

PIV를 이용한 초음파 진동에 의해 유도된 음향유동의 가시화

Flow Visualization of Acoustic Streaming Induced by Ultrasonic Vibration Using Particle Imaging Velocimetry

이 동 렬[†] · 노 병 국* · 권 기 정** · 이 장 연**

Dong-Ryul Lee, Byoung-Gook Loh, Kijung Kwon and Jang Yeon Lee

(2004년 3월 27일 접수 ; 2004년 5월 31일 심사완료)

Key Words : Ultrasonic Vibration(초음파 진동), Acoustic Streaming(음향유동), Flow Visualization(유동가시화), Resonance(공진), Longitudinal Vibration(수직 막대진동)

ABSTRACT

Ultrasonic Vibrator is designed to achieve the maximum vibration amplitude at 30 kHz by including a horn (diameter, 40 mm), mechanical vibration amplifier at the top of the ultrasonic vibrator in the system and making the complete system resonate. In addition, it is experimentally visualized by particle imaging velocimetry (PIV) that the acoustic streaming velocity in the gap is at maximum when the gap between the ultrasonic vibrator and stationary plate agrees with the multiples of half-wavelength of the ultrasonic wave. This fact results from the resonance of the sound wave and the theoretical analysis of that is also accomplished and verified by experiment. It is observed that the magnitude of the acoustic streaming dependent upon the gap between the ultrasonic vibrator and stationary plate possibly changes due to the measurement of the average velocity fields of the acoustic streaming induced by the ultrasonic vibration at resonance and non-resonance. There exists extremely small average velocity at non-resonant gaps while the relatively large average velocity exists at resonant gaps compared with non-resonant gaps. It also reveals that there should be larger axial turbulent intensity at the hub region of the vibrator and at the edge of it in the resonant gap where the air streaming velocity is maximized and the flow phenomena is conspicuous than that at the other region. Because the variation of the acoustic streaming velocity at resonant gap is more distinctive than that at non-resonant gap, shear stress increases more in the resonant gap and is also maximized at the center region of the vibrator except the local position of center ($r=0$). At the non-resonant gap there should be low values of vorticity distribution, but in contrast to the non-resonant gap, high and negative values of it exist at the center region of the vibrator with respect to the radial direction and in the vicinity of the middle region with respect to the axial direction. Acoustic streaming is noise-free due to the ultrasonic vibration and maintenance-free because of the absence of moving parts. Moreover, the proposed method by acoustic streaming can be utilized to the nano and micro-electro mechanical systems as a driving mechanism in addition to the augmentation of the streaming velocity.

1. 서 론

음향유동(acoustic streaming)은 고주파 음파에 의

해 발생하는 와류 구조 형태의 공기 유동이다. 자유 공간에서의 음파의 공간적 감쇠와 매질과 진동체사이의 마찰로 인해 음향 유동이 유도된다. 음파의 흡수와 분산이 파의 전파 과정에서 음파의 감쇠를 야기시킨다. 이 감쇠는 일반적으로 무시될 수 있으나 고주파수 음파의 전파는 또한 대량의 정상 상태 공기 유동을 생성하기에 충분히 중요한 압력의 감소를 가져

† 책임저자 : 정희원, 대구가톨릭대학교 기계자동차공학부
E-mail : dlee@cu.ac.kr

Tel : (053)850-2717, Fax : (053)850-2710

* 한성대학교 기계시스템공학과

** 한국항공우주연구원 공력성능연구그룹

온다. 이런 유형의 유동은 고점도의 매체에서 종종 발생한다. 다른 유형의 음향 유동은 진동하는 매질과 고정벽 사이 또는 반대의 경우의 마찰에 기인한다. 본 연구는 이런 종류의 근 경계 음향 유동(near boundary acoustic streaming)에 초점을 맞추고 있다. 이 음향 유동은 특히 대류 열전달, 전기적인 효과, 생물학적인 세포변화, 표면 접착층 제거등과 관련 있는 고체와 유체의 경계면에서 흔히 발생하는 공정률(rate process)의 향상에 매우 효율적이다.

