

論文96-33A-5-7

자화된 페라이트 기판상의 다중 결합 마이크로스트립 선로 해석

(Analysis of Multiple Coupled Microstrip Lines On a Magnetized Ferrite Substrate)

文榮燦*, 尹相元*, 張益洙*

(Youngchan Moon, Sangwon Yun, and Iksoo Chang)

요 약

본 논문에서는 자화된 페라이트 기판상의 다중 결합 마이크로스트립 선로에서의 기본 모드 전파특성에 대하여 해석하였다. Spectral Domain Method를 이용하여 전파상수와 특성 임피던스를 계산하였고, 이를 바탕으로 기존 전송선로 이론에 자화된 페라이트의 비가역성을 포함한 비가역 전송선로 방정식에 따른 다단자 임피던스행렬 및 산란행렬을 유도하였다. 또한 구조, 물질상수 및 외부자계 값의 변화에 따른 비가역 특성 해석결과도 제시하였다.

Abstract

In this paper, the propagation characteristics of the dominant modes in multiple coupled microstrip lines on a magnetized ferrite substrate are analyzed. The propagation constants and characteristic impedances are calculated by using the spectral domain method. With the numerical results, multi-port impedance parameters as well as scattering parameters are derived from nonreciprocal transmission line equations which are consistent with conventional transmission line theory. In addition, the numerical results of nonreciprocal characteristics for various values of structural, material parameters, and external magnetic fields are also presented.

I. 서 론

마이크로파 대역에서 페라이트는 비가역성을 갖고 외부자계에 의해 튜닝이 가능한 소자를 설계할 수 있는 특별한 물질이다. 현재 이러한 특성을 이용한 서큘레이터, 아이솔레이터, 이상기, 방향성결합기, 여파기 등의 소자에 대한 연구 및 제작이 활발하다. 그러나, 현재까지 페라이트를 이용하여 제작되는 대부분의 소자는 도파관 및 스트립 선로를 활용하였고, 집적회로에 가장 용이한 구조인 마이크로스트립 선로를 활용한 경우는 드물다. 이는 현재까지 페라이트 박막 기판을 제

작하는 기술상의 문제에 기인한 것으로 여겨진다. 근래에 와서 이러한 기술상의 문제가 극복되면서 페라이트층을 포함한 마이크로스트립 선로에 대한 연구가 많이 진행되고 있다.

페라이트 기판상의 평면형 전송선로의 수치해석에 있어서 1987년 Geshiro와 Itoh가 Finline 구조에 Spectral Domain Method를 처음으로 적용하여 전파상수의 분산특성과 구조 및 물질상수에 따른 정·역방향 전파상수의 차이를 구하였다^[1]. Krowne이 제안한 이방성 다층기판 구조의 전파상수를 구하는 데 적용하기 좋은 Fourier Transformed Matrix Method가 있으나, 이 방법은 특성 임피던스를 구하기가 까다롭다^[2]. Tsutsumi와 Asahara가 Spectral Domain Method를 이용하여 YIG필름-GGG (Yttrium Iron Garnet Film - Gadolinium Gallium Garnet) 구조

* 正會員, 西江大學校 電子工學科

(Dept. of Elec. Eng., Sogang University)

接受日字: 1996年1月13日, 수정완료일: 1996年4月23日

상의 마이크로스트립 선로를 해석하였다^[3]. 이들은 페라이트층에 수직방향의 자계를 걸어서 주파수 차단(Cutoff) 특성을 해석하고, 실험결과를 통해 이를 검증하였다. Yang은 마이크로스트립 개방 불연속을 해석하였는데, 페라이트층의 진행, 수평 및 수직 방향 자화에 따른 개방 불연속 특성을 비교하였다^[4]. 또한 전파상수가 정·역방향 전파에 따라 달라지려면 수평방향 자계를 인가해야 함을 밝혔다. 그러나, 스트립 상의 진행 방향 전류만을 고려하였고, 특성 임피던스는 구하지 않았다. Kitazawa는 평면형 전송 선로의 전파특성을 스트립 도체의 두께를 고려하여 엄밀하게 해석하였다^[3]. 그러나, 마이크로스트립 선로의 구조와 물질상수에 따른 비가역성의 변화에 관심을 두지 않았고, 회로설계에 유용한 임피던스행렬 및 산란행렬을 구하지도 않았다. 비가역 전송선로 이론은 1994년 Lindell 등이 제안하였으나^[6], 이는 비가역성이 스칼라 양인 경우에 해당된다. 즉, 페라이트와 같이 텐서 투자율에 의한 비가역성을 갖는 물질에는 적용할 수 없다.

본 논문에서는 수평방향으로 자화된 페라이트 기판상의 다중결합 마이크로스트립 선로의 전파특성을 해석하였다. 주파수에 따른 분산특성을 포함하여 구조와 물질상수 값의 변화에 따른 비가역성의 추이를 조사하였다. 또한 기존 전송선로 이론에 정·역방향의 전파전파에 따른 비가역 특성을 포함시켜 비가역 전송선로 방정식으로 확장하고, 이로부터 실제 회로 설계시 유용한 임피던스행렬과 산란행렬을 유도하였다. 본 논문은 페라이트를 마이크로파 대역의 소자에 응용하기 위한 연구이므로 손실이 큰 정자기파(Magnetostatic Wave) 대역을 벗어난 주파수 대역에 관심을 두었다.

II. 해 석

그림 1은 본 논문에서 해석할 차폐된 다중, 다중 결합 마이크로스트립 선로 구조로서 수평방향(x축)으로 자화된 페라이트를 포함하고 있다. 해석에 있어서 도체는 완전도체, 스트립 도체의 두께는 영이고, 유전체 및 페라이트는 무손실임을 가정한다.

우선 외부자계 H_0 에 의해 수평방향으로 포화 자화된 페라이트의 텐서 투자율은 식 (1)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\hat{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu & jx \\ 0 & -jx & \mu \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$\begin{cases} \mu = 1 - \frac{f_0 f_m}{f^2 - f_0^2} \\ x = \frac{ff_m}{f^2 - f_0^2} \end{cases}$$

$$f_m = \gamma 4\pi M_s, \quad f_0 = \gamma H_0$$

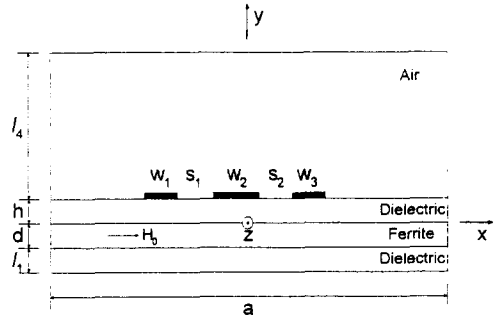


그림 1. 페라이트층을 포함한 다중 결합 마이크로스트립 선로의 단면도

Fig. 1. Cross-sectional view of the ferrite-loaded multiple coupled microstrip lines.

여기서 $4\pi M_s$ [G]는 포화자화, H_0 [Oe]는 인가되는 직류자계이고 γ 는 Gyromagnetic Ratio로 2.8 [MHz/Oersted]이다. 페라이트의 텐서 투자율을 고려하여 맥스웰 방정식으로부터 파동방정식을 유도하고, 이산 푸리에 변환 (Discrete Fourier Transform)하면 식 (2)와 같이 된다.

