

彈性波 遲延線에 關한 研究

(A Study on the Elastic Wave Delay Line)

金 宗 相*

(Kim, Chong Sang)

要 約

本 研究는 彈性波 遲延線에 利用되는 彈性表面波中에서 SH表面波 모드에 對하여 理論的 解析을 하였으며 그 結果 電氣—機械的 結合係數가 크며 또한 壓電 媒質內 깊이 方向으로 아주 작은 減衰率을 갖고 表面을 따라 傳播됨을 알았다. 例로서 PZT-4인 경우 에너지의 80%가 減衰되는 깊이는 190波長이 된다.

또한 彈性表面波 遲延線을 하나의 四端子網으로서 取扱하여 插入損失을 求하였으며 특히 SH表面波 모드와 같이 電氣—機械的 結合係數가 큰 경우는 인터디지털 트랜스듀서의 電極幅과 電極間 간격 사이의 比에 따라 中心 周波數가 현저히 달라진다.

그리고 彈性波 遲延線의 溫度係數를 벌크波인 縱波, 橫波에 對하여 求하였으며 LiTaO₃의 Z軸方向 傳播의 橫波는 遲延時間의 溫度係數가 $5.4 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ 로 아주 작아짐을 알았다.

또한 LiNbO₃의 130°, 64° 로테이트 Y컷트, X傳播의 彈性表面波의 溫度係數가 理論值와 잘 一致함을 實驗的으로 確認하였다.

Abstract

In this paper, the SH mode of elastic surface waves which are used for delay lines of elastic surface wave is theoretically analyzed. It is shown that the SH mode has very large electromechanical coupling factor and propagates on the surface with very small decaying coefficient into the medium. In the case of PZT-4, the depth of piezoelectric medium that contains 80% of energy is 190 wavelengths.

An elastic surface wave delay line is discussed from the view point of 2-port network.

Center frequency is shifted by the ratio of transducer electrode width to gap between transducer electrodes when electromechanical coupling factor is large.

Temperature coefficients for bulk waves of LiNbO₃ and LiTaO₃ are also calculated and the minimum temperature coefficient value of delay time is $5.4 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ in the case of transverse wave propagating along Z axis on LiTaO₃.

Experimental data are in good agreement with theoretical values of the temperature coefficients of delay time for elastic surface waves propagating along X axis of 130° and 64° rotated Y cut planes of the LiNbO₃.

1. 緒 論

超音波 振動을 利用한 電氣 通信用 素子는 近來까지

各種의 振動子, 共振子, 벌크波 遲延線을 中心으로 研究가 進行되어 高信賴部品으로 重視되어 왔으나 最近 부터 發達하기 始作한 彈性 表面波 技術은 對象周波數의 上限이 높아져 現在 數 GHz까지 可能한 狀態에 있다.

* 正會員, 서울大學校 工科大學
College of Engineering, Seoul National University.
接受日字: 1974年 11月 2日

電氣 通信 素子로의 適用面으로 부터 本 彈性 表面

波의 長點은 첫째 傳播速度가 每抄 $10^3 \sim 5 \times 10^3 \text{m}$ 程度로 電氣的 波動에 比하여 約 10^5 分の 1이므로 같은 周波數에서 彈性 表面波 波長은 約 10^5 分の 1로 작아진다. 이러한 現象을 利用하여 回路의 小形化, 實裝密度의 向上, 長時間 遲延線의 實現이 可能하여 졌다. 둘째 레이디波(Rayleigh波)의 경우 波動의 에너지가 大部分 表面에 集中되고 있어 傳播路上의 任意的 點에서 彈性 表面波를 任意 調節하는 것이 可能하여 졌으며 光變調器로 의 應用이 研究되고 있다. 셋째 트랜스듀서를 壓電體 表面에 IC製作 技術을 利用, 製造할 수 있으므로 트랜스듀서의 패턴을 變化시켜 任意的 周波數 特性을 갖는 필터를 製作할 수 있다.

固體 表面에서의 彈性 表面波의 存在와 性質은 1887年 Rayleigh에 依해서 發見된 以來 地震學者들에 依하여 研究되어 왔다. 그러나 電氣 通信의 進歩로 새로운 遲延素子의 必要性에 依하여 1950年 後半부터 表面波의 研究가 電氣 및 物理學者들에 依하여 다시 始作되었으나 效率 좋은 彈性 表面波의 트랜스듀서가 없어 實用化가 不可能하였다. 1965年 White와 Voltmer에 依한 인터디지탈 트랜스듀서가 開發¹²⁾된 以來 實用化가 可能하여 졌으며 많은 研究¹³⁻¹⁵⁾가 活潑히 進行되고 있다.

SH(Shear Horizontal)表面波는 六方晶系의 Y컷트, X傳播의 경우에 存在함을 Bleustein에 依해서 發見¹⁶⁾되었다. 또한 Tseng은 立方晶系에서 同一모우드가 存在함을 報告¹⁷⁾하였다. 또한 彈性表面波의 周波數特性은 彈性表面波 필터의 必要性에 依해서 많은 研究者들의 研究¹⁸⁻²⁰⁾가 行하여 지고 있으며 彈性 表面波 溫度特性은 遲延線으로의 利用時 重要한 파라메터로서 遲延線 設計에 있어서 必要한 資料가 되며 LiNbO_3 와 LiTaO_3 에 對한 研究^{11), 14)}와 水晶에 對한 研究¹⁵⁾가 되어 있다.

本 論文에서는 第1章에서 六方晶系 壓電媒質의 SH表面波에 對한 詳細하고 嚴密한 解析을 行하여 壓電媒質의 깊이 方向으로의 SH表面波의 減衰特性 및 에너지 傳播關係式을 誘導하였다. 第2章에서는 彈性表面波 遲延線을 電氣的 等價回路로서 取扱하여 挿入 損失을 求하여 보았고 SH表面波와 같이 電氣-機械的 結合係數가 큰 경우는 인터디지탈 트랜스듀서의 패턴의 幅에 따라 中心周波數가 移動하는 現象을 알았다. 第3章에서 벌크波의 溫度特性을 計算하여 彈性 表面波 溫度特性에 追加하였으며 彈性表面波의 遲延時間 및 傳播速度의 溫度係數의 計算值가 實驗值와 잘 一致함을 實驗的으로 確認하였다.

2. SH表面波의 傳播特性

2.1 機械的 變位 및 電位

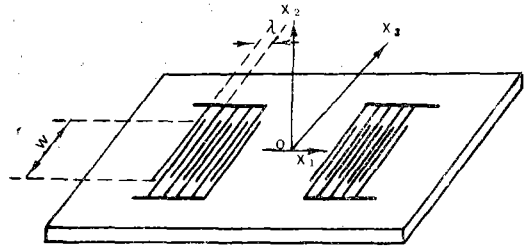


그림 2-1 彈性表面波 遲延線
Fig. 2-1 Elastic surface wave delay line

그림 2-1과 같은 直角座標系에서 表面에 垂直한 方向을 x_2 , 表面波의 進行方向을 x_1 , 表面에 平行하고 進行方向에 垂直한 方向을 x_3 라 한다. x_3 는 六方晶系 壓電結晶인 경우는 Z軸 方向이고 分極된 壓電 セラ믹 (piezoelectric ceramic)의 경우는 分極方向이 된다. PZT(美 Clevite社의 Lead Zirconate-Titanate複合物), NPC(日本 東北金屬工業社의 Lead Zirconate-Titanate複合物)와 같은 壓電 セラ믹에 分極을 結면 分極方向이 六方晶系의 Z軸에 對應되고 分極方向에 垂直한 平面은 六方晶系의 XY平面과 같은 性質을 나타내므로 以下の 解析에서는 壓電 セラ믹을 六方晶系 結晶과 같은 座標系로서 取扱하였다. 또한 $x_2 < 0$ 에서는 半無限 壓電媒質로 생각한다. 이러한 경우는 一般的으로 Y컷트, X傳播에 해당된다.

壓電體內에서 關係되는 運動方程式, 靜電界의 方程式, 壓電基本式²¹⁾으로 부터 變位와 電位에 關한 아래 關係式을 얻는다.

$$c^E_{ijkl}u_{k,l} + e_{kij}\phi_{,ki} = \rho\ddot{u}_j \tag{2-1a}$$

$$e_{ikl}u_{k,l} - \epsilon^s_{ik}\phi_{,ki} = 0 \tag{2-1b}$$

여기서 c^E_{ijkl} (以下 c_{ijkl} 이라 한다.), e_{kij} , ϵ^s_{ik} (以下 ϵ_{ik} 라 한다)는 各各 電界一定時 彈性定數, 壓電定數 및 變形一定時誘電率을 나타내며 u_j, ϕ, ρ 는 各各 機械的 變位, 電位 및 壓電體의 密度를 나타낸다. 또한 i, j, k, l 는 모두 各各 1, 2, 3이며 記號 콤마(,)는 x 에 對한 微分을 表示하며 記號 닷(·)는 時間에 對한 微分을 나타낸다.

式 (2-1)에서 i, j, k, l 는 全部 各各 1, 2, 3이므로 11, 22, 33은 各各 1, 2, 3으로, 23 혹은 32는 4로, 31 혹은 13은 5로, 12 혹은 21은 6으로 置換하여 이를 p 혹은 q 로서 表示한다.

六方晶系 壓電體에서의 彈性定數 c_{pq} , 壓電定數 e_{ip} ,

誘電率 ϵ_{ij} 를 式 (2-1)에 代入하고 또한 SH 表面波의 特徵으로 $u_1=0, u_2=0, \frac{\partial}{\partial x_3}=0$ 라 假定하면 아래 方程式을 얻는다.

$$\rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = c_{44} \left(\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_2^2} \right) + e_{15} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_2^2} \right) \quad (2-2a)$$

$$e_{15} \left(\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_2^2} \right) - \epsilon_{11} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_2^2} \right) = 0 \quad (2-2b)$$

式(2-2)의 解를 다음과 같이 놓을 수 있다.

$$u_3 = A \exp[\Omega k x_2 + j k (x_1 - vt)] \quad (2-3a)$$

$$\phi = B \exp[\Omega k x_2 + j k (x_1 - vt)] \quad (2-3b)$$

이 式(2-3)은 x_2 의 負의 方向으로 即 壓電體의 깊이 方向으로 減衰定數로 減衰되며 x_1 方向으로 v 의 速度로 傳播됨을 意味한다. 또한 k 는 wave number 이다.

