

고차 진동을 이용하는 에너지포획형 압전 공진자와 필터의 변위분포에 관한 연구

논문
11-11-2

A Study on Particle Displacement Distributions of Energy-trapped Piezoelectric Resonators and Filters Utilizing the Harmonic Modes

이개명
(Gae-Myoung Lee)

Abstract

Energy-trapped thickness vibrations of piezoelectric substrates are utilized in fabricating resonators and filters which have their operating frequencies in HF band. Normalized particle displacement distributions of the fundamental thickness shear vibration mode and overtone modes into the thickness direction in energy-trapped resonators and double-coupled filters were obtained by solving the wave equation and calculating the solved equations. These results show that as the number order of the harmonic mode in a energy-trapped resonator becomes larger, the degree of energy-trapping in the resonator increases, and if the conditions for energy-trapping become sufficiently weak, the energy-trapping effect of the harmonic mode which has the lower order disappears the earlier. Above simulation results were proved by the experiments.

Key Words(중요용어) : Energy-trapping(에너지포획), Particle displacement distribution(변위분포), Harmonic vibration mode(고차 진동모드), Resonator(공진자), Filter(필터)

1. 서 론

압전세라믹스와 수정과 같은 단결정의 두께진동을 이용한 HF대역 공진자와 필터가 전자·통신장비에 사용되고 있다. 압전세라믹스의 두께종진동(thickness extensional vibration)과 수정의 두께전단진동(thickness shear vibration)을 이용하여 소자가 설계되고 있으며, 동작주파수가 10.7MHz 이상인 소자의 경우에는 안정성과 기계적 강도가 보다 우수한 수정 기판이 주로 사용되고 있다. 어느 경우나 두께진동을 이용할 경우에는 에너지포획 효과를 이용하여 잡음이 섞이지 않는 온전한 공진반공진 특성을 얻고 있다.[1],[2]

본 연구의 선행 연구에서 저자[3]는 에너지 포획

된 두께 전단진동에 대해 파동방정식의 해석과정을 정리하였고, 시뮬레이션에 의해 파동방정식의 해인 규준화된 진동변위분포를 구하였으며, 에너지포획형 공진자와 이중결합필터의 핵심 파라미터가 이 진동 변위분포에 미치는 영향을 조사하였다. 이 실험 결과의 분석을 통해 에너지포획 현상에서 기존 통념과 달리 부분 전극의 폭이 커짐에 따라 에너지포획이 더 확실하게 형성됨을 분명히 했다.

선행 연구에서는 압전체 기판의 두께전단진동 중에서 기본이 되는 두께 방향으로의 기본 진동모드(fundamental vibration mode)에 대한 에너지포획에 관한 내용을 다뤘다. 압전체 기판에서 진동이 여진되면 재료에 따라 차이가 있지만 기본 진동과 고차 진동이 동시에 여진되며, 소자의 제작 면에서 보게 되면 같은 동작주파수를 갖더라도 고차 진동을 사용하면 기판의 두께가 두꺼워지므로 유리하게 된다. [4]

본 연구에서는 먼저 파동방정식의 해석 과정이

* : 제주대학교 전기공학과
(제주도 제주시 아라동 1, Fax: 064-756-5281
E-mail : myounglk@cheju.cheju.ac.kr
1998년 6월 20일 접수, 1998년 9월 11일 심사완료

두께 방향으로의 고차 진동에도 적용되도록 수식을 전개한다. 다음에 이 전개된 수식을 시뮬레이션하여 두께 방향으로의 고차 진동에 대한 변위분포를 구하며, 이 시뮬레이션 자료를 분석하고 에너지포획 이론을 재검토한다. 또 에너지포획의 주된 파라미터의 하나인 전극의 폭이 각기 다른 에너지포획형 공진자들을 제작하고, 그 주파수 특성을 측정하여 이러한 시뮬레이션 결과와 분석 내용을 입증하고자한다.

2. 에너지포획형 공진자와 이중결합 필터의 진동 변위분포

에너지포획형 공진자와 이중결합필터에 대한 두께진단진동의 변위분포에 대한 파동방정식의 해석 과정은 선행 논문에서 Onoe와 G. Szentirmai의 해석 방법을 참고하여 정리되었다.[5],[6] 본 장에서는 고차 진동에 대한 시뮬레이션의 수행에 필요한 식을 선행 논문에서 인용하여 정리하였고, 주파수의 규준화에 대한 내용이 추가되었으며, 고차 진동인 경우에도 해석 과정이 적용되도록 인용된 식이 조정되었다.

1. 에너지포획형 공진자의 진동변위분포

그림1과 같이 무한 평판에 한 쌍의 무한 길이 전극 띠가 부착되어 있는 공진자 모델에서 전극 띠 방향, 즉 x축 방향으로 두께진단진동이 여진된 경우에, 파동방정식의 정상상태 해인 진동변위분포는 다음 식처럼 나타낼 수 있다

$$U_n(y, z, t) = u_n(z) \sin\left(\frac{n\pi y}{2H}\right) e^{j\omega t} \quad (1)$$

여기서 "n"은 두께 방향, 즉 y축 방향으로의 진동모드 차수이다. 여기서 H는 기판의 두께의 반이다.

