

모멘트법(MoM)을 이용한 전자장 해석

김 상 진*, 천 창 율**

(* 서울시립대 전자공학과 박사과정, ** 동 대학교 전자공학과 조교수)

1. 서 론

전자장 문제를 해석하는 수치기법으로는 모멘트법(Method of Moment : MoM)[1,2]과 유한요소법(Finite Element Method : FEM)[3,4], 유한차분법(Finite Difference Method : FDM)[5,6], 모드매칭법(Mode Matching Method : MM)[7] 등이 널리 이용되고 있다. 특히 전자파 복사 및 산란 문제 혹은 안테나의 해석 및 설계에 적합한 기법으로 모멘트법을 들 수 있다. 이 기법은 선형연산자 방정식을 행렬 식으로 변환하는데 근거를 두고 있다. Harrington의 논문[1]과 저서[2]가 발표된 이래, 전자파 복사와 산란 문제에 모멘트법을 적용한 연구가 활발히 진행되어 왔다.

이 방법은 적분방정식에 기초를 두고 있으며 공간과 시간영역에서 뿐만 아니라 공간 주파수 영역에서도 해석이 가능하다[8]. 또한 매우 정확한 해를 얻을 수 있는데 testing 함수를 어느것을 선택하느냐에 따라 수렴속도가 달라진다. FDTD(Finite Difference Time Domain)[9] 같은 기법은 자유공간과 같은 무한 영역에 대한 흡수경계조건이 필요한 반면 이 기법은 흡수경계조건이 필요없다. 한편 해석영역에서 적용할 수 있는 Green 함수를 필요로하며 FEM에 비해 많은 양의 컴퓨터 메모리가 필요하다. 복잡한 구조에서는 Green 함수를 구하기 어려우므로 복잡도가 크지 않은 임의 구조 해석에서 가능하다. 이러한 단점을 극복하기 위해 극히 복잡한 구조에는 FEM+MoM와 같은 복합적 방법이 사용되기도 한다. wire 안테나의 해석 뿐만 아니라 Layered media 구조를 갖는 평면인쇄회로나 수중 안테나 해석에 사용되며 안테나의 산란, 복사, 입력임피던스 계산 등 전자파 해석에 폭넓게 이용되고 있다.

대부분의 전자장 문제는 선형 범함수(functional)형태로 표현될 수 있으며 이 방정식의 해는 범함수 공간(space)에 속한 부분공간(subspaces) 상에 투영시킴으로 해석할 수 있다. 이처럼 수학적 개념이 선형공간과 선형 연산자로 논의되기 때문에 여기서 사용되는 개념들은 직접 정의하여 도

입하였다. 선형공간과 선형 연산자에 관한 상세한 내용은 여러 저서들에 잘 나와있다[10-12].

본고에서는 먼저 모멘트법(MoM)을 도입하기 위해 기본적인 수학적 개념을 다루었고 이로부터 모멘트법을 소개하였다. 다음으로 정전장에서 어떻게 적용되는지를 알아보기 위해 단일 도체판에 대해 모멘트법을 적용하여 전하분포와 캐패시턴스를 계산 하였다. 전자파에서 적용을 알아보기 위해 short dipole 안테나[13]를 해석하였다. 논의를 간단히 하기 위해 point matching법[14]을 사용하였다.

2. 모멘트법(MoM)

선형방정식의 해를 수치적으로 구하는 일반적인 절차를 모멘트법(Method of Moment)이라 한다. 이의 적용방법을 살펴보기 위하여 다음과 같은 비제차(inhomogeneous) 형태의 방정식을 고려하자.

$$L(f) = g \quad (1)$$

여기서 L 은 선형 연산자, g 는 기지의 값으로 여기 또는 source 함수이고 f 는 미지의 값으로 필드 또는 응답함수이다. 만일 방정식의 해가 유일하면 즉 하나의 f 에 대해 오직 한개의 g 만 존재할 경우 그문제는 결정론적이다 라고한다. 식(1) 형태의 결정론적 문제가 주어지면 연산자 L 과 정의역 및 치역을 파악하는 것이 요구된다.

