$Re_\tau=640$ までの平行平板間乱流熱伝達の DNS*
(レイノルズ数・プラントル数の影響の検討)阿部 浩幸^{*1}, 河村 洋^{*2}**DNS of Turbulent Heat Transfer in a Channel Flow up to $Re_\tau=640$**
(With Respect to Reynolds- and Prandtl-Number Effects)Hiroyuki ABE and Hiroshi KAWAMURA^{*3}^{*3} Department of Mechanical Engineering, Tokyo University of Science,
2641 Yamazaki, Noda-shi, Chiba, 278-8510 Japan

Direct numerical simulation (DNS) of turbulent heat transfer in a channel flow has been carried out with a higher Reynolds number up to $Re_\tau=640$, which is based on the friction velocity u_τ and the channel half width δ . The configuration is a fully developed turbulent channel flow with uniform heating from both walls. Calculated conditions are the Reynolds numbers of 180, 395 and 640 and the molecular Prandtl numbers of 0.025 and 0.71. Turbulence quantities such as temperature variance, turbulent heat fluxes, their correlation coefficients, turbulent Prandtl number and time scale ratio are presented to investigate the Reynolds- and Prandtl-number effects and the scaling issue up to $Re_\tau=640$. Moreover, the mechanism of production and destruction for the wall-normal turbulent heat flux has been examined through budget of transport equations and quadrant analysis.

Key Words: DNS, Turbulent Heat Transfer, Channel Flow, Turbulent Prandtl Number, Time Scale Ratio

1. 結 言

熱や物質のスカラー輸送を伴った乱流輸送現象を解明することは、工学的な重要課題である。このため、様々な研究が行われてきたが、なかでも、数値計算は、近年の計算機の性能の向上と共に急速に発展し、今では乱流現象を解明するための重要なツールのひとつとなっている。特に、支配方程式をモデル化せず可能な限り高精度に解く手法である直接数値シミュレーション(DNS)により、様々な乱流現象が再現されてきた。本研究の対象となる壁乱流においては、1987年に最初にKimら⁽¹⁾により壁面摩擦速度 u_τ 及びチャネル半幅 δ により無次元化されたレイノルズ数で $Re_\tau=180$ のDNSの計算が行われた。その後、数々の計算が行われてきたが、計算機の性能による制限から比較的低いレイノルズ数の計算に限定されてきた。このような状況のもと、近年、計算機の性能が飛躍的に向上したことにより、大規模かつより高いレイノルズ数の計算が行われるようになった。より高いレイノルズ数のDNSの研究としては、Kawamura⁽²⁾、Kawamuraら⁽³⁾が、 $Re_\tau=640$ までのDNSを行った。Moserら⁽⁴⁾は、

$Re_\tau=590$ のDNSデータベースを公開した。Abeら⁽⁵⁾は、 $Re_\tau=640$ までのレイノルズ数に対して、各種乱流統計量及び乱流構造に対してレイノルズ数依存性の検討を行った。最近では、Iwamotoら⁽⁶⁾が $Re_\tau=650$ 、店橋ら⁽⁷⁾が $Re_\tau=800$ の更に高いレイノルズ数のDNSを行っている。他方、より計算領域の大きな計算としては、del Álamo-Jiménez⁽⁸⁾が $Re_\tau=550$ のDNSを、Abe-Kawamura⁽⁹⁾が $Re_\tau=640$ のDNSを行っている。

平行平板間乱流熱伝達のDNSは、Kim-Moin⁽¹⁰⁾により一様内部発熱条件下において初めて行なわれた。その時のレイノルズ数は $Re_\tau=180$ 、プラントル数は $Pr=0.2, 0.71, 2.0$ であった。その後、より低いレイノルズ数においては、Lyonsら⁽¹¹⁾が $Re_\tau=150$ 、 $Pr=1.0$ において上下温度差一定条件の計算を行っている。Kasagiら⁽¹²⁾、Kasagi-Ohtsubo⁽¹³⁾は、 $Re_\tau=150$ 、 $Pr=0.71, 0.025$ において等熱流束加熱条件の計算を行なった。より高いプラントル数の計算においては、Kawamuraら⁽¹⁴⁾が、 $Re_\tau=180$ 、 $Pr=0.025\sim5.0$ の範囲のプラントル数に対して、等熱流束加熱条件のDNSを行なっている。最近では、Tiseijら⁽¹⁵⁾が、 $Re_\tau=180$ 、 $Pr=7.0$ において、固体壁面内の熱伝導を考慮したDNSを行った。他方、より高いレイノルズ数においては、Wikström-Johansson⁽¹⁶⁾が、 $Re_\tau=265$ 、 $Pr=0.71$ において上下壁面温度差一定条件の計算を行っている。

