

風波上の気流乱流構造に関する数値解析

Numerical simulation for turbulent air flow structures over wind waves

土屋 悟*・井坂健司**・小林智尚***・安田孝志****

Satoru TSUCHIYA・Kenji ISAKA・Tomonao KOBAYASHI・Takashi YASUDA

*工修 株式会社ユニック (〒153-0041 東京都目黒区駒場 3 丁目 5 番 18 号)

**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 (〒501-1193 岐阜県岐阜市柳戸 1-1)

***工博 岐阜大学大学院 助教授 工学研究科 環境エネルギーシステム専攻 (〒501-1193 岐阜県岐阜市柳戸 1-1)

****工博 岐阜大学大学院 教授 工学研究科 環境エネルギーシステム専攻 (〒501-1193 岐阜県岐阜市柳戸 1-1)

The characteristics of turbulent air streams over wind waves are analyzed by applying the two- and three-dimensional $k-\epsilon$ models. Sinusoidal waves and the whitecapping waves that's surface profiles are observed in laboratory experiments are employed as the targets for computing the air streams over them. The air stream over the sinusoidal waves contains a small and weak wake region and weak three-dimensional structures in the computational results. On the other hand, the computed air streams over the observed whitecapping waves contain wakes evidently at the lee side of the waves, and its characteristics strongly dependent on the wave surface profiles. The distributions of computed turbulent energy over the waves are also discussed as the turbulent flow properties of the air streams.

Key Words : wind wave, turbulent air flow, $k-\epsilon$ model

1. 緒言

海面近傍の気流場は海面に圧力やせん断力を作用させることにより、波浪場および海面下の水粒子速度場へ運動量を輸送させている。そのため、海面上の気流およびその乱流特性は波浪予測や海洋表層での物質の輸送過程を扱う上でも重要となってくる。

これまでにもこの気流場に関する研究は様々な方法で行われてきた。しかし海面近傍での計測は水面の変動などにより非常に困難であるため、気流場の詳細な計測は、弱風下での計測にとどまっているものが多い(Kawai¹⁾, Kawamura and Toba²⁾)。近年、計測機器の発達により、強風下での気流場の計測も試みられてきている。水谷ら³⁾は強風下での風波砕波上の気流を可視化し、砕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出ししている。

それに対して、数値実験では気流場の面的な流速場が詳細に得られることなどから現段階では有効な手段の一つであると考えられる。例えば藤間ら⁴⁾⁵⁾は $k-\epsilon$ モデルや $k-\omega$ モデルを用いて現地スケールの風域場について検討している。しかし既存の数値解析による研究は正弦波形状での気流場を扱ったものが多く、実際の風波での検討はあまり多く知られていない。

そこで本研究では、まず 2 次元数値解析により正弦波境界上の気流を再現し、本モデルの妥当性を検証するとともにその気流特性や気流・波浪間のエネルギー輸送機構について解析を試みた。そして室内実験によって得られた、発達した風波砕波の水面形を用いて、この風波砕波上の気流特性の再現を試みた。さらに 3 次元モデルによる数値解析も行ない、正弦波上の気流の 3 次元性が乱流特性におよぼす影響についても検討した。

2. 計算方法

2.1 数値モデル

本研究では強風下での風波砕波上の気流が高 Reynolds 数、非圧縮であることを前提として、この流れを再現する鉛直 2 次元および 3 次元の数値モデルを構築した。

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

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

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

ここで、 $\bar{u}$ は流速 u から乱れ成分 u' を除いた時間平均流速成分である。また、 $\bar{P}$ は圧力の時間平均成分、 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 $k-\epsilon$ モデルを採用した。 $k-\epsilon$ モデルでは渦動粘性係数 ν_T を次のように表している。

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

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。

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

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

ここで P_k は乱流エネルギー生成項で、以下のように表す。

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

式中の定数には梶島⁸⁾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 法を用いた。詳しくは平野⁹⁾を参照されたい。計算格子には staggered mesh を用いている。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。計算の流れを図-1 に示す。図-1 の収束条件には計算効率等を考慮し、 $D = \partial u_i / \partial x_i$ とし、各セルで $|D| \leq 1.0 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ となるように設定した。この手法により、乱流エネルギー k およびエネルギー散逸率 ε を含め、気流場全体を再現した。

3 次元数値モデルは上記の鉛直 2 次元数値モデルを拡張したモデルであり、式 (1) から式 (5) に示された支配方程式や乱流モデルはベクトル表記上、鉛直 2 次元数値モデルと同じである。

2.2 計算領域

本研究では風波発生・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、気流運動からみて水流の移動・変形はほぼ無視しうると考え、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ると考えた。そこで 2 次元気流計算では水面境界形状として図-2 に示すように水面形状を持つ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正弦波形および実際の室内実験で得られた強風下で

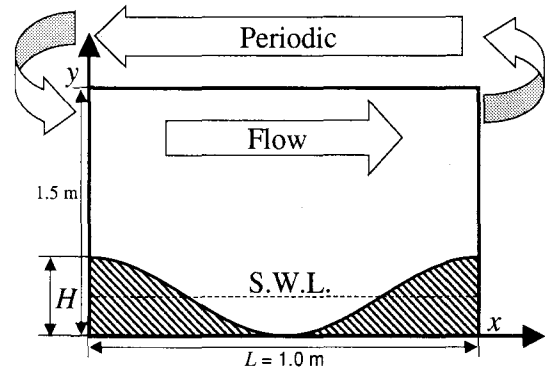


図-2 計算領域

の風波碎波波形を用いる。座標軸は図-2 の左下端を原点とし、平均気流と平行な水平方向に風下方向を正とした $x(=x_1)$ 軸を、鉛直方向上向きに $y(=x_2)$ 軸を設置した。

3 次元数値モデルでは 2 次元モデルを基礎とし、流下方向 x と鉛直方向 y に加えて新たに水路幅方向、すなわち平均気流と直角な水平面上に $z(=x_3)$ 軸を設定した。

境界条件には、2 次元および 3 次元数値モデルともに図-2 に示すように計算領域上端にフリースリップ境界条件を適用し、図の左右両端の境界条件、すなわち気流の上下端の境界条件は周期境界条件を適用した。また、下部は風波水面形状とした。そして界面セルでの流速値は前述したようにゼロとする。また液体セルから第一点目の気相セルでの k と ε の値は境界付近の気流ベクトルを用いて壁法則により算出した。

