

<論 文>

맥동류에 놓인 등온 원통의 열전달 응답

권 영 필* · 이 병 호**

(1986년 5월 30일 접수)

Heat Transfer Response of an Isothermal Cylinder to Fluctuating Cross Flow

Young Pil Kwon and Byung Ho Lee

Key Words; Heat Transfer Response(열전달 응답), Numerical Solution(수치해), Perturbation Equation(섭동 방정식), Fluctuating Flow(맥동류), Complex(복소수)

Abstract

The unsteady heat transfer from an isothermal circular cylinder in fluctuating cross flow is simulated numerically, for the case where the amplitude of the oscillating velocity is small compared with the mean velocity. By solving the linear perturbation equations derived from the unsteady full Navier-Stokes and the energy equations, the amplitude and the phase of heat transfer response are obtained in the range of Reynolds number $R_e < 40$. The effects of the velocity, the cylinder radius and the frequency on the response are expressed graphically in terms of the normalized velocity and the cylinder radius.

기 호 설 명

a : 가열선의 반지름

a^* : 가열선의 무차원 반지름, $a(\omega/\alpha)^{1/2}$

F_D : 무차원 저항력

G_r : Grashof 수

i : 허수, $\sqrt{-1}$

N_u : Nusselt 수

$N_{u\theta}$: 국소 Nusselt 수

P_r : Prandtl 수

R_e : Reynolds 수

r, θ : 극좌표계

T : 온도

t : 시간

U : 자유흐름의 속도

U_0^* : 자유흐름의 무차원 평균 속도, $U_0/(\omega\alpha)^{1/2}$

\hat{U}^* : 진동 속도의 무차원 진폭, $\hat{U}/(\omega\alpha)^{1/2}$

α : 열확산계수

ζ : 좌도

η, θ : 수정극좌표계, $\eta = \ln r/a$

θ : 전방 정체점으로 부터의 원주각

ψ : 유동함수

ϕ : 위상

π : 3.14159

ρ : 밀도

ω : 각 진동수

* 정회원, 숭전대학교 공과대학 기계공학과

** 정회원, 한국과학기술원 핵공학과

첨 자

- * : ω 와 α 에 의한 무차원량
- o : 맥동이 없을 때의 정상 상태량
- ∞ : $r \rightarrow \infty$ 인 자유 흐름에서의 값
- w : 원통의 표면에서의 값
- \wedge : 진동 성분의 복소 진폭

1. 서 론

지난 수년간 음장(sound field)에 놓여 있는 원통으로부터의 열전달에 대해서 많은 연구가 있어 왔으나 대부분 주변 유체가 정지한 자연대류의 경우에 관한 것이었다⁽¹⁻³⁾. 또한 대부분의 연구는 시간적인 응답특성보다 시간평균값의 변화에 관한 것이었다.

그러나, 강제 대류에서 맥동 열전달에 관한 연구는 매우 드문편이다. Davies⁽⁴⁾는 평균 유속의 Reynolds 수가 1 보다 훨씬 작은 경우에 대하여 운동 방정식을 무시하고 에너지 방정식을 근사화하고 섭동법으로 풀어서 열전달 응답을 계산하였다. 또한, Apelt 와 Ledwich⁽⁵⁾는 Reynolds 수가 9 와 11 사이에서 맥동하는 경우만을 비정상방정식을 수치적분하여 시뮬레이션한 바가 있다. 그러나, 맥동하는 기류에 수직으로 놓인 가열된 등은 원통의 열전달 응답에 관한 체계적인 연구가 없었다.

맥동류에 놓인 가열선의 열전달 응답의 계산은 음장과 열전달의 피이드백 작용에 의하여 발생하는 열유향에 의한 기류진동의 해석에 응용된다⁽¹⁰⁾. 또한, 난류를 맥동류로 볼 수 있으므로 난류를 측정하기 위한 열선 풍속계(hot-wire anemometer)의 보정을 위해서도 필요하다. 일반적으로 난류 유동을 측정하는 경우에도 열선풍속계의 보정은 정상유동에서 하고 있으나 정확한 보정이라고 할 수 없다.

