

大気安定度と波浪を考慮した海面せん断応力モデル

山下隆男¹・加藤 茂²・永田祐司³

大気から海洋に輸送される運動量やエネルギーの大部分は流れに入るが, その伝達過程で風波が重要な役割を果たし, 風波は大気から海洋への運動量やエネルギーの輸送効率を非常に高める役割を果たしているといえる。大気・海洋間相互作用において次に重要な要因は大気安定度である。大気の成層構造において温度勾配と浮力の影響の結合は, 相対的に暖かい海に対して冷たい空気は海面を通して熱フラックスを生じさせるので, 乱流混合過程において重要な役割をする。本研究では, 大気安定度と波浪を考慮した海面せん断応力モデルを作成し, これを用いて大渦海岸の広域海浜流の再現計算を行い, その適用性の検証を行った。

1. 緒 言

大気・海洋間のエネルギー輸送機構には波浪が大きく影響する。風による水面波の発達率に関する測定結果からは, 風から輸送される運動量のかなりの部分が波に入っていくことがわかっている。これに対して, 風波が輸送する運動量の風による増加は高々数%に過ぎない。このような結果から, 大気から海洋に輸送される運動量のかなりの部分は, 波に吸収されるが, 波は砕波することによってその大部分を流れに転化すると推論される。砕波による波の運動量フラックスの減少を実験的に計測し, 大規模な砕波が生じる場合には, それが全体の 30%にも達するという実験結果も上記の推論を支持している。このことから, 大気から海洋に輸送される運動量やエネルギーの大部分は流れに入るが, その伝達程度で風波が重要な役割を果たし, 風波は大気から海洋への運動量やエネルギーの輸送効率を非常に高める役割を果たしているといえる。大気・海洋間相互作用において次に重要な要因は大気安定度である。大気の成層構造において温度勾配と浮力の影響の結合は, 相対的に暖かい海に対して冷たい空気は海面を通して熱フラックスを生じさせるので, 乱流混合過程において重要な役割をする。

本研究では, 大気安定度と波浪を考慮した海面せん断応力モデルを作成し, これを用いて大渦海岸の広域海浜流の再現計算を行い, その適用性の検証を行った。

2. 海面せん断応力モデル

(1) 粗度としての波浪の影響

重力加速度 g と空気の摩擦速度 u_* で無次元粗度パラメーター gz_0/u_*^2 が, ピーク周波数の波の位相速度 c_p

で表示した波齢 c_p/u_* の関数として, 次式のような関係が検討されてきた。

$$\frac{gz_0}{u_*^2} = f\left(\frac{c_p}{u_*}\right), \left[f = \left(\frac{u_*}{c_p}\right)^m\right] \dots\dots\dots (1)$$

関数を $(c_p/u_*)^m$ と表示すると, べき数 $m=0$ の時が次式の Charnock (1955) 公式に相当する。

$$\frac{gz_0}{u_*^2} = \alpha_c \dots\dots\dots (2)$$

Hsu (1974) は Charnock 定数 α_c が波形勾配であるとして, 無次元波高と無次元周期との間に 3/2 乗則を仮定して (砕波調節レジームを仮定), この関係を変形すると $m=1/2$ に対応することを示した。わが国では, Toba ら (1990) は $m=-1$ を, Masuda・Kusaba は $m=1$ を提唱しているが, 海面抵抗係数や粗度長 (粗度パラメーター) の変化特性には波齢の単純な関数で表せない多様性があるように思われる。

今, 波速 c で移動する進行波の上に形成される大気の流れを考える。時間平均風速の鉛直分布 $u(z)$ が, 任意の固定面での粗度高さ z_0' を定義して, 次式のような対数分布関数で表されると仮定する。

$$u(z) - c = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0'} \dots\dots\dots (3)$$

