

吹送流の発達と流速分布に及ぼす風波碎波の影響について

安田孝志* ・水谷夏樹** ・板野誠司***
井坂健司**** ・西部義彦***** ・小林智尚*****

1. 緒 言

風から海面に輸送される運動量の 6 割近くが波に吸収されるものの (Weber・Melsom, 1993), その大部分は碎波によって失われ, 流れや渦運動の生成に消費されるとの指摘がなされている (Mitsuyasu, 1985; Melville・Rapp, 1985)。しかしながら, 風波碎波の特性自体がほとんど未解明なこともあり, 碎波を介した運動量の輸送過程の解明は未だに進んでおらず, 碎波によって放出されるエネルギーの行方にも不明な点が多い。これに加えて, 風波の時間スケールとの違いもあり, これまでの吹送流の計算においては, 海面を‘rigid lid’と見なし, 碎波を介した運動量輸送も風の摩擦力による輸送に含めて海面抵抗係数によって一括評価する取り扱いがなされて来た。

こうした扱いは, 海流のような大規模スケールの吹送流を対象とする場合には妥当であるが, 海岸工学の対象となるようなスケールの吹送流を 3 次元モデルで扱う場合には問題となって来る。特に, 強風によって発達した風波下の吹送流の 3 次元計算を正しく行い, 何故吹送流の流速は風速に比例し (Wu, 1975), しかも下層まで一様に近い分布をする (安田ら, 1997) のか? などの疑問に答えるには, 風波碎波を介して輸送される運動量や渦拡散の評価が不可欠となる。

そこで本研究では, 弱風から強風までの風を作用させたときの風波下の水粒子速度場の変化を水理実験によって調べ, その結果を基に風波碎波の吹送流の発達と鉛直分布に及ぼす影響を明らかにしたい。

2. 実験装置

実験は図-1 に示す 3 面ガラス製吸込式風洞水槽 ((株) 伊勢屋機械製作所製, $0.4\text{ m} \times 1.0\text{ m} \times 15.4\text{ m}$)

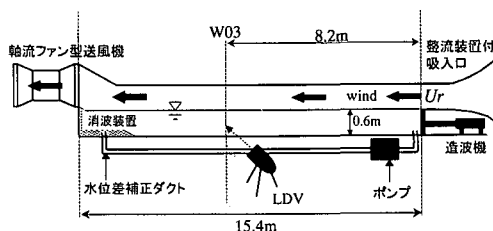


図-1 風洞水槽の概略と測定位置

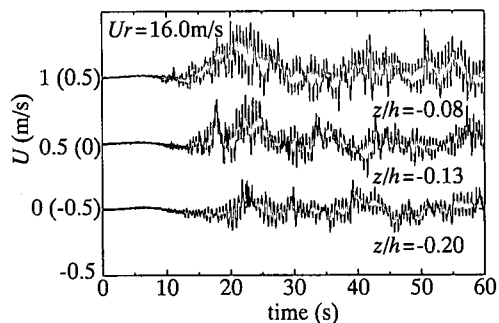
を用い, 白色雑音に近いスペクトルを持つ層流化された基準風速 (水槽入口での断面平均風速) $U_r = 5.4, 10.7$ および 16.0 m/s の風を水深 60.0 cm の静水面に作用させて行った。風速は 2 成分熱線風速計, 波形は風洞用容量式水位計, 流速は 0.5 W 出力の 2 成分 LDV を用いて, それぞれ計測した。実験では, 水槽両端を閉境界とし, 静水状態からの水粒子速度の時間変化と風波が平衡状態に達したときの水粒子速度の鉛直分布を中心に検討した。この時の基準風速と平衡状態における水面波形および流速スペクトルの関係は安田ら (2000) の論文を参照されたい。