본 연구는 맥동류의 진동 속도가 평균 유속에 비하여 매우 작은 경우로서 Reynolds 수가 40 이하 층류유동에 관한 것이다. 부력은 무시하고 비압축성의 점성 유체에 관한 비정상 Navier-Stokes 방정식과 에너지방정식의 선형 섭동방정식을 구하고, 진동성분의 복소진폭을 수치적으로 풀어서 저항력과 함께 열전달 응답의 진폭과 위상을 구하였다.

2. 수치해석

2.1 지배 방정식과 경계조건

Fig. 1에 도시한 바와 같이 반지름 a 인 등은 원통이 기류에 수직으로 놓여 있으며 기류가 평균유속 U_0

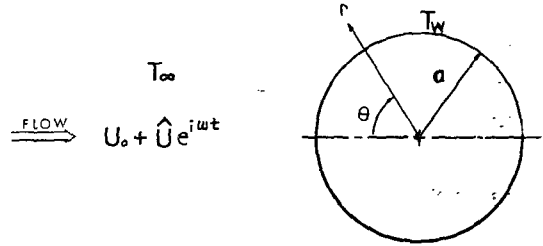


Fig. 1 The coordinate system and the flow situation

와 진폭 \hat{U} 로 맥동하는 경우를 생각하자. 원통의 반지름이 유동의 파장에 비하여 충분히 작으면 원통 주위의 유동장(flow field)은 음향적으로 콤팩트(compact)하다고 할 수 있다. 따라서 유체는 비압축성으로 취급할 수 있으며, 원통으로부터 먼 곳은 일정 유속 U 의 균일 유동으로 가정할 수 있다. 또한 유체의 열전도계수와 점성계수 및 밀도 등의 온도에 따른 변화를 무시하고 일정한 상수로 가정한다.

먼저 모든 변수들을 각진동수 ω 와 열확산계수 α 를 이용하여 다음과 같이 무차원화 하였다.

$$u^* = u / (\omega \alpha)^{1/2} \tag{1}$$

$$r^* = r (\omega / \alpha)^{1/2} \tag{2}$$

$$t^* = t \omega \tag{3}$$

여기서 u, r, t 는 각각 속도, 반지름 및 시간을 나타내고 기호 * 는 무차원 양을 나타낸다. 거리에 관한 무차원 척도인 $(\alpha / \omega)^{1/2}$ 은 음향 열경계층(acoustic thermal boundary layer)의 두께에 해당하는 크기이며, 속도의 척도인 $(\omega \alpha)^{1/2}$ 는 열확산 속도와 같음을 알 수 있다.

극좌표계 (r, θ) 를 $\eta = \ln(r/a)$ 에 의하여 수평된 극좌표계 (η, θ) 로 변환하고, 연속방정식과 Navier-Stokes 방정식을 유동함수(stream function) ψ 와 와도(vorticity) ζ 를 이용하여 나타내면 다음과 같다.

$$\nabla^2_{\theta\eta} \psi^* = -r^{*2} \zeta^* \tag{4}$$

$$r^{*2} \frac{\partial \zeta^*}{\partial t^*} + \frac{\partial(\zeta^*, \psi^*)}{\partial(\theta, \eta)} = Pr \nabla^2_{\theta\eta} \zeta^* \tag{5}$$

그리고, 에너지방정식은

$$r^{*2} \frac{\partial T^*}{\partial t^*} + \frac{\partial(T^*, \psi^*)}{\partial(\theta, \eta)} = \nabla^2_{\theta\eta} T^* \tag{6}$$

여기서

$$\nabla^2_{\theta\eta} = \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \tag{7}$$

$$\frac{\partial(\zeta^*, \psi^*)}{\partial(\theta, \eta)} = \frac{\partial \zeta^*}{\partial \theta} \frac{\partial \psi^*}{\partial \eta} - \frac{\partial \zeta^*}{\partial \eta} \frac{\partial \psi^*}{\partial \theta} \tag{8}$$

식에서 유동함수 ψ^* , 와도 ζ^* 및 온도 T^* 는 다음과 같이 무차원화한 것이다.

$$\psi^* = \psi / \alpha \tag{9}$$

$$\zeta^* = \zeta/\omega \tag{10}$$

$$T^* = (T - T_\infty)/(T_w - T_\infty) \tag{11}$$

T_w 는 원통의 표면온도로서 원통의 열용량이 매우 큰 경우 유속이 변하여도 일정한 값으로 유지되어 있다고 가정할 수 있으며, T_∞ 는 원통에서 먼 자유흐름 (free stream)의 유체 온도를 나타낸다. 또한, 식(6)에서는 압력 변화에 의한 에너지 전달은 무시되었으며, 유속의 마하수가 매우 낮으므로 점성소산에 의한 열발생을 무시하였다.

