

코팅된 관모양의 유한길이 실린더에 의한 전자파 산란 해석

正會員 吳性焄*, 李和春**, 崔炳河***

Analysis of Electromagnetic Wave Scattering from Coated, Finite, Tubular Cylinder

Sung Hoon Oh*, Hwa Choon Lee**, Byung Ha Choi*** Regular Members

要 約

본 논문은 유한한 길이를 갖는 다양한 모양의 실린더에서의 전자파 산란을 연구하였다. 설정된 모델은 양끝단이 열리고 균일한 물질층이 얇게 덮혀진 관 모양의 실린더이다. 덮혀진 물질층은 끝단면에서의 표면전류를 무시할 정도로 충분히 얇다고 가정한다.

적분 방정식을 얻기 위해 근사 경계 조건을 사용하였고, 수치해석을 위해 필요한 선형 대수 시스템을 위해 완전 영역 함수를 갖는 모멘트 법을 사용하였다. 확장함수와 시험함수는 모드를 갖는 삼각함수와 지수함수의 곱으로 사용하였다.

원형 실린더에 대해 기존 논문과 비교하였고, 다양한 모양의 실린더에 대해서 크기의 변화에 대한 결과를 나타내었다.

ABSTRACT

In this paper, the electromagnetic wave scattering in the various shapes of cylinders that have finite lengths is studied. The applied model is an open, tubular cylinder coated with a thin, uniform layer of material. The layer is assumed to be thin enough that surface currents on the ends of the layer can be neglected.

Approximate boundary condition for integral equation and Moment Method with entire domain function in order to acquire algebraic system which is necessary for numerical analysis are used. Expansion function and testing function are utilized with the form of the product of both triangular function and exponential function with mode.

This paper is compared with a present one concerning the circular cylinder and the result according to the variance of the size on the various shapes of cylinder is presented.

*LG전자 영상미디어연구소

**초당산업대학교 정보통신공학과

***인하대학교 전자공학과

論文番號 : 94260-0928

接受日字 : 1994年 9月 28日

I. 서론

산란문제를 해석하기 위한 많은 방법들이 제시되어 왔으나 산란체의 모양이나 여러 산란체의 구성 형태에 따라 산란 전자파의 해석이 어려워진다. 지금까지 수치해석의 편리함과 간편함 때문에 무한길이를 갖는 구조로부터의 전자파 산란과 같은 1,2차원적인 문제가 많이 연구가 되어 왔지만 실제적인 문제에 있어서 유한길이를 갖는 구조로부터의 전자파 산란과 같은 3차원적인 문제 해석의 필요성이 점점 대두되어 진다.

1960년대 중반이후 BOR(body of revolution)의 연구가 활발히 시작되었다⁽¹⁾⁽²⁾. BOR의 해석방법에 대한 연구와 더불어서 산란체의 모양이나 구성 형태의 변화에 따른 문제들도 연구되어져 왔다. A. G Papayiannakis와 E. E Kriezis⁽³⁾는 moment method에서 basis function으로 pulse function을 사용해서 유한길이 유전체 실린더를 해석하였고 L. N Medgyesi-Mitschang와 J. M. Putnam⁽⁴⁾은 1,2,3 차원의 완전 도체 산란체의 전자파 산란에 대한 해로 moment method를 사용한 electric field integral equation (EFIE)를 사용하였다. 그리고 L. N Medgyesi-Mitschang과 Cornel Eftimiu⁽⁵⁾은 유한길이 원형실린더를 해석하는데 EFIE와 entire domain expansion을 이용한 Galerkin 법을 사용하였고 L. N Medgyesi-Mitschang과 J. M. Putnam⁽⁶⁾은 평판 또는 굴곡을 갖는 coating된 완전도체 strip에 대한 전자파 산란을 해석하였는데 EFIE와 MFIE를 적용하고 coating된 표면과 그 면과 도체면 사이에 entire domain Galerkin법을 적용하였다.

본 논문에서는 관 모양의 유한한 길이를 갖고 양 끝단이 열린 구조에서 물질을 coating시켜서 그것에 의한 산란 영향을 해석하였다. 관모양 또는 송수관 같은 구조에 의한 전자파 산란은 여러 가지 상황들에서 연구해야 할 필요성이 대두되었다.

J. W. Moll과 R. G. Seecamp⁽⁷⁾는 도파관 모델을 이용해서 jet engine cavity의 radar 반사성질에 대해서 연구하기도 하였다. 양 끝단이 열린 유한길이 원형 실린더 또는 반 유한길이 원형 실린더의 특별한 경우는 끝부분의 가장자리, 굴곡, 도파관같은 기본적 특성을 가지고 있기 때문에 더 일반적인 모양의 전자파 산란을 이해하기 위한 모델로서 종종 사용된다. 코팅된 관으로써

