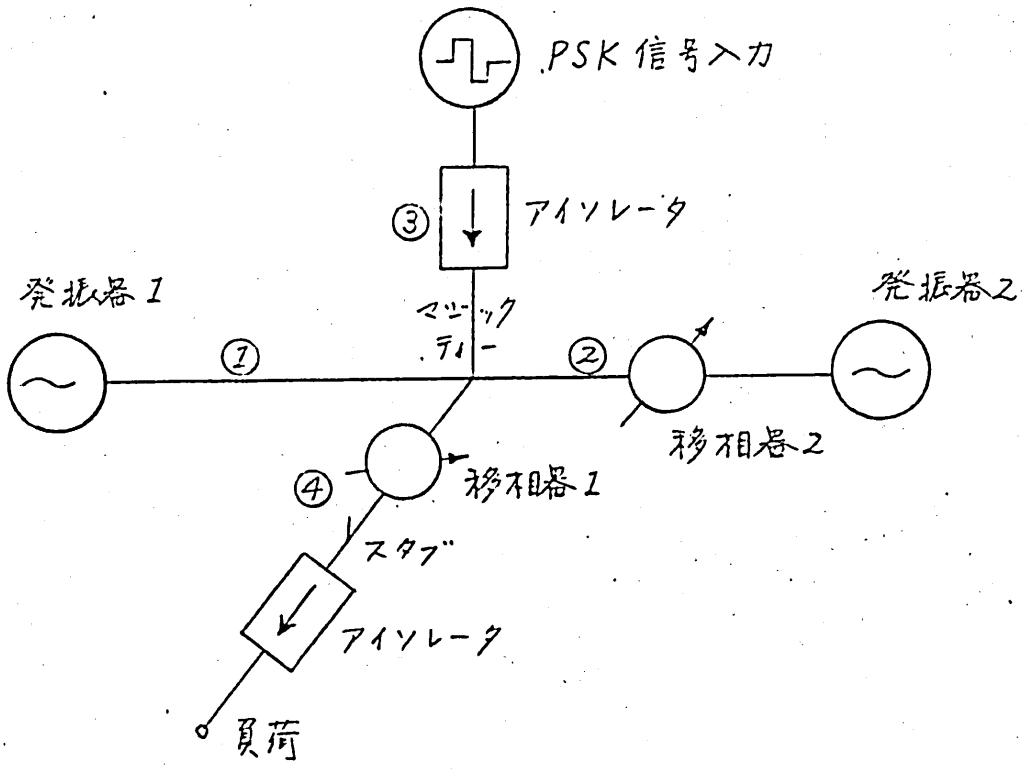
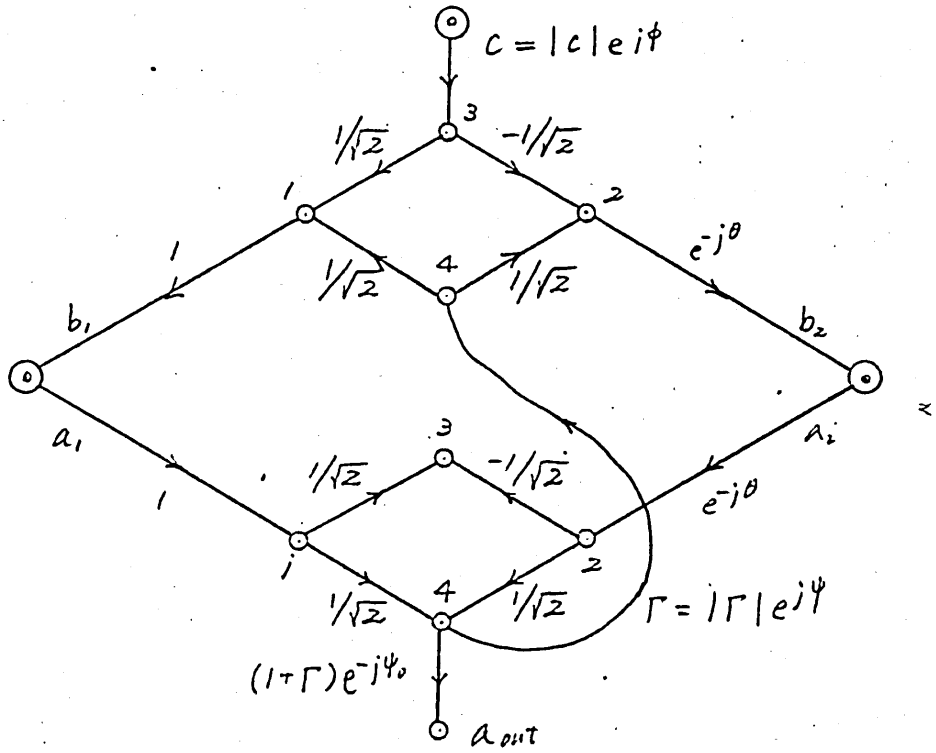


図 1　回 路 構 成

図 2.　シグナル フローグラフ



§3 解析

(1) 基礎式

図1の回路のシグナルフローグラフを描くと図2のようになる。a_1, a_2はそれぞれ発振器1,2の出力波を，cは入力信号波を表す。移相器2の移相量をθとし，マジックTよりみた出力端子の反射係数を$\Gamma=|\Gamma|e^{j\psi}$とする。

さて発振器1,2に関しては アドラーの式

$$\frac{d\alpha_1}{dt}=\frac{\omega_1}{j2Q_{ex1}}\left(\frac{b_1}{a_1}-\frac{b_1^*}{a_1^*}\right)-\omega_s+\omega_1 \qquad (1)$$

$$\frac{d\alpha_2}{dt}=\frac{\omega_2}{j2Q_{ex2}}\left(\frac{b_2}{a_2}-\frac{b_2^*}{a_2}\right)-\omega_s+\omega_2 \qquad (2)$$

が成立するものとする(文献)。 αは発振器の出力波位相，ωは自由振動角周波数，ω_sは同期角周波数，Q_{ex}は発振器の外部Qを表し，添字1,2によっていずれの発振器に関する量であるかを区別するものとする。

シグナルフローグラフより

$$b_1=a_1\frac{1}{\sqrt{2}}\Gamma\frac{1}{\sqrt{2}}+a_2e^{-j\theta}\frac{1}{\sqrt{2}}\Gamma\frac{1}{\sqrt{2}}+c\frac{1}{\sqrt{2}}$$

$$=\frac{1}{2}|\Gamma|\{|a_1|e^{j(\alpha_1+\psi)}+|a_2|e^{j(\alpha_2+\psi-\theta)}\}+\frac{1}{\sqrt{2}}|c|e^{j\psi}$$

$$b_2=a_1\frac{1}{\sqrt{2}}\Gamma\frac{1}{\sqrt{2}}e^{-j\theta}+a_2e^{-j\theta}\frac{1}{\sqrt{2}}\Gamma\frac{1}{\sqrt{2}}e^{-j\theta}+c\frac{-1}{\sqrt{2}}e^{-j\theta}$$

$$b_2=\frac{1}{2}|\Gamma|\{|a_1|e^{j(\alpha_1+\psi-\theta)}+|a_2|e^{j(\alpha_2+\psi-2\theta)}\}-\frac{1}{\sqrt{2}}|c|e^{j(\phi-\theta)}$$

が得られるので，これらを式(1)，(2)に代入すると

$$\frac{d\alpha_1}{dt}=\frac{\omega_1}{2Q_{ex1}}\left[|\Gamma|\{\sin\psi+\sin(\alpha_2-\alpha_1+\psi-\theta)\}+\sqrt{2}\left|\frac{c}{a}\right|\sin(\phi-\alpha_1)\right]+\omega_1-\omega_s \tag{3}$$

$$\frac{d\alpha_2}{dt}=\frac{\omega_2}{2Q_{ex2}}\left[|\Gamma|\{\sin(\alpha_1-\alpha_2+\psi-\theta)+\sin(\psi-2\theta)\}-\sqrt{2}\left|\frac{c}{a}\right|\sin(\phi-\alpha_2-\theta)\right]+\omega_2-\omega_s \tag{4}$$

ここに，

$$a=|a|e^{j\alpha},\ |a_1|=|a_2|=|a|,\quad c=|c|e^{j\phi}$$

とおいている。

(2) 入力信号のない場合

(a) 発振位相差　入力信号のない場合の定常状態を考えるため式(3)，(4)に $|c|=0$，$d\alpha_1/dt=d\alpha_2/dt=0$ を代入すると

$$\frac{\omega_1|\Gamma|}{2Q_{ex1}}\{\sin\psi+\sin(\alpha_2-\alpha_1+\psi-\theta)\}+\omega_1-\omega_s=0 \tag{5}$$

$$\frac{\omega_2|\Gamma|}{2Q_{ex2}}\{\sin(\alpha_1-\alpha_2+\psi-\theta)+\sin(\psi-2\theta)\}+\omega_2-\omega_s=0 \tag{6}$$

二つの発振器特性がほぼ等しく $\omega_1|\Gamma|/2Q_{ex1}\cong\omega_2|\Gamma|/2Q_{ex2}\cong B$ と仮定し，式(5)，(6)の差をとると

$$\sin(\alpha_2-\alpha_1)=\frac{\omega_2-\omega_1}{2B\cos(\psi-\theta)}-\sin\theta \tag{7}$$

このような定常位相差が存在する回路条件は

$|\sin(\alpha_2-\alpha_1)|\leq 1$ より

$$2B(\sin\theta-1)\leq\frac{\omega_2-\omega_1}{\cos(\psi-\theta)}\leq 2B(\sin\theta+1) \qquad (8)$$

である。

(b) 安定条件　次に式(7)で示される定常位相差の安定性を調べる。入力信号のない場合，式(3).(4)の差をとり，$|c|=0$ とおくと

$$\frac{d}{dt}(\alpha_2-\alpha_1)=-B\{2\sin(\alpha_2-\alpha_1)\cos(\psi-\theta)+\sin\psi-\sin(\psi-2\theta)\}-\omega_2-\omega_1 \qquad (9)$$

式(7)で示される $\alpha_2-\alpha_1$ の定常値からの変分を ΔP とすると，式(9)より Δp の2次以上の項を無視して次式を得る．

$$\frac{d}{dt}\Delta p=-2B\cos(\psi-\theta)\cos(\alpha_2-\alpha_1)\cdot\Delta P$$

よって定常位相差が安定 つまり $|\Delta P|$ が減少する条件は

$$\cos(\alpha_2-\alpha_1)\cdot\cos(\psi-\theta)>0 \qquad (10)$$

(c) 出力電力．出力 a_{out} は図2のシグナルフローグラフより

$$a_{out}=(1+T)e^{-j\psi_0}\left(a_1\frac{1}{\sqrt{2}}+a_2e^{j\theta}\frac{1}{\sqrt{2}}\right)$$

$$|a_{out}|^2=|a|^2\cdot|1+T|^2\{1+\cos(\alpha_1-\alpha_2+\theta)\} \qquad (11)$$

最適の θ の値を見出すために，式(7)より $\omega_1\cong\omega_2$ のとき $\alpha_2-\alpha_1$ の定常値を $-\theta$ とみなして出力を求めると．

$$|a_{out}|^2 \cong |a|^2 \cdot |1+r|^2 (1+\cos 2\theta)$$

したがって 入力信号のないときに出力を最小とするためには

$$\theta = \pm \frac{\pi}{2}$$

$\theta = \pm\pi/2$ いずれの場合も出力特性は同一となるため，以下 $\theta = -\pi/2$ としても一般性を失わない．

このとき式(8)は次のようになる．

$$0 \leq \frac{\omega_2 - \omega_1}{\sin\varphi} \leq 4B \qquad (12)$$

$\omega_1 > \omega_2$ とすると式(12)より $\sin\varphi < 0$，このとき安定条件の式(10)は

$$\cos(\alpha_2 - \alpha_1) > 0 \qquad (13)$$

$\theta = -\pi/2$ のときの定常位相差は 式(7)より

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \sin^{-1}\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2B\sin\varphi} + 1\right) \qquad (14)$$

これは式(13)を満たすので安定な定常位相差となる。このときの出力は式(11)に(14)を代入して．

$$|a_{out}|^2 = |a|^2 \cdot |1+r|^2 \frac{\omega_2 - \omega_1}{2B\sin\varphi}$$

これを最小にする φ は $\sin\varphi < 0$ だから，$\sin\varphi = -1$ よって $\varphi = -\pi/2$ で出力は

$$|a_{out}|^2 = |a|^2 |1+r|^2 \frac{\omega_1 - \omega_2}{2B} \qquad (15)$$

以上は $\omega_1 > \omega_2$ としたが，$\omega_2 > \omega_1$ の場合も，同様に考えて．

$\psi = \pi/2$ で

$$|a_{out}|^2 = |a|^2 |1+\Gamma|^2 \frac{\omega_2 - \omega_1}{2B}$$

となる。又 $\omega_1 = \omega_2$ のときは 式(7)より 定常位相差は

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \sin^{-1} 1 \qquad \therefore \cos(\alpha_2 - \alpha_1) = 0$$

となり安定条件の式(13)を満たさない。

以上より 入力信号のない場合は，$0 < |\omega_2 - \omega_1| < 4B$ の範囲で $\theta = \pm\pi/2$，$\psi = \pi/2$ ($\omega_2 > \omega_1$ のとき) 又は $\psi = -\pi/2$ ($\omega_1 > \omega_2$ のとき) としたとき出力は最小となり

$$|a_{out}|^2 = |a|^2 \cdot |1+\Gamma|^2 \frac{|\omega_2 - \omega_1|}{2B}$$

である。

(3) 入力信号のある場合

(a) 発振器同期位相　前節の解析によって，入力信号のない場合に出力を最小にする回路条件が求まったので同一の条件で入力信号のある場合を考える。以下 $\theta = \psi = -\pi/2$ とする。又 $\omega_1 = \omega_2 = \omega_s = \omega$，$Q_{ex1} = Q_{ex2} = Q_{ex}$ として計算を進めると，定常状態では 式(3)，(4)は

$$\frac{\omega}{2Q_{ex}}\left[|\Gamma|\{-1+\sin(\alpha_2-\alpha_1)\}+\sqrt{2}\left|\frac{c}{a}\right|\sin(\phi-\alpha_1)\right]=0 \qquad (16)$$

$$\frac{\omega}{2Q_{ex}}\left[|\Gamma|\{\sin(\alpha_1-\alpha_2)+1\}-\sqrt{2}\left|\frac{c}{a}\right|\cos(\phi-\alpha_2)\right]=0 \qquad (17)$$

(16)+(17)より

$$\cos\frac{2\phi-\alpha_1-\alpha_2+\pi/2}{2}\sin\frac{\alpha_2-\alpha_1-\pi/2}{2}=0$$

$$\therefore \cos\frac{2\phi-\alpha_1-\alpha_2+\pi/2}{2}=0 \quad \text{又は} \quad \sin\frac{\alpha_2-\alpha_1-\pi/2}{2}=0 \qquad (*)$$

この式を式(16),(17)に代入してα_1,α_2について解けば定常位相の値として二組のα_1,α_2が求まる。そしてそれらの安定判別を行えば、入力信号のある場合の安定な定常位相差として

$$\alpha_2-\alpha_1=2\sin^{-1}\left(\frac{-|\frac{c}{a}|+\sqrt{|\frac{c}{a}|^2+8|\Gamma|^2}}{2\sqrt{2}\,|\Gamma|}\right)-\frac{\pi}{2} \qquad (18)$$

を得る。(α_1,α_2の計算，安定判別等は付録参照)

(b)出力電力　このときの出力は，式(11)に式(18)と$\theta=-\pi/2$を代入して

$$|e_{out}|^2=|a|^2\cdot|1+\Gamma|^2\frac{-|\frac{c}{a}|+|\frac{c}{a}|\sqrt{|\frac{c}{a}|^2+8|\Gamma|^2}}{2|\Gamma|^2} \qquad (19)$$

となる。

(c)同期範囲　ここで入力信号に対する発振器の同期範囲について少し考えてみる。いままだ入力信号のある場合は$\omega_1=\omega_2=\omega_s$として計算を行ってきたが，$\omega_1=\omega_2=\omega_0\neq\omega_s$とすると式(16),(17)は次のようになる。

$$\frac{\omega_0}{2Q_{ex}}\left[|\Gamma|\{-1+\sin(\alpha_2-\alpha_1)\}+\sqrt{2}|\frac{c}{a}|\sin(\phi-\alpha_1)\right]+\omega_0-\omega_s=0$$

$$\frac{\omega_0}{2Q_{ex}}\left[|\Gamma|\{\sin(\alpha_1-\alpha_2)+1\}-\sqrt{2}|\frac{c}{a}|\cos(\phi-\alpha_2)\right]+\omega_0-\omega_s=0$$

前記の二式を $\omega_0 - \omega_s$ について解き同期するための必要条件を求めると

$$|\omega_0 - \omega_s| \leq \frac{\omega_0}{\sqrt{2}\,Q_{ex}} \left|\frac{c}{a}\right| \tag{20}$$

となる。

§4. 検討

§3において，$\theta = \psi = -\pi/2$（但し $\omega_1 > \omega_2$ の場合）としたときに回路の出力は，入力信号のない場合は

$$|a_{out}|^2 = |a|^2 |1+\Gamma|^2 \frac{\omega_1 - \omega_2}{2B} \qquad \left(B \cong \frac{\omega_1 |\Gamma|}{2Q_{ex1}} \cong \frac{\omega_2 |\Gamma|}{2Q_{ex2}}\right) \tag{21}$$

入力信号のある場合には

$$|a_{out}|^2 = |a|^2 |1+\Gamma|^2 \frac{-\left|\frac{c}{a}\right|^2 + \left|\frac{c}{a}\right| \sqrt{\left|\frac{c}{a}\right|^2 + 8|\Gamma|^2}}{2|\Gamma|^2} \tag{22}$$

となることが分った。

すなわち，無信号時出力電力を完全に零にし，有信号時完全電力合成することはできないが，ω_1 と ω_2 とを近づける程無信号時電力は小さくなり，$|\Gamma|$ と $|c/a|$ との関係を適当にすると出力電力は $|a|^2$ より大きくすることができる。しかし $|c/a|$ を余り大きくすることは最初のアドラーの方程式の仮定に反するので，その場合を考察するには再検討の必要がある。

式(21), (22)の数値例として $\omega_1/2\pi \cong \omega_2/2\pi \cong 10\,GHz$, $\omega_1 - \omega_2/2\pi = 10\,MHz$ $|\Gamma| = 0.1$, $Q_{ex} = 20$ とすると，無信号時は $|a_{out}|^2 \cong 0.2\,|a|^2$ 又有信号時は $|a_{out}|^2/|a|^2$ の値を $|a|/|c|$ に対してグラフにすると

図3のようになる。

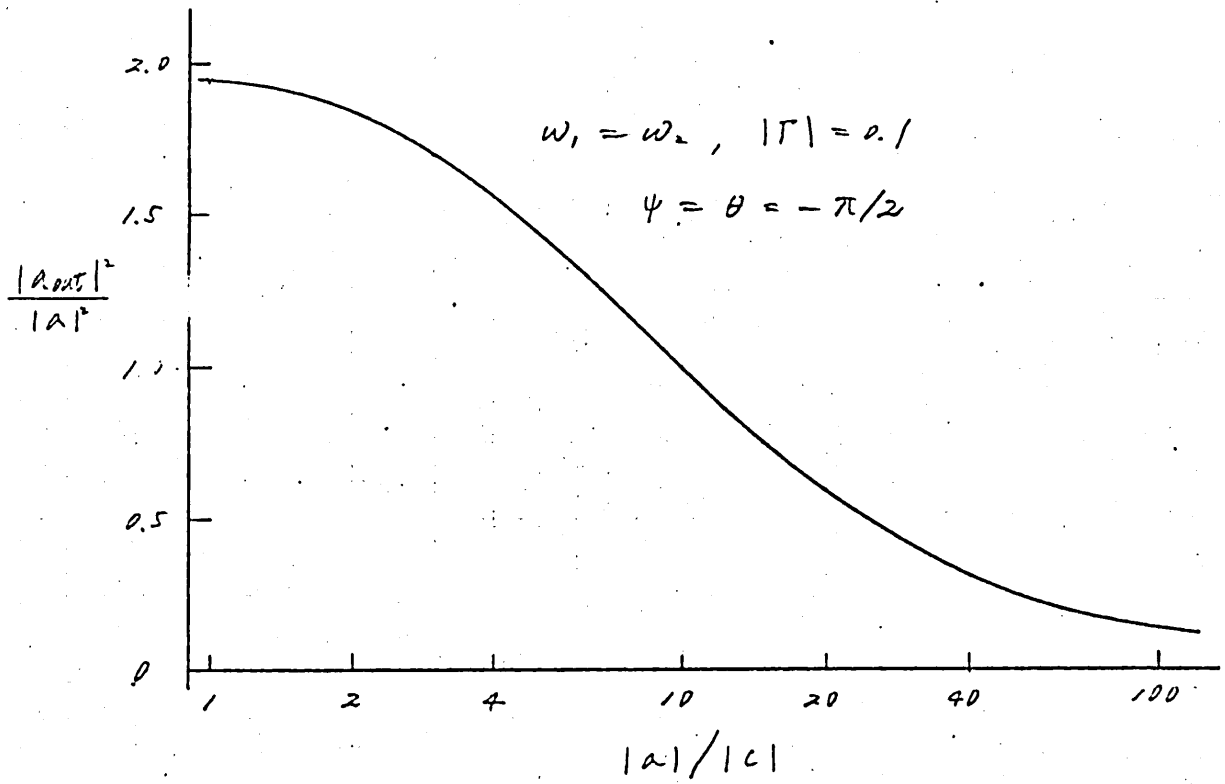


図3. 出力特性の計算例（有信号時）

図3において，入力信号を小さくしていったときに$|a_{out}|^2/|a|^2$が無信号時の値0.2より小さくなって0に漸近するのは，無信号時は$\omega_1 - \omega_2/2\pi = 10\text{MHz}$としたのに対して有信号時は$\omega_1 = \omega_2 = \omega_s$と近似したためである。もし無信号時に$\omega_1 - \omega_2 \to 0$とすると安定限界ではあるが$|a_{out}|^2/|a|^2 = 0$となる。又実際は$\omega_1 \neq \omega_2 \neq \omega_s$であるから，入力信号を小さくしいくと入力信号との同期がはずれ無信号時と同じようになる。よって入力信号と同期している範囲でのみ図3で示される出力特性を示すが，それより入力信号を小さく（$|a|/|c|$を大きく）すると，無入力時と近い出力となる。

次に簡単な確認実験を行ったが，その出力値の一例を示したのが図4.である。

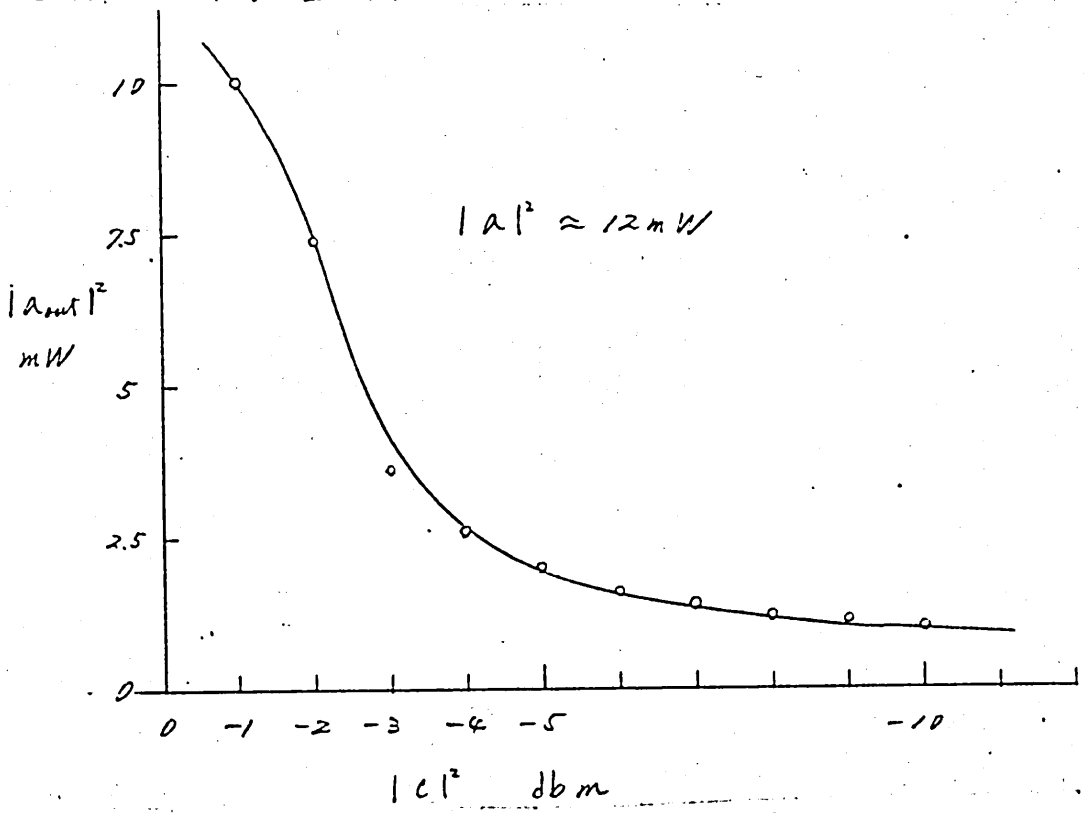


図4. 出力特性（実験値）

入力信号を減少していくと，出力の減少が計算で予想されるよりも激しいが，これは入力信号への同期が完全でなくなったためと思われる。もって入力信号を減少していくと，出力はほぼ一定値となってくる。これは入力信号への同期が完全にはずれて，発振器は無信号時と同様に相互同期とし，それに入力信号が共存している状態と思われる。

§5. 補足

以上のべた回路は極限的に，無信号時出力を零に近づけ得るが，実際問題として原理的にもある程度の出力電力が残る．また，信号があるときの出力も極限的に二つの発振器電力の和に近づけ得るが，実際には完全合成は行われない。これを改良するものとして図5のような回路が考えられるであろう。

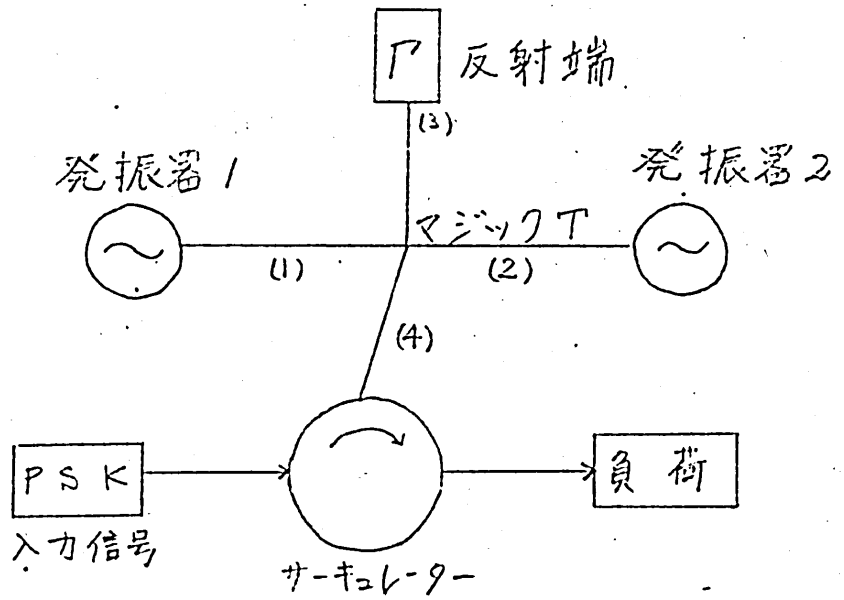


図5 無信号時出力の出ない PSK
同期増幅器

この回路はサーキュレーターを余分に必要とするが，回路は対称性をもち，調整は簡単である。すなわちマジックT端子(3)の反射係数 $\Gamma = |\Gamma| e^{j\varphi}$ を $|\Gamma| < 1$ $\varphi = 0$ となるように調整すると，無信号時二つの発振器は逆位相

となるように同期するので，負荷端子(4)には出力は現れない。つぎに端子(4)からサーキュレーターを通して外部入力信号を入れると両発振器は同相で同期するので端子(3)による結合はなくなり，完全合成された電力が負荷にとり出される。

§6. むすび

入力信号のないときに出力電力の現われない，PSK同期増幅器を得る一つの方法を提案し，簡単な解析を行った。この増幅器は線形増幅器のような特性を有すると同時に電力の合成をも行う。最後にこの増幅器の特性を改善する方向を示した。

この研究の計算および実験に協力された元本学学生四方進君に感謝する。

文献

池上，中島，"マイクロ波固体素子の電力合成と雑音低減"
テレビジョン学会誌，vol 24，no. 12 (1970-12)

付　　録.

9ページ　式(*)より.

i) $\sin\frac{\alpha_2-\alpha_1-\pi/2}{2}=0$ の場合

$$\alpha_2-\alpha_1=(2m+\tfrac{1}{2})\pi \qquad (m=0,\pm1,\cdots) \tag{A.1}$$

(A.1)を(16),(17)に代入して.

$$\phi-\alpha_1=m\pi \qquad \phi-\alpha_2=(m'+\tfrac{1}{2})\pi \tag{A.2}$$

但し　$m-m'=2n+1$

を得る.

ii) $\cos\frac{2\phi-\alpha_1-\alpha_2+\frac{\pi}{2}}{2}=0$ の場合.

$$2\phi-\alpha_1-\alpha_2=(2n+\tfrac{1}{2})\pi$$

$$\therefore\quad \alpha_2=2\phi-\alpha_1-(2n+\tfrac{1}{2})\pi \tag{A.3}$$

(A.3)を(16)に代入して $\sin(\phi-\alpha_1)$ について解くと.

$$\sin(\phi-\alpha_1)=\frac{-|\frac{G}{a}|\pm\sqrt{|\frac{G}{a}|^2+8|T|^2}}{2\sqrt{2}\,|T|}$$

$|\sin(\phi-\alpha_1)|\le1$ だから

$$\sin(\phi-\alpha_1)=\frac{-|\frac{G}{a}|+\sqrt{|\frac{G}{a}|^2+8|T|^2}}{2\sqrt{2}\,|T|} \tag{A.4}$$

(A.3),(A.4)より定常位相差は.

$$\alpha_2-\alpha_1=2\sin^{-1}\left(\frac{-|\frac{G}{a}|+\sqrt{|\frac{G}{a}|^2+8|T|^2}}{2\sqrt{2}\,|T|}\right)-(2n+\tfrac{1}{2})\pi \tag{A.5}$$

次に以上の定常状態の安定性を調べる。α_1, α_2 の定常値よりの変分を $\Delta\alpha_1$, $\Delta\alpha_2$ とすると，それらの2次以上の項を無視すると式(3),(4)より.(但し $\theta=\varphi=-\pi/2$, $w_1=w_2=w_s$. $Q_{ex1}=Q_{ex2}=Q_{ex}$)

$$\frac{d}{dt}\Delta\alpha_1 = A_1\cdot\Delta\alpha_1 + A_2\cdot\Delta\alpha_2$$
$$\frac{d}{dt}\Delta\alpha_2 = A_3\Delta\alpha_1 + A_2\Delta\alpha_2 \qquad (A.6)$$

但し
$$A_1 = -\frac{\omega|T|}{2Q_{ex}}\cos(\alpha_2-\alpha_1) - \frac{\omega}{\sqrt{2}Q_{ex}}\left|\frac{c}{a}\right|\cos(\phi-\alpha_1)$$
$$A_2 = A_3 = \frac{\omega|T|}{2Q_{ex}}\cos(\alpha_2-\alpha_1) \qquad (A.7)$$
$$A_4 = -\frac{\omega|T|}{2Q_{ex}}\cos(\alpha_2-\alpha_1) - \frac{\omega}{\sqrt{2}Q_{ex}}\left|\frac{c}{a}\right|\sin(\phi-\alpha_2)$$

i)の場合　式(A.2)を(A.7)に代すると

$$|A_1| = |A_4| = \frac{\omega}{\sqrt{2}Q_{ex}}\left|\frac{c}{a}\right| \qquad \text{ただし } A_1, A_4 \text{は異符号}$$
$$A_2 = A_3 = 0$$
$$(A_1-A_4)^2 - 4A_2A_3 = \frac{2\omega^2}{Q_{ex}^2}\left|\frac{c}{a}\right|^2 > 0$$
$$\therefore\quad A_1A_4 - A_2A_3 = -\frac{\omega^2}{2Q_{ex}^2}\left|\frac{c}{a}\right|^2 < 0$$

となり、$\Delta\alpha_1-\Delta\alpha_2$ 状態面の原点は鞍形点となり、不安定である。

ii)の場合　式(A.3)～(A.5)を(A.7)に代入すると

$$A_1 = A_4 = -\frac{\omega}{Q_{ex}}\cos(\sin^{-1}X)\cdot\left(|T|X + \frac{1}{\sqrt{2}}\left|\frac{c}{a}\right|\right)$$
$$A_2 = A_3 = \frac{\omega|T|}{Q_{ex}}X\cos(\sin^{-1}X)$$

ただし
$$X = \frac{-\left|\frac{c}{a}\right| + \sqrt{\left|\frac{c}{a}\right|^2 + 8|T|^2}}{2\sqrt{2}\,|T|}$$

$$\therefore\quad (A_1-A_4)^2 - 4A_2A_3 = -4\frac{\omega^2|T|^2}{Q_{ex}^2}X^2\cos^2(\sin^{-1}X) < 0$$

よって特異点は渦状点となる。これが安定となるためには

$$A_1 + A_4 < 0 \qquad \therefore\ \cos(\sin^{-1}X) > 0 \qquad (A.8)$$

式(A.8)を満すためには $\sin^{-1}$ 又として主値をとればより.

以上より入力信号のある場合の安定な定常位相差として.

$$\alpha_2 - \alpha_1 = 2\sin^{-1}\left(\frac{-|G|+\sqrt{|G|^2+8|\Gamma|^2}}{2\sqrt{2}\,|\Gamma|}\right) - \frac{\pi}{2}$$

を得る。

輻射科学研究会資料

光集積回路概説

末田 正
(大阪大学 基礎工学部)

昭和48年5月11日

1. まえがき

光エレクトロニクスの進歩に伴って、大容量光通信や、高密度、高速度、情報処理等への光応用が注目されている。これらの応用においては、従来電子回路で行なって来た、発振、増幅、変調、偏向、伝送、復調、演算等の機能を光波帯において実現する必要がある。これまで開発されて来た光波回路素子の多くは、レンズ、反射鏡等を主体とする古典的光学系を基にして構成されて来た。しかし、これら素子は、大きさ、安定度、効率の点で必ずしも満足すべきものではない。

これに対し、数年前から、導波系を用いた新しい光波回路によって、これらの機能を実現し、さらに複数個の素子を集積する、いわゆる光IC、光集積回路(Integrated Optics, Optical integrated circuits)の概念が導入され[1]~[3]すでにかなりの研究成果が報告されている。しかし、この分野の研究は、未だ初期の段階であり、今後に期待する所が大きいと思われる。輻射科学研究会では、光ICに関する一連の解説講演が行なわれる予定であり、本文は、その第1回として、その概略を述べる。

2. 歴史

誘電体導波路の歴史はかなり古く、Hondros と Debye (TMモードの解析, 1910), Southworth (実験, 1936), Carson等 (TE, TM, ハイブリッドモードの解析 1936) などの研究が初期に行なわれた。[4]~[6] その後、誘電体導波路は、マイクロ波ないしミリ波帯で研究され、棒状のものだけでなく、薄膜導波路も提案された。

いっぽう、透明な材料の棒が全反射によって光を導くことは、古くから知られていたが、von Heel (1954) は、ガラスファイバの束によって映像を伝送する際、相接するファイバ間の洩れを防ぐため、各ファイバー

をコアーとし、これより低い屈折率の材料でこれをおおう（クラッド）ような構造を提案し、いわゆるFiber Opticsの基礎を作った。[7] Snitzer と Osterberg (1961)は、クラッド形ガラスファイバ上における各種のモードを始めて光波帯において観測し、マイクロ波と同様な意味における導波路が光波帯においても実現できることを示した。[8]

Yariv等(1963)は、p-n接合レーザの接合部付近に光が集中する現象を、p層－空乏層－n層によって形成される薄膜導波路によるものと考え、これをたしかめるための実験を行なっている。[9][10] また、Kaplan(1963)は、2枚のガラス板の間に、薄い液体膜(厚さ50λ)を作り、屈折率差を10^{-3}～10^{-4}程度にして薄膜導波路を形成し、He-Neレーザ光によって4種類のモードを観測することに成功し、このような光導波系によって、マイクロ波導波管回路系と同じような各種の素子を作る考えを述べている。[11]

Osterberg と Smith[11] (1964)は、薄膜導波系の励振と伝送について、極めて示唆に富む実験を行なっている(図1)。プリズム結合器がすでに用いられていたのは興味深い。

さらに、Shubert と Harris (1968)は、研磨した2枚のクラウンガラス板の間に、フェノール、ポリウレタンエポキシの薄膜を作って光導波系モードの観測を行なうと共に、薄膜回路系による光信号処理系を提案している[12](図2)。この論文中には、すでに、"integrated optical..."の言葉が使用されている。

1969年 Miller等は、"Integrated Optics"を提唱し一連の論文[3][12]~[14]によって自由伝搬を利用する従来の光学系に代わって微小導波系による光波回路の必要性を述べ、方形誘電体導波路における伝搬モード、導波路間の結合、曲り等に関する解析を行ないこのような系におけるレーザ共振器、変調器、分岐回路、フィルタ等の可能性について論じている。また Tien等(1969)によるプリズム結合器[15]、Dakss等(1970)による回折格子結合器[16]により、効率よく薄膜導波路.

のモードを励振する見通しが得られた。さらに，最近，低損失化の進んでいるガラスファイバー線路との組合せによる光通信応用も考えられ、多くの研究者が光ICの分野に興味を持ち．1972年2月には．Integrated Optics — Guided Waves, Materials, and Devicesの国際的会合（Las Vegas）も開かれ[17]，国内でも本年度電子通信学会全国大会シンポジウムに取上げられている。[18]

3．古典光学系と導波形光学系

従来の光学系は．レンズ．反射鏡．プリズム，回折格子，干渉板等を組合せて構成されている。この様な系では．光の自由伝搬を用いているため．各素子が大形になると共に．素子間の結合に際しての機械的安定性の要求がきびしい。したがって高度の機能を持つ光学装置（とくに干渉を利用する場合）は．大形で重くなることが避けられない。

光導波路を用いて光学系を構成することができれば．各素子が小形になると共に．導波作用によって素子間の結合が容易になり．上のような問題点が緩和されるものと考えられる。注入形半導体レーザは意図したものではないとしても．このような形式になっていることは注目される。

いっぽう，マイクロ波導波管回路系は．断面寸法が数cmで．導波管損失もあまり大きくないので．導波系としては手頃であり．各種の素子が開発され実用化されて来た。しかし．波長をさらに短かくし，導波，サブミリ波となるに従って．工作精度，導電損失等の難点を生じ．これを光波帯にまで延長することは極めて困難であると思われた。しかし，半導体導波路とすること，半導体IC作成技術等の進歩により高精度の薄膜加工技術が利用できるようになったこと，等材料および加工法の進歩により．次第に光導波系の実現に対する

見通しが得られるようになった。

光導波路としては、ガラスファイバがまず開発され、モードの観測が行なわれ、光伝送路としての可能性が注目された。しかし、光学系（あるいは、光波回路系）としては、製作法、支持法、等に難点があり、二次元および三次元形式の薄膜導波路が有望と考えられている。

古典光学系に比べると、薄膜光ICは次のような特徴を持っている。

1). 光の波長が短かいので、導波形とすることにより、素子の寸法が小さくなり、いくつかの素子をまとめても、小形、軽量で、経済的である。

2) 機械的振動等の周囲条件に影響され難い。

3) マイクロ波回路と同じような各種の素子を同一平面上に構成できる。

4) 導波系を用いるため、長い区間（進行方向に）にわたって光の集中度を良くすることができる。したがって、非線形相互作用を利用するのに有利であり、高能率の変調、偏向、逓倍、パラメトリック発振等が期待できる。

5). 位相速度が、材料の屈折率だけでなく、モードの種類、膜厚等にも依存するので、位相整合等への応用の可能性が広い。

4. 導波路と受動回路素子

光誘電体導波路としては、種々の形式が考えられるが、光波伝送ではなく、広義の光信号処理を行なう光波回路としては、図3(a)～(e)に示すように、誘電体基板（substrate）上に、異なった屈折率を持つ誘電体を付けたものが有利であると考えられている。基本的には、周囲より屈折率の高い領域（core）を形成すると、光はコア付近に集中して伝搬する。図3(a)に示すものは、基板に平行な方向には一様な

構造を持ち．この方向には別の方法によって導波作用を持たせる必要がある。このような導波路を二次元導波路と呼んでおり．製作が容易なので、現在の所．このような形式のものが多い。図3(b)以下に示すものは．三次元導波路と呼ばれており．光ＩＣの基本になるものと思われる。

光通信等への応用においては．光ＩＣは送信．受信．中継部分等に用いられ．伝送部分には．低損失導波系．たとえばガラスファイバー が用いられる。このように．他の導波系あるいはレーザ発振器等かこら光ＩＣ中に必要はモードを励振する技術が重要になる。 図4(a)～(d)は．モード励振用結合部の例をを示している。また．導波路におけるモード変換器についても異方性媒質（結晶）を用いたもの等が提案されている。

図5(a)～(d)は．三次元導波系における曲り．方向性結合器．共振器（反射形およびリング形），フィルタ等の概念図を示している。これらは．マイクロ波導波管回路素子から類推されるが．誘電体導波路を用いているため．曲り．不連続部等で放射損失を生ずる恐れのあること．一般に．結合長等が波長に比べてかなり大きいこと等の相異点がある。また．磁性薄膜を用いると．非相反素子（ジャイレータ、アイソレータ，サーキュレータ等）の構成も可能である。

このような薄膜導波路の製作方法としては．蒸着法（高周波スパッタ，真空蒸着等），拡散法．イオン注入法，エピタキシャル結晶．成長．酸化法等多くの報告がある。材料としても．ガラス．有機材料，半導体．結晶．液体．等多様な可能性がある。

三次元回路を製作する場合には．写真製版技術を応用し．マスクを作成して蒸着．拡散．イオン注入等を行う方法や．直接ホトレジストをコアとする場合もある。図6は製作工程の一例を示している。[19]

5. 能動回路素子

光ＩＣを通信、情報処理等へ応用する際には、発振、変調、復調、偏向、周波数変換等の能動素子が重要となる。いっぽう、導波系を用いることによって集中度が改善されるため、従来の自由伝搬を利用するバルク形のものに比べて、能率を向上できる可能性がある。しかし、能動素子には光学的異方性の薄膜（あるいは基板）を用いることが多く、素子の構成、動作の解析、製作法等に問題点が多い。

図７は、エピタキシャル成長させたGaAs薄膜位相変調器の概略図である[20]。図８は、表面超音波と光波との相互作用を利用する素子で、モード変換、変調、偏向に利用できる[21]。

SHG、周波数変換器、パラメトリック増幅器等、非線形光学素子においては、集中度の改善による能率の向上以外に、位相整合についても利点がある。すなわち、導波路の構造およびモードの選択により位相整合の可能性が増す。たとえばGaAs、CuClのように、非線形係数は大きいが、立方晶系に属するため通常の方法では整合をとることができない場合に有効である。

他の回路素子と同様に、レーザ発振器および増幅器を導波系に組み込んで一体化を図ることは、光ICとして重要な問題である。半導体レーザは、このような目的に沿っていると考えられるが、この他、薄膜色素レーザ、薄膜Ndガラスレーザ等の報告が見られる。これらのレーザにおいては、通常の光共振器のように大形の反射鏡を用いると、光ＩＣとしての特徴を失うので、リングレーザあるいは分布帰還形式になっている。図９は分布帰還形薄膜色素レーザの一例を示している[22]。

6. 応用

光ICの応用としてまず考えられるのは、開発の進んでいる低損失ガラスファイバーおよび半導体レーザ（あるいはLED）との組合せによる経済的な光通信系であろう。その実現のためには、発振、増幅、変調、フィルタ作用、遅延、多重化、復調等の機能を行なう素子を集積化した光ICを得る必要がある。光通信方式としては種々の形式が考えられるが、光ICは、送信、受信、中継の各部分に用いられるであろう。図10は、周波数多重化PCM光通信系の中継用光ICの概念図を示している。[23]

また、二次元薄膜導波路を利用した光信号処理への応用も考えられる。図2は、集積化光相関器として比較的初期に提案されたものである。[2] 通常の光信号処理系が二次元空間信号の処理に用いられるのに対し、この方法では一次元空間信号だけしか処理できないが、安定性、経済性の点で優れている。ただし、薄膜処理系に適したレンズ、空間変調器の開発が必要である。

7. むすび

以上、光ICについての概略を述べたが、導波路、受動回路、能動回路、材料と製作法、等については今後、本研究会で解説講演が行なわれる予定である。光IC全般についての解説論文のニ三を文献[28]～[30]として示しておく。

なお、光ICの開発には、光導波路の解析、光波回路素子の設計、材料、薄膜素子の製作、電子回路等広範囲の技術が必要であり、関係各分野の協力が望まれる。

最後に、本稿をまとめるに当り、ご協力いただいた阪大基礎工学部、光IC研究懇談会の諸氏に感謝する。

文　　献

(1) R.E.Kaplan,"Optical waveguide of macroscopic dimensions in single-mode operation,"Proc.IEEE, 51, 1144/1145,(1963)

(2) R.Shubert and J.H.Harris,"Optical surface waves on thin films and their application to integrated data processors, IEEE Trans., MTT-16, 1048/1054,(1968)

(3) S.E.Miller,"Integrated optics:An introduction," B.S.T.J., 48, 2059/2069,(1969)

(4) D.Hondros and P.Debye,"Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Drähten," Ann.d.Phys., 32, 465/476,(1910)

(5) G.C.Southworth,"Hyper-frequency waveguides — general considerations and experimental results,"B.S.T.J., 15, 284/309, (1936)

(6) J.R.Carson, S.P.Mead and S.A.Schelkunoff,"Hyper-frequency waveguides — mathematical theory,"ibid., 310/333, (1936)

(7) A.C.S. von Heel,"A new method of transporting optical images without aberration," Nature, 173, 39,(1954)

(8) E.Snitzer and H.Osterberg,"Observed dielectric waveguide modes in the visible spectrum," J.Opt.Soc.Am., 51, 499/505, (1961)

(9) A.Yariv and R.C.C.Leite,"Dielectric-waveguide mode of light propagation in p-n junctions," Appl.Phys. Lett., 2, 55/57, (1963)

(10) W.L.Bond, B.G.Cohen, R.C.C.Leite and A.Yariv,"Observation of the dielectric waveguide mode of light propagation in p-n junctions," ibid., 57/59, (1963)

(11) H.Osterberg and L.W.Smith,"Transmission of optical energy along surfaces : Parts I and II," J.Opt.Soc. Am., 54, 1073/1084, (1964)

(12) E.A.J.Marcatili,"Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics," B.S.T.J., 48, 2071/2102, (1969)

(13) E.A.J.Marcatili,"Bends in optical dielectric guides," ibid., 2103/2132, (1969)

(14) J.E.Goell,"A circular-harmonic computer analysis of rectangular dielectric waveguides," ibid., 2133/2160, (1969)

(15) P.K.Tien, R.Ulrich and R.J.Martin,"Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films," Appl.Phys.Lett., 14, 291/294, (1969)

(16) M.L.Dakss, L.Kuhn, D.F.Heidrich and B.A.Scott,"Grating coupler for efficient excitation of optical guided waves in thin films," ibid.,16, 523/525,(1970)

(17) R.V.Pole, S.E.Miller, J.H.Harris and P.K.Tien,"Integrated optics and guided waves — a report of the Topical Meeting," Appl.Opt., 11, 1675/1685, (1972)

(18) 光ICと光ファイバ(シンポジウム), 昭48電子通信学会全国大会, S12
(19) J.E.Goell,"Electron-resisto fabrication of integrated optical circuits," Topical Meeting on Integrated Optics — Guided Waves, Materials, and Devices, MB8, (1972)
(20) P.K.Cheo,"Excitation and modulation of 10.6 μm guided waves in GaAs epitaxial thin films," ibid., TuB3, (1972)
21) L.Kuhn,"Interactions between optical guided waves and surface acoustic waves," ibid., TuB2, (1972)
22) H.Kogelnik and C.V.Shank,"Stimulated emission in a periodic structure," Appl.Phys.Lett., 18, 152/154, (1971)
23) J.E.Goell, R.D.Standley and T.Li,"Optical waveguides bring laser communication closer," Electronics, August 31, 1970, pp 60/67.
(24) J.E.Goell and R.D.Standley,"Integrated optical circuits," Proc.IEEE, 58, 1504/1512, (1970)
(25) P.K.Tien,"Light waves in thin films and integrated optics," Appl.Opt., 10, 2395/2413, (1971)
(26) S.E.Miller,"A survey of integrated optics," IEEE J. Quantum Electron., QE-8, 199/205, (1972)
(27) 川上彰二郎,"光の微小線路," 応用物理, 39, 1052/1055, (1970)
(28) 末松安晴,"光集積回路," 信学誌, 55, 1201/1208, (1972)
(29) 山本錠彦,"光波薄膜回路," 信学会マイクロ波研資, MW72-105, (1972)
(30) 末松安晴,"光ICの最近の進歩," 応用物理, 42, 29/33, (1973)

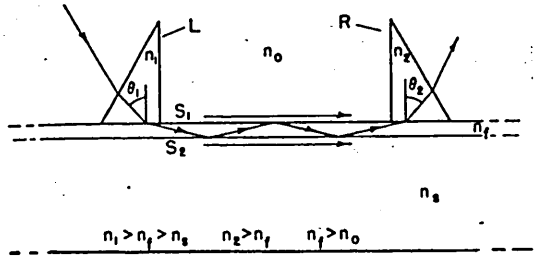


図 1　光薄膜導波路の励振と伝送
Osterberg & Smith[11]

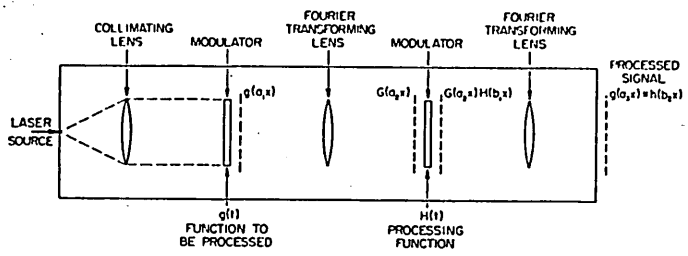


図 2　集積化光相関器. Shubert & Harris[2]

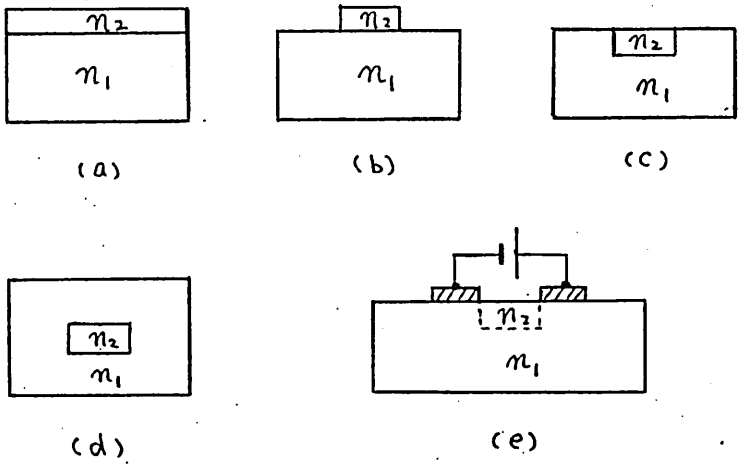


図 3　種々の光誘電体導波路

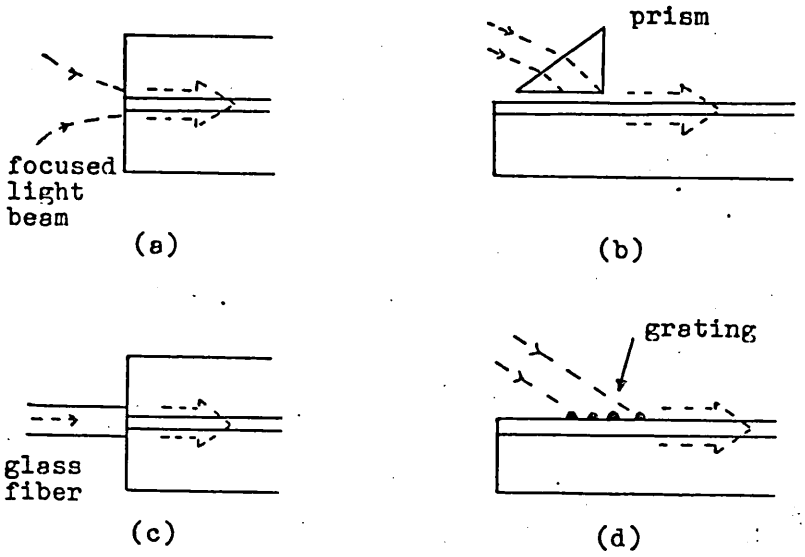


図 4　薄膜導波路の励振

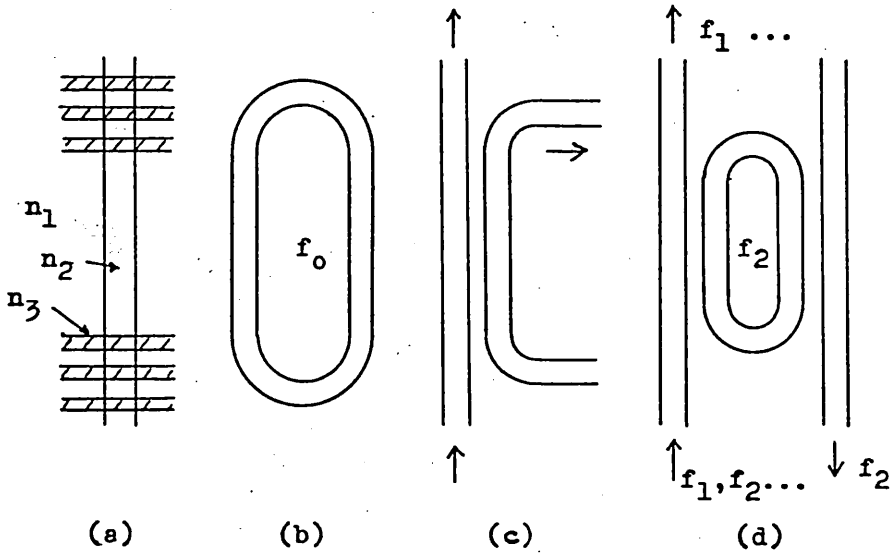


図 5　受動回路素子の例：(a)(b) 共振器，(c) 方向性結合器
(d) 分波器．

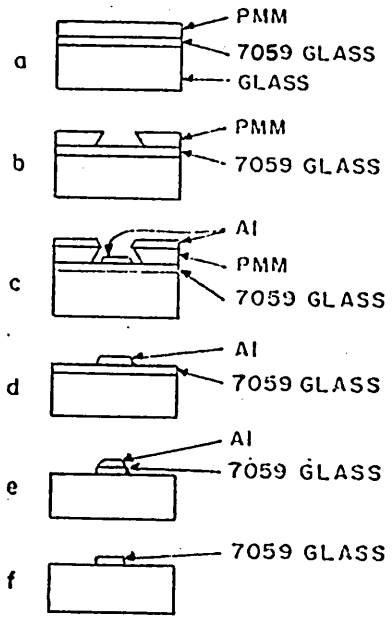


図6　三次元導波路
製作工程の一例.
Goell(19)

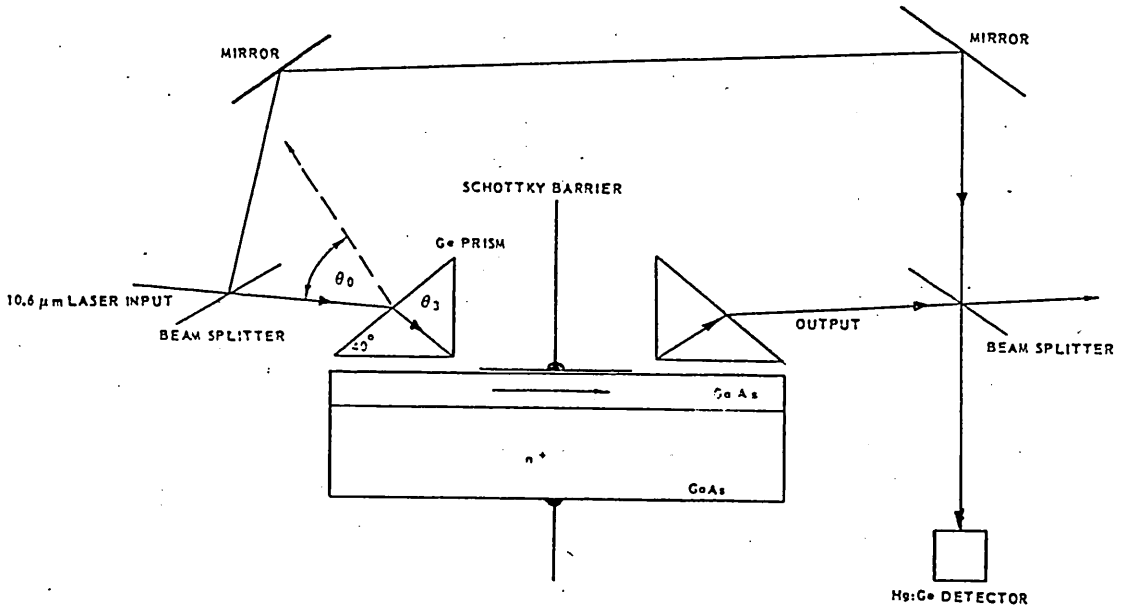


図7　GaAs 薄膜光変調器の構成例. Cheo(20)

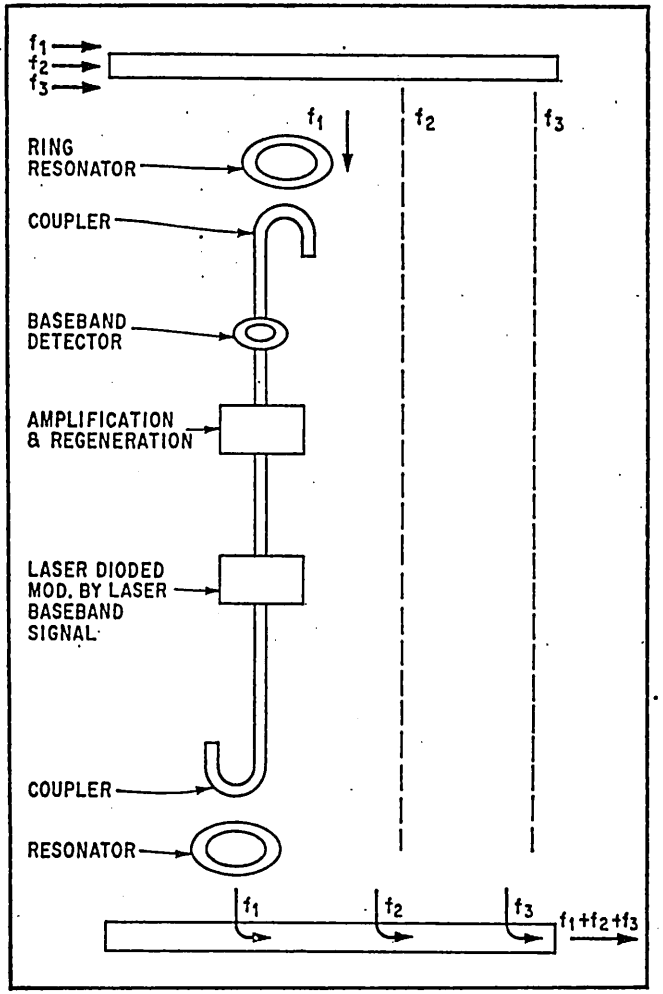


図10 光PCM通信系の中継用光IC

(23)

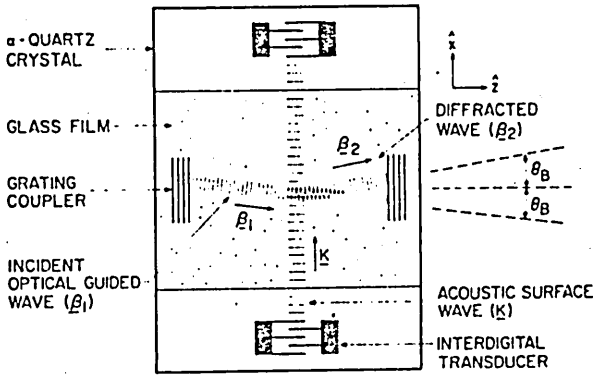


図8 表面超音波による光偏向. Kuhn(21)

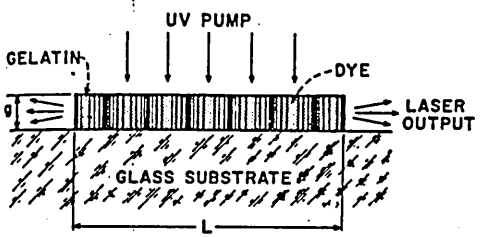


図9 分布帰還形薄膜色素レーザ.
Kogelnik & Shank(22)

輻射科学研究会資料

結晶反転位相補償形進行波光変調器
—不等長分割の場合

北山 忠善　　末田 正
（大阪大学 基礎工学部）

昭和48年 7月 6日

結晶反転位相補償形進行波光変調器
—不等長分割の場合

北山 忠善　　末田 正
（大阪大学 基礎工学部）

1. まえがき

進行波光変調器においては、全帯域において光とマイクロ波の速度整合が行なわれると、変調周波数制限はない。しかし、実際には、マイクロ波回路の分散性により速度整合のとれる周波数範囲は限られているため、変調周波数に上限を生じている。これに対して、さきに速度整合をとらなくても高周波で変調の可能な結晶反転位相補償法を用いた進行波光変調器を提案した[1]。これは、等長に結晶を分割反転して周期的にマイクロ波の位相を補償する方法で、分割された結晶長等で決まる中心周波数で帯域変調が行なわれる。

本文では、上の方法を発展させ不等長分割とした場合について考察している。不等長分割によって設計の自由度を増すことにより、変調器の高能率化が実現されると考えられる。この場合、任意の長さで結晶を分割すると直線的な位相特性が得られない。そこで、まず、対称分割によって位相特性が線形となることを示し、さらに、高能率の変調特性をもつような分割比を求めている。最後に、$LiTaO_3$結晶を用いた変調器の設計例を示している。

2. 不等長分割の場合の誘導移相量

長さLの結晶を不等長に分割反転して変調器を構成した場合の変調の深さについて考える。図1に示す様に、n段目の結晶長をk_nL（k_n:分割比 $\sum_{n=1}^{N} k_n = 1$）で表わす。

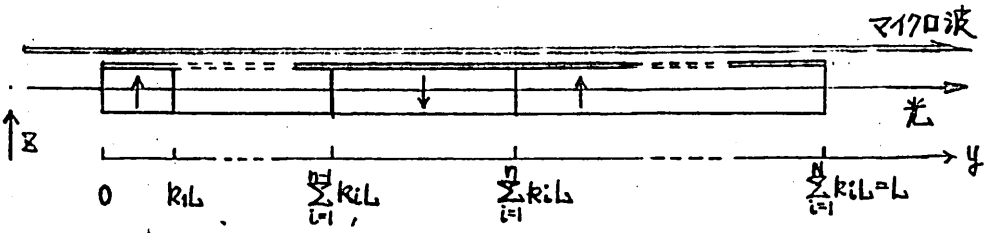


図1．N段不等長分割の結晶反転位相補償形進行波光変調器

いま、光とマイクロ波はy方向に進行させ、マイクロ波電界の方向はz方向とし、ある定まった方向の直線偏光について位相変調を考える。（強度変調の場合は、直交する偏光との位相差を考えればよい。）直線偏光に対する屈折率は[1]

$$n = n_0 + n_m E \tag{1}$$

$$E = E_0 \exp j(\omega_m t - \beta_m y) \tag{2}$$

ここで、Eはマイクロ波電界で、E_0, ω_m, β_mは、それぞれ、その振幅、角周波数、伝送線路における位相定数である。このとき、直線偏光が、n段目の結晶によって受ける誘導移相量$\Gamma^{(n)}$は

$$\Gamma^{(n)} = (-1)^{n-1} \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_{\sum_{i=1}^{n-1} k_iL}^{\sum_{i=1}^{n} k_iL} n_m E \, dy \tag{3}$$

λ_0は光の真空中波長である。いま、直線偏光が時刻t_0に結晶に入射したとすれば、

$$\Gamma^{(n)} = (-1)^{n-1} \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_{\sum_{i=1}^{n-1} k_i L}^{\sum_{i=1}^{n} k_i L} n_m E_0 \exp j\left\{\omega_m t_0 + \omega_m\left(\frac{1}{v_0} - \frac{1}{v_m}\right) y\right\} dy$$

$$= (-1)^{n-1} \frac{2\pi}{\lambda_0} n_m E_0 L \frac{\sin k_n U}{U} \exp j\left\{\omega_m t_0 + (k_n + 2\sum_{i=1}^{n-1} k_i) U\right\} \quad (4)$$

ただし、$U = \frac{\omega_m L}{2}(v_0^{-1} - v_m^{-1})$. また、$v_0$, v_m は、それぞれ光および
マイクロ波の速度である。

長さ L の結晶から受ける誘導移相量 Γ は、(4) を n について加えたもので

$$\Gamma = \sum_{n=1}^{N} (-1)^{n-1} \Gamma_0 \frac{\sin k_n U}{U} \exp j\left\{\omega_m t_0 + (k_n + 2\sum_{i=1}^{n-1} k_i) U\right\} \quad (5)$$

ただし、Γ_0 は Γ の直流値である。また、Γ の振幅を変調の深さという。

k_n が任意である場合、Γ は、マイクロ波周波数に対して、振幅特性が平坦でないだけなく、位相特性についても直線的なものが得られない。

そこで、対称に等長の結晶を配置して、結晶軸を反転すれば、Γ は以下の様になる。

<u>N が奇数のとき（図2）</u>

$k_n = k_{N-n+1}$ であることより n 段目と (N−n+1) 段目による誘導移相量は、Γ_0 で規格化すると

$$e^{j\omega_m t_0}\left\{(-1)^{n-1} \frac{\sin k_n U}{U} e^{j(k_n + 2\sum_{i=1}^{n-1} k_i) U} + (-1)^{N-n} \frac{\sin k_{N-n+1} U}{U} e^{j(k_{N-n+1} + 2\sum_{i=1}^{N-n} k_i) U}\right\}$$

$$= (-1)^{n-1} \frac{\sin k_n U}{U}\left[e^{j(k_n + 2\sum_{i=1}^{n-1} k_i) U} + e^{j\{2 - (k_n + 2\sum_{i=1}^{n-1} k_i)\} U}\right] e^{j\omega_m t_0}$$

$$= (-1)^{n-1} \cdot 2 \frac{\sin k_n U}{U} \cos\left\{1 - (k_n + 2\sum_{i=1}^{n-1} k_i)\right\} U \cdot e^{j(\omega_m t_0 + U)} \quad (6)$$

N 段の結晶による規格化された誘導移相量は、

式(6)をnについて $\frac{N+1}{2}-1$ まで加え、$\frac{N+1}{2}$段の誘導移相量を加えたもので

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0}=\left\{\sum_{n=1}^{\frac{N+1}{2}-1}(-1)^{n-1}\cdot 2\,\frac{\sin k_n U}{U}\cos\left\{1-\left(k_n+2\sum_{i=1}^{n-1}k_i\right)\right\}U+(-1)^{\frac{N+1}{2}-1}\frac{\sin k_{\frac{N+1}{2}}U}{U}\right\}\cdot$$

$$\cdot\exp j(\omega_m t_0+U) \qquad (7)$$

となる。

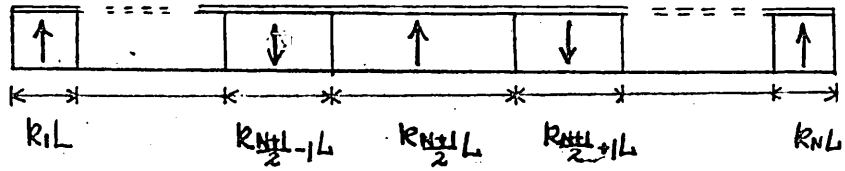


図2. 対称にN(奇数)段分割した場合

Nが偶数のとき(図3). 同様にして

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0}=\left\{\sum_{n=1}^{\frac{N}{2}}(-1)^{n-1}\cdot 2\,\frac{\sin k_n U}{U}\sin\left\{1-\left(k_n+2\sum_{i=1}^{n-1}k_i\right)\right\}U\right\}$$

$$\cdot\exp j(\omega_m t_0+U) \qquad (8)$$

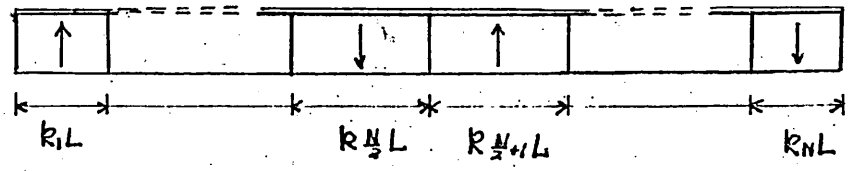


図3. 対称にN(偶数)段分割した場合

(7), (8)により、伝送線路に分散がなければ, Uはω_mに比例するから、対称に配置すれば、不等長で軸反転を行っても、直線的な位相特性の得られることが分る。そして、分割比の選択により、種々の規格化された誘導移相量の振幅特性が(7), (8)より得られる。一例として、図4にN=3の場合について振幅特性

を示す。ただし、以後、規格化された誘導移相量の振幅 $|P/P_0|$ を、規格化された変調の深さとよび Γ_m で表す。また、Γ_m の最大値 $\Gamma_{m\max}$ から6dB下ったところまでを帯域とし、対応するUの値を、U_1（高周波側）、U_2（低周波側）としてある。

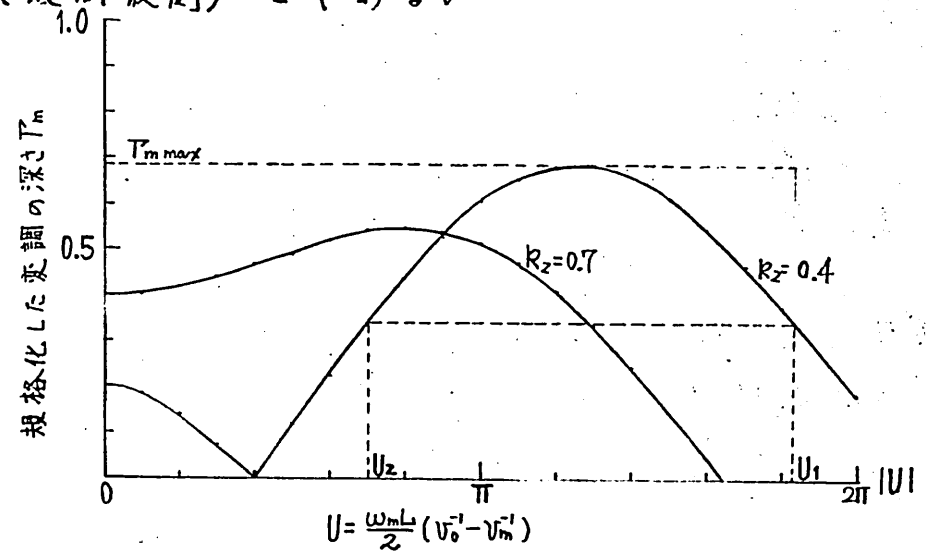


図4 Γ_m の周波数特性：$k_2=0.7$（$k_1=0.15$）、$k_2=0.4$（$k_1=0.3$）の場合（N=3の場合）

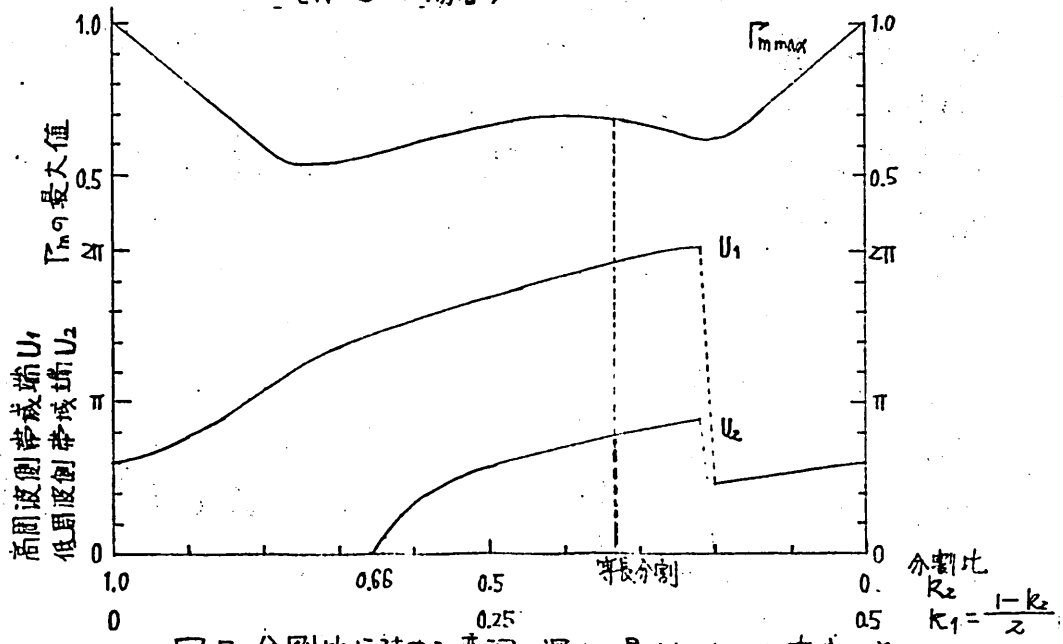


図5 分割比に対する変調の深さの最大値および帯域の変化（N=3の場合）

図5は、図4で定義した、$\Gamma_{m\,max}$, U_1, U_2の分割比に対する変化を示す。なお、U_1-U_2は帯域幅を示す。図より、低域変調(直流から変調可能)および帯域変調の可能なことが分る。また、低域変調から帯域変調に移る付近では、広帯域な変調が予想される。

3. 最適分割比選択の目安

最適分割比を決定するための方法について考察する。変調器は、高感度、広帯域が望ましいのは当然であるが、両者は一般に両立しない。

速度整合をとってない進行波光変調器において、ガウスビーム光を回折拡りさせたまま用いる場合、Γの直流値は[3]、

$$\Gamma_0 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)\cdot n_m\sqrt{\frac{P}{2z_0}\cdot\frac{n\pi L}{S^2 4\lambda}} \qquad (9)$$

P: マイクロ波電力　　S: 安全係数

z_0: マイクロ波回路インピーダンス　　n: 屈折率

となり、Γ_0^2はLに比例する。また、変調帯域幅は、$\sin U/U$によって決まりLに反比例する。したがって、Lを変化した場合、変調の深さの自乗と帯域幅との積は、一定となる。

$$\Gamma_0^2\cdot\Delta\omega = 一定 \qquad (10)$$

また、最近報告された、くり返し集束形の変調器[2]においては、回折制限が集束系によって緩められるので、Γ_0はLに比例し、Lを変化したとき、変調の深さと、帯域幅の積は一定となる。

$$\Gamma_0\cdot\Delta\omega = 一定 \qquad (11)$$

ところで、不等長分割し軸反転した場合、変調の深さの変調帯域における基準値を、$|\Gamma|_{ref}$（式(10)，式(11)では、直流値を基準値としている。）とすると

$$|\Gamma|_{ref} = \Gamma_0 \Gamma_{m\,ref} \tag{12}$$

となる。また、変調帯域幅は、$\Gamma_m(U)$によって決まるΔU_m（図5におけるU_1-U_2）によって表わされ

$$\Delta\omega = \frac{2\Delta U_m}{(v_0^{-1}-v_m^{-1})L} \tag{13}$$

となる。したがって、ガウスビーム光を回折拡りさせたまま用いる場合、変調の深さの基準値の自乗と帯域幅の積は、

$$|\Gamma_{ref}|^2 \cdot \Delta\omega = A \cdot \Gamma_{m\,ref}^2 \Delta U_m \tag{14}$$

$$A = 2\Gamma_0^2/L(v_0^{-1}-v_m^{-1})$$

となり$\Gamma_0^2 \propto L$であるからLの変化に対し一定となる。また、くり返し集束形の場合、変調の深さの基準値と帯域の積は、

$$|\Gamma_{ref}| \cdot \Delta\omega = B\,\Gamma_{m\,ref} \cdot \Delta U_m \tag{15}$$

$$B = 2\Gamma_0/L(v_0^{-1}-v_m^{-1})$$

となり、$\Gamma_0 \propto L$であるから、Lの変化に対し一定となる。

光変調器においては、(14)または(15)の値が大きいとき、同一帯域幅に対する変調の深さが大きくなり、変調器の能率（一定の変調度に対する単位変調帯域幅あたりの変調電力 mW/MHz）は、優れている。したがって、(14)，(15)によって変調器の性能を比較する。
実際には、分割比によって変化する．$\Gamma_{m\,ref}^2 \cdot \Delta U_m$，および、$\Gamma_{m\,ref} \cdot \Delta U_m$ の値で比較する。

図6は、N＝3の場合の分割比に対する、$\Gamma_{m\,ref}^2 \Delta U_m$ および $\Gamma_{m\,ref} \Delta U_m$ の変化を示す。$\Gamma_{m\,ref}$は、Γ_mの最大値から3dB下った値にしている。また、帯域は、最大値から6dB下ったところまでとしている。

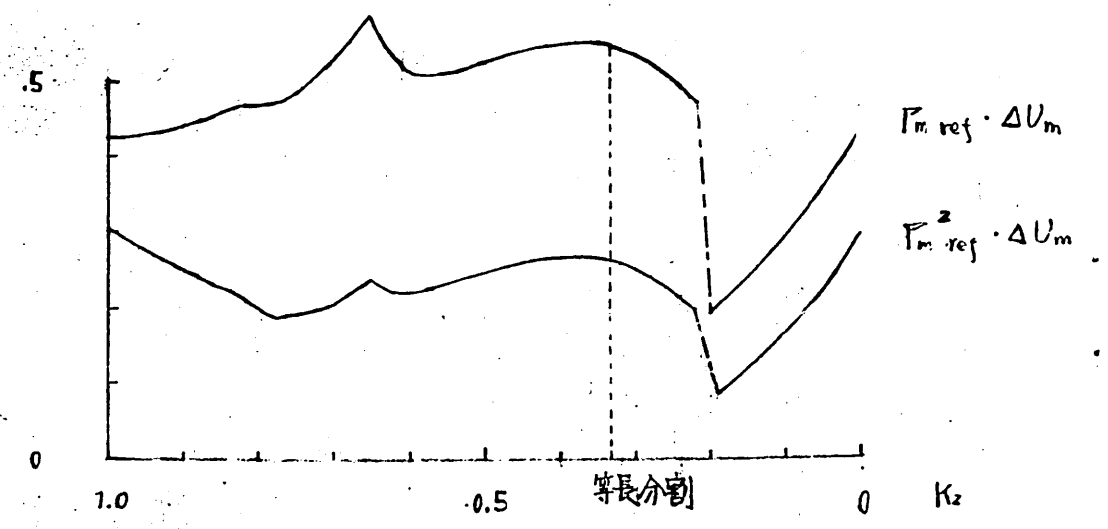


図6　分割比に対する目安値の変化（N=3の場合）

図6より、$\Gamma_{m\,ref}^2 \cdot \Delta U_m$の値は、分割によって変化することから、不等長分割を、ガウスビームを回折拡りさせたまま用いる場合に適用しても利点は少い。

しかし、$\Gamma_{m\,ref} \Delta U_m$の値は、不等長分割によって大きくなり、とくに低域変調器に有利である。帯域変調器としては、等長分割の場合とほとんど変らない。

以上より、不等長分割によって、くり返し集束形の低域変調器として優れた性質を示すことが分ったが、改めて考えてみると、N=3の場合、規格化された変調の深さは、

$$\Gamma_m = \left| 2\,\frac{\sin k_1 U \cos(1-k_1)U}{U} - \frac{\sin k_2 U}{U} \right|$$

$$= \left| \frac{\sin k_2 U}{U} - \left(\frac{\sin U}{U} - \frac{\sin k_2 U}{U} \right) \right| \qquad (16)$$

$\sin k_2 U/U$ の項は、$k_2 L$ の結晶長の速度整合をとってない進行波光変調器のΓ_mであり、他の項は、両側

に結晶を並べることより生じた項である。各項の周波数特性を図7に示す。

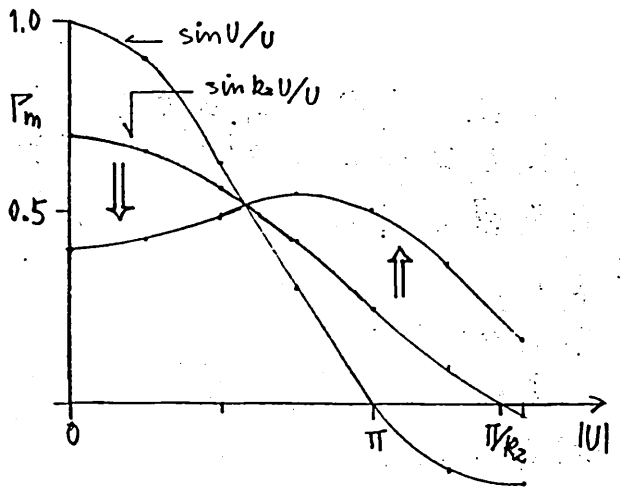


図7 式(16)の各項の周波数特性

図から分るように中央の結晶の隔の周波数特性を、両側の結晶で平坦化している。したがって、さらに分割数を増した場合の最適分割比を考えるには、中央に長さ L_0 の結晶を置き、その両側に軸反転して適当な長さの結晶を対称に配置すると考える。中央の結晶の左右にそれぞれM個の結晶を軸反転して並べると（結晶総数は $2M+1$ 個）式(7)は、変形されて

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0}=\left|\sum_{n=1}^{M}(-1)^n\frac{2\sin k_nU\cos\left(1+2\sum_{i=1}^{n-1}k_i+k_n\right)U}{U}+\frac{\sin U}{U}\right| \cdot \exp j(\omega_m t_0+U) \tag{17}$$

となる。ただし、Γ_0 は、長さ L_0 の結晶による Γ の直流値である。また、$U=\frac{\omega_m L_0}{2}(v_0^{-1}-v_m^{-1})$ である。

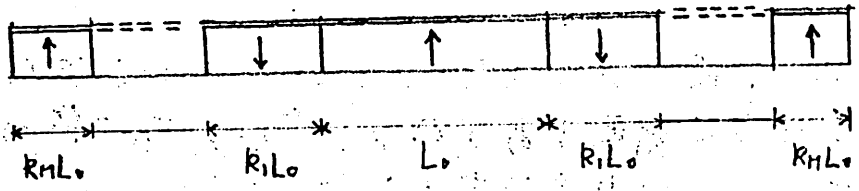


図8 式17の場合の結晶配置 (18)

4. $M \geq 2$ の場合の k_i の決定

段数を重ねると $\sin U/U$ の特性がさらに平坦化されると予想される。そこで、次のような方法で k_i を決定した。

1) $\sin U/U \geq 0$ $\quad 0 \leq U \leq \pi$ より帯域は $U=\pi$ まで拡大する。

2) 帯域を π までとすると、平坦化が進むにつれて Γ_m は $0 \leq U \leq \pi$ で、Γ_m の平均値に近づく。また式(17)は、偶関数だから、$U=0$ で平均値をとるように k_i を決定する。

$$\Gamma_m(0) = 1 - 2k_1 + 2k_2 - 2k_3 + \cdots = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} \Gamma_m(U)\, dU \quad (19)$$

積分するときには、次の近似をする。

$$\frac{\sin ax}{x} = \begin{cases} \sin ax/x & 0 < x < \frac{\pi}{a} \\ -\frac{1.74a^2}{\pi^2}\left(x - \frac{\pi}{a}\right) & \frac{\pi}{a} < x < \frac{3\pi}{2a} \\ \frac{1.74a^2}{\pi^2}\left(x - \frac{2\pi}{a}\right) & \frac{3\pi}{2a} < x < \frac{2\pi}{a} \\ \vdots & \end{cases}$$

($x > \frac{2\pi}{a}$ では、面積の等しい三角形で近似)

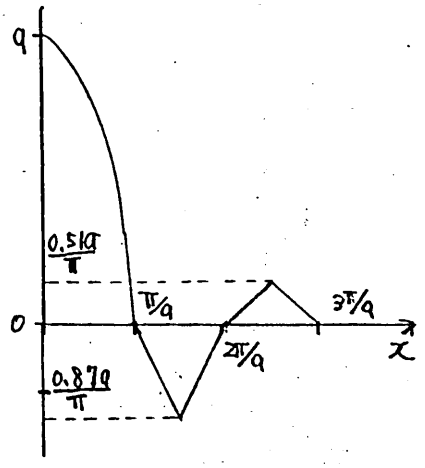


図9 近似した $\sin ax/x$

3) $2M-1$ 段から $2M+1$ 段にするのは、$2M-1$ 段の微少補正であるから、K_{M-1}, K_M の値のみ決定し、逐次 k_i を決定してゆく。

1)，2)，3)の方法により、$\Gamma_{m\,ref}\cdot\Delta U_m$ の大きな値を探す。$\Gamma_{m\,ref}$ としては、$\Gamma_m(0)$ を用い、変調帯域幅については、$\Gamma_m(0)$ より3dB下がったところまでとした。結果は、表1，図10に示す。

M	$\Gamma_m(0)\Delta U_m$	ΔU_m	$\Gamma_m(0)$	全長	k_0	k_1	k_2	k_3
0	0.43π	0.60π	0.7*	L_0	1			
1	0.58π	0.83π	0.7	$1.3L_0$	1	0.15		
2	0.73π	1.04π	0.7	$2.2L_0$	1	0.38	0.23	
3	0.75π	1.08π	0.69	$2.6L_0$	1	0.38	0.33	0.1

＊ M=0 に対しては、$\Gamma_{m\,ref}$ は、$\Gamma_m(0)$ より 3dB 下った値を用いた。

表1 最適分割比の計算結果

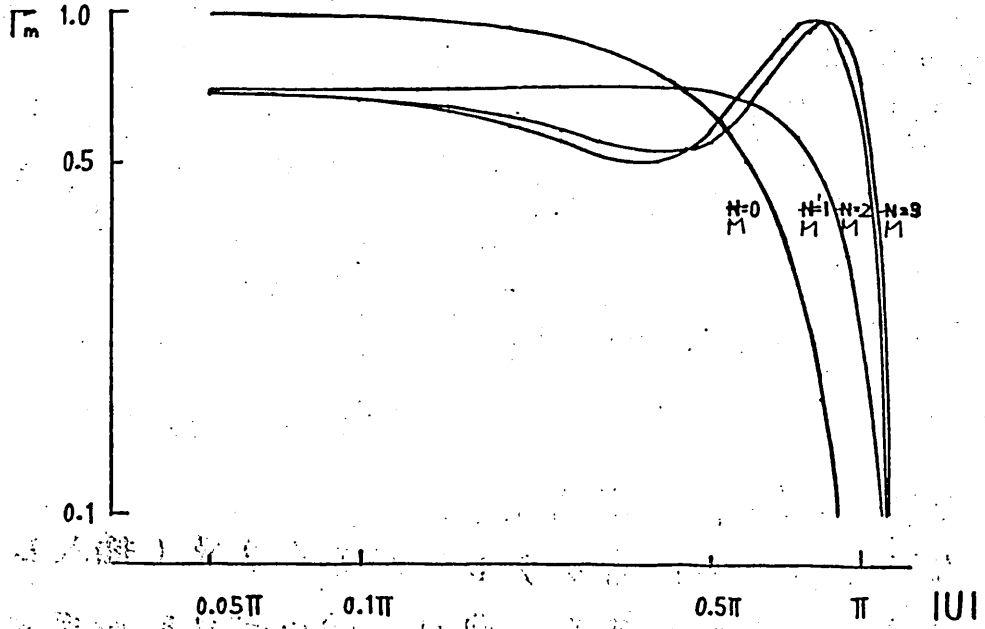


図10 最適分割したときの Γ_m の周波数特性

$M \geq 4$については、$M=2$で目的の$U=\pi$までの変調帯域が得られているので、これ以上段数を増しても帯域の拡大は、難しく、変調の深さの向上も望めない。このことは、$M=3$の場合をみても分る。

表1より、不等長分割によって、$|\Gamma_m(0)| \cdot \Delta U_m$の値は、分割をしない場合と比べて、約1.7倍まで大きくできた。したがって、同一帯域の変調器を作った場合、分割しない場合に比べて約2.9倍の能率が予想される。

5. 変調器の設計例

$M=2$の場合で変調器を設計する。断面0.2×0.2 mm長さ、10 mm, 7.6 mm, 4.6 mm, の$LiTaO_3$結晶を各2本用いて変調器を構成する。

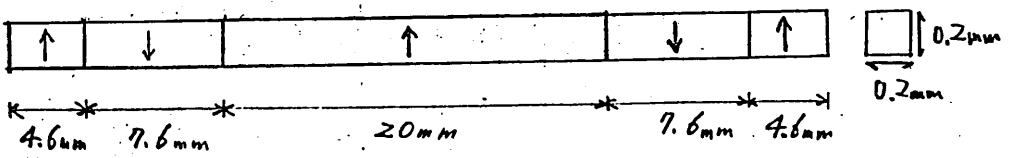


図11 $M=2$の場合の結晶配置

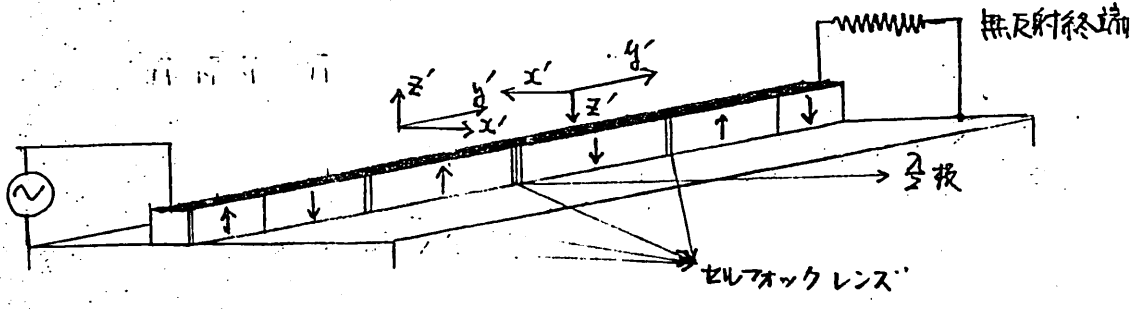


図12 変調器の概略図

集束系は、セルフォックレンズをくり返し挿入して構成してある。また、図11と図12で結晶配置が、

異なるのは、図12では、λ/2板を用いて温度補償してあるためである。

文献2によって、マイクロ波の等価屈折率 $N(v_m=c/N)$、マイクロ波回路のインピーダンスを推測すると、

$$N \simeq 4.3 \quad , \quad Z_0 \simeq 88\Omega$$

である。これを用いて変調帯域を計算すると

$$\Delta f_m = \frac{2\Delta U_m C}{2\pi(N-n_0)L} = \frac{1.04\pi \times 3\times 10^{10}}{\pi(4.3-2.2)\times 2} = 7.4 \quad GHz$$

となる。ただし、Cは真空中の光の速度である。

また、30％強度変調を直線変調域で行うには、変調電力は、次の様に計算される。

$$P = \frac{1}{2Z_0}\left(\frac{mV_\pi}{\pi\Gamma_{m(0)}}\right)^2$$

$$= \frac{1}{2\times 88}\left(\frac{0.3\times 28}{\pi\times 0.7}\right)^2$$

$$= 0.17 \quad W$$

6328Å光に対して
V_π：断面 0.2×0.2 mm 長さ 2cm の $LiTaO_3$ 結晶の半波長電圧

m：変調度

したがって能率は 0.023 mW/MHz となる。

6. むすび

本文では、不等長分割結晶反転位相補償法による進行波光変調器の構成方法を検討した。その結果、不等長の場合でも対称に結晶を分割すれば、直線的な位相特性の得られることが分った。また、変調周波数特性についての検討から、適当な分割方法により、低域変調および帯域変調の何れも可能であることが分った。帯域変調の場合には、等長分割の場合とほぼ同じ帯域幅，感度の変調で分割比によって中

心周波数が変化する。また、低域変調の場合には、広帯域な変調が可能であり、くり返し集束形の変調器を構成すると、高感度，広帯域の変調器の得られることが分った。$LiTaO_3$結晶を用いた設計例では、6328 Å光に対し30%強度変調（直線変調）を変調電力0.17Wで0～7.4GHzの帯域にわたって行なうことができる。

最後に、適切な助言，討論を頂いたレーザ研究室の方々に感謝する。

参考文献

(1) 後藤，末田："結晶及転位相補償形進行波光変調器"，信学誌 55-C，6，P306-313 (1972)

(2) 上原，山内："集束形光変調器"，昭48電子通信学会全国大会 No.10，P899 (1973)

(3) H.S. CHEN："Modulators for Optical Communications"，Proc. IEEE，Vol58，P1440-1457，October 1970

輻射科学研究会資料

反射形ビーム導波系の円形曲り部の構成法について

小野 和雄，沢 新之輔
（愛媛大学 工学部）

熊谷 信昭
（大阪大学 工学部）

昭和48年7月6日
（於 中央電気クラブ）

1. まえがき

ミリ波帯における低損失伝送の一方式として、反射板を交互に配置した構造の反射形ビーム導波系が考えられている[1]。この種の導波系は、構造が簡単であること、伝送損失が比較的少ないこと、伝送可能な電磁波の周波数に対する制限がないことなどの特長があるため、さらに波長の短いサブミリ波帯や光波帯においても、有効な伝送系となり得る可能性がある。

ビーム導波系を長距離にわたって構成する場合、直線部の他に円形曲り部も必要であると考えられる。一般に、直線部と円形曲り部の軸がなめらかに接続されている場合、直線部の伝送軸上を伝搬して円形曲り部に入射したビームは、円形曲り部の影響を受けて脈動を始める。(ここで脈動とは、伝送軸に沿って伝搬しないことをいう。)この脈動現象が顕著に生じると、反射板の口径が有限であるために回折損失が増大したり、信号歪を起こすおそれがあると考えられる。そこで、この影響を除去するための円形曲り部の構成法について種々の検討が行われており、筆者らも、これまでに

レンズ状媒質からなるビーム導波系や、レンズ列ビーム導波系に関し、二、三の新しい方法を提案してきた。しかし、反射形ビーム導波系の円形曲り部の構成法に関しては、まだ十分に検討されていないように思われる。

本稿では、まっすぐな反射形ビーム導波系の途中に介在する円形曲り部が、伝送ビーム波に与える影響を幾何光学的に、近軸光線近似の範囲内で解明し、その影響を除去するための円形曲り部の二、三の新しい構成法を提案する。さらに、本方法と、前論文で提案したレンズ列(光)ビーム導波系の場合の構成法との比較検討を行なう。

2、ビーム行路と円形曲り部の影響

図1に示すような、焦点距離fの2次元反射板からなる反射形ビーム導波系を考える。同図のように、反射板の中心間の距離をLとし、また、反射板の中心を結ぶ直線(伝送軸)とn番目の反射板にたてた垂線のなす角を「伝送軸のなす角」とよび、そのn番目の反射板の入射側における値を$\psi_{in\,n}$、出射側の値を$\psi_{out\,n}$

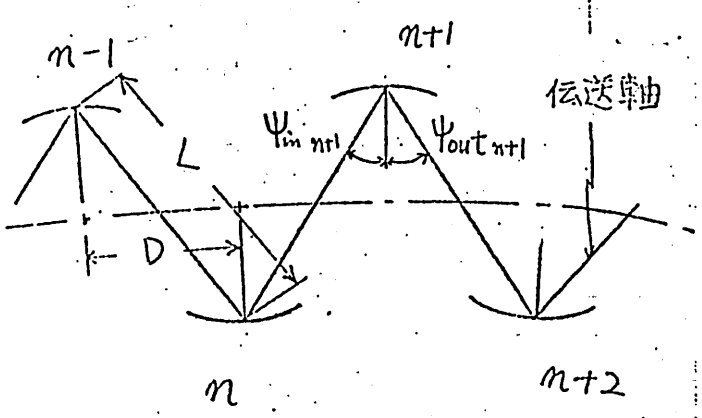


図1、反射形ビーム導波系

と表わすことにする。さらに、同図に示した一点鎖線は、導波系の中心軸を示し、また、この軸に沿う方向の反射板の中心間隔をDとする。

反射形ビーム導波系を伝搬するビームの行路は、レンズ列光ビーム導波系の場合と同様に、幾何光学的に求めることができる。すなわち、n番目の反射板の中心からその反射板面上のビームの中心までの距離（軸ずれ量）r_nを幾何光学的に求めればよい[2]。伝送軸とn番目の反射板を出射したビームのなす角を出射角とよび、α_nで表わす。導波系の軸がゆるやかに変化している場合、あるいは、反射板の変位が小さい場合、軸ずれ量r_nと出射角α_nは次の差分方程式を満す。

$$r_{n+1} = r_n + \alpha_n d \qquad \cdots (1)$$

$$r_{n+1}/f = \beta_{n+1} + \alpha_n - \alpha_{n+1} \qquad \cdots (2)$$

ここで、

$$\beta_n = \psi_{in\,n} - \psi_{out\,n} \quad \cdots (3)$$

$$d = L / \cos\psi \quad \cdots (4)$$

である。

図2に示すように，軸ずれ量r_nは導波系の軸の正方向にずれた場合を正とし，出射角α_nは，ビームが反射板の中心にたてた垂線となす角（ビームのなす角）$\psi_{out\,n}$が伝送軸のなす角$\psi_{out\,n}$より大のとき正とする。式(2)および(3)のβ_nは，n番目の反射板における入射側と出射側のなす角の差を表わすから，伝送軸の変化角とよぶことにする。n番目の反射板の平行変位および回転変位が，伝送軸のなす角$\psi_{in\,n}$および$\psi_{out\,n}$に与える影響を表1に示す。また，表1には導波系の軸が曲率半径R_1の円形曲りから，曲率半径R_2の円形曲りに変化した場合の伝送軸のなす角の変化も示してある。

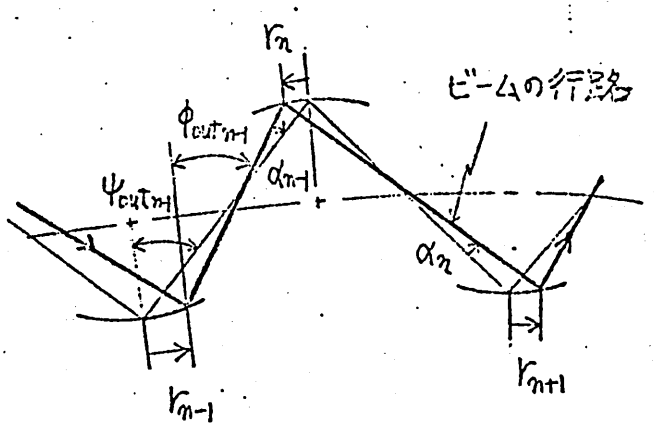


図2. r_n, α_n, ψの関係

式(1)および(2)から出射角α_nを消去すると次の2階の差分方程式が得ら

表1. 反射板の平行，回転変位および導波系の軸のゆるやかな曲りによる伝送軸のなす角の変化

平行変位		回転変位
Y方向に l_Y	Z方向に l_Z	X軸のまわりに Γ
$\psi'_{in\,n} = \psi_{in\,n} \pm \delta_{Y_1}$ $\psi'_{out\,n} = \psi_{out\,n} \pm \delta_{Y_2}$ $\delta_{Y_i} = \frac{l_{Yi}}{L} \sin\psi$ (5) $i = 1, 2$	$\psi'_{in\,n} = \psi_{in\,n} - \delta_{Z_1}$ $\psi'_{out\,n} = \psi_{out\,n} + \delta_{Z_2}$ $\delta_{Z_i} = \frac{l_{Zi}}{L} \cos\psi$ (6) $i = 1, 2$	$\psi'_{in\,n} = \psi_{in\,n} \mp \Gamma$ $\psi'_{out\,n} = \psi_{out\,n} \pm \Gamma$ (7)
図 3 (a)	図 3 (b)	図 3 (c)

導波系の軸の曲り

n番目の反射板が上側の場合	n番目の反射板が下側の場合
$\psi'_{in\,n} = \psi - \delta_1$ $\psi'_{out\,n} = \psi - \delta_2$ $\psi'_{out\,n-1} = \psi - \delta_1 + \frac{D}{R_1}$ $\psi'_{in\,n+1} = \psi - \delta_2 + \frac{D}{R_2}$ (8)	$\psi'_{in\,n} = \psi + \delta_1$ $\psi'_{out\,n} = \psi + \delta_2$ $\psi'_{out\,n-1} = \psi + \delta_1 - \frac{D}{R_1}$ $\psi'_{in\,n+1} = \psi + \delta_2 - \frac{D}{R_2}$ (8)′
図 3 (d)	

$$\delta_{Y_i} = \frac{D}{2R_i} \sin^2\psi, \quad \delta_{Z_i} = \frac{D}{2R_i} \cos^2\psi$$
$$\delta_i = \delta_{Y_i} + \delta_{Z_i} = \frac{D}{2R_i} \quad i = 1, 2 \qquad (9)$$

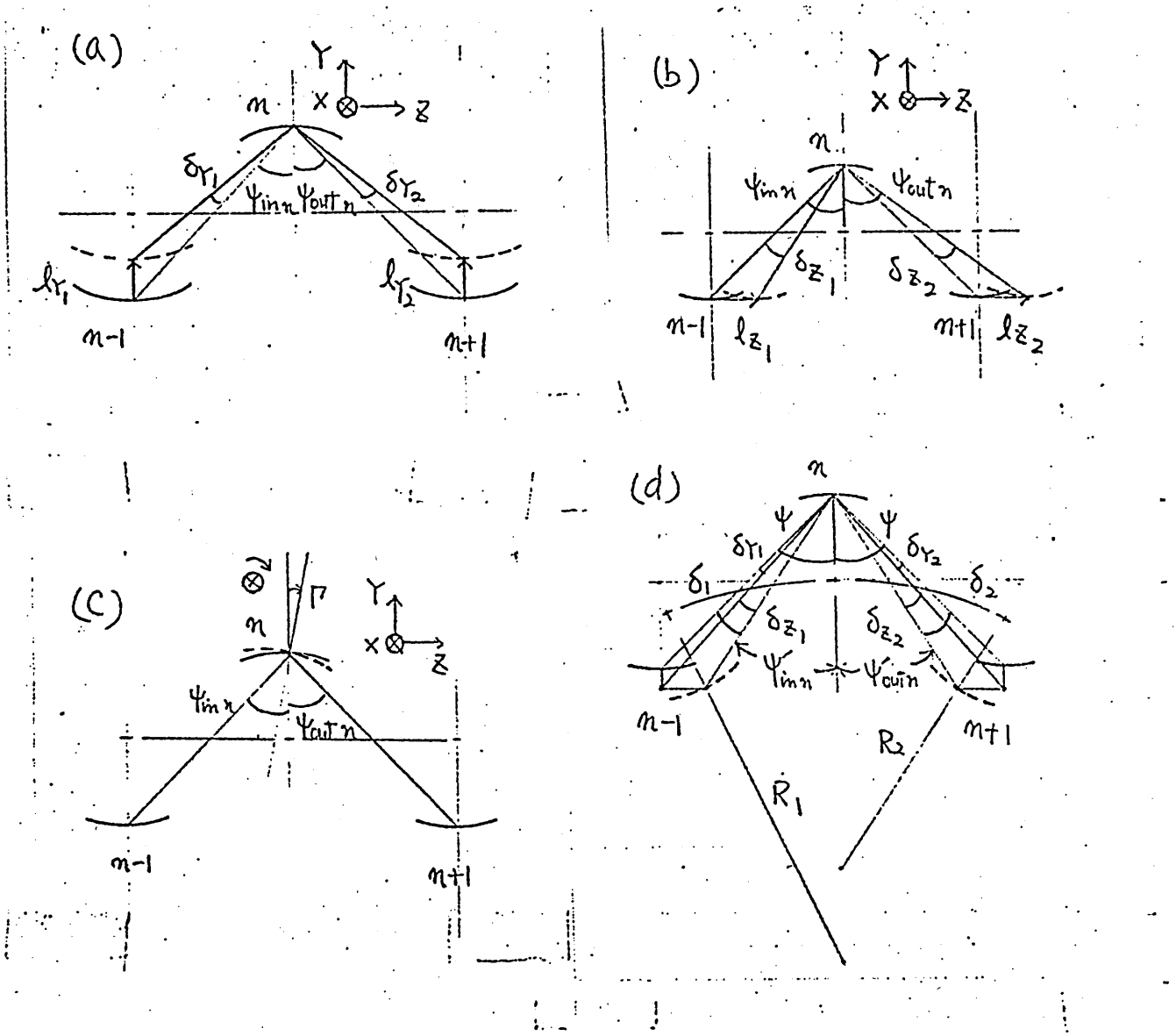


図3、反射板の変位あるいは導波系の軸の曲りによる伝送軸のなす角の変化

注：表1において、複号は、n番目の反射板が図3に示されているように、軸の上側にあるときには上側の符号を、逆に、軸の下側にあるときには、下側の符号をとることにする。

れる。

$$r_{n+2} - 2\cos\theta\, r_{n+1} + r_n = d\,\beta_{n+1} \qquad \cdots(10)$$

ただし、

$$\left.\begin{aligned} \cos\theta &= 1 - d/2f \\ \sin\theta &= \sqrt{d/f}\sqrt{1 - d/4f} \end{aligned}\right\} \cdots(11)$$

である。式(10)は：レンズ列光ビーム導波系で伝搬するビームを定める差分方程式と同じ形をしている。[3] 式(10)の一般解は、入射条件として、零および1番目の反射板における軸ずれ量 r_0 および r_1 を与えると、

$$r_n = \frac{1}{\sin\theta}\left[r_1 \sin\theta n - r_0 \sin\theta(n-1)\right] + \frac{d}{\sin\theta}\sum_{m=0}^{n-2}\beta_{m+1}\sin\theta(n-m-1) \qquad \cdots(12)$$

となる。[3] また、ビームの安定条件は、

$$0 \leqq d/2f \leqq 2 \qquad \cdots(13)$$

で与えられる。

直線部および円形曲り部においては、伝送軸の変化角 β は零となるから、軸ずれ量 r_n は

$$r_n = \frac{1}{\sin\theta}\left[r_1 \sin\theta n - r_0 \sin\theta(n-1)\right] \qquad \cdots(14)$$

となり、軸ずれ量のふるまいは、直線部と円形曲り部

とで同じであることがわかる。[2] 波動論的な取り扱いにおいても、曲率半径が十分に大きい場合、1次近似の範囲内では、円形曲り部の電磁界分布は直線部の電磁界分布と変わらないことが示されている。[4]

図4に示すように、直線部Iが曲率半径Rの円形曲り部と反射板番号1を境界として、なめらかに接続されている場合には、円形曲り部における軸ずれ量 r_m は次のようになる。

$$r_m = \frac{1}{\sin\theta}\left[r_1 \sin\theta n - r_0 \sin\theta(n-1)\right] + \frac{d\beta_1}{\sin\theta}\sin\theta(n-1) \quad \cdots(15)$$

この結果から、円形曲り部の影響によって、軸ずれ量に $d\beta_1/\sin\theta$ の脈動分が新たに付加えられることが分る。

式(15)の β_1 は、式(8)、(8)' および(9)から

$$\beta_1 = \pm\delta_1 = \pm D/2R \quad \cdots(16)$$

となる。また、図4に示すように反射板番号 $l+1$ を境界として円形曲り部と直線部IIが接続されている場合、直線部IIへ出射したビームの軸ずれ量は、次のようになる。

$$r_{l+m+1} = \frac{1}{\sin\theta}\left[r_1 \sin\theta(l+m+1) - r_0 \sin\theta(l+m)\right]$$
$$+ \frac{d}{\sin\theta}\left[(\beta_1 + \beta_{l+1}\cos\theta_l)\sin\theta m + \beta_{l+1}\sin\theta_l \cos\theta n\right] \quad \cdots(17)$$

ここで、β_{l+1} と β_1 との間に次の関係が成り立つ。

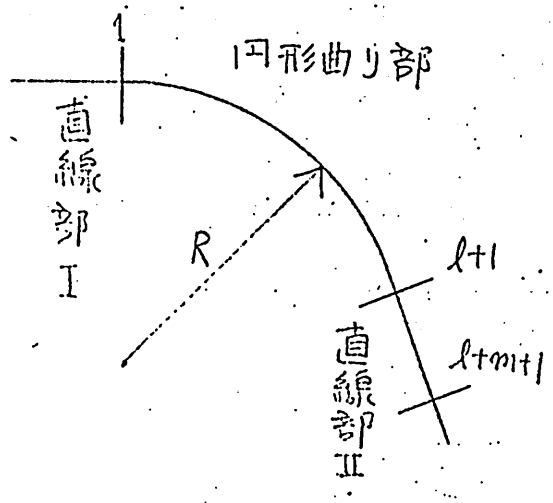


図4. 直線部 I および II の間に円形曲り部が介在する場合

$$\beta_{l+1} = (-1)^{l+1}\beta_1 \quad \cdots (18)$$

したがって、

$$\left.\begin{aligned} &l\theta = 2P\pi \\ &l = 2q \\ &\text{または、} \\ &l\theta = (2P-1)\pi \\ &l = 2q-1 \\ &(P, q = 1, 2, \cdots) \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

のとき、直線部の軸ずれ量には、直線部と円形曲り部を接続することにより生ずる付加的な脈動項はなくなる，すなわち，円形曲り部の影響はなくなる。しかし，この条件のもとでは，円形曲り部の反射板個数に制限を加えることになり，また，円形曲り部における軸ずれ量の脈動を除去することができない。

