

沿岸水域での風成循環に関する実験的考察

Experimental study on wind driven circulation in coastal region

新谷哲也・梅山元彦

Tetsuya Shintani, Motohiko Umeyama

1 正会員 工修 東京都立大学助手 工学部土木工学科 (〒192-0397 八王子市南大沢1-1)

2 正会員 Ph.D. 東京都立大学助教授 工学部土木工学科 (〒192-0397 八王子市南大沢1-1)

Wind induced coastal circulation in a shallow homogeneous-water under steady-state condition is investigated by employing a two-dimensional eddy viscosity model, taking account of the horizontal and vertical mixing effects.

In this study, an analytical solution of velocity and wind set-up is obtained on the basis of the Fourier integral method. Measurements of airflows, drift currents below an air-water interface, and water surface displacements under various wind condition have been made in a large wind flume. The current decreases rapidly immediately below the water surface, shifts below 10 % of the water depth, and increases gradually with the pressure gradient. Although deviation of theoretical velocity profile is found in the near-surface region, the theoretical result shows good agreement in the whole flow layer.

Key Words *airflow velocity, logarithmic law, wind driven circulation, vertical flow velocity distribution*

1. まえがき

沿岸水域の生態系を支配する要素はいろいろ考えられるが、最も重要なものはおそらく水の水平および鉛直循環であろう。汽水域やラグーンのような水の交換が悪い水域において、生態系の損傷が著しい場合は先ず水が正常に循環していないと考えて間違いない。また、近年の都市化による生活排水の増加は、閉鎖性、浅水性の高いそれら沿岸水域にさらなる負荷を与えて、水質の悪化に拍車をかけており、もともと交換率の低い水域での環境問題をさらに深刻なものとしている。

沿岸水域における水の循環は、局所的な風、波、潮流、河川流出によって引き起こされるが、混合と流れの誘導という両過程において、風が主たる要因であると考えられる。風は水面を通じて運動量やエネルギーを与えるとともに CO_2 などの物質の交換の役目を果たしている。風が水面に与える運動エネルギーは、境界面における風波、水面下での乱流、循環、湧昇、沈降な

どの流れ現象を引き起こしているということは誰もが知るところであるが、境界面におけるこの物理過程はきわめて複雑であり、現在まで Wu¹⁾ や Cheung ら²⁾ によって実験的に水面上の境界層に関する実験が行われているが、研究成果は十分とはいえず未解決の部分が多い。また、境界面には気体が分子拡散でしか通過できない数～数十ミクロン程度の厚さの膜があり、大気中の気体はその膜を通じて移動する量は風が水面に与えるせん断応力の大きさに依存していることもわかっており、最近では、小森ら³⁾ が風が水質に与える影響について化学的な研究を行っている。

このように風の効果は、沿岸域にとっては学問的に重要であるためにいろいろな分野において研究の対象となってきたが、他方、風によって沿岸水域に起こされる流れについての水理学的な研究といえば、大気との境界過程の物理学的な解明が遅れていることや実験の難しさもあってあまり行われなかったようである。Hidaka⁴⁾ は海岸線に平行に吹く風が定常になった後の

湧昇流と沿岸流に関する理論を地球回転の影響、水平および鉛直渦動粘性を考慮して導き、Saito⁵⁾はその考えを風が吹き初めて次第に循環流が発達する過程での理論に発達させた。その後、Saito ら⁶⁾は海岸線に垂直に吹く風のもとでの沿岸水の循環理論を二層モデルによって導いた。しかしながら、それらの研究は全て理論解の誘導が主たる目的であったために実現象を定量的に表すには至らなかった。

本研究では、沿岸水域で風により形成される水の循環を風洞水槽を用いた実験によって定量的に測定する。また、沿岸付近の局地性をもった風の下での風成循環理論式を導き、実験結果との整合性について検討してみる。

2. 風洞水槽内風成循環理論

(1) 風速分布

はじめに水面上を吹く風の構造について考えてみる。水面は気体と液体との境界で凹凸があり、しかも風波といったそれ自体が変動する面となっているために固体面上での流れの議論がそのまま成立するとは限らない。しかしながら、水の密度は空気との密度と比較して大きいことから、管路や開水路の乱流として近似することが一般的である。大気の状態を中立成層と仮定すると、水面上での風速の鉛直分布は、水面近傍では次のような対数則に従うことがよく知られている。

$$\frac{u_a(z')}{u_{a*}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z'}{z_{a0}} \quad (1)$$

