

〈論 文〉

## 일정 열유속을 받는 곡관내에서의 맥동 열유동에 관한 수치적 연구

백영렬\* · 이재현\*\* · 강병하\*\*\* · 오명도\*\*\*\*

(1993년 11월 23일 접수)

### Numerical Study on Pulsatile Flow and Heat Transfer in a Curved Tube with Constant Heat Flux

Young-Ryoul Back, Jae-Heon Lee, Byung-Ha Kang and Myung-Do Oh

**Key Words :** Pulsatile Flow(맥동유동), Wall Temperature(벽면온도), Phase Difference(위상차),  
Constant Heat Flux Curved Tube(일정 열유속 곡관), Periodic Pressure Gradient  
(주기적 압력구배)

#### Abstract

Characteristics of pulsatile flow and heat transfer have been studied numerically in the constant heat flux curved tube with periodic pressure gradient. As the Womersley number increases, the phase difference between the pressure gradient and the cross section averaged axial velocity becomes larger. In case of the Womersley number  $\beta=2$ , when cross section averaged axial velocity reaches periodic state with time, the reverse and the natural flow coexist at phase angle,  $\lambda=1.44\pi$  and  $\lambda=1.96\pi$ . For all the Womersley numbers of present investigation, the time variation of wall temperature near inner wall is higher than that of near outer wall, independent of phase angle.

#### 기 호 설 명

$A$  : 관의 단면적  
 $a$  : 관의 반경  
 $c_p$  : 정압비열  
 $k$  : 열전도계수  
 $K$  : 맥동진폭비  
 $n$  : 무차원 온도  
 $P$  : 무차원 압력  
 $Pr$  : Prandtl수  
 $q_w$  : 벽면으로부터의 일정 열유속

$R_0$  : 곡률반경  
 $r$  : 반경방향 좌표  
 $Re$  : Reynolds수  
 $T$  : 온도  
 $T_B$  : 유체의 혼합 평균온도  
 $t$  : 시간  
 $U$  : 무차원 원주방향속도 성분  
 $V$  : 무차원 반경방향속도 성분  
 $W$  : 무차원 축방향속도  
 $x$  : 대칭선을 따르는 좌표  
 $z$  : 축방향 좌표

\*정회원, 한양대학교 대학원 기계공학과

\*\*정회원, 한양대학교 기계공학과

\*\*\*정회원, 한국과학기술연구원 열유체연구실

\*\*\*\*정회원, 생산기술연구원 기계·소재개발센터

그리스문자

$\alpha$  : 열확산계수

- $\beta$  : Womersley 수
- $\delta$  : 곡률
- $\lambda$  : 위상각
- $\phi$  : 축방향 좌표
- $\mu$  : 점성계수
- $\theta$  : 원주방향 좌표 성분
- $\rho$  : 밀도
- $\tau$  : 무차원시간
- $\omega$  : 맥동주파수

참치자

- \* : 유차원량
- : 평균값

하침자

st : 정상상태에서의 값

1. 서 론

주기적인 압력 혹은 압력구배로 인하여 유동 및 열전달 특성이 시간에 따라 주기적으로 변화하는 맥동유동에 관한 연구는 공학분야 및 혈관내부의 혈액유동 특성을 규명하고자 하는 의학분야 등에서 응용되고 있다. 특히 곡관내에서의 유동은 1927년 Dean<sup>(1)</sup>에 의해서 최초로 연구된 이래 비정상 유동 특성에 관한 분야에까지 그 연구의 폭이 넓어져 과거 20여년 동안 이에 관한 많은 연구가 수행되어져 왔다.

이러한 연구의 도움으로 곡관내부의 유동이 주기적으로 변화하는 맥동유동 특성에 관한 정보는 어느정도 이론이 정립되었지만 열전달 특성에 관한 결과는 연구가들에 따라 다르게 보고되고 있다.

최근의 수치해석적 연구로서 Hamakiotes와 Berger<sup>(2)</sup>는 곡관입구에 주기적인 유량을 주는 방법을 사용하여 혈관내의 혈액 유동특성을 예측하였다. 이전의 연구가로서 Lyne<sup>(3)</sup>은 맥동주파수가 작은 곡관내에서 맥동유동을 해석적으로 연구하여 정상상태에서 발생되는 2차 유동과 반대방향을 갖는 또 다른 2차 유동이 생성됨을 보고하였다. 이러한 부가적인 2차 유동은 관의 내부표면 전단응력에 의해서 발생된 것이라 설명하였다.

