

# 固有モード関数展開法とモーメント法を組み合わせた解析に基づく 方形導波管スロットアレーアンテナの動作理解と設計

広川 二郎<sup>†a)</sup>

Understandings of Operation Mechanisms and Designs Based on Analysis of Rectangular-Waveguide Slot Array Antennas by Eigenmode Expansion and Method of Moments

Jiro HIROKAWA<sup>†a)</sup>

あらまし 本論文では、固有モード関数展開法とモーメント法を組み合わせた方形導波管スロットアレーアンテナの解析及び設計について論じる。本解析法では、まず解析領域を等価定理に基づき規範領域に分割し、その規範領域内の電磁界を固有モード関数で展開し、開口上等価磁流のリアクションを解析的に評価する。導波管内にポストを設けて反射抑圧を実現する構造については、固有モード関数展開の考えから、ポストをスロットから十分に離すことで、ポスト上に導波管厚さ方向に一樣な電流成分のみを仮定すればよく、三次元構造を二次元問題として解析できる。また、数値的にスロット形状を断面とする導波管の固有モード関数を求め、それを磁流に関する展開関数とすることで、モーメント法により任意形状のスロットアンテナを解析でき、壁厚領域の磁流に関するリアクションは固有モード関数の直交性により解析的に評価できる。更に、数百素子の二次元アレーでは、その全相互結合を考慮した解析が短時間で実行され、その設計は等価アドミタンスを用いた分布定数回路との組み合わせで10回程度の繰返し解析で終了できる。このように固有モード関数展開法の考え方は、単に解析を高速化するだけでなく、アンテナの動作理解や適用可能構造の拡張にもつながっている。

キーワード スロットアンテナ, 方形導波管, 固有モード関数展開法, モーメント法

## 1. ま え が き

近年、任意アンテナ形状を扱える汎用電磁界解析ソフトウェアは急激に進歩してきている。これら汎用電磁界解析ソフトウェアは大規模な形状を解けるようになったが、1回当りの解析時間が長いと多数のパラメータを決定する設計に時間がかかることになる。したがって、大規模な形状でも解析時間が短い手法の確立が望まれている。本論文では、方形導波管導波管スロットアレーアンテナを対象とした固有モード関数展開法とモーメント法を組み合わせた電磁界解析と設計について述べる。モーメント法では波源分布を未知

数とするため、解析領域の電磁界分布を未知数とするFDTD法や、有限要素法のような解析に比べると解析領域の大きさに対する未知数の数が非常に少ない。方形導波管スロットアレーアンテナは、等価定理に基づいて、スロットアンテナの開口面を金属導体でふさぎ、開口面上電界と等価な磁流を仮定する。このとき、開口をもつ方形導波管は、内部に磁流を有するが開口がない方形導波管に置き換えられる。開口がふさがれた方形導波管内の電磁界は、その断面内の固有モード関数である三角関数を用いて解析的に表せ、これにより、モーメント法における磁流のリアクションを高速に計算できる。

Stevensonは導波管スロットアンテナを初めて境界値問題として解析し[1]、共振スロットの開口上電界は近似的に正弦分布で表されることを見出し、規格化コンダクタンスの表現を導出した[2]。Olinerは変分法を用いて伝送線路上のスロットの透過インピーダンス

<sup>†</sup> 東京工業大学大学院電気電子工学専攻, 東京都  
Department of Electrical and Electronic Engineering, Tokyo  
Institute of Technology, S3-20, 2-12-1 Ookayama, Meguro-  
ku, Tokyo, 152-8552 Japan

a) E-mail: jiro@antenna.ee.titech.ac.jp

を導出し [3], 導波管の壁厚の効果を考慮することで実験結果に一致することを実証した. Khac と Carson は初めて導波管スロットアンテナをモーメント法により数値的解析した [4]. また, 関と後藤は, 壁厚及びペア間の相互結合を考慮して, 方形導波管の狭壁上に切られた円偏波放射スロットペアを解析した [5]. 更に, Elliott は外部相互結合を考慮した導波管スロットの一次元及び二次元アレーの設計法を示した [6], [7].

本論文では, 固有モード関数展開法を忠実に導波管スロットアレーアンテナに適用するだけでなく, 固有モード関数の特長を解析法に取り込むことでモーメント法での未知数の数を削減する問題や, 固有モード関数の解析的表現を用いた磁流のリアクションの高速評価を生かした二次元アレーの短時間設計を説明する. また, 任意のスロット形状に対しても, 関数系ではなく数値的に磁流の展開関数を与えることでモーメント法による解析が可能となる. この際, 数値展開関数の固有値と共振周波数の関係の考え方を通して, アンテナの動作の理解にもつながる. 固有モード関数の特長を考慮した計算規模の縮小化や解析表現によるリアクションの高速評価及び近年のコンピュータの高速化により数百素子のスロットを 1 分以内に解析できる (Pentium 4 : 3.8 GHz). このように 1 回の計算が数分と短時間であれば, 目的に合わせて, 数百スロットのすべてのパラメータを変化させる最適化設計を短時間で実行できる.

本論文の構成を以下に示す. 2. では, 固有モード関数展開法とモーメント法を用いた方形導波管スロットアレーアンテナの解析法の概要とその特長を述べる. 3. では, 反射抑圧バラスト付導波管スロットの解析を示す [8]. また, 4. では, 数値固有モード関数を用いたクロススロットの解析法を示す [9], [10]. 5. では, 本解析法を用いた二次元スロットアレーの設計を説明し [11], 6. をむすびとする.

## 2. 解析法の概要とその特長

図 1 に方形導波管スロットアンテナの解析モデルを示す. 方形導波管の壁面はすべて完全導体で, 1 個のスロットが無限長方形導波管の広壁上に開けられている. 導波管外部にはスロットが開けられた広壁面から伸びるように無限大の完全導体板が広がっており, 外部領域は半自由空間とみなせる. なお, スロット部では導波管の壁厚も考慮して解析する. ここで, 方形導波管の基本モードである  $TE_{10}$  モードが導波管の一端

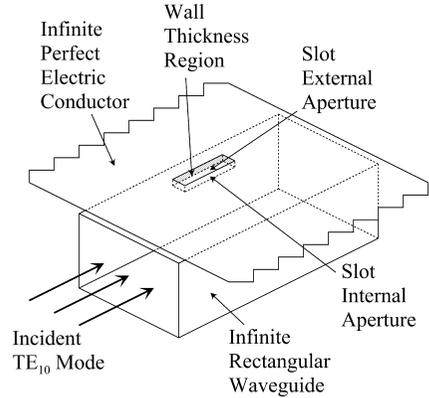


図 1 方形導波管広壁上スロットアンテナの解析モデル  
Fig. 1 Analysis model of a slot antenna on the broad wall of a rectangular waveguide.

