

潮流の観測と解析

村上 和 男

1. まえがき

東京湾・大阪湾などの内湾域での水質の悪いことはよく知られている。特に夏場の水質は悪く、赤潮の多発生海域となっている。これらの海域の汚染の原因は周辺地域からの汚染物質の流入である。周辺地域からの工業排水・都市下水などが湾内に流入した場合に、これらの汚染物質は流れによって運ばれながら拡がってゆき、次第に希釈される。この希釈効果が周辺地域からの汚染負荷よりも小さい時に、その海域の水質汚濁は進行する。

沿岸域に防波堤や埋立などの港湾構造物を建設する際に、これらの構造物による地形変化に伴う流れの変化、物質拡散の変化は少なからずある。この変化のために、周辺の環境が悪くなることは避けなければならない。環境がどう変わるかを事前に予測し、環境を悪化させないような計画を立てる必要がある、環境アセスメントの重要性もその点にある。

周辺海域の環境を予測するに際し、流れを的確に把握することは非常に重要なことである。それは、物質の移流・拡散を支配するのは流れに他ならないからである。このような観点から、流れの観測は数多く実施されてきた。流れの調査といっても、外洋の海流調査、沿岸の碎波帯内での沿岸流の調査などがあるが、ここでは内湾域の潮流調査に焦点を絞って述べるものとする。

流れと拡散、流れと環境についての問題は、このシリーズにおいても何人かの先生による講義がなされており、潮流・拡散の理論的取扱いや、数値シミュレーション、水理模型実験による予測手法の問題などが取扱われてきた。ここでは問題を潮流に絞り、その観測法およびデータ解析を通して、対象海域の流況の把握および拡散能力の把握の仕方について述べる。

2. 潮 流^{1),2)}

海の水の流れは大別すると、黒潮などのように沖を流れる海流、潮の干満に伴う潮流、波の作用による沿岸流などとなる。大阪湾のように湾口部が狭く閉鎖性の強い内湾では、潮流成分が最も卓越している。潮流とは、地球と月と太陽の天体運動に基づく遠心力と万有引力とのバランスより生ずる潮の干潮に伴う潮汐現象にその因がある。図-1に月と地球の関係を示す。地球上における遠心力の値はすべての地点で一定であるが、月による引力は総ての点で等しいという訳ではない。したがって、ある点では引力の方が大きく、また他の点では遠心力の方が大きくなる。この引力と遠心力の差が起潮力となり、潮汐が発生する。潮汐運動は地球と月と太陽の天体運動によって起こされることより規則的であり、ある定まった周期の波の重ね合わせによって次のように表される。

$$\zeta = H_0 + \sum f_i H_i \cos(V_{oi} + u_i + \omega_i t - \kappa_i) \quad (1)$$

ここに、 ζ は水位、 H_0 は平均水位、 H_i は分潮 i の振幅、 κ_i は分潮 i の遅角、 ω_i は分潮 i の角速度、 f_i 、 V_{oi} 、 u_i はそれぞれ分潮 i の因数、 t は時間である。 H_i および κ_i は潮汐の調和定数と呼ばれ、観測点において固有なものとなる。これを知ることにより潮汐の特性の把握、予知が可能となる。潮汐には数多くの分潮が存在するが、ここでは比較的大きな13分潮について表-1に示す。

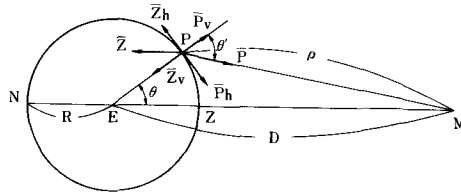


図-1 地球上に働く起潮力¹⁷⁾

表 1 潮 汐 の 主 要 13 分 潮

分 潮	1 平均太陽時 の角速度 (°)	V_0	f	u
Q_1	13.398661	$h-3s+p-90^\circ$	$1.009+0.187 \cos N$ $-0.015 \cos 2N$	$10.8^\circ \sin N - 1.3^\circ \sin 2N$ $+0.2^\circ \sin 3N$
O_1	13.943036	$h-2s-90^\circ$	Q_1 分潮の f	Q_1 分潮の u
P_1	14.958931	$-h-90^\circ$	1	0
K_1	15.041069	$h+90^\circ$	1	0
μ_2	27.968208	$4h-4s$	M_2 分潮の f	M_2 分潮の u
N_2	28.439730	$2h-3s+p$	M_2 分潮の f	M_2 分潮の u
ν	28.512583	$4h-3s-p$	M_2 分潮の f	M_2 分潮の u
M_2	28.984104	$2h-2s$	$1.000-0.037 \cos N$	$-2.1^\circ \sin N$
L_2	29.528479	$2h-s-p+180^\circ$	(注)	(注)
S_2	30.000000	0	1	0
K_2	30.082137	$2h$	$1.024+0.286 \cos N$ $+0.008 \cos 2N$	$-17.7^\circ \sin N + 0.7^\circ \sin 2N$
M_4	57.968208	$4h-4s$	$(M_2 \text{ 分潮の } f)^2$	$2 (M_2 \text{ 分潮の } u)$
MS_4	58.984104	$2h-2s$	M_2 分潮の f	M_2 分潮の u

(注) $L_2: f \cos u = 1 - 0.25 \cos 2p - 0.11 \cos (2p - N) - 0.02 \cos (2p - 2N) - 0.04 \cos N$
 $f \sin u = -0.25 \sin 2p - 0.11 \sin (2p - N) - 0.02 \sin (2p - 2N) - 0.04 \sin N$

潮流は潮の干満によって起こされることから、潮汐同様ある定まった周期の流れの重ね合わせと考えることができる。潮流は一般に1日2回の往復流を繰返す。しかし、物質の拡散パターンを特徴づけるのは潮流のような往復運動ではなく恒流と呼ばれる平均流であることから、この恒流の生成要因についても数多くの研究者の関心が注がれている^{3),4),5)}。図-2(a), (b)に示すのは大阪湾での平均大潮時での潮流図である。また、図-3に示すのは恒流図である。明石海峡で最強時2.4~2.8m/s となっ

