

# 吹送流中に生起する二次循環流の実験的研究

松永信博<sup>1</sup>・鵜崎賢一<sup>2</sup>

<sup>1</sup>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丁目-1)

<sup>2</sup>学生員 工修 九州大学大学院総合理工学研究科 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園6丁目-1)

Langmuir循環流の形成機構については、CraigとLeibovichが提唱した機構、つまり風波によるストークス・ドリフトと吹送流との相互作用が現在では通説となっているが、彼らによって提案された形成機構が完全に受け入れられているとは言えないのが現状である。本研究は、「Langmuir循環流は、主流である吹送流自体が微小擾乱によって不安定となり形成されるのではないか」というアイディアに基づいて行われている。これを検証するため、風波が十分発達した場合と界面活性剤を用いて風波の発達を抑えた場合に対して流れの可視化実験と流速計測実験を行った。実験結果から、風波の発達を抑えられた場合においても明瞭なLangmuir循環流が形成されること、また風波の存在は循環流を強化し安定させることが明らかとなった。

**Key Words** : Langmuir circulations, wind-driven currents, wind waves

## 1. 結論

水表面に風応力が作用すると、泡や海藻などの浮遊物がいくつもの筋となって規則的に配列する。この筋は“windrows”とも呼ばれ、その記述は古く1800年代頃の文献にも残されている。これまでの観測例としては、スペイン北西沖の海域や、イギリス、ウェールズ地方の湖において観測された気泡の収束列などが文献で紹介されている<sup>1)</sup>。またLeibovich<sup>2)</sup>は、メキシコ湾でのタンカー事故において流出した重油が、トレーサーとなって可視化された観測例を紹介している。写真-1に、著者らによる観測例を示す。写真は、博多湾奥の和白干潟において撮影されたものである。水深は約50cmであった。海面にある程度の風応力が作用するといくつもの筋状パターンが不規則に形成され、やや時間をおくと、それらは写真で見られるように風の向きと直角な方向に一定の間隔で並ぶ。その間隔は約1m程度であった。筋状パターンが形成されたところでは、小さなさざ波の形成が抑えられており、写真-1のパターンは風波の非一様性によって可視化されたものと考えられる。今日では、この筋状パターンは風の吹送方向に軸をもつ二次循環流によって形成されるものと考えられており、その二次循環流は先駆的研究を行った研究者の名前に因んで「Langmuir循環流」と呼ばれている。Leibovich<sup>2)</sup>は、これまで

の観測例や文献における記述をもとにその定性的特性をまとめている。その中で、主なものとして、i) 風速が3 m/s程度以上になると、泡や海藻による筋状パターンが風の向きと直角方向に並ぶ。ii) 筋状パターンは海面における収束流によって形成されたものであり、その真下では強い下降流が生じている。iii) その間隔は数mから数百mまでの範囲である。iv) 表層流速は筋が形成されているところで速くなっている。v) 下降流の最大流速は風速の約1%、表層流速の1/3~1/4程度であること等が挙げられる。

1938年、Langmuir<sup>3)</sup>はこの現象について現地観測を行い、初めて詳細な研究論文を発表した。その中で、彼



写真-1 水表面に形成された筋状パターン。風は写真奥から手前に吹いていた。(和白干潟, 福岡県)

は風の吹送方向に軸をもつ二次循環流が吹送流中に生起し、海面付近における循環流の収束帯で筋が形成されることを明らかにした。そして、海面に作用する風応力が主因であると結論づけた。この報告以来、この二次循環流に関する研究、特にその形成機構についての研究は数多くなされてきた。

1900年代半ば、Woodcock & Wyman<sup>4)</sup>は大気中に形成されるロール状の渦による影響を指摘した。しかしながら、大気中のロール状渦と水中のラングミュアー循環流の形成位置が一致しないこと、またラングミュアー循環流を引き起こすにはこれらのロール渦は弱過ぎるという理由からこの説は否定された。Welander<sup>5)</sup>とKraus<sup>6)</sup>は表面張力波の存在が水表面の流速場に空間変化を生み出すと考えた。Faller<sup>7)</sup>はエクマン層の不安定による形成機構を提唱したが、二次循環流の発達率という点で観測例と一致しなかった。後にGammelsrod<sup>8)</sup>がこのアイデアを発展させたが、彼の説の条件を満たす観測例が少なく、また発達率とコリオリ・パラメーターとの関係に疑問が指摘された。Faller<sup>9)</sup>は波浪場を渦なしと仮定し、eddy pressure という概念を導入して形成機構を説明しようとした。Stewart & Schmitt<sup>10)</sup>も同様の試みをしたが、風の吹送方向に軸をもつという点について説明できなかった。この頃から提案され始めた説として、熱対流による形成機構が挙げられる。この形成機構については、Csanady<sup>11)</sup>が詳細な検討を行っている。また、熱的に不安定な流れ場に鉛直シアが存在するとこのような二次循環流が発達しやすいという説もある<sup>12)</sup>。しかしながら、ラングミュアー循環流は熱的に安定な状況でも観測されることから、現在ではそれが形成機構の主たる要因とは考えられていない。

その後、1970年代に入り、波と流れの相互作用による形成機構が提唱され始めた。Garrett<sup>13)</sup>は、流れ場の非一様性によって水面波の波高が変化し、波のエネルギー散逸が時空間的な分布をもつことで水面下に二次循環流が形成されるとする説を提唱した。しかしながら、後にSmith<sup>14)</sup>によって波高の変化を見積もる際の誤りが指摘された。一方、Craik & Leibovich<sup>15)</sup>は節波の存在を前提として、ベナール対流などの熱対流と数学的な類似性をもつモデルを提唱した。翌年、Leibovich<sup>16)</sup>によって改良されたこのモデルは、後にFaller & Caponi<sup>17)</sup>によってCL I機構と呼ばれるようになった。しかしながら、このモデルを不規則波浪場に適用すると、形成される二次循環流が極めて弱くなってしまうことが数値計算によって明らかになった。そこで、Craik<sup>18)</sup>ならびにLeibovich<sup>19)</sup>は、CL I機構を改良して一般的な不規則波浪場に適用できるモデルを提唱した。後に、Faller & Caponi<sup>17)</sup>がこのモデルをCL II機構と名付けた。今日、ラングミュアー循環流の形成機構を議論する際には、このモデルが引用

されることが多く、最も有力視されている説である。この2つのCL機構は、渦度方程式に波のストークス・ドリフト速度を導入した式によって記述される。これは、CL方程式と呼ばれ、平均流速場の空間勾配とストークス・ドリフトの空間勾配の積で表されるvortex force項をもち、その項が渦度の主要な生成項となっている。

しかしながら、CL II機構も実験や観測による検証が未だ十分とは言えない<sup>2)</sup>。Craik<sup>18)</sup>は、準定常状態を仮定した線型安定解析を行い、不安定が生じてストリークが形成され始めるまでの臨界時間を $1.1 \times 10^2 (U_w / g)$ と見積もった。ここで、 $U_w$ は風速値、 $g$ は重力加速度である。しかしながら、本人も指摘したように、この式は臨界時間が風速に比例しているため、物理的に矛盾がある。従って、Craik<sup>18)</sup>はさらに、Foster<sup>20), 21)</sup>の数値解析を基に、非定常状態における線型安定解析を行い、 $U_w = 10 \text{ m/s}$ での臨界時間を、臨界有効レイリー数 $Ra = 10$ の場合に5.5分、 $Ra = 10^8$ の場合に28分と見積もった。また、風の吹送方向に直角な方向の渦対の臨界波長 $\lambda_c$ を $0.45 U_w^2 / g$ と見積もった。この式によれば、 $U_w = 10 \text{ m/s}$ に対して $\lambda_c = 4.6 \text{ m}$ となる。しかしながら、この非定常の安定解析は渦動粘性係数やストークス・ドリフト速度を水深方向に一定と仮定したものであり、問題も残されている。また、Leibovich自身も、CL II機構について理論と実験結果や観測結果が特に臨界時間の点で一致しないという問題点を指摘している<sup>2)</sup>。

現地でのラングミュアー循環流は間欠的な現象であり、またその計測が困難であることから、現地観測結果から十分な知見を得ること、また詳細な検証を行うことは非常に難しい。Leibovichは、ラングミュアー循環流の特性をより深く理解し、その形成機構を明らかにするためには系統的な水理実験と理論解析が必要であると指摘している<sup>2)</sup>。ラングミュアー循環流を実験的に検証したものは意外に数少ないが、先に挙げたFaller & Caponi<sup>17)</sup>の実験は高く評価されている。彼らは幅の広い平面水槽を用い、水表面と底面において可視化実験を行った。そして形成される渦列の特性をCL機構に従ってまとめている。彼らはそれまでの現地観測結果と水理実験結果を水面波の波長 $\lambda_w$ と渦対の波長 $\lambda_c$ を用いて整理し、それらが一意にまとめられることから、水理実験における二次循環流は実海域におけるラングミュアー循環流を再現したものであると述べている。しかしながら、最終的な二次循環流の間隔が水深によって規定されることにひとつの疑問を呈している。その後、水野ら<sup>22), 23), 24), 25), 26)</sup>やMelville et al.<sup>27)</sup>が、水理実験によってラングミュアー循環流の特性を詳細に調べ、その形成機構を検討した。特に、水野ら<sup>24), 25)</sup>は一对の渦対の特性を詳細に調べることが基本であるという考えから、水深に対する水槽幅の比で定義されるアスペクト比が1.0前後の場合について詳

