

進行波型 增幅器를 위한 低速波回路

(Slow Wave Circuits for Traveling-Wave-Type Amplifiers)

金 鳳 烈* · 黃 金 燦**

(Kim, Bong Ryul) (Whang, Keum Chan)

要 約

進行波型 메이저에 사용할 수 있는 테이프 메안더라인의 遲延方程式을 電磁界의 雙對性에 의하여 誘導하였다.

프린트銅板을 포토칭하여 메안더라인을 製作하였으며, 메안더라인의 空隙幅, 테이프幅, 회로幅의 변화에 따른 遲延曲線의 變化를 位相브릿지 方法으로 測定하여 理論曲線과 比較考察하였다.

ABSTRACT

The dispersion characteristics of tape meander line were analyzed by electromagnetic field theory. The several different tape meander lines were photoetched on copper printed-bakelite substrate, and these tape meander line structures were inserted into the X-band waveguide.

Phase bridge method was used for the dispersion characteristics measurement of meanderline. The measured results were plotted on ω - β diagram(Brillouin diagram) and compared with theoretical values.

Measured results were consistent with theoretical values. But, on the measured ω - β diagram, passband midfrequency was lower than theoretical value.

It was believed that the discrepancy was due to the bakelite loading. The group velocity of stagger tuned meander line was higher than that of uniform meander line, and the frequency band of constant group velocity of stagger tuned meanderline was wider than that of uniform meander line.

I. 序 論

低速波 回路는 進行波管(T.W.T)과 進行波型 메이저(T.W.M)에서 사용하는 회로로서 進行波管에서는 電子의 非相對論的 速度와 마이크로波 시그날의 位相速度를 같게 하기 위하여서이고 進行波型 메이저에서는 마이크로波 시그날의 증폭 이득을 높일 목적으로 群速度를 낮추기 위하여서 쓰인다. 또 進行波型 메이저에서는 넓은 시그날 주파수 대역에 대한 낮은 群速度를 요구한다.

위의 조건들을 만족시키기 위하여 현재까지 여러 형태의 회로가 고안되었다.

본 논문에서는 테이프 메안더 라인을 택하여 電磁場論에 의한 解釋 결과와 실험 결과를 비교하였다.

실험 결과는 ω - β 線圖(Brillouin 線圖)에 프롯트시켜 기울기를 계산하면 群速度를 측정할 수 있고 대역폭을 대략 추정할 수 있다. ($v_g = \frac{d\omega}{d\beta}$)

메안더 라인은 空隙폭, 테이프폭 회로 幅이 群速度와 대역폭을 결정하는 因子이기 때문에 실험에서 프린트銅板을 포토엠틡하여 회로폭은 15 mm로 고정시키고 空隙폭 1mm, 테이프폭 1/2 mm와 空隙폭 1mm, 테이프폭 1mm, 그리고 테

* ** 연세대학교 전자공학과

Dept. of Electronic Eng., Yonsei Univ.

接受日字: 1970. 7. 11

이프폭 1/2 mm, 테이프폭 1mm의 구조를 15주기씩 만들었고, 또한 회로폭 15mm를 8주기, 10mm를 8주기로 하여 이것을 서로 연결 스테퍼 튜닝시켜 보았다. 주파수 변화에 의한 위상변화를 측정하는 실험은 비교측정인 位相 브릿지법을 사용하였다.

2. 週期的 平行 直線 테이프 線列上的 TEM.

그림 1의 線列은 理想的 導體가 아니라 스페이스-하모닉인 여러 종류의 TEM을 傳播한다.

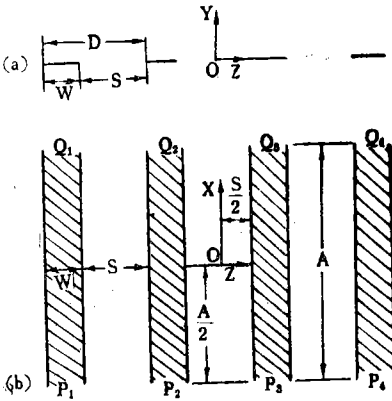


그림 1. 平行 直線 테이프의 주기적선열
 (a) 측면도 (b) 평면도
 Fig 1. Periodic array of parallel linear tape.

그러나 여기서는 한 테이프에서 다음 테이프까지 位相變化가 θ 인 하나의 TEM만이 傳播된다고 가정한다.

