

도파관-틈배렬안테나에서 에돌이리론에 의한 외부복사마당에 대한 연구

김대성, 랑은순

경애하는 최고령도자 김정은동지께서는 다음과 같이 말씀하시였다.

《체신부문의 과학자, 기술자들은 세계를 앞서나갈 포부와 배심을 가지고 나라의 체신 과학기술발전을 위하여 분발하고 또 분발하여야 합니다.》

선행연구[2]에서는 에돌이리론에 의한 선형배렬안테나에서 호상영향에 대한 해석과 근사계산방법들이 제시되었지만 구체적인 적용방법과 실례가 주어지지 않았다.

론문에서는 에돌이리론에 의한 외부복사마당에 대한 해석평가를 현재 여러가지 우점으로 하여 널리 리용되고있는 도파관-틈배렬안테나에 대하여 진행하였다.

1. 에돌이리론에 의한 외부복사마당에 대한 해석

선행연구[2]에서는 직각도파관의 넓은 벽에 낸 경사편위틈들사이의 외부호상전도도를 2차파원리를 적용하여 쌍극자들사이의 호상전도도로부터 결정하였다. 여기서 틈이 놓인 도파관의 넓은 벽을 무한접지판으로 가정하였다. 측면경사틈은 도파관의 넓은 벽에 놓이는 부분틈들을 포함하며 3차원적인 구조로 하여 등가쌍극자의 외부호상전도도로 근사시킬수 없다.

이제 에돌이리론을 적용하여 도파관모서리들에서의 분산효과를 포함한 측면틈들사이의 외부호상전도도에 대한 평가방법을 보기로 하자.

두 틈사이의 호상결합은 매 부분틈들사이의 직접결합과 도파관모서리에서의 에돌이마당으로 인한 결합들의 중첩으로 볼수 있다. 에돌이리론에 의하면 공간적인 구조물에 의한 복사마당의 변화는 구조물모서리들에서의 에돌이마당에 의하여 평가되며 이때 직접복사마당은 구조물의 크기가 무한히 크다고 가정하고 결정한다.

직접복사마당에 의한 부분틈들사이의 외부호상전도도를 계산하기 위하여 매 틈이 놓인 도파관면을 무한도체판으로 확장하면 틈의 직접복사마당은 자유공간그린함수

$$G(R, r') = \frac{e^{-jK|R-r'|}}{|R-r'|} \quad (1)$$

를 리용하여 구할수 있다.

무한도체판우에 놓인 자기전류쌍극자

$$\vec{M} = M_0 \cdot \hat{\xi} \cdot dl = M_0(a_x \hat{x} + a_y \hat{y} + a_z \hat{z})dl \quad (2)$$

에 의하여 공간의 어떤 점 P 에 형성되는 전기벡터포텐셜은

$$\mathbf{F}_\xi = \frac{\varepsilon}{2\pi} \cdot \frac{e^{-jKr}}{r} \cdot \mathbf{M} \quad (3)$$

으로 표시된다. 여기서

$$r = |R - r'| = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$$

이다.

전기벡토포텐셜로부터 자기마당성분은 다음의 식으로 표시된다.

$$\mathbf{H}(x, y, z) = -j\omega\mathbf{F}_\xi - j\frac{1}{\varepsilon\mu\omega} \cdot \text{grad div}\mathbf{F}_\xi \quad (4)$$

이제 에돌이마당에 의한 호상결합에 대하여 고찰하자.

그림 1에 도파관모서리들에서의 각이한 에돌이구조를 보여주었다.

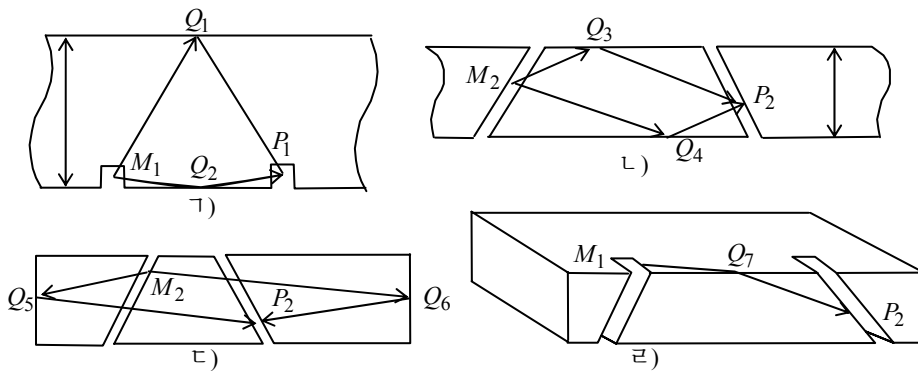


그림 1. 도파관모서리들에서의 각이한 에돌이구조

그림 1에서 가), 나), 다)는 에돌이가 썩기면과 같은 면에서 일어나는 경우이고 라)는 서로 다른 평면으로의 에돌이구조를 보여준다.

