

# 乱流促進体まわりの流れの数値予測に関する研究 (第4報)

## —Large Eddy Simulation による計算結果—

Study on Numerical Prediction of the Flow around Turbulence Promoters (4th Report)  
—Results Computed by Large Eddy Simulation—

狩 野 正 徳\*・小 林 敏 雄\*・石 原 智 男\*  
Masanori KANO, Toshio KOBAYASHI and Tomo-o ISHIHARA

### 1. ま え が き

前報において乱流促進体をもつ二次元チャンネル内の乱流場を Large Eddy Simulation の適用によって数値的に予測する方法を述べ、平均流速の分布が従来報告されている実験結果と同様の傾向をもつことを示した。本報では、速度分布の時間変化、乱流成分の分布および壁面温度分布の計算結果を示す。本報での計算領域、座標系および主な計算条件を図1および表1に示す。なお、統計平均量に関しては、物理量  $f$  の  $x_3$  方向の空間平均値を  $\langle f \rangle$ 、 $x_1$ - $x_2$  面における空間平均値を  $\langle f \rangle$ 、 $x_3$  方向の空間平均値の一定時間内の時間平均値を  $[\langle f \rangle]$  で表すことにする。一定時間としては初期条件の影響が消滅した時点での 1000 ステップを採用する。<sup>1)</sup>

### 2. 流れ関数の時間変化と平均速度分布

流れの状態を総括的に把握するために層流においては流線が求められ可視化写真と比較されることが多い。乱流においては定常的な流線は存在しないが、計算された  $\langle \bar{u}_i \rangle$  から

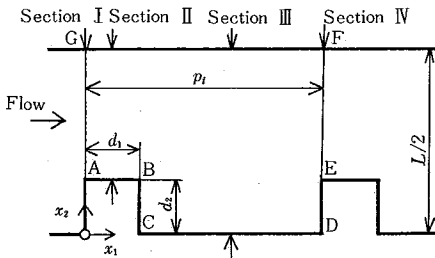


図1 モデル流路

表1 計算条件

流路形状	$d_1 = d_2 = d$ $p_1/d = 5, L/(2d) = 3.2$
レイノルズ数	$Re = 1.1 \times 10^4$
ペクレ数	$Pe = 7.7 \times 10^4$
計算格子幅	$h_x = L/50$
格子数	$40 \times 25 \times 9$

$$\langle \psi \rangle = \int_0^{x_2} \langle \bar{u}_1 \rangle dx_2 \quad (1)$$

によって瞬間的な流れ関数  $\langle \psi \rangle$  を求めることができる。図2に  $\langle \psi \rangle$  の等値曲線の時間的変化を示す。乱流促進体の背後に大きな渦領域が形成されること、流れのパターンが時間とともに変化する様子が観察される。図3は流路形状が  $d_1 = d_2 = d, p_1/d = 5.0, L/(2d) = 3.0$  のモデルにおける  $Re = 1330$  の場合の可視化実験結果である。幾何形状および  $Re$  数および実験条件が計算の条件と同一でないが、図2における  $t = 6.255$  の時点での計算結果とよく似ている。

流れ方向 ( $x_1$  方向) の流速の時間平均値  $[\langle \bar{u}_1 \rangle]$  の分布は前報に示したように、二次元ポアズイユ流れの分布とは著しく異なり乱流の速度分布を表している。特に、乱流促進体のない上壁側では、断面IIとIIIにおける速度分布はほとんど一致しており、下壁上の乱流促進体の上壁近くの平均速度分布に及ぼす影響は余り大きくないと予想される。

