

매질내의 공동에 의해 산란된 전자파의 강한  
감쇄에 관한 해석

(Analysis on the Minima of Electromagnetic Field Scattered  
by an Air Cavity in the Denser Medium)

李澤璟\*, 金世潤\*\*, 宋在元\*\*\*, 李壽永\*, 羅正雄\*

(Taek Kyung Lee, Se Yun Kim, Jae Won Song, Soo Young Lee  
and Jung Woong Ra)

要 約

전자파가 매질내의 공동에 의하여 산란되어 강한 감쇄를 일으키는 현상을 모의실험과 모의계산을 통하여 확인하고, 이론적으로 해석하였다. 입사파의 파장이 공동의 반경과 비슷할 때 공동의 윗쪽과 아랫쪽에 해당하는 위치에서 가장 강한 감쇄가 일어난다. 특히, 근거리영역에서 특별한 주파수에 대해 전자파의 세기가 영이 되는 지점이 존재하는 반면, 원거리 영역에서는 전자파의 세기가 영이 되지 않는다. 관측거리의 변화에 대하여 가장 강한 전자파의 감쇄를 일으키는 주파수의 궤적을 그림으로 나타내었다.

Abstract

A theoretical analysis of strong double dips in the amplitude patterns of electromagnetic field scattered by an air cavity embedded in a dielectric medium is presented with the experimental and the numerical simulation. The strongest double dips occur at the locations corresponding to the top and the bottom of the cavity by adjusting the excitation wavelength nearly equal to its radius. In particular, it may be shown that these double dips always become two nulls at a particular sending frequency in the near-field region even though finite minima in the far-field region. The locus of the frequency providing the strongest dip as a function of the observation distance is plotted.

\*正會員, 韓國科學技術院 電氣 및 電子工學科  
(Dept. of Electrical Eng., KAIST)

\*\*正會員, 韓國科學技術院 應用物理 電子研究部  
(Division of Appl. Phys. and Elec. KAIST)

\*\*\*正會員, 慶北大學校 電子工學科  
(Dept. of Elec. Eng., Kyungpook Nat'l Univ.)  
接受日字: 1988年 12月 6日

I. 서 론

지하 암반내에 존재하는 수 m 내외의 크기를 갖는 공동의 위치를 비파괴적으로 검출하는 것은, 댐, 지하철, 원자력 발전소 등의 대형 구조물의 사전 지반 조사에 필수적이며, 최근 원자력발전 후에 나오는 핵 폐기물의 지하저장 장소를 탐사하는 데에도 필요하

다. 일반적으로 지하 공동의 크기가 작을 경우, 기존의 지하자원 탐사에 널리 사용되고 있는 탐사 기법들인 저항 측정법<sup>[1]</sup>, 전위 측정법<sup>[2]</sup>, 자력 측정법<sup>[3]</sup>, 중력 측정법<sup>[4]</sup>, 또는 탄성과 측정법<sup>[5]</sup> 등으로는 그 위치를 탐지할 수 없다. 또 의용진단에 많이 사용되는 CT(computerized tomography) 방법을 지하 공동탐사에 사용하기도 하는데<sup>[6]</sup>, 이 방법은 고주파를 사용해야 하므로 측정거리가 멀지 못하며 지하의 암반상태가 균일하지 않으므로 진행 파동이 굴절, 회절현상을 일으키므로 정확한 탐사가 어렵다. 이러한 기존의 CT 방법은 송·수신간에 전파가 직진한다는 가정 때문에 문제가 발생하므로, 진행파의 굴절효과를 고려한 CT algorithm<sup>[7]</sup>이나, 회절현상을 Born 또는 Rytov 근사법을 써서 고려한 계산방법<sup>[8,9]</sup>이 개발되었지만 지하공동과 같이 주변암반과의 유전율차가 클 경우는 굴절 또는 회절현상이 매우 커서 위의 방법들로는 충분한 고려를 할 수 없음이 알려져 있다. 최근 CW(continuous wave) 전자파를 이용한 지하공동 탐사 기법이 미국 Lawrence Livermore 연구소<sup>[10]</sup>와 KAIST<sup>[11]</sup>에서 독립적으로 개발되었다. 전자는 주로 핵폐기물 저장장으로 필요한 지하공동 탐사를 위한 연구를 하였으며, 후자는 곡물더미 내의 빈 공동의 존재유무를 검출하는 연구를 하였는데, 그 기본 탐지 원리는 서로 같은 것이었다.

CW 전자파를 이용한 공동탐사법은, 공동에 입사된 CW 전자파에 의한 산란파와 입사파 사이의 간섭에 의한 전계의 패턴으로 공동의 위치를 알아내는 방식이다. 매질내에 무한히 긴 공동이 있을 경우, 이의 탐사를 위하여 공동의 축과 직각을 이루는 면에서, 공동의 양편에 송신 및 수신안테나가 상하로 이동할 수 있도록 한다. 처음 송신 및 수신안테나는 가장 낮은 곳에서 출발하여, 일정한 간격으로 동시에 위로 올려지면서, 각각의 위치에서 송신안테나에 의해 발사된 일정한 크기의 CW 전자파를 수신안테나 위치에서 수신하여 그 전력을 측정한다. 수신안테나의 높이가 공동의 높이 근처에 도달하였을 때, 수신 전력은 특징적인 변화를 일으킨다. 높이에 따라서 수신전력이 변화되는 모양은 송신되는 CW 전자파의 주파수에 따라서 다른 형태로 나타나므로, 주파수를 바꿔가면서 수신전력을 측정한다. 매질내에서 송신 신호의 파장이 공동의 단면 크기에 비해서 클 경우에 수신전력은 공동의 높이에서 비교적 얇은 감쇄를 일으킬 뿐이지만, 특히 매질에서의 파장이 공동의 단면 크기와 비슷하거나 짧을 경우에는 공동의 윗쪽과 아랫쪽에 해당하는 높이에서 수신전력의 깊은 최소점이 나타난다. 이러한 주파수 변화에 따른 수신전력

패턴상의 특성을 이용하여, 매질내에서 공동이 있는 높이를 알 수 있다. 또한 송신안테나와 수신안테나의 높이에 일정한 차이를 두어(offsetting) 수신전력패턴을 측정하고, 높이의 차이를 바꾸어서 이러한 측정을 여러번 반복하여, 최소점이 나타날 때의 송신과 수신안테나의 위치를 서로 비교함으로써 수평선상의 공동의 위치를 알 수 있다<sup>[10,11]</sup>. 수신전력패턴에서 나타나는 두 개의 dip은 공동과 수신안테나 사이의 거리가 가까우면 깊고 날카로운 형태를 나타내지만, 수신안테나의 위치가 공동과 멀 때에는 얇고 넓은 형태가 된다.

CW 전자파가 숨겨진 공동에 의해 산란현상을 일으켜, 측정된 수신전력패턴에서 나타나는 두 개의 강한 dip은 공동의 탐사시 자료분석을 위한 중요한 기준을 제공하며, dip의 크기가 클수록 쉽게 공동의 위치를 찾을 수 있다. 수신안테나가 공동에 가까울 때 측정된 dip의 크기는 보통 30내지 40dB 정도이며, 입사파의 매질에서의 파장과 공동의 크기의 비율에 따라서 그 크기는 다르게 나타난다. 그러나 지금까지 가장 강한 dip을 만드는 주파수에 관해서는 잘 알려져 있지 않으며, 그 주파수에서 발생하는 dip의 크기도 잘 알려져 있지 않다. 만약 어떤 주파수에서 수신전력이 영(null)이 되는 지점이 있다면, 그 지점에서 dip의 크기는 dB 단위로 표시할 경우 무한대가 되며, 이는 공동의 탐사를 매우 쉽게 할 수 있을 것이다. 한편 수신위치가 공동으로부터 멀어지면, 수신전력패턴의 dip은 크기가 줄어들고, 모양도 변화한다. 이러한 강한 dip의 생성 이유를 살펴보기 위해 모의 계산을 하였는데, 임의의 공동단면에 대한 2차원 산란모형을 만들어, 모멘트 방법<sup>[12]</sup>을 써서 수치계산한 결과<sup>[10,11]</sup>가 있으나, 강한 dip의 존재에 대한 물리적인 설명이 어렵다.