細な実験を行った。そして、実験結果から CL II 機構は支持するものの、アスペクト比が小さくなると、風洞水槽中に生起する二次循環流において壁面境界の効果が重要となることを示唆した。しかしながら、水野ら<sup>29)</sup>は Faller & Caponi<sup>17)</sup>による実験のように、アスペクト比が十分大きく、複数の渦対が形成されるような場合は浅海域で形成されるラングミュア循環流を再現している可能性がある」と述べている。

このように、水理実験の重要性は否めないが、風洞水槽では常に側壁の影響や吹送距離の問題を伴うため、この二次循環流の特性を数値計算によって調べる研究が多くなってきた。Leibovich<sup>19)</sup>は、非粘性の条件のもとで数値解析を行い、特に二次循環流の発達率について検討を行った。CL 方程式の全ての非線形項を考慮した数値解析は Leibovich & Paolucci<sup>20)</sup>によってなされた。彼らは幾つかのリチャードソン数に対して二次循環流の安定性を検討したが、後に使用したコードに誤りが見つかったため、Leibovich & Lele<sup>29)</sup>がそれを修正したコードで計算を行った。そして、温度成層における 1 対の二次循環流の形成と、二次循環流の発達に伴う温度成層の時間的変化を示した。Skylingsrad & Denbo<sup>30)</sup>も CL II 機構に基づいて数値計算を行った。彼らは、水表面からの熱フラックスの流入を考慮した 3 次元の LES による計算を行い、複数の渦対の形成を示し、現地観測結果との比較検討を行った。彼らはまた、vortex force 項を外した数値計算も行っているが、その場合には水表面近傍における乱れは非常に小さく、成層によって抑えられてしまうという結果を報告している。温度成層などを考慮せず、直接 vortex force 項の効果を調べた数値計算例は以下に挙げられる。Li & Garrett<sup>31)</sup>は CL 方程式を基にスペクトル法によって数値計算を行い、1 対の渦対の形成過程を示した。彼らの計算では初期に水表面近傍に形成された 3 対の小規模の渦対が時間経過とともに水深規模の 1 対の渦対に発達していく様子が比較的明瞭に再現されている。しかしながら、最大表層流速が現地観測例などと比較して非常に小さいという問題が残されている。Dingemans et al.<sup>32)</sup>は  $k-\epsilon$  モデルによる数値計算を行ない、Klopman<sup>33)</sup>の実験結果と比較した。彼らが対象とした流れ場は開水路流ではあるものの、波と流れが同方向に存在する場合、1 対の渦対が形成されることを示している。しかしながら、Li & Garrett<sup>31)</sup>による数値計算の結果や水野ら<sup>29), 25)</sup>の実験結果とは異なり、水槽中央部で下降流が生じる二次循環流になっている。Cox<sup>34)</sup>は線形安定論と数値計算から、水面波と吹送流の方向が一致する場合に二次循環流の発達率が最大になることを示した。Polonichko<sup>35)</sup>も同様の計算結果を示しているが、計算結果と観測結果や実験結果との比較検討は行っていない。近年になって灘岡・内山<sup>36)</sup>や内山<sup>37)</sup>は、東京湾にお

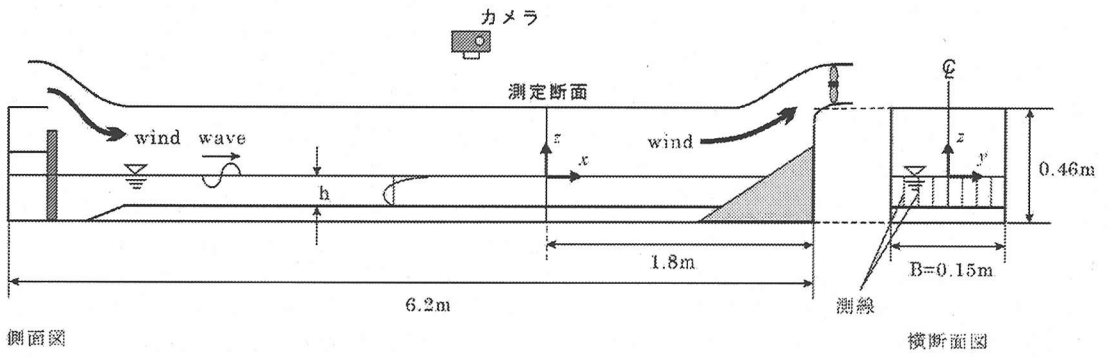
ける青潮の湧昇現象とともに観測されたストリーク・パターンや、石狩川河口近くの沿岸において観察される汀線に沿った周期的濁水の巻き上がりに着目し、吹送流の鉛直シアーによる不安定機構を指摘した。この形成機構は、大気中の一部の筋状雲列の形成においても示唆されており非常に興味深い。このように、数値計算による研究によっても、CL II 機構の十分な裏付けとなる結果は未だ得られていない。また、さらに新しいモデルも提案されるなど、ラングミュア循環流の形成機構については、今日なお完全に解明されたとは言えないのが現状である。

ラングミュア循環流は、二次循環流とはいえず表層流速の 1/3~1/4 程度の下降流速をもつことから、表層混合層の形成や混合層内の物質輸送において大きな役割を果たしていると考えられる。また浅海域においては、浮遊砂の輸送過程などにも大きな影響を及ぼすものと考えられる。従って、その特性を詳細に調べ、形成機構を明らかにすることは、流体力学的な興味だけでなく海岸工学や海洋物理学においても非常に重要なテーマである。このような背景から、著者ら<sup>38), 39), 40), 41)</sup>はラングミュア循環流の形成における水面波の役割に疑問をもち、微小擾乱を契機に吹送流自体が不安定となり、自己組織化することでこの循環流が形成されるのではないかというアイデアに基づいて吹送流中の二次循環流の特性を調べてきた。本論文はそれらを総括し、この二次循環流について幾つかの特性を明らかにするとともに、その形成機構および風波の役割について検討を行ったものである。

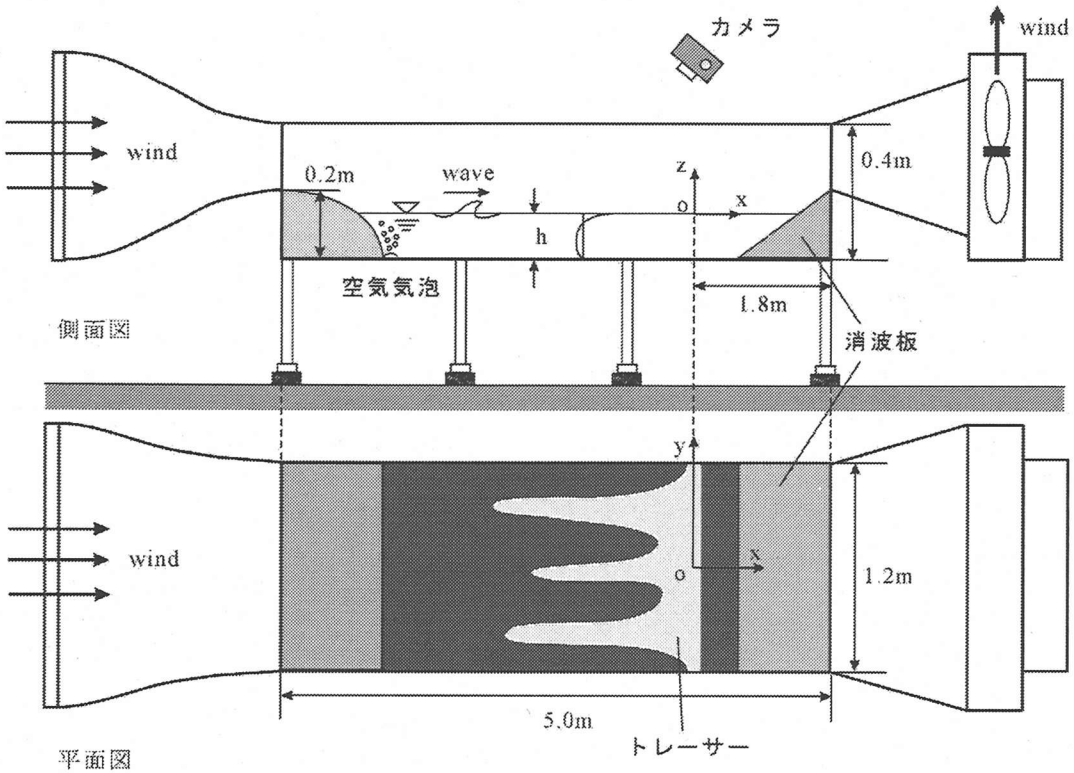
## 2. 可視化実験

### (1) 実験装置ならびに実験手法

可視化実験には、水槽幅の異なる 2 種類の風洞水槽を用いた。図-1 にその概要を示す。(a) は幅の狭い風洞水槽 (水槽 N) で、長さ 6.2m、幅 0.15m、高さ 0.46m である。また、(b) は幅の広い風洞水槽 (水槽 W) であり、観測部の長さ 5.0m、幅 1.2m、高さ 0.40m である。両方の水槽とも風下端には消波板を設置した。底面付近の流れを可視化するためのトレーサーには、白色のコンデンス・ミルクを用いた<sup>42)</sup>。水槽底面を黒く塗装し、底面上にトレーサーの線を水槽横断方向に引いておく。線を引いた位置は、風下端から 1.8m 風上側であった。水面に風応力を作用させると、トレーサーは底面付近の補償流によって風上側に流されながら、数分後には安定した筋状パターンを描く。そのパターンを、水槽上部から 35mm 一眼レフ・カメラで撮影した。水槽 N を用いた実験では流れのパターンを真上から、水槽 W の実験ではカメラを傾け、風下から風上を眺めるように斜め上部から撮影している。水深は、規則的な筋状パターンが形成されるように、水槽底面上に載せた水平床を上下させて調節され



