

備讃瀬戸海域の拡散係数について

佐々木 孝, 井上 裕雄

EDDY DIFFUSIVITY FOR MATERIAL TRANSPORT
IN THE BISAN-SETO AREA

Takashi SASAKI and Hiroo INOUE

It has been proposed by Hay and Pasquill that an approximate relationship between the Lagrangian aut-correlation coefficient of a fluid particle and the Eulerian velocity correlation coefficient measured at a fixed point could be obtained by assuming that the Lagrangian and Eulerian correlograms would have similar shapes but different time scales.

The relationship was used here to calculate the eddy diffusivity by means of tidal current data obtained during 1975 to 1981 in the Bisan-Seto area located in the central part of the Seto Inland Sea.

In the present studies, the relationship between the eddy diffusivity for horizontal diffusion K_H and the scale of turbulence $L_{E,i}$ was obtained as follows:

$$K_H = 0.30 L_{E,i}^{\frac{4}{3}} \quad (\text{cm}^2/\text{sec})$$

It seems that the empirical equation are useful in estimating the horizontal eddy diffusivity for material transport in the coastal waters off Kagawa-Ken in the Bisan-Seto area.

備讃瀬戸海域において実施した連続潮流観測の記録から、Hay と Pasquill の相似理論により Euler 相関を Lagrange 相関へ変換することにより、当海域の拡散係数を推定した。

その結果、得られた水平拡散係数 K_H は拡散の空間スケール $L_{E,i}$ の $\frac{4}{3}$ 乗則をほぼ満たし、備讃瀬戸海域における拡散係数の推定式として次式が得られた。

$$K_H = 0.30 L_{E,i}^{\frac{4}{3}} \quad (\text{cm}^2/\text{sec})$$

この経験式は備讃瀬戸海域の香川県沿岸域において、実用的立場から水平拡散係数を見積る場合に有効であると考えられる。

緒 言

海域環境汚染や水産資源環境の予測・制御および浅海域増養殖漁場環境の計画・設計などの実施に当り、海域における乱流拡散現象の解明は本質的に重要である。とくに海域における物質の水平・鉛直分布状況、収支機構、循環過程などの水質環境構成にかかわる要素を実際のかつ定量的に把握するためには、拡散係数の具体的な値が必要となる場合がある。拡散係数は、染料投入による方法、フロート投入による方法、および塩分・溶存酸素の分布などを利用する方法により、物質の拡散を直接的に観測して求められる⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾。これらの方法はそれぞれ有効ではあるが、精度のよいデータを長時間にわたって取得するための観測方法に難点がある。本研究は比較的観測の容易な海域の固定点における流速の連続記録から拡散係数を推定する方法⁽⁴⁾について検討を加え、これより備讃瀬戸海域における香川県沿岸域の拡散係数を推定したものである。

