

平均海面仮定に基づく強風下吹送流のバースト層モデル

村上智一*・久保田踊児**・安田孝志***

強風下では発達した風波によって水面が白波に覆われ、ベキ則層（バースト層）が平均水面直下に生成される。本研究では、強風下吹送流を適切に扱うために、二重床風洞水槽を用いた水理実験を行い、平均水面までの水平流速の鉛直分布を求め、これを基にしてバースト層生成の原因となる碎波応力をモデル化し、平均海面仮定に基づくバースト層モデルを開発した。そして、SOLA 法によってその再現計算を行い、従来の数値計算では再現できなかったバースト層内の急峻な流速の鉛直分布を含めて実測分布が再現できることを明らかにし、モデル化が適切であることを実証した。

1. 緒 言

強風下の海水流動は、高潮や大規模海浜変形、内湾の環境変化などの問題を引き起こす。その原因となる強風下では、発達した風波碎波によって水面が白波に覆われ、吹送流の全輸送量の 2～3 割を占めるベキ則層（バースト層）が平均水面直下に生成されることが明らかとなって来た (Ogasawara・Yasuda, 2004)。そのため、強風下の海水流動の取扱いにおいては、実測データに基づいてバースト層生成の原因となる碎波応力を正しくモデル化する必要がある。しかし、発達した風波による水面変動のために、波谷面より上の速度場をオイラー的に連続計測することができず、平均水面と波谷面の間が欠測領域となり、モデル化の大きな障害となっている。それ故、平均海面仮定の下で強風下吹送流を扱う場合、波峰から波谷までに分布する乱流成分を水平方向のみならず鉛直方向にも平均化することによって、バースト層モデルを構築する必要がある。

また、これまでの碎波応力のモデル化は $k-\epsilon$ モデルや Mellor-Yamada 乱流モデルの水面境界条件において碎波の効果を取込み、渦粘性係数に反映させるものであった (Benilov, 1991; Mellor・Blumberg, 2004)。しかし、碎波乱流は平均流起源ではなく、碎波による擾乱乱流であるために、平均流の速度勾配と関係付けたブジネスクの渦粘性仮定によって碎波乱流を表すことは難しい。

そこで本研究では、流速成分を平均流成分、平均流起源の乱流成分および粘性流体中の波動運動と碎波起因の乱流成分にそれぞれ分けて扱い、前者の平均流起源の乱流成分はブジネスクの渦粘性仮定によって表し、後者の波動・碎波起因の乱流成分は碎波応力項としてレイノルズ方程式に付加する形で新しくモデル化する。そして、

二重床風洞水槽を用いた水理実験を行い、吹送流の全流量および波谷面以深の水平流速の鉛直分布を求め、水平流速の鉛直積分値が全流量に一致するように、平均水面までの水平流速の鉛直分布を確定する。これを基に碎波応力項の定式化を行い、平均海面仮定に基づくバースト層モデルを開発する。最後に、スタガード格子を用いた数値計算のために平均化碎波応力項を導入し、これを用いた SOLA 法によって二重床風洞水槽の実験結果の再現計算を行い、モデル化が適切であることを実証する。

2. 実験の概要

実験は、風洞水槽(長さ=15.4 m, 幅=0.4 m, 高さ=1.0 m)内に水槽両端部での流量の連続性を満たすためのアクリル製循環用管路(長さ=9.16 m, 幅=38 cm, 内径高 $h_c=10$ cm)を設置した二重床風洞水槽を用いて行った(図-1)。この二重床風洞水槽を用いることによって、従来の両端閉境界の有限水路では計測不可能であった純粋な戻り流れが下段水路の流れとして検出でき、風応力のみによって生じる真の吹送流の流速や流量の計測が可能となっている(小笠原ら, 2002)。実験では水槽の全水深を 60 cm に固定し、風洞入口での基準風速 U_r を 6.7, 10.4 および 12.0 m/s と変化させ、高速度ビデオカメラと 5 W 半導体レーザーを用いて水粒子速度を計測した。そして、微小変動量の解析が可能な階層的相関法(小笠原ら, 2004)による PIV 解析によって水粒子速度を求めた。