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \hat{E}_x - (\alpha_n^2 + \beta^2 - k_z^2 \mu_e) \hat{E}_x = j\omega \mu_0 \frac{x}{\mu} \alpha_n \hat{H}_x \quad (2a)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \hat{H}_x - \left(\frac{\alpha_n^2}{\mu} + \beta^2 - k_z^2 \right) \hat{H}_x = -j\omega \epsilon_2 \frac{x}{\mu} \alpha_n \hat{E}_x \quad (2b)$$

$$k_z^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0, \quad \mu_e = \mu - \frac{x^2}{\mu}$$

식 (2)에는 $e^{j(\omega t - \beta z)}$ 의 전파 인자(Propagation Factor)가 생략되어 있다. 이산 푸리에 변환의 정의는 식 (3)과 같다.

$$\hat{E}_x(\alpha_n, y) = \int_{-a/2}^{a/2} E_x(x, y) e^{j\alpha_n x} dx \quad (3)$$

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{a/2}, \quad n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

식 (2)의 일반해는 아래 식 (4)와 같다.

$$\hat{E}_x = E^+ e^{-\gamma_+ y} + E^- e^{\gamma_- y} + jZ(H^+ e^{-\gamma_+ y} + H^- e^{\gamma_- y}) \quad (4a)$$

$$\hat{H}_x = -jY(E^+ e^{-\gamma_+ y} + E^- e^{\gamma_- y}) + H^+ e^{-\gamma_+ y} + H^- e^{\gamma_- y} \quad (4b)$$

식 (4)에서 E^+ 와 H^+ 는 미지의 계수이고, Z, Y 및 γ_{\pm} 는 각각 (5), (6) 식으로 된다.

$$Z = \frac{\omega\mu_0 \frac{x}{\mu} \alpha_n}{\gamma_-^2 - (\alpha_n^2 + \beta^2 - k_2^2 \mu_e)} \quad (5a)$$

$$Y = \frac{\omega\epsilon_2 \frac{x}{\mu} \alpha_n}{\gamma_+^2 - \left(\frac{\alpha_n^2}{\mu} + \beta^2 - k_2^2\right)} \quad (5b)$$

$$\gamma_{\pm}^2 = \frac{\alpha_n^2}{2} \left(1 + \frac{1}{\mu}\right) + \beta^2 - \frac{k_2^2}{2} (1 + \mu_e) \pm \sqrt{\left\{\frac{\alpha_n^2}{2} \left(1 - \frac{1}{\mu}\right) + \frac{k_2^2}{2} (1 - \mu_e)\right\}^2 + \left(k_2 \frac{x}{\mu} \alpha_n\right)^2} \quad (6)$$

맥스웰 방정식과 식(4)로부터 전자계 \widehat{E}_z 와 \widehat{H}_z 를 구하면 식 (7)과 같다.

$$\left\{(\alpha_n^2 - k_2^2 \mu)^2 - (k_2^2 x)^2\right\} \widehat{E}_z = \alpha_n \beta (\alpha_n^2 - k_2^2 \mu) \widehat{E}_x + k_2^2 x \alpha_n \frac{\partial \widehat{E}_x}{\partial y} - j\omega\mu_0 \left\{x \alpha_n^2 \beta \widehat{H}_x + \mu (\alpha_n^2 - k_2^2 \mu_e) \frac{\partial \widehat{H}_x}{\partial y}\right\} \quad (7a)$$

$$\left\{(\alpha_n^2 - k_2^2 \mu)^2 - (k_2^2 x)^2\right\} \widehat{H}_z = \alpha_n \beta (\alpha_n^2 - k_2^2 \mu) \widehat{H}_x + k_2^2 x \alpha_n \frac{\partial \widehat{H}_x}{\partial y} + j\omega\epsilon_2 \left\{k_2^2 x \beta \widehat{E}_x + (\alpha_n^2 - k_2^2 \mu) \frac{\partial \widehat{E}_x}{\partial y}\right\} \quad (7b)$$

공기와 유전체 층에서의 파동방정식은 페라이트층의 파동방정식 (2)에서 $\mu = \mu_e = 1, x=0$ 로 치환하여 식 (8)과 같이 된다.

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \begin{Bmatrix} \widehat{E}_{xi} \\ \widehat{H}_{xi} \end{Bmatrix} - \gamma_i^2 \begin{Bmatrix} \widehat{E}_{xi} \\ \widehat{H}_{xi} \end{Bmatrix} = 0 \quad (8)$$

$$\gamma_i^2 = \beta^2 + \alpha_n^2 - k_i^2, k_i^2 = \omega^2 \epsilon_i \mu_0, i = 1, 3, 4$$

또한 식 (7)로부터,

$$\widehat{E}_{zi} = \frac{1}{t_i} \left(\alpha_n \beta \widehat{E}_{xi} - j \hat{z} \frac{\partial \widehat{H}_x}{\partial y} \right) \quad (9a)$$

$$\widehat{H}_{zi} = \frac{1}{t_i} \left(\alpha_n \beta \widehat{H}_{xi} + j \hat{y}_i \frac{\partial \widehat{E}_{xi}}{\partial y} \right) \quad (9b)$$

where $\hat{z} = \omega\mu_0, \hat{y}_i = \omega\epsilon_i, t_i = \alpha_n^2 - k_i^2, i = 1, 3, 4$

와 같이 되어 수평방향 전자계 성분(x-, z-components)을 모두 구할 수 있다. 따라서 각 층의 수평방향 전자계 성분에 대한 경계조건 식 (10)을 적용할 수 있다.

$$\widehat{E}_{x1} = \widehat{E}_{x2}, \widehat{E}_{z1} = \widehat{E}_{z2}, \widehat{H}_{x1} = \widehat{H}_{x2}, \widehat{H}_{z1} = \widehat{H}_{z2} \quad (y = -d) \quad (10a)$$

$$\widehat{E}_{z2} = \widehat{E}_{z3}, \widehat{E}_{z2} = \widehat{E}_{z3}, \widehat{H}_{z2} = \widehat{H}_{z3}, \widehat{H}_{z2} = \widehat{H}_{z3} \quad (y=0) \quad (10b)$$

$$\widehat{E}_{x3} = \widehat{E}_{x4}, \widehat{E}_{z3} = \widehat{E}_{z4}, \widehat{H}_{x3} - \widehat{H}_{x4} = \hat{j}_z, \widehat{H}_{z3} - \widehat{H}_{z4} = -\hat{j}_x \quad (y=h) \quad (10c)$$

앞에서 구해진 각 층의 수평방향 전자계 성분에 대하여 식 (10)의 경계조건을 적용하면 최종적으로 식 (11)과 같이 된다.

$$\begin{bmatrix} \widehat{E}_z(a_n) \\ \widehat{E}_x(a_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \widehat{Z}_{zz}(a_n, \beta) & \widehat{Z}_{zx}(a_n, \beta) \\ \widehat{Z}_{zx}(a_n, \beta) & \widehat{Z}_{xx}(a_n, \beta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{j}_z(a_n) \\ \hat{j}_x(a_n) \end{bmatrix} \quad (11)$$

