

천이영역에서 난류에너지의 이동에 관한 실험적 연구

임효재* · 백성구** · 이원근***

*호서대학교 기계공학과, **한국과학기술원 항공우주공학과, ***(주)현대자동차

E-mail : hjlim@office.hoseo.ac.kr

An Experimental Study on the Transport of Turbulent Energy in the Transitional Boundary Layer

Hyo-Jae Lim*, Seong-Gu Baek** and Won-Geun Lee***

*Dept. of Mechanical Eng. Hoseo University,

**Dept. of Aerospace Eng. KAIST,

***Hyundai Motor Co.

요 약

본 연구에서는 평판 경계층의 천이 영역에서 평균속도, 표면마찰계수, 간헐도 분포, 에너지 스펙트럼 등의 신뢰성 있는 실험 자료를 획득하였다. 실험 결과 천이가 진행됨에 따라 난류반점이 지배하는 영역이 벽면 근처에서 전 경계층으로 확산되었으며 이러한 현상의 결과로 속도 섭동량에서 비등방성이 크게 나타난다. 천이 이전영역에서는 에너지가 주로 저주파에 집중되어 있다가 천이를 거치면서 에너지가 고주파 성분으로 이동하였다. 이는 두 가지 이상의 에너지 발생과 소멸 메커니즘이 천이영역에서 공존하고 있음을 의미한다. 따라서 천이영역에서의 유동장을 예측하기 위한 난류 계산 모형에서 비등방성과 서로 다른 메커니즘을 표현할 수 있기 위해서는 반드시 두 가지 이상의 척도를 표현할 수 있어야 한다.

Abstract— This paper considered the structural mechanism of transitional boundary layer by the experimental approach. In order to measure the turbulence quantity in the boundary layer, we made a wind tunnel with 400×190×2500 mm test section and a flat plate with well fabricated leading edge. Hot wire anemometer was used for acquiring the continuous turbulence signal which is processed by special software. The results of experiment show that the region where turbulence spot is dominant moves from near wall to overall layer and thus the anisotropy of velocity fluctuation shows so large value. Also the turbulence energy originally contained in low frequency band comes up to the high frequency band. Finally the turbulence model needs minimum two length scales to consider the pre-transition region.

1. 서 론

경계층의 천이는 수송기관(자동차, 비행기, 선박 등), 터보기계, 열교환기 등 에너지를 이용하는 대부분의 공학적 응용 분야에서 볼 수 있는 아주 흔한 유동이다. 그러나 천이 과정 중에 관찰되는 유동현상들은 매우 복잡하고 다양하여, 아직까지도 신뢰할 수 있고, 실용적인 이론이 매우 드문 형편이다. 이러한 현실 때문에 제품의 설계나 개발을 위해서 천이경계층을 포함하는 유동을 해석해야 하는 설계자들은 많은 기술적인 어려움을 겪고

있다.

층류에서 난류로의 전환이 이루어지는 경계층을 천이 경계층이라 하는데, 천이 영역에서는 표면 마찰계수와 열 전달율 등이 연속적이면서도 급격하게 증가한다. 그러므로 유체와 관련된 기계 설계에 있어서 천이를 포함하는 유체기계의 설계를 위한 예측을 하기 위해서는 이 영역을 반드시 고려해야 한다. 한 예로, 터보 기계 블레이드의 경우 경계층에서 천이 영역은 블레이드 크기의 50~80%에 달하는 것으로 실험적으로 확인되었다.

천이 현상은 층류 경계층 내 불안정성으로 2차원 선

형파(Tollmien-Schlichting wave)가 발생됨으로써 시작한다. 이후 이 선형파는 하류로 감에 따라 점차 더욱 불안정해져서 3차원 비선형 와류(vortex)가 형성되며 결국 붕괴(breakdown)되어 난류 반점이 생성된다. 이후 반점은 점차 3차원으로 확산되어 결국 완전히 발달된 난류 경계층이 형성된다. 이러한 자연천이(natural transition)에 반해 외부교란이 여러 형태로 상당 부분 존재하는 실제 유체기계 등의 날개 위 천이는 선형과 생성과정이 생략되고 곧바로 3차원 비선형 와류와 난류반점의 생성으로 이어지는 소위 bypass 천이가 지배적이다.

천이경계층에 영향을 주는 요소로는 자유유동의 난류강도, 압력구배, 표면조도, 표면곡률, 표면열전달, 음향, 레이놀즈 수 등 다양하다. 또한 평판 경계층 유동과 같은 단순한 유동장의 경우에도 천이의 현상은 3차원의 매우 복잡한 유동 특성을 가지고 있다. 이러한 이유로 난류로 발전해가는 천이 현상을 설명하기 위한 이론적 방법이 아직 정립되지 못하고 있다. 따라서 유체기계를 설계할 때는 실험결과에 바탕을 둔 실험식을 이용하고 있다^[11]. 특히 1991년 ERCOFTAC의 Special Interest Group에서 천이에 관한 본격적인 실험과 계산모형에 대한 workshop을 3년간 계속적으로 수행하고 난 뒤^[12], 많은 연구자들이 천이 실험에 관심을 갖게 되었다. Wang 연구그룹은 1990년 중반부터 압력구배가 순압력일때와 역압력일 때 그리고 자유유동 난류강도가 높을 때와 낮을 때, 천이 경계층에 대한 평균 속도장의 계측을 활발히 하였다^[13]. Gostelow 연구그룹에서는 1980년대 후반부터 특히 역압력구배 하에서 천이영역동안의 간헐도 분포와 천이의 길이에 대한 폭 넓은 연구를 수행하였다^{[9][12]}. Kang 연구그룹에서는 주로 천이영역에서의 표면마찰계수 측정방법에 대한 연구를 진행하고 있다^{[13][15]}.