本研究では計算領域の水平方向に 1 波長分のみとした。これは試験計算時に底面形状に複数波を含む波形形状を適用したところ、再現された気流の流動特性の周期性が高く、単一波形の波形形状を適用した場合とほぼ同等であったことを踏まえ、計算負荷の低減のために計算領域の周期を風波 1 波長とした。

3 次元モデルでは奥行方向、すなわち z 軸方向の境界条件にも周期境界条件を適用した。

3. 正弦波上の気流計算

ここではまず鉛直 2 次元数値モデルによる正弦波面上の気流の再現を試み、本モデルによる解析結果の妥当性について検証すると共に、曲面上を流れる気流の特性を検討する。つづいて 3 次元数値モデルを適用して 3 次元気流場の再現を試み、気流の 3 次元性およびその 3 次元性が乱流特性におよぼす影響について検討する。ただしここで対象とする風波は実験室スケールとする。

3.1 計算条件

計算領域は図-2 に示したとおり、底面に正弦波形を適用した領域である。水平方向に 1.0 m とし、底面形状は波形勾配が碎波限界である 1/7 となるように波高

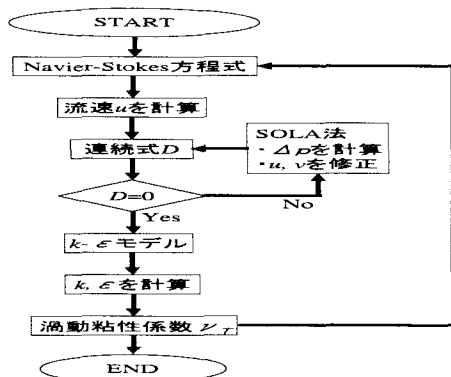


図-1 数値計算手法

を規定した。このとき波高 H は $H = 0.143$ m となる。そこで鉛直方向には波高の影響が極力現れないように H の約 10 倍の 1.5 m とした。

計算格子は、水平格子分割間隔 0.02 m、波領域の格子分割間隔 0.00476 m、波頂上層の格子分割間隔 0.016 m とした。また時間ステップ $\Delta t = 1.0 \times 10^{-6}$ s、密度 $\rho_g = 1.25$ kg/m³、粘性係数 $\mu_g = 1.8 \times 10^{-5}$ Pa·s である。

初期条件として、上流端断面 ($x = 0.0$ m) 最上部で水平風速 10 m/s となる対数流速分布の気流を与えた。そして流れが定常状態になるまで計算を繰り返し、この定常状態の流れの特性について議論した。

3.2 気流の空間分布特性

2 次元数値モデルによる正弦波面上の気流の再現結果を図-3 に示す。図中には (a) 流速ベクトル、(b) 渦度 ω 、(c) 圧力 P の動圧成分、および (d) 乱流エネルギー k 、それぞれのパラメータの底面近傍での空間分布を示している。

これらの図に見られるように本研究では直交計算格

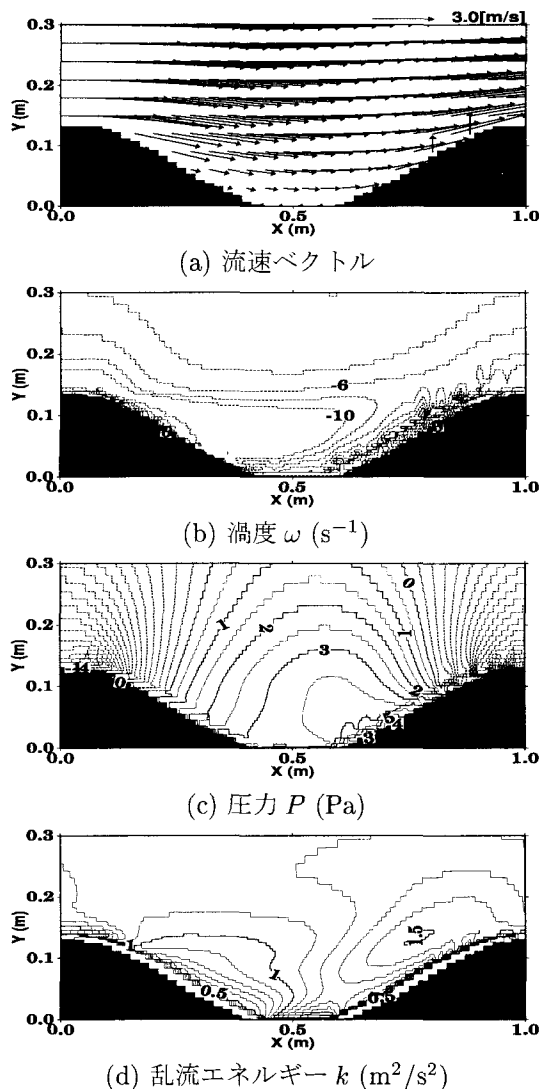


図-3 正弦波面上の気流の解析結果 (2 次元解析)

子を採用しているために計算領域底面の波面形状は段状に表される。そしてこのために、例えば流速ベクトル図 (図-3(a)) の $x \approx 0.8$ m の境界面で誤推定ベクトルが生じている。ただしこの曲面境界面上での誤ベクトルによる、流動解析結果への影響はきわめて限定的であった。

流速ベクトル図 (図-3(a)) では、気流はほぼ底面形状を追従するように流れている。しかし、図には明確に現れていないが、波谷領域となる $x \approx 0.50$ m 付近では底面ごく近傍で気流が底面形状を追従できず、若干の剥離が見られる。この剥離した気流は波谷部のやや下流側 $x \approx 0.60$ m 付近で再付着している。

図-3(b) に示される渦度の空間分布では、計算領域全域で負の値を示しており、正の分布はほとんど見られない。そして特に底面境界付近で強い負の渦度が見られる。このように計算領域全体で負の渦度が現れているのは、流速ベクトル分布図 (図-3(a)) に見られるように、解析結果では剥離など流れの局所性が弱く、主流の対数流速分布中に含まれる渦度成分が支配的になっているためである。

