

## 短絡 코일을 사용한 페아라이트 電磁 遲延線

## (A Ferrite filled Electromagnetic Delay Line using Short-Circuited Coils)

李 炳 華\*  
(Lee, Byong Wha)鄭 善 昊\*\*  
(Chung, Son Ho)

## 要 約

電磁 遲延線에 對한 보다 깊은 理論的 解析이 本論文 속에 提示 되었고  $n=0$  mode 動作時 遲延線의 特性을 改良하기 爲하여 短絡 coil 을 使用하므로써 位相이 다른 電流가 相互 磁束을 相殺시키는 現象을 除去하고 結果的으로 單位 길이當 時間 遲延을 增加시킬 수 있음을 理論的으로 立證하고 實驗에 의하여 確認하였다. 直徑이  $\frac{3''}{8}$  이고 길이 6''인 電磁 遲延線을 製作한 후 實驗한 結果 10 micro sec/m의 時間 遲延을 測定할 수 있었다. 이는 Onoda 나 Katz 가 얻은 結果보다 월등하게 우수하다고 생각한다. 또한 實際 設計者를 돕기 爲하여 設計 公式을 集約하여 알기 쉽게 說明하였다.

## ABSTRACT

A more extensive theoretical analysis for a ferrite filled electromagnetic delay line of two coaxial anisotropic conducting cylinders was made and improvements of the delay line  $n=0$  mode operation was achieved by separating effective sections using short-circuited coils to eliminate unnecessary couplings among windings of different phase. Time delay of order of 10 microseconds per meter in video frequency range was observed from  $\frac{3''}{8}$  diameter 6'' long delay line filled with ferrite material. Design formula was presented with illustrative discussions to help design for practical purposes.

## 1. 序 論

電磁 遲延線의 歷史는 일찌기 General Electric Company 의 研究所에서 일하던 一團의 科學者들이<sup>(1,3)</sup> Solenoid 型 Coil 上에서 信號 電波의 傳播가 遲延됨을 發見하여 實驗 하기 始作한 1934년 부터 비롯하였다.

그 當時 使用되고 또 研究되던 遲延線들<sup>(1,2,3)</sup>은 大部分이 螺旋型으로 된 한가닥의 Coil과 다른 한 가닥은 coil의 上部혹은 下部에 位置한 銅片으로 되어 있어 事實上 Open Wire Transmission Line의 한 가닥을 絕緣體 위에 Solenoid 型으로 감아 놓은 것에 불과하였다.

1940년대의 後半기에 접어들자 從來의 遲延線의 限界 點들을 改良하기 爲하여 여러가지 새로운 方案들이 提示되었고 研究되었다<sup>(4,5,6,7,8)</sup>. 例컨데 遲延線의 分布容

量을 增大 시키고져 接地된 導線을 여러장의 銅板으로 代 置하였고, Solenoid 上에 同時에 存在하는 位相이 反對인 電流의 影響으로 相互 相殺되는 磁束의 數를 減少시키기 爲하여 有效 捲線間의 間隙을 격리 시키는 등의 方法으로 遲延 時間을 延長한 것 등이다. 그러나 이러한 Distributed-parameter Delay Line 보다도 오히려 Condenser와 inductor를 Filter 回路처럼 連結하여 만든 Lumped-parameter Delay Line이 더 많이 使用되었고<sup>(15)</sup>, 特性面에서 前者를 능가 하였다. 그 까닭은 보다 性能이 우수한 Condenser와 Inductor의 製作이 Ferrite 物質의 發明 使用으로 말미암아 可能케 되었던 때문이었다.

그러나 Corley<sup>(9)</sup>가 遲延線의 理論的 解析에 傳送線 (transmission line)理論을 應用하여 實際的으로 生産 過程에 有用한 公式들을 誘導 수립하게 되자, Distributed-

\* \*\* 陸士 電氣工學教授室

(接受 1965年 12月 11日)

parameter Delay Line도 점차로 사용되게 되었다고 하겠다. Ferrite와 같은 強磁性物質을 電磁 遲延線에 使用하기 爲한 試圖은 1946년에 Kallmann(4)에 의해 이루어졌고 보다 철저한 理論의 解析과 改良 方法의 提示는 1955년 Katz(10, 11)에 의해 이루어졌다. 그러나 이러한 強磁性體의 使用은 電磁 遲延線의 크기를 縮小시키는 點에서는 크게 이바지 하였다고 볼 수 있었으나 遲延時間이나 그 性能 判斷에(15) 尺度가 되는 지연시간 對 Rise Time 比를 크게 해주지 못했고 遲延線의 길이가 一定한 限度를 넘어 增大된다 해도 그에 比例하여 遲延時間이 길어지지 않는 缺點을 지니고 있었다.

