

모우먼트法에 의한 안테나의 電流分布와 入力임피던스의 解析

(The Analysis of the Current Distribution and Input Impedance of an Antenna by the Moment Method)

楊 仁 應* · 李 相 高** · 吳 承 燁***

(Young, In Eung, Lee Sang Seol, and Oh, Seung Hyeub)

要 約

Moment 法에 의하여 任意形狀으로 屈曲된 線形 안테나의 電流分布와 任意的 給電點에 對한 入力임피던스를 求하는 方法을 提示하고 그 理論을 正弦波形式으로 屈曲된 안테나에 適用하여 電流分布와 入力임피던스를 求했다. 實驗結果가 그의 妥當性을 뒷 받침하고 있어 다른 형태의 안테나 問題를 분석하는데 널리 이용될 수 있다.

Abstract

This paper presents a method, which finds the current distribution and input impedance at the arbitrary feeding point of bended linear antenna in arbitrary shape in accordance with the MOMENT method. Practically the method of analysis is applied to the sinusoidal-shaped antenna, and the results of the calculation of current distribution and input impedance consist with the theoretical values. The method can be extensively used for the analysis of any of type antenna problems.

1. 緒 論

直線形 다이폴 안테나의 輻射特性은 電流分布를 正弦分布로 假定하여 誘導된 벡터포텐셜로서 잘 解析되어 있다.¹⁾ 그러나 안테나가 從方向으로 屈曲될 때 Montgomery²⁾에 依해서 밝혀진 凹字形 안테나를 除外하고는 그 解析이 매우 곤란하여 實驗值로서 그의 特性을 確認하는 程度이다. 1957年 Rotman과 Karas³⁾에 依해서 發明되어 高指向性 안테나로 레이더 등에 널리 使用되는 스웨이크라인 안테나도 屈曲 선형소자를 利用한 것으로 아직 精確한 이론적 解析이 없다. 본 研究에서는 스웨이크라인 안테나의 理論的 解析을 위한 適程으로 그의 基本屈曲素子 하나에 對한 電流分布와 任意的 給電點에 對한 임피던스를 모멘트法(moment method)으로 求한다.

Moment法은 函數關係로된 線形方程式에 Weighting 函數를 선정하여 scalar product하므로써 行列關係式으로 變換하는 過程이다. 안테나 問題에서는 n 個로 分割된 素子를 한 端子雙으로 하여 그에 對한 임피던스 行列을 parameter로 하면 전압과 전류의 관계가 行列로 表示된다.

여기서 안테나에 供給된 電壓이 주어지면 임피던스 行列의 逆行列인 어드미턴스(admittance) 行列에 依해서 안테나의 電流分布를 얻을 수 있다.

위의 理論을 正弦波形式으로 屈曲된 안테나에 適用하여 그의 入力임피던스와 電流分布를 電子計算機 IBM 360/40(core memory 63k)으로 計算하여 실험치와 比較한다.

實驗用 안테나는 直徑 1mm되는 導線으로 振幅 4cm 波長 10cm되는 正弦波形式으로 製作하여 그의 連邊길이 (13.1cm)가 1145MHz에서 半波長이 되도록 하였다.

안테나의 給電裝置는 同軸線스롯形式으로 하여 外部 導體와의 結合作用을 적게하고 안테나의 兩側에 均等하게 給電되도록 했다. 入力임피던스는 平行板同軸 定在波 檢出器(Coaxial standing wave detector emplo-

* 正會員, 延世大學校 電子工學

Dept. of Electronic Engineering, Yonsei University

** 正會員, 光云電子工科大學

Dept. of Electronics, Kangwon Institute of Technology

接受日字: 1974年 8月 13日

ying parallel-plate slotted section)에 依하여 測定 했다.

2. 任意形狀의 導線에 흐르는 電流分布와 入力임피던스

任意形狀의 導線에 흐르는 電流分布를 moment 法⁹⁾으로 求하기 爲하여 그림 2-1과 같이 任意形狀의 안테나를 N個의 작은 素子로 分割한다. 안테나 表面의 各部 電流分布는 各部 電流가 電磁的으로 相互 聯關되어 構成되므로 各 素子는 自己 임피던스와 相互 임피던스로 構成된 回路網으로 볼 수 있다. 따라서 各 素子 兩端을 한 雙의 端子로 생각할 때 이 N雙의 端子는 N-port 回路網을 構成한다. 이렇게 하면 안테나는 給電點을 除外한 모든 port를 短絡시킨 것과 같다. 따라서 給電點外的 모든 port를 短絡했을 때 各 素子에 흐르는 電流가 안테나의 電流分布로 된다.

導體에 供給한 電界는 E^s , 導體表面上的 電荷密度를 σ_s , 電流密度를 J_s, σ_s 와 J_s 에 依하여 誘起된 電界를 E^s 라 하고 導體表面 s 에 對하여 Maxwell 方程式과 遲延 벡터포텐셜을 適用하면

$$E^s = -j\omega A - \nabla\Phi \tag{2-1}$$

$$A = \mu \int_s J_s \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dS \tag{2-2}$$

$$\Phi = \frac{1}{\epsilon} \int_s \sigma_s \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dS \tag{2-3}$$

$$\sigma_s = -\frac{1}{j\omega} \nabla \cdot J_s \tag{2-4}$$

로 된다. 안테나가 比較的 가늘 때는 안테나 表面에 흐르는 電流의 總和는 안테나 軸線에 흐르는 線電流로 볼 수 있고 안테나 表面 S 에서의 境界條件은

$$\bar{n} \times E^s = -\bar{n} \times E^i \tag{2-5}$$

이므로 (2-1)~(2-4)式은 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$-E_t^i = -j\omega A_l - \frac{\partial\Phi}{\partial l} \tag{2-6}$$

$$A = \mu \int I(l') \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dl' \tag{2-7}$$

$$\Phi = \frac{1}{\epsilon} \int \sigma(l') \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dl' \tag{2-8}$$

$$\sigma = -\frac{1}{j\omega} \frac{dI}{dl} \tag{2-9}$$

여기서 l' 는 source點의 좌표, l 은 觀測點의 좌표, dl 은 觀測點에서의 導體軸에 微小 길이, R 은 軸에 있는 source點에서 導體面위의 電界觀測點까지의 距離이고, E_t^i 은 E^i 의 l 方向成分, A_l 은 A 의 l 方向成分, I 는 線電流를 表示한다.

