粗面溝乱流温度場の高解像度数値シミュレーション*

三宅 裕^{*1}, 辻本公一^{*1}, 中地 克^{*2}Numerical Simulations of High Resolution of Rough-wall Heat Transfer
in a Turbulent Channel FlowYutaka MIYAKE^{*3}, Koichi TSUJIMOTO and Masaru NAKAJI^{*3} Department of Mechano-physics, Graduate School of Osaka University,
2-1 Yamada-oka, Suita-shi, Osaka, 565-0871 Japan

Heat transfer in a channel of rough wall is simulated in this work. Two kinds of roughness are considered; i. e., one assumes sand-grain roughness based on roughness model which is just for the profile drag, not implementing thermal effect and the other, regularly arranged two-dimensional ribs which is treated rigorously. For the sake of computational load, one wall is assumed to be smooth and the global Reynolds number Re_τ based on global mean friction velocity and half channel width is 150. Mean flow property of velocity and thermal fields are found to be little influenced by the property of roughness elements but depends on total drag, except for in the layer close to the wall where direct interference with roughness elements manifests itself. Similarity of thermal field with velocity one is confirmed for the low Prandtl number flows considered in the work. The mixing is found to be controlled by large scale motion which is inherent to the logarithmic layer, getting closer to the wall.

Key Words: Channel Flow, Turbulence, Rough Wall, Convective Heat Transfer

1. 緒 言

固体表面は一般に粗面状態で、熱交換器等の伝熱機器の性能向上のためには、粗さ要素が熱輸送に及ぼす影響を詳細に理解することが必要である。DNS (Direct Numerical Simulation) は実験で得られない微細構造情報を含む高解像度なフィールド情報を得ることができるが、いままで熱輸送を考慮した DNS はほとんどが滑面壁乱流の場合であった⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾。最近、著者らは熱輸送を伴わない、砂粒粗さを想定した粗さ要素モデルを導入した高解像度の数値シミュレーションを行い、その結果、平均速度分布の下方への移動と、この下方への移動量が実験データで示された範囲にあること、粘性低層の消失など粗面の平均特性が妥当に再現されることを示した。また、対数域の固有の特性が壁近傍に接近することも再確認された。粗さ要素による形状抵抗は摩擦抵抗に比べ非常に大きく、全抗力により正規化すると、滑面壁の場合と比べ粗面壁の場合、乱れが抑制されるようになる。これは粗面要素に

より乱れが強化されたとする直感的な効果と反する結果で、粗面上の壁近傍乱流の熱輸送に関して本質的な理解が必要であることを示唆している。本報では、形状抗力のみをモデル化した砂粒粗さとスパン方向にリブを厳密に配置した2種類の粗面壁の特性について検討した結果について報告する。

2. 計 算 方 法

2.1 流れ場の計算条件 本研究のために著者らの溝乱流直接シミュレーション(DNS)コードを用いた。離散化は既報の文献(5)に詳しく述べているのでここでは省略する。幅 $2H$ 、流れ方向長さ L_x 、流れに直交方向の長さ L_z の直方体領域について座標系を平均流の向きに x 、壁垂直方向に y 、スパン方向に z をとる。境界条件として x, z 方向には周期条件を、壁面では滑りなし条件を与え、スペクトル法により離散化を行った⁽⁵⁾。各方向の速度成分を u, v, w とし、時間平均量に上付きバーを、変動成分にプライムを、また壁指標に上付きプラスを付して表す。計算領域、格子数および平均摩擦速度 $\bar{u}_\tau$ を代表速度とするレイノルズ数 $Re_\tau (= \bar{u}_\tau H / \nu, \nu$: 動粘性係数) を表1にまとめる。いずれの場合も平均圧力こう配 $(2H\Delta p/L_x)^{1/2}$ を一定にしてあり、 $\bar{u}_\tau$ はこの圧力こう配から定める。

* 原稿受付 2000年9月20日。

^{*1} 正員、大阪大学大学院工学研究科(☎565-0871 吹田市山田丘2-1)。^{*2} 大阪大学大学院。

E-mail: miyake@mech.eng.osaka-u.ac.jp

Table 1 Computational conditions

Wall Condition	Re_τ	Pr	Length ($H_x \times H_y \times H_z$) (wall unit)	Grid number ($N_x \times N_y \times N_z$)
Sand Rough (Case1)	150	0.71	$4\pi H \times 2H \times \pi H$ (1885 $\times$ 300 $\times$ 471)	128 $\times$ 129 $\times$ 64
2D Rib (Case2)	150	0.71	$2\pi H \times 2H \times \pi H$ (942 $\times$ 300 $\times$ 471)	256 $\times$ 257 $\times$ 128
Smooth wall	150	0.71	$4\pi H \times 2H \times \pi H$ (1885 $\times$ 300 $\times$ 471)	128 $\times$ 129 $\times$ 64
Smooth wall	395	0.71	$2\pi H \times 2H \times \pi H$ (2482 $\times$ 790 $\times$ 1240)	128 $\times$ 257 $\times$ 256