이러한 많은 노력에도 불구하고 아직도 천이 경계층에 있어 만족할 만한 이론은 정립되지 않고 수치해석 예측에 필요한 난류 모형 등이 개발되지 않은 실정이다. 따라서 여러 가지 외부 교란하의 천이 경계층을 보다 합리적으로 해석할 수 있는 난류 모형의 개발이 요구되며 또한 다양한 외부 유동 조건하의 천이 경계층을 예측하기 위한 정확하고 충분한 실험 데이터가 필요하다.

본 연구에서는 위에서 소개한 여러 가지 외부 교란 중 경계층 밖 자유유동에 존재하는 균일 또는 비균일 분포의 난류 강도가 평판 위 천이 경계층에 미치는 영향을 열선(hot-wire)을 이용한 유동 계측을 통하여 고찰하였다.

2. 실험장치 및 측정방법

2-1. 실험장치

본 연구에 사용된 풍동은 Fig. 1과 같으며 시험부는

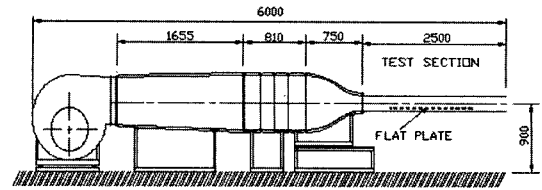


Fig. 1. Schematic diagram of wind tunnel.

가로 400 mm, 세로 190 mm, 길이 2500 mm로 내부에서의 2차원 유동장이 형성되도록 설계 제작하였다. 그리고, 수축부와 시험부 사이에 난류강도를 조절할 수 있도록 격자의 삽입이 가능하도록 하였다.

속도 측정은 열선 풍속계를 사용하였다. 직경 5 μm 의 텅스텐 열선을 사용한 I형 프로브(Dantec 55P14)를 사용하였다. 실험실의 온도 변화와 열선의 산화, 부식의 영향을 줄이기 위하여 매 실험 전 속도 검정(velocity calibration)을 하였으며, 속도 검정의 식으로는 4차의 다항식을 이용하였다. 이 때 속도의 측정 오차는 1% 이내이다. 그리고 사각파 시험을 통한 열선의 전달주파수(cut-off frequency)는 30 kHz이다. 프로브 이송은 스텝모터를 이용하였으며 컴퓨터에서 일괄 제어할 수 있게 하였다. 본 연구에서 측정된 난류신호와 처리 데이터의 불확실도는 Moffat^[16]이 제시한 방법에 의하면 평균속도는 $U \pm 1.5\%$, 난류강도는 $u \pm 5\%$ 이내이다. 풍동과 데이터 취득에 관해서는 Lim 등^[17]에 상세히 설명되어 있다.

2-2. 표면마찰계수 측정방법

천이 과정의 여러 가지 유체역학적 변수 중에 표면 전단응력은 공학적으로 매우 중요한 양이다. 따라서 천이 경계층의 예측과 관련된 단순화된 풍동실험이나 임의의 난류 모형이 적용된 수치해석에 있어 이 양은 가장 중요하게 비교 검증되는 대상이다. 표면 전단응력을 계측하는 방법으로는 Floating Element 등을 사용하는 직접적인 방법과 운동량 정리 또는 벽법칙과 같은 유동 이론을 이용한 간접적 방법이 있다. 직접 계측법은 물리적으로 가장 합리적인 방법이지만 계측 요소가 작아야 하며 정밀한 설계 및 제작이 요구된다. 한편 간접적 계측법은 특정한 유동장에서만 적용 가능하다는 제한성에도 불구하고 매우 편하고 적용하기 쉽기 때문에 공학적인 예측에 많이 사용된다. Nitsche 등^[18]은 일반적인 프레스톤 튜브법의 한계성을 보완하고자 보다 다양한 경계층 유동에서 쉽고 정밀하게 벽 전단응력을 예측하는 수치 프레스톤 튜브 방법(Computational Preston tube Method, CPM)을 제시하였다.

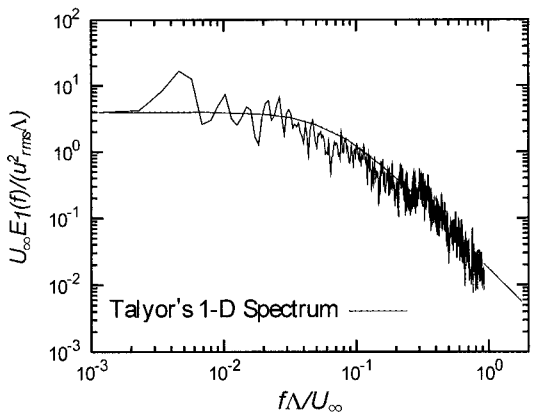
이 방법의 기본 가정은 천이 경계층과 같은 임의의 경계층도 벽 근처에서는 벽법칙이 존재하며, 마찰 속도 변

수로 무치원화된 평균속도 분포가 완전 발달한 난류 경계층의 벽법칙식과 형태는 같지만 몇가지 매개변수를 더 포함하는 식을 만족한다는 것이다. 이 같은 가정에서 각각의 매개 변수와 표면 전단응력을 구하는 것이 CPM의 원리이다. 본 연구에서는 van Driest 벽법칙식 형태에 세가지 매개변수가 포함된 식이 천이 경계층의 벽 근처에서 성립한다고 가정하였고, 이를 CPM에 적용하였다^[13].