ているが湾奥では小さい流速となっている。また、平均的には時計廻りの循環流となっていることがわかる。図-4のCODの濃度分布は湾奥から南に伸びる拡がり方を示しており、恒流のパターンに一致する。大阪湾のように入口が狭まった海域においては潮流現象が卓越しているが、図-5に示すような志布志湾のような場合には、潮の干満は潮汐成分が卓越していても、潮の流れは潮流成分が卓越しているとは限らない。この原因は、沖を流れる黒潮の分枝流によるものが大きいと考えられる。

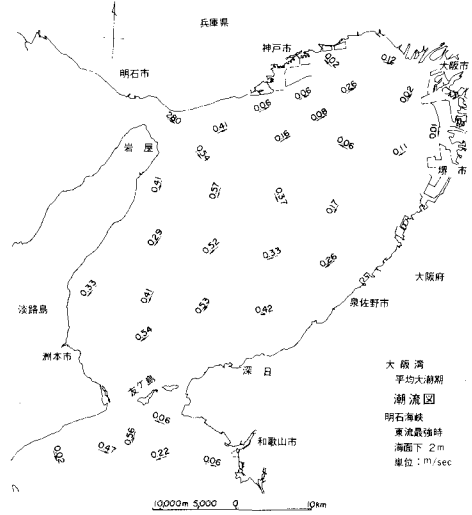
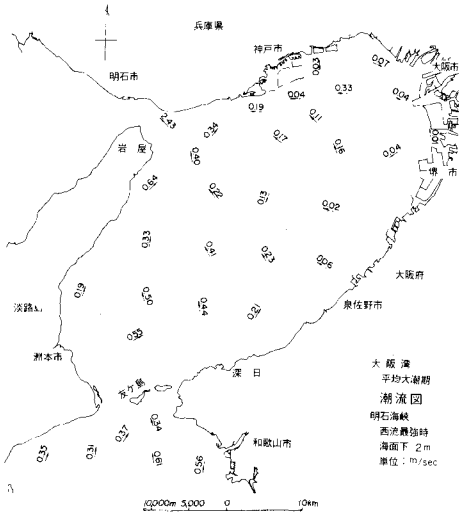


図-2(a) 大阪湾潮流図(観測値, 平均大潮時, 明石海峡西流最強時)

図-2(b) 大阪湾潮流図(観測値, 平均大潮時, 明石海峡東流最強時)

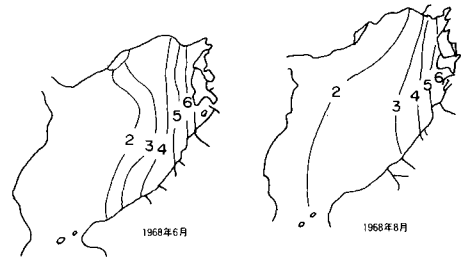
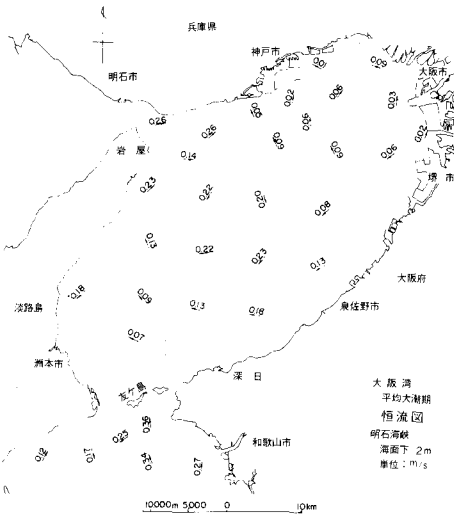


図-3 大阪湾恒流図(観測値, 平均大潮時)

図-4 大阪湾のCOD分布(ppm)

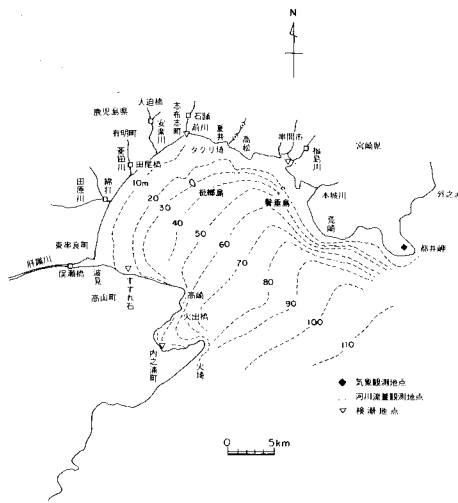


図-5 志布志湾

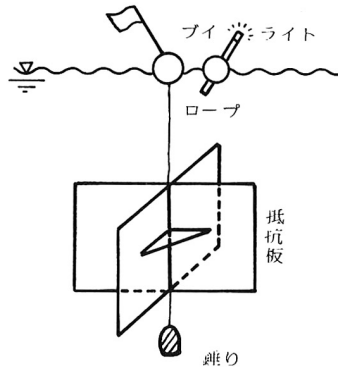
3. 潮流観測

潮流の観測は古くから水路部などで実施されてきた。以前は、潮流は航行船舶にどのように影響を与えるかが最も大きな関心事であり、したがって海峡部などでの潮流予報、又は最強流速を知るための観測が主であった。しかし、近年の水質問題を議論するようになると、観測の対象海域が流れの遅い所にも及ぶようになってきた。流速が遅く、かつ種々の要因で変化する恒流成分を精度良く測るためには長期間の観測が必要となり、また精度良い計測器を長期間に亘って係留する必要が生じてきた。このように、潮流観測の方法、計測器、係留方法も時代によって少しずつ変化しているようであるが、ここでは代表的な例をいくつか取りあげてみよう。

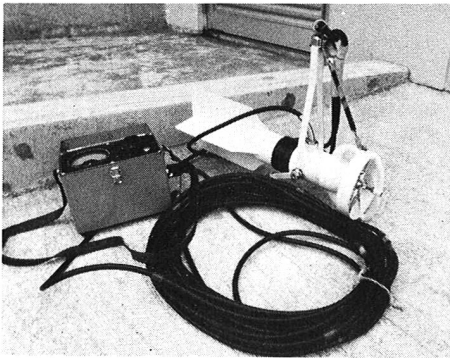
潮流を測る最も簡単な方法は、測流板(Drag)を浮べてそれを追跡する方法である。測流板を追跡する方法としては、船上から六分儀を用いて陸上に設けられた目標物との角度から船の位置を求める方法と、陸上に設けられた2台のトランシットより測流板の方向を定めその位置を求める方法とがある。海面の流れは風の影響を強く受けるため、図-6に示すような抵抗板を十文字に組合せ、抵抗板のある深度での流速が測れるように工夫されている。この方法は、何個かの測流板を浮べて同時に追跡でき非常に簡便であるが、細かい乱れの測定、精度の良い測定は期待できない。