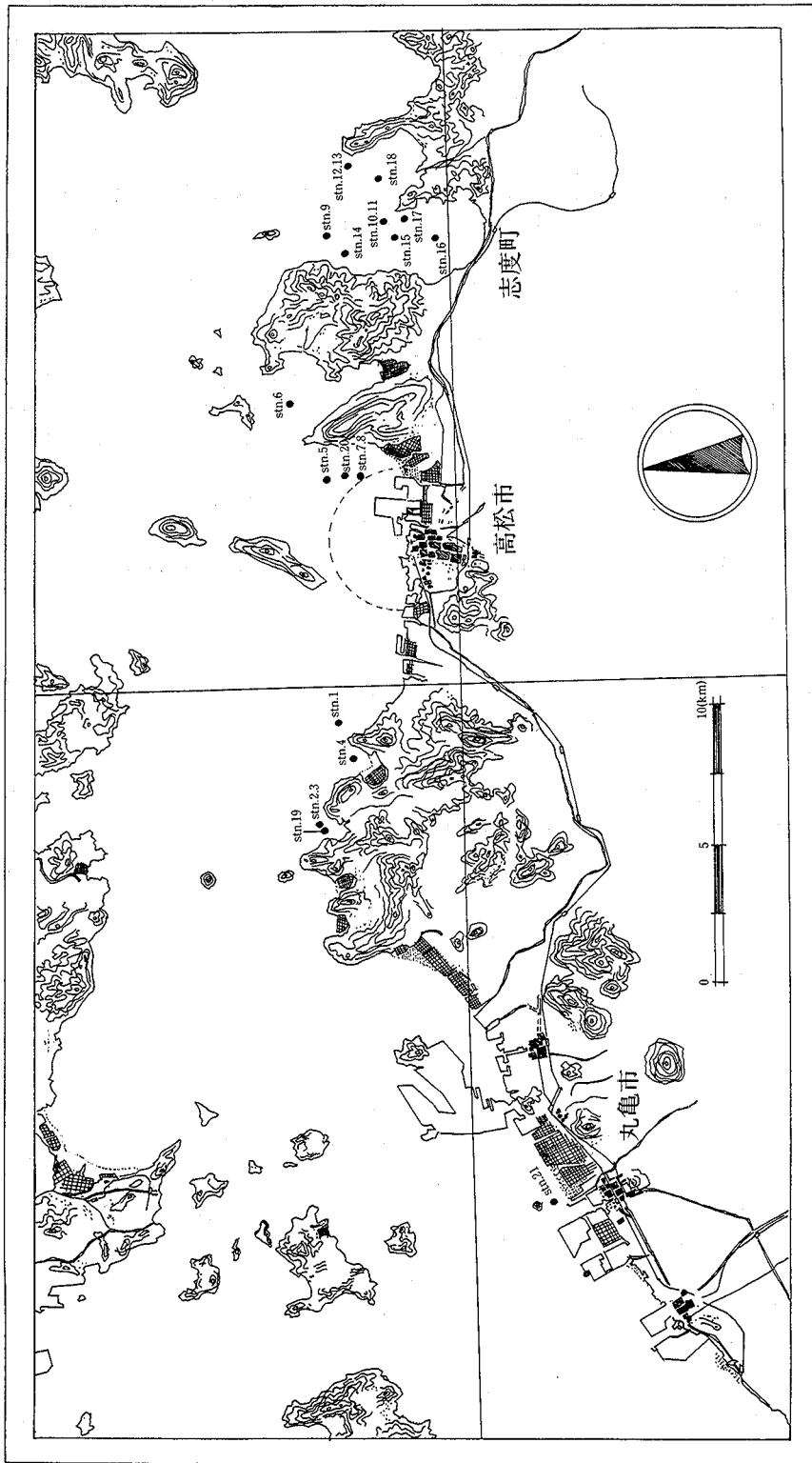


Fig. 1. 潮流観測点

方 法

1) 観測資料と観測方法

備讃瀬戸海域の香川県沿岸域において、昭和50年8月から昭和56年8月までの約6年の間にわたって実施した計21測点の潮流速データを解析資料とする。Fig. 1に観測位置を示す。潮流観測に使用した流速計は小野式自記流速計(協和商工)とEC型超音波流速計(海上電機)である。小野式自記流速計はプロペラ方式であり、微流速の測定には不適當であるが、潮流の水平流観測用として広く利用されている流速計である。この流速計を主として連続15日間程度の比較的長期の観測に用いた。流速計の設置方法は場所的に多少異なるが、Fig. 2に示す3形式とした。主に表層流(水面下1~3m程度)の潮流を観測したが、流れの様相が表層流と中層流とで異なるとみられる観測点では小野式自記流速計を鉛直方向に2台設置し、中層の流動状況も調べた。EC型超音波流速計はプローブ部分にプロペラのような機械的の可動部分がなく、微流速も3次元的に得られる高性能の流速計である。とくに海域における鉛直流の測定用として有効である。この流速計の記録は船上で収録しなければならないため数時間程度の短期観測に用いた。

