780 大韓機械學會論文集 第13卷 第4號, pp. 780~788, 1989.

〈論 文〉

박리-재부착 이후의 재발달 난류경계층(Ⅰ)
—난류 구조에 관한 실험적 연구—

백 세 진*·유 정 열**

(1989년 3월 17일 접수)

Redeveloping Turbulent Boundary Layer after Separation-Reattachment(Ⅰ)
—An Experimental Study on Turbulence Structure—

Se Jin Baik and Jung Yul Yoo

Key Words: Redeveloping Turbulent Boundary Layer(재발달 난류 경계층), Backward Facing Step(후향 계단), Intermittency Factor(간헐도), One-dimensional Energy Spectra(1차원 에너지 스펙트럼), Dissipation Energy Spectra(소산 에너지 스펙트럼)

Abstract

An experimental sutdy has been performed to investigate the process from nonequilibrium state to equilibrium state in redeveloping trubulent boundary layer beyond separation-reattachment using pitot tube and hot-wire anemometer. The model used in the experiment has the form of a backward facing step which is assembled by a two-dimensional 4:1 half elipse and a plate. Measurements are carried out up to a distance of about 50 step height downstream of the step, where the reattachment observed at about $x/h=6.5$. The profiles of the shape factor H the Clauser parameter G and the coefficient of friction C_f exhibited the characteristics similar to those of the equilibrium turbulent boundary layer from $x/h=25$, and the profiles of the trubulent quantities did from $x/h=35$. However, the wake region of the boundary layer does not seem to recover the equilibrium turbulent boundary layer even at $x/h=50$. By considering the distributions of the intermittency factor it has been noted that the turbulence structure changes gradually from a mixing layer to a turbulent boundary layer along downstream direction after reattachment. This becomes clearer as we analyse the one-dimensional energy spectra and the dissipation energy spectra which are measured and caculated at various downstream positions after the back ward facing step.

기 호 설 명

C_f : 마찰 계수(Coefficient of skin friction)
C_p : 압력 계수(Pressure coefficient)
$F_{11}(n), F_{11}(k)$: u의 1차원 에너지 스펙트럼
G : Clausre 매개변수
H : 형상 계수(Shape factor)
h : 계단의 높이
IR : Retail 간헐도
IW : Wholesale 간헐도
k_1 : x방향의 파 수
k : 난류 운동에너지
L_ϵ : 소산 길이 척도

*정회원, 서울대학교 대학원 현, 삼성종합기술원
**정회원, 서울대학교 공과대학 기계공학과

n : 주파수
P : 평균 압력
Re_θ : 계단높이를 기준으로 한 Reynolds수
U, u : x방향의 평균속도와 요동속도
U_0 : 기준 속도
U_i, u_i : 속도 벡터의 평균속도와 요동속도 성분
u_τ : 전단 속도
v : y방향의 요동속도
x, x_1 : 가로 좌표
x_0 : 가상원점
x_R : 재부착 길이
y : 세로 좌표
$y_{0.5}$: $U/U_0=0.5$인 위치
γ : 간헐도
δ : $u/U_0=0.995$인 경계층 두께
δ_1 : 배제 경계층 두께
δ_T : 평형난류경계층의 두께
ϵ : 난류운동 에너지 소산율
η : 무차원 상사변수, $(y-y_{0.5})/(x-x_0)$
θ : 경계층의 운동량 두께
κ : von-Kármán상수
ν : 동점성 계수
ρ : 밀도
τ : 전단응력

상첨자
$+$: 내부 영역 변수로 무차원화된 변수

1. 서 론

난류박리와 재부착 영역을 가지는 유동장은 실제 공학응용에 있어서 매우 중요하다. 이런 유동장은 디퓨우저, 연소기, 유체기계, 익형 및 건물 주위의 유동 등에서 흔히 관찰될 수 있으므로, 오래전부터 많은 연구의 대상이 되어 왔다. 후향 계단 유동은 기하학적 모양이 간단하고, 박리선이 거의 직선이며, 박리점이 모서리에 고정되어 비교적 정상상태 유동을 유지하지만, 유동 형태는 대단히 복잡하다. 특히 재부착 영역 및 재발달 경계층 유동에 관해서는 자세히 알려져 있지 않다. 이와 같은 특성 때문에 박리-재부착 유동은 난류모델의 정당성 및 수치계산방법의 타당성을 시험하는데 고려되는 중요한 유동중의 하나이다.

박리-재부착 난류유동은 경계층유동에서 자유전단층유동으로, 다시 경계층유동으로의 큰 변화를 거치게되므로 난류구조상 박리 이전의 경계층유동, 박리전단층, 재부착영역 및 재발달경계층유동 등으로 나누어진다[1].

재부착 하류에서는 평균 속도 분포가 평형 경계층 분포로 되돌아 가며 벽 근처 내부영역에서의 유동은 급속히 평형에 도달하지만 외부 영역은 매우 천천히 변한다. 재발달 경계층의 내부영역에서는 대수영역이 자라나기 시작하지만, 속도분포는 완전한 '일반대수법칙(universal logarithmic law)'보다 약간 아래로 움푹 들어간 부분 [이하 "디프(dip)"라고 부른다]을 보이면서 하류로 감에 따라 차츰 회복되어 간다. 이와 같은 속도 분포의 'dip'이 발생하는 이유는 재부착점 하류에서 대략적으로 일정하고 비정상적으로 큰 길이 척도가 존재함에 따라 주어진 전단응력에 대하여 속도구배 dU/dy가 감소하기 때문인 것으로 설명된다[2]. 따라서 벽법칙 영역에서의 dip은 국소 비평형 상태 즉 난류의 생성과 소산의 크기가 다름을 의미한다. 외부영역에서는 자유전단층에서 발달한 큰 overriding와류들이 존재하며[3] 이들의 생존시간이 꽤길어 먼 하류까지 영향을 미치므로 내부영역에서 보다는 훨씬 느리게 평형 경계층유동으로 회복이 된다.