図-3(c) に示される動圧の空間分布では、波頂部付近波面上で強い負圧が生じ、そこから流下方向に向けて急激に圧力が増加し、波谷からその下流側にかけて強い正の圧力が現れている。とくに波面上では $x \approx 0.60$ m 付近で圧力が最大となっている。この圧力最大点は図-3(a) で見られた気流の再付着点とほぼ一致しており、大きな流速を持つ主流がこの再付着点に接近するにしたがって流速が低下し、代って圧力水頭が増加したためである。逆に波峰で動圧が大きな負の値を示しているのは、図-3(a) の流速分布図からもわかるように、波峰での縮流によって気流流速が増加し、それに伴って圧力水頭が低下したためである。このような圧力分布は Cherukat ら⁶⁾ の計算結果にもよく似た分布が見られている。図-3(d) に示す乱流エネルギーの空間分布では、Gent and Taylor⁷⁾ が報告しているように、乱流エネルギーは波谷部と下流側の波峰との間、すなわち波頂から風上側の風波斜面で大きくなっている。しかもこの乱流エネルギーが最大となる領域は、図-3(d) の鉛直断面中においては、底面上でなく底面よりやや離れた領域である。これは図-3(a) の流速分布図に見られるように、再付着点 ($x \approx 0.60$ m) 付近から下流側の領域では底面近傍において流速や流向が大きく変化して空間速度勾配が大きくなったため、 k - ε モデルで大きな乱流エネルギーが評価されたためと考えられる。一方、図-3(a) の波谷部に現れた剥離域に対応する、波頂の風下側から波谷にかけての底面近傍では乱流エネルギーが小さくなっている。

以上のように、今回の計算条件による正弦波波面上の気流の鉛直 2 次元解析では波峰部を中心として上下流側に多少の非対称性が現れているものの、流速ベクトル図 (図-3(a)) に示す通り明瞭な剥離域が見られないなど、波面形状が局所流れにおよぼす影響は小さかった。

3.3 流れの 3 次元特性

次に風波上の流れの 3 次元性を検討するために、3 次元数値モデルを用いて、正弦波波面上の流れを再現し

た．ここで計算領域は前節の2次元計算の対象領域 x - y 断面を水路幅方向、すなわち z 軸方向に拡張した．この z 軸方向には x 軸方向領域長さの1.65倍、1.65 m の領域を設定し、 z 軸方向の側面には周期境界条件を適用した．また計算領域底面に相当する正弦波波面は z 方向には一様とした．このように底面境界が一様である場に周期境界条件を側面に適用する場合、その領域の大きさが流れの特性に、特に定量的に影響をおよぼすことは良く知られている．本来ならばこの影響についても検討する必要があるが、本研究ではこの検討は行わず、解析結果については流れの特性を定性的に議論することにとどめる．

一方初期条件として、2次元解析と同様に x 方向流速には上流端 ($x = 0.0$ m) の最上部 z - y 断面で x 方向風速 10 m/s となる対数流速分布の気流を与えた．また初期擾乱として、 z 方向の初期流速分布に極めて微小な正弦変動を加えた．

3次元数値モデルによる解析結果のうち、 x - y 断面内の流速ベクトルの空間分布を図-4に示す．また z - y 断面内の流速分布を図-5に示す．図-4の二つの図は計算領域中の異なる断面での流速分布を示している．しかし両者の分布形には大きな違いが見られない．またこれらの流速分布を図-3(a)に示された2次元解析結果の流速ベクトル分布図と比較してもほぼ同じである．

図-5(a), (b) はそれぞれ正弦波波面の波底部 ($x \simeq 0.50$ m) および波峰上流側斜面 ($x \simeq 0.75$ m) における水路横断面内流速分布である．これらの図では、底面近傍の $z \simeq 1.2$ m 付近を中心とした上昇流が見られる．しかし図-4に示された気流主流方向の流速に比べて横断方向の流速は小さい．

これより、流速分布については気流は3次元性を有しているものの、その大きさは小さく、2次元解析結果とほぼ同等であることがわかる．

つぎに3次元解析結果のうち、 $z \simeq 0.0$ m の x - y 断面

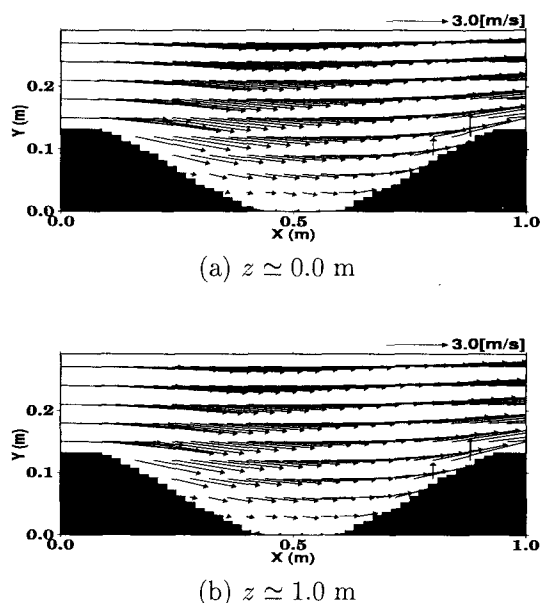


図-4 正弦波面上の流速ベクトル分布 (3次元解析, x - y 断面)

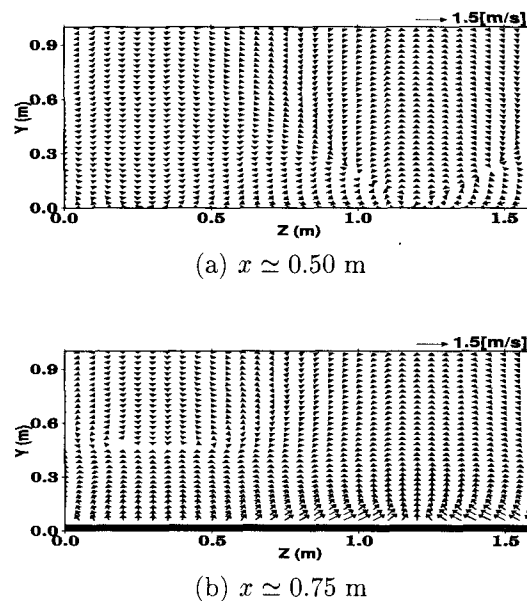


図-5 正弦波面上の流速ベクトル分布 (3次元解析, z - y 断面)

