

능동적 벽 운동을 수반하는 난류유동의 해석을 위한 근사 좌표변환

강 상 모*

(2000년 9월 9일 접수, 2001년 9월 8일 심사완료)

Approximate Coordinate Transformations for Simulation of Turbulent Flows with Active Wall Motions

Sangmo Kang

Key Words: Turbulence Control(난류 제어), Drag Reduction(항력 감소), Active Wall Motion(능동적 벽 운동), Approximate Coordinate Transformation(근사 좌표변환)

Abstract

In the present paper, approximate coordinate transformations for simulation of turbulent flows with active wall motions, leading to a significant reduction in the computational cost while maintaining the numerical accuracy, are presented: the Navier-Stokes equations are coordinate-transformed with an approximation of Taylor-series truncation and neglect of some less-significant terms. The performance of the proposed transformations is evaluated in simulation of the channel flow at $Re_\tau = 140$ with wall deformations of $|\eta_m^+| \leq 5$. The approximate transformations provide flow structures as well as turbulence statistics in good agreement with those from a complete coordinate transformation [*Phys. Fluids* **12**, 3301 (2000)] and allow 25-30% savings in the CPU time as compared to the complete one.

기호설명

C, W_k : 제어용 상수
 h : 채널 반폭
 k_i, k : 파수
 i : 허수 단위
 P, p : 압력
 S, S_i : 생성항
 t, x_i : 시간/위치 좌표
 u_i : 속도
 v_i : 좌표변환된 속도

u_o, u_r : 층류 중심속도, 마찰속도
 Δ : 증분
 δ_{ij} : Kronecker delta 함수
 $\eta_w, \eta_d, \eta, \eta_o$: 벽 변이 및 관련 변수
 φ_i, ϕ_i : 변환 계수(metric coefficients)
 τ, ξ_i : 좌표변환된 시간/위치 좌표
 ν : 동점성 계수

상첨자

\wedge : Fourier 성분
 $+$: 벽 좌표

하첨자

i, j, k : 방향 지표(1,2,3)
 m : 벽 지표(u, d)

* 회원, 대구대학교 자동차·산업·기계공학부
 E-mail : kangsm@taegu.ac.kr
 TEL : (053)850-6673 FAX : (053)650-6689

무차원 수

$$Re(= \frac{u_o h}{\nu}), Re_\tau(= \frac{u_\tau h}{\nu}): \text{Reynolds 수}$$

1. 서 론

최근에 벽 경계를 가지는 유동에서 난류를 제어하여 마찰 항력을 줄이고자 하는 시도가 많이 있어 왔다.⁽¹⁾ 그러한 시도의 대부분은 난류 발생의 주요인이 되는 벽 근처의 난류구조를 상쇄하거나 성장을 억제시켜, 난류를 제어하는 데에 주안점을 두어 왔다. 지금까지 연구된 많은 난류 제어 기법 중에서 능동적 벽 운동(active wall motion)이 마찰항력 감소를 위한 가장 실용적인 제어기법 중의 하나로 알려져 있다. 이는 원활히 제어하기가 어려운 적대적 환경에 대해서도 제어 효과만 있으면 가장 확실한 방법이기 때문이다. 그러나, 그러한 사실에도 불구하고 지금까지 능동적 벽 운동에 대한 연구는 극소수에 불과하였다.

Carlson & Lumley⁽²⁾는 벽 운동을 수반하는 극소 채널(minimal channel)의 난류유동에 대하여 직접 수치 모사(direct numerical simulation; DNS)를 수행하였으며, 처음으로 난류에 대한 벽 운동의 영향을 체계적으로 연구하였다. 채널의 벽 근처에 한 쌍의 난류 줄무늬 구조(streak)를 인위적으로 포함시키고, 그 난류구조를 제어하기 위하여 한 벽에 주 유동방향으로 길쭉한 타원형(Gaussian shape)을 가지며 높이가 벽 단위로 12인 작동기(actuator) 하나를 설치하였다. 그 연구에서, 저속의 줄무늬 구조(streak) 밑에 있는 작동기의 높이를 위로 올리면 그 이웃하고 있는 고속의 영역이 점차 확장되어 표면마찰 항력이 증가되며, 반대로 고속의 영역 밑에 있는 작동기의 높이를 낮추면 비슷한 원리에 의하여 표면마찰 항력이 감소된다. Mito & Kasagi⁽³⁾는 주 유동방향으로 균일하고 횡방향과 시간상에서 사인함수(sine)를 가지는 단순한 진동모드를 벽 운동에 적용하여 난류 채널유동에 대한 DNS를 수행하였다. 그들은 계산을 통하여 반복적인 벽 운동이 표면마찰과 난류 통계량을 변화시키는데 매우 효과적이었다는 사실을 알았다. 그러나, 그들이 수