本 論文은 Katz가(10) 試圖한 것 보다도 더 徹底하게 Ferrite 遲延線에 對한 理論의인 分析을 하였고 Katz의 Ferrite 遲延線이  $n=0$  Mode 動作時 位相이 다른 電流로 因하여 發生하는 磁束의 相殺 現象을 除去하지 못하는 點을 捕捉하여 短絡 Coil을 使用하므로써 이 問題를 解決하였다. 이러한 短絡 Coil이 實際로 使用된 것은 Solovév(12)에 의하여 Diélectric Material로 된 Distributed Parameter Delay Line에 같은 目的으로 쓰인 것이 처음이며 現在까지 아무도 이 方法을 Ferrite Delay Line에 使用한 일이 없다. Onoda(13)는 位相이 反對인 磁束의 相殺를 防止하기 爲하여 有效 捲線間의 間隙을 分離시키고 그 사이에 Dielectric 物質을 채웠다. 本人이 처음 試圖하는 것으로 믿고 있는 이 方法은 Onoda의 方法보다도 더 能率의이고 效果의인 方法이라는 것이 本論에서 明白해질 줄로 믿는다.

특히 本論 「마」節에서는 「나」「다」節에서 誘導한 理論의 分析結果를 土臺로 세운 有用한 設計 法則들을 整理하여 說明하였다. 그리고 이러한 法則들은 實驗의 決果와 合致되어 證明되었다.

## 2. 本 論

### 가. 遲延線의 構造

遲延線의 構造를 說明하기 前에 그러한 構造를 가지게 된 動機를 理解시키기 爲하여 몇가지 더 이야기 해 보겠다. 一般의 電送線 理論에서 Propagation Constant  $\beta$ 는 그 電送線에 傳播되는 Wave의 Phase Velocity와 다음과 같은 關係를 갖는다.(17)

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \dots \dots \dots (1)$$

그러므로 單位길이當 遲延時間  $T_d$ 는  $v_p$ 의 逆數와 같고, 따라서  $T_d = \frac{1}{v_p} = \sqrt{LC}$ 로 表示될 수가 있다. 또한 單位길이當 Capacitance  $C$ 와 Inductance  $L$ 는 傳送線의 單位길이 內에 蓄積된 Energy  $\omega_m$ 과  $W_e$ 와는 그때 傳送線上을 흐르고 있는 電流  $I$ 와 電壓  $V$ 에 의해 다음과 같이 表示될 수 있다.

$$L = \frac{4W_m}{II^*} \quad C = \frac{4W_e}{VV^*} \dots \dots \dots (2)$$

이제 式(2)을 式(1)에 代入하면,

$$T_d = \frac{1}{v_p} = \frac{4\sqrt{W_m W_e}}{P} \dots \dots \dots (3)$$

式(3)을 考察해 보면 대 蓄積된 Energy와 傳送되고 있는 Power의 比가 큰 경우 더 큰 遲延時間을 얻을 수 있음을 알 수 있다. 그림 1을 참조하건대, Coaxial Line의 內部 導線을 螺旋形으로 만들어 半徑  $r$ 이 되는 面上에 두고 其他 빈 空間을 透磁率  $\mu$  및 誘電率  $\epsilon$ 이 큰 Ferrite 物質로 채운 후, 軸上 距離로 位相의 變化가 動作 周波數에서  $90^\circ$ 를 초과하지 않는 範圍에서 有效 捲線 間隙  $l_e$ 를 定하여  $l_e$  間隙으로 短絡 Coil을 두었다. 이때 遲延線의 軸上 距離로 본 電流의 波長  $\lambda_d$ 는 다음과 같이 表示할 수 있다.

$$\lambda_d = \frac{\lambda}{2\pi r_1 N} \dots \dots \dots (4)$$

$\lambda$ : 電流의 Ferrite 媒質內에서의 波長

$r_1$ : 螺旋의 半徑

$N$ : 單位길이 當 Coil의 捲回數

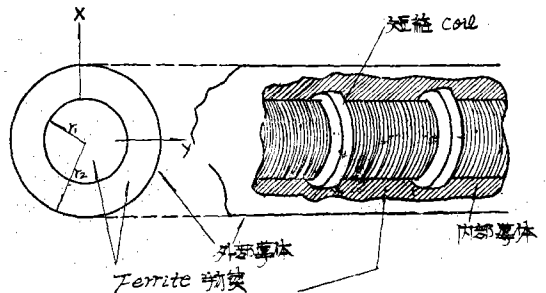


그림 1.

