

## 長方形柱 後流의 2次元 亂流特性

南青都\* · 趙奭昊\*\* · 夫禎淑\*\*\*

### The Characteristics of Two-Dimensional Turbulent Wake Flow Past a Rectangular Cylinder

C.D.Nam, S.H.Cho, J.S.Boo

#### Abstract

Two-dimensional turbulent wake flow past a rectangular cylinder is investigated experimentally by using the linearized constant temperature hot-wire anemometer. Some of turbulent characteristics are obtained at the range of  $X=6B-500B$  downstream from the cylinder and the Reynolds number range is 500-2800. For the statistical treatment, autocorrelation coefficient, probability density function and power spectral density function are obtained by using the signal analyzer. It is clear that coherent structure of strong periodic eddies exists to the position of  $20B$  downstream from the cylinder, and its feature is similar to round type as nearer to the cylinder while it is stretched longitudinally along with flow direction as the distance from the cylinder is increased to downstream.

#### 記號說明

B	: 長方形 斷面柱의 幅	k	: 波動數 ( $k=2\pi F/U_0$ )
$b_{1/2}$	: 後流 半幅	L	: 長方形 斷面柱의 流動方向과 平行한 한 변의 길이
$c(\tau)$	: 自己相關 函數	$P(u), P(v)$	: 確率 密度 函數
$E(f), E(k)$	: 파워 스펙트럼 密度 函數	Re	: 레이놀즈 數 ( $Re=U_0 \cdot B/\nu$ )
F	: 周波數(Hz)	$R(\tau)$	: 自己相關 係數
$f_s$	: 渦流流出 周波數	$S_t$	: 스트로 홀 數 ( $S_t=f_s \cdot B/U_0$ )
H	: 長方形 斷面柱의 높이	t	: 時間(sec)
		U	: X軸 方向의 平均速度
		$U_0$	: 主流 速度

\* 正會員, 韓國海洋大學

\*\* 釜山大學校 大學院

\*\*\* 釜山大學校 工科學

- $\Delta U$  : X軸 方向의 平均速度 缺損  
( $\Delta U = U_0 - U$ )
- $\Delta U_m$  : 後流 中心線上的 平均速度 缺損
- $u, v, w$  : x, y, z 方向의 速度變動
- $\sqrt{\bar{u}^2}, \sqrt{\bar{v}^2}, \sqrt{\bar{w}^2}$  : u, v, w의 rms 값
- $V$  : Y軸 方向의 平均速度
- x, y, z : 直交 座標
- $\tau$  : 遲延 時間
- $\tau_0$  : R( $\tau$ )의 값이 最初로 0이 되는 時間
- : 時間 平均

### 1. 序 論

流動中에 놓여진 物體의 後流에 관한 研究는 流體力學的 및 工學的으로도 매우 重要한 問題이기 때문에 그 基本的인 形狀인 角柱에 대하여는 원주와 더불어 오래전부터 研究가 행하여져 왔으며 지금까지 많은 데이터가 蓄積되어 있다<sup>1-3)</sup>.

그런데 物體의 後流는 便宜上 物體의 後方으로부터 比較的 가까운 領域인 近接後流와 먼 領域인 遠方後流로 나눌 수가 있다. 近接後流에서의 構造는 一般的으로 극히 複雜하고 특히 物體表面에서 剝離가 생기는 境遇에는 解析의 取扱하기가 困難하다. 그러나 流動方向으로 平行하게 놓여진 얇은 平板의 끝에서는 剝離가 생기지 않으므로 近接後流의 取扱은 比較的 簡單하여 Stewartson<sup>4)</sup>, Talke-Berger<sup>5)</sup>等에 의한 解析이 있으며 Elder<sup>6)</sup>, Sato-Kuriki<sup>7)</sup>等의 實驗結果가 있다. 또 Hunt<sup>8)</sup>等은 角柱周邊의 流動패턴의 觀測結果를 바탕으로 하여 角柱後方의 剝離流動에 관하여 詳細히 取扱하고 있다. 이 밖에도 Davis-Moore<sup>9)</sup>는 均一流中에 있는 2次元角柱에 관하여 構造物이 받는 流體力에 대하여 밝히고 있으며 Lee<sup>10)</sup>는 角柱 前面의 높이에 대한 側面 길이의 比와 主流에 대한 迎角을 變化시켰을 때의 表面壓力 分布, 抗力, 時間平均 流線等의 平均量에다 後流에서의 渦放出에 따른 變動力에 관하여 調査한 바 있

다.

한편 亂流에 대한 研究가 進行됨에 따라 2次元 物體 後流中の 코히어런트 構造는 可視化法과 位相平均法等에 의하여 漸次的으로 밝혀지고 있다. 位相平均法을 利用한 研究의 大部分은 流線速度 벡터線度, 渦度 分布, 亂流 間歇係數分布等에 의하여 코히어런트 構造를 紮明하고 있다. 最近 Cantwell-Coles<sup>11)</sup>는 원주 近接後流中の 코히어런트 構造와 여기에 重疊되고 있는 不規則한 速度變動의 에너지 分布, 速度相關 分布等を 밝히고 있다. 그런데 構造物의 下流에서의 熱 및 汚染物質의 擴散이나 防風施設等에 의한 바람의 遮蔽效果等を 評價하기 위해서는 이러한 構造物에 의하여 攪亂를 받은 亂流後流의 特性을 먼 下流의 範圍까지 把握하지 않으면 안된다. 그러나 以上에서 言及한 研究의 大部分은 近接後流에 局限되었으며 後流全般에 걸쳐서의 亂流解析은 아직 未洽한 狀態이다. 특히 亂流 속도 成分에 관한 統計的 解析에서 構造解析과 流動의 力學的인 問題 등에 관해서도 明確하게 紮明되어 있다고는 볼 수 없다. 그러므로 物體後流 渦의 코히어런트 構造 및 流動의 力學的인 性質을 把握하기 위해서는 後流流動에 대하여 詳細히 밝힐 必要가 있다.

