

H/NRD ガイドの横方向等価回路に基づく固有伝送モードの解析 — 誘電体装荷平行平板平面回路の平面回路方程式を用いて —

許 瑞邦 平岡 隆晴 鄭 婷婷

神奈川大学 工学部 電気電子情報工学科
〒 221-8686 横浜市神奈川区六角橋 3-27-1
TEL : 045(481)5661 FAX : 045(491)7915
E-mail : kyo@kyolab.ee.kanagawa-u.ac.jp

あらまし 従来の平行平板平面回路で誘電体を板間に装荷し、この誘電体の2次元形状を工夫することにより、各種の機能を実現しようとする誘電体平面回路の考え方は、既に TM_0 モードに基づく動作の場合は説明した。今回は、高さ方向に電磁界が一山乗るモードで動作しているH/NRD型平面回路に適用する。この場合、 TE_1 と TM_1 モードが共存した形で動作し、誘電体外部で動作する各モードが伝搬か非伝搬かで2種類の平面回路動作が考えられる。これらの点に着目して本報告では、(1) TE_1 , TM_1 モード対応の平面回路方程式を導出し、(2) 放射/非放射平面回路に分類すると共に、(3) この平面回路方程式に基づいて、H/NRD型導波路の横方向等価回路が、 TE/TM 対応伝送線路、理想変圧器とモード変換アドミタンスで表現できることを示し、(4) この等価回路に基づいて、具体的な計算を行った。

キーワード 誘電体装荷 H/NRD 型平行平板平面回路, 伝搬/非伝搬動作, TE_1/TM_1 動作, H ガイド横方向等価回路

Analysis of eigen-mode for H/NRD guide by transverse equivalent network — dielectric loaded parallel plate planar circuit and its planar circuit equations —

Hsu, Jui-Pang Takaharu Hiraoka Teh Ting-Ting

Department of Electrical, Electronics and Information Engineering
Kanagawa University
3-27-1 Rokkakubashi Kanagawa-ku Yokohama 221-8686 Japan
TEL : +81-45(481)5661 FAX : +81-45(491)7915
E-mail : kyo@kyolab.ee.kanagawa-u.ac.jp

Abstract Dielectric loaded parallel plate planar circuit has a potential to realize various function at microwaves and millimeter waves by varying 2-D planar shape of dielectric, where field along the height direction is assumed to have one maximum instead of uniform variation. Hence, H/NRD-type operation instead of TM_0 mode operation. That is, combined operation of TE_1 and TM_1 mode. Also, there exists two kinds of planar circuit operation depending on the radiative or non-radiative character of the circuit. Following items are discussed in this paper. 1. Formulation of TE_1 and TM_1 mode planar circuit equations 2. Classification to non-radiative and radiative dielectric loaded planar circuits 3. Derivation of transverse equivalent network for H/NRD waveguide consisting of multi-transmission line and ideal transformer / mode conversion admittance 4. Practical calculation of eigen-mode for H/NRD guide

Key word Dielectric loaded H/NRD parallel plate planar circuit, Non-radiative and radiative TE_1/TM_1 mode operation, H/NRD guide, Transverse equivalent network

1. はじめに

従来の平行平板平面回路で誘電体を図1に示すように板間を完全に装荷し(従って高さ方向誘電率 ϵ は一樣)、この誘電体の2次元形状を工夫することにより、各種の機能を実現しようとする誘電体平面回路の考え方を以前に提案した¹⁾。この際電磁界は高さ方向に変化しないモードのみで動作することとして、 TM_0 モードに基づく解析法を説明した。この考え方は、高さ方向に電磁界が一山乗るモードで動作しているH/NRD型平面回路にも適用でき、この場合、 TE_1 と TM_1 モードが共存した形で動作することとなる。また、誘電体外部で存在する TE_1/TM_1 モードが伝搬した状態で機能を実現するか、非伝搬で機能を実現するかで2種類の平面回路が考えられる²⁾。ここではこの点に着目し、

- (1) TE_1, TM_1 モード対応の平面回路方程式の導出
- (2) 非放射型誘電体平面回路(NRD)と伝搬型誘電体平面回路(RD)への分類と回路例を一般的に説明し、
- (3) H/NRD型導波路の横方向等価回路は、(1)で述べた平面回路方程式より、一様部はTE/TM対応伝送線路、不連続部は理想変圧器とモード変換アドミタンスにより表現される。
- (4) さらにこの等価回路に基づいて、H/NRD型導波路の固有モードを具体的に計算した。

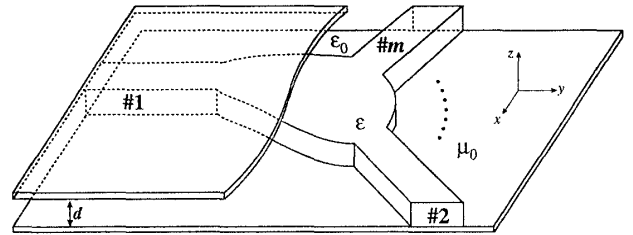


図1 誘電体装荷平行平板平面回路

と一般的に定義すると次式で定義される。

$$\begin{cases} \text{grad}V = -jXJ \\ \text{div}J = -jBV \end{cases} \quad (1)$$

X, B は、平面直列リアクタンス、平面並列サセプタンスとなり、誘電体装荷平行平板平面回路の場合には、表2(C)と定義され、寸法、媒質、モードによって異なってくる。またこの平面回路の横方向伝搬定数および特

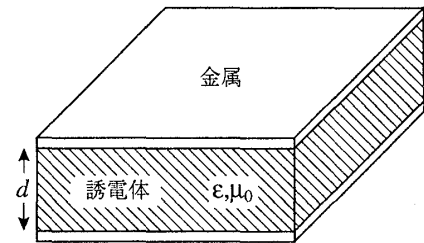


図2 誘電体装荷平行平板構造

2. TE/TM動作時の平面回路方程式の導出

表1 誘電体装荷平行平板構造での電磁界解析

図1に示す誘電体装荷平行平板平面回路の誘電体内部、外部は、各々図2に示すように高さ方向には一樣な誘電率 ϵ 、透磁率 μ の媒質が充填された構造を有している。この場合の電磁界分布は、TEモードとTMモードに分離することができ、各々のモードの電磁界分布は、高さ方向(z)と面方向(x,y)に変数分離することが可能となるので、各モードの電磁界成分は、表1(A)とまとめることができる。

(A)の関係式をMaxwellの電磁界方程式に代入して式を整理すると、高さ方向(z)の関数 f, g, h に関しては、表1(B)、横方向(x,y)の関数 E_t, H_t, H_z に関しては、表1(D)の関係が求まる。

ところでTE/TMモードに対して平面磁圧 $V^H(x, y)$ 、平面電圧 $V^E(x, y)$ 、平面磁流密度 $J^H(x, y)$ 、平面電流密度 $J^E(x, y)$ を表2(A)のように定義すると表1(D)の関係より各モードの平面回路方程式表2(B)となる。従って、平面回路の平面回路方程式は、圧と流を V, J

TE(H) mode	TM(E) mode	
電磁界成分の変数分離		
$H_z^H(x, y, z) = H_z^H(x, y) g^H(z)$ $E_t^H(x, y, z) = E_t^H(x, y) f^H(z)$ $H_t^H(x, y, z) = H_t^H(x, y) h^H(z)$	$H_z^E(x, y, z) = H_z^E(x, y) g^E(z)$ $H_t^E(x, y, z) = H_t^E(x, y) f^E(z)$ $E_t^E(x, y, z) = E_t^E(x, y) h^E(z)$	(A)
高さ方向関数		
$\frac{df^H(z)}{dz} = k h^H(z)$ $\frac{dh^H(z)}{dz} = -\frac{k^2 - \beta_t^2}{k} f^H(z)$	$\frac{df^E(z)}{dz} = \frac{1}{k} h^E(z)$ $\frac{dh^E(z)}{dz} = -\frac{k^2 - \beta_t^2}{k} f^E(z)$	(B)
但し、 $g^H(z) = f^H(z)$	但し、 $f^E(z) = g^E(z)$	
$\therefore \frac{d^2 f^H(z)}{dz^2} + (k^2 - \beta_t^2) f^H(z) = 0$	$\therefore \frac{d^2 f^E(z)}{dz^2} + (k^2 - \beta_t^2) f^E(z) = 0$	(B)'
$f^H(z) = g^H(z) = \sqrt{2} \sin \frac{\pi}{d} z$	$g^E(z) = f^E(z) = \sqrt{2} \cos \frac{\pi}{d} z$	(C)
$h^H(z) = \frac{1}{k} \frac{df^H(z)}{dz} = \frac{\pi/d}{k} \sqrt{2} \cos \frac{\pi}{d} z$	$h^E(z) = \frac{1}{k} \frac{df^E(z)}{dz} = -\frac{\pi/d}{k} \sqrt{2} \sin \frac{\pi}{d} z$	
横方向関数		
$\nabla_t H_z^H(x, y) = j \frac{\beta_t^2}{\omega \mu} (k \times E_t^H(x, y))$ $\nabla_t \cdot (k \times E_t^H(x, y)) = j \omega \mu H_z^H(x, y)$ $H_t^H(x, y) = -\frac{1}{j\eta} k \times E_t^H(x, y)$	$\nabla_t E_z^E(x, y) = j \frac{\beta_t^2}{\omega \epsilon} (H_t^E(x, y) \times k)$ $\nabla_t \cdot (H_t^E(x, y) \times k) = j \omega \epsilon E_z^E(x, y)$ $E_t^E(x, y) = j\eta H_t^E(x, y) \times k$	(D)
$\nabla_t = i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y}, \beta_t^2 = k^2 - (\pi/d)^2$	$k^2 = \omega^2 \epsilon \mu_0, \eta = \sqrt{\mu_0/\epsilon}$	(E)

