

<論 文>

圓柱 뒤의 2次元 後流 流動 特性

夫禎淑* · 尹焯鉉** · 李鍾春*** · 姜昌壽****

(1985年 5月 14日 接受)

Characteristics of Two-Dimensional Turbulent Wake Flow behind a Circular Cylinder

Jung Sook Boo, Soon Hyun Yoon, Jong Choon Lee and Chang Soo Kang

Key Words: Near Wake(近接後流), Coherent Structure(코히어런트 構造), Reynolds Shear Stress(레이놀즈 전단 應力), Inertial Subrange(平衡副域), Velocity Defect(速度缺損)

Abstract

Two-dimensional turbulent wake flow behind a circular cylinder is investigated experimentally by using linearized constant temperature hot wire anemometer.

Turbulent fluctuations and mean velocity defects are measured in the range of 5 dia.—500 dia. downstream from the cylinder and for the Reynolds numbers of 2000~4000.

Results with statistical treatment and digital data processing techniques are as follows:

- (1) The transition region from near wake to far wake is 30 dia.—50 dia. downstream from the cylinder.
(2) In the near wake, it is found that strong pericdic (f=345Hz) coherent structure exists.
(3) It shows that the inertial subrange is 180Hz~2000Hz in self preservation region.

記 號 說 明

Table with 2 columns: Symbol and Definition. Symbols include ACC(R(tau)), PSD(E), F, L(Lu, Lv), P(P(u), P(v)), Re, S, Si, U0, 1/2 U0^2, U-bar, Delta U-bar, Delta U-bar_m, b_1/2, cd, d, f, fs, k, l, u^2, v^2, w^2.

*正會員, 釜山大學校 工科大學 機械工學科
**正會員, 釜山大學校 工科大學 機械設計工學科
***釜山大學校 大學院 機械工學科
****正會員, 慶北大學校 工科大學 機械工學科

$\overline{q^2} = 0.75(\overline{u^2} + \overline{w^2})$: 亂流運動에 너지 (turbulent kinetic energy)

t : 시간(sec)

t_0 : 적분시간스케일(integral time scale)

u, v, w : x, y, z 방향 속도변동(velocity fluctuation)

$\sqrt{\overline{u^2}}, \sqrt{\overline{v^2}}, \sqrt{\overline{w^2}}$: u, v, w 의 R.M.S 값

x, y, z : Cartesian 좌표계

γ : 間歇度(intermittency factor)

ν : 공기의 동점성계수

τ : 지연시간(time delay)[sec]

τ_0 : $R(\tau)$ 의 값이 0 되는 최초시간

— : 시간에 대한 평균

1. 序 論

亂流 流動場에 어떤 장애물이 있을 때 그 후면에 나타나는 後流流動(wake flow)은 매우 복잡하고 渦(eddy)들의 運動에 의해 熱傳達, 物質傳達 및 運動量傳達이 매우 활발하게 이루어지며, 특히 물체가 받는 抗力에 직접적인 영향을 미치고 있으므로 亂流流動에 對한 이해와 함께 많은 研究가 進行중에 있다. 장애물로서 가장 간단한 모양으로 생각되는 圓柱를 均一流動場에 두었을 때 2차원적인 後流流動을 관찰할 수 있고, 이때의 後流流動은 코히어런트 구조가 存在하는 발달구역인 近接後流와 動的相似가 이루어져서 기존의 난류 모델로 해석이 가능한 後流로 구분될 수 있다.

최근의 연구자료에서 近接後流에 대한 연구로는, H. C. Boisson^(1),2)이 $x/d=2, 4$ 에서 $Re=52300$ 일 때 Tonsend^(3),4)가 처음 도입한 間歇度 해석을 위상평균기법(phase averaging method)에 확장 적용한 實驗結果와 Navier-Stokes 方程式의 類數值解析結果를 비교하여 定渦 점성모델(constant eddy viscosity model)이 亂流流動解析에 不適合하며, 後流流動 내의 코히어런트 渦流(Coherent vorticies)를 나타내는 데 있어서 速度보다 溫度變動에 의한 해석표현이 더 확실함을 보였다. F.K. Owen & D.A. Johnson⁽⁵⁾은 hot film과 LDV를 사용하여 Mach 수 0.6일 때 圓柱 바로 후방($x/d=1\sim 5$)에서 後流의 대규모 혹은 소규모의 亂流構造에 관한 정보를 變動成分의 위상평균기법을 도입하여 구하고, 통계적 처리방법으로 확률밀도함수를 적용하여 渦들의 회전방향에 대한 해석을 하고 있다.

먼후류에 대하여는, Uberoi & Freymuth⁽⁶⁾가 원주 후방 $x/d=50\sim 800$ 에서의 亂流變動成成的 파워스펙트럼을 구하여 대규모 亂流의 스펙트럼이 非等方성이^[7]

고 動的인 相似를 이루며 소규모 亂流는 局部的으로 等方性임을 보인 바가 있다. 또한 Adachi & Yoshida⁽⁸⁾는 近似數值解析結果를 實驗値와 비교함으로써 Spalding의 有限差分法이 2차원 圓柱의 亂流後流流動에도 적용 가능함을 보여주고 있다.

이외에도 多數의 後流流動에 관한 研究結果가 있으나, 대부분 근접후류 또는 먼후류의 한 영역에 대한 것들이다.

