

역압력 구배 난류 경계층에서 레이놀즈 응력의 스케일 간 수송

윤민[†]

Interscale transport of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer subjected to adverse pressure gradient

Min Yoon[†]

Abstract An interscale transport of the turbulent kinetic energy (TKE) and Reynolds shear stress (RSS) is examined in an adverse pressure gradient (APG) turbulent boundary layer (TBL). The direct numerical simulation data of an APG TBL at $Re_\tau = 834$ and $\beta = 1.45$ is employed. The TKE and RSS transport equations are divided into large and small scales, leading to the introduction of interscale transport. The TKE mainly transfers from large scales to small ones in the outer region, and *vice versa* for the RSS. An interscale transport of TKE and inverse interscale transport of RSS are amplified by APG, and the latter results in the increase in large scales of TKE production. Some of outer large scales of enhanced TKE transfer to small scales and then dissipate by viscosity, and the remains dissipate near turbulent–non-turbulent interfaces by turbulent transport.

Key Words : Interscale transport (스케일 간 수송), Turbulent boundary layer (난류 경계층), Direct numerical simulation (직접수치모사)

1. 서론

난류 (turbulence)의 여러 특징들 중 하나는 에너지를 포함하는 다양한 스케일의 난류 구조들이 랜덤하게 분포한다는 것이다. 이러한 결과로 작은 규모부터 큰 규모까지 연속적으로 에너지가 분포한다. 난류의 비선형성으로 서로 다른 규모로의 에너지가 이동하며, 이를 에너지 캐스케이드 (energy cascade)라 한다. 평균 전단 (mean shear)을 통해 유동 에너지가 난류 운동 에너지로

전환되며, 이는 계속 작은 규모로 이동된다. 유체의 점성을 이기지 못할 만큼의 작은 규모로 전달된 에너지는 점성에 의해 열로 소산 (dissipation) 된다.

벽 난류 (wall-bounded turbulence)의 경우 벽의 존재로 여러 층으로 구분된다. 벽 근처에는 horseshoe vortices, quasi-streamwise vortices, low-speed streaks 등 주로 작은 규모 (small scale)의 응집 구조들이 존재한다.^(1,2) 이들이 자라거나 병합하면서 큰 규모 (large scale)의 구조가 된다.⁽³⁾ 큰 규모와 작은 규모 난류 구조들은 상호 작용하며 서로에게 영향을 미친다. 바깥 영역 (outer region)에 존재하는 큰 규모 난류 구조는 마치 발자국 (footprint)처럼 벽 근처까지 영향을

[†] Division of Mechanical Engineering,
Korea Maritime and Ocean University,
Busan 49112, Korea, Assistant Professor
E-mail: minyoon@kmou.ac.kr

미친다.⁽⁴⁾ 더욱이, 이들은 주변 혹은 벽 근처의 작은 규모들의 진폭을 변조시킨다.^(5,6) 이처럼 바깥 영역의 난류 구조들이 벽 근처 구조들에 미치는 영향을 top-bottom process라 한다. Toh와 Itano⁽⁷⁾는 벽 근처의 난류 구조 역시 바깥쪽 영역의 구조에 영향을 준다는 bottom-up process의 존재를 보고했다.

규모에 따른 에너지 이동과 관련된 연구들은 레이놀즈 응력 (Reynolds stress) 수송 방정식 (transport equation)의 스펙트럼 영역에서 수행되었다.^(8,9) 최근 Kawata와 Alfredsson⁽¹⁰⁾는 레이놀즈 응력 수송 방정식을 스펙트럴 필터 (spectral filter)를 이용하여 큰 규모와 작은 규모로 나누었으며, 이로부터 스케일 간 수송 (interscale transport)을 제시했다. 그들은 Couette flow의 실험 결과로부터 레이놀즈 전단 응력 (Reynolds shear stress)에서 작은 규모에서 큰 규모로의 전달되는 역 스케일 간 수송 (inverse interscale transport)의 존재를 보고했다. 이후 실험 및 수치해석을 이용하여 다양한 난류 유동에서 이와 관련된 연구들이 진행되었다.^(10,11) 하지만 난류 경계층 (turbulent boundary layer)에서 역압력 구배가 스케일 간 수송에 미치는 영향은 보고되지 않았다.

