

평판 근접 후류에서 경계층의 유동조건에 따른 레이놀즈 응력분포

Reynolds Stress Distribution on Boundary Layer Flow Conditions in the Near-Wake of a Flat Plate

김동하*, 장조원**

Dong Ha Kim*, Jo Won Chang**

Abstract

An experimental study was carried out in order to investigate the influence of flow conditions on a boundary layer in the near-wake of a flat plate. The flow conditions in the vicinity of the trailing edge that is influenced by upstream condition history are an essential factor that determines the physical characteristics of a near-wake. Tripping wires attached at various positions were selected to change flow conditions of a boundary layer. The flows such as laminar, transitional, and turbulent boundary layer at 0.98C from the leading edge are imposed in order to investigate the evolution of symmetric and asymmetric wake. An x-type hot-wire probe (55P61) is employed to measure at 8 stations in the near-wake. Test results show that the near-wake for the case of a turbulent boundary layer is relatively insensitive to instability after separating at the trailing edge, and Reynolds shear stress in the near-wake for the case of a turbulent boundary layer collapses due to turbulent kinetic energy.

Key words : Flat Plate(평판), Near-Wake(근접 후류), Reynolds Stress(레이놀즈 응력), Tripping Wire(트리핑 와이어)

1. 서론

평판이나 에어포일과 같은 유선형 물체에서 서로 다른 두 개의 표면에서 불연속적인 전단력으로 인해 분리된 흐름의 충돌(cruption)과 교란(disturbance)은 뒷전에서 분리된 경계층 상호간의 교란과 비점성 유동인(inviscid flow) 외부유동의 유입(entrainment)으로 인하여 복잡한 형태를 나타낸다. 특히 최근 들어 에어포일의 앞전이나 뒷전에서 다양한 형태의 고양력

장치(high lift system)의 사용은 유동이 분리된 후에 나타나는 후류의 와류(vortex) 구조 및 압력분포를 변화시키며, 또한 비행중의 에어포일 및 플랩(flap)의 진동으로 인한 순간 받음각의 변화는 후류 구조를 복잡하게 하는 인자로 작용한다. 이러한 후류 및 혼합층(mixing layer)에 대한 연구는 Chevray와 Kovaszny⁽¹⁾가 얇은 평판에서 대칭 후류의 평균속도와 유동방향의 난류성분을 측정하여 먼 후류의 평형상태(equilibrium state)에 대해 근거할 만한 데이터와 상사성(similarity)을 제시하였다. Ramaprian and Patel⁽²⁾은 유동방향에 따라 변화하는 국부적인 운동량 두께를 이용하여 후류를 근접 후류(near-wake), 중간 후류(intermediate-wake), 먼 후류(far-wake)로 구

* 한국항공대학교 항공우주 및 기계공학과 대학원

** 한국항공대학교 항공운항학과

연락처, E-mail: iwchang@hau.ac.kr

경기도 고양시 덕양구 화전동 200-1

문하였고, 각 구간에서 유동 특성을 설명하였다. 그들은 중간 후류와 먼 후류의 평균속도와 난류성분은 최대결속속도 및 반폭에 대해 상사성이 성립하는 반면에, 근접 후류는 에어포일 뒷전의 형상이나 상류 흐름 조건(upstream condition)에 따라 다양하게 변화함을 보였다. 또한, Ramaprian et al.⁽³⁾과 Andropoulos and Bradshaw⁽⁴⁾는 대칭, 비대칭 후류의 구조에서 레이놀즈 응력(Reynolds stress)을 비롯한 난류 성분과 평균속도 분포를 측정하였고, 비대칭 근접 후류는 상류 경계층의 내부의 길이크기(length scale)와 속도크기(velocity scale)에 비례한다고 보고하였다.

후류나 혼합층에 대한 상사성의 조사는 Wagnanski et al.⁽⁵⁾과 Rogers⁽⁶⁾를 비롯한 많은 연구자들^(7,8)에 의해 해석적인 방법과 실험적인 방법에 의해서 수행되었다. Wagnanski et al.⁽⁵⁾은 여러 가지 후류발생기(wake generator)에 대해서 평균속도 및 난류성분에 대한 상사성을 조사하였으며, 후류에서 평균속도 및 난류성분의 상사성은 후류발생기의 스펠, 시험부의 유동 특성, 후류발생기의 형상⁽⁹⁾ 등에 의해 크게 영향을 받는다고 하였고, Symes and Fink⁽¹⁰⁾가 후류 발달이 자유흐름의 난류강도에 영향을 받는다고 보고함으로써 Wagnanski et al.⁽⁵⁾의 결론을 보충하였다. 또한, Rogers⁽⁶⁾는 같은 초기 조건에서 발달하는 후류에서 압력구배에 의한 다양한 변형도(strain)의 영향을 해석적인 방법을 통하여 조사하였고, 레이놀즈 응력을 비롯한 난류성분의 상사성에 영향을 주는 인자에 대해 조사하였다.

본 연구에서는 앞전에서 분리(separation)가 없는 평판을 이용하여 상류 흐름의 변화에 따른 근접 후류에서의 유동 발달을 실험적으로 조사하였으며, 레이놀즈 응력을 비롯한 난류성분을 측정하고, 상사성을 조사하였다. 이를 통하여 본 연구는 상류 흐름의 history에 크게 영향을 받는 근접 후류의 해석적인 모델에서 초기조건(initial condition)의 영향에 근거할 만한 데이터를 제공할 수 있으며, 복잡한 구조를 가진 에어포일의 후류의 해석적인 해에 기초적인 자료를 제공할 수 있다.

2. 실험장치 및 방법

본 연구에 사용된 아음속 풍동은 개방형 흡입식으로 시험부 단면적은 500mm×500mm×1400mm이다. 평판은 두랄루민으로 제작하였으며, 길이는 700mm이고 두께는 15mm이다. 평판 제작할 때 선단은 매우 중요하며 선단에서 극부적인 분리를 방지하고자 선단 형상을 가로세로비가 6.0인 Super-Elliptic 형태로 정밀 가공하였다. 평판의 윗면과 아랫면의 앞전에서부터 같은 거리에 위치한 정압공에서 압력을 측정하고, 비교함으로써 평판이 받음각을 갖지 않도록 조절하였고, Fig. 1은 본 연구를 위해 장착한 평판 및 자동이송장치를 나타낸 개략도이다.

경계층 및 후류의 계측에는 1차원 열선 프로브(DANTEC社, 55P14) 및 2차원 열선 프로브(55P61)를 이용하였으며, 후류 계측은 평판 뒷전에서부터 5, 15, 25, 35, 45, 55, 65, 75mm위치에서 측정하였다. 실험에서 자유흐름속도는 6.0m/sec이고, 난류강도는 실험을 수행한 속도에서 0.4% 이내이며, 평판의 길이를 기준으로 레이놀즈수는 2.8×10^5 이다. 또한 실험이 진행되는 동안 온도 변화는 $\pm 0.7^\circ\text{C}$ 미만이며, 속도 변화량은 $\pm 0.2\%$ 미만이다. 본 연구에서 실험장치와 방법은 Kim 등⁽¹¹⁾의 연구와 동일하다.

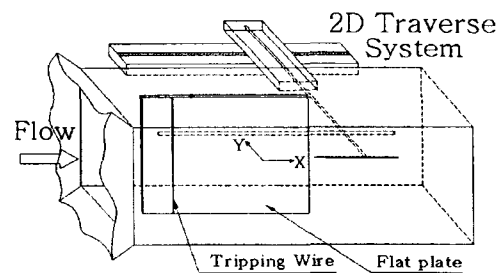


Fig. 1. Experimental set-up

3. 결과 및 검토

3.1 평판 뒷전근처에서의 경계층 조건

본 연구는 평판의 앞전근처에 트리핑 와이어(tripping wire)를 여러 위치에 설치하여 평판의 뒷전근처에서 층류, 전이, 난류경계층으로 유동조건을 변화시켜 근접 후류를 조사하였다.

Fig. 2는 평판 윗면(+Y 방향) 뒷전근처에서 층류, 전이, 난류경계층인 경우에서 뒷전근처

경계층의 평균속도분포를 자유흐름속도와 각 경우의 뒷전부근에서 나타나는 경계층 두께로 무차원화 하여 나타낸 것이다. 무차원화 된 경계층 속도분포는 Fig. 2에서 보는 바와 같이 Case 1에서 층류경계층의 유동 특성을, Case 2에서 전이경계층의 유동 특성을, Case 3에서는 난류경계층의 유동 특성을 나타내고 있다. 각 경우에 유동상태는 평판 뒷전근처(0.98C) 표면에서부터 일정한 위치($y \approx 1\text{mm}$)에서 출력되는 열선의 신호를 통해 확인 할 수 있었다. 각 경우에 트리핑 와이어에 의해 교란된 경계층의 뒷전부근에서 측정된 운동량 두께는 Case 1에서 0.64, Case 2에서 0.75, 그리고 Case 3에서는 0.82를 나타내며, Case 3에서 Case 1보다 약 30% 증가된 운동량 두께를 나타내고 있다. 이와 같은 평판 뒷전근처에서의 경계층 조건은 Kim 등⁽¹¹⁾의 연구에 자세히 기술되어 있으며, 평판 뒷전근처에서 유동상태는 각 경우의 후류 발달에서 초기조건으로 작용한다.

