

〈論 文〉

회전하는 정사각단면 90° 곡관내 난류유동에 관한 수치해석적 연구

이건휘* · 최영돈**

(1993년 11월 23일 접수)

Study on the Analysis of Turbulent Flow in a Rotating Square Sectioned 90° Curved Duct

Lee Gun Hye, and Choi Young Don

Key Words : Secondary Flow(2차유동), Coriolis Force(코리올리스힘), Ratio of Coriolis Force
(비 코리올리스힘)

Abstract

In this study, the characteristics of the three-dimensional turbulence flow in a rotating square sectioned 90° bend were investigated by numerical simulation. And a dimensionless number, Coriolis force ratio, primarily subjected to the feature of the flow in the rotating 90° bend was obtained as a result of one-dimensional theory. In the simulation study, low Reynolds number ASM developed by Kim(1991) in the square sectioned 180° bend flow was modified in order to consider the rotational effects in the testing flows. In the near wall region of low Reynolds number, four turbulence models were employed and compared in order to find the most appropriate model for the analysis of the rotating 90° bend flow. By comparison of the results with the experimental data, it is shown that low Reynolds number Algebraic Stress Model with rotating terms reflects most correctly the rotational effects. As the results of this study, centrifugal forces associated with the curvature of the bend and Coriolis forces and centripetal forces associated with the rotation affect directly both the mean motion and the turbulent fluctuations. Their actions on the mean flow are to induce a secondary motion while their effects on turbulence are to modify the pressure strain.

기 호 설 명

C_1 : 모형상수

C_2 : 모형상수

C'_1 : 모형상수

C'_2 : 모형상수

F_j : 코리올리스힘 벡터

F_{ij} : 레이놀즈응력방정식의 코리올리스힘 항

$F_{C,c}$: 곡관곡률에 의한 원심력

\bar{F}_C : 코리올리스 힘

$F_{C,r}$: 코리올리스 힘의 반경방향 분력

F_R : 회전에 의한 원심력

$F_{R,r}$: 회전에 의한 원심력 반경방향 분력

F_r : 회전하는 곡관에서 발생하는 추가힘들의 반
경방향 분력

R_C : 비코리올리스힘

R_r : 형상계수

*정회원, 원광대학교 기계설계공학과

**정회원, 고려대학교 기계공학과

- R_o : 로스비수
 ψ : 회전원심력과 반경방향이 이루는 각
 Ω : 회전축의 회전각속도
 $f, f_1, f_2, f_3, f_4, f_{12}, f_{24}, f_o, f_t, f_n, f_s$: 벽함수
 R_t : 난류레이놀즈수 ($=\frac{k^2}{\nu\epsilon}$)
 r_m : 곡관의 평균곡률반경
 r_{om} : 회전중심으로부터의 등가길이
 r : 곡관의 곡률반경
 r, x, θ : 원통좌표계
 $S_c(\psi), S_D(\psi), S_P(\psi)$: ψ 의 원천
 T : 확산계수
 t : 시간
 U : x 방향 국부평균속도
 U_i : 국부평균속도
 u : x 방향 요동속도
 u_i : 국부요동속도
 $\overline{u_i u_j}$: 레이놀즈응력
 V : y 방향 국부평균속도
 ϵ : 난류운동에너지 소멸률
 ϵ_{ijk} : 벽면상의 레이놀즈응력의 소멸률텐서
 θ : 유선방향좌표, 곡관의 각도
 μ : 점성계수
 ν : 동점성계수
 ρ : 유체의 밀도
 ψ : 일반중속변수
 Φ : 일반중속변수의 요동치
 Φ_{ij} : 압력변형률 텐서

1. 서 론

터보기계와 발전기 등에는 회전하는 내부통로를 흐르는 많은 형태의 유동들이 있으며 실제로 작동하는 원심압축기와 터빈의 날개통로(blade passage)나 교류발전기 냉각덕트 등과 같이 한정된 곡관내를 흐르는 유동은 유로의 곡률과 회전효과로 인해 강력한 3차원 유동이 발생한다. 이와같이 시스템의 회전으로 인해 영향을 받는 곡관내 난류유동의 조직(regime)과 구조(structure)를 기본적으로 이해할 목적으로, 본 연구에서는 정사각단면을 갖는 90° 곡관이 일정한 각속도로 회전하는 경우 덕트내 난류유동에 관한 특성을 고찰하기 위한 수치해석을 수행하였다. 앞에서 예를 든 유체기계의 내부통로

의 형상은 다양하여 이 유동들은 각각의 독특한 특성을 갖고 있으나, 공통적인 것은 유로가 곡률이 있는 곡관이라는 것과 회전으로 인해 유동이 영향을 받는다는 것이다. 이와같은 유동의 난류특성을 알아보기 위해서는 대표적인 모형유동이 필요한데 사각단면의 90° 곡관유동은 실험과 해석이 용이하여 가장 바람직한 모형유동이다.

회전하는 곡관내 유동에는 회전에 의한 원심력과 코리올리스힘이 발생하며 이 두힘의 곡률반경방향 분력이 곡관의 곡률로 인한 원심력에 추가되어 2차 유동이 회전수에 따라 그리고 곡관의 위치에 따라 보다 강력해지거나 상쇄되어진다. 회전하는 시스템에서의 난류유동에 대한 운동량방정식에는 회전으로 인한 원심력(centripetal acceleration, $\overline{\Omega} \times \overline{\Omega} \times \overline{r}$)과 코리올리스힘(Coriolis force, $-2\overline{\Omega} \times \overline{V}$)이 포함되며 이 항들로 인해 유동장에 변화가 일어나게 된다. 그리고 이 운동량방정식에서 유도되는 레이놀즈응력방정식에는 회전으로 인한 회전 생성항(rotating production, $-2\Omega_k \overline{u_i u_m \epsilon_{ijk}}$)이 추가되고 압력변형률항에는 회전과 관련된 힘이 내재적으로 포함되어 레이놀즈응력장에 상호변화를 초래한다. 이 변화는 다시 주유동장을 변화시켜 정지해 있는 유동에 비해 보다 복잡한 유동이 형성되리라고 예측된다.

종래에는 유체기계의 설계는 1차원 해석방법을 주로 사용하였고 학문적 연구들은 정지한 곡관내 모형유동에 관한 연구이거나 회전하는 2차원 평행평판 사이를 흐르는 유동에 대한 연구들⁽¹⁻³⁾이 대부분이며 회전하는 곡관유동에 대한 연구는 찾아보기 어렵다. 그러므로 회전하는 실재 유체기계 내 유로를 흐르는 유동에 대한 특성을 파악하기에 앞서 실재에 가까운 대표유동에 대한 연구가 요구되어 왔다. 따라서 본 연구에서는 일정한 각속도로 회전하는 정사각형 단면의 90° 곡관내 난류유동 특성을 파악하기 위한 수치해석적 연구를 수행하여 유체기계의 설계를 위한 기초자료를 얻고자 하였다.

2. 유동장과 좌표계

본 연구에서는 두가지 형태의 유동을 시험유동으로 고려하였는데, 첫째는 유체가 곡관을 지나후 회전중심으로 흡입되는 유동, 둘째는 회전중심에서 나온 유체가 곡관을 지나 외부로 송출되는 유동이

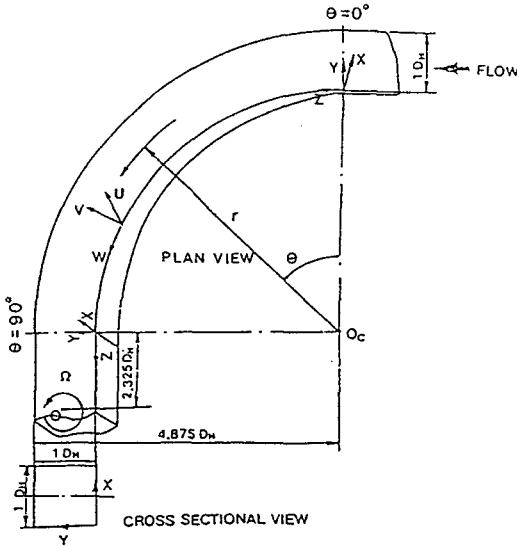


Fig. 1 Schematic showing the bend and tangents, the two coordinates system and the three velocity components of the inward flow

며 이를 각각 내향유동, 외향유동이라 하겠다. 이들 두가지 유동형태에 대해 고려한 이유는 같은 회전방향에 대해 회전각속도를 양과 음으로 구분할 수 있기 때문이다. Fig. 1은 내향유동의 개략도로써 곡관의 형상과 크기, 주유동방향, 회전방향과 좌표계가 표시되어 있다. 곡관의 형상과 크기는 두 형태의 유동에서 동일하며 유동방향만 서로 반대이다. 그러므로 곡관의 입출구가 서로 반대가 된다. 직관부에서는 직교좌표계 (x, y, z) 곡관부에서는 원통좌표계 (r, θ, z)를 사용하였으며 회전방향은 x축에 대해 반시계방향으로 두 형태의 유동에서 같으나 좌표계 상에서는 양의 회전부호(내향유동)와 음의 회전부호(외향유동)를 갖게 된다.