난류 경계층에서 역압력 구배 (adverse pressure gradient; APG)가 존재하는 경우 벽 바깥의 큰 규모의 구조들의 에너지가 크게 증가하며,⁽¹²⁾ 이들의 발자국 및 진폭 변조 영향도 증가한다.⁽¹³⁾ 기존 연구들은 역압력 구배에서 강화된 큰 규모의 난류 구조 및 그들의 역할에 집중한 반면, 스케일 간 에너지 흐름에 대하여 상대적으로 적은 관심을 가졌다. 본 연구에서는 Kawata와 Alfredsson⁽¹⁰⁾의 방법을 역압력 구배 난류 경계층에 적용하여 난류 운동 에너지 및 레이놀즈 전단 응력의 스케일 간 수송, 특히 작은 규모에서 큰 규모의 역 스케일 간 수송과 바깥 영역에 존재하는 큰 규모의 강화의 연관성을 분석한다.

2. 수치해석 조건 및 이론

본 연구를 수행하기 위하여 이전에 보고된 역압력 구배 난류 경계층 및 압력 구배가 없는

(zero pressure gradient; ZPG) 난류 경계층을 직접 수치모사 (direct numerical simulation)한 유동 데이터를 이용한다.⁽¹³⁾ 유체 지배 방정식인 연속 방정식과 나비에-스토크스 방정식을 수치적으로 해석하기 위하여, fully implicit fractional step method⁽¹⁴⁾를 이용하여 속도와 압력을 분리시킨다. 엇갈림 격자 (staggered grid)에서 공간상으로는 2차 정확도를 갖는 중앙 차분 법 (central difference method)를 이용하여 차분하고, 시간상으로는 2차 정확도를 갖는 Crank-Nicolson method를 이용하여 차분한다. 평판 난류 경계층에서 역압력을 구현하기 위하여, 도메인 상부에 벽 함수 분포를 갖는 자유흐름 속도 (U_∞)를 부여한다. 각 난류 경계층의 도메인 크기, 격자 수 및 격자 해상도는 Table 1과 같다. 본 연구에서 사용한 유동장의 마찰 레이놀즈 수 (friction Reynolds number, $Re_\tau = u_\tau \delta / \nu$)는 각각 834 (APG) 및 837 (ZPG)이다. 여기서, u_τ 는 마찰 속도 (viscous velocity), δ 는 경계층 두께 (boundary layer thickness) 그리고 ν 는 동점성 (kinematic viscosity)이다. 해당 Re_τ 에서 역압력 구배의 강도를 나타내는 Clauser pressure gradient parameter (β)는 1.45이다.

Fig. 1은 유동 방향 평균 속도 (U)와 난류 운동 에너지 (turbulent kinetic energy; tke) 및 레이놀즈 전단 응력 ($(-uv)^+$)을 나타낸다. 난류 운동 에너지는 다음과 같이 정의된다: $tke = (\langle uu \rangle +$

Table 1. Parameters of the computational domain. L_i/δ_0 and N_i indicate the domain sizes and the number of grids, respectively. Here, δ_0 is the inlet boundary layer thickness. Δx^+ , Δy^+ and Δz^+ are grid resolutions in streamwise, wall-normal and spanwise directions, respectively. The superscript + represents quantities normalized by the wall units. Re_τ is the friction Reynolds number.