터 전자파 산란의 공식화는 미소 두께로 일정한 물질층으로 덮혀진 완전 도체 실린더의 경우에 대해서 전개된다. 여기에 복잡한 물질 구성 또는 표면 특성을 가진 다양한 문제들에 적용되는 근사 경계 조건을 적용한다. 근사 경계 조건의 효용성과 응용범위는 관찰대상인 물질의 구성 요소 또는 굴곡, 표면의 매끄러운 정도에 따라서 제한되어왔고 일반적으로 날카롭게 휘어진 부분이나 구석, 가장자리에서는 그대로 적용되지 않는다. 그렇지만 일직선 가장자리를 갖는 물체에 성공적으로 적용될 수 있다는 것이 연구되어져 왔다⁽⁸⁾. 그리고 미지 등가 표면 전류 밀도와 이미 알고 있는 입사 평면파 계를 연결하는 결합된 적분방정식을 얻기 위해 표면 등가 원리가 적용되고 도체의 바깥쪽의 표면에 덮혀진 층은 그 층의 끝부분에서의 표면 전류가 무시될 정도로 충분히 얇다고 가정한다. Expansion, testing function을 가진 moment method는 미지 표면 전류 확장 계수를 얻기 위해 적분방정식을 선형대수 방정식으로 유도하기 위해 사용되어진다. 여기서 expansion function과 testing function으로서는 삼각함수와 지수함수의 곱으로 주어지고 둘의 관계는 conjugate의 관계이다. 본 논문에서는 위와 같은 방법을 coating된 유한길이 원형 실린더에 적용시켜 수치해석을 한 결과를 huddleston의 해와 비교함으로써 타당성을 구하였고 taper형 산란체에 적용시켜서 산란 영향에 대해서 해석하였다. 또 산란체의 크기의 변화에 대해서도 산란 영향을 해석하였는데 taper형 산란체에서 그 길이의 변화, 반경의 변화에 대한 산란 단면적의 변화와 좀 더 다양한 모양을 갖는 산란체의 산란 단면적을 해석하였다.

II. 본론

II-1 모델 설정

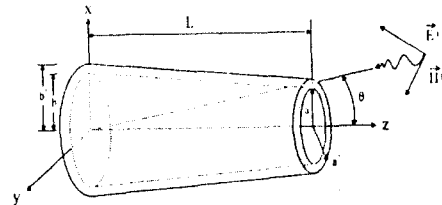


그림 1. Taper형 실린더의 모델 설정
Fig. 1. Taper cylinder model.

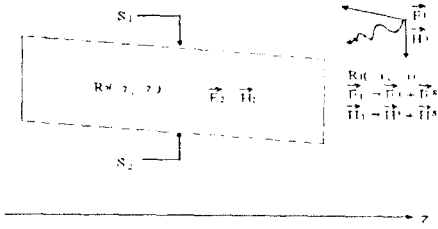


그림 2. 완전경계조건을 적용시킨 해석적 모델
Fig. 2. Schematic model applied to perfect boundary condition.

그림 1. 에서처럼 길이 L, 끝단면의 반경 b와 a를 갖고 유한 길이이며 양 끝단이 열린 완전 도체 taper형 실린더에 정현파적인 평면파가 입사하고 이때 이 taper형 실린더에 끝단면의 반경 b'과 a'까지 μ_2, ϵ_2 를 갖는 균일 매질 물질층이 동축으로 얇게 coating 되어 있는 경우를 고려한다. 단층일 경우에는 2가지 지역으로 크게 나누는데 물질층 내부지역을 R_2 , 물질층 외부지역을 R_1 으로 나누고 이때 R_1 지역은 자유공간 ($\mu_1=\mu_0, \epsilon_1=\epsilon_0$)이라고 생각한다.

II-2 완전 경계 조건

그림 2.의 taper형 실린더에 접선성분들은 물질층과 자유공간의 접합면에서 연속이어야 하고 도체 표면의 전개성분은 없어야 한다는 완전경계조건과 표면등가원리를 적용하고 얇게 coating되어 있다는 가정에 의해서 물질층의 양끝단면에서의 전류는 무시한다. 완전경계조건을 적용하므로 표면 S_1 에서의 \vec{J}_1, \vec{M}_1 , 표면 S_2 에서의 \vec{J}_2, \vec{M}_2 라는 4개의 미지 전류가 남게 되고 이것을 $\vec{J}_1^1, \vec{M}_1^1, \vec{J}_1^2, \vec{M}_1^2$ 라고 표시한다. 여기서 위의 첨자는 표면을 나타내고 아래 첨자는 지역을 나타낸다.

그러므로 여기서 4개의 미지 표면 전류 밀도 $\vec{J}_1^1, \vec{M}_1^1, \vec{J}_1^2, \vec{M}_1^2$ 에 대한 4개의 적분 방정식을 얻게 되고 matrix 형태로 나타내면 다음과 같다⁹⁾.

$$\begin{bmatrix} L_1 + L_2 & -(K_1 + K_2) & L_1 & -L_2 \\ K_1 + K_2 & (\eta_0^{-2} L_1 + \eta_2^{-2} L_2) & K_1 & -K_2 \\ L_1 & -K_1 & L_1 & 0 \\ L_2 & -K_2 & 0 & -L_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{J}_1^1 \\ \vec{M}_1^1 \\ \vec{J}_1^2 \\ \vec{M}_1^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{tan, S_1}^i \\ H_{tan, S_1}^i \\ E_{tan, S_2}^i \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1)$$

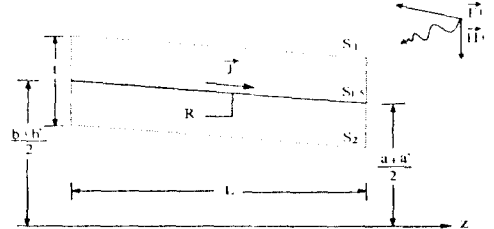


그림 3. 근사 경계조건을 적용시킨 해석적 모델
Fig. 3. Schematic model applied to approximate boundary condition.

