

風波上の気流の変動特性とエネルギー輸送に関する研究

山下 裕之*・泉宮 尊司**・石橋 邦彦***

本研究は, 風洞水槽実験において風波上の気流の変動風速および圧力変動を測定し, それらのスペクトル特性等を明らかにしている。また, 気流から風波へのエネルギー輸送スペクトルを推定し, 既往の波浪推算に用いられている算定式を用いた結果と比較検討している。その結果, 風波上の変動風速には, 風波のピーク周波数の 2 倍から 3 倍程度の組織的な変動が卓越してくることが分った。また, エネルギー輸送スペクトルに関しては, エネルギーが有意に集中している周波数帯では, 既往のモデルと値が比較的良好に一致することが明らかとなった。

1. 緒 言

風波の発達には, 風波上の気流の変動特性が大きく関与しており, またその気流の変動は風波の特性にも依存しており, いわゆる両者の相互干渉によりそれぞれの特性が決まっている。これまでの線形および準線形理論に基いた風波の研究 (Janssen, 1982, 1991) では, エネルギー輸送項の係数および波高変化の評価に主眼が置かれており, 風波上の詳細な気流の変動特性や水位変動との関係などを風洞実験あるいは現地観測により詳しく調べた研究は数少ない。これまで風波上の気流の特性を詳しく調べた研究として, 熱線流速計により風速変動を測定した研究 (鶴谷ら, 1985) や, PTV による気流の瞬間的空間分布を算定したもの (竹原ら, 2000) などがあるが, その数は極めて少なく, 気流の時系列特性や水位変動と気流変動との関係はあまり明らかとはなっていない。

そこで本研究では, 風波上の気流特性を詳しく調べるために, 風洞水槽において, 水位変動, 平均および変動風速や圧力変動を測定し, それらのクロススペクトルおよび位相差等を算定し, それらの特性を明らかにする。また, 実測された風波直上の気流の圧力変動と水位変動とを用いて, 気流から風波へのエネルギー輸送量を直接測定し, そのエネルギー輸送特性を明らかにすると共に, これまでに提案されているモデルと比較している。

2. 風洞水槽実験および測定方法

(1) 実験装置および方法

風洞水槽実験は, 新潟大学工学部建設学科の長さ 10 m, 高さ 0.8 m, 幅 0.4 m のフラップ型造波装置付きの小型風洞水槽を用いて行なった。水深を 38 cm に設定し, 気流が流れる部分の高さは約 40 cm とした。風は, 送風機と交流インバータを用いて任意の風速 (6 m/s から 18 m/s) を起こすことができる装置を作製して用いた。平均風速は小型プロベラ風速計を用いて計測し, 対数分布則

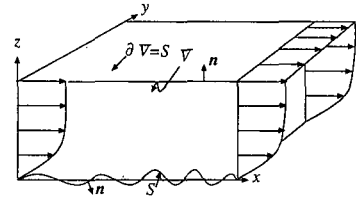


図-1 検査領域

を当てはめることにより, 摩擦速度等を算定した。また, 変動風速については, 多少の飛沫があっても測定できるピトー管と小型微差圧計を用いて, 全圧と静圧との差を測定することにより算定した。水位変動については, 容量式波高計を用いて, 気流の風速変動および圧力変動と共に測定している。何れの測定も, 吹送距離が 5.06 m の位置において行ない, 50 Hz でレコーダに記録した。なお, 圧力変動および風速変動については, 測定装置の応答性を考慮して, 10 Hz 以上の変動をカットするローパスフィルタを通してている。

(2) エネルギー輸送量の評価

いま, 図-1 に示すような検査領域 V を考えると, 大気から風波へ流入するエネルギーは, 大気の高表面における応力テンソル σ_{ij} のなす仕事として, 次式で表される。

$$\int_S \sigma_{ij} n_i u_j dS = - \int_S P n_i u_i dS + \int_S \sigma_{ij}^w n_i u_j dS + \int_S \tau_{ij} n_i u_j dS \quad (1)$$

ただし, 時間平均の上付きバーは簡単のため省略している。ここに, u_j は気流の流速成分, 海表面における応力テンソル σ_{ij} は,

$$\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + \sigma_{ij}^w + \tau_{ij} \quad (2)$$

