

# 엣지·셴트 스롯트안테나의 애드미턴스 特性

## (The Admittance Characteristics of an Edge Shunt Slot Antenna)

\*楊 仁 應  
(Young, In Eung)

\*\*李 文 基  
(Lee, Moon Key)

### 要 約

矩形導波管 狹面に 뚫은 半波長 스롯트안테나의 콘덕턴스 特性을 電磁界 方程式에 의해 해석적으로 구했다. 더욱이 입사파에 의해 스롯트상에 유기되는 전압전폭, 또한 전송계수, 반사계수에 대한 공식에 관해서도 記述하였다.

그리고 이론적과 측정치를 비교 검토한 결과 서로 잘 일치함을 알았다. 마지막으로 이론적과 측정치 사이의 오차에 대해서도 고찰하였다.

### Abstract

Analytic results, valid at resonance, for the admittance properties of an edge shunt slot on the narrow wall of rectangular waveguide have been derived by the use of electromagnetic field equations.

Furthermore, additional formulas for the reflection, transmission coefficient and voltage amplitude generated by given incident wave are described.

Finally, the measured results are compared with the theoretical values. It was found that the measured results were consistent with the theoretical results.

Also the errors between computed and measured data are described.

## I. 서 론

矩形導波管에 뚫은 스롯트가 마이크로파를 복사시키는 안테나로써 적합하다는 사실을 H. G. Booker<sup>(1)</sup>가 1943년에 배비네트의 원리를 電磁界에 적용시키므로써 W. H. Watson<sup>(2)</sup>, A. F. Stevenson<sup>(3)</sup>에 의해 널리 立證되었다. 또는 근년에 이르러 高速의 항공기나 우주비행체에 이용되므로써 그중요성이 제인식 되어 矩形導波管 廣面에 여러가지 형태로 뚫은 스롯트안테나를 A. A. Oliner<sup>(4)</sup>, 朴平吉<sup>(5)</sup>, 尹世勳<sup>(6)</sup>에 의해 활발히 연구 발표되었다. 그러나 狹面上的 스롯트 안테나에 대한 자료는 별로 찾아 볼수 없다.

本論文에서는 도파관축의 수직선과 경사각  $\theta$ 를 이루도록 狹面に 뚫은 반파장 스롯트 안테나의

복사 애드미턴스를 電磁界方程式에 의해 해석적으로 구하였고 실험치와 비교 검토하였다.

本論文에서 사용한 해석적 방법의 원리는 일반적이어서 필요하다면 여러가지 모양의 스롯트 안테나에도 적용될수 있을것이다.

## II. 任意的 斷面積을 가진 導波管 內的 電磁界

任意的 斷面積을 가진 導波管 壁面에서의 電界의 切線分値를 가정하고 管內的 電磁界를 구해보자. 그림 1과 같이 導波管 軸方向으로 Z축이 되게 오른손 座表標를 설정한다.

그리고 도파관 斷面을 A라하고, A의 境界를 C라한다. 또한 C의 外向수직 벡터를  $\bar{\nu}$ , 절선 벡터를  $\bar{\tau}$ 라한다.

여기서 점자  $\nu'$ ,  $\tau'$ 는 이들 방향의 벡터분치이다. 그러면 도파관內的 電磁界는 헤르츠 벡터전위

\*, \*\* 延世理工大 電氣工學科

Dept of Electrical Eng Yonsei University

接受日字, 1967年10月10日

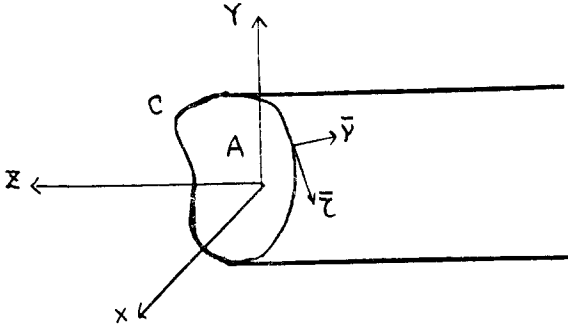


그림1 任意斷面積의 導波管과 座標系  
Fig. 1 Coordinate system of arbitrary shaped waveguide

$\vec{\pi} = a \cdot \phi$ ,  $\vec{\pi}^* = a \cdot \Phi$ 에 의해 다음과 같이 표시된다.

$$\vec{E} = k^2 \vec{\pi} + \nabla \nabla \cdot \vec{\pi} - j\omega\mu \nabla \times \vec{\pi}^*$$

$$H = j\omega\epsilon \nabla \times \vec{\pi} + \nabla \nabla \cdot \vec{\pi}^* + k^2 \vec{\pi}^* \dots (1)$$

여기서  $\vec{\pi}$ : 電界 벡터전위  
 $\vec{\pi}^*$ : 磁界 벡터전위  
 $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ 이다.

