

〈論 文〉

직사각형 단면을 갖는 90° 급곡관 내의 3차원 난류유동에 관한 실험적 연구

맹주성* · 류명석** · 양시영*** · 장용준***

(1990년 7월 30일 접수)

Experimental Study of Three-Dimensional Turbulent Flow in a 90° Rectangular Cross Sectional Strongly Curved Duct

Joo-Sung Maeng, Myung Seok Lyu, Si-Young Yang and Yong-Jun Jang

Key Words: 90° Curved Duct(90°곡관), Secondary Flow(제차유동), Ensemble Average(양상블
평균), On-Line System(온라인 시스템)

Abstract

In the present study, the steady, incompressible, isothermal, developing flow in a 90° rectangular cross sectional strongly curved duct with aspect ratio 1 : 1.5 and Reynolds number of 9.4×10^4 has been investigated. Measurements of components of mean velocities, pressures, and corresponding components of the Reynolds stress tensor are obtained with a hot-wire anemometer and pitot tube. In general, flow in a curved duct is characterized by the secondary vortices which are driven mainly by centrifugal force-radial pressure gradient imbalance, and the stress field stabilizing effects near the convex wall and destabilizing effects close to the concave wall. It was found that the secondary mean velocities attain values up to 39% of the bulk velocity and are largely responsible for the convections of Reynolds stress in the cross stream plane. Therefore upstream of the bend the Reynolds stress are low. Corresponding to the small boundary layer thickness. At successive planes, large values of Reynolds stress were observed near the concave surface and the side wall.

기호설명

De	: 던수(Dean Number) = $(0.5D_h/R_c)^{1/2} Re$
D_h	: 수력직경
E	: 순시전압
e	: 난동전압
h	: 피치 인자(pitch factor)
H	: 중심선으로부터 측벽까지의 길이
k	: 요오인자(yaw factor)

R_c : 중심선까지의 곡률반경

Re : 레이놀즈 수

R_r : 반경비 (= R_c/D_h)

U_{eff} : 유효속도

U_N : 열선에 수직한 방향 속도 성분

U_T : 열선에 평행한 방향 속도 성분

U_B : U_N , U_T 에 수직한 속도 성분

U_b : 전단면 평균 속도

U : 주 유동방향 속도

V : 반경방향 속도

W : 횡방향 속도

*정회원, 한양대학교 공과대학 기계공학과

**정회원, 한국과학기술원 기계공학과

***정회원, 한양대학교 대학원

- uu : 주 유동방향 레이놀즈 응력
 vv : 반경방향 레이놀즈 응력
 ww : 횡방향 레이놀즈 응력
 uv, uw, vw : 레이놀즈 전단응력
 x : 주 유동방향 좌표성분
 y : 반경방향 좌표성분
 z : 횡 방향 좌표 성분
 ϕ : 유동방향과 열선중심이 이루는 각도
 σ : U_N 과 열선이 이루는 각도

1. 서 론

유동방향으로 곡률이 존재하는 곡관내의 난류유동은 원심압축기, 원심펌프, 가스터빈의 흡입구 및 blade passage, 항공기의 엔진흡입부, 로켓 노즐, 발전기의 냉각관 및 산업용 가스버너의 유로등과 같은 기계공학분야에 광범위하게 관련되어 지난 수십년간 많은 연구와 관심의 대상이 되어 왔다. 그러나 곡관내의 유동은 곡률로 인한 원심력과 반경방향 압력 구배의 불균형으로 인하여 주유동 방향 속도가 공간적으로 재분배되어 강한 대칭형의 2차 유동(secondary motion)이 발생하며 레이놀즈 응력들의 강한 대류 및 유동편중을 유발시켜 매우 복잡한 유동현상이 나타난다⁽¹⁾. 또한 난류유동에서는 레이놀즈응력의 생성(발생)으로 인하여 층류유동에서와는 다른 압력변화 및 속도분포가 발생한다. 즉 주유동방향으로의 벽압력 변화는 층류에서와는 달리 포텐셜 유동과 유사한 형태를 보이며 평균속도들은 그 크기상으로 층류유동에서보다 작고 고른 분포를 나타내는데^(2,3) 이는 난류생성이 평균속도로부터 에너지를 흡수하여 유체사이의 혼합을 촉진시키기 때문이다.

유동방향으로 곡률이 존재하는 난류유동의 경우 오목한 면(외벽)의 난류 경계층에서는 층류경계층에서 발생하는 Tayler-Götaler Vortices와 유사한 유동형태(mechanism)인 Large-Scale roll cells^(4,5)이 발생하여 반경방향의 혼합(mixing)을 증가시키는 불안정한 유동을 유발시킨다. 반대로 볼록한 벽(convex surface)에서는 평판에서와 거의 유사한 현상을 보이나 반경방향으로의 혼합을 억제하는 다소 안정된 유동을 나타낸다^(6~8). 이러한 벽이 동시에 존재하고 2차 유동 및 유동편중 현상이 강하게 발생하는 곡관내에서의 난류유동 형태를 정확히 해석하는 데에는 이와 같은 복잡한 유동현상때문에

이론 및 실험적으로 상당히 어렵고 제한적이다. 곡관내의 유동은 곡률반경이 충분히 큰 경우에는 전단효과가 지배하는 유동형태를 보이나 반면에 곡률반경이 작은 굽곡관에서는 전단효과보다는 관성효과가 현저하게 지배하여 서로 다른 유동양상을 보여 준다⁽⁸⁾.

곡률반경이 작은 90°굽곡관에 대한 연구는 1971년 Ward Smith⁽¹⁰⁾가 반경비가 각기 다른 90°곡관의 벽압력 및 출구에서의 총압력을 측정하여 곡관 설계에 관한 기초 자료를 제공하였으나 유동형태에 대한 실질적인 기여를 하지 못하였다. 그후 1975년 Pratap⁽¹¹⁾ 등은 원형단면인 180°곡관과 종횡비가 0.304/1.22인 90°곡관 및 90°화대굽곡관에 대하여 실험 및 수치해석을 하였으나 단순히 평균속도 및 압력분포의 발달과정만을 고려하였을 뿐 난류량들에 대한 고찰은 하지 못하였다. 그리고 Humphrey⁽¹²⁾ 등은 정사각 단면을 갖는 90°굽곡관내의 유동현상을 해석하였다. 또한 Taylor⁽²⁾은 강한 2차 유동이 발생하는 정사각단면의 90°굽곡관내의 층류 및 난류유동을 측정하여 서로 비교 고찰하였으며 Humphrey⁽⁸⁾과 같은 기하학적 모양에 대해 수치해석을 하였다. Yoshimori⁽¹³⁾ 등은 곡관내의 완전히 발달된 난류유동을 측정하였으며, Patankar⁽¹⁴⁾은 단면이 일정한 원형인 180°곡관에 대해 수치해석을 하였다. 위의 모든 연구들은 단면이 원형 혹은 정사각 단면인 경우의 곡관내에서의 유동이며 난류유동을 특징짓는 레이놀즈 응력들의 정확한 측정이 미흡하다. 따라서 본 연구에서는 곡률반경이 작고 종횡비가 1:1.5인 직사각 단면의 90°굽곡관에 대해서 난류유동이 발달되어 가는 과정을 전 단면에 대해서 벽압력, 평균속도 및 레이놀즈응력을 측정하여 난류유동특성을 해석하였다. 실제 곡관내의 유동은 곡관의 단면 형태 및 레이놀즈수, 곡률반경에 크게 의존하므로 곡률반경이 작고 단면이 직사각형인 90°굽곡관에 대하여 난류유동을 해석하는 것은 매우 중요한 일이며 정사각 단면의 90°굽곡관보다 더욱 복잡한 형태의 유동특성을 나타낸다.

