

구형(球型) 다층 유전체의 전자파 차폐특성 해석

(Analysis of Electromagnetic Shielding Characteristics of the Spherical Multilayered Dielectric)

柳 晃*, 李相高**

(Hwang Ryu and Sang Seul Lee)

要約

구형(球型) 다층 유전체의 차폐특성을 해석하였다. 유전체 각(殼)의 내부는 반경 $0.2\lambda \sim 1.0\lambda$ 까지 완전 도체로 채우고 외부는 손실이 있는 다층 유전체로 덮을 때, 각(各) 유전체층의 퍼라미터와 도체구의 반경에 대한 차폐효과의 변화를 계산하였다.

Abstract

We have analyzed shielding characteristics of the spherical multilayered dielectric, with the assumption that the inner part of the model is filled with the perfect conductor whose radius is varied from 0.2λ to 1.0λ and the outer part of the conducting sphere is covered by a lossy multilayered dielectric.

Variation of shielding effects have been examined as the function of parameter of the dielectric layer and the radius of the conducting sphere.

1. 서론

전파통신의 수요가 급증하고, 전자장비가 다양화됨에 따라서 전자파 상호간섭으로 인한 장애가 크게 증가되고 있다. 부가하여 고층빌딩등 인공 구조물에 의한 전자파 산란이 불요전자파 생성을 가중하고 있다. 그 결과로 전자파를 이용한 무선장비에 불요 전자파가 입사되므로 잡음이 증가할 뿐 아니라 영상 신호 단말기에 나타나는 음영(陰影)현상도 전보다 크게 증가되고 있다. 따라서 일부 선진국에서는 인공 구조물

에 의한 산란을 제거하기 위해서 빌딩 외부에 전자파 흡수타일을 부착하는 방법도 연구되고 있다. 군사용으로는 항공기등 이동물체를 은폐하기 위한 방법으로 두께가 얇고 무게가 가벼운 전파흡수체에 대한 개발이 활발히 진행되고 있다. 전파 흡수체의 이상적 특성은 입사하는 전자파를 반사시키지 않으면서 투과도 시키지 않는 것이다. 현재로는 웨라이트가 포함된 자계흡수체가 널리 사용되고 있다.^[1] 그러나 이 물질들은 철을 포함하고 있기 때문에 중량이 무거운 단점이 있다. 같은 특성을 가지면서 중량이 가벼운 복합매질 등을 찾아내기 위하여 많은 연구가 계속되고 있다.

이를 위해서 단일 전파 흡수체를 건물에 도포하거나 항공기등에 부착하여 소기의 목적을 달성할 수 있지만 전자의 경우에는 비용상의 문제로, 후자의 경우에는 항공기라는 특수조건에 따라 실용성이 없다. 효율적으로 전자파를 흡수하기 위해서 손실이 있는 유

*準會員, **正會員, 漢陽大學校 電子通信工學科
(Dept. of Elec. Comm. Eng., Hanyang Univ.)

接受日字: 1993年 3月 22日

전체를 여러 층으로 배열함으로써 만족할 만한 특성을 얻을 수 있다.^{[2] [3]}

본 논문에서는 도체구(球)를 다층 유전체 각(殼)이 감싸고 있을 때 외부 평면파에 의하여 도체구에 유기되는 전류밀도를 계산함으로써 다층 유전체 각(殼)의 비 유전율 분포의 변화에 따른 전자파 차폐특성을 해석한다. 이를 이용하여 전류밀도가 가장 적게 유기되는 다층 유전체 각(殼)의 비유전율 분포를 계산하고 도체 반경의 변화에 따른 전류밀도 변화를 계산한다.

