

스롯트線路 共振器를 利用한 마이크로波 發振器에 關한 研究 (A Study on the Microwave Oscillator Using the Slot-Line Resonator)

張 益 洙*, 金 基 鏞**
(Chang, Ik Soo and Kim, Ki Yong)

要 約

遮蔽케비티 內에서의 스톱트共振器의 共振周波數를 求하였으며, 마이크로스트립 回路基板의 마운트를 스톱트共振器의 케비티로 하여 IMPATT 다이오드를 스톱트 양쪽 導體面에 Shunt 로 연결시켜 X-Band 에서 發振시킨다. 發振電力을 마이크로스트립 基板 뒷면에서 開口에 依하여 마이크로스트립에 直接 結合시킬 수 있음을 實驗的으로 確認한다.

Abstract

The resonance frequency of the slot-line resonator in the shielding box is analyzed. It is verified experimentally that an X-band oscillator may be realized by the resonator in the microstrip circuit mount as a shielding cavity, and by shunt-connecting the IMPATT diode on the slot-line. And the oscillating power can be coupled with the microstrip by the coupling aperture on the opposite surface of the microstrip by the coupling aperture on the opposite of the substrate of the microstrip circuits.

1. 序 論

스롯트傳送線路(slot-line)는 마이크로스트립과 함께 MIC에 利用하기 爲하여 많은 研究가 되어왔다. S. B. Cohn⁽¹⁾은 이 傳送線의 特性을 導波管 모오드에 立脚하여 解釋 하였으며, 그 特性의 實제적인 데이터는 誘電率과 그 基板의 두께에 따라서, E. A. Mariani^(2,3) 등에 依하여 求해졌다. 現在 이 線路는 마이크로스트립과 結合하여 受動回路 索子로서 널리 利用되고 있다.

이 線路의 特徵은 그림 1에서 보는 바와 같이 그 構造가 共平面에 形成되어 있으며, 波가 스톱트를 따라서 傳播할때 TE 모오드로 動作하기 때문에, 半導體素子를 연결하기가 쉽다는 利點을 갖고 있다. 그러나 이 線路는 露出된 구조를 갖고 있으므로 복사(radiation)가 甚하며, 이를 막기 爲하여서는 매우 큰

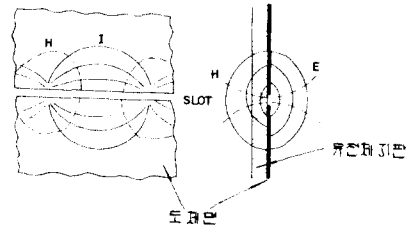


그림 1. 유전체기판의 스톱트선로
Fig 1. Slot-line on a dielectric substrate.

* 正會員, 서강대학교 전자공학과 조교수
(Dept. of Electronic Eng., So-gang University)
** 正會員, 서강대학교 물리학과 교수
(Dept. of Physics, So-gang University)
接受日字: 1978年 11月 29日

誘電率(一般的으로 $\epsilon_r > 10$)을 利用하거나 또는, 誘電率이 비교적 낮은 경우에는, 遮蔽된 導體 상자內에서 이를 使用하여야 한다.⁽⁴⁾

本論文에서는 이 스트립線路 共振器를 利用하여, 負抵抗特性的 半導體 다이오드 發振器를 實現코져 한다. 이 때, 이 線路의 輻射를 막기 위하여 케비티遮蔽상자(cavity shielding box)에 넣어서 線路共振器를 만들고, 이 스트립線路에 IMPATT 다이오드를 스트롯갭(slot gap)에 연결하여 發振 시키고져 한다. 이 때의 스트롯갭線路의 特性은, 遮蔽 상자內의 스트롯이기 때문에, [1] 및 [2]에서 얻은 값과는 다소 차이가 생기게 될 것이다. 그러나, [1]과 같은 解釋方法을 擇하여 遮蔽 상자內의 스트롯線路 共振器의 共振周波數를 求할 수 있다.

