대한기계학회 2000년도 춘계학술대회논문집 B pp. 472~478 KSME 00S233

주기적 국소교란이 난류 경계층에 미치는 영향

박상현* · 이인원* · 성형진*

Effects of Periodic Local Forcing on a Turbulent Boundary Layer

Sang-Hyun Park, Inwon Lee and Hyung Jin Sung

Key Words: local forcing ; periodic suction and blowing ; turbulent boundary layer ; skin friction ; spanwise vortical structure

Abstract

An experimental study is performed to analyze flow structures behind a local suction/blowing in a flat-plate turbulent boundary layer. The local forcing is given to the boundary layer flow by means of a sinusoidally oscillating jet issuing from a thin spanwise slot at the wall. The Reynolds number based on the momentum thickness is about Re_θ=1700. The effects of local forcing are scrutinized by altering the forcing frequency ($0.011 \le f^+ \le 0.044$). The forcing amplitude is fixed at A_0 = 0.4. It is found that a small local forcing reduces the skin friction, and this reduction increases with the forcing frequency. A phase-averaging technique is employed to capture the coherent structures. Velocity signals are decomposed into a periodic part and a fluctuating part. An organized spanwise vortical structure is generated by the local forcing. The larger reduction of skin friction for the higher forcing frequencies is attributed to the diminished adverse effect of the secondary vortex.An investigation of the random fluctuation components reveals that turbulent energy is concentrated near the center of vortical structures.

1. 서 론

난류 경계층은 유체역학에서 가장 기본이 되는 유동현상으로 이를 제어하고 공학적으로 응용하려는 연구가 계속되어 왔다. 최근에는 컴퓨터의 발달과 더불어 활발해진 직접 수치 모사(direct numerical simulation)방법을 통해 난류 경계층 내부의 응집구조(coherent structure)가 밝혀지면서 이를 제어해 난류경계층의 표면 마찰을 감소시키려는 연구가 활발히 진행되고 있다.

난류 경계층에서 표면 마찰은 벽면과 아주 가까이 위치한 유선방향 와류(streamwise vortex)의 벽을 향한 속도성분과 관계가 있다 (Robinson 1991). 따라서, 이를 효과적으로 제어하면 난류 경계층에서의 표면 마찰도 감소시킬 수 있다. Choi 등(1994)은 직접 수치 모사를 통하여 벽 근처의 y축 방향 속도 성분과 반대 위상을 갖는 흡입/분사를 벽면 전체에서 함으로써 유선방향 와도(streamwise vorticity)를 약화시키고 결과적으로 표면 마찰도 감소시켰다. 그러나 이러한 능동제어는 미소한 감지기(sensor)와 구동기(actuator)를 무한히 필요로 하기 때문에 실제 기술적으로 실현하기는 아직 힘든 형편이다. 이에 대한 대안으로서, 국소적으로 유체를 흡입/분사하는 방법은 실현이 용이하면서도 비교적 적은 양으로도 벽 근처 유동에 효과를 줄 수 있는 방법으로 관심을 끌어왔다. 지속적인 흡입 혹은 지속적인 분사의 경우(Sano와 Hirayama(1985), Park 과 Choi(1999)), 지속적인 분사는 교란 후의 유동의 마찰계수를 감소시키고, 지속적인 흡입은 마찰계수를 증가시킨다는 결과를 얻었다. 이때 분사에 의하여 슬릿의 위에서 유선방향 와류가 들어올려지면서 마찰

* 한국과학기술원 기계공학과

계수가 감소하지만 벽으로부터 받는 영향이 작아지므로 와류의 강도가 증가하고 이로 인해 난류 강도도 증가함을 보였다. Tardu(1998)는 횡방향 슬릿에서 지속적인 분사를 한 경우와 주기적인 분사를 한 경우를 실험을 통해 비교하였다. 그는 주로 벽면에서의 속도성분과 전단 응력을 측정하여, 두 경우 모두 벽면 마찰을 감소시키지만 서로 다른 기구가 작용한다는 것을 난류성분의 통계량을 비교하여 설명하였다.