ここに, κ : von Karman 定数である。Kitaigorodskii (1973) は進行波面上での粗度の高さスケール h_s を周波数スペクトル $S(\omega)$ を用いて次式で定義し, 進行波上での大気乱流場の粗度高さ z_0 と比例定数 0.028 で関係付ける式を, 提案している。

$$h_s^2 = \int_0^\infty S(\omega) \exp\left(\frac{-2\kappa g}{u_* \omega}\right) d\omega \approx \left(\frac{z_0}{0.028}\right)^2 \dots\dots (4)$$

ここに, $\omega=2\pi/T=2\pi f$: 角周波数, T : 波浪の周期, f : 周波数である。本研究においては, この表示を用い

1 正会員 工博 広島大学教授 大学院国際協力研究科
2 正会員 工博 豊橋技術科学大学助教授 工学教育国際協力研究センター
3 京都大学 工学部地球工学科

て、波浪のスペクトル特性が、海面粗度に及ぼす効果を定式化することを試みる。

発達した風波のスペクトルとして、Phillips のスペクトルを、うねり成分を表すスペクトル形状として、Toba のスペクトルを考える。すなわち、ピーク周波数 ω_p を境に次式の異なるスペクトル形状を仮定する。ここでは、定式化を行うために、積分しやすいスペクトル関数を選んだが、波浪シミュレーション結果を直接用いる場合には、式 (4) に計算結果を直接入れて粗度または海面せん断応力を計算することは可能である。仮定したスペクトル形は次式である。

$$\begin{cases} S(\omega) = \beta g^2 \omega^{-5} & (\omega \geq \omega_p) \\ S(\omega) = a' g u_* (2\pi)^4 \omega_p^{-8} \omega^4 & (\omega < \omega_p) \end{cases} \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 β : Phillips 定数 (0.012), $a' = 0.096 / (2\pi)^3$ である。JONSWAP の観測結果から、Hasselmann らは Phillips 定数 β は波齡の関数であることを指摘しているので、これを次式のように表示する。

$$\beta = A \left(\frac{c_p}{u_*} \right)^m \dots\dots\dots (6)$$

以上の仮定で粗度の高さスケール h_s の表示式を求めると次式ようになる。

$$h_s^2 = \beta \left(\frac{u_*^4}{g^2} \right) \cdot \left[\frac{6}{(2\kappa)^4} \Phi + \frac{(2\kappa)^5}{120} \left(\frac{c_p}{u_*} \right)^9 \Psi \right] \dots\dots\dots (7)$$

ここに、

$$\begin{aligned} \Phi &= \left[1 - \exp \left(- \frac{2\kappa c_p}{u_*} \right) \Omega_1 \right] \\ \Omega_1 &= 1 + \frac{2\kappa c_p}{u_*} + \frac{1}{2} \left(\frac{2\kappa c_p}{u_*} \right)^2 + \frac{1}{6} \left(\frac{2\kappa c_p}{u_*} \right)^3 \\ \Psi &= \exp \left(- \frac{2\kappa c_p}{u_*} \right) \Omega_2 + Ei \\ \Omega_2 &= \left(\frac{u_*}{2\kappa c_p} \right) - \left(\frac{u_*}{2\kappa c_p} \right)^2 + 2 \left(\frac{u_*}{2\kappa c_p} \right)^3 - 6 \left(\frac{u_*}{2\kappa c_p} \right)^4 \\ &\quad + 24 \left(\frac{u_*}{2\kappa c_p} \right)^5 \\ Ei &= \int_{-\infty}^{\frac{2\kappa c_p}{u_*}} t^{-1} e^t dt \end{aligned}$$

式 (7) より、粗度高さスケールが得られれば、Kitaigorodskii の関係から、無次元粗度長は次式で計算される。

$$\frac{z_0 g}{u_*^2} = 0.028 \frac{g}{u_*^2} h_s = G \left(\frac{c_p}{u_*} \right) \dots\dots\dots (8)$$

