

정자표면파 트랜스듀서용 마이크로스트립 선로의 모서리 조건

Edge Conditions of Microstrip Line Used for Magnetostatic Surface Wave Transducers

이 재 현

Jae-Hyun Lee

요 약

정자표면파가 전파되는 주파수 영역에서 페라이트 위에 놓여진 선로의 모서리 특이성을 Meixner가 제시한 방법을 이용하여 계산하였다. 구해진 모서리 특이성으로부터 정자표면파가 진행하는 방향의 모서리 부근에서의 전류 변화가 반대쪽 모서리에 비하여 급격함을 알 수 있었다. 또한 주파수 변화에 따라 모서리 조건도 변화하였다. 이 결과들은 이전의 수치해석 결과와 일치한다.

Abstract

In the frequency range where the magnetostatic surface wave may be excited, the edge singularity of a microstrip line having a ferrite layer is calculated by using the method proposed by Meixner. From the calculated edge singularity, the change of the current distribution near the edge to which the magnetostatic surface wave propagates is steeper than that near the other edge. And the edge conditions vary with frequency. These results agree with the previous numerical results.

Key words : Magnetostatic Surface Wave, Edge Condition, Asymmetric Current Distribution

I. 서 론

일반적으로 표면탄성파(SAW: surface acoustic wave) 부품 제작시 리토그래픽 과정에 사용되는 UV(Ultra-Violet) 광의 해상도 한계때문에 2 GHz 대역 이상에서 동작하는 SAW 신호처리 소자 개발은 매우 어렵다. 하지만, 정자파(MSW: magnetostatic wave)를 이용하면 GHz 대역에서 SAW를 대신하여 신호처리소자를 개발할 수 있다^[1]. 정자파를 전자파(electromagnetic wave)로 변환시키거나 그 역으로 하는 소자를 트랜스듀서(transducer)라고 하며, 그 구조는 일반적으로 다중 선로 마이크로스트립 형태이다. 정자파 주파수 특성이 트랜스듀서 여기(excitation) 구조에

의하여 결정되므로, 정자파를 이용한 정교한 초고주파대 신호처리소자를 개발하기 위해서는 다중 선로 트랜스듀서의 여기 특성 연구가 필수적이다. 이를 위하여 파수영역해석(spectral domain analysis) 방법을 이용하여 단일 마이크로스트립 선로에 의한 정자표면파(MSSW: magnetostatic surface wave) 여기 현상을 해석하였다^[2]. 해석 결과, MSSW의 비가역적 전파 현상때문에 스트립 상의 전류분포가 좌우 비대칭임을 알 수 있었다.

이때, 수렴하는 수치해석 결과를 얻기 위하여 전류밀도 $J_z(x)$ 의 기저함수를 6개까지 사용하였고 ($J_z(x)$ 의 기저함수 5개까지 포함하면 11개), 페라이트 기판을 사용하는 마이크로스트립 선로의 모서리 조건

「이 논문은 한국과학재단 목적기초연구(R05-2003-000-11957-0) 지원으로 수행되었음.」

충남대학교 전파공학과(Department of Radio Science and Engineering, Chungnam National University)

· 논문 번호 : 20040813-103

· 수정완료일자 : 2004년 10월 20일

(edge condition)에 대하여 알려진 것이 없어서 유전체 기판과 동일한 조건($J(x) \propto 1/\sqrt{x}$)을 사용하였다. 파수영역해석법을 사용할 때 유전체 기판의 경우 일반적으로 기본모드에 대해서 $J(x)$ 의 기저함수는 2개, 고차모드라 할지라도 3~4개의 기저함수를 사용하면 수렴하는 수치해석 결과를 얻을 수 있다. 이에 비하면 참고문헌 [2]의 결과는 상대적으로 많은 수의 기저함수를 사용하였고, 그 만큼 수치계산시간이 증가하게 되었다. 파수영역해석법을 제안하면서 Itoh가 언급했듯이 수치계산의 효율성을 고려할 때 기저함수의 선택이 중요하다^[3]. 선택된 기저함수는 가능한한 물리적으로 해석하고자 하는 문제의 고유함수와 같아야 하며, 수학적으로 그들은 선형독립함수의 complete set을 이루어야 한다. 직교성(orthogonality)이 반드시 필요한 것은 아니지만, 미지의 전류 분포를 정확히 표현하기 위하여 많은 수의 기저함수들을 사용하지 않아도 되기 때문에 바람직한 특성이다. 그러므로, 수치계산시간을 감소시키기 위하여 전류 기저함수에 사용되는 모서리 조건이 MSSW가 존재할 때의 조건을 만족하여야 할 것이다. 이를 위하여 본 논문에서는 MSSW를 여기시키는 마이크로스트립 선로의 모서리 조건을 분석하였다.

