隣接する有限長マイクロストリップ線路間のクロストーク解析

非会員 劉 維坤 (電気通信大学)

正員 上 芳夫 (電気通信大学)

Crosstalk Analysis between Finite-length Microstrip Lines
in NeighborhoodWeikun LIU, Non-member, Yoshio KAMI, Member
(The University of Electro-Communications)

Abstract-If two transmission lines such as microstrip lines are set in the neighborhood, a coupling or crosstalk phenomenon may be generated between them. When the coupling level is low, the phenomenon can be considered as a coupling of external fields by one transmission line to the other transmission line; a set of non-homogeneous differential equations with regard to a line voltage and current holds approximately. The fields can be obtained by estimating vector potentials of currents on the line section and the terminals in terms of a terminal voltage and current of the line concerned. Thus, a solution to the equations can be obtained in expression of a four-port network. Estimation of the coupling between microstrip lines is made by applying the terminal conditions to the expression. To confirm the theory, the experiment has been conducted; the experimental results are in good agreement with the theory.

キーワード: クロストーク、マイクロストリップライン、伝送線路方程式、4ポート回路網

1 はじめに

近年の電子技術、特にデジタル技術の急激な進歩は目を見張るものがある。一般家庭にもパソコンをはじめ多種多様な電子製品が普及している。デジタル技術における高速化は高周波化を、また小型化はプリントパターンの高密度化を促している。電気、電子機器から放射される不要な電磁波が機器自身や他の機器の機能に妨害を与えることが社会問題として取り上げられているが、プリントパターンの高密度化は、機器内部での誤動作・クロストーク問題と重要な関連があり、このためパターン間隔はどの程度までの接近が許されるかが問題となる。即ち、接近したパターン間の結合の度合を把握することは重要な課題である。

プリントパターンのごとく伝送線路が近くに存在すると、レベル差はあるが結合が発生している。線路間結合を有効に利用したものとして、分布定数線路素子を用いたマイクロ波回路が製作されている。これらの回路においては、線路間結合が、例えば、 $-3 \sim -10$ dB 程度の大きい結合量である必要がある。通常の配線パターンにおいては、線路間隔を狭くすることは、当然のことながら結合(クロストーク)を大きくすることであり、線路間で妨害が発生しやすくなることである。従ってパターンの高密度化に制限を加えることとなる。このようにパターン間のクロストークは

回路設計上の重要な課題となっている。

平行な二本の伝送線路については、4ポート回路網としてそのクロストーク問題は数多く研究されている [1]-[3]。非平行な線路系に関する研究には線路間の相互インダクタンスや相互キャパシタンスとして評価されたりしている [4][5]。

本論文では、有限な長さのマイクロストリップ型線路が隣接、即ち非平行なときに発生するクロストーク問題を取り扱っている。この問題の解析手法として、外来電磁波が伝送線路に到来し、線路に誘導電流を流す結合問題 [6][7] をその基礎としている。外来波の波長がマイクロストリップ線路の幅と線路高に比べて十分大きいときは、外来波によりマイクロストリップ線路に誘導される電流は、主として準 TEM モードである [8]。このような条件にあるとき、外来波と伝送線路との結合問題は伝送線路論的に考察することができる。

外来波が誘電体基板に製作されたマイクロストリップ線路に到来するとき、マイクロストリップ線路に誘導電流が流れる結合現象は、Maxwell の方程式を基にした伝送線路の線路電圧、線路電流に関する微分方程式で近似表現できる [9]-[11]。このとき、外来波の効果は、線路に沿う分布電圧源、分布電流源として評価され、これらは方程式では強