본 논문에서는 실험실 내에서의 실험과 경계요소법(boundary element method)<sup>[13,14]</sup>을 이용한 모의 계산을 통하여, 매질내에 공동이 있을 때, 송신신호의 주파수에 따라서 나타나는 수신전력패턴을 보여주고, 공동의 위치를 알아낼 수 있음을 입증하였다. 원통형의 공동에 평면파가 입사할 경우에 대해서 해석적 해를 이용하여 가장 강한 dip을 발생시키는 주파수를 찾아내고, 강한 dip이 발생하는 원리를 설명하였다. 공동과 수신지점사이의 거리의 변화에 따른 영향을 보여주었으며, 어떤 영역에서 null이 나타날 수 있다는 것을 확인하였다.

## II. 모의 실험 및 모의 계산

CW 전자파가 매질내의 공동에 의하여 산란을 일

으며 나타나는 전력패턴은 입사파의 주파수와 공동의 크기와 관계에 따라서 여러가지의 형태로 나타난다. 여기서 나타나는 수신전력패턴으로 부터 매질내의 공동의 위치를 알아낼 수 있으며, 특히 공동의 크기와 사용주파수가 적절히 조절되었을 때 수신전력패턴에서 나타나는 매우 강한 두개의 dip은 매우 유용한 정보를 제공한다. 실험실 내에서의 실험을 통하여, 매질내에 공동이 있을때 CW 전자파에 의한 수신전력패턴을 측정하고, 경계요소법(boundary element method)을 써서, 일반적인 형태의 경계면을 가진 2차원 공동에 대하여, 전계패턴을 계산하였다.

## 1. 모의 실험

### 1) 모형 및 실험장치

곡물더미의 내부에 공동이 있을때 나타나는 전력패턴을 측정하기 위하여, 그림 1과 같은 모의 실험장치를 구성하였다. 쌀로 채운 lucite 탱크의 중앙에 4개의 속이 빈 원통형 플라스틱 파이프를 서로 밀착시켜 설치하였다. 이들 플라스틱 파이프의 지름은 모두 16cm이며, lucite 탱크의 크기는 84cm × 80cm × 80cm이다. 속이 빈 플라스틱 파이프는 전체로써 매질내의 공동에 해당하며, 그들 중 일부를 쌀로 채움으로써 공동의 유효 반지름을 조절할 수 있다. 공동의 유효 반지름은 비어있는 플라스틱 파이프의 전체 면적과 같은 면적을 지닌 한개의 원통형 공동의 반지름으로 하였다. 4개의 파이프가 모두 비었을 경우, 유효 반지름은 16cm이고, 3개의 파이프가 비었을 때는 13.9cm, 2개일 때는 11.3cm가 된다. lucite 탱크의 바깥에는 송신용과 수신용의 Yagi 안테나를 설치하였다. 송신용 안테나는 탱크의 왼쪽에, 수신용 안테

나는 탱크의 오른쪽에 각각 설치하였으며, 이들은 앞뒤 방향(Y축 방향)으로 이동할 수 있도록 하였다.

실험시 사용주파수는 715MHz이다. 전원은 HP612A를 사용하였으며, 송신신호와 수신신호 사이의 신호감쇄와 위상의 변화는 HP 8410B network analyzer와 HP8746B S-parameter test set를 이용하여 측정하였다. 매질내에서 일정한 거리를 전파된 후에 나타나는 신호의 위상차와 신호의 감쇄를 측정함으로써, 매질의 비유전율을 측정할 수 있다. 이 방법으로 715MHz의 신호에 대하여, 쌀의 비유전율을 측정할 결과  $3.4-j0.46$ 으로 나타났다.

715MHz의 신호가 공동에 의하여 산란현상을 일으켜 나타나는 수신세력패턴은, 송신과 수신안테나를 일정한 간격으로 동시에 Y축 방향으로 이동시키면서, 각각의 위치에서 나타나는 신호의 감쇄를 측정함으로써 구하였다. 이 실험에서는 주파수를 변화시키는 대신 공동의 유효반지름을 조절함으로써, 공동의 크기와 신호의 파장사이의 관계가 수신세력패턴에 미치는 영향을 알아보았다. 유효반지름의 조절은 플라스틱 파이프의 일부를 쌀로 채움으로써 구현하였다.

### 2) 실험 결과

위에서 설명한 실험방법으로 주파수가 일정할 때, 공동의 크기의 변화에 대한 수신세력패턴을 측정하였다. 그림 2에는 각각의 공동의 크기에 대한 수신세력패턴이 나타나 있다. 먼저 4개의 플라스틱 파이프가 모두 비었을 때, 수신세력패턴은 공동의 끝에 해당하는 지점에 매우 강하고 날카로운 두 dip을 나타낸다. 두 dip의 크기는 23dB와 36dB로서 다른 크기의 공동에 대한 수신세력패턴에 비해 매우 강하다. 두 dip의 크기가 서로 다른 이유는 측정시 송신과 수신안테나의 위치가 Y축 방향으로 서로 정확하게 일치하지 않기 때문이다. 두 dip 사이의 간격은 약 33cm이다. # 4의 파이프를 쌀로 채워서 3개의 파이프를 구성하였을 때, 두 dip은 사라지고 공동의 중심에서 넓은 형태의 한개의 dip이 생긴다. 이때 dip의 크기는 17dB이다. 또한 # 3과 # 4의 파이프를 쌀로 채워서, 두개의 파이프만으로 공동을 구성하였을 때는 약한 한개의 dip이 생긴다. # 1의 한개의 파이프만으로 공동을 형성하면, 수신세력은 공동이 없을 경우와 큰 차이가 없다.

715MHz 송신신호의 매질내에서의 파장은 22.8cm이다. 위의 실험결과는 두 dip은 공동의 크기와 파장이 적절한 관계에 이르렀을때 생성된다는 것을 나타낸다. 가장 강한 두 dip이 나타나게 되는 4개의 파이프가 빈 경우, 파장이 공동의 유효반지름보다 약간 크며, 이들의 비는 1.425이다. 이 실험에서 공동의

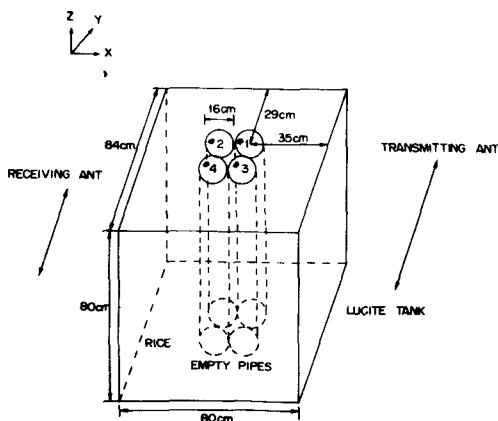


그림 1. 실험 장치

Fig. 1. Experimental setup.

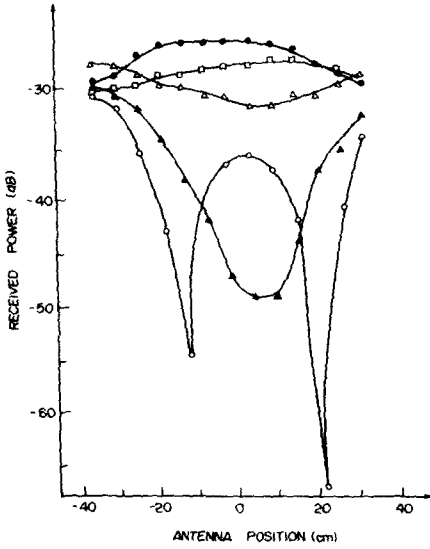


그림 2. 수신세력패턴

(●●● : 공동이 없을때, □□□ : 1개의 빈 파이프, △△△ : 2개의 빈 파이프, ▲▲▲ : 3개의 빈 파이프, ○○○ : 4개의 빈 파이프)

Fig. 2. Power patterns of received signal.