性アドミタンスは、次式で与えられ、各モードに対しては表2(D)のごとく計算される。

$$\beta_i = \sqrt{XB}, Y_c = \sqrt{B/X} \quad (2)$$

誘電体装荷平行平板平面回路の平面回路方程式に境界条件を付すると平面磁圧/平面磁流, 平面電圧/平面電流を求めることができるので、対応した電磁界成分は表1(A),(D)と表2の定義式(A)を用いると表2(E)のように得られる。

f, g, h 関数は、表1(B)の関係で h 関数を消去して f に関する2階の微分方程式(B)が得られる。この式で高さ方向での境界が金属壁となるので、境界条件は、

$$f''(0) = f''(d) = 0 \quad \frac{d}{dz} f^E(0) = \frac{d}{dz} f^E(d) = 0$$

となりまた f 関数に関して、任意定数倍の自由度があるので次式の正規化で、 f, g, h 関数が一意的に求まる。

$$\frac{1}{d} \int_0^d f^2(z) dz = 1$$

今回は高さ方向に一山の場合なので、TE/TM 両モード共、(B)の解より求まる f, g, h 関数は表1(C)とま

とめられ、横方向の伝搬定数 β_i は、表2(D)よりわかる通り TE/TM 共次式で与えられる。

$$\beta_i^2 = \omega^2 \epsilon \mu - (\pi/d)^2 \quad (3)$$

3. 非放射/放射条件と誘電体装荷平行平板平面回路

図1に示す誘電体装荷平行平板平面回路を高さ方向に一山存在する電磁界の形で動作させたとき、各部での電磁界は2.で説明したように、 TE_1 と TM_1 に関する平面回路方程式で記述される。この場合誘電体内部では常に伝搬を保証する必要があるので、式(2)より β_i^2 (内部) >0 となる。外部に関しては動作として非伝搬と伝搬の2種類考えることができる¹²⁾。内部の比誘電率を ϵ_s , 外部は空気とすると次のようにまとめられる。

外部伝搬定数	周波数範囲	名称
非伝搬 ($\beta_i^2 < 0$)	$f_0 > f > f_0/\sqrt{\epsilon_s}$	NRD (非放射)
伝搬 ($\beta_i^2 > 0$)	$f > f_0$	RD (放射)

但し、 $f_0 = c_0/2d$ $c_0 = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$
(非放射時の動作波長の範囲は、 $2d < \lambda < 2d\sqrt{\epsilon_s}$)

表2 誘電体装荷平行平板平面回路の平面回路方程式

TE(H) mode	TM(E) mode	
平面回路の面磁圧 V^H , 面磁流密度 J^H	平面回路の面電圧 V^E , 面電流密度 J^E	
$V^H(x, y) = -H_z^H(x, y) d$ [A] $J^H(x, y) = k \times E_t^H(x, y)$ [V/m]	$V^E(x, y) = -E_z^E(x, y) d$ [V] $J^E(x, y) = H_t^E(x, y) \times k$ [A/m]	(A)
平面回路方程式		
$grad V^H(x, y) = -jX^H J^H(x, y)$ $div J^H(x, y) = -jB^H V^H(x, y)$	$grad V^E(x, y) = -jX^E J^E(x, y)$ $div J^E(x, y) = -jB^E V^E(x, y)$	(B)
$X^H = \frac{\beta_i^2 d}{\omega \mu}$ [S], $B^H = \frac{\omega \mu}{d}$ [Ω/m^2]	$X^E = \frac{\beta_i^2 d}{\omega \epsilon}$ [Ω], $B^E = \frac{\omega \epsilon}{d}$ [S/m ²]	(C)
平面回路の面伝搬定数 β_i , 面特性アドミタンス Y_c		
$\beta_i^H = \sqrt{B^H X^H} = \beta_i$, $\beta_i^2 = k^2 - (\pi/d)^2$ $Y_c^H = \sqrt{B^H/X^H} = \left(\frac{\omega \mu_0}{d}\right) / \beta_i = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} j \frac{k}{\gamma_i} \frac{1}{d}$	$\beta_i^E = \sqrt{B^E X^E} = \beta_i$, $\beta_i^2 = k^2 - (\pi/d)^2$ $Y_c^E = \sqrt{B^E/X^E} = \left(\frac{\omega \epsilon}{d}\right) / \beta_i = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} j \frac{k}{\gamma_i} \frac{1}{d}$	(D)
電磁界分布の表示		
平面回路の面磁圧, 面磁流密度による	平面回路の面電圧, 面電流密度による	
$H_z^H(x, y, z) = -V^H(x, y)/d g^H(z)$ $E_t^H(x, y, z) = (J^H(x, y) \times k) f^H(z)$ $H_t^H(x, y, z) = -\frac{1}{j\eta} J^H(x, y) h^H(z)$	$E_z^E(x, y, z) = -V^E(x, y)/d g^E(z)$ $H_t^E(x, y, z) = (k \times J^E(x, y)) f^E(z)$ $E_t^E(x, y, z) = j\eta J^E(x, y) h^E(z)$	(E)
$\eta = \sqrt{\mu_0/\epsilon}$, $k^2 = \omega^2 \epsilon \mu_0$	$\eta = \sqrt{\mu_0/\epsilon}$, $k^2 = \omega^2 \epsilon \mu_0$	

また具体的な放射型および非放射型誘電体平行平板平面回路の回路例を付録図9に示す。非放射型は、外部に電磁波が放射しないので、マイクロ波・ミリ波回路として優れている上、回路寸法は $1/\beta_i$ に比例して大きくなると考えられる。 $\beta_i^2 = k^2 - (\pi/d)^2$ で与えられるE面平面回路¹³⁾と同様に、周波数が高くなっても $(\pi/d)^2$ の値で β_i を小さくできるので、面内回路寸法を大きくすることができ、これはミリ波・サブミリ波の回路設計に有利に働くと考えられる。放射型は、凹レンズ・凸レンズ系、プリズム、漏れアンテナといった外部空間を電磁波の導波路として使用する回路に相当していると考えられる。

4. H/NRD 型導波路^[24]の横方向等価回路

ここでは、H/NRD 型導波路の固有伝送モードを求めるための横方向等価回路を平面回路方程式および不連続部での電磁界接線成分の連続性より求める。導波路断面一様部はTE/TMに対する横方向等価伝送線路、不連続部はモード変換アドミタンスおよび理想変圧器で等価回路的に表現されることを説明する。

4.1 横方向等価伝送線路の導出

図3(a)に示す3領域より成るH/NRD型導波路で各領域でのTE, TM対応平面回路方程式は、共に式(1)で表現される。但し、 X, B は領域・モードごとに異なる。導波路では、 y 方向の位相定数 β_{11} は共通となっているので、式(1)で $V, J=(J_x, J_y)$ は、式(4)と変数分離形で表現できる。但し、 $\beta_y = \beta_{11}, \beta_x = \beta_{\perp}$

$$\begin{cases} V(x, y) = V(x) e^{-j\beta_{11}y} \\ J_x(x, y) = J_x(x) e^{-j\beta_{11}y} \quad J_y(x, y) = J_y(x) e^{-j\beta_{11}y} \end{cases} \quad (5)$$

式(5)の関係を式(1)の平面回路方程式に代入する。

☆ $\text{grad}V = -jXJ$ の関係式より

$$\begin{cases} \frac{\partial V}{\partial x} = -jXJ_x \Rightarrow \frac{dV(x)}{dx} = -jXJ_x(x) & (6) \\ \frac{\partial V}{\partial y} = -jXJ_y \Rightarrow -j\beta_{11}V(x) = -jXJ_y(x) \Rightarrow J_y(x) = \frac{\beta_{11}}{X}V(x) & (7) \end{cases}$$

☆ $\text{div}J = -jBV$

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = -jBV(x) \Rightarrow \frac{dJ_x(x)}{dx} - j\beta_{11}J_y(x) = -jBV(x) \quad (8)$$

