

風波碎波上の気流乱流特性に関する数値解析

土 屋 悟*・井坂 健司**・小林 智尚***・安田 孝志****

室内実験 PIV 計測で得られた白波碎波の波形を用いて, 発達した風波上の気流を k - ε 乱流モデルを用いた数値解析により再現し, その乱流特性について検討した。その結果, 気流は水面形や波峰風下側に形成される剥離渦に強く支配されていることが示された。しかし渦度集中領域はこの剥離領域には直接関係していなかった。また乱れエネルギーは波峰風下側水面に集中していた。一方波峰から風下側の剥離域上端では高いエネルギー散逸率を示す領域が見られた。波峰近傍の水面では大きな負圧と強い気流せん断力も見い出され, これが波の前傾化などに寄与していると推察された。

1. はじめに

海面上の気流場に関する研究は様々な方法によりこれまで多く行われてきている (例えば, 藤間ら, 1992; 江瀬ら, 1993; 竹原ら, 2000)。しかし, 正弦波水面形上の気流や弱風下波状境界面上の気流を対象とした研究も多く, 風波碎波波形上の気流や強風下波状境界面上の気流特性について議論は少なかった。水谷ら (2002) は強風下での風波碎波上の気流を可視化手法で解析し, 碎波波峰下流側に複数の剥離渦で構成される乱流渦構造が存在することを見い出している。しかし, 強風下風波碎波上の気流は非常に複雑な現象で不明な部分も残されている。

そこで本研究では, 数値解析を用いて, 室内実験で得られた発達した風波の碎波波形および非碎波波形を対象としてその風波上の気流特性の再現を試みた。その結果を基に風波碎波時の乱流特性について検討した。

2. 計算方法

(1) 数値計算手法

支配方程式は次に示す Reynolds 平均操作を施した非圧縮性流体での連続式および Navier-Stokes 方程式である。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\nu + \nu_T) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right\} \quad \dots\dots (2)$$

ここで, $\bar{u}$ は流速 u から乱れ成分 u' を除いた平均流速成分である。また, $\bar{P}$ は圧力の平均成分, ν は分子動粘性係数, ν_T は渦動粘性係数である。

本研究では乱流モデルに k - ε モデルを採用した。 k - ε モデルでは渦動粘性係数 ν_T は次のように表される。

$$\nu_T = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \dots\dots\dots (3)$$

C_μ は無次元定数である。また乱流エネルギー k およびエネルギー散逸率 ε の輸送方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{\nu_T}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} \quad \dots\dots (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \\ = (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} \quad \dots\dots (5) \end{aligned}$$

P_k は乱流エネルギー生成項で, 以下のようを表す。

$$P_k = \frac{1}{2} \nu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad \dots\dots\dots (6)$$

式中の無次元定数は梶島 (1999) にならい, $C_\mu = 0.09$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$ とした。

非圧縮性流体場の数値計算手法には HSMAC 法 (平野, 2001) を用いた。計算格子には staggered mesh を用い, 連続式には中心差分, Navier-Stokes 方程式の移流項には 2 次精度の中心差分, 圧力項には 1 次精度の中心差分, 拡散項には 2 次精度の中心差分を採用した。さらに k および ε の輸送方程式の移流項の差分には 1 次精度の風上差分, 拡散項は 2 次精度の中心差分を用いた。

(2) 計算領域

本研究では強風下での風波発生発達時には水流流速に比べて気流流速が大きいことから, 気流運動に対して水流の移動・変形はほぼ無視しうと考え, 水面形状の固定壁上の気流が風波上の気流の特性を再現しうものと考えた。そしてここでは図-1 に示すように水面形状の固体壁を底面に設置した計算領域を対象とした。この底面の形状には, 実際の室内実験で得られた強風下での風波碎波波形を用いた。座標軸は図-1 の左下端を原点とし, 平均気流と平行な水平方向に風下側を正とした $x(=x_1)$ 軸を, 鉛直方向上向きに $y(=x_2)$ 軸を設置した。

境界条件には図-1 のように計算領域上端に free-slip 境界条件, 下部の風波水面形状の表面には non-slip 条件を適用した。また図の側面, すなわち気流の上下流端に

