

<論 文>

## 2次元 亂流 Stepped Wall Jet 의 流動特性

夫禎淑\* · 金旻天\*\* · 朴晉皐\*\*\* · 姜昌壽\*\*\*\*

(1985年 8月 8日 接受)

### Flow Characteristics of Two-dimensional Turbulent Stepped Wall Jet

Jung Sook Boo, Kyung Chun Kim, Jin Ho Park and Chang Soo Kang

**Key Words:** Plane Wall Jet (2次元 壁面噴流), Reattachment Length(再附着 길이), Turbulence Intensity(亂流強度), Triple Velocity Product(速度의 3乘積), Integral Length Scale(積分 길이 尺度)

#### Abstract

Measurements of mean velocity and turbulence characteristics are obtained with a linearized constant temperature hot-wire anemometer in a two-dimensional turbulent jet discharging parallel to a plate. Wall static pressure distribution is also measured.

The Reynolds number based on the jet nozzle width ( $D$ ) is about 42,000 and the step height is  $2.5D$ . The reattachment length is found to be  $7.5D$  by using both wool tuft and oil methods.

Upstream of the reattachment point, there exist double coherent structures and mean velocity, Reynolds stresses and triple product profiles are asymmetric about jet center line due to the influence of streamline curvature and recirculating flow region.

Near the reattachment point, wall static pressure and turbulence quantities change its shape rapidly because of the large eddies by the solid wall.

Especially, turbulence intensity has a maximum value in the reattachment region, then decreases slowly in the redeveloping wall jet region.

Downstream of  $X/D=14$ , a single large scale eddy structure is formed.

Far downstream after the reattachment ( $X/D \geq 18$ ) mean velocity profile, the decay of maximum velocity and the variation of jet half width are nearly similar to those of plane wall jet, but the Reynolds stresses are higher than those of the latter.

#### 記 號 說 明

$C_{pv}$  : 무차원 압력계수 ( $= \frac{P_w - P_{atm}}{1/2 \rho_a V_j^2}$ )

$D$  : 노즐 出口 幅 (=21mm)

\*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 生産機械工學科

\*\*\*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

$E$  : 유입변수 (entrainment paramet)  
( $= \frac{1}{U_a} \frac{d}{dx} \int_{-\infty}^{\infty} U dy$ )

$E_i$  : 再附着點 上流의 내부영역 (inner region)에 대한 유입변수

$H$  : 段의 높이 (=  $2.5D$ )

$L(L_u, L_v)$  : 積分 길이 尺度 (integral length scale)  
( $L_u$  :  $u$ -성분,  $L_v$  :  $v$ -성분)

- $P_{atm}$  : 대기압
- $P_w$  : 壁面靜壓(wall static pressure)
- Re : 레이놀즈 數(= $U_i D/\nu$ )
- $S(S_u, S_v)$  : Skewness  
( $S_u = \overline{u^3}/u'^3, S_v = \overline{v^3}/v'^3$ )
- $u, v$  :  $x, y$  에 대한 속도의 亂流成分
- $u', v'$  :  $u, v$  의  $r, m, s$  값
- $-\overline{uv}$  : 레이놀즈 剪斷應力(Reynolds shear stress)
- $\overline{u^3}, \overline{u^2v}, \overline{uv^2}, \overline{v^3}$  : 速度의 3乘積
- $U$  :  $x$  방향 平均速度
- $U_i$  : 노즐 出口 速度(≒30m/sec)
- $U_m$  : 最大平均速度
- $W$  : 노즐의 높이(=800mm)
- $x(X)$  : 노즐 出口에서 유동 방향에 따른 거리
- $X_c$  : 포텐셜중심거리(Potential core length)
- $X_0$  : 가상원점(virtual origin)의  $x$ 좌표
- $X_R$  : 시간평균 再附着 길이
- $y(Y)$  : 壁面에서 수직 방향의 거리
- $y_{\frac{1}{2}}$  :  $U = \frac{U_m}{2}$  되는 곳의  $y$ 좌표
- $z(Z)$  : 壁面の 중심선에서 노즐 높이 방향의 거리
- $\eta$  : 무차원화된  $y$ 좌표(= $y/y_{\frac{1}{2}}$ )
- $\lambda$  : Taylor's microscale
- $\nu$  : 공기의 동점성 계수
- $\tau$  : 時間定數(time constant)
- $\tau_s$  : 全剪斷應力(total shear stress)
- : 시간평균값의 표시

### 1. 序 論

亂流 剪斷流의 여러가지 흐름의 형태중 噴流 流動은 工學的으로 그 응용범위가 매우 넓기 때문에 이에 대해 많은 연구가 진행되어 왔다.

自由噴流(free jet)流動에 관해서는 Miller & Comings<sup>(1)</sup>, Bradbury<sup>(2)</sup>, Wygnanski & Fiedler<sup>(3)</sup>, Gutmark & Wygnanski<sup>(4)</sup> 등의 보고가 있으며, 壁面噴流(wall jet)流動에 관해서는 Glauert<sup>(5)</sup>, Schwarz & Co-sart<sup>(6)</sup>, Kruka & Eskinazi<sup>(7)</sup>, Irwin<sup>(8)</sup>, Wilson & Goldstein<sup>(9)</sup>, Gibson & Youni<sup>(10)</sup> 등에 의해 연구되었다. 그러나 이상의 연구들은 대부분이 自體類似(self-preserving) 영역에 관한 것이며, 噴流의 초기 발달 과정에 있어서 급격히 변화하는 亂流構造의 특성에 관한 자세한 연구는 거의 없는 실정이다.

Sawyer<sup>(11)</sup>는 段(step)이 진 평판에 평행하게 분사되어 再循環(recirculation)영역을 형성하고 再附着(reattachment) 이후에는 壁面噴流로 재발전하는 2次元 再附着噴流(reattaching jet)에 대해 유입변수를 도입하여 再循環 영역의 길이를 解析的으로 예측한 결과, 실험과 잘 일치되었으며 특히 유선의 곡률이 유입 특성에 상당한 영향을 미친다고 밝혔다. 그러나 Sawyer는 이 再附着噴流가 再附着 이후 壁面噴流로 재발전되어 나가는 영역에 관해서는 언급을 하지 않았으며 유선의 곡률을 갖는 再附着點 上流의 自由噴流 부분에 대해서도 亂流構造의 특성에 관한 연구는 하지 않았다. 한편 이 2次元 再附着噴流는 自由噴流 유동과 壁面噴流 유동을 동시에 포함하고 있을 뿐만 아니라 再循環 영역, 유선의 곡률, 壁面境界層, 自由剪斷層(free shear layer) 등 대부분의 亂流 流動場을 局部的으로 모두 포함하고 있다. 따라서 本 研究에서는 이 2次元 再附着噴流(本文에서는 stepped wall jet라 명명함) 유동장을 再附着上流 부분, 再附着點 근방, 再附着 이후의 재발전 壁面噴流 지역의 세 영역으로 구분하여 再附着 길이, 平均速度, 壁面靜壓를 측정하고 on-line에 의한 디지털 데이터 處理技法을 이용하여 亂流強度, 레이놀즈 剪斷應力, 速度의 3乘積(triple velocity product), integral length scale, Taylor's microscale 등을 實驗的으로 구하여 再附着 上流 부분에서는 自由噴流와 비교하고, 再附着 이후에서는 2次元 壁面噴流와 비교하기로 한다. 그리하여 초기 교란을 받는 噴流가 壁面に 再附着하여 2次元 壁面噴流로 재발전되어 가는 과정에 있어서의 平均 流動場과 급격한 변화를 갖는 亂流特性을 상세히 조사하여, 보다 一般的으로 적용될 수 있는 亂流모델을 개발함에 있어서 실험적인 자료를 제공하고자 한다. Fig. 1은 本 實驗의 流動場에 대한 概略圖를 보여주고 있다.