制項として表現される。従って外来波の効果、即ち、方程式の強制項が表現できれば微分方程式を解き、端子条件を代入することにより、誘導電流を求めることができる。

平行な結合二本線路の解析では平衡モードあるいは奇モードと不平衡モードあるいは偶モードを考えた解析がなされており、無限長線路の一部として、即ち TEM モード成分だけが対象となっている [12]。非平行なマイクロストリップ線路間のクロストーク問題を解析している例は非常に少なく、文献 [13] においては、クロスオーバーするストリップ線路間のクロストークを FDTD で求めている。ここでは伝送線路が有限の長さを有しているとき、その端子部では当然のことながら、電磁界の乱れが発生することを考慮し、結合が小さいという仮定のもとに二本の有限な長さのプリントパターン間の結合問題を一方の線路が作る電磁界が他方の線路に到来する外来波としてとらえている。有限長線路が作る電磁界を線路端末の立上り（立ち下がりを含む）部分と線路部分を流れる電流によるベクトルポテンシャルを評価して求めている。線路端末の立上りを考慮することは、2本のマイクロストリップラインのなす角が 90° のモデルを調べることによって、その重要性が確認できる。

微分方程式の解は 4 ポート回路網の表現で整理している。モデル実験の結果は、理論特性とよく一致するものであった。

2 理論解析

二本のプリントパターンが図 1 に示すように片面が全面グラウンドの基板上に作成された隣接しているマイクロストリップ形線路モデルを考える。この二本の線路は平行であっても弱い結合であるとする。線路 #1 は x 方向に、線路 #2 が X 方向にあり、プリントパターンの幅は $w_i (i = 1, 2)$ 、長さが $l_i (i = 1, 2)$ 、厚さが無限小である。誘電体基材は誘電率 ϵ_r 、厚さが h である。 x 軸と X 軸のなす角は θ とする。この二本のマイクロストリップ線路の主伝搬モードは、TEM とする。即ち w_i や h は線路を伝搬する波長 λ に比較して非常に小さく、電流は線路方向にだけ流れるとする。また伝送線路系は無損失とする。

マイクロストリップ線路の幅と高さが到来してくる外来波の波長 λ に比べて非常に小さいとき、誘導される電流は準 TEM モードで線路方向にだけ流れていると見なすことが可能である。このような条件下にあるとき、結合問題は伝送線路論的に考察することができる。即ち、 x を線路方向としたとき、伝送線路の線路電圧 $V(x)$ 、電流 $I(x)$ に関する微分方程式は、通常の電信方程式に外来波の効果意味する強制項が付加された非同次形で近似できる [6][7]。外来波の効果は線路に沿った等価な分布電圧源、電流源と表現され、これらはそれぞれ磁界結合、電界結合を意味している。

この非同次形の微分方程式を図 1 のモデル線路系に適用

(a)

(b)

図 1 二本のマイクロストリップ線路モデル

Fig 1. Model of two microstrip lines

することを考える。それぞれの線路が作る電磁界によって他方の線路に誘導電流が流れるモデルを考える。線路間の結合は弱いとすると、それぞれの線路の特性インピーダンスは、弧立している時のそれに一致すると近似できる。線路 #1 にこの条件の下で微分方程式を適用すると、その解は次のようになる [7]。

$$\begin{bmatrix} V_1(0) \\ I_1(0) \end{bmatrix} = F_1^{-1}(l_1) \begin{bmatrix} V_1(l_1) \\ I_1(l_1) \end{bmatrix} - \int_0^{l_1} F_1^{-1}(x') \begin{bmatrix} V_{f2}(x') \\ I_{f2}(x') \end{bmatrix} dx' \quad (1)$$

ここで $V_1(x)$ 、 $I_1(x)$ は線路 #1 の x での線路電圧・電流である。また

$$F_1^{-1}(x') = \begin{bmatrix} \cos \beta x' & jZ_{01} \sin \beta x' \\ j/Z_{01} \sin \beta x' & \cos \beta x' \end{bmatrix} \quad (2)$$

