

# 준정근사계산법을 이용한 탄성표면파 변환기의 특성 해석

## (The Analysis of SAW IDT Characteristics Using Quasi-Static Approximation)

李東度\*, 鄭榮地\*\*, 李在庚\*\*, 黃金燦\*\*

(Dong Do Lee, Yeong Jee Chung, Jae Kyoung Lee and Keum Chan Whang)

### 要約

본 논문에서는 압전체에서의 유효유전율을 구하였고, 이것으로부터 그린(Green) 함수를 유도하였다. 이를 바탕으로 준정근사계산법을 적용하여 탄성표면파 변환기의 어드미턴스 및 전달함수를 구하였으며, 모두 전극의 정전하 밀도에 의하여 표현되는 것을 보였다. 그리고 준정근사계산법의 타당성을 보이기 위하여 128° 회전된 리튬 니오베이트에 제작된 탄성표면파 필터의 정규형 변환기에 적용하여 측정값과 계산값을비교한 결과 잘 일치하였다.

### Abstract

In this paper, the effective permittivity in the piezoelectric material is numerically obtained and Greens function is derived from that. It is shown that the admittance and the transfer function of an interdigital transducer is represented by electrostatic charge distribution using Quasi-static approximation. To prove the validity of the quasi-static approximation, numerical results for the uniform IDT of a filter mounted on 128° rotated Y-cut X-propagating Lithium Niobate are compared with the measured ones.

### 1. 서론

탄성표면파 변환기의 특성 해석을 위한 이론은 정전기적 효과(electrostatic effects), 인접 전극들의 상호 작용(electrode interaction), 여러 종류의 탄성과 모드들 등으로 인해 일반적으로 매우 복잡하다. 또한 변환기에 의해 여기된 탄성표면파의 크기, 변환기의 어드미턴스, 그리고 스퀘터링(scattering) 파라

미터등 분석되어야 할 특성이 다양하므로 그 해석은 한층 더 복잡하다. 이러한 문제의 복잡성으로 인해 해석을 위한 다양하고 독특한 이론적 접근 방법이 연구 개발되어 왔다.

대표적인 예로서 가장 간단한 델타 함수 모델이 탄 크렐(Tancrell)과 홀랜드(Holland)<sup>[1]</sup>, 하트만(Hartmann) 등<sup>[2]</sup>에 의해 개발되었다. 이 모델은 지나치게 단순화 되어 정전기적 효과등을 고려하지 않은 단점이 있으나 사용하기가 편리하며, 몇몇 중요한 성질들을 명쾌히 보여준다. 특히 변환기의 설계시 매우 유용하다. 그러나 정전기적 효과는 변환기의 조화 응답(harmonic response), 임의의 극성을 갖는

\*正會員, 延世大學校 電氣工學科  
(Dept. of Electrical Eng., Yonsei Univ.)  
接受日字 : 1992年 8月 21日

변환기의 해석, 엔드 효과(end effect)<sup>[3]</sup> 등을 해석하기 위해서는 고려되어야 한다. 엔겐(Engan)<sup>[4]</sup>은 주기적 전극 배열을 갖는 변환기에 대한 정전기적 해를 구하였으며, 또한, 스미드(Smith)와 페드러(Peddler)<sup>[5]</sup>에 의해 회로적인 접근 방법이 개발되었다.

위에서 언급한 접근 방법보다 더 일반적인 그린(Green) 함수 방법이 밀섬(Milsom)등<sup>[6]</sup>에 의해 개발되었다. 이 방법은 정전기적 효과, 인접 전극들의 상호작용, 여러 종류의 탄성과 모드들 등을 고려하였으나 복잡하며 시간이 많이 소요되는 수치해석과정을 포함하고 있어 사용하기가 불편하다는 단점이 있다.

본 논문에서는 그린 함수 접근 방법을 사용하되 실제 디바이스에 적용 가능한 두 가지 근사화, 즉 변환기에 의해 생성된 체적파의 크기는 무시할 수 있으며, 둘째 전하 밀도는 정전하 밀도에 의해 근사화 할 수 있다는 가정을 적용하여 계산 속도가 매우 빠른 해석적 형태의 특성을 얻을 수 있다. 이러한 근사화 방법을 준정근사계산법(Quasi-Static Approximation)이라 한다. 이러한 방법을 통하여 얻은 탄성 표면과 변환기의 어드미턴스와 전달 함수를 실제 측정값과 비교, 고찰하므로써 준정근사계산법의 타당성을 검증하고자 한다.

## II. 유효 유전율과 그린 함수

### 1. 유효 유전율

탄성표면파는 압전체의 표면에 놓여진 금속 전극에 의해 전기적으로 여기될 수 있으며 또한 검출될 수도 있다. 이러한 원리가 변환기에 적용되며, 그 해석의 첫번째 단계는 표면위 임의의 점에서 선 전하에 대한 응답을 찾는 것이다. 즉, 입력측 변환기에 전압이 가해졌을때 경계면의 임의의 점에서 이 입력 전압에 대한 응답을 구하는 것이다. 여기에 사용되는 가장 편리한 접근 방법이 그리브(Greebe) 등에 의해 처음 정의된 '유효 유전율(Effective Permittivity)'이다. 이 함수는 경계면에서 전하 밀도  $\sigma$ 의 푸리에 변환식과 전위  $\phi$ 의 푸리에 변환식의 관계를 나타내준다. 그러므로 변환기에 의해 여기된 탄성파를 구하기 전에 먼저 유효 유전율을 정확하게 구해야 한다.

유효 유전율은 압전체 내에서 이루어지는 입자의 운동방정식과 경계면에서 이루어지는 기계적 경계조건을 만족하는 해를 구하므로써 얻을 수 있다. 식 (1), (2)은 입자의 운동방정식을 나타내며 식 (3), (4)는 각각 기계적, 전기적 경계조건을 표현한 것이다.<sup>[7]</sup>

$$\rho \cdot \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - c_{ijk} \cdot \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_i} - e_{kj} \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_k} = 0 \quad (1)$$

$$e_{ijk} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_i} - \epsilon_{ij} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_j} = 0 \quad (2)$$

$$T_{13} = T_{23} = T_{33} = 0 \quad \text{at } x_3 = 0 \quad (3)$$

$$\begin{cases} D_3(x_3 = 0^-) - D_3(x_3 = 0^+) = 0 & \text{at free surface} \\ D_1(x_3 = 0^-) - D_1(x_3 = 0^+) = \sigma & \text{at metalized surface} \end{cases} \quad (4)$$

먼저 운동방정식 (1), (2)을 풀기위해 모든 변수의 시간에 따른 변화는  $\exp(j\omega t)$ 에 의해 결정된다고 가정한다. 따라서 시간에 따른 변화는 해석에서 고려하지 않는다. 또한 전파 방향은  $x_1$  방향이며, 전극은  $x_2$  방향으로 충분히 길다고 가정하여 이 방향으로의 변화는 무시한다. 그리고  $-x_3$  방향으로 깊어짐에 따라 파의 크기는 감소해야 하므로  $\exp(\alpha k x_3)$ 에 의존한다고 가정한다. 여기서  $\alpha$  ( $\text{Re}(\alpha) > 0$ )는 감쇄상수이다.