$u_a(z')$ は風速、 u_{a*} は摩擦速度、 κ はカルマン定数、 z' は水面から上向きにとった距離、 z_{a0} は水面からの粗度高さであり、Charnock⁷⁾、Wu⁸⁾、鳥羽⁹⁾によって u_{a*} との関係式が与えられている。なお、摩擦速度は $\sqrt{\tau_{a0}/\rho_a}$ で与えられ、 τ_{a0} は海面摩擦応力、 ρ_a は空気との密度である。海面摩擦力は一般に

$$\tau_{a0} = \rho_a \gamma^2 U_{10}^2 \quad (2)$$

で表せる。式中の γ^2 は抵抗係数で、大気や水面の状態によって変化する。また、 U_{10} は水面上 10m での風速を意味する。抵抗係数の値は、風速がある値以下の時には表面張力波が水面に発生して水面には小さな凹凸が現れるだけで、風の流線は水面にほぼ並行して走るので小さいが、風速がある程度以上になると波浪に重なって微細な表面張力波が一面に起こり、その凹凸によって水面が粗面の様相を帯びてくるので大きくなる。Munk¹⁰⁾ は、風速 U_{10} に対する抵抗係数を、 $U_{10} < 6.6\text{m/s}$ で $\gamma^2 = 0.0008$ 、 $U_{10} > 6.6\text{m/s}$ で $\gamma^2 = 0.026$ と与えた。また、Wu⁸⁾ は、 $3.0\text{m/s} < U_{10} < 15\text{m/s}$ では $\gamma^2 = 0.5 \times 10^{-3} \sqrt{U_{10}}$ であるが、 $U_{10} > 15\text{m/s}$ では碎波の効

果も考慮して $\gamma^2 = 2.6 \times 10^{-3}$ と与えた。しかしながら、光易¹¹⁾ がまとめているように抵抗係数の値については観測者によってかなりのばらつきがあるようである。本論文の理論計算では、抵抗係数として、光易が示した $\gamma^2 = 1.6 \times 10^{-3}$ を用いる。

(2) 風成循環理論

一直線に伸びる海岸線の沖側海域上に有限の風域が現れ、一定風速で岸向きの風が吹きはじめるとする。座標系は図 1 に示すように、原点を岸の静水面上にとり、岸から沖に向かう方向の静水面上を x 軸とし、鉛直下向きに z 軸とする。水深は一定で h 、風域の幅を ℓ 、風が水面に与えるせん断応力を τ_0 とする。水域のスケールは地球自転の影響を受けない程度とし、したがってコリオリの力は無視できるものとする。静水圧近似が仮定できるものとする、定常になった後の水の循環についての支配方程式は以下のように与えられる。

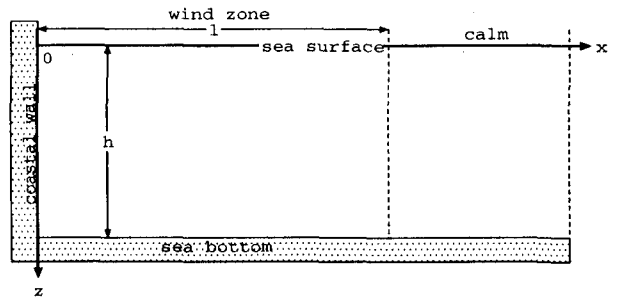


図 1: 計算領域

運動の式：

$$-g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \nu_x \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \nu_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad (3)$$

連続の式：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

ここで、 g は重力加速度、 η は水面の変位、 u は水平流速、 w は鉛直流速、 ν_x は水平渦動粘性係数、 ν_z は鉛直渦動粘性係数である。水平渦動粘性係数と鉛直渦動粘性係数の決定は非常に困難であるが、本研究では、日高⁴⁾が提案しているように $\nu_x/\nu_z = 10^5 \sim 10^6$ として計算を試み、実験結果と整合性が得られた時の値を最終値としている。

