
유한차분시간영역 알고리즘을 이용한 마이크로스트립 패치 배열 안테나 특성해석

홍 용 인*

Analysis of microstrip patch array antenna characteristics using finite
difference time domain algorithm

Yong-In Hong*

Abstract

The purpose of this paper is to analyze the electromagnetic field characteristics of array antenna with the finite difference-time domain algorithm. Finite difference equations of Maxwell's equations are defined in cylindrical coordinate systems. To simulate the unbounded problem like a free space, the Mur's absorbing boundary condition is also used. After modeling the array antenna with the grid structure, the transient response of the field distribution is depicted in the time domain.

요 약

본 연구는 유한 차분법 시간 영역 알고리즘을 이용하여 배열 안테나의 전자계 특성들을 해석한다. 원통좌표계에서 맥스웰 방정식의 유한차분 방정식을 정의하였으며, 자유공간과 같은 무한영역해석을 위해서 Mur의 흡수경계조건을 이용하였다. 배열 안테나를 단위격자 구조로 모델링한 후 시간영역에서 필드분포를 도시하였다.

1. 서 론

마이크로스트립 안테나는 일반적으로 주파수 대역폭이 좁고, 이득이 낮으며 출력이 적은 단점을

가지고 있지만 제작이 용이하고, 크기가 작고, 가볍고 다루기가 용이하기 때문에 미사일, 항공기, 인공위성, 이동통신분야 등에서 널리 사용되고 있다. 마이크로스트립 안테나 해석은 유전체의 존재, 안테나

* 부산정보대학 이동통신

접수일자 : 1998년 7월 11일

의 협대역 특성, 패치, 급전부 등을 고려하기 위해서는 full-wave 해석이 필요하다. Full-wave 해석에는 해석하는 영역에 따라 주파수 영역해석과 시간영역 해석으로 나눌수 있는데 주파수 영역 해석법은 한번에 한 주파수에서의 해석결과를 얻게되므로 광대역 주파수 응답을 얻기가 어렵지만, 시간영역 해석에서는 시스템의 임펄스 응답이 광대역 정보를 포함하고 있기 때문에 시간영역의 펄스를 사용해서 마이크로스트립 구조를 여기하고 그 과도응답을 푸리에 변환하여 시스템의 광대역 주파수 응답을 추출할 수 있다. 본 연구에서는 마이크로스트립 안테나를 해석하기 위해서 유한 차분 시간 영역 알고리즘(finite-difference time-domain; FDTD)을 적용하였다 [1-4]. FDTD 알고리즘은 시간 영역 해석 방법으로 시간적 변화를 갖는 미분형 Maxwell 방정식을 유한 차분 방정식으로 시간과 공간에 이산화 시키는 방법으로 Yee[5]가 등방성 매질에서의 전자파 산란문제에 처음으로 적용하였으며, 그후 FDTD 알고리즘은 Taflove[6-9], Zhang, Mei[10-12] 등에 의해서 전자파 산란문제, 마이크로스트립 안테나 해석에 적용하였다. 최근에 FDTD 방법이 마이크로스트립 구조의 주파수 의존특성을 효율적으로 계산하는데 이용되어지고 있다. 이러한 회로를 정확하게 해석하기 위해서는 전체회로를 한번에 시뮬레이션 하는 것이 필요하다. 이 경우 FDTD 방법이 다양한 회로를 다루는데 유용하며 신뢰성이 있다. 또 하나의 장점은 광대역 펄스가 여기신호로 사용되어 짐으로서 해석 결과의 Fourier 변환으로 부터 광대역 주파수 특성을 얻을 수 있다.

II. 유한차분 시간영역에 의한 전자장 해석

현재 일반화되어 있는 전자계의 해석 방법으로는 유한차분법, 유한요소법, 전승행렬법 및 경계요소법 등이 있지만 본 연구에서는 표면파 효과, 복사파, 외부소자와 결합 효과를 계산할 수 있으며 임의의 소자 형태, 다양한 급전구조, 다층구조, 비등방성 유전체의 경우에도 해석이 가능한 FDTD 알고리즘을 사용하였다. 시간적 변화를 갖는 Maxwell 방정식은 다음과 같다.