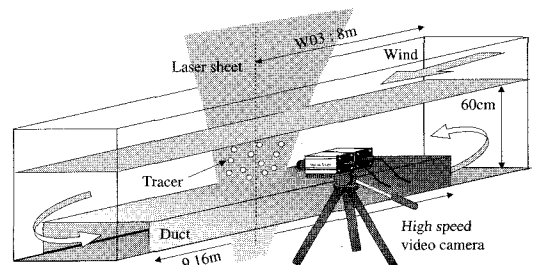


図-1 二重床風洞水槽の概略

* 学生会員 修(理) 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 修(工) (株)ハイドロソフト技術研究所

*** フェロウ 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

3. 水平流速のモデル式

強風時の海面直下に生成されるバースト層では、水平流速の鉛直分布がベキ則に従う (Ogasawara・Yasuda, 2004)。そこで、実験によって得られた波谷面以深の水平流速の鉛直分布に次式のベキ則を回帰させるとともに、その積分値が実験によって求めた吹送流の全流量に一致するように $L^{1-\beta}T^{-1}$ の次元を持つ α 、無次元量 β および長さの次元を持つ γ をそれぞれ決定し、平均水面と波谷面の間の欠測領域を補った。

$$\bar{u} = \alpha(\gamma - z)^\beta \quad (1)$$

また、支配定数については、次元を無視した数値のみで回帰させ、次式のように定式化した。

$$\alpha = -1.22 \times 10^{-4} U_r^2 + 8.91 \times 10^{-3} U_r + 1.35 \times 10^{-3} \quad (2)$$

$$\beta = -7.93 \times 10^{-5} U_r^2 - 1.10 \times 10^{-3} U_r - 0.16 \quad (3)$$

$$\gamma = \exp(-14.54) \times U_r^{2.46} \quad (4)$$

いずれの回帰式も両辺の次元は一致せず、単に数値のみの関係を与えるに過ぎないが、ほぼ風速 $U_r = 6.7$ m/s $\sim$ 12.0 m/s の範囲内であれば任意の風速条件から強風下吹送流の水平流速 $\bar{u}$ の鉛直分布が算出できる。

図-2 は、モデル式 (1) によって求めた水平流速の鉛直分布と実験値を比較したものである。これよりモデル式は、全ての風速において実験値を適切に表していることがわかる。また、波谷面以浅においてモデル式の流速は急増しているが、これによって吹送流の全流量が実験結果と一致するようになる。

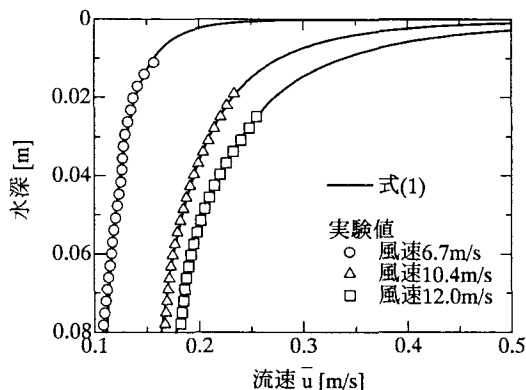


図-2 モデル式 (1) によって求めた水平流速 $\bar{u}$ の鉛直分布と実験値の比較

4. バースト層モデル

碎波を伴う吹送流の流速成分 u を平均流速成分 $\bar{u}$ から

のカスケード成分 (低周波乱流成分) u_i と波動・碎波による乱流成分 (高周波乱流成分) u_t に分けて扱い、

$$u = \bar{u} + u_i + u_t \quad (5)$$

とする。これを Navier-Stokes 方程式に代入してレイノルズ平均則を適用する。その際、異なる周波数帯の流速成分の相互相関は 0 と扱えることを実測データに基づいて確認しており (村上ら, 2005)、 x 方向のレイノルズ方程式は次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{D\bar{u}}{Dt} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \nabla^2 \bar{u} \\ & - \left(\frac{\partial \overline{u_i u_i}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u_i v_i}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u_i w_i}}{\partial z} \right) \\ & - \left(\frac{\partial \overline{u_t u_t}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u_t v_t}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u_t w_t}}{\partial z} \right) \quad (6) \end{aligned}$$

右辺第 3 項は、平均流起源のレイノルズ応力項であるので乱れを平均流の速度勾配と関連付けたブジネスクの渦粘性仮定を用い、例えば $-\overline{u_i w_i}$ については次式のように表示する。

$$-\overline{u_i w_i} = \nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (7)$$