式(2-3)을 式(2-2)에 代入하여 整理하면 아래와 같은 行列로서 表示된다.

$$\begin{bmatrix} c_{44}(\Omega^2 - 1) + \rho v^2 & e_{15}(\Omega^2 - 1) \\ e_{15}(\Omega^2 - 1) & -\epsilon_{11}(\Omega^2 - 1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = 0 \quad (2-4)$$

여기서 A, B 는 零이 될 수 없으므로 A, B 의 左側의 行列式이 零이 되어야 한다. 이 行列式을 零으로 놓으면 Ω 에 對한 4次式으로 4個의 Ω 가 存在한다. x_2 의 負의 方向으로 減衰되어야 하므로 實數部가 正인 Ω 를 擇하면 Ω 는 2個가 되며 이를 Ω_1, Ω_2 라 한다.

$$\text{即 } \Omega_1 = 1 \quad (2-5a)$$

$$\Omega_2 = \sqrt{1 - \frac{\rho v^2}{c_{44} + \frac{e_{15}^2}{\epsilon_{11}}}} = \sqrt{1 - \frac{\rho v^2}{c_{44}}} \quad (2-5b)$$

여기서 計算上 便利를 爲해 $\bar{c}_{44} = c_{44} + \frac{e_{15}^2}{\epsilon_{11}}$ 으로 놓았다.

또한 式(2-4)에서 A 와 B 의 比를 Ω_1 및 Ω_2 에 對하여 求한다.

$\Omega_1 = 1$ 인 경우 係數 A, B 의 比는

$$\frac{A_1}{B_1} = \frac{0}{m_1} \quad (2-6)$$

$$\therefore A_1 = 0 \quad (2-7a)$$

$$B_1 = m_1 \quad (2-7b)$$

또한 Ω_2 에 對한 A 와 B 의 比는

$$\frac{A_2}{B_2} = \frac{\epsilon_{11}}{e_{15}} \quad (2-8)$$

이므로 아래와 같이 놓을 수 있다.

$$A_2 = m_2 \quad (2-9a)$$

$$B_2 = \frac{e_{15}}{\epsilon_{11}} m_2 \quad (2-9b)$$

위에서 m_1 과 m_2 는 任意的 定數이다.

그러므로 式(2-2)의 一般解는 다음과 같이 表示된다.

$$u_3 = m_2 \exp[\Omega_2 k x_2 + j k (x_1 - vt)] \quad (2-10a)$$

$$\begin{aligned} \phi &= m_1 \exp[k x_2 + j k (x_1 - vt)] \\ &+ \frac{e_{15}}{\epsilon_{11}} m_2 \exp[\Omega_2 k x_2 + j k (x_1 - vt)] \end{aligned} \quad (2-10b)$$

다음은 境界條件을 생각한다.

$$\text{첫째 表面에 應力은 없다. } T_{2j} = 0 \quad (2-11)$$

여기서 自動的으로 $T_{21} = T_6 = 0, T_{22} = T_7 = 0$ 을 만족하므로 $T_{23} = T_4 = 0$ 만이 滿足되도록 하면 된다.

$$T_4 = c_{44} s_4 + e_{15} \frac{\partial \phi}{\partial x_2} = c_{44} \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right) + e_{15} \frac{\partial \phi}{\partial x_2} = 0 \quad (2-12)$$

이 式(2-12)에 式(2-10)을 代入하여 整理하면

$$e_{15} m_1 + \bar{c}_{44} \Omega_2 m_2 = 0 \quad (2-13)$$

다음 두 번째의 境界條件은 表面에서의 電位는 連續이며 電束密度의 垂直成分이 連續이다.

지금 壓電體 바로 위 空氣中에서의 電位를 ϕ_0 라 한다면 $x_2 > 0$ 에서는 라플라스 方程式 $\nabla^2 \phi_0 = 0$ 를 滿足하여야 한다. 이 라플라스 方程式의 解를 다음과 같이 假定하면 $\nabla^2 \phi_0 = 0$ 가 滿足된다.

$$\phi_0 = m_3 \exp[-k x_2 + j k (x_1 - vt)] \quad (2-14)$$

$x_2 = 0$ 인 境界面에서

$$\phi|_{x_2=0^-} = \phi_0|_{x_2=0^+} \quad (2-15)$$

式(2-15)에 式(2-14) 및 式(2-10b)을 代入하여 整理하면

$$m_1 + \frac{e_{15}}{\epsilon_{11}} m_2 = m_3 \quad (2-16)$$

또한 境界面인 表面에서 電束密度의 垂直成分이 連續이 되어야 하므로 아래 關係式이 成立한다.

$$D_2 = e_{15} \frac{\partial u_3}{\partial x_2} - \epsilon_{11} \frac{\partial \phi}{\partial x_2} = -\epsilon_0 \frac{\partial \phi_0}{\partial x_2} \quad (2-17)$$

이 式(2-17)에 式(2-10), 式(2-14) 및 式(2-16)을 代入하면

$$(\epsilon_0 + \epsilon_{11}) m_1 + \frac{e_{15}}{\epsilon_{11}} \epsilon_0 m_2 = 0 \quad (2-18)$$

式(2-13)과 式(2-18)을 行列로서 表示하면

$$\begin{bmatrix} e_{15} & \bar{c}_{44} \Omega_2 \\ \epsilon_0 + \epsilon_{11} & \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{11}} e_{15} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_1 \\ m_2 \end{bmatrix} = 0 \quad (2-19)$$

m_1 과 m_2 가 零이 되지 않으므로 左側 行列式이 零이 되어야 한다. 이를 풀어 Ω_2 를 求하면

$$\Omega_2 = \frac{(\epsilon_0 / \epsilon_{11}) e_{15}^2}{c_{44} (\epsilon_0 + \epsilon_{11})} = \frac{s^2 \epsilon_0}{\epsilon_0 + \epsilon_{11}} = \frac{s^2}{1 + \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_0}} \quad (2-20)$$

여기서

$$s^2 = \frac{e_{15}^2}{\epsilon_{11} c_{44}} \quad (2-21)$$

앞의 式(2-5b)에서 求한 Ω_2 와 式(2-20)을 같게 놓고 v 를 求하면 아래와 같다.

$$v = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho} \left\{ 1 - \frac{s^4}{\left(1 + \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_0}\right)^2} \right\}} = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho} \{1 - \Omega_2^2\}} \quad (2-22)$$

Ω_2 는 실제로 1보다 아주 작으므로 傳播速度는

$$v = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}} \quad (2-23)$$

로 빠른 橫波의 速度와 一致하게 된다.

또한 式(2-19)에서 m_1 과 m_2 의 比를 求하면

$$\frac{m_1}{m_2} = -\frac{e_{15}}{\epsilon_{11} \left(1 + \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_0}\right)} \quad (2-24)$$

그러므로 $m_1 = m_2$ 라 놓으면

$$m_2 = -\frac{\epsilon_{11} \left(1 + \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_0}\right)}{e_{15}} m \quad (2-25)$$

式(2-25)을 式(2-10)에 代入함에 依하여 式(2-2)의 完全 解를 아래와 같이 얻을 수 있다.

$$u_3 = -\frac{\epsilon_{11} \left(1 + \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_0}\right)}{e_{15}} m \exp\{\Omega_2 k x_2 + jk(x_1 - vt)\} \quad (2-26)$$

$$\phi = m \exp\{kx_2 + jk(x_1 - vt)\} - \left(1 + \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_0}\right) m \exp\{\Omega_2 k x_2 + jk(x_1 - vt)\} \quad (2-27)$$

傳播速度 및 減衰定數를 數值計算하면 다음 表 2-1

과 같다.

壓電體名	PZT-4	PZT-7A	NPC-1	CdS	ZnO
傳播速度 v (m/sec)	2596.2*	2462.4	2487.3	1798.6	2877.55
減衰定數 Ω_2	0.000675	0.000978	0.000534	0.003534	0.010713
橫波速度 (m/sec)	2596.2**	2462.4	2487.3	1798.6	2877.5

* 柴山の 擬似 表面波의 計算值¹⁵⁾ 中 Y카트, X傳播에 該當하는 速度는 SH表面波로 本計算值와 一致한다.

** 柴山の 計算值¹⁶⁾와 一致

表 2-1 여러 材質에서의 SH表面波의 傳播速度, 減衰定數, 橫波의 速度

Table 2-1 Phase velocities, decaying coefficients of SH elastic surface wave and velocities of transverse wave for various materials.

위의 計算에 必要한 定數의 값은 Jaffe가 發表한 壓電體의 定數¹⁷⁾를 使用하였다.

壓電媒質의 깊이 方向으로의 u_3 및 ϕ 의 減衰現象을 여러 材料에 對해서 그림으로 表示하면 그림 2-2, 2-3, 2-4 및 2-5와 같으며 그림에서 Free Surface는 傳播路인 壓電體 表面이 空氣와 接한 경우이다.

機械的 變位가 레이리 表面波에 比하여 壓電體 表面으로부터 아주 깊이 浸透하는 理由는 트랜스듀서에서 勵振된 벌크波中 빠른 橫波의 速度가 SH表面波의 速度와 같음으로 벌크波와 SH波가 合해지는 現象으로 볼 수 있다.