식 (1), (2)은 축약된 형태의 방정식이며 실제로 풀기위해서는 형태를 바꾸어야 한다. 앞의 가정들과 푸리에 변환을 이용하여 방정식을 행렬 형태로 다시 쓰면 운동방정식은 다음과 같은 변형된 형태를 갖게 될 것이다.

$$\begin{cases} a^2 c_{33} + j2ac_{13} - c_{11} + \rho v_1^2 & a^2 c_{45} + ja(c_{14} + c_{36}) - c_{16} \\ a^2 c_{45} + ja(c_{14} + c_{36}) - c_{16} & a^2 c_{44} + j2ac_{46} - c_{46} + \rho v_2^2 \\ a^2 c_{33} + ja(c_{13} + c_{33}) - c_{13} & a^2 c_{34} + ja(c_{38} + c_{45}) - c_{36} \\ a^2 c_{33} + ja(e_{13} + e_{15}) - e_{11} & a^2 e_{34} + ja(e_{14} + e_{36}) - e_{16} \end{cases} \begin{cases} \bar{u}_1(k, x_3) \\ \bar{u}_2(k, x_3) \\ \bar{u}_3(k, x_3) \\ \bar{\phi}(k, x_3) \end{cases} = 0 \quad (5)$$

여기서  $v = (\omega/k)$ 는  $\omega$ 를 일정하게 유지했을때 전파상수  $k$ 에 대응하는  $x_1$  방향의 위상속도성분이다. 위의 방정식이 임의의  $v$ 에 대해 영이 아닌 해를 갖기 위해서는 방정식의 왼쪽 행렬의 디터미넌트가 영이 되어야 한다. 그것은  $\alpha$ 에 대한 8차 방정식이므로 8개의 근이 생기며 각각은 압전체 내에 존재하는 기본모드를 의미한다. 그러나 경계조건에 의해 물리적으로 만족하는 근 4개만을 선택한다. 즉 양의  $k$ (또는  $v$ )에 대해서는  $\alpha$ 의 실수부가 양이어야 한다. 만약  $\alpha$ 가 순허수라면 감쇄하지 않는 체적파를 의미하며, 표면으로부터 내부로 전파해 들어가는 파임을 의미하기 위해서 역시 양이어야 한다. 음의  $k$ 에 대해서는 나머지 4개의 근을 선택하면 된다. 그러므로 선택된

근  $a_m$ 에 대응하는 방정식의 기본해는  $u_{im} \exp(\alpha_m k x_3)$  ( $i, m = 1, 2, 3, 4$ )이며, 각각은  $u_{4m}$ 에 관해 정규화할 수 있다. 여기서  $u_{4m}$ 은  $\phi_m$ 을 의미한다. 따라서 일반해는 기본해의 선형 결합에 의해 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\bar{u}_i(k, x_3) = \sum_{m=1}^4 A_m u_{im} \exp(\alpha_m k x_3) \quad i = 1, 2, 3, 4, x_3 \leq 0 \quad (6)$$

여기서  $\bar{u}_4(k, x_3)$ 는 편위상  $\bar{\phi}(k, x_3)$ 을 의미하며,  $A_m/A_4$  ( $m = 1, 2, 3$ )은 기계적 경계조건인 식 (3)에 의해 구할 수 있다.

유효 유전율  $\epsilon_s$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\epsilon_s = \frac{\bar{\sigma}(k)}{|k| \bar{\phi}(k, x_3 = 0)} \quad (7)$$

그러므로 식 (6)과 (4)을 이용하면  $\epsilon_s$ 를 구할 수 있다.

이 함수는 체적과의 속도를 포함한 모든 위상 속도  $v$ 에 대한 함수이며, 전기적 경계조건을 제외한 기계적 경계 조건을 만족하는 정확한 해를 나타내준다. 앞에서 본 것처럼  $\epsilon_s$ 는 전속 밀도  $D$ 의 표면에 수직인 성분과 표면 전위  $\phi$ 의 관계를 표현해준다. 따라서 유효 유전율은 공기와 압전체 사이의 경계면에서 이루어지는 전기적 상호 작용에 대한 특성을 나타내며, 그 속에는 주어진 매질의 전파 방향에 대한 모든 관련된 기계적 정보인 압전체의 탄성적 특성도 동시에 내포하고 있다. 그러나 위상 속도  $v$ 의 함수로 나타내는 것보다 그 역인  $s(=1/v)$ 의 함수로 나타내는 것이 더 편리하다. 왜냐하면  $\sigma$ 와  $\phi$ 가  $k$ 의 함수이며, 유효 유전율  $\epsilon_s$ 는 본질적으로  $D_3$ 와  $E_3$ 의 비이므로  $k$ 와  $\omega$ 가 비례적으로 변한다면  $\epsilon_s$ 는 변하지 않는다. 따라서  $\epsilon_s$ 는 정규화된 변수  $k/\omega$ 의 함수이며, 이것은  $1/v$ 과 같다. 그림 1은 128° Rotated Y-Cut X-Propagating Lithium Niobate에 대한 유효 유전율을 그린 것이다.

$\epsilon_s$ 는 우함수이므로  $s > 0$ 에 대한 그림만 그린 것이다. 이 그림에서 극점  $\pm s_{s0}$ 와 영점  $\pm s_{s\infty}$ 는 각각  $\phi$ 와  $\sigma$ 가 영인 점에 해당하며, 이것은 캠벨 등<sup>[6]</sup>이 구한 것처럼 금속이 입혀진 표면에서의 레일라이파의 속도와 입혀지지 않은 표면에서의 레일라이파의 속도를 의미한다. 또한 불연속점인  $\pm s_{s1}$ 과  $\pm s_{s2}$ 는 각각 체적파 가운데 종파와 횡파의 속도를 의미한다. 이러한 불연속점은 감쇄상수  $a_m$ 이 순허수에서 실수 또는 복소수로 변환할 때 생기는 점들이다. 이러한  $a_m$ 과 관련된 체적파의 형태는 대응하는 입자의 변위 벡터  $u_{im}$ 의 방향에 의해 결정된다.

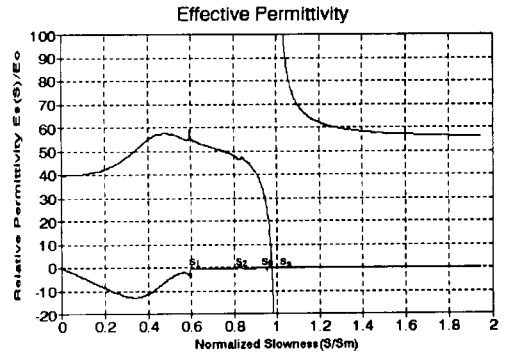


그림 1. 128° Rotated Y-Cut X-Propagating Lithium Niobate에 대한 유효 유전율  
Fig. 1. Effective Permittivity for 128° Rotated Y-Cut X-Propagating Lithium Niobate as a function of  $s(=1/v)$ .