그리고 아래조건을 만족하는 내적 $\langle f, g \rangle$ 이 필요하다.

$$\langle f, g \rangle = \langle g, f \rangle \quad (2)$$

$$\langle \alpha f + \beta g, h \rangle = \alpha \langle f, h \rangle + \beta \langle g, h \rangle \quad (3)$$

$$\langle f, f \rangle > 0 \quad \text{if } f \neq 0 \\ = 0 \quad \text{if } f = 0 \quad (4)$$

여기서 α 와 β 는 스칼라이고 *는 공액복소수를 나타낸다. 또한 식과 같이 정의되는 adjoint 연산자 L^* 와 그것의 정의역이 필요하다. L 의 정의역에 속한 모든 f 에 대해

$$\langle Lf, g \rangle = \langle f, L^*g \rangle \quad (5)$$

이다. 만약 $L^* = L$ 이면 self-adjoint이고 L 의 정의역과 L^* 의 정의역은 같다. 해의 특성은 연산자의 특성에 의존한다. f 가 실수일때 Lf 가 실수이면 연산자도 실수이다. 만일 연산자의 정의역에 있는 모든 $f \neq 0$ 에 대해

$$\langle f, Lf \rangle > 0 \quad (6)$$

를 만족하면 연산자는 positive definite이다. 만약 $L(f)=g$ 의 해가 존재하고 모든 g 에 대해 유일하면 다음과 같은 역연산자 L^{-1} 이 존재한다.

$$f = L^{-1}(g) \quad (7)$$

만일 g 를 알면 식(7)은 원식에 대한 해를 나타낸다.

식(1)과 같은 방정식을 해석적으로 풀 수 있는 경우는 매우 드물다. 따라서 이 방정식을 선형 연립방정식의 형태로 변형하는 방법이 요구된다.

미지함수 f 는 L 의 정의역에서 무한 함수열 f_1, f_2, f_3, \dots 로 전개될 수 있다.

$$f = \sum_n a_n f_n \quad (8)$$

여기서 a_n 은 결정되어야 할 상수이다. f_n 은 확장함수 또는 기저함수로서 서로 orthonormal한 함수의 집합이다. 식(8)이 정확한 해를 얻기 위해서는 무한대의 합을 취하여야 하며 이때 f_n 은 완전한 기저함수의 집합이 된다. 유한합을 하면 근사해 얻는다. 식(8)을 식(1)에 대입하고 L 의 선형성을 이용하면 다음과 같이 된다.

$$\sum_n a_n L(f_n) = g \quad (9)$$

문제의 내적 $\langle f, g \rangle$ 이 결정되었다면 L 의 치역에서 가중치 함수(weighting functions) 또는 시험함수(testing functions) w_1, w_2, w_3, \dots 을 정의하고 각 w_m 에 대하여 내적을 취하면

$$\sum_n a_n \langle w_m, Lf_n \rangle = \langle w_m, g \rangle \quad (10)$$

이 된다. $m=1, 2, 3, \dots$ 이며 원래 방정식은 다음과 같은 행렬 형태로 쓸 수 있다.

$$[l_{mn}] [\alpha_m] = [g_m] \quad (11)$$

여기서

$$[l_{mn}] = \begin{bmatrix} \langle w_1, Lf_1 \rangle & \langle w_1, Lf_2 \rangle & \dots \\ \langle w_2, Lf_1 \rangle & \langle w_2, Lf_2 \rangle & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \quad (12)$$

$$[\alpha_n] = \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \vdots \end{bmatrix} \quad [g_m] = \begin{bmatrix} \langle w_1, g \rangle \\ \langle w_2, g \rangle \\ \vdots \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (13)$$

만약 행렬 $[l_{mn}]$ 이 nonsingular이면 역행렬이 존재하며 $[\alpha_n]$ 은 다음과 같이 주어진다.

$$[\alpha_n] = [l_{nm}^{-1}] [g_m] \quad (14)$$

그리고 f 에 대한 해는 식(8)으로 주어진다. 이 결과의 정확한 표현을 위하여 함수 행렬을 정의하면

$$[f] = [f_1, f_2, f_3, \dots] \quad (15)$$

다음과 같이 쓸 수 있다.

$$f = [\hat{f}_n] [\alpha_n] = [\hat{f}_n] [l_{nm}^{-1}] [g_m] \quad (16)$$

이 해는 f_n 과 w_m 을 어떻게 선택하는냐에 따라 정확한 해를 얻을 수도 있고 또는 근사적인 해를 얻을 수 있다. 특별히 $f_n = w_n$ 일때를 Galerkin's method[15,16]라 한다.