式(8)を変形して、式(7)の関係を代入する。

$$\begin{aligned} \frac{dJ_x(x)}{dx} &= -jBV(x) + j\beta_{11} \frac{\beta_{11}}{X}V(x) = -j \frac{XB - \beta_{11}^2}{X}V(x) = -j \frac{\beta_{\perp}^2}{X}V(x) \\ \therefore XB - \beta_{11}^2 &= \beta_{\perp}^2 - \beta_{11}^2 = \beta_{\perp}^2 \end{aligned} \quad (9)$$

したがって、TE, TM各モードに対する関係式は式(6), (9), (7)をまとめると、次のようになる。

$$\begin{cases} \frac{dV(x)}{dx} = -jXJ_x(x) \\ \frac{dJ_x(x)}{dx} = -j \frac{\beta_{\perp}^2}{X}V(x) \end{cases} \quad (10)$$

但し、 $J_y(x) = \frac{\beta_{11}}{X}V(x) = Y_{Cl}V(x)$ (10')

式(10)は、 x 方向(横方向)に対する伝送線路方程式に相当し、図3(c)に示す横方向等価伝送線路が得られる。この時の等価直列リアクタンス X_{\perp} 、等価並列セパタンス B_{\perp} は次式で与えられる。

$$X_{\perp} = X, \quad B_{\perp} = \beta_{\perp}^2/X \quad (11)$$

したがって、この横方向等価伝送線路の位相定数 β_x 、横方向特性アドミタンス Y_{Cl} は、次式となる。

$$\beta_x = \sqrt{X_{\perp}B_{\perp}} = \beta_{\perp} \quad (12)$$

$$Y_{Cl} = \sqrt{\frac{B_{\perp}^2}{X^2}} = \frac{\beta_{\perp}}{X} = \frac{\beta_{\perp}}{X} \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\perp}} = Y_C \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{11}} \quad (13)$$

また式(7)での β_{11}/X は次式で示すように進行方向(y 方向)特性アドミタンスは、式(14)と計算される。

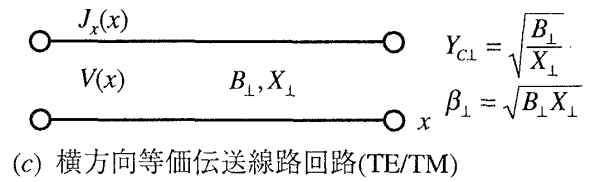
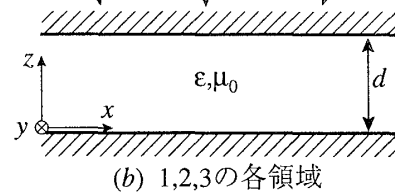
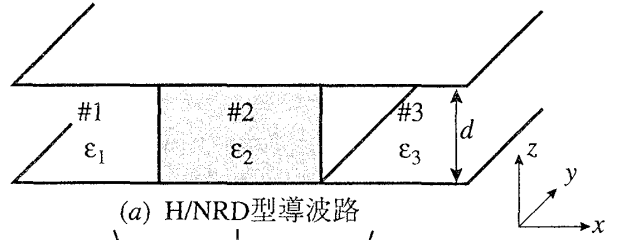


図3 H/NRD 型導波路と各領域の横方向等価回路

$$\frac{\beta_{11}}{X} = \sqrt{\frac{B_{\perp}}{X}} \frac{\beta_{11}}{\sqrt{XB}} = Y_C \frac{\beta_{11}}{\beta_{11}} = Y_{Cl} \quad (14)$$

図3に示すH/NRD型導波路*i*番目の領域の誘電率、横幅を各々 ϵ_i, W_i とすると、各領域の横方向等価回路は図4となる。図4で横方向閉じ込め壁がないときには

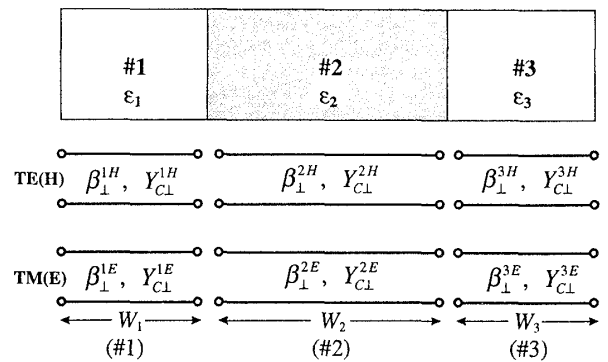


図4 H/NRD 型導波路の横方向等価伝送線路

表3 各領域でのTE/TMモードの諸パラメータ

	TE(H)	TM(E)		
進行方向位相定数	$\beta_y = \beta_{11}$	$\beta_y = \beta_{11}$	A	
横方向位相定数	$\beta_x = \beta_{\perp}^H = \beta_{\perp}^E = \sqrt{\beta_{\perp}^2 - \beta_{11}^2}$			
横方向特性アドミタンス	$Y_{Cl}^{iH} = Y_C^i \frac{\beta_{\perp}^{iH}}{\beta_{11}^i}$	$Y_{Cl}^{iE} = Y_C^i \frac{\beta_{\perp}^{iE}}{\beta_{11}^i}$	B	
進行方向特性アドミタンス	$Y_{Cii}^{iH} = Y_C^i \frac{\beta_{11}^{iH}}{\beta_{11}^i}$	$Y_{Cii}^{iE} = Y_C^i \frac{\beta_{11}^{iE}}{\beta_{11}^i}$		
面特性アドミタンス	$Y_C^{iH} = \eta_i \frac{k_z}{\beta_{11}^i} \frac{1}{d}$ [Ω/m]	$Y_C^{iE} = \frac{1}{\eta_i} \frac{k_z}{\beta_{11}^i} \frac{1}{d}$ [S/m]	C	
面位相定数	$(\beta_{11}^i)^2 = k_z^2 - (\pi/d)^2$			
但し、 $k_z^2 = \omega^2 \epsilon_i \mu_0, \eta_i = \sqrt{\mu_0/\epsilon_i}$ ($i=1,2,3$)				D

$W_1, W_3 = \infty$ 。図5の各領域でのTE/TMモードの面位相定数、面特性アドミタンス、横方向・進行方向位相定数/特性アドミタンスは、表3に示す。

4.2 横方向ステップ型不連続部の等価回路^{[5][6]}

4.1で導波管各領域でのx方向(横方向)の等価回路を導出した。ここでは図5(a)に示すステップ型不連続部の等価回路を導出する。各領域の等価回路は、4.1に基づいて同図(b)に示すようにTE/TM対応の等価伝送線路となる。図5(a)不連続部開口*i*=1,2での電磁界分布は、各不連続部開口でのモード磁圧/電圧、モード磁流/電流を V^H, V^E, J^H, J^E とすると、表2(E)の結果を用いて表4となる。また、表3での高さ方向固有関数の関係は表1(C)より式(15)(15')となる。

$$g^{1H}(z) = g^{2H}(z) = f^{1H}(z) = f^{2H}(z) = \sqrt{2} \sin \frac{\pi}{d} z \quad (15)$$

$$g^{1E}(z) = g^{2E}(z) = f^{1E}(z) = f^{2E}(z) = \sqrt{2} \cos \frac{\pi}{d} z$$

$$h^{1H}(z) = H^{1E1H} f^{1E}(z), \quad h^{1E}(z) = H^{1H1E} f^{1H}(z) \quad (15')$$

$$h^{2H}(z) = H^{2E2H} f^{2E}(z), \quad h^{2E}(z) = H^{2H2E} f^{2H}(z)$$

但し、 $H^{1E1H} = -H^{1H1E} = \frac{\pi}{k_1 d}, \quad H^{2E2H} = -H^{2H2E} = \frac{\pi}{k_2 d}$

図5(a)不連続部前後での電磁界接続成分 H_z, E_z, E_y, H_y は連続でなければならないことより、式(15)の関係をjを用いて式(16)~式(19)の関係が成立する。

$$H_z: -\frac{V^{1H}}{d} g^{1H}(z) = -\frac{V^{2H}}{d} g^{2H}(z) \quad \therefore V^{1H} = V^{2H} \quad (16)$$

$$E_z: -\frac{V^{1E}}{d} g^{1E}(z) = -\frac{V^{2E}}{d} g^{2E}(z) \quad \therefore V^{1E} = V^{2E} \quad (17)$$

$$E_y: -J_x^{1H} f^{1H}(z) + j\eta_1 J_y^{1E} h^{1E}(z) = -J_x^{2H} f^{2H}(z) + j\eta_2 J_y^{2E} h^{2E}(z) \quad (18)$$

$$H_y: J_x^{1E} f^{1E}(z) - \frac{1}{j\eta_1} J_y^{1H} h^{1H}(z) = J_x^{2E} f^{2E}(z) - \frac{1}{j\eta_2} J_y^{2H} h^{2H}(z) \quad (19)$$

