

強風時海面下に形成される非対数則層のレイノルズ応力のモデル化

Modeling of Reynolds Stress in the Non-Logarithmic Layer Generated under Strong Winds Affected Sea Surface

村上智一¹・吉野 純²・安田孝志³

Tomokazu MURAKAMI, Jun YOSHINO and Takashi YASUDA

This study aims at development of the bursting-layer model which enables us to describe correctly Reynolds stress in a non-logarithmic layer (bursting-layer) generated under the strong winds affected sea surface. The Reynolds stress in the non-logarithmic layer was separated into a low-frequency Reynolds stress that originates from the mean shear flow and a high-frequency Reynolds stress that originates from wind-wave breakers. The thickness of the non-logarithmic layer, the vertical distribution of the horizontal mean velocity, the low-frequency eddy viscous coefficient and so on were formulated to describe the low-frequency Reynolds stress and the high-frequency Reynolds stress. Furthermore, validity of both the Reynolds stress described with the bursting-layer model was verified by performing comparisons with experimental results.

1. はじめに

近年の台風研究によって、台風強度は海水温と極めて高い相関を持つことが明らかにされ、地球温暖化に伴う海水温上昇によって台風が強大化する可能性が高いことが示唆されている (Trenberth, 2007 ; Emanuel ら, 2008 など)。そのため、台風強度の予測精度向上は、防災・減災上の観点からも重要な課題となっている。特に海岸堤防などに対しては、台風強度が高潮・波浪外力を決定するため、災害対策の前提となるこれら施設の性能照査にその予測精度向上は、欠かせないものである。

台風強度の予測精度を向上させるには、台風下の海面境界層のレイノルズ応力をバルク式 (大気海洋相互作用) に反映させ、台風強度を支配する熱フラックス等の計算精度を高めることが必要となる。しかしながら、台風下の海面境界層は、碎波の影響を直接受ける有義波高程度の厚さ (台風下の有義波高は優に10mを超える!) の強乱流場であり、従来の海面境界層理論である対数則では説明不可能な非対数則境界層となる (Kitaigorodskii ら, 1983 ; Ogasawara ・ Yasuda, 2004)。

このような非対数則境界層に対し、Craig ・ Banner (1994), Burchard (2001), Mellor ・ Blumberg (2004) などは、レイノルズ応力などのモデル化を行って来た。これらのモデルでは、非対数則境界層のレイノルズ応力を平均流と渦粘性係数の積 (ブジネスクの渦粘性仮定) で

記述している。しかしながら、碎波の影響を強く受ける非対数則境界層では、平均流起源のせん断乱流よりも碎波やそれに伴う気泡の混入などによる乱流成分が卓越するため (Ogasawara ・ Yasuda, 2004), そこでのレイノルズ応力をブジネスクの渦粘性仮定のみで記述することには問題がある。そのため、これらのモデルでは非対数則境界層のレイノルズ応力を正しく記述することができず、台風下の強風時海面境界層の乱流構造を踏まえたバルク式の提案が困難となっている。

そこで本研究では、Ogasawara ・ Yasuda (2004) および Murakami ・ Yasuda (2008) の風洞水槽実験の結果 (以下では OMY の実験結果と略称) を用いて、非対数則層のレイノルズ応力をブジネスクの渦粘性仮定が適用できる平均流起源の低周波レイノルズ応力と気泡の混入などを含めた碎波・波動起源の高周波レイノルズ応力に分割して取り扱う。そして、これらの両レイノルズ応力の記述に必要な非対数則層の厚さ、平均流の鉛直分布、低周波渦動粘性係数などを決定し、非対数則層のレイノルズ応力を正しく記述できるバースト層モデルを開発する。そして、上述の実験結果とバースト層モデルによる計算値を比較し、このモデルが適切なものであることを実証する。

2. 非対数則境界層の取り扱い

図-1は、Solviev ・ Lukas (2006) による強風時海面下の乱流境界層のスケッチに本研究による非対数則層の取り扱いを併せて示したものである。Solviev ・ Lukas (2006) は、強風時海面下に気泡の混入なども含めた碎波による乱流が卓越する Wave-stirred layer, 乱流拡散の効果が卓越する Turbulent diffusion layer および平均流の鉛

1 正会員 博(工) (独法) 防災科学技術研究所 水・土砂
防災研究部
2 正会員 博(理) 岐阜大学助教 大学院工学研究科環境エ
ネルギーシステム専攻
3 フェロー 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