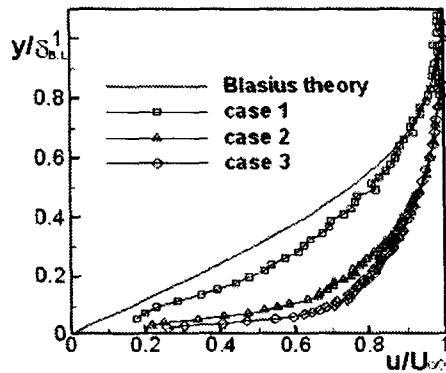
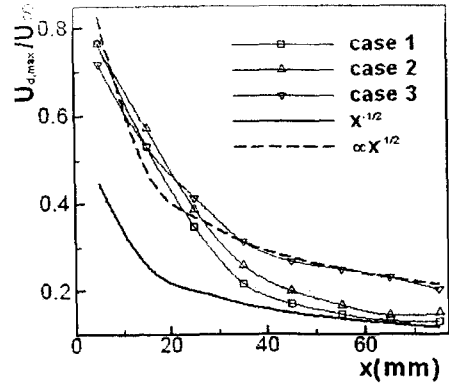


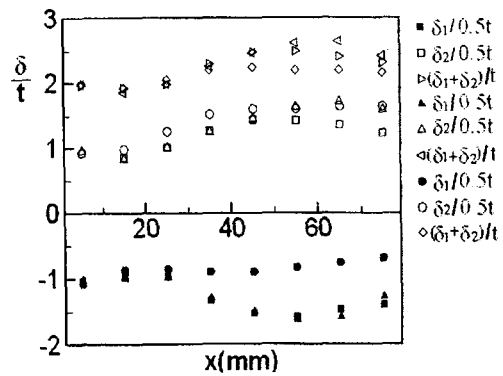
Fig. 2. Velocity distributions of boundary layer(0.98C)

3.2 최대결손속도 및 반폭의 변화

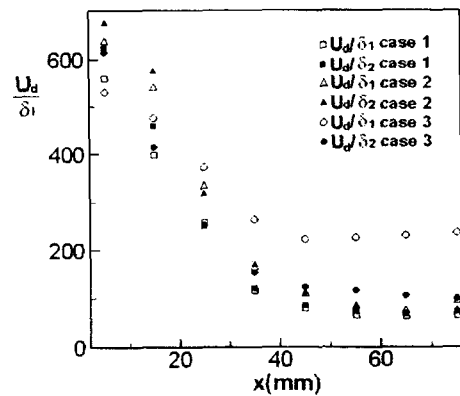
Fig. 3a는 평판 윗면(+Y 방향)이 층류, 전이, 난류경계층이고 아랫면(-Y 방향)이 모두 층류 경계층인 경우에 자유흐름속도에 의해 무차원화 된 최대결손속도(maximum deficit velocity, $U_{d,max}$) 분포를 나타낸 것이다. 뒷전에서 매우 가까운 후류(5mm, 15mm)에서 각 경우에 최대결손속도는 뒷전부근 경계층의 조건에 관계없이 거의 일정한 율로 감소한다. 그러나 최대결손속



a) Local maximum deficit velocity variations



b) Local half width variations



c) Ratio of local maximum deficit velocity to half width variations

Fig. 3. Local maximum deficit velocity and half width variations

도의 감소율은 난류경계층이 후류의 초기조건으로 작용한 Case 3의 경우 측정위치 25mm 이후 하류로 갈수록 Case 1과 Case 2에 비해 작아진다. 따라서 Case 3의 최대결손속도는 하류 측정위치에서 Case 1과 2에 비해 상당히 크게 된다. 이와 같이 난류경계층이 초기조건으로 작용한 경우 근접 후류에서 하류로 갈수록 최대결손속도의 소산율이 감소하는 것은 난류경계층에서 운동량 손실의 전달이 혼합(mixing)에 의해 평판의 뒷전부근의 경계층에서 후류로 지속적으로 이루어지고, 최대결손속도의 소산율(최소 평균속도분포의 자유흐름에 대한 회복율)이 난류경계층의 3차원 특성에 의해(가로방향 및 스펜방향으로 후류의 확장) 다른 경우보다 작아지기 때문이다.

Kim 등⁽¹²⁾은 평판의 윗면에서 자유흐름속도를 증가시키는 방법으로 2차원 유동의 비대칭 후류를 발생시키고, 평균속도분포 및 난류성분을 조사하였다. 그들은 자유흐름의 속도증가는 층류경계층에서 난류경계층으로 발달하는 경계층을 재층류화(relaminarization) 시키는 동시에 평판 경계층의 비대칭 정도를 증가시킨다고 하였고, 이를 통해 후류의 최대결손속도가 뒷전 경계층의 비대칭 정도에 의존하고 있음을 보였다. 본 연구에서도 뒷전부근 경계층의 내부 속도분포는 트리핑 와이어로 사용으로 인하여 증가되고, 결과적으로 뒷전부근 경계층의 비대칭 정도가 가장 큰 경우(Case 3)에 후류의 최대결손속도는 하류로 갈수록 가장 크게 나타난다.

Fig. 3b는 유동방향에서 평판의 윗면과 아랫면의 국부적인 반폭(half width)의 변화를 평판의 뒷전의 두께(t)로 무차원화 하여 나타낸 것이다. δ_1 과 δ_2 는 각각 자유 전단층에서 후류의 비대칭성으로 구분된 얇은 전단층(평판에서 -Y 방향에서의 반폭, δ_1)과, 두꺼운 전단층(평판에서 +Y 방향에서의 반폭, δ_2)의 반폭을 나타내며, 각각의 국부적인 크기를 평판 두께의 절반($t/2$)으로 무차원화 하여 나타내었다. 대칭 후류인 Case 1에서 후류 반폭은 15mm까지 뒷전 두께의 영향으로 다소 감소하다가 ($d\delta_i/dx < 0$), +Y 방향과 -Y 방향에서 각각 45mm($x/t=3.0$), 55mm($x/t=3.7$)까지 증가하며 ($d\delta_i/dx > 0$), 그 이후에 다시 감소하면서 후류 중심을 기준으로 다소 비대칭적인 분포를

보인다. Case 1의 경우에 나타나는 비대칭 분포는 실험장치의 불확실성으로 인한 후류의 비대칭성에 의해 나타난 현상으로 간주된다. Case 2에서 반폭의 변화는 전체적으로 Case 1과 유사하지만, 전이경계층이 초기조건으로 작용한 쪽에서 반폭은 뒷전부근 경계층의 내부 속도 증가로 15mm($x/t=1.0$)에서부터 65mm($x/t=4.3$)까지 지속적으로 증가하는 것을 볼 수 있다. Case 3의 경우의 반폭은 얇은 전단층에서 측정위치 전 구간을 통하여 작은 폭으로 감소하며, 난류경계층이 초기조건으로 작용한 쪽에서는 45mm($x/t=3.0$)에서 마지막 측정위치까지 거의 일정한 값($d\delta_i/dx \approx 0$)을 나타내고 있다.

δ_1 과 δ_2 는 비대칭 후류의 경우에 다르므로 이를 고려하여 $\delta_1 + \delta_2$ 을 평판 뒷전의 두께(t)로 무차원화 하고 1만큼 스케일 하여 Fig. 3b에 나타내었다. Case 1의 $\delta_1 + \delta_2$ 은 뒷전 가까운 부분에서 뒷전의 유한한 두께의 영향으로 15mm($x/t=1.0$)까지 감소하다가, 55mm($x/t=3.7$)에서 최대치를 보인 이후에 작은 폭으로 감소한다. 후류의 폭은 일반적으로 레이놀즈수가 증가할수록 감소한다고 알려져 있는데, 본 연구에서 적용된 레이놀즈수는 2.8×10^5 로 뒷전에서부터 본 연구의 마지막 측정범위까지 감소와 증가를 반복하고 있다. Case 2의 경우 $\delta_1 + \delta_2$ 의 최대치는 Case 1(55mm)보다 더 번 하류인 65mm($x/t=4.3$)에서 나타나고 있다. 그러나 Case 3의 경우에 $\delta_1 + \delta_2$ 는 15mm($x/t=1.0$)부터 35mm($x/t=2.3$)까지 증가한 후에 35mm부터 마지막 측정위치까지 거의 일정하게 나타나는 것을 관찰할 수 있다.