ところで式(15)'の関係を式(18)に代入して、両辺より $f^{1H}(z) = f^{2H}(z)$ を消去すると、次の関係式が得られる。但し、 i^{1H}, i^{2H} は式(21)で与えられる。

$$J_x^{1H} - i^{1H} = J_x^{2H} - i^{2H} \Rightarrow \bar{J}_1^{1H} - i^{1H} = \bar{J}_1^{2H} - i^{2H} \quad (20)$$

$$\begin{cases} i^{1H} = j\eta_1 H^{1H1E} J_y^{1E} = j\eta_1 H^{1H1E} Y_{Cl1}^{1E} V^{1E} = Y^{1H1E} V^{1E} \\ i^{2H} = j\eta_2 H^{2H2E} J_y^{2E} = j\eta_2 H^{2H2E} Y_{Cl1}^{2E} V^{2E} = Y^{2H2E} V^{2E} \end{cases} \quad (21)$$

式(21)は、開口1,2でのTMモード電圧に基づくモード変換磁流に相当し、電圧磁流モード変換アドミタンスは、式(11)の関係をjを用いて次式で与えられる。

$$Y^{1H1E} = j\eta_1 H^{1H1E} Y_{Cl1}^{1E}, \quad Y^{2H2E} = j\eta_2 H^{2H2E} Y_{Cl1}^{2E} \quad (22)$$

同様に、式(15)'の関係を式(19)に代入し、両辺より $f^{1E}(z) = f^{2E}(z)$ を消去すると、次の関係式が得られる。但し、 i^{1E}, i^{2E} は式(24)で与えられる。

$$J_x^{1E} - i^{1E} = J_x^{2E} - i^{2E} \Rightarrow \bar{J}_1^{1E} - i^{1E} = \bar{J}_1^{2E} - i^{2E} \quad (23)$$

$$\begin{cases} i^{1E} = \frac{1}{j\eta_1} H^{1E1H} J_y^{1H} = \frac{1}{j\eta_1} H^{1E1H} Y_{Cl1}^{1H} V^{1H} = Y^{1E1H} V^{1H} \\ i^{2E} = \frac{1}{j\eta_2} H^{2E2H} J_y^{2H} = \frac{1}{j\eta_2} H^{2E2H} Y_{Cl1}^{2H} V^{2H} = Y^{2E2H} V^{2H} \end{cases} \quad (24)$$

式(24)は、開口1,2でのTEモード磁圧に基づくモード

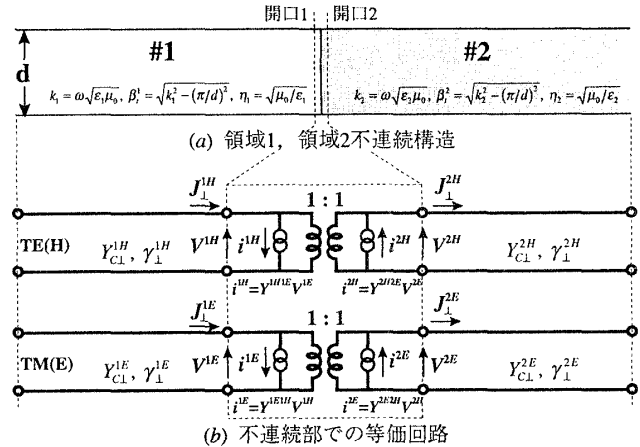


図5 ステップ型不連続部構造とその等価回路

表4 各領域開口1, 開口2での電磁界分布

領域1 (#1)	領域2 (#2)
$H_z^1 = -V^{1H} g^{1H}(z)/d$	$H_z^2 = -V^{2H} g^{2H}(z)/d$
$E_z^1 = -V^{1E} g^{1E}(z)/d$	$E_z^2 = -V^{2E} g^{2E}(z)/d$
$E_y^1 = (J^{1H} \times k) f^{1H}(z) + j\eta_1 J^{1E} h^{1E}(z)$	$E_y^2 = (J^{2H} \times k) f^{2H}(z) + j\eta_2 J^{2E} h^{2E}(z)$
$H_y^1 = (k \times J^{1E}) f^{1E}(z) - \frac{1}{j\eta_1} J^{1H} h^{1H}(z)$	$H_y^2 = (k \times J^{2E}) f^{2E}(z) - \frac{1}{j\eta_2} J^{2H} h^{2H}(z)$
$E_x^1 = J_y^{1H} f^{1H}(z) + j\eta_1 J_x^{1E} h^{1E}(z)$	$E_x^2 = J_y^{2H} f^{2H}(z) + j\eta_2 J_x^{2E} h^{2E}(z)$
$E_y^1 = -J_x^{1H} f^{1H}(z) + j\eta_1 J_y^{1E} h^{1E}(z)$	$E_y^2 = -J_x^{2H} f^{2H}(z) + j\eta_2 J_y^{2E} h^{2E}(z)$
$H_x^1 = -J_y^{1E} f^{1E}(z) - \frac{1}{j\eta_1} J_x^{1H} h^{1H}(z)$	$H_x^2 = -J_y^{2E} f^{2E}(z) - \frac{1}{j\eta_2} J_x^{2H} h^{2H}(z)$
$H_y^1 = J_x^{1E} f^{1E}(z) - \frac{1}{j\eta_1} J_y^{1H} h^{1H}(z)$	$H_y^2 = J_x^{2E} f^{2E}(z) - \frac{1}{j\eta_2} J_y^{2H} h^{2H}(z)$

変換電流に相当し、磁圧電流モード変換アドミタンスは、式(11)の関係をjを用いて次式で与えられる。

$$Y^{1E1H} = \frac{1}{j\eta_1} H^{1E1H} Y_{Cl1}^{1H}, \quad Y^{2E2H} = \frac{1}{j\eta_2} H^{2E2H} Y_{Cl1}^{2H} \quad (25)$$

式(16)(17)(20)(23)の結果は、表5とまとめられる。特に式(22)(25)で与えられるモード変換アドミタンスは、表3(A)(B)および式(15)'より表5式(26)となる。

表5の結果より横方向不連続での等価回路は、図5(b)で点線で囲った部分で表現される。つまり、 $i^{1H}, i^{2H}, i^{1E}, i^{2E}$ で表現されるモード変換アドミタンスによる磁流/電流源と1:1の理想変圧器で構成される。従って、図5(a)に示す領域1,2およびステップ型不連続部を含んだ不連続部全体の等価回路は図5(b)となる。

4.3 H/NRD型導波路の横方向等価回路

図6に示すH/NRD型導波路の等価回路は2ヶ所あ

表5 境界での電圧・電流式/磁圧・磁流関係式

$\begin{cases} V^{1H} = V^{2H} \\ \bar{J}_1^{2H} - i^{2H} = \bar{J}_1^{1H} - i^{1H} \end{cases}$	$\begin{cases} V^{1E} = V^{2E} \\ \bar{J}_1^{2E} - i^{2E} = \bar{J}_1^{1E} - i^{1E} \end{cases}$
但し、 $\begin{cases} i^{1H} = Y^{1H1E} V^{1E} \\ i^{2H} = Y^{2H2E} V^{2E} \end{cases}$	但し、 $\begin{cases} i^{1E} = Y^{1E1H} V^{1H} \\ i^{2E} = Y^{2E2H} V^{2H} \end{cases}$
モード変換アドミタンス	
$Y^{1H1E} = Y^{1H1E} = -j \frac{\pi \beta_{11}}{(\beta_1^1 d)^2}$	$Y^{2H2E} = Y^{2H2E} = -j \frac{\pi \beta_{11}}{(\beta_1^2 d)^2} \quad (26)$

るステップ型不連続部の等価回路が、各々図5(b)に示す等価回路となるので、導波路全体の横方向等価回路は図6となる。図6の等価回路で各領域でのモード変換アドミタンス Y^{iH1E} , Y^{iE1H} (i : 領域) は、表5より

$$Y^{iH1E} = Y^{iE1H} = -j \frac{\pi \beta_{1l}}{(\beta_l d)^2} \quad (27)$$

i 領域 $j=1,2$ 開口でのモード変換に基づく電流/磁流源の大きさは、表5の結果より次式で与えられる。

$$\begin{cases} i^{(i,2)H} = Y^{iH1E} V^{(i,2)E} & i^{(i,2)E} = Y^{iE1H} V^{(i,2)H} & (i=1,2) \\ i^{(i,1)H} = Y^{iH1E} V^{(i,1)E} & i^{(i,1)E} = Y^{iE1H} V^{(i,1)H} & (i=2,3) \end{cases} \quad (28)$$

5. H/NRD型導波路の固有伝送モード計算^{[7][8]}

ここでは、H/NRD型導波路の横方向等価回路(図6)に基づいて、動作周波数に対する正規化固有モード(固有伝搬定数, 正規化固有電磁界)を与える式を導出し、これに基づいて具体的な計算を行った。

5.1 モード整合方程式の導出

図6の導波路横方向等価回路で横方向の両端(領域1の開口1, 領域3の開口2)での境界条件として、無壁(無反射), 電気壁, 磁気壁が考えられ、この境界条件に対応して、領域1開口2, 領域3開口1より外側を見たときのTE, TM各モードのアドミタンス $\bar{Y}_{out}^{(1,2)H}$, $\bar{Y}_{out}^{(1,2)E}$, $\bar{Y}_{out}^{(3,1)H}$, $\bar{Y}_{out}^{(3,1)E}$ は表6となる。