3. 이론적 연구

곡관내를 흐르는 유동에 나타나는 중요한 유동특성은 주유동방향의 직각인 단면에 와류형태의 2차유동이 발생하여 이로 인해 유동의 형태가 직관에서의 유동과 크게 변화된다는 점이다. 정지한 곡관에서의 이 2차유동은 곡관의 반경방향으로 작용하는 곡률에 의한 원심력으로 불균형한 평균압력구배가 형성되어 일어나나 회전하는 곡관에서는 회전에 의해 곡관의 반경방향으로 회전원심력과 코리올

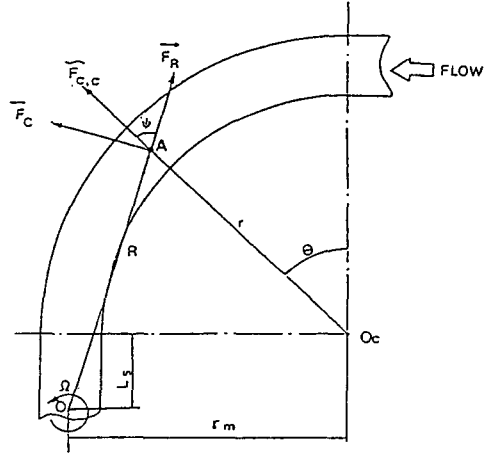


Fig. 2 Schematic diagram of several forces acting on a point A

리스힘이 추가되므로 유동의 속도, 회전수, 회전반경, 곡관의 곡률, 곡관의 위치에 따라 주유동방향에 직각인 단면에 작용하는 힘들의 변화가 크며, 이런 변수에 따라 각각 다양한 2차유동이 발생되어 유동특성이 변화한다. 본 연구에서는 1차원 해석 방법을 사용하여 주유동방향의 수직인 단면에 미치는 힘들을 고찰하고자 한다.

정지한 직관내 유동에 비해 회전하는 곡관내 유동에서 추가적으로 발생하는 힘들은 곡률원심력 ($\vec{F}_{c,c} = \rho W^2 / r$), 회전원심력 ($\vec{F}_r = \rho R \Omega^2$)과 코리올리스힘 ($\vec{F}_c = -2\rho \vec{\Omega} \times \vec{V}$)이다. Fig. 2는 본 시험유동의 하나인 내향유동내 곡관의 한 위치에서 유체에 미치는 추가힘들의 방향을 표시한 그림이다. 곡관의 횡단면상에서 반경방향으로 작용하는 추가힘들만을 고려하면 \vec{F}_r 과 \vec{F}_c 의 반경방향 분력과 $\vec{F}_{c,c}$ 이다. 이들 힘들의 합을 곡률원심력으로 나누어 무차원화하면,

$$F_r = \frac{\vec{F}_r}{\rho W^2 / r} = F_{c,c} + F_{c,r} + F_{r,r}$$

$$= 1 + 2 \frac{r}{r_m} \left(\frac{\Omega r_m}{W} \right) + R \sin \phi \left(\frac{\Omega r_m}{W} \right)^2 \frac{r^2}{r_m^2} \quad (1)$$

이 되고, 여기서 r_m 은 평균곡률반경이다. 곡관에 작용하는 평균적인 힘의 특성을 고려하기 위해 이 힘들이 곡관의 평균반경선상 ($r = r_m$)에서만 고려한다고 생각하고 이 평균반경선상에서 주유동의 속도를 평균주유동속도 ($W = W_B$)라 가정하면

$$F_r = 1 + 2 \left(\frac{\Omega r_m}{W} \right) + \frac{R \sin \phi}{r_m} \left(\frac{\Omega r_m}{W} \right)^2 \quad (2)$$

이식에 나타나는 무차원수 $\Omega r_m / W_B$ 를

$$R_c = \frac{\Omega r_m}{W_B} \quad (3)$$

이라고 정의하면 식(2)는

$$F_r = 1 + 2R_c + \frac{R \sin \phi}{r_m} R_c^2 \quad (4)$$

이 된다. 일반적으로 회전의 크기가 유동에 미치는 영향을 나타내기 위한 무차원수는 로스비수(Rossby number)로서

$$R_o = \frac{\Omega D_H}{W_B} \quad (5)$$

로 정의되며 식(3)으로 정의된 R_c 를 로스비수로 표시하면

$$R_c = \frac{\Omega r_m}{W_B} = R_o \frac{r_m}{D_H} \quad (6)$$

이 된다. 곡관내 유동에 미치는 회전의 영향을 파악하기 위해서는 직관에서의 유동과 달리 회전수와 더불어 곡관의 형상을 고려해야 하므로 본 연구에서는 기준 무차원수로서 로스비수보다 R_c 를 선택하는 것이 더 타당하다고 생각하며 R_c 는 곡관의 곡률 반경방향 코리올리스힘을 곡률원심력으로 나누어 무차원화된 값이므로 비코리올리스힘(比 coriolis force)이라고 부르기로 한다.

비코리올리스힘 R_c 을 2차식으로 표시한 식(4)에서 R_c^2 의 계수 $R \sin \phi / r_m$ 는 곡관의 형상과 위치에 관련된 계수이며 이 계수를 Fig. 2에 표시된 곡관의 각도(θ), 곡률평균반경과 회전중심에서 곡관까지의 최단거리(L_s)를 사용하여 유도하면

$$\frac{R \sin \phi}{r_m} = \sqrt{1 + (L_s / r_m)^2} \cos(\zeta - \theta) \quad (7)$$

이 되고 이 식에서 ζ 는

$$\zeta = \frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \frac{L_s}{r_m} \quad (8)$$

이다. 이 식들에서 나타낸 L_s / r_m 은 무차원수이며 형상과 관련된 수이므로 형상무차원수라 하고 R_c 로 표기하기로 한다. 그러므로 곡관의 곡률반경방

향으로 작용하는 무차원화된 추가힘 F_r 은 R_c , R_o 그리고 곡관의 각도 θ 의 함수이다.

$$F_r = f(R_c, R_o, \theta) \quad (9)$$

4. 수치해석적 연구

4.1 지배방정식

정상상태의 비압축성 유동에서 유동영역의 밀도, 점성계수와 같은 유체상태량이 일정하다고 가정하여 순간 증속변수로 표현한 지배방정식을 텐서형으로 나타내면 다음과 같다.

연속방정식

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (10)$$

운동량방정식

$$U_k \frac{\partial U_j}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{P}{\rho} - \frac{W_o^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - u_i u_j \right] + F_j \quad (11)$$

여기서, W_o^2 은 회전에 의한 원심력이 포함된 항이며 F_j 는 코리올리스힘 항으로서 다음과 같이 표시된다.

$$W_o^2 = (\varepsilon_{ijk} \Omega_k r_{om})^2 \quad (12)$$

$$F_j = -2\varepsilon_{ijk} \Omega_k U_m \quad (13)$$

여기서, Ω_k 는 회전각속도 벡터성분이고 r_{om} 은 회전중심으로 부터의 등가길이이다. Fig. 1에 표시된 좌표계에 대해 속도성분의 혼동을 피하기 위해 다음과 같은 기호를 사용하였다.

$$U \equiv U_1 \equiv U_x; u \equiv u_1 \equiv u_x$$

$$V \equiv U_2 \equiv U_r; v \equiv u_2 \equiv u_r$$

$$W \equiv U_3 \equiv U_\theta; w \equiv u_3 \equiv u_\theta \quad (14)$$

이를 식(10)과 (11)에 대입하여 직교좌표계와 원통좌표계에서 공통으로 사용할 수 있는 지배방정식으로 나타내면 다음과 같다.

연속방정식

$$\frac{1}{r_c} \left[\frac{\partial}{\partial x} (r_c U) + \frac{\partial}{\partial y} (r_c V) + \frac{\partial W}{\partial \theta} \right] = 0 \quad (15)$$

운동량방정식

$$C(\Psi) + S_c(\Psi) = D(\Psi) + S_D(\Psi) - R(\Psi) + S_R(\Psi) + S_P(\Psi) + R_o(\Psi) \quad (16)$$

여기서, Ψ 는 속도성분을 나타내고 연산자 $C(\Psi)$, $D(\Psi)$, $R(\Psi)$ 는 다음과 같은 의미를 가지며

$$C(\Psi) = \frac{1}{r_c} \left[\frac{\partial}{\partial x} (r_c U \Psi) + \frac{\partial}{\partial y} (r_c V \Psi) + \frac{\partial}{\partial \theta} (W \Psi) \right] \quad (17)$$

$$D(\Psi) = \frac{1}{r_c} \left[\frac{\partial}{\partial x} (r_c \nu \frac{\partial \Psi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (r_c \nu \frac{\partial \Psi}{\partial y}) + \frac{1}{r_c} \frac{\partial}{\partial \theta} (\nu \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}) \right] \quad (18)$$

$$R(\Psi) = \frac{1}{r_c} \left[\frac{\partial}{\partial x} (r_c \nu u \psi) + \frac{\partial}{\partial y} (r_c \nu v \psi) + \frac{\partial}{\partial \theta} (\overline{w \psi}) \right] \quad (19)$$

여기서, $R(\Psi)$ 항은 난류유력의 작용을 나타내고 ψ 는 요동속도성분을 나타낸다. $S_P(\Psi)$, $S_c(\Psi)$, $S_R(\Psi)$ 와 $S_D(\Psi)$ 는 원천항이며 $R_o(\Psi)$ 는 회전에 관련된 항으로 속도성분에 따라서 다르다. 여기서 r_o 는 곡관의 곡률중심으로 부터의 곡부곡률반경이며 직교좌표계에서는 1이다.

4.2 난류모형

3차원 난류유동의 유동특성을 고찰하기 위해서는 속도 및 레이놀즈응력 분포를 가능한한 정확하게 예측할 수 있어야 한다. 해석적인 방법으로 정확한 전산해를 얻기 위해서는 고려해야 할 사항이 여러 가지(적절한 해법의 선택, 적합한 난류모형의 적용, 대류항 이산화법의 적합성과 격자망 구성의 적합성) 있지만 이 중에서 어떠한 난류모형을 선택하느냐가 해의 정확성에 가장 큰 영향을 미친다.⁽⁴⁾ 정지한 곡관에서의 난류유동에 관한 해석적 연구결과를 검토해 보면 대수응력모형이 다른 난류모형보다 정확한 해를 보장한다고 하였고,⁽⁴⁻⁷⁾ 회전하는 직관내 유동에 관한 해석적 연구들에서도 난류응력 요소에 대한 이송식을 폐쇄형(closed form)으로 하는 대수응력모형이 좋은 해석결과를 얻게 해준다고 하였다.⁽³⁾ 또한 해석적 연구에서 정확한 해와 전산 해석시 수렴성을 보장받기 위해서는 벽면부근의 처리방법이 대단히 주요한 요소로 작용하기 때문에 여러가지 벽면부근 난류모형이 제안되었다.^(4,8) 그러나 이러한 난류모형들을 회전하는 유로내의 유동에 대한 해석에 적용할 경우 해의 정확성과 난류모

형의 타당성에 대한 검증이 없었다.

