

流れを伴う風波海面の拡散に関する研究

筧 源 亮*・山 崎 平 弥**

1. ま え が き

本研究は前報¹⁾に引き続いて、潮汐による流れが存在する海域に風が作用した場合の海面付近における海水運動について、風洞水槽を用い実験を行い、考察したものである。

工学上海水運動が問題にされる海域は、湾とか港内といった狭海域であることが多く、これらの海域では、地形と潮汐作用等により海域内に潮流の卓越することが多い。

従って、例えば海面拡散等を考える場合、その拡散作用は、風波作用のみでなく、潮流との相互作用も考慮する必要がある。

前報では海水運動の変動成分を波と乱れの重畳したものと考え、この両者の間に近似的に重ね合わせが成立することを示し、乱れによる拡散作用について述べた。しかしながら、この研究は風波作用にのみ注目した実験解析を基としており、これのみでは先に述べた通り充分でないため、ここでは流れがあらかじめ与えられた海面に、風が作用する場合について考察を行った。

あらかじめ与えられる流れの流向は風向と一致する順流の場合と、これらが反対方向となる逆流の2つの場合についてそれぞれ実験を行った。

流れが存在する風波海面では、流れの影響により海面付近の状態が異なることが見出された。このことについては最近注目され、すでに多くの研究がなされているところである²⁾。

2. 実験と実験装置

使用した実験装置は、前回使用した幅 13.0 cm、長さ 4.2 m、水路部水深 20 cm、風洞部 10 cm の風洞水槽をそのまま使用した。ただし、流れを与えるため上下流端を改造し、整流格子、整流板を持った上流側水槽、水位を調整し得る下水槽を付加して、水路に所定の一様流を生じさせるようにした。なお、水路下部に設けていた循環水路はこれを閉ざし、この実験には使用しないこと

とした。

風洞部は送風機、送風部を取りはずし可能な構造として水路上流側、あるいは下流側のいずれの側からでも任意に送風し得るようにした。順流・逆流の風波実験は各々送風部を上流、下流側に取り付けることにより行った。

計測センサーとしては、流速は主として、ホットフィルムを使用し、波高等は圧力センサーを用いた。圧力センサーの応答特性が、ホットフィルムほど充分でないため、波データについては高周波特性は充分と思われない。

センサーから得られる計測量は一度データーレコーダーに記録した後、A-D 変換してデジタル化し処理した。

ホットフィルムは水中の微粒子がフィルムに付着することによりその特性が変化する。このため1回の計測を極短時間とし、その前後で洗浄して用いた。また検定は適宜行ってその特性に変化のないことを確かめながら実験を行った。

表—1 実験ケース

Wind-Velocity (m/sec)		4.5, 7.0, 10.0
Water-Velocity (cm/sec)	Favorable	+5, +15, +30
	Reverse	-5, -10, -15
Fetch (cm)		40, 70, 130, 220

実験は表—1に示す通り、順流と逆流の各々の場合について、あらかじめ与える流れの流速を順流の場合 5, 15, 30 cm/sec とし、逆流の場合 5, 10, 15 cm/sec とした。順流と逆流で与える最大流速が異なっているのは、逆流の場合 30 cm/sec の流速では風洞水槽の容量が小さく波頂が水槽上部壁近くに達し、風洞部の断面が縮小され正確な実験が不可能となったためである。

この各々の与えた水の流速に対して、風速は前報と同一の 4.5, 7.0, 10.0 m/sec を用い、計測断面もフェッチを 40, 70, 130, 220 cm と一致させた。

3. 実験結果と考察

この流れに風作用の重畳した実験と前報の風のみの実験結果と比較すると、以下に述べるように波、乱れともかなり異なっている。しかしながらそれよりも順流、逆流による差異の方が大きく、風のみ作用の場合の海水

* 正 会 員 神戸大学工学部

** 学生会員 神戸大学大学院

運動は概略順流と逆流の間に存在するものと言える。

(1) 波

ゼロアップクロス法の定義から求めた有義波の周期を
図-1, 2 に、波高を 図-3, 4 に示す。

周期は、図-1 に示す順流の場合、フェッチの増大と共に急激に長くなる。また与えた流速を速くするとこれが短くなる傾向にある。一方、図-2 の逆流では強風においてフェッチが短くてもかなり長い周期が生じ、フェッチによる変化は小さい。与えた流速による変化は、強風の場合これが速くなると周期は長くなる傾向を示すが、弱風では反対の傾向となる。