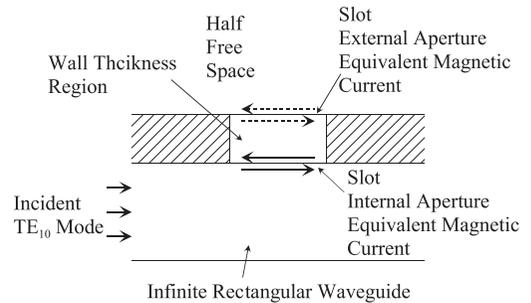


図 2 等価定理の適用  
Fig. 2 Application of the field equivalence theorem.

から入射した場合を想定する.

等価定理に基づき, スロットの外部開口及び内部開口を完全導体で覆うとともに開口上の電界と等価な磁流を仮定する [12] (3-5 節). これによって, 図 2 のように, 解析モデルは無窮長の方形導波管の領域, 方形空洞とみなせる壁厚領域, 半自由空間の三つに分けて扱うことができる. そのうち無窮長方形導波管領域及び壁厚領域でのダイアディックグリーン関数は, 固有モード関数の和の形で表される. 一意性定理より, スロットの外部開口及び内部開口での電界の接線成分を求めれば, 各領域での電磁界が決定される [12] (3-3 節).

領域の境界面であるスロットの外部開口及び内部開口において磁界の接線成分が連続になるように積分方程式を立てる. スロットの外部開口磁流と内部開口磁流が積分方程式の未知数となる. モーメント法を適用して各開口上等価磁流を分布が既知の展開関数の線形和の形で表現し, 連立積分方程式に代入することで,

展開関数の係数が未知数となる [13]．この連立積分方程式に重み関数を掛けた演算を行い，展開係数に関する連立一次方程式に変換する．無限長方形導波管領域及び壁厚領域での磁流のリアクションは，その領域でのダイアディックグリーン関数及び磁流の展開関数が陽に与えられるので，解析的に評価でき数値積分なしに短時間で計算できる．

磁流の展開関数も主要項だけを考慮して，モーメント法の行列規模を小さくできる．スロットの長さ  $l$  は約半波長であり，一般にスロットの幅はその長さに対して小さいので，スロット上の磁流は長さ方向のみに仮定する．展開関数として，長さ  $u$  方向に正弦分布で幅方向に一樣な関数 ( $\sin \frac{\pi u}{l}$ ) は，約半波長の共振長から若干離れた場合でも使用できる [14]．この場合，半自由空間での磁流のリアクションは積分が残った表現となっており，現在では数値積分で評価するため時間がかかる．しかし，被積分関数の主要項を抽出して評価する方法が提案されており，高速化が可能である [15]．

以上のようにして得られた展開関数の係数に関する連立一次方程式を解き，開口上等価磁流を求める．内部開口磁流により反射係数や透過係数が求められ，外部開口磁流により放射電磁界や指向性利得が計算できる．スロットごとに反射・透過係数や放射電磁界の寄与を分離するため，アレー設計における励振の制御が容易である．導波管スロットアレーアンテナでは，各スロット間での基本モードの振幅を終端方向と給電方向に分けて把握できる．

### 3. 厚さ方向一樣電流だけを仮定した反射抑圧ポスト付スロットの解析

図 3 に反射抑圧ポスト付の導波管スロットアンテナを示す．方形導波管の管軸中央に，管軸方向に対して垂直に切られたスロット ( $x$  方向) が切られている．また，位置  $(p, q)$  には太さがあるポストが導波管厚さ ( $y$ ) 方向に置かれている．モーメント法解析では，スロット開口上には磁流をポスト表面には電流を仮定する．スロット開口上での磁界の連続条件とポスト表面で電界が 0 となる条件から，スロット開口上磁流とポスト表面上電流が求められる．

三次元構造であるため，一般にはポスト表面上に厚さ方向成分と周方向成分の電流を仮定し，更に各成分について厚さ方向分布と横方向分布を考慮する．そして，ポスト上電流の厚さ方向分布を，導波管の厚さ  $b$

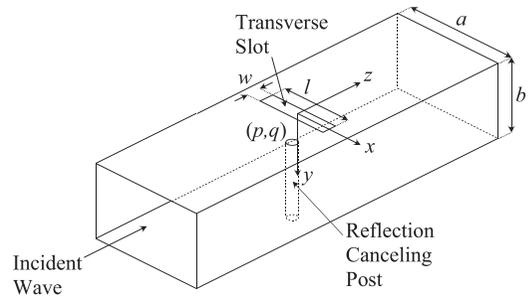


図 3 反射抑圧ポスト付導波管スロットアンテナ

Fig. 3 Waveguide transverse slot antenna with a reflection-canceling post.

