

# 任意的 形狀을 가진 誘電體 안테나의 輻射特性

正會員 金 鍾 鍊\*

## The Radiation Characteristics of a Dielectric Antenna of Arbitrary Shape

Kim, Johng Ryun, *Member*

### 要 約

本 論文에서는 任意的 形狀을 가진 誘電體 안테나에 대한 새로운 解析 方法을 記述한다. 이 方法에서는 分極 電流 및 電荷 密度의 개념을 종래의 Stratton-Chu 公式에 導入하고 散亂 原則에 따라 유전체 內의 電界강도에 對해 積分 方程式을 세웠다. 이 적분 방정식을 수치 계산법으로 풀기 위해 유전체의 체적을 세분하고 작은 球로서 等價的으로 表示한다. 따라서 이 方法에 依해서 任意的 形狀의 유전체 안테나의 해석이 可能하다. 이와같이 해서 유전체 內의 電界강도를 구하고 그 강도에 입각해서 안테나의 복사특성, 입력 임피던스 및 유전체 손실등을 산출했다.

### Abstract

An improved method of analysis is developed to determine the characteristics of a dielectric antenna of arbitrary shape. The analysis is based on scattering principles. The concept of polarization current and charge densities is incorporated into the Stratton-Chu formula and an integral equation is established for the electric field intensities in the dielectric.

A new technique involving an equivalent spherical cell is developed to solve the integral equation numerically. The radiation characteristics of an omnidirectional dielectric antenna are determined based on the near field obtained by this volume cell technique.

### 1. 序 論

誘電 材料는 그 誘電 常數의 變化가 어느 程度 任意로 될 수 있음으로 電磁波의 傳送 乃至 輻射를 調節하는데 大端히 有用하다. 또한 誘電 材料를 使用했을 때는 一般的으로 임피던스의 整合이 改善되고 比較的 넓은 周波數 特性을 얻을 수 있다. 그리고 유리나 磁器 材料와 같은 誘電材料는 周圍 溫度의 變化에 依해 別로 影響을 받지 않

으며, 腐蝕의 危險性도 아주 稀少하다. 그러나 誘電 材料는 주로 높은 周波數 領域에서 렌스 (Lens) 안테나等으로서 使用되며 그 設計乃至 特性解析에 幾何 光學的인 方法이 널리 使用되었고 따라서 誘電體 안테나의 電磁波의 輻射特性을 解析할 수 있는 方法이 그리 잘 開發되지 못하고 있다. 勿論 안테나가 單純한 形狀을 가지고 있을 경우에는 變數 分離法을 利用하는 것이 가장 좋은 方法이다. 一般的으로 實用되는 안테나의 形狀은 구구 各각이며 따라서 數學的인 處理가 매우 困難하게 된다. 그러나 誘電體가 均一한

\* 韓國科學技術研究所, 空中線研究室  
The Korean Institute of Science and Technology

경우에는 Barrar 와 Dolph 가 散亂 原則에 따라 電界 및 磁界 強度를 表示하는 一般式을 數學的으로 엄격히 誘導했는데<sup>1)</sup>, 너무 複雜해서 그 理解가 그리 容易하지 않다. Stratton-Chu 는 vector 로 表示된 Green 의 定理를 利用해서 電流, 電荷가 均一(homogeneous)하고 等方質(isotropic)인 媒質內에 分布되었을 때, 어떤 任意的 點에서의 電界 및 磁界 強度를 表示하는 一般式<sup>2)</sup>을 유도해 놓았지만 誘電體가 自由 空間內에 놓여질 경우 全體 媒質은 均一하다고 볼 수 없으므로 Stratton-Chu 의 公式를 그대로 利用할 수는 없다 그러나 分極 電流 및 電荷 密度의 概念<sup>3)</sup>을 導入하면 誘電體를 自由 空間으로 代置할 수 있으므로 Stratton-Chu 의 公式를 利用할 수 있게 된다. 이와같이 해서 自由 空間에서의 Green 의 函數를 使用해서 Barrar 와 Dolph 가 얻는 積分 方程式을 比較의 손쉽게 求할 수 있다. 勿論 안테나에 依한 入射 電磁界 強度는 이미 아는것으로 가정하였다. 이 積分 方程式을 풀어서 誘電體 內의 分極 電流 및 電荷 密度를 먼저 求한 다음 이에 立脚해서 安테나의 여러 特性을 算出하자는 것인데 그 積分 方程式을 그대로 解析的으로 풀기는 매우 어렵다. 그러나 最近에는 놀라운 能力을 가진 電子 計算機의 出現으로 從來에는 풀수 없었던 難問題가 많이 풀어지고 있다. 이러한 數值 計算法을 利用할 目的으로 誘電體의 體積을 細分하고, 이 細分된 體積을 작은 球로 等價的으로 表示한다. 이와같이해서 特異點(singularity)에 因한 難點을 解消하고, 또 體積이 細分되었으므로 任意的 形狀을 가진 誘電體 安테나의 取扱이 可能하다. 具體的으로 이 解析法을 그림 1에 表示한 圓板의 誘電體로 된 水平無指向性(omnidirectional) 安테나에 利用해서 實驗과 잘 一致하는 結果를 얻었다.