본 연구에서는 벽면에서의 압력을 압력측정 장치를 제작하여 측정하였으며 평균유동 및 난류량들은 열선 유속계(hot wire system)을 사용하여 측정하였다.

2. 실험장치 및 방법

2.1 실험장치

본 실험을 위해 제작한 곡관의 개략도는 Fig. 1과 같다.

송풍기에서 나온 공기는 100 Mesh의 철망(wire screen)을 지나 정류상자(settling chamber)내의 하니컴(honeycomb)에서 균일하게 된다. 그후 수축부 및 별도의 하니컴과 철망을 지나게 하여 보다 균일하게 만든다. 그 다음으로 충분히 발달된 유동(fully developed flow)을 얻기 위하여 덕트내 수력적경의 36배에 달하는 직관부를 설치하였다. 그리고 시험부인 90°곡관을 설치하였다. 그리고 시험부인 90°굽곡관을 설치하였다.

(1) 송풍기

동력 3.7kW, 회전수 3300rpm의 송풍기를 시멘트 받침대위에 설치하였다. 시멘트 받침대는 피봇(pivot)이 되어있고 방진·방음판을 깔아 진동 및 소음을 최소로 하였다. 그리고 송풍기의 소음 및 진동이 유체 유동에 미치는 영향을 줄이기 위하여 송풍기를 출구에 고무호스를 부착하였다.

(2) 정류상자 및 하니콤

길이 200mm, 단면 400mm × 400mm의 정류상자(settling chamber)와 앞의 확대부, 그리고 뒤의 수축부로 이루어졌다. 내부에는 하니콘이 들어 있으며 전면과 후면에 50 Mesh 철망을 설치하였다. 유동을 균일하게 하기 위하여 정류상자 내와 수축부 바로 뒤에 하니콤을 설치하였다. 하니콤의 길이

는 각각 50mm, 250mm이며 빨대(straw)를 이용하여 만들었다.

(3) 직관

가로 300mm, 세로 200mm의 길이 1750mm의 직관 5개를 보울트로 연결하여 총 연장길이 8750mm로 하였다. 연결부에는 공기의 유출을 막기 위해 고무패킹을 하였다.

(4) 곡관

직관에 연결된 90°곡관이 시험부이며 중심선까지의 곡률반경은 $R_c=500\text{mm}$ 이다. 곡관의 형상 및 좌표계는 Fig. 2와 같다.

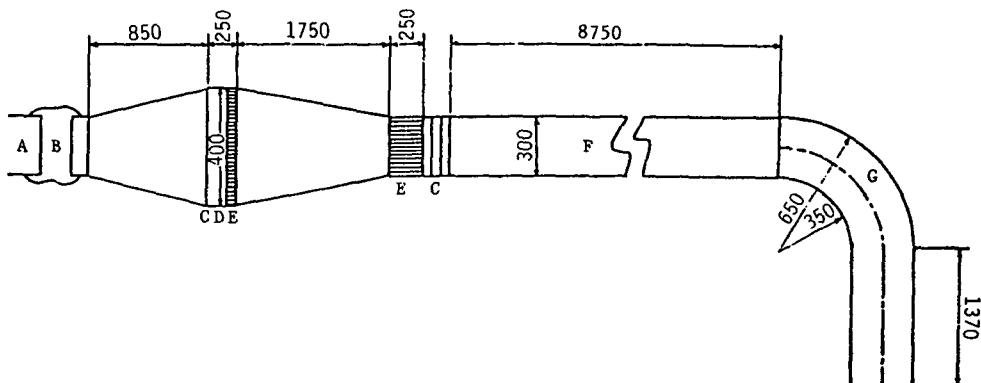
2.2 측정방법

본 실험에서 사용한 주요 측정기기로는 열선 유속계 및 보정장치, 경사 마노미터, 마이크로 마노미터, 피토 판, 오실로스코프, 프로브 자동 이송장치, 기어장치등이다.

(1) 벽압력 측정

Fig. 3과 같은 압력측정 장치를 제작하여 scanning-box에서 구리관으로 연결된 튜브를 순차적으로 선택하여 마이크로 마노미터를 거쳐 컴퓨터에서 데이터를 처리하였다. 이때 정류상자 압력을 기준압력으로 하였다.

(2) 열선 유속계에 의한 3차원 난류유동측정 이론
열선 유속계의 종류로는 상온도 유속계(CTA)과 상전류 유속계(CCA)가 있으며, 열선 유속계 브리지 출력 전압을 선형화 기기(linearizer)를 통과시켜 선형화된 전압을 사용하는 방법과 브리지 전압



A: Blower B: Flexible C: Wire screen D: Settling Chamber
E: Honeycomb F: Rectangular duct G: Curved duct

Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

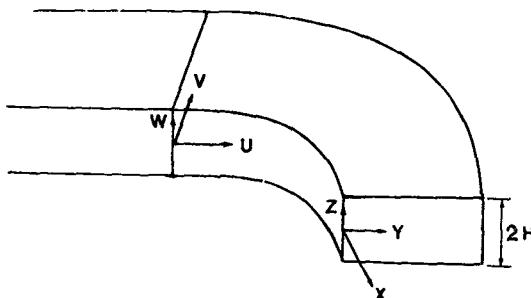
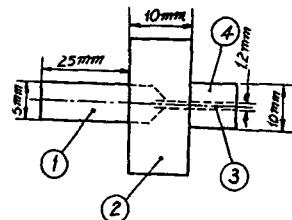


Fig. 2 The coordinate system and the velocity components



① Copper pipe ②, ④ Plexiglass ③ 1.2mm Hole

Fig. 3 Pressure measurement gauge

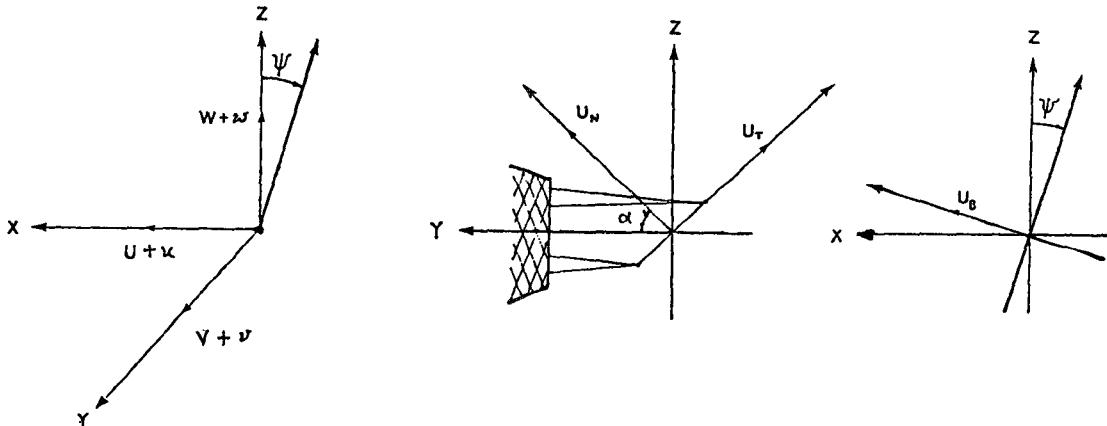


Fig. 4 Inertia and wire-oriented coordinate system

을 그대로 사용하는 방법이 있다. 본 실험에서는 상온도 유속계(Kanomax 7224 system)과 선형화 기기를 사용하였다. 또한 열선 유속계를 사용하는 방법에도 여러 가지가 있으나, 여기서는 Acrivellis⁽¹⁵⁾ 등에 제시된 방법을 사용하였다. 이 방법은 계산과정에서 고차항을 무시하지 않아 정확도가 높으며 난류강도의 정도에 관계없이 측정할 수 있다.