* 工 修 株式会社ユニック
** 工 修 岐阜大学大学院工学研究科環境エネルギーシステム専攻
*** 正会員 博(工) 岐阜大学助教授 大学院工学研究科環境エネルギーシステム専攻
**** 正会員 工 博 岐阜大学教授 大学院工学研究科環境エネルギーシステム専攻

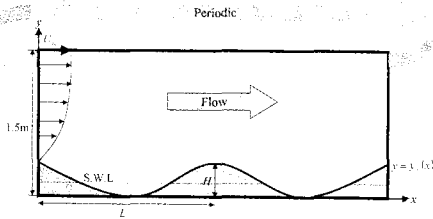


図-1 計算領域の概略

は周期境界条件を適用した。図-1では便宜上水面波2波長分を示しているが、実際の計算では1波長分の領域に周期境界条件を適用している。

3. 風波碎波上の気流計算

(1) 解析対象および計算条件

室内実験で可視化された風波碎波の波形上を流れる気流を先に示した鉛直2次元数値モデルで再現した。風波碎波の波形には水谷ら(2002)による風波碎波の可視化実験で得られた画像から抽出した水面形状を用いた。水谷らは風洞水槽(長さ28.5m×幅1.5m×高さ1.3m)に最大平均風速10.8m/sの風を水面上に作用させ、強風下での風波を室内実験で再現し、発生した白波碎波上の気流の瞬間流速分布をPIVにより計測している。その計測結果の一例を図-2に示す。気流は左から右に吹いており、風波波峰の風下側(風波前面)に気流の剥離域が見られる。本研究では彼らが実験で得たPIV画像から図-3の流速ベクトル図(詳細は後述)中に示す3種類の水面形状を抽出した。この図では(a)が風波が碎波する瞬間、(b)が碎波が若干進行した場合、(c)が進行しつつある白波碎波、の水面形にそれぞれ対応している。そしてこの風波形状を底面固定壁とした領域を対象に数値モデルを用いて気流場の再現を試みた。ただし実験で得られたPIV画像では水路幅方向の水面形状情報が得られていない点、および気流特性が気流主流方向を含む鉛直断面内で卓越する点を考慮して、流下方向鉛直断面(x - y 断面)内の流速分布の再現のみを試みる。本研究では3次元数値モデルを用いて、対象とする気流の3次元構造も再現・検討しているが、これについては別の機会に述べたい。

計算領域は気流主流方向(x 軸方向)に0.34m、鉛直方向は波面の谷部から1.5mである。計算条件は格子分割間隔0.001m、時間ステップ $\Delta t = 1.0 \times 10^{-6}$ s、密度 $\rho_0 = 1.25 \text{ kg/m}^3$ 、粘性係数 $\mu_0 = 1.8 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ である。初期風速には室内実験に従い $x = 0.0 \text{ m}$ での最大平均風速を10 m/sとした対数則分布を与えた。

(2) 風波碎波境界面上の気流の空間分布特性

図-3に解析の結果得られた気流の流速ベクトルの空

間分布を示す。また図-4に図-3の各図に対応する流れ関数の空間分布を示す。これらの図のうち図-3(a)は白波碎波波形形状が図-2の実験結果に対応している。まず実験結果の図-2と計算結果の図-3(a)を比較すると、図-2の実験結果では風波波峰の風下側に複数の渦が存在し、これらが剥離領域を形成している(水谷ら, 2002)。これに対して解析結果の図-3(a)あるいは図-4(a)では剥離領域が単一の渦によって形成されている。この両者の違いは、数値解析では定常状態を扱っている上、流速成分 u の平均流速成分 $\bar{u}$ のみを図-3(a)に示しているのに対し、図-2の室内実験では気流は強い非定常流である上、強い乱れ成分も含めた瞬間流速分布が観察されているためである。ただしこの両者の剥離領域の大きさなどに大きな差異が見られなかったため、乱れ成分を除いた平均流速成分の分布として、解析結果は統計的にほぼ白波碎波上の気流の特性を再現しているものと考えた。