電界와 磁界는 電氣의 포텐셜函數 ϕ 와 磁氣의 포텐셜函數 ψ 에 의하여 다음과 같이 誘導할 수 있다.

$$\left. \begin{aligned} E_y &= -\frac{\partial \phi}{\partial y}, & Z_0 H_y &= -\frac{\partial \psi}{\partial y} \\ E_z &= -\frac{\partial \phi}{\partial z}, & Z_0 H_z &= -\frac{\partial \psi}{\partial z} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

-x 방향으로 진행하는 電磁波는

$$\left. \begin{aligned} \phi &= U(y, z) \exp(jkx) \\ \psi &= V(y, z) \exp(jkx) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

U, V : $x=0$ 平面 위에서의 電氣, 磁氣 포텐셜 函數

k : 임의 주파수의 자유공간 傳播常數

Maxwell 方程式에 의하여

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial z} &= \frac{\partial V}{\partial y} \\ \frac{\partial U}{\partial y} &= -\frac{\partial V}{\partial z} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

또한 U 와 V 는 다음 境界조건을 만족해야 한다

$$\left. \begin{aligned} U(y, z+D) &= U(y, z) \exp(-j\theta) \\ V(y, z+D) &= V(y, z) \exp(-j\theta) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4-1)$$

$$U, V \rightarrow 0, \quad y \rightarrow \infty$$

$$\nabla U, \nabla V \sim \rho^{-1/2} \text{ (테이프 모서리 근처)}$$

(ρ : 임의의 테이프-모서리로부터 거리)

$$\dots\dots\dots (4-2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial z}, \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \text{ (테이프 面上에서)} \dots\dots\dots (4-3)$$

$\nabla U, \nabla V$ 는 테이프를 제외한 곳에서 連續이어야 한다. $\dots\dots\dots (4-4)$

$$\frac{\partial U}{\partial y}, \frac{\partial V}{\partial z} = 0 \text{ (空際에서)} \dots\dots\dots (4-5)$$

U 와 V 는 일반적으로 複素數이며 (3)

式은 Cauchy-Riemann 方程式과 同一하다는 것을 알 수 있다.

$$U = U_1 + jU_2, \quad V = V_1 + jV_2 \dots\dots\dots (5)$$

라 하면

$$\left. \begin{aligned} W_1 &= U_1 + jV_1 \\ W_2 &= U_2 + jV_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

은 複素數 $\xi = z + jy$ 의 正則函數이다.

(4)式을 W_1 과 W_2 에 대한 境界條件으로 變換하면

$$\left. \begin{aligned} W_1(\xi+D) &= \cos\theta \cdot W_1(\xi) + \sin\theta W_2(\xi) \\ W_2(\xi+D) &= \cos\theta \cdot W_2(\xi) - \sin\theta W_1(\xi) \end{aligned} \right\} (7-1)$$

$$W_1, W_2 \rightarrow 0, \quad y \rightarrow \infty$$

$$\frac{dW_1}{d\xi}, \frac{dW_2}{d\xi} \sim \rho^{-1/2} \text{ (테이프 모서리 근처에서)} \dots\dots\dots (7-2)$$

$\frac{dW_1}{d\xi}, \frac{dW_2}{d\xi}$ 는 테이프 面上에서 虛數이어야 함

$\frac{dW_1}{d\xi}, \frac{dW_2}{d\xi}$ 는 空際에서는 實數이어야 함

위의 境界조건을 만족하는 한쌍의 正則函數는

$$\left. \begin{aligned} W_1(\xi) &= \int_0^\xi d\eta \frac{\cos(\pi-\theta) \frac{\eta}{D}}{f(\eta)} \\ W_2(\xi) &= \int_0^\xi d\eta \frac{\sin(\pi-\theta) \frac{\eta}{D}}{f(\eta)} \\ f(\eta) &= \frac{D}{\pi} \sqrt{\left(\sin^2 \frac{\pi S}{2D} - \sin^2 \frac{\pi \eta}{D}\right)} \end{aligned} \right\} \dots (8)$$

$$\begin{aligned} E_x(0, 0, z) &= -\left(\frac{\partial U_1}{\partial z} + j \frac{\partial U_2}{\partial z}\right) \\ &= -\left(\frac{dW_1}{d\xi} + j \frac{dW_2}{d\xi}\right) \xi = z \\ &= -\frac{\exp j(\pi-\theta)z/D}{\frac{D}{\pi} \sqrt{\left(\sin^2 \frac{\pi S}{2D} - \sin^2 \frac{\pi z}{D}\right)}} \end{aligned} \quad (9)$$