次に、流速計による潮流観測について述べる。これには、流速計の種類、係留方法、記録方式等により何種類かに分類される。一番簡単なものとして、写真-1(CM-2)にみられるような直読式の流向・流速計である。測定点の位置・深度が容易に変更でき非常に簡便であるが、長期間の連続測定には適さない。潮流観測の流速計とし長く用いられたものとして、インペラタイプの小野式流速計(写真-2)がある。この流速計はプロペラの回転数から流速を求め、抵抗板より流向を求めるもので、約3昼夜の連続観測が可能である。しかし、記録の読み取りなどのデータ処理に手間がかかり大変なよ

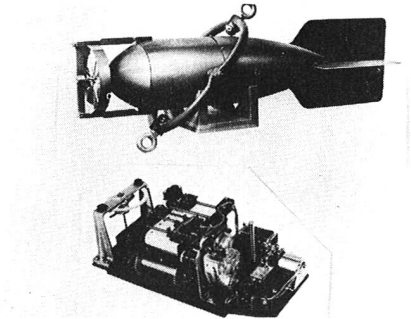
うである。これに対し、ロータータイプのベルゲン流速計（写真－3）が最近よく用いられている。記録はすべて内臓のテープに収録されるので、計算機によるデータ処理が可能で解析に便利である。水温・塩分も同時に測定でき、かつ長期の連続観測が可能なことより、海洋環境調査には適している。しかしながら、この流速計は風波の影響を受けやすく、表層付近の流速を過大評価する傾向があることが指摘されている⁶⁾。



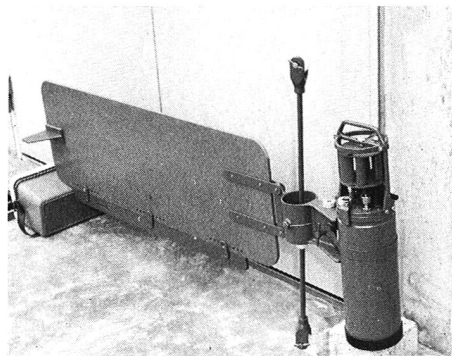
図－6 測流板



写真－1 CM-2タイプ電気流速計



写真－2 小野式自記記録流速計
(株協和商工より)



写真－3 ベルゲン流速計

その他の流速計としては超音波流速計と電磁流速計がある。超音波流速計は、水中の超音波の伝播速度が、水の流れに対して順流と逆流とでは異なることを利用して求める方式である。写真-4 にシングア라운드方式の超音波流速計を示す。水中における音速を c 、流速を u とすると、水中で発振された超音波の速度は、順流において $c+u$ 、逆流において $c-u$ となる。したがって、距離 l の間に置かれた超音波振動子間を到達する時間 t_1 (順流)、 t_2 (逆流) は

$$t_1 = \frac{l}{c+u}, \quad t_2 = \frac{l}{c-u} \quad (2)$$

となり、その逆数のシングア라운드周波数は

$$f_1 = \frac{c+u}{l}, \quad f_2 = \frac{c-u}{l} \quad (3)$$

となる。この周波数の差 ($\Delta f = f_1 - f_2$) を求めれば流速 u は

$$u = \frac{\Delta f \cdot l}{2} \quad (4)$$

となる。電磁流速計は、磁場の中を電気の良い導体である海水が流れると、2点間に電位差が生じる。この電位差より流速を求める方式である。以上、代表的な流速計について例をあげて述べてきたが、流速計にはそれぞれの特徴があり、用途に応じて選択して用いる必要がある。



写真-4 超音波流速計

次に、流速計をどのように係留するかという問題がある。船上から計器を下げて直読する方法は、測定位置・測定深度を容易に変更でき、流況の広域の概要を知りたい場合によく用いられる方法であるが、長期観測は困難なこと、および船の動揺などによりあまり精度は期待できない。長期観測としては、流速計をブイによって係留する方式が一般に用いられている。この方式は大別すると、表面ブイ方式と中間ブイ方式とに分けられる。図-7に、ブイの係留方式の概略を示す。(a)に示すのが表面ブイ方式であり、(b)に示すのが中間ブイ方式である。係留された流速計の動揺については、高野⁷⁾、柳⁸⁾、高杉ら⁹⁾の報告がある。一般に、中間ブイ方式は中層・底層での測定には適すが、表層では潮位変化により測定深度が変化してしまう欠点がある。また、点検、回収がやっかいである。したがって、表層付近では表面ブイ方式が用いられるが、表面ブイ方式は波による動揺の影響を受けやすい欠点をもつ。表層から底層までの流速を測る場合には両方の併用が良いと思われる。つづいて、流速計をタワーに固定する方式がある。この方式は、数年間にわたる長期観測を実施したい場合などに用いられるもので、動揺に対してはほとんど問題ない。写真-5に示すのは、大阪湾泉南沖に建設された海上観測塔(MT局)である。この観測塔において、潮流、波、風などの観測が昭和53年度より継続的に実施されている。また、このタワーに隣接して、図-8に示すような潮流観測塔が建設された。この骨組の中を2台の超音波流速計が上下できるようになっており、表層から底層までの測定が可能である。このような固定式は、流速計の動揺については問題ないが、塔の建設費が非常に高いのが難点である。

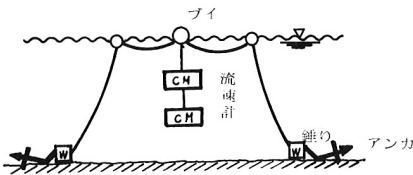


図-7(a) 表面ブイ方式

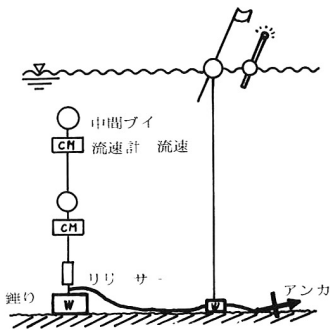


図-7(b) 中間ブイ方式



写真-5 海上観測塔(文献(12)より)

