

유한차분 시간영역 알고리즘을 이용한 누설 동축 케이블의 전자파 특성에 관한 연구

正會員 洪 勇 仁*, 金 正 祺**

A Study on the Electromagnetic Wave Properties of the Leaky Coaxial Cable with the Finite Difference Time Domain(FDTD) Algorithm

Yong In Hong*, Jung Ki Kim** *Regular Members*

요 약

본 연구는 유한 차분 시간 영역(FDTD)기법을 이용하여 누설동축 케이블의 전자파 특성을 해석하였다. 맥스웰 방정식의 유한차분 방정식을 원통좌표계에서 정의하였으며, Mur의 흡수경계조건을 이용하여 자유공간과 같은 무한영역을 해석하였다. 누설 동축 케이블을 3차원 그리드 구조로 모델링하여 필드분포와 전류분포, 필드패턴, 커플링효과를 도시하였다.

ABSTRACT

In this paper, the electromagnetic field characteristics of leaky coaxial cable are analyzed by using the finite difference-time domain(FDTD) technique. Finite difference equations of Maxwell's equations are defined in cylindrical coordinate systems. To simulate the open boundary problem like a free space, the Mur's Absorbing Boundary Condition(Mur-ABC) is also used. After modeling the leaky coaxial cable with the three dimensional grid structure, the transient response of the field distribution and the current distribution, the field pattern, the coupling effect are depicted in the time domain.

*부산전문대학 전자통신과
Dept. of Electronic Comm. Pu-San Junior College

**중앙 대학교 전자공학과
Dept. of Electronic Eng. Chung-Ang University
論文番號: 96162-0528
接受日字: 1996년 5월 28일

I. 서론

누설 동축 케이블은 그 동안 빌딩 내부, 터널, 광산 혹은 침입 방지용 레이다 시스템, 지상 유도 수송 시스템에서의 연속 접근 유도 통신(CAGC)을 제공하는 수단으로서 관심을 증대시켜 왔다[1-7]. 또한 지하 상가 등에서는 전파 차단 지역을 해소하여 화재시의 피난 유도, 소방 활동을 위한 무선 통신망으로 누설 동축 케이블이 사용된다. 특히 열차 무선 시스템을 누설 케이블 방식으로 전환시키면 타 통신망 간의 혼신 방해를 극소화시킬 수 있어 전파 자원의 효율적 이용이 크게 기대된다.

이론적인 해석은 1970년대 초반부터 Delogne[6, 8], Hill, Wait[2, 5, 9] 등에 의해 수행되었는데, 모두 현재 상용되고 있는 케이블의 구조와는 다른 브레이드 동축 케이블 등을 해석하였고, 광산이나 터널 등에서의 전파특성에 대해서는 케이블의 반경 등 크기를 고려하지 않은 thin wire 해석법을 적용하여 내부의 모드 특성을 해석하였다[4, 5]. 그러나 실제 주파수가 증가할수록 손실등을 고려할때 케이블의 크기가 커지게 되므로 이전의 해석법은 정확하지 않다. 현재 일반화되어 있는 전자계의 해석 방법으로는 유한 차분법, 유한 요소법, 전송선로 행렬법 및 경계 요소법 등이 있다. 주파수 영역 해석법은 한번에 한 주파수에서의 해석 결과를 얻게 되므로 광대역 주파수 응답을 얻기가 어렵고 또한 정상상태 해석만이 가능하지만 시간 영역 해석은 임의의 소스를 구현할 수 있고 과도응답 특성을 구할 수 있다. 따라서 본 연구에서는 이중주기 슬롯을 갖는 누설동축 케이블의 전자장 특성을 해석하기 위해 FDTD 기법을 사용하였다. FDTD는 시간적 변화를 갖는 Maxwell 방정식을 유한 차분 방정식으로 시간과 공간에서 동시에 이산화 시키는 방법으로 Yee[10]가 등방성 매질에서의 전자파 산란문제에 처음으로 적용하였으며, 그후 FDTD는 Taflov [11, 12]등에 의해서 전자파 산란문제, 마이크로 스트립 라인의 불연속 해석 및 마이크로 웨이브 집적회로 해석에 적용되었다. 또한 Zhang, Mei[13, 14]등은 FDTD를 이용하여 마이크로 스트립 안테나 및 마이크로 스트립 형 회로를 해석하였다.

본 연구에서는 FDTD를 이용하여 시간변화에 따른 전류분포와 필드분포, 결합효과를 제시하였다. 또

한 시간 영역에서의 응답을 FFT를 이용해서 슬롯의 각도, 유전율의 변화에 따른 주파수 스펙트럼, 필드패턴을 도시 하였다.

II. 유한차분 시간영역 알고리즘에 의한 전자장 해석

FDTD는 시간적 변화를 갖는 미분형 Maxwell 방정식을 유한차분법으로 시간과 공간 영역에 근사적으로 이산화 시키는 방법으로 표면파 효과, 복사파, 외부소자와 결합 효과를 계산할 수 있으며 임의의 소자 형태, 다양한 급전구조, 다층구조, 비등방성 유전체의 경우에도 해석이 가능하다.

비등방성 물질이나 매질이 손실이 있는 경우, 모든 유전체는 얼마간의 도전율을 갖고 있기 때문에 도전율을 고려하여야 한다. 시간적 변화를 갖는 Maxwell 방정식은 다음과 같다.

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \sigma_m \vec{H}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma_m \vec{E}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (2.4)$$

여기서 \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} , \vec{B} 는 각각 전계, 자계, 전속밀도, 자속밀도를 나타내고, ϵ , μ , σ , σ_m 는 각각 유전율, 투자율, 전계 및 자계의 도전율을 나타내며, ρ 는 전하밀도이다. 그리고 \vec{H} , \vec{B} 와 \vec{E} , \vec{D} 는 다음과 같은 매질관계를 만족한다.

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_r \mu_0 \vec{H}, \quad (2.5)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E}. \quad (2.6)$$

식(2.1)과 (2.2)는 전자장 \vec{E} , \vec{H} 를 원통 좌표계의 6개 성분으로 나타내면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z} = -\mu \frac{\partial H_\rho}{\partial t} - \sigma_m H_\rho, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial E_\rho}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial \rho} = -\mu \frac{\partial H_\phi}{\partial t} - \sigma_m H_\phi, \quad (2.8)$$

$$\frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(\rho E_\phi)}{\partial \rho} - \frac{\partial E_\rho}{\partial \phi} \right] = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} - \sigma_m H_z, \quad (2.9)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} = \epsilon \frac{\partial E_\rho}{\partial t} + \sigma E_\rho, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial H_\rho}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial \rho} = \epsilon \frac{\partial E_\phi}{\partial t} - \sigma E_\phi, \quad (2.11)$$

$$\frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(\rho H_\phi)}{\partial \rho} - \frac{\partial H_\rho}{\partial \phi} \right] = \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} + \sigma E_z. \quad (2.12)$$

