

モーメント法によるイメージNRDガイドのイメージ面上に
設けられた横スロットの規格化インピーダンスの計算

石井 望† 伊藤 精彦††

Calculation of Normalized Impedance of a Transvasal Slot on Image Plate of Image
NRD Guide Using Moment Method

Nozomu ISHII† and Kiyohiko ITOH††

あらまし NRDガイドの変形であるイメージNRDガイドのイメージ面に切られた横スロットの規格化インピーダンスについて、モーメント法により定式化している。イメージNRDガイド内に支持しうるモードにより、ガイド内の電磁界をモード展開し、ダイアディック・グリーン関数(DGF)を得るとともに、仮想空洞法の考え方を適用してDGFの変形を行っている。計算値は、定在波測定法により得られた実験値と比較して、共振周波数のずれが1.6%であって、ピーク値のずれもみうけられるが、周波数軌跡の傾向が同一という結果が得られている。

キーワード イメージNRDガイド、イメージ面横スロット、モーメント法、モード展開、仮想空洞法

1. ま え が き

NRDGガイド(以下、NRDGと略記)[1]はその低損失性ゆえに、発表当初からミリ波帯アンテナへの応用が試みられてきた。テーパを介して誘電体ロッドの自由空間との整合をとったロッドアンテナ[2]、NRDGの切断面からの放射を利用したアンテナ[3]、そのアレー化構造[4]、NRDGの平行平板の幅を非対称とした漏れ波アンテナ[5]、また漏れ波NRDGを給電構造とするアンテナ[6]、などの様々なアンテナが提案されている。スロットを利用したアンテナに限ると、NRDGの平行平板の一方にスロットを設けたアンテナとそのアレー構造[7],[8]、あるいは平行平板の一方に結合スロットを設け平板上のマイクロストリップアンテナ(以下、MSAと略記)を励振する構造[9]が発表され、モード展開法により解析されている[7],[9]。これら平行平板の一方のスロットを利用した構造では、NRDG内にスロットからの散乱波により主モードで

あるLSM₁₀モード以外に伝搬モードが存在するため、設計上好ましくない。

筆者らは、図1に示すイメージNRDガイド(以下、iNRDGと略記)を提案し、その端部からの放射についてFDTDにより解析した[10]。本論文では、iNRDGのイメージ面スロットについて論じるが、スロットの切り方に注意すれば、不要モードの発生を抑制したうえでスロット動作可能である。図1に類似した構造として、DILのイメージ面上にスロットを切りアレー化したもの[11]、イメージ面の導電損を軽減するために

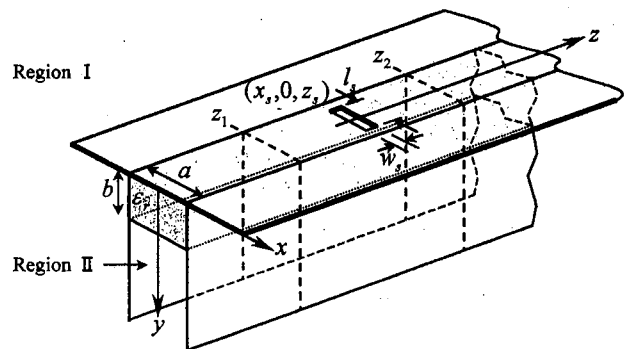


図1 iNRDG イメージ面横スロット
Fig.1 A transverse slot cut on the image plane of iNRDG.

†新潟大学工学部, 新潟市
Faculty of Engineering, Niigata University, Niigata-shi, 950-2181 Japan

††北海道大学大学院工学研究科, 札幌市
Graduate School of Engineering, Hokkaido University, Sapporo-shi, 060-8628 Japan

DILの誘電体とイメージ面の間に誘電体スラブを挿入し、そのイメージ面に結合スロットを切りスロット結合MSAを実現したもの[12]、それらをアレー化したもの[12]がある。列挙したアンテナは、給電線路として遅波構造のDIL若しくはDIL likeの線路を利用しているため、マイクロストリップ線路給電スロットアレー若しくは同給電スロット結合MSAアレーと類似の方針で設計可能である。これに対して、iNRDGは、導波管と同様、速波構造の導波路であって、導波管スロット若しくは導波管アレーの設計理論[13],[14]を援用可能である。

図2(a)に方形導波管の TE_{10} モードの電磁界分布を、(b)にiNRDGの LSM_{10} モードの電磁界分布を示す。これらを比較してわかるように、導波管の広壁面(H面壁)とiNRDGのイメージ面の磁力線は非常に類似している。すなわち、面上方から見込むと、反対向きの二つの磁力線ループが1管内波長ごとに繰り返している。導波管の場合、磁力線と直交する電流線を妨げるようにスロットを設けると、スロットより放射が生じる[14]。したがって、iNRDGの場合も同様に、適切な位置にスロットを切ることにより放射が生じることになる。ただし、導波管の場合とは異なり、導波路の伝搬方向に対して垂直なスロット(以下、横スロットと呼ぶ)でなければならない。これは次の理由による。スロット上の磁流が伝搬方向成分をもつ場合、その成分によってカットオフ周波数0の平行平板モードが励振される。図1において平行平板はy方向に対して無限遠まで存在するが、実際には有限長で打ち切るため、その端面から放射が生じてしまう。これを避けるために、イメージ面の中心線に関して対称な横スロットに限定して、以降の議論を進める。

本論文では、iNRDGイメージ面横スロットに関し

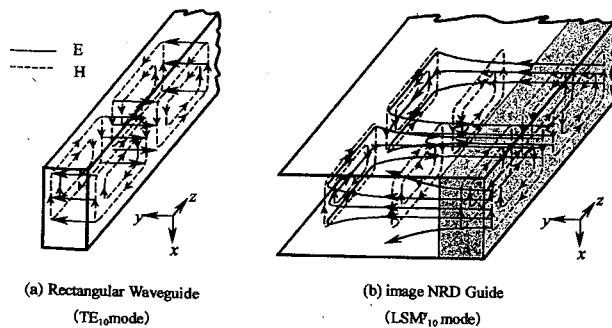


図2 方形導波管及びiNRDG内の電磁界分布
Fig. 2 EM field distribution in the rectangular waveguide and iNRDG.

