

UDC 621.396.673  
629.76.058

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-186

ロケット搭載用伝送線路型アンテナの解析

田畑浄治・桜井善雄・三浦雅男

松崎良継・塚本憲男

1969年12月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- TR-166 DPF バルブを用いた ジンバルエンジン駆動  
用油圧制御系の基礎的解析  
Fundamental Analyses of Gimbal-Engine  
Positioning Hydraulic Control System  
Made Use of DPF Servovalves 1968年11月 畑山茂樹, 興石 肇
- TR-167 アブレーションによるよどみ点空力加熱の減  
少の測定  
Measurements of Heat Transfer Reduction  
by Ablation at Stagnation Region 1968年12月 野村茂昭
- TR-168 角度測定・ドップラ周波数測定併用のトラッ  
キング方式の計算処理に関する研究  
On the Orbit Determination Procedures for  
the Doppler Frequency Measurement with  
Angular Measurement Tracking System 1968年11月 鳥海良三, 松本一夫  
樋口一雄, 戸川隼人  
木村武雄
- TR-169 VTOL 機操縦研究設備  
Design and Construction of VTOL Flight  
Simulator System 1968年12月 樋口一雄, 百名盛之  
三好範子, 岡部正典  
山本六郎, 川原弘靖
- TR-170 STOL 機の縦の自動安定制御方式に関する  
研究 (I) 姿勢制御方式の解析  
System Studies on Automatic Longitudinal  
Stabilization Control Systems for STOL  
Aircraft  
Part 1 Automatic Attitude Control  
Systems 1968年12月 堀川勇壮, 森 幹彦
- TR-171 T Simple Flow Characteristics Across a Strong  
Shock Wave Feb. 1969 Kenneth K. Yoshikawa
- TR-172 高速における円錐体および三角翼の動安定微  
係数の測定  
Measurement of Dynamic Stability Deriva-  
tives of Cones and Delta-Wings at High  
Speed 1969年2月 柳沢三憲
- TR-173 T Coupling Effect of Radiative Heat on Con-  
vective Heat Transfer Feb. 1969 Kenneth K. Yoshikawa
- TR-174 Navier-Stokes 方程式に対する差分法  
Difference Method for Navier-Stokes Equa-  
tion 1969年6月 三好 甫
- TR-175 低レイノルズ数における NACA 0012 翼型  
の失速特性について  
—失速フラッタの研究 II—  
Stalling Characteristics of the NACA 0012  
Aerofoil Section at Low Reynolds Num-  
bers 1969年6月 中村泰治, 磯貝絃二  
江尻 宏
- TR-176 軸流回転機の翼の振動について  
(I) 固有振動数, 振動形および振動応力  
分布  
On the Vibration of Turbomachine Blades  
(I) Natural Frequency Mode and Stress  
Distribution 1969年7月 宮地敏雄, 星谷昌二  
祖父江 靖, 網干三郎  
岩部柱相, 武田克己
- TR-177 固体ロケットモータの推力大きさ制御の研究  
—特性と小型モータによる実験—  
Thrust Magnitude Control of Solid Rocket  
Motors  
—Characteristic Analysis and Small  
Motor Tests— 1969年7月 五代富文, 湯沢克宜  
伊藤克弥, 西村久雄
- TR-178 測度最大の可制御領域を与える二次形式評価  
関数の最適重みマトリックスに対する必要  
条件  
Necessary Conditions for the Optimal  
Weighting Matrices of Quadratic Perfor-  
mance Index to Maximize the Measure  
of the Contrallable Set 1969年7月 川幡長勝

# ロケット搭載用伝送線路型アンテナの解析\*

田畑 浄治\*\*・桜井 善雄\*\*\*・三浦 雅男\*\*  
松崎 良継\*\*\*・塚本 憲男\*\*\*

## The Analysis on Transmission-line Rocket Antennas

By Johji TABATA, Yoshio SAKURAI, Masao MIURA  
Yoshitsugu MATSUZAKI and Norio TSUKAMOTO

Transmission-line rocket antennas of low silhouette are analyzed in terms of an approximately equivalent circuit that consists of a shunt-driven transmission line with an open or a short-circuit termination at each end.

The theory of impedance matching mechanism of these antennas is developed and it is clarified that several types of these are able to be matched to the expected resistance without any extra matching box.

The results of calculation for the characteristics and the performance of the fundamental types of these antennas, including the radiation patterns, the input impedances, several other electrical parameters, and mechanical parameters, are approximately coincident with experimental results.

記 号		$R_0$ : アンテナ等価回路の整合をとるべき抵抗 [ $\Omega$ ]	
$a$ : アンテナ素子の半径	[m]	$t$ : 時間	[S]
$b$ : アンテナ素子の中心から無限平面導体までの高さの2倍	[m]	$x, y, z$ : 直角座標系	
$E$ : 電界の強さ	[V/m]	$X_C, X_L$ : 無損失平行2線路のリアクタンス	[ $\Omega$ ]
$E_{\theta h}$ : アンテナ素子部分による電界の強さ	[V/m]	$X_{C0}, X_{L0}$ : 整合したときの $X_C, X_L$	[ $\Omega$ ]
$E_{\phi}$ : ダイポール部分による電界の強さ	[V/m]	$Z_0$ : 自由空間の特性インピーダンス	[ $\Omega$ ]
$f$ : 周波数	[Hz]	$Z_w$ : 平行2線路の特性インピーダンス	[ $\Omega$ ]
$f_0$ : 整合したときの周波数	[Hz]	$\epsilon_0$ : 真空中の誘電率	[F/m]
$\Delta f$ : $f - f_0$	[Hz]	$\eta$ : アンテナの放射効率	
$H$ : 磁界の強さ	[A/m]	$r, \theta, \phi$ : 極座標系	
$I$ : アンテナ素子上の電流波腹値	[A]	$\lambda$ : 波長	[m]
$j$ : 虚数		$\lambda_0$ : 整合したときの波長	[m]
$k$ : $2\pi/\lambda_0$	[rad/m]	$\mu, \mu_1, \mu_2$ : 導体の透磁率	[H/m]
$P_r$ : アンテナの放射電力	[W]	$\mu_0$ : 真空中の透磁率	[H/m]
$r$ : アンテナ原点からの距離	[m]	$\pi$ : 円周率	
$R_C, R_L$ : アンテナ等価回路の等価抵抗	[ $\Omega$ ]	$\sigma, \sigma_1, \sigma_2$ : 導体の導電率	[ $\Omega^{-1}/m$ ]
		$\omega$ : 角周波数	[rad/m]

電圧, 電流, 電界の強さ, 磁界の強さは実効値表示とする。

\* 昭和44年10月2日受付  
\*\* 宇宙開発事業団  
\*\*\* 計測部

測定および計算に使用した値

(1)  $f_0 = 278 \text{ MHz}$  ( $\lambda_0 = 1.079 \text{ m}$ )

- (2)  $a=1\text{ mm}$
- (3)  $b/2=12, 24, 36\text{ mm}$  のいずれか
- (4) アンテナ素子

銅線	$\sigma_1=5.5\times 10^7$	$\text{V/m}$
	$\mu_1=\mu_0$	$\text{H/m}$
ここに $\mu_0=4\pi\times 10^{-7}$ $\text{H/m}$		
鉄線	$\sigma_1=0.748\times 10^7$	$\text{V/m}$
	$\mu_1=132\mu_0$	$\text{H/m}$

- (5) 導体平面 (0.9 m×1.4 m の平面)

銅板	$\sigma_2, \mu_2$ はそれぞれ (4) の銅線の $\sigma_1, \mu_1$ と同じ	
鉄板	$\sigma_2=0.769\times 10^7$	$\text{V/m}$
	$\mu_2=107\mu_0$	$\text{H/m}$

- (6)  $\left\{ \begin{array}{l} \text{—} \text{ 計算値} \\ \text{---} \text{ 実測値} \end{array} \right.$
- (7) スミスチャート上の数字は  $\Delta f$  [MHz] を示す。

### 1. まえがき

ロケットに搭載している一般の電波機器類のアンテナとしては、電波の波長に応じて適当な長さを持った直線状のアンテナ素子をロケット機体表面に近接してこれと平行に取り付けた、いわゆる伝送線路型アンテナが広く用いられている。しかし、まだこの種のアンテナの一般の形について性質が十分に明らかにされているとはいえない。そこで、この形式のアンテナの放射機構を解明し、特性を求めることを試みた。

ここでは取り扱いを簡単にするために無限平面導体上にアンテナ素子を取り付けた場合について解析を行なうこととした。まず、給電線（同軸ケーブル）に対するアンテナの整合について考察を行ない、これを基礎として放射特性、効率を計算し、さらに入力インピーダンスの計算式を導いた。そしてこれらについて実験的にも値を求め、計算値との比較を行なうとともに、それによってアンテナ形状と諸特性との関係を明らかにした。

### 2. 整合機構

図 2.1 に示すような無限平面導体と、その上に平行に張った半径  $a$  の 1 本の直線導体（以後これをアンテナ素子と呼ぶ）とからなる伝送線路型アンテナ (Transmission-Line Antennas) を考える<sup>1), 2), 3)</sup>。アンテナ素子の中心から無限平面導体までの高さを  $b/2$ 、波長を  $\lambda$  とする。ここでは導体をすべて完全導体に近いものとし、 $\lambda \gg b \gg a$  の場合について扱う。アンテナ

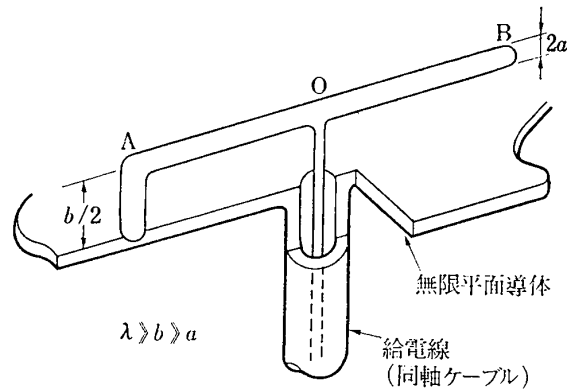


図 2.1 伝送線路型アンテナの一例

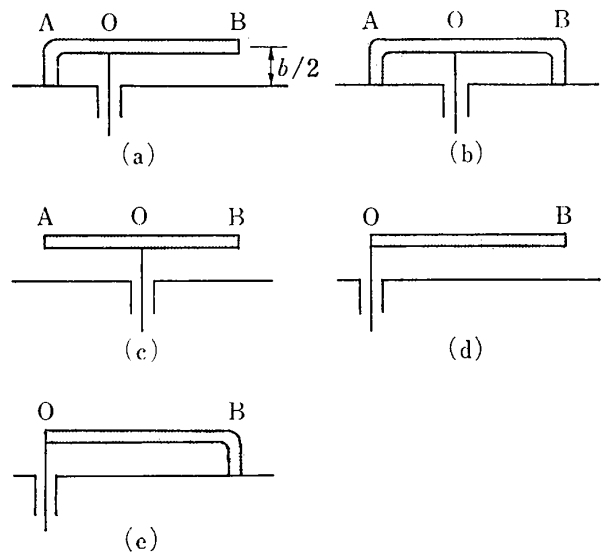


図 2.2 各種アンテナの構成

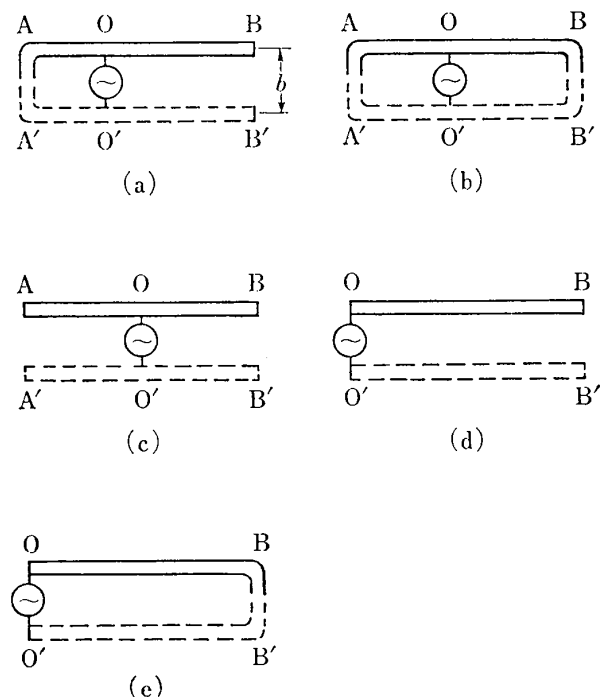


図 2.3 図 2.2 の映像を用いた等価回路

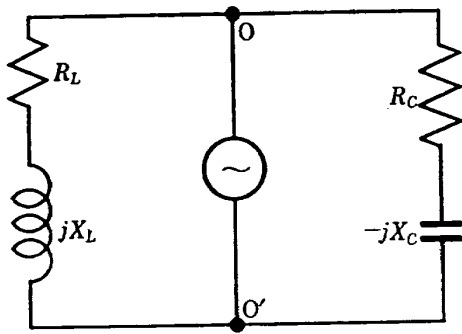


図 2.4 図 2.3 を集中定数で表わした等価回路

ナ素子の先端 A, B と無限平面導体との間にはそれぞれ集中定数のインダクタンスやキャパシタンスを付けることも考えられるが、ここでは先端が開放または短絡のいずれかの場合についてのみ考える (図 2.1 は A 点が短絡で B 点が開放の場合を示す)。

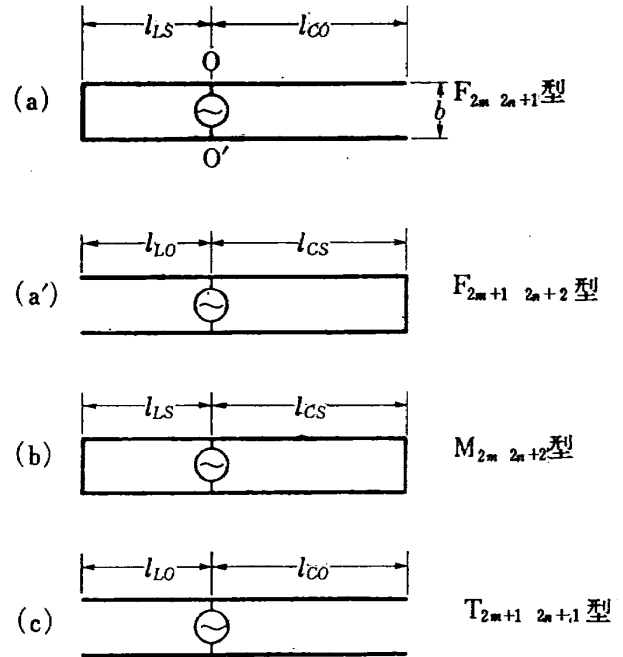
この種のアンテナは図 2.2 のような各種の構成を取ることができ、無限平面導体を完全導体とみなせば映像を用いて図 2.3 のような等価回路で表わすことができる。さらにこの等価回路の O, O' 端から見た入力インピーダンスを集中定数を用いて図 2.4 のように表わす。この図で  $jX_L$ ,  $-jX_C$  は図 2.3 の O, O' 点から左右を見たそれぞれ無損失平行 2 線路のインピーダンスであり、 $R_L$ ,  $R_C$  は後に述べるように放射電力と損失電力とから求まる等価抵抗である。

この回路で給電側から O, O' 点を見たインピーダンスが希望する抵抗  $R_0$  になるためには、すなわちこのアンテナが  $R_0$  に整合するためには  $R_L + jX_L$  と  $R_C - jX_C$  の並列回路が  $R_0$  にならなければならない。この関係から整合したときの  $X_L$ ,  $X_C$  の値をそれぞれ  $X_{L0}$ ,  $X_{C0}$  とすれば、これらは  $R_L$ ,  $R_C$ ,  $R_0$  により次式のように表わせる (付録参照)。

$$X_{L0} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{2R_0(R_L + R_C) - 2R_L R_C - R_L^2}{(R_L + R_C)(R_0 - R_C)} - R_L^4} \quad (2.1)$$

$$X_{C0} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{2R_0(R_L + R_C) - 2R_L R_C - R_C^2}{(R_L + R_C)(R_0 - R_L)} - R_C^4} \quad (2.2)$$

したがって図 2.3 のアンテナがアンテナ自身で整合がとれるためには、O, O' 点から左右を見たそれぞれの分布定数回路は互いに逆符号のリアクタンスを持たなければならない。すなわち一方が誘導性ならば他方は必ず容量性でなければならない。図 2.3 の (d), (e) は O, O' 端より左側を見たインピーダンスが無限大となる。すなわち図 2.4 のリアクタンスの一つは無限大となるので、O, O' 点から見た入力インピー



$$l_{LS} = 2m \frac{\lambda_0}{4} + \Delta l_1 \quad l_{CS} = (2n+2) \frac{\lambda_0}{4} - \Delta l_2$$

$$l_{LO} = (2m+1) \frac{\lambda_0}{4} + \Delta l_1 \quad l_{CO} = (2n+1) \frac{\lambda_0}{4} - \Delta l_2$$