전극이 도포된 경우와 전극이 없는 경우의 기본 고유 공진주파수인 f_0 와 f_0' 는

$$f_0 = \frac{v_e}{4H} \quad (2)$$

$$f_0' = \frac{v_s}{4H}$$

로 주어지며, 각각 에너지포획형 공진자의 전극 띠 부분과 주변 부분의 차단주파수가 된다. 여기서 v_e 와 v_s 는 각각 전극 띠 부분 기판과 전극 주변 부분 기판의 탄성과 속도이다. 이들 주파수 f_0, f_0', f 를

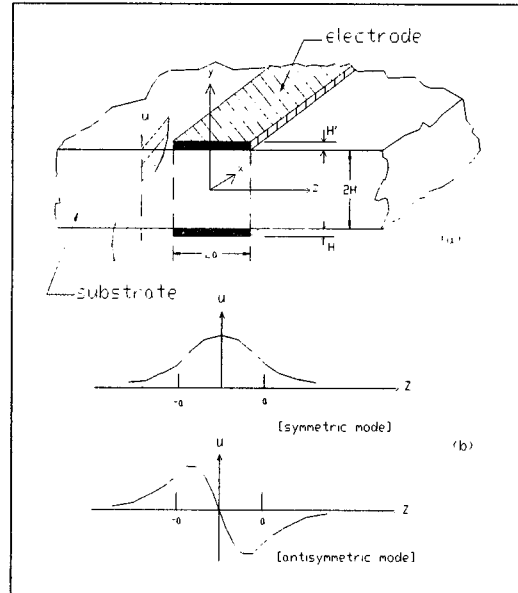


그림 1. (a) 두께진단진동을 이용하는 무한 평판 에너지포획형 공진자의 구조, (b) 기본 대칭진동모드와 기본 반대칭진동 모드

Fig. 1. (a) The structure of an energy trapped resonator using thickness shear vibration whose substrate is infinite, (b) A fundamental symmetric vibrator mode and a fundamental antisymmetric vibration mode

$$\Omega_0 = f_0 \cdot \frac{(2\pi H)}{v_s}$$

$$\Omega_0' = f_0' \cdot \frac{(2\pi H)}{v_s} \quad (3)$$

$$\Omega = f \cdot \frac{2\pi H}{v_s}$$

로 규준화하면, Ω_0, Ω_0' 는 각각 전극 띠 부분, 전극 주변 부분의 기본 고유 공진주파수의 규준화 주파수이며, Ω 는 주파수 f에 대응하는 규준화 주파수이다.

$$\Omega_0' = \frac{\pi}{2} \quad (4)$$

가 되며,

$$\Omega_0 = \Omega_0' \sqrt{\frac{1}{1+R}} \quad (5)$$

로 구할 수 있다. 여기서 R은 전극부과(mass

loading) 양으로

$$R = \frac{\rho'H'}{\rho H} \quad (6)$$

로 정의되어 있다. 여기서 ρ, ρ' 는 각각 기판과 전극의 밀도이며, H' 는 전극의 두께이다.[7],[8]

그림1(b)의 대칭진동(symmetric vibration)에 대해서 (1)식에서 $u_n(z)$ 는 각 영역 별로

$$\begin{aligned} u_{n,I}(z) &= B e^{\gamma_n'(z+a)} ; & [z < -a] \\ u_{n,II}(z) &= A \cos \gamma_n z ; & [-a \leq z \leq a] \\ u_{n,III}(z) &= B e^{-\gamma_n'(z-a)} ; & [z > a] \end{aligned} \quad (7)$$

와 같이 나타낼 수 있고, 그림1(b)와 같은 반대칭진동(antisymmetric vibration)에 대해서는

$$\begin{aligned} u_{n,I}(z) &= B e^{\gamma_n'(z+a)} ; & [z < -a] \\ u_{n,II}(z) &= A \sin \gamma_n z ; & [-a \leq z \leq a] \\ u_{n,III}(z) &= -B e^{-\gamma_n'(z-a)} ; & [z > a] \end{aligned} \quad (8)$$

와 같이 나타낼 수 있다. 여기서 전극 밑 부분과 주변 부분 기판에서의 감쇠정수 γ_n, γ_n' 는 각각

$$\begin{aligned} \gamma_n &= \frac{n\pi}{2H} \sqrt{\left(\frac{\Omega}{n\Omega_0}\right)^2 - 1} \\ \gamma_n' &= \frac{n\pi}{2H} \sqrt{1 - \left(\frac{\Omega}{n\Omega_0'}\right)^2} \end{aligned} \quad (9)$$

로 주어진다.

