

# 風波海面における拡散についての研究

簗 源 亮\*・井口理一郎\*\*

## 1. ま え が き

海面付近の海水運動は異なった時間、空間スケールの現象を含んでおり、これらは、それぞれ異なった物理過程で説明されている。実際の海水運動はこれらのスケールによって明確に区分されるものでなく、異なったスケールの間の海水運動にも相互作用は存在する。本論文では最小スケールの領域の海水運動を対象に考えている。

海面付近の拡散作用が工学上問題となるのは、湾、港内等の狭い海域であることが多く、その海水運動は時間、空間上制約されたものであることが多い。このような狭海域の海水運動は、一般に潮流ならびに風波に大きく影響されるものと考えられる。この中で、まず風波作用のみに注目して、その拡散作用を明らかにしようと試みた。

高いレイノルズ数の流れに Self-Preservation が成立することは良く知られている所である。この一つの成果として接地層における相似仮説がある。相似仮説は次元解析にもとづく近似解法であるにもかかわらず、現象の全般的な把握が行えることから今日の発展を見たものと思われる。

本論文は風波海面下の流れに相似仮説の考え方を用いて、実験、実測により求めた資料を整理し、この仮説が成立する妥当性ならびに、その基となる長さ、速度等のスケールについて検討を行った。ただし実験、実測共に成層の影響がなかったため、中立状態として流れを取り扱っている。成層流については別途考慮する予定である。

## 2. 相 似 仮 説

一樣乱流の拡散に関してその理論は、Taylor, G. I. によってほぼ確立されたが、拡散係数については未だ不明な点が多い。拡散現象を解明するには Euler 的な量を取扱うものと、Lagrange 的に解明する方法の2つが挙げられる<sup>1)</sup>。

Euler 的方法は Monin-Obukov の相似則を基礎とし、

定常、水平方向に一樣である接地層においては物理量の統計量が摩擦係数  $\tau$ 、または摩擦速度  $V_*$ 、熱の流速  $q$  または  $q/C_p\rho$  および浮力を表わす量  $g/T_0$  の3つの量で完全に記述できるというものである。幾つかの仮定の基に次元解析を行い運動量に対する乱流拡散係数  $D$  は次のように求められる。

$$D = \frac{\kappa Z V_*}{\phi} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $\phi$  は成層の影響を考慮する普遍関数である。一方 Lagrange 的解析法は Batchelor (1964) によって組織化されたものであり、中立状態の接地層の中の Lagrange 的統計的性質は摩擦速度と放出点から着目する点までに要した時間とによって完全に決定されるというもので、幾つかの仮定の基に次元解析を行って、中立状態で接地層の中での拡散性は近似的に次のように表わされ、

$$\bar{Z} \propto (x)_{x=\bar{x}} \dots\dots\dots (2)$$

$x$  に比例した拡がり方をかかなりの距離で見られることになる。Pasquill (1966) は拡散係数  $D$  と浮遊粒子の鉛直方向の拡がり  $Z$  の速さとの間に次のような関係があることを示した。

$$\frac{d\bar{Z}}{dt} = \frac{dD}{dz} \dots\dots\dots (3)$$

本論文は海面付近の海水運動にも同様な相似性が成立するものではないかと考える。仮に相似性が成立するならその相似性を規定する代表量を考えねばならない。しかし、まずその前に風波領域なるものの特性を調べる必要がある。鳥羽<sup>2)</sup>によると風波は皮流と乱れと波動との渾然一体となったものであり、その解明には純粋な水の波の存在する形式をできる限り厳密に追求する数理解物理学的なアプローチと、方向性も含むエネルギースペクトルによって現実の風波の構造を調べその統計的性質を把握するアプローチの2つを提案している。後者の方法では比較的単純な条件下でスペクトルは顕著なピークを持ちその両側で急激にエネルギーが減少している。しかもスペクトル形が風波の条件が異なっても相似な形をしている。そしてピークエネルギー密度の周期と有義波の周期の間にはほぼ1対1の対応があり最終的にスペクトル形を次のように表わせるものとしている。

\* 正会員 工博 神戸大学教授 工学部土木工学科

\*\* 正会員 日立造船(株)

$$\phi_p = \alpha_p g u_* \sigma_p^{-4}, \quad \alpha_p = 1.1\pi^2 B^2 = 0.13 \dots (4)$$

