

リジッド・サーフィス・モデルによる1対の ラングミュアー循環流のLES

LARGE EDDY SIMULATION OF A PAIR OF LANGMUIR CIRCULATIONS
BY A RIGID SURFACE MODEL

鵜崎賢一¹・池畑義人²・松永信博³

Ken-ichi Uzaki¹, Yoshito Ikehata², Nobuhiro Matsunaga³

¹正会員 博(工) 九州大学大学院総合理工学研究院 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1)

²正会員 博(理) 日本文理大学工学部土木工学科 (〒870-0397 大分県大分市大字一木1727)

³正会員 工博 九州大学大学院総合理工学研究院 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1)

At present, the wave-current interaction model proposed by Craik & Leibovich has been accepted commonly as a formation theory of Langmuir circulations. However, it has still some serious problems to be examined and solved. The authors have investigated experimentally the Langmuir circulations on the basis of an idea that they can be formed without the existence of surface waves, and confirmed their formation in the case where the wind waves were suppressed. In this study, the formation of a pair of Langmuir circulations is shown analytically by a 3-D LES based on a rigid surface model in which no surface fluctuations exist. This means that there is a mechanism of the formation other than the wave-current interaction.

Key Words : wind-driven currents, Langmuir circulations, 3-D LES, rigid surface model

1. 結 論

ラングミュアー循環流は、吹送流中に形成される風向きに軸をもった二次循環流である。海洋や湖沼において、気泡や海藻などの浮遊物が風向きと並行に何本ものストリークを描くことがあるが、これはラングミュアー循環流によって水表面近傍に生じた収束流によるものである。写真-1は、有明海で観察された気泡によるストリーク・パターンである。風は、写真右上から左下の方に吹いていた。この循環流は、収束域において風速の1%、表層流速の1/3~1/4程度の最大下降流速を有することから、表層混合層の形成や混合層内の物質輸送に大きな影響を及ぼすと云われている^{1), 2)}。この循環流の形成機構に関しては、CraikならびにLeibovichが提案した波と流れの相互作用に基づくCL II機構^{3), 4)}が今日有力視されているが、実験や現地観測による検証は十分でなく、形成機構は完全に明らかにされたとは言えないのが現状である。

著者らは、「風波が存在しなくても二次元吹送流の自己組織化によってラングミュアー循環流は形成される」というアイディアに基づいて、その形成機構を実験的に

調べてきた^{5), 6), 7)}。そして、風波の発達が十分抑えられた場合においてもこの循環流が形成されることを示すとともに、いくつかの定量的特性を明らかにした。しかしながら、実験手法では風波や水面変動を完全に消すことはできず、従って、著者らが観察したラングミュアー循環流が果たして、Craik ならびに Leibovichが提唱した波と流れの相互作用によって形成された循環流であるか否

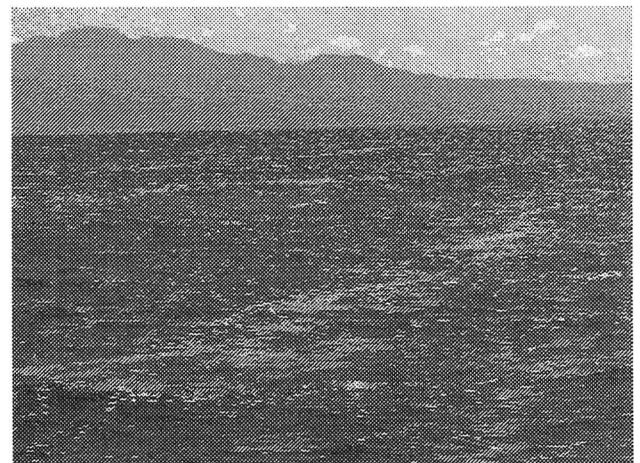


写真-1 観察された気泡によるストリーク・パターン
(有明海にて撮影, 2002/7/31)

かについて明確に結論付けることは困難であった。ラングミュアー循環流は、風波や水面変動が無くても形成されるという著者らの考えを立証するためには、完全に水面変動を消した場において循環流が形成されることを確認する必要がある。このためには数値解析手法がもっとも有効である。そこで本研究では、水面変動を考慮しないリジッド・サーフィス・モデルを用いて3次元のLESを行い、吹送流中に生起するラングミュアー循環流の再現を試みた。

