

PTV による風波の水面直下の乱れの測定

加藤 始*・信岡尚道**・村上晴通***

風波の下での水中の乱流構造は近年広い分野で研究されているが、従来の軌道速度と乱れの分離法では乱れはスペクトルの形でしか得られないため、乱れに及ぼす波の位相の影響は分らない。また波のトラフ高さより上では乱れの測定例もない。著者らは PTV による風波下の流速の測定結果に流れ関数法による軌道速度の計算結果を適用する方法を開発し、村上ら(2001)はその処理方法を発展させた。本論文では風波の流速場に流れ関数法を適用する場合の問題点を明らかにすると共に、PTV を用いて水面ごく近傍での水中乱れ成分 u' , w' を波の位相の関数として測定した結果について報告する。

1. 緒 言

風波の下での水中の乱流構造は大気・水面間のガス輸送と密接に関係するため、近年広い分野で研究されているが、従来の研究は主として波のトラフ高さより下の水中が対象であった。水面のごく近傍を対象として流速を測定した例は、Okuda ら (1974), Okuda (1982), Banner・Peirson (1998) 等数少なく、しかもこれらの研究では風からの接線応力の測定が主な目的であり、乱れについてはほとんど言及されていない。

風波の下での速度場は吹送流と波の軌道速度とが共存するため、そこでの乱れの測定には軌道速度の分離が課題である。Cheung ら (1988) は線形フィルタ法 (Linear filtration technique, 以後 LFT と書く) を用い、また Jiang ら (1990) は Dean (1965) が提案した流れ関数法を風波の場に適用し、それぞれ軌道速度を分離して乱れを求めた。一方、Thais・Magnaude (1995) は風波の軌道速度の分離に LFT や位相平均法は適用できないことと、風波の軌道速度には Potential 成分の他に Rotational 成分が存在することを指摘した。彼らは Jiang らが用いた流れ関数法に吹送流の影響を加味して表面条件を厳密に満たすように改良した流れ関数法を用いて軌道速度の Potential 成分を分離し、さらに Rotational 成分と乱れは LFT を用いて分離するという新しい分離法を提案した。加藤ら (1999) は温度成層時の風波の実験で、水中の乱れを Thais・Magnaude の方法を用いて測定しているが、この他に彼らの分離法を使って乱れを測定した研究例はまだないようである。ちなみに中山・禰津 (2000) や禰津ら (2001) は風波下の乱れの分離に LFT や位相平均法を使っている。いずれにせよ従来の方法で得られる乱れは時系列データではなく、スペクトルとして得られるため、波の位相との関係は分らない。

加藤ら (2000) は水面ごく近傍での吹送流の測定を目

的として、PTV による風波下の流速の測定結果に流れ関数法を適用する方法を開発し、近似的に吹送流と波の軌道速度を分離した。村上ら (2001) はこの方法を発展させ、さらに吹送流のばらつきが乱れによると考えて水面近傍での乱れの測定も試みたが、従来の研究結果と比べて妥当ではない部分があった。

本研究では風波の下で PTV を用いて測定した流速データに新たに鉛直方向成分も加えて、測定値のばらつきを乱れと見る考えに基づき、波のトラフレベルより上を含む水面近傍での水中の乱れ成分 u' と w' の測定を波の位相の関数として行う。また風波の流速場に流れ関数法を適用する場合に従来十分に解明されていなかった計算結果に及ぼす吹送流の影響について明らかにする。