2. 그린(Green) 함수

위에서 정의된 유효 유전율  $\epsilon_s$ 는  $k$ 영역에서 전하 밀도와 전위의 관계를 알려준다. 그러나 우리는 앞으로의 해석에 있어서  $x_1$ 영역에서 표현되는 전하 밀도와 전위에 관심이 있다. 이 영역에서 전하 밀도와 전위의 관계는 '그린(Green) 함수'에 의해 표현될 수 있다. 그린 함수는 일반적으로 임펄스에 대한 응답을 의미하며, 여기서는 선전하에 대한 응답인 매질 표면에서의 전위를 의미한다.

식 (7)에 콘볼루션 정리를 적용하면  $x_1$ 영역에서 다음과 같은 전하 밀도와 전위의 관계를 얻을 수 있다.

$$\phi(x_1) = G(x_1) * \sigma(x_1) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x_1 - x_1') \cdot \sigma(x_1') dx_1' \quad (8)$$

여기서 그린 함수  $G(x_1)$ 은 다음과 같다.

$$G(x_1) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(jkx_1)}{|k| \epsilon_s(k/\omega)} dk \quad (9)$$

비록 위의 그린 함수가 주파수의 함수이지만 주파수에 대한 의존성은 다음과 같은 치환에 의해 제거될 수 있다. 즉,

$$X = \omega \cdot x_1 \quad (10)$$

$$s = k/\omega \quad (11)$$

라 놓으면 식 (9)는 주파수에 독립인 다음과 같은 그린 함수로 주어진다.

$$G(X) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(s) \cdot \exp(-jsX) ds \quad (12)$$

여기서  $\Gamma(s)$ 는

$$\Gamma(s) = \frac{1}{|s| \cdot \epsilon_s(s)} \quad (13)$$

이다. 식(8)으로 부터  $\sigma(x_1) = \delta(x_1)$ 이면  $\varphi(x_1) = G(x_1)$ 이다. 따라서 그린 함수는  $x_1$  축에 평행인 델타 함수 또는 선전하로 부터 생기는 표면 전압을 의미한다. 이 응답 전압은 변환기의 해석에 있어서 매우 중요하므로 먼저 계산되어야 한다.

식(12)의 피적분함수는 수치해석적 방법에 의해서만 정확하게 찾을 수 있다. 그러므로 적분 자체를 계산하기 위해서도 수치해석적 방법을 사용할 필요가 있다. 그러나 그림 1과 식(13)을 보면 원점과  $\pm s_0$ 인 점에서 특이점들을 갖는다. 이러한 점들에 대해서는 해석적으로 다루어질 수 있으므로 분리해서 생각할 수 있다. 즉, 식(13)을 특이점들에 대해 부분 분수로 나누면 다음과 같이 표현할 수가 있다.

$$\Gamma(s) = \Gamma_0(s) + \Gamma_s(s) + \Gamma_b(s) \quad (14)$$

여기서  $\Gamma_0(s) = \frac{1}{|s| \cdot \epsilon_s(0)} \quad (15)$

$$\Gamma_s(s) = \frac{2s_0 G_s}{s^2 - s_0^2} \quad (16)$$

$$G_s = \frac{1}{s_0} \cdot \frac{d\epsilon_s(s)}{ds} \Big|_{s=s_0} \quad (17)$$

$$\Gamma_b(s) = \frac{1}{|s| \cdot \epsilon_s(s)} - \frac{1}{|s| \cdot \epsilon_s(0)} - \frac{2s_0 G_s}{s^2 - s_0^2} \quad (18)$$

이다. 따라서 식(12)은 3개의 그린 함수의 합으로 표현되며, 각각은 정전기, 표면파, 그리고 체적파가 전위에 기여하는 정도를 나타낸다. 그러므로 정전기가 그린 함수에 미치는 영향을  $G_e(x_1)$ , 표면파와 체적파의 영향에 기인한 그린 함수를 각각  $G_s(x_1)$ ,  $G_b(x_1)$ 이라 하면  $G_e(x_1)$ 와  $G_s(x_1)$ 은

$$G_e(x_1) = -\frac{\ln|x_1|}{\pi \epsilon_s(\omega)} \quad (19)$$

$$G_s(x_1) = -jG_s \exp(-jk_0|x_1|) \quad (20)$$

와 같이 표현되며,  $G_b(x_1)$ 은 수치해석적 방법에 의해 결정되어야 한다.

### III. 준정근사계산법

본 장에서는 그림 2와 같이 압전체 표면위에 임의

의 전극 배열을 갖는 변환기에 대해 고려하고자 한다. 본 장이후에서는 편의상 좌표축  $x_1, x_2, x_3$  대신  $x, y, z$ 를 사용하며, 해석 방법은 앞 장에서 설명한 그린 함수에 기초를 두고 있다.

압전체 표면에서 전위  $\varphi(x)$ 와 전하 밀도  $\sigma(x)$ 의 관계식은 그린 함수에 의해 주어진다. 이는 이미 설명한 바와 같다. 따라서 식(8)은 표면파를 여기하고 검출하는 임의의 변환기에 대한 동작을 설명하는데 사용될 수 있다. 그러나 이 방법은 매우 일반적인 것이지는 않지만, 다음과 같은 몇 가지 사용상 불편한 점이 있다. 첫째 그린 함수는 사용되는 각 매질에 대해 수치해석적인 방법으로 구해야한다. 둘째 그린 함수  $G(x)$ 는 주파수  $\omega$ 의 함수이므로 식(8)은 한 번에 한 주파수에 대해 계산되어야 한다. 따라서  $\varphi(x)$ 와  $\sigma(x)$ 도 주파수 종속적이다. 세번째는 경계조건이 혼합적이라는 것이다. 즉, 입력 변환기에서 전극위에서는  $\varphi(x)$ 가 알려져 있으며, 전극이없는 영역에서는  $\sigma(x)$ 가 영이라는 두 경계조건에 의해 방정식(8)을 풀때 모든 영역에서의 표면 전위  $\varphi(x)$ 와 전하 밀도  $\sigma(x)$ 가 결정된다는 것이다. 따라서 이러한 복잡성을 단순화하기 위해 본 장에서는 '준정근사계산법(Quasi-Static Approximation)'이 소개된다.