* 原稿受付 2002年11月29日。

^{*1} 正員, 東京理科大学理工学部 [現: 航空宇宙技術研究所]。^{*2} 正員, 東京理科大学理工学部 (〒278-8510 野田市山崎2641)。

E-mail: kawa@rs.noda.tus.ac.jp

Table 1 Computational method

Grid	Staggered Grid	
Coupling Algorithm	Fractional Step Method	
Time Advancement	Viscous Terms (y-dir.)	2nd-order Crank-Nicolson Method
	Others	2nd-order Adams-Bashforth Method
Discretization scheme	Non-linear terms (x, z dir.)	4th-order central scheme
	Non-linear terms (y dir.)	2nd-order central scheme
	Viscous terms (x, z dir.)	4th-order central scheme
	Viscous terms (y dir.)	2nd-order central scheme
Boundary Condition	Periodic(x, z direction), Non-slip (y-direction)	

Table 2 Domain size, grid points and spatial resolution

Re _τ	180	395	640
L _x × L _y × L _z	12.8δ × 2δ × 6.4δ	12.8δ × 2δ × 6.4δ	12.8δ × 2δ × 6.4δ
L _x ⁺ × L _y ⁺ × L _z ⁺	2304 × 360 × 1152	5056 × 790 × 2528	8192 × 1280 × 4096
N _x × N _y × N _z	256 × 128 × 256	512 × 192 × 512	1024 × 256 × 1024
Δx ⁺ , Δy ⁺ , Δz ⁺	9.00, 0.20 ~ 5.90, 4.50	9.88, 0.15 ~ 6.52, 4.94	8.00, 0.15 ~ 8.02, 4.00

さらに, Kawamura ら⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾は, Re_τ = 395, Pr = 0.025, 0.2, 0.71, 1.0 において等熱流束加熱条件の計算を行い, 各種乱流統計量及び乱流構造に対するレイノルズ数, プラントル数の影響を報告している. しかしながら, Re_τ = 395 より高いレイノルズ数における乱流熱伝達の DNS は未だ報告されていない. そこで, 本報では, Re_τ = 640 までの平行平板間乱流熱伝達の DNS を行い, 各種乱流統計量に対してレイノルズ数・プラントル数依存性を検討する. さらに, このレイノルズ数の範囲内でのスケージング則も併せて検討する.

Fig. 1 Computational domain.

2. 計算手法及び計算条件

計算領域を図1に示す. 計算領域はチャンネル中央付近の大規模構造が極力捉えられるように, 流れ方向(x)及びスパン方向(z)に対して可能な限り広い計算領域を設定した. 計算の体系としては, 流れ場には十分発達した無限に長い平行平板間乱流を想定し, 温度場に対しては, 壁面より等熱流束加熱された状態を想定した. 設定されたレイノルズ数は, Re_τ = 180, 395, 640 の3種類である. また, プラントル数は, 各レイノ

ルズ数に対して, 水銀, 空気を想定して, Pr = 0.025, 0.71 に設定した.

支配方程式は, 連続の式, Navier-Stokes 方程式, Energy 方程式より構成される. 壁面摩擦速度 u_τ 及びチャンネル半幅 δ により無次元化をすると, 連続の式は,

$$\frac{\partial u_i^+}{\partial x_i^*} = 0 \quad (1)$$

Navier-Stokes 方程式は,

$$\frac{\partial u_i^+}{\partial t^*} + u_j^+ \frac{\partial u_i^+}{\partial x_j^*} = -\frac{\partial p^+}{\partial x_i^*} + \frac{1}{Re_\tau} \frac{\partial^2 u_i^+}{\partial x_j^{*2}} + \frac{\partial \bar{p}^+}{\partial x_i^*} \delta_{il} \quad (2)$$

となる. ここで, 式(2)の右辺第3項は, 時間に依存しない平均圧力勾配項で, 右辺第1項は平均圧力勾配からの変動分である. 一方, Energy 方程式は, 壁面温度 T_w と温度 T の温度偏差 θ (= T_w - T) を用い, 以下のように無次元化する. まず, 本研究の対象となる平行平板間乱流では, 統計的に平均化された温度は流れ方向に線形的に増加するので, 瞬時の温度は2つの部分に分割できる.

