

潮汐水理模型による拡散予測 (1)

和田 明*・片野尚明**・加藤正進***

1. はじめに

近年、電力需要の急激な増大に伴いこれに対処すべく臨海に立地した大出力の火力、原子力発電所の建設が進められているが、使用される冷却用水は大量であり冷却用水の海域における拡散予測を行なわなければならない。拡散予測の手段としての水理模型実験は数値模型実験にくらべ現象を具視できる有利さはあるが、実現現象を再現する相似則の適用に誤りがあればその意味をなさない。そのため、現地実測を数多く行ない沿岸海域での拡散特性を十分把握しなければならない。

本研究は、沿岸海域で行なわれた染料拡散実験および長期間の流速変動の測定より沿岸海域での拡散特性を調べ、潮汐水理模型実験の適用限界と拡散現象の再現に關する相似則を明らかにしようとするものである。

2. 沿岸海域における拡散特性

(1) 流速変動の特性

本邦沿岸海域での流速変動の長期間連続観測例として噴火湾、鹿島灘、播磨灘などの結果が報告されている¹⁾。

今回は日本海柏崎沖、瀬戸内海松山沖での長期連続観測から自己相関、エネルギースペクトルを調べてみる。

図-1、図-2 はそれぞれ柏崎沖および松山沖での自己

相関関数で

ある。柏崎

沖の自己相

関はきわめ

て長い時間

間隔にわた

る相関を示

しており、

松山沖では

一定振幅で

きわめて正

しい形を有

して振動し

ており、そ

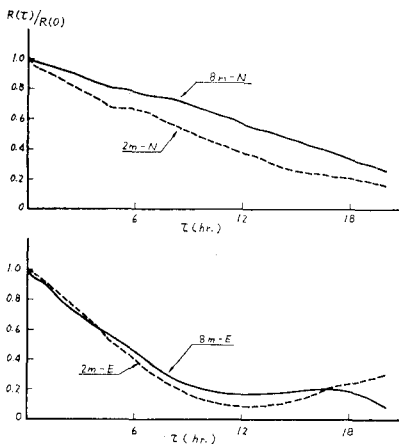


図-1 柏崎沖の自己相関関数

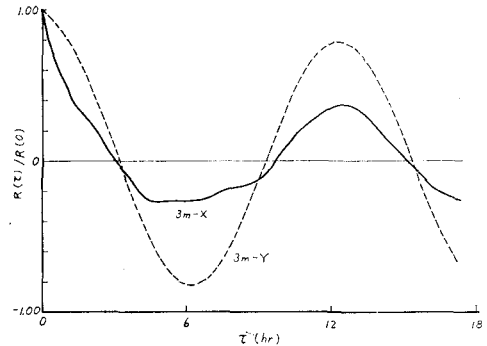


図-2 (a) 松山沖の自己相関関数

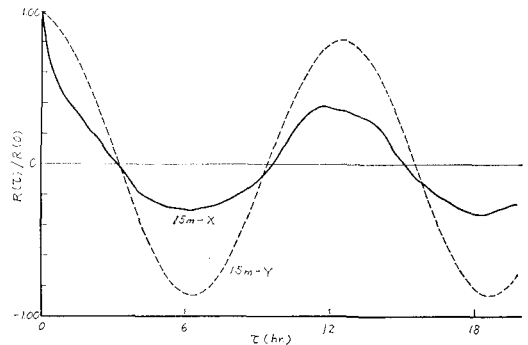


図-2 (b) 松山沖の自己相関関数

の周期は半日周潮の周期に対応している。柏崎沖のように指数関数型の自己相関を示す海域はかなり大規模な変動スケールを有する海域であり、この海域特性は銚子沖より陸奥にかけての太平洋岸、日本海各地、北海道沿岸で認められ、松山沖のような余弦関数型は瀬戸内海、周防灘など半日周潮流の卓越した海域で認められる。