における渦度 ω 、圧力 $\bar{P}$ 、乱流エネルギー k 、それぞれの分布を図-6に示す．3次元解析結果である、図-4(a) および図-6をそれぞれ図-3に示された2次元解析結果と比較すると、3次元解析の渦度分布では波峰下流側での負の渦度が大きい、また乱流エネルギーでは3次元解析結果の方が大きな値を示している、など、値

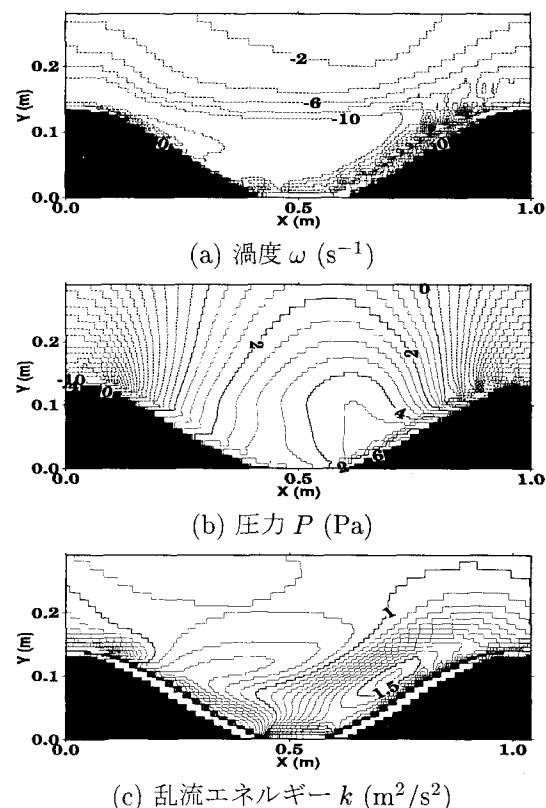


図-6 正弦波面上の気流の再現結果 (3次元解析, $z \simeq 0.0$ m の x - y 断面)

にわずかな差はあるものの、両者はほとんど同じ分布形を示していることがわかる。

つぎに、図-5 に示した断面と同一断面における渦度分布および乱流エネルギー分布を図-7、図-8 に示す。図-7 では (a), (b) の異なる断面において、ほぼ同じ位置 ($z \sim 1.0$ m および $z \sim 1.4$ m) に強い負の渦度および正の渦度の集中が見られる。この渦度の集中は他の断面でもみられた。このことより、再現された 3 次元気流場には縦渦が存在していることがわかる。そしてその渦は流速ベクトル図 (図-5) において上昇流が見られた $z \sim 1.2$ m の点をはさんだ左右一対の形を形成している。ただし図-7 に見られる渦度の集中は図-6(a) の波峰風下側の渦度に比べて十分の一程度であり、主

流に含まれる渦度に比べて強くない。

一方図-8 に示された乱流エネルギーの分布では、 $z \sim 1.2$ m 付近で、同じ高さの他の領域に比べて強い乱流エネルギーが見られる。これは図-5 の流速分布に見られた上昇流、あるいは図-7 で見られた一対の縦渦に誘起されて底面近傍の大きな乱流エネルギー成分が上方に輸送されたためであると考えられる。

以上の 3 次元数値モデルによる気流場の再現結果より、今回対象とした横断方向一様の正弦波波面上の気流では、流れの 2 次元性が強いことがわかった。また流れの中に縦渦構造など 3 次元構造が観察されたが、それらは主流に比べて弱く、流れ場全体に影響をおよぼすほどではなかった。

4. 風波碎波上の気流計算

4.1 解析対象および計算条件

次に実際の風波碎波上の気流を再現するために、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鉛直 2 次元数値モデルで解析した。風波碎波の波形には水谷ら³⁾による風波碎波の可視化実験の結果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 28.5 m × 幅 1.5 m × 高さ 1.3 m) に最大平均風速 10.8 m/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-9 に示す。(a) ~ (c) の各図は同一地点において $\Delta t = 1/15$ s 隔てて計測されたものであり、空間的には接続されていないことに注意されたい。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-10 に示す 3 種類の水面形状を抽出した。これらの水面形は、図-10(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、にそれぞれ対応している。

これら室内実験で得られた風波水面上の気流の再現には前節と同様に、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、および前節の結果より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、ここでは鉛直 2 次元数値モデルを用いた流下方向鉛直断面 (x - y 断面) 内の流速分布の再現のみを試みる。計算領域は気流主流方向 (x 軸方向) に 0.34 m、鉛直方向は波面の谷部から 1.5 m である。計算条件は格子分割間隔 0.001 m、時間ステップ $\Delta t = 1.0 \times 10^{-6}$ s とし、密度および粘性係数は正弦波の解析に用いたそれらと同じ値とした。

初期風速は室内実験に従い上流端断面 $x = 0.0$ m の上方において最大風速を 10 m/s とした対数則分布を初期風速として与えた。そして境界条件は、領域の左右側面、すなわち気流の上下流端面に周期境界条件、上端部にフリースリップ境界条件、下部は実験で得られた風波の水面形状とし、その表面はノンスリップ条件とした。

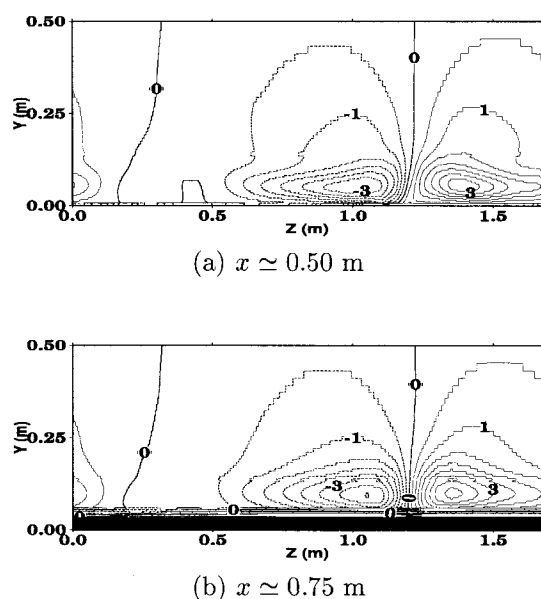


図-7 正弦波面上の渦度 ω (s^{-1}) の空間分布 (3 次元解析, z - y 断面)