	L_x/δ_0	L_y/δ_0	L_z/δ_0	N_x	N_y	N_z
APG	1834	100	130	10497	541	1025
ZPG	2300	100	100	13313	541	769
	Δx^+	Δz^+	Δy_{min}^+	Re_τ		
APG	3.34	2.43	0.098	834		
ZPG	5.60	4.21	0.165	837		

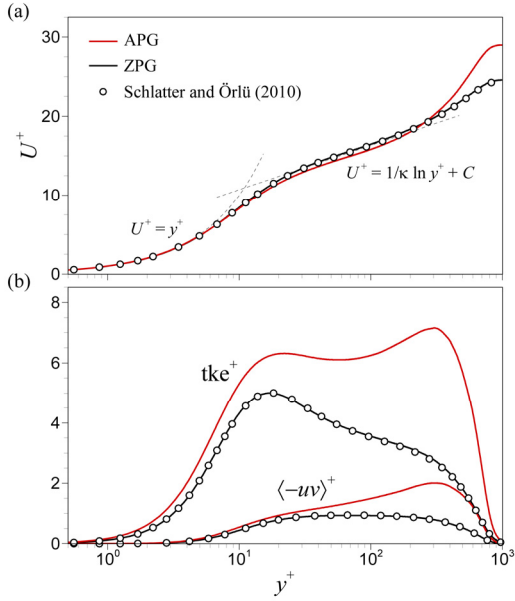


Fig. 1. Wall-normal profiles of (a) streamwise mean velocity (U) and (b) turbulent kinetic energy (tke) and Reynolds shear stress ($\langle -uv \rangle$). In (a), κ is the von Karman constant ($\kappa=0.41$), and C is constant value of 5.1. Symbols denote results of a ZPG TBL at $Re_\tau = 830$ ⁽¹⁶⁾.

$\langle vv \rangle + \langle ww \rangle / 2$, 여기서 u , v 및 w 는 각각 유동 방향, 벽과 수직인 및 횡 방향 속도 섭동을 나타낸다. 윗첨자 +는 벽 단위 (wall unit)로 무차원되었음을 나타낸다. 역압력 구배로 인해 유동 방향 평균 속도의 프로파일이 대수 층 (logarithmic layer)에서 아래로 이동하며, 바깥 영역에서 크게 증가한다.⁽¹⁵⁾ 난류 운동 에너지와 레이놀즈 응력 모두 바깥 영역에서 크게 증가하며, 특히 난류 운동 에너지는 벽 근처에서도 증가한다. ZPG에서의 유동 방향 평균 속도, 난류 운동 에너지 및 레이놀즈 전단 응력은 Schlatter와 Örlü⁽¹⁶⁾의 $Re_\tau = 830$ 에서의 결과와 잘 일치한다.

역압력 구배 난류 경계층에서 바깥 영역에서의 유동 방향 속도, 난류 운동 에너지와 레이놀즈 전단 응력의 증가는 큰 규모 구조의 영향에 기인한다. Fig. 2(a)는 난류 운동 에너지의 횡 방향 스펙트럼 ($k_z \phi_{tke}^+$)의 등고면을 보여준다, 여기서 k_z 는 횡 방향 파수 (spanwise wave number)이다.

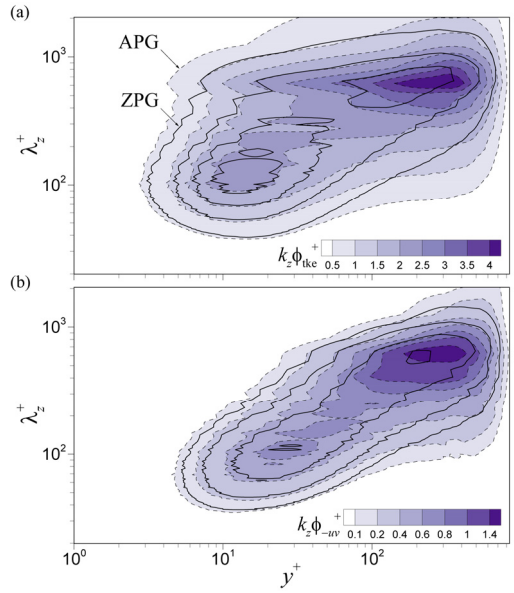


Fig. 2. 2D contours of (a) pre-multiplied spanwise energy spectra of the turbulent kinetic energy and (b) pre-multiplied spanwise co-spectra of the Reynolds shear stress.