식(7), 식(8)로 주어지는 변위가 경계에서 연속이어야 한다는 조건으로부터, 대칭진동과 반대칭진동에 대해서 각각 다음과 같은 조건식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\gamma_n'}{\gamma_n} \tan \gamma_n a = 1 \quad (10)$$

$$\frac{\gamma_n'}{\gamma_n} \cot \gamma_n a = -1 \quad (11)$$

2. 이중 결합 필터의 진동 변위분포

무한 평판 기판에 그림2(a)와 같이 두 쌍의 무한 길이 전극 띠가 나란히 x 방향으로 부착된 이중 결합 필터(또는 이중 탄성 결합 필터) 구조에서 두께 전단진동이 여진되는 모델을 고려하자. 그림2(a)와 같이 영역을 구분하고, 앞의 에너지포획형 공진자에서와 같이 식(1)에서 각 영역의 해, $u_n(z)$ 를 설정하도록 한다. 먼저 그림2(b)의 대칭진동에 대해서는 다음과 같이 놓을 수 있고,

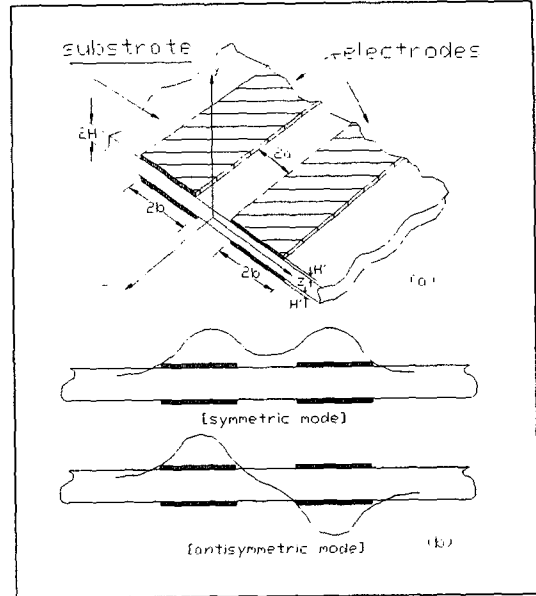


그림 2. (a) 이중탄성결합 필터, (b) 기본 대칭진동 모드와 기본 반대칭진동모드

Fig. 2. (a) a double acoustically coupled filter (b) a fundamental symmetric vibration mode and a fundamental antisymmetric vibration mode

$$\begin{aligned} u_{n,I}(z) &= A e^{\gamma_n'(z+a+2b)} ; & [z < -a-2b] \\ u_{n,II}(z) &= -B \sin \gamma_n(z+a+b) + C \cos \gamma_n(z+a+b) ; & [-a-2b \leq z < -a] \\ u_{n,III}(z) &= D \cosh \gamma_n' z ; & [-a \leq z < a] \\ u_{n,IV}(z) &= B \sin \gamma_n(z-a-b) + C \cos \gamma_n(z-a-b) ; & [a \leq z < a+2b] \\ u_{n,V}(z) &= A e^{-\gamma_n'(z-a-2b)} ; & [a+2b \leq z] \end{aligned} \quad (12)$$

반대칭진동에 대해서는 다음과 같이 놓을 수 있다.

$$\begin{aligned} u_{n,I}(z) &= -A e^{\gamma_n'(z+a+2b)} ; & [z \leq -a-2b] \\ u_{n,II}(z) &= B \sin \gamma_n(z+a+b) - C \cos \gamma_n(z+a+b) ; & [-a-2b \leq z < -a] \\ u_{n,III}(z) &= D \sinh \gamma_n' z ; & [-a \leq z < a] \\ u_{n,IV}(z) &= B \sin \gamma_n(z-a-b) + C \cos \gamma_n(z-a-b) ; & [a \leq z < a+2b] \\ u_{n,V}(z) &= A e^{-\gamma_n'(z-a-2b)} ; & [a+2b \leq z] \end{aligned} \quad (13)$$

식(12), 식(13)로 주어지는 변위가 경계에서 연속이어야 한다는 조건으로부터, 대칭진동에 대해서는

$$2b\gamma_n = \tan^{-1} \frac{\gamma_n'}{\gamma_n} + \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_n'}{\gamma_n} \tanh \gamma_n' a \right) \quad (14)$$

의 조건식을 얻을 수 있고, 반대칭진동에 대해서는

$$2b\gamma_n = \tan^{-1} \frac{\gamma_n'}{\gamma_n} + \tan\left(\frac{\gamma_n'}{\gamma_n} \coth \gamma_n' a\right) \quad (15)$$

의 조건식을 얻을 수 있다.

3. 시뮬레이션과 방법

2절에서 기술한 방법에 의해 주어진 파라미터 값에서 규격화 된 변위분포를 수치 계산을 통해 구할 수 있다. 좀 더 자세히 기술하면 다음과 같다. 두께 방향으로의 차수 n 과 전극 변수 R, H, a, b 값이 주어지면 식(5)에 의해 규준화된 전극 밑 부분의 차단 주파수가 결정되고, 그러면 식(9)에 의해 γ_n, γ_n' 가 결정된다. 다음에는 현재 주목하고 있는 것이 공진자인지 이중 결합 필터인지와 대칭모드인지 반대칭 모드인지에 따라 식(10), (11), (14), (15) 중의 한 식에서 공진주파수를 구한다. 구한 공진주파수를 주목하고 있는 것에 따라 식(7), (8), (12), (13) 중에 한 식에 대입하면 규준화된 변위분포를 구할 수 있다. 공진주파수를 구할 때 횡 방향 즉 z 축 방향으로의 고차 모드의 공진주파수를 구하면 횡 방향의 고차 진동의 변위분포가 구해진다.