식 (11)의 푸리에 변환된 그린함수 $\widehat{Z}_{zz}(a_n, \beta), \widehat{Z}_{zx}(a_n, \beta), \widehat{Z}_{zx}(a_n, \beta), \widehat{Z}_{xx}(a_n, \beta)$ 은 부록에 상세히 기술하였다. 식 (11)에 모멘트법을 적용시켜 결과적으로 미지의 전파상수 β 에 대한 고유치 방정식으로 유도할 수 있다. 우선 미지의 전류분포를 식 (12)와 같이 기저함수들의 합으로 가정한다.

$$\begin{cases} J_z(x) = \sum_{l=1}^{nL} \sum_{m=1}^{Mz} c_{ml} J_{2ml}(x) \\ J_x(x) = \sum_{l=1}^{nL} \sum_{m=1}^{Nx} d_{nl} J_{xnl}(x) \end{cases} \quad (12)$$

여기서 nL 은 스트립의 개수이고, Mz 와 Nx 는 각각 종·횡방향 기저함수의 개수이다. 기저함수는 물리적 특성을 고려하여 식 (13)과 같이 설정하였다¹⁷⁾.

$$\begin{cases} J_{2m}(x) = \frac{T_{2(m-1)}(X_l)}{\sqrt{1-X_l^2}} \\ J_{xnl}(x) = U_{2(n-1)}(X_l) \sqrt{1-X_l^2} \\ X_l = \frac{2(x-x_{sl})}{w_l} \end{cases} \quad (13)$$

여기서 T_m, U_n 는 각각 제1종, 제2종 체비셰프 다항식(Chebyshev Polynomial)이다. 식 (13)을 푸리에 변환하면 제1종 베셀함수(1st kind Bessel Function)의 형태로 나타난다. Galerkin법과 Parseval의 정리를 이용하여 결과적으로 식 (14)와 같은 고유치 방정식(Eigenvalue Equation)으로 유도된다.

$$nL^*(Mz + Nx) \begin{bmatrix} K^{zz} \\ K^{zx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{ml} \\ d_{nl} \end{bmatrix} = 0 \quad (14)$$

$$K_{\rho k ml}^{zz} = \sum_{\alpha_n} \widehat{f}_{z\rho k}(a_n) \widehat{Z}_{zz}(a_n, \beta) \widehat{f}_{2ml}(a_n)$$

$$K_{\rho k nl}^{zx} = \sum_{\alpha_n} \widehat{f}_{z\rho k}(a_n) \widehat{Z}_{zx}(a_n, \beta) \widehat{f}_{xnl}(a_n)$$

$$K_{qkmi}^{xz} = \sum_{\alpha_n} \widehat{f}_{xqk}(\alpha_n) \widehat{Z}_{xz}(\alpha_n, \beta) \widehat{f}_{zm}(\alpha_n)$$

$$K_{qkmi}^{xx} = \sum_{\alpha_n} \widehat{f}_{xqk}(\alpha_n) \widehat{Z}_{xx}(\alpha_n, \beta) \widehat{f}_{xm}(\alpha_n)$$

$$k = 1, 2, \dots, nL, \quad p = 1, 2, \dots, Mz, \quad q = 1, 2, \dots, Nx$$

식 (14)는 $nL \cdot (Mz + Nx)$ 의 차수를 갖는 정방행렬의 고유치 방정식이므로 식 (15)를 만족시키는 미지의 전파상수 β 를 구할 수 있다.

$$\det |K(\beta)| = 0 \tag{15}$$

또한 전파상수가 구해지면 식 (14)에서 $[c_{mi}]$ 과 $[d_{ni}]$ 을 구할 수 있고, 그로부터 전압, 전류 고유벡터 $[M_V]$ 와 $[M_I]$ 를 구할 수 있다. 전압·전류 고유벡터 사이의 관계식은 식 (16)과 같다^[7].

$$[M_V] = ([M_I]^T)^{-1} \tag{16}$$

Spectral Domain Method는 TEM해석이 아니므로 임피던스를 유일하게 정의할 수 없다. 본 논문에서는 다중결합 마이크로스트립 선로에 많이 사용되는 Line-mode 임피던스를 식 (17)과 같이 정의한다.

$$Z_{lm} \equiv \frac{P_{lm}}{I_{lm}^2} \tag{17}$$

여기서 I_{lm} 은 스트립 도체상의 Line-mode 전류이고, P_{lm} 은 진행방향(z축)으로 전달되는 Line-mode Poynting 전력으로서 각각 식 (18), (19)와 같다.

$$I_{lm} = c_{lm} \int_{w_1} J_z(x) dx = c_{lm} \frac{\pi w_1}{2} \tag{18}$$

$$\begin{aligned} P_{lm} &= \text{Re} \frac{1}{a} \sum_{n=-N_s}^{N_s} \int_y \vec{E}_m \times \vec{H}_{lm}^* \cdot \vec{a}_z dy \\ &= \text{Re} \frac{1}{a} \sum_{n=-N_s}^{N_s} [\tilde{E}_{1,lm} + \tilde{E}_{2,lm} + \tilde{E}_{3,lm} + \tilde{E}_{4,lm}] \end{aligned} \tag{19}$$

$$\tilde{E}_{1,lm} = \int_{-d}^{-d-l_1} (\tilde{E}_{x1,m} \vec{H}_{y1,lm}^* - \tilde{E}_{y1,m} \vec{H}_{x1,lm}^*) dy$$

$$\tilde{E}_{2,lm} = \int_{-d}^0 (\tilde{E}_{x2,m} \vec{H}_{y2,lm}^* - \tilde{E}_{y2,m} \vec{H}_{x2,lm}^*) dy$$

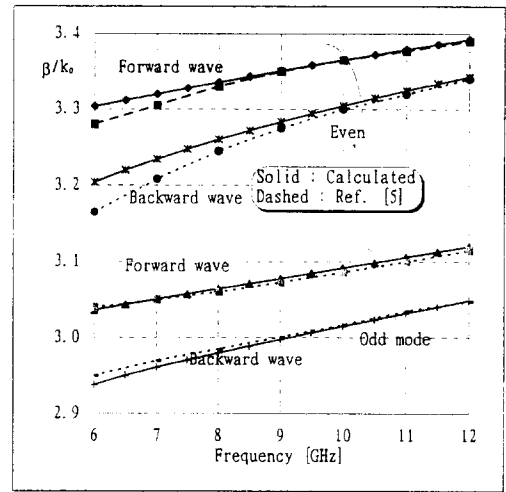
$$\tilde{E}_{3,lm} = \int_0^h (\tilde{E}_{x3,m} \vec{H}_{y3,lm}^* - \tilde{E}_{y3,m} \vec{H}_{x3,lm}^*) dy$$

$$\tilde{E}_{4,lm} = \int_h^{h+l_1} (\tilde{E}_{x4,m} \vec{H}_{y4,lm}^* - \tilde{E}_{y4,m} \vec{H}_{x4,lm}^*) dy$$

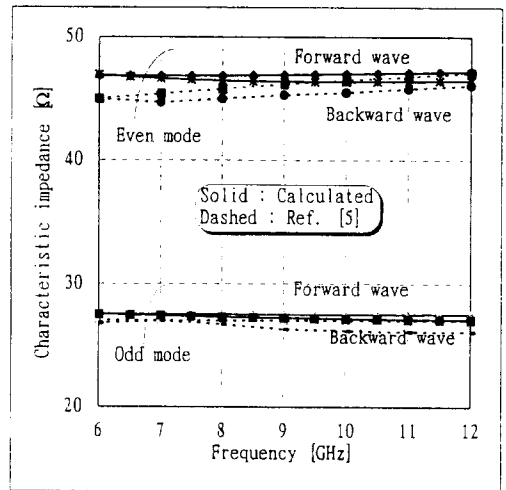
식 (19)에서 $\tilde{E}_{i,lm}$ ($i=1,2,3,4$)은 각 층의 Line-mode Poynting 전력을 계산하기 위한 값들이고, N_s 는 이산 푸리에 변환된 스펙트럼중에서 합산될 스펙트럼 갯수이다.

