

# 風波の下の水中の乱れに及ぼす温度成層の影響についての研究

加藤 始\*・森 正和\*\*・信岡尚道\*\*\*・大山丈吉\*\*\*\*

## 1. 緒 言

大気の安定度が風波の発生・発達に影響することは古い Roll (1952) の論文以来知られているが, この問題は今だに十分には解明されていない. 加藤ら (1997) は風洞水槽を用いた実験により, 不安定成層下では発生波が大きくなる傾向があることを示したが, 同時に風速や吹送距離が大きくなると, 温度成層の影響が波高にあまり現れなくなるが, 風の摩擦速度  $u_*$  は不安定成層ほど大きいことを確かめた. この場合, 水中の乱れが温度成層の影響で変化しているのではないかと予想され, 加藤ら (1998) は線形理論の範囲で水中の乱れを取り出すことを試みたが, 風波は非線形性が強い現象なので, 風波の下の流速場を線形理論の範囲で取り扱うには限界があると考えられる. 近年, 風波の流速場の乱れについては, Jiang ら (1990) や Thais ら (1995, 1996) が非線形の流速場に適用できる Dean (1965) の流れ関数法を風波の場に拡張してその測定を試みている. 本研究では, Thais ら (1995) にならって風波の流速場に拡張した流れ関数法を使って乱れの測定を行い, 温度成層が風波の流速場に及ぼす影響を明らかにすることを目的とする.

## 2. 実験の方法

実験は図-1 に示すような風洞水槽 (長さ 9 m, 幅 0.3 m, 高さ 0.8 m, 水深 0.45 m) を使い, 水槽内に氷や湯を入れて風温  $T$  と水温  $T_w$  の温度差  $\Delta T (= T - T_w)$  を作り, 図-2 に示すような鉛直温度勾配がある状態で行った. 水中流速の測定には, Hot-film の縦型 I-probe を使用し, Hot-film と波高計を取り付けた台車を等速  $V$  で引っ張りながら, 流速と波高の同時測定を行った. これらの測定は, 基準風速 2 ケース ( $U=5.6, 8.5$  m/s), 測定点 1 点 (吹送距離  $F=8.5$  m), 測定水深 2 点 ( $z=-2.0, -4.0$  cm) で行った. なお, 測定の際には, 水質に注意を払い, 各ケースごとに表面水をオーバーフローさせた.

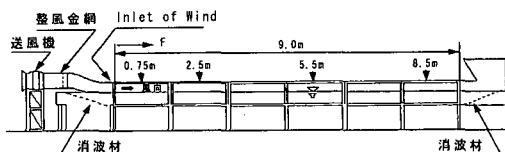


図-1 風洞水槽の概略図

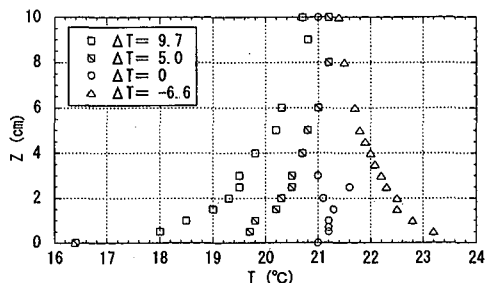


図-2 風温分布の例 ( $F=2.5$  m,  $U=4.1$  m/s)

## 3. 風波の軌道速度, 吹送流, 乱れの分離方法

風波の下での流れの場では, 波によって生じる軌道速度と吹送流と乱れが混在しており, 乱れを取り出すためには水中流速から軌道速度を分離しなければならない. Dean (1965) により提案された流れ関数法は平均流のない 1 成分の波浪場に対するものであるが, Thais ら (1995) はこれを風波に適用できるように拡張した. Thais らは既往の観測例から風の下での波の軌道速度には渦度が存在することを示し, 軌道速度  $u(t)$  を式 (1) のように Potential 成分  $u_P$  と Rotational 成分  $u_R$  に分けた.