### 나. 理論의인 解析

그림 1에서 圖示한 遲延線의 內部에 發生할 Electric Field Intensity  $E$ 와 Magnetic Field Intensity  $H$ 의 값을 求하기 爲해서는 몇가지 假定을 必要로 한다. 먼저 螺旋形 導體의 두께는 無視할 수 있을 程度로 얇고 幅이  $t$ 인 Tape로 되어 있어 (그림 2 參照) 다음과 같은 關係가 成立된다고 한다.

$$\tan \psi = \frac{2\pi r_1}{t} \dots \dots \dots (5)$$

만약  $t$ 가 0에 無限히 接近한다면  $\psi$ 는  $0^\circ$ 에 無限히 接近한다.

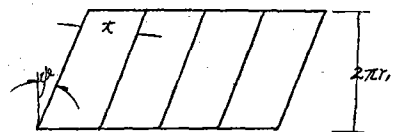


그림 2.

Maxwell의 公式에서

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon \mathbf{E} + \mathbf{J} \dots\dots\dots(6)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu \mathbf{H} \dots\dots\dots(7)$$

만약 Vector Magnetic Potential  $\mathbf{A}$  를 다음과 같이 定義한다면

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \dots\dots\dots(8)$$

式(8)을 式(6)과 式(7)에 各各 代入하고 整理하면

$$\nabla \times \left( \frac{\nabla \times \mathbf{A}}{\mu} \right) = j\omega\epsilon \mathbf{E} + \mathbf{J} \dots\dots\dots(9)$$

$$\nabla \times (\mathbf{E} + j\omega \mathbf{A}) = 0 \dots\dots\dots(10)$$

式(10)에서는 Vector Identity 理論의 由로부터

$$\mathbf{E} = -j\omega \mathbf{A} - \nabla \phi \dots\dots\dots(11)$$

Lorentz Condition  $\nabla \cdot \mathbf{A} = -j\omega\mu\epsilon \nabla \phi$  을 利用하고  $\mu$  가 Diadic 이 아니라는 條件에서 式(9)를 整理하면

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \omega^2 \mu \epsilon \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J} \dots\dots\dots(12)$$

式(10)의 解는 먼저 Free Source Condition 에서  $\mathbf{A}$  에 對한 解를 求한 後 Boundary Condition<sup>(16)</sup>을 적용하여 얻을 수 있다.

遲延線의 構造로부터  $\mathbf{A} = A_\theta \mathbf{a}_\theta + A_z \mathbf{a}_z$  임을 判斷할 수 있고, 變數  $\theta$  와  $z$  가 二次 微分方程式인 式(10)에서 Separation Constant  $n$  와  $\beta$  를 가지며 Time Harmonic Function 이라는 事實을 想起하여  $\mathbf{A}$  를 다음과 같이 表示한다.

$$\mathbf{A} = (f(r)\mathbf{a}_\theta + g(r)\mathbf{a}_z) e^{j(\omega t - n\theta - \beta z)} \dots\dots\dots(11)$$

이제 式(10)은  $\mathbf{A}$  의 各成分 Vector 에 의하여 다음과 같이 된다.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_\theta}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} A_\theta + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 A_\theta}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \epsilon A_\theta = 0 \dots\dots\dots(12)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \epsilon A_z = 0 \dots\dots\dots(13)$$

式(11)을 式(12)와 式(13)에 代入하면

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_\theta}{\partial r} \right) - \left( kn^2 - \frac{n^2 + 1}{r^2} \right) A_\theta = 0 \dots\dots\dots(14)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) - \left( kn^2 - \frac{n^2}{r^2} \right) A_z = 0 \dots\dots\dots(15)$$

여기서  $kn^2 = \beta^2 n^2 - \omega^2 \mu \epsilon$

式(14)와 式(15)의 解는 Modified Bessel 함수  $I_n(knr)$  와 Modified Hankel 함수  $K_n(knr)$  로서 다음과 같다.

$$A_\theta = [a I_{(n^2+1)\frac{1}{2}}(knr) \mathbf{a}_\theta + N I_n(knr)] e^{j(\omega t - n\theta - \beta z)} \dots\dots\dots(16)$$

$$A_z = \{ [b I_{(n^2+1)\frac{1}{2}}(knr) + CK_{(n^2+1)\frac{1}{2}}(knr)] \mathbf{a}_\theta + [P I_n(knr) + RK_n(knr)] \mathbf{a}_z \}, r_1 \leq r \leq a_2 \dots\dots\dots(17)$$

