

흡입/분사가 있는 난류 경계층 내 벽압력 변동의 특성

김중년*·김경연*·성형진†
(2003년 4월 22일 접수, 2003년 7월 8일 심사완료)

Characteristics of Wall Pressure Fluctuations in a Turbulent Boundary Layer after Blowing or Suction

Joongnyon Kim, Kyoungyoun Kim and Hyung Jin Sung

Key Words: Direct Numerical Simulation(직접수치모사), Turbulent Boundary Layer(난류경계층),
Wall Pressure Fluctuations(벽압력변동), Local Forcing(국소 교란)

Abstract

A direct numerical simulation of a spatially-developing turbulent boundary layer is performed to examine the characteristics of wall pressure fluctuations after the sudden application of wall blowing or suction. The uniform blowing or suction is given by the wall-normal velocity through a spanwise slot at the wall. The response of wall pressure fluctuations to uniform blowing or suction is analyzed by computing the turbulence statistics and frequency spectra. It is found that wall pressure fluctuations are more affected by blowing than by suction. The large elongated structure of wall pressure fluctuations is observed near the maximum location of $(p_w)_{rms}$ for blowing. The convection velocities for blowing increase with increasing the streamwise location after the slot. For both blowing and suction, the small scale of wall pressure fluctuations reacts in a short downstream distance to the spanwise slot, whereas the large scale recovers slowly in a farther downstream.

기호설명

$p(x,z,t)$: 벽압력 변동
 R_{pp} : 벽압력 변동의 자체상관함수
 Re_θ : 입구 운동량 두께와 자유유동속도를
특성치로 한 레이놀즈수
 U_∞ : 자유유동속도
 v_w : 교란 속도
 b : 슬릿의 폭

그리스문자

δ : 경계층 두께
 δ^* : 배제 두께
 θ : 운동량 두께
 Φ_{pp} : 벽압력 변동의 에너지 스펙트럼 밀도
 ϕ_{pp} : 벽압력 변동의 주파수 스펙트럼
 ω_x : 주유동방향 와도
 o : 모델링 유속으로 정의된 교란의 크기

상첨자

* : 벽단위
† : 변동 성분

* 한국과학기술원 기계공학과
† 책임저자, 회원, 한국과학기술원 기계공학과
Email : hjsung@kaist.ac.kr
TEL : (042)869-3027 FAX : (042)869-5027

1. 서론

벽압력 변동(wall pressure fluctuations)은 난류 유동의 동적 특성을 이해하는데 있어서 중요한 물리량이다. 벽압력 변동은 지배방정식인 푸아송 방정식(Poisson's equation)을 통해 경계층내 전 영역에서의 속도 변동(velocity fluctuations)들과 연관되어 있다. 이는 어느 한 지점에서의 벽압력 변동이 유동장내 전체적인 비정상성(unsteadiness)에 의해 지배받고 있음을 의미한다. 벽압력 변동과 관련하여 발생하는 중요한 공학적인 문제는 유동에 의해 유기되는 소음 및 진동 문제이다. 난류 유동은 벽압력 변동의 형태로 고체 표면에 분산된 하중을 가하고, 이로 인해 소음과 진동이 발생한다. 특히, 벽압력 변동의 스펙트럼은 유동 유기 소음을 해석하기 위한 방정식의 소스항으로 작용한다.⁽¹⁾

문헌조사에 의하면, 벽압력 변동을 다루고 있는 대부분의 연구들은 평판이나 채널과 같은 평형상태의 난류 경계층에 집중되어 있다. 최초의 벽압력 실험 결과는 Willmarth⁽²⁾에 의해 제시되었으며, 평판 경계층에서 벽압력 변동의 근평균제곱과 동압력(dynamic pressure)의 비를 0.0035로 보고하였다. Bull⁽³⁾은 평판 경계층 실험결과를 통해 벽압력은 넓은 대역의 대류속도(convection velocity)를 가진 압력 소스들에 의해 발생된 구조임을 지적하였다. 난류 경계층에서 벽압력 측정에 관한 연구들은 Willmarth⁽⁴⁾에 의해 요약된 바 있다. 최근에는, DNS(Direct Numerical Simulation) 데이터⁽⁵⁾와 압력 센서열(pressure sensor array)을 이용한 측정결과⁽⁶⁾ 등을 통해 난류 채널 유동에서 주파수 및 파수 영역의 특성이 연구되었다.

한편, 평판이나 채널에서 벽압력 변동과 관련된 유동장내 응집구조에 관한 연구도 활발히 이루어졌다. Thomas와 Bull⁽⁷⁾은 벽면근처의 전단층(shear layer)이 발생시키는 스위프(sweep) 모션에 의해 벽면에서 압력 변동이 큰 값을 가지는 영역들이 발생함을 밝혔다. Johansson 등⁽⁸⁾도 완충영역(buffer region)에서 형성된 전단층(shear layer)이 크기가 큰 양의 부호를 갖는 벽압력 변동을 발생시킨다는 것을 제시하였다. DNS 결과를 이용한 난류 채널유동에서 벽면 압력장의 특성도 여러 차례 조사되었다. Kim⁽⁹⁾은 벽압력 지배방정식의 소스항들을 평균전단(mean shear)에 의해 발생하

는 선형항들과, 난류상호작용(turbulence-turbulence interaction)에 의해 발생하는 비선형항들로 분리하여 조사하였다. Chang 등⁽¹⁰⁾은 벽압력에 기여도가 높은 속도 소스항들을 조사하였으며, 그 결과 가장 중요한 속도 소스항은 주유동방향 와구조와 밀접한 연관이 있는 것으로 지적하였다. 공간 발달 난류 경계층 내에서 벽압력 변동과 주유동방향 와구조의 상관관계는 Kim⁽¹¹⁾ 등에 의해 보고된 바 있으며, 이들은 벽압력 변동의 부호에 따라 와도(vorticity)의 부호 및 난류 에너지 생성 메커니즘이 다르다는 사실을 지적하였다.

