C-1-34　ステップ型一様不連続部での等価回路の導出 ―平面回路方程式及びモード整合法に基づく―

Derivation of the Equivalent Network for Uniform Step Discontinuity By Planar Circuit Equations and Mode Matching Method

辻　健一　　平岡　隆晴　　許　瑞邦
Kenichi Tsuji　　Takaharu Hiraoka　　Hsu, Jui-Pang
神奈川大学工学部電気工学科
Department of Electrical Engineering, Kanagawa University

1.はじめに　本報告では、三次元光導波路を解析する上で生じるステップ型一様不連続部の等価回路をスラブモード展開に基づく平面回路方程式及び、モード整合法を用いて厳密に導出している。具体的な等価回路は、各領域での無限個の横方向TE及びTM多線条伝送線路、モード結合を表す多開口理想変圧器及び、不連続部でのTE、TMモード変換を示すモード変換アドミタンス（電流源）より成り立っている。

2.等価回路の導出　図1-(a)に示す構造で、各領域の電磁界は無限個のTE,TMスラブモードに関する平面回路方程式の和で表現することができる。ここで、TE/TMスラブモードの平面回路磁圧/電圧、磁流/電流密度を用いると各領域の電磁界成分は表1となる。各領域でy方向に$e^{-j\beta_{//}y}$と変化しているモード同士が一様不連続部で結合しているので、モード整合法及びモードの直交性よりモード電流に関して式(1)の関係がある。

$$\begin{cases} \bar{J}^{1H}_{m\perp} - j\eta_0 \sum_n H^{1H1E}_{m,n} J^{1E}_{n//} = \sum_p F^{1H2H}_{m,p} J^{2H}_{p\perp} - j\eta_0 \sum_q H^{1H2E}_{m,q} J^{2E}_{q//} \\ \bar{J}^{1E}_{n\perp} - \frac{1}{j\eta_0} \sum_m H^{1E1H}_{n,m} J^{1H}_{m//} = \sum_q F^{1E2E}_{n,q} J^{2E}_{q\perp} - \frac{1}{j\eta_0} \sum_p H^{1E2H}_{n,p} J^{2H}_{p//} \end{cases} \quad (1)$$

$$F^{1H2H}_{m,p} = \frac{1}{d}\int_0^d g^{1H}_m(z)\cdot f^{2H}_p(z)dz \qquad H^{1H2E}_{m,q} = \frac{1}{d}\int_0^d g^{1H}_m(z)\cdot h^{2E}_q(z)dz \quad (2)$$

等所で、各領域でf関数とh関数が同じ境界条件でを満たしていることから、次の関係式を得られ、式(1)に代入することにより表2の結果を得る。

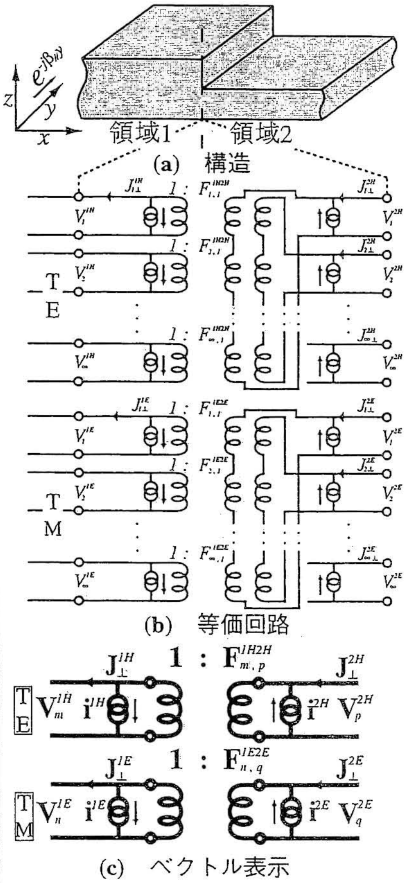
$$H^{1H2E}_{m,q} = \sum_{p=1}^{\infty} F^{1H2H}_{m,p} \cdot H^{2H2E}_{p,q} \qquad H^{1E2H}_{n,p} = \sum_{q=1}^{\infty} F^{1E2E}_{n,q} \cdot H^{2E2H}_{q,p} \quad (3)$$

この結果より図1-(b)に示す電流源と理想変圧器からなる等価回路が得られ、これをベクトル的に表現すると図1-(c)となる。尚、電流源の値は表2のモード変換アドミタンスを用いて各領域に関して式(4)で与えられる。

$$i^{1H}_m = \sum_n Y^{1H1E}_{m,n}\cdot V^{1H}_n \quad i^{1E}_n = \sum_m Y^{1E1H}_{n,m}\cdot V^{1E}_m \quad i^{2H}_p = \sum_q Y^{2H2E}_{p,q}\cdot V^{2E}_q \quad i^{2E}_q = \sum_p Y^{2E2H}_{q,p}\cdot V^{2H}_p \quad (4)$$