ただし、 $B$ は半経験的係数である。このことは風波のスペクトルは同じ形を保ったままピークの値が式(4)によって発達するということになり、結論として風波の場においてもいわば乱流の慣性領域と類推的ななんらかの一般的な相似性が存在することを示唆すると述べている。

### 3. 実験装置および実験結果

使用した実験装置は、幅 13.0 cm、長さ 4.2 m、上部水槽高さ 30 cm、下部水槽高さ 20 cm の透明アクリル製循環式風洞水槽である。循環式にしたのは逆流を避けるためであり循環による流れは乱れのない一様流であり、しかも微速で上部の乱流場に与える影響は無視し得るものである。水深は上部水槽 20 cm の所までで、風洞水槽上方端に水槽幅と同じ 13.0 cm、高さ 10.0 cm の送風口がその下端を静水面に一致するよう水面に対しほぼ水平に設置してある。送風機は振動を極力避けるためシロコファンを用いた。この送風機によって送風口における風速が 0 m/sec から 13 m/sec まで連続的に変えることが可能である。なお送風口付近の風速は縦方向、横方向の偏りがともに約  $\pm 4\%$  以内であり一様と考えてよいものである。また実験を通じて電圧降下を避けるためにスライダックによって常に 100 V になるよう努めた。測定対象としては波が生じ始めると認められた送風口付近、静水面上 2 cm の平均風速  $U_{20}=4.5$  m/sec と碎波を生じる直前の  $U_{20}=10.0$  m/sec、それに中間の値として  $U_{20}=7.0$  m/sec を選び、吹送距離を送風口から 40 cm、70 cm、130 cm、220 cm の 4 か所を選び、適宜水深も変え測定した。なおこれら測定の選定は染料を流すことによって求められた流体中の乱れの層の状況が、 $U_{20}=7.0$  m/sec、 $U_{20}=10$  m/sec の場合、乱れの層が急拡する始点として 40 cm、また  $U_{20}=4.5$  m/sec の場合のそれとして 70 cm、各風速について乱れの層の幅がほぼ一定となる 220 cm およびこれらの中間点として 130 cm を選んだ。諸量の測定は、波高、波速をサーボ式水位計によってピジグラフに記録し、表面流速はビニールの薄片を水面に出ないように注意してその移動距離と移動時間から測定した。また流速に関しては定温度熱線流速計を用いオシロスコープでモニターしながら線形化増幅装置に掛けデータレコーダに記録した。各測定時間は 20 秒とし得られた記録を再びオシロスコープでモニターしながら横河ビューレットバックカード製フーリエアナライザーに掛け自己相関関数およびパワースペクトルを求めた。この際サンプリング周波数は 500 Hz、補償周波数 250 Hz、サンプリング数 2048 個とした。本実験で得られたスペクトルはすべてほぼ類似しており強度とピーク周波数のみが変わったものといえる。すなわち風波海面下の場になんらかの相似則が存在するものと推測される。各スベ

クトルのピークエネルギー密度の周波数は流下距離に関して測点が少ないためその傾向は明確でないが、水深が増すとその周波数は低周波側へ移行している。また風速の違いによる変化は一般に風速が増すに従いピークエネルギー密度の周波数が高周波側へ移行し、また水深が増してもその周波数は低風速の場合に比べ急激には低周波側へ移行しない。水面付近において測定した場合のピークエネルギー密度の周波数は平均風速 4.5 m/sec のとき有義波の周期に比較して若干大きく出ているが、7.0 m/sec、10.0 m/sec の場合ほぼ近接している。一方有義波高のパワーとスペクトルの最大パワーとの比較は今回明確には分らなかった。しかし何らかの関係があるものと推測され今後詳しく調べていく予定である。