(2-6)~(2-9)에서 積分은 各 안테나 素子 위에서 I 와 q 를 常數로 하여 N個의 各 素子에 對한 積分의

습으로 구하고 미분은 적분에 사용된 各 구간의 差로 구한다. 그림 2-1은 N素子로 나눈 안테나 軸을 表示한다. 안테나 끝에서 $I=0$ 이므로 그림과 같이 첫 素子는 그 크기의 1/2를 남겨두고 시작한다.

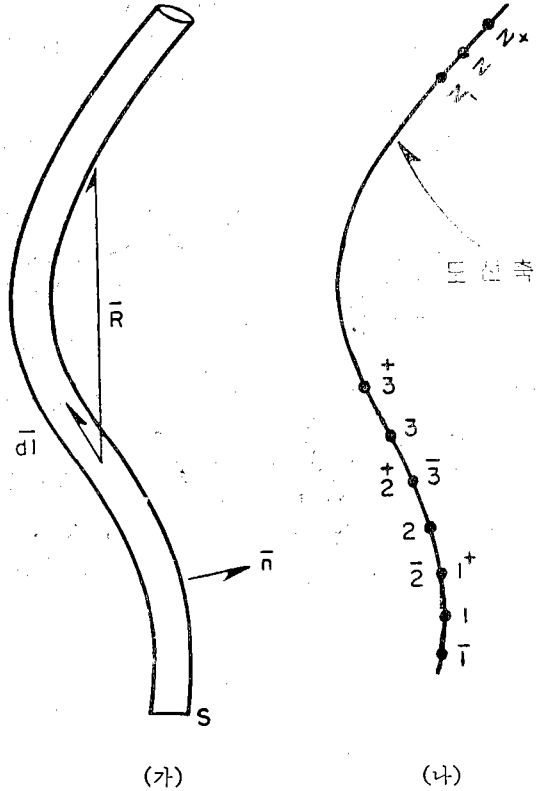


그림 2-1 (가) 굴곡 안테나 (나) N素子로 분할된 안테나 軸線
Fig. 2-1 (a) Bent wire antenna (b) The wire axis divided into N segments.

n 번째 素子는 그의 시작 점 n^- , 중앙점 n , 종단점 n^+ 로 定義된다. Δl_n 은 n^- 와 n^+ 간의 길이를 표시하고 Δl_n^- , Δl_n^+ 는 각각 $\frac{1}{2}$ 소자 길이만큼 $-$, $+$ 방향으로 이 동시킨 길이를 표시한다. 이렇게 하여 (2-6)~(2-9)식은 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$-E_t^i(m) \approx -j\omega A_l(m) - \frac{\Phi(m^+) - \Phi(m^-)}{\Delta l_m} \tag{2-10}$$

$$A_l(m) \approx \mu \sum I(n) \int_{\Delta l_n} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dl \tag{2-11}$$

$$\Phi(m^+) \approx \frac{1}{\epsilon} \sum \sigma(n^+) \int_{\Delta l_n} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dl \tag{2-12}$$

$$\sigma(n^+) \approx -\frac{1}{j\omega} \left\{ \frac{I(n+1) - I(n)}{\Delta l_{n^+}} \right\} \tag{2-13}$$

$\Phi(m^-), \sigma(n^-)$ 도 (2-12), (2-13)식과 같은 꼴로 쓸

수 있다. σ 는 (2-13)식에 의해서 전류 I 로 표시할 수 있으므로 (2-10)은 $I(n)$ 만으로 표시된다. (2-10)은 N 개의 방정식으로 端子双(m^+, n^-)를 갖고 있는 N port 回路網에 대한 식으로 볼 수 있다. 각 port에 공급된 전압은 $E^i \cdot \Delta l_n$ 이므로 電流, 電壓行列은 各各

$$I = \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{pmatrix} \quad [V] = \begin{pmatrix} E^i(1) \cdot l_1 \\ E^i(2) \cdot l_2 \\ \vdots \\ E^i(N) \cdot l_N \end{pmatrix} \quad (2-14)$$

으로 되고 (2-10)을 行列로 表示하면

$$[V] = [Z][I] \quad (2-15)$$

로 된다.

행렬 $[Z]$ 는 (2-11), (2-12), (2-13)식을 (2-10)에 대입하여 구할 수 있다. 또한 (2-10)~(2-13)식을 특정 한 두 소자에 적용하여 각 임피던스 行列 素子를 구할 수도 있다.

그림 (2-2)와 같이 두 소자 m, n 을 생각한다. (2-11), (2-12)식은 같은 꼴이므로 아래와 같은 적분을 생각한다.

$$\psi(n, m) = \frac{1}{\Delta l_n} \int_{\Delta l_n} \frac{e^{-jkR_{mn}}}{4\pi R_{mn}} dl_n \quad (2-16)$$

필요에 따라 m, n 에 $+$, $-$ 기호를 붙여 m^+, m^-, n^+, n^- 점을 표시한다. ψ 의 값은 다음과 같이 구할 수 있다.

