

海中の拡散と混合—汚水処理の基礎資料—

気象庁海洋気象部 理学博士 市 樂 誉

1. 序

既に2回にわたる海岸工学講演会においてタイダルフラッシュの研究およびエスチュアリの水理について報告した通り、汚水処理には海中の拡散の基礎的研究が必要であることは今更云うまでもないが、本論文では特に汚水処理の実施に当つて直ちに必要となる基礎の諸資料を列挙し併せて最近特に問題となつてきた原子力発電その他の際に生ずる放射性廃棄物の処理に関する外国のデータを総合的にまとめて今後の参考に供するのを主眼とする。我が国では特に工業都市が海岸に発達している結果、工場廃水は殆んど海に放出され、また都市の汚水も概して海中に投棄されるのが普通であり、最近に至つてはこれら両種の汚れが工業の発達と人口の増加に伴つて莫大に達し、環境衛生および海岸資源に対しかなり重大な影響を及ぼすようになったので大阪湾や東京湾では、それぞれ対策委員会が組織され或いは政治的問題にまで立至つたこともあるようで、海岸工学としても関心をもちざるを得ない状況にある。さらに原子力平和利用の発達に伴つて、その廃棄物の処理方法は一步誤ると、人命にも関する重大事となるおそれが大きいので、今にして充分な調査を重ね、如何なる場合にも対処できるだけの基礎資料を集積しておかなければ、悔を千載に残すこともなきにしもあらずである。その意味で本篇が捨石となれば幸である。

2. 乱流拡散係数の計算

海水中に汚水を放流する際、問題となるのはどの位の早さで汚水が混合するかということである。そのためには海中における一般の混合状況を知る必要があるが、一般に海水の運動は乱流になっているので拡散係数は色々の場合について異つてゐる。それ故それぞれの場合についてこれを種々の観測値から計算する必要がある。それには方法が幾多あるがその中先ず簡単な外洋の混合から始め、海岸近くの場合について言及することにする。

2-1 安常な鉛直混合 (Proudman, 1953)

平均流 U を x 軸に平行にとりある物質の濃度 S がこの平均流による移流と鉛直方向 z のみの乱流拡散係数 K_z による場合には拡散方程式は

$$U \frac{\partial S}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial S}{\partial z} \right) \quad (1)$$

で与えられる。 S の鉛直分布が $z=z_0$ で極値をとる時 (1) を $z=z_0$ から z' まで積分すると

$$K_z' \frac{\partial S}{\partial z'} = \int_{z_0}^{z'} U \frac{\partial S}{\partial x} dz \quad \text{或いは} \quad K_z' = \int_{z_0}^{z'} U \frac{\partial S}{\partial x} dz \left/ \frac{\partial S}{\partial z'} \right. \quad (2)$$

により K_z' が求められる。J.P. Jacobsen が Kattegat 海峡で47軒離れた2点につき塩分の分布から2式を用いて求めた K_z' は次の通りである。但し $z_0=0$ ととつてある。

z' (m)	2.5	5.0	7.5	10.0	12.5	15.0
K_z' (cm ² /sec)	0.070	0.109	0.082	0.037	0.038	0.051

次に $\partial S / \partial z = 0$ 又は $\partial K_z / \partial z = 0$ の所では (1) より

$$K_z / U = \frac{\partial S}{\partial x} \left/ \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \right. \quad (3)$$

となるが R.B. Montgomery が大西洋の赤道反流につきやはり塩分から求めた最大値は $K_z / U = 0.012 \text{ cm}$ で $U = 30 \text{ cm/sec}$ 程度であるから $K_z = 0.036 \text{ (cm}^2/\text{sec)}$ であつた。(3) 式を流れに沿つて間隔 δx である二点の塩分の鉛直分布が知られている場合には水深 z の所の二点の塩分の差を $\delta_x S$ とし、二点の平均の塩分の鉛直分布曲線上で z の水深の塩分と $z + \delta z$ および $z - \delta z$ の層の塩分の差をそれぞれ $\delta_+ S$, $\delta_- S$ とすれば δx , δz が余り大きくない限り、

$$\delta_+ S = \frac{\partial S}{\partial x} \delta x, \quad \text{および}$$

$$\delta_+ S = \frac{\partial S}{\partial z} \delta z + \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \frac{1}{2} (\delta z)^2 + \frac{\partial^3 S}{\partial z^3} \frac{1}{6} (\delta z)^3$$

$$\delta_- S = -\frac{\partial S}{\partial z} \delta z + \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \frac{1}{2} (\delta z)^2 - \frac{\partial^3 S}{\partial z^3} \frac{1}{6} (\delta z)^3$$

なる式が成立する。すなわち $\delta_+ S - \delta_- S = \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} (\delta z)^2$ となるから (3) を利用すると

$$K_z/U = \frac{\partial x S}{\partial x} / \left(\frac{\delta_+ S - \delta_- S}{(\delta z)^2} \right) = \frac{\delta_+ S}{\delta_+ S - \delta_- S} \frac{(\delta z)^2}{\partial x} \dots\dots\dots (4)$$

なる式がえられる。A. Defant がこの式を用いて大西洋の南極中層流の塩分の分布から $\delta x = 1000\text{km}$, $\delta z = 200\text{m}$ に対し求めた K_z/U は $0.7 \sim 2.5\text{cm}$ であり $U = 4\text{cm/sec}$ 程度であつたからこの場合の K_z は $3 \sim 10\text{cm}^2/\text{sec}$ と求められた。

次に任意の物質の等量線或いは最も普通にえられかつ保存性の強い等塩分線を用いて K_z/U を求める方法がある。図-1A に示すように濃度 $S - \frac{1}{2}\delta S$, S および $S + \frac{1}{2}\delta S$ の3本の等量線がある水深の水平線と交わる点を P_1, P, P_2 とし P_1T, Q_1PQ_2, RP_2 をこれらの点における鉛直な線分, RPT を S に対する接線とする。 $\delta_x = P_1P_2$, $\delta_1z = Q_1P$, $\delta_2z = PQ$ とし, また, $\delta'z = P_1T + RP_2$ とおく。P 点の切線 RPT 上の P の近くでは S は変化しない故,

$$\frac{\partial S}{\partial x} \delta x - \frac{\partial S'}{\partial z} \delta'z = 0 \dots\dots\dots (5)$$

一方 Q_1PQ_2 上の微小変化 δ_1z, δ_2z に対しては

$$\frac{1}{2}\delta S = \frac{\partial S}{\partial z} \delta_2z + \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \frac{1}{2}(\delta_2z)^2, -\frac{1}{2}\delta S = -\frac{\partial S}{\partial z} \delta_1z + \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \frac{1}{2}(\delta_1z)^2$$

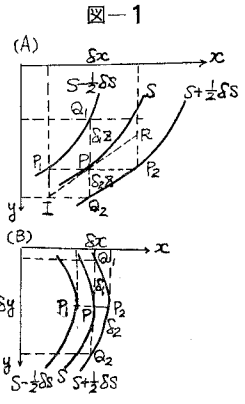
が成立する故 $(\delta z)^2 = \{(\delta_1z)^2 + (\delta_2z)^2\}/2$ とおけばこの両式より

$$(\delta z)^2 \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} + (\delta_2z - \delta_1z) \frac{\partial S}{\partial z} = 0$$

この式と前の (5) 式とより

$$K_z/U = \frac{\delta'z}{\delta_1z - \delta_2z} \cdot \frac{(\delta z)^2}{\delta x} \dots\dots\dots (6)$$