최근 들어서는, 박리 유동(separated flow)에서 벽면 압력장에 관한 연구들이 몇 차례 보고되었다. Na와 Moin⁽¹²⁾은 공간 발달 난류 경계층에 대한 DNS를 통해 박리 기포(separation bubble)내에서 벽압력 변동이 감소하고 레이놀즈 응력이 최대값을 갖는 재부착점 후류에서 증가함을 제시하였다. Lee와 Sung⁽¹³⁾은 후향 계단 위를 지나가는 박리 재부착 유동내에서 벽압력 변동이 저주파수영역의 큰 스케일 와 구조(vortical structure)와 고주파수 영역의 감쇠(decaying) 모드와 관련되어 있음을 발견하였다.

본 연구에서는 국소 교란(local forcing)이 가해진 난류 경계층내에서 벽압력 변동의 특성을 조사하고자 한다. 횡방향 슬릿을 통해 유체를 흡입/분사시키는 국소 교란은 난류 경계층의 표면마찰을 감소시키기 위한 방법들 중 대표적인 것으로서 활발히 연구되어 왔다. 슬릿에서 분사가 가해진 경우 유동장내 변동(fluctuations) 성분들이 증가하는 반면 마찰계수는 감소하며, 흡입의 경우 이와 반대의 현상이 나타나는 것으로 알려져 있다. 특히, Antonia 등⁽¹⁴⁾은 횡방향 슬릿을 통해 강한 크기의 지속적인 흡입을 한 경우 난류 경계층이 제충류화 되어 마찰계수가 감소하는 것을 관찰하였다. Park와 Choi⁽¹⁵⁾는 미소한 분사의 경우 슬릿에서 벽면 위로 올려진 와구조들에 의해 마찰계수가 감소하지만 와도의 증가로 인해 난류강도가 증가하며, 흡입의 경우 반대의 현상이 나타남을 발견하였다. 같은 유량의 교란이 가해지더라도 교란 속도가 다른 경우에 대한 슬릿 후류에서 난류 통계량들의 반응도 조사된 바 있다.⁽¹⁶⁾ 최근에는 주기적인 교란을 이용해 난류 경계층내 표면마찰을 감소시키려는 연구도 이루어지고 있다.^(17,18)

본 연구의 목적은 지속적인 흡입/분사가 있는 난류 경계층에서 벽압력 변동의 통계량들을 정량적으로 파악하는 데 있다. 평균값, 근평균제곱과 같은 일점 통계량들과 주파수 스펙트럼을 분석하여 슬릿을 통해 가해진 교란이 벽압력에 미치는 영향을 조사하고자 한다. 자체상관함수들을 구하여 벽압력 변동의 길이 척도 변화와 대류 속도의 분포를 분석하고자 한다. 또한, 푸아송 방정식의 소스항 분석을 통해 교란이 가해진 경우 벽압력 변동의 변화에 큰 영향을 미치는 소스텀을 조사하여 와구조를 비롯한 난류 구조들과의 관계를 파악하고자 한다.

2. 수치적 연구방법

본 연구에서는 공간 발달하는 난류경계층에 대한 직접수치모사가 수행되었다. 무차원 된 비정상, 비압축성 유동의 지배 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}. \tag{2}$$

여기서 x_i 는 공간 좌표, u_i 는 x_i 방향의 속도, p 는 압력, Re 는 레이놀즈수를 나타낸다. 지배 방정식을 수치적으로 적분하기 위해 Kim 등⁽¹⁹⁾에 의해 제시된 바 있는 완전 내재적 분리 방법(fully implicit decoupling method)이 적용되었다. LU decomposition을 이용하여 지배방정식의 속도와 압력 뿐만 아니라 대류항의 내재적인 처리로 인해 야기되는 속도 성분의 결합도 분리하였다.⁽¹⁹⁾ 본 방법은 모멘텀 방정식의 반복적인 계산없이, 직접적으로 중간 단계의 속도 성분들을 구해냄으로써 효율적인 계산에 적합하다. 지배 방정식은 시간에 대해서는 Crank-Nicholson 방법, 공간에 대해서는 이차 정확도를 갖는 중심차분법을 이용하여 차분되었다.