て次の事項について述べる。まず、モーメント法によりスロットの規格化インピーダンスを算出するための定式化について検討する。また、定在波法により求めたスロットの規格化インピーダンスと比較する。

2. モーメント法による定式化

本章で説明する手法は、解析対象のiNRDGイメージ面横スロット全体を電磁界の厳密な境界値問題とみなし、モーメント法で連立1次方程式に焼き直して数値的に解く手法である[15]~[17]。ここでは、イメージ面の厚みの影響も含めて解析できるように定式化を行う。本章で述べる定式化は、方形導波管上に切られたスロット並びにスロットアレーに対する定式化[16],[17]と類似している。すなわち、導波路内で固有モード関数展開を行うこと、仮想空洞の概念[18]を適用すること、モーメント法により最終的に連立1次方程式を解くことに帰着すること、などである。解析上の相違点として、iNRDGイメージ面スロットにおける仮想空洞は、導波管スロットと異なり、“空洞”ではなく“中途で充填媒質の異なる半無限方形導波管”となる点があげられる。また、導波管と異なり、iNRDGの固有モードを決定するために特性方程式のすべての解を検出する必要がある点である。以下では、(1)モーメント法の考え方にに基づき、スロット面上での境界条件を連立1次方程式に置き換え、(2)iNRDGのダイアディック・グリーン関数及び仮想空洞による変形を行い、(3)連立1次方程式を解くうえで必要となる係数行列の要素等の計算について示すことにする。

2.1 スロットの反射係数の定式化

図3にiNRDGのイメージ面に設けられた横スロットの断面並びに俯瞰図を示す。イメージ面を構成する金属板の厚みを t とする。定式化にあたり、三つの領域を考える。一つめは金属板上部($y \leq -t$)の領域 V^e 、二つめはスロット内部($-t \leq y \leq 0$)の領域 V^c 、三つめはiNRDG内($y \geq 0$)の領域 V^i である。各領域において、スロット面 S^e, S^i は電気壁に置き換えられ、その代わりに磁流を仮定する(等価定理)[19]。領域 V^i と領域 V^c の境界面上の S^i において、 $r \in S^i$ として次の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned} H_{in} + \int_{S^i} ds' \overline{G}^i \cdot E^i \times \hat{y} \\ = \int_{S^i} ds' \overline{G}^c \cdot E^i \times (-\hat{y}) + \int_{S^e} ds' \overline{G}^e \cdot E^e \times \hat{y} \end{aligned} \quad (1)$$

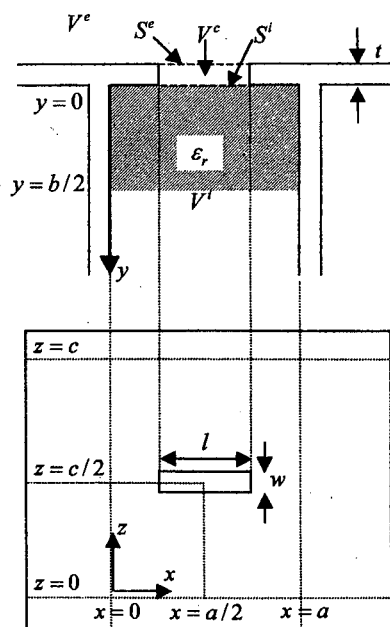


図3 iNRDG イメージ面横スロット (平面図)
Fig. 3 A transverse slot on the image plane.

ここで、 $\mathbf{H}_{\text{in}} = \mathbf{H}_{\text{in}}(\mathbf{r})$ は iNRDG への入射磁界、 $\overline{\mathbf{G}}^i = \overline{\mathbf{G}}^i(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ は iNRDG のダイアディック・グリーン関数 (以下、DFG と略記)、 $\mathbf{E}^i = \mathbf{E}^i(\mathbf{r}')$ は S^i 上の電界、 $\overline{\mathbf{G}}^c = \overline{\mathbf{G}}^c(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ は領域 V^c の DGF、 $\mathbf{E}^e = \mathbf{E}^e(\mathbf{r}')$ は S^e 上の電界とする。同様に、領域 V^e と V^e の境界面上の $\mathbf{r} \in S^e$ において、次の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned} & \int_{S^i} ds' \overline{\mathbf{G}}^c \cdot \mathbf{E}^i \times (-\hat{y}) + \int_{S^e} ds' \overline{\mathbf{G}}^c \cdot \mathbf{E}^e \times \hat{y} \\ &= \int_{S^e} ds' \overline{\mathbf{G}}^e \cdot \mathbf{E}^i \times (-\hat{y}) \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 $\overline{\mathbf{G}}^e = \overline{\mathbf{G}}^e(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ は半空間の DGF とする。さて、磁流 $\mathbf{M}^a(\mathbf{r}') = \mathbf{E}^a(\mathbf{r}') \times \hat{y}$ ($a = e, i$) を既知の基底関数 $\mathbf{m}_q(\mathbf{r}')$ ($q = 1, 2, \dots, M$) を用いて次のように展開する。

$$\mathbf{M}^a(\mathbf{r}') = \sum_{q=1}^M V_q^a \mathbf{m}_q(\mathbf{r}') \quad (3)$$