### 3. 乱れの分布

LESにおける乱れとしては大規模流れ場の変動分とSGS乱流成分とがある。前者は

$$\bar{f}'' = \bar{f} - \langle \bar{f} \rangle \quad (2)$$

から求められ、後者はレイノルズ項およびクロス項に現れ、モデル化によって計算される。

断面IIおよびIIIにおける乱れの分布を図4(a), (b)に示す。縦軸の  $[\langle \bar{u}_i'^2 + \bar{u}_i'^2 \rangle]$  は大規模流れ場の  $\bar{u}_i$  の乱流成分とSGS乱流成分の和である。いずれも乱流促進体のある下壁のほうで大きな値をもっている。図5に乱流せん断応力  $[\langle \bar{u}_i' \bar{u}_j' + \bar{u}_i' \bar{u}_j' \rangle]$  の分布を示す。この図からも乱流促進体側で乱流エネルギーの生産が大きいことがわかる。さらに、上壁付近における乱流せん断応力の計算結果と乱流促進体をもたない二次元チャンネル流れに関する Laufer の実測値との比較を図6に示す。<sup>2)</sup> ただし図において計算値の横軸座標  $y'$  は上壁からの距離を  $L/2 - d$  で無次元化したものである。図より乱流せん断応力の分布は二次元チャンネルのそれと大きく異なる

\* 東京大学生産技術研究所 第2部

研 究 速 報

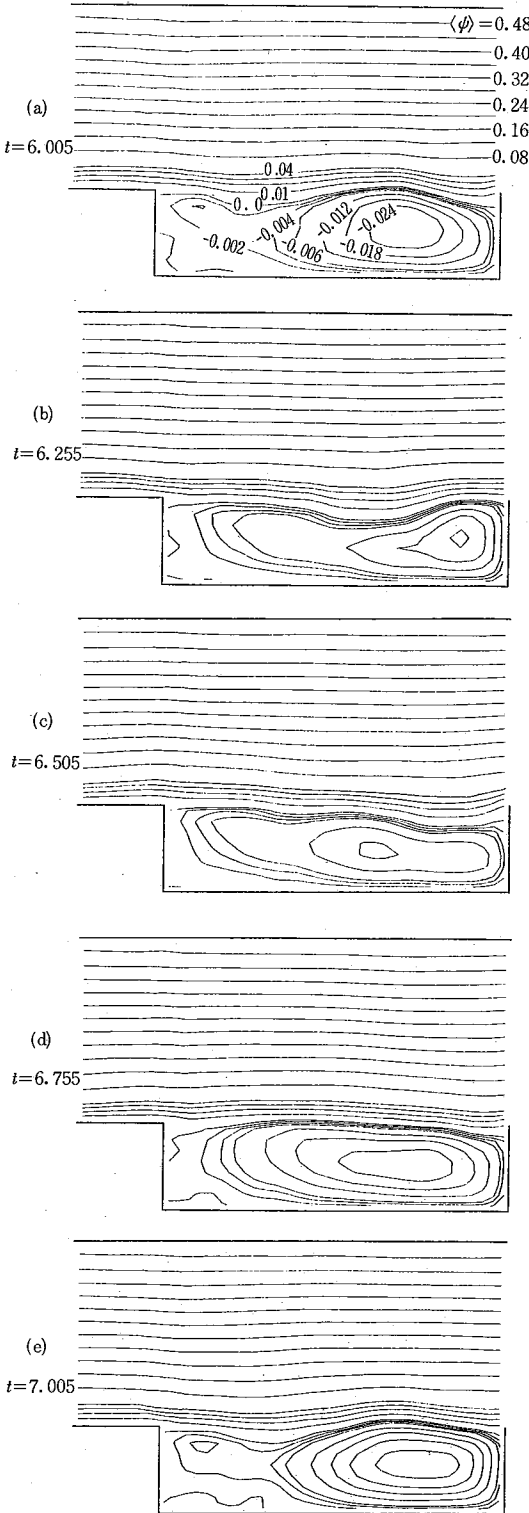


図2 流れ関数の時間変化

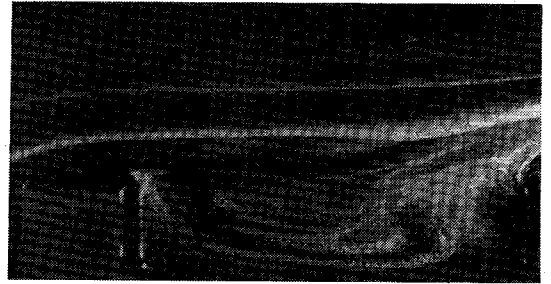


図3 可視化実験結果 (Re=1330)