水面、水底および岸での境界条件はそれぞれ次式で表すことができる。

$$-\rho \nu_z \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=0} = \tau_0 \quad 0 < x < \ell \quad (5)$$

$$= 0 \quad x > \ell \quad (6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=h} = 0 \quad (7)$$

$$u \Big|_{x=0} = 0 \quad (8)$$

ただし、(7)の境界条件は、風洞水槽で行う実験であることを考慮して、水槽底面付近での摩擦力がゼロとなるように仮定してある。

さて、次の関係を用いて無次元化を行ってみる。

$$x = \ell x^*, z = h z^*$$

上の関係を式(3)～(8)に代入して整理をすると以下のようになる。

$$-\frac{1}{\ell} \frac{\partial \eta}{\partial x^*} + \left(\frac{\nu_x}{g \ell^2}\right) \frac{\partial^2 u}{\partial x^{*2}} + \left(\frac{\nu_z}{g h^2}\right) \frac{\partial^2 u}{\partial z^{*2}} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{1}{\ell} \frac{\partial u}{\partial x^*} + \frac{1}{h} \frac{\partial w}{\partial z^*} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z^*} \Big|_{z^*=0} = -\frac{h}{\rho \nu_z} \tau_0 \quad 0 < x^* < 1 \quad (11)$$

$$= 0 \quad x^* > 1 \quad (12)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z^*} \Big|_{z^*=1} = 0 \quad (13)$$

$$u \Big|_{x^*=0} = 0 \quad (14)$$

式(9)～(14)から循環流の水平速度、鉛直速度および水面勾配を導くための解法はSaitoら⁶⁾がおこなっており、今回の理論式もそれにならって導かれているので、ここでは詳しい誘導は行わない。結果だけを示すと以下のとおりとなる。

$0 < x^* < 1$ において

$$\begin{aligned} u(x, z) = & -\frac{\tau_0 h}{\rho \nu_z} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{\pi^2 n^2} \cos n \pi z^* \{ e^{-\pi n \sqrt{\frac{\nu_x}{\nu_z}} \frac{\ell}{h} x^*} \\ & + e^{-\pi n \sqrt{\frac{\nu_x}{\nu_z}} \frac{\ell}{h}} \sinh \pi n \sqrt{\frac{\nu_z}{\nu_x}} \frac{\ell}{h} x^* \} \\ & + \left(\frac{1}{2} z^{*2} - z^* + \frac{1}{3} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} w(x, z) = & -\frac{\tau_0 h}{\rho \nu_z} \sqrt{\frac{\nu_z}{\nu_x}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{\pi^2 n^2} \cos n \pi z^* \{ e^{-\pi n \sqrt{\frac{\nu_x}{\nu_z}} \frac{\ell}{h} x^*} \\ & - e^{-\pi n \sqrt{\frac{\nu_x}{\nu_z}} \frac{\ell}{h}} \cosh \pi n \sqrt{\frac{\nu_z}{\nu_x}} \frac{\ell}{h} x^* \} \end{aligned} \quad (16)$$

$$\eta(x) = \frac{\tau_0 \ell}{\rho g h} (x^* - 1) \quad (17)$$

$x^* > 1$ において

$$\begin{aligned} u(x, z) = & -\frac{\tau_0 h}{\rho \nu_z} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{\pi^2 n^2} \cos n \pi z^* \{ e^{-\pi n \sqrt{\frac{\nu_x}{\nu_z}} \frac{\ell}{h} x^*} \\ & - e^{-\pi n \sqrt{\frac{\nu_x}{\nu_z}} \frac{\ell}{h}} \cosh \pi n \sqrt{\frac{\nu_z}{\nu_x}} \frac{\ell}{h} \} \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} w(x, z) = & -\frac{\tau_0 h}{\rho \nu_z} \sqrt{\frac{\nu_z}{\nu_x}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{\pi^2 n^2} \cos n \pi z^* \{ e^{-\pi n \sqrt{\frac{\nu_x}{\nu_z}} \frac{\ell}{h} x^*} \\ & - e^{-\pi n \sqrt{\frac{\nu_x}{\nu_z}} \frac{\ell}{h}} \cosh \pi n \sqrt{\frac{\nu_z}{\nu_x}} \frac{\ell}{h} \} \end{aligned} \quad (19)$$

$$\eta(x) = 0 \quad (20)$$

3. 実験方法

実験は図2に示すような長さ25m、幅50cm、高さ120cmの2次元風洞水槽を用いて行った。全ての実験を通して水深は50cmとした。風速・流速及び平均水位は吹き出し口から0m、7.5m、12.5mの地点で測定した。風速は、最大風速が約2.5m/s、5.0m/s、7.5m/s、10.0m/s、12.5m/sになるように送風機を調節した。