3. 吹送流の発達過程

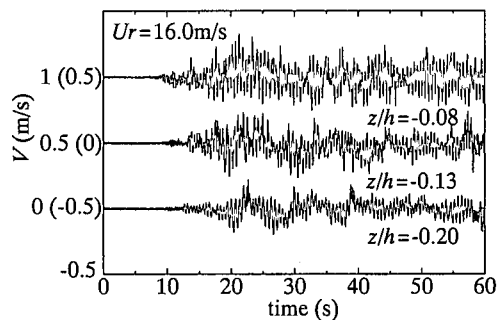
(1) 流速の時間変化

ここでは, 風の吹き始めからの吹送流および風波の発達過程に着目し, 風波碎波を介した吹送流への運動量輸送の実態について検討する。図-2 は, $U_r = 16.0\text{ m/s}$ の風の吹き始めからの水平・鉛直流速の時間変化を鉛直方向 3 点で示したものである。いずれも送風機の始動時刻を $t=0$ としており, 風洞内の圧力変化と層流化された風によって水平成分のみの吹送流がまず初めに生じている。その後, 風波が急速に発達を始める一方, 初期の吹送流の発達が止んで戻り流れとなるが, すぐに風波と共に吹送流と見なせる *drift* が発達するようになる。そして, 20 秒過ぎに風波が平衡状態に達するとほぼ同時に, *drift* も限界に達し, その後は水槽固有の各種 2 次流が加わった不規則振動となっている。本来の吹送流は, このように風波と一体的に発達する *drift* であり, 風波を伴う潮流などとは別物である。従来水槽実験では, こう

* 正 会 員 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
** 学生会員 工修 岐阜大学大学院工学研究科生産開発システム工学専攻 (日本学術振興会特別研究員)
*** 学生会員 工修 (株) エイトコンサルタント
**** 学生会員 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 工博 岐阜大学助教授 工学研究科環境エネルギーシステム専攻



(a) 水平流速



(b) 鉛直流速

図-2 風の吹き始めからの水平・鉛直流速の時間変化

した *drift* をさらに時間平均したものを吹送流と扱い、その鉛直分布を対数則と比較するなどして来た。しかし、そうした扱いは平均流が風波とは無関係に存在し、時間スケールが大きく異なる潮流などには意味があるが、風波と一体の吹送流に対しては不適切と言える。

図-3は図-2(a)の流速の時系列を0.1および0.02 Hzの low pass filter によって処理したものであるが、その結果は元の時系列に見られた *drift* とは大きく変わってしまい、時間平均によって吹送流の実体が失われることが分かる。したがって、ここでは0.2 Hz以下の低周波成分を一括して吹送流と扱い、その発達過程について検討する。

(2) スペクトルの時間変化

図-4は、前述の図-2の $z/h = -0.08$ での流速スペクトルの時間変化を、 $t = 0$ から5.12秒間のデータを2秒ずつずらせた発達スペクトルによって鳥瞰図的に示したものである。風の吹き始めではスペクトルは白色雑音に近いものになっているが、4秒後のスペクトルでは、風波とそれより低周波の吹送流の発達が見られるようになる。その後は風波や吹送流の発達だけでなく、高周波成分の発達も見られ、 $t \approx 10$ s以降は $f^{-5/3}$ に収束している。

こうした吹送流の発達過程におけるスペクトルの変化をより定量的に示したものが図-5である。これから、風の吹き初めでは、風洞内の圧力変化も加わって吹送流

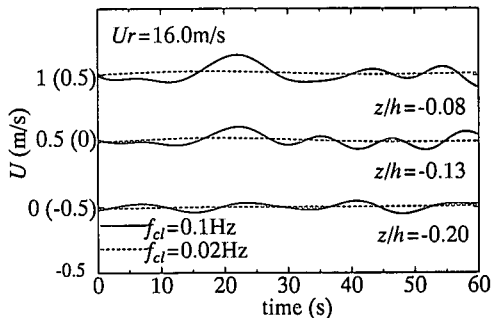
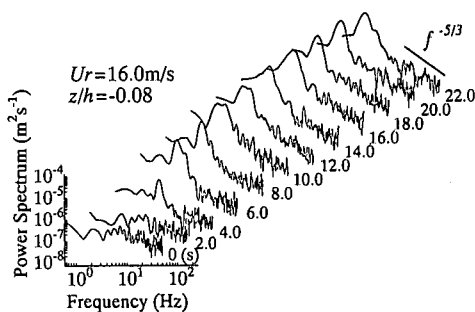
図-3 ろ過周波数 f_{cl} と水平流速の時間変化の関係