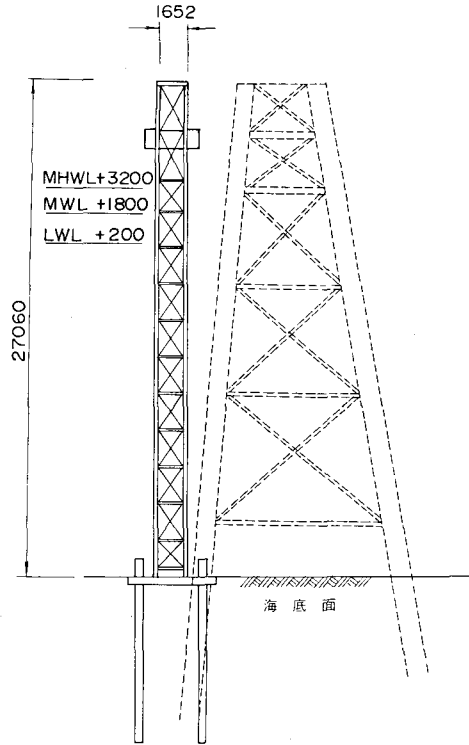


図-8 潮流観測塔 (実線)³⁴⁾

4. 潮流データの解析

測定された潮流データの解析としては、調和分解による調和定数および恒流の算定、乱れのエネルギースペクトル分布の算定による乱れ構造の把握、乱流拡散係数の算定、恒流の生成要因の把握などがあげられる。これらは互いに関連しており、単独に行われるものでなく、一連の解析手順として実施されている。

4.1 潮汐・潮流の調和定数の算定

潮汐と潮流の調和分解は全く同様に考えることができる。潮汐による水位変動を式(1)で表した場合に、各分潮の振幅と遅角を求めるのが調和分解である。いま、ある分潮の潮高と位相との関係を図-9で表すと、その関係式は式(6)のようになる。

$$\eta = fH \cos(V_0 + \omega t + u - \kappa) \quad (6)$$

ここにおいて、 H は分潮の振幅に関する調和定数、 κ は位相に関する調和定数(遅角)である。 f は平衡潮汐論による振幅とその平均値との比である。いま、ある時刻(紀元時 $t=0$)より始められた観測における、ある分潮の潮位変化は式(7)によって表される。

$$\eta = R \cos(\omega t - \zeta) \quad (7)$$

ここで、 R は分潮の振幅、 ω は分潮の角速度、 ζ は分潮の位相である。この振幅と位相の調和定数との関係は

$$fH = R, \quad V_0 + u - \kappa = -\zeta \quad (8)$$

となる。実際の潮高はこれらの分潮の重ね合わせと考えられるから、次のように表せる。

$$\bar{\eta}(t) = R_0 + R_1 \cos(\omega_1 t - \zeta_1) + \dots + R_n \cos(\omega_n t - \zeta_n) \quad (9)$$

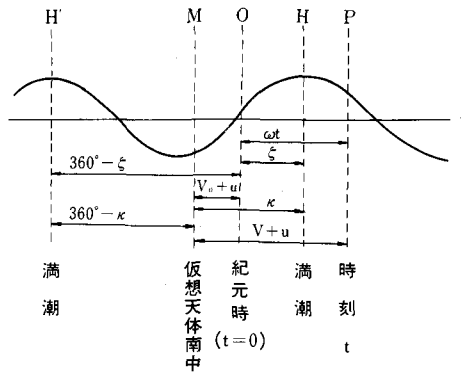


図-9 分潮の潮高と位相との関係¹⁷⁾

潮汐の調和分解の方法としては、古くはダーウィン法、ダッドソンによるTI法¹⁰⁾などがあげられるが、最近では計算機の発達により最小自乗法¹¹⁾によるのが最も一般的である。最小自乗法によって求まるのは R と ζ であるので式(8)によって H と κ に変換する必要がある。表-1 に f , V_0 , u の求め方を示す。この表において、 s , h , p , N は次式によって与えられる。

$$s = 277.02 + 129.3843(Y-1900) + 13.1764(D+i) \quad (10)$$

$$h = 280.19 - 0.2307(Y-1900) + 0.9856(D+i) \quad (11)$$

$$p = 334.39 + 40.6625(Y-1900) + 0.1114(D+i) \quad (12)$$

$$N = 259.16 - 19.3238(Y-1900) - 0.0530(D+i) \quad (13)$$

ここにおいて、 Y は西暦年号、 D はその年の1月1日より数えた日数、 i は1900年よりその年の1月1日までのうるう年の回数である。潮位の連続観測は比較的容易であるので、長期間のデータを用いて調和分解することが望ましい。1年間のデータを用いれば、ほとんど総ての分潮が精度良く分離できることが確められている。

潮流の調和定数についても全く同様である。しかし、潮流には大きさや方向があるために、一般には東西成分と南北成分に分けて、その各々に対して調和分解が実施される。いま、ある分潮の東方成分と北方成分を

$$\text{東方成分} = U \cos(\sigma t - \mu), \quad \text{北方成分} = V \cos(\sigma t - \nu) \quad (14)$$

と表すと、流速 W および流向 θ はそれぞれ

$$W = \sqrt{U^2 \cos^2(\sigma t - \mu) + V^2 \cos^2(\sigma t - \nu)} \quad (15)$$

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{U \cos(\sigma t - \mu)}{V \cos(\sigma t - \nu)} \right) \quad (16)$$

で与えられる。この流速値を時間的に連結すると楕円となる。これが潮流楕円と呼ばれるもので、その例を図-10に示す。潮流の調和定数の算定の場合は観測期間の長さが重要になってくる。それは流