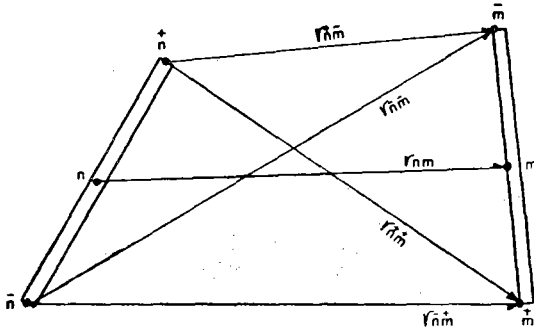


그림 2-2 두안테나 素子와 거리벡터
Fig. 2-2 Two antenna segments and its distance vector.

그림 (2-3)과 같이 n 을 原點으로 하고 積分經路를 x 軸에 일치시키면

$$\psi(n, m) = \frac{1}{8\pi\gamma_n} \int_{r_n}^{\gamma_n} \frac{e^{-jkR_{mn}}}{R_{mn}} dx' \quad (2-17)$$

로 된다. 여기서

$$2\gamma_n = \Delta l_n \quad (2-18)$$

$$R_{mn} = \begin{cases} \sqrt{\rho^2 + (x-x')^2} & m \neq n \\ \sqrt{b^2 + (x')^2} & m = n \end{cases} \quad (2-19)$$

이고 b 는 안테나 導線의 半徑이다. x' 은 電流源이 있

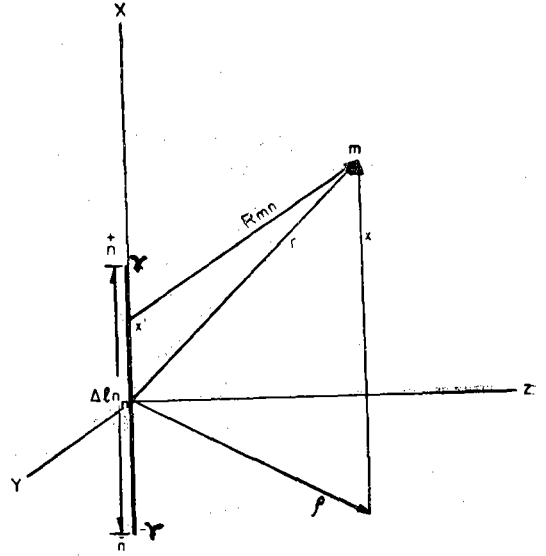


그림 2-3 積分 $\psi(n, m)$ 에 대한 座標界
Fig. 2-3 The coordinate for the integral $\psi(n, m)$.

는 點의 x 座標를 表示한다. (2-17)의 $e^{-jkR_{mn}}$ 을 Mac-laurin 數列로 展開하면

$$\psi = \frac{1}{8\pi\gamma_n} \int_{-\gamma_n}^{\gamma_n} \left(\frac{1}{R_{mn}} - jk - \frac{k^2}{2} R_{mn} + \dots \right) dx' \quad (2-20)$$

로 된다. 여기서 $|kR_{mn}| < 1$ 이다.

(2-20)의 첫 項은 線電荷에 依한 正電位와 같고 둘째 項은 R_{mn} 과 무관하므로 두 항에 의한 근사해를 구하면

$$\psi(n, m) \approx \frac{1}{8\pi\gamma_n} \log \left[\frac{x+\gamma_n + \sqrt{\rho^2 + (x+\gamma_n)^2}}{x-\gamma_n + \sqrt{\rho^2 + (x-\gamma_n)^2}} \right] - \frac{jk}{4\pi} \quad (3-21)$$

로 된다. $r = \sqrt{\rho^2 + x^2}$ 이 매우 크고 $\gamma_n \ll \lambda$ 이면

$$\psi(n, m) \approx \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \quad (2-22)$$

로 되어 $r \leq 2\gamma_n$ 에 對하여는 (2-21)을 $r > 2\gamma_n$ 에 對하여는 (2-22)를 적용할 수 있다. 또 r 이 比較的 小할 때 (2-17)을 x' 에 關하여 Maclaurin 數列로 전개하면

$$\psi(n, m) = \frac{1}{8\pi\gamma_n} \int_{-\gamma_n}^{\gamma_n} [f(0) + f'(0)x' + \frac{1}{2!} f''(0)(x')^2 + \dots] dx' \quad (3-23)$$

로 된다. 여기서

$$f(x') = \frac{e^{-jk\sqrt{\rho^2 + (x-x')^2}}}{\sqrt{\rho^2 + (x-x')^2}} \quad (2-24)$$

이다. (2-23)식의 각 항을 적분하면

$$\psi(n, m) = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} [A_0 + jk\gamma_n A_1 + (k\gamma_n)^2 A_2 + j(k\gamma_n)^3 A_3 + (k\gamma_n)^4 A_4] \quad (2-25)$$

로 된다. 여기서

$$\begin{aligned} A_0 &= 1 + \frac{1}{6} \left(\frac{\gamma_n}{r} \right)^2 \left[-1 + 3 \left(\frac{x}{r} \right)^2 \right] + 40 \left(\frac{\gamma_n}{r} \right)^4 \left[3 - 30 \left(\frac{x}{r} \right)^2 + 35 \left(\frac{x}{r} \right)^4 \right] \\ A_1 &= -\frac{1}{6} \left(\frac{\gamma_n}{r} \right) \left[-1 + 3 \left(\frac{x}{r} \right)^2 \right] + \frac{1}{40} \left(\frac{\gamma_n}{r} \right)^3 \left[3 - 30 \left(\frac{x}{r} \right)^2 + 35 \left(\frac{x}{r} \right)^4 \right] \\ A_2 &= -\frac{1}{6} \left(\frac{x}{r} \right)^2 - \frac{1}{40} \left(\frac{\gamma_n}{r} \right)^2 \left[1 - 12 \left(\frac{x}{r} \right)^2 + 15 \left(\frac{x}{r} \right)^4 \right] \\ A_3 &= \frac{1}{60} \left(\frac{\gamma_n}{r} \right) \left[3 \left(\frac{x}{r} \right)^2 - 5 \left(\frac{x}{r} \right)^4 \right] \\ A_4 &= \frac{1}{120} \left(\frac{x}{r} \right)^4 \end{aligned} \quad (2-26)$$

이다.