は、通常の伝送線路の縦続行列であり、 Z_{01} は線路 #1 の特性インピーダンス、 β は位相定数である。ここでは、外来波は線路 #2 が作る電磁界であるとみなすことができる。従って、 $V_{f2}(x')$ 、 $I_{f2}(x')$ は線路 #2 が作る電磁界に起因する分布電圧源（磁界結合成分）・電流源（電界結合成分）を意味し、 C_1 を線路 #1 の線路容量として次のベクトルポテンシャル成分 $A_2(A_{x2}, A_{y2}, A_{z2})$ で表現できる。

$$\begin{bmatrix} V_{f2}(x') \\ I_{f2}(x') \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j\omega \left\{ \int_0^{h_1} \frac{\partial A_{y2}}{\partial x} dy' \right\} \\ j\omega C_1 \left\{ -j\omega \int_0^{h_1} A_{y2} dy' \right\} \end{bmatrix}$$

$$\left. \begin{aligned} & -(A_{x2}(x', h_1, 0) - A_{x2}(x', 0, 0)) \\ & -j \left[\frac{1}{\omega \mu_0 \varepsilon} \left(\frac{\partial A_{x2}}{\partial x} + \frac{\partial A_{y2}}{\partial y} + \frac{\partial A_{z2}}{\partial z} \right) \right]_{y'=0}^{y'=h_1} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

ここで、 ω は角周波数、 μ_0 は透磁率であり、 $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ であると近似している。マイクロストリップ線路のTEMモードにおける線路電圧は、パターン直下、即ち基板の誘電体部分の電界を線積分することによって定義される。さらに磁界結合に対応する成分は、パターン直下の単位長で鎖交磁束密度を面積分することによって与えられる。従って、ここで考慮すべき電磁界成分は、基板誘電体の部分だけを対象としているという理由から(3)式で用いる誘電率は、基板の誘電体誘電率で近似している。当然のことながら、マイクロストリップ線路の位相定数 β は、 $v_0 = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$ (真空中の光速)として

$$\beta = \frac{\omega}{v_0} \sqrt{\varepsilon_{eff}} \quad (4)$$

で与えられ、 ε_{eff} は実効比誘電率であり、基板誘電率とパターン幅、高さの関数で与えられる[8]。

図1に示すようにここで考える伝送線路がパターン直下の任意観測点に作る電磁界は線路電流と端子電流によって発生すると考えることができる。グラウンド面を考えると線路電流とその映像電流とが作るベクトルポテンシャルを検討すればよい。

線路#2が作るベクトルポテンシャルは、 X - Y - Z 座標系の任意点 (X, Y, Z) において、線路部分による成分が X -方向成分 A_{X2} であり、

$$A_{X2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ \int_0^{\ell_2} I_2(X') \frac{e^{-jkR_{X1}}}{R_{X1}} dX' - \int_0^{\ell_2} I_2(X') \frac{e^{-jkR_{X2}}}{R_{X2}} dX' \right\} \quad (5)$$

ここで、 k は伝搬定数であり、

$$\begin{cases} R_{X1} = \sqrt{(X - X')^2 + (Y - h)^2 + Z^2} \\ R_{X2} = \sqrt{(X - X')^2 + (Y + h)^2 + Z^2} \end{cases} \quad (6)$$

また、線路電流 $I_2(X')$ は $X = \ell_2$ での電圧・電流で表現すると次のように求められる。

$$I_2(X') = j \frac{V_2(\ell_2)}{Z_{02}} \sin \beta(\ell_2 - X') + I_2(\ell_2) \cos \beta(\ell_2 - X') \quad (7)$$

線路の両端子部分における電流 $I_2(0)$ と $I_2(\ell_2)$ とによって生ずる成分は Y -方向成分 A_{Y2} であり、

$$A_{Y2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ \int_{-h}^h I_2(0) \frac{e^{-jkR_{Y1}}}{R_{Y1}} dY' - \int_{-h}^h I_2(\ell_2) \frac{e^{-jkR_{Y2}}}{R_{Y2}} dY' \right\} \quad (8)$$

