

論文94-31A-9-7

주기적인 대칭 슬롯을 가진 누설동축 케이블의 전파모드 해석

(Propagation Mode Analysis of Leaky Coaxial Cable with Periodic Symmetrical Slots)

洪勇仁*, 孟明在*, 金正祺*

(Yong In Hong, Myoung Jae Maeng and Jung Ki Kim)

要約

본 논문에서는 터널, 지하철 등 전파 차단 지역에서의 무선통신을 가능하게 하는 주기적인 대칭 슬롯을 가진 누설 동축케이블의 전자파 특성을 해석하였다. 주기적인 구조를 해석하기 위해 Floquet 정리를 사용하여 동축케이블의 표면파 특성을 해석하였고, 전파상수 및 필드의 진폭을 구하기 위하여 다변수 Newton Raphson법을 사용하여 식을 전개하였다. 이 값으로부터 동축 케이블의 필드분포, 전류분포, 전파상수 등을 구하였다.

Abstract

In indoor radio systems, vehicular communication systems, and land mobile systems, a very important problem is that of maintaining stable communications at all locations. Therefore solutions for the indoor propagation problem are important aspects of the mobile communication system.

Leaky coaxial cables are finding increasing use in communications systems involving mines, tunnels, railroads, and highways, and in new obstacle detection, or guided radar, schemes for ground transportation and perimeter surveillance.

In this paper a leaky coaxial cable having periodic slots in the outer conductor is described to obtain the propagation modes in the various environments. We use an eccentric cylindrical model to develop the theory for surface-wave propagation on the cable.

Numerical Results are also included for the propagation constants, field distribution and current distribution. First, we derive the electromagnetic equation for leaky coaxial cable having symmetrical periodic slots using mode-matching method and Floquet's theorem, and then find various modes, propagation constants, field distribution, etc.

I. 서론

*正會員, 中央大學校 電子工學科
(Dept. of Elec. Eng., ChungAng Univ.)
接受日字: 1993年 12月 7日

누설 동축 케이블은 그 동안 빌딩 내부, 터널, 광산 혹은 침입 방사용 레이다 시스템, 지상 유도 수송

시스템에서의 연속 접근 유도 통신(CAGC)을 제공하는 수단으로서 관심을 증대시켜 왔다. 또한 지하 상가 등에서는 전파 차단 지역을 해소하여 화재시의 피난 유도, 소방 활동을 위한 무선 통신망으로 누설 동축 케이블이 사용된다. 열차무선 통신의 경우에 있어서는 지하철 및 철도상의 장거리 터널내에서의 안전운행을 위해 열차와 중앙통제소, 열차의 전후부 간의 상호 통신을 위한 설비로서 사용되기도 한다.

누설 동축 케이블은 모두 신호 에너지가 일정한 경로를 따라 유도되는 개방형 전송 선로이며, 차폐 케이블의 외부 도체에 슬롯이 있어 외부에 전자계를 형성하여 Feeder 케이블과 안테나의 성질을 동시에 가지는 케이블로서 전계 복사량의 균일성이 좋고, 슬롯의 기하학적 구조를 변화시킴으로써 사용 주파수 대역을 넓힐 수 있다. 또한 슬롯의 형태 변화로 전계 복사량을 필요 최소한으로 감소시켜 타 통신망에 혼신 방해를 줄일 수 있다.

누설 동축 케이블은 위와 같이 많은 장점을 갖고 있지만 아직까지는 실험적인 해석이 주를 이루고 있다. Hu¹는 900MHz에서 누설 동축 케이블의 필드의 세기를 근거리 장에서 측정하였으며, AT&T Bell² 연구소는 빌딩내부에서 단일 안테나, 슬롯 안테나, distribute 배열 안테나에 대한 RF 장의 수신 레벨을 측정 비교하였다.

이론적인 해석은 1970년대 초반부터 Delogne, Hill, Wait^{3,4} 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 모드특성을 해석하였다. 그러나 실제 주파수가 증가할수록 손실등을 고려할 때 케이블의 크기가 커지게 되므로 이전의 해석법은 정확하지 않다. 최근에는 Delogne, Hassan^{5,6} 등에 의해 축방향 슬롯을 갖는 케이블에 대한 모드 해석이 이루어졌지만, 실제 사용되고 있는 구조의 누설 동축케이블에 대한 해석이 필요한 실정이다. 또한 누설 케이블을 건물 내부나 터널 등에 설치하였을 때 외부구조가 케이블의 전파특성에 미치는 영향 등에 대한 연구가 절실하다.

본 연구에서는 이러한 목적에서 디지털 이동통신에 필요한 1GHz 대 이상의 주파수에서 사용하는 주기적인 대칭 슬롯을 가진 누설 동축 케이블의 여러 특성들을 해석하였다. 모드 정합법(mode matching method), Floquet^{11,12} 이론 등을 사용하여 전파상수, 필드 분포, 전류 분포에 대한 식을 유도하였다. 그 다음 Newton-Raphson법¹³에 기초한 수치해석을 통

하여 여러 파라미터들을 변화시켜 시뮬레이션 하였다.

II. 누설 동축 케이블의 전자장 방정식 유도

1. 내부 영역에서의 필드 분포

그림 1과 2는 외부도체에 주기적인 슬롯을 갖고 있는 동축케이블의 구조를 나타낸 것이다. 먼저 표면파가 $e^{j\omega t}$ 의 시간항을 갖고 무한히 긴 동축케이블을 따라 전파해 간다고 가정한다. 이러한 표면파(surface wave)¹⁴는 맥스웰 방정식 및 모든 경계조건을 만족한다. 표면파는 케이블을 따라 전파할 때 안테나와 같이 복사되지는 않지만 외부영역에서 거리에 따라 감소하는 필드를 생성한다.

그림 1에 나타난 바와 같이 전 영역은 4개로 나누어져 있으며, 내부 도체의 반경은 a 이고, 대개 구리나 알루미늄을 사용한다. 슬롯이 있는 외부도체는 반경이 b 이고, 방수나 부식방지를 위해 반경이 c 인 유전체 잭켓으로 싸여있다. 슬롯의 각도는 ϕ_0 로 ϕ_0 방향에 대해 대칭으로 되어 있으며, 영역 4는 자유공간으로 가정한다.

