

吹送流中に形成される二次循環流の LES

九州大学大学院総合理工学研究科 学正会員 ○ 鶴 崎 賢 一
 学生会員 池 畑 義 人
 正会員 松 永 信 博

1.はじめに

海面に風応力が作用する際、吹送流中には Langmuir 循環流と呼ばれる風方向に軸を持つ二次循環流が発生することが古くから知られている (Langmuir, 1938)。水野ら (1998) は、二次元風洞水槽においても Langmuir 循環流に類似した二次循環流が存在することを見出し、従来より有力視されてきた CL-1 機構に従ってその形成機構を検証している。しかしながら、近年灘岡ら (1997) によって内因的なせん断不安定による形成機構が新たに提唱され、その形成機構は未だ明らかにされていないのが現状である。そこで本研究は、風洞水槽実験ならびに水面波を考慮しない数値シミュレーションによって、せん断不安定による形成機構を検証するものである。本発表では、数値シミュレーションの概説ならびに計算結果の一例と風洞水槽を用いた可視化実験の結果との比較検討を行う。

2.計算方法

数値シミュレーションは、三次元の非圧縮性 NS 方程式と連続の式を基礎式とした。また渦動粘性係数の決定は Smagorinsky モデルに基づいた LES を用いて行われた。基礎方程式を Table 1 に示す。無次元化には、水深 h と水の摩擦速度 u_{*w} が用いられた。移流項の微分には四次精度の中心差分、その他の項には二次精度の中心差分を用い、スタッガード格子上で差分近似を行った。また時間方向の積分には三次精度の Runge-Kutta 法が用いられた。運動方程式中の f は Van Driest 型の壁関数である。座標系は、Fig.1 に示すように x 軸を風上端から風下方向に、 y 軸を風の吹送方向と直角に、 z 軸を底面から鉛直上向きに設定し、 $L_x=20$ 、 $L_y=1$ 、 $L_z=1$ の直方体を計算領域とした。初期条件は静止状態とした。風洞水槽の実験条件を基に $h=0.15\text{m}$ 、 $u_{*w}=0.03\text{m/s}$ とし、計算開始と同時に水表面上に風応力を作用させ、安定な二次循環流が確認されるまで $\Delta \tilde{t}=0.001$ で計算を行った。境界条件を Table 2 に示す。

3.計算結果と考察

Photo.1 はトレーサーにコンデンス・ミルクを用いた可視化実験結果の一例である。水表面上において矢印の方向に風応力を作用させると、水槽底面近傍では吹送流に

Table 1 基礎方程式系

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{t}} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j} &= -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}_i} + \frac{\partial}{\partial \tilde{x}_j} \left\{ \left(\tilde{\nu} + \tilde{\nu}_t \right) \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \tilde{x}_i} \right) \right\} \\ &\quad - \tilde{g} \delta_{i3} \\ \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_i} &= 0 \\ \tilde{S}_{ij} &= \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \tilde{x}_i} \right), \quad \tilde{I}_s = \sqrt{\Delta \tilde{x} \Delta \tilde{y} \Delta \tilde{z}}, \quad \tilde{\nu}_t = f \left(C_s \tilde{I}_s \right)^2 \sqrt{2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}} \end{aligned}$$

(i,j=1,2,3)

Table 2 境界条件

壁面における境界条件

$$\tilde{u} = 0, \quad \tilde{v} = 0, \quad \tilde{w} = 0$$

水表面上における境界条件

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{z}} = \frac{1}{\tilde{\nu} + \tilde{\nu}_t} \left(= \frac{1}{1/Re + \tilde{\nu}_t} \right), \quad \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{z}} = 0, \quad \tilde{w} = 0$$

対する補償流が形成される。底面上に引かれたトレーサーのラインは、その補償流によって風上方向へ流されながら水槽中央部に収束するストリーク・パターンを描く。これは吹送流中に二次循環流が形成されていることを示唆する。Fig.2は、 $\tilde{x}=16.8$ の test section において $\tilde{t}=10 \sim 20$ で平均して得られた流速ベクトル図である。この図から、Photo.1 で示唆された二次循環流が形成されていることがわかる。Fig.3は、Fig.2と同時ににおける一次循環流の鉛直プロファイルの横断面分布である。断面中心に対して対称な位置のデータは平均化されている。Fig.4は、表層の平均水平流速 $\tilde{U}_s$ 、底層の平均水平流速 $\tilde{U}_b$ ならびに $\tilde{V}_b$ の横断面プロファイルである。断面中心部では、二次循環流の上昇流によって底層の負の運動量を持った流体塊が押し上げられ、表層の一次循環流の横断面プロファイルに速度欠損を引き起こす。従って、Fig.3のように一次循環流の鉛直プロファイルも横断面方向に変化する。Fig.5は鉛直流速 $\tilde{W}$ の鉛直プロファイルの横断面分布である。この図から、Fig.2に見られるような、断面中心部付近で上昇流、壁面近傍で下降流となる二次