II. 이론적 해석

그림1.은 구형 다층 유전체 각(殼)으로 둘러싸인 도체구에 평면파가 입사하고 있는 구조를 나타낸 것이다. a 는 도체구의 반경, m 은 각 유전체의 영역이고, l 은 m 층 유전체 각(殼)의 전체 두께이다. 파가 z 방향으로 입사되고, x 방향의 편파라 할 때 입사파는 다음과 같이 급수형으로 쓸 수 있다.^[4]

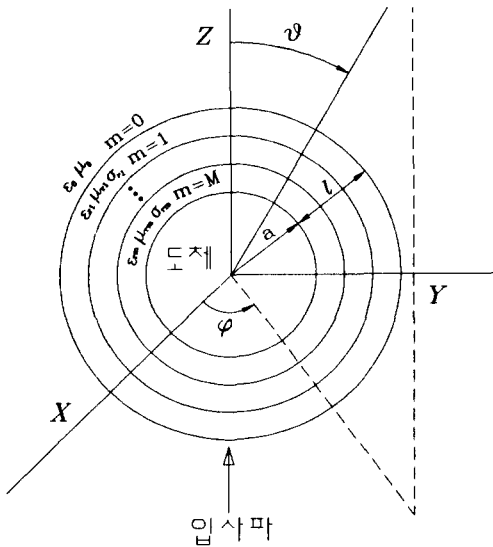


그림 1. 구형(球型) 다층 유전체 각(殼)의 구조

Fig. 1. The geometry of spherical multilayered dielectric.

$$\vec{E} = \hat{x}E_0 e^{-jkz} = \hat{x}E_0 e^{-jkr \cos \theta} = \hat{x}E_0 \sum_{n=0}^{\infty} j^{-n} (2n+1) j_n P_n(\cos \theta) \quad (1)$$

여기서 k 는 파수(波數: wave number)이고 P_n 은 1종 Legendre 함수이다.^[6] 등방성 자유공간에서 전자계는 벡터 포텐셜에 의해서 다음 식으로 구해진다.

$$\vec{E} = -\nabla \times \vec{F} + \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla \times \nabla \times \vec{A} \quad (2)$$

$$\vec{H} = \nabla \times \vec{A} + \frac{1}{j\omega\mu} \nabla \times \nabla \times \vec{F}$$

여기서 ω 는 각주파수, ϵ 은 유전율, μ 는 투자율, \vec{A} 는 자계 벡터 포텐셜, \vec{F} 는 전계 벡터 포텐셜이다. \vec{A} 는 TM 모드를 발생시키고, \vec{F} 는 TE 모드를 형성한다. \vec{A} 와 \vec{F} 는 서로 직교성을 갖고 있으므로 해석을 간편히 하기 위해서 TM 모드와 TE 모드를 나누어 해석한다.

1. TM 모드

자유공간에서 자계 벡터 포텐셜은

$$A_{r,0} = \frac{E_0}{\omega\mu_0} \cos \phi \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{j^{-n} (2n+1)}{n(n+1)} j_n(k_0 r) + S_n^{TM} \hat{H}_n^{(2)}(k_0 r) \right] P_n^1(\cos \theta) \quad (3)$$

로 주어지고^[4], m 층 유전체에서는 다음과 같다.

$$A_{r,m} = \frac{E_0}{\omega\mu_m} \cos \phi \sum_{n=1}^{\infty} \left[A_{n,m}^{TM} j_n(k_n r) + B_{n,m}^{TM} \hat{Y}_n(k_n r) \right] P_n^1(\cos \theta) \quad (4)$$

여기서 $j_n, \hat{Y}_n, \hat{H}_n^{(2)}$ 는 각각 Schelkunoff에 의해서 정의된^[4] 1종 구면 Bessel 함수, 2종 구면 Bessel 함수 및 2종 구면 Hankel 함수이고 P_n^1 은 1종 Legendre 함수이다. 또한 S_n^{TM} 은 TM 모드의 산란 계수이고, $A_{n,m}^{TM}, B_{n,m}^{TM}$ 은 유전체 내부에 존재하는 정재파 계수이다.