본 연구의 목적은 흡입과 분사를 주기적으로 하는 국소 교란을 난류 경계층에 적용하였을 때, 기본적인 물리량들의 변화를 측정함으로써 국소 교란에 의한 난류 경계층의 유동구조의 변화를 파악하는데 있다. 국소 교란을 통하여 변화된 유동 구조를 두가지 관점으로 살펴보았는데, 첫째는 평균 속도 측정을 통한 경계층 인자의 변화이다. 다시 말해서 평균속도 $\overline{U}$와 $\overline{V}$의 분포와 마찰계수 C_f의 변화를 살펴보았다. 두 번째 관점은 위상 평균 기법 (phase average technique) 을 이용하여 측정한 유동 구조의 주기적 변화이다. 즉 위상 평균 기법을 통하여 교란에 의한 속도 변화의 주기적인 성분 ($\tilde{u}, \tilde{v}$)과 그렇지 않은 성분 (u', v')으로 나누어 교란에 의한 유동장의 시간에 따른 변화와 난류 구조의 변화를 살펴보았다

2. 실험장치 및 실험방법

2.1 시험부 및 속도측정

2.1.1 시험부

시험부에는 Fig.1과 같이 폭450mm, 너비 480mm 그리고 길이는 5400mm인 덕트 내에 평판(flat plate)을 설치하였다. 국소 교란을 가하기 위한 횡방향 슬릿은 선단에서 900mm 떨어진 곳에 위치하며, 횡방향 길이가 300mm, 폭은 5mm이다. 이는 벽 단위로 각각 4800 그리고 80이며 폭은 유선방향 와류의 특징적 길이라고 알려진 벽 단위 100 정도에 맞추려고 하였다. 좌표축의 원점은 Fig. 1과 같이 슬릿이 끝나는 모서리의 중앙에 위치한다. 본 연구에서의 유동 조건은 자유 흐름 속도가 U_∞ = 5m/s이고 슬릿 위에서 모멘텀 두께를 근거로 한 레이놀즈 수는 Re_θ=1700 이며 측정위치는 슬릿에서의 변위 두께(displacement thickness)로 무차원화 하였을 때 x/δ_0^* = 2, 5, 8, 11, 14, 17의 여섯 군데이다.

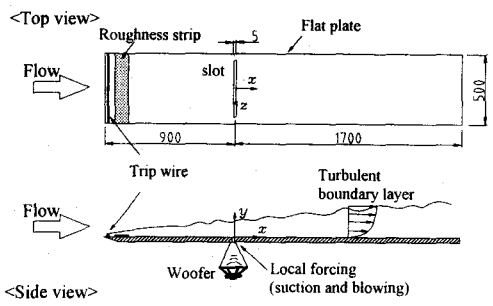

Fig. 1 시험부 및 국소교란 장치

2.1.2 속도측정

속도측정에는 열선풍속계가 사용되었는데 본 실험에서는 교란에 의해 슬릿의 바로 후류의 벽 근처에서 역유동이 생기기 때문에 일반적인 I형 열선 풍속계로는 정확한 측정이 불가능하므로 유선방향 속도 측정에는 split film snesor(TSI model 1288)를 이용하였다. 그러나 split film은 유선 방향과 수직 방향 속도를 동시에 측정하기 곤란하므로 수직방향 속도 측정에는 X형 열선 풍속계 (TSI model 1249)가 사용되었다. 본 연구에서는 마찰속도(friction velocity, u_τ)를 측정하기 위하여 computational Preston tube 방법(CPM)을 이용하였다 (Nitsche et al. 1983). 이 방법은 기존의 Preston tube 방법과는 달리 Preston tube가 아닌 열선 풍속계로 측정한 속도 성분을 이용할 수 있을 뿐만 아니라 별도의 보정이 필요 없으며, 또한 역압력 구배 등 다양한 경우에 적용이 가능하다.