波高について、順流の場合風速の増加、フェッチの増加に伴って、波高が増加する関係にある。反面、逆流の場合、弱風速であると必ずしもこの関係はあてはまらず、あるフェッチより波高の減衰を生じる。風速を増すと、波高はフェッチの増加に伴い順流と同様に増大する。ま

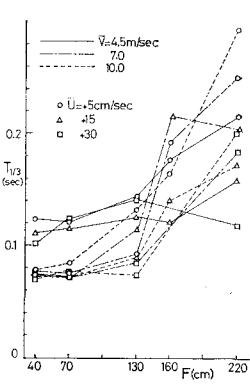


図-1 有義波周期(順流)とフェッチ

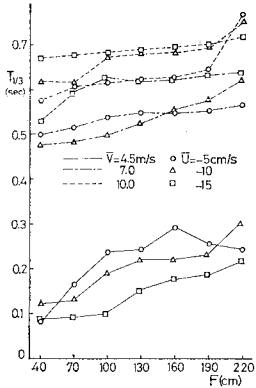


図-2 有義波周期(逆流)とフェッチ

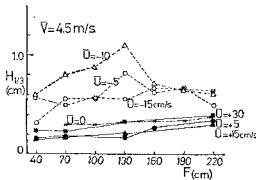


図-3 有義波高とフェッチ (風速 4.5 m/sec)

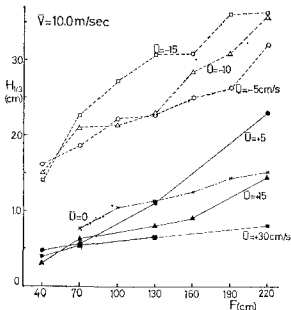


図-4 有義波高とフェッチ (風速 10.0 m/sec)

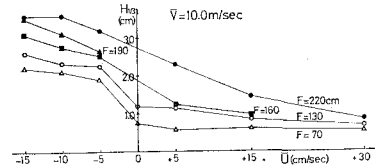


図-5 有義波高と流れ

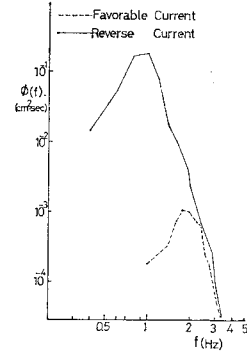


図-6 風波のパワースペクトル

た逆流においてフェッチが短くても順流に比して比較的波高が大きい。この点については加藤も指摘している²⁾。

流速・流向による波高の変化を 図-5 に示す。これより順流では流速の増加に伴い同一フェッチにおける波高は減少する。一方、逆流では逆に波高は増大する。

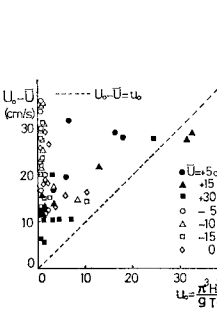
風波のスペクトルを求めて見ると、風速の増加によりエネルギーピークは顕著に増すが、与えた流れの流速による変化は明確でなかった。順流・逆流による相異は図-6 に示すように、エネルギーピークが順流では、逆流と比較して高周波側に移動する。またエネルギーの大きさも波高が小さいため当然逆流に比較して小となる。

風波の波高と周期より表面流速を求めると、(3.1) 式で表示される。

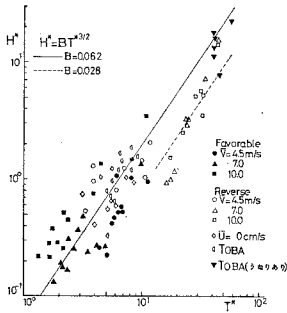
$$u_0 = \frac{\pi^3 H^2}{g T^3} \quad (3.1)$$