(a) 水槽N



(b) 水槽W

図-1 風洞水槽概要図

た。その結果、水深は水槽Nで3通り、水槽Wで4通り変えられた。また、風波の存在が二次循環流の形成にどのように影響するかを明らかにするため、界面活性剤を加えて風波の発達を抑えた実験も行った。風波を伴った実験と同様に水深を変化させ、水槽Nで3通り、水槽Wで2通りの実験を行った。さらに、気泡発生装置を用いて水表面における収束帯のパターンを可視化した。この実験では水槽Wが用いられ、風波を伴った場合と風波

の発達を抑えた場合の実験がそれぞれ1通りずつ行われた。水槽の風上端で発生させた気泡は水槽幅方向にほぼ一様であった。この場合、流れのパターンは風上側から風下側を斜め上方から見るように撮影された。

風速の測定にはベーン式風速計が用いられ、静水面から鉛直上向きに1cm間隔で計測された。平均風速として、60秒間にわたって平均された値を用いた。波高の測定には容量式波高計を用い、サンプリング周波数100Hzで

表-1 実験条件 (可視化実験)

風波を伴う場合

Run	Tank	h (cm)	B/h	Um(m/s)	S (cm)	S/B
V - 1	N	6	2.5	8.47	15.0	1.00
2		3	5	9.78	7.50	0.500
3		2	7.5	9.55	5.00	0.333
4	W	16	7.5	11.5	40.0	0.333
5		8	15	8.74	20.0	0.167
6		4	30	7.86	10.0	0.083
7		2	60	7.52	5.00	0.042

風波の発達を抑えた場合

Run	Tank	h (cm)	B/h	Um (m/s)	S (cm)	S/B
V - 8	N	7	2.14	10.4	15.0	1.00
9		4	3.75	10.8	7.50	0.500
10		2.5	6.00	10.6	5.00	0.333
11	W	16.5	7.27	9.55	40.0	0.333
12		9	13.3	9.75	20.0	0.167

波の諸元

Run	$\eta_{r.m.s.}$ (cm)	H (cm)	T (s)	c (m/s)	L (m)
V - 1	0.729	2.25	0.430	0.600	0.258
2	0.451	1.28	0.327	0.440	0.144
3	0.252	0.719	0.220	0.324	0.0712
4	0.415	1.07	0.348	0.543	0.189
5	0.438	1.15	0.306	0.477	0.146
6	0.362	0.990	0.282	0.426	0.120
7	0.297	0.819	0.193	0.294	0.0567
8	0.040	/			
9	0.042				
10	0.039				
11	0.028				
12	0.039				

8192 個のデータを取得した。実験条件を表-1 に示す。Run V-1~7 が風波を伴った実験であり、そのうち Run V-1~3 が水槽 N, Run V-4~7 が水槽 W における実験である。Run V-8~12 が界面活性剤を用いて風波の発達を抑えた実験であり、Run V-8~10 が水槽 N, Run V-11 と 12 が水槽 W における実験である。平均水深 h は水槽 N で 2.0~6.0 cm, 水槽 W で 2.0~16.0 cm であった。断面平均風速 Um は水槽 N で 8~10 m/s, 水槽 W では 7~11 m/s 程度に調節された。S ならびに B はそれ

ぞれ筋の間隔と水槽幅である。 $\eta_{r.m.s.}$  は水位変動の r.m.s. 値であり、H と T はそれぞれゼロ・アップ・クロス法によって得られた平均波高、平均周期である。L は、水深 h と平均周期 T から微小振幅波理論を基に算定された水面波の波長であり、c は  $L=cT$  として算定された水面波の波速である。界面活性剤を加えて風波の発達を抑えた実験では、 $\eta_{r.m.s.}$  値以外の値を精確に評価することは困難であったため記載されていない。

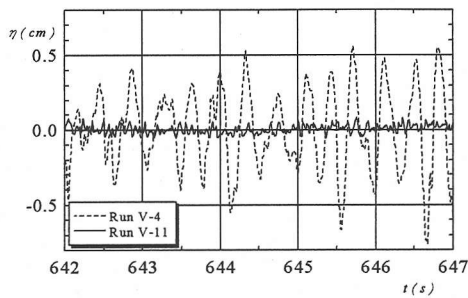


図-2 水面変位の時系列の比較 (Run V-4, 11)

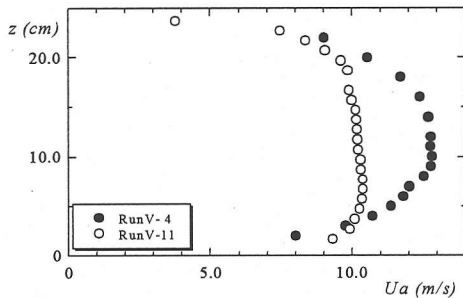
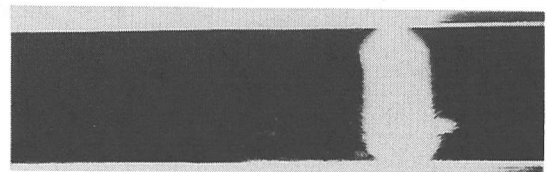


図-3 風速分布の比較 (Run V-4, 11)

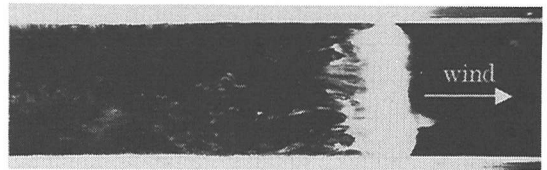
## (2) 実験結果ならびに考察

まず、風波が発達している場合と風波の発達が抑えられている場合の水面変位  $\eta$  の時系列を図-2に示す。図から明らかなように、Run V-4では波高約1.0 cm程度の比較的規則的な風波が発生しているのに対して、Run V-11では水面変動はごく微小である。表-1において、Run V-11の  $\eta_{rms}$  値はRun V-4の値の約1/15である。他の実験においても同様の結果が得られており、界面活性剤を用いた実験ではほぼ波なしの状態であるとみなすことができる。図-3に、Run V-4と11の平均風速  $U$  の鉛直分布を示す。 $z$  軸は平均水面から鉛直上向きに取られている。風波が発達した場においては、水表面近傍で乱流境界層が十分発達していることがわかる。一方、風波の発達が抑えられた場合は水表面近傍の乱流境界層の発達が遅れ、風速分布は比較的一様となる。

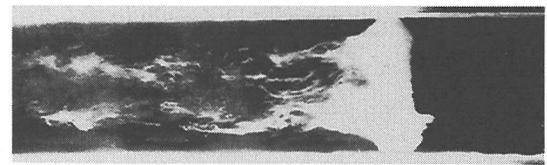
図-4 (a) ~ (d) は、Run V-2における筋状パターンの時間発展を示している。図中の  $t$  は、風応力を作用させてからの経過時間である。(a) は、静水時に水槽幅15 cm にわたって引かれたコンデンス・ミルクのラインを示している。図中の矢印で示すように風応力を作用させると、時間の経過とともに表層に吹送流が発達し、それに伴い底面付近の補償流が形成され、トレーサーは風



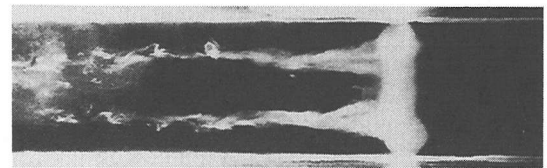
(a)  $t=0$  s.



(b)  $t=28$  s.



(c)  $t=57$  s.



(d)  $t=90$  s.

図-4 筋状パターンの時間発展 (Run V-2)  
(風は左から右に向かって吹いている)

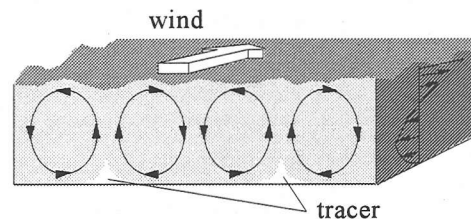
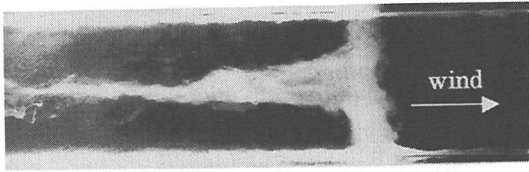
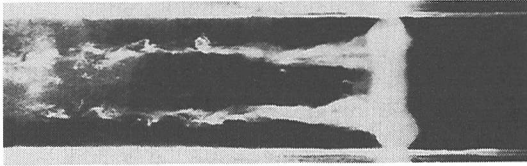


図-5 二次循環流の概念図

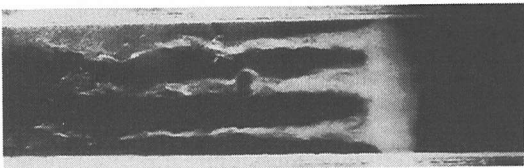
上側に流される。そして90秒程度経過すると、(d)に示されるように2本の安定した筋状パターンが形成される。この2本の筋の形成は、図-5の概念図に示されるような2対の二次循環流の存在を示唆する。トレーサーは、補償流によって風上側に流されながら底面付近における二次循環流の収束流によって寄せ集められ、筋状パターンを描くことになる。このように、底面上に形成される筋の



(a) Run V-1



(b) Run V-2



(c) Run V-3

図-6 風波が発達している場での筋状パターンと水深依存性 (風は左から右に向かって吹いている)