#### 1. 준정근사계산법

제 2 장에서 얻은 표면 전위  $\varphi(x)$ 와 전하 밀도  $\sigma(x)$ 의 관계를 다시 쓰면

$$\phi(x) = G(x) * \sigma(x) \quad (21)$$

와 같으며, 기호 \*는 콘볼루션을 의미한다. 여기서 비록 겉으로 표현되어 있지만,  $\varphi(x)$ 와  $\sigma(x)$ 는  $\exp(j\omega t)$ 에 비례한다.

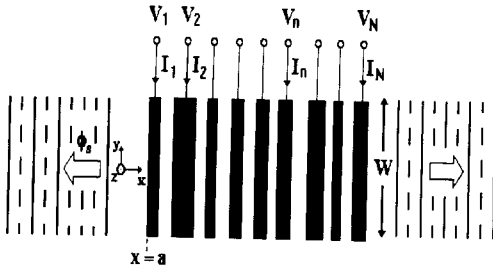
우선 우리의 주관심 대상은 표면파인 레일라이파이므로, 매질내에 실제로 존재하지만 미치는 영향이 상대적으로 작은 체적파의 효과는 고려의 대상에서 제외한다. 따라서 그린 함수는

$$G(x) \approx G_e(x) + G_s(x) \quad (22)$$

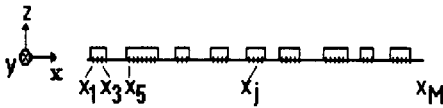
로 근사화할 수 있으며,  $G_e(x)$ 와  $G_s(x)$ 는 각각 식(19), (20)과 같다. 따라서 식(21)은 다음과 같이 표현된다.

$$\phi(x) = [G_e(x) + G_s(x)] * \sigma(x) \quad (23)$$

전극의 저항을 무시할 수 있다고 가정하면, 각 전



(a)



(b)

그림 2. 일반적인 전극 배열  
Fig. 2. Generalized electrode array.

극은 등전위이며,  $\phi(x)$ 는 각 전극위의 모든 점에서 전극 전압과 같아야 한다. 또 전하 밀도  $\sigma(x)$ 는 전극이 없는 모든 영역에서 영이어야 한다. 전극 전압 ( $V_n, n=1, 2, \dots, N$ )이 주어지면 이러한 경계조건과 식 (23)을 이용하여 모든 영역에서  $\phi(x)$ 와  $\sigma(x)$ 를 구할 수 있다.

그러나 변환기 외부의 어떤 점에서의 표면 전위는 주로 변환기에 의해 생긴 표면파와 관련된 것이다. 왜냐하면 변환기로 부터 멀어짐에 따라 정전기장은 감쇄하여 작아지는 반면 탄성표면파는 정현적으로 변하기 때문이다. 그러므로 변환기 외부에서 탄성표면파에 의한 표면 전위를  $\phi_s(x)$ 라 하면, 이것은

$$\phi(x) = G_s(x) * \sigma(x) \tag{24}$$

로 표현되며, 식 (20)을 이용하여 계산하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \phi(x) &= -jG_s \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(x') \exp(-jk_0|x-x'|) dx' \\ &= -jG_s \bar{\sigma}(k_0) \exp(jk_0 x) \quad (x < a) \end{aligned} \tag{25}$$

여기서  $\sigma(k)$ 는  $\sigma(x)$ 의 푸리에 변환형이다. 그러므로 변환기 외부의 임의의 점에서 표면 전위는 전극의 전하 밀도의 푸리에 변환형에 의해 주어진다.

이 방정식에서 전하 밀도  $\sigma(x)$ 는 앞에서 설명한 것처럼 경계 조건과 식 (23)을 이용하여 구할 수 있

으나 그 계산은 일반적으로 매우 복잡하다. 따라서 풀이를 간단히 하기 위해 준정근사계산법을 사용한다. 즉, 전극의 전하밀도는 정전기장에 기인한  $G_e(x)$ 가 지배적이므로 탄성파의 영향을 무시하므로써 얻어지는 전하 밀도  $\sigma_e(x)$ 에 의해 결정된다고 가정한다. 따라서  $\sigma_e(x)$ 는 방정식

$$\begin{aligned} \phi(x) &= G_e(x) * \sigma_e(x) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} G_e(x-x') \sigma_e(x') dx' \end{aligned} \tag{26}$$

의 해이며, 3.2절에서 자세히 다룰 것이다.  $\phi_e(x)$ 는  $x$ 가 전극위의 점일때 그림 2(a)에서 보여준 전극 전압과 같은 표면 전위이다. 전극전위가 주파수에 독립이면  $\sigma_e(x)$ 도 주파수에 독립이다. 그리고 그림 2(a)의 모든 전극 전압이 같으면  $\sigma_e(x)$ 는 영이다.

이제 식 (24)의  $\sigma(x)$ 대신  $\sigma_e(x)$ 를 넣어서  $\phi_s(x)$ 를 계산하면

$$\begin{aligned} \phi(x) &= G_e(x) * \sigma_e(x) \\ &= -jG_s \bar{\sigma}(k_0, \omega) \cdot \exp(jk_0 x) \quad (x < a) \end{aligned} \tag{27}$$

와 같으며, 이 변화는 해석을 매우 간단하게 만들어 준다. 예를 들면 2단자 변환기(제 5 장에서 설명될 그림 4(a))의 경우, 전극 전압을  $\pm 1$ 로 취해주는 것으로 충분하다. 그러므로 주파수에 독립적이다 ( $\exp(j\omega t)$  항은 함축되어 있다). 이것은 정전계에 의한 전하 밀도  $\sigma_e(x)$ 가 주파수에 독립적이며, 따라서 모든 주파수에 대한  $\phi_s(x)$ 는  $\omega = 0$ 에서  $\sigma_e(x)$ 를 계산하므로써 구할 수 있다는 것을 의미한다. 이런 이유로 인해 '준정적(Quasi-Static)'이라 한다. 게다가 정전하 밀도  $\sigma_e(x)$ 는 표면파를 여기하는 전하 분포로 간주할 수 있으며, 이때 전파되는 표면파는 다른 전극에 의해 영향을 받지 않는다고 가정할 수 있으므로 전극의 상호 작용을 무시한다.