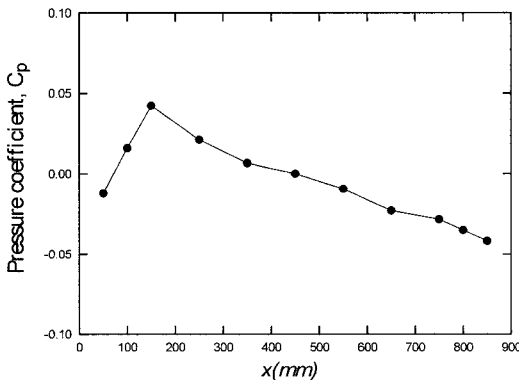
3. 결과 및 고찰

3-1. 자유 유동 조건

자유유동장의 속도는 14 m/sec이고 난류 강도는 1% 정도이다. Fig. 2(a)는 자유유동장의 난류 스펙트럼을 나타낸 것이다. 저주파 성분에서의 값을 제외하면 Talyor의 1차원 스펙트럼과 일치하였다. Fig. 2(b)는 압력계수의 분포를 나타낸다. 전 경계층영역동안 압력계수의 값은 0.05 범위내에 존재한다. 그리고 $x < 200$ mm인 영역, 즉 압력계수가 급격히 변화하는 영역에서는 가속도 계



(a) Power spectrum of u' fluctuation



(b) Pressure coefficient

Fig. 2. Characteristics of free-stream.

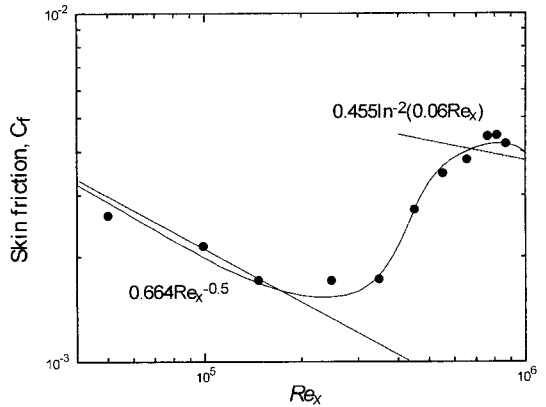


Fig. 3. Variation of skin friction coefficient.

수(acceleration parameter, K)의 값은 대략 1.0×10^{-7} 정도이고 그 이후의 하류에서는 대체로 5.0×10^{-8} 정도로 거의 일정한 값을 나타내었다.

3-2. 평균유동 특성

측정된 벽 근처 평균속도를 앞 절에서 소개한 CPM의 원리에 적용하여 Fig. 3와 같이 벽면 마찰계수 분포를 구하였다. 벽면 마찰계수는 층류지역에서 하류로 갈수록 감소한 후 특정의 천이 시작점 이후 급격히 증가하여 천이가 끝나는 지점에서 최대값을 나타낸 이후 난류 경계층에서는 서서히 감소하는데, 전체적으로 전형적인 천이 경계층 유동의 C_f 변화를 잘 보여주고 있다. 천이이전영역에서는 잘 알려진 Blasius의 해와 일치한다. 그리고 난류영역에서는 White의 실험식^[16]을 잘 만족함을 볼 수 있다. 대체로 C_f 의 값이 최소가 되는 지점을 천이의 시작점으로 삼는데, 이 지점에서의 간헐도 값은

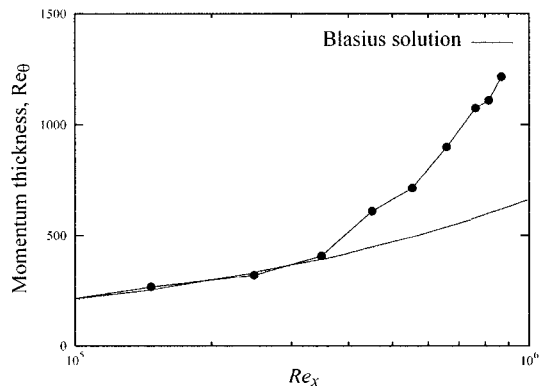


Fig. 4. Variation of Reynolds number on momentum thickness.

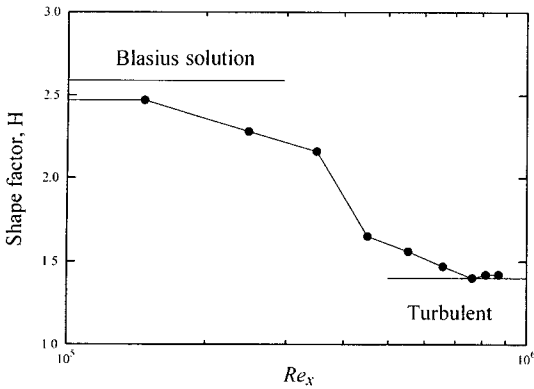


Fig. 5. Variation of shape factor.

0.1과 0.25 사이에 존재한다.

