

<論 文>

음장이 등온원통으로부터의 강제대류 열전달에 미치는 영향

권 영 필\*

(1987년 12월 14일 접수)

Effect of Sound Field on the Forced Convection Heat Transfer from an Isothermal Cylinder

Young Pil Kwon

**Key Words :** Acoustic Field(음장), Acoustic Streaming(음향흐름), Thermoacoustic Streaming(열음향 흐름), Isothermal Cylinder(등온 원통), Frequency(진동수)

Abstract

The effect of sound on the heat transfer from an isothermal cylinder in cross flow is investigated by numerical analysis. The modeling is made for the laminar incompressible flow fluctuating in the range of the Reynolds number,  $5 \leq Re \leq 35$ , by the sinusoidal acoustic field. The instantaneous response of the flow and heat transfer is simulated for various frequencies. It is shown that the heat transfer amplitude decreases and the phase lags behind the flow velocity with increase in the frequency. The time-mean effects of the acoustic field on the flow field and heat transfer, known as the acoustic and thermoacoustic streaming, are analyzed. The time-mean heat transfer coefficients are decreased around the forward stagnation point but increased in the wake region. Such a local difference in heat transfer coefficients is a function of the frequency and becomes greatest at some frequency. However, with balance between the local increase and decrease, the overall heat transfer coefficient is almost unaffected by sound.

기 호 설 명

$a'$ : 가열선의 반지름	$r, \theta$ : 극좌표계
$F$ : 무차원 항력	$T$ : 무차원 온도, $(T' - T'_\infty) / (T'_w - T'_\infty)$
$N_u$ : 누셀트수 (Nusselt number), 식 (18)	$T'_w$ : 원통 표면의 평균온도
$N_{u0}$ : 국소 누셀트수	$T'_\infty$ : 원통 주위 자유흐름에서의 온도
$Re$ : 레이놀즈수 (Reynolds number), $2a' U'_0 / \nu$	$t$ : 무차원 시간, $t' U'_0 / a'$
$Re_s$ : 흐름 레이놀즈수 (streaming Reynolds number), $\bar{U}'^2 / (w' \nu)$	$u$ : $\theta$ 방향의 속도
	$U'_0$ : 자유흐름의 평균 속도
	$\bar{U}$ : 진동 속도의 무차원 진폭, $\bar{U}' / U_0$
	$\bar{U}'$ : 음의 입자속도의 진폭
	$\alpha$ : 열확산계수
	$\zeta$ : 무차원 와도

\* 정회원, 숭실대학교 공과대학 기계공학과

- $\eta, \theta$  : 수정극좌표계,  $\eta = \ln(r'/a)$
- $\theta$  : 전방 정체점으로부터의 원주각
- $\psi$  : 무차원 유선함수
- $\nu$  : 동점성계수
- $\pi$  : 3.14159
- $w$  : 무차원 각진동수,  $w'a/U_0'$
- $\delta_{a,c}$  : 음향 경계층의 두께,  $(\nu/\omega')^{1/2}$
- ' : 차원량
- < > : 시간 평균

### 1. 서 론

소리나 진동이 대류열전달에 미치는 영향에 관한 문제는 최근까지 많은 연구자들의 관심을 끌어 왔다. 특히 일찍부터 연구 대상이 된 경우는 수평원통으로부터의 자연대류 열전달이 음장(acoustic field)에 의하여 어떠한 영향을 받는가에 관한 것이었다.

음장에 의한 입자의 맥동운동은 고체면 가까이에서 정상류인 음향흐름(acoustic streaming)을 유발시키는데 Schliting<sup>(1)</sup>에 의하여 처음으로 수학적으로 해석되었다. 정지한 유체에 원통이 수평으로 진동하거나 또는 정지한 원통에 수평으로 음장이 가해지는 경우에 음향흐름을 도시하면 Fig. 1과 같다. 음향흐름은 운동량방정식의 1차의 맥동성분에 의한 Reynolds 응력에 의하여 발생하는 2차유동으로써 그림에서 보듯이 내부흐름(inner streaming)과 외부흐름(outer streaming)으로 나누어진다. 음향흐름은 원통의 표면에서는 적도에서 극방향이며, 그 바깥에서는 반대로 극에서 적도방향으로 흐르게 된다. 이러한 시간 평균 유동은 시간평균 열전달인 열음향 흐름을 야기시키게 되므로 음장과 열전달의 간섭에 관한 물리적인 기구를 밝히려는 연구는 주로 음향흐름의 해석을 바탕으로 하고 있다.

Westervelt는 입자속도의 변위진폭이 음향경계층의 두께 보다 커질 때 내부흐름이 교란되어 주위유체와의 혼합이 활발하게 됨으로써 열전달이 증가하는 것으로 생각하여 임계조건을 제시하였으나 실험 결과를 뒷받침하지 못하였다. 한편, Fand<sup>(3,4)</sup>등은 음장에 의한 국소 열전달률을 측정 한 결과, 수평으로 음장이 가해질 때, 원통의 상부와 하부에서는 열전달률이 크게 증가하고 양 측면에서는 오히려 감소하는 것을 발견하였다. 유동의 가시화를 통하여 상부에서 맥동하는 와류 운동이 발생하는 것을 관측하였고, 이것으로 열전달이 증가한 원인을 설명하였다.