원통의 표면, $r=a$ 혹은 $\eta=0$ 에서 경계조건은 표면에서 유동이 없다는 조건과 등온 조건으로부터 다음과 같이 된다.

$$\phi^* = 0 \tag{12}$$

$$T^* = 1 \tag{13}$$

원통에서 충분히 먼 곳인 $r=r_\infty$ 에서의 조건은 유동 함수에 대하여 자유흐름의 조건을 적용하면

$$\phi_\infty^* = U^* r_\infty^* \sin \theta \tag{14}$$

와 같고, 여기서 U^* 는 식(1)로 무차원화한 자유흐름의 속도로서 다음과 같이 평균 유속과 진동 유속으로 나누어 표현할 수 있다.

$$U^* = U_0^* + \hat{U}^* \cos t^* \tag{15}$$

또한, ζ^* 와 T^* 에 대한 $r^* = r_\infty^*$ 에서의 조건은 Imai의 와도의 점근해와 Oseen의 에너지방정식의 근사해에서 얻을 수 있는 Apelt와 Ledwich⁽⁹⁾가 사용한 다음 식으로 하였다.

$$\zeta^*(r_2, \theta) = \zeta^*(r_1, \theta) (r_1/r_2)^{1/2} \exp\left[\frac{R_e}{2} \frac{(r_1-r_2)}{a} \cos^2 \frac{\theta}{2}\right] \tag{16}$$

$$T^*(r_2, \theta) = T^*(r_1, \theta) (r_1/r_2)^{1/2} \exp\left[\frac{P_r R_e}{2} \frac{(r_1-r_2)}{a} \cos^2 \frac{\theta}{2}\right] \tag{17}$$

여기서 Reynolds 수 R_e 는 다음과 같이 표현된다.

$$R_e = 2a^* U_0^*/P_r$$

방정식 (4)~(6)을 경계조건 (12)~(17)에 대하여 풀어서 유동장과 온도장을 구하면 저항력 (drag force)과 더불어 열전달계수를 계산할 수 있다.

저항력은 $\rho_0 a U_0^2$ 로 무차원화하면 다음 식으로 구할 수 있다.

$$F_D = \frac{4}{R_e} \int_0^\pi \left(-\zeta^* + \frac{\partial \zeta^*}{\partial \eta}\right)_{\eta=0} \sin \theta d\theta \tag{18}$$

국소 Nusselt 수는 다음과 같으며

$$N_{u,0} = -2 \frac{\partial T^*}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} \tag{20}$$

원통 전체에 관한 평균 Nusselt 수는

$$N_u = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} N_{u,0} d\theta \tag{21}$$

에 의하여 구할 수 있다.

2.2 섭동 방정식

2.1절에서 구한 비정상 방정식을 푸는데 있어서 그 주기적으로 변하는 양이 시간평균량에 비교하여 충분히 작은 경우에는 섭동법에 의하여 푸는 것이 편리하다. 먼저 모든 변수들을 정상상태 항과 진동하는 항으로 나누어 다음과 같이 전개할 수 있다.

$$\begin{aligned} \phi^* &= \phi_0^* + \hat{\phi}^* e^{it^*}, \\ \zeta^* &= \zeta_0^* + \hat{\zeta}^* e^{it^*}, \\ T^* &= T_0^* + \hat{T}^* e^{it^*} \end{aligned} \tag{22}$$

여기서 첨자 0은 음장이 없을 때의 양을, 기호 \wedge 는 음장에 의한 진동 성분의 복소진폭을 나타낸다.