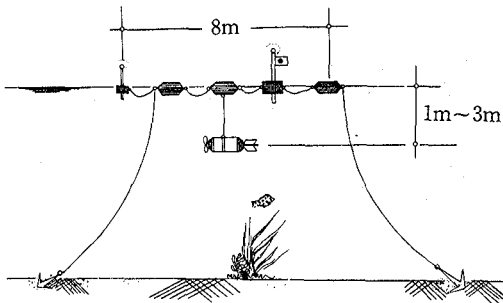


Fig. 2(a). 小野式自記流速計の設置方法

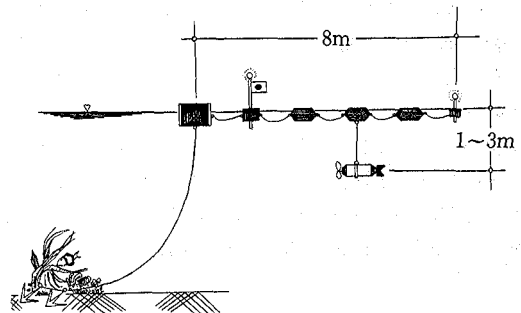


Fig. 2(b). 小野式自記流速計の設置方法

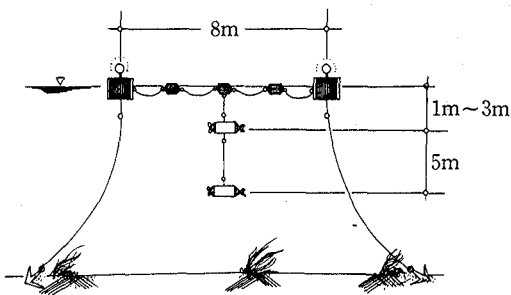


Fig. 2(c). 小野式自記流速計の設置方法

超音波流速計の設置方法を Fig. 3 に示す。図に示すようにアルミ棒で組立てた三角柱型支持器の中央にプローブを取付けて、これを 30kg おもり水中フロートにより波動振動をさせ、バランスを取りながら観測した。このため、方向指示針を常に監視しつつ、安定した状態で流速を測得するよう留意した。

2) 解析方法

Taylor, G. I. の拡散理論により、流体粒子あるいはトレーサの拡散(粒子移動距離)の自乗平均値 $\overline{Y^2}(t)$ は

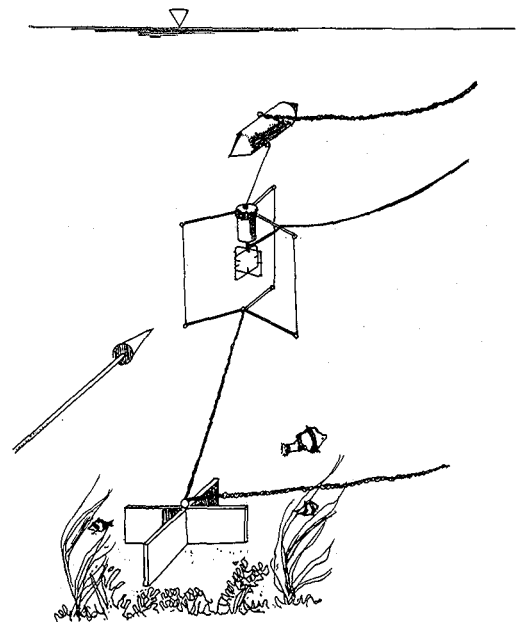


Fig. 3. EC型超音波流速計設置方法

放出時間 $t=T$ 後に(1)式のように与えられる⁽⁵⁾⁽⁶⁾.

$$\overline{Y_i^2(T)} = \overline{v_{L,i}^2} \int_0^T \int_0^t R_{L,i}(\xi) d\xi dt \quad (1)$$

ここに—はアンサンブル平均, i は x, y, z 方向を意味する. $v_{L,i}$ は1つの流体粒子のもつ Lagrange 的変動速度成分であり, ξ を時刻とすると, $R_{L,i}(\xi)$ はこの粒子の速度のつくる Lagrange 相関であり, (2)式のように定義される.

$$R_{L,i}(\xi) = \overline{v'_{L,i}(T)v'_{L,i}(T-\xi)/v_{L,i}^2(T)} \quad (2)$$

(1)式は拡散係数を与える関係式であり, 拡散係数 K_{ii} は(3)式ようになる.

$$\begin{aligned} K_{ii} &= \overline{v'_{L,i} Y_i(T)} \\ &= \frac{1}{2} \frac{d\overline{Y_i^2(T)}}{dT} \\ &= \overline{v_{L,i}^2} \int_0^T R_{L,i}(\xi) d\xi \end{aligned} \quad (3)$$