式 (3) を式 (1) に代入し、 $\mathbf{m}_p(\mathbf{r})$ ($p = 1, 2, \dots, M$) との内積をとり、 $\mathbf{r} \in S^i$ 上で面積分を行う。同様に、式 (3) を式 (2) に代入し、 $\mathbf{m}_p(\mathbf{r})$ とのドット積をとり $\mathbf{r} \in S^e$ 上で面積分を行う。以上により、 $p = 1, 2, \dots, M$ に対して次式を得る。

$$\sum_{q=1}^M [(Y_{pq}^i + Y_{pq}^{cii})V_q^i - Y_{pq}^{cie}V_q^e] = I_p \quad (4)$$

$$\sum_{q=1}^M [-Y_{pq}^{cei}V_q^i + (Y_{pq}^e + Y_{pq}^{cee})V_q^e] = 0 \quad (5)$$

ただし、 $a, b = e, i$ に対して、

$$Y_{pq}^a = - \int_{S^a} ds \int_{S^a} ds' \mathbf{m}_p(\mathbf{r}) \cdot \overline{\mathbf{G}}^a \cdot \mathbf{m}_q(\mathbf{r}') \quad (6)$$

$$Y_{pq}^{cab} = - \int_{S^a} ds \int_{S^b} ds' \mathbf{m}_p(\mathbf{r}) \cdot \overline{\mathbf{G}}^c \cdot \mathbf{m}_q(\mathbf{r}') \quad (7)$$

$$I_p = \int_{S^i} ds \mathbf{m}_p(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_{\text{in}}(\mathbf{r}) \quad (8)$$

とする。式 (4)、(5) は、 $2M$ 個の未知係数 V_q^i, V_q^e ($q = 1, 2, \dots, M$) に対して $2M$ 元連立 1 次方程式となっており、 V_q^i, V_q^e について解くことが可能である。なお、 $\overline{\mathbf{G}}^a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 、 $\overline{\mathbf{G}}^c(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ の可逆性より、 $Y_{pq}^a = Y_{qp}^a$ 、 $Y_{pq}^{cab} = Y_{qp}^{cba}$ が成り立つ。ただし、 $a, b = e, i$ とする。これらの関係から、式 (4)、(5) より与えられる連立 1 次方程式の係数行列は対称行列となることがわかる。すなわち、係数行列の要素計算は上三角部分のみでよいことになる。

iNRDG の主モードである LSM₁₀ モードが $-z$ 方向から入射されていると仮定する。したがって、この主モードの $+z$ 方向伝搬に対する磁界モード関数を $\mathbf{H}_1^+(\mathbf{r})$ とすると、 $\mathbf{H}_{\text{in}}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_1^+(\mathbf{r})$ となる。このとき、iNRDG 内部の磁界は、 $z < c/2$ において、

$$\mathbf{H}^i(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_1^+(\mathbf{r}) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \mathbf{H}_n^-(\mathbf{r}) \quad (9)$$

と記述できる。ここで、 $\mathbf{H}_n^-(\mathbf{r})$ は第 n 番目のモードの $-z$ 方向への伝搬波に対応する磁界モード関数である。式 (9) の係数 B_n は次で与えられる [19]。

$$B_n = \frac{1}{2P_n} \int_{S^i} ds \mathbf{M}^i(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_n^+(\mathbf{r}) \quad (10)$$

ここで、 P_n は第 n 番目のモードの規格化定数に対応しており次で与えられる。

$$P_n = \int_{S^i} ds \mathbf{e}_{tn}(\rho) \times \mathbf{h}_{tn}(\rho) \cdot \hat{z} \quad (11)$$

ただし、 β_n を第 n 番目のモードに関する位相定数として、 $\mathbf{E}_n^{\pm}(\mathbf{r}) = [\mathbf{e}_{tn}(\rho) + \mathbf{e}_{zn}(\rho)]e^{\mp j\beta_n z}$ 、 $\mathbf{H}_n^{\pm}(\mathbf{r}) = [\mathbf{h}_{tn}(\rho) + \mathbf{h}_{zn}(\rho)]e^{\mp j\beta_n z}$ とする。したがって、主モードに対する反射係数 Γ は、式 (10) に式 (3) を代入して、

$$\Gamma = B_1 = \frac{1}{2P_1} \sum_{q=1}^M V_q^i I_q^+ \quad (12)$$

と与えられる。ここで、

$$I_q^+ = \int_{S^i} ds m_q(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_1^+(\mathbf{r}) \quad (13)$$

とする。整理すると、式(8)の I_p として式(13)で与えられる I_p^+ を用いて、連立方程式(4)、(5)を解く。その解 V_q^i を利用して、式(12)より反射係数 Γ を求めるという手順になる。

以上、iNRDG イメージ面における横スロットの反射係数の導出方法について、その概略を説明した。

2.2 Y_{pq}^i の評価

ここでは、仮想空洞の考え方にに基づき、 Y_{pq}^i の評価を行う。無限長 iNRDG の DGF は次のように記述される [15]。

$$\overline{\mathbf{G}}^i(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_n \frac{1}{2P_n} \mathbf{H}_n^{\pm}(\mathbf{r}) \mathbf{H}_n^{\mp}(\mathbf{r}') \quad (14)$$