4. 결과 및 고찰

시뮬레이션으로 구한 에너지포획형 공진자와 필터의 변위분포를 분석하고, 실제로 전극 조건을 달리한 공진자들을 제작하고 측정하여 이 시뮬레이션 결과를 입증하였다. 또 이러한 결과의 이용 가능성을 지적하였다.

1. 시뮬레이션 결과 및 고찰

시뮬레이션 결과를 그림 3, 4, 5, 6, 7에 나타내었다. 에너지포획형 공진자에 대한 시뮬레이션 결과인 그림 3, 6, 7에서 그림에 포함된 보조선은 전극 폭 $2a$ 를 나타내고 있는 것이며, 이중결합 필터에 대한 시뮬레이션 결과인 그림 4, 5에서 그림에 포함된 실선 보조선은 전극 간격 $2a$ 를, 점선 보조선은 전극 영역과 주변 영역의 경계를 나타내고 있다.

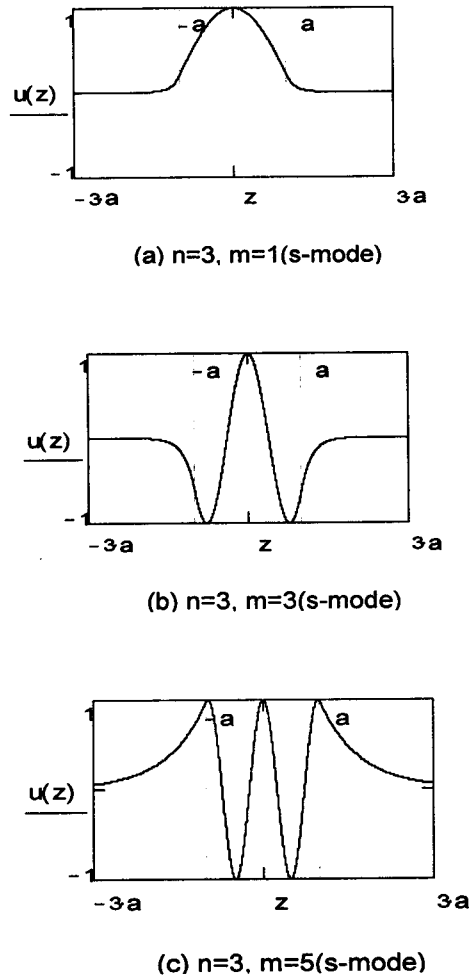


그림 3. 에너지포획형 공진자의 두께 방향으로 3차이면서 횡방향으로 기본, 3차, 5차인 대칭 진동모드의 변위분포

Fig. 3. Particle displacement distributions of the first, third, fifth modes into the lateral direction in an energy-trapped resonator which are the third into the thickness direction

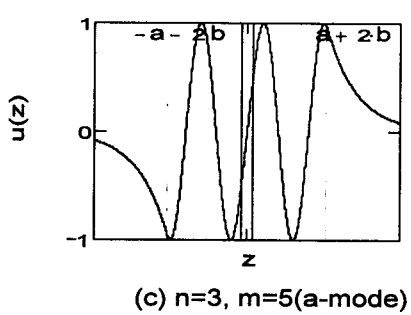
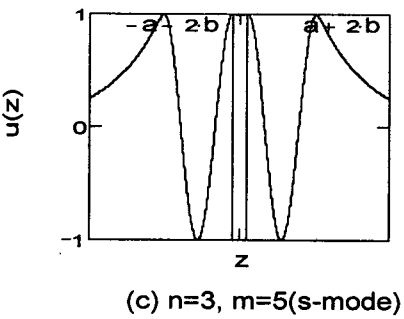
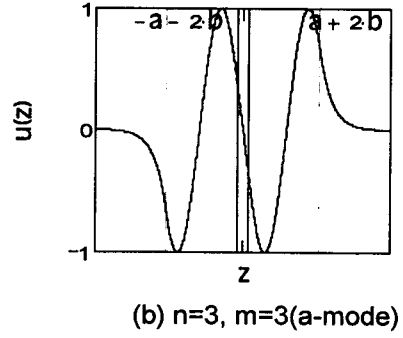
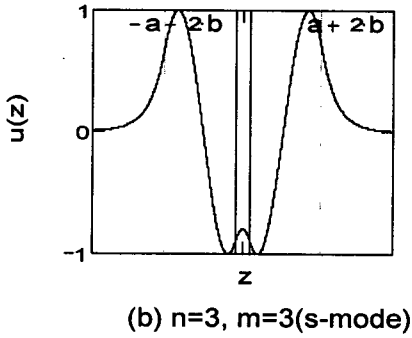
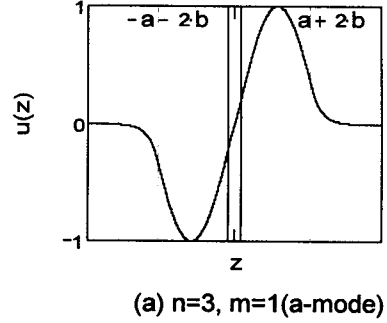
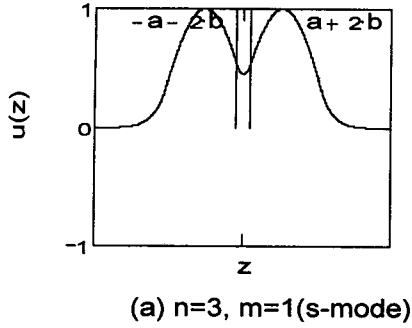
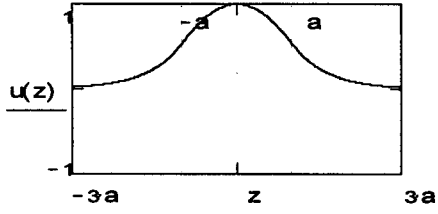