(3)式からわかるように, 拡散係数を計算するためには Lagrange 相関の関数形を求めなければならない. しかし Lagrange 相関の測定例はきわめて少なく, かつ測定精度も十分とはいえない⁽⁷⁾. とくに海域において実測する立場から考えると, その観測方法およびデータ処理の面で困難である. これに対して Euler 的変動流速成分 $v'_{E,i}$ は海域の固定点で, 流体粒子の移動とは無関係に比較的容易に得られるので, (2)式に示される Lagrange 相関が Euler 相関から変換できれば実用的にも価値がある. Euler 相関と Lagrange 相関との関係を求めようとした純理論的および実験的研究は数多い⁽⁷⁾⁽⁸⁾. ここでは Euler 相関 $R_{E,ii}(\xi)$ と Lagrange 相関 $R_{L,i}(\xi)$ とにおいて, 時間軸変換を行なった Hay と Pasquill の相似理論を基礎とした方法⁽⁴⁾⁽⁹⁾ により計算をすすめることにする. すなわち Euler 相関 $R_{E,ii}(\xi)$ と Lagrange 相関 $R_{L,i}(\xi)$ において, $\xi = \beta_i t$ とし

$$R_{E,ii}(t) = R_{L,i}(\beta_i t) \quad (4)$$

とおく. 従って(3)式により(5)式のような関係が得られる.

$$\begin{aligned} K_{ii} &= \overline{v_{L,i}^2} \int_0^\infty R_{L,i}(\xi) d\xi \\ &= \beta_i \overline{v_{L,i}^2} \int_0^\infty R_{L,i}(\beta_i t) dt \\ &= \beta_i \overline{v_{E,i}^2} \int_0^\infty R_{E,ii}(t) dt \\ &= \beta_i \overline{v_{E,i}^2} T_{E,ii} \end{aligned} \quad (5)$$

ここに $T_{E,ii} = \int_0^\infty R_{E,ii}(t) dt$ である. また渦の空間スケール $L_{E,ii}$ は(6)式となる.

$$L_{E,ii} = \sqrt{\overline{v_{E,i}^2}} \cdot T_{E,ii} \quad (6)$$

(4)式より

$$\begin{aligned} \beta_i &= \frac{\int_0^\infty R_{L,i}(\xi) d\xi}{\int_0^\infty R_{E,ii}(t) dt} \\ &= \frac{T_{L,ii}}{T_{E,ii}} \end{aligned} \quad (7)$$

ここに $T_{L,ii} = \int_0^\infty R_{L,i}(\xi) d\xi$ であり, β_i は Lagrange 的積分時間スケール $T_{L,ii}$ と Euler 的積分時間スケール $T_{E,ii}$ との比として与えられることになる. β_i 値がわかれば, Euler 的な観測データから(5)式により拡散係数を計算することができることになる. β_i 値については, とくに海域では不明確であり, $\beta_i = 1$ としていることが多い⁽⁴⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾. このことは(4)式から明らかなように $R_{E,ii}(t) = R_{L,i}(t)$ を意味し, このようなことは移動座標系の Euler 相関から起

る特別な場合に相当し, 固定座標系から求めた Euler 相関と Lagrange 相関は一般的に等しくはない. ここでは β_i の算定式として, Saffman⁽¹²⁾ が固定座標系に対して, Corrsin の independence 仮設にもとずいて, Euler 相関を Lagrange 相関に変換して得た (8)式を用いる.

$$\beta_i \doteq 0.8 \left(\frac{V_{E,i}}{\sqrt{v_{E,i}^2}} \right) \tag{8}$$

ここに $V_{E,i}$ は i 方向の平均流速である. 拡散係数の推定に当り, 海域では半日周潮以下の低周波成分を移流とみなすため, 半日周潮以下の低周波成分を除いた Euler 的な変動速度成分について Euler 相関係数を求める必要がある⁽⁴⁾⁽¹⁰⁾. 潮流の連続記録から周期成分を除去する方法としては, 潮流の調和定数合成値を実際の記録から差し引く方法, フィルターを用いる方法, 移動平均値を用いる方法などが考えられる⁽⁴⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾. 本稿では調和定数合成値を用いる方法と移動平均値を用いる方法とによりデータを処理した.