이와 같은 共振器로 發振시킬 때 마이크로스트립보다 有利한 點은

- (i) 한 平面에 線路가 構成되기 때문에 半導體 素子를 연결할 때 基板을 鑄을 必要가 없으며,
- (ii) 이 發振 RF 信號를 PM, AM, 또는 FM 등으로 變調시킬 때, 다른 素子를 같은 方法으로 쉽게 연결할 수 있으며
- (iii) 遮蔽상자가 마이크로스트립 回路의 마운트로 직접 利用되며, 이 때, 마이크로스트립과 스트롯共振器를 직접 結合(coupling)시킬 수 있다는 點 등이다.

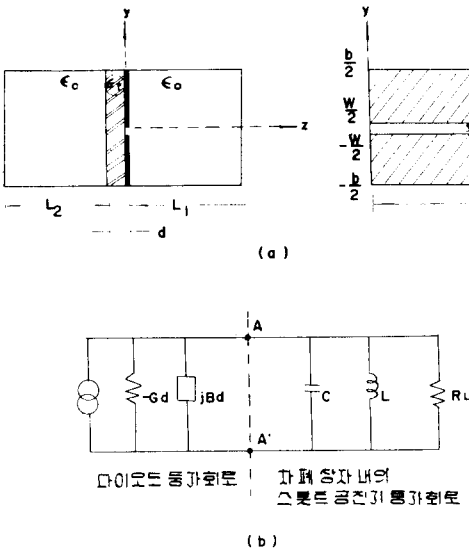


그림 2. 스트롯선로 발진기 및 그의 등가회로
Fig. 2. Slot-line oscillator and equivalent circuit.

2. 發振器의 構造 및 그의 等價回路

그림 2(a)와 같은 遮蔽 상자內의 半波長共振器의 中央에 半導體 다이오드를 연결하자. 이 때의 構造는 그림에서 보는 바와 같이, 導波管 共振器 안에 容量性 Iris가 있고, 그 Iris에 誘電體가 접해 있는 것과 동일하다. 이 때, 電磁波는 x축에 對하여 TE 모오드⁽⁶⁾가 되며 이 축에 서게 되는 半波長의 定在波의 周波數가 이 共振器의 共振周波數가 된다. 따라서 이것의 全體 等價回路는 그림 2(b)와 같이 된다.

여기서 단자 A, A'의 左側은 다이오드의 等價回路가 되며, 右側은 스트롯共振器 等價回路 L, C 및 R_L 로 표시된다. R_L 은 어떤 結合에 依하여 外部回路와 結合시킬 때의 전체적인 負荷가 된다. 이 때 다이오드 어드미턴스 Y_d 는 RF의 振幅 및 周波數에 따라서 變하며 단자 A의 右側의 共振器 等價回路 및 負荷 R_L 는 周波數에 관계된다. 負抵抗에 依한 發振器의 發振 조건⁽¹⁰⁾

$$Y_a + Y_L = 0 \dots\dots\dots (1)$$

이 만족되는 점, 즉 그림 3에서, $-Y_a (V_{RF})$ 와 $Y_L(\omega)$ 가 만나는 점에서 發振周波數 ω_0 와 發振 RF 電壓인 V_{RF} 가 결정된다.

만일 다이오드 자체의 容量 및 인덕턴스가 共振器의 L, C에 比하여 무시할 수 있다면, $G_d = G_L$ 가 만족되는 電壓에서 $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ 의 周波數로 發振한다. 따라서 共振器의 L, C 또는 그의 共振周波數를 구할 필요가 있다.

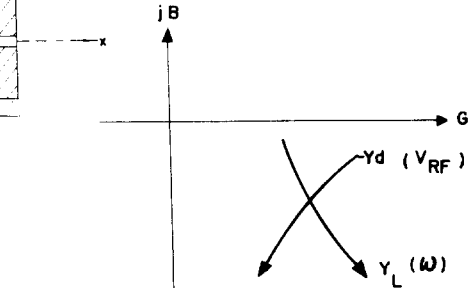


그림 3. 발진기의 발진조건 곡선
Fig. 3. Oscillation condition curve.