$$T^+(x^*, y^*, z^*) = \frac{d \langle \bar{T}_m^+ \rangle}{dx^*} x^* - \theta^+(x^*, y^*, z^*) \quad (3)$$

ここで, $\langle \bar{T}_m^+ \rangle$ は混合平均温度であり, 本計算対象では, 流れ方向の温度勾配は $d \langle \bar{T}_m^+ \rangle / dx^* = 2 / \langle \bar{u}_1^+ \rangle$ となる. なお, $\langle \bar{u}_1^+ \rangle$ は, 流れ方向の速度 u₁⁺ の各時刻における x, z 平面内のアンサンブル平均値 $\bar{u}_1^+$ をチャンネル全域で積分した値である. 従って, 壁面摩擦温度 T_τ により無次元化を行うと Energy 方程式は

$$\frac{\partial \theta^+}{\partial t^*} + u_j^+ \frac{\partial \theta^+}{\partial x_j^*} = \frac{1}{Re_\tau \cdot Pr} \frac{\partial^2 \theta^+}{\partial x_j^{*2}} + \frac{2u_1^+}{\langle \bar{u}_1^+ \rangle} \quad (4)$$

となる。なお、上付き + は壁面摩擦速度 u_τ 、壁面摩擦温度 T_τ 、密度 ρ 、動粘性係数 ν による無次元化、* はチャンネル半幅 δ による無次元化を示す。また、境界条件は次のように与えられる。

$$u_i^+ = \theta^+ = 0 \quad \text{at } y = 0 \text{ and } 2\delta \quad (5)$$

計算手法を表 1 に示す。空間的離散化の手法には、有限差分法を用いた。なお、収支量に関しては 2 次精度で離散化し、計算を行った。計算手法の詳細については、Kawamura ら⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾、Abe ら⁽⁵⁾に記した。

計算領域、所要格子数、空間解像度等の計算パラメータを表 2 に示す。なお、 $Re_\tau=640$ の最も大きな計算には、約 2.7×10^8 の格子点数を要した。

3. 結果及び考察

本計算により得られたヌッセルト数を図 2 に示す。横軸には、バルク平均流速 $\bar{u}_m$ 、チャンネル全幅 2δ に基づくレイノルズ数 $Re_m (= 2\bar{u}_m\delta/\nu)$ をとった。なお、 $Pr=0.71$ に対しては Kays-Crawford⁽¹⁹⁾による経験式と比較し、 $Pr=0.025$ に対しては Sleicher-Rouse⁽²⁰⁾による経験式と比較した。本計算結果は、各レイノルズ数の各プラントル数において、上記の経験式と良く一致している。

平均温度分布を図 3 に示す。なお、 $Re_\tau=640$ に対しては、Kader⁽²¹⁾による経験式と比較した。結果として、 $Re_\tau=640$ の計算結果は、 $Pr=0.025$ の場合にチャンネル中心部分で差異が見受けられるが、概ね Kader⁽²¹⁾の経験式と良く一致している。さらに、 $Pr=0.71$ の場合は、レイノルズ数の増加と共に対数領域が広がる傾向が見受けられる。ここで、 $Re_\tau=180$ の場合は、対数領域が $Re_\tau=395, 640$ の時と比べてかなり高い値を持つことに注意しなければならない。これは、対数領域、伴流領域をはっきりと区別するためには、 $Re_\tau=180$ は低すぎることを意味している。一方、 $Pr=0.025$ の場合は、伝導底層が厚く、且つ本研究で適用したレイノルズ数が対流の影響が支配的になる為には低すぎる等理由から、各レイノルズ数に対して対数領域は存在しない傾向が見受けられる。

平均温度分布における対数領域は次のように表される。

$$\bar{\theta}^+ = \frac{1}{\kappa_\theta} \ln y^+ + c_\theta \quad (6)$$

ここで、 κ_θ 、 c_θ はカルマン定数、付加定数である。 $Re_\tau=640$ 、 $Pr=0.71$ の場合には、 $\kappa_\theta=0.43$ 、 $c_\theta=3.0$ となった。なお、カルマン定数は、 $\kappa_\theta = (y^+ \partial \bar{\theta}^+ / \partial y^+)^{-1}$ より各 y^+ の位置の値を求め、求めた値に対してフィッティングをかけて、定数を決定した。

Fig. 2 Nusselt number.