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \dots\dots\dots (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \dots\dots\dots (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \dots\dots\dots (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \dots\dots\dots (2.4)$$

그리고 전속밀도 (\vec{D})와 자속밀도 (\vec{B})는 다음과 같다.

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_r \mu_0 \vec{H} \dots\dots\dots (2.5)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E} \dots\dots\dots (2.6)$$

여기서 μ_r 과 ϵ_r 은 각각 비투자율과 비유전율이고 σ 는 도전율을 나타낸다.

본 연구의 해석대상인 마이크로스트립 안테나를 직각좌표계로 나타내면 식(2.1)과 (2.2)식은 다음과 같은 스칼라 방정식으로 나타낼수 있다.

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \dots\dots\dots (2.7)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (2.8)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \dots\dots\dots (2.9)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma E_x \right) \dots\dots\dots (2.10)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y \right) \dots\dots\dots (2.11)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right) \dots\dots\dots (2.12)$$

Yee[5]의 표기 방법에 따라 시간과 공간에 대한 임의의 필드함수 F 를 공간에서의 증분 ($\Delta x, \Delta y, \Delta z$)과 시간에서의 증분 (Δt)으로 표현할 때 식(2.13)과 같이 나타낼 수 있다.

여기서 i, j, k 는 각각 $\hat{a}_x, \hat{a}_y, \hat{a}_z$ 방향으로 단위 격자의 위치를 나타내며 n 은 이산화된 시간을 나타낸다.

$$F(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = F^n(i, j, k) \dots\dots\dots (2.13)$$

시간과 공간에 대한 편미분 방정식은 중간값에서 미분정리를 이용해서 유한 차분 방정식으로 다음과 같이 근사시킬 수가 있다.

$$\frac{\partial F^n(i, j, k)}{\partial x} = \frac{F^n(i + \frac{1}{2}, j, k) - F^n(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} + \text{order}(\Delta x^2) \dots\dots\dots (2.14)$$

$$\frac{\partial F^n(i, j, k)}{\partial t} = \frac{F^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - F^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta t} + \text{order}(\Delta t^2) \dots\dots\dots (2.15)$$

식 (2.14)의 정확한 계산을 위해서 직각 좌표계에 서는 그림 2.1과 같은 격자구조를 이용한다. 그림 2.1에서 전계의 성분은 단위격자 구조의 모서리 중앙에 위치하며 자계의 성분은 단위격자 구조의 면 중심에 위치함을 알 수 있다.

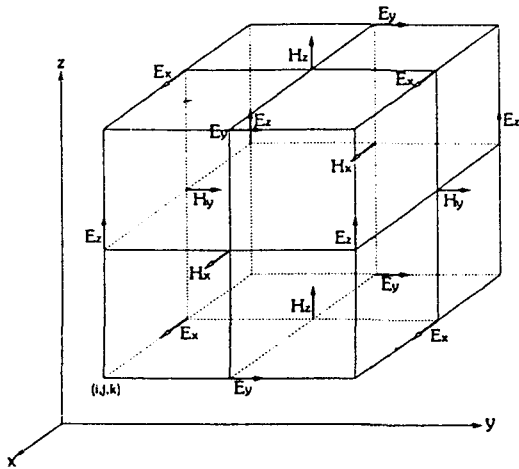


그림 2.1 직각좌표계에서의 격자구조
Fig. 2.1 Unit cell of rectangular coordinate system

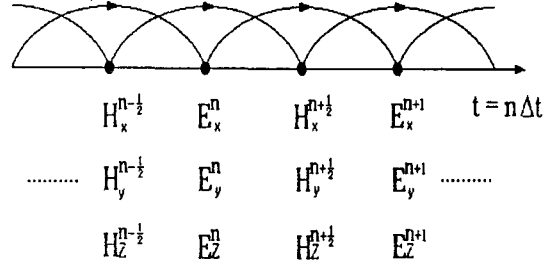


그림 2.2 leapfrog 방법
Fig. 2.2 leapfrog method

식(2.15)의 정확한 계산을 위해서 leapfrog 방법을 이용한다. leapfrog 방법은 그림 2.2에서와 같이 해석시간 동안 전계성분을 계산하고 다음 자계성분 계산을 반복적으로 하는 방법이다. 식(2.7~2.12)의 맥스웰 방정식을 유한 차분 방정식으로 시간과 공간에 대해서 다음과 같이 근사시킬 수가 있다.