式 (7) の Φ は「発達した風波」、 Ψ は「うねり」の影響を表している。無次元粗度が得られれば、対数則を仮

定して波浪を粗度として考慮した大気乱流場の海面せん断応力 τ_i を求めることができる。

(2) 波浪せん断応力

一方、波浪が発達するためには大気乱流場からエネルギーをもらわなくてはならない。このために必要なせん断応力を波浪せん断応力 τ_w と考えると、この応力は Nordeng (1991) に従って以下のようにして計算することができる。いま周波数スペクトルを $S(\omega)$ とすると、周波数帯 $d\omega$ の全波浪エネルギーは $dE = \rho_w g S(\omega) d\omega$ なので、その時間変化 $\dot{E} = dE/dt$ は次式である。

$$d\dot{E} = \rho_w g \dot{S}(\omega) d\omega \dots\dots\dots (9)$$

風波が単位時間に受け取るエネルギー $d\dot{E}$ は、その周波数帯での波速 c と波浪が存在することによって大気に作用するせん断応力 (波浪せん断応力) $d\tau_w$ との仕事率に等しいと仮定し、 $d\dot{E} = c d\tau_w$ を適用すると、波浪せん断応力は次式で定義される。

$$\tau_w = \int_{\min}^{\max} \frac{1}{c} \rho_w g \dot{S}(\omega) d\omega \dots\dots\dots (10)$$

ここで、周波数スペクトルの増幅率 $\dot{S}(\omega)$ は、増幅係数を μ とすると、次式で表される。

$$\mu = \frac{1}{\omega S} \frac{dS}{dt} \dots\dots\dots (11)$$

この関係が成立する周波数帯をピーク周波数以上で $c > 5u_*$ までの周波数の成分波と仮定すると、波浪せん断応力は次式で表示される。

$$\tau_w = \rho_w \int_{g/c_p}^{g/5u_*} \mu \omega^2 S(\omega) d\omega \dots\dots\dots (12)$$

Phillips スペクトルを仮定すると、式 (12) は次式となる。

$$\frac{\tau_w}{\rho_a} = \mu \left[-27.5 + 6 \left(\frac{c_p}{u_*} \right) - 0.1 \left(\frac{c_p}{u_*} \right)^2 \right] u_*^2 \dots\dots\dots (13)$$

(3) 大気安定度による海面せん断応力の変化

大気境界層の安定度は、海面でのせん断応力に影響を及ぼすもう一つの要因である。風速、温位、比湿の鉛直勾配によって、自然対流による運動量、熱、水蒸気の鉛直輸送が発生する。運動量は下向きを正に、その他は上向きを正と定義したフラックスを用いる。

混合距離 (長さスケール) は $l = \kappa z$ で定義され、温度の変動は温位 θ の勾配で発生すると考えると、運動量輸送係数 K_M^2 は次式となる。

$$K_M^2 = [w]^2 l^2 = l^4 \left(\frac{dU}{dz} \right)^2 - \gamma \frac{g}{T} l^4 \frac{d\theta}{dz} \dots\dots\dots (14)$$

ここに、 γ は比例係数である。また、運動量輸送係数、温位の勾配はそれぞれ以下のように定義される。

$$u_*^2 = K_M \frac{dU}{dz}, \quad \frac{d\theta}{dz} = -\frac{H}{K_H \rho c_p} \dots\dots\dots (15)$$

ここに、温位の勾配は K_H : 顕熱輸送係数、 H : 顕熱輸送量、 c_p : 定圧比熱である。これを式 (15) に適用すると、次式を得る。

$$1 = \left(\frac{l}{u_*} \frac{dU}{dz} \right)^4 - \gamma \left(\frac{l}{u_*} \frac{dU}{dz} \right)^3 \frac{g}{T} \frac{\kappa z}{u_*^2} \frac{K_M}{K_H} \frac{H}{\rho c_p} \dots\dots\dots (16)$$

