

JAERI-M
8730

沿岸海域の海洋拡散の研究

1980年3月

福田 雅明

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

沿岸海域の海洋拡散の研究

日本原子力研究所東海研究所環境安全研究部

福田 雅 明

(1980年1月30日受理)

東海村沖海域における拡散実験や各種の海洋観測によって研究された渦動拡散について述べる。

沿岸海域では海況の構造が複雑であったり、それが時や場所により変化するので、一様な乱流の場を仮定する簡単な拡散モデルを適用するには困難がある。沿岸海域の海洋拡散を推定するために、複雑な場に適用することができる改良されたいくつかの推算方法を開発した。

海洋拡散を水平拡散と鉛直拡散の2つのグループに分ける。両者は、一緒に海に存在しているが、一緒に解析するのがむづかしいので便宜的に分けて考える。瞬間点源放出は水平拡散解析の基礎であり、連続放出は沢山の瞬間放出の重ね合わせたものである。拡散実験の結果や海洋観測から導かれた拡散パラメータは、時間・空間や海洋条件によって変化することが明らかにされた。長時間放出の簡単な拡散式が連続の式から導かれ、その計算結果は、河川水が海で季節毎の平均的分布する様子と比べ良く一致した。

拡散実験の鉛直測定がむづかしく、海況の鉛直構造が複雑なことなどから、鉛直拡散の研究は遅れている。河川水をトレーサにして、ガウス分布モデル又は1次元モデルを用いて鉛直拡散パラメータを推定する方法を開発した。

海底付近の鉛直拡散は、海水中の懸濁粒子をトレーサとして数値的に解析を行った。海水中の各粒子のサイズ毎に拡散の計算を行い、その結果を加え合わせ、それから光束消散係数の鉛直分布を推算した。この計算結果と観測の結果を比較することにより、鉛直拡散係数と海底の粒度分布を推定することができた。

Oceanic diffusion in the coastal area

Masaaki FUKUDA

Division of Environmental Safety Research ,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received January 30, 1980)

Described in this paper is the eddy diffusion in the area off Tokai Village investigated by means of dye diffusion experiment and of oceanic observation.

The structure of sea condition is complicated and varies with time and place in a coastal area, so that it is difficult to apply a simple diffusion model such as assuming a homogeneous eddy field.

In order to assess the oceanic diffusion in coastal areas, improved methods effective in complex field were developed.

The oceanic diffusion was separated in two groups, horizontal and vertical diffusion respectively. Both these diffusions are combined and their analysis together is difficult. The oceanic diffusion is thus considered separately.

Instantaneous point release is the basis of horizontal diffusion analysis. Continuous release is then the overlap of numerous instantaneous releases. It was shown that the diffusion parameters derived from the results of diffusion experiment or oceanic observation vary widely with time and place and with sea conditions. A simple diffusion equation was developed from the equation of continuity. The results were in good agreement with seasonal mean horizontal distribution of river water in the sea area.

The vertical observation in diffusion experiment is difficult and the vertical structure of oceanic condition is complex, so that the research on vertical diffusion generally is not advanced yet.

With river water as the **tracer**, a method of estimating vertical diffusion parameters with a Gaussian model or one-dimensional model was developed. The vertical diffusion near sea bottom was numerically analyzed with suspended particles in seawater as the **tracer**.

Diffusion was computed for each particle size, and by summing up the vertical distribution of beam attenuation coefficient was estimated. By comparing the results of estimation and those of observation the vertical diffusivity and the particle size distribution at sea bottom could be estimated.

Keywords: Oceanic Diffusion, Coastal Current, Shear Diffusion
Gaussian Model, Vertical Diffusion, Diffusivity,
Diffusion Parameter, Horizontal Diffusion

目 次

1. 緒 論	1
2. 水平拡散	3
2.1 瞬間点源放出拡散	3
2.1.1 鉛直 shear のない場合	3
2.1.2 鉛直 shear のある場合	7
2.2 拡散パラメータの場所による変化	23
2.3 連続放出拡散	29
2.3.1 円形パッチモデル	29
2.3.2 “つぶれたパッチ”モデル	30
2.3.3 染料拡散実験とその結果	31
2.4 長期連続放出拡散	36
2.4.1 短期連続拡散の重ね合わせ	36
2.4.2 連続の式からの解析	36
2.4.3 楕円分布の連続の式	37
3. 鉛直拡散	41
3.1 ガウス分布モデル	41
3.2 数理解析モデル	47
3.3 海底近くの鉛直拡散	49
3.3.1 計算手法	49
3.3.2 底質の粒度分布	50
3.3.3 沈降速度	50
3.3.4 粒子の鉛直拡散	51
3.3.5 光束消散係数の計算	53
3.3.6 測定値との比較	55
3.3.7 海水中の懸濁粒子の粒度分布の推定	55
謝 辞	56
参考文献	65

CONTENTS

1.	Introduction	1
2.	Horizontal diffusion	3
2.1	Instantaneous point source	3
2.1.1	Case of no vertical shear in horizontal current	3
2.1.2	Case of vertical shear in horizontal current	7
2.2	Change of diffusion parameter with measuring position	23
2.3	Continuous release	29
2.3.1	Superposed-patch model.....	29
2.3.2	Spreading-disk model	30
2.3.3	Dye diffusion experiment and its result	36
2.4	Long term continuous release	36
2.4.1	Superposition of short term diffusion	36
2.4.2	Analysis with equation of continuity	36
2.4.3	Elliptical distribution model.....	37
3.	Vertical diffusion	41
3.1	Gaussian distribution model	41
3.2	One-dimensional model	47
3.3	Vertical diffusion of suspended matter near sea bottom	49
3.3.1	Procedure of estimation.....	49
3.3.2	Particle size distribution of bottom sediment.....	50
3.3.3	Fall velocity.....	50
3.3.4	Vertical diffusion of particle	51
3.3.5	Beam attenuation coefficient	53

3.3.6 Comparison of estimation and measurement	55
3.3.7 Prediction of particle size distribution in seawater	55
Acknowledgement.....	56
References	64

記号表

A	;	等濃度線内の面積 (cm^2)
a	;	楕円形等濃度線の長軸長 (cm)
b	;	" 短軸長 (cm)
C	;	濃度 (unit/cm^3)
C_{con}	;	連続点源放出の時の濃度 (unit/cm^2)
C_{ins}	;	瞬間点源放出の時の濃度 (unit/cm^2)
C_r	;	1次元分布における濃度 (unit/cm)
C_R	;	河川水の相対濃度 (放出濃度で規格化した濃度比)
C_{sun}	;	異った粒子全体を含めた濃度 (gr/cm^3)
C_z	;	面積濃度 (unit/cm^2)
\bar{C}	;	shear のある時の濃度 (unit/cm^2)
\bar{C}_z	;	長期拡散の濃度 (unit/cm^2)
C_d	;	抵抗係数
C_ℓ	;	海水の塩素量 (%)
$C_{\ell_{\text{max}}}$;	海水の塩素量の最大値 (%)
D	;	懸渦粒子の直径 (cm)
$F_{(n)}$;	ラグランジュ渦エネルギースペクトル
f	;	水平最大濃度地点
G	;	拡散係数決定の比例定数 (cm/sec)
g	;	重力加速度 (cm/sec^2)
H	;	拡散物質の鉛直方向の広がり (cm)
I	;	光の強さ (ℓm)
I_0	;	入射光の強さ (ℓm)
K	;	等方性の水平拡散係数 (cm^2/sec)
K_x	;	x方向の拡散係数 (cm^2/sec)
K_y	;	y方向の拡散係数 (cm^2/sec)
K_z	;	z方向の拡散係数 (cm^2/sec)
K_b	;	海底における鉛直拡散係数 (cm^2/sec)
\bar{K}	;	時間平均水平拡散係数 (cm^2/sec)
$K_0(x)$;	0次の第2種の変形されたベッセル函数
k	;	実効面積率
k_0	;	カルマン定数
L	;	海底の深さ (cm)
ℓ	;	長さ, 透過光束の長さ (cm)

ℓ^*	;	L / ℓ
M	;	放出量又は放出濃度 (unit/cm^3)
M_z	;	" " (unit/cm^2)
m	;	鉛直拡散係数を定める比例定数
N	;	全データ数
N_p	;	懸濁粒子の数
\bar{n}	;	a / b 又は懸濁粒子の L_s (cm) 中の粒子の数
P	;	拡散速度 (Joseph & Sendner の式) (cm^2/sec)
P	;	流向・流速の出現頻度
Q	;	放出率 (unit/sec)
R	;	透過光束の半径 (cm)
R_r	;	自己相関係数
r	;	中心からの距離又は懸濁物の半径 (cm)
S	;	確率密度函数 ($1/\text{cm}$)
S_0	;	透過光束の断面積 (cm^2)
s	;	懸濁粒子の断面積 (cm^2)
T	;	積分時間 (sec)
t	;	時間 (sec)
U_*	;	shear 流速 (cm/sec)
u	;	x 方向の流速 (cm/sec)
u'	;	x 方向の変動流速 (cm/sec)
\bar{u}	;	x 方向の平均流速 (cm/sec)
V	;	懸濁粒子の量 (g)
v	;	y 方向の流速 (cm/sec)
v_a	;	x 軸方向の拡散速度 (cm/sec)
v_b	;	y 軸方向の拡散速度 (cm/sec)
v_r	;	拡散速度 (cm/sec)
v'	;	y 方向の変動流速 (cm/sec)
\bar{v}	;	y 方向の平均流速 (cm/sec)
w	;	z 方向の流速又は懸濁物の沈降速度 (cm/sec)
w'	;	z 方向の変動流速 (cm/sec)
x, y, z	;	直角座標
\bar{y}_L^{-2}	;	ラグランジュ的流による水の分散 (cm^2)
\bar{y}_E^{-2}	;	オイラー的流による水の分散 (cm^2)
z^*	;	z / ℓ
α	;	エネルギー分散パラメータ (Okubo の式) ($\text{cm}^{2/3}/\text{sec}$)
α_b	;	光束消散係数 (m^{-1})
β	;	エネルギー分散パラメータ (Obukhov の式) ($\text{cm}^{2/3}/\text{sec}$)

- γ ; エネルギー分散パラメータ (Ozmidov の式) $\text{cm}^{2/3}/\text{sec}$
 κ ; 定数
 λ ; 定数 (cm^2/sec^2)
 μ ; 懸濁粒子直径のモード (cm)
 ρ ; 海水の密度 (gr/cm^3)
 ρ_s ; 懸濁粒子の密度 (gr/cm^3)
 σ_y ; 濃度の y 方向の標準偏差 (cm)
 σ_z ; 濃度の z 方向の標準偏差 (cm)
 Ω_y ; y 方向の流速 shear の比例定数 ($1/\text{sec}$)
 Ω_z ; z 方向の " " ($1/\text{sec}$)
 ω ; 拡散速度 (Okubo & Pritchard の式) (cm^2/sec)

1. 緒 論

拡散の問題は確率論的問題として基礎科学的に大いに興味をもたれているばかりでなく、最近大きな社会問題にまでなってきた環境汚染のアセスメントのために重要な手法の一つになっている。しかし、海洋拡散の歴史は比較的新らしく、未だ開発しなければならない問題を多く抱えている。現在の理論的段階として、均一な乱流場における拡散が解明されているが、複雑な構造をもつ海における拡散には手がついていない状態である。

海洋に物質(熱エネルギー等も含む)を投入すると、物質は流れによって輸送され、拡散によって分散される。

流れ(移流)は物質の輸送の平均的な動きを表わし、拡散は個々の物質分子の時空間的広がりを表わす。拡散に寄与する要素はランダムな流れである。(23)式における $u'(x,t)$ がランダムな流れであり、その時間積分は 0 になる((24)式)ようなものである。

ランダムな動きにより拡散する現象は、ブラウン運動による物質の分子拡散と同質のものである。しかし、海洋において熱の輸送などから推定された拡散係数は分子拡散のそれよりもはるかに大きなものであった(NEUMAN, 1966)。

初期の海洋拡散の研究者等は、海洋中の塩分濃度の分布から拡散パラメータとしての拡散係数を算出し、海洋拡散の概念を明らかにしようと試みた(PROUDMAN 1953, DEFANT 1936, ICHIYE 1955)。その結果、海洋における拡散係数は分子拡散の2~8桁も大きいものであることが明らかにされた。

乱流の理論が海洋学に導入されてから拡散に関する理論が大きく進歩した。海洋中のランダムな運動が乱流拡散を生じ、物質を分散させる。その乱流エネルギーは常に運動の大きいスケールから小さいスケールへ逸散して行く。このエネルギーは最終的に熱エネルギーとして逸散してしまふ。このような理論から、流れの乱れのエネルギー密度が乱れの周波数の $5/3$ 乗に逆比例すること、拡散係数がスケールの $4/3$ 乗に比例することなどが導かれた。これらの理論解析は一般流体理論において発展したものであるが、気象の問題について適用され、さらに海洋の現象についても適応することが確められた(GRANT et al. 1962, STOMMEL 1949)。

しかし、これらの理論は乱流が均一に分布している場合を仮定し、複雑な境界や初期条件の場合を除いている。すなわち、大洋の真中において急激な変化がない場合における拡散推定をするには適しているが、沿岸における複雑な海洋構造の場合において時間的に種々の変動をする現象にその理論をそのまま適用するには多くの問題がある。とくに、環境問題の評価を行う場所は沿岸の複雑な地形と海洋構造の海域である。

複雑な地形と海洋構造の海域における海洋拡散を推定するには、現場での海洋現象を観測し、その構造を把握してそれに基づくシミュレーションを行ない、理論的解析と数値評価(近似計算を含む)を行って結果を得るのが一般的手法である。

筆者(福田)は複雑な海域における物質の拡散希釈とその分布を推定する手法に関し、東海

村沿岸において10数年にわたって海洋調査と拡散実験を行い、その結果の解析を行い、実用的に使える拡散モデルと計算式をいくつか開発した。

研究内容を要約すると次のようになる。

- 1) 沿岸海域において筆者等が行った染料拡散実験の結果から、水平拡散係数は平均的にはいわゆる4/3乗則に一致すること、拡散係数に流れのshearが大きく寄与することが実証された(FUKUDA et al. 1965)。
- 2) 流れの鉛直shearがある場合、その場所の流向・流速の鉛直分布を測定することにより、筆者の考案したスライスモデルを用いて容易に物質の拡散分布を推定することができる。この計算例は観測結果と良く一致した。
- 3) 拡散パラメーターは沿岸海域において場所と時間の関数になると考えられる。東海村沖で測定した流向・流速のデータを用い、拡散パラメーター(分散、拡散係数等)を推算し、その場所における変化を検討した。物質が瞬間点源で放出された場合(shear効果を除外する)、沖合ではその等濃度線が比較的円形の分布になるが、岸に近づくとつれ、それが岸に平行な方向に伸ばされた細長い形状に分布するようになることが確められた(FUKUDA 19746)。
- 4) 筆者等は連続放出染料拡散実験を行い、軸上濃度が放出点からの距離に逆比例する事を見出した。理論的に円形パッチモデルとしてJOSEPH & SENDNERの式、又は、OKUBO & PRITCHARDの式を時間積分したものと一致する(FUKUDA et al. 1965, 福田雅明 1972)。
- 5) 筆者はつぶれたパッチモデルを用いて先に瞬間放出実験から得た拡散係数から連続放出の拡散分布と軸上濃度の拡散式を導いた。この結果は4)の実験結果と一致する。
- 6) 海洋環境の汚染評価などを行うには長期間にわたって放出された物質の拡散分布を知ることが必要になる。このような拡散を推定するために、筆者は連続の式から円形及び楕円長期拡散モデルを開発した。物質の濃度は放出点からの距離に逆比例することがわかった。東海村沖で行った多くの海洋観測結果から河川水の拡散がこのモデルに良く一致することが確められた(福田雅明 1966)。
- 7) 鉛直拡散においてもつぶれたパッチモデルを適用し、河川水をトレーサーにして鉛直拡散パラメーターの推算を行った。その結果、パラメーターは海洋構造により大きく左右される事がわかった(FUKUDA 1974b)。
- 8) 筆者は海底近くの鉛直拡散を研究するために海水中の懸濁粒子をトレーサーとし解析を行った。粒子の大きさ毎にその拡散分布を計算し、全粒子を積算することにより懸濁物の鉛直拡散を推定した。懸濁粒子は現場において光束透過率計(濁度計)により測定することができる。

この手法を用いることにより濁度計の測定結果から、海底の底質の粒度分布と鉛直拡散係数を同時に推定することができる。東海村沖での濁度の測定結果推定された底質の粒度分布は海図に示された底質の分布と良く一致した。この手法は、さらに、海水中の懸濁粒子の粒度分布も推算することができる(FUKUDA 1974a)。

2. 水平拡散

2.1 瞬間点源放出拡散

2.1.1 鉛直 shear のない場合

物質のフラックスが高い方から低い方に濃度勾配に比例すると仮定すれば、拡散方程式は次の式で与えられる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial (K_x \frac{\partial C}{\partial x})}{\partial x} + \frac{\partial (K_y \frac{\partial C}{\partial y})}{\partial y} + \frac{\partial (K_z \frac{\partial C}{\partial z})}{\partial z} - u \frac{\partial C}{\partial x} - v \frac{\partial C}{\partial y} - w \frac{\partial C}{\partial z} \quad (1)$$

ここで、 C は濃度 (unit/cm^3), K_x, K_y, K_z はそれぞれ x, y, z 方向の拡散係数 (cm^2/sec), u, v, w はそれぞれ x, y, z 方向の流速成分である。(1)式において、鉛直方向に H の深さまで一様に濃度が分布している。又は、

$$C_z = \int_0^H C dz$$

であると仮定すれば、(1)式を

$$\frac{\partial C_z}{\partial t} = \frac{\partial (K_x \frac{\partial C_z}{\partial x})}{\partial x} + \frac{\partial (K_y \frac{\partial C_z}{\partial y})}{\partial y} - u \frac{\partial C_z}{\partial x} - v \frac{\partial C_z}{\partial y} \quad (2)$$

と、平面2次元の表現に変えることができる。

(2)式において、 K_x, K_y を定数とすれば、

$$\frac{\partial C_z}{\partial t} = K_x \frac{\partial^2 C_z}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 C_z}{\partial y^2} - u \frac{\partial C_z}{\partial x} - v \frac{\partial C_z}{\partial y} \quad (3)$$

となる。さらに、流れの方向に X 軸をとり、 $X = x - ut$ なる座標変換を行うと、

$$\frac{\partial C_z}{\partial t} = K_x \frac{\partial^2 C_z}{\partial X^2} + K_y \frac{\partial^2 C_z}{\partial y^2} \quad (4)$$

となり、流れのない時の拡散方程式と同じものを得る。

無限の広がりを持つ水平面の原点に M_z なる量の物質が投入されたと言ひ条件で(4)の特解を求めると、

$$C_z = \frac{M_z}{4\pi\sqrt{K_x K_y} t} \exp\left\{-\frac{X^2}{4K_x t} - \frac{y^2}{4K_y t}\right\} \quad (5)$$

を得る。これがいわゆる Fick の拡散式で広く利用されている。

濃度 C_z の等濃度線の内の面積は(5)式から、

$$A = 4\pi\sqrt{K_x K_y} t \ell n \left(\frac{M_z}{C_z 4\pi\sqrt{K_x K_y} t} \right) \quad (6)$$

で表わされる。等濃度線は楕円形で次のような長軸、短軸をもっている。

$$\left. \begin{aligned} a &= \left\{ 4K_x t \ell n \frac{M_z}{C_z 4\pi\sqrt{K_x K_y} t} \right\}^{\frac{1}{2}} \\ b &= \left\{ 4K_y t \ell n \frac{M_z}{C_z 4\pi\sqrt{K_x K_y} t} \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

すなわち、長軸と短軸の比は、

$$a : b = K_x^{\frac{1}{2}} : K_y^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

である。

染料等を用いた瞬間点源放出実験で染料雲の広がり面積を測定することにより $\sqrt{K_x K_y}$ (幾何平均拡散係数) を推定することができる。 K_x と K_y が等しい場合(等方性の拡散)には、染料雲は円形になり $\bar{K} = K_x = K_y$ である。

ここで推算される拡散係数は染料放出から測定までの時間平均拡散係数である。

現実の海での染料拡散実験では染料雲の形は複雑な形をとる。このような場合、染料の面積のデータを用いて解析を行う方が、染料を円とした直径や楕円の軸長を用いるよりも実用的である(FUKUDA et al. 1965)。

染料拡散実験による拡散係数の推定

1962年から1963年の間に筆者等(FUKUDA et al. 1965)は東海沖の海域でローダミンB(Rhodamin B) 蛍光染料を主体とする瞬間点源放出の拡散実験を行った。染料はドラム缶に約4%の水溶液として溶かし、船上から缶を倒して一挙に投入するものである。一回に10kgの染料を投入した。染料雲はヘリコプターからカラー写真で時間間隔を置いて撮影された。同時に、調査船が染料雲中を走航し、表面採水を行った。海水中の染料濃度を測定し、カラー写真の中の染料が見えなくなる濃度が約 10^{-9} g/cm³ であることを確めた。染料が深さ10mまで一様に分布していると仮定すれば、染料の可視限界濃度までの希釈率(C_z/M_z)は 10^{-10} となる。

Fig. 1 に、(6)式において $K_x = K_y = 10^3$ cm/sec、 $M_z/C_z = 10^{10}$ とした時の染料の面積と時間の関係を実線で画いた。同様に、拡散実験でフィルム上に写った染料から測定した染

料雲の面積と時間の関係を Fig. 1 に破線で示した。

染料の面積は時間と共に増大する。長時間経つと、面積は減少し始める。この実験においては染料面積が減少するまでの長時間観測は行えなかった。

Fig. 1 において(6)式で計算した曲線と実験から画いた曲線とはかなり違っている。(6)式において、 $\sqrt{K_x \cdot K_y}$ と t とは恒に積の形で式の中にあるので、 t が m 倍になった時 $\sqrt{K_x \cdot K_y}$ が $1/m$ 倍になれば面積は同じ値を示すことになる。すなわち、実験から得た t の時間に A の染料面積のデータに合う拡散係数 $\sqrt{K_x \cdot K_y}$ の値は、Fig. 1 において面積 A の値をとる計算曲線の時間 t' が t の何倍かを見付け、その値で計算に用いた拡散係数值 $10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ を割ることにより求めることができる。式に書くと、

$$\sqrt{K_x K_y} = 10^3 \cdot t/t'$$

である。

このようにして求められた $\sqrt{K_x K_y}$ の値と時間との関係を Fig. 2 に、 $\sqrt{K_x K_y}$ の値とその時の染料面積との関係を Fig. 3 に示した。この拡散係数は放出した時から測定時までの時間平均拡散係数である。

Fig. 2 を見ると、拡散係数はほぼ時間に比例して増大している。Fig. 3 では、拡散係数は面積のほぼ $2/3$ 乗に比例して増大している。これは、いわゆる $4/3$ 乗則と言われるスケールの $4/3$ 乗に比例して拡散係数が増大することと同じである。

OKUBO (1962a) は等方性乱流の場合において、分散物質が放出点から r なる距離にある確率密度函数(濃度に相当する量)を S とすると、拡散の方程式が次の式で表わされるとした。

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ K r^{m+1} f(t) \frac{\partial S}{\partial r} \right\} \quad (9)$$

ここで、 K 、 m は定数、 $f(t)$ は時間だけの函数である。

$t = 0$ で $S \rightarrow M_z \cdot \delta(r)/\pi r$ とすれば、

$$C_z = \frac{(2-m)M_z}{2\pi(2-m)^{\frac{4}{2-m}} \Gamma\left(\frac{2}{2-m}\right) K^{\frac{2}{2-m}} (\Psi(t))^{\frac{2}{2-m}}} \exp\left\{-\frac{r^{2-m}}{(2-m)^2 K \Psi(t)}\right\} \quad (10)$$

となる。ここで、 $\delta(r)$ はディラック(Dirac)函数、 $\Gamma(\alpha)$ はガンマ函数、 $\Psi(t) = \int_0^t f(t) dt$ である。

(10)式において、 $f(t)=1, m=0$ ならば Fick の式

$$C_r(r, t) = \frac{M_z}{4\pi K t} \exp\left(-\frac{r^2}{4Kt}\right) \quad (11)$$

となる。この式は(5)式で $K = \sqrt{K_x \cdot K_y}$ 、 $r^2 = x^2 + y^2$ とした場合と同じである。

同様に、 $f(t)=1, m=1$ ならば、Joseph & Sendner の式、

$$C_r(r, t) = \frac{M_z}{2\pi P^2 t^2} \exp\left(-\frac{r}{Pt}\right) \quad (12)$$

$f(t)=1$, $m=4/3$ ならば Ozmidov の式,

$$C_r(r, t) = \frac{M_z}{6\pi \gamma^3 t^3} \exp\left(-\frac{r^{2/3}}{\gamma t}\right) \quad (13)$$

$f(t)=t$, $m=0$ ならば, Okubo & Pritchard の式,

$$C_r(r, t) = \frac{M_z}{\pi \omega^2 t^2} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2 t^2}\right) \quad (14)$$

$f(t)=t$, $m=2/3$ ならば, Okubo の式,

$$C_r(r, t) = \frac{M_z}{\frac{3}{4}\pi^{\frac{3}{2}} \alpha^3 t^3} \exp\left(-\frac{r^{4/3}}{\alpha^2 t^2}\right) \quad (15)$$

$f(t)=t^2$, $m=0$ ならば, Obuhhov の式,

$$C_r(r, t) = \frac{M_z}{\pi \beta^3 t^3} \exp\left(-\frac{r^2}{\beta^3 t^3}\right) \quad (16)$$

等がそれぞれ導かれる (OKUBO, 1962(a))。ここで, P , ω は拡散速度 (cm/sec), γ , α , β はエネルギー分散パラメータ ($\text{cm}^{2/3}/\text{sec}$) である。これらのパラメータについて大久保は, 東海村, サンタモニカ, Irish Sea 等における染料拡散実験より次の様に推算した (OKUBO 1962(a))。 $\omega=0.7\sim 2.4$, $\alpha=7.8\cdot 10^{-2}\sim 1$, $\beta=6.2\cdot 10^{-2}\sim 1.2$, $\gamma=8.9\cdot 10^{-2}\sim 0.7$ 。

(12)~(16)式に用いた拡散パラメータは Fick の式の拡散係数を推算したと同じ方法で算出することができる。すなわち, (12)~(16)のそれぞれから, C_r の等濃度線内の面積の式を作り, それに目視限界濃度 10^{-9} gr/cm³ の値と適当な拡散パラメータ (例えば大久保が推算した値), を与えて面積と時間の関係を Fig. 1 上にプロットする。拡散パラメータは各式の中で皆 t との積の形で用いられているので, 実験での染料の面積と計算での面積が同じ値になるまでの時間の比が m であれば, 拡散実験の染料面積になる拡散パラメータは計算に用いた値の $1/m$ の値をとれば良いことになる。

この様な手法で(12)~(16)式のそれぞれを用いて Fig. 1 のデータから求めた拡散パラメータとその面積との関係をそれぞれ Fig. 4~8 に示した。 P , γ , ω , α , β の各パラメータは拡散スケールに対して一定値に近い値をとる。しかし, 詳細に見ると, エネルギー分散パラメータ γ , α , β の値は Fig. 5, Fig. 7, Fig. 8 に見られるように面積が大きくなるに従い若干減少する傾向にある。

沿岸海域の染料拡散実験において染料雲の分布を水平面に投影した面積を基に拡散を解析する場合, Joseph & Sendner の式 及び Okubo & Pritchard の式がパラメータを定数と

して染料濃度又は染料雲面積の変化を表わすのに便利であることが明らかにされた。しかし、染料の拡散は次項で述べるように立体的に複雑に分布して居り、流れが鉛直的に shear を生じていることが多いので、2次元平面拡散として解析すると、拡散パラメータは見かけ上大きい値をとる。

2.1.2 鉛直 shear のある場合

染料拡散実験において染料の分布は一般に複雑な形状を示すが、良く見られる形として人魂の形をしたもの、或は、細長く引延ばされたものなどがある (Fig. 9)。これらの大部分は流れの鉛直 shear によって作られている。瞬間的に或深さまで分布した染料は、各深さにおいて、その流れの方向に流されながら水平拡散する (水平方向の shear も拡散の原因となっているが、これは水平拡散の中に含まれるものとして取扱う。すなわち、水平方向には確率的に均一な拡散の場であり、移動が平均流として或深さの平面上一様にある) と考える (Fig. 10)。