행한 대부분의 계산에서는 실제로 항력이 거의 감소되지 않았다. 이어, 같은 연구그룹의 Endo 등⁽⁴⁾은 벽-변수 센서와 배열된 변형 작동기를 이용한 피드백 벽-변이 제어를 성공적으로 제안하였으며, $Re_\tau = u_\tau h / \nu = 150$ 인 난류 채널유동에서 주 유동방향의 보텍스와 줄무늬 구조의 구불구불한 운동을 선택적으로 조작하여 약 10%의 항력감소를 가져올 수 있었다. 이때, u_τ 는 벽 마찰 속도, h 는 채널 반폭, ν 는 동 마찰계수이다. 이 제어기법은 단지 벽에서의 정보만을 필요로 하며 물리적 분석을 토대로 하여 유한 개의 센서와 작동기만을 사용하기 때문에, 난류제어를 실용적으로 수행하기 위한 보다 진전된 방법이다. 그렇지만, 지금까지 수행된 이러한 종류의 대부분의 연구는 변형된 벽을 해석하기 위하여 필요한 좌표변환이 매우 비싸기 때문에 매우 작은 또는 작은 크기의 채널의 해석에 국한되었다.

최근에, Kang & Choi⁽⁵⁾는 벽 경계를 가지는 난류유동에서 능동적 벽 운동으로 마찰 항력을 감소시킬 수 있는지를 연구할 목적으로, 비교적 간단한 그러나 아무런 가정을 필요로 하지 않는 좌표변환(complete coordinate transformation)을 이용하여 충분한 크기를 가지는 $Re_\tau = 140$ 인 채널 난류유동에 대한 DNS를 수행하였다. 그들은 Choi 등⁽⁶⁾과 Lee 등⁽⁷⁾이 각각 제안한 두 피드백 제어기법을 토대로 국부적으로 벽을 운동시킴으로써 항력감소를 시도하였다. 그들의 연구에서, 최대 벽 변이를 벽단위 5로 제한하였을 때 적용된 능동적 벽 운동으로 대략 13-17%의 항력감소를 가져왔으며, 동시에 난류강도와 벽 근처의 주 유동방향의 보텍스가 현저히 약화되었다. 또한, 제어가 수행되는 동안 순간적인 벽 모양은 주 유동방향으로 길게 늘어진 외관상 리브렛(riblet) 모양과 매우 유사하였다. 그렇지만, 능동적 벽 운동에 의한 항력감소의 기본적 원리는 리브렛의 경우와 근본적으로 달랐다. 이러한 성과에도 불구하고 아직은 그러한 능동적 벽 운동을 효과적으로 해석하기 위해서는 계산비용을 보다 저렴하게 할 필요가 있다.

앞서 언급한 바와 같이, 변형된 벽을 해석하기 위한 완전 좌표변환은 매 시간마다 완전한 변환

계수(full metric coefficients)를 계산할 필요가 있기 때문에 일반적으로 많은 계산비용이 따르게 된다. 따라서, 벽 운동을 수반하는 난류유동을 해석할 때는, 저렴하면서 정확한 좌표변환의 개발이 매우 중요하게 된다. Kang & Choi⁽⁵⁾에서 보듯이 일반적으로 최대 벽 변이량은 실제로 매우 작다. 이러한 특성을 적절하게 취급하면 계산비용을 크게 절감할 수 있게 된다. 본 논문의 목적은 수치적 정확도를 유지하면서 능동적 벽 운동을 효과적으로 예측할 수 있는 새로운 근사 좌표변환(approximate coordinate transformation)을 제시하는 데에 있다. 기본적인 방법으로는 Taylor-급수 절단(Taylor-series truncation)을 이용하고 물리적으로 덜 중요한 몇 개의 항을 무시함으로써 Navier-Stokes 방정식에 대하여 근사적으로 좌표변환을 수행한다. 이렇게 하여 유도된 근사 좌표변환의 성능을 평가하기 위하여 Kang & Choi⁽⁵⁾에서와 같은 수치모사를 수행하고, 얻어진 결과를 완전 좌표변환에 의해 얻어진 결과와 비교하였다. 이 변환을 이용하면, 완전 좌표변환과 비교하여 수치적 정확도가 떨어지지 않으면서 필요한 계산비용이 현저하게 감소하게 된다. 따라서, 벽 운동을 수반하는 복잡한 난류유동에 대한 수치적 접근이 더욱 용이하게 될 것이다.

2. 수치방법

해석된 난류 채널유동은 주 유동방향(x_1)과 횡방향(x_3)으로 주기적이며, 벽-수직방향(x_2)으로 평균 $2h$ 떨어진 두 개의 평행한 벽을 가진다. Figure 1(a)는 채널의 좌표와 계산영역의 크기를 보여준다. 속도 u_i 와 압력 p 에 대한 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{dP}{dx_1} \delta_{i1} \quad (1)$$