난류강도와 전단응력은 재부착이후 급격히 감소하며, 매우 느리게 평형상태로 회복된다[4]. 재부착 영역으로부터 가까운 하류에서는 난류강도, 전단응력 및 난류의 생성의 최대값이 벽에서 멀리 떨어진 곳에 위치하므로 난류확산에 의하여 난류에너지가 주위로 전달된다. 따라서 벽 가까이에서는 생성항과 대류항의 크기가 작으므로 난류에너지의 확산항과 소산항이 균형을 이루며, 하류로 갈수록 점점 평형 경계층 유동으로 바뀌면서 생성항과 소산항이 균형을 이루게 된다. 평형상태는 생성항과 소산항의 크기를 비교함으로써 알 수 있으며, 또 Clauser 매개변수나 후류등을 평형 난류경계층의 값과 비교함으로써 알 수 있다.

현재까지의 실험 결과는 주로 후향계단에서의 재순환 유동 및 재부착 유동에 관하여 이루어졌으며, 또 재발달 경계층에 관해서는 난류벽법칙을 만족하지 않는 비평형 상태의 존재를 지적하는데 그치고 있다. 본 연구에서는 재부착 이후의 재발달 난류경계층에서의 난류구조와 비평형상태에서 평형상태로의 변화 과정을 실험적으로 고찰하고자 한다.

2. 실험장치 및 방법

실험에 사용된 풍동은 Göttingen형 폐쇄순환식이며, 시험부 크기가 900㎜×900㎜×3600㎜인 철제이다. 평균속도 20m/s에 대한 시험부 단면에서의 평균속도의 균일도 편차는 0.3%, 그리고 난류 레벨은 0.2%이내이다.

풍동내에 설치된 모형은 Fig. 1과 같이 두께 10㎜, 길이 1100㎜인 평판의 선단에 단면의 장반경 100㎜, 단반경 25㎜인 4 : 1타원체의 절반 부분을 접합시킴으로써 만들어졌다. 모형의 폭은 860㎜이며 계단의 높이 h는 20㎜이므로 종횡비는 1 : 43이다.

모형을 풍동내에 정확하게 설치하기 위하여, 모형의 중심선으로부터 좌우 200㎜거리에 유동방향으로 각각 정압구멍 24개씩을 뚫고 외경 1㎜인 스테인리스 강관을 심어 정압을 측정하였으며, 모형의 좌우 및 상하의 정압이 서로 같도록 모형을 설치하였다. 평균 유속은 20m/s이다.

먼저 평판표면에 올레익산, 파라핀유 및 탄소분말의 혼합액을 일정한 간격(여기서는 계단의 높이 h)의 격자점에 묻혀, 표면에서의 유동 방향에 따라 조금씩 흐르도록 하여 재부착 위치 및 벽면 유동의 2차원성을 확인하였다. 재부착 지점의 시간에 따른 변동은 매우 적었으며, 유동은 매우 안정하였다[5]. 풍동벽에 인접한 모서리 부근에서 3차원 유동이 발견되었으며, 양모서리 부분을 제외한 중앙의 56%정도는 2차원성을 유지하였으므로 속도측정은 모형의 중심선을 따라 이루어졌다. 계단하류의 여러 위치에서 평균속도를 측정하기 위하여 외경 1.8㎜의 정체-정압 피토관을 주로 이용하였는데, 벽 가까이의 몇몇 측정점에서는 특히 외경 0.6㎜의 피토관을 이용하였다. 측정 단면의 위치는 x/h= 0, 1 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 17, 19, 21, 23, 25, 30, 35, 40, 45, 50 이다. 다음에는 피토관으로 측정한 위치와 동일한 위치에서 X형 열선프로우브, 열선 유속계, 멀티채널 디지탈 리코더 및 신호 분석기 등을 이용하여 평균속도, 난류강도, 난류전단응력, 3차 모멘트$^+$ 및 1차원 난류 에너지 스펙트럼을 구하였다. 열선 유속계를 사용하여 재순환하는 역방향 유동을 측정할 때에는 열선 프로우브가 유동에 영향을 주어 측정치가 불확실하게 되므로 역방향유동은 측정하지 않았다. 한 단면에서 속도를 측정하는 동안 풍동내의 유체 온도가 약 0.5℃ 상승하였으나 온도변화에 따른 열선 유속계의 보정은 하지않았다. 또한, 열선의 냉각속도는 유속에 대하여 비선형적으로 변하므로 난류강도가 큰 경우에 cosine냉각법칙을 사용하는 King의 법칙은 오차를 발생한다. 재순환 영역을 제외한 본 실험에서의 최대 난류강도는 대략 20%로서 이에 의한 속도 요동 성분의 오차는 약 4%정도이므로[6], 난류강도의 크기에 따른 보정은 생략하였다. 속도 계측시 열선 유속계의 교정은 각 단면마다 이루어졌다. 보다 상세한 실험 방법은 참고문헌 (5)를 참조하기 바라며, 다음에는 간헐도(intermittency) 및 1차원 에너지 스펙트럼을 구하는 방법에 대하여만 논의하기로 한다.