시간과 공간에 대한 임의의 필드함수 F 를 공간($\Delta\rho$, $\Delta\phi$, Δz)과 시간에서의 증분(Δt)으로 표현하면 식(2.13)과 같다. 여기서 i, j, k 는 각각 $\hat{a}_\rho, \hat{a}_\phi, \hat{a}_z$ 방향으로 그리드 위치를 나타내며, n 은 이산화된 시간(time step)을 나타낸다.

$$F(i\Delta\rho, \rho_i j\Delta\phi, k\Delta z, n\Delta t) = F^n(i, j, k) \quad (2.13)$$

시간에 공간에 대한 편미분 방정식을 central difference를 이용하여 근사하면 아래와 같이 표현된다.

$$\frac{\partial F^n(i, j, k)}{\partial \rho} = \frac{F^n(i + \frac{1}{2}, j, k) - F^n(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta \rho} + O(\Delta \rho^2) \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial F^n(i, j, k)}{\partial t} = \frac{F^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - F^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta t} + O(\Delta t^2) \quad (2.15)$$

여기서 $O(\Delta\rho^2)$ 및 $O(\Delta t^2)$ 은 편미분 방정식을 유한 차분 방정식으로 근사시켰을 때의 오차이다. 공간에서의 증분을 계산하기 위해서는 그림 1과 같은 격자구조를 이용한다. 전계성분은 단위 격자 구조의 모서리 중앙에 접선방향으로 위치하며 자기성분은 단위 격자 구조의 면 중심에 법선방향으로 위치함을 알 수 있다.

식(2.15)의 정확한 계산을 위해서 leapfrog 방법을 이용한다. leapfrog 방법은 그림 2에서와 같이 전계와 자계의 계산 시간이 서로 $\Delta t/2$ 씩 떨어져 순차적으로 계산하는 방법이다. 이와 같은 방법으로 시간과 공간에 대해서 유한차분 방정식을 적용하여 식(2.7~2.12)

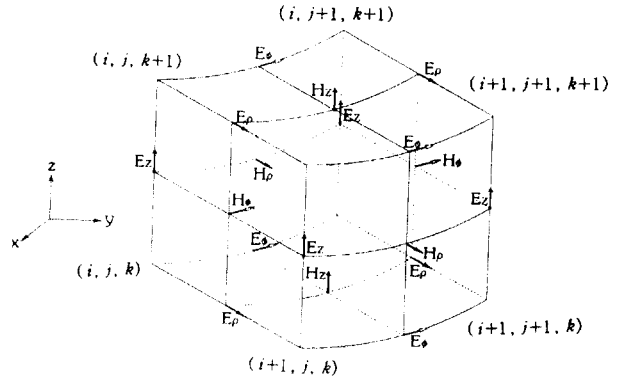


그림 1. 원통좌표계의 격자구조
Fig. 1 Unit cell of cylindrical coordinate system

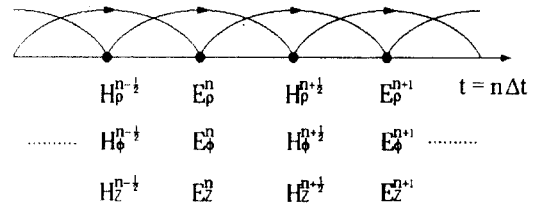


그림 2. Leapfrog 방법
Fig. 2 Leapfrog method

을 근사하면 아래와 같다.

$$\begin{aligned} H_\rho^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) &= \left(\frac{2\mu - \sigma_m \Delta t}{2\mu + \sigma_m \Delta t} \right) H_\rho^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) \\ &\quad - \frac{1}{\Delta \phi} \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{2\Delta t}{2\mu + \sigma_m \Delta t} \right) \left[E_\rho^n(i, j+1, k + \frac{1}{2}) - E_\rho^n(i, j, k + \frac{1}{2}) \right] \\ &\quad + \frac{1}{\Delta z} \left(\frac{2\Delta t}{2\mu + \sigma_m \Delta t} \right) \left[E_z^n(i, j + \frac{1}{2}, k+1) - E_z^n(i, j + \frac{1}{2}, k) \right] \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} H_\phi^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) &= \left(\frac{2\mu - \sigma_m \Delta t}{2\mu + \sigma_m \Delta t} \right) H_\phi^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) \\ &\quad - \frac{1}{\Delta z} \left(\frac{2\Delta t}{2\mu + \sigma_m \Delta t} \right) \left[E_\phi^n(i + \frac{1}{2}, j, k+1) - E_\phi^n(i + \frac{1}{2}, j, k) \right] \\ &\quad + \frac{1}{\Delta \rho} \left(\frac{2\Delta t}{2\mu + \sigma_m \Delta t} \right) \left[E_z^n(i+1, j, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2}) \right] \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) &= \left(\frac{2\mu - \sigma_m \Delta t}{2\mu + \sigma_m \Delta t} \right) H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) \\ &\quad - \frac{1}{\Delta \rho} \frac{1}{\rho_{i+1/2}} \left(\frac{2\Delta t}{2\mu + \sigma_m \Delta t} \right) \left[\rho_{i+1} E_\phi^n(i+1, j + \frac{1}{2}, k) - \rho_i E_\phi^n(i, j + \frac{1}{2}, k) \right] \\ &\quad + \frac{1}{\Delta \phi} \frac{1}{\rho_{i+1/2}} \left(\frac{2\Delta t}{2\mu + \sigma_m \Delta t} \right) \left[E_\rho^n(i + \frac{1}{2}, j+1, k) - E_\rho^n(i + \frac{1}{2}, j, k) \right] \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$E_{\rho}^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j, k) = \left(\frac{2\epsilon-\sigma\Delta t}{2\epsilon+\sigma\Delta t}\right) E_{\rho}^n(i+\frac{1}{2}, j, k) + \frac{1}{\Delta\phi} \frac{1}{\rho_{i+1/2}} \left(\frac{2\Delta t}{2\epsilon+\sigma\Delta t}\right) \left[H_x^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k) \right] - \frac{1}{\Delta z} \left(\frac{2\Delta t}{2\epsilon+\sigma\Delta t}\right) \left[H_{\phi}^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_{\phi}^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2}) \right] \quad (2.19)$$

$$E_{\phi}^{n+1}(i, j+\frac{1}{2}, k) = \left(\frac{2\epsilon-\sigma\Delta t}{2\epsilon+\sigma\Delta t}\right) E_{\phi}^n(i, j+\frac{1}{2}, k) + \frac{1}{\Delta z} \left(\frac{2\Delta t}{2\epsilon+\sigma\Delta t}\right) \left[H_{\rho}^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - H_{\rho}^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}) \right] - \frac{1}{\Delta\rho} \left(\frac{2\Delta t}{2\epsilon+\sigma\Delta t}\right) \left[H_x^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) \right] \quad (2.20)$$

$$E_x^{n+1}(i, j, k+\frac{1}{2}) = \left(\frac{2\epsilon-\sigma\Delta t}{2\epsilon+\sigma\Delta t}\right) E_x^n(i, j, k+\frac{1}{2}) + \frac{1}{\Delta\rho} \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{2\Delta t}{2\epsilon+\sigma\Delta t}\right) \left[\rho_{i+1/2} H_{\phi}^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - \rho_{i-1/2} H_{\phi}^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) \right] - \frac{1}{\Delta\phi} \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{2\Delta t}{2\epsilon+\sigma\Delta t}\right) \left[H_{\rho}^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - H_{\rho}^{n+\frac{1}{2}}(i, j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) \right] \quad (2.21)$$