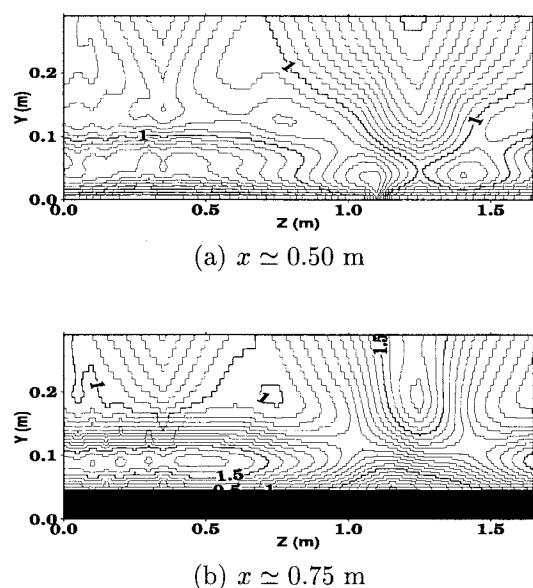


図-8 正弦波面上の乱流エネルギー k (m^2/s^2) の空間分布 (3 次元解析, z - y 断面)

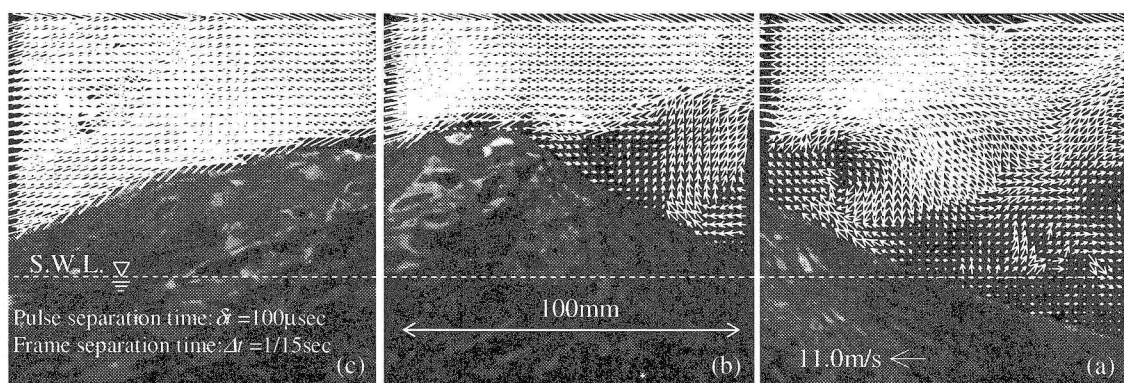
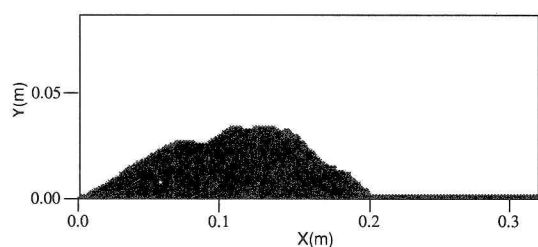
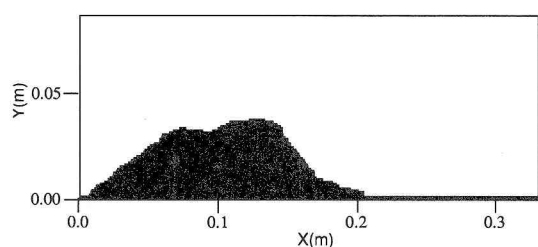


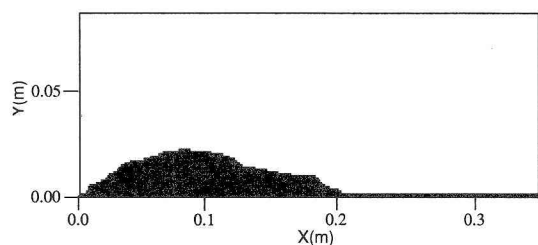
図-9 風波が砕波する瞬間における波頂部から剥離する気流の分布 (水谷ら³⁾より引用)



(a) 風波が砕波する瞬間

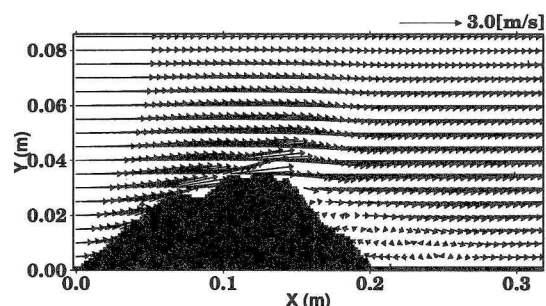


(b) 砕波が若干進行した場合

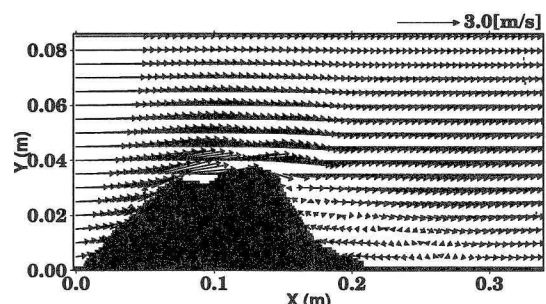


(c) 進行しつつある白波砕波

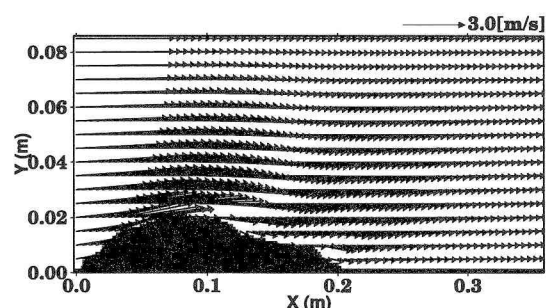
図-10 計算対象水面形



(a) 風波が砕波する瞬間



(b) 砕波が若干進行した場合



(c) 進行しつつある白波砕波

図-11 流速ベクトルの空間分布

4.2 風波砕波境界面上の気流の空間分布特性

図-11 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。

図-11(a), (b), (c) の解析結果はそれぞれ図-10 に示す 3 種類の水面形状を底面形状に用いた結果に対応している。これらの図のうち図-11(a) は白波砕波波形形状が図-9 の実験結果に対応している。図-9 の実験結果では (b) の波峰で主流気流が剥離し、波峰下流側に位置