と表される。上式において, P は圧力, σ_{ij}^w は波浪による Reynolds 応力成分, および τ_{ij} は波浪にインコヒーレントな乱れによる Reynolds 応力成分, δ_{ij} はクロネッカーの δ 関数である。また, 検査面に外向きの単位ベクトル n_i は, 水面変動をとすると,

* 新潟大学大学院自然科学研究科
** 正会員 工博 新潟大学教授 工学部建設学科
*** 正会員 新潟大学技官 工学部建設学科

$$(n_1, n_2, n_3) = \frac{\left(\frac{\partial \zeta}{\partial x}, \frac{\partial \zeta}{\partial y}, -1\right)}{\sqrt{\left(\frac{\partial \zeta}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y}\right)^2 + 1}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

と表される。波形勾配の2次の微小項を省略すれば、

$$(n_1, n_2, n_3) \approx \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x}, \frac{\partial \zeta}{\partial y}, -1\right) \quad \dots\dots\dots (4)$$

なる関係が近似的に成立する。圧力 P についても、平均圧力 $\bar{P}$ 、波動成分 P^w 、および乱れによる成分の P の各成分に分離して、

$$P = \bar{P} + P^w + P \quad \dots\dots\dots (5)$$

と置き、式 (4) と共に式 (1) に代入すると、海表面 S から流入するエネルギーは、

$$\int_S \sigma_{ij} n_i u_j dS = - \int_S P^w \left\{ u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} - w \right\} dS \\ + \int_S \sigma_{ij}^w n_i u_j dS + \int_S \tau_{ij}^w n_i u_j dS \quad \dots\dots\dots (6)$$

で与えられる。風波の碎波が生じていないとすれば、水表面の運動学的境界条件を用いて、

$$\int_S \sigma_{ij} n_i u_j dS = - \int_S P^w \frac{\partial \zeta}{\partial t} dS + \int_S \sigma_{ij}^w n_i u_j dS \\ + \int_S \tau_{ij}^w n_i u_j dS \quad \dots\dots\dots (7)$$

と表現される。上式の右辺第1項は、いわゆる圧力のなす仕事であり、第2項は風波にコヒーレントな Reynolds 応力のなす仕事である。また、第3項は波浪には無関係な Reynolds 応力であり、水表面においては十分に小さく無視しても誤差は小さいものと考えられる。本研究では、Hasselmann (1967) に従い slow time scale で低次のオーダーのエネルギー供給項である、右辺第1項のみを考慮してエネルギー輸送量を推定することにした。

3. 風波上の気流特性

図-2は、風波上の気流の変動を示したものである。平均風速は、平均水面から10cmの高さで $U_{10} = 5.92$ m/s であり、気流の変動は高さ1.2cmの位置で測定したものである。この図の中段には、風速の動圧の時系列も同時に示している。このような平均風速が約8m/s以下のやや低風速の条件では、風速変動と水位変動のピークとの間にはほぼ対応関係があり、風波にコヒーレントな成分の方がインコヒーレントな乱れ成分よりも卓越している。

一方、図-3に示すように平均風速が $U_{10} = 11.4$ m/s とやや高風速になると、風波の峰と谷が通過する間に、複数の変動風速のピークが見られ、水位変動との対応関係が低下している。特に、代表周波数の2倍から3倍程

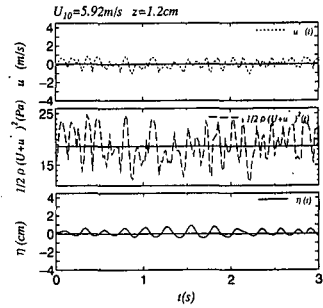


図-2 風波上の風速変動と水位変動 (低風速)

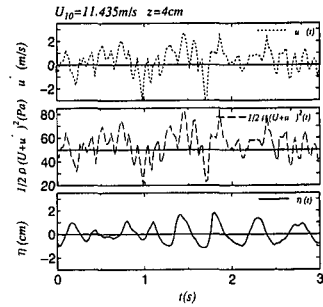


図-3 風波上の風速変動と水位変動 (高風速)

度の周波数の変動がやや卓越しているように見える。この比較的組織的な気流の変動は、Kawamura and Toba (1988) や竹原 (2000) が PTV により観測した風波上の組織的な構造に相当しているものと考えられる。また、その周波数特性より、気流側の非線形性により発生している可能性がある。