음향 유동에 관한 연구는 Faraday⁽¹⁾에 의해 처음으로 시작되었으며 이론적인 해석은 Rayleigh,⁽²⁾ Schlichting,⁽³⁾ Nyborg,⁽⁴⁾ Lighthill⁽⁵⁾에 의해 수행되었다. Jackson⁽⁶⁾은 초음파 진동에 유도되는 초음파 유동에 의한 유동가시화에 관한 연구를 수행하였다. 또한 Gopinath 및 Mills⁽⁷⁾는 Kundt 관의 양 끝의 음향 유동에 의해 야기되는 대류 열전달 현상에 대해 연구하였고 Vainshtein et al.⁽⁸⁾ 및 Uhlenwinkel et al.⁽⁹⁾는 음향 유동의 열전달 특성을 조사하였다. 이런 모든 연구들의 기본 시스템에서 음향 유동에 의한 열전달 특성은 3차원이다. 이런 초음파 진동에 의해 유도되는 음향 유동의 복잡성으로 인해 이론적인 해석 방법으로는 최소의 해석만이 가능할 뿐이다. 그리하여 3차원 전산유체해석(CFD)이 음향 유동 현상을 전적으로 이해하는데 유용한 방법들중의 하나라고 생각되지만 고주파의 가진 주파수와 이동 벽 경계조건(moving-wall-boundary condition)을 포함하는 해석에 대한 긴 CPU 해석 시간으로 인해 결코 용이한 일이 아니라고 생각되며 직접 실험에 의한 3차원 유동가시화 또한 고가의 실험장비 및 까다로운 실험조건 설정등으로 인해 이 또한 단순한 일이 아니라고 생각된다. 하지만 3차원 실험 또는 해석없이 음향 유동의 현상의 심도있는 이해를 결코 얻을 수 없다. 이 음향 유동의 발생은 굽힘 진동(flexural vibration) 또는 수직 막대진동(longitudinal)에 의해 유도되고 음향 유동의 세기는 주파수 및 진폭에 따라 증가한다. 실제적으로 관찰할 수 있는 음향유동을 유도하기 위하여 주파수와 진폭의 굽의 크기가, 원래의 복잡한 음향 유동의 구조로 인하여 음향 주파수와 진폭의 함수인지가 불분명한 어떤 특정한 값을 초과하여야 한다.

Gopinath 및 Mills,⁽⁷⁾ Vainshtein,⁽⁸⁾ Ro 및 Loh⁽¹⁰⁾는 급격한 열전달률의 향상을 가져오기에 충분한 음향 유동에 생성에 관한 연구를 수행하였다. 음향 유

동에 의한 열전달 향상의 특성을 충분히 이해하는 데 있어서 음향 유동의 유동 형태 및 유동 속도를 조사하는 일은 매우 중요한 일이다. 그러나 음속의 주파수에서 미세 음향 유동을 가시화하는 실험이 수행된 Jackson⁽⁶⁾의 연구를 제외하고는 대부분의 이전의 연구는 이론적인 평가와 전산유체해석(CFD)에 국한되었다. 이 같은 이론적인 연구는 단순 경계조건에서만 적용되었고 열린 공간(open channel)의 경계 조건의 불연속성의 추가로 해석의 실험적인 검증이 필요하다고 생각된다. 본 연구에서는 음향 유동에 의한 유동 형태와 유동 속도는 입자 영상 유속계(particle imaging velocimetry, PIV)에 의해 실험적으로 측정되었다. 음향 유동의 생성은 열린 공간(open channel)에서 막대 수직 초음파 진동에 의해 이루어 졌다. 가진 주파수가 초음파이고 물리적인 공간이 없는 방향성이 있는 유동(directional flow)이기 때문에 음향 유동을 활용한 공기유동의 유도의 장점은 소음이 없는 것이다. 본 연구의 목적은 음향 유동의 정량적인 해석을 위한 3차원 유동가시화를 수행할 수 있는 실험장치를 설계하고 음향 유동을 규명할 수 있는 3차원 실험 데이터를 습득하여 이론적인 해석과 검증 및 비교하는데 두었다. 음향 유동이 무소음이라는 장점 이외에도 본 연구의 유동 가시화 방법은 압전소자와 레이저를 활용하여 기존에 미세 기전 시스템(MEMS)에 적용할 수 없었던 장치를 대체하여 그 시스템의 냉각 문제와 초음파에 의한 음향 유동의 현상을 정확하게 파악할 수 있다.

2. 이론적 배경

Nyborg⁽⁴⁾는 연속 근사법(successive approximation method)에 근거하여 근 경계층 음향유동(near boundary layer acoustic streaming) 이론을 아래와 같이 제안했다.

$$\mu \nabla^2 u_2 - \nabla P_2 + F = 0 \quad (1)$$

$$F \equiv -\rho_0 \langle (u_1 \cdot \nabla) u_1 + u_1 (\nabla \cdot u_1) \rangle \quad (2)$$

여기서, (μ : 점성계수, ρ_0 : 평형 밀도, u_1 : 진동 입자 속도, u_2 : 음향유동(acoustic streaming) 속도, P_2 : 정상 상태 압력, F : 비선형 구동항, 그리고 $\langle \rangle$

는 충분한 cycle 동안의 시간 평균을 의미한다. 시간 평균을 취하지 않으면 비선형 구동항(nonlinear driving forcing term)인 F 는 시간에 따른 변화가 없는 dc 부분과 sine 함수의 형태로 주기적으로 변하는 부분을 포함한다. 비선형 구동항 중 dc부분이 음향유동(acoustic streaming)을 유발한다. 오랜 주기 동안 평균을 취했을 때 sine 함수 형태로 주기적으로 변하는 부분의 영향은 사라지며, 즉 sine 함수를 한 주기 동안 적분하면 결과는 0이며 단지 시간에 따라 변화가 없는 dc 부분의 영향만이 해에 나타나게 된다. 음향유동(acoustic streaming) 속도, u_2 는 진동자로부터의 거리가 무한대로 증가할 때 상수 값으로 수렴한다. 그 극한 속도(limiting velocity, U_L)는 시간과 무관하며(time independent) 다음과 같이 유도된다. 여기서 $U_L = -\frac{3}{4\omega} U \left(\frac{dU}{dx} \right)$, ω : 가진 주파수(excitation frequency), U : 경계면에 평행한 비회전 속도의 진폭, x : 경계면에 평행한 방향이다.⁽¹¹⁾