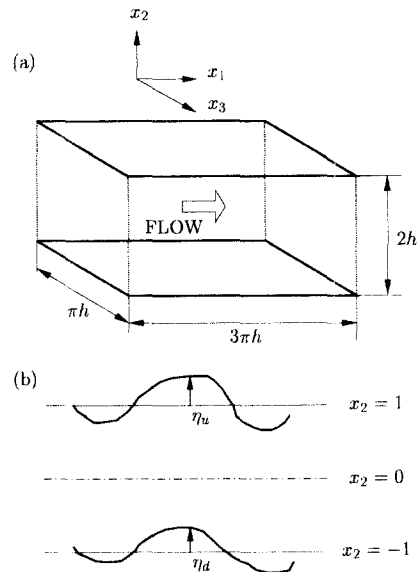


Fig. 1 Channel flow: (a) schematic of the channel and (b) wall deformation

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

이때, $-dP/dx_1$ 는 일정 유량을 부과하기 위한 주 유동방향의 평균 압력 구배이다. 모든 변수는 채널 반폭 h 와 층류 중심속도 u_0 에 대하여 무차원화 되었다. Kang & Choi⁽⁵⁾는 변형된 벽을 다루기 위하여, 다음과 같은 새로운 좌표 세트 (τ, ξ_i) 를 도입하였다.

$$t = \tau, \quad x_1 = \xi_1, \quad x_2 = \xi_2(1 + \eta) + \eta_0, \quad x_3 = \xi_3(3)$$

이때, $\eta = (\eta_u - \eta_d)/2$ 이고, $\eta_0 = (\eta_u + \eta_d)/2$ 이다. 그리고, Fig. 1(b)와 같이 η_u 와 η_d 는 각각 제어 적용되지 않았을 때에 대한 위벽과 아래 벽의 상대 변이를 나타내며, 따라서 (t, x_1, x_3) 만의 함수가 된다. 결과적으로 좌표변환이 수행된 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial \tau} = -\frac{\partial(u_i u_j)}{\partial \xi_j} - \frac{\partial p}{\partial \xi_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial \xi_j \partial \xi_j} - \frac{dP}{d\xi_1} \delta_{i1} + S_i \quad (4)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial \xi_i} = -S \tag{5}$$

이때,

$$S_i = -\varphi_t \frac{\partial u_i}{\partial \xi_2} - \phi_j \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial \xi_2} - \phi_j \frac{\partial p}{\partial \xi_2} \delta_{ij} + \frac{1}{Re} \left(2\phi_j \frac{\partial^2 u_i}{\partial \xi_j \partial \xi_2} + \phi_j \phi_j \frac{\partial^2 u_i}{\partial \xi_2^2} + \frac{\partial(\phi_j \phi_j)}{2\partial \xi_2} \frac{\partial u_i}{\partial \xi_2} \right) \tag{6}$$

$$S = \phi_j \frac{\partial u_j}{\partial \xi_2} \tag{7}$$

$$\phi_j = \varphi_j - \delta_{j2} \tag{8}$$

$$\varphi_t = \frac{\partial \xi_2}{\partial t} = -\frac{1}{1+\eta} \left(\xi_2 \frac{\partial \eta}{\partial \tau} + \frac{\partial \eta_0}{\partial \tau} \right) \tag{9}$$

$$\varphi_j = \frac{\partial \xi_2}{\partial x_j} = -\frac{1}{1+\eta} \left(\xi_2 \frac{\partial \eta}{\partial \xi_j} + \frac{\partial \eta_0}{\partial \xi_j} \right) \tag{10}$$

(j≠2)

$$\varphi_2 = \frac{\partial \xi_2}{\partial x_2} = \frac{1}{1+\eta} \tag{11}$$

식 (9~11)에서 정의된 φ_t 와 φ_j 는 변환계수 (metric coefficients)라 불린다. 그리고, 평균 압력 구배는 다음과 같이 계산된다.

$$-dP/d\xi_1 = -\int b^* d\xi^3 / \int (1/\varphi_2) d\xi^3 \tag{12}$$

$$b^* = u_1 \frac{\partial \eta}{\partial \tau} + \frac{1}{\varphi_2} \left(-\frac{\partial(u_1 u_j)}{\partial \xi_j} - \frac{\partial p}{\partial \xi_1} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \xi_j \partial \xi_j} + S_1 \right) \tag{13}$$

경계조건은, 예를 들어 η_d 의 경우, 다음과 같이 주어진다.

$$u_1 = u_3 = 0, \quad u_2 = \frac{\partial \eta_d}{\partial \tau} \quad \text{at } \xi_2 = -1 \tag{14}$$

$$\frac{\partial \eta_d}{\partial \tau} = -u_2|_{x_j \approx 10} \quad (u_2 - \text{control}) \tag{15}$$

$$\frac{\partial \hat{\eta}_d}{\partial \tau} = C \frac{ik_3}{k} \widehat{\varphi_2 \frac{\partial u_3}{\partial \xi_2}}|_{\xi_2 = -1} \left(\frac{du_3}{dx_2} - \text{control} \right) \tag{16}$$

이때, x_2^+ 는 벽으로부터의 수직거리(벽 단위)이며, $k = \sqrt{k_1^2 + k_3^2}$ (k_1 과 k_3 는 각각 주 유동방향

과 횡방향의 파수), C 는 상수이며, 그리고 상첨자 \wedge 는 Fourier 성분을 가리킨다. 항력 감소를 위하여 벽은 벽 운동에 의해 유도된 속도가 (i) 반대 부호를 가지는 $x_2^+ \approx 10$ 에서의 벽-수직 속도와 (u_2 -제어)⁽⁶⁾ (ii) 벽에서의 횡방향 속도 구배에 대한 횡방향의 미분과 비례하는 준최적 벽 속도와 (du_3/dx_2 -제어)⁽⁷⁾ 같도록 국부적으로 변형된다.