Fig. 3 Mean temperature distribution.

Fig. 4 Rms of temperature variance.

温度変動の RMS 値を図 4 に示す。 $Pr=0.71$ の場合は、内層のスケージングをすれば、ピーク値及びピークの位置はほとんどレイノルズ数に依存しない。本計算結果では、ピークの位置は $Re_\tau=180, 640$ それぞれの場合において、 $y^+=19, 21$ の位置に得られた。一方、 $Pr=0.025$ の場合は、内層のスケージングをすると、レイノルズ数の増加と共にピーク値が増加し、ピーク位置は壁面より離れていく傾向が見受けられる。他方、スケージング則に関しては、 $Re_\tau=395$ 以上のレイノルズ数で、 $Pr=0.71$ の場合は、 $y^+=0 \sim 20$ の領域では内層のスケージングが、 $0.2 < y/\delta < 1$ の領域では外層が有効であるという結果を得た。一方、 $Pr=0.025$ の場合は、外層のパラメータ (δ) でスケージングすれ

Fig. 5 Streamwise turbulent heat flux.

Fig. 6 Cross-correlation coefficient of $R_{u\theta}$.

ば、ピーク位置は、各レイノルズ数で $y/\delta \simeq 0.35$ に現れるものの、依然として、内層・外層どちらのパラメータでもスケーリングされない傾向が見受けられる。

流れ方向の乱流熱流束 $\overline{u'^+\theta'^+}$, その相関係数 $R_{u\theta}$ を図 5, 6 にそれぞれ示す。なお, $R_{u\theta}$ に対しては Subramanian-Antonia⁽²²⁾ の乱流境界層の実験値も比較のためプロットした。 $Pr = 0.71$ の場合は、内層のスケーリングをすると、 $\overline{u'^+\theta'^+}$ におけるレイノルズ数依存性は小さく、且つピーク値はレイノルズ数によらず $y^+ = 16$ に現れる。また、相関係数 $R_{u\theta}$ に関しては、レイノルズ数によらず、ピーク値は $y^+ = 7$ で 1 に漸近する傾向を得た。この相関係数の結果は、壁面近傍においては、温度変動 θ' が流れ方向の速度変動 u' に対して強い相似性を示すことを意味している。しかし、 $Pr = 0.025$ の場合は、内層のスケーリングをすると、レイノルズ数の増加と共に $\overline{u'^+\theta'^+}$ の値も増加していく。また、 $R_{u\theta}$ に関しては、レイノルズ数によらず、壁面近傍では明確なピーク値を持たない。この相関係数の結果は、 u' と θ' の相似性が著しく低いことを意味している。なお、各レイノルズ数で、 $y/\delta > 0.3$ では、 $\overline{u'^+\theta'^+}$ においては、 $Pr = 0.025, 0.71$ における値の差が大きい、 $R_{u\theta}$ においては、両者の差が小さく、プ

Fig. 7 Wall-normal turbulent heat flux.

Fig. 8 Cross-correlation coefficient of $-R_{v\theta}$.

ラントル数による影響が小さい傾向が見受けられる。

壁垂直方向の乱流熱流束 $-\overline{v'^+\theta'^+}$, その相関係数 $-R_{v\theta}$ を図 7, 8 にそれぞれ示す。図 7 には全熱流束 $Q_{total}^+ (= (1/Pr)(\partial\bar{\theta}^+/\partial y^+) - \overline{v'^+\theta'^+})$ の分布も併せてプロットした。本計算結果は、内層のスケーリングをすると、レイノルズ数が増加するにつれて、 $Pr = 0.025, 0.71$ ともに $-\overline{v'^+\theta'^+}$ のピーク値は増加し、ピーク位置は壁から離れていく傾向が見受けられる。特に、 $Pr = 0.025$ におけるレイノルズ依存性は、 $Pr = 0.71$ の時より顕著である。なお、最も高いレイノルズ数 $Re_\tau = 640$ における $-\overline{v'^+\theta'^+}$ は、 $Pr = 0.71$ の時には $y^+ = 56.4$ において 0.88, $Pr = 0.025$ の時には $y^+ = 179.6$ において 0.33 に達した。

相関係数 $-R_{v\theta}$ に関しては、 $Pr = 0.71$ の場合、レイノルズ数によらず、 $-R_{v\theta}$ と $-R_{uv}$ (図省略) は壁面近傍において概ね同じ分布を示す傾向が見受けられた。この結果は、 $Pr = 0.71$ の $-\overline{v'^+\theta'^+}$ とレイノルズせん断応力 $-\overline{u'^+v'^+}$ は、ほぼ同じ乱流メカニズムで生成されていることを示唆している。一方、 $Pr = 0.025$ の場合は、 $-R_{v\theta}$ は $Pr = 0.71$ の場合に比べて大きな値を持ち、レイノルズ数の増加とともに減少する傾向が見受けられる。

Fig. 9 Turbulent Prandtl number.