3. 共振周波數 및 等價回路誘導

遮蔽상자內의 스트롯線路共振器의 等價回路 및 共振周波數를 구하기 위하여 [1]에서 해석하는 方法을 수행하자. 일반적으로 스트롯線路는 노출된 구조를 갖고 있으므로 假想적인 電氣壁(electric wall) 혹은

磁氣壁 (magnetic wall)를 생각하며, 그것을 가상하여 導波管 모오드로 해석하는 것이 편리하다. 여기서는 차폐상자 안의 스롯트 線路이기 때문에 실제로 電氣壁이 있다.

그림 2에서 $W \ll b$ 인 경우 다이오드가 軸 방향으로 연결되어 있으므로 다이오드에서 發振된 電磁波는 y 축편파 (y -axis polarized wave)로서 x -방향으로 진행하는 모오드라 생각할 수 있다. 이와 같은 모오드는 진행방향을 Z 방향으로 택할 때 TE 및 TM의 hybrid 모오드가⁽⁵⁾ 되지만 여기서는 해석을 편리하게 하기 위하여 TE_x 모오드라 하자.⁽⁶⁾

이 모오드의 파동함수를 φ_{1n} 이라 하면

$$\begin{aligned} E_x^{1n} &= 0, & H_x^{1n} &= \frac{1}{j\omega\mu} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2 \right) \varphi_{1n} \\ E_y^{1n} &= -\frac{\partial \varphi_{1n}}{\partial z}, & H_y^{1n} &= \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial^2 \varphi_{1n}}{\partial x \partial y} \dots\dots\dots (2) \\ E_z^{1n} &= \frac{\partial \varphi_{1n}}{\partial y}, & H_z^{1n} &= \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial^2 \varphi_{1n}}{\partial x \partial y} \end{aligned}$$

여기서, $\varphi_{1n}(x, y, z) = \sin \frac{\pi x}{a} \cos \frac{2n\pi y}{b} \cos k_{1n} z$

$(l-z)$ 이며 $k_{1n} = [k^2 - (\frac{\pi}{a})^2 - (\frac{2n\pi}{b})^2]^{1/2}$, $k =$

$\omega\sqrt{\mu\epsilon}$ 이다. 이 스롯트 線路의 모든 field는 이들 파동함수의 각 모오드들은 중첩하여 구해진다.

어떤 周波數에 대하여 $Z < 0$ 및 $Z > 0$ 양쪽에서 다같이 $n = 0$ 일때 k_{01} 이 實數가 되며, $n > 1$ 일 때는 k_{1n} 이 虛數가 되게 차폐상자 a, b 의 값을 준다면 식(2)의 波動함수 φ_{1n} 은 다음과 같이 된다. 즉 $Z > 0$ 에서는

$$\varphi_{10}^+ = \sin \frac{\pi x}{a} \cos k_{10} (l_1 - z) \dots\dots\dots (3-a)$$

$$\varphi_{1n}^+ = \sin \frac{\pi x}{a} \cos \frac{2n\pi}{b} y \cosh k_{1n} (l_1 - z) \dots\dots (3-b)$$

$-d < Z < 0$ 에서

$$\varphi_{10}^- = \sin \frac{\pi x}{a} (\cos k_{10}' z + a_1' \sin k_{10}' z) \dots\dots (3-c)$$

$$\varphi_{1n}^- = \sin \frac{\pi x}{a} \cos \frac{2n\pi}{b} y (\cosh k_{1n}' z + a_n' \sinh k_{1n}' z) \dots\dots\dots (3-d)$$

$-l_2 < Z < -d$ 에서

$$\varphi_{10}^- = \sin \frac{\pi x}{a} \cosh k_{10} (l_2 + z) \dots\dots\dots (3-e)$$

$$\varphi_{1n}^- = \sin \frac{\pi x}{a} \cos \frac{2n\pi}{b} y \cosh k_{1n} (l_2 + z) \dots\dots (3-f)$$

여기서 $k_{10} = \sqrt{w^2 u_0 \epsilon_0 - (\frac{\pi}{a})^2}$, $k_{10}' = \sqrt{w^2 u_0 \epsilon - (\frac{\pi}{a})^2}$ 이며 $k_{1n} = \sqrt{(\frac{\pi}{a})^2 + (\frac{2n\pi}{b})^2 - (\frac{2n\pi}{b})^2 + (\frac{2n\pi}{b})^2 - w^2 u_0 \epsilon}$ 이다.