2. 可視化実験および流速計測実験

写真-2は、界面活性剤によって風波の発達を抑えた場合における可視化実験結果の一例である。実験条件は、水槽幅 $B^*=15\text{cm}$ 、水深 $h^*=7\text{cm}$ 、断面平均風速 $Um^*=10.4\text{m/s}$ 、水面に作用する水の摩擦速度 $u_{*w}^*=0.941\text{cm/s}$ であった。 u_{*w}^* は流速計測実験で得られた流速データからレイノルズ応力の鉛直分布を求め、その水面近傍の分布を水表面まで直線外挿することによって求められた。流れのパターンは風洞水槽上部から撮影されており、風は左から右に吹いている。あらかじめ、黒く塗装された水槽底面上に水槽を横断する方向にコンデンス・ミルクのラインを引いておき、送風後のパターンを可視化した。流れの可視化は、風応力作用点からおよそ 4.4m 下流側で行われた。実験の詳細は論文⁷⁾を参照されたい。写真-2は、送風開始後90秒におけるパターンを示したものである。水槽底面付近に形成される補償流のためトレーサーは風上に輸送されるが、水槽中央に一本の筋状のパターンが形成される。これは、底面に沿って水槽中央に収束する二次循環流の存在を示唆している。可視化実験によると、二次循環流は送風開始後 $t^*=90$ 秒（無次元時間 $t^*u_{*w}^*/h^*=12.1$ ）以降は安定して形成されることが確かめられた。

図-1(a), (b)は、二成分LDVを用いた流速計測実験の結果である。長さは水深 h^* で、速度は水の摩擦速度 u_{*w}^* で、時間は h^*/u_{*w}^* で無次元化することとし、以降 $*$ を冠しないパラメータは無次元量を示すこととする。 U は吹送方向の無次元流速成分の時間平均量、 W は鉛直方向の無次元流速成分の時間平均量を示している。いずれも82秒間の平均量であり、この平均時間は無次元時間で $t=11$ に対応する。 z は平均水面から上方に取られた無次元鉛直軸で、 y は水槽中央から風向に直行する方向に取られた無次元水平軸である。実験条件ならびに計測断面の位置は写真-2の場合と同じである。(a)は表層付近で風向き方向の吹送流、底層付近で逆向きの補償流が形成されていることを示す。水槽中央部 ($|y| \approx 0$) では鉛直方向に広い範囲で補償流が存在する一方、壁面近傍 ($|y| \approx 1.07$) では表層の吹送流が占める範囲が大きくなる。これはラングミュアー循環流による運動量輸送によるも

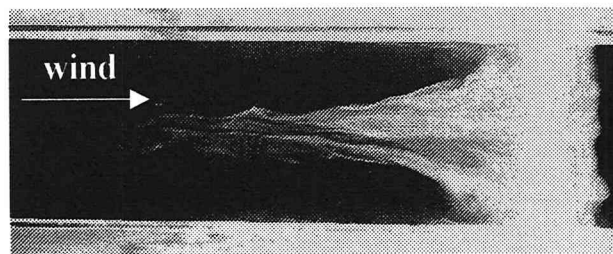
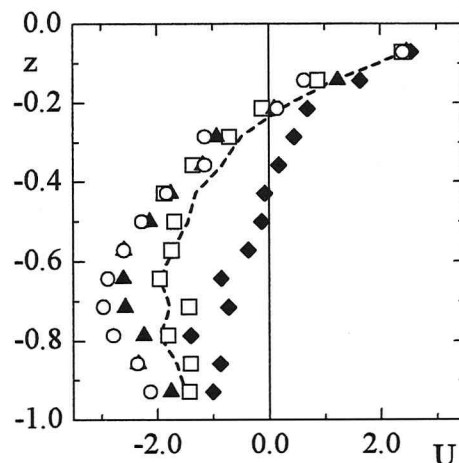
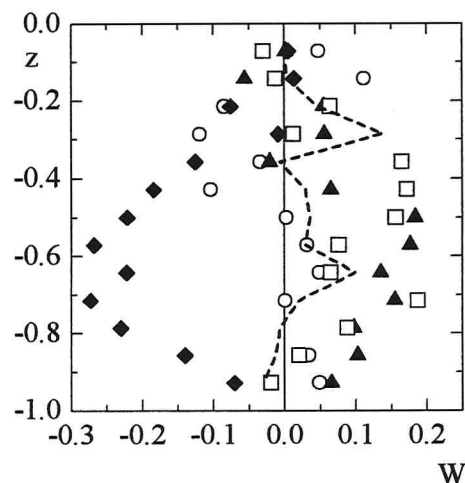


