

대형배열안테나의 광각 빔 조향 시 CFS-PML 성능이 상호간섭 해석 정확도에 미치는 영향성 분석

Effect of CFS-PML Performance on Mutual Interference Analysis for Wide-Angle Beam Scanning of Large Array Antennas

김준희 · 김진우* · 이종선* · 배기웅** · 황금철

Jun Hee Kim · Jin Woo Kim* · Jong Seon Lee* · Ki-Woong Bae** · Keum Cheol Hwang

요약

본 논문은 대형배열안테나 광각 빔 조향 해석 시 CFS-PML(complex frequency shifting-perfectly matched layer) 설정이 상호간섭 해석의 정확도에 미치는 영향을 분석한다. PML 경계 파라미터 및 입사 각도에 따른 PML 경계 흡수 성능에 대한 오차율을 정량적으로 분석하였으며 시뮬레이션 결과와 비교하여 분석 내용에 대한 타당성을 입증하였다. 광각 빔 조향 시 주된 에너지는 정지위상점에 의해 빔 조향 각도로 집중되어 PML 경계면에 준접사(near-grazing) 각도로 입사하게 된다. 이로 인해 증가한 잔류반사는 정재파를 형성하며 Huygens 등가 표면의 정확도를 왜곡시킨다. 75° 이상 빔 조향 시 오차율이 15 % 이상으로 나타나며 플랫폼 내 센서 간 상호간섭 해석에서 최대 7 dB 수준의 오차를 유발하였음을 시뮬레이션을 통해 증명하였다. 따라서 본 논문은 플랫폼 내 탑재된 대형배열안테나의 정밀한 상호간섭 해석을 위해 빔 조향 각도를 고려한 PML 파라미터 최적화의 중요성을 강조한다.

Abstract

This study analyzes the effect of complex frequency shifting perfectly matched layer (CFS-PML) settings on the accuracy of mutual interference analysis during wide-angle beam scanning of a large array antenna. The variation in the absorption performance of PML according to its parameters and angle of incidence is quantitatively analyzed and validated through simulations. At wide scanning angles, the wave impinges on the PML boundary at near-grazing incidence, which increases the residual reflections and degrades the accuracy of the Huygens surface. For scanning angles exceeding 75°, the resulting error surpasses 15 %, causing inaccuracies of up to 7 dB in the overall mutual interference analysis. Therefore, this study emphasizes the criticality of optimizing the PML parameters while considering the beam-steering angle to achieve a precise interference analysis for platform-mounted large-array antennas.

Key words: CFS-PML, Wide-Angle Beam Scanning, Mutual Interference, Huygens Surface, Large Array Antenna

「이 논문은 2025년도 정부(방위사업청)의 재원으로 국방과학연구소의 지원을 받아 수행된 연구임(No. UC200001DD).」

성균관대학교 전자전기컴퓨터공학과(Department of Electrical and Computer Engineering, Sungkyunkwan University)

*한화시스템(Hanwha Systems)

**국방과학연구소(Agency for Defense Development)

· Manuscript received October 23, 2025 ; Revised November 3, 2025 ; Accepted March 4, 2026. (ID No. 20251023-130)

· Corresponding Author: Keum Cheol Hwang (e-mail: khwang@skku.edu)

I. 서 론

최근 복합 RF 시스템의 집적화가 가속화되면서, 통신·센싱·항법 등 다양한 기능을 수행하는 다수의 RF 센서 및 안테나가 단일 플랫폼 내에 근접 배치되는 구조가 일반화되고 있다^[1]. 다양한 센서가 탑재된 환경에서 인접 주파수 운용 및 동시 송수신 운용 등의 조건에 의해 센서 간 상호간섭(mutual interference)이 불가피하게 발생하며, 이는 시스템의 안정성 및 신뢰성에 중대한 영향을 미친다. 이러한 간섭 문제를 회피하기 위해서는 사전에 플랫폼 설계단계에서 배치 위치에 따른 정밀한 상호간섭 분석을 필요로 한다. 기존 연구는 이론적·접근적 방법을 기반으로 하여 안테나 소자 간 상호간섭을 정량화하였다. Reaction theorem을 기반으로 하여 소자 간 상호임피던스 $Z_{2,1}$ 을 표현하고 이를 통해 일반화 임피던스 밀도 $\delta_{2,1}$ 을 도입해 공간적 기여를 가시화함으로써, 플랫폼상의 결합 경로를 식별 및 흡수체 배치를 통해 상호 결합을 저감하는 방안이 제시되었다^[2]. 또한, SWE(spherical wave expansion)을 통해 소스 근역장을 모드 계수로 압축하고 플랫폼에서의 반사·회절을 UTD(uniform theory of diffraction)로 모델링 한 뒤 이를 reaction theorem으로 결합하여 상호결합을 분석하는 하이브리드 방식도 보고되었다^[3]. 그러나 이론적·접근적 방식의 해석기법은 실제 복잡한 플랫폼 환경 내에서 결과에 부정확성을 야기할 수 있다. 최근 고성능 컴퓨팅 자원과 분산 메모리 기반 MPI 병렬화 및 멀티-솔버 하이브리드 해석의 발전으로 복잡한 형상의 복합 RF 플랫폼에 대해서도 전영역 완전 전자기(full-wave) 해석을 직접 수행하는 것이 실무적으로 가능해졌다^[4]. 이에 따라 정확한 상호간섭 해석과 함께, 간섭을 야기하는 주요 경로를 전자기장 분포로 가시화·식별함으로써 경로 예측 및 저감 설계에 대한 정량적 근거를 확보할 수 있게 된다. 전영역 완전 전자기 해석을 적용하더라도, 복잡한 급전부 세부 구조를 직접 메쉬화하기보다 소스를 Huygens 등가 표면으로 치환하면 계산의 복잡도 및 메모리 사용량과 연산 시간이 크게 절감된다. 등가 표면은 소스의 방사·에반센트 성분을 포함한 근접장 정보를 보존하면서도, 외부 영역은 필드 구동으로 처리하므로 정확도와 효율을 동시에 확보할 수 있다. 또한 동일 플랫폼 내 상호간섭의 경우 소스로부터 플랫폼 표면에 유도된 표면전류에 의해 주

로 발생하게 되며 이때 형성되는 표면전류의 경우 소스의 근접장 성분이 주된 요인이 된다^[5]. 따라서 정확한 등가 표면의 구성은 센서 간 상호간섭의 핵심 요소이다. Huygens 등가 표면은 FDTD(finite difference time domain) 기법과 같은 일반적인 수치해석 기법을 통해 근접장 영역에서 전자기장의 접선 성분을 추출함으로써 확보할 수 있다. FDTD 기법의 경우 무한 영역을 PML(perfectly matched layer) 경계를 통해 근사화한다. 표준 PML 경계는 경계면에 비스듬히 입사되는 준접사(near-grazing) 입사 및 에반센트 성분에 대하여 흡수 효율이 저하되어 잔류 반사가 증가하는 한계를 지닌다. 이를 개선하기 위해 복소 주파수 천이(CFS, complex frequency shifting) 기반 PML을 도입하여 준접사 및 에반센트 성분에 대한 감쇠를 강화하고 시간영역에서는 이를 컨볼루셔널 PML(CPML) 방식으로 구현함으로써 수치적 안정성과 흡수 성능을 동시에 확보하였다^{[6][7]}. 그럼에도 불구하고, 실제 구현 환경에서는 유한두께·이산화 효과와 맞물려 잔류 반사를 유발한다^[8]. 특히 다수의 소자가 배치된 배열안테나의 경우 개구면적이 확장됨에 따라 반응(reactive) 성분이 우세적이며 다수의 에반센트 모드 집합이 형성될 수 있다. 또한, 대형배열안테나의 경우 빔 조향 시 정지위상점이 빔 조향 방향 인근에서 형성되며 근거리장 영역에서도 주된 에너지가 PML 경계에서 준접사 성분으로 입사하게 된다. 이로 인해 경계에서의 잔류반사가 증가하게 되어 해석 영역에서의 본 신호와 상쇄, 보강간섭이 발생하여 정재파가 형성되고 결과적으로 해석에 왜곡을 초래하게 된다. 따라서 본 논문에서는 CFS-PML의 이론과 시뮬레이션을 바탕으로 대형배열안테나의 광각 빔 조향 시 PML 경계의 잔류반사가 Huygens 등가 표면 정보에 미치는 영향을 규명한다. 아울러 이로 인한 센서 간 간섭 해석에 발생하는 왜곡을 분석하고 PML 경계 파라미터 설계를 통해 왜곡을 최소화함으로써 센서 간 상호간섭 해석에서 빔 조향 각도를 고려한 PML 파라미터 최적화의 중요성을 강조하고자 한다.