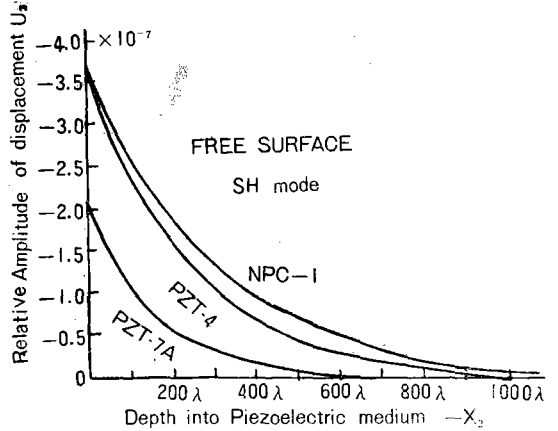


그림 2-2 壓電媒質의 깊이에 對한 相對的 變位 振幅

Fig. 2-2 Relative amplitudes of displacement versus depth into piezoelectric mediums.

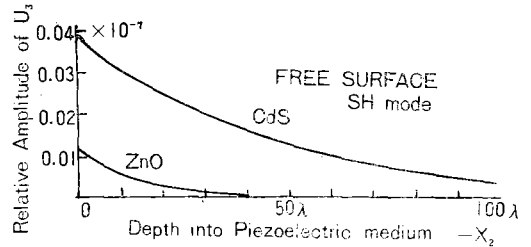


그림 2-3 壓電媒質의 깊이에 對한 相對的 變位 振幅

Fig. 2-3 Relative amplitudes of displacement versus depth into piezoelectric mediums.

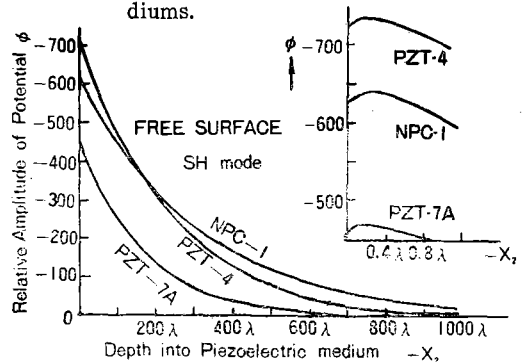


그림 2-4 壓電媒質의 깊이에 對한 相對的 電位 振幅

Fig. 2-4 Relative amplitudes of potential versus depth into piezoelectric mediums.

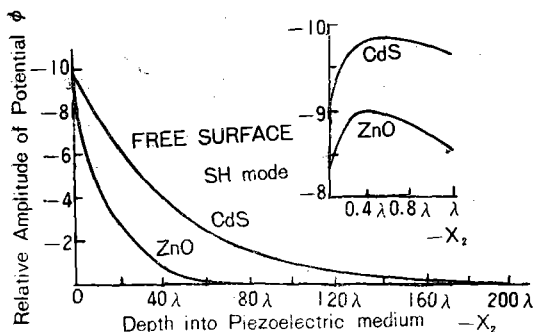


그림 2-5 壓電媒質의 깊이에 對한 相對的 電位 振幅

Fig. 2-5 Relative amplitudes of potential versus depth into piezoelectric mediums.

壓電體의 두께가 얇은 경우를 생략하여 밀면의 境界條件을 고려하면 $\Omega_2=0$ 혹은 1이어야 된다. 그러나 Ω_2 는 1이 될 수 없고 거의 0으로 볼 수 있다. Ω_2 가 0인 경우는 벌크波에 해당되는 것으로 두께가 얇을 때는 인터디지탈 트랜스듀서로 벌크波의 빠른 橫波(SH波)를 勵振한다고 볼 수 있다.

2.2 表面이 導體被膜되었을 경우 機械的 變位 및 電位

傳播路 表面이 導體 被膜되어 있을 경우는 위에서 展開한 理論과 같으나 다만 境界條件이 다르므로 境界條件부터 論하고자 한다.

특히 導體被膜은 두께를 無視하고 表面에서 電位가 0이 된다고 假定한다. 境界條件은 첫째 彈性的으로 表面의 應力이 0이다. 이 條件은 式(2-12)와 같게 된다. 또한 두번째 境界條件은 電氣的으로 表面에서 電位는 0이다. 即, $\phi|_{x_2=0}=0$ 이므로

$$e_{15} \frac{\partial u_3}{\partial x_2} - \epsilon_{11} \frac{\partial \phi}{\partial x_2} = 0 \tag{2-28}$$

式(2-28)에 式(2-10)을 代入하여 整理하면

$$m_1 + \frac{e_{15}}{\epsilon_{11}} m_2 = 0 \tag{2-29}$$

式(2-13)과 式(2-29)를 行列로서 表示하면

$$\begin{pmatrix} e_{15} & \epsilon_{11} \Omega_2 \\ 1 & \frac{e_{15}}{\epsilon_{11}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \end{pmatrix} = 0 \tag{2-30}$$

여기서 m_1 과 m_2 는 0이 아니므로 左側 行列式이 0이 되어야 한다. 이를 풀어서 Ω_2 를 Ω_{2M} 이라 하면

$$\Omega_{2M} = \frac{e_{15}^2}{\epsilon_{11} \epsilon_{44}} = s^2 \tag{2-31}$$

앞의 式(2-5b)의 Ω_2 와 式(2-31)의 Ω_{2M} 을 같게 놓으므로 導體 被膜일때의 傳播速度를 求할 수 있다.

$$v_m = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho} (1-s^4)} \tag{2-32}$$

또한 式(2-30)에서 m_1 과 m_2 의 比를 求해 보면

$$\frac{m_2}{m_1} = -\frac{\epsilon_{11}}{e_{15}} \tag{2-33}$$

그러므로 $m_1 = m$ 라 놓으면

$$m_2 = -\frac{\epsilon_{11}}{e_{15}} m \tag{2-34}$$

式(2-34)를 式(2-10)에 代入함으로써 導體被膜되어 있을때 式(2-2)의 完全解는 아래와 같이 된다.

$$u_3 = -m \frac{\epsilon_{11}}{e_{15}} \exp[\Omega_{2M} k x_2 + j k (x_1 - v t)] \tag{2-35}$$

$$\phi = m \{ \exp p k x_2 - \exp \Omega_{2M} k x_2 \} \exp \{ j k (x_1 - v t) \} \tag{2-36}$$

傳播速度 및 減衰定數에 對한 計算結果는 表 2-2와 같다.

壓電體名	PZT-4	PZT-7A	NPC-1	CdS	ZnO
傳播速度 v_m (m/sec)	2257.9*	2197.8	2341.7	1797.4	2863.3
減衰定數 Ω_{2M}	0.493614	0.450974	0.337081	0.035415	0.099954

* 柴山の 擬似表面波 計算值¹⁶⁾中 Y軸, X傳播에 該當하는 速度는 SH表面波로 本 計算値와 一致한다.

表 2-2 導體被膜되어 있을 때 SH表面波의 傳播速度 및 減衰定數

Table 2-2 Velocities and decaying coefficients of SH elastic surface wave with coated metal surface.

또한 壓電媒質의 깊이에 方向으로의 u_3 및 ϕ 의 減衰를

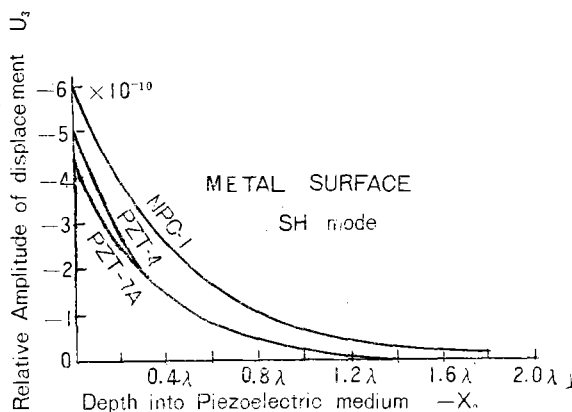


그림 2-6 壓電媒質의 깊이에 對한 相對的 變位 振幅

Fig. 2-6 Relative amplitudes of displacement versus depth into piezoelectric mediums.

여러 재료에 대하여 數值計算하면 그림 2-6, 2-7, 2-8 및 2-9와 같다.

그림에서 Metal Surface는 傳播路 表面을 導體被膜 한 경우이다.

導體 被膜되어 있을 경우는 앞의 自由表面(free surface)의 경우와 달리 壓電體의 깊이 方向으로 機械的 變位와 電位가 급격하게 減衰함을 알 수 있다.

2.3 에너지 및 電氣-機械的 結合係數

壓電媒質에서 表面波가 存在할 때 時間平均 에너지 密度는 아래와 같이 表示⁷⁾된다.

$$W = W_e + 2W_m + W_d \tag{2-37}$$

여기서 W_e 는 機械에너지 密度이고 W_m 은 相互에너지 密度이며 W_d 는 電氣에너지 密度이다.

그런데 SH表面波의 各에너지 密度는 Milsom의 定義¹⁸⁾를 利用하여 計算하면 아래와 같이 된다.

$$W_e = \frac{1}{2} s_{44}^E m^2 \left\{ \frac{1}{4} (1 + \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_0})^2 (\frac{\epsilon_{15}}{e_{15}} c_{44} + e_{15})^2 (\Omega_2 - \frac{1}{\Omega_2}) + \frac{e_{15}}{1 + \Omega_2} (1 + \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_0}) (\frac{\epsilon_{11}}{e_{15}} c_{44} + e_{15}) (1 - \Omega_2) \right\} \tag{2-38}$$

$$W_d = \frac{1}{2} m^2 \epsilon_{11}^T (1 + \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_0}) \left\{ \frac{1}{4} (\Omega_2 - \frac{1}{\Omega_2}) (1 + \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_0}) + \frac{1 - \Omega_2}{1 + \Omega_2} \right\} \tag{2-39}$$

특히 相互에너지 密度 W_m 은 壓電導波系의 源(Source)項이 되기 때문에 壓電 勵振問題에서 가장 重要하다.⁷⁾

W_m 의 垂直, 水平成分을 W_{\perp}, W_{\parallel} 라 하면

$$W_{\perp} = \frac{1}{2} d_{15} \left| \int_{-\infty}^0 \int_0^{\lambda} E_2 T_{23} dx_1 dx_2 \right| = \frac{1}{4} d_{15} m^2 \left\{ -\frac{e_{15}}{2} + \frac{(1 + \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_0}) \Omega_2}{1 + \Omega_2} \left\{ \frac{\epsilon_{11}}{e_{15}} c_{44} + 2e_{15} \right\} - \frac{\Omega_2}{2} (1 + \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_0})^2 (\frac{\epsilon_{11} c_{44}}{e_{15}} + e_{15}) \right\} \tag{2-40}$$

$$W_{\parallel} = \frac{1}{2} d_{15} \left| \int_{-\infty}^0 \int_0^{\lambda} E_1 T_{31} dx_1 dx_2 \right| = \frac{1}{4} d_{15} m^2 \left\{ \frac{e_{15}}{2} - \frac{1}{1 + \Omega_2} (1 + \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_0}) (\frac{\epsilon_{11} c_{44}}{e_{15}}) + \frac{1}{2 \Omega_2} (1 + \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_0})^2 (\frac{\epsilon_{11} c_{44}}{e_{15}} + e_{15}) \right\} \tag{2-41}$$

電氣-機械的 結合係數는 다음과 같이 定義된다.¹⁸⁾

$$k = \frac{W_m}{\sqrt{W_d W_e}} \tag{2-42}$$

以上에서 論한 各 에너지 密度와 電氣-機械的 結合係數, 또한 x_2 의 負의 方向(壓電體의 깊이 方向)으로 全 에너지 密度의 80%가 傳達되는 깊이를 計算하여 表로 만들면 表 2-3과 같다.