Fig. 3c는 각 경우에 국부적인 최대결손속도와 반폭간의 비를 나타낸 것이다. 5mm, 15mm에서는 Case 2의 두꺼운 전단층에서 U_{ii}/δ_2 가 비교적 크게 나타나고 있으며, Case 3의 얇은 전단층의 U_{ii}/δ_1 가 가장 작게 나타나고 있다. 이것은 전이경계층이 후류 발달의 초기조건으로 작용한 쪽의 U_{ii}/δ_2 가 유동이 분리된 이후에 나타나는 평균유동의 전단에 의해 지배적인 영향을 받으면서 후류는 유동의 분리 이후에 최대결손속도가 반폭 보다 큰 유동상태를 나타내기 때문이다. 그러나 Case 3의 경우에 뒷전 가까운 부분에서 U_{ii}/δ_1 의 감소는 최대결손속도에 비해

반폭이 상대적으로 크기 때문이고, 이러한 결과는 하류로 갈수록 증가하여 Case 3의 얇은 전단층(shear layer)에서 U_s/δ_1 는 각 경우 중 가장 크게 나타나고 있다. Case 3의 경우에 U_s/δ_1 의 증가를 초래하는 δ_1 의 감소는 후류에서 최대결손속도 위치의 두꺼운 전단층 쪽으로 이동에 의해 나타나며, 이때 δ_1 의 감소가 Case 3의 U_s/δ_1 을 상대적으로 하류로 가면서 증가시키기 때문이다. 또한 Case 3의 얇은 전단층에서 U_s/δ_1 는 하류로 가면서 일정해지는데, 이것은 최대결손속도의 소산율과 반폭의 소산율이 일정한 비로 변화하게 됨을 나타내고 있다. 이와 같은 $U_s/\delta_1 = constant$ 의 조건은 유동 발달 상태를 나타내는 상사성의 조사에서 중요한 변수로서 작용하는데, Kim 등⁽¹¹⁾은 비대칭 후류의 평균속도분포에서 식(1)과 같은 속도분포의 상사분포를 제시하였다. 만약 $U_s/\delta_1 = constant$ 일 경우 최대결손속도와 반폭의 관계로 나타나는 식(1)은 분명히 유동방향에 독립적이게 되고, 따라서 평균속도분포는 단지 가로방향 측정위치의 무차원 변수에만 의존하게 된다.

$$f(\eta) = \exp\{-3.063(y/\delta_w - 0.1)^2 - 1.039(y/\delta_w - 0.1) - 0.126(y/\delta_w - 0.1)^6\} \dots\dots(1)$$

Fig. 4는 평판 윗면 뒷전근처에서 층류, 천이, 난류경계층인 경우에 대해서 유동의 발달상태를 나타내는 변수 B의 변화를 최대결손속도 위치에 따라 나타낸 것이다. George⁽¹³⁾는 평면 후류(planar wake)의 자체 보존적(self-preservation) 상태에 대한 이론적인 접근에서 평균속도와 평균속도의 크기인자, 그리고 반폭 및 운동량 두께에 대해 $U_s/U_\infty = B\theta_w/\delta_w$ 과 같은 조건을 제시하였다. 이것은 후류의 평균속도의 변화가 후류의 운동량 두께와 반폭의 변화와 일정한 관계에 있을 때 상사성이 성립하게 됨을 의미한다. 일반적으로 U_s 는 $U = U_s f(\eta)$ 로 정의되는 평균속도의 크기인자(scale factor)이며, δ_w 는 비대칭 후류를 고려하여 δ_1 과 δ_2 의 합으로 정의한다. 크기인자를 산출함에 있어서 적용되는 $f(\eta)$ 는 각 경우에서 본 연구를 통하여 얻은 식(1)과 같은 상사곡선을 이용하여 구하였다. 그래서 대칭 후류인

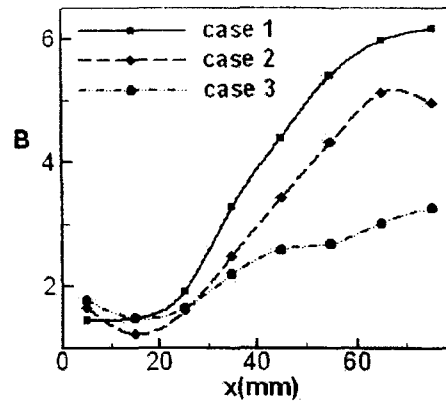


Fig. 4. B variations in the near-wake region

Case 1에서는 식(1)의 상사곡선 중심축을 $y/\delta_w = 0$ 으로 두었으며, 비대칭 후류인 Case 3에서는 식(1)을 그대로 이용하였고 Case 2에서는 Case 3과 Case 1의 중심축의 위치를 산술평균하여 식(1)에서 y/δ_w 을 0.05로 가정하여 U_s 를 구하였다.

Marasli et al.⁽¹⁴⁾은 플랩(flap)을 이용하여 발생된 일정한 외부 자극(external forcing)에 의해서 위와 같은 변수들의 조합으로서 이루어진 무차원 변수의 변화를 관찰하였다. 그들은 외부 자극의 크기가 일정한 범위에 있을 때 변수는 크게 변화하며, 특히 플랩의 진폭(amplitude)과 진동수(frequency)에 따라 변수의 성장률(growth rate)은 달라진다고 보고하였다. 또한 외부 자극이 있을 때 무차원 변수는 하류 임의의 위치부터 일정하게 수렴하게 되는데, 외부 자극의 진폭이 클수록 변수의 최대치는 크고, 수렴치는 작다고 하였다. Fig. 4에서 성장률은 Case 1의 경우에 가장 크고, Case 3의 경우에 가장 작게 나타나고 있고, 뒷전 가까운 부근에서는 뒷전이 유한한 두께를 가지면서 반폭(δ_w)의 증가와 최대결손속도의 감소에 의해 모든 경우에 B는 감소하고 있다. Fig. 4에서 Case 1의 경우에 가장 큰 성장률을 가지는 것은 하류로 가면서 각 경우 중 외부 자극의 영향이 가장 크기 때문이라고 생각할 수 있다. Marasli et al.⁽¹⁴⁾은 외부 자극의 진폭의 영향을 조사하기 위해 70Hz의 일정한 플랩 진동수에서 플랩의 진폭을 바꾸면서 실험함으로써 플랩의 진동은 후류 발달에서 주기적인

(periodic) 외부 자극으로 작용하였다. 그러나 본 연구에서는 따로 외부 자극을 두지 않았지만, 평판 뒷전이 유한한 두께를 가지면서 나타나는 와류홀림(vortex shedding)에 의해 유동구조는 크게 변화한다. 본 연구의 후류의 와류홀림주기(vortex shedding frequency)는 89Hz로서 Marasli et al.⁽¹⁴⁾의 플랩의 진동수와 유사하며, 와류홀림강도(vortex shedding strength)는 평판 뒷전부근의 유동조건이 변화하면서 변화하게 된다. 따라서 본 연구의 각 경우에 외부 자극의 진동수는 같다고 볼 수 있으나, 뒷전부근의 유동조건이 변화하면서 Marasli et al.⁽¹⁴⁾에서 플랩의 진폭으로 간주되는 와류홀림강도는 Case 3의 경우에 가장 작다고 생각할 수 있다. 일반적으로 평면 후류는 유동방향으로 확장(expansion)과 가로방향으로 압축(compression)에 의해 힘의 균형(force balance) 상태를 형성하고 있으나, 평판 뒷전부근에서 난류성분을 포함한 전이경계층, 난류경계층이 후류 발달의 초기조건으로 작용함으로써 2차원 평면 자유 전단층은 뒷전에서 분리된 이후에 가로방향과 스펠방향(spanwise direction)으로의 확장되고, 와류홀림의 영향은 감소되며, 따라서 분리 이후에 나타나는 유동의 왜곡(distortion)은 가장 작고, 풀림(relaxation)현상은 크게 나타난다.