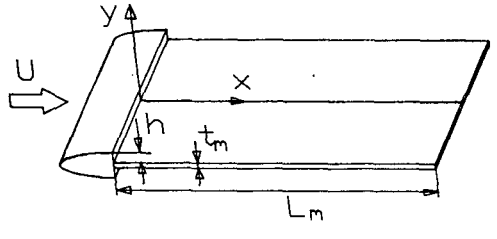

Fig. 1 Experimental configuration

간헐도를 측정하는 데는 온도와 속도의 요동을 이용하는 방법이 있으나, 본 연구에서는 속도의 요동성분을 이용하는 방법을 택하였다. 여기서 속도성분 u와 v 각각을 따로 사용하지 않고 u와 v의 순간곱 uv를 이용하였다. 본 연구의 목적이 난류유동에서 전단응력의 생성기구를 조사하는데 있으므로 순간응력 uv의 사용이 적합하다고 생각된다. 본 방법은 Castro(1973)[7]에 의해 고찰된 것이며 Muck(1980)[8] 그리고 Murlis(1982)[9]등에서 자세히 토론 및 검증되었는데 이 방법을 따르면 열선유속계로부터의 순간 레이놀즈 응력 uv를 시간에 대해 1차와 2차 미분을 함으로써 얻어진 $\partial uv/\partial t$와 $\partial^2 uv/\partial t^2$의 순간값들이 각각의 기준보다 큰지 혹은 작은지에 따라 난류 혹은 비난류로 구분하여 간헐도를 구하게된다. 즉, 보다 구체적으로는 기준값은 $\partial uv/\partial t$에 대해서는 $\partial uv/\partial t$의 RMS값의 0.24배(th1), $\partial^2 uv/\partial t^2$에 대해서는 $\partial^2 uv/\partial t^2$의 RMS값의 0.28배(th2)로 정하였다. 이때 uv의 신호는 24μs의 간격으로 24ms 동안 모두 1000번을 선택하여 입력하였으며, 각 순간에서 난류 혹은 비난류로 구분한다(retail intermittency). 그러나 난류든지 혹

은 비난류든지 100μs 이상 지속되지 않는 부분은 전기적인 잡음에 의한 것으로 간주하여 무시하였으며, 이 부분은 바로 전후의 난류 혹은 비난류 상태가 계속 유지되는 것으로 하였다(wholesale intermittency).

1차원 에너지 스펙트럼은 신호분석기를 이용하여 10kHz까지 분석하였다. 이는 RMS계로 잰 $\overline{u^2}$와 다음 식

$$\int_0^\infty F_{11}(n)\,dn=\overline{u^2}$$

에서 무한대 대신 10kHz까지 적분하여 구한 $\overline{u^2}$는 대부분의 경우 차이가 3%이내로 적었으므로 적분상한 10kHz는 적당하다고 판단되었다. Taylor가정을 근거로 하여 주파수 n에서 파수 k로의 변환 $k_1=2\pi n/U_1$을 하였으며, 따라서 1차원에너지 스펙트럼$F_{11}(k_1)$은 다음과 같이 정의하여 사용하였다.

$$F_{11}(k_1)=\frac{U_1}{2\pi}F_{11}(n)$$

국소 등방성 난류를 가정하면 에너지 소산율 ε은 다음 식으로 쓸 수 있다[10].

$$\varepsilon=15\nu\overline{\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1}\right)^2}$$

따라서 에너지 소산율 ε은 다음과 같이 에너지 스펙트럼의 2차 모멘트로써 구할 수 있다[11].

$$\varepsilon=15\nu\int_0^\infty k_1^2F_{11}(k_1)\,dk_1$$

본 연구에서 에너지 스펙트럼 $F_{11}(k_1)$은 FFT 알고리즘을 이용하여 신호 분석기로써 구하였으며, 에너지 소산율은 수치적분을 하여 구하였다.

3. 실험결과 및 검토

유동의 2차원성 및 재부착 위치를 확인하기 위해 유점법(oil dot method)을 사용하였다. 재부착 지점은 양모서리를 제외하고는 일정하게 $6h$와 $7h$ 사이에서 유지되었으며($x_R\approx6.5h$) 재부착 지점 이후의 재발달 경계층유동에서는 x축에 평행하게 유동이 이루어짐을 알 수 있었다. 박리 바로 직전의 경계층유동에서는 고주파수의 작은 스파이크와 같은 난류특성을 가지는 속도요동들이 관찰되지 않았으므로 층류경계층이 형성되었음을 알 수 있었고, 그 두께는 1.7mm이다. 계단 높이에 대한 레이놀즈수 Re_h는 2.7×10^4이며 재부착영역은 난류의 특성을 나타낸다. 이는 또한 Adams등[12]의 박리 및 재부착과정에서의 유동 영역에 관한 도표에서 층류박리 및 난류 재부착 영역에 올바르게 포함됨을 확인할 수 있다.

박리전단층에서 $x/h=6$까지는 속도가 $0.5U_0$인 위치와 $0.9U_0$인 위치 사이의 폭은 Fig. 2에 나타나 있듯이 선형적으로 변하며, 그 기울기는 0.052로 평면혼합층의 0.041보다는 조금 크게 나타났다. 이와 같이 박리 전단층이 평면혼합층보다 빠르게 발달하는 주된 이유는 주변의 난류영역 즉 재순환 영역과 자유전단층의 난류강도가 크기 때문이다.