식(22)를 식(4)~(6)에 대입하고 정리하면 정상상태 항에 관한 방정식과 함께 1차 섭동 방정식을 얻을 수 있다. 진동 성분에 관한 1차 선형 섭동 방정식을 표시하면 다음과 같다.

$$\nabla^2_{0\eta} \hat{\phi}^* = -r^{*2} \hat{\zeta}^* \tag{23}$$

$$i r^{*2} \hat{\zeta}^* + \frac{\partial(\zeta_0^*, \hat{\phi}^*)}{\partial(\theta, \eta)} + \frac{\partial(\hat{\zeta}^*, \phi_0^*)}{\partial(\theta, \eta)} = P_r \nabla^2_{0\eta} \hat{\zeta}^* \tag{24}$$

$$i r^{*2} \hat{T}^* + \frac{\partial(T_0^*, \hat{\phi}^*)}{\partial(\theta, \eta)} + \frac{\partial(\hat{T}^*, \phi_0^*)}{\partial(\theta, \eta)} = P_r^2 \hat{T}^* \tag{25}$$

정상상태 항에 관한 경계조건은 식(12)~(17) 그대로이며, 진동항에 관하여서는 원통 표면에서

$$\hat{\phi}^* = 0 \tag{26}$$

$$\hat{T}^* = 0 \tag{27}$$

그리고 $r^* = r_\infty^*$ 에서는

$$\hat{\phi}^* = \hat{U}^* r_\infty^* \sin \theta \tag{28}$$

$$\hat{\zeta}^*(r_2, \theta) = \hat{\zeta}^*(r_1, \theta) (r_1/r_2)^{1/2} \exp\left[\frac{R_e}{2} \frac{(r_1-r_2)}{a} \cos^2 \frac{\theta}{2}\right] \tag{29}$$

$$\hat{T}^*(r_2, \theta) = \hat{T}^*(r_1, \theta) (r_1/r_2)^{1/2} \exp\left[\frac{P_r R_e}{2} \frac{(r_1-r_2)}{a} \cos^2 \frac{\theta}{2}\right] \tag{30}$$

저항력과 열전달계수도 정상상태량과 진동량으로 나눌 수 있다. 식(19)로 정의된 무차원 저항력을

$$F_D = F_{D_0} + \hat{F}_D e^{it^*} \tag{31}$$

로 분리할 때, F_{D_0} 는 ζ_0^* 로부터 계산하고 \hat{F}_D 는 $\hat{\zeta}^*$ 로부터 계산할 수 있다. 마찬가지로 열전달계수는

$$N_u = N_{u_0} + \hat{N}_u e^{it^*} \tag{32}$$

로 나타낼 수 있으며 N_{u_0} 는 T_0^* 에서 \hat{N}_u 는 \hat{T}^* 에서 식(21)로 계산할 수 있다. 식(31)과 식(32)에서 진동 성분의 복소 진폭 \hat{F}_D 와 \hat{N}_u 의 절댓치와 위상은 각 응답의 진폭과 위상을 나타낸다.

2.3 수치해석 방법

앞에서 구한 방정식을 수치적으로 풀어서 열전달 응답을 구하였다. 먼저 진동이 없는 정상상태에 관하여 유동장과 온도장을 구하고 그 결과를 이용하여 진동성분에 대한 식(23)~(25)를 푼다. 수치해석 방법은 중앙차분(central difference)법에 의하여 지배 방정식을 차분방정식으로 변환하고 이완법(relaxation method)으로 계산하였다.

본 연구는 Reynolds 수가 40 이하인 경우로 국한 하였으며, 이 경우에 유동장은 와류의 박리(vortex separation)가 일어나지 않아서 대칭적으로 되므로 해석영역은 $0 \leq \theta \leq \pi, 0 \leq \eta \leq \eta_\infty$ 로서 (θ, η) 평면에서 직사각형이 된다. 반경방향의 해석영역 η_∞ 는 유동 조건에 따라서 다르게 하였다. 즉, Reynolds 수가 클 때는 작게 하고 작을 때는 크게 하였다. 이를테면, $Re = 25$ 일 때는 $\eta_\infty = 2.08$, $Re = 0.03$ 일 때는 $\eta_\infty = 6.21$ 이었다. 메시(mesh)의 크기는 θ 방향으로 그리드 수를 21로 고정하여 $\Delta\theta = \pi/20$ 가 되게 하였으며, η 방향으로는 그리드 수를 31로 하였다. 또한, $\theta = 0$ 와 π 에서는 대칭조건을 적용하였으며 수치 계산에서 원통의 표면에서의 와도는 다음 식으로 구하였다.

