

# 정4각덕트의 입구영역에서 난류 비정상유동에 대한 이론과 실험적 연구

고 영 하

## A Theoretical and Experimental Study on the Developing Turbulent Unsteady Flows in the Entrance Region of a Square Duct

Y. H. KOH

**Key words** : Unsteady flows(난류 비정상유동), Turbulence intensity(난류강도), Entrance length(입구길이)

### Abstract

Turbulent unsteady flows in the entrance region of a square duct are investigated with a hot-wire anemometer system. The velocity waveforms, the mean and turbulence components of the axial velocity, and the entrance length are obtained as a major characteristics of the developing turbulent unsteady flows.

An inviscid flow theory is presented to describe the developing axial mean velocity profiles. A good agreement is seen between the measured and theoretically predicted values. The propagation of turbulence generated near the entrance of the square duct is satisfactorily approximated by an empirical correlation of the propagation of turbulence proposed so far. The local turbulence intensity is found to be a little smaller in the accelerating phase than in the decelerating phase. The entrance length is about 60 times as large as the hydraulic diameter.

### NOMENCLATURE

$A_1$	: Velocity amplitude ratio $=  \bar{u}_{m,os,1}  / \bar{u}_{m,ta}$	$f$	: Pulsation frequency
$A_p$	: Piston stroke of oscillator	$L_e$	: Entrance length
$a$	: Duct half-width	$p$	: Pressure
$D_h$	: Hydraulic diameter	$Re$	: Reynolds number
		$u, v, w$	: Velocity component along x-, y-, and z-axis respectively
		$x, y, z$	: Cartesian coordinates of test section

\* 조선대학교공업전문대학(원고접수일 : 98월 5월)

SUBSCRIPTS AND OTHERS

- $\delta$  : Boundary layer thickness
- $\nu$  : Molecular kinematic viscosity
- $\rho$  : Density
- $\tau$  : Shear stress
- $\omega$  : Angular frequency of pulsation
- $\omega'$  : Dimensionless angular frequency  
 $\{=(Dh/2)^2 \cdot (\omega/\nu)\}$
- $\omega^+$  :  $\{=(Dh/2) \cdot \sqrt{(\omega/\nu)}\}$
- cl : Centerline value
- os : Oscillatory component
- ta : Time - averaged component

1. 서 론

난류 비정상유동은 공조덕트 설비, 열 교환기, 압축기, 맥동 제트엔진 및 맥동연소엔진 등과 같은 왕복동 유체기계에 연결된 덕트에서 발생하게 된다. 이러한 유동들은 하류로 흘러가면서 발달하는 과정과 완전 발달된 과정을 지나게 된다.

이러한 유체기계에 연결된 덕트 입구영역에서 유동해석은 유체기계를 설계하는데 기초적 자료를 제공할 수 있는데, 이들의 덕트 유동이 항상 원형단면만을 갖는 것은 아니다. 또한 지금까지 발달하고 있는 과정이나 완전 발달된 과정에 있는 난류 정상유동에 대하여 많은 연구가 이루어졌다. 예를 들면, Gessner et al.<sup>(1),(2)</sup>는 정사각덕트의 입구영역에서 난류정상유동을 실험과 수치적인 방법으로 연구하였고, McComas<sup>(3)</sup>는 일반적인 방법을 사용하여 임의의 단면을 가진 유동으로 응용할 수 있는 유체역학적 입구길이를 연구하였다.

그러나, 비원형덕트를 가진 난류 비정상유동에 대한 연구는 정사각덕트에서 완전 발달된 맥동유동이나 진동유동으로 제한되어 있다.<sup>(4)</sup>

그러므로, 비원형덕트의 입구영역에서 비정상유동에 대한 정확한 유동해석의 필요성을 인식하고, 이론적인 방법과 실험적인 방법으로 정사각덕트의 입구영역에서 난류 비정상유동에 속하는 난류 맥동유동에 대한 해석을 하게 되었다. 평균속도의 축방향과 2차유동 분포 및 축방향 난류성분의

제곱 평방근 값(Root Mean Square Value)에 대하여 실험을 통하여 얻어진 결과와 이론적으로 얻어진 예견 결과를 비교하였고, 이들의 결과에 근거하여 입구길이를 결정하였다.