그러나, 하부에서 증가 현상은 음향흐름보다는 맥동류 난류와 같이 생각하였다. 또한, Richardson<sup>(5)</sup>은 국소열전달률의 측정에 의하여 총열전달에 변화가 있기 전 국소값에 변화가 나타나는 것을 발견하였다. 이로부터 열전달률이 갑자기 증가하는 임계조건이 존재하는 것이 아니며 국소값의 변화에 의한 점진적인 결과임을 보여주었다. 최근, Peterka<sup>(6)</sup> 등은 Reynolds 응력과 상사변수(similarity variable)를 이용하여 원통의 아랫면 근처에서 평균유동장과 온도장을 구하였다. 온도장의 가시화 실험에 의하여 음향흐름에 의하여 구한 온도분포에 관한 이론과 실험이 잘 일치하는 것을 보여주었다.

이상과 같이 음장이 열전달에 미치는 영향에 관한 연구는 주로 자연대류 열전달에 집중되었으며 강제대류 열전달의 경우는 이렇다할 연구가 없었다. 기류에 음장이나 진동하는 유동이 중첩된 강제대류 열전달의 연구는 열선풍속계의 동적보정(dynamic calibration)을 염두에 둔 응답특성에 관한 것으로서, Davies<sup>(7)</sup>의 근사해와 Apelt와 Ledwith<sup>(8)</sup>의 수치계산 등이 있다. 그러나 전자의 근사해에서는 진동수가 극히 낮은 경우 동적응답이 순간속도에 대한 정상상태 응답인 정적응답과 같지않음으로서 물리적인 타당성이 없다. 또한, 후자의 수치계산은 특정조건에 한하였음에도 불구하고 본 연구 결과 계산에 오류가 발견 되었다.

최근 Kwon과 Lee<sup>(9,10)</sup>는 진동속도가 평균 속도보다 훨씬 작은 경우에 2차원 선형 섭동방정식을 수치계산하여 응답의 진폭 및 위상을 구한 바 있으며 Rijke관의 열음향진동(thermoacoustic oscillation)에 적용하여 진동의 발생조건을 예측할 수 있었다.

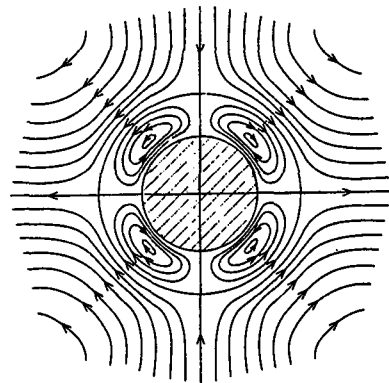


Fig. 1 Isothermal acoustic streaming around a circular cylinder at small streaming Reynolds numbers in the absence of mean flow<sup>(1)</sup>

따라서 본 연구의 목적은 음장의 입자속도가 기류의 평균속도와 비슷한 크기인 경우에 원통으로부터 열전달의 동특성과 한 사이클의 평균값인 평균열전달이 음장에 의하여 어떠한 영향을 받는가를 구하기 위한 것이다. 유동의 범위는 평균유속에 대한 레이놀즈수가 20이고 입자속도의 진폭이 평균유속의 75%인 경우에 진동수를 변화시키면서 수치모사를 하였다. 비정상 운동방정식 및 에너지방정식을 유한차분법(FDM)에 의하여 수치적분하여 유동 및 열전달의 동특성을 구하고, 그 사이클 평균에 의하여 시간평균 유동장의 변화인 열음향흐름(thermoacoustic streaming)을 구하였다. 결과를 자연대류의 경우와 비교 검토하고 결론을 내렸다.

### 2. 지배방정식과 경계조건

Fig. 2에 도시한 바와 같이 정현파의 음장이 증착된 기류에 수직으로 놓인 등온원통을 생각하자. 파장이 원통의 지름보다 충분히 큰 경우에 유체는 비압축성으로 취급할 수 있다. 부력에 의한 자연대류의 영향을 무시하고 밀도를 비롯한 모든 물성치를 일정한 것으로 가정하면, 지배방정식은 다음과 같이 Poisson 방정식과 와도(vorticity) 확산 방정식 및 에너지방정식이 되며, 수치계산의 편의상  $(r, \theta)$ 의 극좌표계를  $\eta = \ln(r'/a')$ 에 의하여 직교좌표계  $(\eta, \theta)$ 로 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} = -r^2 \zeta \quad (1)$$

$$r^2 \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \zeta \frac{\partial \psi}{\partial \eta} \right) - \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \zeta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) = \frac{2}{Re} \left( \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \eta^2} \right) \quad (2)$$

$$r^2 \frac{\partial T}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left( T \frac{\partial \psi}{\partial \eta} \right) - \frac{\partial}{\partial \eta} \left( T \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) = \frac{2}{Pr Re} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2} \right) \quad (3)$$