그 극한 속도(limiting velocity, U_L)는 시간과 무관하며(time independent) 다음과 같이 유도된다. Fig. 1의 경우에서 보여진 것처럼 진동자의 표면은 조화운동을 하며 고정 평판은 정지하고 있다고 가정하여야 한다. 일반적으로 U 는 다음 식과 같이 표현될 수 있다.⁽⁵⁾

$$U = U_o \sin(kx) \cos \omega t \quad (3)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{U_o^2 k}{2} \sin(2kx) (\cos \omega t)^2, \quad (4)$$

$$(\cos \omega t)^2 = (1 + \cos 2\omega t) / 2$$

$$= \frac{U_o^2 k}{4} \sin(2kx) \cos 2\omega t + \frac{U_o^2 k}{4} \sin(2kx) \quad (5)$$

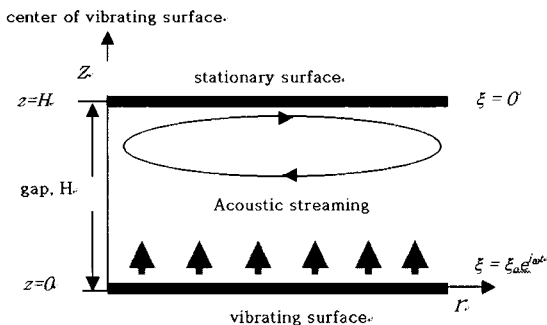


Fig. 1 Simplified schematic diagram of the experimental setup

여기서, k 는 파동수(wave number, $k = (\omega / c, c$: 음속)이다. 식 (5)에서 첫번째 항은 위에서 언급한 주기적으로 변하는 항이며, 시간에 따라 변하지 않는 두번째 항이 음향유동의 속도를 나타낸다. 대량의 공기유동을 유발하는 외측 음향유동(outer acoustic streaming)운동을 계산하기 위해서는, 극한속도 U_L 을 고체 경계 면에서의 미끄럼(slip)속도로 사용하여 Stoke 경계층 두께는 무시할 수 있다는 가정 하에 구할 수 있다.

3. 실험장치 및 방법

Fig. 2에 보여진 실험장치는 초음파 유동장의 정량적인 측정을 위한 레이저를 이용한 2차원 입자 영상 유속계(particle imaging velocimetry)이며 초음파 진동자(bolted Langevin type transducer), 혼(horn), 연기 발생기(smoke generator), 초음파 가진기(ultrasonic wave exciter) 및 실시간 데이터 습득 장치(real-time data acquisition system), 함수 발생기(function generator), 지연 발생기(delay generator), CCD 카메라, Nd : YAG 레이저등으로 구성되어 있다.^(12,13) 초음파 진동자는 진폭을 극대화하기 위해 30 kHz에서 공진(resonance)하도록 설계 되었으며 혼(직경 40 mm)이라는 기계적 진동 증폭자를 같은 주파수에서 공진하도록 하여 초음파 진동자 위쪽에 부착하였다. 초음파 진동자와 혼 부착 시 기계적 부하에 의해 공진 주파수에 약간의 변화가 있었으나 이는 초음파 가진기에서의 다음과 같은 보정을 통해 보상

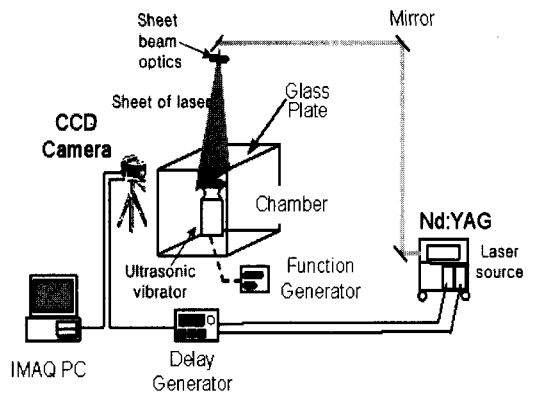


Fig. 2 Schematic diagram of the experimental setup

할 수 있다. 즉, 시스템이 공진시 음파진동자의 임피던스(impedance)는 최저이므로 초음파 진동자에 걸리는 전압의 변화를 입력신호의 주파수 변화에 따라 모니터링하면서 공진 주파수를 동조(tuning)할 수 있었다. 본 실험기에서 최대 초음파 진동을 발생하기 위해서 필요한 초음파 진동자의 구동전력은 60 W (전압: 50 V) 이었다.