2.2 국소교란 장치 및 국소교란의 정의

슬릿을 통해 국소 교란을 가하기 위해서 출력이 60W (최대 120W)이고 임피던스가 8ohm이며 직경이 300mm인 저음 스피커(woofer)가 사용되었다. 스피커를 통해 생성된 음압은 2차원 챔버를 거쳐 슬릿으로 전달되고 이를 통해 슬릿에서 주기적인 흡입과 분사가 이루어지게 된다. 주기적

인 교란을 주기 위해 스피커는 함수 발생기 (function generator, HP33120A)에서 얻어진 삼각함수 파형에 의해 구동되었다. 그러나 함수발생기에서 얻어진 삼각함수 파형의 출력은 최대 2W정도이기 때문에 그 이상의 출력을 얻기 위해 함수발생기와 스피커 사이에 증폭기가 사용되었다.

본 연구에서 국소 교란이란 얇은 슬릿 등을 통하여 주기적으로 흡입과 분사를 반복해 주는 것을 말한다. 국소 교란의 크기를 정의하기 위해 풍동이 꺼져 있는 상태에서 슬릿을 통해 나오는 유속을 split film을 이용해 측정한 결과, 형태는 거의 사인 파에 가까웠다. 교란의 진폭은 풍동이 꺼져있는 상태에서 split film을 이용해 측정된 속도 파형의 진폭에 의해 정의되었다.

$$v_f(t) = (v_f)_{\max} \sin(2\pi f t)$$

$$A_0 = \frac{(v_f)_{\max}}{U_\infty} \quad , \quad A_0^+ = \frac{(v_f)_{\max}}{u_\tau}$$

본 연구에서는 A_0 = 0.4(A_0^+ = 8.4)로 고정하였는데 이 크기는 Tardu(1998)의 A_0^+ = 8 정도에 맞춘 것이다. 그러나 Tardu(1998)의 경우는 주기적인 분사이므로 교란에 의해 유동장에 유입되는 유량이 있으나 본 연구에서는 교란에 의해 유입되는 순 유량(net mass flow rate)은 0이다. 국소교란의 주파수는 Tardu(1998)에 의한 bursting frequency인 벽 단위로 ($f^+ = fv/u_\tau^2$) f^+ = 0.011과 그 2배, 4배인 f^+ = 0.022, 0.044로 정하여 비교적 넓은 주파수 범위에 따른 교란의 효과를 살펴보고자 하였다.

2.3 위상 평균 기법

외부에서 주기적인 교란이 가해짐에 따라 유동장 내의 물리량도 주기적으로 변하게 된다. 유동장을 정확히 파악하기 위해서는 각 물리량을 주기적인 성분과 비주기적인 성분으로 나눌 필요가 있으므로 위상 평균 기법(phase-average technique)을 도입하여 유동장을 해석하였다.

임의의 주기성을 띤 신호를 세 가지 성분으로 나누면(triple decomposition),

$$S(\vec{x}, t) = \overline{S}(\vec{x}) + \hat{s}(\vec{x} + \frac{t}{T}) + s'(\vec{x} + t)$$

이고, 여기서 $s = \hat{s} + s'$ 로 하면

$$S = \overline{S} + s$$

이다. 여기서 $\overline{S}$ 는 시간 평균값 (time mean component)이고, $\hat{s}$ 는 주기적인 성분(periodic component), 그리고 s'는 비주기적인 요동성분 (fluctuating component)이다. 시간평균의 정의는

$$\overline{S} = \lim_{\tau \to \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau S(\vec{x}, t) dt$$

이고, 위상평균의 정의는

$$\langle S(\vec{x}, t) \rangle = \lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N} S(\vec{x}, t + nT)$$

이다. 따라서

$$\hat{s} = \langle S \rangle - \overline{S}$$

이다. 지금부터의 표기들은 여기서의 정의를 따른다. 위상평균을 하기 위해서는 기준 신호 (reference signal)가 필요한데 여기서는 스피커에 들어가는 함수발생기의 신호를 기준으로 잡았다.

x/δ_0^*	δ^*(mm)	θ(mm)	H	u_τ(m/s)	Re_θ
0	6.71	5.00	1.34	0.2375	1655
2	6.72	5.02	1.34	0.2373	1660
5	6.72	5.03	1.34	0.2365	1665
8	6.88	5.14	1.34	0.2363	1700
11	6.91	5.21	1.33	0.2359	1725
14	7.00	5.23	1.34	0.2348	1730
17	7.04	5.28	1.33	0.2336	1750