그림 4. 이중결합 필터의 두께 방향으로 3차이면서 횡방향으로 기본, 3차, 5차인 대칭진동모드의 변위분포

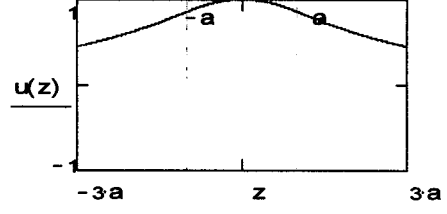
Fig. 4. Particle displacement distributions of the first, third, fifth symmetric modes into the lateral direction in a double-coupled filter which are the third into the thickness direction

그림 5. 이중결합 필터의 두께 방향으로 3차이면서 횡방향으로 기본, 3차, 5차인 반대칭진동모드의 변위분포

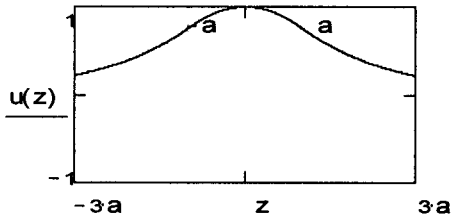
Fig. 5. Particle displacement distributions of the first, third, fifth antisymmetric modes into the lateral direction in a double-coupled filter which are the third into the thickness direction



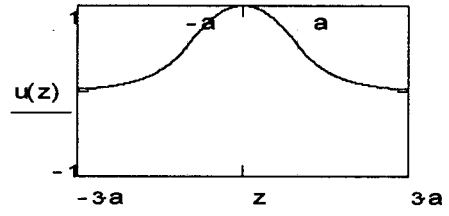
(a) $n=3, m=1(\text{s-mode}), a/H=4$



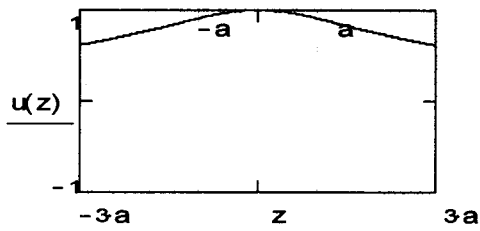
(a) $n=1, m=1(\text{s-mode})$



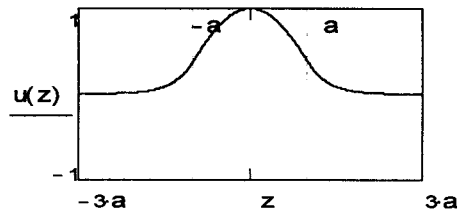
(b) $n=3, m=1(\text{s-mode}), a/H=2$



(b) $n=3, m=1(\text{s-mode})$



(c) $n=3, m=1(\text{s-mode}), a/H=1$



(c) $n=5, m=1(\text{s-mode})$

그림 6. 부분 전극 폭 a/H 감소에 따른 에너지포획형 공진자의 두께 방향으로 3차이면서 횡 방향으로 기본인 대칭진동모드의 변위분포의 변화

Fig. 6. Changes of the particle displacement distribution of the third into the thickness direction and the fundamental symmetric mode into the lateral direction in energy-trapped resonators according to decreasing the partial electrode width a/H

그림 7. 에너지포획형 공진자에서 횡 방향으로 기본이면서 두께 방향을 기본, 3차, 5차 진동의 대칭진동모드의 변위분포

Fig. 7. Particle displacement distributions of the first, third, fifth modes into the thickness direction in an energy-trapped resonator which are and the fundamental symmetric into the lateral direction

(1) 두께 방향으로의 고차 진동모드와 횡 방향으로의 고차 진동모드

두께 방향, 즉 y 방향으로의 고차 진동모드와 횡 방향, 즉 z 방향으로의 고차 진동모드가 각각 존재하는 것이 아니고 두 가지가 결합되어 하나의 진동이 형성된다. 두께 방향으로의 고차 진동은 n 값에 의해 결정되고, 횡 방향으로의 고차 진동은 주목하는 진동모드에 따라 식(10), (11), (14), (15)의 네 조건식 중의 한 식의 해에 고차 진동의 해가 존재할 경우에 존재하게 된다. 편의상 횡 방향, 즉 z 방향으로의 고차 진동의 차수를 m 으로 지시하기로 한다.