레이저 광원은 200 mJ 이중 헤드 펄스 Nd : YAG 레이저(dual head pulsed Nd : YAG laser, Quantel)이다. 광원으로부터 볼록 렌즈 후의 원통형 렌즈로 구성되어 있는 sheet beam optics 로 레이저를 전달하기 위하여 3개의 거울이 사용되었다. Sheet beam 은 약 10도 정도의 확대각(expanding angle)을 가지고 있다. 그러므로 측정 위치에서의 빛(light sheet)의 폭과 두께는 각각 100 mm와 1 mm이다. 레이저면(laser sheet plane)은 초음파 진동자의 축방향 및 반경방향 유동속도 성분을 측정하기 위하여 고정되어 있는 유리 평판에 수직으로 장착되어져야 한다. CCD 카메라의 해상도(Kodak MEGAPLUS ES 4.0)는 2000 (2000 픽셀이며 카메라는 레이저 sheet 부터 1100 mm 정도 떨어져 위치하고 있으며 또한 레이저 sheet 에 수직방향으로 놓여져 있다. CCD 카메라와 레이저 광원은 지연 발생기(delay generator, BNC, Model 555)에 의해 동기화되었고 주 트리거 신호(main trigger signal)에 대해서는 첫 레이저 광원으로부터의 트리거 출력값(trigger output)이 사용되었다. 영상을 취득하기 전에 유동 측정 공간은 라스킨 노즐(Laskin nozzle, TSI, Model 9307)로부터 생성되는, 직경이 1 μ m인 올리브유 입자 성분의 연기로 일정하게 채워졌다.

유동의 영상 측정 영역크기는 60 \times 60 mm이다. 두개의 영상이 600 μ s의 시간 지연을 가지고 취득되었으며 두개의 프레임에 의한 상호상관법(cross-correlation method)에 의해 처리되었다. 레이저로 얻어진 두 개의 입자 영상을 이미지 데이터로 PC에 습득하여 디지털 데이터 처리 기술로 분석함으로써 시간 지연($\Delta t=600 \mu$ s)동안 이동한 유동 입자들의 변위를 계측하여 유동 속도 성분은 이동한 입자들의 변위를 시간 간격(Δt)으로 나누어 속도벡터를 구할 수 있다. 초당 4쌍의 영상을 얻었으며 한 개의 측정조건을 위해 64쌍의 영상을 평균하여 구하였다.⁽¹⁴⁾ 여기서 구한 평균 유동 속도를 이용하여 유동 속도의 섭동(유동

속도 벡터-평균 속도)의 제곱의 평균값의 2승근(RMS)인 난류 강도와 반경방향 섭동과 축방향 섭동의 곱의 평균값인 전단 응력 분포도 구할 수 있다.

4. 결과 및 토의

초음파 진동자와 고정 평판 사이의 공진 사이의 간극(H=18 mm) 및 비공진 상태의 간극(H=8 mm) 내에서의 평균 속도장을 Fig. 3 및 Fig. 4에 나타내었다. 비공진 상태의 간극에서는 아주 작은 평균 속도가 존재하고 공진 상태 간극에서는 비공진 간극과 비교할 때 상대적으로 큰 평균 속도가 발생한다. 비공진 간극에서는 반경방향위치(r)의 진동자의 중심($r=0$) 영역에서는 유동이 거의 없으며 진동자의 양 끝단으로 갈수록 속도가 증가하고 있으며 대칭구조의 한 쌍의 작은 와류(vortex)도 생성되고 있다. 또한 공진 간극에서는 비공진 간극과는 확연하게 달리 간극 내에서는 진동자의 중심영역($r=0$ 근처영역)에서는 진동자의 양 끝단보다 더 큰 속도분포를 나타내고 있으나 진동자의 표면 근처에서는 오히려 진동자의 중심영역보다는 진동자의 양 끝단에서 훨씬 더 큰 평균 속도 분포를 보여주고 있다.

Fig. 3 및 Fig. 4에서도 알 수 있듯이 공진 간극내의 평균 속도는 중심영역과 진동자 양 끝단에서 비공진 간극내의 평균속도보다 거의 10~15배 이상 증가하였다. 이는 공진 간극내의 최대 평균속도는 비공진 간극내의 최대 평균 속도보다 10~15배 이상 더 큼을 의미한다.

공진 간극(H=18 mm) 및 비공진 간극(H=8 mm)에 대한 반경방향위치(r)의 변화에 따른 반경방향 속도성분의 난류 강도 분포를 각각 국소 축방향 위치(Z)=-1, -6, -12, -17 mm 및 Z =-1, -3, -5, -7 mm에 대해 Fig. 5 및 Fig. 6에 각각 나타내었다.