写真-2 可視化実験結果の一例
(送風開始後90秒におけるパターン)



(a)



(b)

図-1 U と W の鉛直分布の横断方向変化
(○: $y=0.0$, ▲: ± 0.268 , □: ± 0.535 , ◆: ± 0.803 , ----: y 方向平均分布)

のである。(b)は、水槽中央部で上昇流、側面近傍で下降流をもつ1対の循環流が形成されていることを示す。循環流は、側壁付近の狭い範囲で強い下降流、水槽中央の広い範囲で緩やかな上昇流をもつことがわかる。以上

の結果から、風波の発達を抑えた場合においても水深スケールで1対の循環流が形成されることがわかる。また、著者ら⁷⁾は水槽幅の広い風洞水槽を用いることにより、複数の循環流が風波の発達を抑えた場合においても形成されることを示している。

3. 数値計算

(1) 計算領域

図-2に無次元化された計算領域を示す。x軸を風の吹送方向に、y軸を水槽中央からx軸に対して直角に、z軸を水表面から鉛直上向きに取った。x方向の流速成分を u 、y方向の流速成分を v 、z方向の流速成分を w とした。無次元計算領域は、x方向に長さ Lx 、y方向に長さ Ly 、z方向に長さ $Lz (=1.0)$ の矩形領域とし、水表面にはせん断応力が作用するとした。

(2) 基礎方程式、初期条件および境界条件

無次元化された基礎方程式と初期条件および境界条件を以下に示す。

(1)、(2)式に示されるように、基礎方程式にはグリッド・フィルターを施した3次元NS方程式と連続の式を用いた。せん断応力項 τ_{ij} はレオナード項とクロス項が相殺されるとして、残るレイノルズ応力項を渦動粘性係数を用いてモデル化した。渦動粘性係数の評価には、(3)式で示されるように標準スマゴリンスキー・モデルを用いた。これらの基礎方程式を3次精度のルンゲ・クッタ法で数値積分し、フラクショナル・ステップ法を用いて解いた。空間微分には2次精度の中心差分を、但し移流項に関しては4次精度の中心差分を用いた。圧力に関しては、ポアソン方程式を4次精度の中心差分で表し、SOR法によって収束計算することによって圧力を決定した。(4)式で示されるように、初期条件は静水状態とし、圧力には静水圧分布を与えた。(5)式で示されるように水表面における境界条件として、 u の鉛直勾配を Re 数と渦動粘性係数の和の逆数で与え、 v は鉛直勾配を0とし、 w にはウィンド・セットアップによる鉛直流速を与えた。底面と両側壁においては粘着の条件を課した。計算格子にはスタッガード・メッシュを用い、x方向に502メッシュ、y方向には Ly に依存したメッシュ数、z方向には16メッシュで計算を行った。無次元時間ステップ dt は0.001に固定された。計算条件を表-1に示す。表中の h^*B^* はアスペクト比、 mx 、 my 、 mz はそれぞれx、y、z方向のメッシュ数、 dx 、 dy 、 dz はそれぞれ各方向のメッシュ・サイズを示す。 C_s はスマゴリンスキー定数を示す。NC-1は可視化ならびに流速計測実験を再現した計算であり、NC-1~3はアスペクト比に対する循環流パターンの依存性を調べる計算である。NC-4は、側壁の影響を調べるために側方の境界条件を周期境界条件

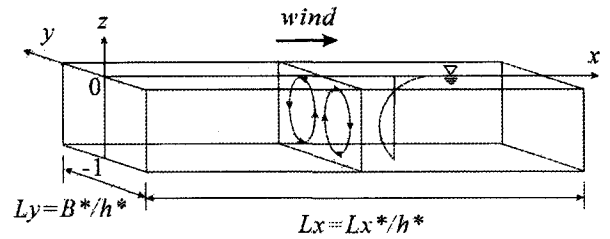


図-2 無次元計算領域

[基礎方程式系]