これに対して右辺第 4 項は、バースト層生成の原因となる波動・碎波起因の高周波レイノルズ応力項である。そして、バースト層は有義波高程度の極く薄い層であることから (Ogasawara・Yasuda, 2004)、 $\partial/\partial x, \partial/\partial y \ll \partial/\partial z$ であり、その結果、 $\partial(-\overline{u_i w_i})/\partial z$ のみがバースト層生成に関係することになる。そこで、これを碎波応力項 D_b として次式のように定義する。

$$D_b \equiv \frac{\partial(-\overline{u_i w_i})}{\partial z} \quad (8)$$

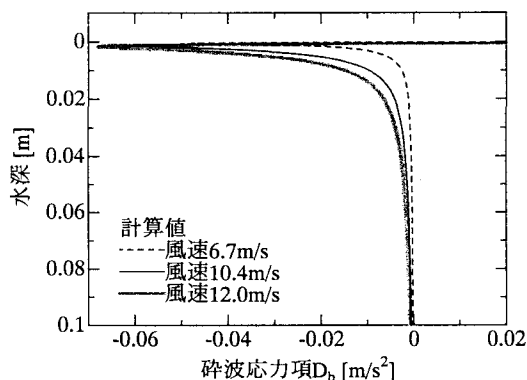
以上より、式 (6) は、

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) + D_b \quad (9)$$

となる。これがベキ則に従う水平流速 $\bar{u}$ を記述できるバースト層モデルとなる。

5. 碎波応力項の定式化

実験によって平均水面までの $-\overline{u_i w_i}$ の値を知ることができれば、これを式 (8) に代入して碎波応力項 D_b を求めることができるが、平均水面までの $-\overline{u_i w_i}$ の値を得ることは前述したように不可能である。そこで、平均水面までの水平流速 $\bar{u}$ の鉛直分布を与える式 (1) を用い、逆問題として D_b の定式化を行った。式 (9) に対して、実験条件に合わせて定常平衡状態および水平変化率 $\ll$ 鉛直変化率の仮定を適用し、それに式 (1) を代

図-3 式 (12) によって求めた碎波応力項 D_b の鉛直分布

入することにより次式を得る。

$$D_b = -\frac{\partial}{\partial z} \{-\nu_t \alpha \beta (\gamma - z)^{\beta-1}\} + \phi \quad (10)$$

ここで、 ϕ はオーダー的に微小であるとして無視した項を総括したもので、以下では $\phi \approx 0$ として扱う。また、 ν_t は渦動粘性係数であるが、これは前述の実験条件の仮定に則した混合距離理論を基に次式で与えることにした。

$$\nu_t = \kappa u_* (-z + z_0) \quad (11)$$

これを式 (10) に代入することにより、碎波応力項 D_b は次式のように表示される。

$$D_b = -\kappa u_* \alpha \beta (\gamma - z)^{\beta-1} \cdot \{1 + (-z + z_0)(\beta - 1)(\gamma - z)^{-1}\} \quad (12)$$

ここに、 κ はカルマン定数、 z_0 は粗度長である。

図-3 は、このようにして求めた D_b の鉛直分布を示したものである。この図から、 D_b は水面の極く近傍のみで正の値であり、それ以外は負の値となっていることがわかる。そして、このことから、碎波応力は極く表層では $\bar{u}$ に対して非常に強い駆動力となり、逆に極小点より下では速度差に対する抵抗力として作用することになる。また、風速が大きくなるほど D_b の鉛直分布は急峻なものとなっていることもわかる。

式 (8) より D_b を鉛直積分したものが高周波レイノルズ応力であるので、式 (12) を鉛直積分して求めた高周波レイノルズ応力と実験値を比較したものを図-4 に示す。風速 6.7 m/s ではマイクロ碎波が発生するものの水面はさざ波状態の非碎波時とみなせるものであり、高周波レイノルズ応力の実験値は、鉛直一様にほぼ 0 となっている。そして、計算値は、水面の極く近傍で僅かながら極小点を持つものの実験値と良く一致している。これに対し、碎波時である風速 10.4 m/s および 12.0 m/s の実験値は、水深 0.04 m 付近に極小点を持ち、それ以下で急増していることがわかる。そして、底面からこの極小点までは、実験値と計算値の分布は良く一致してい