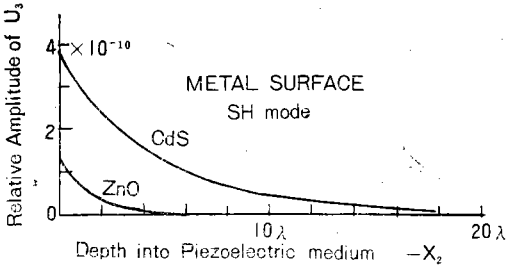


그림 2-7 壓電媒質의 깊이에 對한 相對的 變位 振幅

Fig. 2-7 Relative amplitudes of displacement versus depth into piezoelectric mediums.

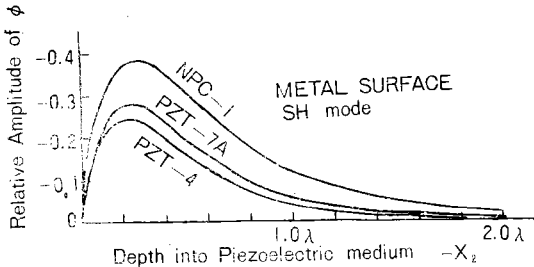


그림 2-8 壓電媒質의 깊이에 對한 相對的 電位 振幅

Fig. 2-8 Relative amplitudes of potential versus depth into piezoelectric mediums.

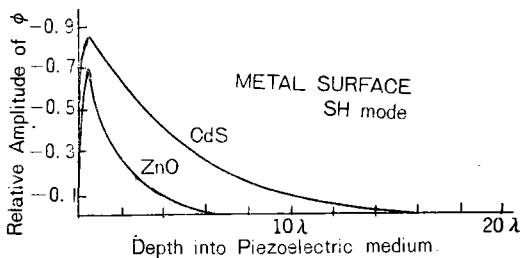


그림 2-9 壓電媒質의 깊이에 對한 相對的 電位 振幅

Fig. 2-9 Relative amplitudes of potential versus depth into piezoelectric mediums.

壓電體名	PZT-4	PZT-7A	NPC-1	CdS	ZnO
W_m	1.26m ²	0.2m ²	0.7842m ²	0.295×10 ⁻⁶ m ²	0.0832×16 ⁻⁶ m ²
W_d	1.2923m ²	0.202m ²	0.78395m ²	0.293×10 ⁻⁶ m ²	0.0829×10 ⁻⁶ m ²
W_e	2.55m ²	0.4465m ²	2.3265m ²	8.3895×10 ⁻⁶ m ²	0.8354×10 ⁻⁶ m ²
全에너지密度	6.3623m ²	1.0485m ²	4.67885m ²	9.2688×10 ⁻⁶ m ²	1.0847×10 ⁻⁶ m ²
80%의 에너지가 運搬되는 길이	189.8λ	131λ	239.9λ	36.25λ	11.96λ
k	0.7	0.67	0.58	0.188	0.136
$\Delta v/v^*$	0.13032	0.10746	0.05852	0.00062	0.00495

* $\Delta v = v - v_m$

表 2-3 여러 壓電材料에 對한 에너지密度 및 電氣-機械的 結合係數

Table 2-3 Energy densities and electromechanical coupling coefficients for various piezoelectric materials.

위에 計算한 k 의 値는 Bleustein이 定義⁵⁾한

$$k = \sqrt{\frac{e_{15}^2}{\epsilon_{11}c_{44}}} \text{와 一致한다.}$$

3. 彈性表面波 遲延線의 周波數 特性

3.1 彈性表面波 遲延線의 等價回路的 解析

Smith等⁷⁾은 인터디지탈 트랜스듀서를 電界의 垂直, 水平成分을 利用한 크로스필드(Cross field)模型과 인라인(In line)模型으로 區分하여 電氣的 等價回로를 求하였다. 그러나 解析上 難點은 材料의 種類와 갓트方向, 傳播方向에 따라 어느 경우에 어느 模型이 適合한 가를 決定하기 爲해서는 計算過程이 너무 複雜하다.

六方晶系 壓電體의 Y갓트, X傳播인 경우에 SH모우드가 發生되므로 이때 어느 模型이 적용될 것인가를 求해 보기 爲해서 PZT-4를 例로 式(2-40) 및 式(2-41)로 부터

$$\frac{W_d}{W_e} = 2.2 \times 10^6 \quad (3-1)$$

그러므로 六方晶系 SH表面波의 경우는 電氣回路的 解析을 爲해서는 인라인 模型을 適用하는 것이 타당함을 알 수 있다.

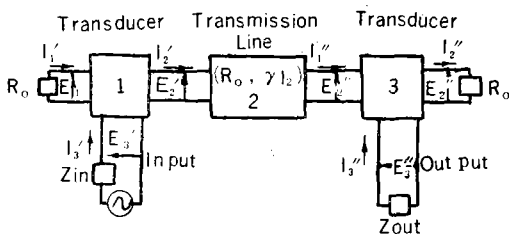


그림 3-1 彈性表面波 遲延線의 構成

Fig. 3-1 Formation of elastic surface wave delay line.

彈性表面波 遲延線 自體를 一個의 電氣回路網으로서 取扱한다면 그림 3-1과 같은 부록크圖로서 表示할 수 있다.

이는 送受 各各 1雙의 인터디지탈 트랜스듀서를 갖고 그 사이를 特性 임피단스 R_0 , 傳播定數 $\gamma = \alpha + j\beta$ (여기서는 傳播方向으로는 減衰가 없으므로 $\alpha = 0$), 길이 l_2 인 遲延線으로서 表示한다.

그림 2-1 혹은 그림 3-1全體를 入力과 出力을 갖는 四端子網으로 보고 四端子網 定數를 A, B, C, D 라 하면,

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_3 & B_3 \\ C_3 & D_3 \end{pmatrix} \quad (3-2)$$

出力端 短絡 傳達 어드미탄스는

$$Y_{TS} = \left. \frac{-I_3''}{E_3''} \right|_{E_3''=0} = \frac{1}{B} \quad (3-3)$$

그런데 B 는 式(3-2)로 부터

$$B = (A_1A_2 + B_1C_2)B_3 + (A_1B_2 + B_1D_2)D_3 \quad (3-4)$$

區間 2에서

$$\begin{pmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \gamma l_2 & R_0 \sinh \gamma l_2 \\ \frac{1}{R_0} \sinh \gamma l_2 & \cosh \gamma l_2 \end{pmatrix} \quad (3-5)$$

式(3-5)를 式(3-4)에 代入하여 整理하면

$$B = \frac{e^{\gamma l_2}}{2} \left(A_1B_3 + B_1D_3 + \frac{1}{R_0} B_1B_3 + R_0A_1D_3 \right) + \frac{e^{-\gamma l_2}}{2} \left(A_1B_3 + B_1D_3 - \frac{1}{R_0} B_1B_3 - R_0A_1D_3 \right) \quad (3-6)$$

인라인 模型인 경우는 區間 1, 3에서 y 파라메터⁷⁾를 四端子定數로 바꾸어 式(3-6) 및 式(3-3)에 넣어 出力端短絡 傳達 어드미탄스⁹⁾를 求하면 送受 트랜스듀서가 N 에손(section)일때 아래와 같이 된다.

$$Y_{TS} = \frac{e^{-\tau'_2}}{R_0} \tan^2 \frac{\theta}{4} (\cos N\theta - 1) e^{-jN\theta}$$

$$\left[1 - \left\{ 2 \left(\cos \frac{\theta}{2} - j \sin \frac{\theta}{2} \right) \sin \frac{\theta}{4} \right\} x \right] \quad (3-7)$$

여기서 $\theta = 2\pi\omega/\omega_0$

$$x = \frac{2}{\omega C_s R_0}$$

그러나 식(3-7)에서 $x \ll 1$ 이므로

$$Y_{TS} = \frac{e^{-\tau'_2}}{R_0} \cdot \tan^2 \frac{\theta}{4} (\cos N\theta - 1) e^{-jN\theta} \quad (3-8)$$

이 식(3-8)은 크로스필드 모델의 경우와 일치한다. 또한 挿入損失 IL(dB)은 그림 3-1로부터 아래와 같이 얻어진다.

$$IL(dB) = -20 \log_{10} \left| \frac{(Y_{in} + Y_{out}) Y_{TS}}{(Y_{in} + Y_d')(Y_d'' + Y_{out})} \right| \quad (3-9)$$

여기서 Y_d', Y_d'' 는 각각 트랜스듀서의 入出力側의 驅動點 어드미턴스⁷⁾¹⁰⁾이다. 인라인 모델과 크로스 필드 모델의 驅動點 어드미턴스가 다르므로 SH表面波인 경우는 인라인 모델의 驅動點 어드미턴스를 使用하여야 한다. 그러나 送受 트랜스듀서가 完全히 같다면 $Y_d = Y_d' = Y_d''$ 이고 만약 $Y_{in} = Y_{out} = Y_L$ 이라면

$$IL(dB) = -20 \log_{10} \left| \frac{2Y_L Y_{TS}}{(Y_d + Y_L)^2} \right| \quad (3-10)$$

LiNbO₃ Y갓트, Z傳播의 경우는 Smith¹⁰⁾ 등이 實驗과 解析을 行하였다. 故로 本計算의 타당성을 檢討하기 위해서 Smith 등이 行한 實驗과 同一條件 即 放射抵抗 135Ω, 負荷 55Ω, $C_T = 3.2\mu f$, $N = 5$ 로 하여 LiNbO₃ Y갓트, Z傳播에 對하여 크로스필드 모델을 適用하여 식(3-8) 및 식(3-9)에 依하여 挿入損失을

計算한 結果 그림 3-2와 같으며 實驗値와 잘 一致한다.