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - g \delta_{i3} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{Re} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \tau_{ij} \right) \quad (1) \\ \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2) \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_{ij} = \left(\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} E = -\nu_t S_{ij}, \\ E = \frac{1}{2} \left(\overline{u_k u_k} - \bar{u}_k \bar{u}_k \right), \quad S_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \\ \nu_t = (C_s \Delta)^2 (2S_{ij} S_{ij})^{1/2}, \quad \Delta = \sqrt{dx dy dz} \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\begin{aligned} x_i &= x_i^* / h, \quad u_i = u_i^* / u_{\infty}^*, \quad p = p^* / \rho^* u_{\infty}^{*2}, \\ t &= u_{\infty}^* t^* / h^*, \\ Re &= u_{\infty}^* h^* / \nu^*, \quad g = g^* h^* / u_{\infty}^{*2} \end{aligned}$$

[初期条件]

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{(a) 水面を除く全領域 } (z \neq 0) : \\ \quad u_i = 0 \quad (i=1, 2, 3), \quad p = -gz \\ \text{(b) 水表面 } (z=0) : \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{Re}, \quad v=0, \quad w=0 \end{array} \right. \quad (4)$$

[境界条件]

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{(a) 壁面および底面} : \quad u_i = 0 \quad (i=1, 2, 3), \\ \quad \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial z} = -g \\ \text{(b) 水表面} : \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{Re + \nu_t}, \quad \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \\ \quad w = \frac{u}{g^2} \frac{\partial p}{\partial x} \end{array} \right. \quad (5)$$

とした計算である。

4. 計算結果と実験結果

図-3に、NC-1において得られた水路中央($y=0$)に

表-1 計算条件

Run	h^*/B^*	Re	Lx	Ly	Lz	mx	my	mz	dx	dy	dz	Cs
NC - 1	0.467	658.7	80	2.14	1.00	502	16	16	0.159	0.0625	0.0625	0.120
NC - 2	0.556	658.7	80	1.80	1.00	502	28	16	0.159	0.0625	0.0625	0.140
NC - 3	1.00	658.7	80	1.00	1.00	502	34	16	0.159	0.0625	0.0625	0.140
NC - 4	0.556	658.7	80	1.80	1.00	502	28	16	0.159	0.0625	0.0625	0.140

おける上流($x = 12.9$), 中流($x = 30.3, 51.0$), 下流($x = 71.7$)での U の鉛直プロファイルを示す。図は、計算開始後、 $t = 12 \sim 24$ の時間平均量を示す。 $t = 12 \sim 24$ の平均量で議論する理由は、図-1で示した平均時間とほぼ一致させるためである。計算領域全域にわたって表層で吹送流、底層で補償流が形成されている。特に $x > 51.0$ の領域においては、流速分布は放物形からずれ始め、補償流の分布が鉛直方向に一樣となる傾向が認められる。下流に向かうにつれ主流が層流から乱流へと遷移し、同時に二次循環流が発達することにより鉛直方向の運動量交換が大きくなるためと考えられる。

図-4(a), (b)は、 $x=58.7$ における U と W の鉛直分布の横断方向変化に関する計算結果と実験結果の比較を示したものである。計算結果は曲線で、実験結果は記号でプロットされている。いずれも $t = 12 \sim 24$ の時間平均値である。 U については、水表面近傍において計算結果が実験結果よりもやや大きな値を示し、そのため水槽中央部で補償流もやや大きな値を示すものの、計算結果は実験結果とほぼ一致していることがわかる。 W においても両者の間にはほぼ良い一致が認められる。水槽中央において上昇流速が小さくなる理由は後述するようにアスペクト比が小さくなることにより1対の循環流から2対の循環流への遷移が始まっているためと考えられる。

図-5(a), (b)に、上層($z = -0.14$), 中層($z = -0.57$), 下層($z = -0.80$)における U と V の y 方向分布を示す。いずれも無次元時間で $t = 12 \sim 24$ の時間平均値である。 $y = 0$ の水面付近では、循環流によって生じる U の速度欠損が良く再現されており、定量的にも実験結果とよく一致している。また、中層および下層では水槽中央断面に向かって U の値が大きくなる傾向がよく再現されている。しかしながら、中層および下層の領域において計算結果は実験結果よりも若干大きな値を示す。これは、水表面近傍の吹送流が若干過大評価されているためと考えられる。(b)においては、 $y = 0$ に関して対称性があまり良好とは言えないものの、上層で壁面に向かう流れ、下層で水槽中央に向かう収束流が良く再現されている。