$$E_x^{n+1}(i + \frac{1}{2}, j, k) = \left(\frac{2\varepsilon - \sigma \Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t} \right) E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k) + \frac{1}{\Delta y} \left(\frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t} \right) \left[H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k) \right] \dots\dots\dots (2.16)$$

$$- \frac{1}{\Delta z} \left(\frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t} \right) \left[H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2}) \right] E_y^{n+1}(i, j + \frac{1}{2}, k) = \left(\frac{2\varepsilon - \sigma \Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t} \right) E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k) + \frac{1}{\Delta z} \left(\frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t} \right) \left[H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2}) \right] \dots\dots\dots (2.17)$$

$$- \frac{1}{\Delta x} \left(\frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t} \right) \left[H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) \right]$$

$$E_z^{n+1}(i, j, k + \frac{1}{2}) = \left(\frac{2\varepsilon - \sigma \Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t} \right) E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2}) + \frac{1}{\Delta x} \left(\frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t} \right) \left[H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) \right] \dots\dots\dots (2.18)$$

$$- \frac{1}{\Delta y} \left(\frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t} \right) \left[H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) \right] H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - \frac{\Delta t}{\mu \Delta y} \left[E_z^n(i, j + 1, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2}) \right] \dots\dots\dots (2.19)$$

$$+ \frac{\Delta t}{\Delta z} \left[E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k + 1) - E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k) \right] H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - \frac{\Delta t}{\mu \Delta x} \left[E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k + 1) - E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k) \right] \dots\dots\dots (2.20)$$

$$+ \frac{\Delta t}{\mu \Delta x} \left[E_z^n(i + 1, j, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2}) \right] H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - \frac{\Delta t}{\mu \Delta y} \left[E_y^n(i + \frac{1}{2}, j + 1, k) - E_y^n(i + \frac{1}{2}, j, k) \right] \dots\dots\dots (2.21)$$

$$+ \frac{\Delta t}{\mu \Delta x} \left[E_y^n(i + 1, j + \frac{1}{2}, k) - E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k) \right]$$

식 (2.16)~(2.21)에서 알수 있듯이 임의의 위치에서 전계성분은 이전의 계산 결과와 인접하는 자계의 성분으로 구할 수 있고, 자계 성분도 같은 방법으로 구할 수 있다. 공간과 시간에 대한 증분 (Δx , Δy , Δz 및 Δt)의 적절한 선정은 time stepping 알고리즘의 안정성을 부여하며 일반적으로 Δx , Δy , Δz 는 파장의 1/10 보다 작게 선정한다. Δt 는 다음과 같은 안정도 조건[9,13]을 만족하는 범위에서 선정한다.

$$v_{\max} \Delta t \leq \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.22)$$

v_{\max} 는 해석 영역내에서 최대 위상 속도를 나타낸다.

III. 흡수경계조건

FDTD 방법을 이용하여 컴퓨터 시뮬레이션을 수행할 경우 흡수경계조건(Absorbing Boundaty Condition) [14-16]을 적절하게 선택하는 것이 중요하며 이에 따라 전자계 특성을 효율적으로 계산할 수 있다. 실제적인 필드 계산에 있어서 컴퓨터의 메모리가 유한하기 때문에 무한한 영역을 해석하기 위해서는 가상적인 경계조건이 필요하다. 이를 보통 흡수경계조건 또는 복사경계조건 이라고도 한다. 이 경계조건은 유한 차분방정식의 안정성을 부여하고 경계에서 일어나는 비물리적인 파의 반사를 제거할 수 있다.

본 연구에서는 Mur[14]의 1차흡수경계조건을 이용하였다. \vec{a}_n 방향에 수직인 면에 대한 파동방정식

은 다음과 같다.

$$\left(\frac{\partial}{\partial n} - \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_{\tan} = 0 \dots\dots\dots (3.1)$$

식(3.1)은 Mur의 1차 흡수경계조건을 나타내며, $\partial/\partial n$ 는 흡수경계면에서 법선방향에 대한 편미분

을 나타낸다. 여기서 E_{\tan} 는 전계의 접선성분이다.

