

## 스네이크 라인 線列 안테나

(The Snaked-line Array Antenna)

楊 仁 應\* · 李 相 高\*\* · 吳 承 燁\*\*\*

(Yang In Ung) · (Lee Sang Seol) · (Oh Seung Hyeub)

## 要 約

X-Band 用으로 높은 利得을 갖는 스네이크라인 線列안테나의 減衰常數와 輻射모양에 關하여 論한다. 等價的으로 輻射抵抗에 相當한 減衰常數는 大略 스네이크라인의 屈曲크기를 뜻하는  $\sin \theta_0$ 의 自乘函數로 變化한다. 線列의 指向性은 스네이크라인의 數와 各 라인의 屈曲數에 依해서 決定된다.

## Abstract

A snaked-line array antenna is investigated for the use of high gain antenna at X-band frequency by studing its attenuation constant and the radiation pattern. Attenuation constant which is equivalent to the radiation resistance varies roughly as a function of the square of  $\sin \theta_0$ , where  $\sin \theta_0$  corresponds to the amplitude of sinusoidal form of snaked-line. The directivity is determined by the number of snaked-line antennas and the periodic units of a snaked line.

## 1. 緒 論

레이더 工學에서 大型輻射開口를 갖는 안테나의 무게와 크기를 줄이고 그의 複雜性을 減少시키는 重要한 課題이다. 從來 使用된 혼(horn)이나 다이폴안테나가 갖고 있는 이런 問題點들을 改善하기 爲해서 開發된 안테나가 스네이크 라인 (snaked-line)線列 안테나이다<sup>1)</sup>.

스네이크라인안테나의 物理的 構造는 두 外部 導體와 正弦波形으로 屈曲된 中心導體로 되어 있다. 이는 3導體傳送路和 類似하나 中心導體가 正弦波形이라는 點에서 다르다. 即 中心導體의 屈曲이 電流分布의 不連續을 일으켜 電磁波를 輻射한다. 輻射場은 中心導體에 흐르는 電流의 垂直成分과 세 導體에 흐르는 서로 相殺되지 않는 軸方向成分의 電流에 依해서 發生된다. 스네이크라인 안테나의 한쪽 끝을 完全 損失體로 終端시키

면 入力側에서부터 점점 減少하는 進行波가 생긴다. 減少量은 屈曲크기의 自乘項의 函數이고 이 減少量은 輻射抵抗에 相應한다. 中心導體의 屈曲周期는 그의 垂直成分電流가 브로드사이드(broad side)輻射모양을 갖도록 定할 수 있다.

本 論文에서는 理論的 解析을 簡單히 하기 爲해서 스네이크라인 안테나 中心導體의 屈曲을 三角波形으로하여 안테나에 흐르는 電流의 減衰常數를 求했고 9300 MHz~8700MHz에서 펜슬빔(pencil beam)의 輻射모양을 갖는 13개의 正弦周期로 된 14個의 스네이크라인 線列안테나를 設計製作하여 理論値와 實驗値를 比較했다.

## 2. 스네이크라인 안테나의 傳播常數

그림 2.1과 같이 스네이크라인 안테나는 한쪽 끝은 終端되었고 다른쪽 끝에서 마이크로波가 給電된다. 各導體에 흐르는 電流를 漸次 減少되는 進行波로 생각하면 안테나는 3導體傳送路로 생각할 수 있다. 여기서 電流의 減少는 輻射에 依한것으

\* 延世大學校理工大學

\*\* 光云電子工科大學

\*\*\* 延世大學校 마이크로波研究室, (大學院博士課程)

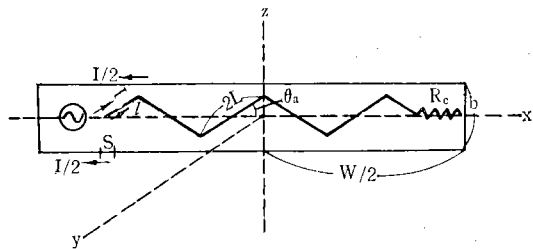


그림 2.1 스네이크라인 안테나의 기본形態

로 생각한다.

2.1 位相常數

屈曲을 갖는 中心導體를 따라 進行하는 波의 位相常數는 低速波構造(slow wave structure)를 지나가는 波의 位相常數로 생각할 수 있다<sup>2)</sup>, 波의 傳播速度는  $1/\sqrt{\mu\epsilon}$  이므로 位相常數  $\beta$  는 다음과 같이 된다.

$$\beta = \omega / \sqrt{\mu\epsilon} \tag{2.1}$$

여기서  $\omega = 2\pi f$  이고  $f$  는 周波數,  $\mu$  와  $\epsilon$  은 導體間 媒質의 透磁率과 誘電率이다. 中心導體가 軸方向과  $\theta_a$  의 角度를 갖으면 세 導體에 흐르는 電流는 軸方向을 따라서 位相常數  $\beta/\cos\theta_a$  로 傳播된다.

2.2 減衰常數

電流가 中心導線을 따라 減衰되는 量, 即 減衰常數는 안테나에서 輻射되는 總電力을 計算하여 안테나 單位길이 當 輻射電力을 求하므로써 決定된다.

中心導體의 電流  $I(l)$  은

$$I(l) = I_0 e^{-(\alpha + j\beta)l} \tag{2.2}$$

外部導體의 電流  $I(s)$  는

$$I(s) = -\frac{1}{2} I_0 e^{-(\alpha + j\beta) \sec\theta_a s} \tag{2.3}$$

로 쓸 수 있다. 여기서  $I_0$  는 給電點의 入力電流,  $l$  은 中心導體를 따라 測定한 距離,  $s$  는 外部導體를 따라 測定한 距離,  $\alpha$  는 減衰常數이다.