2. 流れ関数法による軌道速度の計算法

(1) 風波下の流速場と流れ関数法

風波の下での流速成分 $U(t)$ は次のように書かれる。

$$U(t) = \bar{u} + u(t) + u'(t) \dots\dots\dots (1)$$

ここで $\bar{u}$ は吹送流成分、 $u(t)$ は軌道速度、 $u'(t)$ は乱れ成分である。Thais・Magnaude (1995) は風の作用下での風波の軌道速度には Rotational 成分が存在することを指摘し、軌道速度を

$$u(t) = u_p(t) + u_R(t) \dots\dots\dots (2)$$

と表した。ここに u_p , u_R はそれぞれ軌道速度の Potential 成分と Rotational 成分である。したがって式 (1) は次のようになる。

$$U(t) = \bar{u} + u_p + u_R + u' \dots\dots\dots (3)$$

本研究でも Thais・Magnaude (1995) にならった流れ関数法を用いて軌道速度 $u(t)$ を計算する。

平均流速成分と軌道速度成分の流れ関数 $\bar{\psi} + \psi_p$ と水面変位 η 、軌道速度の Potential 成分 u_p 及び表面条件におけるベルヌーイ定数 Q_i は次のように書かれる。

$$\begin{aligned} \bar{\psi} + \psi_p = & (c - U_0)z - U_0 \frac{1}{2} z^2 + C + \sum_{n=2,4,6,\dots}^{N-1} \exp \frac{n\pi}{L} z \\ & \cdot \left[X(n) \cos \frac{n\pi}{L} x + X(n+1) \sin \frac{n\pi}{L} x \right] \end{aligned} \dots\dots\dots (4)$$

* 正会員 工博 茨城大学名誉教授
** 正会員 工博 茨城大学助手工学部都市システム工学科
*** 正会員 工修 若築建設(株)

$$\eta_{pi} = \frac{1}{c - U_0} X(1) + \frac{1}{c - U_0} \left[\frac{1}{2} U_0 \eta_{pi}^2 - C \right] - \frac{1}{c - U_0} \cdot \sum_{n=2,4,6,\dots}^{N-1} \exp \frac{n\pi}{L} \cdot \eta_{pi} \left[X(n) \cos \frac{n\pi}{L} x + X(n+1) \sin \frac{n\pi}{L} x \right] \dots (5)$$

$$u_p = -\frac{\partial \Psi_p}{\partial z} = -c - \sum_{n=2,4,6,\dots}^{N-1} \frac{n\pi}{L} \exp \frac{n\pi}{L} z \cdot \left[X(n) \cos \frac{n\pi}{L} x + X(n+1) \sin \frac{n\pi}{L} x \right] \dots (6)$$

$$Q_i = (1/2g)[\nabla(\bar{\Psi} + \Psi_p)]^2 + \eta \dots (7)$$

ここに c は卓越波の波速, $X(n)$ は未知定数で, $n=255$ を使用した。流れ関数法は、測定された水面変位 η_{mi} と式 (5) で計算される水面変位 η_{pi} の残差平方和 E_2 と、式 (7) のベルヌーイ定数 Q_i とその平均値の残差平方和 E_1 の合計 $E_T (= \lambda E_1 + E_2)$ が最小となるように収束計算するものである。図-1 は表-1 の Series 5004 の波に対する計算結果で、収束はよいことを示している。

軌道速度の Rotational 成分 u_R と乱れ u' は線形フィルター法 (LFT) を使うことにより周波数領域において分離され、乱れもスペクトルとしては計算されるが、 u' , w' を時系列的に計算する方法は確立されていない。

図-2 は本研究と同じ実験条件 ($z=-2$ cm) で加藤ら (1999) が求めた u_p , u_R , u' のスペクトルであるが、卓越波の周波数帯で u_R は u_p に比べて非常に小さい。そこで本研究でも u_R は u_p と比べて小さいものと仮定し、測定した流速 $U(t)$ から u_p を引くことで吹送流と乱れ成分の和を求めている。

(2) 流れ関数の計算に及ぼす吹送流の影響

Thais・Magnaude (1995) は流れ関数法を風波の流速場に適用するに当たり、吹送流の値は水面のごく近傍でのみ重要であるとして直線分布の吹送流を取り入れた。しかし実験室での吹送流についてはその分布形が対数分布になることや水面近傍の分布形が波速に大きな影響を及ぼすことがよく知られている (Shemdin, 1972; 加藤,