그러나 Smith 등이 發表한 報告¹⁰⁾에는 計算式이 明示되어 있지 않고 또 實驗條件에 入力側 電源內部 抵抗이 表示되어 있지 않아 本計算에서는 負荷와 同一한 抵抗으로 取扱하였다.

3.2 中心周波數의 移動

電氣-機械의 結合係數가 클 때는 特히 SH表面波에 서는 그림 3-3과 같은 인터디지털 트랜스듀서에서 a의 크기에 따라 勵振되는 中心周波數가 달라진다. 보통 現在 트랜스듀서의 設計는 $f = \frac{v}{2L}$ 로 하나 이는 嚴密한 意味에서 타당치 못하다. 왜냐하면 表面이 導體 體被膜되어 있을 때 速度가 달라지며 電氣-機械의 結合係數가 클수록 傳播速度가 크게 달라지기 때문이다.

勵振된 彈性 表面波의 週期는

$$T = 2 \left\{ \frac{aL}{v_m} + \frac{L(1-a)}{v} \right\} \quad (3-11)$$

그러므로 勵振되는 中心周波數 f는

$$f = \frac{1}{T} = \frac{1}{2 \left\{ \frac{aL}{v_m} + \frac{L(1-a)}{v} \right\}} \quad (3-12)$$

지금 $a = \frac{1}{2}$ 일 때 周波數를 f_0 라 하면

$$f_0 = \frac{1}{L \left(\frac{1}{v_m} + \frac{1}{v} \right)} \quad (3-13)$$

電氣-機械의 結合係數가 작을 때는 $v = v_m$ 이므로 이 때 f_0 를 f'_0 로 나타내면

$$f'_0 = \frac{v}{2L} \quad (3-14)$$

그러나 SH表面波와 같이 電氣-機械의 結合係數가 클 때는 식(3-14)와 같이 될 수 없으므로 식(3-12) 및 식(3-13)으로부터

$$\frac{f}{f_0} = \frac{v + v_m}{2(av + (1-a)v_m)} \quad (3-15)$$

이를 여러 材料에 對하여 數值計算하면 그림 3-4, 3-5와 같다.

여기서 PZT-4에 對한 SH表面波의 中心周波數는 a에 따라 最大 約 6.5% 變化함을 알 수 있다.

또한 식(3-12) 및 식(3-14)로부터

$$\frac{f}{f'_0} = \frac{1}{\frac{av}{v_m} + (1-a)} \quad (3-16)$$

PZT-4를 例로 하면 從來에 식(3-14)에 依한 勵振되는 中心周波數에 比하여 a에 따라 中心周波數가 最大 13% 變化함을 식(3-16)로부터 알 수 있다.

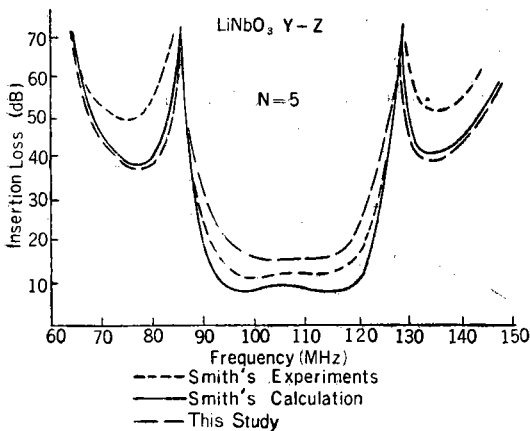


그림 3-2 彈性表面波 遲延線의 周波數에 따른 挿入 損失

Fig. 3-2 Insertion loss of elastic surface wave delay line versus frequency.

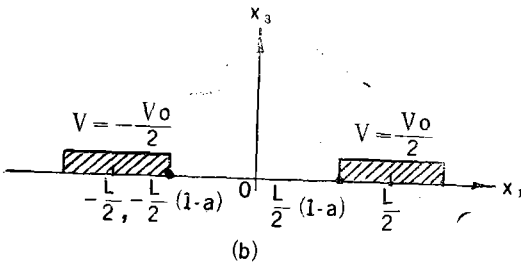
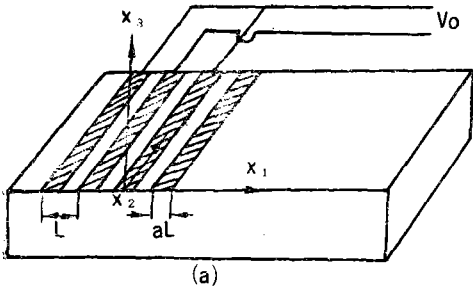


그림 3-3 인터디지탈 트랜스듀서
(a) 表面 위 트랜스듀서의 構造
(b) 트랜스듀서의 斷面圖

Fig. 3-3 Interdigital transducer
(a) Structure of transducer on the surface
(b) Cross section diagram of transducer

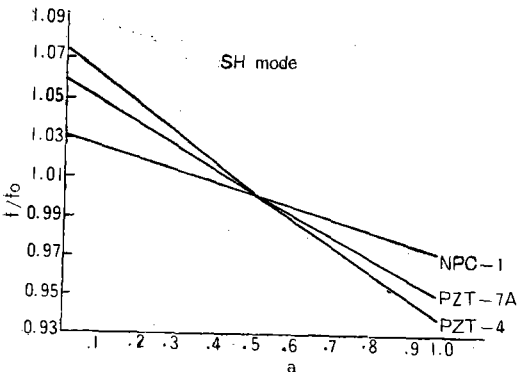


그림 3-4 a에 對한 中心周波數의 移動
Fig. 3-4 Shift of center frequency versus a.

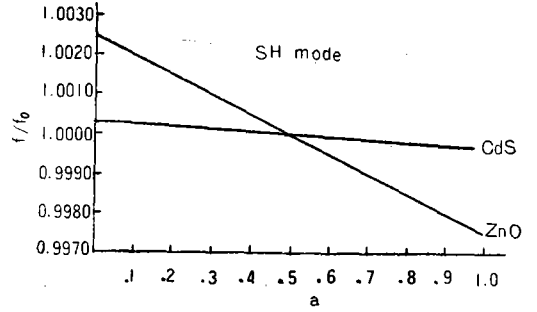


그림 3-5 a에 對한 中心周波數의 移動
Fig. 3-5 Shift of center frequency versus a.

4. 彈性波 遲延線의 溫度特性

4.1 벌크波遲延線의 溫度特性

(a) X軸 傳播 벌크波의 溫度特性

遲延線에서는 遲延時間이 가장 重要하며 이 遲延時間이 溫度에 따라 變化되지 않는 것이 바람직한 일이나 零溫度係數를 LiNbO₃와 LiTaO₃에서 얻을 수 없으므로 溫度係數가 最少로 되는 條件(카트 方向과 傳播方向)을 求해 보는 것이 價値가 있다.

벌크波의 경우는 式(2-1)의 解를 아래와 같이 假定한다.

$$u_i = A_i \exp\{jk(x_1 - vt)\} \quad (4-1a)$$

$$\phi = B \exp\{jk(x_1 - vt)\} \quad (4-1b)$$

式(4-1a)의 i 는 1, 2, 3이며 式(2-1)의 c, e, ϵ 는 3m族의 定數를 使用하며 任意溫度 $T^\circ\text{C}$ 에서는 溫度에 依하여 變化된 定數¹³⁾ c', e', ϵ' 를 使用한다. 또한 壓電體 密度도 溫度에 依하여 變化된 定數 ρ' 를 使用한다.

任意 溫度 $T^\circ\text{C}$ 에서 생각하면 式(4-1)을 式(2-1)에 代入하여 整理한 後 行列로서 表示하면

$$\begin{pmatrix} C'_{11} - \rho'v^2 & 0 & 0 \\ 0 & C'_{66} + \frac{e'_{22}{}^2}{\epsilon'_{11}} - \rho'v^2 & C'_{14} - \frac{e'_{15}e'_{22}}{\epsilon'_{11}} \\ 0 & C'_{14} - \frac{e'_{15}e'_{22}}{\epsilon'_{11}} & C'_{44} + \frac{e'_{15}{}^2}{\epsilon'_{11}} - \rho'v^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} = 0 \quad (4-2)$$

여기서 A_1, A_2, A_3 가 零이 아니므로 式(4-2)의 左側의 行列式이 零이 되어야 한다.

그로부터 縱波의 傳播速度는

$$v = \sqrt{\frac{c'_{11}}{\rho'}} \quad (4-3)$$

橫波의 速度는 다음 式으로 부터 求해진다.

$$(\rho'v^2)^2 - \rho'v^2 \left(c'_{66} + \frac{e'_{22}{}^2}{\epsilon'_{11}} + c'_{44} + \frac{e'_{15}{}^2}{\epsilon'_{11}} \right)$$

$$+ \left(c_{44}' c_{66}' + \frac{c_{66}' e_{15}'^2}{\epsilon_{11}'} + \frac{c_{44}' e_{22}'^2}{\epsilon_{11}'} - c_{14}'^2 + 2c_{14}' \frac{e_{15}' e_{22}'}{\epsilon_{11}'} \right) = 0 \quad (4-4)$$

ρv^2 에 對한 2次式으로 이로부터 v 를 求하면 두個의 橫波의 速度를 얻는다. 이는 빠른 橫波와 늦은 橫波 두가지의 橫波가 있다는 것을 意味한다. 이에 對하여 Warner가 發表한 定數¹⁹⁾를 利用하여 數值計算한 結果는 아래 表4-1과 같다.