ただし、複号は上が $z > z'$ に、下が $z < z'$ に対応する。この DGF は $z = z'$ において関数系が切り換わるため、 Y_{pq}^i を含む被積分関数を評価する際、 $z = z'$ において場合分けを行う必要があり、計算が複雑になる。これを回避するため、仮想空洞法を利用する。開口 S_{a1} の両側の $z = 0; z = c$ の位置に完全導体面 S_1, S_2 を設ける。これにより形成された空洞部分の DGF を $\overline{\mathbf{G}}_y^c(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ とおくと、

$$\overline{\mathbf{G}}^i(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \overline{\mathbf{G}}_y^c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \overline{\mathbf{G}}_w(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \quad (15)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \overline{\mathbf{G}}_w(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \sum_n \frac{[\mathbf{H}_n^+(\mathbf{r})e^{j\beta_n c} - \mathbf{H}_n^-(\mathbf{r})e^{-j\beta_n c}]\mathbf{H}_n^+(\mathbf{r}')}{4jP_n \sin c} \\ &+ \sum_n \frac{[\mathbf{H}_n^-(\mathbf{r}) - \mathbf{H}_n^+(\mathbf{r})]\mathbf{H}_n^-(\mathbf{r}')e^{-j\beta_n c}}{4jP_n \sin c} \end{aligned} \quad (16)$$

となる [18]。

導波路内部の散乱に係わる Y_{pq}^i は式(6)で与えられ、この式において $\overline{\mathbf{G}}^i$ を式(15)で置き換えると、

$$Y_{pq}^i = Y_{s,pq}^i + Y_{w,pq}^i \quad (17)$$

と書ける。ただし、

$$Y_{s,pq}^i = - \int_{S^i} ds \int_{S^i} ds' m_p(\mathbf{r}) \cdot \overline{\mathbf{G}}_y^c \cdot m_q(\mathbf{r}') \quad (18)$$

$$Y_{w,pq}^i = - \int_{S^i} ds \int_{S^i} ds' m_p(\mathbf{r}) \cdot \overline{\mathbf{G}}_w \cdot m_q(\mathbf{r}') \quad (19)$$

とする。

さて、iNRDG イメージ面スロットを考えているので、 $Y_{s,pq}^i$ に対する DGF として、図4の構造において y 軸を伝搬方向と考えて得られる関数が必要となる。この DGF の導出については付録2を参照されたい。導出にあたっては、図4の構造が“途中で充填媒質が誘電体から空気になる半無限長一端短絡方形導波管”であって、誘電体及び空気領域において、定数倍の違いを除いて、導波管断面でのモード関数が同形であることを利用している [20]。この DGF を用いて、 $Y_{s,pq}^i$ は次のように記述される。

$$\begin{aligned} Y_{s,pq}^i &= - \sum_m \int_{S_a} ds \int_{S_a} ds' \\ &\frac{m_p(\mathbf{r}) \cdot [\mathbf{H}_m^{d+}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_m^{d-} \Gamma_m e^{-j\beta_m^d b}]}{2P_m^d (1 + \Gamma_m e^{-j\beta_m^d b})} \\ &[\mathbf{H}_m^{d-}(\mathbf{r}') - \mathbf{H}_m^{d+}(\mathbf{r}')] \cdot m_q(\mathbf{r}') \end{aligned} \quad (20)$$

ここで、 $\mathbf{H}_m^{d\pm}(\mathbf{r}) = [\pm h_{tm}^d(x, z) + h_{ym}^d(x, z)]e^{\mp j\beta_m^d y}$ は誘電体領域内における $\pm y$ を進行方向とする磁界モードベクトルである。 β_m^d は各モードの誘電体領域での位相定数である。 Γ_m は付録2の式(A.24)で与えられる。誘電体領域内における規格化定数 P_m^d は式(11)と同様に定義された量である。ここで、磁流基底ベク

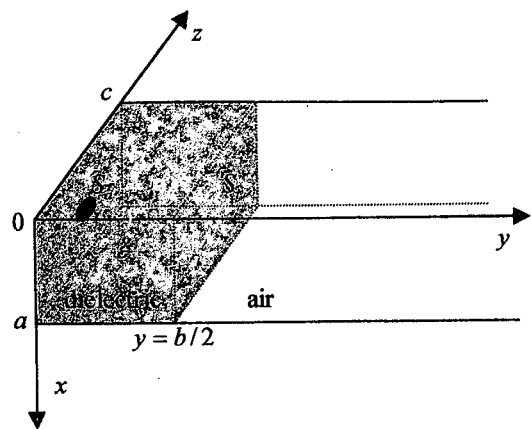


図4 iNRDG の $\overline{\mathbf{G}}_y^c(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ に関する構造
Fig. 4 A structure described by $\overline{\mathbf{G}}_y^c(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$.

トル $m_p(\mathbf{r})$ は $y = 0$ 上に存在するから y 成分をもたない。すなわち、 $m_p(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{h}_{ym}^d(\mathbf{r}) = 0$ となり、 $y = 0$ において $m_p(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_m^{d\pm}(\mathbf{r}) = \pm m_p(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{h}_{im}^d(x, z)$ の関係がある。したがって、式(20)は次のように変形される。

$$Y_{s,pq}^i = \sum_m \frac{1}{P_m^d} \frac{1 - \Gamma_m e^{-j\beta_m^d b}}{1 + \Gamma_m e^{-j\beta_m^d b}} y_{s,mp} y_{s,mq} \quad (21)$$

ただし、

$$y_{s,mp} = \int_{S_a} ds m_p(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{h}_{im}^d(x, z) \quad (22)$$

