

항력저감을 위한 굽은 난류채널 유동제어

최정일*, 성형진†

(2002년 3월 22일 접수, 2002년 7월 2일 심사완료)

Control of Turbulent Curved Channel Flow for Drag Reduction

Jung-Il Choi and Hyung Jin Sung

Key Words: Turbulent Curved Channel Flow(굽은 난류채널유동), Taylor-Görtler Vortex(테일러-괴틀러 와류), Drag Reduction(항력저감)

Abstract

A direct numerical simulation in turbulent curved channel flow is performed. The drifting Taylor-Görtler vortices are identified by applying a conditional averaging. A new algorithm is proposed based on the wavelet transform of the wall information. A continuous wavelet transform with Marr wavelets is employed to decompose the flow signals at a chosen length scale. An active cancellation is applied to attenuate the Taylor-Görtler vortices and to reduce the wall skin friction.

1. 서론

난류유동에서 유선방향의 곡률은 공학적으로 매우 중요한 요소이다. 유선방향의 오목한 곡률 요소는 Taylor-Görtler vortices (TGV)의 생성과 밀접한 관련이 있다. 이러한 오목한 곡률은 기하학적으로 복잡하지 않은 요소이지만, 유선방향으로 생성된 TGV 때문에 그 곡면으로 발달하는 경계층을 모델하기가 매우 어렵다.⁽¹⁾ TGV에 의해 유동이 3차원적인 2차유동을 발생하기 때문이다.

TGV에 대한 연구는 유동의 안정이론에 의해 처음 연구되어졌다.⁽²⁾ 이에 대해, 벽면 곡률에 의해 유도된 경계층의 안정성을 Saric⁽³⁾에 의해 검토된바 있다. 많은 연구자들의 실험적 혹은 수치적 연구결과들을 살펴보면, 주로 오목한 표면에

서 발생된 난류유동구조를 파악하고 있다.⁽⁴⁾ TGV는 굽은 난류채널유동에서 오목면과 볼록면에서 발생하는 유동을 비대칭성을 형성하는 것으로 알려져 있다. Moser와 Moin⁽⁵⁾은 TGV에 의해 오목면에서의 Reynolds 응력 형성에 많은 기여를 하지만, 볼록면에서의 응력 형성에는 미약하다고 보고하였다. 이러한 TGV에 의해 형성되는 벽면 근처에서의 수직방향 유동은 주유동 방향 와도의 벽면부근으로의 모멘텀 이동을 유발시켜, 오목면에서의 벽면 마찰을 증가시킨다. 그러므로 벽면 곡률에 의해 발생하는 2차유동은 주유동방향의 마찰 저항 생성에 밀접한 관련이 있다.⁽¹⁾

한편, 오목벽면 경계층에서 발달되는 TGV의 구조와 영향에 대해 결론을 내리기 힘들다.⁽⁴⁾ 이는 2차유동의 초기발달이 입구교란과 밀접하게 연관되어 있기 때문이다.⁽¹⁾ 많은 연구자들은 횡방향으로 정상적 형태로 반복되는 유동구조를 관찰한 바 있다.^(6,7) 이러한 조직적인 구조를 부여하기 위해, Hoffmann 등⁽⁸⁾은 오목표면의 상류에 와류생성기를 규칙적으로 배열하는 시도를 했다. 그 결과 곡률에 의해 초기에 발달되는 미약한 주유동방향 와도 성분이 증폭되었다. 반면, Jeans와

* 한국과학기술원 기계공학과

† 책임저자, 회원, 한국과학기술원 기계공학과

E-mail : hjsung@kaist.ac.kr

TEL : (042)869-3027 FAX : (042)869-5027

Johnston⁽⁹⁾은 유동가시화를 수행한 결과, 명확한 상류 교란을 부여하지 못했기 때문에 조직적인 구조는 발견되지 않았다. 큰 길이척도의 Roll과 유사한 구조는 시공간적으로 오목벽면 주위에서 무작위로 분포되는 것과 같은 양상을 보였다. 그러므로 시간평균량을 살펴보면, 중요한 횡방향 변화량을 얻을 수가 없었다. Moser와 Moin⁽⁵⁾은 TGV와 난류성분을 구분하기 위해, 유한한 시간 동안의 시간평균을 사용하였다. 그러므로 짧은 시간간격 동안에 존재하는 TGV의 성분을 분리할 수 있으나, 실질적으로 공간적으로 움직이거나 발달하는 요소를 구하지는 못했다. TGV는 시공간적으로 표류하기 때문에, 이러한 와도성분을 검출하기 위해서는 이에 따른 조건부 평균기법이 필요하다.

본 연구에서는 표류하는 TGV를 검출하기 위해 새로운 조건부 평균기법이 제시되었다. 이는 벽에서의 속도구배를 조건으로 하여, 이에 대한 벽면정보에 대한 웨이브릿 변환한다. Marr 웨이브릿을 기저함수로 하는 연속 웨이브릿 변환을 사용하여 길이척도에 대한 유동신호를 분리하였다. 길이척도는 불안정성 이론⁽³⁾에 의거하여 결정되었다. 두 곡률인자 $\epsilon = 0.0127, 0.0381$ 에 대해 $Re_m = 2600$ 인 유동장이 해석되었다. 검출된 TGV를 기반으로 하여, TGV와 작은 주유동방향 와도를 제어하기 위해 능동상쇄 기법이 적용되었다. 혼합 상쇄기법에 의해 효율적인 항력저감을 위해 TGV 뿐만 아니라 작은 주유동방향 와도의 제어가 시도되었다.