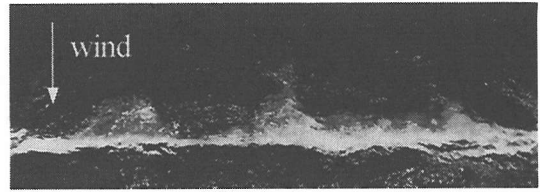
数と循環流の数は一致することになる。

図-6 (a) ~ (c) に、安定した筋状パターンを示す。

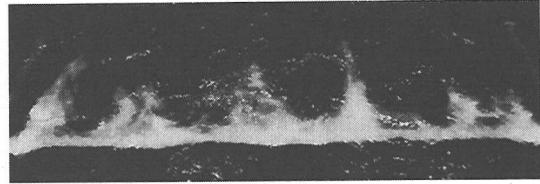
(a) では1本の筋が水槽中央に沿って形成され、1対の二次循環流が存在していることが推測される。(b) は図-4 (d) と同じものであり、2対の二次循環流の存在が示唆される。また (c) では、3本の筋が横断方向にほぼ一定の間隔で並んでおり、3対の二次循環流が存在していることがわかる。

図-7 (a) ~ (d) は、Run V-4~7において得られた筋状パターンを示す。各図において水槽を横断する方向に引かれたトレーサーの長さは水槽幅 1.2mに対応している。風は、図中に矢印で示すように下に向かって吹いている。水槽 W における実験では、パターンが安定するまで 220 秒程度を要し、水槽 N で形成される筋状パターンと比べてやや時間がかかるものの、図に示すように

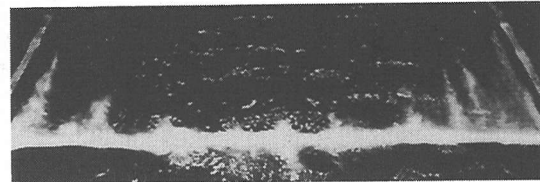
(a) では3対、(b) では6対の二次循環流が形成される。水深が小さくなると水平面内に生起する二次循環流が卓越するため、(c) や (d) に見られるようにトレーサーは水槽中央部では風下方向に、壁面近傍では風上側に流される。しかしながら、水槽の横断方向に一定の間隔をもった筋状パターンは認められ、鉛直断面内の二次循環流の形成は示唆される。図-6 ならびに図-7 で示された可視化結果から、二次循環流の間隔は平均水深  $h$  に強く依



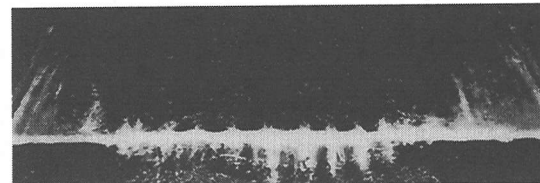
(a) Run V-4



(b) Run V-5



(c) Run V-6



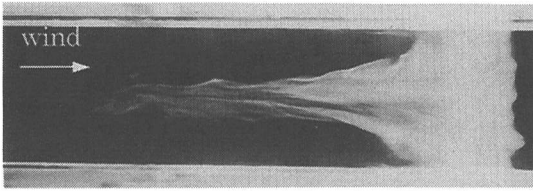
(d) Run V-7

図-7 風波が発達している場での筋状パターンと水深依存性 (風は上から下に向かって吹いている)

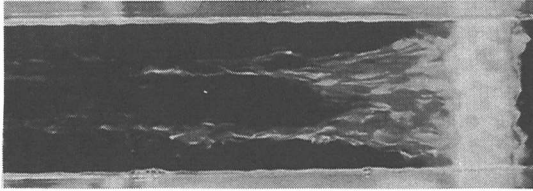
存することがわかる。

図-8 (a) ~ (c) に、Run V-8~10における可視化結果を示す。風波の発達を抑えられた実験では、ストリークが安定するまでにやや時間を要し、その後も安定性に欠けるものの、図-6 (a) ~ (c) とほぼ同様の筋状パターンが認められる。また図-9 (a), (b) に、Run V-11 と 12 における可視化結果を示す。図-8, 9 に示された可視化結果から、風波の発達が抑えられた場合でも、風波が存在する場合と同様、二次循環流が形成され、その間隔は平均水深  $h$  に強く依存することがわかる。

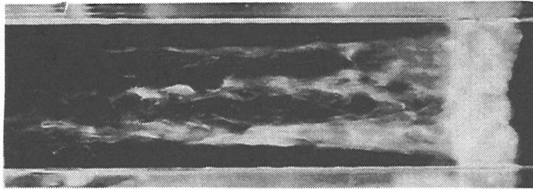
図-10 (a), (b) に、水表面での可視化結果を示す。図から、風波を伴う場合と風波の発達が抑えられた場合のいずれにおいても気泡による 4 本の筋が形成されてい



(a) Run V-8

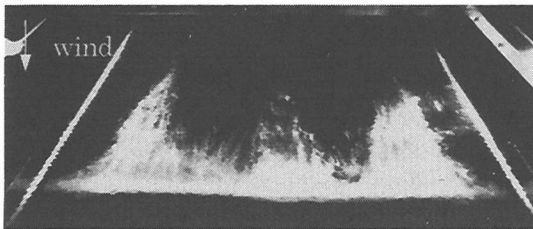


(b) Run V-9

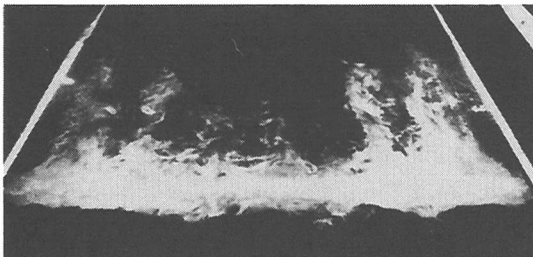


(c) Run V-10

図-8 風波の発達を抑えられた場での筋状パターンと水深依存性（風は左から右に向かって吹いている）

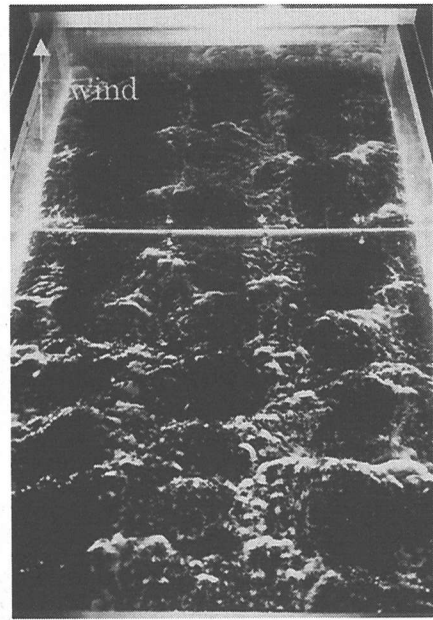


(a) Run V-11

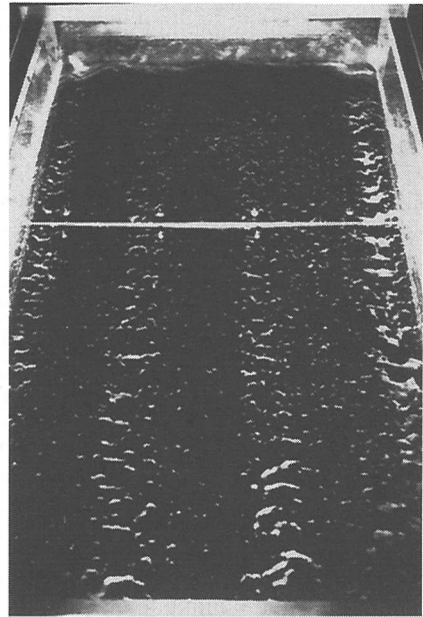


(b) Run V-12

図-9 風波の発達を抑えられた場での筋状パターンと水深依存性（風は上から下に向かって吹いている）



(a) Run V-4



(b) Run V-11

図-10 風波を伴う場合と風波の発達を抑えられた場合の水表面での気泡による筋状パターン（風は下から上に向かって吹いている）

ることがわかる。水表面における4本の筋状パターンは3対の二次循環流の形成を示唆し、図-7(a)および図-9(a)の可視化結果と符合する。従って、これら二次循環流は全水深にわたって形成されていると考えられ、観察



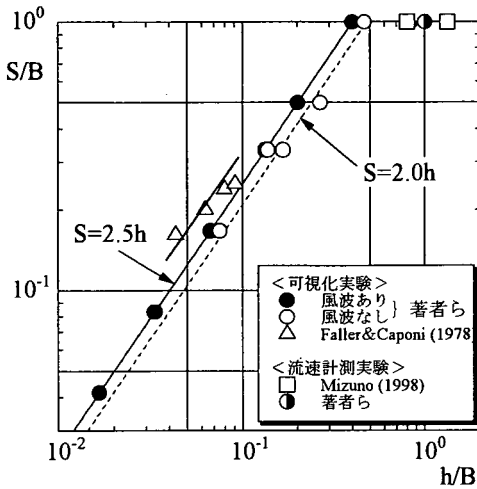


図-11 無次元間隔  $S/B$  とアスペクト比  $h/B$  との関係

された二次循環流をラングミュア循環流とみなすことのできるひとつの根拠を与える。

底面における可視化結果から、二次循環流の間隔と平均水深の関係をまとめたものが図-11である。図において、縦軸は二次循環流の間隔  $S$  を水槽幅  $B$  で無次元化したもので、横軸は水深-水槽幅比である。図中の●は風波を伴う場合の実験結果、○は風波の発達を抑えた場合の実験結果を示している。二次循環流の間隔  $S$  は、水槽幅  $B$  を底面に形成される筋状パターンの本数で割って求めたものであるが、Run V-6 では水槽全幅にわたって12本の筋が、Run V-7 では水槽中央60cmの幅にわたって12本の筋が形成されていると判断し、 $S$  の値を評価した。△は Faller & Caponi<sup>17)</sup> によって得られた十分発達したラングミュア循環流の実験結果を示している。また、□は水野ら<sup>20)</sup>、●は3節で示される著者らの流速計測実験結果に基づいて評価したものである。著者らの可視化実験結果によると、 $S/B$  と  $h/B$  の関係は簡単な線形式で表され、これらの可視化実験結果から風波が発達した場合は  $S = 2.5h$ 、風波が抑えられた場合は  $S = 2.0h$  となる。このように安定した二次循環流の間隔は平均水深に強く依存することを示している。また、水槽  $N$  と水槽  $W$  を用いて得られたデータの間には不連続性が認められず、可視化実験に基づいて算定された二次流の間隔は、水槽側壁の影響をほとんど受けていないことがわかる。一方、Faller & Caponi<sup>17)</sup> のデータも間隔  $S$  と水深との間に比例関係があることを示している。しかしながら、彼らのデータは  $S = 3.2h$  を示しており、著者らのデータとの間に見られる比例係数の違いは、風波の大きさに依存するのかもしれない。図中に示された水野らによる計測実験結果ならびに後節で示される著者らの計測実験結