図-3の風速分布ではいずれの場合にも風波の風上側で底面に沿って気流の流速が増し、波頂付近で最大となっている。今回の解析では風速を初期の風速分布で規定しているため、定常状態に達した気流の平均風速は一定ではない。以降に示す解析結果を定量的に議論する上ではこの点は注意する必要がある。図-3(a)の碎波瞬間ならびに、図-3(b)の碎波が若干進行した場合では波頂で気流が剥離し、風波の風下側で大きな剥離渦が存在している。このことから碎波時では波の前傾化による波形の非対称性が強いことが剥離領域の生成の要因であることが考えられる。一方、図-3(c)の進行しつつある白波碎波の場合では、波が発達過程で波高が低く、波形の前傾化も顕著でないためか、明確な剥離渦は見られない。また特に図-4から、風波の剥離域以外では碎波境界に沿った流れを形成することから、気流は底面境界の形状に強く依存することがわかる。

図-5に渦度の空間分布を示す。図の(a)、(b)はそれぞれ図-3(a)、(c)に対応している。いずれの渦度分布図においても対象領域では負の渦度が支配的で正の渦度はほとんど見られない。この渦度分布図のうち図-5(a)の碎波瞬間では特に波峰に強い負の渦度が集中しており、この渦度が風下側に流下し広く分布している。ただし剥離域では局所的な強い渦度の集中は見られない。また波峰風上側では境界層が薄いために渦度は底面近傍に集中している様子が現れている。この図では図-4(a)に見られる剥離域の底面近傍付近にわずかに正の渦度の領域が見られる。一方図-5(b)の碎波進行時では風波境界全体で(a)より強い負の分布が現れ、剥離渦の消滅と共に正の渦度分布は消滅する様子が分かる。ただし他のケースに比べて渦度が強いのは図-3に示すように主流

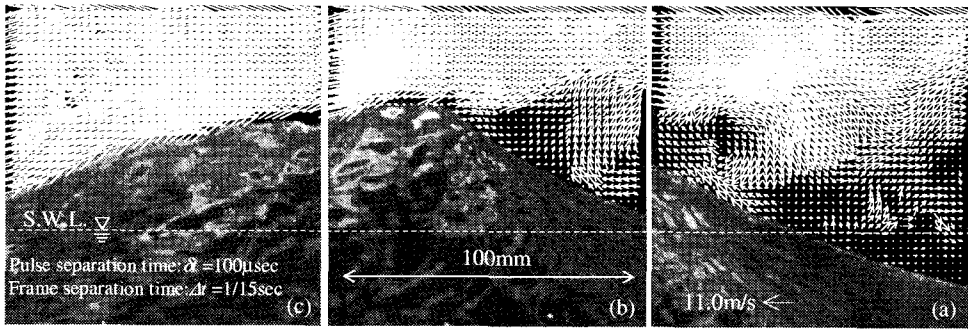
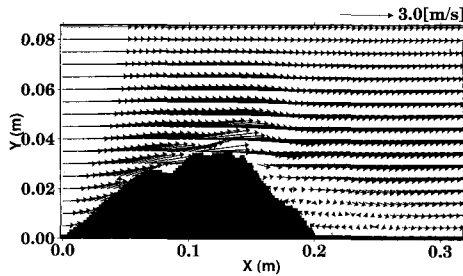
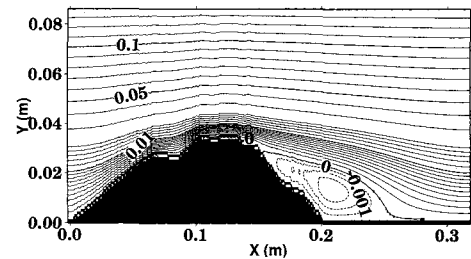


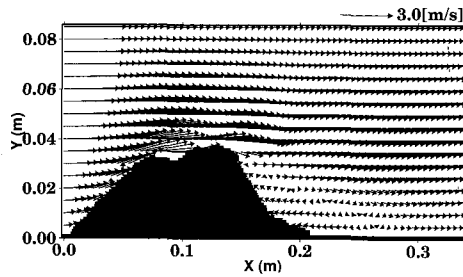
図-2 風波が砕波する瞬間における波頂部から剝離する気流の分布 (水谷ら (2002) より引用)