ここで、次式で定義される Monin・Obukhov (1954) の長さスケール L を用い、

$$L = \frac{u_*^3}{\kappa \frac{K_H}{K_M} \frac{g}{T} \frac{H}{\rho c_p}} \dots\dots\dots (17)$$

次式の無次元速度分布 ϕ_M (普遍関数) を定義すると、

$$\phi_M = \frac{l}{u_*} \frac{dU}{dz} = \frac{\kappa z}{u_*} \frac{dU}{dz} \dots\dots\dots (18)$$

式 (17) は次式でのようになる。

$$\phi_M^4 - \alpha \zeta \phi_M^3 = 1, \quad \zeta = \frac{z}{L} \dots\dots\dots (19)$$

この式は、Keyps 方程式と呼ばれ、速度勾配と無次元高さ ζ の関係を表す式である。Keyps 方程式を解いて、速度勾配が得られれば、勾配を鉛直積分することで、大気安定度を考慮した風速分布を、次式のように求めることができる (Panofsky, 1963)。

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_0} - \Psi_M \left(\frac{z}{L} \right) \right) \dots\dots\dots (20)$$

$$\Psi_M \left(\frac{z}{L} \right) = \int_{-z_0/L}^{-z/L} \frac{1 - \phi_M}{\zeta} d\zeta$$

Ψ_M も普遍関数と呼ばれ、これを解くことで風速分布またはせん断応力を求めることができる。この結果から、大気安定度を考慮した摩擦速度は、次式で表示される。

$$u_*'^2 = \frac{\kappa^2}{\left[\ln \left(\frac{10}{z_0} \right) - \Psi_M \left(\frac{10}{L} \right) \right]^2} u_{10}^2 \dots\dots\dots (21)$$

乾燥状態での運動量および熱の分布を表す普遍関数は、

安定、不安定領域で、次式のようなになる Businger (1971)。

$$\Psi_M = \begin{cases} (1 - 19.3\zeta)^{-1/4} & (-2 < \zeta < 0) \\ 1 + 6\zeta & (0 < \zeta < 1) \end{cases} \dots\dots\dots (22)$$

$$\Psi_H = \begin{cases} 0.95(1 - 11.6\zeta)^{-1/2} & (-2 < \zeta < 0) \\ 0.95 + 7.8\zeta & (0 < \zeta < 1) \end{cases} \dots\dots\dots (23)$$

普遍関数が求めれば、風速は式 (20) で、温度は

$$T - T_s = \frac{T_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_t} - \Psi_H \left(\frac{z}{L} \right) \right) \dots\dots\dots (24)$$

で計算できる。 T_* : 摩擦温度、 T_s : 表面温度である。

ここでは、海上での熱輸送を対象としているため、湿润状態での顕熱・潜熱輸送を考える。このため、以上の式の熱フラックス H の代わりに、次式の仮顕熱フラックス H_e を用いる。

$$H_e = \rho C_p C_H U_{10} \Delta T_e = H + \gamma_q T_e C_p E \dots\dots\dots (25)$$

ここに、 $\gamma_q = 0.608$ 、 E は潜熱フラックスである。計算を簡易にするために、潜熱フラックスを、蒸発の輸送係数 C_e 、飽和比湿 q_s 、10 m 高度の比湿 q を用いてバルク公式 $E = \rho C_e (q_s - q) U_{10}$ で表し、Monin Obukhov の長さスケール L を次式で計算し、普遍関数を求める。

$$L = \frac{u_*^3}{\kappa \alpha \frac{g}{T} \left[\frac{H}{\rho c_p} + \frac{E \gamma_q T}{\rho} \right]} \dots\dots\dots (26)$$