このようなモデルから予想されるのは、染料雲を上空から見た場合、深さによってそれぞれ違った方向に流され、その方向に引延ばされた形が見られることである。

この鉛直 shear のある拡散について OKUBO ら (1966) は、拡散係数を一定とし、流れが鉛直方向で直線的に変化する (17式) のもと仮定した時の瞬間放出の理論解を求めている。

平均流を

$$\begin{aligned}\bar{u} &= u_0(t) + \Omega_y y + \Omega_z z \\ \bar{v} &= \bar{w} = 0\end{aligned}\quad (17)$$

とすれば、(1)式は次の様になる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (u_0 + \Omega_y y + \Omega_z z) \frac{\partial C}{\partial x} = K_x \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + K_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad (18)$$

ただし、 K_x, K_y, K_z は定数であるとする。この式の解は

$$\begin{aligned}C(x, y, z, t) &= \frac{Q}{8\pi^{3/2} (K_x K_y K_z)^{1/2} t^{3/2} (1 + \phi_3^2 t^2)^{1/2}} \times \\ &\exp\left[\frac{\left\{ x - \int_0^t u_0(t') dt' - \frac{1}{2} (\Omega_y y + \Omega_z z) t \right\}^2}{4 K_x t (1 + \phi_3^2 t)} + \frac{y^2}{4 K_y t} + \frac{z^2}{4 K_z t} \right] \quad (19)\end{aligned}$$

となる。ここで、 $\phi_3^2 = \frac{1}{12} (\Omega_y^2 K_y / K_x + \Omega_z^2 K_z / K_x)$ である。これは、無限の広さを持つ3次元空間での瞬間放出拡散であるが、岸に近く上と下に境界を有する (海面と海底) 場合には、(19)式は次の様になる。

$$C(x, y, z, t) = \frac{Q}{4\pi(A_x K_x)^{1/2} t(1 + \phi_2^2 t^2)^{1/2}} \times \exp\left\{ \frac{\left\{ x - \int_0^t u_0(t') dt' - \frac{1}{2} \Omega_y y t \right\}^2}{4A_x t(H\phi_2^2 t^2)} \right\}^{1/2} \quad (20)$$

ここで、 $\phi_2^2 = \frac{1}{12}(\Omega_y^2 K_y / A_x)$ 、 A_x は K_x と鉛直 shear による x 方向の水平分散率との和である。これから、OKUBO ら(1966)は染料雲の中心濃度が大洋において初期には時間の -1.5 乗で減少し、shear 効果が現われるとそれが -2.5 乗で減少すること、岸近くでは中心濃度が -2 乗で減少することを指摘した。CARTERら(1965)はアメリカ東海岸におけるいくつかの染料拡散実験からそれを実証した。

実際の海洋、特に沿岸海域においては複雑な海洋構造が存在している。密度の多層構造や流れの鉛直・水平 shear 等がそれである。流れの鉛直 shear が直線的に変化する場合の拡散についてはOKUBO ら(1966)によって数的に解析されたが、流れの構造がもっと複雑な場合について福田(1978)は数値解析を行った。

Fig. 10に示すモデルを考える。水平的に各層で一樣な流れがあるが、鉛直的に流向・流速が変化して鉛直 shear を形成している場合の瞬間放出拡散を考える。空間を或厚さ毎にうすく切った水平面の多くの層を考える。それぞれの層の中では鉛直方向に一樣な濃度分布をして居り、水平に一樣な流れが存在し、その面内で(10)式で表わされる拡散があるものと仮定する。深さ H まで染料が広がっているとすれば、鉛直積算の水平拡散は次の次で表わされる。

$$\bar{C}_z(x, y, t) = \sum_0^H C_z(x, y, u, v, t) \quad (21)$$

ここで $C_z(x, y, u, v, t)$ は深さ z の層での濃度分布である。各層の最大濃度地点 $f(x, y)$ はその層の流速ベクトルを \mathbf{V} とすれば、

$$f(x, y) = \int_0^T \mathbf{V} dt \quad (22)$$

である。この層の中では最大濃度地点を中心にした円形の等濃度分布になっている。

(21)式の $C_z(x, y, u, v, t)$ として(11)~(16)式のうちのどれを用いても良いが、それに使われるパラメータは、shear 効果を除いたパラメータを用いなければならない。

染料雲を上空から見た時の濃度分布(上空から写真撮影した染料雲の形状)は、(21)式に流向、流速のデータを入れ全層を数値積分することによって推定することができる。

この手法を用いモデル数値シミュレートした結果及び東海村沖で染料拡散実験中に測定した流向・流速の鉛直分布から推算した2次元投影の濃度分布について次に示す。なお、この計算には(11)式(Fickの式)を用い、 K として $10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ を採用した。深さ20cm 毎の層に切った。水平面でのメッシュは $50 \times 50 \text{ m}$ とした。

(a) 流れが全くない、又は、鉛直的に水平の流れの方向と速度が全く同じ場合(shear が

ない場合)の深さ z の層の濃度分布を $C_z(x, y, u, z, t)$ とし、数値計算すると、Fig. 11(a) に示すような染料雲の分布を得る。拡散式として(1)式、 $K = 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 、等濃度線の濃度 (C/C_0) を最近の拡散実験に合うように 10^{-8} とした。理論的には円になるはずであるが、計算の格子の目が荒いため不安定になり初期にはデコボコが大きい。

(b) 流速の鉛直分布が $u = 10 - (10/6) \cdot z$ (cm/sec) で与えられるように直線的に減少し、最初染料が深さ 6 m まで円筒状に濃度一様に分布する場合である。 $K = 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ とし、(1)式と(2)式を用いて計算すると、Fig. 11(b)のような染料雲の分布になる。染料雲の形は(a)の形を引伸ばした形になり、見かけの拡散係数は大きくなる。前項で述べた方法で、この染料雲の面積から見かけの拡散係数を算出すると、約 $3.2 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ となり、鉛直 shear があるために水平拡散係数が見かけ上約 3 倍大きい値になる。

(c) 流速の鉛直分布が $u = 10 - (10/600) \cdot z$ (cm/sec) で与えられ、最初の染料濃度は $C_0 = 10^{-z/2}$ の様に指数函数的に分布しているものとし、前と同じ拡散式と拡散係数を用いた場合の計算結果を Fig. 11(c) に示す。染料雲は頭がふくらみ、尾を細く引くような形状になっている。

このような染料雲の形状になる場合が拡散実験では良く見られる。Fig. 11(c)の染料雲面積から計算された見かけの水平拡散係数は $2.6 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ である。

(d) 流れがいわゆる "Ekman spiral" 状で流れていて、最初(c)の場合と同じく染料が深さと共に指数函数的に減少しているような場合の染料雲の分布を Fig. 11(d) に示した。風の速度を $2 \text{ m}/\text{sec}$ とし、渦動粘性係数 μ を $8 \text{ gr} \cdot \text{cm}^2/\text{sec}$ とした場合、摩擦深度は北緯 36° 付近で約 9.6 m となる。この様なエクマン流があった場合、(1)式と(2)式を用いて染料雲の分布を推定すると図の様に曲った形になる。なお、この図では一定濃度の分布図しか画かなかったが、異った濃度の多くの等濃度線を描くと、頭の方(表層)で濃く、尾の方(深い層)で薄い分布になる。最初の染料の入れ方、又は、染料の濃度によって人魂の様な形になる。この染料雲の面積から計算した見かけの水平拡散係数は $1.5 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ となった。

以上の(a)~(d)の各図の中で不自然な凸凹な等濃度線が生ずるのは、図形計算を行った時の格子の目が大き過ぎるために生ずる不安定による。

(e) 染料拡散実験において流れの鉛直分布を測定したデータを用い、染料雲の分布を推定した(福田1978)。

染料が初め 6 m の深さまで一様に分布したと仮定し、測定した各層の流向・流速の値を(1)式に入れ、(2)式を用いて染料雲の形状を推定した。計算結果の例を示す。

(1)は1964年8月4日の染料拡散実験の時の例である。流速計により測定された流向・流速は、表層で 150° (北を 0° 、時計回りに測って) 方向に $22 \text{ cm}/\text{sec}$ 、1 m 層で 160° 方向に $21 \text{ cm}/\text{sec}$ 、2 m 層で 170° 方向に $20 \text{ cm}/\text{sec}$ 、3 m 層で 240° 方向に $15 \text{ cm}/\text{sec}$ 、4 m 層で 290° 方向に $8 \text{ cm}/\text{sec}$ 、6 m 層で 300° 方向に $8 \text{ cm}/\text{sec}$ であった。この流速データから、20 cm 毎の流向・流速を補間し、Fick の式(1)式において水平拡散係数を $10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ とし計算すると(A)図の様な等濃度分布図を得る。これを(B)図の染料の分布写真と比べると傾向として合っている程度の相似が見出される。この原因は、表層で初期の濃度が低かった事、4~6 m に染料があまり広がっていなかった事などであると考え

られる。

(2)は1978年6月3日の染料拡散実験の時の例である。流速はC図に示された測定結果を得た。この流れのデータから等濃度分布を計算により求めると(A)図のようになる。染料の写真からの分布図は(B)図の様になり、両者は良く合う。

しかし、沿岸域においてしばしば見られるように3次元的な海水の流れがある場合には、このような計算だけでは解析できないことがある。例えば、Fig. 12に見られるように、砕波帯付近に投入された染料が、初め時間と共にその面積を増大させていたが、しおめ付近で面積を減少させることが起る。このように、立体構造を持つ流動を含む拡散現象を解析するには、さらに高度の理論と精密な観測を必要とする。

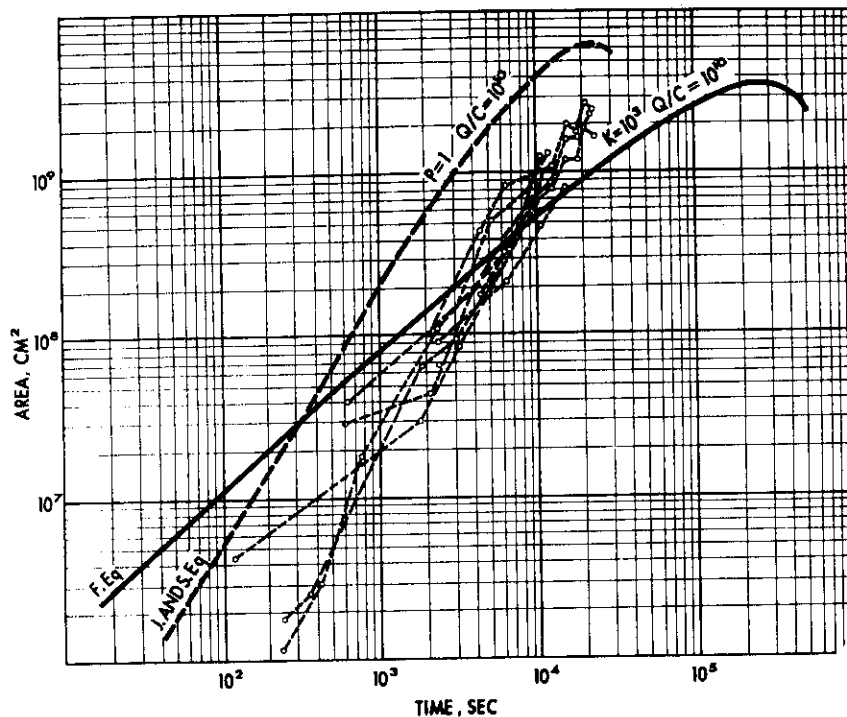


Fig. 1 Relationship between time and dye area, off-shore. Dashes lines show the experimental result. Solid line shows the theoretical curve of the Fickian equation.

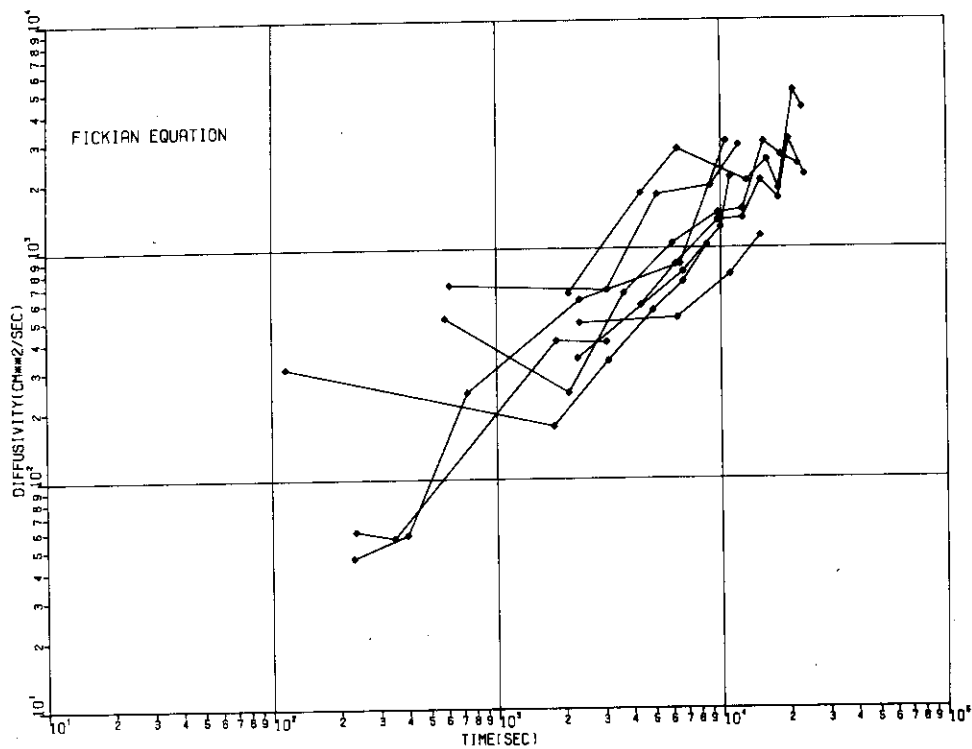


Fig. 2 Relationship between time and diffusivity computed with the Fickian equation.

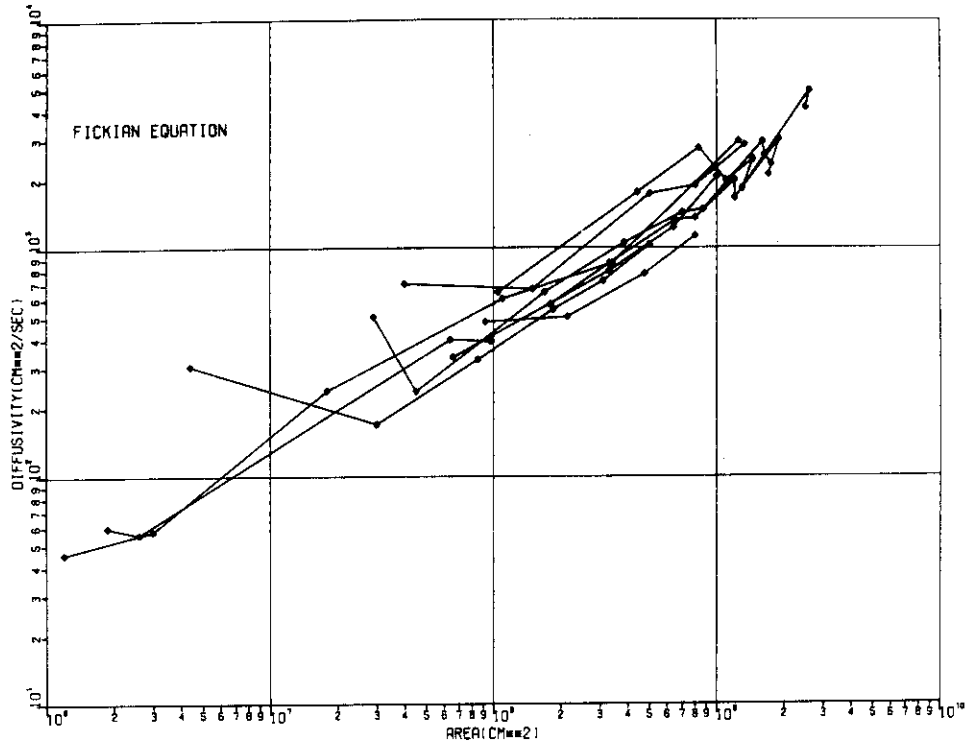


Fig. 3 Relationship between area of dye and diffusivity computed with the Fickian equation in off-shore areas.

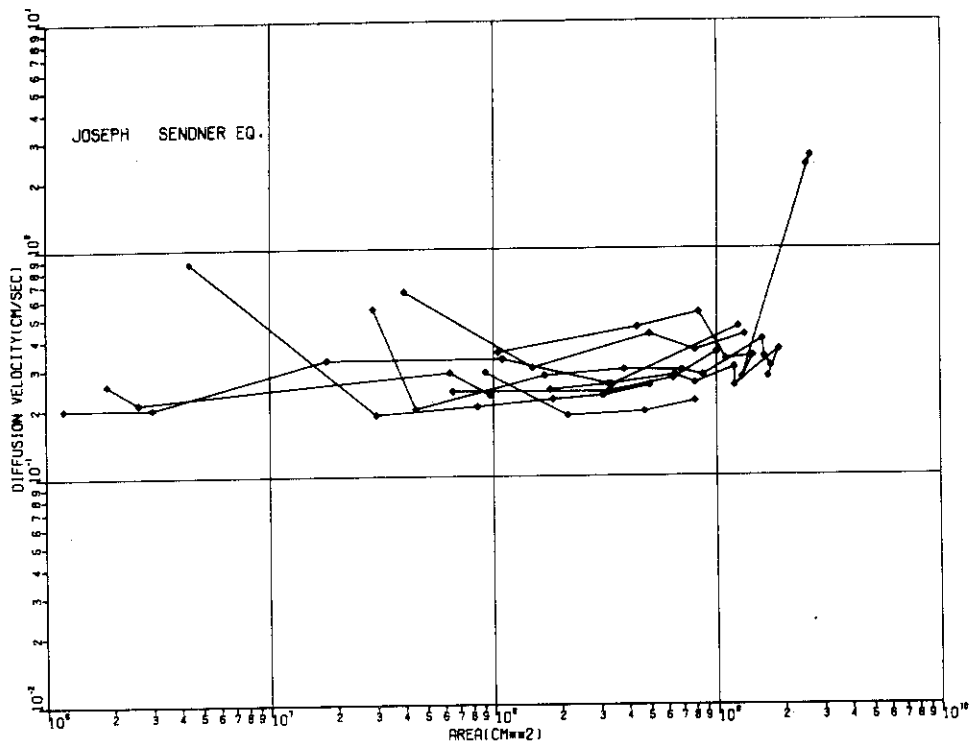


Fig. 4 Relationship between area of dye and the diffusion velocity of Joseph & Sendner's equation computed from the experimental result shown in Fig. 1

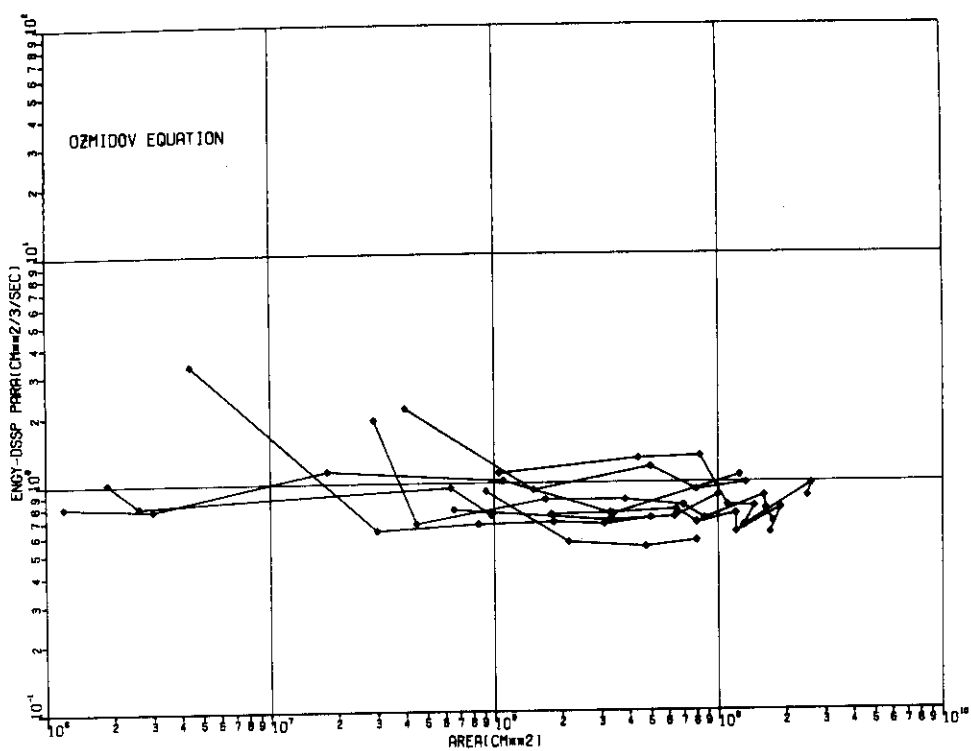


Fig. 5 Relationship between area of dye and the energy dissipation parameter of Ozmidov's equation.

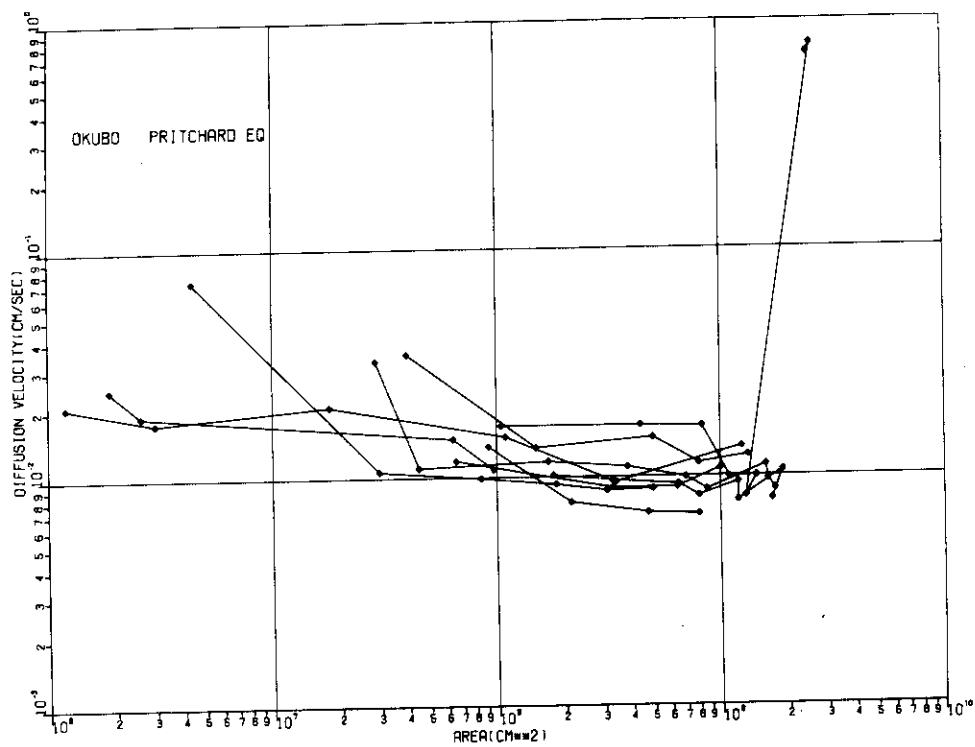


Fig. 6 Relationship between area of dye and the diffusion velocity of Okubo & Pritchard's equation.

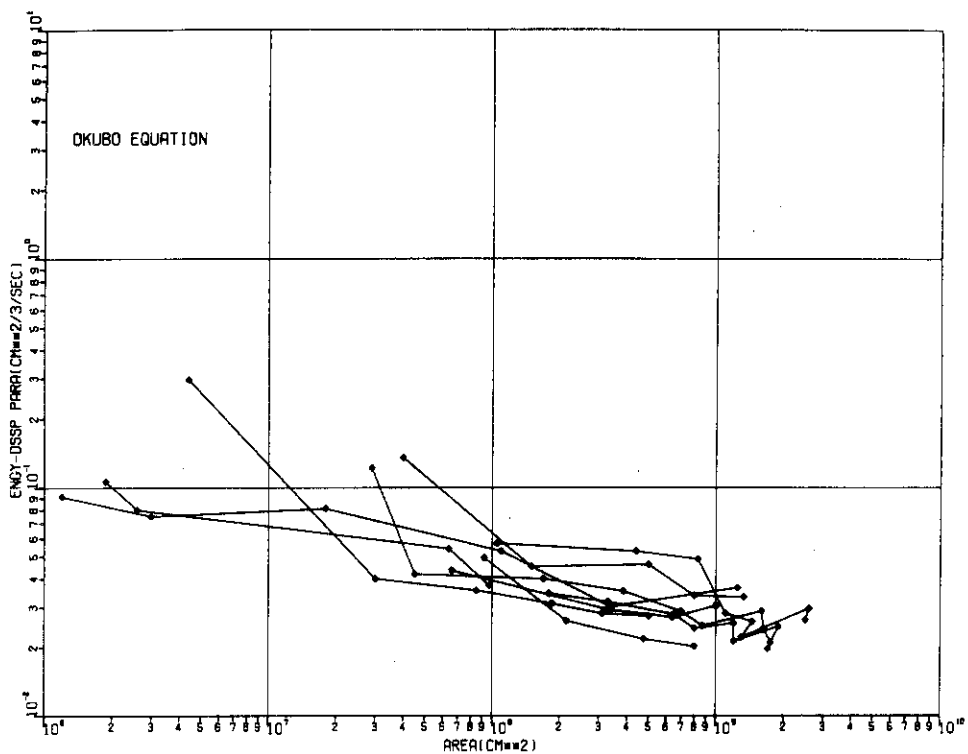


Fig. 7 Relationship between area of dye and the energy dissipation parameter of Okubo's equation

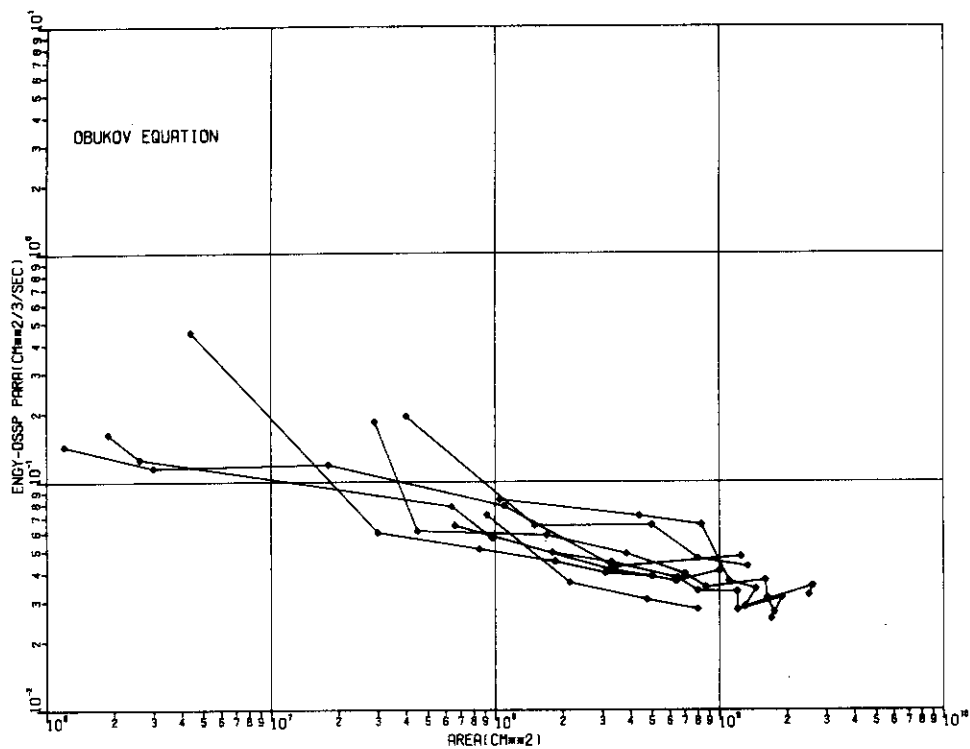


Fig. 8 Relationship between area of dye and the energy dissipation parameter of Obukhov's equation.