Fig. 1은 계산영역에 대한 개략도를 나타내고 있다. 계산영역 입구의 운동량 두께(θ_0)와 자유속도(U_∞)로 무차원된 레이놀즈수는 300이다. 입구경계조건을 위해 Lund 등⁽²⁰⁾이 제시한 입구유동 생성방법이 이용되었다. 균일한 격자해상도를 갖는 경계층에 대한 별도의 계산이 입구유동 생성방

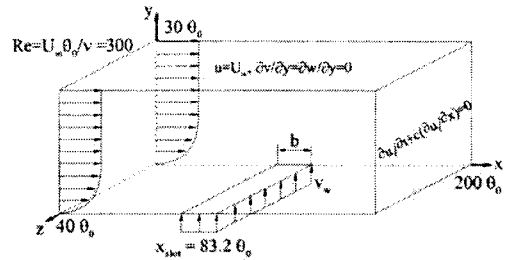


Fig. 1 Schematic diagram of computational domain

법에 의해 수행되었으며, 레이놀즈수 300에서의 데이터가 본 수치모사의 입구경계조건으로 사용되었다. 출구경계조건으로는 다음의 대류경계조건(convective boundary condition)이 적용되었다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + c \frac{\partial u_i}{\partial x} = 0 \tag{3}$$

여기서 c 는 출구에서의 평균된 속도이다. 벽면에서는 점착 경계조건(no-slip condition), 횡방향으로는 주기적인 경계조건(periodic boundary condition), 원거리에서는 다음의 경계조건이 사용되었다.

$$u = U_\infty, \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \frac{\partial w}{\partial y} = 0 \tag{4}$$

횡방향 슬릿의 위치와 폭은 각각 $x=83.2\theta_0$, $b=8.6\theta_0$ 이며, 슬릿은 주유동방향으로 $x=78.9\theta_0$ 에서 $x=87.5\theta_0$ 까지 위치하고 있다. 슬릿에서 가해지는 교란 속도의 크기는 $v_w = \pm 0.0463U_\infty$ 이며, 이때 모멘텀 유속의 비는 $\sigma = (v_w b) / (U_\infty \theta_{slit}) = \pm 0.322$ 이다.

계산격자는 주유동방향, 벽면수직방향, 횡방향으로 각각 $257 \times 65 \times 129$ 이며, 계산영역의 크기는 각각 $200\theta_0 \times 30\theta_0 \times 40\theta_0$ 이다. 주유동방향과 횡방향으로는 균일 격자계가 사용되었고 벽면수직방향으로는 hyperbolic tangent 함수를 이용하여 벽면근처에 밀집시켰다. 계산격자의 분해능은 각각 $\Delta x^+ = 12.5$, $\Delta y^+_{min} = 0.16$, $\Delta y^+_{max} = 22.4$, $\Delta z^+ = 5.0$ 이다. 계산시간간격은 $\Delta t^+ = 0.25$ 이며, $7500\theta_0/U_\infty$ 동안 평균하였다.

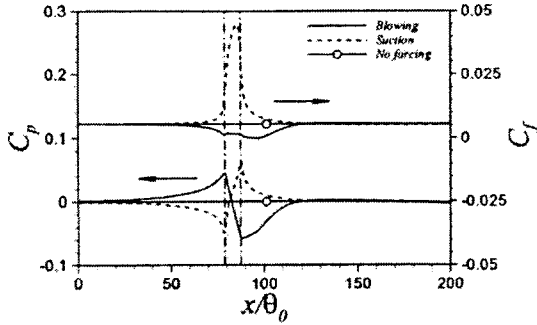


Fig. 2 Streamwise distribution of skin friction and mean wall pressure coefficient

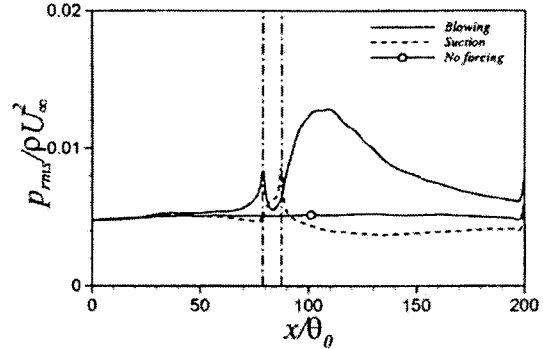


Fig. 3 Streamwise distribution of r.m.s. wall pressure fluctuations normalized by reference dynamic pressure

3. 결과

3.1 벽압력 변동의 일점 통계량

Fig. 2는 벽면에서의 평균값인 표면마찰계수 (skin friction coefficient)와 평균벽압력계수(mean wall pressure coefficient)를 주유동방향 거리에 따라 나타낸 것이다. 일점쇄선으로 표시된 것은 슬릿의 위치이다. 지속적인 흡입의 경우 슬릿 근처에서 표면마찰계수가 증가하며, 분사의 경우 감소하는 것으로 나타났다. 반면에 슬릿 후류의 경우 이와 반대의 경향이 관찰된다. Park과 Choi⁽¹⁵⁾는 이러한 현상의 원인이 흡입/분사에 의해 벽면으로부터 가까워지거나 멀어진 주유동방향 와구조들에 있음을 지적하였다. 평균벽압력계수 역시 슬릿 근처에서 급격한 변화를 보이고 있다. 분사의 경우 슬릿 위에서는 순방향 압력구배(favorable pressure gradient)를 보이는 반면, 슬릿 전후에서는 역방향 압력구배(adverse pressure gradient)를 보이고 있다. 흡입의 경우는 이와 반대의 현상이 나타난다. Kim 등⁽¹⁶⁾은 같은 유량의 분사가 가해질 경우 슬릿 후류에서 평균벽압력계수의 회복곡선이 분사 속도에 관계없이 일정함을 관찰하였다.