に関するフーリエ級数で展開する．このとき，正弦関数の高調波に関する直交性から，電流の展開関数は厚さ方向に同じ正弦分布をもつ導波管モードとのみ結合する．すなわち，厚さ方向成分は  $TE_{mn}$  モードと，周方向成分は  $TM_{mn}$  モードと結合する．また， $n \geq 1$  に対応して厚さ方向に変化する電流分布は，厚さ方向に一樣な入射モード ( $TE_{10}$  モード) とは結合せず，スロット上磁流によって生じた散乱界により生じる．この散乱界のうち  $n \geq 1$  のモード成分は減衰モードであり，スロットからポストが離れることで減衰する．

ポストはスロットからの反射を抑圧するために設けられる．このポストの位置がスロットの位置から十分離れると，ポスト表面上電流は導波管の厚さ方向に一樣な成分だけを仮定すればよく，前述した一般の場合に比べ，電流の展開関数の数は少なくなる．よって，リアクション行列の大きさが小さくなり，行列要素の計算を短くできる．ポストの太さの影響を考慮するため，ポスト表面上に厚さ方向に流れる一樣な線電流を数本仮定する．なお，電流のリアクションの計算方法は文献 [16], [17] に記載されている．

次に解析例を示す．標準導波管 WRJ-4 ( $a = 58.1 \text{ mm}$ ,  $b = 29.1 \text{ mm}$ ) の管軸中央にスロット ( $l = 35.5 \text{ mm}$ ,  $w = 3.0 \text{ mm}$ ) を設けた．図 4 に，直径  $3.0 \text{ mm}$  のポストを  $p = 13 \text{ mm}$  で固定し， $q$  を変化させた場合のポストとスロットを両方考慮した反射量を示す． $q = -15 \text{ mm}$  のとき，ポストはスロットから十分離れているので，計算値と実験値はよく一致している．それに対して， $q$  が小さくなりポストがスロットに近づくと，計算値と実験値の誤差は大きくなっていくことが分かる．また，図 5 にポスト位置  $(p, q)$  を変化させたときのポストとスロットを両方考慮した反射量を示す．解析した周波数は  $4.0 \text{ GHz}$  である．

図 5 より反射が最小となるポスト位置は  $p = 13 \text{ mm}$  ,  $q = -15 \text{ mm}$  である .

ここで, 誤差の原因を評価するため, スロットで生じた散乱波のうち, 厚さ方向に分布が変化する高次

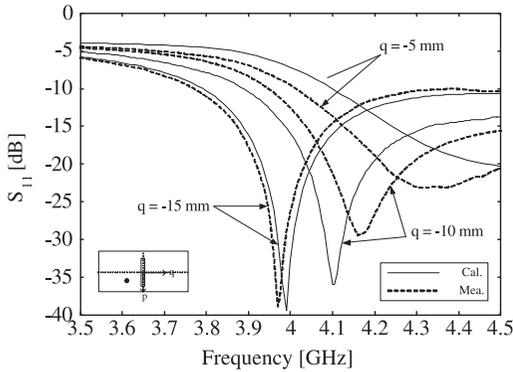


図 4 反射量  
Fig. 4 Reflection.

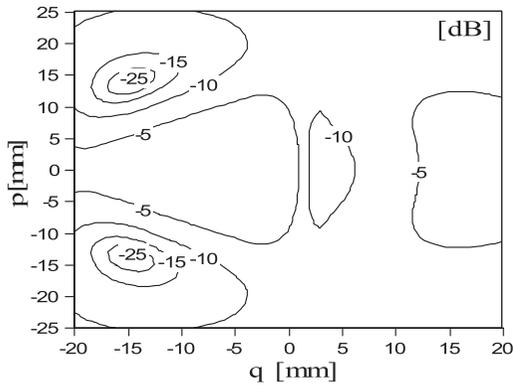


図 5 ポスト位置による反射量の変化  
Fig. 5 Reflection as a function of the post position.

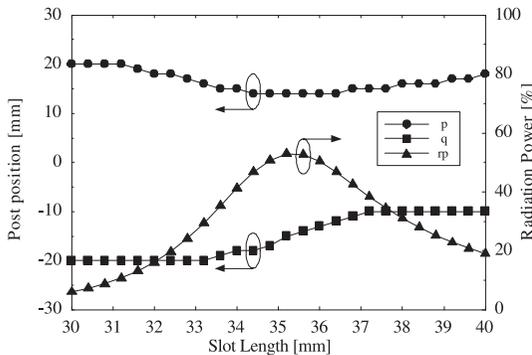


図 6 スロット長に対するポスト位置と放射電力の変化  
Fig. 6 Post position and radiation power as functions of slot length.

モードの影響について検討する. 方形導波管内の電磁界モードは, 狭壁面 ( $x = \pm \frac{a}{2}$ ) で境界条件を満足するように反射しながら伝わっていくので, 狭壁の影響を入れずに平行平板導波路での伝搬定数で評価する. 厚さ  $b = 29.1 \text{ mm}$  の平行平板導波路において,  $n = 1$  のモードの減衰定数は  $4.0 \text{ GHz}$  において,  $0.591 \text{ dB/mm}$  である. ここで, スロット中心から反射抑圧ポスト中心の距離が  $19.5 \text{ mm}$  のとき, スロット (中心) で生じた散乱波がポスト (中心) に到達し再びスロット中心まで戻るまでの往復の減衰量は  $23.0 \text{ dB}$  で十分抑圧されている.

図 6 にスロット長に対するポスト位置と放射電力の変化を示す. スロット長が共振長  $35.5 \text{ mm}$  より短くなった場合には, スロットの結合量は弱くなり, 反射を抑圧するのに必要なポストの結合量も弱くなるので  $p$  は大きくなる. また  $q$  の変化もスロットから離れていくようになる. したがって, スロット長が短くなった場合でも本解析法による反射抑圧設計は可能である.

#### 4. 数値固有モード関数を用いたクロススロット解析

本章では, 図 7 に示す方形導波管広壁上クロススロットアンテナ [18], [19] の解析法について説明する. クロススロットは交差する二つの直線スロットから構成される. クロススロット上の磁流分布は, 独立した二つの直線スロットでの正弦分布に対して, 交差により変化した成分が交差部付近に重畳した分布と考えることができる. 従来の解析としては, クロススロットを独立した二つの直線スロットとみなして交差の影響は考慮しないで解析した方法 [20] やセグメントに分割

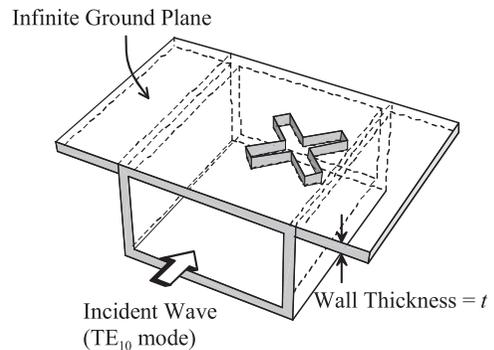


図 7 方形導波管広壁上クロススロットアンテナ  
Fig. 7 Crossed slot antenna on the broad wall of a rectangular waveguide.