이때 스롯트 線路와 그 근방의 field를 구하기 위하여, 도파관내의 Capacitive iris에서 field를 구하는 방법에 의하여 $Z = 0$ 에서의 E_y 성분을 찾는다.

$Z = 0$ 에서의 E_y 는

$E_y = \sin \frac{\pi x}{a} (A_0^+ + \sum_{n=1}^{\infty} A_n^+ \cos \frac{2n\pi}{b} y)$ 가 되며, 또한 $Z = 0$ 에서의 $E_y (z=0) = \sin \frac{\pi x}{a} f(y)$ 로 놓고 각 모오드의 直交性 (orthogonality)를 적용하여 $f(y)$ 에 대한積分方程式을 얻을 수 있다.⁽⁸⁾ 여기서는 개략적인 값을 구하기 위하여, $W \ll b$ 일때는 $f(y)$ 가 $z=0$ 에서 常數로 택할 수 있기 때문에⁽¹⁾ 이 常數를 1로 하고 $E_y (z=0)$ 를 구하면

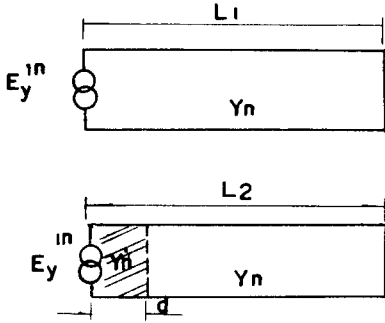
$$E_y (z=0) = \sin \frac{\pi x}{a} \left\{ \frac{W}{b} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n\pi} \sin \left(\frac{n\pi w}{b} \right) \cos \frac{2n\pi}{b} y \right\} \dots\dots\dots (4)$$

가 된다. 따라서 식(4)에서 E_y 의 TE_x¹ⁿ 모오드의 각각의 크기를 구할 수 있다. 즉 각 모오드의 값이 결정되기 때문에 식(2)에 의하여 H_x^{1n} 를 구할 수 있으며 이때 $z = 0$ 에서 H_x 를 H_x^{1n} 를 중첩하여 구하면 $z = 0^+$ 에서

$$\begin{aligned} H_x = (z=0^+) &= -\sin \frac{\pi x}{a} \left\{ -j \frac{w}{b} \frac{1}{\omega\mu} \sqrt{k_0^2 - (\frac{\pi}{a})^2} \right. \\ &\cot \left(\sqrt{k_0^2 - (\frac{\pi}{a})^2} l_1 \right) + \sum_{n=1}^{\infty} j \frac{2}{n\pi} \sin \frac{n\pi w}{b} \\ &\left. \frac{k_0^2 - (\frac{\pi}{a})^2}{\omega\mu \sqrt{(\frac{\pi}{a})^2 + (\frac{2n\pi}{b})^2 - k_0^2}} \coth \left(\sqrt{\frac{\pi}{a}} \right) \right. \\ &\left. + \left(\frac{2n\pi}{b} \right)^2 - k_0^2 l_1 \right\} \cdot \cos \frac{2n\pi}{b} y \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

가 된다.

식(4) 및 (5)에서 각 모오드에 대하여 $-H_x^{1n} / E_y^{1n}$ 를 y_n 라 두면 y_n 은 그림 4와 같은 等價傳送線을 생각할 수 있다. 즉 $Z = l_1$ 에서 短絡된 도파관에서 $Z=0$ 에서의 入力어드미턴스를 E_y^{1n} 에 곱하여 H_x^{1n} 의 각 모오드를 구할 수 있다. $Z > 0$ 에서 얻은 각 모오드의 傳逆線等價回路를 $Z > 0$ 에서도 적용시킬 수 있다. $Z < 0$ 에서는 실제로 $-d < Z < 0$ 와 $-l_2 < Z < -d$ 사이의 유전율이 서로 다르기 때문에 식(2) 및 (3)에서 경계조건을 적용시켜야 한다.