遠領域場은 電流分布의 微少變化에 對해서 큰 影響을 받지 않으므로 總輻射電力의 一次近似值 計算에서  $\alpha$  項은 無視할 수 있다. 이렇게하여 遠領域點  $P(R, \theta, \phi)$  에 對한 벡터포텐셜의  $x$  成分과  $z$  成分을 求할 수 있다.

中心導體가 그림 (2.2)와 같이 三角波形일 때 各 三角波形을 하나의 獨立된 안테나 素子로 생각할 수 있다. 두 邊의 길이  $2L$ , 間隙  $2L\cos\theta_a$  인 平行線形輻射素子를 생각하면 그 中 하나에는

$$I_1(l) = I_0 e^{-j\beta l} \sin\theta_a,$$

다른 하나에는

$$I_2(l) = I_0 e^{-j\beta\theta l} \sin\theta_a$$

의 電流가 흐른다. 따라서 電流의  $z$  方向成分은

$$I_{z1}(l) = I_0 e^{-j\beta\theta l} \sin\theta_a \tag{2.4}$$

$$I_{z2}(l) = I_0 e^{j\beta\theta l} \sin\theta_a \tag{2.5}$$

로 된다. 스네이크라인 안테나는 平行線形輻射素子를 單位로하는 線列로 생각할 수 있다.

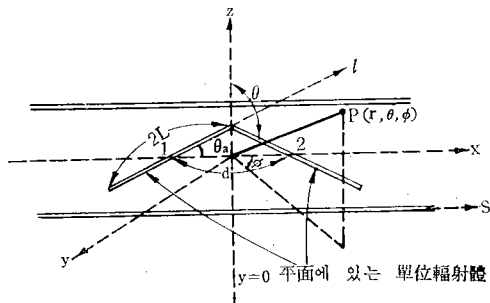


그림 2.2 안테나 單位輻射體

두 平行線形 輻射體中 한 輻射體에 依한 벡터포텐셜은<sup>3)</sup>

$$A = \frac{\mu}{4\pi} \int_{-L}^L \frac{I(l)e^{-j\beta\theta R}}{R} dl \tag{2.6}$$

로 된다 여기서  $R$  은 그림 2.2와 같이 안테나 素子の 한 點에서 부터 遠領域點  $P(r, \theta, \phi)$ 까지의 距離이다.  $R$  이 매우 크면

$$R \approx r - l(\bar{a}_1 \cdot \bar{a}_r) = r - l\cos\xi \tag{2.7}$$

로 쓸 수 있고, 半徑方向 單位벡터  $\bar{a}_r$  과 輻射素子方向의 單位벡터  $\bar{a}_1$  은 直角座標界에서

$$\bar{a}_r = \bar{a}_x \sin\theta \cos\phi + \bar{a}_y \sin\theta \sin\phi + \bar{a}_z \cos\theta \tag{2.8}$$

$$\bar{a}_1 = \bar{a}_x \cos\theta_a + \bar{a}_z \sin\theta_a \tag{2.9}$$

이므로 (2.8), (2.9)에서  $\cos\xi$  를 求하면

$$\cos\xi = \sin\theta \cos\phi \cos\theta_a + \cos\theta \sin\theta_a \tag{2.10}$$

로 된다. (2.6)式에 (2.7) (2.10)式을 代入하면

$$\bar{A} = \frac{\mu_0 e^{-j\beta\theta r}}{4\pi r} \int_{-L}^L I(l) e^{-j\beta\theta l \cos\xi} dl \tag{2.11}$$

$z$  方向成分  $Az$  는

$$Az_1 = \frac{\mu_0 e^{-j\beta_0 r}}{4\pi r} \int_{-L}^L I_0 e^{-j\beta_0 \ell} \sin \theta_a e^{+j\beta_0 \ell \cos \xi} dl, \quad (2.12)$$

$$Az_2 = \frac{\mu_0 e^{-j\beta_0 r}}{4\pi r} \int_{-L}^L I_0 e^{j\beta_0 r} \sin \theta_a e^{-j\beta_0 \ell \cos \xi} dl \quad (2.13)$$

로 된다. 여기서  $Az_1$  은 輻射體 1에 對한 것이고  $Az_2$  는 輻射體 2에 對한 것이다. 合成 벡터 포텐셜의  $Z$  成分  $Az_u$  는

$$Az_u = Az_1 + Az_2 = \frac{I_0 \mu_0 e^{-j\beta_0 r}}{4\pi r} \sin \theta_a \int_{-L}^L [e^{-j(\beta_0 - \beta_0 \cos \xi) \ell} + e^{j(\beta_0 - \beta_0 \cos \xi) \ell}] dl \quad (2.14)$$

로 된다. (2.14) 式에 (2.10) 式을 代入하여 積分하면

$$Az_u = \frac{z_0 I_0}{2\pi \omega} \frac{e^{-j\beta_0 r}}{r} \sin \theta_a \frac{2 \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin^2 \theta} \cdot \left[ \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta_a \sin \theta \cos \phi\right) - j \cos \theta \sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta_a \sin \theta \cos \phi\right) \right] \quad (2.15)$$