Fig. 3에서는 본연구의 박리전단층에서의 평균속도분포와 일반적인 평면혼합층의 속도분포[13]가 비교되었다. 후자는 $\eta=(y-y_{0.5})/(x-x_0)$를 변수로 하여 실선으로 표시되었는데, 여기서 x_0는 $0.93h$로서 $x>0$의 영역에서 실험자료들과의 편차가 가장 작은 값으로 결정되었다. 이 그림으로부터 속도가 빠른 쪽은 전형적인 혼합층 성격을 그대로 가지

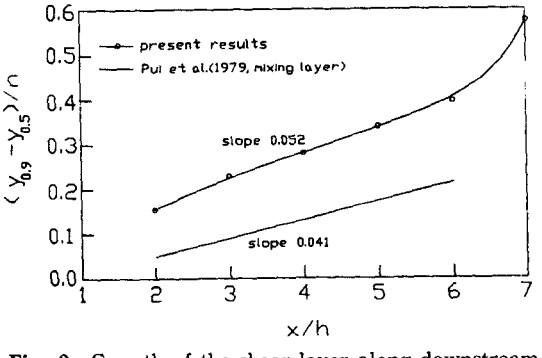

Fig. 2 Growth of the shear layer along downstream direction

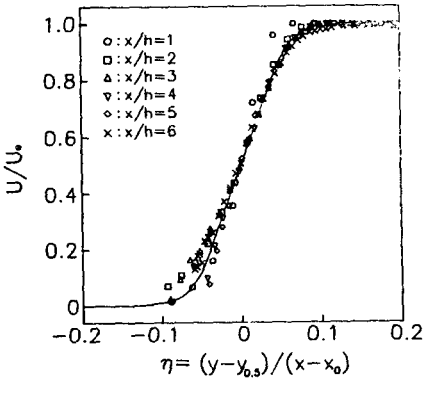

Fig. 3 Mean velocity profiles in the separated shear layer (solid line : 2-dimensional mixing layer)

고 있다고 볼 수 있다. 그러나, 속도가 느린 쪽은 역방향 속도를 포함하고 그 크기도 하류로 감에 따라 변하므로 상사성을 기대하기 어렵다[14]. 또 속도가 작은 쪽의 유동은 재순환 영역으로부터의 엔트레인먼트로 인하여 평균속도에 비해 비교적 큰 난류강도를 가지므로 속도분포에서 일반적인 혼합층과는 상당한 차이를 보이고 있다.

Fig. 4에서와 같이 $U/U_0=0.995$인 지점으로 정의한 경계층 두께 δ는 재부착 이후에도 계속 증가하였으나 배제 두께는 약 $x/h=16$정도까지, 운동량 두께는 약 $x/h=20$ 정도까지 감소하다가 그 이후 증가하였다. 특히 본 실험에서와 같은 운동량 두께 θ를 가지는 보통의 평형 난류 경계층 두께 δ_r보다 본 실험의 경계층 두께 δ가 훨씬 크며, $x/h=35$이후부터는 그 차이가 일정하게 유지되었다.

압력계수 C_p는 Fig. 5에 나타내었는데 일반적인 후향계단 유동에서와 같이 재부착 이후에도 계속 증가하여 $x/h=8$에서 최대치를 보였다. 재부착 이후에서 C_p가 증가하는 이유는 다음과 같이 설명할 수 있다. 벽 근처에서 x방향 운동량 방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x}=\frac{\partial \tau}{\partial y}$$

재부착 영역에서는 전단력이 y에 따라 경계층 값에서 혼합층 값으로 증가하므로 $\partial\tau/\partial y$는 양이며, 따라서 벽면의 압력은 x에 따라 증가하게 되는 것이다. 한편, $x/h=15$ 이후에는 C_p가 거의 일정하게 유지되므로 압력구배의 영향은 무시할 수 있다.

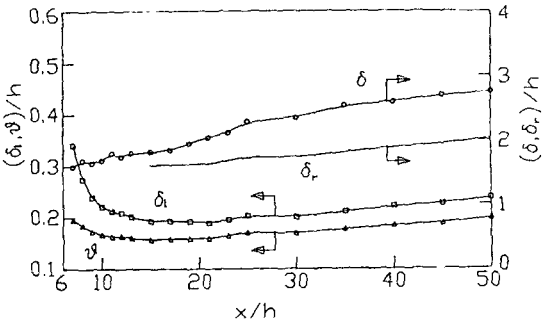

Fig. 4 Boundary layer, displacement and momentum thicknesses in the redeveloping boundary layer

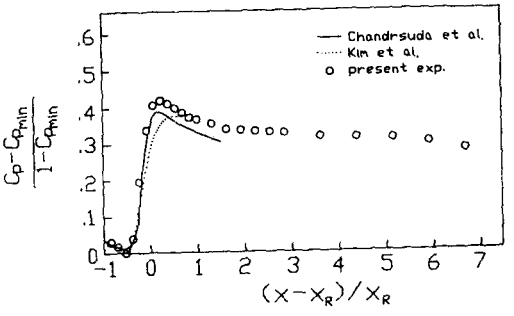

Fig. 5 Distribution of the pressure coefficient

$(C_P-C_{Pmin})/(1-C_{Pmin})$으로 무차원화한 값은 기존의 유사한 실험결과들과 비교되었으며 대체로 같은 경향을 보였다.