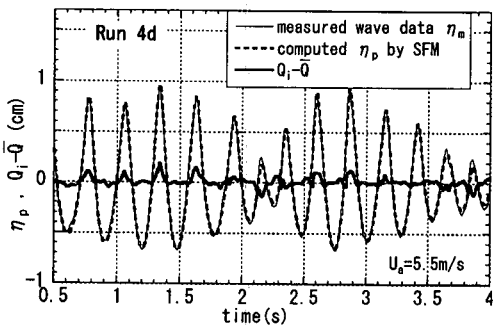


図-1 本研究で用いた流れ関数法の収束状況 (Series 5004)

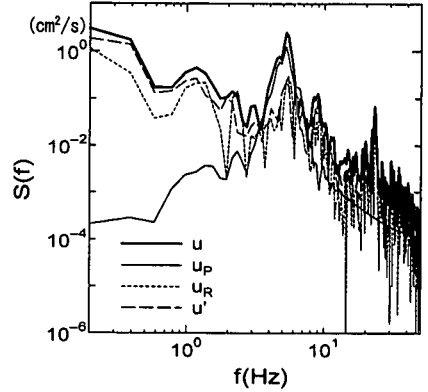


図-2 軌道速度の u_p , u_R と乱れ u' 成分のスペクトル (加藤ら, 1999, による)

1975)。

そこで吹送流の水表面での値 u_0 とそこでの勾配 u'_0 , 及び波速 c の値を下の 3 通りに変えて図-1 と同じ波について u_p を計算した結果を図-3(a), (b) に示す。

(k2): $u_0 = 14.8$ cm/s, $u'_0 = 15.0$ s⁻¹, $c = 41.06$ cm/s

(k3): $u_0 = 7.85$ cm/s, $u'_0 = 4.62$ s⁻¹, $c = 41.06$ cm/s

(k3a): $u_0 = 7.85$ cm/s, $u'_0 = 4.62$ s⁻¹, $c = 50.83$ cm/s

(k2) は村上ら (2001) が実測した吹送流になるべく近い値として使用したものである。(k3a) は加藤ら (1999) が用いた値で、 u_0 が (k2) に比べて小さいのは、Stokes drift の効果を引いたからである。

図-3(a) から分かるように、(k2) では波形に大きな歪みが出現し、水面変位 η の収束もやや悪い。また谷の位相での u_p の値にもケースにより大きな違いが出ており、(b) の $z = -2.0$ cm でも峯と谷での極値に違いが現れて

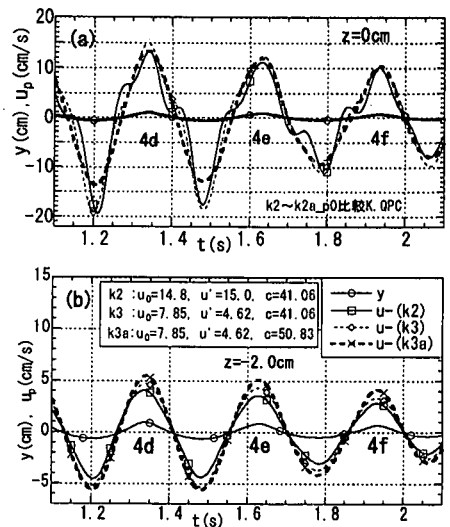


図-3 流れ関数法による軌道速度 u_p の計算結果に及ぼす直線分布吹送流の大きさ及び卓越波の波速の影響

いる。いろいろ調べた結果から、水面での流速勾配 u'_0 を現実の値のように大きくとるのは適当でないことが分かった。また、吹送流の値を無視して流れ関数法の計算をすると u_p のピーク値が約 10% 程度大きくなる。

一方、卓越波の波速 c の大きさは u_p の計算結果にかなり影響を及ぼす。ここで重要なことは吹送流の分布形よりも、実際の卓越波の波速を正確に与えることと考えられるが、そのためには加藤 (1975) が示したように吹送流が波速に及ぼす影響を正確に考慮する必要がある。本研究では、鉛直流速成分 w と軌道速度の計算値 w_p の一致状況も考慮に入れて、上に示した (k3a) の条件を使用した。

