

자유유동 난류강도 변화에 따른 평판위 천이 경계층의 유동특성에 관한 실험적 연구

신성호* · 전우평** · 강신형***

(1998년 5월 28일 접수)

Flow Characteristics of Transitional Boundary Layers on a Flat Plate Under the Influence of Freestream Turbulent Intensity

Sung-Ho Shin, Woo-Pyung Jeon and Shin-Hyoung Kang

Key Words : Transitional Boundary Layer(천이 경계층), Freestream Turbulent Intensity(자유유동 난류강도), Wall Skin Friction Coefficient(벽 마찰계수), Conditional Sampling Method(조건 취득법), Intermittency(간헐도)

Abstract

Flow characteristics in transitional boundary layers on a flat plate were experimentally investigated under three different freestream conditions i. e. uniform flow with 0.1% and 3.7% freestream turbulent intensity and cylinder-wake with 3.7% maximum turbulent intensity. Instantaneous streamwise velocities in laminar, transitional and turbulent boundary layers were measured by I-type hot-wire probe. For estimation of wall shear stresses on the flat plate, measured mean velocities near the wall were applied to the principle of Computational Preston Tube Method(CPM). Distributions of skin friction coefficients were reasonably predicted in all developed boundary layers. Intermittency profiles, which were estimated using Conditional Sampling Technique in transitional boundary layers, were also consistent with previously published data. It was predicted that the incoming turbulent intensity had more influence on transition onset point and transition process than freestream turbulent intensity existed just over the transition region. It was also confirmed that non-turbulent and turbulent profiles in transitional boundary layers could not be simply treated as Blasius and fully turbulent profiles.

기 호 설 명

<p>C_f : 벽 마찰계수</p> <p>C_p : 압력계수</p> <p>CF : 판별 함수</p> <p>d : 실린더 직경</p> <p>D : 조사함수</p>	<p>I : 간헐도 함수</p> <p>K_1, K_2, K_3 : 수정 벽법칙식의 매개변수</p> <p>M : 격자 요소 크기</p> <p>Re : 레이놀즈 수</p> <p>TH : 기준값(threshold value)</p> <p>u : 주 방향 순간속도</p> <p>u_r : 벽 마찰속도</p> <p>U : 주 방향 평균속도</p> <p>U_e : 자유유동 평균속도</p>
---	---

* 현대자동차(주) 중앙연구소 A/T 설계팀

** 회원, 서울대학교 정밀기계설계공동연구소

*** 회원, 서울대학교 기계공학과

x	: 주유동 방향 좌표
x_g	: 격자 또는 실린더 중심에서 평판 선단까지의 거리
y	: 평판 수직 방향 좌표
z	: 평판 폭 방향 좌표

그리스문자

γ	: 간헐도
δ	: 경계층 두께
Λ	: 적분길이 척도 (integral length scale)
ξ	: 천이길이를 무차원화된 평판 선단으로부터의 거리 ($= (x - x_s) / (x_e - x_s)$)
ν	: 유체의 동점성 계수

상첨자

+	: 벽좌표계에 의한 변수
'	: 속도의 섭동량

하첨자

e	: 천이 끝점
max	: 최대값
nt	: 비난류 성분
s	: 천이 시작점
t	: 난류 성분

1. 서 론

입의 고체 벽면에서 발달되는 벽전단층은 보통 층류경계층으로 시작하여 결국 유체역학적 특성이 상이한 난류경계층으로 발달하게 된다. 이러한 유동 특성의 변화는 일정한 영역의 천이 지역에서 연속적이면서 급격하게 이루어지는데 그 현상이 매우 복잡하여 가장 단순한 저 난류 강도 자유유동, 영압력 구배하의 평판 위 천이 경계층조차도 그 메커니즘이 완전히 밝혀지지 않고 있다. 따라서 과거 항공기 및 가스 터빈을 비롯한 여러 가지 유체 기계 날개 위에 형성되는 벽전단층을 공학적으로 예측할 때 천이 지역을 고려하지 않고 전체 경계층을 단순히 층류 또는 난류로 가정하던가 혹은 천이가 특정점에서 갑자기 이루어진다는 가정에서 문제를 해석하곤 하였다. 그러나 실제 자유유동 조건에서 날개 표면에 발달되는 경계층은 대부분 천이 지역을 상당히 포함하고 있으므로 보다 정확한 유체역학적 성능 예측이 필요하며 이를 위해서는 천이과정에 대한 정확한 이해와 합리적인 해석이 요구된다.

상대적으로 외부 교란이 적을 때에는 천이 현상은 층류 경계층내 불안정성으로 2차원 선형파 (Tollmien Schlichting 파)가 발생됨으로써 시작된다. 이후 T-S파는 하류로 감에 따라 점차 더욱 불안정해져서 3차원 비선형 와류(vortex)가 형성되며 결국 붕괴(breakdown)되어 소위 난류반점(turbulent spot)이 생성된다. 이후 이 반점은 점차 3차원으로 확산되어 결국 완전 발달된 난류 경계층이 형성된다. 이러한 자연천이(natural transition)에 반해 외부 교란이 여러 형태로 상당량 존재하는 실제 유체기계 등의 날개 위 천이는 T-S 파 생성 과정이 생략되고 곧 바로 3차원 비선형 와류와 난류반점의 생성으로 이어지는 소위 바이패스 천이(bypass transition)가 지배적이다.

천이경계층에 영향을 주는 교란으로는 자유유동의 난류강도, 압력구배, 표면조도, 표면곡률, 표면열전달, 음향등이 있다. 현재 이와 관련된 연구들이 활발히 진행되고 있는데 Narasimha와 Dey,⁽¹⁾ Mayle,⁽²⁾ Walker⁽³⁾ 등은 이들 연구 현황을 정리하였다. 특히 Savill⁽⁴⁾ 등이 주축이 되는 ERCOFTAC (European Research Community on Flow Turbulence and Combustion) 연구팀은 소위 T3A TEST Case라는 데이터 베이스를 구축하여 각각의 교란 인자가 천이경계층에 미치는 영향에 관한 연구를 현재 활발히 진행하고 있다. 최근에는 보다 실제적으로 터보기계 내의 천이 경계층을 예측하고자 비정상 후류 유동(wake induced unsteadiness)의 영향을 고려한 연구들이 실험과 수치해석을 통해 이루어지고 있다.^(2,3)

한편 실제 터보 기계 등의 내부 유동에서는 보다 복잡한 비정상 상태의 비균일 난류 유동장이 날개 위 천이 경계층 발달에 영향을 주는데 최근 이와 관련된 연구가 활발하게 진행되고 있다. 그러나 아직은 실제 설계에 응용될 수 있는 데이터는 부족하며 그 전 단계로 정상상태의 비균일 속도장 및 난류장이 천이에 미치는 영향을 먼저 고찰하는 것 또한 중요하다. Jeon과 Kang,⁽⁵⁾ 전우평⁽⁶⁾은 상류에서 발생하는 정상상태의 2차원 실린더 후류 및 평판 후류가 하류 평판 천이 경계층의 벽 마찰 계수 및 평균속도 분포에 미치는 영향을 보고한 바 있다.

이러한 많은 노력에도 불구하고 아직도 천이 경계층에 있어 만족할만한 이론이 없고 수치 해석적 예측에 필요한 난류모델 등이 정립되지 않았으며 공학적으로 이용할 수 있는 실험자료도 미흡한 실

정이다. 따라서 여러 가지 외부 교란하의 천이 경계층을 보다 합리적으로 해석할 수 있는 난류 모델의 개발이 요구되며 또한 다양한 외부 유동 조건하의 천이 경계층을 예측하기 위한 정확하고 충분한 실험 데이터가 필요하다.

본 풍동 실험에서는 위에서 소개한 여러 가지 외부 교란층 경계층 밖 자유유동에 존재하는 균일 또는 비 균일 분포의 난류 강도가 평판 위 천이 경계층에 미치는 영향을 열선(hot wire)을 이용한 유동 계측을 통하여 고찰하였다. 즉 자유유동의 난류 강도가 매우 작아 천이 경계층이 자연 천이 과정으로 발달되는 경우(Grid0)와 상류 격자에 의해 발생하는 높은 난류 강도의 영향으로 경계층이 바이패스 천이로 진행되는 경우(Grid1), 각각의 천이 경계층 특성을 정밀 측정할 실험 데이터로 비교 분석하였다. 또한 2차원 실린더로 발생하는 후류 비균일 난류장이 있을 경우(Wake) 평판 위 천이의 거동을 고찰하였다.

평판 위 경계층을 비롯한 모든 유동장의 측정에 I형 열선을 이용하였으며 시간 평균 통계량인 평균 속도, 난류 강도, 경계층 적분변수 그리고 수치 프레스톤관 방법(Computational Preston Tube Method)의 원리를 도입하여 벽 마찰계수를 계측하였다. 특히 실험시 조건 분석법(conditional sampling method)을 도입하여 천이 경계층내 특정점에서 시간에 따른 난류 정도 즉 간헐도(Intermittency)를 예측함으로써 천이 지역의 물리적 특성을 분석하였다.