図-4 風の吹き始めからの水平流速の発達スペクトル

がまず発達することがわかる。そして、 $t = 6$ s~12 sにかけて吹送流と風波が共に急速に発達し、 $t = 18$ s前後に風波のスペクトル値が吹送流のものを上回るようになってほぼ平衡状態に達している。この発達過程において、高周波側も同時に発達し、 $f^{-5/3}$ に従う平衡状態に達している。 $U_r = 16.0$ m/sの下では $t \geq 6$ sにおいてほぼ全面に白波立つことから、 $t \geq 6$ sにおける高周波成分の発達は風波砕波を介して運動量が高周波に輸送されていることを示すものと言える。

(3) エネルギーの時間変化

吹送流と風波の発達過程を吹送流および風波成分の運動エネルギー E_c および E_w の時間変化によって捉えるため、吹送流と風波、風波と高周波成分の各臨界周波数を f_{cl} , f_{ch} とそれぞれ定義し、 E_c および E_w を次式によって計算する。

$$E_c = \frac{\rho_w}{2} \int_0^{f_{cl}} (S_{uu} + S_{ww}) df \quad (1)$$

$$E_w = \frac{\rho_w}{2} \int_{f_{cl}}^{f_{ch}} (S_{uu} + S_{ww}) df \quad (2)$$

ここに、 S_{uu} および S_{ww} は水平および鉛直流速スペクトル、 ρ_w は水の密度。

図-6は、 $z/h = -0.08$ および -0.20 での E_c および E_w の時間変化を示したものであり、このときの f_{cl} および f_{ch} は z/h の値に関係なく、1および4 Hzとしている。

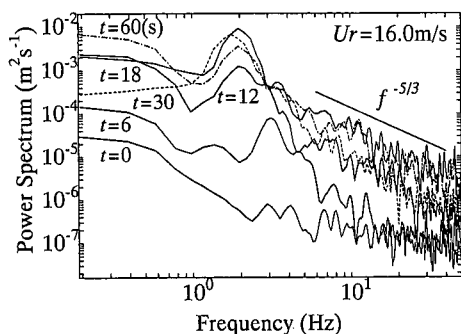
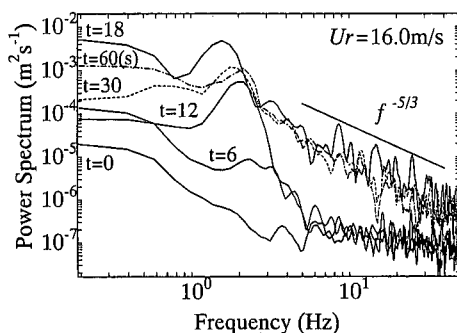
(a) $z/h = -0.08$ (b) $z/h = -0.20$

図-5 風の吹き始めからの水平流速スペクトルの変化

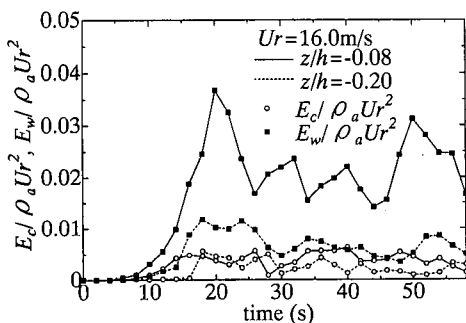


図-6 低周波(吹送流)および波動エネルギーの風の吹き始めからの時間変化

これから、水面に近い $z/h = -0.08$ では風波のエネルギーが圧倒的に卓越しており、エネルギーで見れば、風波の発達が先行し、それ追う形で吹送流が発達していることが分かる。これは下層の $z/h = -0.20$ でも同様であり、エネルギーの時間変化で見る限り、Mitsuyasu (1985) が最初に指摘したように、風からの運動量の大部分はまず風波の発達に費され、その後吹送流に振り向けられることが明らかとなっている。