2. 이론해석

이론해석에 사용한 좌표계는 그림 1에 나타내었다. 덕트의 벽으로부터 경계층이 발달하여 만나고, 입구로부터 하류로 진행하는데 계속하여 축방향 영역에 위치한 덕트 횡단면 중심부근에서의 유동은 비점성유동으로 간주될 수 있다. 또한, 이러한 부분에서의 2차유동 속도성분은 무시될 수 있다. 그러므로 이러한 조건에서 정사각덕트의 중심선에 대한 운동방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_{cl}}{\partial t} + \rho \bar{u}_{cl} \frac{\partial \bar{u}_{cl}}{\partial x} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \quad (1)$$

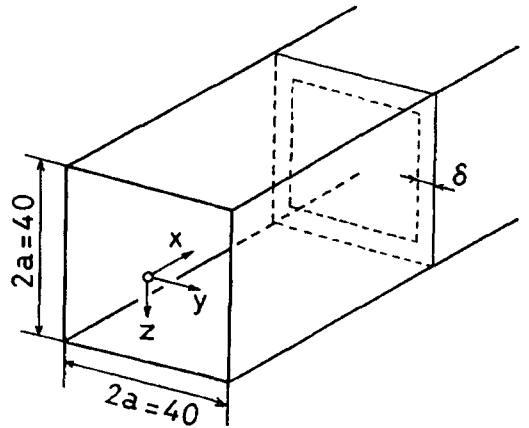


Fig. 1. Coordinate system

여기서  $\rho$ 는 유체의 밀도를,  $\bar{u}_{cl}$ 은 중심선에서의 축방향 평균속도,  $t$ 는 시간,  $x$ 는 축방향 좌표,  $\bar{p}$ 는 평균압력을 나타낸다.

평균압력구배  $\frac{\partial \bar{p}}{\partial x}$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.<sup>(5)</sup>

$$- \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = \rho \frac{d\bar{u}_m}{dt} + 4 \frac{\bar{\tau}_w}{Dh} \quad (2)$$

여기에서  $\bar{u}_m$ 은 덕트 횡단면 평균속도를,  $Dh$ 는

수력직경을,  $\bar{\tau}_w$ 는 벽면전단응력을 의미하는데,  $\bar{\tau}_w = \lambda_q \rho \bar{u}_m^2 / 8$ 을 이용하였고,  $\lambda_q = 0.316 Re^{-1/4}$ 를 이용하였다. 이들 식에서  $\lambda_q$ 는 준정상 마찰계수를 의미하고, 레이놀즈 수에 대한 식으로는  $Re = \bar{u}_m D_h / \nu$ 를 사용하였다.

덕트 횡단면 평균속도  $\bar{u}_m D_h / \nu$ 과 덕트 중심에서 의 속도  $\bar{u}_{cl}$ 은 다음과 같이 가정하였다.

$$\bar{u}_m = \bar{u}_{m, ta} (1 + A_1 e^{i\omega t}) \quad (3)$$

$$\bar{u}_{cl} = \bar{u}_{cl, ta} + \bar{u}_{cl, os} \quad (4)$$

여기에서  $A_1 (= |\bar{u}_{m, os, 1}| / \bar{u}_{m, ta})$ 은 속도 진폭비율,  $|\bar{u}_{m, os, 1}|$ 은  $\bar{u}_m$ 의 기본파 진폭을,  $\bar{u}_{m, ta}$ 는  $\bar{u}_m$ 의 시간평균값을 나타낸다.

식(3)과 식(4)를 식(1)에 대입하고,  $A_1 \ll 1$ 로 가정하면  $\bar{u}_{cl, os} \ll \bar{u}_{cl, ta}$ 가 되어 다음의 식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{u}_{cl, os}}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial \bar{u}_{cl, ta}^2}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{u}_{cl, ta} \cdot \bar{u}_{cl, os})}{\partial x} \\ &= \lambda_{q, ta} \frac{\bar{u}_{m, ta}^2}{2D_h} \\ &+ \bar{u}_{m, ta} A_1 \left\{ i\omega + \frac{7}{8D_h} \lambda_{q, ta} \bar{u}_{m, ta} \right\} e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (5)$$

여기에서도  $\lambda_{q, ta} = 0.316 Re^{-1/4}$ 와  $Re_{ta} = \bar{u}_{m, ta} D_h / \nu$ 를 사용하였다.

식(5)는 시간 독립성분과 시간 의존성분으로 나누어 정리할 수 있다.

$$\frac{\partial \bar{u}_{cl, ta}^2}{\partial x} = \lambda_{q, ta} \frac{\bar{u}_{m, ta}^2}{D_h} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{u}_{cl, os}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_{cl, ta} \cdot \bar{u}_{cl, os})}{\partial x} \\ &= \bar{u}_{m, ta} A_1 \left\{ i\omega + \frac{7}{8D_h} \lambda_{q, ta} \bar{u}_{m, ta} \right\} e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (7)$$

식(6)은 다음의 식(8)의 경계조건에서 식(9)와 같이 정리된다.

$$x=0 : \bar{u}_{cl, ta} = \bar{u}_{m, ta} \quad (8)$$

$$\bar{u}_{cl, ta} = \left(1 + \lambda_{q, ta} \frac{x}{D_h}\right)^{1/2} \bar{u}_{m, ta} \quad (9)$$

식(7)을 풀기 위하여 다음과 같은 가정을 할 수 있다.