식에서 변수들은 다음과 같이 원통의 반지름  $a'$ 와 기류의 평균유속  $U_0'$ 에 의하여 무차원화한 량이다.

$$\begin{aligned} r &= r'/a' \\ U &= U'/U_0', \quad v = v'/U_0' \\ t &= t'/(a'/U_0') \end{aligned} \quad (4)$$

무차원 매개변수  $Re$ 는 Reynolds수로서 다음과 같이 정의된 것이다.

$$Re = 2a'U_0'/\nu \quad (5)$$

또한, 유동함수  $\psi$ 와 와도  $\zeta$ 는  $\psi = \psi'/(U_0'a')$ ,  $\zeta = \zeta'a'/U_0'$ 에 의하여 무차원화된 양으로서 원주속도  $u$  및 반경 방향 속도  $v$ 와의 관계는 각각 다음과 같다.

$$u = \frac{\partial \psi}{r \partial \eta}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{r \partial \theta} \quad (6)$$

$$\zeta = \frac{\partial v}{r \partial \theta} - \frac{\partial u}{r \partial \eta} \quad (7)$$

식 (3)에서 온도는 원통의 온도  $T_w'$ 와 주위유체의 온도  $T_\infty'$ 에 의하여  $T = (T' - T_\infty')/(T_w' - T_\infty')$ 로 무차원화한 양이며,  $Pr$ 은 Prandtl수로서 공기에 관한 대표값 0.7로 고정하였다. 식에서 점성소산에 의한 가열 효과와 압력 변화에 의한 일에너지는 무시되었다.

경계조건은 원통의 표면에서는 침투성이 없고 온도가 일정하다는 조건에 의하여 다음과 같이 놓을 수 있다.

$$\psi(0, \theta) = 0, \quad T(0, \theta) = 1 \quad (8)$$

또한 유속이 0라는 no-slip조건에 의하여 표면에서 와도는  $\zeta_w = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} \Big|_{\eta=0}$ 가 됨으로 차분식에 의하여 다음 조건으로 주었다.

$$\zeta_w = -2\psi(\delta_\eta, \theta)/\delta_\eta^2 \quad (9)$$

또한 원통으로부터 먼 자유흐름에서의 조건은 단일 유동조건에 의하여 유동함수는 다음과 같이 주었다.

$$\psi_\infty = (1 + \bar{U} \cos \omega t) r_\infty \sin \theta \quad (10)$$

식에서  $\bar{U}$ 는 음의 입자속도를 평균유속으로 나눈 무차원 진폭을 나타내며 기호  $\omega$ 는  $\omega'a'/U_0'$ 로 정의된 무차원 진동수를 나타낸다. 그리고 와도와 온도는 점근식으로서 다음과 같은 차분식으로 주었다<sup>(8)</sup>.

$$\zeta(r_2, \theta) = \zeta(r_1, \theta) (r_1/r_2)^{1/2} \exp[R_e(1 + \bar{U} \cos \omega t)(r_1 - r_2) \cos^2 1/2\theta] \quad (11)$$

$$T(r_2, \theta) = T(r_1, \theta) (r_1/r_2)^{1/2} \exp[Pr Re(1 + \bar{U} \cos \omega t)(r_1 - r_2) \cos^2 1/2\theta] \quad (12)$$

### 3. 수치계산

이상의 방정식을 수치적으로 풀기위하여 공간에 대하여는 중앙차분법, 시간적으로는 교차방향 음함수

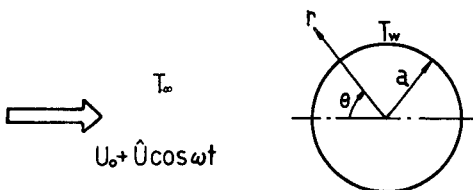


Fig. 2 The coordinate system and the flow situation

(alternating direction implicit) 법에 의하여 지배방정식 (1) ~ (3) 을 차분식으로 변환하였다.  $\delta_\theta = \delta_\eta = h$  인 정사각형 격자에 관하여 식 (2) 의 차분식을 써보면 다음과 같다.

$t = t_{m+1}$ 에서

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\delta_t} (\zeta_{i,j}^{m+1} - \zeta_{i,j}^m) + \frac{A_{i,j}}{4} [(\phi_{i+1,j+1}^m - \phi_{i+1,j-1}^m) \zeta_{i+1,j}^{m+1} - (\phi_{i-1,j+1}^m - \phi_{i-1,j-1}^m) \zeta_{i-1,j}^{m+1} \\ & - (\phi_{i+1,j+1}^m - \phi_{i-1,j+1}^m) \zeta_{i,j+1}^m + (\phi_{i+1,j-1}^m - \phi_{i-1,j-1}^m) \zeta_{i,j-1}^m] \\ & = A_{i,j} [(\zeta_{i+1,j}^{m+1} - 2\zeta_{i,j}^{m+1} + \zeta_{i-1,j}^{m+1}) + (\zeta_{i,j+1}^m - 2\zeta_{i,j}^m + \zeta_{i,j-1}^m)] \end{aligned} \quad (13)$$