3. 実験と測定方法の概要

実験と測定方法の詳細は、村上ら (2001) に示されているので、ここでは要点だけを簡単に述べる。実験は茨城大学の小型風洞水槽 (幅 0.3 m, 有効吹送距離 9 m) を使い、平均風速 $U_a = 5.5$ m/s, 吹送距離 $F = 5.5$ m の条件で行った。

PTV による水中流速の測定は、図-4 のように 2 台の CCD カメラとストロボの光源を同期させて、画像を 2 台のパソコンに取り込んで行った。トレーサーとしては比重 1.01, 粒径 37~75 μm の真珠粒子を使用した。

画像の中に容量式波高計を配置し、通常 200 Hz で記録した水面データを測定点ごとの波の位相検出と流れ関数法の計算のために使用した。解析する波としては、水路幅方向に 3 本設置した波高計の記録を参照して、幅方向に一樣な波を選んだ。またその解析波が 1 波長伝播する間に波形が変化しないことを、1/60 秒毎に記録した画像記録から確認した。

表-1 には本論文で使った波の諸元、解析波の Run 名、測定点数を示し、図-6 にそれらの波のスペクトルを示している。

4. データ解析と乱れの計算

(1) PTV データの解析手順

データ解析の流れは次の通りである。まず PTV の画像から水中の点 (x_i, z_i) における流速値 $u(x, z, t_i)$ と

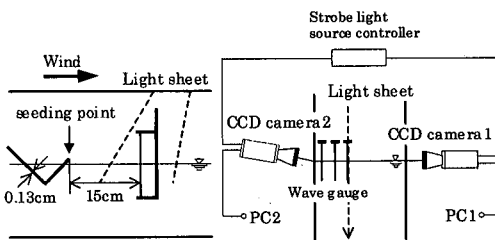


図-4 水中流速測定用の PTV 機器の配置

表-1 PTV 解析波の諸元 (f_p : Spectral peak freq.)

Series	f_p Hz	η_{rms} cm	Run	Number of data	H cm	T s	L cm
5004	3.52	0.37	4d	5502	1.6	0.285	14.8
			4f	5124	1.2	0.28	11.8
7002	4.30	0.23	72	4473	0.9	0.235	11.1
7005	3.52	0.31	75	3473	1.4	0.28	16.2
1005	4.30	0.31	ka	1935	1.2	0.23	13.1
			kb	1813	1.2	0.24	13.3

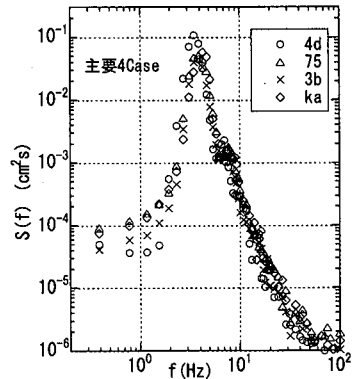


図-5 実験波のスペクトル

$w(x, z, t_i)$ が読み取られ、同時に記録した波高計のデータ $\eta(x_i, t_i)$ が得られる (x_i : 波高計の位置)。画像から読み取った解析波の波長 L と測定点との距離 $(x_i - x_0)$ から、各測点の波の位相 θ_i が計算され、各点の流速値が波の位相と z の関数 $u(\theta_i, z)$, $w(\theta_i, z)$ で表される。 $\Delta t = 0.005$ s の波高計のデータは 0.0005 s 間隔に補間することにより、流れ関数法で計算した軌道速度 u_p , w_p から位相角 1.0° ごとの補間値 $u_p(\theta, z)$, $w_p(\theta, z)$ を計算し、これを使って PTV による各測定値 u_p と w_p に対応する $(u - u_p)$ と $(w - w_p)$ を計算する。