図-6に、NC-1において形成される循環流パターンを示す。 $x = 58.7$ における計算結果である。対称性は若干悪いものの、全水深にわたって1対の循環流が形成さ

れている。また、水槽中央の広い範囲で上昇流、側壁付近の狭い範囲で下降流が再現されている。とくに、底面付近では断面中央に向かう収束流が生じていることが明瞭にわかる。

5. アスペクト比に対する依存性

図-7(a), (b)に、それぞれNC-2, 3において得られた循環流のパターンを示す。これら循環流のパターンは $x=58.7$ で得られた横断面内の流速を $t=12 \sim 24$ にわたって平均したものである。いずれのアスペクト比においても、1対の循環流が横断面全域にわたって形成されていることがわかる。図-6で示された $h^*/B^*=0.467$ の循環流パターンも考慮することになり、アスペクト比が大きくなるにつれて、循環流の中心位置は水表面に向かって上昇する。また、二次循環流の形状は側壁の影響を受けて水平方向に縮められる傾向を示す。この結果は、アスペクト比が大きくなると循環流の間隔は水槽幅と一致するという著者らの実験結果⁷⁾を保証するものである。これら一連の循環流のパターンから判断すると、1対の循環流が形成されるのに適したアスペクト比は0.56程度であると推察される。これは、著者らによって得られた実験結果⁷⁾とほぼ一致する結果である。

6. 側壁の効果

図-8に NC-4 における循環流の時間平均パターンを示す。側方の境界条件が周期境界条件であるため、循環流は時間とともに左右に動揺する傾向が認められる。従って、時間平均量から各水深における y 方向の平均量を差し引いた値 $\tilde{v}$, $\tilde{w}$ から構成されるベクトル図を示す。左右への動揺により循環流パターンの水槽中央断面に対する対称性は崩れることとなるが、水深スケールで1対の循環流が形成されていることは明らかである。この結果から、ラングミュア循環流の形成に関して側壁の存在は本質的でないことが確かめられた。

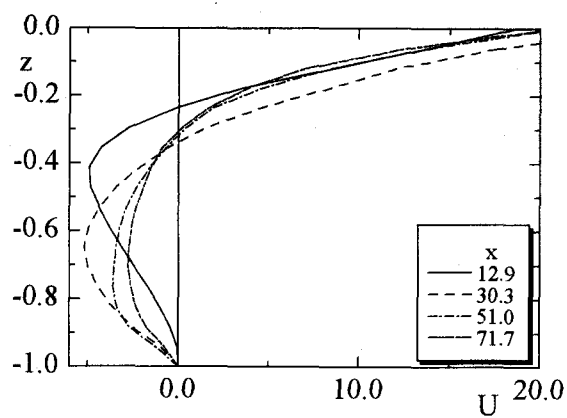
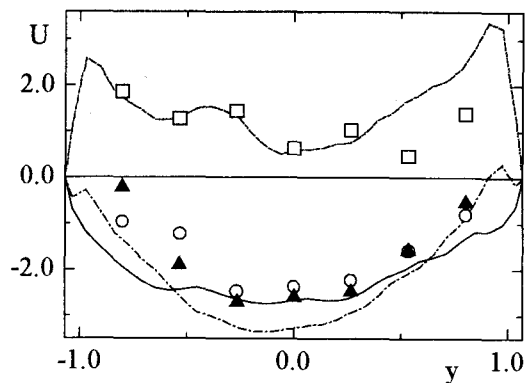
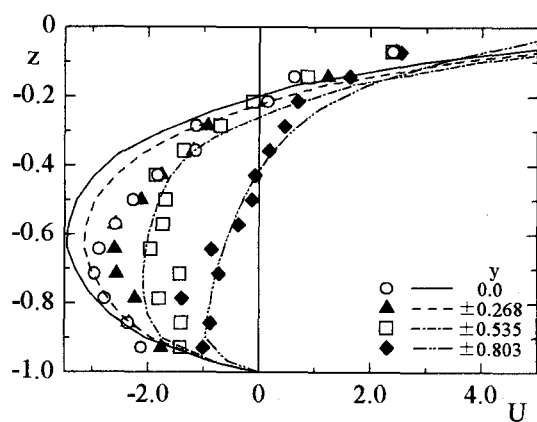