연산자 L_a 와 K_a 는 다음과 같이 정의된다⁹⁾.

$$L_a \vec{X}(\vec{r}) = j\omega \mu_a \int_{\partial R} (\vec{X}(\vec{r}') - \frac{1}{\omega^2 \mu_a \epsilon_a} \nabla' \cdot \nabla' \vec{X}(\vec{r}') \cdot \vec{\phi}_a(|\vec{r} - \vec{r}'|)) ds' \quad (2)$$

$$K_a \vec{X}(\vec{r}) = \int_{\partial R} \vec{X}(\vec{r}') \times \nabla' \cdot \vec{\phi}_a(|\vec{r} - \vec{r}'|) ds' \quad (3)$$

여기서 $\vec{\phi}_a$ 는 ϵ_a, μ_a 를 갖는 무한 매질의 Green함수로 다음과 같이 나타내고 a 는 지역을 나타낸다.

$$\vec{\phi}_a(|\vec{r} - \vec{r}'|) = \frac{e^{-jk_a |\vec{r} - \vec{r}'|}}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (4)$$

II-3 근사 경계 조건

본 논문에서 적용한 경계조건은 다음과 같은 조건을 만족하였을 때 적용이 가능하다. 먼저 투자율 $\mu_2 = \mu_0$ 이고 아주 높은 도전율을 갖는지 유전율 $|\epsilon_2| \gg \epsilon_0$ 이어야 한다. 이러한 조건을 만족한 상태에서 물질층의 표면에서의 편파전류는 표면에서의 전체 전계의 접선성분과 비례하게 된다. 여기서 편파전류 J에 대해서¹⁰⁾

$$[L(J)]_{tan} + j\omega \Delta \epsilon t J = E_{tan}^i \text{ on } S \quad (5)$$

여기서 t는 매질의 두께($t=b-b'=a-a'$)를 나타내고

$$R = \frac{1}{jk_0 t (\epsilon_{2t} - 1)} \quad (6)$$

이라고 표시하면 위의 식은 다음과 같이 표시된다.

$$(L_1 + \eta_0 R) \vec{J} = E_{tan}^i \quad (7)$$

위의 식은 물질층의 한가운데 표면 $S_{1.5}$ 에서 나타난 것이다. 이 식은 완전 경계 조건을 적용시킨 식에 비해서 하나의 미지 전류밀도만을 계산하므로 그 식에 비해서 1/4로 간단한 식이 된다. 위의 식을 식 1)과 같은 matrix형태로 나타내면 다음과 같다.

$$[L_{1.5}][J_{1.5}] = [E_{tan,S_{1.5}}] \quad (8)$$

여기서 $[L_{1.5}]$ 는 시스템 파라미터 행렬, $[E_{tan,S_{1.5}}]$ 은 소오스 행렬이라고 한다.

II-4 Moment method에 의한 공식화 과정

Moment method는 위에서 나타난 선형대수 행렬식에서 이미 알고 있는 function과 미지의 expansion계수의 결합에 의해서 미지 전류를 구하기 위해 적용된다. 우선 expansion function을 선택을 해야되는데 여기서는 모든 미지 전류밀도를 다음과 같은 식으로 표시한다.

$$\vec{X}_1(z, \phi) = \sum_{N,n} (c_{N,n}^z \vec{X}_{1N,n}^z - c_{N,n}^\phi \vec{X}_{1N,n}^\phi) \quad (9)$$

여기서

$$\begin{aligned} X_{1N,n}^z &= \hat{u}_z \sin \frac{n\pi z}{L} e^{iN\phi} \\ X_{1N,n}^\phi &= \hat{u}_\phi \cos \frac{n\pi z}{L} e^{iN\phi} \end{aligned} \quad (10)$$

이다. 표면 $S_{1.5}$ 상에서 testing function $\vec{W}_{1.5}^* = (\vec{X}_{1.5}^*)^*$ 과 식 8) 사이에 내적을 취해준다. 내적을 취하는 식은

$$\begin{aligned} L_{1.5}^{\alpha\beta} &= (\vec{W}_{1.5}^{\alpha*}, L \vec{X}_{1.5}^{\beta}) \\ V_{1.5}^{\alpha\gamma} &= (\vec{W}_{1.5}^{\alpha*}, \vec{E}_{tan}^{\gamma}) \end{aligned} \quad (11)$$

라고 나타낸다. 여기서 α, β 는 z, ϕ 를 나타내고 γ 는 입사계의 편파 θ, ϕ 를 나타낸다.

위의 식 8)의 impedance 행렬에서 시스템 행렬의 구성요소들을 구하는 일반적인 식을 보면 다음과 같다.

$$L^{\alpha\beta} = \iint_{S_0} ds' \iint ds [j\omega\mu W^{\alpha*} \cdot J^{\beta'} + \frac{1}{j\omega\mu} (\nabla \cdot W^{\alpha*})(\nabla \cdot J^{\beta'})] \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \quad (12)$$

식 8)의 행렬에서 각각의 요소들은 z 성분과 ϕ 성분의 2가지로 나누어지므로 시스템 행렬과 소오스 행렬에서는

다음과 같이 $zz, z\phi, \phi z, \phi\phi$ 성분의 4가지 submatrix로 나누어 진다.

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} L_{1.5}^{zz} & L_{1.5}^{z\phi} \\ L_{1.5}^{\phi z} & L_{1.5}^{\phi\phi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_{1.5}^z \\ J_{1.5}^\phi \end{bmatrix} \\ = \begin{bmatrix} V_{1.5}^z \\ V_{1.5}^\phi \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (13)$$

II-5 산란 단면적의 계산

위의 식 13)을 다음과 같이 간단히 나타낸다.

$$[L_{1.5}]_{nn'} [J_{1.5}] = [V_{1.5}] \quad (14)$$

구하고자 하는 전류밀도를 계산하기 위해 다음과 같은 행렬연산을 하고 이 행렬연산을 이용하여 산란 단면적을 계산한다.

$$[J_{1.5}] = [L_{1.5}]_{nn'}^{-1} \cdot [V_{1.5}] \quad (15)$$

위의 행렬식을 이용한 산란 단면적 계산식은

$$\frac{\sigma^{pq}}{\lambda^2} = \frac{k^2 \eta^2}{4\pi \lambda^2} \left| \sum_{N,n} R_n^p [L_{1.5}]_{nn'}^{-1} R_n^q \right|^2 \quad (16)$$

이 된다. 여기서 R_n 행렬은 식(13)에서의 소오스행렬을 나타내고 p, q 는 각각 θ, ϕ -편파를 나타낸다. 그리고 t 는 전치행렬을 나타낸다.