$v = 1/\sqrt{\mu\varepsilon}$ 는 최대 위상속도이다. 정확한 유한차분방정식을 얻기 위해서 흡수 경계면에서 평균값을 취하는 방법으로 이산화시켰다.

$$E_y^{n+1}(I^+, j + \frac{1}{2}, k) = E_y^n(I^+ - 1, j + \frac{1}{2}, k) \dots\dots\dots (3.2)$$

$$+ \left(\frac{v\Delta t + \Delta x}{v\Delta t - \Delta x} \right) \left[E_y^{n+1}(I^+ - 1, j + \frac{1}{2}, k) - E_y^n(I^+, j + \frac{1}{2}, k) \right]$$

$$E_z^{n+1}(I^+, j, k + \frac{1}{2}) = E_z^n(I^+ - 1, j, k + \frac{1}{2}) \dots\dots\dots (3.3)$$

$$+ \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} \left[E_z^{n+1}(I^+ - 1, j, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(I^+, j, k + \frac{1}{2}) \right]$$

$$E_y^{n+1}(I^-, j + \frac{1}{2}, k) = E_y^n(I^- + 1, j + \frac{1}{2}, k) \dots\dots\dots (3.4)$$

$$+ \left(\frac{v\Delta t + \Delta x}{v\Delta t - \Delta x} \right) \left[E_y^{n+1}(I^- + 1, j + \frac{1}{2}, k) - E_y^n(I^-, j + \frac{1}{2}, k) \right]$$

$$E_z^{n+1}(I^-, j, k + \frac{1}{2}) = E_z^n(I^- + 1, j, k + \frac{1}{2}) \dots\dots\dots (3.5)$$

$$+ \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} \left[E_z^{n+1}(I^- + 1, j, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(I^-, j, k + \frac{1}{2}) \right]$$

$$E_x^{n+1}(i + \frac{1}{2}, J^+, k) = E_x^n(i + \frac{1}{2}, J^+ - 1, k) \dots\dots\dots (3.6)$$

$$+ \left(\frac{v\Delta t + \Delta y}{v\Delta t - \Delta y} \right) \left[E_x^{n+1}(i + \frac{1}{2}, J^+ - 1, k) - E_x^n(i + \frac{1}{2}, J^+, k) \right]$$

$$E_z^{n+1}(i, J^+, k + \frac{1}{2}) = E_z^n(i, J^+ - 1, k + \frac{1}{2}) \dots\dots\dots (3.7)$$

$$+ \left(\frac{v\Delta t + \Delta y}{v\Delta t - \Delta y} \right) \left[E_z^{n+1}(i, J^+ - 1, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(i, J^+, k + \frac{1}{2}) \right]$$

$$E_x^{n+1}(i + \frac{1}{2}, J^-, k) = E_x^n(i + \frac{1}{2}, J^- + 1, k) \dots\dots\dots (3.8)$$

$$+ \left(\frac{v\Delta t + \Delta y}{v\Delta t - \Delta y} \right) \left[E_x^{n+1}(i + \frac{1}{2}, J^- + 1, k) - E_x^n(i + \frac{1}{2}, J^-, k) \right]$$

$$E_z^{n+1}(i, J^-, k + \frac{1}{2}) = E_z^n(i, J^- + 1, k + \frac{1}{2}) \dots\dots\dots (3.9)$$

$$+ \left(\frac{v\Delta t + \Delta y}{v\Delta t - \Delta y} \right) \left[E_z^{n+1}(i, J^- + 1, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(i, J^-, k + \frac{1}{2}) \right]$$

$$E_x^{n+1}(i + \frac{1}{2}, j, K^+) = E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, K^+ - 1) \dots\dots\dots (3.10)$$

$$+ \frac{v\Delta t - \Delta z}{v\Delta t + \Delta z} \left[E_x^{n+1}(i + \frac{1}{2}, j, K^+ - 1) - E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, K^+) \right]$$

$$E_y^{n+1}(i, j + \frac{1}{2}, K^+) = E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, K^+ - 1) \dots\dots\dots (3.11)$$

$$+ \frac{v\Delta t - \Delta z}{v\Delta t + \Delta z} \left[E_y^{n+1}(i, j + \frac{1}{2}, K^+ - 1) - E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, K^+) \right]$$

식 (3.2), (3.3), (3.4), (3.5)는 \hat{a}_x 방향의 흡수경계면에 대한 유한차분 방정식을 나타내며, 식(3.6), (3.7), (3.8), (3.9)은 \hat{a}_y 방향의 유한차분방정식이며,

식(3.10), (3.11)은 \hat{a}_z 방향의 유한차분 방정식을 나타낸다.