Y_n : n 차 TE_x^n 모오드의 특성 어드미턴스 (공기유전체내에서)
 Y'_n : n 차 TE_x^n 모오드의 특성 어드미턴스 (E_r 유전체내에서)

그림. 4. n 차 TE_x^n 모오드의 등가전송선
 Fig. 4. Equivalent transmission line of n th order TE_x^n - mode.

$Z = -d$ 에서 E 및 H 의 경계조건을 적용시켜서 얻은 결과와 그림 4-(b)의 傳送線等價에 의하여 얻은 결과는 일치한다.

$Z = 0$ 에서 H_x 는

$$H_x \begin{cases} z=0^+ \\ z=0^- \end{cases} = -\sin \frac{\pi x}{a} \left[\frac{W}{b} \left\{ \frac{y_0^+}{y_0^-} \right\} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n\pi} \sin \frac{n\pi w}{b} \left\{ \frac{y_n^+}{y_n^-} \right\} \cos \frac{n\pi y}{b} \right] \dots \dots \dots (6)$$

가 되며 여기서,

$$y_0^+ = -j \frac{1}{\omega\mu} \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \cot \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \ell_1$$

$$y_0^- = -j \frac{1}{\omega\mu} \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \left(\frac{\sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}}{\omega\mu} \cot \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} (\ell_2 - d) - \frac{\sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}}{\omega\mu} \tan \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} d / c \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} + \frac{\sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}}{\omega\mu} \right) \cot \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} (\ell_2 - d) \tan \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} d \right)$$

$$y_n^+ = +j \frac{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}{\omega\mu\alpha_{0n}} \coth \alpha_{0n} \ell_1$$

$$y_n^- = +j \frac{k^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}{\omega\mu\alpha_n} \left(\frac{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}{\omega\mu\alpha_{0n}} \coth \alpha_{0n} (\ell_2 - d) \right)$$

$$+ \frac{k^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}{\omega\mu\alpha_n} \tanh \alpha_n d \Big/ \left(\frac{k^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}{\omega\mu\alpha_n} + \frac{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}{\omega\mu\alpha_{0n}} \coth \alpha_{0n} (\ell_2 - d) \tanh \alpha_n d \right)$$

단, $\alpha_{0n} = \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{2n\pi}{b}\right)^2 - k_0^2}$,

$\alpha_n = \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{2n\pi}{b}\right)^2 - k^2}$ 이다.

[1]에서 구하는 방법과 같이 $y < | \frac{W}{2} |$ 의 스톱트 켈에서 다음과 같은 관계를 적용 시키자.

$$H_x \begin{cases} z=0^+ \\ z=0^- \end{cases} = -E_y \begin{cases} y_i^+ \\ y_i^- \end{cases} \dots \dots \dots (7)$$

로 두고 식(6) 및 (7)에서

$$E_y(z=0) \begin{cases} y_i^+ \\ y_i^- \end{cases} = \sin \frac{\pi x}{a} \left[\frac{W}{b} \left\{ \frac{y_0^+}{y_0^-} \right\} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n\pi} \sin \frac{n\pi w}{b} \left\{ \frac{y_n^+}{y_n^-} \right\} \cos \frac{2n\pi y}{b} \right] \dots \dots \dots (8)$$

이 되며 다음 y_i^+, y_i^- 를 구하기 위하여 양변을 $y < | \frac{W}{2} |$ 사이에서 積分하면

$$\begin{cases} y_i^+ \\ y_i^- \end{cases} = \frac{W}{b} \left\{ \frac{y_0^+}{y_0^-} \right\} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin^2(n\pi w/b)}{(n\pi w/b)^2} \left\{ \frac{y_n^+}{y_n^-} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

따라서 식(9)에서 y_0^+, y_0^- 는 負의 虛數이므로 인덕턴스의 어드미턴스로 等價되며, $n > 1$ 의 y_n^+, y_n^- 는 正의 캐시턴스의 어드미턴스로 等價된다.