して解析した方法 [21] などがある．スロットでは周波数が高くなった場合には壁厚の影響を正しく考慮する必要がある．直線スロットでは壁厚領域は方形キャビティとなるのでスロット上磁流のリアクションは解析的に表現できる．しかし，前述した解析法 [20], [21] では壁厚の影響を厳密に考慮するのは困難である．そこで，等価定理を適用しクロススロットの開口を完全導体で塞ぎ壁厚領域を構成し，開口上電界と等価な磁流を仮定する．この壁厚領域はクロススロットを断面とする X 字型導波管の両端を短絡した構造とみなせるので，その X 字型導波管の固有モード関数の電界と等価な磁流を展開関数とすることで，固有モード関数の直交性を利用して壁厚領域の磁流のリアクションが解析的に正確に求められる．本解析法では，励振によらず完全導体などの物体の境界条件だけで決まる電磁界分布である “natural mode” [22] の考え方をクロススロットを断面とする X 字型導波管に適用している．任意断面形状を有する導波管の固有モード関数を数値的に求める検討は文献 [23] にまとめられているように数多くなされている [24]．本節の手法では，更に，固有モード関数を求めるエッジベース有限要素法 [25] の一次要素が，任意形状に対するモーメント法での展開関数としてよく用いられる rooftop 関数 [26] や RWG 関数 [27] と一致することにも着目した．数値固有モード関数をモーメント法での展開関数とすることで，導波管内領域及び外部半自由空間領域におけるリアクションがこれら rooftop 関数や RWG 関数の場合と同じ手法で計算できる．無限大地板上に設けたクロススロットを自己共振問題として求めた半自由空間における固有磁流分布を数値的に求めて展開関数として使用することも考えられるが，その展開関数は壁厚領域の X 字型導波管の固有モード関数と直交性がないため，壁厚領域のリアクションはダイアディックグリーン関数での固有関数モード関数ごとに和をとる必要がある．

図 7 に方形導波管広壁上クロススロットアンテナを示す．ここでは，クロススロットはその長さ  $l$  と幅  $w$  が等しい二つの直線スロットが中央で交差し，スロットは広壁面中央からオフセットされている．導波管の厚さ  $t$  を考慮し，モーメント法で  $TE_{10}$  モードが入射された場合を解析する．その際のスロット開口上磁流の展開関数として，クロススロットを断面とする X 字型導波管の固有モード関数を用いる．この固有モード関数はエッジベース有限要素法を用いて固有値問題を解くことでその固有ベクトルとして求められる [25]．

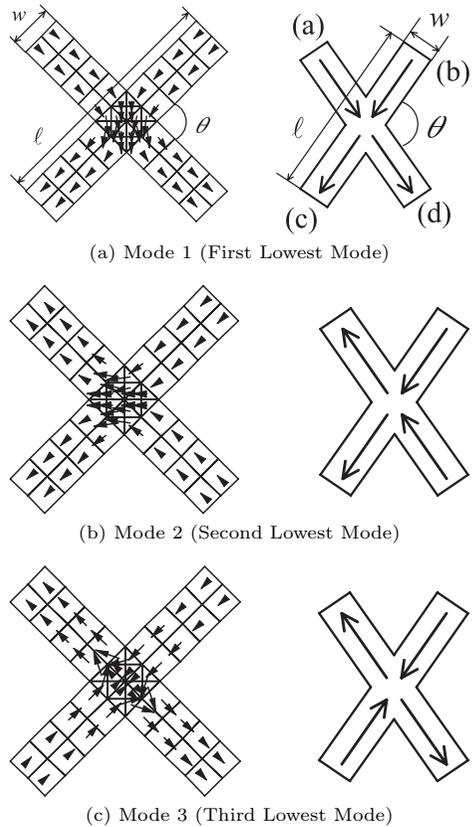


図 8 クロススロットの固有モード関数ベクトル  
Fig. 8 Eigenmode vectors of the crossed slot.

なお，この際の固有値はカットオフ波数に対応する．

図 8 にクロススロットの固有モード関数ベクトルをカットオフ波数の小さい順に三つ示す．左側には要素ごとでのベクトルの大きさと向きを矢印で表し，右側では，クロススロットを四つに分けた際の各部でのベクトルの向きを矢印で表している．磁流の大きさは直線スロットの場合と同様に端で 0 となり中央部で最大となる正弦分布に近い．しかし，交差が存在することで，スロット交差部付近で磁流の向きが変化しているのが分かる．また，図 8 に示すようにモードベクトルの振幅の正負がクロススロット中心に対して対称であることから，互いのモードベクトルは直交していることが分かる．同様な理由で，壁厚領域だけでなく外部半自由空間領域における異なる磁流分布での相互リアクションは 0 になる．

図 9 に  $l:w = 5.6:1$  のクロススロットを断面とする導波管の規格化カットオフ波数を交差角の関数で示

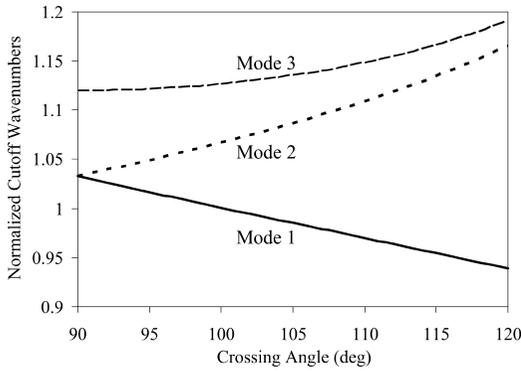


図 9 規格化カットオフ波数  
Fig. 9 Normalized cutoff wave number.

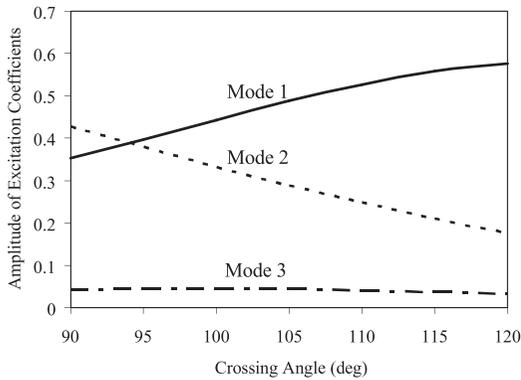


図 10 展開係数  
Fig. 10 Excitation coefficient.