この式を用いて実験で得た有義波の波高と周期から求めた u_0 と実測値を比較する。このとき浮子流して得た表面流速 U_0 には、与えた流れ $\bar{U}$ が影響しているため、 U_0 から与えた流速 $\bar{U}$ を差し引いた $U_0 - \bar{U}$ を求め、式(3.1)の u_0 と比較する。この結果を図-7 に示す。これからわかるように逆流の場合、実測値は計算値に比較してかなり大きく、 $U_0 - \bar{U} = (8 \sim 35)u_0$ となる。一方、順流の場合も実験で得た $U_0 - \bar{U}$ の方が一般に大きく、 $U_0 - \bar{U} = (0.9 \sim 4)u_0$ となり、 $U_0 - \bar{U} = u_0$ になる場合もある。このことは流れなしの場合にも同様の結果を得ている。従って式(3.1)は過少評価のきらいがある。

風波の波高と周期の関係について、これらを風の摩擦速度 u_{*a} 等で無次元化した H^* 、 T^* について考える。このとき τu_0 を $\rho g \nu$ で無次元化した $\tau u_0 / \rho g \nu$ が u_{*a}^*



図—7 表面流速



図—8 風波の 3/2 乗則

に比例するとすると,

$$\tau u_0 / \rho g \nu = \frac{\pi^3 H^{*2} u_{*a}^*}{T^{*3}} \propto u_{*a}^* \dots\dots\dots (3.2)$$

となる. ここに, $H^* \equiv gH/u_{*a}^2$, $T^* \equiv gT/u_{*a}$, $u_{*a}^* \equiv u_{*a}/g\nu$ (u_{*a} は風速分布から求めた摩擦速度) である. 式 (3.2) において, $\frac{\pi^3 H^{*2}}{T^{*3}} = \pi^3 B^2$ として, 次式の 3/2 乗則を得る.

$$H^* = B T^{*3/2} \dots\dots\dots (3.3)$$

ここで, 定数 B は従来の実測結果等を基として $B=0.062$ とされている. 実験より求めた H^* , T^* の関係を 図—8 に示す. 順流の場合と逆波の弱風速 4.5 m/sec の場合には, $B=0.062$ に一致する. しかし逆流の風速が 7.0, 10.0 m/sec の強風になると $B=0.062$ の曲線からはずれ, このときは $B=0.028$ となる. このことは, 先に述べた逆流の場合の有義波高のように, 風速が 4.5 m/sec から 10.0 m/sec に変化すると風波特性が異なってくることに起因するものと思われる.

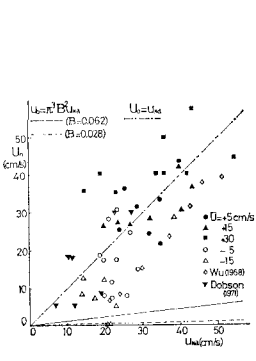
u_0 と u_{*a} の関係は, 式 (3.2), (3.3) より,

$$u_0 = \pi^3 B^2 u_{*a} \dots\dots\dots (3.4)$$

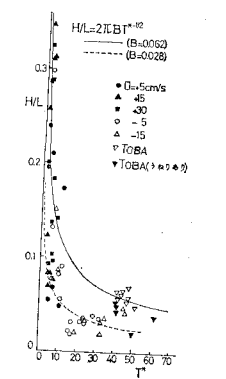
となるが, 実験によって得た 図—9 に示す u_0 と u_{*a} の関係を見ると, $u_0 \approx u_{*a}$ の関係があるように思われ, 式 (3.4) は実測結果と異なってくる³⁾.

しかしながら波形勾配 H/L は,

$$H/L = \frac{2\pi H^*}{T^*} = 2\pi B T^{*-1/2} \dots\dots\dots (3.5)$$



図—9 表面流速と摩擦速度



図—10 T^* と波形勾配

故, これと実験より求めた値とを比較すると 図—10 に示すようになり一致する.

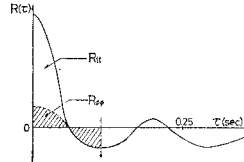
このことより逆流では定数 B は $B=0.062$ よりも $B=0.028$ の方がよいのではないと思われる.

以上のことから, 逆流の場合, また鳥羽が示したうねりが存在する場合等では, 定数 B は変化すると思われ, 今後検討する必要がある.