한편 Rabadi<sup>(4)</sup> 등은 주기적인 압력구배가 주어지고 관의 표면이 일정온도로 유지되는 곡관내에서의 열전달 특성에 관한 연구를 수행한 후 시간-공

간 평균 누셀트수는 맥동주파수가 작은 경우보다는 큰 경우에, 프란틀수가 작은 경우보다는 큰 경우에 크게 나타난다는 결과를 보고하였다. 한편 Lee<sup>(5)</sup> 등은 Rabadi 등이 사용한 온도경계조건을 이용하여 곡률이 비교적 큰 곡관내에서의 맥동유동 및 열전달에 관한 폭넓은 수치적 연구를 수행한 바 있다. 이들 연구에서 Rabadi<sup>(4)</sup>와 Lee<sup>(5)</sup> 등이 사용한 온도경계조건은 관의 표면온도가 어느 일정 단면에서 원주방향에 관계없이 일정하게 유지되고 축방향에 따라 선형적으로 변화하는 경우로써 이는 공학분야에서 응용되는 열교환기나 스테링엔진의 가열기 등에서와 같은 경우에 있어서는 일정 열유속조건이 부여되므로 이러한 물리적 상황에 응용되기에는 부적절한 경계조건이라 사료된다. 맥동이 수반되는 관심영역에서 관의 표면으로부터 일정 열유속이 유입되는 상황에 관한 최근 연구는 Lee<sup>(5)</sup> 등에 의하여 수행된 바 있다. 이전 연구에서는 원형 사각단면의 직관에서 맥동진폭비, 레이놀즈수 및 맥동주파수의 변화에 따른 폭넓은 연구를 수행하였다.

본 연구에서는 일정 열유속이 유입되는 열교환기나 스테링엔진의 가열기같은 물리적 상황에서 나타나는 열전달 특성을 고찰하기 위하여 곡관 표면에 일정 열유속이 주어지고 관의 내부에 주기적인 압력구배가 주어지는 모델을 선정하여 맥동주파수의 변화에 따른 유동특성과 열전달 특성을 고찰하고자 한다.

2. 모델의 선정

곡관내에서의 유동장 및 온도장을 예측하기 위하여 Fig. 1과 같이 곡률반경이  $R_0$ 이고 관반경이  $a$  인 모델을 설정하였다. 이러한 곡관모델은 피치(pitch)가 "0"인 헬리컬 파이프(Helical pipe)의 일부로 생각되어질 수 있을 것이다. Fig. 1에 나타난 관내부의 임의의 위치는 토로이달(Toroidal) 직교좌

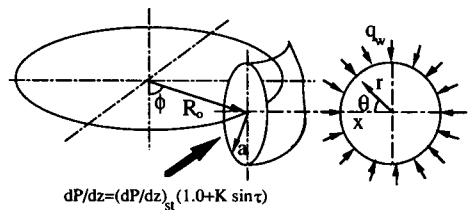


Fig. 1 Toroidal coordinate system for a curved pipe

표계에서  $r, \theta,$  및  $\phi$ 에 의하여 정해진다. 이때  $r, \theta,$  및  $\phi$ 는 각각 관의 반경방향, 원주방향 및 축방향이고 이에 상응하는 속도성분은  $V, U$  및  $W$ 이다. 아울러 논의의 편의를 위하여 단면의 상하 대칭선을  $x$ 축이라 정하고 관의 내측면을  $x=0$  위치로 정하였다. 그림에서 관의 표면으로는 일정 벽면 열유속  $q_w$ 가 가해지며 축방향으로는 ( $\phi$ -방향) 유체에 맥동을 주기 위하여 정현적으로 변화하는 주기적인 압력구배가 가해진다. 따라서 관내의 유동 및 열전달 특성은 완전발달(fully-developed)된 주기적인 특성을 가질 것이다. Tobolt와 Gong<sup>(7)</sup>은 곡관내에서의 유량이 주기적으로 변화하는 맥동유동을 실험적으로 관찰하면서 관내부 유동은 입구영역을 제외한 나머지 영역에서 축방향 위치에 따라 유동특성이 변화하지 않는다는 의미에서 완전발달된 유동이 된다는 것을 실험적으로 입증한 바 있다. 따라서 본 연구에서는 곡관의 입구영역이 아닌 완전히 발달된 한 단면에서의 유동장 및 온도장에 관한 특성을 고찰하고자 한다.

### 3. 지배방정식 및 경계조건

#### 3.1 지배방정식

주기적인 압력구배를 받는 곡관내부의 유동장 및 온도장을 해석하기 위하여 다음과 같은 가정을 사용하였다.

- (1) 유체의 모든 상태량은 일정하다.
- (2) 유동은 비압축성 층류유동이다.
- (3) 유동장 및 온도장은 축방향으로 완전히 발달되었다.
- (4) 피치효과(pitch effect)는 무시되고 곡률반경( $R_0$ )은 파이프의 반경에 비하여 ( $R_0/a \cong 100$ ) 크다.