ここで

$$\begin{cases} R_{Y1} = \sqrt{X^2 + (Y - Y')^2 + Z^2} \\ R_{Y2} = \sqrt{(X - \ell_2)^2 + (Y - Y')^2 + Z^2} \end{cases} \quad (9)$$

(5)、(8)式で与えられた A_{X2}, A_{Y2} は、次の座標系の関係式を用いると x - y - z 座標系の成分に変換できる。

$$\begin{bmatrix} A_{x2} \\ A_{y2} \\ A_{z2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{X2} \\ A_{Y2} \\ A_{Z2} \end{bmatrix} \quad (10)$$

これを(3)式に代入すれば、線路#2の電磁界が線路#1に及ぼす効果が評価できることになる。

線路#1が作る電磁界によって、線路#2が受ける効果についても全く同じように求めることができる。

x -方向成分は

$$A_{x1} = A_{X2}(X' \rightarrow x', R_{X1} \rightarrow r_{x1}, R_{X2} \rightarrow r_{x2}) \quad (11)$$

であり、ここで、

$$r_{xi} = R_{Xi}(X \rightarrow x, X' \rightarrow x', Y \rightarrow y, Z \rightarrow z) \quad (12)$$

となる。 y -方向成分についても全く同様の変換をすればよい。線路#1の端子を1、3とし、線路#2の端子を2、4として、端子の電圧、電流で表示する4ポート回路の表示式は(1)式とそれに対応する線路#2に関する式を整理することによって次のように求めることができる。

$$\begin{bmatrix} V_1(0) \\ V_2(0) \\ I_1(0) \\ I_2(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_3(\ell_1) \\ V_4(\ell_2) \\ I_3(\ell_1) \\ I_4(\ell_2) \end{bmatrix} \quad (13)$$

ここで、 a, b, c, d はそれぞれ二次元マトリックスで、

$$\left. \begin{aligned} a &= \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} & b &= \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{bmatrix} \\ c &= \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{bmatrix} & d &= \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} \\ d_{21} & d_{22} \end{bmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

と表示でき、各素子は $m, n = 1, 2 (m \neq n), \zeta_1 = x', \zeta_2 = X'$ として、次のようになる。

$$\begin{cases} a_{ii} = \cos \beta \ell_i \\ a_{mn} = \int_0^{\ell_m} \{ a_n(\zeta_m) \cos \beta \zeta_m + j Z_{0m} c_n(\zeta_m) \sin \beta \zeta_m \} d\zeta_m \end{cases} \quad (15)$$

$$\begin{cases} b_{ii} = j Z_{0i} \sin \beta \ell_i \\ b_{mn} = \int_0^{\ell_m} \{ b_n(\zeta_m) \cos \beta \zeta_m + j Z_{0m} d_n(\zeta_m) \sin \beta \zeta_m \} d\zeta_m \end{cases} \quad (16)$$

(a)

(b)

 図2 $\theta = 0^\circ$ のモデル線路系のクロストーク (S_{21}) :

(a) 振幅と (b) 位相

 Fig.2. Crosstalk characteristics (S_{21}) for the model of $\theta = 0^\circ$: (a) is for magnitude and (b) for phase.

$$\begin{cases} c_{ii} = \frac{j}{Z_{0i}} \sin \beta \ell_i \\ c_{mn} = \int_0^{\ell_m} \left\{ \frac{j}{Z_{0m}} a_n(\zeta_m) \sin \beta \zeta_m + c_n(\zeta_m) \cos \beta \zeta_m \right\} d\zeta_m \end{cases} \quad (17)$$

$$\begin{cases} d_{ii} = \cos \beta \ell_i \\ d_{mn} = \int_0^{\ell_m} \left\{ -\frac{j}{Z_{0m}} b_n(\zeta_m) \sin \beta \zeta_m + d_n(\zeta_m) \cos \beta \zeta_m \right\} d\zeta_m \end{cases} \quad (18)$$