벽 운동을 수반하는 난류유동에서는 일반적으로 최대 벽 변이량이 매우 작다. 다시 말하면, $|\eta_m^+| \ll h^+$ 이 되도록 자연적으로 또는 인위적으로 벽의 운동이 제한된다. 이 제한은 적당히 취급될 때 계산 비용을 절감할 수 있다. Kang & Choi⁽⁵⁾의 연구 결과에 따르면, 이 경우 항력의 감소량은 매우 작은 벽 변이량 때문에 벽의 기하학적 형태에 의해서는 거의 영향을 받지 않는다. 이러한 결과를 바탕으로 벽의 기하학적 형태와 매우 밀접한 관련이 있는 항들은 큰 정확도 손실 없이 지배방정식에 대한 좌표변환을 수행할 때 무시될 수 있다고 제안되어질 수 있다. 따라서, 좌표변환이 수행된 지배방정식 (4-11)에서 변환계수를 다음과 같이 근사화 할 수 있다고 가정한다.

$$\varphi_t \approx 0, \quad \varphi_1 \approx 0, \quad \varphi_2 \approx 1 - \eta, \quad \varphi_3 \approx 0 \tag{17}$$

여기서, 첫 두 가정은 벽의 기하학적인 형태가 시간간에서 변화가 느리고 주 유동방향으로 길게 늘어져 있기 때문에 매우 합리적이다. 이에 반하여, 마지막 가정은 변환계수가 실제로 무시되기에 매우 애매한 수치를 가지기 때문에, 예를 들어 $\varphi_3|_{\text{rms}} \approx 0.20$ 이기 때문에⁽⁵⁾ 그 가정의 타당성 여부는 실제 계산결과를 통하여 판단할 수밖에 없다. 세 번째 가정은 벽 변이량이 매우 작기 때문에 Taylor-급수 절단 근사를 이용하여 쉽게 유도될 수 있다. $x_2^+ \approx 5$ 에서의 속도와 벽으로부터 Taylor-급수에 의해 선형 전개된 값을 비교한 결과 약 0.96의 상관계수를 얻었으며, 이는 본 연구에서 제한된 최대 벽 변이량 $|\eta_m^+| \leq 5$ 에서 Taylor-급수 절단 방법이 매우 타당하다는 사실을 잘 증명하고 있다.

가정 (17)을 적용하면, 앞서 소개된 지배방정식 (4)와 (5)에서 생성항 (6)과 (7)은 다음과 같이 대체될 수 있다.

$$S_i \approx - \left(\frac{\partial(\eta u_i u_2)}{\partial \xi_2} + \frac{\partial(\eta p)}{\partial \xi_2} \delta_{i2} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 v_1}{\partial \xi_i \partial \xi_j} + S'_i \right) - \frac{2\eta}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial \xi_2^2} \quad (18)$$

$$S \approx - \frac{\partial(\eta u_2)}{\partial \xi_2} \quad (19)$$

정리하면, 생성항 (18)과 (19)를 가지는 지배방정식 (4)와 (5)를 능동적 벽 운동을 해석하기 위하여 직접 풀게 된다.

근사 좌표변환 후의 지배방정식 (4), (5), (18) 및 (19)는 다음과 같이 새로운 속도 (v_i)를 도입하게 되면, 거의 차이 없이 또 다른 형태로 표현될 수 있다.

$$u_1 = v_1 \quad (20)$$

$$u_2 = v_2(1 + \eta)$$

$$u_3 = v_3$$

식 (20)을 좌표변환이 수행된 지배방정식 (4), (5), (18) 및 (19)에 대입하고 η 에 대한 2차 항 이상을 무시하게 되면 근사 좌표변환이 수행된 또 다른 지배방정식을 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$\frac{\partial v_i}{\partial \tau} \approx - \frac{\partial(v_i v_j)}{\partial \xi_j} - \frac{\partial p}{\partial \xi_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 v_i}{\partial \xi_i \partial \xi_j} - \frac{dP}{d\xi_1} \delta_{i1} + S'_i \quad (21)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial \xi_i} \approx 0 \quad (22)$$

이때,

$$S'_i = - \frac{2\eta}{Re} \frac{\partial^2 v_i}{\partial \xi_2^2} + H \delta_{i2} \quad (23)$$

$$H = - \frac{\partial(\eta v_2)}{\partial \tau} - \frac{\partial(\eta v_2 v_j)}{\partial \xi_j} + \frac{\partial(\eta p)}{\partial \xi_2} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2(\eta v_2)}{\partial \xi_i \partial \xi_j} \quad (24)$$

평균 압력 구배는 식 (12)를 이용하여 계산되며, b^* 는 다음과 같이 대체된다.

$$b^* = v_1 \frac{\partial \eta}{\partial \tau} + \frac{1}{\varphi_2} \left(- \frac{\partial(v_1 v_j)}{\partial \xi_j} - \frac{\partial p}{\partial \xi_1} \right)$$