II. CFS-PML

2-1 변환전자기학 관점에서의 PML

변환전자기학은 맥스웰 방정식(Maxwell's equations)이 좌표 변환하에서 형태가 변하지 않는다는 원리를 기반으

로 특정 좌표계에서의 전자기 현상을 다른 좌표계로 변환하여 전자기파를 제어하는 것을 의미한다. PML을 변환전자기학 관점에서 볼 경우, 전자기파를 흡수하는 가상의 완전 흡수체를 복소 좌표 신장을 통해 물리 공간의 한 영역으로 매핑하는 것으로 해석할 수 있으며, 이를 통해 PML을 단순한 흡수 경계 조건이 아닌, 이방성(anisotropic) 손실 매질로 해석할 수 있게 된다.

$$\epsilon'_{eq} = \frac{J\epsilon_0 J^T}{\det[J]}, \quad \mu'_{eq} = \frac{J\mu_0 J^T}{\det[J]}$$

$$J(x) = \frac{\partial f}{\partial x} = \begin{bmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial x_1} & \dots & \frac{\partial f_1}{\partial x_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_m}{\partial x_1} & \dots & \frac{\partial f_m}{\partial x_n} \end{bmatrix} \quad (1)$$

변환된 좌표계에서의 전파 특성은 식 (1)과 같이 등가 유전율·투자율의 물질 텐서로 표현되며 PML 경계 내부에서의 전파 거동을 표현하는 이방성 손실 매질로 치환되어 해석할 수 있게 된다^[9]. 여기서 J 는 좌표 변환을 기술하는 야코비 행렬(Jacobian matrix)로 각 좌표성분의 편미분으로 정의되며, $\det[J]$ 는 좌표 변환에 따른 미소 체적의 변화율을 나타내는 야코비 행렬식 (Jacobian determinant)이다. 가상의 완전 흡수체를 형성하는 핵심 요소로

$$d\tilde{u} = s_u(u, \omega) du \rightarrow \tilde{u} = \int s_u(u, \omega) du \quad (u = x, y, z) \quad (2)$$

$$\det[J] = \frac{1}{s_x s_y s_z}, \quad J\epsilon J^T = \epsilon_0 \text{diag}\left(\frac{1}{s_x^2}, \frac{1}{s_y^2}, \frac{1}{s_z^2}\right) \quad (3)$$

$$\epsilon'_{eq} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \frac{s_y s_z}{s_x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{s_x s_z}{s_y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{s_x s_y}{s_z} \end{bmatrix}, \quad \mu'_{eq} = \mu_0 \begin{bmatrix} \frac{s_y s_z}{s_x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{s_x s_z}{s_y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{s_x s_y}{s_z} \end{bmatrix} \quad (4)$$

는 식 (2)와 같이 국소점에서의 실제 공간의 좌표를 $s_u(u, \omega)$ 만큼 복소 좌표로 신장시키는 것이다. 가상의 PML 영역($\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}$)을 물리 공간(x, y, z)으로 매핑시키기 위한 야코비 행렬은 식 (3)과 같이 표현할 수 있으며 결과적으로 PML에서의 전파 거동을 표현한 물질 텐서는

식 (4)와 같이 표현되게 된다.

$$\begin{aligned} \nabla \times \tilde{E} &= -j\omega\mu'_{eq}\tilde{H} \\ \nabla \times \tilde{H} &= -j\omega\epsilon'_{eq}\tilde{E} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{E}_y}{\partial \tilde{x}} &= -j\omega\mu'_{eq,zz}\tilde{H}_z & -\frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial \tilde{x}} &= j\omega\epsilon'_{eq,yy}\tilde{E}_y \\ &= -j\omega\mu_0\left(\frac{s_x s_y}{s_z}\right)\tilde{H}_z & &= j\omega\epsilon_0\left(\frac{s_x s_z}{s_y}\right)\tilde{E}_y \end{aligned} \quad (6)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial \tilde{x}^2} + (k_0 s_x)^2\right]\tilde{E}_y = 0, \quad \tilde{E}_y = E_0 \exp[-jk_0 s_x \tilde{x}] \quad (7)$$

정의된 물질 텐서를 통하여 PML 경계 내의 맥스웰 방정식을 재정의하면 식 (5)와 같이 표현할 수 있다. 좌표 신장 변수 s_x, s_y, s_z 를 상수로 가정할 경우 식 (5)의 맥스웰 방정식은 식 (6)과 같이 표현된다. 식 (6)을 \tilde{x} 에 관하여 추가 미분하여 각 식을 결합하면 식 (7)과 같은 헬름홀츠 방정식과 그의 일반해를 구할 수 있다. 이 식은 PML 내부에서 전파의 거동을 표현하며, 유효파수 $k_{eff} = k_0 s_x$ 가 변형되었음을 확인할 수 있다. 이때 좌표 신장 변수가 복소수일 경우 E_y 는 전파(propagation)와 동시에 감쇠(attenuation)를 겪게 된다. 그림 1은 x 축 방향으로 진행하는 평면파가 x 축 경계에 존재하는 PML 영역으로 입사하는 상황을 나타낸다. PML 내부는 각 Δx 의 두께를 갖는 N 개의 cell로 이루어져 있으며 PML 전체 두께는 L_x 로 정의한다. PML 경계의 최외각은 해석 영역을 중단시키기 위해 PEC 경계로 구성되어 있다.

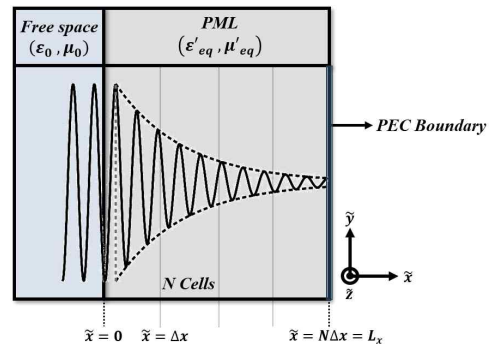


그림 1. x 축 PML 경계면으로 입사되는 전파
Fig. 1. Wave propagation in x-axis PML boundary.

2-2 PML 경계면에서의 임피던스 정합

전파가 PML 경계 외부에서 내부로 입사 시 경계면에서 반사가 일어나지 않기 위해서는 PML 내부의 파동 임피던스가 경계면 외부의 파동 임피던스와 같아야 한다. 그림 1의 상황을 다시 가정해보면, x 축으로 진행하는 파동의 임피던스는 \tilde{E}_y 와 \tilde{H}_z 의 비율로 정의할 수 있다.

$$Z_x = \frac{\tilde{E}_y}{\tilde{H}_z} = \frac{-j\omega\mu_0(s_x s_y / s_z)}{-jk_0 s_x} = \eta_0 \frac{s_y}{s_z} \quad (8)$$

식 (7)으로부터 $\partial\tilde{E}_y/\partial x = -jk_0 s_x$ 임을 알 수 있으며 이를 식 (6)에 대입하여 정리하게 되면 최종적으로 식 (8)과 같이 PML 내부의 파동 임피던스를 구할 수 있게 된다. x 축에 수직인 PML 경계면에서 임피던스 정합이 이루어지기 위해서는 $s_x > 1$ 설정을 통해 x 축으로는 좌표신장이 이루어지고, $s_y = s_z = 1$ 설정을 통해 y 축 및 z 축으로는 좌표신장이 이루어지지 않게 함으로써 식 (8)의 파동 임피던스는 자유공간의 고유 임피던스와 동일한 값을 갖게 되어 임피던스 정합이 이루어지고 PML 경계면에서 반사가 일어나지 않게 된다. 만일 y 축 및 z 축으로 좌표 신장이 가해질 경우 파동 임피던스가 변하게 되고 이로 인해 임피던스 정합이 깨지게 된다. 따라서 그림 2와 같이 각 경계면에 수직인 좌표축에서만 좌표 신장이 이루어져야 한다. 유사하게 y 축에 수직인 PML 경계면의 경우 y 축으로만 좌표 신장이 이루어져 $s_y > 1$, $s_x = s_z = 1$ 의 값을 갖게 된다. 반면, 신장된 좌표축에 수직인 방향 성분의 경우 신장된 PML 경계 내에서 흡수되지 못하고 경계에 평행하게 전파하여 흡수되지 못하게 된다. 이를 해소하고자 각 모

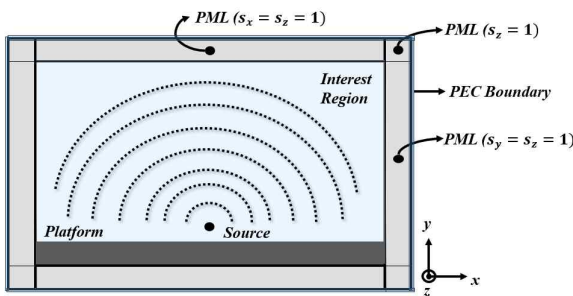


그림 2. PML 경계가 적용된 해석 영역
Fig. 2. Computational domain with PML boundary.

서리의 경우 접하는 좌표축에 대하여 동시에 좌표 신장이 이루어지게 형성하여 앞서 흡수되지 못한 전파를 흡수할 수 있게 된다.