2. 직접수치모사

굽은 난류 채널유동에 대한 직접 수치모사가 수행되었다. Fig. 1은 유동영역과 좌표계에 대한 계략적인 형상이다. 유동영역은 동심환형관 사이의 부분들을 나타내며, 각 방향 좌표계 (r, θ, z) 는 각각 반경방향, 원주방향, 축방향을 나타낸다. 평균 반경길이는 $R = (R_i + R_o)/2$ 이며, 채널의 반폭길이는 $\delta = (R_o - R_i)/2$ 이다. 여기서 R_i 와 R_o 는 각각 환형관의 안쪽과 바깥의 반경길이를 나타낸다. 곡률변수는 $\epsilon = H/R$ 로 정의하였다.

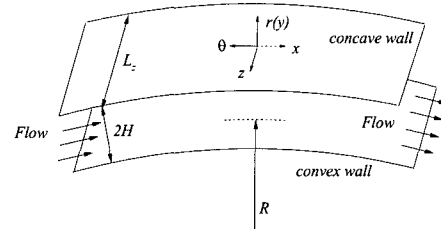


Fig. 1 Flow geometry and coordinate system

2.1 지배방정식과 좌표변환

3차원 비압축성 유동에 대한 Navier-Stokes 방정식은 Chebyshev 및 Fourier 함수를 사용하기 위해, 원통 좌표계 (r, θ, z) 를 다음의 좌표변환을 사용하여 직교 좌표계 (x, y, z) 로 변환하였다.

$$x = -\frac{R\theta}{\delta}, y = \frac{r-R}{\delta}, z = \frac{z}{\delta} \quad (1)$$

$$x \in [0, L_x], y \in [-1, 1], z \in [0, L_z]. \quad (2)$$

여기서, $L_x = 2\pi/\alpha$, $L_z = 2\pi/\beta$ 이며, α, β 는 각 방향의 기본 파수이다. 유동은 유선방향의 평균압력 구배에 의해 발달되며, 직교좌표계의 x, y, z 는 주유동방향, 벽면수직방향, 횡방향을 나타낸다. 각방향 속도성분은 u, v, w 이다. 무차원화된 직교좌표계에서의 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = F_x - \frac{1}{1+\epsilon y} \frac{\partial \Pi}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left[\nabla^2 u - \frac{\epsilon^2}{(1+\epsilon y)^2} u + \frac{2\epsilon}{1+\epsilon y} \frac{\partial v}{\partial x} \right]. \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = F_y - \frac{\partial \Pi}{\partial y} + \frac{1}{Re} \left[\nabla^2 v - \frac{\epsilon^2}{(1+\epsilon y)^2} v - \frac{2\epsilon}{1+\epsilon y} \frac{\partial u}{\partial x} \right], \quad (4)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = F_z - \frac{\partial \Pi}{\partial z} + \frac{1}{Re} \nabla^2 w, \quad (5)$$

$$\frac{1}{1+\epsilon y} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\epsilon}{1+\epsilon y} v + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (6)$$

여기서, $\Pi = p + 1/2(u^2 + v^2 + w^2)$ 이며,

$$\nabla^2 = \frac{1}{(1+\epsilon y)^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\epsilon}{1+\epsilon y} \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (7)$$

각방향의 비선형항은 다음과 같다.

$$F_x = v \cdot \omega_z - w \cdot \omega_y, \quad (8)$$

$$F_y = w \cdot \omega_x - u \cdot \omega_z, \quad (9)$$

$$F_z = u \cdot \omega_y - v \cdot \omega_x, \quad (10)$$

각 방향 와도 성분은 다음과 같다.

$$\omega_x = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (11)$$

$$\omega_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{1+\epsilon y} \frac{\partial w}{\partial x}, \quad (12)$$

$$\omega_z = \frac{1}{1+\epsilon y} \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\epsilon}{1+\epsilon y} u. \quad (13)$$

2.2 수치방법 및 계산조건

직교좌표계로 변환된 지배방정식의 정밀 해를 구하기 위해, 공간차분에 대해 벽면 수직방향으로는 Chebyshev 방법과 주유동방향, 횡방향으로는 dealiased Fourier 방법이 사용되었다. 시간차분에 대해서는 3차 시간분리 방법이 사용되었다.⁽¹⁰⁾ 주유동방향과 횡방향으로는 주기적인 경계조건이 사용되었으며, 벽면에서는 점착조건이 적용되었다. 주유동방향으로의 유량이 일정하도록 유지시켰다. 제어를 수행하는 경우에 대한 경계조건으로서 벽면에서의 흡입/분사 혹은 횡방향으로의 미끄러짐이 고려되었다. 유량 평균속도 (U_m)와 채널 반폭길이 (δ)를 기준으로한 $Re_m = 2600$ 에 대해 직접수치모사가 수행되었다. $\epsilon = 0.0127$ 인 경우에 대한 계산영역은 $4\pi\delta \times 2\delta \times 4\pi\delta/3$ 이며, 격자계는 $64 \times 64 \times 64$ 가 사용되었다. $\epsilon = 0.0381$ 인 경우에 대해서는 $4\pi\delta \times 2\delta \times 8\pi\delta/3$ 의 계산영역에 대해 $64 \times 64 \times 128$ 격자계가 사용되었다. 계산영역의 타당성을 검증하기 위해, 각 물리량들의 상관계수를 살펴보았으며, 이에 대해 Moser와 Moin⁽⁵⁾에서 얻어진 상관계수와 일치함을 확인하였다. 격자간의 길이척도를 벽면단위로 환산하여 나타내면, 평균반경길이에 관한 주유동방향 격자간격은 $\Delta x_c^+ = R^+ \Delta\theta = 36$ 이고, 횡방향 격자간격은 $\Delta z^+ = 12$ 이다. 반경방향으로의 최대 격자간격은 $\Delta y_{\max}^+ = 8.2$ 이다. 계산에 사용된 시간간격은 $\Delta t = 0.01\delta/U_m$ 이다.