$$\zeta_w^* = - \frac{\partial^2 \psi^*}{a^{*2} \partial \eta^2} \Big|_{\eta=0} \quad (33)$$

Prandtl 수 P_r 은 공기에 관한 값 0.7 을 대입하고, 섭동 방정식은 선형이므로 모든 진폭은 \hat{U}^* 에 비례하므로 $\hat{U}^* = 1$ 로 고정하였다. 따라서, 변수는 두 무차원 값인 U_0^* 와 a^* 로 되며, 이들을 매개변수로 하여 계산하였다. 모든 수치계산은 컴퓨터 VAX-11-780 에 의하였다.

먼저 정상상태 방정식을 풀어서 무차원 저항력 F_D 과 Nusselt 수 N_{u0} 를 구하고 충분히 수렴하였을 때, 섭동 방정식 식(23)~(25)을 풀었다. 수렴조건은 다음과 같이 하였다.

$$\max_{i,j} \|\psi_{n+1}^* - \psi_n^*\| < 10^{-4} \quad (34)$$

$$\max_{i,j} \|T_{n+1}^* - T_n^*\| < 10^{-4} \quad (35)$$

다음에 저항력과 열전달계수의 복소진폭, \hat{F}_D 와 \hat{N}_u 를 식(19)~(21)에 의하여 계산하여 그 절대값과 위상을 구하였다.

3. 계산 결과 및 고찰

먼저 계산의 신뢰성을 검토하기 위하여 무차원 저항력과 열전달계수를 기존의 관계식들^(11,12)과 비교하여 Fig. 2 에 도시하였다. 저항력은 거의 일치하는 것을

볼 수 있으며, 열전달계수는 최대 5% 정도의 오차 내에서 일치하고 있다.

Fig. 3 은 진동열전달의 국소 Nusselt 수를 도시한 것이다. 무차원 유속이 클수록, 또 가열선의 무차원 반지름이 클수록 열전달계수가 증가하는 것을 알 수 있다. \hat{N}_u 의 허수값이 음이 되는 것은 열전달의 위상이 기류보다 늦어 지는 것을 나타내는 것으로서, 열전달의 위상지연은 후류 쪽으로 갈수록 증가하나, 유속이 빠르고 원통이 가늘면 원주면에 걸쳐서 거의 균일하게 되는 것을 알 수 있다.

Fig. 4 는 기류의 평균 유속이 거의 무시할 만큼 작은 경우의 국소열전달 응답을 도시한 것이다. 원통의 전후에서 열전달의 방향이 서로 반대로 되어 반대칭형이 되는 것은 예측할 수 있는 현상이다. 그런데 그림에서 특기할 만한 것은 $a^* = 1$, 즉 무차원 반지름이 1 일 때 실수값과 허수값의 크기가 일치하여 위상 지연이 전방에서는 $\pi/4$ 후방에서는 $5\pi/4$ 로 되는 것이다. a^* 가 1 보다 작으면 위상지연은 감소하고 1 보다 크면 증가하는 것을 알 수 있다.

Fig. 5 는 식(21)으로 구한 진동 열전달계수를 준정상상태(quasi-steady state) 응답에 대한 상대적인 크기로 도시한 것이다. 그림에서 열전달 응답의 유속에 대한 위상지연은 $\pi/2$ 를 넘지 않으며, 진폭은 순간 속도에 대한 정상상태 응답으로 가정한 값보다 작은 것을 알 수 있다. 또한, 위상 지연이 커지면 준정상상태에 대한 진폭 축소률도 커지며, 위상이 유속과 일치하면 진폭은 준정상상태 값과 일치한다. 그림에서 무차원 유속 U_0^* 이 작거나 가열선의 무차원 반지름 a^* 이 커질수록 준정상상태로 가정한 응답에 비교하여 위상지연이 커지며, 가열선의 반지름이 가늘어 지고 기류의 속