 ここで、(15)~(18) 式中的変数 $a_n \sim d_n$ は

$$\begin{aligned} a_n(\zeta_m) &= \frac{\omega \mu_0}{4\pi Z_{0n}} \left[\sin \beta \ell_n \int_0^h \int_{-h}^h f_n(y', Y') f_{an}(\zeta_n) dy' dY' \right. \\ &\quad \left. + f_{n\theta} \int_0^{\ell_n} \sin \beta \zeta_n \tilde{F}_n(\zeta_n) d\zeta_n \right] \\ \begin{cases} f_{a1}(\zeta_1) &= X' + x_0 \cos \theta - z_0 \sin \theta \\ f_{a2}(\zeta_2) &= x' + x_0 \end{cases} \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} b_n(\zeta_m) &= j \frac{\omega \mu_0}{4\pi} \left[\cos \beta \ell_n \int_0^h \int_{-h}^h \left\{ f_n(y', Y') f_{bn}(\zeta_n) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - F_n(y', Y') g_{bn}(\zeta_n) \right\} dy' dY' \right. \\ &\quad \left. - f_{n\theta} \int_0^{\ell_n} \cos \beta \zeta_n \tilde{F}_n(\zeta_n) d\zeta_n \right] \end{aligned} \quad (20)$$

(a)

(b)

 図3 $\theta = 0^\circ$ のモデル線路系のクロストーク (S_{41}) :

(a) 振幅と (b) 位相

 Fig.3. Crosstalk characteristics (S_{41}) for the model of $\theta = 0^\circ$: (a) is for magnitude and (b) for phase.

$$\begin{aligned} \begin{cases} f_{b1}(\zeta_1) &= X' + x_0 \cos \theta - z_0 \sin \theta \\ f_{b2}(\zeta_2) &= x' - x_0 \end{cases} \\ \begin{cases} g_{b1}(\zeta_1) &= f_{b1}(\zeta_1) - \ell_1 \cos \theta \\ g_{b2}(\zeta_2) &= f_{b2}(\zeta_2) - \ell_2 \end{cases} \\ c_n(\zeta_m) &= j \frac{\omega^2 \mu_0 C_m}{4\pi Z_{0n}} \sin \beta \ell_n \int_0^h \int_{-h}^h g_n(y', Y') dY' dy' \\ &\quad + j \frac{C_m}{4\pi \epsilon Z_{0n}} \left[\sin \beta \ell_n \int_{-h}^h p_{cn}(\xi_n) d\xi_n \right. \\ &\quad \left. + f_{n\theta} \int_0^{\ell_n} \sin \beta \zeta_n \left\{ \tilde{G}_n(\gamma_n) - G_n(\gamma_n) \right\} \right. \\ &\quad \left. \times \left\{ f_{n\theta} + \sin \theta g_{cn}(\zeta_n) \right\} d\zeta_n \right] \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \begin{cases} p_{c1}(\xi_1) &= (Y' - y') f_n(y', Y')|_{Y'=h} \quad (\xi_1 = y') \\ p_{c2}(\xi_2) &= (Y' - y') f_n(y', Y')|_{y'=h} \quad (\xi_2 = Y') \end{cases} \\ \begin{cases} f_{c1}(\zeta_1) &= X' - (x' - x_0) \cos \theta - z_0 \sin \theta \\ f_{c2}(\zeta_2) &= x' - x_0 - X' \cos \theta \end{cases} \\ \begin{cases} g_{c1}(\zeta_1) &= x_0 \sin \theta + z_0 \cos \theta - x' \cos \theta \\ g_{c2}(\zeta_2) &= -z_0 + X' \cos \theta \end{cases} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d_n(\zeta_m) &= \frac{\omega^2 \mu_0 C_m}{4\pi} \int_0^h \int_{-h}^h \left\{ \cos \beta \ell_n f_n(y', Y') \right. \\ &\quad \left. + g_n(y', Y') \right\} dY' dy' + \frac{C_m}{4\pi \epsilon_0} \left[\cos \beta \zeta_n \int_0^{\ell_n} \right. \\ &\quad \left. \times \left\{ f_{dn}(\zeta_n) \cos \theta + g_{dn}(\zeta_n) \sin \theta \right\} \tilde{G}_n(\gamma_n) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -G_n(\gamma_n)\}d\zeta_n + \int_{-h}^h p_{dn}(\xi_n)d\xi_n \Big] \quad (22) \\
& \begin{cases} p_{d1}(\xi_1) = \{ \cos \beta \ell_n f_1(y', Y') + F_1(y', Y') \} \\ \quad \times (Y' - y')|_{y'=h} \quad (\xi_1 = y') \\ p_{d2}(\xi_2) = \{ \cos \beta \ell_n f_2(y', Y') + F_2(y', Y') \} \\ \quad \times (Y' - y')|_{y'=h} \quad (\xi_2 = Y') \end{cases} \\
& \begin{cases} f_{d1}(\zeta_1) = X' - x' \cos \theta + x_0 \cos \theta - z_0 \sin \theta \\ f_{d2}(\zeta_2) = x' - x_0 - X' \cos \theta \end{cases} \\
& \begin{cases} g_{d1}(\zeta_2) = x_0 \sin \theta + z_0 \cos \theta - x' \sin \theta \\ g_{d2}(\zeta_2) = -z_0 + X' \sin \theta \end{cases}
\end{aligned}$$