Fig. 4는 운동량 두께를 기준으로 한 레이놀즈수의 변화를 나타낸 것이다. 운동량 두께가 경계층의 내부 및 바깥 부분의 거동을 보여주는 적분량인데 비해 Fig. 3의 벽면 마찰계수는 내층의 현상에 주로 영향을 받는 국소량이다. 이를 고려할 때, 운동량 두께의 분포가 Blasius의 해에서 이탈하기 시작하는 위치가 표면마찰계수 분포에서의 위치보다 늦다는 것은, 천이가 경계층 내층(inner layer, $y^* > 10$)에서부터 발생하여 점차 경계층 바깥영역으로 전파됨을 나타내는 것이다. 그리고 평균 속도로부터 계산한 형상계수 분포를 Fig. 5에 나타내었는데 벽면 마찰계수 분포와 같이 전형적인 천이 현상을 간접적으로 보여주고 있다. 천이이전영역에서는 Blasius의 해인 2.59에 근접한 값을 나타내다가 천이과정을 거치면서 난류영역에서의 완전히 발달한 난류 경계층에서의 실험식에 근접한다. 형상계수의 분포는 표면마찰계수나 운동량두께의 분포와는 달리 Blasius의 해에서 이탈하나 그 위치가 훨씬 빠르다. 이는 경계층 두께의 변화가 크게 나

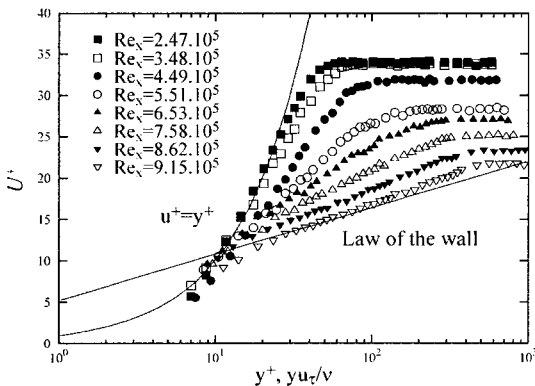


Fig. 6. Mean velocity profiles during transition.

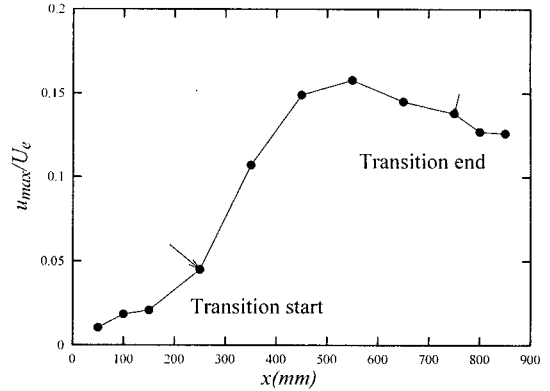


Fig. 7. Local maximum fluctuation of mean velocity.

타남을 의미하는데 자유유동장에서의 외부 교란이 wake 영역을 통해 유입되는 과정으로 해석할 수 있다.

Fig. 6는 천이영역동안 무차원 평균 속도, $U^*(=U/u_c)$ 를 벽면 변수 좌표, $y^*(=yu_c/\nu)$ 로 나타내었다. 마찰속도, u_c 는 앞절의 CPM 과정으로 예측한 값을 사용하였다. 천이가 진행함에 따라 Blasius 해에서 벽법칙식으로 전개되고 있다. 그리고 천이영역 동안 $y^* < 10$ 인 아접성층(viscous sub-layer)에서는 속도 분포의 변화가 거의 없음을 관찰할 수 있다. 이는 천이 이전영역이나 천이영역, 그리고 난류영역에서의 벽면 가까이 유동 구조는 거의 일정하기 때문인 것으로 생각된다.

Fig. 7에서는 주유동방향의 각 위치에서 최대 속도 섭동량을 레이놀즈수에 대하여 나타내었다. 천이 과정 중에 경계층 내 난류 강도의 변화 또한 유동 방향의 좌류, 난류 반점의 생성 및 전파 등 복잡한 천이 현상과 밀접한 관계가 있다. 일반적으로 평판 경계층 내 난류 강도는 평균 속도의 구배가 큰 벽면 가까이에서 최대값을 가진 후 경계층 외층으로 갈수록 전반적으로 감소하여 결국 경계층 밖의 자유유동 난류 강도에 접근한다. 본 실험에서 측정된 천이 이전영역, 천이영역 및 난류영역에서의 유동방향 난류 강도도 이러한 일반적인 거동을 보이고 있지만 천이영역에서 난류강도 분포는 자유유동 조건에 따라 서로 다르게 나타난다.

Kuan and Wang^[20]은 0.3%~2% 난류 강도가 존재하는 자유유동 조건하의 평판 경계층 천이과정에서 유선방향 난류강도의 최고치는 천이경계층에서 16%까지 급격히 증가했다가 완전 발달한 난류가 되면 서서히 감소하여 10.5%가 된다고 하였는데, 이와 비교할 때 본 실험 결과는 합리적임을 알 수 있다.