3. 円形曲り部の影響を除去する曲り部の構成法

反射形ビーム導波系の曲り部の影響を除去する方法としては，レンズ列光ビーム導波系の場合とは異なっ

た方法がいくつかあると考えられる。その主な理由として、次の2つをあげることができる。すなわち、(1) レンズは導波系の軸に垂直な変位によってのみ、ビーム行路に変位と同程度の（1次の）影響を与えるのに対し、反射板は回転および平行変位によりビーム行路に1次の影響を与えること、および、(2) ビーム行路を定める方程式(10)に現われる非同次項は、レンズ列光ビーム導波系の場合には導波系の曲り角、すなわち、伝送軸の曲り角であったのに対し、反射形ビーム導波系の場合には、伝送軸と反射板の中にたてた垂線のなす角の変化、すなわち、伝送軸のなす角の角度変化であることである。

事実、本稿の解析結果によると、レンズ列光ビーム導波系では考えられなかった非常に簡単な、曲り部の影響を除去する方法が存在する。しかし、図5に示すような、レンズ状媒質からなる光導波系およびレンズ列光ビーム導波系で適用することができた、直線部と円形曲り部の間に補助的な曲り部をそう入するという方法が、反射形ビーム導波系の場合にも適用できるかどうかという問題も、多重モード伝送系の円形曲り

部の構成理論という理論的な観点から大いに興味がある。また、レンズ列光ビーム導波系の曲り部の設計条件と反射形ビーム導波系の曲り部の構成条件との対応関係に関しても、同様に理論的興味がもたれる。

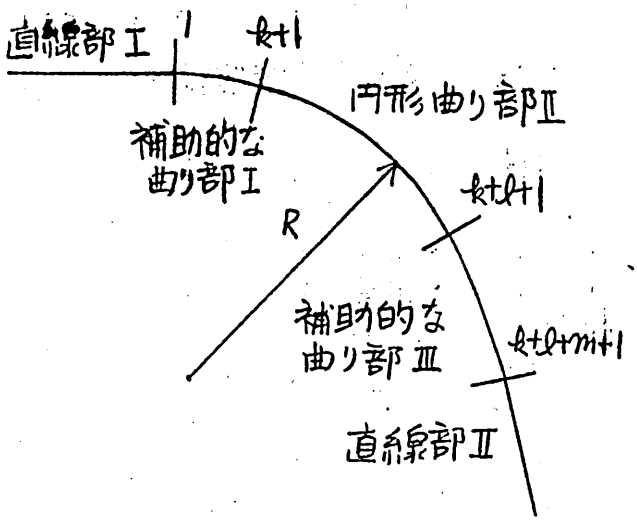


図5、補助的な曲り部を用いる方法

反射形ビーム導波系の曲り部の構成法を大別すると、次の3種類になる。

(a) 1つの反射板を変位させる方法

(b) 直線部と円形曲り部の軸を、軸ずれさせて、かつ、傾ける方法

(c) 直線部と円形曲り部の間に補助的な曲り部をそう入する方法

円形曲り部を伝搬するビームのふるまいを調べるには、2章の解析結果から明らかなように、直線部を軸ずれなしで伝搬してきて曲り部へ入射するビームを考

えれば十分であるから、以下では、入射条件は $r_1=r_0=0$ とおき、このようなビームの軸ずれ量を $\hat{r}_m$ で表わし、また、$\hat{r}_m=0$ なるビームを「伝送軸と一致したビーム」と呼ぶことにする。

3-1. 1つの反射板を変位させる方法

(i) 直線部と円形曲り部の境界の反射板を変位させる方法

直線部と曲率半径Rの円形曲り部の境界の反射板を図6のように傾けた場合、式(10)および(7)(8),(9)から、円形曲り部の軸ずれ量は次のようになる。

$$\hat{r}_m = \frac{d}{\sin\theta}\,\beta_1 \sin\theta\,(n-1) \qquad \cdots(20)$$

$$\beta_1 = \mp(2\Gamma - \delta_1)\ , \quad \delta_1 = \frac{D}{2R} \qquad \cdots(21)$$

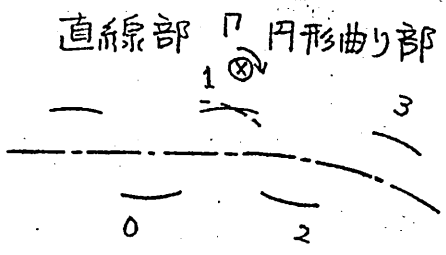


図6. 直線部と円形曲り部の境界の反射板を傾ける方法

反射形ビーム導波系においては、反射板の変位は、上下の反射板に対して符号だけ異なる影響を与える場合が多い。そこで、以下、複号を用いる場合、上

側の反射板における伝送軸の変化角βの符号を上側に、下側の反射板における伝送軸の変化角βの符号を下側に書くことにする。

1番目の反射板における伝送軸の変化角β_1を零とすれば、式(20)のビームは伝送軸と一致したビームになる。その条件は、

$$\Gamma = \frac{\delta_2}{2} = \frac{D}{4R} \qquad \cdots (22)$$

である。

(ii) 円形曲り部の反射板を変位させる方法

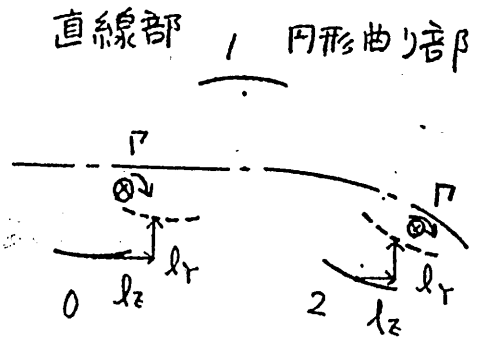


図7. 直線部あるいは円形曲り部の反射板を変位させる方法

図7に示すように、円形曲り部の最初の反射板をl_z, l_rだけ平行移動させ、かつ、Γだけ回転させた場合を考える。式(6)～(10)より、円形曲り部の軸ずれ量$\hat{r}_n$はつぎのようになる。

$$\hat{r}_n = \frac{d}{\sin\theta}\Big[(\beta_1\cos\theta + \beta_2 + \beta_3\cos\theta)\sin\theta(n-2) + (\beta_1 - \beta_3)\sin\theta\cos\theta(n-2\Big] \qquad \cdots (23)$$

ただし、

$$\left.\begin{aligned} \beta_1 &= \pm\delta - \delta_2 \mp \delta_1 \ , \quad \delta = \frac{D}{2R} \\ \beta_2 &= 2\delta_2 \pm 2\Gamma \\ \beta_3 &= -\delta \pm \delta_1 \end{aligned}\right\} \cdots (24)$$

である。

θと無関係に伝送軸と一致したビームとなるには、つぎの条件がみたされていればよい。

$$\left.\begin{aligned} &\text{(A) 上側の反射板が境界となっている場合} \\ &\quad \delta_2 = \delta_1 = \delta/2 \\ &\quad \Gamma = -\delta/2 \\ &\text{(B) 下側の反射板が境界となっている場合} \\ &\quad \delta_2 = -\delta/2 \ , \ \delta_1 = \delta/2 \\ &\quad \Gamma = -\delta/2 \end{aligned}\right\} \cdots (25)$$

式(25)は、結局、$\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = 0$とする条件である。

(iii) 直線部の反射板を変位させる方法

図7に示すように、直線部の零番目の反射板をl_2, l_1だけ平行移動させ、かつ、Γだけ回転させる。(ii)の場合と同様な計算から、θに無関係に円形曲り部の影響を除去する条件が求められる。すなわち、

(A) 上側の反射板が境界となっている場合

$$\delta_z = +\delta/2 \ , \ \delta_y = -\delta/2$$

$$\Gamma = -\delta/2$$

(B) 下側の反射板が境界となっている場合

$$\delta_z = \delta_y = -\delta/2$$

$$\Gamma = -\delta/2 \qquad \cdots (26)$$

この場合も、条件(26)は各反射板における伝送軸の変化角βを零とする条件になっている。

3-2. 直線部と円形曲り部の軸を軸ずれ、傾けさせる方法

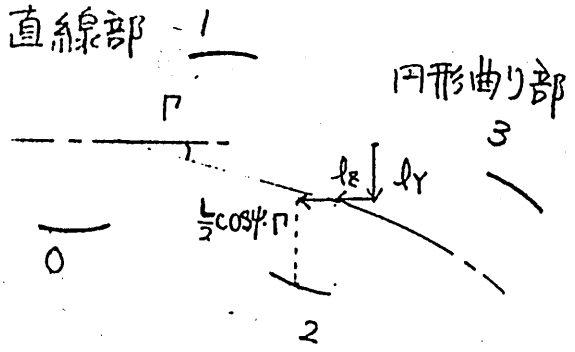


図8. 直線部と円形曲り部の軸を軸ずれ、傾けさせる方法

図8に示すように、直線部と円形曲り部の軸をZおよびY方向に、それぞれ、l_zおよびl_yだけずらせ、かつ、導波系の軸をΓだけ傾ける。円形曲り部における軸ずれ量は、つぎのようになる。

$$\hat{r}_n = \frac{d}{\sin\theta}\left[(\beta_1\cos\theta+\beta_2)\sin\theta(n-2)+\beta_2\sin\theta\cos\theta(n-2)\right] \quad \cdots(27)$$

ただし，

$$\left.\begin{aligned}\beta_1 &= \delta_2 \pm \delta_1 \quad , \quad \delta_2 = \frac{\cos\psi}{L}\left(l_2+\frac{L}{2}\cos\psi\cdot\Gamma\right)\\ \beta_2 &= -\delta_2 \pm (\Gamma-\delta-\delta_1)\end{aligned}\right\} \quad \cdots(28)$$

である。

式(27)で表わされるビームの行路が、θに無関係に伝送軸と一致したビームとなるには，

$$\left.\begin{aligned}&\text{(A) 上側の反射板が境界となっている場合}\\ &\quad \delta_2+\delta_1=0\\ &\quad \Gamma=\delta \quad , \ \delta=\frac{D}{2R}\\ &\text{(B) 下側の反射板が境界となっている場合}\\ &\quad \delta_2-\delta_1=0\\ &\quad \Gamma=\delta \quad , \ \delta=\frac{D}{2R}\end{aligned}\right\} \quad \cdots(29)$$

なる条件がみたされていればよい。

式(29)の条件は、3-1節の場合と同様に，$\beta_1=\beta_2=0$とする条件になっている。したがって，円形曲り部の影響を除去するためには、1番目の反射鏡から$\psi_{OUT}=\psi$なる角度で引いた直線が，円形曲り部の最初（2番目）の反射板の中心を通るように円形曲り部の軸を移動さ

せればよい。このときの傾け角Γは円形曲り部における反射板1個当りの導波系の軸の曲り角D/Rの半分であることがわかる。また，特に，$\delta_x=\delta_y=0$ の場合には，円形曲り部の軸を2番目の反射板の位置で折り曲るだけでよいこともわかる。

3-3. 直線部と円形曲り部の間に補助的な曲り部をそう入する方法

(i) 補助的な曲り部として円形曲り部を用いる方法

図5の補助的な曲り部IおよびIIIとして，それぞれ曲率半径R_1およびR_3の円形曲り部を用いる場合を考える。主円形曲り部IIの曲率半径はR_2とする。曲率の変化を表2の図(B)に示す。

式(10)および(8),(9)から直線部IIにおける軸ずれ量は次式で与えられる。

$$\tilde{r}_{k+l+m+n+1}=\frac{d}{\sin\theta}\Big[\{K_1\cos\theta l+K_2\sin\theta l+K_3\}\cos\theta n+\{K_2\cos\theta l-K_1\sin\theta l+K_4\}\sin\theta n\Big] \quad \cdots(30)$$

ただし，

$$K_1=\beta_1\sin\theta(k+m)+\beta_{k+1}\sin\theta m$$

$$\left.\begin{aligned} K_2 &= \beta_1 \cos\theta(k+m1) + \beta_{k+1}\cos\theta m \\ K_3 &= \beta_{k+l+1}\sin\theta m \\ K_4 &= \beta_{k+l+1}\cos\theta m1 + \beta_{k+l+m+1} \end{aligned}\right\} \quad -- (31)$$

$$\left.\begin{aligned} \beta_1 &= \pm \frac{D}{2R_1} \\ \beta_{k+1} &= \pm \frac{D}{2}\left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1}\right) \\ \beta_{k+l+1} &= \pm \frac{D}{2}\left(\frac{1}{R_3} - \frac{1}{R_2}\right) \\ \beta_{k+l+m+1} &= \pm \frac{D}{2}\left(-\frac{1}{R_3}\right) \end{aligned}\right\} \quad --(32)$$

である。

円形曲り部Ⅱの反射板個数 l に無関係に、直線部Ⅱの伝送軸に一致したビームとするには、すなわち、円形曲り部の影響を除去するためには、つぎの条件が満されていればよい。

(A)
$$\left\{\begin{aligned} & R_1 = R_3 = 2R_2 \\ & (1)\ k\theta = 2P_1\pi\ ,\ m\theta = 2P_2\pi \quad (P_1, P_2 = 1, 2\cdots) \\ & \quad \text{ただし、}\ k = 2K-1\ ,\ m = 2M-1 \quad (K, M = 1, 2\cdots) \\ & \quad \frac{\theta}{\pi} = \frac{\text{偶数}}{\text{奇数}} \quad \text{である。} \\ & (2)\ k\theta = (2P_1-1)\pi\ ,\ m\theta = (2P_2-1)\pi \end{aligned}\right\} \quad (33)$$

ただし、 $k=2K$, $m=2M$

$\frac{\theta}{\pi} = \frac{\text{奇数}}{\text{偶数}}$ である

(B)

$R_2=\infty$

(1) $k\theta = 2P_1\pi$, $m\theta = 2P_2\pi$ $(P_1, P_2 = 1,2,\cdots)$ $(K, M = 1,2,\cdots)$

ただし、 $k=2K$

$\frac{\theta}{\pi}$ = 自然数からなる全ての分数 である。

(2) $k\theta = 2P_1\pi$, $m\theta = (2P_2-1)\pi$

ただし、 $k=2K$, $m=2M-1$ である。

(3) $k\theta = (2P_1-1)\pi$, $m\theta = 2P_2\pi$

ただし、 $k=2K-1$, $m=2M$ である。

(4) $k\theta = (2P_1-1)\pi$, $m\theta = (2P_2-1)\pi$

ただし、 $k=2K-1$, $m=2M-1$ である。

また、(2)～(4)に対しては、 $\frac{\theta}{\pi} = \frac{\text{奇数}}{\text{奇数}}$

でなければならない。 ... (34)

条件(B)は、結局主円形曲り部が直線部となるので、円形曲り部を構成する条件は(A)のみである。条件(A)は θ/π = 奇数/奇数 の θ には適用することができない。

(ii) 補助的な曲り部として直線状テーパ曲り部を用いる方法

図5に示す補助的な曲り部として、導波系の軸の曲率が軸に沿った距離に比例する直線状テーパ曲り部を用いる場合を考える。この場合の曲率の変化を表2の図Cに示す。直線状テーパ曲り部の軸は、クロソイド曲線[9]（コルニュのらせん）で表わすことができる。テーパ曲り部の全長 l_t がテーパ曲り部の最小曲率半径（円形曲り部の曲率半径）R_{min} に比べて十分小さい場合、伝送軸の変化角 β_n は、つぎのように計算される。

$$\left.\begin{aligned}
&\beta_1 = \pm\delta \quad , \quad \beta_{k+l+1} = \mp\delta \\
&\beta_n = (-1)^{n-1} 2(\pm\delta) \quad , \quad \beta_{k+l+n} = (-1)^{n-1} 2(\mp\delta) \\
&\beta_{k+1} = (-1)^k (\pm\delta) \quad , \quad \beta_{2k+l+1} = (-1)^k (\mp\delta) \\
&\delta = \frac{D^2}{R_{min} l_t} \left(\frac{\cos^2\psi}{4} + \frac{\sin^2\psi}{6} \right)
\end{aligned}\right\} \quad (35)$$

式(10)および(35)から、直線部IIにおける軸ずれ量は、

$$\tilde{r}_{2k+l+n+1} = d\Big[\{U_1 \sin\theta k + U_2 \cos\theta k\}\cos\theta l + \{U_1 \cos\theta k - U_2 \sin\theta k\}\sin\theta l + \{U_3 \cos\theta k + U_4 \sin\theta k\}\Big] \cos\theta n$$

$$+d\Big[\{U_1\cos\theta k - U_2\sin\theta k\}\cos\theta l - \{U_1\sin\theta k + U_2\cos\theta k\}\sin\theta l$$
$$+\{-U_3\sin\theta k + U_4(1+\cos\theta) + U_5\}\Big]\sin\theta n \quad \cdots (36)$$

となる。ただし、$U_1 \sim U_5$ は次の値をとる。

$$\left.\begin{aligned} U_1 &= \frac{(-1)^{k+1}\beta_1 + \beta_{k+1}}{\sin\theta} - \frac{\beta_1}{1+\cos\theta}\sin\theta k \\ U_2 &= \frac{\beta_1\{\cos\theta k + (-1)^{k+1}\}}{1+\cos\theta} \\ U_3 &= \frac{\beta_{k+l+1}}{1+\cos\theta}, \quad U_4 = \frac{(-1)^{k+1}\beta_{k+l+1}}{(1+\cos\theta)\sin\theta} \\ U_5 &= \frac{\beta_{2k+l+1}}{\sin\theta} \end{aligned}\right\} \cdots (37)$$

円形曲り部Ⅱの反射板個数 l に無関係に、直線部Ⅱの伝送軸に一致したビームとするには、

$$\text{(A)}\begin{cases} k\theta = 2P_1\pi \qquad (P_1 = 1, 2, \cdots) \\ \text{ただし、} k = 2K \qquad (K = 1.2, \cdots) \\ \dfrac{\theta}{\pi} = \text{自然数からなる全ての分数} \text{ である。} \end{cases} \cdots (38)$$

$$\text{(B)}\begin{cases} k\theta = (2P_1 - 1)\pi \\ \text{ただし、} k = 2K-1, \ \dfrac{\theta}{\pi} = \dfrac{\text{奇数}}{\text{奇数}} \text{ である。} \end{cases}$$

なる条件がみたされていればよい。補助的な曲り部として円形曲り部を用いる場合と異なり、条件(38)の(A)は自然数からなる全ての分数の日に対して適用することができる。

本節の構成法は、直線部と曲り部の軸を一致させたままで、かつ、主円形曲り部の反射板個数は任意でよいという特長を持つことがわかる。また、直線部において伝送軸に一致したビームは、節3-1および3-2と同様、主円形曲り部IIにおいても伝送軸に一致したビームとなることがわかる。

3-4. 数値計算例

以下では、伝送軸のなす角 $\Psi = 45°$, 導波系の軸に沿った反射板の間隔 $D = 5m$ の共焦点反射形ビーム導波系について、数値的検討を行なう。ただし、円形曲り部の曲率半径は $3km$ とする。

(I) 直線部と円形曲り部をなめらかに接続した場合

焦点距離 f は式(11)から $5m$ となる。このとき、直線部と円形曲り部をなめらかに接続すると、円形曲り部

の最大軸ずれ量 r_{max} はつぎの値をとる。

$$r_{max} = 8.333 \quad (mm)$$

(II) 3-1節の構成法を用いた場合の反射板の変位量

(i) 回転変位のみを用いる方法

回転変位量 Γ は、表1および式(22)からつぎの値にすればよい。

$$\Gamma = 0.4167 \quad (m\,rad)$$

(ii) 平行、回転変位をさせる方法

平行変位 l_z および l_r は、表1および式(25)，(26)から、また、回転変位は、式(25)または(26)から、それぞれ，つぎの値にすればよい。

$$l_r = l_z = 4.167 \quad (mm)$$

$$\Gamma = 0.4167 \quad (m\,rad)$$

(III) 直線部と円形曲り部の軸を軸ずれ，傾けさせる方法

反射板番号2から導波系が折れ曲っている場合，すなわち、$\delta_z = \delta_r = 0$ の場合を考える。式(29)から，z方

向の平行変位量 l_2 および、傾け角 Γ はつぎのようになる。

$$l_2 = 2.083 \quad (mm)$$

$$\Gamma = 0.8333 \quad (m\,rad)$$

この Γ の値は、円形曲り部における反射板1個当りの導波系の曲り角の $1/2$ の値である。

(II)および(III)で計算した数値は、反射板の焦点距離 f に関係なく定まる。

(IV) 補助的な曲り部を用いる方法

補助的な曲り部 I および III は対称な構成とし、その反射板個数を最小とした場合の数値を示すと、次のようになる。

(i) 補助的な曲り部として円形曲り部を用いる方法

式(33)から、補助的な曲り部の曲率半径 R_1 および反射板個数 k_1 は、それぞれつぎの値となる。

$$R_1 = 6 \quad (km)$$

$$k_1 = 2 \quad (個)$$

また、補助的な曲り部の最大軸ずれ量 r_{max} ($= l_2$) はつぎのようになる。

$$r_{max} = 4.167 \quad (mm)$$

(ii) 補助的な曲り部として直線状テーパ曲り部を用いる方法

テーパ曲り部の反射板個数 k な式(38)から、

$$k = 4 \text{ (個)}$$

となる。したがって、テーパ部の全長 l_t は

$$l_t = 20 \text{ (m)}$$

となる。

また、直線状テーパ曲り部における最大軸ずれ量 r_{max} は、

$$r_{max} = 1.736 \text{ (mm)}$$

となり、補助的な曲り部においても脈動分はかなり小さくなっていることがわかる。

4. 反射形ビーム導波系とレンズ列ビーム導波系との対応について、

反射形ビーム導波系は、レンズ列ビーム導波系やレンズ状媒質ビーム導波系あるいは、円形 TE_{01} 姿態導波管伝送系と同様に、多重モード伝送系の一種である。既に指摘されているように、レンズ状媒質ビーム導波系と円形 TE_{01} 姿態導波管伝送系およびレンズ列ビーム

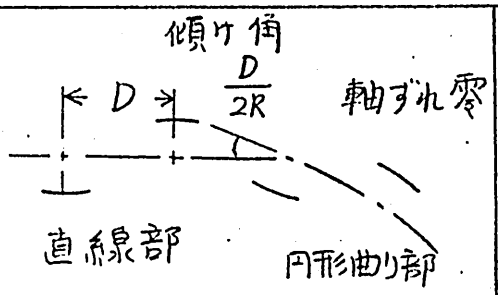
導波系との間には、多重モード伝送系に共通したいくつかの興味ある類似性や対応性が存在する。[7][8] したがって、反射形ビーム導波系に関しても、同様の類似性や対応性が成り立つものと考えられる。そこで、本稿では、前章で導出した反射形ビーム導波系の円形曲り部の2、3の新しい構成法を、レンズ列ビーム導波系の場合と比較、検討することにより、反射形ビーム導波系と他の多重モード伝送系との間に成り立ついくつかの対応関係を明らかにする。表2は、反射形ビーム導波系とレンズ列ビーム導波系とにおける円形曲り部の類似の構成法を、対比して示したものである。

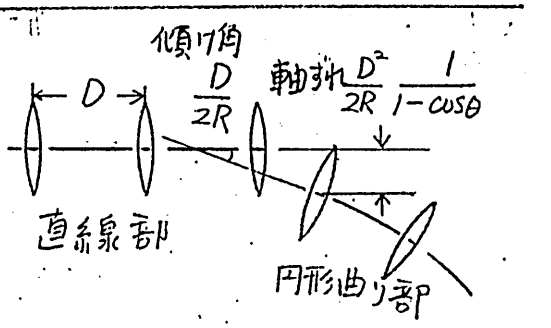
表2(A)の方法では、円形曲り部の最初の位相変換器（反射板あるいはレンズ）における軸ずれ量を、円形曲り部の軸を移動させることにより、ビームが円形曲り部を脈動することなく伝搬する場合にとる値（零あるいは $D^2/2R(1-\cos\theta)$ ）とし、かつ、円形曲り部における位相変換器1個当りの導波系の曲り角 D/R の半分の角度だけ軸を傾けることにより円形曲り部の影響を除去することができる。

表2，反射形ビーム導波系とレンズ列ビーム導波系との円形曲り部の構成法に関する対応

反射形ビーム導波系	レンズ列ビーム導波系

(A) 円形曲り部の軸を，軸ずれ傾りさせる方法



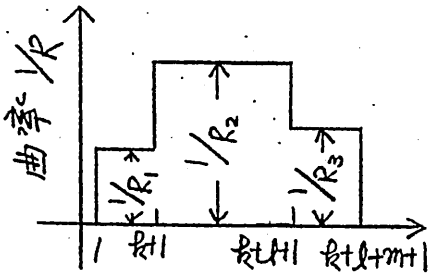


(B) 補助的な曲り部として円形曲り部を用いる方法

$R_1 = R_3 = 2R_2$

$$\begin{cases} k\theta = 2P_1\pi \\ k = 2K-1 \\ m\theta = 2P_2\pi \\ m = 2M-1 \\ \dfrac{\theta}{\pi} = \dfrac{\text{偶数}}{\text{奇数}} \end{cases}$$

$(K, M, P_1, P_2 = 1, 2 \cdots)$



$$\begin{cases} k\theta = (2P_1-1)\pi, & k = 2K \\ m\theta = (2P_2-1)\pi, & m = 2M \\ \dfrac{\theta}{\pi} = \dfrac{\text{奇数}}{\text{偶数}} \end{cases}$$

$R_1 = R_3 = 2R_2$

$k\theta = (2P_1-1)\pi$

$m\theta = (2P_2-1)\pi$

$(k, m = 1, 2 \cdots$
$P_1, P_2 = 1, 2 \cdots)$

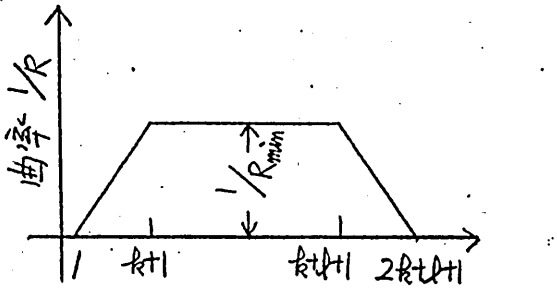
$$\frac{\theta}{\pi} = \frac{\text{奇数}}{\text{偶数}}$$

または

$$\frac{\theta}{\pi} = \frac{\text{奇数}}{\text{奇数}}$$

(C) 補助的な曲り部として直線状テーパ曲り部を用いる方法

$$\begin{cases} k\theta = 2P_1\pi \\ k = 2K \\ \dfrac{\theta}{\pi} = \text{全分数} \end{cases}$$



(C)

$\begin{cases} k\theta = (2P_2-1)\pi \\ k = 2K-1 \\ \dfrac{\theta}{\pi} = \dfrac{\text{奇数}}{\text{奇数}} \end{cases}$ $K, P_1, P_2 = 1, 2, \cdots$	$k\theta = 2P\pi$ $\dfrac{\theta}{\pi} = \text{全分数}$ $k, P = 1, 2, \cdots$

(D) 1つの位相変換器を変位させる方法

(i) 直線部と円形曲り部の境界の反射板を回転変位させる方法	なし
(ii) 直線部あるいは円形曲り部の反射板を、平行、回転変位させる方法	

表2(B)の方法では、導波系の軸の曲率を階段的に変えることにより曲り部の影響を除去することができる。この方法では、いづれの導波系の場合でも、θ/φはある系列の分数をとることができない。

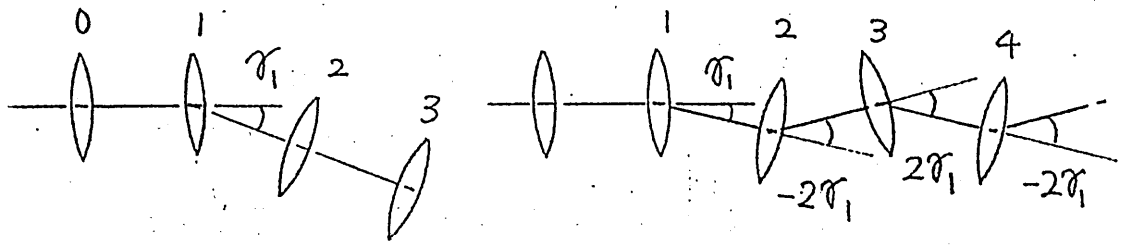
表2(C)の方法では、導波系の軸の曲率を台形状に変えることにより曲り部の影響を除去することができる。

表2(D)の方法は、反射形ビーム導波系に特有の方法であり、1つの反射板を適当な量だけわずかに変位させるだけで曲りの影響を除去することができる。これに対応する方法は、レンズ列ビーム導波系の場合には存在しない。すなわち、レンズ列ビーム導波系では、1個のレンズを変位させるだけで円形曲り部の影響を除去することはできない。

表2(A)～(C)に示すように、反射形ビーム導波系とレンズ列ビーム導波系とで対応する構成法がある場合には、類似の構成条件により円形曲り部の影響を除去することができる。

なお、反射形ビーム導波系のビーム行路を定める差分方程式(10)から明らかなように、伝送軸の変化角β_nはレンズ列ビーム導波系における導波系の曲り角α_nに対

応している。幾何光学的に、1次の近似の取り扱いをする限りでは、反射形ビーム導波系の円形曲りは、レンズ列ビーム導波系では、図9(a)に示すような伝送軸の折れ曲りに対応する。また、折れ曲りの方向が変われば導波系の曲り角γの符号は変化するから、反射形ビーム導波系の直線状テーパ曲り部は、図9(b)に示すようなレンズ列ビーム導波系に対応している。



(a) (b)

図9. 反射形ビーム導波系の(a)円形曲り部および(b)直線状テーパ曲り部に対応するレンズ列ビーム導波系

5. あとがき

反射形ビーム導波系の円形曲り部に沿って伝搬する伝送電磁波のビーム行路を、幾何光学的に近軸光線近似の範囲内で詳しく検討した。また、反射形ビーム導波系の直線部と円形曲り部をなめらかに接続した場合、

円形曲り部の曲率半径に依存したわずかな脈動がビーム行路に生ずることを示し，その脈動を除去するような円形曲り部の2，3の新しい構成法を示した。その結果，反射形ビーム導波系では、レンズ列ビーム導波系で存在しなかったような曲り部の構成法が存在することがわかった。また，レンズ列光ビーム導波系に対して提案されているのと類似の方法[3],[7]が反射形ビーム導波系に対しても、同様に適用できることが明らかになった。

なお、本稿では、最も簡単で、かつ、基本的な構造の反射形ビーム導波系を取り扱ったが，反射鏡対ビーム導波系[10]のような、さらに複雑な構造の反射形ビーム導波系の円形曲り部に対しても、本稿と同様な構成法を適用することができるものと考えられる。

6、文献

(1) J.E. Degenford, M.D. Sirkis and W.H. Steier: "The reflecting beam waveguide", IEEE Trans., MTT-12 P445 (1964)

(2) 吉田健一，熊谷信昭；"反射形ビーム導波系の幾

何光学的取扱い", 信学誌 50, 5, P370 (昭42-03).
(3) D. Marcuse ; "Propagation of light rays through a lens-waveguide with curved axis", Bell Syst. tech. J., 43, P741 (March 1964)
(4) 熊谷信昭, 吉田健一, 中原恒雄; "反射形ビームウェーブガイド", 信学誌, 49, 6, P1099 (昭41-06).
(5) 沢 新之輔, 熊谷信昭; "レンズ状媒質からなる光導波系の円形曲り部の設計理論", 信学論 (B) 54-B, 9, P550 (昭46-09).
(6) 沢 新之輔; "レンズ状媒質からなる光導波系のテーパ曲りに関する波動光学的考察", 信学論 (B) 55-B, 1, P1 (昭47-01).
(7) 沢 新之輔, 小野 和雄, 熊谷信昭; "レンズ列光ビーム導波系の円形曲り部の一構成法", 信学論 (C) 載録決定.
(8) 熊谷信昭, 沢 新之輔; "レンズ状媒質からなる導波系と円形 TE_{01} 姿態導波管伝送系との対応について", 信学論 (B) 54-B, 1, P39 (昭46-01).
(9) 星埜 和著; "道路工学 (上)" p182 コロナ社.
(10) 米山 務, 西田茂穂; "反射鏡対ビーム導波路の最適設計", 信学論 (B) 55-B, 7, P391 (昭47-07)

磁性体と半導体の複合系における電磁波の伝搬特性

張　年錫・松尾　幸人・増田　正光

大阪大学産業科学研究所　　大阪大学工学部

昭和48年　10月5日

輻射科学研究会

磁性体と半導体の複合系における電磁波の伝搬特性

張 年錫・松尾幸人・　増田正光

(阪大産研)　　(阪大工学部)

まえがき

負性微分移動度をもつ半導体(GaAs)によるマイクロ波の発生と増幅は、すでに一つの一般的な方法として確立されつつある。このような装置で半導体中の高電界ドメインは半導体の形状により影響を受ける。Kino[1]らは半導体と誘電体を組合せた系の二次元解析を行ない横方向の試料厚みを調整することにより、系の不安定性が制御できることを示し、片岡[2]らは誘電体をGunnダイオードに装荷してドメインの抑制を行なった。その後、増田[3]らは半導体とYIGを組合せた系で同じような解析[1]を行ない透磁率によってもドメインが抑止できることを示し、実験的[4]にLバンドの帯域においてYIGの共鳴吸収特性がドメインの振舞に大きな影響を与えることを証明した。以上はGaAsで増幅器構成と関連して検討の余地がある興味ある問題の一つである。従来、GaAsによる増幅器の構成は主として"Supercritical", ($n_0L > 5\times10^{11}/cm^2$, n_0はドーピング[P.1]

密度，Lは試料長）にドープした半導体で得られ、ドメインの発生を伴うので増幅器として安定化の問題が重要である。一方"Subcritical"，（$n_0L < 5\times10^{11}/cm^2$）ドープの場合はドメインの生起がないので、試料を負性抵抗領域にバイアスして、空間電荷波の増大特性を利用して一方向性の増幅器を得ている。これについては小山[5]、Robson[6]、Dean[7]やFrey[8]らの報告がある。

YIGと半導体を結合した系による増幅器の可能性については先に、著者[4]らによって報告されたが、中空のYIGと円筒形半導体による構造であったので、解析が複雑であった。本報告は増幅器という観点で板状のYIGと半導体を複合させた系[3]において、担体の進行方向と平行に静磁界を印加したときの波動の伝搬特性を調べる。類似な構造で半導体の不純物濃度をいろいろ変化さし、磁界を垂直に印加したときの静磁表面波の振舞について増田[11]らが報告している。磁性体と半導体の両方の性質を兼ねそなえた磁気半導体（Agをドープした$CdCr_2Se_2$，P型）に関する議論もあるが、半導体としての移動度がキューリ温度（130°K）で400 $cm^2/V\cdot s$程度であり、GaAsなどに比べて非常に小さく問題であるが、一体という点で利点があり、良質な結晶の出現が期待される。この報告では、系の特性を記述するのにMaxwellの方程式を適用して計算し、波動の励起などを調べる。分散関係式の導出では半導体中の波数k_sと伝搬する波動の波数βとが$k_s^2 \ll \beta^2$の関係を満足するとして求めている。以下の二次元解析の

対称としては、1. YIGと半導体が共にきわめて薄い場合，2. YIGがかなり厚く、半導体が十分に薄いときの波動の位相、増幅係数や，群速度などについて考察を行なう。

解析

半導体中で$\nabla \times E \sim 0$の条件が許されるとすると、磁界成分がほとんど存在しないTM－モードの支配的な波動になる。波動の進行方向のポインチング電力，$P_z = E \times H^*$，が存在し、当然H_t成分が必要である。YIG中でも静磁条件が許されるとすると、$\nabla \times H \sim 0$となり、磁気的なエネルギーが支配的になる。この場合でもP_z成分が存在するからE_t成分が必要である。P_z成分が半導体と磁性体相互間にエネルギーのやりとりをするときに両系の結合が生ずるから上の特別な条件でなく、Maxwellの方程式から議論を始める。

I. 半導体部分の波動

拡散効果を無視し、collisionが支配的な場合の基本式は

$$\nabla \times H = J + j\omega \varepsilon_s E \tag{1}$$

$$\nabla \times E = -j\omega \mu_0 H \tag{2}$$

$$J = \rho_0 v + \Sigma v_0 \rho_1 = \rho v \tag{3}$$

$$v = \mu_s (E + v_1 \times \Sigma B_0 + \Sigma v_0 \times B_1) \tag{4}$$

$$\nabla \cdot H = 0 \tag{5}$$

$$\nabla \cdot E = \rho / \varepsilon_s \tag{6}$$

[P3]

以上の式は通常よく用いる式であるから、記号の説明をしない。

$$V = V_0 Z + V_1 , \quad \rho = \rho_0 + \rho_1 , \quad B = B_0 Z + B_1 \qquad (7)$$

(7)で添字の0, 1は直流および交流成分を表わす。μ_sは移動度で(8)で与えられる。

$$\mu_s = \begin{bmatrix} \mu_x & & \\ & \mu_y & \\ & & \mu_z \end{bmatrix} \qquad (8)$$

波動はZ方向に進行するとし、Y方向に無限で、その変化がなく、すべての成分はZ方向では(9)のように変化すると仮定する。

$$\exp(j\omega t - j\beta Z), \quad \partial/\partial y = 0 , \quad \partial/\partial Z = -j\beta \qquad (9)$$

以上の関係から電界のみに関する式を求めると、(10)~(12)になる。

$$\left\{k_s^2 - \beta^2 - \frac{j k_s^2 \beta_{cx}}{\Delta \beta_e}\left(1 - \frac{\beta}{\beta_e}\right)\right\} E_x = \frac{j k_s^2 \beta_{cx} \alpha_y}{\Delta \beta_e}\left(1 - \frac{\beta}{\beta_e}\right) E_y - \left(j\beta + \frac{k_s^2 \beta_{cx}}{\Delta \beta_e^2}\right) E_z' \qquad (10)$$

$$\left[k_s^2 - \beta^2 - \frac{j k_s^2 \beta_{cy}}{\Delta \beta_e}\left(1 - \frac{\beta}{\beta_e}\right)\right] E_y + E_y'' = -\frac{j k_s^2 \beta_{cy}}{\Delta \beta_e}\left(1 - \frac{\beta}{\beta_e}\right) E_x + \frac{k_s^2 \beta_{cy} \alpha_x}{\Delta \beta_e^2} E_z' \qquad (11)$$

$$j\left(\beta - \frac{k_s^2}{\beta_e}\right) E_z' = \frac{j k_s^2}{\beta_e}\left(\beta_{cz} - j\beta + j\beta_e\right) E_z - E_z'' \qquad (12)$$

ここに、′ は $\partial/\partial x$ を意味する。

$$\left.\begin{aligned} & k_s^2 = \omega^2 \mu \varepsilon_s , \quad \Delta = H \alpha_x \alpha_y , \quad \alpha_x = \mu_x B_0 , \quad \alpha_y = \mu_y B_0 \\ & \beta_{cx} = \frac{\omega_{cx}}{V_0} = \frac{\rho_0 \mu_x}{V_0 \varepsilon_s} , \quad \beta_{cy} = \frac{\omega_{cy}}{V_0} = \frac{\rho_0 \mu_y}{V_0 \varepsilon_s} \\ & \beta_{cz} = \frac{\rho_0 \mu_z}{\varepsilon_s V_0} , \quad \beta_e = \frac{\omega}{V_0} \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

[P4]

(10)～(12)は電界について解ける。見通しをよくするために係数を書きなおすと、

$$\left.\begin{aligned} A_x E_x &= \sigma_x E_y - C E_z' \\ A_y E_y + E_y'' &= -\sigma_y E_x + D E_z' \\ F E_z' &= G E_z - E_z'' \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

$$\left.\begin{aligned} A_{x,y} &= k_s^2 - \beta^2 - \frac{j k_s^2 \beta_{cx,y}}{\Delta \beta_e}\left(1 - \frac{\beta}{\beta_e}\right) \\ \sigma_{x,y} &= \frac{j k_s^2 \beta_{cx,y} \alpha_{y,x}}{\Delta \beta_e}\left(1 - \frac{\beta}{\beta_e}\right) \\ C &= \left(j\beta + k_s^2 \beta_{cx} / \Delta \beta_e^2\right) \\ D &= k_s^2 \beta_{cy} \alpha_x / \Delta \beta_e^2 \\ F &= j\left(\beta - k_s^2 / \beta_e\right) \\ G &= j \frac{k_s^2}{\beta_e}\left(\beta_{cz} - j\beta + j\beta_e\right) \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

(15)の添字は同順である。E_zに関する式は(16)となる。

$$(CF - A_x) E_z'''' + \{A_x G - (A_x A_y + \sigma_x \sigma_y) - F(\sigma_x D - C A_y)\} E_z'' + G(A_x A_y + \sigma_x \sigma_y) E_z = 0 \qquad (16)$$

(16)は$E_z = K \exp(\gamma x)$の解が仮定できる。これを(16)に代入して、$\gamma^2 = \Gamma$とおくと

$$\Gamma = -\frac{b}{2a} \pm \sqrt{\left(\frac{b}{2a}\right)^2 - \frac{c}{a}} \qquad (17)$$

ここに、

$$\left.\begin{aligned} a &= CF - A_x \\ b &= A_x G - (A_x A_y + \sigma_x \sigma_y) - F(D\sigma_x - C A_y) \end{aligned}\right\}$$

$$C = G(A_x A_y + \sigma_x \sigma_y)$$

ゆえに解は形式的には

$$E_z = K_1 e^{\gamma_1 x} + K_2 e^{\gamma_2 x} + K_3 e^{\gamma_3 x} + K_4 e^{\gamma_4 x} \qquad (18)$$

このように4つの波動が存在することになる。物理的に大別すれば、x方向に依存する波動とそうでないものになるであろう。もっとも簡単な場合として $B_0 = 0$ とすると、$\sigma_x = \sigma_y = D = 0$, $\Delta = 1$ となるから、

$$\left.\begin{aligned} A_x E_x + C E_z' &= 0 \\ A_y E_y + E_y'' &= 0 \\ F E_x' &= G E_z - E_z'' \end{aligned}\right\} \qquad (19)$$

(19)からわかるように、E_y は E_x, E_z によって影響されないモードに分離されることを示す。E_z については、

$$(CF - A_x) E_z'' + G A_x E_z = 0 \qquad (20)$$

(16)に対応する式が(20)であるから、2つの波動が磁界によって発生したことを知る。物理的には磁界による電子のローレンツ運動に起因する。

計算を簡単にするために、(16)を直接解かずに近似的に解を評価してみる。半導体中で電子の漂流速度は小さく、それに付随した空間電荷波の波数 β_e は十分に大きい場合が多い。この場合に電界の回転が零に近く、静的な近似(slow wave approximation, $\nabla \times E \sim 0$)が許される。このときは、$E \fallingdotseq -\nabla \phi$ のように電界はポテンシャルの勾配によって表現され、$E_y = -\partial\phi/\partial y$ であり、無限にy方向に長い二次元の系では $E_y \sim 0$ とみてよい。

これらを考慮して(10)の左辺と右辺の第1項とは比較でき、

$$\left\{k_s^2-\beta^2-\frac{j\hat{k}_s^2\hat{\beta}_{cx}}{\Delta\beta_e}\left(1-\frac{\beta}{\beta_e}\right)\right\}E_z=-\left(j\beta+\frac{\hat{k}_s^2\hat{\beta}_{cx}}{\Delta\beta_e^2}\right)E_z' \qquad (20)$$

$$j\left(\beta-\frac{k_s^2}{\beta_e}\right)E_x'=\frac{jk_s^2}{\beta_e}\left(\beta_{cz}-j\beta+j\beta_e\right)E_z-E_z'' \qquad (21)$$

これからE_zに関する微分方程式が得られる。

$$\frac{d^2E_z}{dx^2}+\gamma^2E_z=0 \qquad (22)$$

$$E_z=A\sin\gamma x+B\cos\gamma x \qquad (23)$$

$$\gamma^2=\frac{\left[\beta_e^2(k_s^2-\beta^2)-k_s^2\beta_{cx}'(\beta_e-\beta)\right]}{\beta_e^2(\beta_{cx}'+j\beta_e-j\beta)-k_s^2\beta_{cx}'}(\beta_{cz}+j\beta_e-j\beta) \qquad (24)$$

$$\beta_{cx}'=\beta_{cx}/\Delta$$

(24)は$k_s^2\ll|\beta^2|$, β_e^2の条件があるときは、

$$\gamma^2=-\beta^2\frac{\beta_{cz}+j\beta_e-j\beta}{\beta_{cx}'+j\beta_e-j\beta} \qquad (25)$$

磁界が印加されないときの(25)は[1]で求めた結果と一致する。もし磁界がなく等方媒質ならば$\gamma=\pm j\beta$で表面波モードになることが指摘できる。更に同期付近では表面波は磁界によって若干変化をうける。

E_x, H_y成分は、

$$E_x=\frac{\gamma(j\beta\beta_e^2+k_s^2\beta_{cx}')}{\beta_e^2(k_s^2-\beta^2)-jk_s^2\beta_{cx}'(\beta_e-\beta)}(\beta\sin\gamma x-A\cos\gamma x) \qquad (26)$$

$$H_y=\frac{\gamma^2(j\beta\beta_e^2+k_s^2\beta_{cx}')+(\beta_{cz}-j\beta+j\beta_e)\left[\beta_e^2(k_s^2-\beta^2)-jk_s^2\beta_{cx}'(\beta_e-\beta)\right]}{\gamma\left[\beta_e^2(k_s^2-\beta^2)-jk_s^2\beta_{cx}'(\beta_e-\beta)\right]}$$

$$\times V_0 \varepsilon_s (B \sin \gamma x - A \cos \gamma x) \qquad (27)$$

なおslow wave近似のとき、拡散効果を含めてγとβとの関係を求めると、

$$\gamma^4 D' + \gamma^2 (\beta_{\varepsilon 2}' + 2D'\beta^2 - j\beta + j\beta_e) + \beta^2 (\beta_{\varepsilon 2} + D'\beta^2 - j\beta + j\beta_e) = 0 \qquad (28)$$

$D' = D/V_0$ で、Dは拡散定数である。この場合も4つの波動が存在することがわかる。

Ⅱ. フェライト部分の波動

フェライト領域では誘電率ε_fと透磁率$\tilde{\mu}$が先の場合と異なるから(1)と(2)は

$$\nabla \times H = j\omega \varepsilon_f E \qquad (1)'$$

$$\nabla \times E = -j\omega \tilde{\mu} H \qquad (2)'$$

$$\tilde{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_1 & -j\mu_2 & 0 \\ j\mu_2 & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \mu_1 = 1 + \frac{\omega_0 \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \mu_2 = \frac{\omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2} \qquad (29)$$

$\omega_0 = \gamma H_0$, $\omega_M = \gamma 4\pi M_0$, γは磁気回転比, $4\pi M_0$は飽和磁化である。(1)'～(2)'から

$$\left.\begin{aligned} -j\beta \frac{dH_z}{dx} + (\beta^2 - k_f^2 \mu_1) H_x &= -j k_f^2 \mu_2 H_y \\ -\frac{d^2 H_y}{dx^2} + (\beta^2 - k_f^2 \mu_1) H_y &= j k_f^2 \mu_2 H_x \\ -j\beta \frac{dH_x}{dx} - \frac{d^2 H_z}{dx^2} &= k_f^2 H_z \end{aligned}\right\} \qquad (30)$$

$k_f^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_f$, $k_f = k_0 \sqrt{\varepsilon_{fr}}$ である。k_0は自由空間の波長で $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0$ である

H_yについて解くと、

$$\frac{d^4H_y}{dx^4}+\left[k_f^2\mu_1-\beta-\frac{1}{\mu_1}(k_f^2\mu_2^2+\beta^2-k_f^2\mu_1)\right]\frac{d^2H_y}{dx^2}$$

$$+\frac{1}{\mu_1}(\beta^2-k_f^2\mu_1+k_f^2\mu_2)(\beta^2-k_f^2\mu_1-k_f^2\mu_2)H_y=0 \quad (31)$$

(31)を近似的に解いてみる。

$$\frac{d^4H_y}{dx^4}+\delta_1\frac{d^2H_y}{dx^2}+\delta_2 H_y=0 \quad (32)$$

$$\left.\begin{aligned}\delta_1&=k_f^2\left(\mu_1-\frac{\mu_2^2}{\mu_1}+1\right)-\beta^2\left(1+\frac{1}{\mu_1}\right)\\ \delta_2&=\frac{1}{\mu_1}\{\beta^2-k_f^2(\mu_1-\mu_2)\}\{\beta^2-k_f^2(\mu_1+\mu_2)\}\end{aligned}\right\}$$

(32)はH_yを$H_y=K\exp(\Lambda x)$とおけば、$\Lambda^4+\delta_1\Lambda^2+\delta_2=0$となり、$\Lambda^2=\Lambda$とすると

$$\Lambda^2+\delta_1\Lambda+\delta_2=0$$

$$\Lambda=\frac{\delta_1}{2}\left\{-1\pm\left(1-\frac{4\delta_2}{\delta_1^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right\} \quad (33)$$

(33)で$4\delta_2/\delta_1^2\ll 1$の仮定を行なうと、

$$\Lambda_1\fallingdotseq-\delta_2/\delta_1\ ,\quad \Lambda_2\fallingdotseq-\delta_1 \quad (34)$$

(34)がどういうときに成立するかをみよう。フェライトの損失が十分に小さく、共鳴付近では$\mu_1\gg 1$、$\mu_1\sim\mu_2$となり、$\delta_1=k_f^2-\beta^2$、$\delta_2=\beta^2(\beta^2-2k_f^2\mu_1)/\mu_1$である。前者は磁性体の効果を全く含まない波動を示し、後者は磁性体に依存していることを表わしている。

$$\frac{4\delta_2}{\delta_1^2}\fallingdotseq\left|\frac{4}{\mu_1}\left(\frac{2k_f^2\mu_1}{\beta^2}-1\right)\right|\ll 1$$

上の式はμ_1が大きいとき、k_f^2/β^2の値によって決定される。v_0で伝搬する波動に着目する限り、この近似は許される。よい近似を得るにはμ_1の値に制限が付加される。Λ_1として(35)

$$\Lambda_1 \simeq \beta^2/\mu_1 \tag{35}$$

を採用することができるが、一定の条件が必要で$10^2<\mu_1<10^4$の範囲内ではかなり良い近似になる。以上の考察では$v_0=10^5$ m/s とGaAs中の電子の漂流速度を暗に仮定している。v_0を大きくすると回路との同期の点で有利であるが、μ_1の利用範囲が狭くなる。以上のことから、求める解は

$$H_y = C\cosh\frac{\beta}{\sqrt{\mu_1}}x + D\sinh\frac{\beta}{\sqrt{\mu_1}}x \tag{36}$$

$$H_y = E\cosh\beta x + F\sinh\beta x \tag{37}$$

われわれは(36)に興味がある。電界成分は次のようになる。

$$E_x = \frac{\beta}{\omega\varepsilon_f}\left(C\cosh\frac{\beta}{\sqrt{\mu_1}}x + D\sinh\frac{\beta}{\sqrt{\mu_1}}x\right) \tag{38}$$

$$E_z = \frac{\beta}{j\omega\varepsilon_f\sqrt{\mu_1}}\left(C\sinh\frac{\beta}{\sqrt{\mu_1}}x + D\cosh\frac{\beta}{\sqrt{\mu_1}}x\right) \tag{39}$$

以上で2つの領域における電磁界成分が求まったので、つぎに結合系の波動の振舞を調べる。

Ⅲ. 境界条件

図のように、$a+b$ と $-(a+b)$ には完全導体がおかれている。$(a+b)$, a での条件を適用する。$x=a$で

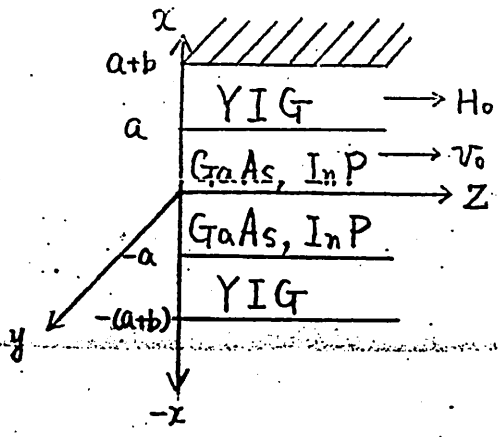


Fig. 1

E_z 成分の連続性と E_x 成分の不連続性による表面電荷の導入である。簡単のために、$x=a$ で次の関係を満足する解を仮定する。

$$E_{zs}(a) = E_{zs}(-a) \tag{40}$$

$$E_{zs}(a) = -E_{zs}(-a) \tag{41}$$

前者は偶対称モードで後者は奇対称モードである。ここでは偶対称モードのみを取扱う。このときの半導体領域の電界は

$$E_z = B\cos\gamma x \tag{42}$$

$$E_x = \frac{B\gamma(j\beta\beta_e^2 + k_s^2\beta_{cx}')\sin\gamma x}{\beta_e^2(k_s^2-\beta^2) - j k_s^2\beta_{cx}'(\beta_e-\beta)} \tag{43}$$

フェライト領域では $x=a+b$, $E_{zf}=0$ で $D=-C\tanh\beta(a+b)/\sqrt{\mu_1}$ となるから

$$E_{zf} = \frac{\beta C}{\omega\varepsilon_f}\,\frac{\cosh\beta[(a+b-x)/\sqrt{\mu_1}]}{\cosh\frac{\beta}{\sqrt{\mu_1}}(a+b)} \tag{44}$$

$$E_{zf} = \frac{-\beta C}{j\omega\varepsilon_f\sqrt{\mu_1}\cosh\frac{\beta}{\sqrt{\mu_1}}(a+b)}\sinh\frac{\beta}{\sqrt{\mu_1}}(a+b-x) \tag{45}$$

$x=a$ では、$E_{zs} = E_{zf}$ となる。

$$B\cos\gamma a = \frac{-\beta C}{j\omega\varepsilon_f\sqrt{\mu_1}}\,\frac{\sinh\frac{\beta b}{\sqrt{\mu_1}}}{\cosh\frac{\beta}{\sqrt{\mu_1}}(a+b)} \tag{46}$$

さらに B、C を消去するために Hahn の境界条件を導入する。

これは一般電磁気学の要求であり、電束の境界における不連続性が表面電荷に相当するということにほかならない。

$$\varepsilon_f E_{xf} - \varepsilon_s E_{xs} = \rho_{1s} \qquad (47)$$

ρ_{1s} は $x=a$ における表面電荷である。ρ_{1s} は

$$\rho_{1s} = \varepsilon_s \left\{ -\frac{j\beta_{cx}}{\beta_e} - \frac{\beta_{cx}}{(\beta_e-\beta)\beta_e} \cdot \frac{\beta_e^2(k_s^2-\beta^2) - jk_s^2\beta_{cx}(\beta_e-\beta)}{-j\beta\beta_e^2 + k_s^2\beta_{cx}} \right\} E_{xs} \qquad (48)$$

$$= \varepsilon_s \mathcal{A} E_{xs}$$

$\varepsilon_f E_{xf} = \varepsilon_s(1+\mathcal{A}) E_{xs}$ の関係から、

$$\frac{\beta C}{\omega} \frac{\cosh \frac{\beta b}{\sqrt{\mu_1}}}{\cosh \frac{\beta}{\sqrt{\mu_1}}(a+b)} = \varepsilon_s \frac{B\gamma(j\beta\beta_e^2 + k_s^2\beta_{cx}) \sin \gamma a}{\beta_e^2(k_s^2-\beta^2) - jk_s^2\beta_{cx}(\beta_e-\beta)} (\mathcal{A}+1) \qquad (49)$$

(46) と (49) から分散関係式が求まる。

$$\frac{\varepsilon_f}{j\varepsilon_s} \sqrt{\mu_1} \coth \frac{\beta b}{\sqrt{\mu_1}}$$

$$= \frac{(j\beta\beta_e^2 + k_s^2\beta_{cx})\gamma \tan \gamma a}{\beta_e^2(k_s^2-\beta^2) - jk_s^2\beta_{cx}(\beta_e-\beta)} \left[1 - \frac{j\beta_{cx}}{\beta_e} - \frac{\beta_{cx}}{\beta_e(\beta_e-\beta)} \cdot \frac{\beta_e^2(k_s^2-\beta^2) - jk_s^2\beta_{cx}(\beta_e-\beta)}{j\beta\beta_e^2 + k_s^2\beta_{cx}} \right] \qquad (50)$$

Ⅲ. 分散式の評価

Ⅲ-1. 解析的に議論を進めるためにフェライトと半導体は十分に薄いとする。

$$\left. \begin{aligned} &\tan \gamma a \sim \gamma a \\ &\coth (\beta b/\sqrt{\mu_1}) \sim \sqrt{\mu_1}/\beta b \end{aligned} \right\} \qquad (51)$$

上の関係を (50) に代入すると、

$$\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_s} \frac{\mu_1}{\beta b} = \frac{j(\beta\beta_e^2 + k_s^2\beta_{cx})\gamma^2 a}{\beta_e^2(k_s^2-\beta^2) - jk_s^2\beta_{cx}(\beta_e-\beta)} \left[1 - \frac{j\beta_{cx}}{\beta_e} - \frac{\beta_{cx}}{\beta_e(\beta_e-\beta)} \cdot \frac{\beta_e^2(k_s^2-\beta^2) - jk_s^2\beta_{cx}(\beta_e-\beta)}{j\beta\beta_e^2 + k_s^2\beta_{cx}} \right] \qquad (52)$$

(24)と(52)を連立して、β, γを求めなければならないが複雑である。そこで半導体中の波数が他の波数に関連した量より十分小さいとすれば、すなわち、$\beta_s^2 \ll \beta^2, \beta_e^2, \beta_{cx}'^2, \beta_{cz}^2$のときは$\beta$をかなり容易に評価できる。

$$\frac{\varepsilon_f \mu_1}{\varepsilon_s ab} = -\beta^2 \frac{\beta_e^2 - \beta - j\beta_{cz}}{\beta_e - \beta} \qquad (53)$$

(53)の分母に$\beta_e - \beta$の項を含んでいる。$|\beta_e - \beta| \sim 0$のような同期付近での問題を明らかにする必要がある。
$\beta = \beta_e - j\delta\beta$ とし、$\delta\beta \ll 1$ とすると、(53)の右辺が$\delta\beta \to 0$の極限で$\beta_e(\beta_e + j2\beta_{cz})$となり異常なことはない。$\beta_e - \beta$の項は$\beta_{1s}$と関連して現れたが、上で見た如く完全同期条件で$\beta_{1s}$が極端に大きくなることは妥当である。

$$\beta^3 + \beta^2(j\beta_{cz} - \beta_e) + \beta\nu - \beta_e\nu = 0 \qquad (53)'^*$$

$$\nu = \frac{\varepsilon_f \mu_1}{\varepsilon_s ab}$$

これから容易にわかるように、上の近似では横方向のβ_{cx}'はβに寄与しないことを知る。a, bが十分に小さく、μ_1がかなり大きいときはさらに簡単になる。

$$\beta^2\beta_{cz} + j\nu(\beta_e - \beta) = 0 \qquad (54)$$

$\beta = \beta_1 + j\beta_2$ とすると

$$\beta_1^* = \sqrt{2}\left(\frac{\sqrt{1+P^2} - 1}{P^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \qquad (55)$$

$$\beta_1^* = \beta_1/\beta_e, \quad P^2 = 16\beta_{cz}^2\beta_e^2/\nu^2$$

波動がZの正方向に伝搬する場合は、$\beta_1 > 0$, $P > 0$

からD，β_{cz} は同符号を持つ必要がある。

---

*

文献[1]では(53)に対応する式として

$$\beta a = \beta_e a - \frac{j\beta a \beta_{cz} a}{\frac{\varepsilon_b}{\varepsilon_a} + \beta a}$$

を求めているが、(53)で $\mu_1 = 0$ とすると一致するのは当然である。また、(53)と上の式では波動の数に違いがある。

$$\beta_3^* = \frac{2}{P}\left\{1 - \frac{P}{\sqrt{2}(\sqrt{1+P^2}-1)^{\frac{1}{2}}}\right\} \qquad (56)$$

$$\beta_3^* = \beta_3 / \beta_e$$

$\beta_3^* > 0$ ならば波動はZと共に増大する。群速度は $4\beta_1''\beta_{cz}^2 + v^2\beta_1^2 - v^2\beta_e^2 = 0$ で $\partial\omega/\partial\beta_1$ を計算して求められる。

$$v_g^* = \sqrt{2(1+P^2)}\left(\frac{\sqrt{1+P^2}-1}{P^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (57)$$

$$v_g^* = v_g / v_0$$

以上のように、伝搬定数の実部、虚部と群速度がPの関数で表現されたことになる。(56)から容易にわかる如くPに対して $\beta_2^* > 0$ の条件はみつからない。次に磁界と逆の方向に進む波動については、$\beta = -\beta_1 + j\beta_2$ とおける。この場合 β_1，v_g は上の結果と一致するが、一方、β_2 を β_{2b}^* で表わすとすると

$$\beta_{2b}^* = \frac{2}{P}\left(1 + \frac{P}{\sqrt{2}(\sqrt{1+P^2}-1)^{\frac{1}{2}}}\right) \qquad (58)$$

$P>0$ として、$P\to\infty$ で $\beta_{2b}^{*}\to 0$, $P\to 0$ で β_{2b}^{*} が大きくなるのは容易にわかるが β_{2b}^{*} の P に対する極値は求まりにくい。図2に P に対する β_1^{*} と v_g^{*} を示す。$P=0.1$ ($a=1$, $b=10\mu m$, $\mu_1=290$) 付近ではこれらの値は1に近く、β_e、v_0 に漸近することを示す。このとき、波動は同期状態になる。P の大きい所では $|\beta|b/\sqrt{\mu_1}\ll 1$ の近似が悪くなる。図3は P に対して規格化 β_{2b} を示したものである。$P=0.01$ ではこの値は400を越え、$|\beta|b/\sqrt{\mu_1}\ll 1$ は満足されない。たとえば $\beta_{2b}^{*}=10$ とすると、$\mu_1=73$ になり、このときの増大係数は $\beta_2 Z=10\beta_e Z$ で $1mm$ あたり 200π ときわめて大きい。以上は(51)の近似の下でフェライトの損失なども全く含めてない場合の計算結果で、波動の増大は担体の漂流と逆の方向を伝搬するものに対して得ることができる。しかし、この系は構成にかなり困難な問題を含んでいる。その1つは半導体の厚みを $1\mu m$ 程度におさえることであるが、Dean[7]らは厚さ $1\mu m$、長さ $50\mu m$ の epitaxial GaAs を用いて空間電荷波の増幅を行なっている。つぎにYIGの厚みとして $b=10\mu m$、あるいは $1\mu m$ の厚さのものを得ることであるが、従来のようなバルクを研磨してこのような厚みを得ることは困難であろう。そこで最近よく報告されている蒸着法によって0.5 μm あたりの磁性薄膜がGaAsの上にのせることができれば非常に都合がよい。

Ⅲ-2. つぎに第2番目の近似 ($\tanh|\beta|b/\sqrt{\mu_1} \sim 1$ とするのは $|\beta|b/\sqrt{\mu_1} > 2.5$ ならば 1.3% 以内で正確である) で計算する。

$$\left.\begin{aligned} &\tanh\frac{|\beta|b}{\sqrt{\mu_1}} \sim 1, \quad \left(\frac{|\beta|b}{\sqrt{\mu_1}} > 2.5\right) \\ &\tan\gamma a \sim \gamma a \end{aligned}\right\} \tag{59}$$

(59) と $\beta_s^2 \ll \beta^2, \beta_e^2, \beta_{cx}^2; \beta_{cz}^2$ の関係を利用すると分散式は β に関する2次式になる。

$$\beta^2 + \beta(j\beta_{cz} - \beta_e + \nu') - \nu'\beta_e = 0 \tag{60}$$

$$\nu' = \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_s}\frac{\sqrt{\mu_1}}{a}$$

ここでも磁界効果は半導体には現れない。
もし $|j\beta_{cz} - \beta_e + \nu'|^2 \gg \nu'\beta_e$ ならば (60) は容易に解ける。一般的な場合は非常に複雑である。具体的には $\beta_{cz}^2 \gg \nu'\beta_e$ か、$\nu' \gg \beta_e$ ならば計算が容易である。このときの1つの根を β_A、他を β_B とすると、

$$\beta_A = \frac{\nu'\beta_e(\nu' - \beta_e)}{(\nu' - \beta_e)^2 + \beta_{cz}^2} - j\frac{\beta_{cz}\nu'\beta_e}{(\nu' - \beta_e)^2 + \beta_{cz}^2} \tag{61}$$

$$\beta_B = (\beta_e - \nu')\left[1 - \frac{\nu'\beta_e}{(\nu' - \beta_e)^2 + \beta_{cz}^2}\right] + j\beta_{cz}\left\{\frac{\nu'\beta_e}{(\nu' - \beta_e)^2 + \beta_{cz}^2} - 1\right\} \tag{62}$$

(61) と (62) から得られる結果は、前者では $\beta_{cz} < 0$ ならば、また後者では解を求める条件の中で $\beta_{cz} < 0$ で波動の増大が期待できる。$\nu' > \beta_e$ であるから β_A は前進波、β_B は後進波に対応する。$\beta_{cz} < 0$ の条件は GaAs, InP のよ

うな半導体で得られるが、$n_0 L$ による系の不安定性の問題があるので n_0, L を共に大きくできない点がある。[1,2,3] だから $n_0 a$ の関係とも含めて検討する必要がある。それぞれの場合の群速度を求めると、

$$v_{gA}^{*}=\frac{\{(\nu'-\beta_e)^2+\beta_{cI}^2\}}{\nu'(\nu'-2\beta_e)\{(\nu'-\beta_e)^2+\beta_{cI}^2\}-2\nu'\beta_e(\nu'-\beta_e)^2} \tag{63}$$

$$v_{gA}^{*}=\frac{\partial\omega}{\partial\beta_{AR}}\frac{1}{v_0}\ ,\quad \beta_{AR}:\beta_A\text{の実部}$$

$$v_{gB}^{*}=\frac{X^2}{X^2+(-\nu'^2+2\nu'\beta_e-2\beta_e^2)X-2(\nu'-\beta_e)^2(X-\nu'\beta_e)} \tag{64}$$

$$v_{gB}^{*}=\frac{1}{v_0}\frac{\partial\omega}{\partial\beta_{BI}}\ ,\quad X=(\nu'-\beta_e)^2+\beta_{cI}^2\ ,\quad \beta_{BR}:\beta_B\text{の実部}$$

増大係数は

$$\beta_{AI}^{*}=\frac{\beta_{AI}}{\beta_e}=\frac{\nu'|\beta_{cI}|}{(\nu'-\beta_e)^2+\beta_{cI}^2}\ ,\quad \beta_{cI}<0 \tag{65}$$

$$\beta_{BI}^{*}=\frac{\beta_{BI}}{\beta_e}=\left(\frac{|\beta_{cI}|}{\beta_e}-\frac{\nu'|\beta_{cI}|}{(\nu'-\beta_e)^2+\beta_{cI}^2}\right),\quad \beta_{cI}<0 \tag{66}$$

図4は図の挿入試料条件で ν' に対して β_{AR}^{*}, β_{AI}^{*} と β_{BR}^{*} を示している。β_A の波動は同期波と関連したモードで β_{AR}^{*} は ν' の増大と共に1に近ずく。一方 β_{AI}^{*} は ν' が8の付近で最大値があり、ν' の増大と共にゆるやかに減少するが、ν' に対する絶対値の変化は大きくない。$\beta_{AR}^{*}=0.9$, $\beta_{AI}^{*}=0.3$ で増大係数は $\beta_{AI}Z=55/mm$ となる。もしYIGによるドメインの抑制[4]が可能ならば、利得

をうることは可能である。一方β_{BR}^{*}はν'の全域で10以上で同期波でなく、後進波であるがν'には依存しない。$\beta_{BI}^{*} \fallingdotseq 45$とかなり大きい値になる。

以上の数値計算例は2GHzの周波数におけるもので、この周波数付近でYIGの薄い板に平行に縦磁界を加えて十分大きいμ_1が得られるかは疑問がある。1750ガウスの飽和磁化をもつ直径3mm、厚さ0.1mmのYIG円板を用いて共鳴吸収特性[12]を調べたが、XからLバンドにわたって円板に平行、垂直に直流磁界を印加した実験では、周波数が低くなる程、平行の場合が垂直のよりΔHが大きくなる結果を得た。たとえば、1.75GHzで垂直の$\Delta H = 1.1$oe(図5a)に対して平行のそれは約6倍も大きくなる。このような点を考慮すると動作周波数はかなり高くする必要がある。半導体としては目下、GaAsの液相成長法による結晶の製作を行なっている。現在10～30μm程度のものが得られているが、2～3mmオーダの良質のものを得るにはいろいろな困難が伴うように思える。

むすび

この解析では拡散効果を無視し、$\delta^2 \ll \beta^2$の仮定が十分に許されるような、半導体と磁性体を組合せた系で、担体の漂流方向と直流磁界が平行なとき、

1. 半導体と磁性体の厚みが十分に薄い場合

(thin slab condition)

2. 半導体は十分薄く、磁性体は厚い場合を考察した。前者では $\beta^2 \ll \varepsilon_s \mu_i / ab$ として伝搬定数を求めた。この場合、前進波では利得はなく、後進波で現われる。また、$\beta_{cz} < 0$ である必要はない。一方後者では $\nu^2 - \beta_{cz}^2 \gg \nu' \beta_e$ で $\beta_{cz} < 0$ のとき前進波で利得がある。解析的な考察では近似が多く用いられるので、実際に適用される範囲が制限されるので注意を要する。(蛇足)。厳密には (24) と (50) を組合して $\beta^2 > k_0^2$ だけの条件を使い分散関係式を解き系の波動の伝搬特性を決定しなければならない。

資料作成に協力を戴いた阪大産研 松尾洋子氏に謝意を表わす。

文　献

1) G.S.Kino and P.N.Robson "The effect of small transverse dimensions on the operation of Gunn devices", IEEE 56, 11, pp.2056 (1958)

2) S.Kataoka, H.Tateno and M.Kawashima," Suppresion of travelling high field domain mode oscillations in GaAs by dielectric surface loading", Electron. Letters,5, pp.48(1969)

3) M.Masuda N.S.Chang and Y.Matsuo," Suppresion of Gunn-effect domain formation by ferrimagnetic materials", Electron Letters 6, 19, pp.605 (1970)

4) 増田、張、松尾、"YIGの共鳴吸収特性を用いたガンドメインの抑制"、信学論、56(c), 9, PP.521 (1973)

5) 小山、大原、川面、隈部、"ガリユム砒素を用いた進行波増幅器"、研究実用化報告(通研)、18, 1, PP.1079 (1969)

6) P.N.Robson, G.S.Kino and B.Fay," Two-port microwave amplification in long samples of GaAs", IEEE Trans. ED-14, pp.612 (1967)

7) R.H.Dean, A.B.Dreeben, J.F.Kaminski and A.Triano," Travelling wave amplifier using thin epitaxial GaAs layer" Electron Letters 6, 24, pp.775 (1970)

8) W.Fey, R.W.H.Engelmann and B.G.Boch," Unilateral travelling wave amplification in gallium arsenide", AEU 25, 1, pp.1 (1971)

9) N.S.Chang and Y.Matsuo," Possibility of utilizing the coupling between a backward wave in YIG and waves associated with drift carrier stream in semiconductors", IEEE 56, 4, pp.756 (1968)

10) Steele and Vural, " Wave interaction in solid state plasmas", McGraw-Hill Book Company, 1969, Chapt. 9

11) M.Masuda, N.S.Chang and Y.Matsuo," Magnetostatic surface waves in ferrite slab adjacent to semiconductor" to be published on MIT.

12) "YIG 円板試料の共鳴吸収特性" 未発表

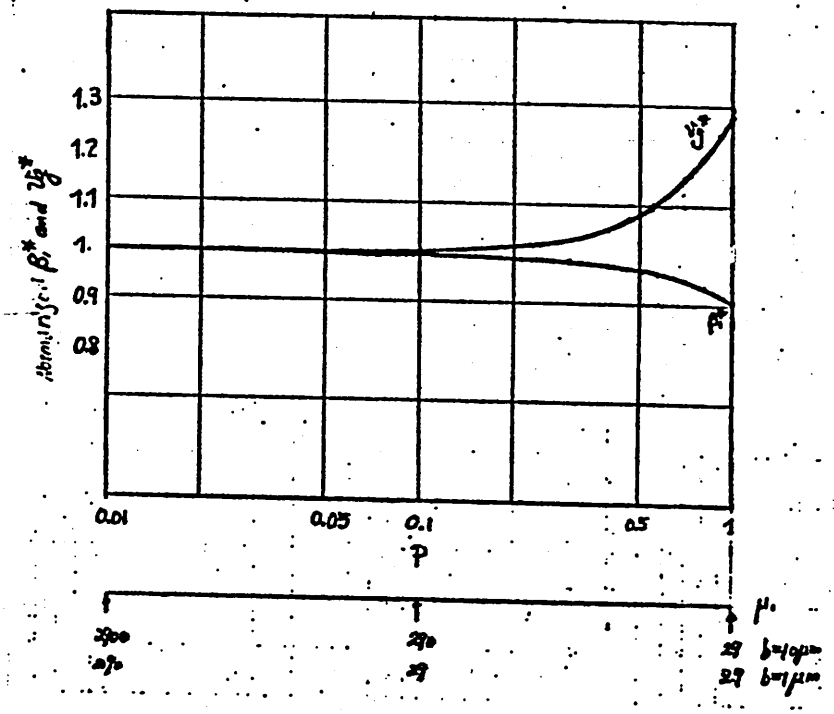


Fig.2

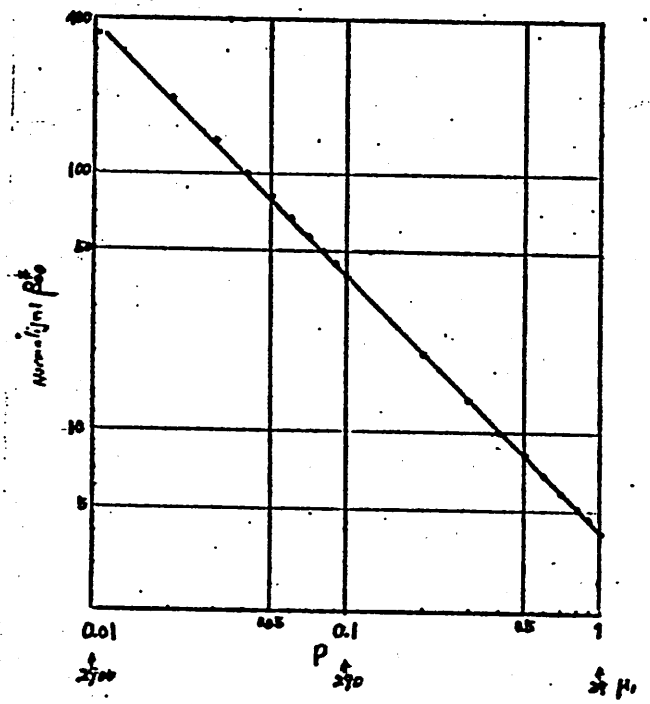


Fig.3

Figs.2,3

$f = 2\,GHz$

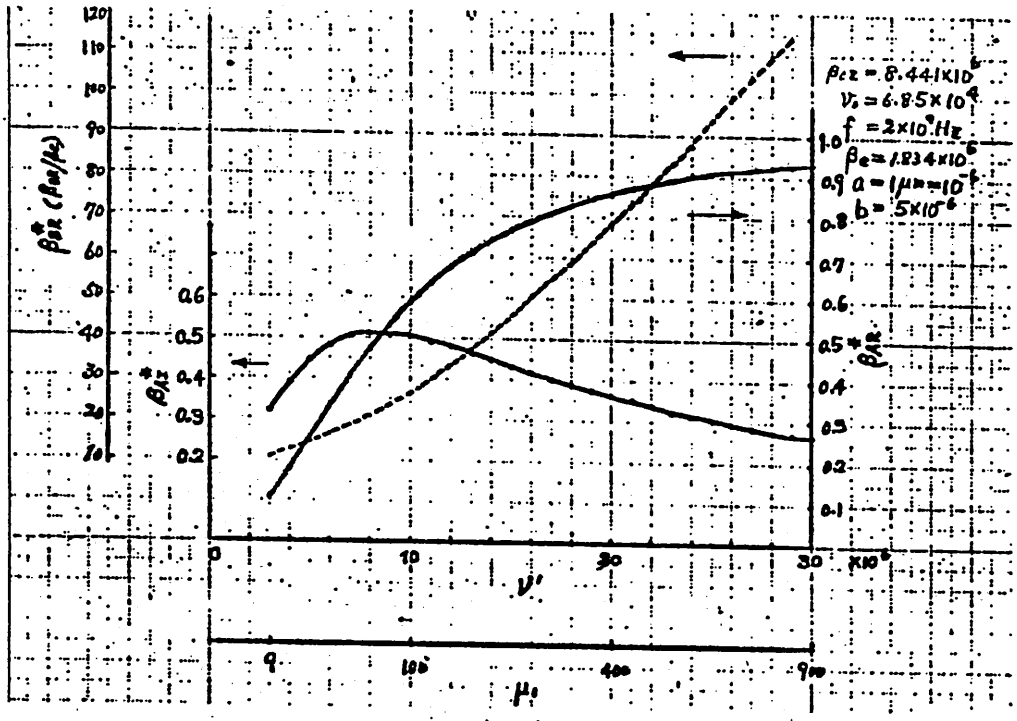
$a = 1\,\mu m$

$b = 10\,\mu m$

$n_0 = 2\times10^{15}/cm^3$

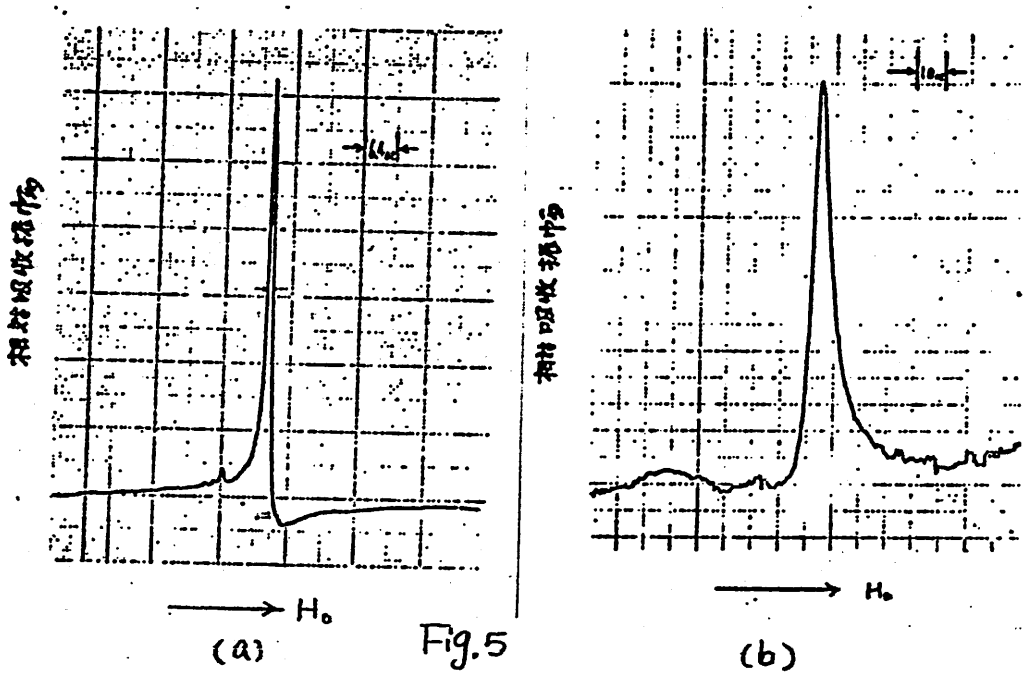
$\mu_z = 8000\,cm^2/V.s$

$v_0 = 2\times10^7\,cm/s$



$\beta_{cz} = 8.441\times10^{6}$
$\nu_0 = 6.85\times10^{4}$
$f = 2\times10^{9}$ Hz
$\beta_e = 1.834\times10^{6}$
$a = 1\mu m = 10^{-6}$
$b = 5\times10^{-6}$
β^*_{BR} (β_{BR}/β_e)
β^*_{AZ}
β^*_{AR}
ν'
μ_1

Fig. 4



H_0
H_0

(a) Fig.5 (b)

輻射科学研究会資料

横形ピコセカンドパルス(PSP)ゲートの時間エミッタンス図による解析

藤岡　弘
朽木哲雄
裏　克己
(大阪大学・工学部)

1973年10月5日

No.

横形PSPゲートの時間エミッタンス図による解析

正誤表

訂正個所	誤	正
P.6 表1 左端上	Z (大文字)	z (小文字)
P.8 式 (4)	$\frac{d}{dt}(m_0 r)$	$\frac{d}{dt}(m_0 r v)$
P.14 図5の横軸	記入モレ	X。
P.30 図11(a)の縦軸	記入モレ	x′
P.43 図15	記入モレ	実線＝パルス幅 破線＝エネルギー分散
P.44 下9行	"スリット面上で"の後に挿入	ビーム径を絞るよりは，パルスゲート部へ入射する前に

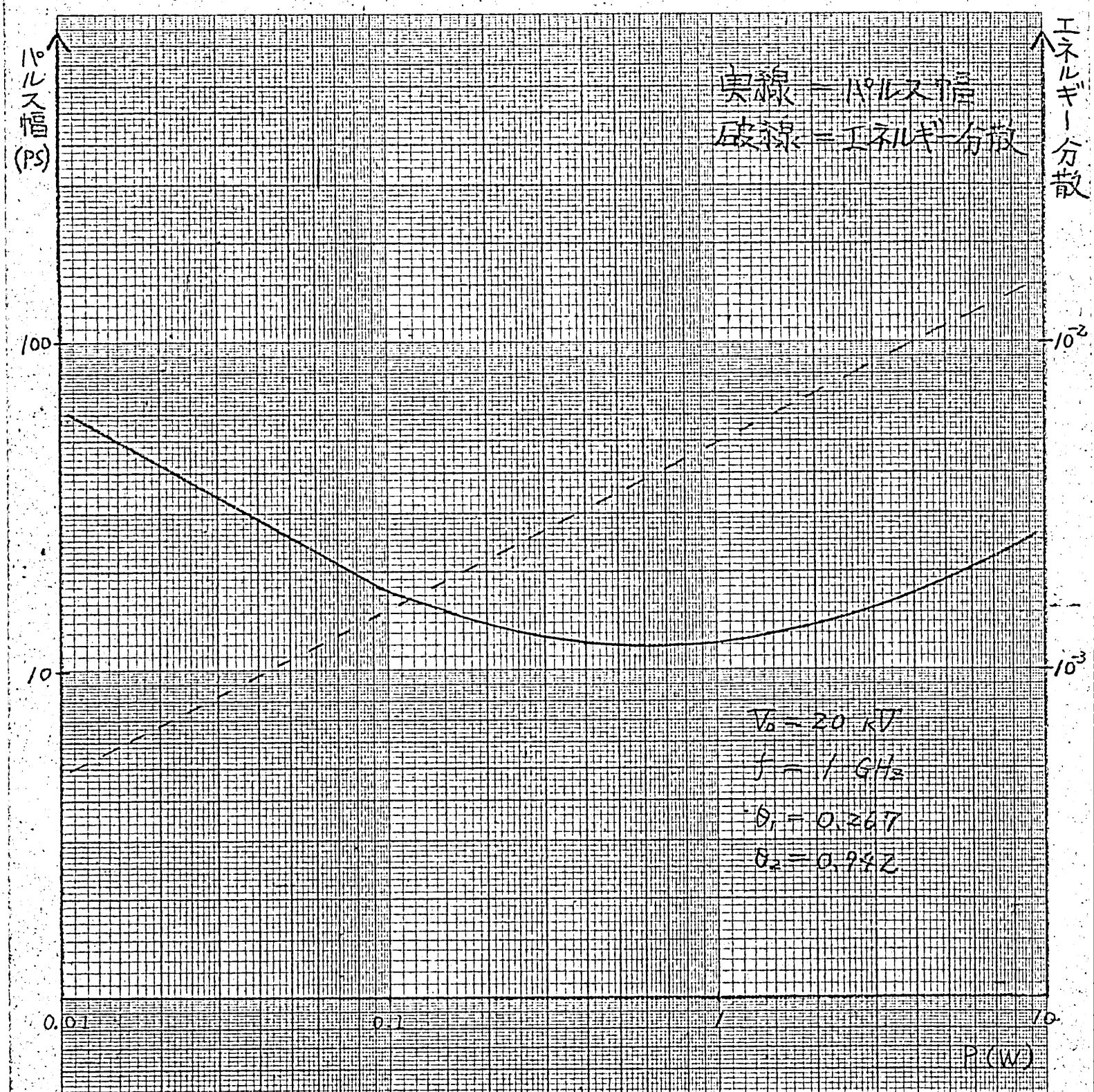


図15　入力電力とパルス幅，エネルギー分散の関係。

1．まえがき

電子顕微鏡の発展は，今後その超高電圧化あるいは走査形化に向っていくものと考えられる。

数MeV以上の超高エネルギー電子顕微鏡を実現するために，従来の直流加速方式にかわって超電導電子ライナックを加速系として用いることが，装置の小形化あるいは絶縁問題の解決などの見地にもとづいて提案されている[1]。この場合，エネルギー分散を10^{-4}～10^{-5} 以下におさえるためには加速電圧の安定化をはかると同時に電子ビームの入射位相差を高周波電界の一周期の10^{-2}～10^{-3} に限定する必要がある．したがって，加速用マイクロ波に数GHzの周波数を用いれば，ピコセカンド程度のパルス状入射ビームが必要となる．

走査形電子顕微鏡は検出手段が豊富であり，また信号をＴＶ信号に変えるので最近の発達したエレクトロニクスによる画像処理技術が導入できるので急速に発展して行くことが予想されている．ところで固体電子素子の超高速化に伴って，ピコセカンド程度の速い現象を走査形電顕で観測することが要望されている．これにはピコセカンドパルス電子ビームを用い，ストロボの原理を用いれば少なくとも繰り返し現象を観測できる．また，材料研究においてピコセカンドパルス電子ビームに対する応答を調べることで電子－光子の相互作用の研究などに対する新しい知見が得られることが期待されている．

マイクロ波系を用いてピコセカンドパルス電子ビーム（以下，psp電子ビームと呼ぶ）を発生させる方式に横形方式，縦形方式および両者の結合方式があるのはよく知られている[2]本資料においては，pspストロボ走査形電顕開発のための基礎実験用パルスゲートとして，構成と原理が簡単な横形方式を用いることを考え，横形方式，すなわちマイクロ波横方向電界を用いて電子ビームを偏向し，これをスリットで切り取ることによってpsp電子ビーム

を発生させる方式のみを考察の対象とする．

この場合得られるpsp電子ビームの性質は偏向電界部へ入射してくる電子ビームの空間的性質によって大きく左右される．したがって，ゲート部の設計にあたっては電子光学的諸条件，とくに入射ビームをどの位置に集束させるかを慎重に決定する必要がある．横形方式の理論解析についてすでに森村ら[2]による報告があるが，入射ビームとして平行ビームのみしか取り扱っておらず，ビームの傾きの効果は無視されている．また，Gopinath-Hill[3]はスリット面にビームを集束させる方が有利であることを述べている．

本資料においては，ビームの傾きを考慮した解析を行う．とくにつぎの2つの場合

(1) ゲート部にビーム最小面（クロスオーバ）をおく．したがって，以後は発散しスリット位置ではビームは拡がっている（図1－(a)参照）．

(2) スリット以前では収束ビームであり，したがってゲート部ではビームは拡がっている（図1－(b)参照）．

について，著者らが先に提案した時間エミッタレス図[4],[5]を用いて解析し，(1)，(2)のどちらがパルス幅が短かくかつ相対エネルギー分散の少ないpspビームを得る上に有利であるかを検討する．なお，以後(1)の場合の入射ビームを発散形入射ビーム，(2)の場合を収束形入射ビームと呼ぶ．

時間エミッタンス図は横軸を位相差すなわちパルス幅，縦軸をエネルギー分散とする位相図であり，ある特定の位相に入射した電子の位相を基準に選ぶと，高周波電磁界中の電子群の時間的状態は，時間エミッタンス面上の点の集合として表示される．通常この点の存在領域は有限であり，ある閉曲線の中に収まる．この閉曲線のかこむ面積を時間エミッタンス* と呼ぶ．ここ

---

* 偏向電界部内の電子の近軸運動を記述する方程式は，文献(4)で述べたような回転対称形の場合とは違って，斉次線形2階常微分方程式とはならず．したがってLiouville形の近軸不変量は存在しない．すなわち，近軸時間エミッタンスは保存されない．

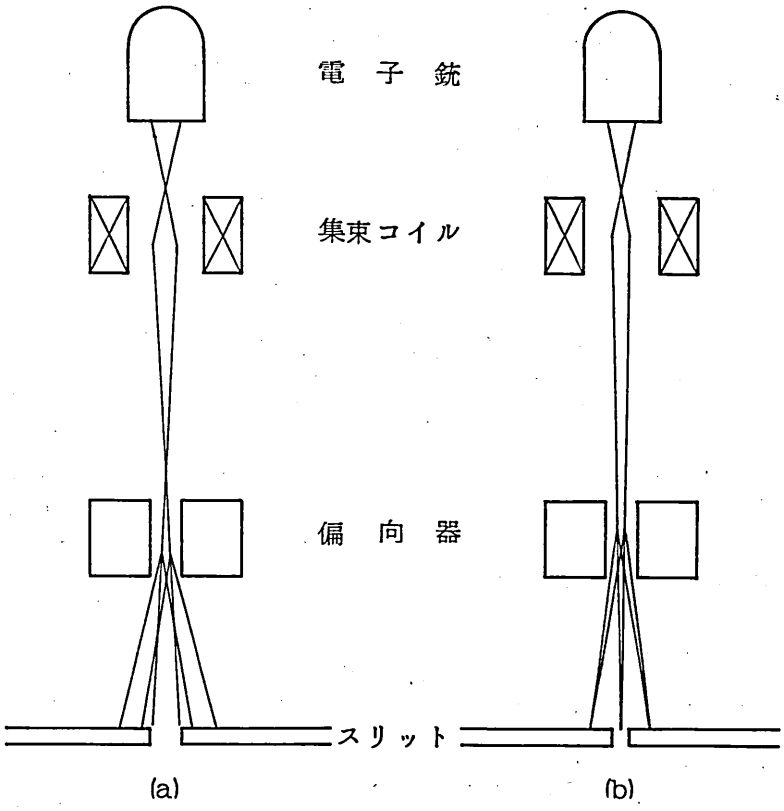


図１　パルスゲート部のビームパス
(a) 発散形入射ビーム
(b) 収束形入射ビーム

でpspビームとして望ましい性質を挙げてみると

1）パルス幅が短かい

2）相対エネルギー分散が小さい

3）スリット通過後パルス幅が拡がりにくい

ことである．2）の相対エネルギー分散は，スリット通過後のパルスビーム

をさらにバンチング電界により圧縮する場合には特に小さいことが要求される．3）は2）とも関連する．スリットを通過する時刻が早い電子ほど運動エネルギーが大きく，遅れて通過する電子ほど運動エネルギーが小さい場合には，パルスビームはスリットを通過後拡がる．これを時間エミッタンス図で描くと図2の破線に示すように右下がりになる．図2の実線に示すように

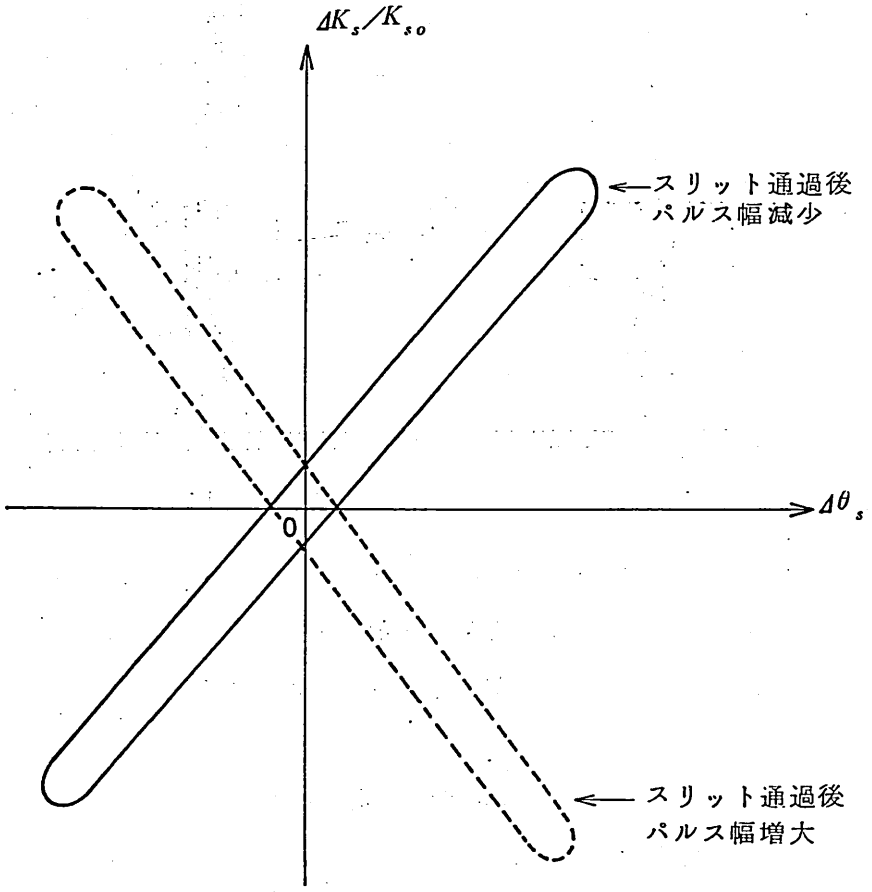


図2　スリット通過後パルス幅が減少する場合（実線）
と増大する場合（破線）の時間エミッタンス図

時間エミッタンス図が右上がりの場合には，パルス幅はスリットを通過後減少する．上記1)~3)の性質を時間エミッタンス図の性質で表現すれば

1) 時間エミッタンスの値が小さい

2) 時間エミッタンス図が右下がりでない

となる．このように，時間エミッタンス図はパルス幅と相対エネルギー分散を問題とするpspビームの解析にはうってつけである．

ビームの空間的状態を記述するためには，加速管の設計等によく用いられる空間エミッタンス図を用いる．これは時間エミッタンス図と同じように定義される．本資料の場合のように，電子の運動を2次元近似し $x-z$ 面内に限る時には，電子群の空間的状態は位置座標 $x(z)$ と傾き dx/dz がわかれば完全に記述される．そこで，空間エミッタンス図として波数 k で規格化した距離 kx を横軸に，傾き x' を縦軸に描いた位相図を用いる．

なお，最後に偏向電界部に供給する電力とパルス幅，相対エネルギー分散の関係を時間エミッタンス図を用いて明らかにする．

2．偏向部の電界分布

ここでは，つぎの条件のもとに図3に示す偏向部の電界分布を求める．

(i) 考察の対象とする電極系の幾何学的寸法がマイクロ波の自由空間波長に比べて十分小さく，したがっていわゆる準静的近似が成立する．

(ii) 電界分布と電子の運動は x と z との2次元で表わされる．

以上の近似の下に電界 $\mathbf{E}$ に対するつぎの方程式

$$\left.\begin{aligned} \nabla^2\mathbf{E} &= 0 \\ \nabla\cdot\mathbf{E} &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

が成立する．したがって E_x および E_z を軸からの変位 x に関して級数展開

し，高次項を無視することにより次式を得る．

$$\left.\begin{aligned} E_x &= \left[E_{x0}(z)+\dot{x}^2 E_{x2}(z)+\cdots\cdots\right]\sin\omega t \\ E_z &= \left[xE_{z1}(z)+\cdots\cdots\right]\sin\omega t \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

ただし，$E_{x0}(z)$は軸上電界の大きさを表わし

$$\left.\begin{aligned} 2E_{x2}(z)+E''_{x0}(z)&=0 \\ E_{z1}-E'_{x0}&=0 \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

である．

ここで，軸上電界$E_{x0}(z)$を図3に示すように3次曲線*で近似すれば，各電界成分は表1のようになる．

表1　偏向部の電界分布

Z	$-b$		$-a$	a		b
E_{x0}	0	$\dfrac{-6E_0}{(b-a)^3}\left\{\dfrac{z^3}{3}+\dfrac{a+b}{2}z^2+abz-\dfrac{b-3a^2}{6}b\right\}$	E_0	$\dfrac{6E_0}{(b-a)^3}\left\{\dfrac{z^3}{3}-\dfrac{a+b}{2}z^2+abz+\dfrac{b-3a}{6}b^2\right\}$		0
E_{x2}	0	$\dfrac{3E_0}{(b-a)^3}(2z+a+b)$	0	$\dfrac{-3E_0}{(b-a)^3}(2z-a-b)$		0
E_{z1}	0	$\dfrac{-6E_0}{(b-a)^3}(z+a)(z+b)$	0	$\dfrac{6E_0}{(b-a)^3}(z-a)(z-b)$		0

---

* 軸上電界を3次曲線で近似すれば，台形近似[2]の場合と違って電界分布に特異点は現れない．したがって，計算機による数値計算が容易である．

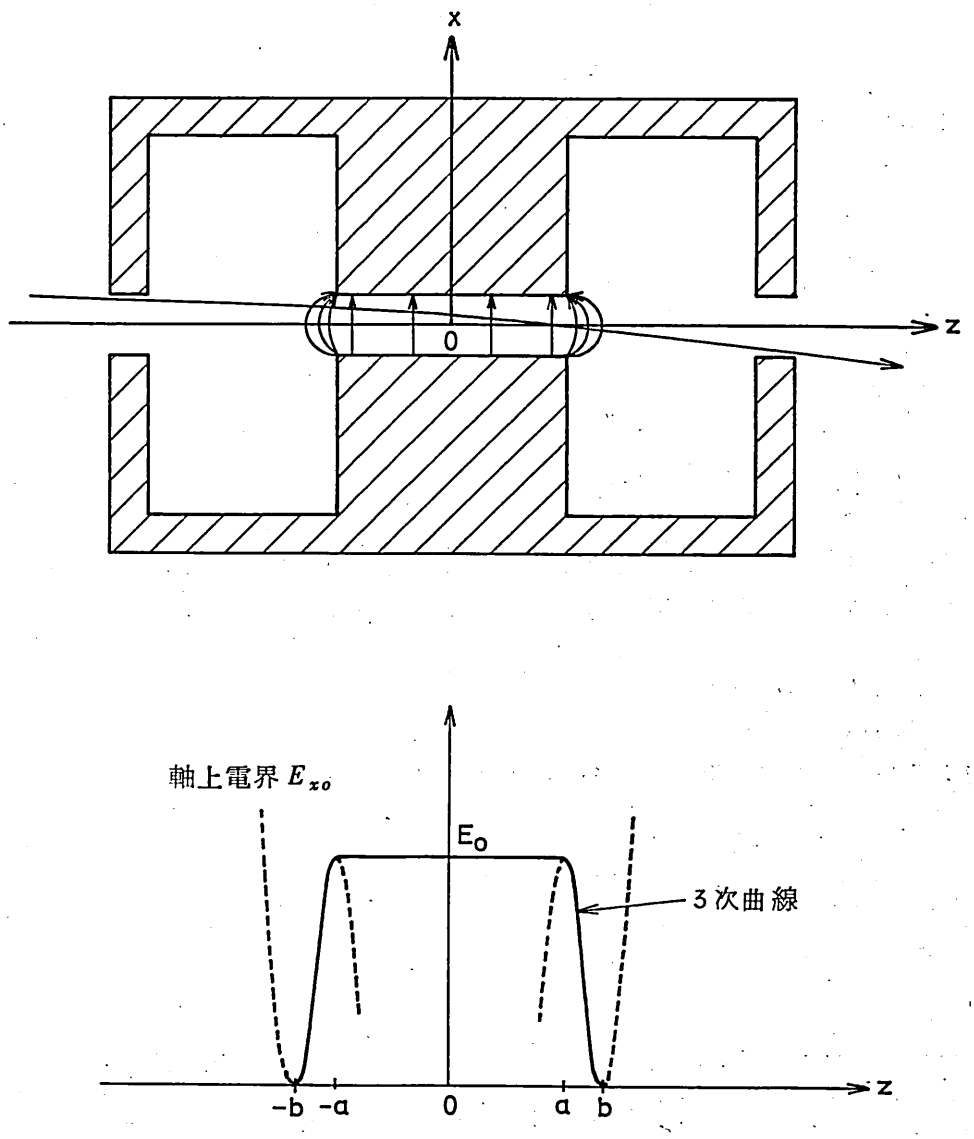


図 3　偏向電界分布のモデル

3．軌　道　方　程　式

電磁界中の電子の運動は空間電荷の影響を無視した場合には次の相対論的運動方程式によって記述される．

$$\frac{d}{dt}(m_0\gamma)=-e[\mathbf{E}+\mathbf{v}\times\mathbf{H}] \tag{4}$$

ただし

$$\gamma=(1-\mathbf{v}^2/c^2)^{-\frac{1}{2}} \tag{5}$$

であり，m_0および$-e$はそれぞれ電子の静止質量および電荷量を表わし，cは真空中の光速である．いま考えている電磁界は2次元直角座標系で

$$H_x=H_z=0 \tag{6}$$

であるから，式(2)を用いて式(4)は次のようにかける．

$$\left.\begin{aligned}\frac{d}{dt}(\gamma v_x)&=-\eta(E_{x0}+x^2E_{x2})\\ \frac{d}{dt}(\gamma v_z)&=-\eta xE_{z1}\end{aligned}\right\} \tag{7}$$

ただし　$\eta=e/m_0$である．ここで式(4)の両辺に$\mathbf{v}$をスカラー的に掛けることによって直ちに得られる関係式

$$\frac{d\gamma}{dt}=-\frac{\eta}{c^2}\mathbf{v}\cdot\mathbf{E} \tag{8}$$

を用いれば結局つぎのような軌道方程式系が得られる．

$$\frac{d\theta}{dZ} = \frac{1}{\beta_z} \tag{9-1}$$

$$\frac{dX}{dZ} = \frac{\beta_x}{\beta_z} \tag{9-2}$$

$$\frac{d\beta_x}{dZ} = \frac{\eta}{c^2\gamma}\left[\frac{1}{\beta_z}(\beta_x^2-1)\left(E_{x0}+\frac{X^2}{k^2}E_{x2}\right)+\frac{\beta_x X}{k}E_{z1}\right]\sin\theta \tag{9-3}$$

$$\frac{d\beta_z}{dZ} = \frac{\eta}{c^2\gamma}\left[\beta_x\left(E_{x0}+\frac{X^2}{k^2}E_{x2}\right)+\frac{X}{k}\left(\beta_z-\frac{1}{\beta_z}\right)E_{z1}\right]\sin\theta \tag{9-4}$$

ただし，

$$\left.\begin{aligned} &\theta=\omega t \\ &X=k x \quad , \quad Z=k z \\ &\beta_x=v_x/c \quad , \quad \beta_z=v_z/c \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

式（９－３）に表１に示した各領域での電界成分を代入すればつぎのようになる，

$$-B\leq Z\leq -A$$

$$\begin{aligned}\frac{d\beta_x}{dZ} = \frac{-6\eta E_0}{c^2 k\gamma\theta_1^3\beta_{z0}^3}\Bigg[\frac{1}{\beta_z}(\beta_x^2-1)\Bigg\{&\frac{Z^3}{3}+\frac{\theta_1+\theta_2}{2}\beta_{z0}Z^2 \\ &+\frac{(2\theta_1+\theta_2)\theta_2}{4}\beta_{z0}^2 Z-\frac{(\theta_1-\theta_2)^2(2\theta_1+\theta_2)^2}{24}\beta_{z0}^3 \\ &-\frac{X^2}{2}\left(2Z+(\theta_1+\theta_2)\beta_{z0}\right)\Bigg\}+\beta_x\left(Z+\frac{\theta_2}{2}\beta_{z0}\right) \\ &\times\left(Z+\frac{(2\theta_1+\theta_2)}{2}\beta_{z0}\right)X\Bigg]\sin\theta\end{aligned} \tag{11-1}$$

$-A<Z<A$

$$\frac{d\beta_x}{dZ}=\frac{\eta}{c^2k\gamma\beta_z}(\beta_x^2-1)E_0\sin\theta \qquad (11-2)$$

$A\leq Z\leq B$

$$\frac{d\beta_x}{dZ}=\frac{6\eta E_0}{c^2k\gamma\theta_1^3\beta_{z0}^3}\left[\frac{1}{\beta_z}(\beta_x^2-1)\left\{\frac{Z^3}{3}-\frac{\theta_1+\theta_2}{2}\beta_{z0}Z^2\right.\right.$$

$$+\frac{(2\theta_1+\theta_2)\theta_2}{4}\beta_{z0}^2Z+\frac{(\theta_1-\theta_2)(2\theta_1+\theta_2)^2}{24}\beta_{z0}^3$$

$$\left.-\frac{X^2}{2}(2Z-(\theta_1+\theta_2)\beta_{z0})\right\}+\beta_x(Z-\frac{\theta_2}{2}\beta_{z0})$$

$$\left.\times(Z-\frac{2\theta_1+\theta_2}{2}\beta_{z0})X\right]\sin\theta \qquad (11-3)$$

同様に式（９－４）はつぎのようになる．

$-B\leq Z\leq -A$

$$\frac{d\beta_z}{dZ}=\frac{-6\eta E_0}{c^2k\gamma\theta_1^3\beta_{z0}^3}\left[\beta_x\left\{\frac{Z^3}{3}+\frac{\theta_1+\theta_2}{2}\beta_{z0}Z^2+\frac{(2\theta_1+\theta_2)\theta_2}{4}\beta_{z0}^2Z\right.\right.$$

$$\left.-\frac{(\theta_1-\theta_2)(2\theta_1+\theta_2)^2}{24}\beta_{z0}^3-\frac{X^2}{2}(2Z+(\theta_1+\theta_2)\beta_{z0})\right\}$$

$$\left.+(\beta_z-\frac{1}{\beta_z})(Z+\frac{\theta_2}{2}\beta_{z0})(Z+\frac{2\theta_1+\theta_2}{2}\beta_{z0})X\right]\sin\theta$$

$$(12-1)$$

$-A<Z<A$

$$\frac{d\beta_z}{dZ} = \frac{\eta\beta_x}{c^2 k\gamma} E_0 \sin\theta \qquad (12\text{-}2)$$

$A \leq Z \leq B$

$$\frac{d\beta_z}{dZ} = \frac{6\eta E_0}{c^2 k\gamma \theta_1^3 \beta_{z0}^3}\left[\beta_x\left\{\frac{Z^3}{3} - \frac{\theta_1+\theta_2}{2}\beta_{z0}Z^2 + \frac{(2\theta_1+\theta_2)\theta_2}{4}\beta_{z0}^2 Z + \frac{(\theta_1-\theta_2)(2\theta_1+\theta_2)^2}{24}\beta_{z0}^3 - \frac{X^2}{2}(2Z-(\theta_1+\theta_2)\beta_{z0})\right\} + (\beta_z - \frac{1}{\beta_z})(Z-\frac{\theta_2}{2}\beta_{z0})(Z-\frac{2\theta_1+\theta_2}{2}\beta_{z0})X\right]\sin\theta \qquad (12\text{-}3)$$

ただし，

$$\left.\begin{aligned} &\theta_1 = (b-a)\omega/v_{z0} = (B-A)/\beta_{z0} = \text{電界端部の走行角} \\ &\theta_2 = 2a\omega/v_{z0} = 2A/\beta_{z0} = \text{一様電界部の走行角} \\ &A = ka \quad , \quad B = kb \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

したがって，電界強度E_0と波数kが与えられた時，走行角θ_1，θ_2を指定し，初期条件

$$\theta=\theta_0, X=kx_0=X_0, \beta_x=v_{x0}/c=\beta_{x0}, \beta_z=v_{z0}/c=\beta_{z0} \qquad (14)$$

のもとに式(9)～(12)を解けば任意のZにおけるθ，X，β_xおよびβ_zの値を求めることができる．本資料においてはRKG法を用いて数値計算を行なう．

4．スリット直後の時間エミッタンス図

ある定められた空間初期条件で偏向電界部へ入射した電子ビームがスリットを通過した直後の時間エミッタンス図を求める．本節で述べる計算例はすべて

$$\left.\begin{array}{ll} \text{電界強度} & E_0 = 330\ V/mm \\ \text{加速電圧} & V_0 = \ 20\ KV \\ \text{マイクロ波周波数} & f = \ \ 1\ GHz \\ \text{電界端部走行角} & \theta_1^* = 0.267 \\ \text{一様電界部走行角} & \theta_2^* = 0.3\pi = 0.942 \end{array}\right\} \quad (15)$$

の場合である．

まず最初，ビーム径と傾きがつぎの範囲内にある電子ビーム（＃1ビーム）

$$\left.\begin{array}{l} |\ x_0\ | \leqq 0.1mm \\ |\ x_0'\ | \leqq 10^{-2} \end{array}\right\} \quad (16)$$

が図4に示す偏向電界部に入射してくるものとし，この場合のスリット直後

---

*. 一様電界部の走行角 θ_2 を与えれば θ_1 は次式によって一意的に決定される．[6]

$$\theta_1 = \frac{\theta_2}{\pi} \cdot \frac{d}{l} \cdot \left\{ 1 - ln \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d}{l} \right\}$$

ただし，l は電極の長さ，d は間隔を表わす．端部電界を無視した理論では $\theta_2 = \pi$ の時偏向角は最大となるが，端部電界の効果を考慮すれば，θ_2 が大きくなれば縦方向速度分散が大きくなり，これによってパルス幅が制限される．