結 果

各観測点の潮流連続記録データを解析した結果を Table 1 に, またこのうち水平拡散係数を Fig. 4 に示す. Table 1 には乱れ特性量および拡散係数を観測日時とともにまとめて示してある. Stn. 1~Stn. 18 は小野式自記流速計によるものであり, このうち Stn. 1~Stn. 8 は潮流データを調和分解して得られた調和定数合成値 (M_2 分潮と S_2 分潮) を用いたものであり, Stn. 9~Stn. 18 は 1/8 日周期による各測点の潮流記録の移動平均値を計算し, 原データから差し引いた値を用いたものである. また Stn. 19~Stn. 21 は超音波流速計によるものであり, この場合は 10 分間移動平均値により, トレンドを除去した. Fig. 4 は (6) 式により計算した拡散現象の空間スケールに対する水平拡散係数をプロットしたものである. 拡散係数の大きい方の分布は小野式自記流速計によるものであり, 潮汐スケールの拡散係数を示す. 小さい方の分布は超音波流速計によるものであり, ミクロスケールの拡散係数を示している.

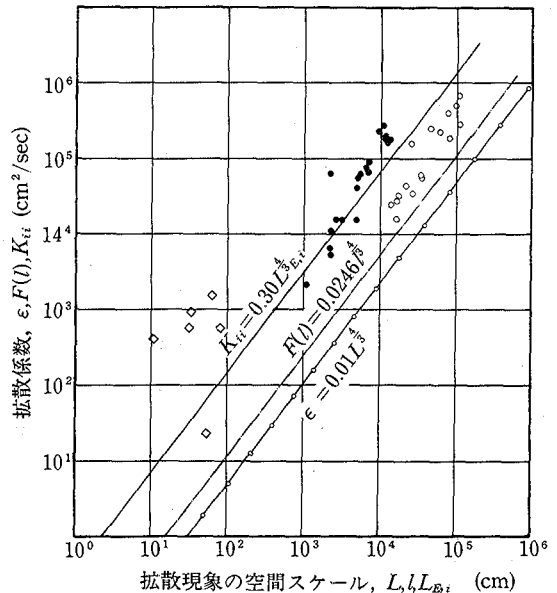


Fig. 4. 拡散係数と拡散現象の空間スケールとの関係 (Brooks¹⁶⁾: $\epsilon = 0.01L^{4/3}$, Bowden¹⁷⁾: $F(l) = 0.0246l^{4/3}$, 佐々木・井上: $K_H = 0.30L^{1/3}$)

考 察

(1) β_i 値について

(8)式による β_i 値は理論的なものであり, 大気乱流の $V_{E,i}/\sqrt{v_{E,i}^2} = 7$ に対して $\beta_i = 5.6$ 程度である⁽¹²⁾. 実験的には 0.4~6 程度であることが導き出されている⁽⁹⁾. 海洋乱流に対する β_i 値については, 十分な検討をした研究例はないが, 本稿では (8)式により次のような β_i 値が得られた.

- 小野式自記流速計調和定数合成値による方法 $\beta_i \doteq 0.3$
- 小野式自記流速計 1/8 日周期移動平均法による方法 $\beta_i \doteq 5.9$
- 超音波流速計 10 分間移動平均法による方法 $\beta_i \doteq 6.0$

これらは大気乱流の場合に近い値を示しているが, 当然のことながら小野式自記流速計のデータ処理の相異による β_i 値は Fig. 4 に示されているように拡散係数の分布に影響する. このようなことから, β_i 値は変動流速と平均流速とによって決まる値であるから, 海洋におけるように周期成分を多量に含む連続観測データを解析する場合, 海域の特性に応じた平均流を決めることがとくに重要であることが理解される.