$$u(t) = u_P + u_R \dots\dots\dots (1)$$

そして  $u_P$  成分を流れ関数法により計算し, 残りの  $u_R$  成分と乱れ成分の分離を線形フィルター法 (以下 LFT) により行った. 本研究では, 水中流速  $U(t)$  は Hot-film 流速計で測定されるので式 (2) のように表される.

$$U(t) = \bar{u} + u_P + u_R + u' + V \dots\dots\dots (2)$$

ここで  $\bar{u}$  は吹送流の成分,  $u'$  は乱れの成分である.

直線分布の吹送流を考慮に入れた流れ関数の Potential 成分は式 (3) により定義される.

\* 正会員 工博 茨城大学教授 工学部都市システム工学科  
 \*\* 正会員 工修 国土総合建設(株)  
 \*\*\* 正会員 工修 茨城大学助手 工学部都市システム工学科  
 \*\*\*\* 土木建設(株)

$$\Psi = (c - U_0)z - U_0 \frac{1}{2} z^2 + C + \sum_{n=2,4,6,\dots}^{N-1} \exp \frac{n\pi}{L} z$$

$$\cdot \left[ X(n) \cos \frac{n\pi}{L} x + X(n+1) \sin \frac{n\pi}{L} x \right]$$

.....(3)

ここに  $U_0$  は表面流速,  $U_0$  は表面での流れの鉛直勾配,  $C$  は積分定数,  $c$  は卓越波の波速,  $X(n)$  はこの方法で求めた未知数であり,  $N=251$  として計算を行った。

$$\eta_{pi} = \frac{1}{c - U_0} X(1) + \frac{1}{c - U_0} \left[ \frac{1}{2} U_0 \eta_{pi}^2 - C \right]$$

$$- \frac{1}{c - U_0} \sum_{n=2,4,6,\dots}^{N-1} \exp \frac{n\pi}{L} \eta_{pi}$$

$$\cdot \left[ X(n) \cos \frac{n\pi}{L} x + X(n+1) \sin \frac{n\pi}{L} x \right]$$

.....(4)

$$u_P = - \frac{\partial \Psi}{\partial z}$$

$$= -(c - U_0) + U_0 z - \sum_{n=2,4,6,\dots}^{N-1} \frac{n\pi}{L} \exp \frac{n\pi}{L} z$$

$$\cdot \left[ X(n) \cos \frac{n\pi}{L} x + X(n+1) \sin \frac{n\pi}{L} x \right]$$

.....(5)

$$w_P = \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \sum_{n=2,4,6,\dots}^{N-1} - \frac{n\pi}{L} \cdot \exp \frac{n\pi}{L} z$$

$$\cdot \left[ X(n) \cos \frac{n\pi}{L} x + X(n+1) \sin \frac{n\pi}{L} x \right] \dots (6)$$

$$E_T = \lambda \sum_i \left[ \left( Q_i + \sum_n \frac{\partial Q_i}{\partial X(n)} X'(n) \right) - \bar{Q} \right]^2$$

$$+ \sum_i \left[ \left( \eta_{pi} + \sum_n \frac{\partial \eta_{pi}}{\partial X(n)} X'(n) \right) - \eta_{mi} \right]^2 \dots (7)$$

$$Q_i = \eta_{mi} + \frac{1}{2g} (u_{pi}^2 + w_{pi}^2) \dots (8)$$

$$\bar{Q} = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \left\{ \eta_{mi} + \frac{1}{2g} (u_{pi}^2 + w_{pi}^2) \right\} \dots (9)$$