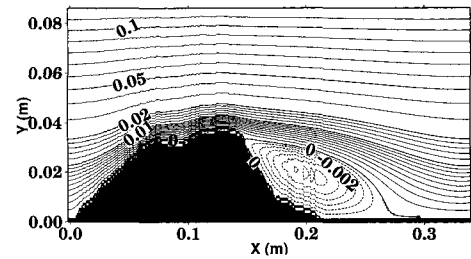
(a) 風波が砕波する瞬間



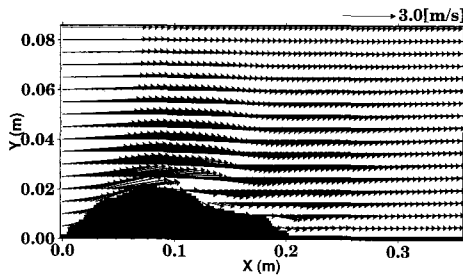
(a) 風波が砕波する瞬間



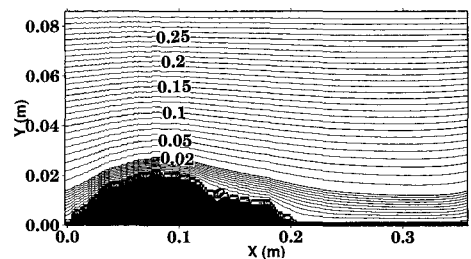
(b) 砕波が若干進行した場合



(b) 砕波が若干進行した場合



(c) 進行しつつある白波砕波



(c) 進行しつつある白波砕波

図-3 流速ベクトルの空間分布

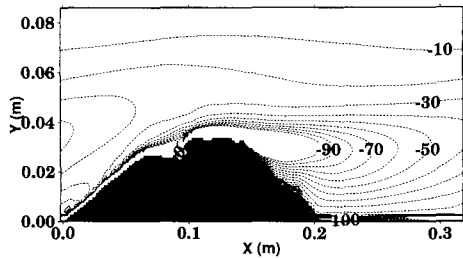
図-4 流れ関数の空間分布

の気流流速が他よりも大きいためである。この点を考慮すると実際には他のケースと同程度の強さの渦度と思われる。

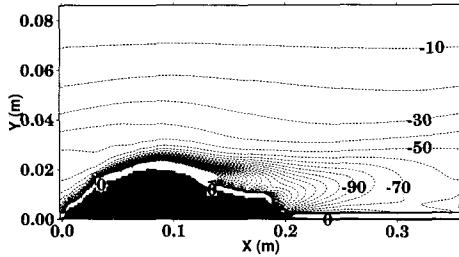
(3) 風波砕波境界面上の気流による圧力・せん断力分布特性

図-6 は海面境界から上方第一点目での格子における

圧力分布を示したものである。いずれの形状においても波頂を中心に負圧が作用している。また波の背面部で比較強い圧力が生じているのは、速い流速を持った気流がこの傾斜水面に作用したためであると考えられる。流下方向を見ると (a) の砕波瞬間や (b) の砕波が若干進行した場合には、背面から減少傾向にあった圧力が、一



(a) 風波が砕波する瞬間



(b) 進行しつつある白波砕波

図-5 渦度 ω [s^{-1}] の空間分布

度増加し再び波頂付近で減少する傾向が見られる。これは図-3や図-4で見られるように、波頂部付近の凹凸によって気流の方向が大きく変化するためである。一方、(c)の進行しつつある白波砕波の場合ではこのような凹凸がないために、気流による圧力は波頂付近まで単調に減少する傾向であることがわかる。このことから波頂部では負圧による海面の吸い上げ効果が生じ、このような圧力分布が波の発達に大きく寄与していると考えられる。