따라서 식(1)에 의해

$$E_z = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} - j\omega\mu \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad E_y = \frac{\partial^2 \phi}{\partial y \partial z} + j\omega\mu \frac{\partial \Phi}{\partial x}$$

$$E_x = (k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \phi \dots (2)$$

$$H_z = (k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \Phi, \quad H_y = -j\omega\epsilon \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial z}$$

$$H_x = (k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \Phi \text{가 된다.}$$

그리고 식(2)의  $\phi$ ,  $\Phi$ 는 파동방정식  $(\nabla^2 + k^2)\phi = 0$ ,  $(\nabla^2 + k^2)\Phi = 0$ 을 각각 만족한다. 여기서  $\phi$ ,  $\Phi$ 는 각각 TM波, TE波의 발생함수이고 모든 電磁界式의 時間變化量  $e^{-j\omega t}$ 항은 편의상 생략했다. S를 도파관 표면이라 하고  $E_z$ 와  $E_x$ 가 표면 S위에서 연속이고 미분 가능한 함수라 가정하면  $z \rightarrow \pm\infty$ 일때  $E_z$ 와  $E_x$ 는 0에 접근한다. 도파관 내부에서  $E_z$ 는 파동방정식을 만족하므로 그린함수 이론에 의해

$$E_z = \int_S \frac{\partial G_1(P, P')}{\partial \nu'} E_z(P') dS' \dots (3)$$

여기서  $P(x, y, z)$ 는  $E_z$ 의 위치를 나타내는 좌표이고  $P'(x', y', z')$ 는 적분영역 S의 점이다. S內

의 두점  $P, P'$ 에 의한 그린함수  $G_1$ 은 아래의 같이 정의된다.

- (1)  $G_1$ 은 P의 함수로써 P'점을 제외한 모든점에서 파동방정식  $(\nabla^2 + k^2)G_1 = 0$ 을 만족하고
- (2) P가 S위에 있으면  $G_1 = 0$ 이런
- (3)  $\lim_{P \rightarrow P'} G_1(P, P') \sim \frac{1}{4\pi r}$ 이다.

더욱이 좌표계  $(\nu, \tau, z)$ 에서 막스웰 방정식  $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial B}{\partial t}$ 의 성분은 식(4)를 만족해야된다.

$$-j\omega\mu_0 H_z = \frac{\partial E_\tau}{\partial \nu} - \frac{\partial E_\nu}{\partial \tau} \dots (4)$$

식(4)를  $\nu$ 에 대해 미분한후 파동방정식을 이용하면

$$\frac{\partial H_z}{\partial \nu} = \frac{j}{\omega\mu_0} \left[ (\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2) E_\tau - \frac{\partial E_z}{\partial z \partial \tau} \right]$$

그러므로

$$H_z(P) = \frac{j}{\omega\mu_0} \int_S G_2(P, P') \left[ (\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2) E_\tau(P') - \frac{\partial^2}{\partial z^2 \partial \tau'} E_z(P') \right] dS'$$

여기서 그린함수  $G_2$ 는 다음과 같이 정의된다.

- (1)  $G_2$ 는 P의 함수로써 P'점을 제외한 모든점에서 파동방정식  $(\nabla^2 + k^2)G_2 = 0$ 을 만족하며
- (2) P가 S위에 있으면  $\frac{\partial G_2}{\partial \nu} = 0$ 이고
- (3)  $\lim_{P \rightarrow P'} G_2(P, P') \sim -\frac{1}{4\pi r}$ 이다.

다음으로  $z', \tau'$ 에 대해서 부분적분을 반복하고  $E_z, E_\tau$ 가  $z = \pm\infty$ 에서 0이라는 조건을 이용하면  $H_z(P)$ 는 아래식과 같이 된다.

$$H_z(P) = \frac{j}{\omega\mu_0} \int_S \left[ (\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2) G_2(P, P') E_\tau(P') - \frac{\partial^2 G_2(P, P')}{\partial z' \partial \tau'} E_z(P) \right] dS' \dots (5)$$

$G_1, G_2$ 를 알면 도파관 내부의  $H_z, E_z$  성분은 식(3), (5)에 의해 결정된다.