式(7)の  $X'(n)$  は  $X(n)$  の補正分である。流れ関数法では、測定された水面変位  $\eta_{mi}$  を必要とし、 $\eta_{mi}$  と式(4)で計算される水面変位  $\eta_{pi}$  の残差平方和  $E_2$  と、式(8)、(9)で示される  $Q_i$  と  $\bar{Q}$  の残差平方和  $E_1$  の合計  $E_T (= \lambda E_1 + E_2)$  を最小とするように収束計算される。ここで使用する流れ関数法では、全ての波の成分波が卓越波の波速  $c$  で進むことを仮定する。これは良く知られている重力波の分散性に反しているようであるが、実験室で起こる若い風波のピークより高周波側の成分は非線形相互作用のため、卓越波の拘束高調波の性質をもち非分散性の強い波になることが従来の実験結果により示されており、また Thaisら (1995) は数値シミュレーションにより、非分散性の仮定は分離計算の精度上問題ないことを

示している。

LFT は波動成分と乱流成分の相関は 0, すなわち  $\overline{\eta u'} = 0$  という関係に基づいた方法で, Benilovら (1970, 1974) により海の波の乱れや海面上の風速変動を波動成分と分離するために使用されており, Rotational成分にも適用性がある。

$$\gamma = U(t) - u_P = u_R + u' \dots (10)$$

と置き, 水面波形  $\eta$  と式 (10) の  $\gamma$  のクロススペクトルから軌道速度の Rotational 成分  $u_R$  は式 (11) により周波数領域で計算され, 乱れ  $u'$  は式 (12) で計算される。

$$S_{u_R u_R} = \frac{S_{\eta \gamma} S_{\eta \eta}^*}{S_{\eta \eta}} \dots (11)$$

$$S_{u' u'} = S_{\eta \eta} - S_{u_R u_R} \dots (12)$$

式 (11) の  $S_{\eta \gamma}$  は  $\gamma$  と水面変位  $\eta$  のクロススペクトル,  $S_{\eta \eta}$  は波のスペクトル,  $S_{u_R u_R}$  は乱れのスペクトルである。

#### 4. 二次元造波水槽での流れ関数法の検証

流れ関数法で計算される軌道速度の Potential 成分  $u_P$  の計算精度を検証するために, 吹送流が存在しない二次元造波水槽の不規則波 ( $u_R=0$ ) で実験を行った。図-3, 4 に測定流速と  $u_P$  の比較を示す。

図から測定流速と  $u_P$  は, 水深が  $z = -3.0 \text{ cm}$ ,  $-6.0 \text{ cm}$  と変化しても良く一致しており  $u_P$  の計算精度は良いことがわかる。

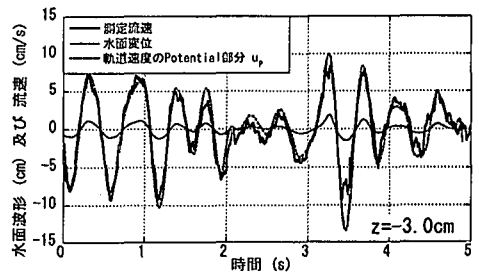


図-3 二次元造波水槽での  $u_P$  の検証 ( $z = -3.0 \text{ cm}$ )

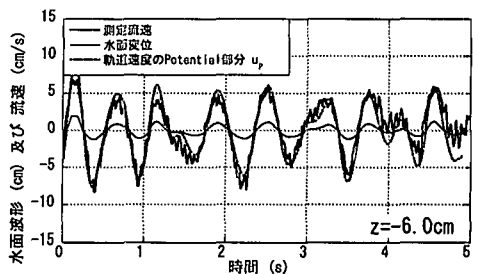


図-4 二次元造波水槽での  $u_P$  の検証 ( $z = -6.0 \text{ cm}$ )