ここで、気流の運動量方程式を考え、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u^2) + \frac{\partial}{\partial y}(uv) = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (8)$$

線形項の代表として左辺第1項を、非線形項の代表として左辺第2項を採るものとし、線形項に対する非線形項の大きさを、代表風速を U 、変動風速を $\bar{u}$ 、風向に沿った代表長さを波長 L 、代表時間を周期 T を用いて表すと、

$$\frac{\partial}{\partial x}(u^2) / \frac{\partial u}{\partial t} \sim \frac{U \bar{u} / L}{\bar{u} / T} = \frac{UT}{L} = \frac{U}{C} \quad \dots\dots\dots (9)$$

となり、よく知られた波齢の逆数となる。ここに、 C は代表波の波速である。すなわち、波齢は気流の非線形項の相対的な強さを表すパラメーターでもあり、波齢の小さな風洞実験結果は、相対的に非線形項の寄与の割合が強く、非線形効果が現われやすいと言える。そのため、上述のような2倍から3倍の変動が発生したものと推測される。

図-4は、平均水面からの高さがそれぞれ $z = 1.8$ cm および $z = 3.3$ cm における風波上の気流の圧力変動と水位変動との関係を示したものである。いずれの風速に

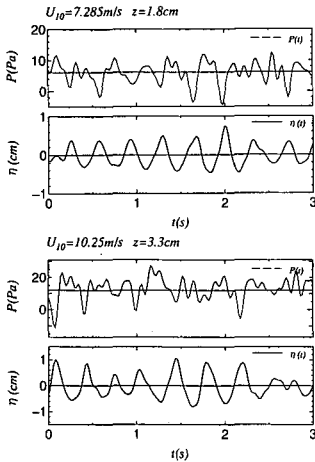


図-4 気流の圧力変動と水位変動との関係

においても、風波の峰近傍通過時に圧力が低下しており、位相がほぼ逆転していることが読み取れる。谷通過時には、変動風速と同様に代表周波数の2から3倍程度の周波数の変動が発達しており、中規模の渦が発生しているものと推測される。

図-5および図-6は、風波のスペクトル $S_\eta(f)$ と気流の圧力変動および風速変動のスペクトル ($S_p(f)$, $S_{uu}(f)$) を比較したものである。図-5の破線で示されている圧力変動の方は、実線の風波のスペクトルに相似形ではないが形状が類似しており、エネルギーのピークの位置もほぼ一致している。また、ピーク周波数の2倍の周波数の所で、水位および圧力変動共にエネルギー密度がやや大きくなっている。このことから、気流の圧力変動が風波の存在によって発生していることが推測できる。

しかしながら、図-6に示すように風速変動のスペクトルについては、風波のエネルギーピークの位置には明確なエネルギーピークは見られず、低周波数ほどエネルギーが高くなるような傾向にある。風波にコヒーレントな風速変動成分のスペクトルは、Janssen (1982) の準線形理論より求められるように、風波のスペクトルピーク付近のエネルギーが高くなることから、気流内では低周波数側へのエネルギー輸送が生じていることが推測される。これは、従来の高周波数側へのエネルギー輸送過程であるカスケード過程と逆方向のエネルギー輸送であることから、逆カスケード過程のような現象が生じていることになる。

図-7は、風波の水位変動と圧力変動とのクロススペクトルのコスペクトルとクオドスペクトルを示したもので、図-8には2つの変動量の位相差を示したものである。両者ともに、平均水面からの高さ10 cmの位置での風速が10.25 m/sで、高さ $z=3.3$ cmの位置で測定した

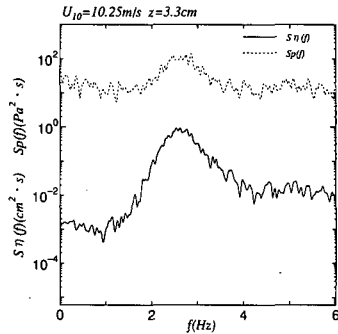


図-5 気流の圧力変動および水位変動のスペクトル

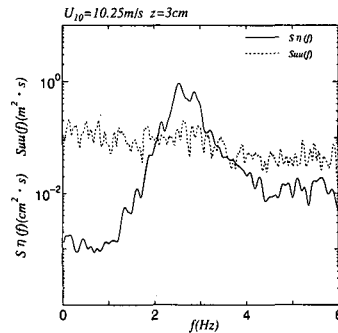


図-6 気流の風速変動および水位変動のスペクトル

データを用いている。クオドスペクトルの値が1 Hzから5 Hzの間で正の値を示していることから、気流から風波へエネルギーが輸送されていることが分る。また、水位変動と圧力変動との位相差が他の実験ケースを含めて200°程度でほぼ一定値となっており、高周波数ほどやや位相差が大きくなる傾向にある。