공진 간극 및 비공진 간극내의 평균 속도분포를 통해 알 수 있었듯이 간극내의 공기 유동속도가 크고 유동현상이 뚜렷한 공진 간극내의 진동자의 중심영역과 비공진 간극내의 진동자의 양 끝단 영역에서의 반경방향 난류강도가 다른 영역보다 더 크게 존재함을 Fig. 5 및 Fig. 6을 통해 확실히 알 수 있다. 공진 간극내의 공기유동의 경우 반경방향 최대 난류 강도는 반경방향 국소점 $r=0$ 부근에 존재하였고 축방향 국소점 $z=-12$ mm에서 반경방향 최대 난류 강도가 존재

하였다. 또한 국소적으로 진동자에 가장 근접한 점, $Z=-17$ mm에서 최대 난류강도가 가장 크게 감소함을 알 수 있다. 그리고 진동자 양 끝단($r=-20, 20$ mm)에서는 거의 0에 가까운 난류강도값이 존재하였다.

비공진 간극내의 공기유동의 경우는 공진 간극내의 난류강도 분포와는 정반대로 진동자 중심영역에서는 난류강도가 0에 가까운 최소가 되었고 진동자 양끝단에서 난류강도가 최대가 되었다. 공진 간극과 비공진 간극의 두 경우 모두 진동자 중심($r=0$)에 대해 대칭적인 형태를 띤 난류강도 분포를 보여주고 있다.

Fig. 7 및 Fig. 8은 축 방향위치(z)와 반경방향위치(r)에 따른 난류강도 분포를 색의 변화로써 그림

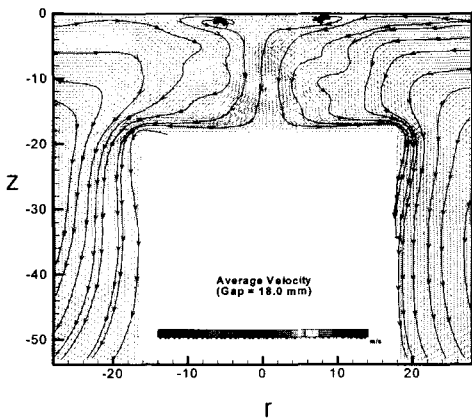


Fig. 3 Average velocity fields of an acoustic streaming by ultrasonic vibration at resonance

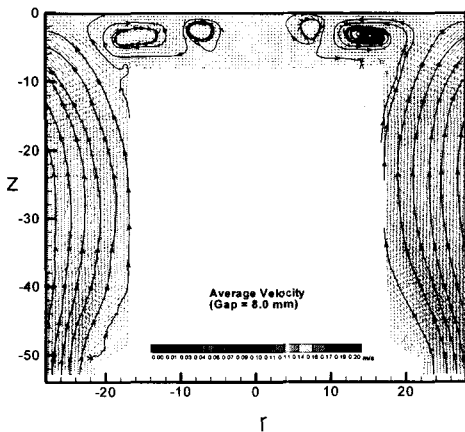


Fig. 4 Average velocity fields of an acoustic streaming by ultrasonic vibration at non-resonance

에 표시하였고 위에서 언급한 내용과 동일한 난류강도 분포를 나타내고 있다.

Fig. 9는 공진 간극 및 비공진 간극에 대해 축 방향위치(z)의 4개의 단면 ($Z=-1, -6, -12, -17$ mm : 공진 간극, $Z=-1, -3, -5, -7$ mm : 비공진 간극)에서의 국소 최대 난류 강도 값을 보여주고 있다. 공진 간극에서는 진동자 표면근처나 고정 평판 표면근처가 아닌 간극내의 영역 축방향위치($z=-12$ mm)에서 난류강도가 최대가 되고 또한 비공진 간극에서도 진동자 표면근처나 고정 평판 표면근처가 아닌 간극내의 영역 축방향위치($z=-5$ mm)에서 난류강도가 최대가 된다. 공진 간극과 비공진 간극에서의 최대 난류강도는 각각의 국소 축방향위치에서 40%~60%정도 차이가 나고 있는 사실도 확인할 수 있다.

공진 간극($H=18$ mm) 및 비공진 간극($H=8$ mm)에 대한 반경방향위치(r)에 따른 각각의 축방향

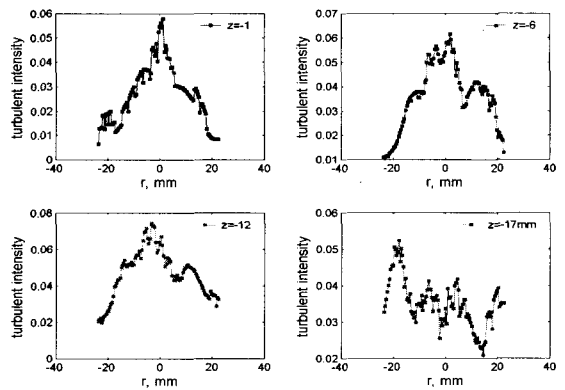


Fig. 5 Local turbulent intensity distributions at resonance

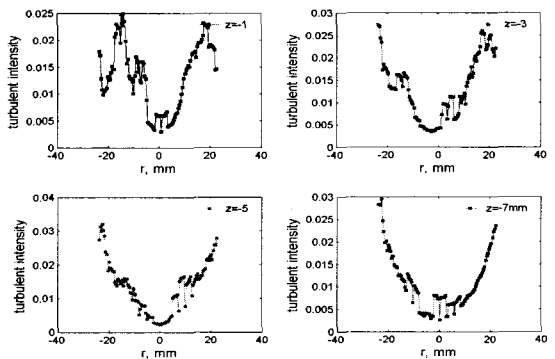


Fig. 6 Local turbulent intensity distributions at non-resonance

위치(z)의 4개의 단면($Z=-1, -6, -12, -17\text{mm}$: 공진 간극, $z=-1, -3, -5, -7\text{ mm}$: 비공진 간극)에서