3.3 근접 후류에서의 레이놀즈 수직응력

Fig. 5의 a, b, c는 평판 윗면 뒷전부근에서 층류, 전이, 난류경계층이 후류의 초기조건으로 작용하는 경우 근접 후류에서 레이놀즈 수직응력을 나타내고 있다. y축은 레이놀즈 수직응력을 국부적인 최대결손속도(U_δ)로 무차원화 하였으며, x축은 뒷전에서부터 유동방향의 측정 위치를 비대칭적으로 발달하는 반폭(δ)으로 무차원화 하여 나타내었다. 오른쪽 상단의 표기는 뒷전에서부터 유동방향의 측정위치 x를 각각의 국부적인 후류의 운동량 두께($\theta = \int_0^x \frac{U}{U_\delta} (1 - \frac{U}{U_\delta}) dy$)로 무차원화 하여 나타내었다. 후류의 운동량 두께는 정의에 따라 국부적인 측정위치의 $\pm Y$ 방향의 무한대에서 계산되었으나, 뒷전 가까운 부근에서의 운동량 두께는 유동이 뒷전에서 분리되면서 발생된 과잉속도성분으로 인하여 실제 물리량보다 다소 감소

된다. 비대칭 후류의 경우에 뒷전부근 경계층 유동의 운동량 두께가 커짐에 따라 후류에서 나타나는 운동량 두께는 증가하게 되고, 국부적인 무차원 값, x/θ_{11} 은 감소하게 된다. Ramaprian and Patel⁽¹²⁾은 후류의 구간을 정의함에 있어서 $x/\theta_{11} \leq 25$ 인 구간을 근접 후류이라 하였는데, 본 연구의 각 경우에서 x/θ_{11} 은 25와 유사하거나 작은 범위에 존재한다.

Fig. 5a는 평판 윗면과 아랫면에서 각각 층류경계층이 후류의 초기조건으로 작용하는 경우에 무차원화 된 레이놀즈 수직응력을 나타내고 있다. 실제, Case 1의 경우에 무차원화 되지 않은 유동방향의 레이놀즈 수직응력($\sqrt{u'^2}$) 분포의 폭은 하류로 갈수록 증가하고, 유동방향의 위치 15mm에서 자유흐름속도에 대해 약 20%에서 쌍봉 형태(double-peak)의 최대치를 나타낸다. 최대치 이후에 35mm까지 급격한 소산을 나타내며, 후에 소산율은 하류로 갈수록 감소하여 하류에서 거의 0에 가까워진다. 레이놀즈 수직응력의 최대치가 나타나는 가로방향의 위치는 $Y = \pm 6\text{mm}$ 이며, 이것은 평판 뒷전 두께의 절반(7.5mm)의 0.8로 평판 뒷전 가까운 후류에서 일반적으로 나타나는 최대치 위치와 일치하고 있다. Fig. 5a는 측정위치 전반에 걸쳐 열선 프로브 홀더의 점유율 효과(blockage effect)에 의한 영향과 뒷전 가까운 부근의 재순환 영역의 역류(reversal flow)에 의한 데이터의 불확실성(uncertainty)의 증가의 결과로 다소, 비대칭적인 분포(asymmetric wake)를 나타내고 있다. Fig. 5a에서 $\sqrt{u'^2}/U_\delta$ 은 하류로 갈수록 소산율이 감소하면서 연속적으로 증가하고 있으며, 최대치는 본 실험에서 측정된 후류범위의 마지막 위치 75mm에서 $y/\delta_1 = -0.573$, $y/\delta_2 = +0.647$ 일 때 대략적으로 각각 $\sqrt{u'^2}/U_\delta = 1.259$, $\sqrt{u'^2}/U_\delta = 1.292$ 에서 나타나고 있다.

Fig. 5b는 평판 뒷전부근의 +Y 방향에서 간헐적인 난류유동을 포함한 전이경계층이 후류의 초기조건으로 적용된 Case 2의 경우에 레이놀즈 수직응력($\sqrt{u'^2}$) 분포를 나타내고 있다. Case 2에서 무차원화 되지 않은 수직응력의 최대치는 Case 1에서 보인 최대치의 유동방향의 위치(15mm)보다 먼 25mm에서 나타나고 있으며, 최대치의 크기는 자유흐름속도에 대해 약 21%

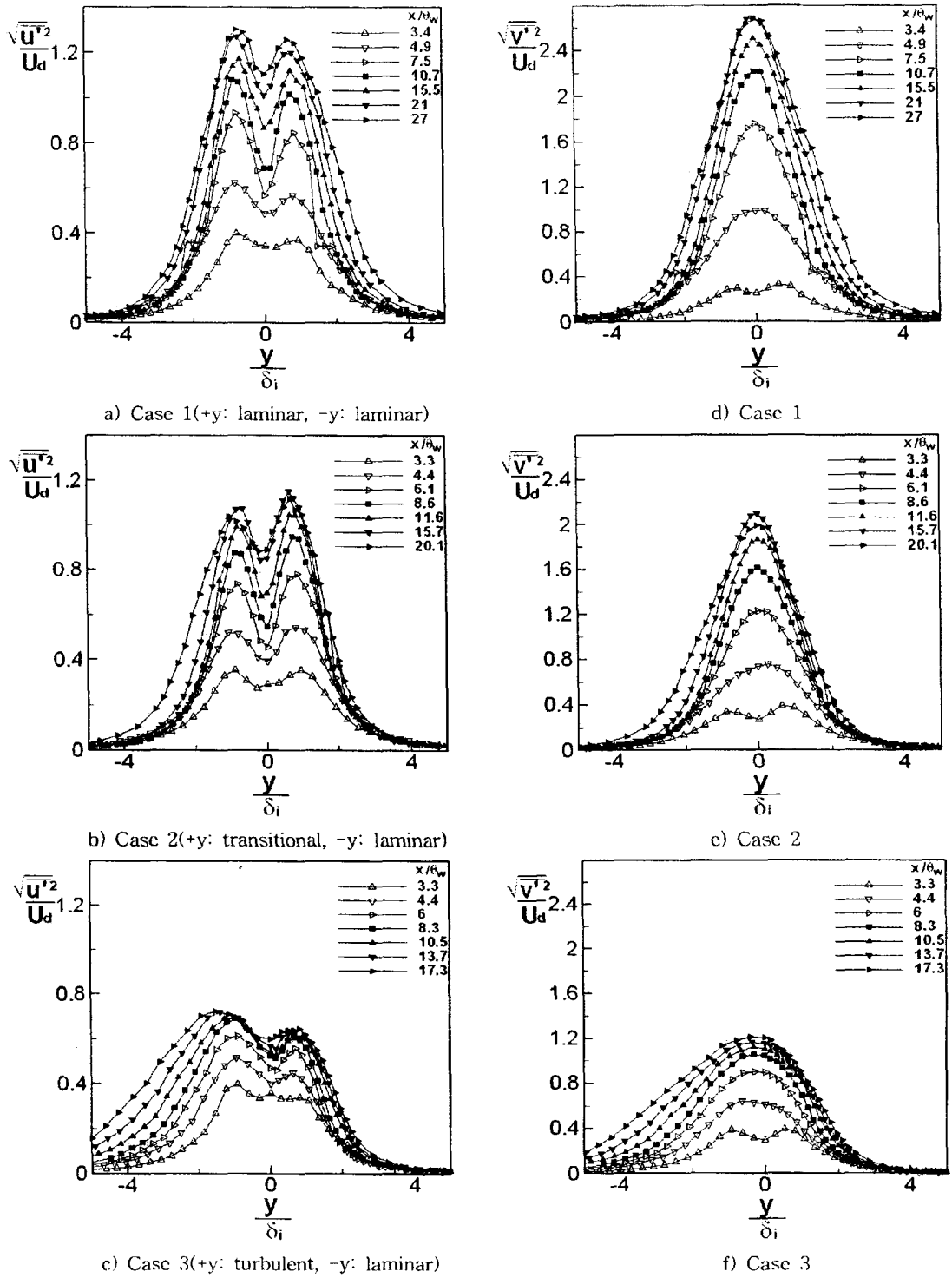


Fig. 5. Normalized Reynolds normal stress distribution in the near-wake region

로 각 경우 중 가장 크다. 레이놀즈 수직응력은 최대치 이후 35mm까지 급격히 소산하며, 소산율은 하류로 갈수록 감소한다. Case 2의 경우에 레이놀즈 수직응력의 최대치가 나타나는 가로방향의 위치는 $Y=\pm 6\text{mm}$ 로 Case 1과 같다. 또한 Fig. 5b의 무차원화 된 레이놀즈 수직응력($\sqrt{u''^2}/u_i$)의 최대치는 전이경계층이 후류의 초기조건으로 작용한 쪽(+Y 방향)에서 나타나고 있고, Case 1과 마찬가지로 하류로 갈수록 연속적으로 증가한다. $\sqrt{u''^2}/u_i$ 의 최대치는 유동 방향으로 65mm에서, 가로방향으로, $y/\delta_1=-0.676$, $y/\delta_2=+0.624$ 에서 나타나며, 크기는 대략적으로 각각 $\sqrt{u''^2}/u_i=1.075$, $\sqrt{u''^2}/u_i=1.153$ 이다. $\sqrt{u''^2}/u_i$ 의 분포는 가로방향의 측정위치 $y/\delta_2 \geq 0.624$ 에서 Case 1보다 하나의 곡선으로 집중되는 것을 관찰할 수 있다.