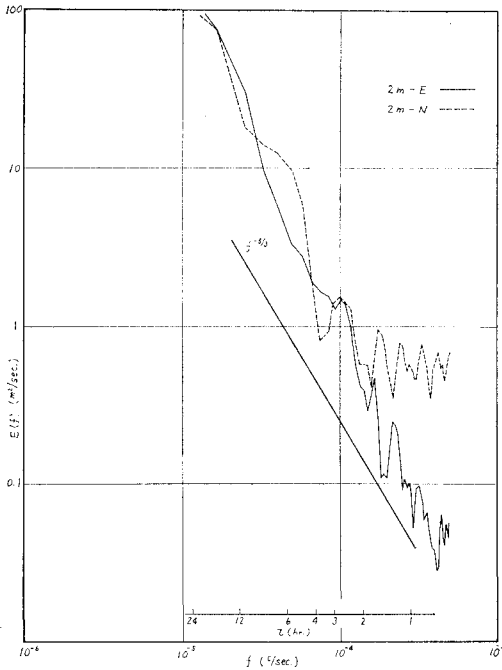
図-3 は柏崎沖でのエネルギースペクトル関数である。

エネルギースペクトル関数は低周波数側から高周波数側へ単調に減少しているが、 10^{-4} (約3時間) より高周波数側では乱流相似理論による周波数の $-5/3$ 乗則を近似的に満足しており、乱れエネルギーの強さは水深とともに減少しているように思われる。図-4には日周潮 O_1 、 K_1 および半日周潮 M_2 、 S_2 の周期成分を除去した松山沖でのエネルギースペクトル関数を示す。この結果流れの主流方向の乱れエネルギーの強さは流れに直角方向のそれより大きく水平方向の等方性は失われているが、そ

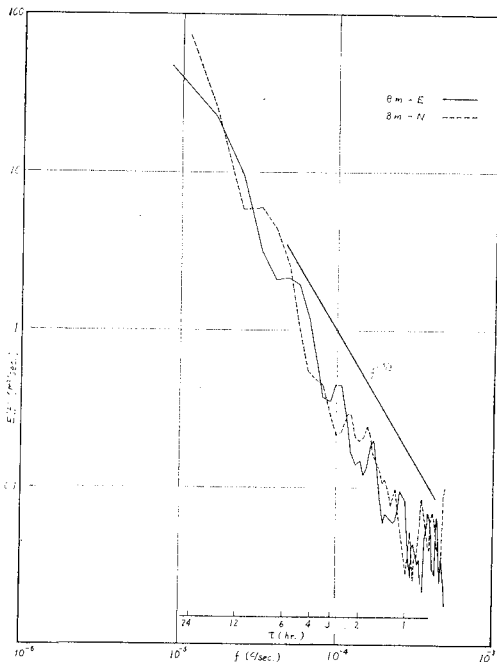
* 正会員 工博 電力中央研究所技術第二研究所水理部環境水理研究室
 ** 正会員 同上
 *** 正会員 工修 同上