$t = t_{m+2}$ 에서

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\delta_t} (\zeta_{i,j}^{m+2} - \zeta_{i,j}^{m+1}) + \frac{A_{i,j}}{4} [(\phi_{i+1,j+1}^m - \phi_{i+1,j-1}^m) \zeta_{i+1,j}^{m+1} - (\phi_{i-1,j+1}^m - \phi_{i-1,j-1}^m) \zeta_{i-1,j}^{m+1} \\ & + (\phi_{i+1,j+1}^m - \phi_{i-1,j+1}^m) \zeta_{i,j+1}^{m+1} - (\phi_{i+1,j-1}^m - \phi_{i-1,j-1}^m) \zeta_{i,j-1}^{m+1}] \\ & = A_{i,j} [(\zeta_{i+1,j}^{m+1} - 2\zeta_{i,j}^{m+1} + \zeta_{i-1,j}^{m+1}) + (\zeta_{i,j+1}^{m+1} - 2\zeta_{i,j}^{m+1} + \zeta_{i,j-1}^{m+1})] \end{aligned} \quad (14)$$

식에서  $A_{i,j} = (1/hr_j)^2$  이다.

에너지 방정식 (3)도 위와 비슷한 형태로 나타난다.

본 연구의 해석 영역은 와류의 박리와 일어나지 않는  $1 < Re < 40$  이므로  $\theta = 0$  및  $\theta = \pi$ 에 대하여 상하 대칭이 된다. 따라서, 수치 계산의 영역은  $0 \leq \theta \leq \pi$ ,  $\theta \leq \eta \leq \pi$ 으로서  $(\theta, \eta)$  평면에서 사각형이 되며 격자수를  $20 \times 20$ 으로 하였다.

따라서,  $h = \pi/20$ 이 되고, 무한경계는  $r_\infty = 23.14$ 로 고정한 것이 된다.

수치계산의 순서는 다음과 같이 요약할 수 있다.

- (1) 제 1 단계 ; 시간  $t = t_m$ 에서  $\psi_{ij}$ 의 계산
  - (2) 제 2 단계 ; 시간  $t = t_{m+1}$ 에서  $\zeta_{i,j}^{m+1}$ 와  $T_{i,j}^{m+1}$ 의 계산
  - (3) 제 3 단계 ; 시간  $t = t_{m+2}$ 에서  $\zeta_{i,j}^{m+2}$ 와  $T_{i,j}^{m+2}$ 의 계산
  - (4)  $m+2 \rightarrow m$ 으로 하여 위의 과정 반복
- 유동함수는 Poisson방정식(1)을 연속상이완법(S.O.R)에 의하여 계산하였으며, 수렴조건은
- $$\text{Max}_{i,j} |\psi_{\text{new}} - \psi_{\text{old}}| \leq 10^{-4} \quad (15)$$
- 로 하였다.

와도방정식 (13) ~ (14)는 Line by Line Gauss소거법에 의하여 풀고 온도도 같은 방법으로 풀었다. 각 순간에 무차원 항력(drag force)은

$$F = \frac{4}{Re} \int_0^\pi \left( -\zeta + \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right)_{\eta=0} \sin \theta d\theta \quad (16)$$

으로 정의하였으며, 무차원 열전달계수인 국소 Nusselt 수는 다음 식으로 정의하였다.

$$Nu_\theta = -2 \frac{\partial T}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} \quad (17)$$

면적평균인 총 Nusselt수는 다음 식으로 구할 수 있다.

$$Nu = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi Nu_\theta d\theta \quad (18)$$

계산의 시간간격  $\delta t$ 는 한 사이클을 120등분 이상되게 하였으며 계산을 시작하여 사이클이 정상상태에 이른 것은 한 사이클 사이의 Nusselt수가 다음 범위에 있을 때로 하였다.

$$|Nu(\omega t) - Nu(\omega t - 2\pi)| \leq 10^{-3}$$

수치 모사의 범위는 평균유속에 대한 Reynolds수가  $Re = 20$ 이고 진동 속도의 진폭이 평균유속의 75%, 즉  $\bar{U} = 0.75$ 인 경우에 대하여 진동수를 변화시키면서 계산하였다.