温度場について、粗面と滑面のそれぞれで等温壁を仮定し、粗面壁温度を T_w 、滑面壁温度 T_1 とし、計算では無次元化した温度 $\theta = (T - T_w)/(T_1 - T_w)$ を計算した。熱流束 $\alpha(T_b - T_w)$ は壁での温度こう配から求められる $q_w = \lambda(dT/dy)|_{wall} = (T_b - T_w)(\lambda/\theta_b)(d\theta/dy)|_{wall}$ に等しい。ここで α は熱伝達率、 λ は熱伝導率を表す。巨視的平均温度 T_b は $T_b - T_w = \int_0^{H_r} u(T - T_w)dy / \int_0^{H_r} udy$ で定義する。 H_r はせん断応力が零となる粗面壁からの距離を示す。無次元化した温度 θ_b は $\theta_b = (T_b - T_w)/(T_1 - T_w)$ で定義する。このときヌッセルト数 Nu は次式となる。

$$Nu = \frac{2H_r\alpha}{\lambda} = \frac{2Pr \cdot Re_\tau}{\theta_b^+} \dots\dots\dots (1)$$

ここで $Pr = \nu/a$ 、 a はそれぞれプラントル数と熱拡散率を示す。また $\theta_b^+ = (T_b - T_w)/\bar{t}_{\tau,r} = \theta_b/\bar{\theta}_{\tau,r}$ であり、 $\bar{t}_{\tau,r} = q_w/\rho c_p \bar{u}_{\tau,r}$ (c_p : 定圧比熱、 ρ : 密度) は摩擦温度で、無次元化すると $\bar{\theta}_{\tau,r} = \bar{t}_{\tau,r}/(T_1 - T_w)$ となる。

2.2 粗さ要素 本研究では砂粒粗さを仮定した場合(Case 1)⁽⁵⁾と図1に示すリブを配置した場合(Case 2)の2種類について検討する。Case 1において砂粒粗さ要素は壁垂直方向に線上に分布した外力 f_v で表し、次式で与えられるものとした。

$$f_v = c_D \frac{1}{2} \rho |v| \frac{A}{V} \dots\dots\dots (2)$$

ここで A は局所速度 v に直交する方向への粗さ要素の射影面積、 V は局所外力を定義する格子の代表する粗さ要素の体積、 c_D は抗力係数を示し、 $c_D = 2$ とした。粗さ要素を表現する各格子点上で外力を求め、運動方程式に加えた。このとき $\bar{u}_\tau$ と H で無次元化された運動方程式は次式となる。

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla)v = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{Re_\tau} \nabla^2 v + f_v \dots\dots\dots (3)$$

粗さ要素はスパン方向の格子幅の1/2を半径とする円すいを仮定し、壁面上の全格子点に配置した。また

Fig. 1 Channel with a rough wall of 2-dimensional ribs (Case 2)

壁からの円すいの高さ h_s^+ を平均高さ $\bar{h}_s^+ = 25$ とし、 $h_s^+ = 10 \sim 40$ の範囲で正規分布させた。このモデルの詳細は文献(5)に記載している。温度場については、粒要素でつくられる流れ場による混合促進効果のみを考慮し、想定した粗さ要素の表面積に相当する伝熱面積の増加は無視している。

Case 2 では矩形断面をもつリブをスパン方向に配置した。リブ高さ $h^+ = h\bar{u}_\tau/\nu = 20$ とし、主流方向に $\Delta x^+ = 118$ の間隔で配置した。スペクトル法によるコードを用いてリブ形状を正確に表現するため、Goldstein ら⁽⁶⁾の方法をここでは採用した。リブ表面上での粘着条件を課すために、リブ表面上の各格子点 x_s 上で次式に示す外力 f_v を与える。

$$f_v(x_s, t) = \gamma \int_0^t v(x_s, t') dt' + \beta v(x_s, t) \dots\dots\dots (4)$$