す．長さ  $\ell$  の直線スロットでの値  $\frac{\pi}{\ell}$  (TE<sub>10</sub> モードに相当) で規格化されている．クロススロットを構成する四つの部分 (a) ~ (d) での磁流の向きに各モードで違いが見られる．モード 1 は上二つの部分 (a), (b) と下二つの部分 (c), (d) で同じ向きに流れており、交差角が大きくなるにつれてカットオフ波数が下がる．それに対して、モード 2 とモード 3 では交差角を大きくすると上二つの部分 (a), (b) と下二つの部分 (c), (d) で打ち消すようになっておりカットオフ波数が上がる．

図 10 に各磁流の展開関数の展開係数を示す．展開係数は、展開関数の磁流と入力である TE<sub>10</sub> モードの結合 (具体的には磁界との内積) で決まる．モード 1 の磁流ベクトルの和は管軸に対して平行となり、モード 2 の磁流ベクトルの和は管軸に対して垂直になり、モード 3 の磁流ベクトルの和は 0 である．よって、モード 1 の磁流は磁界の管軸方向成分と結合し、モード 2 の磁流は磁界の横方向成分と結合する．また、

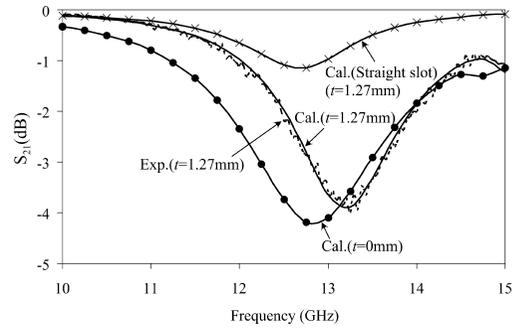


図 11 透過量  
Fig. 11 Transmission.

モード 3 の磁流は入力モードの磁界とほとんど結合しない．入力の TE<sub>10</sub> モードの磁界に関して管軸方向成分と横方向成分には 90 度の位相差があることを考えると、モード 1 とモード 2 の磁流にも位相差が 90 度生じて、良好な円偏波が放射される．

次に、スロット交差や壁厚による共振周波数の変化を評価するため、透過量について計算結果と実験結果を示す．標準導波管 WRJ-120 (幅 19.0 mm, 厚さ 9.5 mm) に、 $\ell = 11.5$  mm,  $w = 2.0$  mm, 交差角 90 度のクロススロットが切られている．中央からのオフセットは 4.7 mm である．図 11 から計算値と実験値はよく一致している．波長の約 5% のスロット部の厚さに伴う共振周波数 (ここでは透過量最小で定義する) の変化が正しく評価できていることが分かる．また、同じ長さの直線スロットに比べ、共振周波数は約 3% 高くなっており、この程度は図 9 に示したクロススロット断面の導波管のカットオフ波数での変化量とほぼ一致する．更に、共振周波数より低い周波数ではクロススロットの壁厚領域がカットオフとなるため、壁厚が厚くすると透過量が小さくなっていることが分かる．

### 5. 二次元アレー全構造解析による短時間設計

本章では、全構造解析による二次元アレーの短時間設計を取り上げる．導波管スロットアレーの設計方法としては Elliott による方法 [6], [7] がよく知られている．この方法では、まず、スロット上磁流の外部半自由空間での相互リアクションを考慮しつつ、所望の励振分布を実現する等価アクティブアドミタンスを解析的表現から素子ごとに求める．そして、スロットの共振条件と入力部での整合条件を満足するように繰り返し

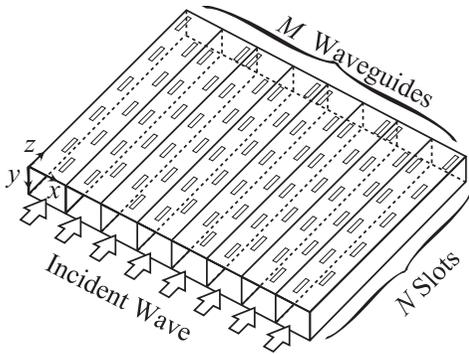


図 12 導波管スロット二次元アレーアンテナ  
Fig. 12 Waveguide slot two-dimensional array antenna.

し計算を行って、各スロットのオフセットと長さを求めている。この手法は数十素子の小規模アレーに限られている。Yee は  $6 \times 8$  素子アレーの全相互結合を考慮したモーメント法解析を行っているが、設計には取り込まれてはいない [28]。本章で紹介する方法の新規性は以下の 3 点にある [11] (1) 本解析法の高速度と近年の計算機能力の向上を踏まえ、数百素子のアレーに関して全相互結合を考慮した解析に基づいて設計を行う点 (2) 分布定数回路理論から所望のアドミタンス分布と入力部での整合条件とスロットの共振条件を満足するように別途求めた目標のアドミタンスに向けて、各スロットのオフセットと長さを十数回の繰り返し計算で求めること (3) 等価アドミタンスにはアンテナ外部への放射の他に外部相互結合によりアンテナ内部へ入る寄与が含まれているため、アンテナ外部への放射界と等価アドミタンスの関係を設計に取り込むことである。

図 12 にこの設計法で検討する導波管スロット二次元アレーアンテナを示す。隣接する放射導波管は逆相で給電されている。管軸に平行な  $z$  方向の励振分布は放射スロットのアレー構成で、垂直な  $x$  方向の励振分布は給電回路により実現する。一般に、放射スロットは管軸に平行なスロットで管軸中央からのオフセットで放射量を制御する。給電側での反射を抑圧し、すべてのスロットを共相励振するため、隣接するスロットにおいて間隔を  $1/2$  管内波長から少しずらしオフセットの方向を互いに反対にする [29]。厳密な意味では各スロットは反射波を発生しスロット間には多重反射を起こすが、各スロットには位相差が付けられているため、アレー全体ではおおむね給電側から終端側へ進行

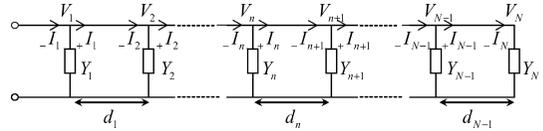


図 13 等価回路  
Fig. 13 Equivalent circuit.