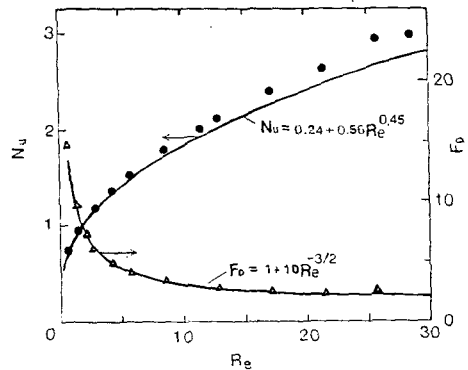


Fig. 2 Variation of Nusselt number and drag force with Reynolds number: ●, Nusselt number; ▲, dimensionless drag force

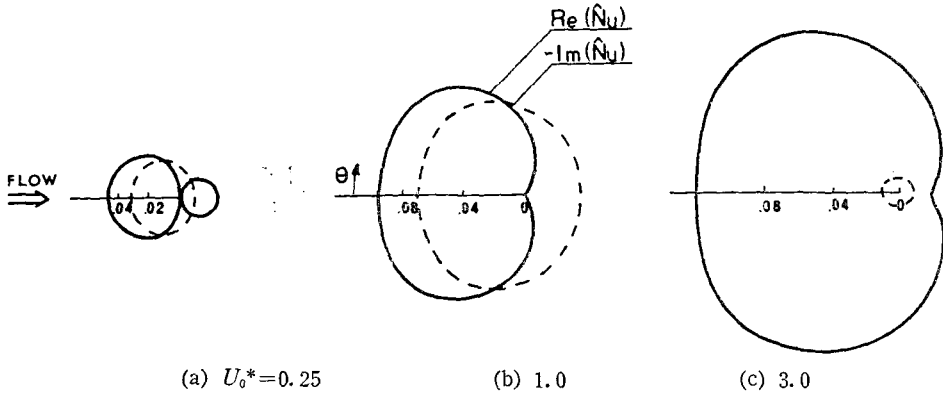


Fig. 3.1 Real (—) and imaginary (---) parts of the local oscillating heat transfer coefficient \hat{N}_v , for $a^*=0.1$

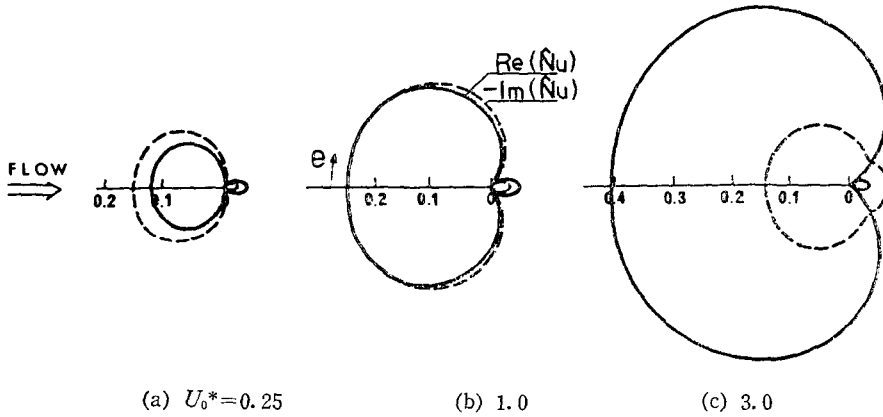


Fig. 3.2 Real (—) and imaginary (---) parts of the local oscillating heat transfer coefficient \hat{N}_v , for $a^*=1.0$