Fig. 5c는 비대칭 후류로 평판 뒷전부근의 윗면(+Y 방향)은 난류경계층, 아랫면(-Y 방향)은 층류경계층이 근접 후류의 초기조건으로 작용한 경우 $\sqrt{u''^2}/u_i$ 분포를 나타내고 있다. 무차원화 되지 않은 유동방향의 수직응력($\sqrt{u''^2}$)의 분포는 측정위치 25mm에서 자유흐름속도에 대해 약 17%에서 쌍봉 형태의 최대치를 나타내고, $\sqrt{u''^2}$ 의 최대치는 각 경우 중 Case 3에서 가장 작게 나타난다. $\sqrt{u''^2}$ 의 소산율은 하류로 갈수록 거의 0에 가깝고, $\sqrt{u''^2}$ 의 최대치의 위치는 다른 경우에 동일하게 $Y=\pm 6\text{mm}$ 에서 나타나고 있다. 무차원화 된 $\sqrt{u''^2}/u_i$ 분포의 최대치는 측정위치 75mm에서 $y/\delta_1=-1.536$, $y/\delta_2=+0.812$ 일 때 대략적으로 각각 $\sqrt{u''^2}/u_i=0.726$, $\sqrt{u''^2}/u_i=0.647$ 로 층류경계층이 초기조건으로 작용한 -Y 방향의 근접 후류 부분에서 나타나고 있다. Case 3의 경우에 난류경계층에서 난류성분은 층류경계층보다 뒷전근처에서는 크지만, 레이놀즈 수직응력은 유동이 뒷전에서 분리된 이후에 층류경계층에서 크게 나타난다. 이것은 층류경계층이 점성저층영역(viscous sub-layer)에서의 층류 전단력(laminar shear stress)의 뒷전에서의 분리(separation)에 의해 민감하게 반응하기 때문이며, Ramaprian et al.⁽³⁾의 연구에서도 유사한 현상이 제시된 바 있다.

Case 3의 경우에 $\sqrt{u''^2}/u_i$ 의 최대치에서 나타나는 y/δ_2 , y/δ_1 은 다른 경우보다 큰데, 이것은 δ_1 , δ_2 가 다른 경우 보다 상대적으로 작기 때문이다. δ_1 은 무엇보다 뒷전부근 유동의 비대칭 정도가 증가할수록 최대결손속도 위치가 두꺼운 전단층(경계층의 내부 속도가 빠른 쪽)으로 이동하면서 감소하므로 무차원 변수(y/δ_1)는 증가하게 된다. 또한 Fig. 5에서 보는 바와 같이 뒷전 유동의 비대칭 정도가 가장 큰 Case 3의 경우에 $\sqrt{u''^2}/u_i$ 는 최대결손속도의 증가로 인하여 상대적으로 가장 작은 최대치를 보이고 있다. 이외에도 얇은 전단층에서 $\sqrt{u''^2}/u_i$ 의 변화는 하류로 갈수록 증가하는 y/δ_1 으로 인하여 폭 방향으로 급격히 변화한다. 그러나 +Y 방향에서는 $\sqrt{u''^2}/u_i$ 분포는 -Y 방향과 반대로 y/δ_2 가 하류로 가면서 감소하여 다른 경우에 비해 상사정도가 증가한 것을 볼 수 있다.

Table 1. $\sqrt{u''^2}/u_i$ 의 최대치와 가로방향의 위치

	Case 1	Case 2	Case 3
+Y 방향	0.647(6mm)	0.624(8mm)	0.812(10mm)
최대치	1.259	1.153	0.647
-Y 방향	0.573(6mm)	0.676(8mm)	1.536(8mm)
최대치	1.292	1.075	0.726

Table 1은 각 경우에서 $\sqrt{u''^2}/u_i$ 의 최대치와 최대치를 나타내는 가로방향의 무차원화 된 위치(y/δ_i)을 나타낸 것이다. Case 1에서 $\sqrt{u''^2}/u_i$ 의 최대치는 $\sqrt{u''^2}$ 의 최대치를 나타내는 가로방향의 위치($Y=\pm 6\text{mm}$)와 같다. 그러나 평판 뒷전부근의 유동에 포함된 난류성분이 증가할수록 $\sqrt{u''^2}/u_i$ 의 최대치를 나타내는 y/δ_i 은 가로방향으로 확장하고 있다. Case 3의 난류경계층이 초기조건으로 작용하는 윗면의 최대치에서 나타나는 y/δ_2 , y/δ_1 은 0.812, -1.536이고, 실제 물리량은 후류 중심에서부터 각각 10mm, 8mm이다. 이것은 Case 3의 경우에 δ_1 , δ_2 이 다른 경우 보다 상대적으로 작게 나타나고, 또한 후류가 가로방향으로 신장되기 때문이다. 즉, 평판 뒷전

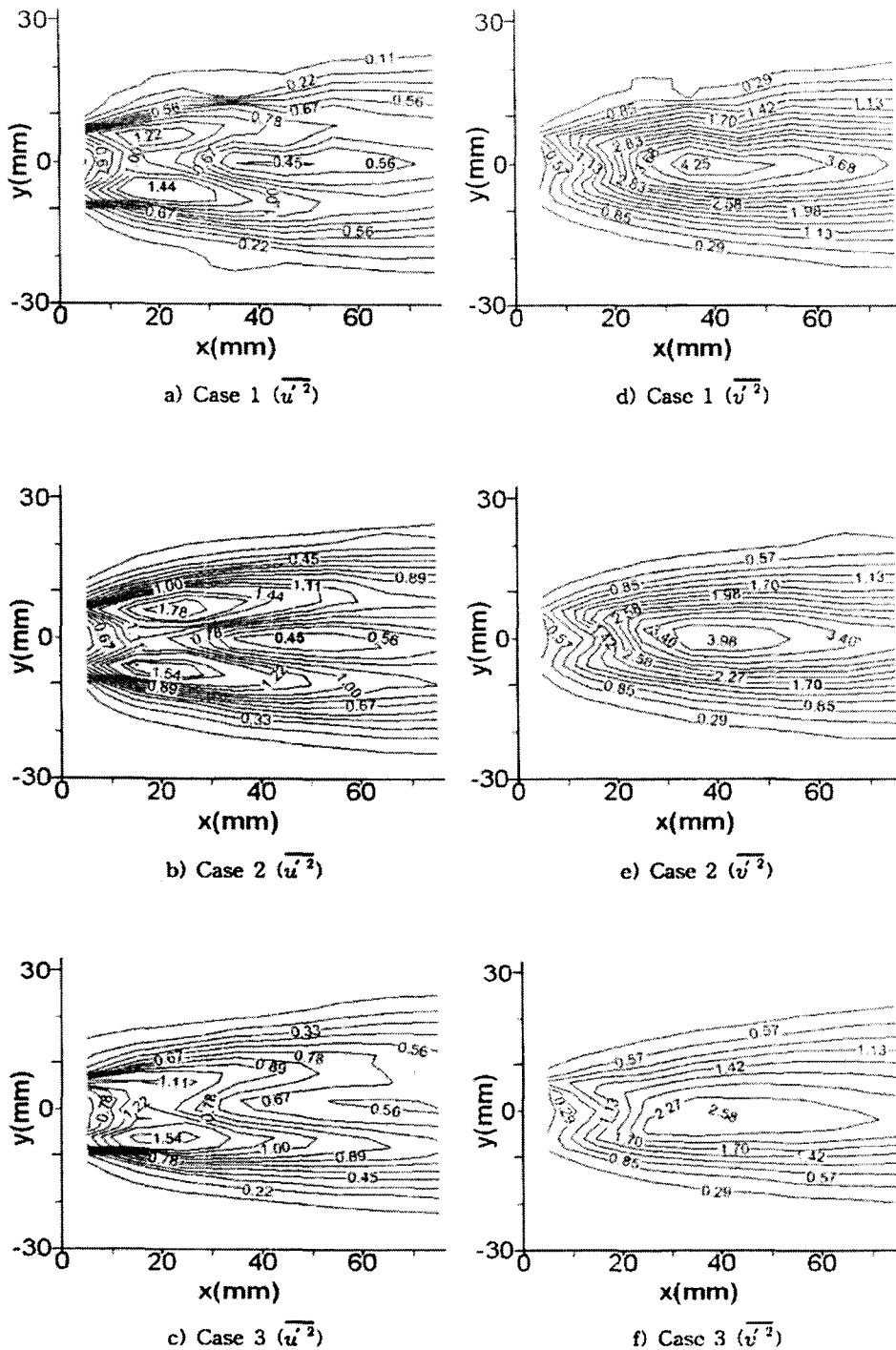


Fig. 6. Reynolds normal stress distribution in the near-wake region
 ($\overline{u'^2}$: a, b, c, interval=0.11, $\overline{v'^2}$: d, e, f, interval=0.28)

부근의 유동이 난류성분이 포함되면서 근접 후류는 가로방향으로 확장하게 되고, 유동이 평판 뒷전을 벗어나면서 발생하는 전단율은 감소한다.