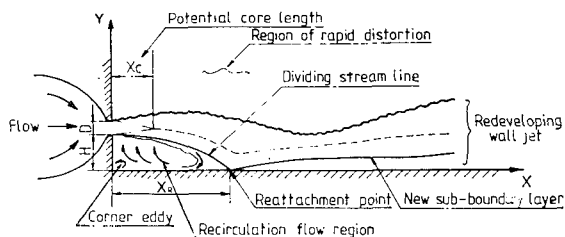


Fig. 1 Flow field of a stepped wall jet

## 2. 實 驗

### 2.1 實驗裝置

本 實 驗 에 사 용 한 風 洞 은 5 馬 力 3 相 交 流 電 動 機 로 구 동 되 는 噴 射 형 저 속 風 洞<sup>(12)</sup> 이 며 수 축 비 25 : 1 인 수 축 노즐 出 口 에 위 치 한 시 험 구 간 의 전 체 概 略 圖 가 Fig. 2 에 나 타 나 있 다. 2 차 元 噴 流 가 再 附 着 될 수 직 壁 面 은 10mm 두 계 의 아 크 릴 로 800×1770mm 의 크 기 로 제 작 되 었 고 噴 流 의 2 차 원 성 을 보 존 하 기 위 하 여 10mm 두 계 의 1820×2400mm 크 기 의 합 판 3 장 을 겹 처 아 께 면 으 로 하 고 윗 판 은 自 重 에 의 해 수 직 벽 이 힘 을 방 지 하 기 위 해 5mm 두 계 의 가 벼 운 아 크 릴 로 만 들 었 다 (800×1770mm). 또 한 수 직 벽 의 중 심 선 을 따 라  $X/D=1/2\sim 68$  위 치 까 지 19 개 의 압 력 공 (pressure tap) 을 설 치 하 여 壁 面 壓 력 분 부 를 測 定 할 수 있 도 록 하 였 다.

熱 線 프 로 우 브 와 피 투 우 관 의 지 지 대 는 높 이 를 수 직 벽 의 중 심 선 상 에 위 치 시 키 고  $x$  방 향 과  $y$  방 향 으 로 피 치 가 각 각 5mm, 1mm 인 스 크 류 에 의 해 움 직 이 는 이 송 장 치 를 사 용 하 여 원 하 는 위 치 에 이 동 시 켰 다.

### 2.2 實驗方法

本 實 驗 에 서 구 하 고 자 하 는 모 든 亂 流 특 성 치 는 노즐 出 口 速 도 를 약 30m/sec 로 고 정 시 켜 구 하 였 고, 노즐 出 口 幅 을 기 준 으 로 한 레이 놀즈 數 는 약 42,000 이 며 出 口 에 서 의 亂 流 強 도 는 약 0.2% 이 었 다. 그 러 고 실 험 중 공 기 의 온 도 는 거 의 일 정 하 였 으 므 로 熱 線 流 速 計 (hot-wire anemometer) 의 온 도 보 상 은 하 지 않 았 다. 再 附 着 길 이 는 표 면 유 동 의 可 視 化 방 법 으 로 먼 저 wool tuft 방 법 으 로 구 하 고 oil dot 방 법 으 로 재 확 인 하 였 다<sup>(15)</sup>.

壁 面 靜 壓 은 정 압 공 에 부 착 된 스테 인 레 스 파 이 프 에

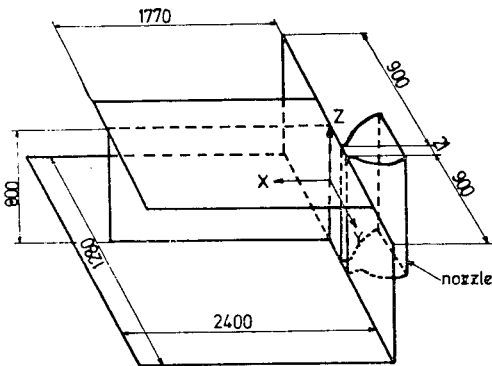


Fig. 2 Test section

직 경 6mm 의 비 널 파 이 프 를 연 결 하 여 0.01mm H<sub>2</sub>O 까 지 測 定 가 능 한 미 소 壓 력 計 로 測 定 하 였 다.

亂 流 量 의 測 定 은 직 경 5 $\mu$ m 인 텅 스텐 와 이 어 로 구 성 된 X 형 프 로 우 브 를 사 용 하 였 는 데, 이 熱 線 의 보 정 은 노즐 出 口 에 서 피 투 우 관 를 사 용 하 여 행 하 였 다. 이 때 出 口 速 도 의 변 화 를 위 해 안 내 관 입 구 에 조 절 판 을 부 착 시 켜 유 입 되 는 공 기 의 유 량 을 변 화 시 켰 다.

X 형 프 로 우 브 를 사 용 한 測 定 및 자 료 처 리 시 스템 의 概 略 圖 가 Fig. 3 에 나 타 나 있 다. 디 지 털 테 이 터 處 理 技 法 으 로 통 계 치 를 구 하 기 위 해 먼 저 선 형 화 된 정 온 형 熱 線 流 速 計 의  $u, v$  출 력 신 호 를 Brüel & Kjaer 7003 F.M. 방 식 4 채널 磁 器 테 이 프 레 코 더 에 15inch/sec 의 速 도 로 녹 음 시 켰 다. 녹 음 된 신 호 들 을 TSI 1057 signal conditioner 에 서 10kHz 의 low pass filter 로 통 과 시 킨 후  $u, v$  및 TSI 1015C turbulence processor 의 미 분 회 로 를 통 과 시 킨 신 호 를 Data Precision 사 의 Model-601 D-6000 digital data processor 로 3 채널 동 시 에 14bit 로 A/D 변 환 시 켜, 각 측 정 점 당 20,480 개 의 디 지 털 테 이 터 를 10kHz 의 샘플 링 주 파 수 로 샘플 링 하 여 Model-68i data logger 의 floppy diskette 에 저 장 시 켰 다. diskette 에 저 장 된 디 지 털 테 이 터 들 은 마 이 크 로 컴 퓨 터 에 의 해 D-6000 으 로 다 시 입 력 되 어 내 장 된 계 산 기 능 을 사 용 하 여 亂 流 強 도, 레이 놀즈 剪 斷 應 력, 速 도 의 3 乘 積 및 Taylor's microscale 을 구 하 였 다. 또 한 D-6000 장 치 에 내 장 된 FFT 기 능 을 이 용 하 여  $u, v$  신 호 의 由 記 相 關 關 係 (auto-correlation) 을 구 하 고 이 를 Simpson 방 법 으 로 積 分 하 여 integral length scale 을 구 하 였 다.