II. 모서리 조건

그림 1과 같이 마이크로스트립 선로 폭이 $2L$ 인 트랜스듀서 구조를 생각한다. 스트립의 전류분포는 스트립 상에만 존재하고 스트립이 없는 곳에서는 0이라고 가정한다. 트랜스듀서는 $+z$ 방향으로 놓여져 있다. 이때, 외부직류자계 H_0 를 페라이트 층에 대하여 z 축에 평행하게 인가하면 MSSW가 여기된다.

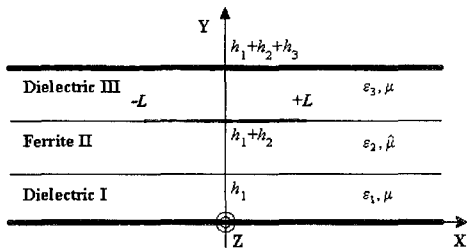


그림 1. 3층의 정자표면파 여기구조
Fig. 1. Three-layers magnetostatic surface wave excitation structure.

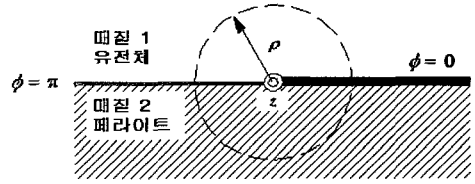


그림 2. 확대된 스트립 선로의 $x=-L$ 에서의 모서리
Fig. 2. Enlarged microstrip line edge at $x=-L$.

2-1 $x=-L$ 에서의 모서리 조건

페라이트 위에 놓여진 선로 모서리의 특이성을 Meixner가 제시한 방법^[4]을 이용하여 계산한다. $x=-L$ 에서의 스트립 선로 모서리를 확대하여 그림 2에 그렸다. 매질 1은 유전체이고 매질 2는 페라이트이다. 균일 매질 내에서 전자계는 식 (1)과 같은 맥스웰 방정식의 해이다.

$$\begin{aligned} -\nabla \times \mathbf{E}(\rho, \phi, z) &= j\omega \mathbf{B}(\rho, \phi, z) \\ \nabla \times \mathbf{H}(\rho, \phi, z) &= j\omega \mathbf{D}(\rho, \phi, z) \end{aligned} \quad (1)$$

모서리 근방에서 전자계를 식 (2)와 같은 멱 급수의 전개로 가정할 수 있다.

$$\begin{aligned} E_\rho &= a_0 \rho^{t-1} + a_1 \rho^t + a_2 \rho^{t+1} + \dots \\ E_\phi &= b_0 \rho^{t-1} + b_1 \rho^t + b_2 \rho^{t+1} + \dots \\ E_z &= c_0 \rho^{t-1} + c_1 \rho^t + c_2 \rho^{t+1} + \dots \\ H_\rho &= \alpha_0 \rho^{t-1} + \alpha_1 \rho^t + \alpha_2 \rho^{t+1} + \dots \\ H_\phi &= \beta_0 \rho^{t-1} + \beta_1 \rho^t + \beta_2 \rho^{t+1} + \dots \\ H_z &= \gamma_0 \rho^{t-1} + \gamma_1 \rho^t + \gamma_2 \rho^{t+1} + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

r 의 각 계수($a_i, b_i, c_i, \alpha_i, \beta_i, \gamma_i, i=0, 1, 2, \dots$)들은 ϕ, z 의 함수들이며 t 는 임의의 상수로 복소수이다. 모서리 부근에서도 에너지는 유한하여야 하므로

$$0 < \text{Re}[t] < 1$$

이다^[5].