벽압력 변동의 근평균제곱값을 주유동방향 거리에 따라 도시하면 Fig. 3과 같다. 자유흐름속도의 0.0463에 해당하는 미소 크기의 교란임에도 불구하고, 지속적인 분사가 가해진 경우 슬릿 후류에서 근평균제곱값은 교란이 없는 경우에 비해 최대 3배 정도 증가하는 것으로 나타났다. 이것은 슬릿위에서 분사를 통해 벽면으로부터 멀어진

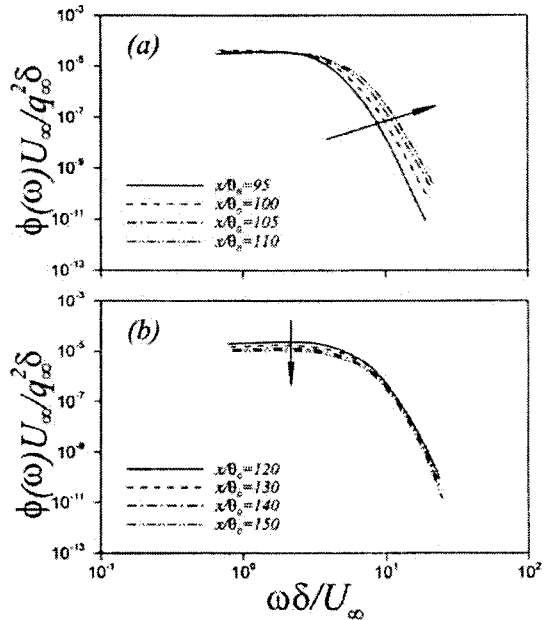


Fig. 4 Frequency spectra of wall pressure fluctuations scaled with dynamic pressure in blowing case: (a) near the slot; (b) after the slot

주유동방향 와구조들이 벽면과의 상호작용이 감소함으로써 와도의 크기가 증가되어 슬릿 후류에 영향을 미친 결과이다.⁽¹⁵⁾ 반면, 같은 크기의 흡입의 경우에는 그보다 작은 크기의 감소폭을 보였다.

벽압력 변동의 크기를 주파수 영역에서 살펴보기 위하여 슬릿 후류 임의의 지점에서 벽압력 변

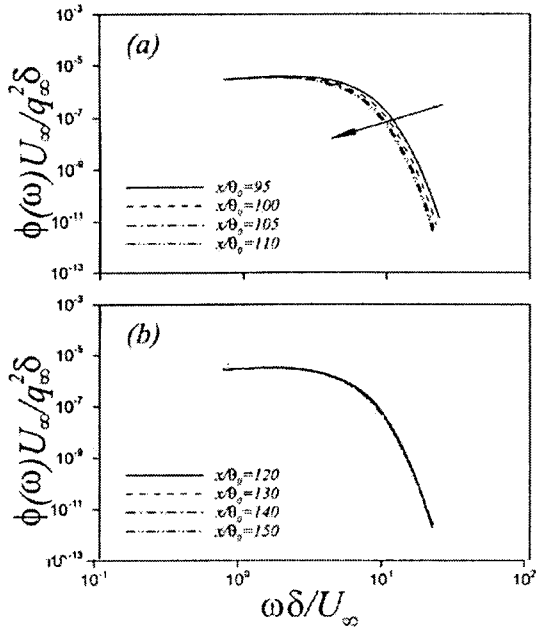


Fig. 5 Frequency spectra of wall pressure fluctuations scaled with dynamic pressure in suction case: (a) near the slot; (b) after the slot

동의 주파수 스펙트럼을 구하였다. 주파수 스펙트럼은 랜덤 데이터의 일반적인 처리과정에 의해 얻어졌다.^(5,12) 먼저, 벽압력 변동 $p'(x,z,t)$ 를 주기적인 방향 z 과 시간 t 에 대해 푸리에 변환(Fourier transform)하여 아래와 같이 정의되는 에너지 스펙트럼 밀도(power spectral density) Φ_{pp} 를 구한다.

$$\Phi_{pp}(x, k_z, \omega) = \langle \hat{p}(x, k_z, \omega) \hat{p}^*(x, k_z, \omega) \rangle. \quad (5)$$

여기서 \wedge 은 푸리에 변환 계수이며, $*$ 는 그 켤레수, 그리고 $\langle \rangle$ 는 횡방향과 시간 평균을 의미한다. Φ_{pp} 를 k_z 에 대하여 적분하면 주파수 스펙트럼인 $\phi(x, \omega)$ 를 얻을 수 있다.