(●●● : no empty pipe, □□□ : one empty pipe, △△△ : two empty pipes, ▲▲▲ : three empty pipes. ○○○ : four empty pipes).

중심과 수신안테나 사이의 거리는 43cm로서, 측정된 수신전력패턴은 근거리에서의 패턴이다.

2. 모의 계산

1) 경계요소법 (boundary element method)

그림 3에서 보는 바와 같이 각각의 균일한 매질로 이루어진 2차원 영역  $R_i$ 와  $R_e$ 가 경계면  $B$ 로 분리되어 있고, 각 영역에서 potential  $u$ 는 Helmholtz 방정식

$$\nabla^2 u(r) + k^2 u(r) = -f(r) \quad (1)$$

을 만족한다고 하자. 여기서  $k$ 는 영역내에서의 파수 (wave number)에 해당하고,  $f$ 는 source이다. 영역 내부의  $u(r)$ 은 Green's identity를 이용하면

$$u(r) = \int_{\Omega} f(r') G(r, r') ds + \int_B \left[ G(r, r') \frac{\partial u(r')}{\partial n} - u(r') \frac{\partial G(r, r')}{\partial n} \right] dl \quad (2)$$

로서, 경계면에서의  $u$ 와  $\partial u / \partial n$ 으로부터 구할 수 있

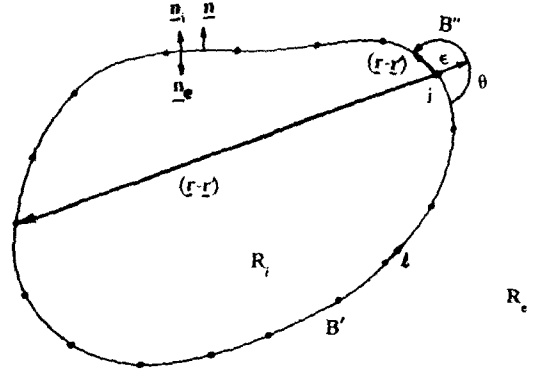


그림 3. 2차원 영역 및 경계

Fig. 3. 2-dimensional region and boundary.

다. 여기서  $G(r, r')$ 은 자유공간 Green 함수이며,  $\partial / \partial n$ 은 경계면 위에서 각 영역의 바깥으로 향하는 수직방향의 미분을 나타낸다. 또한 적분은 모두  $r'$ 에 대하여 행한 것이며, 우변의 첫째항은 영역 내의 source에 의한 potential을 나타낸다.

내부영역과 외부영역에서의  $u$ 를 나타내는  $u_i$ 와  $u_e$ 가 경계면  $B$ 에서의 경계조건으로서

$$u_i(r) = u_e(r) = u(r), \quad \frac{\partial u_i}{\partial n_i} = -\frac{\partial u_e}{\partial n_e} = q(r) \quad (3)$$

을 만족한다고 하자. 경계면에서  $n_i = -n_e = n$ 이므로, 관측점  $r$ 을 경계면으로 이동하면, source가  $R_e$ 에만 존재할 때

$$u^{inc}(r) = u(r) + \int_B \left[ G_e(r, r') q(r') - u(r') \frac{\partial G_e(r, r')}{\partial n} \right] dl \quad (4)$$

$$0 = u(r) - \int_B \left[ G_i(r, r') q(r') - u(r') \frac{\partial G_i(r, r')}{\partial n} \right] dl \quad (5)$$

이 된다. 여기서  $G_i$ 와  $G_e$ 는 각각 내부와 외부영역에서의 Green함수이고,  $u^{inc}$ 는 source에 의한 입사파를 나타낸다.

2차원 문제에서 복사 조건 (radiation condition)을 만족하는 Green함수는

$$G(r, r') = -\frac{j}{4} H_0^{(2)}(k |r - r'|) \quad (6)$$

이며,

$$\frac{\partial G(r, r')}{\partial n} = \frac{j}{4} k H_1^{(2)}(k|r-r'|) \frac{(r-r') \cdot n}{|r-r'|} \quad (7)$$

이다.  $H_0^{(2)}(k|r-r'|)$ 과  $H_1^{(2)}(k|r-r'|)$ 는 각각 0차와 1차의 2종 Hankel함수이며,  $r$ 과  $r'$ 이 같을 경우 Singular하므로, 적분시 이들 특이점(singular point)을 고려하면 식(4)와 식(5)는 각각

$$u^{inc}(r) = \frac{\theta(r)}{2\pi} u(r) + \int_{\mathcal{B}'} \left[ G_e(|r-r'|) q(r) - u(r') \frac{\partial G_e(|r-r'|)}{\partial n} \right] dl \quad (8)$$

$$0 = \left[ 1 - \frac{\theta(r)}{2\pi} \right] u(r) - \int_{\mathcal{B}'} \left[ G_i(|r-r'|) q(r) - u(r') \frac{\partial G_i(|r-r'|)}{\partial n} \right] dl \quad (9)$$

이 된다. 여기서  $\int_{\mathcal{B}'}$ 은 특이점을 제외한 적분으로서 Cauchy의 principal value of integration이다.

적분방정식(8)과(9)를 풀기 위하여, 경계면에서 N개의 node를 정한뒤  $u(r)$ 과  $q(r)$ 을 각 node에 대한 총체기초함수(global basis function)  $\phi_i(r)$ 로 근사하여

$$u(r) = \sum_{i=1}^N u_i \phi_i(r), \quad q(r) = \sum_{i=1}^N q_i \phi_i(r) \quad (10)$$

로 두고, 식(8)과 식(9)에 대입하면,

$$u^{inc}(r) = \frac{\theta(r)}{2\pi} u_1 - \sum_{i=1}^N \alpha_{1i}^e u_i + \sum_{i=1}^N \beta_{1i}^e q_i \quad (11)$$

$$0 = \left[ 1 - \frac{\theta_1}{2\pi} \right] u_1 + \sum_{i=1}^N \alpha_{1i}^i u_i - \sum_{i=1}^N \beta_{1i}^i q_i \quad (12)$$

where

$$\alpha_{1i} = \int_{\mathcal{B}} \frac{\partial G(|r_1-r'|)}{\partial n} \phi_i(r) dl$$

$$\beta_{1i} = \int_{\mathcal{B}} G(|r_1-r'|) \phi_i(r) dl$$

이 된다. 따라서 경계면의 각 node에서  $u_i$ 와  $q_i$ 를 구할 수 있다.

2) 2차원 공동에 의한 전자파의 산란

경계요소법을 이용하여, 그림 4와 같이 균일한 매질내에 무한길이의 공동이 있을 때, 전자파의 산란

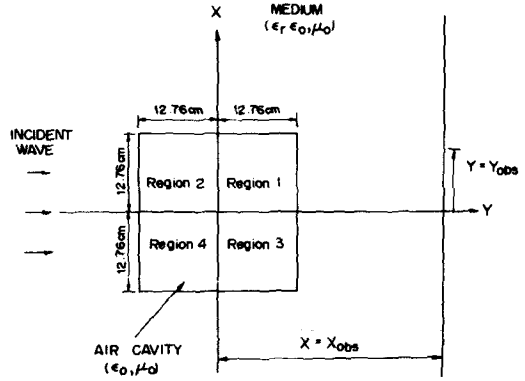


그림 4. 모의계산에서 사용된 구조  
Fig. 4. Computer simulation model.