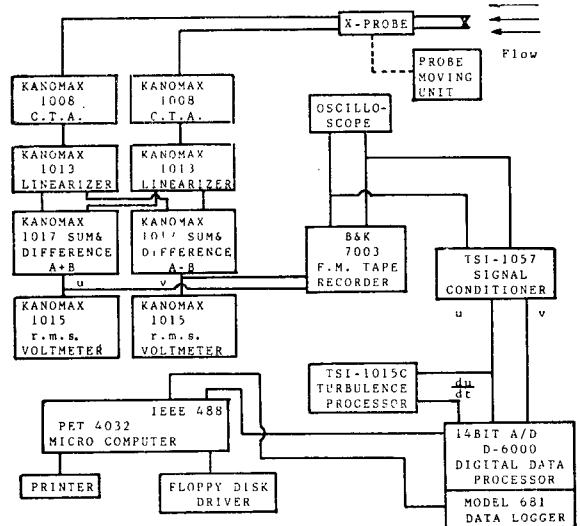


Fig. 3 Block diagram of hot-wire measurement data processing system

여기서 Taylor microscale은 디지털화된  $u$ 의 시간微分값을 이용하여 Taylor의 frozen field hypothesis<sup>(13,14)</sup>를 적용하여 구하였다<sup>(15)</sup>,

난류특성의 측정치에 대한 정확성을 검토해 보기 위해 자유분류 영역 및 재부착 벽면 분류 영역에서 녹음한 난류순간속도를 FFT 프로세서 장치(Scientific-Atlanta社 제품, 모델 SD. 375)로 파워스펙트럼을 구하고平衡副域(inertial subrange)구간의  $-\frac{5}{3}$  멱(power)을 확인하였다.<sup>(15)</sup>

### 3. 結果 및 考察

#### 3.1 再附着 길이(Reattachment Length)

Fig. 4(a), (b)에 보인것처럼 wool tuft 및 oil dot에 의한 표면유동의 可視化방법으로 再附着點의 위치를 구하였는데, 유동특성의 측정조건인 출구속도가 30m/s,  $H/D=2.5$ 인 조건하에서 再附着長이는 둘다 약  $7.5D$ 였다. 여기서 oil dot 방법의 경우에는 重力의 영향으로 인해 수직벽면의 정확한 流線은 볼 수 없었으나, 再附着點의 위치는 충분히 알 수 있다. 레이놀즈수에 대한 再附着長이의 종속성을 검토해 보기 위해 난류 2次元 噴流가 형성되는 레이놀즈수의 범위 내에서 噴流 出口速度를 15m/s에서 30m/s로 변화시키면서  $H/D=2.5$ 로 고정시키고 再附着點의 위치를 확인해 본 결과 再附着長이는 약  $7.5D$ 로 속도에 무관하였다.

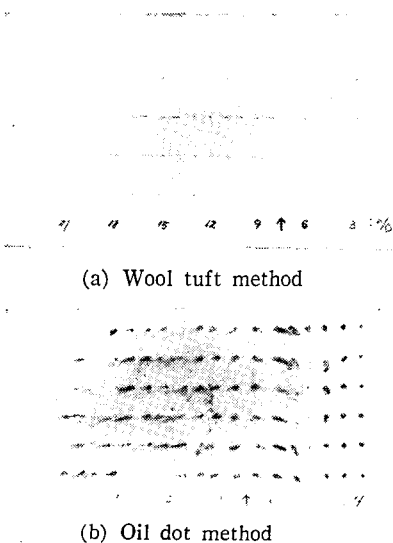


Fig. 4 Reattachment point by surface flow visualization (for  $H/D=2.5$ ,  $U_j=30m/s$ )

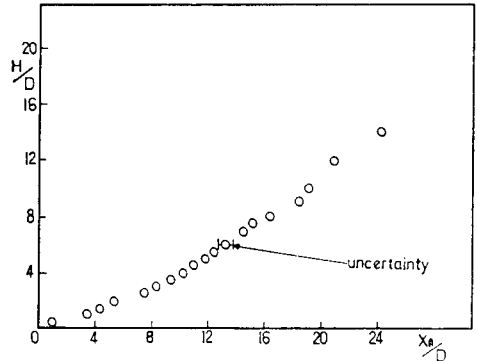


Fig. 5 Reattachment lengths vs. step heights ( $0.2 \leq H/D \leq 15$ ,  $Re=42,000$ )

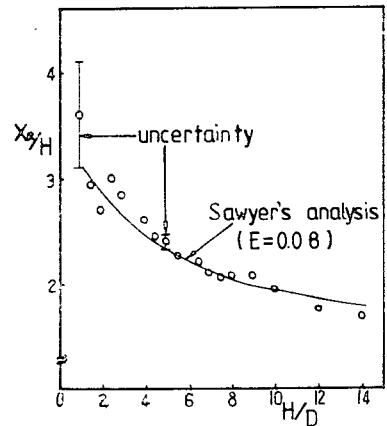


Fig. 6 Variation of  $X_R/H$  vs.  $H/D$ : Compared with Sawyer's (1963) analysis

Fig. 5에는 段의 높이의 변화에 따른 노즐 出口幅에 대한 시간평균 再附着長이의 변화가 나와있다. 段의 높이를 크게할수록 노즐 出口幅에 대한 再附着長이의 증가율이 커짐을 알수있다.

Fig. 6은 段의 높이에 대한 再附着長이의 변화인데 噴射幅에 비해 段의 높이가 커지면 이에대한 再附着長이의 기울기가 점점 감소하는 경향이다.

또한, 本 實驗의 결과는  $E=0.08$ ,  $2E_1/E=0.8$ 에서의 Sawyer<sup>(11)</sup>의 해석결과와 거의 비슷하고, 국소平均速度分布에서 계산한  $E$  값은 약 0.088이다.

#### 3.2 국소 平均速度(Local Mean Velocity)

Fig. 7은 흐름 방향의 국소 平均速度分布이다. Coanda 효과에 의해 2次元 噴流가 再附着하면서 再循環 영역을 형성하고 壁面에서 壁面噴流로 재발달하는 것을 볼 수 있다.