前述したように、 $t \approx 6$ s において水面は白波立ち始め、 $t = 10$ s ~ 20 s の風波の発達過程は碎波を交えたものに

なっており、 $t > 10$ s における吹送流の急速な発達、風波碎波を介した運動量輸送によるところが大きいと推察される。しかしながら、風波が平衡状態に達してエネルギーが上限に達す前に吹送流のエネルギーが先に極大となり、これ以降は、吹送流に関しても供給と散逸が釣り合う平衡状態が維持されるようになる。このため、碎波によって放出される運動量の余剰成分の行方が問題となる。そこで、吹送流と風波のエネルギーの鉛直変化を見ると、表面波である風波のエネルギーは $z/h = -0.20$ 以下で大きく減少しているのに対し、吹送流のエネルギーはほとんど減少していない。これは、碎波を介した風波エネルギーの下方への輸送によっており、このように風の摩擦力や碎波を介して水面に供給される運動量を速やかに下方に輸送する機構の存在が、水面からの駆動力を下方まで伝達し、鉛直様な吹送流を生み出す原動力になっていると考えられる。

4. 吹送流へのエネルギー輸送

前節の結果は、風からの運動量を吹送流および高周波成分に仲介する碎波の役割を実証するものと言えるが、碎波によって放出されるエネルギーは表層での吹送流に対して過剰であり、過剰分の下層の吹送流への輸送過程は依然として不明のままである。そこでまず、このときの吹送流のエネルギーが水面変動に伴う波動成分によるものとは無関係であることを明らかにするため、波形スペクトルから線形フィルターによって求めた $U_r = 16.0$ m/s, $z/h = -0.20$ での水平流速スペクトルと LDV による実測結果との比較を図-7 に示す。これから、風波の周波数帯では水面変動と流速は一義的に対応しているが、それ以外では全く無関係であり、このときの吹送流(低周波成分)が水面変動に依らずにせん断力によって生成される非定常流であることが分かる。

図-8 は、基準風速 $U_r = 5.4, 10.7$ および 16.0 m/s の下での平衡状態の流速データを用い、吹送流エネルギー E_c および風波エネルギー E_w の水面近傍から下層 ($U_r = 16.0$ m/s の場合のみ底面) までの鉛直分布をそれぞれ示したものである。いずれの風波のエネルギーも指数分布に従って表層付近に集中しているのに対し、吹送流のエネルギーは底面までほぼ一様に分布していることがわかる。こうした底面でのエネルギーは、すべて風波の摩擦力あるいは碎波によって水面から輸送されて来たものである。 $U_r = 16.0$ m/s の場合、 E_c と E_w が交叉する $z/h = -0.27$ より上層では風波のエネルギーが過剰ではあるが、それより下層ではこの関係が逆転している。碎波の介在なしに吹送流が風波からエネルギーを受け取ることはないため、 E_c と E_w の鉛直分布は本来無関係であり、逆転に特別な意味はない。しかし、本来底層には存