슬릿을 통해 지속적인 분사가 가해진 경우에 대해서 슬릿 후류 임의의 지점에서 주파수 스펙트럼을 나타내면 Fig. 4와 같다. 벽압력 변동의 근평균제곱값이 급격히 상승하는 영역인 $90 < x/\theta_0 < 110$ 에서는 고주파수 영역의 에너지가 큰 폭으로 상승하였다 (Fig. 4(a)). 이와 반대로 Fig. 4(b)에서 나타난 바와 같이, $110 < x/\theta_0$ 에서는 주로 저주파수 영역의 에너지가 감소하여 근평균제곱값의 감소에 영향을 주었음을 알 수 있다. 이는 횡방향

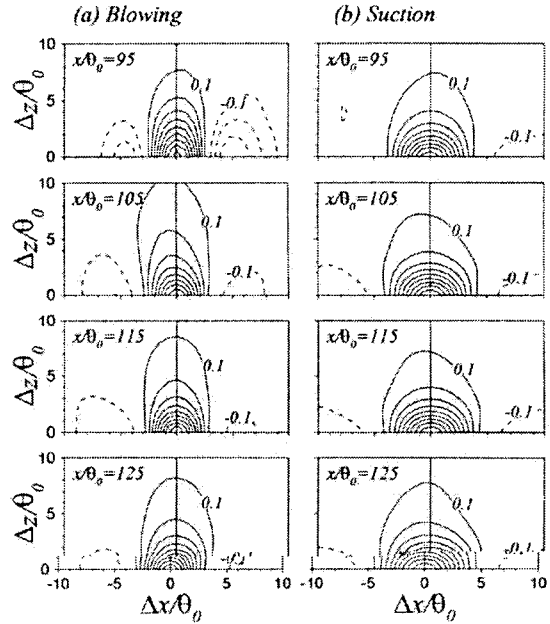


Fig. 6 Contour of two-point correlation of wall pressure fluctuations as a function of streamwise and spanwise separations: (a) blowing; (b) suction

슬릿으로부터 변동성분이 0인 유동이 유입되어 작은 스케일(small scale)의 고주파수 에너지 성분이 감소하였다가, 슬릿위로 올려진 구조들의 와도가 활성화되는 후류에서 다시 증가하는 것이다. 또한 후류에서는 와구조들과 벽면과의 상호작용이 다시 일어남으로써 저주파수의 큰 스케일(large scale) 에너지 성분이 점차 감소해 나감을 알 수 있다.

반면, 지속적인 흡입의 경우 벽압력 변동의 근평균제곱값이 슬릿 바로 후류에서 소폭으로 감소한 이후 거의 변화를 보이지 않고 있다. 이것은 전체적으로 고주파수 에너지 성분이 감소하여 일어난 결과이다 (Fig. 5(a)).

3.2 벽압력 변동의 상관함수

벽압력 변동의 공간적인 특성을 조사하기 위하여 다음과 같이 정의되는 이점자채상관함수를 구하였다.

$$R_{pp}(\Delta x, \Delta z) = \frac{\langle p(x, z, t) p(x + \Delta x, z + \Delta z, t) \rangle}{p_{rms}(x) p_{rms}(x + \Delta x)} \quad (6)$$

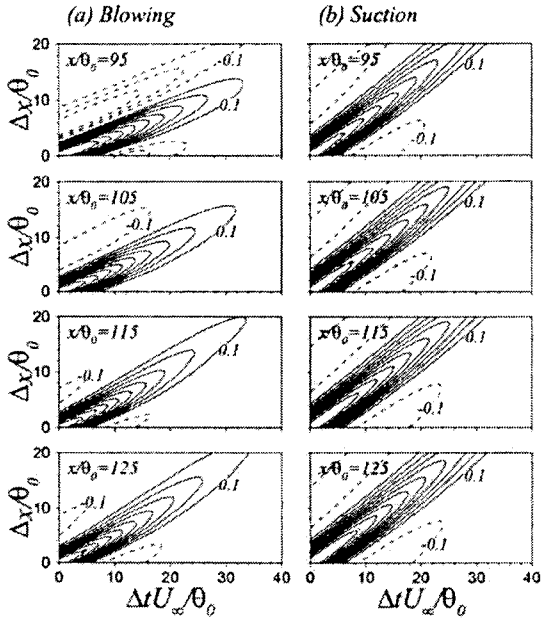


Fig. 7 Contour of two-point correlation of wall pressure fluctuations as a function of streamwise spatial and temporal separations: (a) blowing; (b) suction

여기서 $\langle \rangle$ 는 횡방향과 시간 평균을 의미한다. 등고선도는 -0.3에서 0.9까지 0.1 간격으로 0은 제외하고 나타내었으며, 점선은 음의 상관함수값을 의미한다. 슬릿 후류에서 자체상관함수의 등고선도를 나타내면 Fig. 6과 같다. 지속적인 분사가 가해진 경우 등고선도가 횡방향으로 길게 늘어져 있는 것이 뚜렷이 관찰된다 (Fig. 6(a)). 특히, 벽압력 변동의 근평균제곱값이 최대인 $x/\theta_0=105$ 에서 횡방향으로 가장 길게 늘어난 형태를 보인다. 이는 준 2차원적인(quasi-two-dimensional) 구조가 이 영역에 존재하고 있음을 의미한다. 벽압력 변동의 준 2차원적인 구조는 Na와 Moin⁽¹²⁾에 의해서 역방향 압력구배가 존재하는 난류 경계층에서 관찰된 바 있다. 반면, 지속적인 흡입의 경우에는 길이 스케일의 변화가 거의 없는 것을 확인할 수 있다 (Fig. 6(b)).