2. 중첩의 원리를 이용한 정전하밀도의 계산

정전하 밀도  $\sigma_e(x)$ 는 식 (26)과 경계조건 ——  $\phi_e(x)$ 는 전극에서 전극 전압과 같고,  $\sigma_e(x)$ 는 전극이 없는 모든 자유 공간에서 영이다 —— 에 의해 결정된다. 그림 2(b)처럼 간격이  $\Delta x$ 인  $M$ 개의 전극위의 점을  $x_i$ 라 하면 식 (26)은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\phi_e(x_i) = \sum_{j=1}^M A_{ij} \cdot \sigma_e(x_j) \tag{28}$$

식 (26)으로부터  $A_{ij}$ 는  $\Delta x G_e(x_i - x_j)$ 이나  $i = j$ 일때

$G_e(x)$ 는 식 (19)로 부터 무한대가 되므로 적절하지 못하다. 따라서  $A_{ij}$ 에 대한 적절한 선택은 다음과 같다.

$$A_{ij} = 1/2\Delta x [G_e(x_i - x_j + 1/2\Delta x) + G_e(x_i - x_j - 1/2\Delta x)] \quad (29)$$

이 행렬은  $G_e(x)$ 가 대칭이므로  $A_{ij}$ 도 대칭이다. 구하고자 하는 것이  $\sigma_e(x)$ 이므로 식 (28)을 바꾸어 놓으면

$$\sigma_e(x_i) = \sum_{j=1}^M B_{ij} \cdot \phi_e(x_j) \quad (30)$$

의 형태이며, 여기서  $B_{ij}$ 는  $A_{ij}$ 역행렬이다. 따라서  $B_{ij}$ 도 대칭이다. 식 (30)에서  $\phi_e(x)$ 는  $x$ 가 위치한 전극 전압과 같다. 따라서  $\sigma_e(x)$ 를 구할 수 있다.

그러나  $\sigma_e(x)$ 의 계산을 보다 간단히 하기위해 매우 유용한 원리인 중첩의 원리를 사용한다. 그림 3과 같은 배열을 갖는 구조를 고려해보자. 여기서 전극 배



그림 3. 단일 탭 변환기  
Fig. 3. Single tap trasducer.

열은 그림 2(a)와 같으며,  $n$ 번째 전극에만 단위 전압이 가해지고 나머지 전극은 접지되어 있다. 이런 경우의 정전하밀도를  $\rho_{en}(x)$ 라 하자. 일반적으로 전하는  $n$ 번째 전극에 뿐만 아니라 모든 전극에 존재할 것이다.  $\rho_{en}(x)$ 를 구하기위해 전극의 극성 함수  $p_n(x)$ 를 다음과 같이 정의한다.

$$p_n(x) = \begin{cases} 1 & x \text{가 } n\text{번째 전극위에 있을때} \\ 0 & \text{그렇지 않을때} \end{cases} \quad (31)$$

그러면  $\rho_{en}(x)$ 는 식 (30)으로 부터

$$\rho_{en}(x_i) = \sum_{j=1}^M B_{ij} p_n(x_j) \quad (32)$$

이며, 자유 공간에서는  $\rho_{en}(x) = 0$ 이다. 전하 중첩의 원리는 임의의 전압이 각각의 전극에 가해졌을때(그림 2(a)), 전하 밀도는 각각의 전극에 의한 전하 밀도  $\rho_{en}(x)$ 의 선형 결합에 의해 구할 수 있다는 원리이다. 따라서 그림 2(a)에 대한 정전하밀도  $\sigma_e(x)$ 는

$$\sigma_e(x) = \sum_{n=1}^N V_n \rho_{en}(x) \quad (33)$$

와 같이 표현되며, 일단  $\rho_{en}(x)$ 가 결정되면 어떤 전극 전압의 배열  $V_n$ 에 대해서도  $\sigma_e(x)$ 가 쉽게 계산될 수 있다는 장점이 있다.

일반적으로 탄성표면과 필터에 사용되는 변환기의 전극 구조는 주기적인 형태를 갖고 있다. 이런 경우에는 위에서 설명한  $\rho_{en}(x)$ 를 해석적인 방법에 의해 구할 수 있다.<sup>[9]</sup> 또한 비주기적인 형태의 전극 구조를 갖는 변환기의 경우에도 이것을 작게 세분하여 주기적으로 주기적인 형태로 바꾸어 줄 수 있다.<sup>[10]</sup> 그러므로 주기적인 전극 배열을 갖는 변환기에 대한 정전하 분포인  $\rho_{en}(x)$ 를 구하면 빠르고 정확하게 변환기를 해석할 수 있다. 우리는 이것을 '기본 전하 분포 (Basic Charge Distribution)' 또는 '엘레먼트 팩터 (Element Factor)' 라 한다. 이 경우의 변환기의 총 전하 분포  $\sigma_e(x)$ 는 식 (33)으로 부터  $V_n$ 에 해당하는 전극의 전압 배열과 기본 전하 분포의 콘볼루션 함으로 구할 수 있다. 이때 주기적인 전극의 전압 배열에 해당하는 항을 '어레이 팩터 (Array Factor)' 라 한다. 결과적으로 이 두 팩터만 얻으면 정전하 분포는 쉽게 얻을 수 있다.

3. 고차 근사화

$\sigma_e(x)$ 를 구하기위해 무시하였지만 실제로 존재하는 표면파에 기인한 전하 밀도를  $\sigma_a(x)$ 라 하면 이제 총 전하밀도는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\sigma(x) \approx \sigma_e(x) + \sigma_a(x) \quad (34)$$

여기서  $\sigma_a(x)$ 는 표면파에 기인한 추가적인 전하밀도이며,  $\sigma_e(x)$ 와는 달리 주파수의 함수이다. 식 (34)를 (23)에 넣으면 4개의 콘볼루션 항이 생기나,  $G_s(x) * \sigma_a(x)$ 는 작으므로 무시할 수 있다. 왜냐하면  $G_s(x)$ 와  $\sigma_a(x)$ 는 각각  $G_e(x)$ 와  $\sigma_e(x)$ 보다 작기 때문이다. 따라서 식 (23)의  $\phi(x)$ 는

$$\phi(x) \approx G_e(x) * \sigma_e(x) + G_s(x) * \sigma_e(x) + G_e(x) * \sigma_a(x) \quad (35)$$

로 표현할 수 있다.

만약  $x$ 가 전극위의 점이면, 식 (35)의  $\phi(x)$ 는 식 (26)의  $\phi_e(x)$ 와 같아야 한다. 따라서 식 (35)의 나머지 항은  $x = x_j$ 에서 영이어야 한다.

$$[G_s(x) * \sigma_e(x) + G_e(x) * \sigma_a(x)]_{x=x_j} = 0 \quad (36)$$

이 식으로 부터  $\sigma_a(x)$ 는  $\sigma_e(x)$ 에 관련되어 있음을 알 수 있다. 식 (36)의 첫째 항은 표면파의 전파에 기인한 전위로 간주할 수 있다. 편의상 이것을  $\varphi_a(x)$ 라 하면

$$\phi_{e(x)} = G_e(x) * \sigma_e(x) \tag{37}$$

이며, 따라서  $\sigma_a(x)$ 는

$$[G_e(x) * \sigma_a(x)]_{x=-x_j} = -\phi_a(x_j) \tag{38}$$

의 해이다. 이 식은 식(26)과 같은 형태이므로 식 (30)을 유도할 때와 같은 방법으로  $\sigma_a(x_i)$ 를 구하면

$$\sigma_a(x_i) = -\sum_{j=1}^M B_j \phi_a(x_j) \tag{39}$$

와 같이 나타낼 수 있으며,  $\varphi_a(x_j)$ 는 식 (37)에 의해 구할 수 있다. 그러므로  $\sigma_a(x)$ 는  $\sigma_e(x)$ 로 부터 구할 수 있다.