Fig. 10 Time scale ratio.

乱流プラントル数は下記のように定義される.

$$Pr_t = \frac{v_t}{a_t} = \frac{\overline{u'^+v'^+}}{\overline{v'^+\theta'^+}} \cdot \frac{(d\bar{\theta}^+/dy^+)}{(d\bar{u}^+/dy^+)} \quad (7)$$

式(7)は、渦粘性係数 v_t の熱拡散係数 a_t に対する割合に一致する. 図9に各レイノルズ数, 各プラントル数における乱流プラントル数の分布を示す. $Pr=0.71$ の場合は, 壁面に漸近するにつれて, 乱流プラントル数はレイノルズ数によらず, 1.1 という結果を得た. この結果は, Kim-Moin⁽¹⁰⁾, Antonia-Kim⁽²³⁾, Kawamuraら⁽¹⁷⁾の平行平板間乱流における DNS の結果, Kong ら⁽²⁴⁾による乱流境界層の DNS による結果に一致する. また, チャンネル中心では, Pr_t はレイノルズ数によらず 0.65 という結果を得た. 一方, $Pr=0.025$ の場合は, Pr_t は各レイノルズ数において $Pr=0.71$ の時よりも大きな値を示す. それにもかかわらず, レイノルズ数の増加と共に $Pr=0.71$ の値に漸近する傾向を示す. この傾向は, レイノルズ数の増加にともない, チャンネル中心付近では持続するものと考えられる. しかし, 壁面近傍では, 図8に見たように, 相関係数 $-R_{v\theta}$ の値が異なることから, $Pr=0.71$ の値に漸近しないのではないかと考えられるが, これは今後の興味ある課題である. 他方, 乱流プラントル数のスケールリングに関しては, $Re_\tau=395$ 以上のレイノルズ数で, $Pr=0.71$

Fig. 11 Skewness factor: (a) $Pr=0.71$; (b) $Pr=0.025$.

の場合は, $y^+=40$ 程度までは内層, $0.2 < y/\delta < 1$ では外層のスケールリングが有効である傾向が見受けられる. 一方, $Pr=0.025$ の場合は, 2つのピークが, 各レイノルズ数で, それぞれ $y^+ \simeq 5, 40$ の位置に見られるものの, 全体的には, 内層・外層のどちらのパラメータでもスケールリングされない傾向が見受けられる.

時間スケール比 R は, 温度分散の散逸の割合を求めるためによく用いられる乱流統計量であり, 下記のように定義される.

$$R = \frac{\overline{\theta'^+{}^2 \epsilon^+}}{2k^+ \epsilon_\theta^+} \quad (8)$$

ここで, ϵ^+ , ϵ_θ^+ はそれぞれ速度場, 温度場の散逸を示し, k^+ は乱流エネルギーを示す. また, この壁面漸近値は, 解析的に求めればプラントル数に一致する. 図10に各レイノルズ数, プラントル数における時間スケール比を示す. 壁面漸近値に関しては, 本計算結果はレイノルズ数によらず確かにプラントル数に漸近している. その範囲は, Re, Pr によらず $y^+=5$ 程度までで, これは粘性底層の範囲と一致する. 他方, 乱流モデルにおいては, 温度分散の散逸を求める為に, $R=0.5$ がよく用いられてきた. 本計算結果は, $Pr=0.71$ に対して, レイノルズ数の増加と共にチャンネル中心において 0.5 に漸近する傾向が見受けられる.

Fig. 12 Flatness factor: (a) $Pr = 0.71$; (b) $Pr = 0.025$.