III. 해석 결과

본 논문 해석결과와의 타당성은 참고문헌^[5]의 해석결과와 비교하여 확인하였다. 그림 2.(a), (b)에서 실선은 본 논문의 해석결과이고 점선은 참고문헌^[5]의 해석결과이다. 두 결과가 약간의 차이를 보이는데 그 이유는 기저함수의 선택이 다르기 때문이다. 또한 낮은 주파수 쪽에서 그 차이가 더 커지는 이유는 페라이트의 자계 공진(Magnetic Resonance) 영역에 가까워지므로 μ , x 값의 변화량이 커지기 때문이다.



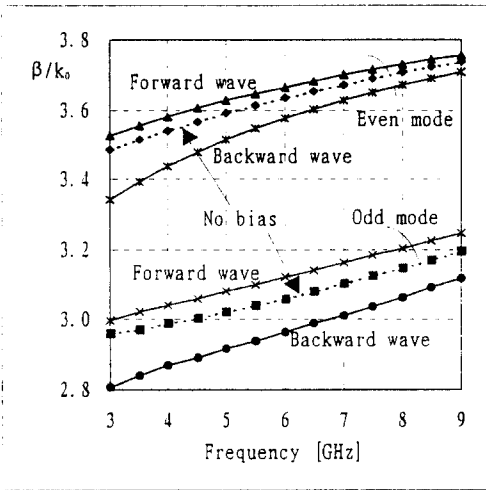
(a)



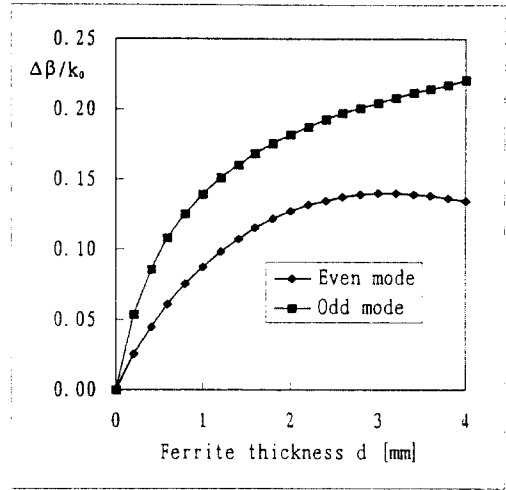
(b)

그림 2. 본 논문과 참고문헌^[5]의 해석결과 비교. (a) 전파상수. (b) 특성 임피던스

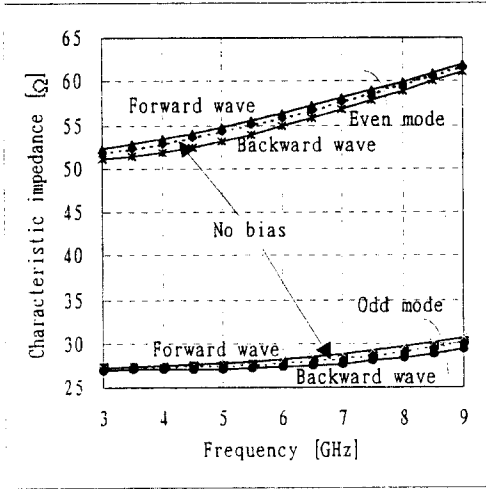
Fig. 2. Comparison with reference^[5] and the results of this paper. (a) Phase constants. (b) Characteristic impedances.



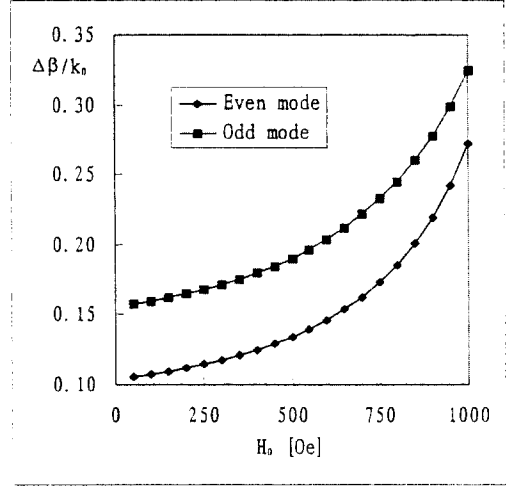
(a)



(a)



(b)



(b)

그림 3. 분산특성; (a) 전파상수 (b) 특성 임피던스 ($\epsilon_1 = 20\epsilon_0$, $\epsilon_2 = 14.8\epsilon_0$, $\epsilon_4 = \epsilon_0$, $4\pi M_s = 800 G$, $H_0 = 200 Oe$, $a = 30$, $l_1 = 0.5$, $d = 1.5$, $h = 0$, $l_4 = 10$, $w_1 = w_2 = 2$, $s_1 = 0.5 mm$)

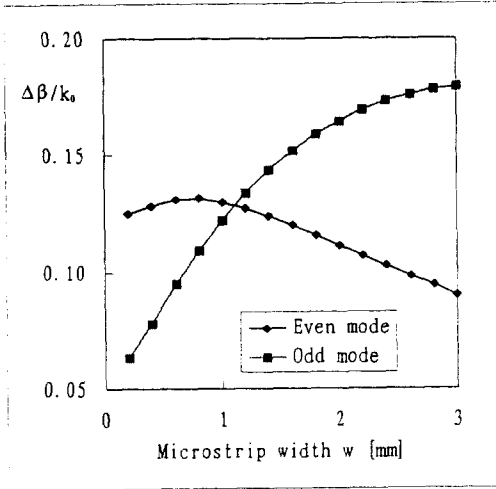
Fig. 3. Dispersion characteristics; (a) Phase constants. (b) Characteristic impedances. ($\epsilon_1 = 20\epsilon_0$, $\epsilon_2 = 14.8\epsilon_0$, $\epsilon_4 = \epsilon_0$, $4\pi M_s = 800 G$, $H_0 = 200 Oe$, $a = 30$, $l_1 = 0.5$, $d = 1.5$, $h = 0$, $l_4 = 10$, $w_1 = w_2 = 2$, $s_1 = 0.5 mm$)

그림 4. 위상변이차; (a) 페라이트 두께 변화 ($H_0 = 200 Oe$) (b) 외부자계 변화($d = 1.5 mm$). ($f = 5 GHz$, $\epsilon_1 = 20\epsilon_0$, $\epsilon_2 = 14.8\epsilon_0$, $\epsilon_4 = \epsilon_0$, $4\pi M_s = 800 G$, $a = 30$, $l_1 = 0.5$, $h = 0$, $l_4 = 10$, $w_1 = w_2 = 2$, $s_1 = 0.5 mm$)