표 1. 경계층 인자(Boundary layer parameters)

3. 실험결과

3.1 평균 유동장의 변화

표 1은 교란을 가하지 않은 유동장의 경계층 인자들이다. 이 후로 측정된 값들은 모두 무차원화가 되어있는데, x방향 위치는 슬릿에서의 변위두께(displacement thickness, δ_0^*)로, 다른 물리량들은 모두 벽 단위(wall unit)로 무차원화하였다. 벽 단위로 무차원화할 때 쓰인 마찰속도(friction velocity, u_τ)는 벽근처에서의 변화를 그대로 비교하기 위해 각 측정 위치에서 교란을 가하지 않았을 때의 수치(표1)를 사용하였다.

Fig. 2 는 평균속도 $\overline{U}$의 분포이다. 실선은 van Driest의 damping factor를 이용해 적분한 벽 법칙 (law of the wall) 으로

$$u^+ = \int_0^{y^+} \frac{2dy^+}{1+\left\{1+4\kappa^2 y^{+2}\left[1-\exp(\frac{-y^+}{A})\right]^2\right\}^{1/2}}$$

$\kappa = 0.41$, $A = 25.0$

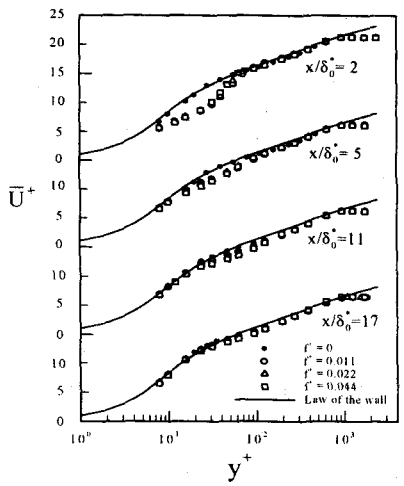

Fig. 2 평균 속도 분포 (Mean velocity profiles)

$f^+ = 0$인 경우 측정된 네군데(x/δ_0^* = 2, 5, 11, 17)에서 모두 벽법칙에 잘 맞는 것을 볼 수 있다. 전체적인 경향을 보면, $y^+ > 200$인 위치에서는 유동장이 교란의 영향을 거의 받지 않으나, 벽면 근처의 $\overline{U}$는 교란에 의해 감소한다. 이 효과는 후류로 가면서 벽 가까이에서부터 점차 벽에서 먼 쪽으로 전파되면서 소멸되어 가며, 벽에서부터 새로운 경계층이 형성되어 간다. x/δ_0^* = 17 인 지점에서는 $f^+ = 0$에 거의 수렴한 것을 볼 수 있다. 이러한 속도감소 효과는 Sano와 Hirayama(1985)와 Park과 Choi(1999)의 지속적인 분사의 경우와 비슷하며, 주기적으로 분사와 흡입을 하였을 때 평균 유동장에 미치는 영향은 분사가 지배적이라는 것을 알 수 있다. 이는 Sano와 Hirayama(1985)의 연구에서 유량이 같을 경우 분사의 효과가 평균 유동장에 더 큰 영향을 미친다는 내용과 부합된다. 또한 이러한 경향은 교란에 의해 경계층 속도분포가 벽으로부터 떠오른 것(upward shift)을 의미하며 그만큼 점성저층이 증가한 것으로 마찰이 감소하는 유동의 특징적인 현상이다. 주파수의 영향을 살펴보면 세 경우 모두 비슷한 경향을 보임을 알 수 있으나 주파수가 큰 경우가 미소하나마 속도 감소 효과가 큰 것을 알 수 있다. 이러한 경향은 Fig. 3을 통해서도 확인할 수 있다.