따라서 本 研究에서는 物體의 流動方向의 길이와 幅의 比가 3인 長方形柱가 均一流 速度場에 놓여 있을 때 比較的 먼 領域까지 包含된 後流全般에 대해 亂流流動 特性을 定溫度形 熱線風速計를 使用한 實驗을 通하여 밝히고자 한다. 實驗方法은 時間平均에 의한 亂流 에너지, 亂流 強度, 剪斷應力, 自己相關係數, 確率密度函數와 파워스펙트럼 密度函數等を 利用하여 그 特性을 分析하였다.

### 2. 實驗 裝置 및 方法

#### 2-1. 風洞 裝置

實驗에 使用한 風洞은 開回路 노즐形의 吸入

式 亞音速 風洞으로, 全體길이는 4950mm이고 實驗區間의 길이는 2430mm, 斷面은 305mm×305mm이다. 試片인 長方形柱(幅:3mm, 길이:9mm)는 兩面이 매끈한 아크릴 材質로 하였으며 實驗區間에서 流動方向과 垂直方向으로, 入口에서 750mm인 位置에 設置하였으며 Fig.1은 2次元 後流流動의 概略圖이다.

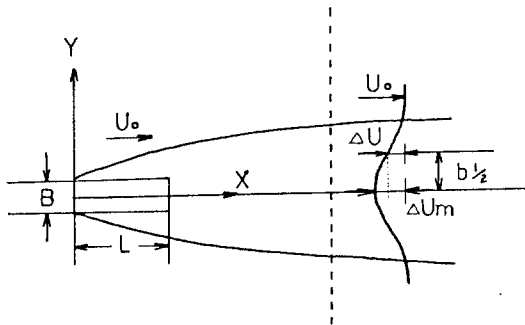


Fig. 1. Schematic diagram of the wake flow behind a rectangular cylinder.

實驗區間에서 流速의 範圍는 3-15m/sec 이며 레이놀즈 數 範圍는 約 500-2800이다. 速度調節은 實驗區間 後部에 設置된 버티플라이形 流量調節 밸브로 變化시켰다. 그리고 實驗區間內에서의 流動이 2次元性이 維持되는가를 調査하기 위하여 프로우브를 z軸 方向으로 移動하면서 平均速度를 測定한 結果 닥트 兩端을 除外하고는 3% 以內로 均一하였다.

2-2. 測定 裝置 및 實驗 方法

速度變動은 指數可變形 線形器(linearizer)가 附着된 定溫度形 熱線風速計를 使用하였으며 亂流 變動成分의 測定用 센서는 直徑 5μm, 길이 1mm의 白金 鍍金 텅스텐線으로서 45度 角度로 傾斜진 X形 프로우브를 使用하였다. 센서의 Y軸 方向 移動은 最小 移送距離가 0.05mm인 移送機構를 使用하여 精密 移送이 可能하도록 하였다. 그리고 直徑 4mm, 길이 350mm의 피토파이프를 마이크로 마노미터에 連結하여 長方形柱 上流側의 壓力 測定과 熱線 風

速計의 補正에 使用하였다. 熱線 風速計에서 檢出된 亂流 變動速度 成分은 오실로스코프로 確認하면서 熱線 風速計의 D.C 볼트미터와 R.M.S 미터를 時定數 0.1 秒로 調整한 後 그 出力을 받아서 主速度와 亂流 變動成分의 R.M.S값을 分析하였으며 同時에 X,Y 軸 方向의 亂流成分인 u 및 v 信號는 熱線 風速計內에서 線形化한 後 信號 分析器(FFT:SD 375)에 의해 確率密度 函數, 自己相關 係數, 파워스펙트럼 密度 函數를 分析하였다.

3. 實驗 結果 및 考察

3-1. 亂流 運動 에너지와 剪斷 應力

Fig.2는 長方形柱(L/B=3)에 대한 近接後流 領域인 X/B=6, 10, 20, 50에서의 時間平均에 의한 u成分의 亂流 變動 에너지 分布圖이다. u變動成分은 後流中心線에서의 亂流 運動 에너지가 x의 位置에 따라 均一流 運動 에너지의 各各 2.4%, 2.2%, 1.3%, 0.6% 程度로 나타나고 있다. 그리고 그 分布形態는 中心線 上에서의 값보다도 Y軸 方向으로 若干 벗어난 y=±0.75B되는 位置에서 最大値가 나타나는 特異한 雙峰形態(bimodal)를 나타내고 X軸 方向으로 距離가 멀어질수록 漸次 弱해져서 X/

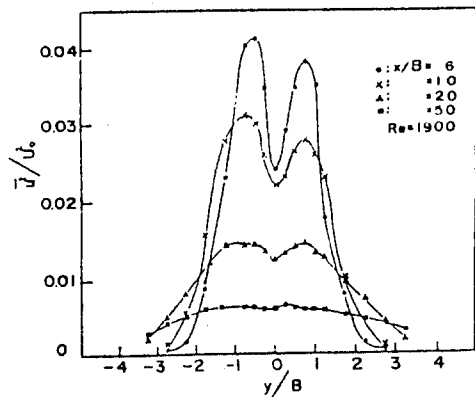


Fig. 2. Distributions of the turbulence kinetic energy  $\frac{u^2}{U_0^2}$ .