[\*여기서  $a, b, c, N, P, R$  는 Boundary Condition 에 의하여 決定하여야 할 常數임]  $t$  가 無限히 0 에 접근하는 경우  $\psi$  가  $0^\circ$  에 接近함은 勿論 導線間의 間隙도 無視할 程度가 된다고 보아 다음과 같은 Boundary Condition<sup>(16)</sup>을 設

定할 수가 있다.

$$E_z^i(r_1) = E_z^e(r_1) \dots\dots\dots(18)$$

$$E_\theta^i(r_1) = E_\theta^e(r_1) \dots\dots\dots(19)$$

$$E_z^i \cdot e(r_1) = -E_\theta^i \cdot e(r_1) \cot \psi \dots\dots\dots(20)$$

$$H_z^i(r_1) + H_\theta^i(r_1) \cot \psi = H_z^e(r_1) + H_\theta^e(r_1) \cot \psi \dots\dots\dots(21)$$

$$E_\theta^e(r_2) = 0, E_z^e(r_2) = 0 \dots\dots\dots(22)$$

먼저 式(16)과 式(17)로 주어진  $\mathbf{A}$  를 式(8)과 式(11)에 代入하여  $\mathbf{E}$  와  $\mathbf{H}$  를 求한 後 上記式(18)부터 式(21)까지의 Boundary Condition 에 依하여 풀면  $a, b, c, N, P, R$  의 값을 決定할 수가 있고, 다음과 같은 Determinantal Equation 을 얻는다.

$$\tan \psi \left\{ \frac{kn^2 \sin \psi + \frac{\mu \beta n}{r_1} \cos \psi}{\left( \omega^2 \mu \epsilon - \frac{n^2}{r_1^2} \right) \cos \psi - \frac{n \beta n}{r_1} \sin \psi} \right\} = F \dots\dots(23)$$

여기서

$$F = \left[ \frac{I_{n^2+1}\frac{1}{2}(1)I_n(2)(I_{n-1}(1)K_{n-1}(1) + K_{n-1}(1)I_n(1))}{I_{(n^2+1)\frac{1}{2}}(2)I_n(1)(I_n(1)K'_{(n^2+1)\frac{1}{2}}(1) + I'_{(n^2+1)\frac{1}{2}}(1)K_n(1))} \frac{(I_{(n^2+1)\frac{1}{2}}(1)K_{(n^2+1)\frac{1}{2}}(1) - K_{(n^2+1)\frac{1}{2}}(2)I_{(n^2+1)\frac{1}{2}}(1))}{(K_n(2)I(1) - I_n(2)K_n(1))} \right]$$

$$I_n(1) = I_n(knr_1) \quad I_n(2) = I_n(knr_2)$$

$$K_n(1) = K_n(knr_1) \quad K_n(kr_2) = K_n(knr_2)$$

여기서 6個의 未知常數의 값과  $\mathbf{E}$  와  $\mathbf{H}$  의 正確한 表現은 本論文의 목적에 비추어 重要한 것이 아니므로 式(23)에 依하여 表現된  $\beta n$  의 값을 抽出해 내기로 한다. 事實上  $\beta n$  의 陰函數인 式(23)에서 Bessel 函數들이 모두  $\beta n$  의 函數인 까닭에 正確한  $\beta n$  의 값을 求하기는 거의 不可能하다. 그러나 式(23)의 右邊인  $F$  의 값이  $knr$  의 여러가지 값에 따라 如何히 變하는가를 試驗해 본다면 實際의  $\beta n$  값을 試行 錯誤法으로라도 推定할 수가 있을 것이고,  $\beta n$  과 遲延線의 구조上的 變數인  $r_1, r_2, \psi, \mu, \epsilon$  등과의 關係를 理解하는데 도움이 될 것이다. 먼저  $\frac{r_2}{r_1}$  가 1 에 接近한다는 假定을 세우고  $knr$  가 매우 큰 경우에 다음과 같은 Bessel 函數의 近似值들을 式(22)에 代入해 본다.

$$\frac{I_n(x)}{x^\infty} = \frac{e^x}{\sqrt{2\pi x}} \quad K_n(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} e^{-x} \dots\dots(24)$$

그 結果가 흥미롭게도, 1 이 된다는 事實에 용기를 얻어 表 1 에서 볼 수 있는 바와 같이 여러가지 경우의  $F$  값을 計算해 보았다.