したがって，θ_2 をπに近づけることは必ずしも有利ではない．式（15）に与えた θ_1，θ_2 の値は実験に用いる電極寸法に近い値である．

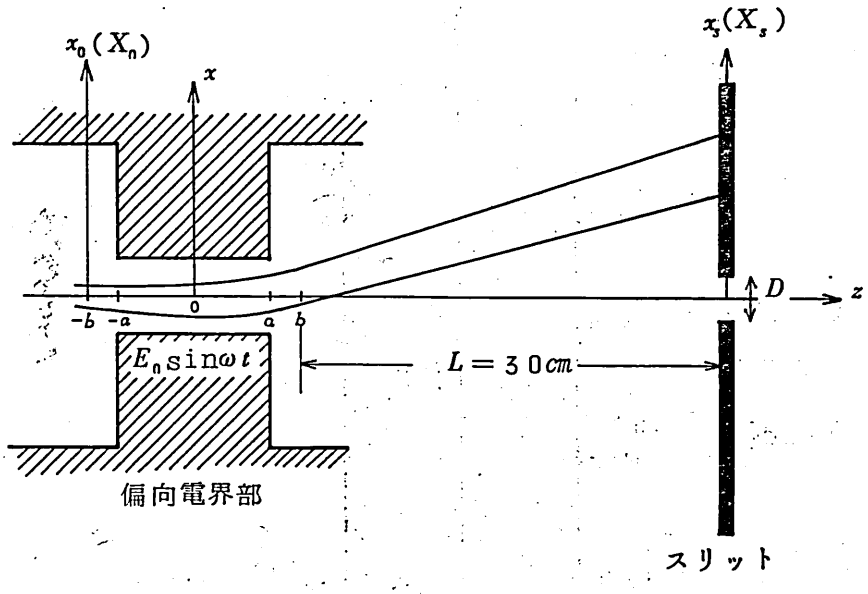


図４　パルスゲート部

の時間エミッタンス図を描く手順について説明する．

(i) 式（１６）の初期条件を，図５に示すように横軸を $kx_n = X_n$ ，縦軸を x_n' とする空間エミッタンス図で表示する．式（１６）は矩形の内部を表わしている．さらにこの図で代表点を $N = 0, 1, \cdots\cdots, 10$ まで選ぶ．代表点の初期条件は図中に記入した．

(ii) このビームが位相 $\theta_0 = -0.738$* に偏向電界部に入射したときのスリット面上の X_s と x_s' を式（９）～（１２）を解いて計算する．その結果を図６の空間エミッタンス図で示す．この図から，スリット面上にお

---

* 端部電界効果を無視したとき空間初期条件 $N = 0$（$X_0 = 0$，$x_0' = 0$）でこの位相 $\theta_n = -0.738$ に入射した電子は偏向を受けずに直進する．

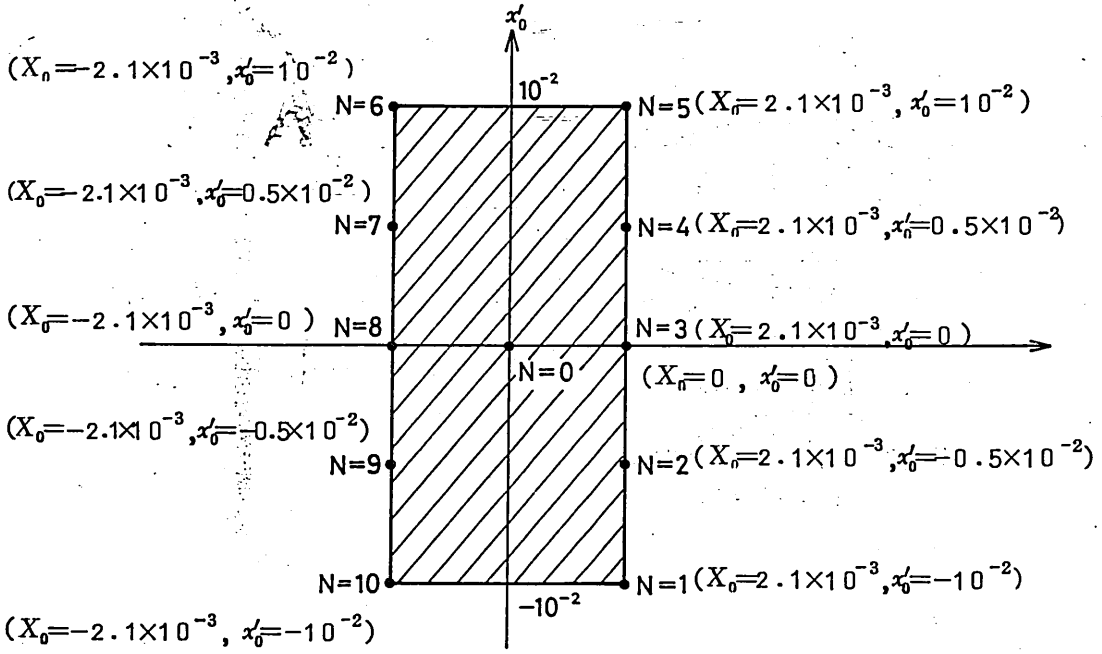


図5　＃1入射ビームの空間エミッタンス図

けるビーム径は6.6mmとなることがわかる．したがってスリット径をこのビーム径に等しく $D = 6.6mm$（$kD = 0.139$）に選ぶ．スリット径をビーム径よりも小さくすると，パルス幅は小さくなるが電流値（パルス波高値）も小さくなる．一方，ビーム径よりも大きい場合にはパルス幅が必要以上に拡がってしまう．したがって，スリット径が丁度ビーム径に等しい場合が最適である。[7]

(iii) 図5に示した空間エミッタンス図の代表点 $N=0$（$X_0=0$，$x_0'=0$）で位相 $\theta_0=-0.738=\theta_{0n}$ に偏向電界部に入射した電子のスリット面上における位相 θ_{s_0} と運動エネルギー K_{s_0} とを式（9）～（12）を用いて計算する。

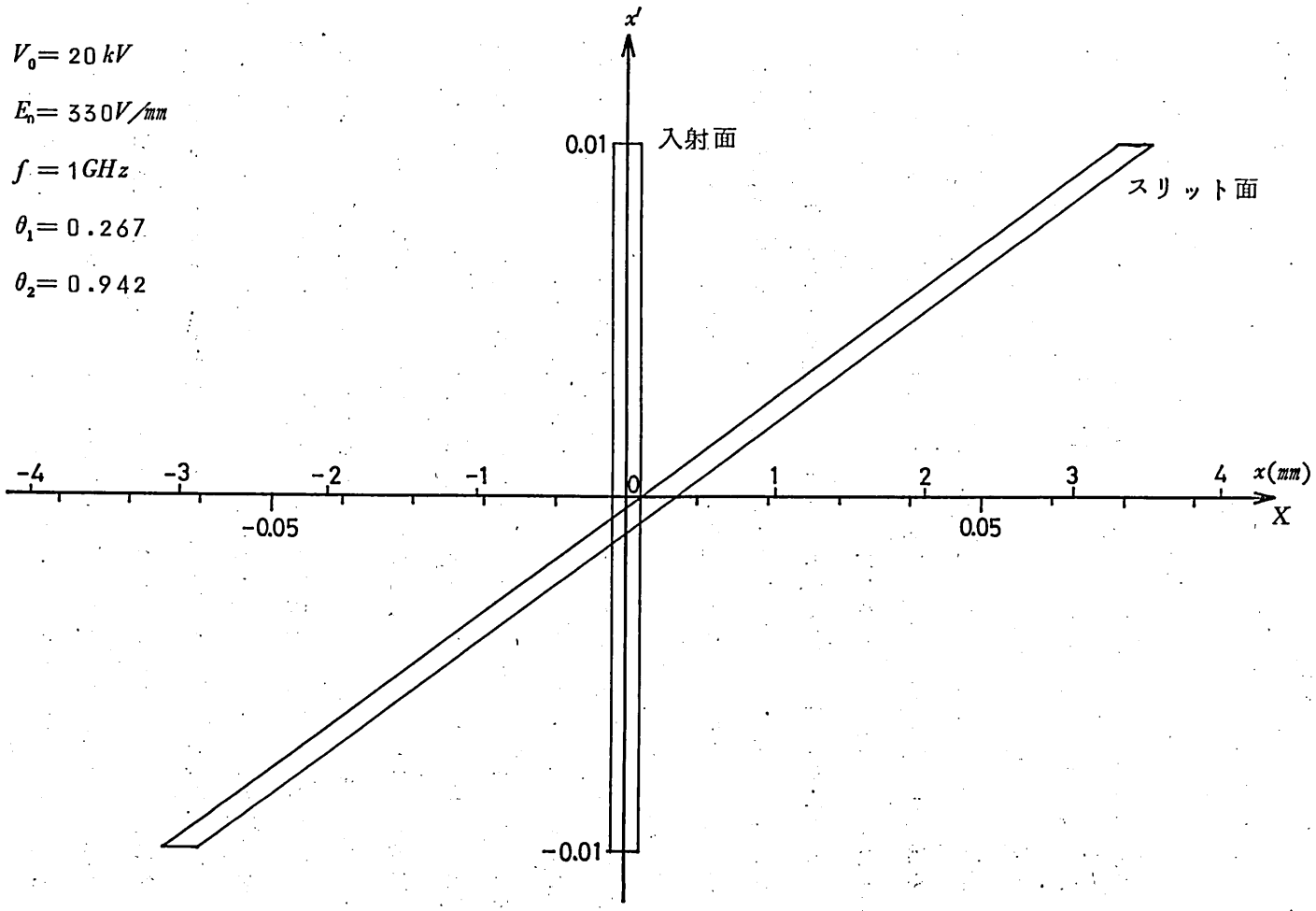


図 6. スリット面上の空間エミッタンス図

$$\left.\begin{aligned}\theta_{so} &= 23.844\\ K_{so}/m_0c^2 &= 0.0392\end{aligned}\right\} \quad (17)$$

(IV) つぎに$N=1$代表点（$X_0=2.1\times10^{-3}$, $x_0'=-10^{-2}$）について，入射位相θ_0を$\theta_{00}=-0.738$から$\Delta\theta_{oi}$（$i=1, 2, \cdots\cdots, i$）だけ変化させた場合のスリット面におけるビーム半径X_{si}^Nと傾き$x_{si}'^N$および位相$\theta_{si}^N=\theta_{so}+\Delta\theta_{si}^N$と運動エネルギー$K_{si}^N=K_{so}+\Delta K_{si}^N$を計算する．ただし，いまの場合スリット径$D$は6.6mmであるから，$|X_{si}^N|\leqq\frac{1}{2}kD=0.0695$を満足する範囲内で$\Delta\theta_{oi}$を変化させる（なお，$\Delta\theta_{oi}$の最小きざみは$9.8\times10^{-4}$ radianである）．

この結果を図7(a)の空間エミッタンス図と図7(b)の時間エミッタンス図に記入する．図7(a)で$N=1$の代表点に対する曲線はほぼ直線となっている．図7(b)でも$N=1$に対してはほぼ直線（$\theta_0=-0.899\rightarrow\theta_0=-0.727$）になっている．

(V) 他の代表点$N=2, 3, \cdots\cdots, 10$に対して(IV)の操作をくり返す．

これらを補間してスリット直後の空間および時間エミタンス図を求める．

図7は上述の(I)～(V)の手続きによって得られた結果である．図7(a)は入射空間エミッタンス図（破線）とスリット通過直後の空間エミッタンス図（実線）である．図中の3本の実線のうち真中の直線は，空間初期条件$N=1$（$X_0=2.1\times10^{-3}$, $x_0'=-10^{-2}$）で出発した電子のものである．この直線は，初期条件$N=1$で出発した電子はマイクロ波電界の位相θ_0が-0.899のときはじめて半径3.3mmのスリットを通過し（$x_s=3.3mm$），以後位相が$\theta_0=-0.727$となるまでは$-3.3mm\leqq x_s\leqq+3.3mm$であることを示している．すなわち，マイクロ波電界の位相が$-0.899\leqq\theta_0\leqq-0.727$の間に偏向電界部に入射した電子のみがスリットを通過し得ることを示している．なお，上の直線は空間初期条件$N=10$（$X_0=-2.1\times10^{-3}$, $x_0'=-10^{-2}$）に，下

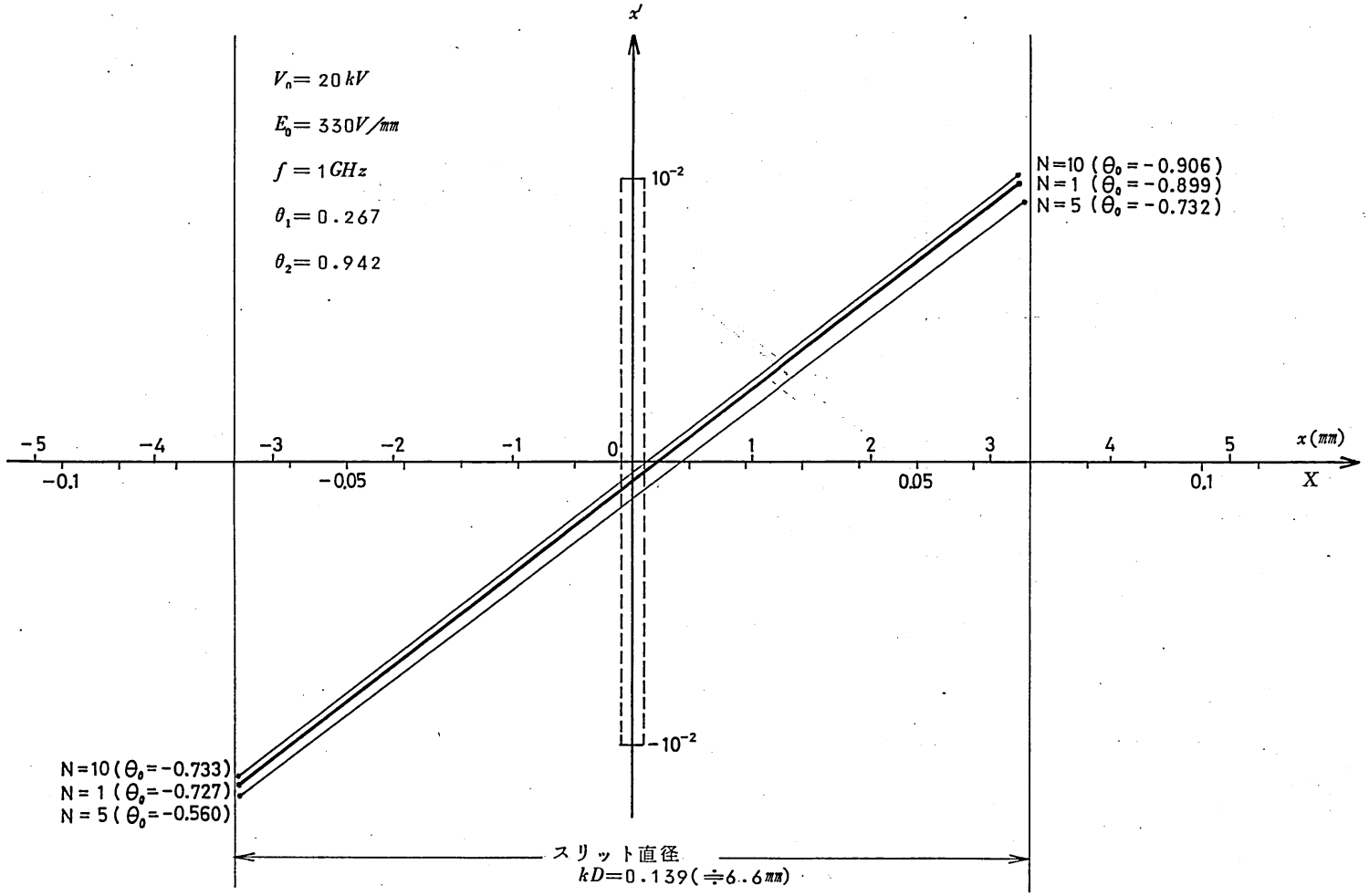


図 7(a)　＃1 ビームに対する入射空間エミッタンス図（破線）とスリット直後の空間エミッタンス図（実線）

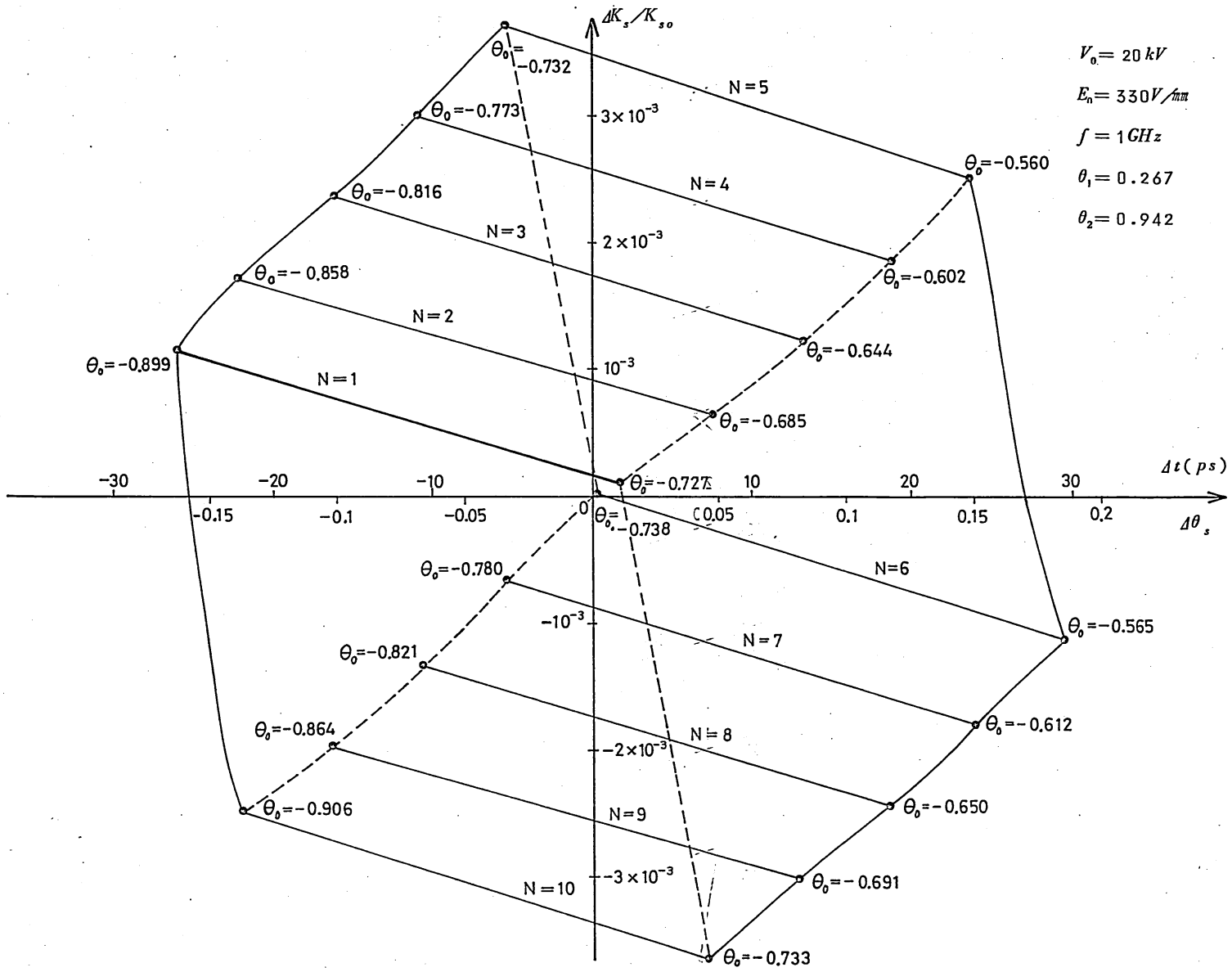


図7(b)　＃1 ビームに対するスリット直後の時間エミッタンス図

の直線は$N=5$（$X_0=2.1\times10^{-3}$, $x_0'=10^{-2}$）に対応している．他の代表点に対する位相点はこれらの間にある．

図7(b)は，スリット通過直後の時間エミッタンス図である．この図の原点は空間初期条件$N=0$（$X_0=0$，$x_0'=0$）で位相$\theta_0=\theta_{00}=-0.738$に偏向電界部に入射した電子の位相$\theta_{so}$とエネルギー$K_{so}$に対応している．また，たとえば$N=1$の直線は図7(a)の$N=1$の直線に対応しており，空間初期条件$N=1$でマイクロ波電界の位相が$-0.899\leqq\theta_0\leqq-0.727$のときに入射した電子のスリット通過直後の位相$\Delta\theta_s$と相対エネルギー分散$\Delta K_s/K_{so}$を表わしている．$N=2$，3，……，10についても同様である．この図の包絡図をとることにより

パルス幅$=56.5ps$

相対エネルギー分散$=7.5\times10^{-3}$

時間エミッタンス$=2\times10^{-3}$

となることがわかる．

図8～10は入射ビーム径と傾きがそれぞれ

$$|x_0|\leq25\mu m\quad,\quad|x_0'|\leq10^{-2}\qquad(\#2)\qquad(18)$$

$$|x_0|\leq0.1mm\quad,\quad|x_0'|\leq10^{-3}\qquad(\#3)\qquad(19)$$

$$|x_0|\leq25\mu m\quad,\quad|x_0'|\leq10^{-3}\qquad(\#4)\qquad(20)$$

で指定される場合の，(a)スリット通過直後の空間エミッタンス図と(b)時間エミッタンス図を示したものである．式（16）および式（18）～（20）で表わされる入射ビーム（#1～#4）はいずれもスリット位置でビーム径が拡がっている発散形ビームであり，まえがきで述べた場合の（1）に相当している．

これに対し図11，12は

$$|x_0|\leq3.59mm\quad,\quad|x_0'|\leq10^{-2}\qquad(\#5)\qquad(21)$$

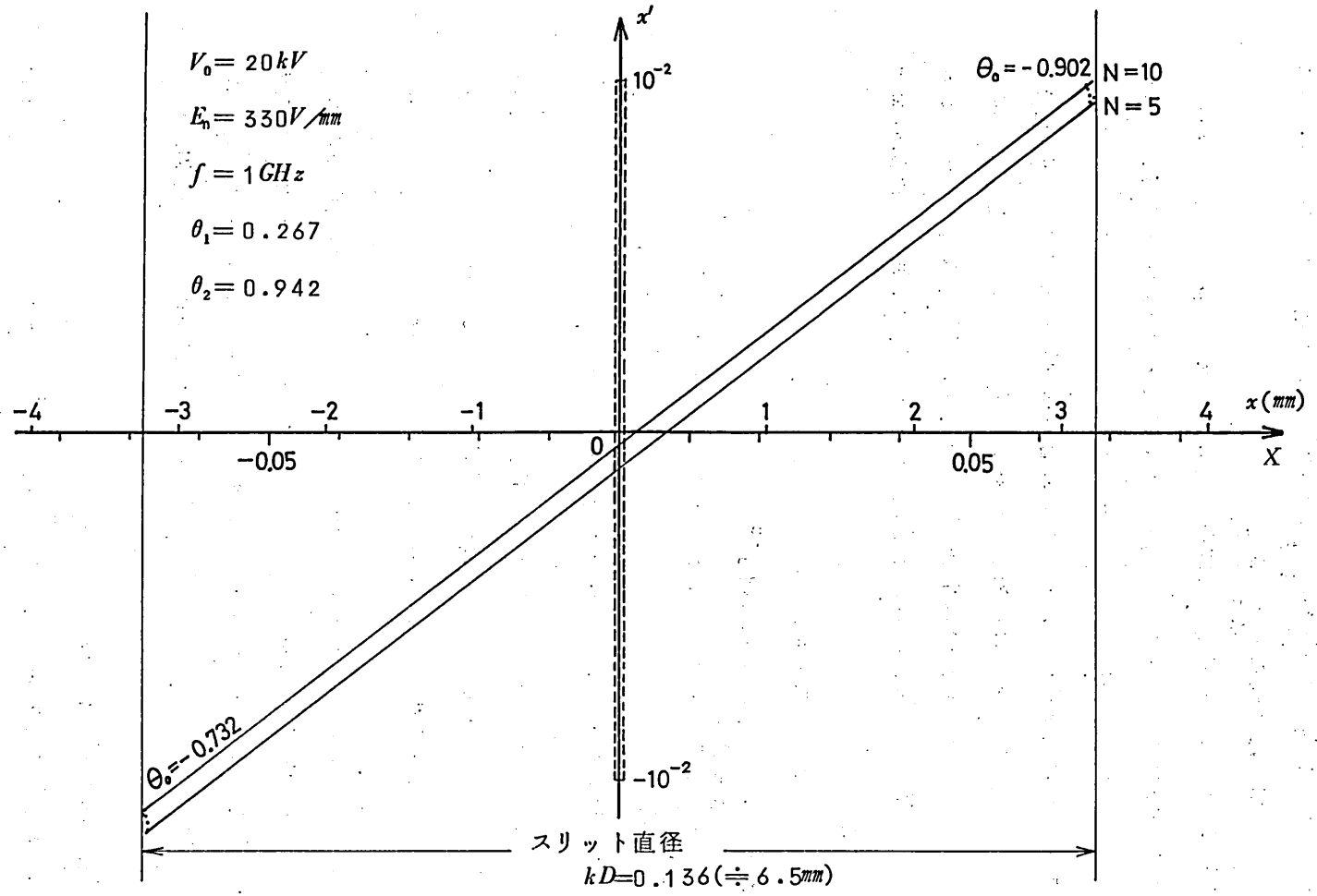


図 8 (a)　＃ 2 ビームに対する入射空間エミッタンス図（破線）とスリット直後の空間エミッタンス図（実線）

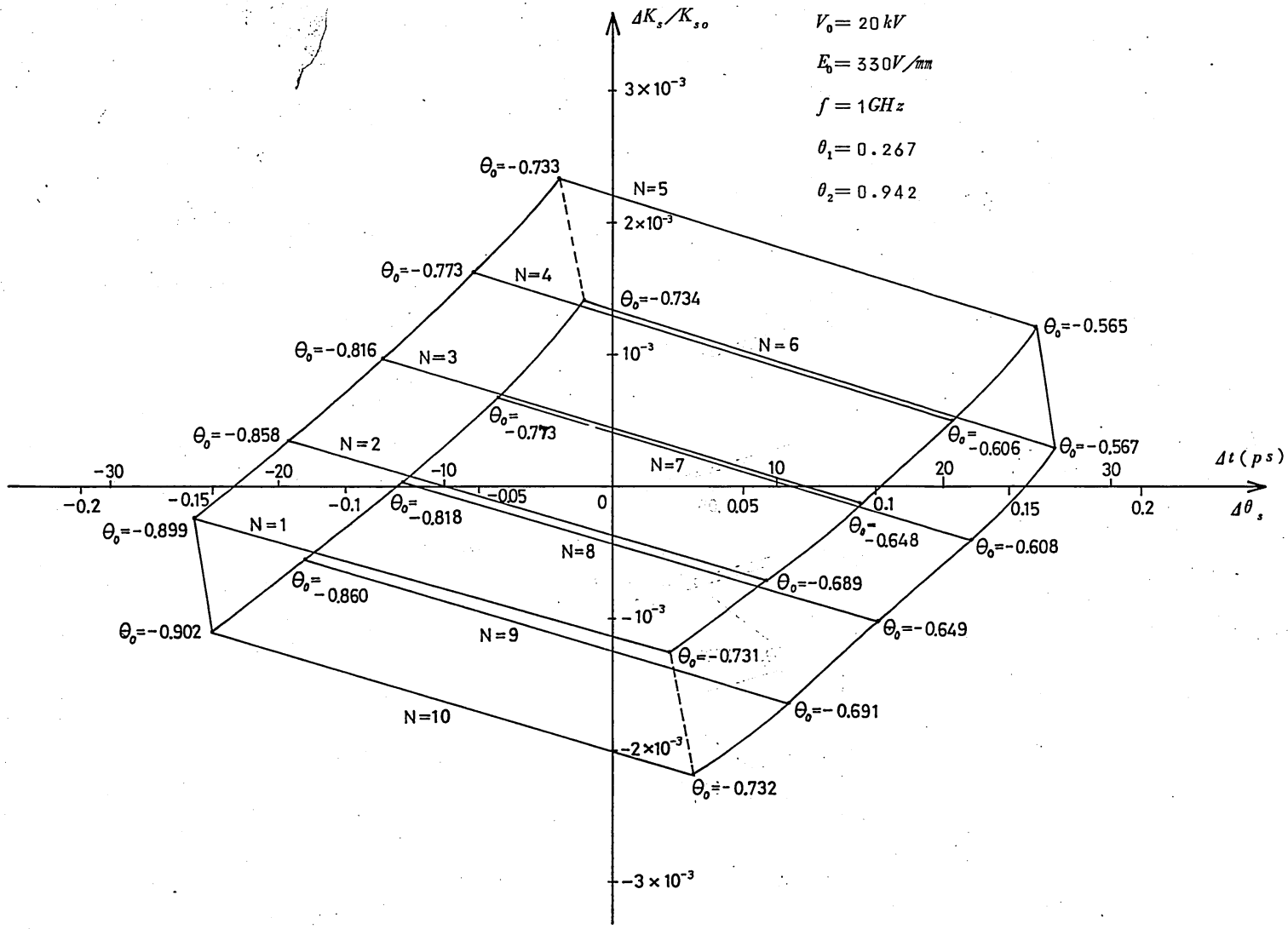


図8 (b)　＃2ビームに対するスリット直後の時間エミッタンス図

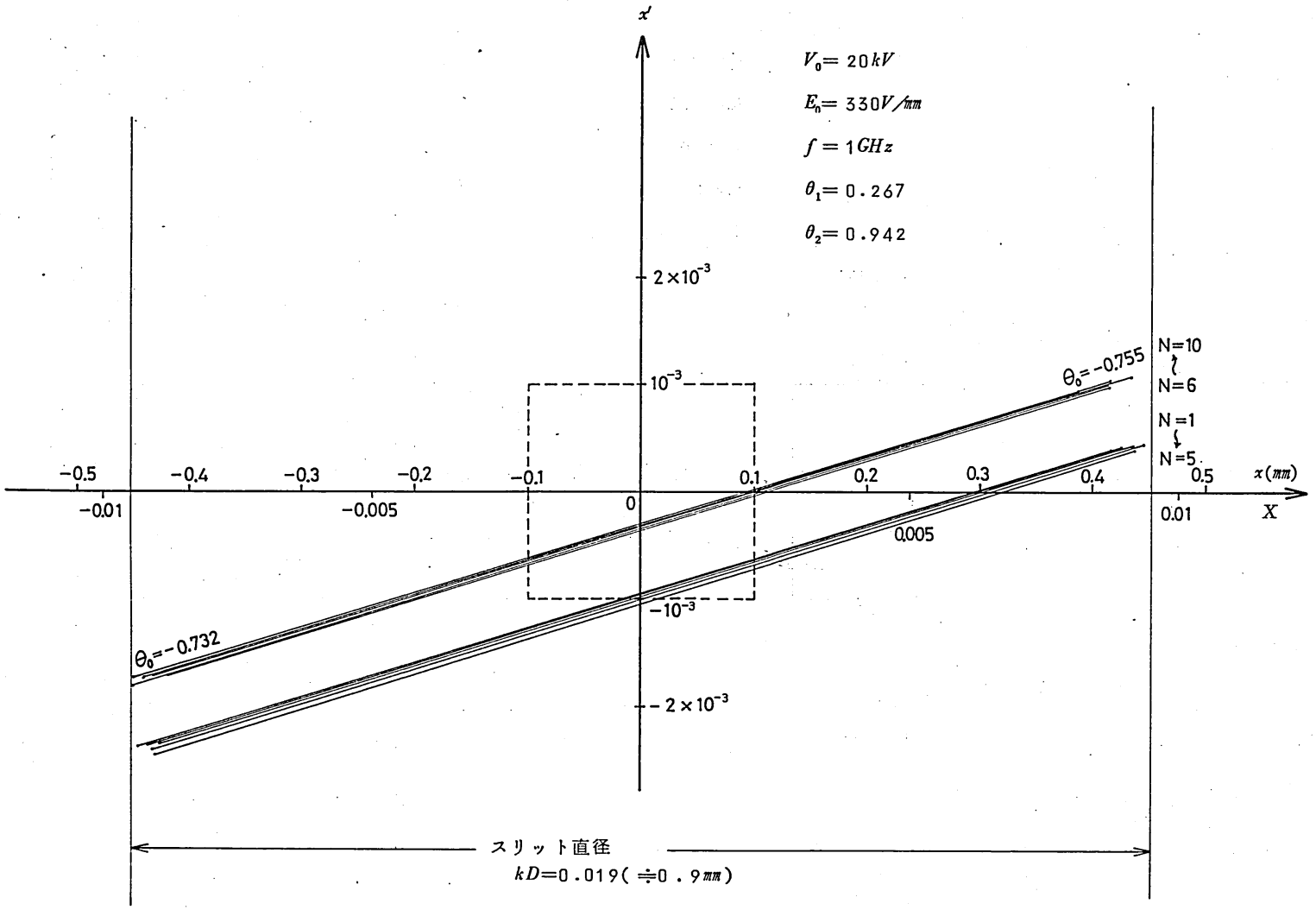


図9(a) ＃3ビームに対する入射空間エミッタンス図（破線）とスリット直後の空間エミッタンス図（実線）

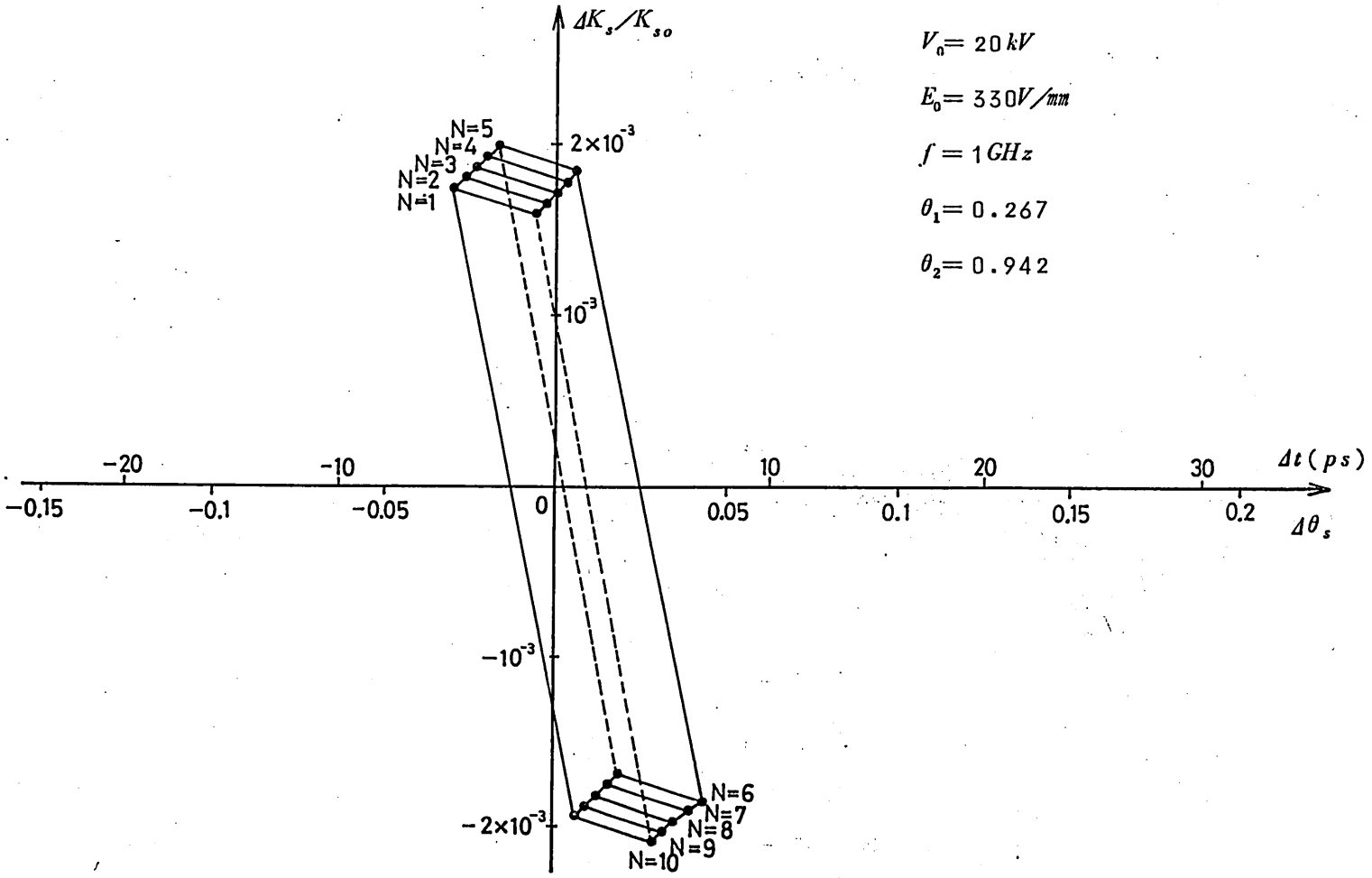


図 9 (b)　＃３ビームに対するスリット直後の時間エミッタンス図

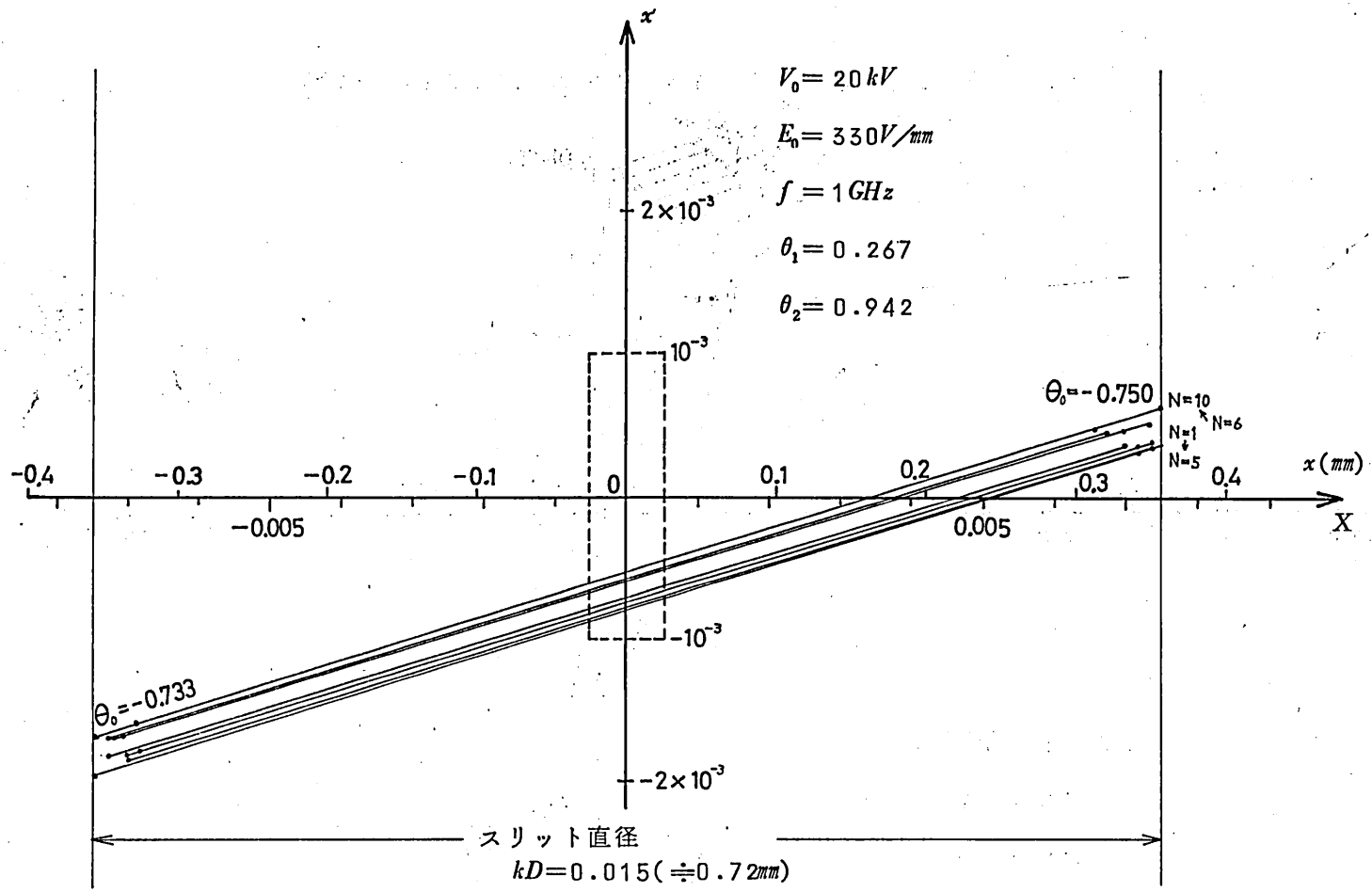


図１０(a)　＃４ビームに対する入射空間エミッタンス図（破線）とスリット直後の空間エミッタンス図（実線）

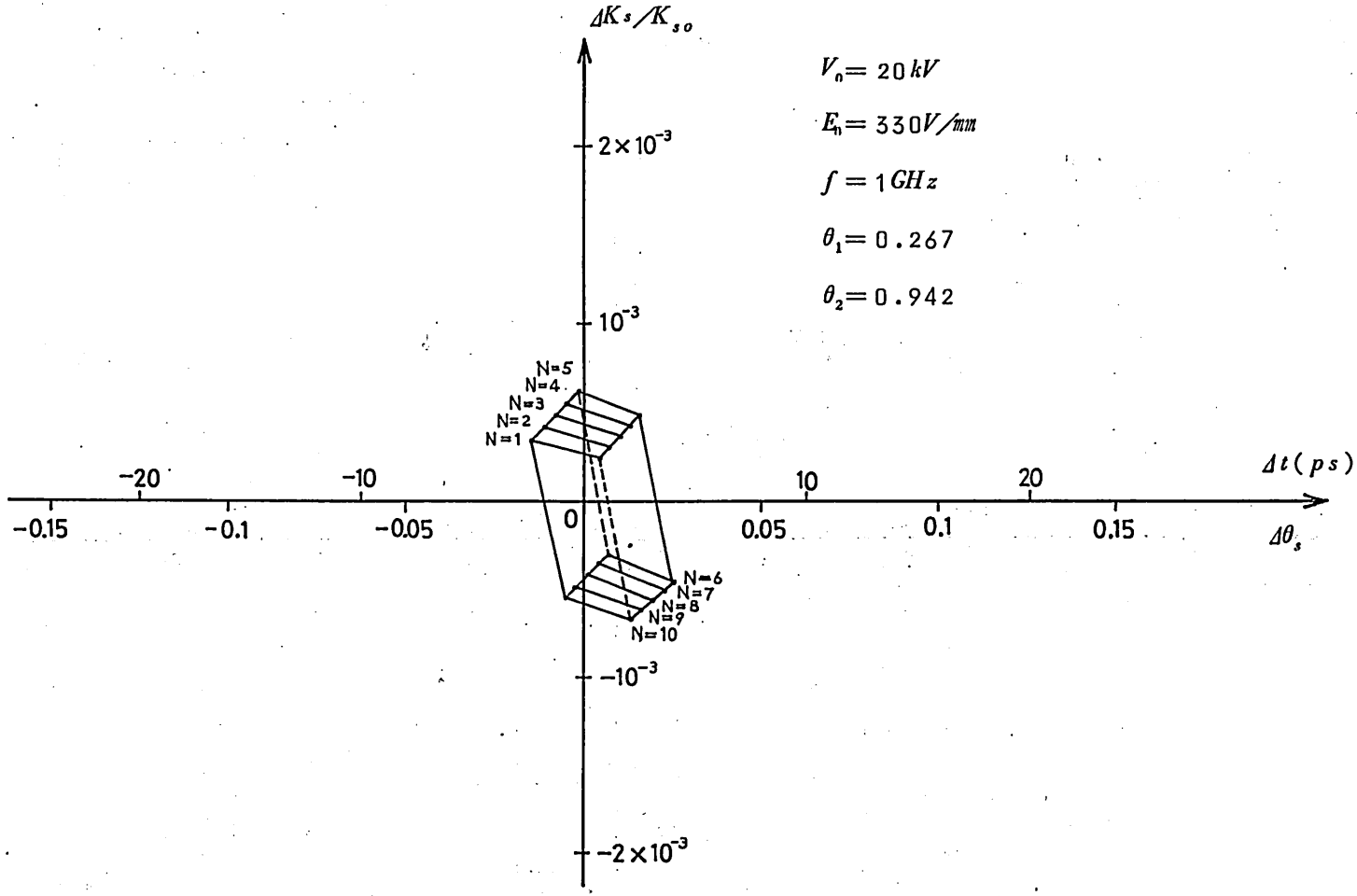


図１０(b)　＃４ビームに対するスリット直後の時間エミッタンス図

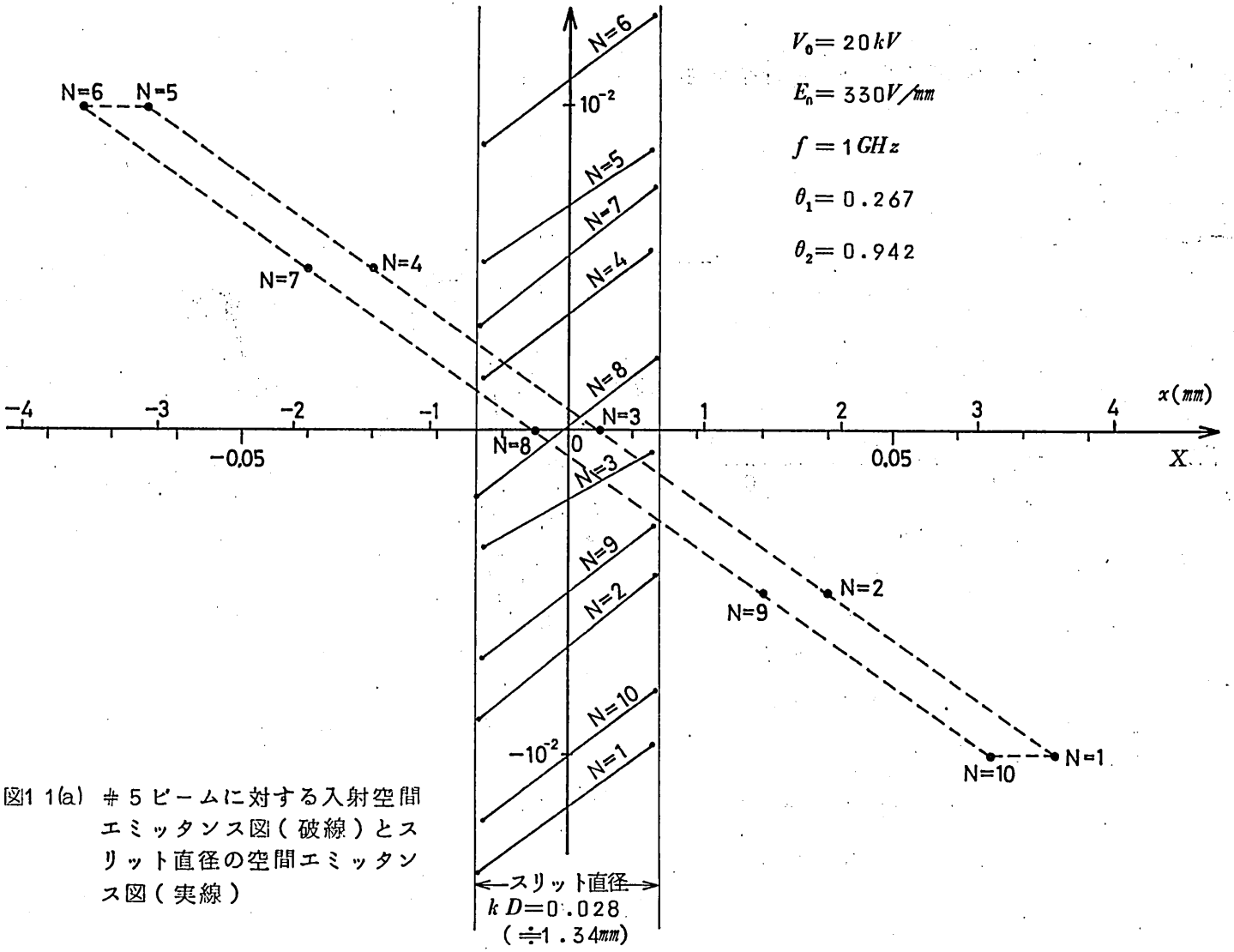


図1 1(a) ＃5ビームに対する入射空間エミッタンス図（破線）とスリット直径の空間エミッタンス図（実線）

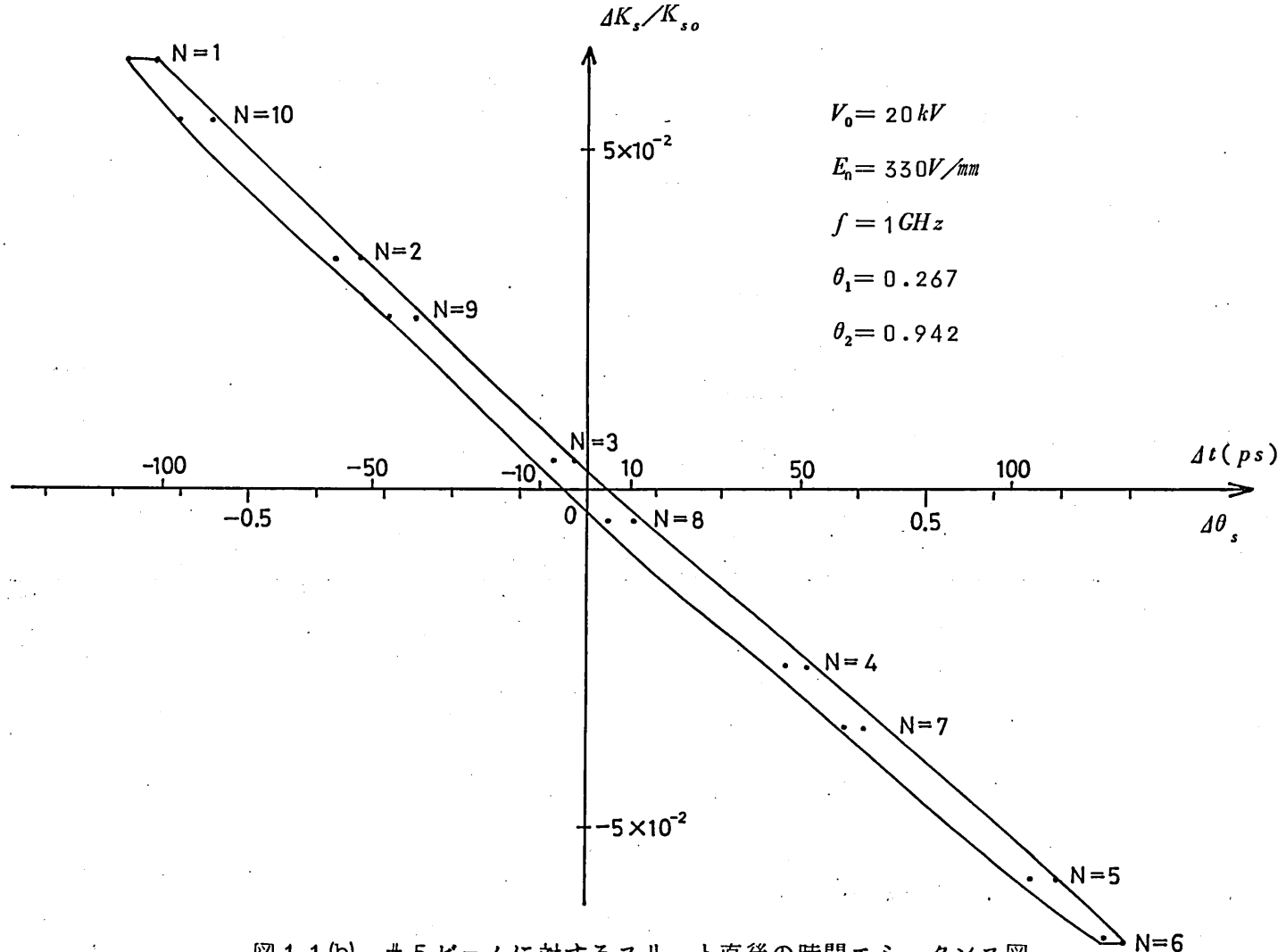


図１１(b)　＃５ビームに対するスリット直後の時間エミッタンス図

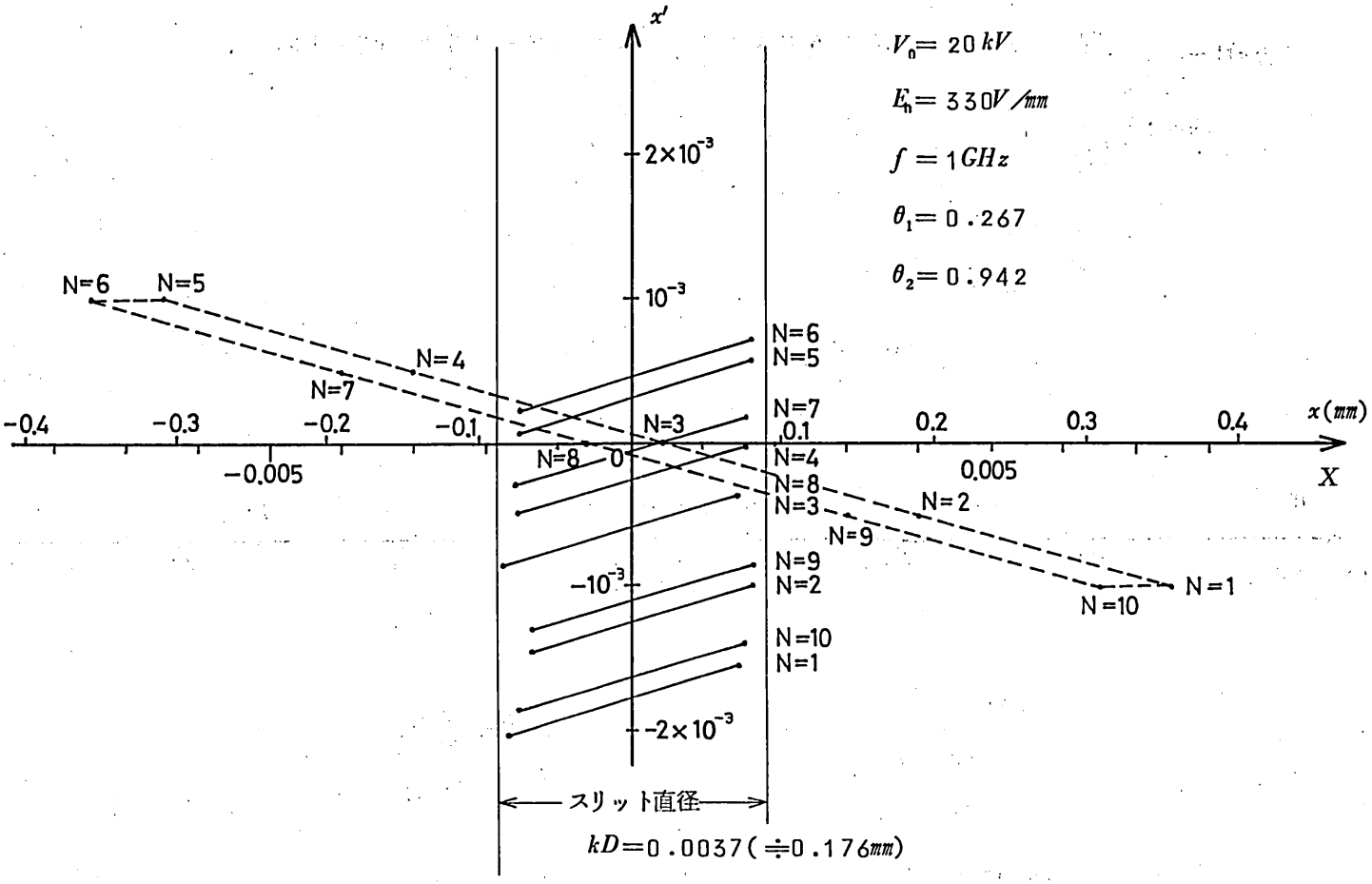


図１２(a)　＃６ビームに対する入射空間エミッタンス図（破線）とスリット直後の空間エミッタンス図（実線）

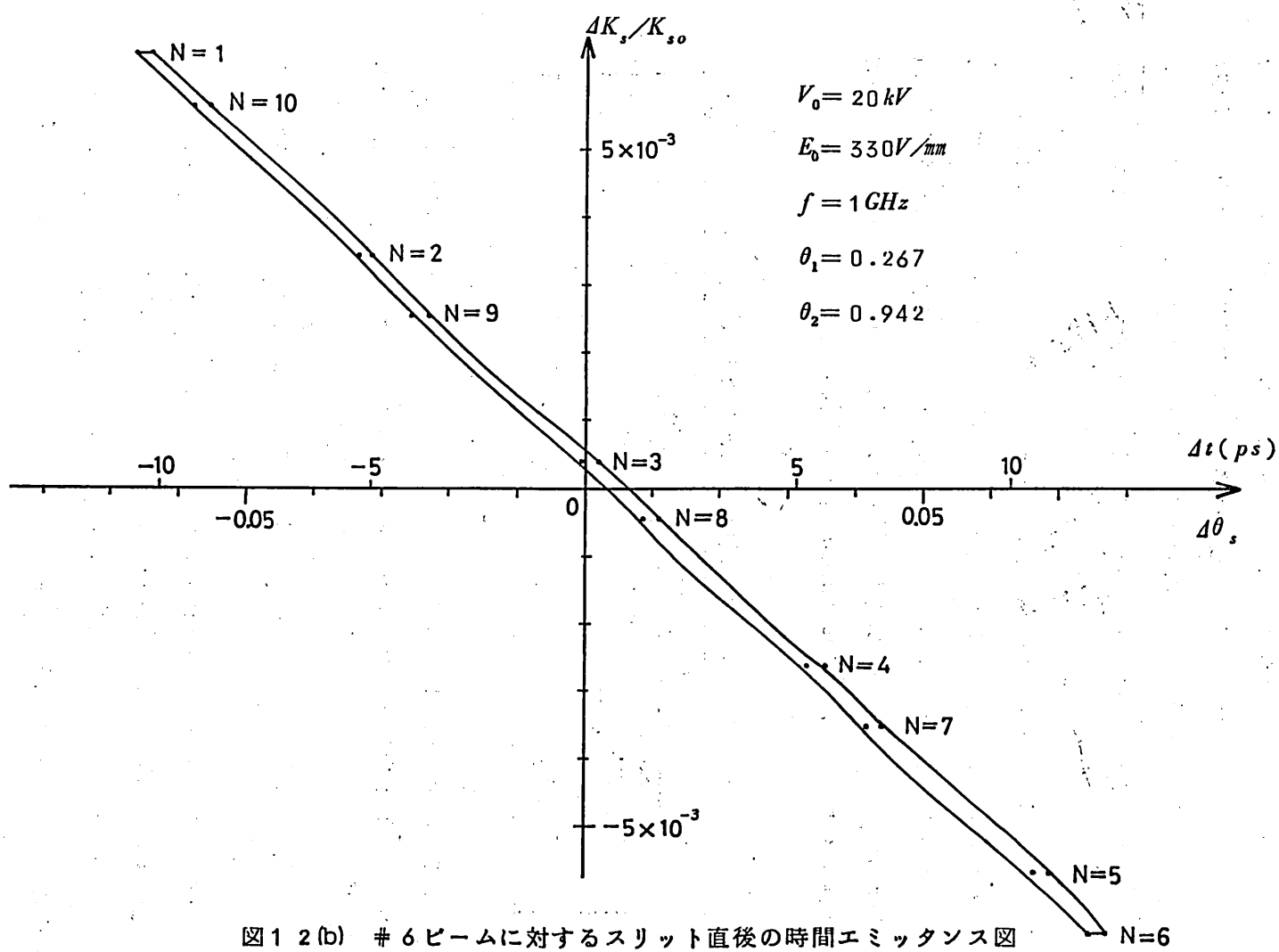


図１２(b)　＃６ビームに対するスリット直後の時間エミッタンス図

$$|x_0| \leq 0.36mm \quad , \quad |x_0'| \leq 10^{-3} \quad (\#6) \qquad (22)$$

で，もしマイクロ波電界が0の場合はスリット面上にクロスオーバをつくるいわゆる収束形ビームが入射したときの(a)スリット通過直後の空間エミッタンス図と(b)時間エミッタンス図を示したものである．この場合はまえがきで述べた(2)の場合に相当している．

表2は各入射ビームを改めて表に示したものである．また表3は図7~12の結果をまとめたものである．なお，以上すべての場合について時間エミッタンス図の縦軸を相対エネルギー分散 $\Delta K_s/K_{s0}$ としたが，縦軸を縦方向速分散 $\Delta v_{zs}/v_{zso}$ とした場合もエミッタンス図の形状は変らない．この場合の結果を表3の“速度分散”の欄にまとめてある．

表2　発散形入射ビームと収束形入射ビーム

	発散形入射ビーム		収束形入射ビーム	
$\lvert x_0' \rvert_{max}$ ＼ $\lvert x_0 \rvert_{max}$	$25\mu m$	$0.1mm$	$0.36mm$	$3.59mm$
10^{-3}	＃4	＃3	＃6	
10^{-2}	＃2	＃1		＃5

さて，ここで発散形ビームで最小のパルス幅を得ている＃4のビーム（図10参照）と収束形ビームで最小のパルス幅を得ている＃6のビーム（図12参照）を比較してみよう．

(1) パルス幅は＃4の6.2psに対して＃6はその約3.7倍の22.8psである．

(2) 相対エネルギー分散は＃4の1.2×10^{-3}に対して＃6は1.3×10^{-2}であり，約10倍の違いがある．

(3) 時間エミッタンスの値は＃4の0.03×10^{-3}に対して＃6はその約1.7倍の0.05×10^{-3}である．

表３　入射電子ビームとスリット直後の電子ビーム

入射電子ビーム					スリット直後の電子ビーム			
		ビーム半径 x_0	ビームの傾き x_0'	スリット半径 $D/2$	パルス幅	エネルギー分散	速度分散	時間エミッタンス
発散形ビーム	#1	$\|x_0\| \leqq 0.1\,mm$	$\|x_0'\| \leqq 10^{-2}$	3.3 mm	56.5 ps	7.5×10^{-3}	0.345 %	2×10^{-3}
	#2	$\|x_0\| \leqq 25\,\mu$	$\|x_0'\| \leqq 10^{-2}$	3.25	52.6	4.5×10^{-3}	0.205	0.9×10^{-3}
	#3	$\|x_0\| \leqq 0.1\,mm$	$\|x_0'\| \leqq 10^{-3}$	0.45	11.9	4.0×10^{-3}	0.195	0.15×10^{-3}
	#4	$\|x_0\| \leqq 25\,\mu$	$\|x_0'\| \leqq 10^{-3}$	0.36	6.2	1.2×10^{-3}	0.062	0.03×10^{-3}
収束形ビーム	#5	$\|x_0\| \leqq 3.59\,mm$	$\|x_0'\| \leqq 10^{-2}$	0.67	233.0	1.29×10^{-1}	6.1	8×10^{-3}
	#6	$\|x_0\| \leqq 0.36\,mm$	$\|x_0'\| \leqq 10^{-3}$	0.088	22.8	1.30×10^{-2}	0.612	0.05×10^{-3}

(4) ＃6の時間エミッタンス図（図12(b)）は右下がりであり，スリットを通過する時刻が早い電子ほど運動エネルギーが大きく，遅れて通過する電子ほど運動エネルギーが小さいことを示している．このことは，スリット通過後パルス幅が時間とともにどんどん大きくなっていくことを示している．これに比べて＃4の時間エミッタンス図は＃6に比べてパルス幅が拡がりにくい形をしている．

以上，(1)～(4)からわかるように収束形ビームよりも発散形ビームの方がすぐれていることがわかる．すなわち，Gopinathら[3]の提案とは逆にスリット面上でビーム径をしぼるよりは偏向電界部へ入射する前にビーム径をできるだけ絞っておく方が有利であることがわかる．

5．時間エミッタンス図に与える間隙電圧の影響

著者らが実験に用いる予定の偏向電極系は図13に示すような対称形リエントラント空胴共振器であり，間隔電圧Vと供給入力電力Pとの関係は電力が間隙の部分に集中していると仮定して，次式で与えられる．

$$V = 2\sqrt{PR_{sh}} \qquad (21)$$

ここでR_{sh}はシャントインピーダンスを表わし，実測値で350$k\Omega$である．[2]

空胴共振器へ供給する電力を大きくし，間隙電圧を増せば増すほどパルス幅が小さくなるかといえばそうではない．端部電界による縦方向速度分散のために，入力電力を増し間隙電圧を高くすることによってはパルス幅を無限に小さくすることはできず最小値をもつことが指摘され，実験的にも確められている．[2]

図14および15は偏向電界部の入力電力と得られるpspビームのパルス幅，相対エネルギー分散の関係を時間エミッタンス図で明らかにしたもので

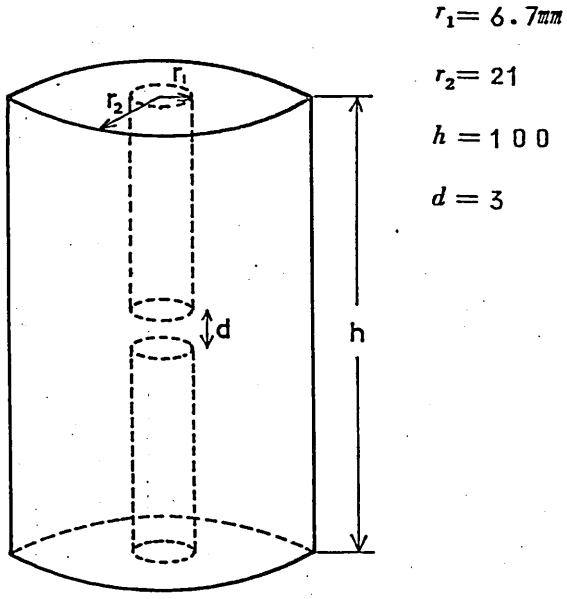


図１３　1GHz 用対称形リエントラント空胴共振器

ある．図１４(a)～(e)は前節までの数直計算例と同様

$$f = 1\ GHz\ ,\ V_0 = 20KV\ ,\ \theta_1 = 0.267\ ,\ \theta_2 = 0.942 \qquad (22)$$

で入力電力が(a)7mW (b)30mW (c)90mW (d)150mW (e)700mW の場合のスリット直後における時間エミッタンス図である．ただし，入射ビームは＃３ビームでありビーム径0.1mm，傾き10^{-3} である．なお，前節の計算例は$E_0 = 330V/mm$ であるから$P = 700mW$ の場合に相当する．図１５はこの(a)～(e)の図からパルス幅と相対エネルギー分散とを読み取って，これらをそれぞれ入力電力Pを横軸として図示したものである．図１４から，時間エミッタンスは入力電力の値にかかわらずほぼ一定であり，その値は0.15×10^{-3}であることがわかる．また，図１５から

１）パルス幅は，$P < 300\ mW$ の範囲では$\sqrt{P}$に比例して減少し，$P > 300mW$

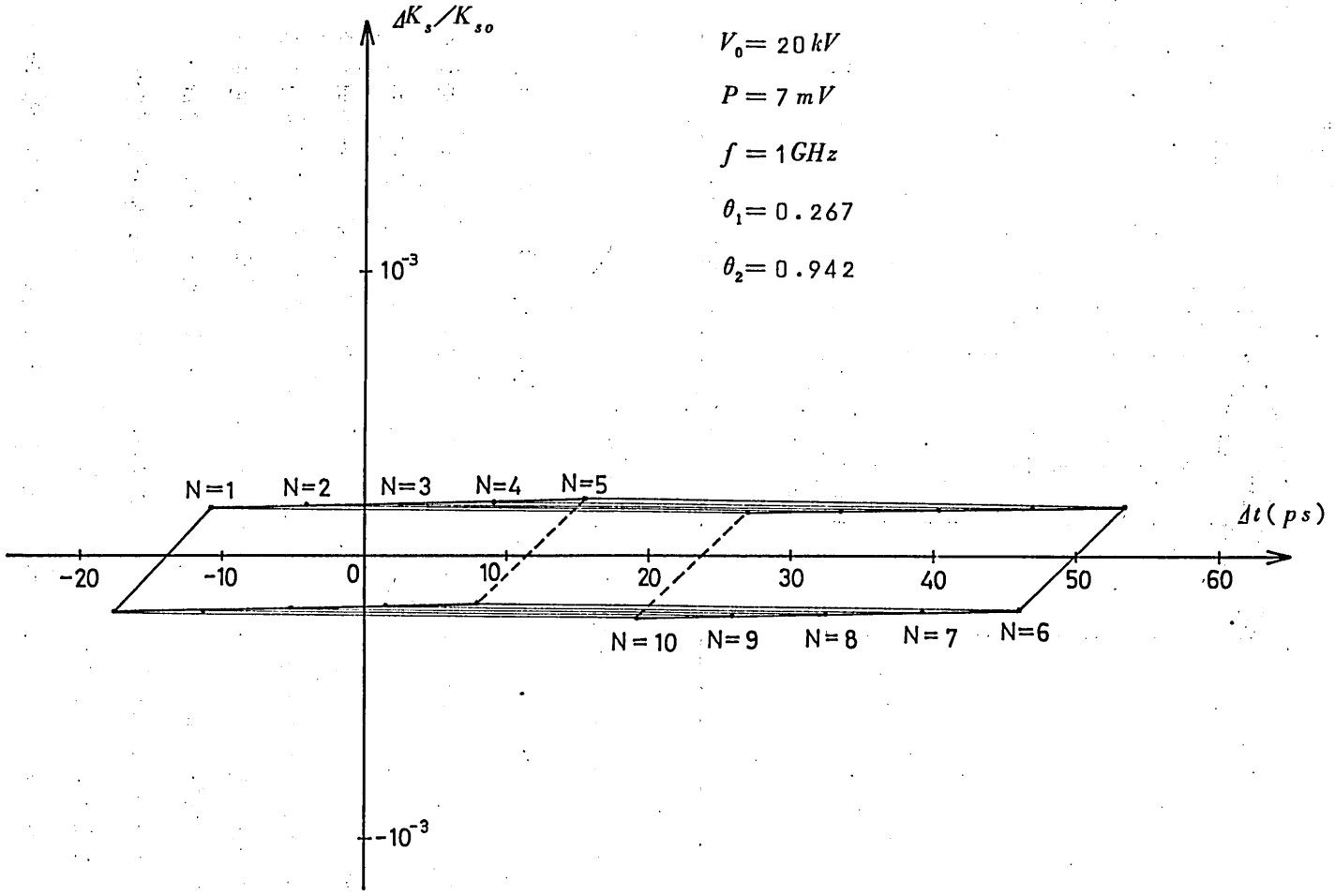


図１４　入力電力と時間エミッタンス図の関係　　(a)　$P=7\,mW$

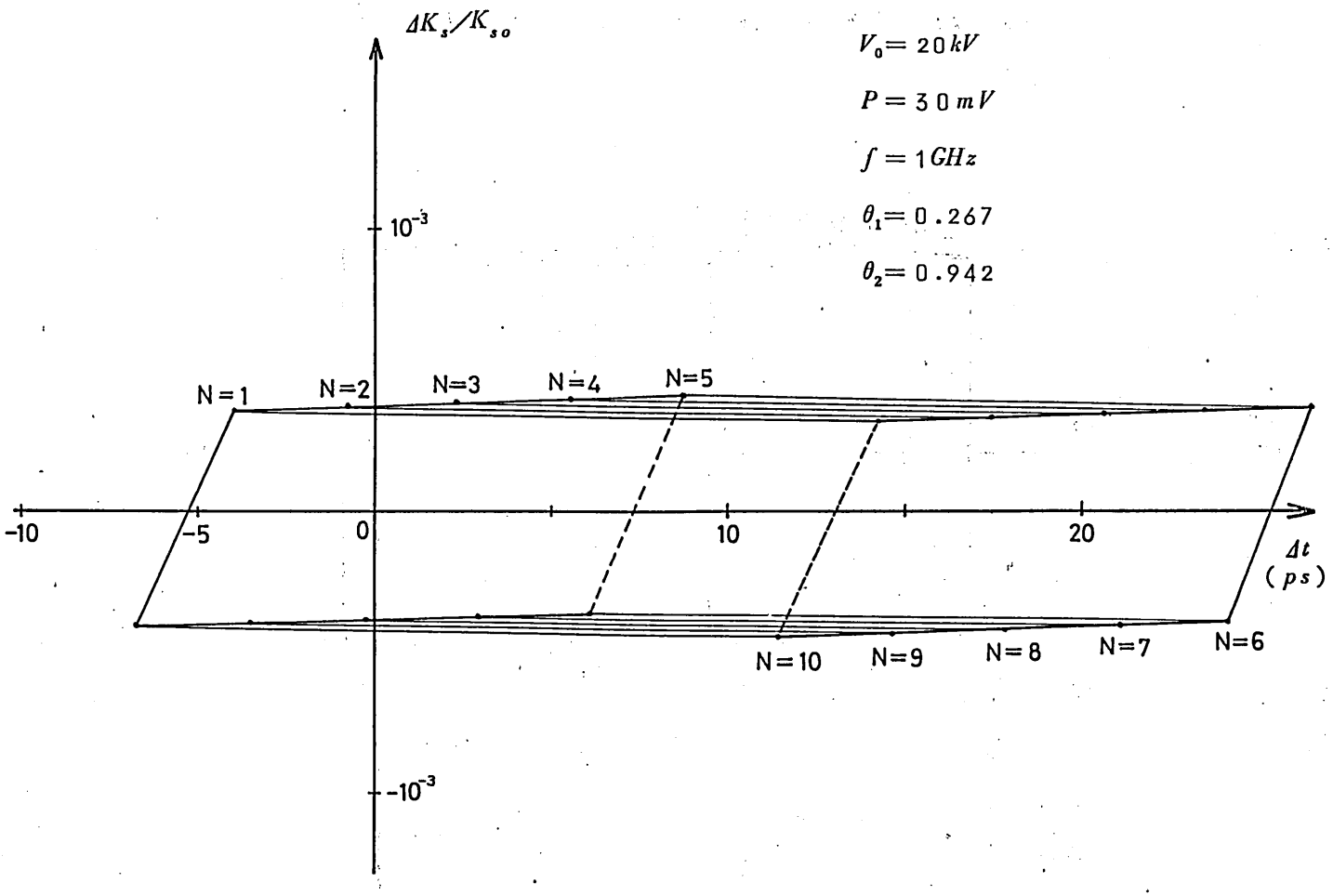


図１４　入力電力と時間エミッタンス図の関係　(b)　$P=30\,mW$

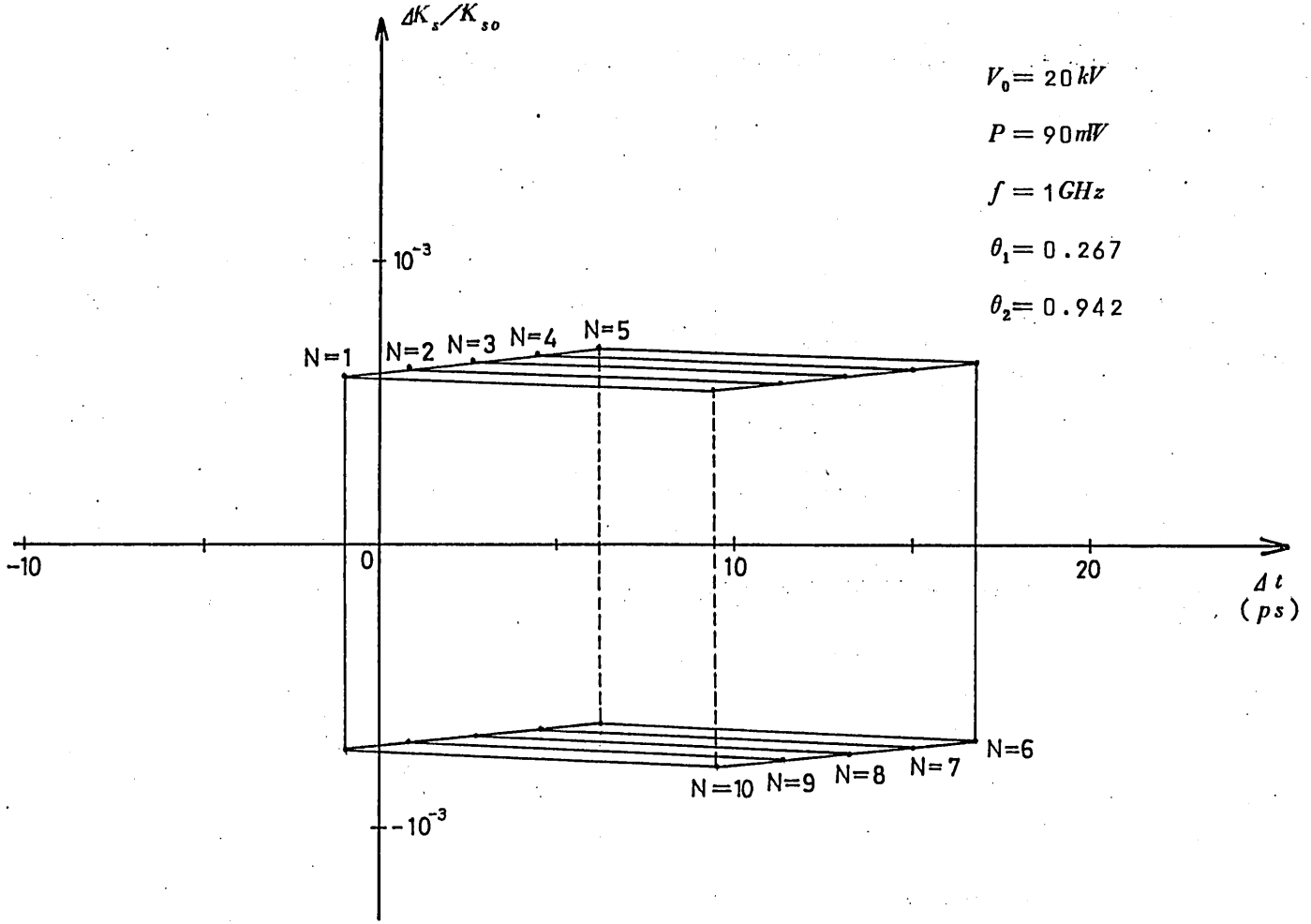


図１４　入力電力と時間エミッタンス図の関係　　(c) $P = 90\,mW$

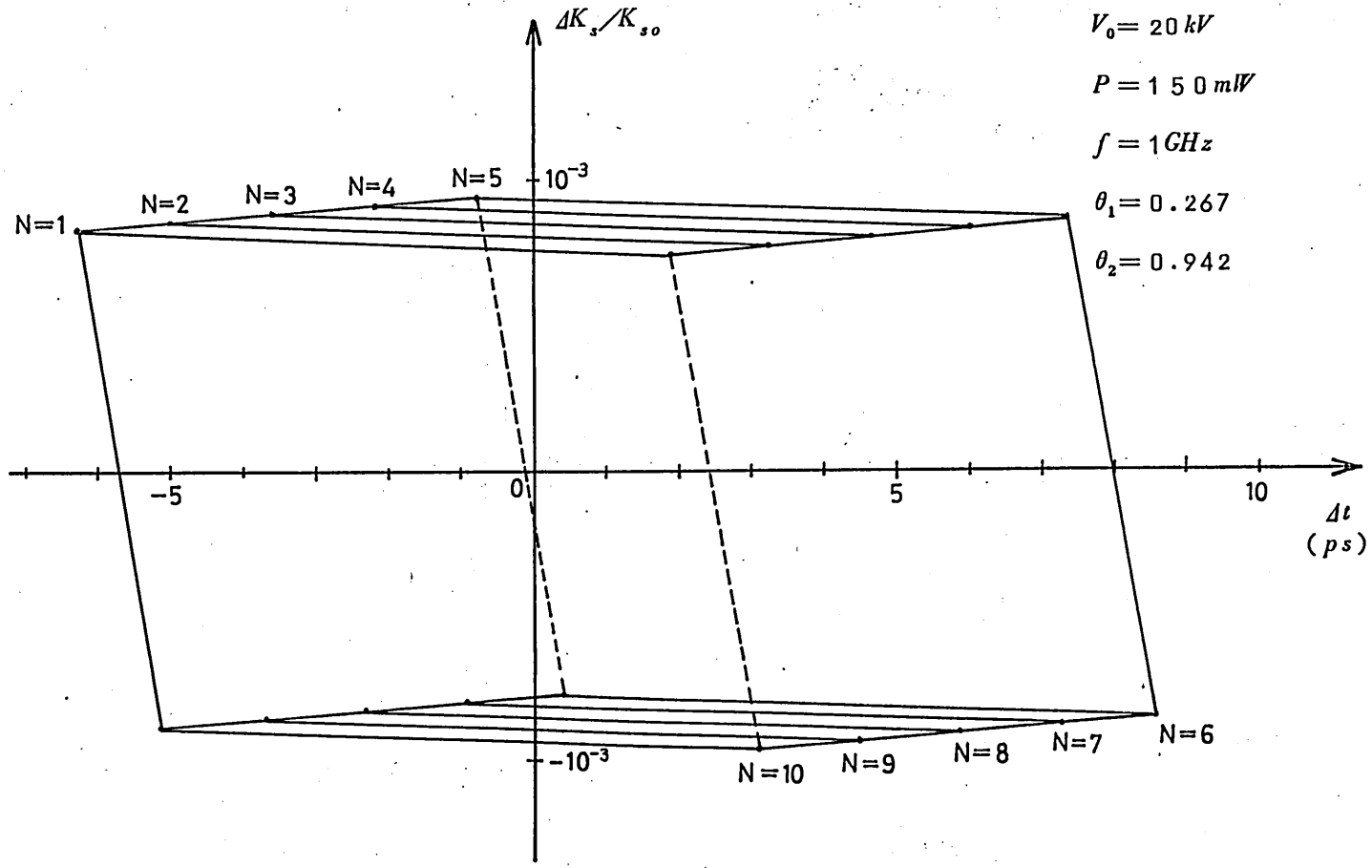


図１４　入力電力と時間エミッタンス図の関係　　(d)　$P=150\,mW$

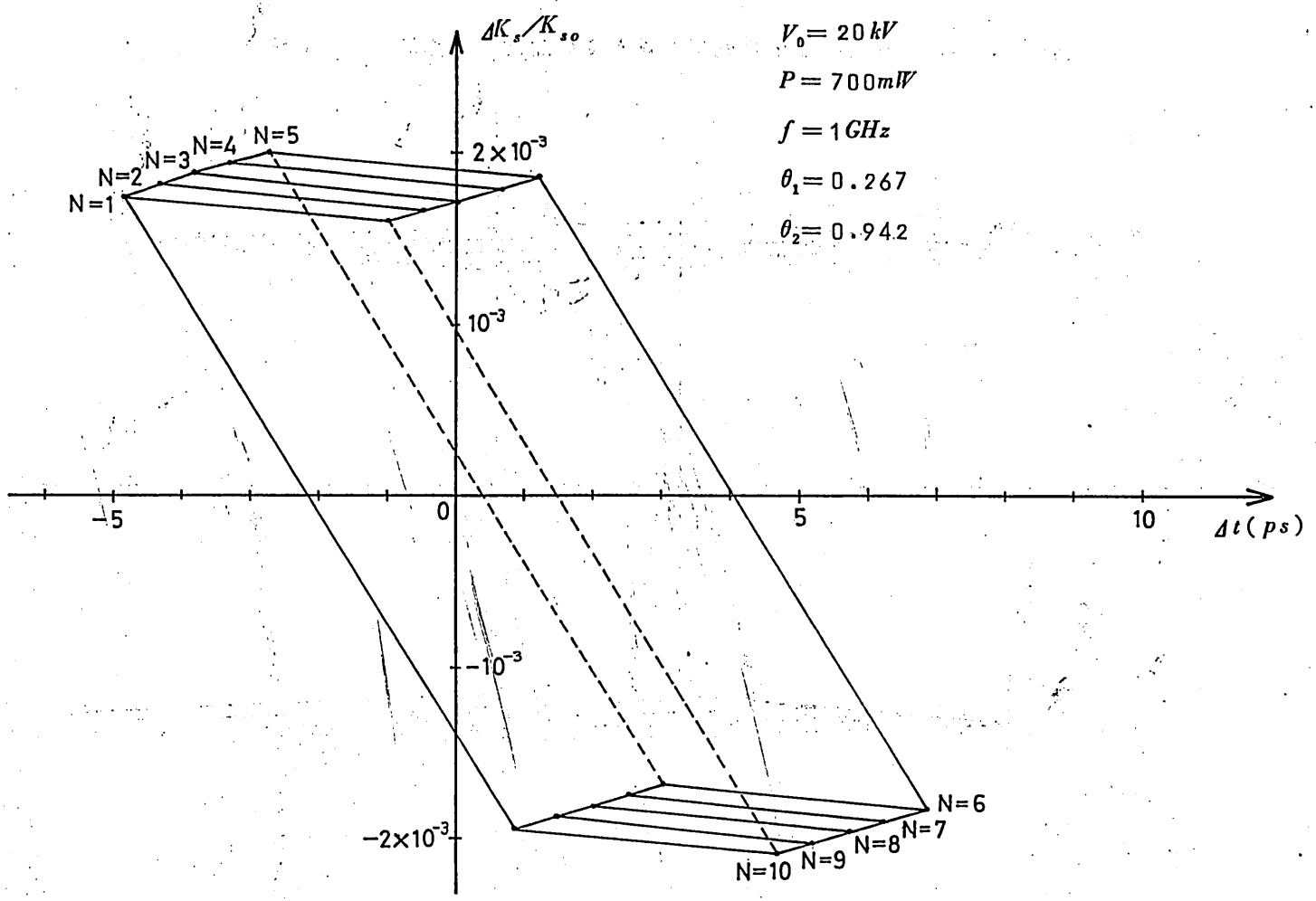


図１４　入力電力と時間エミッタンス図の関係　　(e)　$P=700\,mW$

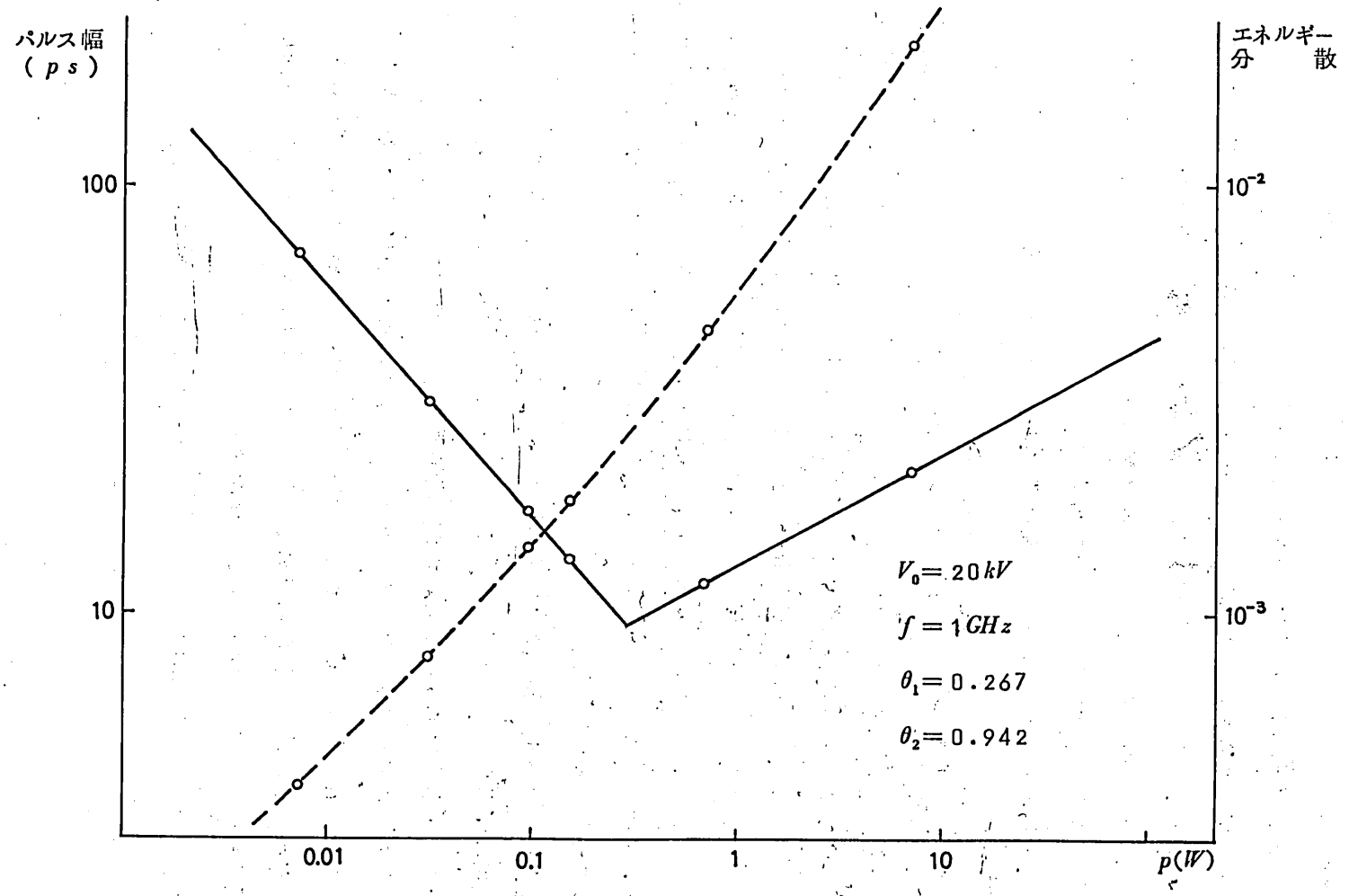


図１５　入力電力とパルス幅，エネルギー分散の関係

では $\sqrt{P}$ のほぼ0.3乗に比例して増加する

2）相対エネルギー分散は，$P < 300mW$ の範囲では $\sqrt{P}$ にほぼ比例して増加し，$P > 300\,mW$ では P の0.6乗にほぼ比例して増加する

3）$P = 300\,mW$ のとき最小パルス幅9.6psが得られ，このときの相対エネルギー分散は 3×10^{-3} である

ことがわかる．上記1）の結果は森村ら[2]の傾向と一致している．

6．むすび

pspゲートを横形方式，すなわちマイクロ波横方向電界で電子ビームを偏向し，これをスリットで切り取ることによってpsp電子ビームを発生させる方式で構成する場合について，入射ビームの電子光学的条件と得られるパルスビームのパルス幅，相対エネルギー分散の関係を時間エミッタンス図を用いて解析し，スリット面上でビーム径をできるだけ絞っておく方が有利であることを明らかにした．

さらに，パルス幅および相対エネルギー分散に与える入力電力（間隙電圧）の影響を時間エミッタンス図を用いて解析し，時間エミッタンスの値は入力電力によらずほぼ一定であることを明らかにした．

なおここで述べた時間エミッタンス図による解析手法はそのまま縦形方式の場合にも拡張される．これらについては別の機会に報告する予定である．

おわりに，種々有益な御討論をいただいた本学大学院博士課程学生竹内良亘氏および日本電子森村尚之氏に深謝する．

文　　献

(1) 裏：“超高周波電界加速を用いた高エネルギー電子顕微鏡の可能性について”，学振，１３２委員会研究会資料 40A−105(1965−01)

(2) 森村，松田，裏：“ピコセカンドパルス電子ビームの発生”，信学論(B) 56−B，2，P.72(1973−02)．

(3) A.Gopinath and M.S.Hill:“SEM stroboscopy at 9*GHz*,” Proc.of the 6th scanning electron microscopy syposium,p.197(1973−04).

(4) 竹内，藤岡，裏：“高周波電磁界中の電子軌道に対する近軸不変量”，信学論(B)，掲載予定．

(5) 竹内，藤岡，裏：“高周波電磁界中の時間エミッタンスとその応用”，学振，１３２委員会５５回研究会資料，48A−218(1973−07).

(6) A.Reknagel:“Theorie der Elektronen Rewegung im Ablenkkodensator”, Z.Phys,111,p61(1938)

(7) 森村，松田，裏：“ピコセカンドパルス電子ビームの発生(2)”，信学会電装研資，ED71−20(1971−07)．

輻射科学研究会資料

ラッチングフェライトを用いた電子同調方式

熊谷信昭，汐見修三
（大阪大学工学部）

渡辺勝己，間剛
（日立製作所横浜研究所）

昭和48年10月5日

要約

通信機の同調方式としては，共振回路のLまたはCの値を機械的に変化させる方式と，電子的に変化させる方式とが考えられる。L，Cを機械的に変化させる方式には，現用のTVチューナ等に用いられている，いわゆるメカニカルロータリ方式があり，Cを電子的に変化させる方式としては可変容量ダイオード（バリキャップ）を用いたプッシュボタン方式のものが実用の段階にある。これらに対してLを電子的に変化させる方式は，いままでに若干の提案があるが，[1,2] まだ実用の段階には達していない。本論文ではフェライトを用いて同調回路のLを電子的に変化させる電子同調方式を検討し，適当な構成と適当なフェライト材料とにより，機械的チューナやバリキャップ方式と同程度以上の機能と特性とを有する全電子同調式チューナの実現が期待できることを述べ，TV周波数帯における試作実験を行なって，実用の可能性があることを示している。

1. まえがき

現在，テレビチューナに使用されている同調方式としては，機械的に同調をとるいわゆるメカニカルロータリ方式が一般的である。すなわち，VHF帯ではロータリースイッチを切換えることにより，希望するチャンネルの同調周波数をもつLC回路に機械的に接続して同調をとり，UHF帯では可変空気コンデンサによりCの値を連続的に変化させて同調をとる。このような機械的同調方式は原理的には最も簡単であるが，接点の劣化，機械的可動部分の損傷等がしばしば故障の原因となる。これらの欠点を除くために考えられたのが，可変容量ダイオード（バリキャップ）を用いたC可変の電子同調方式であるが，この方式では各同調周波数に応じた電圧を常に正確に保持しなければならないこと，ダイオードのもつ非線形効果のため強い外来受信信号に対して混変調を生ずること，電子化をさらに進めて全電子同調方式とする場合に適当な記憶装置が必要となること，等の問題がある。そこで，本論文では可変素子として同調回路のLに着目し，ラッチングフェライトを用いた新しいL可変の電子同調方式について検討する。

本論文で提案する新しい同調方式によれば，

(1) 機械的可動部分を含まず、従来の機械的同調方式にみられた故障が起こらなくなる。
(2) チャンネルの選択が一回の操作で完了し、順送りの面倒さがなくなる。
(3) バリキャップを用いる場合のように常に一定電圧を保持しておく必要がない。
(4) バリキャップ方式の場合のように混変調を生ずるおそれが全くない。
(5) 同調とチャンネル記憶の両方の機能をもたせ得るので、バリキャップ方式の場合のようにチャンネル記憶装置を新たに開発する必要がない。
(6) 遠隔操作によるチャンネル切換をより簡単、迅速に行ない得る可能性がある。
等の利点が考えられる。

2. ラッチングフェライトを用いた電子同調チューナの原理

周知のとおり，交流に対して磁性体の示す透磁率μの値はいわゆる増分透磁率によって与えられる。したがって，B－H曲線上において傾斜の異なる点では異なったμの値を示す。本論文で提案する方式の原理はよく知られたこの性質を利用し，かつマイクロ波帯で開発されたラッチングフェライト（*latching ferrite*）の概念を応用して同調回路のLの値を電子的に変化せしめようとするものである。ラッチングフェライトを用いた電子同調チューナの具体的な方式としては，大別してつぎの3つが考えられる。

(1) 非対称ヒステリシスループを利用する自己ラッチング方式

図1に示すような非対称ヒステリシスループを有する磁性体をパルス電流によって正の飽和領域までパルス的に磁化すると，B_r^+なる残留磁気にラッチされる。同様に，逆極性のパルス電流によって負の飽和領域までパルス的に磁化すれば図のB_r^-なる点にラッチされる。このとき，ヒステリシスループが非対称であれば，B_r^+にラッチされている状態とB_r^-にラッチされている状態とで同一の材料が示す透磁率の値が異なってくる。この場合，パルス電流は磁気飽和を生

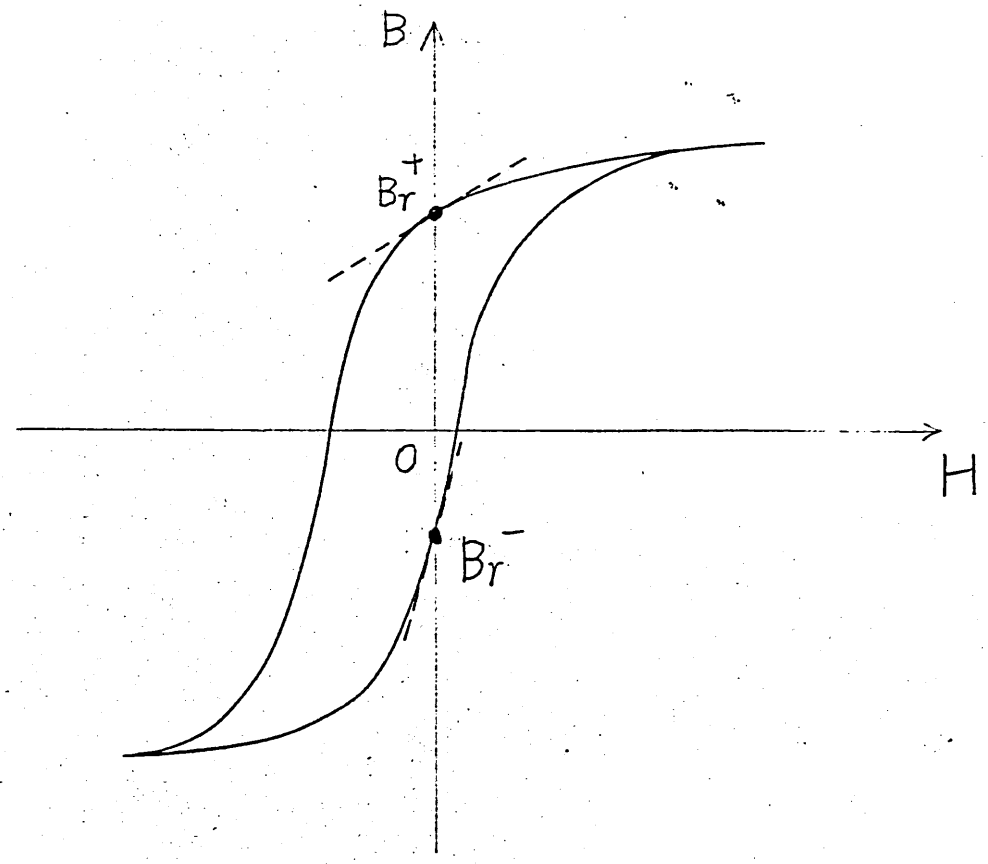


図1　非対称ヒステリシスループを
利用する自己ラッチング方式の原理

ぜしめるに十分な大きさでさえあれば，その値は任意でよいから，きわめて簡単に，しかもリセッタビリティの非常によいμの変化，したがってLの変化が得られるはずである。しかし，残念ながら筆者らの知る限りでは，常温でこのような非対称ヒステリシスループを示す材料はまだ開発されていないようである*。実際，筆者らが念のためいくつかの材料について実測を行なった結果でも，μの変化は全く認められなかった。したがってこの方式は，将来は別として，現在の時点では実用性がないといわざるを得ない。

(2) 自己ラッチング方式

図2に示すように，パルス電流によってH_1までパルス的に磁化するとB_{r1}なる残留磁気にラッチされる。適当な方法によって消磁したのち，ピーク値の異なるパルス電流によってH_2までパルス的に磁化するとB_{r2}なる残留磁気にラッチされる。以下同様にして，励磁パルス電流の値を制御することにより，異なった残留磁気にラッチされ，それに応じて透磁率の値も変化することが期待される。したがって，図2のように同調回路のL素子としてたとえばフェライトコアにまいたコイルを使用し，同一コアにまかれた別の励磁用コイルに

---

* たとえば表面酸化したコバルト粒子のヒステリシスループは77°Kの低温において大きな非対称性を示すことが知られている(3)。

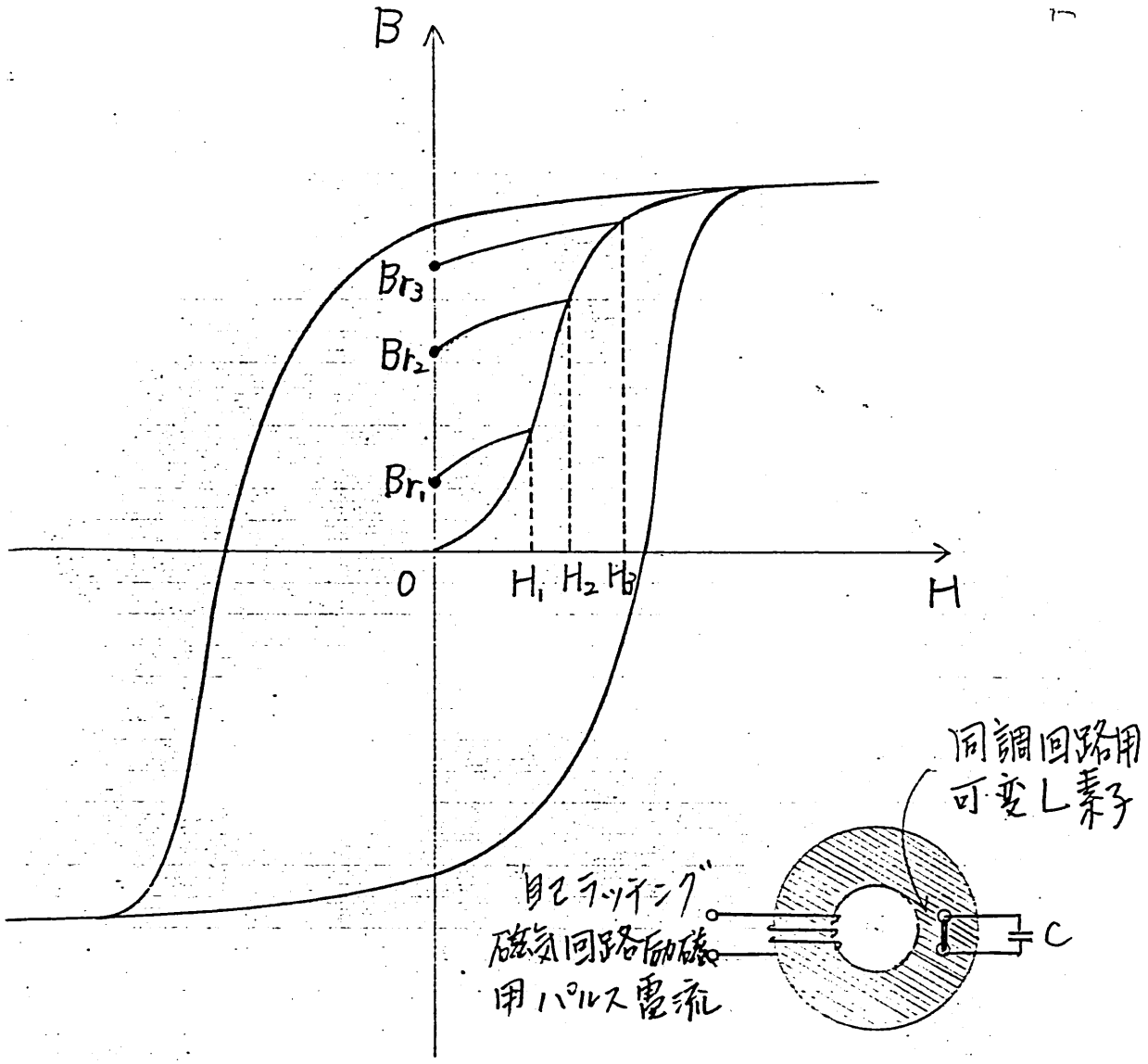


図2　自己ラッチング方式の原理

加える励磁パルス電流の値を変化させれば，上述の原理によってμの値が変化し，それに応じて同調回路のL，したがって共振周波数が変化する。このような方式を「自己ラッチング方式」とよぶことにしよう。この場合，共振周波数の値を広い範囲にわたって変化させるためには，残留磁気のラッチ点の変化に応じてμの値が大きく変化するようなフェライトを使用しなければならない。また同時に，同調回路が実用上十分な低損失性，すなわち共振の鋭さ（Q）を維持するためには，フェライト材料としてできるだけ損失の少ないものを選ばなければならない。一般的にいって，透磁率μの値そのものが大きい材料ほど大きなμの変化を示す。したがって，このような方式に適合する材料の良さを示す目安としては

$$\text{Figure of Merit} = \mu \times Q \qquad (1)$$

を考えればよいであろう。たとえば我が国のVHF帯用TVチューナを想定した場合，μの変化としては少くとも5.8倍以上（共振周波数の変化にして約2.4倍以上），Qの値としては少くとも数10程度以上，できればQ≃100程度のものが望ましい。ところで，筆者等が種々の材料について現在までに実験的に検討した結果では，上記の目標性能を満足するものはなく，たとえばQの値として50～100程

度を示す材料の場合にはμの変化としてたかだか1.2倍程度(共振周波数の変化にして約1.1倍)の変化しか得られなかった。このように、H=0軸上の各点におけるB-H曲線の傾斜の違いを利用してμの変化を得ようとする自己ラッチング方式では筆者等がいままでに検討した限りでは、十分なμの変化が得られなかった。

(3) 外部磁界ラッチング方式

単一のフェライトコア材料を用いた上述のような自己ラッチング方式では大きなμQ積の値、特にμの大きな変化(すなわち共振周波数の大きな変化)を実現することが困難であるので、H=0軸上でμの変化を求めるかわりに、非線形磁化曲線上の各点で大きなμの変化を求める方式を考える。すなわち、図3に示すような構成で

材料[I](外部ラッチング磁気回路用材料)には残留磁気が大で、かつ磁化しやすい材料、

材料[II](同調回路用可変L素子材料)にはできるだけ磁化曲線の非線形性が大で、かつ高周波損失の小さい材料、

を選ぶ。そして、励振用パルス電流により、たとえば図2の場合と同様の方法により、材料[I]を所望の残留磁気にラッチする。材料[I]によるこのようなラッチング磁界(残留磁気)を低損失同調回路用材料[II]に印加すれば、印加ラッチング磁界(材料[I]の残留磁気)の変化に応じて材料[II]の動作点は図

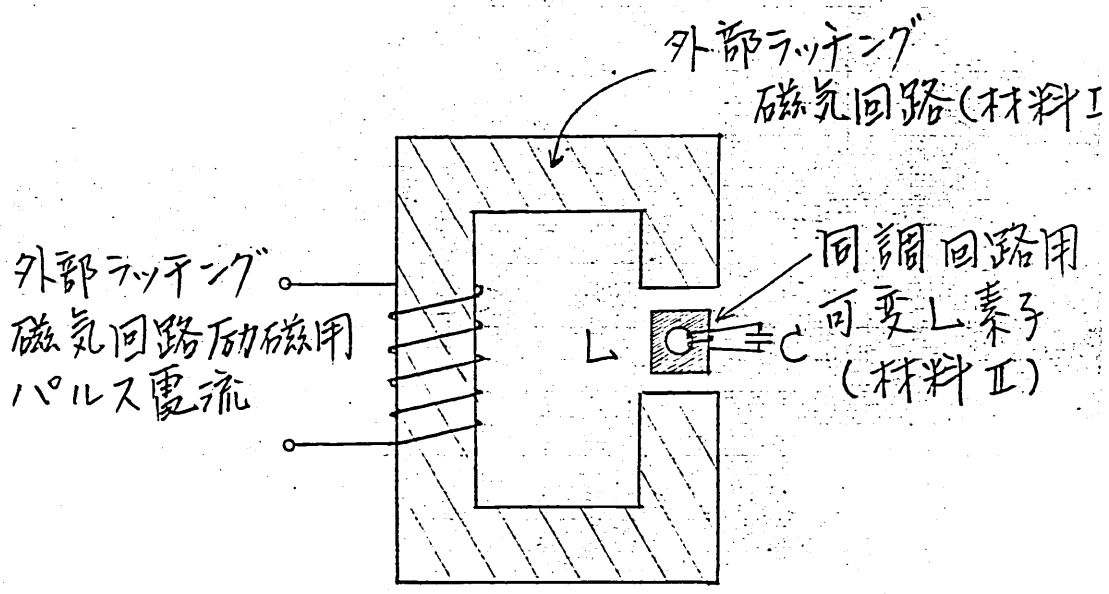


図3 外部磁界ラッチング方式の構成

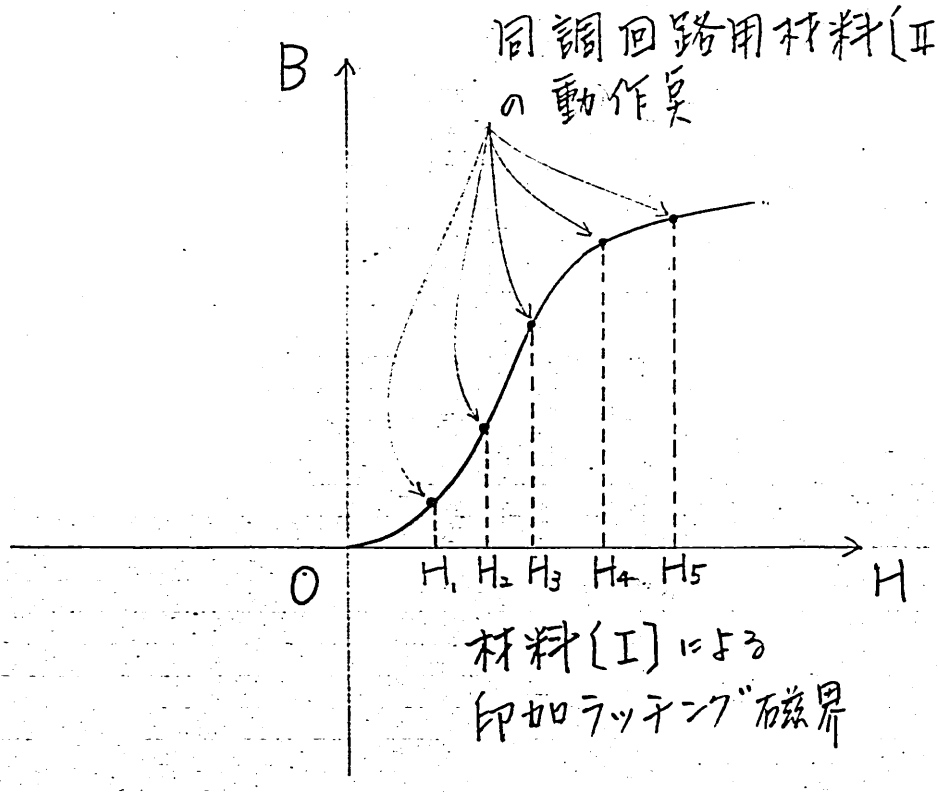


図4　外部磁界ラッチング方式の原理

4のごとく磁化曲線上で変化し，その結果μの値が大きく変化することが期待される。

このように，使用する材料を2つに分け，材料〔I〕には能率のよいラッチング磁界を期待し，材料〔II〕には大きなμQ積を期待する方式を「外部磁界ラッチング方式」とよぶことにしよう。