그림 (2-1)에서 소자 n 에 흐르는 전류를 $I(n)$ 이라 하면 소자 양단의 전하 $q(n^+), q(n^-)$ 는

$$q(n^+) = \frac{1}{j\omega} I(n), \quad q(n^-) = -\frac{1}{j\omega} I(n) \quad (2-27)$$

으로 된다. 여기서 $q = \sigma \Delta l \phi$ 이다. $I(n)$ 에 의한 m 점의 벡터포텐셜 $A(m)$ 은 (3-11)식에서

$$A(m) = \mu I(n) \Delta l_n \psi(n, m) = \mu I(n) \Delta l_n \psi(n, m) \quad (2-28)$$

로 되고 $q(n^+), q(n^-)$ 에 의한 m^+, m^- 점의 스칼라포텐셜 $\Phi(m^+), \Phi(m^-)$ 는

$$\Phi(m^+) = \frac{1}{j\omega\epsilon} [I(n)\psi(n^+, m^+) - I(n)\psi(n^-, m^+)] \quad (2-29)$$

$$\Phi(m^-) = \frac{1}{j\omega\epsilon} [I(n)\psi(n^+, m^-) - I(n)\psi(n^-, m^-)] \quad (2-30)$$

로 된다. (2-28), (2-29), (2-30)식을 (2-10)식에代入하면

$$\begin{aligned} E^i(m) &= j\omega A(m) + \frac{\Phi(m^+) - \Phi(m^-)}{\Delta l_m} \\ &= j\omega \mu I(n) \Delta l_n \psi(n, m) + \frac{1}{\Delta l_m} \frac{1}{j\omega\epsilon} [I(n)\psi(n^+, m^+) - I(n)\psi(n^-, m^+) - I(n)\psi(n^+, m^-) - I(n)\psi(n^-, m^-)] \end{aligned}$$

로 되고, $Z_{nn} I(n) = E^i(m) \cdot \Delta l_m$ 이므로 (2-31)

$$Z_{nn} = \frac{1}{I(n)} E^i(m) \cdot \Delta l_m = j\omega \mu \Delta l_n \cdot \Delta l_m \psi(n, m)$$

$$+ \frac{1}{j\omega\epsilon} [\psi(n^+, m^+) - \psi(n^-, m^+) - \psi(n^+, m^-) + \psi(n^-, m^-)] \quad (2-32)$$

를 얻는다. (2-32)식에 의하여 임피던스 行列 $[Z]$ 가 구해지면 (2-15)식에서

$$[I] = [Y][V], \quad [Y] = [Z]^{-1} \quad (2-33)$$

이므로 안테나 電流分布를 알 수 있다.

線形 안테나는 一般的으로 한 給電點에서 電源이 供給되므로 n 番 素子를 給電點으로 하면 電壓行列 $[V^s]$ 는

$$[V^s] = \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ V_n \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2-34)$$

로 된다. 따라서

$$[I] = [Y] \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ V_n \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} = V_n \begin{pmatrix} Y_{1n} \\ Y_{2n} \\ \vdots \\ Y_{nn} \end{pmatrix} \quad (2-35)$$

로 되어 어드미턴스 行列의 n 열이 單位電源電壓을 n 素子에 供給했을 때 안테나의 電流分布로 된다. 또한

$$Y_{nn} = \frac{I_n}{V_n} \quad (2-36)$$

이므로 Y_{nn} 은 n 素子를 給電點으로 했을 때 안테나의 入力 admittance이다. 따라서 안테나의 入力임피던스 Z_{in} 은

$$Z_{in} = \frac{1}{Y_{nn}} \quad (2-37)$$

로 된다.

3. 正弦波線形안테나의 電流分布와 入力임피던스

정현파선형 안테나의 골꼭 모양은 아래 식으로 표시할 수 있다.

$$f(Z) = h \sin \cdot \frac{2\pi}{Z_0} z \quad (3-1)$$

여기서 $2h$ 는 안테나의 골꼭폭, Z_0 는 안테나 도선의 Z 軸에 對한 影寫長이다. 實驗에 사용된 안테나는 $h = 2\text{cm}$, $Z_0 = 10\text{cm}$ 로 하여

$$f(Z) = 2 \sin 0.2\pi z \quad (3-2)$$

로 된다. 안테나를 32個의 素子로 나누어 moment法을 適用하던 그림 3-1에서

$$\Delta z = \frac{10}{32} [\text{cm}] \quad (3-3)$$

$$z_n = \frac{10}{32} n [\text{cm}] \quad (3-4)$$

으로 되고, 그림 3-2에서

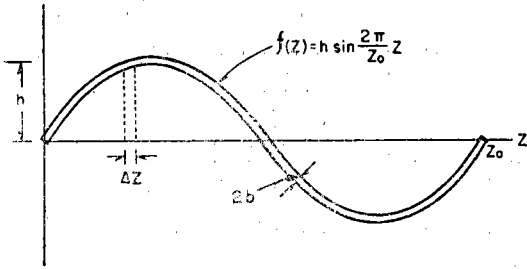


그림 3-1 正弦波 線形 안테나
Fig. 3-1 The sinusoidal linear antenna.

$$\begin{aligned} dl &= \left[(\Delta z)^2 + \left(\frac{df(z)}{dz} \Delta z \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= \left[1 + \left(\frac{df(z)}{dz} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \Delta z \end{aligned} \quad (3-5a)$$

에서

$$\begin{aligned} dl_n &= \left[1 + \left\{ \frac{d}{dz} (2 \sin 0.2 \pi z) \right\}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \Delta z \Big|_{z=z_n} \\ &= \frac{10}{32} \left[\left(1 + (0.4 \pi)^2 \cos^2 \left(\frac{\pi}{16} n \right) \right) \right]^{\frac{1}{2}} [\text{cm}] \end{aligned} \quad (3-5b)$$

가 된다.