열선 프로브는 I형 프로브(모델 2051-T5)와 경사형프로브(모델 0253-T5)를 사용하였으며 여선은 5μm의 텅스텐으로 이루어졌다. 3차원 난류유동을 측정하기 위하여 경사형 프로브를 0°, 150°, 180°, 210°의 4각도로 회전하고, I형 프로브를 150°, 210°의 2각도로 회전시켜 측정하였으며 여기에 기초한 좌표계 및 측정 이론은 다음과 같다.

Fig. 4과 같은 판성 좌표계를 프로브에 기초한 좌표계로 변환하면,

$$U_N = (V + v)\cos\alpha + [(W + w)\cos\psi - (U + u)\sin\psi]\sin\alpha$$

$$U_T = (V + v)\sin\alpha + [(W + w)\cos\psi - (U + u)\sin\psi]\cos\alpha$$

$$U_B = (W + w)\sin\psi + [(U + u)\cos\psi] \quad (1)$$

이와 같으며, Jorgensen⁽¹⁶⁾이 제시한 유효 냉각 속도는

$$U_{eff}^2 = U_N^2 + k^2 U_T^2 + h^2 U_B^2 \quad (2)$$

이며, 여기서 k 는 요오인자이고 h 는 피치인자이다. 보통 k 는 0.2으로 하고, h 는 1.01으로 했다. 유효 냉각 속도와 출력 전압 사이의 선형 관계는

$$E = SU_{eff} \quad (3)$$

이미식 (1)과 (3)을식 (2)에 대입하고, 제곱하여 시간평균하면,

$$\begin{aligned} E^2(\psi, \alpha) / S^2 &= (V^2 + \bar{v}^2)(\cos^2\alpha + k^2\sin^2\alpha) \\ &+ (W^2 + \bar{w}^2)(\cos^2\psi + \sin^2\alpha) \end{aligned}$$

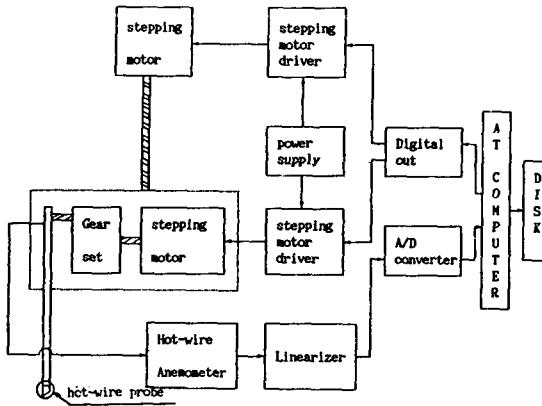


Fig. 5 Automated data acquisition system

$$\begin{aligned}
 & + k^2 \cos^2 \Psi \cos \alpha + h^2 \sin^2 \Psi \\
 & + (U^2 + \bar{u}^2)(\sin^2 \Psi \sin^2 \alpha) \\
 & + k^2 \sin^2 \Psi \cos^2 \alpha + h^2 \cos^2 \Psi \\
 & + (VW + \bar{v}\bar{w})(1 - k^2) \cos \Psi \sin 2\alpha \\
 & - (UV + \bar{u}\bar{v})(1 - k^2) \sin \Psi \sin 2\alpha \\
 & - (UW + \bar{u}\bar{w})(\sin^2 \alpha + k^2 \cos^2 \alpha - h^2) \sin^2 \Psi \quad (4)
 \end{aligned}$$

이다. 마찬가지로 출력 신호의 squared AC voltage는

$$\begin{aligned}
 & \bar{e}^2(\Psi, \alpha)/S^2 \\
 & + \bar{v}^2(\cos^2 \alpha + k^2 \sin^2 \alpha) \\
 & + \bar{w}^2(\cos^2 \Psi \sin^2 \alpha + k^2 \cos^2 \Psi \cos^2 \alpha + h^2 \sin^2 \Psi) \\
 & + \bar{u}^2(\sin^2 \Psi \sin^2 \alpha + k^2 \sin^2 \Psi \cos^2 \alpha + h^2 \cos^2 \Psi) \\
 & + \bar{v}\bar{w}(1 - k^2) \cos^2 \Psi \sin 2\alpha \\
 & - \bar{u}\bar{v}(1 - k^2) \sin \Psi \sin 2\alpha \\
 & - \bar{u}\bar{w}(\sin^2 \alpha + k^2 \cos^2 \alpha - h^2) \sin 2\Psi \quad (5)
 \end{aligned}$$

식 (4), (5)에 $\alpha = 45^\circ$ 일 때, $\Psi = 0^\circ, 150^\circ, 180^\circ, 210^\circ$ 와 $\alpha = 0^\circ$ 일 때, $\Psi = 150^\circ, 210^\circ$ 를 각각 대입하고 수식을 전개하여 평균 값 및 레이놀즈 응력들에 대한 결과식을 구했다.

(3) 데이터 처리(data processing)

I/O 카드의 디지털 출력(digital out) 기능을 이용해 이송장치(stepping motor)와 치차 장치를 제어하여 자동적으로 프로브를 수평이동 및 회전시켰다. 프로브에서 감지되는 신호는 열선 유속계(Kanomax 7224 system에서 square wave test)를 거쳐 최고 주파수를 15khz로 고정시켰으며, 컴퓨터(AT)에서 A/D 변환기를 이용해 난류 랜덤 신호를 얻었다. 여기서 신호의 양상을 평균(ensemble average) 수를 148회로 가정하였으며, 데이터 추출간격을 10^{-4} 초로 하여 한 양상을 신호당 처리

되는 데이터수를 1024개의 자료조를 148회 측정하여 양상을 평균하였으므로 한 각도당 추출한 총 데이터수는 151,552개가 된다. 따라서 한점의 데이터처리를 위해 사용된 총 데이터수는 909,312(151552×6)개가 된다. 개략적인 측정장치의 온라인 선도는 Fig. 5와 같다.

3. 실험결과 및 고찰

본 실험에서는 전단효과보다 관성효과가 매우 강하게 작용하는 직사각단면의 90° 급곡관을 사용하였으며, 이때 레이놀즈수 $Re = 9.4 \times 10^4$, Dean수 = 4.62×10^4 , 종횡비 = $1 : 1.5$, 반경비 = 2.08이며 직업유체는 공기를 사용하였다. 그리고 직관에서 평균속도를 측정하여 곡관입구에서 완전히 발달된 유동을 확인하였다.