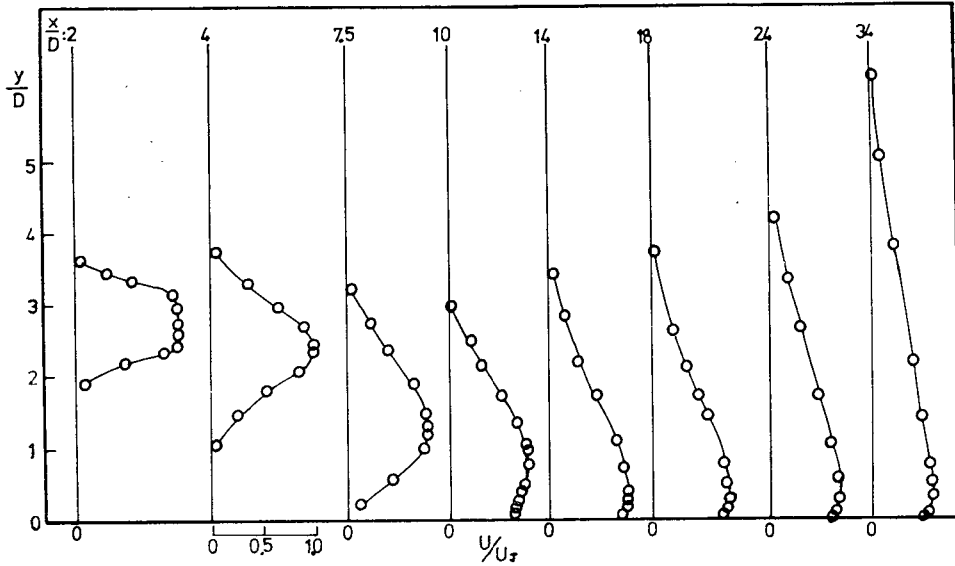


Fig. 7 Mean velocity profiles along streamwise direction

Fig. 8과 Fig. 9는 재附着點 上流과 下流에서의 유동방향 平均速度分布를 最大平均速度와 噴流半幅으로 무차원화한 것이다. 재附着點 上流에서의 噴流를 Townsend<sup>(16)</sup>의 自體類似 2次元 噴流(self-preserving plane jet)와 비교해볼 때 약간의 非對稱성을 나타내는데, 이는 유선의 곡률과 재循環 영역의 영향에 의한 결과라고 생각된다. 그리고 재附着點 下流에서 재발전된 壁面噴流의 平均速度分布는  $X/D=24$ 부터 거의 상사형태(similarity form)를 이루며, 이것은 Schwarz & Cosart<sup>(6)</sup>의 2次元 壁面噴流의 분포와 거의 일치한다.

Fig. 10에서는  $x$  방향 最大平均速도의 감소를 노즐

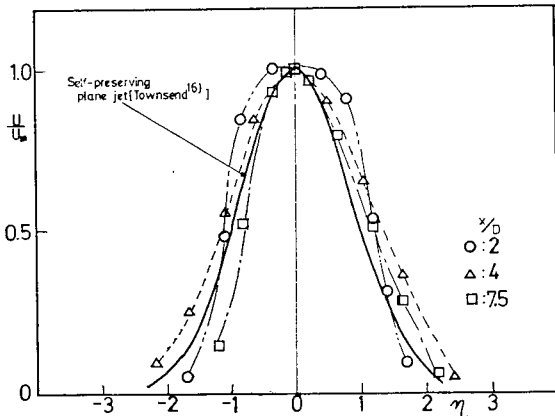


Fig. 8 Normalized mean velocity profiles; upstream of reattachment point

出口速度( $U$ )와 노즐 出口 幅( $D$ )으로 무차원화된 것인데, 재附着 과정에서 噴流의 最大平均速度가 급격히 감소함을 보여준다. 이 현상은 노즐에서 噴射된 유체가 재附着點에서 둘로 나뉘어져 일부가 재循環 영역으로 유입되기 때문이다. 또한 壁面噴流로 재발전되는 영역에서는 最大平均速度가  $X/D=24$  이후 부터는 Myers<sup>(17)</sup> 등에 의해 측정된 2次元 壁面噴流의 最大平均速

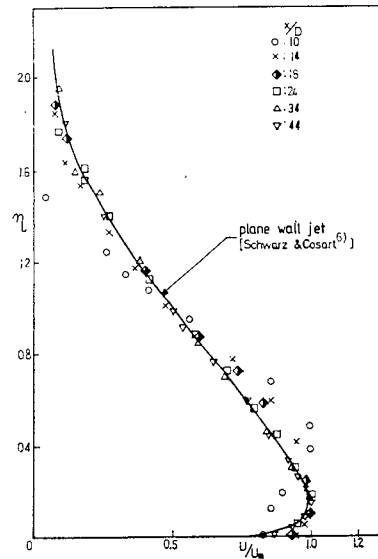


Fig. 9 Normalized mean velocity profiles; downstream of reattachment point

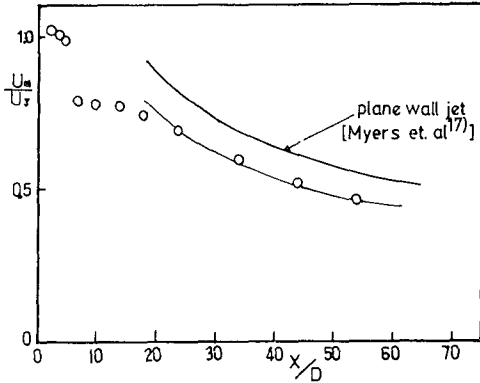


Fig. 10 Decay of maximum velocity

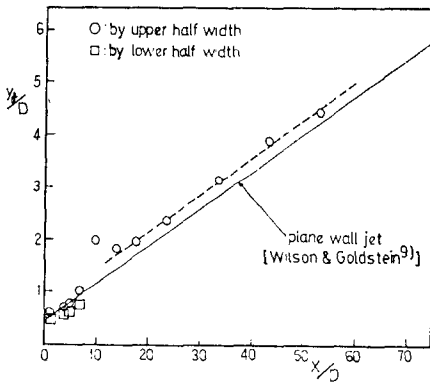


Fig. 11 Variation of jet half width

度 감소와 같은 추세를 나타내고 있다. 再附着 이후부터  $X/D=24$  까지에서 最大平均速度의 감소율이 2次元 壁面噴流보다 훨씬 적은 이유는 再附着 후에도 再附着點 上流의 대 규모 渦流가 殘存하여 높은 亂流强度和 함께 큰 유입 현상이 동반되기 때문이다.