壓電體名	溫度	縱波速度 (m/S)	빠른橫波速度 (m/S)	늦은橫波速度 (m/S)
LiNbO ₃	25°C	6572.02*	4793.07*	4079.23*
	0°C	6583.31	4798.56	4085.74
LiTaO ₃	25°C	5592.42	4171.8	3338.09
	0°C	5597.05	4174.42	3342.5
PZT-4	25°C	4305.04	2596.24	2019.9
PZT-7A	25°C	4412.9	2462.39	2176.42

* 柴山の 計算值¹⁹⁾와 一致

表 4-1 여러 材質에 對한 X軸傳播의 벌크波의 速度
Table 4-1 Velocities of bulk waves propagating along X axis in various materials.

表 4-1에서 PZT-4 및 PZT-7A의 경우는 6mm 族의 定數를 利用하여 計算하였다.

遲延時間 및 傳播速度의 溫度係數를 求하는 方法은 前에 報告¹²⁾⁻¹⁴⁾한 方法에 依하여 計算하면 表 4-2와 같다.

遲延時間의 溫度係數의 計算에 必要한 X軸 方向의 熱膨脹係數 $\frac{1}{l} \frac{dl}{dT}$ 은 LiNbO₃의 경우 $14.4 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$, LiTaO₃는 $16.6 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ ²⁰⁾로 하였으며 各定數의 溫度係數는 Smith의 發表值²¹⁾를 使用하였다. 計算值를 레이리 表面波의 溫度係數¹²⁾⁻¹⁴⁾에 附加하여 그림으로 表示하면 그림 4-1 및 4-2와 같이 된다.

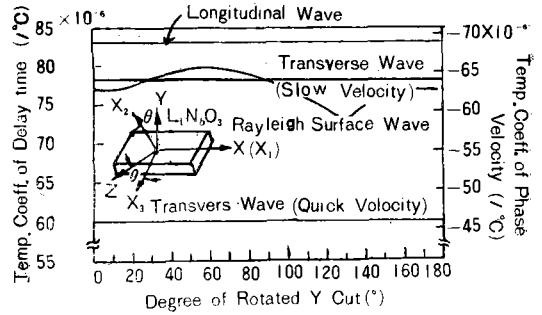


그림 4-1 로테이트 Y컷트, X傳播 遲延線의 溫度係數

Fig. 4-1 Temperature coefficients of elastic wave propagating along X axis versus degree of rotated Y cut.

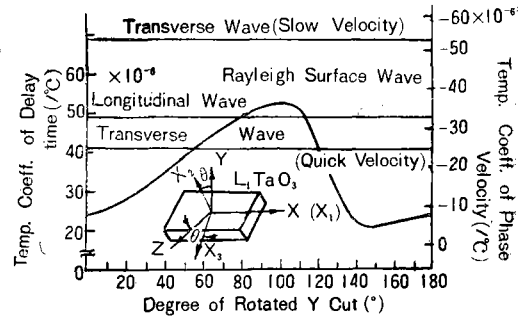


그림 4-2 로테이트 Y컷트, X傳播 遲延線의 溫度係數

Fig. 4-2 Temperature coefficients of elastic wave propagating along X axis versus degree of rotated Y Cut.

壓電體名	縱波 ($\times 10^{-6}/^\circ\text{C}$)		빠른橫波 ($\times 10^{-6}/^\circ\text{C}$)		늦은橫波 ($\times 10^{-6}/^\circ\text{C}$)	
	速度의 溫度係數	遲延時間의 溫度係數	速度의 溫度係數	遲延時間의 溫度係數	速度의 溫度係數	遲延時間의 溫度係數
LiNbO ₃	-68.696	83.0957	-45.816	60.216	-63.835	78.235
LiTaO ₃	-33.1466	49.246	-25.139	41.239	-52.8218	68.922

表 4-2 LiNbO₃와 LiTaO₃의 X軸傳播의 벌크波의 溫度係數

Table 4-2 Temperature coefficients of bulk waves propagating along X axis in LiNbO₃ and LiTaO₃.

(b) Y軸 傳播의 벌크波의 溫度特性

Y軸으로 傳播하는 벌크波의 경우는 式(2-1)의 解를 아래와 같이 假定한다.

$$u_i = A_i \exp\{jk(x_2 - vt)\} \quad (4-5a)$$

$$\phi = B \exp\{jk(x_2 - vt)\} \quad (4-5b)$$

式(2-1)의 c, e, ϵ, ρ 定數를 溫度變化後의 定數 c', e', ϵ', ρ' 로 代置하여 式(4-5)를 式(2-1)에 代入 整理하면 아래와 같은 行列를 얻을 수 있다.

$$\begin{pmatrix} c_{66}' - \rho'v^2 & 0 & 0 \\ 0 & c_{11}' + \frac{e_{22}'^2}{\epsilon_{11}'} - \rho'v^2 & -\left(c_{14}' - \frac{e_{15}'e_{22}'}{\epsilon_{11}'}\right) \\ 0 & -\left(c_{14}' - \frac{e_{15}'e_{22}'}{\epsilon_{11}'}\right) & c_{44}' + \frac{e_{15}'^2}{\epsilon_{11}'} - \rho'v^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} = 0 \quad (4-6)$$

A_1, A_2, A_3 가 零이 아니므로 式(4-6)의 左側의 行列式을 零으로 놓음에 依해서 求하고자 하는 벌크波의 速度를 얻을 수 있다.

사지탈(Sagittal)面에 垂直한 橫波(늦은 橫波)의 速度는

$$v = \sqrt{\frac{c_{66}'}{\rho'}} \quad (4-7)$$

나머지 縱波와 빠른 橫波는 아래 2次 式으로 부터 求해진다.

$$\begin{aligned} (\rho'v^2)^2 - \rho'v^2 \left(c_{44}' + c_{11}' + \frac{e_{15}'^2}{\epsilon_{11}'} + \frac{e_{22}'^2}{\epsilon_{11}'} \right) \\ + c_{11}'c_{44}' + \frac{c_{11}'e_{15}'^2}{\epsilon_{11}'} + \frac{c_{44}'e_{22}'^2}{\epsilon_{11}'} \\ + \frac{e_{15}'^2e_{22}'^2}{\epsilon_{11}'^2} - \left(c_{14}' - \frac{e_{15}'e_{22}'}{\epsilon_{11}'} \right)^2 = 0 \end{aligned} \quad (4-8)$$

이에 對한 數值 計算한 結果는 表 4-3과 같다.

또한 傳播速度 및 遲延時間의 溫度係數는 4.1(a)와 같이 求할 수 있으며 Y軸 方向의 熱膨脹係數는 LiNbO_3 인 경우 $15.9 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$, LiTaO_3 인 경우 $15.4 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}^{20)}$ 로 한다. 計算 結果를 表로 만들면 表 4-4와 같이 된다.

(c) Z軸 傳播의 벌크波의 溫度 特性

Z軸으로 傳播하는 벌크波의 경우는 式(2-1)의 解를 다음과 같이 假定한다.

壓電體名	溫度	縱波速度 (m/S)	빠른 橫波速度 (m/S)	늦은 橫波速度 (m/S)
LiNbO ₃	25°C	6853.69	4458.0899	3994.677
	0°C	6865.205	4464.118	3999.9898
LiTaO ₃	25°C	5721.661	3821.163	3533.16
	0°C	5726.793	3826.418	3533.763
PZT-4	25°C	4305.035	2596.25	2019.9
PZT-7A	25°C	4412.9	2462.38	2176.43

表 4-3 여러 材料에서 Y軸傳播의 벌크波의 速度
Table 4-3 Velocities of bulk waves propagating along Y axis in various materials.

$$u_i = A_i \exp\{jk(x_3 - vt)\} \quad (4-9a)$$

$$\phi = B \exp\{jk(x_3 - vt)\} \quad (4-9b)$$

또한 式(2-1)의 c, e, ϵ, ρ 를 溫度變化後의 定數 c', e', ϵ', ρ' 로 代置하고 式(4-9)를 式(2-1)에 代入하여 整理하면 아래와 같은 行列를 얻는다.

$$\begin{pmatrix} c_{44}' - \rho'v^2 & 0 & 0 \\ 0 & c_{44}' - \rho'v^2 & 0 \\ 0 & 0 & c_{33}' + \frac{e_{33}'^2}{\epsilon_{33}'} - \rho'v^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} = 0 \quad (4-10)$$

式(4-10)의 左側의 行列式을 零으로 놓음에 依하여 벌크波의 速度를 求할 수 있다.

두 橫波의 速度는

$$v = \sqrt{\frac{c_{44}'}{\rho'}} \quad (4-11)$$

또한 縱波에 傳播速度는

$$v = \sqrt{\frac{1}{\rho'} \left(c_{33}' + \frac{e_{33}'^2}{\epsilon_{33}'} \right)} \quad (4-12)$$

이에 對한 數值 計算 結果는 表 4-5와 같다.

또한 傳播速度 및 遲延時間의 溫度係數를 求하면 表 4-6과 같다. 여기서 Z方向의 熱膨脹係數는 LiNbO_3 의 경우 $7.5 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$, LiTaO_3 의 경우는 $2.2 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}^{20)}$ 를 使用하여 計算하였다.

壓電體名	縱波 ($\times 10^{-6}/^\circ\text{C}$)		빠른 橫波 ($\times 10^{-6}/^\circ\text{C}$)		늦은 橫波 ($\times 10^{-6}/^\circ\text{C}$)	
	速度의 溫度係數	遲延時間의 溫度係數	速度의 溫度係數	遲延時間의 溫度係數	速度의 溫度係數	遲延時間의 溫度係數
LiNbO ₃	-67.2	83.1	-54.08	69.98	-53.2	69.1
LiTaO ₃	-35.88	51.28	-55.01	70.41	-6.83	22.23

表 4-4 LiNbO₃와 LiTaO₃의 Y軸傳播의 벌크波의 溫度特性

Table 4-4 Temperature coefficients of bulk waves propagating along Y axis in LiNbO₃ and LiTaO₃.