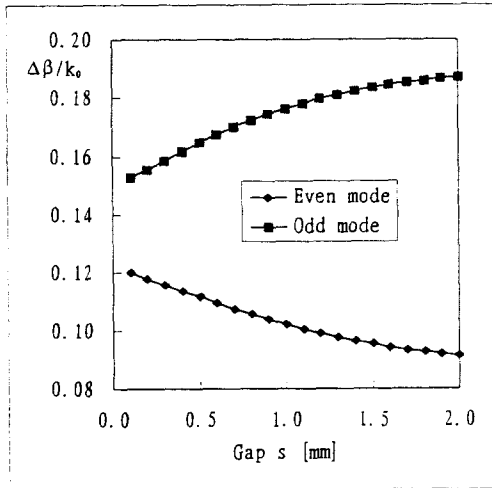
Fig. 4. Differential phase shift; (a) Variation of ferrite thickness ($H_0 = 200 Oe$). (b) Variation of external DC magnetic field. ($d = 1.5 mm$). ($f = 5 GHz$, $\epsilon_1 = 20\epsilon_0$, $\epsilon_2 = 14.8\epsilon_0$, $\epsilon_4 = \epsilon_0$, $4\pi M_s = 800 G$, $a = 30$, $l_1 = 0.5$, $h = 0$, $l_4 = 10$, $w_1 = w_2 = 2$, $s_1 = 0.5 mm$)

본 논문의 해석에 사용된 페라이트는 Transtech.사의 YIG인 G-4259로서 $4\pi M_s = 800 [G]$, $\epsilon_2 = 14.8\epsilon_0$ 이다. 해석 결과, 참고문헌^[11]의 Finline 경우와는 달리 마이크로스트립 선로의 경우에는 중간 유전체층이 있으면 정·역방향 전파전파에 따른 전파상수의 차이

를 오히려 감소시켰다. 따라서, 본 논문에서는 그림 1의 $h = 0$ 으로 놓아 중간 유전체층을 무시하였다. 해석 결과에서 정·역방향 전파전파에 따른 전파상수의 차



(a)



(b)

그림 5. 위상변이차; (a) 스트립 폭 변화 ($s_1=0.5\text{mm}$) (b) 스트립 사이 간격 변화 ($w_1=w_2=2.0\text{mm}$). ($f=5\text{GHz}$, $\epsilon_1=20\epsilon_0$, $\epsilon_2=14.8\epsilon_0$, $\epsilon_4=\epsilon_0$, $4\pi M_s=800\text{G}$, $H_0=200\text{Oe}$, $a=30$, $l_1=0.5$, $h=0$, $l_4=10\text{mm}$)

Fig. 5. Differential phase shift; (a) Variation of strip width ($s_1=0.5\text{mm}$). (b) Variation of gap between two strips ($w_1=w_2=2\text{mm}$). ($f=5\text{GHz}$, $\epsilon_1=20\epsilon_0$, $\epsilon_2=14.8\epsilon_0$, $\epsilon_4=\epsilon_0$, $4\pi M_s=800\text{G}$, $H_0=200\text{Oe}$, $a=30$, $l_1=0.5$, $h=0$, $l_4=10\text{mm}$)

이를 위상변이차(Differential Phase Shift, $\Delta\beta/k_0$)라고 정의하였다. 우선 주파수에 따른 분산특성을 살펴본다. 그림 3.(a), (b)에 자계가 인가되지 않은 경우

(No bias)와 정방향(Forward)·역방향(Backward) 전파전파에 따른 전파상수 및 특성 임피던스를 보였다. 결과에서 보듯이 우모드(Even mode)에 비해 기모드(Odd mode)인 경우에 더 큰 위상변이차를 갖는다. 또한 꽤 큰 위상변이차에도 불구하고 특성 임피던스는 거의 일정한 값이 유지된다. 즉 특성 임피던스는 외부 자계에 거의 영향을 받지 않고 있음을 알 수 있다.

그림 4.(a), (b)는 페라이트층의 두께 및 외부자계의 변화에 따른 위상변이차이다. 페라이트층의 두께가 증가함에 따라 우모드의 위상변이차는 빨리 포화되나, 기모드의 경우에는 포화되지 않고 일정정도 계속 증가한다. 외부자계 값이 증가하면 기·우모드의 위상변이차가 거의 비슷하게 증가해 감을 알 수 있다. 즉 그림 4의 결과에서 페라이트층의 두께 및 외부자계 값을 변화시켜 꽤 큰 위상변이차를 얻을 수 있음을 알 수 있다. 그림 5.(a), (b)에서는 결합 마이크로스트립의 구조 변화에 따른 위상변이차를 보였다. 그림 5.(a)는 스트립 도체의 폭에 따른 위상변이차의 변화로서 위상변이차를 최대화 하는 스트립의 폭이 기·우모드에 따라 큰 차이를 보이고 있다. 모드에 따라 위상변이차를 최대화 하는 스트립의 폭이 다르다. 그림 5.(b)는 두 스트립 도체 사이의 거리에 따른 위상변이차로서 기·우모드에 따라 서로 엇갈린 특성을 보이고 있다. 즉 그림 5의 결과로부터 결합 마이크로스트립 선로의 구조 변화에 의해 원하는 모드의 위상변이차를 최대화 만들어 줄 수 있음을 알 수 있다. 해석에 있어서 사용된 종방향 전류와 횡방향 전류 기지함수의 수는 $M_z=2$, $N_z=1$ 로 설정하였다. 이 정도면 충분한 해상도의 해를 구할 수 있다. 또한 스펙트럼의 개수 $N_s=100$ 이면 충분히 수렴하는 해를 구할 수 있었다.

IV. 비가역 전송선로 방정식과 산란행렬

기존의 전송선로 방정식에서 정·역방향 전파전파에 따른 비가역성을 그림 6과 같이 고려하여, 비가역 전송선로 방정식을 식 (20)과 같이 정의할 수 있다.

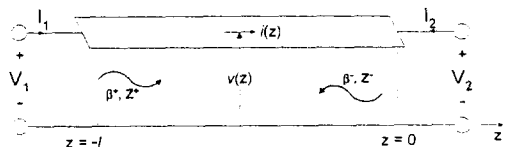


그림 6. 비가역 전송선로

Fig. 6. Nonreciprocal transmission lines.

$$v(z) = V^+ e^{-j\beta^+ z} + V^- e^{j\beta^- z} \quad (20a)$$

$$i(z) = \frac{V^+}{Z^+} e^{-j\beta^+ z} - \frac{V^-}{Z^-} e^{j\beta^- z} \quad (20b)$$

식 (20)에서 β^+ 와 Z^+ 는 전파전파 방향($\pm z$ 축 방향)에 따른 전파상수 및 특성 임피던스이다. 식 (20)으로부터 임피던스 행렬을 구하면 식 (21)과 같다.

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\Delta Z}{2} - jZ \cot \beta l & -jZ \csc \beta l e^{j\frac{\Delta\beta}{2} l} \\ -jZ \csc \beta l e^{-j\frac{\Delta\beta}{2} l} & -\frac{\Delta Z}{2} - jZ \cot \beta l \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (21)$$

$$\Delta\beta = \beta^+ - \beta^-, \quad \beta = \frac{\beta^+ + \beta^-}{2}$$

$$\Delta Z = Z^+ - Z^-, \quad Z = \frac{Z^+ + Z^-}{2}$$

식 (21)의 결과로부터 자화된 페라이트의 비가역성이 $Z_{12} = -Z_{21}$, $Z_{11} = -Z_{22}$ 이라는 특성으로 표현됨을 알 수 있다. 한편 식 (21)에서 $\Delta\beta = \Delta Z = 0$ 으로 놓으면 기존 전송선로의 임피던스행렬로 된다. 해석결과의 한 예로서 비가역 단일 마이크로스트립 선로의 경우에 대하여 임피던스행렬과 산란행렬을 구한 것이 표 1과 같다. 표 1의 산란행렬에서 자화된 경우 S_{12} 와 S_{21} 의 위상차는 약 21° ($15.95 + 4.77j$)로서, 이는 전파전파 방향에 따른 위상변이차이다.

