

몬테칼로 유한차분 시간영역 해석기법을 이용한 프랙탈 형상을 가진 완전도체 표면에서의 전자파 산란

정희원 최 동 목*, 권 광 희*, 김 성 진*, 김 채 영**

Electromagnetic Wave Scattering from a Perfectly Conducting Fractal Surface Using a Monte-Carlo FDTD Technique

Dong-Muk Choi*, Kwang-Hee Kwon*, Sung-Jin Kim Che-Young Kim** *Regular Members*

요 약

본 논문에서는 몬테칼로 유한차분 시간영역 해석법을 이용하여 프랙탈 형상을 가진 완전도체 표면에서 산란장을 구하였다. 프랙탈 형상을 가진 1차원 표면은 대역이 제한된 와이어스트라스 함수를 사용하여 생성하였다. 계산된 값은 프랙탈 표면의 형상을 결정하는 표면높이의 표준편차(h), 프랙탈 차원(D), 기본주기(Λ)에 대한 양방향 산란계수이다. 계산에 사용된 표면의 수는 50개, 표면의 점의 수는 1024개이고, 표면의 길이는 64파장이었다. 계산된 결과의 타당성을 검증하기 위해 키르히호프 근사기법을 이용하여 계산된 결과와 비교하였다. 그 결과 양자간의 결과는 서로 잘 일치함을 알 수 있었다.

ABSTRACT

In this paper, the scattered field from a perfectly conducting fractal surface by Finite-Difference Time-Domain(FDTD) method was computed. A one-dimensional fractal surface was generated by using the bandlimited Weierstrass function. Bi-static scattering coefficients are calculated with different values of the standard deviation of height, fractal dimension, fundamental period which determine characteristics of the fractal surface. The number of surface realization for the computed field, the point number, and the width of surface realization are set to 50, 1024, 64λ , respectively. In order to verify the computed results are compared with those of Kirchhoff approximations, which show good agreement between them.

1. 서 론

최근에 임의 형태의 기복을 가진 표면에 의한 전자파의 산란에 대한 연구가 활발하게 연구가 되어오고 있다. 연구내용은 주로 바다표면, 증착막 표면해석, 레이더 영상, 해양바다 표면분석, 비파괴 검사등에 관한 것이다. 특히 프랙탈 형상을 지닌 표면은 자연계에 실제 존재하는 형상과 유사하기에 많은 연구가 이루어져왔다^{1,2}. 이러한 형태를 가진 표면에 의한 전자파 산란을 계산하기 위한 방법에는 해석적인 방법과 수치적인 방법이 있다. 대표적인 해석적

인 방법으로는 키르히호프(Kirchhoff approximation technique) 근사기법, 소 섭동 기법(Small perturbation method)등이 있다³. 위의 두 방법의 장점은 표면의 전자기적인 특성과 기하학적인 특성을 알면 산란된 장을 바로 알 수 있다는 것이다. 하지만 이는 근사해이므로, 적용 가능 범위가 제약을 받는 단점이 있다. 즉, 자연적으로 형성된 표면에 대한 전자파의 산란 해석시 이 방법은 적용 한계를 겪게된다. 따라서 이러한 표면에 의한 장을 계산하기 위해서는 수치적인 방법이 효과적이다. 자연적으로 형성된 표면에 의한 전자파의 산란을 해석하는데 가장 많이

* 경북대학교 공과대학 전자공학과 박사과정,
논문번호 : 020189-0419, 접수일자 : 2002년 4월 19일

** 경북대학교 공과대학 전자공학과 교수

이용하는 수치적인 방법은 모멘트 방법(Moment Method)과 유한차분 시간영역 해석방법(FDTD)이다^[4,5]. 본 논문에서는 유한차분 시간영역 해석방법을 이용하여 프랙탈 형상을 가진 임의 형태의 기복을 가진 완전 도체 표면에 의한 양방향 산란계수를 표면높이의 표준편차(h), 프랙탈 차원(D), 기본주기(Δ)에 대하여 계산하였다. 그리고 유한차분 시간영역 해석방법에 의한 수치적 결과의 타당성을 확인하기 위해 키르히호프 근사 방법에 의한 해와 비교하였다. 그 결과 유한차분 시간영역 해석방법에 의한 수치적인 결과가 타당함을 알 수 있었다.