$G_1, G_2$ 는 아래와 같이 구해진다<sup>7)</sup>

$$G_1(P, P') = -\sum_n \frac{1}{2iU_n} \phi_n(x, y) \phi(x', y') e^{i\mu_n |z - z'|} \dots (6)$$

$$G_2(P, P') = \sum_n \frac{1}{2iU_n} \Phi_n(x, y) \Phi(x', y') e^{iU_n |z - z'|} \dots (7)$$

따라서

$$\frac{i}{k} \left( \frac{d^2}{d\xi^2} + k^2 \right) \int_{-l}^l [G_2(\xi, \eta; \xi', \eta') - \frac{1}{2\pi} \frac{e^{ikr}}{r}] \cdot E\eta(\xi', \eta') d\xi' d\eta' = - \int_{-l}^l F(\xi, \xi') V(\xi') d\xi' - \frac{Af(\xi)}{a} \dots (21)$$

식(21)의 오른쪽식이  $\xi$ 만의 함수이므로 왼쪽식의 편미분을 상미분으로 대치할수있다. 식(21)을 왼쪽식의 적분방정식으로 간주하고 일반해를 구하면 다음과 같다.

$$\frac{i}{k} \int_{-l}^l [G_2(\xi, \eta; \xi', \eta') - \frac{1}{2\pi} \frac{e^{ikr}}{r}] \cdot E\eta(\xi', \eta') d\xi' d\eta' = \frac{i}{k} \text{cosh}\xi \int_{-l}^l d\xi \int_{-l}^l d\xi' \text{cosh}\xi F(\xi, \xi') V(\xi') - \frac{i}{k} \text{sinh}\xi \int_{-l}^l d\xi \int_{-l}^l d\xi' \text{cosh}\xi F(\xi, \xi') V(\xi') + \frac{A}{ka} \text{cosh}\xi \int_{-l}^l \text{sinh}\xi f(\xi) d\xi - \frac{A}{ka} \text{sinh}\xi \int_{-l}^l \text{cosh}\xi f(\xi) d\xi + c_1 \text{cosh}\xi + c_2 \text{sinh}\xi \dots (22)$$

여기서  $G_1, C_2$ 는 임의의 적분상수이고 식(22)의 경계조건에 의해 결정된다.

그리하면 식(22)은  $E\eta$  혹은  $V(\xi)$ 을 결정짓는 적분방정식이 된다. 식(22)의 解는 Hallen이<sup>(9)</sup> 안테나문제를 취급하는데 이용한 적분방정식 解法과 유사한 방법으로 구하면 식(22)는

$$-\frac{i}{2\pi k} \log \frac{4l}{\epsilon} V(\xi) = \frac{A}{k} \text{cosh}\xi \int_{-l}^l \text{sinh}\xi f(\xi) d\xi - \frac{A}{k} \text{sinh}\xi \int_{-l}^l \text{cosh}\xi f(\xi) d\xi + C_1 \text{cosh}\xi + C_2 \text{sinh}\xi + \text{대}(\xi) \dots (23)$$

로 되고 여기서

$$\text{대}(\xi) = -\frac{i}{k} \int_{-l}^l G_2(\xi, \xi') [V(\xi') - V(\xi)] d\xi' + \frac{i}{2\pi k} \int_{-l}^l \frac{e^{ikr}}{|\xi - \xi'|} [V(\xi') - V(\xi)] d\xi' + \frac{i}{k} \text{cosh}\xi \int_{-l}^l d\xi \int_{-l}^l d\xi' \text{sinh}\xi F(\xi, \xi') V(\xi') - \frac{i}{k} \text{sinh}\xi \int_{-l}^l d\xi \int_{-l}^l d\xi' \text{cosh}\xi F(\xi, \xi') V(\xi')$$

이고 또한  $G_2(\xi, \xi')$ 는  $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} G_2(\xi, \eta; \xi', \eta')$ 을 말한다. 식(23)의 解는  $\log \frac{4l}{\epsilon} \gg 1$ 라 가정하고 구한 결과는 다음과 같다.

$$A\epsilon = KaP$$

여기서

$$K = -\frac{i}{\pi} \log \frac{4l}{\epsilon} \text{cosh}l - i \int_{-l}^l [G_2(l, \xi') + G_2(-l, \xi')] \text{cosh}\xi' d\xi' + \frac{i}{2\pi} \int_{-l}^l \frac{e^{ikr}}{|\xi - \xi'|} \text{cosh}\xi' d\xi' - \int_{-l}^l \int_{-l}^l F(\xi, \xi') \text{cosh}\xi \text{cosh}\xi' d\xi d\xi' \zeta = \int_{-l}^l f(\xi) \text{cosh}\xi d\xi \dots (24)$$

$$V = P \text{cosh}\xi \text{ 이다.}$$

따라서 스윗트에 유겨되는 전압전류  $P$ 는

$$\frac{P}{A} = \frac{\zeta}{Ka} \dots (25)$$

가 된다.

#### IV. 矩形導波管面에 鑿는 스윗트의 전송 반사계수

$a \times b$  ( $a > b$ )를 단면적으로 하는 무한장 導波管內로  $TE_{10}$ 波가 입사되었다면 입사파에 대한 발생할수는

$$\phi^{(0)} = A \cos\left(\frac{\pi y}{a}\right) e^{iuz} \dots (26)$$

여기서  $U = \left(k^2 - \frac{\pi^2}{a^2}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{\pi}{\lambda_z}$ 이고  $A$ 는 스윗트 중심상에서 波의 진폭을 나타내는 임의 상수이다.