위와 같은 가정을 사용하여 단순화된 무차원 지배방정식을 무차원화하기 위하여 다음과 같은 무차원 변수를 도입하였다.

$$\begin{aligned}
 r &= \frac{r^*}{a}, \tau = \omega t, U = \frac{U^*}{(v/a)}, V = \frac{V^*}{(v/a)} \\
 W &= \frac{W^*}{(v/a)}, P = \frac{P^* a^2}{\rho v^2}, \alpha = \frac{k}{\rho c_p} \\
 Pr &= \frac{v}{\alpha}, v = \frac{\mu}{\rho}, z = \frac{z^*}{a}, x = \frac{x^*}{R_0} \\
 \beta &= a \sqrt{\frac{\omega}{\nu}}, Re = \frac{W_{sta} a}{\nu}, n = \frac{T - \bar{T}_B}{q_w k/a}, \\
 \bar{W}(\tau) &= \int_A W(r, \theta, \tau) dA/A
 \end{aligned} \tag{1}$$

여기서, \*표시는 유차원량을 나타낸다.  $\omega$ 는 맥동 주파수이며 Womersley수로 정의된  $\beta$ 로 무차원화된다. Womersley수  $\beta$ 는 본 연구의 매개변수로서 무차원화된 맥동주파수 인자이다. 온도의 무차원을 위하여 도입된  $\bar{T}_B$ 는 시간평균된 유체의 시간평균 혼합온도(time averaged bulk temperature)로서 다음과 같이 정의된다.

$$\bar{T}_B = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda [(\int W T dA) / (\int W dA)] d\lambda \tag{2}$$

여기서,  $\lambda$ 는 무차원화된 맥동의 주기이며  $2\pi$ 이다. 그리고  $A$ 는 관의 단면적이다.

위와 같은 무차원 변수를 유차원 식에 대입하여 얻은 무차원 형태의 연속방정식, 운동량방정식 및 에너지방정식은 다음과 같다.

○ 연속방정식

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rV) + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} = 0 \tag{3}$$

○ 운동량 방정식

원주방향

$$\begin{aligned}
 &\beta^2 \frac{\partial U}{\partial \tau} + V \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} + \frac{UV}{r} - \delta W^2 \sin \theta \\
 &= -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial U}{\partial r}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} \\
 &\quad - \frac{U}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial V}{\partial \theta}
 \end{aligned} \tag{4}$$

반경방향

$$\begin{aligned}
 &\beta^2 \frac{\partial U}{\partial \tau} + V \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} - \frac{U^2}{r} + \delta W^2 \cos \theta \\
 &= -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial U}{\partial r}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} \\
 &\quad - \frac{U}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial U}{\partial \theta}
 \end{aligned} \tag{5}$$

축방향

$$\begin{aligned}
 &\beta^2 \frac{\partial W}{\partial \tau} + V \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{U}{r} \frac{\partial W}{\partial \theta} \\
 &= -\frac{dP}{dz} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial W}{\partial r}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2}
 \end{aligned} \tag{6}$$

에너지방정식

$$\begin{aligned}
 &\beta^2 \frac{\partial n}{\partial \tau} + V \frac{\partial n}{\partial r} + \frac{U}{r} \frac{\partial n}{\partial \theta} \\
 &= -\frac{2}{Pr} \frac{W}{W} + \frac{1}{Pr} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial n}{\partial r}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 n}{\partial \theta^2} \right]
 \end{aligned} \tag{7}$$

식(6)에서 압력구배( $dP/dz$ )는 본 연구에서 아래의 식(8)로 선정하여 주기성을 갖도록 하였다.

$$(dP/dz) = (dP/dz)_{st}[1 + K \sin(\tau)] \quad (8)$$

압력구배  $(dP/dz)_{st}$ 는 비주기성 완전발달된 정상상태인 경우에 상응하는 압력구배이다. 또한  $K$ 는 주기적 압력구배의 교류성분 진폭비이다.

### 3.2 경계조건 및 초기조건

상기 무차원 지배방정식들에 대한 경계조건은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \partial U/\partial r=0, V=0, \partial W/\partial r=0, \partial n/\partial r=0 \\ \text{at } \theta=0 \text{ and } \theta=\pi \\ U=0, V=0, W=0, \partial n/\partial r=1 \\ \text{at } r=1 \text{ and, } 0 < \theta < \pi \end{aligned} \quad (9)$$

비정상 유동에서는 정확한 초기값이 요구되나, 맥동이 존재하는 유동장에서는 정확한 초기값이 존재하지 않으므로 맥동이 존재하지 않는 비주기성 정상상태의 해를 초기값으로 취하여 수치계산을 수행하였다. 이때 물리량들이 주기적으로 변화하는 주기성 정상상태는 여러개의 주기를 반복 계산한 후에 얻어진다.