5. 風洞水槽による実験

風洞水槽の実験では、流速と波高の同時測定を5回連続で行い、流れ関数法とLFTにより各データでの乱れを計算し、5個の平均値を乱れの結果として用いた。また、卓越波の波速  $c$  は、5個の波のスペクトルのピーク周波数を平均し求めた。風波の波速は、線形理論で計算される静水中の波速よりかなり大きいことが多くの研究者により見出されている。その差は有限振幅波の効果よりはるかに大きく、主として吹送流によるものと考えられている。本研究では、加藤(1975)の対数分布の吹送流に対する波速の計算結果を参考にし、静水中の波速  $c_0$  と、吹送流に対する波速  $c$  との比を読みとり流れ関数法の計算に取り入れた。使用した波のデータの波長はほぼ15~20cmであり、 $c/c_0=1.2$ であるため、計算で用いる卓越波の波速  $c$  の平均値を1.2倍して使用した。まず、流れ関数法で使用する表面流速  $U_0$  を求めるために風波の上にフロートを流し、フロートが一定区間を通過する時間をビデオカメラで撮影し Lagrangian surface drift  $U_1$  の測定を行った。そして、不規則波の  $U_1$  を  $U_0$  に補正する式(13)と、 $z_0=0.05$  cmとした対数分布の吹送流分布式(14)の繰り返し計算を行い、 $U_0$  と  $U_0'$  を求めた。

$$\frac{\eta^2}{c_0} U_0'^2 + \frac{2\omega_0 \eta^2}{c} U_0' + \left[ 2\eta^2 \left( \frac{\omega_0}{c} \right)^2 - 1.0 \right] c_0 + c - U_1 = 0 \quad \dots\dots\dots(13)$$

$$U(z) = U_0 - U_r \ln\left(\frac{z_0 - z}{z_0}\right) - bz \quad \dots\dots\dots(14)$$

$c_0$  は相対的な波速、 $\eta$  は水面変位、 $\omega_0$  は波のピークでの角周波数である。図-5に流れ関数法で計算される水面変位  $\eta_{pi}$  と測定した水面変位  $\eta_{mi}$  の比較、 $Q_i - \bar{Q}$  の分布を示す。 $\eta_{pi}$  と  $\eta_{mi}$  は良く一致しており、また、 $Q_i - \bar{Q}$  もゼロ付近で小さな変動となっていることから、計算の収束は良いことがわかる。

次に、風洞水槽で測定した水面変位を基に吹送流を考慮に入れた流れ関数法で計算した  $u_p$  と測定流速の比較

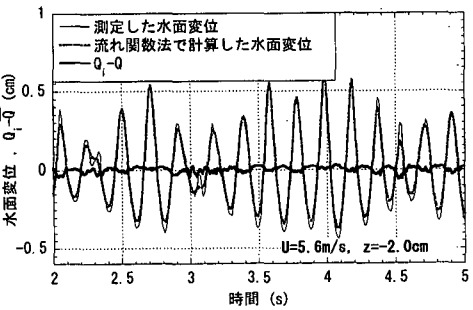


図-5 流れ関数法の計算結果

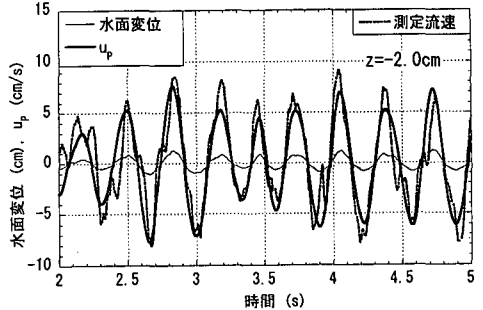


図-6 風洞水槽での  $u_p$  の検証 ( $z=-2.0$  cm)

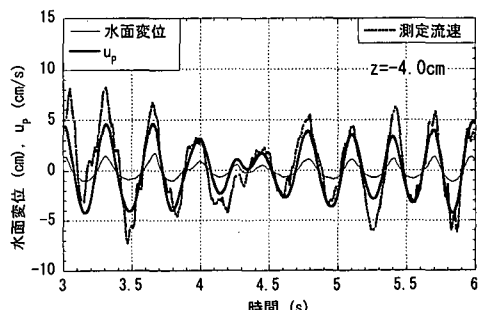


図-7 風洞水槽での  $u_p$  の検証 ( $z=-4.0$  cm)

