

波の上の風の性質に関する実験的研究 (2)

加 藤 始*・佐野喜久雄**

1. ま え が き

風波の発達の力学的機構を解明するためには、波の上の風の乱流構造をもっと知る必要のあることが近年認識されてきている。理論的な面で、1957年に発表された Miles¹⁾ による準層流理論が実際の波の発達を十分に説明しない点のあることが知られながら、まださしたる進歩の見られないのも、風のデータ不足に大きな原因があるようである^{2), 3)}。このような必要性から、波の上の風の乱流構造の測定も最近行なわれてきている。特に、波の発達機構と重要な関係をもつ風速変動の wave-induced 成分の測定はむずかしいが、ごく最近 Kendall⁴⁾, Shemdin & Lai⁵⁾, Stewart⁶⁾ らがこれに関連した測定結果を発表している。このうち Kendall は水の波ではなく、ゴム製の模型波を風洞の中で伝播させたもので、後の2者は風洞水路の中で、造波装置で起こした波の上の風について測定を行なっている。

筆者らも第16回講演会で、熱線風速計を使った波の上の風速変動の測定の一部を発表した⁷⁾。われわれの場合、風波の発達機構との関連のほかに、水面上の風速分布の対数法則への適用性を調べる目的からも、波の上の風の水平・鉛直変動成分の測定に基づく風のせん断力の測定を行なっている。その後くり返し行なった測定の結果には季節的な差も見出され、定量的な点では多少問題もあるが、水面の波の上での風のレイノルズ応力(特に wave-induced 成分)の測定結果はこれまでほとんどないので、今回の論文では単一長周期波のケースでの測定結果を主に、レイノルズ応力と風速分布との関連、および風波のケースでの測定結果の季節的な差などについて報告する。

2. 実験および測定方法

使用した風洞水路は幅 150 cm, 高さ 130 cm, 一様部分の長さ 28.5 m のこれまでのもの⁷⁾と同じなので詳細は略す。水深は 50 cm とし、測定はフェッチ 18.8 m の点の幅方向の中央でのみ行なった。風速はこれまで同様送風機の回転数を指標として調節し、rpm 100, 200 および 300 で測定を行なったが、このときの測定点にお

ける最大風速は波によって多少差があるが、それぞれ約 3.1, 6.3 および 9.5 m/sec であった。

実験での波の種類は大別して次の3種とした。(i) 石けん入長周期波——これは風波を消すために十分な量の石けんを水中に入れ、造波装置で周期 1.60 秒で、波高は 1.1 cm と 6.0 cm (および補足的に 7.0 cm) とした正弦波に近い波を起こした場合、(ii) 風波だけの場合、および (iii) 混合長周期波——造波装置で周期 1.60 秒、波高 5.7 cm の波を起こした上に風を吹かせて、卓越した長周期波と風波の共存する場合。データの記録とその処理には、前報⁷⁾ 同様ディジタルデータレコーダと電子計算機を使用した。

水路軸方向(U方向)および鉛直方向の風速変動成分 u' , w' の測定は、2組の熱線風速計とリニアライザーを使って行なった。流れの中におかれた熱線の冷却作用には、通常、主として熱線に垂直な速度成分 V のみが寄与すると考えられている⁸⁾。したがって、図-1 のように

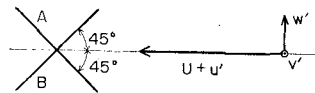


図-1 X-wire 配置図

平均流 U に平行な鉛直面内におかれた2本の熱線 A, B に対する垂直成分 V は、3方向速度成分の和から近似的に

$$V = \frac{U}{\sqrt{2}} \left[1 + \frac{u' + w'}{U} + \frac{v'^2}{U^2} - \frac{(u' \pm w')v'^2}{U^3} + \dots \right] \quad (1)$$

と書ける。ここに $+$ と $-$ はそれぞれ A と B に対応し、 v' は水平横方向成分である。したがって $U \gg u', w', v'$ のときは、上式の1次の項までとった V_A, V_B の和と差から u', w' が求まる。実際には熱線出力電圧はリニアライザーを通して風速との関係を直線化するので、その出力の変動値 X' (A に対応) と Y' (B に対応) を Δt 間隔で記録することにより

$$\left. \begin{aligned} u' &= \alpha X' + \beta Y' \\ w' &= \alpha X' - \beta Y' \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