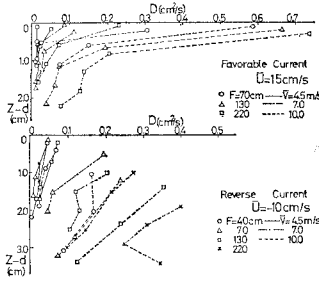
(2) 拡散係数

流速変動の相関 $u'(t)u'(t+\tau)$ を考えると波動による変動の自己相関 $u'_\phi(t)u'_\phi(t+\tau) = R_{\phi\phi}$ と, 乱流運動による変動の自己相関 $u'_t(t)u'_t(t+\tau) = R_{tt}$, さらに波動による変動と乱流運動による変動の相互相関 $u'_\phi(t)u'_t(t+\tau) = R_{t\phi}$ が存在する. ここで各相関がある仮定の基に絶対値を求めて比較すると, $R_{\phi\phi}$, R_{tt} は $R_{t\phi}$ に比較して十分大きいことがわかる. 従って風波海面における相関を考える際便宜上波による変動の自己相関と乱流運動による変動の自己相関の加え合せたものと考えてよいことになる. 波による変動の自己相関 $R_{\phi\phi}$ は周期関数であり遅れ時間に従って減少することがない. また相関関数に現われる周期成分は最初の 1/4 周期までとその後の 1/4 から 1/2 周期までの面積はほぼ等しい故, 乱流運動による変動の相関 R_{tt} を求めるには, もとの相関の 1/2 周期まで考慮し, 波動による変動の相関をあらかじめもとの相関から差し引いて, その残りの乱流による変動の相関をもって拡散係数を決定する¹⁾. その一例を 図—11 に示す.

求めた拡散係数は, 風速, フェッチの増加と共に一般に増大する. これは流れなしの場合と同じ傾向である¹⁾. ここで興味ある相異は, 順流・逆流による水深方向への拡散係数の変化である. これについては 図—12 に示す.



図—11 流速変動の自己相関関数



図—12 拡散係数 D と水深

順流の場合、拡散係数が水面近傍のごく薄い領域において非常に大きく水深が増すと急激に減少している。これより順流では、水面近傍に薄い表層が生じ、風からのエネルギーがこの薄い層内で乱れとしてほとんど拡散し水深深くまで伝達されないものと考えられる。

一方、逆流では、比較的深くまで拡散係数が大きい値を示すことからして、ある幅を持った混合領域が存在するものと予想され、風からのエネルギーが水深深くまで伝達される。またこれは流速分布から考えると、水表面は風と同一流向であるが、その内部は逆の流向に流れている。この中間には正確に流速0の深さがあるのではなく、乱れにより混合していることが実験より明らかとなった。縦軸に示す d は、海面粗度高さであり、この d は実験結果から流速分布が対数法則を満足するよう水深を補正することにより定めた。この海面粗度高さ d は波形勾配 H/L と 図-13 に示すような関係がある。

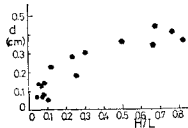


図-13 海面粗度高さ d と波形勾配

流れが与えられた風波海面付近の海水運動について乱れの場合の相似則を求めるために、拡散係数 D と風波海面の特性を表わす有義波、摩擦速度あるいは表面流速の関係について調べる。拡散係数をこれら有義波の波高・周期、風速分布より求めた摩擦速度、表面流速等で無次元化したものと、水深を有義波高で無次元化したものとの関係について求めると、図-14, 15, 16 のようになる。これらの図からわかるように、拡散係数 D は周期 T や摩擦速度 u_{*0} よりも表面流速 U_0 と波高 H に大きく依存することが明らかである。図-14 中フェッチが短い場合のデータはばらついており、まだ現象が安定化していないため生じたものと考えられる。

拡散係数 D を平均風速 $\bar{V}$ とフェッチ F で無次元化を行なうと、図-17, 18 のようになる。図-17 の順流の場合は、拡散係数 D は風速 $\bar{V}$ とフェッチ F に明確