$m=0$ 인 자유공간에서 전자계는

$$E_{\theta,0} = j \frac{E_0 \cos \phi \sin \theta}{k_0 r} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{j^{-n} (2n+1)}{n(n+1)} j_n(k_0 r) + S_n^{TM} \hat{H}_n^{(2)}(k_0 r) \right] \cdot P_n^1(\cos \theta) \quad (5)$$

$$H_{\phi,0} = \frac{E_0 \cos \phi \sin \theta}{r\omega\mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{j^{-n} (2n+1)}{n(n+1)} j_n(k_0 r) + S_n^{TM} \hat{H}_n^{(2)}(k_0 r) \right] \cdot P_n^1(\cos \theta) \quad (6)$$

이고, $m=1 \sim M$ 층 사이에서의 전자계는 다음과 같다.

$$E_{\theta,m} = j \frac{E_0 \cos \phi \sin \theta}{k_m r} \sum_{n=1}^{\infty} \left[A_{n,m}^{TM} j_n(k_n r) + B_{n,m}^{TM} \hat{Y}_n(k_n r) \right] \cdot P_n^1(\cos \theta) \quad (7)$$

$$H_{\phi,m} = \frac{E_0 \cos \phi \sin \theta}{r\omega\mu_m} \sum_{n=1}^{\infty} \left[A_{n,m}^{TM} j_n(k_n r) + B_{n,m}^{TM} \hat{Y}_n(k_n r) \right] \cdot P_n^1(\cos \theta) \quad (8)$$

여기서 $P_n^1(\cos \theta) = \frac{\partial}{\partial \theta} P_n(\cos \theta)$ 이다.

2. 경계조건의 적용

(5), (6)식과 (7), (8)식에 경계조건을 적용하고 각 층의 계수를 다음 층의 계수에 대한 연립방정식으로 정리하고 이를 행렬로 표현하면 다음과 같다.

$$\begin{bmatrix} j^{-n+1} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} \\ -jS_n^{TM} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{n1}^{TM} & b_{n1}^{TM} \\ c_{n1}^{TM} & d_{n1}^{TM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{n,1}^{TM} \\ B_{n,1}^{TM} \end{bmatrix} \quad (9)$$

$$\begin{bmatrix} A_{n,m-1} \\ B_{n,m-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{nm}^{TM} & b_{nm}^{TM} \\ c_{nm}^{TM} & d_{nm}^{TM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{n,m}^{TM} \\ B_{n,m}^{TM} \end{bmatrix} \quad (10)$$

여기서 전송행렬의 각 성분은 다음과 같다.

$$a_{n1}^{TM} = R_1 \hat{J}_n(k_1 r_1) \hat{H}_n^{(2)}(k_0 r_1) - Q_1 \hat{J}_n(k_1 r_1) \hat{H}_n^{(2)'}(k_0 r_1) \quad (11-a)$$

$$b_{n1}^{TM} = R_1 \hat{Y}_n(k_1 r_1) \hat{H}_n^{(2)}(k_0 r_1) - Q_1 \hat{Y}_n(k_1 r_1) \hat{H}_n^{(2)'}(k_0 r_1) \quad (11-b)$$

$$c_{n1}^{TM} = R_1 \hat{J}_n(k_1 r_1) \hat{J}_n(k_0 r_1) - Q_1 \hat{J}_n(k_0 r_1) \hat{J}_n^{(2)'}(k_0 r_1) \quad (11-c)$$

$$d_{n1}^{TM} = R_1 \hat{Y}_n(k_0 r_1) \hat{J}_n(k_0 r_1) - Q_1 \hat{Y}_n(k_1 r_1) \hat{J}_n^{(2)'}(k_0 r_1) \quad (11-d)$$

$$a_{nm}^{TM} = -R_m \hat{J}_n(k_n r_m) \hat{Y}_n(k_{n-1} r_m) + Q_m \hat{J}_n(k_n r_m) \hat{Y}_n(k_{n-1} r_m) \quad (12-e)$$