波が伝搬する。主ビームの方向は  $-y$  方向から傾く。設計手順は以下のとおりである。

- (1) 指向性合成法により、所望の指向性を実現する各素子の励振振幅と位相を算出する。
- (2) 分布定数回路理論により、等価回路での各素子のアドミタンスを決定する。
- (3) モーメント法解析により、所望のアドミタンスを実現するスロットパラメータを反復設計する。
- (4) 放射界振幅分布の逆特性を掛けたアドミタンス値を補正する。
- (5) 手順 (3) により、再設計を行う。

放射導波管 18 本、導波管上スロット数 18 個の場合の励振設計を例に説明する。設計周波数は 25.3 GHz、導波管の幅は 7.9 mm、厚さは 3.0 mm である。手順 (1) において、スロットの素子間隔  $d$  は、スロット間の多重反射を無視した際、給電側で各スロットからの反射波が相殺されるような (初期) 間隔とする [29]。励振位相には素子間隔分の入射  $TE_{10}$  モードの位相差をスロット間に考慮する。

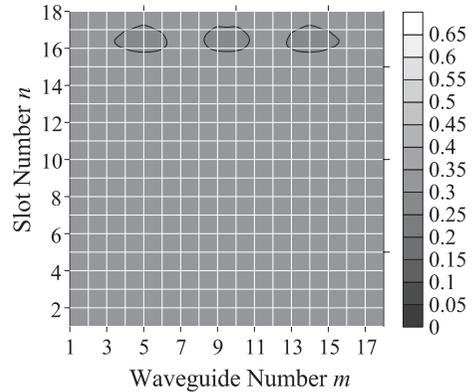
次に、手順 (2) において図 13 に示す分布定数回路を導入して整合を検討する。広壁に切られた管軸に平行なスロットは、分布定数回路上では並列のアドミタンスで等価的に表現できる。これによりスロットによる反射も考慮される。給電側での規格化入力アドミタンスが 1 であり、手順 (1) で求めた所望の励振振幅と位相を実現する各スロットのアドミタンスの実部と虚部を分布定数回路理論で求める [30]。その際、素子間隔の初期値は手順 (1) での間隔を用い、所望の励振位相に対する偏差をなくすように素子間隔を変えて 5 程度繰り返し計算をする。結果としては、最終スロットだけが非共振となるが、それ以外は共振スロットで実現でき、終端に近づくほどコンダクタンスの値が大きくなり結合量が大きくなっている。すべての放射導波管で同じ等価回路を用いるため、同じ  $z$  座標にあるスロットのアドミタンスは等しくなる。しかし、そのアドミタンスを実現するスロットパラメータは、外部相互結合の様子の違いにより次の手順 (3)

において各放射導波管で異なることになる。

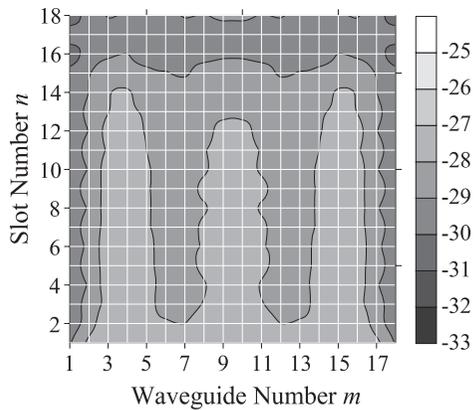
手順(3)では、初期値として外部領域において  $z$  方向に周期境界壁、 $x$  方向に完全導体壁を設けて二次元無限配列での相互結合を模擬した導波管を適用した解析モデルを用いる [31]。モーメント法による二次元スロットアレーの解析により、スロット上磁流の励振振幅が求められる。パソコン (CPU: Pentium4 3.8 GHz, メモリ: 1 GByte) で 324 素子を 12 秒で解析できる。磁流の励振振幅からスロットにより導波管内部へ散乱する基本モードの振幅が分かり、更に等価回路での等価アドミタンスの値が求められる。求められた等価アドミタンスが手順(2)で求めた所望の値と異なる場合には、実部に関してはオフセットを変化させる。虚部に関しては、スロット間隔を変えずに共振状態を制御すればよく、スロット長を変化させる。これは、スロット間隔を変えると手順(2)をやり直す必要が出て手順が煩雑になってしまうためである。ここではスロットのオフセットと長さの変更をこの例では 12 回繰り返すことで、所望の分布が実現できる。

手順(3)のアドミタンス一様設計の結果を図 14 に示す。図 14(a) に示すように、規格化アドミタンスの振幅は 0.05 以内で一様になっている。位相に関しては所望のビームチルト角を実現する一様傾斜分布に対し、偏差が 5 度以内となっている。図 14(b) に各スロットからの放射界振幅を示す。振幅は必ずしも一様ではなく、横方向に約 2 dB のリプルが見られる。また放射導波管の終端及びび端の放射導波管で振幅が弱くなっている。これは、スロットは管軸に平行であるため、横方向に相互結合が強く、また、外部の相互結合が場所により異なるため、このようなリプルが生じる。等価回路のアドミタンスには、アンテナ外部への放射分の他に外部半自由空間でのスロット上磁流間の相互結合によりアンテナ内部へ入る分も含む。したがって、相互結合により、アドミタンスの振幅と放射界振幅には差が生じるので、サイドローブ抑圧など正確な励振振幅の制御が必要な場合にはこの考慮が必要である。

そこで、手順(4)を行う。まず放射界振幅の  $x$  方向分布のリプルを近似する。具体的には、放射導波管上のスロットごとに  $x$  方向分布を求め、それぞれの最大値で規格化し、 $z$  方向に平均化する。図 15 にこのようにして得られた  $x$  方向分布を示す。次に、この  $x$  方向分布を一様にするように、給電回路による各放射導波管の励振振幅分布を修正する。その後、残った放射界振幅の  $z$  方向分布のリプルを先ほど述べた  $x$  分布の



(a) Amplitude distribution of normalized admittance (linear value)



(b) Amplitude distribution of radiation field (in dB)

図 14 アドミタンス一様設計結果

Fig. 14 Results after design for uniform admittance.