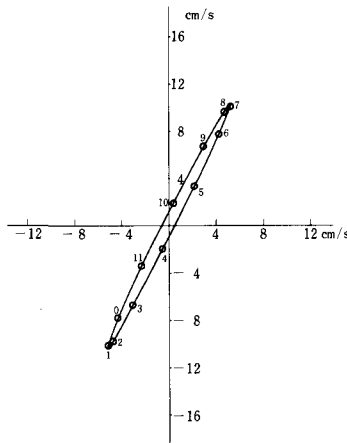


図-10 潮流楕円 (大阪湾, M_2 潮)¹⁷⁾

速計の設置において長期の係留が非常に困難なことによる。最近になって、年間スケールでの潮流観測^{12),13)}が実施されるようになったが、従来は長くても15昼夜観測が主体で、1昼夜ですます例も多かった。現在においても、ブイ係留による多点での潮流観測においては15昼夜観測が主体である。観測期間15昼夜程度の場合、周期の近い分潮は分離できない。例えば S_2 潮と K_2 潮の相合周期を求めると

$$T_S(S_2, K_2) = 360^\circ / (30.0 - 29.95833)^\circ / \text{時} = 365.3 \text{ (日)} \quad (17)$$

となり、約1年のうねりの周期となっている。したがって、15昼夜の長さでは S_2 潮と K_2 潮の区別がつかないために精度が悪くなる。彦坂ら¹⁴⁾はこのように周期の近い分潮の分離法として、平衡潮汐論に基づく各分潮の振幅比が成立するものとして、

$$R_{K_2} = 0.272 R_{S_2}, \quad \kappa_{K_2} = \kappa_{S_2} \quad (18)$$

$$R_{P_1} = 0.333 R_{K_1}, \quad \kappa_{P_1} = \kappa_{K_1} \quad (19)$$

$$R_{\nu_2} = 0.192 R_{N_2}, \quad \kappa_{\nu_2} = \kappa_{N_2} \quad (20)$$

を仮定して分離を行っている。一般に、15 昼夜観測のデータについては 10 分潮 ($Q_1, O_1, K_1 (P_1), N_2, M_2, S_2 (K_2), M_4, MS_4$) に、30 昼夜観測のデータについては 13 分潮 ($Q_1, O_1, K_1 (P_1), \mu_2, N_2 (\nu_2), M_2, L_2, S_2 (K_2), M_4, MS_4$) に分離すると精度が良い。大阪湾における 4 年間のデータを用いて、15 日、30 日、90 日、1 年のデータに分割し、主要四分潮の調和定数の平均と標準偏差の結果を表-2¹⁵⁾に示す。観測長さが短くなるにつれて、そのバラツキも大きくなるが、流れの概況を知るには 15 昼夜観測で十分であると思われる。短い観測期間での短周期分潮の精度良い分離法については小田巻¹⁶⁾によっても検討されている。また、最小自乗法による調和分解の精度に関しては筆者¹⁷⁾によるものがある。

表-2 潮流の調和定数の平均値とその標準偏差¹⁵⁾

		東 方 成 分				北 方 成 分					長 軸 成 分							
		U	$S.D.$	C.V.	κ_U	$S.D.$	V	$S.D.$	C.V.	κ_V	$S.D.$	L	$S.D.$	C.V.	κ_L	$S.D.$	D	$S.D.$
O_1	年 間	2.62	0.47	0.18	138.6	5.6	3.13	0.33	0.11	133.0	3.7	4.08	0.53	0.13	315.3	4.3	221.2	5.5
	90日間	2.63	0.56	0.21	139.1	11.7	3.11	0.47	0.15	133.2	9.8	4.11	0.52	0.13	315.5	9.6	220.3	7.3
	30日間	2.70	0.67	0.25	138.7	15.1	3.20	0.67	0.21	131.1	12.7	4.18	0.76	0.18	314.5	11.7	219.8	7.5
	15日間	2.79	1.03	0.37	140.1	24.2	3.30	1.02	0.31	132.3	21.0	4.31	1.16	0.27	315.3	17.4	219.8	12.4
K_1	年 間	3.94	0.33	0.08	164.5	1.1	4.62	0.25	0.05	154.7	1.6	6.06	0.21	0.03	338.7	1.1	220.4	3.5
	90日間	3.95	0.46	0.12	164.3	11.7	4.57	0.76	0.17	155.9	5.8	6.00	0.77	0.13	339.6	6.4	221.0	4.1
	30日間	4.12	0.70	0.17	162.9	15.6	4.70	1.12	0.24	153.9	9.4	6.24	0.92	0.15	337.6	10.2	221.6	8.8
	15日間	4.24	0.88	0.21	162.6	17.9	4.75	1.27	0.27	152.7	13.9	6.34	1.13	0.18	336.3	12.2	221.8	9.7
M_2	年 間	7.15	0.75	0.10	234.9	1.2	10.38	0.10	0.01	240.3	0.6	12.60	0.43	0.03	58.5	0.9	214.4	2.8
	90日間	7.09	0.81	0.11	234.8	3.5	10.34	0.58	0.06	240.3	1.6	12.54	0.79	0.06	58.2	2.1	214.3	2.9
	30日間	7.15	0.82	0.11	234.8	4.4	10.42	0.69	0.07	240.4	2.4	12.63	0.84	0.07	58.6	2.7	214.3	3.0
	15日間	7.09	1.05	0.15	234.1	7.6	10.38	1.27	0.12	240.3	5.0	12.56	1.21	0.10	58.3	5.3	214.1	3.7
S_2	年 間	2.10	0.14	0.07	239.4	2.2	3.29	0.08	0.02	256.1	2.0	3.87	0.07	0.02	71.4	2.4	212.1	2.3
	90日間	2.12	0.38	0.18	241.4	11.2	3.32	0.37	0.11	257.3	7.0	3.91	0.46	0.12	72.9	7.6	211.9	3.7
	30日間	2.17	0.42	0.19	241.6	13.5	3.31	0.48	0.15	256.7	5.8	3.93	0.57	0.15	72.1	7.4	212.6	4.2
	15日間	2.24	0.64	0.29	240.8	18.5	3.35	0.63	0.19	256.2	9.7	3.99	0.78	0.20	71.2	11.8	212.9	7.2