### 3. 風波海面における拡散理論の考察

風波海面においては波動と流れと乱れが渾然一体としているが風波スペクトルの分布形状がほぼ類似な形をしていることから卓越波とそれ以下のスケールの運動の間の相互作用が定まったものと推測される。そこでここでは便宜上風波海面における海水運動を波動による変動  $u'_\phi$  と乱流変動  $u'_l$  とが加わったものとする。今速度変動の相関  $\overline{u'(t)u'(t+\tau)}$  を考えると波動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以外に波動による変動と乱流運動による変動の相互相関が存在することになる。そこで乱流運動による変動がフーリエ積分形で表示できるとし一方波動による変動を簡単のために位相差を考えず単一波とする。乱流による変動と波動による変動の相関は、

$$\begin{aligned} \overline{u'_l(t)u'_\phi(t-\tau)} &= \frac{1}{2T-\tau} \int_{-T}^T dt u'_l(t)u'_\phi(t-\tau) \\ &= \frac{1}{2T-\tau} \int_{-T}^T dt \int_0^\infty dn [a(n) \cos 2\pi nt \\ &\quad + b(n) \sin 2\pi nt] \times U \sin 2\pi f(t-\tau) \\ &= \frac{U\pi}{2T-\tau} \{-a(f) \sin 2\pi f\tau \\ &\quad + b(f) \cos 2\pi f\tau\} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

ここに、

$$u'_l(t)=0 \quad \text{for } t>T, t<-T$$

一方乱流による変動の自己相関は

$$\begin{aligned} \overline{u'_l(t)u'_l(t-\tau)} &= R_{ll} = \frac{4\pi^2}{2T-\tau} \\ &\quad \times \int_0^\infty dm \frac{a^2(m)+b^2(m)}{2} \cos 2\pi m\tau \\ &\quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

また波動による変動の自己相関は

$$\overline{u'_\phi(t)u'_\phi(t-\tau)} = R_{\phi\phi} = \frac{U^2}{2} \cos 2\pi f\tau \dots\dots\dots (7)$$

各相関の比較のため  $a(f)=b(f)$  としおのおのの相関の絶対値は

$$\begin{aligned} & |\overline{u'_i u'_j}| : |\overline{u'_i u'_i}| : |\overline{u'_j u'_j}| \\ &= \frac{\sqrt{2} U \pi a(f)}{2T-\tau} : \frac{4\pi^2 \sum_{i=1}^{\infty} a_i^2(m_i) \Delta m}{2T-\tau} : \frac{U^2}{2} \end{aligned}$$

ここで、 $T$  を十分大きく取り  $U > a/T$  を考えると  $R_{\phi\phi}$  は  $R_{\phi t}$  に比較して十分大きい。また乱流のパワースペクトルとして 10 Hz から 100 Hz に直線的に減少するものと仮定し、 $U=10a(f) \cdot \Delta m$  と見積ると  $R_{\phi t}$  は  $R_{tt}$  に比較して十分小さくなる。したがって風波海面における相関を考える際便宜上風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。Taylor, G. I. の乱流拡散理論によれば拡散係数  $D$  は

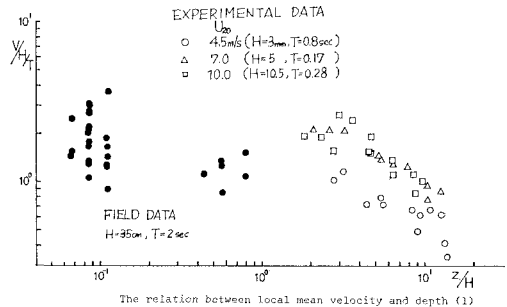
$$D = \frac{1}{2} \frac{d(\bar{Y}^2)}{dt} = \int_0^{+\infty} (R\tau) d\tau \dots\dots\dots (8)$$

となる。ここで、 $R_{\phi\phi}$  を考えるとその相関関数からもわかるように周期関数であり遅れ時間にしたがって減少することではなく、 $R_{\phi\phi}$  と  $R_{tt}$  が重ね合せたものとの相関から有限遅れ時間内で Taylor, G. I. のいうようには拡散係数は求められない。そこでこの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、その残すなわち乱流による変動の相関をもって拡散係数を求めるものとする。ここで差し引くべき波動による相関の評価であるが、まず著者らは相関を求める際同時に求めたスペクトルのピークエネルギーの周波数とそのパワーから規定される卓越波なるものを当てた。この場合高風速の場合の数例を除いて当然のことながら相関で得られる波動とよく一致した。しかもその周期から深海波として位相速度および波高を求めたものと、Wilson によって整理された有義波に関する吹送距離図表と比較するとかなりの一致を見た。高風速の場合の例外は実験において細心の注意を払ったにもかかわらず、反射波が生じビート波が生じたものと推測されビート波による相関を求めるとこれもよく一致した。これらを考慮して相関関数に現われる周期成分のビート波については最初の 1/4 周期までとその後の 1/4 から 1/2 周期までの面積値はほぼ等しいものであるといえ、そこで  $R_{tt}$  を求めるには元の相関の 1/2 周期までを考慮すればよいことになる。得られた拡散係数の一般的傾向としては、(1) 風速が増せば拡散係数も増大する。(2) 吹送距離が増大すれば拡散係数も一般に増大する。(3) 海面直下の拡散係数はそれより下の拡散係数に比較してかなり大きなものである。