## 2. 誘電體 安테나와 分極 電流 密度

### 2.1 安테나의 구조

그림 1에서와 같이 두께가 얇은 誘電體 圓板의 中心에 勵起 安테나로서 半波長 다이폴을 使用했다. 이 安테나는 半波長 安테나의 本來의 特性을 改善해서 水平 四面으로 指向性을 一層 높여주자

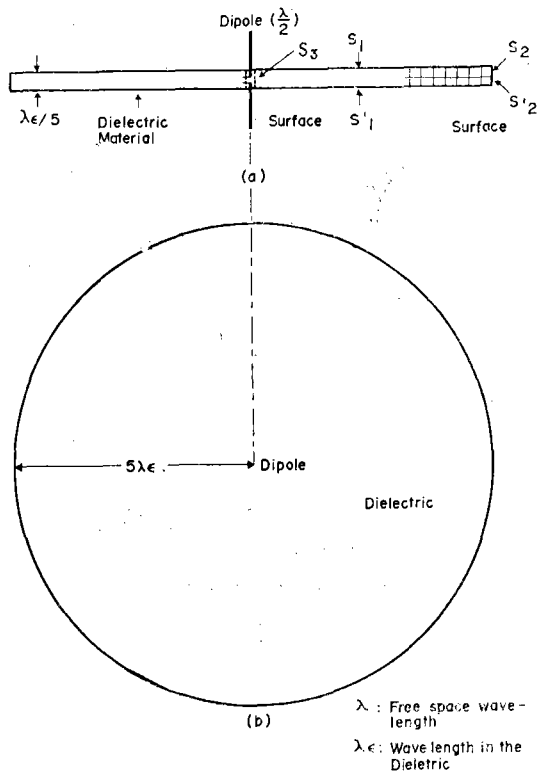


그림 1. 誘電體圓板으로된 水平無指向性 安테나 (a) 단면도 (b) 조감도

Fig. 1. Omnidirectional antenna of dielectric disc. (a) Cross section (b) Top view

는데 그 目的이 있으며 또 한가지는 다음에 說明하는 誘電體 安테나의 解析法의 妥當性을 測定値와 比較해서 調査해 보자는 것이다. 大端히 가는 完全 導體로 된 半波長 安테나에서는 電流가 正弦의 分布를 이루며 이때 周圍의 電界 強度<sup>4)</sup>는

$$E_z^i = -30j I_{max} \left( \frac{e^{-jkr_1}}{r_1} + \frac{e^{-jkr_2}}{r_2} \right),$$

$$E_\rho^i = \frac{30j}{\rho} I_{max} \left( \frac{e^{-jkr_1} \left( \frac{\lambda}{4} + z \right)}{r_1^2} - \frac{e^{-jkr_2} \left( \frac{\lambda}{4} - z \right)}{r_2^2} \right)$$

(1)  $E_\phi^i = 0$

이다.

단  $r_1 = \sqrt{\rho^2 + \left( \frac{\lambda}{4} + z \right)^2}$ ,  $r_2 = \sqrt{\rho^2 + \left( \frac{\lambda}{4} - z \right)^2}$

이며,  $\lambda$ 는 自由 空間에서의 波長이고,  $I_{max}$ 는 다이폴의 定在波 電流의 最大値이다.

### 2.2 分極電流 및 電荷密度

誘電率이  $\epsilon$  이고 誘磁率이  $\mu_0$ 인 誘電體 內에서는 time harmonic 條件下에서는 Maxwell의 方程式을

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{H} \quad (2)$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\epsilon \vec{E} \quad (3)$$

와 같이 쓸 수 있다. 그러나 (3)식을 다시 써서

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega(\epsilon - \epsilon_0)\vec{E} + j\omega\epsilon_0\vec{E} \quad (4)$$

와 같이 표시하면, 우변의 第一項은 分極 電流로서

$$\vec{J}_{eq} = j\omega(\epsilon - \epsilon_0)\vec{E} \quad (5)$$

라고 定義할 수 있다. 이와 같이 誘電體內에 分極 電流를 導入하면 Stratton-Chu 公式에서 自由空間에 適用되는 Green 函數,  $e^{-ikr_{PQ}}/r_{PQ}$ 를 使用할 수 있다. 물론 分極 電荷密度( $\rho_{eq}$ )는 連續關係式에서 다음과 같이 表示된다.