로 된다. 여기서  $z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi[\Omega]$ ,  $\omega = \beta_0/\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$  이다. 스네이크라인은 위와 같은 單位 輻射體의 線列이므로 線列因子  $f(\psi)$  는

$$f(\psi) = \sum_{n=0}^{N-1} a_n e^{jn\psi} \quad (2.16)$$

로 된다<sup>3)</sup>, 여기서  $a_n$  은  $n$  번째 안테나의 전류 크기이고  $n\psi$  는  $n$  번째 안테나에 依해서 輻射되는 遠領域場의 位相差이다. 스네이크라인에서 各單位 輻射體 電流의 크기가 같고 輻射體間 間隔을  $2d$ , 素子數를  $N_u$  라 하면 線列因子는<sup>(4)</sup>

$$f(\psi) = \frac{\sin(N_u \beta_0 d \psi)}{\sin(\beta_0 d \psi)} \quad (2.17)$$

로 된다. 여기서  $d = 2L \cos \theta_a$ ,  $\psi$  는  $x$  軸에 對한 輻射體間의 位相差이다. 또

$$\psi = \sin \theta \cos \phi \\ 2\beta_0 L = \pi$$

이므로

$$f(\psi) = \frac{\text{sinc}(N_u \pi \cos \theta_a \sin \theta \cos \phi)}{\text{sinc}(\pi \cos \theta_a \sin \theta \cos \phi)} \quad (2.18)$$

로 된다

한 스네이크라인의 合成 벡터 포텐셜의  $Z$  成分은 (2.15), (2.18) 式에서

$$Az = \frac{z_0 I_0}{2\pi \omega} \frac{e^{-j\beta_0 r}}{r} \sin \theta_a \frac{2 \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin^2 \theta} \left[ \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta_a \sin \theta \cos \phi\right) - j \cos \theta \sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta_a \sin \theta \cos \phi\right) \right] \frac{\text{sinc}(N_u \pi \cos \theta_a \sin \theta \cos \phi)}{\text{sinc}(\pi \cos \theta_a \sin \theta \cos \phi)} \quad (2.19)$$

로 된다.

벡터 포텐셜의  $x$  成分은 中心 導體에 흐르는 電流의  $x$  成分

$$I(s) = I_0 \cos \theta_a e^{-j\beta_0 \sec \theta_a s}$$

와 外部 導體에 흐르는 電流

$$I(s) = -\frac{1}{2} I_0 e^{-j\beta_0 \sec \theta_a s}$$

로부터 計算된다. 그 結果는 遠領域場에 對해서

$$A_x = \frac{z_0 I_0}{2\pi \omega} \frac{e^{-j\beta_0 r}}{r} e^{-j(\beta_0 w/2) \sec \theta_a} \left\{ \frac{\sin\left[\frac{\beta_0 w}{2} (\sec \theta_a - \sin \theta \cos \phi)\right]}{\sec \theta_a - \sin \theta \cos \phi} \cdot \left[ \cos \theta_a - \cos\left(\frac{\beta_0 b}{2} \cos \theta \cos \phi\right) \right] \right\} \quad (2.20)$$

로 된다. 여기서  $w$  는 안테나 길이,  $b$  는 두 外部 導體間의 距離이다. 위의 두 벡터 포텐셜을 球座標로 表示하면

$$A_\theta = -A_x \sin \theta + A_z \cos \theta \cos \phi \quad (2.21)$$

$$A_\phi = -A_x \sin \theta \quad (2.22)$$

로 된다. 半徑方向 Poynting 벡터는

$$S_{R1} = \frac{z_0}{8\lambda^2 r^2} (|A_\theta|^2 + |A_\phi|^2) \quad (2.23)$$

이고, 總 輻射 電力은 (2.23) 式에 依해서

$$P_1 = \int P_{r1} dS = R^2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin \theta S_{R1} = \frac{z_0 I_0^2}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin \theta (K_1^2 + K_2^2 + K_3^2 + K_4^2) \quad (2.24)$$

로 된다. 여기서  $K_1, K_2, K_3, K_4$  는 다음과 같다.

$$K_1 = \frac{2 \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \sin \theta_a \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta_a \sin \theta \cos \phi\right) \frac{\sin N_p \pi (\cos \theta_a \sin \theta \cos \phi)}{\sin \pi (\cos \theta_a \sin \theta \cos \phi)} - \cos\left(\frac{\beta_0 w}{2} \sec \theta_a\right) \left[ \cos \theta_a - \cos\left(\frac{\beta_0 d}{2} \cos \theta \cos \phi\right) \right] \frac{\sin\left[\frac{\beta_0 w}{2} (\cos \theta_a - \sin \theta \cos \phi)\right]}{\sec \theta_a - \sin \theta \cos \phi} \cdot \cos \theta \cos \phi \quad (2.25)$$

$$K_2 = \frac{2 \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \sin \theta_a \cos \theta \sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta_a \sin \theta \cos \phi\right) \frac{\sin(N_p \pi \cos \theta_a \sin \theta \cos \phi)}{\sin(\pi \cos \theta_a \sin \theta \cos \phi)} + \sin\left(\frac{\beta_0 w}{2} \sec \theta_a\right) \left[ \cos \theta_a - \cos\left(\frac{\beta_0 d}{2} \cos \theta \cos \phi\right) \right] \frac{\sin\left[\frac{\beta_0 w}{2} (\sec \theta_a - \sin \theta \cos \phi)\right]}{\sec \theta_a - \sin \theta \cos \phi} \cdot \cos \theta \cos \phi \quad (2.26)$$

$$K_3 = \cos\left(\frac{\beta_0 w}{2} \sec \theta_a\right) \left[ \cos \theta_a - \cos\left(\frac{\beta_0 d}{2} \cos \theta \cos \phi\right) \right] \frac{\sin\left[\frac{\beta_0 w}{2} (\sec \theta_a - \sin \theta \cos \phi)\right]}{\sec \theta_a - \sin \theta \cos \phi} \cdot \sin \phi \quad (2.27)$$

$$K_4 = -\sin\left(\frac{\beta_0 w}{2} \sec \theta_a\right) \left[ \cos \theta_a - \cos\left(\frac{\beta_0 d}{2} \cos \theta \cos \phi\right) \right] \frac{\sin\left[\frac{\beta_0 w}{2} (\sec \theta_a - \sin \theta \cos \phi)\right]}{\sec \theta_a - \sin \theta \cos \phi} \cdot \sin \phi \quad (2.28)$$