さらに、 $Pr = 0.025$ の場合においても、レイノルズ数の増加と共に 0.5 に向かって増加していく傾向が見受けられる。しかし、本計算結果からは、非常に高いレイノルズ数においても、時間スケール比がプラントル数によらず 0.5 に漸近するか否かは結論づけられない。

図 11, 12 に温度変動の歪み度 $S(\theta')$ 、扁平度 $F(\theta')$ の分布を示す。正規分布では、歪み度は 0、扁平度は 3 に漸近する。なお、Nagano-Tagawa⁽²⁵⁾ の乱流境界層の実験値も比較のためプロットした。結果として、 $S(\theta')$ の分布においては、両プラントル数共に、レイノルズ数が増加するにつれて、壁面近傍及びチャンネル中央 ($0.6 < y/\delta < 1$) の値がより歪む傾向が見受けられる。また、 $F(\theta')$ は、この領域において、正規分布よりも高い値を持つことから、壁面近傍、チャンネル中心においては、かなり間欠性が高いことが分かる。他方、スケーリング則に関しては、 $Pr = 0.71$ の場合は、内層のスケーリングをすると、レイノルズ数の増加と共に $S(\theta') = 0$ 、 $F(\theta') = 3$ を通過する位置が壁面から離れる傾向が見受けられるが、壁面近傍では概ね内層でスケーリングされる。一方、 $Pr = 0.025$ の場合は、 δ で無次元化すると、歪み度、扁平度ともに、 $0.2 < y/\delta < 0.6$ の領域では、概ね外層のパラメータでスケーリングされる傾向が見受けられる。

Fig. 13 Budget of $\overline{v'+\theta'+}$: (a) $Pr = 0.71$; (b) $Pr = 0.025$.

次に、壁垂直方向の乱流熱流束 $-\overline{v'+\theta'+}$ の生成・消滅機構を調べる。図 13 に $u_\tau^3 T_\tau / \nu$ で無次元化した $\overline{v'+\theta'+}$ の収支を、 $Re_\tau = 150$ の Kasagi ら⁽¹²⁾、Kasagi-Ohtsubo⁽¹³⁾ の DNS の結果と比較して示す。なお、 $Pr = 0.025$ の場合は、領域全体に生成項、散逸項の 2 項が支配的で、この他の項の寄与が小さいため、この 2 項のみをプロットした。 $Pr = 0.71$ の場合は、生成項と温度圧力勾配相関項が支配的で、この 2 項のレイノルズ数依存性が高い。収支項のスケーリング則に関しては、ここでは示していないが、どの項に対しても外層のスケーリングは適さない傾向が見受けられた。一方、 $Pr = 0.025$ の場合は、 $\overline{v'+\theta'+}$ の生成・散逸項のピーク位置は、 $y^+ = 40 \sim 50$ に見られるものの、内層・外層どちらのパラメータでもスケーリングされない傾向が見受けられた。

図 14 に壁垂直方向の乱流熱流束 $-\overline{v'+\theta'+}$ に対する $j = 1 \sim 4$ の各象限のイベントの値 $-(\overline{v'+\theta'+})_j$ の割合を示す。この 4 象限解析は、レイノルズせん断応力 $-\overline{u'+v'}$ (Wallence ら⁽²⁶⁾、Willmarth-Lu⁽²⁷⁾) や壁垂直方向の乱流熱流束 $-\overline{v'+\theta'+}$ (Perry-Hoffmann⁽²⁸⁾、Nagano-Tagawa⁽²⁵⁾) に対する生成メカニズムを調べる為に数多く用いられてきた。 $Pr = 0.71$ の場合、レイノルズ数によらず、壁面から $y^+ = 15$ 付近までの間では、スウィー

Fig. 14 Fractional contribution for $-\overline{v^+\theta^+}$ from each quadrant: (a) $Pr = 0.71$; (b) $Pr = 0.025$.

ブ ($\theta^+ > 0, v^+ < 0$) のイベント $-(\overline{v^+\theta^+})_4$ が、イジェクション ($\theta^+ < 0, v^+ > 0$) のイベント $-(\overline{v^+\theta^+})_2$ よりもより大きな正の寄与をしている。一方、 $y^+ = 15$ 以上では、逆に、イジェクションのイベントの寄与が大きい。この結果は、Perry-Hoffmann⁽²⁸⁾ の乱流境界層の実験、Kong ら⁽²⁴⁾ の乱流境界層における DNS の結果に良く一致する。また、アウターワード ($\theta^+ > 0, v^+ > 0$) のイベント $-(\overline{v^+\theta^+})_1$ 、インワード ($\theta^+ < 0, v^+ < 0$) のイベント $-(\overline{v^+\theta^+})_3$ に関しては、各レイノルズ数において、全領域にわたってほぼ同等の寄与をする。他方、 $-(\overline{v^+\theta^+})_j$ のスケーリングに関しては、 $y^+ = 50$ までは内層のスケーリング、 $y/\delta = 0.2 \sim 1$ では外層のスケーリングが妥当である傾向が見受けられる。