3.1 직관

Fig. 6은 직관에서 유동의 발달정도를 확인하기 위하여 주유동방향에 따른 중심선에서의 속도를 나타낸 그림이며, 본 실험에서 사용한 직사각단면의 직관 및 Whitelaw 등⁽¹⁷⁾이 사용한 정사각단면을 갖는 직관에서의 결과를 서로 비교하였다. 일반적으로 직관내 유체유동의 발달정도는 경계층의 두께로 판별할 수 있으며, 경계층 두께의 증가는 중심선 속도의 증가를 유발하므로, 중심선 속도 대 주유동 방향 거리의 그래프를 그려보면 중심선 속도가 더 이상 증가하지 않을 때 거의 발달된 유동(nearly fully developed flow)이라 할 수 있다. 그림에서 보는 바와 같이 두형상에 대해 수력지름의 36배에 달하는 부분에서 중심선 속도가 일정한 값을 가지므로 완전히 발달된 유동을 얻기 위해서는 36배 이상의 직관부를 설치하여야 한다는 사실을 알 수 있었다. 따라서 본 연구에서는 충분히 발달된 유동을 얻기 위함 수력 직경의 36배에 달하는 직관부를 설치하였다.

Fig. 7은 본 실험에서 사용한 직사각단면과 Whitelaw⁽¹⁸⁾ 등이 사용한 정사각단면인 직관내 유동이 완전히 발달된 위치에서 주 유동방향 속도의 등속선을 각각 나타낸 그림이다. 본 실험에서 사용한 관의 단면 형상은 가로 300mm, 세로 200mm의 직사각 단면으로 Whitelaw 등이 사용한 정사각 단면(400mm × 400mm) 등속선과는 달리 상하벽의 중심부에서 다른 형태를 나타내고 있다. 이는 Fig. 8

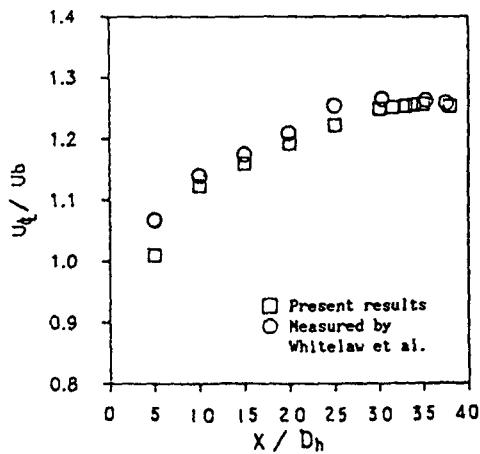
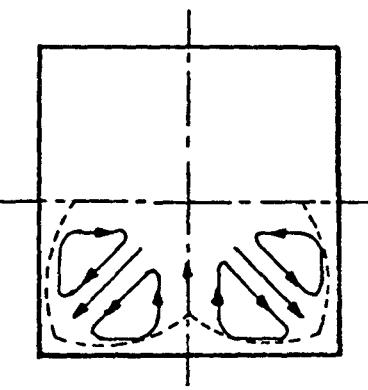
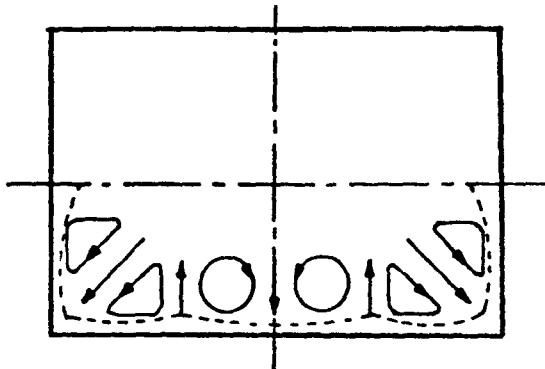


Fig. 6 Developement of centerline velocity

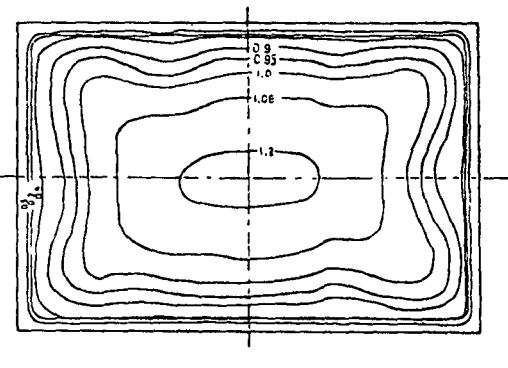


(a) Square duct

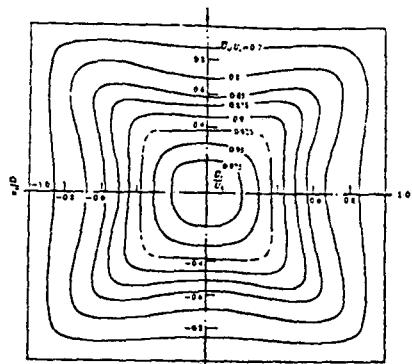


(b) Rectangular duct

Fig. 8 Possible interaction between secondary flow cells and boundary shear stress distribution

(a) Present result ($x / D_h = 36$)

Rectangular Duct (300 mm x 200 mm)

(b) Measured by Whitelaw et al. ($x / D = 36.8$)

Square Duct (40 mm x 40 mm)

Fig. 7 Streamwise mean velocity contours of straight duct

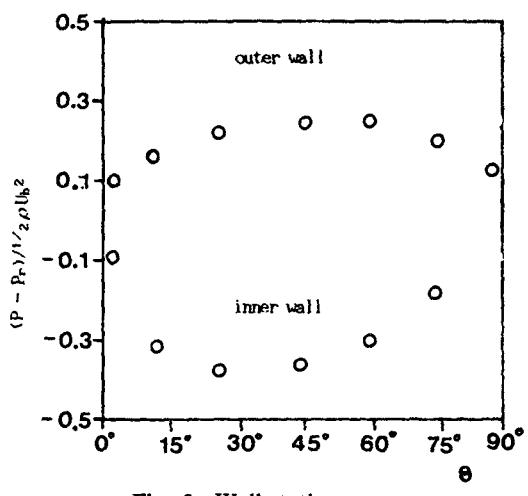
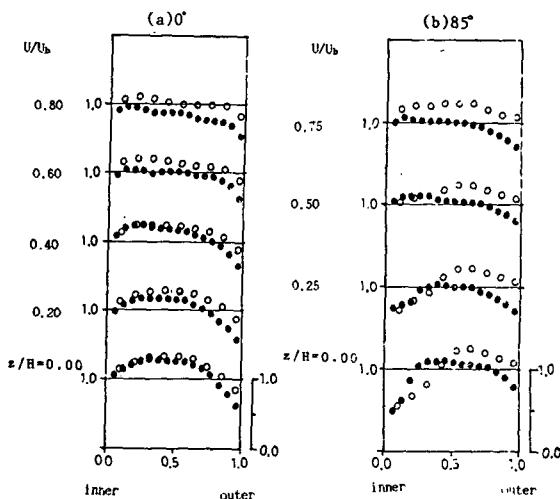