### 4. 결과 및 고찰

#### 4.1 응답 특성

먼저, 유동과 열전달의 시간적인 변화인 동적인 특성을 파악하기 위하여 항력과 열전달의 한주기 동안의 응답을 계산하고 순간속도에 대응한 준정적인(quasi-static) 응답과 비교 도시하면 Fig. 3 및 Fig. 4와 같다. Fig. 3에서 항력은 진동수가 높을수록 진폭이 정적인 값에 비교하여 크게 증가하며 위상은 앞서는(lead) 것을 알 수 있다. 이것은 진동수가 클수

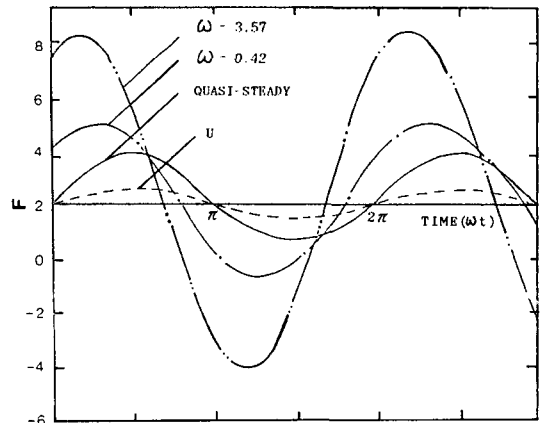


Fig. 3 Drag force response to the fluctuating flow at various frequencies

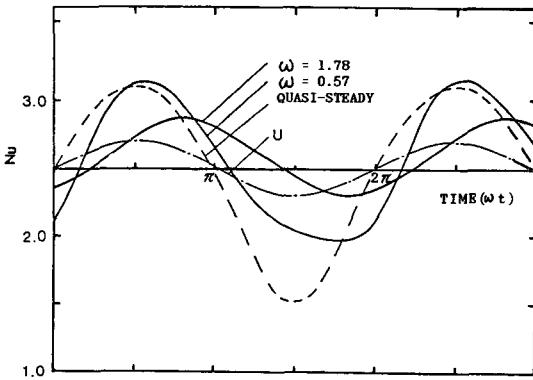


Fig. 4 Heat transfer response to the fluctuating flow at various frequencies

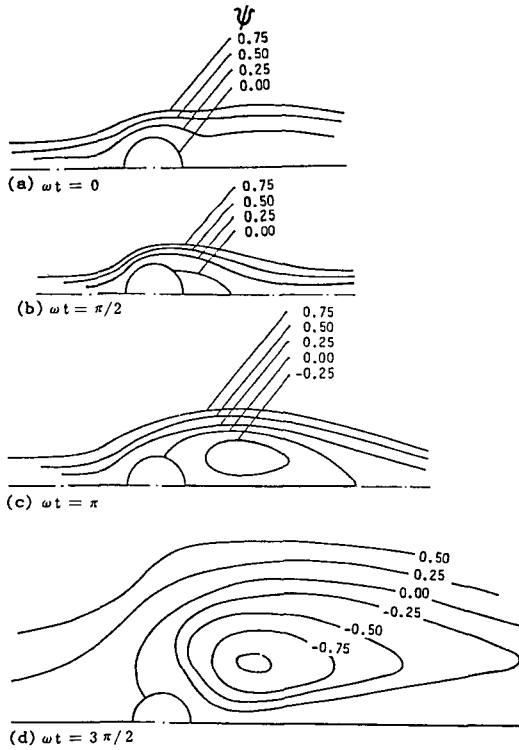


Fig. 5 Variation of stream line pattern with time for  $Re=20$  and  $\omega=0.42$ , for the fluctuating free stream velocity given by  $U = (1 + 0.75 \sin(\omega t)) U_0$

록 유체의 가속도가 커지므로 항력은 속도보다 위상이  $90^\circ$  앞선 가속도를 따라가는 것으로 해석할 수 있다. Fig. 4에서 열전달은 진동수가 빠를수록 정적인 값보다 진폭이 작아 지고 위상은 늦어지는 것을 알 수 있다. 항력이나 열전달의 이러한 응답 특성은 진

폭이 작은 경우에 섭동법에 의하여 구한 Kwon과 Lee<sup>(10)</sup>의 연구 결과와 일치한다. 그러나, 유속의 진폭이 큰 경우에 응답은 비선형적이기 때문에 입력인 음장은 정현파이지만 응답파형은 왜곡된 파형을 보여준다. Fig. 4에서 살펴보면 순간속도가 빠를 때는 응답도 빠르며, 속도가 느릴 때는 응답이 느리게 된다. 이와같은 순간 속도에 따른 응답 특성은 진폭이 작을 때 평균속도에 따른 응답 특성과 같다.

Fig. 5는  $\omega=0.42$ 일 때 유동함수를 도시한 것으로서 특기할만한 것은 유체가 가속될 때 후류에 재순환이 발생하며  $\omega t = 3\pi/2$ 에서 가장 크게 된다. 즉, 음장의 입자속도가 유속과 역방향일 때 재순환유동이 나타난다. 재순환 속도와 영역은 자유흐름의 속도가 가장 빠를 순간인  $Re=35$ 일 때에 대한 정상상태 유동의 경우에 나타나는 재순환유동보다 더 크다.