매질 2 (페라이트)에 대하여 상대 투자율 텐서 (relative permeability tensor) $\hat{\mu}$ 를 아래와 같이 가정한다.

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & jx & 0 \\ -jx & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\mu = 1 - \frac{f_0 f_m}{f^2 - f_0^2}, \quad \kappa = -\frac{f f_m}{f^2 - f_0^2}$$

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

$\gamma = 2.8 \text{ MHz/Oe}$ 는 자기회전상수(gyromagnetic constant), f_0 는 세차주파수(precession frequency), f 는 동작주파수, H_0 는 내부자계, $4\pi M_s$ 는 포화자화(saturation magnetization), f_m 은 자화주파수(magnetization frequency)이다.

식 (2)를 식 (1)에 대입하고 ρ, ϕ, z 의 성분별로 나누어, 미정계수법을 적용하면 식 (3)을 얻을 수 있다. 이때, z 방향으로 구조가 균일하므로 z 방향의 변화를 무시한다.

$$\begin{aligned} c_0(t-1) &= 0 \\ \gamma_0(t-1) &= 0 \\ j\omega \epsilon_0 \epsilon_f a_0 &= \frac{\partial \gamma_1}{\partial \phi} \\ j\omega \epsilon_0 \epsilon_f b_0 &= -t\gamma_1 \\ -j\omega \mu_0 (\mu \alpha_0 + j\kappa \beta_0) &= \frac{\partial c_1}{\partial \phi} \\ -j\omega \mu_0 (-j\kappa \alpha_0 + \mu \beta_0) &= -tc_1 \\ t\beta_0 - \frac{\partial \alpha_0}{\partial \phi} &= 0 \\ tb_0 - \frac{\partial a_0}{\partial \phi} &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

$0 < \text{Re}[t] < 1$ 조건으로부터

$$c_0 = 0, \quad \gamma_0 = 0$$

이므로 H_z 와 E_z 는 유한하다. 식 (3)을 정리하면 6개의 계수 ($a_0, b_0, c_1, \alpha_0, \beta_0, \gamma_1$)에 대하여 아래와 같이 가정할 수 있다.

$$\begin{aligned} a_0 &= A_1 \sin \phi t + A_2 \cos \phi t \\ \alpha_0 &= B_1 \sin \phi t + B_2 \cos \phi t \\ b_0 &= A_1 \cos \phi t - A_2 \sin \phi t \\ \beta_0 &= B_1 \cos \phi t - B_2 \sin \phi t \\ t\gamma_1 &= -j\omega \epsilon_0 \epsilon_f (A_1 \cos \phi t - A_2 \sin \phi t) \\ tc_1 &= j\omega \mu_0 (\mu \cos \phi t - j\kappa \sin \phi t) B_1 \\ &\quad - j\omega \mu_0 (\mu \sin \phi t + j\kappa \cos \phi t) B_2 \end{aligned} \quad (4)$$

매질 1 유전체에 대해서도 위의 과정을 반복하면

다음을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} a_0' &= A_1' \sin \phi t + A_2' \cos \phi t \\ \alpha_0' &= B_1' \sin \phi t + B_2' \cos \phi t \\ b_0' &= A_1' \cos \phi t - A_2' \sin \phi t \\ \beta_0' &= B_1' \cos \phi t - B_2' \sin \phi t \\ t\gamma_1' &= -j\omega \epsilon_0 \epsilon_d (A_1' \cos \phi t - A_2' \sin \phi t) \\ tc_1' &= j\omega \mu_0 (B_1' \cos \phi t - B_2' \sin \phi t) \end{aligned} \quad (5)$$