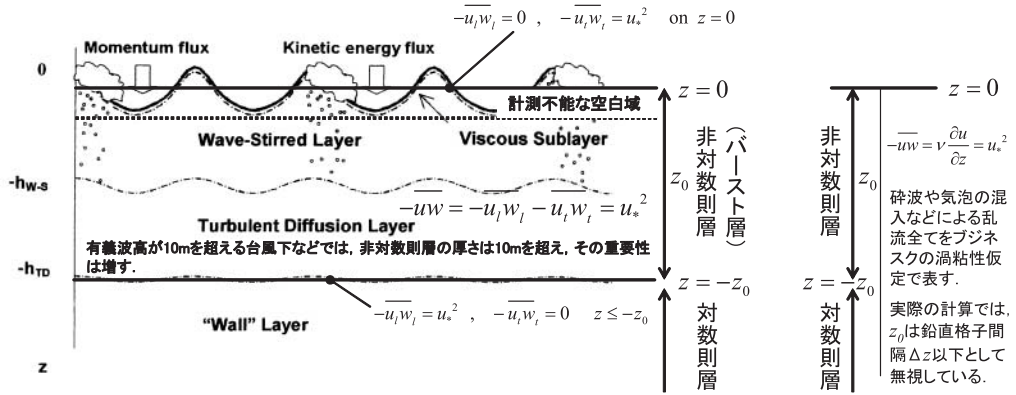


図-1 本研究および従来の乱流モデルでの非対数則層の取り扱い

直分布が対数則に従う Wall layer の 3 つの乱流境界層が存在することを指摘している。そして、海面直下に生成される Wave-stirred layer および Turbulent diffusion layer は、砕波の影響を直接受けるために、対数則層である Wall layer とは大きく異なる乱流特性を持ち、粗度長 z_0 相当の厚さを持つ非対数則層として取り扱う必要があるとしている (Kitaigorodskii ら, 1983; Gargett, 1989; Thorpe, 1992; Ogasawara・Yasuda, 2004 など)。

また、強風時の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計測不能な空白域となる (図-1 (a) 参照)。その結果、波谷面上の乱流成分をレイノルズ平均することができないという問題が発生する。本研究では、この空白域を含めた Wave-stirred layer および Turbulent diffusion layer を Murakami・Yasuda (2008) のバースト層の考え方に従って時間平均化する。このバースト層の考え方では、砕波や気泡等の影響は平均化空間 (海面を平均化して扱うスケールの空間) に全て取り込まれるため、バースト層とは砕波の作用をマクロ的に表したものと見なすことができ、平均化空間スケールにおいて非対数則層に一致する。

バースト層内では、平均流起源のせん断乱流よりも砕波やそれに伴う気泡の混入などによる乱流成分が卓越する。そのため、そこでのレイノルズ応力を平均流と渦粘性係数の積 (ブジネスクの渦粘性仮定) のみで表す従来の記述法 (図-2 (b)) では、バースト層内のレイノルズ応力を正しく扱うことは難しい。そこで、OMY の実験結果に基づき、砕波を伴う吹送流の流速成分 $\mathbf{u}$ を平均流成分 $\bar{\mathbf{u}}$ からのカスケード成分 (低周波乱流成分) $\mathbf{u}_l$ と波動・砕波による乱流成分 (高周波乱流成分) $\mathbf{u}_t$ に分けて扱い、 $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}_l + \mathbf{u}_t$ と定義する。また、起源の異なる様々な乱流成分が混在する風波下の速度場でも、同一周波数

帯の相関テンソル成分のみが有意な値を持つことを OMY の実験結果において確認しており、バースト層のレイノルズ応力は次式的ように表示される。

$$-\overline{uw} = -\overline{u_l w_l} - \overline{u_t w_t} \dots\dots\dots (1)$$

式 (1) は、バースト層のレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ を平均流起源の低周波レイノルズ応力 $-\overline{u_l w_l}$ と気泡の混入などを含めた砕波・波動起源の高周波レイノルズ応力 $-\overline{u_t w_t}$ に分割して取り扱えることを示している。

前者の低周波レイノルズ応力 $-\overline{u_l w_l}$ は、平均流起源のレイノルズ応力であることから、ブジネスクの渦粘性仮定を用いた記述が可能であり、次式的ように記述する。

$$-\overline{u_l w_l} = \nu_l \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \dots\dots\dots (2)$$