Fig. 5의 d, e, f는 평판 뒷전부근의 윗면(+Y 방향)에서 층류, 천이, 난류경계층이 후류의 초기조건으로 적용된 경우에 반폭과 최대결손속도에 의해 무차원화 된 레이놀즈 수직응력($\sqrt{v'^2}/u_\delta$)분포를 나타낸 것이다. 무차원화 되지 않은 $\sqrt{v'^2}$ 는 평판의 뒷전의 두께와 같은 15mm의 측정위치까지 쌍봉 형태를 나타내며, 급격한 증가를 보인 후 45mm까지 단봉(single-peak) 형태를 나타내며 증가한다. 레이놀즈 수직응력 $\sqrt{v'^2}$ 는 Case 1과 Case 2에서 자유흐름속도에 대해서 각각 37%, 32%의 최대치를 갖지만, Case 3의 경우 $\sqrt{v'^2}$ 는 자유흐름속도에 대해 약 17%정도의 최대치를 나타낸다. 각 경우에서의 무차원화 된 레이놀즈 수직응력 $\sqrt{v'^2}/u_\delta$ 는 최대치 이후에 하류로 갈수록 소산율은 감소하고, 본 연구의 측정범위의 하류 부분(65mm, 75mm)에서 일정한 값에 수렴하는 경향을 나타낸다. 또한 $\sqrt{v'^2}/u_\delta$ 는 $\sqrt{u'^2}/u_\delta$ 에 비해 2배정도 크게 나타난다.

무차원화 된 레이놀즈 수직응력 $\sqrt{v'^2}/u_\delta$ 및 $\sqrt{u'^2}/u_\delta$ 는 자체 보존적(self-preserving) 상태나 평형상태⁽¹⁵⁾의 먼 후류(far wake)에서 U_δ 와 δ_x 에 의해 무차원화 됨으로써 상사성이 성립된다고 알려져 있다. 그러나 본 연구의 측정범위인 근접 후류에서 무차원화 된 레이놀즈 수직응력은 뒷전부근의 유동상태가 층류, 천이경계층인 경우 근접 후류의 난류성분과 반폭의 변화가 비선형적으로 발달되면서 기존의 상사변수(최대결손속도 및 반폭)에 의해 상사되지 않는다. 이것은 최대결손속도의 소산율과 레이놀즈 수직응력의 소산율이 비선형적임을 나타내고 있으며, 같은 초기조건에서 발달하는 비대칭 후류의 압력구배의 영향을 조사한 Thomas and Xiaofeng⁽¹⁶⁾의 연구에서도 최대결손속도에 의한 $\sqrt{v'^2}/u_\delta$ 및 $\sqrt{u'^2}/u_\delta$ 분포의 상사성은 성립되지 않았다.

Fig. 6은 평판 윗면 뒷전부근에서 층류, 천이, 난류경계층인 경우에 수직응력($\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$)의 분포

를 나타낸 것이다. 일반적으로 평판의 재순환 영역(recirculation region)을 포함한 근접 후류는 레이놀즈수에 의해 지배적 영향을 받고, 근접 후류의 재순환 영역은 후류의 초기조건이 층류경계층인 원형 실린더(circular cylinder)보다 길어지게 된다. 이것은 평판 뒷전의 유동 분리점(separation point)이 고정되면서, 하류에서 유선의 재부착점(reattachment point)은 실린더보다 더 먼 하류에서 발생하기 때문이다.

Fig. 6a는 평판 뒷전부근에서 층류경계층인 경우에 수직응력($\overline{u'^2}$)의 분포를 나타낸 것이다. 수직응력($\overline{u'^2}$)의 분포는 쌍봉의 분포를 나타내고 있는데 $\overline{u'^2}$ 의 최대치는 가로방향으로 후류에서 뒷전 절반 두께($0.5t$: t =평판 두께)의 0.8위치에서 나타나고 있다. 또한 $\overline{u'^2}$ 의 최대치는 원형 실린더 분포와 비교하여 하류로 가면서 유동방향으로 신장된 것을 관찰 할 수가 있고, 이렇게 신장(stretching)된 쌍봉의 분포 사이에서 새로운 혼합 구조가 뒷전에서부터 약 30mm ($2t$) 위치에서 시작되고 있다. 이것은 뒷전에서 분리된 각각의 전단층은 평판의 유한한 두께로 인하여 뒷전 가까운 부근에서는 혼합이 이루어지지 않고, 약 $2t$ 위치에서 새로운 혼합이 시작되기 때문이다.

Fig. 6b는 평판 윗면(+Y 방향)에서는 후류 초기조건이 천이경계층, 아랫면(-Y 방향)에서는 초기조건이 층류경계층인 경우에 $\overline{u'^2}$ 분포를 나타낸 것이다. $\overline{u'^2}$ 의 최대치는 천이경계층이 후류 초기조건으로 작용한 쪽에서 나타나고 있으며, Case 1의 최대치보다 크다. 후류 중심부근에서 쌍봉 형태의 교란 이후에 새로운 혼합층이 Case 1과 유사하게 나타나고 있다. 그러나 Case 2에서 최대치가 나타나는 쌍봉 형태의 영역은 유동방향으로 Case 1보다 신장된다.

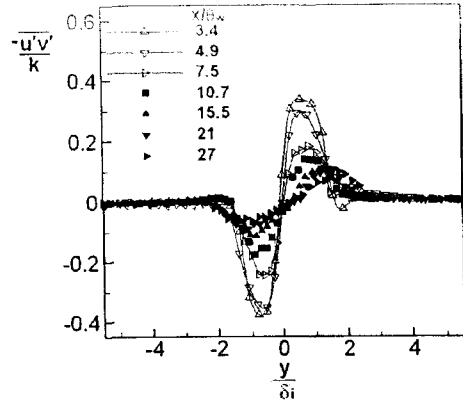
Fig. 6c에서는 평판 윗면(+Y 방향) 뒷전부근에서 후류의 초기조건이 난류경계층인 경우에 $\overline{u'^2}$ 분포를 나타낸 것이다. 난류경계층이 초기조건으로 작용한 +Y 방향에서 $\overline{u'^2}$ 의 최대치는 Case 1과 Case 2에서 나타난 최대치 보다 작고, 오히려 Case 3의 -Y 방향에서 나타난 $\overline{u'^2}$ 의 최대치는 +Y 방향에서 나타나는 최대치보다 크다. 또한 Case 3의 난류경계층이 초기조

간으로 작용한 +Y 방향에서 나타나는 $\overline{u^2}$ 의 분포는 다른 경우보다 유동방향으로 신장되어 나타나고 있다. Case 3의 경우에 난류경계층이 뒷전에서 분리된 이후에 나타나는 $\overline{u^2}$ 의 최대치의 감소와 $\overline{u^2}$ 분포의 확장은 경계층 유동이 뒷전에서 분리된 이후에 나타나는 불안정성에 대한 민감도(celerity)의 차이 때문이다. 즉, 난류경계층이 초기조건으로 작용하는 Case 3의 경우에 유동이 뒷전에서 분리된 이후에 생성되는 $\overline{u^2}$ 은 난류경계층의 3차원 유동 특성(가로방향 및 스펀방향으로의 확장)으로 인하여 작다. 또한 평판 앞전에서 트리핑 와이어에 의한 교란으로 나타나는 난류경계층의 혼란은 유동이 뒷전에서 분리되면서 나타나는 불안정성의 민감도를 감소시킨다. 이러한 결과는 Ramaprian et al.⁽³⁾의 연구에서도 보고 되었으며, 그들은 이러한 현상이 층류경계층을 교란시키는 트리핑 와이어의 직경과도 밀접한 관련이 있음을 제시하였다.