2. 실험 장치

본 연구에 사용된 풍동은 저속, 흡입식, 개방형으로서 2차원 천이 경계층 실험용으로 Fig. 1과 같이 특별히 설계 제작되었다. 외부 공기가 유입되는 입구에는 필터를 설치하여 먼지 등의 불순물 유입을 방지하였고 이후 각각 단위 인치당 12, 16, 20, 24, 28개의 격자를 갖는 5장의 격자 철망을 각각 90배의 메쉬의 거리로 설치하여 수축 전에 흡입유동을 최대한 정류하였다. 철재로 제작된 수축부는 면적비가 16:1 이고 타원식 곡선 형태의 노즐 형태인데 출구에서 곡물의 불연속에 의한 국부 박리를 방지하고자 타원의 장, 단축비를 4.6:1로 하였다. 수축부 출구 직후 중심속도가 다소 증가함으로써 발생할 수 있는 불균일성을 정류하고자 수축부

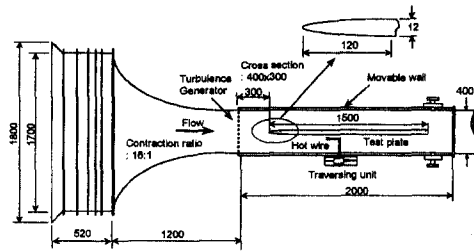


Fig. 1 Schematic of wind tunnel, test plate and equipment.

하류에 시험부와 같은 단면으로 길이 400 mm의 직선부를 주었다. 사각 단면의 시험부는 크기가 400 mm×300 mm×2000 mm로 기본 구조는 철재이며 상면과 전면은 12 mm 두께의 투명 아크릴로 제작하여 평판 위 경계층 계측을 용이하게 하였다. 한편 시험부 내측 벽면에서 발달하는 경계층에 의해 하류로 갈수록 평균 유속이 증가되어 압력이 감소하는 것을 보완하고 또는 임의의 압력구배를 만들 수 있도록 양 벽면을 움직일 수 있게 제작하였다. 시험부 하류에는 송풍기에 의해 발생하는 와류(swirl)의 영향을 없애기 위해 400 mm×300 mm×1500 mm의 목재 사각 덕트를 설치하였으며 시험부로 전달되는 송풍기의 진동을 최소화하기 위해 이 덕트와 송풍기 출구를 합성수지로 만들어진 캔버스로 연결하였다. 사용된 송풍기는 축류형(Model AXN 12/56/M/D)으로 7.5 kw의 전동기에 의해 구동되며 회전수 1400 rpm, 최대 압력 상승 250 Pa, 최대 유량 700 m³/min, 축동력 0.75 kw, 그리고 효율 약 65% 이다. 풍동 예비 실험결과 자유유동 10 m/sec에서 시험부의 평균속도 균일도와 자유유동 난류강도는 각각 0.5%, 0.1% 이하였다.

시험 평판은 길이 1500 mm, 폭 280 mm, 두께 12 mm의 알루미늄 합금판으로 제작하였고 오자이브형상의 선단 길이는 비점성계산인 패널법(panel method)을 이용하여 압력구배를 계산하였을 때 국소 압력구배가 충분히 작도록 120 mm로 설계하였다(Fig. 1 참고). 평판은 자중으로 인한 휨을 방지하고자 그림과 같이 폭 방향이 풍동 바닥과 수직이 되도록 세워서 설치하였다. 평판 위 압력을 측정하기 위하여 직경 1 mm의 정압구멍을 평판 중심에서 양쪽 폭 방향으로 각각 8.5 cm 위치한 곳에, 자유유동 방향으로 $x=2, 3, 4, 7, 10, 15, 20, 30, \dots, 150$ cm에 총 40개 설치하였다.

일정 강도의 균일 난류(Grid1) 발생을 위한 400

mm×300 mm 크기의 격자는 3 mm 직경의 알루미늄 봉으로 제작하였는데 격자 요소 크기 M 은 20 mm이고 솔리더티(solidity)는 0.28이다. 격자는 평판 선단으로부터 300 mm 상류에 위치하며 이때 격자 요소 크기로 무차원화된 거리, x_g/M 은 20이다. 2차원 실린더 또한 직경의 3 mm 봉을 평판 선단으로부터 300 mm 위치, 즉 $x_g/d=100$ 에 설치하여 후류를 발생시켰다.

주방향 속도는 DANTEC사 제품인 정온도형 열선유속계(model 56C01)로 측정하였으며 열선 프로우브는 5 μm 의 텅스텐선이 용접된 경계층 측정용 I형(model P15)을 사용하였다. 열선유속계의 검정은 피토크를 이용하여 풍동내 시험부에서 직접 이루어졌으며 전압(voltage)과 속도의 검정식은 4차 다항식을 사용하여 구하였다. 측정된 아날로그 신호는 8비트 A/D 변환기가 내장된 신호 분석기(모델 HP-35665A)에서 디지털값들로 바뀌며 이 값은 다시 PC에 내장된 GPIB card를 통해 컴퓨터 하드 디스크에 저장된다. 시간평균량과 간헐도 등은 수치화(digitized)된 순간속도들을 이용하여 통계 처리되었으며 자기 상관계수(coefficient of autocorrelation)와 난류 에너지 스펙트럼은 신호 분석기 자체에서 계산된 후 컴퓨터에 저장되었다. 프로우브 이송은 평판에 수직인 방향(y)으로는 컴퓨터로 제어되는 스텝핑 모터로, 평판 길이 방향(x)으로는 길이 1.5 m인 수동식 이송장치로 이루어졌다.

5. 벽마찰계수 측정 방법

천이 과정의 여러 가지 유체역학적 변수 중에 벽면 마찰응력은 공학적으로 매우 중요한 양이다. 실제 천이로 인한 날개 위 벽 마찰 계수의 변화는 여러 가지 터보 기계의 유체역학적 성능과 효율에 큰 영향을 준다. 따라서 천이 경계층의 예측과 관련된 단순화된 풍동실험이나 임의의 난류 모델이 적용된 수치해석에 있어 이 양은 가장 중요하게 비교 검증되는 대상이다. 벽 마찰 응력을 측정하는 방법으로는 Floating Element 등을 사용하는 직접적인 방법과 운동량 정리 또는 벽법칙과 같은 유동 이론을 이용한 간접적 방법이 있다. 직접 측정법은 물리적으로 가장 합리적인 방법이지만 측정 요소가 작아야 되며 정밀한 설계 및 제작이 요구된다. 한편 Preston tube 법으로 대표되는 벽 상사법칙을 이용하는 간접적인 방법은 벽 법칙이 알려진 유동에서

만 적용 가능하다는 제한성에도 불구하고 매우 간편하고 적용하기 쉽기 때문에 공학적인 예측에서 많이 사용된다. Nitsche et al⁽⁸⁾은 일반적인 프레스톤 튜브법의 한계성을 보완하고자 보다 다양한 경계층 유동에서 쉽고 정밀하게 벽 전단응력을 예측하는 수치 프레스톤 방법(Computational Preston Tube Method, CPM)을 제시하였다. 이 방법의 기본 가정은 천이 경계층과 같은 임의의 경계층도 벽 가까이에서($y^+ < 30$) 벽법칙이 존재하며, 벽 변수로 무차원화된 평균속도 분포가 완전 발달된 난류 경계층의 벽법칙식과 형태는 같지만 몇 개의 매개변수를 더 포함하는 식을 만족한다는 것이다. 이 같은 가정에서 벽 근처에서 측정된 속도분포를 이 식에 적용하여 최소자승법으로 각 각의 매개변수와 벽 전단응력을 구하는 것이 CPM의 원리이다. 본 연구에서는 van Driest 벽법칙식 형태에 세 가지 매개변수가 포함된 다음과 같은 식이 천이 경계층의 벽 가까이에서 성립한다고 가정하였고 이를 CPM에 적용하였다.

$$u^+ = \int_0^{y^+} \frac{2(1+K_3y^+)dy^+}{1+[1+4(K_1y^+)^2(1+K_3y^+)(1+\exp(-y^+\sqrt{1+K_3y^+/K_2}))]^{0.5}} \quad (1)$$

여기서 K_1 은 von Karman 상수, K_2 는 van Driest 상수, K_3 는 압력 구배 영향을 나타내는 매개 변수이다. 본 연구와 같은 영 압력구배의 평판 경계층의 경우에는 매개 변수 중 $K_2=26$, $K_3=0$ 으로 두고 측정된 벽 근처 평균 속도장을 CPM에 적용하여 나머지 K_1 과 벽 마찰속도 u_τ 을 구한다. CPM의 적용 방법과 계산 방법은 전우평^(5,6,9)등에 보다 구체적으로 설명되어 있다. CPM 방법의 유효성은 과거 수 차례 검증되었다. 강신형⁽¹⁰⁾등은 직경이 다른 프레스톤 튜브로 측정한 속도 분포를 이용하여 평판 위 층류경계층과 원관 내 난류 경계층에서 CPM의 유효성을 검증하였으며 전우평^(5,6,9)등도 프레스톤 튜브를 이용하여 평판위 천이 경계층에 이 방법을 적용하여 합리적인 결과를 얻은 바 있다. 또한 최근 강신형⁽¹¹⁾등도 CPM을 적용하여 NACA0012 날개 주위에 천이 경계층이 발달할 때 벽 마찰계수를 효과적으로 예측한 바 있다. 이와 같은 연구에서는 CPM에 입력되는 벽 근처 속도 분포를 편리하게 구하고자 서로 다른 직경의 프레스톤 튜브를 사용하였다. 그러나 이 경우 정확한 벽 마찰계수의 예측을 위해서는 사용하는 튜브에

대해 유효거리 계수의 상관식을 먼저 구해야 하는데 이 데이터의 산란도가 커 벽 마찰계수 예측시 상당한 오차를 야기한다.