果から、 $h/B$  が 0.5 以上になると 1 対の循環流の間隔は水槽幅と同じになることがわかる。このことは、 $h/B > 0.5$  の領域における循環流の間隔は、水槽幅によって制約されることを意味している。

### 3. 流速計測実験

#### (1) 実験方法

流速計測は、水槽  $N$  を用いて風波を伴った場合と風波の発達が抑えられた場合の両方に対して行われた。可視化実験と同様に、水槽の風下端から風上側 1.8m の位置に測定断面を設定した (図-1 (a) 参照)。x 軸を風の吹送方向に、y 軸の原点を断面中央にとり、z 軸を平均水面から鉛直上方に設定した。測定断面において y 方向に 1.88 cm の間隔で 7 本の測線を設定し、各測線上の 14 点で計測を行った。各測点において、二次元 LDV を用いて流速の x 成分  $u$  と z 成分  $w$  を同時計測した。サンプリング周波数は 100Hz で、8192 個のデータを取得、解析した。平均水深  $h$  はどちらも 0.15m に設定された。この場合  $h/B$  は 1.0 となり、図-11 で議論したように吹送流中の二次循環流は水槽両側壁の影響を強く受け、水平方向に縮められた形状を取るものと考えられる。しかしながら、ここでは流速計測が容易に行われる程度に十分大きな水深を取る必要があること、また、風波の有無によって二次流れが定量的にどのように変化するかを正確に知るといった目的のために、 $h/B = 1.0$  の流れを対象に流速計測を行うことにした。表-2 に、風波を伴った場合 (Run M-1) と風波の発達が抑えられた場合 (Run M-2) の実験条件を示す。Um は、Run M-1, 2 とともにほぼ一致するように調節された。u<sub>w</sub> は、水表面に作用する水の摩擦速度であり、横断方向に平均された値である。u<sub>w</sub> の算定方法については後述する。

#### (2) 計測結果ならびに考察

得られた流速データを主流成分と二次循環流成分および流速変動成分に分離して定義する。各成分の定義を式 (1) に示す。

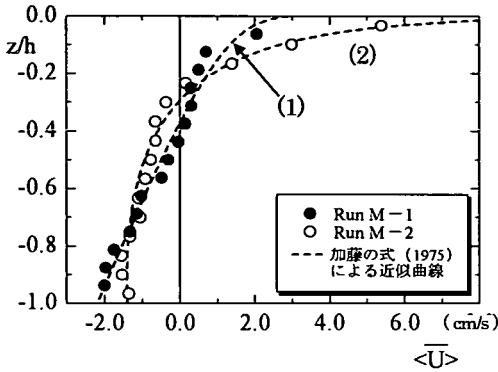
$$u(y, z, t) = \bar{U}(y, z) + u'(y, z, t) \\ = \langle \bar{U} \rangle (z) + \tilde{U}(y, z) + u'(y, z, t) \quad (1)$$

$$w(y, z, t) = \bar{W}(y, z) + w'(y, z, t) \\ = \langle \bar{W} \rangle (z) + \tilde{W}(y, z) + w'(y, z, t)$$

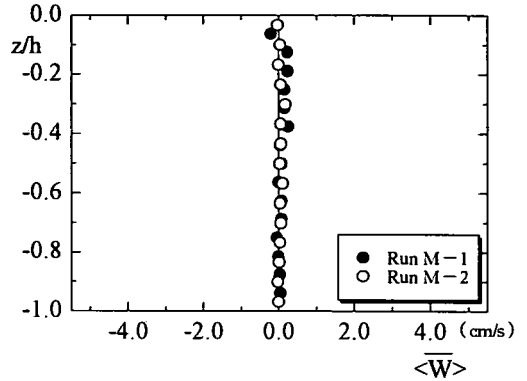
ここで、 $\bar{\quad}$ : 時間平均量,  $\langle \quad \rangle$ : 横断方向平均量,  $\tilde{\quad}$ : 時間平均量と横断方向平均量の差,  $'$ : 変動成分を意味

表-2 実験条件 (流速計測実験)

Run	Cond.	h (m)	H/B	U <sub>m</sub> (m/s)	u <sub>w</sub> (cm/s)	η <sub>r.m.s.</sub> (cm)	H (cm)	T (s)	c (m/s)
Run M-1	波あり	0.15	1.0	9.53	1.26	0.463	1.21	0.278	0.435
Run M-2	波なし	0.15	1.0	9.34	1.24	0.0752	—	—	—



(a)



(b)

図-12  $\langle \bar{U} \rangle$  ならびに  $\langle \bar{W} \rangle$  の鉛直分布の比較

- (1) ;  $U_s = 4.0, U_r = 0.24, z_0 = 0.1, b = -0.27$   
 (2) ;  $U_s = 22.0, U_r = -0.29, z_0 = 0.01, b = -3.9.$

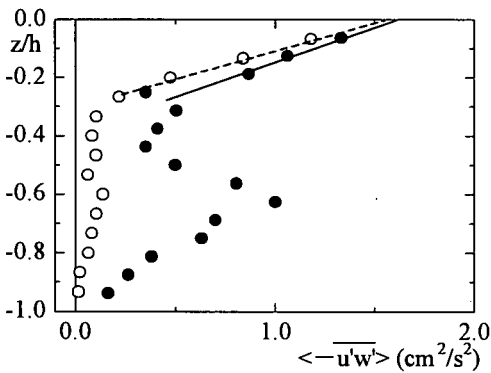


図-13  $\langle -u'w' \rangle$  の鉛直分布の比較

する。従って、 $\langle \bar{U} \rangle$ 、 $\langle \bar{W} \rangle$  は主流である吹送流とその補償流成分、 $\bar{U}$  ならびに  $\bar{W}$  は二次循環流成分、 $u', w'$  は波動と乱れを含んだ流速変動成分を表している。LDV を用いて得られた流速信号を時間平均することにより、時間平均量と変動成分が分離される。時間平均量を  $y$  方向に平均することにより横断方向平均量が求められる。時間平均量と横断平均量の差から二次循環流成分が求められることになる。

図-12 (a), (b) に、Run M-1, 2 における  $\langle \bar{U} \rangle$  ならびに  $\langle \bar{W} \rangle$  の鉛直分布の比較を示す。一般に、吹送流の

鉛直分布は対数則でよく近似される。加藤<sup>40</sup>は、補償流を考慮した場合の吹送流の鉛直分布として次式を提案している。

$$U(z) = U_s - U_r \ln \left( \frac{z_0 - z}{z_0} \right) - bz \quad (2)$$

ここで、 $U_s, U_r, z_0, b$  は実際の吹送流の分布にあわせて決められるべき任意定数である。界面活性剤を用いて水面波の発生を抑えた場合、過去の実験データとの比較から  $z_0 = 0.01$  cm が適当であるとされている。従って、Run M-2 に対しては  $z_0 = 0.01$  cm, Run M-1 に対しては、 $\eta_{r.m.s.}$  値の比較から  $z_0$  を 1 桁上げて吹送流の鉛直分布に適用した。図中の点線は、Run M-1 と 2 の実験結果に式 (2) を適合させて得られた近似曲線である。適合させて得られた任意定数の値は図-12 の解説中に示されており、単位系は cm-s である。図から明らかのように、吹送流の鉛直分布は風波が発達した場合と風波の発達が抑えられた場合で大きく異なる。風波が発達している場合、鉛直流速勾配は小さくなり、流速分布は一様化される傾向にある。これは後述するように、風波と強い二次循環流の存在によって鉛直方向の運動量輸送が大きくなるためである。また、風波を抑えた場合、表層流速が顕著に大きくなる。近似曲線によると、Run M-1 で

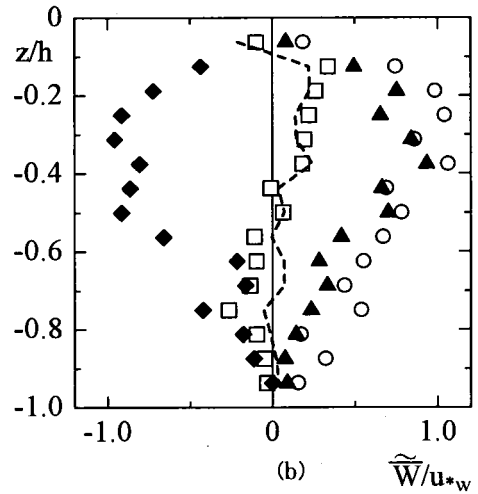
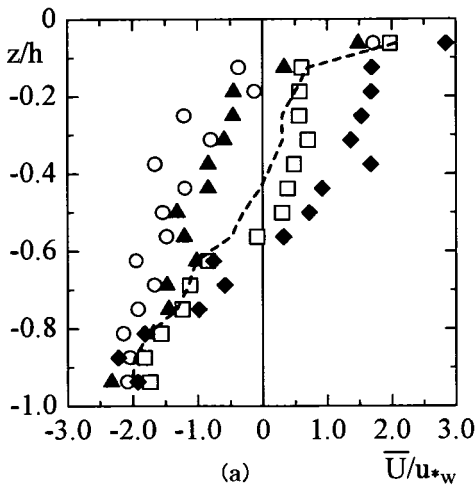


