

乱流促進体まわりの流れの数値予測に関する研究 (第6報)

—実験結果と計算結果の比較—

Study on Numerical Prediction of the Flow around Turbulence Promoters (6th Report)

—Comparison between Experimental Data and Computed Results—

狩野正徳*・小林敏雄*・石原智男*・佐賀徹雄*

Masanori KANO, Toshio KOBAYASHI, Tomo-o ISHIHARA and Tetsuo SAGA

1. ま え が き

本研究では矩形形状乱流促進体をもつ二次元チャンネル内乱流の数値予測を LES および $k-\epsilon$ モデルによって試み、前報^{1),2)}までに予測結果の対比を行った。

LES は差分格子程度の小規模な渦のみをモデル化しているため、本研究のように大規模な渦が非平衡な状態にあるような流れ場に対しても適用しやすいように思われる。一方、 $k-\epsilon$ モデルにおいては流れ場全体が等方的で平衡乱流場であると仮定しているため、本研究のような流れ場に $k-\epsilon$ モデルが適用できるかどうか不明である。現在までのところ、この種の非平衡流れ場への数値予測法の適用例はいずれの手法においても極めて乏しく、実験結果と対比したデータの蓄積が望まれる。

本報では風洞実験によって流れ場の時間平均量を求め、LES、 $k-\epsilon$ モデルによる数値予測結果とを比較し、モデルの性能を検討する。

2. 実験装置と方法

本研究の数学モデルは図1に示すように、上壁平面とそれに平行な下壁平面とからなる二次元チャンネルの下壁上に正方形断面の柱体が等間隔に無限に配置されているような流れ場を対象としている。そこで図2に示すような供試モデルを風洞に接続し、熱線風速計を用いて平均流速分布、乱れの時間平均値の測定を行った。供試モデルの幾何寸法は、乱流促進体の断面寸法 $d_1=d_2=30$ mm、乱流促進体の間隔 $p_i=150$ mm、チャンネル高さ $L/2=96$ mm、乱流促進体の個数は12である。座標軸としては図1、2に示すように流れ方向に x_1 軸、平行壁と直角に x_2 軸、さらに乱流促進体のスパン方向に x_3 軸を選ぶ。実験条件を表1に示す。測定位置は主として6番目の乱流促進体と7番目のそれとの間で、図1に示す断面II ($x_1=0.07$) および断面III ($x_1=0.47$) である。流れ場の測定は定温度型熱線風速計 (DISA 55 M 型) によって行われた。熱線プローブはI型でセンサ部は直径5 μ m、有効長さ1.25 mm のタングステン線である。センサを x_1-x_3 面に保ち x_2 方向にトラバースする。このとき

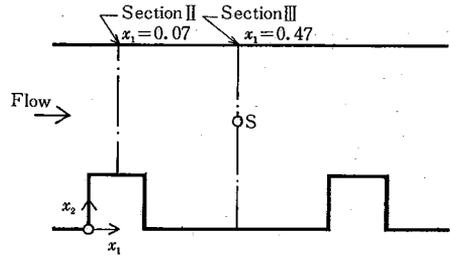


図1 モデルの流路

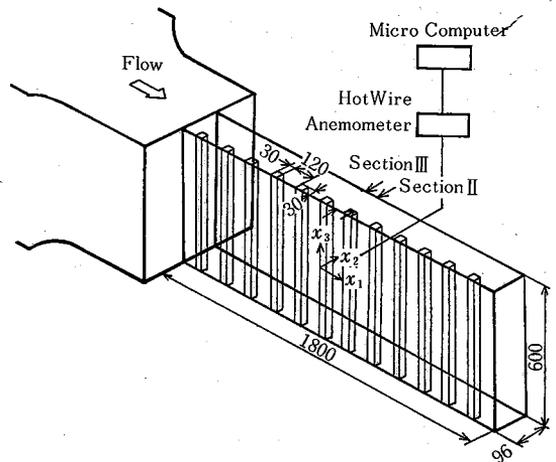


図2 実験装置の概略

表1 実験条件

実験	L (mm)	$d_1 \times d_2$ (mm)	スパン幅 (mm)	乱流促進体の数	平均流速 (m/s)	Re 数
1	192	30×30	600	12	3.0	3.8×10^4
2	192	30×30	600	12	4.9	6.3×10^4
3	192	30×30	600	12	8.6	1.1×10^5
4	192	30×30	600	12	13.0	1.6×10^5
5	192	30×30	400	5	11.9	1.4×10^5