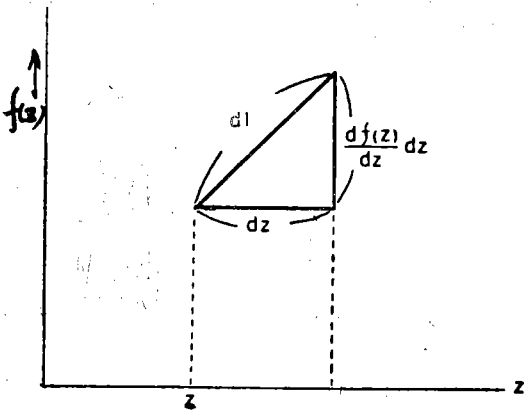


그림 3-2 dl과 dz의 관계
Fig. 3-2 The coordinates of dl and dz.

dl_n과 z軸과 이루는 각 θ_n은

$$\begin{aligned} \theta_n &= \tan^{-1} \left[\frac{d}{dz} (2 \sin 0.2 \pi z) \right] \Big|_{z=z_n} \\ &= \tan^{-1} \left[0.4 \pi \cos \left(\frac{\pi}{16} n \right) \right] \end{aligned} \quad (3-6)$$

로 된다. 식(2-32)에서 ψ(n, m), ψ(n*, m*)는 n=m인 경우 (2-21)식으로, n≠m인 경우 (2-25)식으로 계산한다. (2-21)과 (2-25)에서 주파수 1145MHz에 대하여

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\pi}{13.1} 10^{-2} [\text{rad/m}] \quad (3-7)$$

이고 (2-25)식의 r, $\frac{x}{r}$ 는 그림 (3-3)에서

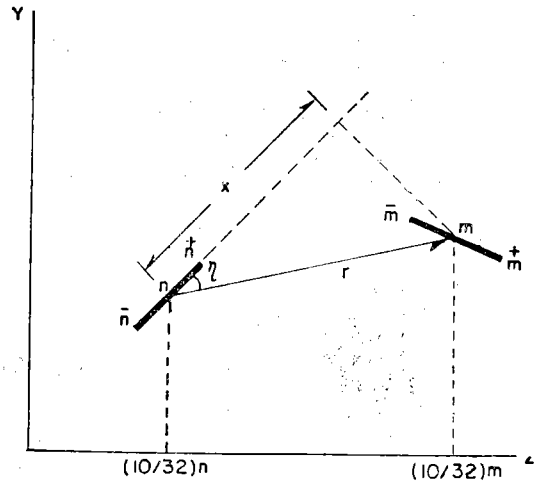


그림 3-3 正弦波 線形 안테나에서 素子와 n素子の 座標界
Fig. 3-3 The coordinates of n and m segments.

$$\begin{aligned} r &= \left[\left(\frac{10}{32} \right)^2 (m-n)^2 + 4 \left(\sin \frac{\pi}{16} m \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \sin \frac{\pi}{16} n \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (3-8)$$

$$\begin{aligned} x &= r \cos \theta_n \\ &= r \cos \left[\theta_n - \tan^{-1} \frac{2 \left(\sin \frac{\pi}{16} m - \sin \frac{\pi}{16} n \right)}{\frac{10}{32} (m-n)} \right] \\ &= r \cos \left[\theta_n - \tan^{-1} \frac{6.4 \left(\sin \frac{\pi}{16} m - \sin \frac{\pi}{16} n \right)}{m-n} \right] \end{aligned} \quad (3-9)$$

로 된다. 따라서

$$\frac{x}{r} = \cos \left[\theta_n - \tan^{-1} \frac{6.4 \left(\sin \frac{\pi}{16} m - \sin \frac{\pi}{16} n \right)}{m-n} \right] \quad (3-10)$$

이고, 같은 방법으로 ψ(n*, m*)에 대한 $r_{n^* m^*}$, $\frac{x}{r_{n^* m^*}}$ 는 각각 다음과 같다.

$$\begin{aligned} r_{n^* m^*} &= \left[\left(\frac{10}{32} \right)^2 \left\{ \left(m \pm \frac{1}{2} - \left(n \pm \frac{1}{2} \right) \right) \right\} + 4 \left\{ \sin \frac{\pi}{16} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left(m \pm \frac{1}{2} \right) - \sin \frac{\pi}{16} \left(n \pm \frac{1}{2} \right) \right\}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (3-11)$$

$$\frac{x}{r_{n^* m^*}} = \cos \left[\tan^{-1} \left\{ 0.4 \pi \cos \frac{\pi}{16} \left(n \pm \frac{1}{2} \right) \right\} \right]$$

$$-\tan^{-1} \frac{6.4 \left\{ \sin \frac{\pi}{16} \left(m \pm \frac{1}{2} \right) - \sin \frac{\pi}{16} \left(n \pm \frac{1}{2} \right) \right\}}{\left(m \pm \frac{1}{2} \right) - \left(n \pm \frac{1}{2} \right)}$$

(3-12)

여기서 $(m \pm \frac{1}{2})$ 은 m^* 의 符號에 따라, $(n \pm \frac{1}{2})$ 은 n^* 의 符號에 따라 變한다.
따라서 임피던스 行列素子 Z_{mn} 은 (2-32)식에 依하여