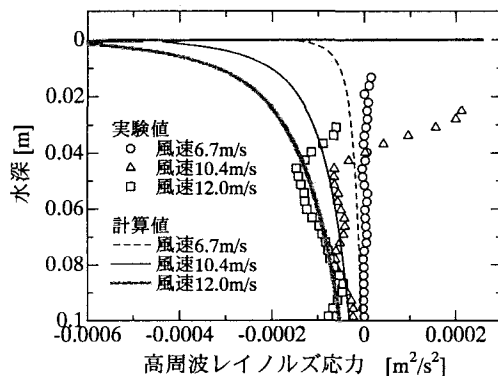


図-4 式 (12) を鉛直積分することで求めた高周波レイノルズ応力の鉛直分布と実験値の比較

る。しかし、それ以下では、実験値と計算値に隔たりがあり、計算値の極小点は水面の極く近傍に位置し、その値も実験値に比べると非常に小さいものである。この理由の一つは、式 (10) において $\phi \approx 0$ として扱ったことに起因しており、もう一つの理由は、計算値が平均海面仮定に基づいて求められた為であると考えられる。

波峰から波谷で発生する乱流についてはオイラー的連続計測が不可能であることから、実験値はそれ以下で深の乱流場の計測によって得られたものであり、その結果が図-4 の実験値である。したがって、波谷面以下の実験値は実現象そのものを表していると考えて良い。これに対して、計算値は平均海面仮定の下でバースト層内のベキ則に従う水平流速を表すことを目的として得られたものであり、平均水面までの水平流速の鉛直分布を仮想的に与える式 (1) に基づき、波峰から波谷までに分布する乱流成分を水平方向のみならず鉛直方向にも平均化して算出されたものである。このため、波谷面を含む水面付近では、実験値と計算値の算出条件が異なっており、それらの値に隔たりが生じるのは当然と言える。

こうしたことから、平均海面仮定を用いて数値計算を行う場合、仮に高周波レイノルズ応力の実験値を水面まで外挿し、それを式 (8) に代入して D_b の値を求めても、バースト層内のベキ則に従う水平流速を表すことはできない。実際には、平均海面仮定に基づく式 (12) によって求めた D_b の値を用いることによってベキ則に従う水平流速を表すことができるようになる。このことは、実際に数値計算を行う 6. において実証する。

図-3 に示されるように D_b は非常に急峻な分布であり、数値計算を行う際にはこの急峻な変化を表現できるように鉛直解像度を十分に高くする必要がある。そこで、実用上の観点から、低解像度の数値計算でも碎波応力の効果を水平流速に適切に反映させることができるように、次式の平均化碎波応力項 $\bar{D}_b$ を導入する。

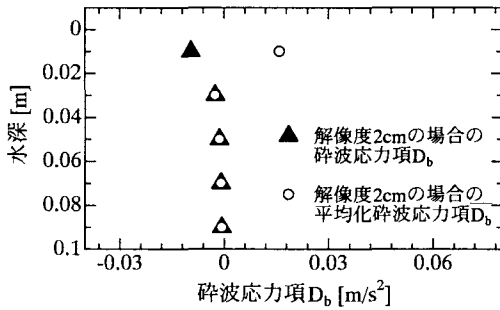


図-5 風速10.4 m/sにおける鉛直解像度2 cmの平均化碎波応力項 $\overline{D_b}$ と碎波応力項 D_b の比較

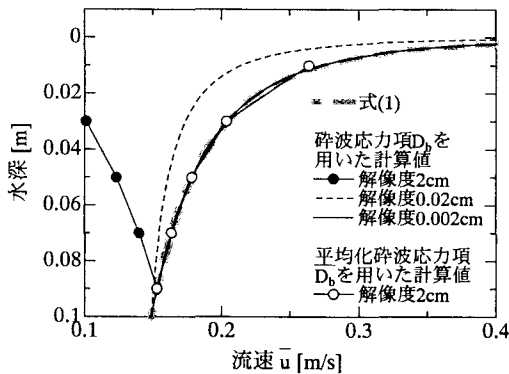


図-6 風速10.4 m/sにおいて $\overline{D_b}$ と D_b をそれぞれ用いて計算した水平流速 $\overline{u}$ の比較

$$\overline{D_b} = \kappa u_* \alpha \beta \{ (-z_2 + z_0)(\gamma - z_2)^{\beta-1} - (-z_1 + z_0)(\gamma - z_1)^{\beta-1} \} / \Delta z \quad (13)$$

これは、スタガード格子においてハーフレベルで定義される D_b を、その格子の下端 z_1 から上端 z_2 まで積分し、格子間隔 Δz で割ることで、 D_b を格子間平均したものである。