図-14  $\bar{U}/u_{*w}$  ならびに  $\tilde{W}/u_{*w}$  の鉛直分布の横断方向変化 (Run M-1)

(○ :  $y/B=0.0$ , ▲ :  $\pm 0.125$ , □ :  $\pm 0.250$ , ◆ :  $\pm 0.375$ ; ---- : 横断方向平均量)

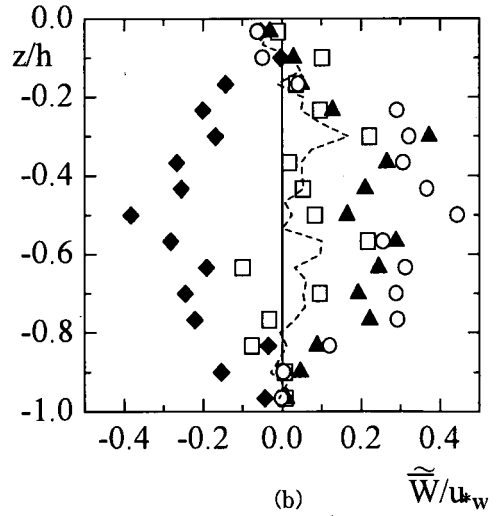
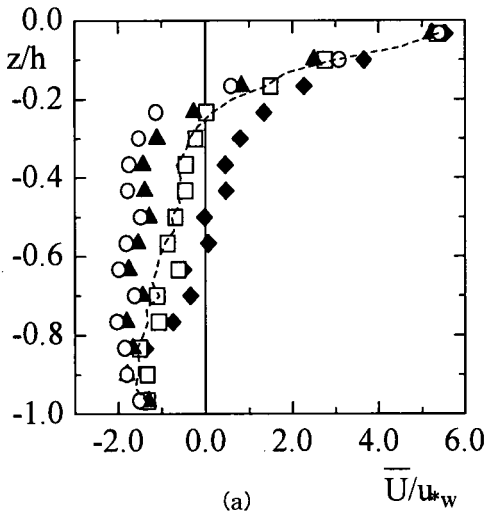


図-15  $\bar{U}/u_{*w}$  ならびに  $\tilde{W}/u_{*w}$  の鉛直分布の横断方向変化 (Run M-2)

(○ :  $y/B=0.0$ , ▲ :  $\pm 0.125$ , □ :  $\pm 0.250$ , ◆ :  $\pm 0.375$ ; ---- : 横断方向平均量)

は  $U_s=4.0$  cm/s, Run M-2 では  $U_s=22$  cm/s であった。一方  $\langle \bar{W} \rangle$  は, Run M-1, 2 ともに全水深にわたってほぼ 0 であり, 測定断面内における鉛直方向の質量フラックスの収支が取れていることがわかる。図-13 に  $\langle -\overline{u'w'} \rangle$  の鉛直分布の比較を示す。式 (1) の流速成分の定義から, 特に風波を伴う場合において  $-\overline{u'w'}$  は波動成分を含んだものになるが, 水表面における運動量フラックスを考える際には波動成分と乱れ成分を合わせて考

慮すべきであり, 本論文中では  $-\overline{u'w'}$  をレイノルズ応力と定義する。レイノルズ応力は, Run M-1, 2 とも水表面近傍で同程度の大きな値を示し,  $z/h$  が小さくなるにつれて急速に減少するが,  $z/h=-0.6\sim 0.7$  で Run M-1, 2 ともに極値を示す。この極値は二次循環流による主流の鉛直勾配の変化によるものであり, 風波が存在する場合は二次循環流が強くなり, Run M-1 の極値の方が M-2 のそれよりも大きくなる。光易・草場<sup>43)</sup>は吹送流の平

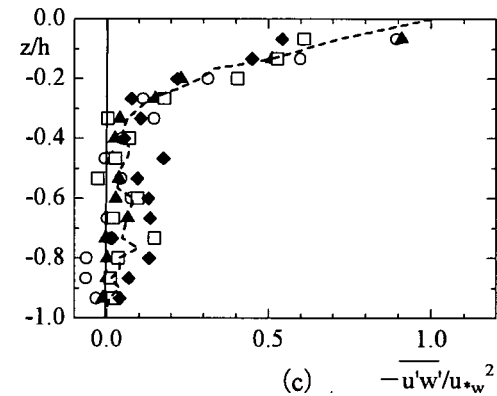
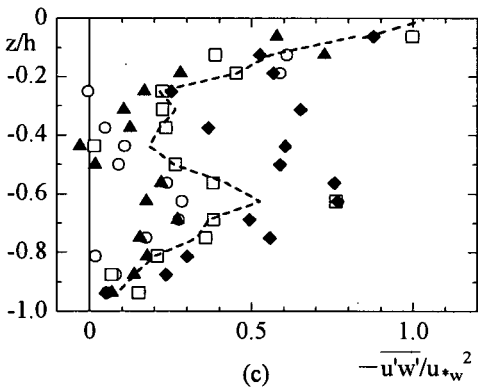
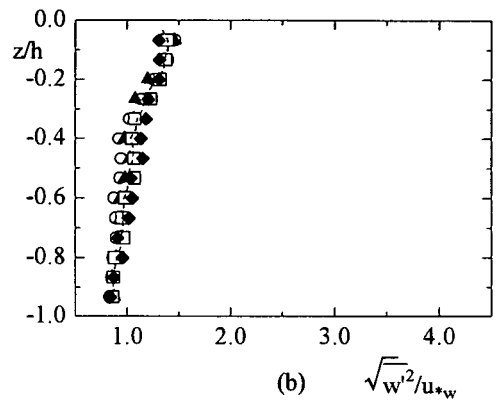
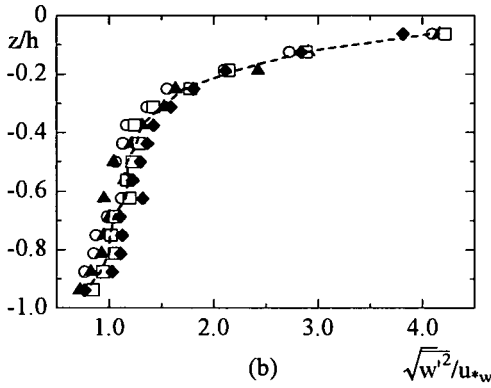
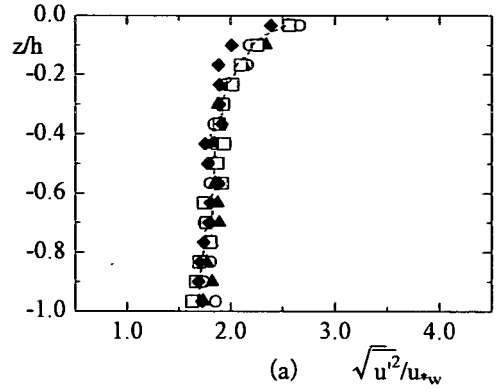
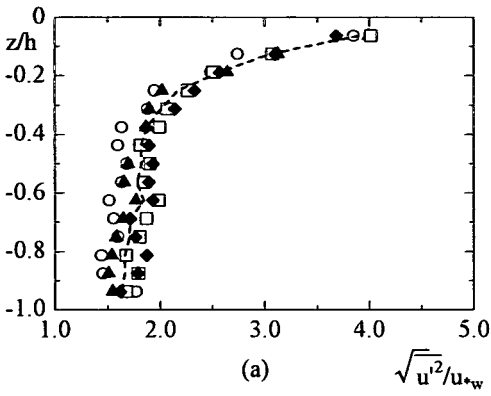


図-16 乱流特性量の鉛直分布の横断方向変化 (Run M-1)  
 (○ :  $y/B=0.0$ , ▲ :  $\pm 0.125$ , □ :  $\pm 0.250$ ,  
 ◆ :  $\pm 0.375$ , ---- : 横断方向平均量)

図-17 乱流特性量の鉛直分布の横断方向変化 (Run M-2)  
 (○ :  $y/B=0.0$ , ▲ :  $\pm 0.125$ , □ :  $\pm 0.250$ ,  
 ◆ :  $\pm 0.375$ , ---- : 横断方向平均量)

均流速分布が対数則に従うことから、一定せん断応力層の存在を仮定して水表面におけるレイノルズ応力を評価しているが、図-13で示すように、本実験結果においては水表面近傍でレイノルズ応力が一定となる層は認められない。従って、ここでは粘性応力も含めた形で評価するため、図中に実線ならびに破線で示すように水中におけるレイノルズ応力の鉛直分布を線形的に水面まで外挿

することによって水表面に作用する摩擦速度  $u_*w$  の値を評価した。その値は表-2に示されている。

図-14 (a), (b) に、Run M-1における  $\bar{U}/u_*w$  ならびに  $\bar{W}/u_*w$  の鉛直分布の横断方向変化を示す。プロットされた各データは、 $y/B=0.0$  に関して軸対称の位置にある2つのデータを平均したものである。図中の点線は、それぞれ各流速成分の横断方向平均量  $\langle \bar{U} \rangle / u_*w$ ,