れぞれのスペクトルは柏崎沖と同様に周波数 10^{-4} (約3時間) より高周波数側で $-5/3$ 乗則を近似的に満足している。

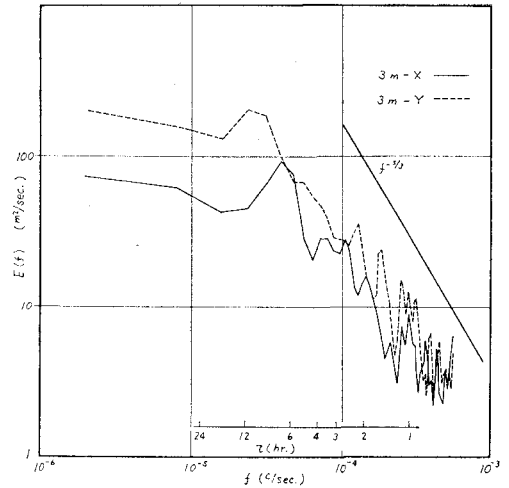
これらの乱れの統計的特性は噴火湾、鹿島灘、播磨灘等で得られた特性と同一である。



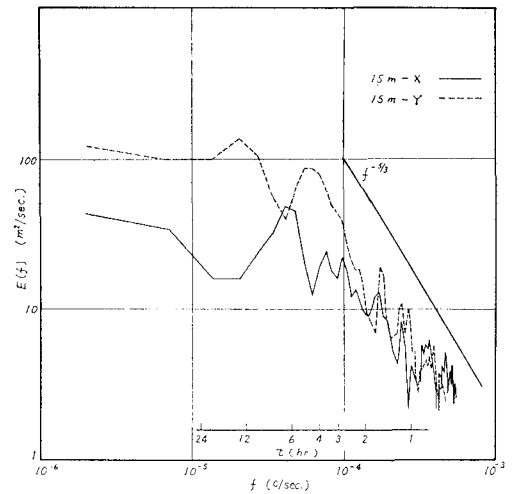
図—3 (a) 柏崎沖のエネルギースペクトル関数



図—3 (b) 柏崎沖のエネルギースペクトル関数



図—4 (a) 松山沖のエネルギースペクトル関数



図—4 (b) 松山沖のエネルギースペクトル関数

(2) 沿岸海域における拡散特性

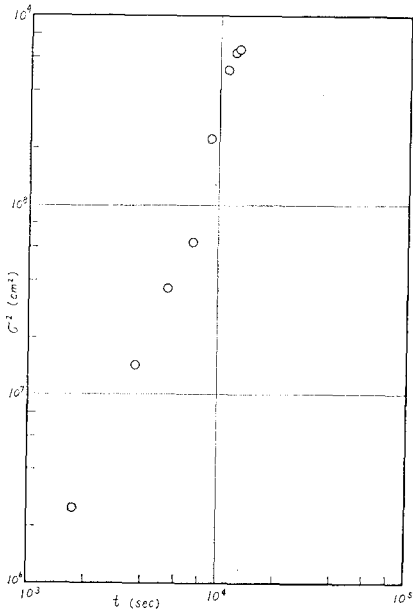
拡散特性を知る上で重要な尺度である分散を測定することはむずかしいが、比較的測定しやすい染料雲の形状より水平分散を推定する方法に Gifford の方法²⁾があり水平分散は次式で与えられる。

$$\sigma^2(t) = r_v^2(t) \left\{ \ln \frac{r_{v\max}^2 \cdot e}{2} - \ln \frac{\sigma^2(t)}{2} \right\}^{-1} \dots (1)$$

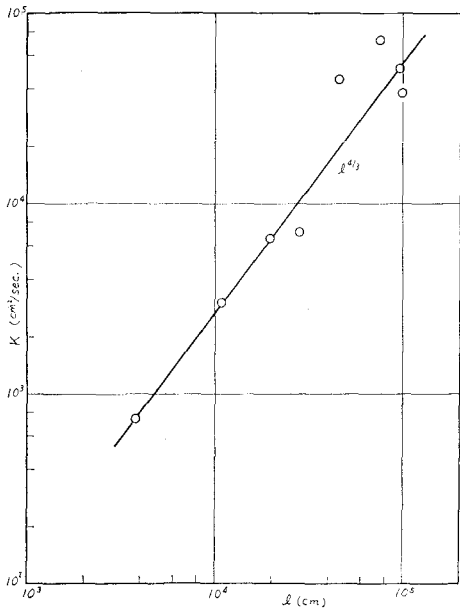
ここで、 $\sigma^2(t)$ は水平分散、 $r_v(t)$ は染料雲の相当半径、 $r_{v\max}$ は相当半径の最下値、 $e=2.72$ である。

図—5 には柏崎沖で行われた点源染料拡散実験の航空写真より、式(1)を用いて得られた水平分散の時間変化を示す。実験地点は沖合約 1 km、水深約 10 m である。

この結果 3 時間程度の拡散に対し水平分散は t^3 則に従って増加しているようである。大久保³⁾は海洋における多くの実験結果より、 $\sigma^2 \propto t^{2.3}$ を得ているが局所的には t^3 則をあてはめることもできそうである。



図—5 水平分散の時間変化 (柏崎沖)



図—6 水平拡散係数と拡散スケールの関係 (柏崎沖)

図—6 には水平拡散係数 K と拡散スケール l との関係を示す。 K および l は次式で定義する。

$$K = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma^2(t_i) - \sigma^2(t_{i-1})}{t_i - t_{i-1}} \dots \dots \dots (2)$$

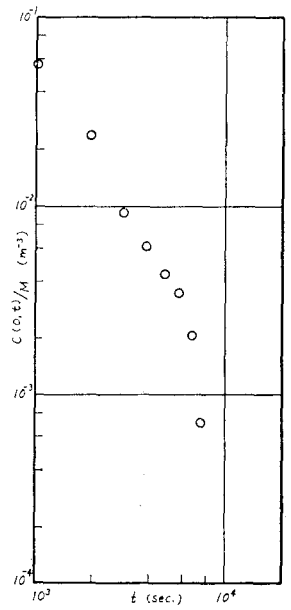
$$l = 4\sigma \dots \dots \dots (3)$$

図によれば、水平拡散係数は乱流相似理論による拡散スケールの $4/3$ 乗則に従って増大している。先に述べたように流速変動のエネルギースペクトル関数は約3時間以下の変動スケールにおいて $-5/3$ 乗則を近似的に満足

しているが、柏崎沖での染料拡散も時間スケールで約3時間、拡散スケールで約1kmでありこの程度のスケールの拡散現象に対しては沿岸海域においても $4/3$ 乗則が成立するものと思われる。