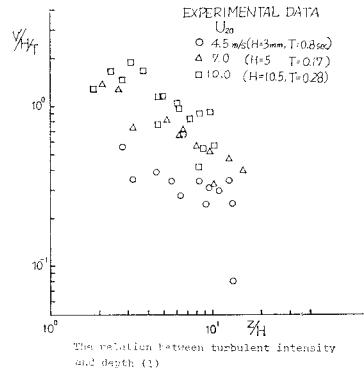
#### 4. 風波海面における相似仮説

次に前述したスペクトルの相似性および得られた拡散係数の諸特性について風波海面下の相似性を考えることにする。得られたスペクトルのピークエネルギーの周波数が水深方向へある規則性を有し減少しかつ水面付近の

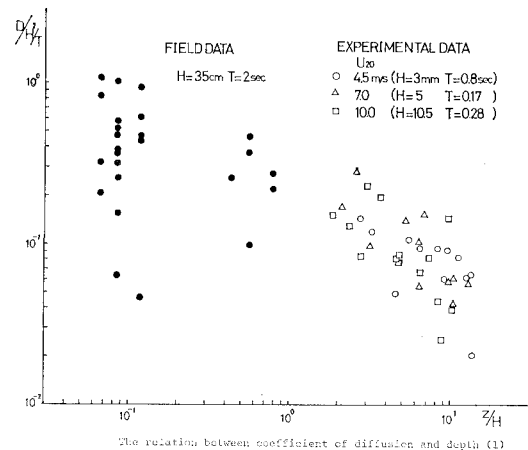
それが有義波の周期に近接していることから、鳥羽が風波に関してその相似則を支配するパラメーターは有義波の周期と波高であると推測したと同じように、風波海面下の場合においても有義波の周期と波高をパラメーターとする相似則が存在するものと推測する。そこで得られた局所平均流速、流速変動および拡散係数の水深方向への分布を有義波の波高、周期で無次元化したものを図—1, 2, 3 に示す。図—1 および 図—3 には神戸港において直径 2 cm のプロペラ流速計およびトレーサを用いて求めた実測値をも示している。図より実験、実測を問わず



図—1



図—2



図—3

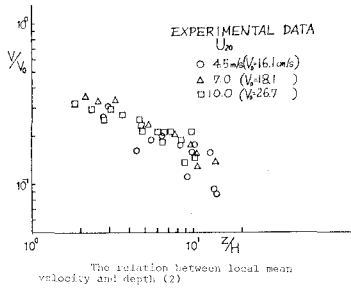


図-4

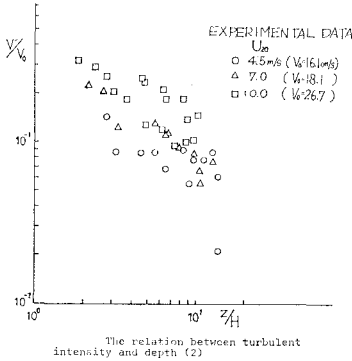


図-5

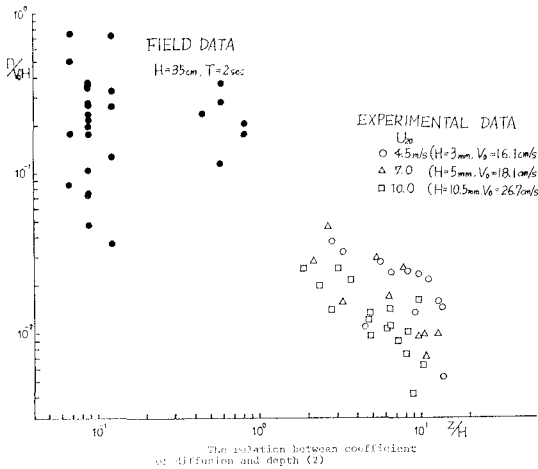


図-6

有義波の波高ならびに周期が風波海面下の場の相似性を支配するパラメーターになりうるということがわかる。次にパラメーターとして表面流速と波高を選び局所平均流速、乱れ強度および拡散係数を無次元化したものを図-4, 5, 6 に示す。この場合もかなりの相関を示し表面流速は風波海面下の場を規定するものと考えられる。もっとも鳥羽は幾つかの仮定の基に風波の  $u_0$  として  $u_0 = \pi^3 H^2 / (g T^3)$  としており、表面流速も有義波の波高と周期によって表わせとしている。しかし本実験によって得られた波高と周期から上式によって求めた  $u_0$  は実験によ