* 東京大学生産技術研究所 第2部

リニアライザ出力電圧 $e (= \bar{e} + e')$ と流速 $u_i (= \bar{u}_i + u_i')$ の関係は平均流速に対して乱れが小さいと仮定すると図3より

$$\begin{aligned} \bar{e}^2/G^2 &= (\cos^2 \alpha + k_3^2 \sin^2 \alpha) \bar{u}_1^2 \\ &\quad - (1 - k_3^2) \sin(2\alpha) \bar{u}_1 \bar{u}_3 \\ &\quad + (\sin^2 \alpha + k_2^2 \cos^2 \alpha) \bar{u}_3^2 + k_2^2 \bar{u}_2^2 \dots \dots \dots (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{e'^2}/G^2 &= (\cos^2 \alpha + k_3^2 \sin^2 \alpha) \overline{u_1'^2} \\ &\quad - (1 - k_3^2) \sin(2\alpha) \overline{u_1' u_3'} \\ &\quad + (\sin^2 \alpha + k_2^2 \cos^2 \alpha) \overline{u_3'^2} + k_2^2 \overline{u_2'^2} \dots \dots \dots (2) \end{aligned}$$

と表わされる。³⁾ここに α はセンサと x_3 軸のなす角(ヨ

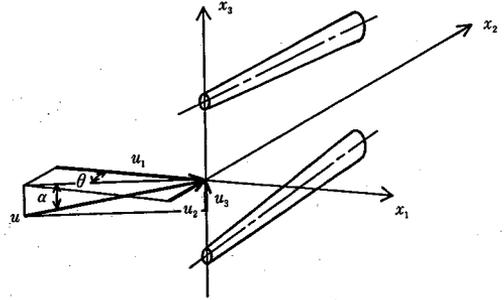
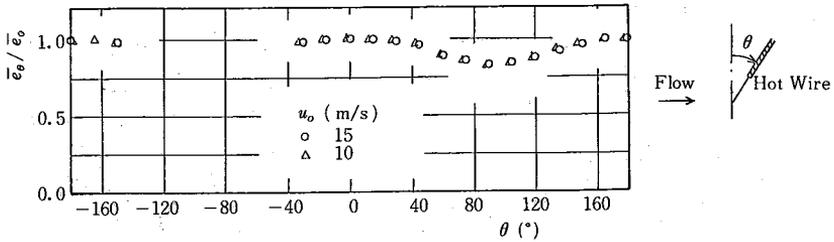
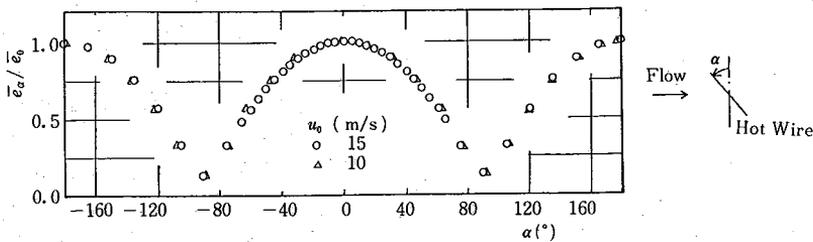


図3 流速とセンサの位置関係



(a) ピッチ角の影響



(b) ヨー角の影響

図4 角度による熱線出力の変化

一角), k_3 は α に関する風向感度係数, k_2 はピッチ角 θ に関する風向感度係数,⁴⁾ G はリニアライザのゲインである。 k_2, k_3 は一般に α, θ の関数であるが, 本報では流れ場の大部分で $\bar{u}_1 \gg \bar{u}_2, \bar{u}_1 \gg \bar{u}_3$ と仮定し, $k_2 = k_2(\theta), k_3 = k_3(\alpha)$ とみなすことにする。図4に k_2, k_3 を求めるための検定曲線を示す。図4(a)はピッチ角の変化に対する, 図4(b)はヨー角の変化に対するリニアライザ出力信号の変化をプロットしたもので (\bar{e}_0 は $\theta = 0^\circ$ あるいは $\alpha = 0^\circ$ における \bar{e} の値), 縦軸 \bar{e}/\bar{e}_0 と k_2, k_3 の関係は式(1)より

$$\begin{aligned} \bar{e}/\bar{e}_0 &= (\cos^2 \theta + k_3^2 \sin^2 \theta)^{1/2} \\ \bar{e}/\bar{e}_0 &= (\cos^2 \alpha + k_2^2 \sin^2 \alpha)^{1/2} \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