3. 도체판의 전하

이 절에서는 모멘트법(MoM)이 정전장 문제에 어떻게 적용되는지 알아보려고 한다. 그 예로 단일 도체 평판에 전압 V 를 가했을때 전하분포와 정전용량 C 를 구하는 문제를 다루어 보자. 여기서는 비교적 구현하기 쉬운 point-matching 방법을 사용하겠다.

그림 1과 같이 한번의 길이가 $2a$ 인 정방형 도체판을 고려하자. 판의 두께는 0이라고 가정한다. $\sigma(x, y)$ 가 판의 표면전하 밀도를 나타낸다고 할때 공간의 임의의 점에서 전위는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\phi(x, y, z) = \int_{-a}^a dx' \int_{-a}^a dy' \frac{\sigma(x', y')}{4\pi\epsilon R} \quad (17)$$

여기서 $R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}$ 이다. 경계조건은 판상에서 ϕ 는 V 로 일정하다. 그러므로 판상에서

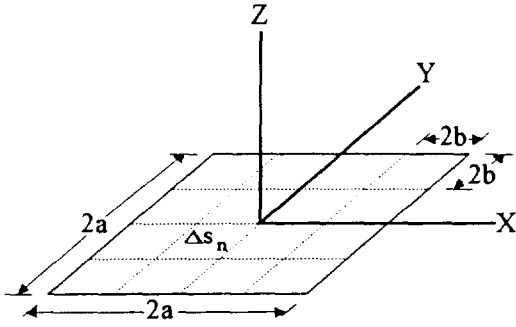


그림 1. 정방형 도체판

점에서의 전위에 해당함을 알 수 있다. 식(22)의 해는 a_m 으로 주어지고 전하밀도는 식(21)으로 근사화 된다. 평판의 캐패시턴스는 식(19)을 근사화하면

$$C \approx \frac{1}{V} \sum_{n=1}^N a_n \Delta s_n = \sum_{mn} l_{mn}^{-1} \Delta s_n \quad (24)$$

이 결과로부터 알 수 있는 것은 물체의 캐패시턴스는 분할된 요소의 자체 캐패시턴스와 각 요소 사이의 상호 캐패시턴스의 합으로 이루어져 있다. 위의 결과를 선형대수적으로 표현하면 다음과 같다.

$$f(x, y) = \sigma(x, y) \quad (25)$$

$$g(x, y) = V, \quad |x| < a, \quad |y| < a \quad (26)$$

$$L(f) = \int_{-a}^a dx' \int_{-a}^a dy' \frac{f(x', y')}{4\pi\epsilon\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \quad (27)$$

그러면 $L(f) = g$ 는 식(18)과 동가적으로 같다. 식(2)에서 식(4)을 만족하고, L 이 self-adjoint하면 내적은

$$\langle f, g \rangle = \int_{-a}^a dx \int_{-a}^a dy f(x, y) g(x, y) \quad (28)$$

이다. 모멘트법(MoM)을 적용하기 위해서 식(20)을 각 요소의 기저함수로 사용하면 시험함수를 다음과 같이 정의한다.

$$w_m = \delta(x-x_m) \delta(y-y_m) \quad (29)$$

이것은 2차원 Dirac delta 함수이다. 식(12)의 $[l_{mn}]$ 행렬은 식(23)과 같고 식(12)의 $[g]$ 행렬은

$$[g_m] = \begin{bmatrix} V \\ V \\ \vdots \\ \vdots \\ V \end{bmatrix} \quad (30)$$

이다. 식(28)의 내적으로 캐패시턴스를 표현하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$C = \frac{\langle \sigma, \phi \rangle}{V^2} \quad (31)$$

판상의 전위는 $\phi = V$ 이므로 식(31)은 도체의 캐패시턴스를 나타내는 일반식이 된다.