$m, n$  は 0 または正の整数  
 $\lambda_0$  は整合したときの波長

図 2.5 整合可能なアンテナの構成

ダンスは  $R_0$  に整合が取れず、結局 (a), (b), (c) のみが整合可能となり、書き直すと図 2.5 が得られる。

この図で  $l_{LS}$ ,  $l_{CO}$  等はアンテナ素子の長さを示し、添字は O, O' 点から見た分布定数回路の状態を表わす。すなわち添字の L, C は O, O' 点から見てそれぞれ誘導性、容量性であることを示し、S, O はアンテナ素子の先端がそれぞれ短絡、開放の状態を表わす。各素子の長さを次のように表わす。

$$l_{LS} = 2m \frac{\lambda_0}{4} + \Delta l_1 \quad (2.3)$$

$$l_{LO} = (2m+1) \frac{\lambda_0}{4} + \Delta l_1 \quad (2.4)$$

$$l_{CS} = (2n+2) \frac{\lambda_0}{4} - \Delta l_2 \quad (2.5)$$

$$l_{CO} = (2n+1) \frac{\lambda_0}{4} - \Delta l_2 \quad (2.6)$$

ここに  $\Delta l_1$ ,  $\Delta l_2$  は  $0 \leq \Delta l_1, \Delta l_2 \leq \lambda_0/4$  なる範囲の、ある長さであり、 $\lambda_0$  はアンテナが整合したときの波長である。また  $m, n$  は 0 または正の整数である。後述のように実際には  $\Delta l_1, \Delta l_2 \ll \lambda_0/4$  となってアンテナ素

子の長さは  $\lambda_0/4$  の 0 または整数倍に近い値を取る。

ここでは (a), (a') のアンテナを F 型, (b), (c) をそれぞれ M 型, T 型と呼ぶ。また添字はアンテナ素子の長さを  $\lambda_0/4$  の倍数で表わし, 添字の最初が誘導性, 後が容量性のアンテナ素子を表わすものとする。

図 2.4 の  $jX_L, -jX_C$  は図 2.5 によれば無損失平行 2 線路のインピーダンスであるから, アンテナ素子の先端が開放のときには

$$X_L = -Z_w \cot(2\pi l_{LO}/\lambda) \quad (2.7)$$

$$X_C = Z_w \cot(2\pi l_{CO}/\lambda) \quad (2.8)$$

短絡のときには

$$X_L = Z_w \tan(2\pi l_{LS}/\lambda) \quad (2.9)$$

$$X_C = -Z_w \tan(2\pi l_{CS}/\lambda) \quad (2.10)$$

となる。ここに  $Z_w$  は平行 2 線路の特性インピーダンス (characteristic impedance) で

$$Z_w = 276 \log_{10}(b/a) \quad [\Omega] \quad (2.11)$$

である。

$R_0$  と  $Z_w$  のとる値の範囲は実用上の問題によりおのずから制限される。たとえば  $50 \sim 200 \Omega$  の同軸ケーブルの場合を考えると,  $R_0$  は影像も含めて考えているので  $100 \sim 400 \Omega$  となる。また  $Z_w$  は実験用モデルの寸法等から大体  $300 \Omega$  以上である。

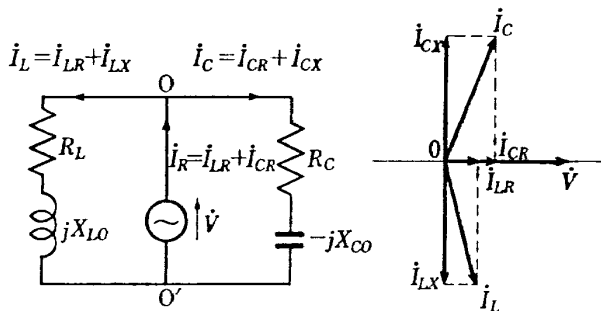
また

$$0 \leq R_L, R_C \ll R_0$$

と仮定する ((2.13) 式参照)。この関係を (2.1), (2.2) 式に用いると近似的に  $X_{L0}, X_{C0}$  は

$$X_{L0}, X_{C0} \cong \sqrt{R_0(R_L + R_C)}$$

すなわち  $R_0$  と  $R_L + R_C$  の相乗平均となる (したがって整合しているときの電流ベクトル図は図 2.6 のように表わせ, また  $|\dot{I}_{LX}| = |\dot{I}_{CX}|$  および  $|\dot{I}_L|, |\dot{I}_C| \gg |\dot{I}_R|$  となる)。すなわちリアクタンス分は  $R_0$  に比べてかなり小さく, したがって上述の制限によって  $Z_w$  に比べてもかなり小さいので, (2.7)~(2.10) 式にお



(a) 各部の電流 (b) O 点の電流ベクトル

図 2.6 整合したときの等価回路の電流

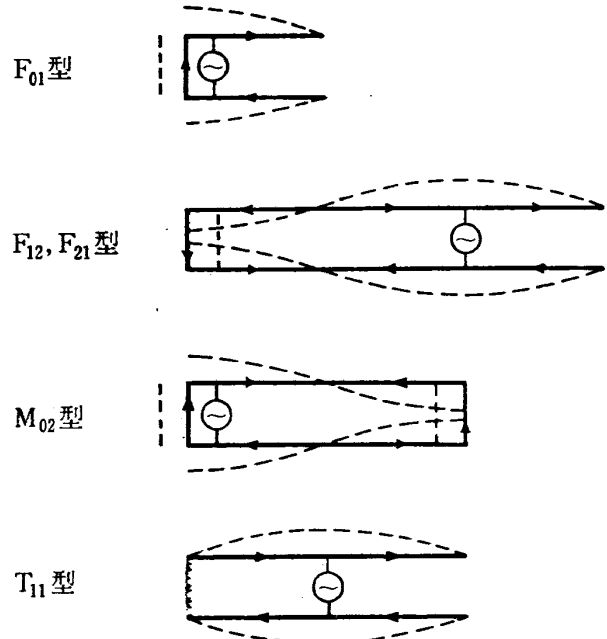


図 2.7 各種アンテナの電流分布 (ある瞬間の電流の状態を示す)

ける  $\cot$  および  $\tan$  の項の絶対値は 1 に比べてかなり小さいと考えられる。 $\Delta l_1, \Delta l_2$  は (2.7)~(2.10) 式に (2.3)~(2.6) 式を代入して得られるが, このことにより

$$\Delta l_1, \Delta l_2 \ll \lambda_0/4$$

と考えてよい。すなわちアンテナ素子の長さは大体  $\lambda_0/4$  の整数倍に近い値となることがわかる。

以上のことを考慮してアンテナの電流分布を次のように仮定する。

- (1) アンテナ素子上の電流は正弦波分布であり, この影像電流は素子上の電流と大きさ等しく, かつ逆相である。
- (2) 短絡部分はこれの影像部分も含めて,  $b \ll \lambda_0$  ゆえに振幅一定である。
- (3) O—O' 間を流れる電流  $|\dot{I}_R|$  はアンテナ素子上の電流  $|\dot{I}_L|, |\dot{I}_C|$  に比べてかなり小さいので, 放射電磁界を考えるときには無視する。

以上の仮定による電流分布の一例を図 2.7 に示す。

電流分布を定めるとアンテナから十分離れた地点の放射電磁界は求まるので, これから Poynting vector を用い, 単位面積当りの電力を全球面にわたって積分することにより, アンテナの放射電力を求めることができる。アンテナ素子上の電流波腹値を  $I$  とすると放射電力  $P_r$  は次章で述べるように

$$P_r \cong 30(kbI)^2 \quad (2.12)$$

となる。ここに  $k = 2\pi/\lambda_0$  である。

図 2.6 の等価回路の  $R_L, R_C$  で消費される電力を

$P_r'$  とすれば

$$P_r' = |\dot{I}_L|^2 R_L + |\dot{I}_C|^2 R_C$$

となる。アンテナ損失電力  $P_l$  を無視すると、これは (2.12) 式の放射電力に等しいから

$$P_r = P_r'$$

となる ( $P_l$  を考慮するときには  $P_r + P_l$  を新たに  $P_r$  とすればよい)。またアンテナ素子上の給電点  $O$ ,  $O'$  は常に電流分布の腹の付近にくるから

$$|\dot{I}_L| \doteq |\dot{I}_C| \doteq I$$

となる。したがって

$$R_L + R_C \doteq 30(kb)^2 \quad (2.13)$$

となり、 $b \ll \lambda_0$  では

$$30(kb)^2 \ll R_0$$

となる。

$R_L$  と  $R_C$  の比を適当に定めると (2.13) 式より  $R_L, R_C$  が定まる。ここでは実験的に

$$R_L/R_C = l_L/l_C \quad (2.14)$$

と定めた。ここに  $l_L, l_C$  は (2.3)~(2.6) 式においてそれぞれ  $\Delta l_1, \Delta l_2$  を無視した基本的なアンテナ素子の長さである。したがってアンテナ型式が定まるとこれらは定まる。

$R_L, R_C$  が定まると (2.1), (2.2) 式から整合に必要な  $X_{L0}, X_{C0}$  が求まるから、(2.3)~(2.10) 式内の必要な式を使って  $\Delta l_1, \Delta l_2$  が求まり、各アンテナ素子の長さが計算できる。アンテナの取り扱う周波数帯域を狭く考えると (実際にこのアンテナは狭帯域特性を持つ)、この範囲ではアンテナの放射特性はほとんど変らないものとみなせるから、近似的に  $R_L, R_C$  は周波数に無関係と考えることができる。以上の結果から  $R_L + jX_L, R_C - jX_C$  が求まるので、給電側から  $O, O'$  点を見たアンテナ入力インピーダンス  $Z_f$  はこれらの並列回路として次のように求めることができる。

$$Z_f = \frac{(R_L + jX_L)(R_C - jX_C)}{(R_L + jX_L) + (R_C - jX_C)} \quad (2.15)$$

### 3. 放射特性

放射特性は前章に述べたような電流分布の仮定から求めることができる。図 3.1 のような一般線状アンテナの放射電界  $E$  は十分遠方な  $P$  点において次のように表わせる<sup>4)</sup>。

$$E = j 30 k \frac{e^{-jkr}}{r} i_\theta \sin \theta \int_{z_1}^{z_2} I(z) e^{jkz \cos \theta} dz \quad (3.1)$$

ここに  $r$  はアンテナの原点から  $P$  点までの距離、 $i_\theta$  は  $\theta$  方向の単位ベクトル、 $I(z)$  は電流分布である。

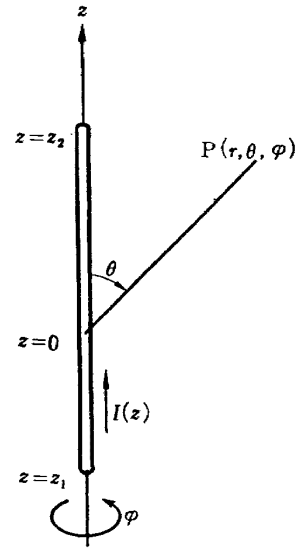


図 3.1 線状アンテナの座標

またアンテナの放射電力  $P_r$  は complex Poynting vector の面積分の実数部によって次のように与えられる<sup>5)</sup>。

$$P_r = \Re \left[ \int_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \mathbf{n} dS \right] = \frac{(\pi e^{jkr})^2}{Z_0} \int \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* d\Omega \quad (3.2)$$

ここに  $\mathbf{H}^*$ : 磁界の強さ  $\mathbf{H}$  の conjugate

$\mathbf{E}^*$ : 電界の強さ  $\mathbf{E}$  の conjugate

$\Re [ ]$ :  $[ ]$  の実数部

$S$ : アンテナを中心とし半径  $r$  の球面 (ただし  $r \gg \lambda$  とする。)

$\mathbf{n}$ : 球面  $S$  に垂直な外向きの単位ベクトル

$\Omega$ : 立体角で  $d\Omega = dS/r^2$

$Z_0$ : 自由空間の特性インピーダンス (intrinsic impedance)

$$= \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \doteq 120 \pi$$

この章に示すデータで指向性の計算値は無損失アンテナの場合のものであり、実測値は基準アンテナとの比較による損失も含めた値で表わしてある。したがって計算値と実測値との差異は指向性および効率の差を示している。

なお実験結果は以下の条件で実測したものである。

- (1) VSWR=1.1 以下
- (2)  $b/2=24$  mm
- (3) アンテナ素子と平面導体は銅材使用

#### 3.1.1 $T_{11}$ 型の放射電界

このアンテナの放射電界を求めるために、まず (3.1) 式を計算する。図 3.1 において  $z_1 = -\lambda_0/4$ ,  $z_2 = \lambda_0/4$ ,

$I(z) = I \cos(kz)$  と置くと, (3.1) 式は以下のように求まる。

$$\begin{aligned} & \int_{z_1}^{z_2} I(z) e^{jkz \cos \theta} dz \\ &= \int_{-\lambda_0/4}^{\lambda_0/4} I \cos(kz) e^{jkz \cos \theta} dz \\ & \quad kz = h \text{ と置けば } dz = \frac{1}{k} dh \text{ より} \\ &= \frac{I}{k} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos h \cdot e^{jh \cos \theta} dh \\ &= \frac{I}{k} \cdot \frac{2 \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin^2 \theta} \end{aligned} \quad (3.3)$$

上式を (3.1) 式に代入し,  $z$  方向の電流によって生ずる  $E$  の  $\theta$  成分を  $E_{\theta z}$  とすれば

$$E_{\theta z} = j 60 I \frac{e^{-jkr}}{r} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \quad (3.4)$$

図 3.2 のように座標をとり, 影像を用いてこのアンテナの放射電界を求める。図 3.1 のアンテナをこの図の #1, #2 のアンテナ素子に対応させ, #1 を実像とする。したがって #2 は虚像であり, 原点を含む  $yz$  平面がアンテナの無限平面对応する。十分遠方の点 P の放射電界  $E_{\theta h}$  は (3.4) 式の位相差分のみを補正した #1 と #2 による電界の合成となる。#1 は  $z$  軸上に置かれたときより位相が  $(kb/2) \sin \theta \cos \varphi$  だけ進み, #2 は同量だけ遅れるから,  $E_{\theta h}$  は (3.4) 式の  $e^{-jkr}$  を

$$\begin{aligned} & e^{-jk\left(r - \frac{b}{2} \sin \theta \cos \varphi\right)} - e^{-jk\left(r + \frac{b}{2} \sin \theta \cos \varphi\right)} \\ &= j 2 e^{-jkr} \sin\left(\frac{kb}{2} \sin \theta \cos \varphi\right) \end{aligned}$$

と置きかえて求めることができる。すなわち

$$\begin{aligned} E_{\theta h} &= -120 I \frac{e^{-jkr}}{r} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \\ & \quad \times \sin\left(\frac{kb}{2} \sin \theta \cos \varphi\right) \end{aligned} \quad (3.5)$$

$kb \ll 1$  の仮定より

$$E_{\theta h} \doteq -60 kb I \frac{e^{-jkr}}{r} \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right) \cos \varphi \quad (3.6)$$

上式が示すように  $T_{11}$  型アンテナは直線偏波となり, 指向性は  $b$  に無関係となる。図 3.3 に電界強度指向性の概観図を, また図 3.4 に実験結果の一例を (3.6) 式から求めた計算値と対比させて示す。図 3.4 において実測値が計算値よりも小さいのは, 実測したアンテナに損失があることを示す。 $a, b$  を変えて実測

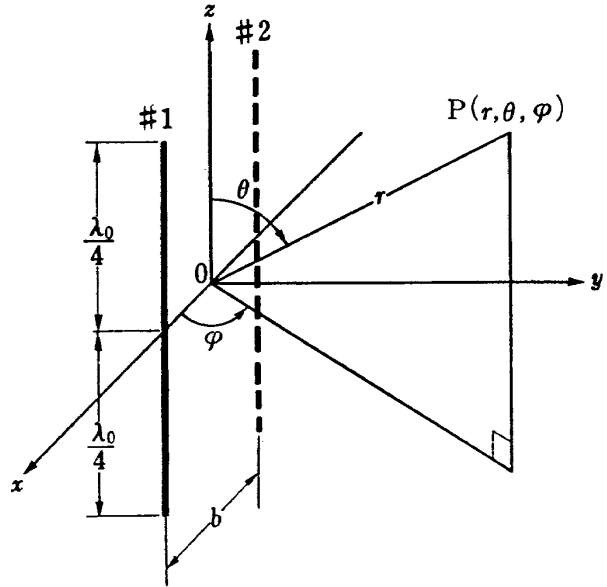


図 3.2  $T_{11}$  型の座標

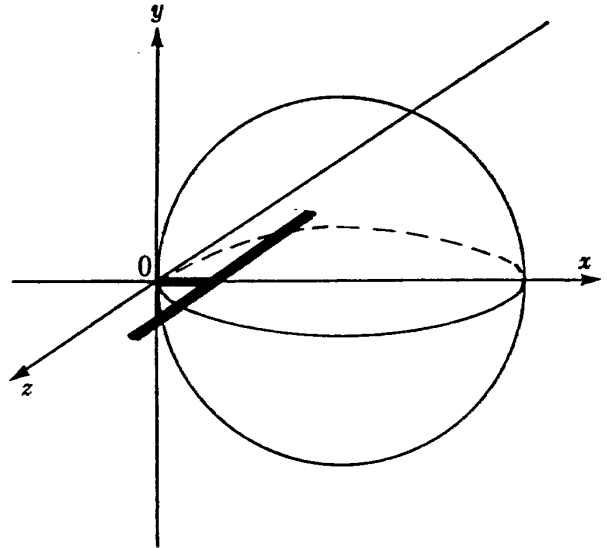


図 3.3  $T_{11}$  型の指向性の概観

した結果, 図 3.4 とほぼ同一の形が得られた。

### 3.1.2 $T_{11}$ 型の放射電力

このアンテナの放射電力は (3.6) 式の  $E_{\theta h}$  を (3.2) 式に代入することにより, 近似的に求めることができる。

$$P_r = \frac{(re^{jkr})^2}{Z_0} \int E_{\theta h}^2 d\Omega \quad (3.7)$$

$d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$  であるから

$$P_r \doteq \frac{(60 kb I)^2}{Z_0} \int_0^{2\pi} \cos^2 \varphi \int_0^{\pi} \left\{ \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right) \cdot \sin \theta \right\}$$