## 4. 지배방정식의 이산화 및 수치해석 방법

본 연구에서 모델로 선정된 곡관은 유동 및 온도장이 완전히 발달되었다고 가정하였고 유동 및 열전달특성은 상하 대칭을 이루므로 Fig. 1에서 보여주는 원관의 상부면만을 계산영역으로 설정하였다. 이 영역에서 무차원 지배방정식들은 Patankar<sup>(6)</sup>의 제어체적방법을 기본으로 하여 이산화되었다. 이때 공간에 관한 도식은 멱승도식(power-law scheme)이 이용되었으며 시간에 관한 도식에서는 해의 안정성을 위하여 완전 암시도식(fully implicit scheme)이 사용되었다. 격자망으로는  $15 \times 15$ 의 비균일 격자망이 이용되었으며 계산시 해의 수렴성을 향상시키기 위하여 하향 이완계수방법이 이용되었다.

그리고 하나의 주기내에서 유동은 비정상 상태이므로 한주기를 200개의 시간간격으로 나누어 계산하였다. 하나의 시간간격에서 수렴에 필요한 반복 계산의 수는 30~50회 정도 소요되었다. 초기값의 부정확성으로 인하여 주기성 정상상태(periodic steady state)에 필요한 주기는 약 10~20회 정도가 소요되었다. 여기서, 수렴오차는 축방향속도와 온도에 대해  $(W_{i+1} - W_i)$ 와  $(n_{i+1} - n_i)$ 의 값이 상대오차로  $10^{-3}$ 이하 일때 주기성 정상상태에 도달한

것으로 간주하였다. 주기성 정상상태에 도달하는데 걸리는 주기의 반복회수는 맥동주파수가 작은 경우보다는 큰 경우에 더 많이 요구된다.

## 5. 결과 및 고찰

입구에 주기적인 압력구배를 받는 곡관내의 유동장과 온도장에서 나타나는 특성을 고찰하기 위하여 작동유체를 프란틀수가 0.7인 공기로 선정하였다.

본 연구에서는 레이놀즈수가 500, 진폭비  $K$ 가 1.5, 곡률  $\delta$ 가 0.01일때 진동수 대개변수로 정의된 Womersley수  $\beta$ 를 2.0, 6.0 및 10.0으로 변화시키면서 수치계산을 수행하였다. 이때 레이놀즈수 500에 상당하는  $(dP/dz)_{st}$ 는  $-5.93 \times 10^3$ 이다. 이 값은 임의의  $(dP/dz)_{st}$ 로 얻어진 레이놀즈수를 토대로 다음 계산에서  $(dP/dz)_{st}$ 의 값을 수정하여 레이놀즈수를 구하는 시행착오법에 의해서 얻어진 수치이다. 관의 반경  $a$ 가 0.01m이고 유체가 공기일 경우  $\beta=2.0, 6.0,$  및  $10.0$ 에 상당하는 맥동주파수는 0.1 Hz, 0.9 Hz 및 2.5 Hz이다. 본 수치계산에서 Womersley수  $\beta$ 가 6.0인 경우의 결과는  $\beta$ 가 10인 경우와 거의 유사하게 나타나므로  $\beta$ 가 6.0인 경우와  $\beta$ 가 2.0인 경우를 중심으로하여 토의를 진행하고자 한다.

### 5.1 유동특성

이후의 논의에서 논의의 편의를 위하여  $r=1$ 이고  $0 \leq \theta \leq \pi/2$ ,  $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ 인 영역을 각각 내측벽면 및 외측벽면이라 지칭한다. Fig. 2는 Womersley수  $\beta$ 가 2.0, 6.0 및 10.0인 조건에서 주기성 정상상태에 도달하였을때 단면평균 축방향속도  $\bar{W}$

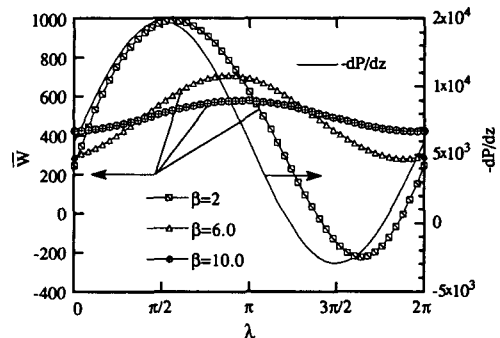


Fig. 2 Dimensionless cross section averaged axial velocity and pressure gradient during a cycle