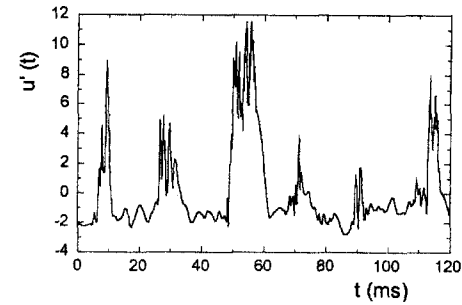
본 연구에서는 프레스톤 튜브보다 공간적 분해능력(resolution)이 큰 열선을 사용하여 상대적으로 정확한 벽으로부터의 거리(y)에서 속도분포를 계측하였으며, 이를 CPM원리에 적용, 벽마찰계수를 보다 정확하게 예측하였다. 입력 데이터는 벽 근처의 속도 성분 중에서 분산이 적은 것을 6에서 10개 정도로 하여 오차발생 여지를 감소시켰다. 전우평과 강신형⁽⁵⁾ 등은 열선으로 계측된 Sohn & Reshotko⁽¹²⁾의 천이 경계층내 속도를 이와 같이 CPM 원리에 적용하여 매우 합리적인 결과를 얻은 바 있으며 최근 강신형과 이현구⁽¹³⁾는 이를 2차원 날개 유동에 적용한 바 있다.

4. 간헐도 측정 방법

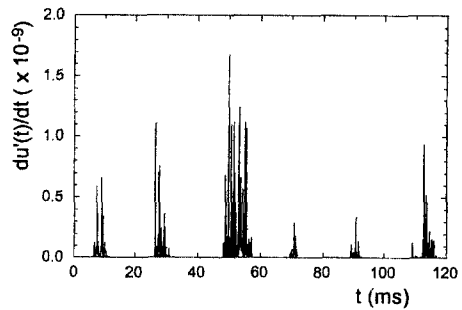
층류에서 난류로의 변화 과정인 천이경계층은 공간적, 시간적으로 변화하는 간헐적인 난류유동 특성을 갖는데 이러한 간헐도(intermittency)를 정밀 계측하고 분석하는 것은 천이 현상의 복잡한 메커니즘을 밝히는데 매우 중요하다. 일반적으로 간헐도는 천이 현상 중 난류반점의 생성과 그후 하류로의 확산 과정과 관련 있다. 난류반점의 존재를 처음 언급한 Emmons⁽¹⁴⁾는 간헐도(intermittency)와 난류반점 생성물과의 관계식을 이론적으로 제시하였으며 Dhawan과 Narasimha⁽¹⁵⁾는 실험으로 보편적인 간헐도 분포식을 얻었다. 일반적으로 천이 지역 내 한 점에서의 간헐도는 측정된 전체 순간 속도 신호를 특정의 신호 처리 함수들을 이용하여 난류 성분 및 비난류 성분으로 분류한 후, 전체시간에 대해 난류 성분이 출현된 시간의 비로 구해진다. Fig. 2 (a), (b), (c), (d)는 Grid0의 경우 천이경계층 내 특정점 $x=0.8\text{ m}$, $y=1\text{ mm}$ 에서 이러한 조건 취득방법(conditional sampling method)을 기초로한 신호 분석 및 간헐도의 예측 과정을 나타내고 있다. Fig. 2(a)의 순간적인 속도 섭동량을 적절히 시간으로 미분하면 Fig. 2(b)와 같이 고주파 특성을 증폭시킬 수 있어 난류성분과 비난류성분을 구별할 수 있게 되는데 이때 사용하는 미분함수를 조사함수(detector function, D)라 한다.

한편 조사 함수를 열선에서 나오는 입력신호에 직접 적용하면 노이즈(noise)의 영향뿐만 아니라

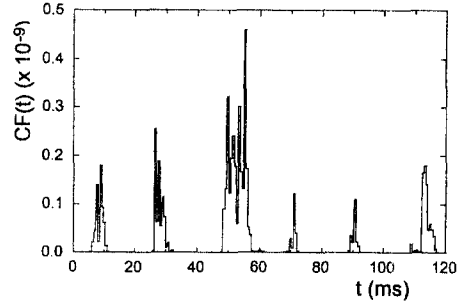
부호가 양과 음으로 교차하는 신호를 수치적으로



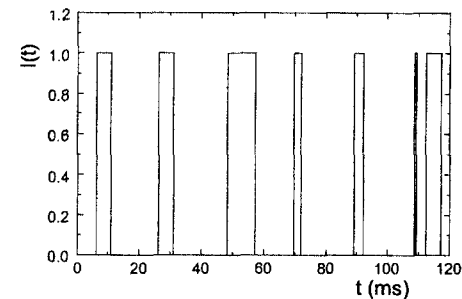
(a) Raw signal



(b) Detector function



(c) Criterion function



(d) Intermittency function

Fig. 2 Illustration of conditional sampling technique applied at $x=0.8\text{ m}$, $y=1\text{ mm}$ for Grid0.

미분하기 때문에 난류영역에서도조차 그 미분값이 0의 값으로 떨어지는 현상(spurious dropout)이 발생하게 된다. 따라서 적당한 시간 간격 동안 일정한 값을 유지시켜야 하는데 이 과정을 smoothing이라 한다. Smoothing 시간 간격은 Kolmogorov 길이척도를 대류속도로 나눈 시간척도 정도로 하여야 하나 열선의 분해 능력이나 샘플링 시간 간격에 더 지배적으로 의존하기 때문에 샘플링 시간 간격을 기준으로 한다. Hedley & Keffer⁽¹⁶⁾는 난류경계층에서 Kolmogorov 시간 척도의 15~35배를 제안하였으나 실제 실험에서는 샘플링 시간 간격인 0.001s의 4배를 사용하였고 Kuan & Wang⁽¹⁷⁾은 천이경계층에서 샘플링 시간 간격 0.004s의 3배를 사용하였는데 이는 천이경계층에서는 난류경계층보다 더 큰 에디(eddy)가 지배적이므로 보다 긴 smoothing 시간 간격이 요구되기 때문이다. 본 연구에서는 smoothing 시간 간격을 샘플링 시간간격인 0.0016s의 5배로 주었다

조사함수 선택에 있어 고려할 점은 난류와 비난류의 확실한 구별성이 있을 것, 모든 유동장에 걸쳐 기준값(threshold value, TH)의 변화가 적을 것, 간헐도의 기준값의 변화에 대한 민감성이 적을 것, 기준값을 설정하는데 오차가 적을 것 등이 있다(Keller and Wang⁽¹⁸⁾). 이러한 기준에서 Antonia⁽¹⁹⁾와 Keller & Wang⁽¹⁸⁾은 레이놀즈응력의 시간 미분값의 제곱함수를, Hedley & Keffer⁽¹⁶⁾는 주유동 섭동량 미분의 제곱과 수직 방향 속도 섭동량 미분의 제곱의 합을, 그리고 최근 Zhang et al.⁽²⁰⁾은 비선형 형태인 속도 섭동량과 이 양의 시간에 대한 미분의 곱이 각각 가장 적합하다고 주장하였다. 본 실험에서는 조사함수로 가장 단순한 주유동 섭동량의 1차 시간 미분의 제곱을 사용하여 구하고자 하는 간헐도가 기준값에 민감하지 않도록 하였다.