경계조건을 만족시키기 위하여 유전체와 페라이트 경계면($\phi = \pi$)에서 전계와 자계의 접선 성분들이 각각 연속이어야 하고, 스트립 선로의 두께를 무시한다면 선로가 있는 곳($\phi = 0$)에서는 전계의 접선 성분들이 0이어야 한다. 식 (4)와 (5)를 이용하여 경계조건을 적용하면 8개의 계수($A_1, A_2, A_1', A_2', B_1, B_2, B_1', B_2'$)들로 이루어진 동차(homogeneous) 연립방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} (1) E_{\rho, \text{ferrite}}(\rho, \phi = \pi, z) &= E_{\rho, \text{dielectric}}(\rho, \phi = \pi, z) : \\ a_0(\phi = \pi) &= a_0'(\phi = \pi) \\ A_1 \sin \pi t + A_2 \cos \pi t &= A_1' \sin \pi t + A_2' \cos \pi t \\ (2) E_{z, \text{ferrite}}(\rho, \phi = \pi, z) &= E_{z, \text{dielectric}}(\rho, \phi = \pi, z) : \\ c_1(\phi = \pi) &= c_1'(\phi = \pi) \\ (\mu \cos \pi t - j\kappa \sin \pi t) B_1 - (\mu \sin \pi t + j\kappa \cos \pi t) B_2 \\ &= B_1' \cos \pi t - B_2' \sin \pi t \\ (3) H_{\rho, \text{ferrite}}(\rho, \phi = \pi, z) &= H_{\rho, \text{dielectric}}(\rho, \phi = \pi, z) : \\ \alpha_0(\phi = \pi) &= \alpha_0'(\phi = \pi) \\ B_1 \sin \pi t + B_2 \cos \pi t &= B_1' \sin \pi t + B_2' \cos \pi t \\ (4) H_{z, \text{ferrite}}(\rho, \phi = \pi, z) &= H_{z, \text{dielectric}}(\rho, \phi = \pi, z) : \\ \gamma_1(\phi = \pi) &= \gamma_1'(\phi = \pi) \\ \epsilon_f (A_1 \cos \pi t - A_2 \sin \pi t) \\ &= \epsilon_d (A_1' \cos \pi t - A_2' \sin \pi t) \\ (5) E_{\rho, \text{dielectric}}(\rho, \phi = 0, z) &= 0 : \\ a_0' &= 0 \\ A_2' &= 0 \\ (6) E_{\rho, \text{ferrite}}(\rho, \phi = 2\pi, z) &= 0 : \\ a_0 &= 0 \\ A_1 \sin 2\pi t + A_2 \cos 2\pi t &= 0 \end{aligned}$$

(7) $E_{z, \text{dielectric}}(\rho, \phi=0, z) = 0 :$

$$c_1' = 0$$

$$B_1' = 0$$

(8) $E_{z, \text{ferrite}}(\rho, \phi=2\pi, z) = 0 :$

$$c_1 = 0$$

$$(\mu \cos 2\pi t - jx \sin 2\pi t) B_1$$

$$- (\mu \sin 2\pi t + jx \cos 2\pi t) B_2 = 0$$

위 방정식들은 4개씩 2개의 그룹으로 나누어 계산할 수 있다.

첫째, $B_1 = B_2 = B_1' = B_2' = 0$ 인 경우, 즉 z 방향에 수직인 전계성분들만이 존재하는 경우로 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{bmatrix} \sin \pi t & \cos \pi t & -\sin \pi t \\ \epsilon_f \cos \pi t & -\epsilon_f \sin \pi t & -\epsilon_d \cos \pi t \\ \sin 2\pi t & \cos 2\pi t & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_1' \end{bmatrix} = 0 \quad (6)$$

$$A_2' = 0$$

위의 방정식을 만족하는 t 를 구하기 위하여 미지수 A_1, A_2, A_1' 의 계수들로 이루어지는 행렬식을 0으로 하면

$$\sin 2\pi t = 0$$

가 얻어진다. $0 < \text{Re}[t] < 1$ 조건을 만족하여야 하므로

$$t_E = 0.5$$

이다. 전계성분들만에 대한 값이므로 t_E 로 표시하였다. 전계특이성은 매질의 자기적 성질에 영향을 받지 않으므로 [5]에서 유도된 것과 같이 0.5이다.