2-3 PML 경계 내 전파 흡수

$$\begin{aligned} s_u(u, \omega) &= x_u + \frac{\sigma_u}{\alpha_u + j\omega\epsilon} \\ Im\{s_u\} &= -k_0 \left(\frac{\sigma_u \omega \epsilon_0}{\alpha_u^2 + (\omega \epsilon_0)^2} \right) \\ Re\{s_u\} &= x_u + \frac{\sigma_u \alpha_u}{\alpha_u^2 + (\omega \epsilon_0)^2} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \sigma_u(\xi) &= \sigma_{u, \max} \xi^{m_\sigma} \\ x_u(\xi) &= 1 + (x_{u, \max} - 1) \xi^{m_x} \\ \alpha_u(\xi) &= \alpha_{u, \max} (1 - \xi)^{m_\alpha} \\ \xi &= \frac{\tilde{u}}{L_u} \end{aligned} \quad (10)$$

CFS-PML의 경우 좌표 신장 변수 $s_u(u, \omega)$ 를 식 (9)와 같이 정의한다. 좌표 신장 변수의 허수부는 $-jk_0$ 항과 곱해지며 실수부로 변하여 감쇠(attenuation) 특성이 나타나게 되고 실수부는 $-jk_0$ 항과 곱해지며 허수부로 변하여 전파(propagation) 특성이 나타나게 된다. CFS-PML 경계 조건의 흡수 성능은 내부 파라미터인 σ, x, α 에 의해 결정된다. 각 파라미터는 식 (10)처럼 다항식(polynomial) 그레이딩을 통하여 PML 경계 내에서 점진적으로 변하게 된다. 이는 FDTD 기법과 같은 수치해석 시 격자 이산화로 인한 임피던스의 급변화로 발생하는 비물리적인 수치 반사를 억제하기 위함이다. 연속방정식의 형태가 아닌 이산화된 환경에서 계단 함수와 같이 급격하게 변화시키게 되면, 파동의 관점에서 매질 특성의 급작스러운 불연속면으로 인식하게 되고 이러한 불연속성이 수치 반사를 유발하여 해석의 정확도를 저하시키게 된다. 따라서 PML 내부로 진입함에 따라 점진적으로 변화시킴으로써 수치적 임피던스 정합을 구현하여 파동이 수치적 반사 없이 자연스럽게 흡수될 수 있게 하기 위함이다^{7), [10]}. 변수 ξ 의 경우 이러한 다항식 그레이딩을 적용시키기 위해 신장된

각 좌표축의 PML 경계의 두께인 L_u 로 각 좌표성분을 정규화한 변수이며 이때, 다항 함수의 차수 m 은 일반적으로 2~4 정도의 수치로 설정한다. CFS-PML 내부 파라미터 중 σ 는 물리적으로 매질의 도전율(conductivity)에 해당하며, PML 내부로 진입한 파동이 진폭을 지수함수로 감소시켜 에너지를 흡수하는 주된 감쇠 역할을 한다. σ 값은 너무 낮은 값을 가지면 PML 경계 내에서 완전히 흡수되지 못하고 PML 경계 최외각에 존재하는 PEC에 의해 반사되어 잔류반사로 나타나며 너무 높은 값을 가지면 매질의 특성이 급격하게 변하는 것으로 인식되어 수치적 반사가 발생하게 된다. 따라서 그림 3과 같이 0에서부터 점진적으로 증가하는 방향으로 설정하며 식 (11)의 최적 값 인근의 값을 활용하게 된다. Δx 의 경우 PML 경계를 구성하는 셀의 두께를 의미한다.

$$\sigma_{opt} = \frac{m+1}{150\pi\sqrt{\epsilon_r} \Delta x} \quad (11)$$

x 는 PML 경계면에 비스듬히 입사하는 전파의 영역 간 수치적 위상 속도 불일치를 보정하는 역할로 $x \geq 1$ 로 설정함으로써 이산 격자에서의 수치적 반사를 억제하는 효과를 갖는다. 또한 좌표 신장 변수 $s_u(u, \omega)$ 에 실수부에 존재함으로 식 (12)와 같이 에반센트 모드 전파에 스케일링 함수의 역할을 하여 감쇠 성능을 향상시킨다. x 또한 수치적 반사를 최소화하기 위해 그림 3과 같이 1에서부터 점진적으로 증가하는 방향으로 설정하게 된다. x 는 5~20 사이의 값을 통해 수치적 안정성과 우수한 에반센트 모드 흡수 성능을 만족함이 실험적으로 검증되었다^{[7],[10]}.

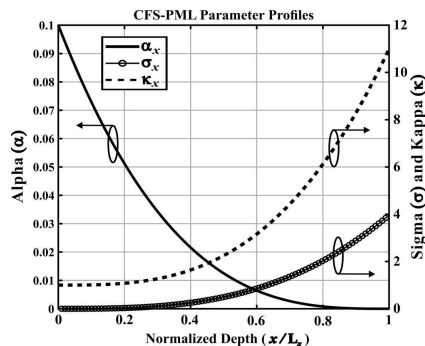


그림 3. CFS-PML 경계 파라미터 변화
Fig. 3. Variation of CFS-PML parameter.

$$|\tilde{E}_{y,Evanescent}| \approx \exp\left\{-\gamma \int_0^{\tilde{x}} \left(x_x + \frac{\sigma_x \alpha_x}{\alpha_x^2 + (\omega\epsilon_0)^2}\right) d\tilde{x}\right\} \quad (12)$$

α 는 저주파 성분에 대한 수치적 안정성을 확보하는 역할을 한다. $\alpha=0$ 인 경우 $\omega \rightarrow 0$ 가까워질 시 $s_u(u, \omega)$ 가 발산하는 문제가 발생한다. 따라서 흡수되지 못하고 오랫동안 남아 진동하는 late-time ringing 문제가 발생하게 된다. 이는 수치적 불안정성과 긴 수렴 시간을 유발해 FFT 시 고주파 대역에 잡음 성분으로 나타나게 된다. 따라서 α 를 추가함으로써 저주파수 및 정재파(standing wave)와 같은 정적장을 감쇠시킴으로써 이를 해결할 수 있게 된다. α 는 0.05~0.2 사이의 작은 값을 사용하는 것이 일반적이며 기존 σ, x 와 달리 저주파 성분 및 정적장이 PML 내부에 오래 머무르지 못하게 그림 3과 같이 초기 경계면에서부터 큰 값을 갖고 점진적으로 작은 값을 갖도록 설정한다.

$$\begin{aligned} \tilde{E}_y(\tilde{x}) &= E_0 \exp\left[-jk_0 \int \left(x_x + \frac{\sigma_x}{\alpha_x + j\omega\epsilon_0}\right) d\tilde{x}\right] \\ &= E_0 \exp\left[k_0 \int \text{Im}\{s_x\} d\tilde{x}\right] \\ &\quad \times \exp\left[-jk_0 \int \text{Re}\{s_x\} d\tilde{x}\right] \\ &= E_0 \exp\left[-k_0 \int \left(\frac{\sigma_x \omega \epsilon_0}{\alpha_x^2 + (\omega\epsilon_0)^2}\right) d\tilde{x}\right] \\ &\quad \times \exp\left[-jk_0 \int \left(x_x + \frac{\sigma_x \alpha_x}{\alpha_x^2 + (\omega\epsilon_0)^2}\right) d\tilde{x}\right] \end{aligned} \quad (13)$$

CFS-PML 내부에서의 전파 흡수 특성을 확인하기 위해 이산 격자 환경이 아닌 연속적인 환경에서 x 축으로 진행하는 파동에 대해 정의된 좌표 신장 변수 $s_u(u, \omega)$ 를 일반해인 식 (7)에 대입 시 식 (13)과 같이 나타낼 수 있다. 이때 각 내부 파라미터의 경우 PML 경계 내에서 변화하는 값을 갖기에 적분의 형태로 표현된다. 이를 통해 좌표 신장 변수의 허수부가 PML 경계 내에서의 감쇠(attenuation) 특성을 갖음을 확인할 수 있다.

2.4 PML 경계면에 비스듬히 입사하는 경우

그림 4는 x 축 PML 경계에 입사각 θ_i 를 갖고 비스듬히 입사하는 TE^x 평면파를 나타낸다. 자유공간상에서의

$$E_z = E_0 \exp[-jk_0(\cos\theta_i x + \sin\theta_i y)] \quad (14)$$

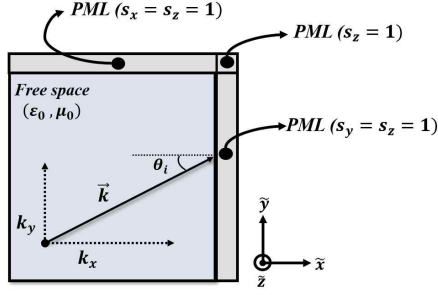


그림 4. PML 경계에 비스듬히 입사하는 전파
Fig. 4. Oblique incidence into PML boundary.