현상을 계산하였다. 공동은 z축과 평행하여, 입사전계는

$$E^i = E^i_0 e^{-jk_z z_0} \quad (13)$$

로서,  $k$ 는 매질내에서의 입사파의 파수를 나타내며, 시간조화함수  $e^{j\omega t}$ 는 생략하였다. 이 때 Z축 방향으로 경계면의 변화가 없고, 입사파가 Z성분만 지니므로, 총전계 E는 Z방향의 성분만 존재하며, E는 각 영역에서 식(1)의 2차원 스칼라 Helmholtz 방정식을 만족한다. 그리고 경계면에서 E와  $(1/\mu)\partial E/\partial n$ 이 연속이므로, 내부와 외부영역에서  $\mu$ 가 같다고 가정하면 식(3)의 경계조건을 만족하게 되므로, 경계요소법을 이용하여 경계면상의 각 node에서 E와  $\partial E/\partial n$ 을 구한다. 이렇게 하여 얻은 경계면상의 E와  $\partial E/\partial n$ 으로부터, 식(2)에 의하여 각 영역의 전계를 구할 수 있다.

II-1의 실험결과와 비교하기 위하여, 평면입사파의 주파수를 고정시키고 공동의 크기를 변화시키면서, 선형기초함수(linear basis function)을 사용한 경계요소법으로 전계의 패턴을 계산하였다. 실험에서 사용한 각각의 원형 플라스틱 파이프 대신에, 그림 4에서 보는 바와 같이, 같은 크기의 단면적을 지닌 사각형의 공동으로 대체하여, 이들 각각을 합하여 전체의 공동을 형성하였다. 매질의 비유전율  $\epsilon_r$ 과 입사파의 주파수를 실험과 같이하여 각각  $3.4-j0.46$  및 715MHz로 하였을 때,  $X_{obs}=43cm$ 에서 y축을 따라 계산된 총전계의 패턴은 그림 5와 같다. 영역1만으로 구성된 공동이나, 영역1과 영역2로 구성된 공동에 대한 전계의 패턴은 각각 6.9dB와 10dB의 넓고 약한 single dip이 나타난다. 영역1과 영역2, 그리

고 영역3으로 구성된 공동에 대해서는 22.8dB의 깊고 넓은 형태의 single dip이 생긴다. 네 영역이 모두 빈 공동에 의한 전계패턴은 공동의 윗쪽과 아랫쪽에 해당하는 위치에서 날카롭고 강한 dip을 나타내며, 그 크기는 27dB이고, 두 dip사이의 간격은 28.8cm이다.

그림 2에서 보인 실험결과와 모의 계산으로 구한 그림 5의 결과는 전반적인 경향은 같으나, 정확히 일치하지는 않았다. 이는 실험시 Yagi 안테나에서 복사되는 파가 모의계산에서 가정한 평면파와는 다르고, 송·수신안테나가 쉘탱크의 외부인 공기중에 놓여 있으므로 수신신호의 측정위치가 모의계산에서의 가결과 차이가 있기 때문이다. 그러나 입사파의 파장과 공동의 크기가 적절한 관계에 있을 때 전계패턴에서 강한 두 dip이 나타나고, 이 때 그들 dip간의 거리가 공동의 크기보다 약간 크게 되는 사실은 모의실험과 모의계산에서 공통적으로 나타나는 특징적인 현상이다.

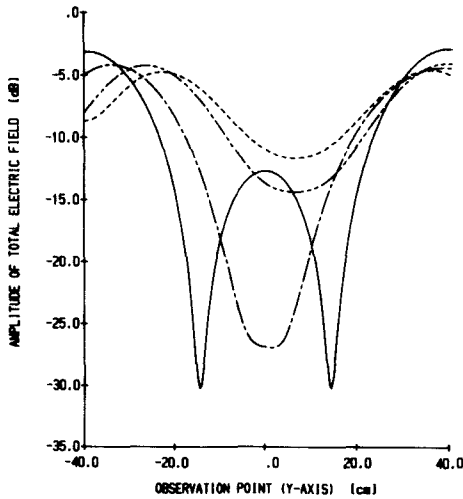


그림 5. 전계의 진폭패턴  
 (---- : 영역 1이 비었을 때, - - - - : 영역 1과 영역 2가 비었을 때, --- : 영역 1과 영역 2, 그리고 영역 3이 비었을 때, ——— : 네 영역이 모두 비었을 때)

Fig. 5. Amplitude patterns of electric fields.  
 (---- : Region 1 is empty, - - - - : Region 1 and 2 are empty, --- : Region 1, 2 and 3 are empty, ——— : Four regions are all empty).

### Ⅲ. 공동의 산란현상에 의한 전계의 강한 감쇄의 해석

매질내에서의 공동에 의한 전자파 산란실험 및 모의계산의 결과에서, 수신세력패턴은 어떤 주파수 영역에서 매우 강한 두개의 dip을 나타낸다는 것을 알았다. 그러나 어떤 특정한 주파수에서 dip의 강도가 가장 크게 되는가는 잘 알려져 있지 않으며, 이러한 두개의 dip이 나타나는 원리도 잘 해석되어 있지 않다. 두개의 dip이 나타나는 현상을 해석하기 위하여, 대표적인 모델로서 무한길이의 원통형 공동을 취하여 이로부터 나타나는 회절패턴을 계산하였다.

1. 무한길이의 원통형 공동에 의한 전자파의 산란 공동의 모양과 수치계산에 이용된 구조는 그림 6과 같다. 입사전계는 Z축 방향으로 분극된 단일 주파수의 평면파이며, +X 방향으로 진행한다. 여기서 매질의 비유전율은  $\epsilon_r$ 이고, 공동은 비유전율이 1인 공기로 차 있으며, 투자율  $\mu$ 는 모든 영역에서 같다고 가정하였다.

그림 6에서 반경 a인 무한길이의 원통형 공동에 입사되는 평면파 E는 II장의 식 (13)과 같다. Z축 방향으로 경계면과 입사파의 변화가 없기 때문에, 총전계 E는 Z성분만 가지며, 각 영역에서 2차원 스칼라 Helmholtz 방정식을 만족한다. 공동 내부에서 전계의 크기는 유한하므로,

$$E(R, \phi) = \sum_{m=0}^{\infty} (-j)^m \epsilon_m a_m J_m(k_0 R) \cos(m\phi) \quad (14)$$

로 표현할 수 있다. 여기서 (R,  $\phi$ )는 원통좌표계로

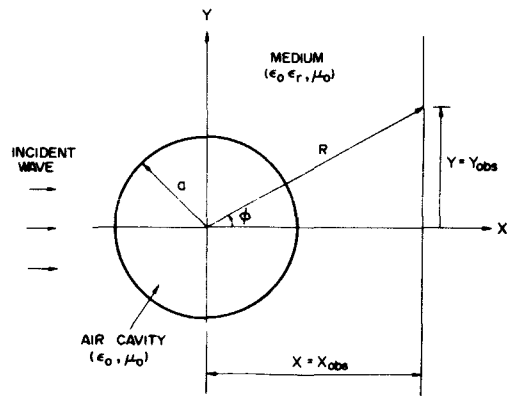


그림 6. 매질내의 원통형 공동  
 Fig. 6. Circular empty cylinder imbedded in the denser medium.

나타낸 관측점이고,  $J_m$ 은  $m$ 차의 Bessel함수이며,  $a_m$ 은 각 항에 대한 미지의 계수이다.  $k_0$ 는 공동내부에서의 파수이며,  $\epsilon_m$ 은  $m=0$ 일 때는 1이고, 그 밖의 경우에는 2이다.

매질내의 총전계 E는 입사전계 E'와 산란전계 E<sup>s</sup>의 합으로서

$$E(R, \phi) = E'(R, \phi) + E^s(R, \phi) \tag{15}$$

로 쓸 수 있다. 산란전계 E<sup>s</sup>는 복사조건 (radiation condition)을 만족시켜야 하므로, Helmholtz 방정식으로 부터 Henkel 함수의 급수전제인

$$E^s(R, \phi) = \sum_{m=0}^{\infty} (-j)^m \epsilon_m b_m H_m^{(2)}(kR) \cos(m\phi) \tag{16}$$

로 표현된다. 여기서  $H_m^{(2)}$ 은  $m$ 차의 제 2종 Hankel 함수이며,  $b_m$ 은 각 항에 대한 미지의 계수이다. 식 (13)으로 표현된 입사전계는 전 영역에서 유한하므로, 원통좌표계로의 좌표변환을 하면

$$E'(R, \phi) = \sum_{m=0}^{\infty} (-j)^m \epsilon_m J_m(kR) \cos(m\phi) \tag{17}$$

로 표현된다.