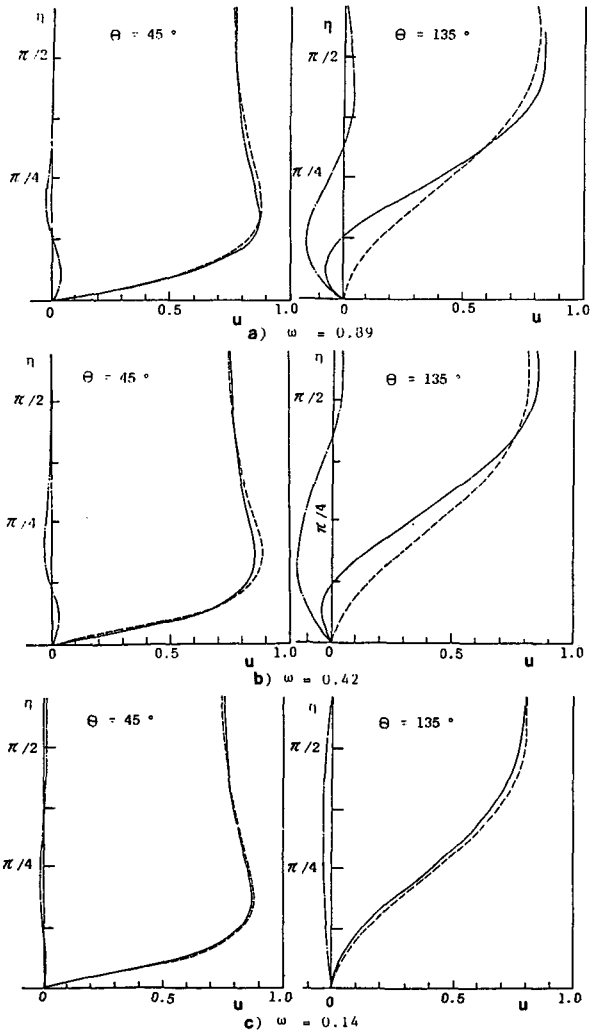
#### 4.2 음향흐름

Fig. 6은 음장에 의하여 시간평균 유동장이 변하는 음향흐름을 보기 위하여  $\theta=45^\circ$ 와  $\theta=135^\circ$ 에서 원주 방향 속도분포의 시간평균 값  $\langle u \rangle$ 를 음장이 없는 경우인  $Re=20$ 의 경우의 정상상태 유속과 비교 도시한 것이다. 그림에서 음향흐름의 특성을 쉽게 알 수 있다. 내부흐름 및 외부흐름의 방향은 Fig. 1에 도시한 바의 평균유속  $U_0'$ 가 0인 경우와 유사하나, 원통의 전후방에서의 음향흐름의 크기가 비대칭으로 된다. 즉, 기류에 음장이 중첩된 경우의 유동장의 예측은 음장이 없는 흐름에 음장만 있는 경우의 흐름을 중첩한 것과 같지 않다는 것을 알 수 있다. 즉, 원통의 전방보다 후방에서 훨씬 큰 음향흐름이 발생한다. 이것은 운동방정식에서 대류항이 비선형적인 데에 그 원인을 찾을 수 있을 것이다.

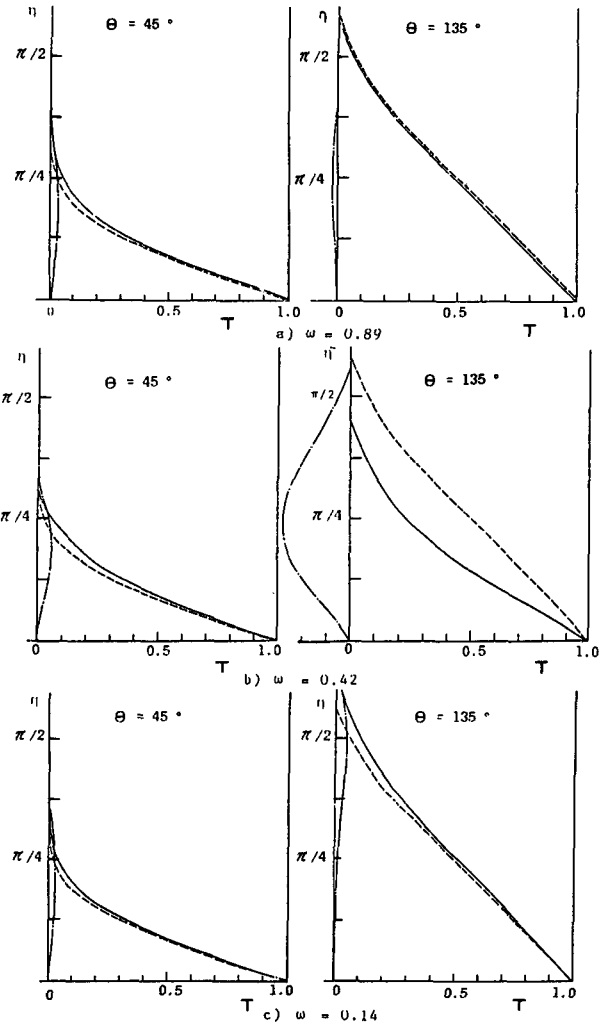
Fig. 6에서 진동수에 따른 음향흐름의 중요한 특성

Table 1 The relation between parameters

Dimensionless frequency $\omega$	Streaming Reynolds number $Res$	Ratio of the acoustic boundary layer thickness to the cylinder radius $(\nu/\omega')^{1/2}/a'$
3.57	1.57	0.20
0.89	6.30	0.40
0.42	12.88	0.57
0.14	39.79	1.01