B=50인 位置에서는 거의 사라지는 모습을 보이고 있다. 이 現象은 渦流流出(vortex shedding)의 影響이 그 位置에서 크게 나타나기 때문이다.

Fig. 3은 v成分의 亂流 變動 에너지 分布를 나타내고 있다. v變動成分은 u境遇와는 달리 亂流 運動 에너지가 後流 中心線上에서 最大植를 가지며 X軸 方向의 各 位置에서 均一流 運動 에너지의 各各 5.2%, 4.7%, 2.3%, 0.6% 程度이다. 그리고 下流로 멀어질수록 Y軸 方向의 速度變動 幅은 줄어들고 있다. 後流 中心線上에서의 亂流 運動 에너지는 長方形柱 直後인 X/B=6 位置에서는 v變動成分이 u變動成分 보다 상당히 크지만, 下流로 갈수록 그 差異는 漸次 줄어들고 있다. 이것은 週期的인 渦流流出이 있을 때 上流에서는 大規模 亂流가 優勢하여 非等方性이고 下流로 갈수록 小規模 亂流가 支配的으로 等方性이 이루어지기 때문이다.

Fig. 4는 時間平均에 의한 速度變動 相關이고 레이놀즈 剪斷 應力에 對應되며  $-uv$ 의 값은  $y>0$ 에서 陽,  $y<0$ 에서 陰이 되고, 後流 中心에서는 0이 된다. 이 傾向은 渦流의 方向이 後流 中心線을 基準으로 서로 反對가 되기 때문이다. 또한 X軸 方向의 各 位置에서의 最

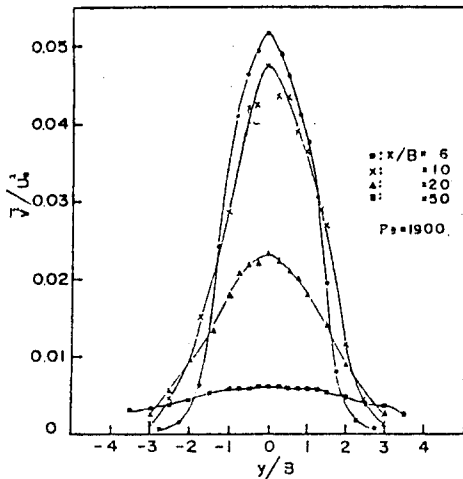


Fig. 3. Distributions of the turbulence kinetic energy  $v^2/U_0^2$ .

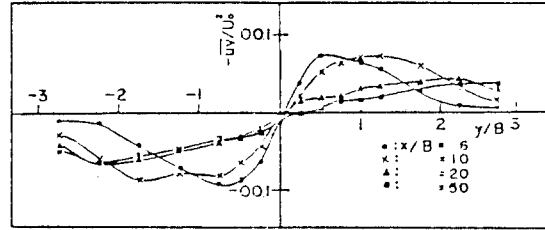


Fig. 4. Distributions of the turbulence shear stress  $-uv/U_0^2$ .

大植를 比較해 볼 때 上流로 갈수록 後流 中心線에 가깝고 下流로 갈수록 後流 中心線에서 멀어지고 있다. 이 現象은 後流 幅이 X의 平方根에 比例하여 增加<sup>12)</sup>하기 때문이다.

Fig. 5는  $Re=1900$ 에서 遠方後流인 X/B=100, 200, 300, 400, 500인 位置에서 流動方向과 垂直인 y方向쪽의 距離를 後流 半幅으로 無次元化 시킨 값에 대하여 後流 中心線에서의 平均速度 缺損 값에 대한 x方向의 平均速度 缺損 값을 나타낸 것이다. 이것은 後流의 速度變動 成分의 自己保存性을 알아 보기 위한 것

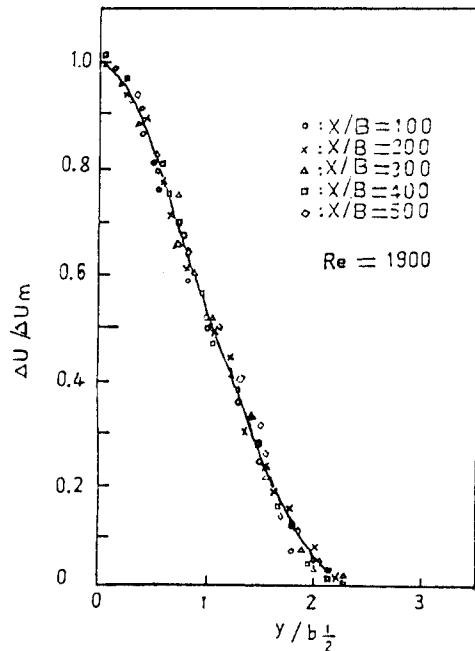


Fig. 5. Distributions of the mean velocity defect  $\Delta U/\Delta U_m$ .