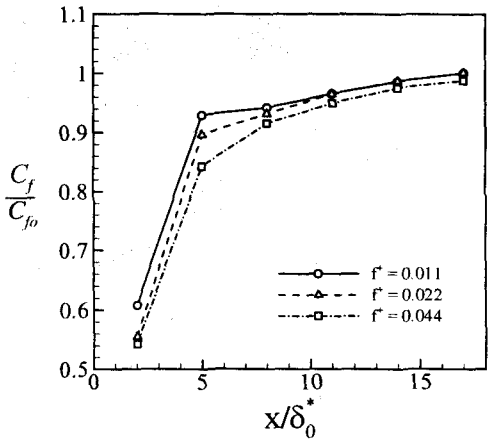

Fig. 3 벽면 마찰계수 분포

Fig.3은 CPM(computational Preston tube method)을 이용해 측정한 벽면 전단 응력의 분포이다. x/δ_0^* = 2에서 $f^+ = 0$에 비해 약 40%이상 감소함을 볼 수 있으며 이 효과는 x/δ_0^* = 17까지 남아있음을 알 수 있다. 이러한 경향도 마찬가지로 Sano와 Hirayama(1985), Park 과 Choi(1999)의 지속적인 분사나 Tardu(1998)의 주기적인 분사의 경우와 비슷하다. Park 과 Choi(1999)는 이 현상을 분사에 의해 벽면의 유동 구조가 떠오름으로 인해 유선방향 와류와 벽면과의 상호작용이 차단되기 때문임을 밝힌 바 있다. 주파수의 영향으로는 높은 주파수일수록 벽면 마찰 감소 효과가 더 큰 것을 알 수 있으며 f^+= 0.044인 경우 $x/\delta_0^* > 10$인 영역에서도 다른 주파수에 비해 교란의 효과가 약간 크게 남아 있는 것을 볼 수 있다.

3.2 위상평균 유동장

Fig. 4는 위상 평균된 속도 성분 $\langle U \rangle$, $\langle V \rangle$의 벡터와 요동성분 u'_{rms}의 등강도분포(iso intensity contour)를 y^+와 t/T 평면상에 2주기에 걸쳐 2차원 평면상에 도시한 것이다. 여기서

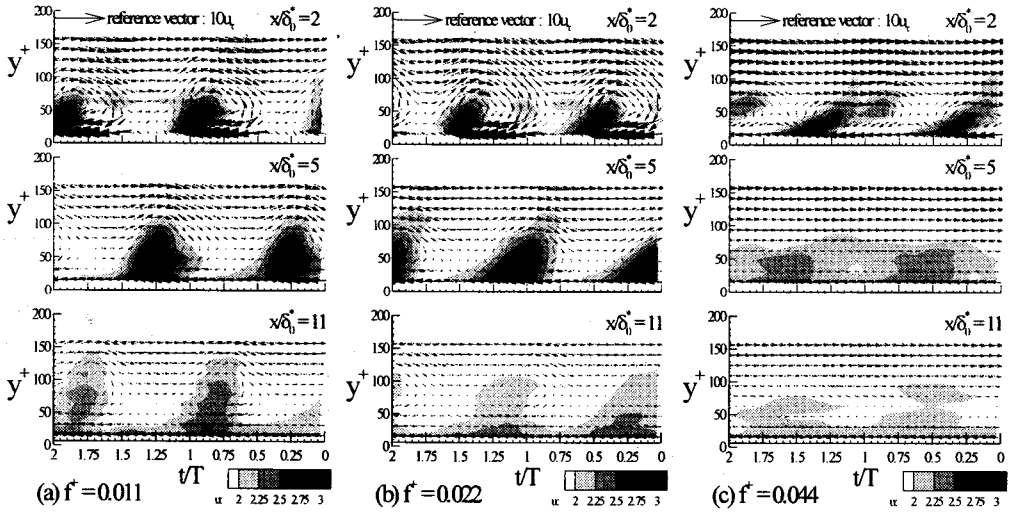

Fig. 4 위상 평균 벡터장 <U>, <V> u'_{rms}의 contour

유동은 왼쪽에서 오른쪽으로 흐르며 와류구조(vortex structure)를 식별하기 위해 좌표축은 와류의 흐름 속도(convection velocity)와 같은 속도로 움직이고 있다. 이 그림은 한 지점에서 측정한 속도 분포를 시간에 따라 표시한 것이지만 테일러 가설(Taylor hypothesis)에 따라 t/T 축은 -x축으로 볼 수 있으며 그러한 관점에서 t/T축은 오른쪽 끝을 원점으로 잡았다.