따라서 본 연구에서는 회전이 있는 곡관유동 해석에서 적합한 벽면처리 난류모형을 찾는 연구를 하기 위해 정사각형 단면의 90° 곡관에 유동이 회전 중심으로 흡입되는 내향유동이 0 rpm과 60 rpm의 회전수를 갖는 경우 유로 내부에 대한 난류모형으로 대수응력모형을 사용하고 벽면 부근에서는 다음과 같이 4가지 난류모형을 적용하여 그 결과를 비교하는 수치해석적 연구를 수행하였다.

- (1) van Driest의 혼합거리모형⁽⁹⁾
- (2) 저레이놀즈수 k-ε모형⁽⁴⁾
- (3) Launder-Shima의 저레이놀즈수 대수응력모형⁽⁸⁾
- (4) 본 저레이놀즈수 대수응력모형

본 저레이놀즈수 대수응력모형에서는 김⁽⁴⁾의 저레이놀즈수 대수응력모형에서 압력변형을 항에 회전을 포함시켜 만들었으며 그 결과는 부록에 수록되어 있다. 이상의 4가지 벽면처리 난류모형을 적용하여 수치해석하고, 그 결과를 실험결과⁽¹⁰⁾와 비교하여 가장 정확한 근사해를 얻을 수 있는 난류모형을 선택하였으며 이 벽면처리법을 사용하여 곡관의 회전수를 변화시키면서 내향유동과 외향유동에 대해 운동량방정식을 풀어 속도, 레이놀즈응력과 압력분포를 계산하여 회전수 변화에 따른 유동특성의 변화를 고찰하였다.

텐서형 운동량방정식 (11)에서 회전효과가 포함

$$\begin{aligned}
 U_k \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} &= C_{ij} \\
 + \left[-(\overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k}) \right] &= P_{ij} \\
 + \left[-2\Omega_k (\overline{u_j u_m} \epsilon_{ikm} + \overline{u_i u_m} \epsilon_{jkm}) \right] &= F_{ij} \\
 + \left[\frac{\overline{p}}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \right] &= \Phi_{ij} \\
 + \left[-\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i u_j u_k} + \delta_{jk} \frac{\overline{u_i p}}{\rho} + \delta_{ik} \frac{\overline{u_j p}}{\rho} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k}) \right] &= D_{ij} \\
 - \left[2\nu \frac{\partial \overline{u_i} \partial \overline{u_j}}{\partial x_k \partial x_k} \right] &= \epsilon_{ij}
 \end{aligned} \quad (20)$$

된 시간평균 레이놀즈응력 방정식을 유도하면 다음과 같다.

회전축이 x_1 이면 텐서 F_{ij} 의 값은 Table 1과 같으며 식(11)에 나타난 회전원심력항은 레이놀즈응력 방정식에는 나타나지 않는다.

레이놀즈응력 방정식에서 난류운동에너지의 이송방정식과 난류운동에너지 소멸률의 이송방정식을 유도하면, 이들 식에는 코리올리스항이 나타나지 않는다. 이는 Table 1의 코리올리시힘에 의한 레이놀즈응력 생성항들이 레이놀즈응력 방정식의 contraction 과정에서 소멸되기 때문이다. 이 두 이송방정식에는 회전효과가 관련된 어떠한 항도 직접적으로 나타나지 않기 때문에 회전하는 유로내 유동에 $k-\epsilon$ 모형을 난류모형으로 택할 경우 난류확산의 예측에 상당한 오차를 발생시킬 것으로 예측된다. ^(11,12) 식(20)에서 F_{ij} 는 Φ_{ij} 와 비슷한 역할을 하므로 코리올리시힘의 요동에 의해 레이놀즈응력을 재분배하는 항이라 할 수 있다. 그러므로 F_{ij} 와 Φ_{ij} 는 본질적으로 같은 성질을 갖는 항임을 알 수 있다.

4.3 수치해석 방법

유도된 지배방정식과 모형화된 식들은 서로 연관되어 있으며 편미분 방정식으로 되어 있어서 수치해를 구하기 위하여 본 해석에서는 유체유동 해석에 많이 쓰이는 유한체적법을 사용하였다. 지배방정식의 수치해에 대해 본 연구에서 사용한 코드는 TEACH 코드를 변형한 것이다. 주유동방향에 수직인 단면상에서 유동은 상하 대칭으로 보고 단면의 반에 대해서만 계산영역으로 설정하였으며, 주유동방향으로 입구 직관부는 8개, 곡관부는 등간격으로 60개 출구 직관부는 12개의 격자선을 설정하였으며, 주유동에 수직인 단면에는 $40 \times 60 (X \times Y)$ 개의 격자선을 설정하였다. 수치해석방법은 준포물형 해법과 SIMPLER해법을 사용하였고 대류항 처리법은 오류확산을 방지하기 위해 QUICK해법을 사용하였다. ⁽¹⁴⁾

Table 1 Values of tensor F_{ij}

i/j	1	2	3
1	0	$-2\Omega_1(\overline{uw})$	$2\Omega_1(\overline{uv})$
2	$-2\Omega_1(\overline{uw})$	$-4\Omega_1(\overline{uw})$	$-2\Omega_1(\overline{w^2} - \overline{v^2})$
3	$2\Omega_1(\overline{uv})$	$-2\Omega_1(\overline{w^2} - \overline{v^2})$	$4\Omega_1(\overline{vw})$

4.4 경계조건

4.4.1 입구조건

계산이 시작되는 면에서의 3방향 평균속도(U, V, W), 난류운동에너지와 난류운동에너지 소멸률은 입구조건으로 주어지며 이들에 대한 설명은 다음과 같다.

주유동속도(W)는 다음장에서 설명할 실험에 의해 측정된 값을 사용하였고 벽근처에서 속도는 열선유속계로 측정하기가 어렵기 때문에 다음의 경계층 이론을 적용하였다.

$$\frac{\delta}{z} = 4.65 / \sqrt{Re_z} \quad (21)$$

여기서, δ 는 경계층두께, z 는 직관의 시작부에서 해석이 시작되는 부분까지의 거리 그리고 $Re_z (=W_B z/\nu)$ 는 직관의 시작부에서의 거리 z 에 관한 레이놀즈수이다.

$$X_p < \delta \text{ 이면 } f_x = \left(\frac{X_p}{\delta}\right)^{1/7}$$

$$X_p \geq \delta \text{ 이면 } f_x = 1.0$$

$$Y_p < \delta \text{ 이면 } f_y = \left(\frac{Y_p}{\delta}\right)^{1/7}$$

$$Y_p \geq \delta \text{ 이면 } f_y = 1.0 \quad (22)$$

이라고 하면 위식에서 얻어진 f_x 와 f_y 를 이용하여 벽면근처에서의 주유동방향속도는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$W = f_x f_y W_B \quad (23)$$

여기서, X_p 와 Y_p 는 각각 측벽면에서부터 그리고 내외벽면에서부터 주유동속도가 위치하는 곳까지의 거리이다.

Y 방향속도(V)와 X 방향속도(U)는 0으로 하였다.

난류운동에너지는 실험에 의해 측정된 값을 사용하였으며 벽에 인접한 곳에서는

$$k = \frac{U_T^2}{C_\mu^{1/2}} \quad (24)$$

를 사용하였다. 여기서, U 는 마찰속도로서 $\sqrt{\tau_w/\rho}$ 로 정의된다. 난류운동에너지 소멸률을 계산하기 위해서 주유동방향으로 서로 다른 3곳에서 실험으로 난류운동에너지를 측정하고 이들 3곳의 난류운동에너지 값과 각각의 난류운동에너지 소멸률과의 관계식을 이용하여 난류운동에너지 소멸률을 계산

하였다.

레이놀즈응력에 대한 입구의 값은 U, V, W, k 와 ϵ 에 대한 입구값을 이용하여 Boussinesq의 난류모형으로 계산하였다.

4.4.2 출구조건

계산영역 끝에서의 출구조건은 유선방향의 압력구배 분포가 최종 직선격자면에서의 조건과 같다고 가정하여 같으며, 다음 식을 사용하였다.

$$\left(\frac{\partial P}{\partial z}\right)_{i,j,k'} = \left(\frac{\partial P}{\partial z}\right)_{i,j,k'-1} \quad (25)$$

여기서, k' 는 출구평면이다.

4.4.3 벽면과 대칭면에서의 경계조건

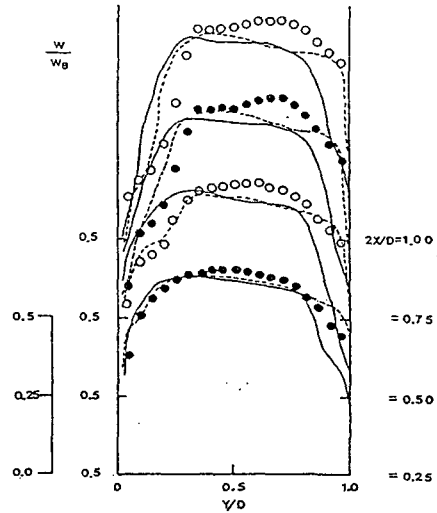
벽면에서는 U, V, W 와 k 에 대해서는 Non-slip 조건을 사용하고, 대칭축에서는 Neumann조건을 사용하였다.