(4) 海面せん断応力の繰返し計算過程

大気安定性の影響を導入するためには、波浪のピーク周期設定、海面抵抗係数を仮定し、せん断応力の初期値を設定し、式 (12) で波浪せん断応力の計算する。さらに、式 (7)、(8) で進行波面上の乱流せん断応力を計算し、全せん断応力を求め、 u_* を求め、式 (13) に戻る。この繰返し計算で、波浪の影響を考慮した u_* を求める。 u_* とバルク公式で推定した顕熱、潜熱フラックス H 、 E を用いて、式 (26) で Monin Obukhov 長さ L を求め、式 (23)~(24) の繰返し計算で、顕熱フラックス H を収束するまで計算する。収束した H で L を更新し、式 (22) に帰り運動量の普遍関数を計算し、式 (21) で u_* を更新し、波浪の影響の DO ループに戻る。以上の計算過程を図-1 に示す。

(5) 海面抵抗係数

以上の海面せん断応力モデルから得られた結果から海面抵抗係数の特性を図-2 に示す。うねりの共存場で波浪せん断応力を考慮すると、海面抵抗係数はかなり大きくなり、周期依存性が顕著になる。周期 3 s で 0.003 (8

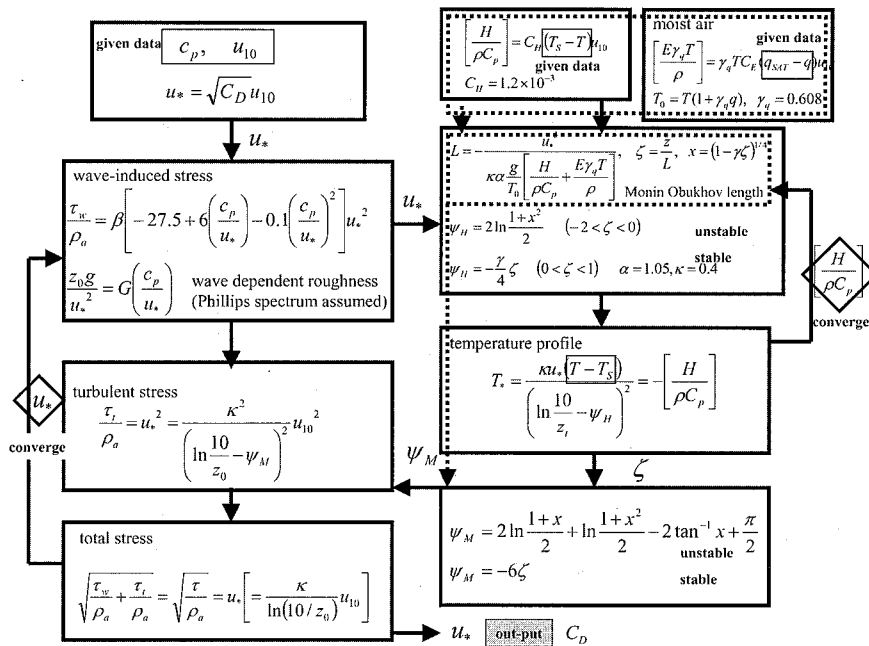


図-1 大気安定度と波浪の影響を同時に考慮した海面せん断応力の計算

m/s), 周期 5 s で 0.004 (13 m/s), 周期 7 s で 0.0048 (18 m/s) …と, 従来用いられている海面抵抗係数の 2 倍以上になる。

図-3 に, 大気の安定度を考慮した場合の海面抵抗係数と波齢との関係をピーク周期をパラメータとして示した。この図では, 10 m 高度での比湿を 20 % とした。一連の計算結果から, 以下のことが総括できる。(1) 比湿勾配の影響は温度の勾配に比べて 1 オーダー小さい。(2) 大気の不安定化 (温度差 10℃) による海面抵抗係数の増加分は 10 % 以下で, 安定化による海面抵抗係数の低下分は増加分に比べて大きい。さらに, (3) 高風速になるに従って, 大気の安定性による海面抵抗係数の増加分は小さくなる。