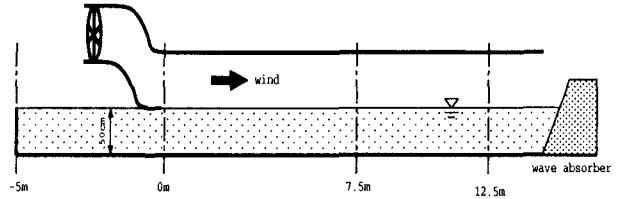


図2: 2次元風洞水槽

風速測定にはJIS型ピトー管を用い、水面から上方向に1cm刻で水面上30cmまで測定した。なお、測定時間は3分間として、その平均を平均風速とした。

流速の測定は電磁流速計を用いて、水平及び鉛直方向の流速成分を測定した。測定間隔は吹き出し口から7.5mの地点では水面下10cmまでを0.5cm刻とし、水深10cm～50cmまでを1cm刻とした。その他の地点は測定間隔は水面から5cm刻とした。測定時間は3分間である。また、風速条件によっては流速計による水面直下の流速測定が不可能であるため浮きを使った測定を行った。使用した浮きは、直径15mm、厚さ3mmの木製の円盤に直径2mmの鉄製の軸をさしたもので、軸上で円盤のを上下させることによって円盤中心部分の水深を調整することができる。

平均水面勾配の測定には抵抗線式水位計を用いた。風のせん断力によって生じる水面勾配を求めるために先ず、水面変動を測定し、その時間平均をとることによって各点での平均水位を求めた。そして、平均水面勾配は、3地点での平均水位を結ぶことによって得られた。

4. 実験結果と考察

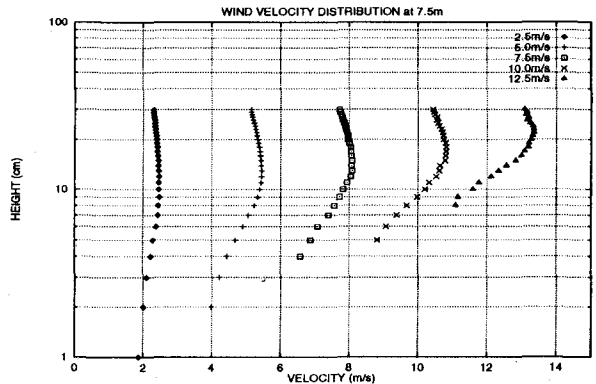


図3: 風速分布

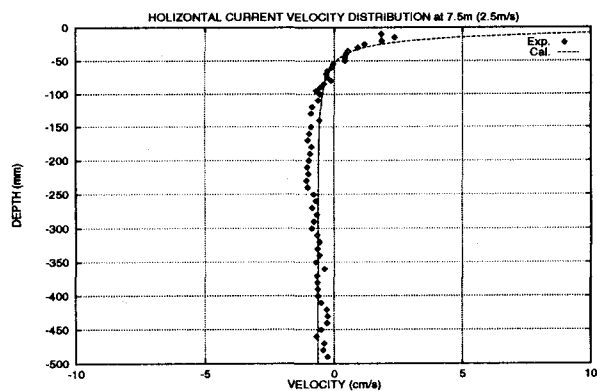


図 4: 流速分布 (2.5m/s)

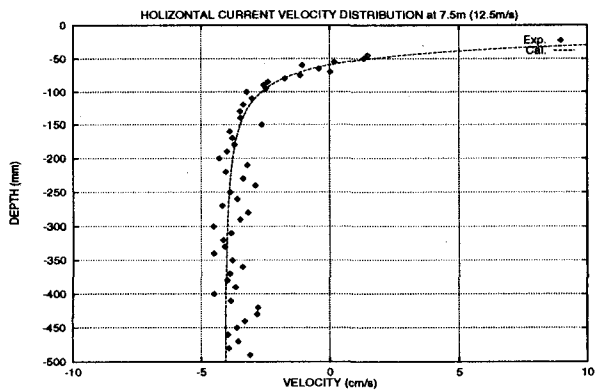


図 8: 流速分布 (12.5m/s)