の一例を図-6, 7に示す。図から吹送流が発生する風洞水槽の場合でも測定流速と  $u_p$  は良く一致していることがわかる。

次に、流れ関数法で計算した  $u_p$  のスペクトルと、LFTにより分離計算した軌道速度の Rotational 成分  $u_R$  と乱れのスペクトルの計算結果の一例を図-8に示す。流れ関数法で計算した  $u_p$  と測定流速のスペクトルのピーク周波数付近のエネルギーが良く一致しており、また水中流速から軌道速度の成分を取り除いたことにより乱れのスペクトルにはピークが存在していないことがわかる。

次にこのように流れ関数法とLFTにより求めた水中の乱れの温度成層の効果による変化を図-9, 10に示す。図から、乱れは安定成層ほど大きく、不安定成層ほど小さくなることがわかる。また、図-11に測定流速の平均値から求めた平均流速を示す。図から平均流速は、不安定成層で小さくなり、安定成層ほど大きい傾向があることがわかる。

風速や吹送距離が大きくなり、波高に温度成層の効果がほとんど現れなくなる場合は、摩擦速度  $u_*$  の変化分が吹送流や乱れに影響を及ぼし、吹送流や乱れは不安定成層で大きくなっていると予想されたが、予想とは逆の結果が得られた。従って今まで考慮していなかった要因によるエネルギー損失の効果が大きいと考えられる。その要因としては、大気と水面の境界面で直接熱量が輸

送される顕熱輸送量と、水が蒸発することにより大気へ熱量が輸送される潜熱輸送量, そして分子粘性の効果に

よるエネルギー損失が考えられる。そこで本研究では、水面から大気への顕熱輸送量と潜熱輸送量の温度成層と風速による変化の検討を行った。

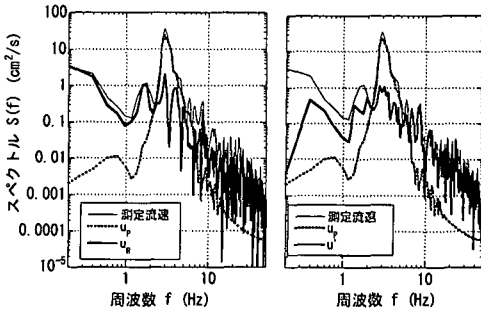


図-8 測定流速,  $u_p$ ,  $u_R$ , 乱れのスペクトル

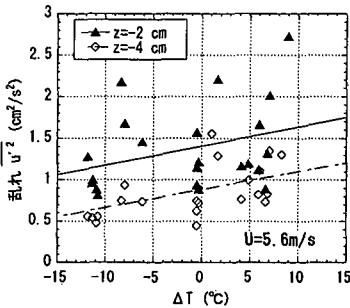


図-9 乱れの温度成層による変化 ( $U=5.6$  m/s)

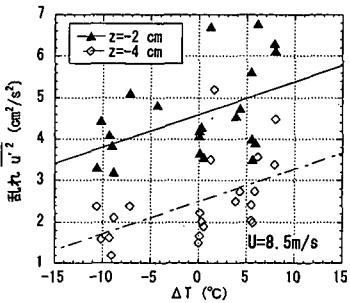


図-10 乱れの温度成層による変化 ( $U=8.5$  m/s)