$$b_{nm}^{TM} = -R_m \hat{Y}_n(k_n r_m) \hat{Y}_n(k_{n-1} r_m) + Q_m \hat{Y}_n(k_n r_m) \hat{Y}_n(k_{n-1} r_m) \quad (12-f)$$

$$c_{nm}^{TM} = R_m \hat{J}_n(k_n r_m) \hat{J}_n(k_{n-1} r_m) - Q_m \hat{J}_n(k_{n-1} r_m) \hat{J}_n(k_{n-1} r_m) \quad (12-g)$$

$$d_{nm}^{TM} = R_m \hat{Y}_n(k_{n-1} r_m) \hat{J}_n(k_{n-1} r_m) - Q_m \hat{Y}_n(k_{n-1} r_m) \hat{J}_n(k_{n-1} r_m) \quad (12-h)$$

여기서 $R_m = \sqrt{\frac{\epsilon_m - \mu_{m-1}}{\epsilon_m \mu_m}}$, $Q_m = \sqrt{\frac{\mu_{m-1}}{\mu_m}}$ 이다. $M+1$ 층은 도체이므로 반경 a 에서 전계의 접선 성분은 존재하지 않으므로 다음 식이 성립한다.

$$A_{n,M+1} J_n(k_M a) + B_{n,M+1} Y_n(k_M a) = 0 \quad (13)$$

$m-1$ 과 m 층 사이의 특성행렬들은 순환관계를 갖고 있으므로 전항의 계수를 다음항의 행렬로 대치하고 (9), (10)식을 이용하여 다시 쓰면 다음과 같다.

$$\begin{bmatrix} j^{-n+1} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} \\ -jS_n^{TM} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} W_n^{TM} & X_n^{TM} \\ Y_n^{TM} & Z_n^{TM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{n,M}^{TM} \\ -J_n(k_{M+1} a) A_{n,M}^{TM} \\ Y_n(k_{M+1} a) A_{n,M}^{TM} \end{bmatrix} \quad (14)$$

$$\text{여기서 } \begin{bmatrix} W_n^{TM} & X_n^{TM} \\ Y_n^{TM} & Z_n^{TM} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{n1}^{TM} & b_{n1}^{TM} \\ c_{n1}^{TM} & d_{n1}^{TM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{n2}^{TM} & b_{n2}^{TM} \\ c_{n2}^{TM} & d_{n2}^{TM} \end{bmatrix} \dots \begin{bmatrix} a_{nm}^{TM} & b_{nm}^{TM} \\ c_{nm}^{TM} & d_{nm}^{TM} \end{bmatrix}$$

이다.

3. TE 모드

TE모드에 대한 전자계식을 구하기 위해서 전체 포텐셜을 자유공간과 m 층 유전체로 구분하면 다음식으로 된다.

$$F_{r,0} = \frac{E_0}{k_0} \cos \phi \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{j^{-n}(2n+1)}{n(n+1)} \hat{J}_n(k_0 r) + S_n^{TE} \hat{H}_n^{(2)}(k_0 r) \right] P_n^j(\cos \theta) \quad (15)$$

$$F_{r,m} = \frac{E_0}{k_m} \cos \phi \sum_{n=1}^{\infty} \left[A_{n,m}^{TE} \hat{J}_n(k_m r) + B_{n,m}^{TE} \hat{Y}_n(k_m r) \right] P_n^j(\cos \theta) \quad (16)$$

(15), (16)식을 이용하면 $m=0 \sim M$ 층에서 전자계를 구하고 여기에 경계조건을 적용하면 다음과 같은 행렬식을 얻을 수 있다.