の関係から u', w' を求めた。ここに α, β は検定で求まる係数である。

波の上の風の主流および鉛直方向の全変動成分を u', w' とすると、これらは次のように表わせる。

*正会員 運輸省港湾技術研究所 水工部

** 運輸省港湾技術研究所 水工部

$$\left. \begin{aligned} u' &= u_t' + \tilde{u} \\ w' &= w_t' + \tilde{w} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

ここに u_t' , w_t' は主流および鉛直方向の乱流成分, $\tilde{u}$, $\tilde{w}$ は各方向の wave-induced 成分 (たとえば 9) 参照) である。

今回の実験における石ケン入長周期波のケースでの $\tilde{u}$, $\tilde{w}$ は周期的な繰返し成分で, 次のように表わせる。

$$\left. \begin{aligned} \tilde{u}(t_\varepsilon) &= \langle u' \rangle_\varepsilon = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u'(t_\varepsilon + jT) \\ \tilde{w}(t_\varepsilon) &= \langle w' \rangle_\varepsilon = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N w'(t_\varepsilon + jT) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ここに t_ε は波のある位相に対応する時刻, $\langle \rangle_\varepsilon$ は波の位相 ε についての時間平均 (以下単に $\langle \rangle$ とも書く), T は波の周期を表わす。この場合

$$\left. \begin{aligned} \langle u'^2 \rangle &= \langle u_t'^2 \rangle + \langle \tilde{u}^2 \rangle \\ \langle w'^2 \rangle &= \langle w_t'^2 \rangle + \langle \tilde{w}^2 \rangle \\ \langle u'w' \rangle &= \langle u_t'w_t' \rangle + \langle \tilde{u} \cdot \tilde{w} \rangle \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

の関係があり, 全時間についての平均を $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$ などのように表わすと, さらに次式も成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} \overline{u'^2} &= \overline{u_t'^2} + \langle \tilde{u}^2 \rangle \\ \overline{w'^2} &= \overline{w_t'^2} + \langle \tilde{w}^2 \rangle \\ \overline{u'w'} &= \overline{u_t'w_t'} + \langle \tilde{u} \cdot \tilde{w} \rangle \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

一方風速のケースでは, 形式的には式 (3) のように u' , w' を分離しても, 波は short crest 的であるので, 通常考えられている⁹⁾ 波の峯にそった平均をとることもできず, 実際には $\tilde{u}$, $\tilde{w}$ の測定はできない。しかしながら, この場合にも式 (6) の関係が近似的に成立すると考えられるので, 一部前報⁷⁾ で示したように, 各スペクトルから $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$, $-\overline{u'w'}$ の存在と大きさを調べるものと期待される。

石ケン入長周期波のケースでは, 式 (4) による位相平均を求めるために造波装置の周期を正確に合わせる必要があり, 実際にはストップウォッチで測って, 300 波についての狂いが 0.2 秒以下になるように調整した。一方, 波高 $H=6.0$ cm のケースでは波高計を水路の片側端に入れ, 水面変動の値を u' , w' と同時に記録し, 波の周期のずれをチェックするとともに, (4) の計算において $\Delta t=1/30$ 秒以上の位相のずれが出ないように補正を行なった。

3. 測定結果とその考察

(1) 石ケン入長周期波のケース

このケースでは, 風速は rpm 100 と 200 について実験を行なった。波高 $H=1.1$ cm と 7.0 cm の場合の各回転数における風速分布を図-2 に示す。 $H=6.0$ cm と 7.0 cm では, 波のために静水面上の高さ $z \approx 4$ cm の範囲でしか測定ができなかった。波速は $c=192$ cm/sec であるので, $U=c$ となるいわゆる critical layer は $H=1.1$ cm, rpm 100 のときのみ測定範囲にあり, 他の場合