식 (2.16)~(2.21)에서 알수 있듯이 임의의 위치에서 전계성분은 이전의 계산 결과와 인접하는 자계의 성분으로 구할 수 있고, 자계 성분도 같은 방법으로 구할 수 있다. 위의 수식이 안정되기 위해서는 시간간격 Δt 가 식(2.22)와 같은 Courant 안정조건[15]을 만족해야 하며, 일반적으로 $\Delta\rho$, $\rho_i\Delta\phi$, Δz 는 파장의 1/10보다 작게 선정한다.

$$v_{\max}\Delta t \leq \left(\frac{1}{\Delta\rho^2} + \frac{1}{(\rho_{\min}\Delta\phi)^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.22)$$

v_{\max} 는 해석 영역내에서 최대 위상 속도를 나타내며, $\rho_{\min}\Delta\phi$ 는 ϕ 방향으로 최소 그리드 크기이다.

2.1 완전도체에서의 경계조건

완전도체에서 경계조건은 전계의 접선성분이 영이다.

$$\vec{a}_n \times \vec{E} = 0 \quad (2.23)$$

위 조건을 이용하여 그림3 과 같이 완전도체면 상에서 계산되는 전계의 성분이 접선성분이 되도록 한다. FDTD 알고리즘은 완전도체면에서 이산화된 접선성분 $E_{tan}(i, j, k)$ 와 자계성분 $H_n(i, j, k)$ 을 완전도체면에

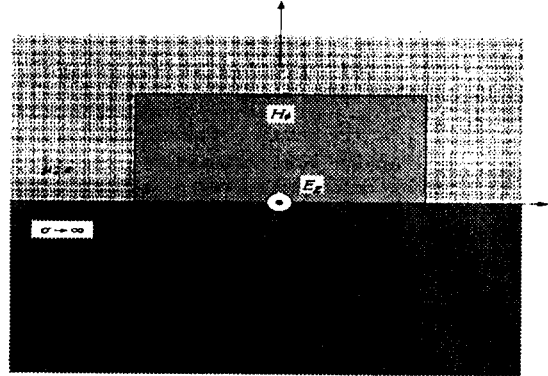


그림 3. 완전도체에서의 경계조건
Fig. 3 Boundary condition of perfect conductor

서 임의의 시간에 대하여 영으로 대치함으로써 경계조건을 만족한다.

2.2 Floquet 정리

누설 동축 케이블의 슬롯이 주기적으로 배열되어 있으므로 필드도 주기성을 갖고 변화한다. Floquet [16, 17, 18]정리에 따라 필드 함수는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\vec{E}^n(i, j, k) = \vec{E}_{\rho}^n(i, j, k) e^{-j\beta k\Delta z} \quad (2.24)$$

$$\vec{H}^n(i, j, k) = \vec{H}_{\rho}^n(i, j, k) e^{-j\beta k\Delta z} \quad (2.25)$$

\vec{E}_{ρ} , \vec{H}_{ρ} 는 z 방향으로 주기적인 함수를 나타내며 β 는 해석구조내의 위상상수이다. 식 (2.24), (2.25)의 필드성분은 실수 부분과 허수 부분으로 분리할 수 있다.

$$\vec{E}^n(i, j, k) = \vec{E}_{\rho}^n(i, j, k) \cos(\beta k\Delta z) - j\vec{E}_{\rho}^n(i, j, k) \sin(\beta k\Delta z) \quad (2.26)$$

$$\vec{H}^n(i, j, k) = \vec{H}_{\rho}^n(i, j, k) \cos(\beta k\Delta z) - j\vec{H}_{\rho}^n(i, j, k) \sin(\beta k\Delta z) \quad (2.27)$$

FDTD 알고리즘의 연산자, $\Delta/\Delta\rho$, $\Delta/\Delta\phi$, $\Delta/\Delta z$, $\Delta/\Delta t$ 가 실함수에 대한 선형 연산자이므로 실수 부분과 허수 부분을 한 주기 동안 다음과 같은 경계조건을 적

용해서 독립적으로 계산 할 수 있다.

$$\vec{E}_1^n(i, j, k+s) = \vec{E}_1^n(i, j, k) e^{-j\psi} \quad (2.28)$$

$$\vec{H}_1^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = \vec{H}_1^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k+s) e^{j\psi} \quad (2.29)$$

여기서 $\psi = \beta s$ 로 한주기 동안의 위상차이를 나타내며 \vec{E}_1, \vec{H}_1 는 전파방향에 대한 횡방향 전자계 성분을 나타낸다. 따라서 식(2.28)와 (2.29)를 적용해서 한주기에 대한 전자계 해석을 통한 전영역에서 필드를 해석 할 수 있다.

III. 흡수 경계 조건

FDTD에서는 계산영역의 외측 경계의 취급이 중요하다. 계산영역의 경계는 가상적인 반사면으로 작용하기 때문에, 불필요한 반사가 계산결과에 영향을 미치는 우려가 있다. 계산의 대상이 되는 물체가 파장과 비교해서 큰 경우, 또 충분히 시간이 경과한 후의 전자계가 문제가 되는 경우에는, 경계의 영향을 피하기 위해서 충분히 커다란 계산영역을 취해야 할 필요가 있다. 그러나 메모리 용량의 한계와 계산영역에서 불필요한 반사파를 없애기 위하여 외부영역에 흡수경계조건을 적용하였다.

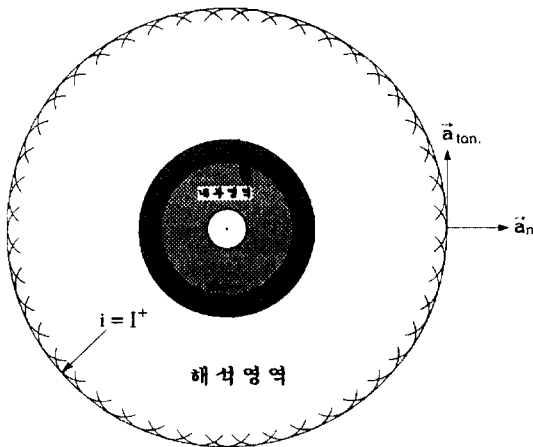


그림 4. 흡수경계조건
Fig. 4 Absorbing boundary condition

본 연구에서는 Mur[19]의 1차흡수경계조건을 이용하였으며, 경계에서의 국부 평면파(local plane wave) 가정을 이용한 Mur의 1차흡수경계조건을 이용하였다. 그림 4에서와 같이 경계면에서 수직으로 입사한 파동은 1차원 파동방정식을 만족한다. \hat{a}_n 방향에 수직인 면에 대해서 파동 방정식은 다음과 같다.