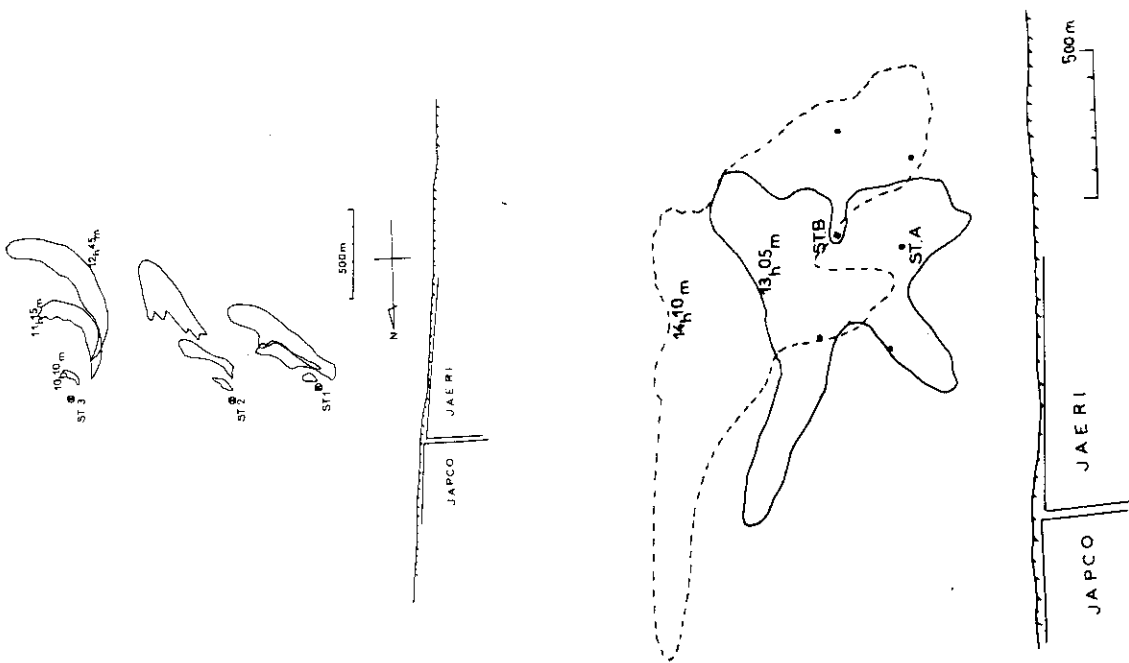


Fig. 9 The shape of dye released instantaneously.

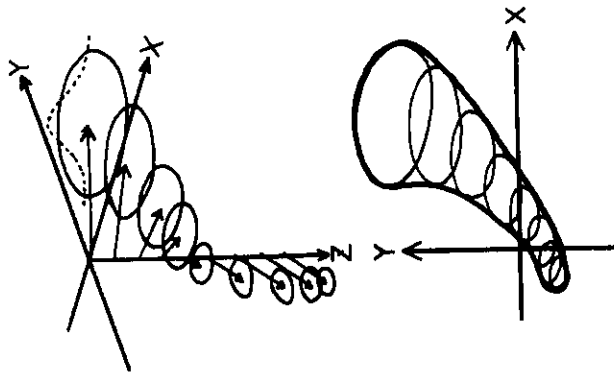


Fig. 10 A shear diffusion model.

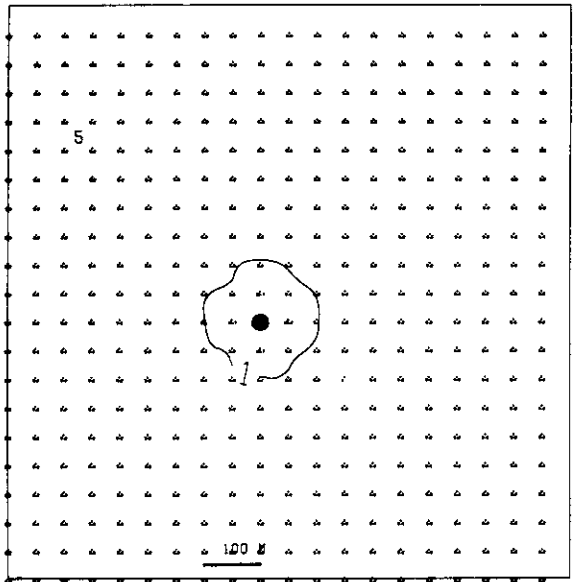
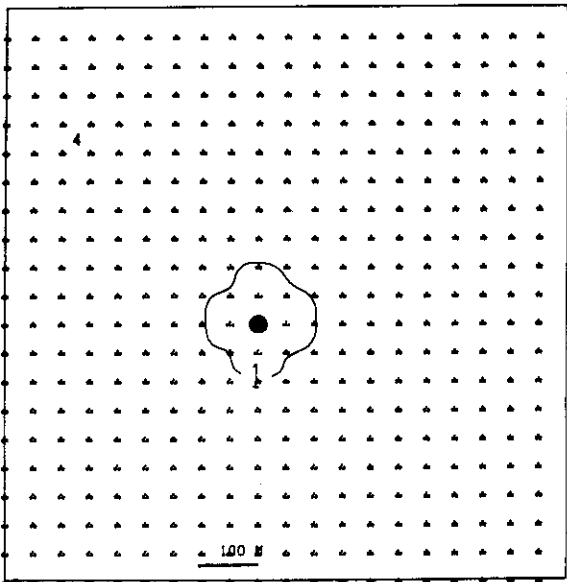
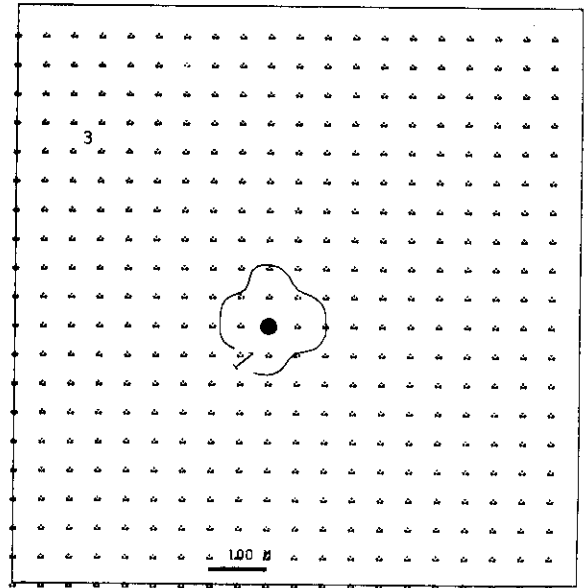
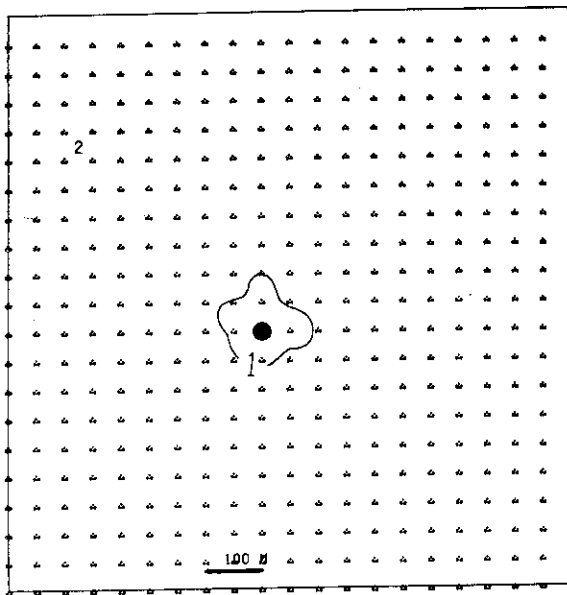


Fig. 11(a) The dye shape of non-shear type.
Time after lerease (1) 400 sec, (2) 600 sec,
(3) 800 sec, (4) 1000 sec.

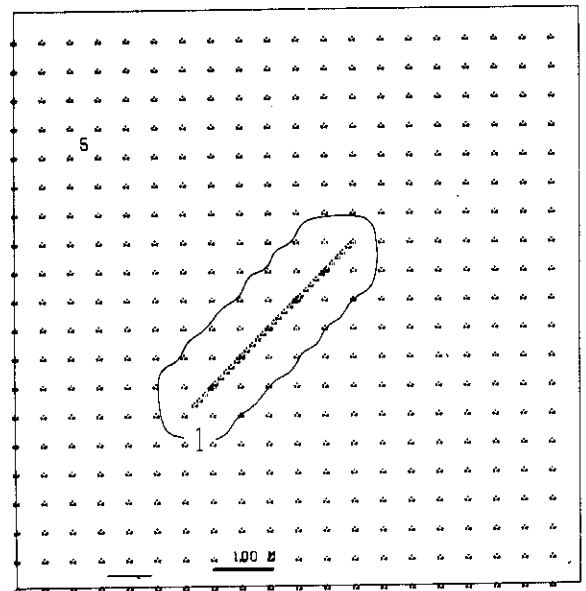
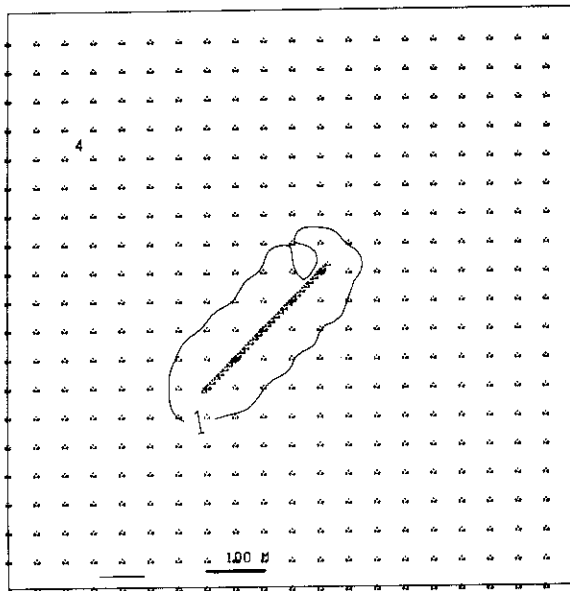
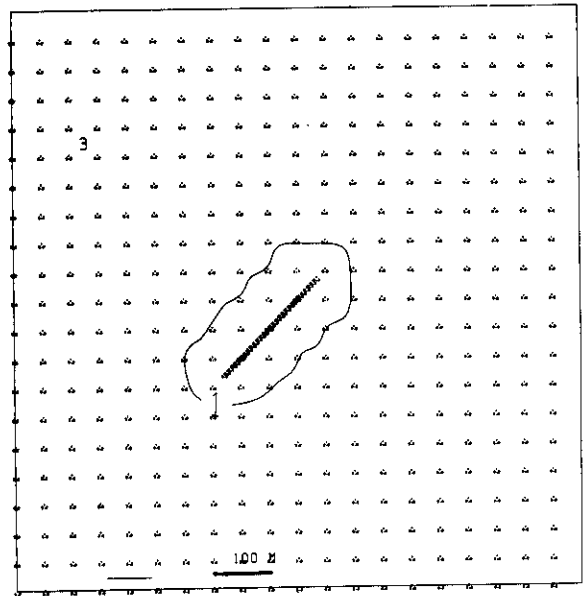
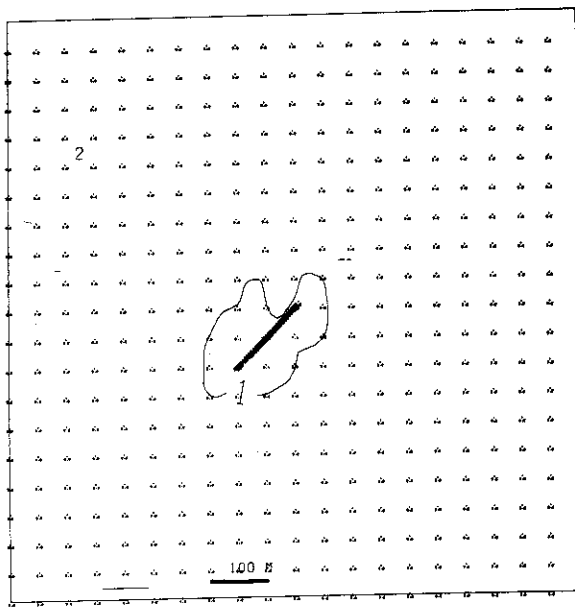


Fig. 11(b) The case of uniform distribution of dye and of sheared distribution of horizontal current in vertical

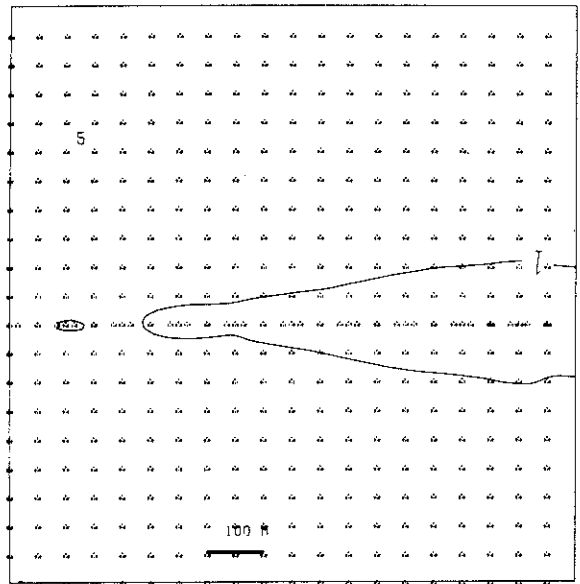
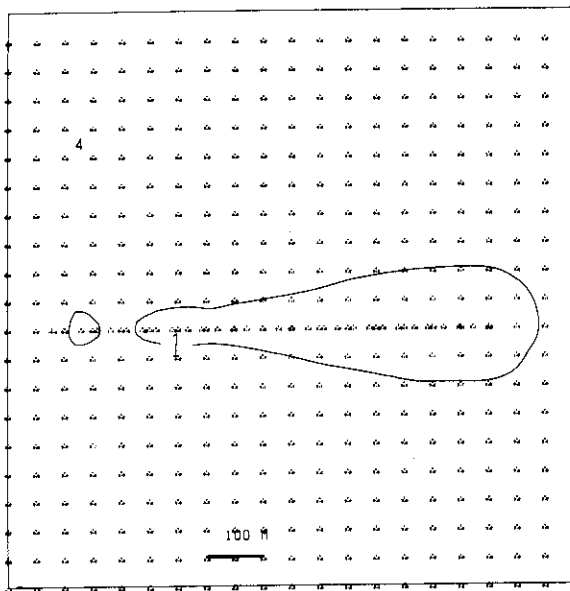
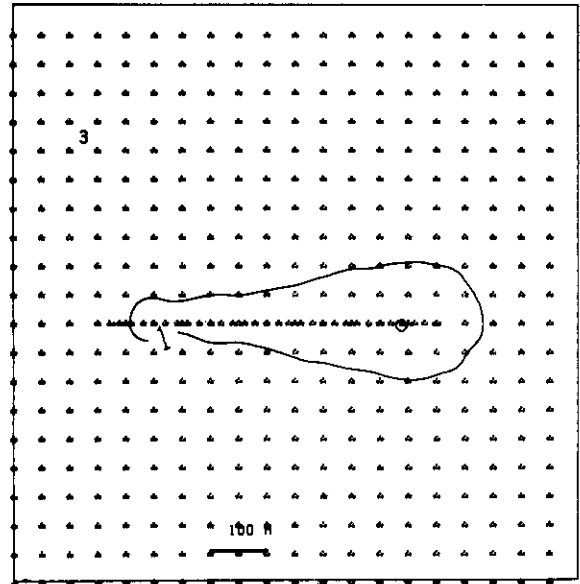
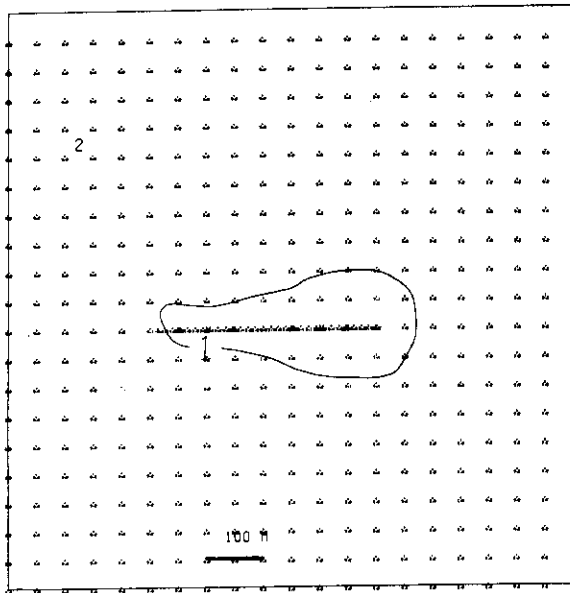


Fig. 11(c) The case of decrease of dye with depth exponentially and of sheared distribution of horizontal current in vertical.

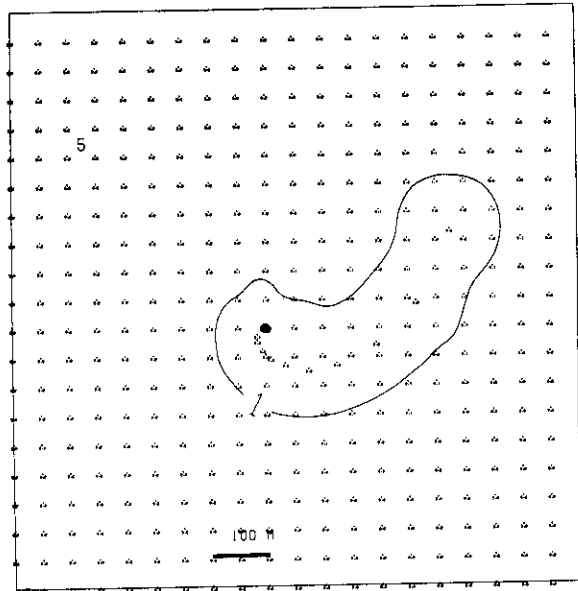
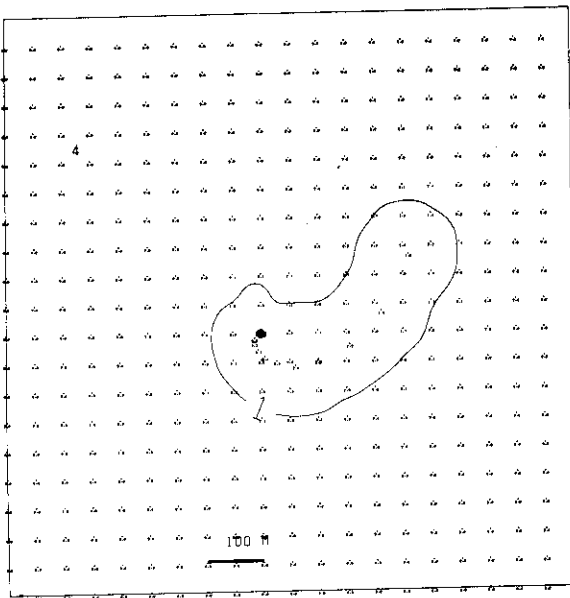
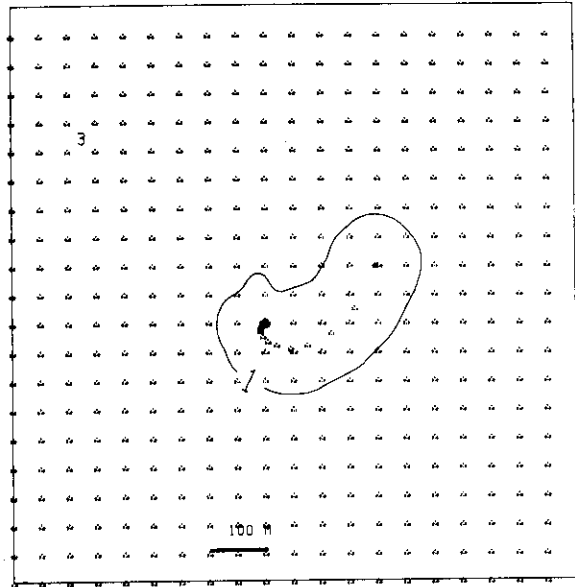
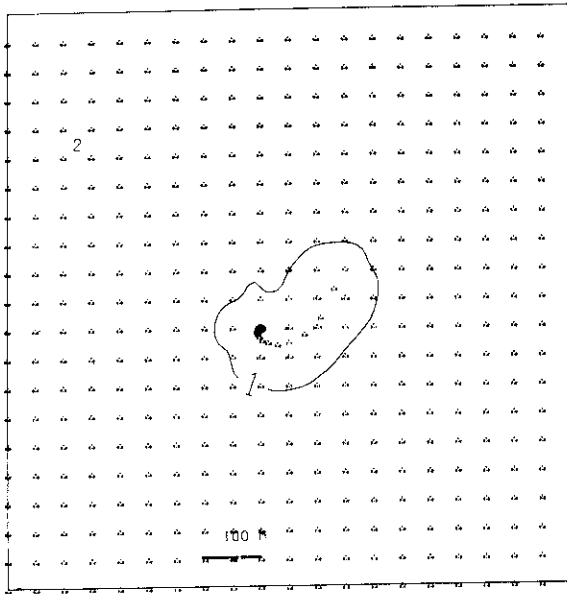


Fig. 11(d) The case of decrease of dye with depth exponentially and of sheared distribution of the Ekman-Spiral.

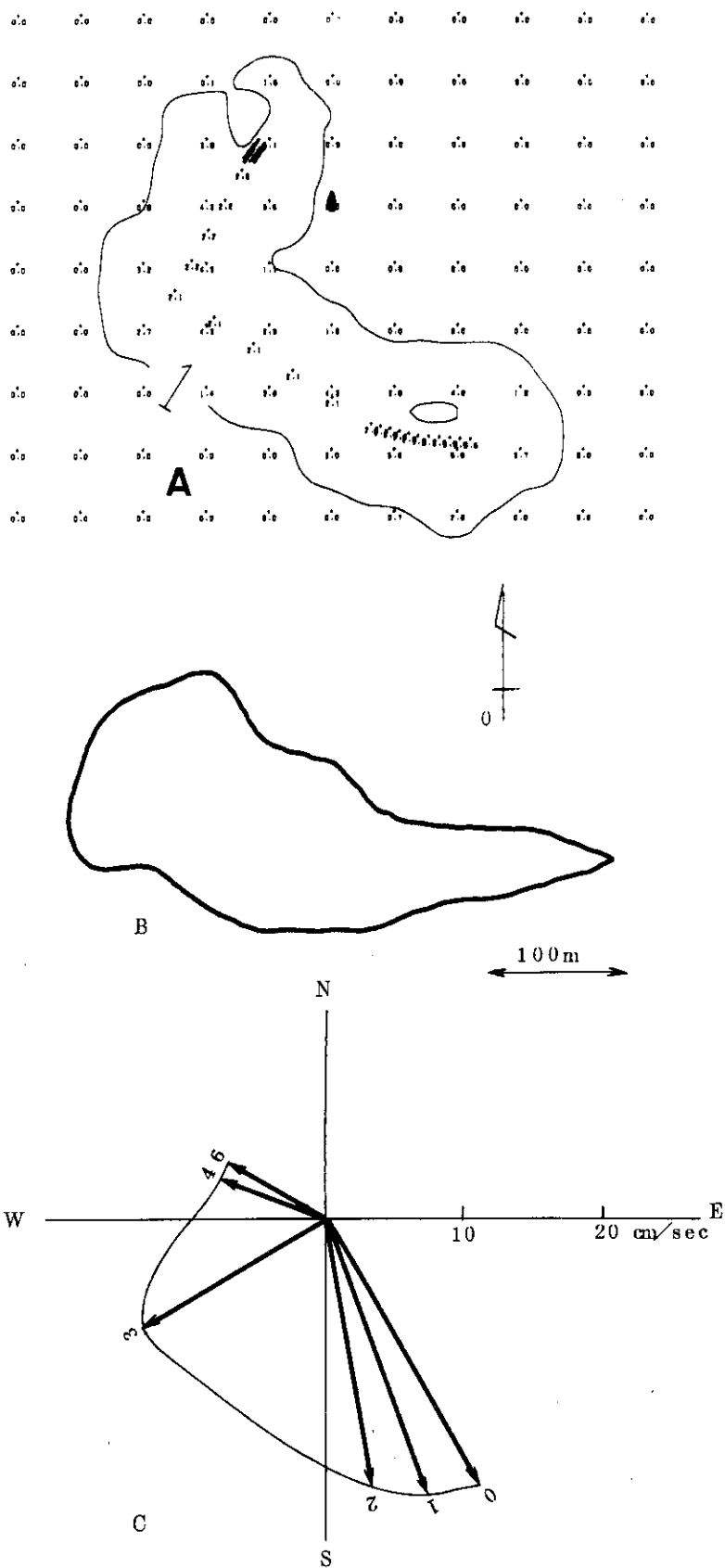
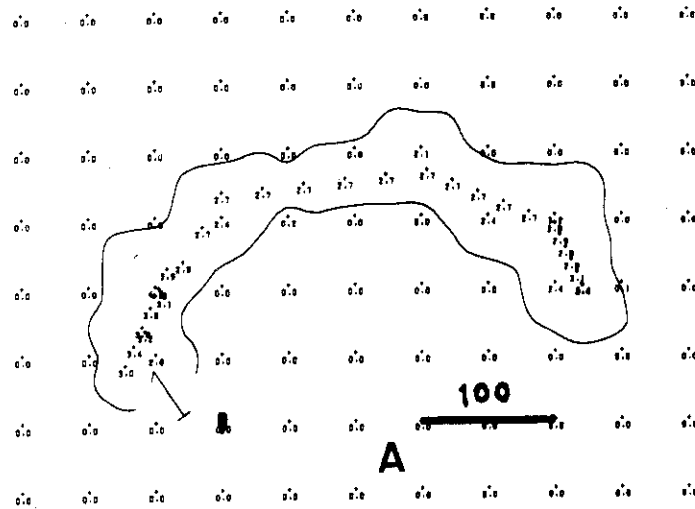
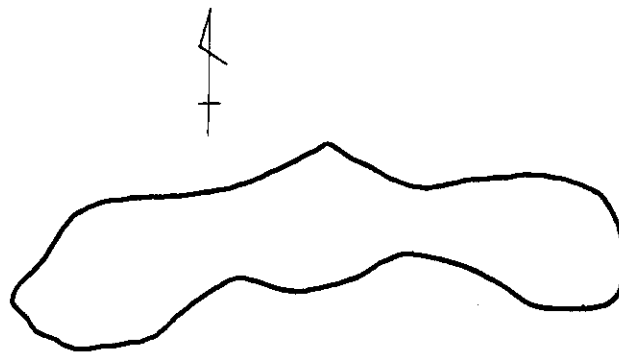


Fig. 11(e) Comparison of dye shape between estimation and observation.