2.3 평균유동변수와 마찰속도

TGV에 의거한 유동해석을 위해 2가지 형태의 평균 유동변수를 정의하였다. 유동변수 q 에 대해 생각해보면, \bar{q} 는 주유동방향, 횡방향 및 시간에

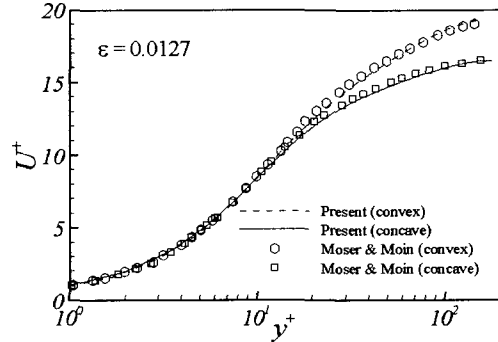


Fig. 2 Mean velocity profile in local wall coordinate

대해 평균된 물리량으로서, $\bar{q} = \langle q \rangle_{x,z,t}$ 로 정의된다. 또한, 주유동방향 및 시간 평균 물리량 \tilde{q} 는 $\tilde{q} = \langle q \rangle_{x,t}$ 로 정의된다. TGV는 Moser와 Moin에서 언급된 바와 같이, 유동단면에 발생하는 2차유동으로서 $\tilde{q} - \bar{q}$ 에 의해 정의된다. 전체 난류섭동량 q' 은 $q' = q - \bar{q}$ 이며, 내재적인 난류섭동량 q'' 는 $q'' = q - \tilde{q}$ 이다. 또한 2차유동 성분은 $\tilde{q} - \bar{q} = q' - q''$ 와 같다.

좁은 난류채널유동에서 발생하는 유동현상은 곡면의 곡률형태에 따라 비대칭성이 야기된다. 그러므로, 각 곡면 형태에 따른 전단응력을 정의하였다.

$$\tau_i = \frac{1}{Re} \left. \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|_{y=-1}, \quad \tau_o = -\frac{1}{Re} \left. \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|_{y=1}. \quad (14)$$

이에 따른 유량보존을 유지하기 위한 주유동방향의 평균압력구배는 다음과 같다.

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = \frac{(1-\epsilon)^2 \tau_i + (1+\epsilon)^2 \tau_o}{2}. \quad (15)$$

이에 대해, 3가지 마찰속도를 다음과 정의하였다.

$$u_{\tau_i} = \sqrt{\frac{\tau_i}{\rho}}, \quad u_{\tau_o} = \sqrt{\frac{\tau_o}{\rho}}, \quad u_{\tau_g} = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}}. \quad (16)$$

여기서, 아래첨자 i 는 볼록면을, o 는 오목면을 의미하고, g 는 채널 전영역의 평균을 의미한다.

2.4 평균유동장

본 수치모사에 대한 검증을 위해, $\epsilon = 0.0127$ 에 대한 평균유동장을 Fig. 2에서 Moser와 Moin⁽⁵⁾의 결과와 비교하였다. 볼록면의 효과는 역방향 압력구배에 의한 것과 유사하며, 오목면

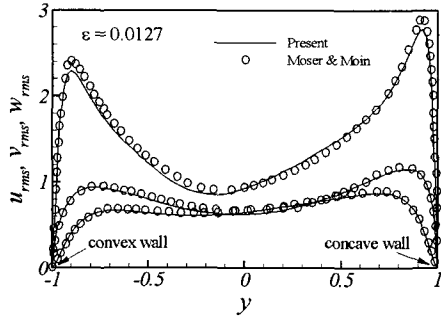


Fig. 3 Turbulent intensities

의 효과는 순방향 압력구배에 의한 것과 비슷하다.⁽¹¹⁾ Fig. 3에서는 반경방향 위치에 따른 난류강도를 비교하였다. 오목면 주위의 난류강도는 블록면에서의 난류강도보다 높게 나타났다. Figs. 2와 3을 통해 나타난 것을 살펴보면, 본 수치모사를 통해 얻어진 결과와 Moser와 Moin⁽⁵⁾의 것과 좋은 일치를 보여주고 있다.

3. Taylor-Görtler 와도의 검출

TGV는 곡면을 갖는 단면에서 인위적인 상류부의 인공적인 교란에 의해 생성된다. 본 수치모사에서는 주유동방향으로의 주기적 경계조건을 사용하여 TGV 자체적으로 상류교란이 되도록 하였다. 이러한 형태의 상류교란은 Moser와 Moin⁽⁵⁾에 의해 행해진 방법과 같으며, 생성된 TGV가 횡방향으로 정지된 거동을 나타내지 않는다. 이에 대해 기존의 시간평균에 의해 TGV를 검출하는 경우, TGV의 크기와 효과들이 작게 예측된다. 본 연구에서는 횡방향으로 표류하는 TGV를 검출하기 위해 조건부 평균기법을 사용하였다.