(2.24)式은 스네이크라인 안테나에 直角空胴이 없는 경우로 直角空胴이 反射體로 作用되면 다음과 같은 結果를 가져온다. 스네이크라인 後面에서  $\frac{\lambda}{4}$  되는 點에 反射板을 設置하면 間隔  $\frac{\lambda}{2}$ , 電流의 크기 및 位相은 同一한 두 스네이크라인 안테나의 線列로 생각할 수 있다. 이의 線列因子는

$$2 \sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta \sin \phi\right)$$

이므로 總輻射電力은 다음과 같다.

$$P_2 = R^2 \int_0^\pi d\phi \int_0^\pi d\theta \sin \theta S_R \left[ 2 \sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta \sin \phi\right) \right]^2 = \frac{z_0 I_0^2}{2\pi^2} \int_0^\pi d\phi \int_0^\pi d\theta \sin \theta \left[ \sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta \sin \phi\right) \right]^2 (K_1^2 + K_2^2 + K_3^2 + K_4^2) \quad (2.29)$$

中心導體의 單位 길이當 輻射電力은

$$P_r = \frac{P_2}{w \sec \theta_a} \quad (2.30)$$

로 된다. 여기서  $w$ 는 안테나의 길이로  $4N_p L$ ,  $w \sec \theta_a$ 는 中心導體의 길이가 된다. 한편 스네이크라인 안테나를 傳送線으로 보고 안테나에 흐르는 電流를  $I(l)$ , 電壓을  $V(l)$ 이라 하면 電力은

$$P(l) = \frac{1}{2} V(l) I(l)^* = \frac{1}{2} R_c I_0^2 e^{-2\alpha l} \quad (2.31)$$

로 된다. 여기서  $R_c$ 는 스네이크라인 導體의 特性감피던스이다. 스네이크라인은 特性임피던스를

갖을 수 없으나 中心導體의 屈曲이 甚하지 않을 때  $R_c$ 는 그림 2,3과 같이 直角空胴管의 한 面이 없고 中心에 直線導體가 있는 傳送路의 特性임피던스로 생각할 수 있다.

(2.29)式을 (2.30)式에 代入하면

$$P_r = \frac{z_0 I_0^2 [I_1]}{2\pi^2 w \sec \theta_a} \quad (2.32)$$

이고

$$I_1 = \int_0^\pi d\phi \int_0^\pi d\theta \sin \theta \left[ \sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta_a \sin \theta\right) \right]^2 [K_1^2 + K_2^2 + K_3^2 + K_4^2] \quad (2.33)$$

또 (2.31)式에서 單位 길이當 損失電力은

$$-\frac{dP(l)}{dl} \Big|_{l=0} = \alpha R_c I_0^2 \quad (2.34)$$

로 된다.

스네이크라인 導體의 損失電力은 輻射電力과 같으므로 (2.32)式과 (2.34)式에서

$$\alpha = \frac{z_0}{2\pi^2 R_c w \sec \theta_a} [I_1] \quad [\text{Neper/cm}] = \frac{4.34 z_0}{\pi^2 R_c w \sec \theta_a} [I_1] \quad [\text{db/cm}] \quad (2.35)$$

로 된다. (2.33)式의 積分計算은 매우 어려우나  $\theta_a$ 가  $30^\circ$  이하이고 안테나와 導體間의 間隔이 작으면 一次近似計算을 할 수 있다.

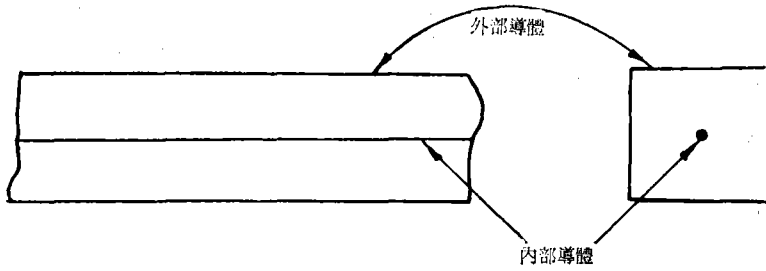


그림 2.3 直角空洞傳送路

### 3. 스네이크라인 안테나線列

#### 9.1 給電裝置

給電裝置는 短形導波管과 同軸케블 傳送路를 結合시키는 構造와 類似하다. 그림 3.1은 스네이크

라인 안테나의 給電裝置를 表示하고 있다. 實驗에 使用된 線列은 14個의 스네이크라인으로 되어 있고 프로브間의 間隔은  $\frac{\lambda_g}{2}$ 로 하여 各 안테나에 同位相으로 給電되게 하였다.