$\times d\theta d\varphi$

$$\int_0^{2\pi} \cos^2 \varphi d\varphi = \pi$$

$\frac{\pi}{2} \cos \theta = h$  と置くと



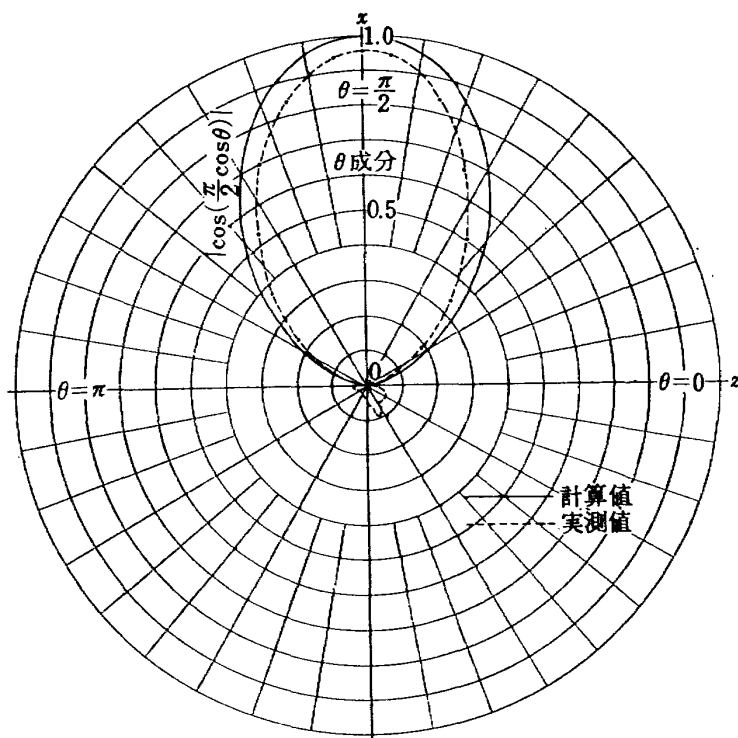


図 3.4 a T<sub>11</sub> 型の電界強度指向性 (φ=0 の xz 平面)

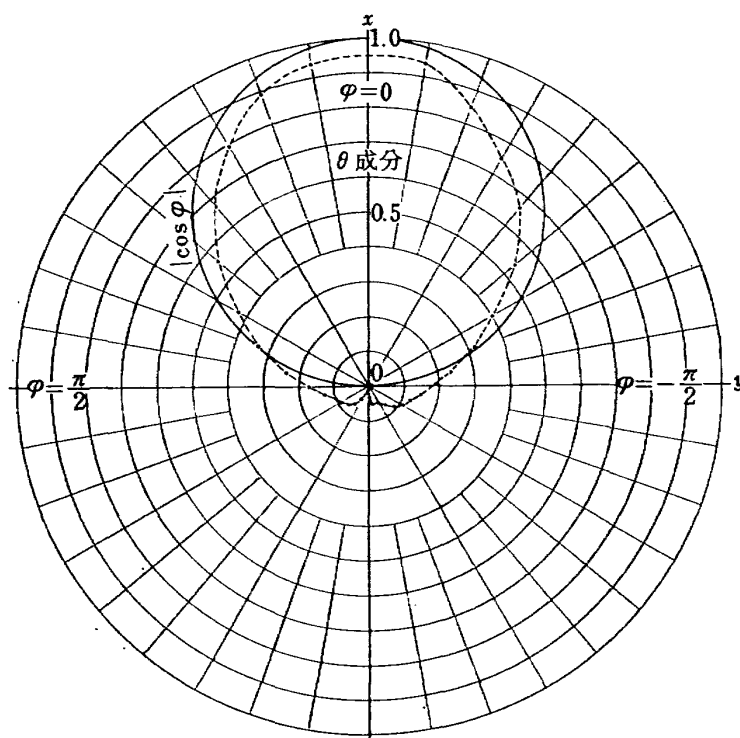


図 3.4 b T<sub>11</sub> 型の電界強度指向性 (θ=π/2 の xy 平面)

$$\int_0^\pi \left\{ \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta \right) \cdot \sin \theta \right\} d\theta$$

$$= \int_{\pi/2}^{-\pi/2} \left( -\frac{2}{\pi} \cos^2 h \right) dh = 1$$

$$\therefore P_r \doteq \frac{\pi (60 kbI)^2}{Z_0} = 30 (kbI)^2 \quad (3.8)$$

### 3.2.1 F<sub>01</sub> 型の放射電界

このアンテナの電流分布は図 2.7 のとおりであり、放射電界はアンテナ素子によって生ずる電界と短絡部分（以後これをダイポール部分と呼ぶ。）によって生ずる電界を合成したものである。座標は T<sub>11</sub> 型の場合と同様にして図 3.5 のようにとる。

#### (1) アンテナ素子部分による放射電界

これは T<sub>11</sub> 型の半分を考えればよいから (3.3), (3.4) 式に相当するものは T<sub>11</sub> 型の場合と同様にして次のようになる。

$$\int_0^{2b/4} I \cos(kx) e^{jkx \cos \theta} dx$$

$$= \frac{I}{k \sin^2 \theta} \left[ \cos \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta \right) + j \left\{ \sin \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta \right) - \cos \theta \right\} \right]$$

$$E_{\theta z} = j 30 I \frac{e^{-jkr}}{r}$$

$$\times \frac{\cos \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta \right) + j \left\{ \sin \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta \right) - \cos \theta \right\}}{\sin \theta} \quad (3.9)$$

したがってアンテナ素子部分による放射電界  $E_{\theta n}$  は T<sub>11</sub> 型と同様に (3.9) 式の  $e^{-jkr}$  を

$$j 2 e^{-jkr} \sin \left( \frac{kb}{2} \sin \theta \cos \varphi \right)$$

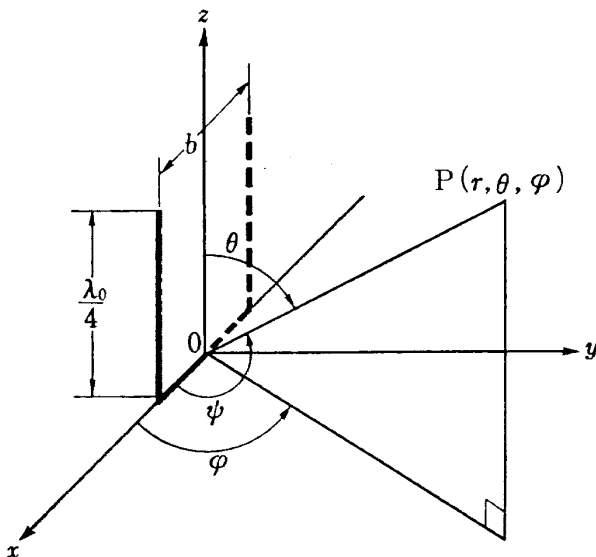


図 3.5 F<sub>01</sub> 型の座標

と置きかえたものになる。

$$\therefore E_{\theta n} = -60 I \frac{e^{-jkr}}{r}$$

$$\times \frac{\cos \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta \right) + j \left\{ \sin \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta \right) - \cos \theta \right\}}{\sin \theta}$$

$$\times \sin \left( \frac{kb}{2} \sin \theta \cos \varphi \right)$$

$$\doteq -30 kbI \frac{e^{-jkr}}{r}$$

$$\times \left[ \cos \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta \right) + j \left\{ \sin \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta \right) - \cos \theta \right\} \right] \cos \varphi \quad (3.10)$$

(ただし  $kb \ll 1$ )

#### (2) ダイポール部分による放射電界

ダイポール部分による放射電界は  $\phi$  成分のみとなり、これを  $E_\phi$  とすると (3.1) 式より

$$E_\phi = j 30 k \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \phi \int_{-b/2}^{b/2} I e^{jkx \cos \phi} dx$$

$$\doteq j 30 kbI \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \phi \quad (3.11)$$

$E_\phi$  を  $\theta$  成分と  $\varphi$  成分に分解し、これをそれぞれ  $E_{\theta v}$ ,  $E_{\varphi v}$  とすれば

$$E_{\theta v} = \frac{-\cos \theta \cos \varphi}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}} E_\phi$$

$$\doteq -j 30 kbI \frac{e^{-jkr}}{r} \cos \theta \cos \varphi \quad (3.12)$$

$$E_{\varphi v} = \frac{\sin \varphi}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}} E_\phi$$

$$\doteq j 30 kbI \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \varphi \quad (3.13)$$

#### (3) 合成した放射電界

アンテナ素子部分とダイポール部分とによる放射電界を合成し、これを  $\theta$  成分と  $\varphi$  成分とに分けてそれぞれ  $E_\theta$ ,  $E_\varphi$  とすれば

$$E_\theta = E_{\theta n} + E_{\theta v}$$

$$\doteq 30 kbI \cos \varphi \frac{e^{-jkr}}{r} e^{j \left( \pi + \frac{\pi}{2} \cos \theta \right)} \quad (3.14)$$

$$E_\varphi = E_{\varphi v}$$

$$\doteq 30 kbI \sin \varphi \frac{e^{-jkr}}{r} e^{j \frac{\pi}{2}} \quad (3.15)$$

上の 2 式からわかるようにこのアンテナによる放射電界は一般に楕円偏波となり、放射電力は無指向性となる ((3.19) 式参照)。また T<sub>11</sub> 型と同様に電界強度指向性は  $b$  に無関係となる。図 3.6 に電界強度指向性の概観図を、また図 3.7 に実験結果の一例を、(3.14), (3.15) 式から求めた計算値と対比させて示

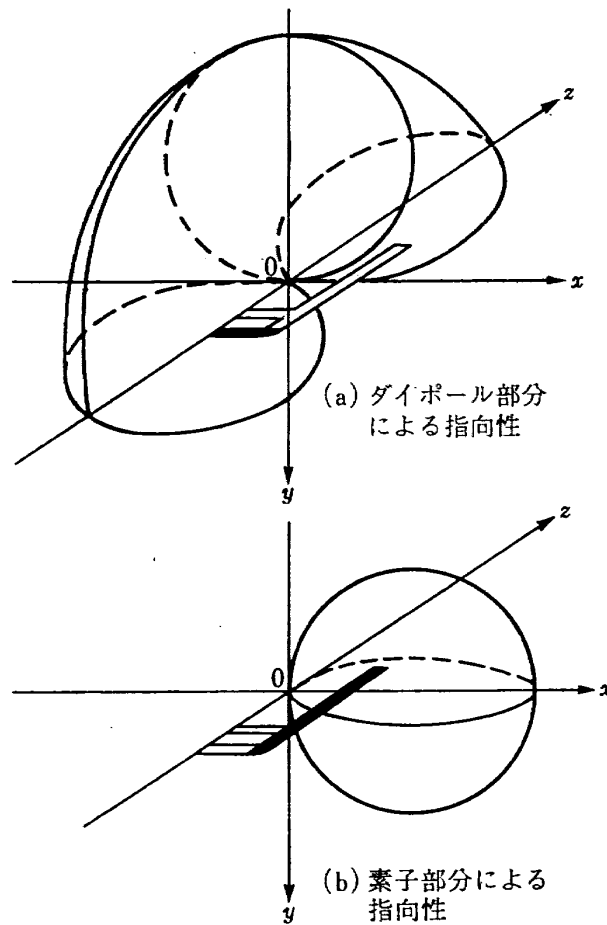


図 3.6  $F_{01}$  型の指向性の概観

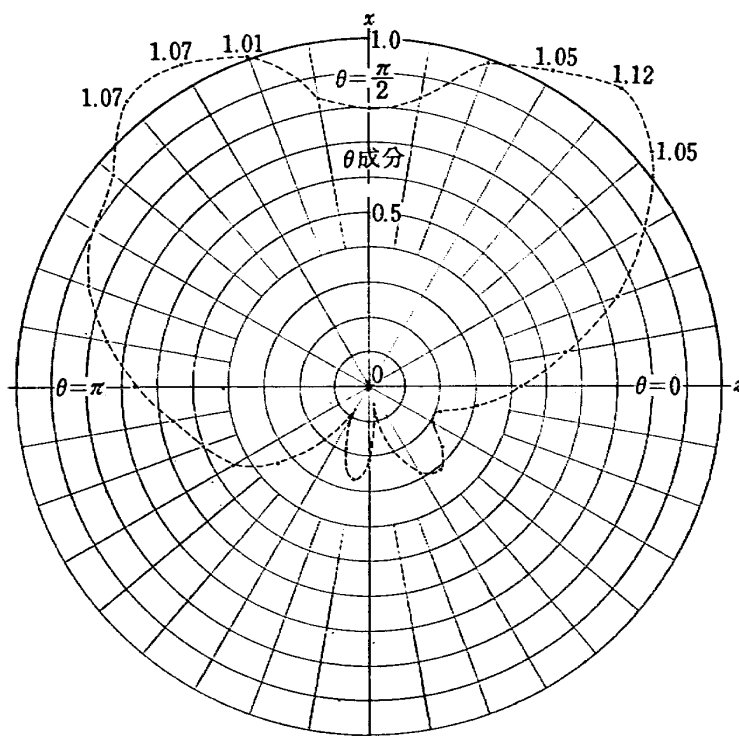


図 3.7a  $F_{01}$  型の電界強度指向性 ( $\varphi=0$  の  $xz$  平面)

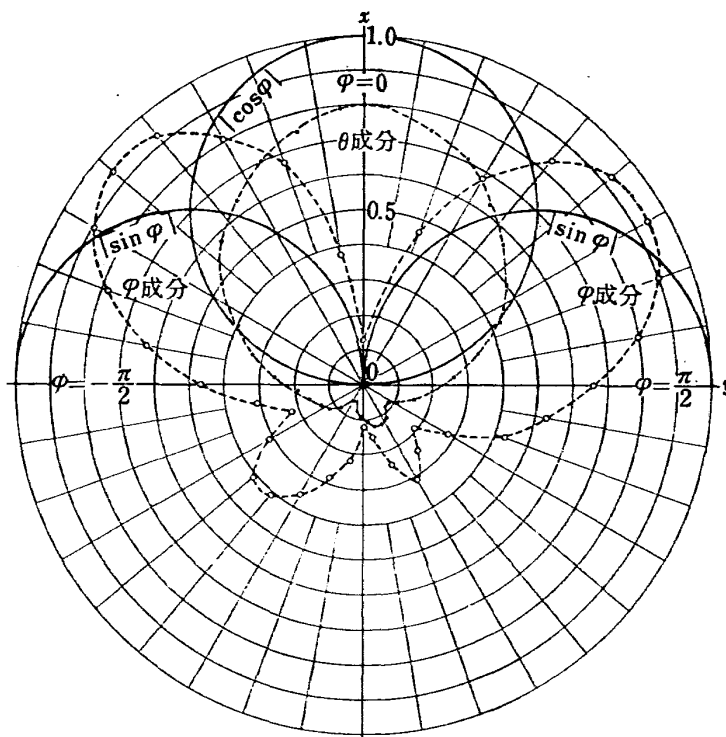


図 3.7 b  $F_{01}$  型の電界強度指向性 ( $\theta = \frac{\pi}{2}$  の  $xy$  平面)

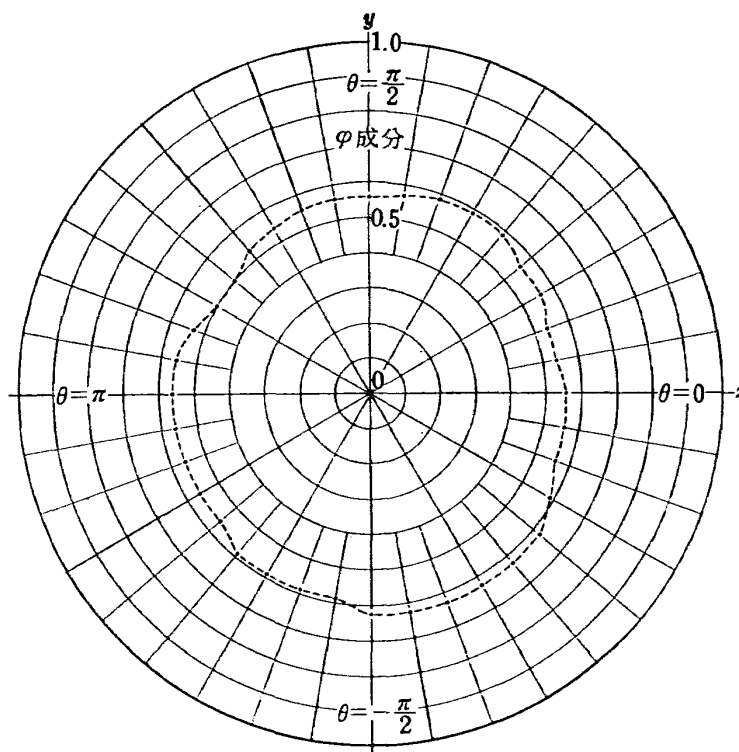


図 3.7 c  $F_{01}$  型の電界強度指向性 ( $\varphi = \frac{\pi}{2}$  の  $yz$  平面)

す。

図 3.7a の  $\theta$  成分および b の  $\varphi$  成分の実測値は板に近づくにつれて計算値から次第にはずれて来る。これは実験に用いた板が無限平板でないことが主な原因と考えられる。図 3.7c はこの影響が最も大きい所なので、実測値と計算値との差がかなり大きく現われている。

### 3.2.2 F<sub>01</sub> 型の放射電力

前節に述べたように、このアンテナの放射電界は (3.14), (3.15) 式に示すような空間的に直交した 2 つの電界を合成したものとなり、これは楕円偏波をなす。