$$\bar{u}_{cl, os} = g(x) e^{i\omega t} \quad (10)$$

그리고, 이들 식(9)와 식(10)을 식(2)에 대입하면 다음의 식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} & \frac{dg}{dx} + \left[ \frac{i\omega}{\left\{ \bar{u}_{m, ta} \left(1 + \lambda_{q, ta} \frac{x}{D_h}\right)\right\}} \right] \\ &+ \frac{\lambda_{q, ta}}{\left\{ 2D_h \left(1 + \lambda_{q, ta} \frac{x}{D_h}\right)\right\}} g \\ &= A_1 \frac{\left\{ i\omega + \left(\frac{7}{8D_h}\right) \lambda_{q, ta} \bar{u}_{m, ta} \right\}}{\left(1 + \lambda_{q, ta} \frac{x}{D_h}\right)^{1/2}} \end{aligned}$$

위의 식으로부터  $x=0 : g(x) = \bar{u}_{m, ta} A_1$ 의 경계조건으로 다음의 해를 얻을 수 있다.

$$g(x) = A_1 \bar{u}_{m, ta} (F_r + iF_i) \quad (12)$$

여기에서

$$\begin{aligned} F_r &= 1 + \frac{7\Omega^2}{4X} - \frac{7\Omega^2}{4X} \cos \left\{ \frac{(1-X)}{\Omega} \right\} \\ &- \frac{3\Omega}{4X} \sin \left\{ \frac{(1-X)}{\Omega} \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_i &= \frac{7\Omega}{4} + \frac{\Omega}{X} + \frac{3\Omega}{4X} \cos \left\{ \frac{(1-X)}{\Omega} \right\} \\ &- \frac{7\Omega^2}{4X} \sin \left\{ \frac{(1-X)}{\Omega} \right\} \end{aligned}$$

$$X = 1 + \lambda_{q, ta} x / D_h$$

$$\Omega = \lambda_{q, ta} Re_{ta} / (8\omega')$$

$$\omega' = \omega D_h^2 / (4\nu)$$

식(12)를 식(10)에 대입하여 실수부만을 정리하면 다음의 식을 얻게 된다.

$$\bar{u}_{cl, os} = \bar{u}_{m, ta} (F_r \cos \omega t - F_i \sin \omega t) \quad (13)$$

경계층에서 축방향 평균속도  $\bar{u}$ 는  $\frac{1}{7}$ 승 법칙에 의하여 다음처럼 가정될 수 있다.

$$\begin{aligned} \bar{u} &= \bar{u}_{cl}, \quad 0 \leq z \leq a - \delta \\ \bar{u}_m &= \bar{u}_{cl} \{(a-z)/\delta\}^{1/7}, \quad a - \delta \leq z \leq a \end{aligned} \quad (14)$$

여기서  $\delta$ 는 경계층 두께이고, 다음의 연속방정식으로부터 계산되었다.

$$\bar{u}_m = (a - \delta)^2 \frac{\bar{u}_{cl}}{a^2}$$

$$+\left(\frac{1}{a^2}\right) \int_{a-\delta}^a [2z\bar{u}_{cl}((a-z)/\delta)^{1/2}] dz \quad (15)$$

식(15)로부터 다음의 결과를 얻을 수 있다.

$$\frac{\delta}{a} = \frac{\left[15 - \left\{15 \left(\frac{64\bar{u}_{m,ta}}{\bar{u}_{cl,ta}} - 49\right)\right\}^{1/2}\right]}{8} \quad (16)$$

시간평균성분에 대하여 경계층 두께는 다음과 같이 정리된다.

$$\frac{\delta_{ta}}{a} = \frac{\left[15 - \left\{15 \left(\frac{64\bar{u}_{m,ta}}{\bar{u}_{cl,ta}} - 49\right)\right\}^{1/2}\right]}{8} \quad (17)$$

### 3. 실험

#### 3.1 실험장치

실험장치의 개략도는 그림 2에 나타낸 것 처럼, 크기가 40×40×4,000mm인 정4각덕트와 스카치 요크형 가진기, 유량을 측정하기 위한 오리피스, 블로워 및 맥동주파수를 무단으로 변속할 수 있는 변속모터등으로 구성되어 있다.

비정상유동인 맥동유동은 스카치 요크형 가진기와 블로워에 의하여 생성되었다. 시간평균 유량은 서지 탱크와 블로워 사이에 설치된 유량제어밸브에 의하여 조절되었고, 진동성분의 진폭은 가진기의 피스톤 행정의 변화에 의하여 변화되었다.