3-3. 간헐적 유동분포

난류 경계층과 주흐름의 경계 부근에서는 시간적으로

층류가 되었다 난류가 되었다 하며 전 시간중 난류 상태의 시간 비율을 간헐도라 한다. 따라서 간헐도가 1이 되면 유동은 완전히 난류이며 0이 되면 층류를 나타낸다. 어느 한 지점에서의 간헐도(γ)는 아래 식에서와 같이 Indicator 함수(간헐도 함수, I)를 모두 합하고 총 데이터수로 나누어 구할 수 있다.

$$\gamma = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N I_i = \frac{N_i}{N} \quad (1)$$

여기서 N_i 는 난류로 판정이 된 데이터 수이고, N 은 총 데이터 수이다. Dhawan and Narashima^[21]는 난류 반점이 발생하는 구역이 전체 천이 경계층의 길이에 비해 상당히 작은 구간에 제한되어 있다는 것을 관찰하였다. 이에 그들은 난류 반점 생성률을 Dirac delta 함수로 가정하여 다음과 같은 간헐도 분포식을 제안하였다.

$$\gamma = 1 - \exp(-0.412\xi^2) \quad (2)$$

여기서, ξ 는 $(x-x_c)/(x_c-x_0)$ 로, x_0 는 평판 선단으로부터

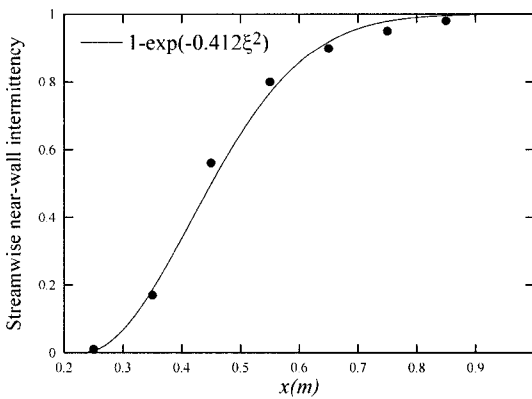


Fig. 8. Stream-wise near-wall intermittency profile.

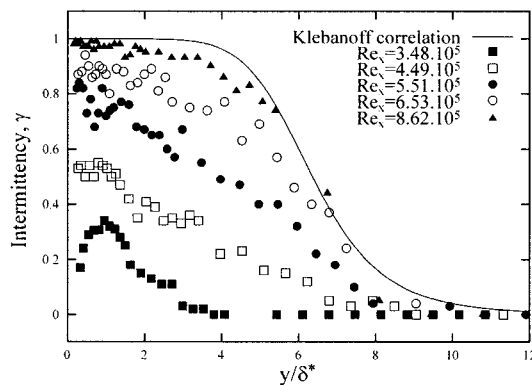
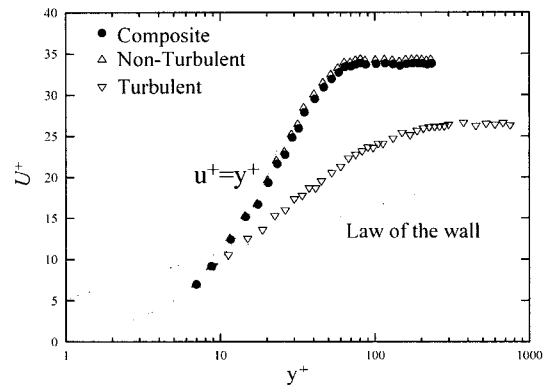
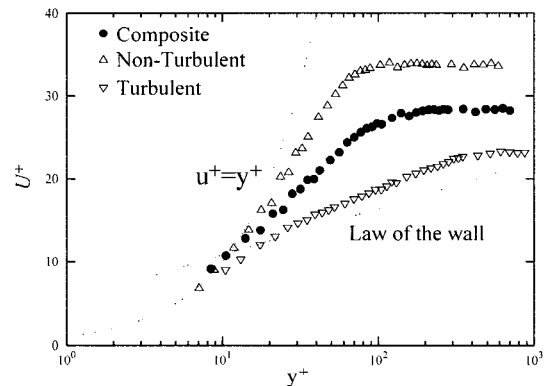


Fig. 9. Intermittency profiles during transition.

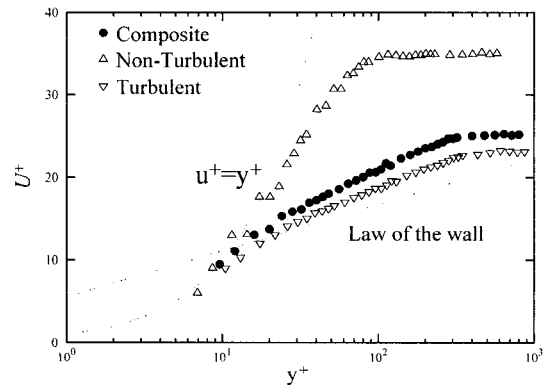
의 거리, x_0 는 천이시작점까지의 거리, x_c 는 간헐도가 $\gamma=0.25$ 가 되는 지점까지의 거리이다. 천이영역내 최대 간헐도를 식 (2)와 비교하여 Fig. 8에 나타내었으며 본 연구에서 측정된 값과 비교적 잘 일치하고 있다. 이때의 간헐도 값은 $y/\delta \approx 0.1$ 의 값으로 하였다. Mayle^[11]은 $y/\delta=0.2$ 에서 벽면 근처의 간헐도값을 제안하였지만, Keller



(a) $x=250\text{mm}$ ($\gamma=0.01$)



(b) $x=450\text{mm}$ ($\gamma=0.60$)



(c) $x=650\text{mm}$ ($\gamma=0.90$)

Fig. 10. Conditionally sampled mean velocity profiles.

and Wang^[22]은 순압력구배의 경우 벽면 간헐도의 분포가 식(2)와 일치하기 위해서는 $y/\delta=0.1$ 에서의 간헐도 값을 사용하여야 함을 보였다. Fig. 9은 천이영역내의 간헐도 분포를 y 방향에 따라 나타내었다. 벽면 근처에서의 간헐도 분포를 보면 일정한 값을 유지하지 않고 최대값을 지나는 현상이 발생한다. 이러한 현상은 천이의 시작과 함께 천이영역 중간까지 지속되는데, 그 이유를 Keller and Wang^[22]은 벽면 근처에서 발생된 난류 반점이 경계층 바깥으로 뺏어 나가기 때문이라고 하였다.