그림 6과 식 (20), (21)의 단일 전송선로 이론을 그림 7과 같은 N개 스트립이 결합된 2N 단자 회로에 적용하여 식 (22)와 같이 2N 단자 임피던스 행렬을 구할 수 있다^[7].

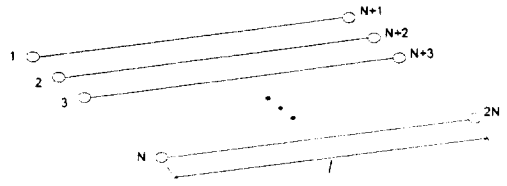


그림 7. 길이 l의 다중(N)결합 전송선로, 2N 단자 회로

Fig. 7. N coupled transmissin lines with length l, 2N port networks.

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ \vdots \\ V_N \\ V_{N+1} \\ \vdots \\ V_{2N} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [Z_S^{11}] & [Z_S^{12}] \\ [Z_S^{21}] & [Z_S^{22}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_N \\ I_{N+1} \\ \vdots \\ I_{2N} \end{bmatrix} \quad (22)$$

$$[Z_S^{11}] = [M_V] \left[\frac{\Delta Z_m}{2} - jZ_m \cot \beta_m l \right]_{diag} [M_I]^{-1}$$

$$[Z_S^{12}] = [M_V] \left[-jZ_m \csc \beta_m l e^{-j\frac{\Delta\beta_m}{2} l} \right]_{diag} [M_I]^{-1}$$

$$[Z_S^{21}] = [M_V] \left[-jZ_m \cot \beta_m l e^{j\frac{\Delta\beta_m}{2} l} \right]_{diag} [M_I]^{-1}$$

$$[Z_S^{22}] = [M_V] \left[-\frac{\Delta Z_m}{2} - jZ_m \cot \beta_m l \right]_{diag} [M_I]^{-1}$$

$$\Delta\beta_m = \beta_m^+ - \beta_m^-, \quad \beta_m = \frac{\beta_m^+ + \beta_m^-}{2}$$

$$\Delta Z_m = Z_m^+ - Z_m^-, \quad Z_m = \frac{Z_m^+ + Z_m^-}{2}$$

식 (22)에서 β_m^+ 와 Z_m^+ 는 전파전파 방향($\pm z$ 축 방향)

표 1. 비가역 단일 마이크로스트립 선로의 임피던스행렬 및 산란행렬 ($f = 3GHz$, $\epsilon_1 = 20\epsilon_0$, $\epsilon_2 = 14.8\epsilon_0$, $\epsilon_4 = \epsilon_0$, $4\pi M_s = 800G$, $a = 30$, $l_1 = 0.5$, $d = 1.5$, $h = 0$, $l_4 = 10$, $w_1 = 2$, $l = 30.37mm$)

Table 1. Impedance and scattering parametters for nonreciprocal single microstrip line ($f = 3GHz$, $\epsilon_1 = 20\epsilon_0$, $\epsilon_2 = 14.8\epsilon_0$, $\epsilon_4 = \epsilon_0$, $4\pi M_s = 800G$, $a = 30$, $l_1 = 0.5$, $d = 1.5$, $h = 0$, $l_4 = 10$, $w_1 = 2$, $l = 30.37mm$).

	자화되지 않은 경우 (No bias)	자화된 경우 ($H_0 = 200Oe$)	
		정방향 전파전파	역방향 전파전파
전파상수 (β/k_0)	3.2929	3.3353	3.1460
임피던스 [Ω]	39.999	40.133	39.420
임피던스행렬 [Z]	$\begin{bmatrix} -j8425.3 & -j8425.4 \\ -j8425.4 & -j8425.3 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0.356 + j417.16 & -75.35 + j412.22 \\ 75.35 + j412.22 & -0.356 + j417.16 \end{bmatrix}$	
산란행렬 [S] ($Z_0 = 50\Omega$)	$\begin{bmatrix} 0.001 \angle 269.72 & 1 \angle -0.28 \\ 1 \angle -0.28 & 0.001 \angle 269.72 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0.021 \angle 95.59 & 1 \angle 15.95 \\ 1 \angle -4.77 & 0.022 \angle 95.59 \end{bmatrix}$	

표 2. 대칭 결합 마이크로스트립 선로의 임피던스행렬 및 산란행렬($f = 3\text{GHz}$, $\epsilon_1 = 20\epsilon_0$, $\epsilon_2 = 14.8\epsilon_0$, $\epsilon_4 = \epsilon_0$, $4\pi M_s = 800\text{G}$, $H_0 = 200\text{Oe}$, $a = 30$, $l_1 = 0.5$, $d = 1.5$, $h = 0$, $l_4 = 10$, $w_1 = w_2 = 2$, $s_1 = 0.5$, $l = 30.37\text{mm}$)

Table 2. Impedance and scattering parameters for symmetric coupled microstrip lines ($f = 3\text{GHz}$, $\epsilon_1 = 20\epsilon_0$, $\epsilon_2 = 14.8\epsilon_0$, $\epsilon_4 = \epsilon_0$, $4\pi M_s = 800\text{G}$, $H_0 = 200\text{Oe}$, $a = 30$, $l_1 = 0.5$, $d = 1.5$, $h = 0$, $l_4 = 10$, $w_1 = w_2 = 2$, $s_1 = 0.5$, $l = 30.37\text{mm}$).

	정방향 전파전파		역방향 전파전파	
	우모드	기모드	우모드	기모드
전파상수(β/k_0)	3.5260	2.9989	3.3404	2.8086
전류 Eigen-vector [M_j]	$\begin{bmatrix} 0.70711 & 0.70711 \\ 0.70711 & -0.70711 \end{bmatrix}$		$\begin{bmatrix} 0.70711 & 0.70711 \\ 0.70711 & -0.70711 \end{bmatrix}$	
Line-mode 임피던스 [Z_{lm}]	$\begin{bmatrix} 52.293 & 27.204 \\ 52.293 & 27.204 \end{bmatrix}$		$\begin{bmatrix} 51.107 & 26.940 \\ 51.107 & 26.940 \end{bmatrix}$	
임피던스행렬 [Z]	$\begin{bmatrix} 0.36-j77.61 & 0.23-j107.35 & 13.30-j74.74 & 20.56-j114.30 \\ 0.23-j107.35 & 0.36-j77.61 & 20.56-j114.30 & 13.30-j74.74 \\ -13.30-j74.74 & -20.56-j114.30 & -0.36-j77.61 & -0.23-j107.35 \\ -20.56-j114.30 & -13.30-j74.74 & -0.23-j107.35 & -0.36-j77.61 \end{bmatrix}$			
산란행렬 [S] ($Z_0 = 50\Omega$)	$\begin{bmatrix} 0.202\angle 135.86 & 0.197\angle -41.05 & 0.816\angle 24.60 & 0.504\angle -59.75 \\ 0.197\angle -41.05 & 0.202\angle 135.86 & 0.504\angle -59.75 & 0.816\angle 24.60 \\ 0.818\angle 4.06 & 0.500\angle -80.27 & 0.204\angle 136.64 & 0.201\angle -41.87 \\ 0.500\angle -80.27 & 0.818\angle 4.06 & 0.201\angle -41.87 & 0.204\angle 136.64 \end{bmatrix}$			