4. 風波へのエネルギー輸送量の推定結果

気流から風波へのエネルギー輸送量は、2節で述べたように式(7)の右辺第1項の被積分関数で与えられるので、水面近傍で測定された圧力変動と水面変動とを用いて評価することができる。本来ならば風波の水表面ぎりぎりの位置での値を用いるべきであるが、今回の推定では不確定要素を避けるために、外挿することなしに風波の峰付近の測定値で評価している。

図-9は、風波のスペクトルと気流から風波へのエネルギー輸送スペクトルをクオドスペクトルを用いて評価したものごとを比較している。ただし、この図において、エネルギー輸送スペクトルの方は、見易いように符号を反転して下側にプロットしている。この図より、エネルギー輸送スペクトルの形状は風波のスペクトルに極めて類似しており、スペクトル上のリップルの位置もよく対応していることが分る。

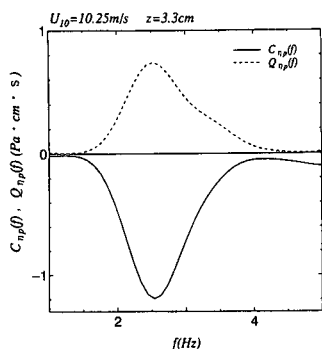


図-7 水位変動と圧力変動とのクロススペクトル

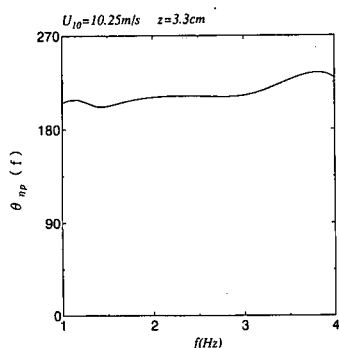


図-8 水位変動と圧力変動との位相差

図-10 は、周期 $T=0.8\text{s}$ のうねりに対応する規則波が共存している場合のエネルギー輸送スペクトルを示したものである。風波に対応する 2Hz 付近を中心として、気流から風波へエネルギーが供給されているだけでなく、うねり成分の方でも気流からエネルギーが相当量供給されていることが分る。これらの図より、風波へのエネルギー供給は、波浪のスペクトル形状に応じてなされていることが、それらの形状の類似性からも確認できる。

測定されたエネルギー輸送スペクトルと既存の波浪推算に用いられている算定式とを比較するために、宇都宮ら (1999) に用いられている Mitsuyasu・Honda (1982) の算定式を採用した。また、エネルギー輸送スペクトルを評価する際、方向スペクトルは $\cos^2\theta$ 型を用いた。

図-11 および図-12 は、それぞれ摩擦速度 $u_* = 0.535\text{m/s}$ および $u_* = 0.688\text{m/s}$ で、吹送距離 $F=5.06\text{m}$ の位置におけるエネルギー輸送スペクトルを比較したものである。実線が実測値、破線は上述の Mitsuyasu・Honda (1982) の算定式より評価したものである。風速が小さい図-11 の方は、エネルギーが有意に集中している周波数帯では両者はよく一致している。しかしながら、その周波数帯より高周波数側では実測値の方がやや小さな値を示している。特に、風速の大きい図-12 の方が差異は大きい。この違いは、実測値においては、水表面の位置で

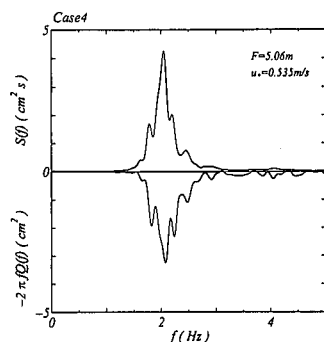


図-9 風波のスペクトルとの比較

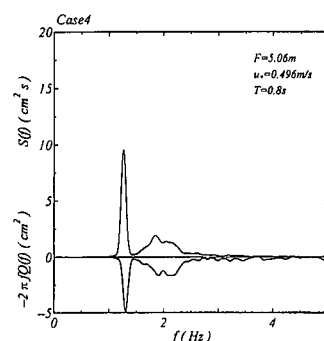
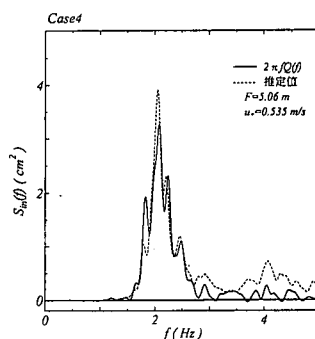