이다. 그림에서 알 수 있는 바와같이  $X/B=100$ 以後에서의 속도缺損 分布는 分散되어 있지 않고 거의 한 曲線 近傍으로 모여 있으므로  $X/B=100$ 以後에서는 漸次 自己保存性이 나타나고 있음을 意味한다. 이것은 遠方後流에서는 大規模의 渦流가 小規模의 渦流로 分解되어 等方性이 強해 짐과 同時에 自己保存性이 나타나기 때문인 것으로 생각된다.

Fig. 6은 遠方後流인  $X/B=100, 200, 300, 400$ 에서의  $u$ 變動成分의 亂流強度를 나타내고 있으며, Fig. 7은  $v$ 變動成分의 亂流強度 分布圖이다. 그림에서  $u, v$ 變動成分은  $X/B=400$ 以後에서 거의 自己保存性이 이루어지며 이 領域

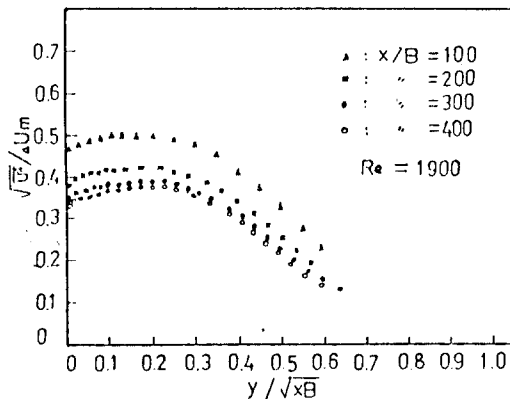


Fig. 6. Distributions of the turbulent intensity  $\frac{\sqrt{u^2}}{U_m}$

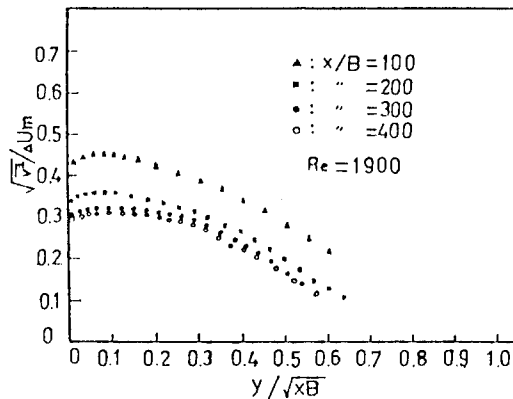


Fig. 7. Distributions of the turbulent intensity  $\frac{\sqrt{v^2}}{U_m}$

에서 亂流強度의 最大植는  $u$ 變動成分에서 0.37이고,  $v$ 變動成分에서는 0.31 程度로  $u$ 變動成分 값이  $v$ 變動成分 값보다 크고, 또 比較的 높은 亂流強度를 나타내는  $y$ 軸 方向 範圍는  $y/\sqrt{xB}=0.25$ 까지이며 그以後는 相當히 弱化되어 있음을 알 수 있다. 즉 後流半幅 近方에 가장 큰 에너지가 存在하며 여기서 流體의 混合이 가장 활발하게 일어남을 알 수 있다.

### 3-2. 自己相關係數

Fig. 8은 後流 中心에서의 近接後流인  $X/B=6, 10, 20, 50$ 에서의  $u$  및  $v$ 變動成分의 自己相關係數  $R(\tau)$ 의 分布圖이다.  $X/B=10$ 에서  $v$ 變動成分은 強한 周期性(約 2.2 ms, 450 Hz)을 나타내고 振幅도 比較的 크지만  $X/B=20$ 以後에서는 漸次로 振幅이 減少되고 있으며,  $X/B=50$ 에서는 周期的인 成分도 相當히 弱化되어 있음을 알 수 있다. 다시 말해서  $X/B=50$  附近까지 存在하는 周期性은 이 位置까지도 渦流流出에 의해 生成된 渦流가 繼續的으로 流動해 가는 것을 意味하며 아직 消滅되지 않은 渦流가 存在한다는 뜻이다. 또 이 事實은 亂流中에 大規模의 코히어린트 構造가 存在하고 있음을 뜻한다. 이러한  $v$ 變動成分의 周期性은 渦流流出 周波數에 該當되는 것으로 이 周波數에 의한 스트로 홀 數는  $S_t=0.15$ 이다.

한편  $u$ 變動成分의 境遇는  $v$ 境遇와는 달리 後流 中心에서는 周期性을 거의 찾아볼 수 없다. 自己相關係數가 最初로 0이 될 때 까지의 時間은  $v$ 變動成分의 境遇 長方形柱 下流의 位置에 關係없이 一定한 反面,  $u$ 變動成分의 境遇는 下流로 갈수록 時間이 增加하고  $R(\tau)$ 函數에 대한 積分面積이 크게 된다. 즉  $u$ 變動成分의 積分時間尺度(integral time scale)는 下流로 갈수록 增加하고  $v$ 變動成分의 境遇는 位置에 關係없이 거의 一定함을 알 수 있다. 또 全體적으로 볼 때  $v$ 變動成分의 自己相關係數가  $u$ 境遇보다 빨리 減少하므로  $v$ 變動成分의 積分時間尺度는  $u$ 變動成分의 그것보다 작다는 것을 알 수 있다. 이것은 渦流의 伸張

(vortex stretching)이 y 방향으로 보다 x 방향이 크다는 것을 意味하고, 渦流의 形態는 近接後流에서는 둥근 模樣에 가깝고, 下流로 갈수록 流動방향으로 길게 伸張됨을 뜻한다.