図-5 は、風速10.4 m/sにおいて、式(13)によって算出した鉛直解像度2 cmの平均化碎波応力項 $\overline{D_b}$ と式(12)によって算出した D_b を比較したものである。平均水面からの第1選点（平均水面下1 cm）において $\overline{D_b}$ の値は D_b の値を大きく上回っていることがわかる。これは、平均化によって選点より上層で急増する D_b が加わったためである。

図-6 は、風速10.4 m/sにおいて次式のバースト層レイノルズ方程式

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \right) + D_b \quad (14)$$

を有限差分法で離散化し、初期条件を静水状態として定常状態になるまで計算を行い、水平流速 $\overline{u}$ の鉛直分布を示したものである。その際、鉛直解像度を2 cm とし

た平均化碎波応力項 $\overline{D_b}$ を用いたものと鉛直解像度を2 cm、0.02 cm、0.002 cmとしたこれまでの D_b を用いたものとを比較した。また、式(14)の定常状態の解析解は、式(1)となるため、これも比較のために図示した。この図から、鉛直解像度が2 cmの計算結果では、水面に向かって流速が減少し、式(1)と逆の分布となることがわかる。また、鉛直解像度が0.002 cmの計算結果でも式(1)の急峻な鉛直分布は現れていない。しかし、鉛直解像度が0.002 cmになると、計算結果は式(1)と良く一致するようになる。このことから、碎波応力項 D_b を用いて適切に数値計算を行うためには、鉛直解像度を0.002 cm程度にする必要があることがわかる。これらに対して、平均化碎波応力項 $\overline{D_b}$ を用いた数値計算では、鉛直解像度2 cmであっても式(1)と数値計算の値が良く一致しており、その有効性がよくわかる結果となっている。

6. 実験結果の再現計算

実験結果の再現計算を行うために、数値風洞水槽を開発する。基礎方程式は鉛直2次元の連続式および式(9)のバースト層レイノルズ方程式とする。また、碎波応力項は式(13)を用いて算出し、平均流起源の乱流成分の渦粘性係数は、 $k-\epsilon$ モデルで与える。そしてこれらの方程式をスタガード格子を用いた有限差分法で離散化し、SOLA法を用いて解を求めた。

数値風洞水槽は、実験で用いた二重床風洞水槽（図-1）と同スケールとし、下段水路も同様に設けた。そして、タイムステップを0.001秒、水平解像度を0.3 m、鉛直解像度を0.025 m、初期条件を静水状態として定常状態になるまで計算を行い、実験の測点W03と同じ位置での水平流速 $\overline{u}$ を実験値と比較した。

図-7 は、非碎波時である風速6.7 m/sにおける水平流速 $\overline{u}$ の数値計算結果と実験値の鉛直分布を比較したものである。ただし、風速6.7 m/sは非碎波時であるので碎波応力項は用いていない。この図から、非碎波時であれば碎波応力項を用いない従来の計算方法であっても、実験結果を精度良く再現できることがわかる。このことから、本研究で開発した数値風洞水槽は妥当なものであると判断できる。

図-8 は、碎波時である風速10.4 m/sにおける水平流速 $\overline{u}$ の数値計算結果と実験値の鉛直分布を比較したものである。ここでは、比較のために碎波応力項を用いた場合（ D_b 有り）と碎波応力項を用いない場合（ D_b 無し）の計算結果を示している。これより、 D_b 無しの従来の計算では、強風下吹送流の特徴である平均水面直下の急峻な鉛直分布を持つバースト層（水深5.5 cm程度）を再現できないだけでなく、下層での分布に対して再