전단속도 u_τ로 무차원화된 평균속도 u^+를 $y^+(=yu_\tau/\nu)$에 대해 반 로그 좌표계로 Fig. 6에 나

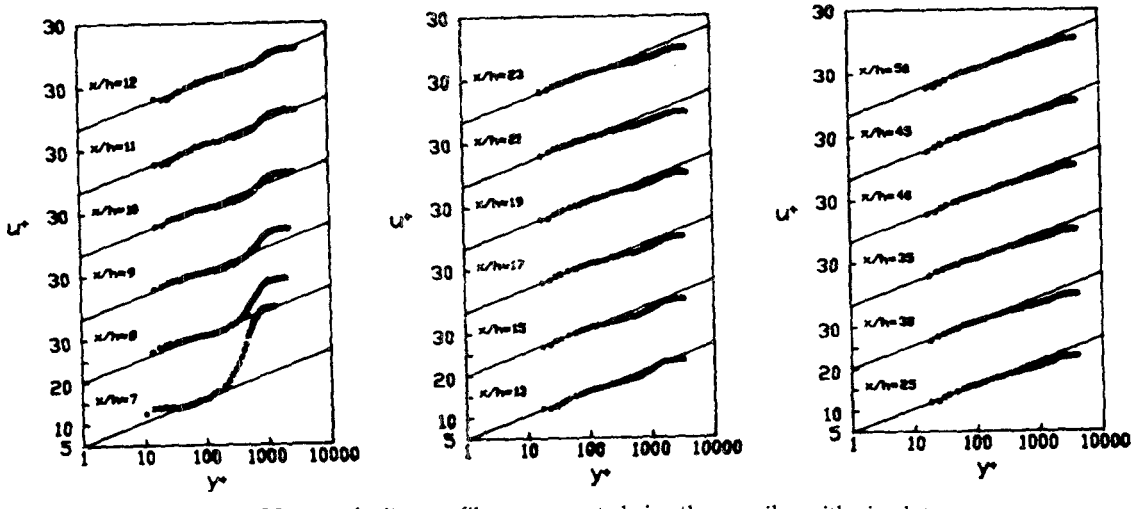

Fig. 6 Mean velocity profiles represented in the semilogarithmic plot

타내었다. 재부착 지역 이후 하류의 벽 근처에서는 속도가 급격히 증가하지만, 벽에서 좀 떨어진 곳에서는 속도 회복이 늦어서 y^+가 100이상인 내부 영역에서는 평균속도구배 $\partial U/\partial y$가 현격히 줄어든다. 따라서 로그 법칙을 만족해야 하는 내부 영역 속도분포에 로그 속도분포와 비교해 아래 쪽으로 움푹 들어간 부분(dip)이 생기게 되며, 하류로 감에 따라 로그 법칙을 만족하는 영역은 점차 회복되어 $x/h=25$에서는 y^+가 약 500정도까지 넓어졌다. 따라서 로그영역의 벽 법칙 속도 분포로부터 내부 영역에서도 벽에 가까운 부분에서만 내부 영역 변수인 u_τ와 y^+가 의미가 있음을 알 수 있다. 외부 층에서는 속도 결함의 회복이 매우 느려 $x/h=50$에서도 일반적인 평형 난류경계층과 같은 후류형상을 보이지 못하였다.

Fig. 7에 보여진 마찰계수 C_f는 로그 법칙 영역 중 실험에서 디프가 생기지 않은 영역인 로그 법칙을 잘 만족하는 y^+가 약 50부터 150까지 만의 속도 분포로부터 다음의 벽법칙을 이용하여 구하였다.

$$u^+=\frac{1}{0.41}\ln y^+ +5.0$$

이 방법으로 구한 벽 전단응력과 Preston 관을 이용하여 구한 벽전단응력과의 차이는 5% 이내임이 알려져 있다[4]. 재순환되는 역방향유동에 대해선 C_f를 측정하지 못하였다. 재부착 이후 $x/h=7$ 부터 C_f는 급격히 증가하여 $x/h=20$에서 최대치에 도달한 후 점차 감소하였으며, $x/h=50$에서는 0.0036이 되었다.

Fig. 8에는 형상계수 H의 분포가 보이는데, 재발달 경계층이 시작되는 재부착 지역으로부터 형상계수 H는 급격히 감소하였고, $x/h=25$ 이후에는 거의 일정한 크기 1.20을 유지하였으며 이것은 1/7승 속도분포에서의 형상계수 1.29보다는 작았다.

다음 식과 같이 정의되는 Clauser 매개변수 G는 Fig. 9에 도시되어 있다.

$$G=\int_0^\infty \frac{(U-u)^2}{u_\tau^2}\,d\left(\frac{y}{\delta}\right)\Big/\int_0^1 \frac{(U-u)}{u_\tau}\,d\left(\frac{y}{\delta}\right)$$

재부착 이후 G는 급격히 감소 하였으며, $x/h=25$ 이후 부터는 일정한 크기를 유지하였다. G가 하류로 감에 따라 일정하게 유지되는 것은 경계층에 작용하는 압력에 의한 힘과 벽면 마찰에 의한 힘의 비가 일정하며 균형을 유지하고 있음을 의미한다. Fig. 9에서는 일반적인 재발달 경계층과 같이 난류

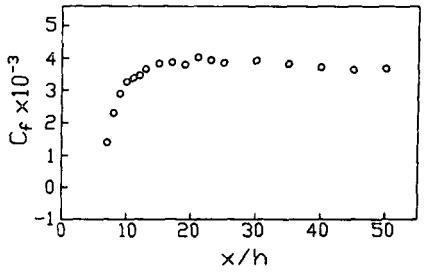

Fig. 7 Distribution of the skin friction

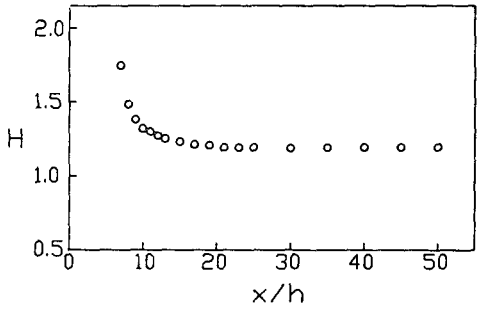

Fig. 8 Distribution of the shape factor

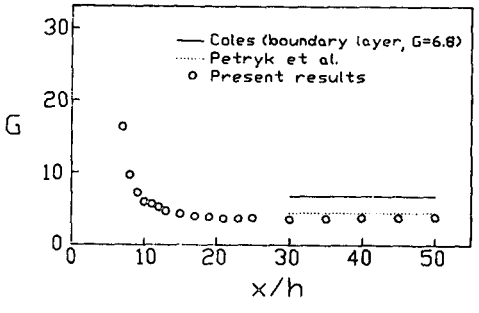

Fig. 9 Distribution of the Clauser parameter

경계층의 G값에 단순 접근하지 않았으며, 또 경계층값보다 훨씬 작아졌다. 그러나 하류로 감에 따라 C_f의 감소에 의해 G는 천천히 증가할 것으로 생각된다.