$$\rho_{eq} = -\nabla \cdot (\epsilon - \epsilon_0)\vec{E} \quad (6)$$

그러나 (3)式에서

$$\nabla \cdot (\nabla \times \vec{H}) = j\omega\nabla \cdot (\epsilon\vec{E}) \quad (7)$$

를 얻으며 (7)式의 左邊은 0이므로

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\vec{E} \cdot \nabla \epsilon / \epsilon \quad (8)$$

이 되며, 均一한 誘電體에서는  $\nabla \epsilon = 0$ 이므로  $\Delta \cdot \vec{E} = 0$ 이 되고 따라서 (6)式, 即 誘電體 內에서의 分極電荷密度는 0이 된다. 그러나 誘電體와 自由空間의 境界面에서는 分極 表面 電荷密度를 考慮하여야 한다. 이에 對해서는 次節에서 論述한다.

### 3. 積分 方程式의 誘導

均質의 誘電體에 依한 散亂 問題를 다루기위해 分極 電流 密度의 概念을 導入, Stratton-Chu 公式에서 直接 積分 方程式을 誘導한다. 먼저 그림 2에서와 같이 一般的인 경우를 取扱코져 한다. 勵起 안테나는 誘電體의 밖의 體積  $V_0$  內에 포함되어 있는 것으로 假定한다.  $V$ 는 誘電體의 體積으로 閉表面  $S$ 로 둘러싸여 있으며  $V_0$ 는  $S$ 와  $S_0$  表面으로 둘러싸여 있고  $S_0$  밖에는 아무 Source도 없는 것으로 假定한다. 다음에  $V_0$  內의 電磁界를  $\vec{E}_0, \vec{H}_0$ 라하고  $V$  內의 電磁界를  $\vec{E}, \vec{H}$ 라하고 表示한다. 境界面에서는 電磁界의 接線成分은 같으나, 垂直成分은 같지 않다. 앞에서 말한 바와 같이 自由空間에 適用되는 Green 函數를 使用한

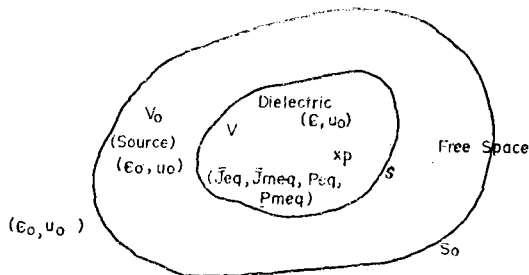


그림 2. 誘電體散亂體와 輻射 Source(一般的인 경우)  
Fig. 2. Dielectric scattering body and radiation source.

다. 誘電體 內에서는 magnetic current의 密度 및 分極 電荷密度가 0이므로 Stratton-Chu 公式을 使用해서 誘電體內에서의 observation point P에의 電界 強度는

$$\vec{E}(P) = \frac{1}{4\pi} \int_V [-j\omega\mu_0 \vec{J}_{eq} \phi] dv - \frac{1}{4\pi} \int_S [-j\omega\mu_0 (\hat{n} \times \vec{H}) \phi + (\hat{n} \times \vec{E}) \times \nabla_Q \phi + (\hat{n} \cdot \vec{E}) \nabla_Q \phi] ds \quad (9)$$

이다. 그런데 (9)式을 다시 써서

$$\vec{E}(P) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_0} [-j\omega\mu_0 \vec{J}_{eq} \phi] dv - \frac{1}{4\pi} \int_S [-j\omega\mu_0 (\hat{n} \times (\vec{H} - \vec{H}_0)) \phi + [\hat{n} \times (\vec{E} - \vec{E}_0)] \times \nabla_Q \phi + [n \cdot (\vec{E} - \vec{E}_0)] \nabla_Q \phi] ds - \frac{1}{4\pi} \int_S [-j\omega\mu_0 (\hat{n} \times \vec{E}_0) \phi + (\hat{n} \times \vec{E}_0) \times \nabla_Q \phi + (\hat{n} \cdot \vec{E}_0) \nabla_Q \phi] ds \quad (10)$$

를 얻는다. 境界面에서 電磁界의 接線成分은 같고 垂直成分이 같지 않음에 着眼하고 (9)式의 右邊 終項은 勵起안테나에서 오는 入射 電界가  $\vec{E}'(P)$  임에 留意해서 (10)式에서 (11)式을 얻는다.

$$\vec{E}'(P) = \vec{E}(P) + \frac{k^2(\epsilon_r - 1)}{4\pi} \int_V \vec{E}'(Q) \phi dv - \frac{\epsilon_r - 1}{4\pi} \int_S [\vec{E}'(Q) \cdot \hat{n}] \nabla_Q \phi ds \quad (11)$$

여기서  $\vec{E}'$ 는 合成 電界強度이고  $Q$ 는 source 點을 表示하며  $k = 2\pi/\lambda$  이고  $\phi = e^{-ikr_{PQ}}/r_{PQ}$  이다.