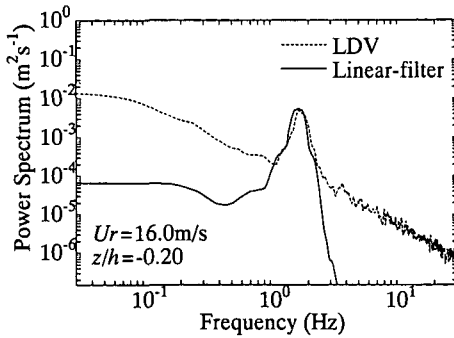


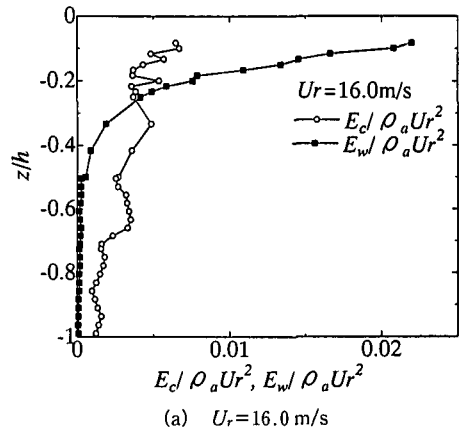
図-7 波形スペクトルから線形フィルターによって求めた $z/h=-0.20$ での流速スペクトルと実測スペクトルの比較

在しない吹送流が生成され、そのエネルギーが風波のものと逆転する事実は、表層での過剰なエネルギーが下層での吹送流の生成に費やされていることを実証するものと言える。さらに、この事実は、表層での過剰な風波エネルギーの下層への輸送において砕波が本質的役割を果たしていることを裏付けるものと言える。これに対し、 $U_r=10.7$ m/s の場合、表層での E_c を上回る E_w の過剰分は少なく、 $z/h=-0.13$ 付近で鉛直分布の逆転が生じているが、このときの下層部の吹送流のエネルギーを表層での風波の過剰エネルギーの下層への輸送によって説明することは出来ない。したがって、この場合の下層の吹送流は風の摩擦力によるせん断流成分に2次流として生成される底面付近の各種流れが加わったものと推察される。

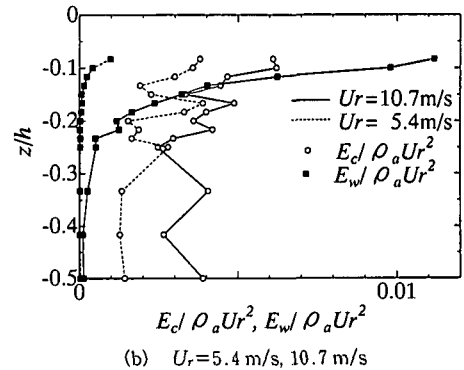
5. 風波砕波の役割

そこで、まず、Toba・Koga (1986) によって定義された砕波率パラメータ $\alpha = U_*^2 / 2\nu f_p$ を用いてこのときの風波砕波の規模を評価し、これと吹送流および風波のエネルギー E_c および E_w の鉛直変化の関係から、下層へのエネルギー輸送に及ぼす砕波の影響を明らかにしたい。図-9は、そのために砕波率パラメータ α と $z/h=-0.08, -0.05$ および -0.33 での吹送流のエネルギー E_c との関係を示したものである。風速とともに砕波率が増し、それに伴って $z/h=-0.33$ での吹送流のエネルギーが直線的に増えている。こうした砕波率と下層での吹送流エネルギーとの比例関係は、表層のエネルギーの下層への輸送に砕波が密接に関わっていることの間接的証明とも言える。

こうした砕波によって放出される表層での過剰エネルギーの下層への輸送は、砕波による下降流と渦拡散によっていると考えられる。ここでは、吹送流が対数則に従うせん断流であるとした場合のエネルギーの鉛直分布



(a) $U_r=16.0$ m/s



(b) $U_r=5.4$ m/s, 10.7 m/s

図-8 平衡状態における吹送流エネルギー E_c および波動エネルギー E_w の鉛直分布と風速の関係

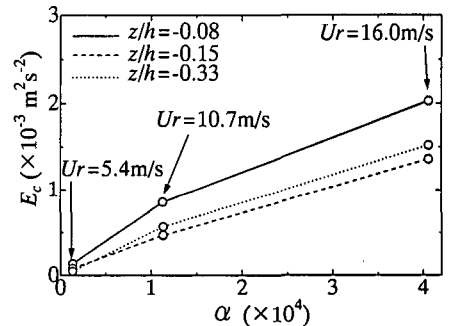
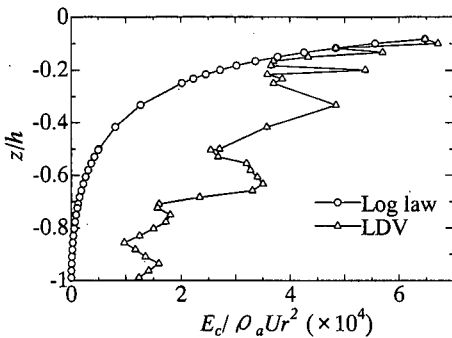