図—7 は苫小牧沖 (沖合約1km、水深約10m) で行なわれた点源染料拡散の中心濃度の時間変化を示す。

図中 M は総放出量である。この結果、中心濃度は t^{-2} に近い勾配で減少しているが、Cape Kennedy 沖での岸に近い染料流しでも t^{-2} に従っていたと報告されている⁴⁾。



図—7 中心濃度の時間変化 (苫小牧沖)

3. 潮汐水理模型による拡散予測

(1) 潮汐水理模型の適用できる海域

2. の (1) で述べたように、長期間の流速変動の連続記録より自己相関関数を調べることにによりその海域の特性はかなり明らかになるが、1日程度の記録より調和解析により周期成分を調べても十分海域の特性は把握できない。柏崎沖では周期成分はみられずランダムな過程が卓越していたが、周期成分が卓越する海域ではその周期成分を模型縮尺に従い適当な方法で与えることにより海域を支配する流れを再現できる。しかしランダムな過程が卓越している海域を模型水槽内に再現することはほとんど不可能であり、このような海域は潮汐水理模型を適用することはできないであろう。

(2) 流況の再現性

対象とする海域範囲が数10km以内でコリオリの力が無視できるような場合、鉛直方向に積分した運動方程式より次の相似則が得られる。次式において、 U_r 、 V_r は水平流速の縮尺、 T_r は時間縮尺、 C_r は海底摩擦係数の縮尺、 X_r は水平縮尺、 Z_r は鉛直縮尺である。

$$\left. \begin{aligned} U_r &= V_r = Z_r^{1/2}, & T_r &= X_r \cdot Z_r^{-1/2} \\ C_r &= X_r^{-1} \cdot Z_r \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

松山地点の潮汐水理模型実験は、水平縮尺 1/1 000、鉛直縮尺 1/200 のひずみ模型を用い、20m×10m×1mの実験水槽内に気圧方式の潮汐発生装置を用いて半日周潮を発生させて行なわれた。海底はモルタルはけ仕上げである。図—8 に抵抗板を取り付けたフロートの流跡を示す。この結果、流況は沖合、沿岸ともよく再現されて

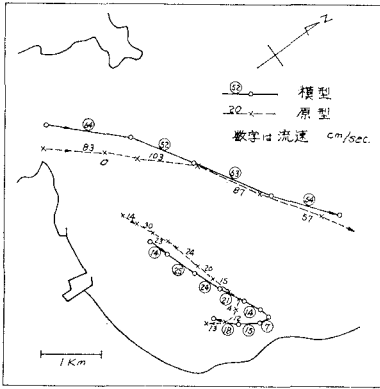


図-8 (a) 流況の比較 (松山地点)

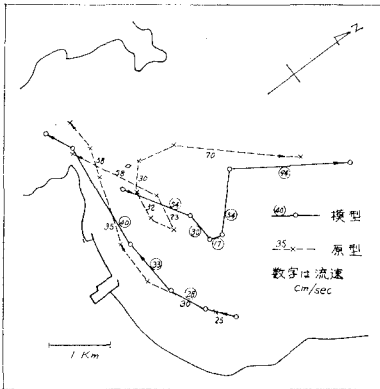


図-8 (b) 流況の比較 (松山地点)

おり流速の大きさもよく再現されている。また、漲潮後期に沿岸付近で生ずる反流もよく再現され、島の背後に生ずる渦もやや不十分ではあるが再現されている。

(3) 模型水槽内での拡散特性

平均的な流況が再現されている模型水槽内での拡散特性を知ることは、拡散現象の再現性を調べる上で重要である。一般に、模型水槽内で乱れが十分に発達する条件として、潮流振幅 u_0 、水分子の最大移動距離 l_0 、動粘性係数 ν を用いたレイノルズ数 Re が

$$Re = u_0 l_0 / \nu > 10^5 \dots \dots \dots (5)$$

である必要があるといわれている。松山地点の模型実験では、 $Re \approx 10^6$ である。

模型水槽内で行われた点源染料拡散を上方より写真撮影し、先に述べた Gifford の方法により水平分散を推定しその時間変化を調べれば、図-9 のようになる。

松山沖では点源染料拡散実験が行われておらず直接原型と比較することはできないが図-9 によれば水平分散は $t^{3/2}$ 則に従っているようであり、柏崎沖での実測結果と同様な特性を示している。水平分散より、水平拡散係数と拡散スケールを求めその関係を調べれば 図-10 のようになる。図-10 によれば水平拡散係数は拡散スケールの $4/3$ 乗に従い増加しており乱流相似理論による