II. 임의 형태의 기복을 가진 1차원 프랙탈 표면의 생성

프랙탈 표면에서의 전자파의 산란을 계산하기 위해서는, 먼저 임의 형태의 기복을 가진 프랙탈 표면을 만들어야 한다. 프랙탈 표면을 생성하는 방법에는 크게 두 가지가 있다. 첫 번째는 대역제한 와이어스트라스(Weierstrass)함수를 이용하는 방법이고, 다른 한가지 방법은 브라운 모션(fractional Brownian Motion)을 이용하는 방법이다^[6,7]. 본 논문에서는 첫 번째 방법을 이용하여 프랙탈 표면을 생성하였다. 생성된 표면은 전체길이 $L = N\Delta x$, 간격 Δx 이고, N 개의 표면수로 구성된다. $x_n = n\Delta x$ 에서의 프랙탈 표면은 대역제한 와이어스트라스 함수 $y = W(x_n)$ 을 다음과 같은 방법으로 생성한다^[6].

$$W(x_n) = hC \sum_{m=N_1}^{N_2} b^{m(D-2)} \cos(K_0 b^m x_n + \theta_m) \quad (1)$$

여기서, C 값은 다음과 같이 주어진다.

$$C = \frac{\sqrt{2} [1 - b^{(2D-4)}]^{1/2}}{[b^{(2D-4)N_1} - b^{(2D-4)(N_2+1)}]^{1/2}} \quad (2)$$

여기서 $b(>1)$ 는 공간주파수 척도변수(spatial frequency scaling parameter), $D(1 < D < 2)$ 는 프랙탈 차원(fractal dimension)을 나타낸다. 그리고 K_0 는 $2\pi s$ 로 주어지는 기본 공간파수(fundamental spatial wave-number)를 나타내는 변수이다. 기본주기 Δ 와 K_0 의 관계는 $\Delta = 2\pi/K_0$ 이다. 그리고 θ_m 은 균일분포를 가지는 랜덤변수이다. 톤(tone)의 수는 $N_2 - N_1 + 1$ 로 주어지고, h 는 프랙탈 표면 높이의 표준편차를 나타낸다.

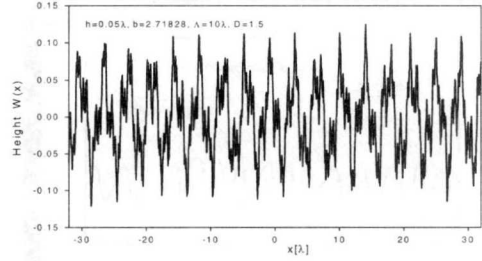


그림 1. 프랙탈 형상을 가진 표면

그림 1은 $h=0.05\lambda$, $b=2.71828$, $\Delta=10\lambda$, $N_1=1$, $N_2=5$, $D=1.5$, 일때 생성된 프랙탈 표면을 보여주고 있다. 본 논문에서 사용된 L 값은 64λ 이고, 샘플 표면을 사용된 포인트 수는 1024개였다.

III. 생성된 표면에 의한 산란된 장의 계산 및 고찰

프랙탈 형상을 가진 표면에 대한 전자파의 산란 문제를 유한차분 시간영역 해석방법으로 구하기 위해 필요한 구조는 그림 2이다. 이 구조에서 사용된 입사장은 평면파이다. 입사장인 전장의 방향은 z 축을 향하는 수평편파(horizontal polarization)이다. 우선, 전체장(Total field)-산란장(Scattered field) 공식을 이용하여 각각의 영역에서 전장과 자장을 구한다^[5]. 산란계수를 구하기 위해서는 유한차분 시간영역 해석영역내의 산란파 영역에서의 근거리 전장과 자장을 계산하여야 한다. 이 근거리 장이 계산되면, 이 값을 근거리-원거리장 변환(Near-to-far field transformation)공식을 써서 원거리장을 구하게 된다^[5]. 그 다음 이 값을 이용하여 산란계수를 구한다. 유한차분 시간영역 해석법을 이용한 전장과 자장을 계산하는 알고리즘은 다음과 같다. 입사장이 수평편파이므로, 그림 2의 구조에서 전자장은 E_z, H_x, H_y 의 세가지 성분으로 구성된다. 맥스웰 방정식의 회전방정식을 이용하면 다음과 같은 식이 구해진다.

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (4)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (5)$$

중앙차분법을 이용하여 식 (3),(4),(5)를 차분 방정식으로 표현한 것이 식 (6),(7),(8)이다.