### 4. 積分 方程式의 數值計算

前節 (11)式은 Fredholm 積分 方程式의 第二型(second type)에 속하며 이式의 一般的인 解答은 얻기 매우 어렵다. 그러나 電子 計算機를 利用해

서 數值 計算法으로 풀수가 있다.

$E^i(\rho)$ 는 既知의 入射 電界強度이며 合成 電界強度  $E^i$ 가 未知值로서 (11)式의 數值 計算을 爲해서는 그림 3에서 表示한 바와같이 一般의 誘電體를 細分한다. 그러면 體積  $\Delta V$  그리고 表面積은  $\Delta S$ 의 微少 要素로 갈라진다. 萬一  $\Delta V$  나  $\Delta S$ 가 充分히 적다면 그 各要素 內의 電界 強度를 一定한 값으로 假定해서 (11)式은 다음과같이 바꾸어 쓸 수 있다.

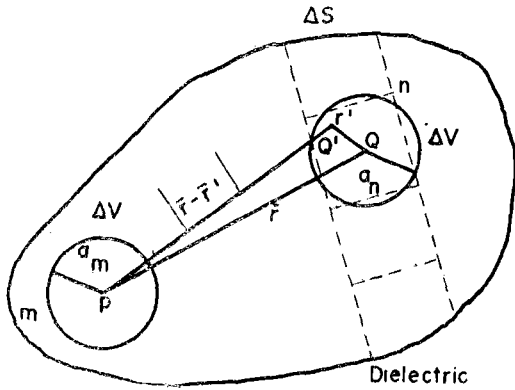


그림 3. 球座標로 表示된 體積要素의 等價小球  
Fig. 3. Equivalent sphere of volume element represented by spherical coordinates.

$$E^i_{im} = E^i_{im} + \frac{k^2(\epsilon_r - 1)}{4\pi} \sum_{n=1}^N E^i_{in} \alpha_i \int_{\Delta V} \phi dv - \frac{(\epsilon_r - 1)}{4\pi} \sum_{n'=1}^N \sum_{j=1}^3 E^i_{jn'} \int_{\Delta S} \beta_j \frac{\partial \phi}{\partial x_i} ds \quad (12)$$

여기서  $i(=1, 2, 3)$ 는 3가지 成分의 電界 強度를 나타내며, 整數  $m$ 과  $n$ 은 observation point와 source point가 놓여있는 微少 體積을 表示한다.  $\alpha_i$ 는 單位 vector의 轉換 係數이며, 原來 이것은 變數이나, 體積要素가 아주 작을 때에는 常數로 간주하고 積分 밖으로 내올 수 있다.  $\beta_j$ 는 合成 電界 vector의 scalar 積이며  $\frac{\partial \phi}{\partial x_i}$ 는 Green의 函數를 observation coordinate를 變數로해서 微分한 것이다.  $n'$ 는 面積 要素를 表示하며, 體積 要素는 全部  $N$ 個가 있고 面積 要素는 全部  $N'$ 個( $N' \leq N$ )가 있다. (12)式에 의하면, 體積 要素에 對한 積分  $\int_{\Delta V} \phi dv$ 과 面積 要素에 對한 積分  $\int_{\Delta S} \beta_j \frac{\partial \phi}{\partial x_i} ds$ 만 計算되면 合成 電界는 一次 聯立

方程式을 풀어서 얻을 수 있다. 먼저 그림 3에서와 같이 體積 要素를 同一한 體積의 球로서 等價的으로 表示해서  $\int_{\Delta V} \phi dv$ 의 解析의 解答을 얻는다. 第  $n$ 番條의 球內의 任意의 source point  $Q'$ 를  $Q$ 를 原點으로 하는 球座標  $(r', \theta', \phi')$ 로 表示하고 observation point  $P$ 를 같은  $Q$ 를 原點으로 하는 球座標  $(r, \theta, \phi)$ 로서 表示한다. 그런데 自由空間內의 Green 函數는 다음과 같이 近似的으로 表示할 수 있다.<sup>5)</sup>

$$\phi = e^{-ik|r-r'|} / |r-r'| \approx -jkh_0^{(2)}(k|r-r'|)$$

여기서  $h_0^{(2)}$ 는 第二種의 spherical Hankel function이다. 그런데 體積 要素에 對한 積分을  $I_n$ 이라 表示하면

$$I_n = \int_{\Delta V} [-jkh_0^{(2)}(k|r-r'|)] r'^2 \sin\theta' \cdot dr' d\theta' d\phi' \quad (13)$$

이 된다.