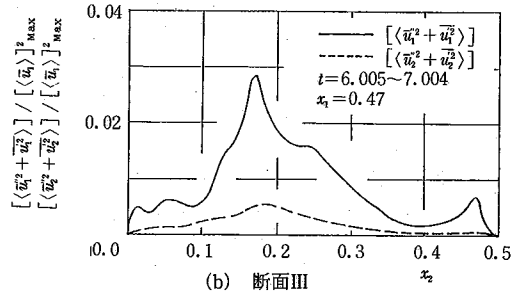
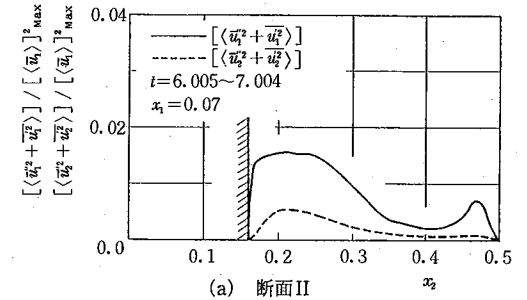


図4 乱れの分布

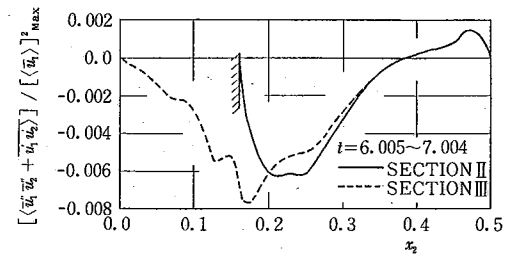


図5 乱れせん断応力の分布

ことが予想される。

図7に上壁側における平均流速と乱流せん断応力の分布を示す。横軸  $y'$  は図6のそれと同じである。図において乱流せん断応力が0となる点  $Z$  の  $y'$  座標は平均流速が最大となる点  $M$  の  $y'$  座標と明らかに異なる。この事実は非対称流路において Hanjalic と Launder が実験的に得た事実<sup>3)</sup>と定性的に一致する。すなわち、 $Z$  と  $M$  の間において乱流エネルギーの生産項  $-\langle \bar{u}'_1 \bar{u}'_2 \rangle$