$$\left(\frac{\partial}{\partial n} - \frac{1}{v} + \frac{\partial}{\partial t} \right) E_{tan} = 0 \quad (3.1)$$

여기서 $\partial/\partial n$ 는 흡수경계면에서 법선방향에 대한 편미분을 나타내며, E_{tan} 는 전계의 접선성분을 나타낸다. 또한 v 는 최대 위상속도를 나타내며, 보통은 빛의 속도이다. 정확한 유한 차분 방정식을 얻기 위해서 흡수 경계면에서 평균값을 취하는 방법으로 다음과 같이 이산화시킬 수 있다.

$$\frac{\partial E_z}{\partial \rho} = \frac{1}{2\Delta\rho} \left[E_z^n(I^+, j, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(I^+ - 1, j, k + \frac{1}{2}) + E_z^{n+1}(I^+, j, k + \frac{1}{2}) - E_z^{n+1}(I^+ - 1, j, k + \frac{1}{2}) \right] \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{2\Delta t} \left[E_z^{n+1}(I^+, j, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(I^+, j, k + \frac{1}{2}) + E_z^{n+1}(I^+ - 1, j, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(I^+ - 1, j, k + \frac{1}{2}) \right] \quad (3.3)$$

I^+ 는 \hat{a}_ρ 방향으로 흡수 경계면을 나타내며 식(3.2)와 식(3.3)을 식(3.1)에 대입하여 정리하면 다음과 같은 유한 차분 방정식을 얻을 수 있다.

$$E_z^{n+1}(I^+, j, k + \frac{1}{2}) = E_z^n(I^+ - 1, j, k + \frac{1}{2}) + \frac{v\Delta t + \Delta\rho}{v\Delta t - \Delta\rho} \left[E_z^{n+1}(I^+ - 1, j, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(I^+, j, k + \frac{1}{2}) \right] \quad (3.4)$$

다른 흡수경계면에 대해서도 법선방향에 대한 증분의 설정과 접선방향의 전계성분의 정의로 위와같은 수식을 얻을 수 있다.

IV. 누설동축 케이블의 구조 및 모델링

그림 5는 누설 동축 케이블의 구조를 나타낸 것이다. 누설동축 케이블은(그림 5에서와 같이) 전영역이 4개 영역으로 나누어져 있다. 영역 1은 반경이 a 인 내부도체로서 보통 구리나 알루미늄을 사용하고, 영역2는 반경이 b 인 절연체로서 실제로 누설되는 필드량을 제한하며, 영역3은 반경이 c 인 자켓으로써 방수나 부식방지를 위해서 사용한다. 영역2와 영역3 사이에 슬롯을 가진 외부도체가 있으며, 영역4는 자유공간이다. 여기서 슬롯의 주기는 s 이고 폭은 w 이며, 슬롯과 슬롯의 간격은 5mm 이다. 그림 6은 누설동축 케이블의 단면구조이다.

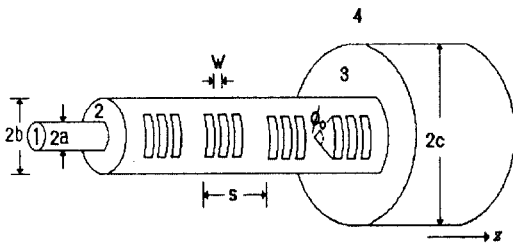


그림 5. 주기적인 슬롯을 갖는 누설동축 케이블의 구조
Fig. 5 Structure of leaky coaxial cable with periodic slots

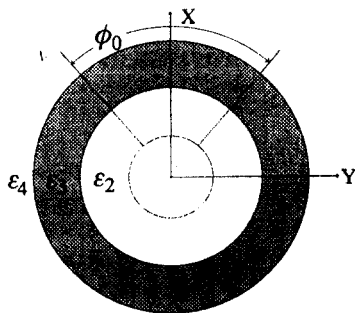


그림 6. 누설동축 케이블의 단면구조
Fig. 6 Cross section of leaky coaxial cable

그림 7에서는 3차원 누설동축 케이블의 모델링이며, 여기서 I^+ , K^+ , K^- 는 \hat{a}_ρ , \hat{a}_z 방향으로 흡수 경계면에서의 그리드 위치를 나타낸다. $i=I^+$ 에서는 E_ρ , E_z 에 대해서 흡수경계 조건을 적용하며, $k=K^+$, K^- 에

서는 E_ρ , E_ϕ 에 대해서 흡수 경계 조건을 적용한다. K^- 를 $-z$ 방향의 흡수경계면으로 표현하고 입력원 소스의 크기와 주파수를 각각 V_o 와 f 라 할때 $k=K^-+1$ 에서 입사하는 TEM 파는 식(4.1~4.2)와 같이 가정할 수 있다[20]. 여기서 $g(n\Delta t, k\Delta z)$ 는 이상적인 가우시안 펄스를 나타낸다[14].

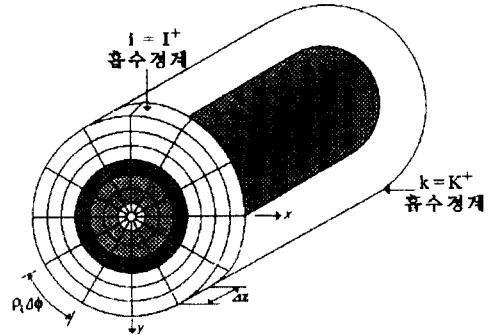


그림 7. 3차원 누설동축 케이블의 모델링
Fig. 7 Modeling of three dimensional leaky coaxial cable

$$E_\rho^n(i + \frac{1}{2}, j, K^- + 1) = \frac{V_o \sin(2\pi f n \Delta t)}{\rho_{i+1/2} \ln(\frac{b}{a})} \quad (4.1)$$

$$E_\rho^n(i + \frac{1}{2}, j, K^- + 1) = \frac{V_o g(n\Delta t, k\Delta z)}{\rho_{i+1/2} \ln(\frac{b}{a})} \quad (4.2)$$

식(4.1)은 일반적인 동축케이블에서 형성되는 전계 분포이며 주어진 소스는 정현함수이다. 식(4.2)의 가우시안 펄스는 커플링 효과 및 주파수 특성을 해석하기 위하여 사용하였다.

$k=K^-+1$ 에서 TEM 모드로 동작시킨다고 가정할 때 다음의 시간진전해법(time marching solution)을 수행한다.

- $t=n=0$ 에서 필드성분을 0으로 초기화 한다.
- TEM 소스를 K^-+1 에 인가한다.
- 유한차분방정식으로 $H^{n+1/2}$ 을 계산한다.
- 유한차분방정식으로 E^{n+1} 을 계산한다.
- Time step n 을 증가시킨다. ($n \rightarrow n+1$)

위와같은 모델링을 통한 시간진전해법[10]을 한주기 동안 반복 수행함으로써 과도응답 및 필드분포를

구할 수 있다.