がえられる。この式は特に河口附近の鉛直交換係数を計算するのに便利で、実際の観測値(塩分)を用いて行つた筆者の計算の結果は次表の如きである。



場 所	神 戸 港 内	大 阪 湾 北 部	紀伊水道吉野川河口	大 阪 湾 北 部
時 日	1951年7月2日	1951年7月3日	1951年7月14日	1953年平均塩分
状 況	Kate 台風による大雨後	右に同じ	7月上旬の雨天つづきの後	大阪港よの湾の長軸上の塩分分布
x(km)	0.4 0.4	4.2 6.8	5 7 14	7.4 12.0 14.6 18.0 21.3 14.6 14.6
z(m)	0.5 1	1 2	2 2 2	2 2 2 2 2 4 6
$K_z/U(\text{cm})$	0.123 0.098	0.109 0.518	0.037 0.107 0.080	0.147 0.251 0.485 1.34 1.68 0.224 0.346
U(cm/sec)	5 5	20 15	20 15 10	(10) (8) (5) (5) (5) (5) (5)
文 献	市栄(1953a)	右に同じ	市栄(1952a)	市栄(1954a)

文献名の中、著者の名前を和文で示したものは和文論文、欧文で示したものは欧文論文とする。
この表で x は P 点の陸岸からの距離で z はその海面からの深さを示し U は大体の値を表わしておく。
大体 K_z の値は $0.6 \sim 8(\text{cm}^2/\text{sec})$ の程度である。

上の方法は P 点が塩分の極値を示す水深に対応する時は用いられない。この場合は図-1Bのように P_1, PP_2 を水平にとり、P 点における S の濃度の等値線に接線を引けばこれは鉛直になり $S + \frac{1}{2}\delta S$ 線との交点を Q_1, Q_2 とする。P の附近の微分をとると、まず $P_1 PP_2$ 上で $\delta S = \frac{\partial S}{\partial x} \delta x$ はおよび PQ_1, PQ_2 上ではそれぞれ $\frac{1}{2}\delta S = \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \frac{1}{2}(\delta_1z)^2, \frac{1}{2}\delta S = \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \frac{1}{2}(\delta_2z)^2$ なる故、 $(\delta z)^2$ を前と同様にとれば $\delta S = (\delta z)^2 \left(\frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \right)$ 。従つて

$$K_z/U = (\delta z)^2 / \delta x \dots\dots\dots (7)$$

この式を黒潮および親潮の中の塩分極小層に適用のた例は次の通りである。(市栄, 1955a) 但し観測値は1954年8月のものを用いた。

これから K_z は大体 $10 \sim 10^2 \text{cm}^2/\text{sec}$ で前の川口附近や湾内の値に対してかなり大きい値がえられるが、海流のように大きいスケールの現象を扱っている故当然のことと思われる。

場 所	西国南方の黒潮域	本州東方黒潮域	親 潮 域
$K_z/U(\text{cm})$	12.1	15.2	4.6
U(cm/sec)	11	13	5
z(100m)	7.2	5.8	1.5

鉛直拡散係数が水深に対して一定の場合に S の分布を解析的に表わしてこれと実際の分布を比べ K_z/U を決定する方法があるがこれは次章で述べる。なお S として水温を使う場合には海面近くの熱量の輻射を考えなければならないが、例えば年平均水温から A_z を求める方法として湖水或いは潮流の余りない湾では

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{\partial w T}{\partial z} + Q = 0$$

なる式を用い、潮流が強くて上下の混合が盛んな水道などでは

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q = 0$$

なる式を用い、年中余り変らない海流 u のある所では

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q$$

を用いて計算することができる。(Ichiye, 1952a) たゞし $Q = Q_0 e^{-\alpha z}$ で輻射による熱量を表わし、 w は鉛直方向の対流速度で、一般に年平均では下層に向う流れを示す。 Q の値が不正確なためこの式で求めた A_z は余り確かでないが実例は大体次の通りである。

2-2 定常な水平拡散 流れに直角方向の水平拡散が働く場合には拡散方程式は

$$U \frac{\partial S}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial S}{\partial y} \right)$$

であるから K_y/U を求めるには前項の諸方法を水平面内の S の分布に適用すればそのまゝ使える。特に(7)式を Irish 海の塩分の水平分布に適用した結果は $K_y/U = 2.1 \sim 9.6$ (平均5.1) km であり、 $K_y/U = 5$ km $U = 0.5$ cm/sec に対しては $K_y = 2.5 \times 10^8$ (cm²/sec) 程度となる。海流の強い場所では塩分が舌状に分布していることが多い。 U , K_y が一定の場合上の式の解の一つに

$$S = S_0 + S_1 e^{-x/l} \cos \frac{\pi y}{b}$$

があり、この表わす分布が丁度舌状の分布となつている。 l , b はそれぞれ長さを示し、 $K_y/U = b^2/\pi^2 l$ なる関係があるので実測の S から l , b を定めることにより K_y/U が求められる。R.B. Montgomery は σ_t = 一定の面上の塩分の分布からこの関係を使つて大西洋の赤道逆流域の K_y/U を求めたがその結果は $K_y/U = 5 \sim 24$ (平均12) km で U の平均が大体 30 (cm/sec) なる故 K_y の平均は 3.6×10^7 (cm²/sec) である。黒潮の 100m 層では水温の極大値が見られるが(高温帯)その値は流れの方向に $e^{-x/l}$ のように減少している。(市栄 1955b) 最小自乗法から $l = 56$ km であり高温帯の中 $b = 78$ km なる故 $K_y/U = 11$ (km), $U = 84$ (cm/sec) なる故 $K_y = 9.3 \times 10^7$ (cm²/sec) がえられる。

次に流れに平行な方向の拡散だけが作用する場合には

$$U \frac{\partial S}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial S}{\partial x} \right)$$

なる式から K_x が一定の場合には

$$K_x/U = \frac{\partial S / \partial x^2}{\partial^2 S / \partial x^2}$$

を用いるか、或いは $S = S_0 + S e^{x/l}$ なる型の分布から $K_x/U = l$ として求めればよい。前者は H.U. Sverdrup が南大西洋の西側の水深 2500m~4000m の所の水温および塩分の分布に応用し $K_x/U = 6 \sim 32$ (平均14) $\times 10^8$ km で $U = 1$ (cm/sec) の程度であるから平均は $K_x = 1.4 \times 10^8$ (cm²/sec) となる。後の例としては上述の黒潮の高温帯について y 方向に平均した水温分布から $l = 98$ km となり従つて $K_x = 8.2 \times 10^8$ (cm²/sec) がえられる。

最後に二次元の定常水平拡散の求め方の一例として拡散方程式

$$u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(A_x \frac{\partial S}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_y \frac{\partial S}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial S}{\partial z} \right)$$

において鉛直方向の平均をとれば、海底および海面で出入のない物質 S に対しては上式の右辺の最後の項の影響はなくなつて

$$u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(A_x \frac{\partial S}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_y \frac{\partial S}{\partial y} \right)$$

だけになる。たゞし u , v は実際の流れではなく拡散に対する有効流の如きものである。更に $u = -\partial \phi / \partial y$, $v = \partial \phi / \partial x$ なるポテンシャル流と仮定し且 $A_x = A_y = A$ とおいて、 S を水温と塩分にとり、実測の値を入れて二重フーリエ級数で表わし、それを上式に代入し ϕ および A の形を求めることができる。紀伊水道に対しては正方形と考えて実測から求めた結果は

$$A = (1.0 - 0.2 \cos \frac{\pi x}{a} - 0.5 \cos \frac{\pi y}{a}) \times 10^6 \text{ (cm}^2/\text{sec)}$$

なる値がえられた。但し a はその一辺の長さで 30km にとつた。一つの成分 S と u , v の値が観測から知られている場合にも同様に A_x , A_z を計算しうる。(市栄, 1952a)

2-3 時間的に変化する場合の混合

平均流がなくて時間的に変化する濃度に対する拡散の方程式は例えば鉛直拡散だけが働く時は

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial S}{\partial z} \right)$$