外部磁界ラッチング方式に適合する材料について実際に検討した結果によれば，材料〔I〕としては現在までに開発された材料で実用可能なものが多く，その入手は容易である。材料〔II〕については，現在までに種々検討したところでは，たとえばフェロックスプレーナCo_2Z材などが比較的よい特性を示している。また，FMラジオ用のNiZnアンテナ材（たとえば，日本フェライト製Z-2011材）などでもかなり良好なμQ積が得られている。

3. 実験結果

前節で述べたとおり，ラッチングフェライトを用いた電子同調チューナとしては，外部磁界ラッチング方式が現時点では最も実現性が高い。そこで，本節ではこの方式に関する検討と測定結果の代表的な例について述べる。

実際の構成は図3に示した原理図とほぼ同様で，図3の同調回路にQメータを接続し，外部ラッチング磁界を変えながら共振周波数とQの値とを測定する。

外部ラッチング磁気回路を磁化して所望の残留磁気にラッチするには，自己ラッチング方式の項で述べたように，毎回まず消磁したのち励磁用パルス電流のピーク値を制御して図2のように所望の残留磁気にラッチするのも一つの方法である。これは，いわば零磁界（H=0）の状態を基準として所望のパルス励磁を行なう方法である。しかし，我々が実際に行なった方法はこれとは別の方法で，図5に示すように，毎回まず正の飽和領域まで磁化したのち，負方向に保磁力をこえない範囲でパルス的に磁化する。この場合には，負方向への励磁用パルス電流のピーク値を制御することにより所望の残留磁気にラッチされる。これは，いわば飽和磁化（$H=H_{max}$）の状態を基準として所望のパルス励磁を行なう方法である。この方法によれば，消磁用の装置，たとえば減衰振動電流発生装置などが不要となる

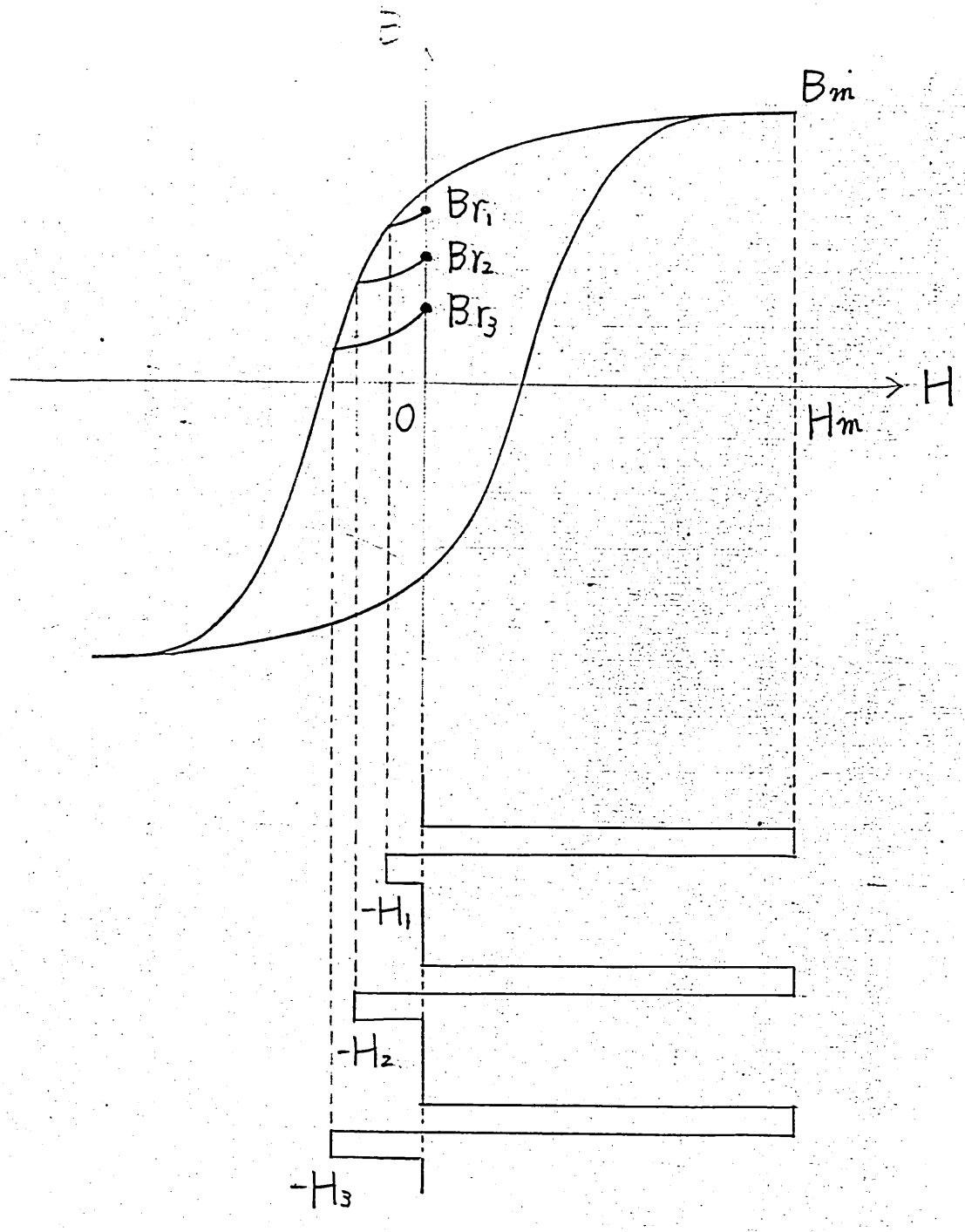


図5　外部ラッチング磁界発生原理

利点がある。
このような方法で励磁される外部ラッチング磁気回路の間隙中に低損失フェライト素子を挿入してL可変の同調回路を構成し，μQ特性や温度依存特性等必要な諸特性を測定する。同調回路用可変L素子として各種の形状，寸法と多数の試料（材料〔II〕）につき検討したが，ここではそのうち比較的良好な特性を示したフェロックスプレーナCo_2Z材とFMラジオアンテナ用Z-2011材を用いた場合の測定結果の代表的な例を示す。

(1) フェロックスプレーナCo_2Z材を用いた可変同調回路の動作特性例

図6に示すように7×7×2.5mmの直方体のフェロックスプレーナCo_2Z材の磁化容易面に垂直に，直径2mmφの孔をあけ，0.5mmφのエナメル銅線を2巻きして可変L素子とし，これに15PFの容量Cを附加した同調回路の例の場合，印加ラッチング磁界の変化による共振周波数の変化とQの値はそれぞれ図6のようになる。この図からわかるとおり，この例の場合共振周波数は80MHzから143MHzまで約1.8倍程度（μの変化に換算して3倍以上）変化する。また，Qの値は印加磁界の増加とともに向上し，約20程度から80程度の値を示す。また，図7に示すように6×4×1.8mmの直方体のフェロックスプレーナCo_2Z材に磁化容易面に垂直に，直径1mmφの孔2個をあけ，0.16mmφのエナメル銅線を10巻きして，

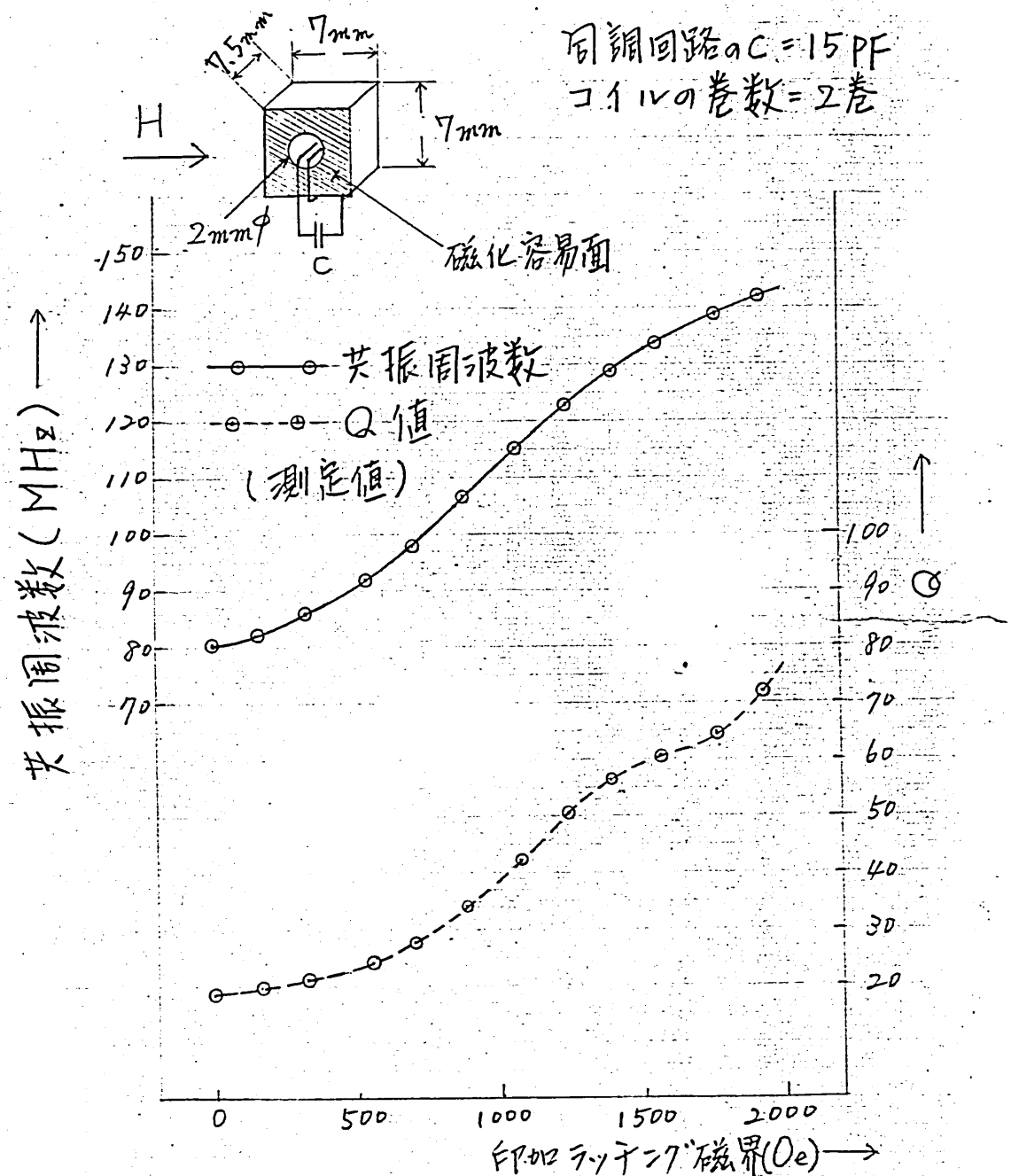
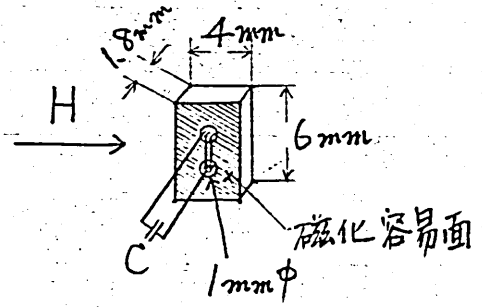


図6　外部磁界ラッチング方式によるフェライトコア（フェロックスプレーナ Co_2Z）を用いた電子同調回路の共振周波数とQ値



同調回路のC=10PF
コイルの巻数=10巻

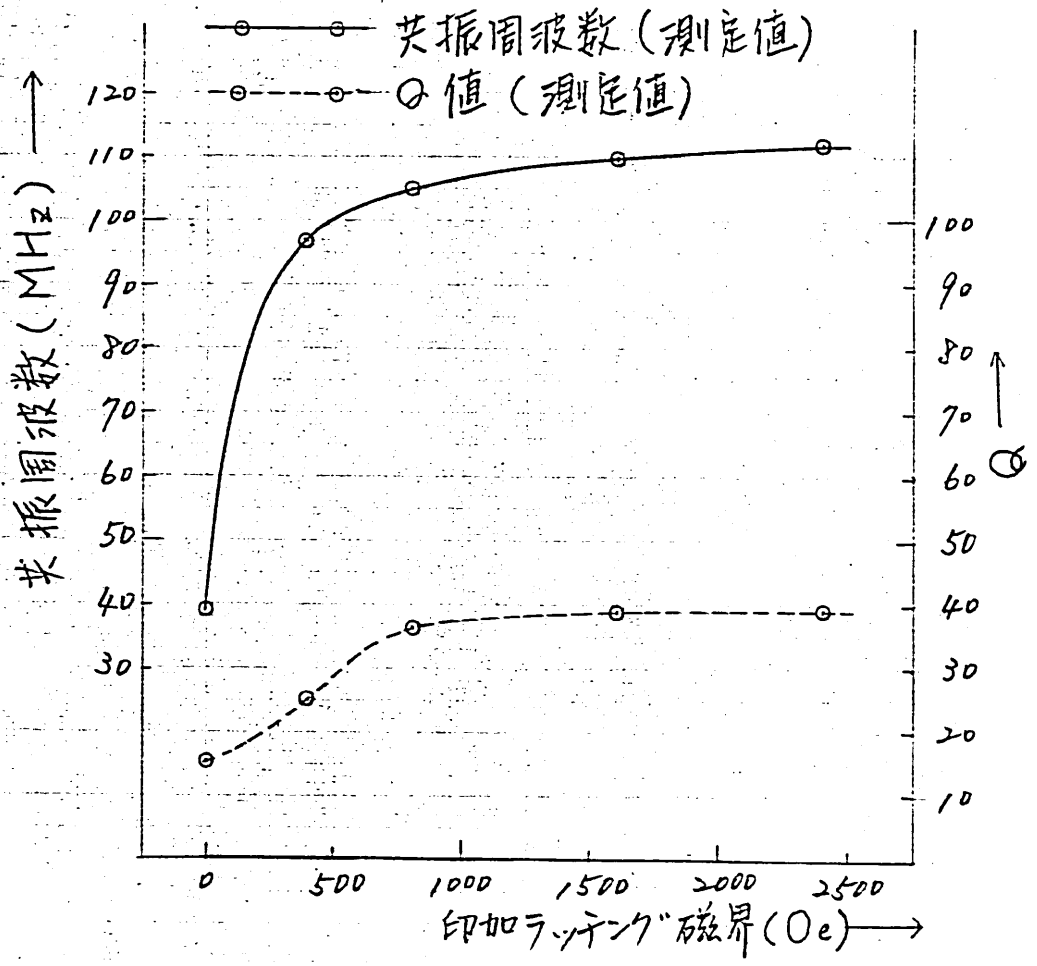


図7 外部磁界ラッチング方式によるフェライトコア(フェロックスプレーナCo_2Z)を用いた電子同調回路の共振周波数とQ値

可変L素子とし，これに10PFの容量Cを附加した同調回路の例の場合には，印加ラッチング磁界の変化による共振周波数の変化とQの測定値はそれぞれ図7のようになる。この図からわかるとおり，この例の場合には共振周波数は39MHzから113MHzまで約2.9倍（μの変化に換算して8.4倍以上）変化する。また，Qの値は図6の場合と同様に磁界の増加とともに向上し，約15程度から約40程度の値を示す。

フェロックスプレーナ CO_2Z の磁化容易面に平行に直流磁界Hを加え，高周波磁界がその方向に面内にある場合，μの値はBlochの運動方程式を解くことにより理論的に求めることができる。すなわち，磁化容易面内における異方性磁界の大きさを Fa とすれば $Fa > H$ の領域で近似的に次のような解が得られる。

$$\mu' \fallingdotseq \frac{\pi M (Fa - H)}{Fa^2} \qquad (2)$$

ただし，μ' は透磁率 $\mu = \mu' - j\mu''$ の実数部，Mは磁化の大きさを表わす。すなわち，$Fa > H$ の範囲では，μ' は印加磁界Hの減少関数となり，図6，図7に示す測定結果と定性的に一致する。

周囲温度の変化による共振周波数のズレ（μの変化）は，たとえば図7の例の場合，印加

磁界が500 Oe. の状態で図8のようになる。この図からわかるとおり，25℃の常温における共振周波数をf_0とし，温度変化による共振周波数のズレをΔfとすれば，±25℃の温度変化に対して$\Delta f/f_0$は約0.12%程度となる。

(2) FMラジオアンテナ用フェライト材を用いた可変同調回路の動作特性例

図9に示すように，6×4×2 mmの直方体のFMラジオアンテナ用ニッケルジンクフェライト材に，直径1 mmφの孔2個をあけ0.16 mmφのエナメル銅線を10巻きして可変L素子とし，これに10 PFの容量Cを附加した同調回路の例の場合，印加ラッチング磁界の変化による共振周波数とQ値の変化は図9のようになる。この図からわかるとおり，この例の場合共振周波数は37 MHzから93 MHzまで約2.5倍程度（μの変化に換算して6倍以上）変化する。また，Qの値は印加磁界による影響は比較的小なく，約50～60程度の値を示す。

この例の場合，周囲温度の変化による共振周波数のズレ（μの変化）は，印加磁界が700 Oeの状態で図10のようになる。この図からわかるとおり，25℃の常温における共振周波数をf_0とし，温度変化による共振周波数のズレをΔfとすれば，±25℃の温度に対して$\Delta f/f_0$は約0.06%程度ときわめてい さい。

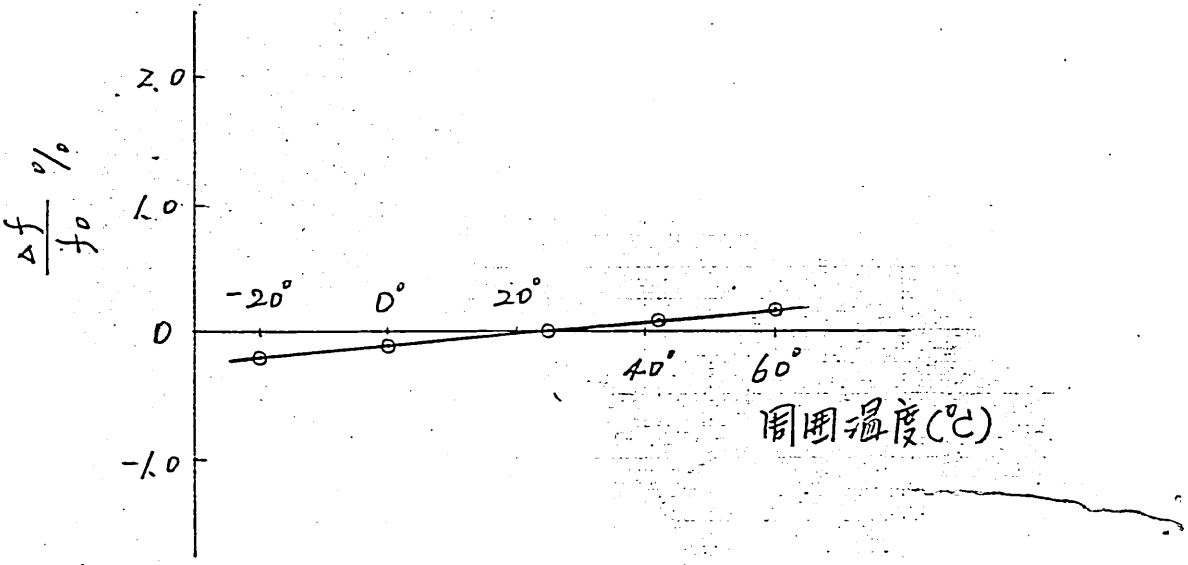
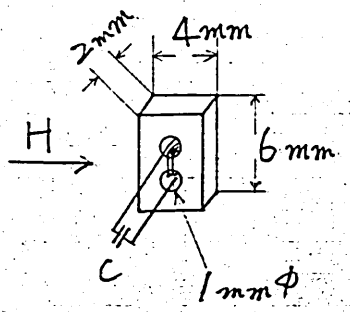


図8　周囲温度変化によるフェライト（フェロックスプレーナ Co_2Z）の共振周波数変化（外部印加磁界＝5000e）



同調回路のC＝10PF
コイルの巻数＝10巻

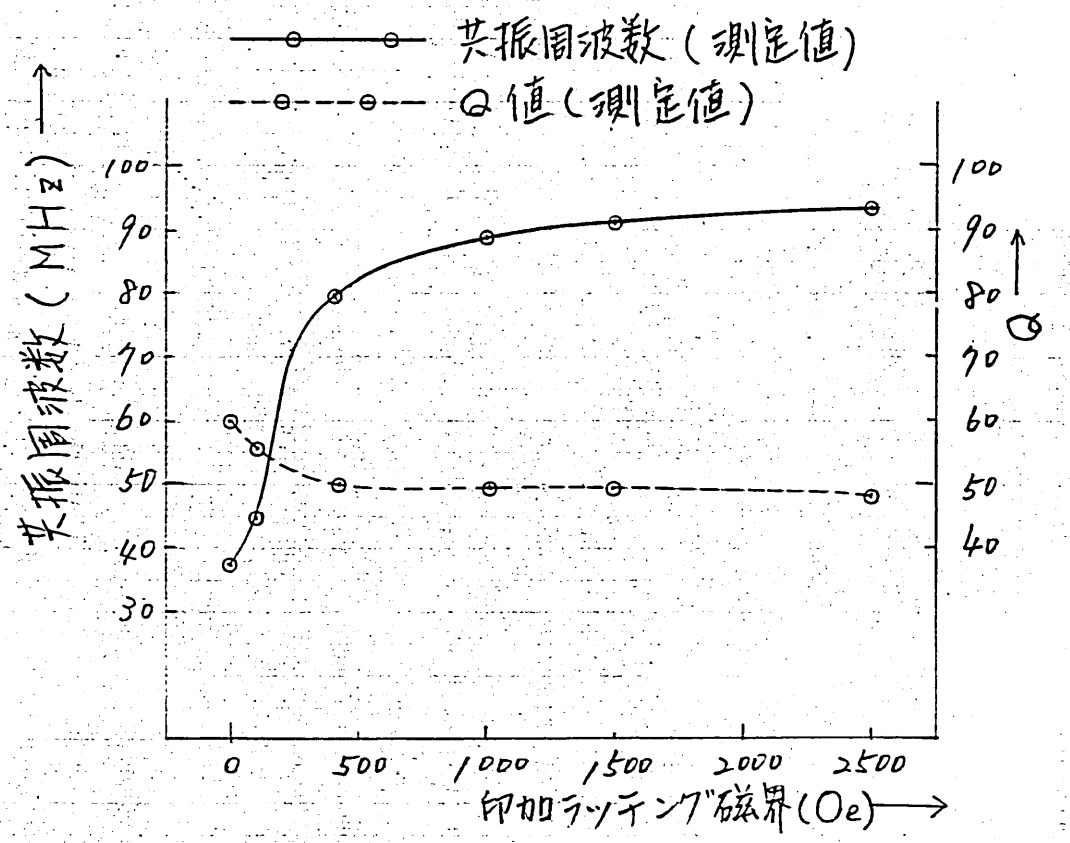


図9　外部磁界ラッチング方式によるフェライトコア（ニッケルジンク乙－2011）を用いた電子同調回路の共振周波数とQ値

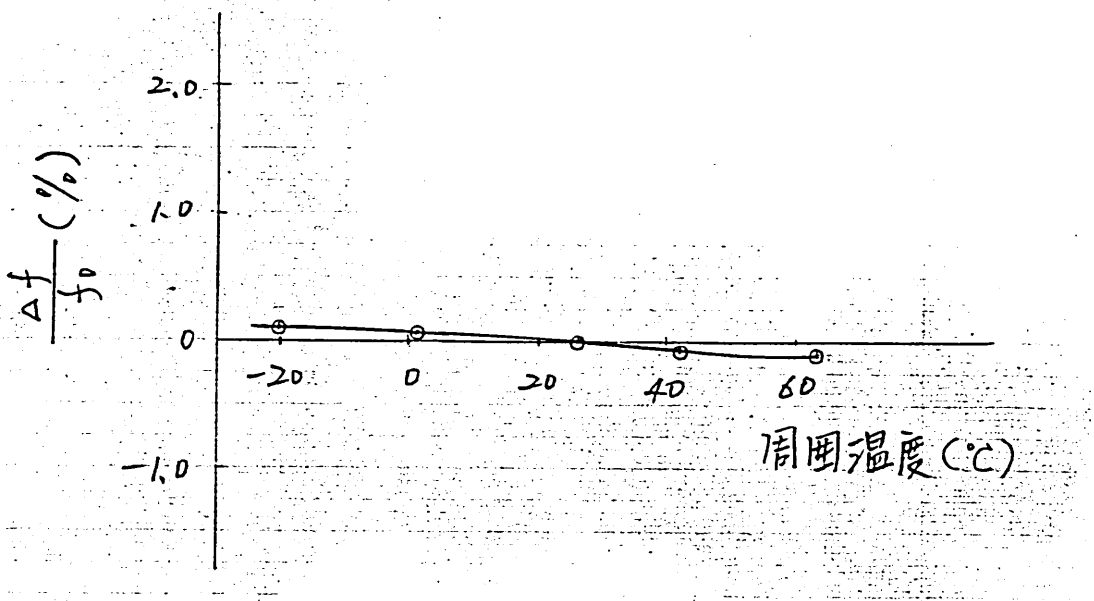


図10　周囲温度変化によるフェライト(ニッケルジンクZ-2011)の共振周波数変化(外部印加磁界=7000e)

4、検討

現在のわが国のVHF帯テレビの全チャンネルをカバーするためには，必要な周波数可変範囲は93MHz～219MHz，すなわち周波数の変化にして約2.4倍が必要となる。また米国のVHF帯テレビの場合には57MHzから213MHzまで約3.8倍の変化が要求される。さらに，Qの値の目標値としては100程度以上が望ましい。また，温度特性としては±25℃の温度変化に対して共振周波数のズレが150KHz程度以下（$\Delta f/f_0$ < 0.1%程度以下）であれば温度変化補償が十分可能である。前節で示した特性例ではこのような目標性能をまだ完全には満足していない。すなわち，フェロックスプレーナCo_2Z材では周波数変化はかなり大きく（約2.9倍）とれるがQ値の改善が望ましく，Z－2011材ではQ値と温度特性はかなり良好であるが周波数変化がいま一つ物足りない。しかしながら，現状でも，全帯域を高域と低域とに二分割すれば十分VHF帯用TVチューナとして実現可能であり，材料の開発につとめれば，1個のチューナで全帯域をカバーすることも期待できる。実際，日立製作所横浜研究所で試作したチューナ用局部発振器ではフェロックスプレーナを用いた1個のL可変同調回路によって東京地区の全チャンネルに対して電子的に同調をとることに成功している。また，本文で示した試料，形状，寸法等は基礎実験の段階における一例に過ぎず，

実際にTV用チューナとして実現する場合にはもちろんさらに小形化，軽量化等の改善がなされるであろう。

5. 結言

ラッチングフェライトを用いた新しいL可変電子同調方式を提案し，その動作原理と基礎的な実験結果を示して，実用の可能性を検討した。この方式は従来の機械的チューナやバリキャップを用いたC可変のチューナにくらべてまえがきに述べたようないくつかの利点を有しており，回路構成と材料開発の両面から今後さらに改善を加えれば，十分実用の可能性があるものと考えられる。

6. 謝辞

本研究は大阪大学工学部通信工学教室熊谷研究室と日立製作所横浜研究所との共同研究として行なわれたものである。種々有益なる御討論，御助言をいただいた関西大学工学部の西山静男教授ならびに大阪大学工学部倉薗貞夫助教授，松原正則助教授，堤誠博士の各氏に深謝する。また，各種の試料を日立製作所の御提供いただいた日立金属磁性材料研究所の方々に感謝する。さらに，実験に御協力いただいた大阪大学工学部の桜井照男氏に深く感謝の意を表する。

文献

(1) 片山愛介，高橋哲生，渡辺圭造，
"フェライト電子回調方式のVHF帯における応用"
電気通信学会 電子回路部品・材料研究会資料，
(1967-03)

(2) 小西良弘 "UHF帯フェライト電子回調"
NHK技研月報，Vol. 12，PP. 11-14 (1969-09)

(3) W. H. Meiklejohn, C. P. Bean; "New Magnetic Anisotropy" Physical Review, Vol. 105, No. 3, PP. 904-913 (February 1, 1957)

$LiNbO_3$ におけるホログラム記録特性の不純物効果

三菱電機中研

武藤勝俊，岡本栄知，甲斐潤二郎

〔1〕 はじめに

$LiNbO_3$ や $LiTaO_3$ 単結晶に強いレーザー光を照射すると、レーザー光が当った場所、およびその近傍の屈折率が局所的に変化するという現象が、Askinたち[1]によって発見された。これが、いわゆる "Optical damage" とよばれている現象である。彼らまたはChen[2]によるとOptical damageの一般的は特性は次のようである。

① この現象は異常光線に対しては顕著に観られるが、常光線に対しては、ほとんど観測されない。

② 波長が短いレーザー光（例えばAr－レーザーやHe－Ne－レーザー）を用いれば、Optical damageは容易に生じるが、波長の長いレーザー光（例えばNd－レーザー）では、生じない。

③ Optical damageは、それを記憶している結晶を170℃にあたためると数分で消去される。また紫外線を照射しても同様な効果が得られる。

レーザー光を変調するという立場に立って考えると、Optical damageは大きな障害の一つであるが、一方、それは一種の記録現象であるという観点に立つと、光情報記録の有効な手段である。Chenたち[3]は、後者の立場に立って、$LiNbO_3$ の Optical damage を利用し、ホログラムを作った。しかしながらその結果は、記録感度、回折効率、および寿命の点で不十分な結果しか得られなかった。ここ2，3年、$LiNbO_3$ のOptical damageの記録特性の改善をめざして、特にRCA，つづいて通研において研究がなされた。Amodei[4]はFeとMoを同時に不純物として添加させた$LiNbO_3$は感度および回折効率が飛躍的に改善されたものになるということを指摘した。石田たち[5]はRhも同様に効果的な不純物であることを見出した。しかし、実用上まだ十分とは言いがたく、記録特性の更に飛躍的な改善が望まれている。我々は、$LiNbO_3$ のOptical damageの記録特性の向上を目標に研究を行なってきた。不純物としてIrとUを選び、これを含有する単結晶を育成して記録特性を調べた。その結果、感度、回折効率、および寿命の点で飛躍的な改善が得られた。

初めにこれらの単結晶の記録特性を述べる。次に、これらの結晶を還元することにより、記録特性がどのように変化するかを述べ、最後に記録の減衰つまり誘電緩和が添加された不純物によりどのように変化するかについて報告する。

〔Ⅱ〕 結 晶 作 成

結晶の育成は、チョクラルスキ法により行った。この方法は育成した結晶がルツボと接触しないので比較的良質で、大きな単結晶を育成するのに適した方法である。良質の結晶を育成するのに適した方法である。良質の結晶を育成するには、温度制御精度、ルツボ上の温度分布、結晶の回転、引上げ速度などと共に用いる粉末原料の純度にも注意しなければならない。原料として、Jhonson Mathey Chemical 社製 99.999％up 及び99.99％up の Li_2CO_3 と Nb_2O_5 粉末を用いた。不純物としてドープしたIr Fe及びUはそれぞれ三和化学製（99.9％up） 石津製薬製試薬特級、純正化学試薬特級の酸化イリジウム、硝酸ウテニル及び、酸化鉄である。

40φ×40㎜の白金ルツボに上記原料を適量混合し固相反応させたものを入れ、熔融し、種結晶を液面に接触させ、50rpm で回転させながら5～6㎜／hr の速度で引上げる、引上げた結晶は、多くの強誘電体分域から成っており、記録材料として用いるには単分域化しなければならない。我々は作成した結晶を切断し、これをキュリー温度1210℃以上に昇温した後、C軸方向に電場を印加し、徐冷することによって単分域化した。分域の状態は HNO_3：HF＝1：1の混酸でエッチングすることによって調べることが出来る。

結晶にドンプする不純物の最適濃度を調べるために、数種の温度の違う結晶を育成した。しかしほとんど最も高い濃度のものが最も良い感度を示す。Ir の場合には $LiNbO_3$ 溶液に対する溶解度が低いため、高い濃度の結晶は作成出来なかった。

〔Ⅲ〕 実験装置ならびに実験方法

実験装置のブロック、ダイアグラムは図(1)に示されている。部品装置のうちで必要なものは除震台の上に置かれる。Ar－レーザーから出射した4880Åの光線は、ビーム、スプリッターによって物質光と参照光の二つに分けられ、次に鏡で一点で交わるように曲げられる。結晶は光線の交叉した場所に置かれるが、このとき結晶のC軸とレーザー光の偏向面は除震台の面に平行でなければならない。これは〔Ⅰ〕に述べたOptical damageの性質①の要請によるものである。二つのレーザー光の交叉点では、干渉によって光の強弱の縞模用が生じる。この光の強弱の変化が屈折率の変化にほん訳されて結晶に記録される。つまりホログラム（この場合は単純なgrating）が記録される。ホログラムの再生に当っては参照光を当てればよい。そうすれば参照光は記録されたホログラムによって物質光の方向に回折される。複雑なホログラムも、単純なgratingの重ね合わせで表わせるので、この実験では一般のホログラムのかわりに単純な

grating を作ってホログラムに関する諸特性を調べた。ここにいう諸特性とは、①書き込み、②読み出し、③光消去、④熱消去、そして⑤寿命である。①はブロック・ダイアグラムに示されているように結晶を置き、物質光と参照光とを同時に照射しながら、grating がどのように生長していくかを表わしたものである。grating は、回折効率によってモニターされる。②は書き込まれた grating に対し、Bragg の回折条件を満足するように参照光を照射することにより回折光強度を測定して回折効率を求め、それと参照光の照射量との関係を表わす。$LiNbO_3$ の場合光によって書き込まれた grating は光によって消去されるはずであるから、②は破壊的な読み出しであり、一つの光消去である。③はBragg の回折条件を満足しないようにレーザー光を照射したときの grating の減衰のようすを表わす。④はホログラムが書き込まれた結晶を温めることにより測定される。⑤は室温におけるホログラムの寿命である。測定は60 mW/cm² の比較的弱い Power density をもつHe-Ne レーザーを用いて行なわれた。測定中以外は結晶は暗室に保存された。

この実験で作られるホログラムは三次元 grating 、つまり厚みのある grating である。この場合回折効率は Kogelnik [6] により求められていて次式で与えられる。

$$\eta = \sin^2 \frac{\pi \triangle n \cdot d}{\lambda \cos \theta/2} \qquad (1)$$

ここで、△n は屈折率の変化の振巾、d は grating の厚さ、λ は光の波長、そして θ は物質光と参照光のなす角度でほぼ25° であった。

回折光の強度は、シャープ・Photo-detector Model SPD-111 で測定され、レーザー光の絶対強度は Hew let Packard の Radiant Fluy Meter 8334A および Radiant Flux Detector 8334A で測定された。なおレーザー光の直径は（強度が $1/e^2$ になる点から求まる）1.8㎜であった。

〔Ⅳ〕 Optical damage のモデルならびに不純物の選択

Optical damage のモデルは Chen [2] によって提唱され、つづいて Johnstone と Amodei たち [8] によって発展させられた。彼らのモデルをおうまかに書くと次のようになる。$LiNbO_3$ の単結晶は、一般に透明（band gap は室温で3.5 eV）であるが、conduction band からはかって、可視光に対応するエネルギー位置に電子の trap level が存在すると考える。結晶に可視光を照射すると、trap されている電子は、光のエネルギーを吸収して conduction band に励起される。結晶内部にある電界（この起源についてはまだ十分明らかにされていない）

によって、あるいは、conduction band に励起された自由電子の粗密に起因するdiffusion によって、電子は光の当っていないところに移動する。その後再び別の trap に捕獲される。これらの繰返しの結果、レーザー光の強弱に対応したSpace charge の分布が生じる。この space charge による電界によって屈折率が modurate される。

このモデルによれば、Optical damage を作るためには可視光を吸収するような、trap された電子の存在が必要になる。したがって我々は、単純にAr－レーザーの４８８０Åの波長付近に吸収帯をもつような不純物を添加すればよいと考えた。

イリジウムを選んだ理由は次のようである。即ち、ある種のNb酸化物はイリジウム・ルツボで育成させると着色する。着色は可視光の吸収を意味する。もし、この吸収帯が４８８０Åは近に現われたら好都合であると考えた。また、不純物としてウランを選んだ理由は次のようである。即ち、Nd ガラスレーザーには、発振の効率を上げるためにウラン酸化物が添加される。ガラスの中では、ウラン酸化物は青色領域に吸収帯をもつ。$LiNbO_3$ 結晶中でも同じような吸収帯が期待されれば初期の目的は達成されるだろうと考えた。

〔V〕 実 験 結 果

〔V－1〕 不純物効果

〔Ⅳ〕章で述べられたように、Optical damage が生じるためには、４８８０Åの波長の光の吸収が存在することが必要である。図〔２〕にはそれぞれの結晶の吸収係数と波長の関係が示されている。不純物添加による吸収の増加がみられるが、特にウランが添加された結晶において増加が著しい。

図〔３〕にはレーザー光の照射量に対して、回折効率の生長のようすが示されている。測定に当って使用されたレーザー光の Power density は図中括弧の中に示されている。Power density は物質光と参照光のそれの和として与えられる。$LiNbO_3$ ：Ir の結晶では、４０％の回折効率を得るのに７J／㎠ のエネルギーを要し、２５J／㎠で最大回折効率７０％に達する。その後、ゆるやかな振動がみられる。$LiNbO_3$ ：U の結晶においては、２J／㎠ 以下のエネルギーで４０％の回折が得られ、６J／㎠ で最大回折効率の６０％に達している。その後、同様にゆるやかな振動が見られる。ところが Pure な $LiNbO_3$ においては、最大回折効率はせいぜい２％で、その値に達するのに１００J／㎠のエネルギーが必要である。

図〔４〕にはホログラムの光による消去特性が示されている。“Bragg incidence” が“読み出し”に相当する。Bragg incidence の場合、Ir－doped, U－doped 両方の結

晶でも、回折効率の異常な振動がみられる。回折効率が初期値の半分に減衰するのに１０００Ｊ／㎠以上のエネルギーが必要である。

一方、non-Bragg incidence の場合は、Bragg incidence の場合と違って指数関数的に減衰している。初期値の半分に減るのに要するエネルギーは、Ir-doped の場合１００Ｊ／㎠，U-doped の場合は３０Ｊ／㎠ である。

熱消去特性は図〔５〕に与えられている。これは１００℃における消去特性である。初期値の半分に減衰するのにIr-doped は4.5分要し、U-doped は７０分かかっている。

図〔６〕には寿命が示されている。回折効率は単純な指数的に減衰していく。初期値の半分に減るのに、Ir-doped は１４日であるのに対し、U-doped は減衰の曲線から推定しにくい程長い。

〔V-2〕 還元効果

ＬＮ結晶を還元すると、Optical damage が生じやすくなることはすでに知られているが、不純物としてＦｅ，Ｉｒ，Ｕを含む結晶が、還元によりどのような変化が生じるかを調べた。

ＬＮ結晶を還元すると紫外から可視の波長領域にわたって吸収がふえる。したがって可視光に対してOptical damage は生じやすくなることが予想される。実際図〔７〕，〔８〕，〔９〕に示されているように還元によりホログラムの記録感度は向上する。10^{-3} torr で６００℃、１時間還元すると、Fe-doped ＬＮ では感度は１０倍程向上する。U-doped ＬＮにおいては、６００℃還元では、それ程向上しないが、８００℃で還元すると、１０倍程の感度上昇が得られる。

ＬＮＵ０.２５の結晶を８００℃で還元した後では４０％の回折効率を得るのに要したレーザーの光のエネルギーはわずか１Ｊ／㎠であった。Ir-doped ＬＮでは、記録の蓄積効果がないために、感度の上昇、回折効率の向上はみられないが、詳しいことは講演でふれることにする。

記録保持時間も還元により変化するが、ＬＮＵの場合は、還元前よりいくらか長くなる。

以上のことから、還元により、ホログラム特性のいずれも向上することが判った。

〔Ⅵ〕 誘電緩和の機構

三次元ホログラムの回折効率は(1)式で与えられる。Optical damage を利用したホログラムの場合、△ｎは空間電荷の分布に起因して生じる電場△Ｅに比例しているので(1)式は次のように書きなおせる。

$$\eta = \sin^2 (\mathrm{const} \cdot \triangle E) \qquad (2)$$

即ち回折効率ηは、$\triangle E$が緩和するにしたがい(2)式によって減衰する。回折効率は、１より小さいので(2)式は更に簡単になって

$$\eta = \mathrm{const} \cdot \triangle E^2 \qquad (3)$$

になる。$\eta = 0.5$の場合　(2)式と(3)式の誤差は１０％程度である。

誘電体中の電場の緩和は、誘電体の比抵抗をρ、誘電率をεとすると次式で与えられる。

$$\triangle E(t) = Eo \exp(-t/\rho\varepsilon) \qquad (4)$$

ここで、tは時間でEoは電場の初期値である。(2)・(4)式により回折効率の時間変化を測定すれば、誘電緩和に対する知見が得られる。

図〔６〕には、実際に$\triangle E(t)$が時間とともに(4)式に従って緩和していることが示されている。

また緩和時間τは次式で与えられる。

$$\tau = \rho\varepsilon = \rho_0 \varepsilon \exp(\triangle E / T) \qquad (5)$$

ここでTは絶対温度で、$\triangle E$は活性化エネルギーである。いくつかの温度で、誘電緩和時間τを測定することにより活性化エネルギーが求まる。図〔１０〕には(5)式に対応する測定結果が示されている。この結果より、ＬＮ，LNIr 0.10，LNFe 0.14およびLNU 0.25の活性エネルギーはそれぞれ、1.01，1.01，1.54および1.65 eVであることが知れる。

次に誘電緩和が不純物イオン濃度、また還元によって、どう変化するか、これらのことから誘電緩和の機構について言及することにする。

図〔１１〕にはＦｅの添加量に対する活性化エネルギーの変化が示されている。活性化エネルギー$\triangle E$は、ＬＮＦｅ 0.02，ＬＮＦｅ 0.14についてそれぞれ1.22，1.54 eVである。Ｆｅの添加量が増すと活性化エネルギーがふえている。

更にこの二つの結晶を６００℃、10^{-3} torr　で１時間還元して、活性化エネルギーを求めた。その結果ＬＮＦｅ 0.02，ＬＮＦｅ 0.14でそれぞれ1.03，1.70 eVであった。

結晶を還元すると結晶中にイオンの空孔が生じるはずで、したがって、イオンは熱的に動きやすくなると考えられる。つまり、還元により活性化エネルギーは減少すると予想される。ＬＮＦｅ 0.02の場合は、それに相当するものと考えられる。ＬＮＦｅ 0.14の場合、上に予想されるの

とは逆である。ＬＮＦｅ０.１４は還元前の活性化エネルギーは１.５４ｅＶであった。これは、ＬＮに比べると０.５３ｅＶだけ大きくなっている。ＬＮの電気伝導はイオン伝導である[9]と思われるが、Ｆｅが０.１４モル％も添加されると、結晶中のイオンに非常に動きにくくなっているものと考えられる。我々は還元前後の吸収スペクトルの変化とPhoto－current の測定結果より、ＬＮＦｅ０.１４の場合の誘電緩和は、イオン伝導によるものではなく、主として、Photo－carrierに起因しているものと考えている。

活性化エネルギーは、Ｕの濃度によっても変動するが、それは、図〔１２〕に与えられている。ＩＮ０.０２，ＬＮ０.１４，ＬＮ０.２５についてそれぞれ１.４５，１.６５，１.６５ｅＶである。Ｆｅの場合と同様、濃度とともに活性化エネルギーは大きくなるが、１.６５ｅＶに達すると、Ｕの濃度に依存しなくなるようである。ＬＮＵ０.２５について、10^{-3} torr の真空中で６００℃、８００℃で１時間還元した試料について、同様に活性化エネルギーを測定した。その結果、活性化エネルギーは不変であった。還元による吸収スペクトルの変化と、Photo－current の測定結果より、この試料の場合、誘電緩和に寄与している電荷は、主としてPhoto－carrier であろうと考えられる。

一方Ｉｒが添加されたＬＮでは、undoped－LN と活性化エネルギーは同じ値であった。

なお、この方法により、比抵抗も求まるが、２５℃に外挿した値は、ＬＮ，ＬＮＩｒ０.１，ＬＮＦｅ０.１４，ＬＮＵ０.２５についてそれぞれ3.5×10^{18}，1.1×10^{17}，6.8×10^{20}，3.8×10^{21}であった。

〔Ⅶ〕 ま と め

以上、不純物が添加されたＬＮ単結晶について、Optical damage を利用したホログラムの記録特性について述べてきた。更にその結晶を還元することにより記録特性がどう変化するかを述べた。特にホログラム記録材料という観点からみた場合、Ｕが混入されたＬＮ結晶は、記録感度、記録保持時間の点から優れた材料と考えられる。また、ホログラムの消去を調べることにより、結晶の誘電緩和についての知見が得られることが分った。そして誘電緩和に対する不純物イオンの影響がかなり明らかになった。

参 考 文 献

(1) A Ashkin, G.D.Boyd, J.M.Dziedzic, R.G.Smith, A.A.Ballman, J.J.Levinstem, and K.Nassau. Appl.Phys.Letters 9, 72 (1966).

(2) F.S.CHen, J.Appl, Phys. 40, 3389 (1969)

(3) F.S.Chen, J.T.LaMacchia, and D.B.Fraser, Appl,Phys Letters, 13, 223 (1968)

(4) J.J.Amode, W.Phillips, and D.L.STaebler, Appl.Opt. 11, 390 (1972)

(5) A.Ishida, O.Mikami, S.Miyazawa, and M.Sumi, Appl, Phys, Letters, 21, 192 (1972).

(6) H.Kogelnik, Bell, System, Tech, J., 48, 2909 (1969)

(7) W.D.Johnston, Jr., J.Appl.Phys. 41, 3279 (1970)

(8) J.J.Amodei, RCA Rev, 32 196 (1971).

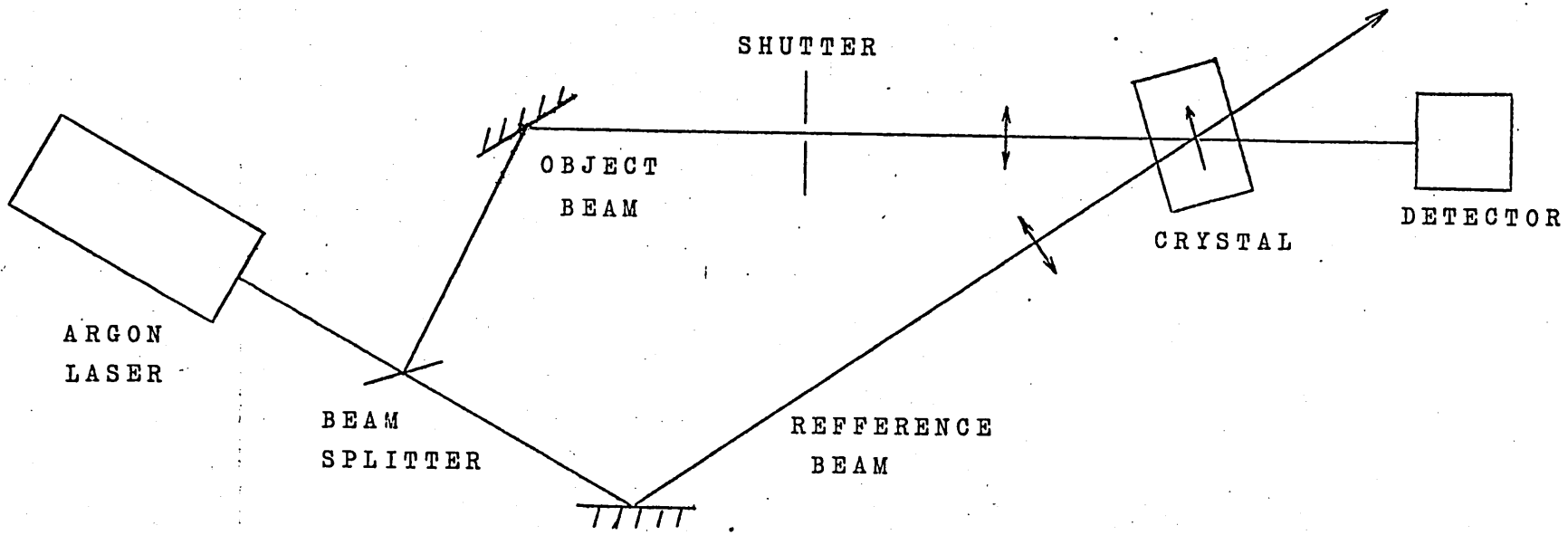

SHUTTER
OBJECT
BEAM
CRYSTAL
DETECTOR
ARGON
LASER
BEAM
SPLITTER
REFFERENCE
BEAM

図 1

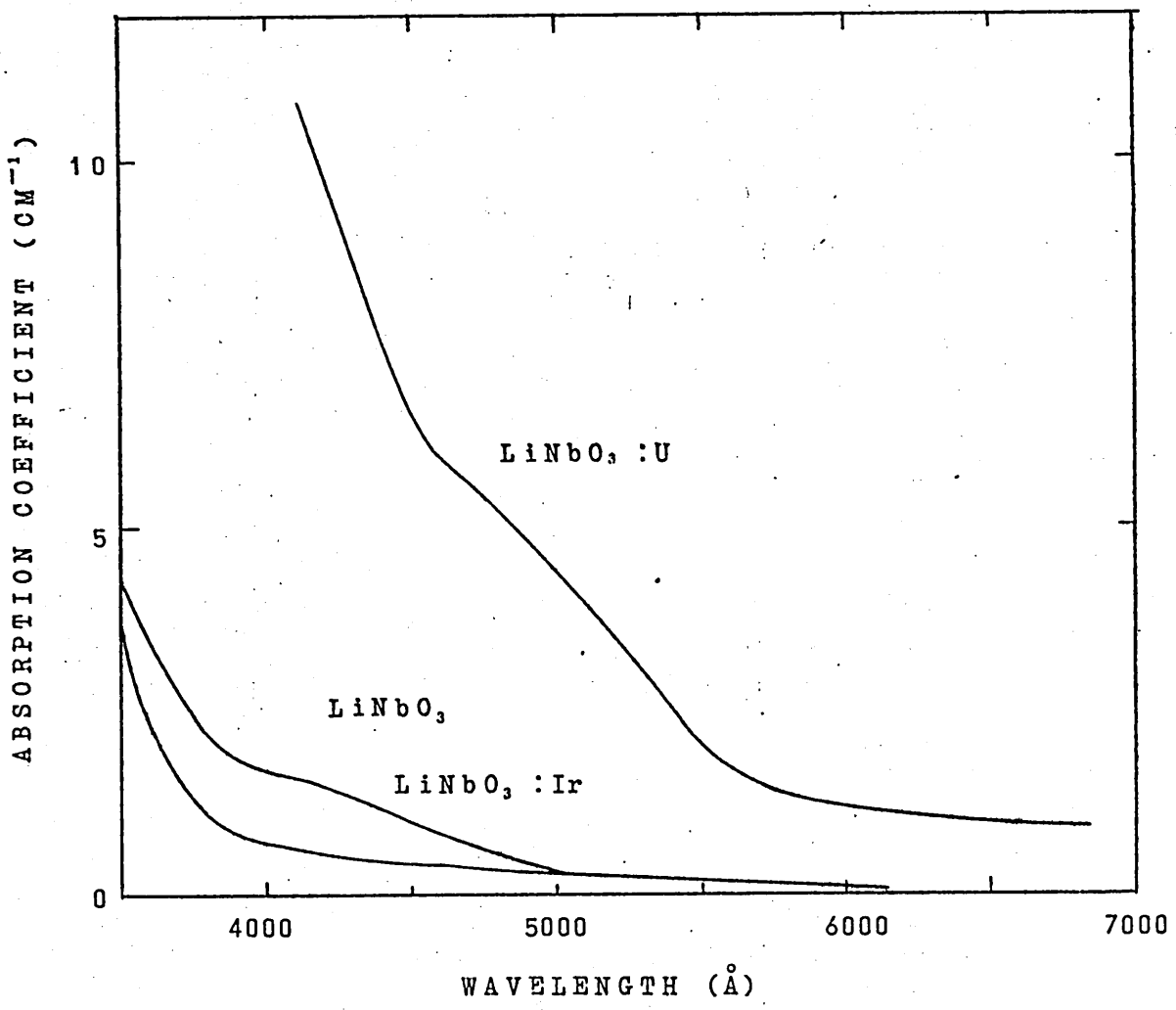

ABSORPTION COEFFICIENT (CM⁻¹)
10
5
0
LiNbO₃ :U
LiNbO₃
LiNbO₃ :Ir
4000
5000
6000
7000
WAVELENGTH (Å)

図 2

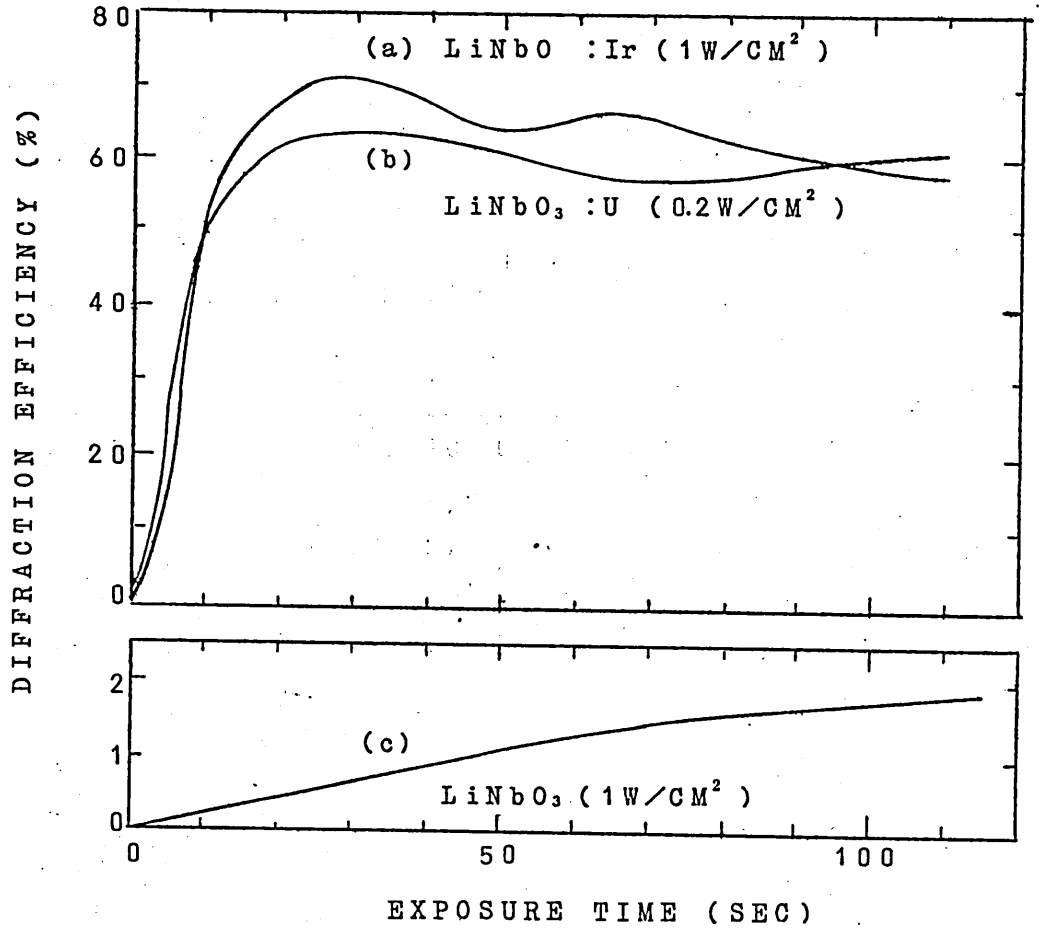

80
60
40
20
0
(a) LiNbO :Ir (1W/CM²)
(b)
LiNbO₃ :U (0.2W/CM²)
2
1
0
(c)
LiNbO₃ (1W/CM²)
0
50
100
DIFFRACTION EFFICIENCY (%)
EXPOSURE TIME (SEC)

図 3

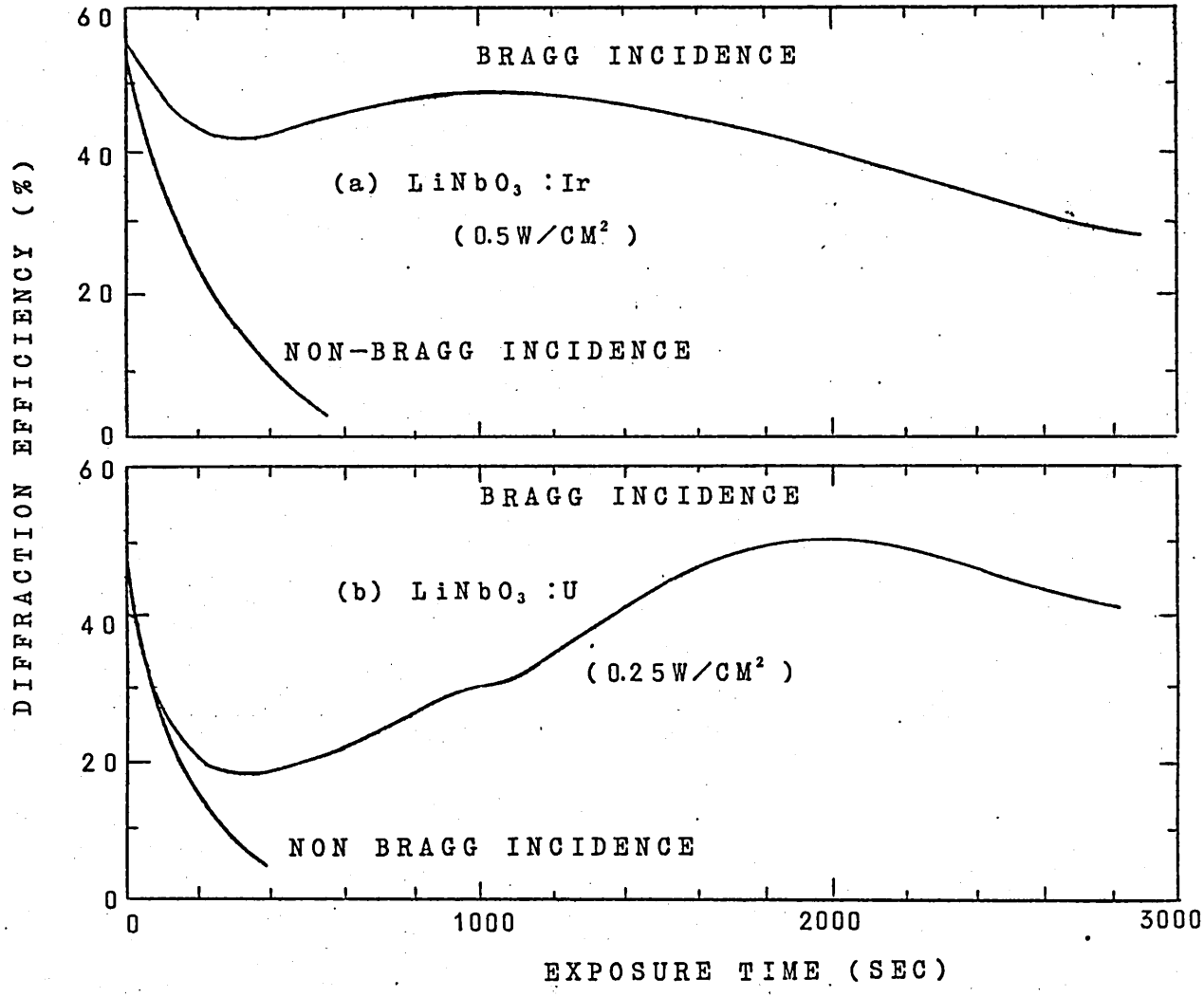

60
40
20
0
BRAGG INCIDENCE
(a) LiNbO3 :Ir
(0.5W/CM2)
NON-BRAGG INCIDENCE
60
40
20
0
BRAGG INCIDENCE
(b) LiNbO3 :U
(0.25W/CM2)
NON BRAGG INCIDENCE
DIFFRACTION EFFICIENCY (%)
0
1000
2000
3000
EXPOSURE TIME (SEC)

図 4

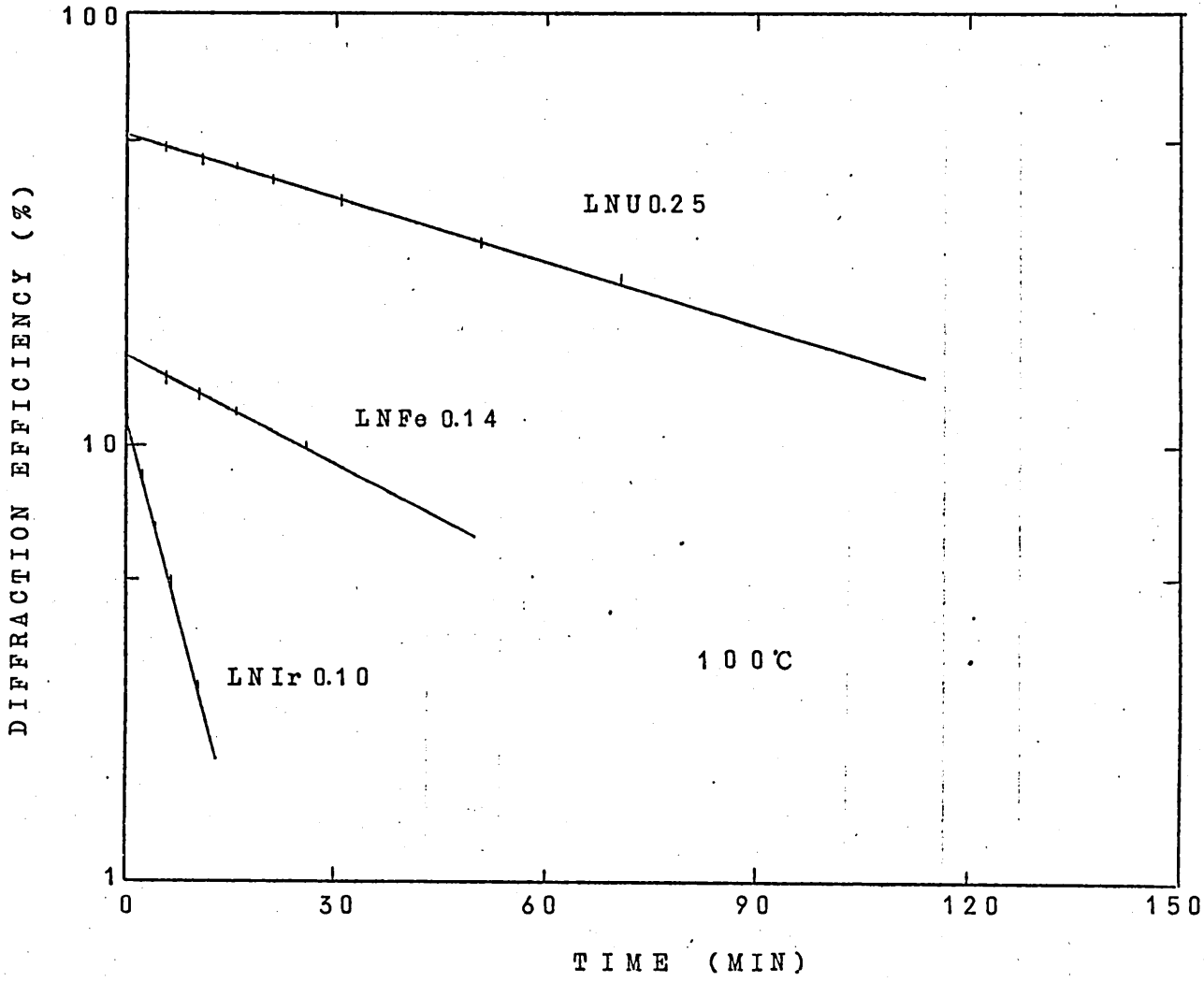

100
10
1
DIFFRACTION EFFICIENCY (%)
LNU0.25
LNFe 0.14
LNIr 0.10
100℃
0
30
60
90
120
150
TIME (MIN)

図 5

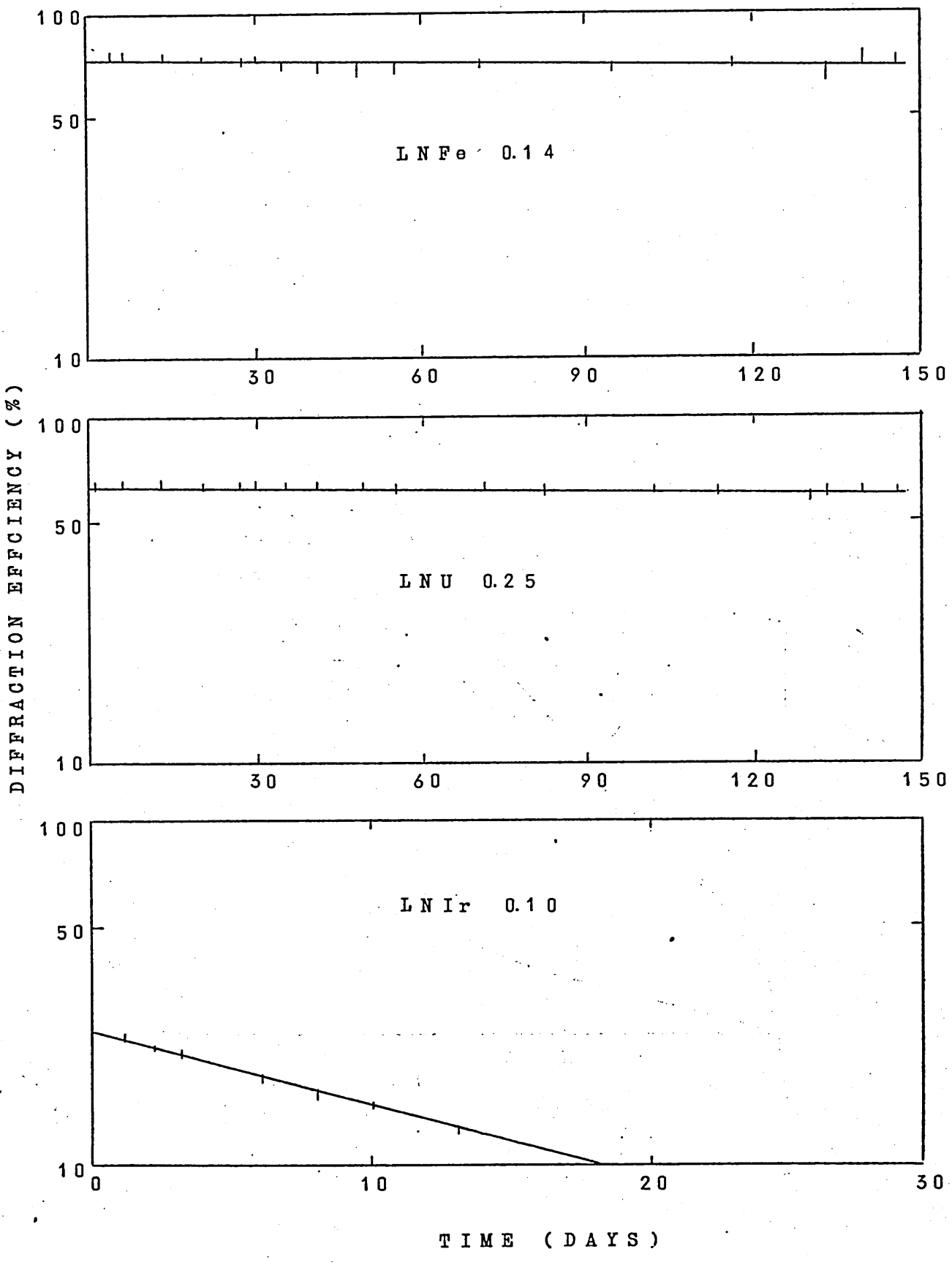

100
50
10
LNFe 0.14
30
60
90
120
150
100
50
10
LNU 0.25
30
60
90
120
150
DIFFRACTION EFFCIENCY (%)
100
50
10
LNIr 0.10
0
10
20
30
TIME (DAYS)

図 6

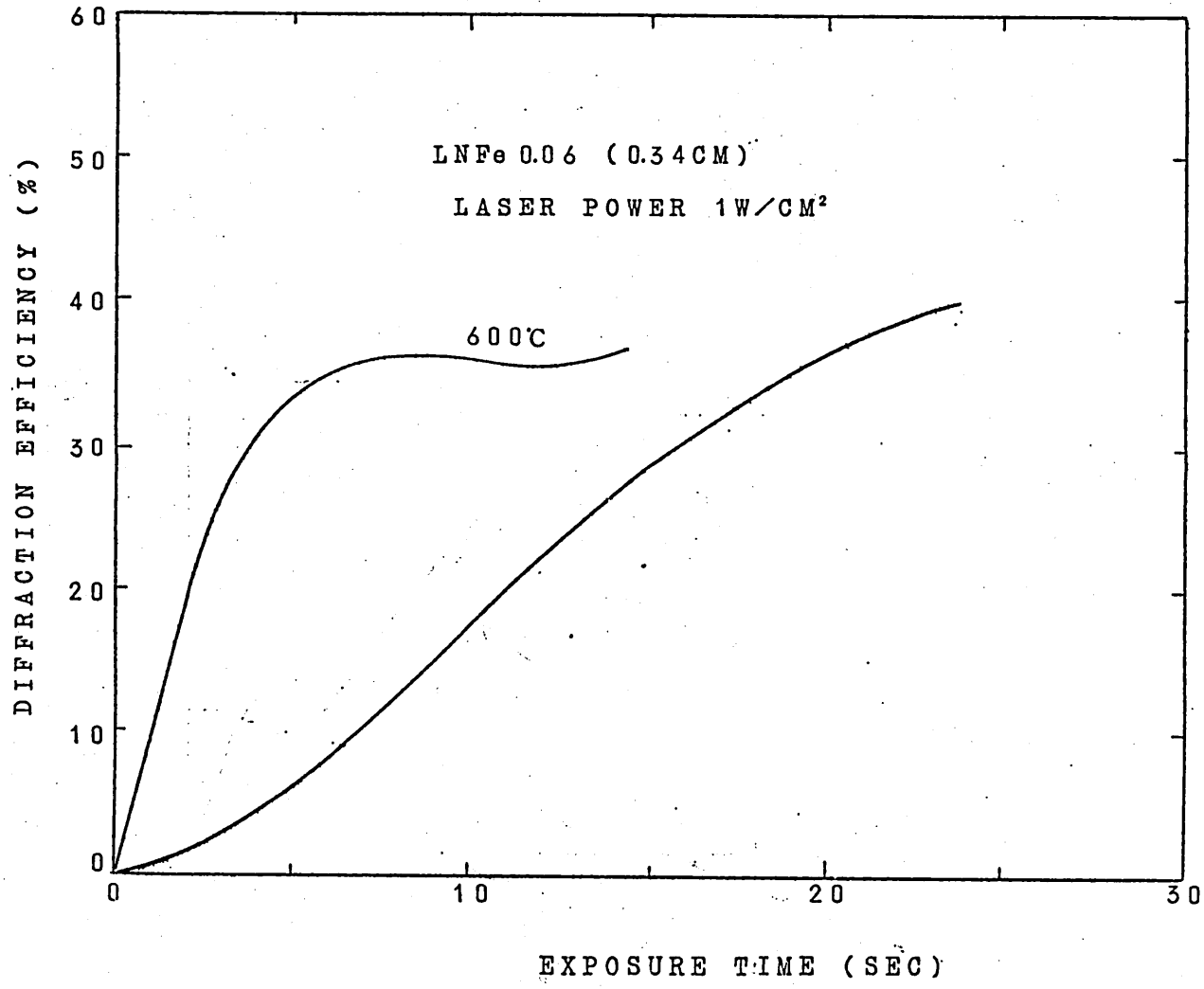

LNFe 0.06 (0.34CM)
LASER POWER 1W/CM²
600℃
DIFFRACTION EFFICIENCY (%)
EXPOSURE TIME (SEC)
0
10
20
30
40
50
60

図 7

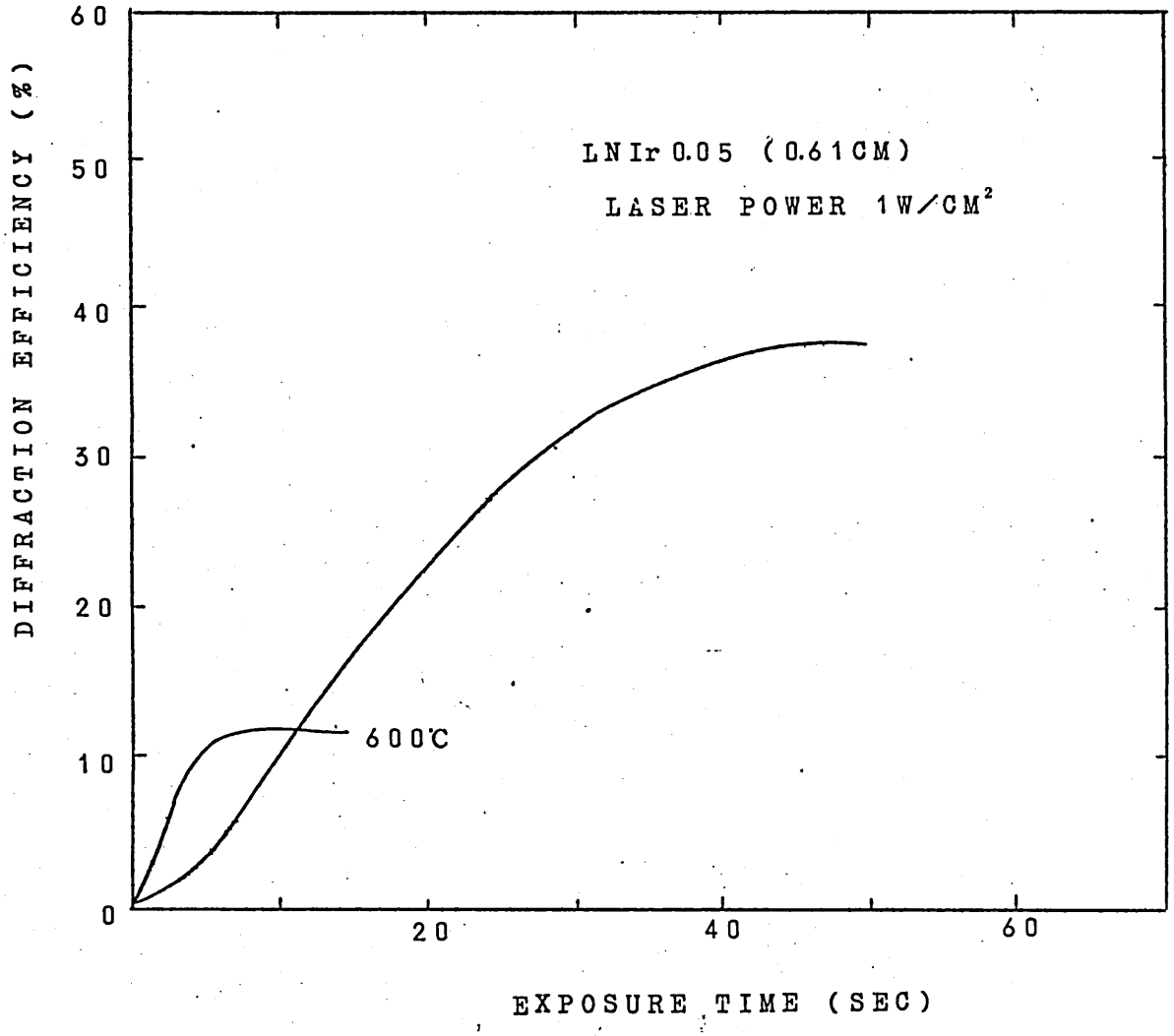

LNIr 0.05 (0.61CM)
LASER POWER 1W/CM²
600℃
DIFFRACTION EFFICIENCY (%)
EXPOSURE TIME (SEC)
0
10
20
30
40
50
60
20
40
60

図 8

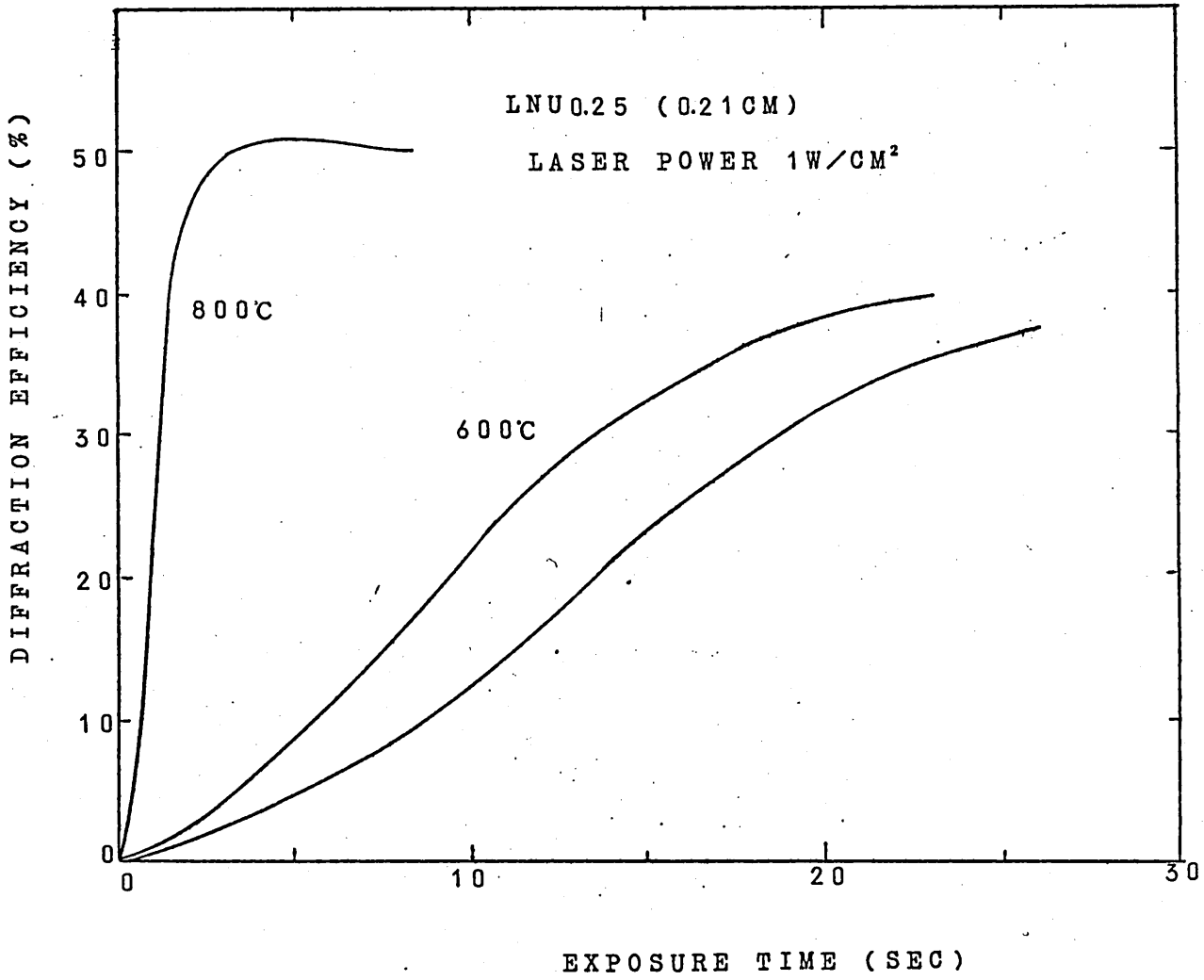

LNU0.25 (0.21CM)
LASER POWER 1W/CM²
800℃
600℃
DIFFRACTION EFFICIENCY (%)
0
10
20
30
40
50
0
10
20
30
EXPOSURE TIME (SEC)

図 9

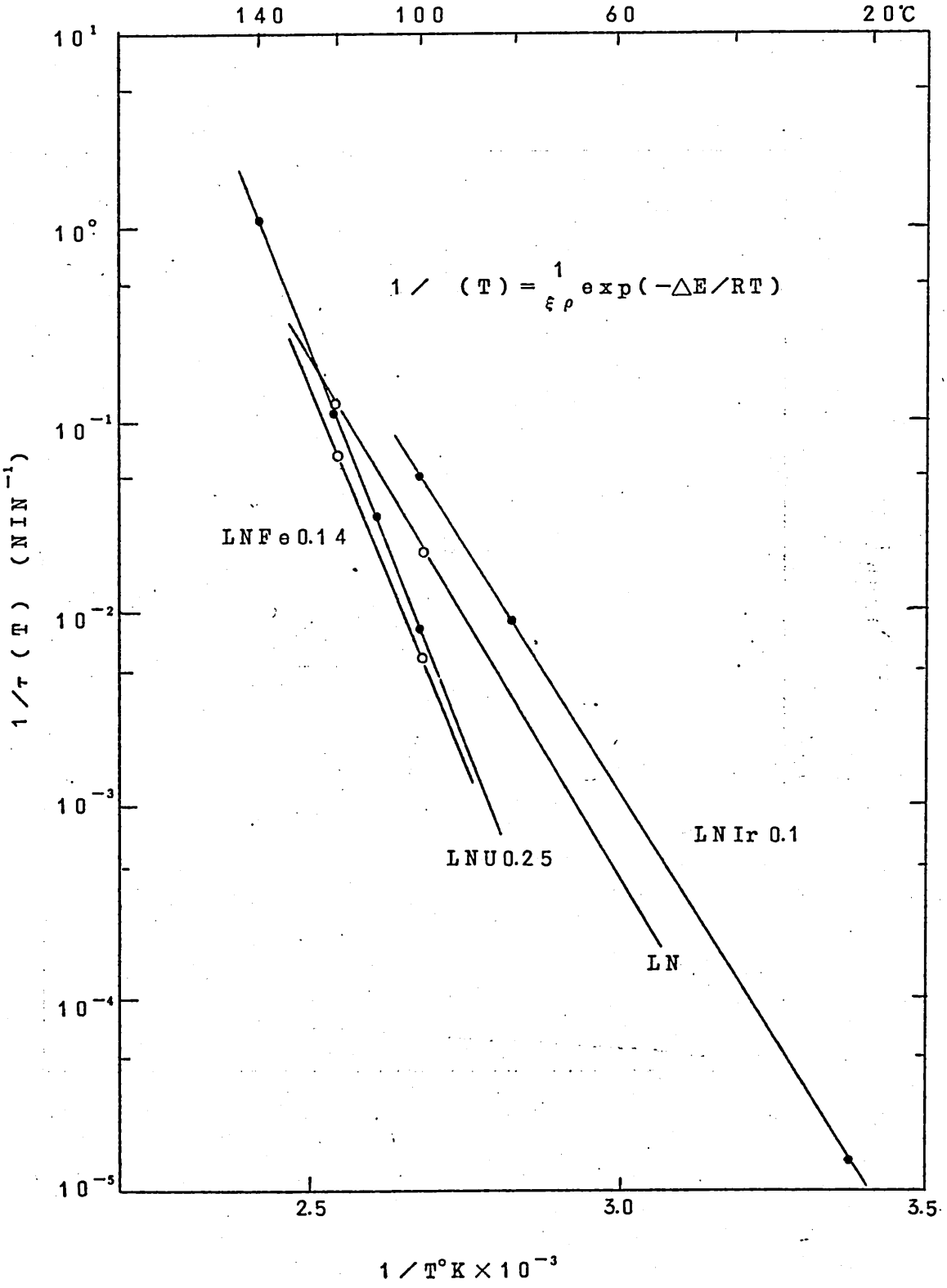

140
100
60
20℃
10^{1}
10^{0}
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
10^{-5}
$1/\tau(T)$ (NIN^{-1})
$1/(T) = \frac{1}{\xi\rho} \exp(-\triangle E/RT)$
LNFe0.14
LNU0.25
LNIr 0.1
LN
2.5
3.0
3.5
$1/T°K \times 10^{-3}$

図 10

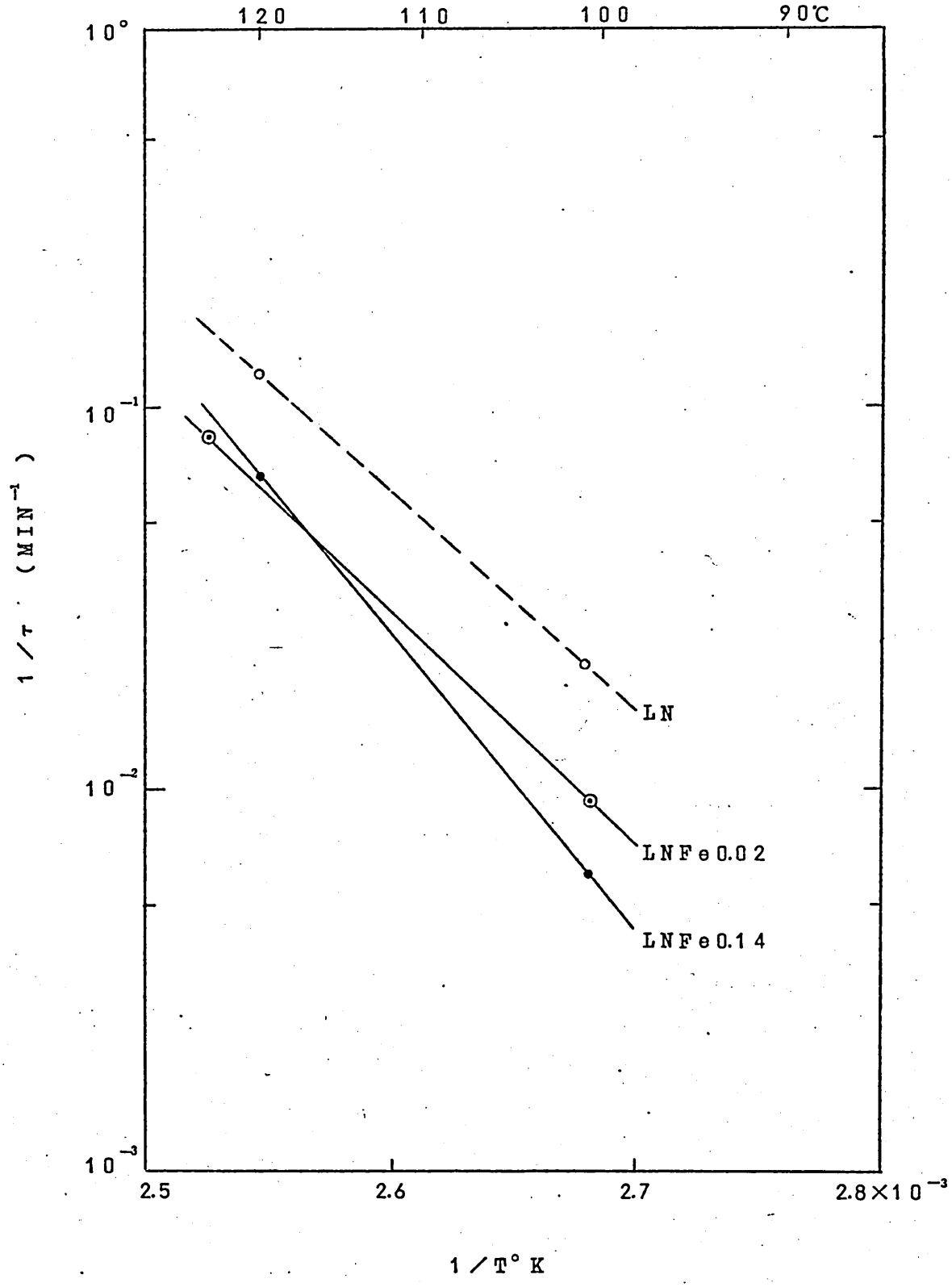

120
110
100
90℃
10°
10⁻¹
10⁻²
10⁻³
1/τ (MIN⁻¹)
LN
LNFe0.02
LNFe0.14
2.5
2.6
2.7
2.8×10⁻³
1/T° K

図 11

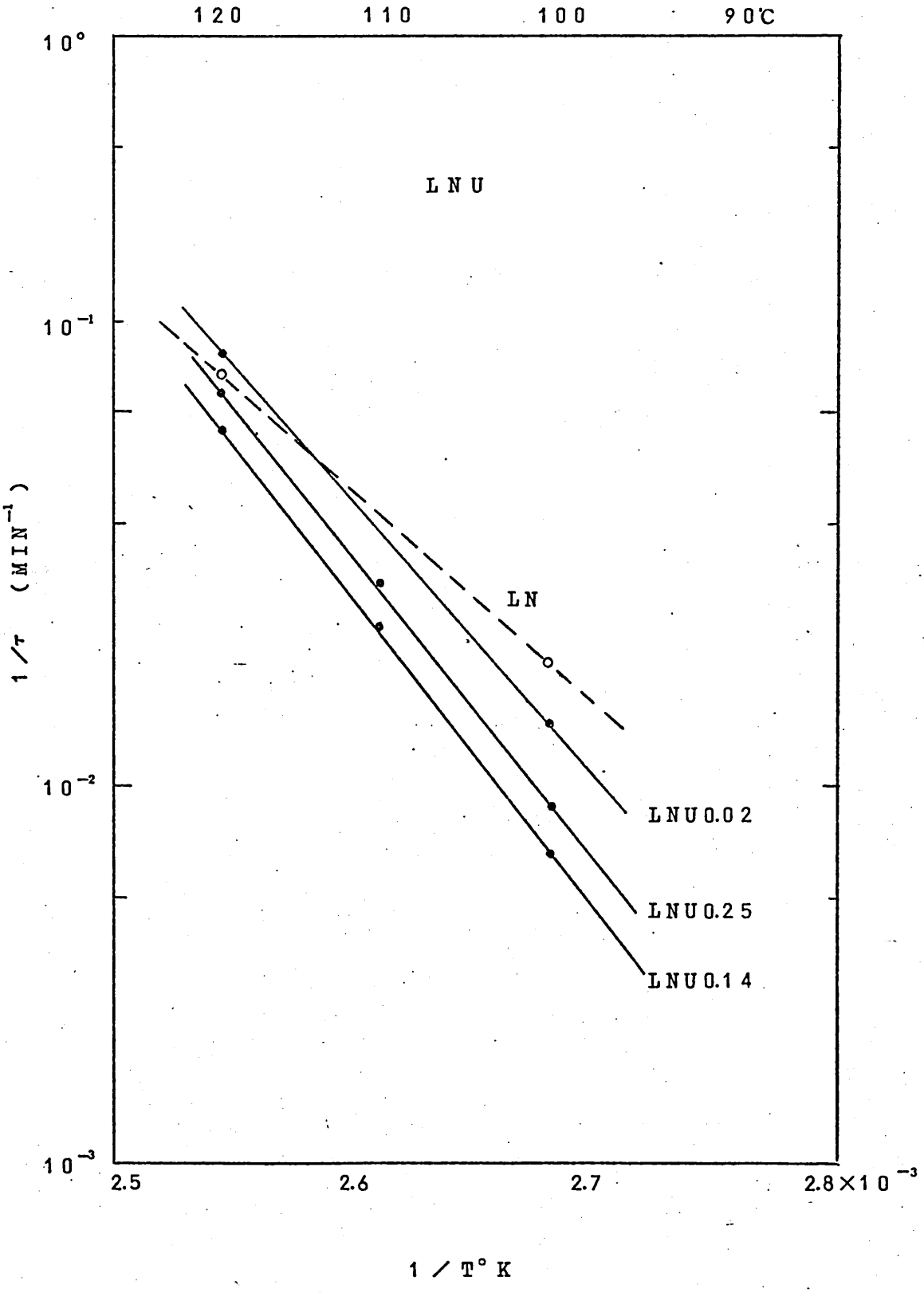

120
110
100
90℃
10°
LNU
10⁻¹
1/τ (MIN⁻¹)
LN
LNU0.02
LNU0.25
LNU0.14
10⁻²
10⁻³
2.5
2.6
2.7
2.8×10⁻³
1/T°K

図　12

輻射科学研究会資料

2 給電素子単向性空中線

小西良弘．内海要三．星野紀甫

（ＮＨＫ総合技術研究所）

1973 年 10 月 5 日

目　　次

あ ら ま し …… 1
1. まえがき …… 2
2. 相互放射インピーダンスの影響を考慮した2素子給電方式 …… 3
2.1 最適設計 …… 3
2.1.1 設計理論 …… 3
2.1.2 計算結果 …… 7
2.2 電界指向性，前後比，利得 …… 7
2.2.1 電界指向性 …… 7
2.2.2 前後比 …… 8
2.2.3 半波長ダイポールに対する利得 …… 9
2.2.4 計算結果および実験結果 …… 10
2.3 サイド・ローヴについての検討 …… 13
2.3.1 ダイポール間隔とサイドローヴレベルについて …… 13
2.3.2 計算結果 …… 13
2.4 振幅変化，位相変化についての検討 …… 14
2.4.1 振幅変化，位相変化に対する合成器の特性 …… 14
2.4.2 計算結果 …… 15
3. フェライト非可逆回路を用いた2素子給電方式 …… 16
3.1 フェライト非可逆インピーダンス回路の必要性 …… 16
3.2 原理および構成 …… 17
3.2.1 $\mu_+'' > \mu_-''$ を用いる方法 …… 17
3.2.2 $\mu_+' > \mu_-'$ を用いる方法 …… 19
3.3 非可逆素子材料としてのフェライトの検討 …… 21
3.4 実験結果 …… 22
3.4.1 フェライトの正負回転透磁率の測定 …… 22
3.4.2 試作空中線の特性 …… 22
3.5 前方式との比較 …… 23
4. むすび …… 24
文　　献 …… 25

あらまし

従来から2素子空中線により単向性の指向特性が得られることが知られているが，2素子間の相互作用のために広帯域にわたり十分な前後比を保つことができなかった。本稿では2素子間の相互放射インピーダンスの影響を考慮した状態で広帯域にわたって単向指向性を得る方法，およびフェライト非可逆回路を用いて2素子間の相互作用を極めて小さくし単向指向性を得る方法について，原理，設計理論，並びにＶＨＦ帯での試作空中線の特性を述べる。

前者については半波長より短かい2本のダイポールを 1／4 波長より短かい間隔で平行に配置することによりＶＨＦ帯テレビ・チャンネルにおいて前後比 30 dB 以上の特性が実験的に得られ，理論とよく一致することが分った。また本理論を用いて，相互放射インピーダンスの影響，前後比，利得，指向性，サイドローヴ，2素子間の振幅変化，位相変化に対する合成器の特性について検討を行った。

後者については2本の半波長ダイポールを 1／4 波長の間隔で平行に配置することにより，ＶＨＦ帯で前後比20～30 dB以上の特性が実験的に得られた。また，フェライト非可逆回路に用いる材料の検討並びに両方式の得失を比較検討した。

1. まえがき

最近都市内の高層ビルが増加して来たため，その反射波によるテレビ受像画面のゴーストの問題が大きくなって来た。[1] このゴースト防害をさけるためには，受信空中線の指向性が，極めて鋭く直接到来波のみ受信でき，かつその方向以外からの電波の受信感度が極めて小さいことが必要となる。

特に高層建造物の近くではこれによる反射波（以後反射波と呼ぶ。）の強さが直接到来波（以後直接波と呼ぶ。）と同程度，もしくは強い場合がある。このような地点では空中線の主ビーム方向の感度に比べて主ビーム以外の感度は 30 dB 以上低くなければならない。したがって，理想的には主ビームの半値幅が非常に小さく，それ以外の感度は30～40 dB 低いことが望ましいが，このような空中線を家庭用，簡易形空中線として実現することは困難である。

ではどのような点で譲歩すればよいであろうか。これにはまず利得が従来のものより小さくてよいことである。これは一般に高層ビルの影響のあるのは大都市の強電界地域が多いからである。次に主ビーム以外の総ての方向に対して−30 dB以上の指向性を持たずともある方向を中心として±数十度だけでも30 dB 以上の減衰を持たせることにより最も大きな影響を与えているゴーストを取り除くことができる。今一つの条件として家庭用に供するため簡易小形構造が必要である。

従来から2素子空中線により単向性の指向性が得られることが知られているが，2素子間の相互作用のために広帯域にわたり十分な前後比（以後ＦＢ比と呼ぶ。）を保つことができなかった。2素子空中線により広帯域にわたりＦＢ比を大きく保つためには，まず負荷インピーダンスを高くし2素子間の相互作用の影響を少くする方法が考えられるが，可逆回路を用いる限り直接波に対しても非整合となり，直接波受信電力も非整合損失分だけ減衰してしまうので実用とならない。

以上のことを考慮して，本稿では2素子間の相互作用を含めた状態で反射波を広帯域にわたって除去する方法，即ち相互放射インピーダンスの影響を考慮した2素子給電方式単向性空中線およびフェライト非可逆インピーダンス回路を用いて反射波に対してのみ負荷インピーダンスを高くし，相互作用を極めて小さくする方法，即ち，フェライト非可逆回路を用いた2素子給電方式単向性空中線について理論と実験結果を述べることにする。

2. 相互放射インピーダンスの影響を考慮した2素子給電方式[2],[4],[5]

2.1 最適設計

2.1.1 設計理論

図1(b)において長さLの受信ダイポールD_1，D_2 を電気角 θ_d だけ隔てて平行に配置し，D_2の出力を遅延量βの位相器を通し端子②に導き，端子①の D_1 出力と合成回路Cで合成する。合成回路Cをブリッジで形成するので，①，②に等振幅逆相の信号が加わったとき，その出力は総てCの出力に表われ，受信機入力端子に供給される。また，①，②に等振幅同相の信号が加わったとき，その出力はCの終端抵抗に吸収され，受信機には供給されない。

ダイポールD_1, D_2 間の相互作用を無視することができる場合はθ_d を$\pi/2$，Lを$\lambda/2$（λは1波長を表わす。）に選ぶことにより，単向性の空中線を容易に得ることができるはずであるが，実際はD_1 D_2 間の相互作用のためにこのような方法では広帯域にわたって十分なFB比を保つことができない。

ここで我々はLを$\lambda/2$ より短かくし，θ_d を$\pi/2$より小さ

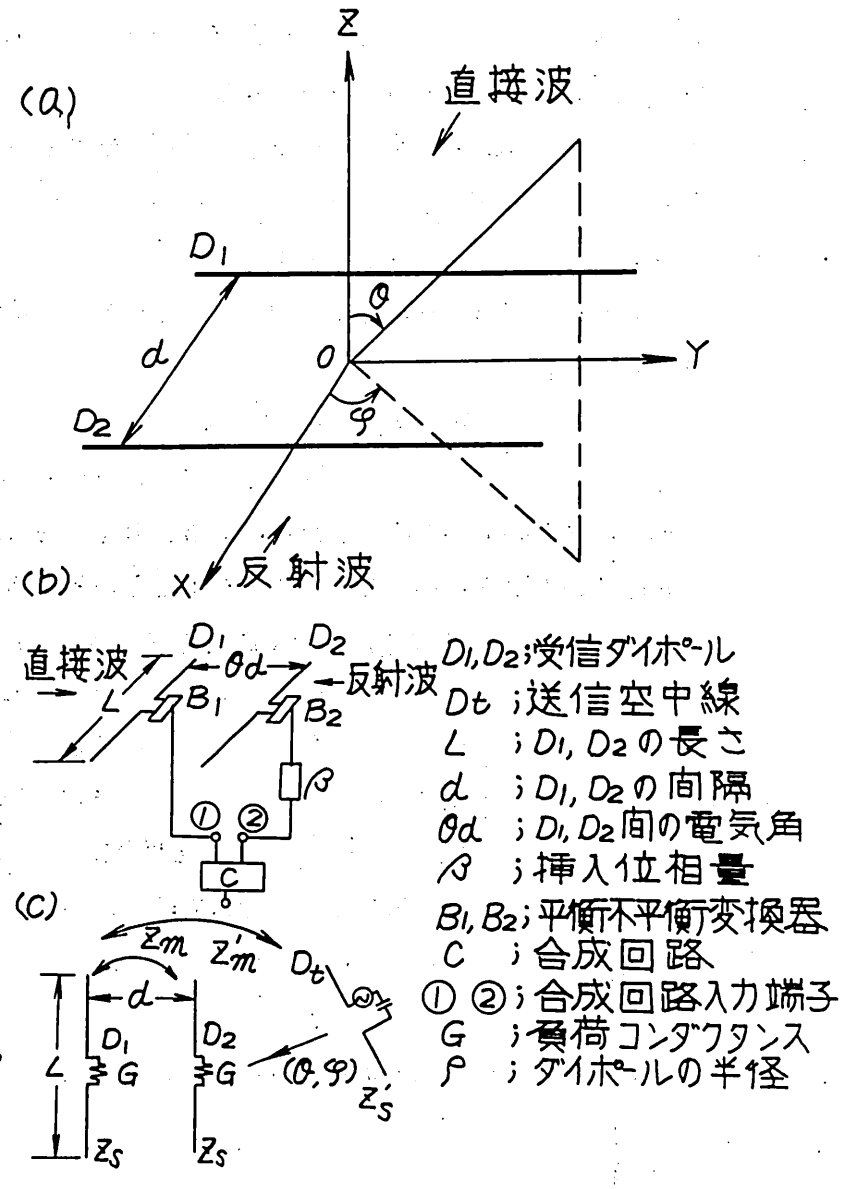


図1 構成図と座標系

くし，βおよびD_1，D_2 の半径ρを適当に選ぶことにより広帯域にわたりF B比を大きく保つ方法を見出した。[2],[4]

D_1 とD_2 の相互放射インピーダンスの影響は等価的にD_1 とD_2 の間隔 θ_d を大きくするように働くので，幾何学的距離dは $\lambda/4$ より小さくする必要がある。

このような条件を広帯域にわたり満すには空中線の寸法に最適値が存在するのであり，これは提案されたことのない設計方法なので本稿でその原理と実際を示すことにする。

図1(a)に座標系を示したが，θ は垂直面の方位角，φ は水平面（ダイポールD_1，D_2 の存在する平面）の方位角を表わすものとする。

図1(c)において送信空中線 D_t より送出された電波が（θ，φ）方向より受信ダイポールD_1，D_2 に入射するものとし，受信電力最大の方向を（$\theta=\pi/2$，$\varphi=\pi$），その反対の方向を（$\theta=\pi/2$，$\varphi=0$ と選んでいる。

D_1 とD_2 の端子に平衡不平衡変換器B_1，B_2 を介して負荷コンダクタンスGを接続するものとし，D_1，D_2 をdなる間隔で平行に配列したときの自己インピーダンスおよび相互インピーダンスをZ_s，Z_m とし，D_t の自己インピーダンスおよびD_t とD_1 の相互インピーダンスをZ_s'，Z_m'とする。

（θ，φ）方向から電磁波が到来するときのダイポールD_1，D_2 の位相差αは(1)式で与えられる。

$$\alpha=\theta_d\cdot\cos\varphi\cdot\sin\theta \qquad (\theta\leq\varphi\leq 2\pi,\ 0\leq\theta\leq\pi) \tag{1}$$

図1(c)において D_t は無限遠点にあると考えられるからD_t とD_2 の相互インピーダンスは(1)式の関係を用いて$Z_m'\ e^{j\alpha}$となることがわかる。

D_1，D_2，D_t の端子電圧，端子電流をV_1，V_2，V_t，I_1，I_2，I_t とすると（V_1，V_2，V_t）と（I_1，I_2，I_t）の関係は(2)式のごとく与えられる。

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_s & Z_m & Z_m' \\ Z_m & Z_s & Z_m' e^{j\alpha} \\ Z_m' & Z_m' e^{j\alpha} & Z_s' \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_t \end{bmatrix} \tag{2}$$

また一方，I_1，I_2 とV_1，V_2 の間には(3)式の関係がある。

$$\left.\begin{aligned} I_1 &= -GV_1 \\ I_2 &= -GV_2 \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

(3)式を(2)式に代入して(4)式が得られる。

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= \frac{Z_m' I_t}{\Delta}(1+GZ_s-GZ_m e^{j\alpha}) \\ V_2 &= \frac{Z_m' I_t e^{j\alpha}}{\Delta}(1+GZ_s-GZ_m e^{-j\alpha}) \\ \Delta &= (1+GZ_s)^2 - G^2 Z_m^2 \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

v_1, v_2 を(5)式のごとく定義する。

$$\left.\begin{aligned} v_1 &= V_1 / \left(\frac{Z_m' I_t}{\Delta}\right) = 1+GZ_s-GZ_m e^{j\alpha} = |v_1| e^{j\alpha_1} \\ v_2 &= V_2 / \left(\frac{Z_m' I_t e^{j\alpha}}{\Delta}\right) = 1+GZ_s-GZ_m e^{-j\alpha} = |v_2| e^{j\alpha_2} \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

V_1 の V_2 に対する位相の遅れ ϕ は(6)式で与えられる。

$$\phi = \alpha + \alpha_2 - \alpha_1 = \alpha + \Delta\alpha \quad (6)$$

ダイポール D_1, D_2 の自己インピーダンスおよび相互インピーダンス Z_s, Z_m は一般に複素量であり，(7)式のごとく表わすことにする。

$$\left.\begin{aligned} Z_s &= R_s + jX_s \\ Z_m &= R_m + jX_m \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

(7)式を(5)式に代入して(8)式が得られる。

$$\begin{aligned} v_1 &= 1+G\{R_s-(R_m\cos\alpha - X_m\sin\alpha)\} \\ &\quad + jG\{X_s-(X_m\cos\alpha + R_m\sin\alpha)\} \\ v_2 &= 1+G\{R_s-(R_m\cos\alpha + X_m\sin\alpha)\} \\ &\quad + jG\{X_s-(X_m\cos\alpha - R_m\sin\alpha)\} \end{aligned} \quad (8)$$

図1(b)の合成回路Cに等振幅同相で打消し，逆相で無損失で出力が得られるような回路を用いているので，V_1 と V_2 は理想的には(9)式の条件を満足するものが望ましい。

$$\left.\begin{aligned} &(\text{i}) \quad |V_1| = |V_2| \\ &(\text{ii}) \quad \text{反射波に対しては} \quad |\varphi| = \beta \\ &(\text{iii}) \quad \text{直接波に対しては} \quad |\varphi| + \beta = \pi \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

まず(9)式(i)の条件を求めてみる。(5)式を(9)式(i)に代入し(10)式が得られる。

$$GR_s = \frac{1}{\frac{X_s R_m}{X_m R_s} - 1} \quad (10)$$

図2にHallenの方法[3]により計算したダイポールの自己インピーダンス $Z_s = R_s + jX_s$ を，図3には等長の2本のダイポールを平行に配置したときの起電力法[3]により計算した相互放射インピーダンス $Z_m = R_m + jX_m$ を示したが，それから明らかなように我々の用いる領域では，$R_s > 0$，$R_m > 0$，$X_m < 0$ であることがわかる。

またG＞0であるので(10)式を満たすには$X_s < 0$ が必要条件となり，ダイポールの自己インピーダンスの虚数部は常に負でなければならない。これはダイポールの全長Lが半波長より短かいことが必要であることを意味している。

次に(9)式(ii),(iii)について検討してみる。(5)式，(8)式より，v_1，v_2 の位相角α_1，α_2 は(11)式のごとく表わされる。

(6)式で与えられるダイポール D_1 とD_2 の間の実効的な位相差ψは(θ，φ)方向から電波が到来するときのダイポール間の電気角αに$\alpha_2 - \alpha_1$だけの位相差を補正しなければならず，$\alpha_2 - \alpha_1$ は位相差を広げる方向に働くので$|\psi| > |\alpha|$ と

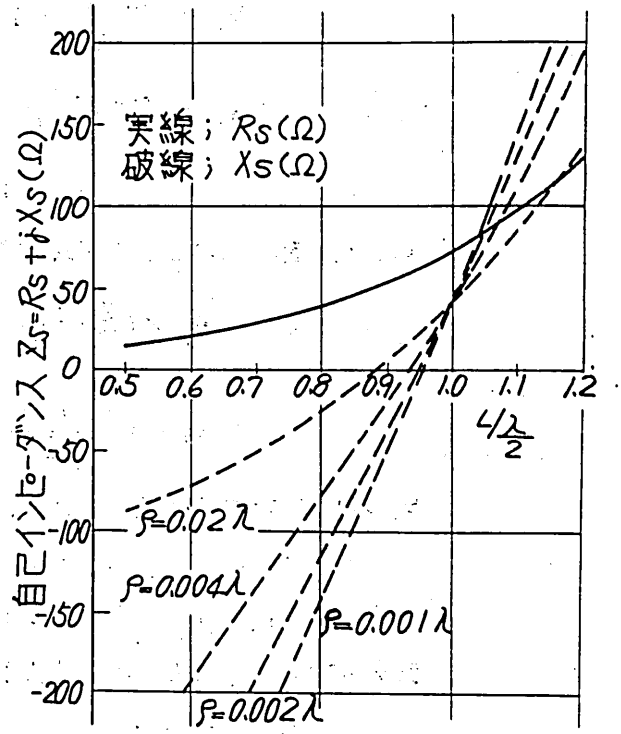


図2　ダイポールの自己インピーダンス計算値

$$\left.\begin{aligned}\alpha_1 &= \tan^{-1}\frac{G(X_s - X_m\cos\alpha - R_m\sin\alpha)}{1+G(R_s - R_m\cos\alpha + X_m\sin\alpha)}\\ \alpha_2 &= \tan^{-1}\frac{G(X_s - X_m\cos\alpha + R_m\sin\alpha)}{1+G(R_s - R_m\cos\alpha - X_m\sin\alpha)}\end{aligned}\right\} \quad (11)$$