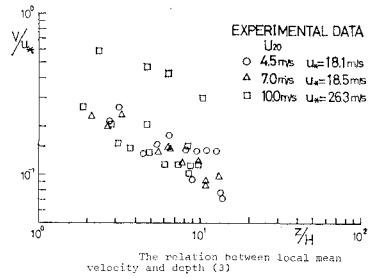


図-7

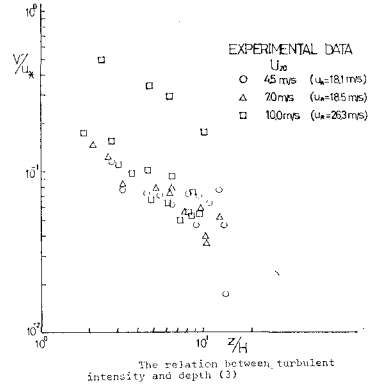


図-8

て得られた  $u_0$  の 1/10~7/10 の値となり風波の正確な  $u_0$  の関係式を見出す必要が今後要求される。

一方風速分布から求めた摩擦速度  $u_*$  によって無次元化を行うと若干の散らばりが生じて来る。これを図-7, 8, 9 に示す。このことは風

の摩擦速度が 100% 海面下の流れの場に寄与するのではなく他の海面運動例えば波等の大気海洋相互作用に当然寄与するものと思われる。特に平均風速 7.0 m/sec, 図中△の風波の発達段階では散らばりがあるように思われる。また図-6の実測値にかなりの散らばりが見られるのは実測では潮流等の諸元が加わったものと思われ、潮流を考慮に入れた場合を目下検討中である。

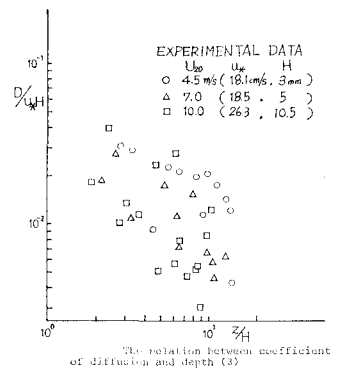


図-9

## 5. むすび

本実験では風波海面下の場も接地層において従来知られて来た相似則と同様のものが存在するのではないかと考え局所平均流速、乱れ強度および拡散係数、スペクトルについて考慮を行った。得られたスペクトルは相似形

をなし風波海面下においても相似則が存在すると考えられる。このことは次のような考えを可能とするであろう。すなわち風波海面下の流速分布について対数法則が成立するであろう<sup>3)4)</sup>と多くの提案がなされており

$$u(z) = u_0 - \frac{u_{*w}}{\kappa} \ln \left( \frac{z}{z_{0w}} \right) \dots\dots\dots (9)$$

となる。式中の  $u_{*w}$  摩擦速度で大気流の表面せん断力  $\tau_0$  と関係があり、また  $z_{0w}$  は粗度高さとしている。しかし本実験結果を考慮するとき、 $u_{*w}$  として  $\alpha U_0$  をまた  $z_{0w}$  として  $\beta H$  なる関係が存在することを示唆しており風波海面下の流速分布を表わす基準スケールとして

有義波高と表面流速が重要な意味を成すのではないかと推測される。

#### 参 考 文 献

- 1) 竹内清秀・伊藤昭三：大気乱流研究の展望，天気，Vol. 13, No. 9, pp. 313-324, 1966.
- 2) 寺本俊彦編：海洋物理学 1，東大出版会，pp. 25~33, 1975.
- 3) 篁 源亮・田村 勇：波面下における乱れた流れについて，関西支部年講，1968.
- 4) Shemdin, O. H.: Wind-generated current and phase speed of wind wave, J. Phys. Oceanog., Vol. 2, pp. 411~419, 1972.