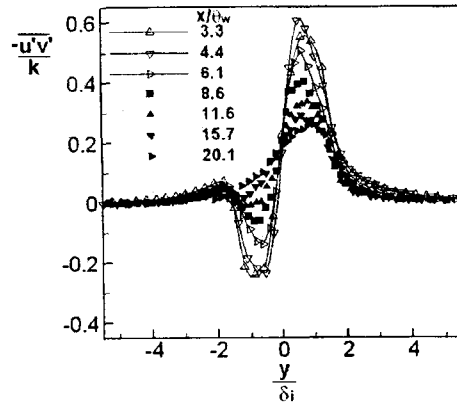
유동의 신장(stretching)현상은 $\overline{v^2}$ 의 분포를 나타내고 있는 Fig. 6의 d, e, f에서도 관찰할 수 있다. 단봉 형태의 분포를 나타내는 $\overline{v^2}$ 은 뒷전부근 유동이 난류경계층일 때 가장 작은 최대치를 나타내며, 다른 경우에 비해 유동방향으로 크게 신장된다. 유동장의 신장현상은 간헐적인 난류 분포를 포함하는 천이경계층이 초기조건으로 작용하는 경우에 층류경계층(Case 1)에서 나타나는 것보다 증가하고 있으며, 초기조건이 난류경계층일 때 $\overline{v^2}$ 의 신장현상은 가장 크게 나타난다. 이러한 $\overline{u^2}$ 및 $\overline{v^2}$ 의 유동방향 및 가로방향으로의 신장현상은 난류경계층이 뒷전에서 분리되면서 발생하는 왜곡(distortion) 및 와류흡입(vortex shedding)현상을 억제시키기 때문에 발생된다.

3.4 레이놀즈 전단응력

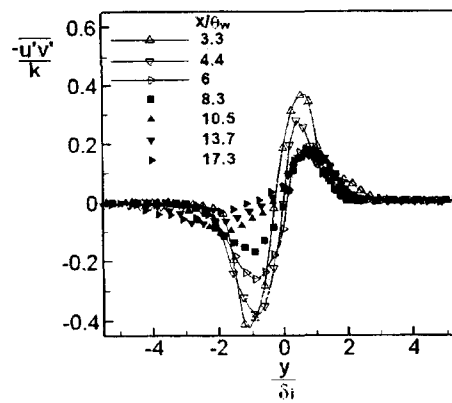
Fig. 7은 평판 윗면 뒷전부근에서 층류, 천이, 난류경계층 경우에 레이놀즈 전단응력(Reynolds shear stress)을 나타낸 것이다. x축은 극부적인 반쪽으로 후류의 가로방향 측정 위치를 무차원화 하여 나타내었으며, y축은 레이놀즈 전단응력을 각각의 측정위치에서



a) Case 1(+y: laminar, -y: laminar)



b) Case 2(+y: transitional, -y: laminar)



c) Case 3(+y: turbulent, -y: laminar)

Fig. 7. Normalized Reynolds shear stress distribution in near-wake region

$k = \frac{3}{4}(\sqrt{u'^2} + \sqrt{v'^2})$ 로 가정된 국부적인 난류에너지(k)로 무차원화 하여 나타내었다. 이와 같은 무차원화는 Rodi에 의해 해석적으로 레이놀즈 응력을 모델링하기 위하여 제안되었다⁽¹⁷⁾. 이것은 레이놀즈 전단응력의 변화가 난류에너지를 이용하여 근사화 할 수 있음을 나타내며, Thomas and Xiaofeng⁽¹⁶⁾은 이러한 모델을 이용하여 같은 초기조건에서 발달하는 후류에서 압력구배에 의해 영향 받는 일정구간에서 레이놀즈 전단응력 $-\overline{u'v'}$ 이 0.3~0.4k 정도의 값을 나타내면서 상사하는 것을 보였다.

Fig. 7a는 대칭 후류의 경우에 난류에너지에 의해 무차원화 된 레이놀즈 전단응력을 나타내고 있는데, $-\overline{u'v'}$ 는 뒷전에서 매우 가까운 위치($x/\theta_w = 3.4$)에서 최대치 0.3~0.4k 범위의 값을 나타내고 있다. $-\overline{u'v'}$ 는 하류로 갈수록 점차 감소하지만, x/θ_w 가 4.9(25mm)에서 7.5(35mm)사이에서 급격한 소산을 보이고 있다. 이러한 후류 일정구간에서의 $-\overline{u'v'}$ 의 급격한 소산은 와류형성영역(vortex formation region)과 관련이 있다. 즉, 뒷전 가까운 부근에서 경계층의 불안정과 층류 전단력의 상실로 인해 생성된 전단응력은 와류가 완전히 형성되면서 나타나는 후류 중심부근의 길이크기가 큰 결합성 구조(large scale coherent structure)에 의해 지배 받게 되면서 크게 소산된다.

Fig. 7b는 평판 뒷전부근의 윗면이 천이경계층, 아랫면이 층류경계층 상태로서 각각의 국부적인 전단응력을 난류에너지로 무차원화 하여 나타낸 것이다. 천이경계층으로부터 발달된 후류에서 +Y 방향의 전단응력 생성은 아주 크다. 이것은 뒷전에서의 분리와 뒷전부근 경계층의 속도구배로 인하여 발생된 후류의 평균전단에 의해 크게 영향을 받기 때문이다. $-\overline{u'v'}$ 의 최대치는 0.6k이고, 마지막 측정위치(75mm)에서는 뒷전 가까운 부근의 +Y 방향에서 발생된 레이놀즈 전단응력의 영향으로 층류경계층에서 발달된 후류의 전단응력의 부호가 바뀌면서 비대칭 분포를 보인다.

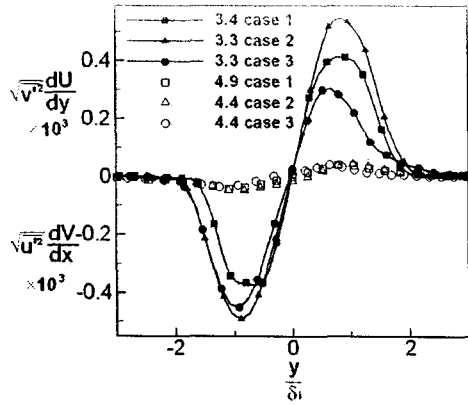
Fig. 7c는 평판 뒷전부근의 윗면에서 난류경계층, 아랫면에서 층류경계층이 초기조건으로 작용한 경우에 난류에너지로 무차원화 된 레이

놀즈 전단응력을 나타낸 것이다. 뒷전 가까운 부근의 +Y 방향에서 나타난 후류의 무차원화된 전단응력은 대칭 후류인 Case 1과 비슷한 크기(0.3k~0.4k)를 나타내고 있다. 레이놀즈 전단응력은 기존의 상사변수로 알려진 최대결손속도나 반폭에 의해 상사되지 않지만, Fig. 7c에서 보는 바와 같이 난류에너지로 무차원화되면서 $x/\theta_w = 8.3(45\text{mm})$ 에서부터 상사성이 어느 정도 성립하는 것을 볼 수 있다. 이것은 난류경계층이 초기조건으로 작용한 쪽에서 나타난 레이놀즈 전단응력이 난류에너지에 의해 무차원화 됨으로써 하류로 갈수록 난류에너지의 소산율과 전단응력의 소산율은 일정한 비로 변화하기 때문이다.

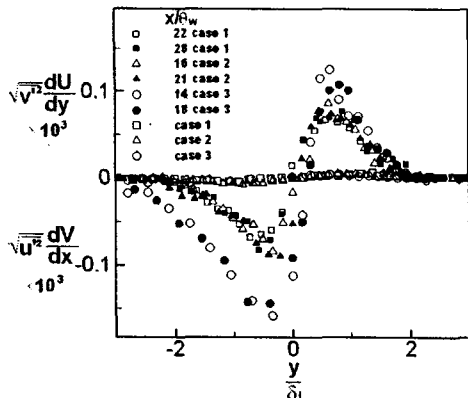
Kim 등⁽¹¹⁾은 평균속도분포에 대해서 식(1)과 같은 상사곡선을 제시하였으나, 레이놀즈 전단응력은 앞에서 언급한 바와 같이 기존의 상사변수(최대결손속도 및 반폭)에 대해서 상사되지 않았다. 이와 같은 평균 유동장과 난류성분간의 상사성의 차이는 공간적으로 혹은 시간적으로 평균속도분포가 레이놀즈 전단응력보다 빨리 발달함을 의미하고 있다. 따라서 레이놀즈 전단응력의 발달은 평균속도분포의 발달에 대해 공간지연(spatial lag)상태에 놓여 있다. 이와 같은 공간지연 상태는 Rogers⁽⁶⁾가 언급한 바와 같이 평균속도분포와 난류성분의 발달에서 나타나는 시간지연(time lag)으로도 설명된다. 따라서 평균속도 및 난류성분이 최대결손속도와 반폭에 의해 동시에 상사하는 평형상태 유동조건은 공간적으로 충분히 먼 하류에서 성립하며, 혹은 난류성분의 발달에 충분한 시간이 필요로 하게 된다.