図-7は海面境界から上方第一点目での格子におけるせん断力分布を示したものである。海面に作用するせん断力は気流の縮流の強い波頂部よりも風上の領域で特に強いせん断力が作用していることがわかる。(a)の砕波瞬間や(b)の砕波が若干進行した場合、剥離域では剥離渦に伴わずかに主流とは逆方向のせん断力が生じている。この分布から水表面に作用したせん断力によって、水面近傍の水粒子速度場は波の背面から波頂にかけて強いせん断流が生じていることが考えられる。それがOkuda (1982)やEbuchiら (1987)が指摘した風波内部の波頂付近に存在する高渦度領域の生成に深く寄与していると考えられる。またこのせん断流によって波の背面から波頂にかけて水塊が移動し、波の形状は次第に非対称性を持った形状に変化することが考えられる。この非対称性が気流の剥離に大きく影響し、図-3で見られるような分布を形成する。ただし気流から波浪へのエネルギー輸送を詳細に評価するには水流部も動的に扱う必要があり今後検討が必要である。

(4) 風波砕波境界面上の気流の乱流特性

図-8、図-9にそれぞれの白波砕波波形上の乱流エネルギー k およびエネルギー散逸率 ε の空間分布を示す。図-8および図-9(a), (b)は図-3(a), (c)にそれぞれ対応している。図-8ではいずれのケースにおいても、波の背面付近で強い乱れエネルギーが分布していることが分かる。しかし剥離領域を形成している図-8(a)では剥離領域での乱れエネルギーは波の背面付近での乱れエネルギーに比べ弱い。この様に剥離を伴う風波砕波時のような場合では、剥離によって生じる乱れエネルギーよりも速度勾配が大きい波の背面付近で生成される乱れエネルギーの方が卓越しているのではないかと考えられる。図-3(b)に対応する砕波が若干進行した場合でもほぼ同様であった。これに対して明確な剥離領域を形成していない図-8(b)では図-8(a)とはやや異なる乱流エネルギーの分布形を示している。この砕波進行時の図-8(b)では、底面に沿った底面近傍に大きな乱流エネルギーの集中が見られる。特に乱流エネルギーが大きいのは波頂部と波頂の風下の底面境界ごく近傍である。これは剥離渦が形成されず白波砕波波形に起因する乱流の生成が活発でないため、特に流速勾配の大きい底面近傍の特定領域に乱流エネルギーが集中したと考えられる。

図-9(a)では波峰から風下側にエネルギー散逸が強い領域が広がっている。この領域は図-4(a)から、剥離領域外縁のすぐ上の領域に対応していることが分かる。一方図-9(b)では波峰から延びる大きなエネルギー散逸領域は見当たらない。これは図-9(a)では剥離領域が

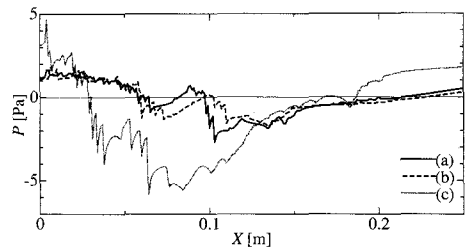


図-6 水表面の圧力分布

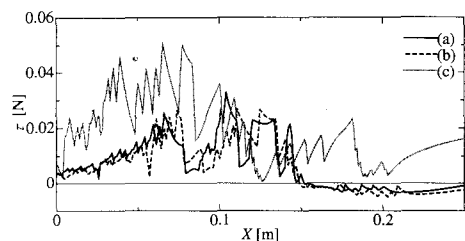
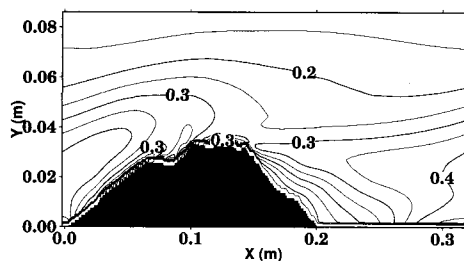
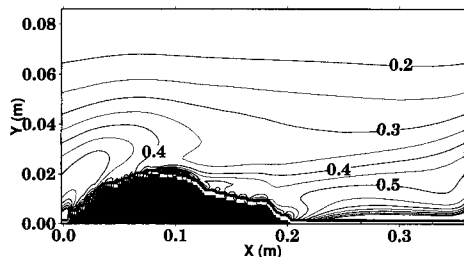