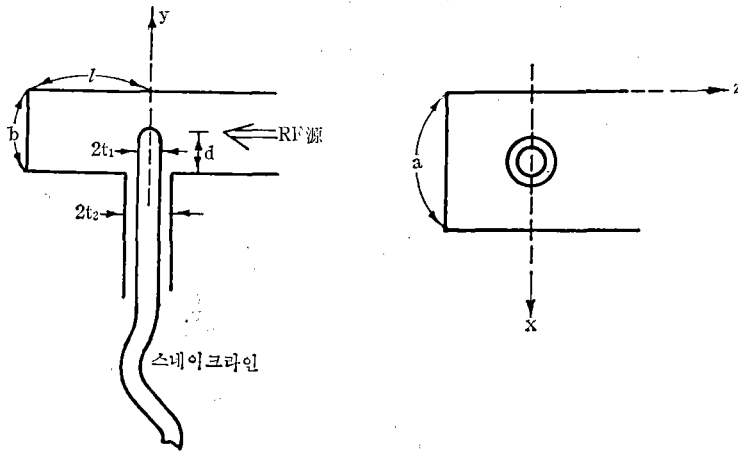


그림 3.1 안테나의 給電裝置

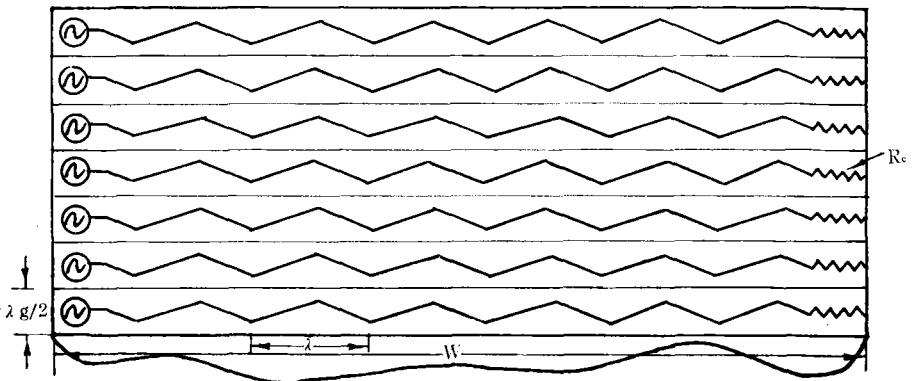


그림 3.2 等價스네이크라인 안테나線列

3.2 線列의 輻射모양

스네이크라인 안테나 線列은 그림 3.2와 같이 13個의 正弦周期를 갖는 스네이크라인 안테나 14個를 同一平面에 配列했다. 中心導體의 屈曲周期는 輻射波의 自由空間波長으로 했다. 스네이크라인 數  $N_s$ , 안테나 素子間 距離  $b$  라 하고  $\phi=0^\circ$  인 平面에 線列의 線을 一致시키면 半徑方向 Poynting 벡터는 (2.23)에 코리니어 線列因子

(Collinear array factor)를 곱하여 求할 수 있다<sup>4)</sup>. (2.17)式에서 코리니어 線列因子는

$$f_2(\phi) = \frac{\sin(N_s \pi \frac{b}{\lambda} \cos \theta)}{\sin(\pi \frac{b}{\lambda} \cos \theta)} \tag{3.1}$$

로 된다. 半徑方向 Poynting 벡터는 (2.23)式에서

$$S_R = \frac{20 I_0^2}{2\pi^2 r^2} [K_1^2 + K_2^2 + K_3^2 + K_4^2] \left[ \sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta \sin \phi\right) \right]^2 \left[ \frac{\sin(N_s \pi \frac{b}{\lambda} \cos \theta)}{\sin(\pi \frac{b}{\lambda} \cos \theta)} \right]^2 \tag{3.2}$$

로 된다. (3.2)式으로 부터 輻射모양을 表示하는 函數  $F(\theta, \phi, \theta_a)$ 는

$$F(\theta, \phi, \theta_a) = \left[ \sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta \sin \phi\right) \right] \frac{\sin(N_s \pi \frac{b}{\lambda} \cos \theta)}{\sin(\pi \frac{b}{\lambda} \cos \theta)} \cdot (K_1^2 + K_2^2 + K_3^2 + K_4^2)^{\frac{1}{2}} \tag{3.3}$$

로 된다. (3.3)式에서  $\theta=90^\circ$ 이면  $H$  平面 輻射 모양이 된다.

$$F_H(\phi, \theta_a) = N_s \left\{ \left[ 2 \sin \theta_a \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta_a \cos \phi\right) \frac{\sin(N_s \pi \cos \theta_a \cos \phi)}{\sin(\pi \cos \theta_a \cos \phi)} \right]^2 + (1 - \cos \theta_a)^2 \left[ \frac{\sin \frac{\beta_0 w}{2} (\sec \theta_a - \cos \phi)}{\sec \theta_a - \cos \phi} \right]^2 \sin^2 \phi \right\}^{\frac{1}{2}} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \phi\right) \tag{3.4a}$$

$\theta_a < 30^\circ$  이면

$$F_H(\phi, \theta_a) \approx 2N_s \sin \theta_a \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta_a \cos \phi\right) \frac{\sin(N_s \pi \cos \theta_a \cos \phi)}{\sin(\pi \cos \theta_a \cos \phi)} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \phi\right) \tag{3.4b}$$

으로 쓸 수 있다.

(3.3)式에서  $\phi=90^\circ$ 이면  $E$  平面의 輻射모양을 表示하는 函數로

$$F_E(\theta, \theta_a) = \left\{ \left[ N_s \sin \theta_a \frac{2 \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta_a} \right]^2 + \cos^2 \theta_a (1 - \cos \theta_a)^2 \sin^2 \left[ \frac{\beta_0 w}{2} \sec \theta_a \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \frac{\sin N_s \pi \left(\frac{b}{\lambda} \cos \theta\right)}{\sin \pi \left(\frac{b}{\lambda} \cos \theta\right)} \sin\left(\frac{\pi}{2} \tan \theta\right) \tag{3.5a}$$

로 되고  $\theta_a < 30^\circ$  이면

$$F_E(\theta, \theta_a) \approx 2 N_s \sin \theta_a \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \frac{\sin(N_s \pi \frac{b}{\lambda} \cos \theta)}{\sin(\pi \frac{b}{\lambda} \cos \theta)} \sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right) \tag{3.5b}$$

로 된다.