となりこれから K_z を求めるには前項の方法が適用できる。特に周期的な変化に対してはより適当な方法がある。すなわち

$$S = S_1 \cos \frac{2\pi t}{T} + S_2 \sin \frac{2\pi t}{T}$$

とおくと元の式に代入して S_1, S_2 に対し、

$$\frac{2\pi}{T} S_2 = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial S_1}{\partial z} \right), \quad -\frac{2\pi}{T} S_1 = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial S_2}{\partial z} \right)$$

なる二式がえられる。これらを z につき積分して

$$K_z = -\frac{2\pi}{T} \int_{z_0}^{z_1} S_2 dz \frac{\partial S_1}{\partial z} = \frac{2\pi}{T} \int_{z_0}^{z_1} S_1 dz \frac{\partial S_2}{\partial z} \dots\dots\dots (8)$$

がえられる。H. Jeffreys (1920) はこの式をノルウエー海のフイヨルドの水温の年変化に適用し次の K_z をえた。たゞし $z_0=300\text{m}$ とする。

$z(\text{m})$	50	100	150	200
$K_z(\text{cm}^2/\text{sec})$	35	26	8	

第2の方法として上の拡散方程式の解を

$$S = S_0 + S_1 e^{-z/d} \cos \left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{z}{h} \right)$$

とすれば $K_z = \pi h d / T$, $h^2 = d^2$ となるので実測から h を求めると K_z がえられる。Deacon (1933) は 52.5°S , 52.5°W の 0, 100, 400 m の水温の年変化より 0~100m 層では $K_z=68(\text{cm}^2/\text{sec})$, 100~400m 層では $K_z=240(\text{cm}^2/\text{sec})$ をえた。

一般に水温に対しては前にのべたように輻射の影響があり、かつ普通移流や鉛直対流の影響があるので、拡散方程式は

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial S}{\partial z} \right) + \frac{\partial w S}{\partial z} + Q$$

となるが、このような場合にも周期変化を扱う場合には次のような方法で A_z および w を求めることができる。(Ichiye, 1952a) それには先ず $S = X e^{i\varphi}$, $Q = Q_0 e^{i\varphi}$, $u \partial S / \partial x = \beta X e^{i\varphi}$, とおく、かつ $X, \varphi, Q_0, \varphi_1, \beta, \varphi_2$, は z の実函数としてこれらは観測から求められる量である。これを式に代入し実数部と虚数部に分けると、

$$\frac{d}{dz} \left(A_z \frac{dX}{dz} \right) - A_z X \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 + \frac{dwX}{dz} + \beta X \cos(\varphi_2 - \varphi) + Q_0 \cos(\varphi_1 - \varphi) = 0 \dots\dots\dots (9)$$

$$\frac{1}{X} \frac{d}{dz} \left(A_z X^2 \frac{d\varphi}{dz} \right) + w X \frac{d\varphi}{dz} + \beta X \sin(\varphi_2 - \varphi) + S_0 \sin(\varphi_1 - \varphi) = 0 \dots\dots\dots (10)$$

となる。これを階差方程式でおきかえるために多くの層に分け第 n 層と第 $n-1$ 層の間の水深を h_n とすれば (9) に対応して

$$\begin{aligned} & \left(A_z \frac{dX}{dz} \right)_n - \left(A_z \frac{dX}{dz} \right)_{n-1} - \frac{h_n}{2} \left[\left\{ A_z X \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 \right\}_n + \left\{ A_z X \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 \right\}_{n-1} \right] \\ & + (wX)_n - (wX)_{n-1} + \frac{h_n}{2} [\beta X \cos(\varphi_2 - \varphi) + Q_0 \cos(\varphi_2 - \varphi)]_n \\ & + [\beta X \cos(\varphi_2 - \varphi) + Q_0 \cos(\varphi_2 - \varphi)]_{n-1} \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left(A_z X^2 \frac{d\varphi}{dz} \right)_n - \left(A_z X^2 \frac{d\varphi}{dz} \right)_{n-1} + \frac{h_n}{2} \left[\left\{ w X^2 \frac{d\varphi}{dz} + \beta X^2 \sin(\varphi_2 - \varphi) \right\}_n \right. \\ & \left. + Q_0 X \sin(\varphi_1 - \varphi) - \sigma X^2 \right]_{n-1} + \{ \dots \}_{n-1} \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

たゞし $\{ \}$ の中はその前のものと同じである。更にこれから海底において $A_z = w = 0$ とおけば (11), (12) より逐次に各層の A_z 及び w が求められる。特に $\beta = 0, w = 0, Q = 0$, の時 A_z を上式から求めるのが Fjeldstadt の方法 (Fjeldstadt 1933) といわれ (11), (12) は筆者によるその一般化を示したものである。実際に (11), (12) を適用して A_z を求めた例は次の通りである。(何れも年変化水温から出した。)

場 所	琵琶湖						紀伊水道					犬吠崎沖 100 平均			
水深 (m)	0	5	10	15	20	30	0	10	20	30	50	0	10	25	50
$A_z(\text{cm}^2/\text{sec})$	1.88	1.04	0.44	0.18	0.73	(2.8)	18.6	18.8	17.9	6.2	4.5	6.2	17.3	84	10.5

但し $\beta=0, w=0, Q=0$, とおいたが特に琵琶湖の場合、 $\beta=0$ だけを仮定して (11), (12) を用いると次表の如き値をうる。

水深(m)	5	10	15	20	30	40	50	60
$w(\times 10^{-4}\text{cm/sec})$	-2.59	-0.92	-2.32	-3.65	-3.44	-1.25	-0.39	-0.74
$A_z(\text{cm}^2/\text{sec})$	1.72	0.83	0.22	1.01	0.53	0.30	0.90	0.29

これらの表から年変化に対する鉛直拡散係数は紀伊水道の如き潮流の強い所が最も大きく、ついで黒潮域であり、琵琶湖の如き湖水では前2者より1桁乃至2桁小さいことがわかり、更に第2の表は年平均すると一般に鉛直流は下向きであることを示す。

更に厳密に云えば A_z や w は当然季節によつても変化するものである故

$$A_z \frac{\partial S}{\partial z} \Big|_z - A_z \frac{\partial S}{\partial z} \Big|_h + wS \Big|_z - wS \Big|_h = \frac{\partial}{\partial t} \int_h^z S dz$$

なる関係から毎月の水温分布を利用して琵琶湖における A_z および w を求めると次の如き結果がえられた。

季節	冬(12月~2月)	春(3月~5月)	夏(6月~8月)	秋(9月~11月)
$A_z(\text{cm}^2/\text{sec})$	3~19.1~5	0.4~12.0~2~8	0.1~1.6, 0.1~1.2	0.1~8, 0.1~1.3
$w(\times 10^{-4}\text{cm/sec})$	-3~-8, 0~-3	0~5, -0.1~2	0.3~0.8, -0.2~0.5	-0.2~-2.1, 2~-0.2

(前の値は0~10mの表層。後の値は15m~60mの下層の範囲を示す)。この表から大体 A_z はやはり表層近くが大きく且一般に冬や春の如き対流の著しい時は大きい値を示し、さらに w も対流期は下降流であつて大きい値を有することがわかる。

2-4 乱流成分を利用する方法

今までの交換係数の求め方はすべて平均状態から拡散方程式を利用したものであるが、乱流の成分が測定できればそれを用いて計算した方がより直接的でありかつより物理的に明確である。その一つとして浮標や漂流瓶などを沢山流してその平均速度及び平均からの偏倚を求めて出す方法について述べる。(Ichiye, 1953b)