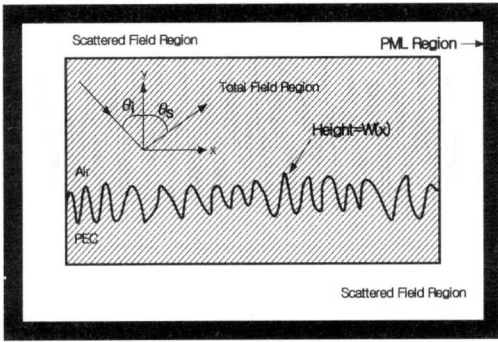


그림 2. 유한차분 시간영역 해석법을 위한 기하학적 구조

$$E_z^{(n)}(i, j) = E_z^{(n-1)}(i, j) + \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta} [H_y^{(n-1/2)}(i+1/2, j) - H_y^{(n-1/2)}(i-1/2, j) - H_x^{(n-1/2)}(i, j+1/2) - H_x^{(n-1/2)}(i, j-1/2)] \quad (6)$$

$$H_x^{(n+1/2)}(i, j+1/2) = H_x^{(n-1/2)}(i, j+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu \Delta} [E_z^{(n)}(i, j+1) - E_z^{(n)}(i, j)] \quad (7)$$

$$H_y^{(n+1/2)}(i+1/2, j) = H_y^{(n-1/2)}(i+1/2, j) + \frac{\Delta t}{\mu \Delta} [E_z^{(n)}(i+1, j) - E_z^{(n)}(i, j)] \quad (8)$$

여기서 $\Delta x = \Delta y = \Delta$ 는 셀간 간격을 나타내고, Δt 는 시간 간격을 나타낸다. 식 (6),(7),(8)의 반복과정을 통하여 파가 진행하게 된다. 임의의 기록을 가진 표면으로부터의 산란은 경계가 없는 문제이다. 하지만, 유한차분 시간영역 해석법은 컴퓨터의 저장공간의 한계로 인해 그림 2와 같이 계산영역은 유한한 크기로 제한되어야만 한다. 시뮬레이션 영역을 무한대 크기로 확대하기 위해서 계산영역 외곽면에 흡수 경계조건이 주어져야 한다. 흡수경계조건을 구현하는 방법에는 여러 가지가 있지만⁵⁾, 본 논문에서는 완전 정합층(Perfect Match Layer)방법을 이용하였다. 완전 정합층에 사용된 층의 수는 16개로 하였다. 그리고 계산영역에서 사용된 표면의 수는 50개로 하였다. 산란계수는 평균 레이다 단면적에 샘플 표면 길이(L)를 나눈 것으로 다음과 같이 정의한다^{5,8)}.

$$\alpha(\theta_i, \theta_s) = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{2\pi r}{L} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left| \frac{\widetilde{E}_s^n}{E_i} \right|^2 \quad (9)$$

여기서 r는 좌표의 원점에서 관측점까지의 거리이고, \widetilde{E}_s^n 는 n번째 표면에 의한 관측점에서의 산란장 E_s^n 의 페이저(phasor)양을 나타낸다. E_i 는 입사장 E_i 의 페이저양을 나타내며, N은 샘플표면의 개수이

다. 각각의 표면에 의해 생성된 \widetilde{E}_s^n 는 다음과 같이 구할 수 있다⁵⁾.

$$\widetilde{E}_s^n(r) = \frac{e^{-jkr}}{\sqrt{r}} \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{8\pi k}} \oint_{C_a} \{ \omega \mu_0 \widehat{z}' \cdot [\widehat{n}_a \times \widetilde{H}(r') + k \widehat{z}' \times [\widehat{n}_a \times \widetilde{E}(r')] \cdot \widehat{r}] e^{jk \widehat{r}' \cdot r'} dC \quad (10)$$

여기서 \widehat{r}' 은 원점에서 전원점을 향하는 단위벡터이고, k는 진행파의 파수이고, r'는 원점에서 관측점까지의 벡터를 나타낸다. \widehat{n}_a 는 적분경로 C_a 에 대하여 바깥으로 향하는 단위벡터이다. 그리고 $\widetilde{E}(r')$, $\widetilde{H}(r')$ 는 각각 전원점에서의 전장과 자장의 페이저 양을 나타낸다. 이 페이저양은 이산 푸리에 변환(Discrete Fourier Transform)을 이용하여 구할 수 있다⁵⁾.