表 1.

	$kr_1=0.1$			$kr_1=1.0$			$kr_1=6.0$		
$\frac{r_2}{r_1}$	1.05	1.2	1.5	1.05	1.2	1.5	1.05	1.2	1.5
$F$	0.88	0.81	0.69	0.97	0.93	0.76	1.00	0.99	0.98

表 1 을 考察하여 보건대  $\frac{r_2}{r_1}$  의 값이 1 에 接近할 경우  $knr_1$  의 값이 設사 작다고 할찌라도  $F$  의 값이 1 에 近

似함을 알 수 있고  $knr_1$ 의 값이 큰 경우에는  $\frac{r_2}{r_1}$ 의 값에 거의 無關하게  $F$ 의 값이 1이 됨을 알 수 있다. 그러므로 우리가  $\frac{r_2}{r_1}$ 의 값을 1에 가깝게 設定하는 限  $F$ 의 값은 1에 가까울 것이므로  $F$ 의 값을 1로 놓고  $\beta_n$ 에 關하여 式(23)를 整理할 수 있다고 보아도 무방하다. 이제 式(23)를  $F=1$ 로 놓고  $\beta_n$ 에 關한 二次方程式을 풀면

$$\beta_n = \pm \frac{\omega \sqrt{\mu \epsilon}}{\tan \psi} [1 + \tan^2 \psi] - \frac{n}{r_1} \cot \psi \dots \dots \dots (25)$$

式(25)는  $\beta_n$ 이 두가지 값을 가짐을 意味해 준다. 即 하나는 Forward Wave의 Propagation Constant이고 다른 하나는 Backward Wave의 Propagation Constant이며 遲延時間  $T_d$ 는 역시 두 경우 각각 다음과 같다.

$$T_d = \frac{\beta_n}{\omega} = \frac{\pm \sqrt{\mu \epsilon}}{\tan \psi} [1 + \tan^2 \psi]^{\frac{1}{2}} - \frac{n}{\omega r_1} \cot \psi \dots \dots \dots (26)$$

매우 작은 Pitch Angle  $\psi$ 의 경우  $\tan \psi \approx \psi$ 이므로 式(26)는 다시 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$T_d = \frac{\pm \sqrt{\mu \epsilon}}{\psi} \sqrt{1 + \psi^2} - \frac{n}{\omega r_1 \psi} \dots \dots \dots (27)$$

for  $\psi$  very small

이제 우리는 式(27)에서 그림 1과 같은 構造를 가진 電磁 遲延線에서 時間 遲延을 最大로 하기 爲하여 어떠한 條件들을 만족시켜 주어야 할 것인가 하는 設計 公式들을 만들어 낼 수가 있다.

다. 電磁遲延線에 使用한 短絡 coil의 效果

Distributed Constant Delay Line은 一般的으로 그 길이를 길게 한다고 하여도 그에 比例해서 遲延時間이 길어지지 않는다. 그 까닭은 位相이 反對인 電流를 흘리고 있는 Coil 相互間의 相互 Inductance 때문이며 이러한 理由로 因하여 發生하는 有效磁束의 減少 現狀은 周波數가 높아질수록 더 심해진다. 事實上 近來에 試圖된 遲延線의 改善은 上述한 바 있는 有效磁束의 減少 現狀을 如何히 막을 수 있는가 하는데 集中되었다고 해도 過言이 아니다. Onoda는 이 目的을 達成키 爲하여 有效 捲線 部分間에 間隙을 두었고 Solovév.<sup>12</sup>는 有效 捲線 部分間에 短絡 Coil을 두어 磁束이 有效 捲線 部分을 離脫하지 못하게 하므로써 이러한 減少 現狀을 除去하였다. 이제 Solovév의 理論을 紹介하여 본다. 먼저 그림 3과 같이 遲延線의 斷面圖上에서 Flux의 量과 方向을 Vector로 表示하고 短絡 Coil이 없었을 경우의 磁束을  $\phi_m$ , 短絡 Coil에 의해서 發生된 磁束을  $\phi_s$ , 結果의 存在하는  $\phi_m$ 과  $\phi_s$ 의 合成磁束을  $\phi_r$ 이라고 한다면, 短絡 Coil이 存在하는 位置에서의 잔여자속  $\phi_r$ 을 작도록 만들어 주었을 때 인접한 捲線 部分間의 相互 Inductance를 減少시키는 結果가 될 것이다.