조사함수를 거친 후 신호는 Fig. 2(c)와 같은 판별함수(criterion function, CF)로 난류와 비난류로 구별되는데 판별함수의 값이 기준값(TH)보다 크면 난류로 판단하여 간헐도함수(intermittency function, I)가 1이 되고, 기준값보다 작으면 비난류로 판단하여, 간헐도 함수는 0으로 기록된다(Fig. 2(d)). 이때 간헐도, γ 는 다음식과 같이 간헐도 함수를 모두 합하고 총 데이터수로 나누어 구할 수 있다.

$$\gamma = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i = \frac{N_t}{N} \quad (2)$$

여기서 N_t 는 난류로 판정된 데이터 수, N 은 총 데이터 수이다. 판별함수의 기준값 설정에 있어 물리적으로 가장 합리적인 방법은 아직 없지만 몇 가지 방법이 나뉘어 제시되었는데, 이들은 확률분포 접근법⁽²¹⁾(the probability distribution approach), 파열주파수접근법⁽¹⁶⁾(the burst frequency approach), 두 기울기접근법⁽¹⁹⁾(dual slope approach) 등이다. 이 중에서 확률분포 접근법은 기준값을 증가시키면서 간헐도를 각각 구한 후 이 분포의 최대곡률에 대응하는 값을 기준값으로 정하는 방법이다. 본 연구에서는 이러한 확률분포 접근법을 확장시킨 방법으로 최대 곡률의 위치를 찾기 위해 두개의 기울기를 사용한 dual-slop방법(Keller & Wang⁽¹⁸⁾)을 이용하여 측정 위치마다 기준값을 결정하였다. 간헐도 계측시 샘플링 주파수는 Nyquist 샘플링 이론에 의거하여 최대 주파수의 2배로 하였고, 최대 주파수는 Grid0의 경우는 1.6 KHz까지, Grid1과 Wake경우는 3.2 KHz까지 측정하였다. 간헐도를 구한 후 난류영역과 비난류영역에서 각각 따로 평균을 취하는 조건적 평균을 사용하면 각 성분의 특성치들을 다음과 같은 식으로 계산할 수 있다.

비난류평균속도 :

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

난류평균속도 :

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

비난류 섭동량 :

$$u'_{nt} = U_{nt} - \overline{U_{nt}} \quad (5)$$

난류 섭동량 :

$$u'_t = U_t - \overline{U_t} \quad (6)$$

$$\text{전체 평균속도 : } \overline{U} = (1 - \gamma) \overline{U_{nt}} + \gamma \overline{U_t} \quad (7)$$

5. 실험결과 및 토의

5.1 자유 유동 조건

1장에서 언급한 세 가지(Grid0, Grid1, Wake)경우의 자유유동 교란, 즉 자유유동의 주방향 난류강도 분포를 평판이 설치된 상태에서 열선으로 계

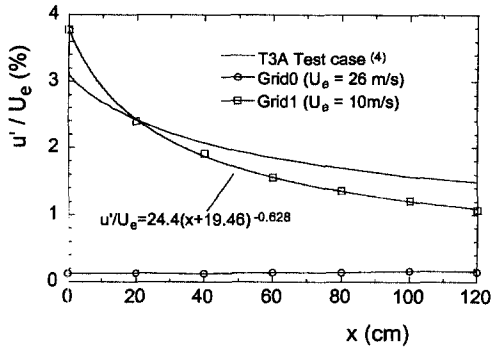


Fig. 3 Distribution of freestream turbulent intensities in streamwise direction.

측하였다. 실험 목적상 각 각의 경우 모두, 제한된 길이(1.5m)의 평판 위에 층류, 천이 그리고 완전 발달된 난류 경계층을 함께 형성시키고자 하였는데 이를 위해서 천이 시작점과 천이 길이를 계측에 용이하게 선정할 수 있는 특정한 자유 유동 속도가 요구된다. 예비실험 결과 교란이 적은 Grid0의 경우는 26 m/sec, 난류 강도가 상대적으로 큰 Grid1과 Wake의 경우는 10 m/sec의 자유유동 속도가 적절하였다. 풍동 시험부 자체 내의 저 난류 강도(Grid0)와 상류 격자에 의해 발생된 난류강도(Grid1)의 자유유동 방향 분포를 ERCOFTAC⁽⁴⁾의 T3A Test(난류 강도 3.1%)와 같이 Fig. 3에 나타내었다. 난류강도 0.1%로 균일하게 분포하고 있는 Grid0에 비해 Grid1은 $x=0$ 즉 평판 선단에서 최대값 3.7% 부터 하류로 갈수록 감소하는 분포를 보이고 있다. 일반적으로 격자난류(grid turbulence) 유동의 난류 강도는 $u' \sim 1/x^n$ 의 지수 함수 형태로 하류로 갈수록 감쇄하는데 기존의 여러 실험에 따르면 보통 지수 n 은 $0.5 < n < 0.7$ 의 값을 갖는다. 본 실험의 Grid1의 경우 $n=0.63$ 으로 전형적인 격자 난류의 특성을 보이고 있다. 한편 Grid1의 경우 난류 강도 측정점과 동일한 x 방향 위치에서 자기 상관 계수 (autocorrelation)를 계측한 후 적분을 수행하여 난류의 적분길이 척도(integral length scale), Λ 를 예측하였다. Λ 또한 $x=0, 60, 100$ cm에서 각각 6.12, 10.6, 11.9 cm로 점점 증가하는 일반적인 격자난류의 특성을 보였다.

실린더 후류(wake)에서의 평균속도, 난류강도, 난류 소산률(dissipation), 난류 스펙트럼등을 평판 선단 즉 $x=0$ 에서 평판 수직 방향(y 방향)으로 I 형 열선을 이송하여 측정하였다. 난류 소산률은 국

소 등방성(local isotropy)과 Taylor의 가정 하에 주방향 난류 신호의 스펙트럼을 이용하여 구하였다.⁽²²⁾ 무차원된 평균속도의 속도결핍분포(velocity defect profile)는 기존의 잘 알려진 상사해(similarity solution)와 1%의 오차범위 내에서 일치하였다. 속도결핍분포와 경향이 비슷한 난류 강도와 소산율은 후류 중심에서 최고치를 보인 후 y 에 따라 대칭적으로 급격히 감소하는 분포를 나타낸다. 후류 중심의 최고 난류 강도는 $x=0$ 에서 Grid1과 같이 3.7%이고 최고 소산율은 $3.6 \text{ m}^2/\text{sec}^3$ 이었고 유동 방향으로 갈수록 Grid1보다 급격히 감소하였다. 한편 실린더로부터 $x_g/d=23$ 인 하류 위치의 후류 중심($y=0$)에서 난류 속도 성분의 에너지 스펙트럼을 구하였는데 약 680 Hz에서 전형적인 피크(peak)를 보였다. 이 주파수는 Karman 와류(vortex)가 실린더로부터 떨어져나가는 소위 이탈 주파수(shedding frequency)로 본 실험에서 측정된 스트로할수(Strouhal number), fd/U_∞ , 는 0.209였다. 기존의 여러 연구들에 의하면 실린더 직경을 기준한 레이놀즈수가 10^3 부터 10^5 의 범위에 있을 때 0.21로 거의 일정한 값을 갖는데,⁽²³⁾ 본 실험에서의 레이놀즈수가 2100인 점을 고려할 때 계측된 이탈주파수는 합리적인 실험치임을 알 수 있다. 보다 하류 위치에서의 측정 결과 에너지 스펙트럼의 피크치는 점점 작아져 마침내 평판 선단에서는 보이지 않았는데, 이로써 이탈 주파수는 평판의 경계층 내부 유동에 직접적으로 영향을 주지 않는다는 사실을 알 수 있었다.

5.2 경계층의 평균유동특성

평판 폭 방향(z)으로 떨어진 2개의 압력공으로부터 정압을 측정된 결과 모든 x 위치에서 두 압력 계수(pressure coefficient)가 자유유동 속도와 관계없이 0.5%의 범위 내에서 일치하였는데 이 사실로 2차원 경계층이 형성됨을 알 수 있었다. 한편 오자이브 형상의 평판 선단 부근($x < 0.2 \text{ m}$)을 제외한 나머지 평판 부분에서 주 유동 방향으로의 영 압력구배를 만들고자 모든 압력공의 정압을 계측하면서 시험부 측면을 조정하였다. 그 결과 자유유동속도가 10 m/sec의 경우 0.6°, 26 m/sec의 경우 0.3°씩 양쪽 벽을 바깥쪽으로 벌렸을때 최적의 영 압력분포를 형성시킬 수 있었다. 주 방향 유동은 평판 선단의 정체점 이후 가속되어 최소 압력값을 보이는 $x=7 \text{ cm}$ 까지 순 압력 구배를 나타내다

가 다시 단순 감소되어 $x=20$ cm 까지 역 압력 구배를 보이며 이후 하류까지 압력계수, C_p 의 ± 0.005 범위에서 영 압력 구배를 유지하였다. 자유유동 속도가 10 m/sec 일때 압력 최소점($x=7$ cm)의 압력 계수 C_p 값은 $x=20$ cm에서의 값 보다 0.03 만큼 작았다. 5.1절에서 언급한 세가지의 자유유동 조건하에서 발달되는 평판위 경계층 속도 분포를 I형 열선으로 측정하였다. x 방향 측정 위치는 각 경우 경계층의 발달 양상에 따라 정하였는데 Grid0 인 경우 30, 40, 50, 60, 70, 75, 77 80, 85, 90, 95, 100, 110, 120 cm에서, Grid1과 Wake인 경우 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 55, 70 cm에서 각각 실험하였다. 모든 측정점에서의 매 순간 속도를 컴퓨터 하드디스크에 저장한 후 평균속도, 난류강도, 경계층 적분 변수, 벽마찰계수, 간헐도 등을 구하였다.