IV. 수치해석 및 결과

원하는 공진 주파수에 대한 패치의 길이 L과 폭 W를 미리 결정하는데는 보통 사용하는 전송선로 모델을 사용하여 대략적인 크기를 정한 후 실제 입력 임피던스 계적을 추적하여 원하는 공진 주파수에 맞게 공진길이 L과 폭 W를 정하였다. 마이크로스트립 안테나로 이용될 수 있는 유전체 기판의 유전율은 보통 2에서 2.5 사이이며 마이크로스트립 안테나의 특성은 주로 기판의 두께에 따라 변한다. 본 연구에서는 배열 마이크로스트립 안테나의 특성을 고찰하기 위해 기판의 두께 $h=0.762\text{mm}$, $\epsilon_r=2.52$, 그리고 유전체 손실 $\tan\delta=0.003$ 인 Chukoh 사 테플론 기판을 사용하여 그림 4.1과 같은 마이크로스트립 패치 배열 안테나를 제작하였으며, 시뮬레이션에 사용된 기판 파라메타 역시 동일하다. 또한 마이크로

스트립 패치 배열 안테나의 급전선은 측정장비와 임피던스 정합을 위하여 50Ω 으로 설계하였다.

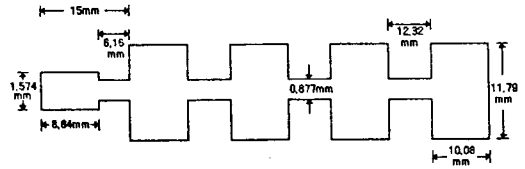
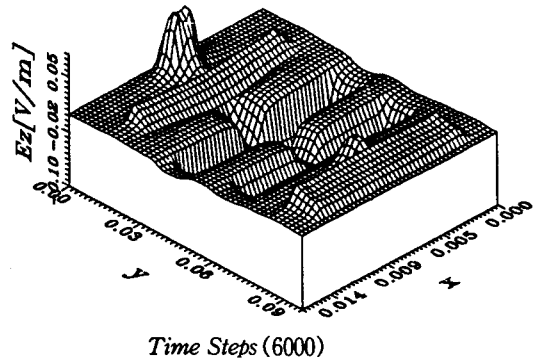
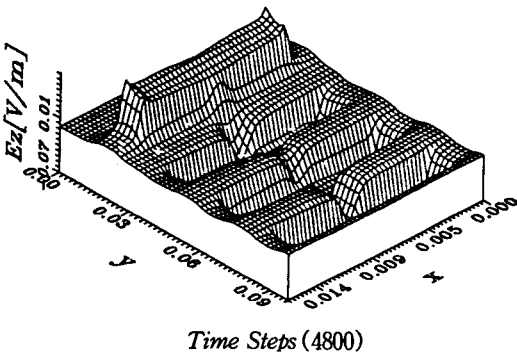
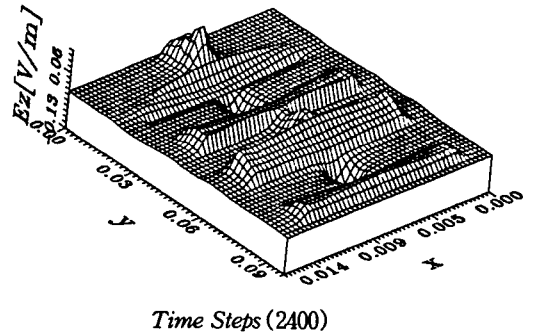
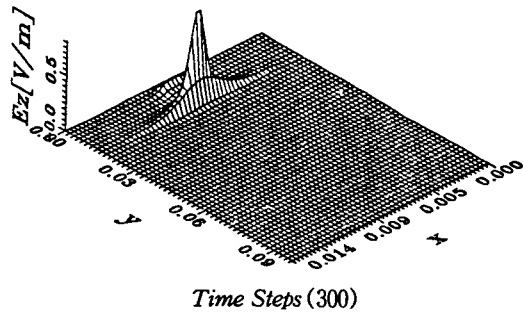
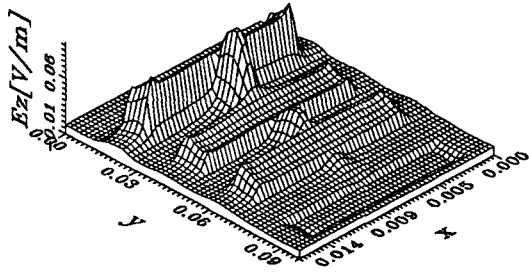