ここで γ, β は負の定数である⁽⁶⁾。この定数は粘着条件を満足するように経験的に決められ、ここでは $\gamma = -4 \times 10^5$ 、 $\beta = -6 \times 10^2$ とした。非線形項 $v \times \omega$ には数値的不安定を取り除くために、次式に示す low pass フィルタをかける⁽⁶⁾。

$$K = e^{\xi_1 n_x / N_x} e^{\xi_2 n_y / N_y} e^{\xi_3 n_z / N_z} \dots\dots\dots (5)$$

ここで n_i ($i = x, y, z$) は各モードを、 N_i は全モード数を表し、 ξ_1, ξ_2 は 20、-1 とした。温度場 θ についてはリブ表面上で等温壁となるように、以下に示す温度場の支配方程式に式(4)と同様の形式で熱源項 f_θ を定義し、速度場と同様の扱いをした。

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \theta = \frac{1}{Pr \cdot Re_\tau} \nabla^2 \theta + f_\theta \dots \dots \dots (6)$$

3. 計算結果

3.1 流れ場ならびに温度場の平均特性 平均速度分布を図2に示す。粗さ要素上部の総せん断応力を延長し、壁との交点での値を壁面抗力とし、それから粗面壁上の平均壁面摩擦速度 $\bar{u}_{\tau,r}$ を定義した。これによる摩擦速度は粗面壁側の流れに作用する平均圧力こう配と釣り合う巨視的な速度スケールとして定義されたことになる。通常、粗面壁の平均速度分布は対数領域において滑面壁の場合と平行になるように原点を修正する。Case 1の場合この修正は必要ないが Case 2 では上方に $\Delta y^+ = 7.0$ の修正が必要であった。対数域での平均速度分布へ下方への修正量は Case 1, 2 ともに $\delta \bar{u}^+ \approx 8$ で実験データのばらつき⁽⁷⁾の範囲 ($\delta \bar{u}^+ = 4 \sim 12$)にある。

Case 2 の場合の平均せん断応力の分布を図3に示す。粗面壁近傍の総せん断応力の欠損部分はリブの形状抗力によって補われる。リブ上面では粘着条件が課

Fig. 2 Distribution of mean velocity $\bar{u}^+$ normalized by mean friction velocity $\bar{u}_{\tau,r}$ and ν

Fig. 3 Shear stress across channel with a rough wall of 2-dimensional ribs (Case 2), normalized by global friction velocity $\bar{u}_{\tau,r}$ and ν

せられることによる強いせん断応力も形成される。滑面壁と比べ粗面壁側の総抗力が大きいためにせん断力が零となる位置で定義される等価的な溝半幅 H_r は H より大きくなる。この溝幅で定義される等価レイノルズ数 $Re_{\tau,r} (= \bar{u}_{\tau,r} H_r / \nu)$ は Case 1 で 262, Case 2 で 258 とほぼ同じになる。

図4に Case 2 のリブ近傍の平均流線と平均温度場の等値線を示す。図4から粘着条件ならびに等温壁条件が十分満足されていることがわかる。リブ高さ以下では流れはよどんでおり、リブ上流側にリブ高さで規定される大規模な循環流れが存在する。また、リブ上面ならびに上流側面では高い温度こう配が形成され、この部分で伝熱が活発に行われている。

壁遠方での乱流特性は $u_{\tau,r}$ と $y_r^+ = y/H_r$ で整理されることから乱流動粘性係数 $\nu_t = \nu_i / \nu = -\overline{u'v'}^+ / (du^+/dy^+)$ について巨視的スケールで無次元化する

Fig. 4 Mean flow in one pitch of ribs near the rough wall of Case 2. (a) mean streamlines, (b) isocontours of mean temperature

Fig. 5 Distribution of turbulent eddy viscosity $\nu_t / \bar{u}_{\tau,r} H_r$ over rough wall flow of 2D-ribs (Case 2)