(좌표계의 원점을 포함하는 空隙에서)

$$\begin{aligned} H_x(0, 0, z) &= \frac{1}{Z_0} \left(\frac{\partial V_1}{\partial z} + j \frac{\partial V_2}{\partial z}\right) \\ &= \frac{1}{Z_0 j} \left(\frac{dW_1}{d\xi} + j \frac{dW_2}{d\xi}\right) \xi = z \\ &= \frac{j}{Z_0} \frac{\exp j(\pi-\theta)z/D}{f(z)} \\ &= \frac{-\exp j(\pi-\theta)z/D}{\frac{Z_0 D}{\pi} \sqrt{\sin^2 \frac{\pi W}{2D} - \cos^2 \frac{\pi z}{D}}} \dots (10) \end{aligned}$$

(원점의 오른쪽 테이프上에서)

3. 테이프 上의 TEM의 特性임피단스

Fletcher 에 의하면 한 週期當 位相變化 θ 의 TEM 進行波를 傳達하는 線列에 있어서 어느 한 테이프의 特性임피단스 $Z(\theta)$ 는 傳達 方向으로 흐르는 總電流에 대한 電壓의 比로서 定義된다. U_0 를 원점의 오른쪽 테이프 上의 電氣的 포텐셜이라고 하면 원점 왼쪽 테이프 上의 電氣的 포텐셜은 $U_0 \exp(j\theta)$ 이고 電位차는 $U_0[1 - \exp(j\theta)]$ 이다

$$U_0[1 - \exp(j\theta)] = \Delta U(S/D, \theta)$$

$$U_0 = \frac{j \exp(-j\theta/2)}{2 \sin \theta/2} \Delta U(S/D, \theta) \dots (11)$$

$$\Delta U(S/D, \theta) = \int_{\frac{s}{2}}^{-\frac{s}{2}} dz E_x(0, 0, z) \dots (12)$$

원점의 오른쪽 테이프에서 $-x$ 방향으로 $x=0$ 평면을 건너 흐르는 總電流 I 는 테이프 上 表面

을 흐르는 電流의 2 배이다.

$$I = 2 \int_{(S/2)+W}^{S/2} dz H_x(0, 0, z) \dots (13)$$

$$I = \frac{2}{Z_0} j \exp(-j\theta/2) \Delta U(W/D, \theta) \dots (14)$$

$$Z(\theta) = \frac{U_0}{I} = \frac{Z_0}{4 \sin(\theta/2)} \frac{\Delta U(S/D, \theta)}{\Delta U(W/D, \theta)} \dots (15)$$

$S=W$ 일때 $\frac{\Delta U(S/D, \theta)}{\Delta U(W/D, \theta)} = 1$ 이므로

$$Z(\theta) = \frac{Z_0}{4 \sin(\theta/2)} \quad (S=W) \dots (16)$$

4. 테이프 인터디지털 라인의 遲延방정식

그림 2에서 P_1 과 P_3 , Q_2 와 Q_4 는 短絡되고, Q_1 , P_2 , Q_3 , P_4 는 開放되어 있으므로 z 軸에 대한 週期는 $2D$ 이고, 따라서 週期當 位相變化는 2θ 이며, 테이프 線列의 x 軸電磁界는 TEM 定在波이다.

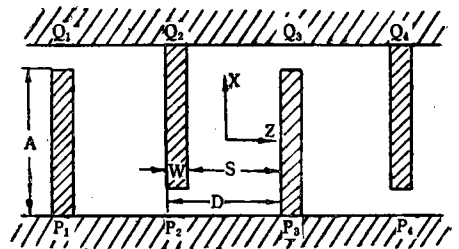


그림 2. 테이프 인터디지털 선열
Fig 2. Tape interdigital array

θ 가 0과 π 사이에 있다면 테이프 線列上에서 만족할 수 있는 電氣的 포텐셜 함수는

$$\begin{aligned} \phi = U(\theta) &[\exp(jkx) + \exp(-jkx)] \\ &+ GU(\theta + \pi) [\exp(jkx) - \exp(-jkx)] \end{aligned} \quad (17)$$

로 택할 수 있다. $U(\theta)$ 는 週期函數이며, 테이프 線列의 週期가 $2D$ 이므로 $U(\theta)$ 가 만족하는 函數이면 $U(\theta + \pi)$ 역시 만족하는 함수가 된다.