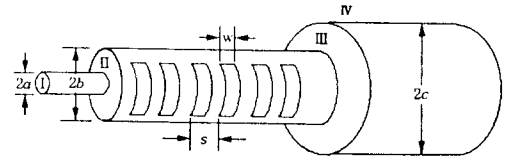


그림 1. 주기적 슬롯을 가진 누설 동축 케이블의 구조

Fig. 1. Side view of leaky coaxial cable with periodic slots.

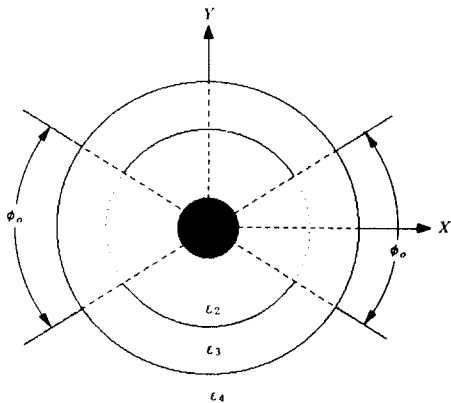


그림 2. 슬롯 케이블의 단면 구조

Fig. 2. Cross section of coaxial cable with slots.

그림 2는 케이블의 측면을 나타낸 것으로서 슬롯 간격은 s 이고, 폭은 w 이다. 위와 같은 구조를 가진 원통형 다층매질에 대한 전자장 방정식을 유도하기 위해 먼저 각 영역내의 필드가 미지계수를 포함하는 원통좌표계의 무한 급수의 모드함수로서 표현한다.^[5] 이 필드는 전 영역에서 맥스웰 방정식을 만족하며, 슬롯이 주기적으로 놓여 있으므로 필드도 주기성을 갖고 변화한다. 다음에는 슬롯내부의 전계의 접선 성분에 대한 적절한 시험함수(trial function)를 설정하고, 무한 급수의 각 계수를 결정하기 위하여 영역 사이 ($\rho = a, b, c$)에서 경계조건을 이용한다.

일반적으로 원통형의 다층매질에 대한 j 번째 영역에서의 필드는 Maxwell 방정식에 의하여 아래와 같이 표현할 수 있다.^{[6], [8]}

$$E_z^j = e^{\gamma z} \sum_m \sum_n \gamma_i^2 [A_n I_n(\gamma_i \rho) + B_n K_n(\gamma_i \rho)] e^{j2m\pi z/s} \cos n\phi \quad (1)$$

$$H_z^j = -e^{\gamma z} \sum_m \sum_n \gamma_i^2 [C_n I_n(\gamma_i \rho) + D_n K_n(\gamma_i \rho)] e^{j2m\pi z/s} \sin n\phi \quad (2)$$

$$E_\phi^j = (1/\rho) e^{\gamma z} \sum_m \sum_n n g [A_n I_n(\gamma_i \rho) + B_n K_n(\gamma_i \rho)] e^{j2m\pi z/s} \sin n\phi + j\omega \mu_i e^{\gamma z} \sum_m \sum_n \gamma_i [C_n I_n'(\gamma_i \rho) + D_n K_n'(\gamma_i \rho)] e^{j2m\pi z/s} \sin n\phi \quad (3)$$

$$H_\phi^j = (1/\rho) e^{\gamma z} \sum_m \sum_n n g [C_n I_n(\gamma_i \rho) + D_n K_n(\gamma_i \rho)] e^{j2m\pi z/s} \cos n\phi + j\omega \epsilon_i e^{\gamma z} \sum_m \sum_n \gamma_i [A_n I_n'(\gamma_i \rho) + B_n K_n'(\gamma_i \rho)] e^{j2m\pi z/s} \cos n\phi \quad (4)$$

여기서

$$g = \gamma + j \frac{2m\pi}{s}, \quad \gamma_i^2 = -k_i^2 - g^2$$

$$k_i^2 = \omega^2 \mu_i \epsilon_i, \quad \epsilon_i = \epsilon_i' - j \frac{\sigma_i}{\omega}$$

$$I_n(\gamma_i \rho)' = \frac{\partial I_n(\gamma_i \rho)}{\partial(\gamma_i \rho)}, \quad K_n(\gamma_i \rho)' = \frac{\partial K_n(\gamma_i \rho)}{\partial(\gamma_i \rho)}$$

슬롯이 $-\infty$ 에서 ∞ 까지 배열되어 있으므로 무한급수에서 m 의 범위는 $-\infty$ 에서 ∞ 까지가 된다. 그리고 n 의 범위는 0에서 ∞ 까지이다. I_n, K_n 은 1종 및 2종 n 차 modified Bessel^{[9], [10]} 함수이고, 괄호안의 (γ_i, ρ) 인자는 임의의 복소수 값이다.

μ_i 및 ϵ_i 는 각 영역에서의 투자율 및 유전율을 나타내며, γ 는 표면파의 전파상수이다. 미지계수 A_n, B_n, C_n, D_n 은 m, n 에 따라 각기 다른 값을 가지며, 각 영역에서의 복사 전파상수 γ_i 는 m 에만 의존한다.

본 논문에서는 외부도체에 주기적인 슬롯을 가진 경우에 대해 해석하므로 Floquet정리^{[11], [12]}를 적용한다. 위의 식에 포함된 $e^{j2m\pi z/s}$ 과 g 에 대한 표현은 이

정리를 적용한 것이다. 즉 비주기적인 함수에 factor $e^{j2m\pi z/s}$ 을 곱하고 전파상수 γ 대신 $\gamma + j2\pi m/s$ 를 대입함으로써 주기적인 구조를 해석할 수 있다. 각 영역에 정의된 필드분포로부터 경계조건들을 적용하여 미지계수들을 구하기 위한 방정식을 유도한다.