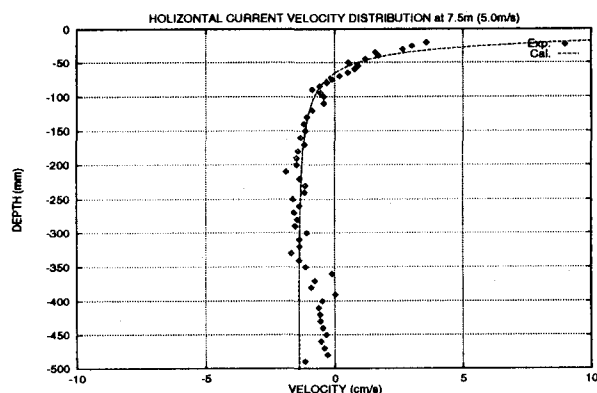


図 5: 流速分布 (5.0m/s)

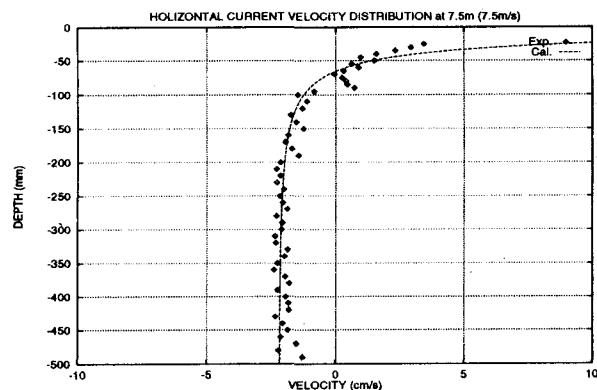


図 6: 流速分布 (7.5m/s)

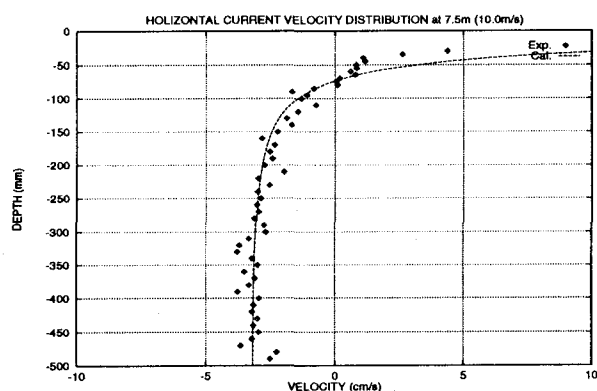


図 7: 流速分布 (10.0m/s)

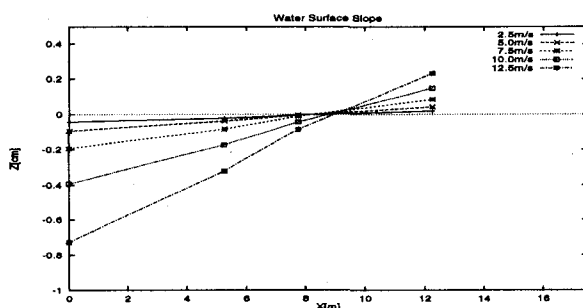


図 9: 水面勾配

図 3 は、実験で使われた 5 種類の風の条件下での風速の鉛直分布を示したものである。平均風速の鉛直分布が水面付近では片対数グラフ上でほぼ直線分布になっており、この領域では対数則に従っていることがわかる。また、測定高が高くなるほど風速が遅くなるのは風洞の天井の影響によるものである。