수치적인 결과를 얻기 위해 l_{mn} 을 계산해 보자. Δs_n 의 한 변의 길이는 $2b = 2a/\sqrt{N}$ 이다. Δs_n 자체의 단위전하밀도를 인가할 경우 Δs_n 의 중심에서 전위는 다음과 같다.

식(17)은 다음과 같이 된다.

$$V = \int_{-a}^a dx' \int_{-a}^a dy' \frac{\sigma(x', y')}{4\pi\epsilon\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \quad (18)$$

여기서 $|x| < a, |y| < a$ 이다. 뒷식에서 아직 결정되지 않은 것은 전하밀도 $\sigma(x, y)$ 이며 일단 $\sigma(x, y)$ 가 결정되면 판의 캐패시턴스는 다음식에 의해 구할 수 있다.

$$C = \frac{q}{V} = \frac{1}{V} \int_{-a}^a dx \int_{-a}^a dy \sigma(x, y) \quad (19)$$

판상의 전하밀도 $\sigma(x, y)$ 를 구하기 위하여 평판을 그림 1과 같이 N 개의 작은 요소로 나눈 후, 다음과 같은 기저함수를 정의한다.

$$f_n = \begin{cases} 1 & \text{on } \Delta s_n \\ 0 & \text{on all other } \Delta s_m \end{cases} \quad (20)$$

이러한 기저함수를 사용하면 전하밀도는 다음과 같이 근사적으로 표현된다.

$$\sigma(x, y) \approx \sum_{n=1}^N a_n f_n \quad (21)$$

여기서 a_n 은 요소에서의 전하밀도로 해석될 수 있다.

$$V = \sum_{n=1}^N l_{mn} a_n \quad m = 1, 2, \dots, N \quad (22)$$

여기서

$$l_{mn} = \int_{\Delta x_n} dx' \int_{\Delta y_n} dy' \frac{1}{4\pi\epsilon\sqrt{(x_m-x')^2 + (y_m-y')^2}} \quad (23)$$

l_{mn} 는 Δs_n 에 단위 균일전하밀도를 인가했을 때 Δs_m 의 중심

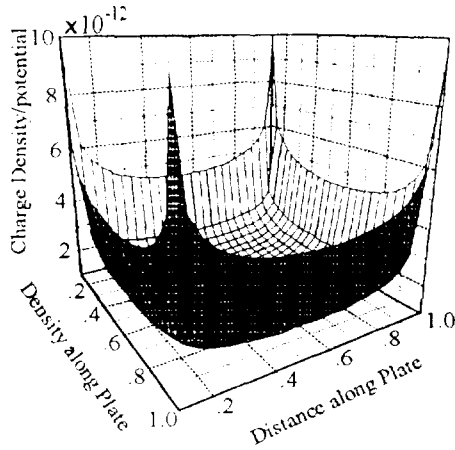


그림 2. 평판의 전하분포

$$l_{mn} = \int_{-a}^a dx \int_{-a}^a dy \frac{1}{4\pi\epsilon\sqrt{(x^2+y^2)}} \\ = \frac{2b}{\pi\epsilon} \ln(1+\sqrt{2}) \quad (32)$$

ΔS_n 에 단위전하가 인가되었을 때 ΔS_m 의 중심에서 전위는 유사하게 계산할 수 있으나 식은 복잡해진다. 그러나 여기서는 ΔS_n 과 거리만으로 근사화하여 다음과 같이 나타낸다.

$$l_{mn} \approx \frac{\Delta S_n}{4\pi\epsilon R_{mn}} = \frac{b^2}{4\pi\epsilon\sqrt{(x_m-x_n)^2+(y_m-y_n)^2}} \quad m \neq n \quad (33)$$

이 근사법은 인접 요소와의 오차가 3.8%이고 자체 요소에 대해서는 거의 오차가 없다.