재부착 이전의 박리 전단 유동에서 난류강도는 유동방향을 따라서 크게 증가하다가 재부착 직전부터 감소하기 시작하였으며, $\overline{u^2}$과 $\overline{v^2}$은 하류로 갈수록 혼합층 분포로부터 경계층 분포로 바뀌어 감이 관찰되었다[5]. 또한, 각 단면에서의 $\overline{uv}$의 최대치 위치는 처음에는 벽으로 접근하다가 재부착 지역 이후에는 벽으로부터 멀어지고 그 크기는 감소하여 $x/h=35$ 이후에는 바닥으로부터 단조 감소하는 전형적인 압력구배가 없는 평형 난류 경계층 분

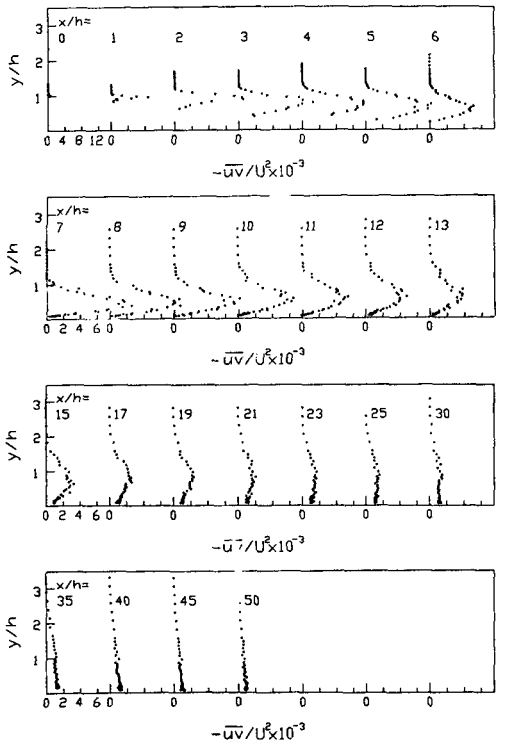

Fig. 10 Distributions of $\overline{uv}/U^2$

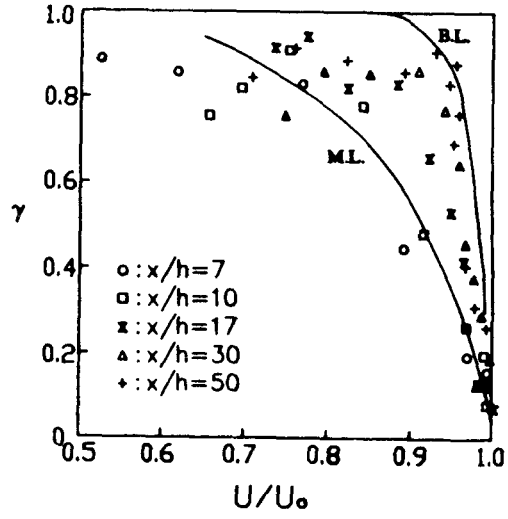

Fig. 11 Intermittency factor

포를 보였다. 이와 같이 재부착 전에 $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{uv}$가 감소하는 이유는 유선곡률의 증가 및 주유동의 속도구배의 감소로 인한 난류에너지 생성의 감소 때문인 것으로 생각된다. Fig. 10에는 후향계단 하류의 여러 위치에서 측정한 $\overline{uv}$의 분포만을 도시하였으며, $\overline{u^2}$과 $\overline{v^2}$의 분포를 포함한 보다 상세한 토의는 참고문헌 (5)에 주어졌다.

제2절에서 서술된 방법으로 구한 간헐도(IW)는 Fig. 11에 도시하였다. 재부착이후 재발달 경계층에서 벽 가까이에서는 경계층 유동성격을 가지며, 벽으로부터 멀리 떨어진 곳에서는 상류에서 발달된 혼합층의 성격을 가지므로 각 단면에서의 간헐도는 경계층과 혼합층의 중간성격을 가지게 된다. x/h =7에서는 거의 혼합층의 분포를 가지며, 하류로 갈수록 경계층 분포에 가까워져 x/h=50에서는 거의 경계층 분포를 가짐을 알 수 있다.