Fig. 8은 평판 윗면 뒷전부근이 층류, 천이, 난류경계층, 아랫면이 모두 층류경계층 상태로 각각의 경우에 15mm, 25mm, 65mm, 75mm위치에서 레이놀즈 전단응력의 생성량의 크기를 나타내고 있다. 일반적으로 레이놀즈 전단응력의 전달방정식에서 생성항은 $\overline{u'^2} \frac{\partial V}{\partial x} + \overline{v'^2} \frac{\partial U}{\partial y}$ 로 표현할 수 있는데, 본 연구에서 모든 경우에 $\overline{v'^2} \frac{\partial U}{\partial y}$ 가 $\overline{u'^2} \frac{\partial V}{\partial x}$ 보다 크고, $\frac{\partial V}{\partial x} \ll \frac{\partial U}{\partial y}$ 와 $\overline{u'^2} < \overline{v'^2}$ 을 통해서 $\overline{v'^2} \frac{\partial U}{\partial y}$ 항이 레이놀즈 응력의 생성에 지배적이다.

Fig. 8a는 뒷전 가까운 부근(15mm, 25mm)에서



a) 15mm($x/\theta_{IV}=3.4, 3.3, 3.3$)
25mm($x/\theta_{IV}=4.9, 4.4, 4.4$)



b) 65mm($x/\theta_{IV}=22, 16, 14$)
75mm($x/\theta_{IV}=28, 21, 18$)

Fig. 8. Cross-stream profiles of Reynolds stress production term

$\sqrt{v}^2 \frac{\partial U}{\partial y}$ (filled symbol)와 $\sqrt{u}^2 \frac{\partial V}{\partial x}$ (opened symbol)을 나타내고 있다. 뒷전 가까운 부근에서 $\sqrt{v}^2 \frac{\partial U}{\partial y}$ 은 Case 2의 +Y 방향에서는 천이경계층이 뒷전에서 분리된 이후에 나타나는 가로 방향의 큰 속도구배($\partial U/\partial y$)에 의해 각 경우 중 가장 큰 최대치를 나타내며, Case 3에서 가장 작은 최대치를 나타내고 있다. 이것은 뒷전에서 갑작스런 전단력의 사라짐에 대해서 난류경계층이 층류경계층보다 민감하지 않기 때문에 레이놀즈 전단응력은 난류경계층에서 작게 나타난다. 생성항의 -Y 방향에서의 $\sqrt{v}^2 \frac{\partial U}{\partial y}$ 분포는 Case 2와 Case 3에서 유사한 최대치를 나타내

며, Case 1에서 가장 작은 최대치를 나타낸다.

Fig. 8b는 하류(65mm, 75mm)에서 레이놀즈 전단응력의 생성항($\sqrt{v}^2 \frac{\partial U}{\partial y}$, $\sqrt{u}^2 \frac{\partial V}{\partial x}$)을 나타낸 것이다. $\sqrt{v}^2 \frac{\partial U}{\partial y}$ 분포는 Case 1과 Case 2의 +Y 방향과 -Y 방향에서 비교적 유사한 최대치를 나타내는 반면에, Case 3은 층류경계층이 초기조건으로 작용한 쪽(-Y 방향)에서의 최대치가 난류경계층이 초기조건으로 작용한 쪽에서 나타난 최대치보다 크게 나타나고 있다. 이것은 Case 3의 경우에 층류경계층이 초기조건으로 작용한 쪽의 뒷전 가까운 부근에서 생성된 레이놀즈 전단응력이 +Y 방향에서 초기조건으로 작용한 난류경계층의 영향으로 다른 경우에 비해 레이놀즈 전단응력의 유동방향으로 소산율이 감소하기 때문이다.

4. 결론

본 연구에서는 평판의 앞전근처의 여러 위치에서 트리핑 와이어(tripping wire)를 설치하여 평판의 윗면 뒷전근처에서 층류, 천이, 난류경계층을 유발하여 서로 다른 초기조건에서의 후류 발달을 정량적으로 조사하였다.

평판 뒷전근처 윗면과 아랫면의 층류경계층에 의한 대칭 후류의 경우에 뒷전 가까운 부근의 근접 후류에서 난류성분은 뒷전 형상과 불연속성에 의한 층류 전단응력의 손실과 점성저층영역의 영향을 받으며, 대칭적으로 나타난다.

평판 윗면 뒷전근처에서 난류경계층, 아랫면에서 층류경계층이 초기조건으로 작용하는 근접 후류에서 후류 반쪽은 뒷전부터 약 뒷전 두께의 2배 위치부터 일정해진다. 레이놀즈 전단응력은 기존의 상사변수에 의해 상사성이 성립되지 않으며, 난류경계층이 초기조건으로 작용한 경우 난류에너지에 의해서 무차원화 됨으로써 $x/\theta_{IV}=8.3$ 부터 어느 정도 상사성이 성립된다. 또한 평판 윗면 뒷전근처 경계층이 난류경계층이라 할지라도, 뒷전에서 분리(separation)된 이후 근접 후류에 레이놀즈 응력은 층류경계층이 초기조건으로 작용한 아랫면 쪽에서 더 크게 나타난다. 이것은 난류경계층의 경우 뒷전에서 유동분리에 대해 민감하지 않기 때문으로 추정된다.

후 기

본 연구는 한국과학재단 목적기초연구과제 지원 연구비(R01-2002-000-00442-0)에 의해 수행된 연구의 일부이며, 이에 관계자 여러분께 감사를 표합니다.

References

- 1) R. Chevray and L. Kovaszny, "Turbulent Measurements in the Wake of a Thin Flat Plate," AIAA Journal, Vol. 7, pp. 1641-1643, 1969.
- 2) B. R. Ramaprian and V. C. Patel, "The Symmetric Turbulent Wake of a Flat Plate," AIAA Journal, Vol. 20, pp. 1228-1235, 1982.
- 3) B. R. Ramaprian, V. C. Patel and M. S. Sastry, "Turbulent Wake Development behind Streamlined Bodies," Institute of Hydraulic Research, University of Iowa, Iowa City, IHR Rept. 231, 1981.
- 4) J. Andreopoulos and P. Bradshaw, "Measurement of Interacting Turbulent Shear Layers in the Near-Wake of a Flat Plate," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 100, pp. 639-668, 1980.
- 5) I. Wygnanski, F. Champagne and B. Marasli, "On the Large-Scale Structure in Two-Dimensional, Small-Deficit, Turbulent Wakes," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 168, pp. 31-71, 1986.
- 6) M. M. Rogers, "The Evolution of Strained Turbulent Plane Wakes," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 463, pp. 53-120, 2002.
- 7) M. M. Rogers and D. M. Robert, "Direct Simulation of a Self-Similar Turbulent Mixing Layer," Physics of Fluids, Vol. 6, pp. 903-923, 1993.
- 8) S. Ghosal and M. M. Rogers, "A Numerical Study of Self-Similarity in a Turbulent Plane Wake using Large-Eddy Simulation," Physics of Fluids, Vol. 9, pp. 1729-1739, 1997.
- 9) H. A. Haidari and C. R. Smith, "Development of the Turbulent Near-Wake of a Tapered Thick Flat Plate," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 189, pp. 135-163, 1988.
- 10) C. R. Symes and L. E. Fink, "Effects of External Turbulence upon the Flow past Cylinders," In Structure and Mechanisms of Turbulence- I, proceedings, pp. 86-102, 1977.
- 11) 김동하, 장조원, "평판 경계층과 후류와의 상호관계에 관한 연구; 평균속도장," 한국항공우주학회지, 제32권 제10호, pp. 1-11, 2004.
- 12) 김동하, 류영수, 장조원, "평판 경계층과 후류와의 상호관계에 관한 연구 I: 층류경계층," 항공우주학회 추계학술대회 논문집, pp. 663-668, 2003.
- 13) W. K. George, "The Self-Preservation of Turbulent Flows and its Relation to Initial Conditions and Coherent Structure," In Advances in Turbulence(ed. W. K. George and R. Arndt), pp. 39-73, 1989.
- 14) F. H. Marasli, Champagne, and I. Wygnanski, "Effect of Travelling Waves on the Growth of a Plane Turbulent Wake," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 235, pp. 511-532, 1992.
- 15) R. Narasimha and A. Prabhu, "Equilibrium and Relaxation in Turbulent Wakes," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 54, pp. 1-17, 1972.
- 16) F. O. Thomas and L. Xiaofeng, "An Experimental Investigation of Symmetric and Asymmetric Turbulent Wake Development in Pressure Gradient," Physics of Fluids, Vol. 16, pp. 1725-1745, 2004.
- 17) S. B. Pope, *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, 2000.