とする。

本論文では、次のモード基底関数を採用する。

$$m_p(\mathbf{r}) = \hat{x} \frac{1}{w} \sin k_p \left(x + \frac{l}{2} + \frac{a}{2} \right) \quad (23)$$

このとき、 $Y_{s,pq}^i$ は解析的に評価できる。なお、 $Y_{w,pq}^i$ 、 Y_{pq}^e 並びに Y_{pq}^{cab} の計算については既に評価されており [16]、ここでは述べない。

3. 解析にあたっての注意事項

これまでの説明で、イメージ面横スロットの規格化インピーダンスの計算が可能となったが、ここで計算コードを作成する際に注意すべき点について述べておく。

これまで述べた解析手法では、iNRDG内の電磁界を固有関数展開しており、与えられた周波数に対して固有モードに属する複素位相定数を計算する必要がある。ここで、今まで暗に認めてきた“iNRDG内の電磁界は離散スペクトルで展開される”という前提が必ずしも正確でないことを指摘しておく必要がある。図1のiNRDGのスペクトルに関して、 x 方向に関しては導波管と同様に周波数に無関係な $k_x = m\pi/a$ で与えられるが、 y 方向については、例えば式(A.7)で与えられる“接地均一スラブ”に対する特性方程式を解くことによって与えられる。この接地均一スラブに対しては、離散スペクトルのほかに、放射等に寄与する連続スペクトルが存在する [21]。この連続スペクトルは、離散スペクトルと異なり、スペクトル軸上で連続的に分布しており、一般に積分表示により表現される。しかしながら、本解析では離散スペクトル表示可能なモードのみについてモード展開を行っている。これは、iNRDGが給電導波路として利用されていることを考

慮して、連続スペクトルの寄与を無視しているためである。このとき、誘電体損及び導電損が存在しないと仮定すると、 β^2 は正か負の実数と考えてよく、正の場合は伝搬モードとして、負の場合はエバネッセントモードとして動作する。

方形導波管などとは異なり、モードの検出は特性方程式を解くことによって実行される。 β が実数であるとき、例えば式(A.8)から、 k_y^2 及び h_y^2 は実数、すなわち k_y 及び h_y は実数若しくは純虚数 (jx の形の複素数) でなければならない。したがって、例えば式(A.7)において $k_y \tan(k_y b/2)$ は常に実数となり、それに対する h_y は非負実数でなければならない。このことによって、特性方程式を実数の非線形方程式とみなすことができ、はさみうち法などの根の存在区間を限定する求根アルゴリズムが使用可能となる。具体的には、周波数及び x 方向の離散スペクトル k_x を与え、 β^2 の値を徐々に変化させ、例えば式(A.7)の特性方程式を満足する β^2 を求めるという手順となる。式(A.8)などからわかるように、 $\Re[\beta] < \sqrt{\epsilon_r} k_0$ であるから、 β^2 が正数のときは $0 < \beta < \sqrt{\epsilon_r} k_0$ の間で特性方程式の根をすべて探索する。 β^2 が負数のときは、 $0 > \Im[\beta] > -\beta_{\max}$ の範囲で根をすべて探索する。 $\Im[\beta]$ を負数としたのは、 z 方向に進行する波に対してエバネッセント減衰が生じるようにするためである。また、理論的にはエバネッセントモードに対して β_{\max} で範囲を区切る必要はないが、数値計算上、モードを有限個で打ち切らなければいけないという制約があることと、十分に大きな $|\beta|^2$ に対するモードは急速に減衰するモードであって、リアクティブエネルギーにはほとんど寄与しないことから、 β に対して求根範囲を設けている。また、十分に小さな $\Delta\beta$ に対して区間 $[(i-1)\Delta\beta, i\Delta\beta]$ ($i = 1, 2, \dots$) において根があるかどうかを判定したうえで、はさみうち法で求根している。 β_{\max} 、 $\Delta\beta$ の具体的な値は、解析結果を紹介する際に触れることにする。

本解析では、仮想空洞の概念を用いて、スロット直下に“途中で充填媒質が誘電体から空気へ変わる半無限長一端短絡方形導波管”という仮想空洞を設けている。この仮想空洞内におけるスロットの直接散乱に起因するアドミタンス $Y_{s,pq}$ の評価の際、導波管モードとして、図4の x 方向、 z 方向とも十分な数のモードを用意する必要がある。以降で述べる解析結果は、それぞれ TE^y 、 TM^y モードで各々200個のモードを使用して得られたものである。また、 z 方向の空洞長

表1 実験に用いた iNRDG イメージ面スロットのパラメータ

Table 1 Parameters of transverse slot on the image plane of iNRDG for the measurement.

ϵ_r	a	b	l_s	w_s	t			
2.0	10.0	6.0	8.5	1.0	1.0			
L_e	L_a	L_p	L_t	L_n	L_c	W	H	
10.0	40.0	120.0	96.5	98.5	75.0	70.0	30.0	

where, unit is mm except ϵ_r .

c の選び方としては、この方向で共振が生じることを避けるため、 $c = 3\lambda_g/4$ としている [22]。ここで、 λ_g は iNRDG の LSM₁₀ モードの管内波長である。

4. 規格化インピーダンスの計算例と実験値の比較

まず実験の概要について述べる [23]。定在波分布測定を行ったガイド構成図を図 5 に、各構造パラメータを表 1 に示す。同軸プローブ給電法 [10] によって iNRDG を給電し、給電端面より L_p の位置にある横スロットを励振する。横スロットより $-z$ 方向には L_t の距離をおいて無反射終端を設けている。NRDG の無反射終端 [24] と同様、誘電体断面内で最も主モード電界が強い部分、すなわち、図 1 の $x = a/2$ の面に、図 5 に示すように、抵抗膜 (300Ω/口) を挿入し実現している。なお、図 5 において $L_n = 98.5$ mm であって、14 GHz で約 $3\lambda_g$ 分の長さとなっている。以上により、横スロットから $-z$ 方向を見込むと無限長 iNRDG とみなせ、2. で定式化を行った構造と電気的に等価な状態が図 5 で実現できたこととなる。