그림 3, 4, 5 에 각각 공진자의 대칭진동, 이중결합 필터의 $n=3$ 이고 $m=1, 3, 5$ 인 경우의 대칭진동과 반대칭진동의 진동변위분포를 나타내었다. 이러한 진동변위분포 형태는 n 값의 변화에 의해서는 변함이 없다. 위 시뮬레이션 결과는 횡 방향으로의 고차 진동이 될수록 전극 주변 영역에서의 변위가 충분히 감소되지 않고 있는 정도가 증가함을 보여 주고 있다. 이는 같은 전극 조건에서 횡 방향으로의 고차 진동일수록 에너지포획이 더 약하게 이루어짐을 보여주는 것으로, 이로부터 에너지포획 조건을 약하게 함으로써 횡 방향으로의 고차 진동모드를 원하는 만큼 제거할 수 있음을 알 수 있다.

(2) 에너지포획이 이뤄지기 위한 전극 조건

이미 보고된 두께 방향의 기본 진동의 횡 방향 진동변위분포에 관한 논문에서 전극 폭 a/H 가 증가함에 따라 기존 통념에 반하여 진동모드의 에너지포획이 더 확실하게 이뤄짐을 지적하였다.[3] 그림 6 에 전극 폭 a/H 가 4, 2, 1 인 공진자의 $n=3, m=1$ 인 진동모드의 변위분포를 나타내었다. 전극 폭이 감소함에 따라 점점 더 전극 주변 영역에 변위분포가 크게 형성되어 에너지포획이 약하게 형성됨을 보여 준다. 여기서 전극 폭을 더욱 감소시키면 진동변위분포가 형성되지 않는, 즉 조건식 식(10)의 해, 곧 공진주파수가 ω_0 와 ω_0' 사이에 존재하지 않는 상태로 넘어간다. 결과적으로 에너지포획이 형성되지 않는다. 따라서 에너지포획이 이뤄지기 위한 전극 조건으로 전극 폭이 공진자일 경우 $m=3$ 이상의 횡파의 고차 진동모드가 형성되지 않을 정도로 작아야 하며 동시에 $m=1$ 인 횡파의 기본 진동모드가 형성될 정도로 커야 한다.

(3) 전극 폭에 의한 두께 방향 저차 진동모드의 제거

그림 7에 특정 전극 조건을 갖는 두께 방향으로

의 기본, 3차, 5차 진동모드의 횡 방향으로의 기본 대칭진동의 진동변위분포를 구하였다. 이 결과는 두께 방향으로의 고차 진동모드가 될수록 같은 전극 조건에서 에너지포획이 강하게 일어나고 있음을 보여 준다. 따라서 에너지포획의 전극 조건을 점점 약하게 하면 즉 점점 전극 부과량을 적게 하고, 전극 폭을 작게 하면 어느 시점에 $n=1$ 인 두께 방향 기본 진동모드가 사라지게 되고, 그 다음에 $n=3$ 인 모드가 사라질 것이다.

2. 실험 결과 및 고찰

에너지포획의 주된 파라미터의 하나인 부분 전극의 폭을 달리한 에너지포획형 공진자들을 제작하고,

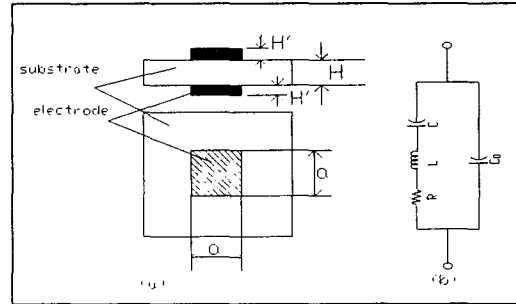


그림 8. (a) 에너지포획형 공진자의 구조 (b) 등가회로

Fig. 8. (a) Configuration of an energy-trapped resonator (b) equivalent circuit

그 주파수 특성을 측정하여 앞의 시뮬레이션 결과를 검토하였다. 에너지포획형 공진자도 다른 공진자와 같이 그림8(b)와 같은 전기적인 등가회로를 갖는다. 이 등가회로에서 직렬단의 R, L, C는 압전체의 기계적인 진동의 등가 부분이며, 병렬단 C_0 는 공진자에서 전극으로 샌드위치된 부분의 정전용량이다. 공진자의 공진반공진 특성을 측정하면 간접적으로 공진자에서 여진되는 진동형태를 알 수 있다. 곧 공진반공진 특성이 온전한 형태로 검출되면 진동변위가 정재파를 형성한 것을 의미한다.