이 차폐된 스톱트共振器의 共振周波數 f_0 는 다음의 관계가 만족되는 周波數가 된다. 즉

$$-(y_0^+ + y_0^-) \Big|_{f=f_0} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin^2(n\pi w/b)}{(n\pi w/b)^2} (y_n^+ + y_n^-) \Big|_{f=f_0} \dots \dots \dots (10)$$

이다. 식(10)에서 w/b 가 주어지면 여러 가지 周波數에서 이 식을 만족되는 값을 찾아야 한다. 또한 식(9)에서부터 回路素子 L, C 를 구하면

$$\left\{ L_1 \right\} = \frac{W}{b} \frac{d}{d\omega} \left\{ \frac{1}{y_0^+} \right\}, \left\{ L_2 \right\} = \frac{W}{b} \frac{d}{d\omega} \left\{ \frac{1}{y_0^-} \right\}$$

$$\begin{Bmatrix} C_1 \\ C_2 \end{Bmatrix} = \frac{d}{d\omega} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2W}{b} \frac{\sin^2(n\pi W/b)}{(n\pi W/b)^2} \begin{Bmatrix} |y_n^+| \\ |y_n^-| \end{Bmatrix}$$

로 되며 이것에 의하여 차폐상자내의 스톱트 線路共振器의 等價回路는 그림 5 와 같이 된다.

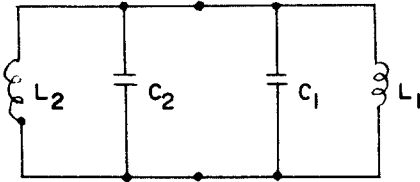


그림 5. 차폐상자내의 스톱트선로 공진기. 동가회로
Fig. 5. Equivalent circuit of slot-line resonator in the shielding cavity.

4. 遮蔽케비티 내의 스톱트共振器와 마이크로 스트립과의 結合

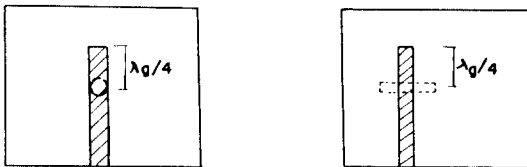
(i) 結合開口에 의한 結合

그림 6(a)와 같이 마이크로스트립의 開放點에서 $\frac{\lambda g}{4}$ 지점 뒷면에 結合開口(coupling aperture)를 만들어 주자. 이 開口의 中心이 그림 2의 $x=0, y=0$ 점에 있게 하며 스트립선로는 그림 2에서 y 에 平行하여야 한다. 共振器에서, 開口가 있는 點이 스톱트 선로의 끝점이므로 電場이 최소, 磁場이 최대가 된다. 따라서 스톱트共振器의 磁場에 의하여 마이크로스트립에 磁器結合이 이루어진다.

이 共振器와 마이크로스트립 사이의 結合계수 β 는 [9]에 자세히 유도되어 있다. 이때,

$$\beta = \frac{Q_0}{Q_{ext}} \dots\dots\dots (11)$$

으로 주어지며, 여기서 Q_0 는 結合이 없을 때의 공진기 선택도이며 Q_{ext} 는 結合이 있을 때의 공진기 선택도이다.



(a) 개구에 의한 결합 (b) 스톱트선로에 의한 결합

그림 6. 스톱트선로 공진기와 마이크로스트립과 결합
Fig. 6. Coupling between the slot-line resonator and microstrip.

실제적으로 이 값을 이론적으로 구하기 위하여 앞 절의 TE_x^{1n} 모드 각각에 대하여 손실을 구하여야 한다. 本論文에서는 結合開口의 크기를 바꾸어 가면서 발진 전력을 측정하였다.

(ii) 스톱트선로와 마이크로스트립과의 結合

그림 6과 같이 마이크로스트립과 그 뒷면 接地面에 半波長 스톱트선로를 형성하여 직교시킨다.⁽¹¹⁾ 이때 스톱트의 끝점이 그림 2의 $x=0, y=0$ 점에 있게 하여야 하며, 이 스톱트선로의 특성임피던스는 [11]에서 주어진 結合계수와 일치시켜 마이크로스트립 선로에 整合되게 하여야 한다. 또한 이와 같은 경우 이 結合스롯트에서 輻射를 막기 위하여 비유전율이 높은 기판을 써야 한다. 本論文에서는 이 結合의 이용 가능성만 제시한다.