5. 결과 및 고찰

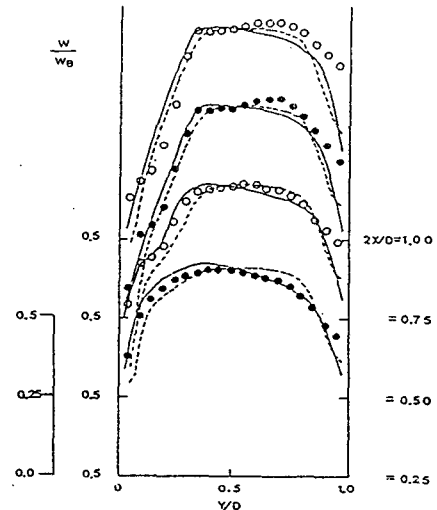
5.1 수치해석결과와 실험결과의 비교

Figs. 3, 4는 4가지 벽면처리 난류모형으로 수치 해석하여 구한 주유동방향속도를 주유동 방향평균 속도로 무차원화하여 표시한 그림들이다. 회전이 없는 경우 혼합거리모형에 의한 수치해석결과는 실험결과와 잘 일치하는 것을 볼 수 있는데 Launder 등⁽¹³⁾과 Choi 등⁽¹⁴⁾의 연구에 의하면 180° 곡관유동의 수치해석에 있어서 혼합거리모형⁽⁹⁾을 적용하면 유동을 비교적 정확히 해석해준다는 결과와 잘 부합된다. 특히 2X/D=0.5 선상에서 주유동 속도분포에 2중극대현상이 보이는데 이는 실험결과와 상당히 일치됨을 알 수 있다. 주유동 속도에 2중극대가 나타나는 것은 곡관의 곡률원심력에 의해서 발생하는 2차유동이 곡관의 하류에서 불안정해져 2개의 큰 와류로 분해되기 때문에 발생하는 것으로 예측되며 (Fig. 8) 이런 현상을 수치해석적으로 잘 예측해주는 난류모형이 보다 정확한 난류모형이라고 볼 수 있다. 이에 비해 저레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모형⁽⁴⁾은 실험결과와 상당한 차이가 나며 2중극대현상을 전혀 예측해 주지 못하고 있다.

본 저레이놀즈수 대수응력모형은 2중극대현상을 잘 예측해주며 전반적인 속도분포도 실험결과와 상당히 정확하게 일치한다. Launder-Shima의 저레



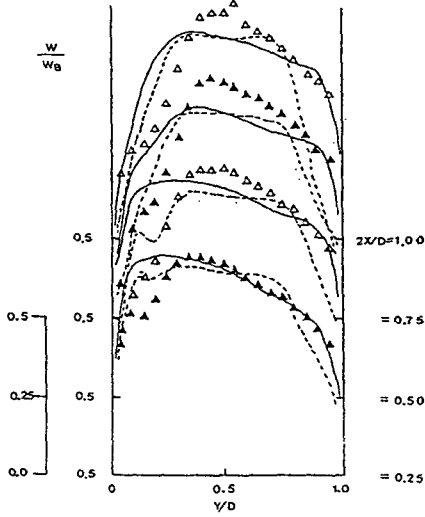
(a) --: Computations, ASM with mixing length
 —: Computations, ASM with low Reynolds number $k-\epsilon$



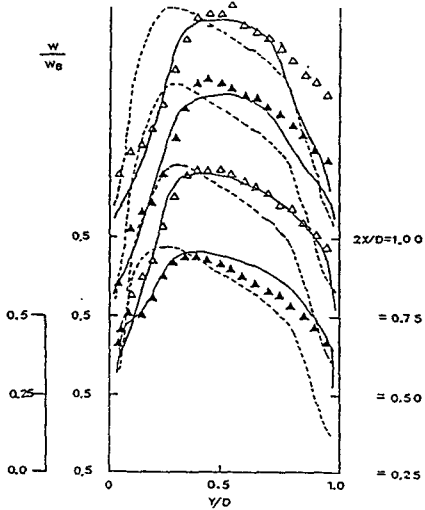
(b) --: Computations, L-S's low Reynolds number ASM
 —: Computations, present low Reynolds number ASM

Fig. 3 Comparison of computed normalized W velocity profiles. at $\theta=67.5^\circ$ for $Re_c=0$. \circ, \bullet : Measurements (Lee⁽¹⁰⁾)

이놀즈수 대수응력모형은 본 저레이놀즈수 대수응력모형에 의한 결과와 거의 유사한 주유동 속도분포를 예측해주며 2중극대현상을 약간 예측해 주고 있다. 그러나 본 저레이놀즈수 대수응력모형에 의한 결과는 실험결과에 비해 양벽면 부근에서 속도



(a) —: Computations, ASM with low Reynolds number $k-\epsilon$
 -- Computations, ASM with mixing length



(b) —: Computations, present low Reynolds number ASM
 --: Computations, L-S's low Reynolds number ASM

Fig. 4 Comparison of computed normalized W velocity profiles, at $\theta=67.5^\circ$ for $Rc=0.561$, Δ : Measurements(Lee⁽¹⁰⁾)

를 낮게 예측하는 취약성을 보여준다.

회전이 없는 경우 주유동 속도분포에 대한 해석 결과를 검토해 보면 혼합거리모형과 본 저레이놀즈수 대수응력모형은 속도분포를 비교적 정확히 예측

해 주며 곡관유동의 특징인 2차유동 또한 잘 반영해낸다는 점에서 나머지 두 모형보다 더 정확한 모형이라고 할 수 있다. 그리고 유로의 중앙부에서는 본 저레이놀즈수 대수응력모형이 보다 정확한 예측을 해준다.

회전이 있는 경우 주유동 속도분포를 고찰해 보면 해석결과들은 서로 다르며 실험결과와도 차이가 커지는 것을 볼 수 있는데 특히 회전이 없는 경우 비교적 정확한 해석결과를 얻게 해주는 혼합거리모형이 실험결과와 상당한 편차를 보여준다. 그 이유는 회전효과는 곡률벽면 부근의 유동을 불안정화시키는데 혼합거리모형이 이를 잘 반영해내지 못하며 2중 극대현상이 $2X/D=0.5$ 선상에서 회전에 의해 $2X/D=0.25$ 선상쪽으로 이동해가는 실험결과에 비해 회전이 없는 경우와 유사하게 나타나는 것도 혼합거리모형이 회전효과를 잘 반영하지 못하였기 때문으로 생각된다.

저레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모형은 전반적으로 부정확하며 Launder-Shima의 저레이놀즈수 대수응력모형도 회전이 없는 경우와 마찬가지로 Y/D 가 0.5보다 큰쪽에서는 실험결과와 경향은 유사하나 내벽면에 접근할수록 전혀 다른 결과를 예측해 준다. 그러나 본 저레이놀즈수 대수응력모형은 양벽면 부근에서 실험결과에 비해 상대적으로 약간의 편차를 보여주고 있으나 중앙부에서는 상당히 잘 일치함을 볼 수 있으며 특히 2중극대현상이 명백히 보이는 위치도 실험결과와 같이 $2X/D=0.25$ 인 곳으로 이동해감을 볼 수 있다. 그러나 내벽면 부근에서는 실험값보다 전반적으로 낮게 예측하고 부정확한 것을 볼 수 있는데 이는 내벽면 부근에서 회전에 의해 유동이 크게 불안정해지기 때문에 이 모형으로도 이런 불안정성을 충분히 예측해내지 못하는 것으로 판단된다.

본 저레이놀즈수 대수응력모형에 의한 해석결과는 다른 세 모형에 비해 비교적 실험결과와 유사하며 특히 내벽면 부근에서 실험결과에 근접한 예측을 보여준다. 앞서 설명한 바와 같이 저레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모형은 이들 방정식 내에 회전과 관련된 항이 나타나지 않으므로 벽면 부근에서 회전효과를 잘 반영할 수 없는 것으로 판단되며 Launder-Shima에서는 저레이놀즈수 대수응력모형의 모형상수 결정에서 회전효과를 고려하지 않고 유도하였기 때문에 실험결과와 벽면 부근에서의 차이가 크게 나타나는 것으로 보여진다. 그러나 본 저레이놀즈수 대

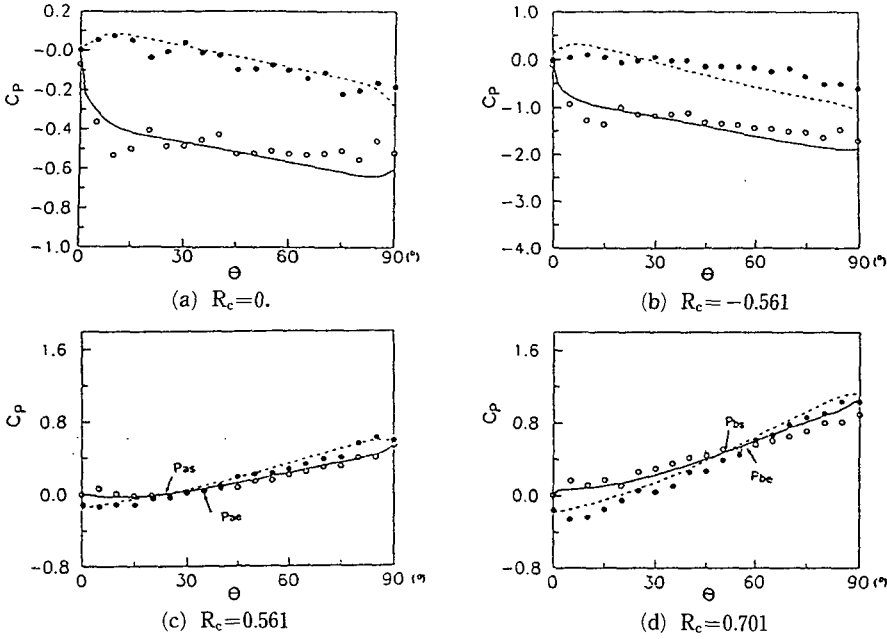


Fig. 5 Distribution of pressure coefficients. ○ : Measurements, — : Computations(Lee⁽¹⁰⁾), inner wall, ● : Measurements, - - : Computations(Lee⁽¹⁰⁾), outer wall

수용력모형은 난류모형 상수 관계식 내에 코리올리스힘 항이 포함되어 있으므로 벽면 부근에서의 난류응력의 변화를 다른 모형에 비해 상대적으로 정확히 예측하는 것으로 추정된다.