$z = 0$ 인 지점에 중심을 둔 슬롯면에서의 필드는 아래와 같이 표현 할 수 있다. 즉, $-\phi_0/2 < \phi < \phi_0/2, -h < z < h$ 인 영역에서는 다음과 같다. 단, $h = w/2$ 이다.

$$E_\phi = V_2 e^{\gamma z} \cos\left(\frac{\pi z}{w}\right) \sin\left(\frac{\pi \phi}{\phi_0}\right) \quad (6)$$

$$E_z = V_1 e^{\gamma z} \cos\left(\frac{\pi \phi}{\phi_0}\right) \quad (7)$$

여기서 V_1 은 주어지는 값이며 보통 1로 정규화한다. 그리고 V_2 는 초월방정식을 풀어 γ 와 함께 구해지는 미지 상수값이다. 식(6)과 (7)은 슬롯 영역에서만 정의된 함수이므로 식(1)~(4)에서 가정된 필드와 매칭시킬 수가 없다. 그러므로 Fourier급수를 사용하여 아래와 같이 $\rho = b$ 의 전 영역에서 정의되는 함수형태로 바꾸어야 한다.

$$E_z = (b, \phi, z) = e^{\gamma z} \sum_m \sum_n E_{mn} e^{j2m\pi z/s} \cos(2n\phi) \quad (8)$$

$$E_\phi = (b, \phi, z) = e^{\gamma z} \sum_m \sum_n P_{mn} e^{j2m\pi z/s} \sin(2n\phi) \quad (9)$$

여기서

$$P_{mn} = \frac{2V_2}{\pi s} \int_{-w/2}^{w/2} \cos\left(\frac{\pi z}{w}\right) e^{-j2m\pi z/s} dz \int_0^{\phi_0/2} \sin\left(\frac{\pi \phi}{\phi_0}\right) \sin(2n\phi) d\phi \quad (10)$$

$$E_{mn} = \frac{wV_1}{s} \int_{-w/2}^{w/2} e^{-j2m\pi z/s} dz \frac{2e_n}{\pi} \int_0^{\phi_0/2} \cos\left(\frac{\pi \phi}{\phi_0}\right) \cos(2n\phi) d\phi$$

단, $e_n = 2(n \neq 0), e_0 = 1,$ (11)

$\rho = b$ 에서 식(1), (3)의 전계 접선성분과 식(8), (9)의 전계 접선성분이 매칭이 되어야 하므로 아래와 같은 관계식이 구해진다.

$$\gamma_2^2 [A_2 I_n(\gamma_2 b) + B_2 K_n(\gamma_2 b)] = E_{mn} = V_{11} \gamma_2^2 \quad (12)$$

$$j\omega \mu_2 \gamma_2 b [C_2 I_n'(\gamma_2 b) + D_2 K_n'(\gamma_2 b)] = bP_{mn} - ngV_{11} = V_{22} j\omega \mu_2 \gamma_2 b \quad (13)$$

4개의 미지계수에 대해 2개의 방정식만 주어졌으므로 $\rho = a$ 에서 전계 및 자계의 경계조건을 이용하여 2개의 방정식을 더 구해야 한다. 내부 도체를 완전히

체로 가정한 경우 $\rho = a$ 에서 전계의 접선 성분이 0 이라는 조건으로부터

$$A_2 I_n(\gamma_2 a) + B_2 K_n(\gamma_2 a) = 0 \quad (14)$$

$$C_2 I'_n(\gamma_2 a) + D_2 K'_n(\gamma_2 a) = 0 \quad (15)$$

2. 외부 영역에서의 필드분포

본 절에서는 외부영역 ($\rho > b$)에서의 필드분포를 구한다. $\rho = b$ 에서 식(1), (3)과 식 (8), (9)의 전계분포가 매칭이 되어야 하므로 아래와 같은 관계식을 얻게 된다.

$$\gamma_3^2 [A_3 I_n(\gamma_3 b) + B_3 K_n(\gamma_3 b)] = E_{mn} = V_a \gamma_3^2 \quad (16)$$

$$j\omega\mu_3 \gamma_3 b [C_3 I'_n(\gamma_3 b) + D_3 K'_n(\gamma_3 b)] = b P_{mn} - n g V_a = V_a j\omega\mu_3 \gamma_3 b \quad (17)$$

마지막으로 $\rho = c$ 에서 전계 및 자계의 접선성분의 연속조건을 이용한다. 영역4에서는 복사조건(radiation condition)을 만족해야 하므로 $A_4 = C_4 = 0$ 이 되어야 한다. 전계 및 자계의 z 방향 성분의 연속조건에 의해 아래와 같이 B_4, D_4 는 각각 A_3, B_3 및 C_3, D_3 로 표현할 수 있다.

$$B_4 = \frac{A_3 I_n(\gamma_3 c) + B_3 K_n(\gamma_3 c)}{\gamma_4^2 K_n(\gamma_4 c)} \gamma_3^2 \quad (18)$$

$$D_4 = \frac{C_3 I'_n(\gamma_3 c) + D_3 K'_n(\gamma_3 c)}{\gamma_4^2 K'_n(\gamma_4 c)} \gamma_3^2 \quad (19)$$

또한 전계 및 자계의 ϕ 방향 성분의 연속조건을 이용하면 식(18), (19)를 통해 아래와 같은 2개의 방정식을 얻을 수 있다.