5. 實驗 및 測定

전체의 크기가 $3\text{ cm} \times 3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ 되는 정육면체의 導體상자 內에 $b=1.5\text{ cm}, a=2.4\text{ cm}, l_1=l_2=0.7\text{ cm}$ 되는 케비티를 만들어 그림 2와 같이 스톱트線路를 삽입시켰다. 여기서 사용한 誘電體 基板인 Teflon Fiber Glass의 데이타는 다음과 같다.

- $\epsilon_r = 2.45$ (X-Band)
- 유전체 두께 = 0.762 mm
- 유전체 손실($\tan\delta$) = 0.001

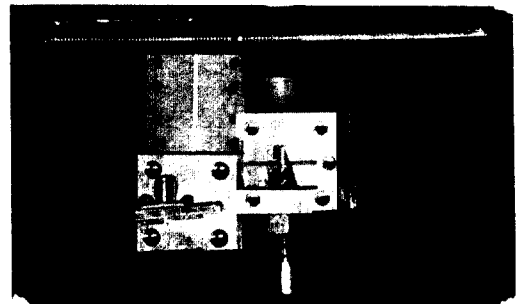
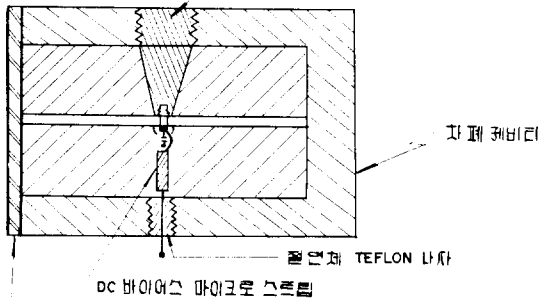


그림 7. 실제 제작한 스톱트선로 공진기를 이용한 발진기

Fig. 7. Photograph of the oscillator using the slot-line resonator.

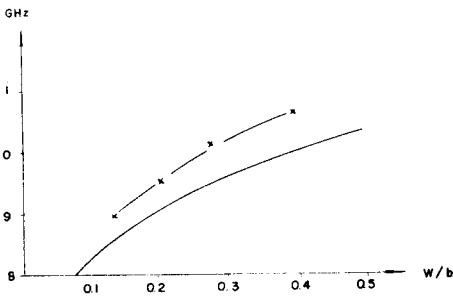
실제로 제작된 發振器는 그림 7과 같으며, 그 내부構造를 보면 그림 8과 같다. 여기에 사용된 다이오드는 Hp 5082-0435이며, 이 IMPATT 다이오드의 放熱을 위하여 그림에서와 같이 큰 부분 직경 5 mm , 작은 부분 직경 2.5 mm 되는, tapering 한 導體棒위에 에노드를 다이오드 나사에 의하여 마운트시켰으며, 커패시터는 Chip capacitor Hp 5082-4201 (20 PF)와 直列로 하여 스톱트

트 다른 쪽에 연결시키고 케소오드에서 DC 바이어스線を $g/4$ 마이크로스트립에 연결하였다. 이 마이크로스트립은 다이오드 마운트봉



유전체 기판
그림. 8. 발진기 내부구조
Fig. 8. Internal structure of the oscillator.

로스트립은 끝점이 開放되어 있으므로 케소오드 위치에서 短絡點이 되게 하였다. 이 마이크로스트립은 직경이 3mm 되는 Teflon나사의 중심축을 통하여 외부 DC 바이어스 電壓에 연결시켰다. 또한 발진조건을 만족시켜 주기 위하여 그림2의 $z = -l_2$ 면의 중점에 직경 2mm의 도체나사를 박아서 Tuning 하여 發振되게 하였다.