この方法は浮標のような流れによく追従するものでは水平渦動粘性係数を与えるが、もつと小さい物質を流すことにより水平渦動拡散係数を求めることができる。この両者は多少差はあるが、何れも実測からえられる値は大体オーダーのみを示すと考えられるから、実用上どちらを測つてもよく従つて測定し易い浮標の場合についてのべる。多くの浮標の追跡から流速 v を求めその偏倚 $v' = v - \bar{v}$ を計算しその自乗平均を $\overline{v'^2}$ とおけば水平拡散係数 $A_h = \sqrt{\overline{v'^2}} \cdot l$ で表わされる。 l は平均混合距離で、その求め方もいろいろ考えられるが、 $R\xi$ を時間 T と $T-\xi$ に於ける流速 v の相関、或いは具体的に云えば単位時間をおいて求めた浮標の位置からえられた流速の系列相関係数とし、 T_0 を $R\xi=0$ の時間隔とすれば $l = \sqrt{\overline{v'^2}} \int_0^{T_0} R\xi d\xi$ で表わされる。この場合 $A_h = \overline{v'^2} \int_0^{T_0} R\xi d\xi$ となる。この方法で求めた八丈島附近の黒潮中の $A_h = 6 \sim 8 (\times 10^6 \text{cm}^2/\text{sec})$ であつた。

次に流速が連続記録できる測器、たとえばGEK(電磁流速計)により記録が得られる場合には、同時に水温或いは塩分を自記させて両者の偏倚から水平交換係数を求めることができる。特にGEKを航行中連続記録させると航路に直角成分の流速が得られる故、横方向の交換係数を求めるのに便利である。すなわち流速および水温又は塩分の偏倚をそれぞれ v', S' とし、 S の平均を $\bar{S}$ とすれば航路に直角方向の傾差 $\partial S / \partial y$ がわかればこの方向の交換係数は、 $A_y = -v' S' / (\partial \bar{S} / \partial y)$ で求められる。遠州灘沖約40哩の黒潮の北縁において S を水温によつて求めた結果は、 $A_y = 3.9 \times 10^6 (\text{cm}^2/\text{sec})$ であつた。(Ichiye, 1956b) 一点における連続観測から $\overline{u'v'}$ を求めこれから渦動粘性 $\nu = -\overline{u'v'} / (\partial \bar{u} / \partial x)$ を計算した例もある。(Stommel, 1955)

乱流成分を直接利用するのではないが、たとえば染料を流したり多くの漂流物のある範囲に投入して時間がたつとその範囲が拡がつてゆくのを測定して水平交換係数を求めるのも今までの間接法より実際問題に適當である。たとえば始め $S = S_0 e^{-(r/a)^2}$ のような円対称の濃度分布をしている物質の t 時間後の濃度は拡散式

$$\frac{\partial S}{\partial t} = K \frac{\partial^2 S}{\partial r^2}$$

を解いて

$$S = \frac{S_0}{1 + 4Kt/a^2} \exp \left\{ \frac{-r^2}{a^2(1 + 4Kt/a^2)} \right\}$$

であるから、中心部の濃度 $S_0 = S_0 / (1 + 4Kt/a^2)$ となりまた $S/S_0 =$ 一定の区域の半径は、 $1 + 4Kt/a^2$ に比例して増加する故(市栄, 1952b) S_0 の変化又は $S/S_0 =$ 一定の区域の半径の増加を測定することによつて K を求めることができる。紀川の川口において河から排出された低塩分水の拡散状況から求めた K の値は大体 $10^6 (\text{cm}^2/\text{sec})$ 程度であつた。

特に交流要素として潮流を考えると、 $A_h = k|U| \int_0^{T/2} u dt$ から求められる。ここで k は常数、 $|U|$ は潮流の最大流速、 T は潮流の周期、 u は各時間の潮流である。これがいわゆる Tidal flushing による混合を表わす。(市栄, 1953, 1954)

3. 乱流拡散の物理的諸特性

前章で述べたようにいろいろな場合で乱流拡散係数の値はかなりの範囲 ($10^{-1} \sim 10^8 \text{ cm}^2/\text{sec}$) にわたって異っている。その差は何で生じるかということについては未だ完全な理論はないが、最近の乱流のスペクトル理論により或程度の説明がなされるようになった。それによれば乱流拡散係数或は渦動粘性係数は現象のスケール L の $4/3$ 乗に比例する。すなわち $A = 0.01 L^{4/3}$ (A, L c.g.s 単位) で L はたとえば考えている海域の広さや流れの幅ほどにとる。この式によれば海洋の大循環の場合の水平渦動粘性性は湾や海岸附近の現象における渦動粘性よりも大きく、又水平方向の乱流拡散が一般に鉛直方向のそれよりも大きいというような前章で得られた結果を説明することはできるが、必ずしもすべての場合がこの式で表わされるということはない。たとえば潮流の強い湾などにおいて実測より求めた水平交換係数は上式で与えられるものよりも一般に大きく (Ichiye, 1950, 市栄, 1953) これは結局乱流を起す外力として潮流というある波長の所に比較的大きい値をもつ力が働き、決して全然不規則なものではない故、乱流のエネルギーもこの外力のスペクトルの山に近い所で極値をもつためである。即ち、上述の $4/3$ 乗則では外力は最も大きい波長の渦のみに働き、その渦が更に分裂してエネルギーを小さい渦に輸送し最後に分子粘性により逸散されることを仮定として導かれたのであるから、途中の波長の所で外力によるエネルギーの導入があればその乱流は大きくなるのが当然である。(Ichiye 1951, ; Stommel, 1949)

なお Richardson (1926) は拡散方程式として物質の濃度の代りに

$$q(l) = \int_{-\infty}^{\infty} S(x(S(x+l)dx$$

で定義される隣距離 (Neighbour Distance) を定義しこれについて拡散型の式

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial l} \left\{ F(l) \frac{\partial q}{\partial l} \right\}$$

が成立すると考えた。この際 $F(l)$ は丁度拡散係数に対応するが $l^{4/3}$ に比例することが実際のデータから知られている。この考えを基として始め l_0 だけ離れていた二つの点の T 時間後の距離 l の平均値はどのようなかということ

$$\overline{(l-l_0)^2} = (2/3 T \varepsilon + l_0^2)^2 - l_0^2$$

で与えられることが分つた。(Ichiye, 1951) ここで ε は常数で海流瓶の拡散から定めると $\varepsilon = 0.046$ となる。この式で T が小さい時、即ち始めの中は $\overline{(l-l_0)^2} \approx 2 T \varepsilon l^{4/3}$ であり、距離の自乗平均は時間に比例することを表わす。この式は単に2点の距離のみでなく、始めある範囲内 (l_0) にかたまっていた物質が時間がたつてその存在する区堀が拡がる際、その拡がり (l) を定めるのにも用いることができ、特に普通の拡散方程式で与えられた結果と異つてこの式は時間がたつて分布が拡がるとそれに伴つて拡散係数が増大することを考慮に入れてあるから、かなり長い時間にわたつて応用できると思われる。

水平拡散或は水平渦動粘性については未だ上述のもの以外に余りよく物理的な性質が知られていないが、鉛直拡散についてはその計算もかなり正確に求められ、かつ測定値も多いのでいろいろの関係が得られている。その一つとして安定点との関係を示すものに Munk, Anderson (1948) の理論がある。すなわち、渦動粘性係数、渦動拡散係数を A_v, A_s としリチャードソン数を $r = gE/(dv/dz)^2$ とすると

$$A_v = A_0(1 + \beta_v r)^{-n_v}, A_s = A_0(1 + \beta_s r)^{-n_s}$$

で表わされることが云える。ただし v は流速、 $E = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}$ (安定度、 ρ は密度) で g は重力の常数、 $\beta_v, n_v, \beta_s, n_s$ は常数で $\beta_v = 0.5, \beta_s = 10/3, n_s = 1.5$ なることが実測から知られている。