와 압력구배의 시간에 따른 변화를 보여주는 그림이다. 이 그림에서  $\beta=2.0$ 인 경우 단면평균 축방향속도  $\bar{W}$ 는 시간의 변화에 따라 압력구배와 위상차를 보이지 않고 최대 순압력구배가 주어지는 시점에서 최대속도를 갖고 최대 역압력 구배가 주어지는 시점에서 최소속도를 갖는 유동특성을 갖는다. 그러나 맥동주파수가 증가하여  $\beta$ 가 6.0 혹은 10.0인 경우에서는 압력구배와 단면평균 축방향속도  $\bar{W}$ 와의 위상차는 커지게 되고 위상의 변화에 따른 속도의 진폭은 작아진다. 이때  $\beta$ 가 6.0인 경우와 10.0인 경우의 압력구배와 단면평균 축방향속도  $\bar{W}$ 와의 위상차이는  $0.38\pi$  및  $0.46\pi$ 이다. 즉, 한주기에서 단면평균 축방향속도의 최대값은 최대 순압력구배가 주어지는  $0.5\pi$  위상각에서 생기는 것이 아니라  $\pi$ 인 위상각에서 발생된다. 이처럼 축방향속도와 압력구배와의 위상차가 생기는 것은  $\beta$ 가 커짐에 따라 압력구배의 시간변화율이 커진 이유 때문이다. 즉,  $\beta$ 의 증가에 따라 압력구배에 상응하는 축방향 속도의 응답이 늦어져서 나타난 유동응답 특성이다. 이러한 경향은 곡관의 입구에 주기적인 유량이 주어지는 경우에 대하여 연구를 수행한 Berger와 Hamakiotes<sup>(2)</sup>의 결과와 유사하다.

이와 같은 축방향속도의 국소적인 특성을 고찰하기 위하여 시간평균 압력구배  $(dP/dz)_{st}$ , 최대 순압력구배 및 최대 역압력구배가 가해지는  $\lambda=0$ ,  $\lambda=\pi/2$ ,  $\lambda=\pi$  및  $\lambda=3\pi/2$ 인 위상각에서 관의 상하 중심선( $X$ 축)을 따른 축방향속도 분포를 Fig. 3에 도식화하여 나타내었다. 이때 Womersley수  $\beta$ 는 2이다. 이 그림에서  $\lambda=\pi/2$ 일 경우 축방향속도는  $X$ 축(center line)을 따라 단조증가한 후 단조감소하는 경향을 갖으며 축방향속도의 최대는  $X=1.7$ 인 지점에 나타난다. 이는 직관인 경우 축방향속도의 최대값이 관의 중심( $X=1.0$ )에 나타나는 것과는 다른 현상으로서 원심력에 의해 발생된 반시계 방향의 2차 유동(secondary flow) 때문에 생긴 유동특성이다.  $\lambda$ 가  $\pi$ 인 위상각에서도  $X$ 의 변화에 따른 축방향속도의 분포경향은  $\lambda=\pi/2$ 인 위상각의 경우와 유사하고 축방향속도의 최대값이 존재하는 위치는 약간 중심으로 이동한다. 이와 같은 현상은 Fig. 2의 단면평균 축방향속도의 시간에 따른 변화에서 논의한 바와 같이  $\lambda=\pi$ 인 위상각에서의 축방향속도는  $\pi/2$ 인 위상각에서 보다 작아짐으로 인하여 2차 유동의 세기가 약해진 이유에 기인한다. 위상각 0과  $3\pi/2$ 에서의  $X$ 축의 변화에 따른 축방향

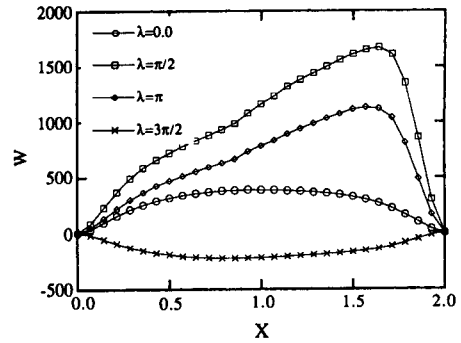


Fig. 3 Dimensionless axial velocity on horizontal diameter at  $Re=500, K=1.5, \beta=2.0, \delta=0.01$

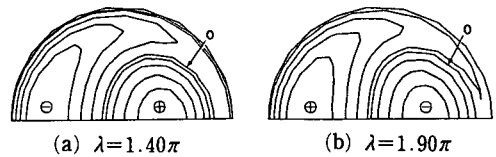


Fig. 4 The distributions of axial velocity contours at  $Re=500, K=1.5, \beta=2.0, \delta=0.01$

속도의 분포는 직관(straight pipe)에서와 같은 경향(축방향속도의 최대값은  $X=1$ 에서 생김)을 갖는다. 특히, 최대 역압력구배가 가해지는  $\lambda=3\pi/2$ 의 위상각에서는 관 단면 전체에서 역류가 생김으로 인하여 특이한 온도분포 특성이 예상된다.