ϕ_{AB} 는 $\mathcal{F}(A)^* \mathcal{F}(B)$ 로 정의되며, \mathcal{F} 는 푸리에 변환을 윗첨자 *는 켈레 복소수를 나타낸다.

에너지가 집중된 두 개의 정점 (peak)을 볼 수 있다. ZPG는 $y^+ = 13.5$ & $\lambda_z^+ = 115$ 및 $y^+ = 180$ & $\lambda_z^+ = 660$ 에서, APG는 $y^+ = 14.5$ & $\lambda_z^+ = 145$ 및 $y^+ = 320$ & $\lambda_z^+ = 630$ 에서 발견된다. λ_z 는 횡 방향 파장 (spanwise wavelength)을 의미한다. 전자는 벽 근처에는 작은 규모의 구조들의, 후자는 바깥 영역에는 큰 규모의 구조들의 에너지가 집중되어 있음을 의미한다. 역압력 구배로 인해 바깥 영역에서 큰 규모의 에너지가 증가한다. 특히 바깥 정점의 에너지 크기는 2.6배 증가하며, 그 위치는 더욱 경계층에 가까워진다. 더욱이 벽 근처에 존재하는 이들의 발자국 역시 강화된다. Fig. 2(b)는 레이놀즈 응력의 횡 방향 스펙트럼 ($k_z \phi_{-uv}^+$) 결과를 보여준다. 난류 운동 에너지 결과와 유사하게 벽 근처에서는 작은 규모의, 바깥 영역에서는 큰 규모의 $k_z \phi_{-uv}^+$ 값이 큰 것을 볼 수 있다.

본 연구에서는 스펙트럴 필터를 이용하여 횡

방향 차단 파장 (spanwise cutoff wavelength, $\lambda_{z,c}$) 인 $\lambda_{z,c}^+ = 400$ ($\lambda_{z,c}/\delta \approx 0.5$)을 기준으로 큰 규모와 작은 규모를 나눴다.^(6,13) 속도 및 압력 섭동의 경우 큰 규모와 작은 규모로 나눌 수 있다: $u_i = u_i' + u_i''$, 여기서 $(\cdot)'$ 와 $(\cdot)''$ 는 각각 큰 규모와 작은 규모를 나타낸다.

큰 규모와 작은 규모의 속도 섭동들은 서로 상관관계가 없기 때문에, $\langle u_i' u_j'' \rangle = \langle u_i'' u_j' \rangle = 0$, 레이놀즈 응력은 아래와 같이 큰 규모와 작은 규모로 나눌 수 있다.

$$\langle u_i u_j \rangle = \langle u_i' u_j' \rangle + \langle u_i'' u_j'' \rangle \quad (1)$$

식 (1)을 레이놀즈 응력 수송 방정식에 적용하면 아래와 같이 큰 규모와 작은 규모의 수송 방정식으로 나누어진다.

$$\frac{D\langle u_i' u_j' \rangle}{Dt} = Pd_{ij}^L - Ds_{ij}^L + Pv_{ij}^L + Vd_{ij}^L + Td_{ij}^L - Tr_{ij} \quad (2)$$

$$\frac{D\langle u_i'' u_j'' \rangle}{Dt} = Pd_{ij}^S - Ds_{ij}^S + Pv_{ij}^S + Vd_{ij}^S + Td_{ij}^S + Tr_{ij} \quad (3)$$

식 (2)는 큰 규모의 식 (3)은 작은 규모의 수송 방정식을 보여준다. 우변은 첫번째 항부터 각각 생성 (production, Pd), 소산 (Ds), 압력 수송 (pressure transport, Pv), 점성 수송 (viscous transport, Vd), 난류 수송 (turbulent transport, Td) 를 나타낸다. 수송 항에서 윗첨자 L과 S는 각각 큰 규모와 작은 규모를 나타낸다. 마지막 항은 스케일 간 수송 (interscale transport, Tr)을 의미하며, 식 (2)와 식 (3)을 더해 얻을 수 있는 전체 스케일의 수송 방정식에서는 사라지게 된다. 큰 규모의 레이놀즈 응력 수송 방정식의 각 항은 아래와 같이 정리된다.