표 3. 비대칭 결합 마이크로스트립 선로의 임피던스행렬 및 산란행렬($f = 3\text{GHz}$, $\epsilon_1 = 20\epsilon_0$, $\epsilon_2 = 14.8\epsilon_0$, $\epsilon_4 = \epsilon_0$, $4\pi M_s = 800\text{G}$, $H_0 = 200\text{Oe}$, $a = 30$, $l_1 = 0.5$, $d = 1.5$, $h = 0$, $l_4 = 10$, $w_1 = 1$, $w_2 = 3$, $s_1 = 0.5$, $l = 30.37\text{mm}$)

Table 3. Impedance and scattering parameters for asymmetric coupled microstrip lines ($f = 3\text{GHz}$, $\epsilon_1 = 20\epsilon_0$, $\epsilon_2 = 14.8\epsilon_0$, $\epsilon_4 = \epsilon_0$, $4\pi M_s = 800\text{G}$, $H_0 = 200\text{Oe}$, $a = 30$, $l_1 = 0.5$, $d = 1.5$, $h = 0$, $l_4 = 10$, $w_1 = 1$, $w_2 = 3$, $s_1 = 0.5$, $l = 30.37\text{mm}$)

	정방향 전파전파		역방향 전파전파	
	C 모드	II 모드	C 모드	II 모드
전파상수(β/k_0)	3.5252	2.9730	3.3405	2.7992
전류 Eigen-vector [M_j]	$\begin{bmatrix} 0.39634 & 0.72557 \\ 0.91810 & -0.68814 \end{bmatrix}$		$\begin{bmatrix} 0.41246 & 0.71723 \\ 0.91098 & -0.69683 \end{bmatrix}$	
Line-mode 임피던스 [Z_{lm}]	$\begin{bmatrix} 83.282 & 40.704 \\ 37.950 & 18.466 \end{bmatrix}$		$\begin{bmatrix} 80.216 & 39.978 \\ 37.322 & 18.705 \end{bmatrix}$	
임피던스행렬 [Z]	$\begin{bmatrix} 0.71-j139.23 & 0.92-j173.93 & 24.48-j135.83 & 32.06-j180.55 \\ 0.92-j173.93 & 0.89-j171.68 & 32.06-j180.55 & 31.11-j174.26 \\ -24.48-j135.83 & -32.06-j180.55 & -0.71-j139.23 & -0.92-j173.93 \\ -32.06-j180.55 & -31.11-j174.26 & -0.92-j173.93 & -0.89-j171.68 \end{bmatrix}$			
산란행렬 [S] ($Z_0 = 50\Omega$)	$\begin{bmatrix} 0.344\angle 140.69 & 0.299\angle -19.78 & 0.720\angle 31.57 & 0.526\angle -51.70 \\ 0.302\angle -20.08 & 0.350\angle 125.18 & 0.526\angle -51.70 & 0.716\angle 16.80 \\ 0.714\angle 12.13 & 0.533\angle -71.50 & 0.338\angle 141.29 & 0.299\angle -20.86 \\ 0.533\angle -71.50 & 0.712\angle -3.19 & 0.296\angle -20.57 & 0.344\angle 125.77 \end{bmatrix}$			

및 모드(m)에 따른 전파상수 및 특성 임피던스이다. 식 (22)에 사용된 전압, 전류 고유벡터 [M_V] 와 [M_I] 역시 정·역방향 전파전파에 따라 약간 달라지나, 이는 거의 무시할만 한 양이므로 본 논문에서는 그 차이를 무시하였다. 실제 뒤의 해석결과에서 그 차이가 아주 작음을 알 수 있다. 식 (22)의 임피던스행렬로부터 기준 임피던스를 Z_0 로 하는 산란행렬 [S] 를 식 (23)과 같이 구할 수 있다.

$$[S] = ([Z] - [I]) ([Z] + [I])^{-1} \quad (23)$$

식 (23)에서 [Z] 는 기준 임피던스 Z_0 로 정규화된 임피던스 행렬이고, [I] 는 단위행렬이다. 이제 다중 결합 선로 해석결과의 예로서 대칭(Symmetric) 결합 마이크로스트립 선로의 경우에 대하여 표 2에, 비대칭(Asymmetric) 결합 마이크로스트립 선로의 경우에 대하여 표 3에 임피던스행렬과 산란행렬을 보였다.

V. 결론

Spectral Domain Method를 이용하여 자화된 페라이트 기판상의 다중 결합 마이크로스트립 선로에서의 기본 모드 전파특성에 대하여 해석하였다. 분산특성은 물론, 구조, 물질상수 및 외부자계 값을 변화시키면서 전파 진행방향에 따른 전파상수와 특성 임피던스를 계산하였다. 또한 기존 전송선로 이론에 자화된 페라이트의 비가역성을 포함한 비가역 전송선로 방정식에 따른 다단자 임피던스행렬 및 산란행렬을 유도하였다. 본 논문의 내용은 다른 평면형 전송선로의 경우에 대해서도 쉽게 적용할 수 있고, 페라이트의 비가역성을 이용한 실제의 마이크로파 대역 소자 설계시 사용될 수 있다.

부 록

식 (11)의 푸리에 변환된 그린함수

$$\frac{1}{\Delta_4} \begin{bmatrix} \widehat{Z}_{zz}(a_n, \beta) & \widehat{Z}_{zx}(a_n, \beta) \\ \widehat{Z}_{xz}(a_n, \beta) & \widehat{Z}_{xx}(a_n, \beta) \end{bmatrix} = \frac{1}{\Delta_4} \begin{bmatrix} (a_n \beta K_x + \widehat{z} \gamma_4 H_x) / t_4 & (a_n \beta K_z + \widehat{z} \gamma_4 H_z) / t_4 \\ K_x & K_z \end{bmatrix}$$

$$\Delta_4 = H_x K_z - H_z K_x$$

$$\begin{bmatrix} H_x & K_z \\ H_z & K_x \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} \frac{\rho_{11}}{t_3} + \frac{\widehat{y}_1 \gamma_1}{t_4} \coth \gamma_4 l_1 & \frac{\rho_{12} - \coth \gamma_4 l_1}{t_3} \\ \frac{a_n \beta \rho_{11} + \widehat{y}_1 \gamma_3 \rho_{21}}{t_3} + \frac{\widehat{y}_1 \gamma_1}{t_4} \coth \gamma_4 l_1 & \frac{a_n \beta \rho_{12} + \widehat{y}_1 \gamma_3 \rho_{22}}{t_3} - \frac{a_n \beta}{t_4} \coth \gamma_4 l_1 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_x \cosh \gamma_3 h + G_x \sinh \gamma_3 h & F_x \cosh \gamma_3 h + G_x \sinh \gamma_3 h \\ C_x \cosh \gamma_3 h + D_x \sinh \gamma_3 h & C_x \cosh \gamma_3 h + D_x \sinh \gamma_3 h \end{bmatrix}$$