ここで ν_l は、低周波渦動粘性係数であり、バースト層内の平均流のせん断乱流のみによって生成されるものである。

一方、バースト層内においては全レイノルズ応力 $-\overline{uw}$ と大気から供給される運動量 u_*^2 が均衡し、 $-\overline{uw} = u_*^2$ の関係が成立すると考えれば、高周波レイノルズ応力 $-\overline{u_t w_t}$ は、式 (1) および (2) の関係より、次式的ように表示できる。

$$-\overline{u_t w_t} = u_*^2 - \nu_l \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \dots\dots\dots (3)$$

以上より、バースト層の厚さ z_0 、水側摩擦速度 u_* 、平均流 $\bar{u}$ の鉛直分布および低周波渦動粘性係数 ν_l が決まれば、バースト層内のレイノルズ応力のモデル化は可能となることが明らかとなった。

3. 非対数則層の厚さ

ここでは、OMY の実験結果を基にバースト層の厚さ z_0 について検討する。

図-2 は、有義波高 H_s を基準として、水深 $z = -H_s/2, -H_s,$

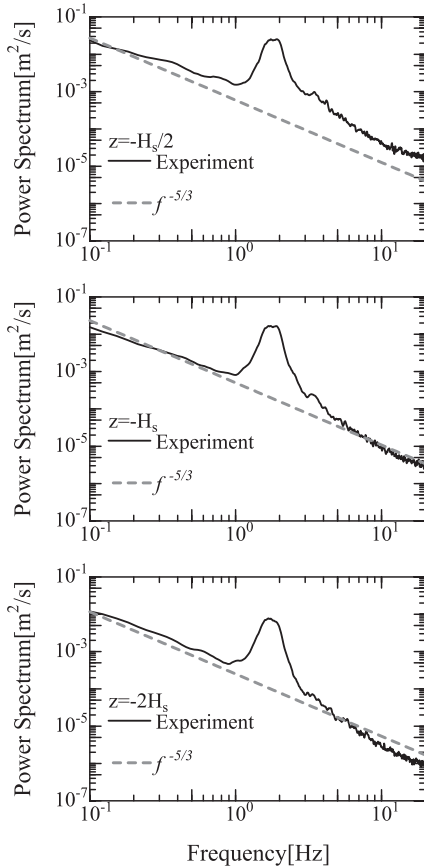


図2 風洞水槽内の水深 $z=-H_s/2, -H_s, -2H_s$ における水平流速スペクトル

$-2H_s$ での水平流速スペクトルを示したものである。ここでは、碎波時であった風速12.0m/sの実験結果（風速：12.0m/s、水深：60cm、計測点：風洞入り口より8m）を示した。また、比較のためにコルモゴロフの-5/3乗則も併せて示した。これらの図より、水深 $z=-H_s$ および $-2H_s$ での流速スペクトルは、波動成分を除いた低周波数帯から高周波数帯までの広い範囲にわたってコルモゴロフの-5/3乗則に従い、慣性小領域にあることがわかる。一方、水深 $z=-H_s/2$ では、低周波数帯はコルモゴロフの-5/3乗則にはほぼ従うものの、高周波数帯はコルモゴロフの-5/3乗則を大きく上回っている。この結果は、碎波による攪乱の影響が有義波高程度の水深までに限られることを示している。このことから本研究では、バースト層の厚さ z_0 を有義波高 H_s と仮定する。

4. 非対数則層内の平均流の鉛直分布

強風時の海面下では、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

なる（図-1（a）参照）。Murakami・Yasuda（2008）は、この欠測領域の流速の鉛直分布を実験によって得られた吹送流の全流量と一致するようにして決定した。

本研究では、この手法に加えて、バースト層と対数則層の境界面（ $z=z_0$ ）において以下の接続条件を満たすようにバースト層内の平均流の鉛直分布のモデル式を決定し、バースト層から対数則層までを連続的に取り扱えるようにする。

バースト層と対数則層の境界面（ $z=z_0$ ）では、次式のと対数則とモデル式の値およびその鉛直勾配が一致して接続される必要がある。

$$\bar{u} = \bar{u}_b - \frac{u_*}{\kappa} \log \left(\frac{-z}{z_0} \right) \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 $\bar{u}_b$ は境界面 $z=z_0$ での平均流速、 κ はカルマン定数である。また、OMYの実験では、大気側の摩擦速度がWu（1980）の式に従うことが確認されている。このことから、本研究では、水側摩擦速度 u_* をWu（1980）の式に加えて大気と水側のせん断応力の連続条件を用いて算出する。