II-6 Taper형에서의 공식화 (수치해석) 과정

위의 그림 1.과 같은 taper형에서의 전자파 산란해석은 일반 원형 실린더형에서의 해석에 비해서 적분 변수 z, z' 이 추가된다. 이것은 taper형 산란체의 반경들이 z 축에 따라 변화하기 때문이다. 그러므로 시스템 파라미터 행렬 $[L]$ 과 소오스 행렬 $[V]$ 의 요소들에 축이 변화함에 따라 변하는 반경 $\rho(z), \rho(z')$ 를 첨가시켜서 행하여야 한다. 그리고 단위 벡터들의 연산에서 계산된 결과에서 나오는 산란체의 면의 방향과 z 축이 이루는 사이의 각을 의미하는 ν, ν' 는 원형 실린더에서는 0이므로 간단한 연산결과를 이용하지만 taper형에서는 이 ν, ν' 가 존재하게 된다. 그리고 식 13)에서처럼 시스템 파라미터 행렬은 $zz, z\phi, \phi z, \phi\phi$ 의 4개의 submatrix로 구성이 된다. 식 12)를 이용하여 각각의 L^* 에 대해 식을 유도해보면 다음과 같다.

$$L^{zz} = \int_0^L dz \int_0^L dz' \rho(z) \rho(z') [j\omega\mu A(n, n', z, z') (\sin \nu \sin \nu' \frac{G_{N+1} + G_{N-1}}{2} + \cos \nu \cos \nu')$$

$$G_N) + \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{n n' \pi^2}{L^2} B(n, n', z, z') G_N] \tag{17}$$

$$L^{z\phi} = \int_0^L dz \int_0^L dz' \rho(z)\rho(z') [j\omega\mu C(n, n', z, z') (-\sin v) \frac{G_{N+1} - G_{N-1}}{2j} + \frac{1}{\omega\epsilon\rho(z)} \frac{n\pi N}{L} B(n, n', z, z') G_N] \tag{18}$$

$$L^{\phi z} = \int_0^L dz \int_0^L dz' \rho(z)\rho(z') [j\omega\mu D(n, n', z, z') \sin v \frac{G_{N+1} - G_{N-1}}{2j} - \frac{1}{\omega\epsilon\rho(z)} \frac{n\pi N}{L} B(n, n', z, z') G_N] \tag{19}$$

$$L^{\phi\phi} = \int_0^L dz \int_0^L dz' \rho(z)\rho(z') [j\omega\mu D(n, n', z, z') \frac{G_{N+1} + G_{N-1}}{2} + \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{N^2}{\rho(z)\rho(z')} B(n, n', z, z') G_N] \tag{20}$$

여기서 쓰이는 A, B, C, D와 G_N 은 다음과 같다.

$$A(n, n', z, z') = \sin \frac{n\pi z}{L} \sin \frac{n'\pi z'}{L} \tag{21}$$

$$B(n, n', z, z') = \cos \frac{n\pi z}{L} \cos \frac{n'\pi z'}{L}$$

$$C(n, n', z, z') = \sin \frac{n\pi z}{L} \cos \frac{n'\pi z'}{L}$$

$$D(n, n', z, z') = \cos \frac{n\pi z}{L} \sin \frac{n'\pi z'}{L} \tag{22}$$

$$G_N = \int_0^\pi e^{j k R_0} \cos N\phi \, d\phi$$

여기서 R_0 는 $\phi' = 0$ 으로 한식을 의미한다⁽¹⁾.

소오스 행렬은 θ -편파와 ϕ -편파의 2가지로 구성이 된다. 그리고 E^{\tan} 성분만이 있으므로 구성요소는 다음 같이 표시된다.

우선 θ -편파에서는

$$V^\theta = (W^\theta, E^{\theta \tan}), V^{\theta\theta} = (W^\theta, E^{\theta \tan}) \tag{23}$$

라고 표시하고 위의 식을 유도해보면 다음과 같다.

$$V^{z\theta} = \int \int ds' W^\theta \cdot E^{i\theta} = \int_0^L dz' 2\pi \rho(z') \sin \frac{n\pi z'}{L} e^{j k z' \cos \theta} [\frac{1}{2} \cos \theta \sin v' (j^{N-1} J_{N-1}(k\rho(z') \sin \theta) + j^{N+1} J_{N+1}(k\rho(z') \sin \theta) \tag{24}$$

$$- \sin \theta \cos v' j^{N-1} J_{N-1}(k\rho(z') \sin \theta)]$$

$$V^{\phi\theta} = \int \int ds' W^\theta \cdot E^{i\theta} = \int_0^L dz' \pi \rho(z') (-\cos \theta) \cos \frac{n\pi z'}{L} e^{j k z' \cos \theta} \frac{1}{j} [j^{N-1} J_{N-1}(k\rho(z') \sin \theta) - j^{N+1} J_{N+1}(k\rho(z') \sin \theta)] \tag{25}$$