となる。図5に式(3)より得た本実験に使用したI型プローブの k_2, k_3 を示す。図より, k_2 は θ の小さい範囲でほぼ1と, k_3 は α の小さい範囲でほぼ0とみなすことができる。

さて, $k_2 \sim 1, k_3 \sim 0, \alpha = 0^\circ$ の場合には式(1)および(2)

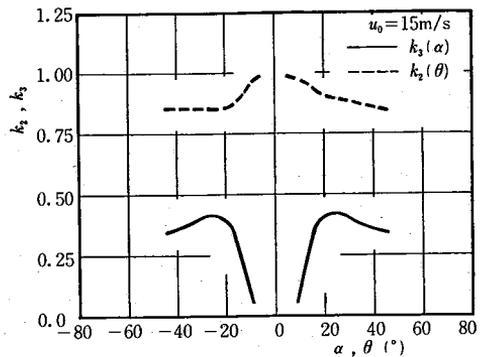


図5 風向感度係数

より熱線風速計の出力信号は

$$\begin{aligned} \bar{e}^2/G^2 &= \bar{u}_1^2 + \bar{u}_2^2 \\ \overline{e'^2}/G^2 &= \overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

を表すことになる。したがって計算結果もこれらの値と対応させることにする。本報での \bar{e} および $\overline{e'^2}$ の積分平

研 究 速 報

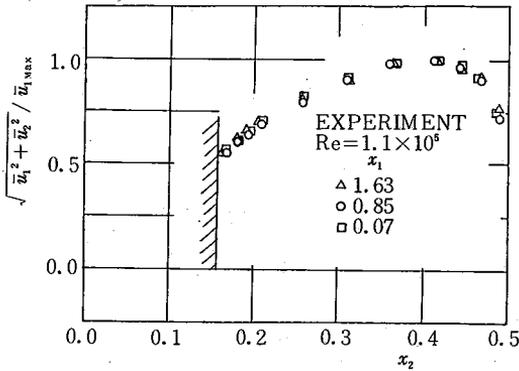


図 6 流れの周期性

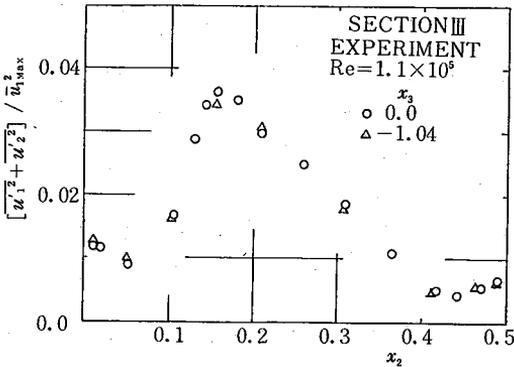


図 7 流れの二次元性

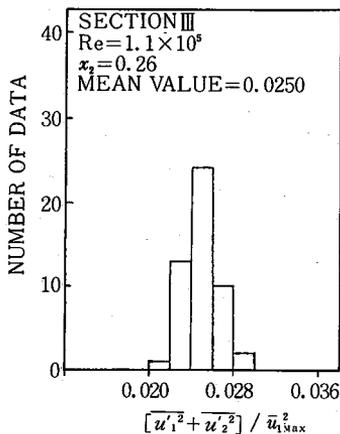


図 8 ひん度分布

均時間とともに 3 秒であり、各測定点に対して 50 回の計測を行い、その算術平均を測定値とした。また、本研究における流れ場では逆流が生じるが、逆流域の決定はスプリットファイバースローブ (DISA55R55) によって行った。