4. 안테나 設計製作

4.1 給電裝置

그림 4.1과 같이 X-band 用 導波管( $a=0.9$ in  $b=0.4$ in)의 넓은 面의 中央에  $\lambda_g/2$ 의 間隔으로

直徑 5mm 인 14 個의 圓形開口를 뚫고 直徑 3mm 인 푸로브를 各 開口 中央에 誘電體로 絶緣하여 挿入시켰다. 誘電體의 誘電率은 自由空間의 誘電率과비슷한 테프론 (Teflon)을 使用했다.

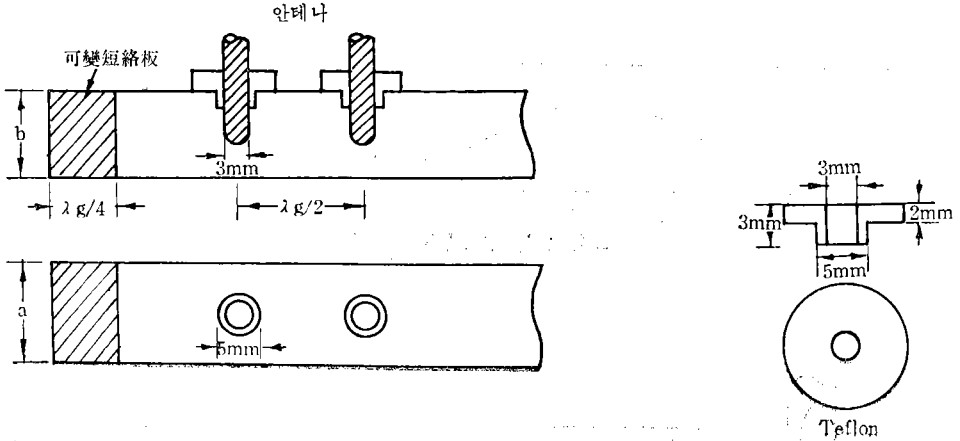


그림 4.1 給電裝置의 實치수

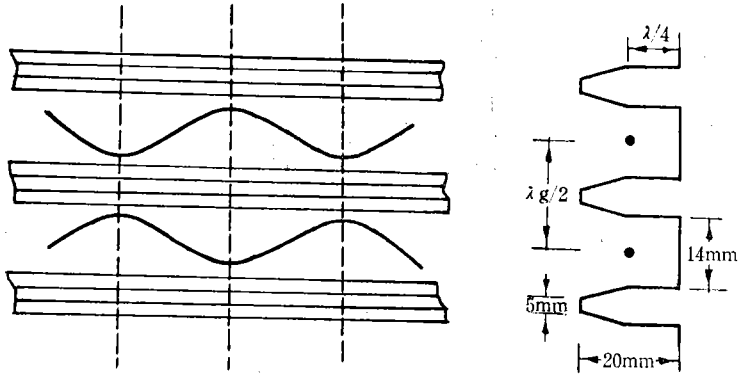


그림 4.2 안테나外部導體의 치수

4.2 外部導體와 中心導體의 設計

그림 4.2와 같이 外部導體는 給電導波管에 接地시키고 輻射體 뒷면은  $\frac{\lambda}{4}$  되는 部分을 短絡하여 直角空胴(cavity)을 만들고 輻射體 앞면은 혼(horn)形態로 한다. 이는 輻射모양을 單一方向 브로드싸이드로 되게하고, 垂直方向의 指向性を 높이기 爲해서이다. 두 外部導體의 間隔 卽 空胴管의 높이  $b_c$ 가  $\lambda/2$ 보다 커지면 안테나의 外部導體와 中心導體에 흐르는 軸方向成分의 電流가 서로 相殺되지 않으므로  $b_c$ 는  $\lambda/2$ 보다 작은 값을 擇하여 14mm로 했다.

中心導體는 그림 4.3과 같이 屈曲의 振幅을 4mm로 했다. 이 振幅의 크기는 안테나 單位 길이 當減衰常數의 實驗的測定에 根據를 두었다. 이는  $\theta_a = 30^\circ$ 에 該當하는 振幅이다. 그림 4.3에서  $L$

을 中心導體의 길이,  $D$ 를 軸方向外部導體의 길이라 할 때 떨어진 點間의 位相差  $\phi$ 는

$$\phi = \frac{\pi L}{\lambda} \tag{4.1}$$

로 된다. 스네이크라인 안테나는 이런 點들로 構成된 不連續의 輻射體의 集合이므로 다음 角度로 輻射된다.

$$\frac{\pi L}{\lambda} + \pi = \left( \frac{D \sin \theta}{z \lambda} \right) (2\pi) + 2n\pi$$

$n=1$ 이면

$$n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$\theta = \sin^{-1} \left[ \frac{L/\lambda - 1}{D/\lambda} \right]$$

로 되므로,  $L/\lambda=1$ 에서  $\theta=0^\circ$ 인 브로드싸이드 線列이 되고,  $L/\lambda=2$ ,  $D/\lambda=1$ 이면  $\theta=90^\circ$ 인 엔드 화이어(end fire)線列이 된다. 따라서 動作周波數 9300 MHz의 波長 3.22cm로  $L$ 을 定했다.