Addition Theorem<sup>2)</sup>을 利用하면 source point와 observation point가 分離되어 있는 경우에는  $n \neq m$ , 即  $r > r'$ 로서 (13)式은 다음과 같이 된다.

$$I_n = -jk \int_{r'=0}^r \int_{\theta'=0}^{\pi} \int_{\phi'=0}^{2\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) j_l(kr') h_l^{(2)}(kr)$$

$$[P_l(\cos\theta) \cdot P_l(\cos\theta') + \sum_{\alpha=1}^l 2 \frac{(l-\alpha)!}{(l+\alpha)!} P_l^\alpha(\cos\theta) P_l^\alpha(\cos\theta') \cos \alpha(\phi - \phi')] r'^2 \sin\theta' dr' d\theta' d\phi', \quad (14)$$

여기서  $l$ 와  $\alpha$ 는 整數이고  $j_l$ 와  $h_l^{(2)}$ 는 spherical Bessel function이고  $P_l$ 와  $P_l^\alpha$ 는 spherical harmonics이다. 또한  $a_n$ 은 各 體積要素와 同一한 體積을 가진 球의 半徑이다. 여기서  $r = r_{mn}$ 이라고 두면 (14)式은 다음과 같이 된다.

$$I_n = -4\pi j a_n^2 h_0^{(2)}(ka_n) j_1(ka_n). \quad (15)$$

다음 source point와 observation point가 同一한 球에 있는 경우에는  $n=m$ 이며  $r=0$ 이 되고, (14)式에서 Addition Theorem<sup>2)</sup>을 使用해서 다음 式을 얻는다. 即

$$I_m = -4\pi j [r'^2 h_1^{(2)}(kr')]_{r'=0}^{a_m}$$

그러나  $\lim_{r' \rightarrow 0} r'^2 h_1^{(2)}(kr') = -j/k^2$ 이므로 다음의 結果를 얻는다.  $I_m = -4\pi j [a_m^2 h_1^{(2)}(ka_m) - j/k^2]$

이와같이 해서  $\Delta V$ 의 體積要素에 對한 Green 函數의 積分은 完全히 解析的으로 決定되었다. 다음 表面積 要素에 對한 積分은 observation point를 體積要素의 中心에 取하면 source point가 面積要素 上에 位置해 있으므로 特異點(singularity)의 問題가 介入되지 않는다. 이 積分은 二元的이므로 電子計算機를 使用해서 比較的 容易하게 풀 수 있다. 그러나 一般的으로 面積要素의 數가 大端히 많아서 計算 時間이 방대하게 된다. 그래서  $r_{PQ}$ 가 大端히 적을 경우 即 observation point와 source point가 같은 體積要素에 屬해 있는 경우는 可能하면 二元 積分을 一元 積分으로 轉換하곤 한다. 그리고  $r_{PQ}$ 가 比較的 큰 경우에는 微少한 面積 要素上에서는 被積分函數(integrand)가 거의 變하지 않을것이므로 面積 積分値는 表面 要素上의 어떤 基準點에서의 被積分函數의 값과 同 要素의 面積의 積으로 近似的으로 表示할 수 있다. 이러한 原則은  $r_{PQ}$ 가 比較的 큰 경우에는 體積 要素의 積分에도 利用할 수 있다. 表面 要素에 對한 積分 即 二元 積分을 線 積分으로 轉換하는 方法은 경우에 따라 다르다.

5. 誘電體 圓板 안테나

前即에서 論述한 積分 方程式의 數值解法을 그림 1과 같은 얇은 誘導體 圓板으로 된 안테나의 輻射特性 計算에 適用하여 본다. 여기서 誘電體 體積  $V$ 는 閉表面  $S$ 로 둘러 싸여 있으며,  $S$ 는  $S_1, S_1', S_2, S_2'$  및  $S_3$ 으로서 構成되어 있다. 入射 電界 強度는 誘電體의 影響이 稀少한 것으로 보아 (1)式을 그대로 利用한다. 圓筒 座標를 使用하고 單位 vector의 轉換 係數  $\alpha_i$  및  $\beta_j$ 를 求해서 (12)式에 代入하여 다음같은 두개의 서로 結合된 積分 方程式을 얻는다.

$$E'_{zm} = E_{zm}^i + \frac{k^2(\epsilon_r - 1)}{4\pi} \sum_n E'_{zn} \int_{\Delta V} \phi dv + \frac{(\epsilon_r - 1)}{4\pi} \left\{ \sum_K E'_{zk} \int_{S_K} \psi_1 ds + \sum_L E'_{\rho L} \int_{S_L} \psi_1 ds \right\},$$

$$E'_{\rho m} = E_{\rho m}^i + \frac{k^2(\epsilon_r - 1)}{4\pi} \sum_{\rho m} E'_{\rho m} \cos \phi_n' \int_{\Delta V} \phi dv + \frac{(\epsilon_r - 1)}{4\pi} \left\{ \sum_K E'_{zk} \int_{S_K} \psi_2 ds + \sum_L E'_{\rho L} \int_{S_L} \psi_2 ds \right\}, \quad (17)$$