V. 수치해석 및 결과

수치해석을 하기 위하여 Andrew 사에서 상업적으로 사용하고 있는 Radix 케이블에 근사시키기 위하여 표 1과 같은 파라미터들을 사용하였다.

표 1. 누설 동축 케이블의 파라미터

Table 1. Leaky coaxial cable parameters

$a = 2.0 \text{ mm}$	$b = 6.4 \text{ mm}$	$c = 7.9 \text{ mm}$
$w = 2.0 \text{ mm}$	$s = 25.0 \text{ mm}$	$f = 1 \text{ CHz}$
$\epsilon_2 = 1.6 \epsilon_0$	$\epsilon_3 = 2.3 \epsilon_0$	$\epsilon_4 = \epsilon_0$
$\Delta\rho = 0.4 \text{ mm}$	$\Delta\phi = 3^\circ$	$z = 0.4 \text{ mm}$
$\tan \delta_2 = 10^{-4}$	$\tan \delta_3 = 3 \times 10^{-4}$	$\sigma_1 = 5.7 \times 10^6 \text{ mhos/meter}$

여기서 a, b, c 는 각각 내부도체, 외부도체, 유전체 자켓의 반경이며 w 는 슬롯의 폭이고 s 는 슬롯의 주기이다. $\Delta\rho, \Delta\phi, \Delta z$ 는 ρ, ϕ, z 방향으로 그리드 크기를 나타내며, 배열의 크기는 $50 \times 180 \times 30$ 이고, 식(2.22)에서 $\Delta t = 0.286 \text{ ps}$ 이다. 인가된 소스의 크기 V_0 는 식(4.1)과 (4.2)에서 1로 가정하였다.

5.1 주파수 특성 해석

유한 차분 시간 영역 알고리즘으로 주파수 파라미터인 대역폭, 결합효과, 유전체손실등을 고려하기 위해서는, 입력소스는 정현함수가 아닌 가우시안 펄스를 사용해야 하며, 시간영역에서의 결과를 Fast Fourier Transform을 수행해야 한다. 그림 8은 유한 차분 시간 영역 알고리즘을 이용한 시간 영역에서의 응답을 FFT를 이용해서 슬롯의 각도 변화에 따른 결합효과를 도시 하였다. 아래 그림에서 슬롯의 각도가 변함에 따라 복사되는 전자계의 필드강도가 달라짐을 알 수 있다. 따라서 과도응답도 달라진다. 여기서 관측점은 각각 $\rho = 40\Delta\rho, \phi = 0^\circ, z = 19\Delta z$ 이다.

그림 9는 슬롯의 각도가 변함에 따라서 각각 공진되는 주파수 스펙트럼의 형태변화를 나타냈으며, 또한 단일주기 배열(90°)인 경우의 사용 주파수 대역과 이중주기 배열인 경우를 비교해 보면 이중 주기 배열인 경우가 사용 주파수 대역이 확대됨을 알 수 있다. 그러므로 이중주기 배열인 경우 슬롯의 각도 ϕ 를 변화시킴으로써 전자계의 누설을 제한할 수 있고 동시

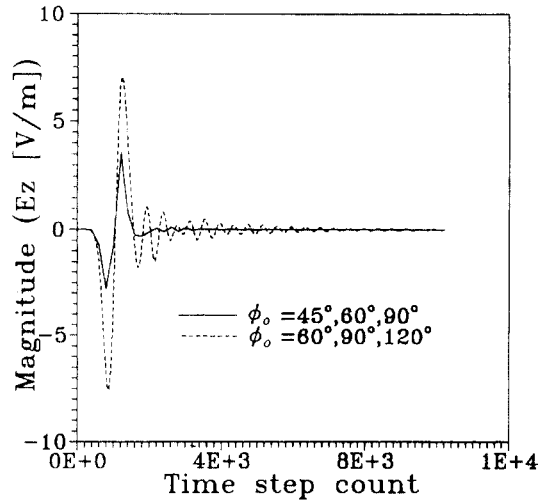


그림 8. 슬롯 각도의 변화에 따른 시간 영역에서의 전계(E_z)
Fig. 8 Electric field of time domain versus slot angle(E_z)

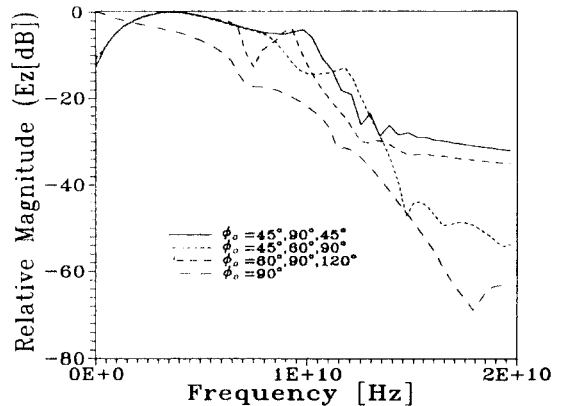


그림 9. 각도의 변화에 따른 주파수 스펙트럼(E_z)
Fig. 9 Frequency spectrum versus angle(E_z)

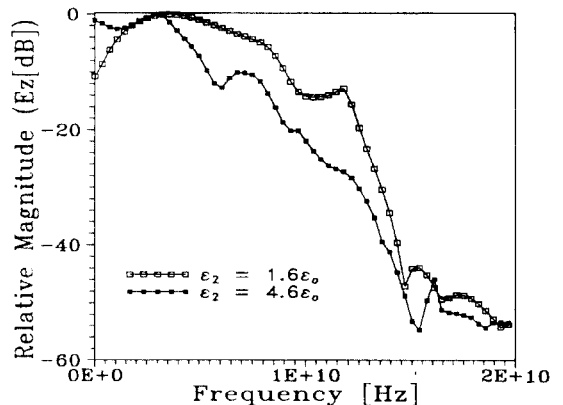


그림 10. 유전율의 변화에 따른 주파수 스펙트럼(E_z)
Fig. 10 Frequency spectrum versus permittivity(E_z)

에 사용 주파수 대역을 조절할 수 있다.

그림 10은 내부도체의 유전율($\epsilon_2=1.6\epsilon_0$, $\epsilon_3=4.6\epsilon_0$)을 각각 다르게 했을때의 그림이다. 유전율이 클수록 손실이 많음을 알수 있다. 각도 $\phi_0=45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 이다.

그림 11은 슬롯에서의 전계분포를 도시하였다. 그림에서와 같이 슬롯이 있는 곳에서 필드가 많이 누설됨을 알 수 있다. 이 결과는 Richmond[21]의 모드 매칭법에서 슬롯에서의 시험함수인 식(3.9)와 식(3.10)과 일치한다.