이러한 역류현상을 고찰하기 위하여 순류와 역류가 공존하는  $\lambda=1.44\pi$ 와  $\lambda=1.96\pi$ 인 위상각에서의 축방향속도 분포를 Fig. 4에 나타내었다. 이때 Womersley수  $\beta$ 는 2이다. Fig. 4(a)는 위상각이  $1.44\pi$ 인 경우의 축방향속도 분포를 나타내며 이 위상각은 단면평균 축방향속도  $\bar{W}$ 의 값이 양에서 음으로 변하는 시점이다. 한편 Fig. 4(b)는 위상각이  $1.96\pi$ 일 경우를 나타내 주며 이 위상각에서는 단면평균 축방향속도  $\bar{W}$ 의 값이 음에서 양으로 변하는 시점이다. 이 그림에서  $\oplus$ 와  $\ominus$ 표시는 축방향속도의 유동이 순류 및 역류를 나타낸다. Fig. 4(a)로부터 순압력구배에서 역압력구배로 전환됨에 따라 최초로 역류가 발생하는 유동영역은 내측벽면 근처임을 알 수 있다. 이는 다음과 같이 설명된다.  $\beta$ 가 2일 경우  $\lambda=1.2\pi$ 인 시점까지는 순압력구배가 가해지므로 모든 단면에서 순류를 갖게 될 것이다. 고로 고정된 위상각에 대하여 축방향속도는 내측벽 부근에서 보다 외측벽부근에서 크게 나타낸다. 즉

외측벽 부근의 관성력( $\phi$ -방향)은 내측벽에서 보다 크게 나타난다. 따라서  $\lambda=1.2\pi$  이후의 위상각에서 역압력구배의 작용으로 인하여 내측벽에 인접한 영역에서 최초로 역류가 발생하기 시작한다. 단면평균 축방향속도가 음에서 양으로 변하는 경우를 나타내주는 (b)에서도 이러한 유동특성은 비슷하게 나타난다.

$\beta$ 가 6.0일 경우  $\lambda=0.0, \pi/2, \pi$  및  $3\pi/2$  위상각에서 X축의 변화에 따른 축방향속도의 변화를 Fig. 5에 나타내었다. 위상각에 관계없이 X축의 변화에 따른 축방향속도의 분포는  $\beta$ 가 2일 때  $\lambda=\pi/2$ 인 경우에서와 같이 X축의 증가에 따라 단조 증가한 후 감소되는 경향을 갖는다. 즉 4가지의 위상각에서 축방향속도의 최대값은  $X=1.7$ 인 위치에서 발생한다. 이 그림에 나타난 4가지 위상각에서의 단면평균 축방향속도의 무차원 값은 300이상이다. 이러한 축방향속도로 인해 유발된 2차 유동은 4가지 위상각 모두에서 축방향속도의 최대점 위치를 외측벽으로 치우치게 하는 경향을 갖게 할 것이다. X가 1.5일 때 위상각의 변화에 따른 축방향속도의 값은 위상각이  $\lambda=\pi$ 인 위상각에서 가장 크고 0인 위상각에서 가장 작게 나타난다. 이는 시간의 변화에 따른 단면평균 축방향속도 분포에서 논의한 바와 같이 축방향속도와 압력구배의 위상차이 때문에 생긴 현상이다. 그러나  $\beta$ 가 2일 경우  $\lambda=3\pi/2$  위상각에서 나타났던 역류현상은 보이지 않는다.

축방향속도로 인한 원심력에 의해서 발생된 반시계방향의 2차 유동의 크기와 형태가 시간에 따라 변화하는 것을 보여주기 위하여  $\beta=6.0$ 인 경우의 유선분포와 속도벡터분포를 Fig. 6에 도시하였다.  $\lambda=0, \lambda=\pi/2, \lambda=\pi$  및  $\lambda=3\pi/2$ 인 위상각에서의

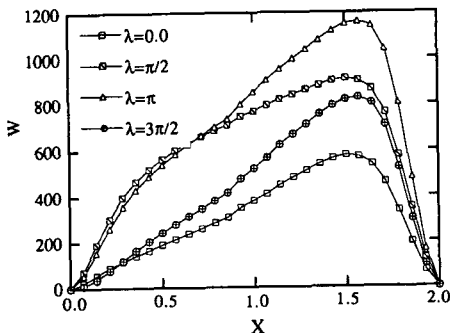
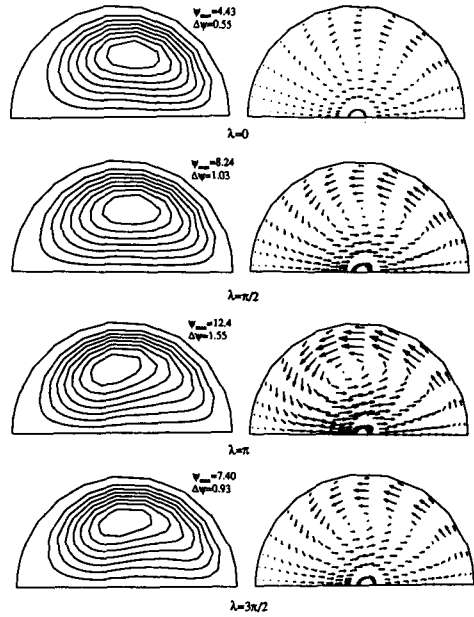