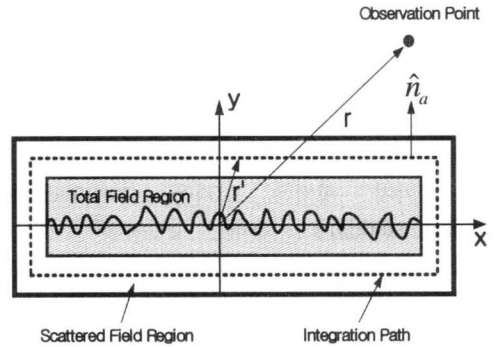


그림 3. 근거리장인 산란장으로 부터 원거리장을 구하기 위한 적분경로

그림 3은 \widetilde{E}_s^n 를 계산하기 위한 적분경로를 보여준다. 산란장 영역에서 존재하는 전자기장의 페이저를 계산한 다음 그 값을 적분함으로써 원거리영역에서의 페이저양인 \widetilde{E}_s^n 를 계산할 수 있다. 유한차분 시간영역 해석법으로 계산된 산란계수 값의 타당성을 확인하기 위해 키르히호프 근사값과 비교하였다. 키르히호프 근사법에 의한 산란계수를 구하는 방법은 다음과 같다. 먼저 원거리 r에서의 n번째 표면에 의한 산란장 $E_s^n(r)$ 를 다음과 같이 계산한다¹¹⁾.

$$E_s^n(r) = jk \frac{e^{jkr}}{4\pi r} \int_{-L/2}^{L/2} (p F_r'(x) - q) e^{j \widehat{v} \cdot x + v \cdot F(x)} dx \quad (11)$$

여기서,

$$p = (1 - R) \sin \theta_i + (1 + R) \sin \theta_s \quad (12)$$

$$q = (1 + R) \cos \theta_s - (1 - R) \cos \theta_i \quad (13)$$

$$v_x = k(\sin \theta_i - \sin \theta_s) \quad (14)$$

$$v_z = k(\cos \theta_i + \cos \theta_s) \quad (15)$$

이다. 그리고 $F(x), F'(x)$ 는 각각 표면함수와 그것의 도함수를 나타내고, θ_i, θ_s 는 각각 입사각과 산란각을 나타낸다. R 은 프레넬 반사계수로써 수평편파(TE)와 수직편파(TM)로 다음과 같이 표현된다.

$$R^{TE} = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_i}} \quad (16)$$

$$R^{TM} = \frac{\epsilon_r \cos \theta_i - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_i}}{\epsilon_r \cos \theta_i + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_i}} \quad (17)$$

식 (11)에서 계산된 $E_s^n(r)$ 와 산란계수와의 관계는 다음과 같다^[3].

$$\alpha(\theta_i, \theta_s) = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{4\pi r^2}{A_0} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left| \frac{E_s^n}{E_i} \right|^2 \quad (18)$$

여기서 A_0 는 조사면적(Illuminated area)이다. 그림 4.5,6는 입사각이 30° 일 때, h 가 0.05, 0.1, 0.15 일 때, 유한차분 시간영역 해석법에 의한 계산결과와 키르히호프 근사에 의해 계산된 양방향 산란계수 $\alpha(\theta_i, \theta_s)$ 을 보여주고 있다.

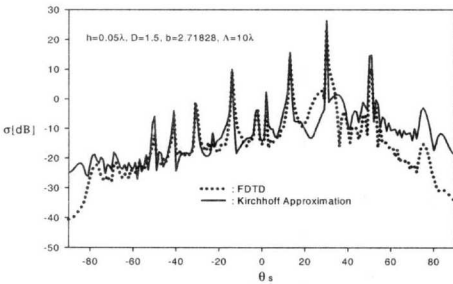


그림 4. $\theta_i = 30^\circ, h = 0.05 \lambda, D = 1.5, b = 2.71828, \lambda = 10 \lambda$ 일 때 양방향 산란계수

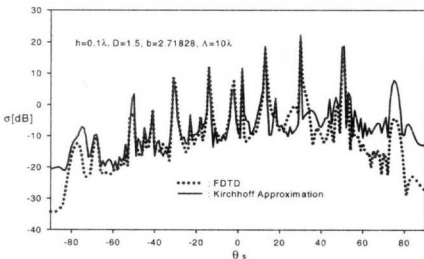


그림 5. $\theta_i = 30^\circ, h = 0.1 \lambda, D = 1.5, b = 2.71828, \lambda = 0.1 \lambda$ 일 때 양방향 산란계수