さらに上式中の関数は、

$$\begin{aligned}
f_n(y', Y') &= (1 + j\beta\chi_n) \frac{e^{-j\beta\chi_n}}{\chi_n^3}; \quad (\chi_1 = r_{y1}, \chi_2 = R_{Y1}) \\
F_n(y', Y') &= (1 + j\beta\chi_n) \frac{e^{-j\beta\chi_n}}{\chi_n^3}; \quad (\chi_1 = r_{y2}, \chi_2 = R_{Y2}) \\
g_n(y', Y') &= \frac{e^{-j\beta\chi_n}}{\chi_n}; \quad (\chi_1 = r_{y1}, \chi_2 = R_{Y1}) \\
f_{1\theta} &= -f_{2\theta} = -\cos \theta \\
\tilde{F}_n(\zeta_n) &= \frac{e^{-j\beta\nu_n}}{\nu_n} - \frac{e^{-j\beta\kappa_n}}{\kappa_n} \\
\nu_1 &= r_{x1}, \quad \kappa_1 = r_{x2}, \quad \nu_2 = R_{X1}, \quad \kappa_2 = R_{X2} \\
G_n(\gamma_n) &= (1 + j\beta\gamma_n) \frac{e^{-j\beta\gamma_n}}{\gamma_n^3}; \quad (\gamma_1 = r_{x1}, \gamma_2 = R_{X1}) \\
\tilde{G}_n(\gamma_n) &= (1 + j\beta\gamma_n) \frac{e^{-j\beta\gamma_n}}{\gamma_n^3}; \quad (\gamma_1 = r_{x2}, \gamma_2 = R_{X2})
\end{aligned}$$

図4 $\theta = 10^\circ$ のモデル線路系のクロストーク (S_{21}):
(a) 振幅と (b) 位相
Fig.4. Crosstalk characteristics (S_{21}) for the model of $\theta = 10^\circ$: (a) is for magnitude and (b) for phase.

である。4ポート回路網の表示式によって、プリント基板上での近接する二本のパターン間の結合（クロストーク）が計算できる。図1に示したマイクロストリップ線路#1の端子を1、3とし、マイクロストリップ線路#2の端子を2、4とする。端子1に内部抵抗 R_g の電圧源 E_g が接続され、端子3は抵抗 R_3 で終端されている。また、端子2及び4はそれぞれ R_2 、 R_4 で終端されているとする。クロストーク電圧は4ポート回路網表示の(13)式に端子条件を代入し求められる。