ϕ -편파에서는

$$V^{z\phi} = (W^z, E^{\phi \tan}), V^{\phi\phi} = (W^\phi, E^{\phi \tan}) \tag{26}$$

라고 표시하고 위의 식을 유도해보면 다음과 같다.

$$V^{z\phi} = \int \int ds' W^\phi \cdot E^{i\phi} = \int_0^L dz' \pi \rho(z') \sin v \sin \frac{n\pi z'}{L} e^{j k z' \cos \theta} \frac{1}{j} [j^{N-1} J_{N-1}(k\rho(z') \sin \theta) - j^{N+1} J_{N+1}(k\rho(z') \sin \theta)] \tag{27}$$

$$V^{\phi\phi} = \int \int ds' W^\phi \cdot E^{i\phi} = \int_0^L dz' \pi \cos \frac{n\pi z'}{L} e^{j k z' \cos \theta} [j^{N-1} J_{N-1}(k\rho(z') \sin \theta) + j^{N+1} J_{N+1}(k\rho(z') \sin \theta)] \tag{28}$$

위의 식 17)-20), 24)-28)을 이용해서 시스템 행렬과 소오스 행렬을 구성한 후에 식 16)을 사용해서 산란 단면적을 구한다.

III. 결과 및 검토

II-5절에서 나타난 수치결과를 이용해서 양 끝단이 열린 coating된 유한길이 원형 실린더에 적용시켜 수치 해석을 한 결과를 huddleston의 해와 비교함으로써 타당성을 구하였다. 그림 5에 나타난 것처럼 거의 근사함을 알 수 있다.

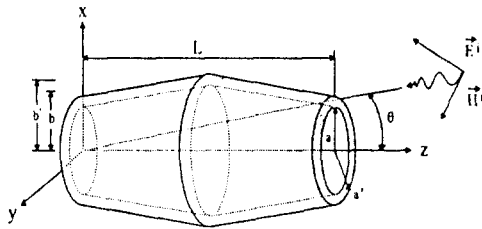


그림 4. 대칭형 taper 실린더 모델
Fig. 4. Symmetric taper cylinder model.

그림 6.a에서는 taper형 실린더에서의 반경 변화에 의한 θ -편파의 산란 단면적의 변화를 나타내었다. $L=1.352\lambda$, $t=0.01\lambda$, $\epsilon_r=10-j120$ 를 갖는 taper형 실린더에서 $b=0.11\lambda$, $a=0.09\lambda$ 와 $b=0.12\lambda$, $a=0.1\lambda$ 그리고 $b=0.13\lambda$, $a=0.11\lambda$ 로 변화시킨 결과를 나타낸 것이다. 반경이 조금씩 커질수록 축 근방에서의 산란 단면적도 조금씩 커짐을 알 수 있다. 그림 6.b는 ϕ -편파의 산란 단면적의 변화를 나타낸 것이다.

그림 7.a에서는 taper형 실린더에서의 한쪽 반경을 고정시키고 다른쪽 반경을 변화시키면서 얻어지는 θ -편파의 산란 단면적의 변화를 나타내었다. $L=1.352\lambda$, $t=0.01\lambda$, $\epsilon_r=10-j120$, $b=0.1\lambda$ 를 갖는 taper형 실린더에서 $a=0.09\lambda$, 0.1λ , 0.11λ 로 변화시키면서 산란 단면적을 보았다. 한쪽 반경이 조금씩 커질수록 축 근방에서의 산란 단면적도 조금씩 커짐을 알 수 있다. 그림 7.b는 ϕ -편파의 산란 단면적의 변화를 나타낸 것이다.

그림 8.a에서는 taper형 실린더에서의 길이의 변화에 대한 θ -편파의 산란 단면적의 변화를 나타내었다. $t=0.01\lambda$, $\epsilon_r=1-j128$, $b=0.216\lambda$, $a=0.196\lambda$ 의 좀더 큰 크기의 taper형 실린더에서의 길이를 $L=1.152\lambda$, 1.552λ , 1.952λ 로 반경의 2배 정도 변화시키면서 산란 단면적을 보았다. 길이가 길어질 수록 산란 단면적의 변화가 많아짐을 알 수 있다. ϕ -편파의 산란 단면적의 변화를 나타낸 그림 8.b에서도 길이가 길어질 수록 산란 단면적의 변화가 많아짐을 알 수 있다.

그림 9, 10, 11에서는 대칭형 taper 실린더에서의 결과를 나타낸 것이다. 대칭형 taper 실린더의 모델은

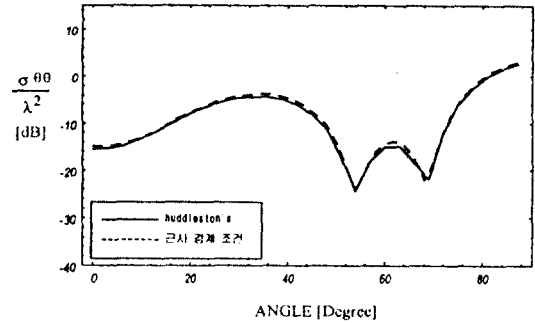


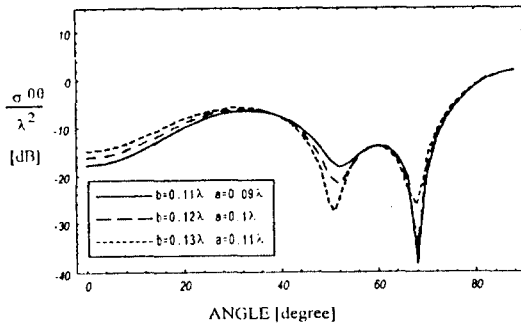
그림 5. 원형 실린더에서의 산란 단면적 : $L=1.352\lambda$, $t=0.02\lambda$, $a=0.1\lambda$, $\epsilon_r=-j128$.
Fig. 5. Backscattering cross section for circular cylinder : $L=1.352\lambda$, $t=0.02\lambda$, $a=0.1\lambda$, $\epsilon_r=-j128$

그림 4와 같다.