두 영역에서의 투자율  $\mu$ 가 같으므로, 경계면에서 전계 E와 전계의 법선 방향 미분  $\partial E/\partial R$ 이 연속이다. 이러한 경계조건으로부터 식 (14)의 계수  $a_m$ 은

$$a_m = \frac{nJ'_m(\zeta)H_m^{(2)}(\zeta n) - nJ_m(\zeta)H_m^{(2)' }(\zeta n)}{J'_m(\zeta)H_m^{(2)}(\zeta n) - nJ_m(\zeta)H_m^{(2)' }(\zeta n)} \tag{18}$$

이고, 식 (16)의 계수  $b_m$ 은

$$b_m = -\frac{J'_m(\zeta)J_m(\zeta n) - nJ_m(\zeta)J'_m(\zeta n)}{J'_m(\zeta)H_m^{(2)}(\zeta n) - nJ_m(\zeta)H_m^{(2)' }(\zeta n)} \tag{19}$$

으로 구해진다<sup>[15]</sup>. 여기서  $\zeta = k_0 a = 2\pi f a \cdot (\mu_0 \epsilon_0)^{1/2}$ 로 주파수에 비례하는 양이고,  $n = \epsilon^{1/2}$ 은 매질의 굴절율을 나타낸다.

X, Y, 그리고 R을 각각 공동의 반경 a로 정규화하여, x, y,  $\rho$ 로 두면, 식 (13), (15), (16)으로부터 정규화된 좌표상의 총전계는

$$E(\rho, \phi) = e^{-j\epsilon x} - \sum_{m=0}^{\infty} (-j)^m \epsilon_m b_m H_m^{(2)}(\zeta n \rho) \cos(m\phi) \tag{20}$$

가 된다.

2. Null 및 가장 강한 Dip의 발생

그림 6의 구조에서, 비유전율  $\epsilon_r$ 이 2이고, 손실이 없는 매질내의 공동에 평면파가 입사될 때, 공동의 중심으로부터  $x = x_{obs} = X_{obs}/a$ 만큼 떨어진 위치에서

y축 방향으로 관측점을 이동하면서, III-1에서 구한 공식을 이용하여 총전계를 계산하여, 전계패턴을 구하였다.

1) 관측거리에 따른 전계패턴의 변화

총전계의 진폭패턴에서 강한 dip을 나타내는 주파수는 관측거리  $x_{obs}$ 에 따라서 다르며, 또한 dip의 형태도 다르다. 원거리에서는 전계의 null이 생기지 않지만, 근거리에서는 특정한 주파수에서 전계의 null이 발생할 수 있다. 강한 dip을 발생하는 주파수에서 관측거리에 따라 나타나는 전계패턴의 대표적인 세 가지 형태가 그림 7에 나타나 있다. 원거리에서는  $x_{obs} = 10$ 일 때의 패턴에서 보는 바와 같이, 넓고 깊은 두 dip이 나타난다. 근거리에서는 null이 발생하며,  $x_{obs} = 4$ 일 때의 패턴에서 보는 바와 같이, null이 생기는 주파수 근처에서 매우 날카롭고 강한 두 dip이 발생하며,  $x_{obs}$ 가 더욱 작아지면 single dip이 나타난다.

강한 dip이 나타나는 원리는 입사파와 산란파 사이의 진폭과 위상관계를 비교해 봄으로써 이해할 수 있다. 그림 8은 그림 7의 각각의 경우에 대해서 관측점에서 입사파로 정규화된 산란파의 진폭과 위상을

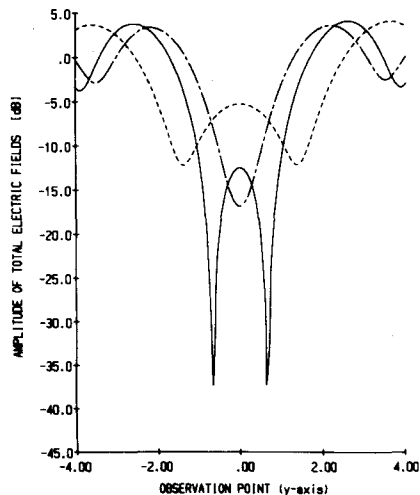
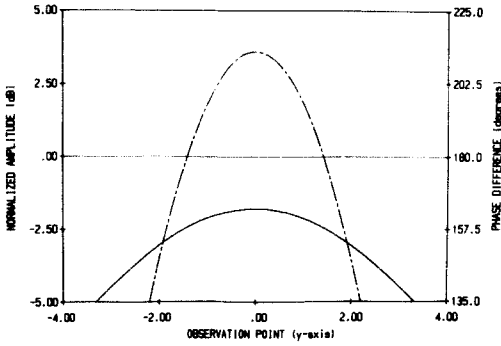


그림 7. 전계의 진폭패턴

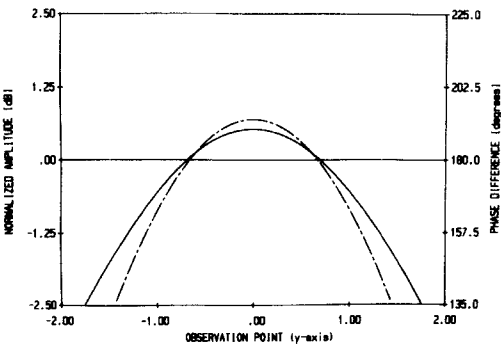
- (- - - :  $x_{obs} = 10$  및  $\zeta = 4.4$ ,
- :  $x_{obs} = 4$  및  $\zeta = 3.35$ ,
- · - :  $x_{obs} = 2$  및  $\zeta = 2.4$ )

Fig. 7. Amplitude patterns of electric fields.

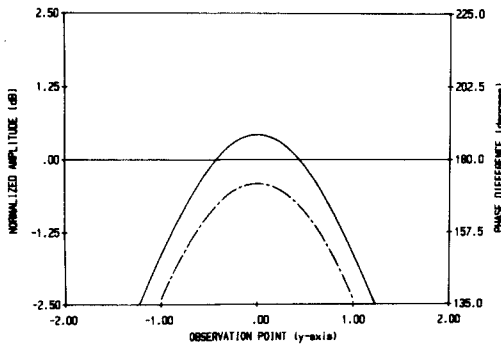
- (- - - :  $x_{obs} = 10$  and  $\zeta = 4.4$ ,
- :  $x_{obs} = 4$  and  $\zeta = 3.35$ ,
- · - :  $x_{obs} = 2$  and  $\zeta = 2.4$ ).



(a)



(b)



(c)

그림 8. 입사파로 정규화된 산란파의 진폭과 위상 (—— : 진폭, - - - : 위상)

- (a)  $x_{obs} = 10, \zeta = 4.4$
- (b)  $x_{obs} = 4, \zeta = 3.35$
- (c)  $x_{obs} = 2, \zeta = 2.4$

Fig. 8. Amplitude and phase of scattered field normalized by incident field.

- (—— : amplitude, - - - : phase).
- (a)  $x_{obs} = 10, \zeta = 4.4$ .
- (b)  $x_{obs} = 4, \zeta = 3.35$ .
- (c)  $x_{obs} = 2, \zeta = 2.4$ .