경계조건은, 예를 들어 η_d 의 경우, 다음과 같이 바뀌게 된다.

$$v_1 = v_3 = 0, \quad v_2 = \varphi_2 \frac{\partial \eta_d}{\partial \tau} \quad \text{at } \xi_2 = -1 \quad (26)$$

$$\frac{\partial \eta_d}{\partial \tau} = - \frac{1}{\varphi_2} v_2 \Big|_{x_2 \approx 10} \quad (u_2 \text{-- control}) \quad (27)$$

$$\frac{\partial \hat{\eta}_d}{\partial \tau} = C \frac{ik_3}{k} \widehat{\varphi_2 \frac{\partial v_3}{\partial \xi_2}} \Big|_{\xi_2 = -1} \left(\frac{du_3}{dx_2} \text{-- control} \right) \quad (28)$$

지금까지, 같은 가정 (17)을 이용하여 서로 다른 형태를 가지나 결과적으로 거의 차이가 없는 좌표변환이 수행된 두 개의 지배방정식을 유도하였다. 양 지배방정식에서의 유일한 차이는 η 에 대한 2차 이상을 가지는 몇 개의 항을 무시한데에 있다. 참고로 전자(u_i -근사 좌표변환)의 근사 지배방정식은 후자에 비하여 계산해야 될 생성항의 수가 약간 적은데 반하여 (식 (18), (19), (23) 및 (24) 참조), 후자(v_i -근사 좌표변환)의 지배방정식은 연속방정식이 생성항을 가지지 않기 때문에 (식 (22) 참조) 취급하기가 용이한 장점이 있다.

적용된 수치방법으로는 유한체적법(finite volume method)을 기초로 하였다. 시간미분에 대해서는 부분-명시적 분할 단계법(semi-implicit fractional-step method)이 적용되었다. 즉, 확산항과 비선형항은 Crank-Nicolson 법과 3차의 Runge-Kutta 법을 각각 이용하여 시간상에서 전개하였다. 그리고, 모든 공간미분은 2차 중심차분법(central difference)을 이용하여 이산화되었다.

3. 결 과

제안된 근사 좌표변환의 성능을 평가하기 위하여, Kang & Choi⁽⁵⁾에서와 같은 채널유동에 대하

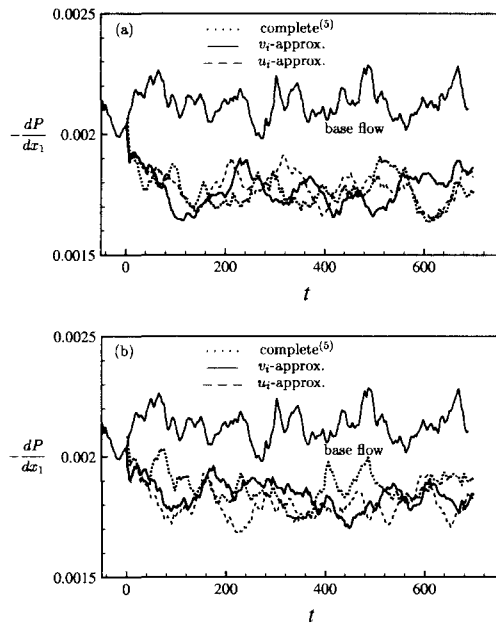


Fig. 2 Time traces of the mean streamwise pressure gradient, compared to the results from the complete coordinate transformation: (a) u_2 -control; (b) du_3/dx_2 -control

여 DNS를 수행하고 완전 좌표변환에 의해 얻어진 결과와 비교하였다. 수치해석은 제어가 적용되지 않은 $Re_\tau = 140$ 인 잘 발달된 난류 채널유동으로부터 시작하였다. 계산영역은 $3\pi h \times 2h \times \pi h$ 의 크기를 가지며, 그리고 공간 격자 해상도는 $64 \times 97 \times 96$ 을, 시간 증분은 $0.05u_o/h$ 을 각각 채택하였다. 이들은 각각 $\Delta x_1^+ \approx 20$, $\Delta x_3^+ \approx 4.5$, 그리고 $\Delta t^+ \approx 0.32$ 에 해당된다. 이때, 벽 단위로 표시된 모든 변수는 제어가 적용되지 않았을 때의 벽 마찰속도 u_τ 를 기준으로 하였다. 벽의 변이량은 $|\eta_m^+| \leq 5 (m = u, d)$ 이 만족되도록 제한되었다.