本 研究에서는 圓柱(circular cylinder)가 均一速度場에 놓였을 때의 2次元의 亂流後流流動 特性을 實驗에 의해 조사하고, 근접후류에서의 주기적인 대규모 운동에 의한 코히어런트構造가 下流에서 自體類似(self-preserving)로 되어 가는 데 있어서의 亂流變動成分에 관한 해석을 위해 확률밀도함수, 자기상관계수, 파워스펙트럼 등과 같은 통계적 처리기법을 도입하고자 한다.

均一流動場에 圓柱가 있을 때 折力이 갑자기 줄어지는 임계 레이놀즈수는 10^5 정도의 값을 가지고 있음은 一般的으로 알려져 있으므로 本 研究에서의 레이놀즈수는 그 이하인 10^3 정도의 範圍에서 實驗하고, 實驗領域은 圓柱로부터 下落的의 $x/d=5\sim 500$ 에 걸쳐 근접후류와 먼후류領域으로 크게 나누어 그 特性과 遷移領域을 밝혀 보고자 한다.

2. 實 驗

2.1. 實驗裝置 및 方法

實驗에 사용된 풍동은 Plint & Partner社 제품의 閉回路 노즐형의 흡입식 아음속 풍동으로 Fig. 1과 같다. 空氣 吸入은 5馬力 삼상 교류 전동기로 구동되는 軸流送風機에 依하며, 노즐형의 축소부로부터 流入된 空氣는 시험구간(test section)을 거쳐 擴大部를 지나서 송풍기를 통해 흘러간다. 풍동 전체 길이는 4950mm이고, 축소부의 길이는 905mm, 입구 면적은 533×533 mm, 출구 면적은 305×305 mm이며 노즐 면적 축소비는 약 3정도이다. 한편, 擴大部の 길이는 1065mm로

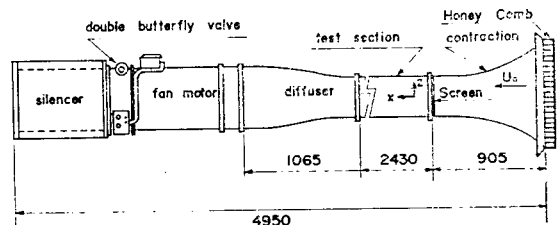


Fig. 1 Schematic diagram of the wind funnel

완만한 각도로 확대되어 있으며, 시험구간의 길이는 2430mm, 단면적 305×305mm이며 여기서 얻어진 속도범위는 3~15m/s이다. 시험구간의 재질은 투명한 아크릴로 하였으며, 시험구간에서 平均速度를 均一하게 하고 亂流度(turbulent level)를 줄이기 위해 풍동입구에는 honeycomb을 장착하고 시험구간 입구에 250mesh 철망을 붙였다⁽⁸⁾.

모델을 設置하기 前에 平均速度分布를 조사한 결과는 벽면 근방을 제외하고는 약 3%이내의 差異를 보였으며, 亂流度는 0.003~0.006 정도로 나타났다. 따라서 本 實驗裝置는 대체로 均一한 速度場을 가지고 있다고 볼 수 있다.

實驗에 使用된 모델은 지름 3mm 와 6mm의 圓柱이며, 시험구간 입구로부터 750mm인 지점에 축이 z 방향에 平行하도록 設置하였다.

West & Apelt⁽⁹⁾에 依하던 종횡비(aspect ratio) 40 이상이고 폐쇄비(blockage ratio)는 6%이하일 때, 자유흐름(free stream)에 대한, 원주로 인한 벽면 효과가 무시된다고 한다. 本 實驗에서 使用된 모델의 종횡비와 폐쇄비는 各各 50.83 및 2%이므로 양호하다.

平均速度 U_0 인 均一流動場에서 圓柱下落의 速度分布는 Fig. 2와 같다. 모든 測定은 원주의 길이(z 방향)의 중간 부분을 포함하는 평면상(x-y면)에서 하고, 좌표의 원점은 원의 중심에 둔다. 測定位置는 $x=5d, 10d, 20d, 50d, 100d, 200d, 300d, 400d, 500d$ 등에서 하며 필요에 따라 y방향으로 프로우브를 이동시킨다.

速度變動에 관한 모든 測定은 지수가 변형 선형기가 부착된 定溫型熱線風速計(KANOMAX Model 7224)를 사용하였으며, 센서는 직경 5 μ , 길이 1mm의 백금 도금 텅스텐선으로 단일 직선형 I프로우브와 X프로우브를 사용하였다.

센서의 y방향 이동은 0.05mm의 최소 이동거리를 가지는 관측용 공기 현미경에 사용되는 이동기구를 써서 정밀이송이 가능하게 하였고, 직경 4mm, 길이 300mm의 피토우정압관을 마이크로마노미터(Model-FC 004)에 연결하여 원주 상류측의 압력 측정과 열선풍속

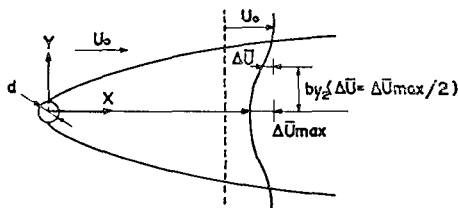


Fig. 2 Schematic diagram of the wake flow

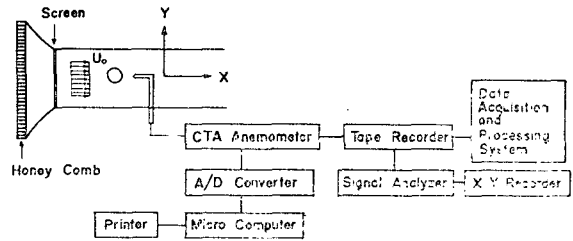


Fig. 3 Diagram of measuring system

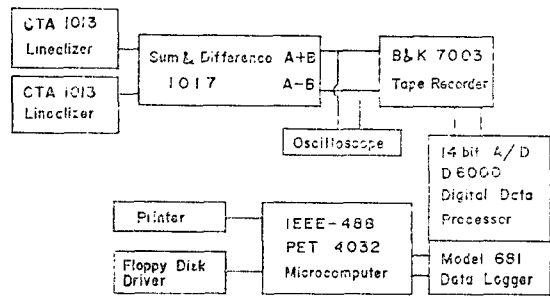


Fig. 4 Diagram of data acquisition system

계의 보정에 사용하였다.