Fig. 4로부터 경계층 내에 국소교란에 의해 강한 횡방향 와류구조가 형성되었음을 알 수 있다. 이러한 와류 구조는 슬릿을 통해 수직 방향으로 분사된 유체에 의해 유동이 막히면서 압력이 낮아진 슬릿의 바로 뒷부분에서 일시적인 재순환 영역이 형성되고 이때 분사된 유체가 말려 들어감으로 인해 형성된 것이다. 이 와류 구조들 사이에는 흡입의 영향으로 2차 와류(secondary vortex)가 형성되어 음의 횡방향 와도를 가지는 부분이 존재한다. 전체적으로 보면 슬릿에서 교란에 의해 발생한 강한 횡방향 와류는 유동과 함께 흘러가면서 점차 벽에서 떠오르면서 확산되고 결국엔 소멸해 간다. 이러한 효과는 교란의 주파수가 높아짐에 따라 빨리 진행된다. 따라서 f^+ = 0.044의 경우에는 x/δ_0^* = 2에서 벽면 가까이에 작은 와류 구조가 형성되었다가 x/δ_0^* = 5 이후에는 금방 소멸해 버림을 볼 수 있다. 이는 와류구조의 크기와 위치에 관계된 것으로 보인다. 와류 구조의 크기는 한 주기 동안 분사된 유량에 의해 결정되는데 교란의 주파수가 각각 f^+ = 0.011의 2배, 4배이기 때문에 분사되는 유량은 각각 f^+ = 0.011의 1/2, 1/4이 된다. 따라서 와류구조의 크기도 f^+ = 0.011의 1/2, 1/4이며 와류의 중심의 위치도 주파수가 높아질수록 벽면과 가까이 위치하게 된다. 이로 인해 와류 구조가 벽면과의 상호작용이 더 활발해짐에 따라 조직화된 와류 구조가 빨리 소멸해 버리게 된다. 참고로 이 그림들에서 와류 구조 중심의 t/T축방향 위치가 주파수에 따라 각각 다른 이유는 슬릿에서 형성된 와류 구조가 각 측정위치까지 도달하는 위상 지연이 주파수에 따라 다르기 때문이다.

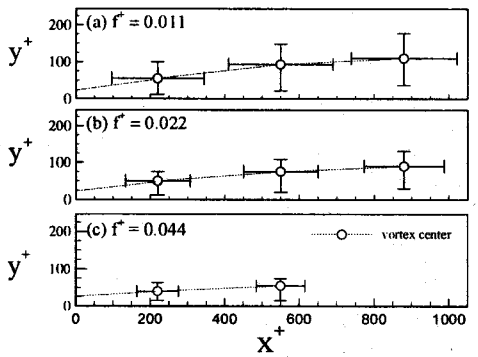

Fig. 5 횡방향 대형와의 크기 및 중심위치

앞서 Fig. 4로부터 교란에 의하여 횡방향 응집구조가 형성됨을 보였으나 가로축이 주기로 정규

화된 시간축이기 때문에 와류 구조의 실제크기를 비교할 수가 없다. 따라서 와류 구조의 크기를 정량화하여 유선 방향과 수직방향을 1:1의 비율로 도시한 것이 Fig. 5 이다. 여기서 와류 구조의 크기를 정의하기 위하여 와류의 수직방향 직경은 $\tilde{u}$ 의 근평균제곱치의 분포에서 두 개의 봉우리 사이의 거리 즉, 와류 구조의 위, 아래에서의 유선방향 속도 변화가 가장 큰 두 지점 사이의 거리로 정의했다. 또한 와류의 수평방향 직경은 와류 중심에서의 $\tilde{v}$ 속도의 시간 기록(time history)에서 최소값과 최대값 사이의 시간간격에다 그 위치에서의 대류속도 U_c 를 곱하여 얻었다. Fig. 5를 보면 와류 구조는 교란의 주파수가 낮을수록 크기가 크며 유선방향으로 긴 타원형임을 알 수 있다. $x/\delta_0^* = 2$에서의 와류 구조를 타원으로 가정하여 부피를 구해 보면