**Fig. 6** Effect of sound on the velocity profiles : - · - , acoustic streaming ( $\langle u \rangle - u_0$ ) ; —, time-mean velocity for the sound-imposed fluctuating flow ( $\langle u \rangle$ ) ; - · - ·, sound-free steady velocity ( $u_0$ )



**Fig. 7** Effect of sound on the temperature profiles : - · - , thermoacoustic streaming ( $\langle T \rangle - T_0$ ) ; —, time-mean temperature for the sound-imposed fluctuating flow ( $\langle T \rangle$ ) ; - · - ·, sound-free steady temperature ( $T_0$ )

을 발견할 수 있다. 음향경계층의 두께가 원통의 지름보다 충분히 작은  $\delta_{aa} < d'$  경우에 대한 경계층해석에 의하면 흐름레이놀즈수(streaming Reynolds number),  $Re_{es}$ 이 클수록 음향흐름의 속도가 증가하는 것으로 되어 있다. 본 연구의 각 경우에 대한 원통의 반지름과 음향 경계층 두께의 비 및 흐름레이놀즈수를 구해보면 Table 1과 같다. 표에서 알 수 있듯이 본 연구의 경우는 경계층해석을 하기에는 음향 경계층의 두께가 너무 큰 경우였음을 알 수 있다. Fig. 6에서 보듯이 진동수가 감소할수록, 즉 흐름레이놀

즈수가 증가할수록 음향흐름의 속도가 계속 증가하는 것이 아니라  $\omega=0.24$  또는  $Re_{es}=12.9$ 에서 가장 큰 값을 갖는 것을 알 수 있다. 즉, 흐름레이놀즈수에 따라서 음향흐름의 속도가 계속 증가하는 것이 아니라 증가하다가 최대치를 이룬 후 감소하는 중요한 특성을 발견할 수 있다.

### 4.3 열음향흐름

Fig. 7은 음장에 의한 열전달률의 변화인 열음향흐름을 구하기 위하여 온도분포의 시간평균을 음장에

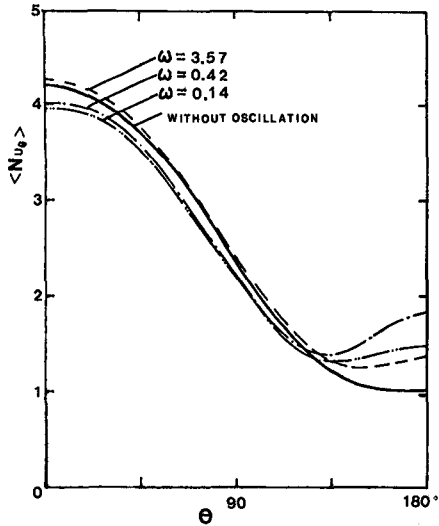


Fig. 8 Time-mean local Nusselt number at various frequencies

없는 경우와 비교하여 도시하였다. 그림에서 원통의 전방에서는 음장에 의하여 온도의 구배가 완만하여 지므로 열경계층이 증가하고, 원통의 후방에서는 구배가 더 급하게 되고 열경계층이 축소됨을 알 수 있다.

Fig. 8은 열음향흐름에 의한 국소 열전달계수를 도시한 것이다. Fig. 7의 온도분포에서도 예측할 수 있듯이 원통의 전방에서는 음장에 의하여 열전달률이 감소하고 원통의 후방에서는 오히려 증가하는 것을 알 수 있다. 이러한 열음향특성이 가장 현저하게 나타나는 경우는 음향흐름이 가장 크게 되는 진동수에서 나타나는 것을 알 수 있다. 즉, 원통의 전방에서 열경계층이 두꺼워지고 열전달률이 작아지는 것은 Fig. 6에서 본 바와 같이 기류와 역방향으로 흐르는 외부 흐름에 의한 유속 저하에 원인이 있는 것으로 해석할 수 있다. 원통의 표면가까이에 나타나는 내부흐름은 원래 유속과 같은 방향이지만 온도 경계층에 비하여 너무 얇기 때문에 큰 영향을 미칠 수 없는 것으로 보인다. 한편, 원통의 후방에서 열전달이 증가하는 것은 재순환유동을 일으키는 음향흐름 때문으로 해석할 수 있다. 즉, 음장에 의하여 재순환 유동이 강하여 지면서 열전달도 증가하는 것이다.

음향흐름에 의한 국소적인 열전달의 변화는 총열전달률을 다소 증가시키는 방향으로 작용한다. 그러나, 원통의 전방에서의 감소와 후방에서의 증가가 거의 상쇄되어 수치계산의 오차를 고려한다면 확실한 결론을 내릴 수 없는 미미한 변화에 불과하다.