그림 1에서 보는바와 같이 매 부분틈에서 복사되는 마당은 틈이 놓이는 도파관면의 두 모서리에서 에돌이되어 다른 틈구역에 에돌이마당을 형성하며 서로 다른 부분틈들사이에도 에돌이마당이 존재한다. 측면틈에서 기본부분은 좁은 벽에 놓이는 경사진 부분틈이고 넓은 벽에 놓이는 부분틈들은 틈의 전체 길이에서 작은 몫을 차지하며 분포되는 등가자기전류의 세기도 작다.

그러므로 넓은 벽부분틈들사이의 결합이나 넓은 벽 및 좁은 벽부분틈들사이의 결합 크기는 좁은 벽부분틈들사이의 결합크기에 비하여 훨씬 작다. 이로부터 좁은 벽부분틈들사이의 호상결합만을 고찰할수 있다.

에돌이이론에 의하면 아낙각이 $(2-n)\pi$ 인 도체썩기에 의한 에돌이마당은 다음과 같이 표시된다.[1]

$$\mathbf{H}^d(p) = \mathbf{H}^i(Q) \cdot \mathbf{D}(L, \phi, \phi') \cdot \sqrt{\frac{s'}{s(s'+s)}} \cdot e^{-jKS} \quad (5)$$

여기서 Q 는 입사점, p 는 고찰되는 마당점 ϕ, ϕ' 는 각각 에돌이면과 입사면이 썩기면과 이루는 각, n 은 썩기각을 표시하는 수, s' 는 원천점으로부터 에돌이점까지의 거리, s 는 에돌이점으로부터 마당점까지의 거리이다.

$\mathbf{D}(L, \phi, \phi')$ 는 입사파의 형태에 따르는 두값에돌이결수로서 다음과 같이 표시된다.

$$D(L, \phi, \phi') = -\hat{\beta} \cdot \hat{\beta}' \cdot D_n(L, \phi, \phi') - \hat{\phi}' \cdot \hat{\phi} \cdot D_s(\hat{L}, \phi, \phi') \quad (6)$$

여기서 $\hat{\beta}, \hat{\beta}'$ 는 각각 입사면과 에돌이면에 평행인 단위벡터들이고 $\hat{\phi}', \hat{\phi}$ 은 입사면과 에돌이면에 수직인 단위벡터들로서 입사방향 및 에돌이방향단위벡터 \hat{s}, \hat{s}' 와 다음과 같은 관계를 가진다.

$$\hat{s}' = \hat{\phi}' \times \hat{\beta}', \quad \hat{s} = \hat{\phi} \times \hat{\beta}$$

D_h, D_s 는 각각 수직 및 수평편극에 대한 스칼라에돌이결수로서 다음식으로 주어진다.[3]

$$D_{s,h}(L, \phi, \phi') = \frac{-e^{-j(\pi/4)}}{2n\sqrt{2\pi k} \cdot \sin \gamma} \times \cot\left(\frac{\pi + (\phi - \phi')}{2n}\right) \cdot F[k \cdot L \cdot a^+(\phi - \phi')] + \cot\left(\frac{\pi - (\phi - \phi')}{2n}\right) \cdot F[k \cdot L \cdot a^-(\phi - \phi')] \mp \cot\left(\frac{\pi + (\phi + \phi')}{2n}\right) \mp F[k \cdot L \cdot a^+(\phi + \phi')] \mp \cot\left(\frac{\pi - (\phi + \phi')}{2n}\right) \cdot F[k \cdot L \cdot a^-(\phi + \phi')] \quad (7)$$

$$F(x) = 2j\sqrt{|x|} \cdot e^{jx} \cdot \int_{\sqrt{|x|}}^{\infty} e^{-j\tau^2} d\tau$$

$$a^{\pm}(\phi \pm \phi') = 2\cos^2\left[\frac{2n\pi N^{\pm} - (\phi \pm \phi')}{2}\right] \quad (8)$$

N^+, N^- 는 각각 다음의 방정식을 가장 가깝게 만족시키는 옹근수들이다.

$$2n\pi N^+ - (\phi \pm \phi') = \pi$$

$$2n\pi N^- - (\phi \pm \phi') = -\pi$$

L 은 입사파의 형태에 따르는 거리정수로서 다음과 같이 결정된다.

$$L = \begin{cases} s \cdot \sin^2 \gamma, & \text{평면파} \\ \frac{\rho \cdot \rho'}{\rho + \rho'}, & \text{기둥파} \\ \frac{s \cdot s' \cdot \sin^2 \gamma}{s + s'}, & \text{원추 및 구면파} \end{cases} \quad (9)$$

복사원천이 놓이는 켜기면우에로의 에돌이경우에 입사면과 에돌이평면은 일치하며 따라서 각 ϕ' 와 ϕ 는 다같이 령이다. 이때 $N^+ = N^- = 0$ 으로 된다.