Fig. 9 Wall static pressure



● $Re=9.4 \times 10^4$, $R_1=2.08$,
aspect ratio=1.5 (present result)
○ $Re=4 \times 10^4$, $R=2.3$,
aspect ratio=1 (Humphrey)

Fig. 10 Streamwise mean velocities U

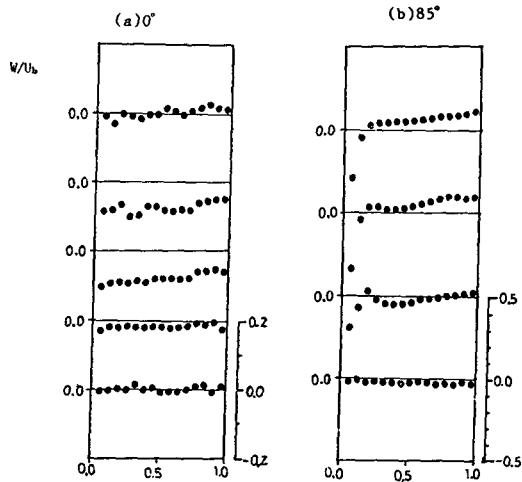


Fig. 12 Spanwise mean velocities W

3.2 곡관

(1) 벽압력

Fig. 9은 곡관부의 대칭면에서 주 유동방향으로의 벽압력 변화를 나타낸 그림으로서 입구에서 내외벽간의 압력차가 발생하여 내벽근처에서 주유동방향 순압력구배와 외벽근처에서 역압력구배가 발생한다. 이와 같은 현상은 $\theta=30^\circ$ 이후까지 계속되며 $\theta=45^\circ$ 부터는 상류에서와 반대로 내벽근처에서 역압력구배를 형성하며 외벽근처에서는 크기는 작지만 여전히 역압력 구배가 지속된다. 그러나 $\theta=60^\circ$ 이후에는 입구에서와 달리 외벽근처에서 순압력구배를 형성하고 있음을 알 수 있다. 이와 같이 내외 벽면간의 압력기과 압력구배가 다른 이유는 곡관의 곡률로 인한 원심력에 기인된 것이며 곡관내의 유동에 상당한 영향을 미치는 중요한 요인이다.

(2) 평균속도

Fig. 10, 11, 12은 주유동 방향과 반경방향 그리고 횡방향 평균속도 U , V , W 들의 분포를 각각 $\theta=0^\circ$, 85° 의 단면에서 측정한 속도 분포들이며, $Re=4 \times 10^4$, 반경비=2.3인 정사각 단면을 갖는 90° 곡관의 $\theta=0^\circ$, 90° 의 위치에서 Humphrey가 측정한 데이터와 각각 비교하였다. $\theta=0^\circ$ 인 곡관입구에서 주 유동방향속도 U 의 분포를 보면 내벽근처에서 유체가 가속되고 외벽근처에서 감속되어 상대적으로 내벽근처에서 급한 속도 구배를 형성하고 있는데 이는 3.2의 (1)에서 고찰한 바와 같이 내외벽

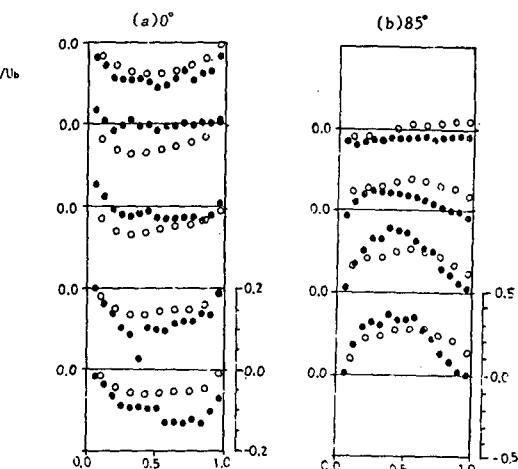


Fig. 11 Radial mean velocities V

에서 보는 바와 같이 정사각 단면일때는 벽면경계층에서 수직 전단응력의 영향으로 모서리를 양분하는 한쌍의 와동인 1종 2차유동이 발생하나, 직사각 단면일때는 수직전단응력이 경계층내 상하면에서 재분포되어 유동중심의 양벽근처에서 한쌍의 와동이 추가로 발생하기 때문으로 생각된다⁽¹⁸⁾.

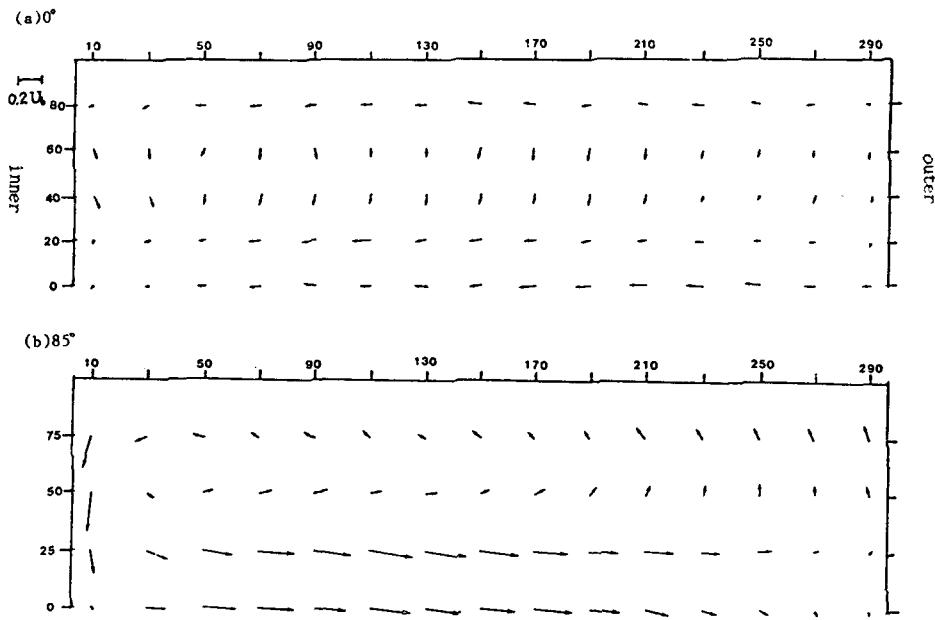


Fig. 13 Secondary flow vector in present result

근처에서의 주유동방향 압력 구배가 각각 다르기 때문이다. 그리고 측벽 근처에서는 상류직관에서 발생한 1종 2차 유동이 여전히 존재하여 굴곡이 있는 속도분포를 보이고 있다. 또한 입구에서 속도 V , W 의 분포를 보면 내외벽의 압력차로 인하여 단면의 거의 전체영역에서 음(−)의 V 및 W 값을 갖는 2차유동(second motion)이 발생하고 있다. 이와같은 2차 유동은 Fig. 13(a)에서 알 수 있듯이 단면에서 저속유체가 외벽으로부터 내벽근처로 이동되고 있음을 나타내준다. 한편, 내벽근처의 매우 작은 영역에서 양(+)의 V 값이 나타나는데 이는 외벽에서 내벽으로 밀려오는 유체입자들이 연속성(continuity)에 의해 내벽을 따라 대칭면으로 이동되고 있음을 뜻한다. 곡관에서 압력차 및 원심력의 불균형으로 인하여 발생하는 2차유동은 상류영역(core-region)을 이동시키는 원인과도 밀접한 관계가 있으며 Fig. 13에 그 유동형태를 표시 하였다. 곡관입구에서 2차 유동을 지배하는 것은 곡관의 곡률에 의하여 이동시키는 원인과도 밀접한 관계가 있으며 Fig. 13에 그 유동형태를 표시 하였다. 곡관입구에서 2차 유동을 지배하는 것은 곡관의 곡률에 의하여 발생하는 반경방향의 압력차에 기인된다는 것을 알 수 있다. $\theta=85^\circ$ 에서는 주유동