Fig. 9는  $X/B=6$ 인 位置에서 後流 中心線上에서 流動方向과 垂直인 y 방향에 따라 自己相關係數의 測定結果를 나타낸 것이다. u 變動成分의 境遇 後流 中心線上에서는 周期性이 거의 없지만  $Y/B=0.5$ 인 位置에서는 뚜렷한 周期性을 나타내고 있다. 한편 v 變動成分의 境遇 周期性은 後流 中心에서  $Y/B=1$ 인 位置까지도 뚜렷이 存在하고 있으나 振幅은 後流 中心에서 y 방향으로 멀어질수록 減少되고 있다. 以上에서 u, v 變動成分에 대하여 綜合해 보면  $Y/B=0.5$ 인 位置에서는 두 成分은 周期性和 振幅까지도 거의 一致하고 있음을 알 수 있다. 이러한 現象은 後流 中心에서 渦流 中心으로 接近할수록 u 變動成分은 v 變動成分과 거의 같

은 크기의 周波數와 振幅을 갖게됨을 뜻하고 완전히 一致되는 位置가 바로 渦流의 中心이 될 것이라고 생각된다.

Fig. 10은 遠方後流인  $X/B=100, 200, 300, 400$ 인 位置에서의 u, v 變動成分의 自己相關係數를 나타낸 것이다. u, v 變動成分의 周期性은 거의 찾아볼 수 없으며, 下流로 갈수록 自己相關係數가 最初로 0이 될 때 까지의 時間은 增加하고 있다. 이것은 亂流流動이 自己保存性이 이루어질 때까지 後流의 먼 領域에서도 渦流는 下流로 갈수록 繼續 伸張되기 때문이다.

Fig. 11은 먼 後流인  $X/B=400$ 인 位置에서 y 방향에 대한 u, v 成分의 自己相關係數 分布圖이다. 後流 中心에서 y 방향으로 멀어질수록 u 變動成分에 대한 自己相關係數가 最初로 0이 될 때 까지의 時間은 減少하고 있으나 v 變動成分에 대한 그 時間은 거의 一定하다. 이것

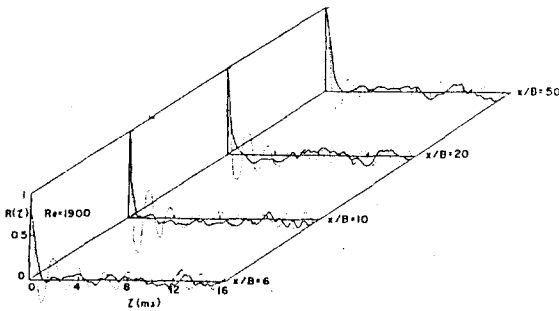


Fig. 8. Autocorrelation of u and v fluctuation along the wake center line(-; u, ..., v)

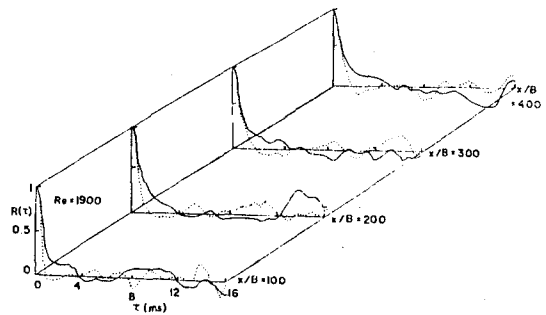


Fig. 10. Autocorrelation of u, v fluctuation along the wake center line(-; u, ..., v)

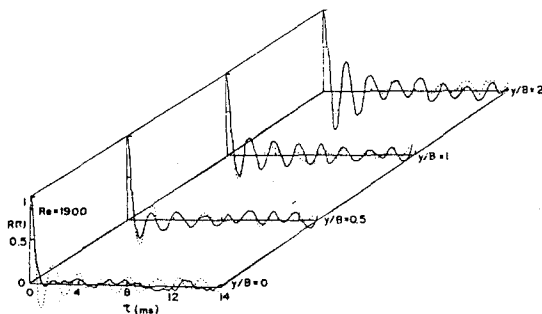


Fig. 9. Autocorrelation of u and v fluctuation with y-dir. at  $X=6B$ (-; u, ..., v)

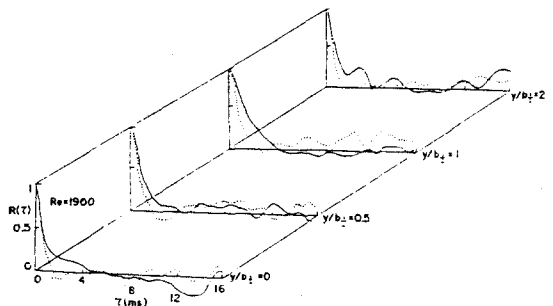


Fig. 11. Autocorrelation of u, v fluctuation with y-dir at  $X=400B$ (-; u, ..., v)

은 後流 中心에서 y方向으로 멀어질수록 流動 方向 成分의 渦流의 크기는 減少하고 y方向 成分의 크기는 一定하다는 것을 意味한다.