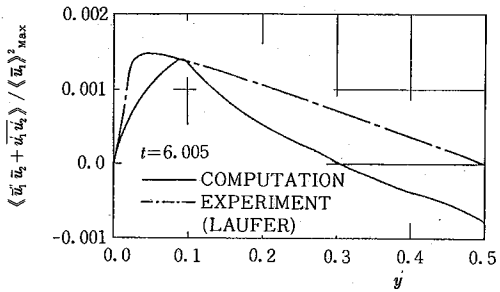


図 6 上壁近くの乱流せん断応力の分布

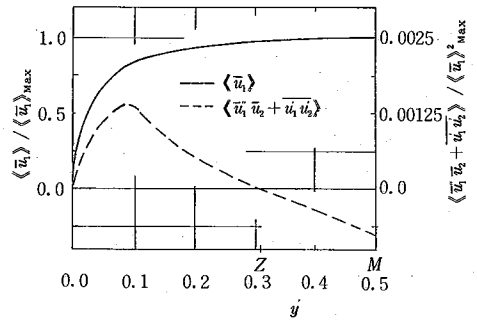


図 7 上壁側の平均流速分布と乱流せん断応力の分布

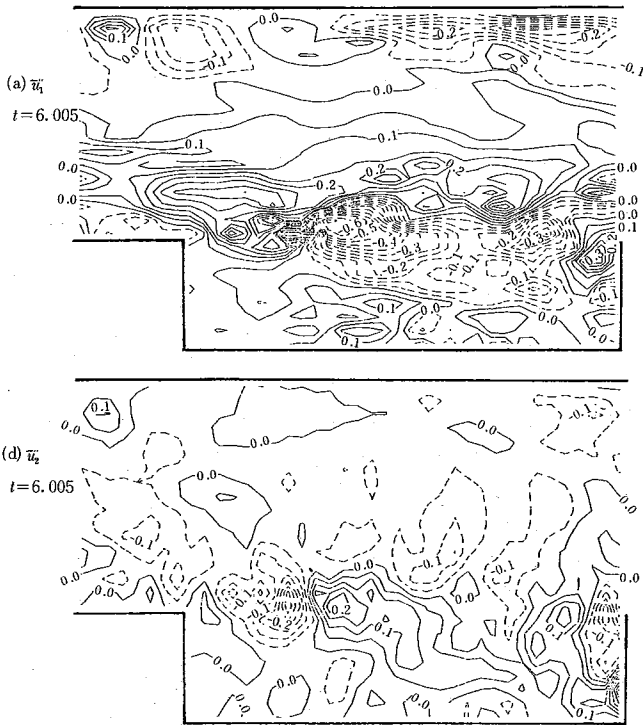


図 8  $\overline{u_1'}$  の等高線

$\langle \overline{u_1' u_2'} \rangle \cdot \langle \partial \langle \overline{u_1} \rangle / \partial x_2 \rangle$  は負となり、負の乱流生産が生じることになる。この傾向は乱流促進体などをもたない対称流路では観察されない現象である。

図 8 に大規模流れ場における速度変動の瞬時値  $\overline{u_1'}$  の分布を示す。図が複雑であるため極く少数の  $\overline{u_1'}$  の値のみを例示してあるが、実線は正の値、破線は負の値である。図より  $\overline{u_1'}$  の等高線は流路の中央部分で主流方向に伸びており、乱れの主流方向の相関が大きいこと、これに対して  $\overline{u_2'}$  の分布はより等方的であることがわかる。

図 9 に乱流促進体の影響の小さいと思われる上壁側の部分における  $\overline{u_1'}$  の  $x_1$  方向に関するエネルギースペクトルを示す。図においてエネルギースペクトルは  $x_1 = 0$

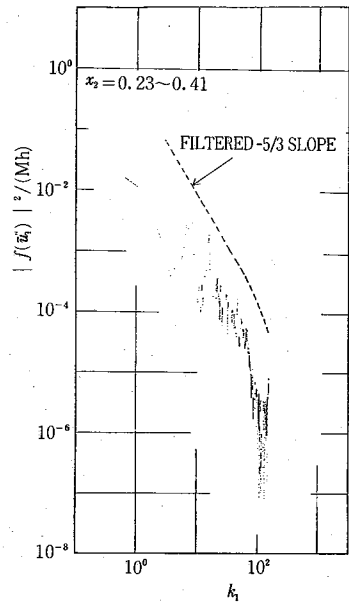


図 9  $\overline{u_1'}$  のエネルギースペクトル

$\sim 0.80, x_2 = 0.23 \sim 0.41, x_3 = -0.09 \sim 0.09$  の範囲のそれを算術平均したものである。縦軸はエネルギースペクトル  $|f(\overline{u_1'})|^2 / (Mh)$ 、横軸は波数  $k_1 = 2\pi f_1$  で最大波数は  $\pi/h$  である。ここに  $f(g)$  は  $g$  を  $x_1$  に関しフーリエ変換する操作、 $M$  はデータ数でここでは 512、 $f_1$  は  $x_1$  方向単位長さ当りの波の個数であり、縦軸、横軸はそれぞれ  $U^2, 1/L$  によって無次元化してある。参考のために Kolmogorov の  $-5/3$  乗則にフィルターを作用させた曲線の勾配  $(k_1^{-5/3} \exp(-\Delta^2 k_1^2 / 24)^2)$  の勾配を併せて示してある。ここに  $\exp(-\Delta^2 k_1^2 / 24)$  は前報式 (3) の  $i=1$  における式を  $x_1$  に沿ってフーリエ変換した式である。<sup>1)</sup> この曲線 (図中の破線) は勾配のみ意味をもっている。

研究速報

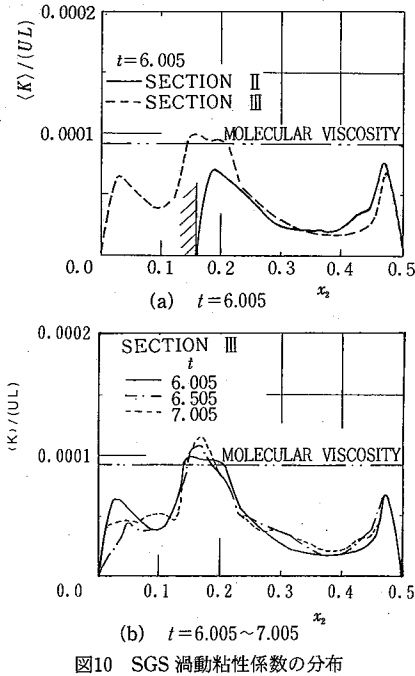


図10 SGS 渦動粘性係数の分布

本計算のエネルギースペクトルは格子スケール ( $\pi/h$ ) に近い高波数においては Kolmogorov のそれと勾配が比較的一致しており、乱流促進体の影響の少ない領域においては格子スケールに近い高波数の乱れは等方性乱流に近いことが予想される。