図-10 風波のスペクトルとの比較 (うねり共存場)

図-11 エネルギー輸送スペクトルの比較 ($u_* = 0.535\text{m/s}$)

はなく風波の峰の位置で測定した圧力変動を用いているので、エネルギー輸送量が過小評価されやすいこと、および風波の高周波数の変動ほど高さ方向の減衰度合いが高いことなどが考えられる。

5. 結 論

風洞水槽実験において、風波上の気流の特性および気流から風波へのエネルギー輸送量について調べた結果、以下の事柄が明らかとなった。

(1) 平均風速が 8m/s 以下の低風速の条件では、風波の水位変動と気流の変動風速との対応も高く、線形およ

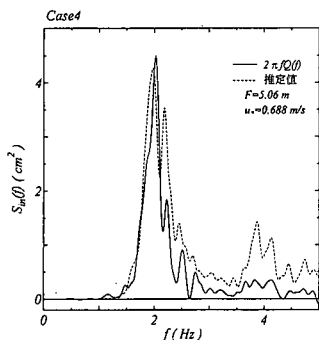


図-12 エネルギー輸送スペクトルの比較 ($u_* = 0.688 \text{ m/s}$)

び準線形理論で予測されるような1対1の関係に近いが、やや高風速になると平均的には水位変動との対応関係があるようではあるが、風波のピーク周波数の2~3倍の周波数の組織的な変動が次第に卓越してくることが分った。

(2) 風波と気流の圧力変動のスペクトルは、圧力変動のスペクトルは風波のそれと類似しており、それらのエネルギーピークもほぼ一致している。しかしながら、変動風速のスペクトルは、平均的に見ると、低周波数ほどエネルギーが高くなる傾向にあり、風波のスペクトルとの対応関係はエネルギーレベルを除くといずれの風速においても明確には認められない。このことは、変動風速に関しては非線形性が強く現われている結果であり、風波の卓越スケールからの逆カスケード過程により、エネルギーが輸送されているものと推測される。

(3) 気流から風波へのエネルギー輸送スペクトルの推

定値は、JWA3Gモデルに用いられている Mitsuyasu・Hondaの式に基いた結果よりも、高周波数側でやや小さくなっているが、大部分のエネルギーが集中している周波数帯においては、比較的よく一致している。

なお、本研究の一部は平成13年度内田エネルギー財団および平成14年度学術振興会科学研究費基盤研究C(2)の補助を受けたことを付記し、謝意を表す。

参考文献

- 宇都宮好博・大西健二・鈴木 靖 (1999): 第三世代波浪推算モデルの浅海域への適用, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 266-270.
- 竹原幸生・江藤剛治・前田崇雄・相武克彦 (2000): PTVによる風波発生時の水表面近傍の気流・水流計測法, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 101-105.
- 鶴谷広一・柳嶋慎一・松延嘉國 (1985): 逆風による波の減衰について, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 209-213.
- Hasselmann, K. (1967): Nonlinear interactions treated by the methods of theoretical physics (with application to the generation of waves by wind), Proc. Roy. Soc. London, A, Vol. 299, pp. 77-100.
- Janssen, P.A.E.M. (1982): Quasi-linear approximation for the spectrum of wind-generated water waves, J. Fluid Mech., Vol. 117, pp. 493-506.
- Janssen, P.A.E.M. (1991): Quasi-linear theory of wind wave generation applied to wave forecasting, J. Physical Oceanography, Vol. 21, pp. 1631-1642.
- Kawamura H. and Y. Toba (1988): Ordered motion in the turbulent boundary layer over wind waves, J. Fluid Mech., Vol. 197, pp. 105-138.
- Mitsuyasu, H. and Honda, T. (1982): Wind-induced growth of water waves, J. Fluid Mech., Vol. 123, pp. 425-442.