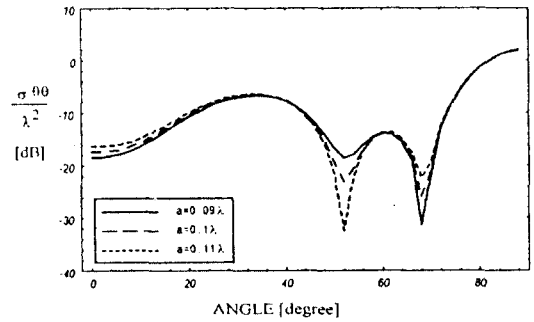
그림 9.a는 위와 같은 반경 a, b를 갖는 대칭형 taper 실린더와 반경 a인 원형 실린더, 반경 b인 원형 실린더에 대한 θ -편파 산란 단면적을 나타낸 것이다. $L=1.352\lambda$, $t=0.01\lambda$, $\epsilon_r=10-j120$ 인 실린더에서 $a=0.09\lambda$, $b=0.11\lambda$ 인 대칭형 taper 실린더와 반경이 각각 0.09λ , 0.11λ 인 원형 실린더를 비교한 것이다. 축 근방에서는 반경이 큰 원형 실린더의 산란 단면적이 크게 나오지만 50° 에서 70° 사이에서는 대칭형 taper 실린더의 산란 단면적이 작게 나온다. ϕ -편파의 산란 단면적의 변화를 나타낸 b)에서도 같은 결과를 얻을 수 있다.

그림 10.a에서는 taper형 실린더에서의 반경 변화에 의한 θ -편파의 산란 단면적의 변화를 나타내었다. $L=1.352\lambda$, $t=0.01\lambda$, $\epsilon_r=1-j128$ 를 갖는 대칭형 taper 실린더에서 $b=0.12\lambda$, $a=0.1\lambda$ 와 $b=0.14\lambda$, $a=0.12\lambda$ 그리고 $b=0.16\lambda$, $a=0.14\lambda$ 로 변화시킨 결과를 나타낸 것이다. taper형 실린더에서와 마찬가지로 반경이 조금씩 커질수록 축 근방에서의 산란 단면적도 조금씩 커짐을 알 수 있다. 그림 b)는 ϕ -편파의 산란 단면적의 변화를 나타낸 것이다.

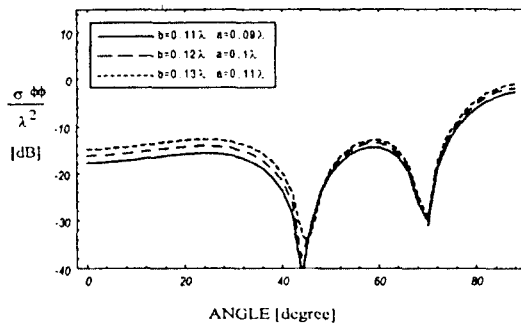
그림 11. a에서는 대칭형 taper 실린더에서의 길이의 변화에 대한 θ -편파의 산란 단면적의 변화를 나타내었다. $t=0.01\lambda$, $\epsilon_r=1-j128$, $b=0.14\lambda$, $a=0.12\lambda$ 의 대칭형 taper 실린더에서의 길이를 $L=1.152\lambda$, 1.552λ , 1.952λ 로 반경의 4배 정도 변화시키면서 산란 단면적을 보았다. taper형 실린더에서와 마찬가지로 길이가 길어



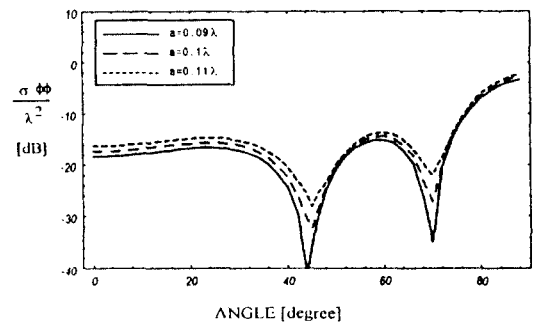
(a)



(a)



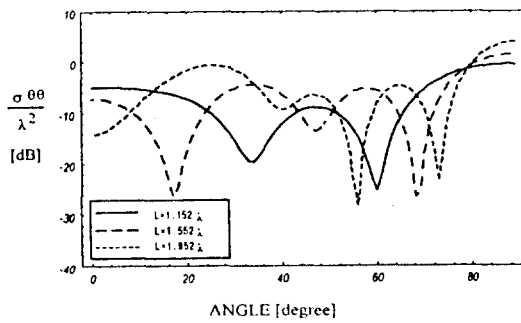
(b)



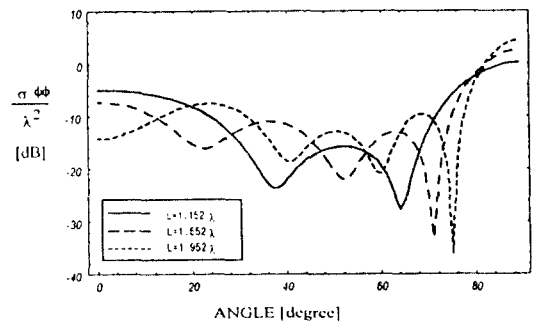
(b)