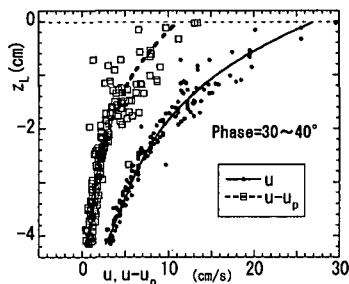
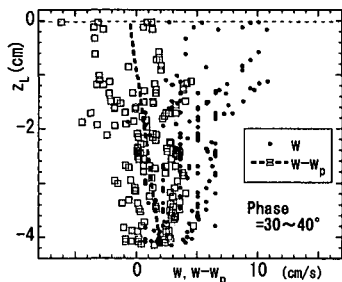
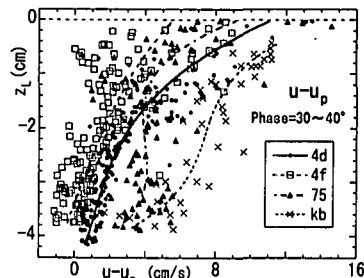
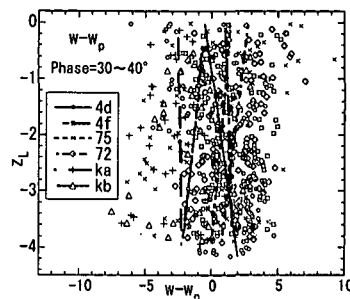
流速データの処理では、ある位相角の幅 (通常は 10°) ごとの平均値を使うが、本論文ではこれを位相平均と呼び $\langle u \rangle$ のように表す。本論文の主題ではないが、これまで加藤ら (2000), 村上ら (2001) が指摘した吹送流の位相毎の変化は $\langle u - u_p \rangle$ で表される。その場合 1 周期平均の吹送流 $\bar{u}$ は

$$\bar{u}(z_L) = \overline{\langle u - u_p \rangle}(z_L) \quad \dots\dots\dots (9)$$

と表される。ここに z_L は変動する水面から下向きに測った鉛直座標を表し、 $z_L = \eta - z$ (η : 水面変位) である。

(2) PTV データにおける乱れの算出方法

水平方向流速の測定値 u (Run 4d, $30 < \theta < 40^\circ$) 及び軌道速度を差し引いた計算値 $u - u_p$ の例を図-6 に、鉛直方向流速の w と軌道速度を引いた計算値 $w - w_p$ を図-7 に示している。 u も w もかなりのばらつきを示し、測定誤差も含まれるであろうが、これらのばらつきを生じる最大の要因は乱れではないかと考えられる。すなわち (u

図-6 測定値 u と計算値 $u - u_p$ の例 (Run 4d)図-7 測定値 w と計算値 $w - w_p$ の例 (Run 4d)図-8 $u - u_p$ の Run 毎の位相平均分布の例図-9 $w - w_p$ の Run 毎の位相平均分布の例

$-u_p$) と $(w - w_p)$ の各点がそれらの位相平均値からずれる量を乱れと考えると、乱れ u' , w' を次式で定義する。

$$u'(z, \theta) = u(z, \theta) - u_p(z, \theta) - \langle u - u_p \rangle(z, \theta) \quad (10)$$

$$w'(z, \theta) = w(z, \theta) - w_p(z, \theta) - \langle w - w_p \rangle(z, \theta) \quad (11)$$

本研究における乱れの計算は 10° 毎の位相幅の中で行い、式 (10) の $u - u_p$ の位相平均 $\langle u - u_p \rangle$ は各 Run ごとのデータに対して、変動する水面から測った鉛直座標 z_L の 3 次多項式として最小二乗法で決定した。図-6 の $u - u_p$ の点に対して引いた曲線(点線)がそれを表している。一方鉛直流速成分の $w - w_p$ の方は、図-7 から分かるように鉛直方向に特別の分布形を示さないで、 $\langle w - w_p \rangle$ は図-7 に示した直線分布で近似した。同じ位相における他の Run の $\langle u - u_p \rangle$ と $\langle w - w_p \rangle$ をそれぞれ図-8 と図-9 に示す。どちらの図の場合も Run 毎のずれがあるので、式 (10), (11) の u' , w' の計算は Run 毎に行い、その後で全ての Run の u' , w' をその位相毎にまとめるという手順をとった。