図 10(a) に  $t=6.005$  における SGS 渦動粘性係数の分布を示す。縦軸は SGS 渦動粘性係数  $\langle K \rangle$  を  $U \cdot L$  によって無次元化したものである。併せて本計算における流れの分子粘性係数を  $U \cdot L$  によって無次元化した値も示してある。図から、SGS 渦動粘性係数  $\langle K \rangle$  は、前報の平均流速の勾配の大きいところで大きくなっていることや、本計算の流れ場においては、分子粘性係数より大部分の領域で小さくなっていることなどがわかる。

図 10(b) に断面 III における SGS 渦動粘性係数の  $t=6.005, 6.505, 7.005$  の 3 時点の分布を示す。乱れの大きい下壁側で  $\langle K \rangle$  の時間的変化も大きいことがわかる。

4. 壁面温度分布

壁面温度分布の計算結果と実測値<sup>4)</sup>との比較を図 1 に示す。縦軸は壁温の基準温度(断面 I における平均温度)からの差を、横軸の  $S$  は下壁面 ABCDE (図 1) に沿う距離を  $L$  で無次元化した量である(上壁については下壁と向かい合う位置として記入してある)。上壁に関しては計算値と実測値に一定量の相違があるように思えるが定性的傾向は一致している。また、下壁に関してはピーク付近を含めて傾向がよく一致しているように思われる。

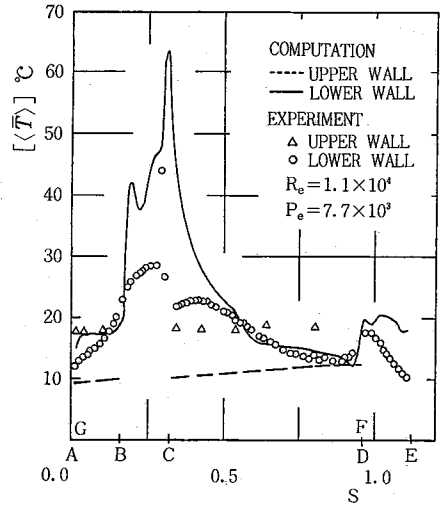


図11 壁面温度分布

まとめ

矩形形状乱流促進体をもつ二次元チャンネル内の乱流の数値予測を LES によって試みた。

本計算方法の特徴は、(1)従来、平均流が一次元である場合しか適用されていなかった LES の手法を二次元的平均流の場に適用したこと、(2)その際に SMAC 法を改良し、数値粘性のない Adams-Bashforth 型差分スキームを導入したこと、(3)壁面近くで乱れの非等方性を考慮した境界条件を設定したこと、および(4)平均値として空間平均値とともに時間平均値を導入したことなどである。

計算結果として、次の結論を得た。

- (1) 上壁付近の平均流速分布は二次元チャンネル流れの実測値と比較的良好一致する。
- (2) 乱れの分布は平均流の分布より下壁面乱流促進体の影響を大きく受ける。特に、乱れせん断応力が 0 となる点の壁からの距離は平均流速が最大となる点の位置と異なる。
- (3) 壁面温度分布について計算値と実験値の傾向が一致する。

本報の実測値については日本原子力研究所菱田試氏の助力を得たことを記し感謝の意を表する。

(1983年9月16日受理)

参考文献

- 1) 狩野, 小林, 石原, 生産研究, 35-6 (1983), 307
- 2) J. Laufer, NACA TN, 2123 (1950)
- 3) K. Hanjalic, B. E. Launder, J. Fluid Mech., 51 (1972), 301
- 4) 大内・ほか 3 名, 日本原子力学会年會前刷集, (1982), 106