Figure 2는 평균 주 유동방향의 압력 구배, 즉 단위 체적 당 총 항력에 대한 시간 변화를 보여준다. 이때, 압력 구배는 u_2 -제어와 du_3/dx_2 -제어 기법이 적용된 능동적 벽 운동에 대하여 각각 u_i -근사 좌표변환과 v_j -근사 좌표변환을 이용하

여 얻어졌으며, 이 결과는 근사 좌표변환의 성능을 평가하기 위하여 완전 좌표변환에 의해 얻어진 결과⁽⁵⁾와 비교하였다. 먼저, u_i -근사 변환과 v_j -근사 변환을 이용하여 얻어진 압력 구배 사이에는 난류의 불안정성(instability) 때문에 적용된 제어 기법에 상관없이 순간적인 차이는 있으나, 평균적인 차이는 거의 없다. 이는 앞서 설명한 바와 같이 u_i -근사 변환으로부터 v_j -근사 변환을 유도할 때 단지 η 에 대한 2차 이상의 항만을 생략하였고, 이 항들은 매우 작은 벽 변이량으로 인하여 거의 무시될 수 있기 때문이다. 이러한 결과는 양 근사 변환이 본 논문에서 처럼 벽 운동을 수반하는 난류유동을 해석할 때 거의 성능차이 없이 교대로 사용될 수 있다는 사실을 잘 입증하고 있다. 따라서, 본 논문에서는 v_j -근사 좌표변환을 이용하여 얻어진 결과만을 소개하기로 한다. 실제로 다른 난류 통계량에서도 거의 차이가 없었다.

근사 좌표변환을 이용할 때 식 (27)과 (28)을 기초로 하는 능동적 벽 운동으로 대략 14-16%의 항력 감소를 얻었으며, 이는 완전 좌표변환을 이용할 때 얻어진 13-17%의 항력 감소량⁽⁵⁾과 거의 같은 결과를 보여주고 있다. 그리고, 벽 변이의 작은 진폭 때문에 항력 감소가 주로 벽 운동으로부터 유도된 벽 속도 때문에 발생하며, 벽의 기하학적인 형태에 의해서는 거의 영향이 없었다. 이러한 사실로부터 가정이 이루어진 근사 (17)은 충분히 합리적이며, Fig. 2는 이를 잘 입증하고 있다. 특히, 식 (17)에서의 세 번째 가정, 즉 $\varphi_3 \approx 0$ 은 최종 결과를 크게 악화시키지는 않았다. 만약에, 제한된 벽 변이의 최대 진폭을 증가시키면, 근사 (17)에 대한 타당성이 감소될 수도 있다. 그러나, 진폭이 커지면, 식 (14)에서 주어진 경계조건, $u_1 = u_3 = 0$ 은 무시할 수 없는 표면 구배 때문에 물리적으로 더 이상 타당하지 않게 된다. 실제로 그 제한이 없으면, 벽 변이량의 rms 값이 벽 단위로 20까지 빠르게 증가하여, 결국에는 계산이 발산하게 된다.⁽⁵⁾

근사 좌표변환은 그의 수치적 정확도를 확보해야 될 뿐 아니라, 소요되는 CPU 시간으로 평가

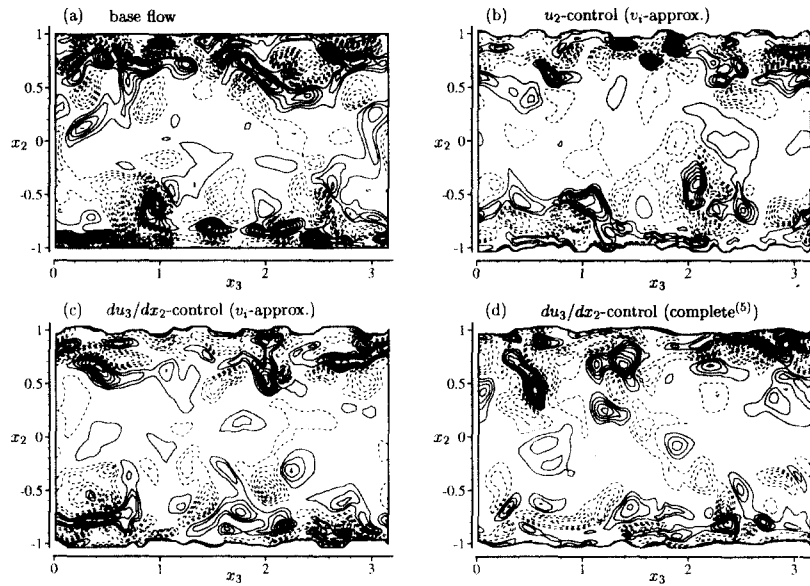


Fig. 3 Contours of the instantaneous streamwise vorticity in a cross-flow plane. Contour levels are from -3 to 3 by increments of 0.2. Negative values are shown dashed

되어져야 한다. 완전 좌표변환과 v_i -근사 좌표변환을 적용할 경우 (u_2 -제어시), CRAY YMP C90에서 시간단계 당 CPU 소요시간으로 각각 3.7sec와 2.7sec를 얻었다. 결과적으로, 완전 좌표변환을 적용한 경우보다 25-30%의 CPU 시간을 절감할 수 있었다. 따라서, 근사 (17)과 이에 따른 v_i -근사 좌표변환(또는 u_i -근사 좌표변환)은 벽 운동을 수반하는 난류유동을 해석할 때 매우 유용한 도구로 사용될 수 있게 된다.