식(12)에서 정의된 전압은 궁진 스윗트일 경우 근사적으로 정형파이고 스윗트兩端에서 鑿이 된다. 따라서  $Z$ 축 +방향으로 진행하는 전압은

$$V = p \text{cosh}\xi \dots (27)$$

여기서 상수  $p$ 는 전압의 진폭이다. 스윗트에 의한 불연속 상태로 인해  $TE_{10}$ 波가 前( $z > 0$ ), 後( $z < 0$ ) 방향으로 산란된다. 스윗트 중심상에서 이 산란파의 진폭을 각각 B, C라하면 발생할수에 의해 이산란파는

$$\phi^{(+)} = B \cos\left(\frac{\pi y}{a}\right) e^{-iuz}$$

$$\phi^{(-)} = C \cos\left(\frac{\pi y}{a}\right) e^{iuz} \dots (28)$$

와 같이 표시된다. 반사, 전송계수를 각각  $\alpha, \beta$ 라 하면

$$\alpha = \frac{B}{A} \quad \beta = 1 + \frac{C}{A} \dots (29)$$

다음 같은 방법으로  $z$ 축의 --방향으로 진폭  $A'$ 인  $TE_{10}$ 波가 입사되었을 경우 전류로 산란되

는 산란파의 진폭을 각각  $B', C'$ 라하고 스롯트에서의 전압진폭을  $P'$ 라하자. 이 경우 반사, 전송계수  $\alpha', \beta'$ 는 아래와 같이 표시된다.

$$\alpha' = \frac{B'}{A'} \quad \beta' = 1 + \frac{C'}{A'} \dots\dots\dots (30)$$

식(11), (12)은 식(28)에서 정의된 산란파의 진폭  $B, C$ 와  $B', C'$ 를 정해준다.

TE<sub>10</sub>파의 고유함수, 고유치와 식(2)을 이용하면 산란파의 진폭은 아래와 같이 주어진다.

$$\frac{B}{P} = \frac{C}{P'} = \frac{\xi}{\pi^2 k U b}, \quad \frac{C}{P} = \frac{B'}{P'} = \frac{\xi^*}{\pi^2 k U b} \dots\dots\dots (31)$$

여기서  $\xi^*$ 는  $\xi$ 의 공액복소수를 나타내며  $\zeta$ 는

$$\zeta = \int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} f(\xi) \cos k \xi d\xi \dots\dots\dots (32)$$

이다.

또한  $f(\frac{\xi}{a})$ 는 반위진폭의 TE<sub>10</sub>파가 Z축의 +방향으로 진행할때  $\xi$ 에서의 스롯트상의 자계성분을 나타낸다. 그러므로 導波管의 狹面에 뚫은 스롯트일 경우

$$f(\xi) = \frac{\pi^2}{a} \cos \theta e^{j\pi \xi \sin \theta} \text{ 이며 식(32)에 의해}$$

$$\zeta = \frac{2\pi^2 k}{a(k^2 - U^2 \sin^2 \theta)} \sin[\cos(U \sin \theta)] \dots\dots (33)$$

가 된다.

전압진폭이  $P$  혹은  $P'$ 일때 산란파의 진폭은 식(31)에 의해 정해짐을 알수있다. 반사, 전송계수로 나타내는 식(29), (30)을 구하기 위해서는 전압진폭을 입사파의 진폭의 함수로 구해야한다. 이것은 V節에서 구한바와 같이 아래와 같다.

$$\frac{P}{A} = \frac{\zeta}{K a}, \quad \frac{P'}{A'} = \frac{\zeta^*}{K a} \dots\dots\dots (34)$$

식(29), (30), (31)와 식(34)에 의해 반사, 전송계수를 구하면 아래와 같다.

$$\alpha = \frac{\gamma \zeta^2}{K}, \quad \alpha' = \frac{\gamma \zeta^{*2}}{K} \dots\dots\dots (35)$$

$$\beta = \beta' = 1 + \frac{\gamma |\zeta|^2}{K}$$

여기서  $\gamma = \frac{1}{\pi^2 k U a^2}$  이다  $\dots\dots\dots (36)$

그러면  $\alpha, \beta, \alpha', \beta'$ 는 서로 독립적이지 아니며 다음 두관계식으로 표시할수 있다.

$$\beta = \beta', \quad \alpha \alpha' = (1 - \beta)^2 \dots\dots\dots (37)$$

傳送線路의 兩端에서 同一한 입사파가 전파될 때 전송계수가 同一하다는 것은 고전적인 傳送理論에 의해 스롯트의 경우에도 성립함을 알수 있으며 정재파의 측정으로  $\alpha, \beta, \alpha', \beta'$ 의 두정수가 스롯트의 특성을 특정지워 준다는 것도 명백하다.