横スロットの規格化インピーダンスに関して、計算値並びに実験値を図 6 に示す。

計算条件について述べる。3. で述べた β_{\max} , $\Delta\beta$ はそれぞれ $\beta_{\max} = 2,500$, $\Delta\beta = 0.1$ としている。式 (23) で与えられる基底の数について、 $m = 1$ から $m = 7$ まで変化させて計算したところ、 $m = 5$ までの基底ではほぼ収束していると判断できた。図 6 の計算結果は $m = 5$ までの基底を用いた場合である。なお、横スロット配置の対称性から、 m が偶数の基底の寄与は無視できる。

図 6 から、計算値の共振周波数は 13.78 GHz であって、そのときの規格化抵抗は 3.51 である。これに対して、実験値の共振周波数は 14.0 GHz であって、そのときの規格化抵抗は 2.85 である。共振周波数のず

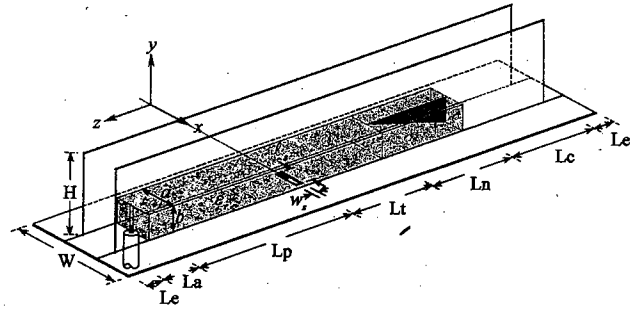


図5 実験に用いた iNRDG イメージ面スロット
Fig. 5 Transverse slot on the image plane of iNRDG for the measurement.

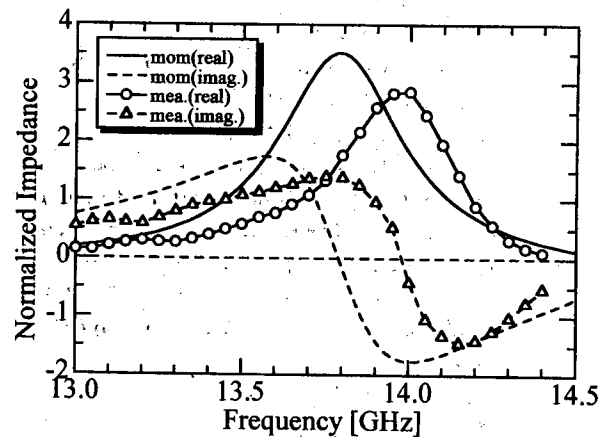


図6 規格化インピーダンスの計算値と実験値
Fig. 6 Calculated and Measured normalized impedance.

れは 1.6% であって、規格化抵抗のずれはいずれもリターンロスに換算すると -5.1 dB (計算値), -6.4 dB (実験値) であるから、両者は大きくずれていないといえる。更に、これら共振周波数並びにインピーダンスのピーク値のずれを除いて、計算値と実験値の周波数軌跡は極めてよく一致している。

5. むすび

本論文では、iNRDG のイメージ面に切られた横スロットに関して、モーメント法により規格化インピーダンスを計算するための定式化を行った。定式化の際には、数値計算の際の収束性が良いとされている仮想空洞の概念を利用した。規格化インピーダンスに関して、モーメント法による計算値は、定在波測定法により得られた実験値に対して妥当な値を示していることを確認した。

謝辞 本研究を進めるあたり、有益な御助言を頂いた北海道大学大学院工学研究科の山本 学氏に感謝し

ます。本研究の一部は、文部省科学研究費補助金基盤研究(A)(2)07405019により行われた。

文 献

- [1] T. Yoneyama and S. Nishida, "Nonradiative Dielectric Waveguide for Millimeter-Wave Integrated Circuits," *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.MTT-29, no.11, pp.1188-1192, Nov. 1981.
- [2] J.A.G. Malherbe, "An Integrated Antenna for Non-Radiative Dielectric Waveguide," *Proc. ISAP'85*, 022-2, pp.69-72, 1985.
- [3] J.A.G. Malherbe, "Radiation from an Open-Ended Nonradiative Dielectric Waveguide," *Microwave and Optical Tech. Lett.*, vol.14, pp.266-268, April 1997.
- [4] J.A.G. Malherbe, "Open-Ended NRD Waveguide Antenna Array," *Microwave and Optical Tech. Lett.*, vol.15, pp.33-36, May 1997.
- [5] H. Qing, A.A. Oliner, and A. Sanchez, "A New Leaky Waveguide for Millimeter Waves Using Nonradiative Dielectric (NRD) Waveguide - Part II: Comparison with Experiment," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol.MTT-35, pp.748-752, Aug. 1987.
- [6] 我妻寿彦, 米山 務, "ブロードサイド漏れ波 NRD ガイド," *信学論 (B-II)*, vol.J77-B-II, no.10, pp.581-583, Oct. 1994.
- [7] J.A.G. Malherbe, "The Design of a Slot Array in Nonradiating Dielectric Waveguide, Part I: Theory," *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, vol.AP-32, pp.1335-1340, Dec. 1984.
- [8] J.A.G. Malherbe, J.H. Cloete, I.E. Losch, M.W. Robson, and D.B. Davidson, "The Design of a Slot Array in Nonradiating Dielectric Waveguide, Part II: Experiment," *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, vol.AP-32, pp.1341-1344, Dec. 1984.
- [9] C.J. Reddy, A. Ittipiboon, and M. Cuhaci, "Admittance Characteristics of Narrow Radiating Slots in Nonradiating Dielectric Waveguide," *IEE Proc.-H*, vol.140, pp.407-413, Oct. 1993.
- [10] 菅原靖敬, 中南直樹, 石井 望, 伊藤精彦, "イメージ NRD ガイドの提案とその端部からの放射," *信学論 (B)*, vol.J82-B, no.4, pp.637-644, April 1999.
- [11] T. Hori and T. Itanami, "Circularly Polarized Linear Array Antenna Using a Dielectric Image Line," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol.MTT-29, pp.967-970, Sept. 1981.
- [12] S. Kanamaluru, M. Li, and K. Chang, "Analysis and Design of Aperture-Coupled Microstrip Patch Antennas and Arrays Fed by Dielectric Image Line," *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, vol.44, pp.964-974, July 1996.
- [13] S. Silver, Ed., *Microwave Antenna Theory and Design*, Peter Peregrinus, 1993.
- [14] R.S. Elliott, *Antenna Theory and Design*, Prentice-Hall, 1981.
- [15] 許 瑞邦, 関 一, 固有関数展開法, 山下榮吉編, 電磁