一方、 $Pr = 0.025$ の場合は、外層のパラメータ (δ) で無次元化をすると、レイノルズ数によらず、スウィープのイベントが $y/\delta < 0.2$ まで支配的で、 $y/\delta > 0.2$ ではイジェクションのイベントが支配的である。この外層のスケーリングの場合では、壁面近傍ではスウィープのイベント、チャンネル中心ではイジェクションのイベントがレイノルズ数の増加とともに、わずかに増加する傾向が見受けられた。なお、ここでは示していないが、内層のスケーリングをすれば、スウィープとイ

Fig. 15 Probability distribution of $-\overline{v^+\theta^+}$ from each quadrant: (a) $Pr = 0.71$; (b) $Pr = 0.025$.

ジェクションの寄与が逆転する位置が、レイノルズ数の増加とともに、壁面から離れていく傾向が見受けられた。

各象限のイベント $-(\overline{v^+\theta^+})_j$ の起こる確率 P_j を図 15 に示す。なお、 P_j の $j = 1 \sim 4$ までの総和は 1 になるように無次元化を施した。 $Pr = 0.71$ の場合、各レイノルズ数に対して、 $y^+ < 15 \sim 20$ まで P_2 が P_4 よりも大きな値を示す傾向が見受けられる。これは、図 14(a) で見受けられた傾向と反対である。すなわち、この結果は、壁面近傍では、スウィープのイベントの発生頻度はイジェクションよりも低いが、 $-\overline{v^+\theta^+}$ に対しては、より大きく寄与することを意味している。一方、 $y^+ > 15 \sim 20$ では、相対的に P_2 と P_4 の重要性は逆転する。なお、スケーリング則に関しては、概ね図 14(a) に見た 4 象限解析の結果と一致するが、壁面近傍の P_3, P_4 に対しては、レイノルズ数の増加と共に P_3 の値が増加し、これに対し、 P_4 の値は減少している。一方、図 14(a) に見たように、壁面近傍のスウィープのイベントの $-\overline{v^+\theta^+}$ への寄与は、わずかではあるが、レイノルズ数の増加と共に増加する傾向が見受けられる。この結果は、壁面近傍のスウィープのイベントの間欠性が増加していることを示唆している。

一方、 $Pr = 0.025$ の場合は、 P_2 が $y/\delta < 0.2$ の範囲

で P_4 より大きく、 $y/\delta > 0.2$ の範囲では $P_4 > P_2$ となる傾向が見受けられる。また、レイノルズ数の影響が各象限に対して見受けられ、概ねチャンネル全域でレイノルズ数の増加と共に P_1 と P_3 が増加するのに対し、 P_2 と P_4 が減少している。しかし、スウィープ、イジェクションのイベントの $-\overline{v^+ \theta^+}$ への寄与は、図 14(b) に見たように、逆にレイノルズ数の増加とともにわずかに大きくなっている。この結果は、スウィープ、イジェクションのイベントの間欠性が、レイノルズ数の増加とともに増加していることを示唆している。

4. 結 言

Re_τ = 640 までの平行平板間乱流熱伝達の DNS を行い、各種乱流統計量に対して、レイノルズ数・プラントル数の依存性及びスケーリング則を検討し、下記の結論を得た。

- (1) レイノルズ数依存性に関しては、Re_τ = 180 では低レイノルズ数の効果が顕著であり、一方、Re_τ = 395, 640 では依然としてレイノルズ数の影響が検知されるものの、Re_τ = 180 と比べると小さい結果を得た。
- (2) スケーリング則に関しては、Re_τ = 640 までのレイノルズ数の範囲では、各種乱流統計量に対して、Pr = 0.71 の場合は、壁面近傍では内層のスケーリングが有効であり、 $0.2 < y/\delta < 1$ では外層のスケーリングが有効である。一方、Pr = 0.025 の場合は、ほとんどの統計量が、内層・外層どちらのパラメータでもスケーリングされなかった。
- (3) 乱流プラントル数は、壁面に漸近するにつれて、Pr = 0.71 の場合はレイノルズ数によらず 1.1 に漸近し、Pr = 0.025 の場合はレイノルズ数の増加と共に 1 に近づく結果を得た。
- (4) 壁垂直方向の乱流熱流束 $-\overline{v^+ \theta^+}$ に対する生成・消滅機構は、Pr = 0.71 の場合は $y^+ < 15$ ではスウィープの影響が顕著であり、 $y^+ > 15$ ではイジェクションの影響が顕著である。一方、Pr = 0.025 の場合は、 $y/\delta < 0.2$ でスウィープの影響が、 $y/\delta > 0.2$ でイジェクションの影響が顕著である。