둘째 $A_1 = A_2 = A_1' = A_2' = 0$ 인 경우, 즉 z 방향에 수직인 자계성분들만이 존재하는 경우로 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{bmatrix} \sin \pi t & \cos \pi t & -\cos \pi t \\ \mu \cos \pi t - jx \sin \pi t & -\mu \sin \pi t - jx \cos \pi t & \sin \pi t \\ \mu \cos 2\pi t - jx \sin 2\pi t & -\mu \sin 2\pi t - jx \cos 2\pi t & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \\ B_2' \end{bmatrix} = 0 \quad (7)$$

$$B_1' = 0$$

역시 동일한 방법으로 방정식을 계산하면, 다음을 얻을 수 있다.

$$\tan \pi t = 0 \text{ or } \tan \pi t = \frac{\mu^2 + \mu - x^2}{jx}$$

먼저, $\tan \pi t = 0$ 인 경우, $t=0, 1, 2, \dots, n$ (n 은 정수)가 되므로 $0 < \text{Re}[t] < 1$ 을 만족하는 해가 없다.

한편, $\tan \pi t = (\mu^2 + \mu - x^2)/jx$ 인 경우 t 에 대하여 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} t &= \frac{1}{j2\pi} \ln \left(-\frac{\mu-x+1}{\mu+x+1} \frac{\mu+x}{\mu-x} \right) \\ &= \frac{1}{2} + \frac{1}{j2\pi} \ln \left(\frac{\mu-x+1}{\mu+x+1} \frac{\mu+x}{\mu-x} \right) \\ &= \frac{1}{2} + \frac{1}{j2\pi} \ln \left[\left(1 - \frac{0.5f_m}{f+f_0+f_m} \right) \left(1 - \frac{0.5f_m}{f-f_0-0.5f_m} \right) \right] \end{aligned} \quad (8)$$

$\text{Re}[t]$ 을 구하기 위하여 로그함수 \ln 의 지수의 위상을 파악하여야 한다. 이를 위하여 페라이트에 작은 손실이 있다고 가정하여 복소 로그함수 \ln 값을 계산한다. 손실을 고려하기 위하여 손실을 나타내는 감쇠(damping) 상수 α 를 사용하여 μ 와 x 에서 f_0 에 $f_0 + j\alpha f$ 를 대입한다^[6, p.14]. 감쇠가 적은 경우, 주파수가 f 인 소신호 전자장의 감쇠상수 α 는 $1/f\tau$ 와 같다. τ 는 완화시간(relaxation time)으로 스핀(spin)과 스핀 및 스핀과 격자 효과가 복합된 것이다. 이 값들은 페로마그네틱 공진에서의 선폭 ΔH 와 다음의 관계가 있다.

$$\alpha f = \tau^{-1} = 0.5 \gamma \Delta H$$

일반적으로 공진선폭(resonance linewidth) ΔH 의 범위는 0.1에서 수 백 Oe까지이다. 따라서, 페라이트 손실을 고려한 t 를 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$t = \frac{1}{2} + \frac{1}{j2\pi} \ln(R) \quad (9)$$

$$R = R_1 R_2$$

$$R_1 = 1 - \frac{0.5f_m}{f+f_0+j\alpha f+f_m}$$

$$R_2 = 1 - \frac{0.5f_m}{f-f_0-j\alpha f-0.5f_m}$$

1) αf 가 매우 작은 값이므로,

$$R_1 \approx \frac{f+f_0+0.5f_m}{f+f_0+f_m} + j \frac{0.5f_m \alpha f}{(f+f_0+f_m)^2}$$

로 간략화할 수 있다. 주파수 변화에 관계없이 실수부와 허수부는 항상 양수이다. 허수부의 분자에 αf

가 곱해져 있으므로 허수부는 매우 작은 양수이다.

2) 마찬가지로, 매우 작은 af 에 대하여

$$R_2 \approx \frac{f - (f_0 + f_m)}{f - (f_0 + 0.5f_m)} - j \frac{0.5f_m af}{(f - f_0 - 0.5f_m)^2}$$

로 간략화 된다. 주파수 변화에 따라 실수부 부호가 변화되므로, 외부직류자계 H_0 를 고정시키고 이들을 주파수 영역을 구분하여 고려한다.