今、領域2開口1より外側に流れ出す磁流, 電流は、図6の等価回路より次式で表現できる。

$$\begin{cases} \bar{J}_{\perp}^{(2,1)H} = \bar{Y}_{out}^{(1,2)H} V^{(1,2)H} + i^{(1,2)H} - i^{(2,1)H} \\ \bar{J}_{\perp}^{(2,1)E} = \bar{Y}_{out}^{(1,2)E} V^{(1,2)E} + i^{(1,2)E} - i^{(2,1)E} \end{cases} \quad (29)$$

表5の関係を代入すると、次のように変形される。

$$\begin{cases} \bar{J}_{\perp}^{(2,1)H} = \bar{Y}_{out}^{(1,2)H} V^{(2,1)H} + (Y^{1H1E} - Y^{2H2E}) V^{(2,1)E} \\ \bar{J}_{\perp}^{(2,1)E} = \bar{Y}_{out}^{(1,2)E} V^{(2,1)E} + (Y^{1E1H} - Y^{2E2H}) V^{(2,1)H} \end{cases} \quad (30)$$

したがって式(30)は、次の行列で表現できる。

$$\begin{bmatrix} \bar{J}_{\perp}^{(2,1)H} \\ \bar{J}_{\perp}^{(2,1)E} \end{bmatrix} = \bar{Y}_{out}^{(2,1)} \begin{bmatrix} V^{(2,1)H} \\ V^{(2,1)E} \end{bmatrix} \quad (31)$$

$$\text{但し, } \bar{Y}_{out}^{(2,1)} = \begin{bmatrix} \bar{Y}_{out}^{(1,2)H} & Y^{1H1E} - Y^{2H2E} \\ Y^{1E1H} - Y^{2E2H} & \bar{Y}_{out}^{(1,2)E} \end{bmatrix} \quad (32)$$

同様に領域2開口2より外側に流れ出す磁流・電流は、

$$\begin{aligned} \bar{J}_{\perp}^{(2,2)H} &= \bar{Y}_{out}^{(3,1)H} V^{(3,1)H} + i^{(2,3)H} - i^{(3,1)H} \\ &= \bar{Y}_{out}^{(3,1)H} V^{(2,2)H} + (Y^{2H2E} - Y^{3H3E}) V^{(2,2)E} \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \bar{J}_{\perp}^{(2,2)E} &= \bar{Y}_{out}^{(3,1)E} V^{(3,1)E} + i^{(2,3)E} - i^{(3,1)E} \\ &= \bar{Y}_{out}^{(3,1)E} V^{(2,2)E} + (Y^{2E2H} - Y^{3E3H}) V^{(2,2)H} \end{aligned} \quad (34)$$

したがって式(33)は次の行列式で定義される。

$$\begin{bmatrix} \bar{J}_{\perp}^{(2,2)H} \\ \bar{J}_{\perp}^{(2,2)E} \end{bmatrix} = \bar{Y}_{out}^{(2,2)} \begin{bmatrix} V^{(2,2)H} \\ V^{(2,2)E} \end{bmatrix} \quad (35)$$

$$\text{但し, } \bar{Y}_{out}^{(2,2)} = \begin{bmatrix} \bar{Y}_{out}^{(3,1)H} & Y^{2H2E} - Y^{3H3E} \\ Y^{2E2H} - Y^{3E3H} & \bar{Y}_{out}^{(3,1)E} \end{bmatrix} \quad (36)$$

今、 i 領域 j 開口での磁圧・電圧, 磁流・電流を次の行列で定義する ($i=1,2,3$ $j=1,2$)。

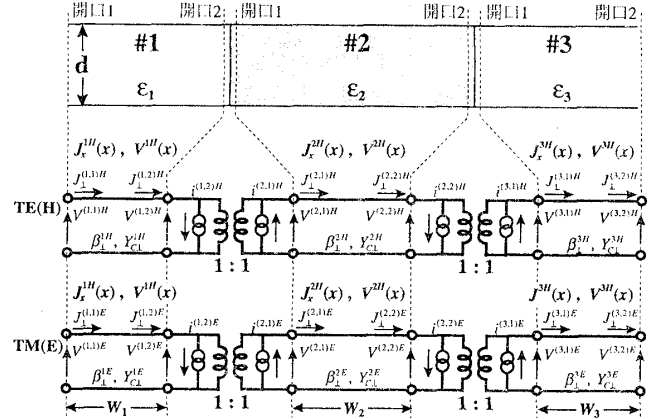


図6 H/NRD型導波路全体の横方向等価回路

$$V^{(i,j)} = \begin{bmatrix} V^{H(i,j)} \\ V^{E(i,j)} \end{bmatrix} \quad J_{\perp}^{(i,j)} = \begin{bmatrix} J_{\perp}^{H(i,j)} \\ J_{\perp}^{E(i,j)} \end{bmatrix} \quad (37)$$

式(31), 式(35)は次式で表現される。

$$\begin{cases} \bar{J}_{\perp}^{(2,1)} = \bar{Y}_{out}^{(2,1)} V^{(2,1)} \\ \bar{J}_{\perp}^{(2,2)} = \bar{Y}_{out}^{(2,2)} V^{(2,2)} \end{cases} \quad (38)$$

式(38)をまとめて次の行列式で図6の等価回路の全外側アドミタンスを定義する。

$$\begin{bmatrix} \bar{J}_{\perp}^{(2,1)} \\ \bar{J}_{\perp}^{(2,2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{Y}_{out}^{(2,1)} & 0 \\ 0 & \bar{Y}_{out}^{(2,2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V^{(2,1)} \\ V^{(2,2)} \end{bmatrix} \quad (39)$$

$$\therefore J_{out} = Y_{out} v \quad (39')$$

また図6で領域2の開口1,2より内部に流れ入る磁流・電流は、伝送線路理論より次式で表現されるので

$$\begin{bmatrix} \bar{J}^{(2,1)H} \\ \bar{J}^{(2,1)E} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{CL}^{2H} \coth \gamma_{\perp}^{2H} W_2 & -Y_{CL}^{2H} \operatorname{csch} \gamma_{\perp}^{2H} W_2 \\ -Y_{CL}^{2H} \operatorname{csch} \gamma_{\perp}^{2H} W_2 & Y_{CL}^{2H} \coth \gamma_{\perp}^{2H} W_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V^{(2,1)H} \\ V^{(2,1)E} \end{bmatrix} \quad (40)$$

$$\begin{bmatrix} \bar{J}^{(2,1)E} \\ \bar{J}^{(2,2)E} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{CL}^{2E} \coth \gamma_{\perp}^{2E} W_2 & -Y_{CL}^{2E} \operatorname{csch} \gamma_{\perp}^{2E} W_2 \\ -Y_{CL}^{2E} \operatorname{csch} \gamma_{\perp}^{2E} W_2 & Y_{CL}^{2E} \coth \gamma_{\perp}^{2E} W_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V^{(2,1)E} \\ V^{(2,2)E} \end{bmatrix} \quad (41)$$

式(37)の定義行列を用いると次式と整理される。

$$\begin{bmatrix} \bar{J}_{\perp}^{(2,1)} \\ \bar{J}_{\perp}^{(2,2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{CL} \coth \gamma_{\perp}^2 W_2 & -Y_{CL} \operatorname{csch} \gamma_{\perp}^2 W_2 \\ -Y_{CL} \operatorname{csch} \gamma_{\perp}^2 W_2 & Y_{CL} \coth \gamma_{\perp}^2 W_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V^{(2,1)} \\ V^{(2,2)} \end{bmatrix} \quad (42)$$

$$\therefore J_{in} = Y_{in} v \quad (42')$$

$$\text{但し, } Y_{CL} \coth \gamma_{\perp}^2 W_2 = \begin{bmatrix} Y_{CL}^{2H} \coth \gamma_{\perp}^{2H} W_2 & 0 \\ 0 & Y_{CL}^{2E} \coth \gamma_{\perp}^{2E} W_2 \end{bmatrix}$$

$$Y_{CL} \operatorname{csch} \gamma_{\perp}^2 W_2 = \begin{bmatrix} Y_{CL}^{2H} \operatorname{csch} \gamma_{\perp}^{2H} W_2 & 0 \\ 0 & Y_{CL}^{2E} \operatorname{csch} \gamma_{\perp}^{2E} W_2 \end{bmatrix} \quad (43)$$