Fig. 7은 식 (7)과 같이 정의되는 시간과 공간상의 거리를 함수로 하는 이점자체상관함수의 등고선도이다.

$$R_{pp}(\Delta x, \Delta t) = \frac{\langle p'(x, z, t)p'(x + \Delta x, z, t + \Delta t) \rangle}{p_{rms}(x)p_{rms}(x + \Delta x)} \quad (7)$$

여기서 $\langle \rangle$ 는 횡방향과 시간 평균을 의미한다. 등고선도는 -0.3에서 0.9까지 0.1 간격으로 0은 제외하고 나타내었으며, 점선은 음의 상관함수값을 의미한다. 분사와 흡입 두 경우 모두 벽압력 변동의 상관함수 값은 좁은 영역에 밀집되어 강한 대류성(convection nature)을 나타내고 있다. 특히, 분사가 가해진 경우에는 밀집영역의 기울기($\Delta x^*/\Delta t^*$)로 대변할 수 있는 대류속도가 후류로 진행할수록 증가한다 (Fig. 7(a)). 반면, 흡입의 경우에는 벽압력 구조의 대류속도에 거의 영향을 주지 못함을 알 수 있다.

3.3 지배 방정식의 소스항 분석 및 와도 분포

벽압력 변동은 지배 방정식인 푸아송 방정식을 통해 경계층내 속도변동들과 연관되어 있다. 식 (2)의 양변에 미분을 취하고, 이를 다시 평균성분(U)과 변동성분(u)으로 분리하여 벽압력 변동(p')의 지배방정식을 구하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial x_i \partial x_i} = - \left\{ 2 \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i} (u'_i u'_i - \overline{u'_i u'_i}) \right\} \quad (8)$$

식 (8)의 우변에 있는 소스항들 중 첫번째 항은 평균전단(meas shear)에 의해 발생하는 선형항이며 두번째 항은 난류상호작용(turbulence-turbulence interaction)에 의해 발생하는 비선형항이다. 선형항(T^{MS})과 비선형항(T^{TT})을 다시 쓰면 다음과 같다.

$$T^{MS} = 2 \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \quad (9)$$

$$T^{TT} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 T_{ij}^{TT} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i} (u'_i u'_i - \overline{u'_i u'_i})$$

지속적인 분사가 가해진 경우 슬릿 근처에서 각 소스항의 근평균제곱값의 등고선도를 도시하면 Fig. 8과 같다. 일점 체선은 슬릿의 위치이며, 등고선도는 0에서 0.7까지 0.005간격으로 0을 제외하고 나타내었다. 비선형항(T^{TT})의 형태와 분포가(Fig. 8(c)) 전체 소스항(Fig. 8(a))과 유사한 것으로 나타났다. 이는 벽압력 변동의 지배방정식의 소스항들 중 가장 중요한 영향을 미치고 있는 것이 난류상호작용에 의한 비선형항임을 의미한다. 흡입이 가해진 경우에도 이러한 경향은 변화가 없다 (Fig. 9). 그러나 흡입이 가해진 경우에는

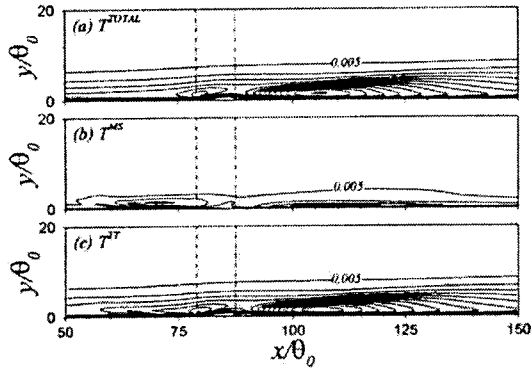


Fig. 8 Contours of root mean square source terms in uniform blowing case: (a) total; (b) mean shear; (c) turbulent-turbulent interaction

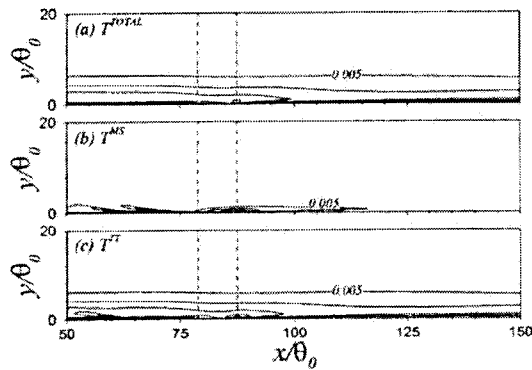


Fig. 9 Contours of root mean square source terms in uniform suction case: (a) total; (b) mean shear; (c) turbulent-turbulent interaction

소스항들의 근평균제곱값이 분사에 비해 크지 않음을 알 수 있다. 분사가 가해진 경우 난류구조들이 벽면으로부터 멀어짐으로 인해 활성화되어 경계층내 변동성분들의 크기를 증가시킨 결과이다. 반면, 흡입의 경우에는 같은 크기의 교란임에도 불구하고 교란의 영향이 작게 나타났다. 흡입은 유동장내 구조를 활성화시키기 보다 안정화하는 역할이 크기 때문이다.⁽¹²⁾