4.2 乱れのエネルギースペクトル密度分布

沿岸域に流出した汚染物質は流れによって運ばれ、乱れによって拡散する。このような乱れの構造を把握するためにスペクトル解析がよく用いられる。図-11に示すのは、大阪湾泉南沖において得られた潮流のエネルギースペクトル分布である。12 時間と 24 時間付近に鋭いエネルギーのピークがみられる。このことは、泉南沖の流況が 12 時間と 24 時間周期（すなわち潮流の周期）の流れが卓越していることを意味している。このように、流れのスペクトルを求めることは、流れの概況を知るうえで最も良い方法のひとつである。

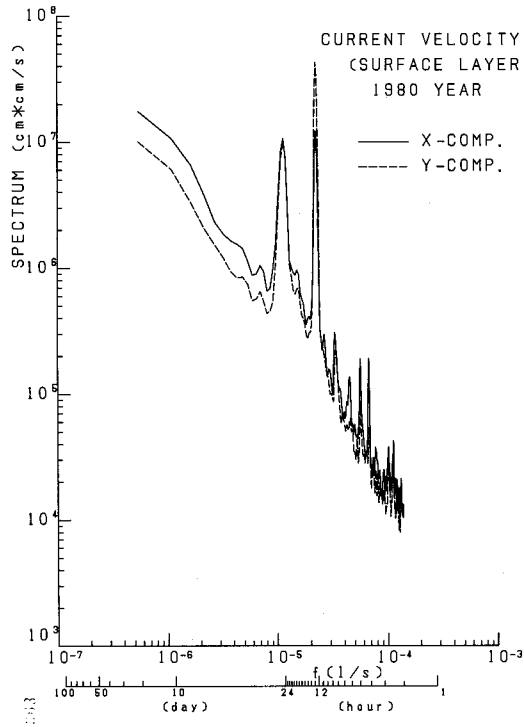


図-11 潮流のエネルギースペクトル分布¹²⁾
(大阪湾泉南沖, 表層 3 m)

流れの乱れのスペクトルとは¹⁸⁾, 時々刻々変化する流れを各成分波の合成流と考え,

$$u(t) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos(2\pi f_n t + \theta_n) \quad (21)$$

または, 成分波の周波数も連続的に変化するとして

$$u(t) = \int_{-\infty}^{\infty} |F(\omega)| e^{i(\omega t + \theta(\omega))} d\omega \quad (22)$$

とした場合の各周波数の波の強さは $|F(\omega)|$ であり, エネルギーは $|F(\omega)|^2$ である。4.1 で述べた調和分解は, 成分波の周期が表-1 で固定されていたのに対し, 式 (21) では固定されていないという違いがある。乱流場の不規則変動を種々の波の混合とした場合に, 各成分波のエネルギー密度 $|F(\omega)|^2/T$ と周波数との関係をスペクトル $S(\omega)$ と呼び,

$$S(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|F(\omega)|^2}{T} \quad (23)$$

で定義される。このスペクトルと自己相関関数 $C(\tau) = \overline{u(t) u(t+\tau)}$ には次のような関係式が成立する。

$$S(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} C(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (24)$$

$$C(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega \quad (25)$$

この式に従って、最初に流速の自己相関関数を求め、そのフーリエ逆変換を行ってスペクトルを求める方法が Blackman & Tukey¹⁹⁾の方法である。例えば、タイムステップ Δt 、データ数 N 、最大ラグ数 h の時のスペクトル分解能 Δf 、最大周波数 f_N 、および自由度 K はそれぞれ、

$$\Delta f = \frac{1}{2 \cdot \Delta t \cdot h}, \quad f_N = \frac{1}{2\Delta t}, \quad K = \frac{2N}{h} \quad (26)$$

である。この方法では、最初に自己相関関数を求めなければならないために計算時間が多くかかる。この問題を解決するために Cooley & Tukey²⁰⁾によって計算時間を大きく短縮する方法が考案された。これは FFT (Fast Fourier Transformation) と呼ばれるもので、最近のスペクトル解析において最も一般的に用いられているものである。

図-12, 13に和田ら²¹⁾によって計算された自己相関係数と乱れのエネルギー・スペクトル分布図を示す。破線で示されたものが潮流の弱い外海域のものであり、実線で示されたものが潮流が卓越した内湾域のものである。和田らは、それらの海域における拡散特性として、流れに周期性が認められず不規則な流れが卓越している海域 (拡散タイプ I) と、半日周潮流のような規則的な往復流が卓越している海域 (拡散タイプ II) とに分類している。

次に回転スペクトル (rotary spectrum)²²⁾について述べる。これは、例えば流向・流速の進行ベクトル図が、図-14²³⁾にみられるように時計廻りの小さい円を描きながら移動している様子を客観的に表現するものとして用いられる。回転スペクトルとは、2組のベクトルの時系列 $(x(t), y(t))$

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \{a_1(\sigma) \cos \sigma t + b_1(\sigma) \sin \sigma t\} d\sigma \quad (27)$$

$$y(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \{a_2(\sigma) \cos \sigma t + b_2(\sigma) \sin \sigma t\} d\sigma \quad (28)$$

を考えた場合、その複素数表示は

$$z(t) = x(t) + iy(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \{Z_+(\sigma) e^{i\sigma t} + Z_-(\sigma) e^{-i\sigma t}\} d\sigma \quad (29)$$

となる。ここで、

$$Z_+(\sigma) = \frac{1}{2} \{(a_1(\sigma) + h_2(\sigma)) + i(a_2(\sigma) - b_1(\sigma))\},$$

$$Z_-(\sigma) = \frac{1}{2} \{(a_1(\sigma) - b_2(\sigma)) + i(a_2(\sigma) + b_1(\sigma))\} \quad (30)$$

である。ここで、 $z(t)$ は角周波数が σ で半径 $|Z_+(\sigma)|$ の反時計廻りの円運動と、半径 $|Z_-(\sigma)|$ の時計廻りの円運動の合成したものを各周波数成分について重ね合わせたものを意味している。以上のことより回転スペクトルは以下のように定義される。

$$\text{反時計廻り} \quad S_+(\sigma) = \frac{2\pi \langle Z_+ * (\sigma) Z_+(\sigma) \rangle}{T} \quad (31)$$

$$\text{時計廻り} \quad S_-(\sigma) = \frac{2\pi \langle Z_- * (\sigma) Z_-(\sigma) \rangle}{T} \quad (32)$$

$$\text{全スペクトル} \quad S_T(\sigma) = S_+(\sigma) + S_-(\sigma) \quad (33)$$

ここで、 $*$ は共役複素数を、 $\langle \rangle$ はアンサンブル平均を意味する。また、平均主軸方向およびその安定度は

$$\text{平均主軸方向} \quad e^{ix\phi(\sigma)} = \langle Z_+ Z_- \rangle / |\langle Z_+ Z_- \rangle| \quad (34)$$

$$\text{安定度} \quad E_\sigma = |\langle Z_+ Z_- \rangle| / \{|\langle Z_+|^2 \rangle \langle |Z_-|^2 \rangle\}^{1/2} \quad (35)$$