그림2는 $N=625$ 일때, 평판의 전하분포를 도시한 것이다. 그림에서 볼 수 있듯이 도체판의 가장자리에 전하밀도가 높은 것을 확인할 수 있다.

표1은 식(22)으로부터 얻은 a 를 사용하여 식(24)으로 캐패시턴스를 계산하였다. 표 1의 두번째 열은 식(37)의 근사치를 계산한 것이고 세번째 열은 정확한 값이다. 이 평판의 정확한 캐패시턴스 값은 40 pF이다. 따라서 요소의 수를 많이 사용할수록 더욱 정확한 값을 얻을 수 있음을 알 수 있다.

표 1. 정방형 도체판의 캐패시턴스(pF/m)

요소 수	$C/2a$ 근사 l_{mn}	$C/2a$ 정확한 l_{mn}
1	31.5	31.5
9	37.3	36.8
16	38.2	37.7
36	39.1	38.7
100	39.8	39.5

4. wire 안테나

전자파의 연산자 정식화는 정전장의 경우와 유사하지만 훨씬 복잡하다. 이 절에서는 wire 안테나 또는 wire scatterers를 해석할때 다루게 되는 일반적인 적분방정식 중 하나인 Pocklington 적분방정식을 옳은 wire 상에서 유도하고 모멘트법(MoM)을 적용하여 전류분포와 입력 임피던스 및 어드미턴스를 구한다.

시간의 변화량 $e^{-j\omega t}$ 에 대한 Maxwell 방정식은 다음과 같다.

$$\nabla \times E = -j\omega \mu H \\ \nabla \times H = -j\omega \epsilon H + J \quad (34)$$

여기서 E 는 전계, H 는 자계 그리고 J 는 전류밀도이다. scalar potential Φ 를 다음과 같이 정의한다.

$$E + j\omega \mu A = -\nabla \Phi \quad (35)$$

식(34)과 식(35)을 조합하여 A 에 대한 하나의 식으로 만든다.

$$\nabla^2 A + w^2 \mu \epsilon A - \nabla(\nabla \cdot A) = -J \quad (36)$$

Pocklington 방정식을 유도하기 위해 그림 3과 같이 자유공간(μ_0, ϵ_0)중의 도전을 $\sigma = \infty$ 인 wire를 고려하여 보자. 선로상에 전류는 z 성분만 존재한다고 가정한다. 식(36)으로부터 Lorentz gauge 조건은

$$\frac{\partial A_z}{\partial z} = -j\omega \epsilon_0 \Phi \quad (37)$$

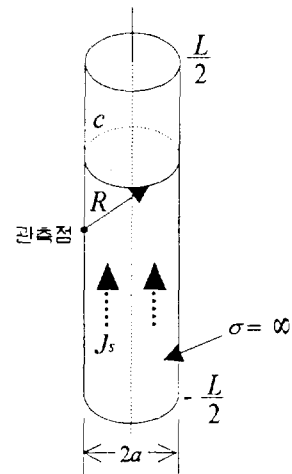


그림 3. 자유공간에서 도전을 $\sigma = \infty$ 의 wire

이며 식(35)을 이용하면 스칼라 방정식은 다음과 같다.

$$E_z = -j\omega\mu_0 A_z - \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (38)$$

이다. 식(37)을 미분하여 식(38)에 대입하면 다음식을 얻는다.

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left(\frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + \beta^2 A_z \right) \quad (39)$$

만일 z방향 전류성분 Jdv' 을 생각하면 다음과 같은식이 된다.

$$dE_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left(\frac{\partial^2 \psi(z, z')}{\partial z^2} + \beta^2 \psi(z, z') \right) Jdv' \quad (40)$$

여기서 $\psi(z, z')$ 는 자유공간 Green 함수로서 다음과 같다.

$$\psi(z, z') = \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} \quad (41)$$