2.2. 데이터처리

熱線風速計에서 검출된 亂流速度成分은 오실로스코프(NFDS-332 storage type)로 확인하면서, A/D 변환장치로 보낸다. A/D 변환장치에서는 샘플링시간을 0.1초, 샘플링 갯수를 200개로 하고, CTA(constant-temperature hotwire anemometer)의 D.C 볼트미터와 RMS 미터를 시정수 0.1로 놓고 출력을 받아 평균속도와 亂流變動成分의 RMS 값을 分析하였으며, 동시에 x, y 방향의 亂流成分인 u 및 v 신호는 CTA 내에서 선형화시킨 후 테이프레코더에 녹음시켰다.

녹음된 신호는 신호분석(FFT: SD375)에 의해 확률밀도함수(PDF), 자기상관계수(ACR), 파워스펙트럼 밀도함수를 x-y 레코더에 도시하였다. 또한, 녹음된 신호들은 디지털 데이터 프로세싱(Data Precision Co. Model 601)에 의해 14 비트로 A/D 변환되어 측정점당 20480개의 데이터를 샘플링 주파수 10kHz로 샘플링하여 floppy disk driver에 저장시키고, 이 저장된 데이터는 마이크로컴퓨터(PET4032)에 의해 온라인된 후 다시 디지털 데이터(D6000)에 입력되어 난류변동성분의 자기상관을 구하여 적분길이스케일을 분석하였다. Fig. 3은 測定裝置들의 연결 상태를, Fig. 4에는 데이터처리 과정을 보인다.

3. 實驗結果 및 考察

3.1. 近接後流(Near Wake)

近接後流에 대한 실험은 $Re=3827$ 일 때 $x/d=0\sim50$ 의 범위에서 하였다.

Fig. 5에는 $x/d=5, 10, 20$ 에서 測定된 亂流變動의 u 및 v 變動에 對한 亂流運動에너지 分布를 나타내었다. v 變動의 경우 (Fig. 5(b)), 後流중심(中心線上)에서 最大값을 가지며 x 의 位置에 따라 均一流 運動에너지의 각각 11.4%, 4%, 1% 정도를 가지며, 하류로 갈수록 y 방향에의 變化幅이 줄어들고 있다. 반면 u 變動의 경우는 後流중심선에서의 亂流運動에너지가 各各 2%, 1.8%, 0.9% 정도로, 중심선상에서의 亂流運動에너지는 圓柱直後面에서 v 變動이 u 變動보다 상당히 크지만 하류로 갈수록 그 差異는 점차 줄어들고 있다. 한편 $x/d=5$ 에서의 u 變動에너지는 特異하게 중심선의 값보다도 y 방향의 양쪽에 最大값이 나타나는 바이모달(bimodal)형태를 보이고 있는 것은 앞으로 설명하게 될 와류유출의 영향으로, 원주로부터의 거리가 얼마 되지 않은 위치에서는 이 영향이 크게 나타난 것으로 생각된다.

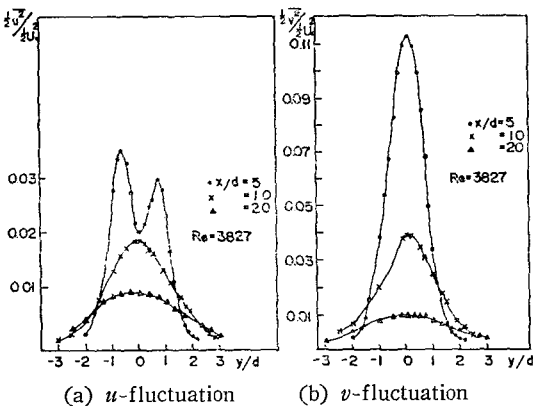


Fig. 5 The distribution of turbulent kinetic energy

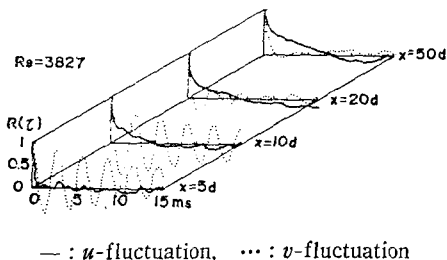


Fig. 6 Auto correlation along the wake center line

Fig. 6은 $x/d=5, 10, 20, 50$ 의 위치에서 測定된 u 및 v 변동의 자기상관계수를 보인 것이다. $x/d=5$ 와 10 에서는 v 變動은 강한 주기성(약 2.9ms, 345Hz)을 보이고, 진폭도 비교적 크지만 $x/d=20$ 에서는 진폭이 감소되고 있으며, $x/d=50$ 에서는 週期的인 성분을 보이지 않고 있다. 즉, $x/d=20$ 부근까지 存在하는 週期성은 이 位置에서 와류유출의 持續을 意味한다.