그림 8(a)와 같은 두께진동을 이용하는 에너지포획형 공진자를 제작하여 측정하였다. 기판 재료는 $Pb(Mn_{2/3}Nb_{1/3})O_3-Pb(Zr_{0.47}Ti_{0.53})O_3+0.3[wt\%]Cr_2O_3$ 세라믹스이고, 두께 방향으로 분극되었다. 전극부과량 $R=0.034$ 이었고, 전극 폭 a/H 를 1, 2, 3, 4로 변화시켰다. 제작된 공진자의 주파수 특성은 Network Analyzer(HP337A)로 측정되었다.

측정된 결과는 그림 9에 나타내었다. 가로축은 주

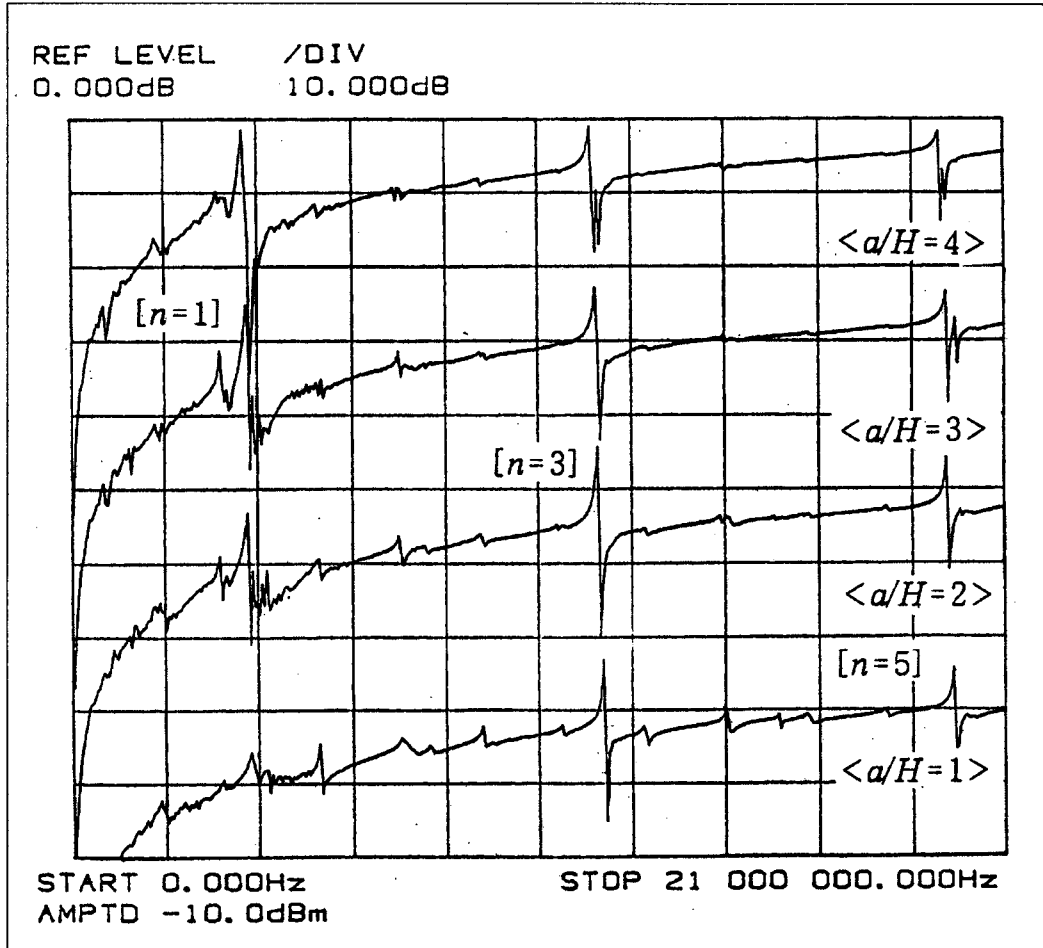


그림 9. 전극부과량 R=0.034, 각각 전극 폭 a/H=1, 2, 3, 4인 에너지포획 형 공진자의 주파수 특성
 Fig. 9. Frequency characteristics of energy-trapped resonators with mass loading R=0.034, electrode width a/H=1, 2, 3, 4 respectively

파수 축이며, 세로축은 이득 축이다. 그림 9에서 n=1, 3, 5로 지시되고 있는 공진반공진 특성이 각각 두께 방향으로의 기본, 3차, 5차 두께종진동모드에 대응된다. 또 그림에서 a/H=4, a/H=3, a/H=2, a/H=1 은 각각 전극 폭이 그렇게 주어진 공진자의 특성임을 지적하는 것이다.