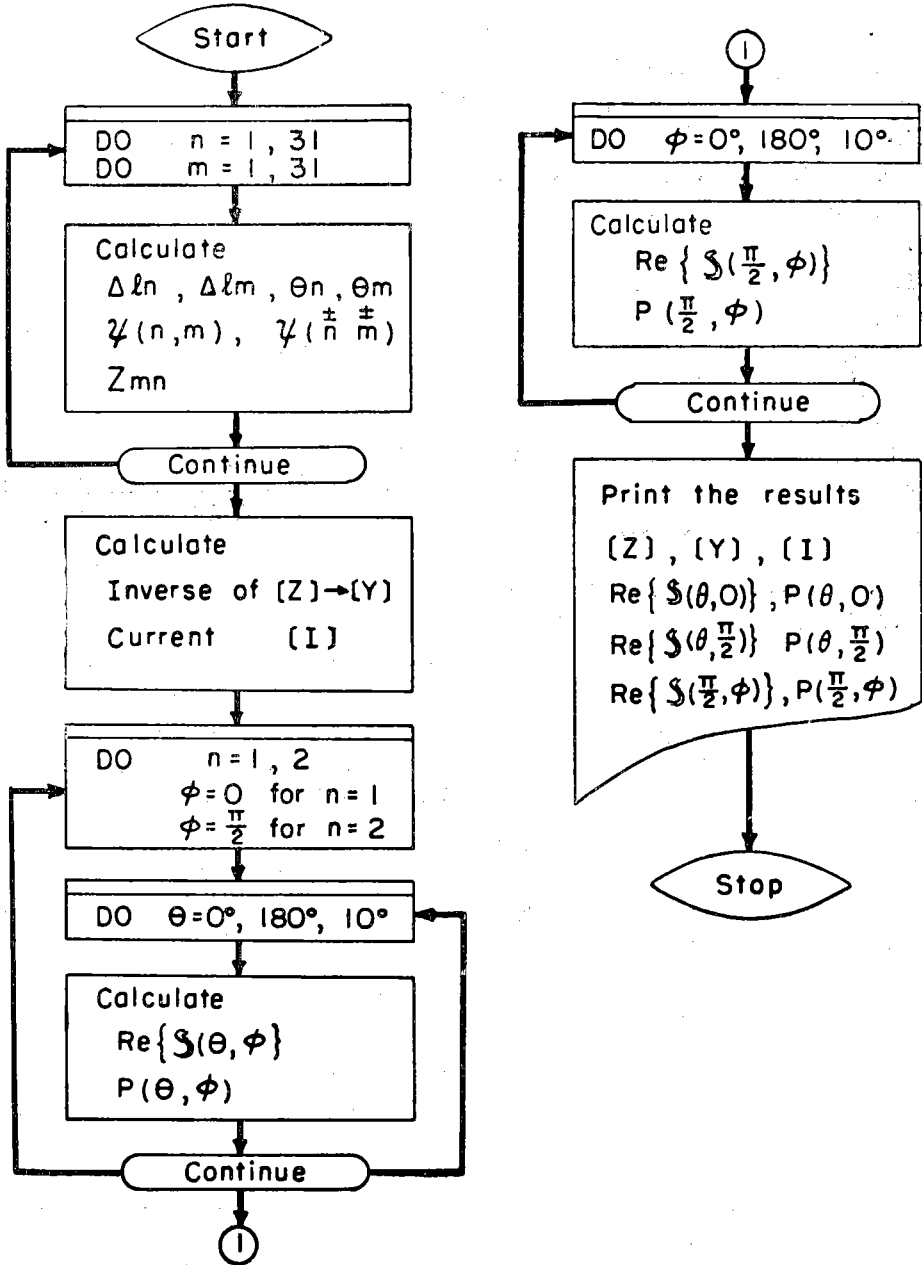


그림 3-4 전자 계산기 프로그래밍용통도
Fig. 3-4 Flow chart.

$$\begin{aligned}
 Z_{mn} &= j\omega\mu\Delta l_n\Delta l_m\cos(\theta_n-\theta_m)\psi(n,m) \\
 &+ \frac{1}{j\omega\epsilon} [\psi(n^+,m^+) - \psi(n^-,m^+) - \psi(n^+,m^-) \\
 &+ \psi(n^-,m^-)] \\
 &= j9.16\pi^2\Delta l_n\Delta l_m\cos(\theta_n-\theta_m)\psi(n,m) \\
 &- j1572[\psi(n^+,m^+) - \psi(n^-,m^+) - \psi(n^+,m^-) \\
 &+ \psi(n^-,m^-)] \quad (3-13)
 \end{aligned}$$

로 구할 수 있다.

그림 (3-4)는 임피던스 行列 [Z], 어드미턴스 行列 [Y], 전류분포를 計算하기 위한 電子計算機 programing의 流通圖이다.

그림 4-4에서 $\theta=0^\circ, 180^\circ, 10^\circ$, $\phi=0^\circ, 180^\circ, 10^\circ$ 는 各各 θ, ϕ 를 0° 에서부터 10° 간격으로 180° 까지 계산한다는 뜻이다.

안테나의 16番 素子에 1V의 電壓을 공급할 때 안테나의 電流分布는

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_{31} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{1,16} \\ Y_{2,16} \\ \vdots \\ Y_{31,16} \end{pmatrix} \quad (3-14)$$

으로 되어 表 3-1과 같고 그림 (3-5)는 안테나의 電流分布를 나타낸다.

안테나 入力 임피던스 Z_{in} 은 식 (2-37)에서

$$\begin{aligned}
 Z_{in} &= \frac{1}{Y_{16,16}} = \frac{1}{(0.799 - j0.435) \times 10^{-2}} \\
 &= 96.6 + j52.6[\Omega] \quad (3-15)
 \end{aligned}$$

로 된다.