맥동유동의 유량은 오리피스로 측정되었는데, 정확도가 만족스럽게 입증되었고<sup>6)</sup>, 맥동유동의 유량은 정4각덕트의 하류에 연결된 원형덕트의 횡단면에 대하여 측정된 측방향 평균속도를 적분함으로써 얻어졌다. 이들의 두 결과는 각각 오차범위가

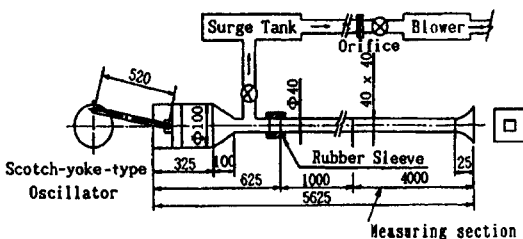


Fig. 2. Schematic diagram of experimental apparatus

Table 1. Experimental condition for developing turbulent pulsating flows

x/Dh	F(Hz)	$\omega^+$	Ap(mm)	Reos	Ret <sub>a</sub>	A <sub>1</sub>
5	2.08	18.79	50	20000	33200	0.6
			115	46900	66400	0.7
10	2.08	18.79	50	20000	33200	0.6
			115	46900	66400	0.7
20	2.08	18.79	50	20000	33200	0.6
			115	46900	66400	0.7
30	2.08	18.79	50	20000	33200	0.6
			115	46900	66400	0.7
40	2.08	18.79	50	20000	33200	0.6
			115	46900	66400	0.7
50	2.08	18.79	50	20000	33200	0.6
			115	46900	66400	0.7
60	2.08	18.79	50	20000	33200	0.6
			115	46900	66400	0.7
90	2.08	18.79	50	20000	33200	0.6
			115	46900	66400	0.7

±3%이내에서 일치하였다.

맥동유동은 속도진폭비 A<sub>1</sub>과 무차원 각주파수  $\omega^+ (=D_h^2 \omega / (4\nu))$  및 시간평균 레이놀즈 수  $Re_{ta} (= \bar{u}_{m,ta} D_h / \nu)$ 에 의하여 규정된다. 속도측정은 무차원 측방향 위치 x/D<sub>h</sub>를 5부터 90까지 변화시켜가면서 각 단면에서 ( $z = z/(D_h/2)$ )는 0부터 0.95로 변화시켜가면서 열선풍속계를 이용하여 이루어졌다. 실험조건은 Table 1에 나타내었다.

열선풍속계의 출력 시그널은 A/D 변환기가 장착된 퍼스널 컴퓨터에 의하여 분석되었다.

### 4. 결과 및 고찰

#### 4.1 평균유동특성

그림 3은 맥동유동의 50 사이클에 해당하는 속도파형을 보여주고 있다. 유동이 하류로 진행함에 따라 가속위상의 초기단계와 감속위상의 마지막 단계를 제외한 거의 모든 위상에서 난류의 파동성분이 나타나고 있다. 그림 4에 나타낸 것처럼, 감속위상보다는 가속위상에서 국부적인 난류강도가 약간 약하게 나타남을 알 수 있었다.

그림 5에서부터 그림 7은  $Re_{ta} = 66400$ 인 경우의 시간평균 속도와 진폭  $|\bar{u}_{os,1}|$  및 기본파에 대

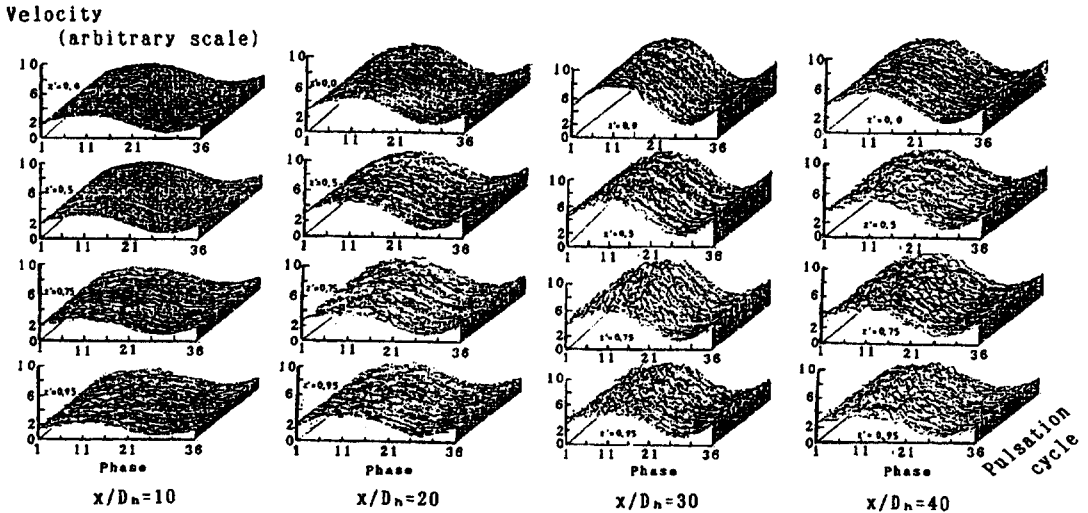


Fig. 3. Velocity waveforms of developing turbulent pulsating flows for  $Re_{ta}=66400$  and  $Re_{os}=46900$

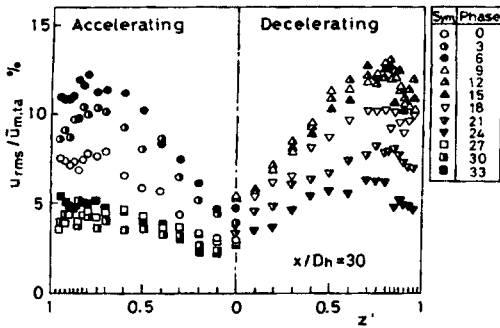


Fig. 4. Radial distributions of turbulence intensity for  $Re_{ta}=66400$  and  $Re_{os}=46900$