방향 압력구배가 $\theta=0^\circ$ 에서와는 반대로 내벽에서 역압력 구배, 외벽에서 순압력구배가 되어 외벽에서 가속되고 내벽근처에서 감속된다. 또한 입구에서와는 달리 원심력 및 반경 방향압력구배의 심한 불균형으로 인하여 2차 유동 형태가 다르게 나타난다. 즉 대칭면근처에서 유체는 원심력이 강하게 작용하여 고속 유체가 외벽근처로 밀려가고 외벽을 따라 측벽으로 이동하며, 측벽근처에서는 내외벽간의 압력차에 의해 외벽으로부터 측벽을 따라 내벽근처로 강하게 이동하게 된다. 그리고, 연속성에 의해 내벽근처의 저속유체가 대칭면 근처로 움직이게 된다. 이와 같은 유동 형태는 대칭면에 대해 회전하는 두개의 외동형태를 형성하는 데 이는 상류에서의 2차 유동과는 다른 형상임을 Fig. 13(b)에서 명백히 알 수 있다. 그리고, Fig. 14에 나타낸 정사각 단면에서의 2차 유동과 달리 직사각 단면에서는 회전축이 내벽 근처에 치우쳐 있다는 것을 알 수 있다. 2차 유동은 하류로 갈수록 더욱 강하게 나타나 $\theta=85^\circ$ 에서 V 의 최고치가 $0.39 U_b$ (bulk velocity)가 된다. 이러한 2차 유동은 속도 U 의 분포를 변형시켜 $\theta=85^\circ$ 에서의 U 의 분포는 $\theta=0^\circ$ 에서와 다른 경향을 나타나고 있다. 즉 속도 U 의 급격한 구배는 상류에서와는 반대로 내벽근처에서

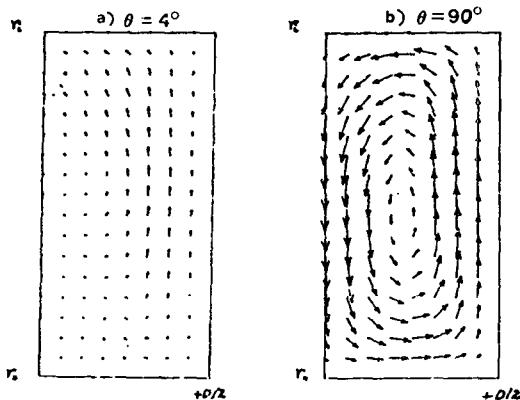


Fig. 14 Secondary flow vector in square-sectioned curved duct

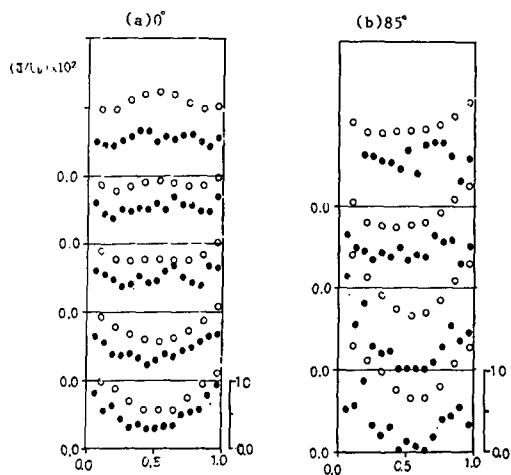


Fig. 15 Streamwise velocity fluctuation uu

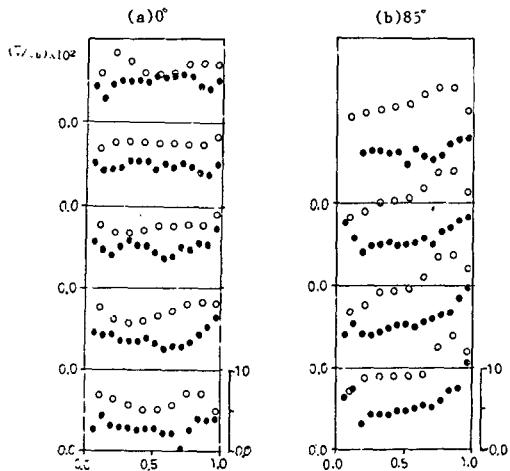


Fig. 16 Radial velocity fluctuation vv

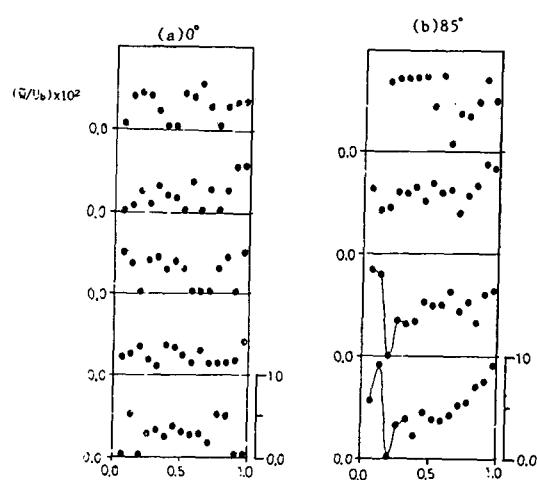


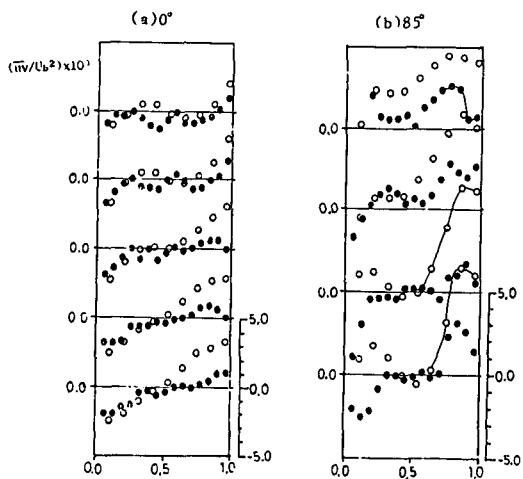
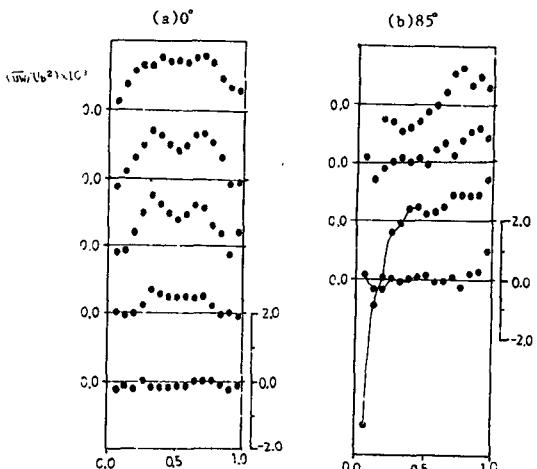
Fig. 17 Spanwise velocity fluctuation ww