Fig. 5 Dimensionless axial velocity on horizontal diameter at  $Re=500, K=1.5, \beta=6.0, \delta=0.01$



(a) Streamlines vectors (b) Velocity vectors

Fig. 6 The distributions of streamlines and velocity vectors at  $Re=500, K=1.5, \beta=6.0, \delta=0.01$

축방향속도는 그 크기가 다르므로 2차 유동의 세기 또한 다르게 나타날 것이다. 이런 이유로 4가지의 시점에서 유선사이의 유량함수값도 다르게 나타난다. 그림에 나타난 것처럼 2차 유동은 상하중심선을 따라 내측면에서 외측벽면을 향하여 흐른후 벽면을 따라 반시계 방향으로 흐르는 구조를 갖는다. 이러한 유동의 세기는 축방향속도가 최대인  $\lambda=\pi$ 인 위상각에서 가장 크고  $\lambda=0$ 인 위상각에서 최소가 된다. 이와 같은 2차 유동은 단면에서의 축방향속도 및 온도분포에 상당한 영향을 미치게 되리라 예상된다.

### 5.2 온도분포 특성

주기성 정상상태에서 벽면을 통하여 균일한 일정 열량이 맥동하는 유체에 가해질때 위상각의 변화에 따른 내부 온도분포를 고찰하기 위하여  $\beta=6.0$ 일 때  $\lambda=0, \lambda=\pi/2, \lambda=\pi$  및  $\lambda=3\pi/2$ 인 위상각에서의 등온선 분포를 Fig. 7에 나타내었다. 이 그림에 나타낸 바와 같이 내부 온도분포는 위상각에 관계없이 내측벽면 근처에서 온도구배가 크고 외측벽면 근처에서 작게 나타난다. 특히,  $\beta$ 가 6.0인 경우일 때 위상각이  $\pi$ 인 시점에서 2차 유동이 가장 크게

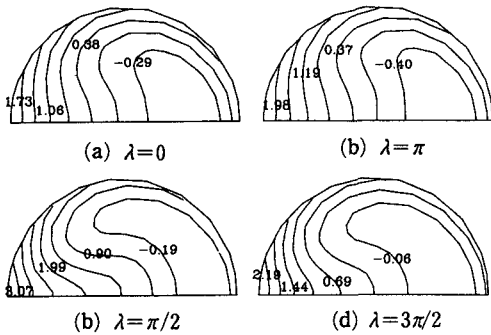


Fig. 7 Distributions of isotherms at  $Re=500$ ,  $K=1.5$ ,  $\beta=6.0$ ,  $\delta=0.01$

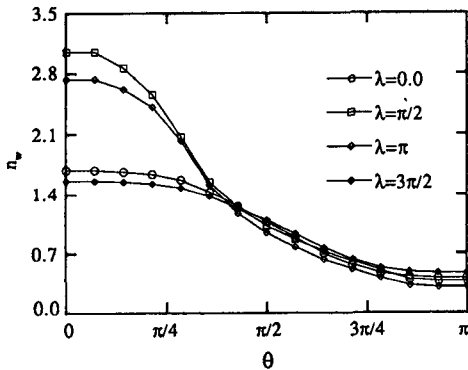


Fig. 8 Dimensionless wall temperature along pipe surface at  $Re=500$ ,  $K=1.5$ ,  $\beta=6.0$ ,  $\delta=0.01$

나타나므로 다른 위상각에서 보다 등온선이 내측벽면 근처에 조밀하게 분포한다. 이러한 영향으로 2차 유동이 강한 경우에는 내측벽면 온도의 상승이 예상된다.

Fig. 8은  $\beta$ 가 2.0일 경우 위상각이 0,  $\pi/2$ ,  $\pi$  및  $3\pi/2$ 시점에서 원주방향에 따른 벽면온도의 분포를 보여주는 그림이다. 그림에 종축은 원주방향을 나타내고 횡축은 벽면온도를 나타낸다. 위상각이 0 또는  $3\pi/2$ 일때 원주방향의 변화에 따른 벽면온도는  $\theta$ 가 0인 지점(내측벽면)에서 높고  $\theta=\pi$ 인 외측벽면에서 비교적 낮게 나타난다. 이는 반시계 방향으로 흐르는 2차유동 때문이다. 즉, 반시계 방향으로 흐르는 2차유동은 외측벽면으로 유입된 열량을 대류에 의해서 내측벽면쪽으로 수송한다. 이러한 이유로 내측벽면 부근의 유체온도는 상승하게 되며 이 부근( $\theta=0$ )의 벽면온도가 다른 지점(외측벽면)의 온도보다 높게 나타난다. 이러한 국소적인