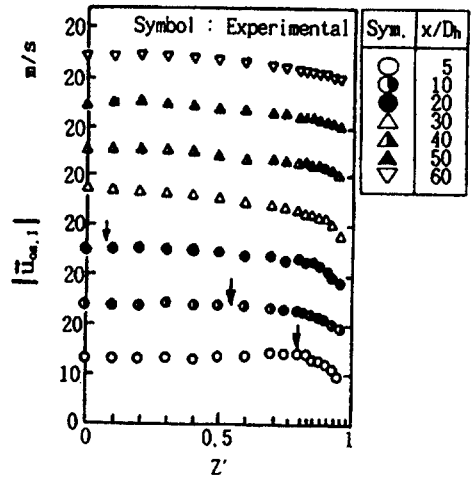


Fig. 6. Cross-sectional profiles of the amplitude of the fundamental wave of  $\bar{u}_m$  for  $Re_{ta}=66400$  and  $Re_{os}=46900$

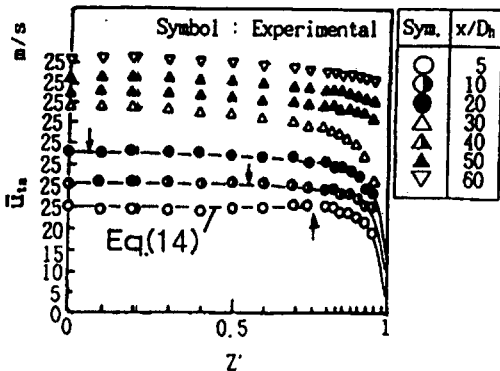


Fig. 5. Cross-sectional profiles of the time-averaged value of  $\bar{u}_m$  for  $Re_{ta}=66400$  and  $Re_{os}=46900$

한 위상각  $\angle \bar{u}_{os,1}$ 을 보여주고 있다. 그림에서 화살표는 정4각덕트의 벽면에서 발달한 경계층의 외부 선단( $z=a-\delta_{ta}$ )을 의미하며, 여기서  $\delta_{ta}$ 는 식(17)에 의하여 계산되었다. 그림 5에서, 축방향 위치가  $x/D_h < 20$ 인 경우에 시간평균 축방향 속도  $\bar{u}_a$ 는 식(14)에 잘 일치하므로 계산을 할 때  $\bar{u}_{cl}$ 을  $\bar{u}_{cl,ta}$ 로 대신할 수 있었다. 이 사실이 현재 사용하고 있는 비점성 해의 유용성을 증명해 준다.  $\bar{u}_{ta}$ 와  $|\bar{u}_{os,1}|$  및

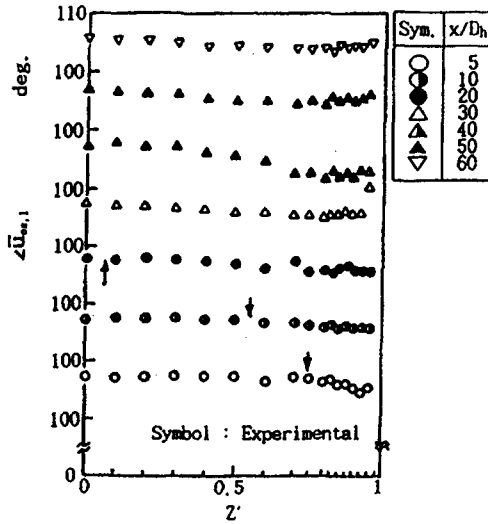


Fig. 7. Cross-sectional profiles of the phase angle of the fundamental wave of  $\bar{u}_m$  for  $Re_{\tau a} = 66400$  and  $Re_{os} = 46900$

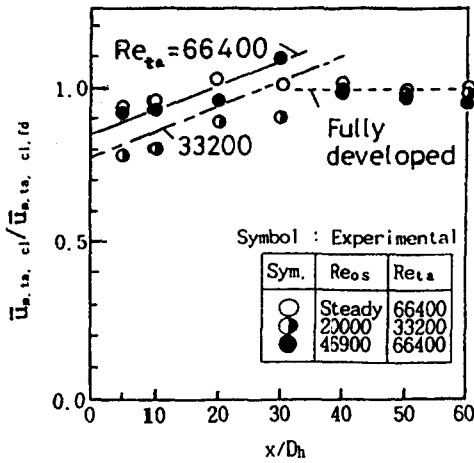


Fig. 8. Distributions of time-averaged value of  $\bar{u}_m$  on the centerline

$\angle \bar{u}_{os, 1}$ 의 횡방향분포가  $x/D_h = 40$ 의 하류에서도 거의 변화되지 않음이 확인되었다.