Table. 1 各観測点における乱れの特性量と拡散係数

Stm.	方向	$T_{E,i}$	$\sqrt{v_{E,i}^2}$ cm/sec	$V_{E,i}$ cm/sec	$K_{H,i}$ cm ² /sec	β_i	観測日時	使用流速計
1	x	1.6 hour	20.7	4.8	2.9×10^5	0.3	1975. 10. 13-10. 28 15日間	小野式自記流速計
	y	1.8	13.2	1.7	1.9×10^5	0.1		
2	x	1.6	17.4	6.2	5.1×10^5	0.3	1977. 7. 19-8. 3 15日間	"
	y	1.2	8.1	2.1	6.0×10^4	0.2		
3	x	1.7	17.9	7.7	6.9×10^5	0.3	15日間	"
	y	1.2	8.3	1.9	5.7×10^4	0.2		
4	x	1.0	5.1	2.3	3.5×10^4	0.4	1975. 8. 27-9. 10 13日間	"
	y	0.9	5.4	1.1	1.6×10^4	0.2		
5	x	1.4	9.3	7.4	2.5×10^5	0.6	1976. 8. 1-8. 9 8日間	"
	y	1.6	13.2	6.5	4.1×10^5	0.4		
6	x	1.3	13.0	4.7	2.3×10^5	0.3	1975. 10. 30-11. 14 15日間	"
	y	1.2	6.1	7.7	1.6×10^5	1.0		
7	x	0.9	7.1	2.5	4.4×10^4	0.2	1978. 8.15-8. 30 15日間	"
	y	1.0	7.4	1.6	3.5×10^4	0.2		
8	x	0.8	5.7	2.1	2.8×10^4	0.3	15日間	"
	y	0.8	5.1	1.3	1.5×10^4	0.2		
9	x	0.5	7.1	16.0	1.6×10^5	1.8	1980. 11. 22-12. 6 15日間	"
	y	0.5	6.8	19.1	1.9×10^5	2.3		
10	x	0.5	7.7	16.3	1.7×10^5	1.7	1981. 11. 15-11. 29 15日間	"
	y	0.5	6.8	19.9	1.8×10^5	2.4		
11	x	0.6	2.6	13.1	6.0×10^4	4.0	1980. 12. 8-12. 15 8日間	"
	y	0.4	1.9	6.3	1.5×10^4	2.7		
12	x	0.6	2.4	12.2	5.3×10^4	4.0	1981. 1. 8-1. 16 9日間	"
	y	0.4	1.6	6.0	1.1×10^4	3.0		
13	x	0.5	3.9	14.1	8.3×10^4	2.9	1980. 12. 8-12. 15 6日間	"
	y	0.6	5.1	31.3	2.7×10^5	5.0		
14	x	0.5	3.7	14.0	7.3×10^4	3.1	1980. 12. 25-12. 30 5日間	"
	y	0.6	4.4	30.0	2.3×10^5	5.5		
15	x	0.5	2.8	3.7	1.5×10^4	1.1	1981. 8. 3-8. 17 15日間	"
	y	0.6	3.4	11.9	6.3×10^4	2.8		
16	x	0.5	1.8	0.3	1.5×10^4	2.8	1981. 8. 3-8. 17 15日間	"
	y	0.4	1.5	4.0	6.2×10^4	2.1		
17	x	0.5	1.2	4.2	6.3×10^3	2.8	1981. 8. 21-9. 4 15日間	"
	y	0.3	1.1	2.1	2.2×10^3	2.8		
18	x	0.6	2.3	10.7	4.0×10^4	3.8	1981. 8. 21-9. 4 15日間	"
	y	0.5	1.3	3.0	5.1×10^3	1.9		

19	x	1.1 × 10 sec	3.1	31.9	9.1 × 10 ²	8.1	1977. 7. 27. 1. 20-	EC 型超音波流速計 3時間
	y	2.6 × 10	2.8	24.0	1.5 × 10 ³	6.8	7. 27. 4. 20	
	z	1.3 × 10	1.7	4.9	8.9 × 10	2.3		
20	x	1.4 × 10	2.3	22.1	5.6 × 10 ²	7.5	1976. 11. 24. 12. 52	"
	y	7.0	1.7	42.1	4.0 × 10 ²	20.0	-11. 24. 14. 52	
	z	1.2	1.3	2.2	2.7 × 10	1.3	2時間	
21	x	2.3 × 10	2.4	0.8	2.3 × 10	0.4	1976. 12. 1. 11. 00-	"
	y	3.3 × 10	2.5	13.4	5.6 × 10 ²	6.8	12. 1. 11. 00	
	z	5.5	0.9	1.0	4.7	0.9	3時間	

(注) x: 東西流, y: 南北流, z: 鉛直流, $T_{E,i}$: Euler の積分時間スケール, $\sqrt{v_{E,i}^2}$: Euler の乱流強度, $V_{E,i}$: Euler の平均流速, K_{ii} : 拡散係数, β_i : Euler-Lagrange 変換係数, i : x, y, z 方向

(2) Richardson 則との関係について

Fig. 4 から, 当海域の水平拡散係数は一応 Richardson 則に乗っているものとみられ, 当海域における拡散係数の実態は把握できたものと考察される. すなわち当海域の潮流連続観測データからの推定式として, 拡散現象のスケールを(6)式によるものと限定するとき, 水平拡散係数を次式のように表わすことができる.

$$K_{ii} = 0.30 L_{E,i}^{\frac{4}{3}} \quad (\text{cm}^2/\text{sec})$$

比例定数0.30は従来海洋乱流拡散において求められている数値より大きい⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾. これは備讃瀬戸海域の場所的特徴を示していることのほかに, 空間スケールの推定法によって変化するものと考察される.