측정된 벽 근처 평균속도를 3장에서 소개한 CPM의 원리에 적용하여 Fig. 4와 같이 벽 마찰계수 분포를 구하였다. 벽 마찰계수는 층류 지역에서 하류로 갈수록 감소한 후 특성의 천이 시작점 이후 급격히 증가하여 천이 끝점에서 최대값을 나타낸 이후 난류 경계층에서 서서히 감소하는데 전체적으로 전형적인 천이 경계층 유동의 C_f 변화를 잘 보여주고 있다. Grid0의 경우 모든 측정점에서 압력 구배가 영이므로 천이 시작점 이전 층류에서의 마찰계수가 잘 알려진 Blasius 해와 일치한다. 반면 Grid1과 Wake의 경우 작은 역압력구배의 영향으로 층류 지역에서 측정된 마찰계수는 Blasius의 값보다는 낮게 예측되며 측정된 압력 분포를 입력하여 Cebeci & Smith⁽²⁴⁾ 계산법으로 예측한 값에는 잘 일치한다. 또한 세 가지 유동 조건 모두 충분한 하류에서의 벽 마찰계수 분포가 완전 발달된 난류

경계층의 Schlichting⁽²³⁾의 실험식을 잘 만족함을 볼 수 있다. 한편 자유유동 난류 강도가 상대적으로 큰 Grid1 이나 Wake의 경우가 Grid0의 경우보다 상류에서 천이가 발생하였다. 본 연구에서는 벽 마찰 계수가 층류값에 벗어나기 직전의 위치를 천이 시작점으로, 난류값에 처음 도달하였을 때 위치를 천이 끝점으로 각각 정하였다. 이를 기준으로 구한 시작점과 끝점의 레이놀즈수 Re_{x_s} 와 Re_{x_e} 는 Grid0 경우 각각 1.3×10^6 ($x=0.7$ m), 1.76×10^6 ($x=1.0$ m)였고, Grid1과 Wake 두 경우 모두 각각 1.08×10^5 ($x=0.15$ m)와 3.16×10^5 ($x=0.45$ m) 이었다.

자유유동 난류강도 변화에 따른 천이 영역의 벽 마찰계수 분포는 아직 알려진 일반적인 경험식이 없고 단지 1장에서 소개한 몇몇의 실험적 연구에서 제시되었다. 이 중에서 자유유동 조건이 가장 비슷한 T3A Test Case를 본 실험의 Grid1과 비교하여 Fig. 4에 나타내었다. 천이 시작점과 끝점의 위치가 다소 차이를 보이지만 전체적으로 유사한 C_f 의 분포를 보인다.

특정적인 사실은 Grid1과 Wake의 경우 천이의 시작점과 끝점은 서로 같았으며 천이지역에서의 벽 마찰계수 또한 유사하다는 것이다. 5.1절에서 언급 하였듯이 두 경우 평판 선단에서 자유유동 최대 난류 강도가 3.7%로 같지만 그후 하류 방향으로 다르게 감쇄하므로 천이 중에 자유유동 조건은 다르다. 이러한 사실은 평판 바로 위의 자유유동 난류 강도보다는 상류에서 유입 유동 난류 강도가 천이 시작점과 이후 천이 경계층 발달 과정에 보다 직접적으로 영향을 미친다는 것이다. 즉 주로 평판 선단으로 유입되는 교란이 층류경계층의 불안정성 (instability)을 유발하며 이후로의 천이 경계층 발

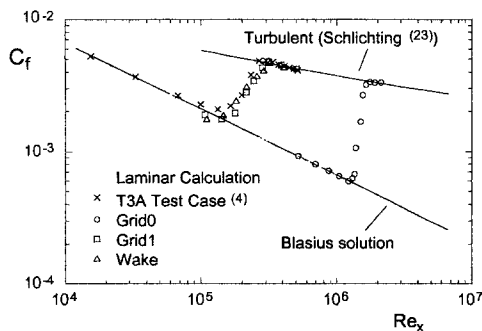


Fig. 4 Skin friction coefficient profiles on the flat plate.

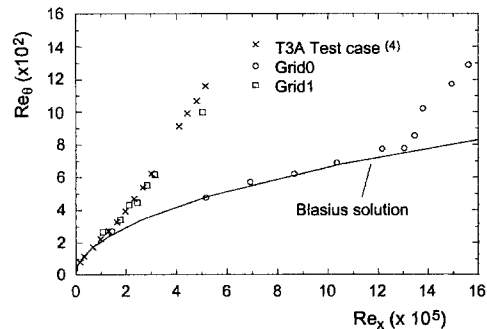


Fig. 5 Variation of Reynolds number based on momentum thickness for Grid0 and Grid1.

달은 주로 천이 시작점에서의 경계층 내 초기 불안정성에 의해 영향을 받는다고 볼 수 있다. Fig. 5는 Grid1의 경우 운동량 두께를 기준으로 한 레이놀즈수(Re_θ)의 변화를 T3A의 경우와 비교하여 보여주고 있다. T3A의 분포에 비해 하류로 갈수록 Re_θ 의 증가율이 약간 감소하고 있는데 이것은 Fig. 2와 같이 Grid1의 경우 자유유동난류 강도가 하류에서 T3A보다 오히려 작기 때문에 경계층이 유동 방향으로 덜 발달되기 때문이다. 또한 평판 선단의 역 압력구배의 영향으로 천이 시작점($Re_x=1.08 \times 10^6$, $x=0.15$ m)의 Re_θ 는 Blasius 해보다 크게 예측된다. Grid0의 경우 천이 시작점($x=0.7$ m) 보다 약간 하류점인 $Re_x=1.35 \times 10^6$ ($x=0.77$ m)에서 Re_θ 가 Blasius 해와 벗어나기 시작한다. 운동량 두께가 경계층의 내층 및 외층의 기동을 보여주는 적분량인데 비해 Fig. 4의 벽 마찰계수는 내층의 현상에 주로 영향을 받는 국소량임을 고려할 때 이 사실은 천이가 경계층 내층부터 발생하여 점차 외층으로 전파됨을 간접적으로 확인할 수 있다. 한편 평균속도로부터 계산한 형상계수분포를 Fig 6에 나타내었는데 벽 마찰계수 분포와 같이 전형적인 천이 현상을 간접적으로 보여주고 있다. 즉 Grid0의 경우 층류경계층에서 Blasius의 값 2.59와 일치한 다음 천이점 이후 급격히 감소하여 난류 지역에서 완전 발달된 난류 경계층의 경한치(Schlichting⁽²³⁾)에 근접한다. 또한 이 경우 형상 계수의 변화로 예측할 수 있는 천이 시작점과 천이 끝점의 위치가 Fig. 4의 벽 마찰계수로 예측한 위치와 유사한 것을 볼 수 있다. Grid1의 경우 평판 선단의 역 압력구배로 인해 Fig. 4에서 층류라고 판단되어지는 $x=0.15$ m에서의 형상계수가 Blasius해 보다 작게 예측되었다.

Fig. 7 (a), (b), (c)에는 3가지 자유유동 조건에 대해 몇몇 x 위치에서의 무차원 평균속도, $U^*(=U/u_\tau)$ 를 벽 변수 좌표, $y^*(=y u_\tau/\nu)$ 로 나타내었다. 벽 마찰 속도 u_τ 는 3장의 CPM과정으로 예측한 값을 사용하였으며 그림에서 $\zeta(=(x-x_s)/(x_e-x_s))$ 는 Fig. 4에서 예측한 천이 길이로 무차원한 유동 방향 측정 위치를 나타낸다. Grid0 경우 (Fig. 7(a)) 속도 분포는 천이 이전의 모든 층류 구역에서 Blasius 분포와 정확히 일치하였고 천이 시작점 다음부터 벗어나기 시작하여 천이가 진행되

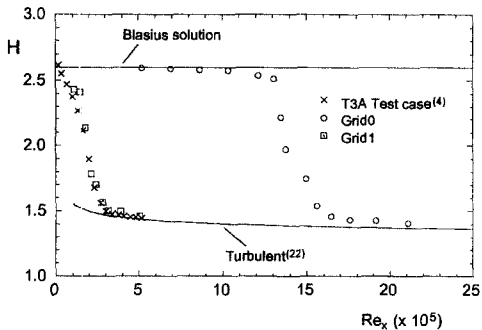
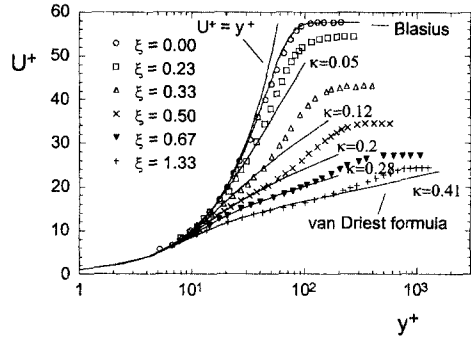
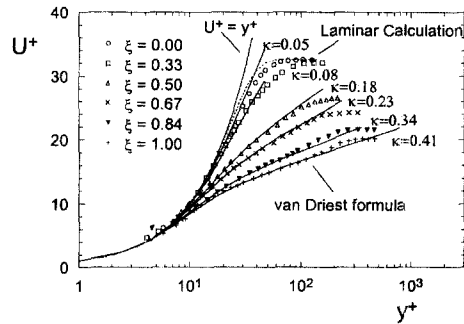


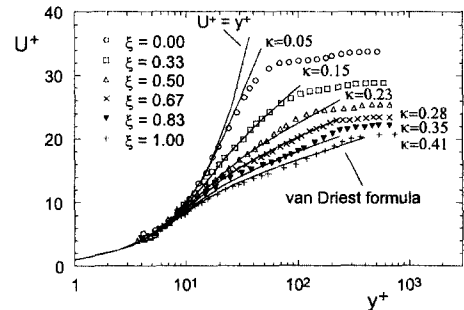
Fig. 6 Distribution of shape factor in streamwise direction.