그림 8에서부터 그림 10에는  $\bar{u}_{ta, cl}$  과  $|\bar{u}_{os, 1, cl}|$  및  $\angle \bar{u}_{os, 1, cl}$ 의 덕트 중심에서 얻어진 값들을 나타내면서  $x/D_h = 90$ 인 완전 발달된 영역에서 얻어진 값들과 비교하였다.  $\bar{u}_{ta, cl}$  과  $|\bar{u}_{os, 1, cl}|$ 의 분포에서 Overshoot 현상이  $x/D_h = 30$ 부근에서 발견되었는데, 이러한 Overshoot 현상은 덕트 입구의 매우

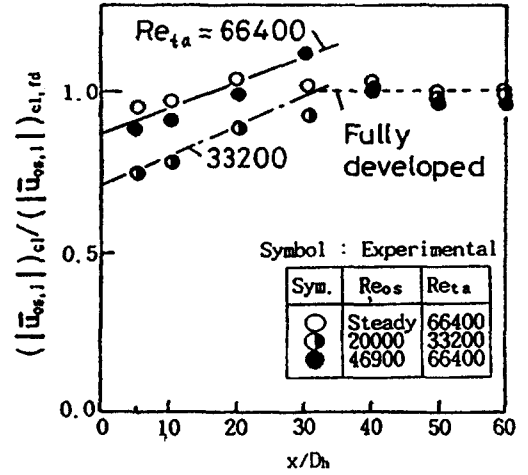


Fig. 9. Distributions of the amplitude of  $\bar{u}_m$  on the centerline

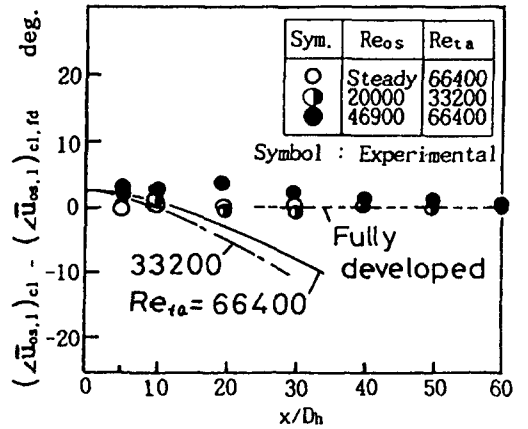


Fig. 10. Distributions of the phase angle of  $\bar{u}_m$  on the centerline

낮은 난류강도상태에서 발달하는 유동에 나타나는 전형적인 형태이다. 이들 그림에서 실선과 일점쇄선은 현재 이용하고 있는 비점성이론에 근거한 이론적인 예측 값을 나타내고 있다.

이들 그림에서 측정된 값과 예견된 값이  $x/D_h$ 인 영역에서 비교적 잘 일치하고 있다. 또한,  $x/D_h > 40$ 인 영역에서는 파선으로 나타낸 완전 발달된 값들과 잘 일치하고 있다. 그러므로 평균유동 특성에 근거한 입구길이는  $x/D_h$ 가 40부근이었다.

4.2 난류특성

원형 관의 벽 근방에서 생성된 난류의 반경방향 전파에 대한 실험에 의하면, 전파시간 ( $\Delta t - \Delta t_g$ )는 다음의 식으로 표현되어 있다.

$$\frac{\bar{u}^*, ta(\Delta t - \Delta t_g)}{(Dh/2)} = 1.5 \left\{ \frac{(z_g - z)}{(Dh/2)} \right\}^{1/2} \quad (18)$$

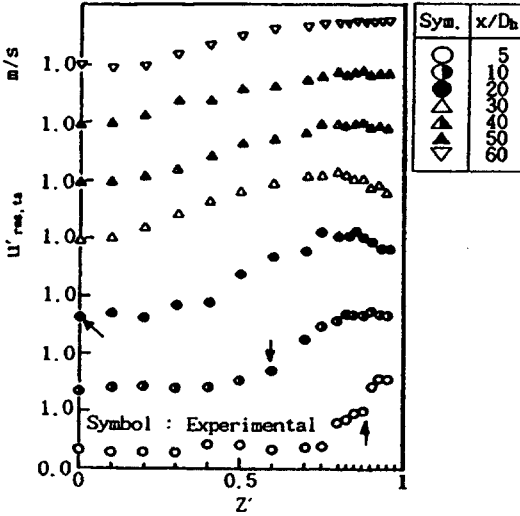


Fig. 11. Cross-sectional profiles of the time-averaged value of  $u'_rms$  for  $Ret_a=66400$  and  $Re_{os}=46900$