그림 6. taper형 실린더의 반경의 변화에 의한 산란 단면적 : $L=1.352\lambda$, $t=0.01\lambda$, $\epsilon_r=10-j120$ a) θ -편파, b) ϕ -편파
 Fig. 6. Backscattering cross section for variable radius of taper cylinder : $L=1.352\lambda$, $t=0.01\lambda$, $\epsilon_r=10-j120$. a) θ -polarization, b) ϕ -polarization

그림 7. taper형 실린더의 a의 변화에 의한 산란 단면적 : $L=1.352\lambda$, $t=0.01\lambda$, $b=0.1\lambda$, $\epsilon_r=10-j120$. a) θ -편파, b) ϕ -편파
 Fig. 7. Backscattering cross section for variable a of taper cylinder : $L=1.352\lambda$, $t=0.01\lambda$, $b=0.1\lambda$, $\epsilon_r=10-j120$. a) θ -polarization, b) ϕ -polarization

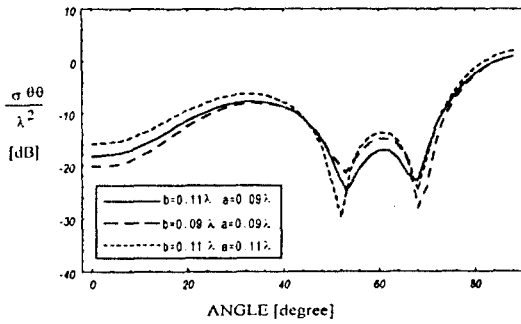


(a)

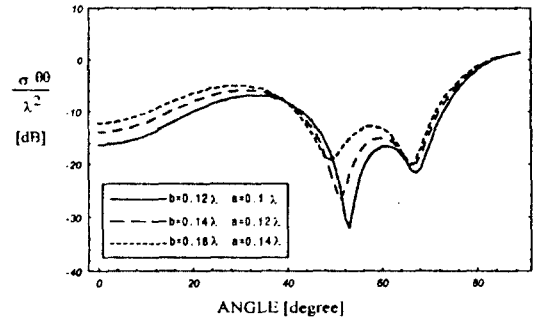


(b)

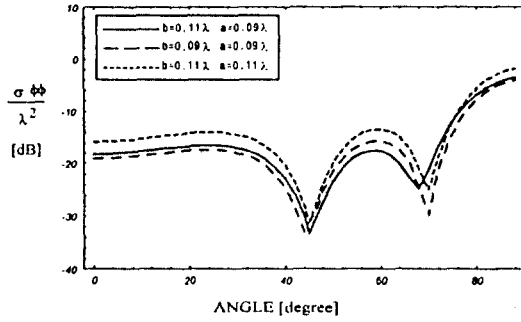
그림 8. taper형 실린더의 길이의 변화에 의한 산란 단면적 : $t=0.02\lambda$, $a=0.196\lambda$, $b=0.216\lambda$, $\epsilon_r=1-j128$. a) θ -편파, b) ϕ -편파
 Fig. 8. Backscattering cross section for variable length of taper cylinder : $t=0.02\lambda$, $a=0.196\lambda$, $b=0.216\lambda$, $\epsilon_r=1-j128$. a) θ -polarization, b) ϕ -polarization



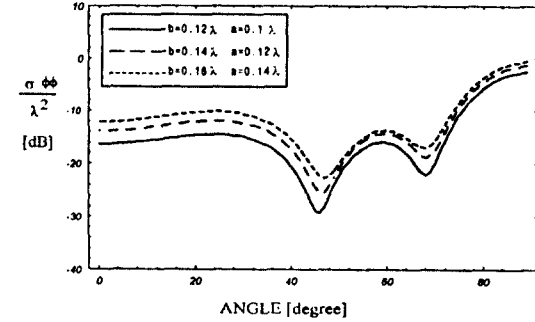
(a)



(a)



(b)



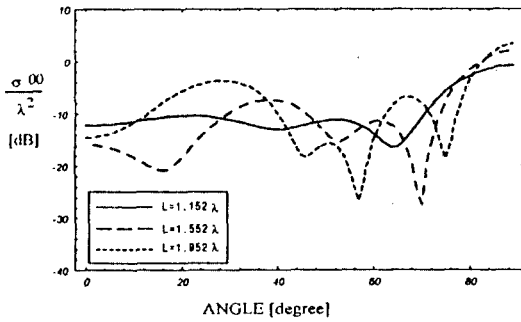
(b)

그림 9. 대칭형 taper 실린더와 원형 실린더와의 산란 단면적의 비교 : $L=1.352\lambda$, $t=0.01\lambda$, $\epsilon_r=10-j120$. a) θ -편파, b) ϕ -편파

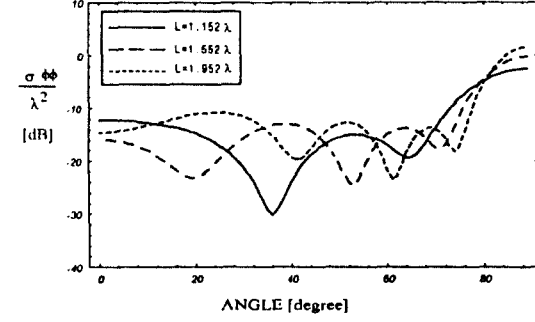
Fig. 9. Comparison of Backscattering cross section for symmetric taper cylinder and circular cylinder : $L=1.352\lambda$, $t=0.01\lambda$, $\epsilon_r=10-j120$. a) θ -polarization, b) ϕ -polarization