전계에 대한 경계조건으로 부터

$$X_1 A_3 + X_2 B_3 + X_3 C_3 + X_4 D_3 = 0 \quad (20)$$

자계에 대한 경계조건으로 부터

$$Y_1 A_3 + Y_2 B_3 + Y_3 C_3 + Y_4 D_3 = 0 \quad (21)$$

$$X_1 = n g [\gamma_2^2 - \gamma_3^2] I_n(\gamma_3 c) K_n(\gamma_4 c)$$

$$X_2 = n g [\gamma_2^2 - \gamma_3^2] K_n(\gamma_3 c) K_n(\gamma_4 c)$$

$$X_3 = j\omega\gamma_3 \gamma_4 c [\mu_3 \gamma_4 I'_n(\gamma_3 c) K_n(\gamma_4 c) - \mu_4 \gamma_3 I_n(\gamma_3 c) K'_n(\gamma_4 c)]$$

$$X_4 = j\omega\gamma_3 \gamma_4 c [\mu_3 \gamma_4 K'_n(\gamma_3 c) K_n(\gamma_4 c) - \mu_4 \gamma_3 K_n(\gamma_3 c) K'_n(\gamma_4 c)]$$

$$Y_1 = j\omega\gamma_3 \gamma_4 c [\epsilon_3 \gamma_4 I'_n(\gamma_3 c) K_n(\gamma_4 c) - \epsilon_4 \gamma_3 I_n(\gamma_3 c) K'_n(\gamma_4 c)]$$

$$Y_2 = j\omega\gamma_3 \gamma_4 c [\epsilon_3 \gamma_4 K'_n(\gamma_3 c) K_n(\gamma_4 c) - \epsilon_4 \gamma_3 K_n(\gamma_3 c) K'_n(\gamma_4 c)]$$

$$Y_3 = X_1$$

$$Y_4 = X_2$$

결과적으로 γ, V_2, m, n 이 결정되면 식 (16), (17), (20), (21)로 부터 미지계수 A_3, B_3, C_3, D_3 를 구할 수 있으며, B_4, D_4 는 식(18), (19)로부터 A_3, B_3, C_3, D_3 에 의해 결정되고, 또한 A_2, B_2, C_2, D_2 는 식 (12)~(15)로 부터 구해지므로 전 영역에서의 필드분포를 구할 수 있게 된다. 다음 절에서는 γ, V_2 를 구하는 과정을 나타내었다.

3. 전파 상수의 결정

본 절에서는 전파상수 γ 및 V_2 를 구하기 위한 초월 방정식을 유도한다.

$\rho = b$ 에서 영역 2와 영역 3사이의 자장의 접선성분이 연속이라는 경계조건을 적용하면, $-\phi_0/2 < \phi < \phi_0/2, -h < z < h$ 인 전 영역에서 다음과 같다.

$$\sum_m \sum_n F_{mn} e^{j2m\pi z/s} \cos\phi = 0 \quad (22)$$

여기서

$$F_{mn} = n g [C_2 I_n(\gamma_2 b) + D_2 K_n(\gamma_2 b) - C_3 I_n(\gamma_3 b) - D_3 K_n(\gamma_3 b)] + j\omega\epsilon_2 \gamma_2 b [A_2 I'_n(\gamma_2 b) + B_2 K'_n(\gamma_2 b)] - j\omega\epsilon_3 \gamma_3 b [A_3 I'_n(\gamma_3 b) + B_3 K'_n(\gamma_3 b)] \quad (23)$$

위의 식(22)는 ϕ 및 z 영역의 각 지점에서 다른 값을 가지므로 근을 구할 수가 없다. 그러므로 영역에 관계없는 초월방정식을 유도해야 한다.

식 (22)에 $\cos(\pi\phi/\phi_0)$ 를 곱하고, $0 < \phi < \phi_0/2, -h < z < h$ 의 구간에서 적분하면 식(24)와 같은 방정식을 얻게 된다.

$$F = \sum_m \sum_n S_m f_n F_{mn} / e_n = 0 \quad (24)$$

또한 H_z 에 대한 경계조건으로 부터

$$\sum_m \sum_n H_{mn} e^{j2m\pi z/s} \sin\phi = 0 \quad (25)$$

이 되고, 여기서

$$H_{mn} = \gamma_3^2 [C_2 I_n(\gamma_2 b) + D_2 K_n(\gamma_2 b)] - \gamma_3^2 [C_3 I_n(\gamma_3 b) + D_3 K_n(\gamma_3 b)] \quad (26)$$

식(25)에 $\sin(\pi\phi/\phi_0) \cos(\pi z/\omega)$ 를 곱하고 $0 < \phi < \phi_0/2, -h < z < h$ 의 영역에 대해 적분하면

$$H = \sum_m \sum_n H_{mn} C_m P_n = 0 \quad (27)$$

이 된다. 각 계수의 값들을 구하여 방정식에 대입하

면 식 (24), (27)은 미지수가 γ, V_2 인 표면파에 대한 초월방정식이 된다.

일반적으로 초월 방정식의 복소수 근을 구하는 방법으로는 Newton Rapson Method, Muller's Method, Bisection Method와 같은 수치 해석법이 사용된다.^[14] 하나의 복소수 근에 대한 Newton's Method는 다음과 같다.

$$F = F_n + (\gamma - \gamma_n) \frac{\partial F}{\partial \gamma} = 0$$

$F(\gamma, V_2) = 0, H(\gamma, V_2) = 0$ 이 동시에 만족되는 γ 및 V_2 를 구하기 위하여 다변수 함수에 대한 Newton-Raphson 법^[13]을 사용한다. 구하려는 근 (root) 근처에서 F와 H는 다음과 같이 근사적으로 Taylor 급수 전개된다.^[14]

$$F = F_n + (\gamma - \gamma_n) \frac{\partial F}{\partial \gamma} + (V_2 - V_{2n}) \frac{\partial F}{\partial V_2} = 0 \quad (28)$$

$$H = H_n + (\gamma - \gamma_n) \frac{\partial H}{\partial \gamma} + (V_2 - V_{2n}) \frac{\partial H}{\partial V_2} = 0 \quad (29)$$

여기서 γ, V_2 는 각각 초기치를 나타내며 편미분 항은 유한차분 근사(finite difference approximate)를 통해 구해진다. 방정식 (28), (29)를 반복 계산함으로써 정확한 γ, V_2 를 구할 수 있다.