波問題解析の実際, 第6章, 電子情報通信学会, 1993.

- [16] J. Hirokawa, *A Study of Slotted Waveguide Array Antennas*, Doctoral Dissertation, Tokyo Inst. of Tech., 1994.
- [17] 広川二郎, "導波管スロットアンテナ," 1997 信学総大, 通信1, TB-1-5, pp.753-754, 1997.
- [18] H. Seki, "Analysis of Waveguide Directional Filters by the Moment Method," *Int. J. Microwave and Millimeter-Wave CAD Eng.*, vol.3, pp.183-191, 1993.
- [19] D.M. Pozar, *Microwave Engineering*, 2nd Edition, McGraw-Hill, 1998.
- [20] 山口喜次, 宮下裕章, 千葉 勇, 江頭 茂, "モード展開可能な開放若しくは閉一様導波路断面を有する平面多層媒質 Dyadic Green 関数の一般的構成法," *信学論 (B-II)*, vol.J80-B-II, no.5, pp.406-415, May 1997.
- [21] T. Rozzi and M. Mongiardo, *Open Electromagnetic Waveguides*, Sec.3.3, pp.128-132, The Institution of Electrical Engineers, 1997.
- [22] K. Sakakibara, J. Hirokawa, M. Ando, and N. Goto, "Periodic Boundary Condition for Evaluation of External Mutual Coupling in a Slotted Waveguide Array," *IEICE Trans. Commun.*, vol.E79-B, pp.1156-1164, Aug. 1996.
- [23] チルワ ローレンス クロエバス, 菅原靖敬, 石井 望, 山本学, 大宮 学, 伊藤精彦, "FDTD Analysis of an Image NRD Guide with a Slot," 1999 信学総大, B-1-94, March 1999.
- [24] 米山 務, "非放射性誘電体線路を用いたミリ波集積回路," *信学論 (C-I)*, vol.J73-C-I, no.3, pp.87-94, March 1990.

付 録

1. iNRDG 内に支持しうるモード

NRDG 内に存在しうるモードのうち, $y = 0$ が電気壁という境界条件を満足する奇モードが iNRDG 内で支持されうる。

1.1 LSM_{mn} 奇モード

(a) 誘電体領域 ($0 \leq y \leq b/2$)

$$h_x(mn) = -A_{mn}\beta \sin k_x x \cos k_y y \quad (\text{A-1})$$

$$h_y(mn) = 0 \quad (\text{A-2})$$

$$h_z(mn) = jA_{mn}k_x \cos k_x x \cos k_y y \quad (\text{A-3})$$

(b) 空気領域 ($y \geq b/2$)

$$h_x(mn) = -A_{mn}^0 \beta \sin k_x x e^{-h_y y} \quad (\text{A-4})$$

$$h_y(mn) = 0 \quad (\text{A-5})$$

$$h_z(mn) = jA_{mn}^0 k_x \cos k_x x e^{-h_y y} \quad (\text{A-6})$$

ただし, $A_{mn}^0 = A_{mn} e^{h_y b/2} \cos(k_y b/2)$ とする。

また, k_x, k_y, h_y は

$$k_x = \frac{m\pi}{a} \quad (m = 1, 2, \dots) \quad (\text{A.7})$$

$$h_y = \frac{k_y}{\epsilon_r} \tan(k_y b/2) \\ = \sqrt{(\epsilon_r - 1)k_0^2 - k_y^2} \quad (\text{A.8})$$

を満足する. 伝搬定数は,

$$\beta^2 = \epsilon_r k_0^2 - k_x^2 - k_y^2 = k_0^2 - k_x^2 + h_y^2 \quad (\text{A.9})$$

で与えられ, 規格化定数 $P_{(mn)}$ は,

$$P_{(mn)} = A_{mn}^2 \frac{(\beta^2 + k_x^2)\beta ab}{8\omega\epsilon_r\epsilon_0} \\ \times \left[1 + \left(1 + \frac{k_y^2}{h_y^2} \right) \frac{\sin k_y b}{k_y b} \right] \quad (\text{A.10})$$

となる.