する剥離域は複数の渦で形成されていることが分かる。主流に変動があるため明確ではないが、この剥離域は、図-9(b) の波峰部から (a) の右端までの水平方向約 150

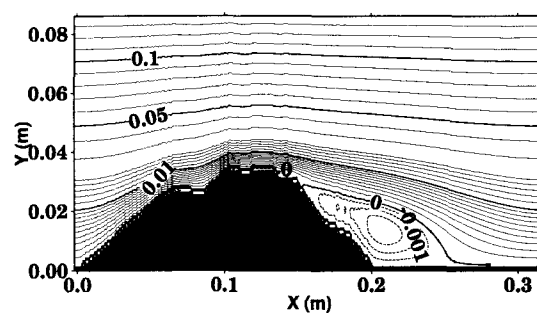
mm 程度に及んでいることが分かる。これに対して解析結果の図-11(a)では、水平方向が波峰 ($x \approx 0.14$ m) から、 $x \approx 0.27$ m 付近の再付着までにおよぶ剥離領域が単一の渦によって形成されている。この両者の違いは、数値解析では定常状態を扱っている上、流速成分 u を平均流速成分 $\bar{u}$ と乱れ成分 u' に分解して、その平均流速成分 $\bar{u}$ のみを図-11(a) に示しているのに対し、図-9 の室内実験では気流は強い非定常流である上、強い乱れ成分も含めた瞬間流速分布が観察されているためである。ただし、この両者の剥離領域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、解析結果はほぼ白波砕波上の気流の特性を再現しているものと判断した。

図-11 に示す風速分布において、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。この風速の最大値は図-11 の (b), (a), (c) の順に大きい。ただし、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く、図-11 に見られるように図の (c), (a), (b) の順に大きくなっている。以降の解析結果を定量的に議論する上でこの点は注意する必要がある。それぞれの白波砕波上の気流の流速分布特性として、図-11(a) の砕波瞬間ならびに、図-11(b) の砕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。この結果を図-3(a) に示す正弦波波面上の流れと比較すると、両者の波形勾配はほぼ同じであるにも関わらず、正弦波波面上の場合 (図-3(a)) ではほとんど剥離領域が認められないのに対し、波形の非対称性が強く、かつ局所的勾配が大きい図-11(a), (b) の場合には明確な剥離領域が形成されている。このことから、砕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-11(c) の進行しつつある白波砕波の場合では、波が発達過程で波高が低いことや、波形の前傾化も図-11(a) や (b) での水面形よりも進んでいないためか、明確な剥離渦は見られない。図-12(a), (b), (c) はそれぞれ図-11(a), (b), (c) での流速分布から求めた流れ関数の空間分布である。この図から特に剥離渦の存在は明確に把握できる。図-10 のいずれの流れ関数形状においても、風波の風下側以外では砕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。風波の風下側に着目すると、図-12(a) の砕波瞬間では波頂で剥離した流れを確認することができ、その気流による循環流が確認できる。図-12(b) の砕波発生後でも同様な分布が見られるが、剥離渦は (a) よりも強く大きいことがはっきりわかる。図-12(c) の砕波進行時では、はっきりした剥離する流れを確認することができず循環流も見られない。

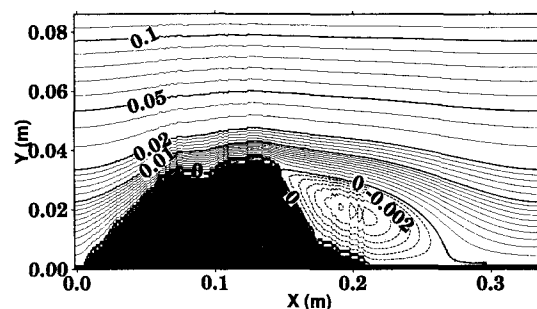
図-13 は渦度の空間分布を示したものである。図の (a), (b), (c) はそれぞれ図-11 の流速分布解析結果の図に対応している。いずれの渦度分布図においても対象領域では負の渦度が支配的で正の渦度はほとんど見られなかった。この渦度分布図のうち図-13(a) の砕波瞬間では特に波峰に強い負の渦度が集中しており、この渦度が風下側に流下し広く分布している。ただし剥離

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-12(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。図-13(b) の砕波発生後でも図-13(a) と同様な渦度分布が見られるが、波頂部での負の渦度はわずかに弱くなる。一方、図-13(c) の砕波進行時では、風波境界全体で (a), (b) 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、ここで他のケースに比べて強い渦度が生じたのは図-11 に示すように主流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なる。

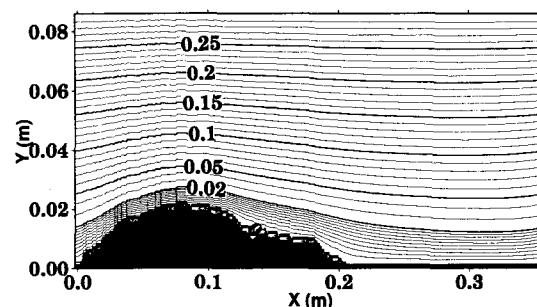
以上から、砕波する瞬間や砕波が若干進行した場合には波頂付近に気流の剥離点を確認でき風波の風下側で明確な剥離域が形成されるが、白波砕波が進み波高が小さくなると気流の剥離は見られなくなった。またこの剥離渦は風波が砕波した後若干大きく強くなって