난류 모델링에서 매우 중요한 난류에너지 전달 방정식의 각 항을 산출하는데 있어서 통상적으로 채택되는 방법은 대류항, 생성항 및 확산항을 실험적으로 구한 다음에 소산항을 닫는 항으로써 간접적으로 산출하는 것이다[15]. 그러나, 확산항을 구하는 데 있어서 압력요동항이 다른 항들에 비하여 단순히 작다는 가정을 하고 3차 상관관계로부터 구한 $\overline{kv}$ 항 만을 고려하게 되므로[2], 가능하다면 소산항을 실험적으로 구하고나서 확산항 전체를 닫는 항으로 산출하는 것이 더욱 바람직스럽다고 할 수 있다. 따라서 소산항을 산출하기 위한 첫 단계로서 Fig. 12에 도시된 바와 같이 후향계단 하류의 여러 위치에서 1차원 에너지 스펙트럼과 소산 스펙트럼을 측정 및 연산하였다. 여기서는 다만 에너지 스펙트럼의 대체적인 경향을 파악하고, 소산스펙트럼을 적분함으로써 구하여지는 소산항에 대하여는 본 연구에 연속되어 수행된 연구에서 취급하기로 한다. 각 단면에서의 1차원 에너지 스펙트럼은 경계층 바깥으로 갈수록 그 크기는 감소하며, 파수에 대한 분포도 큰 파수에서 작은 파수로 옮겨감을 알 수 있다. 작은 파수란 큰 와류를 의미하므로 재부착 직후 x/h=7과 x/h=10에서는 벽으로부터의 거리에 따라 작은 크기의 와류들이 소멸됨을 알 수 있다. 또 에너지 스펙트럼 상에서 Kolmogoroff의 $-5/3$승 법칙을 만족하는 관성 아영역(inertia subrange)이 존재함을 확인하였다. 관성 아영역에 해당하는 파수 영역에서 소산 스펙트럼은 1/3의 기울기로 증가하여 최대치를 보인 후 그보다 큰 파수에서 감소하므로 측정한 파수범위는 적당하였다고 생각한다.

Fig. 13에서는 $L_\epsilon=(\overline{uv})^{3/2}/\varepsilon$의 관계식으로부터

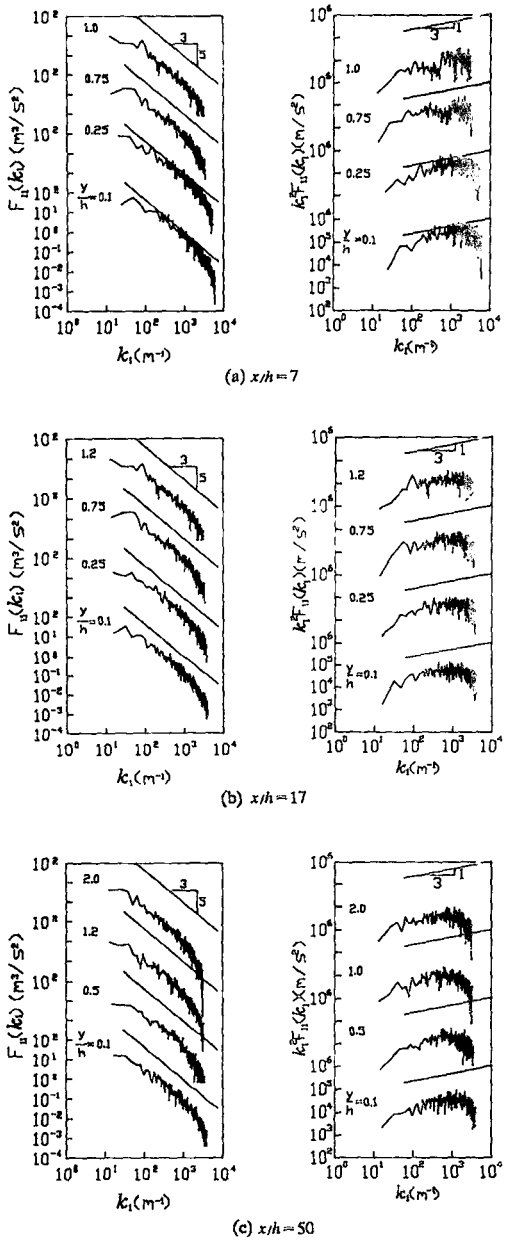

Fig. 12 One-dimensional energy and dissipation spectra

구한 소산 길이 척도(dissipation length scale)의 분포를 도시하였다. 평형상태이며 전단응력이 일정한 내부 영역에서는 소산길이척도 L_ϵ은 혼합길이와 같아서 $L_\epsilon = xy$의 선형분포를 보이며 이는 평형 난류경계층에 대한 이론[13]과 일치하게 된다. 그러나 재부착지역 이후에는 소산길이척도가 벽으로부

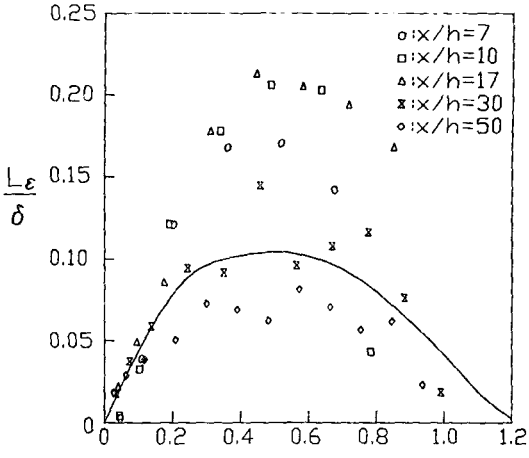

Fig. 13 Dissipation length scale [soild line : theory for self-preserving boundary layers(Townsend, 1976)]

터 급격히 증가하여 평형 난류 경계층의 경우 보다 상당히 큼을 알 수 있다. 재부착 이전에 발달된 혼합층의 큰 와류가 재부착 이후에도 그 크기를 유지하여 길이 척도가 매우 증가해 있으며, 벽 가까이까지도 영향을 주어서 길이척도가 벽으로부터 xy보다 더욱 빨리 증가하였다. 하류로 감에 따라 길이 척도는 감소하여 점점 평형 난류 경계층에서의 길이 척도에 접근함을 알 수 있다.