나타낸 것이다. 평면파가 입사될 경우, 입사파는 감쇄가 없지만 산란파는 자유공간 감쇄에 의하여 공동으로부터 멀어질수록 진폭이 감소하므로, 원거리에서는  $x_{obs} = 10$ 인 그림 8 (a)에서 보는 바와 같이 산란파의 진폭이 입사파에 미치지 못한다. 따라서 원거리에서는 null이 발생할 수 없으며, 산란파가 입사파와  $180^\circ$  위상차를 이루는 지점의 산란파의 진폭이 최대가 되는 주파수에서 가장 강한 dip이 나타난다. 관측거리가 가까워지면 산란파의 세기는 점점 커지므로, 그림 8 (b)와 같이 입사파와  $180^\circ$ 의 위상차를 이루는 두 지점에서 산란파의 진폭이 입사파의 진폭과 비슷하게 되어, 식 (15)로부터 총전계의 크기가 매우 작아져서 강한 dip이 발생된다. 만약 그 지점에서 산란파와 입사파의 진폭이 같으면 총전계의 크기는 영이 된다. 관측거리가 더욱 가까워지면, 그림 8 (c)와 같이 산란파의 진폭이 입사파보다 커지더라도 위상은  $180^\circ$ 가 되지 못하므로, single dip이 생긴다.

매질내의 무한길이의 공동에 의한 산란으로 생긴 전계패턴에서 가장 강한 dip이 나타나는 주파수는 x 축 방향의 관측거리에 따라서 다르다. 원거리에서 이 주파수는 거의 변화가 없지만, 근거리에서는 null이 발생하면서 이 주파수의 궤적(locus)은 매우 흥미로운 특성을 나타낸다. 그림 9는  $\zeta < 7$ 의 주파수에서 가장 강한 dip 및 null이 나타나는 주파수의 궤적

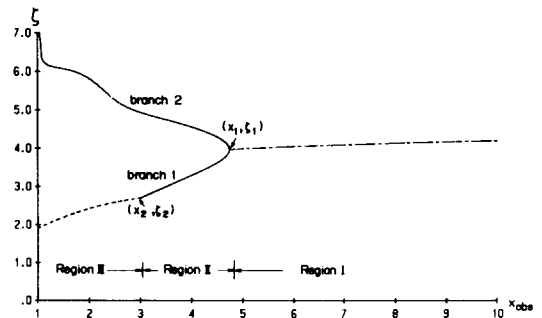


그림 9. 거리변화에 대한 가장 강한 dip 및 null을 생성하는 주파수 궤적 (—— : 두 null이 생기는 주파수, - - - : 가장 강한 두 dip이 생기는 주파수, - - - - : single dip이 생기는 주파수)

Fig. 9. Frequency locus which generates the strongest dip or the null versus the observation distance (—— : Frequency generating two nulls, - - - : Frequency generating the strongest two dips, - - - - : Frequency generating single dip).



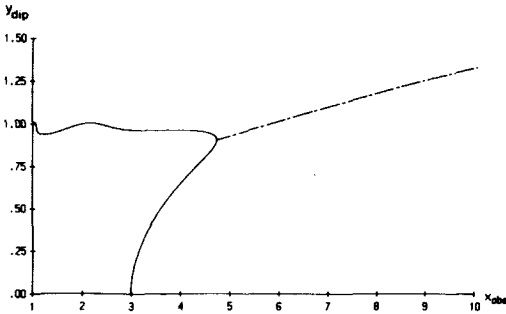


그림 10. dip이 생기는 위치,  $y_{dip}$   
 Fig. 10. Position of dip in y direction.

며, 그림 10은 그 때 나타나는 dip의 y축 좌표  $y_{dip} = Y_{dip}/a$ 의 제적이다.

dip이 나타나는 방식이 거리에 따라서 다르므로, 세영역으로 나누어서 생각할 수 있다. 영역 I은  $x_{obs} > x_1$ 인 영역으로 원거리에 해당하며, 가장 강한 두 dip이 나타나는 주파수는 거리의 변화에 대해서도 거의 일정하게 유지된다. 이 영역에서는 산란파의 크기가 작기 때문에 null은 발생하지 않으며, 관측거리  $x_{obs}$ 가  $x_1$ 에 가까이 다가가면, 매우 먼 거리에서와는 달리 날카롭고 강한 두 dip이 나타나고,  $x_{obs} = x_1$ 이 되면 null이 나타난다.

$x_1$ 에서는 단 하나의 주파수  $\zeta = \zeta_1$ 에서 두 null이 생기지만,  $x_1$ 을 지나  $x_2 < x_{obs} < x_1$ 인 영역 II로 들어가면서, null이 생기는 주파수의 제적은 두 branch로 갈라진다. branch 1은 영역 II에서  $x_{obs}$ 가 작아지면 null이 생기는 주파수가 낮아지고, 그림 10에서 보는 바와 같이 두 null 사이의 간격도 작아진다. branch 1을 따라  $x_{obs} = x_2$ 에 이르면 두 null 사이의 간격이 영이 되어,  $y_{obs} = Y_{obs}/a = 0$ 에서 단 하나의 null만 나타난다.

single null은  $x_{obs} = x_2$ 에서  $\zeta = \zeta_2$ 일 때만 나타나고,  $x_{obs} < x_2$ 인 영역 III의 branch 1에서는 null이 생기지 않는다. 영역 III에서 나타나는 single dip은  $x_2$  근처에서는 매우 강하지만,  $x_{obs}$ 가 작아질수록 그 크기는 줄어든다. branch 2는 영역 II와 영역 III에서 두 null이 계속 발생하며, 그 때의 주파수는  $x_{obs}$ 가 작아지면 증가한다. 각 영역에서 주파수의 변화에 따른 산란파와 입사파사이의 진폭과 위상관계의 변화를 알아 봄으로써 위의 과정을 이해할 수 있다.

2) null 및 가장 강한 dip의 발생원리

원거리에 해당하는 영역 I에서 가장 강한 dip은 산란파와 입사파의 위상차가  $180^\circ$ 가 되는 지점  $y_p$ 에

서 산란파의 진폭이 가장 큰 주파수에서 나타난다. 그림 8 (a)에서 본 바와 같이  $y_{obs} = 0$ 일 때의 산란파는  $y_{obs} = y_p$ 에서의 산란파와 큰 차이를 나타내지 않는다. 따라서

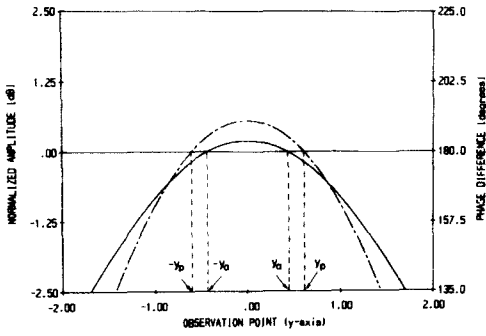
$$\begin{aligned} \sigma_\epsilon &= 2\pi \lim_{\rho \rightarrow \infty} \rho \frac{|E^s|^2}{|E^i|^2}, \quad \phi = 0 \\ &= \frac{4}{\zeta} \left| \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m b_m \right|^2 \end{aligned} \quad (21)$$

로 정의되는 forward scattering width  $\sigma_\epsilon$ 가 최대가 되는 주파수 근처에서 원거리의 dip이 가장 크게 된다. 주파수가 증가함에 따라서  $\sigma_\epsilon$ 의 주기적인 극대가 나타나며,  $\zeta = \xi = 4.88, 12.24, 19.88$  등에서 극대가 된다.  $x_{obs} = 10$ 에서  $\zeta = 4.4$ 일 때 가장 강한 dip이 나타났다. 그 차이는  $y_{obs} = 0$ 에서의 산란파의 진폭과  $y_{obs} = y_p$ 에서의 산란파의 진폭이 정확하게 같지 않기 때문이다.