이러한 v 變動의 週期性(2.9ms, 345Hz)은 와류유출 주파수(vortex shedding frequency)에 해당되는 것으로, 이 주파수에 의한 Strouhal 數를 구해 보면, $S_s = 0.21(f \cdot d / v_0^2)$ 이 되고, 이는 Roshko⁽¹⁴⁾가 測定한 값과 잘 일치한다.

자기상관계수가 최초로 0이 되는 시간은 v 變動에서는 x 의 位置에 관계없이 一定하지만, u 變動은 $x/d=5$ 에서 v 變動과 같고 하류로 갈수록 그 값이 커진다. 즉, $x/d=5$ 이후는 全般的으로 v 變動의 자기상관계수가 u 變動보다 빨리 없어지므로 v 變動의 적분시간스케일(integral time scale)이 u 變動보다 작음을 알 수 있다.

Fig. 7은 Fig. 6으로 부터의 자기상관계수가 최초로 0이 되는 시간까지를 Simpson rule에 의해 적분하여 구한 적분시간스케일에 그 지점의 평균속도를 곱해서 얻은 적분길이스케일(L)은 나타낸 것이다. 그림에서 점선은 Adachi & Yoshida⁽⁷⁾의 實驗結果로부터 \sqrt{x} 에 비례하는 것이나, 本 實驗結果와는 그 경향이 대체로 맞고 있다.

Fig. 8은 $x/d=5$ 에서 y 방향의 3 위치에서 자기상관계수 分布를 보인 것이다. $y/d=0$ 에서 u 變動에 週期性이 나타나지 않음은 Fig. 7에서 본 바와 같으나, $y/d=0.5$ 에서는 v 變動과 주파수가 같은 뚜렷한 週期性이 나타나고, $y/d=1$ 에서는 진폭까지도 거의 v 變動에 접근하고 있다. 즉, 後流中心線으로 부터 가장자리 쪽

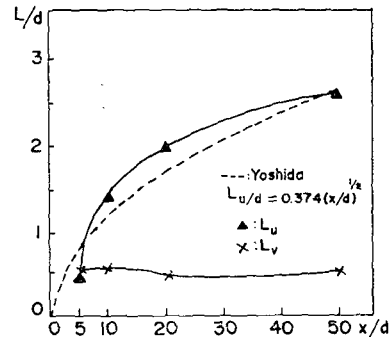
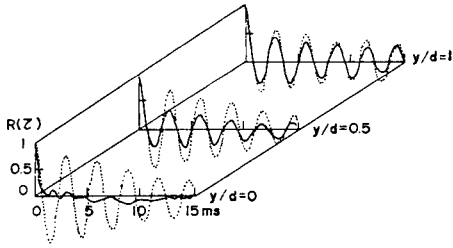
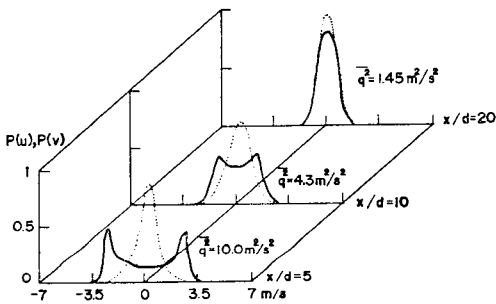


Fig. 7 Distribution of integrated length scales along the wake center line



— : u -fluctuation, ... : v -fluctuation
Fig. 8 Auto correlation at $x/d=5$



$q^2=0.75(u^2+v^2)$: turbulent kinetic energy,
— : v -fluctuation, ... : u fluctuation

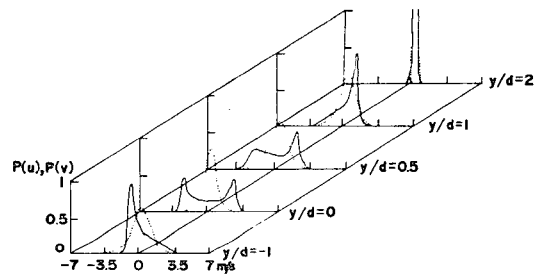
Fig. 9 Probability density junction along the wake center line

으로 갈수록 週期性이 강해지고, v 變動과 같은 유출주파수를 갖고 있음을 알 수 있다.

Fig. 9 에는 $x/d=5, 10, 20$ 의 後流中心線에서의 확률 밀도함수(probability density function)를 나타내었다. v 變動의 확률밀도함수 $P(v)$ 는 코히어런트구조를 특징 지을 수 있는 바이모달형태가 나타나는 데, $x/d=5$ 에서 가장 뚜렷하고 하류로 갈수록 그 정도는 약해져서 $x/d=20$ 에서는 項上部에 오목한 부분으로 약간 남아 있다. 이는 Fig. 5에서 觀察한 週期성과 비교할 수 있다. 한편, u, v 變動 모두 그 速度幅이 좁아지고 있으며 亂流速度에너지도 各各 10.0, 4.3 및 1.45 m^2/s^2 으로, 하류로 갈수록 급격히 감소하여 均一流 速度에너지의 약20%, 8.6% 및 2.9%로 나타나고 있다. 여기서 亂流速度에너지는 Bradshaw(1967)⁽¹¹⁾가 제안한 $\bar{w}^2 = \frac{1}{2}(u^2+v^2)$ 를 적용하여 $\bar{q}^2=0.75(u^2+v^2)$ 의 식에서 구한 것이다.