G 는 테이프 線列의 境界條件에 의하여 구해지는 常數이다.

P_3 와 P_1 은 서로 단락되어 있으므로 두점 사이의 電位차는 零이다. 그러나 P_1 에서의 電氣的

포텐셜은 P_3 의 電氣的 포텐셜에다 $\exp(2j\theta)$ 를 곱한 것이다.

고로 P_3 에서 電氣的 포텐셜은 零이 되어야 한다.

$$U_0(\theta)[\exp(-jkA/2) + \exp(jkA/2)] + GU_0(\theta + \pi)[\exp(-jkA/2) - \exp(jkA/2)] = 0 \quad \dots\dots\dots (18)$$

$U_0(\theta), U_0(\theta + \pi)$: 좌표계 원점의 오른쪽 테이프 상에서의 $U(\theta), U(U + \pi)$ 의 값이고, Q_3 點은 開放이므로 그 점에서의 總電流는 零이다.

$$\frac{U_0(\theta)}{Z(\theta)}[\exp(-jkA/2) - \exp(jkA/2)] + \frac{GU_0(\theta + \pi)}{Z(\theta + \pi)}[\exp(jkA/2) + \exp(-jkA/2)] = 0 \quad \dots\dots\dots (19)$$

(18)式과 (19)式에서 遲延方程式을 誘導하면

$$\text{Cot}^2\left(\frac{kA}{2}\right) = \frac{Z(\theta + \pi)}{Z(\theta)} \quad \dots\dots\dots (20)$$

G 의 진폭에 대한 式은

$$\frac{|U_0(\theta)|^2}{Z(\theta)} = \frac{|GU_0(\theta + \pi)|^2}{Z(\theta + \pi)} \quad \dots\dots\dots (21)$$

(15)式을 (20)式에 代入하면

$$\text{Cot}^2 \frac{kA}{2} = \tan \frac{\theta}{2} \left[\frac{\Delta U(W/D, \theta) \Delta U(S/D, \theta + \pi)}{\Delta U(S/D, \theta) \Delta U(W/D, \theta + \pi)} \right] \quad \dots\dots\dots (22)$$

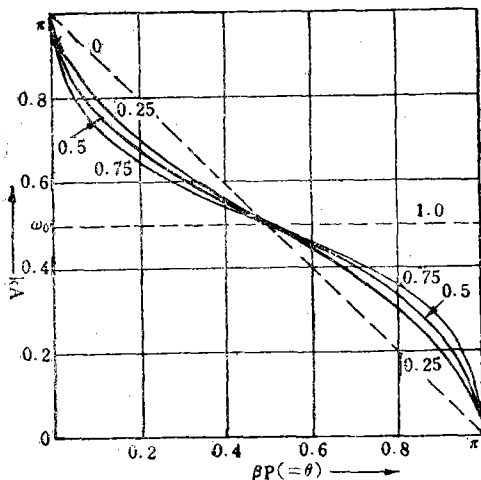


그림 3. 테이프 인터디지털의 이론적 ω - β 선도, $S/D=0.25, 0.5, 0.75$
Fig 3. Theoretical ω - β diagram of tape interdigital array.

$$\text{Cot}^2 \frac{kA}{2} = \tan \frac{\theta}{2} \quad (S=W) \quad \dots\dots\dots (23)$$

5. 테이프 메안더 라인의 遲延方程式

그림 4에서 테이프 메안더라인은 인터디지털라인의 컴프리멘타리 스크린인 것을 알 수 있다.

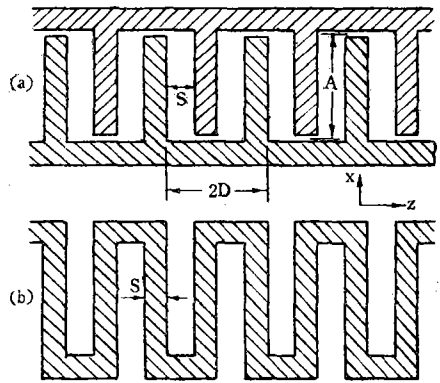


그림 4. (a) 인터디지털 라인 스크린
(b) 컴프리멘타리 스크린(메안더라인)
Fig 4. (a) interdigital line screen
(b) meander line

고로, 空隙幅 W , 테이프幅 S , 테이프폭이 A 인 메안더라인의 遲延方程式은 인터디지털라인의 遲延方程式에 Babinet 定理를 適用하여 구할 수 있다.