Fig. 11은 유동방향에 따른 噴流半幅의 변화를 보여 주는데 여기서 再附着點 앞부분에 대해서는 平均速度分布가 噴流 중심선에 대해서 비대칭적이므로 윗쪽 半幅과 아랫쪽 半幅의 두가지로 나누어 표시하였다. 再附着點 下流의 半幅은 一般의으로 壁面噴流에서 정의하는 最大平均速度의 半이 되는 윗쪽 速度까지의 높이를 말하며 再附着點 근방인  $X/D=7.5$ 와  $X/D=10$ 부분을 제외하고는 노즐 出口 근방과 再附着點 이후에서 거의 선형적으로 증가하는데,  $X/D=18$ 부터는 Wilson & Goldstein<sup>(9)</sup>의 2次元 壁面噴流에 대한 결과와 거의 같은 기울기로 증가한다. 따라서, 本 實驗에서 재발견되는 壁面噴流를 一般의인 2次元 壁面噴流로 대체시켰다고 생각할때, 半幅의 발전 추세로 역산한 가상원

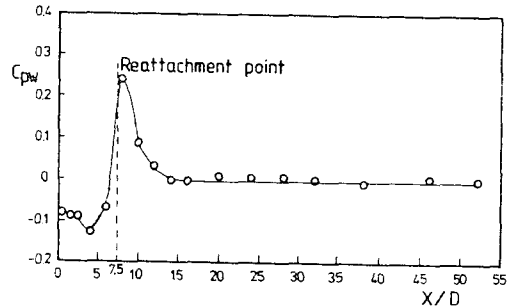


Fig. 12 Wall static pressure distribution

점 (virtual origin)은  $X_0=-4D$ 로 생각할 수 있다. 再附着點 직후의 噴流半幅이 평범한 2次元 壁面噴流의 半幅에 비해 큰것은 最大平均速度 변화율에서 나타난 바와 같이 再附着點 부근의 매우 큰 압력요동 및 非定常性에 의해 유입이 局部的으로 큰 값을 갖기 때문이라 생각한다.

### 3.3 靜壓分布 (Static Pressure Distribution)

Fig. 12는 噴流가 再附着되는 壁面에서의 靜壓分布인데, 再附着點을 중심으로 원치한 壓力變化를 볼 수 있으며 最大壓力는 再附着點 근방인  $X/D=8$  부근에서  $C_{pw} \approx 0.24$ 의 값을 갖는다. 噴流 出口 부분의 하단에서는  $X/D \approx 2.5$ 까지 거의 일정한 陰壓( $C_{pw} \approx -0.085$ )을 보이며 再附着點으로 접근하면서 감소하다가 급격히 증가하며, 再附着點 근방의 높은 壓力구배로 말미암아 큰 압력요동이 예상된다. 그리고 再附着點 下流에서,  $X/D=14$  이후부터는 壁面壓力는 거의 대기압과 같다.

### 3.4 亂流强度 (Turbulence Intensity)

Fig. 13은 亂流强度  $u'/U_i$ ,  $v'/U_i$ 의 분포를 보여준다. 再循環 영역의 반 정도까지는 2次元 噴流의 亂流强度和 비슷한 분포 형상을 보이며 再附着되면서 壁面の 존재로  $v$ 성분이 급격히 줄어들며 서서히 2次元 壁面噴流의 亂流强度和 비슷한 분포 경향을 보여주고 있다. 亂流强度의 最大값은 再附着 근방에서  $u'/U_i \approx 0.34$ ,  $v'/U_i \approx 0.25$ 의 값을 가진다. 亂流强度의 극대 값은 再附着點 이후에도 두 군데에 나타나다가  $X/D=14$  이후부터는 한 군데에 나타나면서 단순화 형상의 경향을 갖는다. 이것은 再附着點 上流에서 형성된 두 개의 대 규모의 渦流構造가 再附着 이후에도 어느정도 殘存하기 때문이라 생각된다.

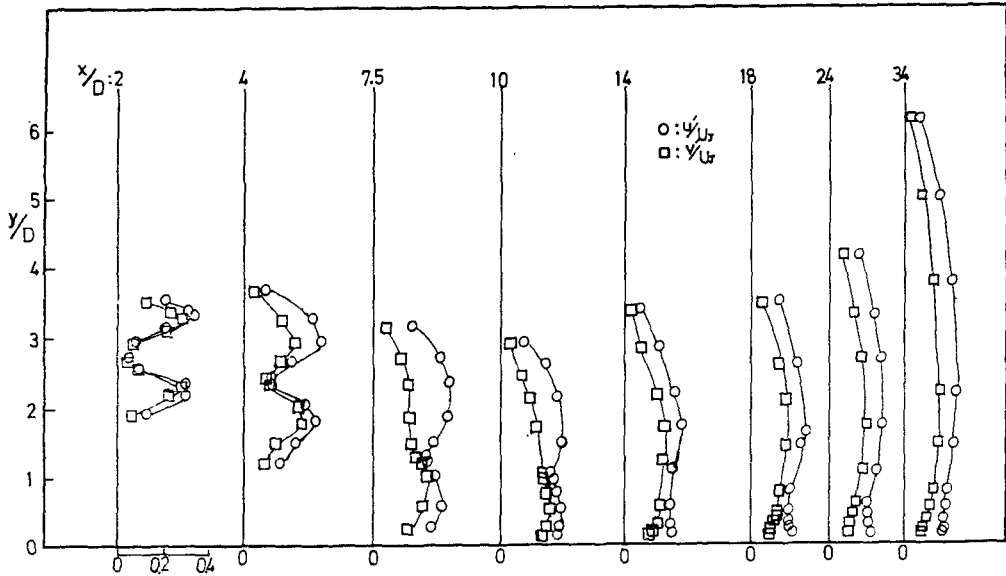
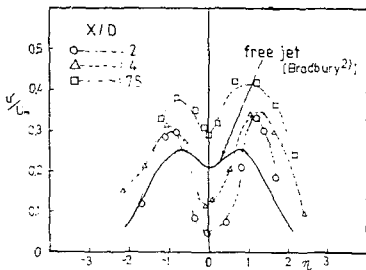
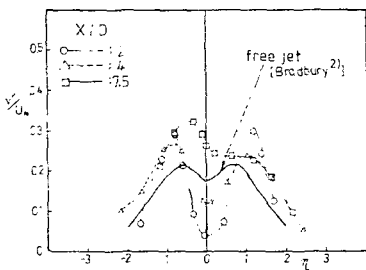


Fig. 13 Turbulence intensity profile along streamwise direction

Fig. 14 에서는 再附着點 上流 部分에서 극소 最大 平均速度 ( $U_m$ )와 噴流 半幅 ( $y_{1/2}$ )으로 무차원화 한 亂流 強度 분포를 Bradbury<sup>(2)</sup>의 自體類似 2次元 噴流 ( $X/D > 60$ )의 경우와 비교하여 나타낸것이다. 유선의 곡물



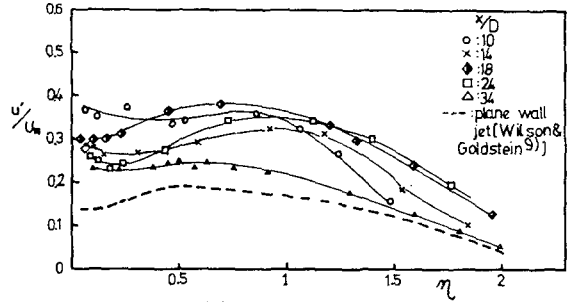
(a) u component



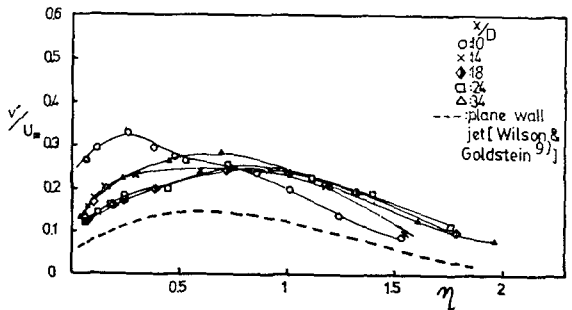
(b) v component

Fig. 14 Distribution of normalized turbulence intensities in the upstream of reattachment point

효과로 인해 非對稱性을 보이는데, 再附着되면서 u 성분은 내부영역에서보다 외부영역에서 더 증가하는 경향을 띠며, v 성분의 경우 외부영역에서는 오히려 감소하고 내부영역에서는 증가하는 경향을 보이고 있다.