$$\begin{bmatrix} j^{-n+1} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} \\ -jS_n^{TE} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} W_n^{TE} & X_n^{TE} \\ Y_n^{TE} & Z_n^{TE} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{n,M}^{TE} \\ -\frac{J_n(k_M a)}{Y_n(k_M a)} A_{n,M}^{TE} \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$\text{여기서 } \begin{bmatrix} W_n^{TE} & X_n^{TE} \\ Y_n^{TE} & Z_n^{TE} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{n1}^{TE} & b_{n1}^{TE} \\ c_{n1}^{TE} & d_{n1}^{TE} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{n2}^{TE} & b_{n2}^{TE} \\ c_{n2}^{TE} & d_{n2}^{TE} \end{bmatrix} \dots \begin{bmatrix} a_{nm}^{TE} & b_{nm}^{TE} \\ c_{nm}^{TE} & d_{nm}^{TE} \end{bmatrix}$$

이고 행렬의 각 성분 a_{nm}^{TE} , b_{nm}^{TE} , c_{nm}^{TE} , d_{nm}^{TE} 는 TM모드에서 유도된 (11), (12)식에서 R_m , Q_m 이 서로 바뀐 값이다.

4. 전류밀도 계산

유전층 내의 자계는 TM모드와 TE모드의 합으로 구해지고 도체구의 표면에 유기되는 전류밀도 \vec{J} 는 $\vec{J} = \hat{n} \times \vec{H}|_{r=a}$ 이므로 다음과 같다.

$$J_\theta = E_0 \frac{\cos \phi}{\eta k_m r} \sum_{n=1}^{\infty} i^{(n+1)} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} \left[\frac{P_n^j(\cos \theta)}{W_n^{TM} \hat{Y}_n(k_M r) - X_n^{TM} \hat{J}_n(k_M r)} \right. \\ \left. + \frac{j}{W_n^{TE} \hat{Y}_n(k_M r) - X_n^{TE} \hat{J}_n(k_M r)} \frac{P_n^j(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] \quad (18)$$

$$J_\phi = E_0 \frac{\sin \phi}{\eta k_m r} \sum_{n=1}^{\infty} i^{(n+1)} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} \left[\frac{1}{W_n^{TM} \hat{Y}_n(k_M r) - X_n^{TM} \hat{J}_n(k_M r)} \frac{P_n^j(\cos \theta)}{\sin \theta} \right. \\ \left. + j \frac{P_n^j(\cos \theta)}{W_n^{TE} \hat{Y}_n(k_M r) - X_n^{TE} \hat{J}_n(k_M r)} \right] \quad (19)$$

여기서 J_θ , J_ϕ 는 각각 \vec{J} 의 θ 방향과 ϕ 방향 성분이다.

III. 결과 및 고찰

1. 유전체와 도체의 두께를 동일하게 한 경우

표 1은 계산에 적용된 몇가지 경우의 손실이 있는 비(比)유전율 분포를 나타낸다. 1 GHz에서 3층으로 구성된 유전체 각(殼)의 총 두께는 도체구(球)의 반

경 $a = 0.2\lambda$ 와 같게 하였다. 그림 2.는 반경이 0.2λ 일때 도체구의 표면 전류밀도 분포에 대한 Rao *et al* [5] 의 계산결과와 경우 1의 계산결과를 비교한 것이다. 두 결과는 정확히 일치함을 보여주고 있다.

그림 3.는 경우 2에 대한 계산 결과로써 경우 1의 경우보다 전체적으로 전류밀도가 크게 나타나고 있다. 또한 그림 4.는 경우 1, 3, 4를 비교한 것으로 경우 3의 경우에는 파가 입사되는 정면을 제외하고는 전류가 급격히 감소하고 있다. 경우 4의 경우는 전반적으로 경우 1의 경우보다 도체구에 유기되는 전류밀도의 값이 작게 나타나고 있다.

표 1. 각 층의 복소 비(比) 유전율 분포

Table 1. Complex relative dielectric distributions of each layer.