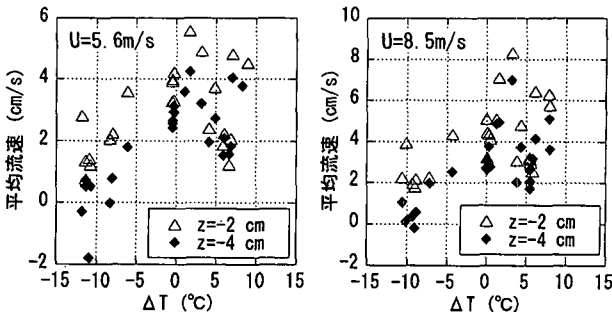


図-11 平均流速の温度成層による変化

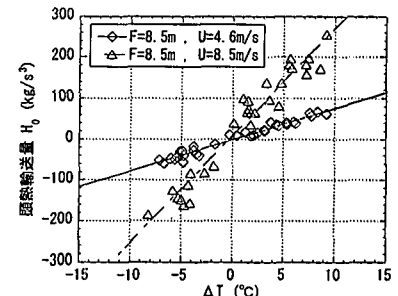


図-12 温度成層の効果による顕熱輸送量の変化

### 6. 顕熱輸送量と潜熱輸送量の温度成層による変化

下向きを正とした顕熱輸送量  $H_0$  と潜熱輸送量  $\epsilon E$  は式 (15), (16) で表される (近藤, 1994)。

$$H_0 = -C_p \rho_a u_* T_* \dots\dots\dots (15)$$

$$\epsilon E = \epsilon \rho_a u_* q_* \dots\dots\dots (16)$$

ここで  $C_p$  は空気の定圧比熱 (1 気圧 20°C で  $1.006 \text{ (Jg}^{-1} \text{K}^{-1})$ ),  $\rho_a$  は空気の密度,  $\epsilon$  は水の気化の潜熱,  $q_*$  は摩擦比湿,  $T_*$  は摩擦温度である。

加藤ら (1998) による  $u_*$  と  $T_*$  の測定値と式 (15) を使用し求めた温度成層の効果による顕熱輸送量の変化を図-12 に示す。図から顕熱輸送量は温度成層の効果により変化し, 安定成層では, 大気から水面へ熱量が輸送され, 不安定成層では, 水面から大気へ熱量が放出され, 風速が大きいほど顕熱輸送量も大きくなるのがわかる。

また, 式 (15), (16) はバルク式で表すと式 (17), (18) と表され, 相対比湿  $rh$  ( $0 < rh \leq 1$ ) を仮定すると潜熱輸送量は式 (18) で計算することができる。ここで  $q_{SAT}$  は気温  $T$  に対する飽和比湿,  $C_H, C_E$  は顕熱と潜熱に対するバルク輸送係数,  $\beta (= C_E/C_H)$  は蒸発効率であり, 水面では  $\beta=1.0$  である。一般に  $C_H$  は気温と水温の温度差によって変化するため,  $C_H$  の値を一定と考えることはできない。そこで本研究では, 加藤ら (1998) の  $u_*$  と  $T_*$  の測定値を使用し,  $U_{10}$  (水面上 10 m の風速) と温度差  $\Delta T_{10} (= \text{水面上 10 m の風温 } T_{10} - \text{水温 } T_w)$  を初期条件として与える数値計算により, 気温と水温の温度差による  $C_H$  の値を求め, 顕熱と潜熱輸送量の計算に使用した。

図-13 に数値計算で求めた温度成層の効果による顕熱

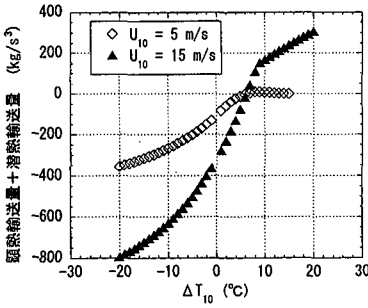


図-13 顕熱と潜熱輸送量の温度成層による変化

と潜熱輸送量の変化を示す。図から、顕熱と潜熱輸送量も温度成層の効果により変化し、不安定成層ほど大気への輸送量が大きくなり、風速が大きいほど顕熱と潜熱輸送量も大きくなることわかる。

$$H_0 = c_F \rho C_H C_{10} (T_w - T) \dots\dots\dots (17)$$

$$LE = \rho_a \beta C_H U_{10} \left[ q_{SAT}(1 - rh) + \frac{dq_{SAT}}{dT} (T_w - T) \right] \dots\dots\dots (18)$$