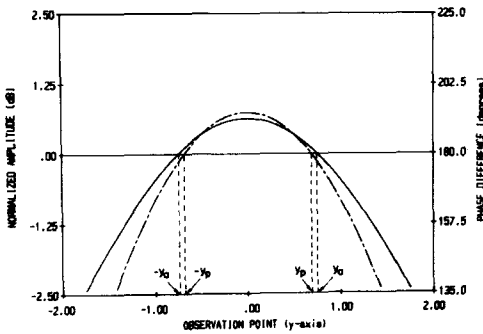
관측거리  $x_{obs}$ 가 공동에 가까워질수록 산란파의 최대치는 점점 커지며, 근거리에서는 어떤 주파수에서 산란파가 입사파보다 커질 수 있다. 따라서 산란파의 위상이 입사파와  $180^\circ$  차이가 나는 y축상의 좌표  $y_p$ 와, 산란파의 크기가 정확히 입사파와 같아지는 y축상의 좌표  $y_a$ 가 서로 일치하는 주파수에서 null이 발생한다.

영역 II에서는 null을 발생시키는 두개의 주파수가 존재한다. 그림 11은  $x_{obs} = 4$ 일 때 branch 1의 null을 발생시키는 주파수  $\zeta_{b1}$  근처에서 입사파로 정규화된 산란파의 진폭과 위상관계이다.  $\zeta$ 가 3.2일 때, 그림 11(a)에서 보는 바와 같이,  $y_p$ 가  $y_a$ 보다 크다. 한편  $\zeta$ 가 3.4 ( $> 3.2$ )인 경우는, 그림 11(b)에서 보는 바와 같이, 반대로  $y_a$ 가  $y_p$ 보다 크다. 따라서 3.2와 3.4사이에서  $y_a$ 와  $y_p$ 가 일치하는  $\zeta$ 가 적어도 한군데 존재한다.  $\zeta = \zeta_{b1} (\approx 3.322)$ 일 때  $y_a$ 와  $y_p$ 가 만나며, 그 지점에서 전계가 영이된다. 한편  $\zeta = 4.45$ 일 때  $y_a > y_p$ 이며,  $\zeta = 4.7 (> 4.45)$ 일 때  $y_a < y_p$ 이 된다. 따라서  $4.45 < \zeta < 4.7$ 에서  $y_a$ 와  $y_p$ 가 일치하는  $\zeta_{b2} (\approx 4.573)$ 가 존재하며, 이는 branch 2에서 null을 발생하는 주파수이다.

$y_a$ 와  $y_p$ 가 만나는 과정을 이해하기 위해서, 고정된  $x_{obs}$ 에서 주파수의 증가에 대한  $y_a$ 와  $y_p$ 의 변화를 그림 12에 나타내었다.  $x_{obs} = 4$ 일 때 branch 1과 branch 2에서 null이 생기는 과정의 차이를 그림 12(b)로부터 알 수 있다. branch 1의 null이 생기는 주파수에서  $\partial y_a / \partial \zeta \geq \partial y_p / \partial \zeta$ 로서, 주파수 증가에 대한  $y_a$ 의 증가속도가  $y_p$ 의 증가속도보다 빨라서, null은  $y_a$ 가 증가하면서 발생한다. branch 2에서는 null이 생기는 주



(a)



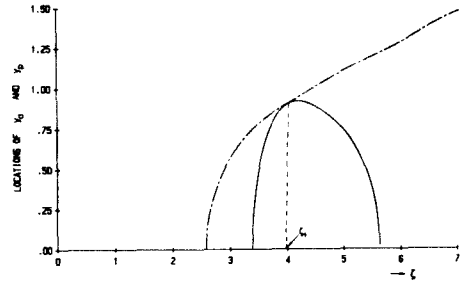
(b)

그림 11. 입사파로 정규화된 산란파의 진폭과 위상,  $x_{obs}=4$  (— : 진폭, - - - : 위상)  
(a)  $\zeta=3.2$  (b)  $\zeta=3.4$

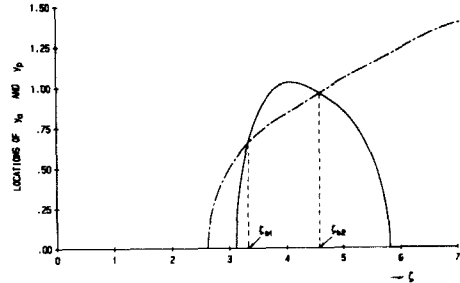
Fig. 11. Amplitude and phase of scattered field normalized by incident field,  $x_{obs}=4$  (— : Amplitude, - - - : phase).  
(a)  $\zeta=3.2$ , (b)  $\zeta=3.4$ .

파수에서  $\partial y_a / \partial \zeta \leq \partial y_p / \partial \zeta$ 이며, 주파수 증가시  $y_a$ 가 감소하는 반면  $y_p$ 는 증가하므로,  $y_a$ 가 감소하면서 null이 나타난다. 또한 branch 2에서의 두 null 사이의 간격이 branch 1에 비해 크다.

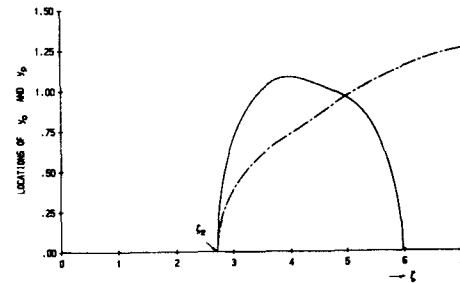
영역 I 과 영역 II의 경계 지점인  $x_{obs}=x_1 (\approx 4.7215)$ 에서는 단 하나의 주파수  $\zeta$ 에서만 두 null이 생긴다.  $\zeta_1$ 은 영역 I에서 가장 강한 dip을 발생시키는 주파수의 제적과 영역 II의 branch 1, 그리고 branch 2가 만나는 지점으로서, 세 제적의 성질을 동시에 지니고 있다. 그림 12(a)의  $x_{obs}=x_1$ 에서의  $\zeta$ 에 대한  $y_a$ 와  $y_p$ 의 변화를 보면,  $y_a$ 와  $y_p$ 는  $\zeta=\zeta_1 (\approx 3.994)$ 에서만 일치하여 두 null이 생기며,  $\zeta \neq \zeta_1$ 일 때는  $y_a < y_p$ 이 된다. 또한  $\zeta=\zeta_1$ 에서  $\partial y_a / \partial \zeta = \partial y_p / \partial \zeta$ 가 된



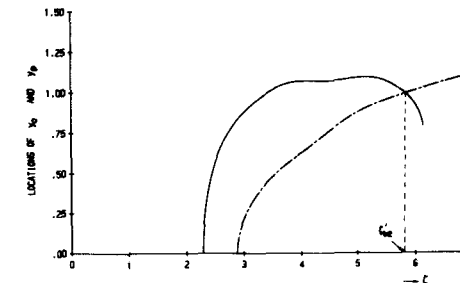
(a)



(b)



(c)



(d)

그림 12.  $\zeta$ 에 대한  $y_a$  및  $y_p$  (— :  $y_a$ , - - - :  $y_p$ )

(a)  $x_{obs}=x_1=4.7215$  (b)  $x_{obs}=4.0$   
(c)  $x_{obs}=x_2=2.9917$  (d)  $x_{obs}=2.0$

Fig. 12.  $y_a$  and  $y_p$  versus  $\zeta$  (— :  $y_a$ , - - - :  $y_p$ ).

(a)  $x_{obs}=x_1=4.7215$ . (b)  $x_{obs}=4.0$ .  
(c)  $x_{obs}=x_2=2.9917$ . (d)  $x_{obs}=2.0$ .