図6の等価回路で領域2の開口1,2で次式が成立する。

表6 境界条件と外側見込みモードアドミタンス

境界条件	領域1 開口2 $\bar{Y}^{(1,2)}$	領域3 開口1 $\bar{Y}^{(3,1)}$
無反射	$\bar{Y}_{out}^{(1,2)H} = Y_{CL}^{1H}$ $\bar{Y}_{out}^{(1,2)E} = Y_{CL}^{1E}$	$\bar{Y}_{out}^{(3,1)H} = Y_{CL}^{3H}$ $\bar{Y}_{out}^{(3,1)E} = Y_{CL}^{3E}$
電気壁	$\bar{Y}_{out}^{(1,2)H} = Y_{CL}^{1H} \tanh \gamma_{\perp}^{1H} W^1$ $\bar{Y}_{out}^{(1,2)E} = Y_{CL}^{1E} \coth \gamma_{\perp}^{1E} W^1$	$\bar{Y}_{out}^{(3,1)H} = Y_{CL}^{3H} \tanh \gamma_{\perp}^{3H} W^3$ $\bar{Y}_{out}^{(3,1)E} = Y_{CL}^{3E} \coth \gamma_{\perp}^{3E} W^3$
磁気壁	$\bar{Y}_{out}^{(1,2)H} = Y_{CL}^{1H} \coth \gamma_{\perp}^{1H} W^1$ $\bar{Y}_{out}^{(1,2)E} = Y_{CL}^{1E} \tanh \gamma_{\perp}^{1E} W^1$	$\bar{Y}_{out}^{(3,1)H} = Y_{CL}^{3H} \coth \gamma_{\perp}^{3H} W^3$ $\bar{Y}_{out}^{(3,1)E} = Y_{CL}^{3E} \tanh \gamma_{\perp}^{3E} W^3$

$$\left. \begin{aligned} \bar{\mathbf{J}}^{(2,1)} + \bar{\mathbf{J}}^{(2,1)} = 0 \\ \bar{\mathbf{J}}^{(2,2)} + \bar{\mathbf{J}}^{(2,2)} = 0 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \mathbf{J}_{in} + \mathbf{J}_{out} = 0 \quad (44)$$

式(44)に式(39)と式(42)を代入すると、次のモード整合方程式が得られる。

$$[\mathbf{Y}_{in} + \mathbf{Y}_{out}] \mathbf{v} = 0 \quad (45)$$

$$\text{但し、} \mathbf{v} = [V^{(2,1)H} \quad V^{(2,1)E} \quad V^{(2,2)H} \quad V^{(2,2)E}]^T \quad (46)$$

5.2 正規化固有伝送モードの計算^[9]

式(45)のモード整合方程式で有意の解のためには、

$$\det[\mathbf{Y}_{in} + \mathbf{Y}_{out}] = 0 \quad (47)$$

この式には、 β_{ij} が未知数として入っているため、多数の β_{ij} つまり導波路の位相定数(伝搬定数)が固有値として求まってくる。 n 番目の固有値 β_{inn} を式(45)のモード整合方程式に代入すると、式(46)の固有ベクトルが定数倍の自由度を除いて自動的に決定される。

また、 n 番目の固有値に対応した固有モードの電磁界分布は、領域2開口1,2での電圧・磁圧が式(46)の固有ベクトルとして求まってくるので、図6の等価回路を用いることにより、各領域各開口での電圧・磁圧、電流・磁流は容易に求めることができる。図6で i 番目の領域の横方向等価伝送線路でのモード電圧/モード電流は、各開口での電圧(磁圧)、電流(磁流)より次式で与えられる。

$$\left\{ \begin{aligned} V_n^{iH}(x_i) &= -\frac{\sinh \gamma_{nL}^{iH}(x_i - W_i)}{\sinh \gamma_{nL}^{iH} W_i} V_n^{(i,1)H} + \frac{\sinh \gamma_{nL}^{iH} x_i}{\sinh \gamma_{nL}^{iH} W_i} V_n^{(i,2)H} \\ J_{xn}^{iH}(x_i) &= -\frac{\sinh \gamma_{nL}^{iH}(x_i - W_i)}{\sinh \gamma_{nL}^{iH} W_i} \bar{J}_{nL}^{(i,1)H} + \frac{\sinh \gamma_{nL}^{iH} x_i}{\sinh \gamma_{nL}^{iH} W_i} \bar{J}_{nL}^{(i,2)H} \\ V_n^{iE}(x_i) &= -\frac{\sinh \gamma_{nL}^{iE}(x_i - W_i)}{\sinh \gamma_{nL}^{iE} W_i} V_n^{(i,1)E} + \frac{\sinh \gamma_{nL}^{iE} x_i}{\sinh \gamma_{nL}^{iE} W_i} V_n^{(i,2)E} \\ J_{xn}^{iE}(x_i) &= -\frac{\sinh \gamma_{nL}^{iE}(x_i - W_i)}{\sinh \gamma_{nL}^{iE} W_i} \bar{J}_{nL}^{(i,1)E} + \frac{\sinh \gamma_{nL}^{iE} x_i}{\sinh \gamma_{nL}^{iE} W_i} \bar{J}_{nL}^{(i,2)E} \end{aligned} \right. \quad (48)$$

$$J_{yn}^{iH}(x_i) = Y_{cn/i}^{iH} V_n^{iH}(x_i), \quad J_{yn}^{iE}(x_i) = Y_{cn/i}^{iE} V_n^{iE}(x_i) \quad (50)$$

したがって、 n 番目の固有モードの電磁界分布は次式で求められる($i=1,2,3$)。

$$H_{xn}^i(x_i, z) = -\left[J_{yn}^{iE}(x_i) + \frac{1}{j\eta_i} \left(\frac{\pi}{k_i d} \right) J_{xn}^{iH}(x_i) \right] \cdot \sqrt{2} \cos \frac{\pi z}{d}$$

$$H_{yn}^i(x_i, z) = \left[J_{xn}^{iE}(x_i) - \frac{1}{j\eta_i} \left(\frac{\pi}{k_i d} \right) J_{yn}^{iH}(x_i) \right] \cdot \sqrt{2} \cos \frac{\pi z}{d}$$

$$H_{zn}^i(x_i, z) = -\frac{V_n^{iH}(x_i)}{d} \cdot \sqrt{2} \sin \frac{\pi z}{d}$$

$$E_{xn}^i(x_i, z) = \left[J_{yn}^{iH}(x_i) - j\eta_i \left(\frac{\pi}{k_i d} \right) J_{xn}^{iE}(x_i) \right] \cdot \sqrt{2} \sin \frac{\pi z}{d}$$

$$E_{yn}^i(x_i, z) = -\left[J_{xn}^{iH}(x_i) + j\eta_i \left(\frac{\pi}{k_i d} \right) J_{yn}^{iE}(x_i) \right] \cdot \sqrt{2} \sin \frac{\pi z}{d}$$

$$E_{zn}^i(x_i, z) = -\frac{V_n^{iE}(x_i)}{d} \cdot \sqrt{2} \cos \frac{\pi z}{d}$$

ここでは、固有モードの電磁界の大きさは、次式で示すように伝送電力が1[Watt]となるように正規化する。したがって、固有モードの正規化電磁界は、1[Watt]が伝送させているときの電磁界の強度を意味している。

$$\begin{aligned} P &= \sum_{i=1}^3 \iint_S (\mathbf{E}_{in}^i \times \mathbf{H}_{in}^i) \cdot \mathbf{j} dS_i \\ &= \sum_{i=1}^3 \iint_S (E_{zn}^i H_{xn}^i - E_{xn}^i H_{zn}^i) dS_i \\ &= \sum_{i=1}^3 \int_0^{W_i} V_n^{iE}(x) \left[J_{yn}^{iE}(x) + \frac{1}{j\eta_i} \frac{\pi}{k_i d} J_{xn}^{iH}(x) \right] dx_i \\ &\quad + \sum_{i=1}^3 \int_0^{W_i} V_n^{iE}(x) \left[J_{yn}^{iH}(x) - j\eta_i \frac{\pi}{k_i d} J_{xn}^{iE}(x) \right] dx_i = 1 \end{aligned}$$

5.3 具体的な計算例

図6および5.1, 5.2で説明した手法に基づいて、図7(a)に示すH/NRD導波路の固有モードを計算した。

(1) 図7(a)に示すH/NRD型導波路で外側を電気壁としたときの伝搬定数を図7(b)に示す。また60GHzでのA(LSE₁), B(LSM₁)モードの断面での電磁界分布を図8(c)(d)に示す。

(2) LSM₁モードの電磁界分布の周波数特性を図8に示す。周波数が上昇するにつれて電磁界分布が高誘電率に集まってくるのがわかる。

6. むすび

誘電体装荷平行平板平面回路がH/NRD型で動作する場合、TE₁/TM₁共存モードでも動作する点に着目し、

- (1) TE₁/TM₁対応誘電体装荷平行平板平面回路の平面回路方程式を定式化し、
- (2) NRDガイドと同様に非放射型と放射型平面回路が可能であること
- (3) 導出されたTE₁/TM₁対応平面回路方程式を用いて、H/NRD導波路の合理的な横方向等価回路を導出し、
- (4) この等価回路を用いて、H/NRD導波路の正規化固有伝送モードの計算法を示し、
- (5) 具体的な導波路構造に対して固有伝搬定数と対応した電磁界分布を計算し、本等価回路の有効性・妥当性を示すことができた。