対数則層（ $z \leq -z_0$ ）では、碎波による乱流は存在しないため、式（3）の高周波レイノルズ応力 $-\overline{u_i w_i}$ は、境界面 $z=z_0$ でゼロとなる。また、対数則層での渦動粘性係数 ν は、次式で定義される。

$$\nu = -\kappa u_* z \dots\dots\dots (5)$$

対数則層内では、平均流のせん断乱流によって渦動粘性係数が決定されるため、境界面 $z=z_0$ において、式（5）の渦動粘性係数 ν と低周波渦動粘性係数 ν_l の値が一致する。そして、これらの条件から次式を得る。

$$u_*^2 + \kappa u_* z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = -z_0 \dots\dots\dots (6)$$

以上の接続条件を課し、前述のMurakami・Yasuda（2008）の手法および風速12.0m/sのOMYの実験値を用いると、平均流 $\bar{u}$ のモデル式は次式となる。

$$\bar{u} = \bar{u}_b + \frac{u_*}{\kappa} \exp \left(\frac{-z}{z_0} \right) - \frac{u_*}{\kappa} + \alpha \frac{u_*}{\kappa} \left(\frac{z_0 + \gamma}{-z + \gamma} \right)^\beta \dots\dots\dots (7)$$

ただし、 $\alpha=44.72$ 、 $\beta=2.01$ 、 $\gamma=0.37$ である。これらの定数は、風速12.0m/sのOMYの実験値によって得られたものであるため、この定数を含めたモデル式は、風速12.0m/sのOMYの実験条件のみに適用可能となる。そこで本研究では、風速12.0m/sのOMYの実験値とモデル化による計算値を比較することにした。なお、実測や実験の追加によって様々な条件下のモデル式の定数を得ることができれば、これを用いて様々な条件下の非対数則層のレイノルズ応力の記述が可能となる。

5. 低周波渦動粘性係数

ここでは、バースト層内の低周波渦動粘性係数 ν_l につ

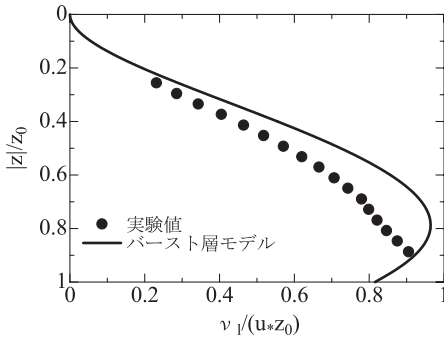


図-3 低周波渦動粘性係数 ν_l の実験値とバースト層モデルによる計算値の比較

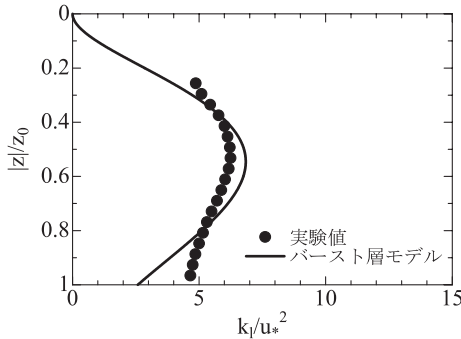


図-4 低周波乱流エネルギー k_l の実験値とバースト層モデルによる計算値の比較

いて検討する。平均流のせん断乱流によって生成される低周波レイノルズ応力 $-\overline{u_i w_i}$ は、混合距離 l と平均流の速度勾配を関係付けた次式の混合距離理論に従うと仮定できる。

$$-\overline{u_i w_i} = l^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

そして、これと式(2)より、次式を得る。

$$\nu_l = l^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (9)$$

次に式(9)において必要となる混合距離 l を決定する。今、海面は平均海面として扱われるため、海面近傍では低周波の水粒子の鉛直運動 $\overline{w_i^2}$ は抑えられ、海面では $\overline{w_i^2} = 0$ となる。ここで、等方乱流を仮定すると、海面では $\overline{w_i^2} = \overline{u_i^2} = 0$ となる。これは、海面での低周波乱流エネルギー k_l がゼロになると同時に、海面での低周波渦動粘性係数 ν_l もゼロとなることを意味している。そして、式(9)において海面での平均流の鉛直勾配が有意な値を持つことは明らかであり、このことから、海面での混合距離 l はゼロとならねばならない。