循環流が形成されていることが再確認できる。

4.まとめ

本数値シミュレーションにより、風洞水槽の実験結果が再現できた。今後、更に実験結果との比較検討を行い、二次循環流の特性を明らかにしていきたい。

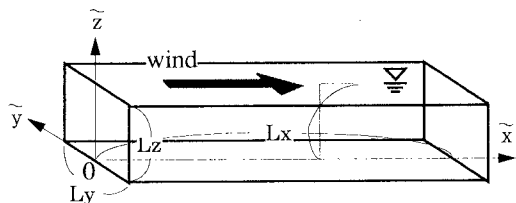


Fig.1 計算領域

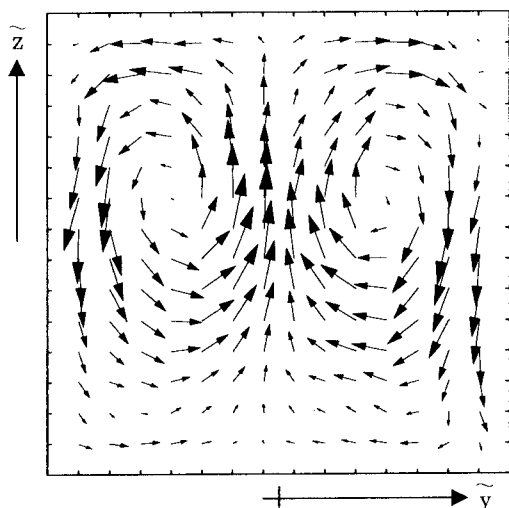


Fig.2 二次循環流パターン
($\bar{t} = 10 \sim 20$ averaged)

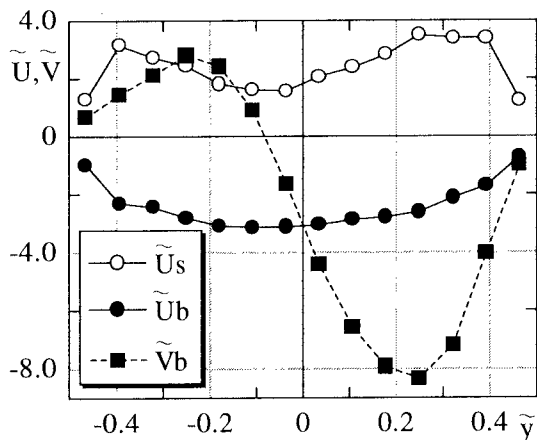


Fig.4 表層流速 $\tilde{U}_s$ と底層流速 $\tilde{U}_b$
の横断面プロファイル

参考文献

- Langmuir, I.(1938) : Surface motion of water induced by wind., Science, 87, pp.119-123.
Mizuno, S., H. Noguchi and Y. Kimura (1998) : A pair of Langmuir cells in a laboratory tank-(II) on generation mechanism, J. Oceanography, Vol.54, pp.77-100.
灘岡和夫・内山雄介(1997) : 吹送流による沿岸境界近傍の縦渦構造の形成と物質混合過程に関する検討, 第44回海岸工学講演会論文集, pp.421-425



Photo.1 ストリーク・パターン ($\bar{t} = 11.6$)

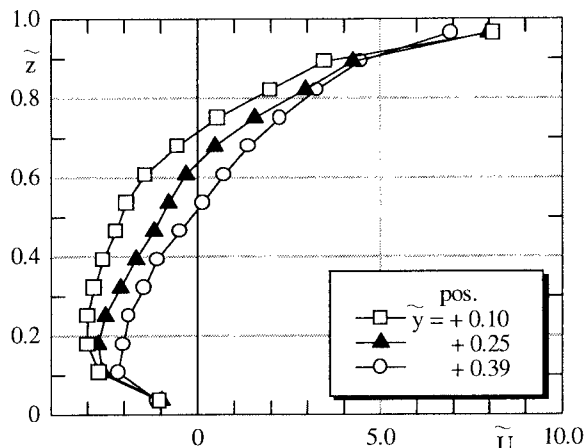


Fig.3 水平流速 $\tilde{U}$ の鉛直プロファイルの
横断面分布

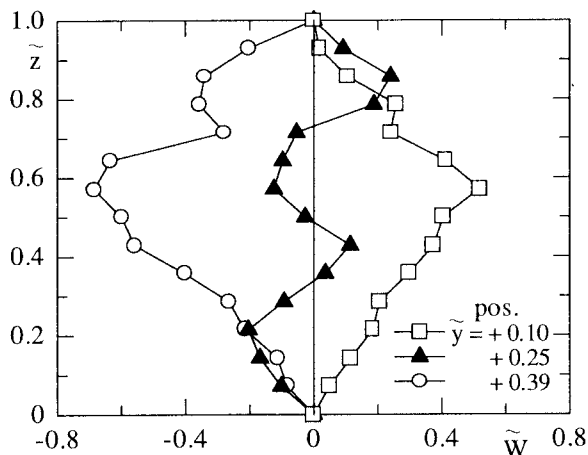


Fig.5 鉛直流速 $\tilde{W}$ の鉛直プロファイルの
横断面分布