여기서 $R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$ 은 source 점과 관측점 사이의 거리이다. wire의 도전율이 충분히 크지 않으면 전류밀도를 체적적분을 해야하지만 그림 3처럼 완전도체이고 $a \ll \lambda$ 임을 가정하면 전류는 wire의 표면에만 흐르고 둘레에 대한 전류분포는 균일하게 된다. 따라서 wire 축의 한 점 $R = \sqrt{(z-z')^2 + a^2}$ 에서 표면 전류분포를 관측하면

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \int_{-L/2}^{L/2} \left[\frac{\partial^2 \psi(z, z')}{\partial z^2} + \beta^2 \psi(z, z') \right] I(z') dz' \quad (42)$$

이다. 완전도체 wire의 표면과 wire 내부에서 입사파와 산란파의 합은 0이므로 $E_z^s = -E_z^i$ 이다. 편의상 (42)식을 다음과 같이 쓰자.

$$\int_{-L/2}^{L/2} I(z') K(z, z') dz' = -E_z^i(z) \quad (43)$$

윗식에서 모멘트법(MoM)을 적용하기 위해 전류를 확장 함수 열로 전개해보자.

$$I(z') = \sum_{n=1}^N I_n F_n(z') \quad (44)$$

여기서 I_n 은 복소확장함수이다. 문제를 간단히 하기 위해 확장함수는 다음과 같은 펄스함수를 사용한다.

$$F_n(z') = \begin{cases} 1 & \text{on } \Delta z_n \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (45)$$

식(44)을 식(43)에 대입하면 다음과 같다.

$$\int_{-L/2}^{L/2} \sum_{n=1}^N I_n F_n(z') dz' \approx -E_z^i(z_m) \quad (46)$$

식(45)을 식(46)에 사용하면

$$\sum_{n=1}^N I_n \int_{\Delta z_n} K_n(z_m, z') dz' \approx -E_z^i(z_m) \quad (47)$$

이 되며 편의상 다음과 같이 쓰자.

$$f(z_m, z_n) = \int_{\Delta z_n} K_n(z_m, z') dz' \quad (48)$$

식(44), (45)을 식(43)에 대입하면 다음식을 얻는다.

$$\begin{aligned} \int_{-L/2}^{L/2} I_n(z') K_n(z_m, z') dz' &\approx I_1 f(z_m, z_1) \\ &+ I_2 f(z_m, z_2) + \dots + I_N f(z_m, z_N) \dots \\ &+ I_N f(z_N, z_N) \approx -E_z^i(z_m) \end{aligned} \quad (49)$$

위식의 물리적인 해석은 다음과 같다. wire을 $\Delta z'_n = \Delta z'_n$ 인 N개의 분절로 나누고 m번째 분절의 중심에서 N개의 분절 각각에서 방사되는 산란파의 합은 점 z_m 에서 발생한 입사파에 '-한 것과 같다. 입사파는 source로부터 발생하는 파로서 알고 있는 파이다. 보다 정확한 전류분포를 알기 위해서는 분절을 더 잘게 자르면 된다. 윗 식을 간략하게 표현하면 다음과 같다.

$$\sum_{n=1}^N Z_{mn} I_n = V_m \quad (50)$$

여기서 $Z_{mn} = f(z_m, z'_n)$, $V_m = -E_z^i(z_m)$ 이다. 지금까지는 N개의 미지수에 대해 한 개의 방정식만 살펴보았다. 이제는 N개의 점들에 대해 위의 과정을 적용하여 보자. 즉 wire 축상의 N개의 점에서 적분 방정식을 적용하게 되는데 이러한 과정을 point matching법이라 한다.

$$\begin{aligned} I_1 f(z_1, z_1) + I_2 f(z_1, z_2) + \dots + I_N f(z_1, z_N) &= -E_z^i(z_1) \\ I_1 f(z_2, z_1) + I_2 f(z_2, z_2) + \dots + I_N f(z_2, z_N) &= -E_z^i(z_2) \\ &\vdots \\ I_1 f(z_N, z_1) + I_2 f(z_N, z_2) + \dots + I_N f(z_N, z_N) &= -E_z^i(z_N) \end{aligned} \quad (51)$$