(1) $f < f_0 + 0.5f_m$:

R_2 의 실수부는 양수이고, 허수부는 음수이다. 허수부의 크기는 R_1 의 허수부보다 크므로, R 의 위상은 4사분면에 있게 된다. 따라서,

$$0.25 < \text{Re}[t_H] \leq 0.5$$

이다. 자계성분들만에 대한 값이므로 자계특이성을 t_H 로 표시하였다.

(2) $f = f_0 + 0.5f_m$:

$$R_2 = 1 - j \frac{0.5f_m}{af}$$

R_2 의 실수부는 1이고 허수부는 음수이다. af 가 매우 작은 값이기 때문에 허수부는 1보다 훨씬 큰 음수값을 갖는다. 따라서, R 의 위상은 R_2 의 위상에 의하여 좌우되며, $-\pi/2$ 가 되므로, $\text{Re}[t_H] = 0.25$ 이다.

(3) $f_0 + 0.5f_m < f < f_0 + f_m$:

R_2 의 실수부는 음수이고, 허수부는 역시 R_1 보다 큰 음수이므로, R 은 3사분면에 있게 되어 다음과 같이 된다.

$$0 < \text{Re}[t_H] \leq 0.25$$

(4) $f = f_0 + f_m$:

$$R_1 \approx 1 - \frac{f_m}{4(f_0 + f_m)} + j \frac{f_m af}{8(f_0 + f_m)^2}$$

$$R_2 \approx -j \frac{af}{0.5f_m}$$

$$R \approx \frac{(af)^2}{4(f_0 + f_m)^2} - j \frac{af}{0.5f_m} \left[2 - \frac{1}{2(f_0 + f_m)} \right]$$

R 의 실수부는 매우 작은 값이고 허수부는 상대적으로 훨씬 큰 음수이므로, R 의 위상은 $-\pi/2$ 가 된다. 따라서, $\text{Re}[t_H] = 0.25$ 이다.

(5) $f > f_0 + f_m$:

R_2 의 실수부는 양수이고, 허수부는 음수이다. 허수부 크기는 R_1 의 허수부보다 크므로, R 의 위상은 4사분면에 있게 되어 다음의 범위에 존재한다.

$$0.25 < \text{Re}[t_H] \leq 0.5$$

그러므로, 주파수 변화에 따라 R 의 위상이 0에서 $-\pi$ 사이를 변화하므로 자계특이성은

$$0 < \text{Re}[t_H] \leq 0.5$$

범위에 존재한다. 주파수 변화에 따라 매질이 변화하게 되므로 자계특이성은 기하학적 구조가 변화하지 않더라도 변화함을 알 수 있다.

전체 주파수 영역에서 모서리 특이성은 $\text{Re}[t_E] = 0.5$ 와 $0 < \text{Re}[t_H] \leq 0.5$ 이다. 선로 모서리 부근(ρ^{t-1})에서의 전류 변화에 관심이 있으므로, 자계특이성 $\text{Re}[t_H]$ 만을 고려한다. 따라서, MSSW가 존재하기 시작하는 $f_1 (= \sqrt{f_0(f_0 + f_m)})$ 부터 $f_2 (= f_0 + f_m/2)$ 까지의 범위에서 자계특이성은 $0.25 \leq \text{Re}[t_H] \leq 0.5$ 이다. f_2 부터 $f_3 (= f_0 + f_m)$ 까지에서는 $0 < \text{Re}[t_H] \leq 0.25$ 이고, f_2 와 f_3 에서는 $\text{Re}[t_H] = 0.25$ 이다. f_1 와 f_2 사이에서 페라이트와 유전체 경계면을 따라 전파되는 FD(ferrite-dielectric) 모드가 존재하고, f_1 와 f_3 사이에서 페라이트와 도체 경계면을 따라 전파되는 FM(ferrite-metal) 모드가 존재한다^[7, p.196]. 급격한 변화의 모서리 조건이 존재하는 f_2 와 f_3 사이에서는 FM 모드만이 존재함을 알 수 있다.