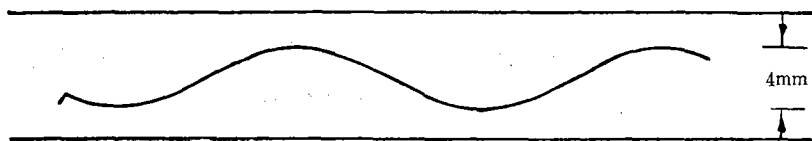


그림 4.3 中心導體의 컷수

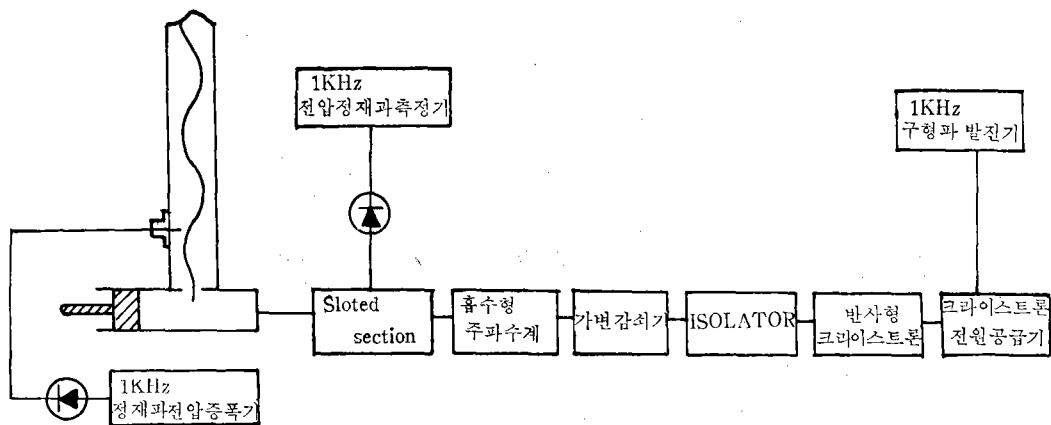


그림 5.1 減衰常數測定 및 임피던스 整合實驗系統圖

### 5. 實驗 結果

#### 5.1 안테나 電流의 減衰常數

3角스네이크라인 안테나의 理論의解析에서 減衰常數  $\alpha$ 는  $\sin^2\theta_0$ 의 函數로 變化한다. (2.35 式) 그림 5.1은 減衰常數의 實驗方法을 表示하고 있다. 마이크로波 發振器는 反射形 Klystron JBXT 6310으로하고 Isolator로 發振을 安定시켰으며 出力은 略 40mw 였다. 減衰에 依한 位相變化를 막기 爲해서 Vain type attanuator를 使用했다.

그림 5.2는 스네이크라인 中心導體의 振幅變化에 對한  $\alpha$ 의 變化曲線이다. 그림에서  $\alpha$ 는 近似的으로  $\sin^2\theta_0$  函數로 變化함을 알 수 있다.  $\alpha$ 의 計算値는 (2.35)式에서 輻射抵抗  $R_r$ 의 값을 알아야 한다.  $R_r$ 를 그림 5.3과 같은 傳送路의 特性임피던스와 같다고 하면, <sup>(1)</sup>

$$R_r = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln\left(\frac{2b \tan h \frac{\pi h}{b}}{\pi a}\right) [\text{ohms}] \quad (5.1)$$

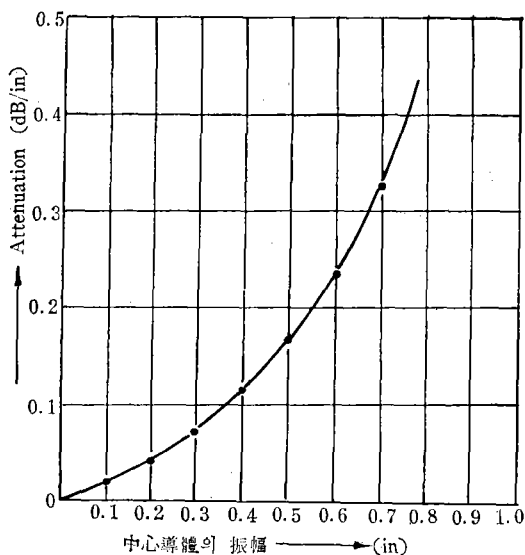


그림 5.2 中心導體의 振幅에 對한 減衰常數의 變化

로 된다. 여기서  $\epsilon_r$ 은 外部導體와 中心導體間 媒



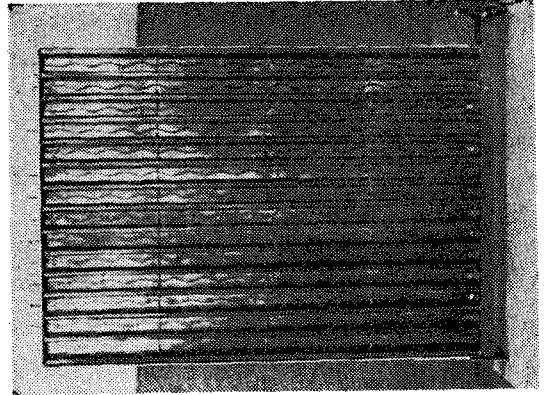
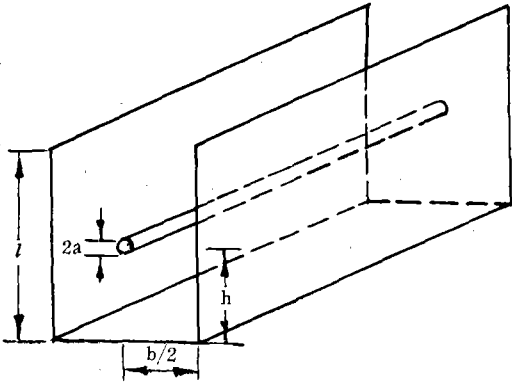