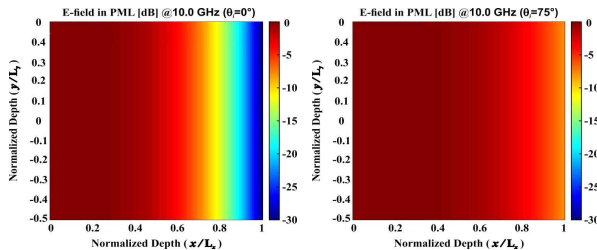
$$\begin{aligned}\tilde{E}_z &= E_0 \exp \left[-jk_0 \left(\cos \theta_i \int_0^{L_x} s_x(\tilde{x}, \omega) d\tilde{x} + \sin \theta_i y \right) \right] \\ &= E_0 \exp \left[-jk_0 \left(\cos \theta_i \int_0^{L_x} \text{Re} \{ s_x(\tilde{x}, \omega) \} d\tilde{x} + \sin \theta_i y \right) \right] \\ &\quad \times \exp \left[-k_0 \left(\cos \theta_i \int_0^{L_x} \text{Im} \{ s_x(\tilde{x}, \omega) \} d\tilde{x} \right) \right]\end{aligned}\quad (15)$$

E_z 성분은 식 (14)와 같이 나타낼 수 있으며 x 축 PML 경계로 입사할 경우 식 (15)와 같이 나타나게 된다. TE^x 평면파의 경우 그림 5와 같이 \vec{k} 에 대하여 k_x 와 k_y 로 분할하여 해석할 수 있다.

- k_x 성분 고려 시 ($\theta_i=0^\circ$)

식 (16)과 같이 지수함수로 감쇠되는 항이 존재하기에 PML 경계를 지나면서 점진적으로 흡수되는 것을 확인할 수 있다.

$$\begin{aligned}\tilde{E}_z &= E_0 \exp \left[-jk_0 \left(\int_0^{L_x} \text{Re} \{ s_x(\tilde{x}, \omega) \} d\tilde{x} \right) \right] \\ &\quad \times \exp \left[-k_0 \left(\int_0^{L_x} \text{Im} \{ s_x(\tilde{x}, \omega) \} d\tilde{x} \right) \right]\end{aligned}\quad (16)$$



(a) 수직 입사 시 (a) Normal incidence
(b) 75° 비스듬히 입사 시 (b) Oblique incidence with 75°

그림 5. PML 경계 내부에서의 정규화된 E-field 분포
Fig. 5. Distribution of normalized E-field in PML boundary.

- k_y 성분 고려 시 ($\theta_i=90^\circ$)

식 (17)과 같이 경계를 따라 y 축으로 진행하게 된다. 이때 x 축과 y 축이 교차하는 모서리 영역으로 진입 시 y 축 좌표 신장이 활성화되어있기에 흡수되게 된다. 따라서 각 모서리 영역은 겹치는 좌표축에 대하여 모두 좌표 신장이 이루어져야 PML 경계로 진입하는 전파를 완전히 흡수할 수 있게 된다.

$$\tilde{E}_z = E_0 \exp \left[-jk_0 (\sin \theta_i y) \right] \quad (17)$$

그러나, 실질적으로 모서리 영역을 겹치는 좌표축에 대하여 모두 좌표 신장이 이루어지더라도 만일 x 축 PML 경계의 두께가 실제 해석 영역인 y 축의 길이보다 짧으며 그림 4와 같이 y 축 기준 중심부 인근으로 비스듬히 입사할 경우 실제 \vec{k} 의 파수를 갖는 전파가 PML 경계를 왕복할 동안 y 축 PML 경계와 겹치는 모서리 영역에 도달하지 못하게 될 수 있다. 이러한 경우 전파가 PML 경계 내에서 충분히 흡수되지 못하고 PML 경계 끝의 PEC에 의해 반사되어 다시 해석 영역으로 되돌아가게 된다. 이를 잔류반사라 정의하며 입사각 θ_i 가 증가할수록 더욱 많이 발생하게 된다. 전파는 PML 경계 내부를 왕복하며 식 (15)의 감쇠항에 따라 흡수되기에 최종적으로 PML 경계의 반사계수를 식 (18)과 같이 정의할 수 있다.

$$|R(\theta)| = \exp \left[-2k_0 \cos \theta_i \int_0^{L_x} s_x(\tilde{x}, \omega) d\tilde{x} \right] \quad (18)$$

입사 각도에 따른 PML 경계의 흡수 성능을 확인하기 위해 $f_c=10$ GHz에서 $x_{\max}=11$, $a_{\max} 0.1$, 다항식 차수 $m=3$, $L_x=0.3\lambda$ 를 설정하였으며 σ_{\max} 의 경우 식 (18)의 반사계수를 통해 전파가 PML 경계에 수직 입사한 경우인 $|R(0)|$ 의 값의 변화에 맞게 설정하였다. 식 (13) 및 식 (15)의 감쇠성분에서 $(\omega\epsilon_0)_i \gg a_x^2$ 가 성립하게 되고 이를 통해 식을 근사함으로써 식 (19)와 같이 목표 $|R(0)|$ 설정에 따라 σ_{\max} 가 결정할 수 있다. 이를 표 1에 나타냈다.

$$\sigma_{\max} \approx \frac{-(m+1) \ln |R(0)| c_0 \epsilon_0}{2L_x} \quad (19)$$

그림 5는 PML 경계 내부에서의 정규화된 E-field 분포로 각각 $|R(0)|=1e^{-3}$ 설정에서 수직 입사 시 및 75° 입사각을 가질 경우에 따른 결과를 도시하였다. 수직 입사 시

표 1. $|R(0)|$ 에 따른 σ_{\max} 설정값($L_x=0.3\lambda$)

Table 1. σ_{\max} as a function of $|R(0)|$.

$ R(0) $	$1e^{-3}$	$1e^{-4}$	$1e^{-5}$	$1e^{-6}$	$1e^{-7}$
σ_{\max}	3.845	5.127	6.408	7.690	8.972
$ R(0) $	$1e^{-8}$	$1e^{-9}$	$1e^{-10}$	$1e^{-11}$	$1e^{-12}$
σ_{\max}	10.253	11.535	12.817	14.098	15.380

PML 경계 내부를 편도로 진행할 경우 경계 끝에서 -20 dB 수준의 감쇠가 일어나게 된다. 반면에 75° 입사각의 경우 경계 끝에서 약 -7.7642 dB 수준의 감쇠가 일어난다. 이는 입사된 신호 대비 40.9 % 수준 감소한 것이며 PML 경계 내부를 왕복할 경우 추가적인 40.9 %가 감소하게 된다. 이에 따라 최종적으로 PML 경계를 왕복하고 다시 경계면에 돌아온 잔류반사 신호는 처음 입사 신호 대비 16.73 % 수준이다. 즉 $|R(0)|=1e^{-3}$ 설정에서 75° 입사 각도를 갖고 비스듬히 입사된 신호에 대한 PML 경계의 흡수율은 83.27 % 수준으로 표현할 수 있다. 이를 식 (20)과 같이 각도의 함수로 표현할 수 있다.

$$\text{Absorption Rate } A(\theta) = [1 - |R(\theta)|] \times 100\% \quad (20)$$

그림 6은 입사 각도에 따른 PML 경계 흡수율로 표 1에 표기된 $|R(0)|$ 설정 값들에 대한 흡수율을 도시하였다. $|R(0)|=1e^{-3}$ 설정 및 75° 입사 각도 시 흡수율의 경우 상기에 구한 값과 동일하게 83.27 % 수준으로 확인된다.

입사 각도가 커질수록 $|R(0)|$ 가 작은 값을 필요로 하고 이는 곧 높은 σ_{\max} 값의 설정이 필요함을 의미한다. 높은 σ_{\max} 값을 활용하게 되면, 이산 격자 환경에서 수치적

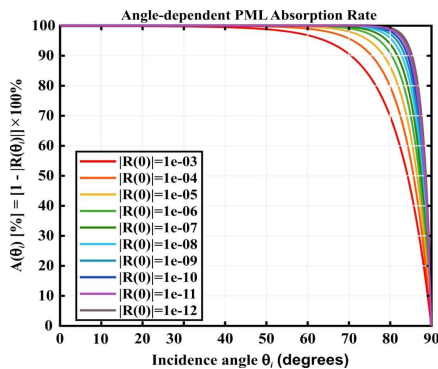


그림 6. 입사 각도에 따른 PML 경계 흡수율
Fig. 6. PML absorption rate as a function of incidence angle.

반사를 야기할 수 있다. 따라서 이산 격자 환경에서 $|R(0)|$ 값을 조정하기 위해서는 σ_{\max} 값을 고정시킨 후 PML의 두께 L_x 를 조정하여야 한다. 두께 L_x 는 두께 Δx 를 갖는 N 개의 셀로 이루어져 있다. 따라서 전체 두께는 $L_x = N \times \Delta x$ 로 정의된다. σ_{\max} 는 식 (11)의 인근 값을 활용하며 Scailing factor K 를 통해 $\sigma_{\max} = K \times \sigma_{opt}$ 로 정의된다. 이때 Scailing factor K 는 0.7~1.3 사이에서 주로 활용된다. 이를 바탕으로 식 (11)을 식 (19)에 대입 후

$$N \approx \left\lceil \frac{-75\pi}{K} \ln |R(0)| c_0 \epsilon_0 \right\rceil \quad (21)$$

$L_x = N \cdot \Delta x$ 로 정리하면 셀의 개수 N 은 식 (21)과 같이 표현할 수 있다. 셀의 개수 N 의 경우 정수이기에 소수점 부분을 내림을 통해 버리게 되고, 이때 목표 $|R(0)|$ 값에 도달하기 위해 Δx 를 초기값에서부터 조절하게 된다. Δx 의 초기값은 약 $\lambda/20$ 으로 설정한다. Scailing factor $K = 0.7$ 설정 시 $\sigma_{\max} = 3.9639$ 이며 이때 $|R(0)|$ 에 따른 Δx , N , L_x 를 표 2에 나타내었다. Δx 의 경우 모두 동일한 값을 갖으며 목표 $|R(0)|$ 에 따라 셀의 개수 N 이 증가하게 되고 이로 인해 PML 두께 L_x 가 증가하게 된다.