행렬식으로 쓰면

$$\begin{bmatrix} f(z_1, z_1) & f(z_1, z_2) & \dots & f(z_1, z_N) \\ f(z_2, z_1) & f(z_2, z_2) & \dots & f(z_2, z_N) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ f(z_N, z_1) & f(z_N, z_2) & \dots & f(z_N, z_N) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -E_z^i(z_1) \\ -E_z^i(z_2) \\ \vdots \\ -E_z^i(z_N) \end{bmatrix} \quad (52)$$

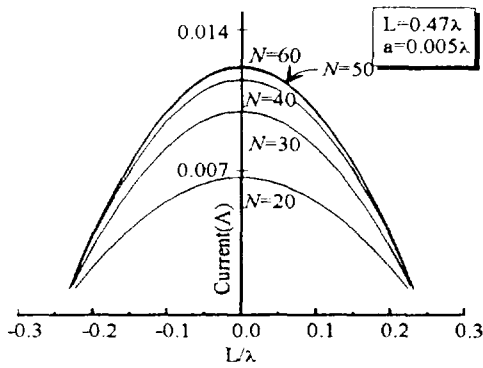
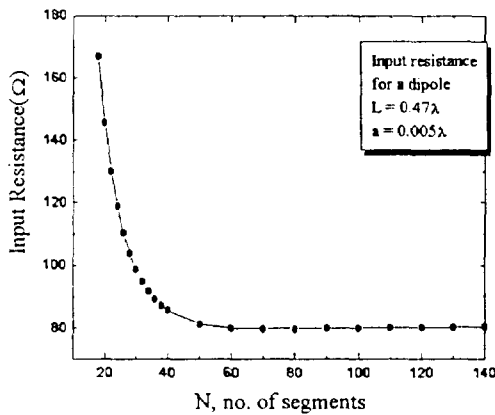
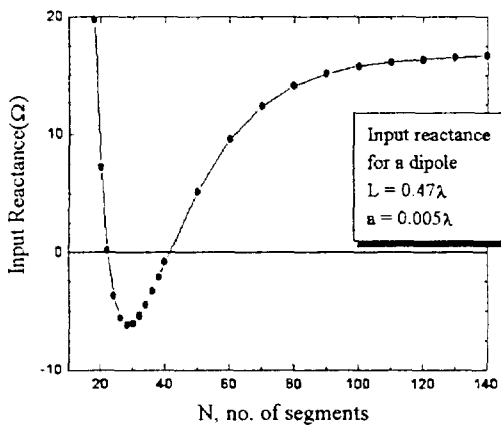


그림 4. 반파장 다이폴 안테나의 전류분포



(a)



(b)

그림 5. 펄스함수의 증가에 따른 입력 임피던스의 수렴

간략한 형태로 쓰면

$$[Z_{in}][I_n] = [V_m] \quad (53)$$

식(53)의 전류는 다음과 같이 구한다.

$$[I_n] = [Z_{in}]^{-1}[V_m] \quad (54)$$

일단 전류가 구해지면 임피던스, 방사패턴 그리고 레이더 cross section을 구할 수 있다.

예를 들어 short dipole 안테나에 모멘트법(MoM)을 적용하였다. 길이 0.47λ이고 반경은 0.005λ이다. source는 dipole의 중앙점에서 1V을 인가 했다.

그림 4는 단위 전압으로 여기시켰으며 펄스확장함수의 수를 변화시켰을때 전류분포를 보여주고 있다. 그림을 보아 알 수 있듯이 N=50, 60일때 수렴해 가는 것을 확인할 수 있다.

또한 그림 5는 펄스함수의 수가 증가함에 따라 입력 임피던스와 리액턴스가 정확한 값으로 수렴해 가는 것을 알 수 있다.