컴프리멘타리 스크린의 電界와 磁界를 다음과 같이 택하면,

$$\left. \begin{aligned} E' &= (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} H = Z_0 H \\ H' &= -(\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} E = -Y_0 E \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (24)$$

(24)式은 Maxwell方程式

$$\begin{aligned} \nabla \times E &= -j\omega\mu_0 H, \quad \nabla \times H = j\omega\epsilon_0 E, \quad \nabla \cdot D = 0 \\ \nabla \cdot B &= 0 \quad \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

을

$$\begin{aligned} \nabla \times E' &= (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} \nabla \times H = j\omega\mu_0 (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} E \\ &= -j\omega\mu_0 H' \quad \dots\dots\dots (26) \end{aligned}$$

과 같이 만족한다.

컴프리멘타리 스크린인 메안더라인의 $x=0$ 에서의 電氣的, 磁氣的포텐셜 U', V' 은 (24)式으로부터

$$\left. \begin{aligned} U' &= V \\ V' &= -U \end{aligned} \right\} (y > 0) \dots\dots\dots(27)$$

$$\tan^2 \frac{kA}{2} = \tan \frac{\theta}{2} \quad (S=W) \dots\dots\dots(32)$$

로 된다.

고로 P_3 에서의 인터디지털라인의 電氣的포텐셜이 零이 된다는 조건은 메안더라인에서는 磁氣的포텐셜이 零이 된다는 조건 즉 總電流가 零인 開放回路라는 條件이 된다.

$$\begin{aligned} & -U_0(\theta)[\exp(jkA/2) + \exp(-jkA/2)] \\ & -GU_0(\theta + \pi)[- \exp(jkA/2) - \exp(-jkA/2)] \\ & = 0 \dots\dots\dots(28) \end{aligned}$$

Q_3 에서의 인터디지털라인의 開放이라는 條件은 메안더라인에서는 단락이라는 條件이 된다.

$$\begin{aligned} & \frac{U_0(\theta)}{Z(\theta)}[\exp(-jkA/2) + \exp(jkA/2)] \\ & + \frac{GU_0(\theta + \pi)}{Z(\theta + \pi)}[\exp(-jkA/2) \\ & - \exp(jkA/2)] = 0 \dots\dots\dots(29) \end{aligned}$$

(28)式과 (29)式에 의하여

$$\tan^2 \frac{kA}{2} = \frac{Z(\theta + \pi)}{Z(\theta)} \dots\dots\dots(30)$$

(30)式에 $Z(\theta)$, $Z(\theta + \pi)$ 를 代入하되 S 와 W 를 서로 바꾸면

$$\tan^2 \frac{kA}{2} = \tan \frac{\theta}{2} \left[\frac{\Delta U(S/D, \theta) \Delta U(W/D, \theta + \pi)}{\Delta U(W/D, \theta) \Delta U(S/D, \theta + \pi)} \right] \dots\dots\dots(31)$$

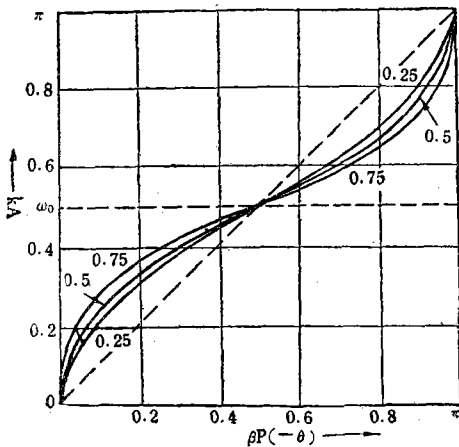


그림 5. 메안더 라인의 이론적 ω - β 선도 ($S/D=0.25, 0.5, 0.75$)
Fig 5. Theoretical ω - β diagram of meander line.