直交する二つの電界  $E_x, E_y$  によって作られる楕円偏波の電界の実効値  $E$  は

$$E_x = \sqrt{2} E_{x0} \sin \omega t \quad (3.16)$$

$$E_y = \sqrt{2} E_{y0} \sin(\omega t + \delta) \quad (3.17)$$

とすれば次のようになる。

$$E = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T (E_x^2 + E_y^2) dt} \quad (3.18)$$

$$= \sqrt{\frac{2}{T} \int_0^T \{E_{x0}^2 \sin^2 \omega t + E_{y0}^2 \sin^2(\omega t + \delta)\} dt}$$

$$= \sqrt{E_{x0}^2 + E_{y0}^2} \quad (3.19)$$

ここに  $T = 2\pi/\omega$  である。

上式の結果より (3.14), (3.15) 式によって表わされる電界の実効値を  $E_{\theta\varphi}$  とすれば

$$E_{\theta\varphi} \doteq 30 kbI \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (3.20)$$

したがって放射電力は上式を (3.2) 式に代入して次式のようにになる。

$$P_r = \frac{(re^{jkr})^2}{Z_0} \int E_{\theta\varphi}^2 d\Omega \doteq 30(kbI)^2 \quad (3.21)$$

### 3.3.1 M<sub>02</sub> 型の放射電界

このアンテナの電流分布は図 2.7 のとおりであり、放射電界はアンテナ素子によって生ずる電界と 2 つのダイポールによって生ずる電界を合成したものととなる。

(1) アンテナ素子部分による放射電界

T<sub>11</sub> 型の場合と同様にして (3.3) 式に相当するものは図 3.1 において  $z_1 = -\lambda_0/4, z_2 = \lambda_0/4, I(z) = I \sin(kz)$  と置いて次のようになる。

$$\int_{-\lambda_0/4}^{\lambda_0/4} I \sin(kz) e^{jkz \cos \theta} dz = j \frac{2I}{k} \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right) \frac{\cos \theta}{\sin^2 \theta}$$

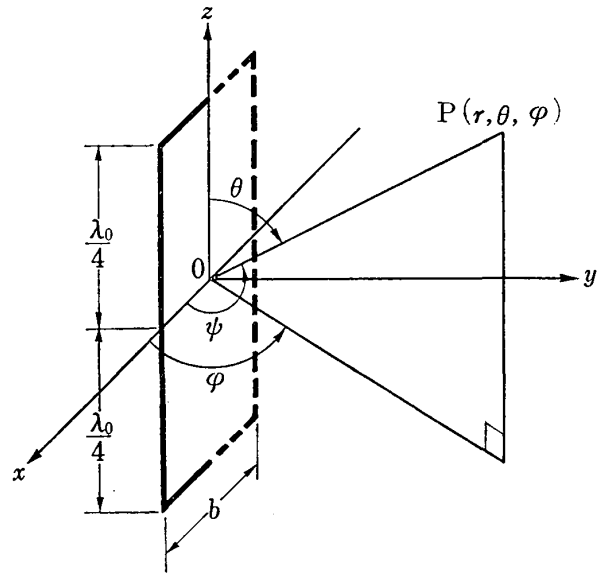


図 3.8 M<sub>02</sub> 型の座標

したがって  $E_{\theta z}$  は

$$E_{\theta z} = -60 I \frac{e^{-jkr}}{r} \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right) \cot \theta \quad (3.22)$$

アンテナの座標を図 3.8 のようにとると電界の  $\theta$  成分は

$$E_{\theta n} = -j 120 I \frac{e^{-jkr}}{r} \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right) \cot \theta \times \sin\left(\frac{kb}{2} \sin \theta \cos \varphi\right) \doteq -j 60 kbI \frac{e^{-jkr}}{r} \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right) \cos \theta \cos \varphi \quad (\text{ただし } kb \ll 1) \quad (3.23)$$

(2) ダイポール部分による放射電界

長さ  $b$  のダイポールが  $x$  軸上にある場合の放射電界は (3.11) 式のとおりである。M<sub>02</sub> 型では図 3.8 のように  $z$  軸方向にそれぞれ  $\pm\lambda_0/4$  離れた 2 個のダイポールが存在し、放射電界はこれ等による電界の合成となる。(3.11) 式の距離に関する項については (3.5) 式の求め方と同様にして位相差分を補正して合成すると次のようになる ((3.11) 式ではダイポール部分に流れる電流  $I$  の向きを  $x$  軸の正の方向にとっているが、M<sub>02</sub> 型ではこれが逆になる)。

$$\begin{aligned} & -e^{-jk\left(r + \frac{\lambda_0}{4} \cos \theta\right)} - e^{-jk\left(r - \frac{\lambda_0}{4} \cos \theta\right)} \\ & = -2e^{-jkr \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)} \\ \therefore E_{\phi} & \doteq -j 60 kbI \frac{e^{-jkr}}{r} \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right) \sin \phi \end{aligned} \quad (3.24)$$

(3.12), (3.13) 式を求めたのと同様にして上の式の  $E_{\phi}$  を  $E_{\theta\varphi}$  ( $\theta$  成分) と  $E_{\varphi\varphi}$  ( $\varphi$  成分) に分解する

と

$$E_{\theta v} = \frac{-\cos\theta \cos\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\theta \cos^2\varphi}} E_{\phi}$$

$$\doteq j 60 kbI \frac{e^{-jkr}}{r} \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right) \cos\theta \cos\varphi$$

(3.25)

$$E_{\varphi v} = \frac{\sin\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\theta \cos^2\varphi}} E_{\phi}$$

$$\doteq -j 60 kbI \frac{e^{-jkr}}{r} \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right) \sin\varphi$$

(3.26)

(3) 合成した放射電界

アンテナ素子部分とダイポール部分とによる放射電界を合成し、これを  $\theta$  成分と  $\varphi$  成分とに分けてそれぞれ  $E_{\theta}, E_{\varphi}$  とすれば

$$E_{\theta} = E_{\theta h} + E_{\theta v} \doteq 0$$

(3.27)

$$E_{\varphi} = E_{\varphi v}$$

$$\doteq 60 kbI \frac{e^{-jkr}}{r} \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right) \sin\varphi \cdot e^{-j\frac{\pi}{2}}$$

(3.28)

上の2式が示すように  $M_{02}$  型アンテナは直線偏波となり、指向性は  $b$  に無関係となる。図 3.9 に電界強度指向性の概観図を、また図 3.10 に実験結果の一例を (3.28) 式から求めた計算値と対比させて示す。図 3.10a および b で  $|\varphi|$  が 90 度付近になると、

実測値は計算値よりずれてくるが、これは  $F_{10}$  型の場合と同様な現象である。

3.3.2  $M_{02}$  型の放射電力

このアンテナの放射電力は (3.28) 式の  $E_{\varphi}$  を (3.2) 式に代入して近似的に求めることができる。

$$P_r \doteq \frac{(60 kbI)^2}{Z_0} \int \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right) \sin^2\varphi d\Omega$$

$$= \frac{8(60 kbI)^2}{Z_0} \int_0^{\pi/2} \sin^2\varphi d\varphi \int_0^{\pi/2} \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right) \times \sin\theta d\theta$$

$$\int_0^{\pi/2} \sin^2\varphi d\varphi = \frac{\pi}{4}$$

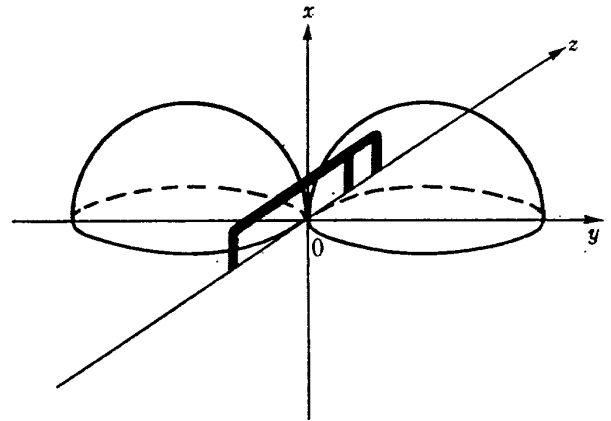


図 3.9  $M_{02}$  型の指向性の概観

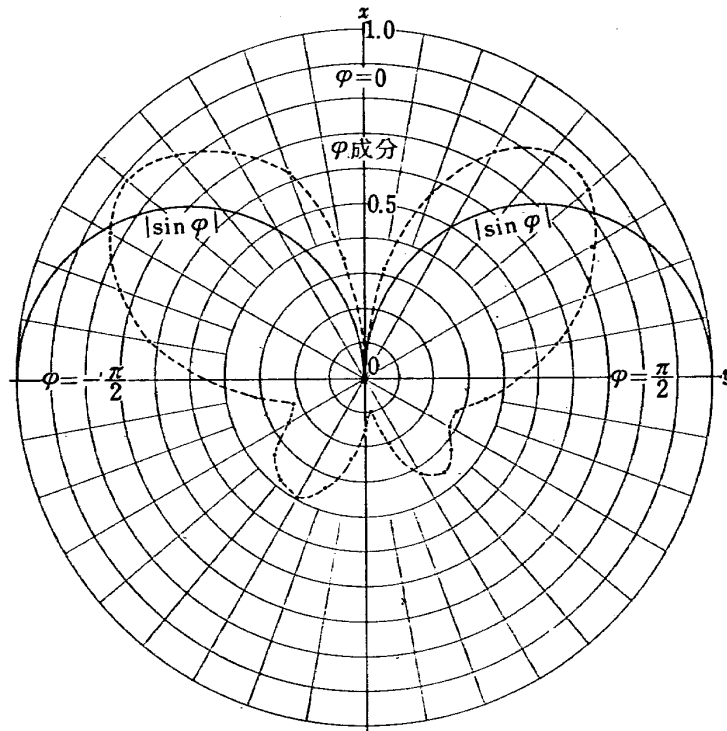


図 3.10 a  $M_{02}$  型の電界強度指向性 ( $\theta = \frac{\pi}{2}$  の  $xy$  平面)

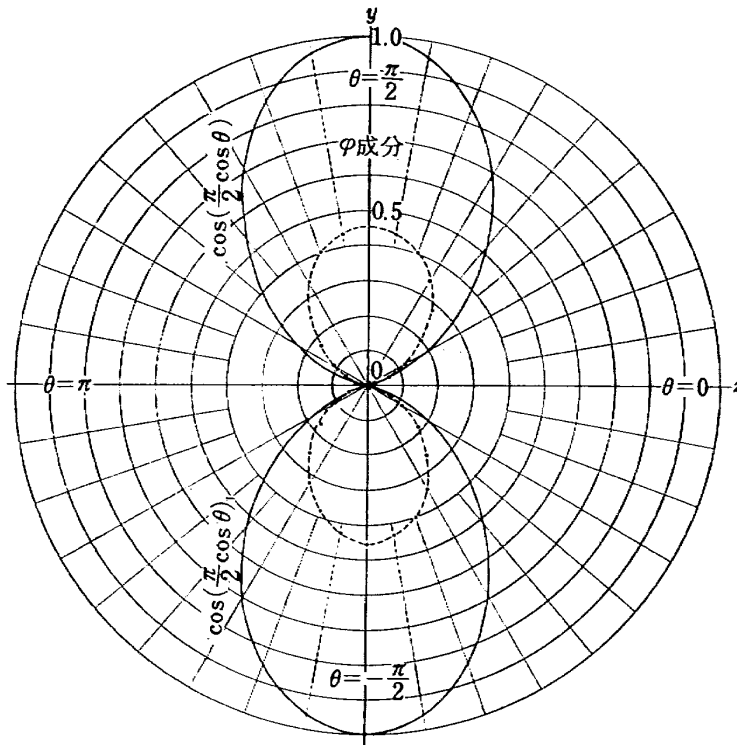


図 3.10 b  $M_{02}$  型の電界強度指向性 ( $\varphi = \frac{\pi}{2}$  の  $yz$  平面)

$\frac{\pi}{2} \cos \theta = h$  と置くと

$$\int_0^{\pi/2} \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right) \sin \theta d\theta$$

$$= \int_{\pi/2}^0 \cos^2 h \cdot \left(-\frac{2}{\pi} dh\right) = \frac{1}{2}$$

$$\therefore P_r \doteq \frac{\pi(60 kbI)^2}{Z_0} = 30(kbI)^2 \quad (3.29)$$

### 3.4.1 $F_{12}$ 型および $F_{21}$ 型の放射電界

この二つのアンテナの放射電界は同じである。ダイポール部分を  $x$  軸に一致させて座標のとり方を  $F_{01}$  型の場合と同様にとると

$$E_\theta \doteq 30 kbI \cos \varphi \frac{e^{-jkr}}{r} e^{j\frac{3}{2}\pi \cos \theta} \quad (3.30)$$

$$E_\varphi \doteq 30 kbI \sin \varphi \frac{e^{-jkr}}{r} e^{j\frac{\pi}{2}} \quad (3.31)$$

となる。 $E_\theta$  と  $E_\varphi$  の位相差の点を除けば、このアンテナの指向性は  $F_{01}$  型と同じになる。

### 3.4.2 $F_{12}$ 型および $F_{21}$ 型の放射電力

これらのアンテナの電界の実効値は (3.19) 式からわかるように  $F_{01}$  型と同じになる。したがって放射電力もまた同じになる。

## 4. 放射効率

伝送線路型アンテナは  $b \ll \lambda$  のために特に損失が問

題になる。損失には導体の抵抗によるもののほかに、実際問題としてはアンテナ素子をささえる誘電体による損失、コネクタ、半田付、接触抵抗等による損失が考えられる。ここでは表皮効果の著しい場合のアンテナ素子に生ずる損失と平面導体に生ずる損失とを考える。

### 4.1 アンテナ素子の損失

図 4.1 のような半径  $a$  の断面を持つ細長い導体の単位長当りの高周波抵抗  $Re$  は表皮効果の影響が大きときには良く知られているように近似的に次式で表わせる。

$$Re \doteq \frac{1}{2\pi a} \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} \quad [\Omega/m] \quad (4.1)$$

したがって  $T_{11}$  型のアンテナ素子による損失  $Pe$  は、素子表面の電流が円周方向に対して一様に分布していると仮定すると (4.1) 式を用いて近似的に次のようになる。

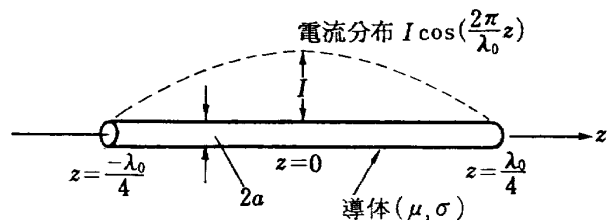


図 4.1  $T_{11}$  型アンテナ素子

$$P_e \doteq \int_{-\lambda_0/4}^{\lambda_0/4} \left\{ I \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} z\right) \right\}^2 R_e dz$$

$$= \frac{\lambda_0 R_e I^2}{4} \quad (4.2)$$

4.2 無限平面導体の損失

図 4.2 に示すような真空と導体とが  $yz$  平面で境されている場合を考える。真空中の磁界は大きさ  $H_0 e^{j\omega t}$  の  $y$  方向成分のみを持ち、かつ  $y, z$  方向には一様とする。この場合の導体中を流れる電流は  $z$  方向の成分のみとなり、この電流密度を  $J_z$  とすれば

$$J_z = \sqrt{\omega\sigma\mu} H_0 e^{\sqrt{\omega\sigma\mu/2} x}$$

$$\times e^{j(\omega t + \sqrt{\omega\sigma\mu/2} x + \pi/4)} \quad [\text{A/m}^2] \quad (4.3)$$

となる<sup>6)</sup>。

これを使って  $dx, dy, dz$  を各辺とする直方体の内部で消費する電力を  $x=0$  から  $-\infty$  の範囲にわたって積分し、この値を  $P_t$  とすれば

$$P_t = \int_{-\infty}^0 (\sqrt{\omega\sigma\mu} H_0 e^{\sqrt{\omega\sigma\mu/2} x} dx dy)^2 \frac{dz}{\sigma dx dy}$$

$$= \omega\mu H_0^2 dy dz \int_0^{\infty} e^{-\sqrt{2\omega\sigma\mu} x} dx$$

$$= \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} H_0^2 dy dz \quad (4.4)$$