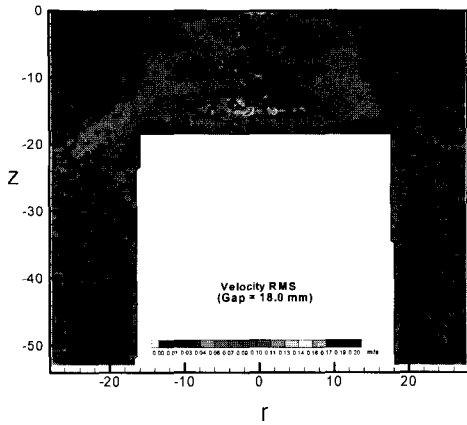


Fig. 7 Turbulent intensity distribution at resonance

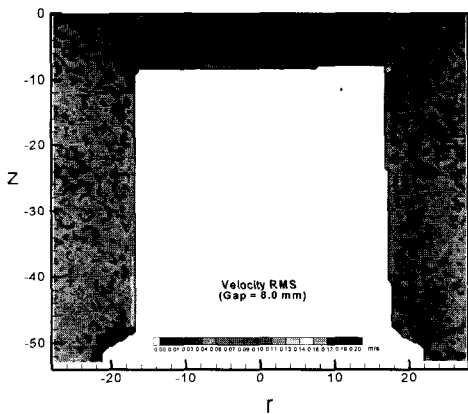


Fig. 8 Turbulent intensity distribution at non-resonance

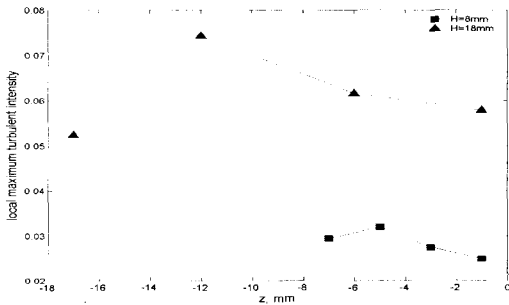


Fig. 9 Variations of local maximum turbulent intensity distribution with axial direction at resonance and non-resonance

의 국소 전단응력분포를 Fig. 10 및 Fig. 11에 각각 나타내었다.

공진 간극 및 비공진 간극에서는 국소적인 축방향 위치(z)에 따라 전단응력의 변화가 그리 크지 않고 난류강도의 분포와는 달리 공진 간극에서는 진동자 중심($r=0$)에서 속도 구배가 거의 없어 전단응력값이 거의 존재 하지 않고 비공진 간극에서도 진동자 중심 영역에서 전단응력이 거의 0에 근접하고 있다.

진동자 표면근처와 고정평판근처에서의 전단응력은 축방향위치(z)에서 다른 국소영역보다 30~50 % 정도 더 큰 값을 보여주고 있다. 이는 전단응력은 속도구배에 따라 증가하므로 진동자 표면근처와 고정평판근처에서 초음파 공기 유동 속도의 변화가 다른 영역보다 더 큰 사실을 입증해 주고 있다.

Fig. 12는 공진 간극과 비공진 간극에 대해 반경 방향(r)과 축 방향(z)에 따른 국소전단응력분포를 크기에 따라 색상의 변화로써 표시하였다. 평균 속도 장에서도 알 수 있었듯이 공진 간극의 경우에서 초음파 유동속도의 변화가 비공진 간극에서의 유동속도의

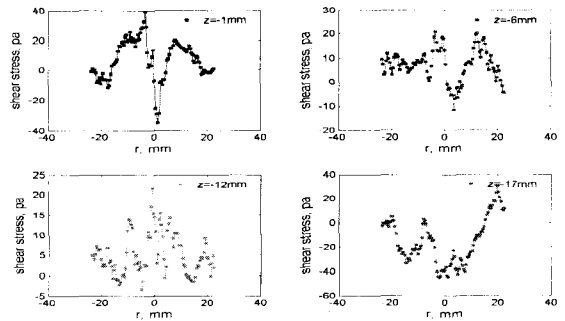


Fig. 10 Local shear stress distributions at resonance

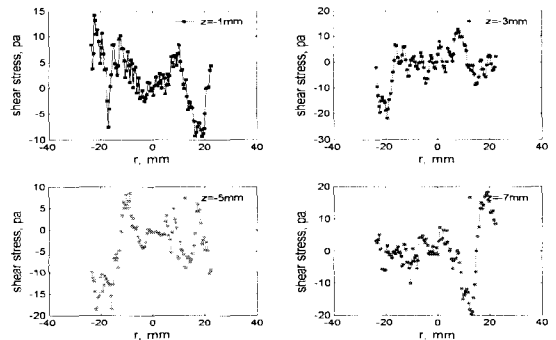


Fig. 11 Local shear stress distributions at non-resonance

변화보다 더 크기 때문에 전단응력도 공진 간극 경우에 더 증가함을 알 수 있다. 그리고 공진 간극에서 반경방향위치에서 진동자 중심($r=0$)을 제외한 진동자 중심영역에서 전단응력이 최대가 됨을 확인할 수 있다.