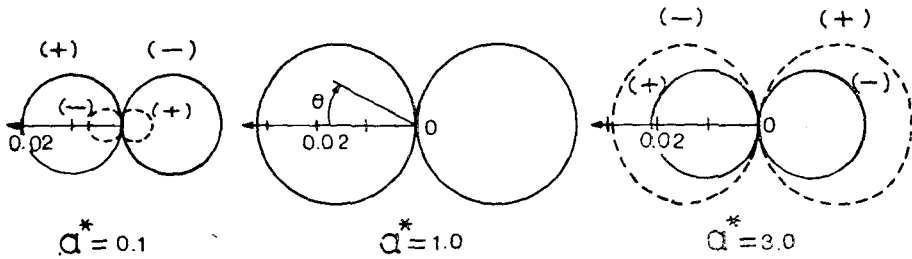


Fig. 4 Real (—) and Imaginary (---) parts of the local oscillating near transfer coefficient \hat{N}_v , for $U_0^* \rightarrow 0$

도가 빨라 질수록 준정상상태 응답에 가깝게 된다. 한편, 무차원 변수에 미치는 진동수의 영향을 생각하면, 진동수가 높을수록 응답의 위상이 늦어지고 진동수가 낮을수록 준정상 상태 응답에 가깝게 되는 것을 알 수 있다. 이러한 결과는 Davies⁽⁸⁾가 근사적으로 구한 결

과와 정성적으로는 일치하나, 정량적으로는 상당한 차이가 있다. 그의 근사 해는 여기서 구한 것과 비교하여 진폭은 더 크고 위상지연은 더 작게 나타났다. 그 이유는 그가 운동방정식을 무시하고 균일한 유속을 취한 결과 실제보다 속도를 더 크게 가정한 것과 같기

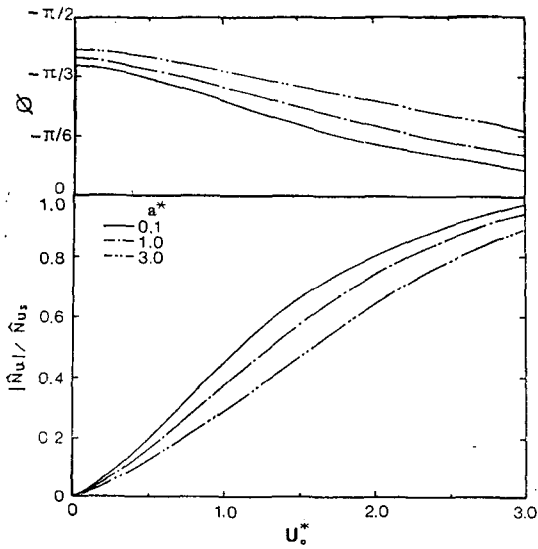


Fig. 5 Amplitude and phase (ϕ) of the oscillating heat transfer \hat{N}_u , relative to the quasi-steady heat transfer \hat{N}_{us} .

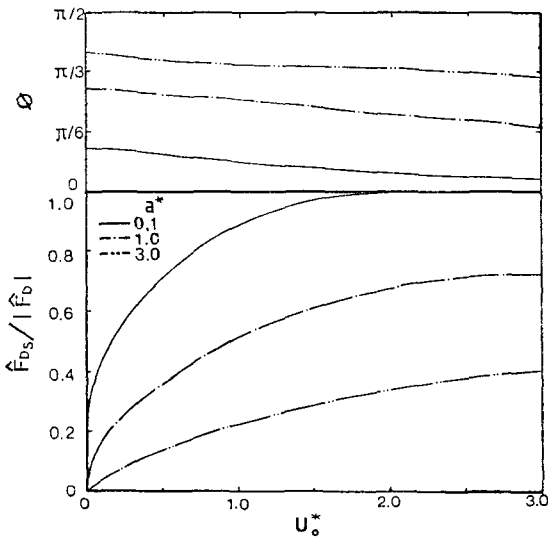


Fig. 6 Amplitude and phase(ϕ) of the oscillating drag force \hat{F}_D , relative to the quasi-steady drag force \hat{F}_{Ds} .

때문으로 볼 수 있다.

Fig. 6은 식 (19)에서 구한 진동 저항력 \hat{F}_D 를 준정상상태 응답으로 가정할 때의 저항력에 대한 상대값으로 도시한 것이다. 그림에서 가열선의 반지름이 작고 유속이 빠를수록 정상상태 응답에 가깝게 되나, 반지름이 커지고 유속이 느려지면 위상은 빨라지고 진폭은 준정상 상태 값에 비하여 매우 크게 되는 것을 알 수

있다. 다시 말하면, 진동수가 낮을수록 정상상태 응답에 접근하며 진동수가 높을수록 위상이 빨라지고 진폭이 크게 증폭된다.