6. 實驗 方法

6-1. 메안더라인의 規格

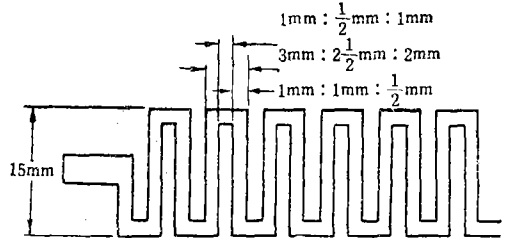


그림 6. 메안더 라인 규격
Fig 6. meander line

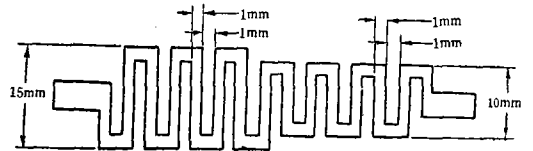


그림 7. 스테가 등조 메안더라인
Fig 7. Stagger turned meander line.

6-2. ω - β 曲線을 求하기 위한 實驗 方法

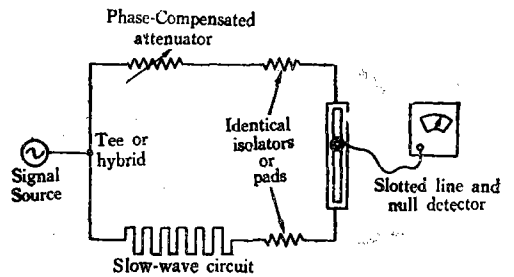


그림 8. ω - β 선도를 구하기 위한 위상브리지
Fig 8. Phase bridge for ω - β measurement.

그림 8에서 먼저 低速波 回路는 빠고 定在波檢波器 兩方向의 減衰器를 포함한 同軸케이블의 길이를 거의 같도록 한다.

그러면 定在波檢波器에는 兩方向으로부터 入射한 TEM에 의하여 定在波가 생기며 여러개의 最高點이 존재할 것이다. 最高點 中에 周波數變

화에 位置가 變하지 않는 最高點을 찾을 수 있다. 이 點이 브릿지의 中間點이며 檢波器의 針을 이 點에 고정한다. 그 다음 低速波 回路를 삽입하면 큰 量의 모르는 初期 位相變化를 일으킨다.

그러나 周波數 變化에 의한 總位相變化의 계속적인 變化는 브릿지 中間點을 지나는 零點이나 最高點을 관찰하므로써 決定 할 수 있다.

周波數에 대한 位相變化는

$$E_1(Z,t) = A\cos(k_1z - \omega t) + A\cos(k_1z + \omega t - \delta) = 2A \sin(\omega t - \delta/2) \cos(k_1Z - \delta/2) \dots (33)$$

같이 低速波回路에 δ 만큼의 位相變化가 생기면 定在波檢波器에는 $\delta/2$ 만큼의 位相變化가 생긴다.

이 方法은 周波數變化에 의한 位相變化, 즉 群速度는 決定될 수 있으나, 低速波回路의 初期位相變化를 測定할 수 없으므로 位相速度는 求할 수 없다.

한편 位相브릿지 方法은 임피단스매칭이 잘 안 되어도, 또 低速波回路에 損失이 많아도 된다는 利點이 있다.

반대편 可變減衰器는 低速波回路의 損失에 對하여 均衡을 잡기 위해서이다.

均衡을 잡지 않으면 定在波比가 작아지기 때문에 最低點과 最高點을 구별하기 힘들다.

固定減衰器는 아이소레이터(isolator)역할 즉 한쪽 브릿지의 固定減衰器를 지나 定在波檢波로 들어와서 다시 반대편 固定減衰器로 들어오면 완전히 減衰되서 다른편 入力波에 대한 간섭을 막기 위한 것이다.

6-3. 低速波回路에서의 임피단스매칭

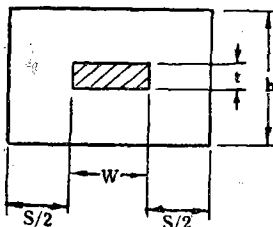
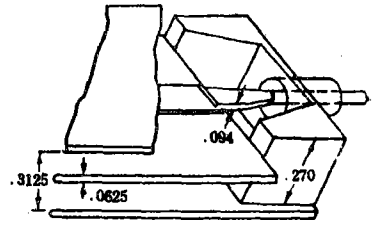
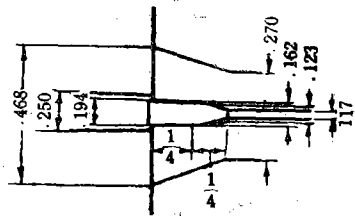


그림 9. 矩形라인의 입면도
Fig 9. rectangular line



(a)



(b)

그림 10. 동축케이블-스트립라인 變환기

Fig 10. Coax to strip line transducer

位相브릿지에서 同軸케이블, 定在波檢波器, 減衰器, 티(Tee) 等の 特性임피단스는 50Ω 으로 統一하였다.