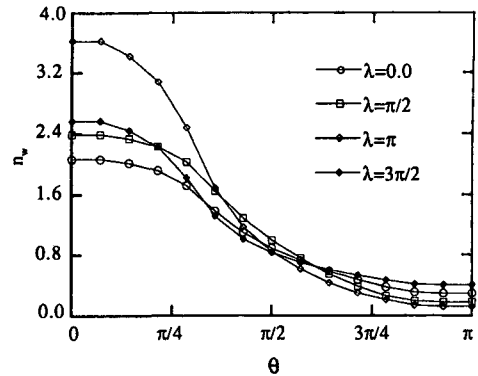


Fig. 9 Dimensionless wall temperature along pipe surface at  $Re=500$ ,  $K=1.5$ ,  $\beta=6.0$ ,  $\delta=0.01$

벽면온도의 분포 경향은 위상각이  $\pi/2$ 와  $\pi$ 인 시점에서도 유사하게 나타난다. 그러나 위상각이  $\pi/2$  및  $\pi$ 인 시점의 2차 유동세기는 0 또는  $3\pi/2$  위상각에서보다 크게 나타나므로 내측벽면과 외측벽면의 온도차는 전자의 경우에서 크게 나타난다.  $0 \leq \theta \leq \pi/4$ 에 해당하는 내측벽면영역에서의 벽면온도는 위상각의 변화에 따라 크게 변화하고  $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ 인 영역에서는 거의 일정하게 나타난다.

$\beta$ 가 6.0일 경우 0,  $\pi/2$ ,  $\pi$  및  $3\pi/2$ 인 위상각에서 원주방향의 변화에 따른 벽면온도의 변화를 나타내주는 Fig. 9에서 위상각에 관계없이 내측벽면 부근의 온도는 외측면에서보다 높게 나타난다. 그리고  $\beta$ 가 2.0인 경우에서와 같이  $0 \leq \theta \leq \pi/4$ 인 영역의 내측벽면 온도는 위상각의 변화에 따라 심하게 변화하는 경향을 갖는다.

## 6. 결론

벽면으로부터 일정 열유속이 유입되고 주기적인 압력구배가 부여되는 곡관내에서의 유동 및 열전달 특성을 수치적으로 연구하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

- (1) Womersley수  $\beta$ 가 커짐에 따라 단면평균 축방향속도와 압력구배와의 위상 차이는 커지게 된다.
- (2) Womersley수  $\beta$ 가 2인 경우에는 위상각의 변화에 따라 한 단면에서 역류와 순류가 공존하는 시점이 존재하며 그때의 위상각은  $1.44\pi$  및  $1.96\pi$ 이다.
- (3)  $0 \leq \theta \leq \pi/4$ 에 해당하는 벽면영역에서의 온도

는 Womersley수에 관계없이 한주기 동안에 위상 각의 변화에 따라 다른 지점보다 크게 변화한다.

## 후 기

본 연구는 한국과학재단 지정 터보·동력기계 연구센터의 지원으로 수행된 연구의 일부이며 관계자 여러분들께 감사드립니다.

## 참고문헌

- (1) Dean, W. R., 1927, *Note on the Motion of Fluid in a Curved Pipe*, Phil. Mag., pp. 208~223.
- (2) Hamakiotes, C. C. and Berger, S. A., 1988, "Periodic Flow through Curved Tube: The Effect of the Frequency Parameter," *J. Fluid Mech.*, Vol. 20, pp. 353~370.
- (3) Lyne, W. H., 1970, "Unsteady Viscous Flow in a Curved Pipe," *J. Fluid Mech.*, Vol. 45, Part1, pp. 13~31.
- (4) Rabadi, N. J., Chow, J. C. F. and Simon, H. A., 1982, "Heat Transfer in Curved Tube with Pulsating Flow," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 25, No. 2, pp. 195~203.
- (5) Lee, J. H., Back, Y., R. and Kang, B. H., 1993, "Numerical Simulation on Flow and Heat Transfer Characteristics in a Curved Tube with Pulsating Pressure Gradient," *J. of KSME*, in press.
- (6) 이재현, 이진태, 강병하, 1992, "주기적인 압력구배를 받는 덕트에서의 유동 및 열전달 특성에 관한 연구," 대한기계학회논문집, 제16권 제2호, pp 369~381.
- (7) Tabolt, L. and Gong, K. O., 1983, "Pulsatile Entry Flow in a Curved Pipe," *J. Fluid Mech.*, Vol 127, pp. 1~25.
- (8) Patankar, S. V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, pp. 41~60, New York.