3. 実験装置および方法の検証

3.1 測定部における流れの周期性

スパン方向中央 ($x_3=0$) の断面における乱流促進体 1

ピッチ間隔の位置 $x_1=0.07, 0.85, 1.63$ (断面 II に対応) の平均流速の実測値の分布を図 6 に示す。図より各乱流促進体ごとに平均流速は空間的周期性をもつことが確かめられる。乱れも同様に空間的周期性をもつことが確かめられている。なお、参考のために乱流促進体の個数が 5 個と少ない場合の測定(実験 5)を行ったが、空間的周期性が不十分であった。

3.2 測定部における流れの二次元性について

断面 III における $x_3=0.0, -1.04$ において測定した乱れの分布を図 7 に示す。図から 2 断面の乱れの分布はほぼ一致していることがわかる。平均流速の分布も同様にこの 2 断面でほぼ一致しており、少なくとも $x_3=0 \sim \pm 1.04$ の範囲で時間平均流れの二次元性が保たれていることが確かめられている。

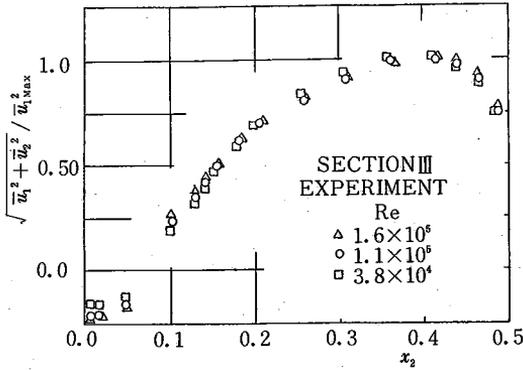
3.3 実験データのばらつきについて

図 8 に 1 例として点 S(0.47, 0.26, 0) における乱れの測定結果のひん度分布を示す。断面 III の中ではこの点で平均流速および乱れの分散がともに大きく、それぞれ $6.7 \times 10^{-5}, 2.5 \times 10^{-5}$ である。図において、縦軸はひん度、横軸は乱れを示している。図からデータのばらつきは比較的小さく、本報では 3 秒という積分平均時間で十分であることがわかる。

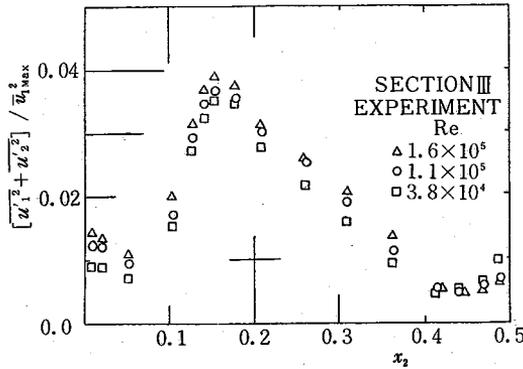
4. 実験結果の考察および計算結果との比較

図 9 に断面 III における $Re=3.8 \times 10^4, 1.1 \times 10^5, 1.6 \times 10^5$ の場合の平均流速および乱れの実験結果を示す。図より、本報のレイノルズ数の範囲では平均流速についてはレイノルズ数による著しい差異は認められない。しかし、乱れに関しては乱流促進体のある下壁側でレイノルズ数の大きい場合の方がやや大きな値をもつ傾向にある。なお、図において、逆流域はスプリットファイバースローブによって決定した。逆流を考慮した場合の断面 II および断面 III の $\sqrt{u_1'^2 + u_2'^2}$ の分布から求められる流量 Q_n, Q_m ($Q = \int_0^{0.5} (\sqrt{u_1'^2 + u_2'^2}) dx_2$) の差 $(Q_m - Q_n) / Q_m$ は 0.027 以内であることを付記する。図 10 に平均流速の実験結果と計算結果 (LES, $k-\epsilon$ モデル) の比較を示す。縦軸は実験における熱線風速計の出力信号に合わせ、 x_1 方向平均流速と x_2 方向平均流速のベクトル和となっている。断面 II および III において乱流促進体のない上壁近傍においては $k-\epsilon$ モデル、LES による結果と実験結果とは比較的似た傾向をもつが、乱流促進体背後においては $k-\epsilon$ モデルによる計算結果と実験結果とは著しく異なる。