顕熱輸送量と潜熱輸送量により大気へ輸送されるエネルギーは、主に水の持つ熱量であるが、風速が速くなり風から水面へ輸送される運動量輸送量が大きくなると、図-12, 13 からわかるように水面から大気へ輸送される顕熱輸送量、潜熱輸送量は増加していく。運動量輸送量の何割かが、顕熱輸送量と潜熱輸送量の増加・促進のために消費されていると考えられるが、水面へ輸送される運動量輸送量の、波の発生・発達、吹送流、乱れ、そして顕熱と潜熱へ輸送される割合は明らかではない。現在では波の発生・発達へ輸送される運動量輸送量の割合でさえも、幾つかの異なる結果が報告されており、十分解明されているとは言えない。大気からの運動量輸送量と水中の乱れの関係を解明するためには、顕熱・潜熱輸送量等に関してより一層の研究結果の蓄積が必要と考えられる。

### 7. 結 論

風洞水槽を用いて実験を行い、非線形の流速場に適用できる流れ関数法を風波の流速場に拡張して風波の下で

の軌道速度と乱れの分離を行い、温度成層による乱れの変化を明らかにした。本研究の主要な結論は以下の通りである。

- (1) Thaisら(1995)を参考にして風波へ適用できるように拡張した流れ関数法とLFTにより、水中流速から軌道速度と吹送流、乱れを取り出す方法を確立した。
- (2) 温度成層の効果による乱れの変化を調べたところ、不安定成層では乱れは小さく、安定成層ほど大きいという結果が得られた。
- (3) 水中から大気中への顕熱輸送量と潜熱輸送量は不安定成層ほど、また風速が大きいほど大きいことがわかった。

### 参 考 文 献

加藤 始 (1975): 対数分布の吹送流に対する波速の計算, 土木学会論文報告集, No. 239, pp. 37-48.

加藤 始・長山英樹・信岡尚道・森 正和 (1997): 風波の発生・発達に及ぼす温度成層の効果についての研究(2), 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 451-455.

加藤 始・森 正和・信岡尚道 (1998): 水面に及ぼす風の作用への温度成層の影響に関する研究, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 431-435.

近藤純正 (1994): 水環境の気象学, 朝倉書店, 350 p.

Benilov, A. Yu., and B. N. Filyushkin (1970): Application of methods of linear filtration to an analysis of fluctuations in the surface layer of the sea, Izv.Acad. Sci. USSR Atmos. Oceanic Phys., Engl. transl., Vol. 6, pp. 477-482.

Benilov, A. Yu., O. A. Kouznetsov, and G. N. Panin (1974): On the analysis of wind wave-induced disturbances in the atmospheric turbulent surface layer, Boundary Layer Meteorol., Vol. 6, pp. 269-285.

Dean, R. G., (1965): Stream function representation of non-linear ocean waves, J. Geophys. Res., Vol. 70, no. 18, pp. 4, 561-4,572.

Jiang, J.-Y., R. L. Street, and S. P. Klotz (1990): A study of wave-turbulence interaction by use of a nonlinear water wave decomposition technique, J. Geophys. Res., Vol. 95, C9, pp. 16,037-16,054.

Roll, Von Hans Ulrich (1952): Deut. Hydrogy. Z. 3, pp. 111-114.

Thais, L. and J. Magnaudet (1995): A triple decomposition of the fluctuating motion below laboratory wind water waves, J. Geophys. Res., Vol. 100, no. C1, pp. 741-755.

Thais, L. and J. Magnaudet (1996): Turbulent structure beneath surface gravity waves sheared by the wind, J. Fluid Mech., Vol. 328, pp. 313-344.