먼저 TGV 검출방법을 제시하기 전에, 표류하는 TGV의 위치를 설명하고자 한다. TGV는 주유동방향으로 반시계방향으로 회전하는 큰 응집구조이다. 그 와도들 사이에 오목벽면으로부터 유출되는 유동은 유입되는 유동보다 상대적으로 활성화 된다. 그러므로 이러한 현상이 일어나는 와도들의 경계면에서는 경계층이 두꺼워지며, 마찰속도는 감소하게 된다.⁽⁵⁾ 시간공간적으로 표류하는 TGV를 살펴보기 위해, 특정시각에서의 유선방향

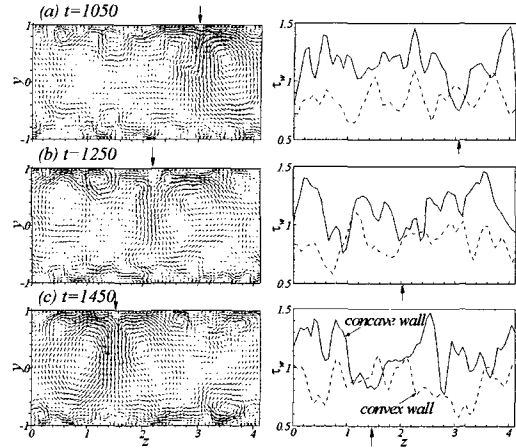


Fig. 4 (v, w) vectors and variations of wall shear stress in the spanwise direction. (a) $t=1050$, (b) $t=1250$ and (c) $t=1450$

으로 평균된 2차유동의 속도벡터와 주유동방향 평균 전단응력을 횡방향 분포로 Fig. 4에 제시하였다. $t=1050$ 에서의 TGV는 $z=3.0$ 에 위치하지만, $t=1250$ 에서 $z=2.2$ 로 표류하게되며, $t=1450$ 에서는 $z=1.4$ 에 존재한다. 표류하는 TGV와 연관된 속도벡터와 전단응력의 변화를 살펴보면, TGV와 위치하는 지점에서 오목벽면에서의 전단응력 ($\partial u / \partial y|_{y=1}$)은 극소값을 나타낸다. 반면, 전단응력의 극소값이 나타내는 점들 모두가 TGV의 위치를 나타내지는 않는다. 이는 벽면에서의 전단응력이 벽근처 작은 유동구조들과 직접적으로 연관되어 있기 때문이다. 한편, 선형불안정성 이론에 의거하여 살펴보면, 곡률인자 (ϵ)와 최대증폭 파장길이 (λ)는 $\lambda^3 \sim \epsilon$ 의 관계가 있다.⁽⁴⁾ 일반적으로 TGV의 파장길이는 난류응집구조의 길이 척도에 비해서는 크며, 채널 폭 길이 정도이다. 작은 길이척도의 벽면 난류구조와 TGV의 위치를 구분하기 위해 다중길이척도 분해가 필요하다.

본 연구에서는 특정 길이 척도에 대한 유동번호를 구분하기 위해 Marr 웨이브릿에 의한 연속 웨이브릿 변환이 사용되었다.⁽¹²⁾ Marr 웨이브릿의 기저함수와 파수공간에서의 Fourier 함수는 다음과 같다.

$$\psi(x) = (1 - x^2)e^{-x^2/2}, \tag{17}$$

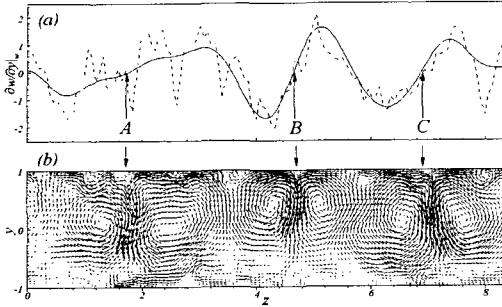


Fig. 5 Identification of Taylor-Görtler vortices. (a) $\partial w/\partial y|_w$ and its wavelet coefficients, (b) (v, w) vectors

$$\widehat{\psi}(x) = \frac{k^2}{\sqrt{2\pi}} e^{-k^2/2}. \quad (18)$$

이에 대해, 기저함수의 팽창 및 이동을 포함하고 있는 웨이블릿은 다음과 같다.

$$\psi_{k'}(x) = l^{-1/2} \psi\left(\frac{x-x'}{l}\right), \quad (19)$$

$$\widehat{\psi}_{k'}(k) = l^{-1/2} \widehat{\psi}(lk) e^{-ikx'}. \quad (20)$$

여기서, l 과 x' 은 각각 웨이블릿의 팽창 및 이동된 위치를 의미한다. 임의의 신호 $f(x)$ 에 대한 연속 웨이블릿 변환은 다음과 같다.

$$\tilde{f}(l, x') = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \psi_{k'}(x) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(k) \widehat{\psi}_{k'}(k) dk \quad (21)$$

Fig. 4의 순간속도 벡터에서 알 수 있듯이, $\epsilon=0.0127$ 인 유동에 대한 TGV의 파장길이는 4이며, 이는 Moser와 Moin⁽⁵⁾에 의해 관찰된 것과 유사한 크기이다. $\epsilon=0.0381$ 인 경우에서 대해서는 파장길이가 약 2.5정도이다. 이는 기존의 선형 불안정 이론에 잘 일치하고 있다.⁽⁴⁾ 웨이블릿 변환의 팽창계수를 $\epsilon=0.0127$ 에 대해서는 $l=0.75$ 이 사용되었으며, $\epsilon=0.0381$ 인 경우에는 $l=0.5$ 가 사용되었다.

TGV들은 와도들이 반시계방향으로 회전하기 때문에, 횡방향 속도(w)는 오목 벽 근처에서 0이 된다. 그러므로 TGV들의 위치를 감지하기 위한 함수로서 특정시각에 $\min(\partial u/\partial y|_{y=1})$ 을 만족하는 지점과 $\partial w/\partial y|_{y=1}=0$ 을 만족하는 지점에 대한 조건부 평균을 통해 검출할 수 있다.