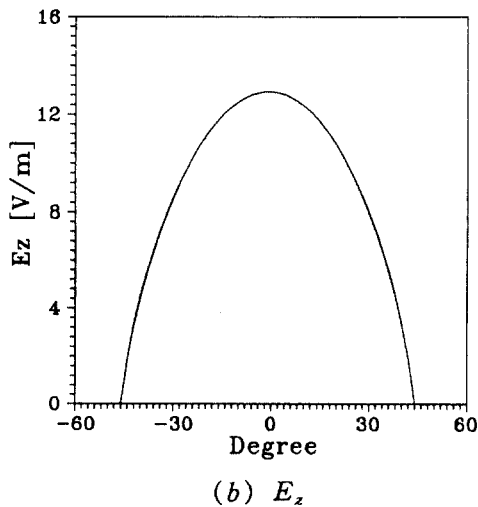
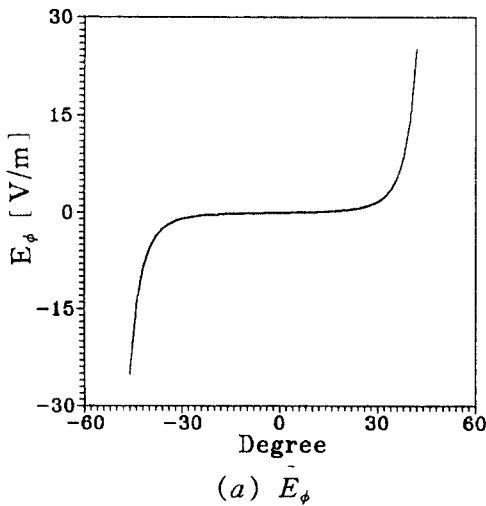


그림 11. 슬롯에서의 전계분포($\phi_0=90^\circ$)
Fig. 11 Electric field distribution of slot($\phi_0=90^\circ$)

5.2 필드분포

그림 12는 슬롯의 각도 $\phi_0=60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ 인 누설 동축 케이블의 필드성분을 나타낸 것이다. 여기서 x, z 값은 Δ 로 정규화된 값이고 실제 위치는 $0.4 \times 10^{-4}x, 0.4 \times 10^{-4}z$ 이며 케이블의 중심은 $x=z=0$ 에 위치하고 있다. 슬롯이 있는 곳에서 필드가 많이 누설됨을 알 수 있다.

5.3 전류분포

케이블 표면에 흐르는 전류밀도 J_s (외부도체 바깥표면)는 $\rho=b$ 에서 $\hat{a}_n \times \vec{H}$ 에 의해 계산된다. 누설동축 케이블의 유전체 손실을 고려한 전류분포(J_s, J_z)는 그림 13~14와 같다.

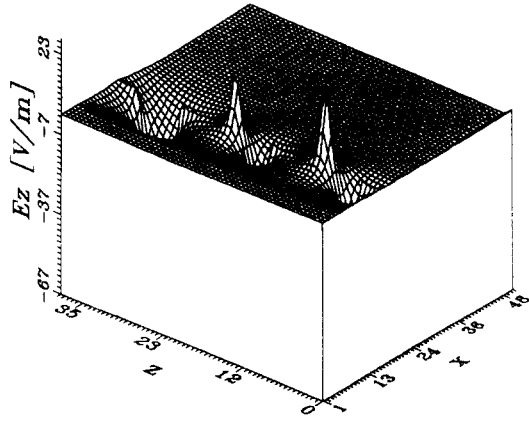
5.4 필드패턴

그림 15~그림 16까지는 wave transform을 사용하여 슬롯의 각도에 따른 필드패턴(지향성)을 나타내었다. 그림에서 알수 있듯이 정상 상태에서의 필드 패턴은 시간에 관계없이 그 형태가 비슷하며, 이는 누설 동축 케이블의 전계 복사량의 균일성을 나타낸다.

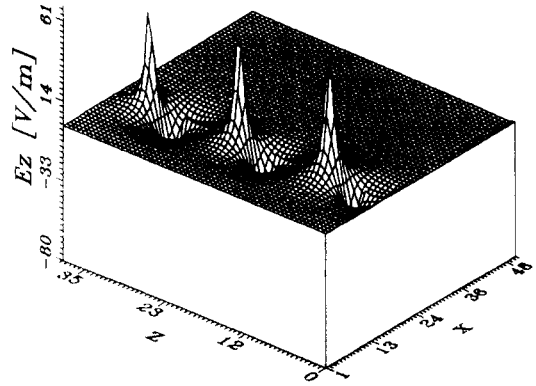
필드패턴은 슬롯의 각도가 $\phi_0=30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 에서 나타내었으며, 슬롯의 각도가 작을 수록 Beam width가 작아지며 슬롯의 기하학적 구조 변화로 전계 복사량을 제한할 수 있다.

VI. 결 론

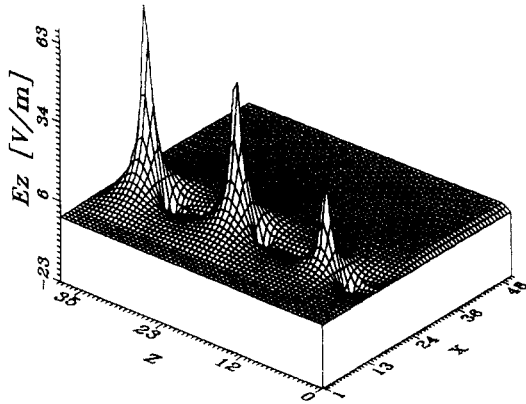
최근에 이동전화에 의한 통화욕구가 급증하면서 건물내 또는 지하터널, 지하상가, 지하철 역 등의 전파 차단 지역에서도 양질의 통신 서비스를 제공하고, 또한 통신 서비스가 다양화되면서 사용 대역폭을 넓히려는 연구가 꾸준히 진행되고 있다. 따라서 기존의 누설동축 케이블로는 다양한 주파수 대역을 충족시킬 수 없으므로, 본 연구에서는 유한차분 시간 영역 알고리즘을 이용하여 이중주기 슬롯을 갖는 광대역 누설동축 케이블의 전자장 특성을 해석하였다. 시간 영역에서의 해석 결과는 FFT를 이용해서 주파수 영역에서의 주파수 파라미터를 구할 수 있다. 유한 차분 시간 영역 알고리즘의 장점인 다양한 급전구조 및 해석 대상의 구조 변경이 용이한 이유로, 입력소스가 정현함수 또는 가우시안 펄스일 때, 슬롯의 각도, 변



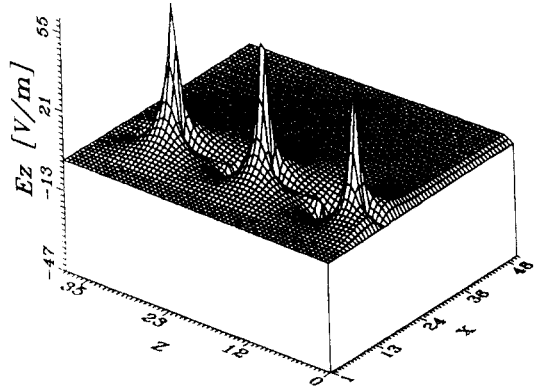
Time Steps (400)