복소유전율	ϵ_{r1}	ϵ_{r2}	ϵ_{r3}
경우1	1	1	1
경우2	$5-j2.52$	$9-j0.009$	$6-j3.06$
경우3	$1-j0.504$	$1-j0.001$	$10-j5.04$
경우4	$10-j5.04$	$1-j0.001$	$1-j0.504$

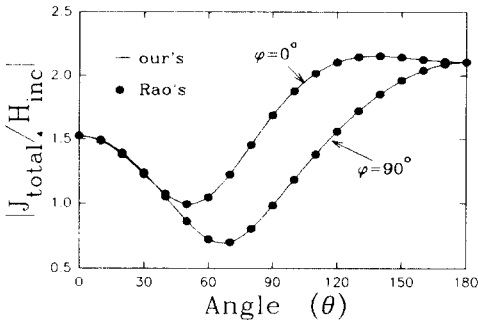


그림 2. 도체구 표면에서의 전류밀도/자계의 세기
Fig. 2. Current densities/magnetic field intensity at the conducting sphere.

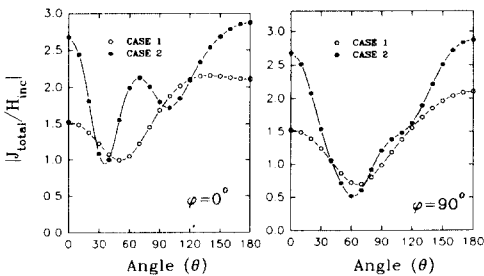


그림 3. 도체구 표면에서의 전류밀도(경우 1, 2)

Fig. 3. Induced current density normalized by H_{inc} at the conducting sphere. (case 1 and 2)

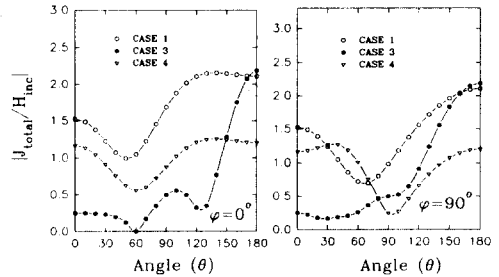


그림 4. 도체구 표면에서의 전류밀도 (경우 1, 3, 4)

Fig. 4. Induced current density at the conducting sphere. (case1, 3, 4)

2. 유전체 각(殼)의 두께를 고정시켰을 경우

그림 5., 6., 7.은 유전체 각(殼)의 총 두께를 0.3λ 로 하고 도체구의 반경을 $0.2\lambda \sim 1.0\lambda$ 까지 변화시켰을 때 경우 1과 경우 4를 비교한 것으로 모든 경우에 있어서 도체구에 유기되는 전류밀도는 전반적으로 매우 작게 나타나고 있다.

특히 $\phi = 90^\circ$ 에서는 도체의 크기가 커짐에 따라 모든 방향에 대하여 유기 전류가 점차로 감소하는 특성을 보인다.

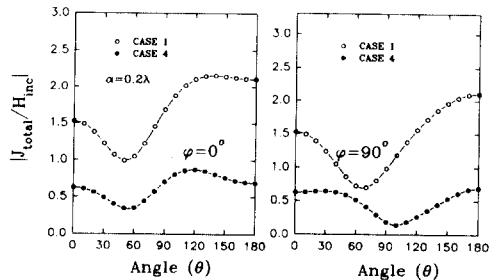


그림 5. $a=0.2\lambda$ 일때 도체구 표면에서의 전류밀도 (경우 1, 4)

Fig. 5. In condition that $a=0.2\lambda$, induced current density normalized by H_{inc} at the conducting sphere. (case 1 and 4)

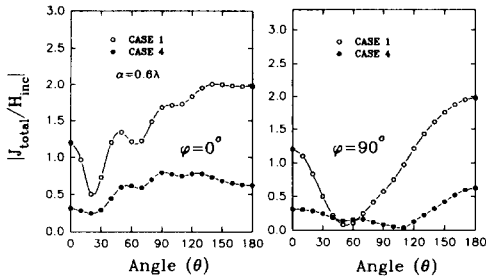


그림 6. $a=0.6\lambda$ 일때 도체구 표면에서의 전류밀도 (경우 1, 4)