2-2 $x = +L$ 에서의 모서리 조건

선로의 반대 모서리 ($x = +L$)에서의 특이성은 위의 결과로부터 쉽게 구할 수 있다. $x = +L$ 에서의 선로 모서리는 외부직류자계 H_0 의 방향을 역으로 하였을 때($H_0 \parallel (-) \hat{z}$), $x = -L$ 에서의 선로 모서리와 동일한 상황이 된다. 외부직류자계 H_0 의 방향을 역으로 하는 것은 x 대신에 $-x$ 를 사용한 경우와 같다. 이때, 자계특이성 t_H 는

$$\begin{aligned} t_H &= \frac{1}{j2\pi} \ln \left(-\frac{\mu+x+1}{\mu-x+1} \frac{\mu-x}{\mu+x} \right) \\ &= \frac{1}{2} - \frac{1}{j2\pi} \ln \left(\frac{\mu-x+1}{\mu+x+1} \frac{\mu+x}{\mu-x} \right) \end{aligned}$$

이다. 위 식의 마지막 줄의 로그함수는 선로 모서리 $x = -L$ 에 대한 식 (8)에서의 t 의 로그함수와 동일하

표 1. 주파수에 따른 모서리 조건 변화
Table 1. Edge-conditions with increasing frequencies.

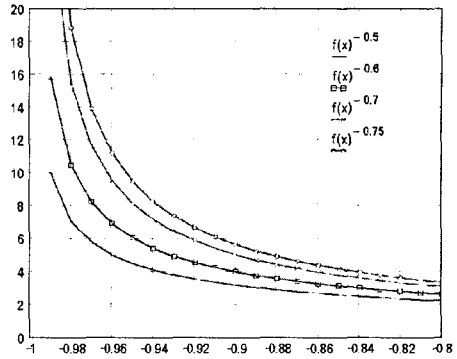
	$x = -L$ 에서의 특이성	$x = +L$ 에서의 특이성
$f_1 < f < f_2$	$-0.75 \leq t-1 \leq -0.5$	$-0.5 \leq t-1 \leq -0.25$
f_2	$t-1 = -0.75$	$t-1 = -0.25$
$f_2 < f < f_3$	$-1 < t-1 \leq -0.75$	$-0.25 \leq t-1 < 0$
f_3	$t-1 = -0.75$	$t-1 = -0.25$

고, 로그함수의 부호만 (-)로 바뀌었으므로, MSSW가 존재하기 시작하는 f_1 에서 f_2 까지에서 자체특이성은 $0.5 \leq \text{Re}[t_H] \leq 0.75$ 이다. f_2 부터 f_3 까지의 범위에서는 $0.75 \leq \text{Re}[t_H] < 1$ 이고, f_2 와 f_3 에서는 $\text{Re}[t_H] = 0.75$ 이다.

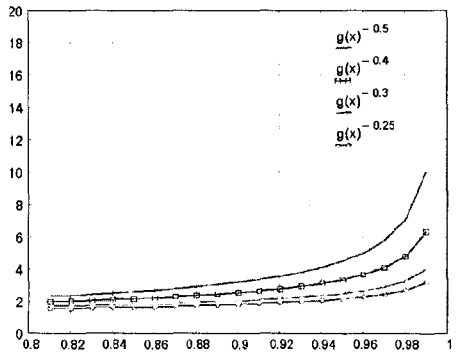
2-3 모서리 조건의 비교

전류분포에 영향을 주는 선로 모서리 부근에서의 전자장의 변화를 ρ^{-1} 로 가정하였으므로, 전자장 변화를 다음과 같이 정리할 수 있다.