점차 약해져 외벽근처로 이동하며, 그로 인하여 고속 유체가 외벽을 향해 이동하고 내벽근처에서는 저속유체가 축적되고 있다. $\theta=85^\circ$ 에서는 $\theta=0^\circ$ 에서와 완전히 반대인 경향이 되며 측벽에서의 속도가 더욱 증가함을 알 수 있는데 이는 고속유체가 대칭면을 따라 외벽근처로 이동하고, 2차 유동에 의해 측벽으로 이동하였기 때문에 상대적으로 $\theta=85^\circ$ 의 측벽근처에서의 유체속도가 $\theta=0^\circ$ 에서의 그것보다 커진다. 이상에서 고찰 하였듯이 곡관내에서의 평균속도들은 직관에서와 달리 원심력과 반경 방향 압력구배의 불균형으로 인한 2차 유동이 발생하며, 이러한 2차 유동은 주 유동 방향속도에 커다란 영향을 주어 상류에서는 고속유동이 내벽근처로

이동하며 하류에서는 외벽근처 및 측벽근처로 치우쳐지는 유동평형현상이 강하게 발생하며 직사각단면의 90° 곡관에서의 2차 유동은 정사각 단면⁽¹⁾에서 와는 달리 그 회전 중심이 내벽근처로 치우쳐 있다는 사실을 알 수 있었다(Fig. 13, 14). 따라서 곡관에서의 2차유동은 종횡비에 따라 크게 영향을 받는 것으로 생각되어진다.

(3) 레이놀즈 응력(Reynolds Stress)

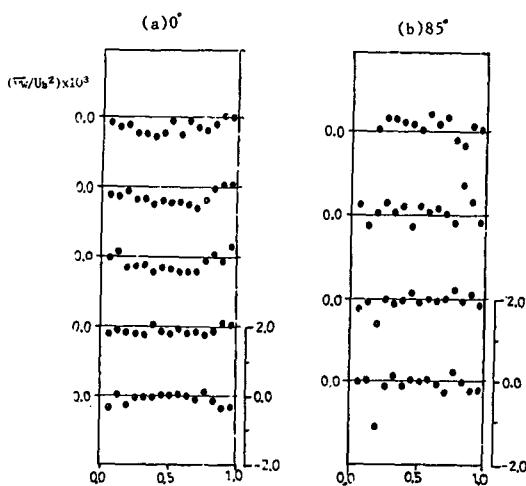
일반적으로 난류량들은 직관인 경우 벽근처에서 전단효과(shearing effect)로 인해 큰 값을 나타낸다. 그러나 곡관에서는 전단효과가 각각 다른 볼록한 벽과 오목한 벽이 동시에 존재하고 또한 2차 유동이 발생하므로 직관에서와는 달리 매우 복잡한

Fig. 18 Reynolds shear stress uv Fig. 19 Reynolds shear stress uw

유동이 발생하리라는 것을 쉽게 짐작할 수 있다. Fig. 15는 주 유동방향 레이놀즈 응력 uu 를 나타낸 것이다. 상류 대칭면의 내외벽 근처에서 거의 유사한 값을 나타내고 측벽으로 갈수록 난류 강도가 커지고 있는데, 이는 내외벽과 측벽근처에서의 전단효과로 인한 난류생성이 그 원인이다. 하류에서는 외벽보다 내벽에서 난류 강도 uu 가 더 높으며 역시 측벽으로 갈수록 그 값이 커지고 있음을 볼 수 있다. 외벽에서의 불안정 효과로 인한 높은 난류 생성에도 불구하고 내벽에서 더 높은 난류강도가 있는 이유는 2차유동에 의해서 외벽의 고준위 난류 에너지가 측벽을 따라 내벽으로 이동하였기

때문이며, 하류 측벽에서의 난류강도가 상류 측벽의 그것보다 더 높은 이유도 상류보다 하류에서 더 큰 2차 유동이 존재하기 때문이다. Fig. 16, 17은 반경방향과 횡방향의 난류강도를 나타낸 것이다. $\theta=0^\circ$ 에서는 내외벽에서 거의 비슷한 값을 유지하고 있고, 측벽으로 갈수록 커지고 있으나 $\theta=85^\circ$ 에서는 내벽보다 외벽에서 더욱 크게 나타나고 있고, 측벽으로 갈수록 역시 그 값이 커진다. 이 원인 역시 2차 유동 때문으로 생각된다.

Fig. 18의 레이놀즈 응력을 살펴보면 $\theta=0^\circ$ 인 곡관입구의 내벽근처에서 음의 값을 나타내는데 비해 외벽근처에서는 양의 값이 되며 동시에 더 큰 값을 나타낸다. 내벽근처에서 uv 가 음의 값을 갖고 $\partial U/\partial r$ 가 양의 값이면 $-uv(\partial U/\partial r)$ 가 양의 값을 되며 외벽근처에서는 양의 값을 갖는 uv 와 $(\partial U/\partial r)$ 가 음의 값을 되어 $-uw(\partial U/\partial r)$ 가 양의 값이 되므로 내외벽에서 난류생성을 나타내고 있다. 특히 $\theta=85^\circ$ 에서는 내벽근처에서보다는 외벽근처에서 더 크게 되는데 이는 외벽근처에서 난류생성이 더 활발히 일어나고 있음을 나타낸다. 이는 앞에서 고찰한 바와 같이 외벽에서 난류강도가 크게 나타나는 이유와도 일치하고 있다. 즉 내벽에서 uv 의 음의 값을 난류의 생성을 억제하고 외벽에서의 양의 값을 난류생성을 촉진시키는 역할을 하고 있다. 이와 같은 현상은 하류로 갈수록 더욱 명백하게 나타나 $\theta=85^\circ$ 에서는 외벽에서는 그 값이 더욱 커지고 내벽에서는 더 작아졌으며, 측벽에서는 거의 양의 uv 값을 보이고 있다. 이와 같이 외벽근처에서 난류생성을 촉진하여 난류강도가 내벽에 비해 크게 되는 이유는 외벽에서 반경방향의 각운동량 구배($\partial U/\partial r$)가 0보다 작게되어 반경방향으로의 혼합을 증가시키는 불안정한 경계층을 구성하기 때문이다. 오히려 내벽근처에서는 반경방향으로 양(+)의 각운동량이 구배가 형성되어 반경방향으로의 유체의 혼합을 억제하는 안정한 경계층을 구성하기 때문이다. 이와 같은 효과는 각기 다른 곡률로 인한 원심력의 작용이 서로 다르게 작용하여 내외벽간의 압력구배 및 유체의 가속정도가 다르기 때문이다. uw , vw 의 분포는 Fig. 19, 20에 각각 나타나 있는데 $\theta=0^\circ$ 에서 uw 는 측벽으로 갈수록 고르게 증가하고 있는 반면 $\theta=85^\circ$ 에서는 전체적으로 뒤틀려 있음을 알 수 있는데 그 원인 역시 2차 유동에의한 효과가 아님가 한다. vw 는 $\theta=0^\circ$, $\theta=85^\circ$ 어디에서나 거의 작은 값을 유지하고 있다.