と、 $\nu^+/Re_{\tau,r}$ となる。図5に壁垂直方向分布を示す。滑面の場合($Re_{\tau}=150, 395$)と比較すると壁面状態のようすに関係なく、せん断応力に関して乱流混合の相似性が成立することがわかる。滑面壁どうしの場合の食違いはレイノルズ数効果で、粗面壁の場合は流れ場のレイノルズ数が等価的に増大していることがわかる。平均摩擦温度 $\bar{\theta}_{\tau,r}=q_w/[\rho c_p \bar{u}_{\tau,r}(T_i-T_w)]$ で無次元化された平均温度分布 $\bar{\theta}^+$ 分布を図6に示す。横軸を図6(a) y^+ と(b) y/H_r (滑面壁の場合は y/H)の二つの場合を示した。温度場はプラントル数、レイノルズ数ならびに温度境界条件に依存するが⁽³⁾⁽⁴⁾、本シミュレーションの場合も平均温度場の平均速度場との相似性は期待できない。対数域の温度分布の上下方向の移動は、等温壁条件の場合、レイノルズ数と壁面粗さに依存する。砂粒粗さの場合、温度場に関する特別のモデルを考慮せず、伝熱面積の増加は無視し、流れ場における速度変動のみ考慮している。したがって、砂粒粗さを仮定した場合、低層では滑面と同様に層流熱伝達が支配的である。図6(b)では流れ場の条件にかかわらず、平行な温度分布となっており、壁から離れた位置の温度こう配は等価な溝幅スケールで整理される。川元ら⁽⁸⁾は等温壁条件の温度場のカルマン定

Fig. 6 Mean temperature distribution (a) $\bar{\theta}^+$ vs. y^+ , (b) $\bar{\theta}^+$ vs. $y/H_r, y/H$

数は溝幅スケールで近似されることを示したが、本シミュレーションでもこれが成立する。垂直方向のずれは壁面摩擦温度 $\bar{\theta}_{\tau,r}$ に依存し、砂粒粗さの場合の上方へのずれは図6(a)と整合する。一方、Case 2の場合の下方への大幅なずれはリブによる単位壁面摩擦速度あたりの熱流束が活発化していること、すなわち、伝熱面積の増加の効果によるものである。

粗面による巨視的な熱輸送の強化は図7に示すようにヌセルト数の増加により確認できる。横軸は平均速度 $\bar{u}_b = \int_0^{H_r} u dy / H_r$ で定義されるレイノルズ数である。熱輸送の強化は滑面壁の場合との比較から明らかである。また、砂粒粗さの場合から、伝熱面積の増加を考慮しないでも、混合だけで有意な効果が得られることがわかる。Case 2の場合の無次元化された熱流束の分布を図8に示す。ここで各項は粗面上の平均摩擦速度 $\bar{u}_{\tau,r}$ と平均温度 $\bar{\theta}_{\tau,r}$ で無次元化されている。粗面壁近傍における総熱流束の欠損部分はリブの側壁からの吸熱によるものである。滑面壁の場合、壁近傍では層流伝熱が支配的であるが、リブ上部では乱流伝熱による混合が活発に行われていることを示している。

乱流熱拡散 a_t は $a_t = -\overline{v'T'}/(dT/dy)$ により求められる。温度スケールに粗面上の摩擦温度 $\bar{\theta}_{\tau,r}$ を、長さスケールに H_r を採用し、横軸を y/H_r にした $a_t^+/Re_{\tau,r} = (a_t/\nu)/Re_{\tau,r} = -\overline{v'^+\theta'^+}/(d\theta^+/dy^*)$ を図9に示す。無次元化された乱流熱拡散 a_t^+ は粗さ要素の種類による影響はわずかで、乱流拡散 ν_t^+ と同じ傾向を示す。乱流プラントル数 $Pr_t = \nu_t/a_t$ の分布(図10)は溝の大部分においてほとんど一定で、レイノルズ数の増加とともにわずかに下がる。なお、 y/H_r が0.6以上で滑面の場合と食い違うのは、反対側の壁の温度場の影響によるためである。

3.2 流れ場および温度場の変動特性 平均摩擦速度で無次元化された速度変動強度は粗面の場合、滑面よりも低下することが示されている。これは同じ量

Fig. 7 Nusselt number for the present simulations

Fig. 8 Heat flux distribution over rough wall of 2D-ribs. Mean velocity distribution, normalized by $\bar{\theta}_{\tau,r}$ and $\bar{u}_{\tau,r}$

Fig. 9 Distribution of thermal diffusivity $a^+ / Re_{\tau,r}$ over rough wall flow of 2D-ribs (Case 2)

の抵抗に対して形状抗力による速度変動は摩擦抵抗によるそれよりも小さいことによる⁽⁶⁾。ここには示さないが Case 2 の場合もこれが成立する。

乱流せん断応力と乱れエネルギーの比 $r = -\overline{u'v'}/k$ は対数域において 0.27 程度の値をもち、かつレイノルズ数の増加に伴い、対数域で r が一定の領域が広がることが知られている。図 11 に示すように壁面粗さはこの一定領域を壁に近づけるが Case 2 の場合にもこのことが確認される。