III. 전류 분포

케이블 표면에 흐르는 전류 밀도 J_a, J_b, J_c 는 각각 $\rho = a, b$ 에서 $\hat{n} \times \vec{H}$ 에 의해 아래와 같이 계산된다.

$$J_{za} = \frac{1}{a} e^{\gamma z} \sum_m \sum_n n g [C_2 I_n(\gamma_2 a) + D_2 K_n(\gamma_2 a)] e^{j2m\pi z/s} \cos n\phi + j\omega \epsilon_2 e^{\gamma z} \sum_m \sum_n \gamma_2 [A_2 I'_n(\gamma_2 a) + B_2 K'_n(\gamma_2 a)] e^{j2m\pi z/s} \cos n\phi \quad (30)$$

$$J_{\omega a} = -e^{\gamma z} \sum_m \sum_n \gamma_2^2 [C_2 I_n(\gamma_2 a) + D_2 K_n(\gamma_2 a)] e^{j2m\pi z/s} \sin n\phi \quad (31)$$

$$J_{zb} = -\frac{1}{b} e^{\gamma z} \sum_m \sum_n n g [C_2 I_n(\gamma_2 b) + D_2 K_n(\gamma_2 b)] e^{j2m\pi z/s} \cos n\phi + j\omega \epsilon_3 e^{\gamma z} \sum_m \sum_n \gamma_2 [A_2 I'_n(\gamma_2 b) + B_2 K'_n(\gamma_2 b)] e^{j2m\pi z/s} \cos n\phi \quad (32)$$

$$J_{\omega b} = e^{\gamma z} \sum_m \sum_n \gamma_2^2 [C_2 I_n(\gamma_2 b) + D_2 K_n(\gamma_2 b)] e^{j2m\pi z/s} \sin n\phi \quad (33)$$

$$J_{zb'} = \frac{1}{b} e^{\gamma z} \sum_m \sum_n n g [C_3 I_n(\gamma_3 b) + D_3 K_n(\gamma_3 b)] e^{j2m\pi z/s} \cos n\phi + j\omega \epsilon_3 e^{\gamma z} \sum_m \sum_n \gamma_3 [A_3 I'_n(\gamma_3 b) + B_3 K'_n(\gamma_3 b)] e^{j2m\pi z/s} \cos n\phi \quad (34)$$

$$J_{\omega b'} = e^{\gamma z} \sum_m \sum_n \gamma_3^2 [C_3 I_n(\gamma_3 b) + D_3 K_n(\gamma_3 b)] e^{j2m\pi z/s} \sin n\phi \quad (35)$$

IV. 수치해석 및 결과 고찰

본논문에서 해석대상으로 삼은 누설케이블의 크기, 주파수 및 유전율은 다음과 같다.

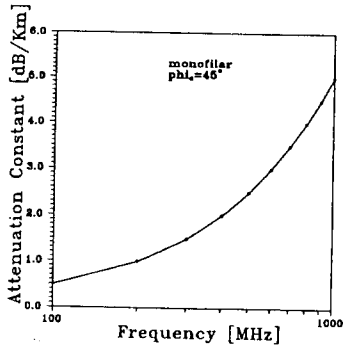
$a = 2.0mm$	$b = 6.4mm$	$c = 7.9mm$
$w = 2.0mm$	$s = 5.0mm$	$f = 1GHz$
$\epsilon_2 = 1.6\epsilon_0$	$\epsilon_3 = 2.3\epsilon_0$	$\epsilon_4 = \epsilon_0$
$\tan \delta_2 = 10^{-4}$	$\tan \delta_3 = 3 \times 10^{-4}$	
$\sigma_1 = 5.7 \times 10^6 mhos / meter$		

여기서 a, b, c는 각각 내부도체, 외부도체, 유전체 자켓의 반경이다. w는 슬롯 폭이고, s는 슬롯의 주기를 나타낸다.

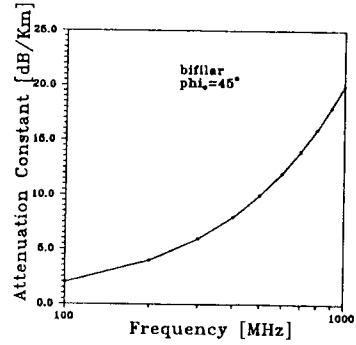
초월방정식 식(24)와 식(27)을 풀면 모노필라 모드(monofilar mode)와 바이필라 모드(bifilar mode)의 두개의 해를 구할 수 있다.^{[15], [16], [17], [18]} 주파수가 높아짐에 따라 이 외에도 더 많은 고차 모드의 해가 존재하지만 지배모드(dominant mode)는 이 두개가 존재하게 된다.

모노필라 모드는 고바우 모드(Goubau mode)라고도 하며, 귀환전류(return current)가 터널의 벽이나 지표면을 통해서 전달되는 모드를 말하고, 바이필라 모드는 동축모드(coaxial mode)라고도 하며 일반 동축 케이블과 같이 외부 도체를 통해서 귀환전류가 전달되는 것을 말한다. 이러한 특성 때문에 바이필라 모드는 내부 유전체의 유전율(permittivity)의 영향을 많이 받으며, 모노필라 모드는 콘크리트 벽과의 거리나 도체의 도전율(conductivity)의 영향을 많이 받게 된다. 모노필라 모드와 바이필라 모드는 그림3과 그림5와 같이 주파수가 증가함에 따라 감쇄상수(attenuation constant)와 위상상수(phase constant) 모두 증가함을 알 수 있으며, 그림 5와 같이 모노필라 모드는 자유공간상의 위상상수 k_0 의 값보다 조금 큰 값을 가지고, 바이필라 모드는 k의 값보다 조금 큰 값을 가짐을 알 수 있다.