Figure 3은 제어가 적용되어 항력 감소와 함께 결과적으로 나타나는 난류구조를 파악하기 위하여, 제어가 적용된 경우와 그렇지 않은 경우에 대하여 주 유동방향의 순간적인 등 와도선과 그때의 벽 모양을 동시에 보여주고 있다. 성능 비교를 위하여 완전 좌표변환에 의한 결과⁽⁵⁾를 Fig. 3(d)에 소개하였다. 그럼에 따르면, 능동적 벽 운동이 난류생성과 관련이 있는 벽 근처의 난류구조를 현저하게 약화시키며 결국에 항력감소에 이르게 함을 알 수 있다. 이는 완전 좌표변환을 이용하여 얻어진 결과⁽⁵⁾와 거의 일치하는 등 제안된 근사 좌표변환은 벽의 모양과 난류구조를 파

악하는 데에 매우 유용하였다.

제어가 적용되는 동안 능동적 벽 운동에 의하여 형성된 벽의 기하학적인 형태를 관찰할 필요가 있다. 능동적 벽 운동에 대한 순간적인 벽 모양이 양 제어기법에 대하여 Fig. 4에 보여준다. 그리고 Fig. 5는 제어가 적용되는 동안 벽 운동으로부터 유도되는 벽-수직 속도에 대한 등 속도선을 완전 좌표변환에 의한 결과⁽⁵⁾와 함께 보여준다. Fig. 4에서 관찰되는 골과 산의 평평한 부분은 벽 변이의 진폭을 제한한채서 오는 벽 운동의 포화현상(saturation phenomena)을 보여 주고 있다. 그리고, 순간적인 벽의 모양은 주 유동방향으로 길게 늘어져 있으며 외관상 리브렛과 매우 유사하다. 이는 완전 좌표변환에 의하여 얻어진 결과⁽⁵⁾와 거의 일치한다. Fig. 5는 제어가 이루어지는 동안 벽-수직 속도에 대한 등 속도선을 보여주고 있다. Eq. (14)에서 보듯이 벽 변이량은 벽에서 주어진 속도를 시간에 대해 적분을 수행하여 얻어진다. 다시 말하면, 벽 속도는 벽 변이량의 시간 변화율이고, 이는 제어기법을 통하여 벽 근처에서의 난류구조로부터 직접 주어진다.

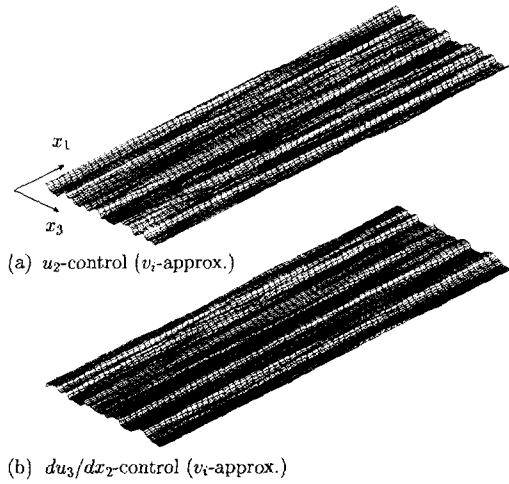


Fig. 4 Instantaneous shapes of wall deformation during control

따라서, 벽-수직 속도의 순간 등 속도선이 간헐적이며 타원형의 모양을 하고(Fig. 5 참조), 이 속도에 대한 시간 적분의 결과인 벽 변이량의 등고선이 주 유동방향으로 길게 늘어진 리브렛과 유사한 구조를 가진다는 사실은 매우 흥미롭다. 이러한 일련의 결과는 완전 좌표변환에 의해 얻어진 결과⁽⁵⁾와 거의 일치하고 있다. 그러나, 근사 좌표변환의 좋은 성능에도 불구하고 근사에 따른 약간의 오차도 발견되고 있다. 벽 변이 진폭에 대한 rms 값이 완전 좌표변환을 이용하여 벽 단위로 약 3.2가 예측되었으나,⁽⁵⁾ 근사 좌표변환을 이용할 때는 약 3.5로 약간 높게 예측되고 있다. Fig. 4에서 발견된 벽의 리브렛 구조에 대하여 정량적인 분석을 수행하기 위하여 벽 변이에 대한 이점 상관계수를 완전 좌표변환에 의해 얻어진 결과⁽⁵⁾와 비교하여 Fig. 6에 나타내었다. 벽의 골과 골(또는 산과 산) 사이의 평균 폭(횡방향)은 이점 상관계수의 첫 번째 최소값(음의 최대값)에 해당하는 간격(Δx_3^*)의 2배로 표시된다. 결과에서 보듯이, 근사 좌표변환과 완전 좌표변환에 의해서 예측된 골과 골 사이의 평균 폭은 서로 일치하였다. 즉, 예측된 평균 폭은 u_2 -제어에 대하여 벽 단위로 약 85-95이며, du_3/dx_2 -제어에 대하여 100-110으로 후자의 경우가 전자보다 약간