参考文献

- [1] 許瑞邦, 穴田哲夫, 門前了寛「誘電体平面回路の提案と解析法」MW78-127 [1979.2] [2] T.Yoneyama, S.Nishida "Nonradiative dielectric waveguide for millimeter-wave integrated circuits" IEEE Trans. MTT vol. MTT-29 pp1188-1192 [1981.11] [3] 許瑞邦, 穴田哲夫, 大川貢「E面平面回路の平面回路方程式とその解析法」電情通学会誌C-1 vol. J73-C-1 No.3 pp134-143 [1990.3] [4] F.J.Tisher "A waveguide structure with low loss" Arch. Ele. Übertragung vol.7 pp592-596 [1953.11] [5] 許瑞邦, 穴田哲夫「表面波の不連続部での結合方程式」MW81-110 [1982.2] [6] 独古康昭, 穴田哲夫, 許瑞邦「直線状一様不連続部での表面波の入射特性-H-guide形, イメージ線路形不連続部」MW82-124 [1983.2] [7] 許瑞邦, 穴田哲夫「平面的伝送線路の平面回路方程式による解析」MW83-129 [1984.2] [8] 独古康昭, 穴田哲夫, 許瑞邦「屋根付イメージ線路の平面回路方程式による伝搬特性の解析」MW83-130 [1984.2] [9] 許瑞邦, 鄭婷婷, 平岡隆晴「NRD/Hガイドの横方向等価回路に基づく固有伝送モードの解析-誘電体装荷平行平板平面回路の考えを用いて-」1999年電情通学会総合全国大会C-2-74

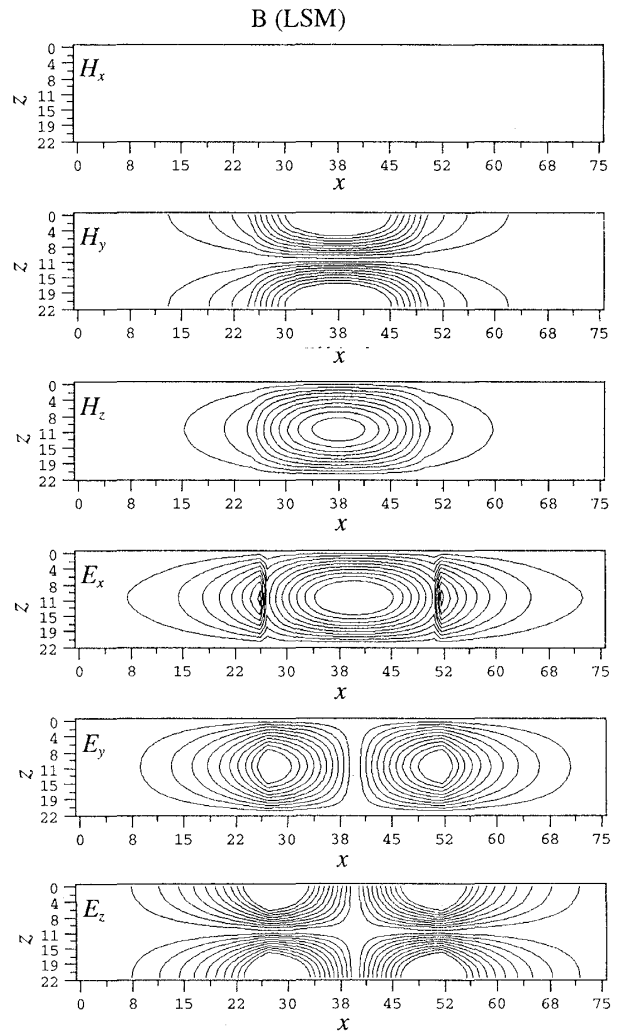
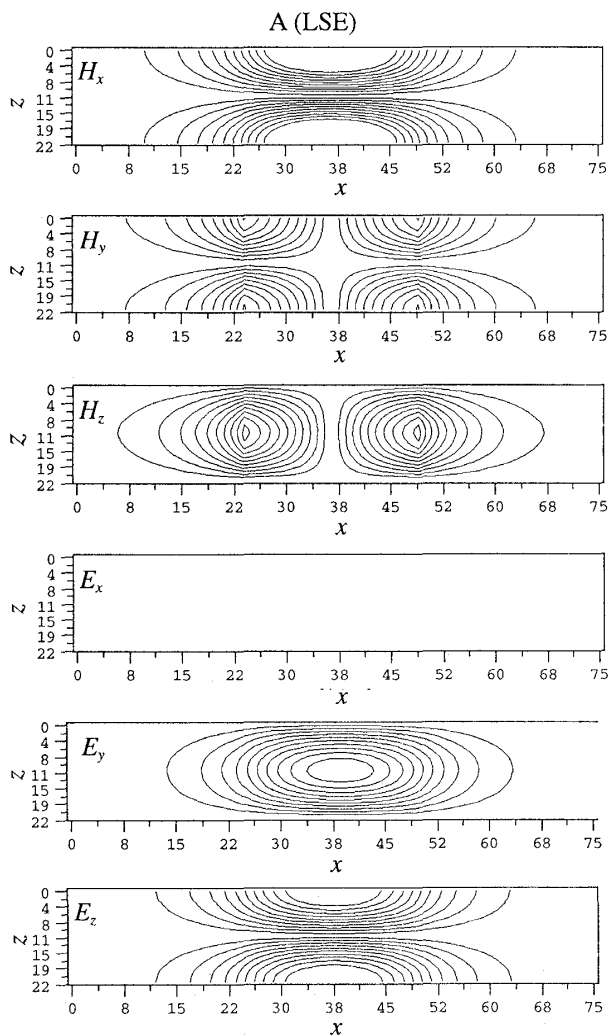
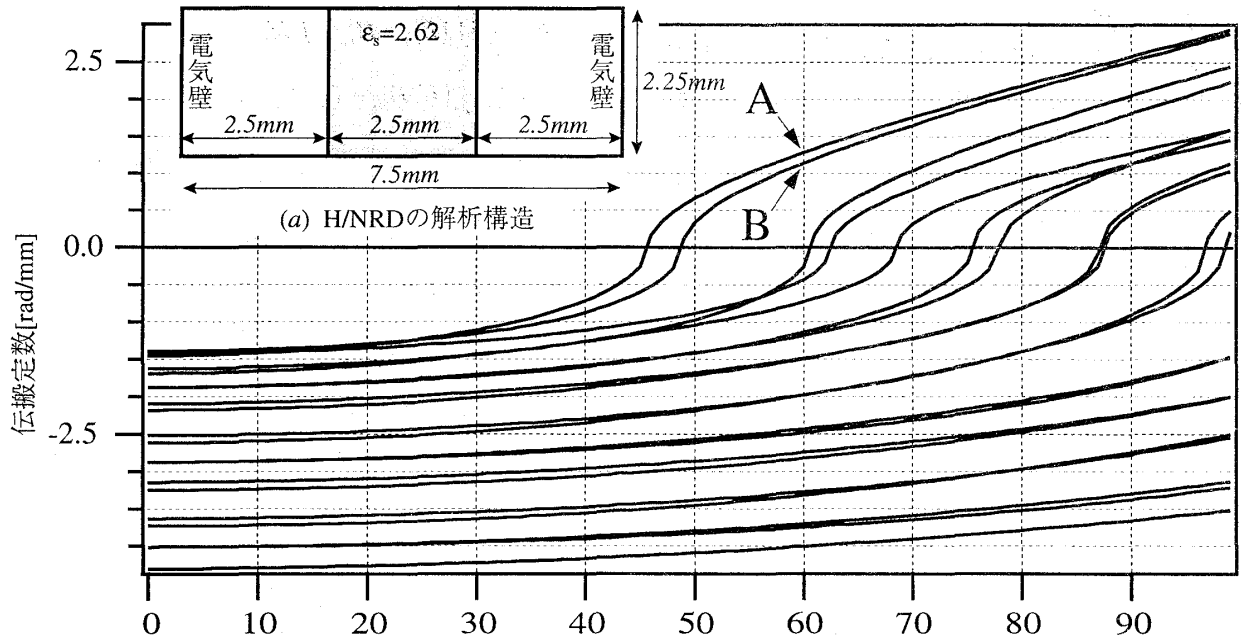