강제대류에서 음향흐름의 이러한 특성을 자연대류에서의 연구 결과와 비교하려면 유동의 형태상 등온원통에 수직으로 음장이 가해지는 경우가 된다. 그 경우에 원통의 아랫면에서는 열경계층이 두껍게 되고 열전달률이 감소하며 원통의 윗부분에서는 다소 증가하는 것이 확인되었다<sup>(6)</sup>. 이러한 변화는 본 연구의 결과와 매우 유사하지만 자연대류의 경우에는 후류 쪽에서 재순환이 없으므로 본 연구에서와 같이 뚜렷한 변화는 나타나지 않았다. 자연대류에서 원통에 수평으로 음장이 가하여 지는 경우에는 원통의 좌우에서 열전달이 감소하고 아래 윗면에서는 열전달이 증가하며, 특히 원통의 윗부분에서 재순환 유동이 발생하면서 열전달이 크게 증가하여 전체적으로는 음장에 의하여 열전달이 증가하는 것으로 밝혀 졌다.

## 5. 결 론

이상과 같이 기류에 음장이 증첩되어 순간속도에 대한 Reynolds수가 5와 35사이에서 맥동하는 유동에 수직으로 놓인 등온원통으로부터의 열전달 특성을 수치모사하였다. 유동장 및 온도장의 순간응답 특성을 구하였으며 시간 평균 특성의 변화인 음향흐름 및 열음향흐름을 구하여 고찰한 바, 음장이 열전달에 미치는 영향에 관하여 다음과 같은 결론을 내릴 수 있다.

- (1) 진동수가 작고 유속이 빠르면 열전달 응답은 순간속도에 대한 정상상태 응답과 비슷하게 된다. 한편, 진동수가 크고 유속이 느리면 열전달 응답의 위상은 지연되고 진폭은 감소한다.
- (2) 열음향흐름인 시간평균 열전달계수는 원통의 전방에서 감소하고 후방 재순환 영역에서는 증가하나 전체적인 총열전달률에는 뚜렷한 변화가 없다.
- (3) 같은 Reynolds 수의 유동장에 대하여 열음향흐름은 진동수의 증가에 따라서 처음에는 증가하다가 어느 정도에서 최대로 된 후 다시 감소하게 된다.
- (4) 열음향흐름은 원통의 전방에서는 음장이 없을 경우와 반대로 흐르는 음향흐름에 의하여 유속이 느려지면서 열전달이 감소한다. 그러나, 원통의 후방에서는 음향흐름에 의하여 강한 재순환 흐름이 발생하여 열전달이 증가하게 된다.
- (5) 음향흐름의 형태는 음이 없을 때의 유동과 음만 있는 경우의 유동의 증첩에 의하여 예측할 수 없으며 음과 유동장의 간섭을 해석하여야 한다.

## 참 고 문 헌

- (1) H. Schlichting, 1968, "Boundary Layer Theory", McGraw-Hill, New York.
- (2) P. J. Westervelt, 1957, "Effect of Sound Waves on Heat Transfer", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 25, pp. 951~952.
- (3) R. M. Fand, J. Roods, P. Cheng and J. Kaye, 1962, "The Local Heat Transfer Coefficient Around a Heated Horizontal Cylinder in an Intense Sound Field", Trans. ASME, August, pp. 245~256.
- (4) R. M. Fand, 1962, "Mechanism of Interaction between Vibration and Heat Transfer", J. Acoust. Soc. Am. Vol. 36, pp. 2323~2327.
- (5) P. D. Richardson, 1964, "Influence of Sound upon Local Heat Transfer from a Cylinder", J. Acoust. Soc. Am. 26, pp. 2323~2327.
- (6) J. P. Peterka and P. D. Richardson, 1984, "Effects of Sound on Local Transport from a Heated Cylinder", Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 27(9), pp. 1511~1523.
- (7) H. G. Davies, 1976, "Fluctuating Heat Transfer from Hot Wire in Low Reynolds Number Flow", J. Fluid Mech. Vol. 73, pp. 49~51
- (8) C. J. Apelt and M. A. Ledwich, 1979, "Heat Transfer in Transient and Unsteady Flow Past a Heated Circular Cylinder in the Range  $1 < R < 40$ ", J. Fluid Mech. Vol. 95, pp. 761~777.
- (9) Young-Pil Kwon and Byung-Ho Lee, 1985, "Stability of the Rijke Thermoacoustic Oscillation", J. Acoust. Soc. Am. Vol. 78, No. 4, pp. 1414~1420.
- (10) Young-Pil Kwon and Byung-Ho Lee, 1986, "Heat Transfer Response of an Isothermal Cylinder in Fluctuating Cross Flow", Trans. KSME, Vol. 10, No. 5, pp. 706~712.
- (11) P. D. Richardson, 1967, "Heat Transfer From a Circular Cylinder by Acoustic Streaming", J. Fluid Mech. Vol. 30, Part 2, pp. 337~355.