그림 4는 주파수와 슬롯 폭의 변화에 따른 모노필라 모드의 감쇄상수를 나타낸 것이다. 슬롯의 폭이 증가함에 따라 감쇄상수가 증가함을 알 수 있다. 만약 슬롯의 폭 w가 0이 된다면 β_0 / k_0 의 값은 1이 될 것이다. 그림 6은 영역 2에서의 유전율(permittivity)을 변화시키며, 주파수에 변화에 대한 위상상수 값의 변화를 나타낸 것이다. 앞에서 언급한 바와 같이 모노필라 모드에 비해 바이필라 모드가 유전율의 변화에 민감함을 알 수 있다. 그림 7에서 그림 8까지는 슬롯의 각도가 45°인 경우에 대해 케이블



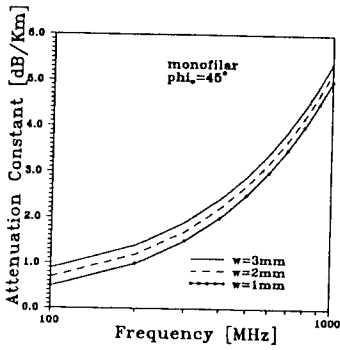
(a)모노필라 모드 (monofilar mode)



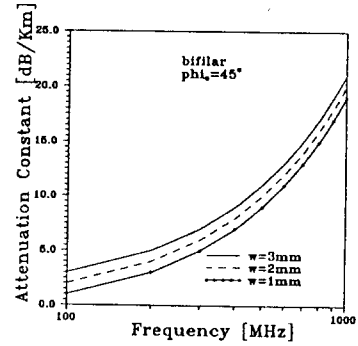
(b)바이필라 모드 (bifilar mode)

그림 3. 주파수에 따른 감쇄상수의 변화

Fig. 3. Attenuation constant versus frequency.



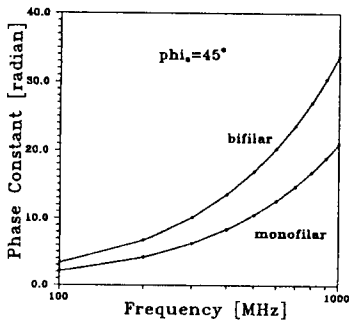
(a)모노필라 모드 (monofilar mode)



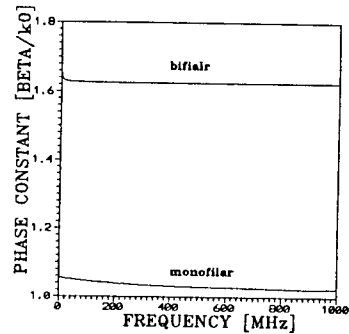
(b)바이필라 모드 (bifilar mode)

그림 4. 슬롯 폭에 따른 감쇄상수의 변화

Fig. 4. Attenuation constant versus slot width.



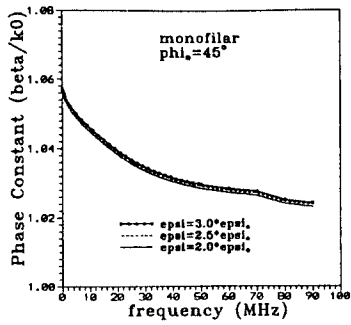
(a)모노필라 모드 (monofilar mode)



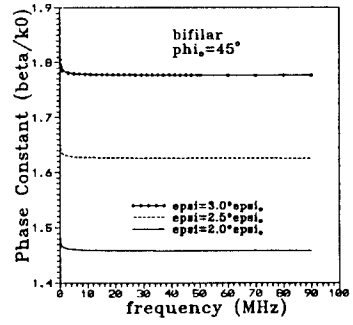
(b)바이필라 모드 (bifilar mode)

그림 5. 주파수에 따른 위상상수의 변화

Fig. 5. Phase constant versus frequency.



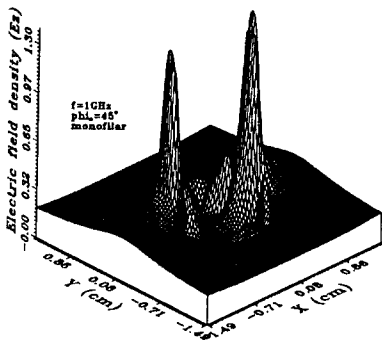
(a)모노필라 모드 (monofilar mode)



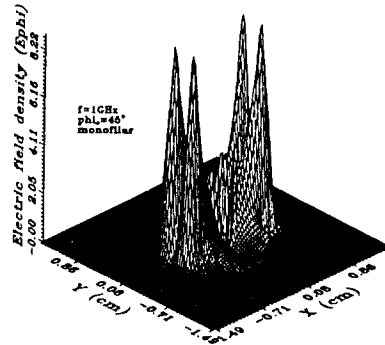
(b)바이필라 모드 (bifilar mode)

그림 6. 유전율에 따른 위상상수의 변화

Fig. 6. Phase constant versus permittivity.



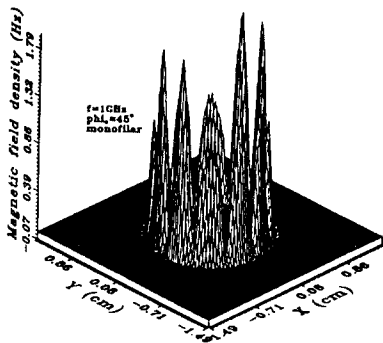
(a)



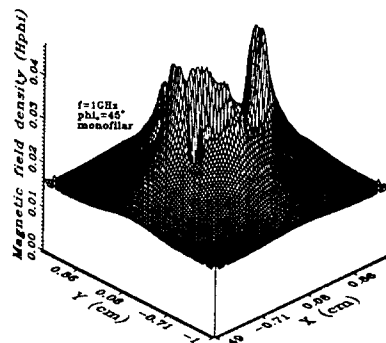
(b)

그림 7. 전계 분포

Fig. 7. Electric field distribution.



(a)



(b)

그림 8. 자계 분포

Fig. 8. Magnetic field distribution.

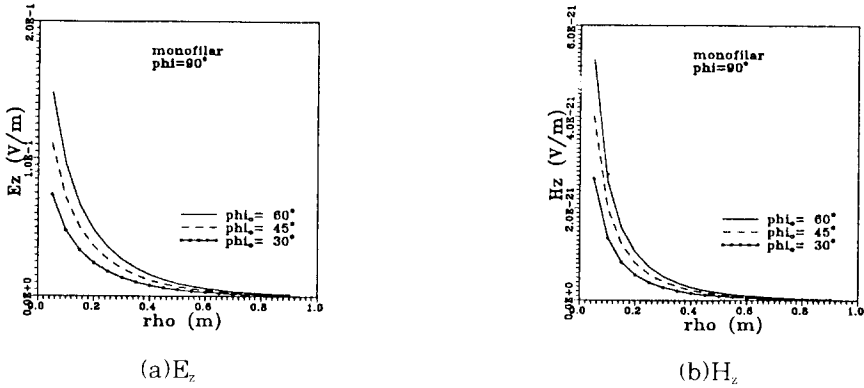


그림 9. 모노필라 모드의 거리에 따른 필드 세기의 변화
 Fig. 9. Field density versus distance for monofilar mode.