本研究では、この条件を満たすものとして、プラントルの混合距離 $l = \kappa z$ を仮定する。この仮定は、バースト層内 ($0 \leq z \leq -z_0$) であっても低周波数帯に限れば、

波動や碎波の影響が無視され、さらに平均海面仮定の下では、渦の代表スケールが海面によって規定されるために、海面からの距離と混合距離 l が比例することを考慮してのものである。そして、プラントルの混合距離 $l = \kappa z$ および平均流のモデル式(7)を式(9)に代入したものをバースト層モデルの低周波渦動粘性係数 ν_l とした。

図-3は、バースト層内の低周波渦動粘性係数 ν_l の実験値(OMY)とバースト層モデルによる計算値を比較したものである。これより、バースト層モデルは、低周波渦動粘性係数 ν_l の実験値の鉛直分布をほぼ再現していることがわかる。このことから、上述のプラントルの混合距離の仮定を含めた低周波渦動粘性係数のモデル化が妥当なものであると判断される。

また、低周波エネルギー散逸率 ε_l と平均流起源の乱流エネルギー生成が等しいと仮定し、次式を得る。

$$\varepsilon_l = \nu_l \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (10)$$

これに式(7)、式(9)および次式の関係式を代入すると、

$$\nu_l = c_\mu \frac{k_l^2}{\varepsilon_l} \quad \dots\dots\dots (11)$$

低周波乱流エネルギー k_l の鉛直分布を得ることができる。

図-4は、低周波乱流エネルギー k_l の実験値(OMY)と上述の方法で求めたバースト層モデルによる計算値を比較したものである。これより、低周波乱流エネルギー k_l の計算値は、 $|z|/z_0 = 0.5$ 付近での極大値および水面に向かって k_l が減少する実験値の傾向を正しく再現していることがわかる。このことから、バースト層モデルは、低周波渦動粘性係数 ν_l のみならず低周波乱流エネルギー k_l の記述も可能であることが明らかとなった。

6. 非対数則層のレイノルズ応力

ここでは、これまでに決定したバースト層の厚さ z_0 、平均流 $\bar{u}$ の鉛直分布および低周波渦動粘性係数 ν_l を式(2)および(3)に適用し、バースト層モデルの低周波レイノルズ応力 $-\overline{u_i w_i}$ および高周波レイノルズ応力 $-\overline{u_i w_i}$ を求め、それらについて検討する。

図-5は、低周波レイノルズ応力 $-\overline{u_i w_i}$ および高周波レイノルズ応力 $-\overline{u_i w_i}$ の実験値(OMY)とバースト層モデルによる計算値を比較したものである。これより、バースト層モデルは、低周波および高周波の両レイノルズ応力の実験値を正しく記述していることがわかる。また、 $|z|/z_0 \leq 0.15$ の極く表層では $-\overline{u_i w_i} \geq -\overline{u_i w_i}$ であり、それ以降では $-\overline{u_i w_i} \leq -\overline{u_i w_i}$ となっている。これは、海面から対数則層との境界面 ($|z|/z_0 = 1$) に近づくにつれて、全レイノルズ応力のスペクトルが高周波側から低周波側へ移

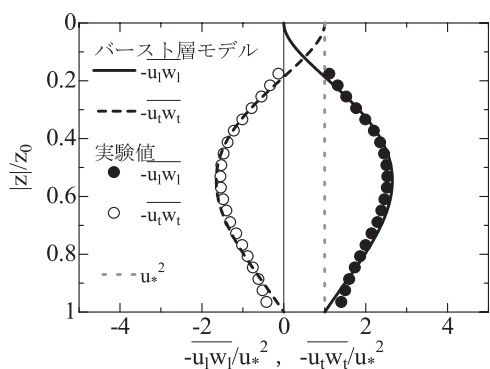


図-5 低周波レイノルズ応力 $-\overline{u_i w_i}$ および高周波レイノルズ応力 $-\overline{u_i w_i}$ の実験値とバースト層モデルによる計算値の比較