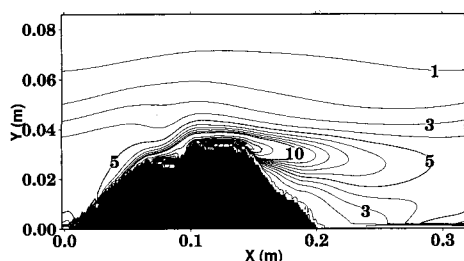
図-7 水表面のせん断力分布



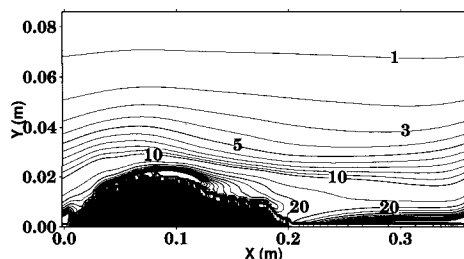
(a) 風波が砕波する瞬間



(b) 進行しつつある白波砕波

図-8 乱流エネルギー k [m^2/s^2] の空間分布

(a) 風波が砕波する瞬間



(b) 進行しつつある白波砕波

図-9 エネルギー散逸率 ϵ [m^2/s^3] の空間分布

存在することによって波峰から風下側に延びる領域で大きなせん断が生じているためと考えられる。それに対し、(c) の進行しつつある白波砕波の場合では明確な剥離領域が存在せず、大きなせん断力や速度勾配が生じなかったため、波峰から延びる大きなエネルギー散逸領域が形

成されなかったと考えられる。この図-9(b)では代って底面上に強いエネルギー散逸率を示す領域が見られる。以上のことから、エネルギー散逸率の空間分布は剥離領域などの流れの様相に特に強い影響を受けていることが分かる。

4. おわりに

本研究では、数値解析により室内実験で得られた風波砕波水面形上の気流およびその乱流特性について検討した。その結果、砕波する瞬間や砕波が若干進行した場合には波頂付近に気流の剥離点が確認でき風波の風下側で明確な剥離域が形成されるが、白波砕波が進み波高が小さくなると気流の剥離は見られなくなった。またこの剥離渦は風波が砕波した後若干大きく強くなっていた。渦度の集中は、特に風波の風上側の底面近傍と波頂部で強く、剥離渦とは逆に砕波した後は弱くなる。ただし波峰から風下側において渦度の強い領域は剥離領域には直接は対応していなかった。一方、波峰部に大きなせん断力が生じており、これが風波の波形の前傾化に寄与している可能性を示した。乱れエネルギーは剥離によって生じる成分よりも波の背面で速度勾配により生じる成分が卓越していた。波頂部よりも風下での乱流エネルギーやエネルギー散逸率の空間分布は気流の剥離の有無により大きく変化することが分かった。

謝辞：水谷夏樹氏には大規模室内実験で得られた白波砕波の PIV 画像データを快くご提供頂きました。ここに謝意を表します。また本研究は日本学術振興会科学研究費補助金基盤研究 (B) (2) 16360243 に関する成果であることを付記し謝意を表わす。

参考文献

- 江利直人 (1993): 海面近傍の流体力学的構造, 気象研究ノート, 第 180 号, pp. 1-14.
- 梶島岳夫 (1999): 乱流の数値シミュレーション, 養賢堂, 255 p.
- 竹原幸夫・江藤剛治・前田崇雄・相武克彦 (2000): PTV による風波発生時の水表面近傍の気流・水流計測法, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 101-105.
- 平野博之 (2001): 流れの数値計算と可視化, 丸善, 208 p.
- 藤間功司・正寶敏彦・林健二郎・重村利幸 (1992): 数値実験による水面波上の風の場合に関する考察, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 146-150.
- 水谷夏樹・佐藤裕司・橋本典明 (2002): PIV 計測による白波砕波上の気流の剥離特性, 海岸工学論文集, 第 49 巻, pp. 61-65.
- Okuda, K. (1982): Internal flow structure of short wind waves. Part I. On the internal vorticity structure. J. Oceanogr. Soc. Japan, 38, pp. 28-42.
- Ebuchi, N., H. Kawamura and Y. Toba (1987): Fine structure of laboratory wind-wave surfaces studied using an optical method, Boundary-layer Meteorol., 39, pp. 133-151.