図 4 から図 8 はそれぞれ、5 種類の実験条件下において、吹き出し口から 7.5m で測定した水平流速の鉛直分布と式 (15) を用いて理論計算をした結果を比較したものである。水平流速の実験結果は、風の強さによって水面の波の状況がいちじるしく異なるにもかかわらず全てのケースにおいて逆流が生じる水深がほぼ等しくなっている。水面近傍では鶴谷ら¹²⁾が推定したように乱流の影響が大きいと考えられるため乱流モデルで考えなければならないが、今回はそれはしていない。今後、新谷ら¹³⁾が提案している風下での乱流モデルを発展させて検証する必要がある。この乱流層より下層では、傾斜流による効果が吹送流によるものよりも大きくなり、しだいに風と逆方向の流れが強くなっている。風速の弱い、図 4 と図 5 では、水底での流速がほぼゼロに近づいているが、風速の強い図 6 から図 8 では水底でも流速はゼロとならない。今回の理論式は、水底での境界条件を式 (7) で表したので、風の強い場合の方が実験結果を再現しているようである。図 9 は、風のせん断力によって生じる水面勾配の実験結果を示して

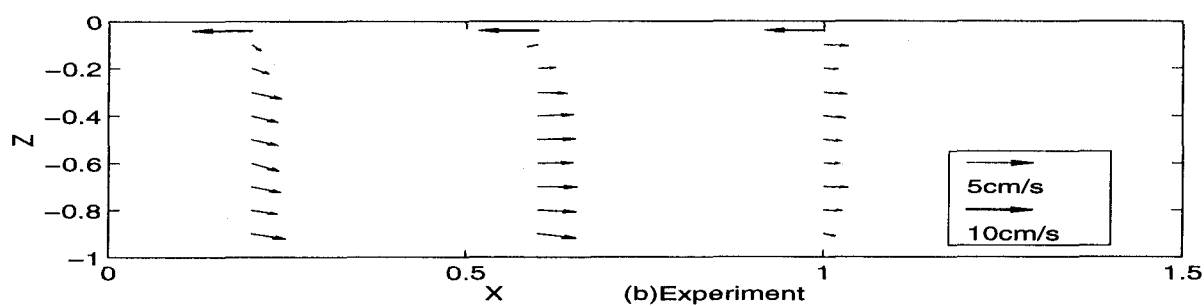
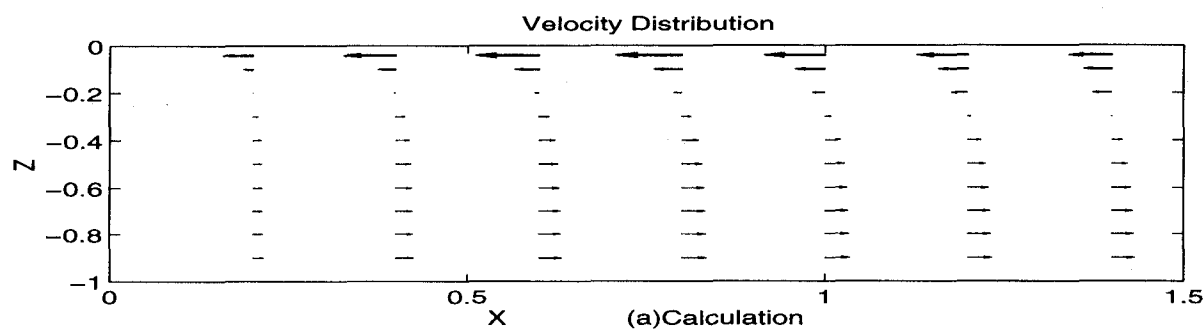


図 10: 全体の流況の比較 (最大風速 7.5m/s)