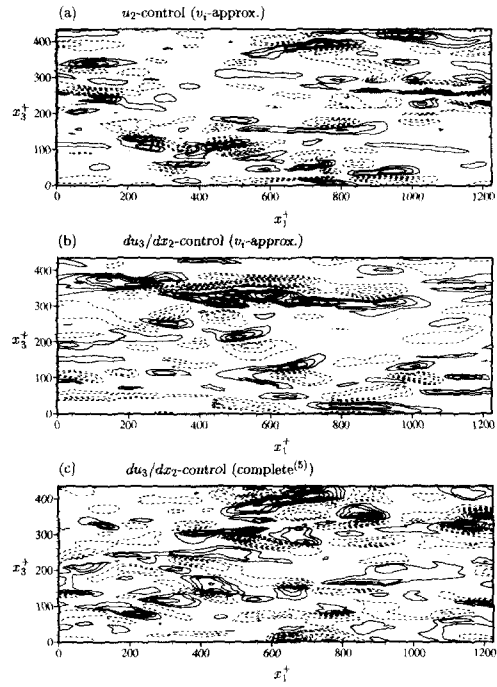


Fig. 5 Contours of the wall-normal velocity at the wall normalized by u_r . Contour levels of u_2/u_r are from -0.96 to 0.96 by increments of 0.08. Negative values are shown dashed

큰 결과를 얻었다. 이렇듯 근사 좌표변환은 미세 구조를 파악하는데는 약간의 차이를 보이나 벽의 골과 골 사이의 평균 폭을 정확하게 예측하는 등 완전 좌표변환과 거의 같은 성능을 보이고 있다.

4. 결론

능동적 벽 운동을 수반하는 난류유동에서 변형된 벽을 해석하기 위한 완전 좌표변환은 매 시간 단계마다 격자를 재구성하고 완전한 변환계수를 계산할 필요가 있기 때문에, 일반적으로 많은 계산비용이 따르게 된다. 따라서, 본 논문에서는 이러한 점을 보완하기 위하여 수치적 정확도를 유지하면서 능동적 벽 운동을 효과적으로 예측할 수 있는 새로운 근사 좌표변환을 제시하였다. 즉, Navier-Stokes 방정식은 Taylor-급수 절단 근사와 상대적으로 덜 중요한 항을 무시하여 좌표변

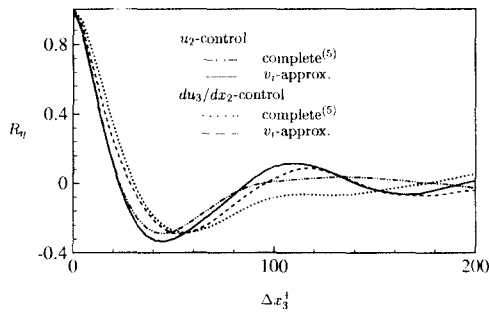


Fig. 6 Two-point correlation coefficients of the wall deformation in the spanwise direction, compared to the complete coordinate transformation

환이 이루어진다. 제안된 근사 좌표변환을 평가하기 위하여 능동적 벽 운동(최대 벽 변이량이 벽단위로 5 이하인 경우)을 수반하는 $Re_\tau = 140$ 인 난류 채널유동에 대한 DNS를 수행하였다. 결과에 따르면, 항력감소량, 난류통계량 및 유동구조 등이 완전 좌표변환에 의해 얻어진 결과⁽⁶⁾와 매우 잘 일치하였다. 또한 완전 좌표변환과 비교하여 CPU 시간에서 25-30%의 절감 효과를 가져왔다. 따라서, 본 논문에서 제시한 근사 좌표변환은 수치적 정확도를 유지하면서 계산비용을 충분히 절감할 수 있기 때문에, 벽 운동을 수반하는 보다 복잡한 난류유동을 해석하는데 매우 유용할 것이다.

후 기

본 연구는 2001학년도 대구대학교 교내학술연

구지원비에 의해 이루어졌습니다. 지원에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Gad-el-Hak, M., 1996, "Modern Developments in Flow Control," *Appl. Mech. Rev.*, 49, pp. 65~379.
- (2) Carlson, H.A. and Lumley, J.L., 1996, "Active Control in the Turbulent Wall Layer of a Minimal Flow Unit," *J. Fluid Mech.*, 329, pp. 341~371.
- (3) Mito, Y. and Kasagi, N., 1998, "DNS Study of Turbulence Modification with Streamwise-Uniform Sinusoidal Wall-Oscillation," *Int. J. Heat Fluid Flow*, 19, pp. 470~481.
- (4) Endo, T., Kasagi, N., and Suzuki, Y., 2000, "Feedback Control of Wall Turbulence with Wall Deformation," *Int. J. Heat Fluid Flow*, 21, pp. 568~575.
- (5) Kang, S. and Choi, H., 2000, "Active Wall Motions for Skin-Friction Drag Reduction," *Phys. Fluids*, 12, p. 3301.
- (6) Choi, H., Moin, P., and Kim, J., 1994, "Active Turbulence Control for Drag Reduction in Wall-Bounded Flows," *J. Fluid Mech.*, 262, pp. 75~110.
- (7) Lee, C., Kim, J., and Choi, H., 1998, "Suboptimal Control of Turbulent Channel Flow for Drag Reduction," *J. Fluid Mech.*, 358, pp. 245~258.