温度変動強度 $\theta'_{rms} = \theta'_{rms} / \bar{\theta}_{\tau,r}$ の壁垂直方向分布を図 12 に示す。滑面の場合、レイノルズ数の影響で分布にわずかな違いを生じるが、粗面の場合、等価的なレイノルズ数がほぼ同じであるため、壁近傍を除き、ほとんど一致する。すなわち $\bar{\theta}_{\tau,r}$ が壁から離れた位置での混合を表現するのにより指標であることがわかる。等温壁条件の場合、流路中央部の温度変動強度は零にはならない。壁近傍では強い渦構造により熱輸送が支配されるが、壁遠方場では流路幅スケールで規定される大規模スケールの乱れによるものと考えられる。Case 1, 2 の場合、流れの等価レイノルズ数が等しく、それぞれの粗面側、滑面側の幅はほぼ等しいこと

Fig. 10 Distribution of turbulent Prandtl number $Pr_t = \nu_t / a_t$ across the channel

Fig. 11 Distribution of structure parameter $r = -\overline{u'v'}/k$

Fig. 12 Distribution of temperature fluctuation normalized by $\bar{\theta}_{\tau,r}$

から、壁のごく近くを除き、熱輸送に相似性が現れたものと考えられる。

運動量と熱輸送の相似性はプラントル数が 1 に近い場合、主流方向の速度変動と温度場の高い相関が知られているが、図 13 に相関 $R_{u\theta} = \overline{u'\theta'} / (u'_{rms} \theta'_{rms})$ の分布を示す。特に滑面の場合の壁近傍での高い相関は壁近傍での強い組織渦構造が熱輸送に関して重要な役割をもっていることを示している。粗面の場合、壁から離れた位置の相関係数は一致するが壁近傍での食違いは

Fig. 13 Wall-normal distribution of temperature-streamwise velocity correlation coefficients, $R_{u\theta}$

それぞれの場合の渦構造の違いを反映している。粗面の場合の壁近傍の相似性の低下は Antonia ら⁽⁹⁾の実験結果においても示されており、粗さ要素による壁近傍構造が破壊されることによるものと考えられる。

3.3 乱流構造 粗面壁近傍の相似性の低下の機構と壁近傍での乱流混合に支配的なイベントを調べるために、壁近傍で顕著となる吹下ろし周辺の流れ場について調べる。このために、 $y^+ = 15$ の位置での壁垂直方向速度のひずみ度 $S_v = \overline{v^3}/v_{rms}^3 \leq -15$ を抽出条件としてその周りの流れ場のアンサンブル平均を行った。図 14 に粗面上の壁垂直方向速度の等値面をそれぞれ(a)滑面($Re_\tau = 395$)、(b)砂粒粗さ(case 1)、(c)リブ(case 2)に示す。滑面の場合、壁から $y^+ = 15$ の位置で、粗面の場合、 $y^+ = 35$ の位置で抽出条件を適用した。滑面の場合、粗面の場合と比べ、平坦んで、主流方向に引き伸ばされた様子を示す。これは滑面では壁近傍の縦渦により引き起こされたイベントを多く抽出していることによる。一方、粗面の場合、壁垂直方向に広がった比較的大規模なイベントであることがわかる。すなわち、壁近傍と溝の中央部のとの間の混合が強化されているものと考えられる。図 15 は抽出の場所をリブの上流側角部の位置であるとする抽出条件を追加し、アンサンブル平均した場のベクトル図を示している。リブの場合、図 4 に示したリブ前面の循環流れと関係するリブ上流側からの強い吹下ろしがこの混合に寄与する。図 14 と同じ条件でアンサンブル平均された変動温度場を図 16 に示す。図 14 と同様の傾向を示し、滑面壁近傍では縦渦に起因するイベントが支配的で、下流方向に引き伸ばされた構造をもつが、粗面の場合も粗面独自のイベントと対応し、温度変動も壁垂直方向に広がった様子を示す。図 17 に主流方

Fig. 14 Iso-contours of wall-normal velocity fluctuation corresponding to events of strong downwash, (a) smooth wall of $Re_\tau = 395$, (b) Sand-grain roughness, (c) 2D rib ($|\Delta v'| = 0.2$)

Fig. 15 Vector plots of conditionally averaged velocity field corresponding to events of strong downwash in Case 2