측정된 결과는 n=1인 기본 모드에서는 a/H=4일 때는 공진반공진 특성이 분명한 것으로 보아 온전한 에너지포획이 형성되나 전극 폭이 감소함에 따라 점차 반공진 부근이 흐트러지면서 a/H=1일 때는 공진반공진 특성이 사라져 에너지포획이 형성되지 못함을 보여준다. n=3인 두께 방향으로의 3차 진동 모드에서는 a/H=4일 때는 횡 방향으로의 고차 진동

모드가 에너지포획 모드로서 존재하나 a/H≤3일 경우에는 존재하지 않는다. n=5인 두께 방향으로의 5차 진동모드에서는 a/H=3일 때까지 횡 방향으로의 고차 진동모드가 에너지포획 모드로서 존재하나 a/H≤2일 경우에는 존재하지 않는다. 이 측정된 결과로부터 IV-1-(1)에서 기술한 것 처럼, 전극 폭을 감소시킴으로써 즉 에너지포획 조건을 약하게 함으로써 횡 방향으로의 고차 모드를 원하는 만큼 제거할 수 있음을 알 수 있다. 또 측정된 결과로부터 IV-1-(2)에서 기술한 것처럼 전극 폭을 점차 줄이면 에너지포획이 점점 약하게 형성되고, 어느 시점에서는 그림 9의 a/H=1인 공진자에서 n=1인 경우처럼 에너지포획이 완전히 사라지는 상태에 도달하게 됨

을 알 수 있다. 따라서 에너지포획을 이루기 위한 전극 조건으로써 횡 방향으로의 원하지 않는 고차 진동을 제거하는 조건 이외에 원하는 만큼의 횡 방향으로의 진동모드가 형성되는 조건이 첨가되어야 한다는 앞의 제안이 필요하다. 또 측정된 결과로부터 IV-1-(3)에서 기술한 것처럼 두께 방향의 고차 진동일수록 같은 전극 조건에서 에너지포획이 강하게 형성됨을 알 수 있고, 이러한 점을 적극적으로 이용하면 측정 결과가 보여주듯이 $a/H=1$ 인 공진자에서 $n=1$ 인 두께 방향의 기본 진동이 사라진 $n=3$ 인 두께 방향 3차 진동모드를 얻을 수 있다. 나아가 전극 폭을 더 감소시킨다면 $n=1, 3$ 모드가 사라진 $n=5$ 인 두께 방향 5차 진동모드를 얻을 수 있을 것이다. 결론적으로 에너지포획 현상은 정성적인 면에서 기판의 종류나 진동 형태의 종류에 따라 변하지 않기 때문에, 위 시뮬레이션과 실험 결과로부터 단결정이든지 세라믹스든지 압전체에서 두께 진동을 이용하는 경우에 재료 특성에 의해서가 아니라 에너지포획형 부분 전극의 크기에 의해서 저차 진동모드가 제거된 고차 진동모드를 이용한 공진자와 필터를 제작할 수 있음을 알 수 있다.

5. 결 론

에너지 포획된 공진자와 필터에 대한 시뮬레이션과 실험을 통해 다음과 같은 결론을 얻었다.

1. 에너지포획형 공진자와 이중결합필터에서 일어나는 두께전단진동의 두께 방향으로의 기본 모드와 고차 모드의 변위분포를 시뮬레이션으로 구하였다.
2. 압전체 기판의 두께진동에서 두께 방향으로의 고차 진동이 될수록 에너지 포획이 강하게 형성된다.
3. 에너지포획형 공진자의 부분전극의 폭을 충분히 좁게 하는 것같이 에너지포획 조건을 충분히 약하게 하므로써 공진자에 에너지포획이 형성되지 않게 할 수 있다.
4. 에너지포획된 두께전단진동에서 에너지포획 조건을 적당히 선정하므로써 두께 방향으로의 저차 진동모드를 제거할 수 있다.

감사의 글

이 논문은 1996년도 한국대학교육협의회 대학교수 국내 교류 연구비 지원에 의해 연구되었음

참 고 문 헌

1. 塩崎 忠 外, 新・壓電材料の製造と應用, CMC, pp240~163, 1987.
2. 編集委員會編, 振動子・共振器・フィルタ最新技 86年版, 綜合技術出版, pp85~176, 1985.
3. 이개명, "압전체 기판에서 에너지 포획된 두께 전단진동의 변위분포", 한국전기전자재료학회지, 9권 9호, pp954~963, 1996.11.
4. 田中哲郎 外, 壓電セラミックスとその應用, 電波新聞社, pp238~239, 1974.
5. M.Onoe and H.Jumonji, "Analysis of Piezoelectric Resonators Vibrating in Trapped-Energy Modes", Jour.I.E.C.E., Japan, vol48, pp84~93, 1965.9.
6. G.C.Temes and S.K.Mita, Modern Filter Theory and Design, John Wiley & Sons, pp199~206, 1973.
7. R.J.Byrne, P.Lord, and W.J.Spenser, "Thickness-shear Vibration in Rectangular AT-Cut Quartz Plates with Partial Electrodes", J.Acoust.Soc.Amer., vol43, pp232~238, 1968.2.
8. K.Nakamura, H.Watanabe, and H.Shimizu, "Analysis of Trapped-Energy Resonators and Monolithic Filters by Equivalent Distributed Constant Circuits", Trans.I.E.C.E., Japan, vol.J59-A, No.11, pp985~992, 1976.11.