그림 5.3 直角空胴内に 直線中心導體가 놓인 傳送路

사진 1. 스네이크라인 線列안테나

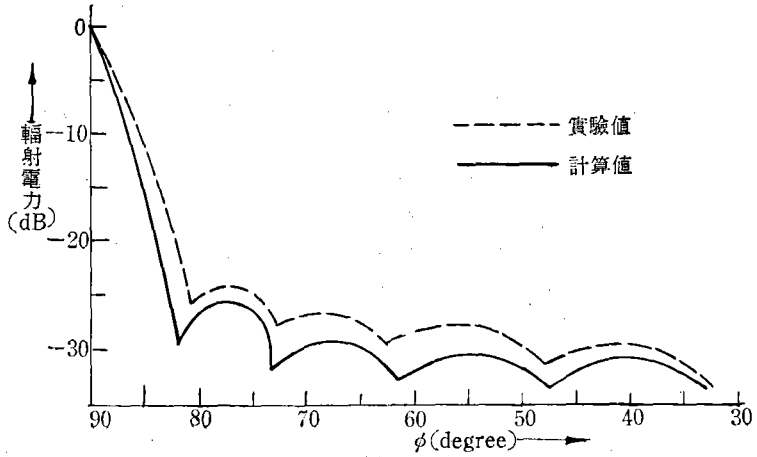


그림 5.4 14 element array 의 水平輻射모양

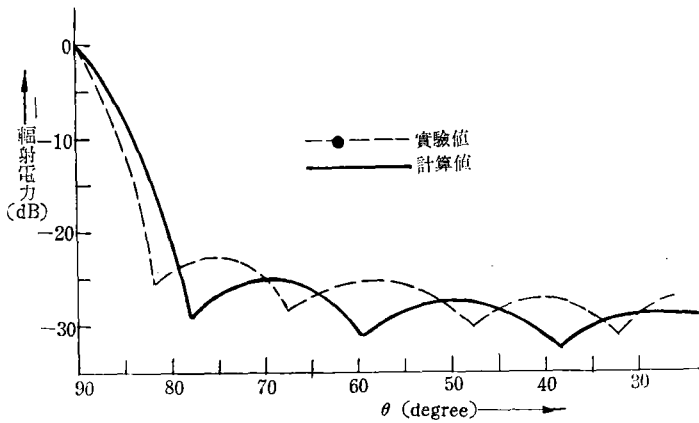


그림 5.5 13 element array 의 垂直輻射모양

質의 誘電常數이고 (5.1)式은 中心導體가 直線인 경우이다. 中心導體의 屈曲이 甚하면 直線인 경우보다 작은 特性임피던스를 갖게 되나. 그 誤差는 無視한다.  $\epsilon_r=1$ ,  $a=0.0228\lambda$ ,  $b=0.181\lambda$ ,  $h=0.25\lambda$  로 計算하면

$$R_c=104 \text{ [ohms]} \quad (5.2)$$

이고 (2.35)式의  $[I_1]$ 은 computer 로 計算했다.

## 5.2 線列의 輻射모양

사진 1은 實際 製作된 안테나로 14個의 正弦波形 스네이크라인 線列로 되어 있다. 한 스네이크라인의 屈曲數는 13個로 했다. (3.4b)式, (3.5b)式에서  $\theta_0=30^\circ$ ,  $N_s=14$ ,  $N_r=13$ ,  $b=\frac{\lambda_g}{2}=2.27\text{cm}$  이다. 그림 5.4와 5.5는 9300MHz 에서의 輻射모양으로 實線은 理論值, 點線은 實驗值이다.

理論과 實驗에 使用된 모델의 差에도 不拘하고 實驗值는 理論值에 滿足스럽게 接近하고 있다.  $H$  平面의 輻射모양보다 平面의 輻射모양에서 誤差가 적음은  $H$  平面에 對한 理論值가 스네이크라인의 形狀을 三角波形으로 한데서 비롯된다. 그림 5.4에서 副葉(side lobe)은  $-23\text{dB}$ , 半電力點은  $5^\circ$ , 그림 5.5에서 副葉은  $-21\text{dB}$ , 半電力點은  $6^\circ$ 로서 이 안테나는 매우 높은 指向성을 갖는다.

## 6. 結 論

스네이크라인 안테나는 中心導體의 屈曲에 依한 不連續性으로 因해서 發生되는 減衰常數를 正確히 밝혀내기는 매우 困難한 構造로 되어 있다.

屈曲의 振幅에 相應하는  $\theta_0$ 를 스네이크라인의 各 單位輻射體마다 다르게 設計하여 各 電流分布를 調整하면 願하는  $H$ -平面 輻射모양을 얻을 수 있다. 이 안테나는 매우 높은 指向성과 效率을 갖고 있으나 給電裝置의 不可避性으로 周波數帶域이 매우 좁다. 이 안테나는 一般 parabola 안테나보다 부피가 적고 重量이 가벼워서 移動式 레이더 안테나에 適合할 것이다.

## 附 意

이 研究를 遂行할 수 있도록 財政의 뒷받침을 해 주신 國防科學研究所五部一室關係官 여러분들께 깊은 感謝를 드립니다.

## 參 考 文 獻

- 1) W. Rotman and N. Karace, "Sandwich-wire Antenna Design," AFCRC-TR-56-103, ASTIA Document No. AD 160764: December, 1958.
- 2) E. C Jordan and K. G Balmain, "Electromagnetic waves and Radiating systems" Prentice Hall, p 619-625, :1968.
- 3) R. E Collin and F. J Zucker, "Antenna theory" McGraw-Hill p29-31, 145-147: 1969.
- 4) R. W. P. King, "Theory of Linear Antennas" Harvard University Press, Cambridge, Mass, p 590: 1956.