低速波回路는 테이프 回路이고 入力임피단스가 매우 크기 때문에 反射가 많아서 反射波가 티(Tee)로 돌아가면 信號波와 간섭을 일으키므로 位相測定을 困難하게 한다.

또한 同軸케이블에서 갑자기 스트립라인에 連結되기 때문에 不連續이 생겨 또한 反射를 일으킨다. 故로 그림 10과 같은 同軸케이블-스트립라인 變換器를 使用하였다.

렉팅굴라라인의 特性임피단스는

$$Z \left(\frac{W}{b}, \frac{t}{b}, \frac{S}{b} \right) = \frac{94.15}{\sqrt{\epsilon} \left[\frac{W/b}{1-t/b} + C'_{r0}(t/b, S/b) \right]} \dots (34)$$

$$C'_{f_0}(t/b, S/b) = C'_{f_0}(P, S/b) + et/S$$

ϵ : 라인 매질의 比誘電常數

$C'_{f_0}(O, S/b)$: 웨이브 가이드의 가장자리의 結合 캐파시턴스

S.B. Cohn에 의하면

$$C'_{f_0}(O, S/b) = \frac{2\epsilon}{\pi} \log[1 + \coth(\pi S/2b)]$$

고로

$$Z(W/b, O, S/b) = \frac{94.15}{\sqrt{\epsilon} [W/b + 2/\pi - \log(1 + \coth \pi S/2b)]} \quad (35)$$

7. 結果 및 考察

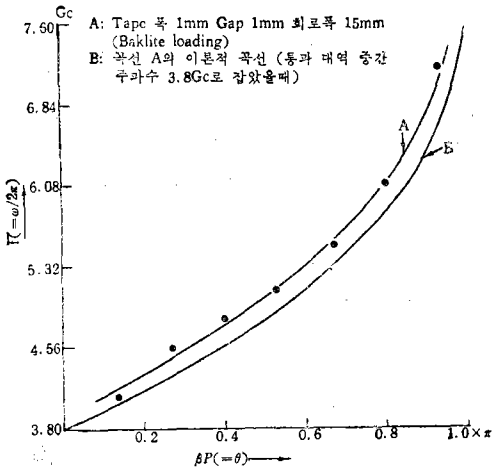


그림 11. 결과곡선
Fig 11. resultant curve.

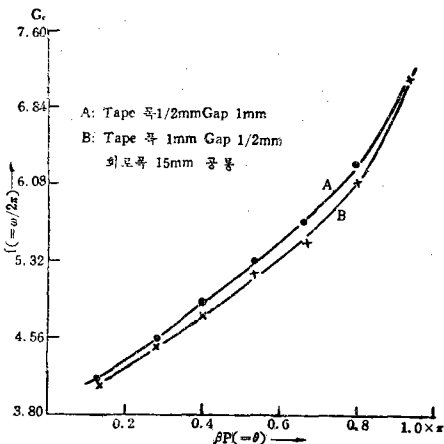


그림 12. 결과곡선
Fig 12. resultant curve.

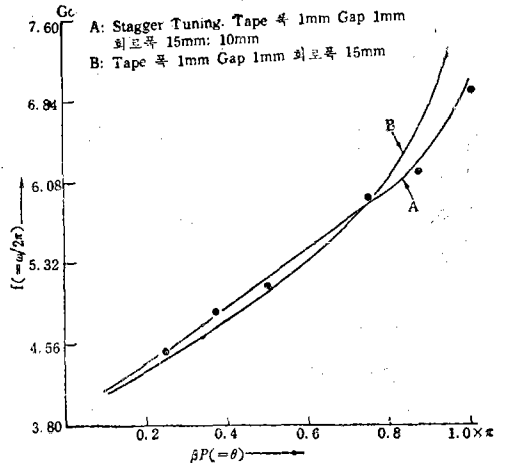


그림 13. 결과곡선
Fig 13. resultant curve

實驗結果는 그림 11, 12, 13에서와 같다.

테이프幅과 空隙은 메안더라인의 중요한 매개變數로서 가는 導線이나 좁은 테이프幅과 넓은 空隙의 경우 電磁波는 光速度로 導線을 따라 傳達된다.