$\phi' = \phi = 0$, $N^+ = N^- = 0$ 을 식 (7)과 (8)에 넣으면 동일평면에돌이결수는 다음과 같은 간단한 형식으로 된다.

$$D_n^{(1)}(L, \phi, \phi') = \frac{-4e^{-j(\pi/4)}}{3n\sqrt{2\pi k} \cdot \sin \gamma} \cot \frac{\pi}{3} F(2KL) = \frac{-4e^{-j(\pi/4)}}{3n\sqrt{6\pi k} \cdot \sin \gamma} \cdot F(2KL)$$

$$D_s^{(1)}(L, \phi, \phi') = 0 \quad (10)$$

식 (10)에서 γ 는 입사 및 에돌이각으로서 원천점과 에돌이점, 입사점에 관계된다.

그림 2에 2-2부분틈들사이의 에돌이구조를 보여주었다.

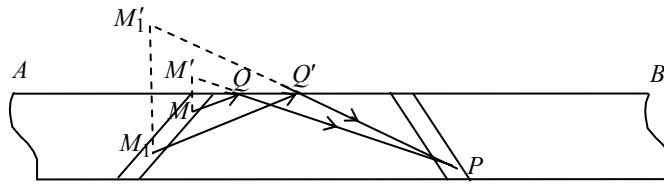


그림 2. 좁은 벽에 놓이는 2-2부분틈사이의 에돌이구조

그림 2에서 점 M, M_1 은 각각 m 째 틈구역의 임의의 두 원천점이고 M', M_1' 는 모서리 AB 에 대한 M, M_1 의 거울영상점, Q, Q' 는 각각 입사점들이다. 서로 다른 원천점 M, M_1 에서 복사되는 마당은 각각 점 Q, Q' 에서 에돌이되며 같은 마당점 P 에서 합쳐진다. 입사각과 에돌이각이 같으므로 입사점 Q, Q' 는 각각 거울영상점 M', M_1' 와 P 를 연결하는 직선이 모서리와 사귀는 점으로 결정된다.

이로부터 원천점과 마당점이 주어지면 입사점은 유일하게 결정된다. 즉 임의의 원천점 M 에서 모든 방향으로 복사되는 전자기파중에서 모서리의 어떤 한 점 Q 에 입사하는 파동만이 에돌이되어 P 점에 영향을 준다.

원천점을 $M(0, y, y' \tan \delta_m)$, 마당점을 $P(0, y, d_{mn} + y \tan \delta_n)$ 으로 놓으면 입사각 γ 와 에돌이점 Q , 파동의 전파경로에 따르는 거리 S', S 는 각각

$$\gamma(M, P) = \arctan \frac{|P_y - M'_y|}{|P_z - M_z|} = \arctan \frac{|b - y - y'|}{|d_{mn} + y \tan \delta_n - y \tan \delta_m|}$$

$$Q \left[0, \frac{b}{2}, y' \tan \delta_m + \left(\frac{b}{2} - y' \right) \cot \gamma \right] \quad (11)$$

$$S' = \frac{\frac{b}{2} - y'}{\sin \gamma}, \quad S = \frac{\frac{b}{2} - y}{\sin \gamma}$$

로 결정된다.

원천점 M 에 놓이는 등가자기전류쌍극자에 의하여 점 P 에 형성되는 모서리 AB 에서의 에돌이마당은

$$\mathbf{H}^{d, AB}(P) = \int_{-b/2}^{b/2} [\mathbf{H}_y^{(2)}(Q, M) \cdot \hat{y} + \mathbf{H}_z^{(2)}(Q, M) \cdot \hat{z}] \cdot \hat{\beta}' \cdot D_h^{(1)} \cdot e^{-jKS} \cdot \sqrt{\frac{s'}{s(s+s')}} \cdot \hat{\beta} dy' \quad (12)$$

로 결정된다.

Q 점에 입사하는 자기마당성분 $H_y^{(2)}(Q, M), H_z^{(2)}(Q, M)$ 은 등가자기전류표시와 일반식으로부터 결정된다.