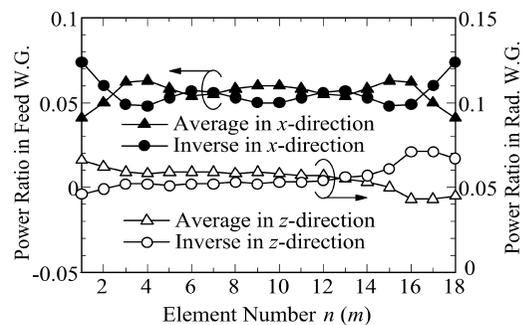
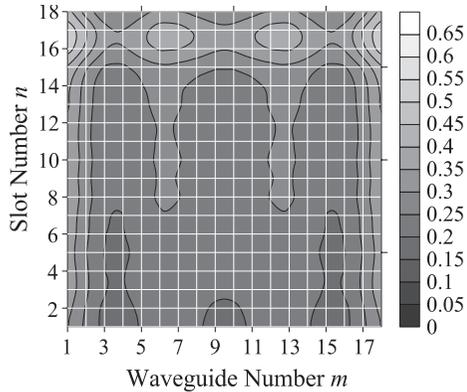


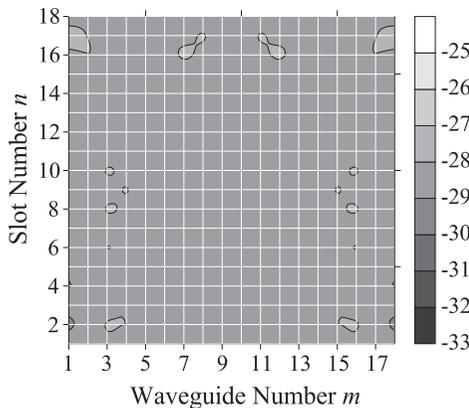
図 15 放射界振幅のリプル

Fig. 15 Amplitude ripples in radiation field.

場合と同様に近似する。そして  $z$  方向分布が一様となるように、手順(2)で求めた等価アドミタンスの分布を修正し、その後、手順(3)による再設計を行う。このような修正を行わない設計法を確立するには、



(a) Amplitude distribution of normalized admittance (linear value)



(b) Amplitude distribution of radiation field (in dB)

図 16 放射界一様設計結果

Fig. 16 Results after design for uniform radiation field.

アドミタンスと放射界の関係を直接、解析的に取り込む必要がある。壁厚を入れた解析を行うため、アドミタンスはスロット内部開口磁流の関数として表現され、放射界はスロット外部開口磁流の関数として表現される。現在の問題点としてはスロットの内部開口磁流と外部開口磁流が数値的に関係づけられていることであり、これを解析的表現で関連づけることが将来解くべき課題の一つになる。

手順(5)の放射界振幅分布の補正を考慮したアドミタンス一様設計の結果を図 16 に示す。図 16(b) に示すように、手順(3)終了後に比べ、放射界振幅分布の一樣度は改善されている。若干、放射界振幅が弱くなる場所が見られるのは、放射導波管での等価アドミタンス分布をすべての放射導波管で同じとしたためである。放射導波管ごとに分布を変えれば、一樣な放

射界振幅分布を実現できる。

## 6. む す び

本論文では、固有モード関数展開法とモーメント法を組み合わせた電磁界解析とそれに基づく導波管スロットアレーアンテナの設計について述べた。アンテナの形状を考慮して波源の展開関数の数を少なくすることでリアクション行列の規模を小さくでき、また導波管領域でのダイアディックグリーン関数の固有モード関数展開により磁流のリアクションは解析的に高速に評価できる。反射抑圧ポスト付導波管スロットでは、スロットからの反射を抑圧するポストの位置はスロットの位置から十分離れることを踏まえ、ポスト表面上電流は導波管の厚さ方向に一樣な成分だけを仮定し高速化を図った。数値固有モード関数を用いたクロススロットの解析法では、クロススロットの形状を断面とする X 字型導波管の固有モード関数をスロット上磁流の展開関数として使用した。その X 字型導波管のカットオフ周波数はクロススロットの共振周波数に対応するので、スロット形状とその共振周波数の関係を理解できる。また、その X 字型導波管の固有モード関数の直交性から、複雑な形状でも壁厚領域でのスロット磁流に関するリアクションは解析的に評価できる。導波管二次元スロットアレーの設計では、等価回路における等価アドミタンスはアンテナ外部への放射の他に相互結合によりアンテナ内部へ入る分も含まれるため、アンテナ外部への放射分を所望な分布にする設計に取り込む必要がある。また、全相互結合を考慮した二次元アレーの解析を高速に行えるため、全素子のパラメータを十数回変化させた設計も短時間で終了する。このように、固有モード関数展開法の考え方はアンテナの動作理解に役立つだけでなく、本解析法が適用できるアンテナ構造の拡大にもつながる有効な手法である。

謝辞 本研究を進めるにあたり貴重な御意見を頂いている本学の後藤尚久名誉教授、安藤真教授に深く感謝致します。また、本論文の執筆にあたり協力を頂いた平野拓一博士、Se-Hyun Park 博士、Miao Zhang 博士に感謝します。丁寧な校閲をして頂いた校閲委員の方々にも深謝致します。

## 文 献

- [1] W.H. Watson, "Resonant Slots," IEE J., vol.93, pt.3A, pp.747-777, 1946.
- [2] A.F. Stevenson, "Theory of slots in rectangular