次に  $T_{11}$  型の無限平面導体の損失を求める。図 4.3 に示す半波長アンテナの磁界の強さは  $\varphi$  成分のみとなり、これを  $H_\varphi$  とすれば

$$H_\varphi = \frac{jI}{4\pi d} (e^{-jkr_1} + e^{-jkr_2}) \quad (4.5)$$

となる<sup>7)</sup>。

$T_{11}$  型の座標を図 4.4 のようにとり、無限平面 ( $y$

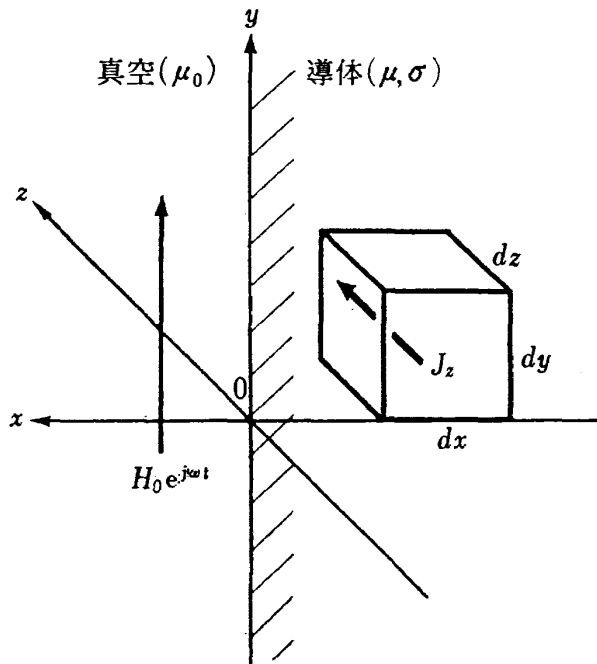


図 4.2 平面導体中の消費電力

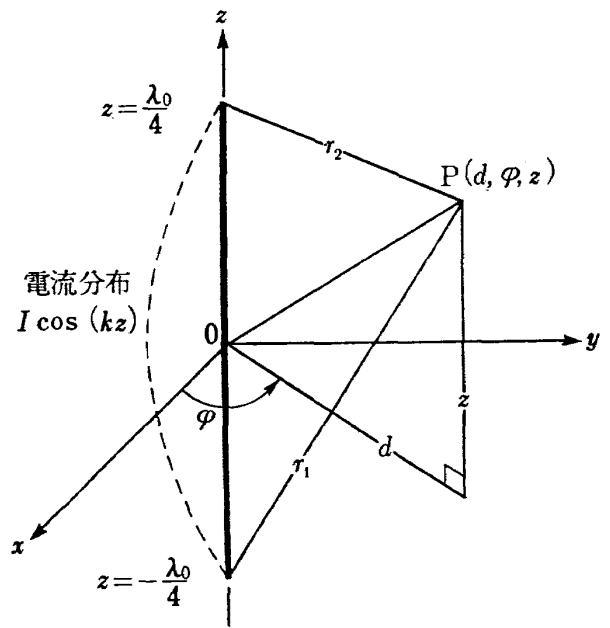


図 4.3 半波長アンテナ

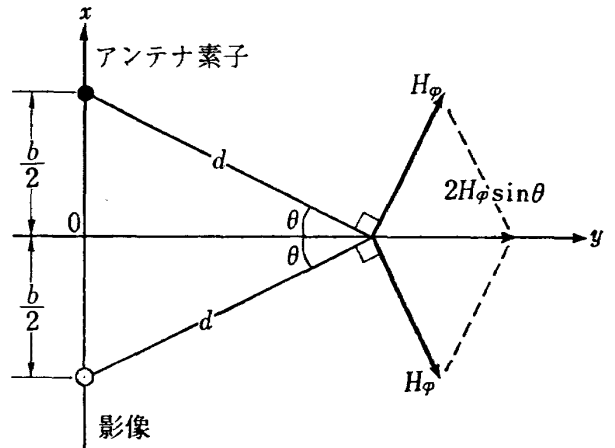


図 4.4  $T_{11}$  型の平面上の磁界の強さ

$z$  平面) 導体上の磁界の強さ  $H_y$  を求めるには、近似的に平面導体を完全導体とみなしたときの影像を用いればよい。(4.5) 式を用いると

$$H_y \doteq 2 H_\varphi \sin \theta$$

$$= \frac{jI \sin \theta}{2\pi d} (e^{-jkr_1} + e^{-jkr_2}) \quad (4.6)$$

ここに  $\sin \theta = b/2d$

$$d = \sqrt{y^2 + (b/2)^2}$$

$$r_1 = \sqrt{d^2 + \{z + (\lambda_0/4)\}^2}$$

$$r_2 = \sqrt{d^2 + \{z - (\lambda_0/4)\}^2}$$

すなわち平面上の磁界の強さは  $y$  軸方向の成分だけとなる。この磁界を (4.4) 式の  $H_0$  の代わりに代入し、 $yz$  平面全体にわたって積分したものを近似的に平面導体部分で失われる電力損失  $P_p$  とすれば



$$P_p \doteq \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |H_y|^2 dy dz$$

$$= \frac{b^2 I^2}{2\pi^2} \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{1 + \cos\{k(r_1 - r_2)\}}{d^4} dy dz \quad (4.7)$$

$b/\lambda_0$  が 0.07 以下では近似的に

$$P_p \doteq \frac{\lambda_0}{4\pi b} \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} I^2$$

となり

$$R_p = \frac{1}{\pi b} \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} \quad [\Omega/m] \quad (4.8)$$

とすれば

$$P_p \doteq \frac{\lambda_0 R_p I^2}{4} \quad (4.9)$$

となって (4.2) 式と同じ形になる。

### 4.3 各アンテナ型式の放射効率

以上 4.1, 4.2 において放射素子および平板の損失を求めた。以下の計算においてはダイポール部分の損失は上記損失に比べて小さいと思われるのでこれを無視する。

次に 4.1, 4.2 で求めた損失を用いて各タイプのアンテナの放射効率  $\eta$  を求める。損失を  $P_l$  とすれば一般に

$$\eta = \frac{P_r}{P_r + P_l} \quad (4.10)$$

で与えられる。

$T_{11}$  型の場合には

$$P_l = P_e(\text{素子の損失}) + P_p(\text{板の損失})$$

であるから

$$\eta = \frac{P_r}{P_r + P_e + P_p} \quad (4.11)$$

アンテナ素子導体の透磁率, 導電率をそれぞれ  $\mu_1, \sigma_1$ , 無限平面導体のものをそれぞれ  $\mu_2, \sigma_2$  とすれば(3.8), (4.2), (4.9), (4.11) 式より

$$\eta \doteq \frac{30 k^2 b^2}{30 k^2 b^2 + \frac{\lambda_0}{8\pi} \sqrt{\frac{\omega}{2}} \left( \frac{1}{a} \sqrt{\frac{\mu_1}{\sigma_1}} + \frac{2}{b} \sqrt{\frac{\mu_2}{\sigma_2}} \right)} \quad (4.12)$$

$\mu_1 = \mu_2 = \mu, \sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$  のとき, すなわち素子と平板とが同一材質のときには

$$\eta \doteq \frac{30 k^2 b^2}{30 k^2 b^2 + \frac{\lambda_0}{8\pi} \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} \left( \frac{1}{a} + \frac{2}{b} \right)} \quad (4.13)$$

となるから無限平面導体の損失は  $a \ll b$  ゆえにアンテナ素子の損失に比べて無視できることになり,  $\eta$  は放射電力と素子の損失で定まる。

$F_{01}$  型の損失は近似的に  $T_{11}$  型のものの半分すなわち

表 4.1 各アンテナ型式による放射効率の計算値

アンテナ型式	アンテナの材質 $b/2$ (mm)	素子		平面		素子		平面	
		銅	鉄	銅	鉄	銅	鉄	銅	鉄
$F_{01}$	12	0.849	0.649	0.163	0.154				
	24	0.959	0.919	0.439	0.431				
	36	0.982	0.969	0.638	0.633				
$T_{11}$ $M_{02}$	12	0.738	0.480	0.089	0.084				
	24	0.921	0.850	0.281	0.275				
	36	0.964	0.940	0.469	0.463				
$F_{12}$ $F_{21}$	12	0.653	0.381	0.061	0.057				
	24	0.887	0.791	0.207	0.202				
	36	0.947	0.912	0.370	0.365				

$$P_l \doteq \frac{P_e + P_p}{2}$$

とみなせるので

$$\eta \doteq \frac{P_r}{P_r + (P_e + P_p)/2}$$

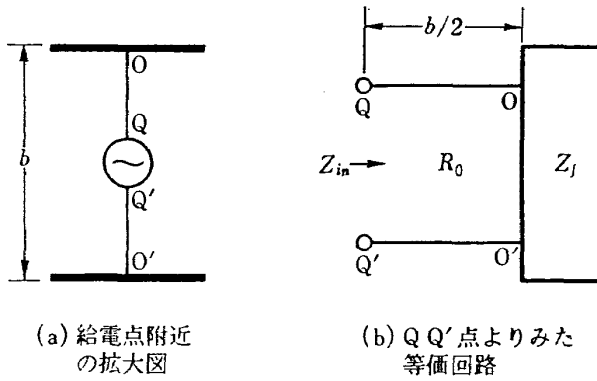
$$\doteq \frac{30 k^2 b^2}{30 k^2 b^2 + \frac{\lambda_0}{16\pi} \sqrt{\frac{\omega}{2}} \left( \frac{1}{a} \sqrt{\frac{\mu_1}{\sigma_1}} + \frac{2}{b} \sqrt{\frac{\mu_2}{\sigma_2}} \right)} \quad (4.14)$$

$M_{02}$  型の損失は近似的に  $T_{11}$  型と同じとみなせるので, 放射効率も同一となる。 $F_{12}$  型および  $F_{21}$  型の損失は近似的に  $F_{01}$  型のものの3倍と考えられる。

次に材質として銅および鉄を用いた場合の  $\eta$  の計算値を表 4.1 に, またこれをインピーダンスの変化として表わしたものの計算値と実験値の一例を図 5.3, 5.4 に示す (インピーダンスについては5章参照)。図 5.4c,  $b/2=24$  mm の場合は, 平板材質の変化は VSWR の変化に大きな影響を与えないが, 素子材質の変化は非常に大きな影響を与えている。 $b/2$  が 12 mm になった図 5.3b では平板材質の変化が与える影響は前者の場合に比べて大きくなっている。(4.12) 式および表 4.1 が示す  $\eta$  の入力インピーダンスに及ぼす影響は, これらの実測値の傾向とほぼ一致している。

## 5. 入力インピーダンス

給電点付近の拡大図を図 5.1 (a) のように表わすと, 今までは入力インピーダンスを O, O' 点から見たものとして扱ってきた。しかし実際に測定できる入力インピーダンスは Q, Q' 点から見たインピーダンスの



(a) 給電点附近の拡大図

(b) Q, Q' 点よりみた等価回路

図 5.1 給電点より見た入力インピーダンス

1/2 である。O, O' 点および Q, Q' 点から見た入力インピーダンスをそれぞれ  $Z_f$ ,  $Z_{in}$  とする。  $Z_f$  は (2.15) 式のとおりである。  $b/2$  が波長に比べて非常に小さいときには  $Z_{in}$  は  $Z_f$  で近似できるが、  $b/2$  が大きくなってくるとこの部分による影響が無視できなくなってくる。そこでここでは  $Z_{in}$  を図 5.1 (b) のような等価回路で近似した。すなわち一端に  $Z_f$  が負荷された長さ  $b/2$ , 特性インピーダンス  $R_0$  を持つ無損失平行 2 線路の他端のインピーダンスである。この回路を用いると

$$Z_{in} = R_0 \frac{Z_f + jR_0 \tan(kb/2)}{R_0 + jZ_f \tan(kb/2)} \quad (5.1)$$

$Z_{in}$  を  $R_0$  で正規化したものを  $Z'_{in}$  とし、電圧反射係数を  $\Gamma$ , 電圧定在波比を VSWR とすれば

$$Z'_{in} = \frac{Z_{in}}{R_0} \quad (5.2)$$

$$\Gamma = \frac{Z'_{in} - 1}{Z'_{in} + 1} \quad (5.3)$$

$$\text{VSWR} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (5.4)$$

各アンテナ型式の  $Z_{in}$ , VSWR を求めるには (5.1) ~ (5.4) 式を用いればよいのであるが、それには  $Z_f$  すなわち  $R_L, R_C, X_L, X_C, \Delta l_1, \Delta l_2$  を求める必要がある。(2.3) ~ (2.10) 式を用いて

$$\Delta l_1 = \frac{\lambda_0}{2\pi} \tan^{-1} \left( \frac{X_{L0}}{Z_w} \right) \quad (5.5)$$

$$\Delta l_2 = \frac{\lambda_0}{2\pi} \tan^{-1} \left( \frac{X_{C0}}{Z_w} \right) \quad (5.6)$$

アンテナ型式による  $R_L, R_C, X_L, X_C$  の値は次のとおりである。ここで

$$x = \frac{f - f_0}{f_0} = \frac{\Delta f}{f_0} \quad (5.7)$$

と置く。(2.13) 式で損失  $Pl$  を考慮に入れると

$$R_L + R_C \doteq 30(kb)^2 + (P_l/P^2)$$

$P_l$  に前章で求めた値を入れると、これと (2.14) 式

とから  $R_L, R_C$  を求めることができる。

(1) T<sub>11</sub> 型の場合

$$R_L = R_C \doteq \frac{1}{2} \left\{ 30k^2b^2 + \frac{\lambda_0}{8\pi} \sqrt{\frac{\omega}{2}} \left( \frac{1}{a} \sqrt{\frac{\mu_1}{\sigma_1}} + \frac{2}{b} \sqrt{\frac{\mu_2}{\sigma_2}} \right) \right\} \quad (5.8)$$

(2.7), (2.8) 式より

$$\begin{aligned} X_L &= -Z_w \cot \left\{ \frac{2\pi}{\lambda_0} (1+x) \right\} \left( \frac{\lambda_0}{4} + \Delta l_1 \right) \\ &= Z_w \tan \left\{ \frac{2\pi \Delta l_1}{\lambda_0} (1+x) + \frac{\pi}{2} x \right\} \end{aligned} \quad (5.9)$$

$$\begin{aligned} X_C &= Z_w \cot \left\{ \frac{2\pi}{\lambda_0} (1+x) \right\} \left( \frac{\lambda_0}{4} - \Delta l_2 \right) \\ &= Z_w \tan \left\{ \frac{2\pi \Delta l_2}{\lambda_0} (1+x) - \frac{\pi}{2} x \right\} \end{aligned} \quad (5.10)$$

$R_L = R_C$  であるから  $X_{L0} = X_{C0}$  となり  $\Delta l_1 = \Delta l_2$  となる。

(2) F<sub>01</sub> 型の場合

$$R_L = 0 \quad (5.11)$$

$$R_C \doteq 30k^2b^2 + \frac{\lambda_0}{16\pi} \sqrt{\frac{\omega}{2}} \left( \frac{1}{a} \sqrt{\frac{\mu_1}{\sigma_1}} + \frac{2}{b} \sqrt{\frac{\mu_2}{\sigma_2}} \right) \quad (5.12)$$

$$X_L = Z_w \tan \left\{ \frac{2\pi \Delta l_1}{\lambda_0} (1+x) \right\} \quad (5.13)$$

$$X_C = Z_w \tan \left\{ \frac{2\pi \Delta l_2}{\lambda_0} (1+x) - \frac{\pi}{2} x \right\} \quad (5.14)$$

(3) M<sub>02</sub> 型の場合

$R_L, X_L$  は F<sub>01</sub> 型の式と同じである。

$$R_C \doteq 30k^2b^2 + \frac{\lambda_0}{8\pi} \sqrt{\frac{\omega}{2}} \left( \frac{1}{a} \sqrt{\frac{\mu_1}{\sigma_1}} + \frac{2}{b} \sqrt{\frac{\mu_2}{\sigma_2}} \right) \quad (5.15)$$

$$X_C = Z_w \tan \left\{ \frac{2\pi \Delta l_2}{\lambda_0} (1+x) - \pi x \right\} \quad (5.16)$$

(4) F<sub>12</sub> 型の場合

$$R_L \doteq 10k^2b^2 + \frac{\lambda_0}{16\pi} \sqrt{\frac{\omega}{2}} \left( \frac{1}{a} \sqrt{\frac{\mu_1}{\sigma_1}} + \frac{2}{b} \sqrt{\frac{\mu_2}{\sigma_2}} \right) \quad (5.17)$$

$$R_C \doteq 20k^2b^2 + \frac{\lambda_0}{8\pi} \sqrt{\frac{\omega}{2}} \left( \frac{1}{a} \sqrt{\frac{\mu_1}{\sigma_1}} + \frac{2}{b} \sqrt{\frac{\mu_2}{\sigma_2}} \right) \quad (5.18)$$

$$X_L = Z_w \tan \left\{ \frac{2\pi \Delta l_1}{\lambda_0} (1+x) + \frac{\pi}{2} x \right\} \quad (5.19)$$

$$X_C = Z_w \tan \left\{ \frac{2\pi \Delta l_2}{\lambda_0} (1+x) - \pi x \right\} \quad (5.20)$$

(5) F<sub>21</sub> 型の場合

$R_L, R_C$  はそれぞれ F<sub>12</sub> 型の  $R_C, R_L$  に等しい。

$$X_L = Z_w \tan \left\{ \frac{2\pi \Delta l_1}{\lambda_0} (1+x) + \pi x \right\} \quad (5.21)$$

$$X_C = Z_w \tan \left\{ \frac{2\pi \Delta l_2}{\lambda_0} (1+x) - \frac{\pi}{2} x \right\} \quad (5.22)$$