- (1) 4th Aug. 1964 (A) Estimation (B) Observation
- (C) Vertical current distribution

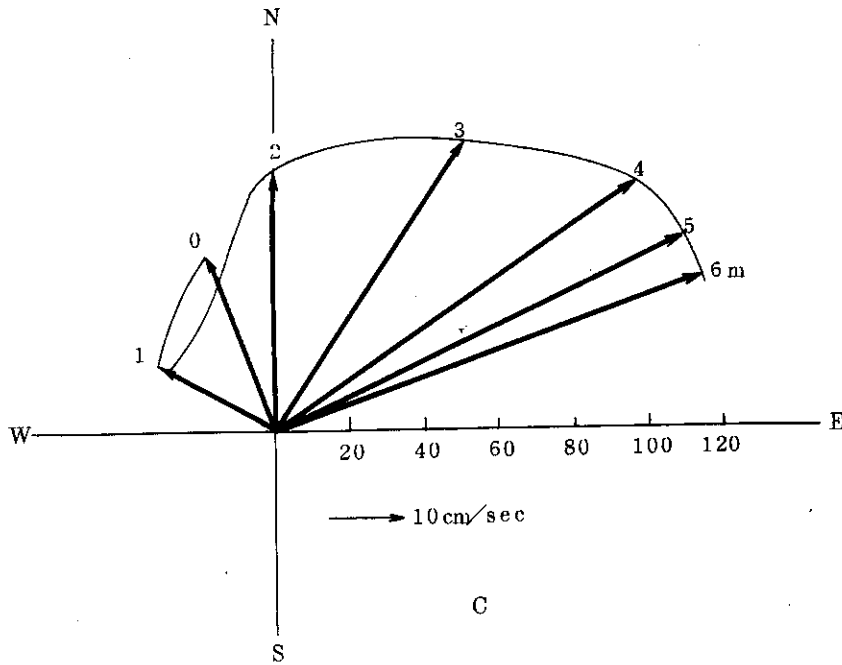


A



0

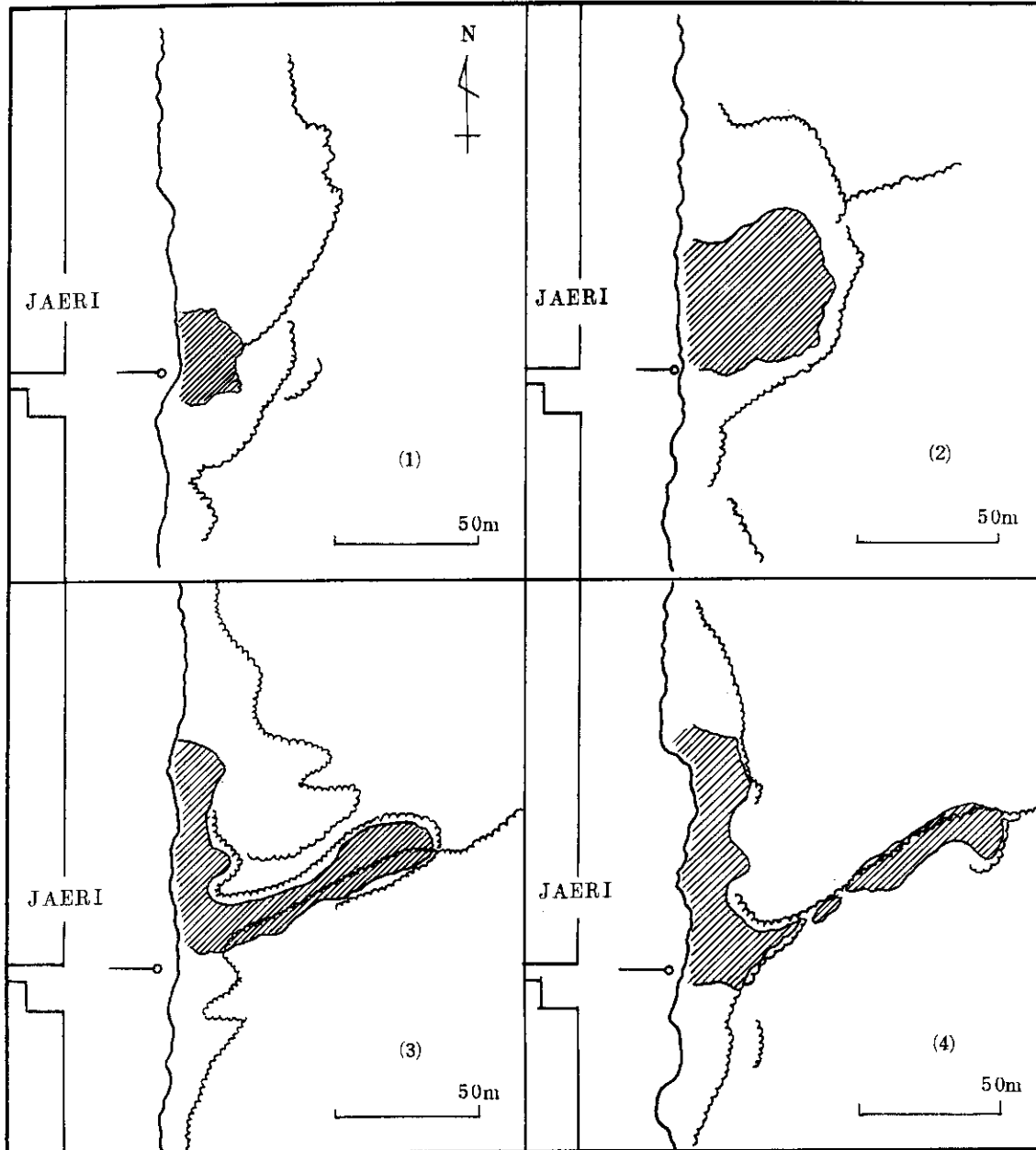
B



C

Fig. 11(e) Comparison of dye shape between estimation and observation.

(2) 3rd Jun. 1978 (A) Estimation (B) Observation
(C) Vertical current distribution





 : Dye area ,
  : White buffle

Fig. 12 Variation of dye on the current rip near the shore.
 (1) 5 minuts after release. (2) 17 minuts after release
 (3) 34 minuts after release (4) 41 minuts after release.

2.2 拡散パラメータの場所による変化

拡散パラメータとして理論的には(9)式の $Kr^{m+1} f(t)$ で表わされるが、その前提として、一様な乱流場を仮想している。我々が取扱い沿岸の海洋では、時間的にも、空間的にもパラメータは変化している。この変化の様子を染料拡散実験などで把握し議論するには、実験の回数を相当多くしなければならず、困難である。

乱流拡散パラメータとして流速変動から導かれる、水分子の分散値とその平方根の標準偏差、或は、拡散係数がある。この拡散係数は概念的には Fick の式で用いられる K と同じものであるが、拡散係数がスケールにより変化するとすれば、流速変動から導いた拡散係数と Fick の式のそれとを比較するのに、両者のスケールを対応させなければならない。

Taylor (1921) は流速変動から拡散係数を推算するのに次のような方法を導いた。流速を平均成分と変動成分に分ける。

$$u(x, t) = \bar{u}(x, t) + u'(x, t) \quad (23)$$

ここで、 u は瞬間流速、 \bar{u} は平均成分、 u' は変動成分である。すなわち、

$$\int_{t-T/2}^{t+T/2} u'(x, t') dt' = 0 \quad (24)$$

である。 $\sqrt{\overline{u'^2}}$ は乱れの強さと呼ばれる。 $u'(x, t')$ にエルゴード性が成立つとすれば、

$$\frac{1}{2} \frac{d\bar{y}^2(t)}{dt} = \int_0^T \overline{u'(t)u'(t+\tau)} d\tau = \overline{u'^2} \int_0^T R_\tau(\xi) d\xi \quad (25)$$

が成立つ。ここで、 $\bar{y}^2(t)$ は水分子の分散巾、 $R_\tau = \overline{u'(t) \cdot u'(t+\tau)} / \overline{u'^2}$ (自己相関数) である。ここまでの流速 u (測定値) はラグランジュ的流を考えている。しかし、実際に長時間流速を測定するには、ラグランジュ流は困難である。一般には一点に流速計を固定し連続に流速を測定するオイラー的流のデータが多く得られている。

Hay ら (1959) によってオイラー的流からラグランジュ的流に近似する方法が開発された。 R_τ をフーリエ変換すると、

$$F(n) = 4 \int_0^\infty R_\tau(t) \cos(2\pi n t) dt \quad (26)$$

となる。ここで、 $F(n)$ はラグランジュ渦エネルギースペクトルである。(25)式と(26)式とから、

$$\bar{y}^2 = \overline{u'^2 t^2} \int_0^\infty F(n) \frac{\sin^2(\pi n t)}{(\pi n t)^2} dn \quad (27)$$

が導かれる。ここで、ラグランジュ的流の時間 (ξ) がオイラー的流の時間 (t) と近似的に、リニヤールな関係にあるとする。すなわち、

$$\xi = \mu t \quad (28)$$

である。ここで μ は定数である。Gifford(1955)は次の関係を見出した。

$$\frac{\xi}{t} = 1.12 \frac{-\sqrt{u'^2}}{u} + 1 = \mu \quad (29)$$

(27), (29)式から

$$\overline{y^2} = u'^2 t^2 \int_0^{\alpha} F(n) \left[\sin\left(\frac{nt}{\mu}\right) / \left(\frac{\pi nt}{\mu}\right) \right]^2 dn \quad (30)$$

が導かれる。これから、拡散係数は、

$$K = \frac{1}{2} \frac{d \overline{y^2}}{dt} \quad (31)$$

の定義により計算することができる。

Fig. 13に東海村沖で測定したオイラー的流の南北・東西成分の1例(福田1963)を示す。

東海村沖の流れの測定に用いた流速計は、鶴見精器製TSII及び東邦電機製CR-2Rを用いた。測定期間は3~7日間を20分毎に測定した。流速計はコンクリートブロックで固定されたブイから所定の深さ(3m, 5m, 8m)の深さに吊下げられて測定された。このようにして測定された流向、流速のデータをそれぞれ南北(岸に平行)・東西(岸に直角)成分に分けて、(30)式を用い、水分子の分散 $\overline{y^2}$ を計算した。この分散値が測定の時間を変化させることによりどのように変化するかを図に示すとFig. 14のようになる。図の中の直線は、東海村沖で測定された流速計の各々の時系列データそれぞれについて最小2乗法により直線として近似したものを示している。即ち、1本の線は1回の流速測定シリーズである。

この結果を見ると、分散は時間のほゞ2乗に比例して増大している。計算に用いた β の値は、東海村沖の流速の一般的データから(29)式を用いて得た値2を採用した。

Fig. 14中に比較のためOKUBO(1971)が示した $\overline{y^2} = 0.0108t^{2.34}$ の関係を破線で示した。原研沖の方がOKUBOの場合よりも傾きがゆるやかである。

深さの違いによる $\overline{y^2}$ の変化を見た。海面から3m, 5m, 8mのそれぞれの層に同時に吊した流速計により測定された流速のデータから前と同じ様にして分散 $\overline{y^2}$ の値を計算し、深さとの関係をFig. 15に示した。これによると、表層の分散が一番大きく、中層で最小値になり、底層で再び増大する。表層は風や波による擾乱が、底層は海底地形による擾乱が分散を大きくしているものと考えられる。このように深さにより水平の拡散が違う場合、拡散物質が深い所まで広がっている時の拡散を推定するには、それぞれの深さに相当する拡散パラメータを使う必要がある。

Fig. 14に見られるように分散 $\overline{y^2}$ は時間の2乗で増加していると考えられるので、 $\overline{y^2} = \lambda t^2$ と置くことができる。ここで λ は定数(cm^2/sec^2)である。これを(31)式に代入すると $K = \lambda t$ となる。すなわち、拡散係数は時間に比例して増大する。Fig. 14に示した関係それぞれ(各々の直線)について拡散係数を計算し、測定時間との関係をFig. 16に示した。

只し、個々の線は示さないで平均的な線とほぼ全部の線が含まれる巾とを示した。

この拡散係数は染料拡散実験から計算して得た拡散係数の値よりも約1桁大きい。

流速計を同時に距岸距離 600m, 1.5 km, 3 km, 4 km の表層 3 m の深さに設置し、3日間の連続測定を数回行った。このデータから、分散 $\overline{y^2}$ の平方根(標準偏差)を計算し、岸からの距離との関係を、南北成分(v)、東西成分(u)についてFig. 17(a)に示した。

この図を見ると、岸に近い所では岸に平方な方向(南北方向V)の標準偏差(水分子の広がり)は大きく、2 km 付近から沖に行くに従い急に激少する。岸に直角方向(東西方向U)の標準偏差はVに比べ岸近くでは1桁近くも小さいが、沖に行くに従い偏差は小さくなるが、Vと比べ減り方が小さく、両者の値が沖に行くに従い近づいてくる。すなわち、染料などを投入した場合、岸に近い所では染料雲の形が岸に平行な方向に引伸ばされた形に拡散するが、沖合では円に近い形で拡散するようになる。実際の海では染料などの拡散には鉛直 shear 等不均一要素が沢山入って来るのでこのような理想的な形にはなりにくい、流速変動からこのような傾向が予想される。染料拡散実験で染料雲の形状を見ると、そのような傾向が見られる。

流速測定データを(30)式、(31)式を用いて計算した拡散係数と測定時間の関係をFig. 17(b)に示した。この中でも、3 km (沖合)の方が、南北(V)と東西(U)の拡散係数の違いが小さく、600m(岸)の方が南北・東西の違いが大きい。

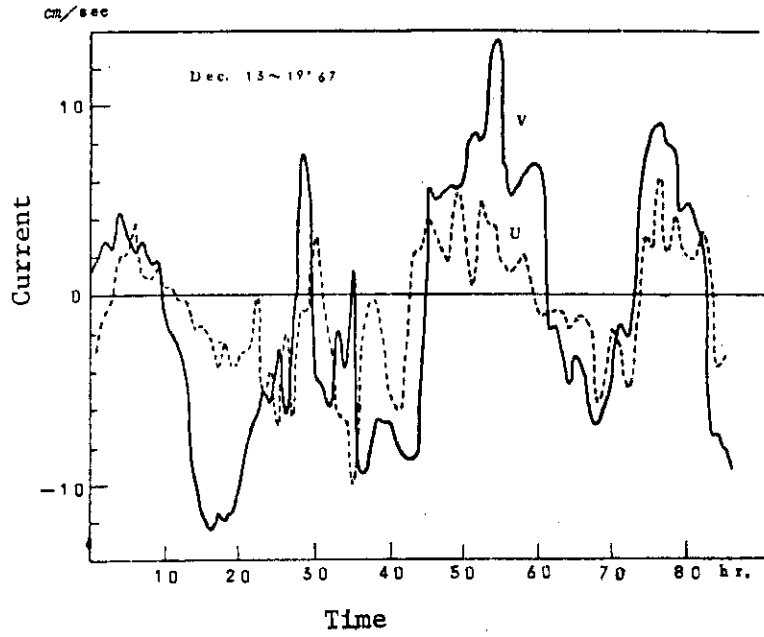


Fig. 13 North and east component of sea current.

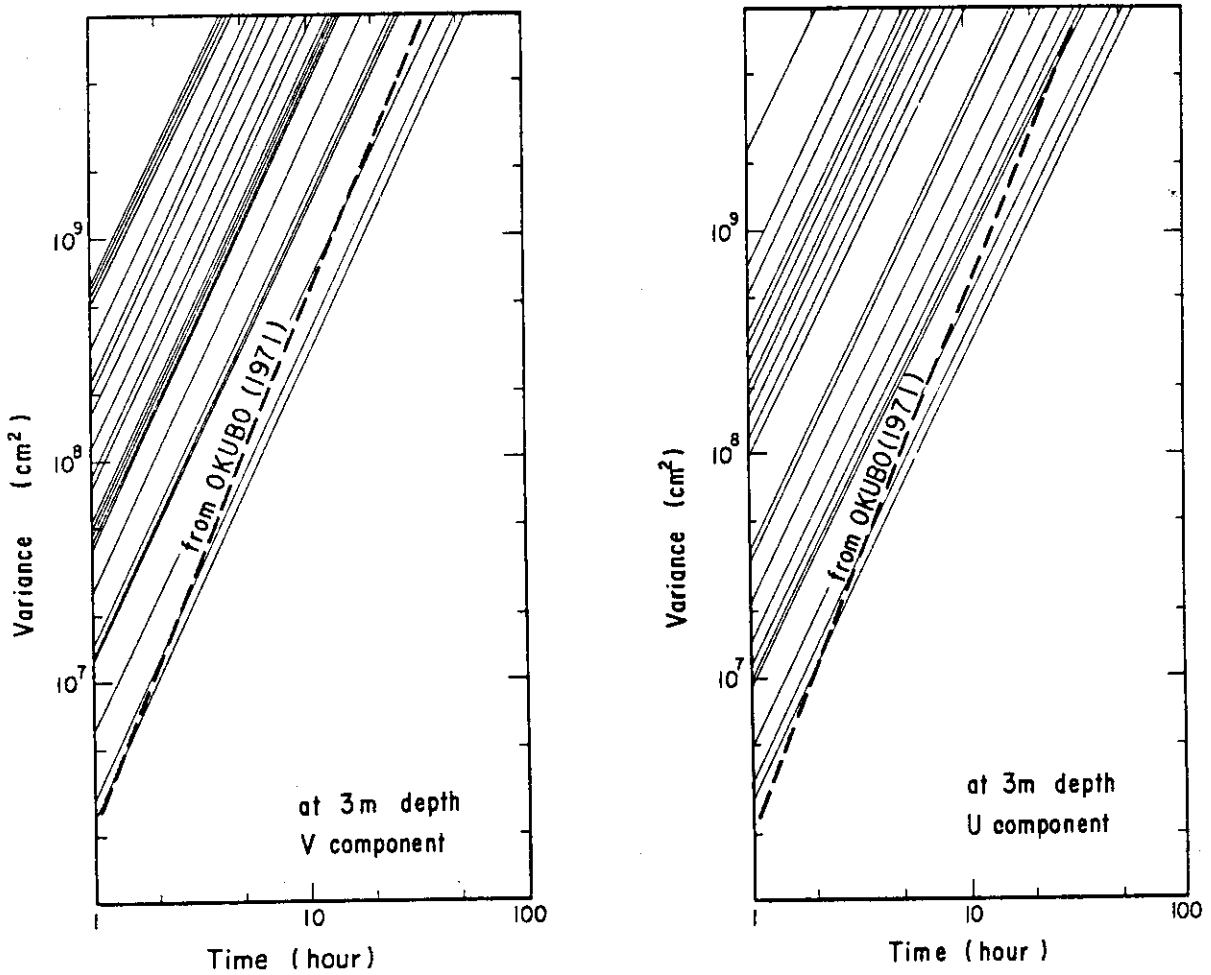


Fig. 14 Variation of variances of traicer computed from current with time.

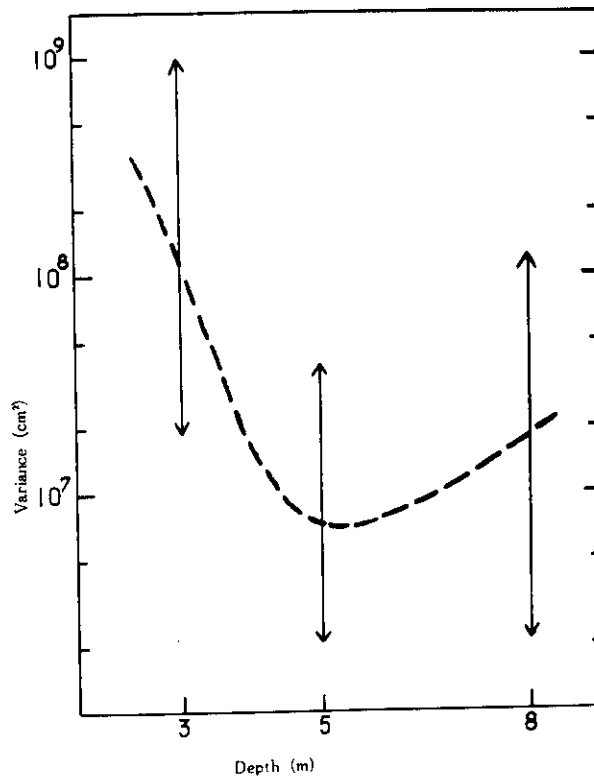


Fig. 15 Variation of horizontal variances of traicer with depth.

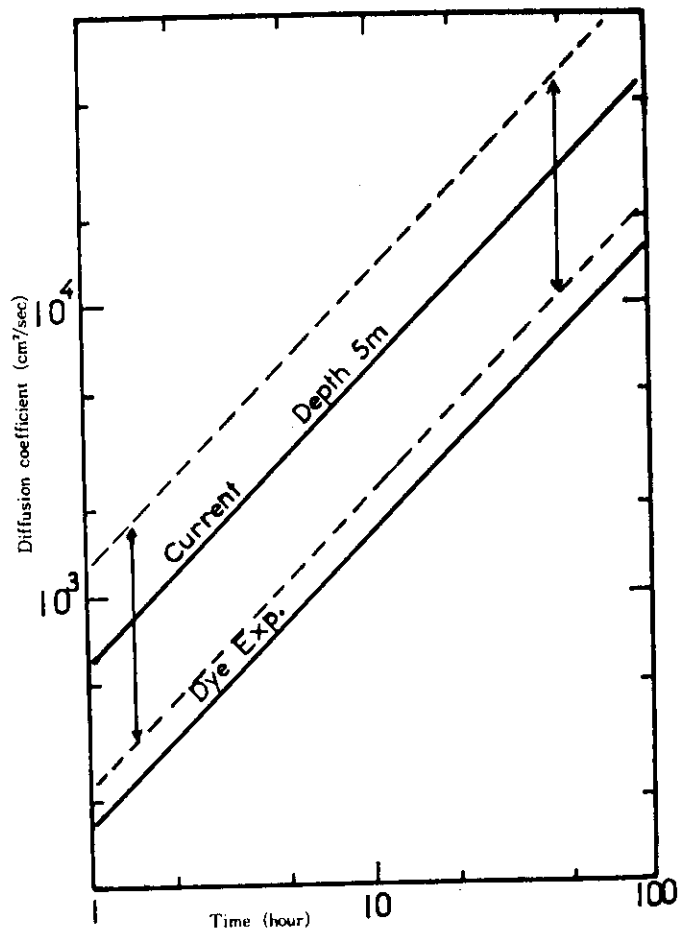


Fig. 16 Variation of horizontal diffusion coefficient computed from both current and experiment.

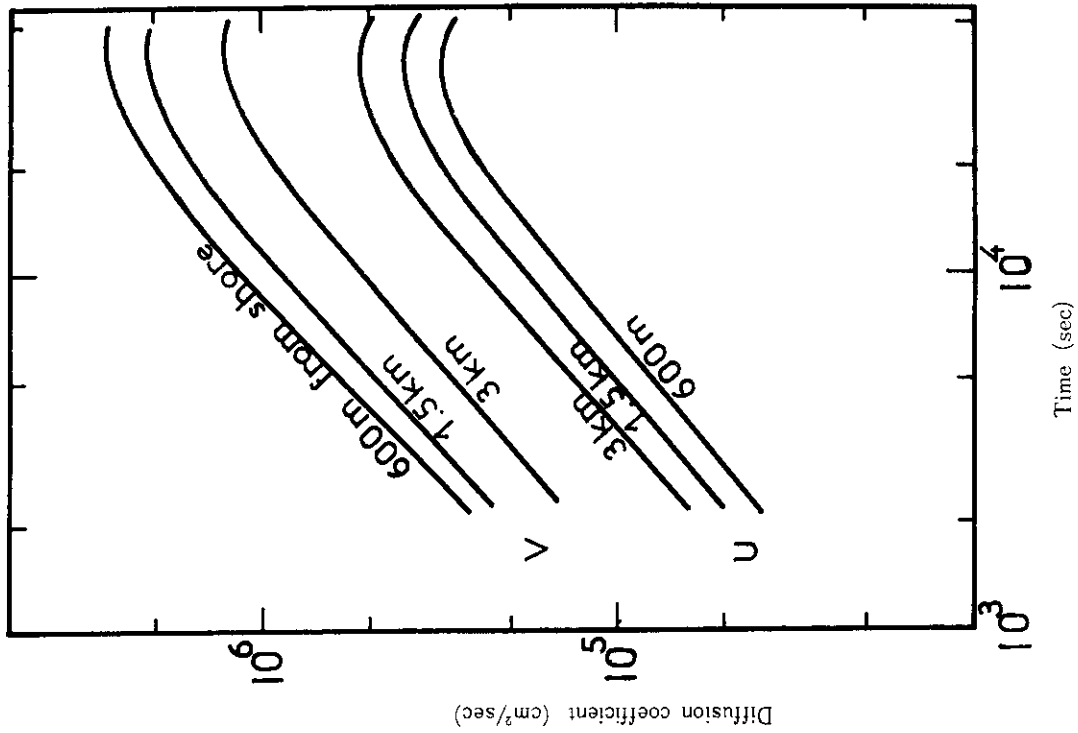


Fig. 17(b) Variation of horizontal diffusion coefficient with time.

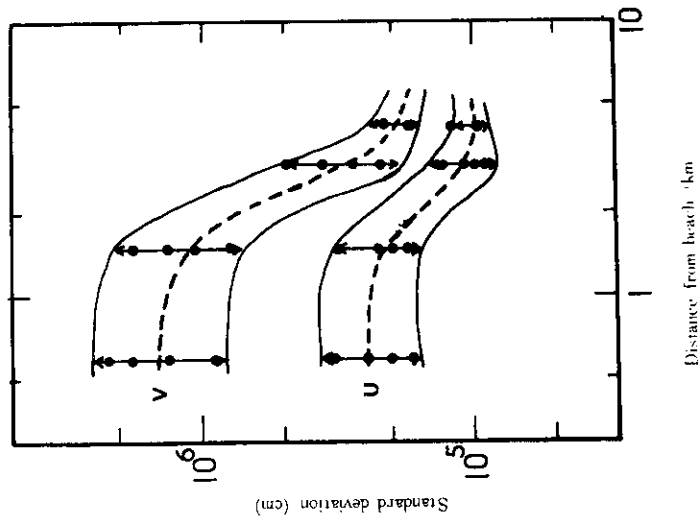


Fig. 17(a) Variation of horizontal standard deviations of traicer with distance from beach.