3 実験と考察

理論の有効性を検証するために3つのモデル実験を行った。銅箔で裏打ちされた比誘電率 $\epsilon_r = 4.5$ 、厚さ $h = 1.6\text{mm}$ のガラスエポキシ基板上に幅 2mm 、長さ $\ell_1 = \ell_2 = 15\text{cm}$ のパターンを作成した。このとき、 $\epsilon_{eff} = 3.18$ 、 $Z_{01} = Z_{02} = 62\Omega$ である。パターンの両端には、SMA コネクタを介して電源、及び負荷抵抗 R_2 、 R_3 、 R_4 の端子とした。実際の測定においては $R_g = 50\Omega$ であり、他の端子は 50Ω 終端してある。二本のパターンのなす角 θ を変化させてパターン間のクロストークを散乱行列の振幅と位相特性で測定し、図2～図7に示している。モデルについての理論計算値は破線で、測定結果は実線で示している。

図5 $\theta = 10^\circ$ のモデル線路系のクロストーク (S_{41}):
(a) 振幅と (b) 位相
Fig.5. Crosstalk characteristics (S_{41}) for the model of $\theta = 10^\circ$: (a) is for magnitude and (b) for phase.

(a)

(b)

図6 $\theta = 90^\circ$ のモデル線路系のクロストーク (S_{41}) :
(a) 振幅と (b) 位相

Fig.6. Crosstalk characteristics (S_{41}) for the model of $\theta = 90^\circ$: (a) is for magnitude and (b) for phase.

図2、図3は $\theta=0^\circ$ 、即ち、平行であるときのモデルで、長さ15cm線路間距離が1.3cmのときの結果である。この線間距離はSMAコネクタの寸法によって制限された幅である。図2(a)と図3に示した振幅と位相特性は理論と測定値が良く一致している。図2(b)に示した位相特性は大きくずれている。これは、コネクタと測定器への変換コネクタの部分の位相が補正されていないことが主原因の1つと考えられるが、詳細な検討は今後の課題である。

図4、図5は $\theta=10^\circ$ で二本の線路間の最も近い端子間距離が3.0cmである。従って、結合レベルが非常に小さく、そのためあって測定値に雑音が重なったデータとなっている。図4(b)、5(b)の位相特性は高域において大きく理論値からずれが発生しているが、図4(b)の特長ある特性は、概略とらえている。この相違については、今後詳しい検討が必要である。

図6、図7は $\theta=90^\circ$ で、 l_2 を10cmとした線路系である。線路2の端子4は線路1の中心から5mm離れた位置にある。この場合は理論値と測定値は良く一致している。このモデルでは、線路1から見ると線路部分のTEMモードの磁界成分は、線路2とは鎖交しないので、電界結合が、線路2から見ると線路部分のTEMモード成分は、電磁界のどちらも線路1に作用しないので、端子部分の電流による磁界結合が大きい成分となることが考えられる。さらに、線路末端の立上りの重要性について、図8で検討する。こ

(a)

(b)

図7 $\theta = 90^\circ$ のモデル線路系のクロストーク (S_{21}) :
(a) 振幅と (b) 位相

Fig.7. Crosstalk characteristics (S_{21}) for the model of $\theta = 90^\circ$: (a) is for magnitude and (b) for phase.

(a)

(b)

図8 $\theta = 90^\circ$ のモデル線路系のクロストーク (S_{12}) :
(a) 振幅と (b) 位相

Fig.8. Crosstalk characteristics (S_{12}) for the model of $\theta = 90^\circ$: (a) is for magnitude and (b) for phase.

