

吹送流の乱流特性

九州大学大学院総理工 学生員 ○ 草場 浩平
九州大学大学院総理工 正 員 松永 信博
日本文理大学工学部 正 員 樋田 操
九州大学大学院総理工 学生員 鷗崎 賢一

1. はじめに

水表面に風応力が作用する際に形成される吹送流中には、Langmuir 循環流に類似した乱流二次流れの存在が指摘されている¹⁾。しかしながら、この二次流れの特性や形成機構については十分に明らかにされていない。

本研究では、2次元風洞水槽を用いて風応力作用下で生ずる吹送流の流速計測を行い、その乱流特性について検討した。

2. 実験装置および実験方法

図-1に実験装置の概略図を示す。実験には、長さ6.2m、高さ0.46m、幅0.15mの2次元風洞水槽を用いた。水槽の上流端および下流端には消波板を設置し、水深 h を20cmに固定した。吸い込み口から風下側3.5mの断面において、風下方向に x 軸、鉛直上向きに z 軸をとり、図に示すように奥行き方向の7本の測線に沿って計測を行った。水平流速と鉛直流速成分をレーザードップラー流速計を用いて測定した。風速の鉛直分布と波高の計測は、ペーン式風速計と容量式波高計を用いて水路幅中央において行われた。流速データおよび波高データは、それぞれサンプリング周波数100Hzおよび500Hzで取得された。表-1に実験条件を示す。ここで、 U_m は断面平均風速、 H, T, L, C はそれぞれ卓越波の波高、周期、波長、波速を示す。

3. 実験結果および考察

図-2、3は、それぞれRun.3における水平方向の平均流速 U と鉛直方向の平均流速 W の各測線での鉛直分布であり、図中の実線はデータの近似曲線を示す。水面付近では風下方向の吹送流が形成されており、底面付近ではその補償流が生じていることがわかる。また、流速の向きが変わる $U=0$ の高さは側壁に近づくにしたがって深くなっており、流れは水槽中心を挟んで対称的な3次元構造を有する。また、水槽中心では $W>0$ の上昇流が生じ、側壁付近では $W<0$ の下降流が形成している。このことは、水槽断面内に一対の循環流が形成されていることを示唆する。この循環流の回転方向は、従来の実験結果¹⁾と一致する。

図-4は、Run3における各測線でのレイノルズ応力 $-\overline{u'w'}$ の鉛直分布であり、図中の実線はデータの近似曲線を示す。レイノルズ応力は水表面で最大で底面ではほぼ0となるが、 $z=-h/2$ において極大値をとる。この位置は、 U の勾配が極大値をとる深さに対応している。一方、レイノルズ応力が極小値をとる位置は U の速度勾配がほとんどない $z=-5\text{cm}$ 付近に対応する。Run.1では風波は発生しているものの、風応力が弱く吹送流が小さいためレイノルズ応力は、鉛直方向にほとんど0であった。

図-5は、変動流速の r.m.s 値 $\sqrt{u'^2}$ を波の振幅 a と角振動数 σ で無次元化した値 $\sqrt{u'^2}/(a\sigma)$ を z/h に対してプロットしたものである。図中の実線は、波のデータにもとづいて微小振幅波理論から求めたものである。

Run.1においては、r.m.s 値は微小振幅波理論に概ね一致しており、誘起された流速変動は風波による軌道運動によるものであることが推測される。しかしながら、Run.2で示すように風速が大きくなると底面付近では微小振幅波理論値よりも大きな r.m.s 値をとる。これは補償流によってつくられる乱れが卓越したためである。さらに吹送流が強くなると(Run.3)、水面付近の r.m.s 値は波動運動による値よりも小さくなる傾向が見られる。これは、吹送流による乱れと波動による流速変動との相関が強い負をとることを示しており、非常に興味深い現象である。

[参考文献]

- 1) Mizuno, S. and Z. Cheng: A pair of Langmuir cells in a laboratory tank-(I) wind-only experiment. J. Oceanography, Vol.48, pp.37-57, 1992.

表-1 実験条件

Run. No.	$U_m(\text{m/s})$	$H(\text{cm})$	$T(\text{s})$	$L(\text{cm})$	$C(\text{cm/s})$
1	5.85	0.490	0.224	9.47	42.2
2	8.50	0.983	0.293	15.7	53.6
3	12.2	2.93	0.390	24.4	62.5