2.3 連続放出拡散

海洋拡散の問題を現実の場合に適用する例では、拡散物質が瞬間的に海に放出される場合よりも連続に放出される場合の方がはるかに多い。瞬間放出浮遊源の場合は理論解が求まる場合が多いので測定と理論との比較する興味が大きい。しかし、瞬間放出は連続固定点源の放出に比べ測定がむづかしいと言う欠点がある。瞬間放出では染料雲が移動するので雲をとらえにくい、連続の場合は放出点が固定され、放出物の分布は一定時間以上経てば定常状態になると考えられるので、測定は繰返し時間をかけて行うことができ非常に楽である。

連続放出の拡散を取扱う場合、煙突の煙が蛇行して流れるような短時間の拡散と河川水が沿岸に広く定常的に分布しているような長時間の拡散とに分けて考える方が便利である。ここでは、短時間の問題だけを扱ひ、長時間の拡散は次の章で扱うこととする。

2.3.1 円形パッチモデル

連続点源放出においても瞬間々々を見ると、瞬間点源放出を時間的に沢山重ねたものに過ぎない。これを図に示すと Fig. 18 のようになる。瞬間的に放出された物質が等方性の拡散で円形に広がりながら平均流で流されて行く。この個々のものを長時間にわたって重ね合わせると連続放出のモデルになる。これは円形パッチモデルと呼ばれる。

円形パッチモデルを式で書くと次の様になる。

$$C_{con}(x, y) = \int_0^{\infty} C_{ins}(x, y, t) dt \quad (32)$$

ここで、 C_{con} は連続放出の時の濃度、 C_{ins} は瞬間放出の時の濃度である。(32)式を数値積分で表わせば、

$$C_{con}(x, y) = \sum_i C_{ins}(x, y, t) \Delta t$$

となる。 C_{ins} に瞬間放出で理論解析で得た式を入れて計算すれば良い。ちなみに、(11)~(16)式から計算した濃度を電子計算機を用いて数値積分し、放出点を通る流軸上の濃度と放出点からの距離との関係を図に画くと、Fig. 19 のようになる。

Fick の式は距離の 1/2 乗、Joseph & Sendner の式と Okubo & Pritchard の式は距離に、Obukhov の式 Ozumidov の式と Okubo の式は 5/3 乗にそれぞれ逆比例して減少している。

現在、数理的に(5), (12), (13), (14)の各式が時間積分されている。(5)式は岩井ら(1969)により次の様な積分結果が得られた。

$$C_{con}(x, y) = \frac{M_z \exp\left(-\frac{u \cdot x}{2K_x}\right)}{2\pi \sqrt{K_x K_y}} K_0 \left\{ \sqrt{\left(\frac{u^2}{4K_x}\right) \left(\frac{x^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y}\right)} \right\} \quad (33)$$

ここで、 M_z は放出率 (unit/sec), u は x 方向の平均流速 (cm/sec), K_0 は 0 次の第 2 種

変形ベッセル函数である。放出点からの距離が遠くなると、(33)式の軸上濃度 ($y = 0$ の線上) が近似的に、次式で表わすことができるようになる。

$$C_{\text{con}}(x, y=0) = \frac{M_z}{2\sqrt{\pi K u x}} \quad (34)$$

ここで、 $K = K_x = K_y$ であるとする。このように x が大きい所では軸上濃度は数値計算と同じく理論計算についても距離の $1/2$ 乗に逆比例して減少する。

(14)式は時間積分すると次のようになる(大久保1970)。

$$C_{\text{con}}(x, y) = \frac{M_z}{2\sqrt{\pi} \omega r} \left[1 - \text{erf} \left\{ -\frac{xu}{\omega r} \right\} \right] \exp \left(-\frac{u^2 y^2}{\omega^2 r^2} \right) \quad (35)$$

これから軸上濃度は

$$C_{\text{con}}(x, y=0) = \frac{M_z}{2\sqrt{\pi} \omega x} \left[1 - \text{erf} \left\{ -\frac{u}{\omega} \right\} \right] \quad (36)$$

となる。この式は、軸上濃度が距離に逆比例することを示している。(12)式を時間積分しても軸上濃度は距離に逆比例する。

(13)式を時間積分すれば軸上濃度が距離の $3/2$ 乗に逆比例することを岩田(1976)は示した。

2.3.2 つぶれたパッチモデル

流れの方向には全く拡散せず、流れと直角方向にだけ拡散するモデル (Fig. 20) を考える。このモデルは“つぶれたパッチ”モデルと呼ばれる。このモデルで2次元平面の場合を考え、直角方向の拡散がガウス分布すると仮定すれば

$$C_{\text{con}} = \frac{M_z}{u \sqrt{2\pi} \sigma} \exp \left(-\frac{y^2}{2\sigma^2} \right) \quad (37)$$

で濃度が表わされる。ここで、 σ は濃度の標準偏差 (cm) である。拡散係数は物質の分散の時間変化に相当し、次の様に見える。

$$K = \frac{1}{2} \frac{d\sigma^2}{dt}$$

これを時間積分すれば

$$2 \frac{1}{T} \int_0^T K dt = \frac{\sigma^2}{T} = 2\bar{K} \quad (38)$$

となる。ここで \bar{K} は放出から時間 T までの平均拡散係数である。(38)式を (37)式に代入し、

$$C_{\text{con}} = \frac{M_z}{u \sqrt{4\pi \overline{KT}}} \exp\left(-\frac{y^2}{4\overline{KT}}\right) \quad (39)$$

を得る。軸上濃度は、

$$C_{\text{con}}(y=0) = \frac{M_z}{u \sqrt{4\pi \overline{KT}}} \quad (40)$$

である。平均拡散係数 \overline{K} が、Fig. 2に示すように時間に比例して増大するとすれば、 $\overline{K} = \lambda T$ と書いて、(40)式は次のようになる(福田, 1962)。

$$C_{\text{con}}(y=0) = \frac{M_z}{u \sqrt{4\pi \lambda T}} = \frac{M_z}{2\sqrt{\pi \lambda} x} \quad (41)$$

すなわち、軸上濃度は距離に逆比例する。また、軸上濃度は平均流速が変化しても変わらない。

2.3.3 染料拡散実験とその結果

連続放出実験では染料ブルーム(煙)が定常状態にあると考えられるので、濃度測定器を船で流れに直角方向に曳航することにより染料濃度の最大値及び濃度分布を測定することができる。この測定は連続測定なので比較的精度高く測定できる。しかし、この場合にも実際の海では流れの鉛直 shear があるので、整った形の染料プリームとは必ずしもならず、解析が困難になる場合もある。

東海村沖で筆者等が行った染料拡散実験(福田1964, 1965, FUKUDA et al 1965)では海域を岸から1~2 km 内と決め、5~6個の白標板を錨で固定し、海面に浮べた。

ヘリコプターから写真を撮った時の位置の基準とした。

染料放出船にあらかじめ真水に溶かした染料(ローダミンB水溶液4%濃度)をドラム缶に貯えて置き、ビニールホースで一定流量になるようにしながら海中に流し込んだ。放出深度は表層だけでなく、3 m, 5 m同時に行った事もある。多層で放出した時、流れの鉛直 shear によって上下層の染料の流れの方向が一致しない場合が多かった。

測定は2つの手法で行われた。1つはヘリコプター上からカラー写真を撮り、染料の広がり測定する方法、もう1つは調査船より吸光式染料濃度計(Fig. 21)を曳航し、海面下約1 mの層の染料濃度を連続的に測定する方法である。染料濃度は流れと直角方向に染料プリームを横断し、濃度の分布と最大濃度値を求めた。Fig. 22にその測定例を示す。

この実験で得た軸上濃度(放出率で規格化した)と放出点からの距離との関係をFig. 23に示した。染料による拡散実験では放出量をあまり大きくできないので、たかだか2~3 kmの距離までの拡散しか測定できない。染料実験で測定できなくなる距離より遠い所の拡散トレーサーとして河川水(久慈川, 10~20 ton/secの放出率)を考えた(福田1967)。河川水濃度(放出率で規格化した)は次式で計算される。

$$C_R = \frac{C}{C_0} = \frac{Cl_{max} - Cl}{C_{max}Q}$$

ここで Cl_{max} は沖合の塩素量(%)、 Cl は測定場所の塩素量(%)、 Q は河川水の単位時間単位体積中への放出率である。東海村沖の海況(水温・塩素量)は筆者等により1959年から1971年の間、年間8~10回観測された(福田等 1959~1971)。この表層塩素量の分布から河川水が海にブルーム状になる場合をひろい、この時の河川水の軸上濃度を推定し、河口からの距離との関係を Fig. 23 上に River water として示した。

Fig. 23 を見ると、軸上濃度は放出点からの距離に逆比例して減少している。最も遠い地点で濃度が急激に減少しているのは、河川水の海洋への流入が潮汐により強弱があり、強く流れ始めた河川水の先端の所で濃度が急激に減少しているものと考えられる。

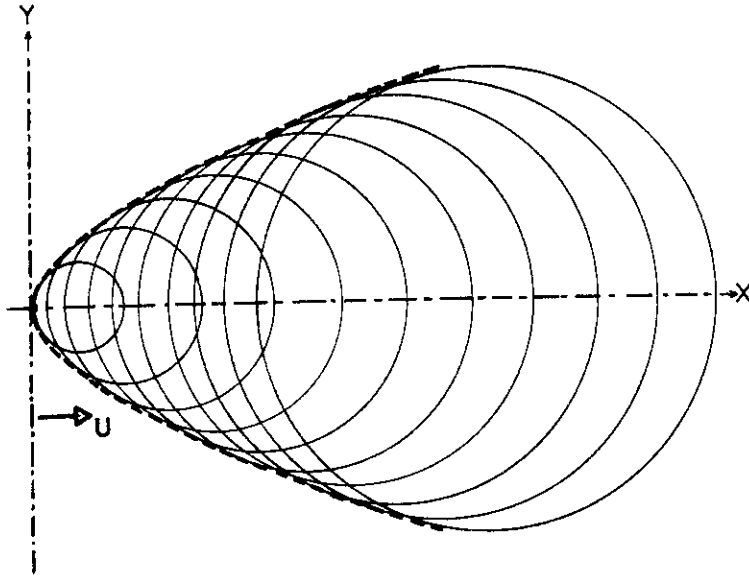


Fig. 18 Disk patch model.

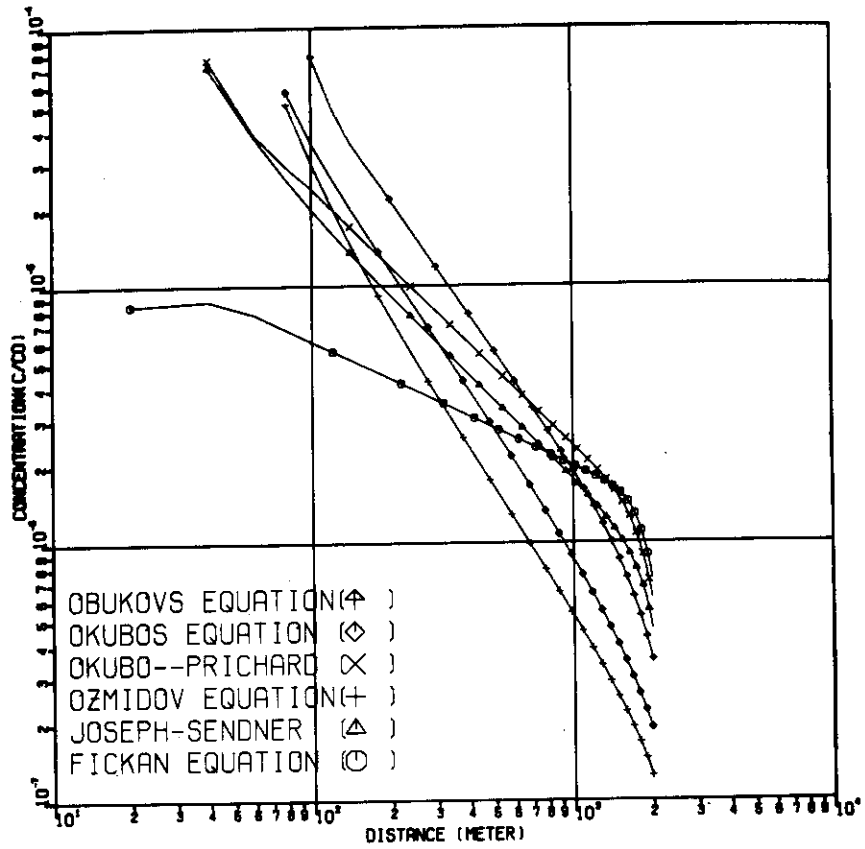


Fig. 19 The relationship between distance and the concentration of center line of continuous releases.

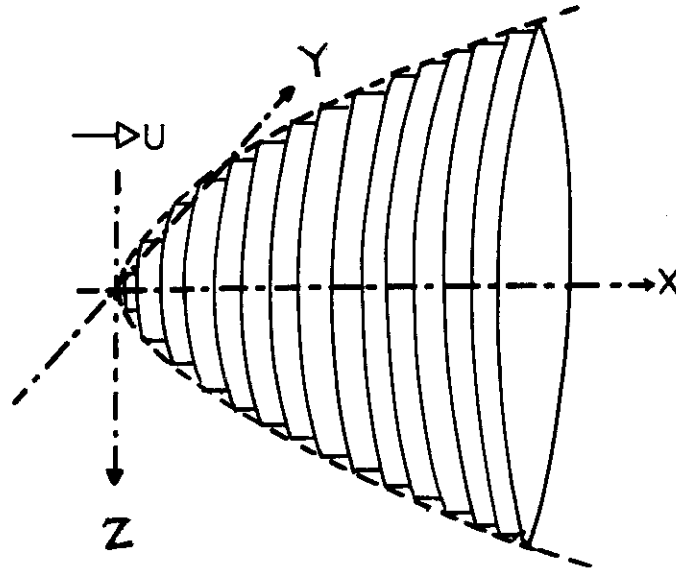


Fig. 20 Thin patch model.

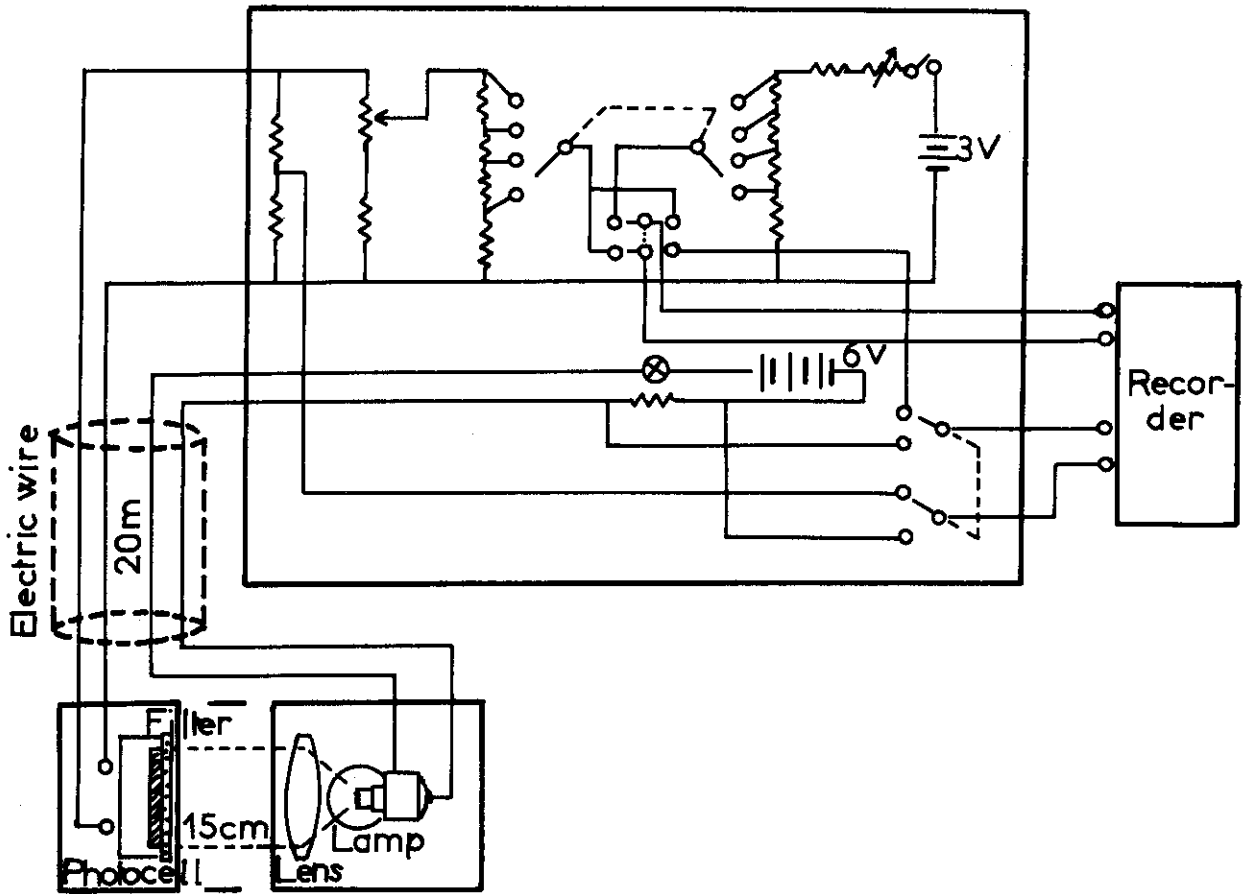


Fig. 21 Dye densidometer

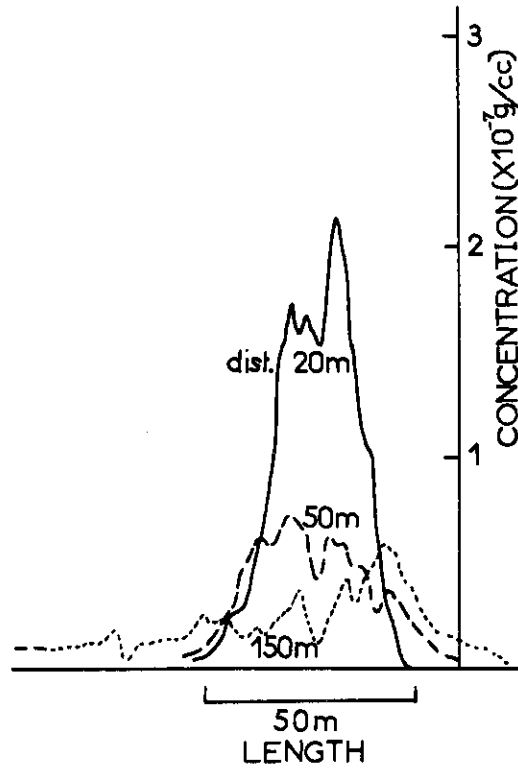


Fig. 22 Distribution of dye concentration on the perpendicular line to the current.

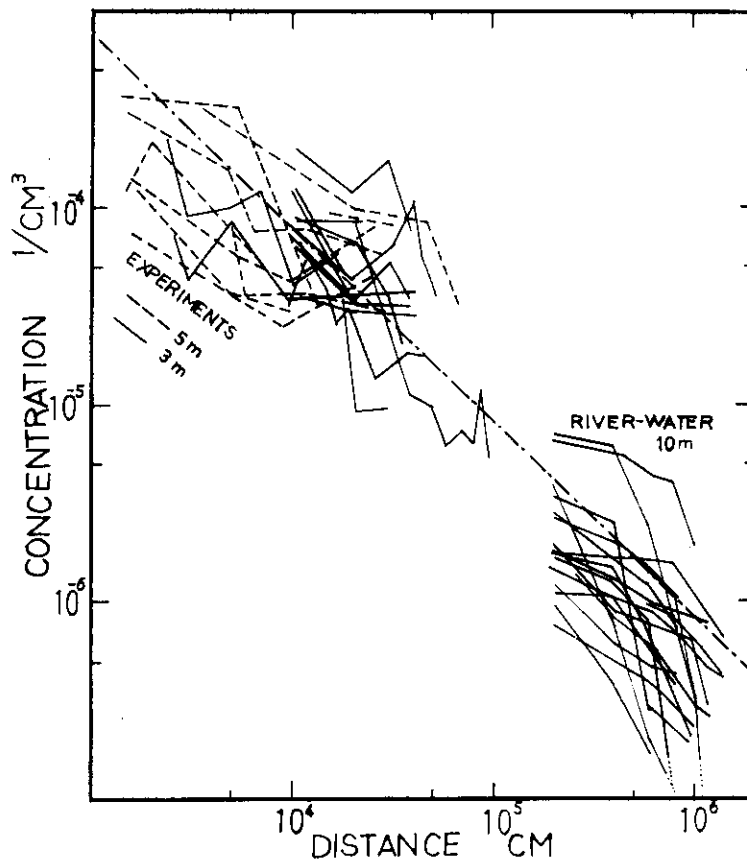


Fig. 23 Concentration of center line of continuous releases, dye experiments and river water observation.

2.4 長期連続放出拡散

長期間の連続放出の拡散は、短期間の放出を流れの変動や海況の変化の中で続けた結果、或定常的濃度分布が出来上ったものと考えられる。例えば川が長い間連続的に河川水を海に放出した結果、その海域の塩素量の分布が、河口を中心に半円又は半楕円状の等濃度線を描くような場合である。

2.4.1 短期連続拡散の重ね合わせ

先に瞬間放出拡散から連続放出拡散の分布を推定するのに円形パッチモデルを利用し、時間的な重ね合わせの計算を行った。長期間の拡散分布を推定するのに同じ重ね合わせの手法を利用することが可能である(福田1975)。

短期間の連続放出の濃度分布は(39)式で計算できるものとする。放出海域における流向、流速の出現頻度 $p(\text{dir}, \text{vel})$ を流れの全測定データから作る。水平拡散係数を $10^4 \text{ cm}^2/\text{sec}$ (拡散スケールから適当であると考えられる値を選んだ)とし、1回の流速毎に河川水の濃度分布を計算し季節毎の平均分布を推定した。すなわち、

$$\bar{C}_z(x, y) = \sum_{\text{dir}} \sum_{\text{vel}} C_{\text{con}}(x, y, \text{vel}) p(\text{dir}, \text{vel}) / N \quad (42)$$

ここで、 C_{con} は流速を与えて計算される短期連続放出の濃度分布、 p は東海村沖の流向・流速の出現頻度、 $N = \sum_{\text{dir}} \sum_{\text{vel}} p(\text{dir}, \text{vel})$ である。上式で計算された河川水濃度分布を季節毎に示したのが Fig. 24 である。河川水の平均分布の中に西に向う流れの分布もあるが、それは省略した。

この推算モデルは河川水が或場所に存在する確率を示すものであり、直ちに濃度を示すものでなく、また、1点での流向・流速の値が全域の流向・流速を代表しているとは限らないと言う疑問がある。それにもかゝらず、東海村沖で観測した河川水の季節毎平均水平濃度分布 (Fig. 25) と Fig. 24 は非常に良く一致している。

東海村沖の海洋観測結果(福田等1959~1971)から、表層塩素量の各観測点における値を季節毎に平均し、その水平分布図を画いたのが Fig. 25 である。(a) は春(4, 5, 6月)、(b)は夏(7, 8, 9月)、(c)は秋(10, 11, 12月)、(d)は冬(1, 2, 3月)の分布である(福田1966)。この図は河口近くの塩素量が近く、沖合に行くに従い高い値となる河川水の拡散分布図でもある。

この分布が流向・流速から計算した河川水の拡散分布 Fig. 24 と良く一致する。

2.4.2 連続の式からの解析

Fig. 24 の塩素量分布を半円形に等価させ、河川水濃度(前項と同じ計算法)に変換し、その濃度と円の半径との関係を季節毎に Fig. 26 に破線・鎖線で示した(福田1966)。この図を見ると、春と夏は曲線が上向き(沖に行くほど濃度の減少率が少くなる)。秋と冬では曲線は下向きになる。

いま、Fig. 27に示すように、半無限の2次元平面で等濃度線が半円状に広がっているから河川水が拡散して行くモデルを考える。定常状態を考えるので、河川水は保存され、連続の式を次の様に表わすことができる。

$$Q dt = \pi r \bar{C}(r) H v_r(r) dt \quad (43)$$

ここで、 $\bar{C}(r)$ は河口から距離 r の河川水濃度 (unit/cm^3)、 $v_r(r)$ は距離 r の点での物質が平均的に放射方向に輸送される速度 (個々の分子を見るとランダムな動きであるから拡散現象であるが、全部の運動の平均として速度の次元をもつ、 cm/sec) である。(43)式から次式が導かれる。

$$\bar{C}(r) = \frac{Q}{\pi r H v_r(r)} \quad (44)$$

$v_r(r)$ は場所により変化すると考えられるが、仮に、 $v_r(r) = 1.0 \text{ cm}/\text{sec}$ の値をとるとして、 H の値を変えて \bar{C} の値を計算し、 r との関係を図 26 に実線で示した。

(44)式でわかるように、河川水濃度は河口からの距離に逆比例する。図の中の実測結果に合うようにするには、拡散速度が $1.0 \text{ cm}/\text{sec}$ であると、鉛直方向の広がり H は約 10 m でなければならない。東海村沖の観測結果では、河川水の鉛直方向の広がり (塩分躍層までの深さ) は約 5 m である。そうすれば、 v の値は $2 \text{ cm}/\text{sec}$ 前後の値をとるとよいことになる。

Fig. 26 で春と夏の曲線が上向きに曲る原因は、河川水の鉛直方向の広がり H が河口からの距離の増大と共に減少している。又は、拡散速度 (v) が減少することが考えられる。秋と冬の曲線は下向きに曲る。この原因は、 H 又は v が河口からの距離と共に増大すると考えられる。拡散速度は夏と冬とで大きな違いがあると考えられないので、曲線の曲りの違いが鉛直方向の河川水の広がりが原因であると考えられる。東海村沖の海洋観測によると、夏季は強い密度躍層が上層に発達し、冬季には表層の冷却により鉛直混合が発達し鉛直方向の広がりが増大することがわかっている。このような海況の鉛直構造の季節による違いが Fig. 26 の曲線の曲りを生じていると考えられる。

2.4.3 楕円分布モデルの連続の式

Fig. 24 で見られるように、河川水の海での平均拡散分布は円形でなく、海岸に引伸ばされた形になっている。2.4.2 では引伸ばされた形の分布を円形等価に代用させて解析を行った。連続の式による解析は拡散物質が複雑な形状の分布をしていても行うことができるので、ここでは、Fig. 24 に円よりも分布の形が以ている楕円分布モデルをその推算に適用させる。定性的な濃度の分布と海況との関係等は円形モデルでも解析することができたが、実際に近い分布を議論するには楕円形分布モデルの方が適当と考えられる。とくに、環境評価等に応用するには、楕円分布モデルが必要になる。福田 (1972) は長期拡散の推定のために楕円分布モデルを開発した。

Fig. 28 に示すように長軸が a 、短軸が b であるような半楕円形に等濃度線が分布する拡散を考える。鉛直方向には深さ H まで一様に濃度が分布するものとすれば、楕円の式は、

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad (45)$$

である。その楕円の面積は次式で計算される。

$$A = \frac{\pi}{2} a b = \frac{\pi}{2} v_a v_b t^2 \quad (46)$$

ここで、 $a = v_a t$ 、 $b = v_b t$ で、 v_a 、 v_b は長軸、短軸方向の拡散速度 (cm/sec)、 t は放出された物質が a 、 b まで到達するまでの平均時間 (sec) である。等濃度線の占める面積の t による変化は、

$$\frac{ds}{dt} = \pi v_a v_b t \quad (47)$$

で、(43)式と同じ連続の式を考えると

$$\bar{C} \cdot H ds = Q dt$$

となる。この式から、(44)式に相当するものが次式で与えられる。

$$C = \frac{Q}{\pi H v_a v_b t} = \frac{Q}{\pi H \sqrt{ab} \sqrt{v_a v_b}} \quad (48)$$

(44)式と(48)式を比べると、 r は \sqrt{ab} に v は $\sqrt{v_a v_b}$ がそれぞれ相当し、 $a/b=n$ とすれば、 $a = r\sqrt{n}$ 、 $b = r/\sqrt{n}$ 、 $v_a = v\sqrt{n}$ 、 $v_b = v/\sqrt{n}$ と考えられる。

2.2で述べたように、流速の変動から水の分散は岸に平行な方向に大きく直角方向に小さい。その拡散巾 σ_x 、 σ_y はFig.17(a)に示されているように、その比が2~6の値になる。 x 、 y の各軸方向に均一な乱流拡散状態にあるとすれば、粒子の x 、 y 軸方向の広がり σ_x/σ_y は濃度の広がり a/b に等しいと考えられる。Fig.25の図において a/b の値もほぼ2~6の間に入ると見られる。すなわち、このような楕円形モデルを用いても長期放出拡散の推定ができる。

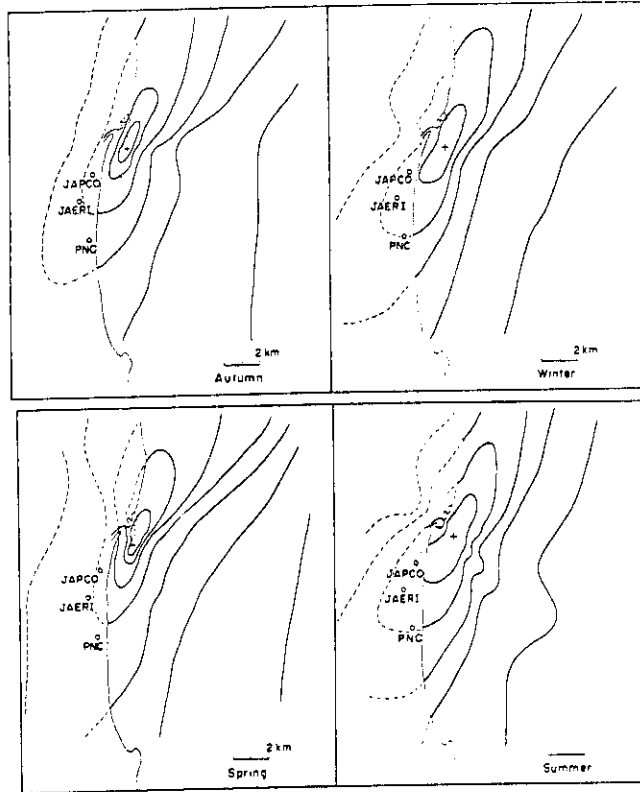


Fig. 24 Seasonal mean distribution of chlorinity in surface water off Tokai-mura (arbitrary unit, computation).

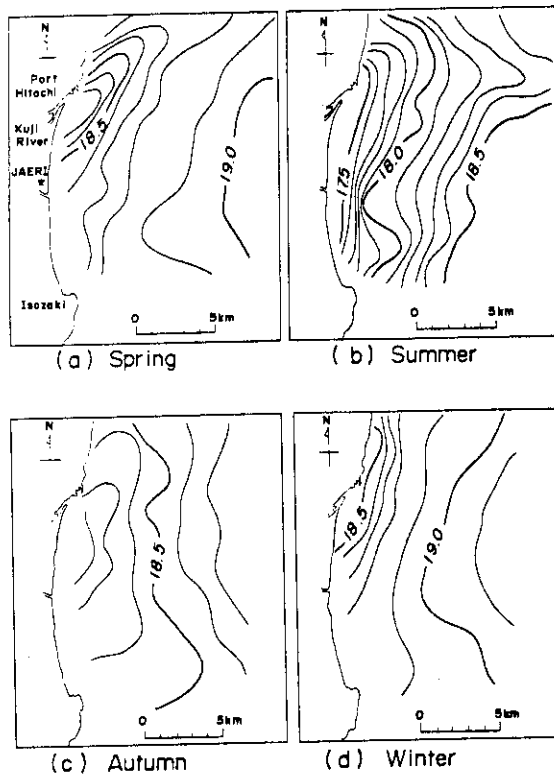


Fig. 25 Seasonal distribution of chlorinity in surface water off Tokai-mura (measurement).