### V. 스롯트 안테나의 어드미턴스 계산

식(34)에서  $K$ 의 완전 계산은 대단히 힘든 일이지만  $K$ 의 실수부 만은 에너지 관세물 고려함으로써 간단히 구할수 있다. 입사파가 Z축 +방향으로 진행할때 도파관내의  $Z = -\infty, Z = +\infty$ 에서의 에너지의 흐름의 평균치를 계산하면 아래와 같다.

$$\frac{\pi w b U}{16 a} (|A|^2 - |B|^2) \dots\dots\dots (38)$$

$$\frac{\pi w b \pi}{16 a} (|A|^2 + |C|^2 + 2 \operatorname{Re}(AC^*)) \dots\dots (39)$$

여기서  $\operatorname{Re}$ 은 실수부를 나타낸다.

스롯트에서 외부로 복사되는 에너지는 반파장 다이폴로부터 복사되는 에너지와 같으므로

$$\left(\frac{73}{480\pi^2}\right) C |P|^2 \dots\dots\dots (40)$$

그러면 식(38)과 식(39)의 차는 스롯트로부터 복사되는 에너지의 평균치와 같아야 하므로 식(38)과 식(39)의 차를 식(40)과 같다고 놓고 양변을  $|C|^2$ 으로 나누고 식(31)을 이용하면 다음 결과를 얻는다.

$$\operatorname{Re}\left(\frac{1}{\beta - 1}\right) = -\left(1 + \frac{73a}{60\pi^2 k U^2} \left|\frac{P}{C}\right|^2\right)$$

따라서 식(35), (37), (40)로부터

$$\operatorname{Re}(K) = -\left(\frac{73}{60\pi}\right) + \gamma |\zeta|^2 \dots\dots\dots (41)$$

$$\operatorname{Re}\left(\frac{1}{\beta - 1}\right) = -\left(1 + \frac{73}{60\pi \gamma |\zeta|^2}\right) \dots\dots (42)$$

그러므로 공진 스롯트의 컨덕턴스 계산은 식(42)결과로 충족된다.

식(35)을 참조하면  $\zeta$ 가 실수일 경우 스롯트에 의한 불연속 점은 병렬요소가 되고  $\zeta$ 가 허수일 경우에는 직렬요소가 됨을 알수있으며 導波管의 狹面에 뚫은 스롯트는 橫電流에 의해 勵振되므로

로 병렬요소가 됨을 알수있다.

식(41)에 의해 스로트의 컨덕턴스는

$$\frac{1}{g} = \frac{73}{120\pi^2 |\zeta|^2} \dots\dots\dots (45)$$

가 된다. 따라서 식(33)에 의해 도파관 狹面에 뚫은 스로트 안테나의 컨덕턴스는 다음과 같다.

$$g = \frac{480\pi^5}{73} \frac{\gamma}{k^2 a^2} \left[ \frac{\sin\theta \cos(U \sin\theta)}{1 - \left(\frac{U}{k}\right)^2 \sin^2\theta} \right]^2 \quad (46)$$

식(46)에  $\gamma = \frac{1}{\pi^2 k U a b}$ ,  $U = \left(k^2 - \frac{\pi^2}{a^2}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{2\pi}{\lambda g}$   
 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $2\ell = \frac{\lambda}{2}$  를 대입하여 정리하면 아래의 결과를 얻는다.

$$g = \frac{30}{73\pi} \left(\frac{\lambda_g}{\lambda}\right) \left(\frac{\lambda^4}{a^3 b}\right) \left[ \frac{\sin\theta \cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_g} \sin\theta\right)}{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_g}\right)^2 \sin^2\theta} \right]^2 \quad (47)$$

식(47)이 半波長 엣지 슬롯 스로트안테나의 컨덕턴스를 나타내는 식이다.

Ⅵ. 실험 및 결과

反射形 트라이스트론 2K25로부터 발진시킨 마이크로파를 1000c/s의 矩形波로 진폭변조를 시키고 高Q 圓筒型空洞 周波數計를 이용하여 사용

주파수를 선정한다.

또한 출력을 감시키위해 써미스터로된 電力計를 사용하고 vane형 가변감쇄기로 출력을 조절한다. 矩形導波管 定在波測定器로 검출한 定在波를 1N23WE로 검파하여 1000c/s에 同調된 最大利得 40db의 증폭기로 증폭하여 定在波 指示用 計器를 사용한다. 그외에 기준점을 선정하기위해 可動短絡板과 無反射終端을 사용한다. 어드미턴스 측정기기의 구성도는 그림3과 같다.

실제로 몇개의 크리스탈을 시험하여 사용 주파수에서 自乘檢波特性을 가진것을 선택하여 本實驗에 사용했다.

그림4는 사용한 크리스탈의 특성곡선이다 定在波比方法(Standing Wave Ratio Method)을 이용하여 定在波比와 電壓最小點의 위치를 측정하여

$$\frac{Y_L}{Y_0} = \frac{S}{S^2 \sin^2 \beta d + \cos^2 \beta d} + j \frac{(S^2 - 1) \cot \beta d}{S^2 + \cot^2 \beta d}$$

식의해에 어드미턴스를 구한다<sup>(10)</sup>.