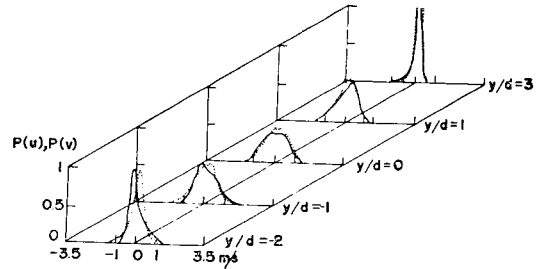
Fig. 10 과 Fig. 11 에는 $xd=5$ 와 20에서의 $P(u)$ 및 $P(v)$ 分布를 y 방향에 대해 나타내었고, Fig. 12 에는 그 偏向程度를 나타내기 위해 비틀림을 보인다. $x/d=5$ 에서, Fig. 10 으로부터 v 變動의 바이모달이 後流中

心線에서 뚜렷하고, $y/d=0$ 이외의 位置에서는 $P(v)$ 가 偏向되어 있음을 볼 수 있으며, Fig. 12로부터 $0 < y/d < 3$ 에서는 $S(v) < 0$ 로 $v < 0$ 成分이 支配的이고 $-3 < y/d < 0$ 에서는 $S(v) > 0$ 로 成分이 支配的임을 알 수 있다. 또한, $v > 0$ $y/d = \pm 3$ 근방에서 $S(v) = 0$ 에 접근하고 있음은 자유흐름과 後流의 境界임을 알 수 있다. 그리고, $y/d=0$ 이외의 $-2 < y/d < 2$ 에서 $S(u) < 0$ 임은 $u < 0$ 이 支配的이다. 以上에서 考察된 $S(u)$ 및 $S(v)$ 를 종합해서 검토해 보면, 後流流動이 $y/d > 0$ 에서는 시계 방향이고, $y/d < 0$ 에서는 반시계 방향으로 권입되고 있음을 알 수 있다.



— : fluctuation, ... : u -fluctuation

Fig. 10 Probability density function at $x/d=5$



— : v -fluctuation, ... : u -fluctuation

Fig. 11 Probability density function at $x/d=20$

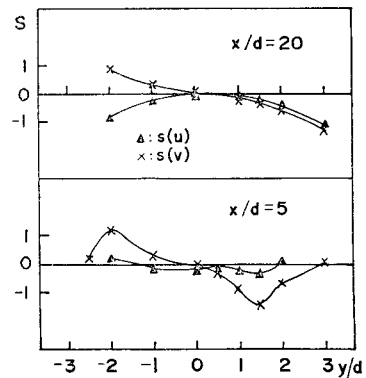


Fig. 12 Skewness of u & v fluctuat at $x/d=5$ and 20

$x/d=20$ 位置는 $x/d=5$ 의 位置보다 後流幅의 넓어지는 位置인데, Fig. 12에 그 경향은 $x/d=5$ 位置와 비슷하나 後流가장자리까지는 조사하지 못하였다.

Fig. 13은 평면도 인자($F=u^2/(\bar{u}^2)$)를 사용한 간헐도(intermittancy : $\gamma=3/F$)를 보여주는 것으로, 圖柱에서 하류로 갈수록 간헐도가 좀더 완만하게 떨어지는 것은 하류로 감에 따라 後流의 폭이 커짐으로 해서 소용돌이 파동이 일어나기 領域이 넓어지고 있음을 나타낸다.

Fig. 14는 $x/d=10, y/d=0$ (後流중심선)에서 파워 스펙트럼 밀도함수를 나타낸 것이다. v 變動的 PSD가 345Hz에서 최고값이 나타나는 것은 이 주파수에 해당하는 강한 파워가 실린 成分이 存在함을 알 수 있는데, 이는 앞서 자기상관계수에서 조사하였던 와류유출주파수에 해당하는 것으로, 코히어런트 전단층에서의 가장 큰 量의 에너지는 Strouhal 주파수에서 나타나는 一般의인 特性을 잘 보여주고 있다. 그림에서 u, v 變動 모두, 약 1000Hz이전에서 큰 파워가 실려 있어 亂流運

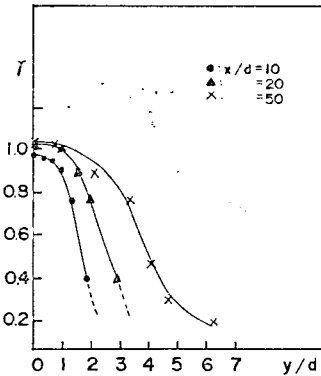
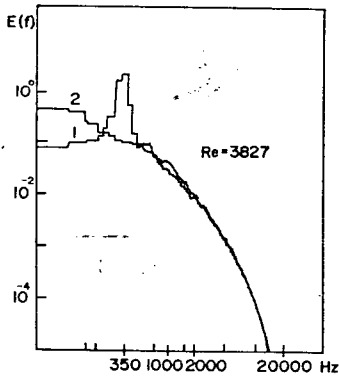
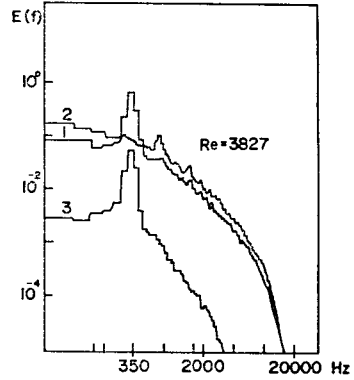