5.2 압력분포와 압력계수

곡관내 유동의 두드러진 특징은 주유동 방향에 수직인 단면상에 매우 강력한 2차유동이 발생되는 현상이며, 이 2차유동은 곡관의 곡률 반경방향으로 작용되는 원심력에 의한 내외벽면 간의 압력차에 의해 발생된다. 또한 회전하는 곡관에서는 곡률 반경방향으로 회전원심력과 코리올리스힘이 작용한다. 이와 같은 곡률 반경방향으로 작용되는 힘들은 횡단면상에서의 압력장을 변화시킬 것으로 예측된다. 그러므로 곡관내 유동에서 내외벽면의 압력분포를 고찰하는 것은 유동특성을 파악할 수 있는 중요한 방법 중의 하나이다. 압력분포 변화의 특성은 압력계수로 나타내지며 압력계수 (pressure coefficient)는 다음과 같이 정의된다. 여기서 P_r 은 기준 압력이다.

$$C_p = \frac{P - P_r}{\frac{1}{2} \rho W_\infty^2} \quad (26)$$

Fig. 5(a)는 회전이 없는 경우 압력계수의 분포를 표시한 그림으로 X축은 곡관의 각도를 나타내는데 0°인 지점은 곡관의 입구이며 90°인 지점은 곡관의 출구이다. 곡관의 입구부에서는 Fig. 3의 (a)와 Fig. 4의 (a)에서 볼수 있듯이 유로가 상대적으로 짧은 내벽면쪽에서 최대속도가 위치하되기 때문에 내벽면에서의 압력은 급격히 감소하며 이에 반해 외벽면에서는 극부적으로 압력이 증가한다. 10° 이후에는 양벽면에서 압력이 점증적으로 감소한다. 외벽면에서의 압력의 감소폭이 상대적으로 크다. 출구부에서는 두 벽면에서의 압력이 근접하는데 이는 곡관의 출구부와 연결된 직관부의 영향을 받기 때문이다. 180° 곡관내 유동에 대한 압력 실험에 의하면⁽¹⁵⁾ 곡관의 출구에서 $2D_H$ 떨어진 직관부에서 두 벽면에서의 압력이 다시 같아지는데 이는 곡관에서 발생한 2차유동이 직관부에서 소멸되기 때문이며 이 현상은 회전하는 90° 곡관유동에서도 나타났으나 두 압력이 다시 같아지는 위치는 회전속도와 유동방향에 따라 달랐다.

곡관이 일정한 각속도로 회전하게 되면 곡관의 반경방향으로 회전원심력과 코리올리스힘이 작용되어 압력계수가 변화한다. R_c 가 0보다 큰 경우에는 회전에 의한 반경방향 추가힘들이 곡관의 곡률에

의한 원심력이 작용되는 방향인 내벽면에서 외벽면 쪽으로 작용되어 회전이 없는 경우에 비해 압력계수가 보다 작아진다.

Fig. 5(c), (d)에서 하첨자 a 와 b 는 각각 R_c 가 -0.561 과 -0.701 인 경우를 나타내며 하첨자 e 는 실험결과이고 하첨자 s 는 해석결과를 나타낸다. Fig. 5(c), (d)를 비교하면 압력계수는 회전이 없는 경우에 비해 출구부에서 해석결과와 실험결과의 차이가 보다 크게 나타나는데 이는 회전이 있게 되면 2차유동이 증가하여 내외벽면의 압력이 같아지는 출구직관의 위치가 보다 멀어지는데 해석에서는 출구직관 길이를 동일하게 설정하여 이런 현상을 고려하지 않았기 때문으로 생각된다.

R_c 가 -0.561 인 경우는 곡관의 입구부에서 내벽면의 압력계수가 외벽면의 압력계수보다 크게 나타나는데 이는 같은 회전수의 내향유동의 압력계수의 분포와 정반대현상이다.

Fig. 6은 본 연구에 사용된 유로의 형상에 대해서 이론적으로 유도한 식(4)에 의해 곡관의 위치에 따라 변화하는 반경방향으로 작용하는 힘들의 합인 변화를 보여주는 그림이다. 이 그림에서 R_c 가 -0.5 보다 작으면 곡관의 입구부에서 F_r 의 값이 음의 값을 갖는 것을 볼 수 있는데 이는 곡물의 반경방향으로 작용되는 힘이 외벽면에서 내벽면쪽으로 작용하는 것을 의미하며 이런 이유로 R_c 가 -0.5 보다 작은 경우 입구부의 압력계수가 내벽면이 크게 나타난다고 생각된다. 이 그림에서 하첨자

a, b, c 와 d 는 각각 R_c 가 $-0.561, -0.701, -0.841$ 과 -1.402 인 경우를 나타내며, $R_c = -0.561$ 인 경우 해석결과로 24° 부근(실험결과로는 35° 부근)에서 내외벽면의 압력계수가 같아지며 이후에는 외벽면의 압력계수가 크게 되며 출구부에서 양벽면의 압력계수가 다시 접근하는 것을 볼 수 있다. 이 부근에서 양벽면의 압력계수가 같아지는 이유는 식(4)로 설명될 수 있다. 즉 일정한 R_c 에 대해 곡물 원심력과 코리올리시힘은 부호는 다르고 일정한 값을 가지며 회전원심력은 가 증가함에 따라 R_c 의 제곱에 비례하여 증가하기 때문에 곡관 반경방향으로 작용하는 힘이 0이 되기 때문이다. 이와 같이 압력계수가 같아지게 되면 양벽면의 압력차가 없어져 직관에서의 유동과 같이 2차유동이 거의 소멸되어질 것으로 예측된다. R_c 가 -0.701 인 경우는 Fig. 5(c)와 비교하면 비슷한 경향을 보이나 압력계수의 구배는 커졌으며, 양벽면의 압력계수가 같아지는 곡관의 위치는 약 25° 정도 곡관의 후부로 이동된 것을 볼 수 있는데 이는 곡관의 음의 반경방향으로 작용하는 코리올리시힘이 회전수에 비례해서 증가하므로 곡관의 양의 반경방향으로 작용하는 회전원심력이 회전반경이 보다 길어진 곡관의 후부쪽에서 이를 상쇄하기 때문이다.

회전수의 변화에 따라 양벽면에서의 압력계수가 같아지는 이유는 앞에서 설명한 바와 같으며 그 위치가 어떻게 변화하는지는 Fig. 6으로 설명될 수 있다. 이 그림에서 실선은 일차원적인 이론적 연구로 얻어진 식(4)로 R_c 의 변화에 따라 곡관의 반경방향으로 작용하는 추가힘들의 합이 0이 되는 곡관의 위치를 표시한 선이다. 그림에서 하첨자 e 는 실험결과이고 하첨자 s 는 해석결과를 나타낸다.

본 연구에서 사용한 곡관의 형상에 대해서 F_r 이 0이 되는 곡관의 위치는 R_c 가 -0.5 이상에서는 곡관내에 그러한 위치가 존재하지 않으며 R_c 가 -0.5 이하가 되면 F_r 이 0이 되는 곡관의 각도가 증가하여 R_c 가 -1.0 부근에서 곡관의 위치가 최대 63° 가 되며 R_c 가 -1.0 보다 작아지면 F_r 이 0이 되는 곡관의 각도는 다시 작아진다. 이런 현상을 실험과 해석으로 얻어진 결과와 비교하면 약간의 차이는 있으나 거의 같은 경향이 나타남을 알 수 있다. 해석결과는 F_r 이 0이 되는 곡관의 위치가 다소 작게 나타나며 실험결과는 약간 크게 나타난다. 실제로 이론적 연구에서의 단순화한 가정이 포함되었기 때문에 F_r 이 0이 되는 위치는 실험결

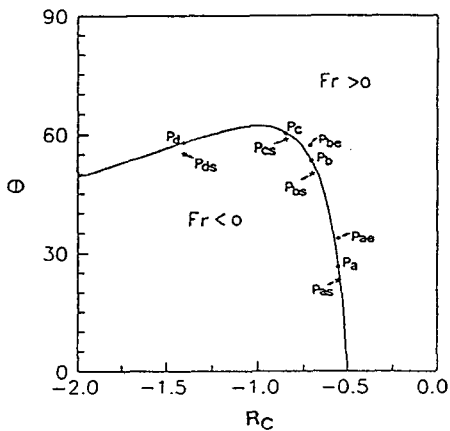


Fig. 6 Diagram for the sign of total forces generated by curvature and rotation at each location for $R_r = 0.5314$. ● : Theoretical results, ■ : Computations, ★ : Measurements(Lee⁽¹⁰⁾, Lee⁽¹⁶⁾)

과가 보다 정확할 것으로 고려되며 해석결과와 실험결과와의 차이는 해석상 가정에서 나타나는 오류에 의한 것이라고 보여진다. 이들 세 결과가 정확히 일치하지는 않지만 경향은 유사하게 나타났다고 볼 수 있다. 이와 같이 F_r 의 값이 변화하는 것을 분석한 이유는 이 값에 의해 회전하는 곡관내 유동특성이 크게 지배받기 때문이다.

5.3 주유동속도의 등속도선과 2차유동 벡터선도

여기서는 해석으로 얻어진 결과를 이용하여 여러 횡단면에서 주유동속도의 등속도선과 2차유동의 벡

터선도를 제시하고 이들의 상관관계를 비교 검토하고자 한다.

Figs. 7, 8은 회전이 없는 경우에 여러 단면에서의 주유동속도 등속도선과 2차유동 벡터선도를 표시한 그림이다. $\theta=22.5^\circ$ 에서 주유동속도 분포는 내벽면 부근에서 최대속도가 나타나는데 곡관의 후부로 갈수록 최대속도 위치가 외벽 쪽으로 이동하는 경향을 보이며 이와 같이 최대속도 위치의 변화를 일으키는 구동력은 곡률원심력이다. 주유동속도의 등속도선을 검토해 보면 3가지 특징을 관찰할 수 있다.