図-4 に, 海面抵抗係数と波齢の関係と, 杉原ら (2004) の外洋の観測塔での観測結果, 式 (1) のべき乗則で表示した Toba ら ($m=-1$) と Masuda・Kusaba ($m=1$) を示した。図中, Snyder と Phillips は, $A=0.57, m=-3/2$ とした Snyder (1974) の表示式, $A=0.012, m=0$ の Phillips 定数を示す。波齢が 0.1 当たりで極大値を持つ無次元粗度と波齢との関係が確認できる。

3. 広域海浜流の再現計算

新潟県大潟海岸での観測結果を用いて, 本研究で提案した海面抵抗係数による広域海浜流の再現計算の検討を行った。数値解析には加藤ら (2003) のモデルを用いた。

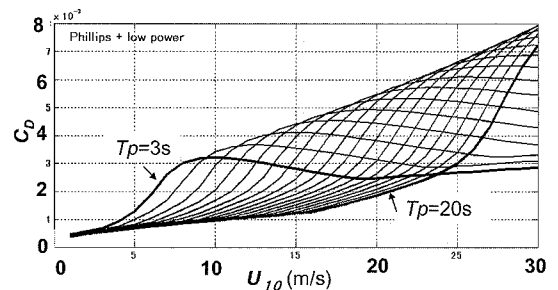


図-2 海面抵抗係数と風速, ピーク周期との関係

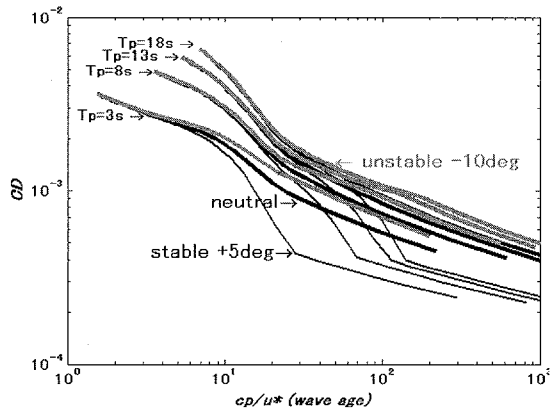


図-3 大気の安定度を考慮した場合の海面抵抗係数と波齢との関係

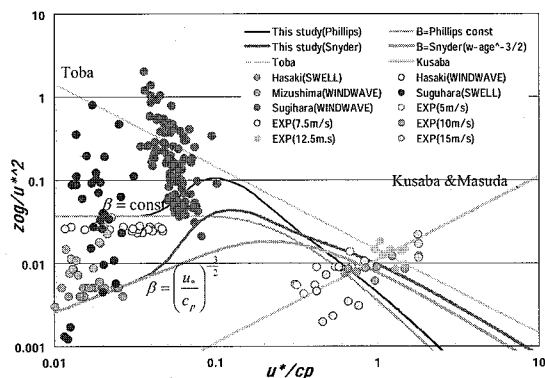


図-4 海面抵抗係数と波齢の関係

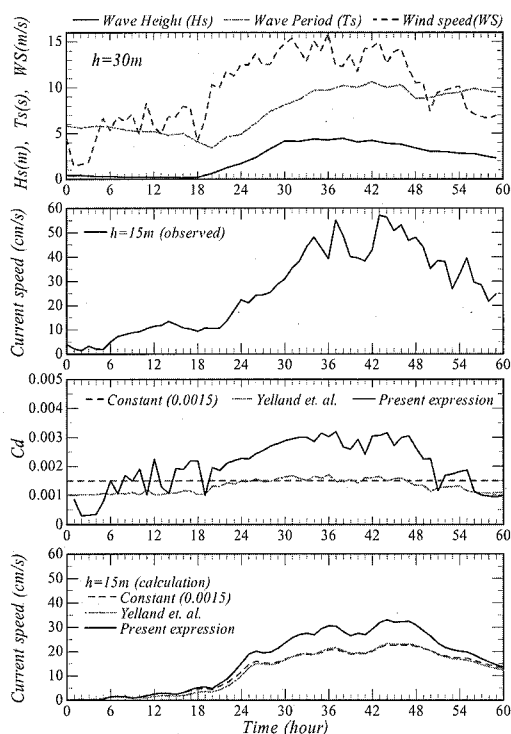


図-5 広域海浜流の観測結果と計算結果の比較

計算条件は以下のようである。岸沖方向： $dx=200$ m, $nx=38$ 。沿岸方向： $dy=360$ m, $ny=72$ 。鉛直方向分割 $nz=7$ 層。計算結果の出力位置：1999 年の観測の St09-St13 が並んでいる測線の $h=15$ m (St11) 付近 (加藤・山下, 2003)。風と波の入力条件は St01 ($h=30$ m) での有義波周期、大潟波浪観測所桟橋の平均風速 (10 m 高度) を与えた。3 ケースの海面抵抗係数, 1) 0.0015 で一定値, 2) Yelland・Taylor (1996) 式, およ

び 3) 本研究の提案式により追算を行った。その結果を図-5 に示す。上から 2 段および 4 段目の図が流速の観測値と計算値を示す。これらの比較から、広域海浜流の再現性に改善が見られ、波浪の影響を取り込んだ海面せん断モデルの有効性が示された。

4. 結 語

大気安定度と波浪の影響を考慮した海面せん断応力モデルを作成した。波浪の影響は、大気乱流場の粗度としての影響と波浪を発達させるための波浪応力とで評価した。大気の大気不安定性は Keyps 方程式の解より普遍関数を求め、対数分布に得られたモデルから海面抵抗係数と風速、波齢の関係を示し、外洋の観測塔での観測値とモデルとの比較を行った結果、波齢 0.1 で極大値を持つ無次元粗度と波齢との関係が確認された。さらに、これを用いて大潟海岸の広域海浜流の再現計算を行い、海面せん断応力モデルの有効性を示した。

参 考 文 献

- 加藤 茂・山下隆男 (2003) : 上越・大潟海岸で観測された広域海浜流の再現数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第 50 巻, pp. 391-395.
- 杉原裕司, 津守博通, 大賀崇史, 吉岡洋, 芹澤重厚 (2004) : 風波とうねりが混在する波浪場の海面抵抗則に関する研究, 海岸工学論文集, 第 51 巻, pp. 66-70.