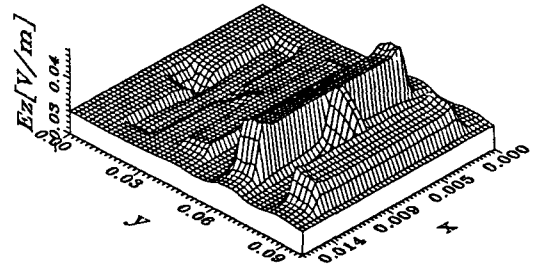
그림 4.1 마이크로스트립 패치 배열 안테나의 구조
Fig. 4.1 Structure of microstrip patch array antenna

마이크로스트립 안테나에 대한 배열의 크기는 $74 \times 220 \times 16$ 이고, i, j, k 값은 그리드의 번호이고 실제 거리는 $i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z$ 이다. 즉, 수치해석 하고자 하는 구조를 단위격자 구조로 세분할 때 단위 격자의 미소길이에 단위격자의 인덱스 넘버를 곱하면 실제 물리적인 길이가 된다. 그림 4.2는 마이크로스트립 패치 배열 안테나의 시간변화에 따른 전계분포이다.





Time Steps (7200)



Time Steps (8000)

그림 4.2 마이크로스트립 패치 배열 안테나에 대한 전계분포 (E_z)

Fig. 4.2 Electric field distribution of microstrip patch array antenna

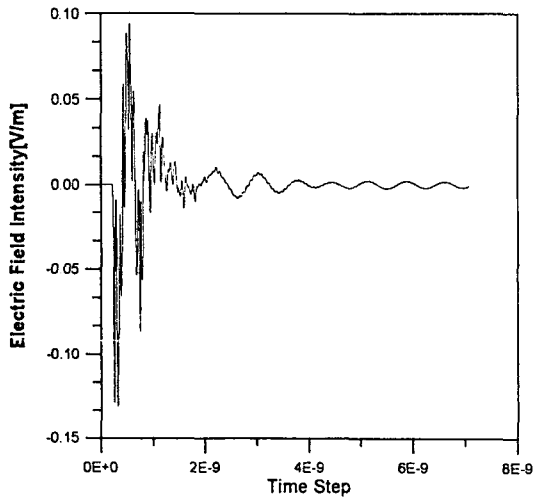


그림 4.3 시간영역에서의 전계

Fig. 4.3 Electric field of time domain

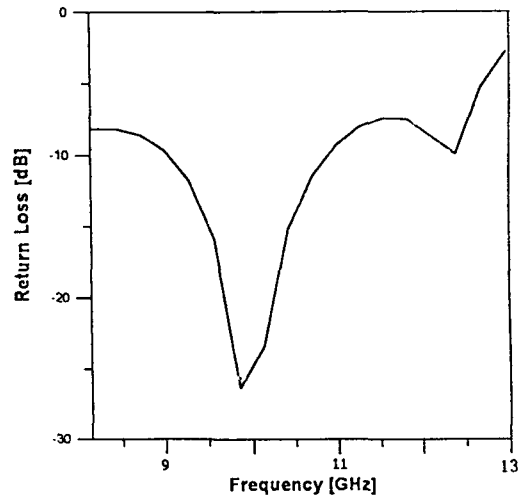


그림 4.4 마이크로스트립 패치 배열 안테나의 반사손실(이론치)

Fig. 4.4 Return loss of microstrip patch array antenna(theoretical value)

커플링효과 및 주파수 특성을 해석하기 위하여 가우시안 펄스를 사용하였으며 인가된 전계의 크기는 1[V/m]로 가정하였다. 그림 4.3은 수치해석에 따른 마이크로스트립 패치 배열 안테나의 시간에서의 응답을 나타낸 것이며, 그림 4.4는 시간영역에서의 결과를 고속 푸리에 변환(Fast Fourier Transform, FFT)을 사용하여 반사손실을 나타낸 것이다. 그림 4.4는 수치해석에 따른 공진주파수가 9.710GHz이고, 그림 4.5는 제작된 마이크로스트립 안테나로 공진주파수를 측정한 것으로서 주파수는 9.7625GHz 근처에서 공진하여 이론치와 거의 일치함을 알수 있었다.