고로 ω - β 曲線은 純幾何的 減速인 기울기 $C = \frac{\beta}{\omega}$ 보다 작은 直線을 나타낸다.

反對로 넓은 테이프와 좁은 空隙의 경우 各 空隙은 獨立된 共振器로서 作用하고 $\lambda_0/4$ 모드 즉 $\omega_0 = \pi C/2A$ (A: 회로幅)로 共振한다. 이 경우 $\omega = \omega_0$ 의 水平 直線을 나타낸다.

實驗結果에서 테이프幅 1mm, 空隙 1/2mm인 경우는 共振型 減速에 가까워지고, 테이프幅 1/2mm, 空隙 1mm인 경우는 幾何的 減速에 가까워진다는 것을 알 수 있다.

테이프幅 1mm 空隙 1mm의 경우, 帶域中間周波數를 3.8G.C로 잡은 理論曲線과 比較할 때 理論曲線보다는 위에 위치하지만 理論曲線과 平行한 것을 알 수 있다. 이로부터 帶域中間周波數는 4G.C 근처라는 것과 理論曲線과 거의 一致한다는 것을 알 수 있으며 원래 理論曲線은 帶域中間周波數가 5G.C이어야 하는데 回路 밑에 있는 베크라이트($\epsilon_r=4$) 로딩에 의하여 $k = \sqrt{\epsilon_{eff}} k_0$

$(k = \frac{2\pi}{\lambda})$ 이 되고 또한 $A = \lambda/4$ 이므로 대역中間周波數가 4G.C로 낮아진 것으로 생각하며 ϵ_{eff} 를 理論的으로 求하지 못하여 帶域幅 中間周波數는 推論에 그쳤다.

스태거 同調의 경우 群速度는 실험주파수 領域에서 좀 높아지고 群速度가 일정한 周波數帶域이 넓어지는 것을 알 수 있다.

8. 結 論

進行波型 메이저에서는 낮은 群速度를 가진 넓은 帶域幅의 低速波回路를 必要로 한다.

본 논문에서는 메안더라인의 特性으로부터 위와 같은 條件을 滿足한다는 것을 알 수 있으며, 테이프幅과 空際幅의 變化로서 群速度와 帶域幅을 任意로 操作할 수 있으며, 回路幅의 길이 變化와 回路 밀의 로딩에 依하여 帶域幅 中間周波數를 變化시킬 수 있다.

그러므로 進行波型 메이저의 低速波回路의 設計에 많은 도움을 줄 수 있다.

參 考 文 獻

1. Miller D.J. & Y.B. Yin "An S-Band Traveling-Wave Maser with a 30 Percent Tunable Band-Width" Proc. IEEE(correspondence). p.1779-1780. Dec. 1963.
2. Yin H.B., L.C. Morris & D.J. Miller "An S-Band Traveling-Wave Maser" Proc. IEEE(correspondence) p.225, 1963.
3. Ash E.A. & A.C. Studd "A Ladder Structure for Millimeter Waves" IRE. Trans. on Electron Devices. Vol.ED-8 p.294-302. July. 1961.
4. Haddad G.I. "Characteristics of Dielectrically Loaded Ladder Lines for Traveling Wave Maser and Other Applications." Trans. IEEE Vol. MTT-14. No.3 p.120-129 Mar. 1966.
5. Harvey "Periodic and Guiding Structures at Microwave frequencies." Trans. IRE. p.30~p.61, Jan. 1960.
6. Bolljahn. J.T. & G.L. Matthaeci, "A Study of the Phase and Filter Properties of Parallel Conductor Between Ground Planes." Proc. IRE. p.299-311. Mar. 1962.
7. Butcher. P.N. "The Coupling Impedance of Tape Structures" Proc. IEE. Vol.104. Pt. B. p.177-187. Mar. 1957.
8. Fletcher. R.C. "A Broad Band Interdigital Circuit for Use in Traveling Wave Type Amplifiers." Proc. IRE. p.951 1952.
9. Butcher P.N. "A Theoretical Study of Propagation along Tape Ladder Lines." Proc. IEE. Vol. 104. Pt. B. p. 169-176. 1957.
10. Elliott, R.S. "A Note on Booker's Extension of Babinet's Principle" Proc. IRE(correspondence) p. 729. 1952.
11. Siegman A.E. "Microwave Solid State Masers" p. 307~363 1964. McGraw-Hill.