3.むすび　一様不連続部の数学関係はすでに文献1)で式(1)のように求められていたが、今回はこの関係式を発展させて等価回路を導いた。今後、この等価回路を用いて三次元光導波路の解析を行う予定である。

参考文献 1)許、穴田「表面波の不連続部での結合方程式」信学技報[マイクロ波]MW81-110



(a)　構造

(b)　等価回路

(c)　ベクトル表示

図1　ステップ型一様不連続

表1　各領域での平面回路電/磁圧、電/磁流による電磁界成分の表現

領域1	領域2
$H^1_z: -\sum_m \frac{V^{1H}_m(x,y)}{d} g^{1H}_m(z)$	$H^2_z: -\sum_p \frac{V^{2H}_p(x,y)}{d} g^{2H}_p(z)$
$E^1_z: -\sum_n \frac{V^{1E}_n(x,y)}{d} g^{1E}_n(z)$	$E^2_z: -\sum_q \frac{V^{2E}_q(x,y)}{d} g^{2E}_q(z)$
$H^1_x: -\frac{1}{j\eta_0}\sum_m J^{1H}_{xm}(x,y)h^{1H}_m(z) - \sum_n J^{1E}_{yn}(x,y)f^{1E}_n(z)$	$H^2_x: -\frac{1}{j\eta_0}\sum_p J^{2H}_{xp}(x,y)h^{2H}_p(z) - \sum_q J^{2E}_{yq}(x,y)f^{2E}_q(z)$
$H^1_y: -\frac{1}{j\eta_0}\sum_m J^{1H}_{ym}(x,y)h^{1H}_m(z) + \sum_n J^{1E}_{xn}(x,y)f^{1E}_n(z)$	$H^2_y: -\frac{1}{j\eta_0}\sum_p J^{2H}_{yp}(x,y)h^{2H}_p(z) + \sum_q J^{2E}_{xq}(x,y)f^{2E}_q(z)$
$E^1_x: \sum_m J^{1H}_{ym}(x,y)f^{1H}_m(z) + j\eta_0\sum_n J^{1E}_{xn}(x,y)h^{1E}_n(z)$	$E^2_x: \sum_p J^{2H}_{yp}(x,y)f^{2H}_p(z) + j\eta_0\sum_q J^{2E}_{xq}(x,y)h^{2E}_q(z)$
$E^1_y: -\sum_m J^{1H}_{xm}(x,y)f^{1H}_m(z) + j\eta_0\sum_n J^{1E}_{yn}(x,y)h^{1E}_n(z)$	$E^2_y: -\sum_p J^{2H}_{xp}(x,y)f^{2H}_p(z) + j\eta_0\sum_q J^{2E}_{yq}(x,y)h^{2E}_q(z)$

表2　不連続部でのモード結合方程式とモード変換アドミタンス

TE	$V^{2H}_p = \sum_m F^{1H2H}_{m,p}\cdot V^{1H}_m$	$\bar{J}^{1H}_{n\perp} - \sum_{n=1}^{\infty} Y^{1H1E}_{m,n}\cdot V^{1E}_n = \sum_{p=1}^{\infty} F^{1H2H}_{m,p}\left(\bar{J}^{2H}_{p\perp} - \sum_{q=1}^{\infty} Y^{2H2E}_{p,q}\cdot V^{2E}_q\right)$	$Y^{1H1E}_{m,n} = jH^{1H1E}_{m,n}\frac{k_0}{\beta^{1E}_{ln}}\frac{\beta_{//}}{\beta^{1E}_{ln}}$	$Y^{2H2E}_{p,q} = jH^{2H2E}_{p,q}\frac{k_0}{\beta^{2E}_{ln}}\frac{\beta_{//}}{\beta^{2E}_{ln}}$
TM	$V^{2E}_q = \sum_n F^{1E2E}_{n,q}\cdot V^{1E}_n$	$\bar{J}^{1E}_{n\perp} - \sum_{m=1}^{\infty} Y^{1E1H}_{n,m}\cdot V^{1H}_m = \sum_{q=1}^{\infty} F^{1E2E}_{n,q}\left(\bar{J}^{2E}_{q\perp} - \sum_{p=1}^{\infty} Y^{2E2H}_{q,p}\cdot V^{2H}_p\right)$	$Y^{1E1H}_{n,m} = \frac{1}{j}H^{1E1H}_{n,m}\frac{k_0}{\beta^{1H}_{ln}}\frac{\beta_{//}}{\beta^{1H}_{ln}}$	$Y^{2E2H}_{q,p} = \frac{1}{j}H^{2E2H}_{q,p}\frac{k_0}{\beta^{2H}_{ln}}\frac{\beta_{//}}{\beta^{2H}_{ln}}$