素子 番號	正規化된전류 크기(10^{-2})
1	0.158
2	0.275
3	0.371
4	0.449
5	0.508
6	0.554
7	0.591
8	0.629
9	0.673
10	0.724
11	0.780
12	0.833
13	0.879
14	0.911
15	0.924
16	0.909
17	0.924
18	0.911
19	0.879
20	0.833
21	0.780
22	0.724
23	0.673
24	0.628
25	0.591
26	0.554

27	0.508
28	0.449
29	0.371
30	0.275
31	0.158

表 3-1 안테나 素子에 따른 電流分布

Table 4-1 The current distribution of the sinusoidal liner antenna.

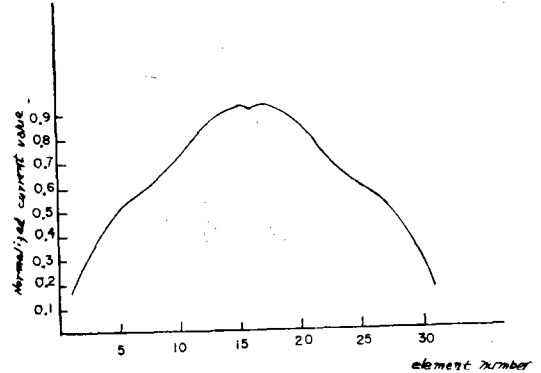


그림 3-5 안테나의 電流分布

Fig. 3-5 The current distribution of the sinusoidal linear antenna.

4. 實 驗

안테나의 모양은 그림 (3-1)과 같이 屈曲幅을 4cm로 하고 안테나 終端點間的 거리를 10cm로 하여 안테나 全體 長이가 13.1cm로 1145MHz에서 半波長되도록 했다. 導線의 굵기는 안테나의 長이에 비해 充分히 가는 1.0mm 황동선으로 했다.

그림 (4-1)은 안테나의 入力임피던스를 測定한 Block 線圖이다. 마이크로파 발전기에서 나온 마이크로파 出力을 定在波測定器 入力側에 接續하고 負荷側에 안테나를 連結하여 定在波測定器內에 定在波를 發生시키고 探針에 依하여 얻은 信號를 크리스탈로 檢波하여 定在波測定用 增幅器로서 指示値를 얻는다.

큰 定在波比를 측정하기 위해 Hund의 方法⁵⁾으로

$$r_s = \left[\frac{2(c^2 - 1)}{c^2 \cos \frac{2\pi}{\lambda} a_0 - \cos \frac{2\pi}{\lambda} b_0 - (c^2 - 1)} + 1 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4-1)$$

에 依해 測定했다. 여기서 r_s 는 定在波比, a_0, b_0 는 그림 (4-2)에 表示된 傳送線路의 長이, V_1, V_2 가 各各 a_0, b_0 에 對한 電壓이라던 C는

$$C = \frac{V_2}{V_1} = \left(\frac{I_2}{I_1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4-2)$$

이 된다. 여기서 n 은 크리스탈의 레스폰스이다.

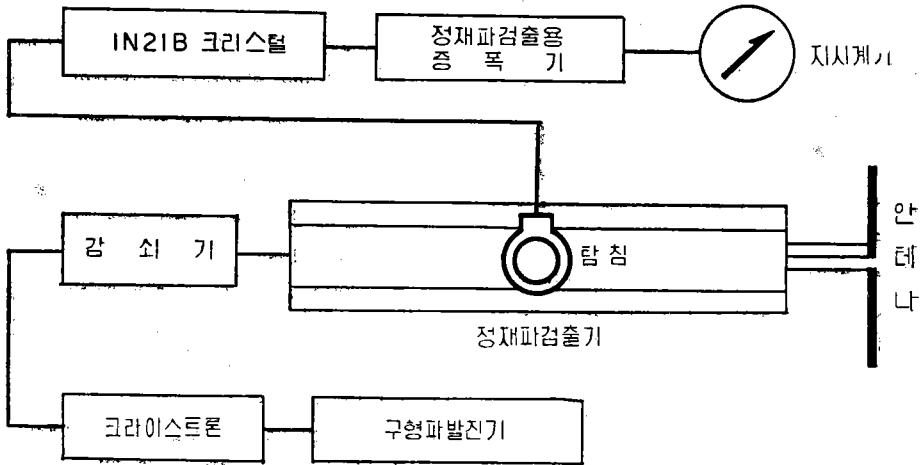
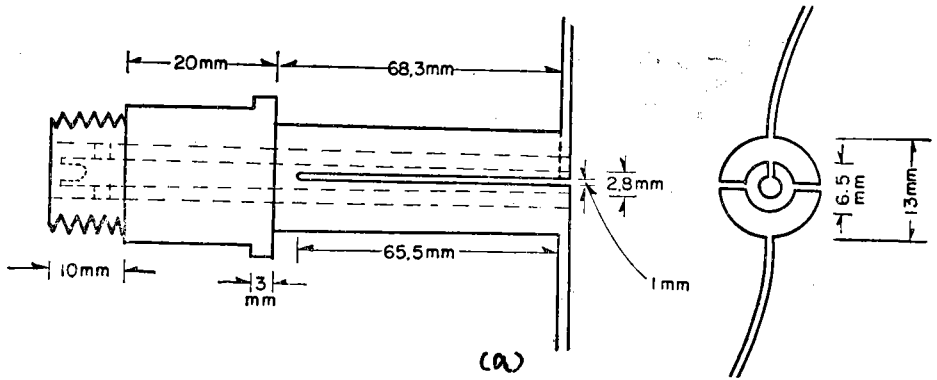


그림 4-1 (a) 안테나 급전장치 (b) 안테나 입력임피던스 측정 블럭선도
 Fig. 4-1 (a) The feeding system of the antenna
 (b) The block diagram of the antenna impedance measurements.