$$Pd_{ij}^L = -\langle u_i' u_k' \rangle \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \langle u_j' u_k' \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \quad (4)$$

$$Ds_{ij}^L = 2\nu \left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} \right\rangle \quad (5)$$

$$Pv_{ij}^L = -\frac{1}{\rho} \left(\left\langle u_i' \frac{\partial p'}{\partial x_j} \right\rangle + \left\langle u_j' \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right\rangle \right) \quad (6)$$

$$Vd_{ij}^L = \nu \frac{\partial^2 \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial x_k^2} \quad (7)$$

$$Td_{ij}^L = -\frac{\partial}{\partial x_k} (\langle u_i' u_j' u_k' \rangle + \langle u_i' u_j' u_k'' \rangle + \langle u_i'' u_j'' u_k' \rangle + \langle u_i'' u_j'' u_k'' \rangle) \quad (8)$$

$$Tr_{ij} = \left(-\left\langle u_i'' u_k' \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} \right\rangle - \left\langle u_j'' u_k' \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \right\rangle \right) - \left(-\left\langle u_i' u_k'' \frac{\partial u_j''}{\partial x_k} \right\rangle - \left\langle u_j' u_k'' \frac{\partial u_i''}{\partial x_k} \right\rangle \right) \quad (9)$$

작은 규모의 각 항은 식 (4)부터 식 (9)에서 $(\cdot)'$ 와 $(\cdot)''$ 를 바꾸어 얻을 수 있다. 식 (9)에서 우변의 처음 두 항은 큰 규모에서 작은 규모로의 에너지 수송을, 마지막 두 항은 작은 규모에서 큰 규모로의 수송을 의미한다.⁽¹⁰⁾

3. 결과 및 고찰

유동 데이터로부터 계산된 난류 운동 에너지 수송 방정식을 기준에 보고된 결과와 비교 검증했다. 식 (2)와 식 (3)으로 구해진 큰 규모와 작은 규모의 난류 운동 에너지 수송 방정식의 각 항들을 더하면, 전체 스케일의 결과를 얻을 수 있다. 이를 위하여 ZPG와 APG의 경우 각각 2,020 장 및 2,500 장의 순간 유동장을 이용했다. Fig. 3은 전체 스케일의 난류 운동 에너지 수송 방정식을 보여준다. 검정 실선은 ZPG 결과를 나타내며, 이들은 심볼로 표시된 Schlatter와 Örlü⁽¹⁶⁾의 $Re_\tau = 830$ 에서의 결과와 잘 일치한다. 벽면 근처에서는 점성 수송과 소멸이 주를 이루며, $y^+ = 11$ 에서 생성의 정점이 관측된다. 역압

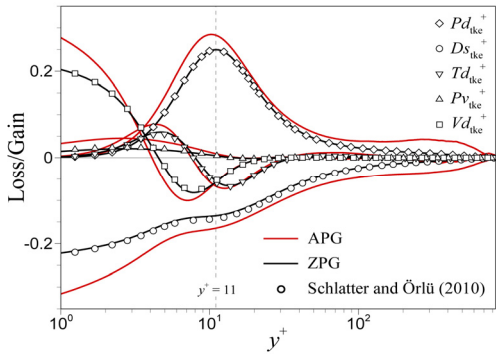


Fig. 3. Wall-normal profiles of turbulent kinetic energy budgets. Symbols denote results of a ZPG TBL at $Re_\tau = 830^{(16)}$.