상기 분석된 내용들을 바탕으로 표 3~표 5에 각각 입사 각도 $\theta_i = 65^\circ, 75^\circ, 85^\circ$ 를 갖고 PML 경계에 입사하는 전파에 대한 흡수율을 나타내었다. 입사 각도가 커질수록 더 낮은 값의 $|R(0)|$ 가 요구되며 이는 PML을 구성하는 셀의 개수가 많이 필요하게 된다. 또한, 그림 6에서 확인할 수 있듯이 $\theta_i = 60^\circ$ 정도 수준까지는 $|R(0)| = 1e^{-3}$ 정도

표 2. $|R(0)|$ 에 따른 PML 경계 두께 $\sigma_{\max} = 3.6936$

Table 2. PML delpth as a function of $|R(0)|$.

$ R(0) $	$1e^{-3}$	$1e^{-4}$	$1e^{-5}$	$1e^{-6}$	$1e^{-7}$
N	6	8	10	12	14
Δx (mm)	1.5419	1.5419	1.5419	1.5419	1.5419
L_x (mm)	9.251	12.335	15.419	18.503	21.586
$ R(0) $	$1e^{-8}$	$1e^{-9}$	$1e^{-10}$	$1e^{-11}$	$1e^{-12}$
N	16	18	20	22	24
Δx (mm)	1.5419	1.5419	1.5419	1.5419	1.5419
L_x (mm)	24.670	27.754	30.838	33.921	37.005

표 3. $|R(0)|$ 에 따른 PML 흡수율($\theta_i=60^\circ$)

Table 3. PML Absorption Rate as a function of $|R(0)|$.

$ R(0) $	$1e^{-3}$	$1e^{-4}$	$1e^{-5}$	$1e^{-6}$	$1e^{-7}$
$A(\theta)$ [%]	96.84	99.00	99.68	99.90	99.97
$ R(0) $	$1e^{-8}$	$1e^{-9}$	$1e^{-10}$	$1e^{-11}$	$1e^{-12}$
$A(\theta)$ [%]	99.99	99.99	99.99	99.99	99.99

표 4. $|R(0)|$ 에 따른 PML 흡수율($\theta_i=75^\circ$)

Table 4. PML Absorption Rate as a function of $|R(0)|$.

$ R(0) $	$1e^{-3}$	$1e^{-4}$	$1e^{-5}$	$1e^{-6}$	$1e^{-7}$
$A(\theta)$ [%]	83.27	90.78	94.92	97.20	98.46
$ R(0) $	$1e^{-8}$	$1e^{-9}$	$1e^{-10}$	$1e^{-11}$	$1e^{-12}$
$A(\theta)$ [%]	99.15	99.53	99.74	99.86	99.92

표 5. $|R(0)|$ 에 따른 PML 흡수율($\theta_i=85^\circ$)

Table 5. PML Absorption Rate as a function of $|R(0)|$.

$ R(0) $	$1e^{-3}$	$1e^{-4}$	$1e^{-5}$	$1e^{-6}$	$1e^{-7}$
$A(\theta)$ [%]	45.23	55.19	63.34	70.00	75.46
$ R(0) $	$1e^{-8}$	$1e^{-9}$	$1e^{-10}$	$1e^{-11}$	$1e^{-12}$
$A(\theta)$ [%]	79.92	83.57	86.56	89.00	91.00

설정으로도 약 96.84 % 흡수되기에 PML 경계가 해석 영역에 미치는 영향이 상대적으로 적게 된다. 하지만 75° 이상 증가할수록 흡수율이 급격히 저하되며, 85° 수준에서는 $|R(0)|=1e^{-12}$ 만큼 아주 작은 값을 설정하여도 약 9 % 수준이 해석 영역으로 되돌아옴을 보인다.

III. 광각 빔 조향 배열안테나

3-1 정지위상법(Method of Stationary Phase)

AESA(active electronically scanned array)는 배열안테나의 각 복사 소자로 급전되는 신호의 위상을 조정함으로써 특정 각도 θ_0 에 동위상면(wavefront)을 형성하여 빔을 조향한다. 이러한 빔 조향의 결과로 형성되는 안테나의 빔 패턴은 일반적으로 원거리장(far-field) 영역에서 주 빔의 방향이 명확하게 나타나며 이때 안테나의 이득, 부엽준위 등을 정의할 수 있는 방사패턴이 형성된다. 이에 반해 리액티브 근접장 영역의 경우 리액턴스 성분이 강하며 다수의 에반센트 모드

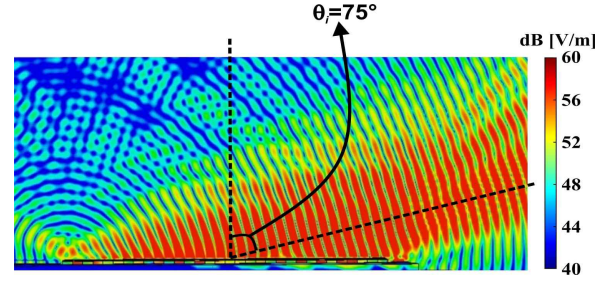


그림 7. 배열안테나 $\theta_0=75^\circ$ 빔 조향 시 전기장 분포

Fig. 7. E-field distribution under $\theta_0=75^\circ$ beam scanning.

가 형성되는 복잡한 특성을 보인다. 따라서 빔이라는 개념을 명확히 정의할 수 없게 된다. 그러나, 실제로 빔 조향 시 리액티브 근접장 영역에서의 전기장 분포를 관찰하면 그림 7과 같이 빔 조향 방향인 θ_0 주위로 상대적으로 강한 전기장이 형성되는 모습을 보인다. 그림 7은 32×32 배열된 안테나가 75° 빔 조향 시 근접장 영역에서의 전기장 분포 시뮬레이션 결과를 나타내며 시뮬레이션 Tool은 Dassault System社의 CST Microwave Studio Suite을 활용하였다.

$$I(k_x) = \int A(x)e^{-jk_x \phi(x)} dx \quad (22)$$

이와 같은 현상은 정지위상법 개념으로 설명할 수 있다. 식 (22)와 같이 파동이 여러 경로를 통해 중첩될 때 위상이 가장 적게 변하는 지점인 정지위상점 주변의 기여가 적분을 지배하게 된다. 즉, $\partial \phi(x)/\partial x \approx 0$ 를 만족하는 지점을 정지위상점으로 정의한다. 이를 배열안테나 관점에서 해석하기 위해 그림 8과 같은 x 축상에 일정한 간격으로 배열된 미소 다이폴을 고려한다. 배열 중심으로부터 θ_0 만큼 기울어져 있으며 배열 외부에 존재하는 임의의 관측점 \vec{r} 에 대해 각 n 번째 미소 다이폴에 의한 전기장은 식 (23)으로 구할 수 있다. 여기에 각 소자의 진폭 가중치 w_n 과 위상 가중치 ψ_n 가 적용된 전체 합성장은 식 (24)와

$$\begin{aligned}
 E_\theta^{(n)}(r, \theta) &= \frac{\eta_0 I_0 l}{4\pi} \sin\theta \left(\frac{jk}{R_n} + \frac{1}{R_n^2} - \frac{j}{kR_n^3} \right) e^{-jkR_n} \\
 &= A_n(r, \theta) e^{-jkR_n} \\
 R_n &= \sqrt{(x-x'_n)^2 + z^2} \\
 A_n(r, \theta) &= \frac{\eta_0 I_0 l}{4\pi} \sin\theta \left(\frac{jk}{R_n} + \frac{1}{R_n^2} - \frac{j}{kR_n^3} \right) \quad (23)
 \end{aligned}$$

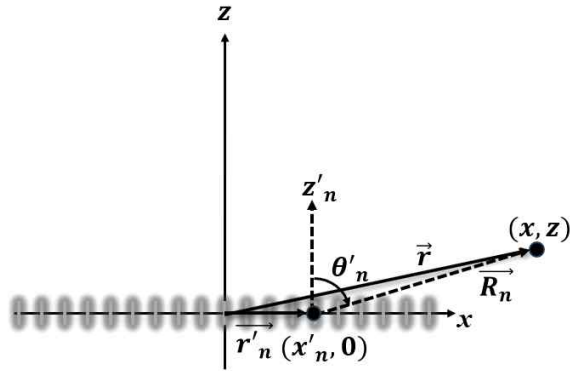


그림 8. 일정한 주기를 갖고 x 축 배열된 미소 다이폴
Fig. 8. An array of infinitesimal dipoles periodically spaced along an x-axis.

$$E_{Array} = \sum_n w_n e^{j\psi_n} A_n e^{-jkR_n}$$

$$\psi_n = -k \sin \theta_0 x'_n \quad (24)$$

$$\frac{\partial}{\partial x'_n} \phi_n(x'_n) = -k \sin \theta_0 + k \left(\frac{x - x'_n}{R_n} \right) \approx 0$$

$$\therefore \sin \theta_0 = \left(\frac{x - x'_n}{R_n} \right) = \sin \theta'_n \quad (25)$$