図7 H/NRD Guide の解析構造, 伝搬定数の周波数特性, 固有モードの電磁界分布の計算例

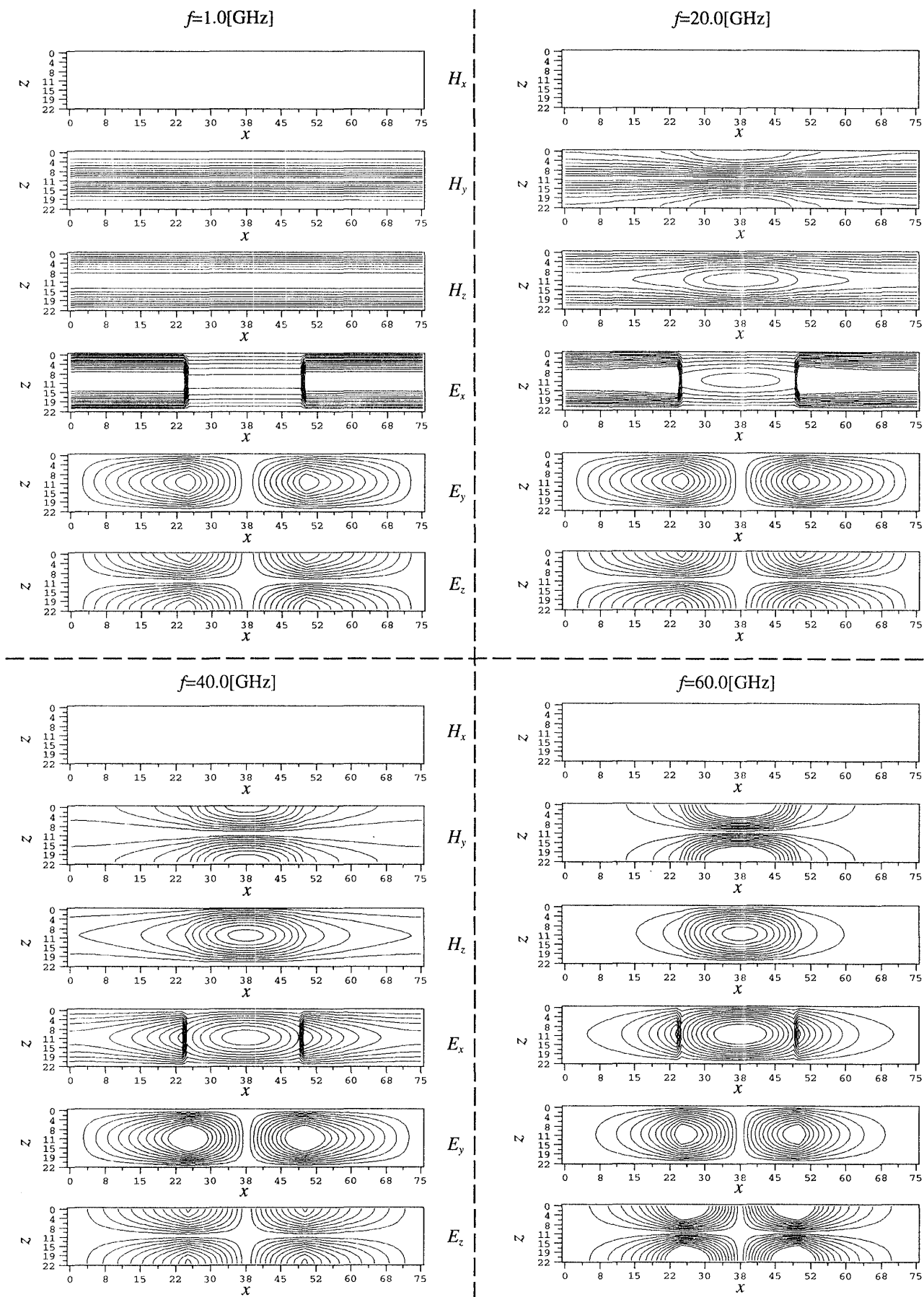
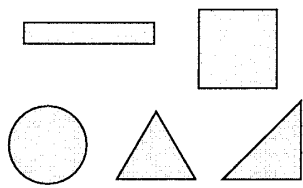


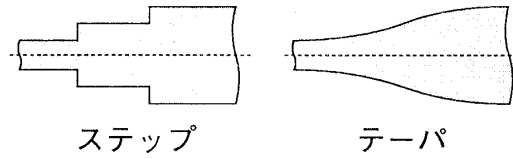
図8 H/NRD Guide ($\epsilon_r = 2.62$) LSM_1 モードの電磁界分布の周波数特性

[非放射Hガイド型平面回路]

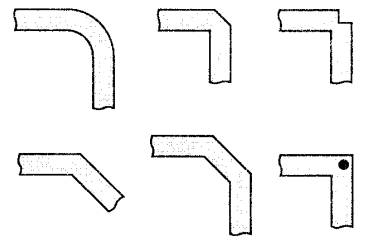
a. 共振器



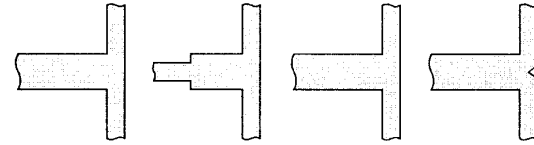
b. 導波路幅変換



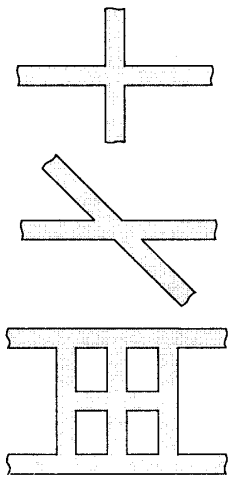
d. 曲がり



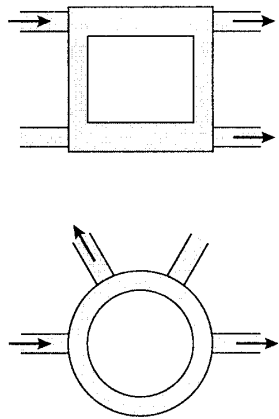
c. T分岐



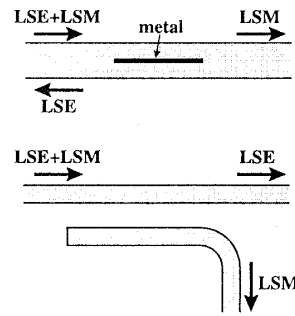
e. 交差



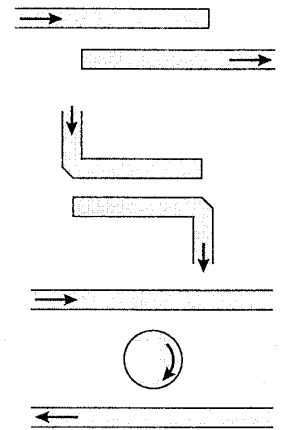
f. hybrid and rat race 回路



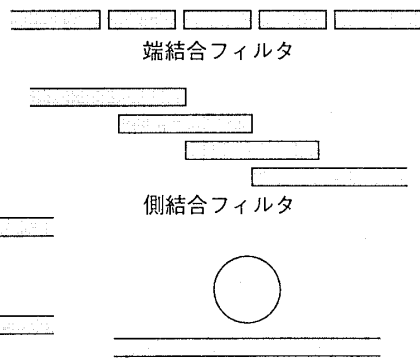
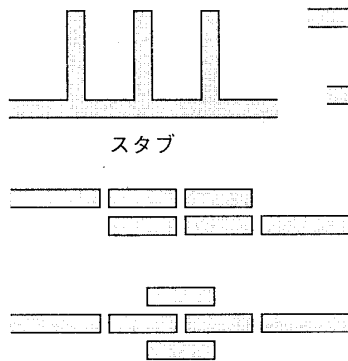
g. モードフィルタ



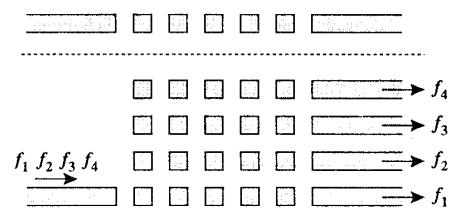
h. 方向性結合器



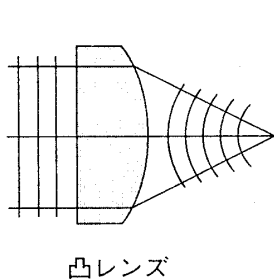
i. フィルタ



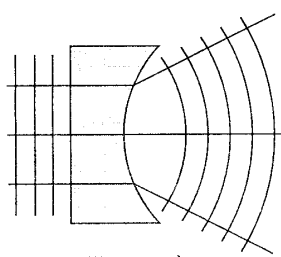
j. フィルタ・分波器
(1次元/2次元周期構造)



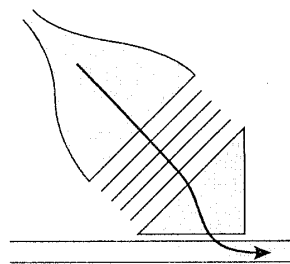
[放射Hガイド型平面回路]



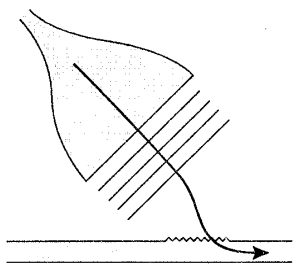
凸レンズ



凹レンズ



プリズム結合器



グレーティング結合器

付録図9 各種誘電体装荷 H guide 型平行平板平面回路の例