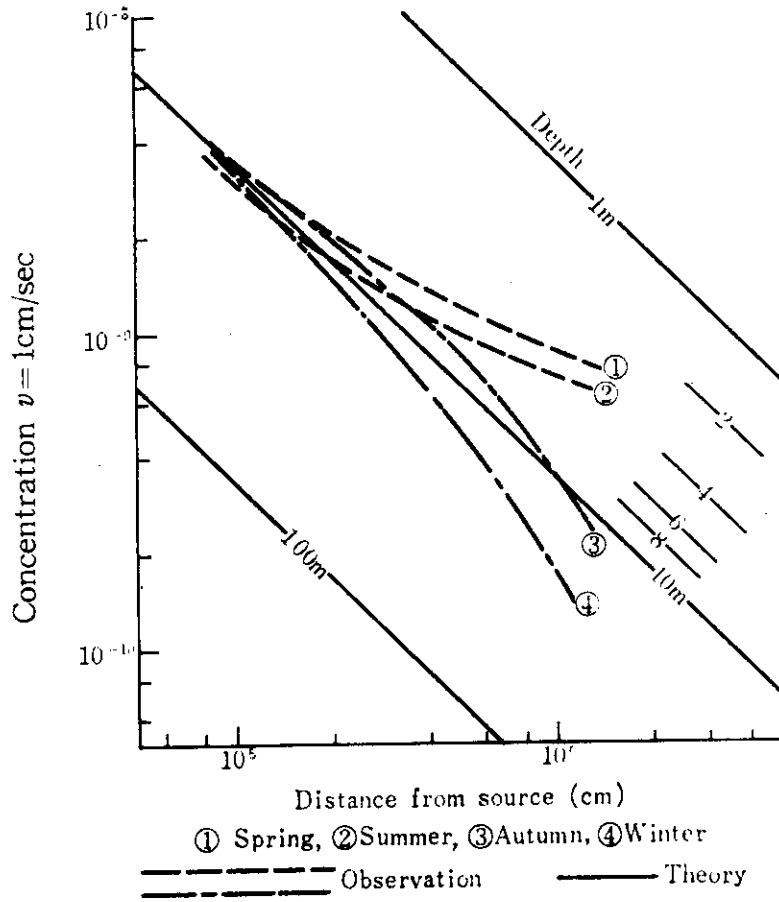


Fig. 26 Relationship between distance from river mouth and concentration of river water.

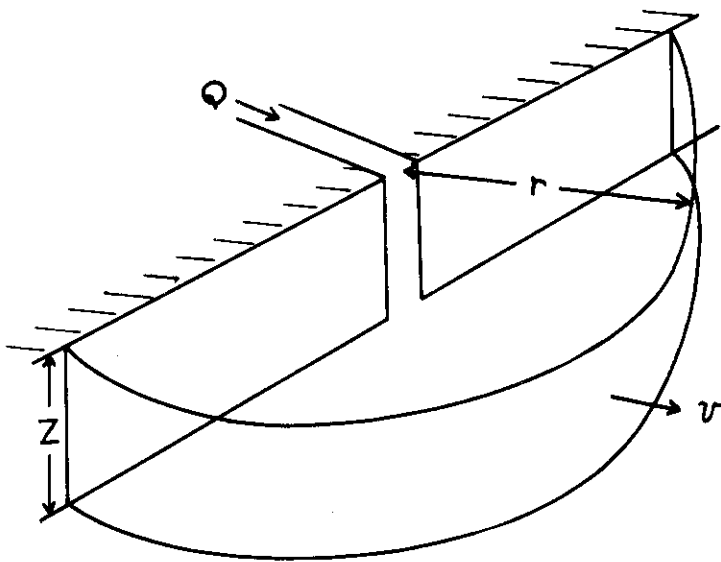


Fig. 27 Semicircle model.

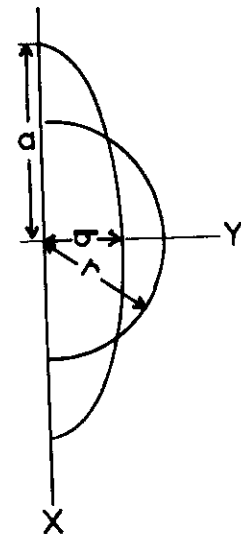


Fig. 28 Semielliptical model.

3. 鉛直拡散

鉛直拡散は水平拡散に比べ拡散パラメータが5~8桁小さい事、実験や観測が極端にむづかしい事などで研究があまり進んでいない。海洋においては等密度の層が水平に広く拡がって層状を成している場合が多く、水平的に比較的一様な分布をしていても、鉛直的に不均一な分布をしている事が多い。このような海況の鉛直的不均一性も鉛直拡散の解析を進める障害になっている。ここでは、主に、現実の現象を近似的に推算して行くための手法に関していくつかの方法を述べる。

3.1 ガウスモデル

海洋において点源から連続的に溶液を放出したとする。

放出された物質は水と同じ密度をもち、2.3.2で考えたような“つぶれたパッチ状”に空間的に濃度が分布するものとする。濃度は流れに直角方向にガウス分布すると仮定する(Fig. 29)。放出点が海面にあり、深さが無限であるとすれば濃度は次式で表わされる。

$$C = \frac{M_z}{\pi u \sigma_y \sigma_z} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (49)$$

ここで、 u は平均流速(cm/sec)、 σ_y^2 、 σ_z^2 はそれぞれ濃度の y 、 z 方向の濃度の分散(cm^2)である。 y 、又は、 z 面の軸に平行な線上濃度が相似であるとすれば、或観測点における異なった深さの濃度の比は

$$\frac{C_{z1}}{C_{z2}} = \exp - \frac{1}{2\sigma_z^2} (z_1^2 - z_2^2) \quad (51)$$

である。これから、分散は次のようになる。

$$\sigma_z^2 = \frac{(z_2^2 - z_1^2)}{2 \ln(C_{z1}/C_{z2})} \quad (52)$$

福田(1974)は東海村沖で観測された塩素量の鉛直分布から2.3.3と同じ手法で河川水濃度を出し、最小2乗法で濃度の鉛直分布に一番合う σ_z^2 の値を推算した。河口からの距離と分散との関係をFig. 30, 31に示した。 σ^2 の値は河口からの距離のほゞ2乗で増大している。(31)式と同様に鉛直拡散係数を次式で計算される。

$$K_z = \frac{1}{2} \frac{d\sigma^2}{dt} = \frac{\bar{u}}{2} \frac{d\sigma^2}{dx} \quad (53)$$

ここで、 \bar{u} は平均流速(cm/sec)、 x は流れの方向に取った距離(cm)である。 σ^2 と x の関

係は Fig. 30, 31 から

$$\sigma^2 = A x^2$$

で表わされるとすれば,

$$K_z = A \bar{u} x \quad (54)$$

を得る。ここでAは定数である。

Fig. 30は12月1月の冬の分散で平均的Aとして $3 \cdot 10^{-5}$ の値をとる。Fig. 31は7月, 8月, 9月の夏の分散で平均的Aとして $5 \cdot 10^{-6}$ の値をとる。冬と夏とで鉛直拡散係数を定める定数の間に約6倍の違いがある。しかし, 海況を見ると一般に冬は夏に比べ河川水の水量が少なく平均流(\bar{u})の値が小さい。それで, 冬と夏の鉛直拡散係数の比は6より小さい値になると推定されるが, 塩分の鉛直分布から塩直拡散係数は冬の方が夏よりも大きい値をとることは推定される。この理由としては福田(1970)が指摘する冬期表層で冷やされた海水の沈降による鉛直混合が原因と考えられる。

Fig. 30, 31 に示されるような, 河川水濃度の分散が河口からの距離のほゞ2乗に比例して増大する性質は, 時や場所により乱される事がある。特に, 河川水が増水のため大量に海に流入している場合やしおめの所ではこの性質が全く当てはまらない。Fig. 32に駿河湾に富士川の河川水が大量に流出した時の σ^2 と河口からの距離との関係を点で示した。 σ^2 はほとんど一定値を示す。

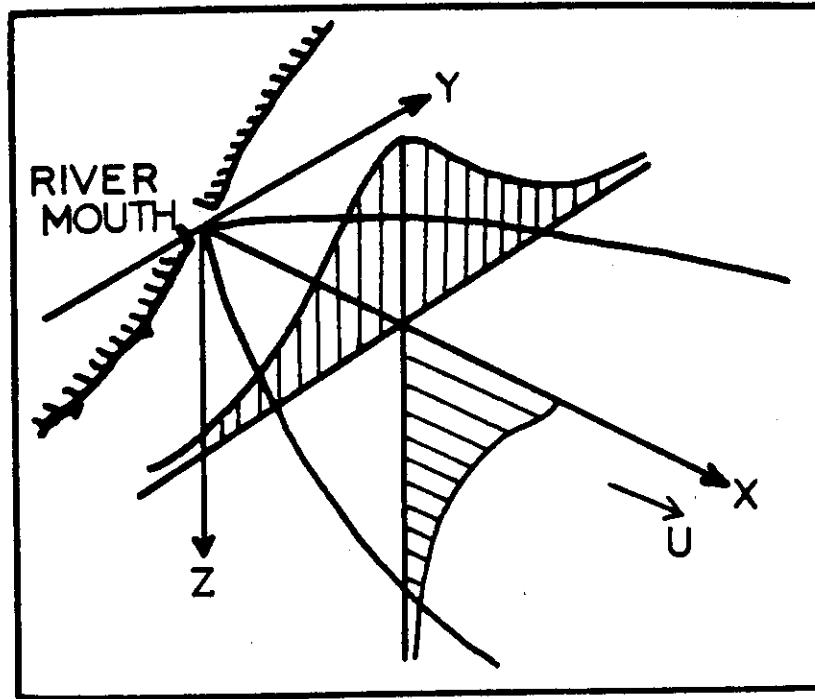


Fig. 29 Three dimensional Gaussian distribution model.

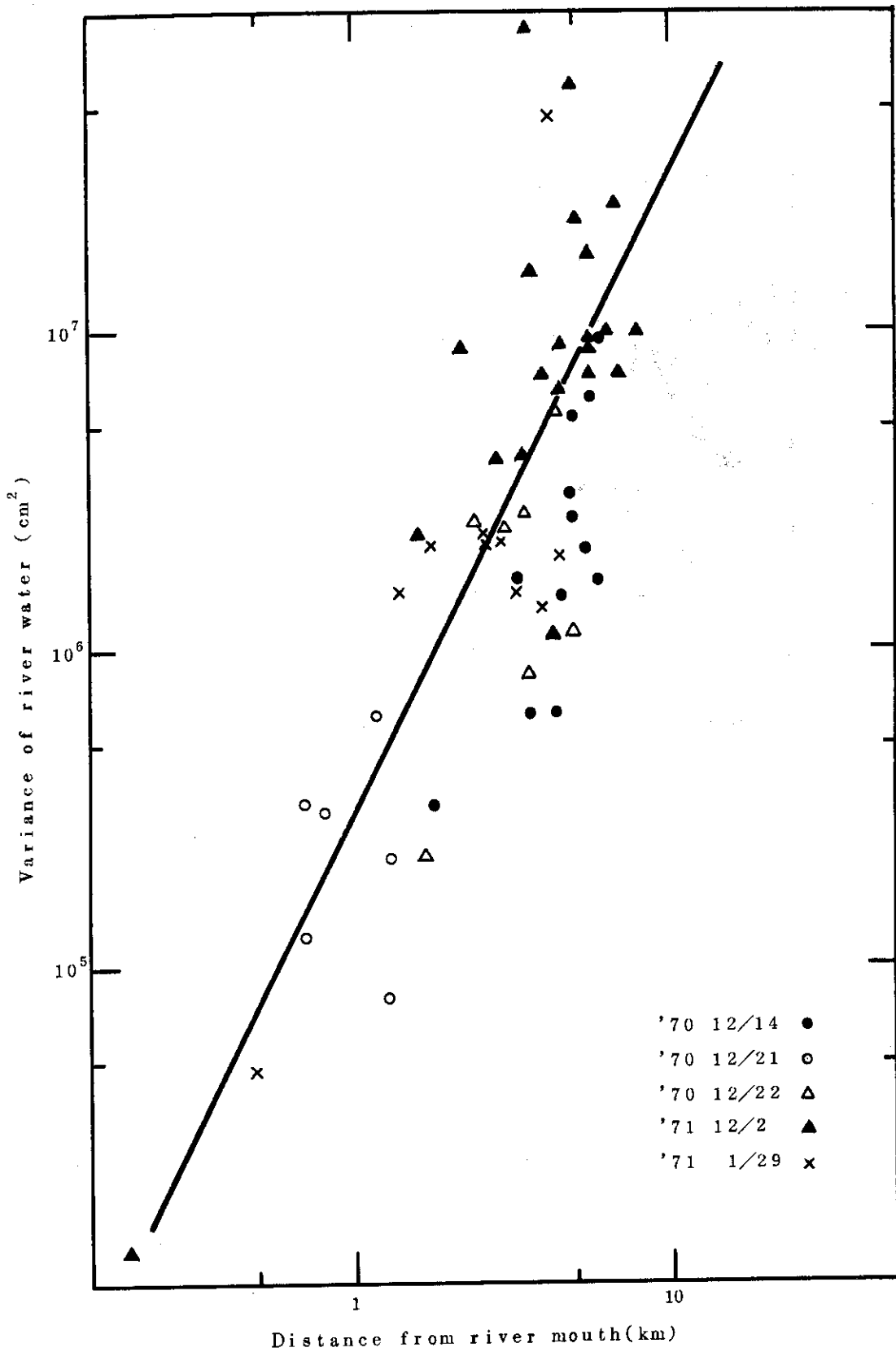


Fig. 30 Variation of variance of river water with distance from river month. (Winter)

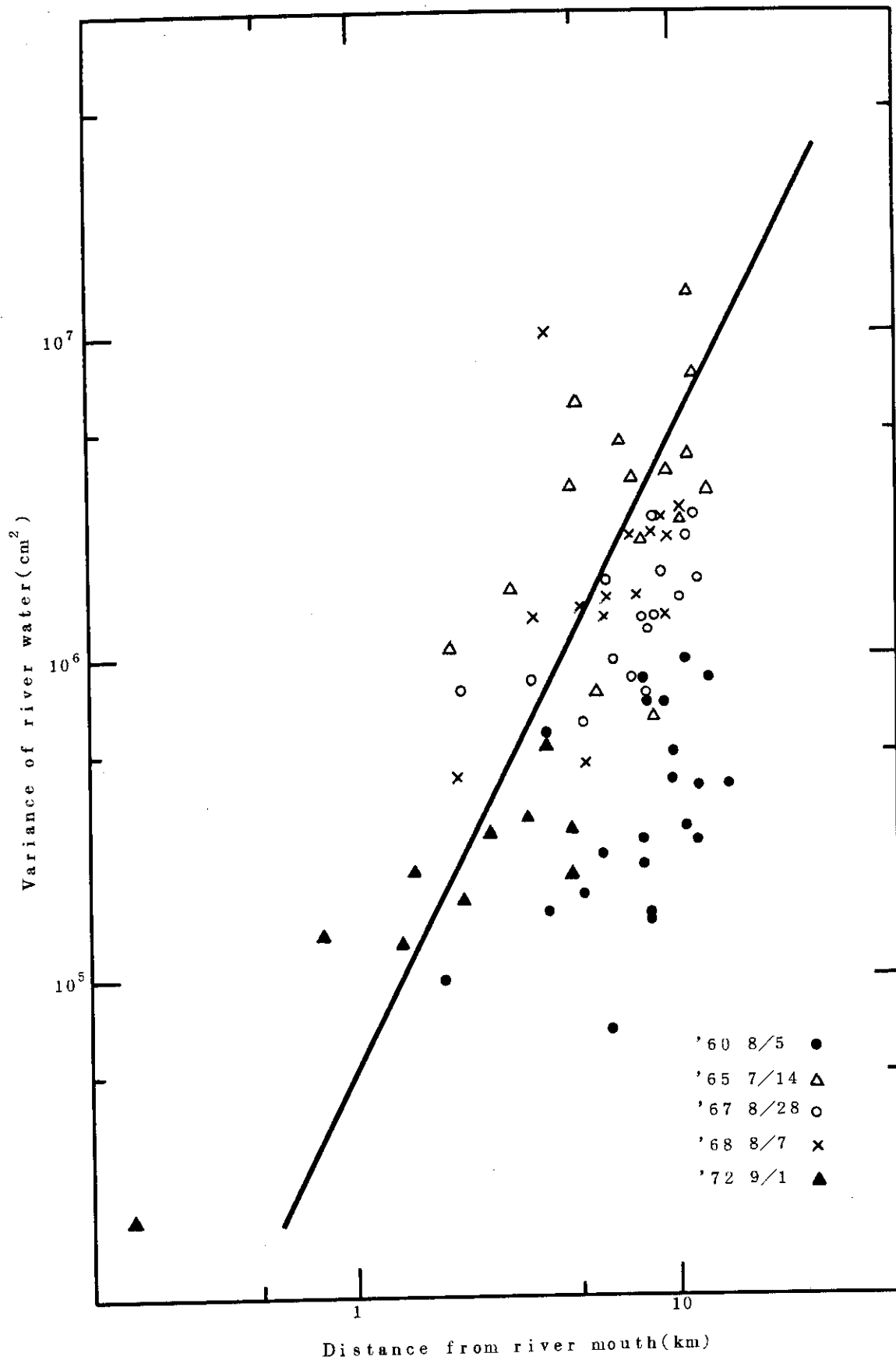


Fig. 31 Variation of variance of river water with distance from river month. (Summer)

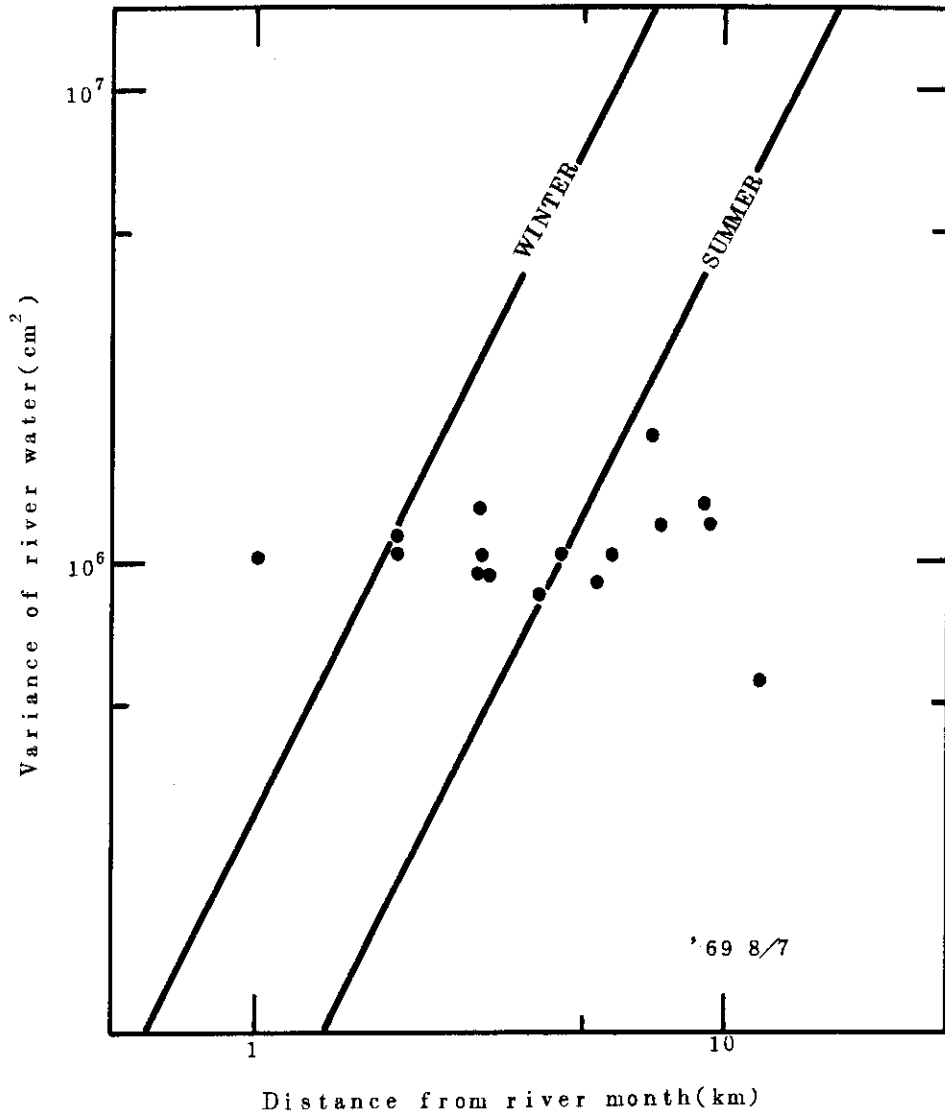


Fig. 32 Variation of variance of Fuji river water in the Suruga Bay with distance from river month just after tayphoon. 7th Aug. 1969.

3.2 数理解析モデル

水平方向に一様な濃度を持ち鉛直方向にだけ拡散している鉛直 2 次元モデルについて、福田 (1967) は海面と海底を境界条件としたフーリエ級数を用いて数理的な解析を行った。(2)式において鉛直 2 次元モデルを仮定すると、

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) - u \frac{\partial c}{\partial x} - w \frac{\partial c}{\partial z} \quad (55)$$

となる。ここで、 x 方向の拡散がないものとし、鉛直の流速は小さいので無視するものとするれば、(55)式は次の様になる。

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) - u \frac{\partial c}{\partial x} \quad (56)$$

ここで、平均流 u と共に x 軸の原点が移動するものとし、鉛直拡散係数 K_z は一定であるとすれば、

$$\frac{\partial c}{\partial t} = K_z \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \quad (57)$$

となる。Fig. 33(a) に示すように、深さ L の海に表面から ℓ の深さまで濃度 C_0 の溶液が投入された時、鉛直方向の濃度分布が時間と共にどのように変化するかを (57) 式をフーリエ級数を用いて解析した。(57) 式の解は、

$$C = \frac{C_0}{\ell^*} + C_0 \left[\sum \frac{2}{n\pi} \left\{ \frac{n\pi}{\ell^*} (1-z^*) + \frac{n\pi}{\ell^*} z^* \right\} \exp\left(-\frac{n^2\pi^2 K_z^2 t}{L^2}\right) \right] \quad (58)$$

である。ここで $\ell^* = L/\ell$, $z^* = z/\ell$, z は深さ (cm) である。これにより、連続的に放出され一方向に流れている物質の鉛直濃度分布が時間によりどのように変るかを Fig. 33(a), (c) に示した。拡散係数は両者とも $10 \text{ cm}^2/\text{sec}$ とした。海底までの深さ 10 m の所に、(a) では 1 m の深さまで C_0 の濃度の水が分布した。(c) では 2.5 m の深さまで C_0 の濃度の水が分布した。

Fig. 33(b), (d) に東海村沖で観測した河川水濃度の鉛直分布を示した。計算の濃度分布と測定 of 分布はその傾向は良く合っているが、表層から海底まで一致するほどにはなっていない。例えば、(d) 図において、 200 m 地点で表層濃度が低くなっているのは、横から塩素量の高い沖合水が表層に流れ込んだ結果、河川水が下に押し下げられた現象である。実際の海での拡散・流動機構が計算に用いられたような単純なものではないのが原因である。

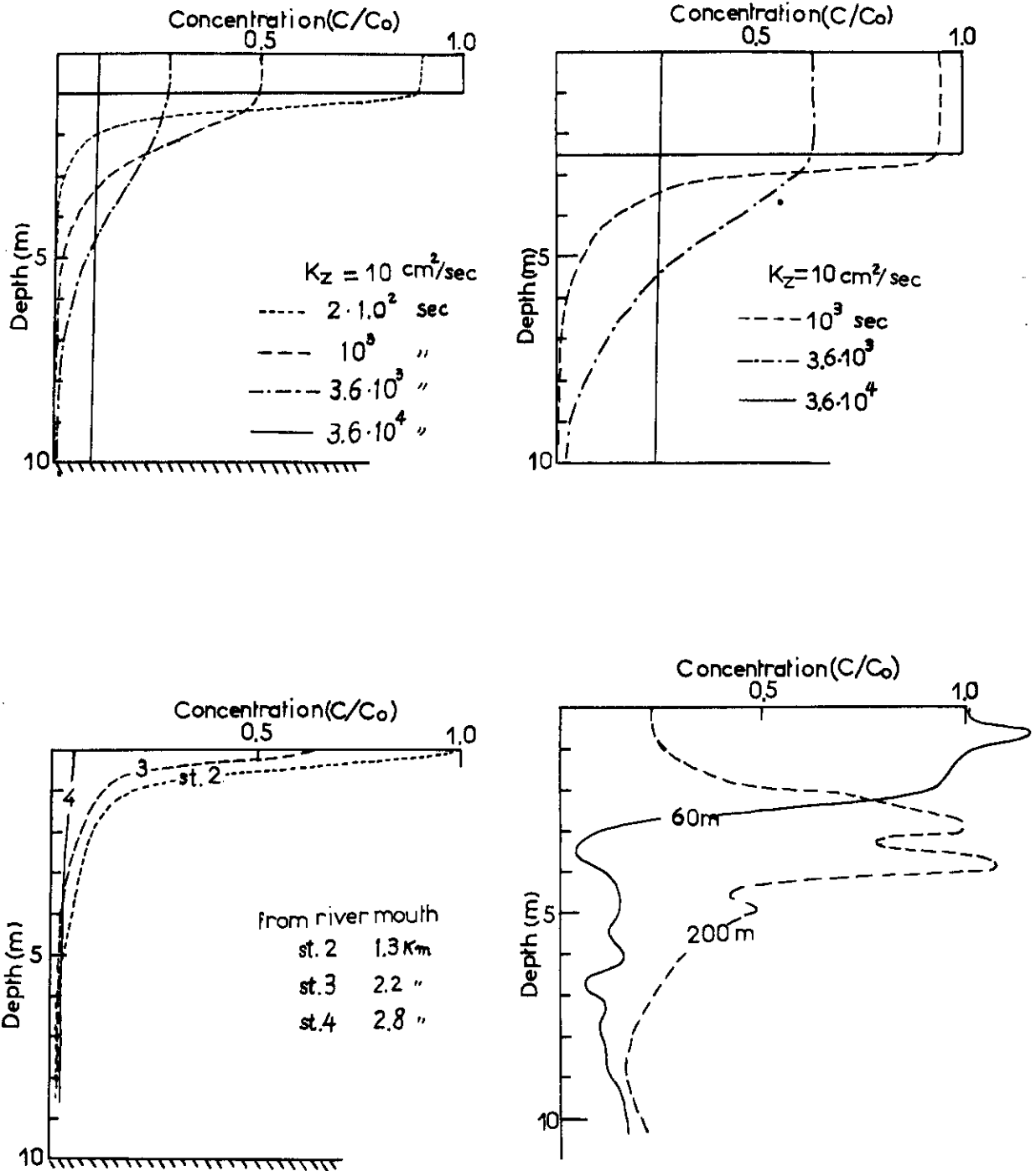


Fig. 33 Variation of vertical concentration distribution.
 (a) computation. Initial thickness of river water : 1m
 (b) measurement
 (c) computation Initial thickness of river water : 2.5m
 (d) measurement

3.3 海底近くの鉛直拡散

拡散を調査するためには何らかの指標物質(トレーサー)が必要である。これまでは、染料の水溶液を投入し、その挙動が水と同じであるとしたり、河川水の海での濃度分布を測定したりして解析を行ってきた。鉛直拡散を解明するのに、深海からの放射性物質や海面からの fall out 物質などを用いる例もある。

筆者(FUKUDA 1974)は、沿岸に於て海底に広い範囲に一樣に分布していると考えられる微少粒子(主に無機物)を拡散のトレーサーとして考え、それを短時間に現場で測定できる光学的データを解析することにより、海底懸濁粒子の粒度分布と鉛直拡散係数を求める方法を開発した。