本 DNS データベースは、次の URL に掲載した。
URL: <http://murasun.me.noda.tus.ac.jp>

本研究は、東京理科大学の VPP5000、名古屋大学、九州大学大型計算機センターの VPP5000 を使用して計算を行った。

文 献

- (1) Kim, J., Moin, P. and Moser, R., J. Fluid Mech. **177** (1987), 133.

- (2) Kawamura, H., Proc. of 10th Int. Conf. Parallel CFD (1998), 19.
- (3) Kawamura, H., Abe, H. and Matsuo, Y., In: Parallel computational Fluid Dynamics (Lin et al., eds.), (1999), 3, North-Holland.
- (4) Moser, R. D., Kim, J. and Mansour, N. N., Phys. Fluids **11** (1999), 943.
- (5) Abe, H., Kawamura, H. and Matsuo, Y., ASME J. Fluids Eng. **123** (2001), 382.
- (6) Iwamoto, K., Suzuki, Y. and Kasagi, N., Int. J. Heat and Fluid Flow **23** (2002), 678.
- (7) 店橋, 岩瀬, 塩川, 柳川, 宮内, 第 16 回生研 NST シンポジウム講演論文集 (2001), 14.
- (8) del Álamo, J. C. and Jiménez, J., CTR Ann. Research Briefs (2001), 329.
- (9) Abe, H. and Kawamura, H., Proc. of 9th European Turbulence Conference (2002), 399.
- (10) Kim, J. and Moin, P., In: Turbulent shear flows **6** (Andre, J.-C. et al., eds.), (1989), 85, Springer-Verlag, Berlin.
- (11) Lyons, S. L., Hanratty, T. J. and McLaughlin, J. B., Int. J. Heat Mass Transfer **34** (1991), 1149.
- (12) Kasagi, N., Tomita, Y. and Kuroda, A., ASME J. Heat Transfer **114** (1992), 598.
- (13) Kasagi, N. and Ohtsubo, Y., In: Turbulent shear flows **8** (Durst et al., eds.), (1993), 97, Springer-Verlag, Berlin.
- (14) Kawamura, H., Ohsaka, K., Abe, H. and Yamamoto, K., Int. J. Heat and Fluid Flow **19** (1998), 482.
- (15) Tiselj, I., Bergant, R., Mavko, B., Bajsić, I. and Hetsroni, G., ASME J. Heat Transfer **123** (2001), 849.
- (16) Wikström, P. M. and Johansson, A. V., Proc. of 2nd EF conference in Turbulent Heat Transfer **1** (1998), 6.46.
- (17) Kawamura, H., Abe, H. and Matsuo, Y., Int. J. Heat and Fluid Flow **20** (1999), 196.
- (18) Kawamura, H., Abe, H. and Shingai, K., Proc. of 3rd Int. Symp Turbulence, Heat and Mass Transfer (2000), 15.
- (19) Kays, M. W. and Crawford, M. E., In: Convective heat and mass transfer (2nd ed), (1980), McGraw-Hill.
- (20) Sleicher, C. A. and Rouse, M. W., Int. J. Heat Mass Transfer. **18** (1975), 677.
- (21) Kader, B. A., Int. J. Heat Mass Transfer **24** (1981), 1541.
- (22) Subramanian, C. S. and Antonia, R. A. Int. J. Heat Mass Transfer **24** (1981), 1833.
- (23) Antonia, R. A. and Kim, J., Int. J. Heat Mass Transfer **34** (1991), 1905.
- (24) Kong, H., Choi, H. and Lee, J. S., Phys. Fluids **12** (2000), 2555.
- (25) Nagano, Y. and Tagawa, M., J. Fluid Mech. **196** (1988), 157.
- (26) Wallace, J. M., Eckelmann, H. and Brodkey, R. S., J. Fluid Mech. **54** (1972), 39.
- (27) Willmarth, W. W. and Lu, S. S., J. Fluid Mech. **55** (1972), 65.
- (28) Perry, A. E. and Hoffmann, P. H., J. Fluids Mech. **77** (1976), 355.