간헐도를 구한 후 난류 영역과 비난류영역에서 각각 따로 평균을 취하는 조건적 평균을 사용하면 각 성분의 값들을 식(1)을 이용하여 계산할 수 있다. 즉, 비난류 평균속도는,

$$\overline{U}_n = \frac{1}{N - N_t} \sum_{i=1}^{N_t} I_i U_i = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (1 - I_i) U_i / \gamma \quad (3)$$

난류 평균속도는,

$$\overline{U}_t = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i U_i = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i U_i / \gamma \quad (4)$$

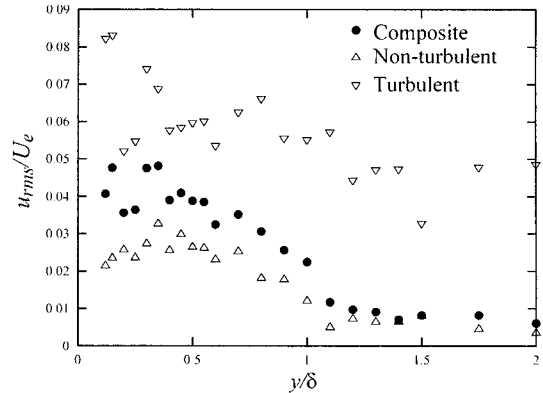
그리고 전체 평균속도는

$$\overline{U}_i = (1 - \gamma) \overline{U}_n + \gamma \overline{U}_t \quad (5)$$

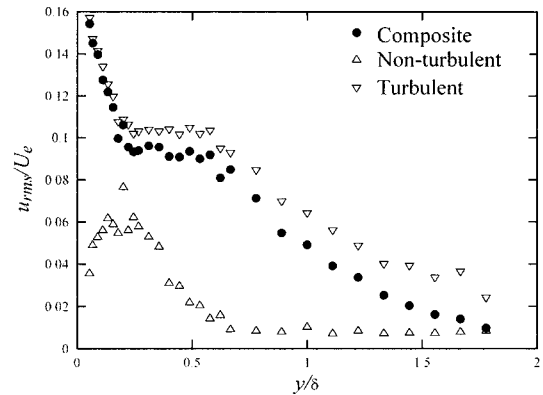
와 같다. 여기에서 U 는 평균속도이고, 하첨자 n 는 난류, t 는 비난류이다.

위 세 가지 속도 성분들을 Fig. 10에 나타내었다. 천이가 시작한 직후 [Fig. 10(a)]의 경우, 비난류 평균속도는 Blasius의 해와 근사한 분포를 보이지만 난류 평균속도는 아직 벽법칙식을 따르지 않고 있다. 반면에 천이가 진행되고 난류 경계층으로 발달해 갈수록 난류 평균속도는 벽법칙을 잘 따르고 있다. 천이영역 초반에 나타나는 난류 평균속도의 이탈의 원인을 신성호 등^[14]은 강한 wake 영역이 존재한다고 보았다. 하지만 이러한 이유를 Fig. 9에서 살펴본 바와 같이 난류반점이 경계층 바깥 영역으로 확장하는 단계에서 발생된다고 보는 것이 더 타당하다고 생각한다. 즉 초기 난류 반점은 벽면 근처에서 생성되어 천이가 진행됨에 따라 경계층 전반으로 확장되고 천이영역의 중반부터는 전 경계층 영역에 영향을 미치게 된다. 따라서 측정시 천이가 전개됨에 따라 벽면 근처에서부터 난류특성이 나타나기 시작하면서 천이의 중반이후 부터는 전영역에 걸쳐서 난류 특성이 나타나는 것이다. Fig. 11에서는 비난류 섭동량과 난류 섭동량, 그리고 전체 섭동량을 나타내었다. 비난류 섭동량은,

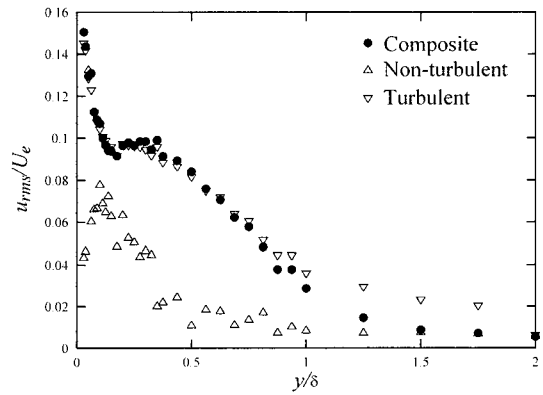
$$u'_n = U_n - \overline{U}_n \quad (6)$$



(a) $x=250\text{mm}$ ($\gamma=0.01$)



(b) $x=450\text{mm}$ ($\gamma=0.60$)



(c) $x=650\text{mm}$ ($\gamma=0.90$)

Fig. 11. Conditionally sampled mean velocity fluctuation profiles.