なる。(ii),(iii)の条件に近づけるにはβを約$\pi/2$に$|\alpha|$の最大値θ_dを$\pi/2$より小さい値に選ばなければならない。

(11)式において，いま仮に相互作用がないものとすると$R_m = X_m = 0$とおくことにより，$\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ となり，$\psi = \alpha$となることがわかる。

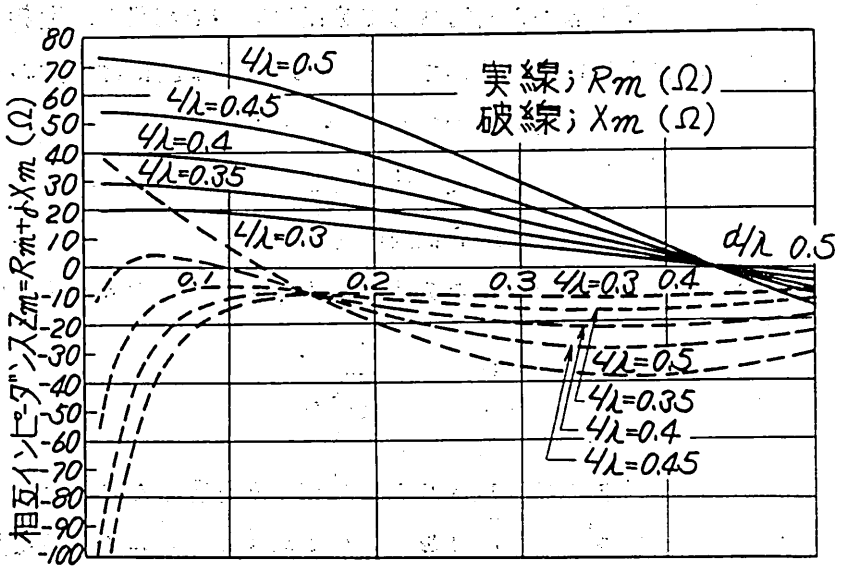


図3　2本の平行ダイポール間の相互インピーダンス計算値

2.1.2　計算結果

ダイポール間の相互作用により2素子間にレベル差が生じることは(4),(5)式より明らかになったが，$|V_1|/|V_2|$ を種々の寸法の空中線について計算し図4に示した。

d/λ が0.1～0.3の範囲では L/λ がほぼ0.4より小さいときは $|V_1|/|V_2|$ が±0.5 dB 以内であるがこれは(10)式の条件とよく一致している。

相互作用による2素子間の増加位相量△αは，(6)，(11)式で与えられているが，種々の寸法の空中線について計算し図5に示した。空中線設計上ダイポール間隔dの決定にあたっては△αなる増加位相量を考慮してdを $\lambda/4$ より短かくしなければならないことがわかる。

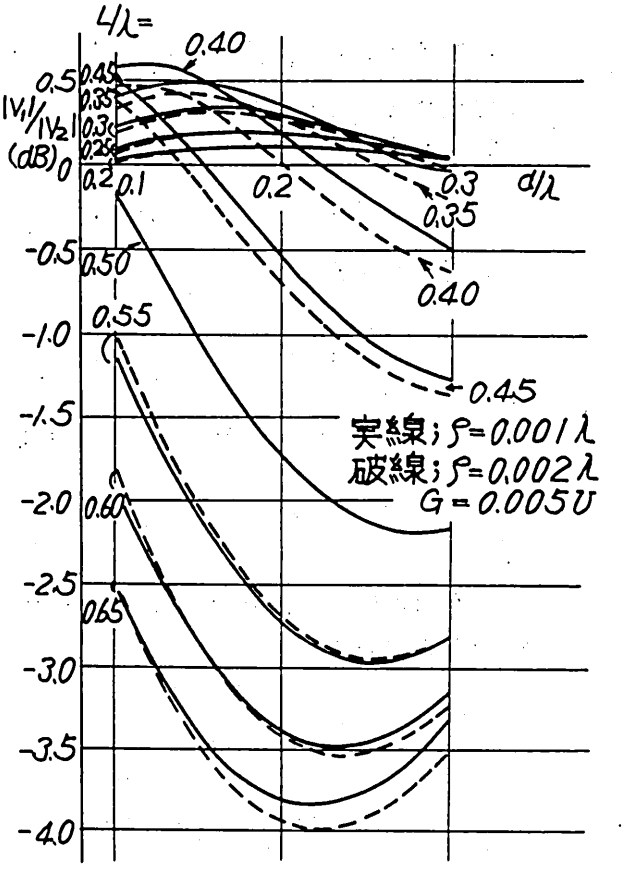


図4　相互作用による2素子間のレベル差

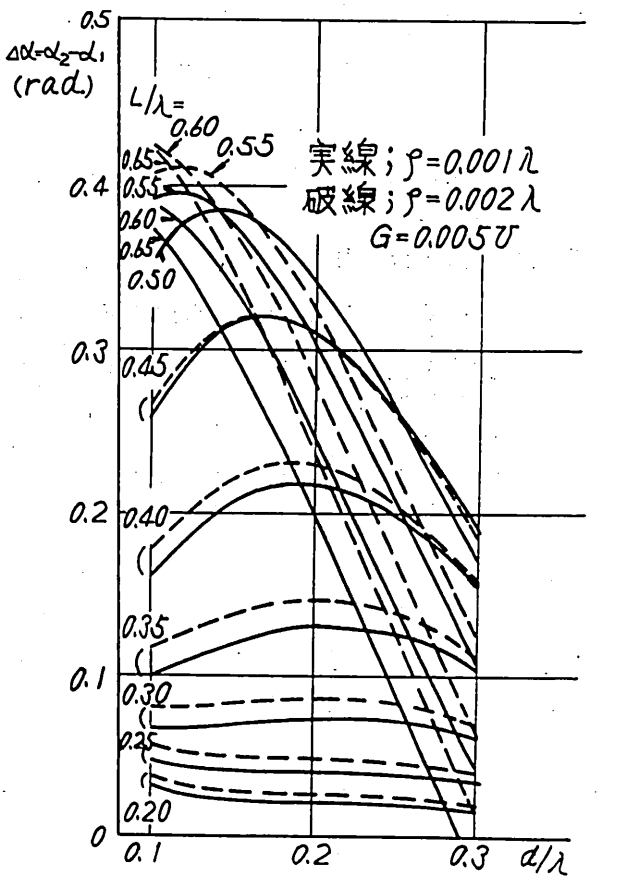


図5　相互作用による2素子間の増加位相量

2.2　電界指向性，前後比，利得

2.2.1　電界指向性

電磁波の入射角（θ，φ）により(2)式の Z_m' がどのように変化するかを考えると，θ方向には回転対称であるためθについては Z_m' は変化しないので，$\varphi=0$，π のときの Z_m' の値を Z_{m0}' とすると Z_m' と Z_{m0}' の関係は(12)式のごとくなる。

$$Z_m' = |\cos\varphi| \cdot Z_{m0}' \qquad (12)$$

図1(b)において，①，②端子における合成器入力の振幅および位相の

相対関係は $|v_1|e^{-j\phi}$ と $|v_2|e^{-j\beta}$ である。直接波の到来方向である（$\theta=\pi/2$, $\varphi=\pi$）における V_1, V_2 および v_1, v_2 の値を V_{10}, V_{20} および v_{10}, v_{20} とし ϕ の値を ϕ_0 とする。

（$\theta=\pi/2$, $\varphi=\pi$）の方向の合成器出力で規格した立体指向性 $D(\theta, \varphi)$ は(13)式のごとくなる。

$$D(\theta, \varphi)=\frac{\left||V_1|e^{-j\phi}-|V_2|e^{-j\beta}\right|}{\left||V_{10}|e^{-j\phi_0}-|V_{20}|e^{-j\beta}\right|} \tag{13}$$

(5), (12)式を(13)式に代入すると(14)式が得られる。

$$D(\theta, \varphi)=\frac{\left||v_1|e^{-j\phi}-|v_2|e^{-j\beta}\right|}{\left||v_{10}|e^{-j\phi_0}-|v_{20}|e^{-j\beta}\right|}\,|\cos\varphi| \tag{14}$$

次に $\theta=\pi/2$ 面での水平面指向性 $D_h(\varphi)$, $\varphi=0$, π での垂直面指向性 $D_v(\theta)$ を(15), (16)式のごとく表わすことができる。

$$\left.\begin{aligned} &D_h(\varphi)=D(\pi/2, \varphi)\\ &0\leqq\varphi\leqq 2\pi\\ &\alpha=\theta_d\cos\varphi\\ &\psi=\theta_d\cos\varphi+\alpha_2-\alpha_1 \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

$$\left.\begin{aligned} &D_V(\theta)=D(\theta, 0)\\ &0\leqq\theta\leqq\pi\\ &\alpha=\theta_d\sin\theta\\ &\psi=\theta_d\sin\theta+\alpha_2-\alpha_1 \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

2.2.2 前 後 比

前後比（いわゆるFB比）を $\theta=\pi/2$ 面上での直接波到来方向（$\varphi=\pi$）と反射波到来方向（$\varphi=0$）の受信電界の比と定義し，これをF／Bであらわすことにする。

$\theta=\pi/2$, $\varphi=0$ のとき，$\alpha=\theta_d$, $\psi=-\phi_0=|\phi_0|$, $|v_1|=|v_{20}|$, $|v_2|=|v_{10}|$ なる関係が成立つので，（$\theta=\pi/2$, $\varphi=0$）方向の $D(\theta, \varphi)$ を D_0 で表わし，(17)式のごとくなる。

$$D_0=D\left(\frac{\pi}{2}, 0\right)=\frac{\left|\frac{|v_{20}|}{|v_{10}|}-e^{j(|\phi_0|-\beta)}\right|}{\left|\frac{|v_{20}|}{|v_{10}|}-e^{j(|\phi_0|+\beta)}\right|} \tag{17}$$

F／Bは $1/D_0$ で与えられ，dBで表示すると(18)式のごとくなる

$$F/B=20\log_{10}\left(\frac{1}{D_0}\right)\quad[\mathrm{dB}] \tag{18}$$

2.2.3　半波長ダイポールに対する利得

自己インピーダンス Z_s（$=R_s+jX_s$）の任意の長さのダイポールを負荷 R_T（$=1/G$）で終端したときに，その負荷よりとり出し得る電力と，自己インピーダンス Z_{s0}（$=R_{s0}+jX_{s0}$）の完全半波長ダイポールに共役整合負荷 Z_{s0}^*（$=R_{s0}-jX_{s0}$）を接続した（以後整合半波長ダイポールと呼ぶ。）ときに取り出し得る電力の比，即ち相対利得 G_1 は(19)式のごとく表わされる。

$$G_1=\sin^2\left(\frac{\pi L}{\lambda}\right)\cdot\frac{4R_{s0}\cdot R_T}{(R_s+R_T)^2+X_s^2} \tag{19}$$

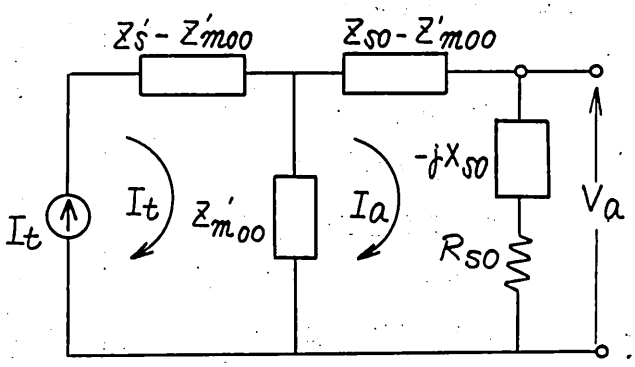
整合半波長ダイポールに電磁波が $\varphi=0$ または $\varphi=\pi$ 方向から入射したときの Z_m' の値を $Z_{m'00}$ とすると，負荷インピーダンス両端の電圧 V_a，負荷 R_T を接続した任意の長さのダイポールに $\varphi=0$ または $\varphi=\pi$ 方向から電磁波が入射したときの負荷両端の電圧 V_b，またそれぞれの端子電流 I_a，I_b，送信空中線の端子電流 I_t は図6（a），（b）の等価回路および(20)式で関係づけられる。

$$\left.\begin{aligned} V_a&=Z_{s0}\cdot I_a+Z_{m'00}\\ I_t&=-Z_{s0}^*\cdot I_a\\ V_b&=Z_s\cdot I_b+Z_{m'0}\\ I_t&=-R_T\cdot I_b \end{aligned}\right\} \tag{20}$$

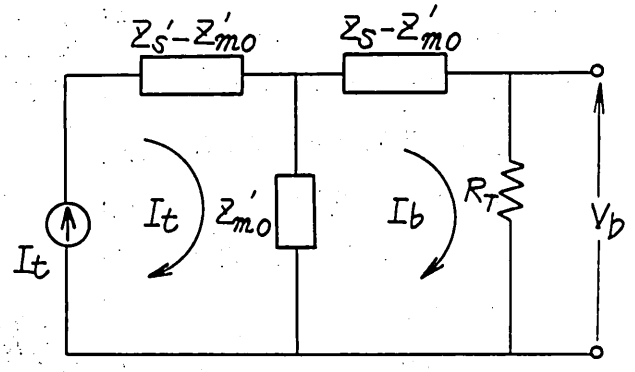
図6の等価回路において R_T および R_{s0} より取り出される電力の比が(19)式で求めた相対利得になり，また(20)式より $Z_{m'0}$ と $Z_{m'00}$ と G_1 の関係が(21)式のごとく求められる。

$$\frac{|Z_{m'0}|^2}{|Z_{m'00}|^2}=\frac{|1+GZ_s|^2\,R_T}{4R_{s0}}\cdot G_1 \tag{21}$$

図1に示した2本の任意の長さのダイポールに（$\theta=0$，$\varphi=\pi$）方向から電磁波が入射したときのハイブリッド合成出力と1本の整合半波



(a) 整合半波長ダイポールに $\varphi=0$ または $\varphi=\pi$ 方向から電磁波が入射したとき。



(b) 任意の長さのダイポールに $\varphi=0$ または $\varphi=\pi$ 方向から電磁波が入射したとき。

図6　等価回路

長ダイポールの出力の比即ち利得 G_D を(5), (19), (20), (21)式より求め(22)式に示した。

$$
\left.
\begin{aligned}
G_D = 20\log_{10}\Bigg[& \frac{\sqrt{G_1}}{\sqrt{2}} \frac{|1+GZ_s|}{|(1+GZ_s)^2 - G^2 Z_m^2|} \\
& \cdot \Big| |v_{10}| e^{j|\varphi_0|} - |v_{20}| e^{-j\beta} \Big| \Bigg] \text{(dB)} \\
|v_0| &= |\theta_d + \alpha_1 - \alpha_2| \\
|v_{10}| &= |1 + GZ_s - GZ_m e^{-j\theta_d}| \\
|v_{20}| &= |1 + GZ_s - GZ_m e^{j\theta_d}|
\end{aligned}
\right\} \quad (22)
$$

以上のように電界指向性，前後比，利得を与える設計基本式が(14), (18), (22)式で求められたので，これらを用いた最適設計の計算結果および試作空中線の特性を次に述べることにする。

2.2.4 計算結果および実験結果

空中線サイズを変化させたときの F／B と利得の計算値を $R_T = 200\ \Omega$ の場合につき，(18), (22)式より求め図7(a), (b)に示した。$L/\lambda \geq 0.5$ のときは(10)式を満足できず，図4に示したごとく V_1, V_2 にレベル差を生じ F／B は劣化するが $L/\lambda < 0.5$, $d/\lambda < 0.25$ で高い F／B が得られる組み合せが存在する。利得との兼ね合いで L/λ：0.4～0.45，d/λ：0.21 前後が適当である。

ロー・チャンネルおよびハイ・チャンネルにおける F／B，利得の周波数特性を(18), (22)式より計算

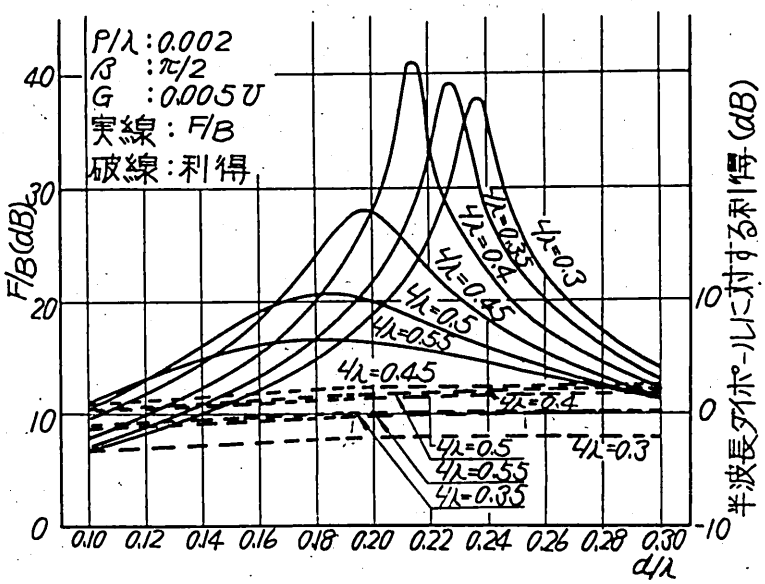


図7(a) 空中線サイズを変化させたときの F／B，利得

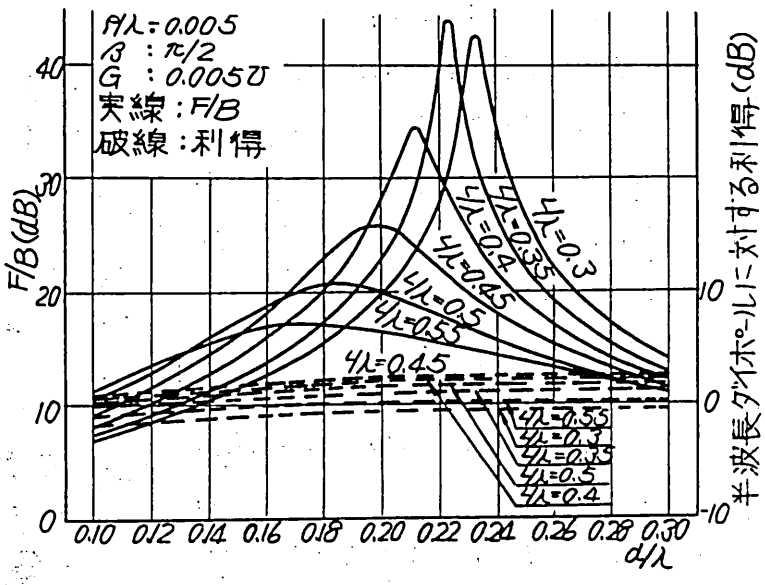


図7(b) 空中線サイズを変化させたときの F／B，利得

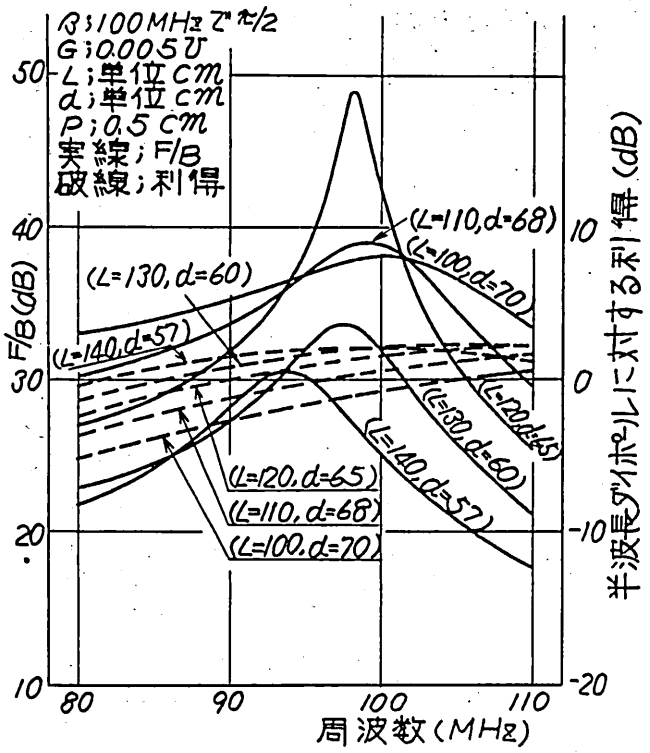


図8 (a)　ローチャンネルにおける F/B，利得の周波数特性

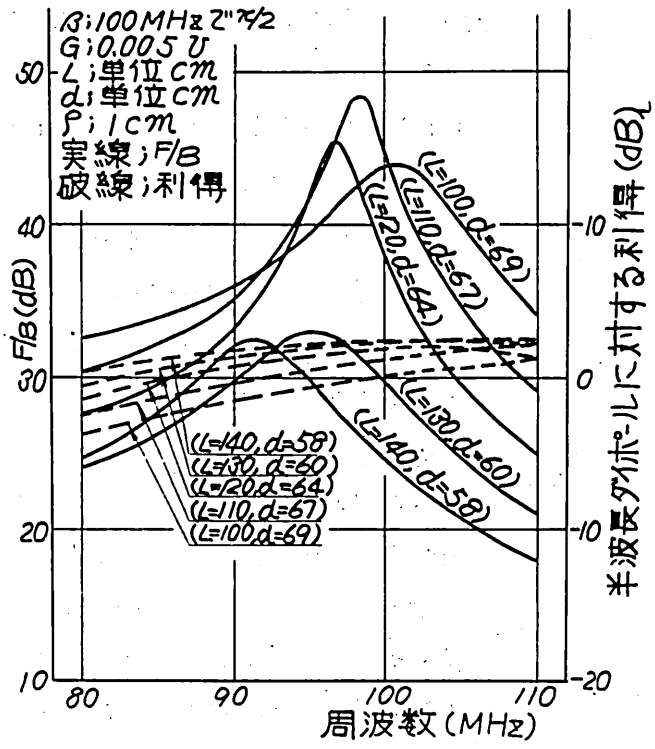


図8 (b)　ローチャンネルにおける F/B，利得の周波数特性

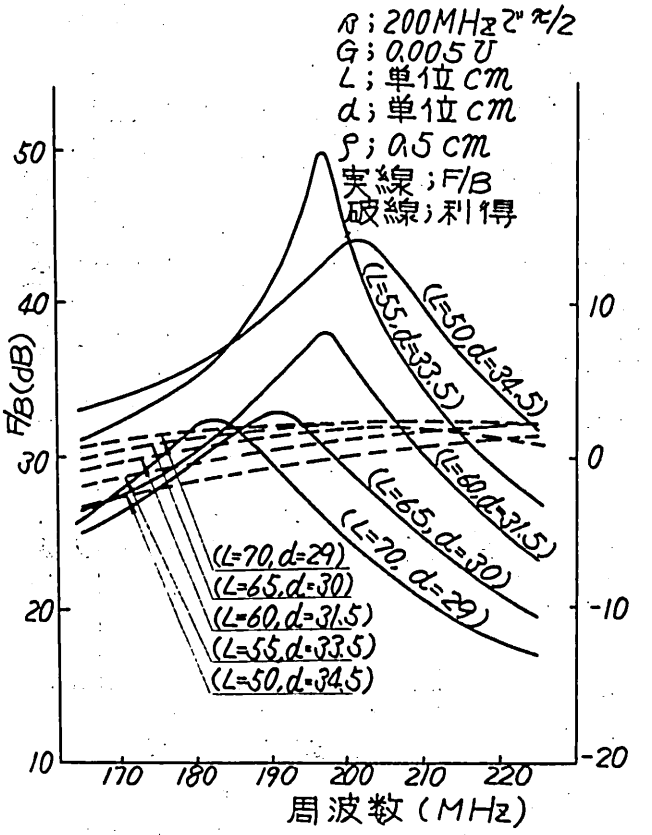


図9 (a)　ハイチャンネルにおける F/B，利得の周波数特性

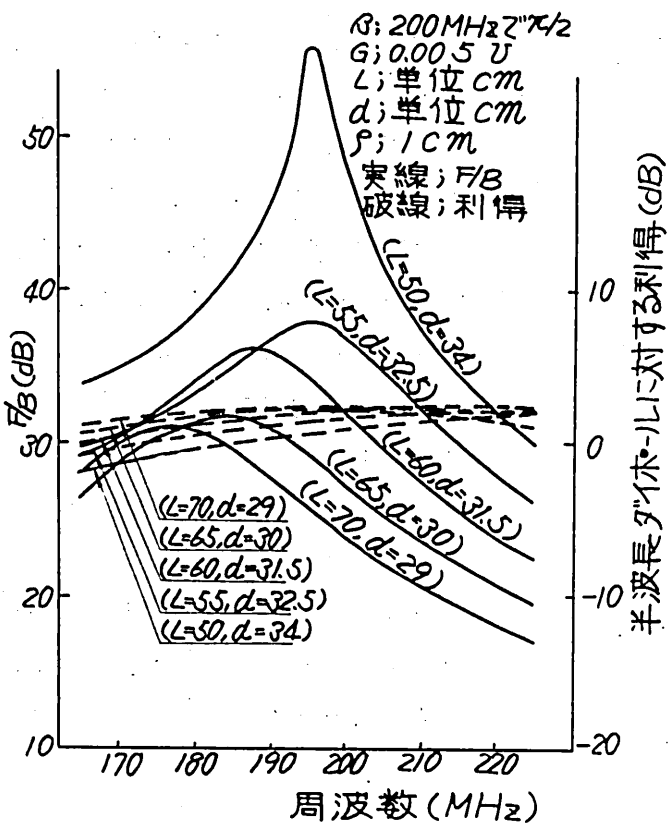


図9 (b)　ハイチャンネルにおける F/B，利得の周波数特性

し図8 (a), (b), 図9 (a), (b)に示した。それぞれのρとLに対し最適なdを図8, 9に示しこごとく決定できる。

L/λ が小さい程広帯域に高いF/B が得られるが, 低域での利得の低下が目立ってくる。これは主として容量性のX_s による非整合に起因するものでρを大きくし図2に示すごとく X_sの周波数特性をブロードすることにより改善できることがわかる。

本論文の方法で設計した試作器の特性を理論値と照合して図10, 11に示す。ロー・チャンネルおよびハイ・チャンネルでF/Bが30 dB以上利得が−1 dB 以上の特性が実験的に得られ理論値とよい一致をみた。

試作器の水平面指向性の実測値, 理論値を(15), (16)式より求め図12に示した。

水平面($\theta=\pi/2$)において$\varphi=0°$ 方向ではF/B≧30 dB, $|\varphi|<30°$ではF/B≧25 dB が得られ, $|\varphi|\simeq 60°$方向に 16 dB 前後のサイドローヴがあらわれる。

この試作空中線を用いたフィールド・テストの結果, 家庭用多素子アンテナに比しゴースト評価で1ランクの改善が得られた。

図13 はロー・チャンネル, ハイ・チャンネル用アンテナをスタックにし, 混合器を配した試作器の写真である。

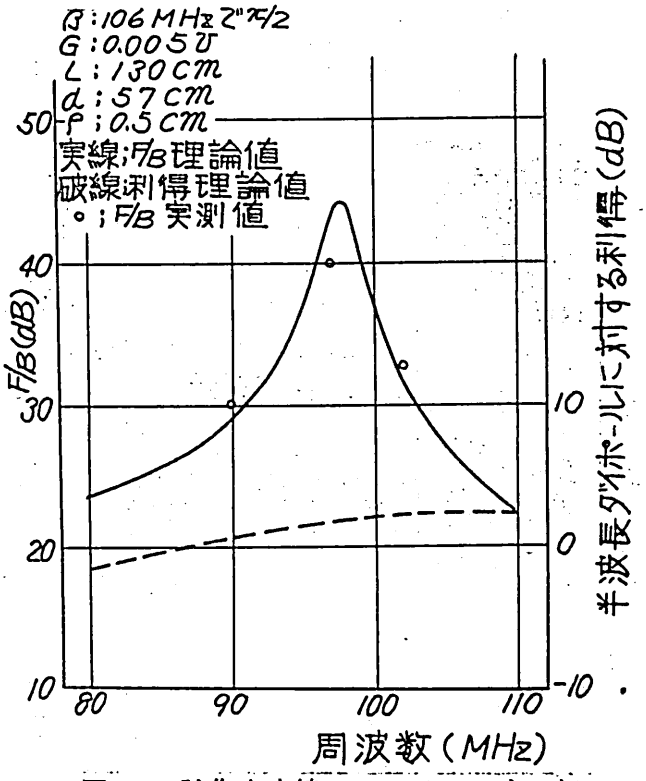


図10 試作空中線のローチャンネルにおけるF/B, 利得の周波数特性

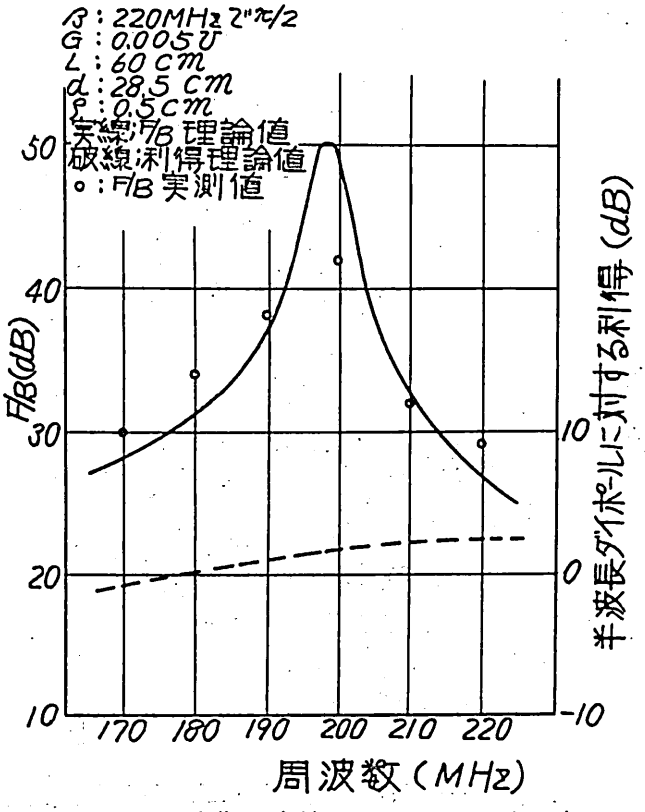


図11 試作空中線のハイチャンネルにおけるF/B, 利得の周波数特性

2.3 サイド・ローヴについての検討

2.3.1 ダイポール間隔とサイド・ローヴレベルについて

(15)式によりダイポール間の相互作用を含めた状態でのサイド・ローヴの生ずる水平面方位角 φ_s を計算すると，任意のダイポール間隔について $\varphi_s \simeq \pi/3$ であることがわかる。

サイド・ローヴ点における直接波方向に対する減衰度をF／B lsub.であらわすと(23)式のごとくなる。

$$F/B|_{sub} = 20 \log_{10} \left[\frac{1}{D(\pi/2,\ \varphi_s)}\right] [dB] \quad (23)$$

2.3.2 計算結果

$\varphi = 0$ 方向で F／B を最大にする条件のもとでダイポール間隔 θ_d を変化させたときの $F/B|_{sub}$ と利得を図14に示した。図13からわかるように θ_d を小さくするとサイド・ローヴが小さくなるが，この場合直接波に対する位相関係が理想状態（$|\varphi| + \beta = \pi$）から大きくくずれるため利得が低下することがわかる。

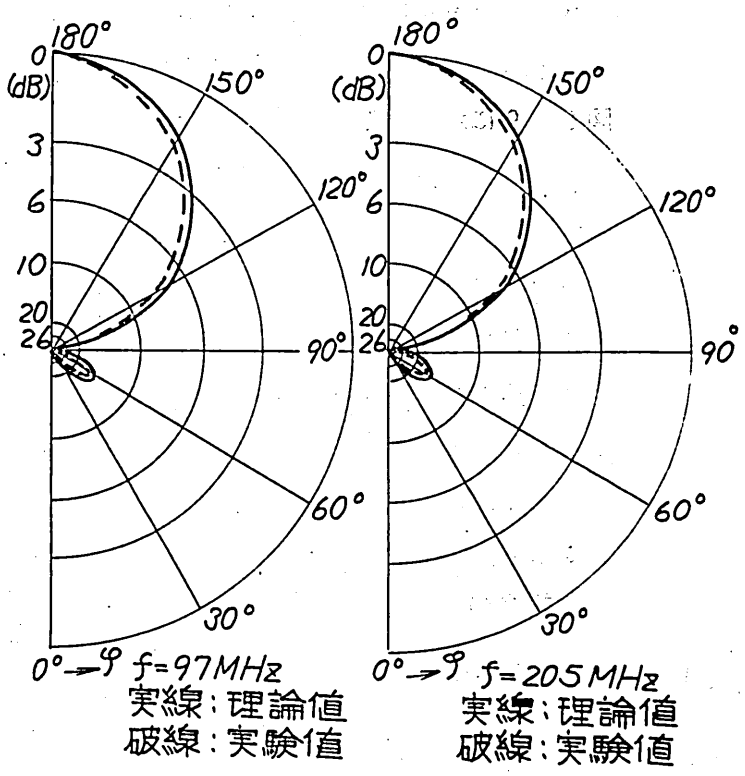


図12　試作空中線の水平面指向性

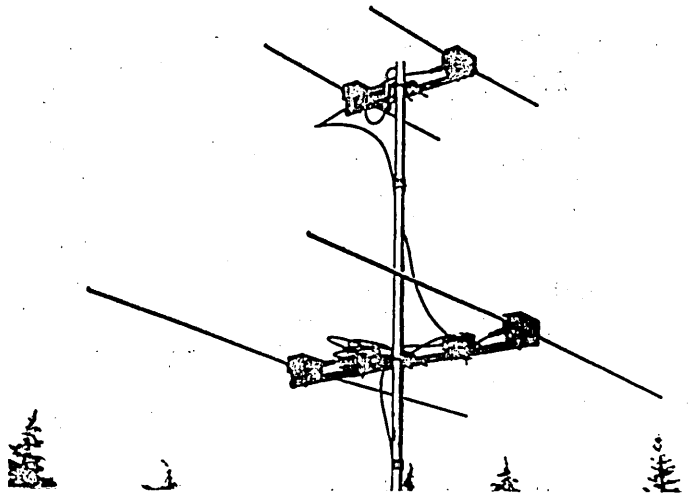


図13　試作空中線（上部の2素子は4～12チャンネル用，下部の2素子は1～3チャンネル用）

両者の兼ね合いから θ_d : 55°～80° 程度が適当と思われ，この範囲では 0～1.5 dB の利得で15～17 dB の $F/B|_{sub.}$ が得られる。

次にサイドーローヴ点での減衰度も考慮して $|\varphi| \leq 90°$ の範囲の水平面における減衰度の最小値を最大にする設計を(15)，(16)式により行い，そのときの指向性を図15 に示した。$|\varphi| \leq 90°$ の範囲で減衰量が20 dB 程度以上にし得ることがわかる。

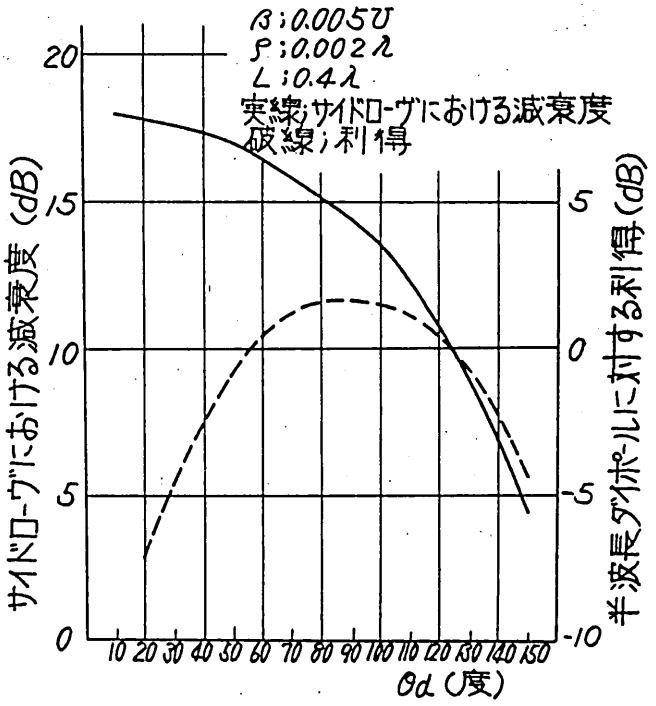


図14　ダイポール間隔を変化させたときのサイドローヴレベルと利得計算値

2.4　振幅変化，位相変化についての検討

2.4.1　振幅変化，位相変化に対する合成器の特性

反射波に対し図1の合成回路Cの入力端子①，②の電圧 V_1，V_2 の間に(24)式であらわされるような振幅，位相のずれが生じたと仮定する。但し $|x|$ $|y| \ll 1$ とする。

$$V_1 = V_0\, e^{-j\beta}$$
$$V_2 = V_0(1+x) \cdot e^{-j\beta(1+y)} \quad (24)$$

この場合の前後比は近似的に(25)式であらわされる。

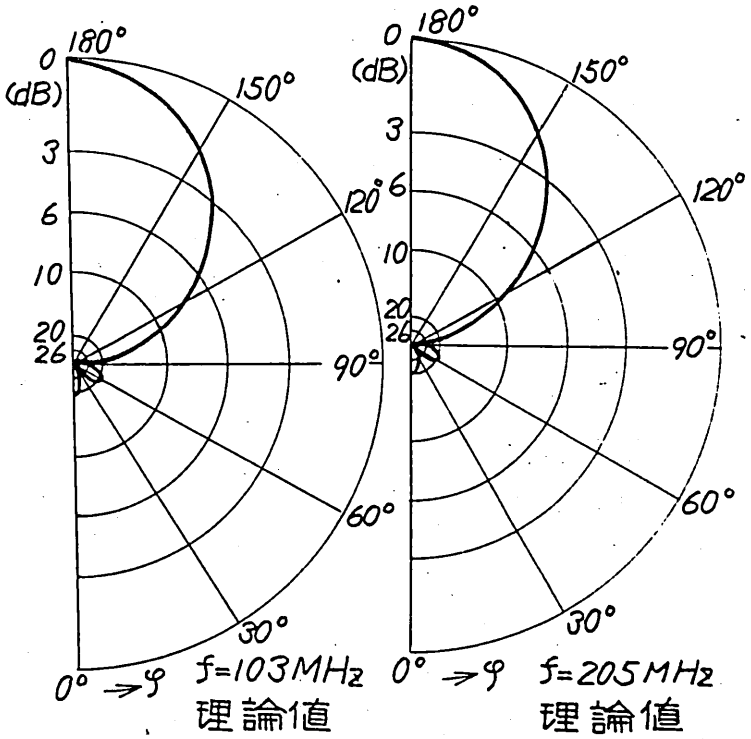


図15　サイドローヴを考慮して最適設計を行った空中線の水平面指向性

$$F/B \simeq 20 \log_{10} \frac{2}{|1-(1+x)e^{-j(1+y)}|}$$

$$\simeq 20 \log_{10} \frac{2}{\sqrt{x^2+y^2}} \quad [dB] \qquad (25)$$

振幅変化のみまたは位相変化のみのときの前後比は(25)式で，$y=0$ または $x=0$ とおいて(26)式のごとくなる。

$$\left.\begin{aligned} F/B &\simeq 20 \log_{10} \frac{2}{|x|} \quad [dB] \quad (y=0) \\ F/B &\simeq 20 \log_{10} \frac{2}{|y|} \quad [dB] \quad (x=0) \end{aligned}\right\} \qquad (26)$$

2.4.2 計算結果

振幅平衡度および位相のずれにより前後比が劣化する模様を図16に示した。図16からどちらか一方のずれのみの場合は周波数帯域幅は20%にわたって，振幅の差も0.8 dB以内ならば26 dB以上の前後比を確保できることがわかる。

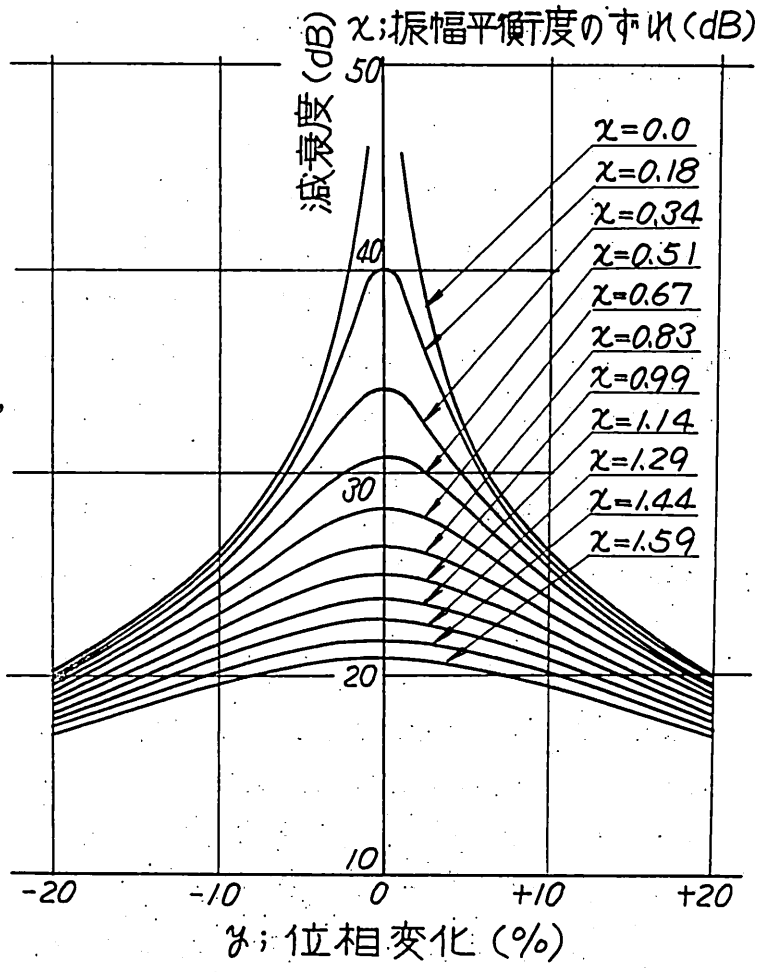


図16 振幅平衡度のずれおよび位相のずれにより前後比が劣化する模様

3. フェライト非可逆回路を用いた2素子給電方式[2],[5],[6],[7],[8]

3.1 フェライト非可逆インピーダンス回路の必要性

前章では従来から前後比劣化の原因と考えられてきた2素子間の相互作用を相互放射インピーダンスの影響を含めた設計で解決し広帯域に高FBを得たが，本章ではより直接的に2素子間の相互作用そのものをフェライト非可逆回路を用いて，極めて小さくしようとするものである。

まず可逆回路で負荷インピーダンス R_L を大きくして2素子間の相互作用の影響を小さくする方法がある。いまダイポールの自己インピーダンスを $Z_s = R_s$，相互インピーダンスを Z_m とすると，相互作用はそれぞれのダイポール電流が流れることにより生ずるので1本のダイポールに Z_m により生ずる起電力は直接到来波による起電力を1にすると(27)式のごとくあらわされる。

$$\frac{|Z_m|^2}{(R_s+R_L)^2} \simeq \frac{|Z_m|^2}{R_L^2} \quad (R_s \ll R_L) \tag{27}$$

(27)式より $R_s \ll R_L$ の場合は R_L の2乗に逆比例して相互作用の影響が小さくなるが，R_L を R_s に比し十分大きくすると，当然直接波に対しても非整合の状態になるから，受信電力も小さくなる。$R_L = R_s$ の整合状態の受信電力を1にすると，$R_L \neq R_s$ の場合の受信電力は(28)式のごとくなる。但しEはダイポールの受信電界強度とする。

$$\frac{E^2 R_L}{(R_s+R_L)^2} \Big/ \frac{E^2}{4R_s} = \frac{4R_L R_s}{(R_s+R_L)^2} \simeq \frac{4R_s}{R_L} \quad (R_s \ll R_L) \tag{28}$$

可逆回路を用いたときの前後比の最大値は(27)，(28)式を用いて(29)式のごとくなる。

$$F/B = 10 \log_{10} \frac{4R_L R_s}{|Z_m|^2} \quad [\mathrm{dB}] \tag{29}$$

このように前後比は R_L に比例して改善されるわけだが，直接波の受信電力も R_L に逆比例して小さくなる犠牲を払わなければならない。

いま一例としてダイポールの長さが約 $\lambda/2$ で間隔が約 $\lambda/4$ とし，$R_s \simeq 75\,\Omega$，$Z_s = 40 - j30\,\Omega$ の場合，F/B = 30 dB を得ようとすると(29)式より $R_L \simeq 8{,}300\,\Omega$ が必要となり，この場合の直接波受信電力は整合負荷の場合に比し約 −14 dB となる。

このように可逆回路を用いる限り高い F/B を得るためには直接波の大きな非整合損を必ずともなうことになり実用上問題となる。

次にフェライト非可逆インピーダンス回路を用いて後に述べる方法により直接波に対して負荷インピーダンスを R_{LF} ($\simeq R_s$)，反射波に対して R_{LB} ($R_{LB} \gg R_s$) とすることができたと仮定すると，(27)，(28)，(29)式に対応し(30)，(31)，(32)式が得られる。

$$\frac{|Z_m|^2}{(R_s+R_{LB})^2} \simeq \frac{|Z_m|^2}{R_{LB}^2} (R_s \ll R_{LB}) \tag{30}$$

$$\frac{E^2 R_{LF}}{(R_s+R_{LF})^2} \Big/ \frac{E^2}{4R_s} = \frac{4R_{LF}R_s}{(R_s+R_{LF})^2} \simeq 1 \quad (R_s \simeq R_{LF}) \tag{31}$$

$$F/B = 10 \log_{10} \frac{4R_{LF} \cdot R_s \cdot (R_s+R_{LB})^2}{|Z_m|^2 (R_s+R_{LF})^2}$$

$$\simeq 20 \log_{10} \frac{R_{LB}}{|Z_m|} \quad (R_s \ll R_{LB},\ R_s \simeq R_{LF}) \quad [dB] \tag{32}$$

(31), (32)式より明らかなように$R_s \ll R_{LB}$, $R_s \simeq R_{LF}$が満足される場合，直接波受信電力に損失を与えずに前後比はR_{LB}に比例して改善することができるわけである。

例えば$R_s = 75\,\Omega$, $Z_m = 40 - j30\,\Omega$ の場合に F／B＝30 dB を得ようとすると(32)式より$R_{LB} = 1{,}500\,\Omega$ となり，$R_{LB}/R_s = 20$ が帯域内で満足されることが必要となる。この場合フェライト非可逆回路が無損失であるならば，直接波受信電力は損失をともなわないので同じ前後比を可逆回路で得ようとした場合に比し，直接波の受信感度は 14 dB も改善されることになり非可逆インピーダンス回路の有効性は著しいことがわかる。

現状では約 5 dB の挿入損失をともなっている。以下フェライト非可逆インピーダンス回路の構成並びにそれを用いた空中線の原理を述べることにする。

3.2 原理および構成

3.2.1 $\mu_+'' \gg \mu_-''$ を用いる方法

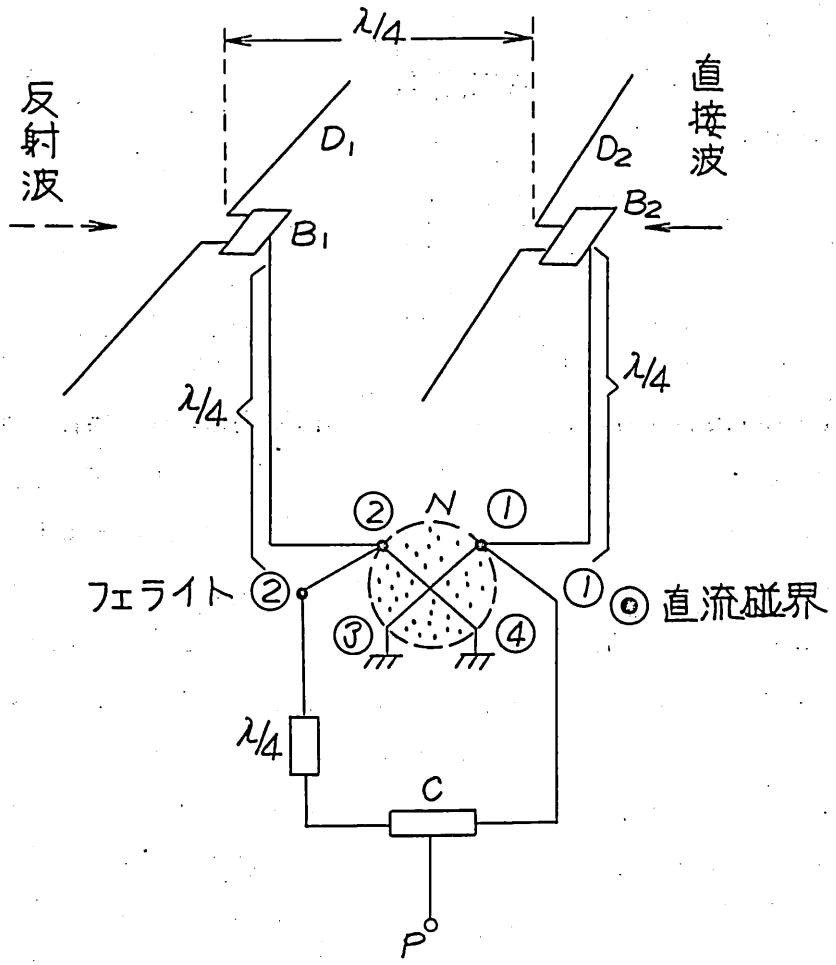
図17 に示したように2本のダイポールD_1およびD_2を$\lambda/4$間隔におき，それらの出力は平衡不平衡変換器B_1およびB_2を通して$\lambda/4$線路に導かれる。

この$\lambda/2$線路の先端は方向性フェライト回路Nの開口①と②に接続され回路Nにはその対称軸を軸とするフェライト円板を挿入し軸方向には適当な磁場を加える。

そして図17 のごとく互いに直交する導線を配し③，④の端子で短絡する。出力は①②'よりとり出し②'の出力を$\lambda/4$線路を介して合成回路Cに導かれ合成された出力はPからとり出される。

いま図17 のごとく直接波が到来した場合には端子①に対し②には 90°遅れた信号が入り，反射波に対しては①には②に対して 90°遅れた信号が入る。

このような場合図17 のごとく直流磁界を加えるならば直接波に対してはフェライトの透磁率は正の回転透磁率μ_+として働き，反射波に対しては負の回転磁界透磁率μ_-として働く。



D1, D2 ; 半波長ダイポール
B1, B2 ; 平衡不平衡変換器
N ; 方向性フェライト回路
C ; 合成回路

図17　非可逆回路方式構成図1

従っていま μ_+ と μ_- との比が非常に大きいような所を用いるならば直接波か半射波かによって端子①，②のインピーダンスを非可逆的に制御することができる。

例えば正負の回転磁界複素透磁率を μ_+, μ_- とすると(33)式のごとくあらわすことができる。

$$\mu_+ = \mu_+' - j\,\mu_+'' \qquad \mu_- = \mu_-' - j\,\mu_-'' \tag{33}$$

μ_+, μ_- は直流磁界により図18のごとく変化し，磁気共鳴付近では(34)式の関係が満足される。

$$\mu_+'' \gg \mu_-'' \tag{34}$$

図１７において直流磁界を磁気共鳴付近に調整し，(34)式の関係が得られているので，①～③，②～④間のインピーダンスを反射波に対しては短絡状態に，進行波に対しては高インピーダンスに保たせることができる。

反射波に対して①，②は短絡であるので $\lambda/4$ 線路でダイポールまでもとすとダイポールから負荷側をみたインピーダンスは開放となり２素子間の相互作用を極めて小さくすることができる。

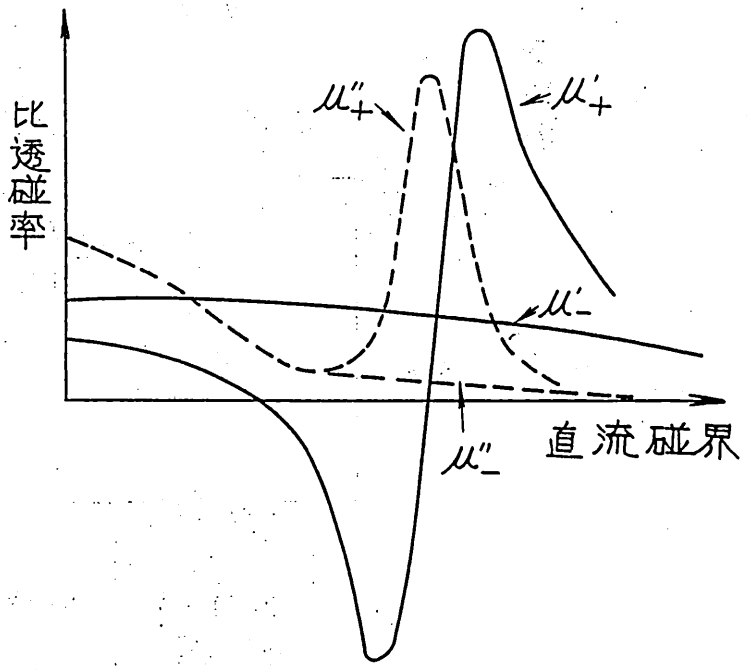


図１８　フェライトのテンソル透磁率

進行波に対しては①，②がほぼ整合インピーダンスであるためダイポール点での負荷インピーダンスは整合とみなし得る。

反射波に対して端子②′は①′と同レベルで90°位相が進んでいるため②′側に $\lambda/4$ 線路を挿入し，同相で打ち消す合成回路Ｃで合成し２段構えで反射波を打ち消している。

3.2.2　$\mu_+' > \mu_-'$ を用いる方法

図１８において共鳴点以上の直流磁界に対し $\mu_+' > \mu_-'$ の関係があるがこれを利用した方向性回路構成について述べる。

図１９に構成図，図２０に非可逆共振回路の原理図を示した。図１７の構成と同様，反射波に対して負の回転磁界，直接波に対しては正の回転磁界がフェライト内部に発生するようにしておく。

いま図１８において磁気共鳴以上で μ_+''，$\mu_-'' \ll 1$ で μ_+'/μ_-' ができるだけ大きくなるように直流磁界を調整する。

図２０において正負の回転磁界に対する①～③，②～④間のインダクタンス L_+，L_- はフェライトに無限大の直流磁界を印加したときのインダクタンスを L_0 とすると，フェライトの損失が無視できる場合は(35)式のごとくあらわされる。

$$L_+ = \mu_+' L_0 \qquad L_- = \mu_-' L_0 \tag{35}$$

L_- に対しπ回路が共振するように並列容量Ｃを選ぶと，中心周波数 ω_0 の間に(36)式

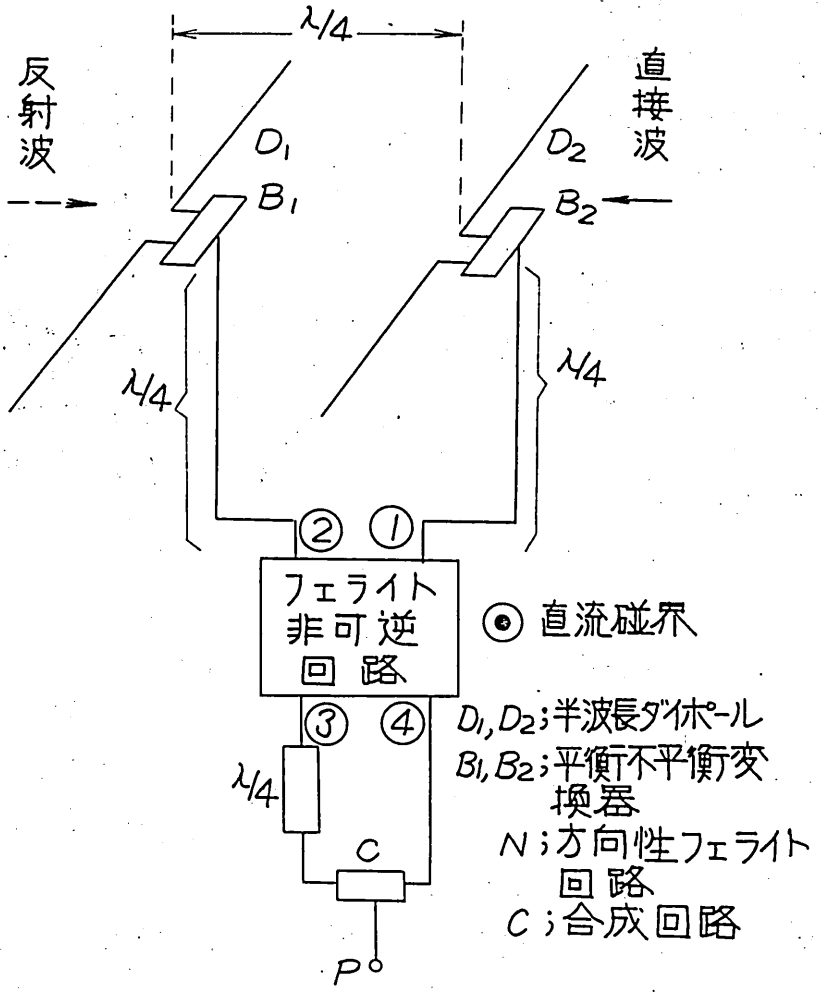


図19　非可逆回路方式構成図 2

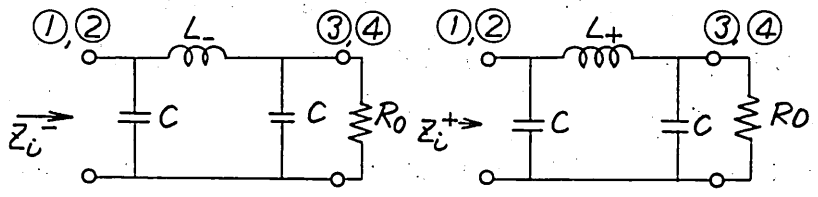


図20　図19の非可逆回路原理図

の関係がある。

$$\omega_0 L_- = \frac{1}{\omega_0 C} \tag{36}$$

共振状態での両回路の入力インピーダンス Z_i^-, Z_i^+ は負荷インピーダンスを R_0 とすると(37), (38)式のごとく与えられる。

$$Z_i^- = \frac{\omega_0^2 \, L_-^2}{R_0} \tag{37}$$

$$Z_i^+ = \frac{R_0 \, (1-\omega_0^2 \, L_+C) + j\,\omega_0 \, L_+}{1-\omega_0^2 \, L_+C + jR_0 \, \omega_0 \, C(2-\omega_0^2 \, L_+C)} \tag{38}$$

もし$\mu_+' = 2\,\mu_-'$とすると(39)式が成立する。

$$Z_i^+ = R_0 - j\,2\omega_0 \, L_- = R_0\left(1 - j2\sqrt{\frac{Z_i^-}{R_0}}\right)$$
$$= R_0 \quad (Z_i^- \ll R_0) \tag{39}$$

このように$\mu_+' = 2\,\mu_-'$が満足され，（実験的に可能）$Z_i^- \ll R_0$が成立つように調整するとZ_i^-は低インピーダンスにZ_i^+はほぼ整合状態に保つことができる。

故に①，②端子より$\lambda/4$線路でダイポールに導かれるため，負荷インピーダンスは反射波に対して高インピーダンスになり2素子間の相互作用を小さくすることができる。そして③の出力を$\lambda/4$線路を介して④出力と合成することによりさらに反射波を位相合成により打ち消している。

この回路を用いた場合の挿入損失Lは図20の外部QをQ_e，無負荷QをQ_0とすると(40)式のごとくあらわされる。

$$L = 8.67\frac{Q_e}{Q_0} = 8.67\frac{\omega C R_0}{\mu_+'/\mu_+''} = 8.67\sqrt{\frac{R_0}{|Z_i^-|}}\cdot\frac{\mu_+''}{\mu_+'} \quad [\mathrm{dB}] \tag{40}$$

(40)式からわかるように，$|Z_i^+|/|Z_i^-|$を大きく即ち前後比を大きくとろうとすると挿入損は増し，フェライトの正の回転磁界透磁率の損失項μ_+''が大きい程挿入損が増す。

3.3 非可逆インピーダンス素子材料としてのフェライトの検討

フェライトの正負回転磁界に対する比透磁率は図18のごとくだが，図17の構成では磁気共鳴付近でμ_+''/μ_-''が大きいこと，図19の構成では磁気共鳴以上の磁界で$\mu_+'' \simeq \mu_-'' \simeq 0$で$\mu_+'/\mu_-'$が大きいことが要求されるわけである。VHF帯でこれらの要求を満足させるには前者に対しては保磁力H_cが小さく低磁界での飽和特性がよく，適当な磁気共鳴半値幅$\triangle H$をもつ材料が望まれ，後者に対してはH_c，$\triangle H$が小さく共鳴点以上で損失のない材料が望まれる。

これらの要求に対して最近開発されたCaV．Garnet多結晶が優れた特性を示すことがわかった。

3.4 実験結果

3.4.1 CaV. Garnet 多結晶のＶＨＦ帯での特性

1969 年ドイツのフィリップ研究所によりCa, V, In 置換のＹＩＧ多結晶が2 oe の半値幅を持つことが発表され，それ以後国内でもCaV置換型のフェライトの研究が盛んである。

今回の実験も低周波での飽和特性がいいCaV. Garnet を用いたが100MHz という低周波でも図２１のごとく，明らかに μ_+, μ_- の特性があらわれている。

図１６の構成では磁気共鳴付近での μ_+''/μ_-'' の比が十分にとれている帯域を広げること，また図１８の構成では磁気共鳴以上で μ_+'/μ_-' の比を十分にとれるところで μ_+'' を小さくすることが今後の材料の課題である。

3.4.2 試作空中線の特性

図１７の構成で空中線を試作しＶＨＦ帯で前後比 20～30 dB利得が－5 dB前後の特性が得られた。

水平面指向性を図２２に示したが，前後比 25 dB ，サイド・ローヴが17～20 dB

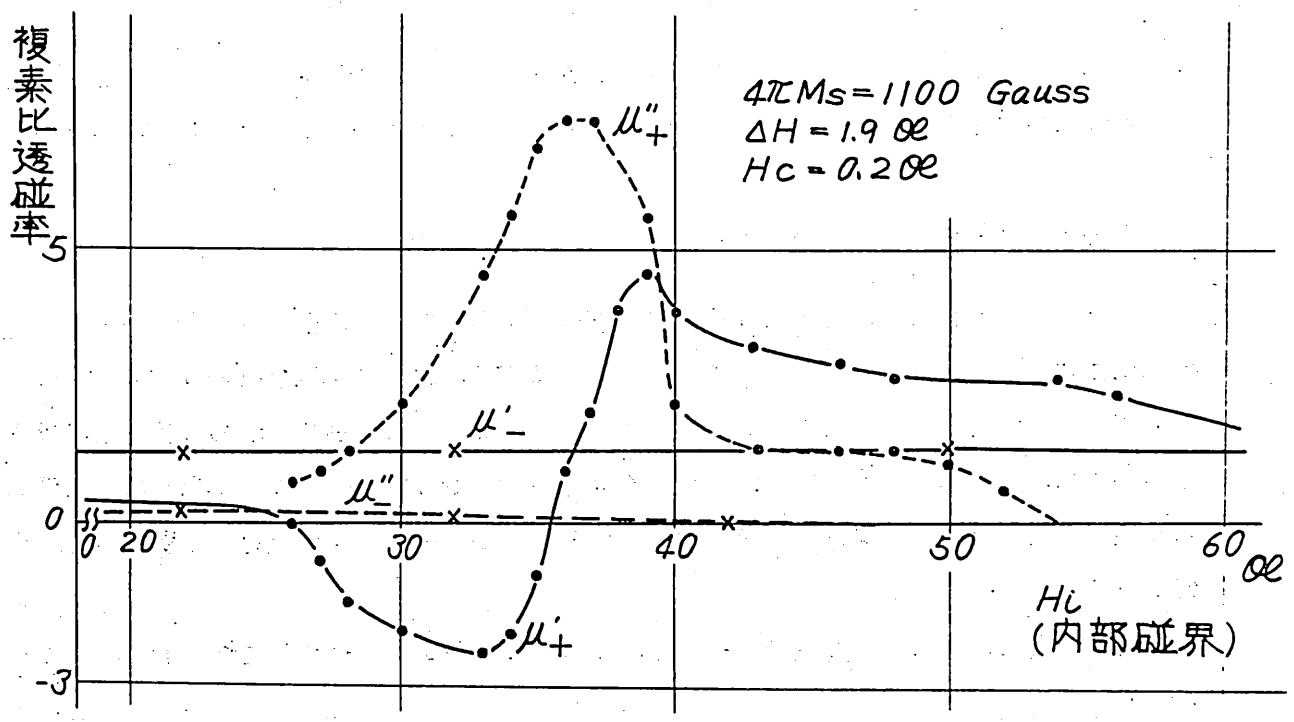


図２１ CaV. Garnet 多結晶円板の正負回転磁界に対する比透磁率
（測定周波数 100 MHz ）

程度である。前方向に対するビームの半幅値も第2章で述べた方式より小さくなっている。

3.5 前方式との比較

利点： 非可逆インピーダンス回路Nは直接波に対しては μ_+ に対応するインピーダンス，反射波に対しては μ_- に対応するインピーダンスを示し，その他の角度に対しても中間的なインピーダンスを有するため，ダイポール同志の相互の影響も生じるが，これはハイブリッド合成の場合より軽減される。

そのためサイド・ローブは小さくなり，半値幅も小さくなる。反射波に対して2本のダイポールの負荷インピーダンスを開放状態に近くするため相互作用の影響が極めて小さくなり調整が容易となる。

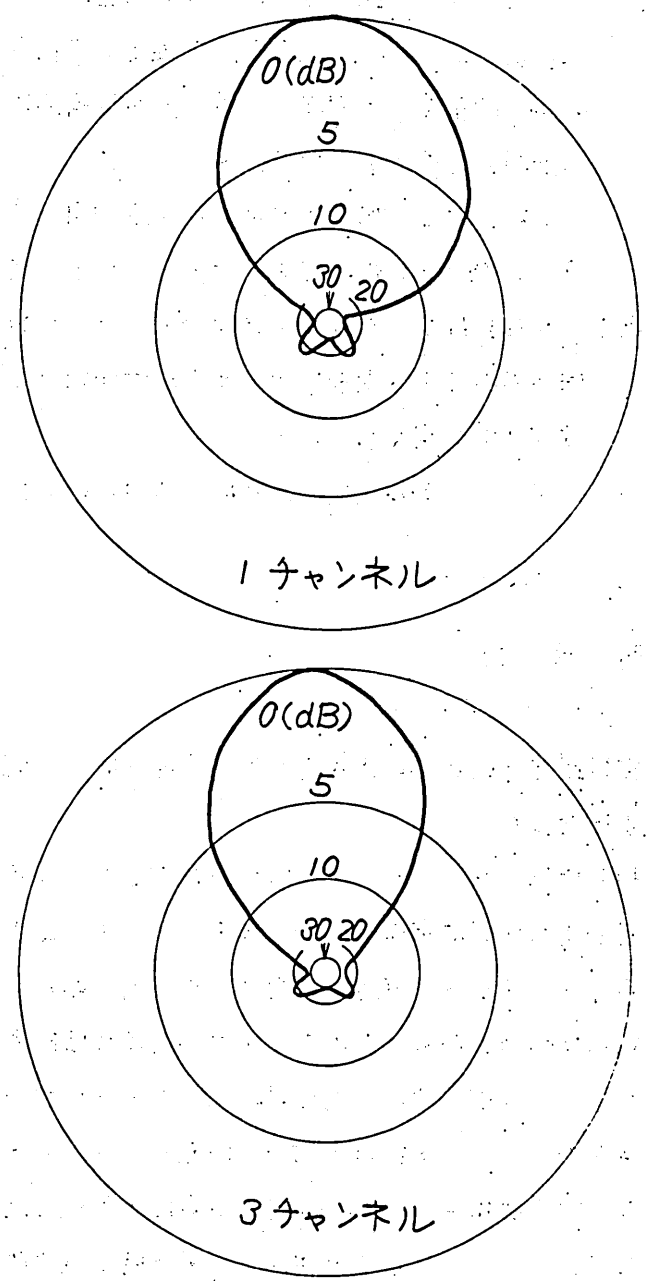


図22 水平面指向性実測値

特に垂直面改善のための垂直スタックや多素子のフェイズド・アレイの場合には相互作用の影響が少ないので，この方式を用いると設計が非常に容易となる。

これを第2章の方式でやろうとすると多素子間の相互インピーダンスを総て考慮して設計しなければならないので実用上ほぼ不可能に近い。

第2章の方式では図1の合成回路Cより片方のみβなる位相回路（$\beta \simeq \pi/2$）を介してダイポールに接続しているので反射波受信に対し①，②のインピーダンスが整合インピーダンスよりずれていると2つのダイポールのD_1，D_2の負荷インピーダンスが異

ることとなり，D_1，D_2 に流れる電流に差異を生じ端子①，②に流れ込む電流にレベル差および位相差をもたらし，前後比を劣化させる結果となる。即ち①，②端子のV. S. W. R を1.1以下程度にすることが理論的にも実験的にも必要となる。（我々は実用上この問題を解決している。）

しかしながら第3章の非可逆回路を用いる方式は図17の構成において①，②端子より等長の $\lambda/4$ 線路でダイポールにもどしているためこの問題は大幅に改善されている。

欠点：　VHF帯で十分な飽和特性の得られる材料が現状では存在してないので，フェライト回路のみで十分な前後比が得られず同相合成回路と2段構えにしているので，その分だけコストが高くなる。

フェライトの損失があり約 −5 dB の利得となっていることも大きな欠点である。

4. むすび

本稿で述べた2つの方式より小形，簡易形，家庭用のゴースト防止用単向性空中線の製作が可能となった。

相互放射インピーダンスの影響を考慮した2素子給電方式については，ほぼ理論値に近い実測値が得られ既に実験室段階を終え，メーカーによる無調整の生産も可能である。

またフェライト非可逆回路を用いた2素子給電方式については，3.5節でも述べたように前方式に比べ利点が多く，本方式を用いなければ解決できない多くの本質的なニードが見込まれるため，3.3節で要求した良質のフェライト材料の開発が強く望まれる。

現在のフェライト材料を用いて同相ハイブリッド合成回路と2段構えで一応の成果は得たが低周波での飽和特性のよい材料の出現により更に高FB比，低損失の単向性空中線が得られる。

この方式についても非可逆回路の製作時に直流磁界の調整という調整ポイントは残るが，メーカーによる試作を終えている。

両方式ともゴースト発生地域においてフィールド・テストした結果，ゴースト評価約1ランクの改善を得ている。

文　　献

(1) 佐藤：“都市難視の現状と対策”テレビジョン学会無線研資 RE72-13（1972-09）

(2) 小西：“ゴースト防止アンテナ”NHK技研月報 昭47.11.(p12～18)

(3) 内田，虫明：“超高周波空中線”コロナ社 昭30

(4) 小西，内海：“相互放射インピーダンスの影響を考慮した2素子フェイズド・アレイ単向性空中線”通信学会全国大会 昭48.3．576.

(5) 小西，内海，星野：“2素子フェイズド・アレイ単向性空中線”テレビジョン学会全国大会 昭48.6.

(6) 小西，内海，星野：“フェライト回路を用いた方向性アンテナ”通信学会　マイクロ波研資 MW72-15（1972-05）

(7) 小西，内海，星野：“フェライトを用いた指向性空中線”テレビジョン学会　無線研資 RE 72-15（1972-09）

(8) 小西，内海，星野：“CaV. Garnet多結晶を用いたフェライト非可逆インピーダンス回路とその単向性空中線への応用”第5回　応用磁気学術講演会，22pB-12，昭48.9.22.

輻射科学研究会資料

ＳＨＦ帯受信技術の将来

ＮＨＫ総合技研

主任研究員

工学博士　小西良弘

昭和４８年１０月５日

1. はしがき

従来は通信やレーダなどを中心とした業務用の部門でその用途の主流をしめていたが，将来は広く民生用機器としての使用面が広く拓けて行くものと思われる。

例えばＳＨＦ帯の利用面として１２GHz 帯を利用した放送や自動車などに於ける安全性確保などがその一例である。従って前者の場合は放送用受信機がまた後者の場合は簡単で低廉な送受信機が必要となる。このように民生品としての可能性が生じて来たのは最近の半導体技術の進歩に伴い，小形で取り扱い易いマイクロ波源が得られるようになった事などの技術上の進歩とともに，先ほどのべた応用面からの要求がでてきた為である。このように民生品として使われるようになると，低廉化の問題が最も重要な事である。

さて以上は１つの重要なＳＨＦ技術の将来の方向であるが，これとともに従来使用されている機器に関する特性や構造上の改善も併せて進められていく事は言うまでもない。例えばSHF帯技術に於けるハイブリッド集積技術は技術的にはほぼ完成に近い所まで来ており，今後はこの技術を実際の装置に応用して行く段階に来ている。例えばＦＰＵ（Field pick up unit）などの小形化，高性能化がその１つの例である。

以上のべた将来の利用面を考えるとわかるように，技術的なアプローチとしてとくに受信技術に限って考えると

① 簡易化，低廉化

② 小形化

③ 高性能化

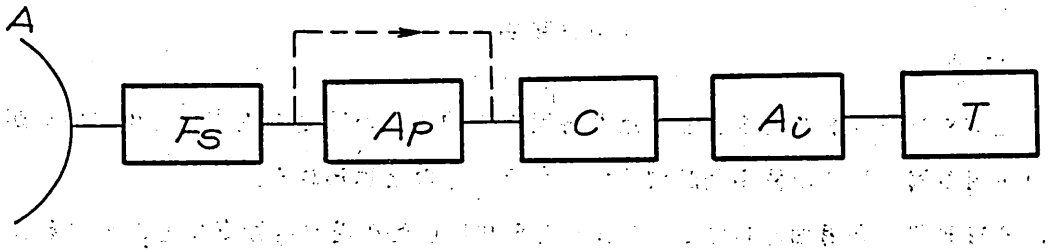
などが主な要求事項である。そしてこれらの要求は夫々の目的や用途によって異ってくる。かような立場に立って，以下現状の技術と将来のアプローチをのべる。

2. 受信技術の現状と将来

一般に受信システムの系統は図１のようになっている。以下これらの系統に従って説明して行く。

2.1 受信空中線系

(1) 電気的特性…… 現在パラボラアンテナで空中線能率は約５０％であるが，特に衛星放送用受信機に於ては微弱な電波であるので能率向上の全システムに与える寄与は大である。将来，他の種類のアンテナの研究が望まれる。



A ; 受信空中線
Fs ; 帯域通過沪波器
Ap ; SHF帯増巾器
C ; コンバータ
Ai ; 中間周波増巾器
T ; 復調,再変調回路

図1　ＳＨＦ受信システムの系統図

(2) そ の 他…… 民生品として用いるようになると，特に耐風耐振耐雪の考慮が必要。

2.2　入力信号用フィルター

現在高Q用としては導波管形が，また小形用として例えばマイクロストリップ形が用いられている。前者は形状が大きく構造が複雑で，後者は損失が多い。例えば前者のQ値は約２５００（インダクティブストリップ形），後者のQは数１００である。

(1) 誘電体共振器を用いたフィルター

将来小形且高Q回路として誘電体共振器が有力なものとなろう。従来誘電体として，TiO_2を用いるとQ値は約１００００とれるが温度特性が悪く1000 ppm/℃ である。然しながら最近次表のような特性の材料が米国に於て作られている。

ε_r	tan δ	温度係数
１６	$< 3\times10^{-4}$	＋１２０ ppm/℃
２５	3×10^{-4}	± ２０
３８	4×10^{-4}	－ ５０
５０	7×10^{-4}	－ ３００
７５	3×10^{-3}	－１０００
１００	3×10^{-4}	－ ８００
２３０	3×10^{-3}	－２５００

表1.　$MgO-2TiO_2-TiO_2$ の諸特性

(2) 立体平面回路を用いたフィルター[1]

図2に示したように共振系のパターンをもつ1枚の金属板を導波管E面に平行に挿入したもので，何れの場合も，ほぼ2500のQ値が得られている。同図(a)のスロット

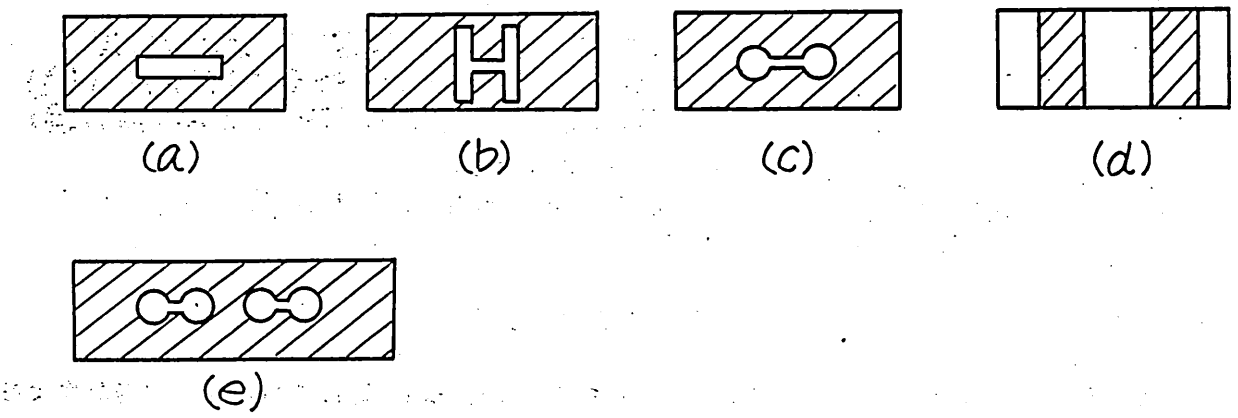


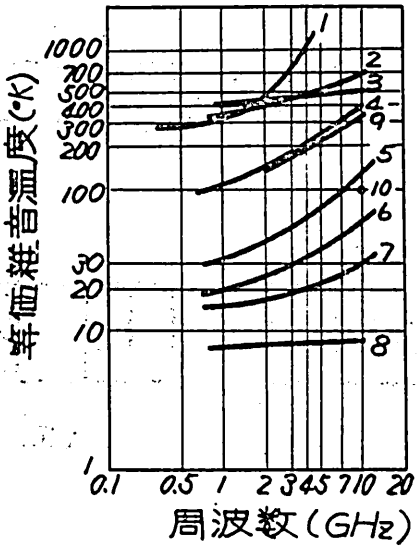
図2　立体平面回路を用いたフィルタ

共振系及び(d)のインダクティブストリップによる方法は現在筆者等により理論的設計法が確立されているが（通信学会論文誌掲載予定）(b)及び(c)は未だ設計法が確立されていないので今後進める予定である。(b)及び(c)は(a)及び(d)に比べてやや短い他，調整が容易である利点がある。上記は単同調フィルターであるが多段同調，例えば複合調の場合は(e)の構造にすればよい。この構造の特徴はプレス加工により多量生産が可能な上，先述のように高Qで導波管形フィルターとほぼ同じQ値を有する為，挿入損が少い。かような意味で1.でのべた条件の①と③とを満足する。

2.3 SHF帯増幅器（プリアンプ）

SHF（とくに12GHz帯）で利用できる増幅器として，(1)GaAs またはSiのショットキーバリヤFET，(2) GaAs 進行波増幅器，(3)トンネルダイオード増幅器，(4)パラメトリック増幅器などがある。

このうち現在最も低雑音の得られるのが図3に示す如く，パラメトリック増幅器である。然しながら高い周波数のポンプ源を必要とするうえ回路構成が複雑である為現在の所高価である。次に低雑音の増幅器としてトンネルダイオードが従来よく用いられたが，最近はGaAs ショットキーバリヤFETにより10GHz 帯で雑音温度約400°Kのものが出来るようになった。これはマイクロストリップなどのMICによる構成が簡単であるうえ，



1. トランジスタ
2. トンネルダイオード(GaAs)
3. ショットキーバリアダイオードミクサ
(最良値)(次段IFのNF 2dB)
4. 常温パラメトリック増幅器(通常得られる値)
5. 常温パラメトリック増幅器(比較的よい値)
6. 窒素冷却パラメトリック増幅器(比較的よい値)
7. 20°C冷却のパラメトリック増幅器(比較的よい値)
8. ヘリウム冷却
9. GaAs ショットキーバリヤFET
10. 窒素冷却

図3　各種増幅器の雑音温度

低雑音であるので，将来最も有望なものである。またGaAs 進行波増幅器は利得が大であるうえ，雑音指数も比較的少い利点がある。以下各々についてのべる。

(1)　ショットキバリヤＦＥＴ増巾器

ＦＥＴはマイクロ波～ミリ波帯増巾器として最も期待できるものの１つで，現在精力的に研究が進められている。これはＮＦ（雑音指数）が３～４ dB 程度まで現在得られているため低雑音増巾器としても期待され，また多電極並列接続する事により，現在マイクロ波帯で数１００mWまで得られている。そしてこの高出力用のものは，フェーイズドアレイレーダ奨の各素子における電力増巾器として用途が多く，米国に於てはとくにこの高出力用があちこちで開発されていた。

さてＦＥＴをかようなマイクロ波帯以上で用いるためには，f_c を高くする必要があり，その為にはゲート長 ℓ_g を１μ以下にし更にチャンネル層も 0.5 μ～0.2 μの範囲に選ばねばならない。一方ゲート巾Wは出力インピーダンスの点や出力電力を得るためには数１００μまで長くする必要がある。これ以上長くしてもゲート端での入力信号の減衰のためゲート端で変調がかからなくなる。さてかような理由で，非常に細く且，長いゲートが必要である。かような細いゲートは高度な集積技術により作られる。

またＦＥＴの電極は従来知られているように，２次元パターンであるから，マイクロストリップやコプレーナガイドに結合して使用する事ができる足便利である。このような事を考慮して，従来図４及び図５のような電極構造のものが米国で開発され発表されている。図４の構造では１０GHzで f_{max} 40GHz　NF　3.5 dB　利得 6.6 dBが，また図５のものでは８GHz でNF　5 dB，利得７ dB が得られている。

以上の他，最近窒素冷却ＦＥＴにより雑音温度１００℃Kのものが得られている。[2]

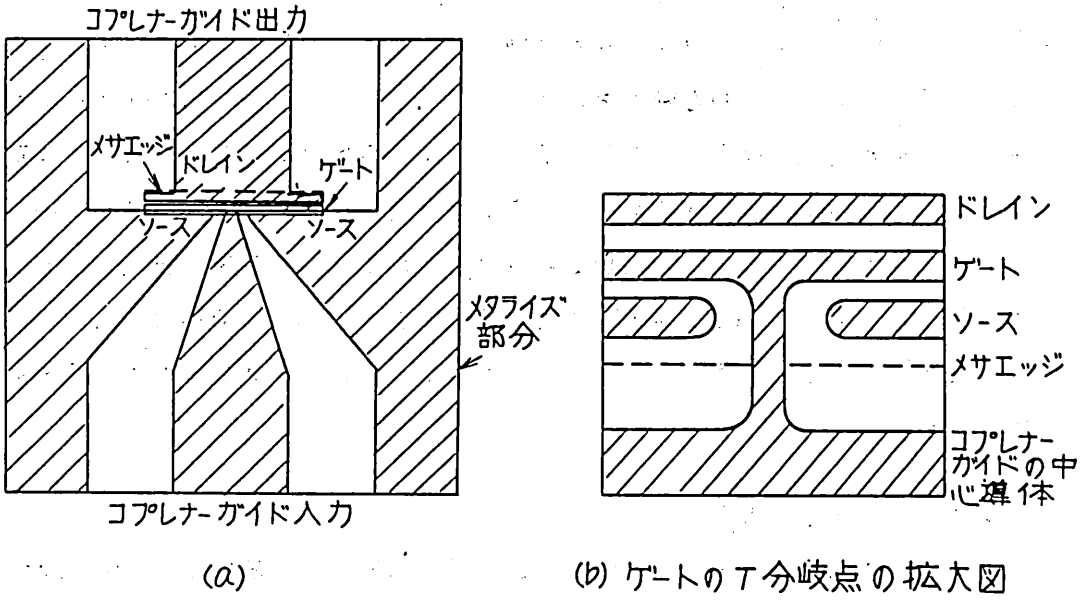


図４　ヒューレットパッカード社のGaAsのショットキバリヤＦＥＴの実例

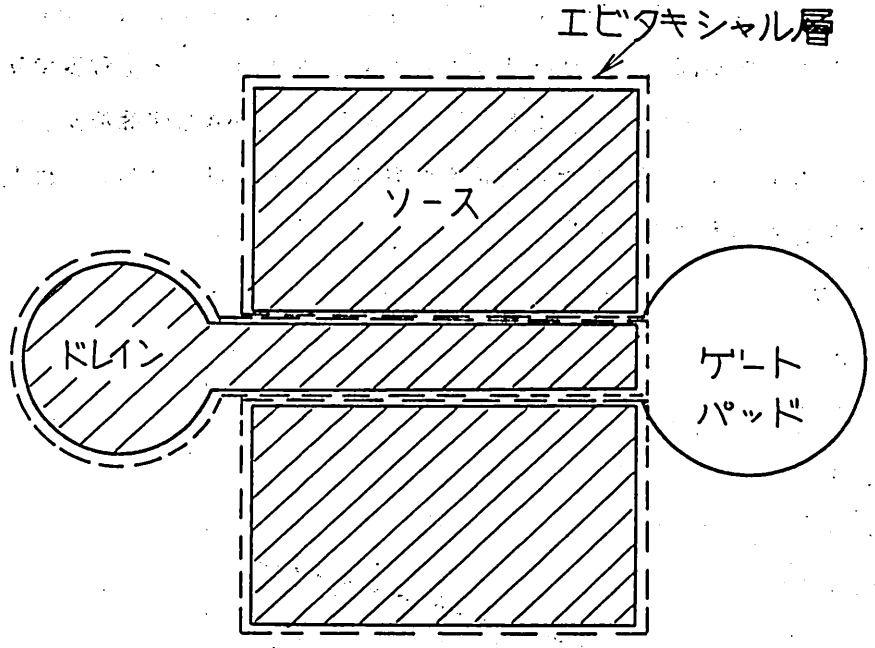


図５　Fairchild 社のGaAsショットキバリヤＦＥＴ実例

(2) GaAs進行波増巾器

RCAのR.H.Dean 他によりGaAs の進行波形トランジスターが開発され，これは5GHz から20GHz帯にわたる広帯域にわたり，利得17 dB，NF7dB以下の特性を示している。この基本的な原理は1972年Proc.IEEE Dec. に発表されている。即ちGaAs Nエピタキシャル層の両端にカソード，陽極電極をつけ更に他のショットキー電極をカソード側と陽極側とに夫々配置する。カソード側に近いショットキー電極に加えられた入力信号は丁度FETのゲートの役割により変調され，この変調によって受けた空間電荷の変化はGaAs の電子遷移現象から来る増巾作用により，除々に増大して出力側のショットキー電極から取り出される。将来改善を加えて8～16GHzの広帯域にわたり，35dBの利得をもちNF6dB以下のものが期待されている。尚n層は5×10^{15} のキャリヤ濃度をもち，これは半絶縁性GaAs 基板の上にエピタキシャル成長させて作っている。

(3) トンネルダイオード増巾器

これは従来のものより殆んど進展がない。最近はMIC技術により20GHz帯まで作られているが将来はFET或いは次の章でのべるコンバーター方式に置き換わると思われる。

(4) パラメトリック増巾器

図3でもわかるように最も低雑音であるが，常温パラメトリック増巾器では周波数が高くなるほど雑音温度が高い。これはポンプ周波数が信号の2～3倍程度である為である。然しながら最近は100GHz帯でも，数10mW～100mWの固体源が得られるようになったので，将来は12GHz帯でも低雑音な常温パラメが得られるようになる。例えば図6のような特性が予想される。[4]

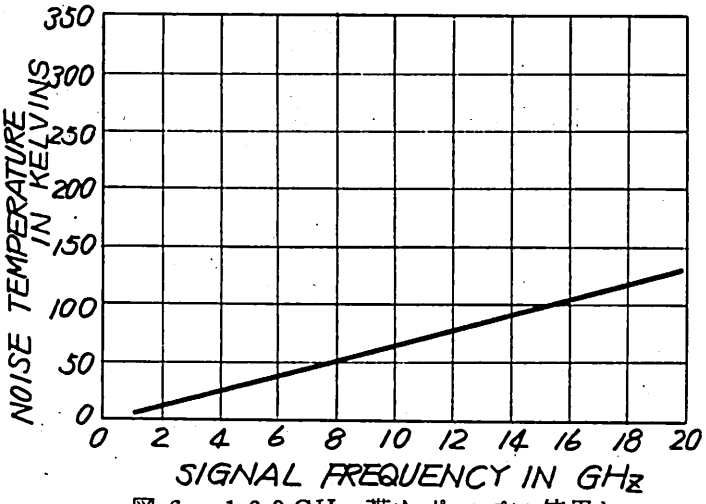


図6　100GHz帯をポンプに使用した場合の常温パラメの雑音特性

以上の事から，将来GaAsやＳｉのショットキーバリヤＦＥＴ（Ｓｉの場合には f_c が低い）やポンプ周波数の高い常温パラメトリック増巾器などが有望と思われる。これは１２GHz帯ではアンテナの雑音温度は殆んど大気雑音に影響されこれは１００°～１５０°K 程度といわれているから，増巾器の雑音温度もせいぜい５０°K～１００°Kまでは価値があるが，冷却して極く低雑音にしてもあまり意味がないからである。

2.4 ＳＨＦ帯コンバーター

ＳＨＦ帯コンバーターに於て，イメージリカバリー方式を用いれば変換損失は１２GHz帯で２～3.5 dB 得られるので，中間周波数増巾器に雑音指数２ dB 以下のものを用いれば総合雑音指数３～4.5 dB 得られる。従って3.でのべたＳＨＦ帯増巾器が３～4.5 dB 以下の雑音指数であるときに有利となる。かような意味で最近は広帯域にわたり低雑音特性をもつコンバーターの開発が行われている。

今一つの重要な事は1.でものべたように低廉化の問題である。従来は導波管回路や，誘電体基板上のハイブリッド集積回路が用いられていたが，前者は構造の複雑性から低廉にする事が困難である。後者は多量生産が可能であるがフィルターの挿入損が大きい。そこで最近，筆者らは2.2(2)でのべた立体平面回路を用いたＳＨＦコンバーターを開発した[(3)]。その特性は１２GHz帯に於て総合雑音指数（中間周波増巾器の雑音指数が２ dB ）が4.3 dB で帯域巾１５０MHzのものが得られている。これに関しては，最後にＳＨＦ帯受信機の実例として照会しよう。将来はかように低雑音で多量生産した場合，低廉化のできる事が重要な課題である。

またミクサーに用いるダイオードに関しては，出来るだけ直列抵抗 Rs の小さなダイオードが好ましい。現在のダイオードでは Rs はほゞ数Ωある為，イメージ回路のインピーダンス開放にするよりも短絡に近い方が好ましい。Rs＝4Ω の場合，イメージ短絡の状態の変換損失の理論値は約２ dB である。

次に局発用固体発振素子として，ガンダイオード，インパットダイオードの他，ステップデレカバリー によるてい倍方式のものが考えられる。特に将来低廉な受信方式を目的とする場合には，直接ＳＨＦ帯を発振する事が好ましい。この場合には温度変化による周波数の安定性を，低廉な回路方式により行う事が望まれる。このような観点にたつと，GaAsショットキーインパットなどは温度特性が優れているので，有望である。

2.5 中間周波増巾器

特に技術的に注目すべき事は少いと思うが，集積化する方法と，ディスクリートな方法

との比較を多量生産の場合に比較する事が必要であろう。また技術的な事としていくつか注意すべき事をのべると次の如くである。

(1) 広帯域受信機（例えば５００MHz帯）の場合には，中間周波数が１GHz以上を考えねばならないので，その場合の，低雑音特性をもつ中間周波増巾器での開発が必要である事。

(2) 中間周波が更に高い場合には，振巾制限が困難となるので，高速ＡＧＣ方式を用いなければならない。例えばＡＴＳ－Ｆ衛星を利用した受信実験に於ては，2.6GHzの受信機にコンバーター方式を用いず，最初から最後までトランジスター増巾を行い，その増巾器に上記の高速ＡＧＣを用いている。この方式により３０％振巾変調信号に対して３０dBの振巾制限効果をもたせている。

2.6 復調，再変調回路

例えばＴＶのＦＭ信号を受けた場合，これを映像や音声信号にしなければならず，また要求によってはそれらをＡＭ変調方式に変換しなければならない。例えば衛星放送で受けた電波を直接家庭用受信機で見るようにするには映像はＡＭに音声はＦＭにしなければない。これらに関する信号処理方式についても，出来るだけ簡単な方法を用いる事が特に低廉化に関しては望まれる[3]。

3. 衛星放送用受信機[3]

衛星放送用受信機としては，図７のようなパターンの金属板を用いている。同図でFs及びFpは信号及び局発用の帯域通過沪波器で夫々無負荷Q値が２５００である。例えばFsの伝送

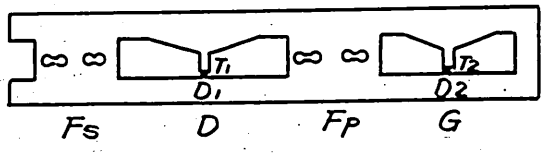


図７　立体平面回路を用いた12GHz
ダウンコンバーターの構成図

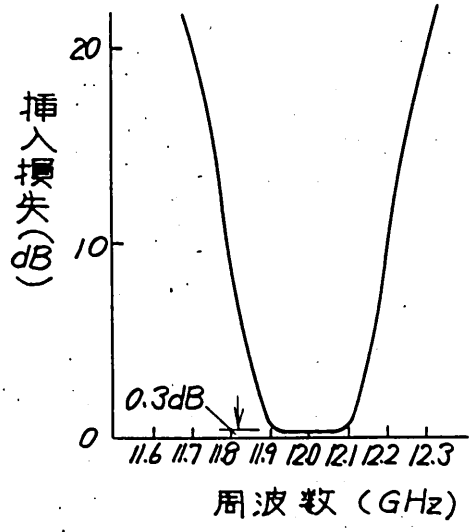


図８　立体平面回路を用いた試作複同調
通過形ろ波器の伝送特性

特性を図８に示す。入力信号は図７に於て Fs → T_1→ D_1 の経路で，また局発信号は D_2→Fp →T_1 →D_1 の径路で夫々ミクサー用ダイオード D_1 に加わる。こゝで D_2 は局発発生用ダイオードでガンダイオード，GaAsショットキーインパット，ステップレカバリーダイオードなどが用いられ，現在周波数安定度などを考慮している。またT_1及びT_2は数１０Ωのダイオードインピーダンスを数１００Ωの導波管インピーダンスに整合する為に用いられている。またイメージ周波数に対しては，D_1から回路側を見た時，Fs 及びFpが非同調となるためリアクティブ負荷となる。かような構造で変換損失が約2.5～3.5 dB になり，中間周波数（４３０MHz帯）増巾器にＮＦが2 dB 以下のものを使用する事により総合雑音指数（ Fs の挿入損失も含む）が4.3 dB のものが帯域巾１５０MHzにわたって得られている。

中間周波増巾器及び振巾制限器を経たのち，直接FM−AM変換装置によりＶＨＦ２チャンネルのＡＭ信号に変換して一般のＴＶ受像機で受像できるようにしている。この受信装置の微分利得は２％以内，微分位相は５度以内が得られている。

文　献

(1) 小西他，“平面回路を立体的に配した新マイクロ波回路（立体平面回路）技術”電子通信学会マイクロ波研究会　４７．１０．２６

(2) J.J.Jimenez 他，“Very Low Noise Cryogenic MESFET Amplifier”，1973 European microwave Conf. 1973.Sep.

(3) 小西，“衛星放送用受信機”，電波時報９月号，放送技術発表予定，ＮＨＫ技研月報発表予定，テレビジョン学会誌発表予定

(4) F.A.Bourne 他，“Parametric Amplifiers Pumped at MM-Wave Frequencies”，1973 European Microwave Conf. Sep.1973.