鉛直交換係数は波浪によつて増大することが考えられ、特に波が大きい時、浅い所では海面近くまで底質が擾乱をうけて浮遊することなどから著しい増加が予期される。(Ichiye, 1950) この波との関係につき海面から50米までの水温の差が波高の増加と共に減少することから定めたのが次式である。(Ichiye 1953a) すなわち $A_z = A_1 e^{-\alpha z} + A_0$ とし、 A_0 は普通の乱流係数で、 $A_1 e^{-\alpha z}$ が波による拡散係数の増加を示す。ここに z は水深 (m) を示し、波の階級を s で表わすと、実測から次の関係が得られた。

$$A_1/A_0 = 0.127 s^2, \alpha = 0.047 s^{0.48}$$

すなわち波による拡散は波の階級の、或は言い換えれば波高の二乗に比例し、かつ海面近くで大きい値を有する。この関係は波による底質の擾乱その他にも応用のできるものであり、もつといろいろのデータから諸常数の正しい値を定めることが将来の問題であろう。上式は深い海 (南方定点および北方定点) の観測から求めたため大体波による拡散はプラントルの混合距離理論との類推で乱流速度 $u' \sim H \exp(-2\pi z/L)$, 混合距離 $l \sim H \exp(-2\pi z/L)$ (H は波高, L は波長) から $I(u'^2)^{1/2}$ として $A_1 e^{-\alpha z}$ なる式を仮定したのであるが、浅い海に対してはかなりこの形も異なると思われる。

4. 水塊の混合の様式

この章では拡散方程式の解としてえられた結果の内、特に汚水処理に関係の深い場合につき例をあげて説明する。

4-1 定常拡散

$$u \frac{\partial S}{\partial x} = A \frac{\partial^2 S}{\partial z^2}$$

において, $x=0$ (海岸) では $0 < z < h$

において, $S=1$ (陸水), $z > h$ で $S=0$ とし $z=0$ (表面) で

$$\frac{\partial S}{\partial z} = 0$$

でとすれば, 解は

$$S = \frac{1}{2} E\left(\frac{h-z}{2\sqrt{kx}}\right) + \frac{1}{2} E\left(\frac{h+z}{2\sqrt{kx}}\right), \quad k=A/u \quad \dots\dots\dots (1)$$

で与えられる。 $z=0$, $z=h$, $z=2h$ および $z=4h$ の S を xh/h^2 に対し示したのが図-2である。
 $h=1\text{m}$, $k=0.1$ に対しては $xh/h^2=1$ は $x=1\text{km}$ に相当する。(市米, 1952a)

次に平均流がなく, 水平混合と鉛直混合のみの場

$$A_x \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + A_z \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} = 0$$

合で $x=0$ (海岸) では $S=S_0$ (陸水)

$x=a$ で $S=S_1$, $z=0$ (表面) で $S=S_0$,

$z=h$ (海底) で $\partial S/\partial z=0$ とおくと, S は

$$S = S_0 + (S_1 - S_0) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4}{(2n+1)\pi \sinh k_n a} \sin \frac{(2n+1)\pi z}{2h} \sin \frac{(2n+1)\pi x}{2a}$$

$$k_n = \left(\frac{A_z}{A_x}\right)^{1/2} \left(\frac{2n+1}{2h}\right)\pi \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで, $k_0=0 \sim 20$ に対し底層 $z=h$ の所の $(S-S_0)/(S_1-S_0)$ を x/a に対して図-3に示す(市米, 1952a)が, これは海岸および表面に陸水が出ている場合, 底層における陸水の混合状況を見るのに役立つものである。

次に鉛直拡散の他に流れに直角な方向の拡散が働く場合

$$u \frac{\partial S}{\partial x} = A \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} + K \frac{\partial^2 S}{\partial z^2}$$

を解けばよいが, 境界条件を

$x=0$ で $S=S_0-p(x,z)$

$z=0$ (海面) および $z=h$ (海底) で

$$S=S_0,$$

$$y=0 \text{ で } \frac{\partial S}{\partial y}=0$$

$$y=a \text{ で } S=S_0-q(y,z)$$

とすれば, その解は (Ichiye, 1955a)

$$S - S_0 = \frac{2}{a} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-(\nu_m + \kappa \beta_n^2) x} \cos \beta_n y \left\{ (-1)^n \kappa \beta_n \int_0^y e^{(\nu_m + \kappa \beta_n^2) \lambda} q_m(\lambda) d\lambda \right. \\ \left. + \int_0^a p_m(\lambda) \cos \beta_n \lambda d\lambda \right\} \sin \frac{m\pi z}{h} \quad \dots\dots\dots (3)$$

となる。ただし $\kappa=A/u$, $\nu_m=K(m\pi/h)^2/u$, $\beta_n=(2n+1)\pi/2a$

$$p_m(y) = \frac{2}{h} \int_0^h p(y, z) \sin \frac{m\pi z}{h} dz,$$

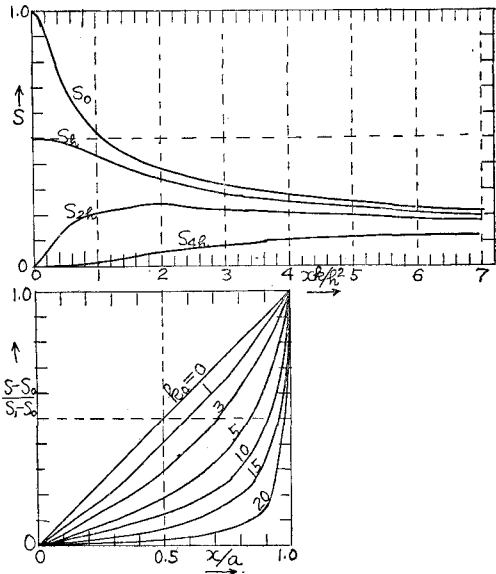
$$q_m(x) = \frac{2}{h} \int_0^h q(x, z) \sin \frac{m\pi z}{h} dz,$$

である。この結果は, たとえば中層に流れがあつてその層に汚水を流し, しかも途中からも境界 $y=a$ の所で汚水が入るような場合に適用できる。図-4には $A=6 \times 10^7$, $K=1 \times 10^{12}$ (cm^2/sec) $u=9$ (cm/sec) とし $p_1=q_1=p$, $p_i=q_i=0$ ($i \neq 1$) した時の $(S_0-S)/p$ の流れの中心線

($z=h/2$, $y=a/2$) 上の値を x に対して示したが, 比較のために $A=0$, 即ち横拡散のない場合をも図示する。明らかに後の場合の方が, S が S_0 に近づくのに長い距離を要する。

図-2(上) 各層濃度の距離による変化(式(1)による。)

図-3(下) 水平鉛直交換のある場合の底層の濃度(式(2)による。)



次に流れの方向の拡散およびそれに直角方向の拡散があつてかつ流れの側面の、ある範囲内で異つた水が入ってくる場合の拡散を論ずる。これは丁度沖合に強い海流があつて岸から汚水を流すような場合、どのように輸送されるかと言う問題に適する解である。

(Ichiye, 1956a), 拡散方程式は

$$u \frac{\partial S}{\partial x} = A_x \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + A_y \frac{\partial^2 S}{\partial y^2}$$

であり $x=0$ および $y=0$ で $S=0$, $y=a$ では $x_2 > x > x_1$ に対し $S=S_0$, $x > x_2$, $x < x_1$ に対して $S=0$ とすれば上式の解は, $x_1 > x > 0$ に対しては

$$S = \frac{2\pi k_2 S_0}{a^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} n}{\alpha_{2n}} \left(e^{\alpha_{1n} x} - e^{\alpha_{2n} x} \right) \left(e^{-\alpha_{2n} x_2} - e^{-\alpha_{2n} x_1} \right) \sin \frac{n\pi y}{a}$$