なお, 鉛直拡散係数は水平拡散係数とは物理的な場が異なるために, 水平拡散係数のように拡散現象のスケールのみに関連させて経験式を求めることは適当でない. 鉛直拡散係数は水柱の安定度および Richardson 数に強く依存しているので, これらのパラメーターとの組み合わせにおいて考える必要がある. 鉛直拡散係数の理論および経験則は少ないので, データの集積がのぞまれる.

(3) 備讃瀬戸海域の拡散係数について

当海域における水平拡散係数の分布をみると, 本流からは離れているが比較的潮流速の速い沖合海域では 10⁵ cm²/sec 程度であり, 東西流が南北流よりやや大きい. 湾曲部・湾口部などでは 10⁵~10⁴ cm²/sec 程度であり, 湾内および停滞域では 10³~10 cm²/sec 程度になるようである. なお当海域の本流部では漂流ハガキによる水平拡散係数の推定値があり, これによると, ほぼ 10⁶ cm²/sec 程度である⁽¹⁸⁾. また鉛直拡散係数が瀬戸内海では 10~100 cm²/sec であり, この場合には 5μ 以下の微細土粒子は安定して懸濁することが予測されているが⁽¹⁹⁾, 当海域において得られた鉛直拡散係数はほぼこの範囲に含まれている.

謝 辞

本研究をすすめるにあたり, 本学浅海域環境実験実習施設技官浜垣孝司氏, 本学卒業生の高月邦夫(当時研究生, 現(株)東京久米), 藤田智康(当時院生, 現(株)北海技研)および現院生 Teekawuth Potapirom(留学生)の各氏のご協力を得た. また解析はすべて本学計算センターの FACOM 230-45S により行なった. ここに記して深謝する次第である.

引用文献

- (1) 松川康夫: 新編水質汚濁調査指針, 93-112, 東京, 日本水産資源保護協会 (1980).
- (2) 川合英夫: 海洋物理学II, 124-133, 東京, 東京大学出版会 (1976).
- (3) 中村 充, 萩野静也: 水産土木, 10(1), 53(1973).
- (4) 和田 明, 角湯正剛: 第21回海岸工学講演会論文集, 297 (1974).
- (5) TAYLOR, G. I.: Proc. Lond. Math. Soc., 20, 196 (1921).
- (6) 日野幹雄: 流体力学, 231-239, 東京, 朝倉書店

- (1974).
- (7) 日野幹雄：土木学会誌, 60(11), 65 (1975).
- (8) 山田豊一 訳：統計流体力学 2, 475-622, 東京, 総合図書 (1976).
- (9) HAY, J. S., PASQUILL, F.: *Advanced in Geophysics*, 6, 345 (1959).
- (10) 戸原義男, 加藤 治, 瀬口昌洋：第25回海岸工学講演会論文集, 556 (1978).
- (11) 高杉由夫, 肥後竹彦, 田辺弘道：中国工業技術試験所報告, 12, 41 (1981).
- (12) SAFFMAN, P. G.: *Appl. Sci. Res. A*, 11, 245 (1963).
- (13) 大久保明：生態学と拡散, 11-29, 東京, 築地書館 (1975).
- (14) 大久保明：海洋物理, 327-375, 東京, 東海大学出版会 (1970).
- (15) 井上栄一：農業技術研究所報告, A2, 64 (1952).
- (16) BROOKS, N. H.: *Pro. Waste Disposal in the Marine Environment*, 246 (1959).
- (17) BOWDEN, K. F.: *THE SEA*, 814-825, New York, John Wiler & Sons (1962).
- (18) 平野敏行, 中田英昭：高松港港湾整備に伴う水産資源の保全に係る影響調査報告書, 3, 1 (1977).
- (19) 坂本 亘：日本海洋学会誌, 特集号, 56 (1975).

(1984年5月31日 受理)