海水中の懸濁物をトレーサに海洋拡散を解析する研究は、Joseph & Sendner(1958)や Ichiye(1966)等によって行われたがその数は非常に少ない。これらの研究はいづれも大洋での拡散を論じて居り、沿岸での鉛直拡散の研究はほとんど無い。大洋での拡散解析に懸濁物をトレーサに使うのは、その組成の大部分が有機物から成っていることから、保存性の点に問題があり、あまり良いとは考えられない。沿岸で、特に海底付近の拡散研究のために懸濁物をトレーサとして用いるのは、無機物がその組成の大部分を占める点からも、懸濁物量が大きく変化しているので拡散指標としてとらえやすい点からも有利であると考えられる。

自然にある懸濁粒子をトレーサに用いる場合の一番の問題は粒子の質と大きさが簡単に決められないことである。前者は粒子の密度を決め、それと後者との組合せて、海中の粒子の沈降速度を決定する。この論文では、底近くの粒子はその大部分が均一の鉱物質であると仮定する。

粒子の大きさについて ICHIYE(1966)や BURT(1955)などは平均的大きさを仮定して解析を行った。しかし、粒子の大きさの分布は、明らかに底からの高さによって変化するものであるから、平均的大きさも高さによって変えなければならない。筆者は、粒子を或大きさ毎に分離して、それぞれの大きさ毎に沈降速度、鉛直拡散を考え、各々の濃度の鉛直分布を推算し、凡ての大きさの粒子の濃度を積算する方法を考えた。

さらに、懸濁物を測定するのに、採水して試料中の懸濁物量を測定する方法もあるが、最近では光学的方法で素早く現場で測る方法が良く行われる。この光学的測定データと懸濁物量とを関係づける手法を開発し、前の懸濁粒子の濃度と結びつけ、光学的測定データから拡散パラメータを推算する手法を確立した。

懸濁物の光学的測定は、理化学研究所の竹松らと日本原子研究所の福田の共同研究として東海村沖の海域において数年にわたり行われた(TAKEMATSU et al 1971)。

3.3.1 計算手法

この計算手法を図で Fig. 34 に示す。

- 1) 海底底質中の懸濁粒子の粒度分布をいくつかの底質調査から推定する。底質中の各大きさ毎の粒子濃度を計算する。
- 2) 拡散係数を仮に決める。(この拡散係数はいくつか適当に決めて計算し、その結果が一番測定結果と合う値がその場所の拡散係数になる)。この係数を用いて各粒子の大きさ毎

に濃度の鉛直分布を計算する。

- 3) 各粒子の大きさ毎にその濃度に相当する光束消散係数 α_b (m^{-1}) を計算する。
- 4) 全粒子について α_b の値を積算し、粒子による光束消散係数の鉛直分布を求める。
- 5) 測定した光束消散係数から海底から拡散して来た粒子以外のものによる光束消散係数の値を引き去り、その結果と計算した α_b の鉛直分布とを比較する。測定結果に一番近い α_b の鉛直分布をしているものの拡散パラメータ及び底質粒度分布が実際の海中のその値であると推定する。

測定した α_b の中には、河川水など表層から供給される粒子の分布 (Fig. 35 の(2)線) や極微小粒子や水に溶けた物質や水の様に表面から底まで一様に分布 (Fig. 35 の(3)線) するものがあるのでそれをとりのぞいた。

3.3.2 底質の粒度分布

拡散の放出源である海底において粒子がどのような粒度分布をし、どのような濃度を持っているかを知ることはその鉛直拡散を推算するために絶対必要である。筆者らは1971年東海村沖の底質を調査した。Fig. 36に観測点を示す。各観測点で採取された底質の粒度分布を比較すると、その分布の形がいくつかの型に分類することができる (Fig. 37)。そうして、その分布形は Fig. 36に示すように場所によって異なっている。

測定した粒度分布に一番近い理論曲線は対数確率曲線であった。対数確率曲線を決めるのは、最高値をとる時の粒子の大きさ (モード μ) と標準偏差 (σ) である。これを式で表わすと、

$$C_0 = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \ln \sigma} \exp \left\{ -\frac{(\ln D - \ln \mu)^2}{2(\ln \sigma)^2} \right\} \quad (59)$$

である。東海村沖の底質の粒度分布は (59) 式を用い、 μ と σ を与えることによって近似的に推算できると考えて良い。

東海村沖の底質の実測から、 σ の値として1.4をとり、 μ の値を変えることにより、A型からD型までの各分布型を近似できることがわかった。すなわち、鉛直拡散の推算において、放出源と考える底質の粒度分はそのモード μ を決めることによって推算できるので、 μ を1つのパラメータとして取扱う。

3.3.3 沈降速度

懸濁粒子の拡散を計算するのに、粒子の沈降速度 (w_d) を知る必要がある。実際の海での実測はほとんどないので、ここでは、Bagnold (1963) の値を採用した。すなわち、一般の粒子が液体中を自然落下する時の式、

$$w = \sqrt{\frac{(\rho_s - \rho) g D}{\rho C_d}} \quad (60)$$

を海水中で水晶物質の粒子に適用して計算したものである (Fig. 38)。ここで、 ρ_s 、 ρ はそれぞれ懸濁粒子及び海水の密度 (gr/cm^3)、 g は重力加速度 (cm/sec^2)、 D は粒子直径

(cm), C_d は抵抗係数(レイノルズ数によって変化する)である。

粒子の運動は海水の流動の中で動くものであるが, 沈降速度としては, 水に対する相対速度成分として w の値をとると考えることができる。すなわち, 鉛直方向の水の平均的流動(ここでは, 0 cm/sec と考えている)からの粒子の動きについての速度を考える。

3.3.4 粒子の鉛直拡散

懸濁粒子の海底近くの濃度分布に関する測定は, FUKUSHIMA 等(1955, 1957, 1958, 1959, 1961, 1964), SATO(1952, 1958)等によって古くから行われた。波による懸濁粒子の拡散は Homma & Horikawa(1962)によってモデル実験が行われた。

これらの測定結果を半対数グラフ上にプロットすると, 途中で折れ曲る曲線(Fig. 3.9)になるものが多い。濁度計で測定した光の透過率から計算した光束消散係数(α)の鉛直分布を見ると, 同じ様に折れ曲った曲線を示す(Fig. 4.0)。濁度計での値は瞬間値を示しているが, 海底付近の懸濁粒子の濃度は定常的に折れ曲った曲線を持つ鉛直分布をしているものと考えられる。

鉛直一次モデルを用いて拡散方程式を書くと次の様になる。

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) + w \frac{\partial c}{\partial z} \quad (61)$$

ここで, C は懸濁物濃度 (gr/cm^3), z は海底からの高さである。

K_z に適当な値(例えば 1.0, 10.0 (cm^2/sec) 等)を入れ, いくつかの粒子の大きさ(例えば 0.01mm, 0.1mm 等)を仮定し, 深さ 10m の海底の粒子の源の値が $1 \text{ gr}/\text{cm}^3$ であると仮定し, 或高さにおける懸濁粒子の濃度が時間的にどのように変化するかを(61)式から数値計算を試みた。ただし, この計算では最初海水中には懸濁粒子はないものとした。計算の結果は Fig. 4.1に見られるように, 2mの高さにおいては, 10μ の大きさの粒子でも1時間以内にほとんど定常状態になってしまふことがわかる。それで, 海底付近の懸濁粒子の鉛直分布はほとんど定常状態にあると考えて議論を進めても大きな誤りはないと考える。そうすると, (61)式を次の様に書くことができる。

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) + w \frac{\partial c}{\partial z} = 0 \quad (62)$$

(62)式を z で積分し, 粒子の鉛直フラックスがないと考え積分定数を 0 とすれば,

$$K_z \frac{\partial c}{\partial z} + w c = 0 \quad (63)$$

となる。

海底における粒子の濃度を C_0 (gr/cm^3) とすれば, 海底から或高さ z における粒子の濃度は,

$$C = C_0 \exp \left(- \int_0^z \frac{w}{K_z} dz \right) \quad (64)$$

で表わされる。

もしも、 K_z が高さに関し一定であると、

$$C = C_0 \exp \left(- \frac{w}{K_z} z \right) \quad (65)$$

となる。この式は、濃度と高さとの関係を半対数グラフ上に画くと直線になることを表わしている。しかし、この関係は観測結果 (Fig. 39, Fig. 40) と一致しない。

ICHIYE (1966) はこの折れ曲る観測結果に合うように、 K_z/w の値が高さに比例すると仮定して深海の懸濁物濃度鉛直分布を論じた。しかし、これまでの懸濁粒子の拡散の議論では、粒子の粒度分布が一定であると言う無理な仮定を置いて議論を進めて来た。実際の海では、粒子組成も粒度分布も場所により深さにより変化するものである。

筆者は、海底付近における粒子はそのほとんどが同じ粒土礦物から成っていると仮定し、粒子を大きさ毎に分けて、その中では粒子の沈降速度が一定であるとして拡散の計算を進めた。海底におけるその大きさの粒子の濃度 (C_0) は、3.2で計算した粒度分布率 ((5.9)式) に底質中における粒子の正味の密度 (含まれている海水の分を除いたもの) を乗じたものを用いた。

もしも、 K_z を一定と仮定すれば、或大きさの粒子の濃度分布は (65) 式で計算される。すべての大きさの粒子について濃度の鉛直分布を計算し、それらすべてを積算したものが実際の海水中の懸濁物の濃度と考えられる。

すなわち、

$$C_{sum} = \int_0^{\infty} C(r, z) dr = \int_0^{\infty} C_0 \exp \left(- \frac{w(r)}{K_z} \right) dr \quad (66)$$

である。これを図で示すと Fig. 42 のようになる。実線は或大きさの粒子の濃度分布、点線は C_{sum} の分布である。これを見るとわかるように、或大きさだけの粒子の濃度鉛直分布は直線であっても、全部の大きさの粒子の和のは Fig. 39, Fig. 40 と同様に折れ曲った曲線になる。このことは、現実の海における懸濁粒子濃度を議論する場合には、粒子の大きさのファクターを除いて議論を進めるのは問題であること、粒子の大きさ毎に分けて推算し、それら全部の粒子の結果の和を求めることによって濃度を論ずることが可能であることなどを明らかにしている。

鉛直拡散係数 K_z を一定と置いて (66) 式を導いたが、底質の粒度分布、拡散係数を種々変えて見ても、濃度の実測分布とあまり良く合わない。鉛直拡散係数について検討を行って見る。

ROUSE (1937) は鉛直拡散係数を次式で与えることを提案した。

$$K_z = U_* K_0 z (1 - z/L) \quad (67)$$

ここで U_* は shear velocity (cm/sec), K_0 は Karman 定数, L は深さ (cm) である。
CSANADY (1936) はさらに簡単化した形の式を提案した。

$$K_z = mU_* z \quad (68)$$

ここで m は定数である。この式を用いると、高さ 0 の点において $K_z=0$ になる欠点がある。
ここでは、一般的に K_z が高さの 1 次式で表わされるものとする。すなわち、

$$K_z = m \cdot z + K_b \quad (69)$$

ここで、 m は定数、 K_b は海底からの高さ 0 cm における鉛直拡散係数 (cm^2/sec) である。
(64) 式に (69) 式を入れて解くと、

$$C = C_0 \left(\frac{K_b}{mz - K_b} \right)^{\frac{w}{m}} \quad (70)$$

を得る。

(65) 式の代りに (70) 式を用いて各大きさ毎の鉛直濃度分布を計算したものの方が、(65) 式を用いたものよりも実際の測定した濃度分布に近い。

3.3.5 光束消散係数の計算

海中の光の性質や懸濁物の量を推定するために光束透過率計 (Beam Transparency Meter) が良く使われる。光の透過率から導いた光束消散係数 (α_b) と懸濁物量との関係は、Burt (1955), TAKEMATSU 等 (1971), FUKUDA (1960) 等によって論じられている。しかし、これらはいずれも濃度の低い所での議論であるから、海底近くの高濃度の場合には補正する必要がある。しかも、その補正は懸濁物が大きさの違った多くの粒子によって構成されていることを考慮しなくてはならない。

懸濁粒子の形が一様な球形であり、半径 r (cm), 密度 ρ (gr/cm^3) である時、懸濁物 V (gr) 中の粒子の数は、

$$N_p = \frac{V}{\frac{4}{3} \pi r^3 \rho} \quad (71)$$

である。Fig. 43 に示すモデルのように、光束中で濃度 C (gr/cm^3) の時、半径 r cm の粒子の数は全光束中

$$n = \frac{3}{4} \frac{C}{r} \frac{\ell}{\rho} \left(\frac{R^2}{r^2} \right) \quad (72)$$

となる。ここで、 ℓ は光の通過する長さ (cm), R は光束の半径 (cm) である。

Fig. 43 に示すように、1 粒子が光束の断面 S (cm^2) をさえぎる面積を s (cm^2) とすれば、光の透過率は $(1 - k s/S_0)$ となる。ここで、 k は実効面積率 (Effective area Coefficient) である。Burt によると k の値は、この計算に用いる粒子の大きさの範囲で

は近似的に 2 と置いてもさしつかえないとされている。

1 個の粒子による透過率は前述のようになるが、同じ大きさの粒子 n 個時には多重効果を入れて次のようになる。

$$\frac{I}{I_0} = \left(1 - k \frac{s}{S_0} \right)^n \quad (73)$$

ここで I は透過光、 I_0 は入射光の強さである。先に述べたように懸濁粒子の大きさは色々あるので、それら全部を積算した透過率を計算しなければならない。それは次式で求められる。

$$\frac{I}{I_0} = \prod_N^{\infty} \left(1 - k \frac{s_N}{S_0} \right)^{n(N)} \quad (74)$$

ここで N は粒子を大きさ毎に分けた時 N 番目の大きさの粒子と言う意味で、 $n(N)$ はその大きさの粒子の数が n 個あると言うことである。

α は次式で定義されるので、

$$\alpha = (1/\ell) \ell \ln(I_0/I) \quad (75)$$

(74)、(75) 式 から、全粒子による消散係数は次式で計算される。

$$\alpha = \frac{1}{\ell} \ell \ln \frac{1}{\prod_{N=1}^{\infty} \left(1 - k \frac{s_N}{S_0} \right)^{n(N)}} \quad (76)$$

この式の代わりに、粒子の大きさ毎の α_N を計算し、その合計を計算しても同じ値になる。すなわち、

$$\alpha = \sum_{N=1}^{\infty} \alpha_N \quad (77)$$

である。

この論文においては、実際の粒子及び光束消散の測定精度を考慮して粒子の大きさを 5μ 毎に分類し、その 1 つの大きさの中では同じ大きさの粒子であると仮定する。

海底懸濁粒子の粒度分布は 3.2 項で述べたように粒度分布の mode(μ) を変えることにより決められるので、ここで、 μ の値を 0.03, 0.05, 0.07, 0.09 mm で与え、(69) 式の M の値を 0.005, 0.01, 0.02 (cm/sec) として計算した。ただし、 K_b は $0.1 \text{ cm}^2/\text{sec}$ とした。

3.3.1 に述べた計算手続きにより、これらの条件を組合わして光束消散係数の鉛直分布を計算し両対数のグラフ上にプロットすれば、Fig. 44 の実線で示すような結果を得る。

この図を見ると、 M の値を変化させると、鉛直濃度分布曲線の傾きが変化して来、 μ を変化させると、分布曲線が平行移動するようになる。これらの事から、この計算した曲線群を用いて海底付近の懸濁粒子による鉛直拡散係数と粒度分布を推定することが出来る。

3.3.6 測定値との比較

沿岸における光束消散係数 α の鉛直分布は、Fig. 45 に示すように、表層に河川水による濁った水、中層に比較的澄んだ水、海底近くに海底から巻き上った懸濁物による濁った水が存在する。モデル的に示すと、Fig. 35 のように、(1)が海底からの巻き上り懸濁物による α の鉛直分布、(2)が陸水等上層から鉛直に広がった懸濁物による α の分布、(3)が表層から底層まで一様に分布している極く細かい粒子と溶液等による α の分布と考えられる。光束透過率計（濁度計）により測定される沿岸の α の鉛直分布にはこれらの(1)~(3)による α が含まれている。

この論文では、(1)の分布だけを論ずるのであるから、Fig. 45 に示した α の鉛直分布から(2)と(3)の分布を除く作業をしなければならない。(3)の α の値として、 α の鉛直分布での最小値の80%をとった。(2)として、残りの α の鉛直分布から、表層から中層に向かって減少している α の鉛直分布をそのまま海底まで外挿したその値を引いたものを(3)の分布とした。このようにして得た α の鉛直分布（海底からの高さ z に応じたもの）を Fig. 45 の中に破線と点線で例として示した。

測定 α の鉛直分布は計算のそれのようにスムーズな曲線でなく凸凹した曲線になっている。このような凸凹のある線から、拡散パラメータ M と粒度分布パラメータ μ を推定するのはむづかしいが、次の様な方法をとるのが良い。測定 α の鉛直分布の図の中で傾斜に最も近い計算 α の曲線の傾斜を見付ける。その時の曲線を計算した M の値が測定点での拡散パラメータである。この計算曲線が一番測定曲線に一致する時の計算に用いた μ の値が測定地点の海底底質の粒度分布パラメータ μ である。このように、観測した α の海底からの巻き上り成分の鉛直分布に一番近い計算曲線の M と μ の値を測定点における M と μ の値であると推定することができる。測定 α の鉛直分布において傾斜が深さでひどく変る場合、鉛直拡散が層によって仮定とかけ離れているのか、時間的に変化している場合と考えられる。

東海村沖で測定された光束消散係数 α の鉛直分布を上記述べた(1)の α の分布だけにし、Fig. 44 上にプロットすると、夏と冬の平均的分布に明らかな相違が見られる (Fig. 46)。鎖線は夏と冬の平均的鉛直分布で、点線はほとんどの分布曲線がその中に入る範囲を示している。

この図から平均として、夏季は M の値は約 0.005 cm/sec 、 μ は約 50μ をとり、冬季は M の値として約 0.01 cm/sec 、 μ として約 60μ をとることがわかった。もちろん、これは場所によって違う。例えば、多くの観測点で測定した α の鉛直分布から、 μ の値を推定し、粒子の大きいものを含む地点に Δ 、特に大きい地点に \triangle を地図上に画くと Fig. 47 のようになる。同図の中に海図から底質の種類を示すマークも記入し、その水平分布を画いた。Fig. 47 を見ると、 μ の高い値の所は、底質が R (岩) 又は G (礫) として示されている所に一致する。この方法により、光束透過率の鉛直分布を測定するだけで底質の推定が可能である。

鉛直拡散係数について計算による推定は行ったが、拡散係数を測る他の観測が無いので結果の正当性を検証するまでに到っていない。

3.3.7 海水中の懸濁粒子の粒度分布の推定

海底底質の粒度分布と鉛直拡散係数が決められると、(68)式を各大きさの粒子に適用させることによって、海中の各高さにおける粒子の粒度、すなわち、粒度分布が計算できる。

例えば、 μ の値 0.06mm 、 M が 0.01cm/sec 、 K_b が 0.1cm/sec であると、粒度分布は Fig. 48 のようになる。これを見ると、懸濁粒子の粒度分布は高さが増すと共に急激にその分布の重心を粒径の小さい方に移すことがわかる。この推算は一条件の時の分布である。同じ場所でも、波が荒い時や海底の流れが強い時には鉛直拡散係数の値が変わるので、粒度分布も変わってくる。さらに、岸に近い夏場は河川水によって運ばれる粒子が表層から沈降してくるので、それと海底からの粒子とが混って粒度分布が乱される事もある。

謝 辞

本研究は筆者が日本原子力研究所において、沿岸海洋の調査研究を昭和36年から担当し、東海村沖の海域において海洋拡散の調査を昭和49年まで同僚の谷川芳郎、国谷安二両氏の協力を得て行った結果、および、理化学研究所の岡見登、竹松伸および岸野元彰氏と共同で行った濁りの調査の結果をまとめたものである。3.3章をまとめるについて岡見、竹松および岸野氏の助言をいただいた事に感謝する。この研究を進めるに当り御便宜と御助言をいただいた原研の故坂岸昇吉博士、今井和彦氏および角田道生氏に感謝する。

この論文を書くに当って種々の御便宜と御指導をいただいた東海大学教授竹内能忠博士、酒匂敏次博士に心から感謝の意を表する。

例えば、 μ の値 0.06mm 、 M が 0.01cm/sec 、 K_b が 0.1cm/sec であると、粒度分布は Fig. 48 のようになる。これを見ると、懸濁粒子の粒度分布は高さが増すと共に急激にその分布の重心を粒径の小さい方に移すことがわかる。この推算は一条件の時の分布である。同じ場所でも、波が荒い時や海底の流れが強い時には鉛直拡散係数の値が変わるので、粒度分布も変わってくる。さらに、岸に近い夏場は河川水によって運ばれる粒子が表層から沈降してくるので、それと海底からの粒子とが混って粒度分布が乱される事もある。

謝 辞

本研究は筆者が日本原子力研究所において、沿岸海洋の調査研究を昭和36年から担当し、東海村沖の海域において海洋拡散の調査を昭和49年まで同僚の谷川芳郎、国谷安二両氏の協力を得て行った結果、および、理化学研究所の岡見登、竹松伸および岸野元彰氏と共同で行った濁りの調査の結果をまとめたものである。3.3章をまとめるについて岡見、竹松および岸野氏の助言をいただいた事に感謝する。この研究を進めるに当り御便宜と御助言をいただいた原研の故坂岸昇吉博士、今井和彦氏および角田道生氏に感謝する。

この論文を書くに当って種々の御便宜と御指導をいただいた東海大学教授竹内能忠博士、酒匂敏次博士に心から感謝の意を表す。

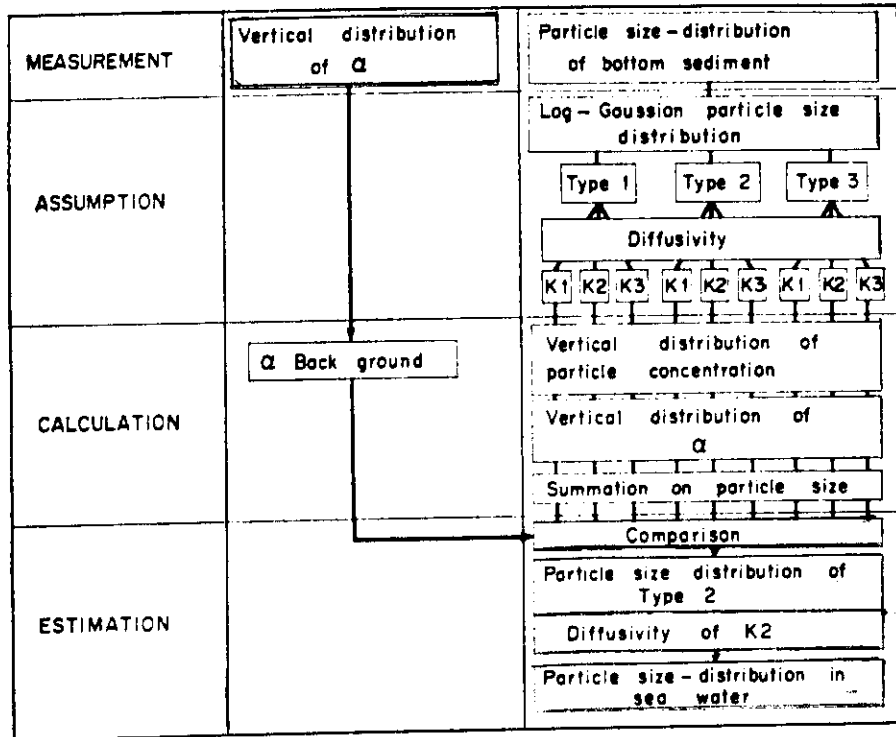


Fig. 34 Procedure for estimating the vertical diffusivity and the particle size-distribution.

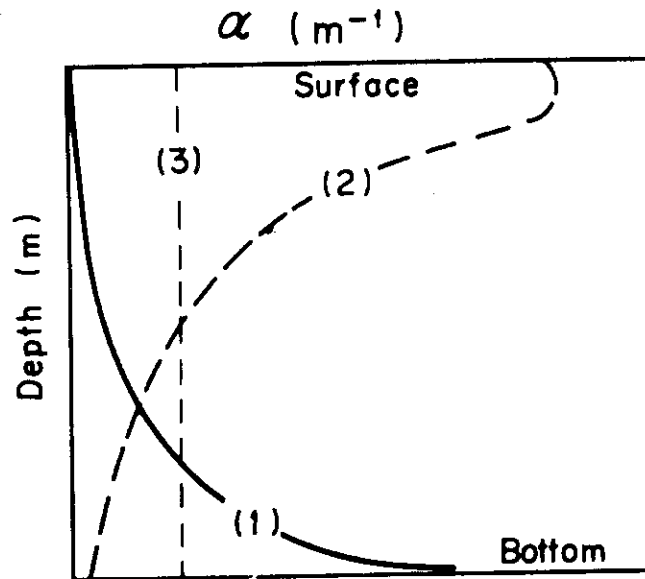


Fig. 35 Vertical distribution of the three components of measured α . (1) diffused particles from sea bottom, (2) diffused particles from river water, (3) solution and very fine particles.

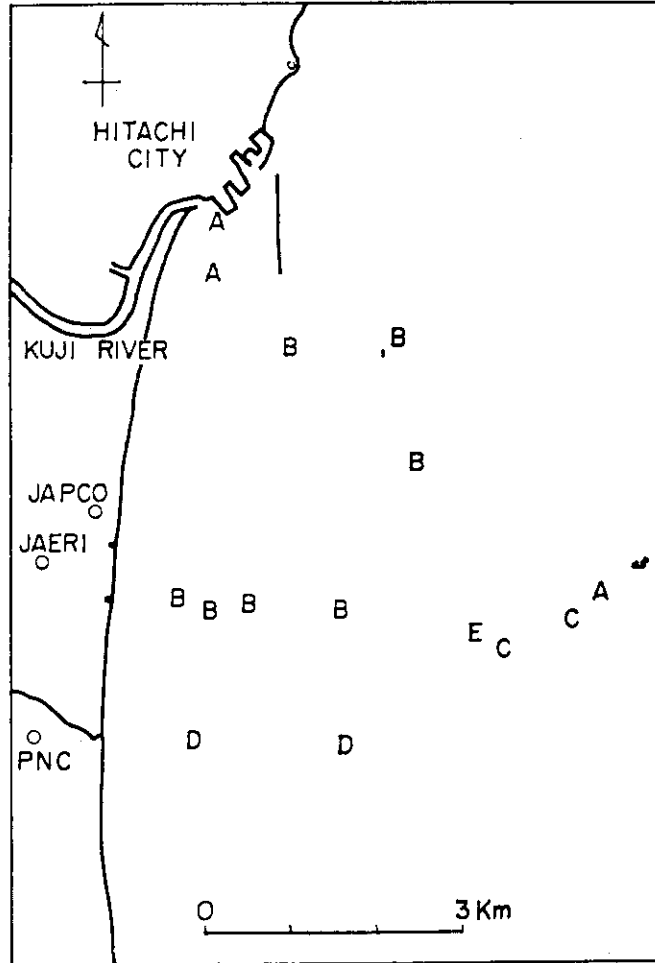


Fig. 36 Sampling stations. Alphabets show the type of particle size distribution of bottom sediment.