선로 양쪽 모서리($x = \pm L$)에서의 전자장 변화가 상이하며, $x = -L$ 부근에서의 변화가 상대적으로 많음을 알 수 있다. 이 결과는 [2]의 그림 4에서 보인 전류분포의 비대칭성과 일치한다. 비교의 편이를 위하여 [2]와 동일 조건인 $H_0 = 740 \text{ Oe}$ 및 $4 \pi M_s = 1750 \text{ Oe}$ 일 때 $f_1 (= 3.801 \text{ GHz})$ 에서 $f_2 (= 4.522 \text{ GHz})$ 범위까지에서 모서리 부근에서의 전류 특이성을 그림 3에 나타내었다. $t-1 = 0.5$ 일 때가 유전체 기판을 사용한 경우이다. 이 현상을 물리적으로 다음과 같이 생각할 수 있다. MSSW 진행방향은 $\hat{k} = \mathbf{H}_0 \times \hat{n}$ 이다. \hat{n} 은 페라이트 경계면에서 밖으로 향하는 방향을 나타낸다. 선로가 있는 페라이트 층 위에서는 $\hat{n} = +\hat{y}$ 이므로 $\hat{k} = -\hat{x}$ 방향으로 MSSW가 진행하게 되어 선로의 왼쪽 모서리인 $x = -L$ 부근에 전하가 집중되어 전류세기가 증가하며 MSSW 특성이 강해질수록 전류분포의 비대칭성이 증가한다. 즉, MSSW는 페라이트-도체의 경계면을 따라 스트립의 단면 방향으로 진행할 때 스트립의 한쪽 끝은 에너지를 잃는 형태가 되고 다른 끝은 에너지가 축적되는 형태를 갖는 것으로 해석할 수 있다. 그러므로 에너지를 잃는 쪽의 모서리 특이성은 완만할 것이며 반대쪽은 급격한 변화를 보일 것이다.



(a) $x = -L$ 에서의 변화 : $f(x) = 1/(1+x)$
(a) Variations at $x = -L$: $f(x) = 1/(1+x)$



(b) $x = +L$ 에서의 변화 : $g(x) = 1/(1-x)$
(b) Variations at $x = +L$: $g(x) = 1/(1-x)$

그림 3. 선로 모서리에서의 전류 특이성 변화
Fig. 3. Current distribution variations due to the edge conditions.

III. 결 론

페라이트 위에 놓여진 선로의 모서리 특이성을 Meixner가 제시한 방법을 이용하여 구하였다. 외부 직류자계 H_0 가 $+\hat{z}$ 방향으로 인가되었을 때, MSSW가 진행하는 방향의 모서리인 $x = -L$ 부근에서의 전류변화가 $x = +L$ 부근에서보다 급격함을 알 수 있었다. 또한, 주파수에 따라 변화되는 페라이트의 특성때문에 MSSW에 의한 모서리 조건이 변화됨을 알 수 있었다. 따라서, 파수영역해석법을 이용한 MSSW용 트랜스듀서 특성 해석을 위하여 모서리 조건의 비대칭성과 주파수 의존성을 고려할 수 있는 전류기저함수를 택하면 보다 효과적일 수 있다.

참 고 문 헌

- [1] J. C. Sethares, "Microwave magnetics", *Proc. IEEE*, vol. 76, Feb. 1988.
- [2] 이재현, "정자표면파 트랜스듀서용 마이크로스트립 선로의 복소 입력 임피던스 full-wave 계산", 한국전자파학회 논문지, 15(4), pp. 345-352, 2004년 4월.
- [3] T. Itoh, "Spectral domain immittance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines", *IEEE Trans. Microwave. Theory Tech.*, vol. 28, pp. 733-736, Jul. 1980.
- [4] R. Mittra, S. W. Lee, *Analytical Techniques in the Theory of Guided Waves*, New York, NY: Macmillan Company, 1971.
- [5] R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, New York, NY: McGraw-Hill, Book Company, pp. 18, 1960.
- [6] J. Meixner, "The behavior of electromagnetic fields at edges", *IEEE Trans. Antenna Propagation*, vol. 20, pp. 442-446, 1972.
- [7] M. S. Sodha, N. C. Srivastava, *Microwave Propagation in Ferrimagnetics*, Plenum Press, 1981.

이 재 현



1982년 2월: 인하대학교 전자공학과 (공학사)
1985년 2월: 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 (공학석사)
1993년 2월: 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 (공학박사)
1991년 2월~2001년 2월: 한국전자

통신연구원 책임연구원
2001년 2월~현재: 충남대학교 전파공학과 조교수
[주 관심분야] 초고주파신호처리소자, 위성통신 시스템 및 부품, EMC