설계 주파수를 9375Mc( $\lambda=3.2\text{cm}$ )로 선정하고 RG52( $2,286 \times 1,016\text{cm}$ )도파관에 폭  $2\epsilon=0.15\text{cm}$ , 공진길이  $2\ell = \frac{\lambda}{2} = 1.6\text{cm}$ 인 스로트를 경사각  $50^\circ, 45^\circ, 35^\circ, 30^\circ, 20^\circ$ 되게 제작하였다.

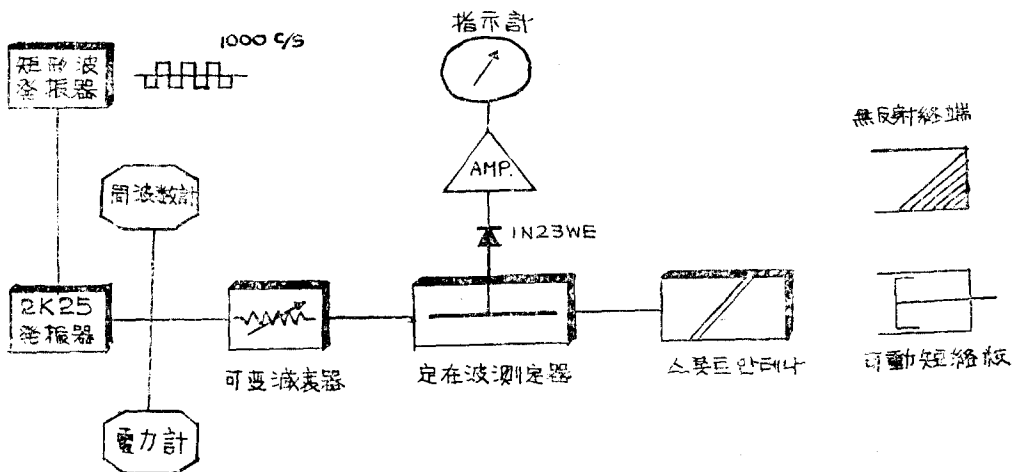


그림3 測定機器의 構成圖  
 Fig 3 Blockdiagram of slotted line impedance measurement set-up.

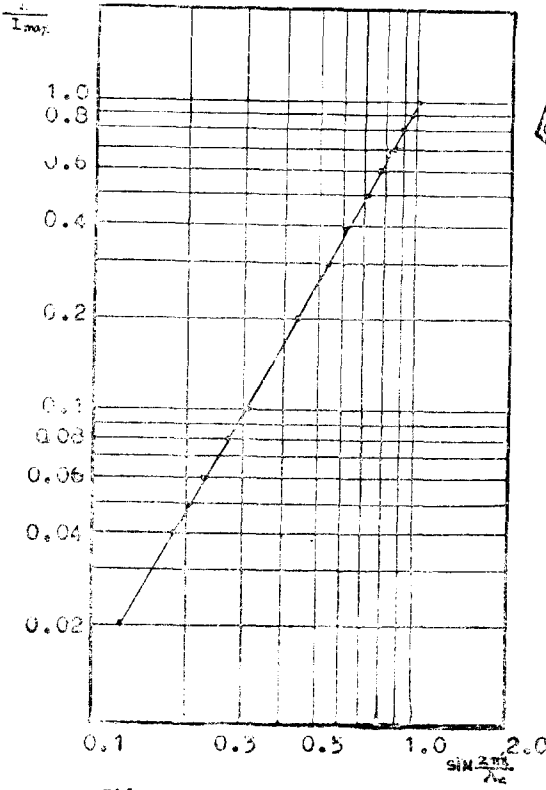


그림4 크리스탈 IN23WE 검파특성  
Fig. Characteristics of crystal INWE

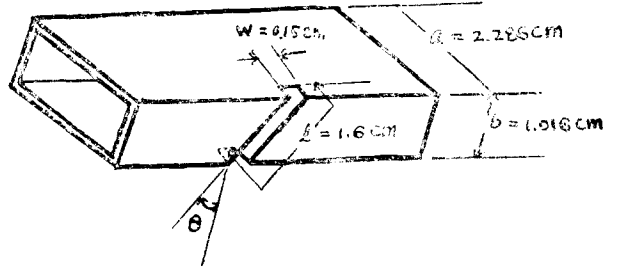


그림5 스톱트 안테나  
Fig. Construction of slot antenna

그림5는 이 스톱트안테나를 나타낸다. 이렇게 제작한 5개 안테나의 콘덕턴스 측정치의 이론치를 비교한 곡선이 그림6이다. 측정치, 이론치 모두 특성어드미턴스로 정규화한 값이다.