Fig. 13 Intermittency at $x/d=10, 20$ and 50



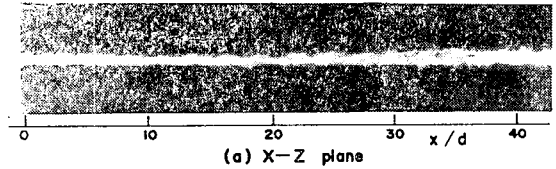
1 : v -fluctuation, 2 : u -fluctuation

Fig. 14 Power spectral density function at $x/d=10, y/d=0$

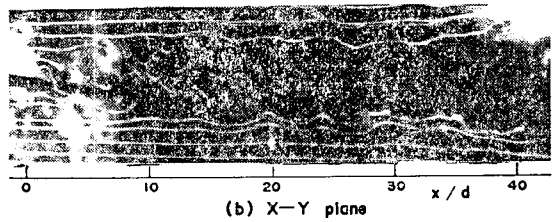


1 : $y/d=0, 2 : y/d=1, 3 : y/d=2$

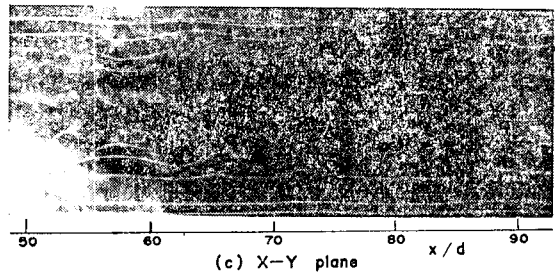
Fig. 15 Power spectral density function at $x/d=5$



(a) X-Z plane



(b) X-Y plane



(c) X-Y plane

Fig. 16 Flow visualization of wake flow by smoke wire

動에너지 生成에 크게 기여하고 있고, 2000Hz 이후에서는 u, v 變動的 PSD 分布가 거의 같아서 2000Hz 이상의 소규모에서는 局部的 等方性(local isotropy)이 이루어지는 에너지 消失領域(energy dissipation region)이 되고 있다.

Fig. 15는 $x/d=5$ 에서 u 變動的 PSD를 나타낸 것으로, 後流中心에서는 뚜렷한 최고값이 보이지 않으나 $y/d=1, 2$ 에서는 Strouhal 주파수에서 강한 최고값이 나타남을 앞서 자기상관계수에서 언급한 바와 잘 일치하

고 있다. 또한 $y/d=0,1$ 에서 $\overline{u^2}(=E(f)df)$ 값이 비슷하고, $y/d=2$ 에서 $\overline{u^2}$ 값이 급격히 감소하고 있는 것은 Fig. 5-(a)에서의 亂流 에너지 분포와 비슷하다.

Fig. 16은 스모크에 의한 可視化에 의해 亂流 後流 流動을 촬영한 것으로 $Re=3827$ 이다. 사진의 (a)에서 $x/d=20$ 까지는 後流의 2차원성을 볼 수 있고, 사진 (b)로부터 $x/d=30$ 부근까지 코히어런트 構造를 볼 수 있으나, $x/d=40$ 以後에는 그 構造가 붕괴되어 흐름이 混亂해 지고 있다. 이는 Fig. 6에서 확인한 바와 같이 $x/d=30$ 이내에서 週期성과 함께 코히어런트 構造를 이루는 것은 이 부근까지를 근접후류라고 볼 수 있다. 한편 Fig. 6에서 $x/d=50$ 以後에 週期성이 없고 사진 (b)에서 $x/d=50$ 以後에는 後流內의 흐름이 混亂해지고 코히어런트 構造가 보이지 않는 점으로 봐서 $x/d=50$ 以後는 먼후류로 볼 수 있다. 즉, 근접주류와 먼후류의 경계로 생각될 수 있는 구역은 $30 < x/d < 50$ 의 範위로 볼 수 있으나, 앞으로 이 부근에 대한 조사 연구를 좀 더 할 필요가 있다고 생각된다.

3.2. 먼後流(Far Wake)

먼후류에 대한 實驗은 $Re=1430$ 일 때 $x/d=100\sim500$ 에서 하였다.

Fig. 17은 平均速度分希를 조사하기 위해 주 속도 결손($\Delta\bar{U}$)을 測定하여 나타낸 것이다. 그림에서 실선은 理論式으로 $\Delta\bar{U}/\Delta\bar{U}_m = [1 - (0.441y/b_{1/2})^2]^2$ 인데, ^(7,12) $x/d=100$ 부터 自體類似(self preservation)가 잘 이루어지고 있다. 식에서 $b_{1/2}$ 은 반폭인데 Fig. 2에 보인 바와 같이 $\Delta\bar{U}$ 가 최대치 $\Delta\bar{U}_m$ 의 반이 되는 位置까지의 y 방향 거리이다. 이러한 $b_{1/2}$ 과 함께 後流中心線에서의 속도 결손 $\Delta\bar{U}_m$ 의 測定値를 Fig. 18에 보인다. 그림에서

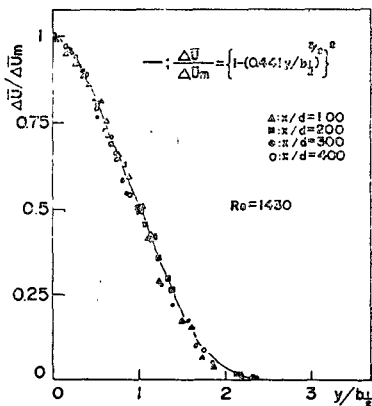


Fig. 17 The mean velocity defect profile of turbulent wake

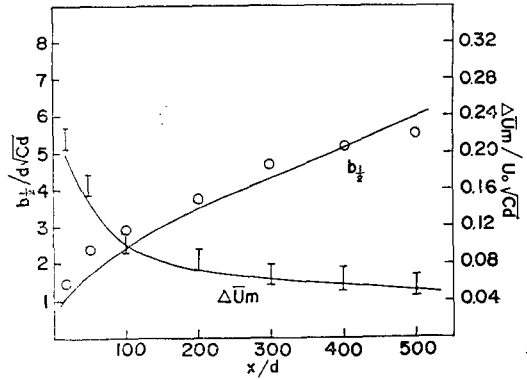
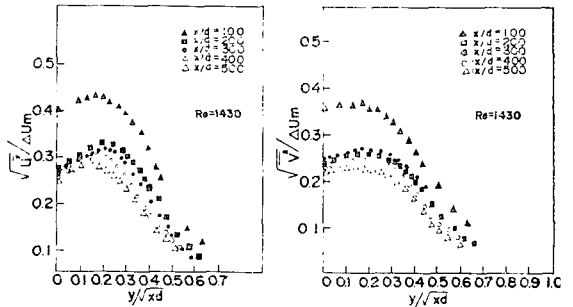