— 공진기공진주파수(식(10)에서 $N=50$ 까지 계산기에 의하여 구한값)
—x— IMPATT다이오드 HP 5082-0.435 에 의한 발진주파수(DC 89 V, 38 mA)
※ 개구의 직경: 1mm

그림. 9. 공진기의 이론에 의한 공진주파수와 실험에 의한 발진주파수
Fig. 9. The resonance freq. of the resonator and the oscillation freq. of the practical oscillator

스롯트幅 W 를 여러 가지 값으로 변화시키면서 얻은 發振周波數는 그림 9와 같다. 여기서, 發振周波數와 共振周波數와의 차이는 여러 가지 原因에 기인된다. 卽, 다이오드 자체의 等價回路素子, 다이오드의 導體마운트의 크기, 發振조건을 만족시키기 위한 Tuning screw

등이다.

發振周波數를 10 GHz 근방($w/b=0.3$)으로 고정시켰을 때 開口의 크기를 바꿔가면서 얻은 出力은 그림 10과 같다. 이때 開口의 크기가 증가함에 따라 出力

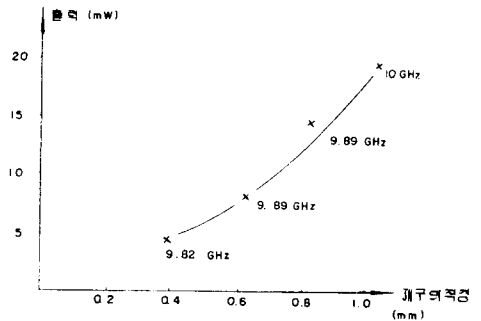


그림. 10. 결합개구의 크기에 따른 출력
Fig. 10. Output power versus the coupling aperture diameter.

電力이 증가하였으며 이 크기의 변화에 따라서 發振周波數도 약간 변화하였다. 이것은 結合의 크기에 따라서 發振조건이 달라졌기 때문이다. 이 開口의 크기는 반대면의 마이크로스트립 幅보다 커지면⁽⁹⁾ 輻射가 많이 생기므로, 그 이상은 하지 않았다.

6. 結 論

現在 마이크로로 回路에 많이 이용되는 마이크로스트립 線路基板의 마운트內에서 스롯트線路에 의하여 發振시켰으며, 이 發振電力을 結合開口에 의하여 마이크로스트립에 직접 結合할 수 있음을 확인하였다.

만일 이 스롯트線路共振器를 電壓에 따라 可變할 수 있는 용량성 혹은 저항성 半導體素子和 함께 사용하면 周波數 혹은 振幅을 變調시킬 수 있는 發振器가 가능할 것으로 생각된다.

本 研究은 峨山社會福祉財團의 1978年度 研究費에 依하여 遂行 되었음을 밝히며, 아울러 本 研究에 必要로한 誘電體 基板 및 半導體素子를 확보해 주신 3M 韓國支社의 이기종氏에서 謝意를 表하는 바입니다.

參 考 文 獻

1. S. B. Cohn, "Slot-Line on a Dielectric Substrate", IEEE Trans. Microwave Theory and Technique, Vol. MTT-17, No.10, OCT. 1969.
2. E. A. Mariani, "Slot-Line Characteristics," IEEE Trans. Microwave Theory and Technique, Vol. MTT-17, No.12, Dec. 1969.
3. E. A. Mariani, "Slot-Line Filters and Couplers"

- IEEE Trans, Microwave Theory and Technique, Vol. MTT-18 No.12, Dec. 1970.
4. R. O. E. Lagerloef, "Ridged Waveguide for Planar Microwave Circuits," IEEE Trans. Microwave Theory and Technique, July 1973.
 5. R. E. Collin, "Field Theory of Guided Waves," McGraw-Hill, 1962.
 6. R. F. Harrington, "Time-Harmonic Electromagnetic Fields," McGraw-Hill, 1961.
 7. Alfred Schwartzman, "Microstrip Plus Equations adds up to fast designs," Electronics Oct. 1967.
 8. N. Marcuvitz, "Waveguide Handbook," McGraw-Hill, 1951.
 9. D. S. James, "Aperture Coupling Between Microstrip and Resonant Cavities," IEEE Trans, Microwave Theory and Technique, Vol. MTT-25, No.5, May, 1977.
 10. M. J. Howes, "Microwave Devices" John Wiley and Sons 1967.
 11. J. B. Knorr, "Slot-Line Transitions" IEEE Trans, Microwave Theory and Techniques, May, 1974.