난류 섭동량은,

$$u'_t = U_t - \overline{U}_t \quad (7)$$

그리고, 주유동방향의 전체 섭동량은,

$$\overline{u_i^2} = \overline{u_i^2} + (1-\gamma)\overline{u_m^2} + \gamma(U_i - U_m)^2 \quad (8)$$

와 같다.

섭동량의 분포는 간헐도의 진행보다 급격하게 난류 섭동량에 근접하고 있다. 이러한 이유는 식(8)에서의 마지막 항 때문이다. 이 항을 ‘velocity jump’라고 하며, 주로 난류반점의 경계에서 발생하는 값으로 난류성분과 비난류 성분이 서로 교차함으로 인해 발생하는 섭동량이다. 특히 천이의 중반부에서 큰 값을 나타내며, 천이영역에서 x, y, z 방향의 섭동량에서 비등방성을 나타내는 주된 원인이다.

3.4. 주파수 분포

Fig. 12에서 $\gamma=0.01$ 인 경우 ‘물결’(sine와 같은) 모양이 형성되어 있다. 천이가 시작하는 시점에서 주파수 성

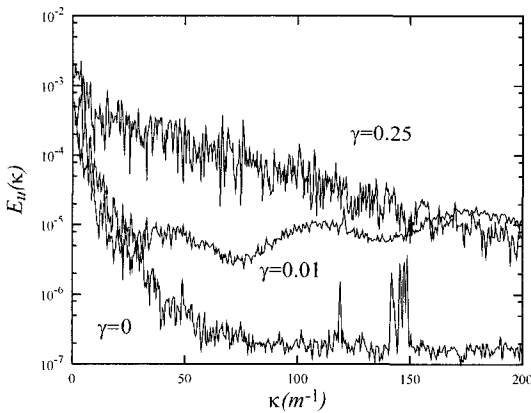


Fig. 12. Power spectra of u velocity fluctuation at maximum u' locations.

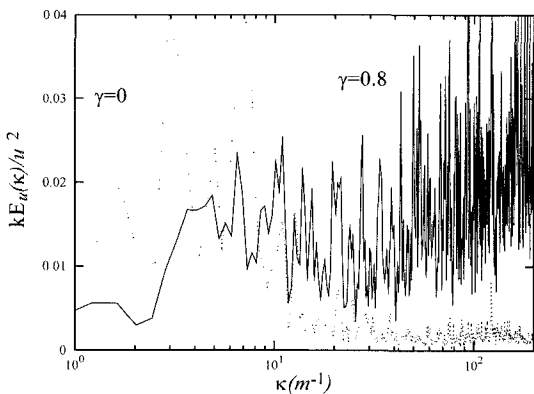


Fig. 13. Energy density profile of power spectra of u velocity fluctuations at maximum u' locations.

분의 ‘물결’ 모양은 펄스 파의 영향으로, 여기서는 난류 반점(turbulent spot) 혹은 파동 다발(wave packet)을 지나갈 때 순간적으로 속도 성분이 변하는 과정에 발생된다⁴⁾. 즉 이러한 현상은 천이의 시작을 의미하며 난류 반점이 성장해 감에 따라(간헐도의 값이 증가함에 따라) 그 현상은 사라져 감을 알 수 있다. Fig. 13에서는 $kE(k)$ 를 $\ln(k)$ 의 함수로 나타내었다. 이 그림에서 E는 난류에너지이고, k 는 웨이브수(wave number, $k=1/\lambda$)이다. 곡선 아래 면적은 다음의 식에서처럼 전체 에너지를 나타낸다.

$$E(k) \cdot dk = kE(k) \cdot d\ln(k) \quad (9)$$

천이이전 단계에서는 $k < 10 \text{ m}^{-1}$ 인 즉, 주파수가 낮은 영역에 많은 에너지가 형성되어 있고, 반면에 천이과정을 거치면서 $k > 10 \text{ m}^{-1}$ 인 높은 주파수의 영역에 더 많은 에너지가 형성된다. 이는 천이과정을 거치면서 유동의 주된 에너지가 낮은 주파수에서 높은 주파수로 이동해 감을 의미한다. 다시 말하면 천이이전영역에서의 에너지 전달 메커니즘이 천이과정을 통해 난류 에너지 전달 메커니즘으로 전환되고 있다는 것이다. 이는 천이과정에서 최소한 두 가지의 길이 척도가 존재함을 의미한다고 사료된다.

4. 결 론

(1) 열선 유속계로 측정된 평판 경계층 내 벽면 근처 평균속도 분포를 프레스톤 튜브 방법에 적용하여 표면 마찰계수 분포를 측정하였다. 그리고 천이영역내에서의 간헐도 분포와 속도 분포를 측정하였다. 평균속도, 표면 마찰계수, 간헐도 분포 등의 신뢰성 있는 실험자료를 구축함으로써 난류 모형등의 개발에 필요한 비교 검증 자료를 제공할 수 있다.

(2) 천이가 진행됨에 따라 난류반점이 지배하는 영역이 벽면근처에서 전 경계층으로 확산되었다. 이러한 현상의 결과로 속도 섭동량에서 비등방성이 크게 나타난다.