壓電體名	溫度	縱 波(m/S)	橫 波(m/S)
LiNbO ₃	25°C	7316.285	3572.948
	0°C	7323.833	3580.4175
LiTaO ₃	25°C	6179.44	3552.105
	0°C	6186.046	3552.3942
PZT-4	25°C	4554.18	1847.52
PZT-7A	25°C	4789.99	1824.54

表 4-5 여러 材料에서 Z軸傳播의 벌크波의 傳播速度.

Table 4-5 Velocities of bulk waves propagating along Z axis in various materials.

壓電體名	縱 波($\times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$)		橫 波($\times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$)	
	速度的溫度係數	遲延時間의溫度係數	速度的溫度係數	遲延時間의溫度係數
LiNbO ₃	-41.267	48.767	-83.623	91.123
LiTaO ₃	-42.761	44.961	-3.256	5.457

表 4-6 LiNbO₃와 LiTaO₃의 Z軸傳播의 벌크波의 溫度特性.

Table 4-6 Temperature coefficients of bulk waves propagating along Z axis in LiNbO₃ and LiTaO₃.

4.2 彈性表面波 遲延線의 溫度特性

彈性 表面波 遲延線의 溫度特性에 對한 理論은 行하여져 있으므로^{(12), (13), (14)} 여기서는 實驗에 對하여서만 論한다. 또한 本 實驗에서의 測定 方法은 벌크波에 對하여도 同一하게 適用된다.

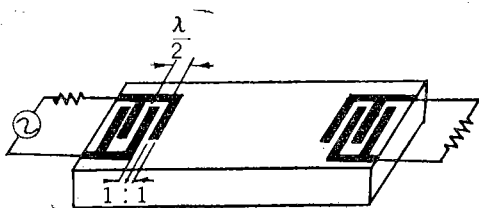


그림 4-3 實驗을 위한 彈性表面波 遲延線

Fig. 4-3 Elastic surface wave delay line for experiments.

그림 4-3과 같은 送受信 트랜스듀서는 各各 10쌍 (그림 4-3에서는 2쌍)의 인터디지털 알루미늄 被膜電極으로 構成되어 있다.

이 實驗試料은 LiNbO₃ 結晶을 로테이트 Y컷트로 切斷한 후 研磨劑를 使用하여 表面을 깨끗이 研磨한다.

研磨劑는 처음 500메쉬로부터 始作하여 1000, 2000, 3000메쉬까지 使用하고 最後로 다이아몬드 페이스트로 研磨하여 表面에 아주 작은 흠이 없는 狀態까지 研磨한다. 다음 超音波로 洗滌하고 알루미늄을 眞空蒸着한 다음 暗室에서 포토레지스트(Photo-resist)를 表面에 塗布하고 스피너(Spinner)에 試料을 固定시킨 다음 3,000~5,000 rpm의 回轉速度로 試料을 回轉시키어 레지스트가 表面에 均一하게 塗布되도록 한다. 다음 試料을 暗箱子에 넣고 10cm程度 떨어진 赤外線 램프로 15~20分間 加熱하는 프리베킹(Prebaking)을 한다. 다음에는 暗室에서 暗箱子로부터 試料을 내어서 그림 4-3과 같은 願하는 패턴의 크기와 똑같은 크기의 패턴이 있는 사진 필름 마스크(Film mask)를 表面에 密着시키고 試料로부터 15~20cm 높이의 水銀램프(100W)로 5分程度 露光(水銀램프의 스위치를 넣은 후 5分程度後 完全히 밝아진 다음 露光을 始作토록 한다)시킨후 現像液에 넣어 1分~2分間 잘 흔들어서 現像한 다음 메칠 알콜에 넣어 約 20秒간 잘 흔든다.

다음 試料로부터 5~10cm程度 떨어진 赤外線램프에 印加하는 電壓을 50볼트로 加熱(2時間 程度)를 始作하여 80볼트에서 1時間 半쯤 또 100볼트에서 約 45分쯤 加熱한 다음 反對操作으로 식힌다.

이는 갑자기 높은 溫度로 加熱하고 갑자기 식힘으로서 結晶의 破損을 防止하기 위한 것이다. 다음 NaOH 水溶液(에칭液)에 넣고 패턴이 잘 보일 때까지 約 2~3分間 흔든 다음 물로 NaOH 溶液을 除去하고 顯微鏡으로 패턴이 잘 構成되었나 即 에칭이 잘 되었는가를 確認하였다.

다음에 Resist Strip J-150 Concentrate를 脫脂膜에 적시어 패턴 위에 密着되어 있는 레지스트를 除去하고 電氣의 接續을 하였다. 電氣의 接續은 Cu 薄紙를 가늘게 조개어 瞬間 接着劑를 使用하여 電氣端子의 패턴에 接着시킨 후 導電性 塗料로 인터디지털 트랜스듀서에 電氣의 導通이 可能토록 하였다. 極低溫에서는 導電性 塗料가 結水되며 導電性 塗料의 분말이 주위로 확산되어 電氣的 接續이 되지 않음을 알았으며 그 對策으로서 導線을 패턴에 精密한 技術의 남편을 함에 依해서만 實驗이 可能하였다.

이와같이 製作된 遲延線은 送受信 트랜스듀서間的 距離가 1.2cm이고 패턴의 幅은 54μ이다. 이때 遲延時間은 3μS이며 中心周波數는 18.5MHz이고 插入損失은 27dB이었다.

本 溫度 特性의 實驗 부록 圖는 그림 4-4와 같으며 그림 4-4중 게이트는 그림 4-5와 같은 回路로 製作하였다.

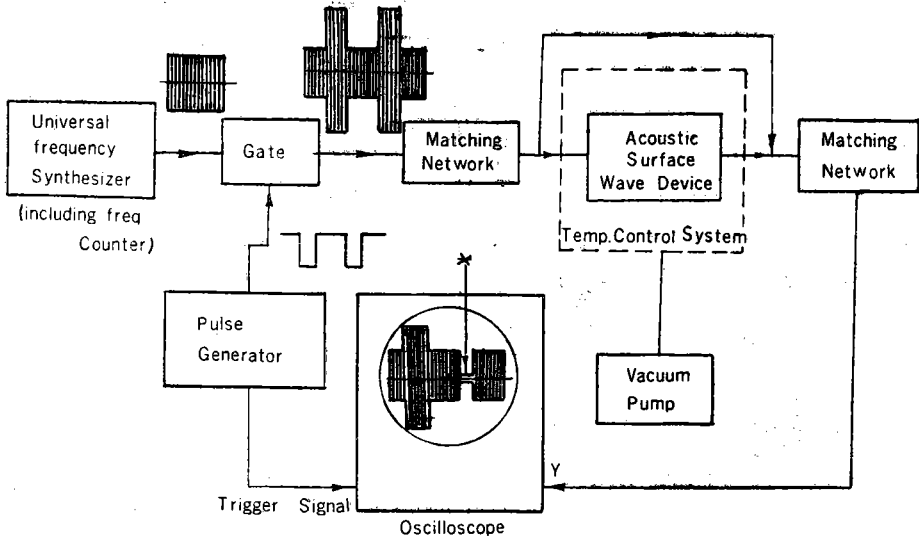


그림 4-4 實驗裝置의 블록도
Fig. 4-4 Block diagram of experimental setup.

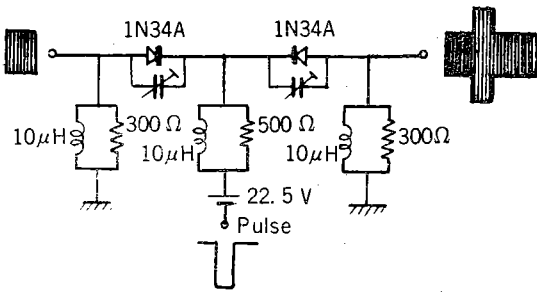


그림 4-5 게이트의 회로도
Fig. 4-5 Circuit of gate.

그림 4-4에서 直接波와 彈性表面波 遲延線을 通過한 遲延된 波를 干涉시켜서 오실로스코프에 나타나는 振幅이 最少(그림 4-4에서 *표로 表示되어 있음)가 되는 周波數를 測定한다.

이는 溫度變化에 따른 微小한 遲延時間의 精密測定이 不可能하므로 周波數 카운터를 利用 周波數를 아주 細密히 測定할 수 있기 때문이다.

遲延時間의 溫度係數를 θ_T 라 하면

$$\theta_T = \frac{1}{\tau} \frac{d\tau}{dT} = -\frac{1}{f} \frac{df}{dT} \quad (4-13)$$

또한 傳播速度의 溫度係數 γ_T 는 遲延時間의 溫度係

數로부터 아래와 같이 求해진다.

$$\gamma_T = \frac{1}{l} \frac{dl}{dT} - \theta_T \quad (4-14)$$

本 實驗에서 特히 低溫에서는 遲延線 表面에 서리가 끼어 實驗條件이 變하는 것을 防止하기 위해서 로타리 펌프와 擴散펌프로 10^{-7} mmHg 程度의 眞空度를 계속 유지토록 하였으며 溫度測定을 위해서 그림 4-6과 같이 熱電對를 試料表面에 密着시키고 좀더 正確을 기하기 위해서 試料와 接한 金屬體에 다른 하나의 熱電對를 附着하였다.

溫度 調節器로 어느 溫度를 設定한 후 試料 溫度와 주위 金屬體의 溫度가 同一溫度가 될 때까지 即 試料全體가 均一한 溫度가 될 때까지 約 30分 程度 기다린 후 두 個의 熱電對가 同一溫度임을 確認한 후 溫度를 測定하였다. 熱電對의 基準溫度는 물의 氷點 即 0°C 로 하였으며 熱電對의 補正은 液體窒素 溫度 -195.7°C 와 0°C 로서 行하였다. 實驗은 LiNbO_3 의 $130^\circ, 64^\circ$ 로테이트 Y컷트, X傳播의 경우에 對하여 行하여 졌으며 130° 컷트의 경우는 레이리(Rayleigh) 表面波이고 64° 의 경우는 리키(Leaky) 表面波이다.