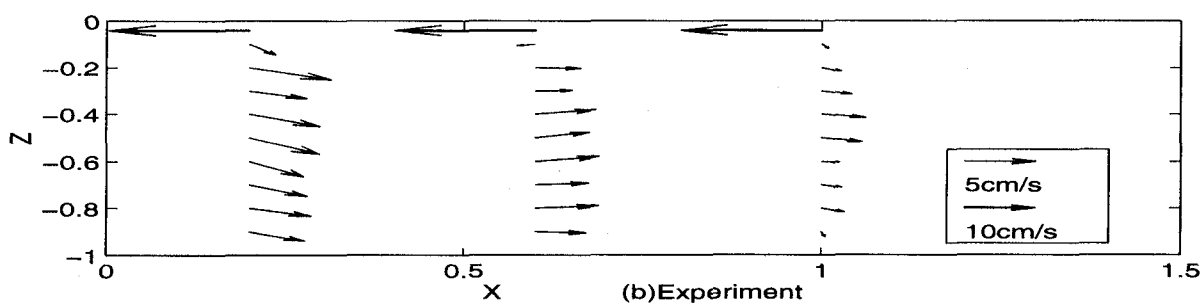
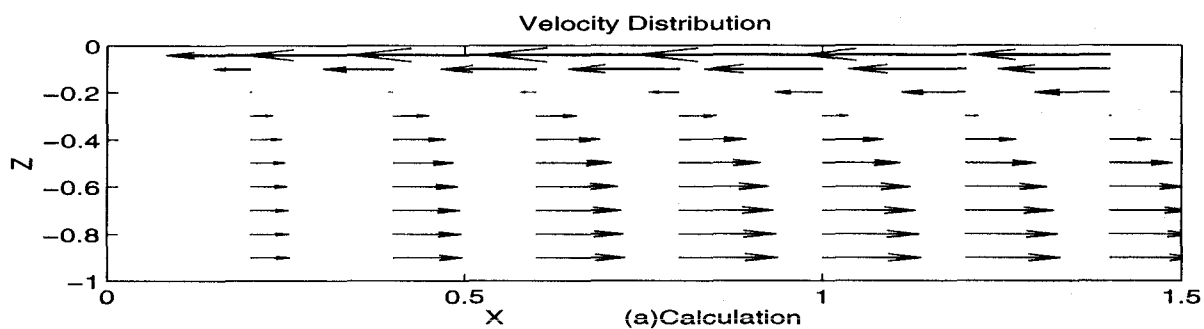


図 11: 全体の流況の比較 (最大風速 12.5m/s)

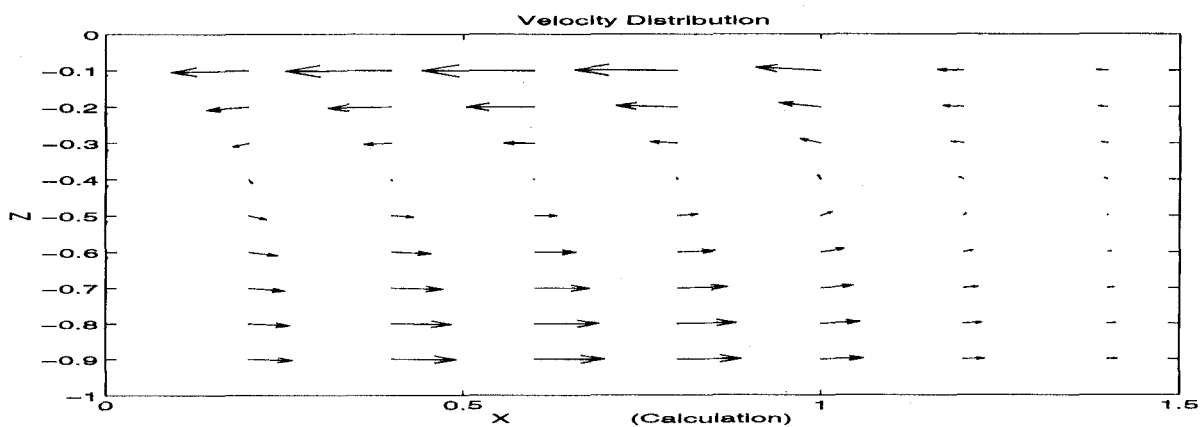


図 12: 計算例 ($h/\ell = 1/400$)

いる。なお、この水面上昇には静圧勾配による水面の吸い上げ効果が含まれているので、理論値と比べるとかなり大きくなる可能性があるが、風速が大きくなるにつれて水面勾配が急になる傾向は実験結果に表われている。