$\min(\partial u/\partial y|_{y=1})$ 는 벽면 가진이 있는 경우에 대해 심하게 영향을 받으므로, 본 연구에서는 $\partial w/\partial y|_{y=1}=0$ 를 사용한 TGV검출을 시도하였다. Fig. 5는 $\epsilon=0.0381$ 인 유동에서의 횡방향 $\partial w/\partial y|_{y=1}$ 의 웨이블릿 계수를 이용한 검출의 예를 보여주고 있다. Fig. 5(a)에서의 점선은 주유동방향으로 평균된 $\partial w/\partial y|_{y=1}$ 의 횡방향 분포를 나타내며, 실선은 그 웨이블릿 계수를 나타낸다. 점선은 횡방향으로 섭동이 매우 심하며, 0을 지나는 점들이 많음을 보여준다. 한편 특정 길이 척도에 대해 걸러진 웨이블릿 계수를 보면, 양의 기울기를 나타내며 0을 지나는 점이 3개 존재하며, 이를 "A", "B", "C"로 나타냈을 때, Fig. 5(b)에 제시한 오목벽면 위의 거대 와구조와 일치한다. 반면, 음의 기울기로 0을 지나는 점들은 TGV 사이의 지점이며, 유동이 오목면으로 유입되고 있는 경우를 나타낸다.

TGV검출의 방법을 정리하면 다음과 같다.

- 1) 주유동방향으로 평균된 $\partial w/\partial y|_{y=1}$ 의 횡방향 분포를 계산한다.
- 2) 특정 길이 척도에 따른 위의 유동신호를 웨이블릿 변환한다.
- 3) 웨이블릿 계수가 양의 기울기로 0을 지나는 지점을 선택한다.

4. Taylor-Görtler 와도의 제어

난류경계층 유동에서의 벽면 부근 활발한 응집 구조에 대한 다각적인 연구를 통해, 벽면 근처에서의 주유동방향 와도에 의해 유도되어지는 유입이 벽면 마찰에 매우 밀접한 관련이 있음이 밝혀졌다. 이에 대해, 평형상태의 난류 경계층 유동에 대해서 주유동방향 와도를 제어하여 항력을 저감하고자 하는 연구가 많이 진행되어오고 있다. Choi 등⁽¹³⁾은 벽면에서의 흡입/분사(v) 혹은 횡방향 벽면 미끄러짐(w)을 이용하여 주유동방향 와도성분을 약화시킴에 따라 항력의 20-30% 정도를 저감하였다. 본 연구에서는 주유동방향 와도 성분의 제어와 더불어 TGV의 형성을 억제하고자 한다. 먼저 작은 길이 척도의 난류응집구조를 억제하기 위해, $y^+=10$ 의 감지층에서의 벽면에서의 2차원적인 흡입/분사 및 벽면 미끄러짐 속도

Table 1 Drag reduction rates (%)

Case	Acting wall	$(1 - \frac{\tau_w}{\tau_{w0}}) \times 100$	$(1 - \frac{\tau_c}{\tau_{c0}}) \times 100$
2D v	convex	12.4	31.3
2D w	convex	12.2	28.6
2D v	concave	13.1	21.0
2D w	concave	14.5	23.2
1D v	concave	-19.6	-26.9
1D w	concave	-1.3	-0.9
1D w + 2D v	concave	11.9	20.4
1D w + 2D w	concave	7.9	14.4

에 의한 것을 각각 "2Dv", "2Dw" 제어 방식이라 하겠다. 제어이전의 유동형태를 살펴보면, 채널 내에 TGV가 존재함을 알 수있다. 이러한 TGV를 적절히 제어하기 위해, 기존의 Choi 등⁽¹³⁾에서 언급된 반대위상의 속도성분을 가진시키고자 한다. 이에 대해, 순간 유동장을 앞서 언급된 TGV의 검출에서의 방법을 사용하여 TGV의 위치에 따른 주유동방향 조건부 평균된 유동장에 대한 유동정보를 이용한다. 벽면에서의 흡입/분사를 통한 제어는 채널 내 $y^+ = 110$ 에서의 주유동방향으로 평균된 수직방향 속도정보를 이용하였으며, 이를 "1Dv"라 하겠다. 여기서 $y^+ = 110$ 는 TGV의 수직방향의 속도가 최대인 지점이다. 이와 유사하게, 횡방향 속도가 최대인 $y^+ = 26$ 인 지점에서의 정보를 이용한 벽면 미끄러짐 속도에 의한 제어를 "1Dw"라 하겠다. 여기서 1차원적인 제어입력을 이용하는 방법은 TGV를 효과적으로 제어하기 위함이다.

각 제어기법을 오목 및 볼록 벽면에서 제어했을 경우의 항력 저감율을 Table 1에 나타내었다. 여기서 곡률은 $\epsilon = 0.0127$ 이다. 각 경우에 대한 제어 효율을 정량화하기 위해, 제어이전과 후의 전단응력의 저감율은 $(1 - \tau_c/\tau_{c0}) \times 100$ 로 정의하였다. 여기서, τ_{c0} 와 τ_c 는 제어이전과 후의 평균전단응력이다. 전단응력에 의한 평가의 경우 벽면 형태에 따라 항력저감율은 다르다. 그러므로 전체적인 제어효율을 평가하기 위해, 평균압력구배의 변화 $(1 - (\overline{dp/dx})_c / (\overline{dp/dx})_{no}) \times 100$ 를 고려하였다. 여기서 $(\overline{dp/dx})_{no}$ 와 $(\overline{dp/dx})_c$ 는 제어이전과 후의 평균 압력구배이다. Table 1에서 볼 수 있듯이, "2Dv"와 "2Dw"에 의거한 볼