Fig. 6. In condition that $a=0.6\lambda$, induced current density normalized by H_{inc} at the conducting sphere. (case 1 and 4)

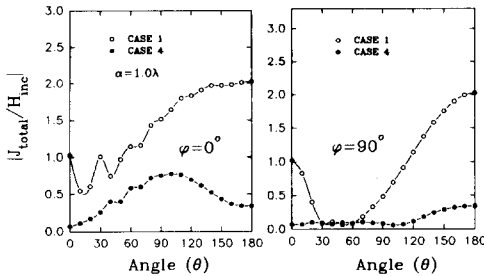


그림 7. $a=1.0\lambda$ 일때 도체구 표면에서의 전류밀도 (경우 1, 4)

Fig. 7. In condition that $a=1.0\lambda$, induced current density normalized by H_{inc} at the conducting sphere. (case 1 and 4)

IV. 결론

도체구 위에 덮인 구형(球型) 다층 유전체 층의 전자파 차폐특성을 해석하였다. 도체구와 유전체 각(殼)의 두께를 동일하게 하였을 경우 파가 입사되는 뒷면에 전류분포가 거의 없게하기 위해서는 최외각(最外殼) 유전체 층의 복소비유전율이 거의 1에 가까

운 실수값이 되어야하고, 탄젠트 손실의 분포는 그 다음 층에서 가장 작은 값을 갖도록 분포시켜야 한다. 또한 입사파의 정면에서 낮은 값을 가지면서 전반적으로 전류가 작게 유도되기 위해서는 그와 반대로 유전체를 분포시켜야 한다.

이상의 결과는 구형(球型) 구조물을 갖는 산란체나 레이돔 등의 설계에 이용될 수 있을 것이며 앞으로 차폐효과를 최적화하기 위한 앨거리즘 개발이 필요할 것이다.

參考文獻

- [1] M. B. Amin, and J. R. James, "Techniques for utilization of hexagonal ferrites in radar absorbers : part 1, broadband planar coatings," The Radar and Electronic Engineer, vol. 51, no. 5, pp. 209-218, May 1981.
- [2] S. Tominaga, M. Tanaka and Y. Miyazaki, "Electromagnetic absorption properties of plastic plate with resistance and conductance partiles," EMCJ 82-13, pp. 25-30, 1982.
- [3] 류 황, 이 상설, "손실이 있는 원통형 유전체의 차폐특성 해석," 전자공학회지, 제 29 권 제 11 호, pp. 57-61, 1992.
- [4] R. F. Harrington, *Time Harmonic Electromagnetic Fields*, pp. 264-316, McGraw-Hill Book Company, Inc., 1961.
- [5] Sadasiva M. Rao, Donald R. Wilton and Allen W. Glisson, "Electromagnetic Scattering by Surfaces of Arbitrary Shape," in *Moment Methods in Antennas and Scattering*, R.C. Hansen, Ed., pp. 217 -226. Artech House, 1990.
- [6] George Arfken, *Mathematical Methods for Physicists*, 3rd., Ed., pp. 637-711, Academic Press, Inc., 1985.

著 者 紹 介



柳 晃(正會員)

1965年 1月 9 日生. 1987年 2月
한양대학교 전자통신과 졸업 (공
학사). 1990年 2月 한양대학교 전
자통신과 대학원 졸업 (공학석사).
1990年 3월 ~ 현재 한양대학교
박사과정 재학중. 주관심분야는
안테나 및 전자파 이론 EMI/EMC 등임.

李 相 高 (正會員) 第 28卷 第 10號 A編 參照

현재 한양대학교 전자통신공학과
교수