3-3. 確率密度 函數

Fig. 12는 近接後流인  $X/B=6, 10, 20, 50$ 에서 的 後流 中心線上的  $u$ 變動成分과  $v$ 變動成分의 確率密度 函數  $P(u), P(v)$ 를 나타낸 것이다.  $u$ 變動成分의 確率密度 函數는 下流로 갈수록 그 값이 增加하지만 그 分布形態는 대체로 正規分布로 되어 있다. 그런데  $v$ 變動成分의 確率密度 函數는  $X/B=6$ 인 位置에서 뚜렷한 雙峰形態를 나타내며 下流로 갈수록 그 程度는 漸次 弱화되어  $X/B=20$ 인 位置에서는 上部에 若干 오목한 部分이 남아 있을뿐이다. 이는 上流의 後流 中心線에서는 速度 變動成分의 陽의 成分과 陰의 成分이 같은 比率로 交代로 通過하여 코히어런트 構造의 渦流流出이 强하게 나타나는 것으로 생각된다. 그리고 이것은 Fig. 8에서 나타난 自己相關係數 分布에서의 規則적인 周期性이  $X/B=20$  附近까지 存在한다는 事實과 一致한다. 또 下流로 갈수록  $u, v$  變動成分의 速度變動 幅은 漸次 減少하고 있을 을 알 수 있다.

Fig. 13은  $X/B=6$ 인 位置에서의 確率密度 函數  $P(u), P(v)$ 의 分布를 y方向에 따라 나

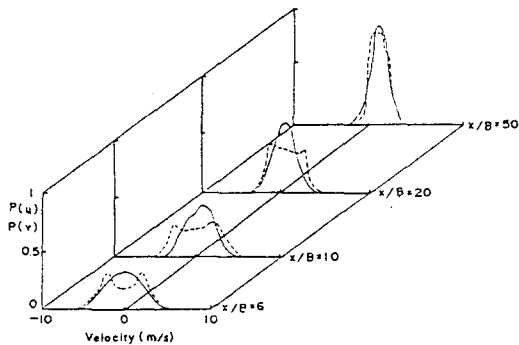


Fig. 12. Probability density function of  $u, v$  fluctuation along the wake center line(-;  $u$  ...;  $v$ )

타낸 것이다.  $u$ 變動成分은 대체로 正規分布 形態로 되어 있으나,  $v$ 變動成分은 後流 中心 線上에서 速度變動의 陽의 成分 값과 陰의 成分 값이 같음을 나타내고 있다. 이것은 코히어런트 構造를 가진 渦流의 特有的 雙峰形態를 意味하는 것이다. 雙峰形態는 渦流 中心에서 y方向으로 멀어짐에 따라 그 分布는 디락 델타(Dirac delta) 函數의 形態로 接近해가고 있음을 알 수 있다. 또한  $X/B=6$ 인 位置에서  $P(v)$ 의 分布는  $Y/B=1$ 인 位置에서 陰의 成分 쪽으로 偏向되어 있는 것은  $v<0$ 인 成分이 支配的임을 意味하고 이 附近에서는 y軸의 陽의 方向으로부터 渦流가 流出되고 있음을 뜻한다. 또  $Y/B=-1$ 인 位置에서는  $P(v)$ 의 分布가 陽의 成分쪽으로 偏向되어 있고, 이것은  $v>0$ 인 成分이 支配的임을 나타내고 流出된 渦流는 y軸의 陰의 方向쪽으로 生成된 것임을 알 수 있다. 이러한 事實은 Fig. 5에서 渦流의 回轉方向이 後流의 中心線을 基準으로 對稱된다는 點과 一致한다. 즉 後流 流動은  $Y/B>0$ 에서는 時計方向으로 回轉하고  $Y/B<0$ 에서는 反時計方向으로 回轉한다.

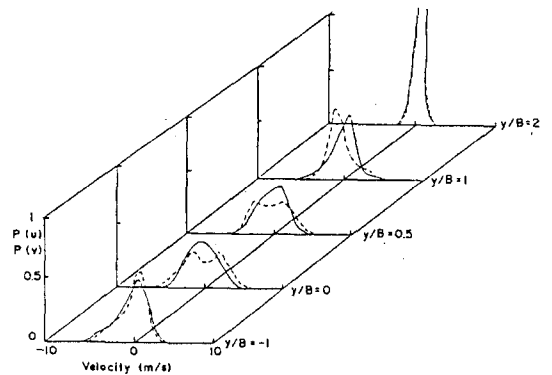


Fig. 13. Probability density function of  $u, v$  fluctuation with  $y$ -dir. at  $X=6B$  (-;  $u, \dots; v$ )

3-4. 파워 스펙트럼 密度 函數

Fig. 14는  $X/B=6$ 인 位置에서  $u$ 變動成分의 파워 스펙트럼 密度 函數를 나타낸 것이다. 그

림에서 後流 中心에서는 卓越한 頂點이 보이지 않지만 中心에서 벗어난  $Y/B=1$ 과  $Y/B=2$ 의 位置에서는 卓越한 頂點이 周波數 450Hz 附近에서 나타나고 있다. 이것은 Fig. 8의 自己相關 係數에서 나타난 結果와 一致한다. 또 後流 中心 및  $Y/B=1$ 의 位置에서는  $\int E(F)dF$ 의 값, 즉 에너지 값  $u^2$ 은 거의 비슷하나  $Y/B=2$ 인 位置에서의 에너지 값은 상당히 떨어진다. 이것은 Fig. 2에서의 亂流 에너지 分布圖에서 나타난 結果와도 一致한다. 그리고 Fig. 15는  $X/B=6$ 인 位置에서의  $y$ 方向에 따른  $v$ 變動成分의 파워 스펙트럼 密度 函數를 나타낸 것이

다. 이것도 또한 Fig. 3에서의 亂流 에너지 分布圖에서 나타난 結果와 對應된다.