$$Vol^+ = \pi d_x^+ d_y^+ \sim \frac{1}{f}$$

로서 교란의 주파수에 반비례하는 것으로 조사되었다. 이는 앞서 언급하였듯이 횡방향 와류 구조는 슬릿에서 한 주기 동안 분사된 유량에 비례하며 이 유량은 주기에 비례하기 때문이다. 이에 비해 와류 구조의 수평방향과 수직방향 직경은 대략 주파수의 제곱근에 반비례하였다.

$$d_x^+,\ d_y^+ \sim \frac{1}{\sqrt{f}}$$

또한 앞서 와류 구조의 수평방향 직경을 정의하기 위해 측정한 $\tilde{v}$ 속도의 최소값과 최대값 사이의 시간 간격을 주기로 나누어주면 한 주기중 와류 구조가 영향을 미치는 시간 분량(time fraction)으로 정의할 수 있는데 이는 주파수의 제곱근에 비례하였다.

$$\frac{t_{\omega_z}}{T} = \frac{t_{(\tilde{v}_{min})} - t_{(\tilde{v}_{max})}}{T} \sim \sqrt{f}$$

이로써 와류 구조가 유동장에 영향을 미치는 시간은 주파수가 클수록 주파수의 제곱근에 비례하여 길다는 것을 알 수 있다. 또한 그만큼 흡입에 비해 분사의 영향을 받는 시간이 길다는 것을 의미하기도 한다.

Fig. 6은 유선 방향 속도 분포의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. 주파수에 따라 와류 구조의 위치가 일치하지 않는 것은 Fig. 4와 마찬가지로 각각의 위상지연이 다르기 때문이다. 와류 구조가 지나가는 동안 와류중심의 위쪽은 속도가 증가하고 아래쪽은 큰 폭으로 속도가 감소한다. 또한 흡입의 영향을 받는 동안은 2차 와류(secondary vortex)가 형성되고 음의 와도를 가지기 때문에 벽면의 속도가 증가하고 속도 분포가 곧게 펴지게 된다. 그러나 $f^+ = 0.044$인 경우는 와류 구조가 지나가는 시간이 상대적으로 길게 때문에 흡입의 영향이 거의 나타나지 않는 것을 볼 수 있다. Tardu(1998) 에 의하면 주기적인 분사를 할 경우에도 이러한 2차 와류에 의해 벽면 전단 응력이 급격히 증가함을 보인바 있다. 따라

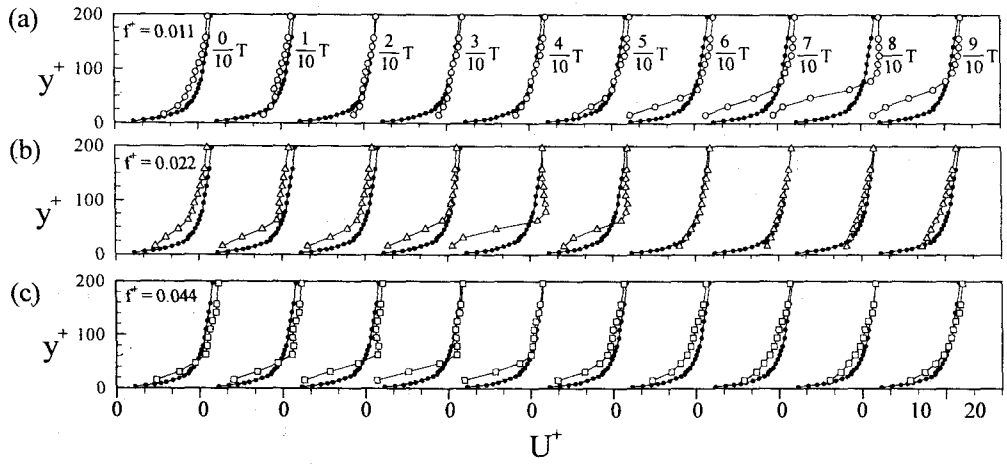

Fig. 6 시간에 따른 U 속도 분포의 변화 ($x/\delta_0^* = 2$)

서 Fig. 3 에서 f^+= 0.044인 경우가 가장 효과적으로 벽면 마찰을 감소시킬 수 있었던 것은 흡입에 의한 2차 와류의 영향을 거의 받지 않았기 때문인 것으로 보인다.