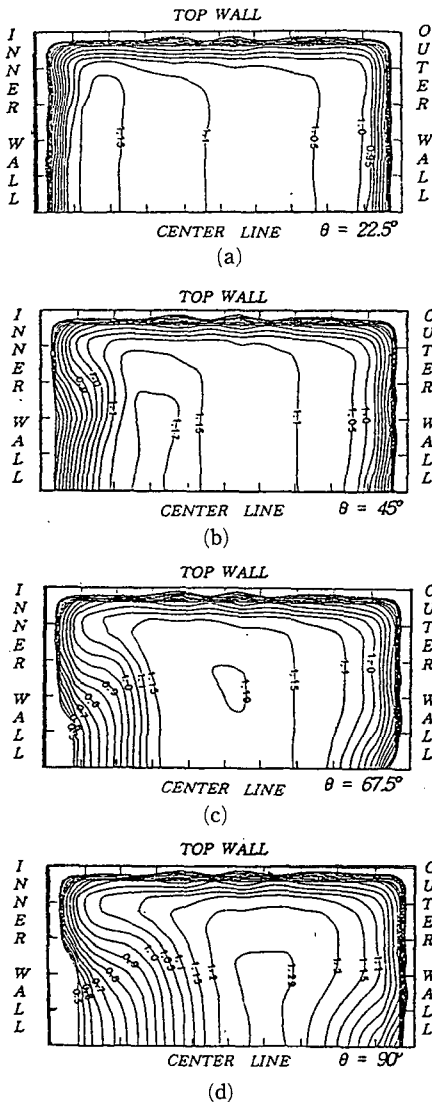


Fig. 7 Contours of W/W_b for $R_c=0$

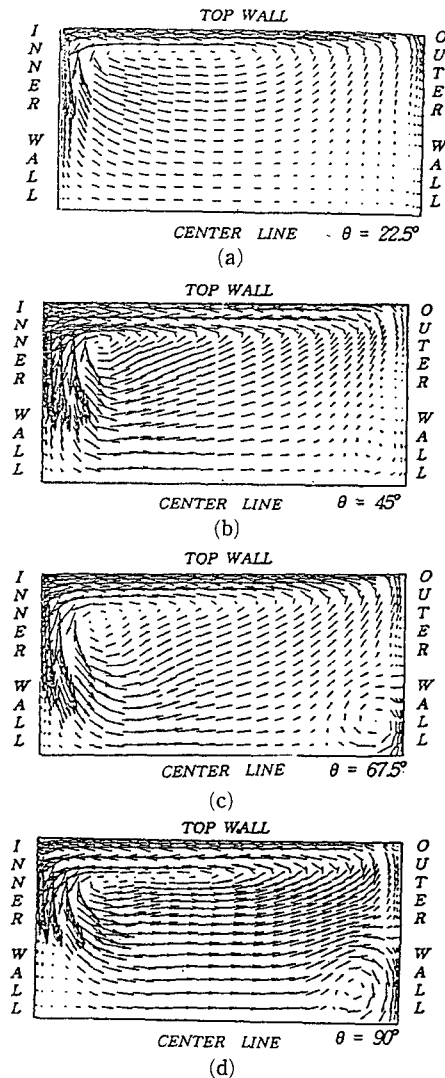


Fig. 8 Prediction for normalized mean secondary velocities for $R_c=0$.

첫째는 $\theta=45^\circ$ 에서부터 상벽의 내벽면 부근으로 등속도선이 길게 치우치는 현상이며, 둘째는 $\theta=67.5^\circ$ 에서부터 대칭면의 외벽면 부근에서 등속도선이 유로 중앙쪽으로 치우치는 현상이며, 셋째는 $\theta=67.5^\circ$ 에서부터 대칭면의 내벽면 부근에서 $W/W_B=0.5$ 인 등속도선이 내벽에서 유로내부로 이동해가는 현상이다.

$\theta=22.5^\circ$ 에서 2차유동은 반시계방향(이하 본 그림 좌표기준)으로 회전하는 곡관에서의 전형적인 형상을 볼 수 있다. 상벽을 타고 외벽에서 내벽으로 이동하는 2차유동이 내벽면을 따라 아래쪽으로 흐르면서 외벽면으로 이동하고 다시 외벽을 따라 상벽으로 회전한다. $\theta=45^\circ$ 에서는 2차유동의 크기가 더욱 커지면서 대칭면의 외벽면 부근인 우하귀에서 시계방향으로 하나의 와류가 분리되어 회전하는 현상이 관찰되어지며 $\theta=67.5^\circ$ 에서는 대칭면 부근에서 시계방향으로 회전하는 작은 와류가 다시 분리되기 시작하여 $\theta=90^\circ$ 에서는 이 와류가 좁고 긴 와류로 변화되어 나타나는 것을 볼 수 있다. 2차유동 벡터선도에서 나타나는 현상으로 앞서 설명한 주유동에서 나타난 3가지 특성을 쉽게 설명할 수 있다. 상벽의 내벽면 쪽으로 등속도선이 길게 기울어지는 현상은 이 부근에서 상벽과 내벽을 따라 2차유동이 강하게 이동하며 회전하기 때문이며 둘째로 우하귀의 속도 등속도선이 내부로 치우치는 현상은 이 위치에서 주 2차유동에서 분리된 와류가

회전하여 주유동속도를 감소시키기 때문이다. 그리고 좌하귀의 등속도선이 유로의 내부로 이동하는 현상 역시 같은 위치에서 또 하나의 와류가 주 2차유동에서 분리되어 회전함으로써 발생하는 것으로서 파악된다.

R_c 가 0.541인 경우(Figs. 9, 10) 주유동속도는 회전이 없는 경우에 비해 최대속도가 증가한 것을 알 수 있는데 이는 곡관의 입구부에서 회전으로 인해 내외벽면의 압력차가 증가하여 내벽면으로 치우치는 속도의 경향을 강화시켜 최대속도가 증가한 것으로 파악된다. 회전이 없는 경우에 비해 $\theta=45^\circ$ 에서 우하귀의 등속도선이 유로의 내부로 치우치는 현상이 두드러지며 곡관의 후부로 갈수록 이 영역이 크게 확대되는 것을 볼 수 있다. 또한 $\theta=90^\circ$ 에서 $W/W_B=1.15, 1.2, 1.25$ 와 1.28의 등속도선이 외벽쪽으로 기울어져 나타나며 좌하귀의 $W/W_B=0.5$ 인 등속도선이 더욱 확대되면서 외벽의 중앙부로 이동되어져 있다.

2차유동은 우하귀에 주 2차유동에서 분리된 와류의 크기가 훨씬 커지는 경향을 볼 수 있다. 또한 이 와류의 중심부가 회전이 없는 경우에 비해 내부로 더욱 이동되어 나타나며 이 와류와 주 와류가 겹쳐지는 부근에서 2차유동의 크기가 매우 커지는 것이 보이는데 이 때문에 이곳에서의 주유동속도의 등속도선이 길게 늘어지는 것으로 판단된다. 좌하귀에 나타나는 또 하나의 분리된 와류 역시 회전이

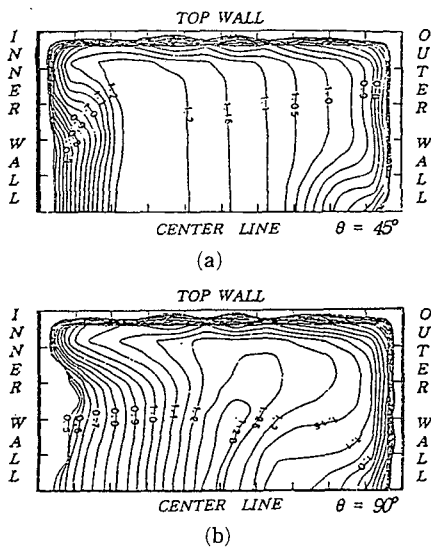


Fig. 9 Contours of W/W_B for $R_c=0.561$

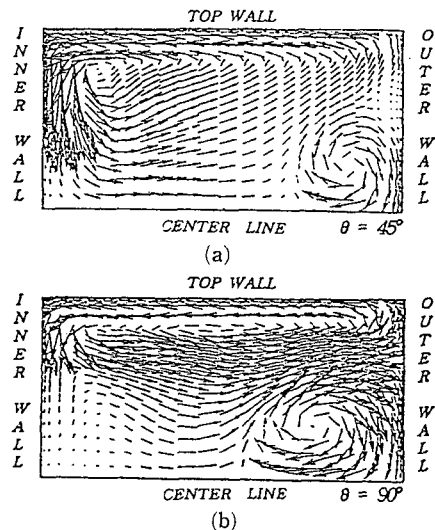


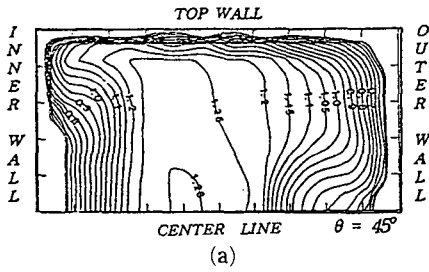
Fig. 10 Prediction for normalized mean secondary velocities for $R_c=0.561$

없는 경우보다 확대되어, 이 부근에서의 주유동 등속도선이 Fig. 9(b)처럼 변화된다고 판단된다.

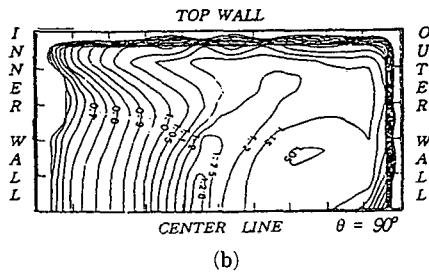
R_c 가 0.841인 경우(Figs. 11, 12) 주유동속도는 R_c 가 0에서 0.541로 증가할 때 일어나는 3가지 변화가 더욱 강화되어 나타나며, 특히 $\theta=90^\circ$ 에서 우하귀의 내부에 주변보다 속도가 낮은 작은 등속도선이 나타나는데 이 현상은 Fig. 12(b)의 벡터선도로 설명될 수 있다. 즉, 우하귀에서 나타나는 와류가 R_c 의 증가에 따라 더욱 증대되어 곡판의 출

구에서 전단면의 반에 이르면 이 와류의 중심에서는 아주 큰 회전모멘텀을 갖는 소용돌이가 생성되고 이로 인해 주유동속도가 감속되는 것으로 판단된다. 이상에서 주유동속도와 2차유동을 고찰해 본 결과 주유동의 속도는 2차유동과 밀접한 관계가 있으며 2차유동은 R_c 의 증가에 따라 강화된다는 사실을 알 수 있다.