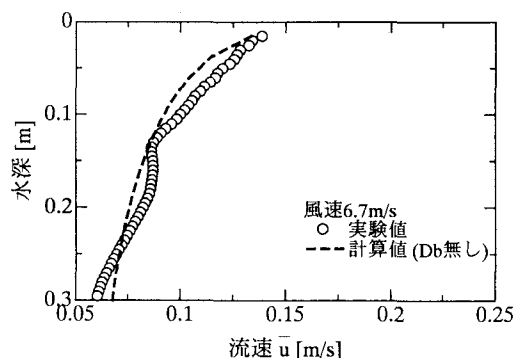


図-7 風速6.7 m/sにおける水平流速 $\bar{u}$ の計算値と実験値の鉛直分布の比較

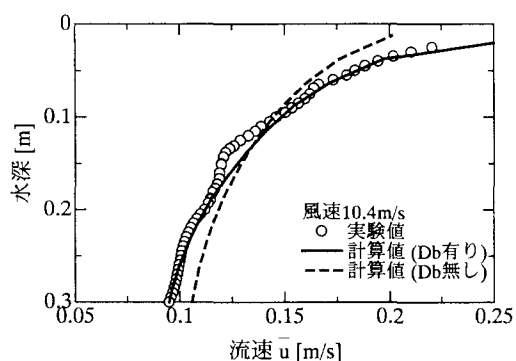


図-8 風速10.4 m/sにおける水平流速 $\bar{u}$ の計算値と実験値の鉛直分布の比較

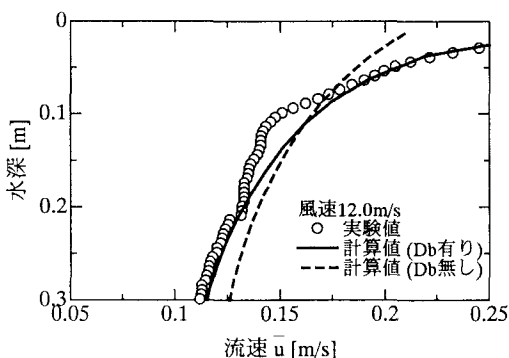


図-9 風速12.0 m/sにおける水平流速 $\bar{u}$ の計算値と実験値の鉛直分布の比較

現が不十分なことがわかる。また、上層で過小評価、下層で過大評価となっていることもわかる。これに対して、 D_b 有りの計算では、ベキ則に従う急峻な鉛直分布を持つバースト層のみならず、下層まで実測分布を適切に再現していることがわかる。これは、前述したように碎波応力が極く表層では非常に強い駆動力となり、逆にそれ以深では抵抗力として作用するためである。

図-9 は、碎波時である風速12.0 m/s における水平流

速 $\bar{u}$ の数値計算結果と実験値の鉛直分布を比較したものである。この図からも、 D_b 無しの従来の計算では、バースト層（水深7.5 cm 程度）内のベキ則に従う水平流速を表せず、下層でも流速が過大評価となることがわかる。そして、 D_b を用いることでベキ則に従う急峻な水平流速を計算することができ、さらにはバースト層以深の流速の計算精度も改善されることが明らかとなった。以上の結果より、本研究で行った碎波応力項を含めたモデル化が適切であると判断できる。

7. 結 語

強風下吹送流を適切に扱うために、二重床風洞水槽を用いた水理実験の結果に基づいて、平均水面までの水平流速の鉛直分布を求め、これをターゲットにしてバースト層生成の原因となる碎波応力をモデル化し、平均海面仮定に基づくバースト層モデルを開発した。そして、数値計算のために平均化碎波応力項を導入し、これを用いてレイノルズ方程式をSOLA法によって解き、二重床風洞水槽の実験結果の再現を行った。その結果、従来の数値計算ではバースト層の特徴である急峻な流速の鉛直分布が再現できなかったのに対し、バースト層モデルではこれが再現でき、ここで行ったモデル化が適切であることが確認できた。このモデルにはなお改善すべき点があるものの、平均海面仮定に基づいて開発されていることから、実海域スケールの計算にも適用可能であり、台風来襲時の海水流動予測や高潮の推算精度の向上につながることを期待できる。

謝辞：本研究は科学研究費（B）（2）16360243による成果であることを付記し、ここに謝意を表する。

参 考 文 献

- 小笠原敏記・安田孝志・武田真典・大澤輝夫(2002)：碎波を伴う強風下の吹送流の流速の鉛直分布と全流量について，海岸工学論文集，第49巻，pp. 321-325.
- 小笠原敏記・久保田踊児・安田孝志(2004)：ベキ則に従う強風下吹送流の生成とバースト層の役割，海岸工学論文集，第51巻，pp. 76-80.
- 村上智一・久保田踊児・林 雅典・安田孝志(2005)：ベキ則に従う強風下海洋表層の渦動粘性係数の算出法について，海岸工学論文集，第52巻（印刷中）.
- Benilov, A. Yu.(1991): Turbulent boundary layers in the ocean and atmosphere in interaction, Stevens institute of technology, Hoboken, NJ.
- Mellor, G. L. and A. F. Blumberg(2004): Wave Breaking and Ocean Surface Layer Thermal Response, J. Phys. Oceanogr., Vol. 34, No.3, pp. 693-698.
- Ogasawara, T. and T. Yasuda (2004): Mass flux and vertical distribution of currents caused by strong winds in a wave tank, J. Phys. Oceanogr., Vol. 34, No.12, pp. 2712-2720.