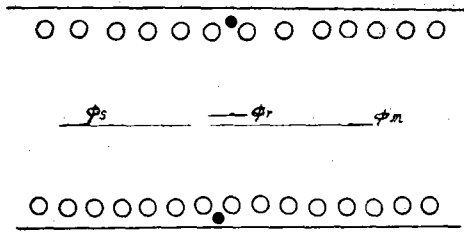


그림 3.

- $\phi_s$  : Screening flux
- $\phi_m$  : Main flux
- $\phi_r$  : Resultant flux

短絡 Coil의 抵抗을  $R_s$ , 그 Inductance를  $L_s$ 라고 한다면 短絡 Coil上에 主磁束  $\phi_m$ 에 의하여 誘起된 電流  $I_s$ 는 다음과 같다.

$$I_s = - \frac{\partial \phi_m}{R_s + j\omega L_s} \dots \dots \dots (28)$$

잔여자속  $\phi_r$ 는

$$\phi_r = \phi_m - \frac{j\omega L_s \phi_m}{R_s + j\omega L_s} \dots \dots \dots (29)$$

이제 Screening Coefficient  $\mu$ 를  $\left| \frac{\phi_m}{\phi_r} \right|$ 으로 定義하면 式(29)에서

$$\left| \frac{\phi_m}{\phi_r} \right| = \left| 1 + \frac{j\omega L_s}{R_s} \right| = \left[ 1 + \left( \frac{\omega L_s}{R_s} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = [1 + Q_s^2]^{\frac{1}{2}} \dots \dots \dots (30)$$

\* 여기서  $Q_s$ 는 短絡 Coil의 Quality Factor이다.

Solovév는 實驗結果를 통해서  $\mu=100$ 이 가장 적당한 수치로 判斷하였다. 이는 短絡 Coil이 그것이 位置한 點에서의 잔여자속을  $\frac{1}{100}$ 로 줄인다는 것을 意味하며 短絡 Coil의  $Q_s$ 도 同時에 100이 넘어야 한다는 結果가 된다.

라.  $N=0$  Mode 動作

VHF와 UHF에서 電波의 波長은  $\mu$ 와  $\epsilon$ 의 값이 大氣中에서의 값들보다 큰 媒質內에서라 할지라도 수십 cm부터 수 m에 이른다. 따라서 遲延線을 通過하여 進行하는 電波가 螺旋形 Coil을 따라 360° 回轉하는 동안에 대체로 매우 적은 位相變化를 한다고 볼 수 있으므로 一般的인 경우  $R-F$  電磁 遲延線은  $n=0$  Mode 動作下에 놓이게 되며, 이 경우에만 前節에서 論한 短絡 Coil이 使用될 수 있다. 그러므로 遲延線의 改良도  $n=0$  Mode 動作을 前提로 研究되고 있다고 할 수 있다. 이제 式(27)에  $n=0$ 의 條件을 代入하면

$$T_d = \frac{\sqrt{\mu \epsilon}}{\psi} \sqrt{1 + \psi^2} \dots \dots \dots (31)$$

\* 여기서  $\pm$ 기호는 Backward와 Forward Wave가 자기 같은  $T_d$ 를 가지므로 意味가 없게 되므로 생략하였다.

式(31)에서  $T_d$ 를 最大로하여 주려면  $\mu$ 와  $\epsilon$ 이 큰 물질을 遲延線內에 채워 주어야 한다는 것과 Pitch Angle  $\psi$ 가 작을수록, 다시 말해서 導線이 가늘수록 그리고 총 총히 감겨 있을수록 좋다는 結論을 얻게되며,  $\frac{r_2}{r_1}$ 의 값이 1에 접근하여야 한다는 것은 가정에 의하여 수립된 것이고, 그 가정의 合理性은 式(1)과 그에 關聯된 論議에서 立證되었다.

마. 設計 公式

設計를 爲한 公式은 式(30)과 式(31)에 依하여 誘導될 수 있다.

- 1)  $\mu$ 와  $\epsilon$ : 지연선의 動作 周波數 範圍內에서 損失이 적다는 條件下에 크면 클수록 좋다.
- 2)  $\Psi$ (pitch angle): 導線이 가늘수록 좋으나 지연선을 R-F에서 動作시키므로 너무 가늘면 抵抗이 增加할 우려가 있다.
- 3)  $\frac{r_2}{r_1}$ : 1에 가까울수록 좋다. 그러나 實際 設計時 製作 可能性을 考慮하여야 할 것이다.
- 4)  $Q_s = \frac{\omega L_s}{R_s} = 2\pi \times 1.9 \times 10^{-3} L_0 N_s d \sqrt{f_0} \dots\dots\dots(32)$

여기서  $d$ : Diameter of the Screening Coil

$N_s$ : 短絡 Coil의 捲回数

$$L_0 = \phi_r \times \frac{\text{短絡 Coil의 길이}}{2 \times \text{短絡 coil 捲線 半徑}}$$

$f_0$ : 지연선의 動作 周波數(中心)

$Q_s$ 는 항상 100 보다 커야 한다.