그림 4.6은 마이크로스트립 안테나의 입력 임피던스이다.

그림 4.7은 마이크로스트립 패치 배열 안테나의 정재파비 이다. 일반적으로 정재파비가 2이하인 경우를 전송효율이 좋은 상태로 보고 이 범위안에 들어 있는 주파수 대역을 실용화할 수 있는 회로망의 대역폭으로 결정한다. 그러나 보다 좋은 전송효율을 요구하는 회로망의 경우 정재파비는 1.5 이하이다. 따라서 그림 4.7의 마이크로스트립 패치 배열 안테

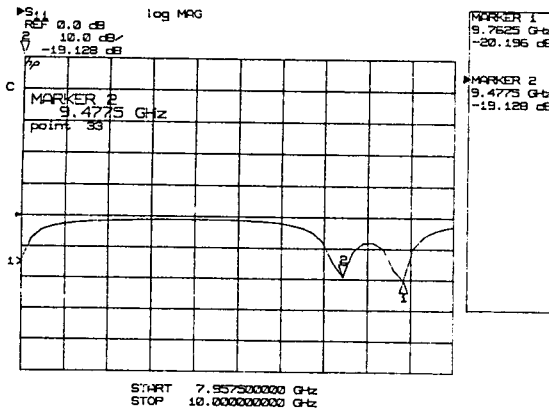


그림 4.5 마이크로스트립 패치 배열 안테나의 반사손실(실험치)

Fig. 4.5 Return loss of microstrip patch array antenna(experimental value)

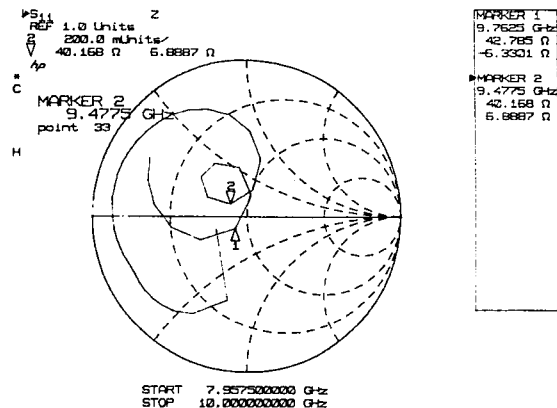


그림 4.6 마이크로스트립 패치 배열 안테나의 입력임피던스(실험치)

Fig. 4.6 Input impedance of microstrip patch array antenna(experimental value)

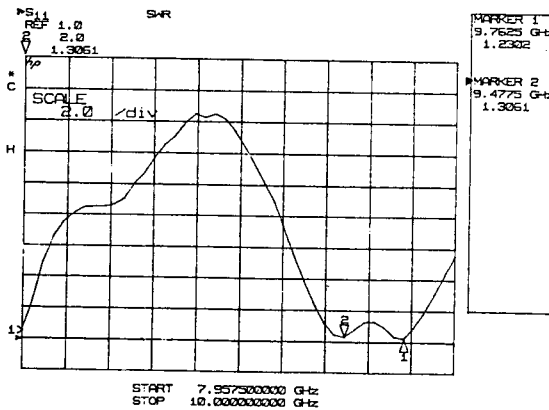


그림 4.7 마이크로스트립 패치 배열 안테나의 정재파비(실험치)

Fig. 4.7 VSWR of microstrip patch array antenna (experimental value)

나의 정재파비가 1.5:1 이하로 안테나 규격을 만족하는 특성을 나타내는 결과를 얻었다.