輻射科学研究会資料

圧縮性・異方性プラズマ円柱による平面波の散乱とダイポール共鳴

松本隆男
小嶋敏孝
板倉清保
（大阪大学 工学部）

1973年12月14日

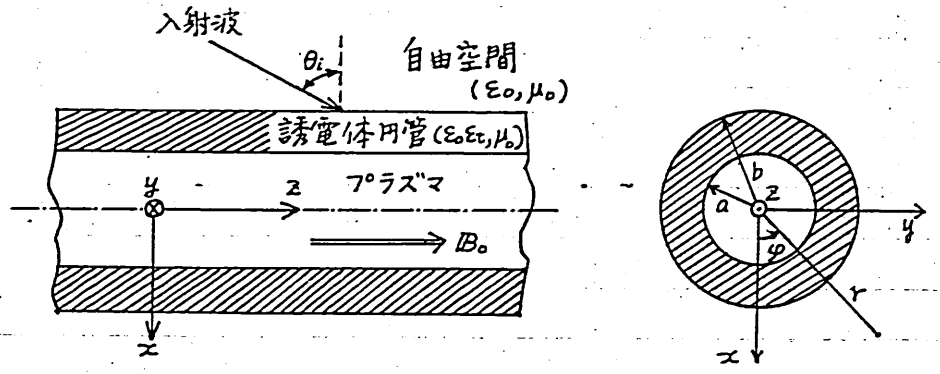
1. まえがき

プラズマ中での電磁波の伝搬は種々の興味ある問題を含んでおり、近年さかんに研究されてきた。とくに、プラズマによる電磁波の散乱の問題は、プラズマ診断、宇宙通信等の物理学的、工学的な分野に応用できる可能性から、その研究結果も多い。中でも、実験室内で容易にプラズマを実現するために使われる放電管の形状から、プラズマ円柱による散乱問題は、プラズマ診断の見地から、共鳴、吸収等の特殊な現象の観測とそれに対する理論的な裏付けがなされている。[1]-[5]

これらの理論的な研究は、Maxwellの方程式およびBoltzmann方程式から出発したものと、Maxwellの方程式およびhydrodynamic方程式から出発したものとに分けることができる。[6]-[10] 後者においては、プラズマを圧縮性あるいは異方性のいずれかをもつとみなした研究は数多いが、2つの性質を同時に考慮した研究は、プラズマ中の界が電磁波と音波の結合で表示され解析が複雑になるため、研究結果はあまり報告されていないようである。[11]

そこで本論文では、誘電体円管に囲まれた圧縮性、異方性、均質かつ無損失であるようなプラズマに平面波が入射したときの散乱問題を理論的に解析し、散乱パターンと散乱断面積を求めた。また興味ある現象として、ダイポール共鳴をとりあげ、これについても考察している。

2. 電磁界の表示



(a) 軸方向断面図　　(b) 径方向断面図

図1　プラズマを囲む誘電体円管の構成図

この節では、図1のような構成での各領域における電磁界を求める。図1では、内径a、外径bの無限長誘電体円管（誘電率$\varepsilon_0\varepsilon_r$, 透磁率$\mu_0$）が円筒座標系（$r, \varphi, z$）のz軸に平行に置かれ、その内部はz軸方向に磁化された圧縮性プラズマによって満たされており、外部自由空間（誘電率ε_0, 透磁率μ_0）からθ_iなる角度で平面波が入射するものと仮定する。

(1) プラズマ内での電磁界

電流源、磁流源のない均質かつ圧縮性、異方性のプラズマにおける基本式は、時間変化が$e^{j\omega t}$で、外部静磁界がz軸方向のとき、次式のようになる。[8]

$$\nabla \times \boldsymbol{E}^{(P)} = -j\omega\mu_0 \boldsymbol{H}^{(P)} \tag{1-a}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H}^{(P)} = j\omega\varepsilon_0(\bar{\bar{\varepsilon}} \cdot \boldsymbol{E}^{(P)} - \bar{\bar{K}} \cdot \nabla P) \tag{1-b}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E}^{(P)} = -eP / u^2 m \varepsilon_0 \qquad (1\text{-}C)$$

ただし、$\bar{\bar{\varepsilon}}$, $\bar{\bar{K}}$ はそれぞれ誘電率テンソル，圧縮性テンソルであり、次のように表わすことができる。

$$\bar{\bar{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & j\varepsilon_2 & 0 \\ -j\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{bmatrix}, \quad \bar{\bar{K}} = \begin{bmatrix} K_1 & jK_2 & 0 \\ -jK_2 & K_1 & 0 \\ 0 & 0 & K_3 \end{bmatrix} = (\bar{\bar{I}} - \bar{\bar{\varepsilon}})/en_0 \qquad (2)$$

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{X}{1-Y^2}, \quad \varepsilon_2 = \frac{XY}{1-Y^2}, \quad \varepsilon_3 = 1 - X$$
$$X = \omega_p^2/\omega^2, \quad Y = \omega_c/\omega \qquad (3)$$

ここで、e, m, n_0 は電子の電荷，質量，密度であり、P, u はプラズマの圧力，有限電子温度での音波の位相速度を示している。ω_p はプラズマ角周波数、ω_c はサイクロトロン角周波数である。

一方、プラズマの速度ベクトル $\boldsymbol{v}$ は次式のように表わすことができる。[8]

$$\boldsymbol{v} = j\omega\varepsilon_0 \bar{\bar{K}} \cdot (\boldsymbol{E}^{(P)} + \nabla P / n_0 e) \qquad (4)$$

式(1)において $\boldsymbol{E}^{(P)} \longrightarrow \bar{E}^{(P)}$, $\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}\,\boldsymbol{H}^{(P)} \longrightarrow \bar{H}^{(P)}$, $e\mu_0 P/mk_0 \longrightarrow \bar{P}$ なる変換を行ない[9]、電磁界が z 方向に $e^{-j\beta z}$ なる変化をもつものとすると、式(1)は整理されて $\bar{E}_z^{(P)}$, $\bar{H}_z^{(P)}$, $\bar{P}$ からなる次のような連立偏微分方程式となる。

$$(\nabla_t^2 \bar{\bar{I}} + k_0^2 \bar{\bar{S}}) \begin{bmatrix} \bar{E}_z^{(P)} \\ \bar{H}_z^{(P)} \\ \bar{P} \end{bmatrix} = 0, \quad \bar{\bar{S}} = \begin{bmatrix} S_{11} & jS_{12} & jS_{13} \\ jS_{21} & S_{22} & S_{23} \\ jS_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} \qquad (5)$$

ここで

$$S_{11}=1-X-\hbar^2\ ,\quad S_{12}=0\ ,\quad S_{13}=\hbar(1-\beta_p^2)$$
$$S_{21}=\hbar XY\ ,\quad S_{22}=1-X-\hbar^2\ ,\quad S_{23}=Y(\hbar^2-\beta_p^2)$$
$$S_{31}=\hbar XY^2\ ,\quad S_{32}=-XY\ ,\quad S_{33}=(1-Y^2)\left(\frac{1-X-Y^2}{1-Y^2}\beta_p^2-\hbar^2\right)$$
$$\hbar=\beta/k_0=\sin\theta_i\ ,\quad \beta_p=c/u\ ,\quad k_0=\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$$

であり、$\bar{E}_z^{(p)}(\bar{H}_z^{(p)})$ は $\bar{E}^{(p)}(\bar{H}^{(p)})$ の z 方向成分を意味している。以後、添字 r, φ, z によって、ベクトルの各々の方向の成分を示すものとする。

S の固有値を λ_i $(i=1,2,3)$ とすると、次の偏微分方程式を満足する波動関数 $\bar{\Psi}_i$ が存在する。

$$(\nabla_t^2+k_0^2\lambda_i)\bar{\Psi}_i=0\ ,\quad (i=1,2,3) \tag{6}$$

このとき、$\bar{E}_z^{(p)}$, $\bar{H}_z^{(p)}$, $\bar{P}$ は $\bar{\Psi}_i$ $(i=1,2,3)$ の一次結合で次のように表示することができる。

$$\begin{bmatrix}\bar{E}_z^{(p)}\\ \bar{H}_z^{(p)}\\ \bar{P}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}jQ_{11} & jQ_{12} & jQ_{13}\\ Q_{21} & Q_{22} & Q_{23}\\ Q_{31} & Q_{32} & Q_{33}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\bar{\Psi}_1\\ \bar{\Psi}_2\\ \bar{\Psi}_3\end{bmatrix} \tag{7}$$

ここで

$$Q_{1i}=\frac{S_{13}}{\lambda_i-S_{11}}\ ,\quad Q_{2i}=\frac{S_{23}(\lambda_i-S_{11})-S_{13}S_{21}}{(S_{11}-\lambda_i)(S_{22}-\lambda_i)}\ ,\quad Q_{3i}=1\quad (i=1,2,3)$$

である。(8)

式(6)を円筒座標系で解き、式(7)を適用すると

$$\bar{E}_z^{(p)}=\sum_n\sum_i j^{-n+1}Q_{1i}\,a_{ni}\,Z_n(k_i r)\,e^{jn\varphi}e^{-j\beta z} \tag{8.a}$$

$$\bar{H}_z^{(p)}=\sum_n\sum_i j^{-n}Q_{2i}\,a_{ni}\,Z_n(k_i r)\,e^{jn\varphi}e^{-j\beta z} \tag{8.b}$$

$$\overline{P} = \sum_n \sum_i j^{-n} a_{ni} Z_n(k_i r) e^{jn\varphi} e^{-j\beta z} \qquad (8\text{-}C)$$

となる。ただし

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots, \quad i = 1, 2, 3$$
$$k_i^2 = k_0^2 \lambda_i, \quad a_{ni}: \text{定数}, \quad Z_n: n\text{次の円筒関数}$$

であり、以後 $e^{jn\varphi} \cdot e^{-j\beta z}$ の記述は省略するものとする。

$\overline{E}^{(p)}$, $\overline{H}^{(p)}$ の他の成分は $E_z^{(p)}$, $H_z^{(p)}$, $\overline{P}$ の結合で表わすことが知られているので、(8)式(8)からそれらは次のようになる。

$$\overline{E}_\varphi^{(p)} = -\sum_n \sum_i j^{-n+1} a_{ni} \{ (A_2 Q_{1i} + B_2 Q_{2i} + C_2) \hat{k}_i Z_n'(k_i r) + \frac{n}{k_0 r} (A_1 Q_{1i} - B_1 Q_{2i} - C_1) Z_n(k_i r) \} \qquad (9)$$

$$\overline{H}_\varphi^{(p)} = -\sum_n \sum_i j^{-n} a_{ni} \left[\{ (A_1 Q_{1i} - B_1 Q_{2i} - C_1) h - Q_{1i} \} \hat{k}_i Z_n'(k_i r) + \frac{n}{k_0 r} (A_2 Q_{1i} + B_2 Q_{2i} + C_2) h Z_n(k_i r) \right] \qquad (10)$$

また、速度ベクトルの径方向成分 v_r は式(4)を用いて

$$v_r = \frac{je}{\omega m(1-\gamma^2)} \sum_n \sum_i j^{-n} a_{ni} \left[\{ (-A_1 Q_{1i} + B_1 Q_{2i} + C_1) - \gamma (+A_2 Q_{1i} + B_2 Q_{2i} + C_2) + \frac{1}{\chi} \} \hat{k}_i Z_n'(k_i r) + \frac{n}{k_0 r} \} \gamma (-A_1 Q_{1i} + B_1 Q_{2i} + C_1) - (A_2 Q_{1i} + B_2 Q_{2i} + C_2) + \frac{\gamma}{\chi} \} Z_n(k_i r) \right] \qquad (11)$$

となる。ただし

$$A_1 = \frac{h(h^2 - \varepsilon_1)}{(h^2 - \varepsilon_1)^2 - \varepsilon_2^2}, \quad A_2 = -\frac{h\varepsilon_2}{(h^2 - \varepsilon_1)^2 - \varepsilon_2^2}$$

$$B_1 = \frac{\varepsilon_2}{(h^2 - \varepsilon_1)^2 - \varepsilon_2^2}, \quad B_2 = \frac{h^2 - \varepsilon_1}{(h^2 - \varepsilon_1)^2 - \varepsilon_2^2}$$

$$C_1 = -\frac{\eta_1(\hat{n}^2-\varepsilon_1)+\eta_2\varepsilon_2}{(\hat{n}^2-\varepsilon_1)^2-\varepsilon_2^2} \quad , \quad C_2 = -\frac{\eta_2(\hat{n}^2-\varepsilon_1)+\eta_1\varepsilon_2}{(\hat{n}^2-\varepsilon_1)^2-\varepsilon_2^2}$$

$$\eta_1 = \frac{1}{1-\gamma^2} \quad , \quad \eta_2 = -\frac{\gamma}{1-\gamma^2} \quad , \quad \hat{k}_i = \frac{k_i}{k_0} \qquad (i=1,2,3)$$

である。

(2) 誘電体円管内での電磁界

誘電体円管内での電磁界 $E^{(t)}, H^{(t)}$ の軸方向成分および周方向成分は次式のように表わすことができる。

$$E_z^{(t)} = \sum_n j^{-n+1}\{b_{n1} J_n(k_{tr}r) + b_{n2} Y_n(k_{tr}r)\} \qquad (12)$$

$$H_z^{(t)} = \sum_n j^{-n}\{b_{n3} J_n(k_{tr}r) + b_{n4} Y_n(k_{tr}r)\} \qquad (13)$$

$$E_\varphi^{(t)} = \sum_n j^{-n+1}\left[\frac{n\beta}{k_{tr}^2 r}\{b_{n1} J_n(k_{tr}r) + b_{n2} Y_n(k_{tr}r)\}\right.$$
$$\left. + \frac{\omega\mu_0}{k_{tr}}\{b_{n3} J_n'(k_{tr}r) + b_{n4} Y_n'(k_{tr}r)\}\right] \qquad (14)$$

$$H_\varphi^{(t)} = \sum_n j^{-n}\left[\frac{\omega\varepsilon_t}{k_{tr}}\{b_{n1} J_n'(k_{tr}r) + b_{n2} Y_n'(k_{tr}r)\}\right.$$
$$\left. + \frac{n\beta}{k_{tr}^2 r}\{b_{n3} J_n(k_{tr}r) + b_{n4} Y_n(k_{tr}r)\}\right] \qquad (15)$$

$n = 0, \pm1, \pm2, \cdots$

ここで　J_n：n 次ベッセル関数，Y_n：n 次ノイマン関数
J_n'：n 次ベッセル関数の微分形
Y_n'：n 次ノイマン関数の微分形
b_{ni}：定数 $(i=1,2,3,4)$
$k_{tr} = (\omega^2\varepsilon_0\varepsilon_t\mu_0 - \beta^2)^{1/2}$

である。

(3) 外部自由空間での電磁界

外部自由空間での散乱波電磁界の軸方向成分および周方向成分は次式のように表わすことができる。

$$E_z^{(s)} = \sum_n j^{-n+1} C_{n1} H_n^{(2)}(k_{or} r) \tag{16}$$

$$H_z^{(s)} = \sum_n j^{-n} C_{n2} H_n^{(2)}(k_{or} r) \tag{17}$$

$$E_\varphi^{(s)} = \sum_n j^{-n+1} \left\{ \frac{n\beta}{k_{or}^2 r} C_{n1} H_n^{(2)}(k_{or} r) + \frac{\omega\mu_0}{k_{or}} C_{n2} H_n^{(2)\prime}(k_{or} r) \right\} \tag{18}$$

$$H_\varphi^{(s)} = \sum_n j^{-n} \left\{ \frac{\omega\varepsilon_0}{k_{or}} C_{n1} H_n^{(2)\prime}(k_{or} r) + \frac{n\beta}{k_{or}^2 r} C_{n2} H_n^{(2)}(k_{or} r) \right\} \tag{19}$$

ここで　$H_n^{(2)}$：n 次の第2種ハンケル関数
$H_n^{(2)\prime}$：n 次の第2種ハンケル関数の微分形
C_{ni}：定数 $(i=1,2)$
$k_{or} = k_0 \cos\theta_i$

である。

外部自由空間での入射波電磁界の軸方向成分および周方向成分は次式のように表わすことができる。

入射波が $H_z^{(i)} = \exp\{-jk_0(x\cos\theta_i + z\sin\theta_i)\}$ なる H 波の場合には

$$H_z^{(i)} = \sum_n j^{-n} J_n(k_{or} r) \tag{20}$$

$$H_\varphi^{(i)} = \frac{\beta}{k_{or}^2 r} \sum_n n j^{-n} J_n(k_{or} r) \tag{21}$$

$$E_\varphi^{(i)} = \frac{\omega\mu_0}{k_{or}} \sum_n j^{-n+1} J_n'(k_{or} r) \tag{22}$$

である。

入射波が $E_z^{(i)} = \exp\{-jk_0(x\cos\theta_i + z\sin\theta_i)\}$ なる E 波の場合には

$$E_z^{(i)} = \sum_n j^{-n} J_n(k_{or} r) \tag{23}$$

$$E_\varphi^{(i)} = \frac{\beta}{k_{or}^2 r} \sum_n n j^{-n} J_n(k_{or} r) \tag{24}$$

$$H_\varphi^{(i)} = -\frac{\omega \varepsilon_o}{k_{or}} \sum_n j^{-n+1} J_n'(k_{or} r) \tag{25}$$

である。

3. 境界条件

誘電体円管の内径を a、外径を b とすれば、プラズマと誘電体円管との境界、誘電体円管と外部自由空間との境界での条件式は次のようになる。

$$\left.\begin{aligned} E_z^{(p)} &= E_z^{(t)}, \quad E_\varphi^{(p)} = E_\varphi^{(t)} \\ H_z^{(p)} &= H_z^{(t)}, \quad H_\varphi^{(p)} = H_\varphi^{(t)} \\ v_r &= 0 \end{aligned}\right\} \text{at } r=a$$

$$\left.\begin{aligned} E_z^{(t)} &= E_z^{(i)} + E_z^{(s)}, \quad E_\varphi^{(t)} = E_\varphi^{(i)} + E_\varphi^{(s)} \\ H_z^{(t)} &= H_z^{(i)} + H_z^{(s)}, \quad H_\varphi^{(t)} = H_\varphi^{(i)} + H_\varphi^{(s)} \end{aligned}\right\} \text{at } r=b \tag{26}$$

ただし、誘電体円管とプラズマとの境界面は剛体境界面と仮定した。

式(8)ないし式(26)を用いて、散乱係数 C_{n1}, C_{n2} は Cramer の公式より次のように決定される。

$$C_{n1} = \frac{\mathcal{D}_n'}{\mathcal{D}_n}, \qquad C_{n2} = \frac{\mathcal{D}_n''}{\mathcal{D}_n}$$

ここで

$$\mathcal{D}_n = \begin{vmatrix} \tau_{11} & \cdots & \tau_{19} \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ \tau_{91} & \cdots & \tau_{99} \end{vmatrix}$$

$$T_{1i} = \left\{(-A_1Q_{1i}+B_1Q_{2i}+C_1)-Y(A_2Q_{1i}+B_2Q_{2i}+C_2)+\frac{1}{X}\right\}\hat{k}_i Z_n'(k_i a)$$
$$+\frac{n}{k_0 a}\left\{Y(-A_1Q_{1i}+B_1Q_{2i}+C_1)-(A_2Q_{1i}+B_2Q_{2i}+C_2)+\frac{Y}{X}\right\} Z_n(k_i a)$$
$$i = 1, 2, 3$$

$$= 0 \qquad i = 4, \cdots, 9$$

$$T_{2i} = Q_{1i} Z_n(k_i a) \qquad i = 1, 2, 3$$

$$= \begin{Bmatrix} -J_n(k_{tr}a) \\ -Y_n(k_{tr}a) \end{Bmatrix} \qquad i = \begin{Bmatrix} 4 \\ 5 \end{Bmatrix}$$

$$= 0 \qquad i = 6, \cdots, 9$$

$$T_{3i} = (A_2Q_{1i}+B_2Q_{2i}+C_2)\hat{k}_i Z_n'(k_i a)+\frac{n}{k_0 a}(A_1Q_{1i}-B_1Q_{2i}-C_1) Z_n(k_i a) \qquad i=1,2,3$$

$$= \frac{n\beta}{k_{tr}^2 a}\begin{Bmatrix} J_n(k_{tr}a) \\ Y_n(k_{tr}a) \end{Bmatrix} \qquad i = \begin{Bmatrix} 4 \\ 5 \end{Bmatrix}$$

$$= \frac{\omega\mu_0}{k_{tr}}\cdot\begin{Bmatrix} J_n'(k_{tr}a) \\ Y_n'(k_{tr}a) \end{Bmatrix} \qquad i = \begin{Bmatrix} 6 \\ 7 \end{Bmatrix}$$

$$= 0 \qquad i = 8, 9$$

$$T_{4i} = Q_{2i} Z_n(k_i a) \qquad i = 1, 2, 3$$

$$= -Z_0\cdot\begin{Bmatrix} J_n(k_{tr}a) \\ Y_n(k_{tr}a) \end{Bmatrix} \qquad i = \begin{Bmatrix} 4 \\ 5 \end{Bmatrix}$$

$$= 0 \qquad i = 6, \cdots, 9$$

$$T_{5i} = \left\{(A_1Q_{1i}-B_1Q_{2i}-C_1)h-Q_{1i}\right\}\hat{k}_i Z_n'(k_i a)+\frac{n}{k_0 a}(A_2Q_{1i}+B_2Q_{2i}+C_2)h\, Z_n(k_i a)$$
$$i = 1, 2, 3$$

$$= Z_0\frac{\omega\varepsilon_t}{k_{tr}}\cdot\begin{Bmatrix} J_n'(k_{tr}a) \\ Y_n'(k_{tr}a) \end{Bmatrix} \qquad i = \begin{Bmatrix} 4 \\ 5 \end{Bmatrix}$$

$$= Z_0\cdot\frac{n\beta}{k_{tr}^2 a}\cdot\begin{Bmatrix} J_n(k_{tr}a) \\ Y_n(k_{tr}a) \end{Bmatrix} \qquad i = \begin{Bmatrix} 6 \\ 7 \end{Bmatrix}$$

$$= 0 \qquad i = 8, 9$$

$$T_{4i} = 0 \qquad i = 1, 2, 3, 6, 7, 9$$

$$= \begin{Bmatrix} J_n(k_{tr}b) \\ Y_n(k_{tr}b) \end{Bmatrix} \qquad i = \begin{Bmatrix} 4 \\ 5 \end{Bmatrix}$$

$$= -H_n^{(2)}(k_{tr}b) \qquad i = 8$$

$$T_{7i} = 0 \qquad i = 1,2,3$$

$$= \frac{n\beta}{k_{tr}^2 b} \cdot \begin{Bmatrix} J_n(k_{tr}b) \\ Y_n(k_{tr}b) \end{Bmatrix} \qquad i = \begin{Bmatrix} 4 \\ 5 \end{Bmatrix}$$

$$= \frac{\omega\mu_0}{k_{tr}} \cdot \begin{Bmatrix} J_n'(k_{tr}b) \\ Y_n'(k_{tr}b) \end{Bmatrix} \qquad i = \begin{Bmatrix} 6 \\ 7 \end{Bmatrix}$$

$$= -\frac{n\beta}{k_{or}^2 b} H_n^{(2)}(k_{or}b) \qquad i = 8$$

$$= -\frac{\omega\mu_0}{k_{or}} H_n^{(2)\prime}(k_{or}b) \qquad i = 9$$

$$T_{8i} = 0 \qquad i = 1,2,3,4,5,8$$

$$= \begin{Bmatrix} J_n(k_{tr}b) \\ Y_n(k_{tr}b) \end{Bmatrix} \qquad i = \begin{Bmatrix} 6 \\ 7 \end{Bmatrix}$$

$$= -H_n^{(2)}(k_{or}b) \qquad i = 9$$

$$T_{9i} = 0 \qquad i = 1,2,3$$

$$= \frac{\omega\varepsilon_\tau}{k_{tr}} \begin{Bmatrix} J_n'(k_{tr}b) \\ Y_n'(k_{tr}b) \end{Bmatrix} \qquad i = \begin{Bmatrix} 4 \\ 5 \end{Bmatrix}$$

$$= \frac{n\beta}{k_{tr}^2 b} \begin{Bmatrix} J_n(k_{tr}b) \\ Y_n(k_{tr}b) \end{Bmatrix} \qquad i = \begin{Bmatrix} 6 \\ 7 \end{Bmatrix}$$

$$= -\frac{\omega\varepsilon_0}{k_{or}} H_n^{(2)\prime}(k_{or}b) \qquad i = 8$$

$$= -\frac{n\beta}{k_{or}^2 b} H_n^{(2)}(k_{or}b) \qquad i = 9$$

である。

入射波がH波のときには、次の列ベクトル G_H で D_n の第8列を置き換えたものを D_n'、第9列を置き換えたものを D_n'' とする。また、入射波がE波のときには、G_E で第8列を置き換えたものを D_n'、第9列を置き換えたものを D_n'' とする。

$$G_H=\begin{bmatrix}0\\ \vdots\\ 0\\ \frac{\omega\mu_0}{k_{0r}}J_n'(k_{0r}b)\\ J_n(k_{0r}b)\\ \frac{n\beta}{k_{0r}^2b}J_n(k_{0r}b)\end{bmatrix},\quad G_E=\begin{bmatrix}0\\ \vdots\\ 0\\ j^{-1}J_n(k_{0r}b)\\ \frac{n\beta}{k_{0r}^2b}J_n(k_{0r}b)\\ 0\\ -\frac{\omega\varepsilon_0}{k_{0r}}J_n'(k_{0r}b)\end{bmatrix}\qquad(27)$$

4. 遠方界

境界条件によって得られた散乱係数 C_{n1}, C_{n2} によって遠方 ($k_0r\gg1$) での放射電力 S_r を求めると

$$S_r=\frac{2}{\pi k_{0r}\cos^2\theta_i}\left\{\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}\left|\sum_n C_{n1}e^{jn\varphi}\right|^2+\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}\left|\sum_n C_{n2}e^{jn\varphi}\right|^2\right\}\qquad(28)$$

となる。

後方散乱断面積 σ_B, 前方散乱断面積 σ_F は

$$\begin{aligned}\sigma_B&=\frac{4}{k_0\cos^2\theta_i}\left\{\left|\sum_n C_{n1}\right|^2+\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\left|\sum_n C_{n2}\right|^2\right\}\quad(H波)\\ &=\frac{4}{k_0\cos^2\theta_i}\left\{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\left|\sum_n C_{n1}\right|^2+\left|\sum_n C_{n2}\right|^2\right\}\quad(E波)\end{aligned}\qquad(29)$$

$$\begin{aligned}\sigma_F&=\frac{4}{k_0\cos^2\theta_i}\left\{\left|\sum_n(-1)^n C_{n1}\right|^2+\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\left|\sum_n(-1)^n C_{n2}\right|^2\right\}\quad(H波)\\ &=\frac{4}{k_0\cos^2\theta_i}\left\{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\left|\sum_n(-1)^n C_{n1}\right|^2+\left|\sum_n(-1)^n C_{n2}\right|^2\right\}\quad(E波)\end{aligned}\qquad(30)$$

である。

5. 数値計算結果と検討

この節では、とくに平面波がプラズマ円柱に垂直に入射した場合($\theta_i=0°$)について、数値計算結果とそれに対する検討を述べることにする。ただし、入射波がE波($H_z^{(i)}=0$)の場合は、プラズマ円柱は非圧縮性かつ等方性の場合と等価になるので、H波($E_z^{(i)}=0$)の場合のみを考えることにする。

図2, 図3は、プラズマの電子密度が比較的小さく($X=0.64$)圧縮性の効果が比較的大きい($\beta_p=250$)場合において、誘電体円管がない($a/b=1$)条件のもとに、プラズマ円柱の径が変化したときの散乱断面積のようすを示している。図2には、いくつかの共鳴が発生しているのが見られる。これはTonks-Dattner共鳴[11]と呼ばれる圧縮性プラズマに特有な現象である。図2で見られるこの共鳴が図3において消滅しているのは、大きな伝搬定数をもつプラズマモードが、図2では伝搬状態にあるが、図3では減衰状態に移行し、非圧縮性プラズマの場合に似通ったようすを呈するようになるからである。因みに、図4はTonks-Dattner共鳴での散乱パターンの変化を示したものである。

図5はプラズマ電子密度(X)の変化に伴う後方散乱断面積(σ_B)の変化のようすを、誘電体円管のある場合とない場合に分けて表したものであり、非圧縮性プラズマについても示してある。図6はプラズマ電子密度と伝搬定数の関係であり、電磁波モードとプラズマモードとが伝搬領域と減衰領域の間を移行しているのがわかる。[13]また、図5と図6とを比較すると、プラズマモードの伝搬領域ではTonks-Dattner共鳴が多数発生しているが、

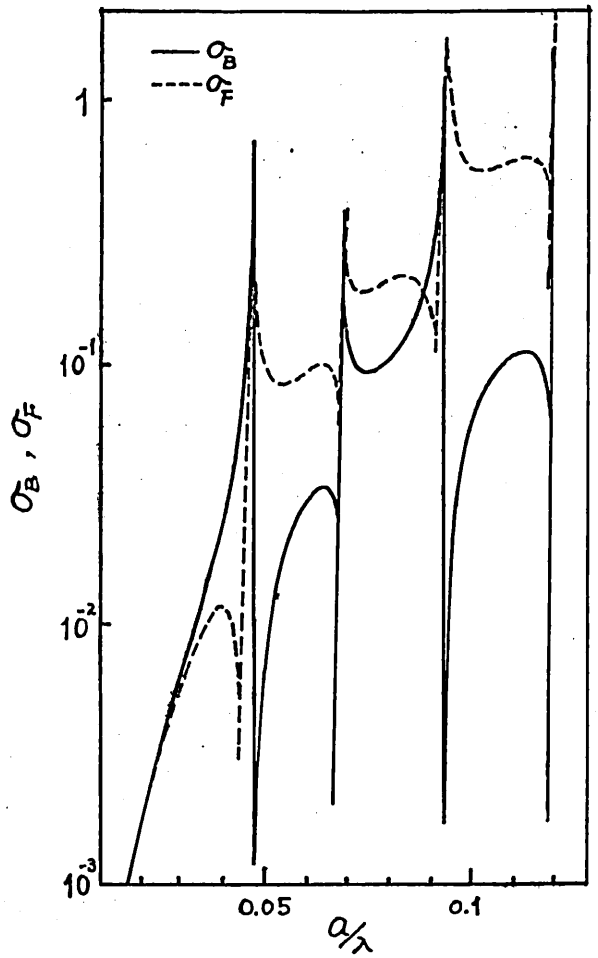


図2 散乱断面積 $\left(\begin{matrix} X=0.64, Y=0.6 \\ \beta_p=250, a/b=1 \end{matrix}\right)$

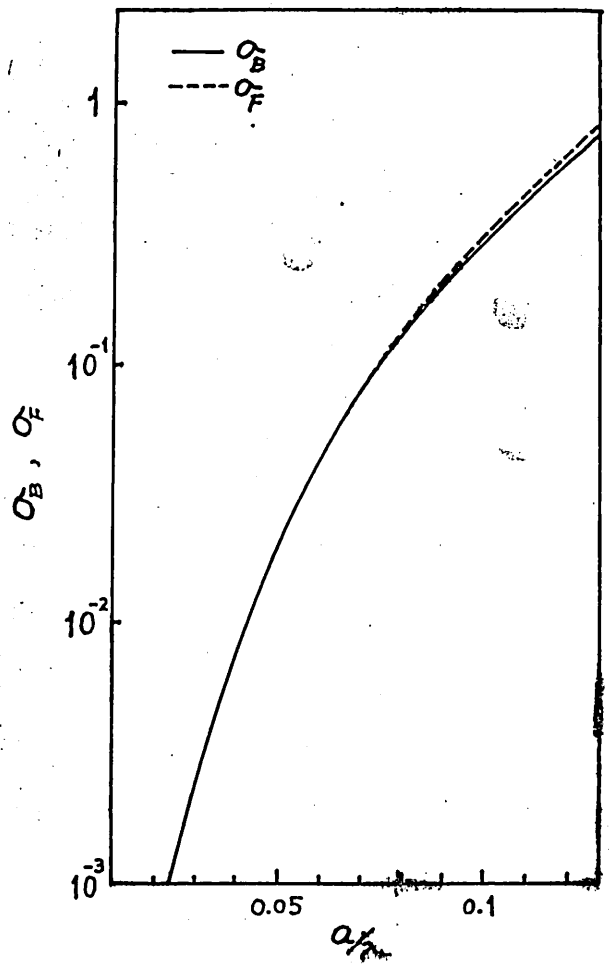


図3 散乱断面積 $\left(\begin{matrix} X=0.64, Y=0.8 \\ \beta_p=250, a/b=1 \end{matrix}\right)$

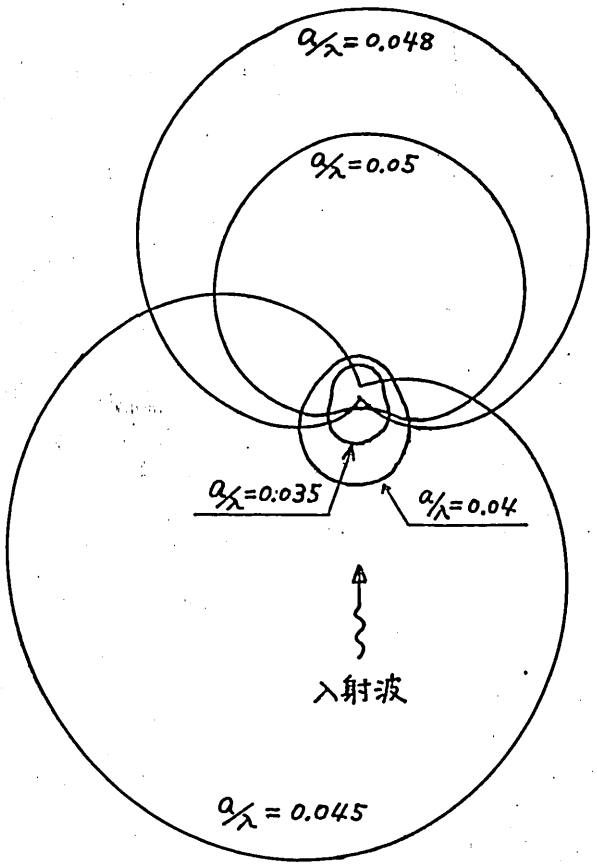


図4 散乱パターン ($X=0.64, Y=0.6, \beta_p=250$)

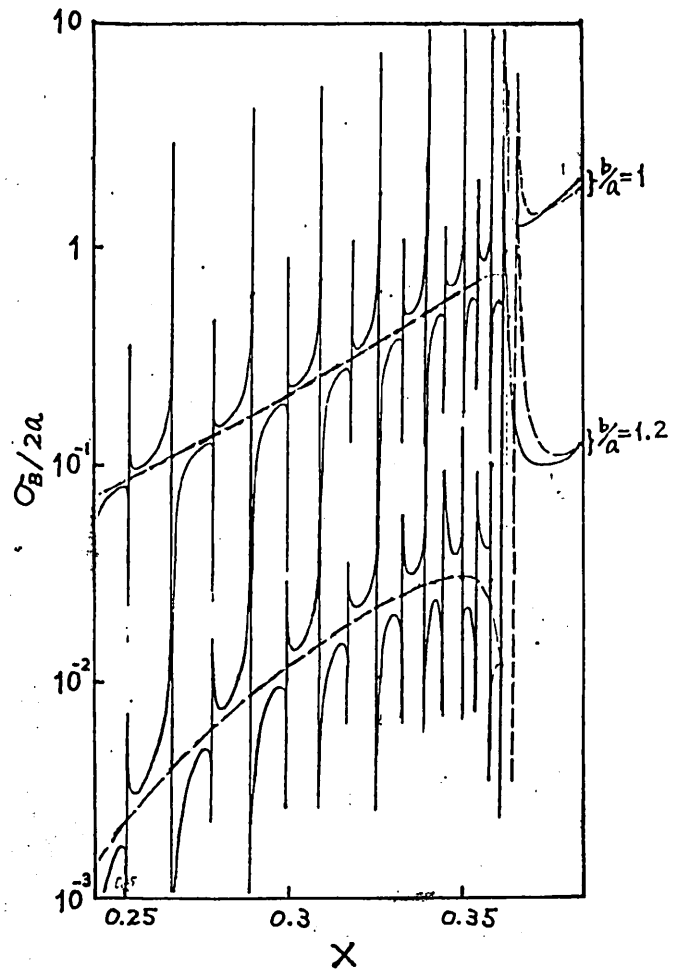


図5(a) 後方散乱断面積 ($Y=0.8, \beta_p=250$, $a/\lambda=0.05, \varepsilon_c=4$) —— 圧縮性 ---- 非圧縮性

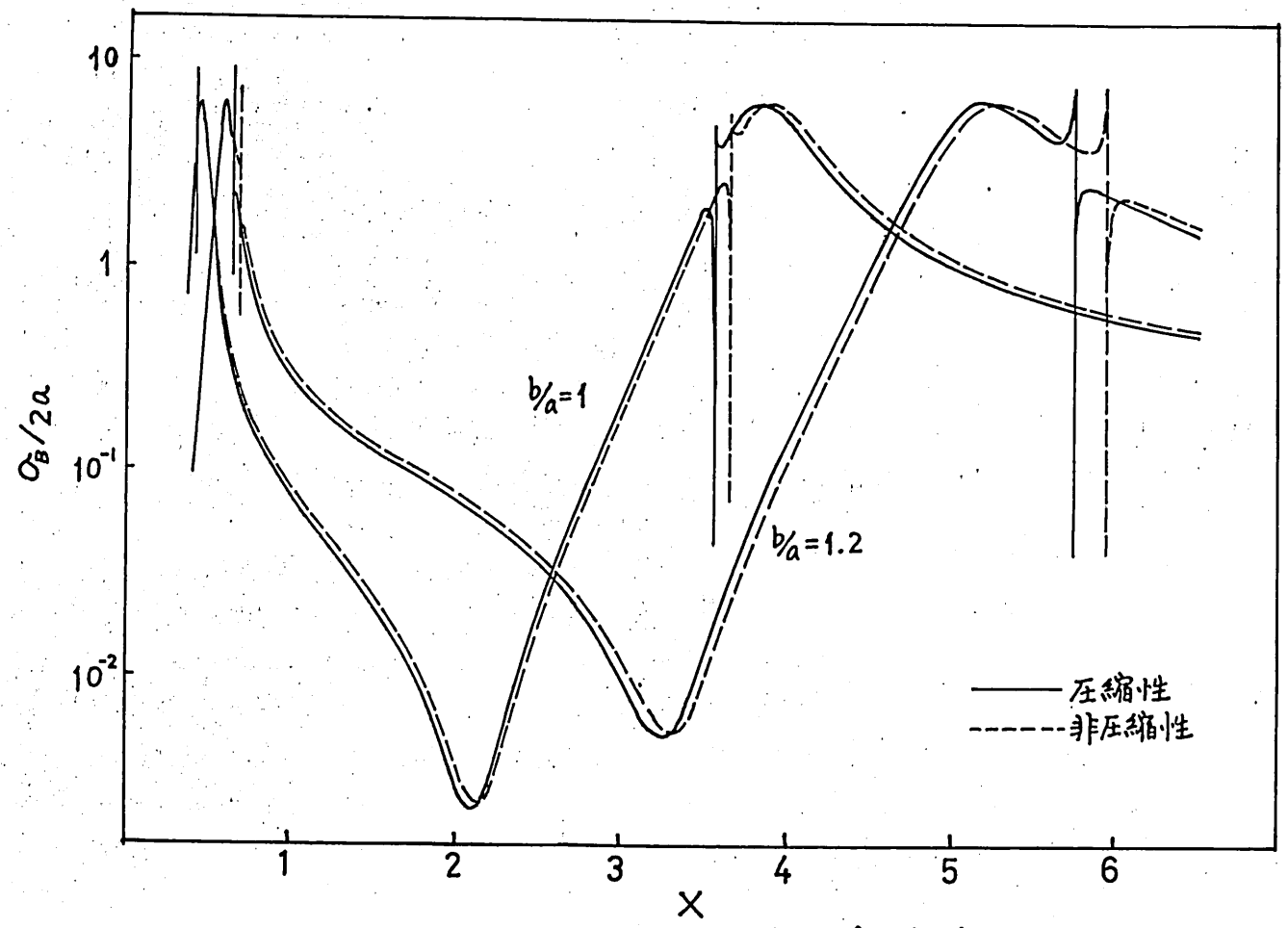


図5(b) 後方散乱断面積 ($\gamma=0.8, \beta_p=250$, $a/\lambda=0.05, \varepsilon_t=4$)

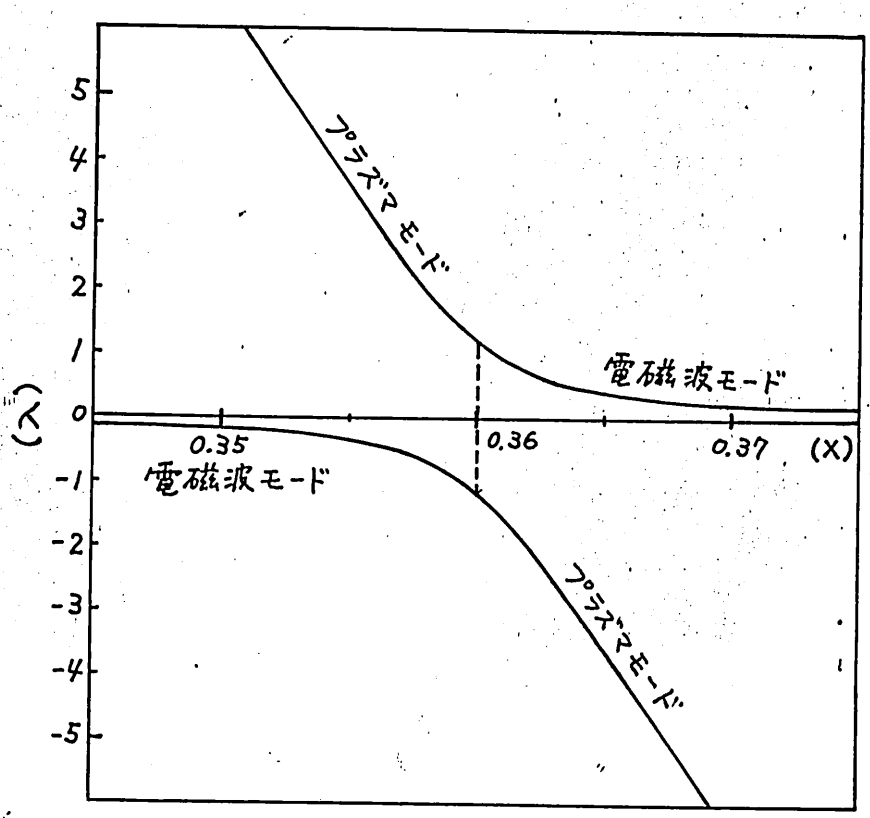


図6 モードの固有値(λ)とXの関係

減衰領域では消滅しているのがわかる。

特に図5において、プラズマモードの減衰領域で存在する2つの共鳴について考えてみよう。これらは共にダイポール共鳴と呼ばれるものに相当している。図5からわかるように、円柱プラズマが誘電体円管によって囲まれている場合の共鳴点(X_1)と、囲まれていない場合の共鳴点(X_2)との間には $X_1 > X_2$ なる関係がある。このことは、付録に示した非圧縮性プラズマ円柱の場合の条件式

$$X_1 = \left[1 + \frac{\varepsilon_t\{\varepsilon_t + 1 - (\frac{a}{b})^2(\varepsilon_t - 1)\}}{\varepsilon_t + 1 + (\frac{a}{b})^2(\varepsilon_t - 1)}\right](1 \pm Y) \qquad (31)$$

$$X_2 = 2(1 \pm Y) \qquad (32)$$

において

$$\left[1 + \frac{\varepsilon_t\{\varepsilon_t + 1 - (\frac{a}{b})^2(\varepsilon_t - 1)\}}{\varepsilon_t + 1 + (\frac{a}{b})^2(\varepsilon_t - 1)}\right] > 2$$

なる関係が常に成りたつことから説明されうる。

さらに、図5の誘電体円管がある場合においては、式(31)による理論値と数値計算による結果とは一致していない。この理由としては、誘電体円管の径の大きさが式(31)を導出する際に用いた仮定を満足していないことによるものと考えられる。従って式(31)は誘電体円管の径が入射波の波長に比べて十分小さい場合は数値計算結果とよい一致を示すものと考えられる。(付録参照)

6. むすび

本論文では、圧縮性・異方性プラズマ円柱による平面

波の散乱問題をとりあげ、その解析と数値計算を行ない次のような結果を得た。

(i) 圧縮性の影響として Tonks-Dattner 共鳴が現れ、共鳴点の付近では散乱パターンに大きな変化が生じ、異方性の影響も顕著になっているようである。

(ii) 非圧縮性プラズマ円柱では、Tonks-Dattner 共鳴は見られないが、高部ハイブリッド共鳴の付近では共鳴が多数生じている。

(iii) プラズマモードの減衰領域では圧縮性の影響は小さく、異方性のために生じる2つのダイポール共鳴の共鳴点も非圧縮性の場合に近い。

(iv) 誘電体円管による影響は、圧縮性、非圧縮性の如何にかかわらず同じような傾向を示している。

最後に、日頃お世話になる熊谷信昭教授、倉薗貞夫助教授をはじめ、ご討論いただく板倉研究室、熊谷研究室の諸氏に深謝する。

参考文献

(1) J.V. Parker, J.C. Nickel, and R.W. Gould: 'Resonance Oscillation in a Hot Nonuniform Plasma', Phys. Fluids, Vol.7, No.9, p.1489 (Sep. 1964)

(2) J.E. Butterworth and Richard L. Moore: 'Experimental Study of Scattering from Plasma Column', J. Appl. Phys., Vol.40, No.13, p.5076 (Dec. 1969)

(3) S.J. Buchsbaum and A. Hasegawa: 'Excitation of Longitudinal Plasma Oscillations Near Electron Cyclotron

Harmonics', Phys. Rev. Letters, Vol.12, No.25, P.685 (Jun.1964)

(4) G. Bekefi, J.D. Coccoli, E.B. Hooper, Jr. and S.J. Buchsbaum: 'Microwave Emission and Absorption at Cycrotron Harmonics of a Warm Plasma', Phys. Rev. Letters, Vol.9, No.1, P.6 (Jul.1962)

(5) A.M. Messiaen and P.E. Vandenplas: 'Resonant Behaviour of a Cylindrical Column of Plasma in Free Space with and without Steady Magnetic Fields', Physica, 28, P.537 (1962)

(6) Ira. B. Bernstein: 'Waves in a Plasma in a Magnetic Field', Phys. Rev., Vol.109, No.1, P.10 (Jan.1965)

(7) Y.P. Verma and H.R. Raemer: 'Coupled Electroacoustic and Electromagnetic Waves in an Inhomogeneous, Compressible, and Lossy Plasma', Radio Science, Vol.6, No.1, P.113 (Jan.1971)

(8) H.H.C. Chen and D.K. Cheng: 'Concerning Lossy, Compressible, Magneto-Ionic Media - Gneneral Formulation and Equation Decoupling', IEEE Trans. AP-14, No.4, P.497 (Jul.1966)

(9) R.J. Mayham: 'Some Comments on "Concerning Lossy, Compressible, Magneto-Ionic Media - General Formulation and Equation Decoupling"', IEEE Trans. AP-15, No.2 P330. (Mar.1967)

(10) Hollis H.C. Chen and Dovid K. Cheng: 'Solution of Electromagnetic Ploblems in Anisotropic and Compressible Media', J. Appl. Phys. Vol.36, No.10 (Oct.1965)

(11) 内田一徳: '圧縮性・異方性プラズマで被覆された円柱完全導体による平面波の散乱', 九大工学集報, 第44巻, 第3号 (1971年6月)

(12) S.R. Seshadri : 'Plane-Wave Scattering by a Magnetoplasma Cylinder', Electron. lett., Vol.1, No.9, P256 (Nov. 1965)

(13) K.C. Yeh and C.H. Liu : 'Theory of Ionospheric Waves' ACADEMIC PRESS, 1972

付録：誘電体円管に囲まれた非圧縮性・異方性プラズマ円柱におけるダイポール共鳴について．

一般に円柱状プラズマに電磁波が入射したとき、ダイポール共鳴という共鳴現象が生じることが知られており、また、この共鳴点はプラズマ円柱の径にあまり依存しない性質をもっている。

ここでは特にプラズマを囲む誘電体円管を考え、その外径が入射波の波長に比べて極めて小さい場合について共鳴点を示す条件式を導いてみよう。

図1のように内径が a、外径が b であり、軸が z 軸に平行な誘電体円管 $(\varepsilon_0\varepsilon_t, \mu_0)$ に囲まれた非圧縮性異方性プラズマ $(\varepsilon_0\varepsilon, \mu_0)$ に外部自由空間 (ε_0, μ_0) から平面波（H波）が軸に垂直に入射した場合を考える。このとき、プラズマ中での磁界の軸方向成分 $H_z^{(p)}$ は次の波動方程式を満足する。

$$\nabla_t^2 H_z^{(p)} + k_0^2 \hat{\varepsilon}^2 H_z^{(p)} = 0 \qquad (A\cdot1)$$

ここで

$$\hat{\varepsilon}^2 = \frac{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2}{\varepsilon_1}$$

である。

誘電体円管および外部自由空間においては、式(A·1)の $\hat{\varepsilon}^2$ の代りに、1 および ε_t でそれぞれ置き換えた波動方程式となる。

従って、これらの波動方程式から、各領域での電磁界は円筒座標系 (r, φ, z) を用いて次のように表わすことができる。

$$\left.\begin{aligned} H_z^{(p)} &= \sum_n j^{-n} b_n Z_n(\hat{\varepsilon} k_0 r) e^{jn\varphi} \\ E_\varphi^{(p)} &= \sum_n Z_0 j^{-n+1} b_n \left\{ -\frac{\varepsilon_2}{\hat{\varepsilon}} Z_n'(\hat{\varepsilon} k_0 r) + \frac{n\varepsilon_1}{k_0 r} Z_n(\hat{\varepsilon} k_0 r) \right\} e^{jn\varphi} \end{aligned}\right\} \quad (r<a) \qquad (A\cdot2)$$

$$\left.\begin{aligned} H_z^{(t)} &= \sum_n j^{-n}\{C_n J_n(k_t r) + d_n Y_n(k_t r)\} e^{jn\varphi} \\ E_\varphi^{(t)} &= Z_t \sum_n j^{-n+1}\{C_n J_n'(k_t r) + d_n Y_n'(k_t r)\} e^{jn\varphi} \end{aligned}\right\} \quad (A\cdot 3)$$

$$(a < r < b)$$

$$\left.\begin{aligned} H_z^{(s)} &= \sum_n j^{-n} a_n H_n^{(2)}(k_0 r) e^{jn\varphi} \\ E_\varphi^{(s)} &= Z_0 \sum_n j^{-n+1} a_n H_n^{(2)\prime}(k_0 r) e^{jn\varphi} \end{aligned}\right\} \quad (r > b) \qquad (A\cdot 4)$$

一方、入射波はH波であることより

$$\left.\begin{aligned} H_z^{(i)} &= \sum_n j^{-n} J_n(k_0 r) e^{jn\varphi} \\ E_\varphi^{(i)} &= Z_0 \sum_n j^{-n+1} J_n'(k_0 r) e^{jn\varphi} \end{aligned}\right\} \qquad (A\cdot 5)$$

と表わすことができる。

ただし $$Z_t = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_t}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_t}}, \quad k_t = \sqrt{\varepsilon_t} k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_t \mu_0}$$

$$\xi_1 = \varepsilon_2/(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2), \quad \xi_2 = -\varepsilon_1/(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2), \quad q = |\hat{q}|$$

である。

H_z と E_φ とが $r = a, b$ において連続となることから、散乱波の係数 a_n は式(A·2)ないし式(A·5)を境界条件に適用して次式のようになる。

$$a_n = \frac{-A_n}{A_n - jB_n} \qquad (A\cdot 6)$$

ここで

$$\begin{Bmatrix} A_n \\ B_n \end{Bmatrix} = Z_t \begin{Bmatrix} J_n(k_0 b) \\ Y_n(k_0 b) \end{Bmatrix} C_n - Z_0 \begin{Bmatrix} J_n'(k_0 b) \\ Y_n'(k_0 b) \end{Bmatrix} D_n.$$

$$\begin{Bmatrix} C_n \\ D_n \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} J_n'(k_t b) \\ J_n(k_t b) \end{Bmatrix} E_n + \begin{Bmatrix} Y_n'(k_t b) \\ Y_n(k_t b) \end{Bmatrix} F_n.$$

$$E_n = Z_t Z_n(qk_0 a) Y_n'(k_t a) + Z_0 Y_n(k_t a)\left\{\xi_2 q Z_n'(qk_0 a) - \frac{n\xi_1}{k_0 a} Z_n(qk_0 a)\right\}$$

$$= -Z_0 Y_n(k_t a)\Big\{\frac{g}{2}(\xi_1-\xi_2)Z_{n-1}(gk_0a)+\frac{g}{2}(\xi_1+\xi_2)Z_{n+1}(gk_0a)\Big\}$$

$$+ Z_t Z_n(gk_0a)\Big\{\frac{1}{2}Y_{n-1}(k_t a)-\frac{1}{2}Y_{n+1}(k_t a)\Big\}$$

$$F_n = -Z_t Z_n(gk_0a)\Big\{J_n'(k_t a)-Z_0 J_n(k_t a)\Big\}\xi_2 g Z_n'(gk_0a)-\frac{n\xi_1}{k_0 a}Z_n(gk_0a)\Big\}$$

$$= Z_0 J_n(k_t a)\Big\{\frac{g}{2}(\xi_1-\xi_2)Z_{n-1}(gk_0a)+\frac{g}{2}(\xi_1+\xi_2)Z_{n+1}(gk_0a)\Big\}$$

$$- Z_t Z_n(gk_0a)\Big\{\frac{1}{2}J_{n-1}(k_t a)-\frac{1}{2}J_{n+1}(k_t a)\Big\}$$

である。

プラズマを囲む誘電体円管の外径が入射波の波長に比べて極めて小さいという仮定から、$k_0a \ll 1$, $k_0b \ll 1$, $k_ta \ll 1$, $k_tb \ll 1$ なる関係が満足されており、さらにプラズマ中においても $gk_0a \ll 1$ なるものとする。一方、円筒関数はその変数の値が十分小さいとき、級数展開の高次の項を無視して、以下のようになる。

$$J_0(x),\ I_0(x) \underset{x\ll 1}{\simeq} 1 \qquad Y_0(x) \underset{x\ll 1}{\simeq} \frac{2}{\pi}\log\left(\frac{\gamma x}{2}\right)$$

$$J_n(x),\ I_n(x) \underset{x\ll 1}{\simeq} \frac{1}{n!}\left(\frac{x}{2}\right)^n \qquad Y_n(x) \underset{x\ll 1}{\simeq} \frac{(n-1)!}{\pi}\left(\frac{2}{x}\right)^n$$

$n \geq 1$, γ: Eulerの定数.

以上の関係を A_n, B_n を記述する式に適用すると、整理されて、結局これらは次のようになる。

$$A_n = \left(\frac{k_0b}{2}\right)\left[\left(\frac{b}{a}\right)\left(\frac{k_0b}{2}\right)^2(1-\varepsilon_t)+\left(\frac{a}{b}\right)\left(\frac{k_0a}{2}\right)^2(\varepsilon_t-\hat{g}^2)\right] \qquad (A\cdot 7)$$

$(n=0)$

$$= -\frac{(k_0b)^{2n-1}g^{n-2}}{n!(n-1)!\,2^{2n}}\cdot\frac{\varepsilon_1+\varepsilon_2}{2\varepsilon_t+\varepsilon_1}$$

$$\times\left[\varepsilon_t^2-(1-\varepsilon_1+\varepsilon_2)\varepsilon_t-\varepsilon_1+\varepsilon_2-\left(\frac{a}{b}\right)^{2n}\left\{\varepsilon_t^2+(1-\varepsilon_1+\varepsilon_2)\varepsilon_t-\varepsilon_1+\varepsilon_2\right\}\right]$$

$(n \geq 1)$ $\qquad (A\cdot 8)$

$$= -\frac{(k_0 b)^{-2n-1}\, g^{-n-2}}{(-n)!(-n-1)!\,2^{-2n}} \cdot \frac{\varepsilon_1-\varepsilon_2}{2\xi_t\xi_1}$$

$$\times\left[\xi_t^2-(1-\varepsilon_1-\varepsilon_2)\xi_t-\varepsilon_1-\varepsilon_2-\left(\frac{a}{b}\right)^{-2n}\left\{\xi_t^2-(1-\varepsilon_1-\varepsilon_2)\xi_t-\varepsilon_1-\varepsilon_2\right\}\right]$$

$(n \leqq -1)$ (A·9)

$$B_n = -\frac{1}{\pi}\left(\frac{2}{k_0 a}\right) \qquad (n=0) \qquad \text{(A·10)}$$

$$= -\frac{g^{n-2}}{\pi k_0 b} \cdot \frac{\varepsilon_1+\varepsilon_2}{2\xi_t\xi_1}$$

$$\times\left[\xi_t^2+(1+\varepsilon_1-\varepsilon_2)\xi_t+\varepsilon_1-\varepsilon_2-\left(\frac{a}{b}\right)^{2n}\left\{\xi_t^2-(1+\varepsilon_1-\varepsilon_2)\xi_t+\varepsilon_1-\varepsilon_2\right\}\right]$$

$(n \geqq 1)$ (A·11)

$$= -\frac{g^{-n-2}}{\pi k_0 b} \cdot \frac{\varepsilon_1-\varepsilon_2}{2\xi_t\xi_1}$$

$$\times\left[\xi_t^2+(1+\varepsilon_1+\varepsilon_2)\xi_t+\varepsilon_1+\varepsilon_2-\left(\frac{a}{b}\right)^{-2n}\left\{\xi_t^2-(1+\varepsilon_1+\varepsilon_2)\xi_t+\varepsilon_1+\varepsilon_2\right\}\right]$$

$(n \leqq -1)$ (A·12)

ここで、$n \leqq -1$ の場合は、$n \geqq 1$ の場合の外部静磁界の方向を逆にすることに対応しているから、$A_n, B_n\ (n \leqq -1)$ は $A_n, B_n\ (n \geqq 1)$ の ε_2 を $-\varepsilon_2$ で置き換えることによって得られた。

外径の極めて小さい円柱による散乱波は $a_n (n=0, \pm 1)$ によってほぼ決定され、さらに共鳴現象が現れるのは $B_n = 0$ のときと考えられる。従って、ダイポール共鳴が生じるための条件式は式(A·11)，式(A·12)において、$n = \pm 1$ としたとき、これらが $B_n = 0$ を満足すればよいことから

$$\xi_t^2+(1+\varepsilon_1 \pm \varepsilon_2)\xi_t+\varepsilon_1 \pm \varepsilon_2-\left(\frac{a}{b}\right)^2\left\{\xi_t^2-(1+\varepsilon_1 \pm \varepsilon_2)\xi_t+\varepsilon_1 \pm \varepsilon_2\right\}=0$$

(複号同順) (A·13)

となることがわかる。

式(A·13)をさらに変形してみると

$$\varepsilon_1 \pm \varepsilon_2 = 1 - \frac{X}{1 \pm Y}$$

$$= -\frac{\varepsilon_t\{\varepsilon_t + 1 - (\frac{a}{b})^2(\varepsilon_t - 1)\}}{\varepsilon_t + 1 + (\frac{a}{b})^2(\varepsilon_t - 1)}$$

$$\therefore \quad X = \left[1 + \frac{\varepsilon_t\{\varepsilon_t + 1 - (\frac{a}{b})^2(\varepsilon_t - 1)\}}{\varepsilon_t + 1 + (\frac{a}{b})^2(\varepsilon_t - 1)}\right](1 \pm Y) \qquad (A\cdot14)$$

である。

式(A·14)において、$\varepsilon_t = 1$ あるいは $a/b = 1$ とすると、誘電体円管のない非圧縮性異方性プラズマ円柱のダイポール共鳴の条件式[13]

$$X = 2(1 \pm Y) \qquad (A\cdot15)$$

に一致することが確められる。

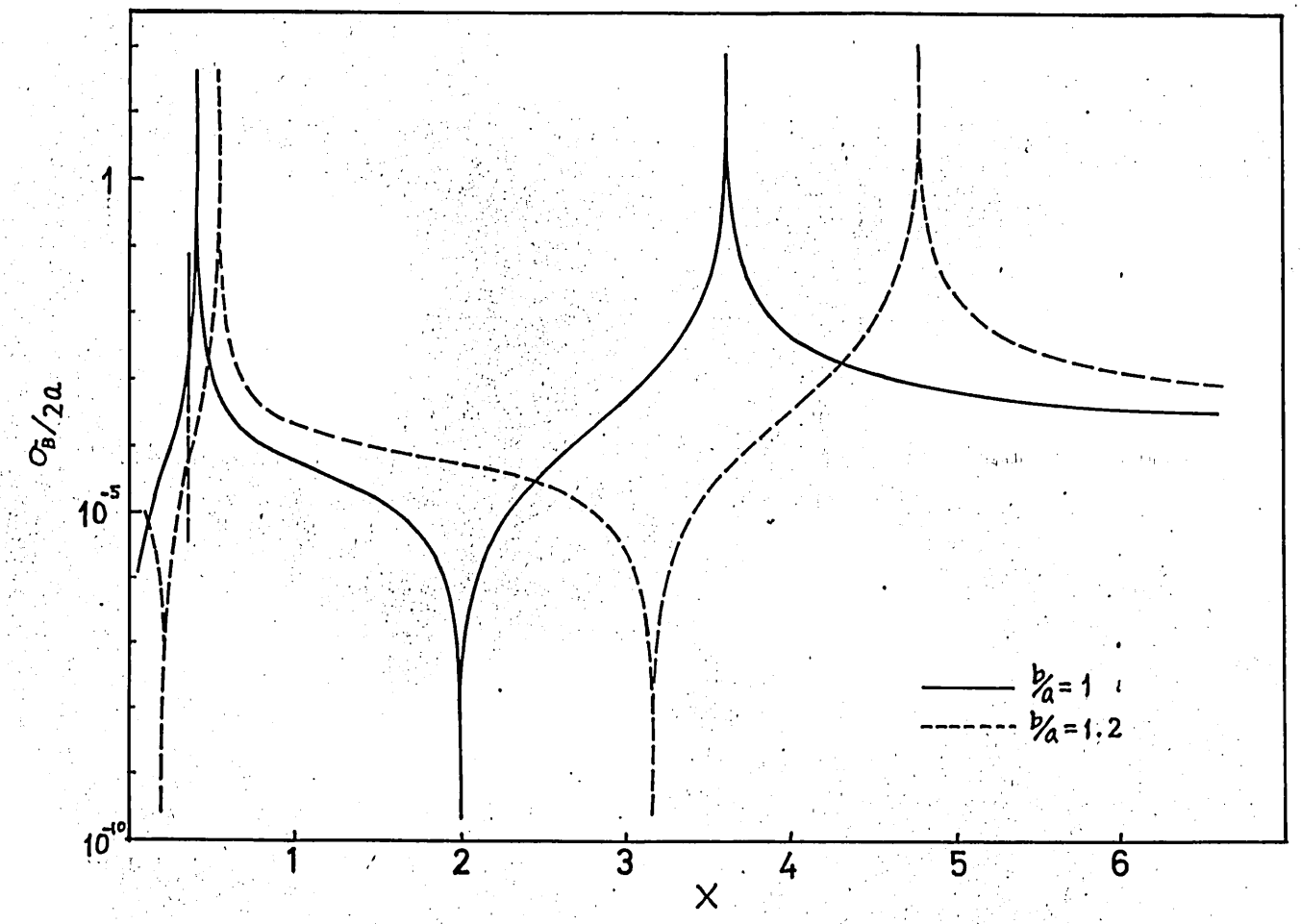
今、1つの数値例として、$Y = 0.8$, $b/a = 1.2$, $\varepsilon_t = 4$ とすると、誘電体円管のあるプラズマ円柱においては式(A·14)より

$$X = 0.53,\ 4.77$$

となる。一方、誘電体円管のないプラズマ円柱においては式(A·15)より

$$X = 0.40,\ 3.60$$

となる。これら共鳴点の理論値は、$a/\lambda_0 = 0.005$ (λ_0: 自由空間中での入射波の波長) としたときの後方散乱断面積の数値計算結果から得られる値と非常によく一致することが確められる。(図A·1参照)



図A·1 非圧縮性の場合での後方散乱断面積 ($Y = 0.8$, $a/\lambda = 0.005$, $\varepsilon_r = 4$)

電子科学研究会資料

大阪管による検波・混合とロッキング過程

石川正臣、竹田成利、森田正信
（関西大学工学部）
嶋澤耀一
（シャープKK）

昭和48年12月14日

1. まえがき

電子振動管の一種である大阪管は制動電界を利用して、電子を多重走行させ、減速電子が回路に超高周波エネルギーを与えるもので、効率が高く、高い電子コンダクタンスを持ち、かつ電子同調範囲が極めて広く、わずかな陽極入力で発振が起こる。この管は発振以外に、検波、増幅、混合動作が可能であり、一方、電子を集束させるために管軸方向に適当な強さの磁界をかけるが単に集束だけでなく管の動作に重要な役割をはたしている。ここで磁界と電界の関係から、ExBの方向に推移を生じるが、これを積極的に利用したのがストロフォトロン(1)で応用としては進行波大阪管(2)があり、波動論の立場から考察したのがファウシモトロン(3)である。

この報告は検波、混合での内部発振スペクトルの影響を実験上から考察したものである。

従来、検波は俗に、波次数、磁界指数の立場から考察してきたが、実験において内部発振が重要な関係をもつことを見い出し、特に、内部発振周波数と入来信号周波数が一致した時検波感度が良くなる。混合では局発として内部発振を用い、局発、混合をかねた管として動作させ、一方局発を外部から強制的に入れた場合と比較する。以上の検波、混合での内部発振の寄与から発振スペクトルと検波出力の関係を調べ注入同期現象の立場からスペクトルをはかめる。

注入同期(4)の問題は古くから知られており、多くの文献が報告(5)されている。特にマイクロ波固体発振器における発振出力での

FM雑音の軽減、発振の安定化のために注入同期が用いられ、応用面として、AMリミッタ、周波数変換、FM復調、逓倍に利用されている。ここで問題にするスペクトルの立場からは Stover[6] etc. によって注入信号が無変調の場合、ロッキングされるまでの過程が理論解析されている。しかし注入信号にAM変調をかけた場合、斎藤 etc.[7] によってAM-FM変換が可能であることを報告しているが、変調時のロッキングされるまでのスペクトル解析の報告が見当らない。ここではそのロッキングまでのスペクトルの推移をスペクトルアナライザーで観察し、かつ、検波波形との関連性を示したものである。

2. 試作管および実験装置

電極構造は図1.に示す平板放物型電極を用いて、lx=6mm で、400MHz帯の検波、混合実験を行う。

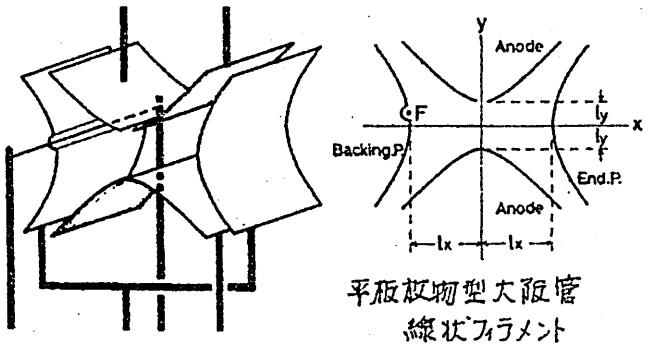


図1. 試作管電極構造

結線は図2に示すように上段のレッヘル線に局発信号(f_L)を、中段のレッヘル線には1KHzのAM変調をかけた入来信号(f_i)を接続し、下段のレッヘル線は大阪管の陽極ギャップに接続している。また f_L と f_i はIFAMPの中心周波数60MHzだけ離れた周波数で発振させ、出力の取り出しは混合の場合、Back,End両極より、2Mn

のボリュームを負荷抵抗として接続し、その両端よりIFAMPに接続し、出力が最大になるような抵抗値にボリュームをセットし、出力をCRT面上で相対値として読む。直接検波の場合は1MΩの負荷抵抗を接続してその両端をAudio AMPで増幅してCRT面上で相対値として読む。

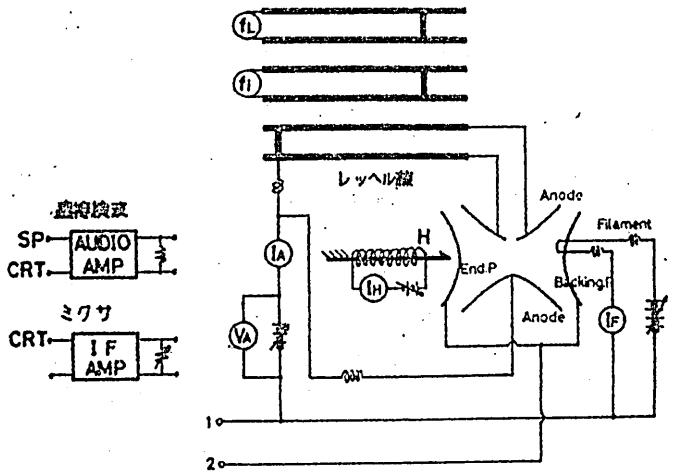
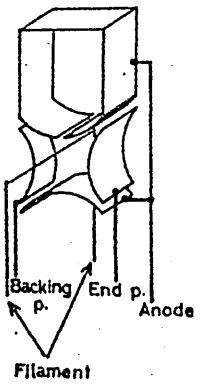


図2. 結線図

10GHz帯での混合実験では、図3に示すようなレッヘル線内蔵型のlx=1mm平板放物型電極でE面から挿入し、回路構成は、図4に示すようなものである。



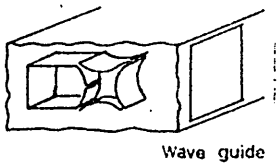


図3.
10GHz帯の
電極構造

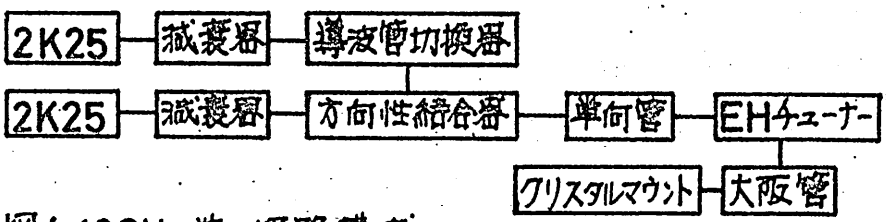


図4.10GHz帯の回路構成

3. 実験結果および考察

3.1. 直接検波

3.1.1. 検波と内部発振との関係

今までの実験結果から検波のための条件をまとめると次の四項目に大別される。

陽極電圧(V_A)に対して.

(1) 体心波次数(n)が整数値。

(2) 入来波の電界が弱くなると高次のnが有効。

磁界(H)に対して.

(3) 磁界指数(r_w)が整数値

(4) y方向の電子角周波数を満足する磁界

図5は入来信号周波数(f_i)=410MHzでの陽極電圧変化に対する検波出力(S)と内部発振周波数(f_o)の特性である。Sは上述の(1),(2)の条件を満足するところで得られることを示しており、一方、入来波の電界が弱くなるに従ってSを得るV_Aの範囲がV_A=60~107vからn=3を満足する95vと次第に極限されてくる。つまり、nが整数値を満足するV_Aで

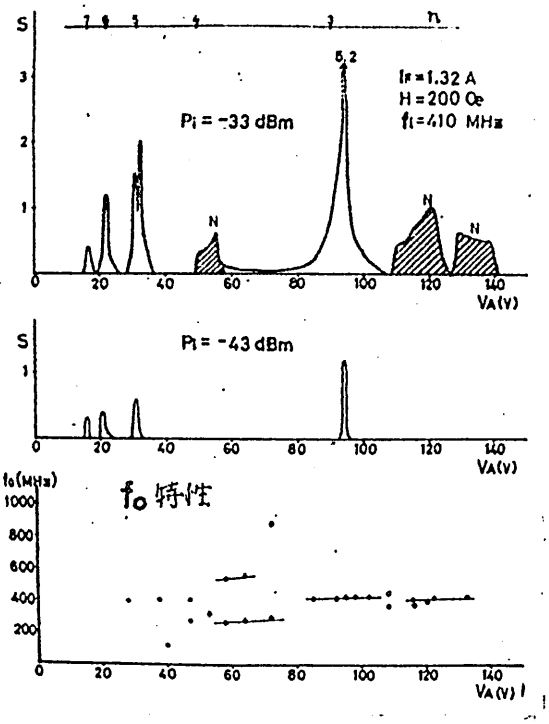
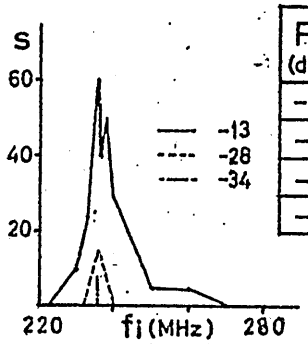


図5. VA 特性

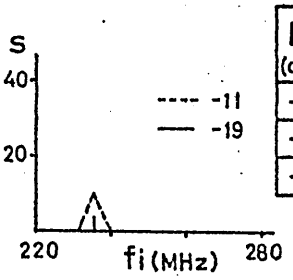
のみSを得るようになる。これを自励発振周波数特性からみるとfo≒fiのところのみしか検波できなくなり、電界変化によって、VAが極限されるようにfoの範囲も極限されてくる。これはfiの電界によるfoのシフトが次第に少なくなるためと考えられる。

この極限されてゆく過程をfoの発振の大きさ(foレベル)を極端に大きい時と小さい時にfiの入力の大きさ(fiレベル)とfiを変化させた場合のSとの関係を図6に示す。この時のfo, fiレベルはスペクトルアナライザー面での相対値を示すものであり、また、foレベル変化はヒーター電流を変化させて、周波数変化がない範囲で実験を行なったものである。その結果をまとめると次のようになる。



Pi (dBm)	レベル fi	fo
-13	3	0.2
-21	1	
-28	0.5	
-34		

(a)



Pi (dBm)	レベル fi	fo
-11	3	5
-19	2	
-25	1	

(b)

図6. Pi, fi変化によるS特性.

foレベル＞fiレベル
- ◦検波されるfiの範囲が狭い.
- ◦入来波電界が比較的強い場合しか検波できない.

foレベル＜fiレベル
- ◦検波されるfiの範囲が広い.
- ◦微弱電界まで検波可能.

このようにfo=fiを満足し、かつ、foレベルがある程度小さいほど検波感度が良いことから高次発振波(n)で安定なfoを持てば検波が有効

であることが証明された。ただ従来の実験結果でnで証明できなかったSに対してはfiによるfoの引き込みを考えに入れることで説明できると思われる。このようにfo=fiでの検波は機構的には同期検波と考えられ、大きな背景雑音の中より、微弱な信号を検出するのに有効である。

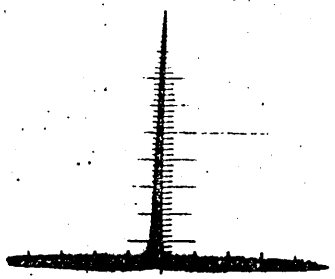
3.1.2. 検波波形と内部発振スペクトル

入来信号周波数(fi)による内部発振周波数(fo)スペクトルの影響と検波波形の比較を写真1に示す。(a)はfo=433.7MHzのスペクトル。(b)~(d)はfoにfiを近づける。(e)はfo=fiでロックする。(f)はfoよりfiを遠ざけた各場合である。検波出力Sはfoスペクトルに影響を受け始めたと同時にあらわれ、fiをfoに近づけるに従ってSが大きくなると共に歪を生じ、fo=fiで歪のない正弦波を得る。一方、遠ざけても同様なことが言える。これはfoにfiを近づけるに従ってfoの周波数がシフトしてゆくがそれと共にfiによって他の周波数スペクトル(これは4.2.で詳しく述べる)を生じ、各スペクトルが独立している場合[写真1(b)、図7(a)]Sに歪がなく、foと他の周波数スペクトルが混在する場合[写真1(c)~(d)、図7(b)]歪を生じる。また混在する周波数範囲が狭くなるに従ってSが大きくなると共に歪が少なくなり[写真1(c)(d)]、fo=fiでロックした場合、歪がなく、ロッキングしている間その状態が続く。これはfoの大きさを一定として、fiの大きさが大であるほどロックされる周波数範囲が、大となり、その結果、検波されるVA, fiの範囲が広くなる。一方、fiを小にすると極限される。結局、最良の検波はfo=fiであることが、

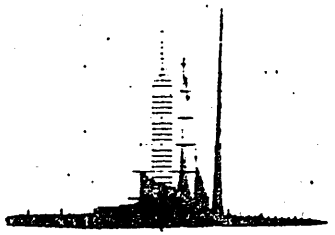
写真1.

f_o スペクトル と検波出力S

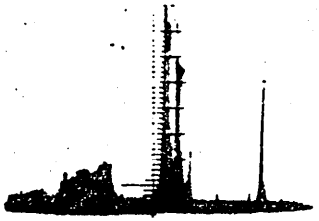
P_i = -8dBm

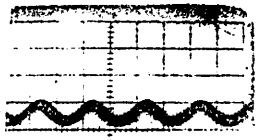


(a) f_o=433.7MHz

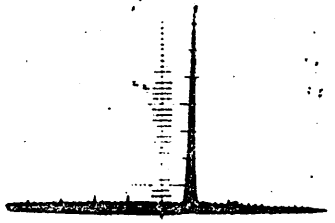


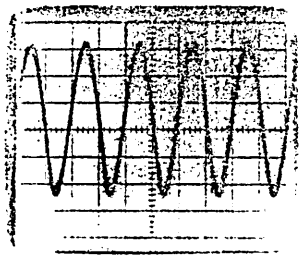
(d) f_i=435MHz



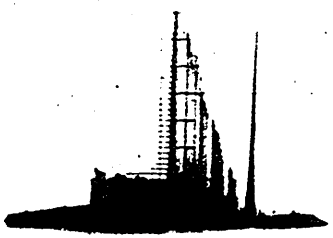


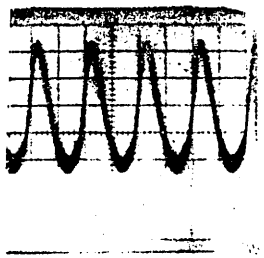
(b) f_i=437MHz



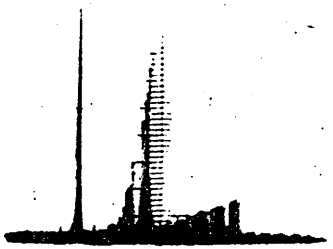


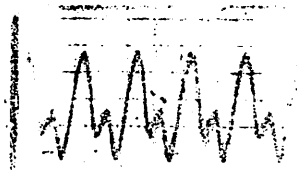
(e) lock





(c) f_i=436MHz





(f) f_i=431.5MHz

スペクトルからも結論づけられる。

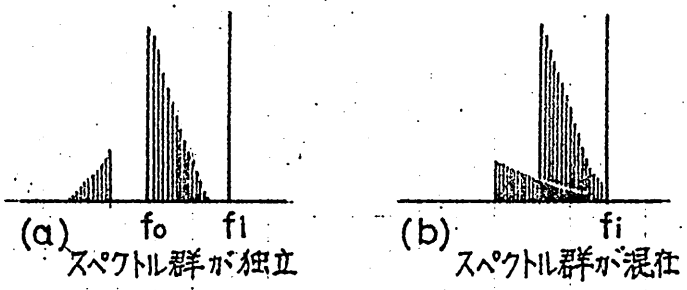


図7.

3.2. 混合.

陽極電圧(V_A)変化での混合出力(S_M)と内部発振周波数(f_o)を図8に示す。結果は直接検波と同じで入来波の電界が弱くなるにつれてS_Mを得るV_Aの範囲が狭くなり$n=3$(410MHzのn)に相当するV_Aの電圧のみとなる。中間周波増幅器の中心周波数が60MHzであるために、$|f_o-f_i|=60$ MHzに限定される。電界が比較的強い場合には、これだけでなく、次の条件でも

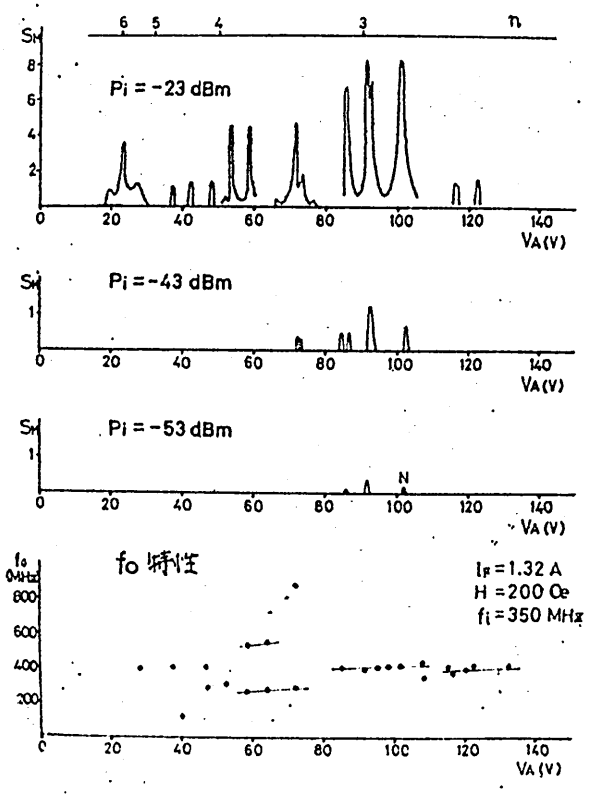


図8. V_A 特性

可能である

(1) $m(f_o-f_i)=60MHz$

(2) $|m'f_o-f_i|=60MHz$

局発信号(f_L)を入れた場合と入れない場合でのSMを比較したのが図9である。n=4付近でf_Lを入れることにより顕著にSMを得るが、逆にf_oが安定となり出力を増したと考えられ、結局、局発パワーとして適当な値が必要であると考えられる。一方、f_Lを入れることで、SMに対する歪がなくなる。この歪を発振スペクトルと比較したのが写真2である。(a)は入来波電界が強い場合でSMの1KHzに歪を生じ、f_oのスペクトルには対称性がなくなる。(b),(c)は電界を弱くした場合で歪がなく、f_oスペクトルは対称となる。ただ、出力SMのCRT面上での大小はf_oスペクトルが広帯域から狭帯域になるに従って、小さくなる。このように混合では、広帯域、対称性をもつ場合が最良となる。このことから、f_Lを入れることによる歪の減少も考察できる。

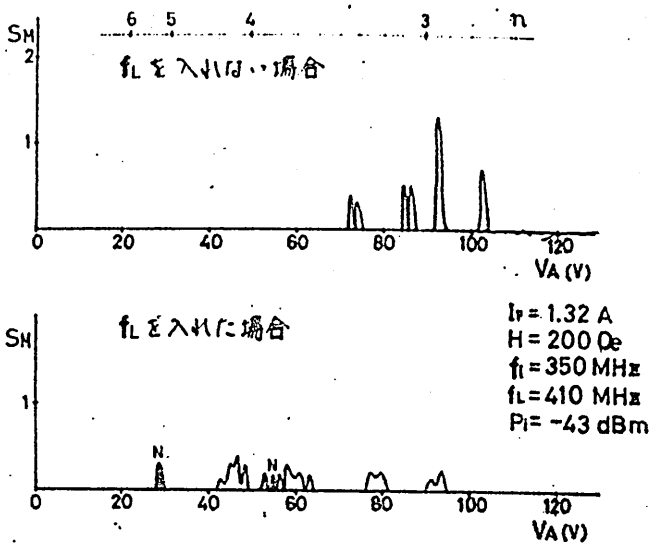
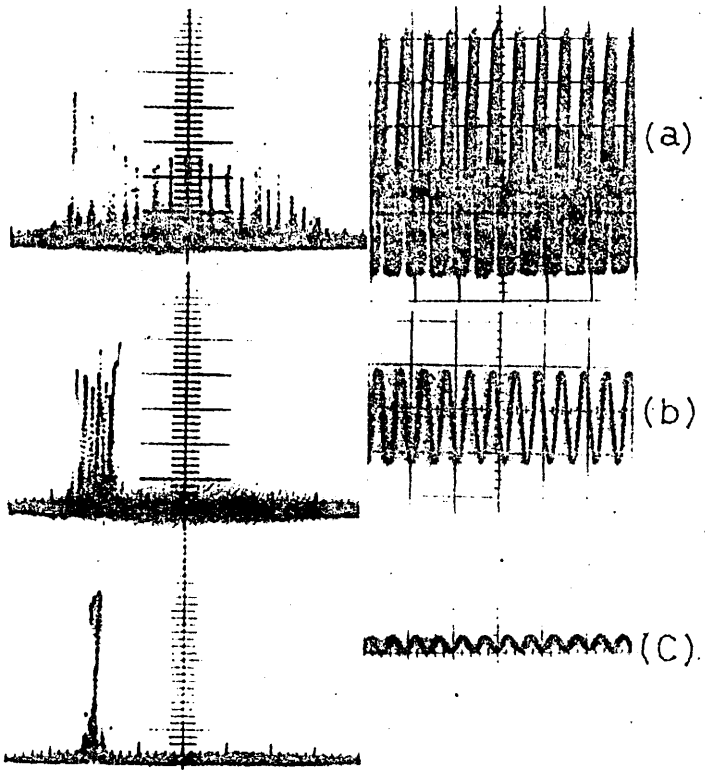


図9. f_Lを入れた場合と、入れない場合のSMの比較

10GHzの混合では図10のようになり、V_A=350vでf_o=4.35,



fo=410MHz　fi=350MHz

写真2. Pi 変化でのfoスペクトルとSM

4.41, 4.74, 7.04, 7.44 GHzと多くの発振周波数があり、その内の12 fo-fi=60MHzと(2)の条件でしか混合が不可能であった。このようにfiが高くなるとこの管での発振がむつかしく、多くの場合.(2)の条件で行はれると考えられるが微弱信号に対して不向きであると考えられる。

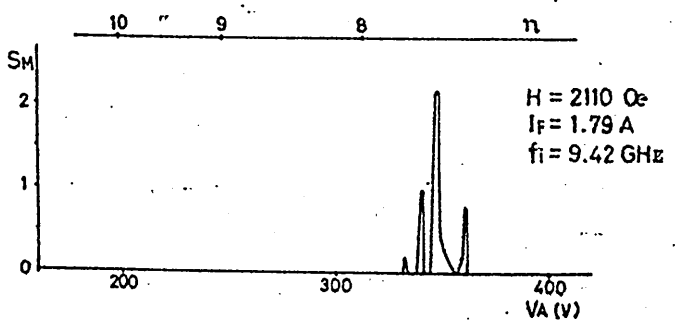


図10. 10GHz帯のVA特性

4. ロッキング過程

内部発振スペクトルの変化が検波、混合動作に影響されることにより可能となることを示したが、これを大阪管でのロッキングの立場から考えてみる。

実験は400MHz帯で行ない、ロッキングするまでの過程をスペクトルアナライザーで観察し、写真撮影を行なった。注入する信号を次の4つの場合について観測する。

(A) 注入信号が無変調で 注入信号周波数(f_i)

(B) 注入信号が無変調で 注入信号パワー(P_i)

(C) 注入信号がAM変調で P_i 変化

(D) 注入信号がAM変調で 変調度(m)変化

4.1. 注入信号が無変調の場合.

ロッキングまでのスペクトルの推移について Stover[6]. Udelson[8] etc. 等で解析が行なわれている。写真3(a)は f_o. (b)は f_i のそれぞれのスペクトルを示し、(c)は f_i によって f_o が乱されている時のスペクトルの一例で、図11は写真3(c)を一般的に示した図である。f_o の振幅 A_o が f_i によって A_2 の位置 f まで shift すると同時に各スペクトル A_2, A_3, A_4, A_5 と非対称な各スペクトル間隔が等しいサイドバンドを生じる。

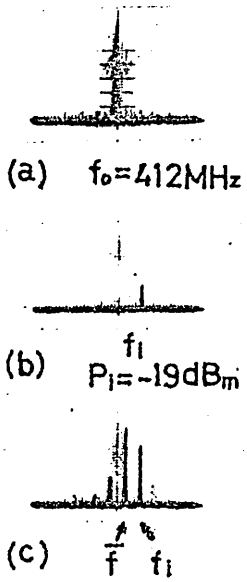


写真3.

写真4(a)~(e)は $f_i - f_o$ = 1MHz の時、P_i の増加

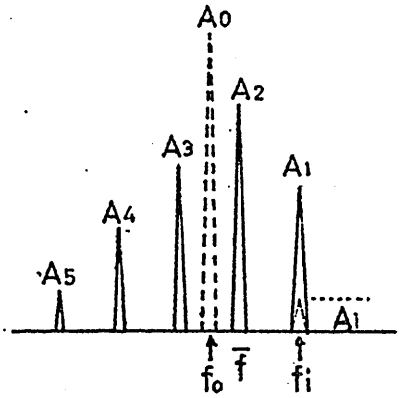


図11. 注入信号による
スペクトル出力

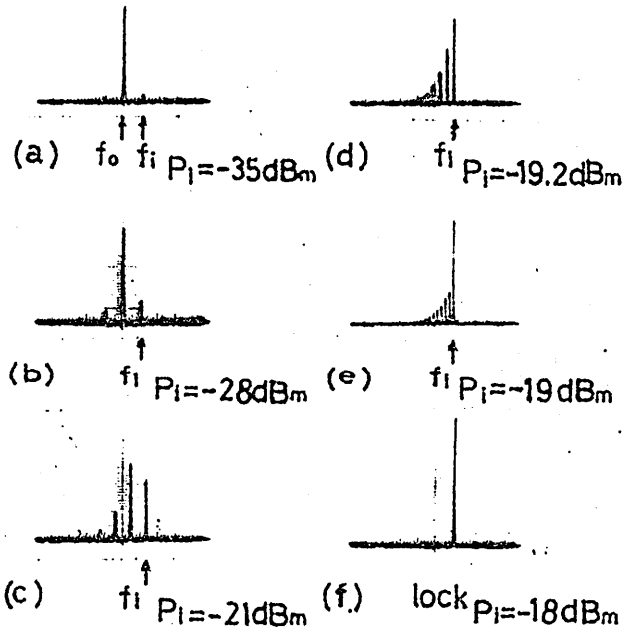


写真4. ロッキング過程

によるスペクトルの連続写真で、ロッキング過程が、進むにつれて非対称サイドバンドの振幅($A_2, A_3, \cdots A_n$)とサイドバンド次のスペクトルの数が増加し(A_nのnが大きくなる)，各振幅間隔が狭くなり、$A_1 > A_2 > A_3 \cdots$を経て、A_1のみになり、ついにロッキングを完了する。

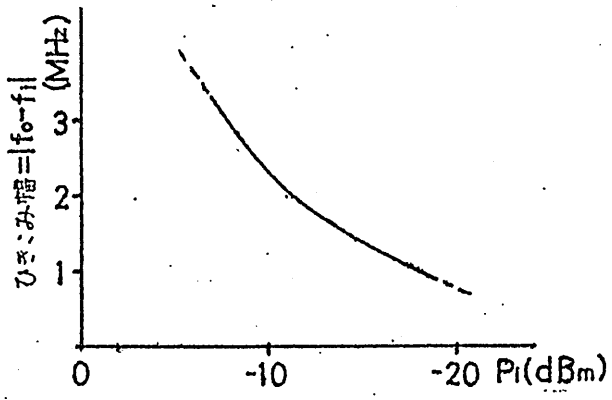


図12. 無変調時のひきこみ幅特性

図12はひきこみ幅とPiの関係を図示したもので Piの増加と共に引きこみ幅が増加することを示している。一方、実験から不安定なfoの発振はロッキングされるとfoのカウンター測定での安定度はMHz単位から数KHzまでの同波数安定となる。

4.2. 注入信号にAM変調をかけた場合

無変調の場合と同様は注入信号(f_i)による周波数ひきこみを生じると共に 各スペクトルにおいて、変調周波数、変調度(m)により複雑は包絡線を示す。ここでは1KHzのAM変調をかけた時、注入信号のロッキング過程でのスペクトル包絡線の一般図が図13である。

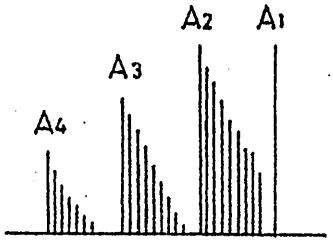


図13.

無変調の場合のそれぞれのスペクトル成分($A_2, A_3, A_4, \cdots$)より指数関数的にf_i(A_1)に向って減少するような包絡線を描く。f_0=420MHz, 変調度(m)=60%で、注入信号電力(P_i)を増していった場合のロッキング過程の連続的なスペクトル変化を写真5に示す。写真5(a)は内部発振f_0, (b)はf_iの影響を受け始め、f_iの方向に引きこまれてゆく時にA_2, A_3スペクトルが1KHzの間隔をもつと思われる多くのスペクトル成分を生じる。写真5(b)~(f)のスペクトルを図示したのが図14である。A_2スペクトルの包絡線はf_iのpower増加と共にひろがり、次第に指数関数的な形になってゆくが、A_3スペクトルはf_iに向って増加するスペクトルから次第に同じ大きさのスペクトルとなり、A_2まで影響をおよぼすようになり、最終的にはf_iに向って減少するスペクトルとなる。

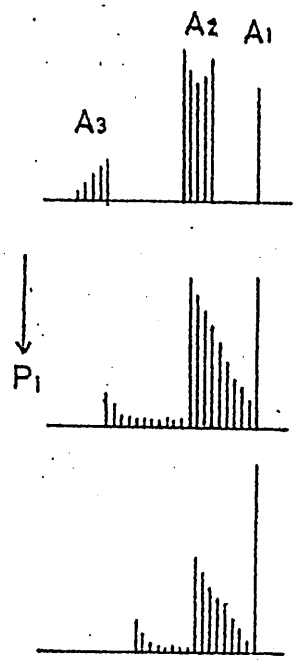
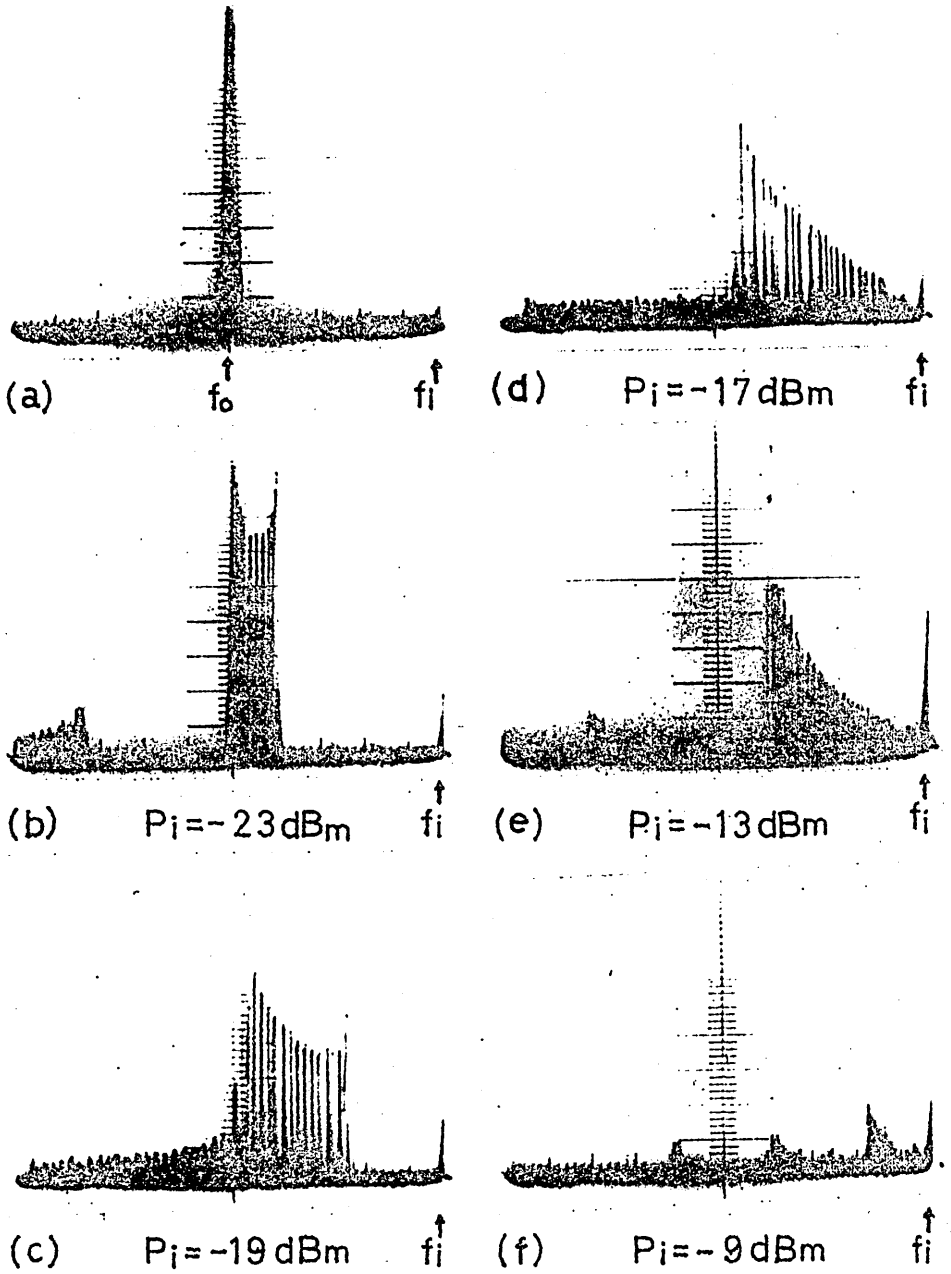
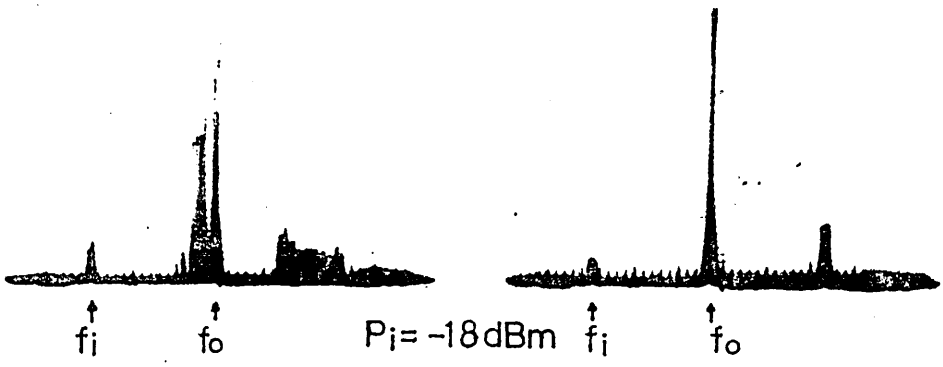


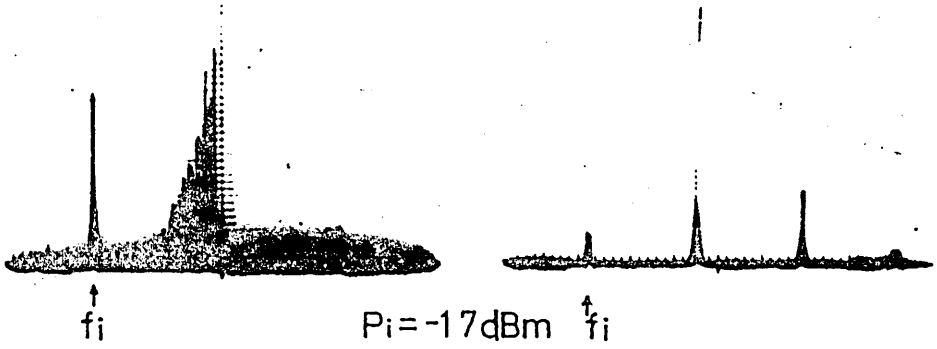
図14.

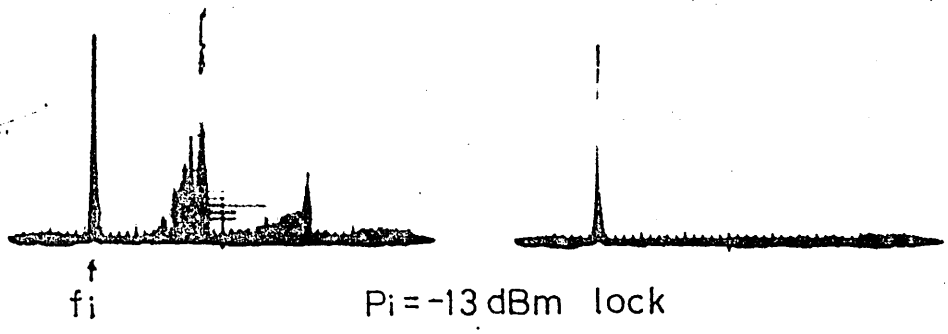


f_o=412MHz m=60% (1MHz/3div)

写真5. Pi 変化によるスペクトル成分







(2MHz／3div)
fi=403 MHz
fo=405 MHz

写真6.
変調,無変調の
スペクトルの比較

このようにロッキング過程でスペクトルの形状が逆転する。この間 A_2 と A_3, A_2 と A_1 の周波数間隔は等しくなく、観測から推察すると添字nが高いほどまず周波数間隔は狭くなり、各スペクトル A_2, A_3, A_4 …… の変調された包絡線がたがいに影響がなくなった時点で等間隔となり、ロッキングを生じる。

注入信号に1KHzの変調をかけた場合とかけない場合を比較したのが写真6で、fo=405MHz, fi=403MHzである。このように変調をかけることにより、無変調に比べてfiのpowerを増加させる必要がある。写真7はfiのpowerを一定としてmを変化させた場合で、図15からわかるようにmを増すとfiのpowerに関しては上述と同様な結果を得た。変調度を増すに従って A_3, A_4 スペクトルが観察できなくなり、$f_o(A_2)$ スペクトルの包絡線はすり鉢形から、線形、そして指数関数的な減少の形となり、$f_o(A_2)$ はfiより遠ざかる方にシフトしてゆくが $A_1(f_i)$ の振幅が大きくなり、fiのpowerを増すとロッキングする。

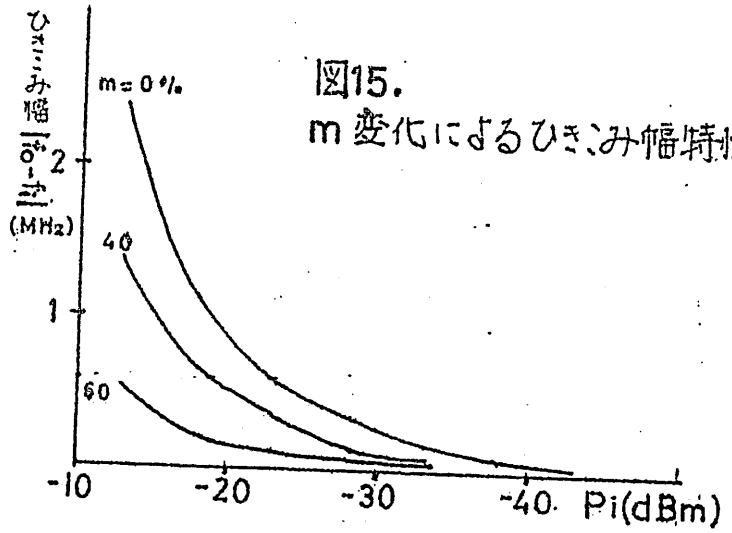


図15.
m変化によるひきこみ幅特性

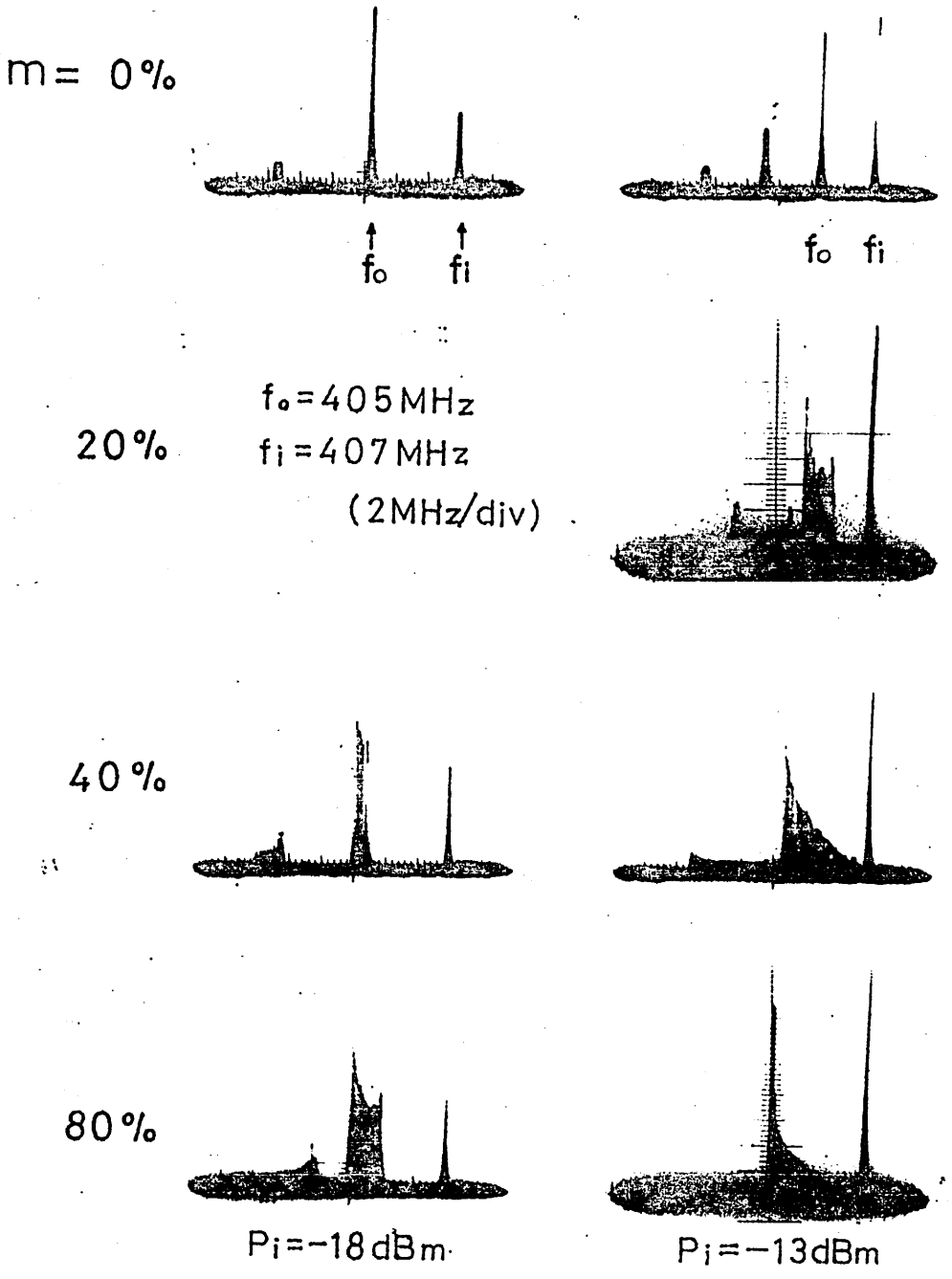


写真7. 1KHz AM変調度変化によるスペクトル

5. 結論

大阪管の検波では内部発振が大きく寄与しており、特に内部発振周波数＝入来波信号周波数の時に検波が最適であり、内部発振が安定で、しかも適当な発振出力で最良の検波感度を得ることができる。混合においても内部発振を利用することで局発をかねそなえたマイクロ波の混合管として、今後、利用できると考えられる。

一方、注入同期の立場から検波波形をしらべると、ロッキングした時に歪のない波形が得られ、AM変調を注入信号に用いて、そのロッキング過程をみると非対称サイドバンドが変調を受け、かつ、スペクトルによっては包絡線が反転する現象を、みつけ出した。

終りに有益な助言をいただいた当研究室、大泉延久専任講師に感謝します。

以上のことは現象的にとらえたもので、今後、理論的に解析を行なっていきと希望しており、各位の御意見、御指導をお願いした次第です

(参考文献)

(1). H.Alfven and D.Romell :"A new electron tube-The strophotron." Proc.IRE,42, p1239-1241(Aug.1954)

(2) 田,森田:"進行波大阪管の設計" s35. 輻射科学研究会資料.

(3) Y.Matsuo: New microwave tube device "Fawshmotron" using the fast electron wave Proc.IRE,48,p1908(Nov.1960)

(4) Adler.R:"A study of Locking Phenomena in Oscillators" Proc.IRE,34, p351-357 (Jun.1946)

(5) 池上,中島:"マイクロ波固体発振器の同期現象とその応用" 電通誌,54, p693-699 (May.1971)

(6) Stover H.L.and Shaw R.C.: "Theoretical explanation for the output spectra of unlocked driven oscillators." Proc. IEEE,54, p310 (Feb.1966)

(7) 斎藤,高木,真野:"注入同期マイクロ波固体発振器を用いた周波数変調方式." マイクロ波研究会資料 MW73-51

(8) B.J.Udelson and R.E.Hines :"Frequency Modulation of a CW avalanche oscillator by an injected RF signal." The microwave journal,14,p25-34(Oct.1971)

輻射科学研究会資料

インパットダイオードの二周波発振について

廉田　浩
中島将光
池上淳一
(京都大学工学部)

1973年12月14日

§1 まえがき

近年 通信の高周波化に伴なって 固体発振器もより高い周波数でより効率よく動作するものが必要になっている。このような観点からここでは 所謂インパットダイオードの発振動作について 解析し、その高周波化の可能性について 主に検討する。

具体的には、発振の高調波出力を積極的にとりだして 使うことも考えられるため、直流・基本周波・第2次高調波 の3つの混合系を考え、素子内部の諸パラメータや 外部回路(共振器及び負荷)のインピーダンスと 発振周波数・出力 との関係を しらべる。

この種の解析は 幾つか行われているが[1],[2] 微分方程式を数値的に解く方法が多く採用されているため 外部回路のインピーダンスの選択が自由でなかったり 素子の内部パラメータと発振特性との関係が不明確である場合も多い

本論では 微分方程式を直接解く代りに 超越方程式の根を求めることにより 近似的に発振動作の解析を行う。但しここで扱うインパットダイオードは リード形である。

§2 発振素子の構造及び略号の説明

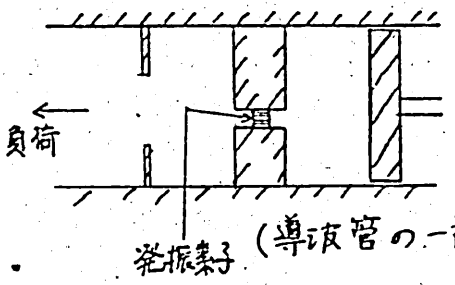


FIG I

<固体発振器の1例>
(略図)

(a)

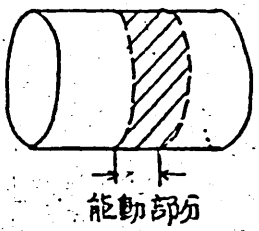
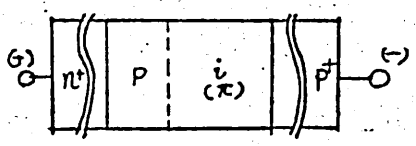


FIG II

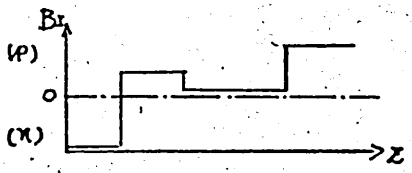
<結晶をとりだしたもの>

(b)



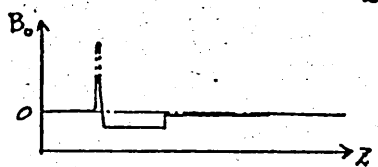
<能動部付近の説明図>

(c)



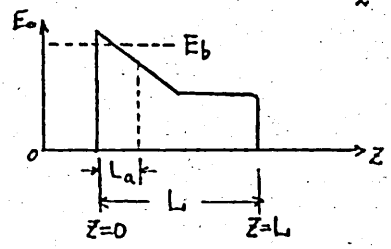
<不純物密度>

(d)



<空間電荷密度>

(e)



<直流障壁分布>

・略号

A：素子断面積

L：素子放物部分長

ε：誘電率

B_0：空間電荷密度（空間的に固定されたもの）

z：素子内平面波進行方向

L_a：アバランシェ領域長

v_e：電子飽和ドリフト速度　　v_p：ホール飽和ドリフト速度

α_e：電子のイオン化率　　α_p：ホールのイオン化率

n_e：電子密度　　p：ホール密度

ω_n：n次高調波角周波数

J：粒子電流（i.e. $ep v_p + e n_e v_e$）

K：粒子電流差（i.e. $ep v_p - e n_e v_e$）

E：電界

I：全電流

e：電子の電荷

k_n：ドリフト領域の波動位相定数（i.e. ω_n / v_s）

$*$：complex conjugate を表わす

註）suffix 'n' がつく変数は z の関数として表示していないかぎり z に独立である。

§3 基礎方程式及びその近似的解法

次のような諸仮定をした場合、電子及びホールの連続の式，電束密度発散の式（ガウスの式）及び全電流の式は (1)～(4) のようになる。[3]

- 素子両端付近の passive な部分 (i.e. p^+, n^+) を一応無視する
- 素子内の状態を記述する各変数は空間的に z のみの関数とする。(i.e. 平面波近似)
- 上の仮定の結果素子両端の電圧，素子を流れる全電流が簡単に定義でき 更に周期解を仮定すると 外部回路のインピーダンス，アドミッタンスが定義できる。
- 能動部分での粒子の拡散を無視する。
- 電子 ホールともにドリフト速度が飽和状態にありかつそれが等しいとする。(i.e. $v_e \simeq v_p \simeq v_s$)
- 電子・ホールの衝突化率が等しいとする (i.e. $\alpha_e \simeq \alpha_p \simeq \alpha$)
- 電子・ホールの逆飽和電流を無視する。

$$\frac{1}{v_s}\frac{\partial J}{\partial t} + \frac{\partial K}{\partial z} = 2\alpha \cdot J \qquad (1)$$

$$\frac{1}{v_s}\frac{\partial K}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial z} = 0 \qquad (2)$$

$$\varepsilon \cdot \frac{\partial E}{\partial z} - \frac{1}{v_s} \cdot K = eB_0 \qquad (3)$$

$$J + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{I}{A} \qquad (4)$$

但し (1) 式は電子の連続の式とホールのそれとを辺々加えたものに対応し，
(2) 式は辺々引いたものに対応している。

(1)~(4) の基礎式を、次の条件のもとに解く。

・素子がある外部回路にマウントされ、基本周波数 f_1 で発振しているとする。

$$T = 1/f_1 \quad , \quad \omega_n = 2\pi n f_1 \qquad (5)$$

従って全ての時間に関係のある変数は、次のようにフーリエ展開が可能である。

$$E = \sum_{n=0}^{\pm\infty} E^{(n)}(z)\, e^{j\omega_n t} \qquad (E^{(n)}(z);\ \text{complex},\ E^{(-k)}(z) = \{E^{(k)}(z)\}^{*}) \qquad (6)$$

$$J = \sum_{n=0}^{\pm\infty} J^{(n)}(z)\, e^{j\omega_n t} \qquad \text{同様に} \qquad (7)$$

$$K = \sum_{n=0}^{\pm\infty} K^{(n)}(z)\, e^{j\omega_n t} \qquad 〃 \qquad (8)$$

$$I = \sum_{n=0}^{\pm\infty} I^{(n)}\, e^{j\omega_n t} \qquad 〃 \qquad (9)$$

・先に述べたように第n次の周波数について次のような外部回路インピーダンス (Z_n) が定義される。即ち、外部回路の影響は全て $\{Z_n\}$ で代表される。

$$I^{(n)} \cdot Z_n = V^{(n)} = -\int_0^L E^{(n)}(z)\, dz \qquad (10)$$

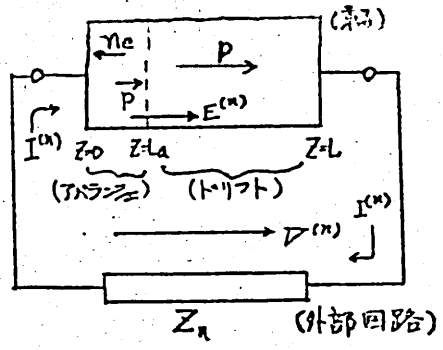


FIG III
<諸条件説明図>

°FIG II (e) のように直流電界が一様でないため高電界である $0 \le z \le L_a$ 付近では 1 回期 (T) を平均して粒子がアバランシェによって多く発生するが他の部分では発生が非常に少い。何故なら イオン化率 α は

$$\alpha \doteqdot \alpha_0 \left(E/E_b\right)^6 \qquad (11)$$

のように表わされるから $E < E_b$ の部分はアバランシェがほとんど起らないと考えてよい。(交流電界は直流電界に比べてかなり小さいので $L_a < L$ なる L_a は定義可能である) 従って

$$\alpha \doteqdot 0 \quad at \quad L_a \le z \le L \qquad (12)$$

以後 $0 \le z \le L_a$ をアバランシェ領域, $L_a \le z \le L$ をドリフト領域と呼ぶ。

° ドリフト領域では (1), (2), (12) 式より

$$\left(\frac{1}{v_s}\right)^2 \frac{\partial^2 J}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 J}{\partial z^2} = 0 \qquad (13)$$

$$\therefore \quad J = f(t - z/v_s) \qquad f;\text{ある関数} \quad (14)$$

(14), (7) 式より

$$J = \sum_n J_D^{(n)} \cdot e^{j(\omega_n t - k_n z)} \quad (at\ L_a \le z \le L) \qquad (15)$$

(14) または (15) 式は「ドリフト領域では 粒子波が envelope を変えずに その正方向へ伝搬している」ことを表わしている。

(15), (4) 式より

$$E = \sum_n E_D^{(n)} e^{j(\omega_n t - k_n z)} + \sum E_S^{(n)} e^{j\omega_n t}$$

$$(at \quad L_a \le z \le L) \qquad (16)$$

・ドリフト領域に於いては アバランシェによっても 熱的にもキャリアーは 発生されないので ここに存在するキャリアーは 外部から注入されたものである。電界の方向性のため アバランシェ領域から注入された ホールのみが この領域に存在することが分る。

$$J = K \cdot (= epv_s) \quad at \quad L_a \leq z \leq L \qquad (17)$$

一方アバランシェ領域と n^+ 領域との境界では逆に電子電流しか存在しないので

$$J = -K \quad (= en_e v_s) \quad at \quad z = 0 \qquad (18)$$

・アバランシェ領域についてみると瞬時的に FIG IV のような n_e, P の分布になっていると考えられる。

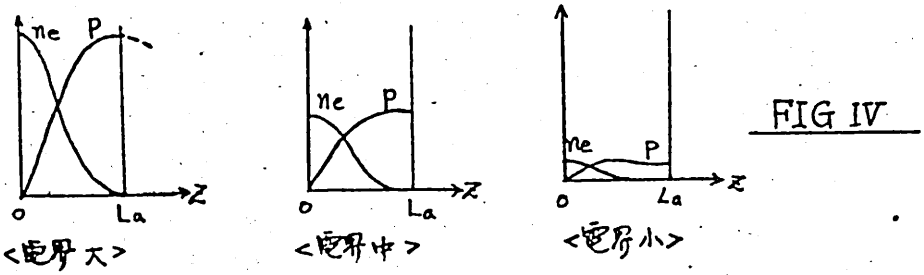


FIG IV

従って ほぼ次の式が成り立つ[4],

$$\frac{\partial J}{\partial z} \cong 0 \qquad (at \quad 0 \leq z \leq L_a) \qquad (19)$$

(19), (7) 式より

$$J = \sum_n J_n e^{j\omega_n t} \quad (at \quad 0 \leq z \leq L_a) \qquad (20)$$

(20), (4) 式より

$$E = \sum_n E_n e^{j\omega_n t} \quad (at \quad 0 \leq z \leq L_a) \qquad (21)$$

・(15), (16), (20), (21) の各式を (3), (4), (10) 式へ代入 整理し、かつ E, J が $z = L_a$ で連続である条件を使うと、次のような、$E_S^{(n)}$, $E_D^{(n)}$, $J_D^{(n)}$, J_n, $V^{(n)}$ と E_n との関係式を得る。[付録A]

$$E_S^{(n)} = R_n E_n \qquad (22)$$

$$E_D^{(n)} = e^{jk_n L_a}(1-R_n)E_n \qquad (23)$$

$$J_D^{(n)} = S_n e^{jk_n L_a} E_n \qquad (24)$$

$$J_n = S_n E_n \qquad (25)$$

$$V^{(n)} = T_n E_n \qquad (26)$$

$$R_n = (\beta + P_n) / (-j\omega_n C_0 Z_n - 1 + \beta + P_n) \qquad (27)$$

$$S_n = j\omega_n \varepsilon (R_n - 1) \qquad (28)$$

$$T_n = j\omega_n C_0 R_n Z_n L \qquad (29)$$

$$P_n = (1 - e^{jk_n(L-L_a)}) / jk_n L \qquad (30)$$

$$\beta = L_a / L \qquad (31)$$

$$C_0 = \varepsilon A / L \qquad (32)$$

° アバランシェ領域についてみると (17), (18), (19) という条件を使って (1)式を z に関して積分すると[4]

$$\tau_a \frac{dJ}{dt} \cong 2J\left(\int_0^{L_a} \alpha\, dz - 1\right) \quad (\tau_a = L_a / v_s) \qquad (33)$$

(3)式中の k の絶対値が比較的小さいとすると

$$\frac{\partial E}{\partial z} \cong (\rho/\varepsilon)\cdot B_0 \ (\equiv C_E) \qquad (34)$$

即ち、アバランシェ領域中の空間電荷密度 (i.e. 不純物密度) に等しくなり定数となる。

(33)式の α に (11)式を代入 積分変数を $z \longrightarrow E$ へ変換して 積分を実行する。次に この式に (20), (21), (25) 式の関係を代入し、両辺の同一周波数に対応する項をまとめ (即ち、同一の'n'についてまとめ) それを等しいとおいた式を導く。今特に注目しているのは、基本周波数と第2次高調波周波数の発振であるため、

$$E_n \cong 0 \qquad |n| \geq 3 \qquad (35)$$

とし、かつ、交流成分は 直流成分に比べあまり絶対値が大きくないとして

$$(E_n)^r \cong 0 \qquad r \geq 3,\ n \neq 0 \qquad (36)$$

とすると、次の式が成立する [付録B]

$$-\left(\frac{1}{4} + N_1\right) = B_1 \hat{E}_1 \hat{E}_1^* + B_2 \hat{E}_2 \hat{E}_2^* \qquad (37)$$

$$-C_1 \hat{E}_1 = D_1 \hat{E}_2 \hat{E}_1^* \qquad (38)$$

$$-C_2 \hat{E}_2 = D_2 \hat{E}_1^2 \qquad (39)$$

但し、$\hat{E}_n = E_n / E_{00} \qquad \hat{J}_n = J_n / J_0 \qquad (40)$

$(E_{00} = E_0|_{z=0},\ \text{or}\ E_0 = C_E z + E_{00}) \qquad (41)$

$N_1 = C_E E_b^6 / (2E_{00}^7 \cdot \alpha_0) \qquad (42)$

$B_i = \frac{1}{2}(6 + \hat{S}_i + \hat{S}_i^*) \qquad (i=1,2) \quad (43)$

$C_i = (1 + j\omega_i \tau_a \hat{S}_i N_1) + 2\hat{S}_i (N_1 + 1/4) \quad " \quad (44)$

$\hat{S}_i = (E_{00}/J_0) \cdot S_i \quad " \quad (45)$

$D_1 = (\hat{S}_2 + \hat{S}_1^* + 6), \quad D_2 = (\hat{S}_1 + 3) \qquad (46)$

(37)～(39)について詳しくみると、(38), (39)式は、複素数の方程式であるため実数部と虚数部に分けて考えると、合計5個の方程式があり、未知数として、$|E_1|$, $|E_2|$, E_{00}, f_1, E_1とE_2との位相角θ_2の5個があることが分る。

従って (1)～(4)の非線形偏微分方程式は 近似的に (37)～(39)の 5元連立超越方程式に帰着する。

未知数を減らすため 次のような操作をする。

・$\hat{E}_1$ は 実数と考えてもよい。 従って、 (39)式より

・$$\theta_2 = \arg(-D_2/C_2) \qquad (47)$$

・(38), (39) 式 より ($\hat{E}_i \neq 0$ のとき)

$$\hat{E}_1 \cdot \hat{E}_1^* = C_1 C_2 / (D_1 \cdot D_2) \qquad (48)$$

$$\hat{E}_2 \cdot \hat{E}_2^* = C_1 C_1^* / (D_1 \cdot D_1^*) \qquad (49)$$

・(48)より 明らかに

$$\mathrm{Im}[C_1 C_2 / (D_1 : D_2)] = 0 \qquad (50)$$

$$\mathrm{Re}[C_1 C_2 / (D_1 \cdot D_2)] > 0 \qquad (51)$$

・(48), (49), (37) より

$$-\left(\frac{1}{14} + N_1\right) = B_1 \cdot \mathrm{Re}[C_1 \cdot C_2 / (D_1 \cdot D_2)] + B_2 \, C_1 C_1^* / (D_1 \cdot D_1^*) \qquad (52)$$

即ち 未知数 f_1, E_{00} について (50), (52)式を連立して解き (51)を満すものを選べばよい。

§4 線形小信号の場合 (参考)

非線形動作を解析する際に 線形小信号時の素子の アドミタンス或いは インピーダンスが分っていると都合がよい。定常発振している場合の素子のインピーダンスは 外部回路のインピーダンスに負号をつけたものに他ならないから. 小信号時のインピーダンスは. (37)~(39)式から容易に分る。

• 小信号時とは

$$\hat{E}_n \ll 1 \qquad (53)$$

であるから (37)~(39)式の右辺は 全て 0 と置いてよい。
従って. 各々から 次の式を得る

$$N_1 = -1/4 \qquad (54)$$

$$C_1 = 0 \qquad (55)$$

$$C_2 = 0 \qquad (55)'$$

(55), (55)' は明らかに同一の曲線 ($Z = func(f)$) を与えるから 結局 (54), (55) を連立して Z と E_{00} を f_1 と J_0 の未知関数として 解けばよい。
結果は、同一の仮定のもとに行なわれた. 解析結果[5]と 同一の式を得る。

§5 計算結果

下記の諸元で計算する

$L = 5\ (\mu m)$ $\quad L_a \cong 0.5\ (\mu m)$

$C_E = -1.9 \times 10^{13}\ (V/m^2)$ $\quad E_b = 3.5 \times 10^7\ (V/m)$

$\alpha_0 = 2.36 \times 10^6\ (m^{-1})$ $\quad \varepsilon = 1.03 \times 10^{-10}\ (F/m)$

$A = 4.0 \times 10^{-8}\ (m^2)$ $\quad v_s = 0.7 \times 10^5\ (m/sec)$

$I_0 = 50\ (mA)$.