- 5)  $l_e$ (有效 捲線 길이): 지연선上을 전파하는 電波의 位相이 動作周波數의 上限에서 90°를 넘지 않는 길이

$$l_e = \frac{\pi}{2\beta_n} = \frac{1}{4f_u T_d} \dots\dots\dots(33)$$

여기서  $f_u$ 는 動作 周波數帶의 上限 周波數

- 6) 遲延線의 特性 Impedance

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = T_e^{-1} L = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} (1 + \psi)^{-\frac{1}{2}} \psi \pi r_1^2 m^2 [G] \quad (34)$$

여기서  $m$ :  $m$ 當 捲回数

$$[G] = \left[ \frac{I_0^2(1) - I_1(1)I_2(1)}{I_1^2(2)} \right] \left\{ \frac{(\omega^2 \mu \epsilon - \beta_n^2)(K_0(2)I_0(1) - I_0(2)K_0(1))}{\omega^2 \mu \epsilon (I_1(1)K_0(1) - K_1(1)I_0(1))} \right\}^2$$

지연선의 特性 임피던스는 設計時 반드시 考慮해야 할 問題이다.  $\frac{r_2}{r_1}$ 가 1에 接近할 경우 式(34)에서  $[G]$ 의 값은 0에 接近한다.  $r_1$ 이 작으면  $Z_0$ 가 작아지고  $r_1$ 이 크면  $Z_0$ 가 커진다. Optimum Values  $\psi, r_1, m, r_2$  등은 주어진 Specification에 의하여 좌우될 것이다.

바. 遲延線의 製作 및 實驗

直徑이  $\frac{3}{8}$ "인 Ferrite Rod에 AWG No. 41線을 감

고 그 위에  $\frac{1}{2}$ "의 間隙으로 같은 線을 2回감고 短絡시켰다. 그 위에 內側 直徑이  $\frac{7}{16}$ "이고 外側 直徑이  $\frac{5}{8}$ "인 Ferrite Tube를 씌운 후 얇은 銅板으로 外部 導體를 만들었다. 그리고는 그림 4에 圖示된 것과 같이 Frequency Oscillator와 Dual Beam Scope에 連結하였다.

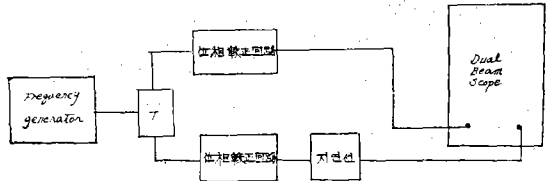


그림 4.

주파수 發生器의 Dual을 調整하여 周波數를 100 kc로부터 20 Mc까지 變化시키면서 Dual Beam Oscilloscope의 Screen에 나타난 Wave가 만드는 位相差를 읽었다.

그 結果를 표정한 Graph가 그림 5이다.

$T_d = \frac{d\phi}{df}$  이므로 그림 5에서는 曲線의 傾斜도가 곧  $T_d$ 이다. 計算結果  $T_d = 8.02 \times 10^{-6} \text{ sec/m}$ 이며, 式(31)에서 求하면  $T_d = 14.4 \times 10^{-5} \text{ sec/m}$ 이다. 이는 理論적으로 計算한 것과 實際의 것과 매우 큰 오차를 가져 온 것으로 보아 얼핏 실패하였다고 速斷하기 쉬우나, 製作된 遲延線이 Ferrite Rod와 Ferrite Tube 사이에 많은 空隙이 있었다는 것과 使用된 Coil선의 두께  $t$ 가 우리가 式(31)을 誘導할 때 가정했던 것과는 다르다는 것과  $\frac{r_2}{r_1}$ 가 1.67로서 역시 가정된 1에서 먼 값이라는 것을 고려할 때 그 差異를 초래한 理由를 理解할 수 있다. 더구나  $T_d = 8.02 \times 10^{-6} \text{ sec/m}$ 는 일찌기 Katz가 얻은 實驗值인  $2 \times 10^{-6} \text{ sec/m}$ 에 比하여 훨씬 큰 값이므로 短絡 Coil의 使