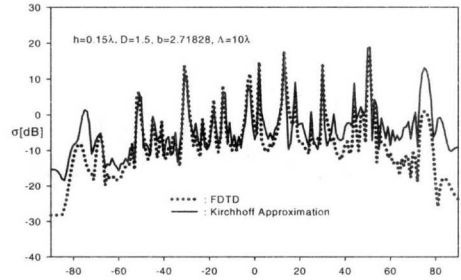


그림 6. $\theta_i = 30^\circ, h = 0.15 \lambda, D = 1.5, b = 2.71828, \lambda = 10 \lambda$ 일 때 양방향 산란계수

그림 4, 5, 6에서는 산란각이 30° 일 때 최대값을 가지는데 이 값을 코히어런트(Coherent) 성분이라고 하고, 그 이외의 성분을 인코히어런트(Incoherent) 성분이라고 한다. 인코히어런트 성분에 다수의 봉우리점이 생기는 것을 볼 수 있는데, 이는 와이어스트라스 함수에 포함된 코사인항에 의해 생기는 현상이다. 그리고 산란각이 커지면 키르히호프 근사값과 수치해와의 차이가 생기는데, 이는 키르히호프 근사값은 그림자 효과(Shadowing effect)를 무시하고 계산한 값이기 때문이다^[1,9]. 그림 7은 입사각을 45° 고정시키고, h 를 0.05, 0.1, 0.15로 가변 시켰을 때, 유한차분 시간영역 해석법 의한 양방향 산란계수 $\alpha(\theta_i, \theta_s)$ 의 경향을 보여주고 있다. 예측한대로 h 값이 커질수록 코히어런트 성분이 줄어들고, 인코히어런트 성분이 커지고 있다. h 값을 더욱 크게 하면 코히어런트 성분은 사라지게 된다.

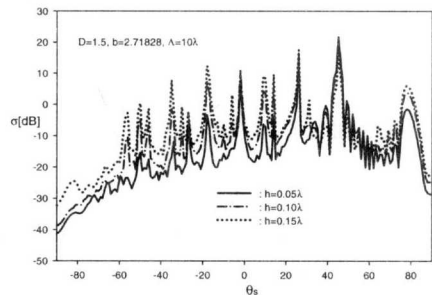


그림 7. h 의 변화에 따른 양방향 산란계수

그림 8, 9, 10은 입사각을 45° 로 고정시켜 두고, 프랙탈 차원 D 를 1.2, 1.5, 1.8 가변 시켜가면서 구한 양방향 산란계수를 보여주고 있다.

프랙탈 차원은 표면의 거칠기(roughness)의 정도를 나타내는 변수로써 그 크기가 커질수록 표면 거칠기의 정도는 증가하게된다. 표면의 거칠기가 증가한다는 의미는 산란계수의 인코히어런트 성분의 변화

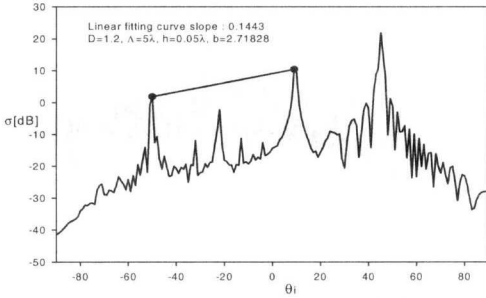


그림 8. $\theta_i=45^\circ$, $D=1.2$, $A=5\lambda$, $h=0.05\lambda$, $b=2.71828$ 일 때 양방향 산란계수

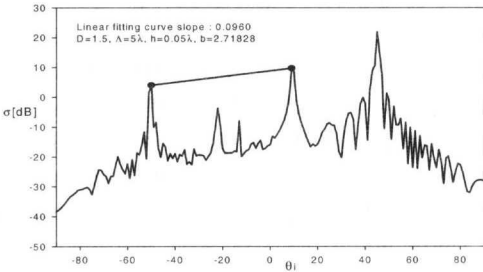


그림 9. $\theta_i=45^\circ$, $D=1.5$, $A=5\lambda$, $h=0.05\lambda$, $b=2.71828$ 일 때 양방향 산란계수