같다. 전체 합성장 내 위상 성분은 전파 진행에 따른 위상 변화 kR_n 과 인가된 위상 가중치 ψ_n 의 지수곱으로 이루어져 있다. 이는 x'_n 에 따라 변하는 함수이기에 $\phi_n(x'_n)$ 을 x'_n 에 대해 미분하여 정지위상점을 찾을 수 있다. 따라서 식 (25)과 같이 정지 위상점을 구할 수 있게 되며, 이때 θ'_n 의 경우 각 n번째 미소다이폴을 기준으로 하여 관측점과 z'_n 축과의 각도를 의미한다. 따라서 각 x'_n 지점에서 $\theta'_n = \theta_0$ 을 만족하는 N개의 정지위상점이 존재하며 각 지점에서 인근 소자들과 $\theta'_n = \theta_0$ 지점에서 가장 강한 보강 간섭이 발생하게 된다. 대형배열일수록 인근 소자 간 R_n 값이 유사한 값을 갖게 된다. 따라서 소자 전반에 걸쳐 θ_0 인근에서 정지위상점이 형성되어 그림 7에서 관측한 바와 같이 근접장 영역에서도 θ_0 인근에서 가장 강한 전기장이 형성되게 된다.

3-2 광각 빔 조향 시 시뮬레이션 결과

일반적으로 FDTD 기법을 활용한 안테나 해석 시 원거

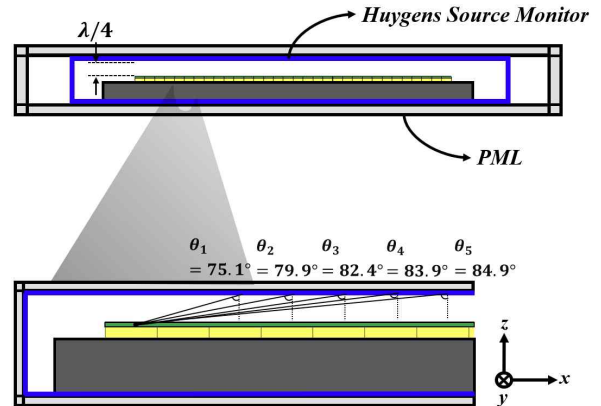


그림 9. 플랫폼 내 탑재된 대형배열안테나
Fig. 9. A large array antenna mounted on the platform.

리장 방사패턴의 경우 그림 9와 같이 Huygens Source Monitor를 통하여 전자기장의 접선 성분을 감지하고 이를 전류밀도 J 와 자류밀도 M 으로 치환하여 계산을 통해 도출하게 된다. 또한, 추출된 Huygens 등가 표면을 소스 원으로 하여 MLFMM(multi-level-fast multi-pole method) 등의 수치 해석 기법과 결합하여 대형 플랫폼 내 대형배열안테나 탑재 시 전자기 특성 및 영향성 분석이 가능하다. 따라서 정확한 Huygens 등가 표면을 추출하는 것이 해석의 신뢰성에 있어 상당히 중요한 요소이다. 그림 9는 플랫폼 내 탑재된 32x32 배열안테나의 해석 환경으로 해석 구조체와 PML 사이의 간격은 z축 기준 $\lambda/4$ 이격되어 있다. 대형배열안테나의 경우 해석 구조체와 PML 사이의 간격을 넓게 할수록 해석 영역이 확장되며 이로 인해 해석 메쉬 셀 수가 급격하게 증가하여 소요시간 증가 및 메모리 용량 부족 등의 문제가 발생할 수 있기에 가능한 가깝게 형성하여야 한다. 하지만, 구조체와 PML 사이의 간격이 너무 가까워지면 그림 9와 같이 PML 경계로의 입사 각도가 75° 이상 큰 값을 갖게 되어 PML 경계의 흡수 성능이 저하되고 이로 인한 잔류반사 성분이 해석 영역 내로 되돌아오면서 전체 해석 결과에 왜곡을 야기할 수 있게 된다. 특히 광각 빔 조향 시 정지위상점이 근거리장 영역에서도 빔 조향 각도 θ_0 에 형성되어 강한 전자기장이 형성되기에 잔류 반사로 인한 왜곡이 더욱 심해지게 된다. PML 경계의 경우 실제 물리적 공간이 아닌 가상의 공간으로 흡수율을 최대화 할수록 실제 물리 환경

에 적합한 결과로 판단할 수 있다. $|R(0)|=1e^{-12}$ 의 경우 수직 입사 시 -240 dB 수준의 흡수 성능을 갖기에 이때 확보된 결과값을 PML 경계 흡수 오차를 계산에 대한 기준점으로 선정할 수 있다. 따라서 식 (26)과 같이 시뮬레이션으로 확보된 Huygens 등가 표면에 치환된 전류밀도 및 자류밀도를 통해 총 방사 전력(radiated power)을 계산하고 이를 기반으로 PML 경계의 시뮬레이션 오차를 정의하였다. 또한, 식 (20)의 이론식을 통하여 확보된 흡수율의 차를 통해 식 (27)과 같은 이론적 오차를 구할 수 있다.

$$error_{Prad} = \left| \frac{P_{rad}(|R(0)|, \theta_0) - P_{rad,Ref}(\theta_0)}{P_{rad,Ref}(\theta_0)} \right| \times 100 [\%] \quad (26)$$

$$error_{absorb} = |A_{ref}(\theta_i) - A(|R(0)|, \theta_i)| [\%] \quad (27)$$

그림 10은 $|R(0)|=1e^{-3}$ 설정 시 배열안테나 빔 조향 각도에 따른 PML 경계 흡수 오차를 분석한 결과이다. 빔 조향 각도 45°까지는 전반적으로 오차가 1% 미만 수준으로 이는 PML 경계에서의 흡수율이 99% 이상임을 의미한다. 그러나, 70° 이상 광각 빔 조향 시 오차가 크게 증가하는 것을 확인할 수 있으며, 80° 빔 조향 시 오차율 25% 이상으로 상대적으로 큰 잔류반사 신호들이 해석 영역 내로 되돌아오게 된다. 입사 각도에 따른 P_{rad} , $A(\theta_i)$, $error_{Prad}$ 및 $error_{absorb}$ 결과를 표 6에 나타내었다. 전반적으로 PML 경계 흡수 오차율의 시뮬레이션 결과와 이론값이 서로 유사함을 확인할 수 있다. 그림 11은 배열안테나 75° 빔 조향 시 $|R(0)|$ 에 따른 PML 경계 흡수 오차율 결

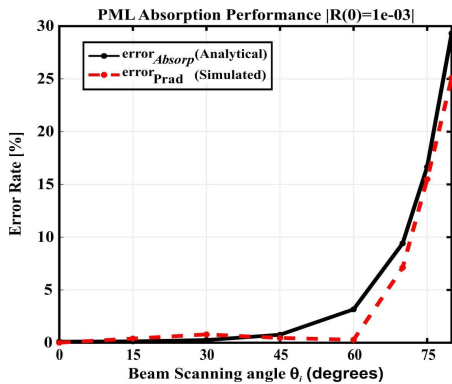


그림 10. 빔 조향 각도에 따른 PML 흡수 오차율
Fig. 10. PML absorption error vs. beam scanning angle.

표 6. 빔 조향 각도에 따른 PML 흡수 오차율 $|R(0)|=1e^{-3}$
Table 6. PML absorption error vs. beam scanning angle.

θ_0 (°)	0	15	30	45
P_{rad} [W] ($ R(0) =1e^{-3}$)	420.61	439.52	456.50	480.20
P_{rad} [W] ($ R(0) =1e^{-12}$)	420.65	437.80	452.94	478.04
$A(\theta_i)$ [%] ($ R(0) =1e^{-3}$)	99.9	99.87	99.75	99.24
$A(\theta_i)$ [%] ($ R(0) =1e^{-12}$)	99.99	99.99	99.99	99.85
$error_{Prad}$ [%]	0.01	0.39	0.79	0.45
$error_{absorp}$ [%]	0.10	0.13	0.25	0.76

θ_0 (°)	60	70	75	80
P_{rad} [W] ($ R(0) =1e^{-3}$)	466.60	446.00	431.23	416.57
P_{rad} [W] ($ R(0) =1e^{-12}$)	465.31	416.39	373.38	333.04
$A(\theta_i)$ [%] ($ R(0) =1e^{-3}$)	96.84	90.58	83.27	69.86
$A(\theta_i)$ [%] ($ R(0) =1e^{-12}$)	99.99	99.99	99.92	99.18
$error_{Prad}$ [%]	0.28	7.11	15.49	25.08
$error_{absorp}$ [%]	3.16	9.41	16.65	29.31

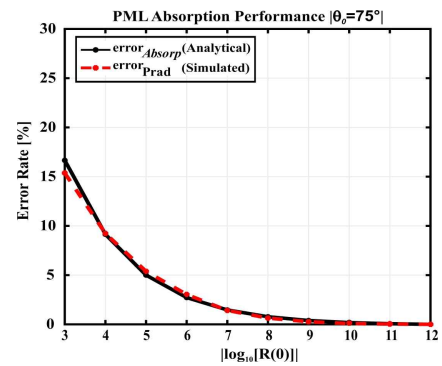


그림 11. $|R(0)|$ 에 따른 PML 흡수 오차율($\theta_0=75^\circ$)
Fig. 11. PML absorption error vs. $|R(0)|$ ($\theta_0=75^\circ$).