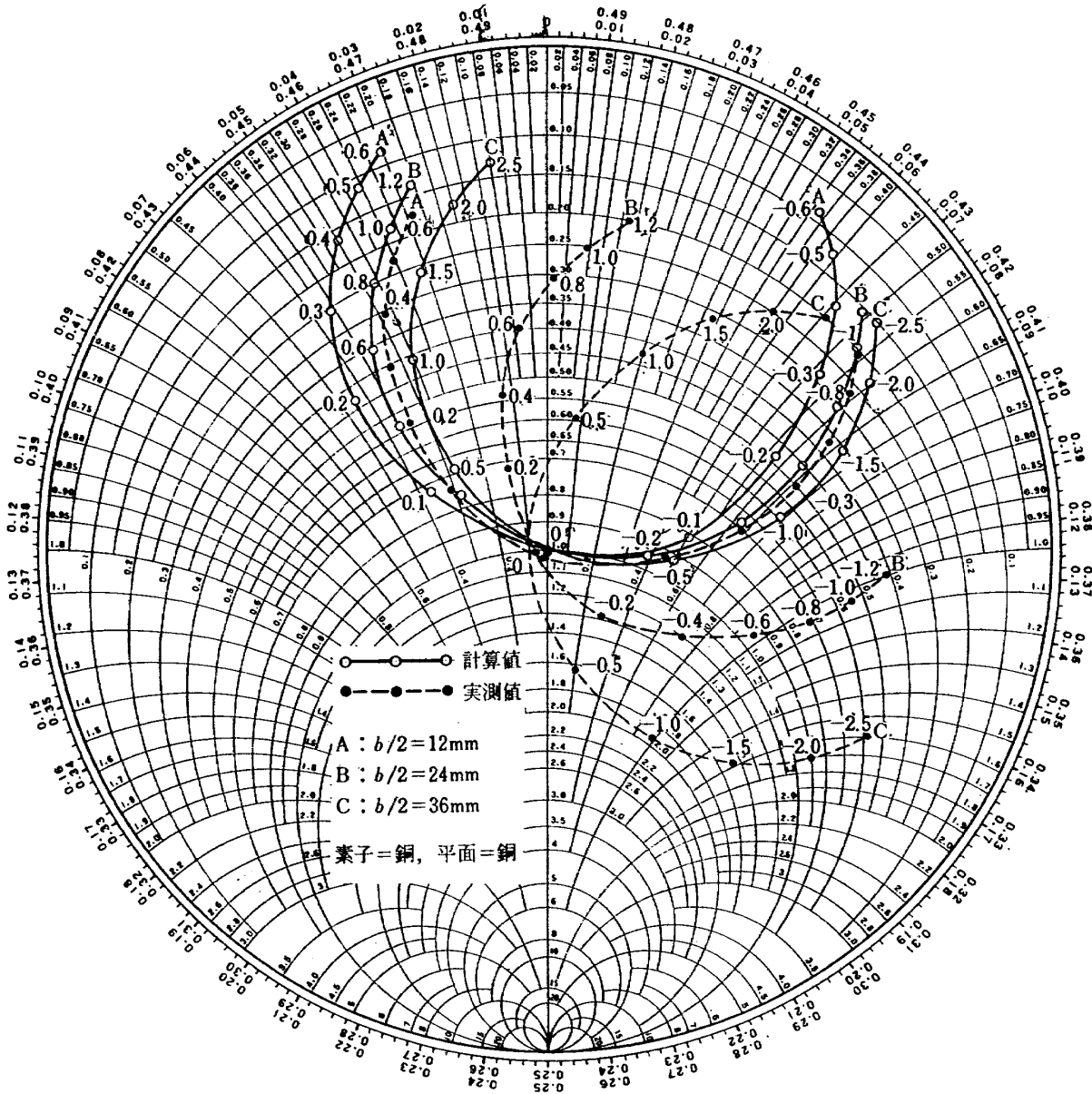


図 5.2a  $T_{11}$  型のインピーダンス特性

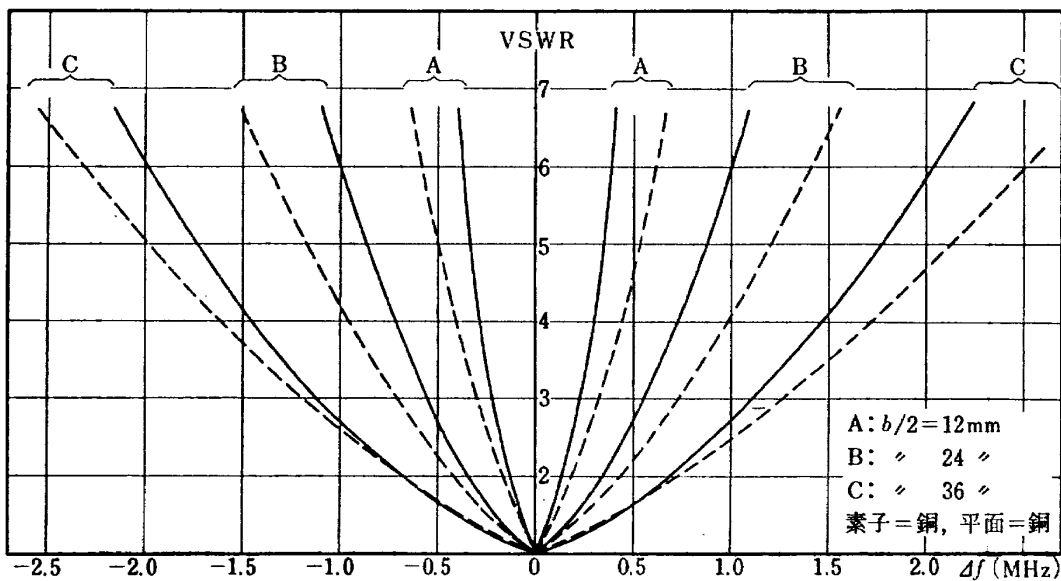


図 5.2b  $T_{11}$  型のインピーダンス特性 ( $b/2$  と VSWR の関係)

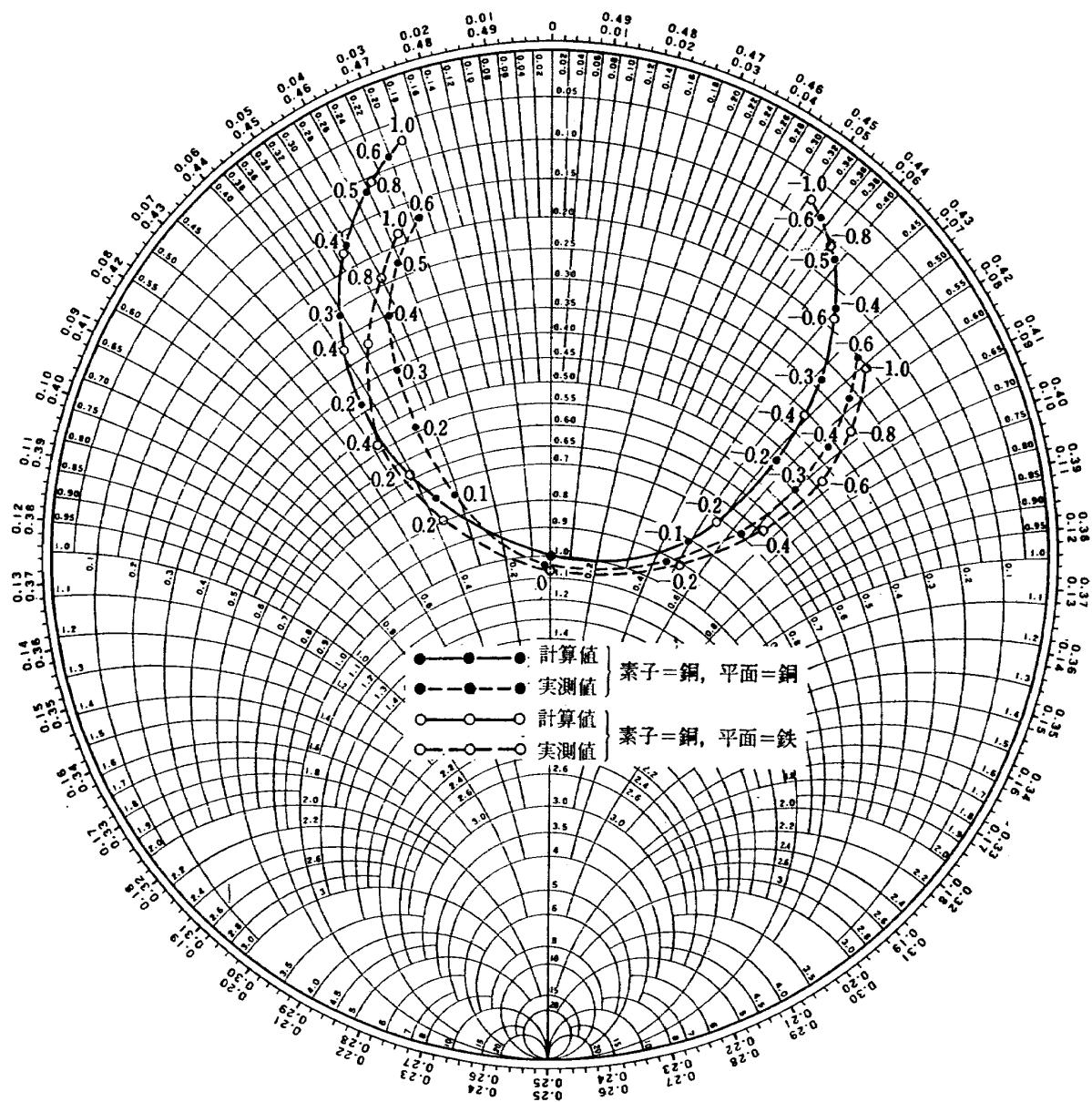


図 5.3a  $T_{11}$  型のインピーダンスの材質による変化 ( $b/2=12\text{ mm}$ )

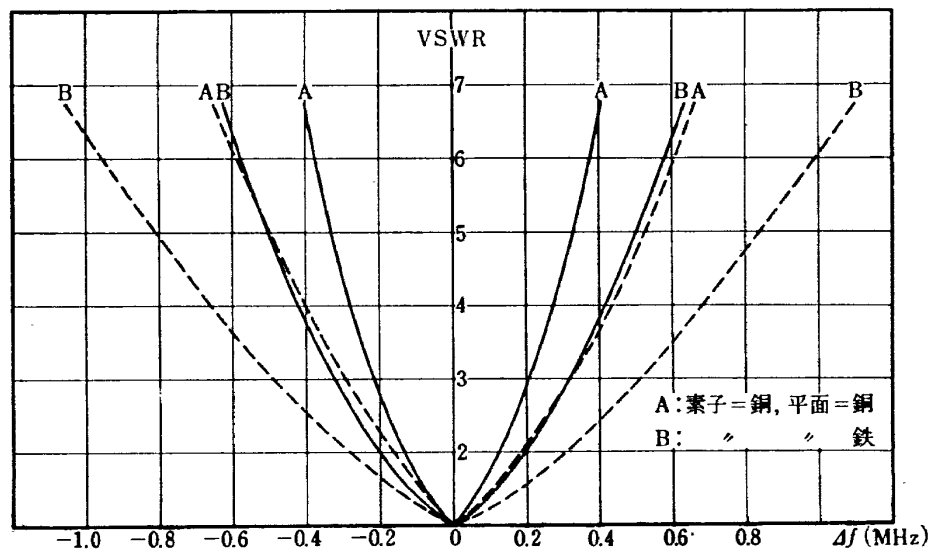


図 5.3b  $T_{11}$  型のインピーダンスの材質による変化 ( $b/2=12\text{ mm}$ )

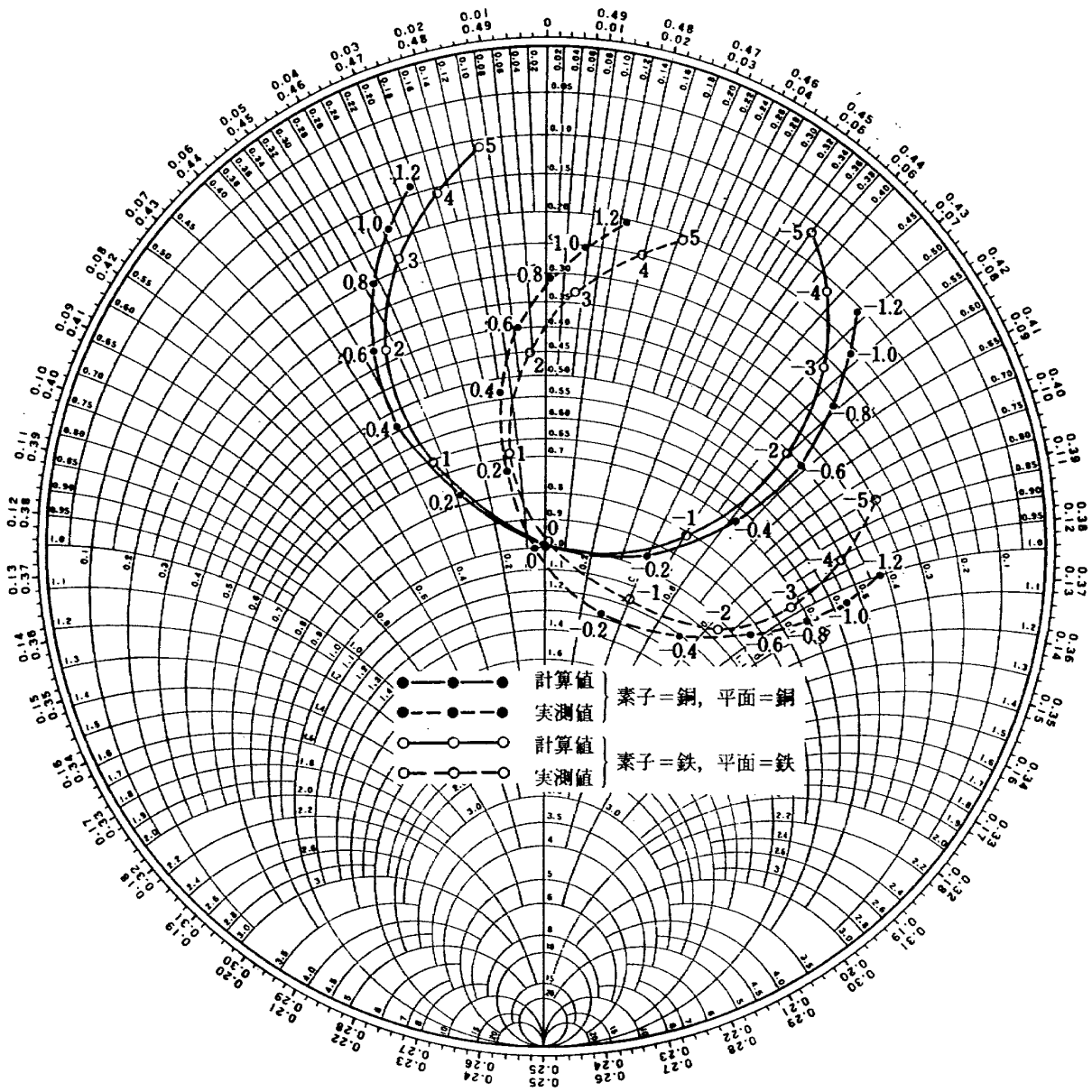


図 5.4a T<sub>11</sub> 型のインピーダンスの材質による変化 ( $b/2=24$  mm)

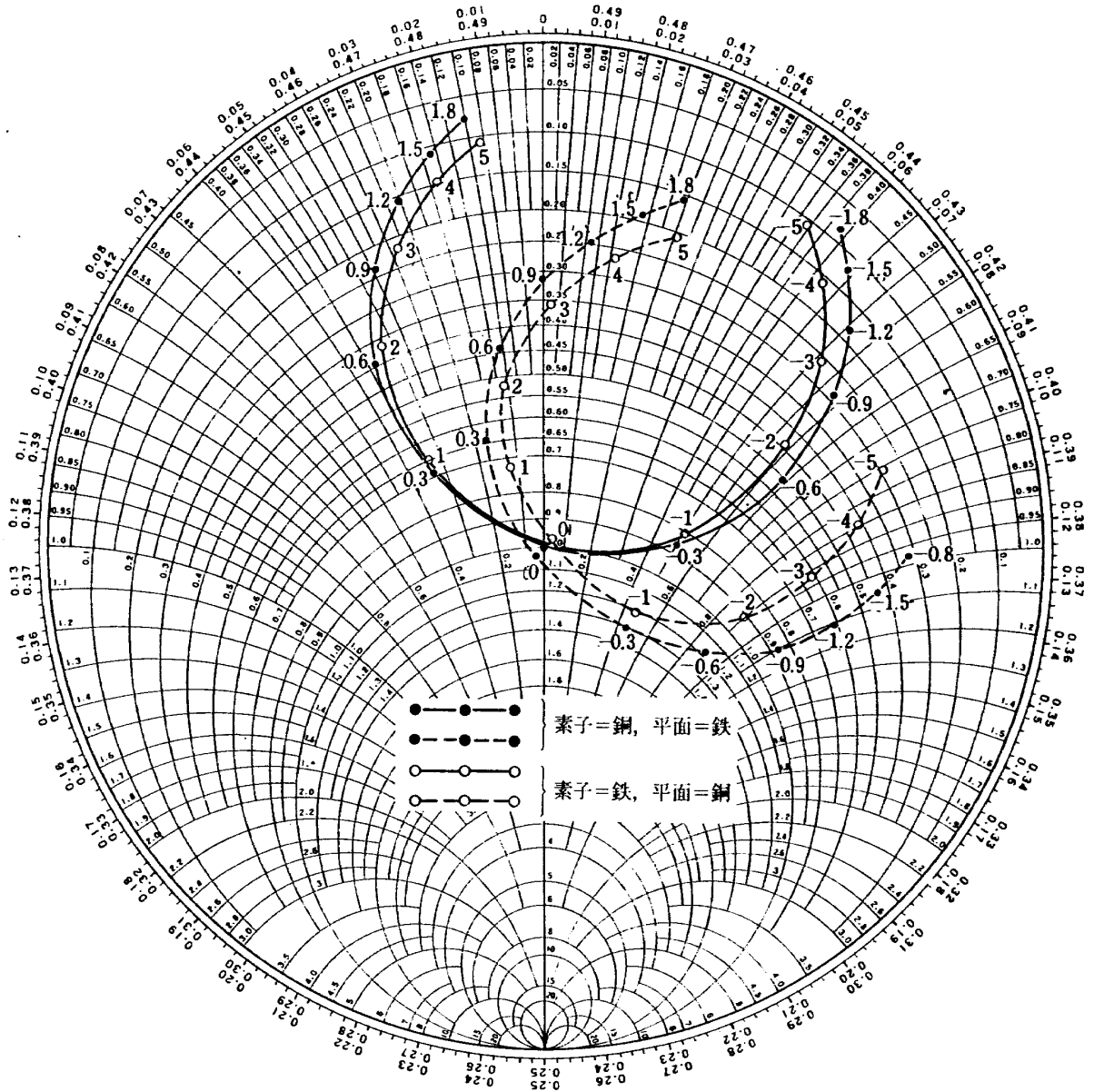


図 5.4b  $T_{11}$  型のインピーダンスの材質による変化 ( $b/2=24$  mm)