向変動速度のスパン方向の相関係数の等値線図を示す。滑面の場合、壁近傍の縦渦に起因する相関係数のくぼみが $z^+ \approx 50$, $y^+ \leq 20$ に現れ、その上部には壁近傍に比べ大きな相関係数が現れている。このように滑面の場合、壁から離れた位置では、相関係数が示す大規模なストリーク構造が形成され、乱流混合がこれら大規模構造により担われているようすが示されている。一方、粗面の場合、粗さ上部からただちに遠方の相関特性になる。このようすは、構造パラメータの特性とも整合している。したがって、粗面の場合にはこのような大規模構造スケールの混合が壁近傍で行われ

Fig. 16 Iso-contours of temperature fluctuation θ'^{+} corresponding to events of strong downwash, (a) flat wall of $Re_{\tau}=395$ and (b) sand-grain rough wall ($|\Delta\theta'^{+}|=0.2$)

Fig. 17 Contours of spanwise correlation factor of fluctuating streamwise velocity, (a) $Re_{\tau}=395$, (b) case 2

ることが、熱輸送特性を改善する要因となっていることがわかる。これら大規模構造と混合に果たす役割についての詳細は別報で示す。

4. 結 論

(1) 形状抗力のみモデル化した砂粒粗さと二次元リブを厳密に配置した粗面壁を有する溝乱流場での熱

輸送の高解像度数値シミュレーションを行った。両者とも壁から離れた位置での壁条件の違いによる影響は小さく、渦粘性 ν_t と温度拡散 α_t が等価的な溝半幅 H_r と壁面摩擦速度 $\bar{u}_{\tau,r}$ で整理される。

(2) 壁から離れた層の温度特性は壁の温度条件に強く依存するが、等温壁条件の場合、平均温度と温度変動強度は等価的な溝半幅 H_r と摩擦温度 $\bar{\theta}_{\tau,r}$ により整理される。

(3) 伝熱面積の増加を無視した砂粒粗さの場合にもヌッセルト数の増加が確認された。すなわち粗面による乱流変調の効果だけでも熱輸送の強化が図られる。

(4) 本計算でのプラントル数 0.71 の場合、乱流プラントル数はほぼ一定で、粗面の場合も滑面と同様、運動量と熱輸送の相似性が成立する。

(5) 粗さ要素の影響の大部分は壁近傍の縦渦を崩壊させ壁から離れた位置の固有の渦構造を壁に近づけ、滑面壁の場合と比べ、主流方向に短く、壁垂直方向に広がったイベントが支配的になる。

文 献

- (1) Kasagi, N., Tomita, Y. and Kuroda, A., Direct Numerical Simulation of Passive Scalar Field in a Turbulent Channel Flow, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **114** (1992), 333-376.
- (2) Lyons, S. L., Hanratty, T. J. and McLaughlin, J. B., Direct Numerical Simulation of Passive Heat Transfer in a Turbulent Channel Flow, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **34** (1991), 1149-1161.
- (3) Kawamura, H., Abe, H. and Matsuo, Y., DNS of Turbulent Heat Transfer in a Channel Flow with Respect to Reynolds and Prandtl Number Effects, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **20** (1999), 196-207.
- (4) Na, Y., Papavassiliou, D. V. and Hanratty, T. J., Use of Direct Numerical Simulation to Study the Effect of Prandtl Number and Temperature Effect, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **20** (1999), 187-195.
- (5) Miyake, Y., Tsujimoto, K. and Agata, Y., A DNS of a Turbulent Flow in a Rough-Wall Channel Using Roughness Elements Model, *JSME Int. J. Ser. B* **43-2** (2000), 233-242.
- (6) Goldstein, D., Handler, R. and Sirovich, L., Modeling a No-Slip Flow Boundary with a External Force, *J. Comput. Phys.*, **105** (1993), 354-366.
- (7) Raupach, M. R., Antonia, R. A. and Rajagopalan, S., Rough-Wall Boundary Layers, *Appl. Mech. Rev.*, **44-1** (1991), 1-25.
- (8) Kawamoto, N. and Kawamura, H., DNS of Turbulent Heat Transfer in a Channel Flow for Different Thermal Boundary Conditions, *Trans. JSME (in Japanese)*, **65**-637 (1999), 3117-3124.
- (9) Shafi, H. S., Antonia, R. A. and Krogstad, P. A., Heat Flux Measurements in a Turbulent Boundary Layer on a Rough Wall, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **40-12** (1997), 2989-2993.