(a) Grid0



(b) Grid1



(c) Wake

Fig. 7 Boundary layer mean velocity profiles in wall units.

면서 점차 잘 알려진 난류 경계층의 벽법칙식 분포로 접근함을 볼 수 있다. 천이 끝점인, $\zeta=1.0(x=1.0\text{ m}, Re_x=1.76\times 10^6)$ 이후의 모든 분포는 벽 근처에서 van Driest의 벽법칙과 잘 일치하는 완전 발달된 난류경계층임을 알 수 있다. 특히 CPM 과정에서 계산된 K_1 은 층류내에서 0에 가까운 값을 보이다가 천이 지역에서 서서히 증가한 후 결국 난류 지역에서 von Karman 상수 κ 의 값 0.41로 근접한다. 또한 K_1 을 구함으로서 정해지는 수정된 벽 법칙식 (1)식이 모든 천이 경계층의 벽 근처 ($y^+ < 30$)에서 실험치와 잘 일치하는 것을 확인할 수 있다. Grid1의 경우(Fig. 7(b)) $\zeta=1.0(x=0.15\text{ m}, Re_x=1.08\times 10^5)$ 에서의 층류 속도 분포는 역 압력구배 영향으로 Blasius 분포보다는 Cebeci & Smith⁽²⁴⁾의 수치 해석해(그림에서 점선)와 잘 일치하였다. 천이 지역에서 속도 분포는 Grid0의 경우 보다 빠르게 난류 경계층으로 접근하며 $\zeta=1.0(x=0.45\text{ m}, Re_x=3.16\times 10^5)$ 이후 하류의 분포는 벽법칙식을 만족하는 난류 경계층이 형성된다. 한편 Fig. 4에서 언급한 사실, 즉 유동 조건 Grid1과 Wake에서의 천이경계층 발달과정이 유사하다는 사실을 측정된 속도분포로 다시 확인할 수가 있다. Wake의 경우 상류 실린더 후류로 인한 교란이 천이경계층의 외층($y^+ > 150$)에 존재함을 볼 수 있는데 그럼에도 불구하고 벽 근처에서의 y 방향 속도분포는 Grid1의 경우와 매우 유사하였다. 또한 K_1 값의 변화를 볼 때 벽 근처 천이 경계층이 Grid1과 유사하게 유동방향으로 발달되면서 난류경계층으로 변환되는 것을 알 수 있다.

천이과정 중에 경계층 내 난류 강도의 변화 또한 유동 방향 와류, 반점의 생성 및 전파 등 복잡한

천이 현상과 밀접한 관계가 있다. 일반적으로 평판 경계층 내 난류 강도는 평균속도의 구배가 큰 벽면 가까이에서 최대값을 가진 후 경계층 외층으로 갈수록 전반적으로 감소하여 결국 경계층 밖의 자유유동 난류 강도에 접근한다. 본 실험에서 측정된 층류, 천이 및 난류경계층 내의 유동방향 난류 강도도 이러한 일반적인 거동을 보이고 있지만 천이 지역안에서 난류 강도 분포는 자유유동 조건에 따라 서로 다르게 나타난다. Fig. 8과 Fig. 9는 천이 길이로 무차원화된, 즉 ζ 에 대하여 벽 마찰속도 u_τ^+ 로 무차원화된 난류 강도의 최고치(peak), u_{\max}^+ 와 벽 변수로 표현된 벽으로부터 이 최고치까지의 거리, y_{\max}^+ 를 각각 나타내고 있다. Grid0인 경우 최초 측정점에서 그 값이 2 ($u_{\max}^+/U_e=0.045$)인 u_{\max}^+ 는 층류지역에서 선형적으로 증가하다가 3의 값을 갖는 천이 시작점 직전($\zeta=-0.33, x=0.6\text{ m}$)부터 급격히 증가하여 천이 길이의 33% 즉 $\zeta=0.33(x=0.8\text{ m})$ 에서 최고 7 ($u_{\max}^+/U_e=0.155$)의 값을 가지며 이후 다시 급격히 감소하여 천이 끝점 이후 난류 지역에서는 약 2.2 ($u_{\max}^+/U_e=0.095$)의 일정한 값을 보인다. Kuan and Wang⁽¹⁷⁾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 합리적이다.

Grid1과 Wake의 경우 u_{\max}^+ 는 전 영역에서 비슷한 경향으로 변화하는데 천이점 이후 Wake의 경우가 Grid1의 경우 보다 전체적으로 다소 작은 것은 5.1절에서 언급하였듯이 Wake의 경우 자유유

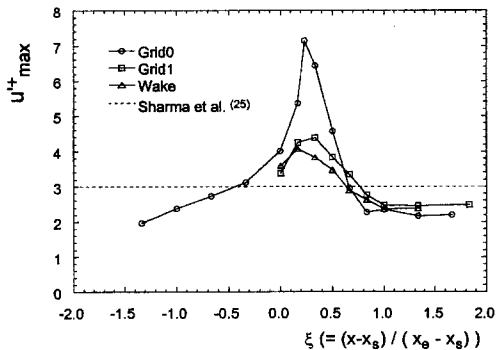


Fig. 8 Distribution of maximum turbulent intensities in streamwise direction.

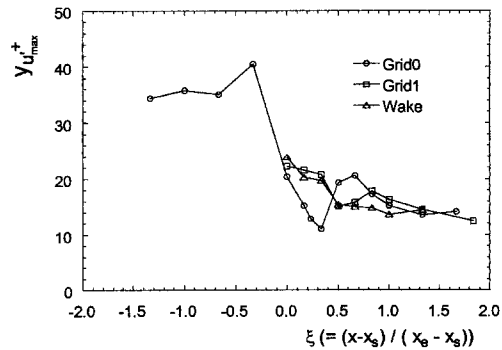


Fig. 9 Trajectory of y^+ locations with maximum turbulent intensities.

동 난류의 감쇄가 상대적으로 커서 하류에서 Grid1보다 자유유동 난류강도가 작기 때문이다. 또한 u'_{max} 의 최고치는 천이 영역에서 두 경우 모두 약 4의 값을 보여 Grid0의 경우보다는 작지만 실제 u'_{max}/U_e 값은 Grid0과 같은 0.15였으며 천이 끝점 이후 난류 경계층에서는 Grid0과 같이 u'_{max} 가 2.3으로 비슷하였다. Sharma et al.⁽²⁵⁾은 천이 과정에서 층류경계층 내 유동 방향 최고 난류 강도가 국소 벽 마찰속도, u_τ 의 3배가 되는 점이 천이 시작점이라고 보고하였는데 이후 Sohn & Reshotko⁽¹²⁾를 비롯한 몇몇 실험과 최근 Mayle & Schulz⁽²⁶⁾의 수치해석을 통해 3 ± 0.5 오차범위에서 이를 확인하였다. 본 실험 결과 천이 시작점에서 u'_{max} 는 Grid1과 Wake경우는 약 3.5였으며 Grid0는 약 4.0을 보였는데 Fig. 4의 벽마찰계수로 천이 시작점을 결정할 때 제한된 측정점 중에서 선택하였다는 점을 고려할때 이 결과는 매우 합리적이다.

한편 Sharma et al.⁽²⁵⁾ 등에 의하면 천이 초기에는 주방향 속도 섭동, u' 가 다른 두 성분 v' , w' 에 비해 상당히 큰 양으로 증가하다가 천이 후반부터 y , z 방향으로 재분배되어 난류 지역에서 일정 비율로 국소 평형을 이룬다고 알려져 있다. 이에 따라 Fig. 8에서 u'_{max} 가 이후 일정하게 되는 점 즉 천이 끝점은 약 $x=1.0$ m로 이는 Fig. 4에서 벽 마찰계수의 분포로 예측한 천이 끝점과 일치함을 알 수 있다. 완전 발달한 난류경계층에서 수행되었던 기존의 연구들에 의하면 레이놀즈(Reynolds)수에 따라 u'_{max} 는 2.5~2.8의 값을 가지며, 같은 레이놀즈수에서도 열선의 분해능에 따라 이 값은 2.1에서 2.9까지 변한다고 보고하였다.⁽²²⁾ 이를 고려하면 본 실험의 세가지 경우 모두 난류 경계층에서 예측한 최대 난류 강도는 합리적이다.