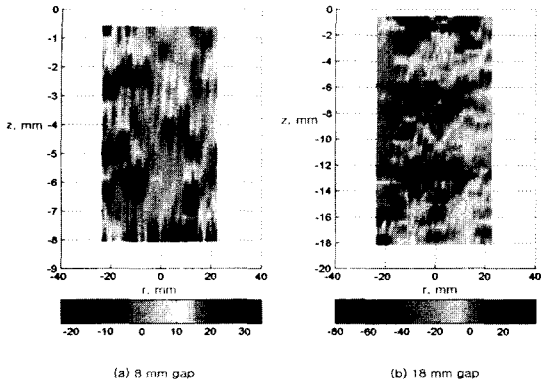


Fig. 12 Shear stress distributions at non-resonance and resonance

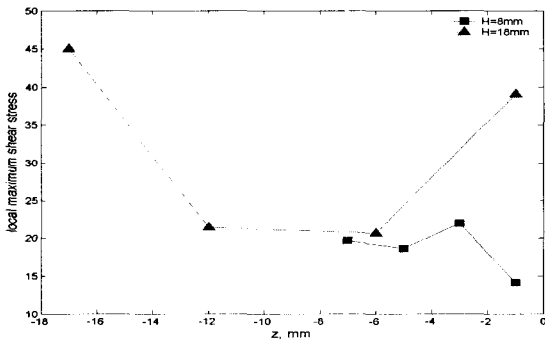


Fig. 13 Variations of local maximum shear stress distributions with axial direction at resonance and non-resonance

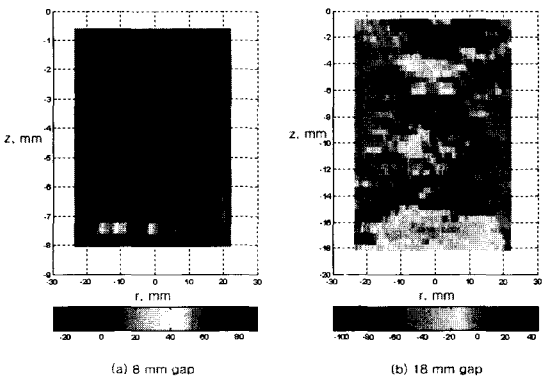


Fig. 14 Vorticity distributions at non-resonance and resonance

공진 간극 및 비공진 간극에 대한 축방향(z)의 4 개의 단면($z=-1, -6, -12, -17$ mm : 공진 간극, $z=-1, -3, -5, -7$ mm : 비공진 간극)에서의 국소 최대 전단응력값을 Fig. 13에 보여주고 있다. 이에 의하면 공진 간극에서는 진동자 표면 근처($z=-17$ mm)에서 전단응력 값이 최대가 되고 비공진 간극에서는 간극내의 축방향 위치($z=-3$ mm)에서 전단응력이 최대가 되었다. 또한 진동자 표 면근처와 고정평판 표면근처를 제외한 간극내의 영역에서는 최대전단응력 값이 큰 차이를 보이지 않으나 고정평판 표면근처에서 공진 간극과 비공진 간극의 최대전단응력은 60 %정도 차이가 나며 진동자 표면근처에서는 공진 간극과 비공진 간극의 최대전단응력 값은 약 55 %정도 차이가 있음을 알 수 있다.

Fig. 14는 반경방향(r)과 축방향(z)에 따른 공진 간극($H=18$ mm) 및 비공진 간극($H=8$ mm)의 와도(vorticity)분포를 색상의 변화에 의해 보여주고 있다. 비공진 간극에서는 전체적으로 낮은 값의 범위의 음과 양의 값의 와도 분포를 보여주고 있으며 진동자 표면근처($z=-7$ mm ~ -8 mm)에서 일시적으로 큰 값의 와도를 발생시키며 공진 간극에서는 난류강도의 분포와 평균 속도장과 유사하게 반경방향위치에서 진동자 중심영역과 축 방향의 위치에서는 $z=-6$ mm, -12 mm 영역 부근에서 음의 큰 와도 분포를 보여주고 있다. 또한 고정평판에 아주 근접한 영역 $z=0 \sim -1$ mm에서 음과 양의 아주 큰 와도 분포 보여주고 있다. 따라서 공진 간극내의 와도는 간극주위의 공기와의 혼입에 의한 공기 유동의 커다란 변화가 발생하는 영역에 뚜렷하게 생성됨을 알 수 있다.