5. 乱れの測定結果

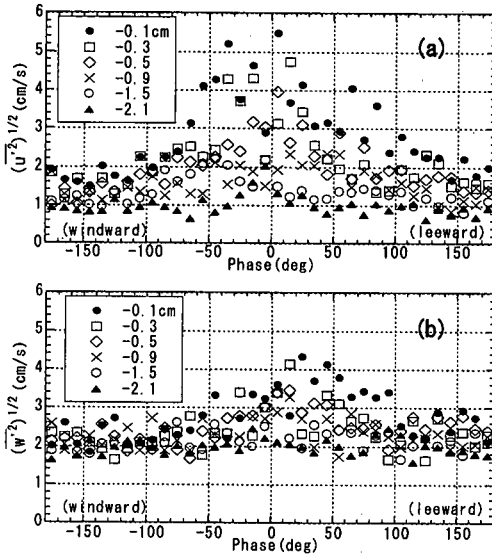
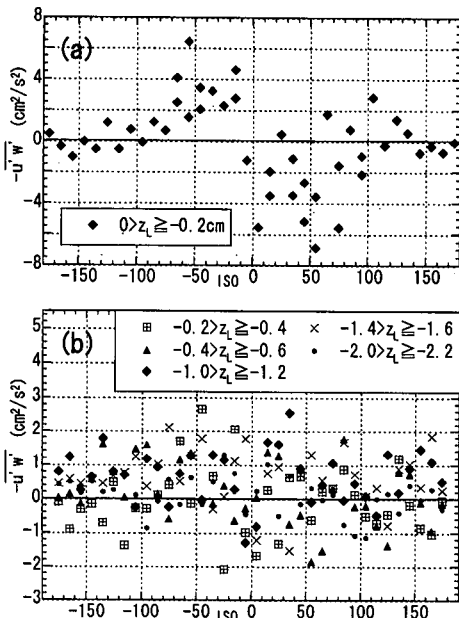
前節で述べた方法により求めた乱れ成分 u' , w' から、 $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$, $\overline{u'w'}$ を求めるため、位相は 10° ごと、深さは z_L の 0.2 cm ごと の範囲をとって平均値を求めた。図-10 には u' と w' の乱れ強度の深さごとの位相分布を示す。 z_L の深さごとに見ると、水表面に近いほど波の山の位相で乱れが大きいことが分かる。波の峯付近では $\overline{u'^2} > \overline{w'^2}$ であるが、 $\overline{u'^2}$ の深さ方向の減衰は速く、 $z_L = -1.5$ cm 付

近ではほぼ $\overline{u'^2} < \overline{w'^2}$ となっており、これは吹送流の鉛直勾配が水面のすぐ下で急激に減少することに対応する。また $\overline{u'^2}$ の最大値は水面付近の峯のやや風上側で生じているが、 $\overline{w'^2}$ の最大値は峯のやや風下付近で生じている。

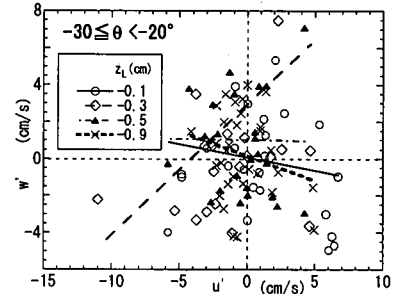
図-11 には $-\overline{u'w'}$ の計算結果を (a) $0 \leq z_L \leq -0.1$ cm と (b) $z_L \leq -0.2$ cm に分けて示してある。図-11(a) では峯の風上側で $-\overline{u'w'}$ がプラス、風下側でマイナスになる傾向が明らかで、これは Okuda ら (1974) や Banner・Peirson (1998) が示した風波の峯の風上側で風の接線応力が大きく、風下側では急激に減少するという測定結果と対応している。図-11(b) では $-\overline{u'w'}$ は負の値もかなり出現しているが、これは深さ 0.2 cm の狭い範囲で平均をとり、データ数が少ないことも関係しているであろう。図-12 は位相が $-30 \sim -20^\circ$ で $z_L = 0 \sim -1.1$ cm の間の u' と w' の関係をプロットしたものであるが、全体的には $-\overline{u'w'} > 0$ であり、その正負は測定点の微妙な差にも依存することが分かる。