$x_2 > x > x_1$ では

$$S = \frac{2\pi k_2 S_0}{a^2} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} n \left\{ \frac{1}{\alpha_{1n}} \left(1 - e^{\alpha_{2n} (x-x_2)} - e^{\alpha_{1n} x - \alpha_{2n} x_1} + e^{\alpha_{1n} x - \alpha_{2n} x_2} \right) - \frac{1}{\alpha_{1n}} \left(1 - e^{\alpha_{1n} (x-x_1)} \right) \right\} \sin \frac{n\pi y}{a}$$

$x > x_2$ では

$$S = \frac{2\pi k_2 S_0}{a^2} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} n e^{\alpha_{1n} x} \left\{ \frac{1}{\alpha_{2n}} \left(e^{-\alpha_{2n} x_2} - e^{-\alpha_{2n} x_1} \right) - \frac{1}{\alpha_{1n}} \left(e^{-\alpha_{1n} x_2} - e^{-\alpha_{1n} x_1} \right) \right\} \sin \frac{n\pi y}{a} \dots\dots\dots (4)$$

ただし $k_1 = A_x/u$, $k_2 = A_y/u$

$$\alpha_{1n} = \frac{1}{2k_1} (1 - \sqrt{1 + 4n^2 \pi^2 k_1 k_2 / a^2})$$

$$\alpha_{2n} = \frac{1}{2k_1} (1 + \sqrt{1 + 4n^2 \pi^2 k_1 k_2 / a^2})$$

である。さらに $x_1=a$, $x_2=2a$ とおき次のような4つの場合について S/S_0 を計算して図-5に示しておく。すなわち

(I) $k_1=k_2$ (Ia) $k_1=0.101a$ (Ib) $k_1=0.318a$ (Ic) $k_1=1.01a$

(II) $k_1=10k_2=1.0a$

とにおいてある。この結果は何れも源線 $x_2 > x > x_1$ の部分の上流側でも、かなり汚水の濃度が見られる点が著しい。また流れの巾に比べて拡散係数が小さい場合 (Ia) には汚水は流れによつて速くまで運ばれるが、一方流れに直角方向には、あまり運ばれない。

一方 (Ia) に相当して $A_x=0$ 即ち流れの方向に、拡散のない場合の分布を図-6に示しておくが、これと Ia を比べると直ちにこの場合には流れの上流方向の濃度が零であることがわかる。然し実際には黒潮の北縁で親潮系の塩分の少ない水が混合する際には、前の場合に近い分布を示すため、汚水の処理に対しても、その上流側への混合を無視するわけにはいかないと思われる。

4-2 非定常拡散

最も簡単な場合として鉛直混合のみが働く時 $\partial S / \partial t = A \partial^2 S / \partial z^2$ において $t=0$ で $S=S_0 e^{-\alpha z}$, $z=0$ で $\partial S / \partial z=0$ なる境界条件の下で解は、

図-4 移流と鉛直、水平交換のある時の流れの中心における濃度分布 (Iは式(3)による。IIは水中交換がない場合。)

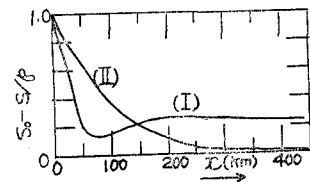


図-5 流れに平行および垂直な拡散がある時の拡散の模用。(式(4)による。)

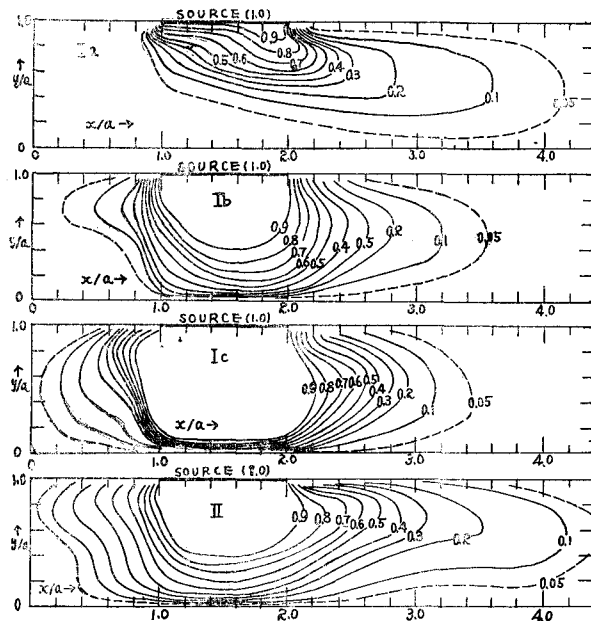
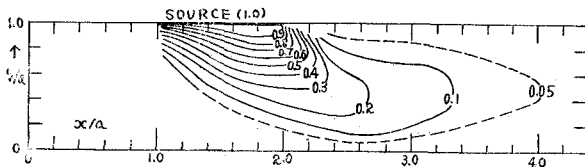


図-6 横拡散のみがある時の拡散の模様 (常数は図-5・a の場合に対応する。)



$$S = \frac{1}{2} S_0 \exp(\alpha^2 A t) \left\{ \exp(-\alpha z) \left\{ 1 - E(\alpha \sqrt{A t} - \frac{z}{2\sqrt{A t}}) \right\} + \exp(\alpha z) \left\{ 1 - E(\alpha \sqrt{A t} + \frac{z}{2\sqrt{A t}}) \right\} \right\} \dots (5)$$

で与えられる。(市栄, 1952a) ただし E は誤差関数である。図-7 には S/S_0 の鉛直分布の変化を示しておく。

次に移流のある場合には

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial n} = A \frac{\partial^2 S}{\partial z^2}$$

において, $t=0$ で $S=f(x) \cdot g(z)$ かつ $z=0$ (海底) および $z=h$ (海面) で $\partial S/\partial z=0$ とすれば, その解は (市栄, 1952b)

$$S = f(x - \int_0^t u dt) \cdot \frac{1}{h} \left\{ \int_0^h g(\lambda) d\lambda + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{A n^2 \pi^2 t}{h^2}\right) \cos \frac{n \pi z}{h} \int_0^h g(\lambda) \cos \frac{n \pi \lambda}{h} d\lambda \right\} \dots (6)$$

となるが $g(z)=C_1$, ($h_1 > z > 0$),

C_2 ($h > z > h_1$) とし S を塩素量に

とつて $C_1=18.0(\%)$, $C_2=5.0(\%)$

$h=10\text{m}$, $h_1=8\text{m}$, $h=5\text{m}$, $h_1=4\text{m}$ として, $A=1$, および $10(\text{cm}^2/\text{sec})$ とした時の表層における塩分の変化を, 図-8 に示す。

陸水が海水の上層にあるとき, 安定度がよいので鉛直拡散係数 A が $1(\text{cm}^2/\text{sec})$ 以下になり従つて, この図からそのような陸水は10時間程度では容易に海水と混合してしまわないので潮流によって, 数回往復運動をくり返すことが予期される。従つて, たとえ潮流が強くても, このように鉛直方向の混合が完全でない場合は, Tidal Flushing の効果が小さいわけである。(市栄, 1954)

なお, $x=0$ で $S=F(z, t)=H(z)Z(t)$

かつ, $-a < z < a$ で $H(z)=B=\text{常数}$

$z > a$, $z < -a$ で $H(z)=0$ の時の解は,

$$S = BZ(t-x/u) \frac{1}{2} \left[E\left(\frac{a+z}{2k\sqrt{x}}\right) + E\left(\frac{a-z}{2k\sqrt{x}}\right) \right] \quad k = \sqrt{A/u}$$