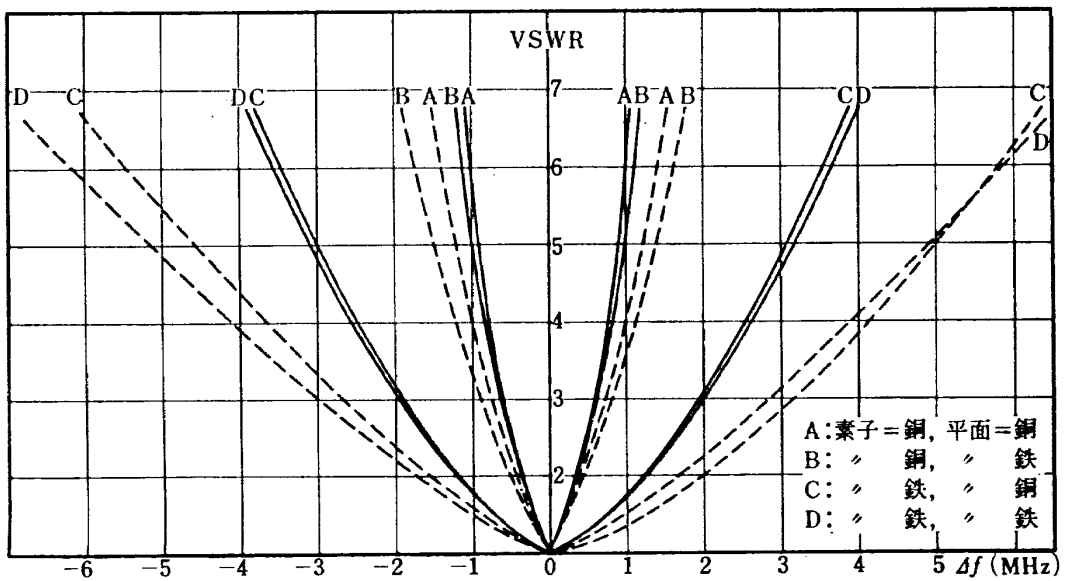


図 5.4c  $T_{11}$  型のインピーダンスの材質による変化 ( $b/2=24$  mm)

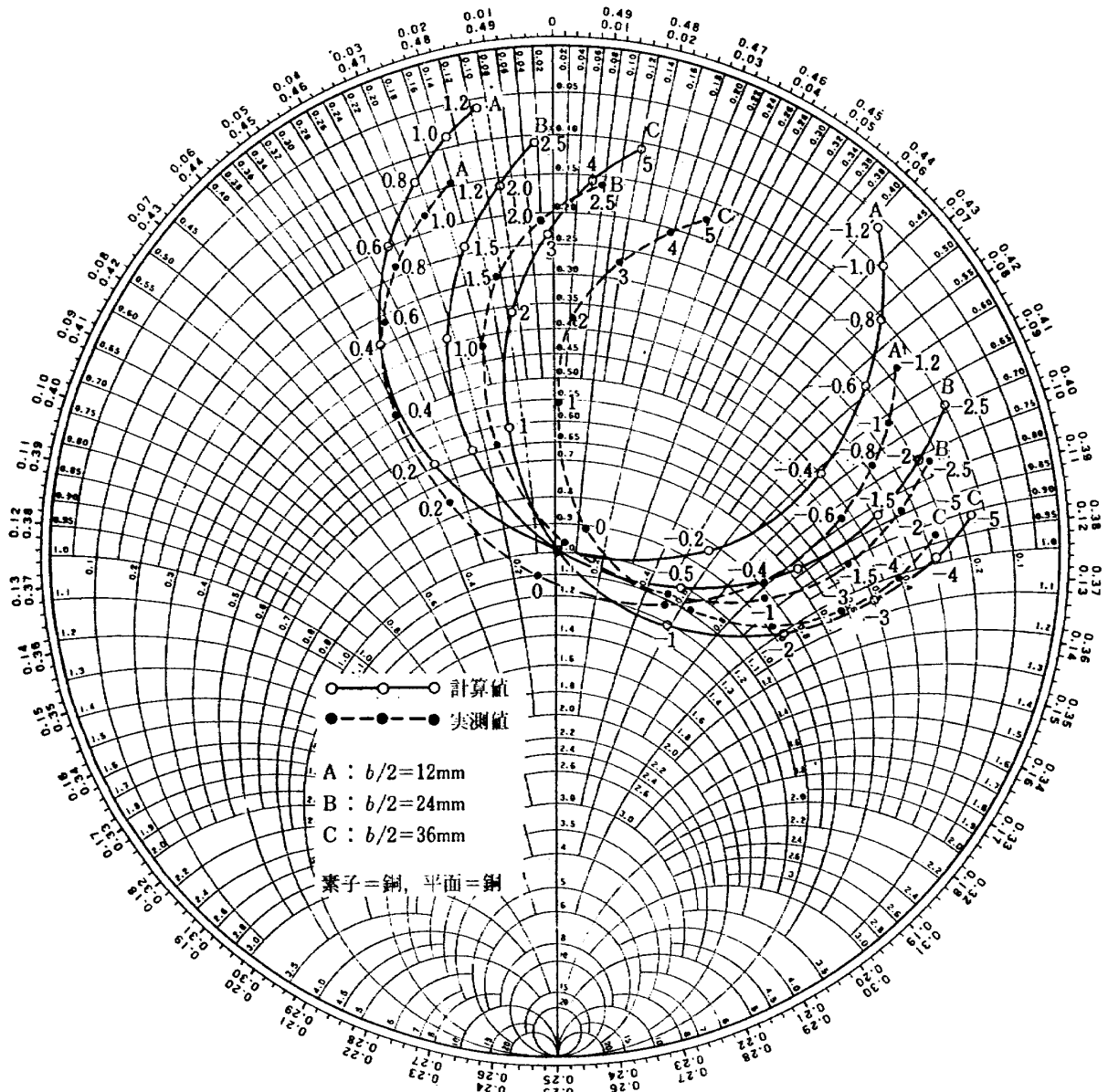


図 5.5 a  $F_{01}$  型のインピーダンス特性

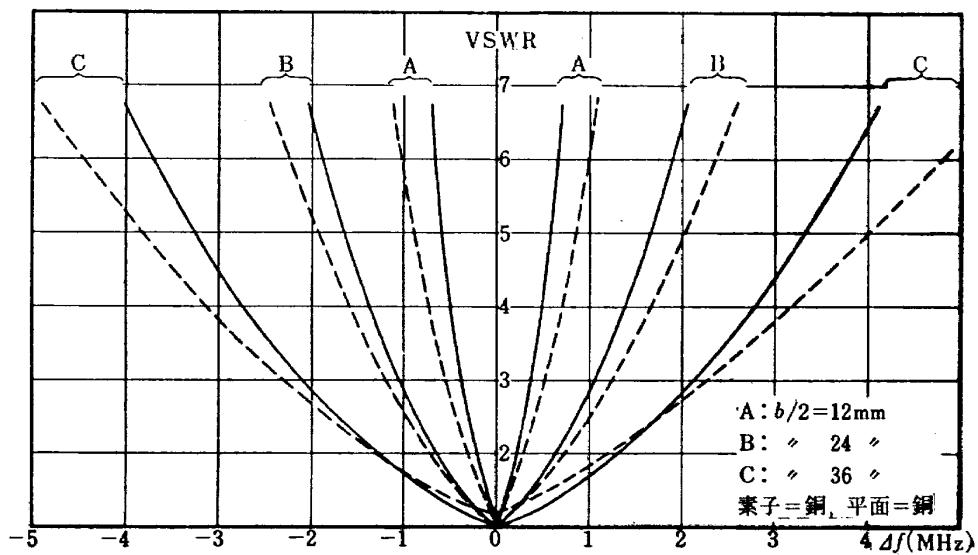


図 5.5 b  $F_{01}$  型のインピーダンス特性 ( $b/2$  と VSWR の関係)

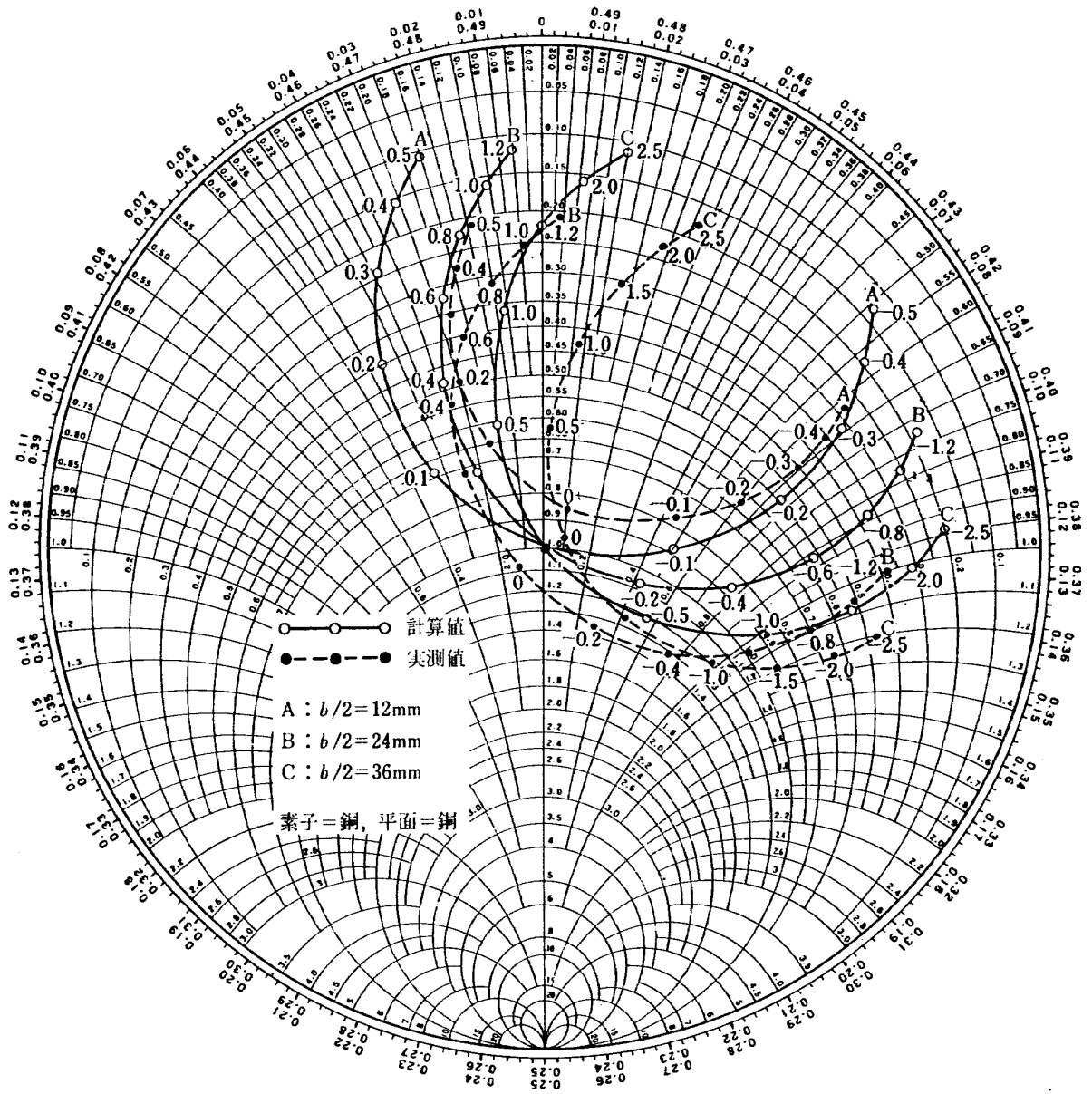


図 5.6a  $M_{02}$  型のインピーダンス特性

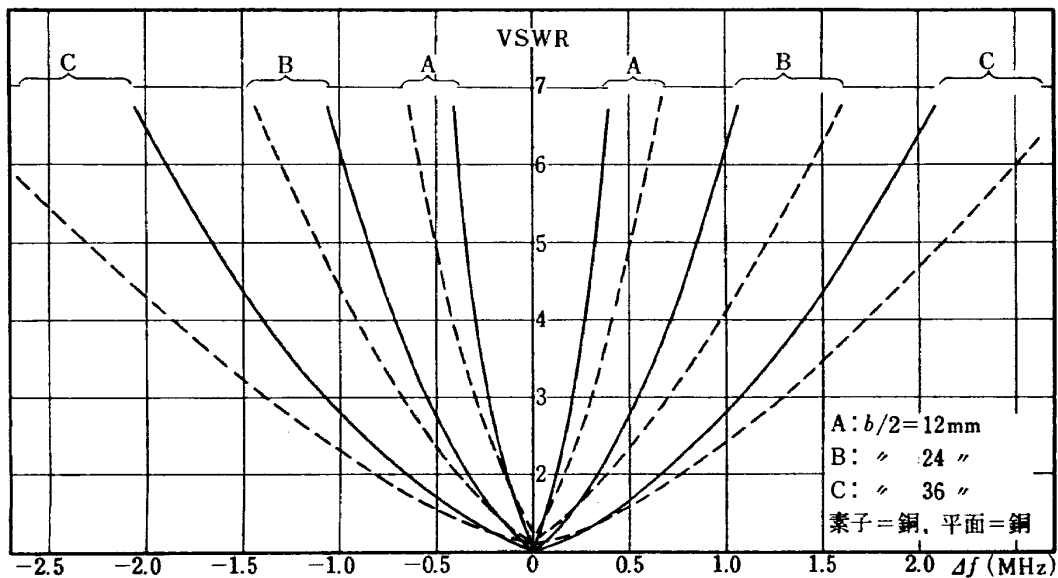


図 5.6b  $M_{02}$  型のインピーダンス特性 ( $b/2$  と VSWR の関係)



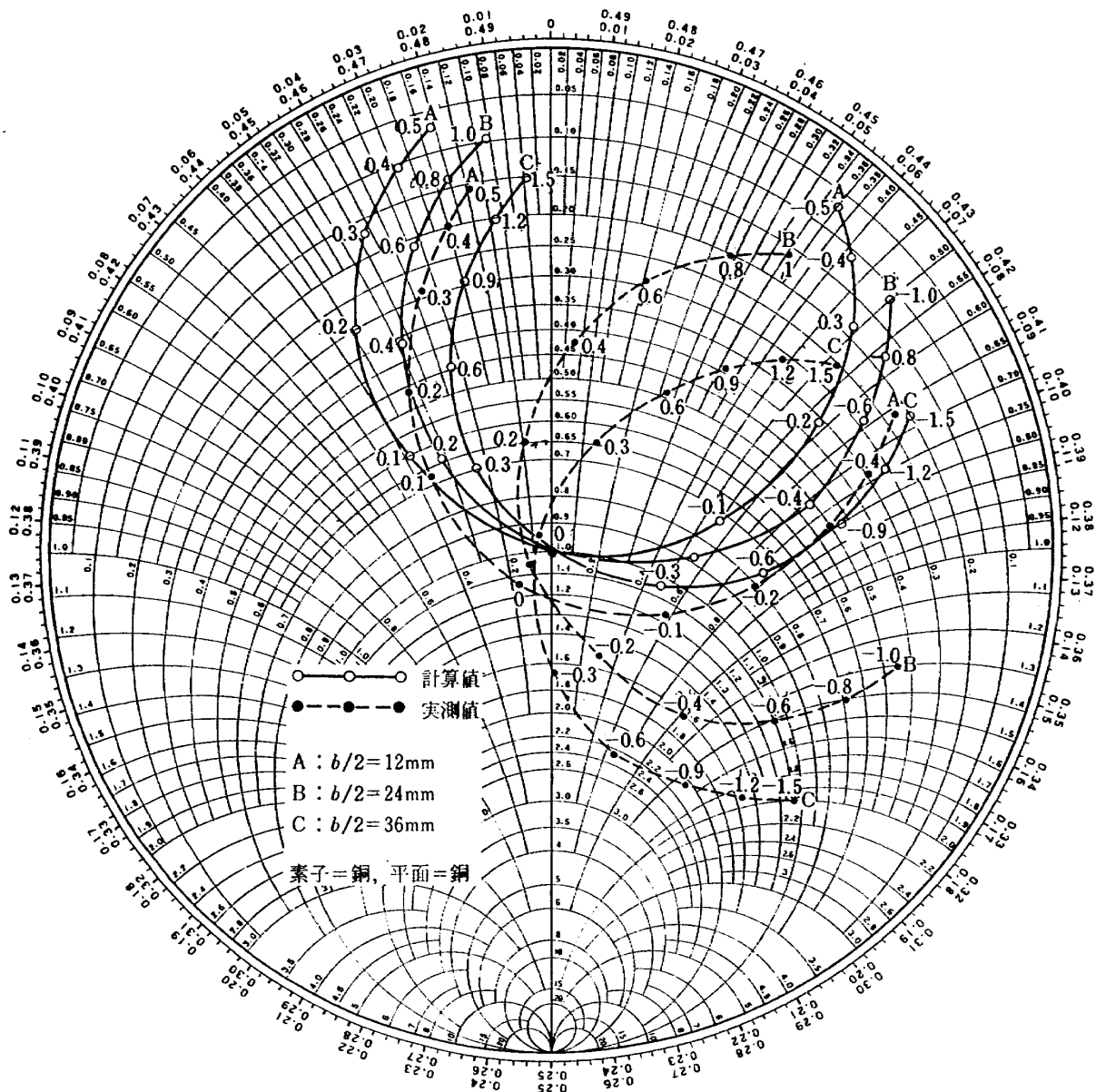


図 5.7a  $F_{12}$  型のインピーダンス特性

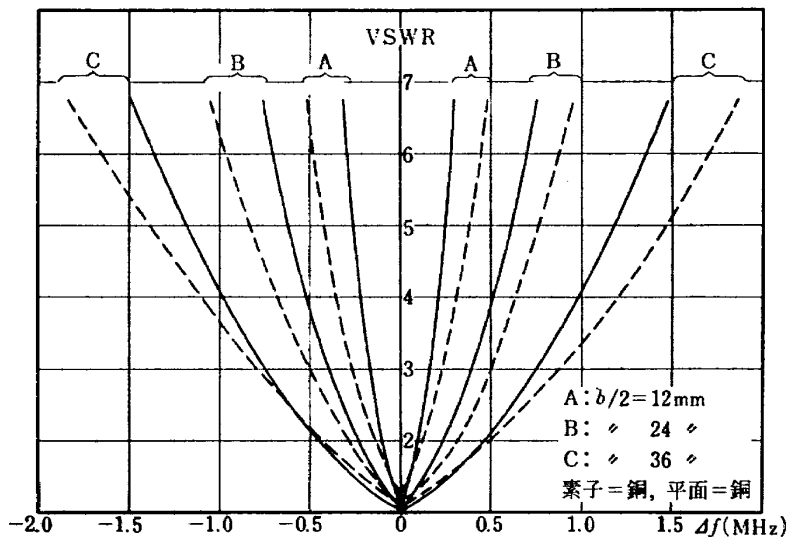


図 5.7b  $F_{12}$  型のインピーダンス特性 ( $b/2$  と VSWR の関係)