で与えられる。図-15、16に示すのは大阪湾泉南沖で得られた潮流の表層流の回転スペクトル、平均主軸方向、およびその安定度である¹²⁾。全般的に時計廻りのエネルギーが強く、特に日周潮付近でその傾向が著しい。しかし、4日以上の大周期については反時計廻りが卓越している。

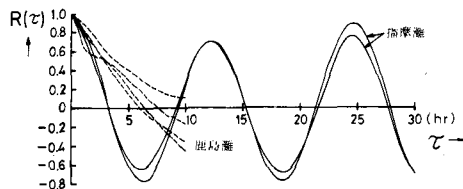


図-12 自己相関係数²¹⁾ (実線：播磨灘 (拡散タイプII)，破線：鹿島灘 (拡散タイプI))

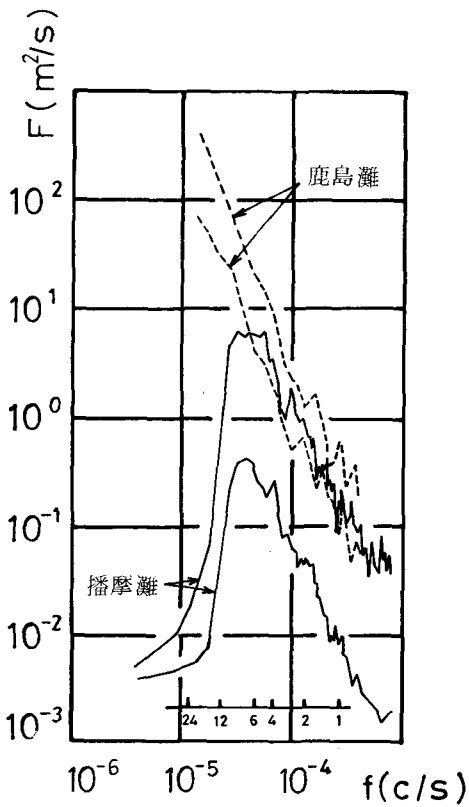


図-13 乱れのエネルギースペクトル²¹⁾
 (実線：播摩灘 (拡散タイプII),
 破線：鹿島灘 (拡散タイプI))

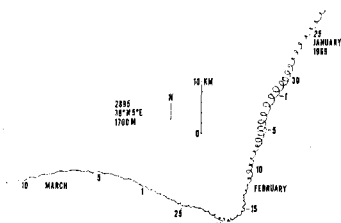


図-14 進行ベクトル図²³⁾

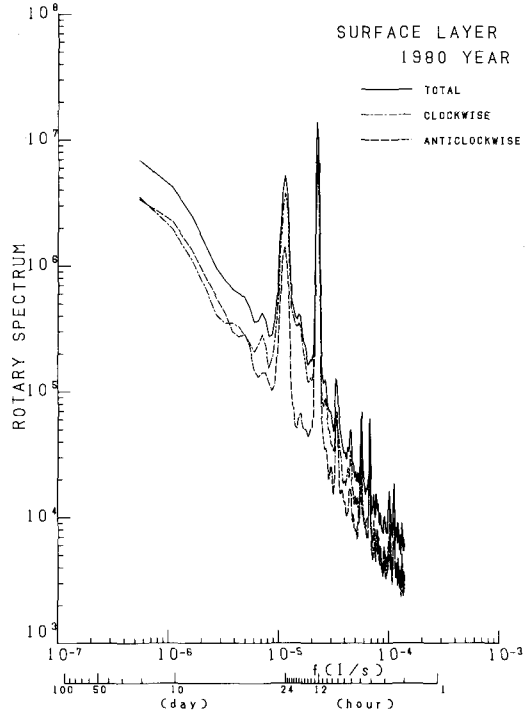


図-15 回転スペクトル¹²⁾ (大阪湾泉南沖, 表層3m)

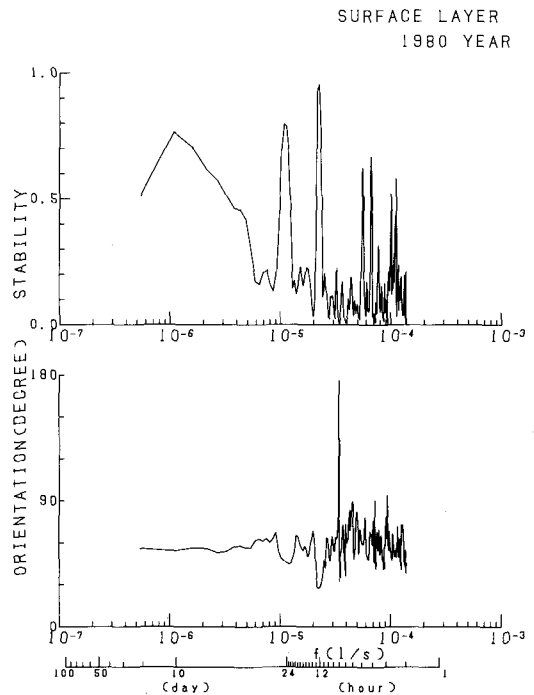


図-16 平均主軸方向とその安定度¹²⁾

4.3 恒流に関する解析

汚染物質の拡がりのパターンを決めるものとして、長期的にどちらの方向に流れていくかを決定する恒流の影響が非常に大きい。したがって、潮流観測を実施する際に恒流の測定にかなりの重要度をおいている。また、潮流拡散の水力模型実験、数値シミュレーションにおいても、恒流の再現には細心の注意が払われている。