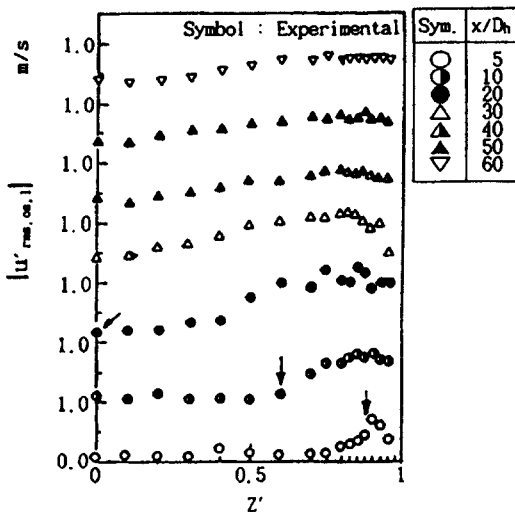


Fig. 12. Cross-sectional profiles of the amplitude of  $u'_rms$  for  $Ret_a=66400$  and  $Re_{os}=46900$

여기서  $\bar{u}^*, ta$ 는 시간평균 마찰속도를,  $z_g$ 는 난류 생성의 횡방향 위치,  $\Delta t_g$ 는 다음의 식으로 표현되는  $z=z_g$ 에서의 시간지연을 나타낸다.

$$\Delta t_g = \frac{(\Delta \bar{u}'_{m,os,1} - \Delta \bar{u}'_{rms,os,1})}{\omega} \quad (19)$$

여기서  $\angle \bar{u}'_{m,os,1}$ 은 축방향 난류성분의 평방근 값  $\bar{u}'_{rms,os,1}$ 의 기본파에 대한 위상각이다. 원형 관의 맥동유동에서  $Ret_a > 30000$ 인 경우에  $\Delta t_g \approx Dh/2$ 로 알려져 있다. 그런데, 현재  $Ret_a$ 값은 30000보다 크므로  $\Delta t$ 는 다음의 식으로 감소된다.

$$\Delta t = \frac{0.75Dh(1-z)^{1/2}}{\bar{u}^*, ta} \quad (20)$$

난류는 입구에서 생성되어 축방향 평균속도를 갖고 축방향으로 전달된다<sup>(7)</sup>는 가정을 하게 되면,  $\Delta t$ 는 다음의 식으로 계산된다.

$$\Delta t = \frac{x}{\bar{u}_{ta,cl}} \quad (21)$$

식(20)과 식(21)을 조합하면 다음의 식을 얻을 수 있다.

$$z = 1 - \left\{ \left( \frac{4}{3} \right) \left( \frac{\bar{u}^*, ta}{\bar{u}_{ta,cl}} \right) \left( \frac{x}{Dh} \right) \right\}^2 \quad (22)$$

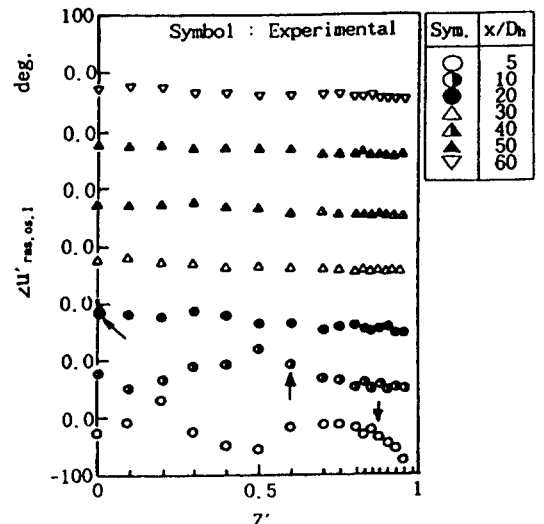


Fig. 13. Cross-sectional profiles of the phase angle of  $u'_rms,os,1$  for  $Ret_a=66400$  and  $Re_{os}=46900$

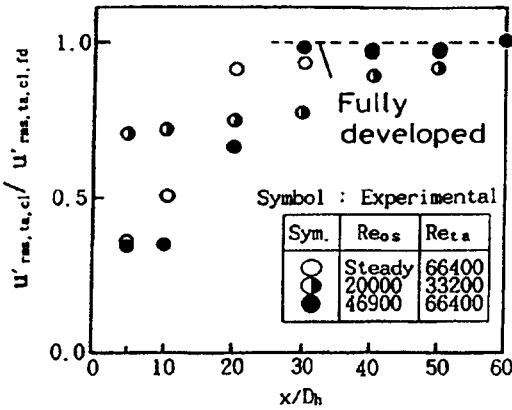


Fig. 14. Distributions of  $u'_{rms, ta, cl} / u'_{rms, ta, cl, fd}$

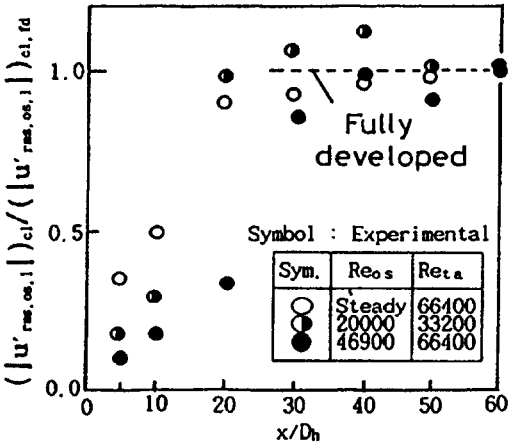


Fig. 15. Distributions of  $|u'_{rms, os, 1}|_{cl} / (|u'_{rms, os, 1}|_{cl, fd})$