록 벽면에서 제어를 수행하는 경우, 국소 제어감소율은 오목벽면에서의 제어보다 크다. 그러나 전체적인 제어 효율은 오목벽면에서의 제어가 더 효율적이다. 이는 오목벽면에서의 마찰저항의 크기가 볼록 벽면에서보다 크기 때문이다. "1Dv"와 "1Dw"에 의한 제어의 경우 TGV를 억제하는 것에는 매우 효과적이다. 그러나 벽면에서의 항력은 오히려 증가한다. 특히, "1Dv"에서 항력의 증가는 현저하지만, "1Dw"에서는 미약하다. Hammond 등⁽¹⁴⁾에 지적된바와 같이, 상쇄감쇄기법에서의 감지층의 설정이 주유동방향 와도의 중심보다 높기 때문에 벽면에서의 그에 상응하는 높은 운동량을 갖는 흡입/분사가 부여된다. 이는 벽면 근처로 높은 운동량을 갖는 유체를 유입시켜 벽면 마찰 저항을 증대시킨다. 본 연구에서는 TGV제어와 벽면에서의 항력저감을 위해 혼합제어 방식이 소개되었다. Table 1에서 볼 수 있듯이, 최적 혼합방식은 오목벽면에서 "1Dw+2Dv"를 수행하는 경우이며, 전체적인 항력저감율은 11.9%이며, 국부적인 마찰저감율은 20.4%이다.

각 제어경우에 대한 TGV의 영향을 살펴보기 위해, (v, w) 속도벡터와 레이놀즈 응력 및 횡방향 전단응력의 분포를 Figs. 6-9에 제시하였다. 모든 유동정보들은 시간 및 주유동방향으로 조건부 평균되었다. 오목벽면에서 "2Dv"를 적용하는 경우에 대해, TGV는 약화되며 그에 상응하는 Reynolds 응력은 약화된다 (Fig. 6(a)). 오목벽에서의 전단응력은 볼록면에서의 전단응력과 같은 수준으로 줄어든다. 벽면 전단응력의 횡방향 분포를 살펴볼 때, 급격한 극소값은 나타나지 않는다. Fig. 6(b)는 "2Dv"를 볼록면에 적용하였을 경우의 결과이다. TGV는 강해지며, 그 중심이 볼록벽면으로 이동된다. 오목벽면에서의 벽면 전단응력의 횡방향변화에 있어서 현저한 극소값을 나타낼 뿐만 아니라 볼록벽면에서 횡방향으로의 극대값을 나타내고 있다. 이는 벽면에서의 흡입/분사에 의해 채널내 유동의 비대칭성을 심화시키고, 곡률의 효과가 증대된 것을 의미한다. Fig. 7은 "2Dw"의 결과를 나타낸다. 벽면 미끄러짐 속도에 의한 제어는 제어벽면에 상관없이 TGV의 크기와 위치에 대한 영향이 거의 없다. 오목벽면에서 "1Dv"와 "1Dw"에 의한 결과를 Fig. 8에 제시하였다. Fig. 8(a)에서 보듯이, TGV는 "1Dv"에 의해

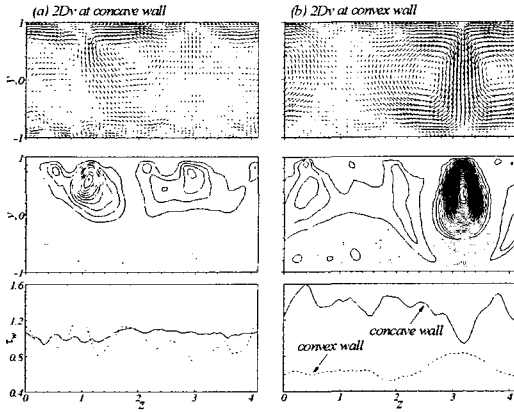


Fig. 6 (v, w) vectors, Reynolds stress contour and variations of wall shear stress in the spanwise direction for $2Dv$. (a) concave, (b) convex

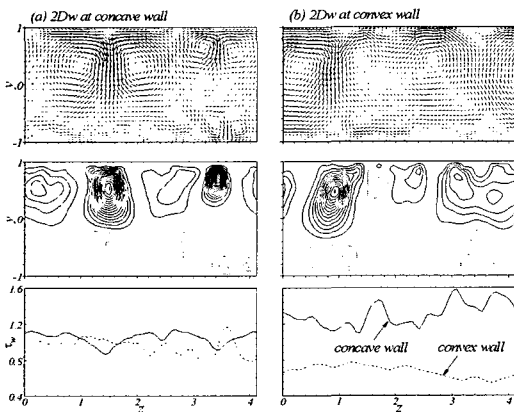


Fig. 7 (v, w) vectors, Reynolds stress contour and variations of wall shear stress in the spanwise direction for $2Dw$. (a) concave, (b) convex

완전히 사라졌다. 이는 $y^+ = 110$ 의 감지층에서 수행된 능동상쇄기법이 적절히 수행된 것을 의미한다. 또한 $1Dw$ 에 의해서도 Fig. 8(b)에 나타난 것과 같이 TGV는 현저히 억제되었다. 비록 " $1Dv$ "에 의해서 TGV를 완벽하게 제어할 수 있지만, TGV를 억제하기 위해서는 마찰저항의 변화를 고려해볼 때 " $1Dw$ "가 효율적이다. 반면, " $2Dv$ ", " $2Dw$ "는 벽면 마찰을 저감하는 데 효율적이다. 그러므로 혼합제어의 형태로서 " $1Dw + 2Dv$ "와 " $1Dw + 2Dw$ "가 적용되었다 (Fig. 9). 두 가지 모두

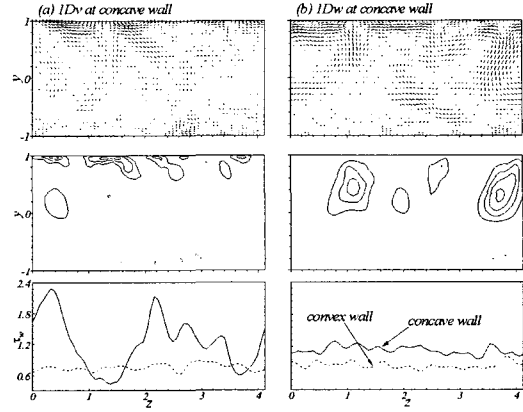


Fig. 8 (v, w) vectors, Reynolds stress contour and variations of wall shear stress in the spanwise direction. (a) $1Dv$, (b) $1Dw$