$$(18)$$

여기서  $\psi_1 = \left( \frac{1}{r^2_{PQ}} + \frac{jk}{r_{PQ}} \right) \phi \cdot (z - z')$   
 $\psi_2 = \left( \frac{1}{r^2_{PQ}} + \frac{jk}{r_{PQ}} \right) \phi \cdot [\rho - \rho' \cos(\varphi - \varphi')],$   
 $r_{PQ} = \sqrt{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos(\varphi - \varphi') + (z - z')^2}$   
 이다. 그리고 整數  $n$ 은 source point에서의 體積 要素에 該當하며, 또 整數  $K$ 와  $L$ 은 各表面 要素를 表示한다.  $K$ 는  $S_1$ 과  $S_1'$ 에 關聯되어 있고  $L$ 은  $S_2$ 와  $S_2'$ 에 關聯되어 있다. 또한 observation point는 prime 이 붙지 않은 圓筒 座標로 表示했고, source point는 prime 이 붙은 圓筒 座標로 表示했다. (17)과 (18)式에서는 體積 要素에 對한 積分은 (15) 및 (16)式의 結果를 利用하며, 따라서 表面 積分만을 다루면 된다. 便宜上  $S_1$ 과  $S_1'$  表面에서  $\Delta S$ 에 對한 表面積分은  $K_{imK}$ 로 表示하고  $S_2$ 와  $S_2'$  表面에서  $\Delta S$ 에 對한 表面積分은  $L_{imL}$ 로 表示한다. 但 여기서  $i(1, 2)$ 는 被積分 函數가  $\psi_1$ 인가 式은  $\psi_2$ 인가를 表示한다. observation point와 source point가 同一한 體積 要素에 속해있는 경우 그 表面 積分을 線積分으로 轉換했다.<sup>6)</sup> source point가 observation point가 놓여있는 體積要素와 다른 要素에 속해 있을 경우에는 前述한 바와같이 被積分函數와 表面 要素의 面積을 곱해서 表面積分値를 求한다. 一般的으로  $N$ 個의 體積要素는 各 電界強度에 對해  $N$ 個의 未知數가 있음을 시사한다. 이 誘電體 안테나에서는 두가지 電界強度가 介入되어 있고 그것들이 相互 結合되어 있으므로  $2N$ 個의 未知數에 對해  $2N$ 個의 聯立 方程式을 얻는다. 그러나 이 경우에는 對稱으로 因해서 獨立된 未知數의 數가 大幅的으로 減少된다. (17)과 (18)式에 (15) 및 (16)式의 結果를 代入하고 또 그 表面積分을  $K_{imK}$  및  $L_{imL}$ 로 表示하며  $K, L$ 를  $n$ 으로 代置하면 (19)式과 같은 行列式을 얻는다.

$$\begin{pmatrix} A_{mn} & B_{mn} \\ C_{mn} & D_{mn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'_{zn} \\ E'_{\rho n} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E'_{zn} \\ E'_{\rho n} \end{pmatrix} \quad (19)$$

여기서

$$A_{mn} = 1 + jk^2(\epsilon_r - 1) [a_m^2 h_1^{(2)}(ka_m) - j/k^2] - \frac{(\epsilon_r - 1)}{4\pi} K_{imn}$$

$$A_{mn} = jk^2(\epsilon_r - 1) a_n^2 h_0^{(2)}(kr_{mn}) j_1(ka_n) - \frac{(\epsilon_r - 1)}{4\pi} K_{l_{mn}}, \quad n \pm m,$$

$$B_{mn} = \frac{1 - \epsilon_r}{4\pi} L_{l_{mn}},$$

$$C_{mn} = \frac{1 - \epsilon_r}{4\pi} K_{2_{mn}},$$

$$D_{mn} = 1 + jk^2(\epsilon_r - 1) [a_m^2 h_1^{(2)}(ka_m) - j/k^2] - \frac{(\epsilon_r - 1)}{4\pi} L_{2_{mn}},$$

$$E_{mn} = jk^2(\epsilon_r - 1) \cos \varphi_n' a_n^2 h_0^{(2)}(kr_{mn}) j_1(ka_n) - \frac{(\epsilon_r - 1)}{4\pi} L_{2_{mn}},$$

$$n \pm m,$$

$$\epsilon_r = \epsilon' - jc' \tan \delta,$$

$$\epsilon' = \text{real relative permittivity,}$$

$$\tan \delta = \text{loss tangent,}$$

### 6. 數值 計算

誘電體 內의 合成 電界 強度를 前述한 바와 같 이 數值 計算法에 依해서 풀고져 할 때 誘電體의 크 기가 커지면 이에 隨伴되는 未知數의 數가 大端 히 많아진다. 그러나 경우에 따라서는 對稱 關係 를 利用해서 未知數의 數를 大幅의으로 줄일 수 있다. 具體的인 例를 들면 그림 1에 表示한 誘電 體 圓板 안테나에서는 圓板의 半徑을 5 波長으로 할 때 等價小球의 最大 半徑을 0.05波長으로 取 해서(等價小球의 半徑을 이 크기로 取했을 때 合成 電界 強度는 收斂值에 達하였다.) 약 15,000個 의 體積要素를 얻었다. 그러나 對稱關係를 利用해 서各 電界強度에 對해 50個의 未知數만 取扱하면 足하게 되었다.