- Businger, J.A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi and E.F. Bradley (1971) : Flux-Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer, J. Atmos. Sci., 28, 181-189.
- Charnock, H. (1955) : Wind stress on a water surface, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 81, 639-640.
- Hsu, S.A. (1974) : A Dynamic Roughness Equation and Its Application to Wind Stress Determination at the Air-Sea Interface, Note and Correspondence, 4, J. Phys. Ocean., 116-120.
- Kitaigorodskii, S.A. (1973) : The physics of air-sea interaction, Israel Prog. Sci. Trans., Jerusalem, 237p.
- Monin A.S., Obukhov A.M. (1954) : Basic relationship of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. Akad. Nauk. SSSR Trud. Geofiz. Inst., No.24 (151), pp. 163-187.
- Nordeng, T.E (1991) : On the wave age-dependent drag coefficient and roughness length at sea J. Geophys. Res., Vol.96, pp. 7167-7174.
- Panofski, H.A. (1963) : Determination of stress from wind and temperature measurements, Quart. J. R. Met. Soc., 89, p. 109.
- Snyder, R.L. (1974) : A field study of wave induced pressure fluctuation above surface gravity waves, J. Marine Res. 32, 497-531.
- Toba, Y., N. Iida, H. Kawamura, N. Ebuchi and I.S.F. Jones (1990) : Wave Dependence of Sea-Surface Wind stress, J. Phys. Oceanogr., 20, 705-721.
- Yelland, M. and P.K. Taylor (1996) : Wind stress measurements from the open ocean, J. Phys. Oceanogr., 26, pp. 541-558.