R_c 가 -0.561인 경우(Figs. 13, 14), $\theta=45^\circ$ 에서 주유동속도는 유로중앙에서 외벽면에 가까운 위치

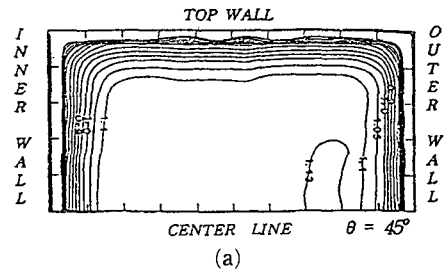


(a)

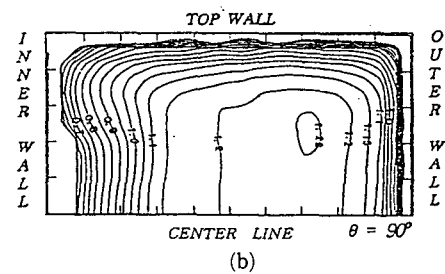


(b)

Fig. 11 Contours of W/W_B for $R_B=0.841$

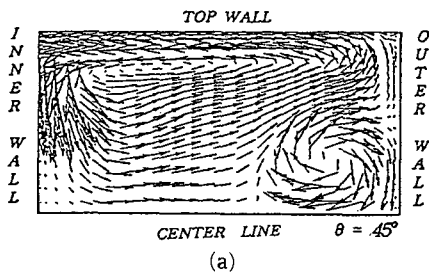


(a)

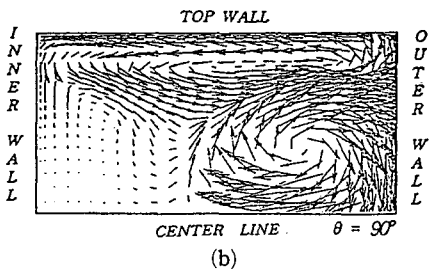


(b)

Fig. 13 Contours of W/W_B for $R_c=-0.561$

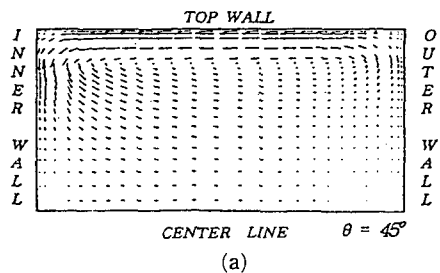


(a)

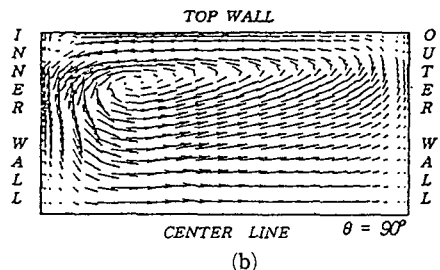


(b)

Fig. 12 Prediction for normalized mean secondary velocities for $R_c=0.841$



(a)



(b)

Fig. 14 Prediction for normalized mean secondary velocities for $R_c=-0.561$

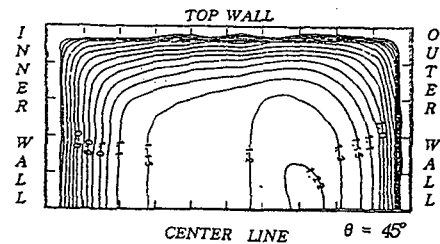
에 최대속도가 나타나는데, 이는 회전이 없는 경우 (Fig. 7(b))나 같은 회전수의 내향유동 (Fig. 9(a)) 과는 정반대현상이다. $\theta=90^\circ$ 에서의 등속도선을 회전이 없는 경우 (Fig. 8(d))와 비교하면 대칭면의 외벽면 부근의 등속도선이 유로 내부로 치우치지 않고 똑바로 나타나며 대칭면의 내벽면 부근에서의 등속도선은 회전이 없는 경우와 비슷하며 상벽의 내벽면에서 $W/W_b=0.5$ 인 등속도선이 약간 유로 내부로 이동한 현상을 볼 수 있다. 또한 최대속도 위치는 대칭면과 접해있지 않고 상벽쪽으로 이동하여 나타나며 좌상귀(본 그림 좌표기준)쪽으로 등속도선이 기울어지는 현상이 나타나나 회전이 없는 경우에 비해 다소 완화된 경향을 보인다.

$\theta=45^\circ$ 에서 2차유동은 전형적인 곡관유동에서의 2차유동 형태로 나타나며 그 크기는 회전이 없는 경우에 비해 작게 나타난다. 이는 이 위치에서 반경방향으로 작용되는 힘이 양의 부호를 갖는 것을 의미하며 또한 그 크기는 회전이 없는 경우에 비해 작다는 것으로 이해될 수 있다. $\theta=90^\circ$ 에서의 벡터선도는 $\theta=45^\circ$ 에서와 유사한 형태로 반시계방향으로 회전하는 것으로 나타나며 그 크기는 곡관의 하류로 갈수록 커지는 것을 볼 수 있으나 회전이 없는 경우에 비해 역시 작게 나타난다. $\theta=90^\circ$ 에서 좌상귀와 우상귀에 시계방향으로 회전하는 작은 와류가 큰 와류로부터 분리되어 나타나는 것을 볼 수 있는데 좌상귀에서 보다 뚜렷하게 나타나며 이때문에 주유동속도가 감소되어 Fig. 13(b)에서처럼 같은 위치의 등속도선이 유로 내부로 이동하는 것으로 파악된다. 또한 대칭면의 내벽면 부근에서 명확하지는 않으나 시계방향으로 회전하는 길고 좁은 와류가 분리되어 나타나는 것을 볼 수 있으며 이로 인해 주유동속도가 감소되어 이곳에서의 등속도선이 역시 유로 내부로 치우치는 것으로 파악된다.

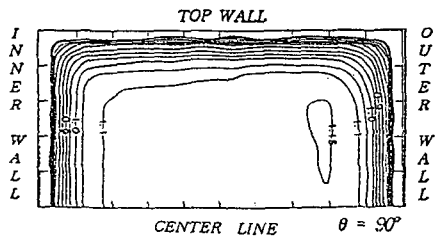
$R_c=-0.841$ 인 경우 (Figs. 15, 16), 외벽면 부근에서 주유동속도가 높게 나타나는 현상은 $R_c=-0.561$ 인 경우와 비슷하다. 그러나 $\theta=90^\circ$ 에서 대칭면의 내벽면 부근에서 등속도선이 유로 내부로 치우치는 현상이 나타나지 않으며 또한 좌하귀 모서리쪽으로 등속도선이 길게 치우치는 현상은 나타나지 않는다. $\theta=45^\circ$ 에서 2차유동은 매우 작게 나타나는데 이 지역에서 반경방향으로 작용하는 힘이 작고 또한 그 부호가 바뀌기 때문에 2차유동이 몇 개의 와류로 분리되어 나타나는 것으로 보인다. $\theta=90^\circ$ 에서 2차유동의 형태는 회전이 없는 경우나

$R_c=-0.541$ 인 경우와는 달리 내벽쪽에서 외벽면 쪽으로 이동하는 것으로 나타나는데 이는 입구부에서 내벽쪽으로 쏠린 2차유동이 곡관의 하류에서 균형을 맞추기 위하여 외벽쪽으로만 이동하는 것으로 생각된다.

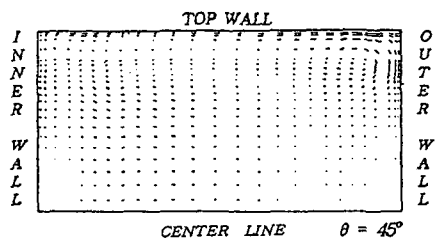
Figs. 17, 18은 $R_c=-1.402$ 인 경우 주유동속도의 등속도선으로 $\theta=45^\circ$ 에서 등속도선의 형상은 앞서 설명한 다른 R_c 에 대한 등속도선 (Figs. 13, 15)과



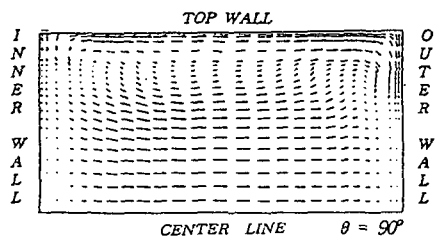
(a)



(b)

Fig. 15 Contours of W/W_b for $R_c=-0.841$ 

(a)



(b)

Fig. 16 Prediction for normalized mean secondary velocities for $R_c=-0.841$

비슷한 형상을 가지나 우상귀쪽으로 등속도선이 기울어지는 경향이 보이며 최대속도 크기는 증가한 것을 볼 수 있다. $\theta=90^\circ$ 에서는 우상귀쪽으로 등속도선이 기울어지는 경향이 더욱 두드러지는데 이는 회전이 없는 경우와 R_c 가 0보다 큰 경우에서 나타나는 경우와 정반대 현상이다. 또한 우상귀와 대칭면의 내벽면 부근에서 등속도선이 유로 내부로 이동하는 현상도 나타난다.