(3) 천이이전영역에서는 에너지가 주로 저주파에 집중되어 있다가 천이를 거치면서 에너지가 고주파 성분으로 이동하였다. 이는 두 가지 이상의 에너지 발생과 소멸 메커니즘이 천이영역동안 공존하고 있음을 의미한다.

(4) 천이영역에서의 유동장을 예측하기 위한 난류 계산 모형에서 비등방성과 서로 다른 메커니즘을 표현할 수 있기 위해서는 반드시 두 가지 이상의 척도를 표현할 수 있어야 한다.

참고문헌

1. Mayle, R.E.: ‘The Role of Laminar-Turbulent

- Transition in Gas Turbine Engines”, ASME, J. of Turbomachinery, 113, 509-536 (1991).
2. Narashima, R. and Dey, J.: “Transitional Spot Formation Rate in Two-Dimensional Boundary Layers”, Proc. of the Third Symposium on Numerical and Physical Aspect of Aerodynamic Flows, ed. Cebeci, T., Springer-Verlag, New York, 57-74 (1985).
 3. Savill, A.M.: “A Summary Report on the COST ERCOFTAC Transition SIG Project Evaluating Turbulence Models for Predicting Transition”, ERCOFTAC Bulletin, 24, 57-61 (1995).
 4. Wang, T. and Zhou, D.: “Spectral Analysis of Boundary-Layer Transition on a Heated Flat Plate”, Int. J. Heat and Fluid Flow, 17, 12-21 (1996).
 5. Mislevy, S.P. and Wang, T.: “The Effects of Adverse Pressure Gradients on Momentum and Thermal Structures in Transitional Boundary Layers: Part 1 and 2”, ASME J. Turbomachinery, 118, 717-736 (1996).
 6. Keller, F.J. and Wang, T.: “Flow and Heat Transfer Behaviour in Transitional Boundary Layer with Streamwise Acceleration”, ASME J. Turbomachinery, 118, 314-326 (1996).
 7. Wang, T., Keller, F.J. and Zhou, D.: “Flow and Thermal Structures in a Transitional Boundary Layer”, Experimental Thermal and Fluid Science, 12, 352-363 (1996).
 8. Zhou, D. and Wang, T.: “Combined Effects of Elevated Freestream Turbulence and Streamwise Acceleration on Flow and Thermal Structures in Transitional Boundary Layers”, Experimental Thermal and Fluid Science, 12, 338-351 (1996).
 9. Gostelow, J.P. and Blunden, A.R.: “Investigation of Boundary Layer Transition in an Adverse Pressure Gradient”, ASME J. Turbomachinery, 111, 366-375 (1989).
 10. Walker, G.J. and Gostelow, J.P.: “Effects of Adverse Pressure Gradients on the Nature and Length of Boundary Layer Transition”, ASME J. Turbomachinery, 112, 196-205 (1990).
 11. Gostelow, J.P. and Walker, G.J.: “Similarity Behaviour in Transitional Boundary Layers Over a Range of Adverse Pressure Gradient and Turbulence Levels”, ASME J. Fluids Engineering, 114, 322-332 (1991).
 12. Gostelow, J.P., Blunden, A.R. and Walker, G.J.: “Effects of Freestream Turbulence and Adverse Pressure Gradients on Boundary Layer Transition”, ASME J. Turbomachinery, 116, 392-404 (1994).
 13. 강신형, 윤민수, 전우평: “프레스톤 튜브 를 이용한 벽면전단응력의 측정에 관한 실험적 연구”, 대한기계학회논문집 B권, 제18권, 제7호, 1873-1880 (1994).
 14. 신성호, 전우평, 강신형: “자유유동 난류 강도 변화에 따른 평판위 천이경계층의 유동특성에 관한 실험적 연구”, 대한기계학회논문집 B권, 제22권, 제9호, 1335-1348 (1998).
 15. Jeon, W.P. and Kang, S.H.: “Measurement of Transitional Boundary Layer on a Flat Plate Using a Computational Preston Tube Method”, Experiments in Fluids, 20, 29-37 (1995).
 16. Moffat, R.J.: “Describing the uncertainties in experimental results”, Experimental Thermal and Fluid Science, 1, 3-17 (1988).
 17. 임효제, 안재용, 백성구, 정명균: “천이경계층에서 간헐도 측정에 관한 실험적 연구”, 설비공학논문집, 제15권, 제1호, 9-18 (2003).
 18. Nitsche, W., Thunker, R. and Haberland, C.: “A Computational Preston Tube Method”, Turbulent Shear Flows, 4, 261-276 (1983).
 19. White, F.M.: Viscous Fluid Flow, McGraw-Hill Book Co., Singapore (1991).
 20. Kuan, C.L. and Wang, T.: “Investigation of the Intermittent Behavior of Transitional Boundary Layer Using a Conditional Averaging Technique”, Experimental Thermal and Fluid Science, 3, 157-173 (1990).
 21. Dhawan, S. and Narasimha, R.: “Some Properties of Boundary Layer Flow during the Transition from Laminar to Turbulent Motion”, J. Fluid Mechanics, 3, 418-436 (1958).
 22. Keller, F.J. and Wang, T.: “Effects of Criterion Functions on Intermittency in Heated Transitional Boundary Layers with and Without Streamwise Acceleration”, ASME J. Turbomachinery, 117, 154-165 (1995).