図-9 砕波率パラメータ α と吹送流エネルギー E_c の関係

との比較を行うことにより、風波砕波を介した運動量輸送と対数則に従う運動量輸送との差異について検討し、砕波による運動量輸送効果の一端を明らかにしたい。

図-10は、 $z/h=-0.08 \sim -0.99$ の範囲の実測データを用いて対数則のパラメータを決定し、これより計算した E_c の鉛直分布と LDV による E_c の鉛直分布との比較を示したものである。これから、計算結果は $z/h < 0.2$ において実測結果よりも過小であり、吹送流を風の摩擦力に



図一10 対数則による吹送流エネルギー E_c の鉛直変化と実測分布との比較

よって駆動されるせん断流とみなし、運動量の鉛直輸送をせん断流の速度勾配だけで説明することは難しいことが分かる。逆に言えば、強風下の吹送流には、同一速度の開水路流れの場合をはるかに上回る渦拡散が生成されており、それが表層の過剰なエネルギーを下層に輸送し、吹送流の発達と流速分布の一般化を促しているということになる。Mitsuyasu が推察したように、風波は風から水面へ輸送される運動量を効率的に吸収し、その放出によって下方に運動量を輸送し、底層にまで達す吹送流を発達させていると言える。従って、3次元吹送流モデルの構築においては、その生成に本質的役割を果たしている風波碎波の影響評価とその作用の陽的取り込みが必須となる。

6. 結 語

弱風から水面全体が白波立つ強風速までの風を作用させ、発達過程および平衡状態における風波および吹送流

の水粒子速度場の計測を行って、風波碎波の吹送流に及ぼす影響について検討した。その結果、風からの運動量の大部分は風波として吸収されるが、これらは碎波によって水面表層に放出されると同時に、碎波に伴って生成される渦拡散や下降流によって下層に輸送され、下層での吹送流の発達に費やされることが明らかとなった。このように、碎波は水面に作用する風の駆動力を下方まで伝達し、鉛直一様な吹送流を生み出す原動力となっており、吹送流の3次元モデルにはこうした風波碎波の役割の正しい評価が必要である。

最後に、本研究で使用した水槽の設計・製作に当たられた(株)伊勢屋機械製作所の諸氏に深謝するとともに、本研究は日本学術振興会科学研究費基盤(c)(2)12650509および特別研究員奨励費による成果であることを付記し、謝意を表す。

参 考 文 献

- 安田孝志・加藤 茂・十二正義・山下隆男 (1997): 強風浪下の沖合流れの3次元構造と発生機構, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 426-430.
- 安田孝志・水谷夏樹・板野誠司・井坂健司・川越雄太・小野田武 (2000): 強風下に生成される水面バースト層とその乱流特性, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 106-110.
- Melville, W. K. and R. J. Rapp (1985): Momentum flux in breaking waves, *Nature*, Vol. 317, No. 10, pp. 514-516.
- Mituyasu, H. (1985): A note on the momentum transfer from wind to waves, *J. Geophys. Res.*, Vol. 90, No. C2, pp. 3343-3345.
- Weber, J. E. and A. Melsom (1993): Volume flux induced by wind and waves in a saturated sea, *J. Geophys. Res.*, Vol. 98, No. C3, pp. 4739-4745.
- Wu, J. (1975): Wind-induced drift currents, *J. Fluid Mech.*, Vol. 68, pp. 49-70.