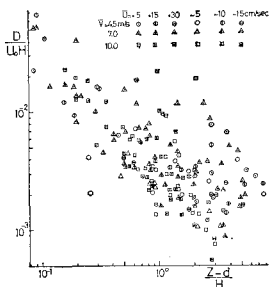


図-14 拡散係数 $(D/U_0 H)$ と水深

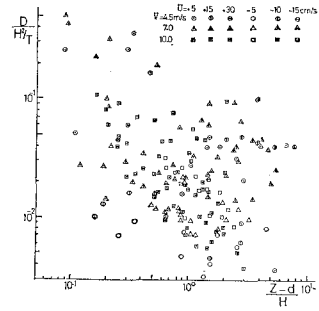


図-15 拡散係数 $(D/H^2/T)$ と水深

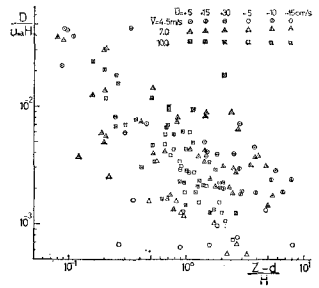


図-16 拡散係数 $(D/u_{*0} H)$ と水深

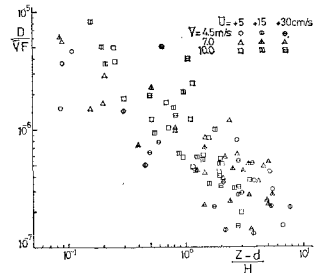


図-17 拡散係数 $(D/\bar{V} F)$ と水深 (順流)

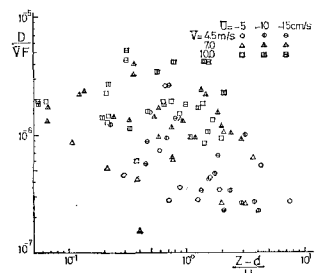


図-18 拡散係数 $(D/\bar{V} F)$ と水深 (逆流)

な関係を持つものと認められ、図-14 の結果をも合せ考慮すると、表面流速 U_0 と風速 $\bar{V}$ 、波高 H とフェッチが各々関係があることから、図-17 の結果は当然のことと考えられる。図-18 に示した逆流の場合は、あらかじめ与えた流れと風速 $\bar{V}$ が逆向いているため生じたことによりもう一つその関係が明確でないものとする。

ここで示した関係と前報の場合を比較すると、無次元拡散係数は前報のものの方が大きい。これは表面流速の測定において、前報では大きな浮子を用いたことによりこれを過小評価したためではないかと考える。

流れを伴った風波海面においても、流れのない場合と同様その海面下において、乱れの相似則が有義波の波高および表面流速をパラメーターとして成立するものと考えられる。ただ 図-15 に示すように今回の実験では有義波周期は、その場の相似性を支配するパラメーターとはこの結果からは言いがたい。

4. あとがき

図-9 に示した表面流速 U_0 と摩擦速度 u_{*a} が $u_{*a} \approx U_0$ の関係にあること、また拡散係数 D が 図-14 に示すように表面流速 U_0 と有義波高 $H_{1/8}$ を支配的なパラメーターとして持つことから、風波海面における長さの基準スケールとして有義波高、速度の基準スケールとして表面流速を上げることができる。

これらのことから、直接測定することがかなり困難な

海水拡散係数を実用上簡単に求める手段として、資料の入手しやすい波・風資料を基に推定することが可能であると考えられる。また表面流速が風速から推定され、有義波高が風速やフェッチにより推算できることから、風速とフェッチを知ることによっても、拡散係数の推定も可能となるであろう。

今後さらに、逆流において問題となった波の内部の流速分布の測定方法、また、そこで生じた混合幅について考察を行う。また、うねりが入った場合の風波海面の諸特性、海岸構造物や地形変化による拡散作用への影響の問題について検討する予定である。

参 考 文 献

- 1) 筧 源亮・井口理一郎：風波海面における拡散についての研究，第23回海講論文集，pp. 529~533, 1976.
- 2) 加藤 始・鶴谷広一：流れの中の風波の研究(2)，第23回海講論文集，pp. 329~333, 1976.
- 3) 近藤純正：海面境界層研究における最近の動向，天気，Vol. 20, No. 8, pp. 389~404, 1973.
- 4) 筧 源亮・山崎平弥：流れを伴う風波海面の研究，関西支部年講，1977.