4. 결론

난류 경계층에 횡방향 슬릿을 통해 주기적으로 흡입과 분사를 하는 국소교란을 가한 결과, 횡방향 와류구조가 형성되었으며 이 영향은 대략 x/δ_0^* = 17인 위치까지 남아있었다. 이러한 와류구조의 영향으로 벽면에서의 평균속도는 감소하였고 형상인자는 증가하였으며 벽면 마찰계수는 감소하였다. 이러한 평균 유동장에 대한 영향은 선행 연구들의 지속적인 분사의 경향과 일치하였다. Sano 와 Hirayama(1985)의 연구에서 밝혔듯 평균 유동장의 변화는 분사에 의해 공급된 유량의 영향이 지배적이라는 사실을 감안할 때 지속적인 분사와는 달리 교란에 의해 유동장에 공급되는 순유량(net mass flow rate) 이 0인 국소교란은 효율적인 유동 제어의 방법으로 보인다. 벽면 마찰 감소의 입장에서 볼 때 교란의 주파수가 높을수록 효과적이었으며 이 현상의 기구(mechanism)를 규명하기 위해 위상 평균 방법을 도입하여 와류 구조의 정량적인 해석을 시도하였다. 그 결과 와류 구조의 부피는 주파수에 반비례하나 와류구조가 유동장에 영향을 미치는 시간분량(time fraction)은 주파수의 제곱근에 비례하였다. 이에 따라 상대적으로 흡입의 영향에 의한 2차 와류의 영향에 비해 분사에 의한 횡방향 와류구조의 영향이 지배적인 고주파에서 효율적인 벽면 감소 효과를 얻었다. 또한 난류 요동 성분을 분리하여 관찰함으로써 난류에너지는 주로 와류구조의 중심에 집중되며 주파수가 높을수록 경계층 난류 구조에 많은 변화를 가져옴을 알 수 있었다.

후기

본 연구는 한국과학기술평가원의 국가지정연구실 사업의 연구비 지원에 의하여 수행되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

Antonia, R.A., Zhu, Y. and Sokolov, M. 1995 Effect of concentrated wall suction on a turbulent boundary layer. Physics of Fluids Vol. 7, No. 10, pp.2465-2474

Choi, H., Moin, P. and Kim J., 1993 Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets. J. Fluid Mech., vol.255, pp.503-539

Choi, H., Moin, P. and Kim J. 1994 Active turbulence control for drag reduction in wall-bounded flows. Journal of Fluid Mechanics Vol. 262, pp.75-110

Krogstad, P.-A. and Kourakine, A. 1999 The response of a turbulent boundary layer to injection through a porous strip. 1st Symposium on the Turbulence and Shear Flow Phenomena, Santa Barbara, pp.399-404

Nitche, W., Thünker, R. and Haberland, C. 1983 A computational Preston tube method. 4th Symp. on the Turbulent Shear Flows pp.261-276

Park, J. and Choi, H., 1999 Effects of uniform blowing or suction from a spanwise slot on a turbulent boundary layer flow. Phys. Fluids, vol.11, pp.3095-3105

Robinson, S.K. 1991 The kinematics of turbulent boundary layer structure. Ph.D thesis, Stanford University

Sano, M. and Hirayama, N. 1985 Turbulent boundary layers with injection and suction through a slit. Bulletin of JSME Vol. 28, No. 239, pp.807-814

Tardu, S. 1998 Near wall turbulence control by local time periodical blowing. Experimental Thermal and Fluid Science Vol. 16, pp.41-53