(a) 風波が砕波する瞬間

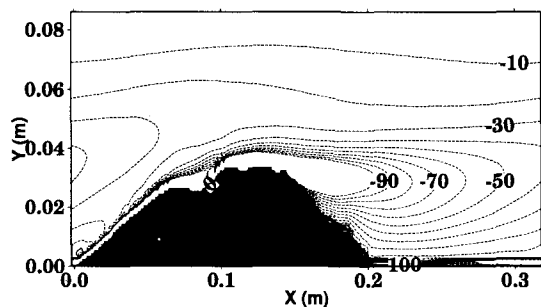


(b) 砕波が若干進行した場合

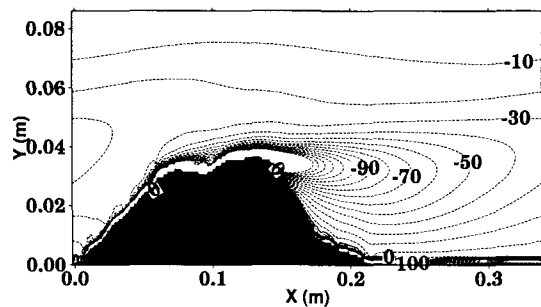


(c) 進行しつつある白波砕波

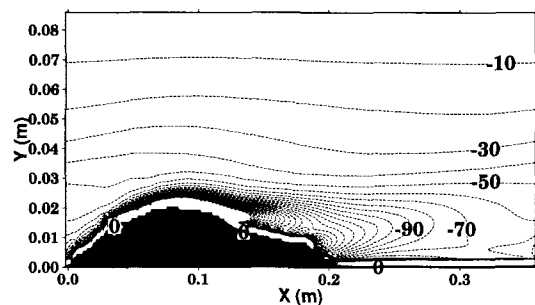
図-12 流れ関数の空間分布



(a) 風波が砕波する瞬間

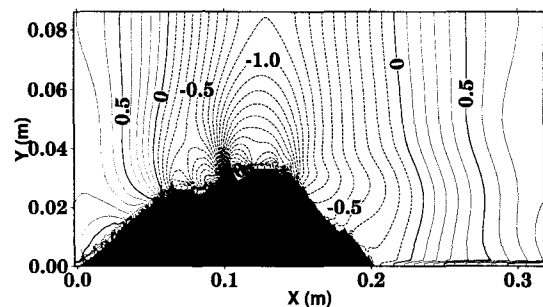


(b) 砕波が若干進行した場合

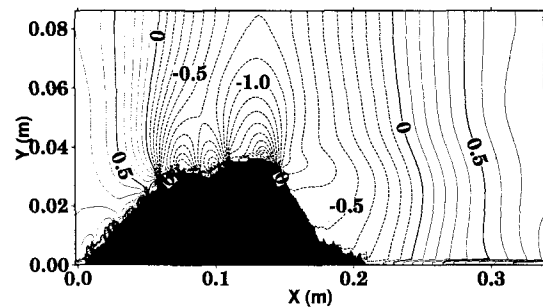


(c) 進行しつつある白波砕波

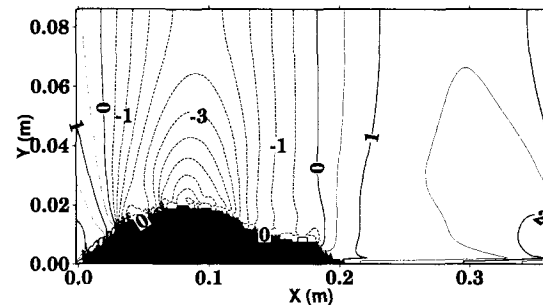
図-13 渦度 ω (s^{-1}) の空間分布



(a) 風波が砕波する瞬間



(b) 砕波が若干進行した場合



(c) 進行しつつある白波砕波

図-14 圧力 p (Pa) の空間分布

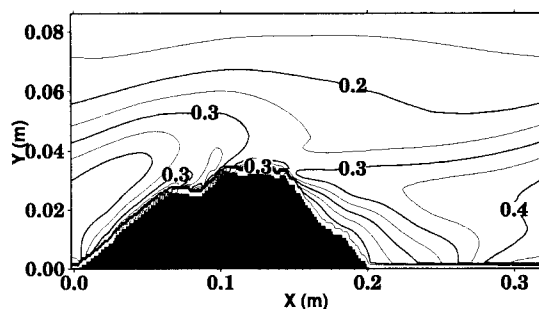
いた。渦度の集中は、特に風波の風上側の底面近傍と波頂部で強く、剥離渦とは逆に砕波した後は弱くなる。ただし波峰から風下側において渦度の強い領域は剥離領域には直接は対応していなかった。

4.3 風波砕波境界面上の気流による圧力分布特性

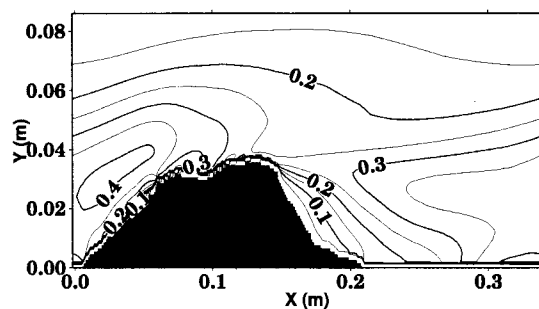
図-10 に示すそれぞれの波形上を流れる気流の圧力の空間分布を図-14 に示す。なお、ここでの圧力は図-3(a) および図-6(b) と同様に動圧のみを示している。いずれの計算結果においても波頂部付近に最大の負圧が生じ、波の背面では正圧、波頂部より風下では負圧が作用していることが分かる。気流の剥離を伴った図-14(a) や (b) での圧力分布を見ると、剥離を伴わない図-14(c) での圧力分布とは違い、等圧線が鉛直方向に大きく湾曲していることがわかる。図-12 での流れ関数の分布を考慮すると、気流の剥離によって圧力分布にも影響が出てきたのではないかと考えられる。

4.4 風波砕波境界面上の気流の乱流特性

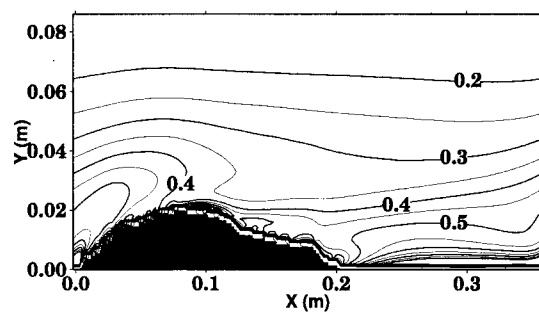
図-15 に図-10 のそれぞれの白波砕波波形上の乱流エネルギー k の空間分布を示す。図-15(a), (b), (c) いずれのケースにおいても、波の背面付近で、強い乱れエネルギーが分布していることが分かる。しかし、剥離領域を形成している図-15(a), (b) では剥離領域での乱れエネルギーは波の背面付近での乱れエネルギーに比べ弱い。この様に、剥離を伴う風波砕波時のような場合には、剥離によって生じる乱れエネルギーよりも、速度勾配が大きい波の背面付近で生成される乱れエネルギーの方が卓越しているのではないかと考えられる。これに対して明確な剥離領域を形成していない図-15(c) では図-15(a), (b) 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-13(c) 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