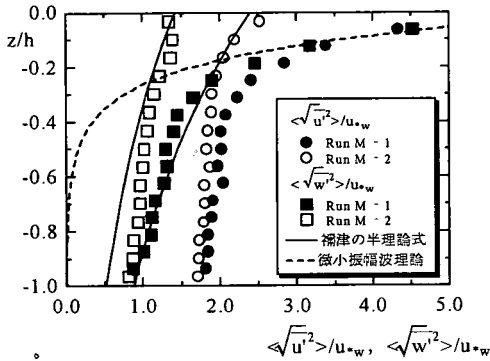


図-18 変動強度の鉛直分布の比較

$\langle \tilde{W} \rangle / u_{*w}$ を示したものである。(b)からわかるように、断面中央部で上昇流、壁面近傍で下降流をもつ1対の二次循環流が形成されている。また、 $y/B = \pm 0.375$ において下降流、 $y/B = 0.0, \pm 0.125$ において上昇流が認められることから、横断方向に狭い範囲で下降流が生じ、それよりもやや広い範囲で上昇流が生じていることがわかる。また、最大下降流速は $z/h = -0.40$ 付近で生じ、 $\tilde{W} / u_{*w} \approx -1.0$ に達している。この値は $U_s / u_{*w}$ の31%程度であり、表層流速の1/3~1/4程度の最大下降流速をもつというラングミュア循環流の特性と一致する。 $y/B = 0.0$ における $\bar{U} / u_{*w}$ の鉛直分布には大きな速度欠損が見られ、吹送流が占める領域はおよそ $z/h > -0.15$ である。一方、壁面近傍では吹送流が占める領域は $z/h > -0.60$ である。これは、断面中央部では二次循環流の上昇流によって底面近傍の負の運動量が上方へ輸送される一方で、壁面近傍では下降流によって表層付近の正の運動量が下方に輸送されるためである。図-14(a)と(b)で見られるように、底面近傍( $-1.0 < z/h < -0.8$ )の領域においては、幅方向の変化は非常に小さくなるがわかる。その理由として、 $h/B = 1.0$ の場合二次循環流は側壁の影響を受け、水平方向に縮められると同時に循環流の中心が上方に押し上げられるためと推察される。

図-15(a),(b)に、Run M-2における $\bar{U} / u_{*w}$ と $\tilde{W} / u_{*w}$ の横断方向変化を示す。Run M-1の場合と同様に、断面中央部で上昇流、側壁近傍で下降流が存在し、風波の発達を抑えても二次循環流が形成されることが明らかである。また、横断方向に狭い範囲で下降流が、広い範囲で上昇流が生じるという特徴も、風波が発達した場合と似ている。最大下降流速は $z/h = -0.50$ 付近で $\tilde{W} / u_{*w} \approx -0.40$ 程度であり、Run M-1と比較してその絶対値は減少する。水槽中央で上昇流、側壁付近で下降流という二次循環流の存在により、 $\bar{U} / u_{*w}$ の鉛直分布の横断方向の変化には、Run M-1の結果と定性的に一致する傾向

が認められる、しかしながら、図-14との比較から風波が存在しない場合、二次循環流はかなり弱くなるのがわかる。

図-16(a)~(c)に、Run M-1における乱流特性量の横断変化を示す。順に、無次元化された流速変動強度 $\sqrt{\overline{u'^2}} / u_{*w}$ 、 $\sqrt{\overline{w'^2}} / u_{*w}$ 、レイノルズ応力 $-\overline{u'w'} / u_{*w}^2$ の鉛直分布である。図中の点線は横断方向平均量である。変動強度はともに水表面近傍で大きな値を示し、 $z/h$ が小さくなるにつれて急速に減少する。 $z/h = -0.4$ 付近で減少の割合が緩やかになり、 $z/h < -0.4$ では鉛直方向にほぼ一樣になる。しかしながら、 $\sqrt{\overline{w'^2}} / u_{*w}$ の方が減少の割合が大きく、 $z/h < -0.4$ では $\sqrt{\overline{u'^2}} / u_{*w}$ の2/3程度の値になる。また、鉛直方向の変化に比べて横断方向の変化は小さい。レイノルズ応力も水表面近傍で大きな値を示し、 $z/h$ が小さくなるにつれて急速に減少するが、 $z/h \approx -0.6$ で再び大きな値を示す。また、横断方向の変化も大きく、水槽中央部に比べて側壁近傍で値が大きくなっている。

Run M-1における $u'$ 、 $w'$ には、水面に形成された風波による波動成分が含まれている。また、風波はやや深海波の条件にあるため、水表面付近の変動強度 $u'$ と $w'$ の値はほぼ同じになる。一方、水表面付近では流速変動が等方的であるのに対して、 $z/h < -0.4$ では非等方的となる。このこともからもまた、水表面では風波による波動成分が、 $z/h < -0.4$ では吹送流とその補償流の鉛直シアーによる乱れが支配的であることがわかる。レイノルズ応力は、水表面近傍の主流の大きな鉛直勾配と風波の形成によって大きな値をとる。しかし、 $z/h \approx -0.6$ では二次循環流の鉛直流速が急激に小さくなり、二次循環流による運動量輸送が弱まる。このため主流の鉛直勾配が大きくなり、レイノルズ応力が再び大きな値を取る。図-14(a)に示されるように、この水深での主流の鉛直勾配の変化は側壁近傍で特に大きいため、レイノルズ応力も側壁近傍で大きな値を示す。

図-17(a)~(c)に、Run M-2における乱流特性量の横断変化を示す。順に、変動強度 $\sqrt{\overline{u'^2}} / u_{*w}$ 、 $\sqrt{\overline{w'^2}} / u_{*w}$ 、レイノルズ応力 $-\overline{u'w'} / u_{*w}^2$ の鉛直分布の横断変化である。変動強度は、Run M-1の実験結果と同様に、水表面付近で大きな値を示すものの、 $z/h$ が小さくなるに従って減少し、 $z/h < -0.4$ では鉛直方向にほぼ一樣になる。しかしながら、 $\sqrt{\overline{w'^2}} / u_{*w}$ は全水深にわたって $\sqrt{\overline{u'^2}} / u_{*w}$ の1/2程度の値を示す。一方、レイノルズ応力は、水表面付近で大きな値を示し、 $z/h$ が小さくなるにつれて急速に減少する。 $z/h \approx -0.6$ で再びやや大きな値を示すが、Run M-1と比較すると顕著ではない。また、全水深にわたり、横断方向の変化は非常に小さい。Run M-2において、全水深にわたって変動強度が非等方的であることは、乱れが吹送流のシアーによって生成されていることを示唆している。また、Run M-2では二次循環流の鉛直流速がやや小さいため、 $z/h \approx -0.6$ での主流の鉛直勾配の変化もRun

M-1 よりも小さくなる。そのため、レイノルズ応力の値も Run M-1 より小さな値を取る。

図-18 に、Run M-1 および 2 における流速変動強度  $\langle \sqrt{u'^2} \rangle / u_{*w}$  ならびに  $\langle \sqrt{w'^2} \rangle / u_{*w}$  の比較を示す。図中の破線は、微小振幅波理論を基に、Run M-1 の卓越波に対して算出した波動成分の変動強度である。また実線は、開水路等流の乱れ強度に対して楠津が提案した半理論式<sup>45)</sup>を示している。ここで、開水路乱流の底面における乱れ強度を  $z/h=0.0$  に、水表面の乱れ強度を  $z/h=-1.0$  に対応させてプロットしている。Run M-1 の流速変動強度は、ともに水表面近傍で破線にほぼ一致し、 $z/h < -0.4$  ではそれぞれ Run M-2 の変動強度に漸近する。これは、Run M-1 は水表面近傍では風波による乱れ、 $z/h < -0.4$  では主流である吹送流と補償流の鉛直シアーによる流速変動が支配的であることを示し、Run M-2 では全水深にわたって後者が支配的であることを示している。Run M-2 の変動強度は、水表面付近では開水路等流の乱れ強度分布と一致するが、 $z/h < -0.4$  では大きく異なる。これは、水表面付近における吹送流の流速変動強度は開水路等流における底面近傍の乱れ強度と同程度であることを示している。また、吹送流は底面付近で補償流による逆流を伴うため、 $\sqrt{u'^2} / u_{*w}$  と  $\sqrt{w'^2} / u_{*w}$  の分布は開水路等流のそれらと一致しなくなると考えられる。

#### 4. 結論

風洞水槽を用い、吹送流中に生起する二次循環流の特性を詳細に調べた。以下に、本研究で得られた結果を述べる。

1. 風波の発達を抑えた場合でも、風波が十分発達した場合でも二次循環流が吹送流中に形成されることが確認された。
2. 二次循環流の間隔は平均水深に強く依存し、風波を伴う場合では  $S = 2.5h$ 、風波の発達を抑えた場合では  $S = 2.0h$  であった。また、水深—水槽幅比が 0.5 よりも大きくなると、形成される一対の循環流は水槽側壁の影響を強く受ける。
3. 風波が十分発達した場合における二次循環流の強さは、風波が抑えられた場合に比べてかなり大きく、風波の存在は二次循環流の発達を促進するものと思われる。
4. 流速変動強度は水表面近傍で極めて大きな値をとり、 $z/h < -0.4$  ではほぼ一様となる。風波が発達した場合は、水面近傍における変動強度は風波による流速変動が支配的となる。一方、風波の発達を抑えた場合は、開水路等流における乱れ強度分布と類似しており、せん断による乱れが支配的となる。レイ