5. 결론

본 연구에서는 초음파 진동자를 이용하여 생성된 공진 및 비공진 상태에서의 음향 유동(acoustic streaming)의 평균 속도장을 측정하여 진동자와 고정 평판 내의 간극에서 유동 특성을 실험적으로 고찰하였다. 진동자와 고정 평판 사이의 간극에 따른 음향유동(acoustic streaming)의 세기의 변화를 속도의 변화에 의해 실험적으로 관찰되었다. 이 변화는 진동판과 고정 평판사이의 간극이 음파의 반파장의 정배수가 될 때 공진 현상이 발생하여 음향유동(acoustic streaming)의 세기가 극대화되고 속도장의 크기도 최

대가 된다는 것을 실험 및 이론을 통해 검증하였다.

비공진 상태의 간극에서는 아주 작은 평균속도가 존재하고 공진 상태의 간극에서는 상대적으로 큰 평균속도가 발생한다. 그리고 간극내의 공기유동속도가 크고 유동현상이 뚜렷한 공진 간극내의 진동자의 중심영역과 비공진 간극내의 진동자의 양끝단 영역에서의 반경방향 난류강도가 다른 영역보다 더 크게 존재함을 알 수 있었다. 공진 간극 및 비공진 간극에서는 국소적인 축방향 위치(z)에 따라 전단응력의 변화가 크지 않고 공진 간극에서는 진동자 중심($r=0$)에서 속도구배가 거의 없어 전단응력 값이 거의 존재하지 않고 비공진 간극에서도 진동자 중심영역에서 전단응력이 거의 0에 근접하고 있다. 공진 간극의 경우에서 초음파 유동속도의 변화가 비공진 간극에서의 유동속도의 변화보다 더 크기 때문에 전단응력도 공진 간극 경우에서 더 증가함을 알 수 있다. 그리고 공진 간극에서 반경방향위치에서 진동자 중심($r=0$)을 제외한 진동자 중심영역에서 전단응력이 최대가 됨을 확인할 수 있다. 또한 비공진 간극에서는 전체적으로 낮은 값의 범위의 음과 양의 값의 와도 분포를 보여주고 있으며 진동자 표면근처에서 일시적으로 큰 값의 와도를 발생시키며 공진 간극에서는 반경방향위치에서 진동자 중심영역과 축 방향의 위치에서는 간극내의 중간 영역 부근에서 음의 큰 와도 분포를 보여 주었다.

참 고 문 헌

- (1) Faraday, M., 1831, Phil. Trans., 121, 229.
- (2) Rayleigh, L., 1945, Theory of Sound, Dover Publication, New York.
- (3) Schlichting, H., 1955, Boundary Layer Theory, McGraw Hill Book Company, Inc., New York.
- (4) Nyborg, W. L., 1958, "Acoustic Streaming Near a Boundary," J. of Acoust. Soc. Am., Vol. 30, No. 4, pp. 329~339.
- (5) Lighthill, J., 1978, "Acoustic Streaming," J. of Sound and Vib., Vol. 61, No. 3, pp. 391~418.
- (6) Jackson, F. J. and Nyborg, W. L., 1960, "Sonically-Induced Microstreaming Near a Plane Boundary. II. Acoustic Streaming Field," J. of Acoust. Soc. Am., Vol. 32, No. 11, pp. 1387~1396.
- (7) Gopinath, A. and Mills, F., 1994, "Convective Heat Transfer Due to Acoustic Streaming Across the Ends of Kundt Tube," Journal of Heat Transfer, 116, pp. 47~53.
- (8) Vainshtein, P., Fichman, M. and Cutfinger, C., 1995, "Acoustic Enhancement of Heat Transfer Between Two Parallel Plates," Int. J. Heat & Mass Transfer, Vol. 38, No. 10, pp. 1893~1899.
- (9) Uhlenwinkel, V. R., Meng, K., Bauckhage, P., Schreckenber, and Andersen, O., 1994, "Heat Transfer to Cylindrical Bodies and Small Particles in an Ultrasonic Standing-Wave Fields of Melt Atomizer," Multiphase-Flow and Heat Transfer in Materials Processing ASME, FED- Vol. 201/HTD- Vol. 297, pp. 19~24.
- (10) Ro, P. I. and Loh, B., 2000, "Feasibility of Using Ultrasonic Flexural Waves as a Cooling Mechanism," IEEE Industrial Electronics, Vol. 48, No. 1, pp. 143~150.
- (11) Andres, J. M. and Ingard, U., 1953, "Acoustic Streaming at High Reynolds Numbers," J. of Acoust. Soc. Am., Vol. 25, No. 5, pp. 928~937.
- (12) Adrian, R. J., 1991, "Particle-imaging Technique for Experimental Fluid Mechanics," Ann. Rev. Fluid Mech., pp. 261~304.
- (13) Hessenlink, I., 1998, "Digital Image Processing in Flow Visualization," Ann. Rev. Fluid Mech., pp. 421~485.
- (14) Yang, W. J., 1989, Handbook of Flow Visualization, Hemisphere.