Fig. 16은  $X/B=6$ 인 位置에서 또 Fig. 17은  $X/B=10$ 에서의 後流 中心線上에서 周波數에 의한 파워 스펙트럼 密度 函數를 나타낸 것이다.  $v$ 變動成分의 파워 스펙트럼 密度 函數가 周波數 400-500Hz사이에서 最大植가 나타나는 것은 이 周波數에 該當하는 強한 에너지가 存在함을 意味하는 것이다. 이것은 Fig. 8, 9의 自己相關 係數에서 調査한 渦流流出 周波數에 該當하는 것으로써 코히어런트 剪斷層에서 가장 큰 量의 에너지는 渦流流出 周波數에서 나

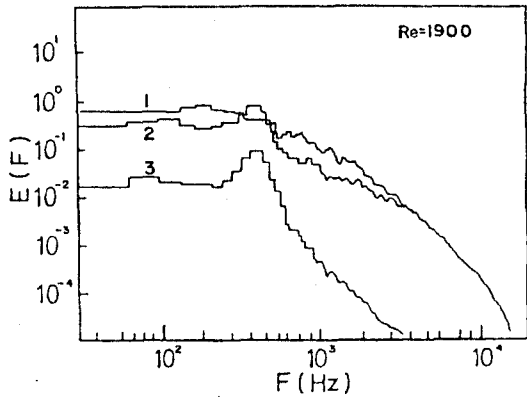


Fig. 14. Power spectral density function of  $u$ -fluctuation with  $y$ -dir. at  $X=6B$   
(1;  $Y/B=0$ , 2;  $Y/B=1$ , 3;  $Y/B=2$ )

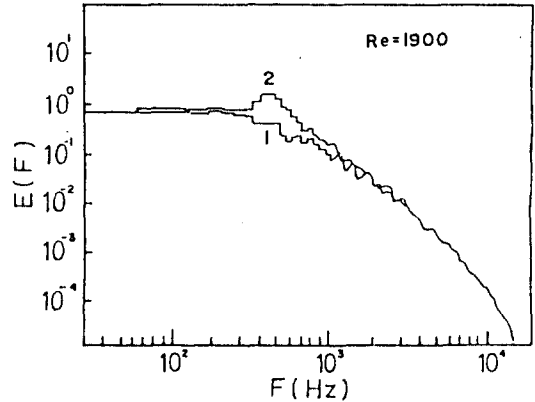


Fig. 16. Power spectral density function of  $u, v$  fluctuation at the wake center of  $X=6B$   
(1;  $u$ , 2;  $v$ )

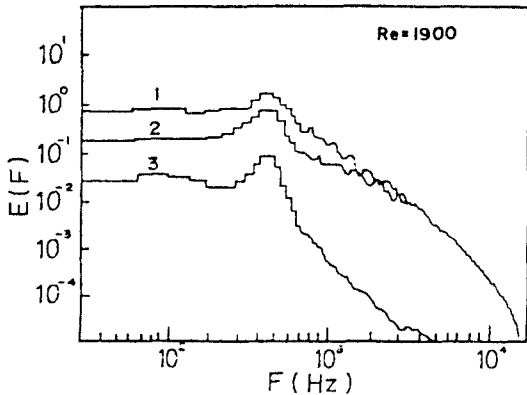


Fig. 15. Power spectral density function of  $v$ -fluctuation with  $y$ -dir. at  $X=6B$   
(1;  $Y/B=0$ , 2;  $Y/B=1$ , 3;  $Y/B=2$ )

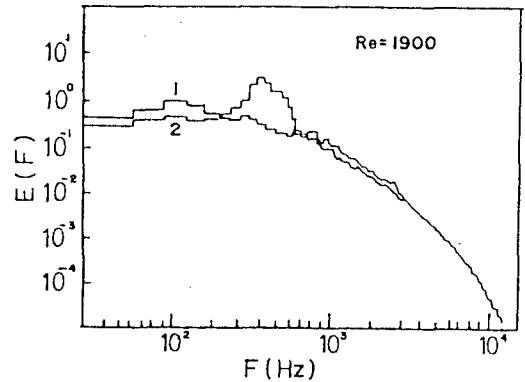


Fig. 17. Power spectral density function of  $u, v$  fluctuation at the wake center of  $X=10B$   
(1;  $u$ , 2;  $v$ )



타나고 있음을 立證하고 있다.  $u, v$  變動成分은 周波數가 約 1000Hz 以下에서 큰 에너지가 生成되어 에너지 레벨이 높고 또 이것은 亂流 에너지 生成에 크게 寄與하고 있다. 그리고 2000Hz 以上에서는  $u, v$  變動成分의 파워 스펙트럼 密度 函數 分布가 거의 같아서 2000Hz 以上의 小規模 亂流構造에서는 局部的으로 等方性이 이루어지는 에너지 消散領域 (dissipation subrange)이 되고 있다.