(a) u component



(b) v component

Fig. 15 Distribution of normalized turbulence intensities in the downstream of reattachment point

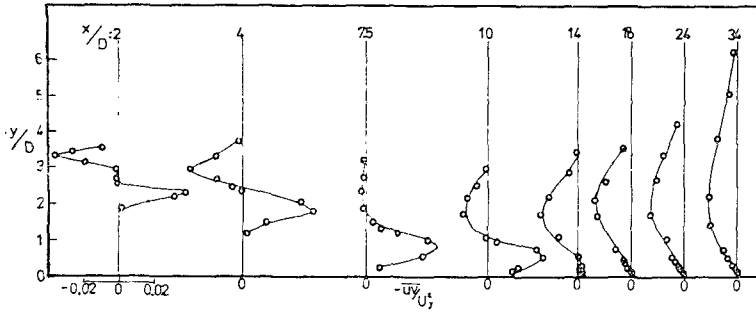


Fig. 16 Reynolds shear stress profiles along streamwise direction

Fig. 15에서는 再附着 이후의 무차원화된 亂流強度 분포를 Wilson & Goldstein<sup>(9)</sup>의 2次元 壁面噴流의 분포 ( $X/D > 50$ )와 비교하였다. 本實驗에서 측정된 영역 내에서는 재 발전되는 壁面噴流의 構造에 있어, 平均速度分布는 2次元 壁面噴流의 경우와 비슷하게 형성되었으나 亂流強度는 自體類似 2次元 壁面噴流보다 큰 값을 나타내었고 최종 측정점  $X/D=34$ 에서는 크기는 다르지만 분포형상은 2次元 壁面噴流와 비슷하였다.

### 3.5 레이놀즈 剪斷應力(Reynolds Shear Stress)

Fig. 16은 레이놀즈 剪斷應力の 유동방향에 대한 분포인데, 再附着點 전후로 그 형상이 급격히 변화함을 볼 수 있다.

Fig. 17과 Fig. 18에서는 再附着點 전후의 레이놀즈 剪斷應力을 각각 Gutmark & Wagnanski<sup>(4)</sup>의 自體類似 2次元 噴流와 Wilson & Goldstein<sup>(9)</sup>의 2次元 壁面噴流와 비교하였다. Fig. 17에서 보는 바와 같이 再附着點 上流 부분에서는 유선의 곡률의 영향으로 외부 영역에서는 레이놀즈 剪斷應力이 점점 감소하며, 내부 영역에서는 再循環流의 유입때문에 점점 증가하고 있다. Fig. 18에서 보면, 再附着點 이후부터  $X/D=14$ 까지는 壁面 근처에서  $y$ 방향에 대한 레이놀즈 剪斷應力の 기울기가 陽의 값을 갖는다. 이는 再附着 이전의 내부영역에서 증가된 레이놀즈 剪斷應力이 再附着 길이 2배 정도까지는 계속 영향을 미침을 나타낸다. 한편, Fig. 9와 Fig. 18을 비교해 보면  $X/D=18$ 에서 부터는 극소 最大平均速度點보다 壁面쪽으로 조금더 가까운 점에서 레이놀즈 剪斷應力이 零으로 되는데, 이것은 Irwin<sup>(8)</sup>, Wilson & Goldstein<sup>(9)</sup>, Ljuboja & Rodi<sup>(18)</sup> 등이 조사한 2次元 壁面噴流의 경우와 일치한다. 그리고 壁 근처에서 全剪斷應力(total shear

stress)의 분포는  $\frac{\partial \tau_x}{\partial y} \Big|_w = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}$  로 표현되는데,  $X/D=18$  이후부터는  $\frac{\partial P}{\partial x}$ 가 陰의 값을 가지므로 (Fig.

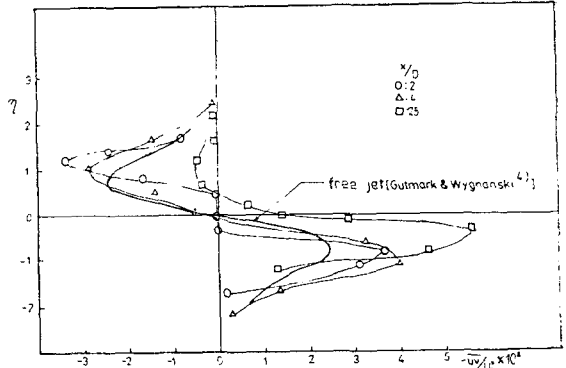


Fig. 17 Normalized Reynolds shear stress profiles in the upstream of reattachment point

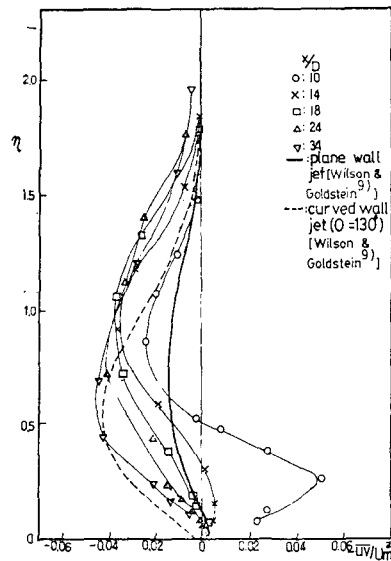


Fig. 18 Normalized Reynolds shear stress profiles in the downstream of reattachment point



12) 레이놀즈 剪斷應力の 기울기가 陽의 값을 갖는 경향은 없어진다.

項에 포함되는  $\overline{v^3}$ ,  $\overline{u^2v}$ ,  $\overline{uv^2}$ 의 유동 방향에 따른 분포와  $\overline{u^3}$ 의 분포가 Fig. 19(a), (b), (c), (d)에 나와있다. 3乘積들의 전체적인 경향은 레이놀즈 剪斷應力の 분포에서 관찰된 바와 같이 再附着點을 기준으로 그 분포현상이 크게 변화하며, 再附着이후에서는 3乘積의