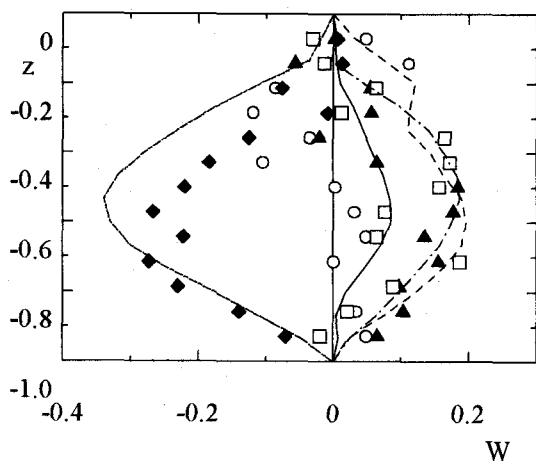
図-3 U の鉛直分布の流下方向変化 (NC-1, $y=0.0$)



(○, — : $z = -0.86$, ▲, --- : $z = -0.57$,
□, - - - : $z = -0.14$)
(a)

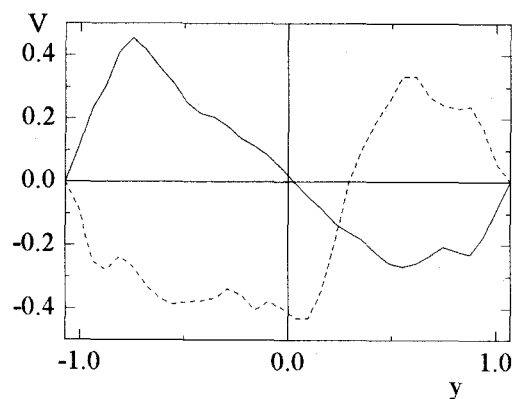


(a)



(b)

図-4 実験結果と計算結果の比較 (NC-1, $x=58.7$)



(— : $z = -0.83$, - - - : $z = -0.23$)
(b)

図-5 U と V の y 方向分布 (NC-1, $x=58.7$)

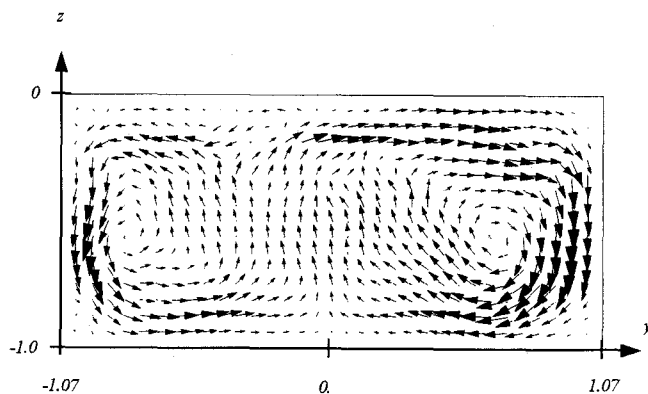
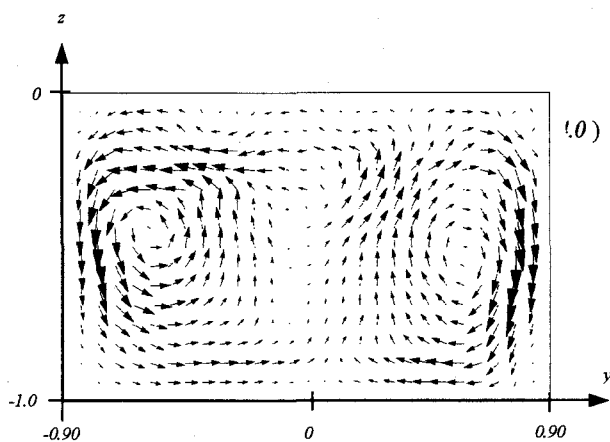
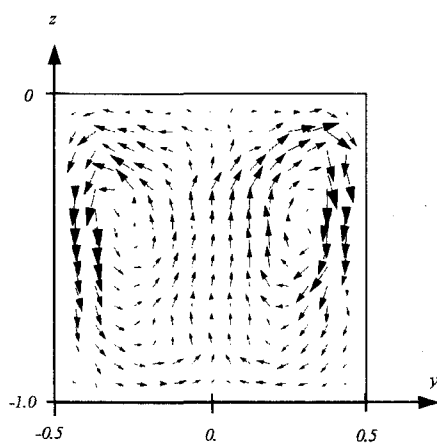