$$[F_x, F_z] = \frac{1}{\Delta_3} \left[\left(1 - \frac{t_3}{t_4} \right) a_n \beta C_{11} + \widehat{y}_3 \gamma_3 C_{21}, \frac{t_3}{t_4} \widehat{z} \gamma_1 C_{11} \right]$$

$$[G_x, G_z] = \frac{1}{\widehat{z} \gamma_3} [(\xi_{11} - a_n \beta) D_x + \xi_{12} F_x, (\xi_{11} - a_n \beta) D_z + \xi_{12} F_z]$$

$$[C_x, C_z] = \frac{1}{\widehat{y}_3 \gamma_3} [-\xi_{21} D_x - (\xi_{22} + a_n \beta) F_x, -\xi_{21} D_z - (\xi_{22} + a_n \beta) F_z]$$

$$[D_x, D_z] = \frac{1}{\Delta_3} \left[\left(1 - \frac{t_3}{t_4} \right) a_n \beta C_{12} + \widehat{y}_3 \gamma_3 C_{22}, \frac{t_3}{t_4} \widehat{z} \gamma_1 C_{12} \right]$$

$$\Delta_3 = C_{11} C_{22} - C_{12} C_{21}$$

$$\begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} -\xi_{21} \sinh \gamma_3 h + \widehat{y}_3 \gamma_3 \cosh \gamma_3 h & (\xi_{22} + a_n \beta) \sinh \gamma_3 h \\ (\xi_{11} - a_n \beta) \cosh \gamma_3 h & -\xi_{12} \cosh \gamma_3 h - \widehat{z} \gamma_3 \sinh \gamma_3 h \end{bmatrix}$$

$$\xi_{1i} = t_3 (a_{1i} (P_+ y_{11} + P_- - Q_+ y_{21}) - a_{2i} (P_+ y_{12} + Q_- y_{22} + Q_-)),$$

$$i = 1, 2$$

$$\xi_{2i} = t_3 (a_{1i} (R_+ y_{11} + R_- - S_+ y_{21}) - a_{2i} (R_+ y_{12} + S_+ y_{22} + S_-)),$$

$$i = 1, 2$$

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{\Delta_2} \begin{bmatrix} Y y_{12} + (y_{22} + 1) y_{12} + Z (y_{22} + 1) \\ Y (y_{11} + 1) - y_{21} (y_{11} + 1) - Z y_{21} \end{bmatrix}$$

$$\Delta_2 = (1 - ZY) \{ (y_{11} + 1)(y_{22} + 1) + y_{12} y_{21} \}$$

$$y_{11} = e^{(\gamma_+ - \gamma_-) a} \{ (b_1 - t_1 Q_+) (c_1 - t_1 R_-) - (a_1 - t_1 P_-) (d_1 - t_1 S_+) \} / \Delta_1$$

$$y_{12} = t_1 \{ t_1 (Q_+ S_- - Q_- S_+) + b_1 (S_+ - S_-) - d_1 (Q_+ - Q_-) \} / \Delta_1$$

$$y_{21} = t_1 \{ t_1 (P_+ R_- - P_- R_+) + a_1 (R_+ - R_-) - c_1 (P_+ - P_-) \} / \Delta_1$$

$$y_{22} = e^{(\gamma_- - \gamma_+) a} \{ (b_1 - t_1 Q_-) (c_1 - t_1 R_-) - (a_1 - t_1 P_+) (d_1 - t_1 S_-) \} / \Delta_1$$

$$\Delta_1 = \{ (a_1 - t_1 P_+) (d_1 - t_1 S_+) - (b_1 - t_1 Q_+) (c_1 - t_1 R_+) \} e^{(\gamma_+ - \gamma_-) a}$$

$$\begin{bmatrix} a_1 & b_1 \\ c_1 & d_1 \end{bmatrix} = a_n \beta \begin{bmatrix} 1 & Z \\ Y & 1 \end{bmatrix} - \gamma_1 \begin{bmatrix} \widehat{z} Y \tanh \gamma_1 l_1 & \widehat{z} \tanh \gamma_1 l_1 \\ \widehat{y}_1 \coth \gamma_1 l_1 & \widehat{y}_1 Z \coth \gamma_1 l_1 \end{bmatrix}$$

$$P_{\pm} = \beta (a_n p - \widehat{z} v Y) \mp \gamma_{\pm} (a_n s - \widehat{z} u Y)$$

$$Q_{\pm} = \beta (a_n p Z - \widehat{z} v) \mp \gamma_{\pm} (a_n s Z - \widehat{z} u)$$

$$R_{\pm} = \beta (a_n p Y - \widehat{y}_2 s) \mp \gamma_{\pm} (a_n s Y - \widehat{y}_2 p)$$

$$S_{\pm} = \beta (a_n p - \widehat{y}_2 s Z) \mp \gamma_{\pm} (a_n s - \widehat{y}_2 p Z)$$

$$p = (a_n^2 - k_z^2 \mu) / q$$

$$s = k_x^2 x / q$$

$$u = \mu (a_n^2 - k_z^2 \mu_e) / q$$

$$v = a_n^2 x / q$$

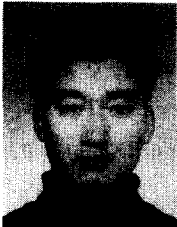
$$q = (a_n^2 - k_z^2 \mu)^2 - (k_x^2 x)^2$$

참 고 문 헌

- [1] M. Geshiro and T. Itoh, "Analysis of double-layered finlines containing a magnetized ferrite," *IEEE Trans. Micro-*

- wave Theory Tech.*, vol. MTT-35, pp 1377-1381, Dec. 1987.
- [2] C. M. Krowne, "Fourier transformed matrix method of finding propagation characteristics of complex anisotropic layered media," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-32, pp 1617-1625, Dec. 1984.
- [3] M. Tsutsumi and T. Asahara, "Microstrip lines using yttrium iron garnet film," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-38, pp 1461-1467, Oct. 1990.
- [4] Hung-Yu Yang, "Microstrip open-end discontinuity on a nonreciprocal ferrite substrate," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-42, pp 2423-2428, Jan. 1994.
- [5] T. Kitazawa, "Nonreciprocity of phase constants, characteristic impedances, and conductor losses in planar transmission lines with layered anisotropic media," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-43, pp 445-451, Feb. 1995.
- [6] I. V. Lindell, M. E. Valtonen, and A. H. Sihvola, "Theory of nonreciprocal and nonsymmetric uniform transmission lines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-42, pp 291-297, Feb. 1994.
- [7] V. K. Tripathi and H. Lee, "Spectral-domain computation of characteristic impedances and multiport parameters of multiple coupled microstrip lines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-37, pp 215-221, Jan. 1989.

 저 자 소 개



文榮燦(正會員)

1968년 1월 21일생. 1990년 2월 서강대 전자공학과 학사학위 취득. 1992년 2월 서강대 전자공학과 석사학위 취득. 1992년 2월 ~ 현재 서강대 전자공학과

박사 재학중. 주관심분야는 마이크로파 및 밀리미터파 소자 및 시스템 설계 등임

尹相元(正會員) 第26卷第8號 參照

현재 서강대학교 전자공학과 교수

張益洙(正會員) 第27卷第10號 參照

현재 서강대학교 전자공학과 교수