5. 결 론

본고에서는 전자파 복사 및 산란문제 혹은 안테나 해석 및 설계에 적합한 수치기법으로 모멘트법(MoM)을 소개하였다. 기본적인 선형대수적 개념을 정의하고 이로부터 모멘트법을 도입하였다. 이 기법이 정전장에서 어떻게 적용되는지 알아보기 위해 정방형 도체판에 적용하여 전하분포와 캐패시턴스를 구하였다. 또한 전자파문제에 대한 적용을 알아보기 위해 short dipole 안테나에 적용하여 전류분포와 입력 임피던스를 구하여 확인하였다. 일단 안테나의 전류분포를 얻게 되면 입력 임피던스나 복사패턴 같은 필요한 모든 정보를 얻을 수 있다. 이처럼 MoM은 주어진 기하학적인 구조의 Green 함수를 알면 필드의 source인 전류, 전하분포를 구할 수 있는 매우 강력한 수치기법이다. 여기서 예를 들어 살펴본 것 외에도 마이크로스트립 안테나 해석, 생체내에서의 전자파 소모량 계산 등 폭넓게 연구되고 있으며 또한 극히 복잡한 구조에 적합하도록 FEM-MoM 등의 복합적 방법이 사용되고 있다.

참 고 문 헌

- [1] R. F. Harrington, "Matrix methods for fields," Proc. IEEE, vol.55, pp.136-149, Feb. 1967.
- [2] R. F. Harrington, Field Computation by Moment Method. New York : Macmillan, 1968.
- [3] D. Marcuse, "Solution of the Vector Wave Equation for General Dielectric Waveguides by the Galerkin Method," IEEE J. of Quantum Electronics, Vol. QE-28, No. 2, June 1992.
- [4] Jinanang Jin, The Finite Element Method In Electromagnetics, John Wiley & Sons, : New York, 1993.

- [5] R. K. Lagu, R. V. Ramaswamy, "A Variational Finite Difference Method for Analyzing Channel Waveguides with Arbitrary Index Profile," IEEE J. of Quantum Electronics, Vol. QE-22, No. 6, June 1986.
- [6] C. M. Kim, R. V. Ramaswamy, "Modeling of Graded-Index Channel Waveguides Using Nonuniform Finite Difference Method," IEEE J. of Lightwave Technol., Vol. 7, No. 10, Oct. 1989.
- [7] Y. C. Shih, T. S. Chu, and T. Itoh, "Comparative study of mode-matching for mutations for microstrip discontinuity problems," 1985 IEEE MTT-S. Int. Microwaver Symp. Dig., pp. 435-438, 1985.
- [8] Nirod K. Das and David M. Pozar, "A Generalized Spectral-Domain Green's Function for Multilayer Dielectric Substrates with Application to Multilayer Transmission Lines," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-25, No. 3, March 1987.
- [9] 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.
- [10] B. Z. Vulikh, Introduction to Functional Analysis for Scientists and Technologists, I. N. Sneddon, trans. Oxford : Pergamon.
- [11] B. Friedman, Principles and Techniques of Applied Mathematics. New York : wiley, 1956.
- [12] Gilbert Strang, Linear Algebra and its Applications. New York : Academic Press, 1980.
- [13] W. L. Stutzman and G. A. Thiele, Antenna theory and Design. New York : wiley, 1981, ch.7.
- [14] D. K. Reitan and T. J. Higgins, "Accurate determination of the capacitance of a thin rectangular plate," Trans. AIEE(communication and Electronics), pt. I, vol. 75, pp.761-766, 1956(Jan. 1957 section).
- [15] L. Kantorovich and V. Krylov, Approximate Methods of Higher Analysis, C. D. Benster, trans. New York : wiley, 1964, ch. 4.
- [16] D. S. Jones, "A critique of the variational method in scattering antennas," IRE Trans. on Antennas and Propagation, vol. AP-4, pp. 297-301, July 1956.

저 자 소 개



김상진(金相辰)

1966년 7월 20일생. 1992년 서울산업대 전자공학과 졸업. 1994년 서울시립대 대학원 전자공학과 졸업(석사). 현재 동 대학원 전자공학과 박사과정 재학중.



천창율(千昌律)

1960년 4월 5일생. 1983년 서울대 공대 전기공학과 졸업. 1985년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1992년 미국 University of Michigan 전기전자공학과 졸업(공학박사). 1992년 금성정밀연구소 선임연구원. 1992년 - 95년 강원대 공대 전기공학과 전임 강사. 현재 서울시립대 전자공학과 조교수.