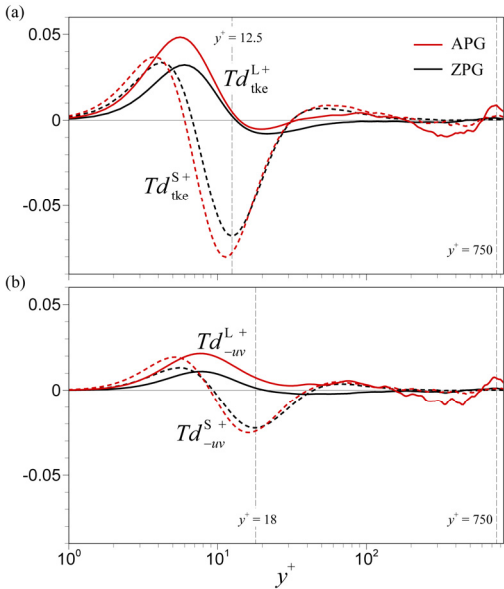


Fig. 4. Profiles of the turbulent transport for large scales (Td^L) and small scales (Td^S) of (a) turbulent kinetic energy budgets and (b) Reynolds shear stress budgets, respectively.

력 구배의 영향으로 벽 근처는 주로 작은 규모에 의해서, 벽 바깥에서는 큰 규모에 의해서 생성이 증가한다. 이와 더불어 작은 규모와 큰 규모의 소멸도 같이 증가하게 된다. 증가된 에너지를 전달하기 위한 수송과 관련 항들의 크기도 증가한다.⁽¹⁵⁾

Fig. 4는 난류 운동 에너지와 레이놀즈 전단

응력의 큰 규모 (Tr^L) 및 작은 규모 (Tr^S) 난류 수송 결과를 보여준다. 점선으로 표시된 작은 규모의 난류 수송을 보면 난류 운동 에너지와 레이놀즈 전단 응력은 각각 $y^+ = 12.5$ 및 $y^+ = 18$ 에서 음의 정점을 가지며, 이 주변을 제외하고 대부분의 위치에서 양의 값을 가진다. 이는 $y^+ = 11$ 근처에서 생성된 난류 운동 에너지 및 레이놀즈 전단 응력이 작은 규모에서 난류 수송에 의해 점성 저층 (viscous sublayer) 및 대수 층으로 이동됨을 보여준다. 역압력 구배의 영향으로 점성 저층으로 이동되는 양이 증가한다.

Fig. 4(a)에서 실선을 보면 난류 운동 에너지의 큰 규모 난류 수송은 $y^+ = 12.5$ 이하에서 양의 값을 가진다. 큰 규모 난류 수송은 주로 벽 근처에 에너지를 공급하는 역할을 한다. 이후 음의 값을 가지나 그 크기는 크지 않다. 이는 벽 근처에서 다른 메커니즘으로 에너지가 큰 규모에서 감소함을 암시한다. 레이놀즈 전단 응력의 큰 규모 난류 수송도 이와 유사한 경향을 보인다 (Fig. 4b).

역압력 구배의 영향으로 큰 규모 난류 수송에서 두 가지 큰 특징이 변하게 된다. 첫째는 레이놀즈 전단 응력의 큰 규모 난류 수송이 벽 바깥에서 양의 값을 가진다는 것이다. 이는 해당 위치에서도 큰 규모 난류 수송에 의해서 에너지가 공급됨을 의미한다. 해당 구간에서 작은 규모의 난류 수송은 비슷함을 볼 때, 작은 규모에서 큰 규모로 에너지 이동이 있음을 암시한다. 둘째는 난류 운동 에너지 및 레이놀즈 전단 응력의 큰 규모 난류 수송이 벽 바깥 $y^+ = 320$ 부분에서 다시 한번 큰 음의 값을 가지는 구간 발생한다. 이후 $y^+ = 750$ ($y/\delta \approx 0.9$)에서 양의 값이 크게 증가한다. 난류-비난류 경계면 (turbulent-non-turbulent interface)이 평균적으로 $y/\delta = 0.9^{(17)}$ 에 존재함을 고려하면, 이는 큰 규모에서 자유 흐름 유동 (free-stream flow)으로 난류 운동 에너지 및 레이놀즈 전단 응력이 이동하여 소멸함을 의미한다.⁽¹¹⁾ 역압력 구배로 인해 난류-비난류 경계면에서 에너지 이동이 더욱 활발해짐을 확인할 수 있다.