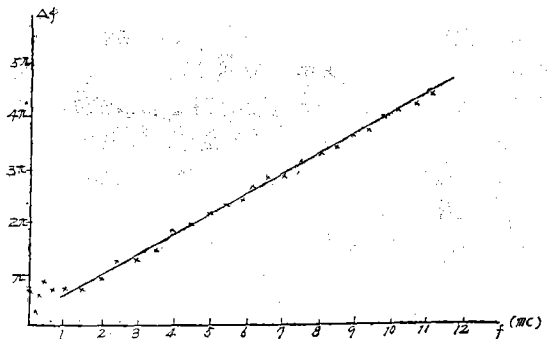


그림 5.

用이 Ferrite Delay Line 에서도 可能하며 그 性能을 改良 시킨다는 結論을 얻고도 남음이 있다.

### 3. 結 論

電磁 遲延線에 對한 Vector Helmholtz Equation 이 一般的인  $n$  Mode 에 關하여 풀렸다. 매우 複雜한  $\beta_n$ 의 陰函數로 表示된 Determinantal Equation 이  $\frac{r_2}{r_1}$ 가 1에 접근한다는 가정하에 풀리기 쉬운 形態로 變形될 수 있음이 밝혀졌고 그 結果로 有用한 設計 公式들이 誘導 되었다.

그리고 短絡 Coil 을 使用하여 不必要한 磁束의 相殺를 防止할 수 있음이 立證되었고 보다 큰 遲延時間을 가진 遲延線의 製作을 爲해서는 보다 큰  $\mu$ 와  $\epsilon$ 을 가지고 動作 周波數帶域內에서 적은 損失을 가진 Ferrite 와 같은 物質이 必要하다는 結論을 얻었다. 그리고 實驗의 結果에서 얻은 것 보다도 더 性能이 좋은 遲延線의 製作이 誘導된 諸 公式들을 考慮하여 잘 製作하기만 한다면  $10^{-5}$  sec/m 의 水準 以上으로 遲延時間을 크게 할 수 있음이 밝혀졌다고 하겠다.

### 參 考 文 獻

1. T.P. Blewett, R.V. Langmuir, B.B. Nelson and J.H. Rubel. "Delay Lines" General Electric Co. Report p. 11 May 31, 1934
2. H.E. Kallmann, "Transversal Filters", Proc. I.R.E. Vol. 28, pp.302~310; July, 1940
3. H. Rubel, H.E. Stevens, R.E. Troell, "Design of Delay Lines", General Electric Co. Report Oct. 25, 1943
4. H.E. Kallmann, "Equalized Delay Lines", Proc. I.R.E. Vol. 34, pp.646~657, Sept. 1946
5. S.D. Harper, "Short Electrical Delay Line", Post Office Engineering Department Research Report No. 12399;

- 1947
6. T.P. Blewett, J.H. Rubel, "Vedeo Delay Lines", Proc. I.R.E 35, p.1580, 1947
7. D.F. Weeks, "A Vedeo Delay Line", Radiation Laboratory Report 61-20 M.I.T. Cambridge, Mass.: April 24, 1948
8. L.N. Brillouin, "Electromagnetic Delay Lines", Proceeding of a Symposium on large scale digital calculating machinery, Harvard University Press. Cambridge, Mass. 1948
9. W.S. Corley and E.F. Seymoor, "High Impedance Delay Lines", N.E.C. Conference p.787, 1952
10. H.W. Katz and R.E. Schultz, "Miniaturized Ferrite Delay Lines", I.R.E. Convention Record, pt.2, p. 78 1955
11. H.W. Katz, "Highfrequency Ferrite Delay Line for Phase Modulation", Proc. Electronic Components Symposium, I.R.E. Chicago, 1957.
12. V.A. Solovév, "A Miniature Delay Lines of Great Resolving Power", Electrosvyaz No.2, p.12, 1961
13. M. Onoda "Compact Video Delay Line", I.E.E.E Trans. on Broadcast & Television Receivers VBTR-9, n 2, July 1963, p.94~8.
14. E.H. Young Jr. "Discussion of Time Delay in Reference to Electrical Waves", I.R.E. Int. Convention Rec. V.9 pt.6, 1961, p.343.
15. Electro-Technology, V. 71, Jan. 1963, p.14-8 "Electromagnetic Delay Lines"
16. Robert E. Collin, "Field Theory of Guided Waves", Mc Graw-Hill Book Co. 1960
17. Robert Plonsey & Collin R.E., "Electromagnetic Fields", p.336