次に、図10と図11は水槽全体での流れのパターンを風速 7.5m/s 、 12.5m/s の場合について示したものである。図の(a)は、 $0 < x < 1$ の領域では式(15)と(16)、 $x > 1$ の領域では式(18)と(19)を用いて計算したそれぞれの $u(x, z)$ 、 $w(x, z)$ を合成して、ベクトルとして表わしたものである。なお、水面近傍の流速は水深 2cm の計算値である。また、図の(b)は、実験で得られた水平及び鉛直方向の速度を時間平均したものを合成してベクトルで表わしている。水面付近の流速は、静止状態で水面の直下に浮くようにした浮きで測定したものであるが、水面下 2cm 付近を移動することを確認した。本計算法では、全体の循環流を対象としているので水面直下の乱流層での流速分布についてはさらに検討が必要であるが、乱流層より下層での実験と理論との比較においては、吹き出し口と水槽の端部付近での流速ベクトルがやや理論値からずれる傾向にある他は良い一致を示している。これについては、実験においては消波板を使って波を消す必要があること及び送風機の裏側が有限であることが影響しているものと考えられる。図12は実際の沿岸域を想定し、条件($h/\ell = 1/400$)で理論計算をした例である。鉛直方向の流速は水平方向の流速に比べて非常に小さいので循環流の様子がわかるように鉛直方向の流速を水平流速のスケールの100倍にして表示してある。風域内での流れが循環していることや、風域外では風の影響が無いにもかかわらず風域の循環にひきづられて流れが起きていることがわかる。

5. 結論

本研究では、大型風洞水槽を用い風成循環流の特性を実験的に把握することを目的に行われた。また、実験結果と理論計算値を比較することによって、吹送流および傾斜流による流れの鉛直パターンを解明しようと試みた。水平流速の鉛直分布を比較したところ、水面近傍を除いて風成循環理論の整合性が確認できた。また、風域内および風域外を考慮した循環流のパターンについても同様な比較を行った。風速と表面付近の流速の関係については今回全くふれておらず、本来ならばその領域での解明なくして沿岸水域における循環の話は完結しないが、その項目については将来の研究課題として考えている。

本論文では非成層または混合型の沿岸水域に限った風成循環理論を扱ったが、理論的には成層型の沿岸水域を対象とした理論式への拡張もさほど難しいことではない。しかしながら、今回使ったような長水路を用いて成層水循環の実験を行うにはまだ問題があって、今後、十分に検討しなければならない。

参考文献

- 1) Wu, J., Wind-induced drift currents, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.68, part1, pp.49-70. 1975.
- 2) Cheung, T.K., Street, R.L., The turbulent layer in the water at an air-water interface *Jour. Fluid Mech.*, Vol.194, pp.133-151. 1988.
- 3) Komori, S., Nagaosa, R., Murakami, Y., Turbulence structure and mass transfer across a sheared air-water interface in wind-driven turbulence, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.249, pp.161-183. 1993.
- 4) Hidaka, K., A contribution to the theory of upwelling and coastal currents, *Trans. Amer. Geophys. Union*, Vol.35, No.3, pp.431-444. 1954.
- 5) Saito, Y., The theory of the transient state concerning upwelling and coastal current, *Trans. Amer. Geophys. Union*, Vol.37, No.1, pp.38-42. 1956.
- 6) Saito, Y. and Takasugi, Y., On the vertical circulation of local wind-driven current in the coastal region, *Jour. of Tokyo Univ. of Fish.*, Vol.51, No.1, pp. 27-40. 1972.
- 7) Charnock, H., Wind stress on a water surface, *Quart. Jour. Roy. Meteor. Soc.*, Vol.81, pp.639-640. 1955.
- 8) Wu, J., Wind stress and surface roughness at air-sea interface, *Jour. Geophys. Res.*, Vol.74, No.2, pp.444-455. 1969.
- 9) 鳥羽良明, 風と波との相互作用, 水工学シリーズ 86-B-5, 土木学会水理委員会, 15pp. 1986.
- 10) Munk, W. H., A critical wind speed for air-sea boundary process, *Jour. Mar. Res.*, Vol.6, No.3, pp.203-218. 1947.
- 11) 光易恒, 海面に及ぼす風の応力, 水工学シリーズ 83-B-1, 土木学会水理委員会, 17pp. 1983.
- 12) 鶴谷広一, 中野晋, 加藤始, 一戸秀久, 吹送流に関する実験的研究, 海岸工学論文集, Vol.30, pp.79-83. 1983.
- 13) 新谷哲也, 中出朝夫, 梅山元彦, 風波下の乱流構造に関する基礎的研究, 第52回年次学術講演会, Vol.2, pp.38-39. 1997.

(1997.9.30 受付)