4. 결 론

피토관 및 열선유속계를 이용한 실험을 통하여 박리 재부착이후의 재발달 난류 경계층이 비평형 상태에서 평형 상태로 발달하는 과정을 고찰하였으며, 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

박리 직후의 혼합 전단층에서 속도가 빠른 곳은 평면 혼합층 성격을 그대로 가져 평균유동의 상사성을 보이나, 속도가 낮은 벽 가까운 곳은 역방향의 속도 크기가 변하며 또 비교적 큰 난류강도를 가지므로 상사성을 보이지 않았다. 재부착 영역에서는 큰 유선곡률 및 평균속도구배 감소로 인하여 난류강도 및 레이놀즈응력이 급격히 감소하였으며, 벽면의 압력은 재순환 영역을 가지는 스텝유동의 일반적인 특성대로 재부착 지점을 지나서까지도 증가하다가 $x/h=8$에서 최고치를 보인 후 감소하였다.

재부착이후의 하류에서 발생한 난류 벽법칙 영역

에서의 디프는 하류로 갈수록 점점 회복이 되어 $x/h=25$에서는 벽법칙 영역이 $y^+=500$정도까지 넓어졌다. 그러나, 외부 영역은 상류의 혼합층의 영향이 잔존하여 $x/h=50$에서도 일반적인 난류 경계층의 후류형태에 도달하지 못하였다.

벽면 마찰계수 C_f는 $x/h=20$에서 최대치를 보인 후 점차 감소하여 난류경계층의 특징을 보였다. 형상계수 H와 Clauser 매개 변수 G는 재부착 이후 급격히 감소하였으며 $x/h=25$ 이후에서는 각각 1.20, 3.50으로 일정한 값을 유지하였다.

레이놀즈응력들의 분포는 $x/h=35$ 이후에는 벽으로부터 단조 감소하는 압력구배가 없는 평형 난류 경계층 형태의 분포를 보였다. 재부착이후 먼 하류의 재발달 경계층에서도 요동속도 u와 v에는 상류에서 유입된 비난류 성분이 발견되었다. 간헐도는 벽 가까이에서는 난류 경계층 유동 분포를 가지며, 벽에서 먼 곳에서는 상류에서 발달된 혼합층 성격을 보이나 하류로 감에 따라 전형적인 난류경계층의 분포를 보였다. 이는 또한, 1차원 에너지 스펙트럼 및 소산 스펙트럼의 분석결과, 즉 재부착 직후의 하류에서 벽으로부터의 거리에 따라 작은 크기의 와류들이 소멸되는 사실과도 일치된다. 재부착 이후 소산길이 척도는 상류의 혼합층의 영향으로 인하여 벽으로부터 급격히 증가하였으며, 하류로 감에 따라 감소하여 역시 평형 난류 경계층 분포를 보였다.

후 기

이 연구는 1987년도 한국과학재단 목적기초연구의 일부로 연구비 지원을 받았으므로 이에 심심한 감사의 뜻을 표합니다.

+3차 모멘트는 난류에너지 방정식 및 레이놀즈 전단응력 방정식에서 각 항의 크기를 비교하는데 필요한 것들로서, 이는 본 연구에 연속되어 수행된 "난류 모델링에 관한 고찰"의 연구에서 취급된다.

참 고 문 헌

(1) Bradshaw, P. and Wong, F.Y.F., 1972, "The Reattachment and Relaxation of a Turbulent Shear Layer", J. Fluid Mech., Vol. 52, p. 113.

(2) Chandrsuda, C. and Bradshaw, P., 1981, "Turbulent Structure of a Reattaching Mixing Layer", J. Fluid Mech., Vol. 110, p. 171.

(3) Pronchick, S.W. and Kline, S.J., 1983, "An Experimental Investigation of the Structure of a Backward-Facing Step", Thermoscience-Div. Dept. of Mech. Eng., Rep. MD-42, Stanford University.

(4) Kim, J., Kline, S.J. and Johnston, J.P., 1980, "Investigation of a Reattaching Turbulent Shear Layer: Flow Over a Backward-Facing Step", ASME Journal of Fluids Eng., Vol. 102, p. 302.

(5) 백세진, 1989, "박리-재부착 후의 재발달 난류 경계층에 관한 연구", 서울대학교 공학박사 학위논문.

(6) Perry, A.E., 1982, "Hot-Wire Anemometry", Clarendon Press, Oxford.

(7) Castro, I.P., 1973, "A Highly Distorted Turbulent Shear Layer", Ph.D. Thesis, Imperial College, London.

(8) Muck, K.C., 1980, "Comparison of Various Schemes for the Generation of the Turbulence Intermittency Function", Imperial College Aero. Rep. No. 80-03.

(9) Murlis, J., Tsai, H.M., and Bradshaw, P., 1982, "The Sturcture of Turbulent Boundary Layers at Low Reynolds Number", J. Fluid Mech., Vol. 122, p. 13.

(10) Hinze, J.O., 1975, "Turbulence," McGraw-Hill.

(11) Champagne, F.H., 1978. "The Fine-Scale Structure of the Turbulent Velocity Field", J. Fluid Mech., Vol. 86, p. 67.

(12) Adams, E.W., Johnston, J.P. and Eaton, J.K., 1984, "Experiments on the Structure of Turbulent Reattaching Flow", Thermoscience-Div., Dept. Mech. Eng., Rep. MD-43, Stanford University.

(13) Townsend, A.A., 1976, "The Structure of Turbulent Shear Flow", Cambridge University Press, p. 292.

(14) Castro, I.P. and Haque, A., 1987, "The Structure of a Turbulent Shear Layer Bounding a Separation", J. Fluid Mech., Vol. 179, p. 439.

(15) Hanjalic, K. and Launder, B.E., 1972, "A Reynolds Stress Model of Turbulence and Its Application to Thin Shear Flows", J. Fluid Mech., Vol. 52, p. 6609.