6. ま と め

風波の下での PTV を使った流速の測定値から、水面のごく近傍で水中乱れを測定する新しい方法について述べた。風波の軌道速度は 1 波 1 波が変化するので、測定流速からそれを分離するには流れ関数法が適している。本論文では風波の流速場に流れ関数法を適用するときの吹送流や卓越波の与え方についての問題点を明らかにした。

図一十 乱れ強度の測定結果, (a) u' 成分, (b) w' 成分図一十一 $-u'w'$ の測定結果 (a) : $0 > z_L \geq -0.2$ cm, (b) : $z_L \leq -0.2$ cm

また水面のごく近傍でも PTV による方法を使えば乱れの測定が可能なことを示した。ただし表面直下では吹送流が急激に変化するため乱れも変化する。従って精度の良い測定には狭い深さの幅で計算を行う必要があり、もっと多くの測定点が必要であることも分かった。

図一十二 位相幅内での u' と w' の相関関係の例

参考文献

- 加藤 始 (1975): 対教分布の吹送流に対する波速の計算, 土木学会論文集, 第 239 号, pp. 37-46.
- 加藤 始・大島直樹・信岡尚道 (2000): 画像流速計を用いた吹送流の鉛直分布に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 241-245.
- 加藤 始・森 正和・信岡尚道・大山丈吉 (1999): 風波の下の中の水中の乱れに及ぼす温度成層の影響についての研究, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 91-95.
- 中山忠暢・禰津家久 (2000): 風波の乱流構造について, 土木学会論文集, 第 642 号/II-50, pp. 45-56.
- 禰津家久・牛島 省・吉田圭介 (2001): 砕波を伴う風波の界面乱流構造に関する研究, 土木学会論文集, 第 684 号/II-56, pp. 69-80.
- 村上晴通・加藤 始・信岡尚道 (2001): PTV を用いた風波の表面付近の流速場に関する実験的研究 一主として軌道速度の分離について一, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp. 381-385.
- Banner, M. L. and W. L., Peirson (1998): Tangential stress beneath wind-driven air-water interfaces. J. Fluid Mech., Vol. 364, pp. 115-145.
- Cheung, T. K. and R. L., Street (1988): Turbulent layers in the water at an air-water interface. J. Fluid Mech., Vol. 194, pp. 133-151.
- Dean, R. G. (1965): Stream function representation of non-linear ocean waves. J. Geophys. Res., Vol. 70, pp. 4,561-4,572.
- Jiang, J.-Y., R. L. Street, and S. P. Klotz (1990): A study of wave-turbulence interaction by use of a nonlinear water wave decomposition technique, J. Geophys. Res., Vol. 95, C9, pp. 16, 037-16, 054.
- Okuda, K., S. Kawai and Y. Toba (1974): Measurements of skin friction distribution along the surface of wind waves. J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 30, pp. 190-198.
- Okuda, K. (1982): Internal flow structure of short wind waves. Part I. On the internal vorticity structure. J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 38, pp. 28-42.
- Shemdin, O. H. (1972): Wind-generated current and phase speed of wind waves. J. Phys. Oceanogr., Vol. 2, pp. 411-419.
- Thais, L. and J. Magnaudet (1995): A triple decomposition of the fluctuating motion below laboratory wind water waves. J. Geophys. Res., Vol. 100 (C 1), pp. 741-755.