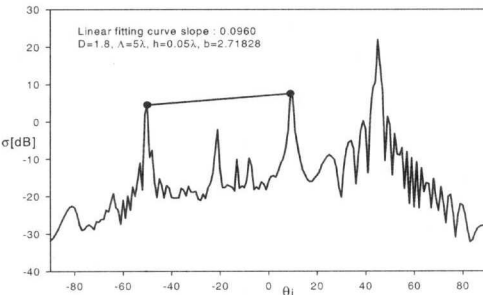


그림 10. $\theta_i=45^\circ$, $D=1.8$, $A=5\lambda$, $h=0.05\lambda$, $b=2.71828$ 일 때 양방향 산란계수

가 작다는 것을 의미한다. 그래서 산란계수의 인코히어런트 성분의 우세한 2개의 봉우리(dominant peak)점을 선택하여, 그 점들을 선형 피팅(linear fitting)시켜 그 기울기를 조사하면 프랙탈 표면의 거칠기의 정도(roughness)를 추정할 수 있게된다. 예측한대로 그림 8, 9, 10에서 보는 바와 같이 프랙탈 차원이 커짐에 따라 피팅 커브의 기울기가 감소하고 있음을 알 수 있다. 다음으로 기본주기(A)에 대한 인코히어런트 성분의 경향에 대해 논의하고자 한다. 기본주기는 프랙탈 표면의 전체적인 기울기를 결정하는 변수로써 클수록 표면의 기울기가 작아진다. 표 1은 기본주기($A=1/s$)와 프랙탈 차원에 대한

피팅 커브의 기울기값을 정리한 것이다.

표 1. 프랙탈 차원과 기본주기에 대한 피팅 커브 기울기

$D \backslash A$	20λ	10λ	5λ
1.2	0.4613	0.2694	0.1443
1.5	0.2555	0.1576	0.0960
1.8	0.0776	0.0606	0.0507

기본주기가 커질수록 피팅커브의 기울기가 커지고 있다. 기본주기가 작아지면 표면의 전체적인 변화가 커지므로 인코히어런트 성분도 커진다. 즉, 인코히어런트 성분의 변화를 나타내는 피팅커브의 기울기가 작아진다는 것이다. 그림 11은 프랙탈 차원과 피팅 커브 기울기와 관계를 나타내는 그래프이다.

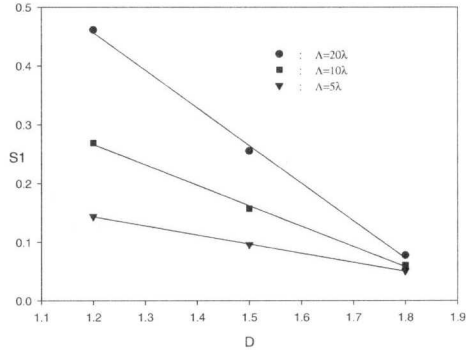


그림 11. 프랙탈 차원과 피팅 커브 기울기와의 관계

그림 11로부터 프랙탈 차원에 대한 피팅 커브 기울기와의 관계식 $S1$ 은 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 S1 &= 0.3310 - 0.1560D \approx 0.1560(2-D), & A = 5\lambda \\
 S1 &= 0.6845 - 0.3480D \approx 0.3480(2-D), & A = 10\lambda \\
 S1 &= 1.2241 - 0.6395D \approx 0.6395(2-D), & A = 20\lambda
 \end{aligned}
 \tag{19}$$

식 (19)을 정리하면 다음과 같은 관계식을 구할 수 있다.

$$S1 = K(\theta_i, A, b) \times (2-D)
 \tag{20}$$

식 (20)로부터 입사각 (θ_i), 기본주기, 공간주파수 척도변수(b)값이 주어지면 피팅 커브의 경향을 알 수 있게 된다. 즉, 인코히어런트 성분의 경향을 알 수 있게 된다.