4. 결 론

맥동류에 놓인 등은 원통의 열전달 응답을 진폭이 작을 경우 Reynolds 수가 $R_e < 40$ 인 범위에서 수치적으로 시뮬레이션한 결과 다음과 같은 결론을 내릴 수 있다.

(1) 열전달은 유속에 대하여 위상이 지연되며, 진폭은 위상 지연이 클수록 감소하고 위상지연이 없을 때는 준정상상태 응답과 같다.

(2) 국소 열전달 응답은 원통의 전방에서 후방으로 갈수록 위상지연이 커진다. 유속이 매우 작은 경우에는 반대칭으로 되고 $a^*=1$ 이면 위상지연은 전후방에서 각각 $\pi/4$ 및 $5\pi/4$ 로 된다.

(3) 원통면의 평균 열전달은 무차원 유속 U_0^* 이 작을수록, 또한 무차원 반지름 a^* 가 클수록 응답이 늦어지며 진폭이 감소한다. a^* 가 작거나 U_0^* 가 크면 열전달은 유속과 동일 위상으로 되고, 크기는 준정상 상태 응답과 같다. 진동수의 영향으로 보면, 진동수가 클수록 위상지연이 커지고 진동수가 작을수록 위상지연이 작아진다.

(4) 한편, 저항력의 진동성분은 준정상상태로 계산한 것보다 위상은 빨라지고 진폭은 증폭된다. U_0^* 가 작고 a^* 가 클수록 위상리드는 커지며, U_0^* 가 크고 a^* 가 작을 때 유속과 위상이 같아진다.

참 고 문 헌

- (1) P.D. Richardson, "Influence of Sound upon Local Heat Transfer from a Cylinder", J. Acoust. Soc. Am. Vol. 34, pp.1887~1894, 1962
- (2) R.M. Fand and J. Kaye, "The Influence of Sound on Free Convection from a Horizontal Cylinder", Trans., ASME, J. Heat Transfer, Vol. 83, pp. 133 ~143, 1961
- (3) P.D. Richardson, "Effect of Sound upon Local Heat Transfer from a Cylinder", J. Acoust. Soc. Am. Vol. 36, pp.2323~2327, 1964
- (4) G. De Vahl Davis and P.D. Richardson, "Natural Convection in a Sound Field Giving Large Streaming Reynolds Numbers", Int. J. Heat Mass Transfer,

- Vol. 16, pp. 1245~1265, 1973
- (5) S.A. Dawood, B.L. Manocha and S.M. Ali, "The Effect of Vertical Vibration Heat Transfer from a Horizontal Cylinder", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 24, pp. 491~496, 1981
- (6) H. Kimoto, A. Kadotsuji and T. Hirose, "Effect of Vibration on the Natural Convection Heat Transfer of a Horizontal Cylinder", *Bull. JSME*, Vol. 26, pp. 1154~1161, 1983
- (7) J.A. Peterka and P.D. Richardson, "Effects of Sound on Local Transport from a Heated Cylinder", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 27, pp. 1511~1523, 1984
- (8) H.G. Davies, "Fluctuating Heat Transfer from Hot Wire in Low Reynolds number Flow", *J. Fluid Mech.*, Vol. 73, pp. 49~51, 1976
- (9) C.J. Apelt and Ledwich, "Heat Transfer in a Transient and Unsteady Flow past a Heated Circular Cylinder in the Range $1 < R_e < 40$ ", *J. Fluid Mech.*, Vol. 95, pp. 761~777, 1979
- (10) Y.P. Kwon and B.H. Lee, "Stability of the Rijke Thermoacoustic Oscillation", *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 78, No. 4, pp. 1414~1420, 1985
- (11) F.W. White, *Viscous Fluid Flow*, McGraw-Hill, p. 210, 1974
- (12) D.C. Collis and M.J. Williams, "Two-Dimensional Convection from Heated Wires at Low Reynolds Number", *J. Fluid Mech.*, Vol. 6, pp. 357~384, 1959