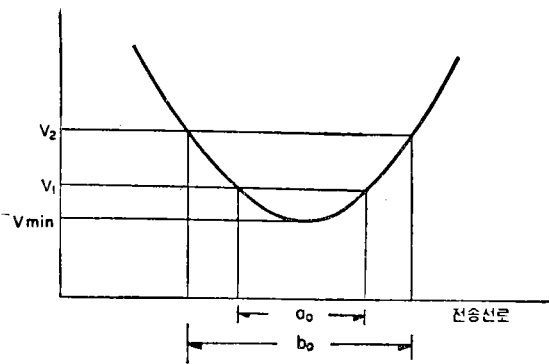


그림 4-2 전압최소점 주변의 정재파 모양
 Fig. 4-2 The standing wave in vicinity of the voltage minimum point.

Impedance는 위에서 측정된 定在波比와 負荷點과 電壓最小點間的 거리 d_L 에 依해서 다음 式으로 計算된다.⁶⁾

$$Z_{in} = Z_0 \frac{1 - jr_s \tan \frac{2\pi}{\lambda} d_L}{r_s - j \tan \frac{2\pi}{\lambda} d_L} \quad (4-3)$$

여기서 Z_0 는 傳送路의 特性 Impedance이다. 表(5-1)은 入力임피던스의 理論値와 測定値를 比較하고 있다.

구분	임피던스	복사 저항 (Ω)	리액턴스(Ω)
이론치		96.6	52.6
측정치		90.7	48.1
오차		-6.1%	+8.6%

表 4-1 안테나 임피던스의 실험치와 이론치의 比較
 Table 4-1 The theoretical and measuring results of the antenna impedance

入力임피던스를 測定하는 過程에서 다음과 같은 誤差를 생각할 수 있다.

(가) 定在波比: 定在波檢出器의 傳送線에 따른 길이 는 附着된 Vernier로 0.1mm까지 읽을 수 있으나 $\pm 0.3\text{mm}$ 以上の 探針位置變化에 對하여 定在波增幅器指針의 變化는 感知하기 어렵다. 식 (4-1)에서 a_0, b_0 에 $\pm 0.3\text{mm}$ 의 誤差가 있을 때 定在波比 r_s 는 $\pm 4\%$ 의 誤差를 갖는다.

(나) 負荷點과 電壓最小點間의 距離: 定在波增幅器指針의 不安定으로 d_L 의 測定에서도 $\pm 0.3\text{mm}$ 의 誤差는 피할 수 없다. d_L 에 $\pm 0.3\text{mm}$ 의 誤差가 나타날 때 같은 定在波比에 對하여 2%의 誤差가 나타난다. r_s 와 d_L 의 誤差가 不利하게 結合될 때 合成誤差는 輻射抵抗에서 $\pm 6.8\%$, 리액턴스에서 $\pm 10.8\%$ 로 나타날 수 있다.

(다) 給電裝置: 給電裝置는 그의 特性임피던스가 50 Ω 으로 製作되어 있는 同軸線을 改造하였으므로 特性임피던스의 不一致에 依한 影響은 거의 무시할 수 있으나 $\lambda/4$ 로 파네 스톱트의 影響, 給電線끝에서 일어나는 端末効査 등의 影響이 測定値에 誤差를 가져오는 것으로 생각된다.

(라) 發振器의 周波數: 波長을 測定하여 周波數를 決定했으나 $\pm 1\text{MHz}$ 의 誤差를 피하기 어려웠고 또 발진기 자체의 周波數 浮動에 依한 影響도 無視할 수 없다. 위의 결과로서 表 (4-1)에 나타난 안테나의 輻射抵抗과 리액턴스의 測定値는 理論値의 타당성을 충분히 입증한다.

6. 結 論

Moment法은 線形演算子로 表示된 函數關係式을 行列關係式으로 變換하여 解를 求하는 過程으로 屈曲線形 안테나의 特性解析에서는 Base函數와 Weighting函

數의 스칼라 프로덕트에 依하여 決定되는 行列을 임피던스 行列로 하고 안테나 屈曲線에 따른 各 位置의 座標를 Base函數로 하는 解를 電流로 하여 임피던스 行列의 逆行行列을 곱하여 屈曲線에 따른 電流分布가 求해진다. 또한 어드미턴스 行列의 對角要素로서 안테나의 모든 給電點에 對한 入力임피던스도 求해진다.

이상의 理論을 適用하여 正弦波形으로 屈曲된 안테나의 電流分布와 入力임피던스가 計算되었다. 實驗結果는 理論値의 타당성을 立證하며 電流分布는 正弦分布에서 다소 變形된 모양을 나타내고 있다.

參 考 文 獻

1. E.C. Jordan and K.G. Balmain, "Electromagnetic waves and Radiating System". 2nd edition, McGraw-Hill, 1968. pp.326-328.
2. B. E. Montgomery, "A very High-frequency Aircraft Antenna for Reception of 109 MHz Localizer Signals," Proc. IRE. Vol.55, pp.767-772, Nov. 1945.
3. W. Rotman and N. Karas, "The Sandwich Wire Antenna: A New Type of Microwave Line Source Radiator", IRE Nat. Conv. Rec, Pt.1, pp.166-172, 1957.
4. R.F. Harrington, "Matrix Methods for Field Problems" Proceedings of The IEEE, Vol.55, No.2, pp.136-149, Feb., 1967.
5. A.Hund, "High Frequency Measurements," 2nd edition, McGraw-Hill, 1951, pp.503-505.
6. E.L. Ginzton, "Microwave Measurements," McGraw-Hill, 1957. pp.220-224.