(a) 風波が砕波する瞬間

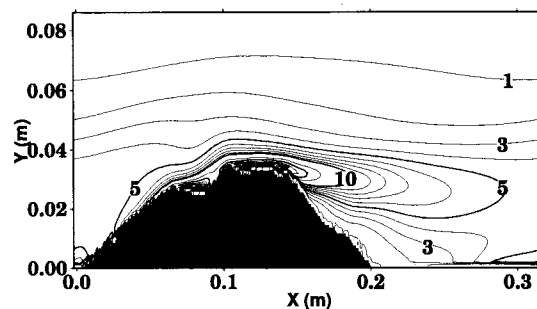


(b) 砕波が若干進行した場合

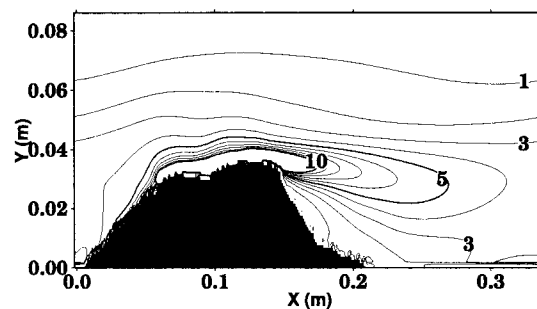


(c) 進行しつつある白波砕波

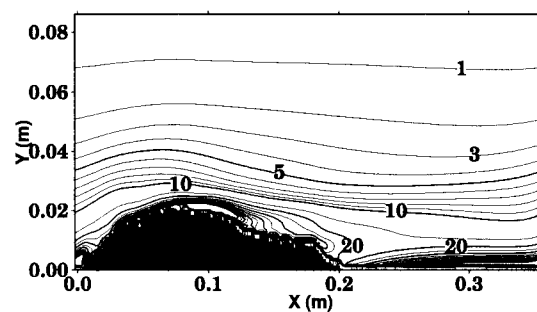
図-15 乱流エネルギー k (m^2/s^2) の空間分布



(a) 風波が砕波する瞬間



(b) 砕波が若干進行した場合



(c) 進行しつつある白波砕波

図-16 エネルギー散逸率 ε (m^2/s^3) の空間分布

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-16に図-15の各図に対応するエネルギー散逸率 ε の空間分布を示す。図-16(a), (b) 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-12(a), (b) 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。これに対して図-12(c) 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-16(a), (b) では剥離領域が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、この(c)のケースでは明確な剥離領域が存在せずに、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存在しなかったと考えられる。そのためこの図-16(c)では底面上に強いエネルギー散逸率を示す領域が存在している。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。

本節では冒頭にも記したように、2次元数値モデルを用いて実際の風波砕波上の気流特性の解析を行なっている。しかし実際の気流ではその3次元性が無視できない可能性がある。それは図-7に示すように横断方向一様な波面上でも縦渦などの流れの3次元構造が現れており、さらに実際の風波砕波は3次元現象でありその水面形も強い3次元性を有していることから、風波砕波上の気流には波面3次元形状に起因する強い3次元構造を有していると想像できる。しかしながら今回用いた水面形には横断方向の情報が無かったためにこの波面の3次元性による気流の3次元特性やその影響について検討することができなかった。この点については今後も検討する必要がある。

また、風から波浪場および海面下へ輸送される運動量等を定量的に評価するには、一般座標系の導入や式(2)、式(4)および式(5)内の移流項の高次スキームの導入と言った数値モデルの高精度化も考慮すべき課題

である。

5. 結語

本研究では、発達した風波上の気流特性や気流・波浪間のエネルギー輸送機構について明らかにすることを試みた。

そのためにまず、乱流モデルに $k-\varepsilon$ モデルを用いた、海面境界近傍の気流場を再現する鉛直 2 次元および 3 次元数値モデルを構築した。それにより、正弦波形状および実際の室内実験により得られた強風下での風波の砕波波形上の気流場の数値実験を試みた。そして、得られた結果を基に、流速分布や渦度分布のほか、圧力分布や乱流エネルギー、エネルギー散逸率などの分布から海面上の気流、乱流特性について検討した。

3 次元解析では、定常状態では、奥行き断面の流速分布は大きな変化は見られず二次元性が強い流れが形成されている。しかし、横断断面においては縦渦構造が流れの 3 次元構造が存在することが分かった。

風波波形を用いた数値実験では、風波波形の非対称性が強い場合、正弦波形状では見られなかった広い範囲の剥離域が生成されていることが分かった。また、この気流の剥離が圧力分布や乱れエネルギー等の乱流特性に影響を与えることが分かった。

参考文献

- 1) Kawai, S.: Structure of air flow separation over wind wave crests, *Boundary Layer Meteorology*, 23, pp.503–521, 1982.
- 2) Kawamura, H. and Y. Toba: Ordered motion in the turbulent boundary layer over wind waves, *J. Fluid. Mech.*, vol.197, pp.105–138, 1988.
- 3) 水谷夏樹・佐藤裕司・橋本典明: 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, 2002.
- 4) 藤間功司・正宝敏彦・林健二郎・重村利幸: 水面波上の風の場合の数値計算, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp.165–169, 1990.
- 5) 藤間功司・正宝敏彦・林健二郎・重村利幸: 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, 1992.
- 6) P. Cherukat, Y. Na., T.J. Hanratty, and J.B. McLaughlin: Direct numerical simulation of a fully developed turbulent flow over a wavy wall, *Theoret. Comput. Fluid. Dynamics*, Vol.11, pp.109–134, 1998.
- 7) Gent, P.R. and P.A. Taylor: A numerical model of the air flow above water waves, *J. Fluid. Mech.*, Vol.77, Part 1, pp.105–128, 1976.
- 8) 梶島岳夫: 乱流の数値シミュレーション, 養賢堂, 255p, 1999.
- 9) 平野博之: 流れの数値計算と可視化 -Tecplot で見る流体力学-, 丸善, 208p, 2001.

(2004 年 4 月 16 日 受付)