[「p」部のドープレベル $B_0|_{z \le L_a} \cong 1.23 \times 10^{22}\ (m^{-3})$]

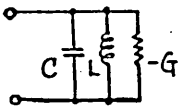
巻末の FIG V ~ FIG VIII を参照.

但し. $P_i = Re[V^{(i)} \cdot V^{(i)*}/Z_i] \quad i = 1, 2$

§6 結果の検討

主に次のような事が分る。

- Z_1, Z_2 の選び方によって P_1, P_2 の大きさが色々変化するが、J の時間変化の波形はそれほど変化しない。これは素子が等価的に粒子電流源として動作していることを示している。
- P_1, P_2 がともに大きく（例えば20 dBm以上）なることはほとんどないと言ってよく、どちらかが大きい場合それを主要周波数と呼ぶことにすれば、主要周波数に対する外部回路アドミッタンスの虚数部と発振周波数とは密接な関係がある。素子の等価回路をその点に着目して描くとすれば



発振周波数 $f_1 > \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$

のようになる。

- 主要周波数に対応する素子アドミッタンスは、線形小信号アドミッタンスチャートの線上か可発振領域（内側）に入っている。
- この計算結果から、第2高調波の出力 P_2 を取り出すのも、1つの高周波出力を得る手段であることが分る。
- その他、式の上から定性的に次のことが言える。
  - L が短くなると、発振周波数 f_1 が高くなる。
  - $|G_E|$ が小さくなると、E_{n0} が変化し、同一の出力を得るために J_0 を増さねばならないので能率が悪くなる。
  - J_0 を小さくすると (38), (37) から粗い計算により $\hat{E}_n$ が小さくなり、即ち出力も減少する。

[付録A]

(15), (16) を (4) へ代入して $e^{jk_n z}$ のついている項を比較すると

$$-j\omega_n \varepsilon E_D^{(n)} = J_D^{(n)} \qquad (A1)$$

他の項を比較すると

$$I^{(n)}/A = j\omega_n \varepsilon E_S^{(n)}, \quad I^{(0)}/A = J_0 \qquad (A2)$$

(10)式に (16), (21) を代入すると

$$Z_n I^{(n)} = V^{(n)} = -L\left\{\beta E_n + (1-\beta)E_S^{(n)} + E_D^{(n)} e^{-jk_n L_a} P_n\right\} \qquad (A3)$$

$z=L_a$ で E, J が連続であるため

$$J_D^{(n)} e^{-jk_n L_a} = J_n \qquad (A4)$$

$$E_S^{(n)} + E_D^{(n)} e^{-jk_n L_a} = E_n \qquad (A5)$$

以上5式を整理すると本文のようになる。

[付録B]

$$\int_0^{L_a} \alpha\, dz = -\left(\frac{\alpha_0}{C_E}\right) \int_{E_{(z=0)}}^{E_{(z=L_a)}} (E/E_b)^6\, dE$$

$$\cong -\frac{\alpha_0}{7 C_E E_b} \left(E_{00} + E_1 e^{j\omega_1 t} + E_2 e^{j\omega_2 t} + \cdots\cdots\right)^7 \qquad (B1)$$

(B1)を(33)式へ代入して $n=0, \pm1, \pm2$ まで とって 各周波数成分ごとにまとめる。 $n=0$ に対応するのが (37) 式

$n=1$ 〃 (38) 式

$n=2$ 〃 (39) 式

$n=-1$, $n=-2$ に対応する式は 各々 (38), (39) の両辺の complex conjugate をとったものに等しく、独立なものではない。

[参考文献]

[1] 大森正道 :"リード形アバランシェダイオードにおける二周波数出力特性解析" 信学論(C) 56-C, 1, P.44 (昭48-1)

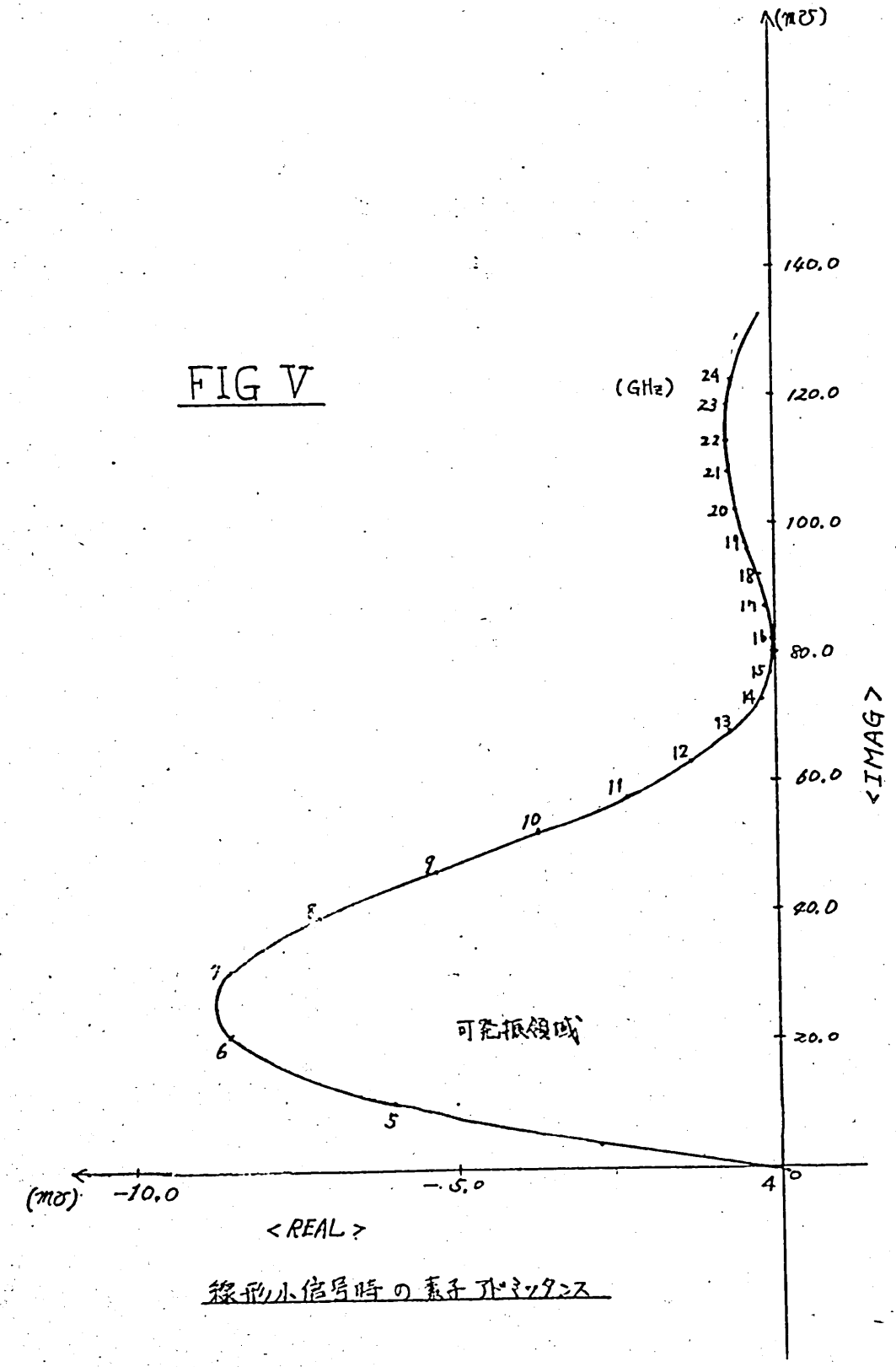
[2] W.E.SCHROEDER & G.I.HADDAD :"Nonlinear properties of IMPATT devices" Proc. IEEE, Vol.61, No.2, p.153 (Feb. 1973)

[3] J.E. CARROL : "Hot electron microwave generators" Edward Arnold Ltd., London (1970)

[4] W.T. READ : "A proposed high-frequency negative resistence diode" B.S.T.J., 37, 3, P.401 (March. 1958)

[5] M. GILDEN & H.E. HINES : "Electronic tuning effects in the Read microwave avalanche diode" IEEE Trans., ED-13 1, p.169 (Jan. 1966)

FIG V



線形小信号時の素子アドミッタンス

FIG VI

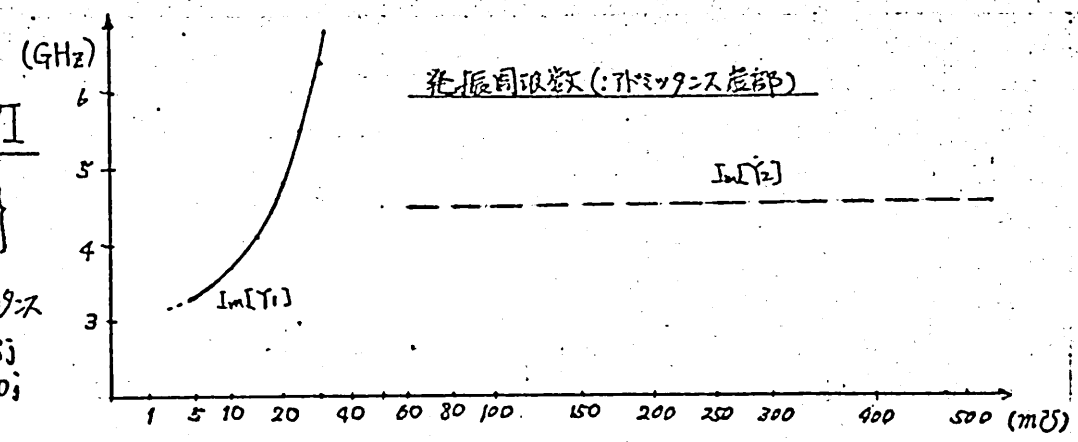
{ $P_1 > P_2$ の場合 }

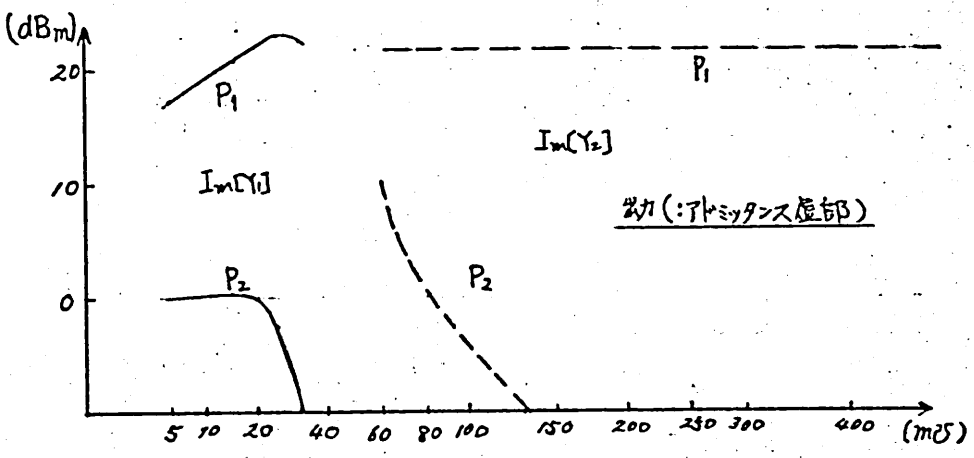
中心アドミッタンス

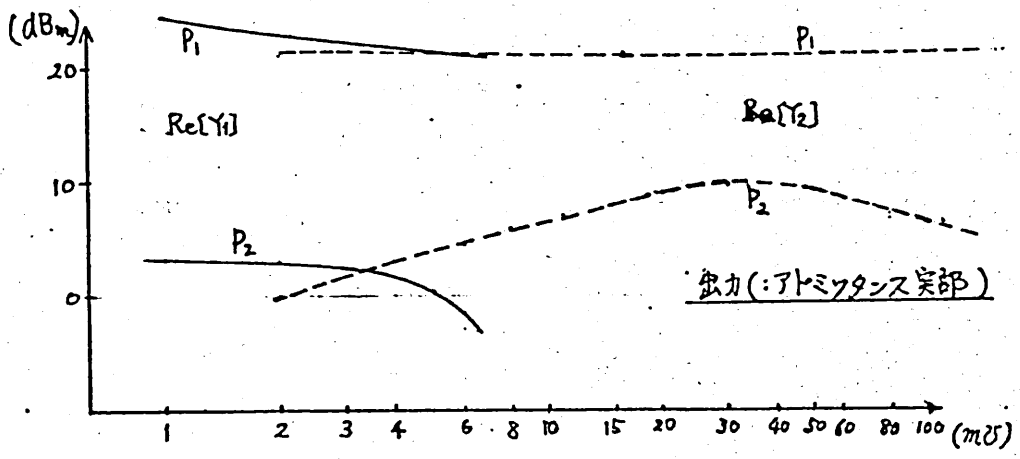
$Y_1 = 5 - 18j$

$Y_2 = 2 - 80j$

(m℧)







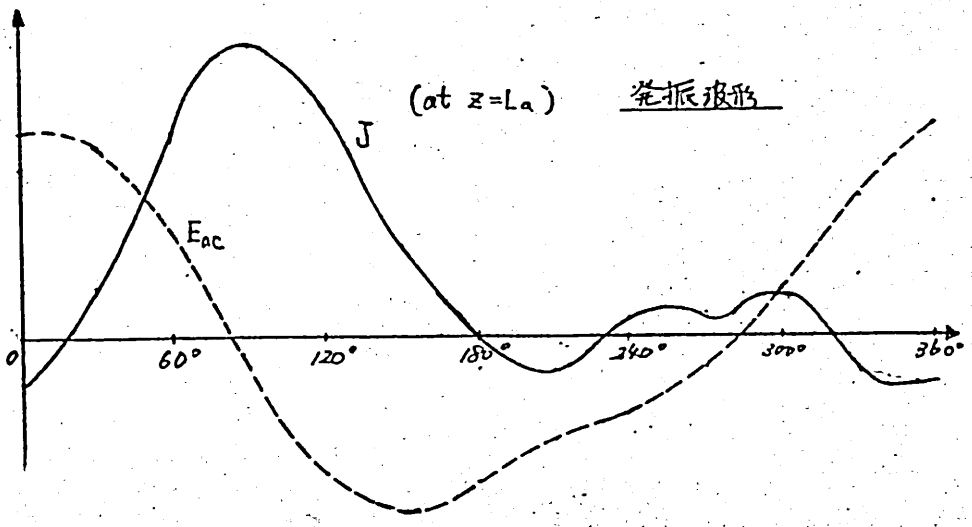
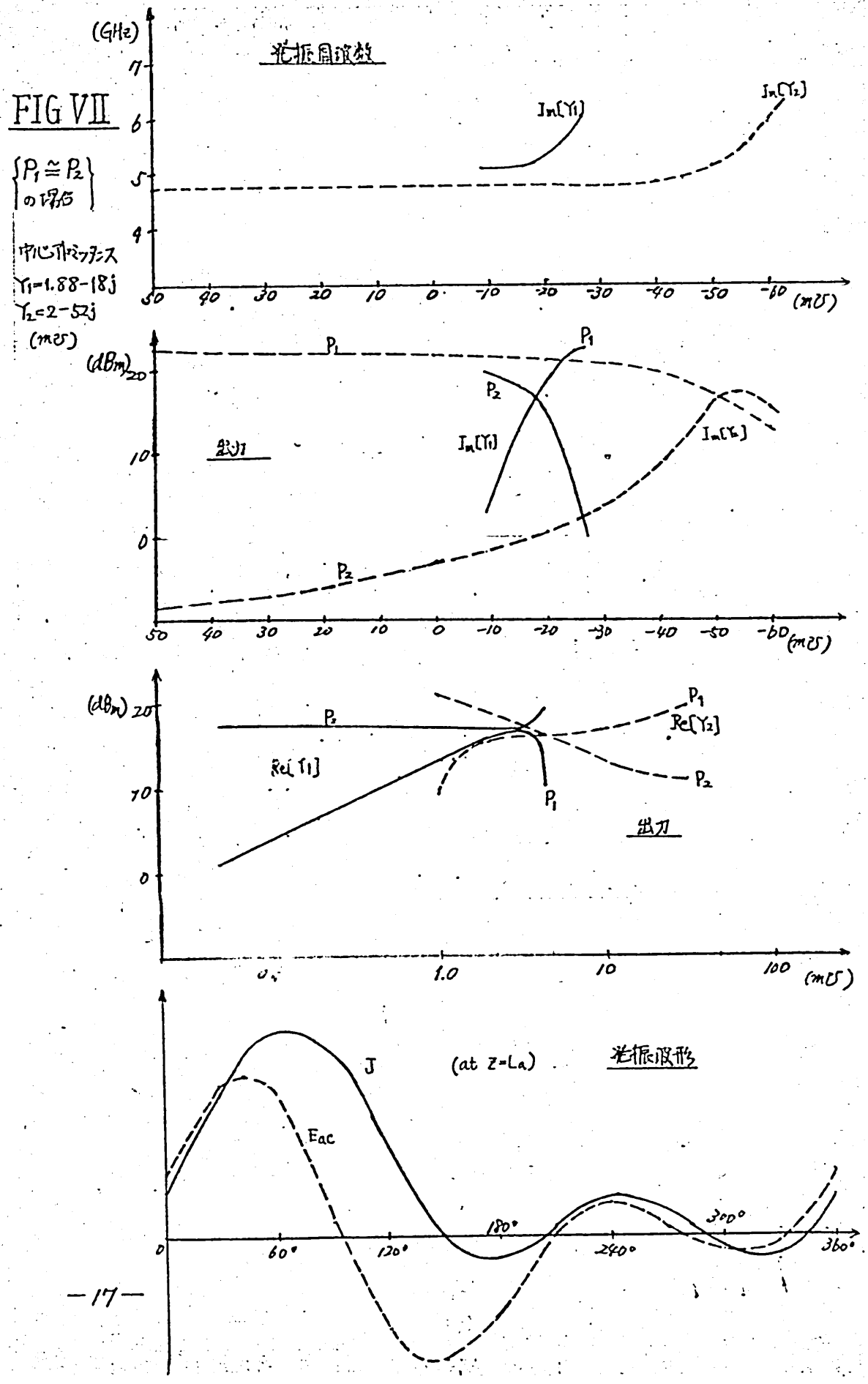


FIG VII



{P1 ≅ P2 の場合}
中心アドミッタンス
Y1=1.88-18j
Y2=2-52j
(m℧)
(GHz)
発振周波数
Im[Y1]
Im[Y2]
(dBm)
P1
P2
出力
Re[Y1]
Re[Y2]
(at Z=La)
発振波形
J
Eac

FIG VIII

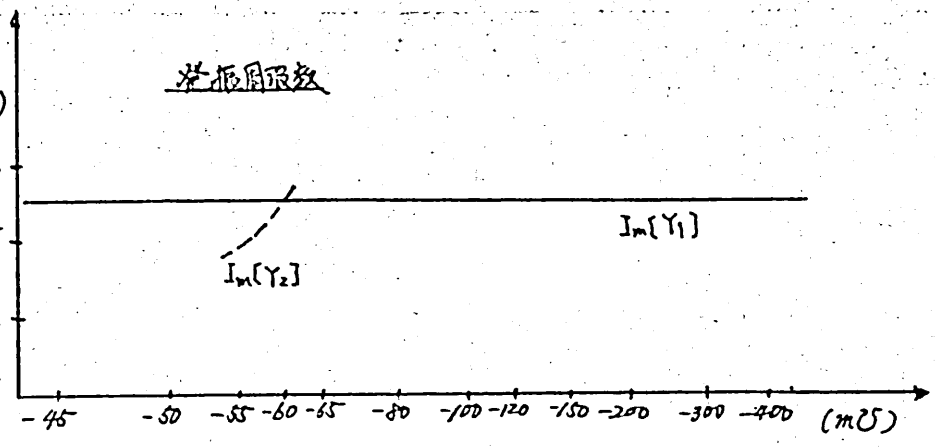
{$P_1 < P_2$ の場合}

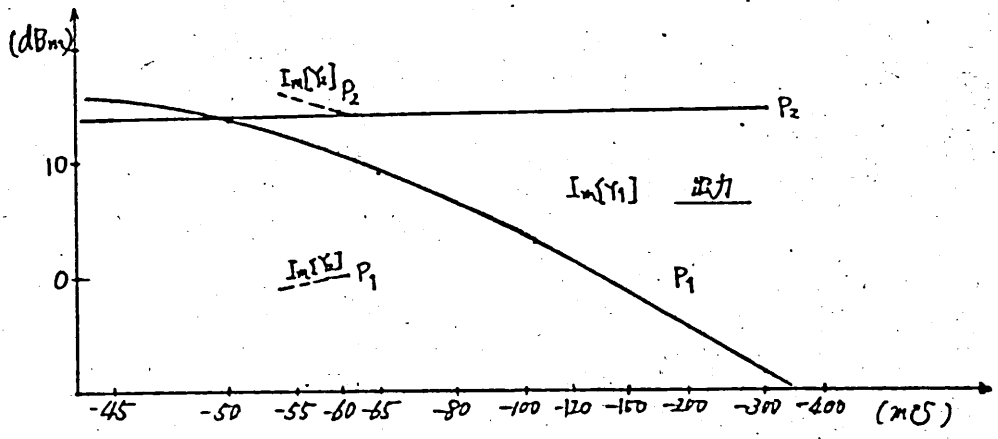
中心アドミッタンス

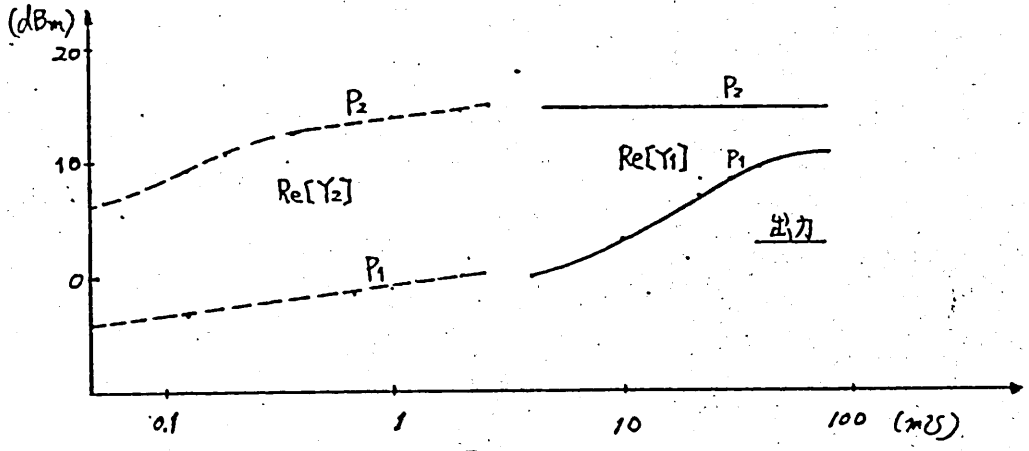
$Y_1 = 4-130j$

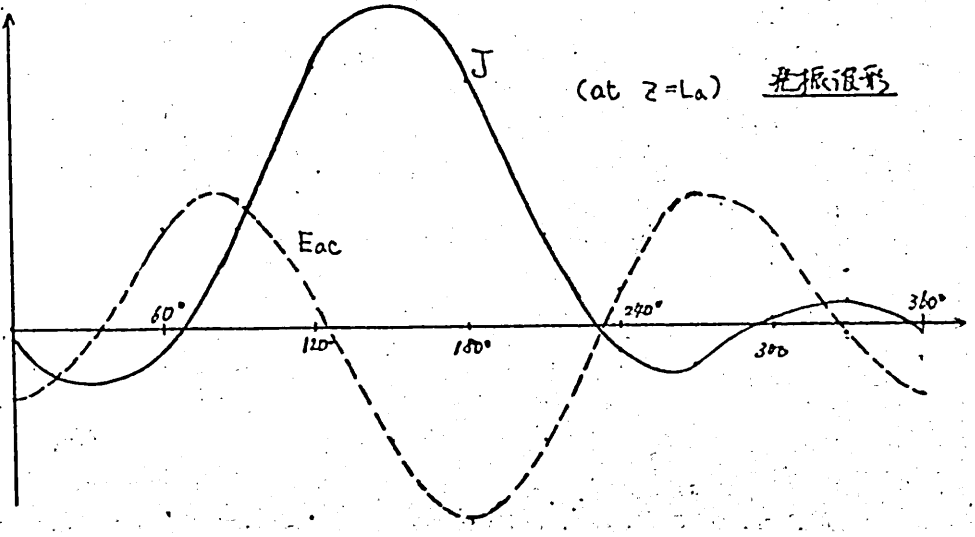
$Y_2 = 2-60j$

(m℧)









輻射科学研究会資料

光ICの材料と製法

川辺光央，浜川圭弘
（大阪大学基礎工学部）

昭和48年12月14日

1. はじめに

光による情報処理システムを固体中に集積化する目的の中には、半導体エレと同様、系統の小形、軽量化，微少電力消費などのほか、レンズ、反射鏡などの古典光学系を用いた場合の不安定性や雑音を取り除き、安定で高効率な光情報処理をめざす点にある。しかしながら、それだけに、誘電体導波系においては、光の波長を尺度とした精密な加工精度が要求され、光を使ったマスク加工によって、できた半導体処理技術からさらに一歩ぬき出た技術が必要と思われる。光エレ技術の将来は、これまでの半導体素子の発展過程をふり返れば明らかなように、材料と処理技術の進展に負うところが多いように思われる。

ここでは第一回の光集積回路概説に続いて、材料の点を中心にその製法などについて概説する。

光エレにおける基本素子は薄膜光ガイドであり、これをもとに発振，増幅，変調，偏向，伝送，方向性結合，検出といった素子が構成される。素子の基本構造は適当な基板に屈折率が周囲よりわずかに大きい薄膜よりなっている。使用する材料、目的によって多くの製作方法が提案されているが基本的には、① 基板の表面層の屈折率を何らかの方法で変える。② 基板の上に屈折率の大きな層を積上げる。の二つの方法がある。

①に属する方法としては

(1)	イオン注入	(ガラス，半導体)
(2)	拡散	(ガラス，半導体)
(3)	イオン交換	(ガラス)
(4)	光重合	(有機物)

などがあり、

②に属する方法としては

(5) 真空蒸着、スパッタリング　（半導体、ガラス）
(6) エピタキシャル成長　（半導体、強誘電体）
（気相、液相、モレキュラービーム）
(7) 高分子材料の重合　（高分子）
（プラズマ重合、化学的重合、光重合）

などの方法がとられている。

以下では材料を中心に、薄膜光ガイドとしてこれまで報告されてきた主なものの製法について述べ、各種の製法により得られる精度、損失などについて述べる。

2 半導体材料

電子回路の材料として重要な仕事をするp-n接合は光の分野でも発光ダイオード、レーザなどに利用されている。p-n接合は導波路構造となっているため、この点からの研究も行われ、GaPやGaAsのp-n接合に逆バイアスをかけて変調器としての特性を調らべた研究もいくつかある。光ICの材料として、materialの点でいえば、GaAsダイオードレーザで代表されるように有望な発振源、増幅器、検波器となること、電気光学係数、光弾性係数が大きいことなどの利点があり、薄膜技術の点からは、ICあるいはLSIにみられる高度な半導体処理技術、エピタキシアル成長法などのミクロンあるいはサブミクロンの技術が利用できることなどの利点がある。このため光IC用材料としても、種々の能動素子の研究の他にガイドとしての研究も多数おこなわれている。

(1) Ⅱ-Ⅵ化合物

ZnOやZnSの蒸着膜やスパッタ膜は早くからモード伝播などの実験に利用されていたが[11]伝送路としてみた場合多結晶であるため損失が大きく、小さいものでも20 dB/cmもある。[12] 一方サファイア上にエピタキシアル成長させたZnOは単結晶であるため散乱による損失は少くなり、

5 dB/cmとなっている。[15] この損失の原因はbulk中の過剰のZnによるRayleigh散乱とされている。

CdS, ZnSなどの単結晶中にSeを熱拡散させ、バルクより屈折率の高いCdS_xSe_{1-x}, ZnS_xSe_{1-x} ($x<0.3$)の表面層を作り損失が10〜15 dB/cmのガイドが得られている。[16] これはスパッタによる多結晶ガイドの損失値と大して変らぬほど大きい。一方エピタキシアルでCdS基板にCdS_xSe_{1-x}層を作り表面のあらさ・レーザ発振のしきい値などを拡散法の試料と比較してエピタキシアルによる試料の方がすぐれていることがわかった。[16] 最近拡散法によるZnSe, CdSで3dB/cm以下という報告がなされている。[17]

(2) GaAs系化合物

前述のように、この材料は発振、変調、検出など光エレに必要な多くの機能をそなえているため、モノリシックに実現するとすればこの材料からであろうと思われる。薄膜ガイドの製法も、拡散(p-n接合)[13,33] エピタキシ[7,18-20] モレキュラービームエピタキシ[21-23] プロトン照射[24] などいくつかの方法がある。光ガイドとしての研究の発端はダイオードレーザの光のとじこめる問題であった。[1] この場合屈折率差はfree carrierの誘電率への寄与を利用している。すなわち、密度N (cm^{-3})の自由電子(正孔)による屈折率nへの寄与は、

$$n^2 = n_0^2 - \frac{Ne^2}{m^* \omega^2} \qquad (1)$$

で表される。n_0は格子原子による屈折率、m^*は有効質量、ωは光の角周波数、eは電子の電荷である。free carrierの存在は屈折率を小さくするため抵抗の高い方が屈折率は大きくなる。したがってp-n接合の場合は接合面に生じた空乏層が導波路になる。

GaAsにプロトンを照射すると抵抗が高くなることが知られている。プロトンの注入層の深さを大とすると、光が伝送モードとなるためには、

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} > \left(\frac{\lambda_0}{4t}\right)^2 \qquad (2)$$

が満たされねばならない。(1), (2) より、必要な屈折率差を与える carrier の差は

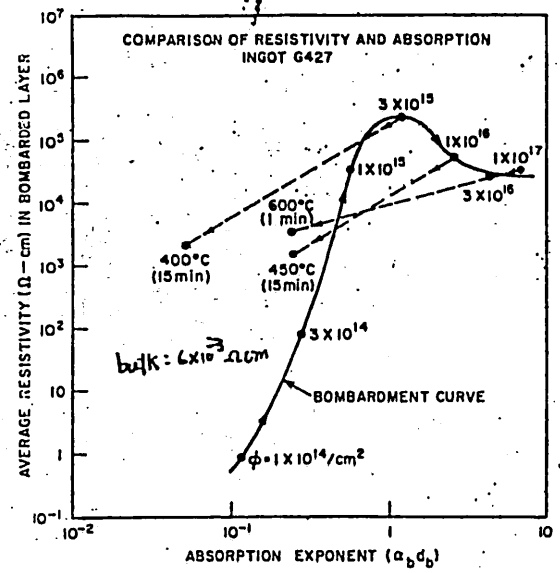
$$N > \frac{\pi^2 c^2 m^* \varepsilon}{4 q^2 t^2} \qquad (3)$$

となる。たとえば GaAs に 300 keV で proton を注入するまと $t = 3\,\mu m$ となる。(3) より $N > 6\times10^{17}\ cm^{-3}$ となる。実験では

$$\left[\begin{array}{ll} N = 2\times10^{18} & \text{strong guiding} \\ 6\times10^{17} & \text{weak guiding} \\ \ll 6\times10^{17} & \text{no guiding} \end{array}\right]$$

となり計算と一致した結果が得られている。[24]

注入したまゝでは、生じた欠陥による吸収が大きいためアニールする必要がある。しかしこの場合、アニールによって吸収が減少するまと同時に carrier の回復もおこる。第1図に吸収と抵抗のアニール特性の比較を示す。[25] 吸収および抵抗に影響する欠陥は異ったものであることがわかる。この場合都合の良いことに、吸収はほとんど bulk 値まで回復するが抵抗はもとの値にもどらない。



Average electrical resistivity as a function of optical absorption during bombardment (solid curve). The results of three selected annealing cycles are indicated by the dashed lines.

第1図

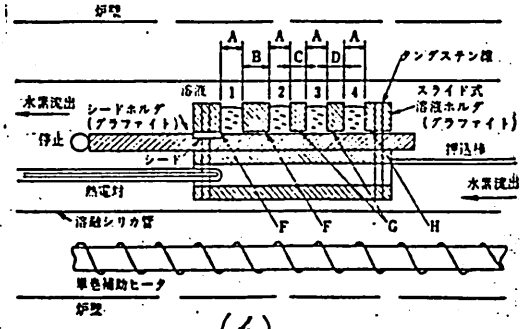
ダイオードレーザにおいて、p-n接合が導波路構造になっているという長所をさらに有効にしたものがヘテロ接合レーザである。ガイドとしてもヘテロ接合は重要な働きをなす。ヘテロ接合形成にはエピタキシアルの技術が不可欠である。光ICにおいてエピタキシアル技術はほとんど半導体を対象としているので、ここでエピタキシアル成長法について少しふれる。

エピタキシャル成長法はその応形態から分類すると次のようになる

(A) 気相エピタキシアル法
- 水素還元法 (成長速度: 0.1~0.6 μm/min.)
  (例) $GeCl_4 + 2H_2 \rightarrow Ge + 4HCl$
  $SiCl_4 + 2H_2 \rightarrow Si + 4HCl$
- 熱分解法 (成長速度 10~20 μm/hr.)
  (例) $GeH_4 \rightarrow Ge + 2H_2$
  $SiH_4 \rightarrow Si + 2H_2$
- 真空蒸着法 (100~500 Å/min)
  (例) $Si + BeO \rightarrow SiO + Be$

(B) 液相エピタキシアル法
- Nelson法
- 浸漬法
  } p-n接合の製作に便利
- スライド法 膜厚の制御, 多層膜の製作に便利

(a) $GaAs_{(1-x)}P_x$ の気相エピタキシャル成長



(b)

第2図 (a) 気相エピタキシャル成長の一例[27]
(b) 液相エピタキシャル(スライド法)の一例[28]

(C) 気相-液相-固相 複合エピタキシャル法
(薄膜の製作には不向き)

これらのうち薄膜の製作には、開管法による水素還元VPE法、スライド法によるLPE法が膜厚の制御性などの点で光IC素子の製作に適しているといえる。さらに精密な膜厚制御には次にのべるMolecular Beam Epitaxy法が用いられる。

(D) Molecular Beam Epitaxy (MBE)

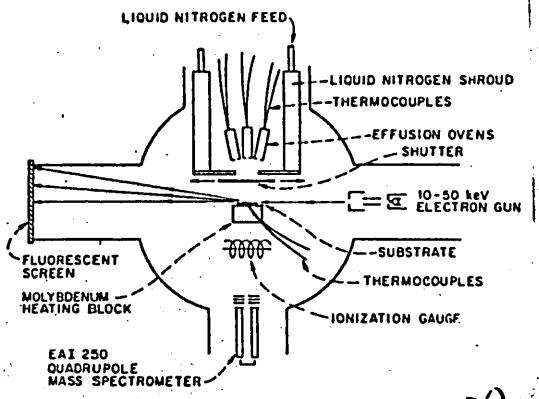
この方法はeffusion oven中で熱せられた原子あるいは分子を高真空中に熱エネルギーで放出し適当な温度に保った基板に蒸着しながらエピタキシャル成長させるものであり、その特徴としては、

(i) 成長速度の制御にovenの温度、基板温度、ovenと基板との幾何学的配置などの物理的パラメータの制御により超精密な制御が出来る。

(ii) 成長速度の制御範囲は 数Å～数μm/hrと幅広い。

(iii) 不純物制御も物理的に出来る。

(iv) 高真空中での成長であるため電子線回折などによる成長中の結晶性の評価ができ、これをまた成長条件にfeed backできる。



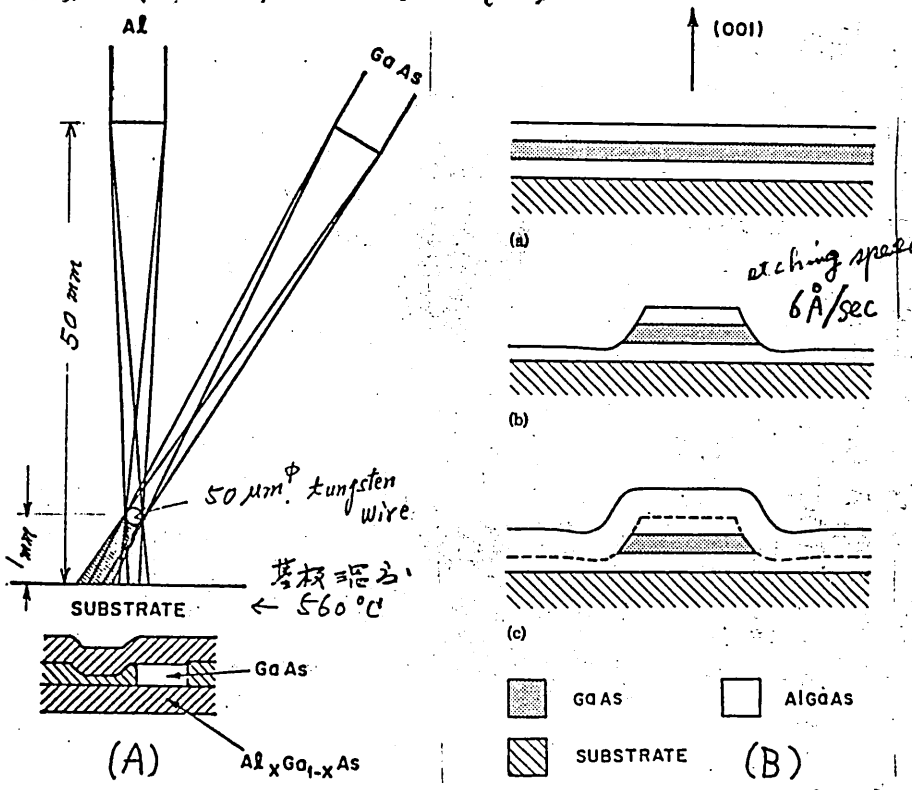
第3図 Schematic of the experimental arrangement.[26]

第3図はBTLのA.Y. Cho[26]の装置を示したもので、真空槽は直径12″のステンレスで、真空度は10^{-8} Torr、水平方向の電子銃と蛍光膜は10～50 keVの電子線回折装置で1°ほどの電子線を射回折像により基板表面の清浄化の様子や成長中の結晶配列を観察する。下部の

質量分析器は放出気体や残留気体の分析、effusion oven よりの放射原子や分子の組成比の測定に使用する。

GaAs については通常(100)面の成長が多く出来た結晶[21]の吸収、反射、発光、接合特性などが調らべられている。

この方法は膜厚の制御が高い精度で行えるため光ガイドの製作も試みられている。一つはタングステン[22]のマスクを使用して直接3次元のガイドを作ったもので他の一つは2次元の膜をMBEで作りフォトエッチにより3次元ガイドにするものである。[23] 第4図はそれぞれの方法を模式的に示したものである。



第4図 MBE法による3次元ガイドの製法[22),23)]

(A)の場合は断面 50×2 μm² のガイドが得られている。成長速度は 1.4 Å/sec 程度。

(B)の場合、1.15 μm の幅で損失の測定をしている。1×10 μm² で < 4 dB/cm, 厚さ 0.7 μm 以下では表面の凹凸による散乱損失が増大する (> 20 dB/cm)

また損失から見積って、表面あらさの上限として100Åを得ている。[23]

この他にband gapの広い半導体としてTa_2O_5のスパッタ膜ガイドの報告がある。He-Neレーザに対して0.9 dB/cmと半導体としては低損失のものが得られている。[47]

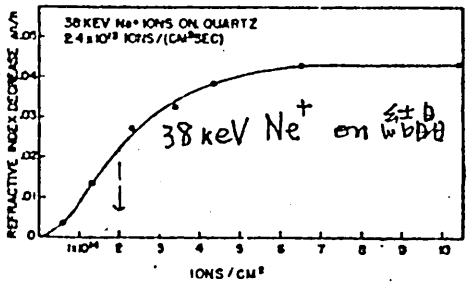
3 ガラス材料

最も古くから光ガイドの材料として研究されてきたもので製作方法も多い。

i) スパッタリング　高周波あるいは直流電界でArガスなどの放電を行い、加速されたイオンでターゲットをたたいてターゲット材料をとばす方法である。材料としては、屈折率が大きく良質のガイドが得られることからコーニング7059がよく利用される。スライドガラス上に作ったスパッタ膜で損失1 dB/cm以下のガイドが得られている。[28] またその上に石英の糸を置き、それをマスクにして逆スパッタにより3次元のガイドが得られている。[29] 逆スパッタの方法で膜厚の制御も行なえる。この他にBaO, SiO_2をスパッタのターゲットに用いて、BaOの重量比を0〜45%まで変えることにより、1.48〜1.61の範囲で屈折率制御ができ損失も0.6 dB/cm以下の小さな値が得られている。[30] このようにして作られたスパッタ膜はSHGの位相整合の状況から膜厚の平均値については30Åの均一性をもつと推定されている。[31]

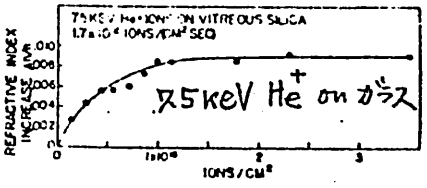
ii) イオン注入　石英ガラスを中性子照射すると屈折率が増大することは古くから知られていた。[56] H_2^+, O_2^+, He^+, Ne^+, Ar^+, Kr^+, Xe^+についてしらべられた結果、[57] 同一エネルギーでは屈折率変化はイオンの種類によらない。さらに興味深いのは、石英ガラスではイオン注入により屈折率は増大するが、結晶石英では減少することである。第5図にその結果を示す。[57] これらのことから屈折率変化の原因は注入イオン自身の分極率の寄与でなく、放射

線効果（欠陥、アモルファス化、結晶化）によると思われる。
プロトン照射によるガイドも報告されている。[32]



屈折率減少

The decrease in ordinary refractive index (λ=550 mμ) of quartz as a function of integrated flux of 38 kev Ne^+ ions. The experimental values are obtained by fitting theoretical curves to the reflection coefficient ratio data shown in Fig 6(b).

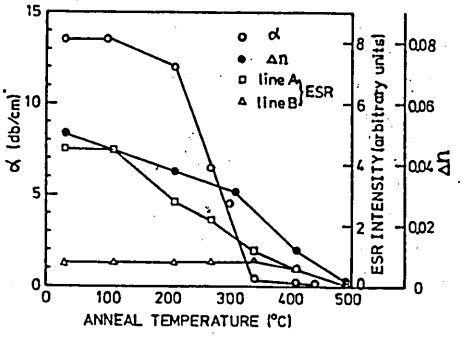


屈折率増加

The increase in refractive index of vitreous silica as a function of integrated flux of 7.5 kev He^+ ions

オ5図　結晶石英（上）および石英ガラス（下）の屈折率のイオン注入効果[57]

イオン注入の場合も、注入後アニールすることにより損失が0.4 dB/cm以下となる。[33)34)] オ6図はアニール効果の一例である。[22)] またマスクを通して注入を行うことにより、幅5μのチャンネルガイドで3 dB/cmのものが得られている。[35)] イオンの加速電圧を制御することにより、埋め込み型のガイドも得られ no annealing で5 dB/cmのものが得られている。[36)]

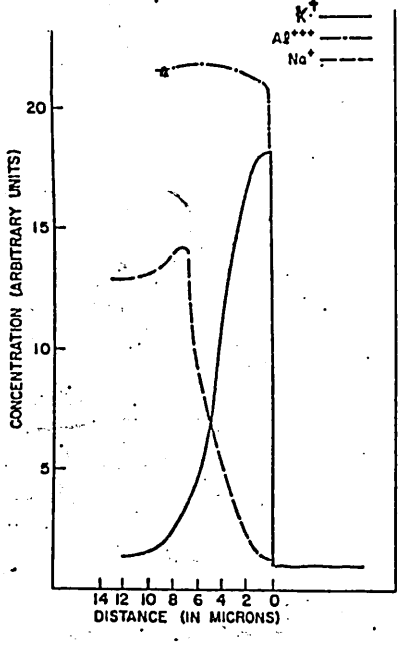


The dependence of the attenuation coefficient and ESR intensity on anneal temperature.

オ6図

iii) イオン交換　　ガラス中の Na^+ あるいは Li^+ などの電子分極の小さなイオンを Ag^+, Tl^+, K^+ などの分極の大き

なイオンと交換させ屈折率増加をはかる方法がある。[30] これには熱拡散のみを利用する方法[30]と、これに電界によるドリフトを重畳させる方法[38]とがある。



Ion-exchange profile created in stirred KNO_3 bath.

オ7図

オ7図は溶融したKNO_3中にLi_2O 12%, Na_2O 12%, Al_2O_3 12% SiO_2 64%のガラスを360°C, 24時間, かく拌処理した後のイオンのプロファイルである。Na^+とK^+が入れかわっているのがわかる。熱処理中かく拌せずに放置すると表面のK^+濃度が減少し埋め込み型のガイドとなる。この場合の損失は0.1 dB/cm以下である。

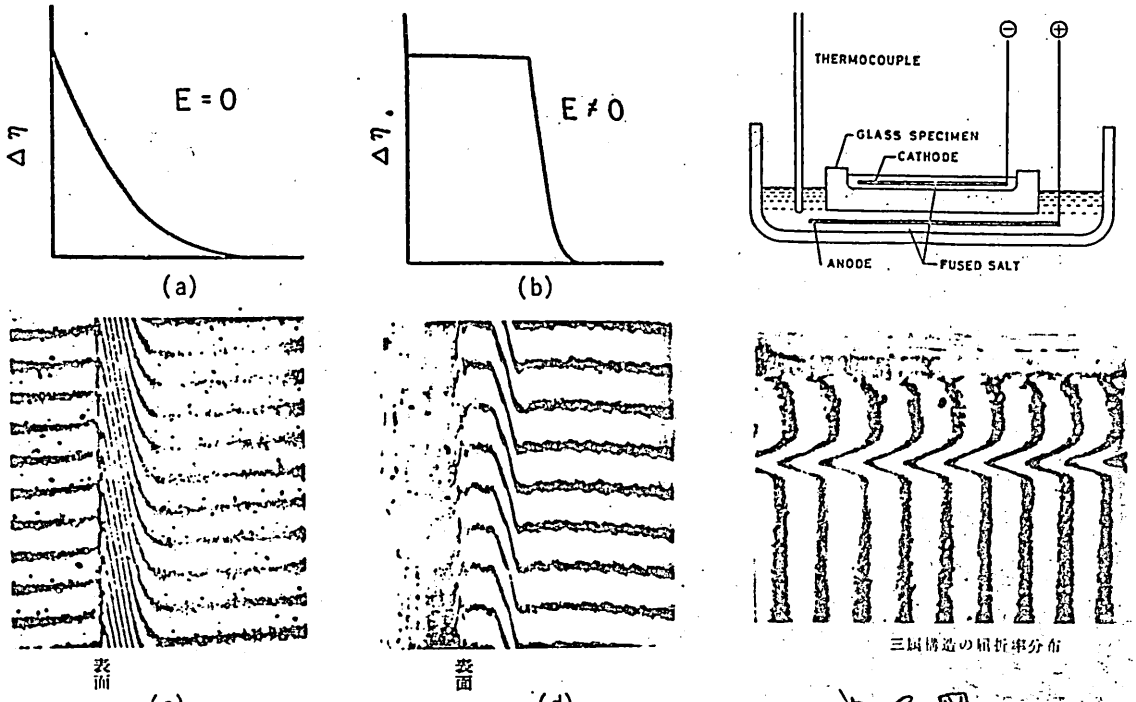
一方電界印加状態では、イオン濃度Cは次式に従う。

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - E\mu\frac{\partial C}{\partial x} \qquad (4)$$

ここでDはイオンの拡散係数, Eは電界強度, μはイオン移動度である。表面のイオン濃度を一定とすると

$$C = C_0\,\mathrm{erfc}\left(\frac{x - E\mu t}{2\sqrt{Dt}}\right) \qquad (5)$$

となる。オ8図は$E=0$, $E\neq 0$の計算値および実験結果を示す。[38] 実験結果の干渉縞は屈折率分布に対応するが濃度分布と考えてよい。拡散速度は約100 μm/hrである。電界によるドリフトを用いると埋入込みガイドも比較的容易に作れる。まずガラス基板にTl^+のような電子分極の大きなイオンを深さEμmまで一定濃度で拡散させ, 続いて分極率の小さなNa^+, K^+などを表面に拡散させると任意の深さの埋め込みガイドができる。製作方法および得られた結果をオ9図に示す。基板ガラスを皿形にしその中にカリウム塩とPt電極を入れ, 外側にはTl^+, K^+, Na^+を含む塩とPt電極を置く。電界により正電



拡散によって得られるイオンの濃度分布
(a) E=0の理論値, (b) E≠0の理論値, (c) E=0の実験例, (d) E≠0の実験例

第8図

三層構造の屈折率分布

第9図

極からTl⁺, K⁺, Na⁺がガラス基板に拡散し，ガラス基板からは，K⁺, Na⁺が負電極に拡散する。したがってTlなみがガラス中に入ったことになる。第9図で表面(上端)より約250 μmで屈折率が最大となっている。マスクによる3次元ガイドの製作も可能である。拡散により，吸収中心の形成や散乱の原因となる端面の不整も少い。このようにして作ったガイドの損失は直線路では基板とほとんどかわらず，3次元ガイドでも0.1 dB/cm以下である。

4 有機材料

光ガイドに使用される有機材料はほとんどが高分子であり，これまで述べた材料の製法にくらべて容易に任意の形状のものが得られる。この材料は薄膜色素レーザとしても多数の研究報告があるがガイドとしての研究も多い。この材料の特徴としては，前述の無形

性の他に、比較的損失が少く、種類が多いため屈折率の範囲が広いこと、2種の材料を混合することによって連続的に屈折率を変えうることなどが挙げられる。一方機械的強度や化学的強度に欠けるという欠点もある。しかしプラズマ重合により作成されたガイドは強度もあり、表面がなめらかで、ピンホールもなく、0.4μm～0.75μmの波長範囲で透明であると報告されている。[39] vinyltrimethylsilane (VTMS) や hexamethyldisiloxane (HMDS) の薄膜は損失が 0.04 dB/cm 以下と非常に小さい

重合の方法はこの他に、紫外線によるもの[40]、溶液を蒸発させて膜を作るもの[41]などがある。混合物の例としては PMMA (polymethymetacrylate) と SAN (styrene-acrylonitrile) の混合物があり屈折率が 1.489 から 1.563 まで変化できる。[42] 液晶によるガイドの例もあり、この場合は変調を目的としたもので 0.6328 μm の光に対し 36 μsec の responce で 100% 変調を得ている。[43]

5 その他

以上のもの以外に、その使用目的によって、いくつかの材料についてガイドの製作が試みられている。たとえば、変調を目的とした $LiNbO_3$ や $LiTaO_3$ は、エピタキシーでも作られているが[44]変った方法としては Li_2O out diffusion を利用する方法がある。[45] これらの結晶は $(Li_2O)_\nu \cdot (M_2O_5)_{1-\nu}$ の形をとり ν は 0.48～0.50 の範囲で変る。M は Nb または Ta である。n_o はほぼ依存しないが n_e は $dn_e/d\nu = -1.63$ (for $LiTaO_3$), -0.85 (for $LiNbO_3$) となる。1100°C で outdiffusion を行なって損失 1 dB/cm 以下のガイドを作り、またこれを用いて変調も行なわれている。[46]

第1表にこれらガイドの製法と損失をまとめて示す。

第1表 ガイドの材料 製法、損失

材料	製法	損失 (dB/cm)	波長 (μm)	文献
ZnO	スパッタ	20	0.6328	12
ZnO	エピタキシ	5	0.6328	13
CdS_xSe_{1-x}	拡散	10-15 2次元 30-40 3次元	0.6328	14
Ge	スパッタ	20	10.6	49
GaAs	プロトン照射	8 500℃ 30分アニール	1.15	24
GaAs	MBE	< 4	1.15	23
GaAs	LPE	< 1	10.6	10
AlGaAs	LPE	< 1	1.15	18
Ta_2O_5	スパッタ+酸化	0.9 4.1	0.6328 0.4880	47
ガラス (7059)	スパッタ	< 1		27
$(BaO)_x(SiO_2)_y$	スパッタ	0.6		28
石英ガラス	イオン注入	< 0.2		33
		3 3次元		35
ガラス	イオン拡散	< 0.1	0.6328	38
有機シリコン	プラズマ重合	< 0.04	0.6328	39
Cyclohexyl-methacrylate	重合	2 - 4	0.6328	40
ポリウレタン	溶液蒸発	0.8	0.6328	41
エポキシ	〃	0.3	0.6328	41
鉛シリカ	〃	0.5	0.6328	41
フォトレジスト(KPR)	〃	7	0.6328	41
PMMA + SAN	重合	0.2		42
$LiNbO_3$	outdiffusion	< 1		45
$Eu_3Ga_5O_{12}$	エピタキシ	3	1.523	48

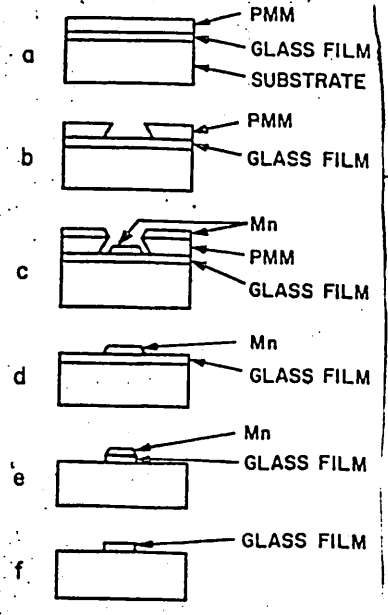
6 パターン化ガイド

光ICの実現方法としては2つの方法が考えられる。1つは3次元のパターン化ガイドを作り、それに光を通す方法で、そのためには、フォトエッチング、イオンエッチング、エピタキシ、拡散などの過程で厳しい精度が要求される。他の方法は2次元の導波

路を用いる方法で、幾何光学と同様に光は2次元のレンズ、プリズムなどにより方向づけられる。[50] なおこの場合は横方向のとじこめがないため回折による広がりを避けるために光の幅は50μm程度である。この方法の方が実用的であるという説もあるが、やはりこれは過渡的なもので、集積化が進めば3次元ガイドが必要になると思われる。

パターン化ガイドの損失の主な原因は端面の不整である。この原因は、基板にパターンを描くときの方法によって異るが、光による露光の時は一次マスクの端面の不整が、また電子ビーム露光の時は一次マスクは不要であって、フォトレジストのパターンの段階では非常になめらかであるが次のイオンエッチングの過程で不整が生じる。光露光と電子ビーム露光では原理的にも光の場合は0.2～0.4μm程の精度しか得られないが、電子ビームの場合は1A以下の精度が得られる。実際には電子ビーム露光では最小0.1～0.7μmの線幅が描けるが、走査型電子顕微鏡を用いると100A以下も可能である。[52] しかし後述するようにパターンの種類によっては光露光の方が便利な場合もある。

現在の所最も精度の良いガイドは、電子ビーム露光により、スパッタガラス上にマスクパタンを作り、その上からイオンエッチングすることにより得られる。端面のあらさは500A以下の精度である。[53] この場合幅3μm、厚さ0.55μmで損失は3dB/cm以下となっている。第10図にその工程を示す。

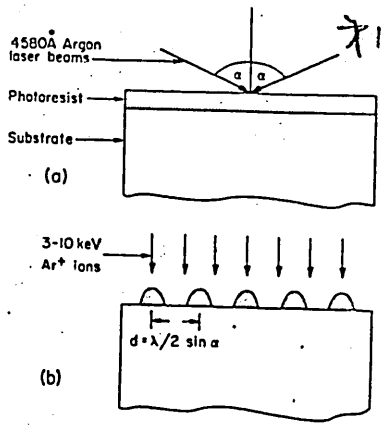


第10図

イオン注入法もパターン化ガイドド通した方法である。石英ガラス上にPMMAの電子ビーム露光によるマスクを作りその上からLi^+を注入してガイドを得ている。この場合は、幅5μm厚さ3μで損失

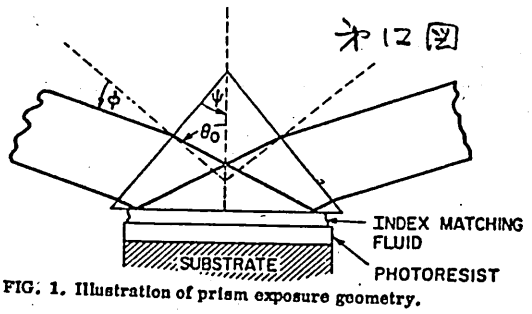
は3dB/cmとなっている。[35] GaAsに幅2.4μm間隔4μmの縞状ガイドを作り、各ガイド間の結合をしらべた実験があるがこの場合も縞状マスクの上からプロトン照射することによりガイドを得ている。[58] MBEやLPEでGaAsのガイドを作りフォトエッチングによって3次元ガイドが得られているがいずれもガラスより損失は大きい。[23),19)] この他に3次元ガイドの端面からの損失を防ぐため、2次元導波路の上にガイドパターンを設け、パワーの大部分は端面の存在しない2次元導波路で伝送されるガイドも提案されている。[59]

結合用グレーティングや分布帰還型(distributed feedback)レーザを作るために周期的な屈折率変化あるいは凹凸がガイドの表面に必要な場合がある。このようなマスクパターンを作るにはレーザ光の干渉縞を利用するのがよい。第11図にその原理図を示す。この方法では周期構造の間隔 $d=\frac{\lambda}{2}$ が限度であり光源としてArレーザを用いて $d=0.28\,\mu m$ のものが得られている。[58] GaAsで1次のブラッグ散乱による分布帰還型レーザを作るには、$d=0.11\,\mu m$ が必要となる。そのために第12図のような方法が工夫され、屈折率 n_p のプリズムを用いて $d=\lambda_0/2n_p\sin\theta_0$ の関係から $d=0.11\,\mu$ のパターンが得られている。



第11図

(a) Holographic exposure of photoresist. (b) Ion machining of photoresist after development.



第12図

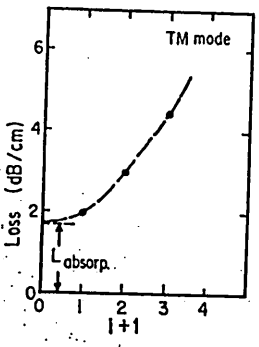
FIG. 1. Illustration of prism exposure geometry.

7 損失

ガイドにおいて損失の原因となるのは表面散乱、内部散乱、内部吸収が考えられる。材料、製法、構造によっていずれが支配的かが異る。たいていの場合表面散乱が最も大きく、特に3次元ガイドの場合これ

が問題となる。たとえば屈折率差0.01、基板の屈折率1.5、ガイドの幅3μmの場合0.6328μmの光の損失を1dB/cm以下にするには表面のあらさを500Å以下におさえねばならない。[53]

散乱損失は表面の凹凸の2乗平均と屈折率差に比例し、またモード番号をiとすると$(i+1)^2$に比例し膜厚の3乗に反比例する。[18] このことを利用して、散乱損失と吸収損失が分離できる。第13図に一例をあげる。横軸の(モード番号+1)に対して損失をプロットしたもので$i+1=0$に外挿した点の損失が吸収および内部散乱損失をあらわす。



第13図

内部散乱は蒸着、スパッタ等により作成した半導体薄膜ガイドにおいて大きい。(第1表参照)

内部吸収は材料中の不純物色中心などによってきまる。特にイオン注入により作成したガイドやスパッタエッチによるガイドの損失の原因となる。これらはアニールによってあるていど回復させることが可能である。

8 むすび

光IC構成素子の基本となる薄膜ガイドの主なものについて、材料製法の概略を述べた。光ICが注目をあびるようになってからまだ日も浅いので現在の所、材料製法においても新しい報告が急速に増えてきている。

以上に述べた材料の他に光通信の重要な素子としてオプティカルファイバーがあるが、これについてはここでは触れなかった。

本稿は東北大基礎工学部、光IC研究委員会の諸氏の協力を得てまとめたものであり、ここに謝意を表します。

參考文獻 (REFERENCES)

1) A. Yariv and R.C.C. Leite:Appl. Phys. Letters, 2 (1963)55

2) A. Askin and M. Gershenzon:J. Appl. Phys.,34 (1963)2116

3) D.F. Nelson and F.K. Reinhart:Appl. Phys. Letters, 5 (1964)148

4) D.F. Nelson and J. McKenna:J. Appl. Phys.,38 (1967)4057

5) W.G. Oldham and A. Bahraman:IEEE J.Quantum Electrons, QE-3(1967)278

6) F.K. Reinhart:J. Appl. Phys.,39 (1968)3426

7) P.K. Cheo, J.M. Berak, W. Oshinsky,and J.L. Swindal: Appl. Opt., 12 (1973)500

8) F.K. Reinhart, D.F. Nelson and J. McKenna:Phys. Rev., 177 (1969)1208

9) F.K. Reinhart:Appl. Phys. Letters, 22 (1973)372

10) P.K. Cheo:Appl. Phys. Letters, 23 (1973)439

11) P.K. Tien, R. Ulrich and R.J. Martin:Appl. Phys. Letters, 14 (1969)291

12) J.M. Hammer, D.J. Channin, M.T. Duffy, J.P. Wittko: Appl. Phys. Letters., 21 (1972)358

13) P.K. Tien:Appl. Opt.,10 (1971)2395

14) H.F. Taylor,W.E. Martin,D.B. Hall andV.N. Smiley: Appl. Phys. Letters, 21 (1972)95

15) W.E. Martin And D.B. Hall:Appl. Phys. Letters,21 (1972)325

16) M. Kawabe,K. Masuda and S. Namba:Proc. 1973 Intern. Conf. Solid State Devices

17) W.E. Martin:J. Appl. Phys.,44 (1973)3703

18) E. Garmire:Appl. Phys. Letters, 23(1973)403

19) R.A. Logan and F.K. Reinhart:J. Appl. Phys.,44(1973)4172

20) F.K. Reinhart and B.I. Miller:Appl. Phys. Letters, 20(1972)36

21) A.Y. Cho and Y.S. Chen:Solid State Comm., 8 (1970)377
A.Y. Cho and S.E. Stokowsk:Solid State Comm., 9 (1971)565
A.Y. Cho and I. Hayashi:Metallurgical Trans., 2 (1971)777

22) A.Y. Cho and F.K. Reinhart:Appl. Phys.Letters, 21 (1972)355

23) J.C. Tracy, W. Wiegman, R.A. Logan and F.K. Reinhart: Appl. Phys. Letters, 22 (1973) 511

24) E. Garmire, H.Stoll, A. Yariv and R.G. Hunsperger: Appl. Phys. Letters, 21 (1972) 87
25) J.C. Dyment et al.: J.Appl. Phys., 44 (1972) 207
26) A. Y. Cho: J. Vacuum Science Tech..,8 (1971) S31
27) Y. Hamakawa, J.S. Wu and H. Kitamura: Proc. International Conf. on Semicond. Heterojunction, (1970)Ⅱ313
28) L. C. Luther and D.D. Roccasecca: J. of Electrochem. Soc., 115, (1968) 850
29) J.E. Goell and R. D. Standley: B.S.T.J., 48,(1969) 3445
30) J.E. Goell: Appl. Opt., 12, (1973) 737
31) Y. Suematsu and K. Furuya:OYOBUTSURI, 42,(1973) 938(in Japanease)
32) E. R. Schineller et al. :J. Opt. Soc. of Am., 58 (1968) 1171
33) R.D. Stadley et al., : Apll. Opt., 11 (1972) 1313
34) H. Aritome, T. Ikegami, K. Masuda and S. Namba: Suppl. J. Japan Soc, Appl. Phys., 42 (1973)136
35) J.E. Goell, R.D.Standley, W.M. Gibson and J.W. Rodgers: Appl. Phys. Letters, 21 (1972)72
36) D.T.Y. Wei, W.W. Lee, L.R. Bloom:Appl. Phys. Letters, 22 (1973)5
37) T.G. Giallorenzi, E.J. West, R. Kirk, R. Ginther and R.A.Andrews Appl. Opt. , 12 (1973)1240
38) T. Izawa and H. Nakagome:Ōyobutsuri, 42 (1973)38
39) P.K. Tien, G. Smolinsky and R.J. Martin;Appl. Opt., 11 (1972)637
40) R. Uerich, H.P.Weber, E.A.Chandross, W.J. Tomlinson and E.A.Franke:Appl. Phys. Letters, 20 (1972)213
41) R. Ulrich and H.P. Weber:Appl. Opt., 11 (1972)428
42) V. Ramaswamy and H.P. Weber:Appl. Opt., 12 (1973)
43) D.J. Channin:Appl. Phys. Letters, 22 (1973)385
44) S. Miyazawa:Appl. Phys. Letters, 23 (1973)198
45) I.P. Kaminow and J.R. Carruthers:Appl. Phys. Letters, 22 (1973)326
46) I.P. Kaminow et al.: Appl. Phys. Letters, 22(1973) 540
47) D.H. Hensler et al.: Appl. Opt., 10 (1971)1037
48) D.K. Tien, R.J. Martin, S.L.Blank, S.H. Wemple and L.J. Varnerin : Appl. Phys. Letters, 21 (1972) 207

49) W.S.C. Chang and K.W. Loh:Appl. Opt., 11 (1972)1654
50) R. Ulrich and R.J. Martin:Appl. Opt., 10 (1971)2077
51) P.K. Tien:Dijest of Technical papers, 1973 Intern. Conf. on Solid State Devices,Tokyo
52) D.B. Ostrowsky and J.C. DuBois:Topical Meeting on Integrated Optics MB7 1972
53) J.E. Goell:Appl. Opt,, 12 (1973)729
54) H.L. Garvin, E. Garmire, S. Somekk, H. Stoll and A. Yariv: Appl. Opt., 12 (1973)455
55) C.V. Shank and R.V. Schmidt:Appl. Phys. Letters, 23 (1973)154
56) W. Primak:Phys. Rev., 110 (1958)1240
57) R.L. Hines and R. Arndt:Phys. Rev., 119 (1960)623
58) S.Somekh, E.Garmire, A.Yariv, H.L.Garvin and R.G.Hunsperger: Appl. Phys. Letters 22 (1973) 46
59) H.Noda, Y.Furuta, and A.Ihaya, 昭和48年電子通信学会全国大会 512-3

輻射科学研究会資料

円柱による2次元ガウスビーム波の散乱

松本 隆男
小嶋 敏孝
板倉 清保
（大阪大学・工学部）

1974年 2月1日

1. まえがき

物体による電磁波の散乱は、電磁気学の基本問題のひとつであり、また、工学的にも重要な意味をもつものである。

従来、散乱問題を取り扱う場合には、入射波として平面波とか波源からの放射波を考えるのが通例であったが、近年になって、ミリ波や光波領域でのビーム導波系が研究されるに伴って[1),2)]、入射波がビーム波である場合の散乱、回折等の問題が取り上げられるようになった[3)-8)]。

本稿では、ビーム波の散乱の基礎的な問題として、無限長円筒物体に2次元ガウスビーム波が入射したときの散乱問題を扱っている。同一の問題はすでにParkら[7)]によって報告されているが、その中では入射波の級数展開が厳密性を欠き、また軸ずれの効果が述べられていない。本稿では、軸ずれも考慮した上で、より厳密な級数展開を使った解析方法を示すとともに、Parkらの方法との比較、検討を具体的な数値計算結果をもとにして行なってみる。

2. 入射ガウスビーム波の円筒座標系による記述

図1において、y_1軸方向に伝搬する2次元ガウスビーム波の電磁界成分 E_i, H_i は、時間変化が $e^{j\omega t}$ で記述され、TEM波の近似がなりたつと考えたとき、次式で与えられる。(2)(8)

$$E^i = \mathring{a}_{z_1} E^i_{z_1}$$

$$= \mathring{a}_{z_1} \sqrt{\frac{s}{w}} e^{-\frac{1}{2}Px_1^2} e^{j\frac{1}{2}\arg P} e^{-jk_0 y_1} \qquad (1\text{-}a)$$

$$H^i = \mathring{a}_{x_1} Y_0 E^i_{z_1} \qquad (1\text{-}b)$$

ただし

$$P = \frac{1}{w^2} + j\frac{k_0}{R}$$

$$w = s\sqrt{1+\left(\frac{2y_1}{k_0 s^2}\right)^2}, \quad R = \frac{k_0^2 s^4}{y_1}\left\{1+\left(\frac{y_1}{s^2 k_0}\right)^2\right\}$$

であり、k_0, Y_0 はそれぞれ自由空間での波数，固有アドミタンスである。式(1)はE波であるが、H波の場合

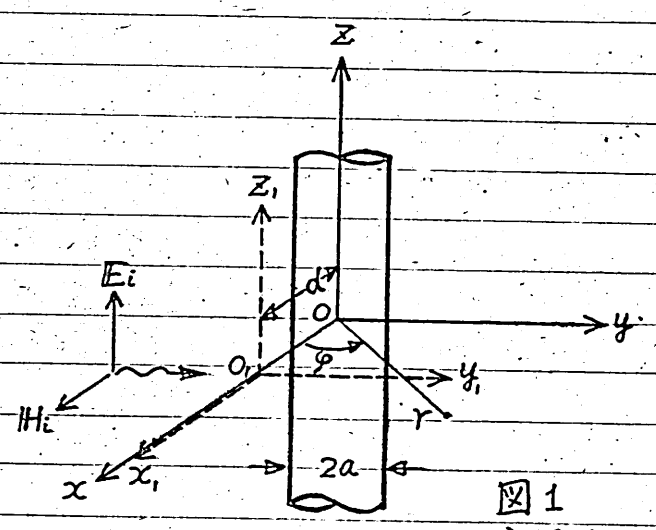


図1
座標系の構成

も同様にして定義できるので、以後本稿ではE波のみを扱うことにする。

ここで、解析の簡単化のために式(1-a)で記述される電界の表現式のうち

$$\sqrt{\frac{s}{w}}\, e^{-\frac{1}{2}p x_1^2} e^{i\frac{1}{2}\arg p}$$

なる項を $y_1=0$ での値で近似すると、入射波の電界は次式のようになる。

$$E_z^i = e^{-\frac{1}{2}\frac{x_1^2}{s^2}}\, e^{-jky_1} \qquad (1\text{-}a')$$

式(1-a')において用いられたSは電力に関してのスポットサイズであるが、ここで新たに電界に関してのスポットサイズ w_0 を考えると、両者の間には

$$w_0 = \sqrt{2}\, s$$

なる関係があるから、式(1-a')はさらに書きかえられて

$$E_z^i = e^{-\frac{x_1^2}{w_0^2}}\, e^{-jky_1} \qquad (1\text{-}a'')$$

となる。

図1において座標系(x,y,z)は、座標系(x_1,y_1,z_1)を$-x_1$方向にdだけ平行移動したものであるから、式(1-a")を座標変換によって座標系(x,y,z)で表わすと

$$E_z^i = e^{-\frac{(x-d)^2}{w_0^2}}\, e^{-jky} \qquad (2)$$

となり、これは座標系(x,y,z)でx方向にdだけ軸ずれをもつ入射ガウスビーム波を意味している。式(2)は円筒座標系で表わすと次式のようになる。

$$E_z^i = \exp\{-\alpha^2(\rho\cos\varphi-\delta)^2\}\exp\{-j\rho\sin\varphi\} \qquad (3\text{-}a)$$

ただし　　$x = r\cos\varphi$,　　$y = r\sin\varphi$

$\rho = k_0 r$, $\alpha = 1/k_0 w_0$, $\delta = k_0 d$

である。　式(3·a)に対応する磁界のφ成分は、TEM波近似がなりたつという仮定から次式のようになる。

$$H_\varphi^i = -Y_0 \sin\varphi \exp\{-\alpha^2(\rho\cos\varphi - \delta)^2\} \exp\{-j\rho\sin\varphi\} \qquad (3\cdot b)$$

3. 入射ガウスビーム波のφに関するFourier級数展開

式(3)は、φの$[0, 2\pi]$なる領域においてDirichletの条件を満たすから、φに関してFourier級数展開が可能である。ここでは展開方法として、[1]係数がBessel関数$J_n(\rho)$の定数倍になる展開方法と、[2]係数がρに関するべき級数になる展開方法とを示す。

[1] 係数がBessel関数$J_n(\rho)$の定数倍になる展開方法

この方法はすでにParkら[7]によって報告されており、本質的にはMoritaら[5]の方法と同じであって、入射波の軸ずれがない場合($\delta=0$)で、しかも電界E_z^iの展開のみが考察されている。　ここでは、さらに一般化して軸ずれがある場合($\delta\neq 0$)を扱い、H_φ^iの展開式も求めてみる。

いま、式(3)が次式のように展開できるものとして、以下P_n, g_nを求める。

$$E_z^i = \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_n J_n(\rho) e^{jn\varphi} \qquad (4\cdot a)$$

$$H_\varphi^i = \sum_{n=-\infty}^{\infty} g_n J_n(\rho) e^{jn\varphi} \qquad (4\cdot b)$$

式(3)および式(4)から係数P_n, Q_nを決定するために、両式を等号で結び両辺に$e^{-jn\varphi}$を掛けて、0から2πまで積分すると

$$2\pi P_n J_n(\rho)=\int_0^{2\pi}\exp\{-\alpha^2(\rho\cos\varphi-\delta)^2\}\exp\{-j\rho\sin\varphi\}e^{-jn\varphi}d\varphi$$

$$=e^{-\alpha^2\delta^2}\int_0^{2\pi}\left[\sum_{m=0}^{\infty}\frac{(-\alpha^2\rho^2\cos^2\varphi)^m}{m!}\right]\left[\sum_{l=0}^{\infty}\frac{\rho^l(-j\sin\varphi+2\alpha^2\delta\cos\varphi)^l}{l!}\right]e^{-jn\varphi}d\varphi \quad (5\cdot a)$$

$$2\pi Q_n J_n(\rho)=\int_0^{2\pi}-Y_0\sin\varphi\exp\{-\alpha^2(\rho\cos\varphi-\delta)^2\}\exp\{-j\rho\sin\varphi\}e^{-jn\varphi}d\varphi$$

$$=-Y_0e^{-\alpha^2\delta^2}\int_0^{2\pi}\sin\varphi\left[\sum_{m=0}^{\infty}\frac{(-\alpha^2\rho^2\cos^2\varphi)^m}{m!}\right]\left[\sum_{l=0}^{\infty}\frac{\rho^l(-j\sin\varphi+2\alpha^2\delta\cos\varphi)^l}{l!}\right]e^{-jn\varphi}d\varphi \quad (5\cdot b)$$

となる。以下(i) $n\geq 0$の場合と(ii) $n<0$の場合とに分けて考える。

(i) $n\geq 0$の場合

式(5·a)をρに関してn回微分して$\rho=0$とすることによって

$$2\pi P_n\frac{1}{2^n}=e^{-\alpha^2\delta^2}\int_0^{2\pi}\sum_{k=0(\text{偶数})}^{n}{}_nC_k\frac{(-\alpha^2\cos^2\varphi)^{k/2}k!}{(k/2)!}(-j\sin\varphi+2\alpha^2\delta\cos\varphi)^{n-k}e^{-jn\varphi}d\varphi$$

$$=e^{-\alpha^2\delta^2}\sum_{m=0}^{[n/2]}\frac{(-1)^m n!\alpha^{2m}}{m!(n-2m)!}\int_0^{2\pi}(-j\sin\varphi+2\alpha^2\delta\cos\varphi)^{n-2m}\cos^{2m}\varphi e^{-jn\varphi}d\varphi \quad (6\cdot a)$$

式(5·b)についても同様の操作をして次式を得る。

$$2\pi Q_n\frac{1}{2^n}=-Y_0e^{-\alpha^2\delta^2}\sum_{m=0}^{[n/2]}\frac{(-1)^m n!\alpha^{2m}}{m!(n-2m)!}\int_0^{2\pi}(-j\sin\varphi+2\alpha^2\delta\cos\varphi)^{n-2m}\cos^{2m}\varphi\sin\varphi e^{-jn\varphi}d\varphi \quad (6\cdot b)$$

ただし$[n/2]$はgaussの記号で$n/2$を越えない最大の整数である。

ここで

$$\sin\varphi=\frac{e^{j\varphi}-e^{-j\varphi}}{2j},\quad \cos\varphi=\frac{e^{j\varphi}+e^{-j\varphi}}{2} \quad (7)$$

なる関係を式(6·a)の右辺の積分に用いると

$$\int_0^{2\pi}(-j\sin\varphi+2\alpha^2\delta\cos\varphi)^{n-2m}\cos^{2m}\varphi\, e^{-jn\varphi}d\varphi$$

$$=\frac{1}{2^n}\sum_{k=0}^{n-2m}\sum_{l=0}^{2m}{}_{n-2m}C_k\,{}_{2m}C_l\,(2\alpha^2\delta-1)^k(2\alpha^2\delta+1)^{n-2m-k}\int_0^{2\pi}e^{-j(n-2k-2l)\varphi}e^{-jn\varphi}d\varphi \qquad (8)$$

となる。式(8)において $k+l=n$ のときのみ積分は 2π となり、他の場合は零となる。一方、$0\leqq k\leqq n-2m$, $0\leqq l\leqq 2m$ なる関係から $k+l=n$ となるのは $k=n-2m$, $l=2m$ の場合のみに限られる。従って

$$\int_0^{2\pi}(-j\sin\varphi+2\alpha^2\delta\cos\varphi)^{n-2m}\cos^{2m}\varphi\, e^{-jn\varphi}d\varphi=\frac{2\pi}{2^n}(2\alpha^2\delta-1)^{n-2m} \qquad (9)$$

となり、式(6-a)および式(9)より P_n を求めると次式のように表わされる。

$$P_n=e^{-\alpha^2\delta}\sum_{m=0}^{[n/2]}\frac{(-1)^m n!\,\alpha^{2m}}{m!(n-2m)!}(2\alpha^2\delta-1)^{n-2m}\quad(n\geqq 0) \qquad (10)$$

次に、式(7)を式(6-b)の積分に用いると

$$\int_0^{2\pi}(-j\sin\varphi+2\alpha^2\delta\cos\varphi)^{n-2m}\cos^{2m}\varphi\sin\varphi\, e^{-jn\varphi}d\varphi$$

$$=\frac{1}{2^{n+1}j}\sum_{k=0}^{n-2m}\sum_{l=0}^{2m}{}_{n-2m}C_k\,{}_{2m}C_l\,(2\alpha^2\delta-1)^k(2\alpha^2\delta+1)^{n-2m-k}\cdot$$
$$\times\left[\int_0^{2\pi}e^{-j(n-2k-2l-1)\varphi}e^{-jn\varphi}d\varphi-\int_0^{2\pi}e^{-j(n-2k-2l+1)\varphi}e^{-jn\varphi}d\varphi\right] \qquad (11)$$

となる。式(iii)において $2n\neq 2k+2l\pm 1$ であるから2つの積分はそれぞれ零になる。従って

$$g_n=0\quad(n\geqq 0) \qquad (12)$$

である。

(ii) $n<0$ の場合

(i)と同様な方法で P_n, g_n を求めてみると、次のように

なる。

$$P_n = (-1)^n e^{-\alpha^2\delta^2} \sum_{m=0}^{[n/2]} \frac{(-1)^m (-n)!\, \alpha^{2m}}{m!\,(-n-2m)!} (2\alpha^2\delta+1)^{-n-2m} \quad (n<0) \qquad (13)$$

$$Q_n = 0 \qquad (n<0) \qquad (14)$$

式(12)および式(14)から、$H_\varphi^i = 0$ となるため式(3-b)に矛盾することになり、この展開方法は H_φ^i に関しては不適当だと考えられる。

[2] 係数がρに関するべき級数になる展開方法

式(3)は Fourier 級数展開可能であることから、次式のように表現することができる。

$$E_z^i = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n(\rho)\, e^{jn\varphi} \qquad (15\text{-}a)$$

$$H_\varphi^i = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n(\rho)\, e^{jn\varphi} \qquad (15\text{-}b)$$

ここで、$A_n(\rho)$, $B_n(\rho)$ は第n項目の係数であり、ρの関数である。

式(3)および式(15)から係数 $A_n(\rho)$, $B_n(\rho)$ を求めるために、両式を等号で結び両辺に $e^{-jn\varphi}$ を掛けて 0 から 2π まで積分すると、

$$2\pi A_n(\rho) = \int_0^{2\pi} \exp\{-\alpha^2(\rho\cos\varphi-\delta)^2\} \exp\{-j\rho\sin\varphi\}\, e^{-jn\varphi}\, d\varphi$$

$$= e^{-\alpha^2\delta^2} \int_0^{2\pi} \left[\sum_{m=0}^{\infty} \frac{H_m(\alpha\delta)}{m!} (\alpha\rho\cos\varphi)^m\right] \left[\sum_{l=0}^{\infty} \frac{(-j\rho\sin\varphi)^l}{l!}\right] e^{-jn\varphi}\, d\varphi$$

となり、従って $A_n(\rho)$ は次のようになる。

$$A_n(\rho) = e^{-\alpha^2\delta^2} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{H_m(\alpha\delta)}{m!\,l!} (\alpha\rho)^m (-j\rho)^l \int_0^{2\pi} \cos^m\varphi \sin^l\varphi\, e^{-jn\varphi}\, d\varphi \qquad (16\text{-}a)$$

同様にして $B_n(\rho)$ は、

$$B_n(\rho)=-Y_0 e^{-\alpha^2\delta^2}\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{H_m(\alpha\delta)}{m!\,l!}(\alpha\rho)^m(-j\rho)^l\int_0^{2\pi}\cos^m\varphi\sin^{l+1}\varphi\, e^{-jn\varphi}d\varphi \quad (16\cdot b)$$

となる。ただし

$$H_m(x)=\sum_{m=0}^{[n/2]}(-1)^m\frac{n!}{m!(n-2m)!}(2x)^{n-2m} \quad \text{—（エルミットの多項式）}$$

である。

さらに、式(7)の関係を用いると式(16·a)の右辺の積分は、

$$\int_0^{2\pi}\cos^m\varphi\sin^l\varphi\, e^{-jn\varphi}d\varphi=\int_0^{2\pi}\left[\frac{e^{i\varphi}+e^{-i\varphi}}{2}\right]^m\left[\frac{e^{i\varphi}-e^{-i\varphi}}{2j}\right]^l e^{-jn\varphi}d\varphi$$

$$=\frac{1}{2^m}\cdot\frac{1}{(2j)^l}\sum_{k_1=0}^{l}\sum_{k_2=0}^{m}{}_lC_{k_1}\,{}_mC_{k_2}(-1)^{l-k_1}\int_0^{2\pi}e^{j(2k_1+2k_2-m-l)\varphi}e^{-jn\varphi}d\varphi \quad (17)$$

である。

式(17)において

$$k_2=\frac{l+m+n}{2}-k_1$$

の時にのみ積分は 2π になり、他の場合には零になる。

従って式(16·a)および式(17)より

$$A_n(\rho)=e^{-\alpha^2\delta^2}\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{H_m(\alpha\delta)}{m!\,l!}\left(\frac{\alpha\rho}{2}\right)^m\left(\frac{\rho}{2}\right)^l\sum_{k=0}^{l}a_k \quad (18)$$

$$a_k=\begin{cases}{}_lC_k\,{}_mC\left(\frac{l+m+n}{2}-k\right)\cdot(-1)^k & \left[\frac{l+m+n}{2}-k\text{が整数でかつ}\ 0\leqq\frac{l+m+n}{2}-k\leqq m\ \text{のとき}\right]\\ 0 & \text{—}\ \left[\text{上記でないとき}\right]\end{cases}$$

となる。

同様に $B_n(\rho)$ を求めると、次式のようになる。

$$B_n(\rho)=\frac{j}{2}Y_0 e^{-\alpha\delta^2}\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{H_m(\alpha\delta)}{m!\,l!}\left(\frac{\alpha\rho}{2}\right)^m\left(\frac{\rho}{2}\right)^l\sum_{k=0}^{l+1}b_k \qquad (19)$$

$$b_k=\begin{cases} {}_{l+1}C_k\,{}_mC_{\left(\frac{l+m+n+1}{2}-k\right)}\cdot(-1)^{k-1} \\ \left[\dfrac{l+m+n+1}{2}-k\text{ が整数かつ }0\leqq\dfrac{l+m+n+1}{2}-k\leqq m\text{ のとき}\right] \\ 0 \\ \left[\text{ 上記でないとき }\right] \end{cases}$$

因みに、式(18)において $\alpha\to 0$ 即ち入射波が平面波の場合を考えると、m に関する級数のうち $m=0$ の項のみが残るため、式(18)は次のように簡単になる。

$$A_n(\rho)=\sum_{l=0}^{\infty}\frac{(\rho/2)^l}{l!}\sum_{k=0}^{l}a'_k \qquad (18')$$

$$a'_k=\begin{cases} {}_lC_k(-1)^k & \left[k=\dfrac{l+n}{2}\text{ なる整数でかつ }0\leqq k\leqq l\text{ のとき}\right] \\ 0 & \left[\text{ 上記でないとき }\right] \end{cases}$$

a'_k に対する条件より、$l=n+2i$ (i は正整数) と書けるから、式(18')は

$$A_n(\rho)=\sum_{i=0}^{\infty}\frac{(\rho/2)^{n+2i}}{(n+2i)!}\,{}_{(n+2i)}C_{(n+i)}\cdot(-1)^{n+i}$$

$$=(-1)^n\sum_{i=0}^{\infty}\frac{(-1)^i}{i!\,(n+i)!}\left(\frac{\rho}{2}\right)^{n+2i}$$

$$=(-1)^n J_n(\rho)$$

となり、平面波の展開係数と一致する。

4. 散乱電磁界について

図1に示すように、散乱物体として軸がz軸に一致するように置かれた半径aの円柱を考える。円筒座標系での散乱波 $\mathbb{E}^s$, $\mathbb{H}^s$ は一般に次式で表わされる。

$$\mathbb{E}^s = \mathring{a}_z E_z^s$$

$$= \mathring{a}_z \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n H_n^{(2)}(\rho) e^{jn\varphi} \qquad (20\text{-}a)$$

$$\mathbb{H}^s = -\mathring{a}_r \frac{Y_0}{\rho} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \cdot n \cdot H_n^{(2)}(\rho) e^{jn\varphi}$$

$$-\mathring{a}_\varphi j Y_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n H_n^{(2)\prime}(\rho) e^{jn\varphi} \qquad (20\text{-}b)$$

遠方での電磁界は $\rho \to \infty$ とすることにより式(20)から

$$\mathbb{E}^s = \mathring{a}_z \sqrt{\frac{2j}{\pi\rho}} e^{-j\rho} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n (j)^n e^{jn\varphi} \qquad (21\text{-}a)$$

$$\mathbb{H}^s = -\mathring{a}_\varphi Y_0 \sqrt{\frac{2j}{\pi\rho}} e^{-j\rho} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n (j)^n e^{jn\varphi} \qquad (21\text{-}b)$$

と書くことができる。

いま、円柱が完全導体および誘電体であるときの散乱波の係数 C_n は境界条件から次のようになる。

〈完全導体円柱〉

$$C_n = -\frac{P_n J_n(k_0 a)}{H_n^{(2)}(k_0 a)} \quad [[1]の方法を用いたとき] \qquad (22\text{-}a)$$

$$= \frac{A_n(k_0 a)}{H_n^{(2)}(k_0 a)} \quad [[2]の方法を用いたとき] \qquad (22\text{-}b)$$

〈誘電体円柱〉

$$C_n = \frac{j B_n(k_0a)J_n(ka) - \gamma A_n(k_0a)J_n'(ka)}{-\gamma_0 H_n^{(2)\prime}(k_0a)J_n(ka) + \gamma H_n^{(2)}(k_0a)J_n'(ka)} \qquad (23)$$

[[2]の方法を用いたとき]

ただし、k, γ はそれぞれ誘電体の波数および固有アドミタンスである。

5. 数値計算と検討

まず、入射ガウスビーム波のもとの表現式(3-a)と、2つの級数展開方法によって得られた式(4-a)および式(15-a)との比較をするために、$\rho = 1.0$, $\alpha = 0.2$, $\delta = 1.0$ なる条件の下で φ を変えたときの E_z^s の値を数値計算した結果が表1である。数値計算上用いた級数の収束条件としては、級数の第 n 項までの部分和を S_n, 第 $n-1$ 項目までの部分和を S_{n-1} としたとき

$$\frac{|S_n - S_{n-1}|}{|S_n|} < 0.001 \qquad (24)$$

を満足することとした。

表1からわかるように、[1]の方法の展開式(4-a)に比べると[2]の方法の展開式(15-a)の方がもとの表現式(3-a)により近い値をとっている。前者に見られる誤差の原因は、式(3-a)が本来 Helmholtz の方程式を満たさないにもかかわらず、式(4-a)のように Helmholtz の方程式を満足する項からなる級数として展開したためだと考えられる。後者にもわずかの誤差があるが、この誤差は収束条件を満たす範囲内であることから、級数を有限個の項の和で

表1. 表現式の比較のための数値計算例 ($\rho=1.0, x=0.2, \delta=1.0$)

φ (度)	式(3-a)の値		式(4-a)の値			式(15-a)の値		
	実部	虚部	実部	虚部	$\|n\|_{max}$	実部	虚部	$\|n\|_{max}$
0	1.0000	0.0000	1.0185	0.0000	5	9.9999×10^{-1}	0.0000	5
30	8.7695×10^{-1}	-4.7908×10^{-1}	8.9459×10^{-1}	-4.8377×10^{-1}	5	8.7695×10^{-1}	-4.7908×10^{-1}	5
60	6.4141×10^{-1}	-7.5418×10^{-1}	6.5711×10^{-1}	-7.6174×10^{-1}	5	6.4140×10^{-1}	-7.5418×10^{-1}	5
90	5.1911×10^{-1}	-8.0847×10^{-1}	5.3338×10^{-1}	-8.1646×10^{-1}	5	5.1912×10^{-1}	-8.0847×10^{-1}	5
120	5.9209×10^{-1}	-6.9619×10^{-1}	6.0599×10^{-1}	-7.0257×10^{-1}	5	5.9209×10^{-1}	-6.9619×10^{-1}	5
150	7.6348×10^{-1}	-4.1709×10^{-1}	7.7760×10^{-1}	-4.2056×10^{-1}	5	7.6348×10^{-1}	-4.1709×10^{-1}	5
180	8.5214×10^{-1}	-3.2723×10^{-1}	8.6640×10^{-1}	-3.2989×10^{-1}	5	8.5213×10^{-1}	-3.2728×10^{-1}	5
210	7.6348×10^{-1}	4.1709×10^{-1}	7.760×10^{-1}	4.2056×10^{-1}	5	7.6348×10^{-1}	4.1709×10^{-1}	5
240	5.9209×10^{-1}	6.9619×10^{-1}	6.0599×10^{-1}	7.0257×10^{-1}	5	5.9209×10^{-1}	6.9619×10^{-1}	5
270	5.1911×10^{-1}	8.0847×10^{-1}	5.3338×10^{-1}	8.1646×10^{-1}	5	5.1912×10^{-1}	8.0847×10^{-1}	5
300	6.4141×10^{-1}	7.5418×10^{-1}	6.5711×10^{-1}	7.6174×10^{-1}	5	6.4140×10^{-1}	7.5418×10^{-1}	5
330	8.7695×10^{-1}	4.7908×10^{-1}	8.9459×10^{-1}	4.8377×10^{-1}	5	8.7695×10^{-1}	4.7908×10^{-1}	5

うち切ったことに起因して生じていると考えられる。

次に、入射ガウスビーム波が完全導体円柱によって散乱された場合の散乱パターン E_s を式(22)を使って求めた結果が図2ないし図5に示してある。ただし、E_s は式(21-a)より

$$E_s=\left|\sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n (j)^n e^{jn\varphi}\right|$$

であり、収束条件としては式(24)を用いた。

図2および図4は、入射ガウスビーム波が軸ずれをもたない($\delta=0$)で入射し、電界の最大値が1であるという条件のもとで、スポットサイズ(α)が変化した場合であり、図3および図5は、スポットサイズが一定のままで

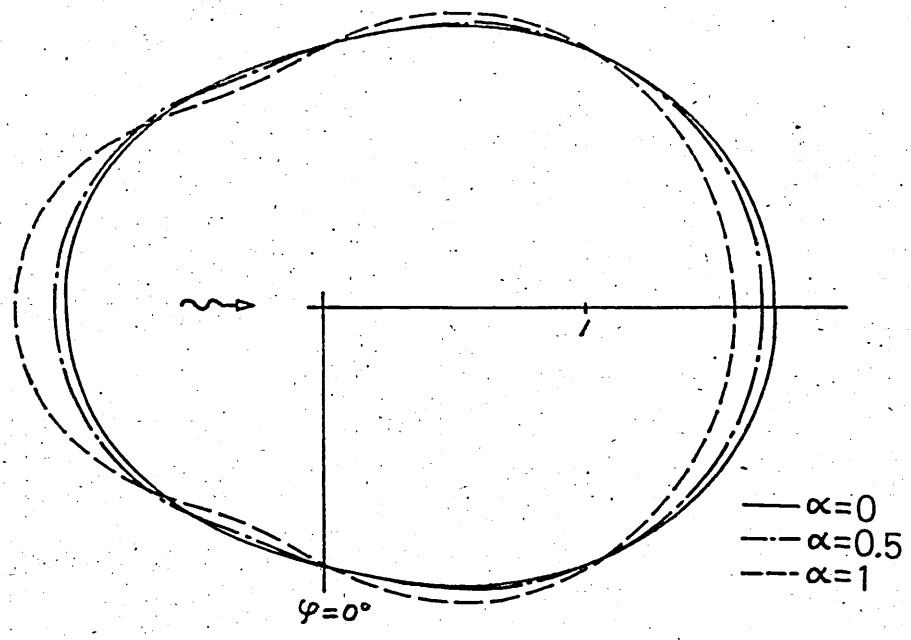


FIG.2(a) [1]の方法で求めた軸ずれのないときのパターン
($k_0a=1$, $\delta=0$)

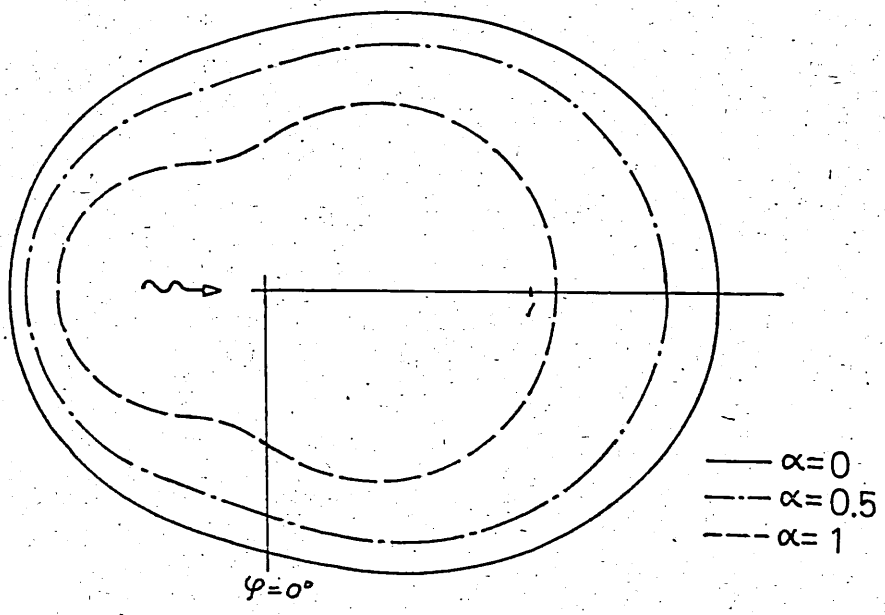


FIG.2(b) [2]の方法で求めた軸ずれのないときのパターン
($k_0a=1$, $\delta=0$)

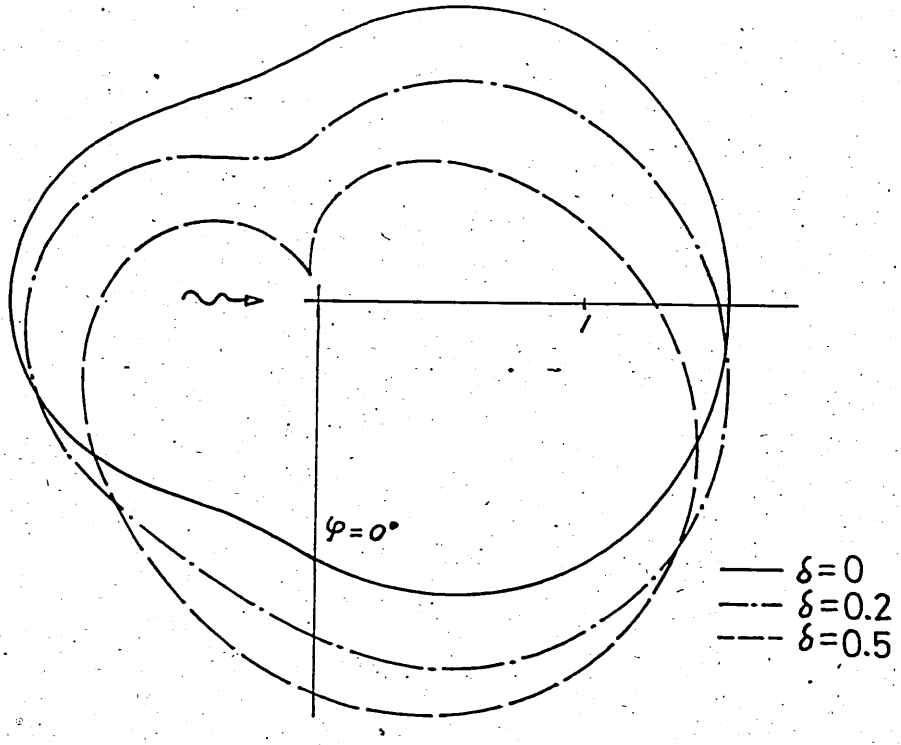


FIG.3(a) [1]の方法で求めた軸ずれのあるときのパターン
($k_0a=1$, $\alpha=1$)

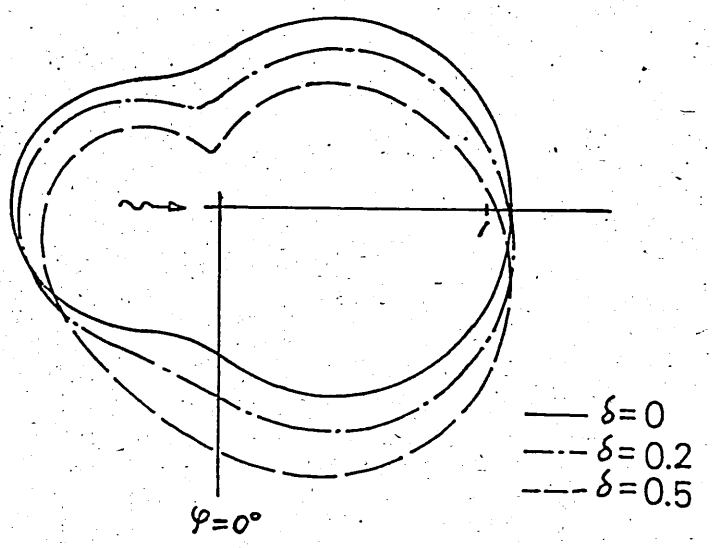


FIG.3(b) [2]の方法で求めた軸ずれのあるときのパターン
($k_0a=1$, $\alpha=1$)

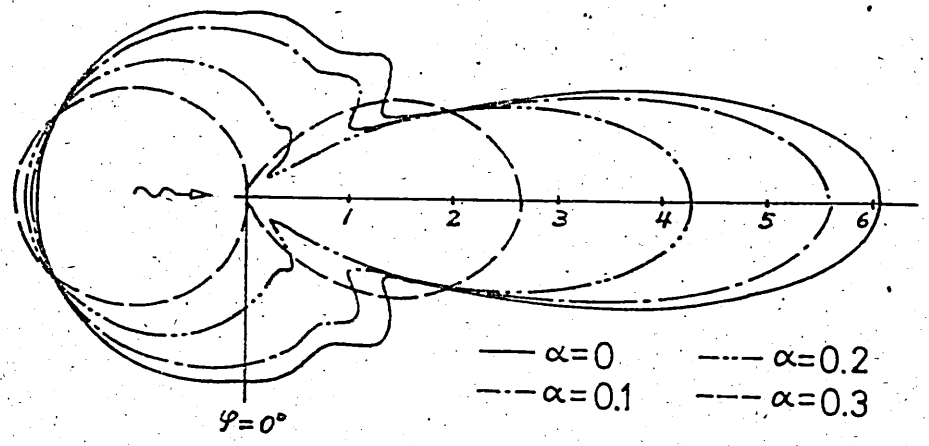


FIG.4(a) [1] の方法で求めた軸ずれのないときのパターン
($k_0a = 5$, $\delta = 0$)

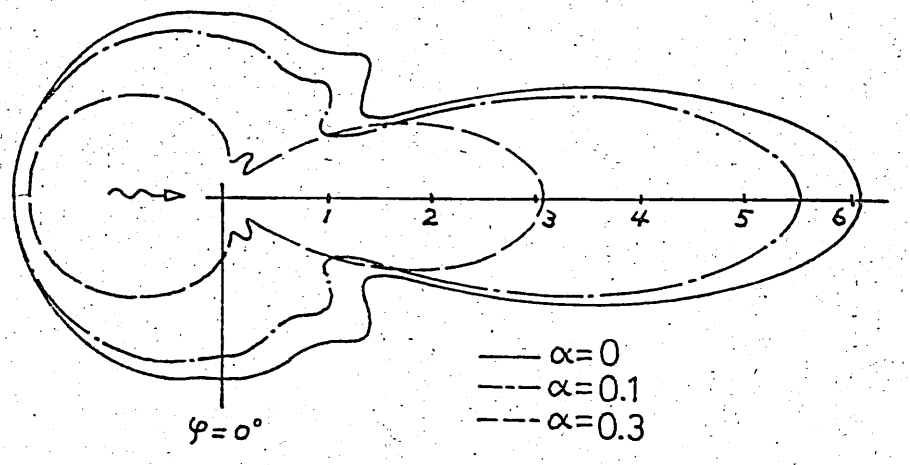


FIG.4(b) [2] の方法で求めた軸ずれのないときのパターン
($k_0a = 5$, $\delta = 0$)

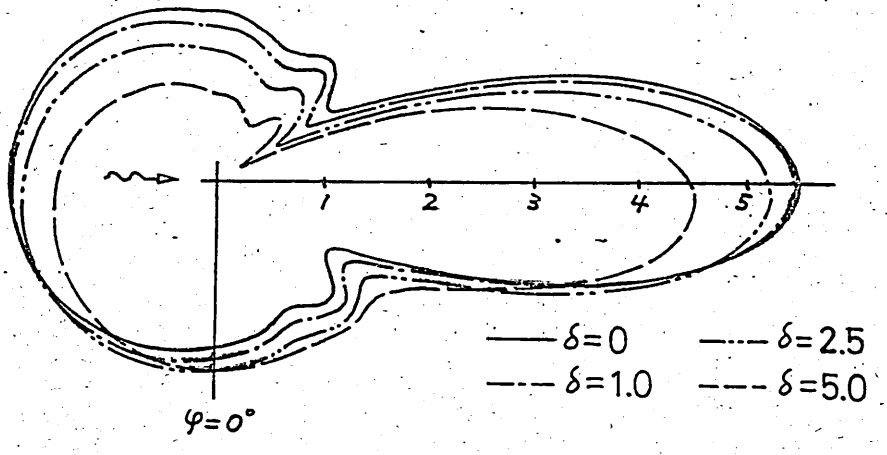


FIG.5(a) [1]の方法で求めた軸ずれのあるときのパターン
($k_0a=5$, $\alpha=0.1$)

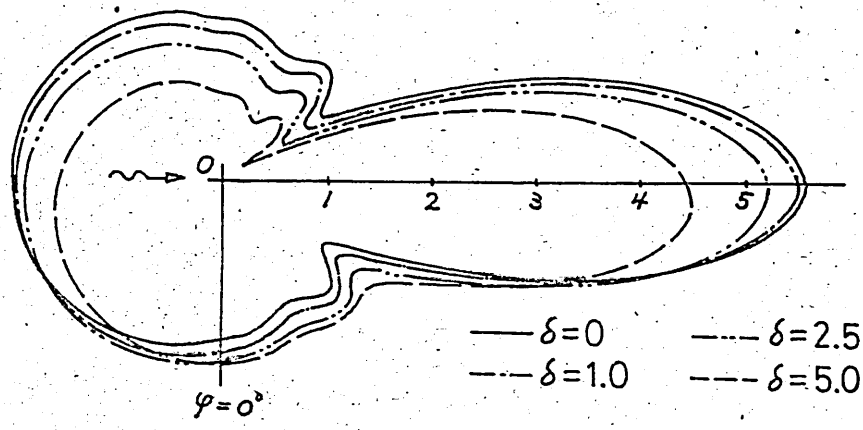


FIG.5(b) [2]の方法で求めた軸ずれのあるときのパターン
($k_0a=5$, $\alpha=0.1$)

軸ずれが変化した場合を表わしている。これらの図において、[1]の方法による結果と[2]の方法による結果との間には差異が見られ、特に完全導体円柱の径(k_0a)やスポットサイズが小さいときに顕著である。また、軸ずれによって散乱パターンの形は非対称になり、軸ずれの側に散乱波が集中してくるのがわかる。

なお、以上の数値計算のうち、[2]の方法を用いたものに関しては、$A_n(\rho)$を有限な級数で近似するため、$\rho=1$あるいは$k_0a=1$の場合には$0 \leqq \ell, m \leqq 10$とし、$\rho=5$あるいは$k_0a=5$の場合には$0 \leqq \ell, m \leqq 20$とした。一般に、半径の値が大きい問題を取り扱うには、級数の項数も増す必要があるようである。

6. むすび

本稿では、2次元ガウスビーム波の円筒座標系での級数展開として、すでにParkらによって報告されているベッセル関数を用いた級数展開よりもさらに厳密なベキ級数を用いた級数展開を軸ずれも考慮して提案し、その応用として、2次元ガウスビーム波が完全導体円柱に入射した場合について、散乱パターンを求めることによって両者の比較検討を行なった。そして、次のような結果を得た。

(i) Parkらの級数展開は、初めに仮定した2次元ガウスビーム波の式が本来Helmholtzの方程式を満足しないにもかかわらず、満足するような項からなる級数で展開しているため、もとの式との間の誤差が大きく、入射がガウスビーム波のスポットサイズが比

比較的大きくて平面波に近い場合についてのみ用いることが可能であると考えられる。しかし、ベキ級数を用いた級数展開であれば、入射がウスビーム波を厳密に表現できるので、スポットサイズが小さい場合でも解析が可能である。

(ii) 入射がウスビーム波がE波で、TEM近似を仮定する場合、磁界の周方向成分(H_ϕ)はParkらの方法では級数展開が不可能であるが、ベキ級数を用いる方法だと可能になる。

(iii) 円柱物体に2次元がウスビーム波が入射するとき、軸ずれを仮定するのがより一般的であり、Parkらの方法でも、ベキ級数を用いた級数展開でも解析できることがわかった。