$\theta=45^\circ$ 에서 내벽면에서의 2차유동은 외벽면으로

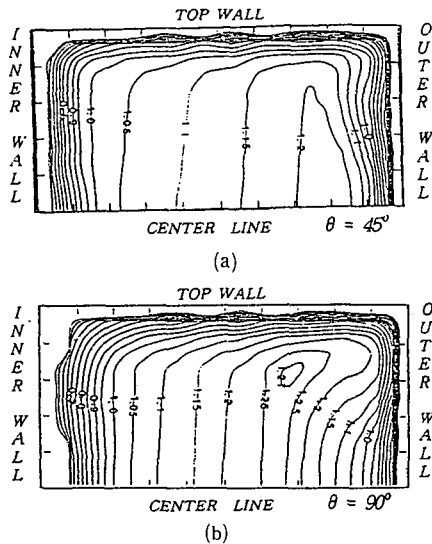


Fig. 17 Contours of W/W_b for $R_c = -1.402$

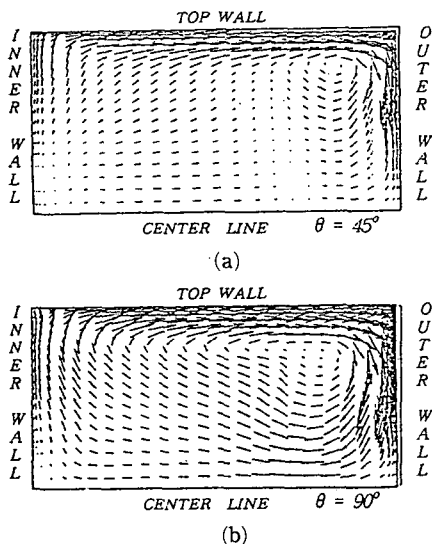


Fig. 18 Prediction for normalized mean secondary velocities for $R_c = -1.402$

향하는 반면 외벽면 부근에서는 반시계방향으로 회전하는 와류가 나타난다. 반면에 $\theta=90^\circ$ 에서는 완전히 큰 와류가 시계방향으로 회전하는 2차유동 형태를 갖는데 이 형상은 회전이 없는 경우와 비교하면 회전방향이 정반대방향이다. 또한 이 회전하는 와류의 중심이 상벽의 외벽면 부근에 위치해 있으며 회전이 없는 경우에는 상벽의 내벽면부근에서 나타나는 것과 대조된다. 이와 같이 상벽을 따라 내벽에서 외벽으로 흐르고 외벽에서는 대칭면쪽으로 흐르기 때문에 $\theta=90^\circ$ 에서의 주유동속도 등속도선이 우상귀쪽으로 길게 치우치는 현상이 나타난다고 판단된다.

6. 결론

6.1 난류모형의 비교

(1) 회전이 없는 경우에는 저레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모형과 Launder-Shima의 저레이놀즈수 대수응력모형도 곡관내 3차원 난류유동을 비교적 합리적으로 예측해 주지만 혼합거리모형과 본 저레이놀즈수 대수응력모형이 실험결과에 보다 근접한 해석결과를 얻게 해 준다.

(2) 회전이 있는 경우에는 Launder-Shima의 저레이놀즈수 대수응력모형에 의한 해석결과가 실험결과와 가장 편차가 크며, 혼합거리모형과 저레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모형에 의한 결과들은 2차유동이 강하게 발생하는 곡관의 후부에서는 회전효과를 충분히 반영해내지 못하여 부정확해진다. 반면 본 저레이놀즈수 대수응력모형은 다른 난류모형에 비해 실험결과와 비교적 정확히 일치하고 회전으로 인한 유동의 불안정성을 충분히 반영하는 난류모형으로 나타났다.

6.2 압력분포

(1) 내향유동인 경우 곡관의 입구에서 양벽면의 압력은 하류인 곡관의 영향을 받아 일치하지 않으며, $\theta=10^\circ$ 까지 외벽면의 압력은 일시적으로 상승하고 내벽면의 압력은 급격히 감소한다. $\theta=10^\circ$ 이후에는 양벽면에서의 압력은 감소하며 외벽면의 감소폭이 상대적으로 크게 나타나 곡관의 출구부에서 양벽면의 압력은 접근한다. R_c 가 증가하면 경향은 유사하나 압력계수는 보다 작아졌다.

(2) 외향유동인 경우 곡관의 입구부에 양벽면의 압력은 일치하지 않았으며 외벽면 압력보다 내벽면

의 압력이 높게 나타났는데 이는 내향유동에서의 압력분포와 정반대 현상이었다. 곡관의 하류로 갈수록 양벽면의 압력은 증가하며 R_c 의 감소에 따라 압력의 증가폭은 크게 나타났다. 외벽면 압력의 증가폭이 상대적으로 커서 곡관내 어느 위치에서 양벽면의 압력이 같아졌으며 출구부에서는 외벽면의 압력이 더 높게 나타났다. 양벽면의 압력이 일치하는 위치는 R_c 에 따라 변화되었다.

6.3 유동특성

(1) 내향유동인 경우, 곡관 입구부에서 주유동속도는 내벽부근의 속도가 증가하고 외벽면부근의 속도는 감소하는 것으로 나타났으며 R_c 의 증가에 따라 그 경향은 증대되었다. 곡관의 후부에서는 2차유동의 발달로 인하여 내벽면 부근에서 주유동에 2중극대현상이 나타나며 R_c 이 증가하면 그경향이 두드러지고 보다 큰 $R_c(>0.841)$ 에서는 외벽면 부근에서 2중극대현상이 나타났다. R_c 의 증가에 따라 2차유동은 보다 발달되며 주 2차유동에서 별개의 와류가 분리되는 현상이 나타났다. 주 2차유동은 반시계 방향으로 회전하는 반면 대칭면의 외벽면 부근에서 분리된 와류는 시계 방향으로 회전하며 R_c 의 증가에 따라 이 와류의 크기는 확대되었다.

(2) 외향유동인 경우, 곡관의 입구부에서 주유동속도는 내벽면의 속도가 감소하고 외벽면의 속도는 증가하는데 R_c 의 감소에 따라 그 경향은 강화되었으며, 내향유동과는 정반대의 현상이었다. 곡관의 중간위치에서 주유동속도의 분포가 정지한 직관의 유동에서 볼 수 있는 대칭형으로 형성되는데 이는 반경방향으로 작용하는 힘들이 서로 상쇄되어 거의 없어지기 때문으로 판단되었다. 곡관의 입구부에서 2차유동은 내벽쪽으로 이동하며 R_c 의 감소에 따라 그경향은 증대되었다. R_c 가 -1.402인 경우 곡관의 출구부에서 2차유동의 회전방향은 시계방향으로 나타나는데 이는 회전이 없는 경우에서 나타나는 2차유동의 회전방향과 정반대방향이었다.

참고문헌

- (1) Jonston, J. P., Halleen, R. M. and Lezius, D. K., 1972, "Effects of Spanwise Rotation on the Structure of Two-Dimensional Fully Developed Turbulent Channel Flow," *J. of Fluid Mechanics*, Vol. 56, Part3, pp. 553~557.
- (2) Kim, J., 1983, "The Effect of Rotation on the Turbulence Structure," *Proc. 4th turbulent Shear Flows Symposium*, Karlsruhe, pp. 614.
- (3) Launder, B. E., Tselepidakis, D.P. and Younis, B. A., 1987, "A Second-Moment Closure Study of Rotating Channel Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 183, pp. 63~75.
- (4) 김명호, 1991, "저레이놀즈수 난류모형 개발에 관한 연구," 박사학위논문, 고려대학교, 서울.
- (5) Johnson, R. W., 1984, "Turbulent Convecting Flow in a Square Duct with a 180° Bend: Experimental and Numerical Study," Ph. D. Thesis, UMIST.
- (6) Iacovides, H. and Launder, B. E., 1985, "ASM Prediction of Turbulent Momentum and Heat Transport in Coils and U-Bends," *Proc. 4th Int. Conf. Num. Meth. in Laminar and Turbulent Flow*, Pineridge Press, Swansea, pp. 1023~1045.
- (7) 문찬, 1987, "정사각단면의 180° 곡관내의 난류유동특성과 강제대류 열전달에 관한 연구," 박사학위논문, 전남대학교, 광주.
- (8) Launder, B. E. and Shima, N., 1989, "Second Moment Closure for the Near Wall Sublayer: Development and Application," *AIAA J.*, Vol. 27, No. 10, October, pp. 1319~1325.
- (9) van Driest, E. R., 1956, "On Turbulent Flow near a Wall," *J. Aero Sci.*, Vol. 23, pp. 1007.
- (10) 이진휘, 1992, "회전하는 정사각단면의 90° 곡관내 난류유동 특성에 관한 연구," 박사학위논문, 고려대학교, 서울.
- (11) Wilcox, D. C. and Chambers, T. L., 1977, "Progress in Turbulence Modelling for Conoplex Flow Fields Including Effects of Compressibility," *AIAA J.*, April, Vol. 15, No. 4, pp. 574.
- (12) Howard, J. G. H., Patankar, S. V. and Bordinuik, R. M., 1980, "Effects of Rotation on the structure of Two-Dimensional Turbulent Channel Flow," *Trans. ASME J. Fluid Eng.*, Vol. 102, pp. 546.
- (13) Launder, B. E., 김명호, 문 찬, 최영돈, 1988, "180° 곡관을 갖는 정사각단면 덕트에서의 난류유동 해석," 대한기계학회논문집, 제12권, 제3호, pp. 607~621.

- (14) Choi, Y. D., Iacovides, H. and Launder, B. E., 1989, "Numerical Computation of Turbulent Flow in a Square Sectioned 180 Deg. Bend," *Trans. of ASME, J. of Fluids Eng.*, March, Vol. 3, pp. 59~68.
- (15) 문 찬, 양승효, 최영돈, 유석재, 1988, "열선 유속계에 의한 180° 곡관을 갖는 정사각단면의 덕트에서의 난류유동 특성의 측정," 대한기계학회논문집, 제12권, 제4호, pp. 900~915.
- (16) 이황복, 1991, "회전하는 정사각단면 90° 곡관내 난류특성에 관한 실험적 연구," 석사학위논문, 고려대학교, 서울.