다.  $\zeta \neq \zeta_1$ 일 때  $y_a$ 는  $y_p$ 보다 작으므로,  $y_p$ 에서의 산란파의 진폭은 입사파의 진폭보다 작고,  $\zeta = \zeta_1$ 일 때 입사파의 진폭과 같아져서 가장 크게 된다. 따라서  $x_{obs} = x_1$ 에서  $\zeta = \zeta_1$ 인 지점은 영역 I의 성질과, 영역 II의 branch 1과 branch 2의 성질을 모두 지니고 있다.

branch 1에서  $\partial y_a / \partial \zeta \geq \partial y_p / \partial \zeta$ 이므로  $\zeta$ 의 증가에 대해  $y_a$ 가  $y_p$ 보다 빠른 속도로 증가한다. 거리가 매우 가까워지면 산란파의 최대치가 매우 크므로, 주파수의 증가에 대하여 산란파는 매우 빨리 증가한다. 따라서 산란파와 입사파의 위상차가  $180^\circ$ 를 이루기 전인 낮은 주파수에서 산란파의 진폭이 입사파와 같아지고, 주파수 증가시  $y_a$ 가  $y_p$ 보다 빠른 속도로 증가하므로,  $x_{obs}$ 가 매우 작은 영역 III에서, branch I의 null은 생기지 않는다. 이 영역의 branch 1에서는 단지 매우 강한 single dip이 생기며 branch 2의 두 null은 계속 나타난다. 그림 12(d)는  $x_{obs} = 2$ 에서  $\zeta$ 에 대한  $y_a$ 와  $y_p$ 를 보여주고 있으며,  $\zeta$  증가시  $y_a$ 가  $y_p$ 보다 먼저 0이 되어 더 빠른 속도로 증가하므로, branch 1의 null은 생길 수 없다.  $\zeta_{b2}$ 에서는 영역 II의 branch 2와 같은 원리로 null이 나타난다.

$x_{obs} = x_2 (\cong 2.9917)$ 는 영역 II와 영역 III이 만나는 지점으로서  $\zeta = \zeta_2 (\cong 2.7114)$ 일 때  $y = 0$ 에서 single null이 나타난다.  $\zeta = \zeta_1$ 일 때  $y = 0$ 에서 입사파와 산란파의 위상차가  $180^\circ$ , 산란파의 진폭은 입사파와 같아진다. 주파수가 더욱 증가하면  $y_a$ 가  $y_p$ 보다 증가 속도가 빠르므로 branch 1에서 또 다른 null은 없다. 그림 12(c)는 이 지점에서  $\zeta$ 에 대한  $y_a$ 와  $y_p$ 를 나타내며,  $\partial y_a / \partial \zeta \geq \partial y_p / \partial \zeta$ 인 branch 1에서  $\zeta = \zeta_2$ 일 때  $y_a = y_p = 0$ 가 된다.

#### IV. 결 론

매질내에 공동이 있을 경우, 파장이 공동의 크기와 비슷한 CW 전자파를 사용하여 공동의 위치를 알아낼 수 있다. CW 전자파가 공동에 의하여 산란되어 나타나는 전계패턴은, 입사파의 파장이 공동의 크기에 대하여 적절히 조절되었을 때, 공동의 끝에 해당하는 지점에서 강한 신호의 감쇄를 일으킨다. 가장 강한 감쇄를 일으키는 주파수는 공동과 관측점 사이의 거리에 따라서 다르며, 또한 매질의 유전율에 의해서도 영향을 받는다.

실험실에서의 모의실험과 경계요소법을 이용한 모의계산에서, 신호의 파장과 공동의 크기와의 비율에 따라서 서로 다른 형태의 수신세력패턴이 나타나며, 파장이 공동의 유효반지름보다 약간 클 때 수신세력

패턴에서 매우 강한 두 개의 dip이 나타난다는 것을 확인하였다.

해석적 해가 알려져 있는 무한길이의 원통형 공동에 대하여 전계를 계산한 결과, 원거리에서의 전계 패턴은 넓고 얇은 형태의 dip을 나타내며, 전계의 진폭이 영이 되지는 않는다. 근거리에서의 dip은 매우 강하고 날카로우며, 어떤 특정한 주파수에서 총전계의 진폭이 영이 되는 지점이 존재한다. 총전계의 진폭이 영이 되는 지점이 존재한다는 것은 CW 전자파를 이용한 매질내의 공동의 탐사에 있어서 매우 중요한 사실이며, 거리에 따라서 가장 강한 dip 혹은 null을 발생시키는 주파수의 제적을 밝힘으로써 공동 탐사에 필요한 기준을 제공하였다.

#### 參 考 文 獻

- [1] T.J. Daniels and A.V. Dyck, "Borehole resistivity and electromagnetic methods applied to mineral exploration," *IEEE Trans. Geosci. Remote sensing*, vol. GE-22, pp. 80-87, 1984.
- [2] W.H. Pelton and P.G. Hallof, "The applied potential method in the search for massive sulphides at York Harber, Newfoundland," Presented at the *AIME Ann. Meet.*, New York, 1971.
- [3] H.O. Seigel, "The magnetic induced polarization methods," *Geophys.*, vol. 39, pp. 321-339, 1974.
- [4] R.D. Haber and W.M. Adams, "Density logs from underground gravity surveys in Hawaii," *Water Resources Reserch Center, Univ. of Hawaii, Technical Rep. no. 45*, 1971.
- [5] Special issue on seismic inversion, *Proc. IEEE*, vol. 74, no. 3, 1986.
- [6] K.A. Dines and R.J. Lytle, "Computerized geophysical tomography," *Proc. IEEE*, vol. 67, pp. 471-480, 1979.
- [7] R.J. Lytle and K.A. Dines, "Iterative ray tracing between boreholes for underground image reconstruction," *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, vol. GE-18, pp. 234-240, 1980.
- [8] A.J. Devaney, "A computer simulation study of diffraction tomography," *IEEE Trans. Biomedical Eng.*, vol. BME-30, pp. 377-386, 1983.
- [9] A.J. Devaney, "Geophysical diffraction tomography," *IEEE Trans. Geosci. and*

*Remote Sensing*, vol. GE-22, pp. 3-13, 1984.

[10] R.J. Lytle, D.L. Lager, E.F. Laine, and D.T. Davis, "Using cross-borehole electromagnetic probing to locate high-contrast anomalies," *Geophys.*, vol. 44, pp. 1667-1676, 1979.

[11] 나정웅, "전자파를 이용한 곡물더미내의 공동 탐사에 관한 연구," 농수산부 계약 연구 보고서, KAIST, 1980.

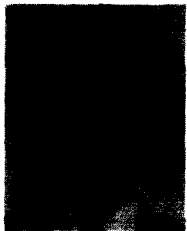
[12] J.K. Richmond, "TE-wave scattering by a dielectric cylinder of arbitrary crosssection shape," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-14 pp. 460-464, 1966.

[13] S. Kagami and I. Fukai, "Application of boundary-element method to electromagnetic field problems," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-32, pp. 455-461, 1984.

[14] K. Yashiro and S. Ohkawa, "Boundary element method for electromagnetic scattering from cylinders," *IEEE Trans. on Antennas and Propagat.*, vol. AP-33, pp. 383-389, 1985.

[15] D.S. Jones, *The theory of Electromagnetism*, New York: Pergamon Press, 1964. \*

著 者 紹 介



李 澤 環 (正會員)

1958年 1月 11日生. 1983年 2月 고려대학교 전자공학과 졸업. 1985年 2月 한국과학 기술원 전기 및 전자공학과 공학석사학위 취득. 1985年 3月~현재 한국과학 기술원 전기 및 전자공학과 박사과정.

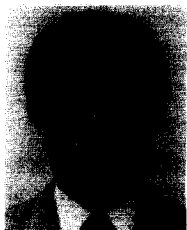
주관심분야는 파동의 전파 및 산란, 전자파 수치해석 등임.

金 世 潤 (正會員) 第25卷 第8號 參照

현재 한국과학기술원 응용물리전자연구부 선임연구원

李 壽 永 (正會員) 第25卷 第11號 參照

현재 한국과학기술원 전기및 전자공학과 조교수



宋 在 元 (正會員)

1955年 11月 6日生. 1978年 경북대학교 전자공학과 졸업. 1980年 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 공학석사 학위취득. 1984年 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 공학박사 학위취득. 1984年 9月

~현재 경북대학교 전자공학과 조교수. 주관심분야는 광통신, 집적광학 등임.

羅 正 雄 (正會員) 第25卷 第8號 參照

현재 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 교수