- waveguides,” *J. Appl. Phys.*, vol.19, pp.24–38, 1948.
- [3] A.A. Oliner, “The impedance properties of narrow radiating slots in the broad wall of rectangular waveguide,” *IRE Trans. Antennas Propag.*, vol.5, pp.1–20, Jan. 1957.
- [4] T.V. Khac and C.T. Carson, “Impedance properties of a longitudinal slot antenna in the broad face of a rectangular waveguide,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.21, no.9, pp.708–710, Sept.1973.
- [5] 関一, 後藤尚久, “導波管狭管壁上スロットによる円偏波合成”, *信学論(B)*, vol.J64-B, no.9, pp.1001–1007, Sept. 1981.
- [6] R.S. Elliott and L.A. Kurtz, “The design of small slot arrays,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.26, no.2, pp.214–219, March 1978.
- [7] R.S. Elliott, “An improved design procedure for small arrays of shunt slots,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.31, no.1, pp.48–53, Jan. 1983.
- [8] S.-H. Park, J. Hirokawa, and M. Ando, “Simple analysis of a slot with a reflection-canceling post in a rectangular waveguide using only the axial uniform currents on the post surface,” *IEICE Trans. Commun.*, vol.86-B, no.8, pp.2482–2487, Aug. 2003.
- [9] 広川二郎, 安藤真, 後藤尚久, “漏れ波導波管クロススロットのモーメント法解析の基底関数の一検討”, *1996 信学総大*, B-50, March 1996.
- [10] T. Hirano, J. Hirokawa, and M. Ando, “Method of moments analysis of a waveguide crossed slot by using the eigenmode basis functions derived by the edge-based finite-element method,” *IEE Proc., Microw. Antennas Propag.*, vol.147, no.5, pp.349–353 Oct. 2000.
- [11] M. Zhang, J. Hirokawa, and M. Ando, “Design of two-dimensional waveguide slot arrays using the combination of a full-wave moment method analysis and an equivalent circuit Model,” *2008 IEEE AP-S URSI Intl. Symp.*, 532-7, July 2008.
- [12] R.F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill, 1961.
- [13] R.F. Harrington, *Field Computation by Moment Method*, 2nd ed., IEEE Press, 1993.
- [14] R.W. Lyomn and A.J. Sangster, “Efficient moment method analysis of radiating slots in a thick-walled rectangular waveguide,” *IEE Proc.*, vol.128, pt.H, no.4, pp.197–205, Aug. 1981.
- [15] M. Albani, A. Mazzinghi, and A. Freni, “Closed form asymptotic expressions for slot mutual admittance to speed up MoM matrix filling time in RLSA Full wave analysis,” *EuCAP*, ThPA.011, Nov. 2007.
- [16] Y. Leviatan, P.G. Li, A.T. Adams, and J. Perini, “Single post inductive obstacle in rectangular waveguide,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol.31, no.10, pp.806–812, Oct. 1983.
- [17] H. Auda and R.F. Harrington, “Inductive posts and diaphragms of arbitrary shape and number in a rectangular waveguide,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol.32, no.6, pp.606–613, Jun.1984.
- [18] A.J. Simmons, “Circularly polarized slot radiators,” *IRE Trans. Antennas Propag.*, vol.5, no.1, pp.31–36, Jan. 1957.
- [19] W.J. Getsinger, “Elliptically polarized leaky-wave array,” *IRE Trans. Antennas Propag.*, vol.10, no.2, pp.165–171, March 1962.
- [20] L. Hongyu, F. Zhenghe, and Y. Qiji, “Analysis of an offset cross slot in the broadwall of a rectangular waveguide using the Galerkin method,” *IEEE AP-S Int. Symp.*, vol.3, pp.1702–1705, June 1998.
- [21] 伊藤精彦, 飯塚浩, 小川恭孝, 馬場宏, “方形空胴付きクロススロットアンテナ”, *信学論(B)*, vol.J71-B, no.11, pp.1312–1318, Nov. 1988.
- [22] R.F. Harrington and J.R. Mautz, “Theory of characteristic modes for conductor bodies,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.19, no.5, pp.622–628, Sept. 1972.
- [23] F.L. Ng, “Tabulation of methods for the numerical solutions of the hollow waveguide problem,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol.22, no.3, pp.322–329, March 1974.
- [24] 小西良弘(監修), *電磁界問題へのアタックの仕方*, 電子情報通信学会(編), 1.5.1 節, pp.65–67, コロナ社, 東京, 1977.
- [25] J.L. Volakis, A. Chatterjee, and L.C. Kempel, *Finite Element Method for Electromagnetics*, IEEE Press, 1998.
- [26] A.W. Glisson and D.R. Wilton, “Simple and efficient numerical methods for problems of electromagnetic radiation and scattering from surfaces,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.28, no.5, pp.593–603, Nov. 1980.
- [27] S.M. Rao, D.R. Wilton, and A.W. Glisson, “Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.30, no.5, pp.409–418, May 1982.
- [28] H.Y. Yee, “The design of large waveguide arrays of shunt slots,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.40, no.7, pp.775–781, July 1992.
- [29] R.E. Collin and F.J. Zucker, *Antenna Theory*, ch.14.8, pp.590–595, McGraw-Hill, 1969.
- [30] Y. Tsunoda and N. Goto, “Nonuniformly spaced slot array antenna with low sidelobe pattern,” *IEE Proc.*, vol.133, pt. H, no.2, pp.155–158, April 1986.
- [31] Y. Kimura, T. Hirano, J. Hirokawa, and M. Ando, “Alternating-phase fed single-layer slotted waveguide arrays with chokes dispensing with narrow wall contacts,” *IEE Proc., Microw. Antennas Propag.*, vol.148, no.5, pp.295–301, Oct. 2001.

(平成 21 年 1 月 7 日受付, 5 月 6 日再受付)



広川 二郎 (正員)

昭 63 東工大・工・電気・電子卒・平 2  
同大大学院修士課程了・平 2 東工大・工・  
助手, 平 8 同大助教授, 平 19 同大准教授,  
現在に至る・平 6~7 スウェーデン・シャル  
マー工大にて博士研究員・導波管スロット  
アレーアンテナの研究に従事・平 3 IEEE

AP-S Tokyo Chapter Young Engineer Award, 平 8 本会学  
術奨励賞, 平 15 東工大挑戦的研究賞, 平 17 文部科学大臣表  
彰若手科学者賞, 平 18 本会通ソ論文賞受賞・IEEE シニア会  
員・博士(工学)(平 6, 東工大).