교란에 의한 영향을 보다 자세히 알아보기 위하여 가장 영향이 큰 비선형항(T^{TT})들의 근평균제곱값을 비교하였다. 교란의 영향만을 추출하기 위해, 교란이 있는 비선형항($T^{TT}_{for cross}$)들의 근평균

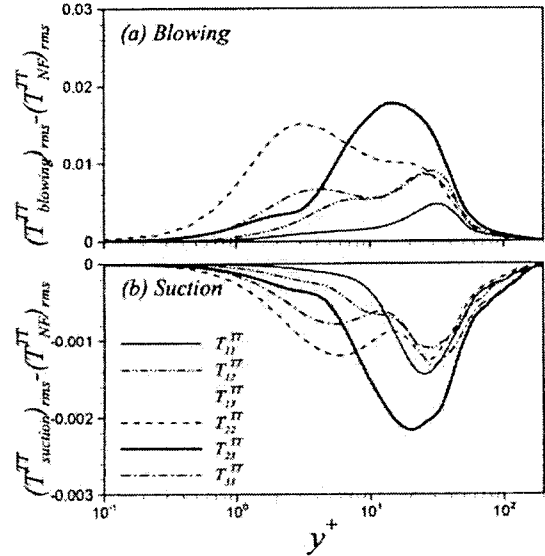


Fig. 10 Profiles of root mean square TT terms; (a) uniform blowing case; (b) uniform suction case

제곱과 교란이 없는 비선형항(T^{TT}_{NPF})들의 근평균제곱의 차이를 구하였으며, $x/\theta_0=100$ 에서의 값들을 도시하면 Fig. 10과 같다. 각각의 비선형항들은 다음의 식과 같다.

$$\begin{aligned}
 T_{11}^{TT} &= \left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2 - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \overline{u'^2} \\
 T_{12}^{TT} &= T_{21}^{TT} = \frac{\partial v'}{\partial x} \frac{\partial u'}{\partial y} - \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \overline{u'v'} \\
 T_{13}^{TT} &= T_{31}^{TT} = \frac{\partial w'}{\partial x} \frac{\partial u'}{\partial z} \\
 T_{22}^{TT} &= \left(\frac{\partial v'}{\partial y} \right)^2 - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \overline{v'^2} \\
 T_{23}^{TT} &= T_{32}^{TT} = \frac{\partial w'}{\partial y} \frac{\partial v'}{\partial z} \\
 T_{33}^{TT} &= \left(\frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

지속적인 분사가 가해진 경우 소스항들의 근평균제곱값은 평형상태의 경계층에 비해 증가하였음을 확인할 수 있고(Fig. 10(a)), 흡입의 경우에는 감소하였음을 알 수 있다(Fig. 10(b)). 특히, 같은 크기의 분사와 흡입이 가해졌음에도 불구하고 소스항들의 변화량은 일정하지 않음을 알 수 있다. 분사의 경우 소스항의 변화량이 흡입의 경우 보다 10배 큰 것으로 나타났다(Fig. 10).

주유동방향 와도와 밀접한 관련이 있는 T_{23}^{TT} 는

분사의 경우 $y^+=20$ 근처에서 급격히 증가하였다. 이것은 슬릿위($x/\theta_0=83.2$)에서 분사를 통해 벽면으로부터 떨어진 주유동방향 와구조들이 벽면과의 상호작용이 감소함으로써 와도의 크기가 증가되어 후류에 나타난 결과이다. 벽면으로부터 멀어졌던 와구조들의 위치가 $x/\theta_0=100$ 에서는 $y^+=20$ 으로 회복되었음을 알 수 있다. 특히, 주목할만한 점은 $y^+<5$ 영역의 점성서브층(viscous sublayer)내에서는 유체의 벽면수직방향 움직임과 관계된 T_{22}^{TT} 의 크기가 증가한다는 것이다. 이것은 활성화된 와구조들에 의해 스위프(sweep)이나 이젝션(ejection)과 같은 현상들이 활발히 일어나고 있으며, 이러한 모션에 의해 벽압력변동의 크기가 증가하고 있음을 의미한다. 반면, 흡입의 경우 소스항의 크기는 감소하며, 이는 반대로 와도의 크기가 감소한 주유동방향 와구조들에 의한 영향이다.

4. 결론

난류 경계층에 대한 직접수치모사를 통해 국소 교란이 있는 난류 경계층에서 벽압력 변동의 특성을 조사하였다. 미소한 크기의 교란임에도 불구하고, 지속적인 분사가 가해진 경우 슬릿 후류에서 근평균제곱값은 교란이 없는 경우에 비해 최대 3배 정도 증가하는 것으로 나타났다. 반면, 같은 크기의 흡입의 경우에는 그보다 작은 크기의 감소폭을 보였다.