그리고 各 電界 強度는 實數와 虛數를 가지고 있으므로  $\rho$  와  $z$  성분에 對해 實際 取扱해야 할 未知數의 數는 200으로 줄어 들었다. 多元 一次 聯立 代數 方程式의 根을 求하는 데는 任意의 값 으로 부터 始作해서 반복 計算하여 옳은 根으로 向해 收斂해 가는 所謂 iterative technique<sup>7)8)</sup> 가 있는데 이 方法은 比較的 簡單한 computer programming을 要하기는하나 여기서 풀어야 할 (19)式의 解答은 收斂 條件을 滿足시키지 못하였

기 때문에 一般的으로 더 確實性이 있는 partition technique<sup>7)</sup>을 利用했다. 行列式 (19)의 모든 係 數는 double precision으로 計算을 했으며 matrix 를 똑 같이 4等分 했기 때문에 直接 inversion을 要하는 matrix의 크기는 50×50이었다. 解答의 正確度는 計算機로 얻은 合成電界를 原式 即(19) 式에 代入해서 檢討해 보았는데 이때 逆算에서 얻은 最大 入射電界는 原入射 電界強度에 비해 0.01% 以下의 差異를 보였다.

### 7. 輻射 特性

遠距離에서의 電界強度도 또한 散亂 原則에 따 라 求할 수 있다. 即 合成電界強度는 다이폴(dipole)에서의 直接 輻射와 誘電體에 依한 散亂에 서 오는 輻射를 合친 것이다. 이 경우에도 observation point P는 prime을 붙이지않은 球座標 ( $r, \theta, \phi$ )로서 表示했고 source point는 prime을 붙친 圓筒座標( $\rho', \phi', z'$ )로 表示했다. 遠距離에 있 어서의 合成電界 強度를 나타내는 式은 다만 안 테나의 體積 積分(volume integral)으로만 표시된 다.  $e^{-ikr}/r$ 의 係數를 除外하면, 遠點에서의 合成 電界 強度는 다음과 같이 表示된다.

$$E_{i\theta}(\rho) = \frac{j60 \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} + \frac{k^2(\epsilon_r - 1)}{2} \left[ \sum_K \sum_I E_{\rho KI}^i - [\cos(kz_{I+1} \cos \theta) - \cos(kz_I \cos \theta)] I_{\rho 1}(K) - \tan \theta \sum_K \cdot \sum_I E_{z KI}^i [\sin(kz_{I+1} \cos \theta) - \sin(kz_I \cos \theta)] I_{\rho 2}(K) \right] \quad (20)$$

여기서  $E_{\rho KI}^i$  와  $E_{z KI}^i$  는 (19)式에서 얻은 誘電體 內의 合成電界強度의  $\rho$  와  $z$  成分을 表示하며 K 內의 radial 方向과 axial 方向으로 體積要素의 數 와 I는 誘電體가 증가해감을 表示한다. 그리고

$$I_{\rho 1}(K) = \int_{\rho_K}^{\rho_{K+1}} J_1(k\rho' \sin \theta) \rho' d\rho' \quad (21)$$

은 해석적인 解答을 求할 수 없으며 따라서 數值 計算法으로 풀어야 한다. 또한

$$I_{\rho 2}(K) = \frac{\rho_{K+1} J_1(k\rho_{K+1} \sin \theta) - \rho_K J_1(k\rho_K \sin \theta)}{k \sin \theta} \quad (22)$$

### 8. 結 論

Barrar와 Dolph<sup>1)</sup>에 依해서 誘導된 바 있는 均一(homogeneous)하고 等方質(isotropic)인 誘導體에 依한 散亂公式을, Stratton-Chu 公式과 分極 電流의 개념을 바탕으로 손쉽게 誘導했으며 이 式을 數值 計算法으로 풀기위해 spherical volume cell technique 을 고려했다. 以上과 같은 方法을 水平 無指向性 誘電體 안테나에 適用하여 實驗値와 잘 一致하는 輻射 特性의 理論値를 計算했다. 實驗値와 잘 一致하는 結果를 얻기 위해서는 誘電體를 細分할 때 될 수 있는데로 球形에 近似하게 할 것이며 또 計算値의 收斂을 얻기 위해서는 等價 小球(equivalent sphere)의 直徑이 1/10 波長 정도로 내려가야만 했다. 勿論 이렇게 體積要素를 적게하면 未知 電界値의 數가 많아지고 따라서 實際 計算可能한 誘電體의 크기 에 相當한 制限을 받게 된다.