ここで用いた線路系は相反定理が成立するはずであり、図7のモデルと図8のモデルは、入出力端子を入れ換えただけであるので、相反の関係にある。測定結果はこの事実を示していた。図8において実線は測定値であり、計算値の破線は立上りを考慮したもので、点線は考慮しないときである。図8から立上りを考慮することが測定値と良く一致することを示している。一般に θ が 90° に近くないモデルでの立上りの効果は小さく、図2~5でのモデルでは、振幅の違いは約3dB以下である。

4 むすび

隣接する有限長のマイクロストリップ線路間のクロストーク問題を取り扱うときの手法について述べた。隣接するマイクロストリップ線路間の結合は、たとえ平行であっても結合量は小さいという仮定の下に、一方の線路が作る電磁界が、他方の線路に影響を与えるという考え方の基に外来波にさらされた伝送線路に成立する微分方程式の適用を図り、有限長線路が作る電磁界を線路部分と端子部分を流れる電流によるベクトルポテンシャルを評価することで求め、微分方程式の解を最終的に4ポート回路網で表現した。ここでの理論考察を検証するためにモデル実験を行ない、散乱行列を用いて線路間のクロストークを評価した。計算と実験の結果は概略一致しており、理論の妥当性が証明されたといえる。今後、どの程度まで接近してもこの理論が近似できるか検討する必要がある。

(平成8年7月25日受付,平成8年10月15日再受付)

参考文献

- [1] 佐藤利三郎, "伝送回路", 電子通信学会編, コロナ社.
- [2] C.R.Paul, "Literal solutions for time-domain crosstalk on lossless transmission Lines," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.EMC-34, no.4, Nov.1992.
- [3] J.Nitsch, C.E.Baum, "Analytical treatment of uniform multiconductor transmission lines," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.EMC-35, no.2, May 1993.
- [4] 赤尾 保男, 山口哲朗, "交差する送配電線間の高周波結合特性" 電気学会雑誌, 81 巻, 876 号, pp.1492-1500. 昭和36.9.
- [5] P.Besnier and Pierre Degauque, "Electromagnetic topology: investigations of nonuniform transmission line networks," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.EMC-37, no.2, May 1995.

- [6] Y.Kami, and R.Sato, "Coupling model of crossing transmission Lines," *IEEE Trans. Electromagn. compat.*, EMC-28, no.4, pp.204-210, Nov.1986.
- [7] Y. Kami and R. Sato, "Circuit-concept approach to externally excited transmission lines," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.EMC-27, no.4, pp.177-183, Nov.1985.
- [8] R.K.Hoffman, "Handbook of Microwave Integrated Circuits." Norwood, MA. Artech House, 1987.
- [9] C.R.Paul, "Frequency response of multi-conductor transmission lines illuminated by an electromagnetic field," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.EMC-18, no.4, pp.183-190, Nov.1976.
- [10] A.K.Agrawal, H.J.Price, and S. H. Gurbaxani, "Transient response of multi-conductor transmission lines excited by a nonuniform electromagnetic field," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.EMC-22, no.2, pp.119-129, May 1980.
- [11] K.S.H.Lee, "Two parallel terminated conductors in external fields," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.EMC-22, no.2, pp.11-9-129, May 1980.
- [12] D.A.Hill, K.H.Cavey, and R.T.Johnk, "Crosstalk between microstrip transmission lines," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.EMC-36, no.4, Nov. 1994.
- [13] 北村 敏明, 中村 聡, 平 雅文, 倉 蘭 貞夫, "任意座標系に適用できる差分時間領域法を用いたマイクロストリップ線路立体交差部のクロストーク解析", 電子情報通信学会論文誌, vol.J76-C-I, no.9, pp.358-364 Sept. 1993.

劉 維坤

(非会員) 1984 年中国黒竜江大・理・電子学卒. 1990 年中国ハルビン工業大・大学院・修士課程修了、現在、電気通信大・大学院博士課程在学中。電磁場論に関する研究に従事。

上 芳夫

(正員) 昭41 電通大・電波通信卒。昭45 都立大・大学院修士課程了。同年電通短大助手。同講師・助教授を経て昭62 電通大助教授、平5年同教授現在に至る。工博。現在高周波伝送回路、回路基板における電磁妨害、電磁界解析などの研究に従事。IEEE 会員。