그림6을 보면 측정치와 이론치 사이에 약간의 오차가  $\theta > 35^\circ$ 인 경우 존재하지만 전체적으로 거의 일치함을 알수있다.

앞서 설계된 스톱트안테나 가운데서  $\theta = 50^\circ$ 인 것을 선택하여 주파수를 8430~9620Mc 사이로 변화시키며 어드미턴스를 측정한 결과 곡선은 그림7이다. 주파수 변화에 대한 서셉턴스의

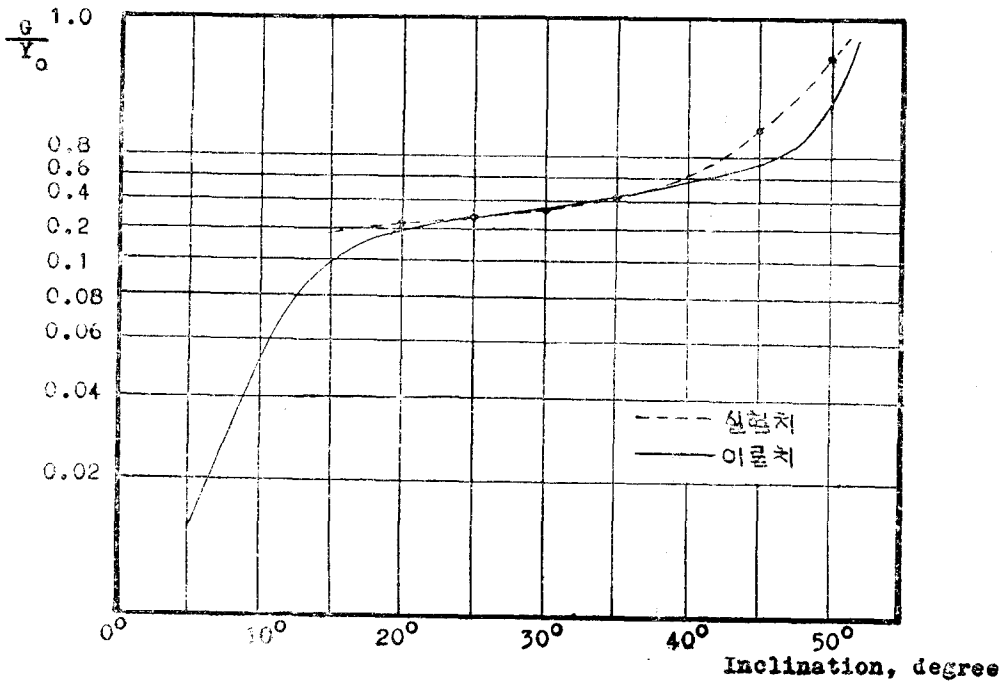


그림6 콘덕턴스 對 스톱트 경사각. Fig. Conductance VS. inclination of slot.