ノルズ応力分布も、風波が発達した場合非常に大きな値をとり、二次循環流による運動量の輸送が大きくなることが示された。

ラングミュア循環流が外洋で形成される場合には、吹送流と逆向きの流れである補償流はほとんど生起しない。このように補償流の影響を受けない場合と受けた場合のラングミュア循環流の形成機構ならびに定量的特性などについては今後検討される必要があると思われる。しかしながら、風波の発達が抑えられた場合においても二次循環流が吹送流中に形成されるという結果に注目すると、その形成機構において風波の存在はそれほど本質的ではなく、水表面に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り水深スケールの二次循環流が発達するという形成機構の可能性を未だ否定できないように思われる。

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。また本研究を進めるにあたり、貴重な実験データを提供して頂いた (株) 日本工営 草場浩平氏 (当時 九州大学大学院生) ならびに九州大学大学院総合理工学府修士 2 年浦上由紀子氏に心から感謝の意を表します。

#### 参考文献

- 1) Brown, J., Colling, A., Park, D., Phillips, J., Rothery, D. and Wright, J.: Ocean Circulation ed. G. Bearman, Pergamon Press, p.62, 1989.
- 2) Leibovich, S.: The form and dynamics of Langmuir circulations, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 15, pp.391-427, 1983.
- 3) Langmuir, I.: Surface motion of water induced by wind, *Science*, 87, pp.119-123, 1938.
- 4) Woodcock, A.H. and Wyman, J.: Convective motion in air over the sea, *Ann. NY Acad. Sci.*, 48, pp.749-776, 1946.
- 5) Welander, P.: On the generation of wind streaks on the sea surface by action of surface film, *Tellus*, 15, pp.67-71, 1963.
- 6) Kraus, E. B.: Organized convection in the ocean surface layer resulting from slicks and wave radiation stress, *Phys. of Fluids*, 10, pp.294-297 (Suppl.), 1967.
- 7) Fallor, A. J.: The angle of windrows in the ocean, *Tellus*, 16, pp.363-370, 1964.
- 8) Gammelsrod, T.: Instability of Couette flow in a rotating fluid and origin of Langmuir circulations, *J. Geophys. Res.*, 80, pp.5069-5075, 1975.
- 9) Fallor, A. J.: The generation of Langmuir circulations by the eddy pressure of surface waves, *Limnol. Oceanogr.*, 14, pp.504-513, 1969.
- 10) Stewart, R. and R. K. Schmitt: Wave interaction and Langmuir

- circulations, *Proc. 11th Conf. Great Lakes Res.*, Cent. Great Lakes Studies, Univ. Wis., pp. 31-32 (Abstr.), 1968.
- 11) Csanady, G. T. : Windrows studies, *Rept. No. PR26, Great Lakes Inst.*, Univ. Toronto, Ont. Vol. 82, 1965.
  - 12) Neumann, G. and Pierson, W. J. : *Principles of Physical Oceanography*, Prentice-Hall, pp.545, 1966.
  - 13) Garrett, C. J. R. : Generation of Langmuir circulations by surface waves—a feedback mechanism, *J. Mar. Res.*, Vol. 34, pp.117-130, 1976.
  - 14) Smith, J. : Waves, Currents and Langmuir Circulations, *PhD thesis.*, Dalhousie Univ., Halifax, N. S., pp.242, 1980.
  - 15) Craik, A. D. D. and Leibovich, S. : A rational model for Langmuir circulations, *J. Fluid Mech.*, Vol. 73, pp.401-426, 1976.
  - 16) Leibovich, S. : On the evolution of the system of wind drift currents and Langmuir circulations in the ocean, Part I. Theory and averaged current, *J. Fluid Mech.*, Vol. 79, pp. 715-743, 1977.
  - 17) Faller, A. J. and Caponi, E. A. : Laboratory studies of wind-driven Langmuir circulations, *J. Geophys. Res.*, Vol. 83, pp.3617-3633, 1978.
  - 18) Craik, A. D. D. : The generation of Langmuir circulations by an instability mechanism., *J. Fluid Mech.*, Vol. 81, pp.209-223, 1977.
  - 19) Leibovich, S. : Convective instability of stably stratified water in the ocean, *J. Fluid Mech.*, Vol. 82, pp.561-581, 1977.
  - 20) Foster, T. D. : Stability of a Homogeneous Fluid Cooled Uniformly from Above., *Phys. of Fluids.*, Vol.8-No.7, pp.1249-1257, 1965.
  - 21) Foster, T. D. : Effect of Boundary Conditions on the Onset of Convection, *Phys. of Fluids.*, Vol.11-No.6, pp.1257-1262, 1968.
  - 22) 水野信二郎 : Langmuir 循環流に関する実験的研究, 九州大学応用力学所所報, 第 63 号, pp.311-367, 1987.
  - 23) 水野信二郎, 塚本和寛 : Langmuir 循環流の実験的研究 (II), 九州大学応用力学所所報, 第 66 号, pp.37-45, 1988.
  - 24) Mizuno, S. and Cheng, Z. : A Pair of Langmuir Cells in a Laboratory Tank ( I ) Wind-Only Experiment, *J. Oceanography*, Vol. 48, pp.37-57, 1992.
  - 25) Mizuno, S., Noguchi, H. and Kimura, Y. : A Pair of Langmuir Cells in Two Laboratory Tanks ( II ) on Generation Mechanism, *J. Oceanography*, Vol. 54, pp.77-100, 1998.
  - 26) 水野信二郎 : Langmuir 循環流の CL1 と CL2 モデルを検証する水槽実験, 平成 11 年度九州大学応用力学所研究成果報告, 第 3 号, pp. 81-83, 2000.
  - 27) Melville, W.K., Shear, R. and Veron, F. : Laboratory measurements of the generation and evolution of Langmuir circulations, *J. Fluid Mech.*, Vol. 364, pp.31-58, 1998.
  - 28) Leibovich, S. and Paolucci, S. : The Instability of The Ocean to Langmuir Circulations, *J. Fluid Mech.*, Vol. 102, pp.141-167, 1981.
  - 29) Leibovich, S. and Lele, S. K. : Thermocline Erosion and Surface Temperature Variability due to Langmuir Circulations, *FDA Rep. #82-07*, Sibley School Mech. & Aerosp. Eng., Cornell Univ., Ithaca, N.Y., 1982.
  - 30) Skyllingsrad, E.D. and Denbo, D. W. : An ocean large-eddy simulation of Langmuir circulations and convection in the surface mixed layer, *J. Geophys. Res.*, Vol, 100, No.C5, pp. 8501-8522, 1995.
  - 31) Li, M. and Garrett, C. : Cell merging and the jet/ downwelling ratio in Langmuir circulation, *J. Mar. Res.*, Vol. 51, pp.737-769, 1993.
  - 32) Dingemans, M. W., van Kester, J. A. Th. M., Radder, A. C. and Uittenbogaard, R. E. : The Effect of The CL-Vortex Force in 3D Wave-Current Interaction, *Coastal Engineering*, Vol. 4, pp.4821-4832, 1996.
  - 33) Klopman, G. : Vertical Structure of The Flow due to Waves and Currents ; Laser-Doppler Flow Measurements for Waves Following Opposing a Current, *Delft Hydraulics Report H840.30 Part2*, 1994.
  - 34) Cox, S. M. : Onset of Langmuir Circulation When Shear Flow and Stokes Drift Are Not Parallel, *Fluid Dynamics Res.*, Vol. 19, pp.149-167, 1997.
  - 35) Polonichko, V. : Generation of Langmuir Circulation for Nonaligned Wind Stress and The Stokes Drift, *J. Geophys. Res.*, Vol. 102 No.C7, pp.15773-15780, 1997.
  - 36) 瀧岡和夫, 内山雄介 : 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研究, 土木学会海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.421-425, 1997.
  - 37) 内山雄介 : 海—陸境界領域としての海岸空間の環境特性に関する研究, 東京工業大学博士論文, 1998.
  - 38) 松永信博, 樋田操, 草場浩平, 鶴崎賢一 : 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.
  - 39) Matsunaga, N., Hashida, M. and Uzaki, K. : Langmuir Circulations in a Shallow Water Region, *Proc. of 2000 China-Japan Joint Symposium on Green Science and Technology*, pp. 96-102, 2000.
  - 40) Uzaki, K. and Matsunaga, N. : Wind-driven Currents with Langmuir Circulations in a Shallow Water Region, *Proc. of 4th International Conference on Hydro-science & Engineering (CD-ROM Proc.)*, 2000.
  - 41) 松永信博, 鶴崎賢一, 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.
  - 42) 浅沼強 他 : 新版 流れの可視化ハンドブック, 流れの可視化学会編集, 朝倉書店, pp.174-175, 1992.
  - 43) 光易恒, 草場忠夫 : 大気海洋間の運動量交換 (2), 九州大学応用力学所所報, 第 66 号, pp. 21-35., 1987.
  - 44) 加藤始 : 対数分布の吹送流に対する波速の計算, 土木学会論文報告書, 第 239 号, pp.37-46, 1975.
  - 45) 禰津家久 : 水理学・流体力学, 朝倉書店, pp.120-121, 1995.

(2001. 6. 20 受付)

## EXPERIMENTAL STUDY OF SECONDARY CIRCULATIONS IN WIND-DRIVEN CURRENTS

Nobuhiro MATSUNAGA and Ken-ichi UZAKI

At present, the wave-current interaction model proposed by Craik & Leibovich is accepted commonly as a formation theory of Langmuir circulations. However, it leaves some features to be examined and solved. In this study, two types of experiment were carried out on the basis of the idea that the two-dimensional wind-driven current might become unstable owing to small disturbances and change to three-dimensional one with Langmuir circulations. One is the case of wind waves and the other is the case of suppressed wind waves. In conclusion, it is shown that the Langmuir circulations are formed in the case of suppressed wind waves. However, the circulations in the case of wind waves are more stable and stronger than those in the case of suppressed wind waves.