최고 난류 강도의 벽으로부터의 위치 $y'_{u'_{max}}$ (Fig. 9)는 Grid0의 경우 층류 영역에서 35~40 근처에서 일정하다가 천이시작점 직전($\xi=-0.33$)부터 급격히 벽으로 접근하여 u'_{max} 가 최대가 되는 점($\xi=0.33$)에서 10으로 최소가 된다. 이후 하류에서 20까지 증가한 후 다시 서서히 감소하여 난류 지역에서는 약 15의 값을 보인다. Fig. 8의 u'_{max} 의 분포와 같이 Grid1과 Wake의 최고 난류 강도 위치 또한 서로 유사하게 변화하는데 이로써 두 경우 천이 과정이 매우 유사하다는 것을 짐작할 수 있다. $y'_{u'_{max}}$ 는 층류 지역에서부터 상대적으로 서서히 감소하여 난류 지역에서 Grid0와 같은 15의 값에

서 일정하다.

한편 Grid0의 경우 주유동 난류 강도의 y 방향 분포를 보면 천이 영역의 $\xi=0.5$ 에 처음으로 $y^+=128$ 에 $u'^+=3.5$ 크기의 두 번째 피크(peak)가 출현하는데 하류 갈수록 두 번째 peak는 크기가 감쇄하면서 $y^+=190$ 까지 벽으로부터 점점 멀어져 천이 끝점 이후 없어지는 것을 볼 수 있었다. 이에 반해 자유유동의 난류 강도가 큰 Grid1과 Wake는 이러한 두 번째 peak는 나타나지 않았다. 상대적으로 적은 자유유동 난류 강도($u'/U_e < 0.03$)하에서 발생하는 이러한 경계층내 난류강도의 double peak은 Sohn 과 Reshotko⁽¹²⁾등을 비롯한 몇몇 실험적 연구에서 확인되었는데 이러한 현상은 천이 경계층내 일정 위치에 난류 반점이 간헐적으로 통과함으로써 속도가 층류치에서 난류치로 순간적으로 갑자기 바뀜으로 생기는 불안정성에 기인한다고 현재까지 주장되고 있다.

5.3 경계층의 간헐도 분포 및 조건 취득 유동 분포

4장에서 소개된 방법을 이용하여 세 가지 자유유동조건인 경우 천이경계층 내에서의 간헐도, γ 를 구하였는데 Grid0의 경우 몇몇 유동 방향 위치에서의 y 방향 간헐도 분포를 대표적으로 Fig. 10에 나타내었다. 천이영역 내 모든 x 위치에서 간헐도 분포는 주방향 난류 강도 분포의 경향과 같이 y 의 증가에 따라 단순 감소하지 않고 벽에서부터 증가한 후 벽 근처에서 최대값을 보이며 이후 서서히 감소하여 경계층 끝단에서는 0이 된다. 경계층 내 최대 간헐도는 천이가 진행되면서 점점 증가하여 결국 난류 경계층에서 1에 접근한다. 최대 간헐도

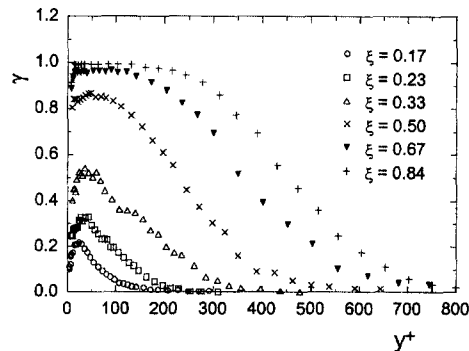


Fig. 10 Intermittency profiles across the boundary layer for Grid0.

의 위치는 $\zeta=0.5$ 까지 점점 벽에서 멀어지고 이후부터는 peak는 사라지고 같은 양의 최대값이 벽 근처에서 넓게 분포(plateau profile)하는 형상을 보인다. 높은 자유유동 난류 강도의 Grid1과 Wake의 경우 간헐도의 최대값은 Grid0보다 빠르게 난류 경계층의 값에 접근하며 최대 간헐도의 위치는 Grid0보다 벽에서 떨어진 위치에서 출현한다. 천이 영역에서 이러한 간헐도의 분포의 경향은 Sohn & Reshotko,⁽¹²⁾ Kaun & Wang⁽¹⁷⁾의 결과와 일치한다.

Dhawan and Narasimha⁽¹⁵⁾는 난류반점이 발생하는 구역이 전체 천이경계층의 길이에 비해 상당히 작은 구간에 제한되어 있다는 것을 관찰하였다. 이에 그들은 난류반점 생성물을 Emmons⁽¹⁴⁾가 주장한 일정한 값 대신 Dirac delta 함수로 가정하여 다음과 같은 간헐도 분포식을 제시하였다.

$$\gamma = 1 - \exp(-4.6\zeta^2) \quad (8)$$

ζ 는 앞절에서의 정의대로 $(x-x_s)/(x_e-x_s)$ 이다. Fig. 10에서 예측한 천이 지역내 몇몇 x 위치에서의 최대 간헐도를 (8)식과 비교하여 Fig. 11에 나타내었다. 세가지 자유유동 조건에서 예측된 모든 간헐도는 (8)식과 잘 일치한다.

4장의 조건 취득법(conditional sampling)으로 간헐도 함수 I를 구한 후 (3)식 및 (4)식에서와 같이 간헐도 함수가 0인 시간 동안의 순간속도의 평균치인 비난류 평균속도와 간헐도 함수가 1인 시간 동안의 순간속도의 평균치인 난류 평균속도를 각각 구할 수 있다. 한편 천이 경계층 내의 비난류 성분의 벽 마찰계수는 계측된 벽 근처에서의 비 난류 평균속도 분포를 층류 경계층의 선형식, $u^+ = y^+$ 에

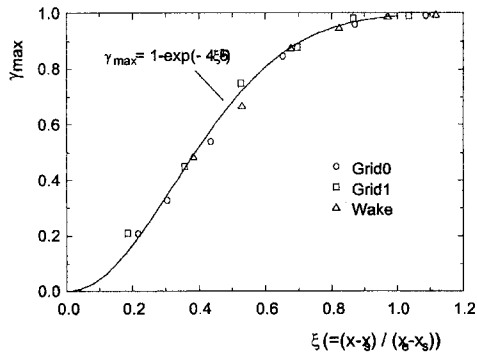


Fig. 11 Development of maximum intermittency in streamwise direction.

최소 자승법(least square method)으로 fitting 하여 구하였으며 난류 성분의 벽 마찰계수는 벽근처 난류 평균속도 분포를 잘 알려진 벽법칙(van Driest 식)을 이용하여 같은 방법으로 구하였다. Fig. 12는 Grid0의 경우 예측된 두 성분의 벽 마찰계수의 분포를 Fig. 4의 전체 평균 벽 마찰계수분포와 함께 보여주고 있다. 천이 시작점 직후의 두 점($\gamma=0.21, 0.33$)에서의 비난류성분의 벽 마찰계수가 Blasius 해와 잘 일치하지만 난류 성분의 벽 마찰계수는 일반 난류 경계층에서의 경험식과는 큰 오차를 보인다. 천이 끝점 직전의 두점($\gamma=0.96, 0.99$)에서는 이와는 반대로 난류 성분의 벽마찰계수가 난류 경계층에서의 경험식을 만족하지만 비난류성분의 벽 마찰계수는 Blasius 해와 큰 차이를 보인다. Grid1과 Wake의 경우도 같은 경향을 보이고 있다. 즉 천이 지역에서 조건 취득 평균으로 구해지는 비난류 성분의 C_{fnt} 와 난류 성분의 C_{ft} 는 각각 완전 발달된 층류와 난류경계층에서의 값과 상이함을 알 수 있다. 이와 같은 경향은 Fig. 13 (a), (b), (c)에서 볼 수 있듯이 Grid0의 경우 천이 경계층에서 벽 변수로 표현된 비난류성분 및 난류성분 평균속도 분포에서도 확인 할 수 있다. 천이 초기 간헐도가 작을때(Fig. 13(a))에는 비난류 부분은 완전 층류경계층의 분포를 잘 만족하지만 난류부분은 벽 근처의 작은 영역만이 완전 난류경계층의 벽 법칙을 따르고 벽에서 먼 곳의 속도성분은 강한 wake강도를 가지고 있어 대수 속도 분포에서 많이 이탈된다. 반대로 간헐도가 증가하면(Fig. 13(a)) 난류성분은 완전 난류경계층의 벽 법칙을 잘 만족하는데 비해 비난류부분은 완전 층류 경계층의 유동에서 크게 벗어남을 알 수 있다.