그림 11에서 부터 그림 13은  $u'_{rms}$ 의 기본파에 대한 시간평균 값과 진폭 및 위상각의 횡방향 분포를 보여주고 있다. 각 그림에서, 측정된 값들이 화살표로 나타낸 축방향 위치에서 z방향으로 증가되고 있다. 그림 13에서  $x/D_h$ 가 5와 10에 대한 데이터들의 흩어짐이 크게 나타나고 있는데, 이것은  $u'_{rms}$ 의 크기가 입구근방에서 매우 작기 때문이다.

덕트 중심에서의  $u'_{rms, ta}$ 와  $|u'_{rms, os, 1}|$  및  $\angle u'_{rms, os, 1}$ 의 분포는 그림 14에서부터 그림 16에 나타내었다. 난류특성에 근거한 입구길이는 약  $60D_h$  정도이었다. 그러므로 평균유동 특성에 근거한 입구 길이와 비교하여, 현 실험조건하에서 비정상유동에 해당하는 발달하는 난류맥동유동에 대한 입구 길이는  $60D_h$ 로 결정할 수 있다.

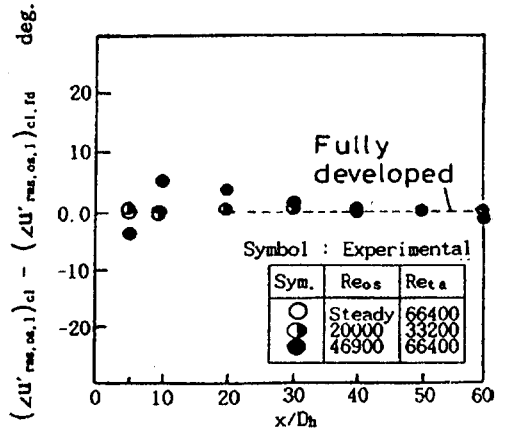


Fig. 16. Distributions of  $\text{left}(\Delta u'_{rms, os, 1})_{cl, fd} - (\Delta u'_{rms, os, 1})_{cl, fd}$

### 5. 결 론

- (1) 정4각덕트의 입구영역에서 덕트 중심에 대한 난류 맥동유동의 축방향 평균속도를 표현하기 위하여 비점성이론을 적용했는데, 그 해가 측정된 값과 근접하게 일치함을 확인하였다.
- (2) 국부적인 난류강도는 감속위상보다는 가속위상에서 약간 약하게 나타난다.
- (3) 정4각덕트의 입구영역에서 난류의 횡방향 전파는 원형관에서 난류의 반경방향 전파에 대하여 제한된 실험 상관관계에 의하여 예견될 수 있다.
- (4) 정4각덕트에서 비정상유동에 해당하는 난류 맥동유동의 입구길이는 현재의 실험조건하에서  $60D_h$ 이다.

### 참고문헌

- 1) Gessner, F. B. and Emery, A. F., "The Numerical Prediction of Developing Turbulent Flow in Rectangular Duct", Trans. ASME, J. of Fluids Eng., Vol. 103, p. 445, 1981
- 2) Gessner, F. B., Po, J. K. and Emery, A. F., "Measurements of Developing Turbulent Flows in a Square Duct", Rep. Univ. of Washington, p.



119, 1977

- 3) McComas, S. T., "Hydrodynamic Entrance Lengths for Ducts of Arbitrary Cross Section", Trans. ASME, J. of Basic Eng., p. 847, 1967
- 4) Ohmi, M., Iguchi, M. and Akao, F., "Laminar-turbulent Transition and Velocity Profiles of Oscillatory Rectangular Duct Flows", Bull. JSME, Vol. 27, No. 229, p. 1399, 1984
- 5) Koh, Y. H., "A Study on Turbulent Characteristics of Developing Turbulent Steady and Unsteady Flows in the Entrance Region of a Square Duct", Ph. D. dissertation presented at Chosun University, 1992
- 6) Kawabata, H., Iguchi, M., Okamoto, K. and Ohmi, M., "Laser and Hot Wire/Film Velocimeters and Their Application - II", p. 173, 1989
- 7) Hinze, J. O., "Turbulence", McGraw Hill, p. 41, 1959

## 후 기

이 논문은 1997년도 조선대학교 병설 공업전문대학 학술연구비의 지원을 받아 연구 되었음.

## 저 자 소 개



### 고영하(高永下)

1959년 10월생. 1985년 조선대학교 공과대학 기계공학과 졸업. 1987년 조선대학교 대학원 우주공학과 졸업(석사). 1992년 동대학원 졸업(박사), 1998년 현재 조선대학교 병설 공업전문대학 기계설계과 교수