VI. 결론

본 논문에서는 몬테칼로 기법을 이용하여, 와이어 스트라스 함수를 이용하여 생성된 프랙탈 표면에 입사각을 30° , 45° 일 때, 표면높이의 표준편차(h)와 프랙탈 차원(D), 기본주기(Δ)에 대한 양방향 산란계수를 계산하였다. h 가 커짐에 따라 산란계수의 인코히어런트 성분이 증가하였다. D , Δ 값에 따른 인코히어런트 성분의 변화를 조사한 결과, D 값이 증가함에 따라 인코히어런트 성분의 변화가 줄어들 수 있었고, Δ 가 증가함에 따라 인코히어런트 성분의 변화가 커짐을 알 수 있었다. 입사파의 편파로는 수평편파 사용하였고, 수치해석기법은 유한 차분 시간 영역법을 사용하였다. 계산에 사용된 샘플 사이즈는 64λ , 샘플의 개수는 1024개이었다. 계산된 수치해의 타당성을 검증하기 위해 키르히호프 근사를 이용하여 그 결과의 타당성을 확인하였다. 그 결과 양자간의 결과는 서로 잘 일치하였다. 본 논문의 결과는 자연계에 존재하는 토양의 표면, 바람이 불어오는 해수면 표면, 행성의 표면해석, 광학 매질의 표면 분석에 도움을 주리라고 생각된다.

참고 문헌

- [1] J. A. Ogilvy, *Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces*, New York, pp. 1-37, 206-213, 1991.
- [2] Dwight L. Jaggard and Xiaoguang Sun, "Fractal surface scattering : A generalized Rayleigh solution," *J. Appl. Phys.*, vol. 68, no. 11, pp. 5456-5462, Dec. 1990.
- [3] Fawwaz T. Ulaby, Richard K. Moore, Adrian K. Fung, *Microwave Remote Sensing*, vol. II, Addison-Wesley Publishing, 1982, ch. 12.
- [4] R. Harrington, *Field Computation by Moment Methods*. New York : IEEE Press, 1993.
- [5] Allen Taflove, *Computational Electrodynamics The Finite-Difference Time-Domain Method* : Artech House, U.S.A, pp. 51-226, 1995.
- [6] Dwight L. Jaggard and Xiaoguang Sun, "Scattering from bandlimited fractal fibers," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. 37, no. 12, pp. 1591-1597, Dec. 1989.
- [7] K. Falconer, *Fractal Geometry*. London, U.K :

Wiley, 1990, Ch 16.

- [8] R. M. Axline, and A. K. Fung, "Numerical computation of scattering from a perfectly conducting random surface," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. 26, pp. 482-488, May 1978.
- [9] Bruce G. Smith "Geometrical shadowing of a random rough surface," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. 15, no. 5, pp. 668-671, Sept. 1967.

최 동 묵(Dong-muk Choi)

정회원



1988년 2월 : 경북대학교 전자공학과(공학사)

1991년 2월 : 경북대학교 전자공학과(공학석사)

1991년 3월~1992년 4월 : 금성사 연구원

1993년 4월~1998년 10월 :

국방품질관리연구소 연구원

1999년3월~현재 : 경북대학교 전자공학과 박사과정
<주관심 분야> 전자파 수치해석, 원격탐사, 이동통신 전파환경

권 광 희(Kwang-Hee Kwon)

정회원



1995년 2월 : 경북대학교 전자공학과(공학사)

1997년 2월 : 경북대학교 전자공학과(공학석사)

1997년3월~현재 : 경북대학교 전자공학과 박사과정

<주관심 분야> 광통신 시스템, 전자파 수치해석

김 성 진(Dong-muk Choi)

정회원



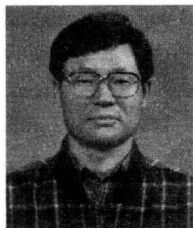
1992년 2월 : 경북대학교 전자공학과(공학사)

1995년 2월 : 경북대학교 전자공학과(공학석사)

1995년3월~현재 : 경북대학교 전자공학과 박사과정

<주관심 분야> 이동통신 전파환경, 무선망 설계, 레이더 단면적 계산

김 채 영(Che-young Kim) 정회원



1976년 2월 : 경북대학교 전자
공학과(공학사)

1978년 2월 : 한국과학기술원
전기 및 전자공학과
(공학석사)

1990년 2월: 한국과학기술원
전기 및 전자공학과
(공학박사)

1985년 9월~1986년 8월 : 미국 Syracuse 대학 방문
연구원

1991년 9월~1993년 2월 : 미국 MIT 공대 연구과학자

1979년 4월~1992년 9월: 경북대학교 전자공학과 전
임강사, 부교수

1992년 10월~현재 : 경북대학교 공과대학 전자·전
기 공학부 전자과 연구실 교수

<주관심 분야> 이동통신 전파환경, 무선망설계, 전
자파의 인체영향, 전자파 이론 및 응용