Fig. 5는 난류 운동 에너지 및 레이놀즈 전단 응력의 스케일 간 수송 결과를 보여준다. 점성

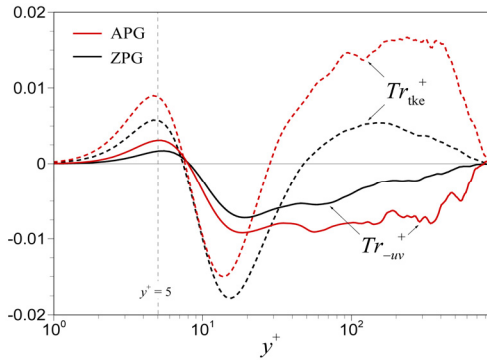


Fig. 5. Profiles of the interscale transport (Tr) of turbulent kinetic energy budgets (dashed lines) and Reynolds shear stress budgets (solid lines).

저층의 경계인 $y^+ = 5$ 근처에서 Tr_{tke}^+ 가 양의 정점을 가지며, $k_z \phi_{tke}^+$ 의 벽 근처 정점 위치인 $y^+ = 14.5$ 주위에서 음의 값을 가진다. 대수 층 이후 양의 값을 가지며, 이는 경계층 두께까지 이어진다. 난류 운동 에너지는 $y^+ = 14.5$ 근처의 작은 규모에서 주로 생성되기 때문에,⁽⁸⁾ 음의 Tr_{tke}^+ 값은 작은 규모에서 생성된 난류 운동 에너지가 큰 규모로 이동한다는 물리적 의미를 가진다. 벽 바깥에서는 양의 값이 주를 이루는데, 이는 역으로 큰 규모에서 작은 규모로 난류 운동 에너지가 이동함을 의미한다. Fig. 4(b)에서는 레이놀즈 전단 응력의 스케일 간 수송 (Tr_{-uv}) 결과를 볼 수 있다. 난류 운동 에너지와는 반대로 대부분의 위치에서 음의 값을 가진다. 레이놀즈 전단 응력의 경우 주로 작은 규모에서 큰 규모로 전달됨을 의미한다.

역압력 구배의 영향으로 점성 저층 근처 및 벽 바깥에서 Tr_{tke}^+ 양의 값이 크게 증가한다. $y^+ = 160 \sim 420$ ($y/\delta = 0.2 \sim 0.45$)에서 고원 (plateau)이 발견되며, 이 구간에서 ZPG보다 3배 이상 크기가 증가한다. 이는 해당구간에서 큰 규모에서 작은 규모로의 순 (net) 스케일 간 수송이 일정하게 일어남을 의미한다. Tr_{-uv}^+ 의 경우 점성 저층 근처의 양의 값과 이후 음의 값 모두 증가한다. 또한, Tr_{tke}^+ 와 마찬가지로 벽 바깥에서 ZPG 보다 3배 이상 증가한다.

4. 결론

본 연구는 역압력 구배 난류 경계층의 직접 수치 시뮬레이션 결과로부터 레이놀즈 응력의 스케일 간 수송에 대하여 살펴보았다. 이를 위해 압력 구배가 없는 난류 경계층 유동장을 비교했다. 역압력 구배의 결과로 경계층 부분의 난류-비난류 경계면에서 난류 수송에 의해 에너지 교환이 활발해지고, 벽 바깥의 큰 규모 에너지도 증가한다. 벽 바깥에서 레이놀즈 전단 응력이 작은 규모에서 큰 규모로 이동하는 역 스케일 간 수송이 증가한다. 레이놀즈 전단 응력은 난류 운동 에너지의 생성과 밀접하게 관련되어 있기 때문에, 역 스케일 간 수송은 벽 바깥에서 큰 규모의 난류 운동 에너지 생성 증가로 이어진다. 벽 바깥에서 생성된 큰 규모의 난류 운동 에너지는 스케일 간 수송에 의해 작은 규모로 전달되며, 일부는 점성에 의해 소멸된다. 스펙트럼 영역에서 스케일 간 수송을 분석하면, 에너지 수송이 활발하게 일어나는 특정 파장을 파악하여 수송 메커니즘을 더욱 명확하게 규명할 수 있을 것으로 판단된다.