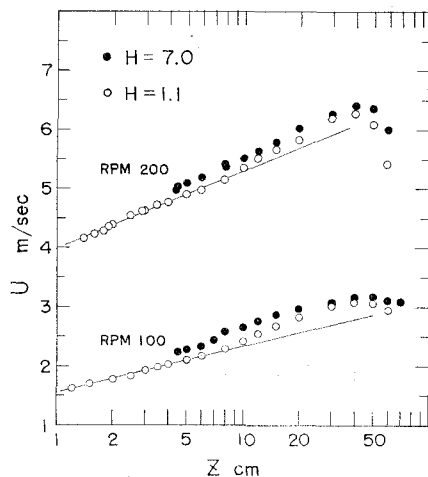


図-2 風速分布 (石ケン入長周期波のケース)

はすべて critical layer よりずっと上での測定である。このケースの測定は, 11 月中の水温が $14.0 \sim 15.5^\circ\text{C}$, 室温が $15 \sim 19^\circ\text{C}$ の時期に行なったので, 後で述べる熱線風速計による結果の季節的な差の影響は比較的少ないものと見られる。

この波の場合, 波数は $k=0.020 \text{ cm}^{-1}$ なので, $H=2a=6.0$ cm のときでも $ka=0.06$ と十分線型の波の理論の適用条件である $ka \ll 1$ を満たしているが, 風洞水路の水面上の空間の高さ D については $kD=1.6$ と $kD \gg 1$ ではないので, 天井の影響がどうか注目すべきところである。

このケースの u' , w' スペクトルにおいても, 前報⁷⁾ に示した他の波の場合と同様に, 波の周波数 $f_L=0.625$ Hz の近傍に目立ったピークが現われ, wave-induced 成分 $\tilde{u}$, $\tilde{w}$ の存在を示すが, ここでは省略する。 u' と w' についてのクロススペクトルの結果のうち, $H=6.0$ cm のときのものの一部を図-3 (a), (b) と図-4 (a), (b) に示す。計算は $\Delta t=1/30$ 秒, $N=6000$, ラグ $h=150$ で行なったが, $f > 5$ Hz の部分は重要でないので省いてある。

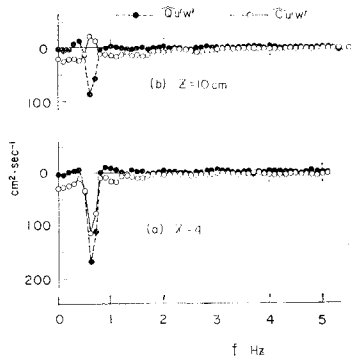


図-3 u' と w' のクロススペクトル (石ケン入長周期波 rpm 200, $H=6.0$)

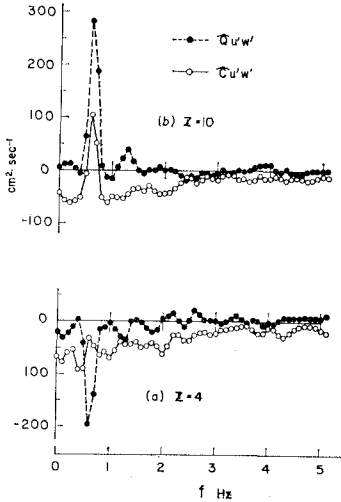


図-4 u' と w' のクロス スペクトル
(石ケン入長周期波 rpm 100, $H=6.0$)

コスペクトルについては

$$-\overline{u'w'} = -\int_0^\infty C_{u'w'}(f) df \dots\dots\dots (7)$$

であるから、(6) の第3式から考えて $f=f_L$ の近くのコスペクトル密度の目立った変化は wave-induced レイノルズ応力 (WIRS) $-\overline{u \cdot \vec{w}}$ に基づいているものと考えられる。すなわち、図-4(a) は正の WIRS の存在を、また 図-3(b) と 図-4(b) は負の WIRS の存在を示している。定量的には $f=f_L$ の近くの $C_{u'w'}(f)$ のピークの部分と、その両側の WIRS とは無関係と見られる部分 (この場合 $f=0.4$ と 0.8 Hz の点) を結ぶ直線で囲まれた面積が $-\overline{u \cdot \vec{w}}$ の値に対応するものと期待される。

図-5、図-6(a), (b) には石ケン入長周期波の各ケースについて、式 (4) の位相平均から求めた $-\overline{u \cdot \vec{w}}$ の値の分布が示してある。図-5 には、コスペクトルから上に述べた図式方法で求めた $-\overline{u \cdot \vec{w}}$ の値もタテ線で記