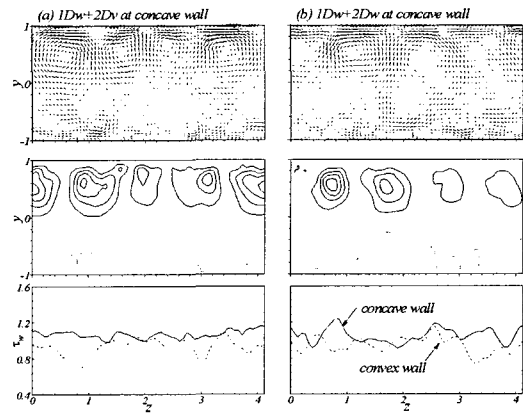


Fig. 9 (v, w) vectors, Reynolds stress contour and variations of wall shear stress in the spanwise direction. (a) $1Dw + 2Dv$, (b) $1Dw + 2Dw$

TGV를 분할시켜 작은 주유동 와도들로 만들고, 이와 더불어 그들의 크기와 Reynolds 응력의 기여도를 현저히 줄였다.

좁은 채널 유동에서의 평균 벽면 마찰은 다음의 3가지 형태에 의해 분해될 수 있다; 층류성분, TGV성분, 난류성분. 층류성분은 같은 질량 유속에 대한 층류유동의 점성전단 응력이며, 그것은 제어에 의해 제거될 수 없는 항이다.⁽⁵⁾ 난류유동에서, Reynolds 응력 $\overline{u'v'}$ 은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

Table 2 Contributions to mean wall friction

Case	Concave wall			
	Laminar	TGV	Turbulence	Total
no control	1.14	0.70	3.03	4.87
2D v	1.14	0.43	2.33	3.91
1D w + 2D v	1.14	0.20	2.50	3.84
Case	Convex wall			
	Laminar	TGV	Turbulence	Total
no control	1.16	0.13	2.25	3.54
2D v	1.16	0.11	2.16	3.44
1D w + 2D v	1.16	0.05	2.34	3.56

$$\overline{u'v'} = \overline{(\tilde{u} - \bar{u})(\tilde{v} - \bar{v})} + \overline{u''v''} \quad (21)$$

여기서 $\overline{(\tilde{u} - \bar{u})(\tilde{v} - \bar{v})}$ 는 TGV의 기여도를 나타내며, $\overline{u''v''}$ 는 난류성분이다. 평균 마찰은 평균 운동량 방정식을 풀어서 구할 수 있다.

$$\tau_i = \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \left[\frac{1}{2} - \frac{(1+\epsilon)^2}{4\epsilon} \ln\left(\frac{1+\epsilon}{1-\epsilon}\right) \right] - \frac{(1+\epsilon)^2}{2\epsilon} \int_{-1}^1 \frac{\epsilon}{1+\epsilon y} \overline{u'v'} dy, \quad (22)$$

$$\tau_o = \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \left[\frac{1}{2} - \frac{(1-\epsilon)^2}{4\epsilon} \ln\left(\frac{1+\epsilon}{1-\epsilon}\right) \right] - \frac{(1-\epsilon)^2}{2\epsilon} \int_{-1}^1 \frac{\epsilon}{1+\epsilon y} \overline{u'v'} dy. \quad (23)$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} = \frac{8\epsilon}{(1-\epsilon^{2\theta}) \ln(1+\epsilon)/(1-\epsilon)} \left[\frac{2\epsilon^2}{Re_m} U_m^2 + \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \epsilon(1+\epsilon y) \overline{u'v'} dy - \frac{(1-\epsilon^2)^2}{4\epsilon} \ln\left(\frac{1+\epsilon}{1-\epsilon}\right) \int_{-1}^1 \frac{\epsilon}{1+\epsilon y} \overline{u'v'} dy \right] \quad (24)$$

오목벽면에 능동상쇄기법이 적용되었을 때, 평균 마찰에 대한 3가지 기여도를 Table 2에 요약하였다. 오목벽면에서 난류와 TGV성분은 "2Dv"와 "1Dw+2Dv"에 의해 제어이전보다 줄어든다. 특히, TGV성분은 "1Dw+2Dv"에 의해 크게 줄어들지만, 난류성분은 "2Dv"에 비해 약간 증가한다. 결과적으로 전체적인 오목벽면에서의 평균 벽면 마찰은 "1Dw+2Dv"에 의해 "2Dv"보다 좋은 결과를 보여주고 있다. 볼록 벽면에서 평균 벽면 마찰은 실제 제어가 수행되는 벽면이 아니기 때문에 그 효과는 거의 없다. 그러나 TGV를 제거함에 따라 TGV의 기여도는 "1Dw+2Dv"은

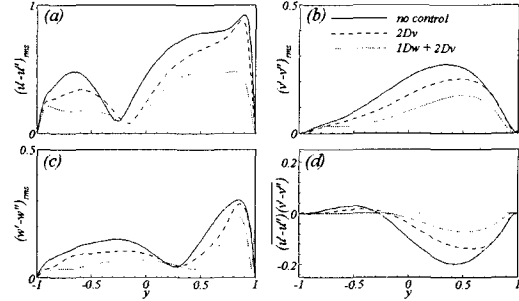


Fig. 10 Comparison of controls

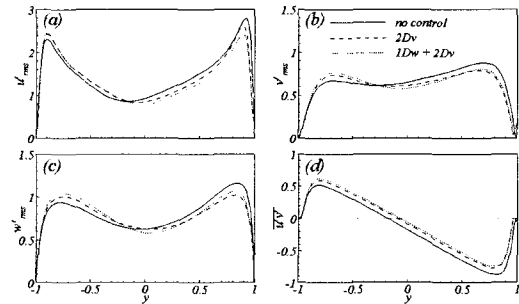


Fig. 11 Comparison of controls

현저히 줄어들었다.