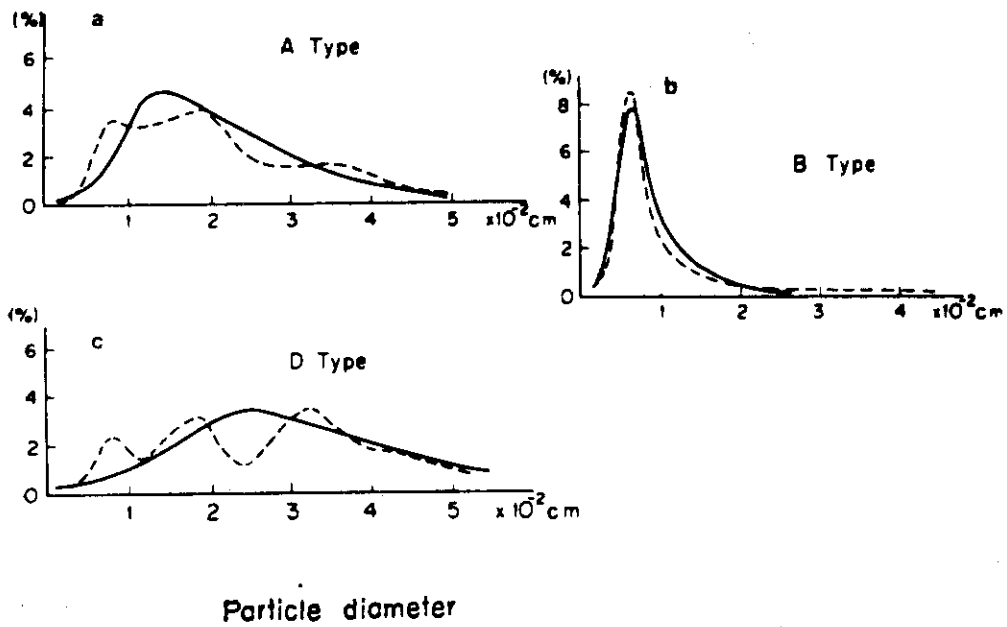


Fig. 37 Particle size distribution of bottom sediment. (a) A-type, (b) B-type, (c) D-type.

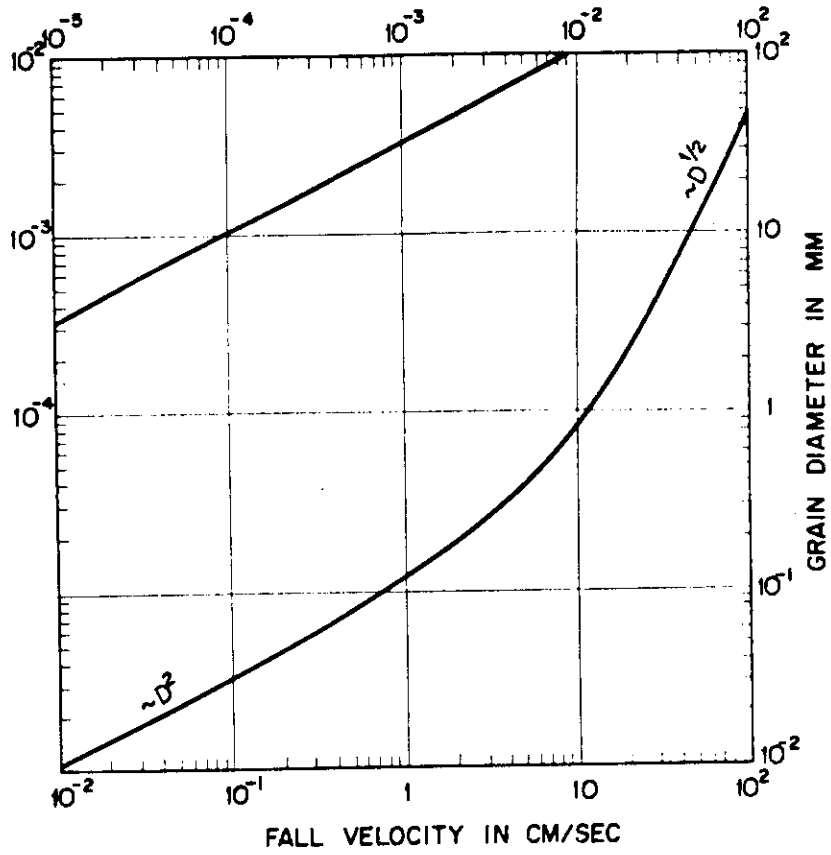


Fig. 38 Fall velocity in water at 20°C of quartz-density grains of average, natural shape. (After BAGNOLD)

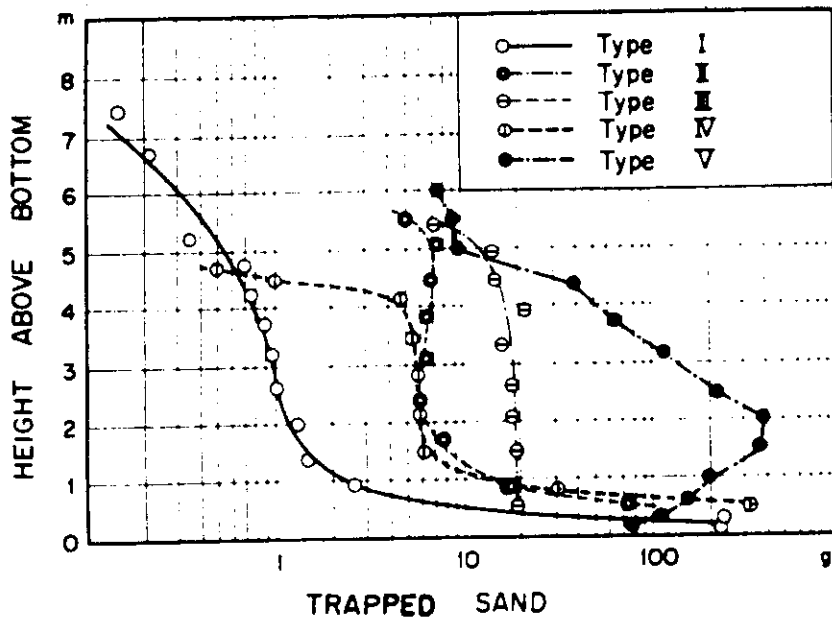


Fig. 39 Vertical distribution curves of various amount of trapped sand. (After FUKUSHIMA and KASHIWAMURA)

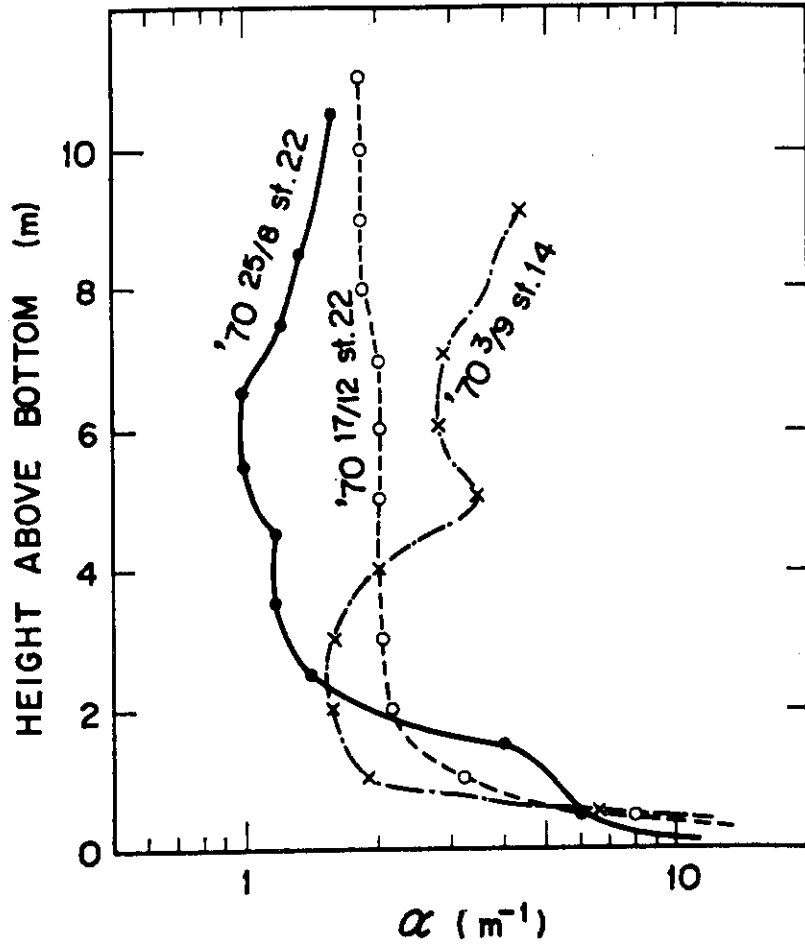


Fig. 40 Vertical distribution of attenuation coefficient. (After TAKEMATSU et al.)

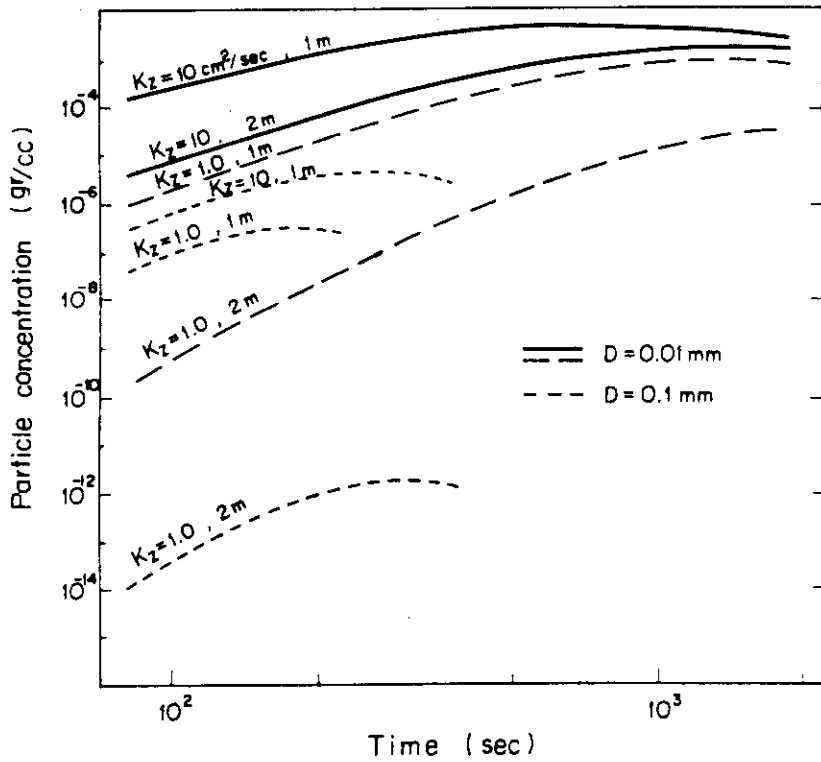


Fig. 41 Time variation of particle concentration.

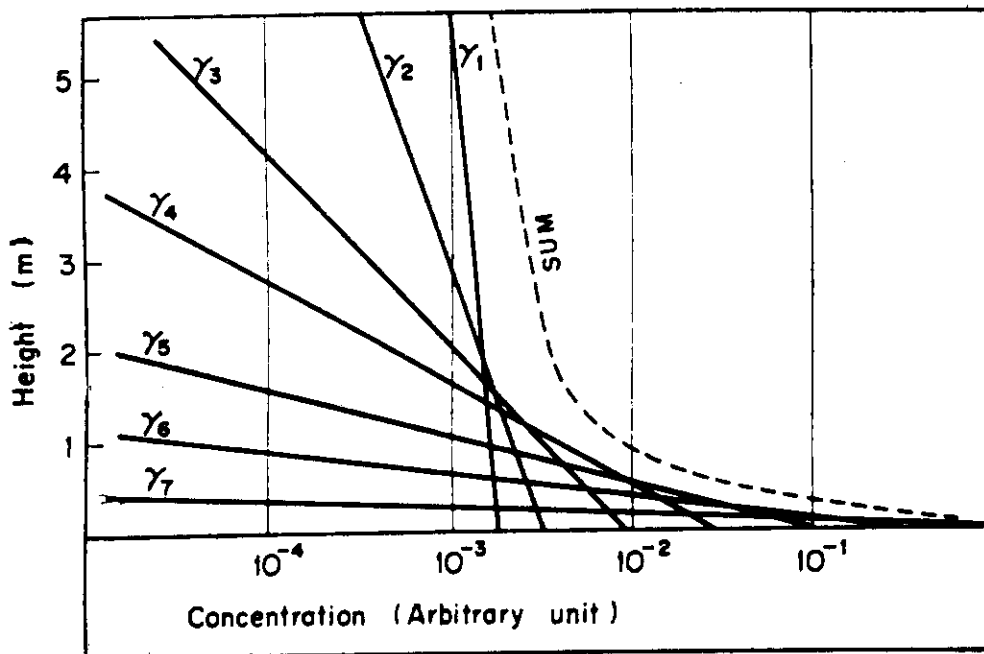


Fig. 42 Vertical distribution of particle concentration of each size and their summation

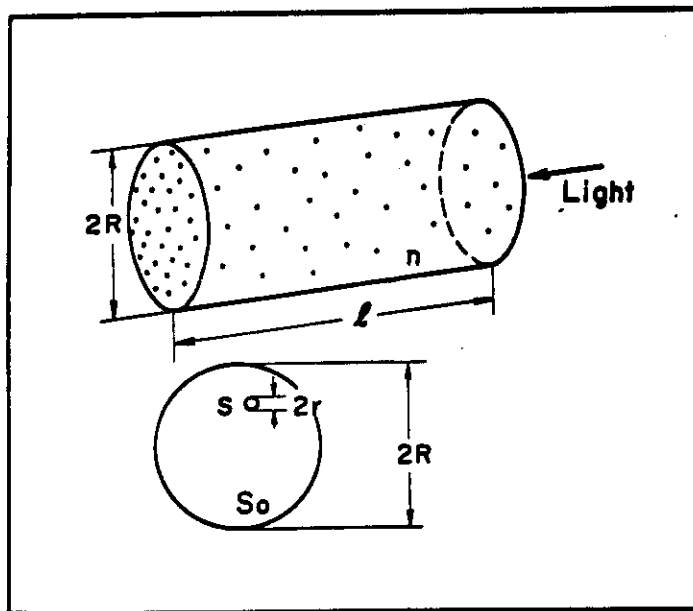


Fig. 43 Scheme of light path of beam transmittance meter.
 $2R$: Diameter of light path, n : Number of suspended particles in the light path, l : length of light path, s : Section of particle, r : Radius of a particle, S_0 : Section of light path.

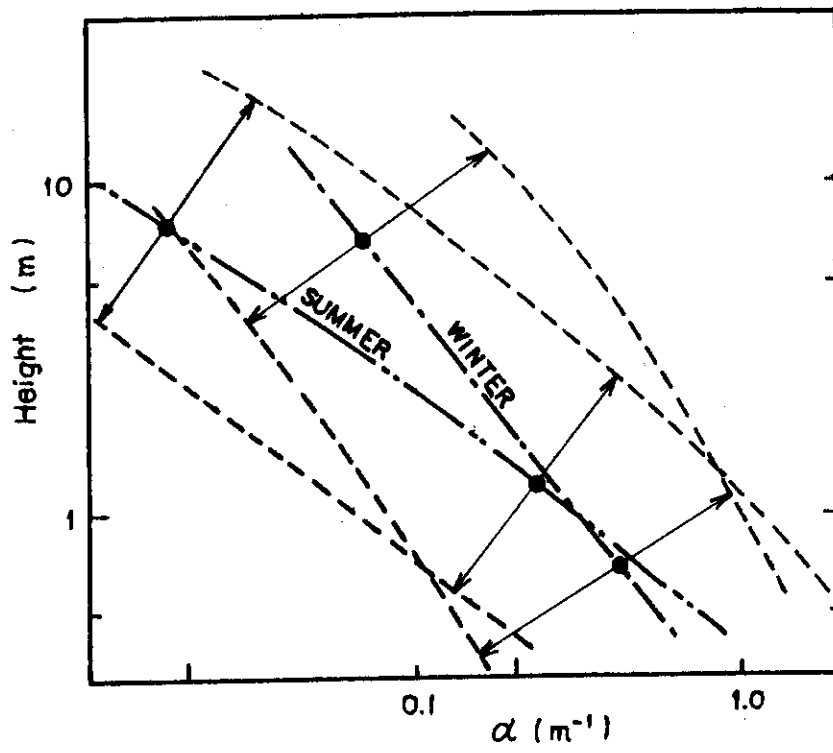


Fig. 46 Mean vertical distribution of measured α , in winter and summer.

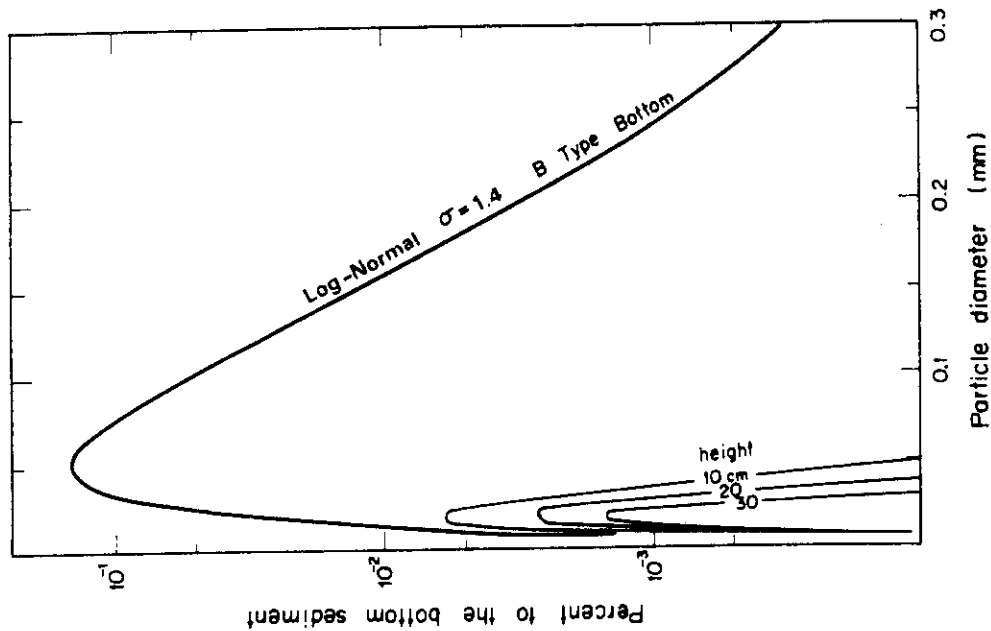


Fig. 48 Particle size distribution of suspended particles in seawater. M: 0.01 cm/sec μ : 0.06 mm.

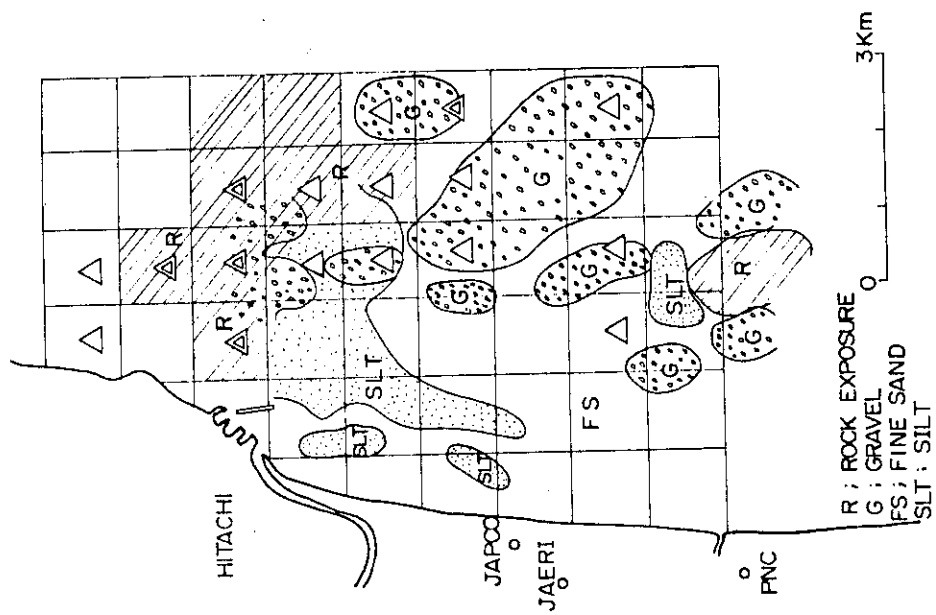


Fig. 47 Grain-size distribution pattern off Tokai-mura. Δ Very big grain-size distribution, ∇ : Big grain-size distribution.

参 考 文 献

- 1) BAGNOLD, R.A. (1963) : Beach and nearshore processes. The Sea III (ed. M.N. HILL), 507-549.
- 2) BURT, W.N. (1955) : Interpretation of spectrophotometer readings on Chesapeake Bay Waters. J. Marine Res., 14, 33-46.
- 3) CARTER, H.H. and A. OKUBO (1965) : A study of the physical processes of movement and dispersion in the Cape Kennedy area. Final Report under The U.S. Atomic Energy Commission Contract No. AT(30-1)-3973 p. 150.
- 4) CSANADY, G.T. (1963) : Turbulent diffusion in Lake Huron. J. Fluid Mech., 17, 360-384.
- 5) DEFANT, A. (1963) : Ausbreitungs und Vermischung Vorgänge in Antarktischen Bodenstrom und in Subantarktischen Zwischenwasser. Wiss. Ergeb. Deutschen Exp. "Meteor" 6. Part 2 (2).
- 6) 福田雅明, 谷川芳郎, 国谷安二 (1959 ~ 1971) : 海洋観測報告 No. 3 ~ No. 23.
- 7) FUKUDA, M. (1960) : Transparency measurement in the Baltic Sea. Med. Ocea. Inst. Göteborg. 27, 8. 1-18.
- 8) 福田雅明 (1963) : 再処理低レベル廃液の海洋放出に伴う拡散希釈状況の調査 原子力安全研究協会報告 - 13.
放射性廃液の海洋放出に関する総合調査 昭和42年度成果報告 39-52.
- 9) 福田雅明 (1964) : 海洋拡散実験 保健物理の活動 No. 7 日本原子力研究所
JAERI 5014 150-153.
- 10) 福田雅明 (1965) : 海洋の拡散実験 保健物理安全管理部の活動 No. 8 日本原子力研究所
JAERI 5015 221-223.
- 11) FUKUDA, M., N. ITOH and S. SAKAGISHI (1965) : Diffusion phenomena in coastal areas. Proc. 2nd Int. Water Pollution Res. Conf. Tokyo 1964, 193-204.
- 12) 福田雅明 (1966) : 東海村沿岸の海況 沿岸海洋研究ノート. 5, 20-26.
- 13) 福田雅明 (1967) : 試算分科会報告書(I) 原子力安全研究協会 海洋放出調査特別委員会試算分科会. 資料 20-32.
- 14) 福田雅明 (1971) : 東海村沖の海況・海流の変動 原子力安全研究協会報告 - 26
低レベル廃液の海洋放出処分に関する研究 昭和45年度成果報告書 海洋 8-37.
- 15) 福田雅明 (1972) : 海洋分科会5ヶ年の成果と問題点 原子力安全研究協会報告 - 32
放射性廃液の海洋放出調査特別委員会 5ヶ年研究成果報告書 119-187.

- 16) FUKUDA, M. (1974) : Vertical diffusion in coastal areas - I.
J. Oceanogr. Soc. Japan 30.2, 19-28.
- 17) FUKUDA, M. (1974) : The change of diffusivity with measuring
position. Rapp. P.-v. Reun. Cons. int. Explor. Mer. 167 : 129-138.
- 18) 福田雅明 (1975) : 沿岸への長期間放出による平均濃度の水平分布. 保健物理と安全管理 No. 17 日本原子力研究所 JAERI-M 6224 193-195.
- 19) 福田雅明 (1978) : 沿岸海域の海洋拡散パターンについて. 1978年度日本海洋学会秋季大会 講演要旨集 p. 101.
- 20) FUKUSHIMA, H. and Y. MIZOGUCHI (1955) : Sand drift and its measurement. Proc. 2nd. Conf. on Coastal Eng. in Japan 37-39.
- 21) FUKUSHIMA, H., Y. MIZOGUCHI and M. KASHIWAMURA (1975) : Sand drift and its measurement (2nd report). Proc. 4th Conf. on Coastal Eng. in Japan. 57-62.
- 22) FUKUSHIMA, H. and M. KASHIWAMURA (1958) : Sand drift and its measurement (3rd. Report). Proc. 5th Conf. on Coastal Eng. in Jap.
- 23) FUKUSHIMA, H and M. KASHIWAMURA (1959) : Field investigation of suspended sediment by the use of bamboo samplers. Coastal Eng. in Japan II. 53-57.
- 24) FUKUSHIMA, H. and M. KASHIWAMURA (1961) : Some experiments on bamboo sampler. Coastal Eng. in Japan, IV, 61-63.
- 25) FUKUSHIMA, H., M. KASHIWAMURA, I. YAKUWA and S. TAKAHASHI (1964) : A study on the sand drift along the coast of Hidaka in Hokkaido. Coastal Eng. in Japan, VIII, 109-124.
- 26) GIFFORD, F. (1955) : A simultaneous Lagrangian-Eulerian turbulence experiment. Mon. Weath. Rev., U.S.A., 83(12) : 293-301.
- 27) GRANT, H.L., R.W. STEWART and A. MOILLIET (1962) : Turbulent spectra from a tidal channel. J. Fluid Mech., 12, 241-268.
- 28) HAY, J.S. and F. PASQUILL (1959) : Diffusion from a continuous source in relation to the spectrum and scale of turbulence. Adv. in Geophys., 6 : 345-365.
- 29) HOMMA, M. and K. HORIKAWA (1962) : Experimental study on the cooling water intake system for the atomic power plant at Tokai, Japan. Coastal Eng. in Japan, 5, 19-41.
- 30) ICHIYE, T. (1952) : On the annual variation of water temperature. Mem. Kobe Mar. Obs. 10 11-24.
- 31) ICHIYE, T. (1955) : On the distributions of oxygen and their seasonal variation in the adjacent sea of Japan. Ocean. Mag. 8, 1-27.
- 32) ICHIYE, T. (1966) : Turbulent diffusion of suspended particles

- near the ocean bottom. Deep-Sea Res., 13, 679-685.
- 33) 岩井重久, 井上頼輝 (1969) : 海域の汚染物質受容限界について, 第5回衛生工学研究討論会論文集
 - 34) 岩田憲幸 (1976) : 成層流体中の水平拡散, 1976年度日本海洋学会秋季大会講演要旨集 197.
 - 35) JOSEPH, J. and H. SENDNER (1958) : Über die horizontale Diffusion in Meere. Dt. Hydrogr. Z., 11, 49-77.
 - 36) NEUMANN, G. and W.J. Pierson, Jr. (1966) : Principle of Physical Oceanography. Prentic-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N.J.
 - 37) OKUBO, A. (1962 (a)) : A review of theoretical model for turbulent diffusion in the sea. J. Oceanogr. Soc. Japan 2nd Aniv. vol. 286-320.
 - 38) OKUBO, A. (1962 (6)) : Horizontal diffusion from an instantaneous point source due to oceanic turbulence. Chesapeake Bay Institute Technical Report No. 32, The Johns Hopkins University, pp.123.
 - 39) OKUBO, A. and H.H. CARTER (1966) : An extremely simplified model of "shear effect" on horizontal mixing in a bounded sea. J. Geophys. Res., 71. 5267-5270.
 - 40) 大久保明 (1970) : 海洋乱流・拡散 海洋科学基礎講座・1, 海洋物理 I 東海大学出版 pp.389.
 - 41) OKUBO, A. (1971) : Oceanic diffusion diagrams. Deep Sea Res. 18: 789-802.
 - 42) PROUDMAN, J. (1953) : Dynamical oceanography. Chap. VII. Methuen & Co., London. pp.409.
 - 43) ROUSE, H. (1957) : Modern conceptions of the mechanics of fluid turbulence. Trans. ASCE, 102, 67-133.
 - 44) SATO, O. (1952) : Amount of the drifting sand near the bottom of the shallow sea. J. Faculty of Science. Hokkaido Univ. Ser. II, 4, 135-139.
 - 45) SATO, O. (1958) : Sand drift in the vicinity of the Port Tomakomai. Rep. Fac. of Eng. Hokkaido Univ. 1958, 29-47.
 - 46) SATO, O (1960) : Sand drift in the vicinity of the port Tomakomai, Rep. Fac. of Eng. Hokkaido Univ. 1959, 93-124.
 - 47) STOMMEL, H. (1949) Horizontal diffusion due to oceanic turbulence. J. Mar. Res. 8(3). 199-225.
 - 48) TAYLOR, G.I. (1921) : Proc. Lond. Math. Soc. 20, 196
 - 49) TAKEMATSU, N., N. OKAMI, M. KISHINO, M. FUKUDA, T. SASAKI (1971) : The distribution of suspended matter in seawater off the coast of Tokai-mura. La mer, 9, 252-259.