4. 전극 전류

각 전극으로 흘러 들어가는 전류  $I_n$ 은 총전하밀도를 적분하여 시간에 대해 미분함으로써 계산된다. 따라서

$$I_n = j\omega W \int_n [\sigma_e(x) + \sigma_a(x)] dx \tag{40}$$

$$= I_{en} + I_{an}$$

이며,  $I_{en}$ 와  $I_{an}$ 는 각각  $\sigma_e(x)$ 와  $\sigma_a(x)$ 에 기인한 전류이다. 따라서  $I_{en}$ 는

$$I_{en} = j\omega W \int_n \sigma_e(x) dx \tag{41}$$

이며,  $\sigma_e(x)$ 는 식 (33)으로 부터 계산할 수 있다. 또한  $I_{an}$ 은 식 (40)과 식 (31)으로 부터 구할 수 있다.

$$I_{an} = j\omega W \int_n \sigma_a(x) dx \tag{42}$$

$$= j\omega W \int_{-\infty}^{\infty} p_n(x) \sigma_e(x, \omega)$$

위식에서 피적분함수는 전극이 없는 영역에서는 영이므로 전극위의 점  $x_j$ 를 사용하여 표현하면

$$I_{an} = j\omega W \sum_{j=1}^M p_n(x_j) \sigma_a(x_j) \Delta x$$

$$= -j\omega W \sum_{j=1}^M p_n(x_j) \sum_{i=1}^M B_i \phi_a(x_i) \Delta x$$

$$= -j\omega W \sum_{i=1}^M \rho_n(x_i) \phi_a(x_i) \Delta x \tag{43}$$

$\rho_{en}(x_i)$ 는 전극이 없는 영역에서 영이므로  $\Delta x \rightarrow 0$ 를 취하면

$$I_{an} = j\omega W \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{en}(x) \phi_a(x) dx \tag{44}$$

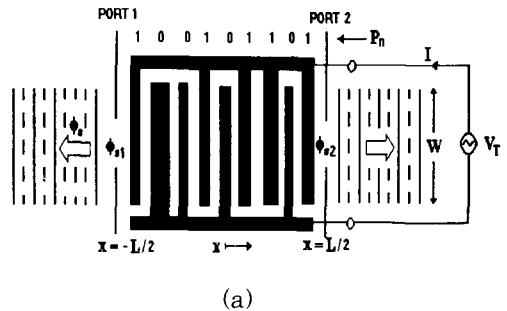
이 된다. 여기서  $\varphi_a(x)$ 는 식 (37)에 의해 구할 수 있다.

IV. 2-포트 변환기에 대한 해석

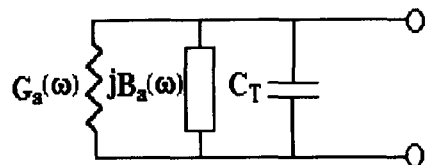
본 장에서는 제 3 장의 결과를 이용하여 그림 4(a)와 같은 2-포트 변환기를 해석하고자 한다. 그림에서 보는 바와 같이 각 전극은 두 개의 버스-바 가운데 하나에 연결되어 있으며, 이 버스-바는 전극을 전기적으로 연결하는 것이외에 어떤 효과도 갖지 않는다고 가정한다. 또한 준정근사계산법을 적용하여 얻은 결과를 이용하므로 전극 상호 작용은 무시한다. 즉, 전극이 표면파 전파에 영향을 미치지 않으며 전극위 각 점에서의 전하는 표면파를 여기하는 파원이 된다. 준정근사계산법에서는 단락된 변환기는 입사 표면파를 반사하지 않으며, 자유 공간에서의 속도와 같은 속도로 표면파를 통과시킨다.

1. 변환기의 어드미턴스

변환기에 전압  $V_T$ 가 가해졌을 때 흐르는 전류를  $I$ 라 하면 어드미턴스  $Y_T$ 는  $I/V_T$ 이다.



(a)



(b)

그림 4. 2-포트 변환기  
Fig. 4. 2-Port Transducer.

그러므로 두 bus-bar 사이에서의 어드미턴스는 전류 I를 계산하므로써 구할 수 있다. 전류를 형성하는 전하밀도는 정전하밀도  $\sigma_e(x)$ 와 표면파에 의한 전하밀도  $\sigma_a(x)$ 이다. 전류의 주요부분을 이루는 정전하밀도  $\sigma_e(x)$ 는  $V_T$ 와 위상이 같으며, 어드미턴스 가운데 용량성 서셉턴스 부분을 차지한다.  $\sigma_a(x)$ 에 의한 어드미턴스는 실수부와 허수부로 나누어진다. 따라서 어드미턴스는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$Y_i = G_a(\omega) + jB_a(\omega) + j\omega C_i \quad (45)$$

그러므로 등가 회로 모델은 그림 4(b)와 같이 나타낼 수 있다. 여기서  $C_i$ 는 용량성 서셉턴스의 캐패시턴스에 해당하며,  $G_a(\omega)$ 와  $B_a(\omega)$ 는 각각  $\sigma_a(x)$ 에 기인한 실수부와 허수부이며 각각 전파 컨덕턴스와 전파 서셉턴스이다.

변환기에 흐르는 전류 I는 식 (40)에 의해

$$I = \sum_{n=1}^N P_n I_n \\ = j\omega W \sum_{n=1}^N P_n \int_n [\sigma_e(x) + \sigma_a(x)] dx \quad (46)$$

이며  $P_n$ 은 전극의 극성을 의미하는 항으로서 +면 1, -면 0을 나타낸다.  $\sigma_e(x)$ 에 기인한 전류  $I_e$ 는  $j\omega C_i V_T$ 와 같다. 따라서  $C_i$ 는

$$C_i = W \sum_{n=1}^N P_n \int_n \rho_e(x) dx \quad (47)$$

와 같이 표현된다. 여기서  $\rho_e(x)$ 는 단위 전압에 의한 전하 분포로서  $\sigma_e(x)/V_T$ 를 의미한다. 따라서 식 (33)으로부터  $\rho_e(x) = \sum_{m=1}^N P_m \rho_{em}(x)$ 이다.