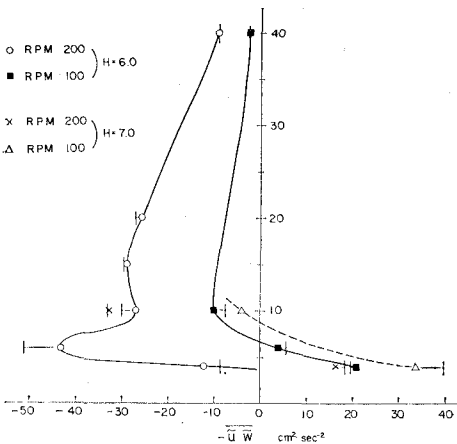


図-5 $-\overline{u \cdot \vec{w}}$ の分布 ($H=6.0, 7.0$ cm)

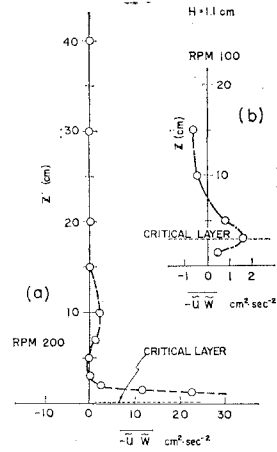


図-6 $-\overline{u \cdot \vec{w}}$ の分布 ($H=1.1$ cm)

入してあるが、それらは位相平均から直接求めた値とかなりよく一致しており、この図式方法の妥当性がわかる。

図-6 (b) の場合は $-\overline{u \cdot \vec{w}}$ の値そのものが小さいのであまり重視できないが、図-5, 6 (a) の結果からは、今回の実験条件の下では、Miles に始まる非粘性準層流理論^{1), 9)}の結果に反して critical layer よりかなり上方においても明瞭に WIRS が存在することがわかる。すなわち、波高が $H=1.1$ cm と小さいときには波のすぐ上の部分で正の値をとるが、高さとともに急速に減少して $z \approx 3$ cm あたりより上ではほとんど 0 になっている。一方、波高が $H=6.0$ または 7.0 cm と大きいと、風速によって差はあるが、いずれも波のすぐ上では正の WIRS が存在し、高さとともにすぐ減少して負の値をとり、以後あまり変わらず負の WIRS が風洞断面中央の境界層の外縁 $z=40$ cm の点にまでおよんでいる。この波高の大きいときの顕著な負の WIRS の出現は、風洞水路において波高の大きい波の実験を行なう場合にのみ現われる特殊な現象ではないかと疑われる。

一方、Kendall (1970)¹¹⁾ が模型波面を風洞中で伝播させた実験における $-\overline{u \cdot \vec{w}}$ の測定結果では、波高と波速は不変でも風速が大きくなると $-\overline{u \cdot \vec{w}}$ は + から - に変わる傾向が見られ、波速と風速との比も関係するようである。ただ Kendall の場合、波高が 0.64 cm と十分小さいためか ($H/L=1/16$), WIRS は正でも負でも高さとともにすぐ (峯の約 1 cm 上で) 0 に近づいており、今回の実験における $H=1.1$ cm の場合がこれに対応している。

波面上の風の全せん断力 τ は、式 (6) に対応して次のように表わされる。

$$\tau = \tau_t + \tau_w \dots\dots\dots (8)$$

ここに $\tau = -\rho \overline{u'w'}$, $\tau_t = -\rho \overline{u_t'w_t'}$, $\tau_w = -\rho \overline{u \cdot \vec{w}}$ である。このうち、constant stress layer の存在の仮定の下

に風速分布の対数法則の式に現われる $u_* (= \sqrt{\tau_0/\rho})$, τ_0 は表面せん断力) に結びつけられるのは、乱流成分による τ_t のみと考えられている¹⁰⁾。石ケン入長周期波の場合 τ_t と τ_w の分離ができるので、 $-\overline{u'_t w'_t}$ の分布を示すと図-7のとおりである。波高が $H=1.1$ cm のときの方が、 $H=6.0$ cm のときより一般に大きくなっている。参考までに、図-2 に示した $H=1.1$ cm の場合の