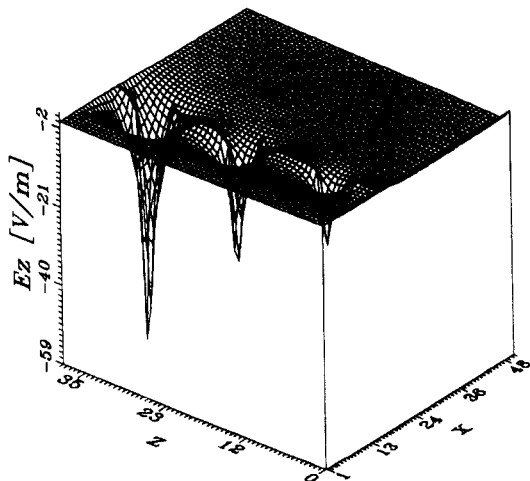
Time Steps (1000)



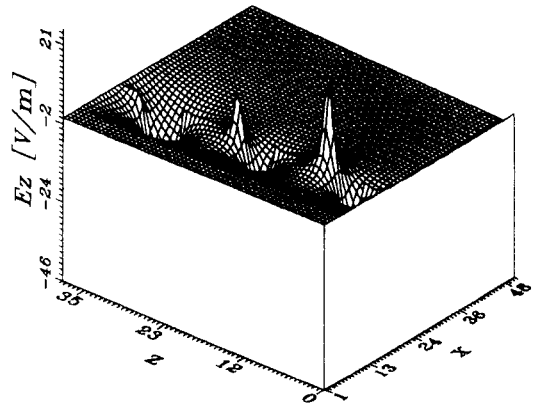
Time Steps (1600)



Time Steps (2400)



Time Steps (3600)



Time Steps (4000)

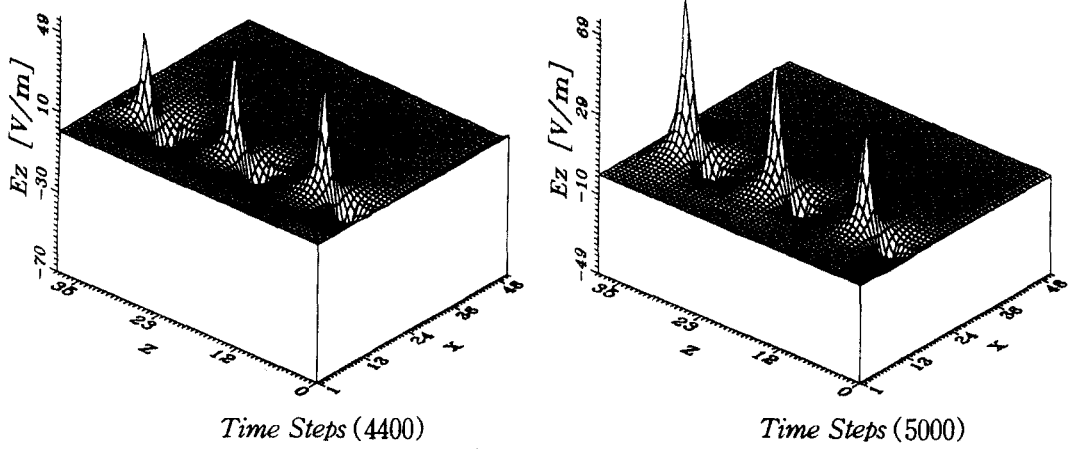


그림 12. 전계분포(E_z)
Fig. 12 Electric field distribution(E_z)

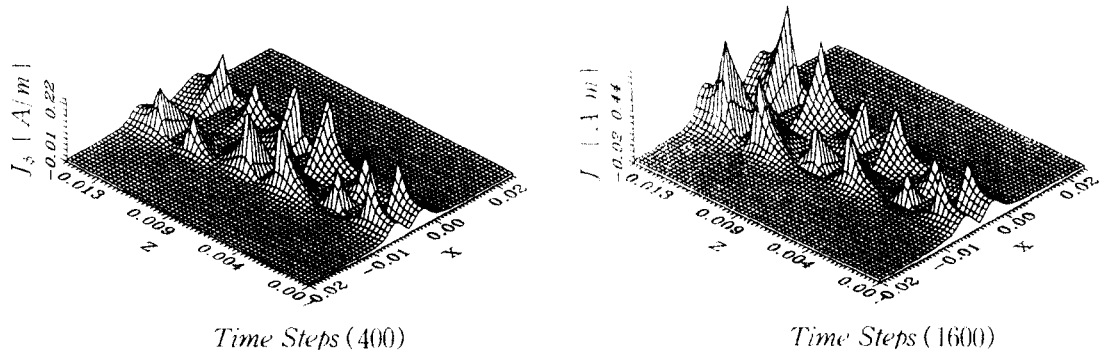


그림 13. 외부도체에서의 전류분포(J_x)
Fig. 13 Current distribution of outer(J_x)

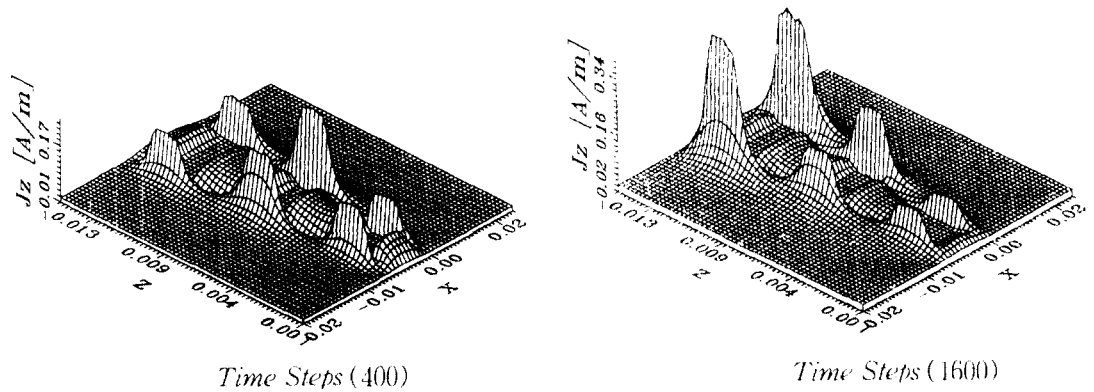


그림 14. 외부도체에서의 전류분포(J_z)
Fig. 14 Current distribution of outer(J_z)