단위벡터 $\hat{\beta}, \hat{\beta}'$ 는 입사각 및 에돌이각 γ 와 관계되며 각각 다음과 같이 표시된다.

$$\hat{\beta} = -\hat{y} \cos \gamma + \hat{z} \sin \gamma$$

$$\hat{\beta}' = -\hat{y} \cos \gamma - \hat{z} \sin \gamma \quad (13)$$

모서리 AB 에서의 에돌이마당에 의한 호상전도도는 다음과 같다.

$$Y_{mn}^{d,AB} = -\frac{1}{E_{0m}} \int_{-b/2}^{b/2} \cos \frac{\pi y}{2L_n \cos \delta_n} \int_{-b/2}^{b/2} \left\{ [-H_y^{(2)}(Q, M) \cdot \cos \gamma + \right. \\ \left. + H_z^{(2)}(Q, M) \cdot \sin \gamma] \cdot D_h^{AB} \cdot e^{iKS} \cdot \sqrt{\frac{s'}{s(s+s')}} \cdot \cos(\gamma - \delta_n) \right\} dy' dy \quad (14)$$

마찬가지로 모서리 CD 에서의 에돌이에 의한 호상결합은 다음과 같이 표시된다.

$$Y_{mn}^{d,CD} = -\frac{1}{E_{0m}} \int_{-b/2}^{b/2} \cos \frac{\pi y}{2L_n \cos \delta_n} \int_{-b/2}^{b/2} \left\{ [-H_y^{(2)}(Q_2, M) \cdot \cos \gamma_1 + \right. \\ \left. + H_z^{(2)}(Q_2, M) \cdot \sin \gamma_1] \cdot D_h^{CD} \cdot e^{iKS_1} \cdot \sqrt{\frac{s'_1}{s_1(s_1+s'_1)}} \cdot \cos(\gamma' + \delta_n) \right\} dy' dy \quad (15)$$

2. 실험결과 및 분석

그림 3에 직접결합에 의한 호상전도도와 에돌이결합에 의한 틸사이간격에 따르는 호상전도도의 변화특성을 보여주었다.

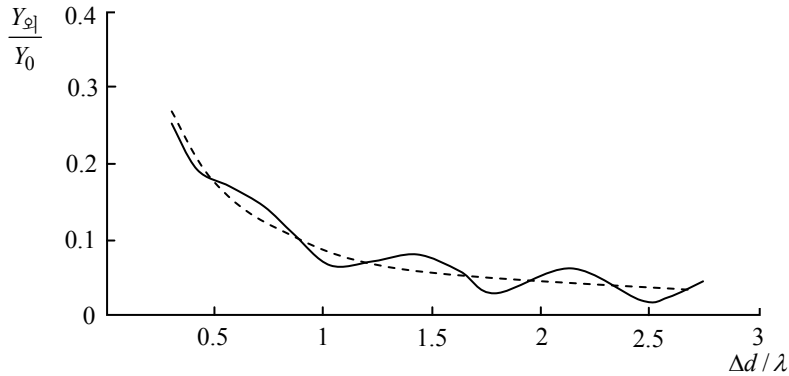


그림 3. 틸사이간격에 따르는 호상전도도의 변화특성

그림 3에서 점선으로 보여준 곡선은 직접복사마당에 의한 호상전도도의 절대값곡선이고 실선으로 보여준 곡선이 에돌이효과를 포함한 호상전도도곡선이다.

그림 3에서 보는바와 같이 직접복사마당에 의한 호상전도도는 틸사이간격이 증가함에 따라 단조감소하지만 에돌이효과를 포함한 실제의 호상전도도는 일정한 맥동폭을 가지고 요동하면서 감소된다.

틸사이간격이 작을 때 두 곡선은 그리 차이하지 않는다. 그것은 틸사이간격이 작아지면 입사 및 에돌이각이 전반적으로 커지는것으로 하여 에돌이마당의 세기가 작아지는것과 관련된다.

틸사이간격이 커질수록 두 전도도값들의 차이는 조금 커지는데 에돌이마당에 의한 호상전도도성분은 직접복사에 의한 호상전도도의 5~10%정도까지 커질수 있다.

참 고 문 헌

- [1] 최재길; 초단파안테나 및 장치, 김책공업종합대학출판사, 139~195, 1989.
- [2] C. D. Bregon et al.; IEEE AP-S Int. Symp, 1, 738, 2002.
- [3] P. James; Conference on AP, 2, 810, 2012.

주체106(2017)년 11월 5일

Research on the Outside Radiation Field by a Diffraction Theory in the Waveguide-Slot Array Antenna

Kim Thae Song, Ryang Un Sun

In the paper we analyzed and evaluated the mutual influence of element radiators on outside radiation in the waveguide-slot array antenna widely using in the wireless communication and radar system.

Key words: array antenna, mutual influence, radiator