식 (46)에서  $\sigma_a(x)$ 에 기인한 전류를  $I_a$ 라 하면

$$I_a = \sum_{n=1}^N P_n I_{an} \quad (48)$$

로 표현되며, 식 (44)를 이용하면  $I_a$ 는 다음과 같다.

$$I_a = -j\omega W \int_{-\infty}^{\infty} \rho_e(x) \phi_a(x, \omega) dx \quad (49)$$

이 식은 정의에 의해  $V_T [G_a(\omega) + jB_a(\omega)]$ 와 같다. 따라서 식 (20), (37)을 이용하여  $I_a$ 를 계산한 다음  $G_a(\omega)$ ,  $B_a(\omega)$ 를 각각 구하면 다음과 같다.

$$G_a(\omega) = -\omega W G_s |\bar{\rho}_e(k_0)|^2 \quad (50)$$

$$B_a(\omega) = \omega W G_s |\bar{\rho}_e(k_0)|^2 * 1/(k_0 \pi) \quad (51)$$

따라서  $B_a(\omega)$ 는  $G_a(\omega)$ 로 부터 구할 수 있으며, 그 관계는  $k_0 = \omega/v_0$ 라는 사실을 이용하면, 다음과 같은 힐버트(Hilvert)변환 관계를 얻을 수 있다.

$$B_a(\omega) = -G_a(\omega) * 1/(\pi\omega) \quad (52)$$

### 2. 전달 함수

변환기에서 소모되는 전기적 에너지는 모두 탄성 표면과 전파에 의해 소모된다고 가정하면 임펄스 응답의 에너지를 계산하므로써 전달 함수를 구할 수 있다.<sup>12)</sup>

먼저 변환기의 임펄스 응답을  $h_i(t)$ 라 하면, 전달 함수는  $H_i(\omega)$ 로 표시할 수 있다. 따라서 변환기가 단위 임펄스에 의해 구동되었을때 전파되는 에너지는 파시발(Parseval) 정리에 의해

$$B_i(\omega) = H_i(\omega)H_i^*(\omega)/2\pi \\ = |H_i(\omega)|^2/2\pi \quad (53)$$

이다. 또한  $G_a(\omega)$ 에서 소모되는 에너지는

$$E(\omega) = V_e(\omega)^2 G_a(\omega)/2\pi \quad (54)$$

이며,  $v_{in}(t) = \delta(t)$ 이므로  $V_{in}(\omega) = 1$ 이다. 따라서 식 (54)는 다음과 같다.

$$E(\omega) = G_a(\omega)/2\pi \quad (55)$$

이것은 식 (53)과 같아야 하므로

$$G_a(\omega) = |H_i(\omega)|^2 \quad (56)$$

이 성립한다. 따라서 식 (50)으로 부터

$$|H_i(\omega)|^2 = (-\omega W G_s)^{1/2} |\bar{\rho}_e(k_0)| \quad (57)$$

와 같다.

### V. 특성의 계산 및 측정과 결과 고찰

제 3 장에서 준정근사계산법을 소개하였으며 이것을 이용하여 제 4 장에서는 변환기의 어드미턴스와 전달 함수를 구하였다. 이 전달 함수는 어드미턴스의 실수부인 콘덕턴스에 의하여 표현되므로 콘덕턴스의 정확성 여부를 전달 함수의 판단 근거로 삼는다. 그러므로 본 장에서는 변환기의 어드미턴스를 계산하고



실제로 만들어진 필터의 정규형 변환기(Uniform IDT) 부분의 어드미턴스를 측정 비교하므로써 준정근사계산법의 타당성을 검증하고자 한다. 정규형 변환기를 선택한 이유는 첫째, 준정근사계산법은 변환기의 전극이 겹치는 부분 즉 W가 일정하다는 가정을 기초로 하고 있기 때문이며 둘째, 정규형은 전극 배열이 주기적으로 반복되어 있으므로 전하 분포를 쉽게 계산할 수 있기 때문이다. 이러한 두 가정은 어떠한 형태의 변환기도 해석할 수 있음을 의미한다.

정규형 변환기의 어드미턴스를 계산하기 위해서는 먼저 정전하 밀도를 계산해야 한다. 이것은 4.2절에서 설명한 바와 같이 크게 두 가지로 나눌 수 있다. 수치해석적 방법에 의한 것이 그 하나이며, 또 한 가지는 해석적 방법에 의한 것이다. 본 연구에서는 향후의 탄성표면파 필터의 해석에 활용하기 위하여 간편하고 빠른 르장드르(Legendre) 다항식을 이용한 해석적 방법에 의해 얻은 정전하 밀도를 사용하고자 한다. 식 (50)와 식 (52)으로 부터 변환기의 어드미턴스를 계산하기 위해서는 정전하 밀도의 푸리에 변환형을 구하여야 한다. 이것은 3.2절에서 설명한 엘레먼트 팩터와 어레이 팩터의 곱으로 나타낼 수 있다. 일반적으로 어레이 팩터는 전극 구조에 따라 결정된다. 또한, 엘레먼트 팩터는 다음과 같이 표현된다.<sup>[8]</sup>

$$\bar{Q}_r(k) = (\epsilon_0 + \epsilon_p) \frac{2 \sin \pi s}{P_s(-\cos \Delta)} P_m(\cos \Delta) \quad (58)$$

$$\Delta = \pi a/p$$

$$s = kp/(2\pi) - m$$

$$P_m(\cos \Delta) = \text{르장드르 다항식}$$

$$P_s(-\cos \Delta) = \text{르장드르 함수}$$

어레이 팩터를  $\bar{A}_r(k)$ 라 하면 정전하 밀도의 푸리에 변환형은  $\bar{A}_r(k)\bar{Q}_r(k)$  로 나타낼 수 있다. 이러한 표현식은 계산량이 많은 향후의 필터의 해석시 매우 효과적이다.

정규형 변환기의 어드미턴스를 측정하기 위하여 제작된 필터의 사양은 표 1과 같다. 이 필터는 현재 사용되고 있는 칼라 텔레비전용 탄성표면파 중간주파수 필터로서 준정근사계산법이 어느 정도의 정확성을 보여주는지를 검증하기 위한 것이다. 앞에서 설명한 것처럼 본 연구에서는 이 필터의 정규형 변환기만을 대상으로 하여 어드미턴스를 측정하였다. 즉 비정규형 변환기를 단락시킨 상태에서 정규형 변환기의 어드미턴스를 측정하였다. 계산값과 측정값을 비교시 주의해야 할 점은 커패시터의 캐패시턴스라든가 기판의 캐

패시턴스 그리고 전극이 갖고 있는 저항 등은 변환기의 어드미턴스 측정시 함께 측정되므로 이 점을 고려해 주어야 한다는 것이다. 이 값들(표 1)을 측정하여 어드미턴스를 비교할때 고려하였다.

표 1. 칼라 텔레비전용 탄성표면파 중간주파수 필터의 사양

Table. 1. Parameters of SAW IF Filter for Colv TV.