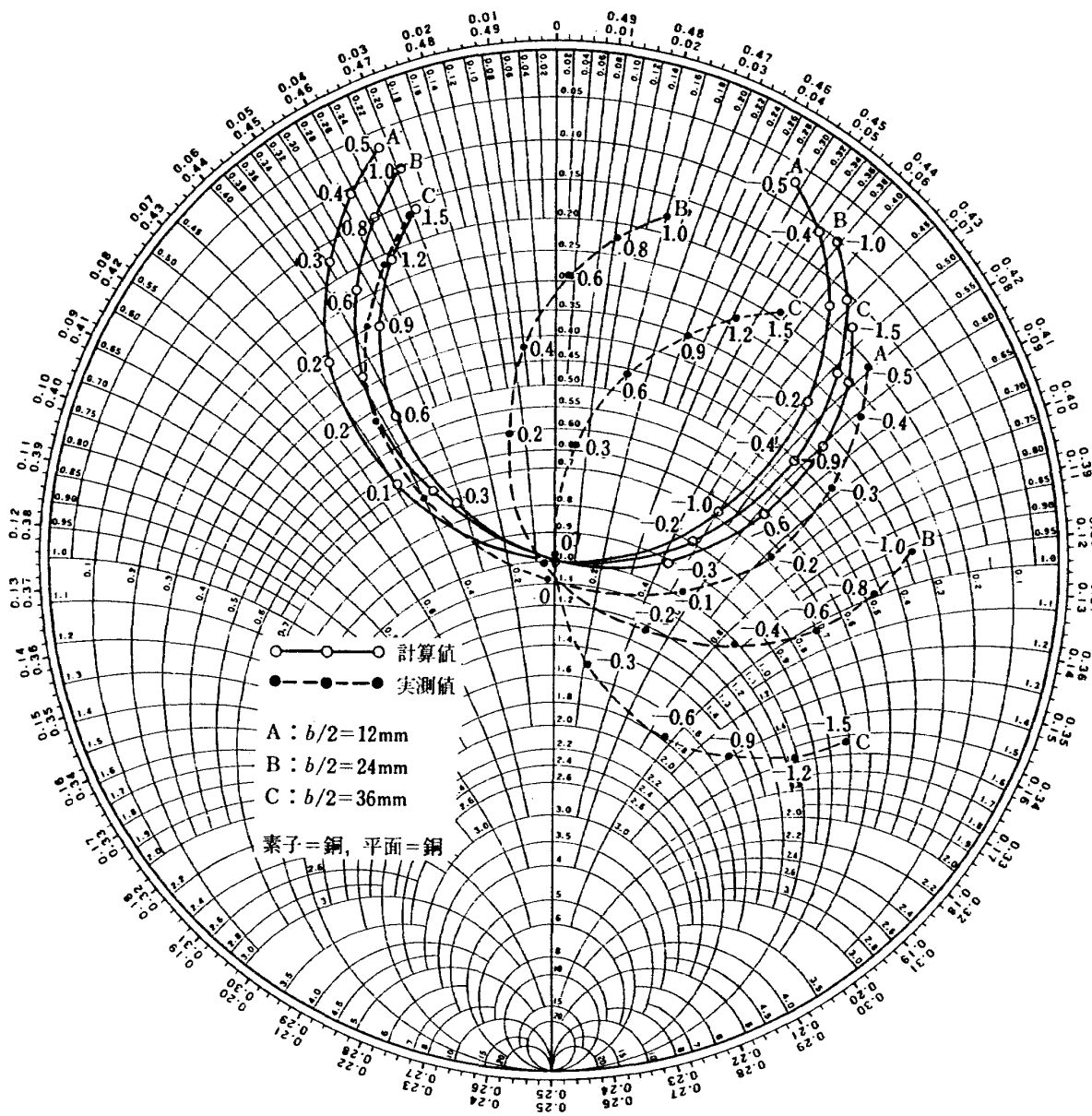


図 5.8a  $F_{21}$  型のインピーダンス特性

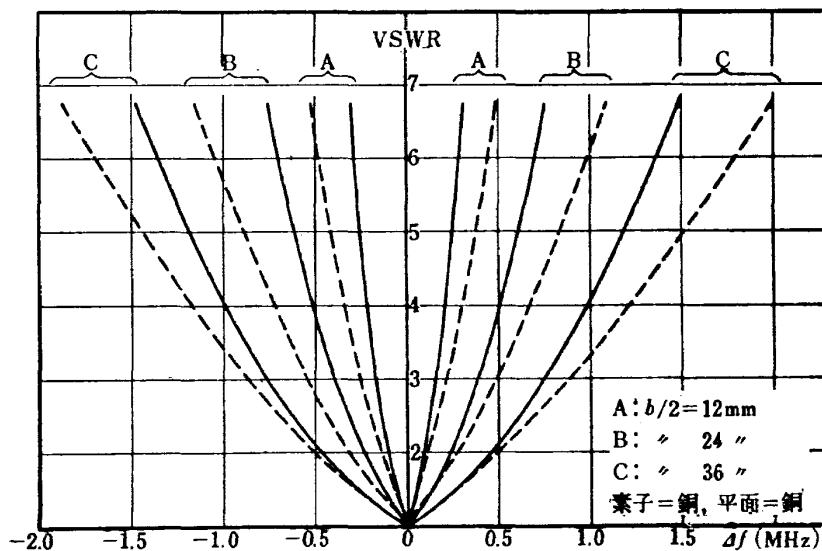


図 5.8b  $F_{21}$  型のインピーダンス特性 ( $b/2$  と VSWR の関係)

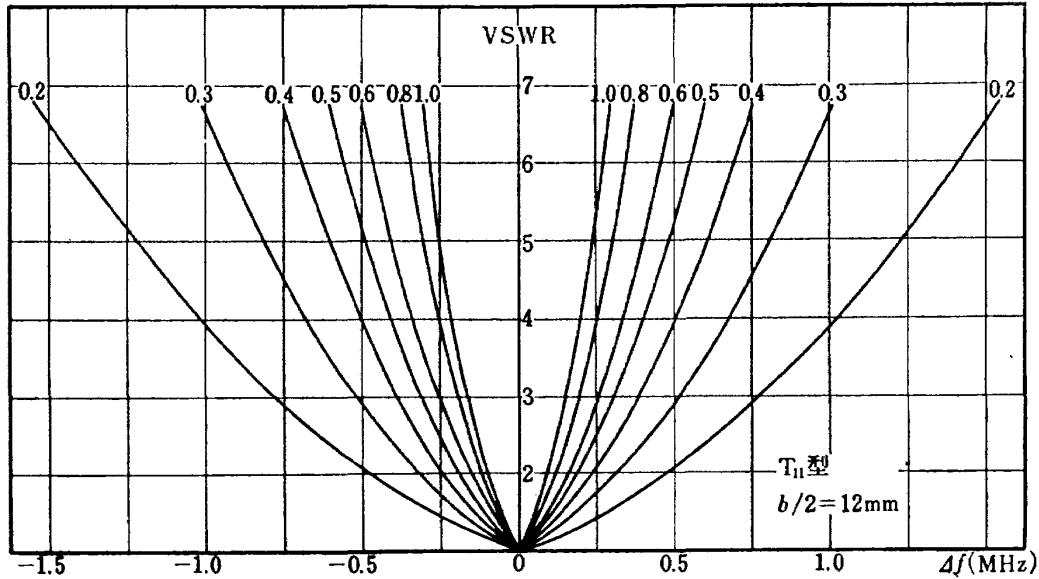


図 5.9 効率と周波数帯域の関係の一例

以上の結果から計算値を実測値と対比させて以下の図 5.2~5.8 に示す。これらの図でわかるように実測値と計算値とは必ずしも一致していないので、この原因を考えてみる。

実際に各種のアンテナを製作し実測して見ると、近似的にアンテナ素子の全長と  $b/2$  との和が  $\lambda_0/4$  の整数倍に近くなるのが現象としてわかっている。したがって  $b/2$  が大きいところではアンテナ素子の全長が  $\lambda_0/4$  の整数倍に近いという計算の場合の近似がだんだん成り立たなくなってくるのが一つのおもな原因と考えられる。またこの場合には平行 2 線路を用いた等価回路の考え方も不適当になってくる。

一方  $b/2$  が小さい場合で実測値が計算値からはずれるおもな原因は、放射電力が小さくなるので計算で求めた導体抵抗による損失以外の損失分が相対的に大きくなり、これによる影響が無視できなくなるからと思われる。

次に損失に関連して効率と周波数帯域幅の関係を考察してみる。 $b/2$  一定で効率を変化させた場合の周波数と VSWR との関係の一例を計算から求めたのが図 5.9 である。これからもわかるように  $b/2$  を一定にすると放射効率と帯域幅はだいたい反比例の関係にあることがわかる。この関係は実測値にもだいたいあてはまる。

## 6. むすび

伝送線路型アンテナについての以上の解析から次のような結果が得られた。

まず整合機構を明らかにした。すなわち、給電線に

対して直接アンテナが整合する条件を考察し、それにしたがって各形式のアンテナの寸法に関する規制を求め、 $T_{11}$ ,  $F_{01}$ ,  $F_{12}$ ,  $F_{21}$ ,  $M_{02}$  等のアンテナ形状を与え、これによってアンテナ上の電流分布を仮定することができた。そして、これを基にして、放射特性、効率、インピーダンスを計算する式を導き出した。これら諸形式のアンテナを製作し、実験を行ない、計算値と対比した結果よりこれらの理論が妥当であると考えられる。ただ、インピーダンスの計算値は必ずしも実験値と一致しないが、これは 5. に述べた如く、 $b/2$  が小さい範囲では導体抵抗以外の損失を考慮すべきこと、 $b/2$  の大きい所ではアンテナ素子の長さが  $\lambda_0/4$  の整数倍に近いという近似が成立たないこと等を示すものであろう。

電界強度指向性は、仮定したアンテナ上の電流分布から求めた計算値と実験結果がほぼ一致し、 $b/2$  には無関係である。帯域幅は  $b/2$  が大きいほど広く、放射抵抗 ( $b^2$  に比例する) にほぼ比例し、かつ素子の長さにはほぼ反比例して  $F_{01}$  より  $T_{11}$ ,  $M_{02}$  がさらに  $F_{12}$ ,  $F_{21}$  が狭くなっており、これらは計算、実験とも同一傾向を示している。効率は、アンテナの材質、特に素子の導体抵抗による損失によって大きく影響され、 $b/2$  が小さくなるほど放射電力が小さくなるので悪くなるが、その際他の損失の効果も無視できなくなると考えられる。

伝送線路型アンテナの基本的な特性については以上のことから大体明らかとなったが、今後の問題として、実際のロケットに等しい円筒形の導体に取り付けた場合について検討を行ない、実用的な諸性質を求め

る必要があると考えられる。

## 文 献

- 1) Ronold King, etc.; Transmission-Line Missile Antennas, IRE Transactions on Antennas and Propagation Vol. 8, No. 1 (1960/1) pp. 88-90
- 2) 永井 淳, 佐藤太一; 並列給電逆Lアンテナの放射特性, 電子通信学会全国大会 (昭和 42), 395
- 3) 永井 淳, 佐藤太一; ロケット搭載テレメータ送信用アンテナの解析, Technical Report No. 6 (1967/5), 東北大学電気通信研究所
- 4) 内田英成, 虫明康人; 超短波空中線, (昭和 41) pp. 28, コロナ社
- 5) 同上 pp. 30
- 6) 電気学会; 電気磁気学, (昭和 32) pp. 301-32
- 7) 4) に同じ pp. 24-26

## 付 録

### インピーダンスの整合条件

二つのインピーダンス  $R_L + jX_L$ ,  $R_C - jX_C$  が図 2.4 のように並列に接続されたときに, これが純抵抗  $R_0$  に整合する条件を求める。ここに  $R_L, R_C, X_L, X_C \geq 0$  とする。整合した状態では

$$\frac{1}{R_L + jX_L} + \frac{1}{R_C - jX_C} = \frac{1}{R_0}$$

これを变形して

$$\frac{R_L + R_C + j(X_L - X_C)}{R_L R_C + X_L X_C + j(R_C X_L - R_L X_C)} = \frac{1}{R_0}$$

上式が成立するためには次式が成立すればよい。

$$\frac{R_L + R_C}{R_L R_C + X_L X_C} = \frac{X_L - X_C}{R_C X_L - R_L X_C} = \frac{1}{R_0} \quad (1)$$

(1) 式の前 2 式より

$$\begin{aligned} (R_L + R_C)(R_C X_L - R_L X_C) \\ = (X_L - X_C)(R_L R_C + X_L X_C) \end{aligned}$$

これを整理すると

$$X_C X_L^2 - (R_C^2 + X_C^2) X_L + R_L^2 X_C = 0$$

$$\therefore X_L = \frac{R_C^2 + X_C^2 \pm \sqrt{(R_C^2 + X_C^2)^2 - 4R_L^2 X_C^2}}{2X_C} \quad (2)$$

(1) 式の最初と最後の関係式を用い, これに (2) 式を代入して  $X_L$  を消去すると

$$\begin{aligned} R_0(R_L + R_C) &= R_L R_C \\ &+ (R_C^2 + X_C^2 \pm \sqrt{(R_C^2 + X_C^2)^2 - 4R_L^2 X_C^2}) / 2 \\ \therefore \{2R_0(R_L + R_C) - 2R_L R_C - R_C^2 - X_C^2\}^2 \\ &= (R_C^2 + X_C^2)^2 - 4R_L^2 X_C^2 \end{aligned}$$

これを整理して  $X_C$  を  $R_L, R_C, R_0$  の関数として求めると

$$X_C = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\{2R_0(R_L + R_C) - 2R_L R_C - R_C^2\}^2 - R_C^4}{(R_L + R_C)(R_0 - R_L)}} \quad (3)$$

同様にして

$$X_L = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\{2R_0(R_L + R_C) - 2R_L R_C - R_L^2\}^2 - R_L^4}{(R_L + R_C)(R_0 - R_C)}} \quad (4)$$

$R_L, R_C$  がわかっているならば,  $R_0$  に整合するために必要な  $X_C, X_L$  が (3), (4) 式から求まる。

- |        |  |          |                                  |
|--------|--|----------|----------------------------------|
| TR-179 | テフロン <span>の</span> 非定常アブレーション <span>の</span> 測定<br>Measurements of Transient Ablation of Teflon   | 1969年8月  | 野村茂昭                             |
| TR-180 | 鈴鹿山脈付近における乱気流 <span>の</span> 観測<br>Measurements and Analysis of Atmospheric Turbulence over the Suzuka   | 1969年8月  | 竹内和之, 小野幸一<br>山根皓三郎, 岡遠一<br>外崎得雄 |
| TR-181 | 振動翼における表面非定常圧力 <span>の</span> 測定<br>—失速フラッタ <span>の</span> 研究(III)—<br>Unsteady Surface Pressure on an Oscillating Aerofoil at High Mean Angles of Attack with Special Reference to Stall Flutter  | 1969年8月  | 中村泰治, 磯貝紘二<br>江尻宏                |
| TR-182 | 点束縛 <span>のある</span> 板 <span>の</span> 振動 <span>について</span><br>On the Natural Vibration of Plates Restrained at Several Points  | 1969年9月  | 埴武敏, 多田保夫<br>泉日出夫, 越出慎一          |
| TR-183 | 軸流圧縮機動翼取付部 <span>の</span> 強度 <span>について</span> <span>の</span> 実験的 <span>研究</span><br>—隙間 <span>のある</span> ピン接合部—<br>Experimental Investigation of Strength of Axial Flow Compressor Blade Root —Pin Joint Lug having Clearance between Pin and Pin Hole— | 1969年9月  | 池田為治, 山岸崇                        |
| TR-184 | An Improved Method of Designing and Calculating the Minimal Wave Drag Configuration by Supersonic and Moment-of-Area Rules   | 1969年10月 | Kenneth K. Yoshikawa             |
| TR-185 | FRP ロケットノーズコーン <span>の</span> 赤外線輻射による加熱実験<br>Thermal Characteristics of FRP Rocket Nosecone   | 1969年11月 | 小川鏡一, 遠藤修司                       |

---

## 航空宇宙技術研究所報告186号

昭和44年12月発行

発行所 航空宇宙技術研究所  
東京都調布市深大寺町1880  
電話武蔵野三鷹(0422)44-9171(代表)☎182

印刷所 株式会社 東京プレス  
東京都板橋区桜川 2~27~12

---