이와같이 體積을 細分하는 方法은 注意의 形狀을 가진 誘電體를 取扱할 수 있다는데 그 意義가 있다. 따라서 任意的 形狀을 가진 均一하고 等方質의 誘電體에 依한 電磁波 散亂 問題의 解析이 可能하고 또한 誘電常數가 다른 多重(stratified)의 誘電體의 散亂 問題도 取扱할 수 있다. 그림 1의 안테나는 optimum gain 을 얻기위한 形狀은 아니나 이와같이 간단한 誘電體 圓板으로 半波長 다이폴의 gain(=1.64)의 約이 2배를 얻을 수 있음은 注目할 만한 事實이라 하겠다.

### 參 考 文 獻

- 1) R. B. Barrar and C. L. Dolph: "On a Three Dimensional Transmission Problem of Electromagnetic Theory", Journal of Rotational Mechanics and Analysis, Vol. 3, pp. 725-741, Nov. 1954.
- 2) J. A. Stratton: *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1941.
- 3) D. R. Rhodes, 1967, Private Communication, Dpt. of Electrical Engineering, North Carolina State Univ., Raleigh, N. C., U. S. A.
- 4) S. A. Schelkunoff: *Electromagnetic Waves*, D. Van Nostrand Co., p. 371, 1943.

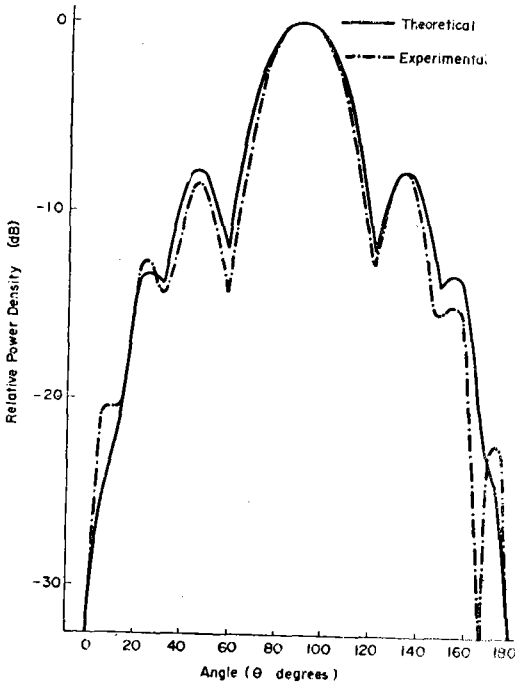


그림 4. 誘電體圓板 안테나의 E-平面輻射特性(圓板의 半徑은  $5\lambda_E$ 임)  
 Fig. 4. E-plane radiation pattern of dielectric disc antenna.

이다. 안테나의 相對的인 電力 密度(power density)는 (20)式에서  $|E'_\theta|^2$ 을 計算해서 얻었다. 이와같이해서 얻은 그림 1의 誘電體 안테나의 輻射特性 計算値는 그림 4에서 보는 바와같이 測定値와 相當히 잘 一致했다. 이 밖에 안테나의 輻射 抵抗도 實驗値 62Ω에 對해 計算値  $R_r=65.4\Omega$  이라는 約 6%의 差 밖에 없는 近似한 結果를 얻었다. 다음에 誘電體의 損失을  $\tan\delta=0.0057$ 에 依해서 求한 結果 等價 損失 抵抗으로  $R_L=0.616\Omega$ 을 얻어서 結局 指向性(directivity) 2.98에 對해서 안테나 利得  $G=D\frac{R_r}{R_r+R_L}=2.95(=4.7dB)$  를 얻었다. 이 誘電體 안테나의 周波數 特性은 實驗的으로 調査해 보았으며<sup>6)</sup>, 誘電體를 使用하면 그 使用 周波數 帶域을 相當히 넓힐 수 있음을 알았다. 이것은 아마도 誘電體가 勵起 안테나와 自由空間 사이를 smooth 하게 連結해 주는데 起因하는 것으로 解釋된다.

- 5) R. F. Harrington: *Time Harmonic Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1961.
- 6) J. R. Kim: "A New Method for Determining the Radiation Characteristics of a Dielectric Antenna of Arbitrary Geometry" Report No. RR-122, Corning Glass Works, May 3, 1968.
- 7) V. N. Faddeeva: *Computational Method of Linear Algebra*, Dover Publications, Inc., New York, 1959.
- 8) D. Young: "Iterative Methods for Solving Partial Difference Equations of Elliptic Type", *Transactions of American Mathematical Society*, Vol. 76, pp. 62-111, 1954.
-