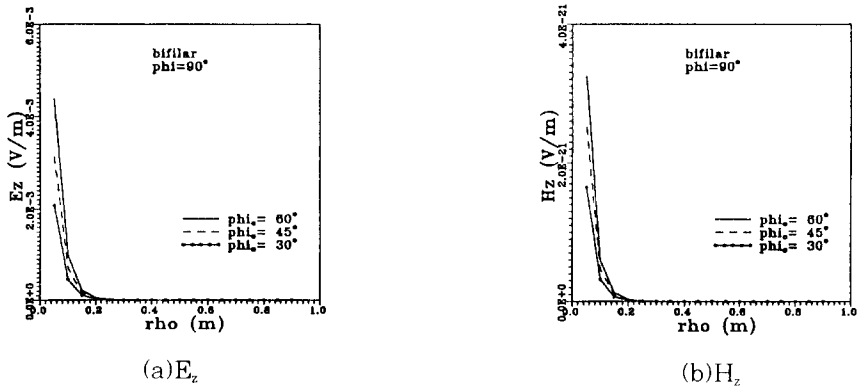


그림 10. 바이 필라 모드의 거리에 따른 필드 세기의 변화
 Fig. 10. Field density versus distance for bifilar mode.

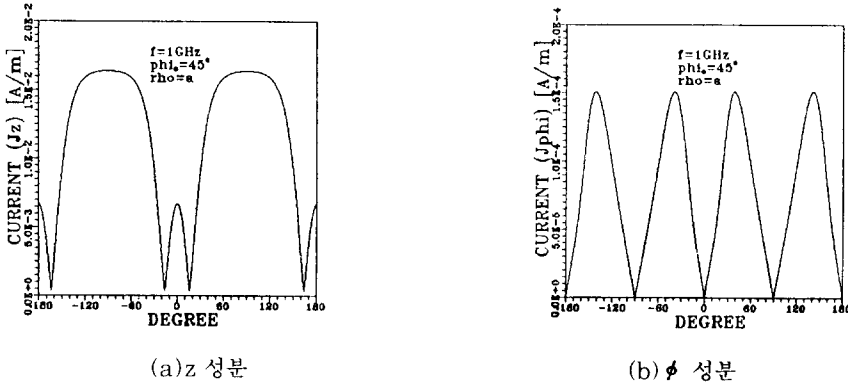


그림 11. 내부도체 바깥 표면에서의 전류 분포
 Fig. 11. Current distribution on the outer surface of the inner conductor.

주위에서의 전계(electric field)와 자계(magnetic field)의 분포를 나타낸 것으로 슬롯이 있는 곳에서

필드가 많이 누설되며 ϕ 방향에 대해 대칭슬롯에 의해 대칭적으로 필드가 누설됨을 알 수 있다. 또한 슬

롯의 각도가 증가함에 따라 누설되는 필드의 크기도 커지며 전파상수도 증가하게 된다.

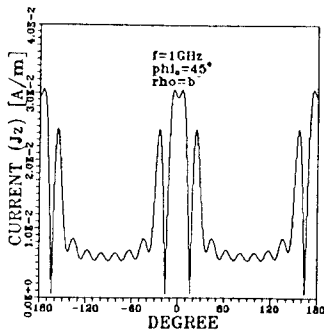
그림 9와 그림 10은 거리에 따른 필드의 세기를 나타낸 것으로 바이필라 모드는 모노필라 모드에 비해 케이블을 벗어나면 급속히 감소함을 알 수 있다. 일반적으로 모노필라 모드는 전송손실은 크지만 결합손실을 작고, 바이필라 모드는 전송손실은 작지만 결합손실은 크기 때문에 전송선로에는 모노필라 모드가 많이 사용된다.

그림 11에서 그림 13은 내부도체와 외부도체에서의 전류분포를 구한것으로 대칭 슬롯에 대해 대칭적으로 전류가 분포하며, 슬롯이 있는 영역에서의 전류 밀도가 더 큼을 알 수 있다.

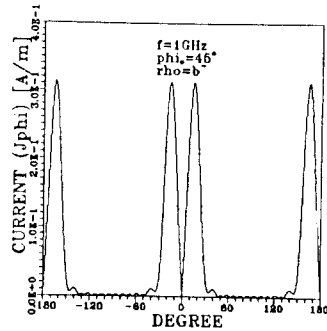
V. 결론

지금까지 모드 정합법과 Floquet 정리를 기초로하

여 주기적인 대칭 슬롯을 가진 누설 동축케이블의 전자파 특성을 해석하였다. 기존의 수식들은 하나의 슬롯에 대하여만 해석한 것이 주류를 이루어 실제 시판되고 있는 대칭적인 슬롯을 가진 동축 케이블과는 차이가 있었다. 본 논문에서는 Andrew 사의 대칭 슬롯을 가진 케이블을 대상으로 2절에서 유도한 대칭슬롯에 관한 수식으로 부터 각 파라미터에 따른 전파상수(propagation constant) 및 필드분포(field distribution), 전류 분포(current distribution) 등을 구하였다. 지금까지의 해석에 의해 누설 동축케이블에는 모노필라 모드(monofilar mode)와 바이필라 모드(bifilar mode)의 두 가지 해가 존재하는 것을 보였다. 빌딩내부나 외부벽이 있는 경우, 또한 외부벽이 완전도체가 아닌 손실성 유전체인 경우 정확한 수식유도가 어렵고 수치 해석적인 측면에서 어려움이 있어 앞으로 이에 대한 연구가 계속되어야 할



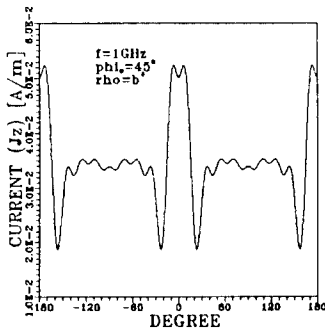
(a) z 성분



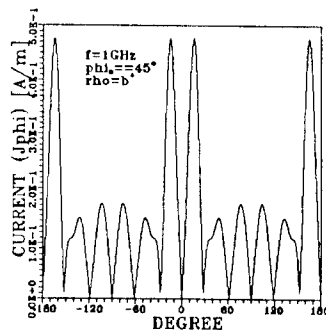
(b) ϕ 성분

그림 12. 외부도체 안쪽 표면에서의 전류 분포

Fig. 12. Current distribution on the inner surface of the outer conductor.