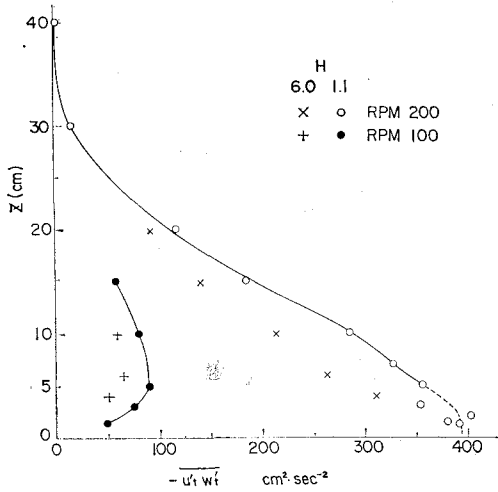


図-7 $-\overline{u'_t w'_t}$ の分布 (石ケン入長周期波)

風速分布 (直線部分) から対数法則によって求めた u_*^2 を示すと、rpm 200 のとき $u_*^2=529$ cm²/sec², rpm 100 のとき $u_*^2=184$ cm²/sec² と水面近くでの $-\overline{u'_t w'_t}$ の実測値よりかなり大きく、一致はよくない。

(2) 風波のみのケース

このケースでの風は rpm 200 と rpm 300 について測定を行なったが、フェッチ 18.8 m の測定点における波のスペクトルのピーク周波数 f_p とスペクトルから求めた $H_{1/3}$ は、rpm 200 のとき $f_p \approx 2.5$ Hz, $H_{1/3}=2.5$ cm, rpm 300 のとき $f_p \approx 2.0$ Hz, $H_{1/3}=4.3$ cm であった。

rpm 200 のときの u' と w' のクロススペクトルの測定例は前報⁷⁾に示し、波のすぐ上の $z=3$ cm では $f \approx f_p$ において u' , w' ともに顕著な wave-induced 変動成分が存在するが、それらの位相差は 90° 近くになっていて大してコスベクトルに増減が現われないことを報告した。その後の測定でもこれらの点は全く同じであるが、ただ冬期に行なった測定結果の $f \approx f_p$ 近くのコスベクトルの変化に、多少レイノルズ応力の減少する傾向のある場合が多いので、その一例として rpm 300, $z=5$ cm のものを図-8に示す。この風波のケースでは、特に rpm 200 については夏冬一年を通じて何回も測定を行なったが、得られた $-\overline{u'w'}$ の分布を図-9 (rpm 200) と図-10 (rpm 300) に示す。図-9 のバラツキの大きさからは熱線風速計による測定精度の悪さが認められるが、

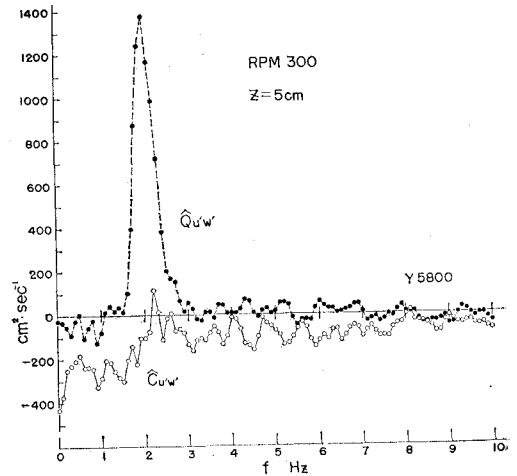


図-8 u' と w' のクロススペクトル (風波、冬の測定)

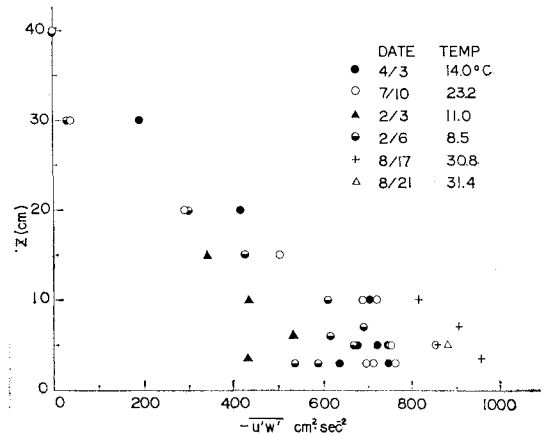


図-9 $-\overline{u'w'}$ の分布 (風波, rpm 200)