과이다. $|R(0)|=1e^{-8}$ 보다 낮은 값에서 오차율이 1% 미만으로 나타나며 각 P_{rad} , $A(\theta_i)$, $error_{Prad}$ 및 $error_{absorp}$ 결과를 표 7에 나타내었다. 전반적으로 PML 경계 흡수 오차

표 7. $|R(0)|$ 에 따른 PML 흡수 오차율($\theta_0=75^\circ$)

Table 7. PML absorption error vs. $|R(0)|$ ($\theta_0=75^\circ$).

$ R(0) $	$1e^{-3}$	$1e^{-4}$	$1e^{-5}$	$1e^{-6}$
P_{rad} [W]	431.23	407.86	393.47	384.72
$A(\theta_i)$ [%]	83.27	90.78	94.92	97.20
$error_{Prad}$ [%]	15.49	9.24	5.38	3.04
$error_{absorb}$ [%]	16.65	9.14	5.00	2.72
$ R(0) $	$1e^{-7}$	$1e^{-8}$	$1e^{-10}$	$1e^{-12}$
P_{rad} [W]	378.67	375.75	373.67	373.38
$A(\theta_i)$ [%]	98.46	99.15	99.74	99.92
$error_{Prad}$ [%]	1.42	0.64	0.08	0
$error_{absorb}$ [%]	1.46	0.77	0.18	0

울의 시뮬레이션 결과와 이론값이 서로 유사함을 확인할 수 있다. PML 경계 흡수 오차율이 클수록 PML 경계 내에서 완전히 흡수되지 못하고 해석 영역으로 되돌아오는 잔류반사 성분이 증가하게 된다. 이러한 잔류반사 성분은 해석 영역으로 되돌아와 본 신호와 중첩이 이루어지며 서로 상쇄, 보강간섭을 일으켜 정재파(standing wave)를 형성한다. 이렇게 형성된 정재파로 인해 Huygens 등가 표면 내 전자기장 분포에 왜곡을 야기한다. 그림 12는 $|R(0)|$ 에 따른 Huygens 등가 표면 내 전기장 분포로 그림 9의 Z_{max} 평면(XY-평면)에서의 전기장의 접선 성분이며 배열안테나의 편파 방향과 일치한 y 축 벡터 성분의 크기를 나타낸다. 배열안테나의 빔 조향은 y 축 평면을 기준으로 이루어졌으며 그림 7에서 설명한 바와 같이 정지위상점에 의해 근거리장 영역에서도 빔 조향 각도로 강한 보강간섭이 이루어지기에 $|R(0)|=1e^{-12}$ 설정 시 y 축 기준 상단부에서의 전기장 크기가 상대적으로 큰 값을 갖게 됨을 확인할 수 있다. $|R(0)|$ 가 작은 값을 가질수록 y 축 기준 하단부 전기장의 크기가 점차 줄어드는 모습을 보이며 이는 PML 경계에서의 잔류반사 성분이 적어짐에 따라 형성되는 정재파의 크기 또한 감소하게 되기 때문이다.

3-3 Huygens 등가 표면을 활용한 간섭 분석

전기적으로 큰 대형 플랫폼 내 탑재된 안테나의 방사

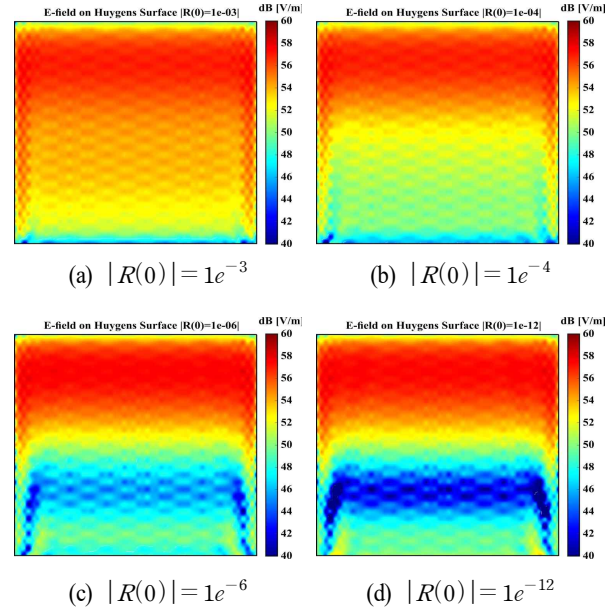


그림 12. Huygens 등가 표면 내 전기장 분포

Fig. 12. E-field distribution on Huygens surface.

특성 분석 및 인접 센서와의 상호간섭 해석 시 Huygens 등가 표면을 활용하는 것은 복잡한 문제 영역을 분리하여 계산 효율을 증가시켜 설계 유연성을 높이는 실용적인 기법이다. 이는 DDM(domain decomposition method)의 일환으로 전체를 한 번에 해석하는 대신, 간섭원(source)과 피간섭체(victim), 플랫폼(platform)으로 각 영역을 분리하여 각 영역에 적합한 해석기법을 적용함으로써 전체 해석의 효율성을 높일 수 있다. 이를 그림 13에 나타내었다. 동일한 플랫폼 면 내에 배치되어 있으며 간섭원의 경우 32×32 배열안테나를 활용하였으며 피간섭체는 동일한

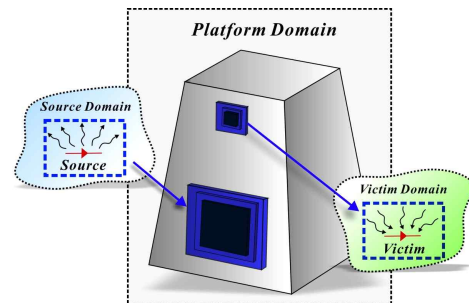


그림 13. Huygens 등가표면을 활용한 DDM 기법

Fig. 13. DDM technique by using Huygens surface.

복사소자로 구성된 16×16 배열안테나로 설정하였다. 첫 번째로 간섭원 영역에서 방사된 신호를 FDTD 기법을 통해 Huygens 등가 표면으로 치환하게 된다. 치환된 데이터는 두 번째 플랫폼 영역으로 전달되어 급전원으로 활용된다. 급전원으로부터 방사된 전파에 의해 플랫폼 표면에 표면전류가 유도되어 플랫폼 표면을 따라 흐르게 되며 이 표면전류가 주된 간섭의 요인이다. 전기적으로 큰 구조체이기에 MLFMM 기법을 활용하여 해석하는 것이 용이하다. 피간섭체 영역을 둘러싸는 Huygens source monitor를 통해 피간섭체 외부 영역의 전자기장을 '0'으로 만들고 피간섭체 내부 영역으로만 전자기장이 방사하는 Huygens 등가 표면이 형성되어 피간섭체 영역으로 전달되게 된다. 마지막 피간섭체 영역에서는 전달받은 Huygens 등가 표면 내부에 피간섭체가 존재하게 되고 Huygens 등가 표면을 급전원으로 활용하여 최종적으로 간섭원으로부터의 간섭 신호가 피간섭체로 전달되어 간섭 신호 정보를 확보할 수 있게 된다. 간섭계수 C 는 산란계수와 유사하게 확보되며, 총 수신된 전력을 간섭원의 단위 복사소자에 급전되는 전력으로 정규화하여 간섭계수로 정의할 수 있게 된다. 이와 같은 방법을 기반으로 CST tool 내 hybrid simulation task를 활용하여 그림 13과 같이 설정된 간섭원 32×32 배열안테나가 고각 방향으로 75° 빔 조향 시 $|R(0)|$ 에 따른 피간섭체 256개 각 복사소자로의 간섭계수 변화를 분석하였다. 이를 그림 14에 도시하였다. 각 복사소자로 인가되는 급전 신호는 중심주파수 10 GHz 기준으로 설정되어 있기에 빔 스퀀트(beam squint)를 고려하여 9.8~10.2 GHz 범위의 결과를 도시하였다. 그림 12에서 확인할 수 있듯이 $|R(0)|=1e^{-3}$ 설정

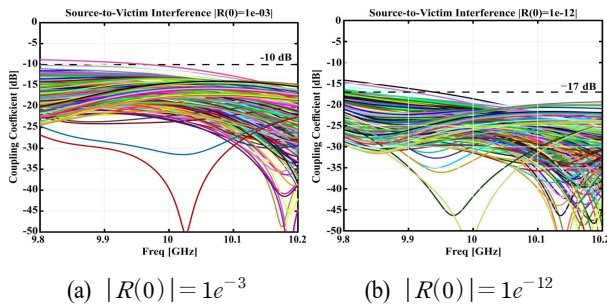


그림 14. 간섭원→피간섭체 간섭 분석 시뮬레이션 결과
Fig. 14. Source-to-victim interference analysis simulation result.