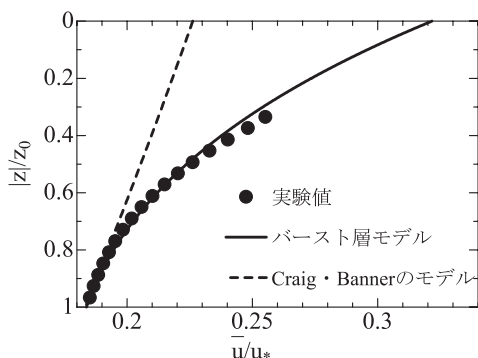


図-6 水平流速 $\bar{u}$ の実験値とバースト層モデルおよびCraig・Bannerのモデル(1994)による計算値の比較

行することを意味し、風からの運動量が波・砕波を介して流れに輸送される物理過程(Mituyasu, 1985)を表しているものと考えられる。

図-6は、バースト層モデルによって計算された水平流速と実験値(OMY)を比較したものである。また、比較のためにCraig・Bannerのモデル(1994)による計算値も併せて示した。バースト層モデルの流速は、Murakami・Yasuda(2008)が提案した低周波レイノルズ応力 $-\overline{u_i w_i}$ および高周波レイノルズ応力 $-\overline{u_i w_i}$ を含めたNavier-Stokes式に前述の図-5のレイノルズ応力を入力することで算出したものである。これより、バースト層モデルは、Craig・Bannerのモデル(1994)では再現不可能なバースト層の流速の急峻な鉛直分布を精度良く再現していることが明らかである。この結果は、バースト層モデルによるレイノルズ応力の記述の妥当性および従来モデルの限界を裏付けるものである。

7. おわりに

本研究では、強風時海面直下に形成される非対数則層(バースト層)のレイノルズ応力を正しく記述するため

に、非対数則層のレイノルズ応力をブジネスクの渦粘性仮定が適用できる平均流起源の低周波レイノルズ応力と気泡の混入などを含めた砕波・波動起源の高周波レイノルズ応力に分割して取り扱った。次いで、非対数則層の厚さ、平均流の鉛直分布、低周波渦動粘性係数などを提案することで、低周波および高周波レイノルズ応力を記述できるバースト層モデルを開発した。そして、これと実験値を比較し、バースト層モデルの妥当性を実証した。

このモデルは、従来のモデルでは記述できなかった非対数則層のレイノルズ応力を記述可能としたものであり、有義波高が10mを超える台風下などでは非対数則層が拡大し、そこでのレイノルズ応力の重要性も増すことから、台風強度予測の精度向上などにバースト層モデルが大きく貢献できるものと考えられる。

謝辞：本研究は、科学研究費基盤研究(B)(2)21360234および若手研究(B)20760325による成果であることを付記し、謝意を表する。

参考文献

- Burchard, H. (2001): Simulating the wave-enhanced layer under breaking surface waves with two-equation turbulence models, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 31, pp. 3133-3145.
- Craig, P. D. and M. L. Banner (1994): Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 24, pp. 2546-2559.
- Emanuel, K., R. Sundararajan, and J. Williams (2008): Hurricanes and Global Warming: Results from Downscaling IPCC AR4 Simulations., Vol. 89, pp. 347-367.
- Gargett, A. E. (1989): Ocean turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 21, pp. 419-451.
- Kitaigorodskii, S. A., M. A. Donelan, J. L. Lumley, and E. A. Terray (1983): Wave-turbulence interactions in the upper ocean. Part II: Statistical characteristics of wave and turbulent components of the random velocity field in the marine surface layer, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 13, pp. 1988-1999.
- Mellor, G., and A. Blumberg (2004): Wave breaking and ocean surface layer thermal response, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 34, pp. 693-698.
- Mitsuyasu, H. (1985): A Note on the Momentum Transfer From Wind to Waves, *J. Geophys. Res.*, Vol. 90, pp. 3343-3345.
- Murakami, T., and T. Yasuda (2008): Bursting-Layer Modeling Based on the Assumption of the Averaged Sea Surface for Strong Wind-Driven Current, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 38, pp. 896-908.
- 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, pp.2712-2720.
- Soloviev, A., and R. Lukas (2006): Near-surface turbulence. *The Near-Surface Layer of the Ocean: Structure, Dynamics and Applications*, Springer, pp. 144-217.
- Trenberth, K. E. (2007): Climate Change - Warmer Oceans, Stronger Hurricanes, *Scientific American*, Vol. 297, pp. 44-51.
- Thorpe, S. A. (1992): Bubble clouds and the dynamics of the upper ocean. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 118, pp. 1-22.
- Wu, J. (1980): Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 10, No. 5, pp. 727-740.