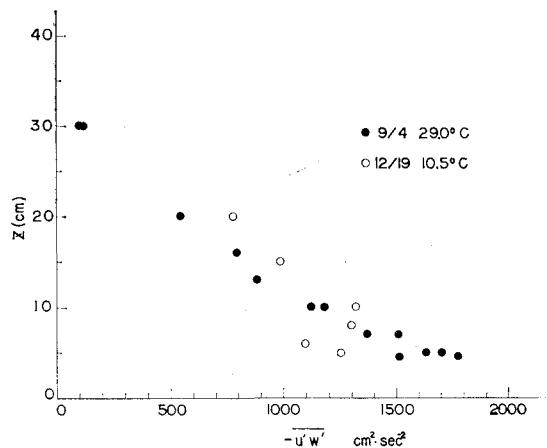
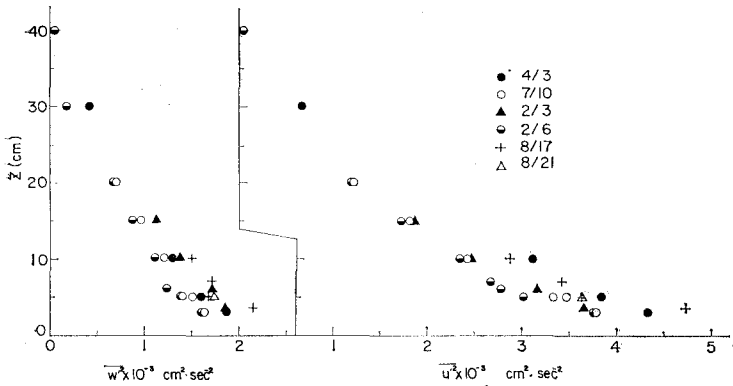


図-10 $-\overline{u'w'}$ の分布 (風波, rpm 300)

それだけでなく、室温の高い夏の結果では水面に近づくほど $-\overline{u'w'}$ の値は大きくなっているが、それ以外では $z=5 \sim 6$ cm あたりで $-\overline{u'w'}$ は最大となり、それより下では逆に値が減少しており、冬ほどこの傾向が強くなる。

図-11 $\overline{u'^2}$ と $\overline{w'^2}$ の分布 (風波, rpm 200)

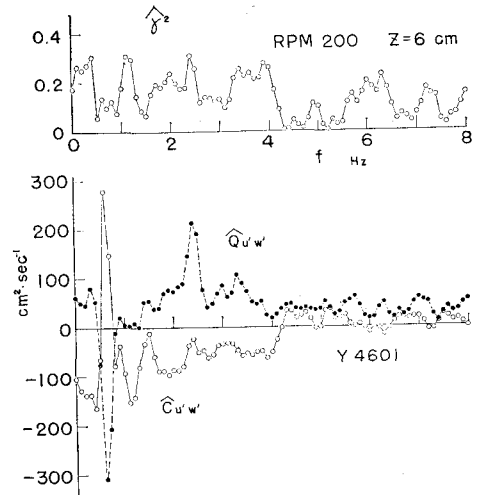
ている。この夏と冬の結果の差は図-10の rpm 300 の結果にも見られる。一方、図-9の測定と同時に得られた $\overline{u'^2}, \overline{w'^2}$ の測定結果を図-11に示すが、これらには図-9の $-\overline{u'w'}$ ほど大きなバラツキはなく、また季節的な値の差もほとんど見られない。

風波のみのケースにおけるコスペクトルには、石ケン入長周期波の場合のように明りょうには wave-induced 成分の影響が出ず、ただ冬の測定結果において、それも波のすぐ上の近くの高さだけで、図-8の例のように $f=f_p$ の近くでコスペクトルが0近くまたはプラス側に変化し、多少負の WIRS の存在が見られる。その大きさを前の図式方法で推定すると、これが冬における水面近傍での $-\overline{u'w'}$ の減少量の50%以上に相当している。これを考慮すると、夏以外の測定結果では水面上の波の上の $z \leq 5 \sim 6$ cm あたりで $-\overline{u'w'}$ の高さ方向の分布は一定に近くなっているといえる。ただその値と風速分布から求めた u_*^2 との一致の程度は、前報にも述べたように図-9の 4/3, 7/10 の結果についてはかなり良いが、同図の2月の結果については $-\overline{u'w'}$ の値の方が少し小さい。なお、夏と冬の風速分布の違いも調べたところ、夏の方がごくわずかに u_* が大きく出たが、その差は図-9の値の差よりはるかに小さかった。このように $-\overline{u'w'}$ の測定結果に夏と冬で大きな差の出る理由はいろいろ検討してみたがまだわかっていない。水面上の空気流の安定度については、夏の方が温度勾配が大きく気流はより安定な状態にあるが、それにもかかわらず夏の方がレイノルズ応力が大きいというのは、通常の乱流の性質とも逆である。