Fig. 18은  $X/B=400$ 에서 後流 中心線上에서  $u, v$  變動成分에 대하여 周波數에 의한 파워 스펙트럼 密度 函數를 나타낸 것이다. 低周波數에 該當하는 大規模 渦流는 非等方性으로 나타나며 高周波數에서의 小規模 渦流는 局部的으로 等方性이 이루어지는 亂流의 特性이 잘 나타나 있다. 平均流動으로부터 에너지를 供給 받아 亂流 에너지 生成에 寄與하는 大規模 渦流로부터 小規模 渦流에로의 에너지 流動 (energy cascade)은  $Kl=200$  ( $F=300$  Hz) 以上에서 에너지가 消滅되기 시작하는 慣性 小領域 (inertial subrange)이 나타나고 있다. 이 領域은 大規模 渦流에서 얻은 亂流 運動에너지를 보다 小規模 渦流로 傳達하고 自身은 平衡狀態를 維持하며 Kolmogorov에 의한 에너지 스펙트럼의  $-5/3$ 乘 法則을 滿足하고 있다. 그림에서 이 領域은  $200 < Kl < 1000$  ( $F=300-1500$  Hz)의 範圍이고 消散領域은  $Kl > 1000$ 이다.

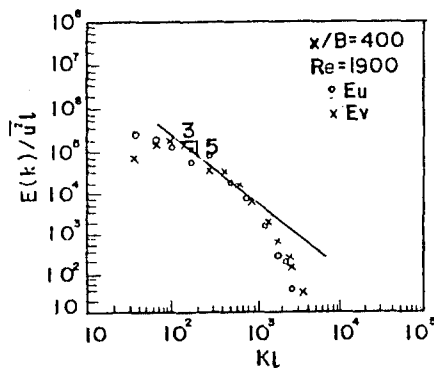


Fig. 18. Power spectral density function of  $u, v$  fluctuation on the wake center at  $X=400B$

#### 4. 結 論

亞音速 風洞의 均一한 速度場에 놓인 長方形柱의 後方에 나타나는 2次元 亂流構造의 特性에 關하여 熱線 風速計를 使用한 實驗的 研究를 通하여 다음과 같은 結論을 얻었다.

1. 長方形柱로부터 約 20B까지는 強한 周期性을 지닌 2次元性的인 코히어런트 構造를 가진 渦가 存在한다.

2. 亂流強度의 自己保存性은  $X/B=400$  以後에서 일어나며 그때 亂流強度의 最大植는  $\sqrt{u^2}/\Delta U_m=0.37, \sqrt{v^2}/\Delta U_m=0.31$ 이며, 全體의 으로 볼 때  $u$ 變動成分 값이  $v$ 變動成分 값보다 크고, 後流半幅 近方에서 가장 큰 에너지가 存在하며 거기서 流體의 混合이 가장 활발하게 일어난다.

3. 大規模 코히어런트 構造의 渦流는 上流로 갈 수록 支配的이고 小規模 渦流는 下流로 갈 수록 支配的이다. 또 渦流의 形態는 上流로 갈 수록 圓형에 가까우며, 下流로 갈 수록 流動方向으로 길게 伸張된다.

#### 參考文獻

- 1) B.J.Bickery, "Fluctuating lift and drag on a long cylinders of square cross-section in a smooth and in a turbulent stream", J.Fluid Mech., Vol.25, 1966, p481-494
- 2) Atsushi Okajima, "Strouhal numbers of rectangular cylinders", J.Fluid Mech., Vol.123, 1982, p379-398
- 3) H.Sakamoto and S.Oiwake, "Fluctuating forces on a rectangular prism and a circular cylinder placed vertically in a turbulent boundary layer", J.Fluids Eng. Trans. ASME, Vol.106, 1984, p160-166.
- 4) K.Stewartson F.R.S., "On the flow near the trailing edge of a flat plate", Proc. Soc. A., Vol.306, 1968, p275-290
- 5) F.E.Talke and S.A.Berger, "The flat plate trailing edge problem", J.Fluid Mech., Vol. 40,

- 1970, p161-189
- 6) J.W.Elder, "The flow past a flat plate of finite width", J.Fluid Mech., Vol.9, 1960, p133-153
  - 7) H.Sato and K.Kuriki, "The mechanism of transition in the wake of a thin flat plate placed parallel to a uniform flow", J.Fluid Mech., Vol. 11, 1961, p321-352
  - 8) J.C.R.Hunt, C.J.Abell, J.A.Peterka and H. Woo, "Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles: applying topology to flow visualization", J. Fluid Mech., Vol. 86, 1978, p179-200
  - 9) R.W.Davis and E.P.Moore, "A numerical study of vortex shedding from rectangles", J. Fluid Mech., Vol. 116, 1982, p475-506
  - 10) B.E.Lee, "The effect of turbulence on the surface pressure field of a square prism", J. Fluid Mech., Vol. 69, 1975, p263-282
  - 11) B.Cantwell and D.Coles, "An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder", J. Fluid Mech., Vol. 136, 1983, p321-374
  - 12) T.Adachi and K.Yoshida, "A study on the two-dimensional similar velocity distribution in the turbulent wakes", Trans. JSME, Vol. 25 1982, p906-911