図-6 計算による循環流パターン
(NC-1, $x=58.7$, $t=12.0 \sim 24.0$)



(NC-2, $x = 58.7$, $t = 12.0 \sim 24.0$)

(a)



(NC-3, $x = 58.7$, $t = 12.0 \sim 24.0$)

(b)

図 - 7 循環流パターンのアスペクト比依存性

7. 結 論

水面変動を考慮しないリジッド・サーフィス・モデルを用いて3次元のLESを行い、ラングミュア循環流の形成を調べた。その結果は以下の通りである。

- 1) 水面変動を考慮しない場合においても1対のラングミュア循環流が形成されることが解析的に示された。解析結果は、吹送流と補償流のパターンを定量的特性も十分良く再現していることが示された。
- 2) 循環流の形状とその中心位置は横断面のアスペクト比に依存する。アスペクト比が大きくなるにつれ、循環流の中心位置は水表面に向かって上昇する。また、二次循環流の形状は側壁の影響を受け始め水平方向に縮められる。
- 3) 側方の境界条件を周期境界条件とした場合においても1対のラングミュア循環流が形成されること

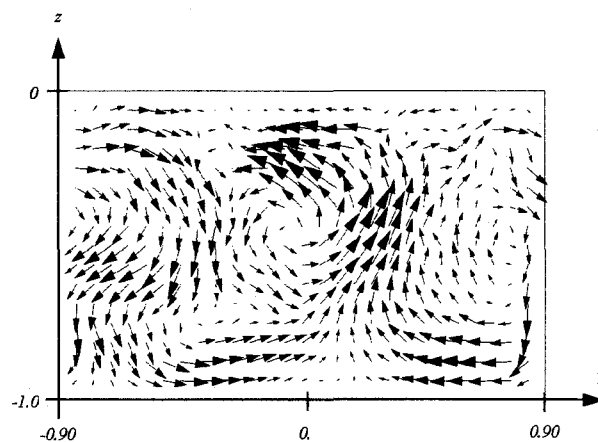


図 - 8 側壁の効果

(NC-4, $x = 58.7$, $t = 12.0 \sim 24.0$)

が示された。

これらの結果から、1対の循環流の形成に関して水面波と側壁の存在は本質的でないことが示され、「小さな擾乱があればそれを契機に主流の吹送流が不安定となり、吹送流が自己組織化することによって水深スケールのラングミュア循環流が発達する」という著者らが提案している形成機構の妥当性が確かめられた。

謝辞：本研究は、文部省科学研究費補助金基礎研究 (A) (2) (代表 増田章, 課題番号 12304025) の援助を受けて行われたことを記し、謝意を表します。

参考文献

- 1) Faller, A. J. and Perini, C. : The roles of Langmuir circulations in gas transfer across natural water surface, *Gas transfer at water surface*, (eds. W. Brutsaert and G. H. Jirka), D. Reidel publishing company, pp.191-199, 1984 .
- 2) Craik, A. D. D. : The generation of Langmuir circulations by an instability mechanism., *J. Fluid Mech.*, Vol. 81, pp.209-223, 1977.
- 3) Leibovich, S. : Convective instability of stably stratified water in the ocean, *J. Fluid Mech.*, Vol. 82, pp.561-581, 1977.
- 4) Li, M. and Garrett, C. : Cell merging and the jet / downwelling ratio in Langmuir circulation, *J. Mar. Res.*, Vol. 51, pp.737-769, 1993.
- 5) 松永信博, 樋田操, 草場浩平, 鵜崎賢一 : 二次循環流を伴う吹送流の実験的研究, 土木学会海岸工学論文集, 第 45 巻, I, pp.426-430, 1998.
- 6) 松永信博, 鵜崎賢一, 浦上由紀子 : 吹送流中の二次循環流形成に果たす風波の役割, 土木学会海岸工学論文集, 第 48 巻, I, pp.376-380, 2001.
- 7) 松永信博, 鵜崎賢一 : 吹送流中に生起する二次循環流の形成機構に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.705/II - 59, pp.67-82, 2002.

(2002. 9. 30受付)