3.6 速度的 3乘積(Triple Velocity Product)  
레이놀즈 應力方程式(Reynolds stress eqn.)의 擴散

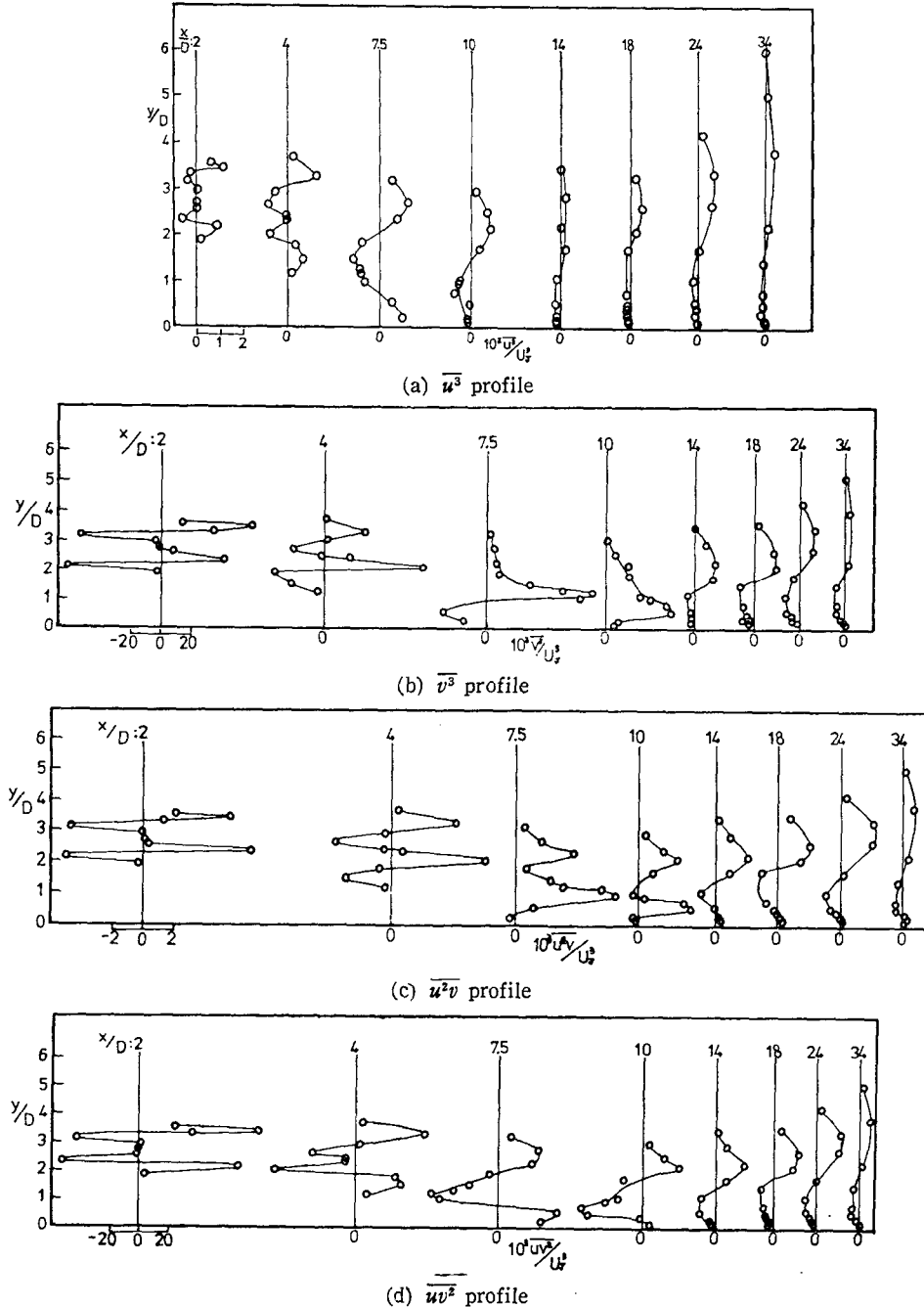


Fig. 19 Triple velocity product

감소가 壁面쪽에서 훨씬 빨리 진행되고 있음을 볼 수 있다.  $X/D=2$ 와  $X/D=4$ 에서는 2次元 噴流의 초기 단계에서 potential core의 상하측에 각각 혼합층(mixing layer)이 형성되는데, 이때 혼합층에서의 3乘積의 독특한 형태인 antisymmetric한 경향을 뚜렷이 볼 수 있으며, 再附着點 上流에서는 2개의 코히어런트 構造가 존재함을 알 수 있다. 그러나 유선의 곡률효과로 인해 모두 非對稱성을 나타내며, 再附着될 때 까지도 외부영역에서는 대 규모의 渦流構造가 안정된 곡률로 계속 이완(stretching)되므로,  $\overline{u^3}$ 는 커지면서  $\overline{v^3}$ 는 줄어드는 것을 볼 수 있다. 또한 再附着點에서는 높은 양력요동으로 인해 再附着 上流에서 존재하던 2개의

지배적인 코히어런트 構造가 깨어지며 再附着點 下流로 가면서 하나의 대 규모의 渦流構造를 서서히 형성시키고 있다.

Fig. 20(a), (b)는 再附着點 下流에서의 skewness 계수의 분포이다.  $X/D=10$ 에서 보면  $S_u$ 가 壁面 근처에서 강한 陽의 성향을 나타내는데, 이것은 再附着點 上流에서 존재하던 시계 방향의 대 규모의 渦流構造가 再附着이후에도 壁面 근처에서 어느 정도는 존재하고 있기 때문이다. 그리고  $X/D=14$  이후부터는 반시계 방향으로 회전하는 하나의 대 규모의 渦流構造가 형성됨을 잘 알 수 있고, 계속 下流로 감에 따라  $u, v$ 의 skewness 계수가 間歇領域(intermittent region)을 제외하고는 거의 비슷한 경향을 보여주고 있다.