の解から A. Defant (1936) は南水洋で冬期沈降する深層水が, 海流に運ばれて拡散する様子を論じた。

4-3 減衰のある物質の拡散

放射性元素のように減衰のある物質に対しても, 拡散方程式に減衰項を入れれば, 今までと同様に取扱える。たとえば

$$u \frac{\partial S}{\partial x} = A \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} - \alpha S \quad (\text{Ichiye, 1954})$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = K \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} + w \frac{\partial S}{\partial z} - \alpha S \quad (\text{Ichiye, 1954})$$

$$u \frac{\partial S}{\partial x} = A_x \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + A_y \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} - \alpha S \quad (\text{Ichiye, 1956})$$

$$u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} = A_x \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + A_y \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} - \alpha S \quad (\text{Ichiye, 1952b})$$

などの解はそれぞれの文献に示してあり, かつ適当な境界条件の下に S の分布を計算したものが図示してあるから, 参照して頂くことにして, ここでは特に述べないことにする。

減衰項が拡散項と同程度又はそれ以下の時には拡散の Pattern は減衰項を考えない 4-1 および 4-2 の所でのべたものと大差ない。(Ichiye, 1956a)

然しこれが他の項よりも, 大きい即ち減衰の著しい放射性物質では殆んど拡散されないことは常識で考えられる通りである。さらに浮遊物質による吸着などがある場合にも, 今までの式の右辺に適当な消費項を入れればよいので, これらは前述の筆者の論文 (Ichiye, 1954 abc, 1956a) に詳しくのべてある。

5. 放射性物質の廃棄

ここでは現在米英で実施している原子力工場からの廃棄物の処理に関する諸資料をのべておく。

まず, 原子核燃料を再処理した際の廃液中の主な放射性元素につき, 原子番号, 半減期, 水中および空気中の最大許容濃度を次に示す。

図-7 非定常鉛直拡散による濃度分布の時間的变化 (式(5)による。)

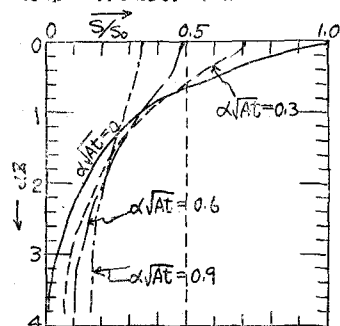
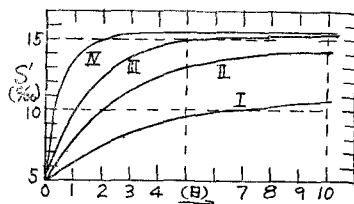


図-8 移流のある場合の非定常拡散における表面濃度の時間的变化。(式(6)による。)



曲線	I	II	III	IV
$A(\text{cm}^2/\text{sec})$	1	1	10	10
$h(\text{m})$	10	5	10	5

なお、米国々立標準局の許容濃度の暫定水準は元素が不明でも空気中では、 β 又は γ 線放射物質で $10^{-9}\mu\text{c}/\text{cc}$ 、 α 線放射物質で $10^{11}\mu\text{c}/\text{cc}$ 、水中では β 又は γ 線で $10^{-7}\mu\text{c}/\text{cc}$ 、 α 線では $10^{-7}\mu\text{c}/\text{cc}$ であれば、2～3 カ月放射性物質にさらされ、あるいは飲料としても安全であると信じられている。

現在、河川あるいは海洋へこれらの廃棄物を投棄する場合には直接放流には低放射性質 ($10^{-5}\mu\text{c}/\text{cc}$ 以下) にして出すのであるが

この際、拡散や混合によつて上述の最大許容濃度以下になることが必要である。

現在までに報告されている例として、河水中に放出したものは米国の Hanford 工場からコロンビア河に出した場合で、海中へ放出した例は英国の Windscale 工場から Irish 海へ出したものがある。

5-1 河水中への放出

コロンビア海は水量が豊富でかつ、清澄低温であるため水冷型原子炉に好適である。Hanford 工場から出された放射能のレベルは報告されていないが Hanford から下流70哩までの河水の放射能の比較値は図-9の通りである。さらに河中の生物体による放射能の濃縮は、プランクトンが最大で河水の80倍、魚類で30倍に達する。一方、この河中の生物体の放射能も変化するが、その関係は図-2の通りで秋から冬にかけ流量が減少するが、その間では河水の放射能は最大に達する。微小生物の放射能の季節変化は大体水と同様であるが魚類などでは水温と同様な変化をしている点は興味深い。

5-2 海洋への放出

Windscale では2本の10'排出管を2哩沖まで出して1日約 100 curie の放射性物質を含む廃液 10^4 gal ($2\mu\text{c}/\text{cc}$) 以上を放出できると考えられている。それには蛍光染料約10トン tracer として沖合の各所に投入しその拡散を測定して基礎資料としたので、この程度の放流でも最大濃度が $10^{-7}\mu\text{c}/\text{cc}$ 以下であることが推定された。

一方海へ放出された廃液中の放射性物質は魚類や海藻体に貯蔵され、あるいは海底の砂泥に吸着されて、いわゆる放射能濃縮を生ずる。実験によれば砂泥の濃縮度は Ce, Y, 希土類元素では 1000, Ru, Cs は 100, Sr で 10 なることがわかった。魚類については割合濃縮度低く、最高の Ce が 12 程度で、海藻では Y, Ce, Ru, Pu では数百程度であつた。したがって海岸砂、海底砂泥に対する最大許容濃度の標準は次の通りである。

さらに魚肉および食用海藻については飲料水の最大許容濃度の10倍である。これらの最大許容濃度以下におさえるため Wind-

scale の工場から毎日海中へ放流可能な最大量は Cs 100 cu/日, Y 10 cu/日, Ce 10cu/日 Pu 0.1cu/日 で放出量の制限となるのは主に海岸の砂の最大許容濃度である。Windscale 工場で実際運転開始後数ヶ月にわたつて測定した結果は何れも許容濃度の $1/10 \sim 1/100$ で最悪の β 放射能元素の海藻による濃縮でも $7 \times 10^{-5}\mu\text{c}/\text{g}$ で最大許容濃度 1×10^{-3} の $1/10$ 以上であつた。

6-3 蛍光染料による拡散の実験

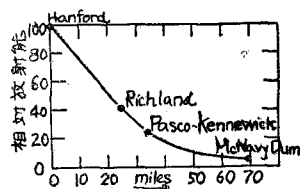
英国の Windscale 工場では前述の如く蛍光染料を何回も海中に放流し三隻の船でこれを追跡し 1, 6 および 12 呎の 3 層で陸上からのレーダーにより位置を定めて連続的に濃度を求めて、拡散状況を調査した。(Seligman, 1955). 各回の放出実験ではこの各層の等濃度線がえられ、それから最大濃度の範囲始めの濃度の 10^{-3} 以上の区域を求めた。また染料のある範囲の patch の運動は潮流と風との 2 つの影響に分れ、前者は英国海軍の潮流表とよく合っていることが分つたが、吹送流としては西寄りの風の理論では南寄りの流れがある筈なのに実際には北寄りの流れになるというような不一致が見られ、これはこの海域が岸近くで渦流の区域内に入るからであると考えられている。更に Taylor の拡散理論によれば濃度が C 以上の区域の面積は

$$A = 2\pi\sigma_x\sigma_y (\log C_{\max} - \log C)$$

で与えられる。ここに σ_x, σ_y は岸に平行および垂直方向の拡散の程度を示す量で理論では染料は卵形となるべきであるが実際は必ずしもそうではなかつた。

元 素	化学記号	原子番号	半 減 期	最 大 許 容 濃 度	
				水 ($\mu\text{c}/\text{cc}$)	空気 ($\mu\text{c}/\text{cc}$)
Zirconium	Zr95	40	65日	4×10^{-3}	4×10^{-7}
Cerium	Ce144	58~59	280日	4×10^{-2}	7×10^{-9}
Ribidium	Ru149			1×10^{-1}	
	Pr147			1	2×10^{-7}
Strontium	$\beta_{\frac{1}{2}}^{90}$	38	19.9年	8×10^{-7}	2×10^{-10}
Cesium	Cs137	55	33.0年	1.5×10^{-3}	2×10^{-7}
	Tc99			3×10^{-2}	3×10^{-6}
	Pu239			1.5×10^{-6}	2×10^{-12}