표 8. 간섭원→피간섭체 간섭 분석 시뮬레이션 결과(단위: dB)
Table 8. Source-to-Victim interference analysis result (unit: dB).

$ R(0) $	$1e^{-3}$	$1e^{-12}$
C_{max}	-9.090	-14.154
$C_{Average}$ (dB)	-19.091	-26.085

및 75° 빔 조향 시 PML 경계에서의 잔류 반사로 인한 정재파에 의해 Huygens 등가 표면에 상대적으로 높은 크기를 갖는 전자기장 정보들이 많이 분포되었으며 최종적으로 주파수 대역 전반에 걸쳐 $|R(0)|=1e^{-3}$ 설정 시 상대적으로 높은 간섭계수를 갖는 것을 확인할 수 있다. 피간섭체 복사소자 256개의 전 주파수 대역에서 각 $|R(0)|$ 설정 시에 따른 간섭계수의 최댓값 및 평균값을 표 8에 나타내었다. 최댓값의 경우 약 5 dB가 수준 차이가 발생하며 평균값의 경우 약 7 dB 수준 차이는 전력 기준으로 약 5배 수준의 차이로 PML 경계 설정이 간섭분석 결과에 상당히 영향을 미침을 확인할 수 있다.

IV. 결 론

본 논문에서는 FDTD 해석 환경에서 대형배열 안테나의 광각 빔 조향 시, 경계 조건으로 사용되는 CFS-PML 설정이 Huygens 등가 표면의 정확도와 센서 간 상호간섭 해석에 미치는 영향성을 분석하고, 그 중요성을 제시하였다. 복잡하고 전기적으로 큰 플랫폼 환경의 상호간섭 문제를 효율적으로 분석하기 위해 Huygens 등가 표면을 활용하는 것이 용이하지만, 등가 표면 정보의 신뢰성은 PML 경계에서 완전히 흡수되지 못하고 되돌아오는 잔류 반사 신호에 큰 영향을 받는다. PML 경계는 좌표축의 복소 신장을 통해 전파상수가 허수값을 갖도록 하여 경계면에 수직인 포인팅벡터를 갖는 전파를 감쇠시킨다. 따라서 경계면으로의 입사 각도가 커질수록 흡수 성능이 저하되게 된다. 특히, 대형배열안테나가 광각으로 빔을 조향할 경우, 정지위상점이 빔 조향 각도 인근에 형성되어 주된 에너지가 PML 경계면에 준접사(near-grazing) 각도로 입사하게 된다. 이로 인해 PML의 흡수 성능이 저하되고 잔류반사가 증가하여 정재파가 형성되며 Huygens 등가 표면에 치환되는 전자기장이 왜곡되는 문제가 발생함

을 확인하였다. 본 논문에서는 이론적 해석과 더불어 시뮬레이션을 통해 빔 조향 각도와 PML의 반사 계수 $|R(0)|$ 설정에 따른 흡수 오차율을 정량적으로 분석하였다. 그 결과, 빔 조향 각도가 75° 이상일 경우 PML 흡수 오차율이 15% 이상으로 급증함을 확인할 수 있다. 이는 빔 조향 각도가 커질수록 오차율이 급증하여 더욱 낮은 수준의 반사계수 설정의 필요성을 보이며 90° 인근에서는 흡수율의 한계점을 명확히 보인다. 상기 결과를 바탕으로 PML 흡수 오차로 인해 왜곡된 Huygens 등가 표면이 실제 상호 간섭 분석에 미치는 영향을 DDM 기법 기반의 시뮬레이션을 통해 간섭계수 결과로써 분석하였다. 그 결과, $|R(0)|=1e^{-3}$ 을 사용했을 때 이상적인 반사 계수인 $|R(0)|=1e^{-12}$ 대비 간섭계수 최댓값은 약 5 dB, 평균값은 약 7 dB 높게 예측되는 오차를 유발함을 확인하였다. 이는 전력 기준으로 약 5배에 준하는 차이로, PML 경계 설정이 간섭 분석 결과의 신뢰성에 지대한 영향을 미침을 명백히 보인다. 결론적으로 FDTD 기반으로 광각 빔 조향 특성을 갖는 시스템의 상호간섭을 해석할 때, 해석의 정확도를 보장하기 위해서는 빔 조향 각도를 고려하여 PML의 반사계수 $|R(0)|$ 를 충분히 낮은 값으로 설정하는 것이 매우 중요하다. 따라서 본 논문에서는 복합 RF 시스템의 정확한 전자기 해석 및 설계에 있어 PML 경계 조건 설정의 중요성을 강조하며, 배열안테나 빔 조향 조건에서 정확한 상호간섭 해석 결과를 얻기 위한 PML 경계 설정 지침을 제시한다는 점에서 의의가 있다.

References

- [1] A. Martone, M. Amin, "A view on radar and communication systems coexistence and dual functionality in the era of spectrum sensing," *Digital Signal Processing*, vol. 119, p. 103135, Dec. 2021.
- [2] J. Lundgren, J. Malmström, J. M. Hamula, and L. Jonsson, "Visualization and reduction of mutual coupling between antennas installed on a platform," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 64, no. 1, pp. 92-101, Jul. 2021.
- [3] H. Liu, H. Yuan, X. Huang, J. Ren, and B. Wei, "A mutual coupling algorithm between antennas on a platform based on SWE and UTD," *Results in Physics*, vol. 61, p. 107712, Jun. 2024.
- [4] D. M. Solis, V. F. Martin, M. G. Araújo, D. Larios, F. Obelleiro, and J. M. Taboada, "Accurate EMC engineering on realistic platforms using an integral equation domain decomposition approach," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 68, no. 4, pp. 3002-3015, Nov. 2019.
- [5] J. Malmström, H. Holter, and B. L. G. Jonsson, "On the accuracy of equivalent antenna representations: A case study," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 66, no. 7, pp. 3251-3260, Jul. 2018.
- [6] W. C. Chew, W. H. Weedon, "A 3D perfectly matched medium from modified Maxwell's equations with stretched coordinates," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 7, no. 13, pp. 599-604, Sep. 1994.
- [7] J. A. Roden, S. D. Gedney, "Convolution PML (CPML): An efficient FDTD implementation of the CFS-PML for arbitrary media," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 27, no. 5, pp. 334-339, Dec. 2000.
- [8] W. C. Chew, J. M. Jin, "Perfectly matched layers in the discretized space: An analysis and optimization," *Electromagnetics*, vol. 16, no. 4, pp. 325-340, Jul. 1996.
- [9] D. H. Kwon, D. H. Werner, "Transformation electromagnetics: An overview of the theory and applications," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 52, no. 1, pp. 24-46, May 2010.
- [10] S. D. Gedney, "An anisotropic perfectly matched layer-absorbing medium for the truncation of FDTD lattices," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 44, no. 12, pp. 1630-1639, Dec. 1996.

김 준 희 [성균관대학교/석·박사통합과정]

<https://orcid.org/0000-0001-8771-6615>



2021년 2월: 충남대학교 전파공학과 (공학사)
2021년 3월~현재: 성균관대학교 전자전기컴퓨터공학과 석·박사통합과정
[주 관심분야] 전자파 복사 및 산란 해석, 전자기장 상호간섭, 위상배열안테나 등

배 기 응 [국방과학연구소/선임연구원]

<https://orcid.org/0000-0002-9461-0605>



2005년 8월: 경북대학교 전기전자컴퓨터학부 (공학사)
2007년 8월: 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 (공학석사)
2017년 2월: 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 (공학박사)
2017년 6월~현재: 국방과학연구소 선임연구원

[주 관심분야] RCS, 위상배열안테나, 메타물질, 수치해석 등

김 진 우 [한화시스템/전문연구원]

<https://orcid.org/0009-0004-5114-8934>



2005년 2월: 한국해양대학교 전파전자통신공학부 (공학사)
2007년 2월: 한국해양대학교 전파공학과 (공학석사)
2023년 5월~현재: 한화시스템 전문연구원
[주 관심분야] RCS, 전자파 복사, 전자기장 상호간섭, 위상배열안테나 등

장 상호간섭, 위상배열안테나 등

황 금 철 [성균관대학교/교수]

<https://orcid.org/0000-0002-8074-1137>



2001년 2월: 부산대학교 전자공학과 (공학사)
2003년 2월: 한국과학기술원 전기 및 전자전공 (공학석사)
2003년 2월: 한국과학기술원 전기 및 전자전공 (공학박사)
2006년 1월~2008년 7월: 삼성탈레스 기술연구소 책임연구원

2015년 3월~20018년 8월: 성균관대학교 전자전기컴퓨터공학부 부교수

2018년 9월~현재: 성균관대학교 전자전기컴퓨터공학부 교수
[주 관심분야] 전자파 복사 및 산란 해석, 안테나, 최적화 알고리즘 등

이 중 선 [한화시스템/연구원]

<https://orcid.org/0000-0002-1505-260X>



2020년 2월: 명지대학교 전자공학과 (공학사)
2023년 4월~현재: 한화시스템 연구원
[주 관심분야] RCS, 전자파 복사, 전자기장 상호간섭, 위상배열안테나 등