Fig. 18 The variation of halfwidth and maximum velocity defect
— : Adachi & Yoshida⁽⁷⁾



(a) u -fluctuation (b) v -fluctuation

Fig. 19 Distribution of turbulent intensity

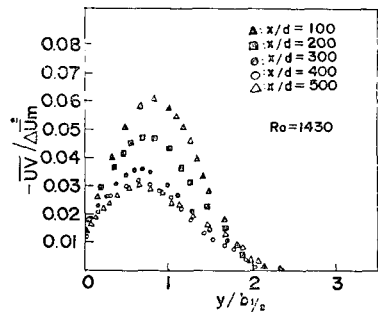


Fig. 20 Distribution of the turbulent shear stress

실선은 Adachi & Yoshida의 實驗結果로, $\Delta\bar{U}_m$ 은 $x/d > 100$ 에서 $c_d(\Delta\bar{U}_m/U_0)^{-2} = 0.665(x/d + 74)$ 로 표시되고 $b_{1/2}$ 은 최소제곱법에 의해 $(b_{1/2}/d\sqrt{c_d})^2 = 0.04(x/d + 71)$ 로 표시되는데 본 實驗結果와는 잘 맞고 있다.

Fig. 19은 에너지 분希를 보인 것이고 Fig 20는 레이놀즈 전단응력 분希를 보인 것이다. 그림으로부터, u, v 變動 모두 $x/d=200$ 以後에, 레이놀즈 전단응력은 $x/d=400$ 以後에 자체유사領域이 存在함을 알 수 있다. 또한, 자체유사가 이루어진 領域에서 亂流強度의

最大値는 u 變動에서 약 0.3, v 變動에서 0.25 정도임을 알 수 있고, 레이놀즈 전단응력의 最大値는 $-uv/\Delta U_m \approx 0.032$ 인데 $y < b/2$ 에서 큰 에너지 生成이 일어나고 있음을 알 수 있다.

Fig. 21 에는 後流中心線을 따라서, Fig. 22 에는 $x/d=400$ 에서 y 방향의 자기상관계수分佈를 보이고, 이를 이용하여 구한 적분 길이스케일(L)를 각각 Fig. 22, 23 에 나타낸다.

Fig. 23 에서 L_u 는 增加하고 있으나 L_v 는 거의 一定하다고 볼 수 있다. 이는 앞서 근접후류의 Fig. 7 에서 보는 바와 같다. 그림에서 점선은 Adachi & Yoshida⁽⁷⁾의 결과로 本實驗結果의 L_v 와는 근소한 差異를

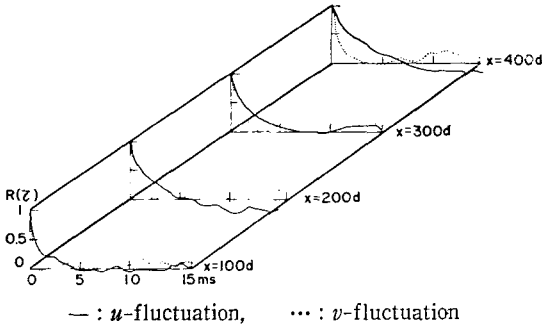


Fig. 21 Auto correlation along the wake center line in far wake

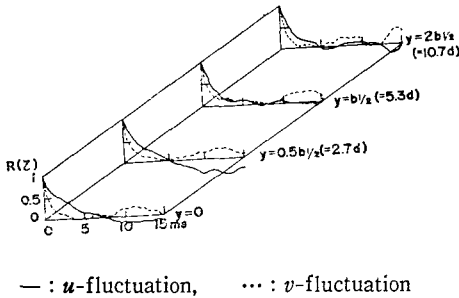


Fig. 22 Auto correlation in y -direction at $x/d=400$

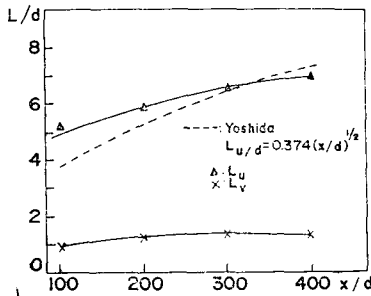


Fig. 23 Distribution of integrated length scales along the wake center line

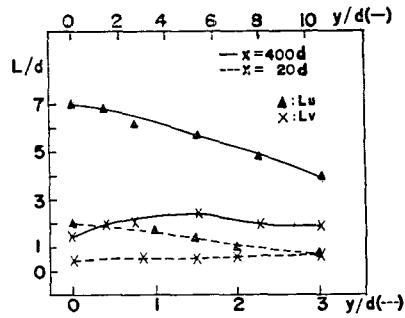


Fig. 24 Distribution of integrated length scales in y direction at $x/d=20$ and 400