図-9 コロンビア河の各点における河水の相対放射能



物 質	最大放射能許容濃度	安 全 の 程 度
海岸の砂	$25 \times 10^{-3}\mu\text{c}/\text{g}$	1年に100時間海岸で安全にすごせる。
海底の砂泥	$10^{-4}\mu\text{c}/\text{g}$	トロール漁撈が行える。

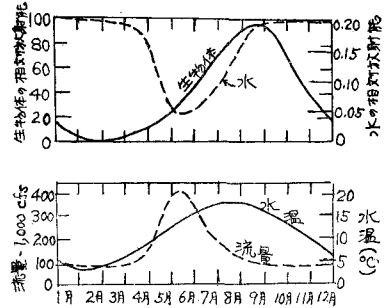
しかしいびつな形の分布の時でも上の関係は成立した。 $2\pi\sigma_x\sigma_y C_{\max.}$ は単位水深における染料の量であり、12呎までの間では濃度は水深により大して変化しなかつた。この単位水深の染料の量は大体実験中一定で $C_{\max.}$ が時間がたつて小さくなるにつれて $\sigma_x\sigma_y$ は増大した。 $C_{\max.}$ の時間による減少は次の通りである。

ただし、 $2\pi\sigma_x\sigma_y C_{\max.}$ は A を $\log C$ に対し plot してえられるのであるがこれは始めに放出された染料の全量の単位水深の値よりも常に小さくその理由はわからなかつた。それ故図から出した $C_{\max.}$ を使用するか直接測定した面積を使用するかの2つの立場に立つて毎日 100curie 放出し50日間天気の方で悪条件がつづいたとして集積しうる放射能を以上の実験結果から計算すると下表の如くなる。ただし1は $C_{\max.}$ を信用した場合、2は面積を信用した場合である。これから上述の如き海岸より2哩の沖への放出が決定されたのである。

6. 結 語

以上最近特に問題化されている都市汚水の処理および原子力平和利用に伴う放射性廃棄物の処理に対して種々の施設を行う際に基礎となる海洋の拡散および混合を筆者の今までの観測結果や理論を基にしてのべ、最後に放射性廃棄物に関する英米の調査の結果をも参考として挙げておいた。ここで述べたのはすべて代表的な例であり、海岸附近で一般に適用される数値であるが実際の工事に当ってはその海域の特性をやはりよく調査することが必要であるのはいうまでもない。特に本篇では流れのことは余り触れなかつたが、これは結局各地で潮流や海流を実測して求める外に仕方がないからである。

図-10 コロンビア河の水、生物体の放射能、流量および水温の年変化



海中の放流直後	元の濃度の 10^{-4}
2～3時間後	6.10 ⁻⁶
9時間後	10 ⁻⁶
12時間後	5.10 ⁻⁷
15時間後	4.10 ⁻⁷

放出点からの距離(ヤード)	濃度(単位 10^{-10} curie/立)	
	1	2
380	1020	310
660	430	150
1200	120	63
2080	19	22
3800	0.33	3.8
4660	0.03	1.6

参 考 文 献

- Defant, A., 1936 : Ausbreitungs und Vermischungs Vorgänge im Antarktischen Bodenstrom und im Subantarktischen Zwischenwasser. Wiss. Ergeb. Deutschen Exp. 'Meteor' vol. 6 Part 2 (2)
- Deacon, G.E.R., 1933 : A General Account of the Hydrology of the North Atlantic Ocean. Discovery Rep. v. 7
- 市栄誉, 1950 : 沿岸水と外洋水の交換作用. 日本海洋学会誌 v. 6 n. 2.
- Ichiye, T., 1950 : A Short Note on the Suspension of Particles by the Wave Action. Mem. Kobe Mar. Obs. vol. 9
- Ichiye, T., 1951 : Theory of Oceanic Turbulence. Oceano. Mag. vol. 3, n. 3.
- 市栄誉, 1952a : 紀伊水道の海況 (1951年). 中央気象台海洋報告 vol. 2 n. 3.
- 市栄誉, 森安茂雄, 1952b : 川口附近の海況について. 中央気象台海洋報告, vol. 2, n. 4.
- Ichiye, T., 1952a : On the Annual Variation of Water Temperature. Mem. Kobe Mar. Obs. vol. 10.
- Ichiye, T., 1952b : On the Use of T-S Diagrams in Shallow Water. Mem. Kobe Mar. Obs. vol. 10.
- 市栄誉, 森安茂雄, 1953 : 大雨後の大阪湾北部の海況. 中央気象台海洋報告, vol. 3, n. 1~2.
- Ichiye, T., 1953a : On the Effect of Waves upon the Vertical Distribution of Water Temperatures. Rec. Oceano. Works of Japan. vol. 1, n. 1.
- Ichiye, I., 1953b : On the Hydrographical Conditions around an Island. *ibid.* vol. 1, n. 2.
- 市栄誉, 1954 : タイダルフラッシュについて. 海岸工学研究論文集, 昭和29年版.
- Ichiye, T., 1954a : On the Distributions of Oxygen and their Seasonal Variations in the Adjacent Seas of Japan (I). Oceano. Mag. vol. 6, n. 2.
- Ichiye, T., 1954b : Do. (II) *ibid.* vol. 6, n. 2.
- Ichiye, T., 1954c : Do. (III) *ibid.* vol. 6, n. 3.
- 市栄誉, 1955 : Estuary の水理について. 海岸工学研究論文集, 昭和30年版.
- Ichiye, T., 1955a : On the Possible Origin of the Intermediate Water in Kuroshio. Rec. Oceano. Works of Japan. vol. 2, no. 2.
- Ichiye, T., 1955b : On the Variation of Oceanic Circulation (V). Geophys. Mag. vol. 26, n. 4.
- Ichiye, T., 1955c : A Note on the Stationary Current in an Estuary. Jour. Oceano. Soc. Japan, vol. 11, n. 4.

- Ichiye, T., 1956 a : On the Distributions of Oxygen and their Seasonal Variations in the Adjacent Seas of Japan. *Oceano. Mag.* vol.8, n. 1.
- Ichiye, T., 1956b : On the Eddy Viscosity in the Kuroshio. *Rec. Oceano. Works of Japan.* vol. 3, n., 1.
- Jeffreys, H., 1920 : On Turbulence in the Ocean. *Phil. Mag.* vol. 39.
- Munk, W.H. and Anderson, E.R., 1948 : Theory of Thermocline, *Journal. Mar. Res.* vol. 7, n. 3.
- 大山義年, 1956 : 原子炉燃料の再処理と原子炉材料. (原子力発電資料調査会) 第4章 : 放射性廃棄物の処理.
- Proudman, J., : 1953 *Dynamical Oceanography.* Chap. VII Methuen & Co., London.
- Richardson, L.F. : Atmospheric Diffusion on a Distance-Neighbour Graph. *Proc. Roy. Soc. (A)* vol. 110.
- Stommel, H. : Horizontal Diffusion due to Oceanic Turbulence. *Journal Mar.Res.* vol. 8, n. 3.
- Stommel, H., 1955 : Lateral Eddy Viscosity in the Gulf Stream System. *Deep Sea Res.* vol. 3, n. 1.
- Seligman, H., 1955 : The Discharge of Radioactive Waste Products in the Irish Sea. Part I, Internal Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy.
-