항 목		입력측 전극	출력측 전극
중심 주파수		44MHz	44MHz
핑거전극 수		182개	46개
핑거전극 폭(a)		1/8λ	1/8λ
전극 비율(η=a/p)		0.5	0.5
전극 형태		1/8λ Apodized Weighted Finger	1/8λ Uniform Split Finger
전극 구경		12λ	20λ
기생 Capacitance	BNC	3.3 [pF]	3.0 [pF]
	PCB	5.5 [pF]	6.0 [pF]
전극 저항		10 [ohm]	5 [ohm]

그림 5는 이러한 사실을 고려하여 계산값과 측정값을 그린 그림이다. 그림에서 보는 바와 같이 매우 정확한 결과를 얻을 수 있었다. 즉 어드미턴스의 실수부와 허수부인 콘덕턴스와 서셉턴스의 계산값과 측정값이 각각 정확하게 일치함을 의미한다. 따라서 이러한 일치는 식 (56)으로 부터 전달 함수도 정확하게 그 특성을 예측할 수 있음을 의미한다. 결과적으로 준정근사계산법은 변환기의 특성 해석에 적용할 수 있으며, 나아가 탄성표면파 필터의 특성 해석시 이론적 근거로서 그 타당성이 충분히 입증되었다.

### VI. 결 론

본 연구에서는 압전체에서의 입자의 운동방정식으로부터 유효 유전율을 계산하고 이로부터 그린 함수를 유도하였으며, 이 그린 함수를 사용하여 변환기를 해석하였다. 일반적으로 그린 함수 방법은 매우 정확한 해석 방법이지만 많은 시간을 요하는 수치해석 과정을 포함하는 단점이 있다. 이것을 극복하기 위하여 실제 디바이스에서 유효한 준정근사계산법 즉, 체적과에 의한 영향을 무시하여 그린 함수를 해석적 형태로 근사화하고, 전하 밀도는 정전하 밀도로 근사화하는 방법을 이용하여 정확하고 빠른 변환기의 해석 방법을 소개하였다. 이러한 근사화를 통하여 변환기의 어드미턴스와 전달 함수를 정전하 밀도로 표현하여

해석적인 형태로 얻었다.

이상의 해석 방법을 사용하여 제작된 변환기의 어드미턴스를 계산한 결과 그 측정치와 매우 잘 일치하였다. 이러한 결과는 준정근사계산법이 앞으로 탄성표면파 필터의 해석을 위한 충분한 이론적 근거를 제공하여 줌을 의미한다.

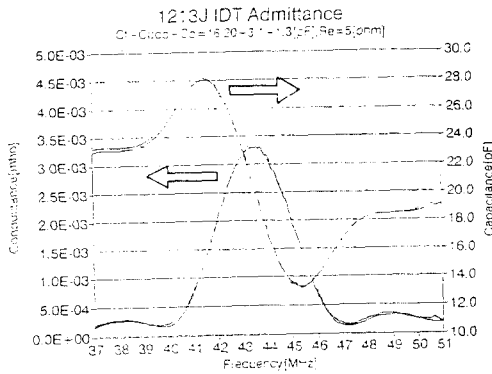


그림 5. 정규형 변환기의 입력 어드미턴스  
Fig. 5. Input Admittance of Uniform IDT.

參 考 文 獻

[ 1 ] R.H. Tancrell and M.G. Holland, "Acoustic Surface Wave Filters," *IEEE Proc.* Vol.59, pp.393-409, 1971.

[ 2 ] C.S. Hartmann, D.T. Bell, JR and R. C. Rosenfeld, "Impulse Model Design of Acoustic Surface-Wave filters," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* vol. MTT-21, pp.162-175, 1973.

[ 3 ] C.S. Hartmann and B.G. Secrest, "End Effects in Interdigital Surface Wave Transducers," in *IEEE Ultrasonics Symp. Proc.*, pp.413-416, 1972.

[ 4 ] H. Engan, "Excitation of Elastic Surface Waves by Spatial Harmonics of Interdigital Transducers," *IEEE Trans. Electron. Device* vol. ED-16, pp.1014-1017, 1969.

[ 5 ] W.R. Smith, and W.F. Peddler, "Fundamental- and Harmonic-Frequency Circuit-Model Analysis of Interdigital Transducers with Arbitrary Metallization Ratios and Polarity Sequences," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* vol. MTT-23, pp.853-864, 1975.

[ 6 ] R.F. Milsom, N.H.C. Reilly, and M. Redwood, "Analysis of Generation and Detection of Surface and Bulk Acoustic Waves by Interdigital Transducers," *IEEE Trans. Sonics Ultrason.* vol. SU-24, pp.147-166, 1977.

[ 7 ] H. Matthews, *Surface Wave Filters*, Ch.1 - Ch.2, New York:John Wiley & Sons, 1977.

[ 8 ] J.J. Campbell and W.R. Jones, "A Method for Estimating Optimal Crystal Cuts and Propagation Directions for Excitation of Piezoelectric Surface Waves," *IEEE Trans. Sonics Ultrason.* vol. SU-15, pp.209-217, 1968.

[ 9 ] S. Datta and B.J. Hunsinger, "Element Factor for Periodic Transducers," *IEEE Trans. Sonics Ultrason.* vol. SU-27, pp.42-44, 1980.

[ 10 ] A.L. Lentine, S. Datta, and B.J. Hunsinger, "Charge Distribution for Non-Periodic Transducers Using a Circuit Model," in *IEEE Ultrasonics Symp. Proc.*, pp.558-561, 1979.

著者紹介



黃金燦(正會員)

1944年 7月 18日生. 1967年 2月 연세대학교 전기공학과 졸업(공학사). 1975年 6月 미국 Polytechnic Institute of New York 대학원(공학석사). 1979年 6月 미국 Polytechnic Institute of New York 대학원(공학박사). 1979年 6月 ~ 1980年 9月 대전기계창 선임연구원. 1980年 9月 ~ 1993年 10月 현재 연세대학교 전기공학과 교수.



鄭榮地(正會員)

1959年 10月 22日生. 1982年 2月 연세대학교 전기공학과 졸업(공학사). 1984年 2月 연세대학교 전기공학과 대학원 졸업(공학석사). 1993年 2月 연세대학교 전기공학과 대학원 졸업(공학박사). 1984年 1月 ~ 1987年 7月 금성계전(주) 연구소. 1987年 8月 ~ 1993年 2月 삼성종합기술원. 1993年 3月 ~ 1993年 10月 현재 한국전자통신연구소 다중통신기술연구원 무선기술연구실 선임연구원 (Radio Tech. Section Mobile Comm. Development Project Electronics & Telecommunications Research Institute).



李在庚(正會員)

1958年 7月 4日生. 1988年 2月 숭실대학교 전기공학과 졸업(공학사). 1985年 2月 연세대학교 전기공학과 대학원 졸업(공학석사). 1992年 2月 연세대학교 전기공학과 대학원 졸업(공학박사). 1993年 1月 ~ 1993年 10月 현재 삼성데이타시스템 선임연구원 (Samsung Data System Co. Ltd.)



李東度(學生會員)

1963年 9月 9日生. 1987年 2月 연세대학교 전기공학과 졸업(공학사). 1989年 8月 연세대학교 전기공학과 대학원 졸업(공학석사). 1992年 ~ 1993年 10月 현재 연세대학교 전기공학과 대학원 박사과정 (Dept. of Electrical Eng. Yonsei Univ.)