(a) z 성분



(b) ϕ 성분

그림 13. 외부도체 바깥 표면에서의 전류 분포

Fig. 13. Current distribution on the outer surface of the outer conductor.

것으로 보인다.

더욱 정확한 값을 얻기 위하여 실험치와의 비교가 필요하나 국내에 실제적으로 누설 동축 케이블이 설치되지 못하여 어려움이 있으며, 다만 Andrew사의 제품 spec상의 실험치들과 비교하여 볼때 비슷하게 나옴을 알 수 있었다.

그 밖에 누설 동축 케이블과 수신 안테나 간의 결합 손실, 레이다로서 사용하기 위한 수신 감도 등과 같은 실제적인 문제들에 대한 이론적인 정립이 이루어져야 할 것이다.

参 考 文 献

- [1] A. S. Hu, "Leaky coaxial cable characteristics at 900MHz". IEEE Trans., Vehicular Tech., Vol. VT-26, No.4, Nov. 1977, pp.372-375.
- [2] G. Reed, C. J. Stevenson, "Indoor radio propagation measurements", AT&T Bell Lab., Whippany, New Jersey.
- [3] James. R. Wait and D. A. Hill, "Propagation along a Braided Coaxial Cable in a Circular Tunnel", IEEE Trans., Microwave Theory Tech., Vol. MTT-23, No.5, May. 1975, pp.401-405.
- [4] D. B. Seidel and J. R. Wait, "Transmission Modes in a Braided Coaxial Cable and Coupling to a Tunnel Enviroment", IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., Vol. MTT-26, No.7, July 1978, pp. 494-499.
- [5] 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, No.3, Mar. 1989, pp.553-557.
- [6] P. P. delogne and A. A. Laloux, "Theory of the Slotted Coaxial Cable", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-28, No.10, Oct. 1980, pp. 1102-1107.
- [7] Georg Goubau "Surface Waves and Their Application to Transmission Lines". Applied Physics, Vol. 21, Nov. 1950 pp. 1129-1128.
- [8] Akira Ishimaru, Electromagnetic Wave Propagation, Radiation and Scattering : Prentice Hall Inc., 1991, pp. 89-93.
- [9] Milton Abramowitz & Irene A. Stegun, Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs & Mathematical Tables : U. S. Department of Commerce, 1982, pp.358-429.
- [10] Louis Baker, C Mathematical Function Handbook: Mc-Graw Hill Inc., New York, 1991, pp.177-193.
- [11] R. E. Collin, Field Theory of Guided Waves : McGraw-Hill Inc., New-York, 1990, pp. 605-608.
- [12] R. E. Collin, Foundation for Microwave Engineering : Mc-Graw Hill Inc., 1992, pp.569-579.
- [13] P. Henrici, Elements of Numerical Analysis : Wiley, 1964, pp.77-78 and 105-107.
- [14] Melvin J. Maron & Robert J. Lopez, Numerical Analysis - A Practical Approach : Wadsworth Inc., 1991, p. 635.
- [15] Samir F. Mahmoud, "On the Attenuation of Monofilar and Bifilar Modes in Mine Tunnels", IEEE Trans., Microwave Theory Tech., Letters, Sep. 1989, pp. 845-847.
- [16] David. A. Hill, James R. Wait, "Electromagnetic Characteristics of a Coaxial Cable with Periodic Slots", IEEE Trans., Electromagnetic Compatibility, Vol. EMC-22, No.4, Nov. 1980, pp. 303-307.
- [17] J. H. Richmond, "Propagation of Surface Waves on a Buried Coaxial Cable with Periodic Slots", IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, Vol. EMC-23, No. 3, Aug. 1981, pp. 139-146.
- [18] James R. Wait, "Electromagnetic Field Analysis for a Coaxial Cable with Periodic Slots", IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, Vol. EMC-19, No.1, Feb. 1977, pp. 7-13.

著者紹介



洪 勇 仁(正會員)

1960年 3月 25日生. 1987年 2月
 청주대학교 전자공학과 졸업(공학사). 1989년 8월 중앙대학교 대학원
 전자공학과 졸업(공학석사). 1990년 3월 ~ 현재 중앙대학교
 대학원 전자공학과 박사과정 수
 료. 주관심 분야는 안테나 및 이동통신 등임.



金 正 禎(正會員)

1942年 5月 5日生. 1965年 2월
 연세대학교 전기공학(공학사).
 1969년 2월 연세대학교 대학원 전
 자공학(공학석사). 1975년 2월 연
 세대학교 대학원 전자공학(공학박
 사). 1977년 3월 ~ 현재 중앙대
 학교 전자공학과 교수. 1990년 1월 ~ 현재 한국통
 신학회 이사. 1994년 4월 ~ 현재 통신시스템 연구
 조합 이사. 1994년 5월 ~ 현재 한국전기통신공사
 비상임 이사. 주관심 분야는 안테나 및 전자파 기술
 등임.

孟 明 在(正會員)

1969年 11月 16日生. 1992年 2월 중앙대학교 전자
 공학과 졸업(공학사). 1994년 2월 ~ 중앙대학교 대
 학원 전자공학과 석사과정 졸업(공학석사). 1994년
 8월 ~ 현재 현대전자 연구원 주관심 분야는 안테나
 및 EMI 등임.