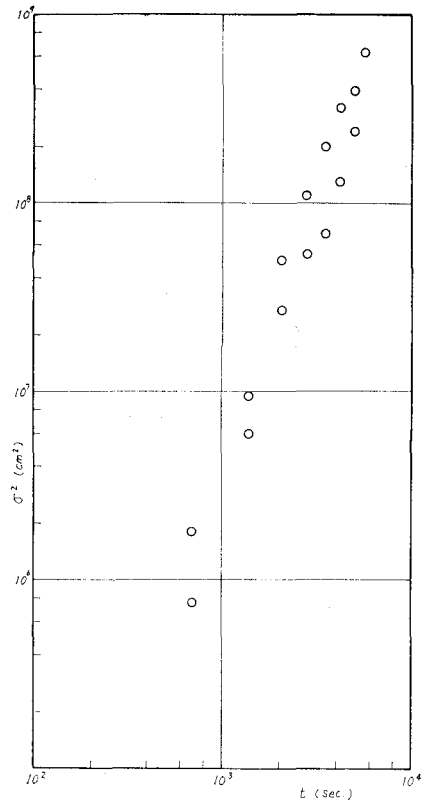


図-9 水平分散の時間変化 (松山模型)

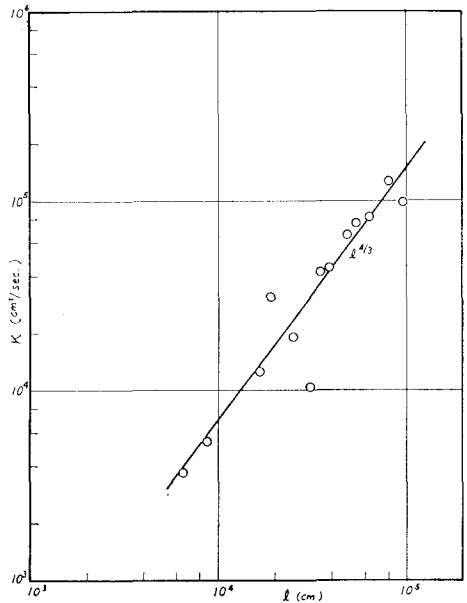


図-10 水平拡散係数と拡散スケールの関係 (松山模型)

拡散スケールの $4/3$ 乗則が模型水槽内でも成立することを示している。模型での染料拡散は原型に換算して時間

スケールで約2時間、拡散スケールで約1kmであり柏崎沖での染料拡散と同程度のスケールである。

樋口ら⁵⁾の実験結果によっても、100~1000m規模のスケールの拡散は拡散スケールの4/3乗則を満足しており水平拡散係数は原型とほぼ一致している。

模型水槽内での流速変動を測定していない現在明らかではないが、この程度のスケールにおいては乱流相似理論によるスペクトルの $-5/3$ 乗則を模型水槽内においても期待できるのかも知れない。

以上、柏崎沖の実測結果および模型実験の結果から判断して、時間スケールで3時間程度、拡散スケールで1km程度の沿岸海域における拡散現象は、平均流況の一致により模型水槽内においても再現を期待することができそうである。さらに大規模なスケールの拡散現象には潮流の水平、鉛直シアによる分散や恒流成分の影響などが要因として加わるであろう。この規模の拡散現象は潮流の流跡を含む平均的な流況を模型水槽内に再現することにより一応再現できそうではあるが、ひずみ模型における鉛直シアの取り扱い、潮流流速の日変化の再現な

ど問題点も少なくない。

4. あとがき

以上沿岸海域における拡散特性および潮汐水理模型における拡散現象の再現性について述べたが、主眼としていた模型水槽内での流速変動の測定が流速計の都合上できず、その統計的特性については次回に報告することにし今回の報告を第1報としたい。なお、講演時には一部発表する予定である。

参 考 文 献

- 1) 和田 明・片野尚明：海域での物質拡散におよぼす流れの影響，第18回海岸工学講演会論文集，1971
- 2) Okubo, A.: Horizontal diffusion from an instantaneous point-source due to oceanic turbulence, The Johns Hopkins Univ., Tech. Rep. 32, 1962
- 3), 4) 大久保明：海洋乱流・拡散，海洋物理 I，第 III 編，東海大学出版
- 5) 樋口明生・杉本隆成：潮流による拡散の水理模型実験について(IV)，京大防災研年報，13号 B，昭45