VI. 결 론

마이크로스트립 패치 배열 안테나의 해석방법으로는 시간적 변화를 갖는 미분형 Maxwell 방정식을 유한 차분 방정식으로 시간과 공간에 이산화

시키는 FDTD를 적용하였다. 결과에서도 볼 수 있듯이 전자파의 진행을 시각적으로 관찰할 수 있고, 또한 시간영역에서의 결과를 고속 푸리에 변환(Fast Fourier Transform, FFT)을 사용하여 주파수의 함수로 변환할 수 있으며, 시스템의 광대역 정보를 얻고자 할 때 한번에 한 주파수에서의 결과를 계산하는 주파수 영역 접근방식에 비해 아주 효율적이다. 또한 본 방법은 다층 유전체의 경우에도 적용이 되며 유한 차분법으로 단위격자를 형성하기 힘든 경우만 아니면 임의의 구조에 대해서도 적용이 가능하다. 본 연구에서는 마이크로스트립 안테나를 제작하여 입력 임피던스, 반사손실, 정재파 비를 측정하였으며, FDTD를 이용하여 시간변화에 따른 필드분포를 구하였다.

참고문헌

- [1] S. Kunz, Raymond Luebbers, The finite difference time domain method for electromagnetics, CRC Press, 1993.
- [2] N. O. Sadiku, Numerical techniques in electromagnetics, CRC Press, pp.179-204, 1992.
- [3] F. Iskander, NSF/IEEE center for computer applications in electromagnetics education (CAEME). ch 16.

- [4] E. Yamshita, Analysis Methods for Electromagnetic Wave Problems. Artech House Publishers, 1995, ch.2.
- [5] 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.
- [6] A. Taflove and M. E. Browin, "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations," IEEE Trans. Microwave Theory Tech. vol. MTT-23, no.8 pp. 623-630, Aug. 1975.
- [7] A. Taflove, K. R. Umashankar, "A hybrid moment method/finite-difference time-domain approach to electromagnetic coupling and aperture penetration into complex geometries," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-30, no. 4, pp.617-627, July 1982.
- [8] A. Taflove, K. R. Umashankar, and T. G. Jurgens, "Validation of FD-TD modeling of the radar cross section of three-dimensional scatters," IEEE Trans. Antennas propagat, vol. Ap-33, pp. 662-666, June 1985.
- [9] A. Taflove, K. R. Umashankar, B. Beker, F. Harfoush, and K. S. Yee, "Detailed FD-TD analysis of electromagnetic fields penetrating narrow slots and lapped joints in thick conducting screens," IEEE Trans. Antennas Propagat. vol. 36, pp. 247-257, Feb. 1966.
- [10] X. Zhang and K. K. Mei, "Time-domain finite-difference approach to the calculation of the frequency-dependent characteristics of microstrip discontinuities," IEEE Trans. Microwave Theory Tech. vol. 36, pp. 1775-1787, Dec. 1988.
- [11] X. Zhang, J. Fang, K. K. Mei, and Y. Liu, "Calculations of the dispersive characteristics of microstrips by the time-domain finite difference method," IEEE Trans. Microwave Theory Tech. vol.36, pp.263-267, Feb. 1988.
- [12] X. Zhang, K. K. Mei, "Time-domain finite difference approach for the calculation of microstrip open-circuit end effect," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., IEEE MTT-S, pp.363-366, 1988.
- [13] A. Taflove, "Application of the finite difference time domain method to sinusoidal steady state electromagnetic penetration problems," IEEE Trans. Electromagn. Compat. vol. EMC-22, pp. 191-202, Aug. 1980.
- [14] G. Mur, "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations," IEEE Trans. Electromagn. Compat vol. EMC-23, pp. 377-382, Nov. 1981.
- [15] B. Enquist and A. Majda, "Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves," Math. Comput. vol. 31 no. 139, pp. 629-651. July 1977.
- [16] J. G. Blaschak and G. A. Kriegsmann, "A comparative study of absorbing boundary conditions," J. Comp. Phys., vol.77, pp.103-139, 1988.



홍 용 인 (Yong-In Hong)
 1987년 2월: 청주대학교 전자공학과 졸업(공학사)
 1989년 8월: 중앙대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사)
 1996년 2월: 중앙대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학박사)
 1994년 10월~현재: 부산정보대학 정보통신계열 조교수
 *주관심분야 : 전자파수치해석, 안테나해석 및 설계, 마이크로파회로해석 및 설계