最後に、日頃お世話になる熊谷信昭教授、倉薗貞夫助教授をはじめ、ご討論いただく板倉研究室、熊谷研究室の諸氏に深謝する。

参考文献

(1) E.A.J.Marcatili: 'Modes in a Sequence of Thick Astigmatic Lens-Like Focusers', B.S.T.J., 43, P.2887, (Nov. 1964)

(2) 末松, 吹抜: '理想化されたガス光導波系の解析', 信学誌, 48, 10, P.1684 (昭40-10)

(3) 赤尾, 宮崎: '誘電体境界曲面および誘電体レンズによるビーム波の反射と姿態変換', 信学誌, Vol.51-B, No.1, ('68/1) P.25

(4) 根本，牧本：'誘電体境界平面における二次元ガウスビームの反射と透過'，信学論(B)，Vol. 54-B，No. 11，P. 714，('71/11)
(5) Morita，Tanaka，Yamasaki，Nakanishi：'Scattering of a Beam Wave by a Spherical Object'，IEEE，Trans.，AP-16，6，P724 (Nov. 1968)
(6) 田中，福光：'方形開口によるビーム波の回折'，信学論(B)，Vol. 53-B，No. 4，P. 184 ('70/4)
(7) Nicolaos G. Alexopoulos and Pyong K. Park：'Scattering of Waves with Normal Amplitude Distribution from Cylinders'，IEEE Trans.，AP-20，2，P. 216 (March 1972)
(8) 根本，牧本：'半無限完全導体平板による二次元ガウスビームの回折'，信学論(B)，Vol. 56-B，No. 6，P. 258 ('73/6)

輻射科学研究会

ピコ秒光パルス観測用時間拡大形光電管

小林哲郎　　末田正

大阪大学　基礎工学部

昭和49年2月1日

ピコ秒光パルス観測用時間拡大形光電管

小林哲郎　　末田正

大阪大学基礎工学部

—— クライストロン等で用いられる電子ビームの速度変調を利用することにより，電子ビームパルスを数百倍程度まで時間的に拡大することができる。これを高速応答光電管に適用すれば数ピコ秒程度の超短光パルスをナノ秒程度の電流パルスに拡大変換して波形観測することが可能となる。さらに拡大後は電子増倍を併用できるので，微弱パワー超短光パルスの観測も可能となるであろう。ここでは，この新しい光電装置の原理と簡単な設計例について述べる。

§1　まえがき

ピコ秒光パルス技術は物理計測，分光，光通信等，多方面に有用であり，最近その進歩は著しい[1,2,3]。ピコ秒光パルス発生の技術は非常に進んでおり，ピコ秒というよりサブピコ秒の光パルスさえ得られている（最短0.2ピコ秒）。他方，ピコ秒光現象の検出観測装置の開発はやや遅れ気味であ

る。[1,2,3,4] 現在のところイメージコンバータストリークカメラによる方法[5]が数ピコ秒の分解能を持ち、最良のものとされているが装置が大がかりであり、波形解析にはデンシトメータを必要とする。さらに感度が低いので微弱なパワーの光パルスの観測には不向きである。他によく用いられるものとして被測定光信号をオーシャッターによりサンプリングして波形を調べる方法がある。[6,7] これにはオーシャッターを駆動するために被測定信号と同期しかつこれよりさらにシャープな大出力超短光パルスが必要である。したがってこの方法は、大出力光パルスを用いる非線形分光には有用であるが一般性のあるものとはいい難い。さて高感度な光検出器というと光電子増倍管が一番であるが、いかんせん、応答が速くなくたかだかサブナノ秒程度である。この光電子増倍管の高感度性をピコ秒程度の超短光パルスの観測に利用するには、光パルスをまえもって時間的に引伸ばせばよいということになる。実際、光パルスを周波数変調した後、分散媒質を通して数十倍に拡大したという報告がある。[8] これは非常に旨い方法と言えるが、光パルス自体が最初からFMされているような場合（チャープドパルスといわれ、モード同期で得られるパルスは多少ともこの傾向がある[9,10]）は忠実に拡大されない。我々は此処では光領域でのパルス拡大ではなく、フォトカソードを通じ電子ビームパルスに変換した後、電気的操作によりパルスを拡げるという方法を採用することにする。一般的にいって、光の制御（変調、偏向など）は電気光学効果、音響光学効果を利用しており、電子ビームの制御に比べ、大電力、大電圧が必要であり、パルス拡大も同様に、光パルス拡大よりは電子ビームパルス拡大の方が容易であろう。さらにチャープドパルス

の場合，上述のような懸念は解消される。この方法で期待できる時間拡大率は数百倍にも及び，分解能も数ピコ秒程度になる。

§2 原理，および基礎的考察

この新しい光電装置の特徴は前述のように光電子ビームパルスを電気的に引伸ばすところにある。クライストロン等の電子管で電子ビームを速度変調すれば，一定距離走行後，密度変調に変換されると同時に到達時間が出発時間に対しスケール拡大（あるいは縮少）されるというよく知られた現象があり，これがこの装置に用いられる。電子ビームパルスが充分拡がれば，後は時間分解能の比較的悪い電子増倍も併用でき，従って微弱パワーのパルスの観測にも充分な利得を得ることができる。

2.1 原理

この装置の原理的モデルを図1に示す。光電陰極 K_p を出て加速グリッド G_A で加速された電子ビームパルスは高周波電界が印加されている狭いギャップを通り，速度変調され，その後，ドリフトしつつ，時間的に拡大（あるいは縮少）されアノードAに到達する。ギャップが狭く電子がここを走行する時間内では高周波電界が殆ど変動しないとすると，ギャップをt=t₀に通過した電子の速度 v_0 は

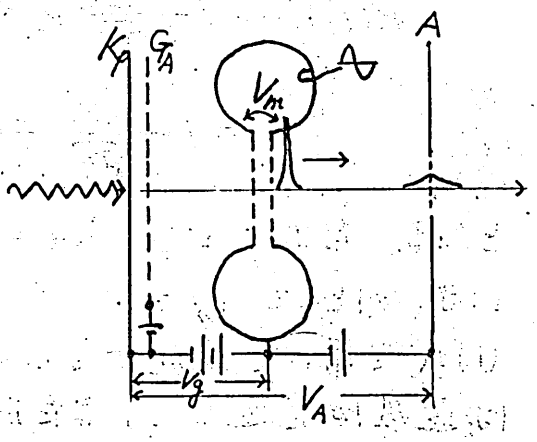


図1. 時間拡大形光電管のモデル

$$v = \sqrt{2\eta\{V_g + V_m(t_0)\}} \qquad (1)$$

となる。なおここで V_g はカソードーギャップ間のdc電圧，$V_m(t_0)$ はギャップにかかる高周波電圧である。また光電子の初速度を無視している。この電子が距離Lを走行し，$t = t_a$ にアノード A（電位 V_A）に到達するとする。高周波電磁界がギャップ外にもれず，また $V_g = V_A$ とすると

$$t_a = t_0 + \frac{L}{v} \sim t_0 + \frac{L}{\sqrt{2\eta\{V_g + V_m(t_0)\}}} \qquad (2)$$

となり，従って 時間拡大率 $M(t_0)$ は

$$M(t_0) = \frac{dt_a}{dt_0} \sim 1 - \left(\frac{L}{2\sqrt{2\eta}}\right)\{V_g + V_m(t_0)\}^{-\frac{3}{2}} \frac{dV_m}{dt_0} \qquad (3)$$

となる。とくに，変調電圧 $V_m(t)$ が

$$V_m(t) = V_m \sin 2\pi f_m t \qquad (4)$$

で与えられるときは

$$M(t_0) \sim 1 - \frac{L\pi}{\sqrt{2\eta}} V_m f_m \cos 2\pi f_m t_0 \cdot (V_g + V_m \sin 2\pi f_m t_0)^{-\frac{3}{2}}$$

$$= 1 - \frac{c\pi}{\sqrt{2\eta}} \frac{L}{\lambda_m} \frac{V_m \cos 2\pi f_m t_0}{(V_g + V_m \sin 2\pi f_m t_0)^{\frac{3}{2}}} \qquad (5)$$

となる。なおここで $\lambda_m = c/f_m$（c：光速）としている。

いま，例として $V_g = 1000V$，$V_m = 300V$ の場合を考えてみる。(1)式を用いて速度 v を求め図示したのが図2である。図では速度は光速cで，また時間は高周波電界の周期 $1/f_m$ でそれぞれ規格化している。$L/\lambda_m = 0.5$ とした場合の出発時間と到達時間との関係を(2)式を用いて計算し図3に示す。

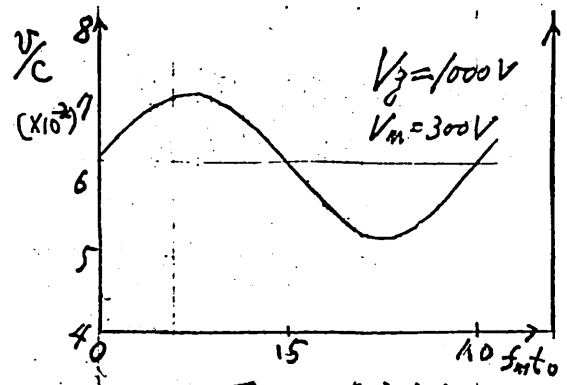


図2. 電子の速度変調

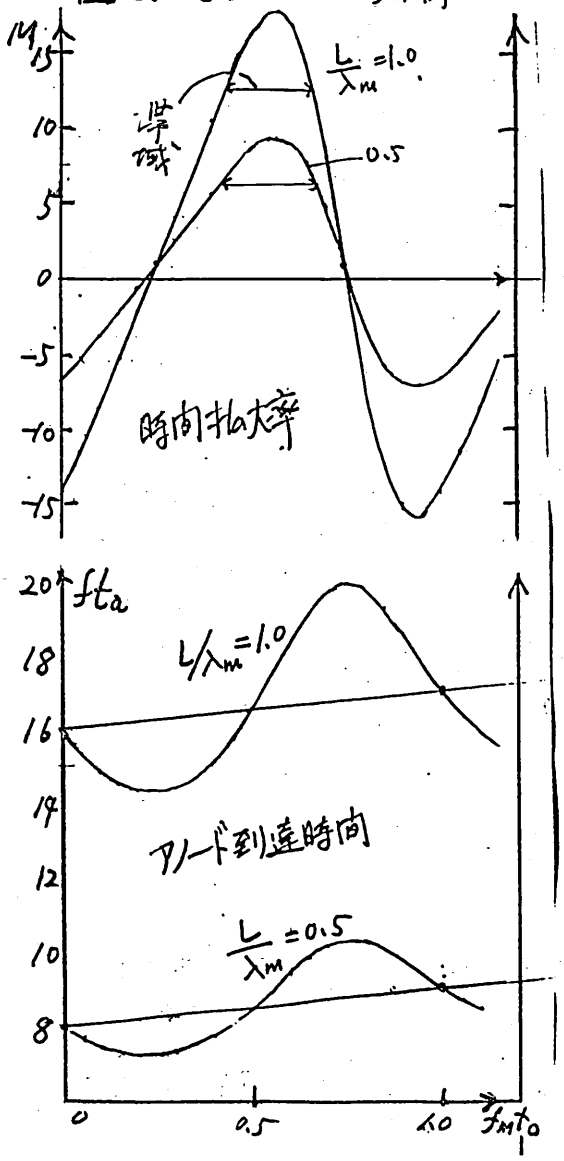
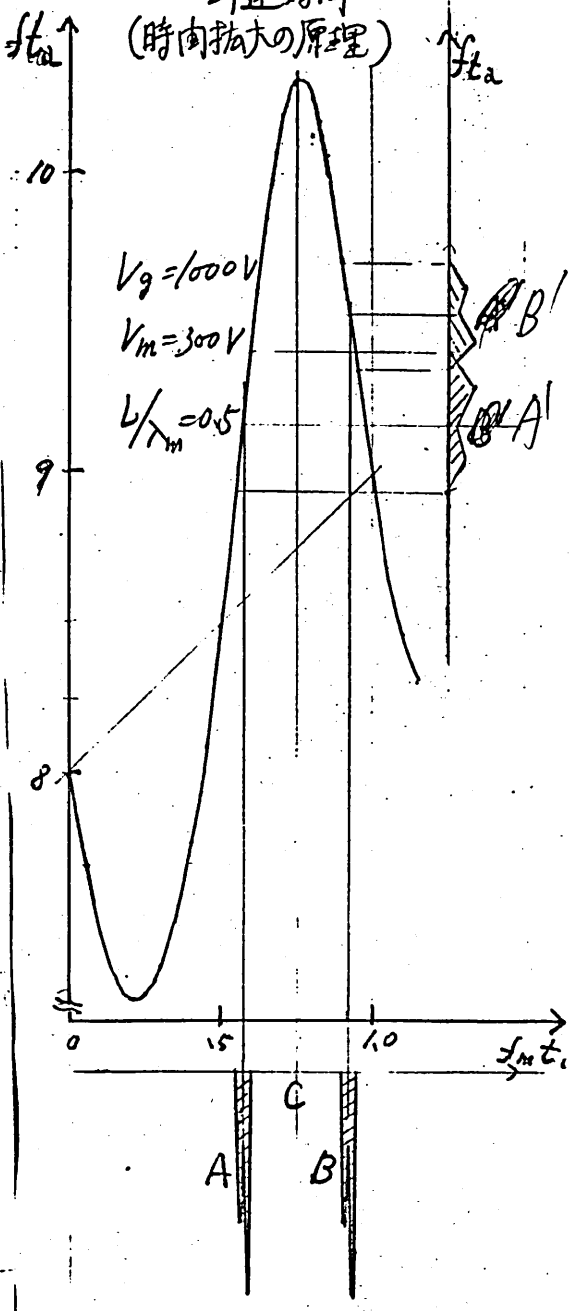


図3. 電子の出発時間と到達時間
(時間拡大の原理)



←図4. 電子のアノード到達時間
および時間拡大率

同図にはパルス拡大の原理も合わせて示してある。ギャップをAの状態で通過したパルスはアノードではA'のように時間的に拡大され，それと同時に電子密度は減少する。他方，Bのような状態ではいったパルスはドリフト中に追越しがあるため，時間の前後が反転した状態で拡大される(B')。Cのような電界位相に通過する場合はパルス圧縮が生じることもわかる。時間拡大率はグラフの勾配，つまり(3)式で与えられる。図4に L/λ_m が0.5，1.0の場合について求めた結果を示す。同図よりこの例では，それぞれ9倍，18倍程度の拡大率が得られることがわかる。

2.2 電子のギャップ走行時間の影響

さて，いまっでは電子のギャップ中での走行時間，およびこの間の高周波電界の変化を無視してきたので，ここでは，これについて検討する。

$t=t_0$ に初速度 v_0 ($=\sqrt{2\eta V_g}$) でギャップにはいった電子の運動を考える。(図5参照)。電子の運動方程式は

$$\ddot{z} = -\eta E(t) = \frac{\eta V_m}{d}\sin 2\pi f_m t \qquad (6)$$

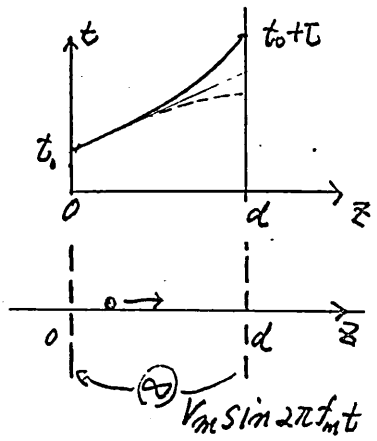


図5. ギャップ中での電子の運動

これを積分して

$$\dot{z} = -\frac{\eta V_m}{d\omega_m}\left[\cos\omega_m t - \cos\omega_m t_0\right] + v_0, \qquad \begin{matrix} v_0=\sqrt{2\eta V_g}, \\ \omega_m = 2\pi f_m, \end{matrix} \qquad (7)$$

$$z = v_0(t-t_0) + \frac{\eta V}{d\omega_m}\left\{(t-t_0)\cos\omega_m t_0 - \frac{\sin\omega_m t - \sin\omega_m t_0}{\omega_m}\right\} \qquad (8)$$

ギャップにはいってT秒後，つまり $t=t_0+T$ にギャップ出る($z=d$)とすると，

$$v = \sqrt{2\eta V_g} - \frac{\eta V_m}{\omega_m d}\left(\cos\omega_m(t_0+\tau) - \cos\omega_m t_0\right) \tag{9}$$

$$d = \sqrt{2\eta V_g}\,\tau + \frac{\eta V_m}{\omega_m d}\left[\tau\cos\omega_m t_0 - \frac{\sin\omega_m(t_0+\tau) - \sin\omega_m t_0}{\omega_m}\right] \tag{10}$$

$$= \sqrt{2\eta V_g}\,\tau + \frac{\eta V_m}{\omega_m d}\left[\tau\cos\omega_m t_0 - \tau\frac{\sin\frac{\omega_m\tau}{2}}{\frac{\omega_m\tau}{2}}\cos\left\{\omega_m\left(t_0+\frac{\tau}{2}\right)\right\}\right]$$

いま，電子がギャップを走行する間には高周波電界の位相が殆ど変化しない，つまり $\omega_m\tau \ll 1$ とすると上式より

$$\tau = \frac{\alpha d}{\sqrt{2\eta V_g} + \sqrt{2\eta(V_g + V_m \sin\omega_m t_0)}} \tag{11}$$

$$v = \sqrt{2\eta(V_g + V_m \sin\omega_m t_0)} \tag{12}$$

(1)式はこの(2)式を用いたわけである。ここで例として，

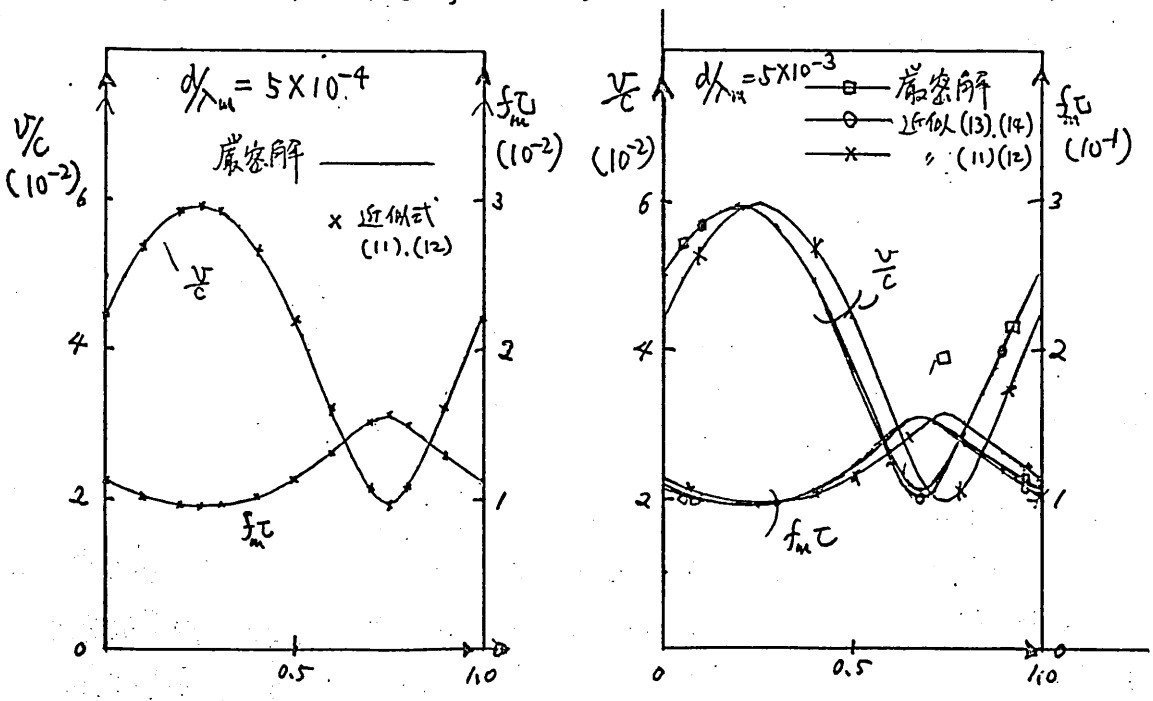


図6. v および τ（近似解と厳密解）

$V_g = 500$ V, $V_m = 400$ V とし $d/\lambda_m = 0.5\times10^{-4}$, 0.5×10^{-3} の場合の v について検討する。図6に近似式 (11), (12) により求めたものと, (9), (10) 式を厳密に解いて得たものとを合わせて示す。$d/\lambda_m = 0.5\times10^{-4}$ の場合は $\omega_m \tau \lesssim 10^{-1}$ であり, (11), (12) 式が充分によい近似となっている。$d/\lambda_m = 0.5\times10^{-3}$ ($\omega_m \tau \sim 1$) の場合は v, τ ともかなりの相違が見られる。いま, ここであらためて, ギャップに電子がはいる時間を t_0 とするなら到着時間は (2) 式の代りに

$$t_a = t_0 + \tau + \frac{L}{v} \qquad (2)'$$

を用いなければならないが, τ は d/v のオーダであり, 一般には $L \gg d$ として用いるので t_a には大きく影響せず, したがって余り気にしなくてもよい。しかし v のずれは t_a に大きく影響するので結局は, $\omega_m \tau \sim 1$ となれば, 少くとも v については (12) 式ではなくもっと精度の高いもの, できれば厳密に正確な数値解を用いるのが望ましい。なお (11), (12) 式よりも近似のよいものの例として

$$v = \sqrt{2\eta\left\{V_g + V_m \sin\omega_m\left(t_0 + \frac{d}{\sqrt{2\eta V_g} + \sqrt{2\eta(V_g + V_m \sin\omega_m t_0)}}\right)\right\}} \qquad (13)$$

$$\tau = \frac{2d}{\sqrt{2\eta V_g} + v} \qquad (14)$$

があり, これも同図に合わせて示しておいた。

2.3 分解能

この種の光電装置の分解能をきめるものは主として光電子の初速度分布である。いま, 図7のモデルを用いて時間分解能を検討する。光電子のフォトカソード面での初速度の分布, 拡がりのため, 速度変調をおこなうギャップにはいるまでに δt_0 の

時間拡がりが生じ、さらに、ギャップ7°からアノードまでの間にあらたに δt_d の拡がりが加わるとするなら、全体を通しての時間拡がり(時間分解能)は

$$\delta t \sim \delta t_0 + \frac{\delta t_d}{M} \quad (15)$$

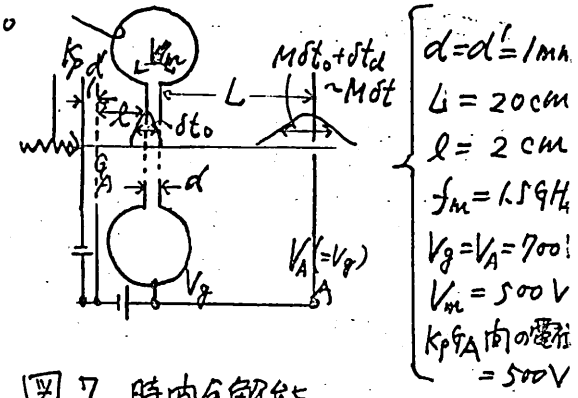


図7 時間分解能

となるであろう。いま光電子の(パルス幅0の入力がどのように拡がるかを示している)K_p での初速度の拡がりをエネルギーの拡がりに換算して0.5eVと仮定すると*図7の例では $\delta t_0 \sim 5.4$ psec., $\delta t_d \sim 24$ psec. となり、Mが85～60の範囲で使用するとして(次節、設計例参照)、$\delta t \sim 5.4 + 0.4 \sim 5.8$ psec. となる。この例からわかるように、時間分解能を上げるには δt_0 を小さくする必要がある。δt_0 の大部分は、K_p-G_A 間で生じ(上の例ではこいで約4.8psec.)、これを減らすには、K_pG_A 間により高い電界をかけなければならないが、これにも限界がある。いま一つの改善策として図8のような構造に変えることが考えられる。この場合、δt_0 に相当するものはなく、実際計算してみると $\delta t_d \sim 200$ psec. $M \sim (100 \sim 70)$ で $\delta t \sim 3$ psec. となってかなり時間分解能は向上する。

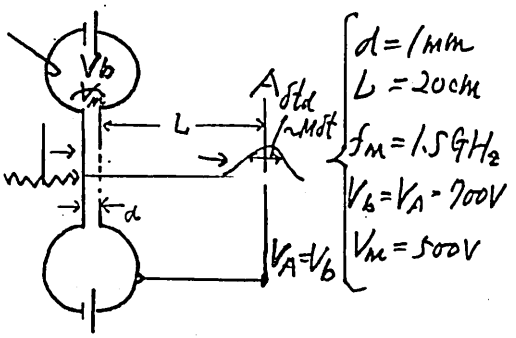


図8 分解能(改良形)

*光電子の持つ初速度エネルギーは入射光エネルギー、光電面の仕事関数、温度などによってきまるが、一般には1eVより小さく、最確値は0.5eVぐらいとされており、拡がり

も同程度であると考えられる。

§3. 簡単な設計例とその性能特性

TYPE I, TYPE 2 の双方の場合について、簡単な設計例およびその性能について述べる。一応、$d = 1.0mm$, $L = 20cm$, $f_m = 1.5 GHz$ と定めるが、おいむね時間拡大率 M は f_m, L に比例する（(5)式より $M \propto L/\lambda_m$）ので、ここでの結果は他の場合のおいまかな見積りにも利用できる。

図10, 図11は TYPE 1 の場合、図12, 図13は TYPE 2 の場合の時間拡大特性である。

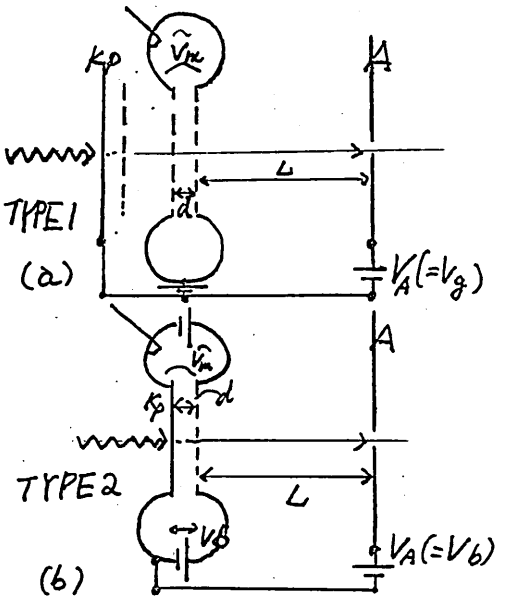


図9. 時間拡大形光電管設計モデル

高周波あるいは直流の印加電圧の調整により、時間拡大率は数十倍から数百倍と大幅に可変となる。同時に示されている帯域とは最大拡大率の70%以上の時間拡大率を持つ時間幅（高周波電界の周期で規格化してある）である。（図4参照）。

例えば、TYPE 2 のもので $V_B = 700V$, $V_m = 500V$ とすると、時間拡大率は 100～70, 帯域が $0.42 \times 1/f_m \sim 80 psec.$ となる。このときの時間分解能は前節で述べたように約 3psec. である。これにより、入射時に 5psec. の超短パルスもアノードでは約 500psec. (0.5 nsec.) に拡大される。現在、200psec. ぐらいの分解能の光電子増倍管が得られているので、その電子増倍部をこれに付置すれば 3psec. の高時間分解能を持つ高感度光電検出装置が

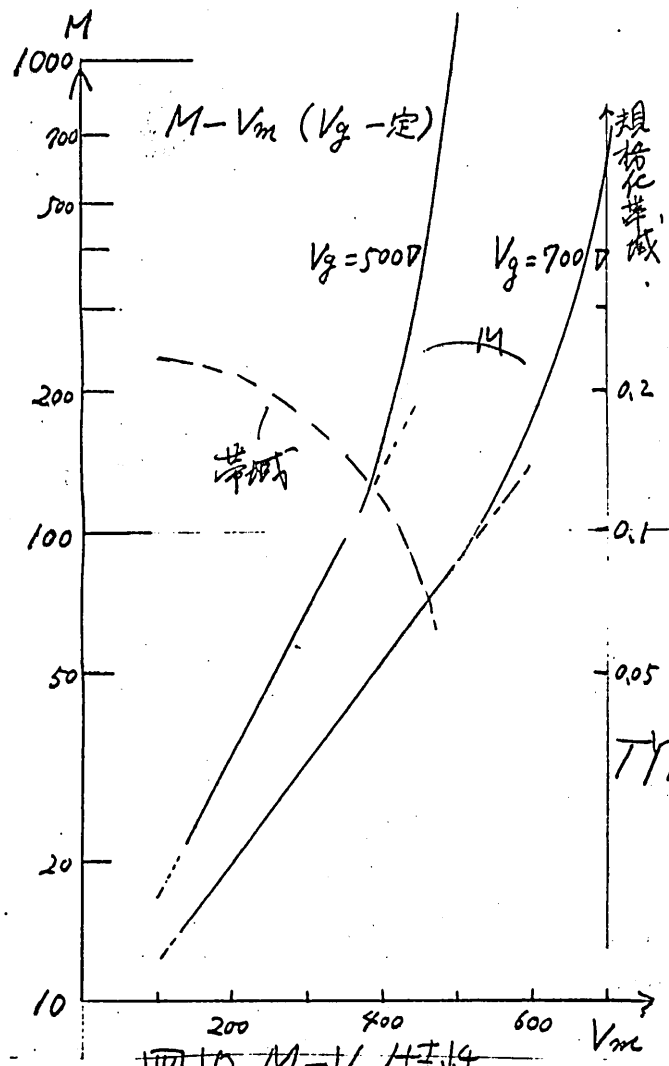


図10 M-Vm特性

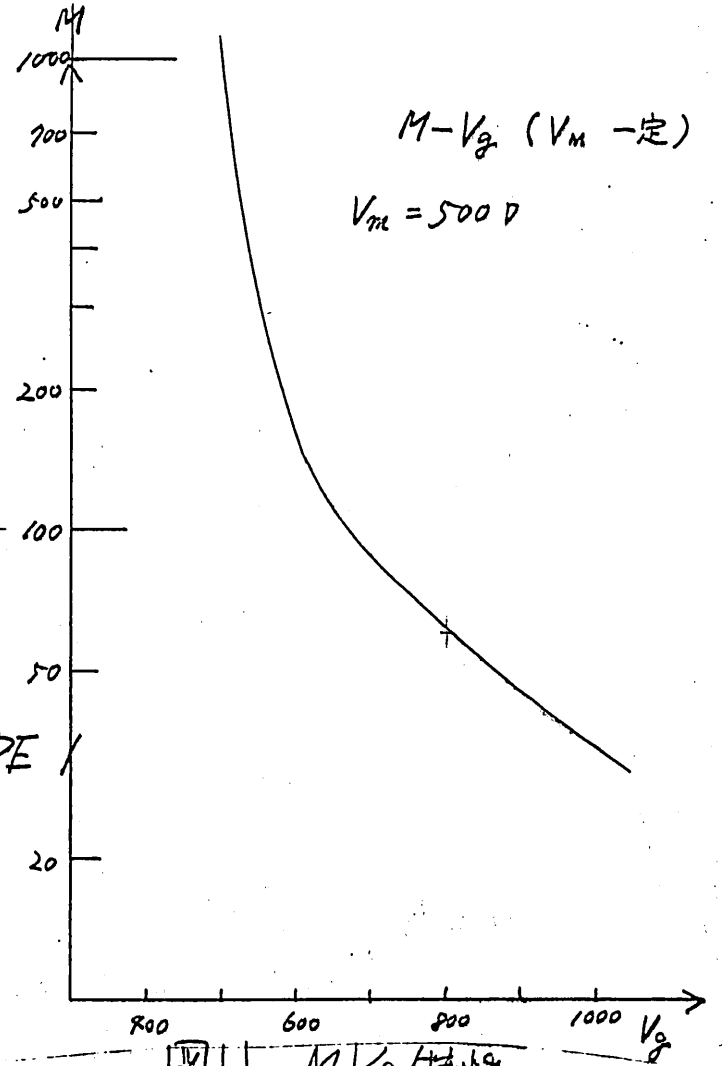


図11 M-Vg特性

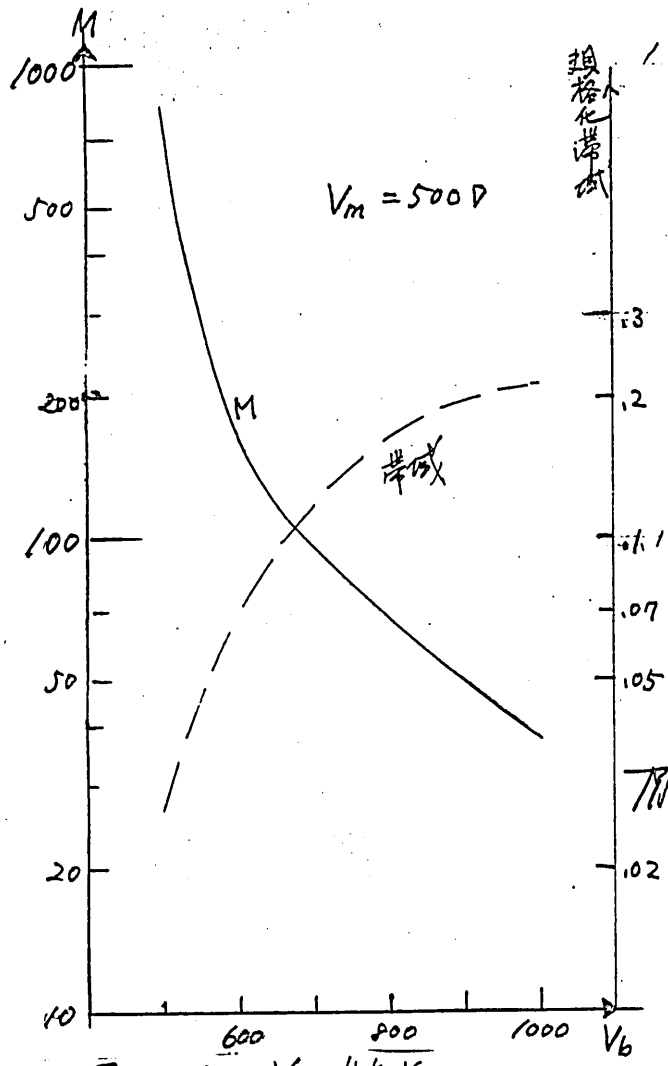


図12 M−V_b 特性

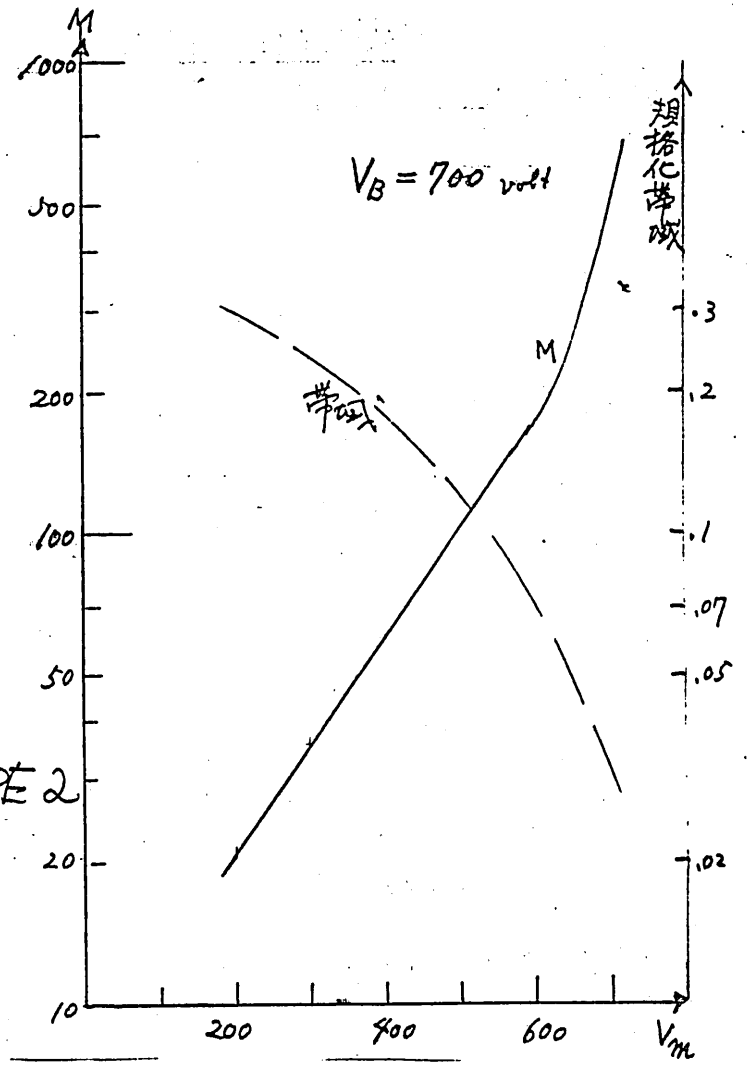


図13. M−V_m 特性

TYPE 2

できあがることになる。(図14)。

◎($V_A > V_b$ (or V_g)とした場合)

いまでは $V_g = V_A$ ($V_b = V_A$)として扱ってきたが，安定な電子のドリフトを得るには，V_A をもう少し上げ，ドリフト空間にも電界を与える方がよいと思われる。この場合，ドリフトの時間は

$$\frac{L}{v} \sim \frac{2L}{v + \sqrt{v^2 + 2\eta(V_A - V_g)}} \quad (16)$$

と変わる。図15に図9(b)(あるいは図8)の例で V_A を変えた場合のMと帯域の変化を示す。V_A の増加はMを減少させ，帯域を拡げるが，この帯域の拡がりは余り顕著でないので，結局，V_a を V_g より高くするとしてもその大きさは必要最小限に留める方が良策であろう。

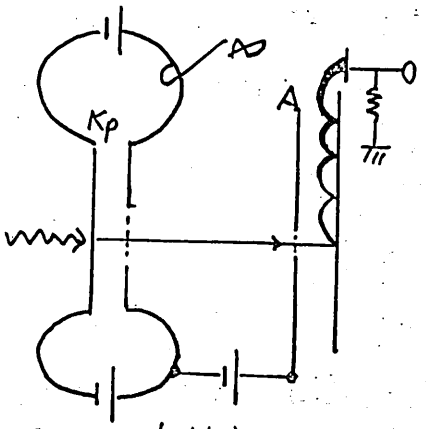


図14. 時間拡大形光電子増倍管

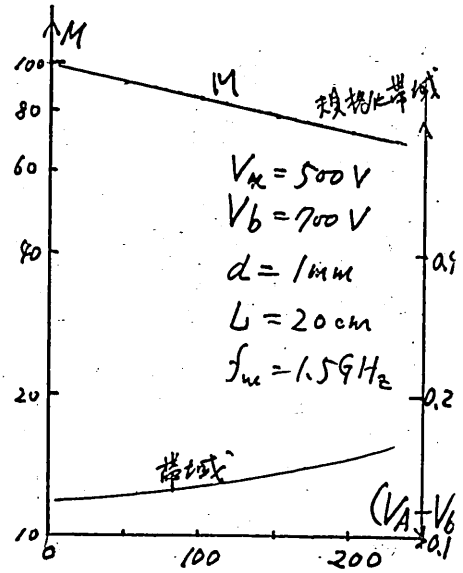


図15. 時間拡大率に対するアノード電位の影響

§4. 問題点，今後の課題

○ ダイナミックレンジ

時間拡大率がほぼ一定の帯域は高周波信号の1/10周期程度であり，少くともこれより広いパルス・現象は一度に観測できない。また繰返し現象観測の場合はM倍されてもつぎのものと重ならないようにしなければならない。

○入力光信号と高周波電界との同期

モード同期やFP形光変調器[12]により得られるパルスのように一定周期の繰返し現象の場合は高周波電界の周期をこれに合わせばよい。しかし単発現象やその他の一般的な現象の観測には何らかの同期機構が必要である。これは、今後に残された重要でかつ困難な課題の一つである。

○製作上の困難さ。

○その他

§5 結び

以上，ピコ秒光パルス観測用の新しいタイプの光電装置について述べてきた。この装置は数psec.の分解能と光電子増倍管に匹敵する高感度性を持つ優秀なものとなるが，まだ提案の段階に過ぎず，実用的なものとなるには多くの屈曲を経ねばならないだろう。しかし、ピコ秒程度の高速光現象の観測の必要性が増大し続け，高感度高速応答光検出器の開発が望まれる今日，この様な提案はそれなりに意義があるであろう。勿論，今後は実際に製作にかかる予定であるが，

最後に当研究に対し有益な討論をして下さった当学レーザ石研究室の諸氏に感謝の辞を表します。

参考文献

1. A.J. DeMaria et al, Proc. IEEE, 57, 2 (1969).
2. 霜田, 日本物理学会誌 25, 584 (1970).
3. 末田, 昭47 電気四連大. 169 (1972).
4. L.K. Anderson et al, Proc. IEEE, 54, 1335 (1966).
5. D.J. Bradley et al, Appl. Phys. Lett, 20, 219 (1972).
6. M.A. Duguay et al, Appl. Phys. Lett, 15, 192 (1969).
7. M.R. Topp et al, Chem. Phys. Lett, 9, 1 (1971).
8. J. Desbois et al, IEEE. JQE QE-9, 243 (1973).
9. D.J. Kuizenga et al. IEEE JQE, QE-6, 694 (1970).
10. 小林他 電通学会. 量エレ研資 QQE-73-19 (1973).
11. 西巻, マイクロ波真空管とその回路, オーム文庫 (1955).
12. T. Kobayashi et al, Appl. Phys. Lett, 21, 341 (1972).
13. 他に高周波電磁界を用いた光検出器として
大東他, 電通学会. 電装研資 ED 73-46 (1973).

楕円筒集光器の効率について

花光 清　張 吉夫　松尾幸人
（大阪大学 産業科学研究所）

1974. 2. 1

輻射科学研究会

楕円筒集光器の効率について

大阪大学　産業科学研究所
花光　清　　張　吉夫　　松尾幸人

§1　まえがき

円柱形の構造をもつ固体レーザ媒質を効率よく励起するために、種々の集光系が考案されているが、製作が容易であり、いろいろな実験への応用が可能であることから、楕円筒集光器がよく用いられる。

楕円筒集光器については今までに多くの人々により考察されているにもかかわらず、[1]~[5]　実際に集光器を設計し製作する立場から取り扱ったものは少ない。ここでは楕円筒集光器を設計し作成して、実際のレーザ装置として利用する際に問題となる種々の点を考慮して、集光器の効率や最適設計についてのべる。なお、高エネルギを得るために、多重楕円筒集光器が用いられるが、ここではその原形である一重楕円筒について考察する。

本論に入るまえに、装置の説明を簡単に行っておく。楕円筒集光器をそなえた固体レーザ装置では、図1に示すように、レーザ媒質（ROD）と励起ランプは、楕円筒の焦点軸に沿って配置されている。ここでは室温で連続発振が可能な Nd^{3+}:YAGレーザ装置を念頭におき装置の概略を説明する。

YAGレーザの励起光源としては、Kr, Xe 高圧ランプやヨーソ封入のタングステン（W-I）ランプが用いられる。数Wオーダーのレーザ出力の装置に対しては、取扱いが簡単で安価である

ため W-Iランプがよく用いられる。 YAG RODはランプの連続照射をうけるため冷却する必要がある。 通常、図に示すように、RODと同軸構造のcooling jacket中を純水やアルコールを流すことにより冷却している。

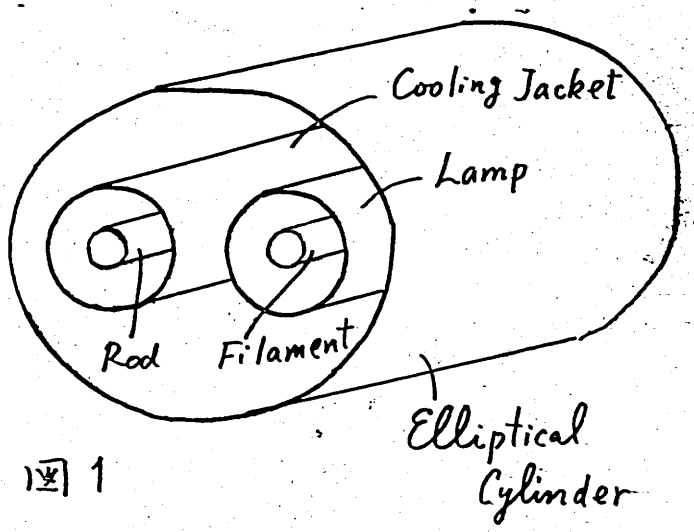


図1

楕円筒集光器は黄銅や銅のブロックを楕円筒状にくり抜き、その内壁に金や銀メッキがほどこされている。楕円筒の両端は、同様のメッキがほどこされた平板で覆われている。内壁の反射率が90%前後であるため、楕円筒自体も冷却する必要がある。

実際用いられるYAG RODの大きさは直径3~6mm、長さ50~75mmであり、W-Iランプは市販のもので、フィラメント径1~3mm、長さ20~70mmである。

以上でのべた構造を念頭におき焦光器の解析を行う。以後の解析に用いられる変数を定義する。

$2a$	楕円の長軸	d_R	RODの直径
$2b$	〃 短軸	d_L	ランプフィラメントの発光断面の直径
ε	〃 離心率 $(=[1-(\frac{b}{a})^2]^{\frac{1}{2}})$	r_R	cooling jacketの半径
$2f$	〃 焦点間距離 $(=2(a^2-b^2)^{\frac{1}{2}})$	r_L	ランプ管の半径
l_c	楕円筒の長さ	l_R	ROD長
R	〃 内壁の反射率	l_L	ランプ発光長

§2 楕円筒集光器の効率

集光器の効率η —— 楕円筒内でランプから発した光がRODを励起するのに利用される割合（pumping light utilization factor）—— を決める要素は次の2つに大別できる。

(1) 有限径のフィラメントから発した光が楕円筒内壁で反射された後、RODの位置に達するが、光がたてゆく方向により、RODの位置につくるランプのイメージは拡大または縮小をうける。その結果、ランプのイメージがRODを覆う割合により、ランプ光が励起のために利用される割合が決まる。

図2(a)は楕円筒の軸に垂直な断面を示す。この面内での光の方向φにより、ROD位置でのランプのイメージの大きさが異なるため pumping light utilization factor ηはφの関数となり それをη_φで表わす。

(2) 図2(b)は2つの焦点軸を含む面で楕円筒を切ったときの断面を示す。ランプ光のこの面への射影と焦点軸とが成す角θは、ランプ光がRODに達するまでに終端板で反射される回数を決定することになり、終端板の反射率が100%でないため生じる pumping light utilization factor η_θを決めることになる。

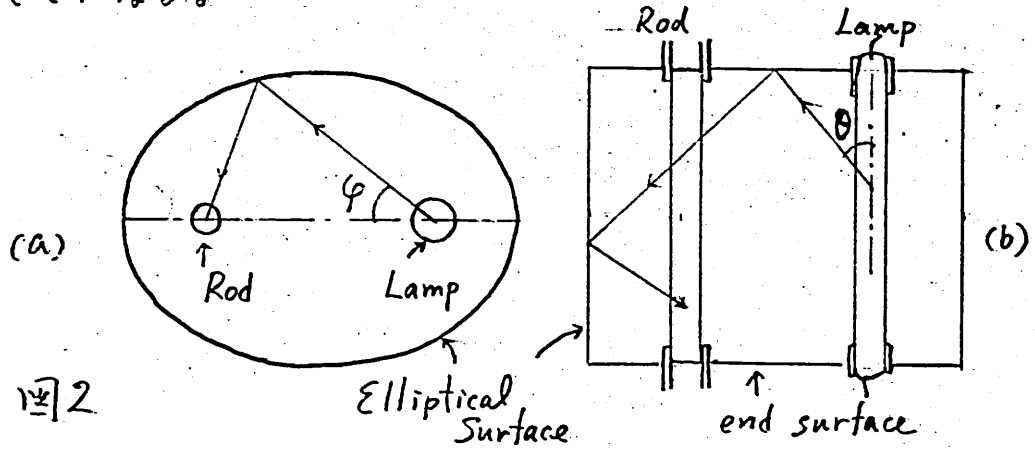


図2

以上でのべた light utilization factor η_φ, η_θ はそれぞれ φ および θ のみの関数で与えられる。 φ, θ についてのそれぞれの平均値を $\overline{\eta_\varphi}$, $\overline{\eta_\theta}$ とすると 効率 は、

$$\eta = \overline{\eta_\varphi} \cdot \overline{\eta_\theta} \qquad -(1)$$

として与えられる。

次節において $\overline{\eta_\varphi}$, $\overline{\eta_\theta}$ を求めるが その際次の仮定をする。

◇ ランプは フィラメント径及び長さ方向にわたり一様な輝きをもつとする。

◇ RODは、そこにあたるすべての有効な励起エネルギーを吸収するものとし、透過やROD表面での反射はないものとする。

§3 Pumping Light Utilization Factor $\overline{\eta_\varphi}$

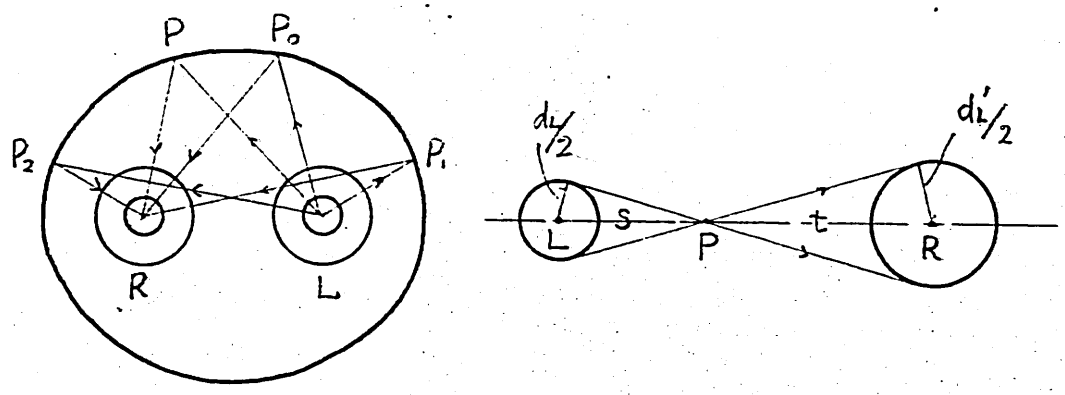
3.1 基本式

図3(a)に、図2(a)と同様、楕円筒を軸に垂直な面で切ったときの断面を示す。焦点Lにランプ、焦点RにRODがその焦点軸に沿って配置されている。それぞれの点での同心円はランプ管、cooling jacket の断面を示している。

楕円筒内壁上のP点での反射により、ランプフィラメントが焦点Rにおいてつくるイメージは (t/s) に比例する。ここで、$\overline{PL}=s$, $\overline{PR}=t$ である。すなわち焦点Rにおけるイメージの大きさは $d_L' = d_L(t/s)$ で与えられる。この関係を光の進む方向に沿って描いたのが図3(b)である。ランプのイメージはP点の位置により拡大または縮小をうける。

そこで pumping light utilization factor η_φ はランプのイメージがRODを覆う割合として次のように定義される。[3]

$$\eta_\varphi = \frac{d_R}{d_L'} = \frac{d_R}{d_L} \cdot \frac{s}{t} \qquad \text{但し } \eta_\varphi \leq 1 \qquad (2)$$



(a)　　図3　　(b)

今，$\eta_\varphi = 1$ となる，すなわちランプのイメージがRODを完全に覆うときの P，φ，γ をそれぞれ P_0，φ_0，γ_0 とすると P が P_0 よりランプ側にあればランプ光の $(d_R/d_L)\cdot(S/t)$ だけがRODを覆い，一方 P が P_0 よりROD側にあればランプ光は完全にトラップされる。η_φ は S/t の関数であり，S/t は φ によって表わされるから，$\bar{\eta}_\varphi$ は次式より求められる。

$$\bar{\eta}_\varphi = \frac{1}{\pi}\int_0^\pi \left(\frac{d_R}{d_L}\right)\left(\frac{S}{t}\right) d\varphi$$

$$= \frac{1}{\pi}\left[\varphi_0 + \int_{\varphi_0}^{\pi}\left(\frac{d_R}{d_L}\right)\left(\frac{S}{t}\right) d\varphi\right] \qquad (3)$$

ここで　$\varphi_0 = \angle P_0LR$

$(S/t)\,d\varphi = -d\gamma$ で近似すると

$$\int_{\varphi_0}^{\pi}\left(\frac{d_R}{d_L}\right)\left(\frac{S}{t}\right) d\varphi = -\frac{d_R}{d_L}\int_{\gamma_0}^{0} d\gamma = \frac{d_R}{d_L}\gamma_0$$

となり，結局 (3) は次のようになる。

$$\bar{\eta}_\varphi = \frac{1}{\pi}\left[\varphi_0 + \frac{d_R}{d_L}\gamma_0\right] \qquad (4)$$

ここで

$$\cos\varphi_0 = \frac{1}{\varepsilon}\left[1 - \frac{1-\varepsilon^2}{2}\left(1+\frac{d_R}{d_L}\right)\right] \quad (5)$$

$$\sin\gamma_0 = \frac{d_L}{d_R}\sin\varphi_0 \quad (6)$$

(4)～(6)が $\bar{\tau}_\varphi$ を求める基本式である。

3.2 Cooling jacket、ランプ管によるシャヘイ効果

図3(a)において、cooling jacketやランプ管を3度以上横切ってRODに達する光は、これらの屈折効果をうけてRODを照射しないことになる。厳密には各方向における光の軌道を求めて、シャヘイ効果を定量的に評価する必要があるが、ここでは $\varphi < \varphi_{SR}$, $\gamma < \gamma_{SL}$ なる φ, γ での光はRODの照射に利用されないとする。ここで φ_{SR}, γ_{SL} は $\overline{PL}$ および $\overline{PR}$ がcooling jacketとランプ管に接する臨界角である。従って、これらのシャヘイ効果のため $\bar{\tau}_\varphi$ は次のように修正する必要がある。

$$\bar{\tau}_\varphi = \frac{1}{\pi}\left[(\varphi_0 - \varphi_{SR}) + \frac{d_R}{d_L}(\gamma_0 - \gamma_{SL})\right] \quad (7)$$

ここで

$$\sin\varphi_{SR} = \frac{r_R}{2a\varepsilon} \quad (8)$$

$$\sin\gamma_{SL} = \frac{r_L}{2a\varepsilon} \quad (9)$$

3.3 cooling jacketによるレンズ効果

§1でのべたようにcooling jacketは冷却液で満されているために、そのレンズ作用によりRODに到達するランプ光は縮小される。今、図4に示すようにcooling jacketは屈折率 μ の一様な媒質でつまっているとする。またcooling

jacketの屈折率もμであるとし、そこでの光の吸収はないものとする。このレンズ作用の結果、焦点Rでのランプのイメージが$1/\mu$に縮小されることになる。逆に言えば、RODの直径が、みかけ上 $d_R' = \mu d_R$ となる。従って(7)において、cooling jacketによるレンズ効果を考慮して d_R を d_R' に置き換える。

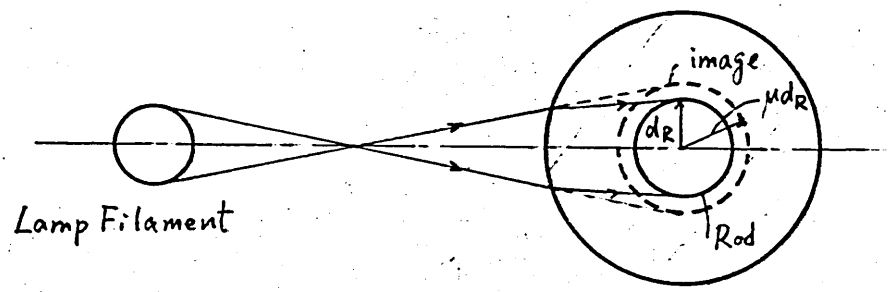


図4

3.4 Discussion

(5)式で与えられる φ_0, γ_0 は離心率εとロッド径とランプ発光径の比 d_R'/d_L に依存する。$d_R'/d_L \equiv D$ とおいて、$|\cos\varphi_0| \leqq 1$ なる条件より

$$-1 \leqq \frac{1}{\varepsilon}\left[1 - \frac{1-\varepsilon^2}{2}(1+D)\right] \leqq 1$$

が得られる。$0 \leqq \varepsilon < 1$ を考慮して上の条件を満すεの範囲を求めると次のようになる。

$$\begin{aligned} &\frac{D-1}{D+1} \leqq \varepsilon < 1 \qquad \text{for } D \geq 1 \\ &-\frac{D-1}{D+1} \leqq \varepsilon < 1 \qquad \text{for } D < 1 \end{aligned} \tag{10}$$

上の範囲外、すなわち $D \geq 1$ に対して $\varepsilon \leqq \frac{D-1}{D+1}$ を満す離心率の楕円に対しては $\varphi_0 = \pi$ となり、また $D < 1$ に対して $\varepsilon \leqq -\frac{D-1}{D+1}$ を満す楕円に対しては $\varphi_0 = 0$ となる。

$\gamma=\gamma_{SL}$ のときの φ_0 の値を φ_{SL}，$\varphi=\varphi_{SR}$ のときの γ の値を γ_{SR} とする。　$D\geq 1$ の場合を考えてみると、$\varphi_0=\pi$ となるようにをえらんだとしても、ランプ管のシャヘイ効果のため、$\varphi=\varphi_{SL}$ までの照射光しかRODに達しないことになる。すなわち、$\varphi_0>\varphi_{SL}$ の場合には、$\overline{\eta}_\varphi$ は次式で決定される。

$$\overline{\eta}_\varphi=\frac{1}{\pi}(\varphi_{SL}-\varphi_{SR}) \qquad (11)$$

ここで

$$\varphi_{SL}=\pi-\gamma_{SL}-\sin^{-1}(\gamma_L/\chi_L) \qquad (12)$$

$$\chi_L=\frac{1}{2}\left\{2a-(4a^2\varepsilon^2-\gamma_L^2)^{\frac{1}{2}}+\frac{\gamma_L^2}{2a-(4a^2\varepsilon^2-\gamma_L^2)^{\frac{1}{2}}}\right\} \qquad (13)$$

一方、$D<1$ の場合には、$\varepsilon\leqq-\frac{D-1}{D+1}$ を満す楕円に対しては、cooling jacket のシャヘイ効果により $\gamma\geq\gamma_{SR}$ なる γ の照射光は励起に寄与しない。すなわち、$\gamma_0>\gamma_{SR}$ の場合には

$$\overline{\eta}_\varphi=\frac{D}{\pi}(\gamma_{SR}-\gamma_{SL}) \qquad (14)$$

ここで

$$\gamma_{SR}=\pi-\varphi_{SR}-\sin^{-1}(\gamma_R/\chi_R) \qquad (15)$$

$$\chi_R=\frac{1}{2}\left\{2a-(4a^2\varepsilon^2-\gamma_R^2)^{\frac{1}{2}}+\frac{\gamma_R^2}{2a-(4a^2\varepsilon^2-\gamma_R^2)^{\frac{1}{2}}}\right\} \qquad (16)$$

で与えられることになる。

以上のことから、$\overline{\eta}_\varphi$ を大きくするには当然のことながら、楕円の形状をとやかくする前に、ランプ管やcooling jacketによるシャヘイ効果を少なくするため γ_L，γ_R をできるだけ小さくする必要があることがわかる。

安定なレーザ出力を得るためには、冷却水によるRODの振動や、不均一な冷却によるRODのランダムな屈折率の変化を極力避けなければならない。そのためROD周囲の流れを一様に

し、乱流が生じないようにしなければならない。流れを一様にし、しかもRODの温度上昇を防ぐには、ある程度以上の流量が必要であることから、更にcooling jacketと同軸にRODを支持するという構造上からも、cooling jacketの径は極端には小さくできない。一方、ランプ管についても、特にW-Iランプではタングステンの蒸発を防ぐため封入されるヨー素容量は出力が大きいもの程大きくなり従ってランプ管径も太くなる。

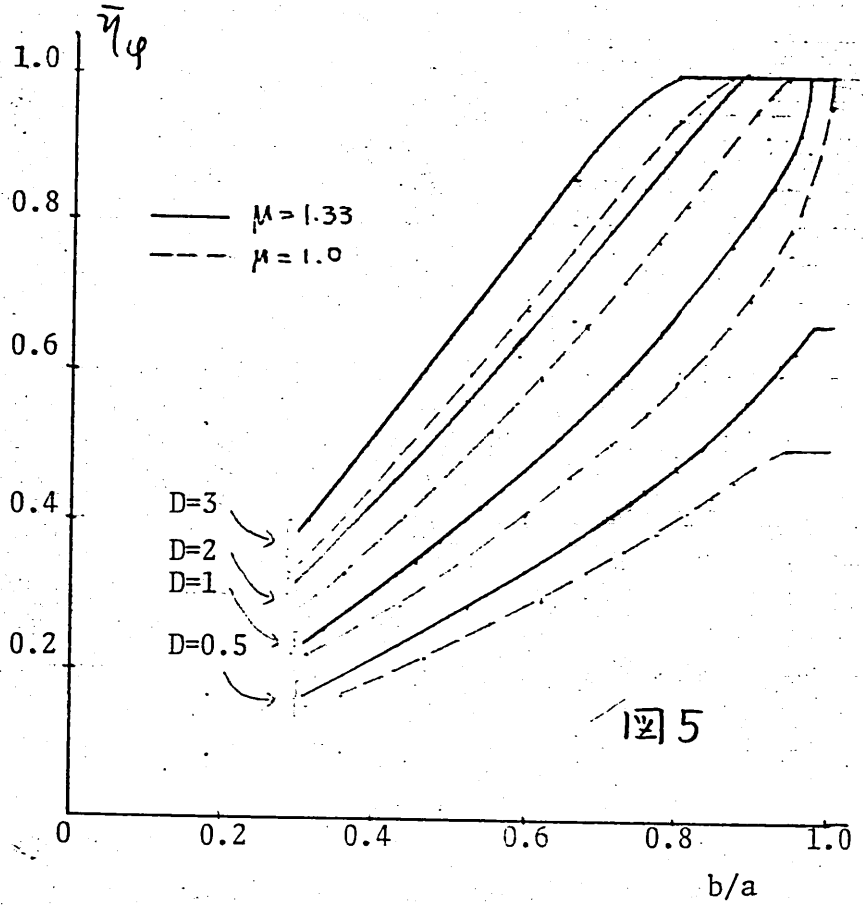


図5

図5に $D = dR/dL$ をパラメータとしてランプ管やcooling jacketのシャヘイ効果を考慮しない場合の $\bar{\eta}_\varphi$ ((4)式)を b/a においてプロットしている。実線はcooling jacketのレンズ作用

を考慮したときの $\bar{\eta}_q$ で、純水冷却を考え $\mu=1.33$ とした。破線はレンズ作用がないとき（$\mu=1.0$）の $\bar{\eta}_q$ である。

この結果から効率のよい集光器を製作するとき、その楕円形状の決定に際して次のことがいえる。

◇ 効率をあげるためには、長軸に対する短軸の長さの比 (b/a) をできるだけ1に近ずけることが必要である。

◇ b/a を1に近ずけることにより得られる $\bar{\eta}_q$ は $D<1$ の場合には $\max(\bar{\eta}_q)=D$、$D\geq 1$ の場合には $\max(\bar{\eta}_q)=1$ である。$D<1$ の場合にも cooling jacket のレンズ作用により、$\max(\bar{\eta}_q)$ を大きくすることができる。

◇ cooling jacket のレンズ作用は、構造上の制限 $r_R+r_L<2a$ を緩和することになり、よりコンパクトな集光器にすることができる。

図6はシャヘイ効果を考慮した場合の $\bar{\eta}_q$ を図5と同様にDをパラメータとして b/a において プロットしたものである。このとき、$2a=78$ cm、$r_L=5.5$ mm、$r_R=6.0$ mm $\mu=1.33$ として (7)～(16)式を用いて求めた。

図中の斜線部分は $r_L+r_R>2a$ となる領域で、構造上とりえない領域である。

この結果と図5を比較することにより、ランプ管や cooling jacket のシャヘイ効果は $\bar{\eta}_q$ に著しい影響を与えることがわかる。シャヘイ効果を考慮しない場合には、ある値以上の b/a に対しては $\bar{\eta}_q$ は最大値をとりつづけていたが、シャヘイ効果を考慮すると b/a の増大は、シャヘイ効果による影響を大きくすることになり 結果として $\bar{\eta}_q$ は低下することになる。そしてある $r_L/2a$、$r_R/2a$ に対して最適な b/a が存在することになる。

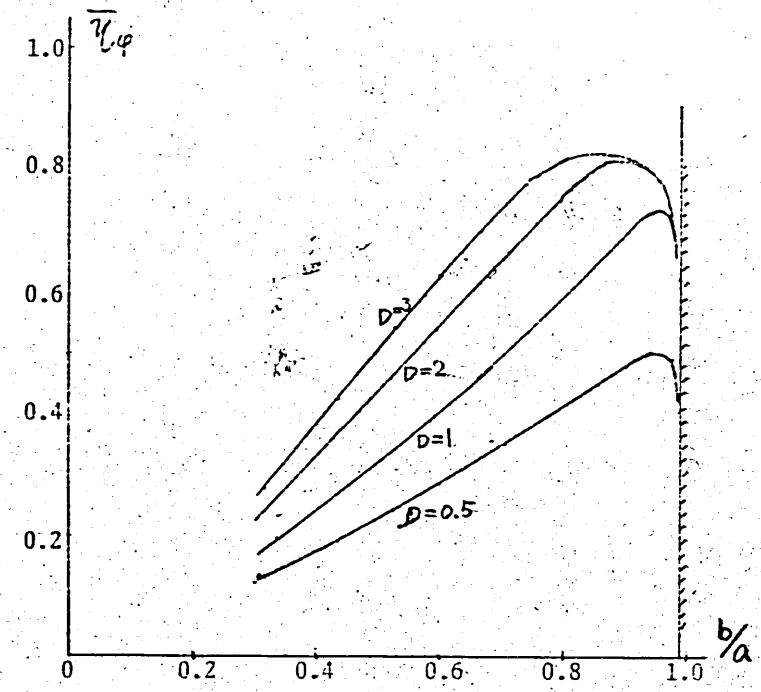


図6

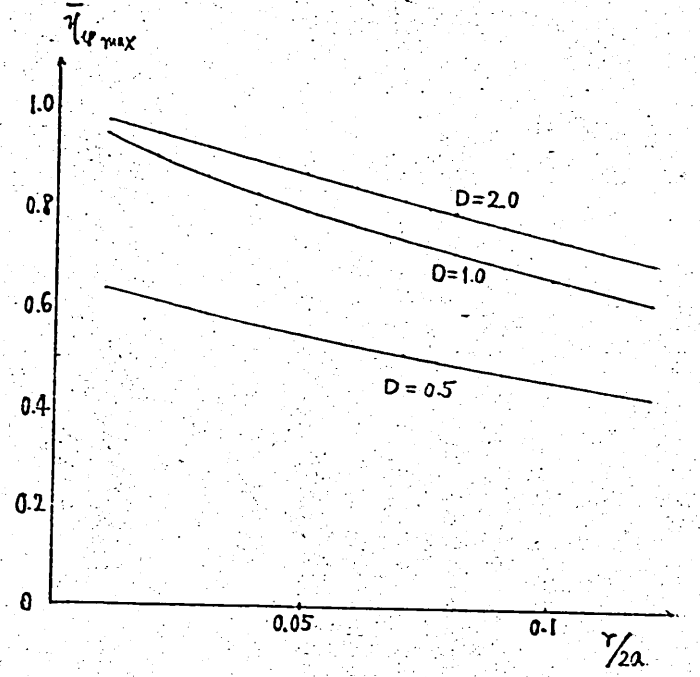


図7

図7はシャヘイ効果の影響を示したもので $r_L = r_R \equiv r$ として D をパラメータとして $r/2a$ に対する $\bar{\eta}_{\varphi max}$ をプロットしている。D≧2 においては $\bar{\eta}_{\varphi max}$ は D にほとんど依存せず D=2 の曲線で代表される。

§4 Pumping Light Utilization Factor η_0

楕円筒の両端を全反射で終端することは無限長の楕円筒に無限長のランプが配置されているのと等価で、もし終端全反射の反射率が100%であれば、$\eta_0 = 1$となりこの節で考える要素η_0を考える必要がなくなる。しかしながら実際には反射率は100%でないため§2でふれたようにランプからの照射光が終端板での反射を経てRODを照射するため、RODに到達する光の強度は反射回数に応じて弱められることになる。

またもう一つの実際的な問題として、励起ランプとして市販のものを用いる場合、ランプの発光長は必ずしもROD長に等しくない。その結果、ランプへの電気入力に対するレーザ出力比は減少することになる。

この節において、楕円筒内壁の反射率、ROD長、ランプ長シリンダー長を考慮しながらη_0を定量的に取り扱うことにする。

4-1 基本式

解析にあたってランプは長さ方向に亘って一様な放射強度をもち、また放射強度の方向依存性はもたないとする。ランプ光が何度終端板で反射された後RODを照射するかはφには関係せずθにのみ依存する。図8に2つの焦点軸を含む面で楕円筒を切ったときの断面を示す。この面をメリディオナル面と考え、ランプとRODは$y = \pm f$の点に配置されているとする。

図中にランプのある点Zから発した光がRODに達するまでのpathを示している。$\Delta\theta_0, \Delta\theta_1 \cdots\cdots \Delta\theta_n$はZからの光のうち、この角度内にある光は終端板で$n$回反射後RODを照射することを意味する。

そこでZ点からの光のlight utilization factor $\eta_0(z)$は次のように定義することができる。

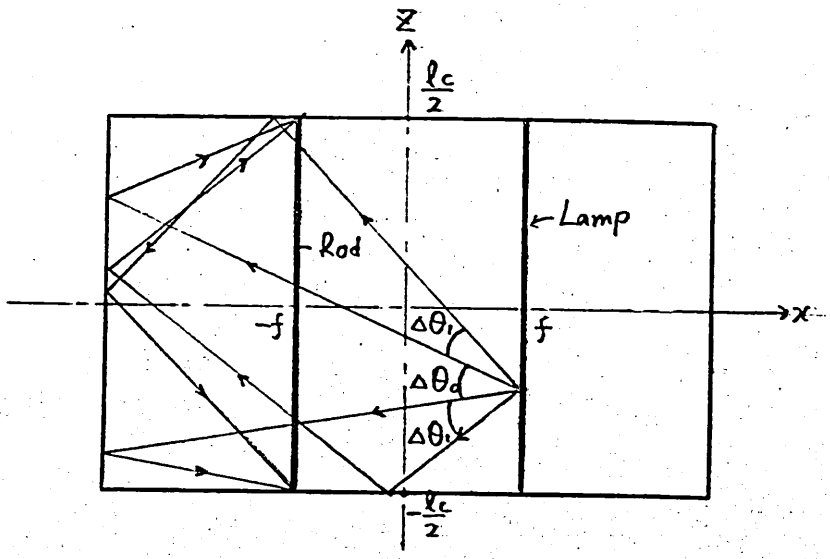


図8

$$\bar{\eta}_\theta(z) = R/\pi \cdot \sum_{n=0}^{\infty} R^n \cdot \Delta\theta \qquad (17)$$

R : 楕円筒内壁の反射率

(17)式において $\bar{\eta}_\theta(z)$ は、zからの放射はすべての方向に一様な放射強度をもつとして、終端板でのn回の反射は放射強度を R^n 倍にするため、$\Delta\theta_n$ に R^n の重みをつけて総和をとり、全周πで割ることにより定義されている。初めのRは楕円壁での反射を表わす。

(17)式は R=1 のときは当然 $\bar{\eta}_\theta(z)=1$ を与える。

反射の法則から $\Delta\theta_n(z)$ を求めると

$$\Delta\theta_0 = \tan^{-1}\frac{l_R/2-z}{2a} + \tan^{-1}\frac{l_R/2+z}{2a}$$

$$\Delta\theta_1 = \tan^{-1}\frac{l_c+l_R/2-z}{2a} - \tan^{-1}\frac{l_R/2-z}{2a} + \tan^{-1}\frac{l_c+l_R/2+z}{2a} - \tan^{-1}\frac{l_R/2+z}{2a}$$

$$\vdots$$

$$\Delta\theta_n = \tan^{-1}\frac{nl_c+l_R/2-z}{2a} - \tan^{-1}\frac{(n-1)l_c+l_R/2-z}{2a} + \tan^{-1}\frac{nl_c+l_R/2+z}{2a} - \tan^{-1}\frac{(n-1)l_c+l_R/2+z}{2a}$$

となる。ゆえに(17)より、$\bar{\eta}_\theta(z)$ が求まり.

$$\bar{\eta}_0(z) = \frac{R(1-R)}{\pi} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} R^n \left(\tan^{-1} \frac{nl_c + l_R/2 - z}{2a} + \tan^{-1} \frac{nl_c + l_R/2 + z}{2a} \right) \quad (18)$$

但し $R < 1$

となる。更にランプ全長にわたる平均的な light utilization factor $\bar{\eta}_0$ は次式で与えられる。

$$\bar{\eta}_0 = \frac{1}{l_L} \int_{-\frac{l_L}{2}}^{\frac{l_L}{2}} \bar{\eta}_0(z)\, dz$$

$$= \frac{4aR(1-R)}{\pi l_L} \sum_{n=0}^{\infty} R^n \left(F(L_n^+) - F(L_n^-) \right) \quad (19)$$

ここで

$$F(x) = x \tan^{-1} x - \frac{1}{2} \log (1+x^2) \quad (20)$$

$$L_n^{\pm} = \frac{nl_c + \frac{1}{2}(l_R \pm l_L)}{2a} \quad (21)$$

但し上式では $l_c \geq l_R, l_L$ なる仮定を行った。(19)～(21)が、$\bar{\eta}_0$ をもとめる基本式である。

4.2 集光効率の楕円筒内壁の反射率への依存性

いま $l_R = l_L = l_c \equiv l$ の場合を考えると、(19)～(21)式から

$$\bar{\eta}_0 = \frac{4aR(1-R)^2}{\pi l} \sum_{n=0}^{\infty} R^n \left\{ \frac{(n+1)l}{2a} \tan^{-1} \frac{(n+1)l}{2a} - \frac{1}{2} \log \left[1 + \left(\frac{n+1}{2a} \cdot l \right)^2 \right] \right\} \quad (22)$$

が得られる。この式をもとにして、$l/2a$ をパラメータとして楕円筒の反射率 R に対して $\bar{\eta}_0$ をプロットすると図9のようになる。

この結果から、集光効率 $\bar{\eta}_0$ は R に厳しく依存することがわかる。今の場合楕円筒内壁の反射率と終端板の反射率とを等しくとったが、(22)式に於て $\bar{\eta}_0$ を決定するのは主として $\sum$ の中の R でこれは終端板の反射率であるゆえ、$l/2a$ が小さいとき高効率を得るためには

終端板の反射率に特に注意を払わなければならない。

また図9には $\bar{\eta}_0$ の $\ell/2a$ への依存性も示されているが、$\ell/2a$ が大きいほど $\bar{\eta}_0$ は大きなり、Rの値の小さい領域でその傾向は著しい。$\ell/2a$ が小さいほど少ない回数の反射でRODに到達するランプ光が多いことから当然の結果である。

従ってこの結果から、ℓ はRODの長さで決まるものであるから大きい $\bar{\eta}_0$ を得るためには $2a$ をできる限り小さくする必要があると言える。

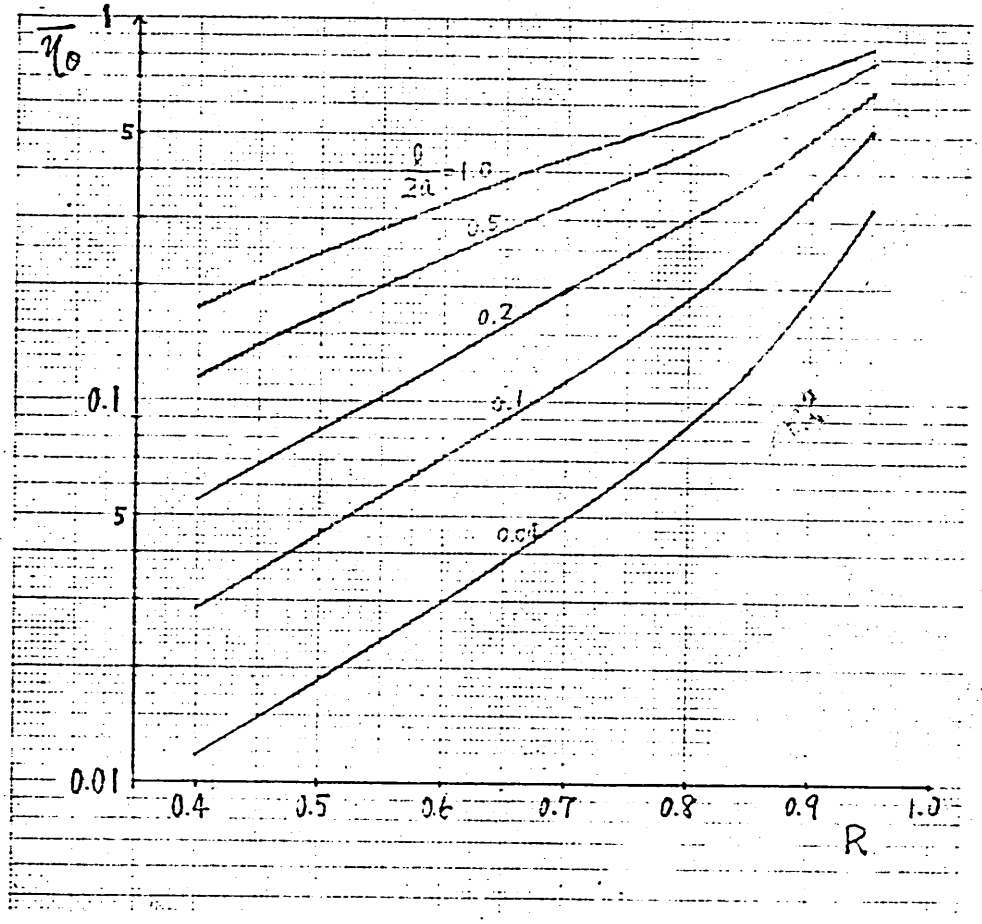


図9

4.3 Rod長、ランプ長、シリンダー長と効率の関係、

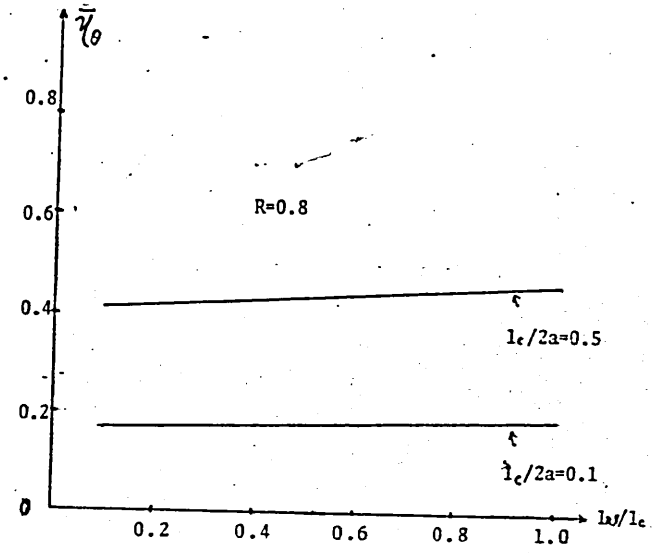


図 10.

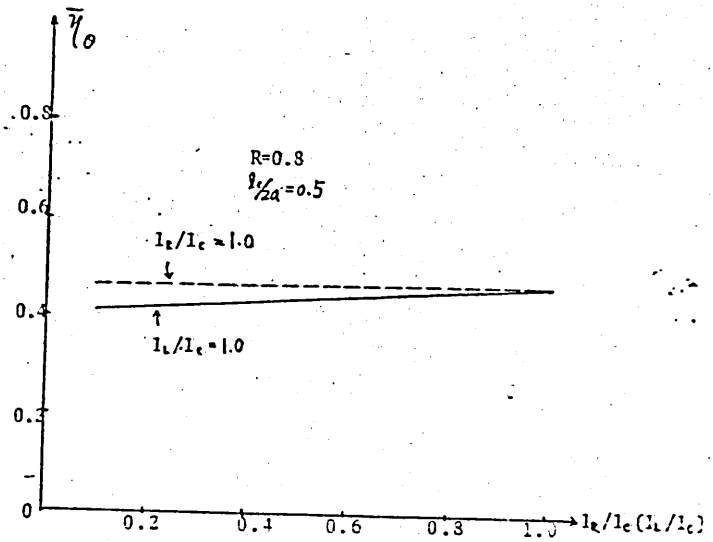


図 11

図10はRODとランプの長さが等しいとして（$l_R = l_L$）、シリンダー長に対するROD長（ランプ長）の比を変化させたときのη_0を示している。$R=0.8$として、$l_c/2a = 0.1, 0.5$に対してプロットしている。シリンダー長をRODやランプ長よりも長くしていくと集光効率η_0が低下し、$l_c/2a$が大きいほどその傾向が強いことがわかる。

図11は$l_L = l_c$としてl_R/l_cを変化させたときのη_0（実線）と、$l_R = l_c$としてl_L/l_cを変化させたときのη_0（破線）をプロットしたものである。当然のことながらRODがシリンダー全長にわたり存在するときは、ランプの長さいかんにかかわらずη_0は一定となる。一方、$l_L = l_c$として ROD長が短くなればη_0は減少することになる。

§5 結び

本文において、固体レーザの集光器として最も広く利用されている楕円筒集光器をとりあげ、この集光器の集光効率というより"励起光のポンピングへの利用率"というべきものについて検討を加えた。その結果、この利用率は大きくわけて2つの要素より決定されることがわかった。第1は有限な径を有する発光体からの光を、同じく有限な径の媒体にいかに無駄なく集めるかを決めるものであり、発光体からの光を広げずに、しかもランプ管やcooling jacketにさえぎられることなく媒体に集めるかということである。

励起光束を広げないためにはb/aを大きく、さいかえれば離心率を小さくしなければならない。一方、シャドウ効果を少なくするためには、1つはランプ管やcooling jacketの径を小さくする。もう1つはRODとランプの距離を大きくすることである。

このことは楕円の長径をある程度におさえると，必然的に偏平な楕円すなわち b/a の小さい楕円とする必要があることを意味している。上記の前者と後者の b/a における逆の依存性や，ランプや cooling jacket の径の大きさの判別から，楕円形状を決定するにあたって最適な b/a，すなわち最適な離心率が存在することになる。

今1つの要素は，終端板での反射率が完全でないことから由来するものであり，制作にあたっては反射率を出来るだけ高め，Rod に達するまでの反射回数ができるだけ少なくなるような楕円筒をえらばなければならない。この意味で励起光が1度の反射で ROD に達する回転楕円体[6]や球形[7]の集光器は，楕円筒より励起光利用率が高い。

ここでは考慮しなかったが集光器の形状の不完全さは Rod への集光を悪化し，不均一な励起が生じるため，集光器の加工精度には十分注意を払わなければならない。高精度の加工が容易であることから，ここで取りあげた楕円筒集光器は最も利用しやすい集光器である。

謝辞

有益な御討論を頂いた松尾研究室の諸兄に深謝致します。

文献

1) T. Li and S.O. Sims — Proc. I.R.E 50, P464 (1962)
2) J.A. Ackerman — Proc. I.E.E.E 51, P1032 (1963)
3) C. Bowness — Appl. Opt. 4, P103 (1965)
4) K. Kamiryo et al. — J.J.A.P 5, P1217 (1966)
5) Yu.A. Anane'v — Inst. Exp. Tech. 2, P400 (1966)
6) D. Röss — IEEE J. Q.E. QE-2 P208 (1966)
7) C.H. Church and I. Liberman — Appl. Opt. 6, P1966 (1967)

1974年2月1日

Imaging Radar Techniquesについて（欧米視察談）

松尾　優
（京都工芸繊維大学工芸学部）

1. まえがき

昨年(1973年)秋，2ヶ月間に亘り，文部省在外研究員として，"レーダ情報の処理に関する研究・調査"のため，欧米7ヶ国[*1]，18研究機関の訪問と2つの学会[*0]に参加する機会が与えられた。

レーダに関連する技術の大まかな動向としては，アメリカにおいては，NASAの宇宙開発で推進されてきた天体等の表面のmappingの技術が，その後，公害監視や資源開発といった，いわゆる環境測定の手段として活用されており，例えばNASAが1972年に打上げたERTS[*2]-1号（地球資源技術衛星）を始めとする各種飛翔体からのRemote Sensingの具体的作業が積極的に進められている。ヨーロッパ(5ヶ国)においても漸くその方面の研究が活発になってきている。

ここではRemote Sensingの技術のうち，主としてRadar(電波)による映像方式(Imaging)について，各国での実用ないしは研究中の技術について見聞したところを述べてみる。

ここで，対象物を，従来のレーダイメージよりも，より高精度に，より高分解能に映像化しようとする目的のレーダをImaging Radar[*3]と呼ぶことにする。そのための技術には原理的に (1) 回転球形ターゲットに対して Delay-Doppler Technique，(2) Synthetic Aperture Technique がある。

---

*0 'WESCON' Sept. 11~14. 1973 at San Francisco.
'Radar-Present and Future' Oct. 23~25, 1973 at LONDON.

*1 訪問順 — アメリカ・カナダ・フランス・西ドイツ・イギリス・スイス・イタリヤ.

*2 ERTS (Earth Resources Technology Satellite)

*3 1970年，ミシガン大学夏期セミナーのテーマとして，この名称が用いられた。

2. Delay-Doppler Mapping Radar[1]

(2-1) 原理と方法

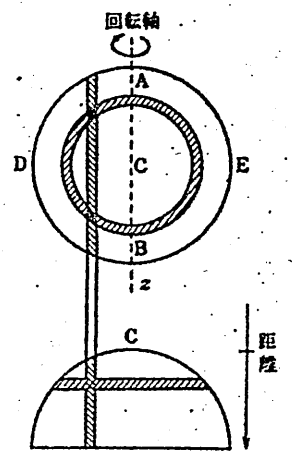


図 1　天体の回転によるドップラ偏移

地球上の radar による天体（太陽を除く，球形とみなす）表面の mapping を目的とするもので，図 1 に示すように，天体の回転によって生じる iso-Doppler shift strips（z 軸に平行）と，天体表面からのエコーの iso-delaytime rings（円心円環）との交叉域（range-Doppler-cells）からのエコー強度を測定し，天体全表面に亘っての強度分布を求めることができる。しかし，通常上下対称な 1 対の cells の値が同時に測定され，測定値に ambiguity が残る。

この ambiguity の解消法としては，次の方法がとられている。(a) 指向性の鋭いアンテナを用いる。(b) 2 つのアンテナを干渉計として用いる。(c) Matrix Inversion Technique を用いる。

(2-2) Haystack Radar[*4] (NEROC[*4]) による月面の mapping[1]

Haystack Radar（$\lambda = 3.8$ cm，37m φ パラボラ）で，Delay-Doppler 法により月面反射率の mapping を行った。月面での resolution cell は約 1 km^2 であり，アンテナ自身のビーム指向性により ambiguity を取除いている。（図 2）

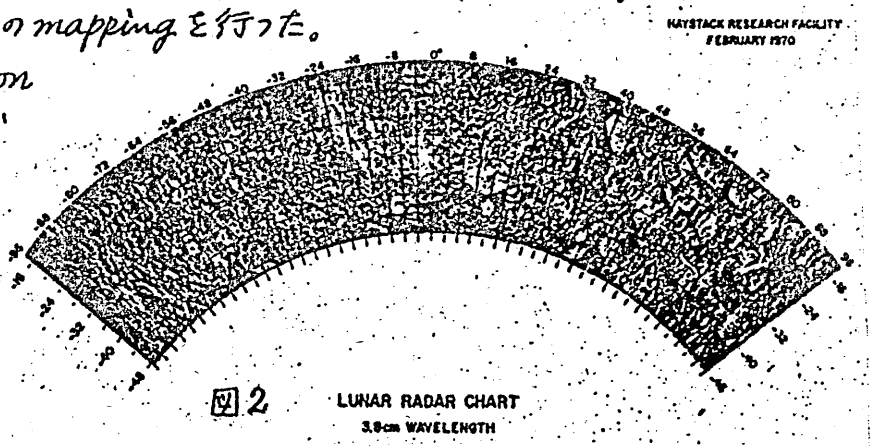


図 2

(2-3) Millstone Hill Radars[*4] (MIT Lincoln Labo.) による金星表面の

---

*4　後節 (4-2) 参照

反射率のmapping.[2]

Hayetack Radar(上記)による金星表面のmappingであり，そのレーダとWestford Cm site (18mφパラボラ)からなる電波干渉計(両端1200m, λ=3.8cm)により，1対のcellsのambiguityを解消している。
この場合の金星面でのcellの大きさは約150km平方となる。
図3にその観測結果を示す。

同様な観測がArecibo Observatory(λ=70cm, Puerto Rico)でも行われている。

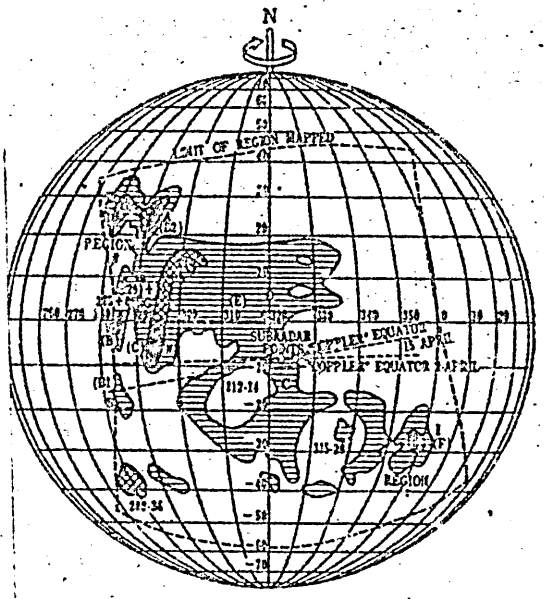


図3　金星表面の反射率の分布

(2-4) Goldstone Radar (JPL[*5])による金星表面の反射率および高度分布のmapping[1]

JPL所属のGoldstone Radar (λ=12.5cm, 70mφパラボラ)により，金星表面の反射率分布が求められた。各cellsのambiguityは，金星の僅かな回転軸のずれによるMatrix inversion techniqueによって解消している。

最近の研究では，金星赤道付近の小円部分を特に精密に測定することが試みられている。(その部分をDoppler zone 256本，range zone 60本からなるcellsに分割し，ambiguityは2アンテナ干渉計により解消し，精密な反射率分布と高度分布とが求められた。中央黒帯部分はambiguity解消不能部と思われる。)

[*5] JPL (JET Propulsion Laboratory, NASA, Los Angeles.)

3. Synthetic Aperture Radar

(3-1) 合成開口法による映像化の原理[3] (Van-Zitter-Zernikeの定理)

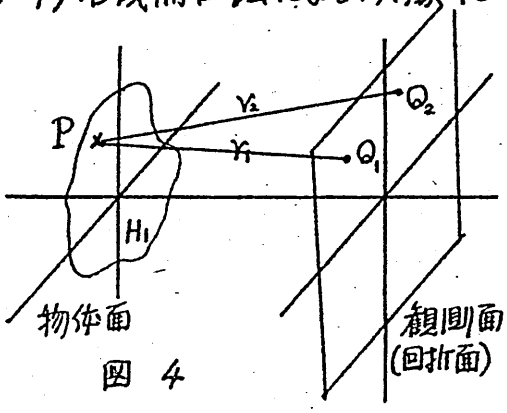


図 4

図4において incoherent 波で照射された物体の $P(x,y)$ 点の強度 $I(x,y)$ と，その P 点による充分遠方の観測面（Fraunhofer回折面）上の2点，$Q_1(\nu_1,\mu_1)$，$Q_2(\nu_2,\mu_2)$ の coherent 関数 $\Gamma(\Delta\nu,\Delta\mu;t)$ との関係は次式で与えられる。

$$\Gamma(\Delta\nu,\Delta\mu)=\iint_{H_1} I(x,y)\,e^{-j\frac{k}{D}(x\Delta\nu+y\Delta\mu)}\,dx\cdot dy$$

観測面上での強度分布は一定であるので，観測面上の各部，各方向における coherent 関数を測定し，これを Fourier 逆変換すれば，もとの物体の強度分布を知ることができる。

（Fresnel 回折域についても，同じような関係式が与えられる。）

したがって，物体を高分解能に再現するためには，従来の大口径アンテナの代りに，小口径アンテナを多数個配列するか，又は最低2つの小アンテナの間隔を順次変えて測定することにより，大口径で得られるのと同等な分解能をうることができる。

coherent 関数の測定法（相関法とも呼ばれる）としては，

(1) incoherent 波照射の場合は，最低2ケの coherent detector を用い，その間の相関をとる。(2) coherent 波照射の場合は，最低1ケの coherent detector で検出する。(3) coherent 波照射の場合は，参照波との合成波を最低1ケの incoherent detector で検出する（Holography）。

などがある。以下代表的な応用例について述べる。

(3-2) SLAR (Side-Looking Airborne Radar)

Michigan大学で開発された地上構造物のマイクロ波写真をとるための航上搭載レーダで.(詳細説明は割愛), その特長は (a)広域を短時間にカバーできる。(b)全天候・24時間型である。

すでは. アメリカでは Ka-band と X-band の SLAR が軍用, 民間用として実用されている。英国では RRE[*6] において Ka-band の SLAR が研究用として試作されている。

(3-3) Microwave Hologram Radar (ERIM[*7])

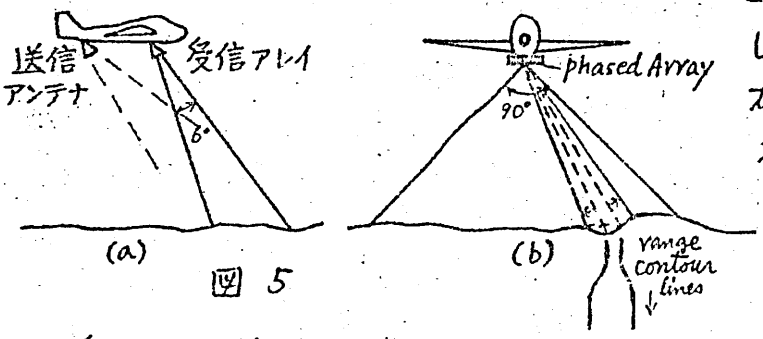


図 5

ERIMで開発された新らしい型の Synthetic Aperture Radar で, 図5に示すように, 航上から送信したレーダ波の地上からのエコーを, phased Array (100ヶのエレメント) で受信し, 航空機の進行に沿って, 記録する。

SLARと同様, 航空機の進行方向に対しては合成開口法によって分解能を向上させ, 進行と直角方向に対しては, Arrayによる beam forming 作用によって分解能を高めている。尚, 2周波数CWの交互発射による range contouring imaging technique の提案もされている。

ERIMでは K-band (16 GHz) による室内基礎実験および実際の飛行実験を行なっている。

[*7] ERIM (Environmental Research Institute of Michigan, Michigan, 元. Univ. of Michigan, Willow Run Laboratory)

[*6] RRE (Royal Radar Establishment, (Air Force Dept) @ Malvern England)

(3-4) Millstone Radar[*4] (MIT Lincoln Labo.) による月面反射率の mapping[2]

地球上のレーダによる月面からのエコーを受信するとき，月の移動を利用して，その移動方向に沿っての空間的 coherent 関数を測定（受信エコーにレーダ送信波を参照波として加えて検出）することができる。

月の秤動（libration）のため，その移動方向が 180° に亘る変化が得られる時を選んで測定し（例 27~28, Dec. 1966），各移動方向での相関測定値を集めて，Fourier 逆変換することにより，月面反射率の映像をうることができる。しかしこの方法によるよりも前述の delay-Doppler 法による mapping の方が遥かに分解能がよい。

(3-5) Sky-wave Radar への応用[5]

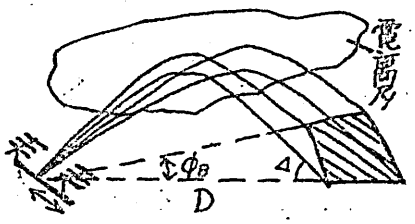


図 6

Sky-wave radar とは，HF 帯の電波の電離層による反射を利用して，遠か水平線を超えた地球表面上の散乱体を観測しようとするもので，合成開口法を応用することによって，波浪の状態や海岸線などの Mapping を行なうことができる。英国 RRE 所属の Defford にある 32MHz の Radar（パルス幅 1msec, 6kW peak）を用い，2つの3エレメント八木アンテナの間隔を変え（レール上を300mまで移動），その間の相関関数を記録し，光学的再生により，図7のような Target map が得られた。

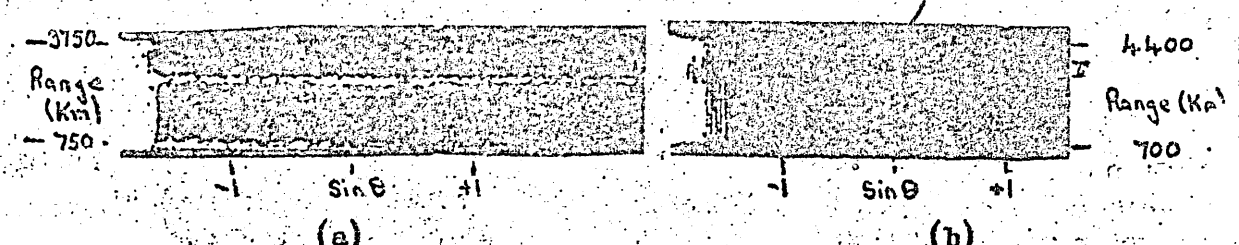


図7 Target map (a) constant frequency (b) frequency hopping

(3-6) Earth-Rotation Aperture Synthesis[1]

incoherent 波を放射する天体や星雲等を mapping するのに，地球の自転を利用して開口合成を行なうことができる。図8のように，地球上で東西に配置した2つのアンテナ A，B の間隔を地球の1回転ごとに変化して，両者間の coherent 関数を測定すると，A を中心とした楕円の約半分（又は円）を埋める合成開口観測値が得られ，等価的に，この楕円又は円の開口をもったアンテナによる分解能と同じものが得られることになる。このためのアンテナ配置の代表例として図9のような Cambridge 1 mile Radio Telescope (1962, England) がある。

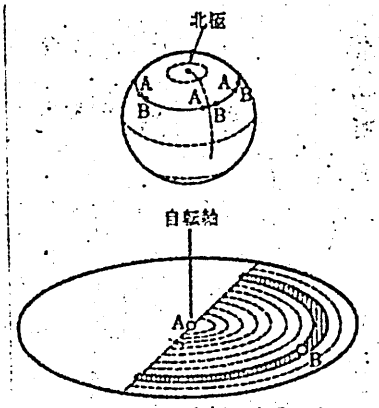


図8 地球の自転によるコヒーレンス関数の測定 A, B は二つのアンテナを示す

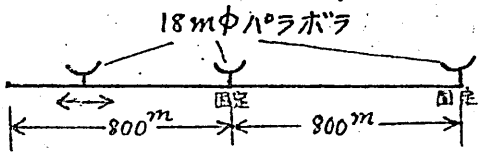


図9

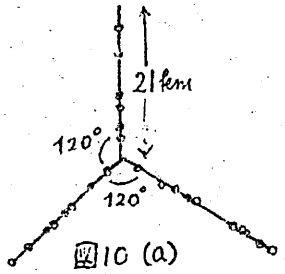


図10 (a)

他の例として，Very Large Array[1] (VLA, Y-shaped) (National Radio Astronomy Observatory, Green Bank, West Virginia) と称する互に120°に張った3方向に約21kmに亘り，適当な間隔で合計27ケの大型 Telescope (25mφパラボラ) を配置した大干渉計が提案されている。

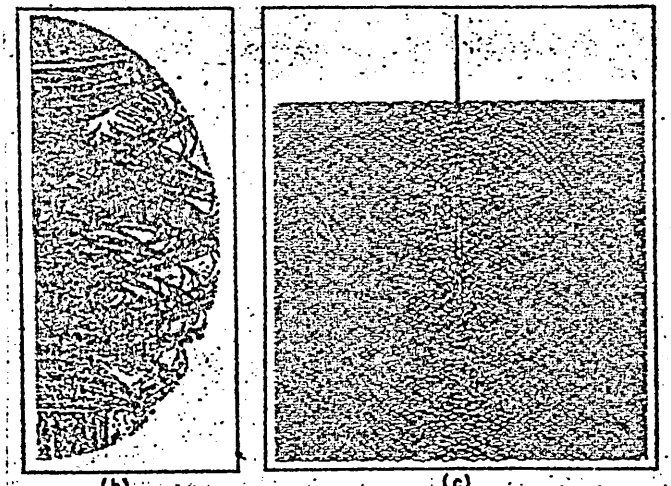


図10

図10 (a)にその構成，(b),(c)にシミュレーションの1例を示した。

(3-7) HISS[*8] Down-looking Radar [4]

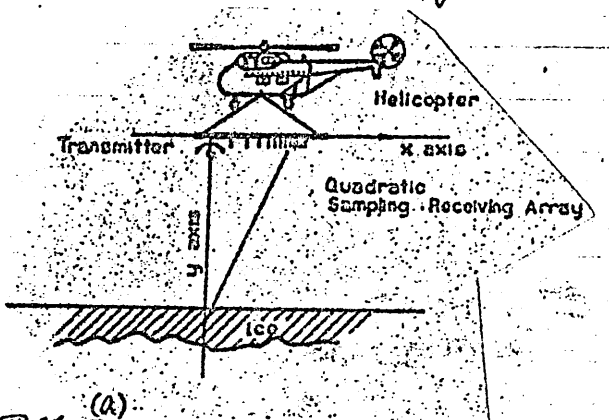


図11 (a) Proposed down-looking radar system

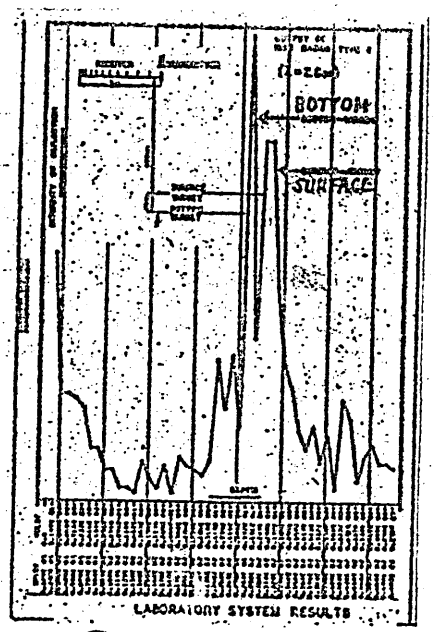


図11 (b)

カナダ・トロント大学で開発された氷の厚さを測定するための航上搭載のHologram Radarで，図11 (a)のごとく，送信アンテナから下向けに発射された電波が，氷および地方の表面で反射されてきたエコーを，2乗等間隔に配列した受信アレーにて受信し，それらのデータをフーリエ解析器で処理することにより，両反射面の位置が決まり，したがって氷厚の厚さが測定できることになる。

(3-8) 開口アンテナの放射特性の研究 [6]

英国Sheffield大学のDr. McInnes[*9]らによって行われた研究で，図12(a)のパラボラ反射器の開口面電磁界分布をHolographicに測定しようとするもので，遠方から放射された波を，そのアンテナを上下(±9°)，左右(±6°)に僅かずつ回転しながら，その出力を記録

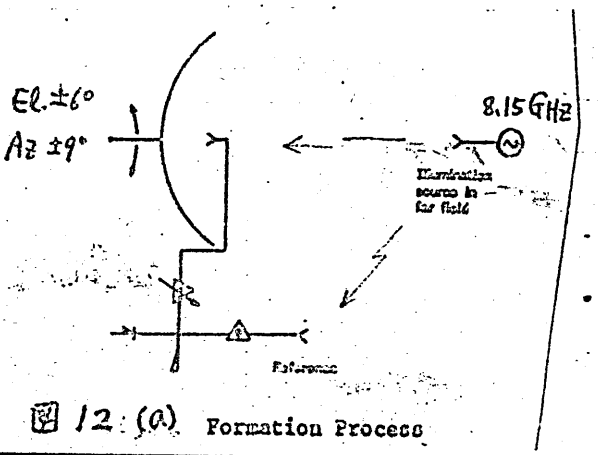
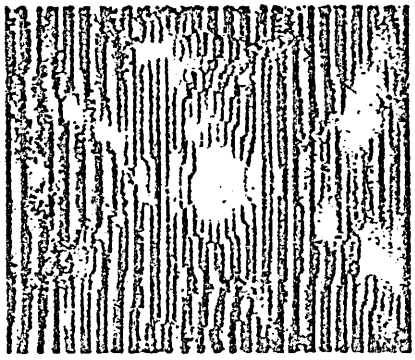


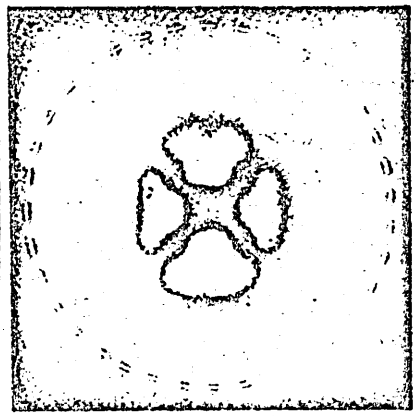
図12 (a) Formation Process

[*8] HISS (Holographic Ice Surveying System)

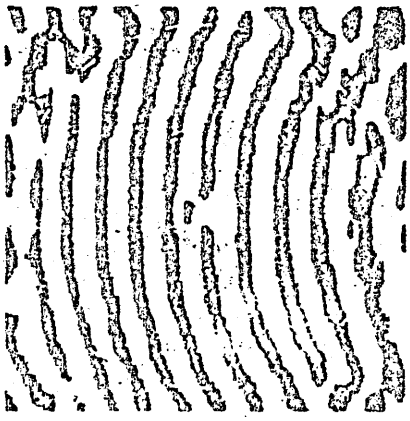
[*9] P.A. McInnes (Fellowship at Radiation Labo. Univ. of Michigan)



(b) Hologram



(C) Amplitude Distribution



(d) Phase Distribution

し，一次ホログラムを作成，このホログラムデータから回転に基づく集束項の補正（除去）および再生を計算機で行い，開口面電磁界（振巾，位相）分布を得ている。（図12，(c)，(d)）

4. その他 Radar に関する Topics

(4-1) MIT Lincoln Laboratory

現在研究開発中の Radar System として，KREMS（Kiernan Reentry Measurements Site）Radars があり，これは軍用通信のための実験衛星 LES-6（Lincoln Experimental Satellite）に対する地上施設である。次の3つの radar からなっている。

TRADEX（28mφパラボラ，L-band，S-band）XDS-Sigma 5.
ALTAIR（50mφ　　，VHF，UHF用）IBM-7094.
ALCOR（13mφカセグレン，C-band）

(4-2) Millstone Hill Field Station (MIT Lincoln Labo.) and Haystack Observatory (NEROC*10)

MIT Lincoln Labo. の北西30kmにあり、次の4つの大開口アンテナをもつ施設がある。

(1) L-band Radar (λ=23cm, 25mφパラボラ) 人工衛星tracking用 電波天文学研究用

(2) UHF Radar (λ=68cm, 68mφパラボラ固定) 電離層研究用

(3) Haystack X-band Radar (λ=3.8cm, 37mφパラボラ, 44mφレードーム) 天体観測用, VLBI用

(4) X-band Cm. Site (18mφパラボラ) Westford計画, mm波用に改造

(4-3) VLBI (Very Long Baseline Interferometer)

Chilbolton (RSRS*11, England) —— Algonquin Park (Ottawa, Canada) 間5265kmの電波干渉計 (λ=2.8cm) を用い, 角度分解能 = 0.0004" が得られ, 3C84という電波星を発見した。

(4-4) laser radar, sodar (音波レーダ)

何れも NOAA-WPL*12 (Boulder, Colorado) で活発な研究が行われている。sodarは 2KHz, 100Wの音波パルスを上空に向けて発射, そのエコーから明るかに下層大気の逆転層などが検出できる。

---

*10 NEROC (North East Radio Observation Corporation — MITを始め13研究機関で組織)

*11 RSRS (Radio and Space Reserch Station, 現 Appleton Laboratory)

*12 NOAA-WPL (National Oceanic and Atomospheric Administration, Wave Propagation Laboratory,)

5. あとがき

僅か2ヶ月の在外研究であったが，Imaging Radarを中心とするRadar技術の各国における動向を大まかに把握できたことは，非常に有益であった。それにしても，アメリカにおける社会的環境に敏感な研究態度と実行・行動力，欧州における着実な研究姿勢のいずれにも学ぶべき点が多い。

我国においても，環境測定の問題は切実であり，早晩取組まなければならないことを自覚し，その有力な手段であるimaging radar技術の具体的な開発と実用化が早急に望まれる。

最後に，今回の在外研究の機会を与えて下さった文部省始め，京都工芸繊維大学学長，学部長；関係者に深謝すると共に，情報処理研究会を始め，諸団体，各位の御後援に有難く厚くお礼を申上げます。殊に，海外で公私とも多大のお世話になりました方々には改めて，ここに感謝のお礼を申し述べておきます。

（参考文献）

(1) Special Issue: "Radio and Radar Astronomy", (Proc IEEE, Sept. 1973.)

(2) T. Hagfors: "Detection and Estimation Practices in Radio and Radar Astronomy", (Proc. IEEE, May 1970.)

(3) 佐藤，上田；波動と映像 (1972，森北出版.)

(4) K. Iizuka, H. Ogura; "Review of the Electrical Properties of Ice and HISS Down-looking Radar", (Canadian Aeronautics and Space Journal, 17, 10, Dec. 1971)
H. Ogura, K. Iizuka; "Hologram-Matrix and its Application to a Novel Radar". (Proc. IEEE, July 1973)

(5) "Radar-present and future" IEE Conference No. 105. (Oct. 1973)
E. Shearman他; "Synthetic-Aperture Sky-wave Radar: Techniques and 1st Results."

(6) IEEE G-AP Symposium at Boulder. (Aug. 1973)
P. A. McInnes他; "Investigation of the Characteristics of a Large Reflector Antenna using Microwave Holography".