그림 10. 대칭형 taper 실린더의 반경의 변화에 의한 산란 단면적 : $L=1.352\lambda$, $t=0.01\lambda$, $\epsilon_r=1-j128$. a) θ -편파, b) ϕ -편파

Fig. 10. Backscattering cross section for variable radius of symmetric taper cylinder : $L=1.352\lambda$, $t=0.01\lambda$, $\epsilon_r=1-j128$. a) θ -polarization, b) ϕ -polarization



(a)



(b)

그림 11. 대칭형 taper 실린더의 길이의 변화에 의한 산란 단면적 : $t=0.01\lambda$, $a=0.12\lambda$, $b=0.14\lambda$, $\epsilon_r=1-j128$. a) θ -편파, b) ϕ -편파

Fig. 11. Backscattering cross section for variable length of symmetric taper cylinder : $t=0.01\lambda$, $a=0.12\lambda$, $b=0.14\lambda$, $\epsilon_r=1-j128$. a) θ -polarization, b) ϕ -polarization

질 수록 산란 단면적의 변화가 많아짐을 알 수 있다. ϕ -편파의 산란 단면적의 변화를 나타낸 b)에서도 길이가 길어질 수록 산란 단면적의 변화가 많아짐을 알 수 있다.

IV. 결 론

본 논문에서는 양끝단이 열리고 균일한 물질층이 덮혀 있는 유한한 길이를 갖는 여러 가지 관 모양의 실린더에 대한 전자파 산란에 대해 해석을 하였다. 수치 해석을 하기 위해 필요한 선형 대수 시스템을 위해 모멘트 법을 사용하였고 완전 경계 조건을 적용 시에는 산란 단면적을 구하는 식의 복잡성과 계산 시간이 대단히 증가하므로 근사 경계 조건을 적용시켰다.

이러한 방법으로 taper형 실린더의 반경과 길이의 변화에 대한 결과를 나타내었고 대칭형 taper 실린더에서도 반경과 길이의 변화에 대한 결과를 나타내었다. 두 가지 경우 모두에서 반경 및 길이가 커질 수록 산란 단면적의 변화가 많이 일어남을 알 수 있다.

그러나 본 논문에서는 양 끝단면에서의 전류밀도를 무시할 정도로 물질층의 두께를 얇다고 가정했고 대칭형 taper 실린더에서 반경 b에서의 영향도 무시했다. 그러므로 앞으로는 경계 조건의 사용시 양 끝단면의 전류밀도의 영향과 모서리 부분에서의 영향도 같이 고려해주는 방법이 연구되어야 하겠다.

참고문헌

1. M. G. Andreasen, "Scattering from bodies of revolution", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-13, no.2, pp.303-310, Mar. 1965.
2. J. M. Mautz and R. F. Harrington, "Radiation and Scattering from bodies of revolution", Appl. Sci. Res., vol. 20, pp.405-435, June, 1969.
3. A. G. Papayiannakis and E. E. Kriezis, "Scattering from dielectric cylinder of finite length", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-31, no.5, pp.725-731, Sept. 1983.
4. L. N. Medgyesi-Mitschang and J. M. Putnam, "Electromagnetic scattering from extended wires and two- and three-dimensional surfaces", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-33, pp.1090-1100, Oct. 1985.
5. L. N. Medgyesi-Mitschang and C. Eftimiu, "Scattering from wires and open circular cylinders of finite length using entire domain Galerkin expansions", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-30, pp.628-636, July. 1982.
6. L. N. Medgyesi-Mitschang and J. M. Putnam, "Electromagnetic scattering from electrically large coated flat and curved strips: entire domain Galerkin formulation", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-35, pp.790-801, July. 1985.
7. J. W. Moll and R. G. Seecamp, "Calculation of radar reflecting properties of jet engine intakes using a waveguide model", IEEE Trans. Aerosp. Electro. Syst., vol. AES-6, pp.675-683, 1970.
8. E. H. Nesman and M. R. Shrote, "An open surface integral formulation for electromagnetic scattering by material plates", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-32, no. 7, pp.672-678, 1984.
9. P. L. Huddleston, "Scattering from conducting finite cylinders with thin coating," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-35, no. 10, pp.1128-1136, October. 1987.
10. Thomas B. A. Senior, "Approximation boundary condition," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-29, no. 5, pp.826-829, September. 1981.



吳性焄(Sung Hoon Oh) 정회원

1968년 4월 7일생

1993년 2월 : 인하대학교 전자공학과 졸업(공학사)

1995년 2월 : 인하대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사)

1995년 3월~현재 : LG전자 영상미디어연구소 연구원
※주관심 분야 : 전자장(電磁場) 이론 및 안테나 전파전파(電波傳播), 마이크로웨이브 회로설계



李和春(Hwa Choon Lee) 정회원

1962년 4월 27일생

1985년 2월 : 인하대학교 전자공학과 졸업(공학사)

1987년 2월 : 인하대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사)

1995년 2월 : 인하대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학박사)
1995년 3월~현재 : 초당산업대학교 정보통신공학과 전임강사
※주관심 분야 : 안테나 및 전파전파(電波傳播), 초고주파공학, 이동통신등



崔炳河(Byung Ha Choi) 정회원

1936년 12월 3일생

1960년 2월 : 인하대학교 전기공학과 졸업(공학사)

1962년 2월 : 인하대학교 대학원 전기공학과 졸업(공학석사)

1975년 2월 : 인하대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학박사)
1962년 3월~현재 : 인하대학교 전자공학과 교수
※주관심 분야 : 전자장(電磁場) 이론 및 안테나 전파전파(電波傳播), 광자기술 및 광통신 시스템연구, ISDN 접속특성연구