(3) 混合長周期波のケース

このケースでの風速は主として rpm 200 ($U_\infty \approx 6.35$ m/sec) とし、一応夏冬通して測定してみたが、図-9の傾向と同じく夏の方が $-\overline{u'w'}$ の値が大きく出るほかはほとんど差はみられなかった。 u' と w' のクロススペクトルの一例として $z=6$ cm のものを図-12に示す。

これは夏のものであるが、図のように $f=f_L=0.625$ Hz の近くでコスペクトルは強力なプラスのピークを示し、負の wave-induced レイノルズ応力の存在することがわかる。冬の測定結果でも、この負の WIRS の出現については全く同じで、また波の上のどの高さにおいても WIRS は負であった。また $f=f_L$ の近くでコヒレンス r^2 が非常に小さいのは、長周期波成分による風速変動が乱流成分の中かなり埋もれていて顕著でないことを示している。

図-12 u' と w' のクロススペクトル (混合長周期波)

Shemdin & Lai⁵⁾ はこのケースとほぼ同様な実験を行なったが、彼らの測定したコスペクトルは顕著な正の WIRS が存在することを示していて、われわれの結果と全く逆である。

4. あとがき

風洞水路における波の上の風のレイノルズ応力、特に wave-induced 成分の性質を主に、いくつかの測定結果を報告した。負の wave-induced レイノルズ応力の出現は風洞水路特有の現象のように思われるが、その点について今後十分検討する必要がある。また測定結果の季節的な差とバラツキのため、当初意図した対数法則の適用性についての定量的な検討が十分行なえなかった。この点今後さらに季節差の原因を追求し、測定精度の向上をはかりたい。なお測定結果の詳細は参考文献 11) にある。

最後にこの実験の途中、いろいろ有益な批評や助言をしていただいた港研の浜田徳一博士に深く感謝します。

なお、データ処理と計算には、港研の電子計算機 TOS-BAC-3400 を使用した。

参 考 文 献

- 1) Miles, J.W. (1957) : On the generation of surface waves by shear flows, J. Fluid Mech., Vol. 3, 185-204.
- 2) Miles, J.W. (1967) : On the generation of surface waves by shear flows, Part 5, J. Fluid Mech., Vol. 30, 163-175.
- 3) Stewart, R.W. (1967) : Mechanics of the Air-Sea Interface, Phys. Fluids, Vol. 10, Supplement, S47-S55.
- 4) Kendall, J.M. (1970) : The turbulent boundary layers over a wall with progressive surface waves, J. Fluid Mech., Vol. 41, 259-281.
- 5) Shemdin, O.H. and Lai, R.J. (1970) : Laboratory Investigation of Wave-Induced Motion above Air-Sea Interface, Tech. Rep., No. 6, Dept. Coast. & Oceanog. Eng., Univ. of Florida, Gainesville.
- 6) Stewart, R.H. (1970) : Laboratory studies of the velocity field over deep-water waves, J. Fluid Mech., Vol. 42, 733-754.
- 7) 加藤 始・佐野喜久雄 (1969) : 波の上の風の性質に関する実験的研究, 第16回海岸工学講演会講演集, 47-51.
- 8) Hinze, J.O. (1959) : Turbulence, McGraw-Hill Book Co.
- 9) Phillips, O.M. (1966) : The Dynamics of the Upper Ocean, Cambridge Univ. Press.
- 10) 浜田徳一 (1968) : 水波上の風の性質について, 港湾技術研究所報告, 第7巻4号, 3-22.
- 11) Kato, H. and Sano, K. (1971) : An experimental study of the turbulent structure of wind over water waves, 港湾技術研究所報告, 第10巻1号, 3-42.