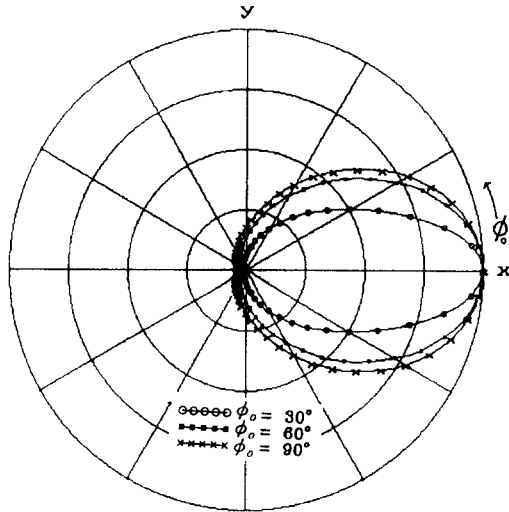


그림 15. 필드패턴(E_z [Time Steps = 4000])
Fig. 15 Field pattern(E_z [Time Steps = 4000])

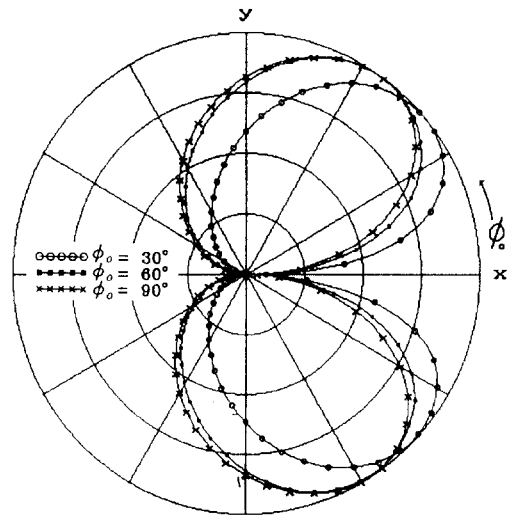


그림 16. 필드패턴(H_z [Time Steps = 4000])
Fig. 16 Field pattern(H_z [Time Steps = 4000])

화에 따른 시간 영역에서의 해석결과 및 주파수 영역에서의 공진특성을 해석하였다. 또한 이중 주기 해석을 통한 주파수 영역에서의 결합효과를 구하였으며, 주파수 영역에서의 공진특성은 슬롯의 각도의 변화에 따라서 변화함을 알수 있었다. 이상에서와 같이

유한 차분 시간 영역 알고리즘은 누설 동축 케이블과 같이 복잡한 구조를 갖는 마이크로 웨이브 소자 해석에 용이하며, 해석하고자 하는 구조의 물리적 변화에 따른 각 파라미터를 쉽게 구할 수 있다.

참고 문헌

1. T. Suzuki, T. Hanazawa, S. Kozono, "Design of a tunnel relay system with a leaky coaxial cable in an 800-MHz band land mobile telephon system," *IEEE Trans. Vehicular Tech.*, pp. 305-315, Aug. 1980.
2. J. R. Wait and D. A. Hill, "Propagation along a braided coaxial cable in a circular tunnel," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-23, pp. 401-405, May 1975.
3. D. B. Seidel and J. R. Wait, "Transmission modes in a braided coaxial cable and coupling to a tunnel environment," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, pp. 494-499, July 1978.
4. R. J. Pogorzelski, "Electromagnetic propagation along a wire in a tunnel-approximate analysis," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-27, no. 6, pp. 814-819, Nov. 1979.
5. J. R. Wait and D. A. Hill, "Coaxial and bifilar modes on a transmission line in a circular tunnel," *Appl. Phys.*, no 4, pp. 307-312, 1974.
6. P. P. Delogne and A. A. Laloux, "Theory of the slotted coaxial cable," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-28, pp. 1102-1107, Oct. 1980.
7. E. E. Hassan, "Field solution and propagation characteristics of monofilar-bifilar modes of axially slotted coaxial cable," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-37, pp. 553-557, March 1989.
8. P. P. Delogne and L. Laloux, "Theory of slotted coaxial cable," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-28, pp. 1102-1107, Oct. 1980.
9. J. R. Wait, "Electromagnetic field analysis for a coaxial cable with periodic slots," *IEEE Trans. Electromagn. Comput.*, vol. EMC-19, pp. 7-13, Feb. 1977.

10. K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equation in isotropic media," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-14, pp. 302-307, May 1966.
11. A. Taflove, "Application of the finite difference time domain method to sinusoidal steady state electromagnetic penetration problems," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. EMC-22, pp. 191-202, Aug. 1980.
12. A. Taflove, K. R. Umashankar, and T. G. Jurgens, "Validation of FD-TD modeling of the radar cross section of three-dimensional scatters," *IEEE Trans. Antennas propagat.*, vol. Ap-33, pp. 662-666, June 1985.
13. X. Zhang, K. K. Mei, "Time-domain finite difference approach for the calculation of microstrip open-circuit end effect," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech., IEEE MTT-S*, pp. 363-366, 1988.
14. X. Zhang and K. K. Mei, "Time-domain finite-difference approach to the calculation of the frequency-dependent characteristics of microstrip discontinuities," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 36, pp. 1775-1787, Dec. 1988.
15. A. Taflove and M. E. Browin, "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-23, no. 8, pp. 623-630, Aug. 1975.
16. M. Celuch-Marcysiak and W. K. Gwarek, "Effective time domain analysis of periodic structures," *23rd European Microwave Conference*, pp. 293-295, Sep. 1993.
17. R. E. Collin, *Foundations for Microwave Engineering*. New York. NY: McGraw-Hill, 1992, pp. 569-580.
18. A. Ishimaru, *Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering.*, Prentice-Hall, 1991, ch. 2-7.
19. G. Mur, "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations," *IEEE Tr-*

ans. Electromagn. Compat., vol. EMC-23, pp. 377-382, Nov. 1981.

20. David M. Pozar, *Microwave Engineering*. Addison-Wesley, 1990, ch. 3.2.

21. J. H. Richmond, N. N. Wang, and H. B. Tran, "Propagation of surface waves on a buried coaxial cable with periodic slots," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. EMC-23, pp. 139-146, Aug. 1981.



洪勇仁(Yong In Hong) 正會員

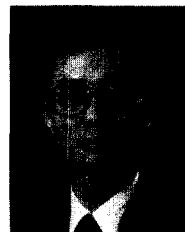
1960年 3月 25日生

1987年 2月: 청주대학교 전자공학과 졸업(공학사)

1989年 8월: 중앙대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사)

1996年 2월: 중앙대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학박사)

1994年 10월~현재: 부산전문대학교 전자통신과 전임강사
※주관심분야: 안테나 및 이동통신



金正祺(Jung Ki Kim) 正會員

1942年 5月 5日生

1965年 2월: 연세대학교 전기공학(공학사)

1969年 2월: 연세대학교 대학원 전자공학(공학석사)

1975年 2월: 연세대학교 대학원 전자공학(공학박사)

1977年 3월~현재: 중앙대학교 전자공학과 교수

1990年 1월~현재: 한국통신학회 이사

1994年 4월~현재: 통신시스템 연구조합 이사

1994年 5월~현재: 한국전기통신공사 비상임 이사

※주관심분야: 안테나 및 전자파 기술