후 기

이 연구는 정부(과학기술정보통신부)의 재원으로 한국연구재단의 무인이동체 원천기술개발사업(2020M3C1C1A0208632612)과 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 연구임(2021R1F1A1053438).

REFERENCE

- 1) Theodorsen, T., 1952, "Mechanisms of turbulence," In Proceedings of the Midwestern Conference on Fluid Mechanics.
- 2) Robinson, S. K., 1991, "Coherent motions in the turbulent boundary layer," Annu. Rev. Fluid Mech., Vol. 23(1), pp. 601~639.
- 3) Kim, K. C. and Adrian, R. J., 1999, "Very large-scale motion in the outer layer," Phys.

- Fluids, Vol. 11(2), pp. 417~422.
- 4) Hutchins, N. and Marusic, I., 2007, "Evidence of very long meandering features in the logarithmic region of turbulent boundary layers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 579, pp. 1~28.
 - 5) Mathis, R., Hutchins, N. and Marusic, I., 2009, "Large-scale amplitude modulation of the small-scale structures in turbulent boundary layers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 628, pp. 311~337.
 - 6) Bernardini, M. and Pirozzoli, S., 2011, "Inner/outer layer interactions in turbulent boundary layers: a refined measure for the large-scale amplitude modulation mechanism," *Phys. Fluids*, Vol. 23(6), 061701.
 - 7) Toh, S. and Itano, T., 2005, "Interaction between a large-scale structure and near-wall structures in channel flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 524, pp. 249~262.
 - 8) Bolotnov, I. A., Lahey Jr, R. T., Drew, D. A., Jansen, K. E. and Oberai, A. A., 2010, "Spectral analysis of turbulence based on the DNS of a channel flow," *Comput. Fluids*, Vol. 39(4), pp. 640~655.
 - 9) Mizuno, Y., 2016, "Spectra of energy transport in turbulent channel flows for moderate Reynolds numbers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 805, pp. 171~187.
 - 10) Kawata, T. and Alfredsson, P. H., 2018, "Inverse interscale transport of the Reynolds shear stress in plane Couette turbulence," *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 120(24), 244501.
 - 11) Chan, C. I., Schlatter, P. and Chin, R. C., 2021, "Interscale transport mechanisms in turbulent boundary layers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 921, A13.
 - 12) Harun, Z., Monty, J. P., Mathis, R. and Marusic, I., 2013, "Pressure gradient effects on the large-scale structure of turbulent boundary layers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 715, pp. 477~498.
 - 13) Yoon, M., Hwang, J. and Sung, H. J., 2018, "Contribution of large-scale motions to the skin friction in a moderate adverse pressure gradient turbulent boundary layer," *J. Fluid Mech.*, Vol. 848, pp. 288~311.
 - 14) Kim, K., Baek, S. J. and Sung, H. J., 2002, "An implicit velocity decoupling procedure for the incompressible Navier–Stokes equations," *Int. J. Numer. Methods Fluids*, Vol. 38(2), pp. 125~138.
 - 15) Lee, J. H. and Sung, H. J., 2008, "Effects of an adverse pressure gradient on a turbulent boundary layer," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 29(3), pp. 568~578.
 - 16) Schlatter, P. and Örlü, R., 2010, "Assessment of direct numerical simulation data of turbulent boundary layers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 659, pp. 116~126.
 - 17) Yoon, M., Hwang, J., Yang, J. and Sung, H. J., 2020, "Wall-attached structures of streamwise velocity fluctuations in an adverse-pressure-gradient turbulent boundary layer," *J. Fluid Mech.*, Vol. 885, A12.