Fig. 20 Reynolds shear stress vw

참고로 Humphrey가 측정한 난류량과 비교해보면 Humphrey의 값이 $\theta=0^\circ$, 측벽근처에서 $1 < u^2/v^2 < 4$, $-0.2 < uv/v^2/v^2 < 4$ 인 반면 본 실험에서는 $0.7 < u^2/v^2 < 4$, $-0.3 < uv/v^2 < 0.4$, $-0.02 < uw/v^2 < 0.45$ 였으며, $\theta=90^\circ$, 내벽근처에서 Humphrey가 $1.6 < u^2/v^2 < 4.6$, $-0.1 < uv/v^2 < 0.5$, 외벽근처에서 $0.5 < u^2/v^2 < 1.4$, $-0.3 < uv/v^2 < 0.4$ 인 반면, 본 실험의 $\theta=85^\circ$, 내벽 근처에서는 $0.5 < u^2/v^2 < 5$, $-0.4 < uv/v^2 < 0.5$, 외벽 근처에서는 $0.11 < u^2/v^2 < 1.96$, $0.11 < uv/u^2 < 0.5$ 의 값을 보이고 있어 Humphrey의 것에비해 분포범위가 좀더 넓어졌으나, 역시 $\theta=85^\circ$ 에서 외벽이 내벽보다 더 등방성(isotropy) 임을 보이고 있다. 이상에서 고찰하였듯이 외벽에서의 불안정한 경계층의 효과와 내벽근처에서의 불안정한 경계층효과는 외벽에서의 난류강도를 증가시켜 외벽에서의 난류에너지[$1/2(uu+vv+ww)$]가 내벽에 비해 상대적으로 크게 된다. 또한 2차 유동으로 인해 레이놀즈응력의 강한 대류를 유발시켜 저위난류에너지를 갖는, 내벽 근처의 난류가 억제된 안정된 유동을 유동중심부와 불안정한 외벽쪽을 향해 전달되고 측벽근처에서는 외벽의 고위난류에너지가 내벽근처로 이동되어 내벽과 외벽사이에 레이놀즈응력이 상호교환되고 있음을 알 수 있다.

4. 결 론

본 연구에서 종횡비가 1:1.5인 직사각단면의 직관 및 90° 굽곡관에 대해 난류유동을 측정한 결과는

다음과 같다.

(1) 본 연구모델의 직관부에서 거의 발달된 유동은 정사각단면의 직관에서와 동일하게 수력직경의 36배 지점에서 얻어졌다.

(2) 곡관의 상류에서는 내벽근처에서 가속되고 하류에서는 외벽근처에서 가속되어 출구근처에서 최대속도들이 측벽 및 외벽근처로 치우쳐지는 유동 편중현상이 발생하였다.

(3) 원심력과 반경방향 압력구배의 불균형으로 발생하는 2차 유동은 정사각단면의 곡관에서 외는 달리 회전 중심이 내벽근처에 위치하며, 2차 유동의 크기는 $\theta=0^\circ$, 85° 에서 각기 $0.13U_b$, $0.39U_b$ 로 정사각단면에 비해 증가하였다.

(4) 난류유동에서는 레이놀즈응력들의 생성 및 강한 대류로 인하여 외벽과 내벽사이에 레이놀즈응력들이 상호교환되고 있으며, 이들 난류량들의 크기(order)는 Humphrey의 정사각단면에서의 결과와 유사한 범위를 보였다.

5. 제 언

본 실험이 정사각단면(Humphrey⁽¹⁾)의 결과와 약간의 상이함을 나타내고 있는데, 이는 종횡비 및 반경비의 영향이므로, 앞으로 이들을 여러 가지로 변화시킨 연구가 요구된다.

후 기

본 연구는 한국과학재단(목적기초)의 연구비 지원에 의해서 수행되었으며, 이에 관계자 제위에게 감사드립니다. 또한 실험장치를 만드는데 기술적인 도움을 주신 조경석(한국공조)씨에게도 사의를 표합니다.

참 고 문 헌

- (1) Humphrey, J. A. C. and Whitelaw, J. H. and Yee, G. 1981, "Turbulent Flow in a Square duct with Strong Curvature", *J. Fluid Mech.*, Vol. 103.
- (2) Taylor, A. M. K. P. and Whitelaw, J. H. and Yianneskis, M. 1982, "Curved ducts with Strong Secondary Motion: Velocity Measurements of Developing Laminar and Turbulent Flow", *Transaction of the ASME*, Vol. 104.
- (3) Ghia, K. N. and Sokhey, J. S. 1977, "Laminar In-

- compressible Viscous Flow in Curved Ducts of Rectangular Cross-Sections", *Transactions of the ASME*.
- (4) Robort, S. Barlow and James, P. Johnston, 1985, "Structure of Turbulent Boundary Laylers on Concave Surface", Report MD-45 Stanford Univ.
- (5) Hoffmann, P. H. and Muck, K. C. and Bradshaw, P. 1985, "The Effect of Concave Surface Curvature on Turbulent Boundary Laylers", *J. Fluid Mech.*, Vol. 161.
- (6) Robort, M. C. So and George, L. Meller, 1973, "Experimental on Convex Curvature Effects in Turbulent Boundary Laylers", *J. Fluid Mech.*, Vol. 60. 1.
- (7) Muck, K. C. Hoffmann, P. H. and Bradshaw, P. 1985, "The Effect of Convex Surface Curvature on Turbulent Boundary Laylers", *J. Fluid Mech.* Vol. 161.
- (8) Smits, A. J. and Young, S. T. B. and Bradshaw, P. 1979, "The Effect of Short Regions of High Surface Curvature on Turbulent Boundary Laylers", *J. Fluid Mech.*, Vol. 94. Part 2.
- (9) Hunt, I. A. and Joubert, P. N. 1979, "Effects of Smallstreamline Curvature on Turbulent Duct Flow", *J. Fluid.* Vol. 91, Part 4. Butterworths, London.
- (11) Platap, V. S. 1975, "Flow and Heat Transfer in Curved Duct", Ph. D. Thesis, Imperial College.
- (12) Humphrey, J. A. and Taylor, A. M. K. and Whitelaw, J. H. 1977, "Laminar Flow in Square Duct of Strong Curvature", *J. Fluid Mech.*, Vol. 83, Part 3.
- (13) Kita Yoshimori and Okazka Satoshi, "Fully Developed Turbulent Flow in a Curved Rectangular Duct", *JSME International Journal*, Vol. 30, No. 268.
- (14) Patankar, S. V. and Pratap, V. S. and Spalding, D. B. 1975, "Prediction of Turbulent Flow in Curved Pipes", *J. Fluid Mech.*, Vol. 67, Part 3.
- (15) Michael Acrivells, 1978, "An Improved Method for Determining the Flow Field of Multidimensional Flows of Any Turbulence Intensity", *Disa Information*, No. 23.
- (16) Jorgensen, F. E. 1971, "Directional Sensitivity of Wire & Fiber-film Probes", *Disa Information*, No. 11.
- (17) Melling. A. and Whitelaw, J. H. 1976, "Turbulent Flow in a Rectangular Duct", *J. Fluid Mech.*, Vol. 78, Part 2.
- (18) Kinght, D. W. and Patel, H. S. 1987, "Boundary Shear Stress Distribution in Rectangular Duct Flow", Springer-Verlay.