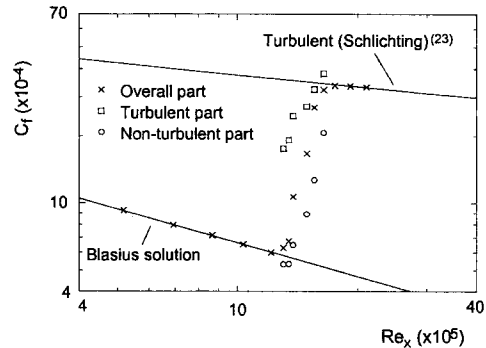
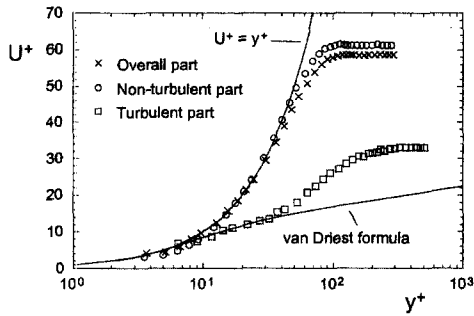
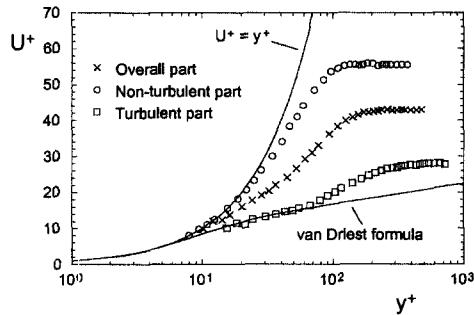


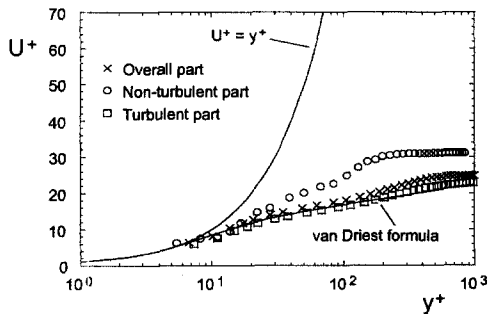
Fig. 12 Conditionally sampled skin friction coefficient profiles for Grid0.



(a) $\zeta=0.17, \gamma=0.21$



(b) $\zeta=0.33, \gamma=0.53$



(c) $\zeta=0.83, \gamma=0.99$

Fig. 13 Conditionally sampled mean velocity profiles in wall units for Grid 0.

Fig. 12와 Fig. 13에서 알 수 있듯이 천이경계층에서 난류성분 및 비난류성분의 유동은 각각 완전 발달된 난류경계층과 층류경계층의 유동과는 다른 특성을 보이고 있다.

천이 지역의 간헐도를 층류 경계층내에 난류 반점이 존재하는 시간 비율로 가정한 Dhawan and Narasimha⁽¹⁵⁾는 천이 경계층내 유체량의 시간 평균값이 같은 위치의 완전 발달된 층류 및 난류 경계층의 유체량을 간헐도로 중량시킨 값과 일치한다는 모델을 제시한 바 있다. 이 모델은 그 적용이 용이하기 때문에 그동안 천이 경계층의 공학적인

해석에 많이 사용되었다. 그러나 최근 Sohn & Reshotko⁽¹²⁾와 Kaun & Wang⁽¹⁷⁾등은 조건 계측법을 이용한 실험적인 연구에서 이 모델의 한계성을 지적하였는데 본 실험에서도 이러한 사실을 확인할 수 있었다.

6. 결 론

(1) 열선 유속계로 측정된 평판 경계층내 벽 근처 평균속도 분포를 수치프레스톤 튜브 방법(CPM)에 적용하여 벽 마찰계수 분포를 예측한 결과 층류, 천이 및 난류 경계층의 전 영역에서 매우 신뢰성 있는 값을 얻을 수 있었다.

(2) Grid 1과 Wake의 경우 계측된 평균 유동량을 비교 분석한 결과 천이경계층 바로 위 자유유동의 난류 특성보다는 초기 평판 선단에 유입되는 난류 특성이 더 지배적으로 천이 시작점, 천이 길이 및 천이경계층내 난류 분포등의 천이 거동에 영향을 주었다.

(3) 조건 취득 평균량의 분석을 통해 과거 천이 경계층내의 유동 변수를 단순히 잘 알려진 완전 발달된 층류 및 난류 경계층의 변수를 간헐도로 중량시켜 예측하는 기존의 모델이 한계가 있음을 확인하였다.

(4) 3가지 서로 다른 자유유동 교란 조건에서 측정된 모든 경계층내 평균속도, 난류강도, 벽 마찰계수, 간헐도등의 신뢰성 있는 데이터를 구축함으로써 난류 모델등의 개발에 필요한 비교 검증 자료를 제공할 수 있었다.

후 기

본 연구는 1996년도 교육부 학술연구 조성비에 의하여 지원되었으며, 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Narasimha, R. and Dey, J., 1989, "Transition Zone Models for 2-Dimensional Boundary Layers: A Review," *Sadhana*, 14, pp. 518~528.
- (2) Mayle, R. E., 1991, "The Role of Laminar Turbulent Transition in Gas turbine Engines," *ASME, Journal of Turbomachinery*, Vol. 113, pp.

- 509~537.
- (3) Walker, G. J., 1993, "The Role of Laminar Turbulent Transition in Gas turbine Engines : A Discussion," *ASME, Journal of Turbomachinery*, Vol. 115, pp. 207~217.
- (4) Savill, A. M., 1993, "Further Progress in the Turbulence Modelling of by-pass Transition," *Proceeding of Second International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements*, pp. 583~592.
- (5) Jeon, W. P. and Kang, S. H., 1995, "Measurement of Transitional Boundary Layer on a Flat Plate Using a Computational Preston Tube Method," *Experiments in Fluids*, Vol. 20, pp. 29~37.
- (6) 전우평, 1994, "후류내의 평판위 천이경계층에 관한 실험적 연구," 박사학위논문, 서울대학교, 서울.
- (7) Preston, J. H., 1954, "The Determination of Turbulent Skin Friction by Means of Pitot Tubes," *J. Roy. Aeronaut. Soc.* Vol. 58, pp 109.
- (8) Nitsche, W., Thunker, R. and Haberland, C., 1983, "A Computational Preston Tube Method," *Turbulent Shear Flows*, Vol. 4, pp. 261~276.
- (9) 전우평, 강신형, 1995, "CPM을 이용한 평판위 천이 경계층에서 벽 마찰응력의 측정," 대한기계학회논문집, 제19권, 제1호, pp. 240~250.
- (10) 강신형, 윤민수, 전우평, 1994, "프래스톤 튜브를 이용한 벽면전단응력 측정에 관한 실험적 연구," 대한기계학회논문집, 제18권, 제7호, pp. 1873~1880.
- (11) 강신형, 신상철, 이현구, 1996, "NACA0012 날개위의 천이 경계층에 관한 실험적 연구," 대한기계학회논문집, 제20권, 제5호, pp. 1689~1699.
- (12) Sohn, K. H. and Reshotko, E., 1991, "Experimental Study of Boundary Layer Transition with Elevated Freestream Turbulence on Heated Flat Plate," *NASA CR-187068*.
- (13) 강신형, 이현구, 1997, "NACA0012 익형위 천이경계층의 유동 특성," 한국항공우주공학회지, 제25권, 제2호, pp. 42~50.
- (14) Emmons, H. W., 1951, "The Laminar-Turbulent Transition a Boundary Layer Part I," *J. Aero. Sci.*, Vol. 18, pp. 490~498.
- (15) Dhawan, S. and Narasimha, R., 1958, "Some Properties of Boundary Layer Flow during the Transition from Laminar to Turbulent Motion," *J. Fluid Mech.*, Vol. 3, pp. 418~436.
- (16) Hedley, T. B. and Keffer, J. F., 1974, "Turbulent / Non-turbulent Decisions in an Intermittent Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 64, pp. 625~644.
- (17) Kuan, C. L. and Wang, T., 1990, "Investigation of the Intermittent Behavior of Transitional Boundary Layer Using a Conditional Averaging Technique," *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 3, pp. 157~173.
- (18) Keller, F. E. and Wang, T., 1993, "Effects of Criterion Functions on Intermittency in Heated Transitional Boundary layers with and Without Streamwise Acceleration," *ASME Paper 93-GT-67*.
- (19) Antonia, R. A., 1981, "Conditional Sampling in Turbulence Measurement," *Ann. Rev. Fluid Mech*, Vol. 13, pp. 131~156.
- (20) Zhang, D. H., Chew, Y. T. and Winoto, S. H., 1995, "A Proposed Intermittency Measurement Method for Transitional Boundary Layer flows," *Experiments in Fluids*, Vol. 19, pp. 426
- (21) Corrison, S. and Kistler, J., 1955, "Free-Stream Boundaries of Turbulent Flow," *NACA Rept.* 1244.
- (22) Hinze, J., 1975, *Turbulence*, 2th ed. McGraw-Hill, New York.
- (23) Schlichting, H., 1979, *Boundary Layer Theory*, 7th ed. McGraw-Hill, New York.
- (24) Cebeci, T. and Smith, A. M. O., 1974, *Analysis of Turbulent Boundary Layer*, Academic Press, New York.
- (25) Sharma, O. P., Wells, R. A., Schlinker, R. H., and Bailey, D. A., 1982, "Boundary Layer Development on Turbine Airfoil Suction Surfaces," *ASME Journal of Engineering for Power*, Vol. 104, pp. 698~706.
- (26) Mayle, R. E. and Schulz, A., 1997, "The Path to Predicting Bypass Transition," *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 119, pp. 405~411.