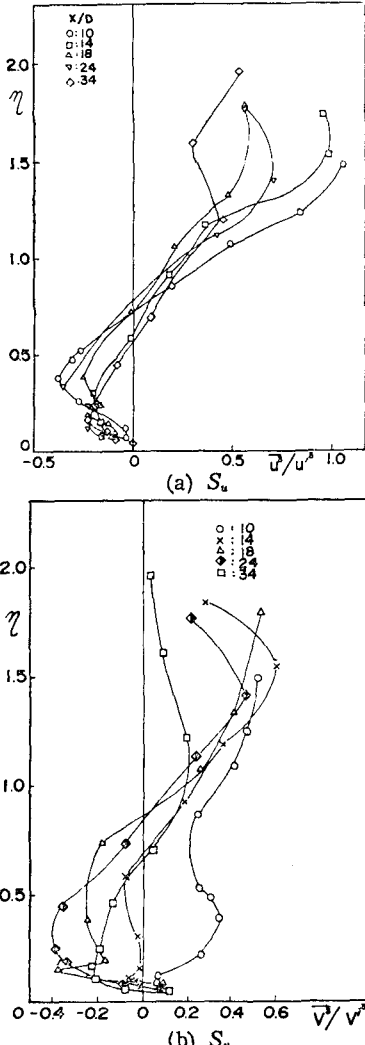


Fig. 20 Skewness factors in the downstream of re-attachment point

### 3.7 亂流尺度(Turbulence Scales)

Fig. 21은 再附着 下流에서의  $u, v$ 성분의 적분길이

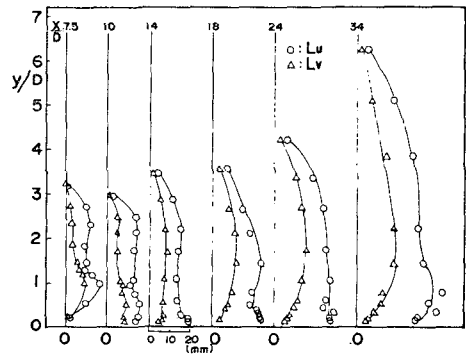


Fig. 21 Integral length scale

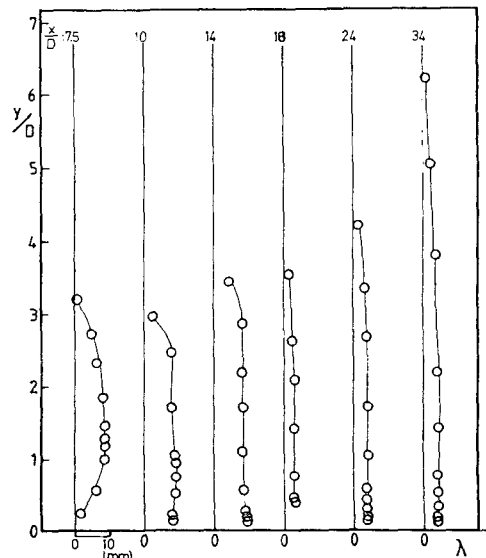


Fig. 22 Taylor's microscale

최도 분포인데,  $u, v$  성분 모두  $X/D=14$  이후로 下流로 가면서 전체적으로 커져가는 경향을 보이며,  $v$  성분은  $u$  성분에 비해 약 半 정도의 크기를 가지며 壁面 근처에서는 매우 작은 값을 갖는다. 특히 再附着點에서는  $v$  성분이  $y/D=0.8$  부근에서 큰 값을 가지다가 壁面에서는 급격히 감소함을 보이는데, 이는 강한 압력 구배에서 형성된 압력요동의 영향과 壁面の 效果 때문으로 생각된다.

Fig. 22는 再附着 下流에서  $u$  속도를 미분하여 구한 Taylor's microscale의 유동 방향에 대한 분포도인데,  $X/D=18$  이후로는 분포가 거의 일정해져서 이때부터 局所平衡(local equilibrium)이 성립됨을 알 수 있다.

#### 4. 結 論

2次元 亂流 stepped wall jet 流動場에 대해 온라인 방식에 의한 디지털 데이터 통계 處理技法을 이용하여 實驗的으로 연구한 결과 다음과 같은 結論을 얻었다.

(1) 段(step)의 높이를 크게 할수록 噴流 出口 幅에 대한 시간평균 再附着 길이의 기울기는 증가하나, 段의 높이에 대한 기울기는 감소한다.  $H/D=2.5$ 의 경우 시간평균 再附着 길이는 약  $7.5D$ 이다.

(2) 再附着點 上流에서는 2개의 코히어런트 構造가 존재하며, 平均速度分布는 약간의 非對稱性을 나타낸다.

(3) 再附着點을 중심으로 壁面靜壓 및 亂流強度, 레이놀즈 剪斷應力, 速度 3乘積등이 급격하게 변화하며, 특히 再附着點 근방에서 亂流強度가 最大값( $u'/U_s \approx 0.34$ ,  $v'/U_s \approx 0.25$ )을 갖는다.

(4) 再附着點 下流에서는  $X/D=34$  까지에서 亂流強度 및  $X/D=18$  이후의 레이놀즈 剪斷應力의 極大값이 自體類似 2次元 壁面噴流의 경우보다 크게 나타난다. 또한  $X/D=14$  부터는 하나의 대 규모의 渦流構造가 形成되며  $X/D=24$  이후로는 平均速度分布, 最大速度 감소 및 噴流 半幅의 증가율이 2次元 壁面噴流와 같은 경향을 갖는다.

#### 참 고 문 헌

- (1) D.R. Miller & E.W. Comings, Static Pressure Distribution in the Free Turbulent Jet, J.F.M., Vol. 3, pp. 1~6, 1957
- (2) L.J.S. Bradbury, The Structure of a Self-Preserving Turbulent Plane Jet, J.F.M., Vol. 23, pp. 31~64, 1965
- (3) I. Wygnanski & H. Fiedler, Some Measurements in the Self-Preserving Jet, J.F.M., Vol. 38, pp.

- 577~612, 1969
- (4) E. Gutmark & I. Wygnanski, The Planar Turbulent Jet, J.F.M., Vol. 73, pp. 465~495, 1976
- (5) M.B. Glauert, The Wall Jet, J.F.M., Vol. 1, pp. 625~643, 1956
- (6) W.H. Schwarz & W.P. Cosart, The Two-Dimensional Turbulent Wall Jet, J.F.M., Vol. 31, pp. 481~495, 1960
- (7) V. Kruka & Eskinazi, The Wall Jet in a Moving Stream, J.F.M., Vol. 20, pp. 555~579, 1964
- (8) H.P.A.H. Irwin, Measurements in a Self-Preserving Plane Wall Jet in a Positive Pressure Gradient, J.F.M., Vol. 61, pp. 33~63, 1973
- (9) D.J. Wilson & R.J. Goldstein, Turbulent Wall Jets with Cylindrical Streamwise Surface Curvature, Trans. A.S.M.E., Vol. 96, pp. 550~557, 1976
- (10) M.M. Gibson & B.A. Younis, Modeling the Curved Turbulent Wall Jet, A.I.A.A., Vol. 20, pp. 1707~1712, 1982
- (11) R.A. Sawyer, Two-Dimensional Reattaching Jet Flows Including the Effects of Curvature on Entrainment, J.F.M., Vol. 17, pp. 481~496, 1963
- (12) P.U. Jung, S.S. Lee, J.S. Boo & S.H. Yoon, The Characteristics of Free and Impinging Turbulent Plane Jet, Trans. of KSME, Vol. 7, No. 4, pp. 361~371, 1983
- (13) K.B.M.Q. Zaman & A.K.M.F. Hussain, Taylor Hypothesis and Large Scale Coherent Structures, J. F.M., Vol. 112, pp. 379~396, 1981
- (14) J.O. Hinze, Turbulence, 2nd ed., pp. 44~48, Mc Graw-Hill, 1975
- (15) J.H. Park, Turbulence Characteristics of a 2-Dimensional Stepped Wall Jet Flow, M.S. Thesis, Pusan National University, 1985
- (16) A.A. Townsend, The Structure of Turbulent Shear Flow, pp. 189~258, Cambridge Univ. Press, 1956
- (17) G.E. Myers, J.J. Schauer & R.H. Eustis, Plane Turbulent Wall Jet Flow Development and Friction Factor, J. Basic Eng., Vol. 85, p. 47, 1963
- (18) M. Ljuboja & W. Rodi, Calculation of Turbulent Wall Jets with an Algebraic Reynolds Stress Model, Trans. A.S.M.E., 102, pp. 350~356, 1980
- (19) H. Schlichting, Boundary Layer Theory, 7th ed., p. 563, McGraw-Hill, 1979