오목벽면에서 "2Dv"와 "1Dw+2Dv"가 적용되었을 때, TGV의 속도 성분 및 Reynolds 응력의 통계학적 기여도를 Fig. 10에 나타내었다. 대체적으로 "1Dw+2Dv"가 가장 효과적으로 난류강도와 Reynolds 응력을 억제하고 있다. "2Dv"와 "1Dw+2Dv"의 전체적인 난류량의 영향을 살펴보기 위해 난류강도와 Reynolds 응력을 Fig. 11에 나타내었다. 능동상쇄기법에 의해 난류량들은 오목벽면 근처에서 매우 억제되며, 볼록 벽면에서는 증대된다. 굽은 난류 채널 유동에서는 Moser와 Moin⁽⁵⁾에 의해 지적된 것처럼 주유동방향과 수직 방향의 속도성분이 볼록면보다 오목면에서 상호상관성이 높기 때문에 비대칭적 통계분포를 지니고 있다. 이러한 비대칭적 특징은 적절한 TGV 제어에 의해서 점차 회복되고 있다. 비대칭성의 회복은 Fig. 11(d)에서 볼 수 있듯이, Reynolds 응력이 0을 지나는 지점이 제어이전에는 $y = -0.2$ 이었으나, "1Dw+2Dv"에 의해 $y = -0.1$ 로 이동된다.

5. 결론

굽은 난류채널 유동에서의 표류하는 TGV를 검출하기 위해 새로운 조건부 평균기법이 제안되었다. 특정 길이척도에서의 유동신호를 분리하기 위해 Marr 웨이브릿을 기저함수로 하는 연속 웨이브릿 변환이 사용되었다. TGV의 위치 감지조건으로서 웨이브릿 계수의 양의 기울기를 갖는 횡방향 속도구배가 이용되었다. TGV를 억제하기 위해 주유동방향 조건부 평균을 통한 1차원 능동상쇄기법이 적용되었다. 수직방향의 1차원 능동상쇄 기법은 TGV를 억제하기에는 효과적이었으나, 벽면에서의 높은 운동량을 가지는 유체유입에 의해 벽면 마찰저항은 오히려 증가하였다. TGV의 억제 및 벽면 마찰저항을 동시에 얻기 위해 혼합형태의 제어방법이 도입되었다. 그 결과 TGV를 억제시킬 뿐만 아니라, 2차원 흡입/분사에 의한 제어효과보다 좋은 결과를 얻었다.

후 기

본 연구는 과학기술부 국가지정연구실 사업의 일환으로 수행되었습니다.

참고문헌

- (1) Lund, T.S. and Moin, P., 1996, "Large-Eddy Simulation of a Concave Wall Boundary Layer," *Int. Heat Fluid Flow*, Vol. 17, pp. 290~295.
- (2) Görtler, H., 1940, "On the Three-dimensional Instability of Laminar Boundary Layers on Concave Walls," NACA TM1375.
- (3) Saric, W.S., 1994, "Görtler Vortices," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 26, pp. 379~409.
- (4) Patel, V.C. and Sotiropoulos, F., 1997, "Longitudinal Curvature Effects in Turbulent Boundary Layers," *Prog. Aerospace Sci.*, Vol. 33, pp. 1~70.
- (5) Moser, R.D. and Moin, P., 1987, "The Effects of Curvature in Wall-Bounded Turbulent Flows," *J. Fluid Mech.*, Vol. 175, pp. 479~510.
- (6) Meroney, R.N. and Bradshaw, P.B., 1975, "Turbulent Boundary-Layer Growth over a Longitudinally Curved Surface," *AIAA J.*, Vol. 13, pp. 1448~1453.
- (7) Barlow, R.S. and Johnston, J.P., 1988, "Structure of a Turbulent Boundary on a Concave Surface," *J. Fluid Mech.*, Vol. 191, pp. 137~176.
- (8) Hoffmann, P.H., Muck, K.C. and Bradshaw, P., 1985, "The Effect of Concave Surface Curvature on Turbulent Boundary Layers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 161, pp. 371~403.
- (9) Jean, A.H. and Johnston, J.P., 1983, "The Effects of Concave Curvature on Turbulent Boundary Layer Structure," IUTAM Symp. on Structure of Complex Turbulent Shear Flow p. 89, Springer, NewYork.
- (10) Karniadakis, G.E., Israeli, M., Orszag, S.A., 1991, "High-Order Splitting Methods for the Incompressible Navier-Stokes Equations," *J. Comp. Phys.*, Vol. 94, pp. 414~443
- (11) Patel, V.C., 1969, "Measurements of Secondary Flow in the Boundary Layer of a 180 Degree Curved Channel," ARC CP No.1043, Aeronautical Research Council, London.
- (12) Farge, M., 1992, "Wavelet Transforms and Their Applications to Turbulence," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 24, pp. 395~457.
- (13) Choi, H., Moin, P. and Kim, J., 1993, "Active Turbulence Control for Drag Reduction in Wall-Bounded Flows," *J. Fluid Mech.*, Vol. 262, pp. 75~110.
- (14) Hammond, E.P., Bewley, T.R. and Moin, P., 1998, "Observed Mechanism for Turbulence Attenuation and Enhancement in Opposition-Controlled Wall-Bounded Flows," *Phys. Fluids*, Vol. 10, pp. 2421~2423.