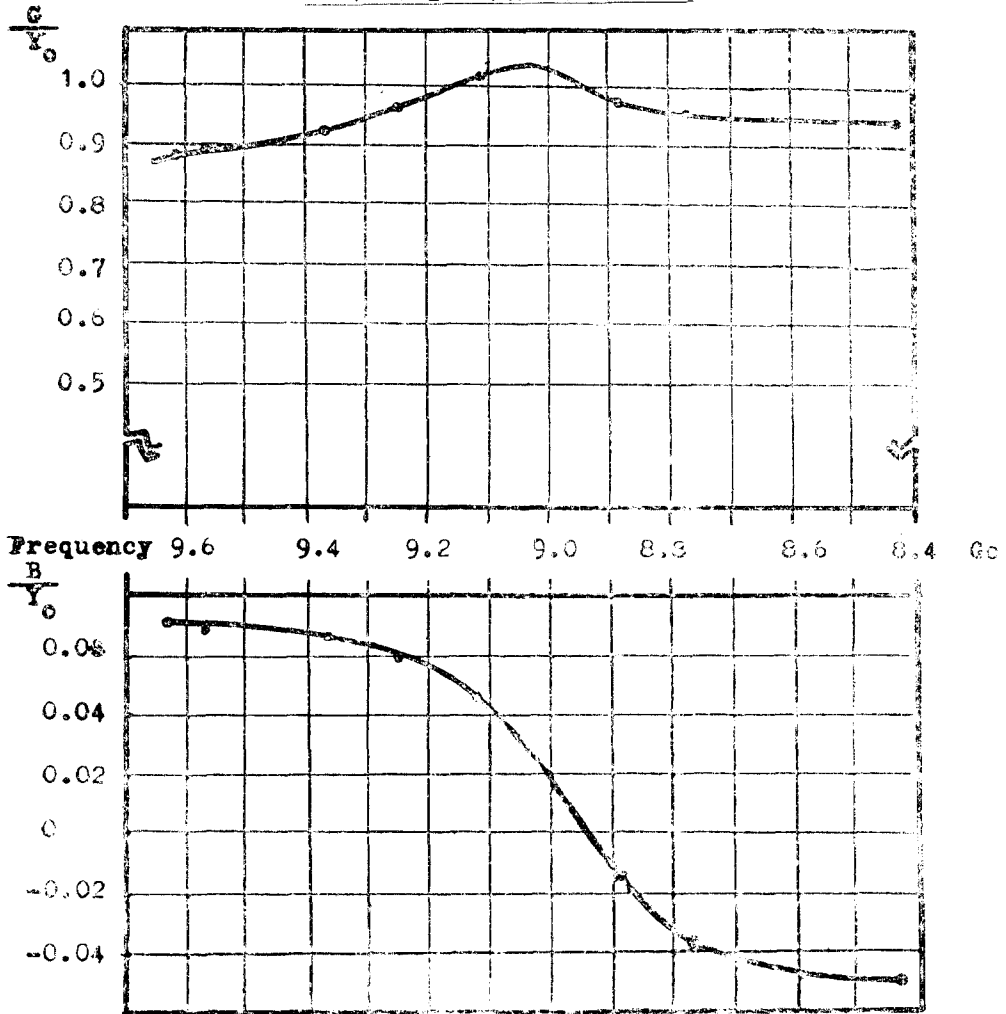


그림7 周波數 變化에 對한 어드미턴스. Fig. Conductance VS frequency

변화량은 콘덕턴스에 비해 심하지 않음을 알수 있다.

또한 실제로 공진은 설계 주파수 9375MC 보다 낮은 8950MC ( $\lambda=3.35\text{cm}$ )에서 일어났다. 즉 스톱트의 共振長이  $\frac{\lambda}{2}$ 보다 짧은 대략 0.475  $\lambda$ 임을 나타내는 현상을 그림7에서 관찰할 수 있다.

이러한 差異는 이론식 유도과정에서 행한 여러가지 가정에 의한 결과라 볼수 있으며 대략 다음 두가지 가정에 주된 원인이 있지않은가 생각된다.

a) 本論文中에서 行한 콘덕턴스의 이론식은 狹面에만 뚫은스톱트로 취급했다. 그러나 도파관

에서  $b < \frac{\lambda}{2}$ 이므로 실제로 안테나 제작시 兩쪽 廣面까지 뚫었으므로 인해 어드미턴스에 영향을 미친결과

b) 이론식 유도중 도파관 벽두께를 무시했는데 사실은 RG52의 경우 2mm 이상의 두께가 존재하므로 인한 이론치와 측정치 사이의 오차가 발생했다고 본다.

## Ⅶ. 결 론

電磁界方程式에 근거를 두고 유도한 狹面에 뚫은 스톱트 안테나의 콘덕턴스의 이론치와 실험치가 잘 합치되는것을 알았다.

또한 주파수 변화에 대한 서셉턴스의 변화가 별로 심하지 않다는 長點을 가지고 있으며 안테나 제작이 간편하다는 잇점을 가지고 있다.

따라서 도파관측과 평행의 偏波가 요구되는 경우 널리 이용될수 있으며 어레이 안테나 로써도 이용가치가 크다고 할수있다.

本論文에서 行한 解析的 方法의 원리는 일반적이어서 다른 형태의 스롯트 안테나에도 필요하다면 적용될수 있을것이다.

#### 참 고 문 헌

- 1) H. Y. Booker; Slot Aerials and their Relation to Complementary Wire Aerials. J. I. E. E (London), 93, Part 111A, 4, 1946
- 2) W. H. Watson; The Physical Principles of Waveguide Transmission and Antenna System. Oxford University Press, London, 1947.
- 3) A. F. Stevenson; Theory of Slots in Rectangular Waveguide.

- Jour of Appl. Phy. 19, P24--38, Jan. 1948.
- 4) A. A. Oliner; The Impedance Properties of Narrow Radiating Slots in the Broad Face of Rectangular Waveguide. I. R. E. Trans., AP-5, P4-20, Jan. 1957.
  - 5) 朴平吉; 矩形導波管壁面に 鑄은 半波長스롯트 안테나. 延世大學校 大學院, Feb. 1965.
  - 6) 尹世勳; 矩形導波管壁면에 鑄은 周期的스롯트 線列의 임피던스特性. 延世大學校 大學院, Jan. 1966.
  - 7) Watson, W. H; Loc. Cit., P192.
  - 8) N. A. Begovich; Slot Radiator. Proc. I. R. E. 38, P803, Jul. 1950.
  - 9) S. A. Schelkinoff; Arbitrary Shaped Antenna Problem. Proc. I. R. E. 33, P872-878, Dec. 1945
  - 10) Jerome Fox & Max Sucher(Ed); Microwave Measurements. 3rd ed, Vol. 1, P233-236. Polytechnic Press, 1963