1.2 LSE_{mn} 奇モード

(a) 誘電体領域 ($0 \leq y \leq b/2$)

$$h_{x[mn]} = -B_{mn} \frac{k_x k_y}{\omega\mu_0} \sin k_x x \cos k_y y \quad (\text{A.11})$$

$$h_{y[mn]} = B_{mn} \frac{\beta^2 + k_x^2}{\omega\mu_0} \cos k_x x \sin k_y y \quad (\text{A.12})$$

$$h_{z[mn]} = -jB_{mn} \frac{\beta k_y}{\omega\mu_0} \cos k_x x \cos k_y y \quad (\text{A.13})$$

(b) 空気領域 ($y \geq b/2$)

$$h_{x[mn]} = -B_{mn}^0 \frac{k_x h_y}{\omega\mu_0} \sin k_x x e^{-h_y y} \quad (\text{A.14})$$

$$h_{y[mn]} = B_{mn}^0 \frac{\beta^2 + k_x^2}{\omega\mu_0} \cos k_x x e^{-h_y y} \quad (\text{A.15})$$

$$h_{z[mn]} = -jB_{mn}^0 \frac{\beta k_y}{\omega\mu_0} \cos k_x x e^{-h_y y} \quad (\text{A.16})$$

ただし, $B_{mn}^0 = B_{mn} e^{h_y b/2} \sin(k_y b/2)$ とする.

また, k_x, k_y, h_y は

$$k_x = \frac{m\pi}{a} \quad (m = 0, 1, \dots) \quad (\text{A.17})$$

$$h_y = -k_y \cot(k_y b/2) \\ = \sqrt{(\epsilon_r - 1)k_0^2 - k_y^2} \quad (\text{A.18})$$

を満足する. 伝搬定数は,

$$\beta^2 = \epsilon_r k_0^2 - k_x^2 - k_y^2 = k_0^2 - k_x^2 + h_y^2 \quad (\text{A.19})$$

で与えられ, 規格化定数 $P_{[mn]}$ は,

$$P_{[mn]} = B_{mn}^2 \frac{(\beta^2 + k_x^2)\beta ab}{4\epsilon_m \omega \mu_0} \\ \times \left[1 - \left(1 + \frac{k_y^2}{h_y^2} \right) \frac{\sin k_y b}{k_y b} \right] \quad (\text{A.20})$$

となる. ただし,

$$\epsilon_m = \begin{cases} 1 & \text{for } m = 0 \\ 2 & \text{for } m \neq 0 \end{cases} \quad (\text{A.21})$$

とする.

2. 仮想空洞部分の DGF の導出

波源が誘電体領域内に存在すると仮定し, TE^y 及び TM^y の電磁界モード関数を用いて, 空気領域及び誘電体領域における電磁界を展開する. $y = 0$ において電気壁であること, $y = b/2$ において電界並びに磁界の接線成分が連続であることを考慮すると, 誘電体領域内の磁界は次のように記述される. $0 < y' < y < b/2$ に対して,

$$H^{d>} = \sum_m A_m^{d+} (H_m^{d+} + H_m^{d-} \Gamma_m e^{-j\beta_m^d b}) \quad (\text{A.22})$$

$0 < y < y' < b/2$ に対して,

$$H^{d<} = \sum_m A_m^{d-} (H_m^{d-} - H_m^{d+}) \quad (\text{A.23})$$

また, Γ_m は,

$$\Gamma_m = \frac{\alpha_{e,m} - \alpha_{h,m}}{\alpha_{e,m} + \alpha_{h,m}} \quad (\text{A.24})$$

で与えられる. TE^y モードに対して $\alpha_{e,m} = 1, \alpha_{h,m} = \beta_m^a / \beta_m^d$, TM^y モードに対して $\alpha_{e,m} = \beta_m^a / \beta_m^d, \alpha_{h,m} = 1/\epsilon_r$ とする. β_m^d, β_m^a は各モードの誘電体領域, 空気領域での位相定数である. 文献 [15] と同様の議論を行えば, $0 < y' < y < b/2$ に対して,

$$\bar{G}_y^c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{[H_m^{d+}(\mathbf{r}) + H_m^{d-} \Gamma_m e^{-j\beta_m^d b}]}{2P_m^d (1 + \Gamma_m e^{-j\beta_m^d b})} \\ \times [H_m^{d-}(\mathbf{r}') - H_m^{d+}(\mathbf{r}')] \quad (\text{A.25})$$

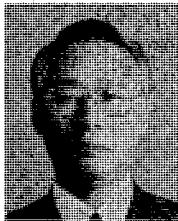
が得られる.

(平成 11 年 4 月 15 日受付, 6 月 7 日再受付)



石井 望 (正員)

平1 北大・工・電子卒。平3 同大大学院
修士課程了。同年同大・工・電子・助手。平
10 新潟大・工・福祉人間・助教授、現在に
至る。この間、小形・薄型アンテナ、ミリ
波帯アンテナの研究に従事。平6 年度本会
学術奨励賞受賞。IEEE 会員。



伊藤 精彦 (正員)

昭38 北大・工・電気卒。昭40 同大大学
院修士課程了。同年同大・工・電子・講師、
昭41 同助教授、昭54 同教授、現在に至
る。この間、電磁波、アンテナ、情報伝送、
放送衛星による時刻と周波数の精密比較、
スーパーレゾリューション法を用いた電磁波
測定、太陽発電衛星等の研究に従事。昭45~46 米国シラキュー
ス大にてアンテナシステムに関する研究に従事。工博。昭43
年度米沢賞、平3 SPS 論文賞、平10 業績賞受賞。IEEE、映
像メディア学会各会員。