분사가 가해진 경우, 벽압력 변동의 근평균제곱값이 급격히 상승하는 영역에서는 고주파수 영역의 에너지가 큰 폭으로 상승하였으며, 후류에서는 주로 저주파수 영역의 에너지가 감소하여 근평균제곱값의 감소에 영향을 주었다. 상관함수의 등고선도가 횡방향으로 길게 늘여져 있는 것이 관찰되었으며, 대류속도가 후류로 진행할수록 증가한다. 벽압력 지배방정식의 소스항은 평형상태의 경계층에 비해 증가하였음을 확인할 수 있었고, 그 변화량은 흡입의 경우 보다 10배 큰 것으로 나타났다. 슬릿위에서 분사를 통해 벽면으로부터 떨어진 주유동방향 와구조들이 벽면과의 상호작용이 감소함으로써 와도의 크기가 증가되었다. 그 결과로 소스항 중 주유동방향 와도 뿐만 아니라 벽면수직방향의 운동과 관계 있는 항들의 크기도 증가하였다.

반면, 지속적인 흡입의 경우 벽압력 변동의 근

평균제곱값이 슬릿 바로 후류에서 소폭으로 감소한 이후 거의 변화를 보이지 않았다. 벽압력 변동의 상관함수를 조사한 결과 길이 스케일의 변화는 거의 없는 것으로 나타났으며, 벽압력 구조의 대류속도에 흡입이 거의 영향을 주지 못하였다. 흡입에 의해 와도의 크기가 감소한 와구조들의 영향으로 인해, 교란이 없는 경우에 비해 소스항의 크기는 감소하였다.

후 기

본 연구는 수중음향특화센터의 지원으로 수행되었으며 이에 감사드립니다. 또한 과학기술부 국가지정연구실 사업의 지원에도 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Blake, W.K., 1986, *Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration*, Academic Press, INC.
- (2) Willmarth, W.W., 1956, "Wall Pressure Fluctuations in a Turbulent Boundary Layer," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 28, p. 1048.
- (3) Bull, M.K., 1967, "Wall Pressure Fluctuations Associated with Subsonic Turbulent Boundary Layer Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 28, p. 719.
- (4) Willmarth, W.W., 1975, "Pressure Fluctuations beneath Turbulent Boundary Layers," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 7, p. 13.
- (5) Choi, H. and Moin, P., 1990, "On the Space-Time Characteristics of Wall-Pressure Fluctuations," *Phys. Fluids*, Vol. A2(8), p. 1450.
- (6) Lee, I. and Sung, H.J., 1999, "Development of an Array of Pressure Sensors with PVDF Film," *Exp. Fluids*, Vol. 26, p. 27.
- (7) Thomas, A.S.W. and Bull, M.K., 1983, "On the Role of Wall Pressure Fluctuations in Deterministic Motions in the Turbulent Boundary Layer," *J. Fluid Mech.*, Vol. 128, p. 283.
- (8) Johansson, A.V., Her, J.Y., and Haritonidis, J.H., 1987, "On the Generation of High-Amplitude Wall Pressure Peaks in Turbulent Boundary Layers and Spots," *J. Fluid Mech.*, Vol. 175, p. 119.
- (9) Kim, J., 1989, "On the Structure of Pressure

- Fluctuations in Simulated Turbulent Channel Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 205, p. 421.
- (10) Chang, P.A., Piomelli, U., and Blake, W.K., 1999, "Relationship between Wall Pressure and Velocity Field Sources," *Phys. Fluids*, Vol. 11, p. 3434.
- (11) Kim, J., Choi, J.-I. and Sung, H.J., 2002, "Relationship between Wall Pressure Fluctuations and Streamwise Vortices in a Turbulent Boundary Layer," *Phys. Fluids*, Vol. 14, p. 898.
- (12) Na, Y. and Moin, P., 1998, "The Structure of Wall-Pressure Fluctuations in Turbulent Boundary Layers with Adverse Pressure Gradient and Separation," *J. Fluid Mech.*, Vol. 377, p. 347.
- (13) Lee, I., and Sung, H.J., 2001, "Characteristics of Wall Pressure Fluctuations in Separated and Reattaching Flows over a Backward-Facing Step," *Exp. Fluids*, Vol. 30, p. 262.
- (14) Antonia, R.A., Zhu, Y. and Sokolov, M., 1995, "Effect of Concentrated Wall Suction on a Turbulent Boundary Layer," *Phys. Fluids*, Vol. 7, p. 2465.
- (15) 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, p. 3095.
- (16) Kim, K., Sung, H.J. and Chung, M.K., 2002, "Assessment of Local Blowing and Suction in a Turbulent Boundary Layer," *AIAA J.*, Vol.40, No.1, p. 175.
- (17) Park, S.H., Lee, I. and Sung, H.J., 2001, "Effect of Local Forcing on a Turbulent Boundary Layer," *Exp. Fluids*, Vol.31, p. 384.
- (18) Rhee, G.H. and Sung, H.J., 2001, "Numerical Simulation of Locally-Forced Turbulent Boundary Layer," *Int. J. Heat Fluid Fl.*, Vol 22, p. 624.
- (19) Kim, K., Baek, S.-J. and Sung, H.J., 2002, "An Implicit Velocity Decoupling Procedure for the Incompressible Navier-Stokes Equations," *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol.38, p. 125.
- (20) Lund, T.S., Wu, X., Squires, K.D., 1998, "Generation of Turbulent Inflow Data for Spatially - Developing Boundary Layer Simulations," *J. Comput. Phys.*, Vol. 140, p. 233
- (21) Kim, J., Moin, P., and Moser, R.D., 1987, "Turbulence Statistics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Number," *J. Fluid Mech.*, Vol. 177, p. 133.