図 11 に乱れの分布の計算結果と実験結果を示す。図より、LES による計算結果と実験結果は比較的よく似た傾向をもつが、 $k-\epsilon$ モデルによる計算結果は特に乱流促進体の背後で著しく異なることがわかる。



(a) 平均流速



(b) 乱れ

図9 断面IIIにおける平均流速と乱れの分布

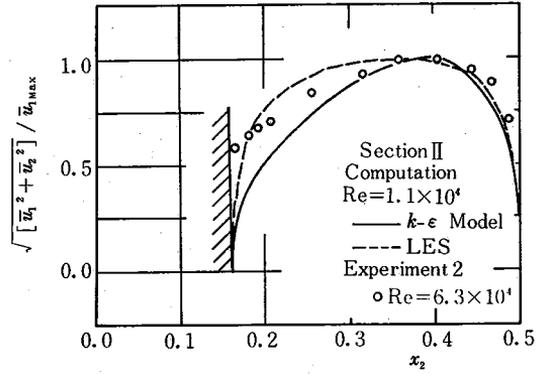
これらの結果は、はく離域や逆流域を含む本研究のような流れ場に対しては $k-\epsilon$ モデルより LES の方が適ししやすいことを示している。

5. ま と め

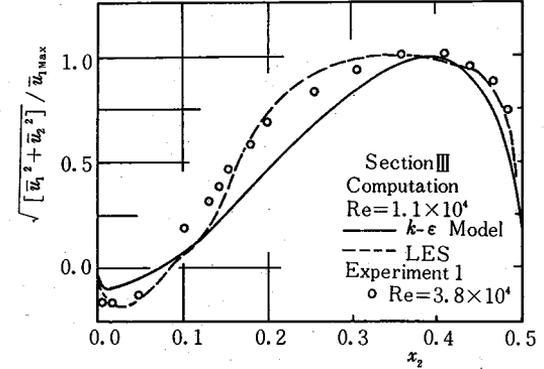
矩形乱流促進体をもつ二次元チャンネル内の乱流の実験を風洞によって行い、流れ場の時間平均量を測定し、 $k-\epsilon$ モデルおよび LES による計算結果と実験結果の対比を行った。

主な結論は次のとおりである。

- (1) レイノルズ数を変えた場合について、本報のレイノルズ数範囲では平均流速に及ぼすレイノルズ数の影響はほとんど存在しない。しかし、乱れに関しては乱流促進体のある下壁側でレイノルズ数の大きい場合の方がや大きな値をもつ傾向にある。
- (2) 逆流域の存在をスプリットファイバースローブによって確認した。この測定結果は LES 計算結果による逆流域の存在範囲とよく合っている。
- (3) LES による計算結果は乱れの分布を含めて実験結果と比較的よく似た傾向をもつ。しかし、 $k-\epsilon$ モデルによる計算結果は特に乱流促進体の背後で実験結果と異なる傾向をもつ。



(a) 断面II



(b) 断面III

図10 平均流速の計算結果と実験結果の比較

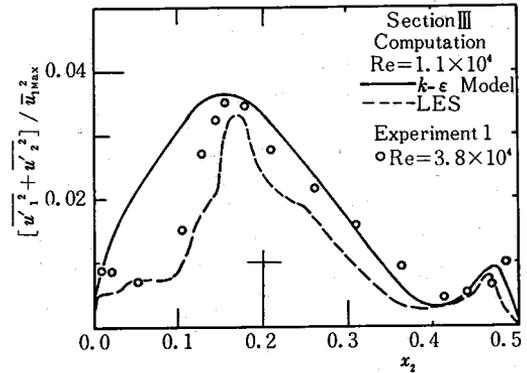


図11 乱れの分布の計算結果と実験結果の比較

なお、本報の実験において、本所上村康幸技官および日本自動車研究所後藤健一氏、湊清之氏の助力を得た。記して感謝の意を表する。(1983年11月1日受理)

参 考 文 献

- 1) 狩野, 小林, 石原, 機論, 50-449, (1984), 257.
- 2) 小林, 狩野, 石原, 生産研究, 36-1, (1984), 17.
- 3) 木下, 山口, 泉, 機論, 41-344, (1975), 1173.
- 4) F. E. Jorgensen, DISA Information No. 11, (1971), 31.