LiNbO_3 $130^\circ, 64^\circ$ 로테이트 Y컷트, X傳播에 對한 實驗値는 그림 4-7과 같으며 理論의 計算値¹³⁾와 잘 一致한다.

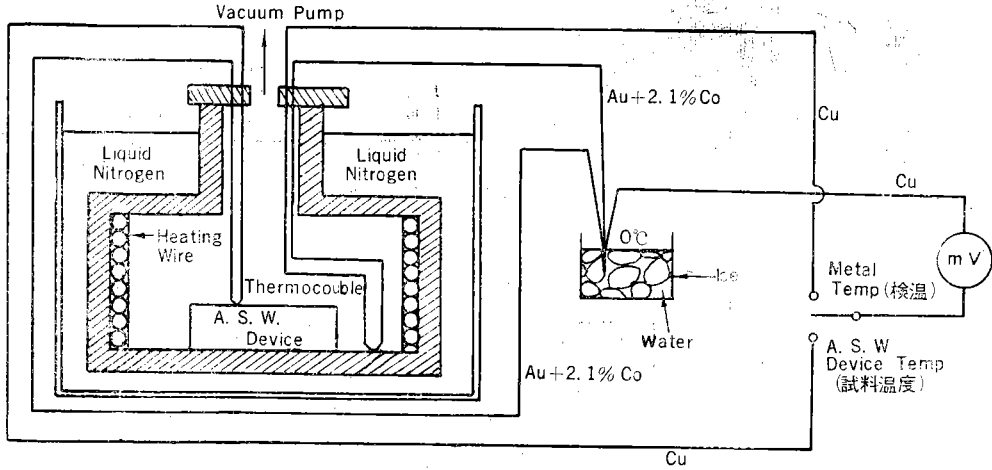


그림 4-6 熱電對에 의한 温度測定 시스템
 Fig. 4-6 System of temperature measurements with thermocouple.

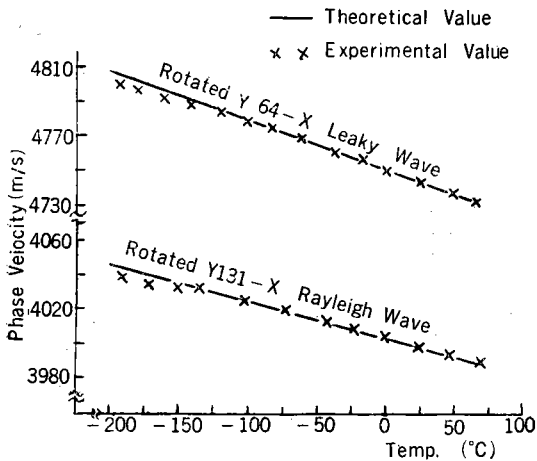


그림 4-7 温度에 對한 傳播速度의 變化
 Fig. 4-7 Propagating velocities versus temperatures.

5. 結 論

六方晶系 壓電體의 Y컷트, X傳播에서의 彈性 表面波는 SH모우드로 傳播路의 表面의 한 波長以內의 길이로 에너지가 傳播되는 레이리 表面波와 다르게 數 100波長의 길이까지 에너지가 傳播되는 現象을 알았으며 또한 電氣-機械의 結合 係數가 數倍 더 큰을 알았다.

이는 SH表面波의 速度가 빠른 橫波의 速度와 同一하므로 位相이 서로 같으며 인터디지탈 트랜스듀서에서 一部 勵振된 빠른 橫波의 存在 때문에 位相이 서로 加해져서 波의 振幅이 커지며 따라서 電氣-機械의 結合 係數가 커지고, 또한 表面으로 부터 깊숙히 浸透함을

알수 있다. 이는 레이리 表面波의 傳播路 表面에 아주 작은 흠이 있을 경우 致命的인 減衰를 나타내는데 反하여 SH表面波는 흠이 있다 할지라도 減衰가 아주 작다는 것을 意味한다.

그러나 導體 被膜된 SH表面波는 레이리 表面波와 同一한 傳播特性을 보여서 거의 大部分의 에너지가 한 波長 以內의 길이로 傳播됨을 나타낸다.

또한 SH表面波는 電氣-機械의 結合係數가 크기 때문에 트랜스듀서 페턴의 幅과 페턴사이 간격의 比에 따라 中心周波數가 달라지므로 遲延線設計에 있어서 고려되어야 하며 電氣의 等價回路로 取扱할 때는 인라인 모형을 적용하여 解析하여야 한다.

벌크波의 遲延時間의 温度係數는 LiNbO₃의 경우 Z軸傳播의 縱波가 48.767×10⁻⁶/°C로 最少이며 LiTaO₃의 경우 Z軸傳播의 橫波가 5.457×10⁻⁶/°C로 最少가 됨을 알았다.

또한 實驗을 行하여 LiNbO₃의 130° 및 64° 로테이트 Y컷트, X傳播의 彈性表面波의 温度係數가 -130°C ~ 70°C 사이에서 計算值와 一致함을 實驗的으로 確認하였다.

感 謝

本 研究의 遂行에 있어서 始終 細細한 面까지 指導를 아끼지 않으신 朴麒洙 教授님과 여러 가지로 助言을 하여 주시고 鞭達하여 주신 서울 工大 電子工學科 教授님들에게 깊은 感謝를 드립니다. 本 論文의 實驗은 日本 東北大學 電氣 通信研究所 柴山 研究室에서 行하였으며 本 實驗을 遂行함에 있어서 協助하여 주신 柴山教授 및 研究室員들에게 感謝를 드립니다.

參考文獻

1. R.M. White and F.W. Voltmer: Direct Piezoelectric Coupling to Surface Elastic Waves. Appl. Phys. Letter, 7, p. 314~316, 1965.
2. G.A. Coquin and H.F. Tiersten: Analysis of the Excitation and Detection of Piezoelectric Surface Waves in Quartz by Means of Surface Electrodes. J. Acoust. Soc. Amer. Vol. 41, No. 4, p. 921~939, Oct. 1966.
3. IEEE Trans on Microwave Theory and Technique(Special Issue on Microwave Acoustics). Vol. MTT-17, No. 11, Nov. 1969.
4. IEEE Trans on Microwave Theory and Technique(Special Issue on Microwave acoustics). Vol. MTT-21, No. 4, April. 1973.
5. Jeffrey L. Bleustein: A New Surface Waves in Piezoelectric Materials. Appl. Phys. Letter. Vol. 13, No. 12, p. 412~413, Dec. 1968.
6. C-C. Tseng: Piezoelectric Surface Waves in Cubic Crystals. J. of Appl. Phys. Vol. 41, p. 2270~2275, May 1970.
7. W. Richard Smith et al.: Analysis of Interdigital Surface Wave Transducers by Use of an Equivalent Circuit Model. IEEE Vol. MTT-17, No. 11, p. 856~864, Nov. 1969.
8. Helge Engan: Excitation of Elastic Surface Waves by Spatial Harmonics of Interdigital Transducers. IEEE Vol. ED-16, No. 12, p. 1014~1017, Dec. 1969.
9. 吉川, 杉山: 符號化機能素子, 東北大學 通研 第 9 回 集 報 誌 卷 p. 1-5-1~1-5-15, 1972. 5. 25.
10. W. Richard Smith et al.: Design of Surface Wave Delay Lines With Interdigital Transducers. IEEE Vol. MTT-17, No. 11, p. 865~873, Nov. 1969.
11. M.B. Schulz et al.: Temperature Dependence of Surface Acoustic Wave Velocity in Lithium Tantalate, IEEE. Vol. SU-19, No. 3, p. 381~384, July 1972.
12. 金宗相, 山之內, 柴山: LiNbO₃와 LiTaO₃에 對한 彈性表面波의 溫度特性, 日本音響學會 講演論文集 p. 411~412, 72. 10.
13. Chong Sang Kim, Yamanouchi, Karasawa, Shibayama: Temperature Dependence of the Elastic Surface Wave Velocity on LiNbO₃ and LiTaO₃. Japan. J. of Appl. Phys. Vol. 13, No. 1, p. 24~27, Jan. 1974.
14. 金宗相: 彈性表面波의 溫度特性. 大韓電子工學會 誌 Vol. 10, No. 3, p. 141~148, 1973. 6.
15. M.B. Schulz: et al: Temperature Dependence of Surface Acoustic Wave Velocity on a quartz. J. of Appl. Phys. Vol. 41, No. 7, p. 2755~2765, June 1970.
16. 柴山: 彈性表面波工學의 現象, 東北大通研 9回 集 報 誌 卷 p. 1-1-1~1-1-18, 1972. 5. 25.
17. H. Jaffe et al.: Piezoelectric Transducer Materials. Prcc. IEEE Vol. 53, No. 10, p. 1372~1386. Oct. 1965.
18. R.P. Milsom, M. Redwood: Piezoelectric Coupling Coefficient of Bleustein-Gulyaev Waves. Electronics Letters. p. 665~666, Oct. 1970.
19. A.W. Warner et al.: Determination of Elastic and Piezoelectric Constants for Crystals in Class(3m). J. Acoust. Soc. Amer. Vol. 42, No. 6, p. 1223~1231, Oct. 1966.
20. Y.S. Kim and R.T. Smith: Thermal Expansion of Lithium Tantalate and Lithium Niobate Single Crystals. J. of Appl. Phys. Vol. 40, No. 11, p. 4637~4641, Oct. 1969.
21. R.T. Smith and F.S. Welsh: Temperature Dependence of the Elastic, Piezoelectric and Dielectric Constants of Lithium Tantalate and Lithium Niobate. J. of Appl. Phys. Vol. 42, No. 6, p. 2219~2230, May 1971.