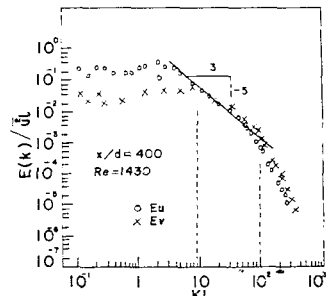


Fig. 25 Power spectral density function on the wake center at $x/d=400$

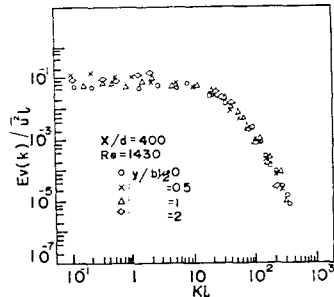


Fig. 26 Power spectral density function of the v fluctuation on y direction position at $x/d=400$

보이고 있다. Fig. 24 은 $x/d=20$ 및 400에서의 적분 길이스케일을 나타낸 것인데, x 의 각 위치에서 L_u 는 대체로 減少하고 있으며 L_u 와 L_v 의 차이가 y/d 의 增加된 位置에서 줄어들고 있다.

Fig. 25, 26 에는 $x/d=400$ 에서의 파동수 스펙트럼을 보인다. Fig. 25로부터 낮은 파동수 즉, 저주파수에 해당하는 대규모 渦는 非 等方性임을 볼 수 있고, 높은 파동수에서의 소규모 渦는 局部的 等方性이 되는, 난류스펙트럼의 一般의인 特性을 볼 수 있다. 또한 그림으로부터 平衡副域은 $9 < kl < 100$ ($f=180\text{Hz} \sim 2000\text{Hz}$)의 범위이고 소산영역은 $kl > 100$ 임을 볼 수 있다. 한편 Fig. 26 은 $x/d=400$ 에서 v 변동의 파동수 스펙트럼

을 y 방향의 여러위치에 대해 보인 것으로 대체로 自體類似를 이루고 있다.

4. 結 論

아음속 풍동에서 圓柱후방에 나타나는 2次元의인 後流에 對한 實驗結果를 統計的인 處理방법의 도입과 可視化에 依해 다음과 같은 結論을 얻었다.

(1) 近接後流로부터 먼後流로의 遷移領域은 圓柱로부터 後방 $30d$ 에서 $50d$ 의 범위이다.

(2) 近接後流에서, 주기적인 渦流流出에 의한 코히어런트구조를 확인하였고 그 주파수는 345Hz 이었다. 또한 v 變動은 後流中心에서 가장 강한 週期性이 있었으나 u 變動은 中心線으로 부터 가장자리 쪽으로 나타났다.

(3) 먼後流에서는 自體類似가 이루어지는 領域을 확인하였고, 亂流強度의 最大値는 $\sqrt{u^2}/\Delta U_\infty \approx 0.3$, $\sqrt{v^2}/\Delta U_\infty \approx 0.25$, 그리고 레이놀즈 전단응력은 반쪽근방에서 最大값을 가지며 그 값은 $-\overline{uv}/\Delta U_\infty \approx 0.032$ 이다.

(4) $x/d=400$ 에서 파동수 스펙트럼을 출해 平衡副域은 $kl=9\sim 100$ 즉, $f=180\sim 2000\text{Hz}$ 임을 알 수 있었다.

참 고 문 헌

(1) H.C. Boison, P. Chassaing, H. Ha Minh and A. Severain, Some Characteristics of the Usteady Wake Flow Flow Past a Circular Cylinder, IUTAM Symposium TOULOUSE/France Unsteady Turbulent Flow, pp. 262~272, 1981
 (2) H.C. Boison, P. Chassaing and H. Ha Minh, Conditional Analysis of Intermittency in the Near Wake of a Circular Cylinder, Phys. Fluids, Vol. 26, pp. 653~658, 1983

(3) A.A. Townsend, Measurements in the Turbulence Wake of a Cylinder, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 190, pp. 551~561, 1947
 (4) A.A. Townsend, Momentum and Energy Diffusion in the Turbulent Wake of a Cylinder, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 197, pp. 124~140, 1949
 (5) F.K. Owen and D.A. Johnson, Measurements of Unsteady Vortex Flowfields, AIAA, Vol. 18, pp. 1173~1179, 1980
 (6) M.S. Uberoi and P. Freymuth, Spectra of Turbulence in Wakes behind Circular Cylinders, Phys Fluids, Vol. 12, pp. 1359~1363, 1969
 (7) T. Adachi and K. Yoshida, A Study on the Two Dimensional Similar Velocity Distribution in the Turbulent Wakes, JSME, Vol. 25, pp. 906~911, 1982
 (8) R.D. Mehta and P. Bradshaw, Design rules for small low speed wind tunnels, Aeronautical Journal, pp. 442~449, Nov. 1979
 (9) G.S. West and C.J. Apelt, The Effects of Tunnel Blockage and Aspect Ratio on the Mean Flow Past a Circular Cylinder with Reynolds Numbers Between 10^4 and 10^5 , J. Fluid Mech., Vol. 114, pp. 361~377, 1982
 (10) H. Schlichting, Boundary Layer Theory, Chap. 2, pp. 24, McGraw-Hill, 1979
 (11) P. Bradshaw, An Instruction to Turbulence and its Measurement, Pergamon Press, 1968
 (12) J.O. Hinze, Turbulence, 2nd ed., Chap. 6, pp. 496~502, McGraw-Hill, 1975
 (13) H. Tennekes and J.L. Lumley, A First Course in Turbulence, Chap. 4, pp. 104~145, The MIT Press, 1973