恒流の生成要因としては、流体運動の非線型性に基づく潮汐残差流、風的作用による吹送流、河川からの淡水流入、温度差・密度差より生じる密度流、沖合いを流れる海流の分枝流などの影響が考えられる。現地観測で得られている恒流の結果は、これらの種々の要因による合成流であり、これらを分離するのはかなり難しい。恒流の生成要因に関する研究として、柳³⁾は単純な地形の水力模型を用いて図-17に示すような潮汐残差流を、また大西²⁴⁾は柳と同一の地形を用いて数値計算による検討を行い、図-18に示すような結果を得ている。このように、潮流が強く、背後に後流ができるような地形では潮汐残差流による恒流が大きいものと思われる。次に、風によって生じる吹送流の影響について述べる。風の接線応力による表層での吹送流は3%程度と言われ、水面に浮いている漂流物・油などの拡散に大きな影響をもつが、ここでは表層だけでなく湾全体の恒流系を形成するものとして風的作用を考える。長島ら²⁵⁾によると、東京湾の恒流は風によるものが大きいとして、冬季の季節風による東京湾の計算を実施し図-19を得ている。また和田ら²⁶⁾は三河湾を三次元的に分割し、冬季の季節風を吹かせた結果、潮汐残差流による水平循環流の形成および吹送流による鉛直循環流の形成について説明している。以上述べたように、恒流に関する研究は最近盛んに行われている。また、流れと風のデータについての相関等も検討されている^{12),27)}。大阪湾泉南沖で4年間にわたって連続的に観測された潮流と風のデータ、および建設省による淀川の流量のデータを用いて、恒流に及ぼす風と淡水流入量の影響を主成分分析と重回帰分析手法を用いて調べられている。まず、長期的な年平均値での恒流と淀川の流量との関係を示したのが図-20である。従来から大阪湾には時計廻りの地形性の環流が存在することが指摘されていたが、長期的な恒流の変動には海域への淡水流入量が大きな役割を果たしていることを意味している。風、潮流および河川のデータを表-3のように定義し、その各々についての相関行列、主成分の分散、累積寄与率、因子負荷量の結果を表-4、表-5に示す。観測期間が短くなると、淡水流入量の影響は弱まり、風の効果が強くなる傾向がみられる。短期的な恒流変動を調べる目的で、潮流の25時間移動平均値と風の24時間移動平均値との関係を重回帰分析した結果を以下に示す。いま風を説明変数に、恒流を目的変数にした場合、重回帰式として

$$u_i(t) = a_{0i} + a_{1i} w_x(t - \tau_{xi}) + a_{2i} \cdot w_y(t - \tau_{yi}), \quad (i = 1, 2) \quad (36)$$

を考える。ここで、 w_x 、 w_y は風の東方、北方成分、 u_1 、 u_2 は恒流の東方、北方成分、 τ_{xi} 、 τ_{yi} は風が流れに影響を及ぼすまでの遅れ時間を示す。1時間毎のデータ $N=1024$ (約43日)を用いて解析した結果を表-6に示す。得られた結果から式(36)で合成した恒流を図-21に示す。短期的な恒流変動には風の果たす役割が大きいことが示されている。しかし、観測時期によって表-6の結果が変

化することなど、まだ汎用式のような定量的な把握をするまでには到っていない。

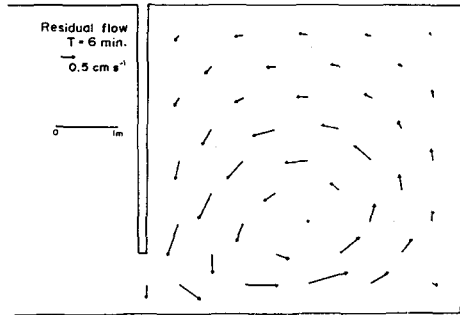
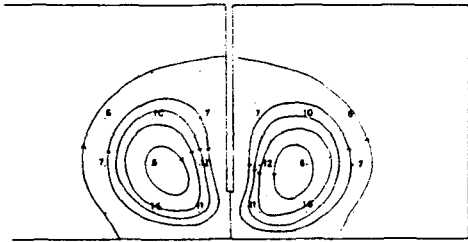
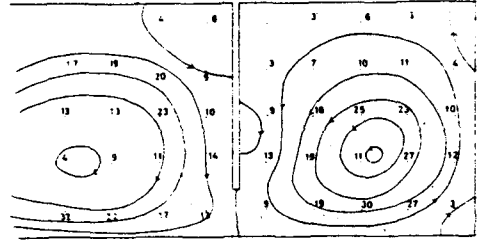


図-17 水理模型による潮汐残差流³⁾

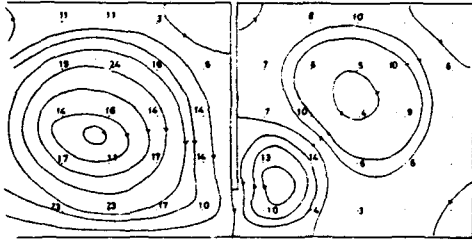
(a) $\varepsilon = 0.1$ $E = 10^{-2}$ $Re = 300$



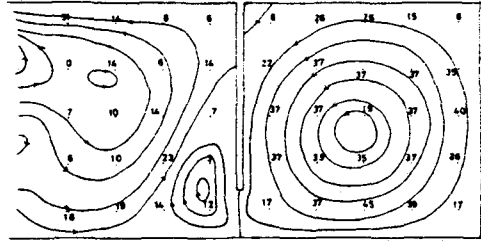
(d) $\varepsilon = 0.1$ $E = 10^{-3}$ $Re = 3000$



(b) $\varepsilon = 0.1$ $E = 3 \times 10^{-3}$ $Re = 1000$



(e) $\varepsilon = 0.05$ $E = 10^{-4}$ $Re = 15000$



(c) $\varepsilon = 0.075$ $E = 10^{-3}$ $Re = 2250$

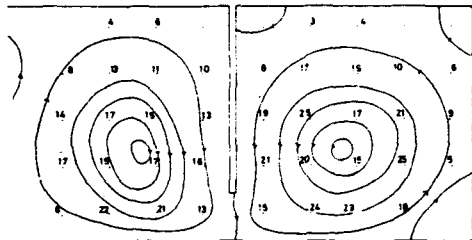


図-18 数値計算による潮汐残差流²⁴⁾

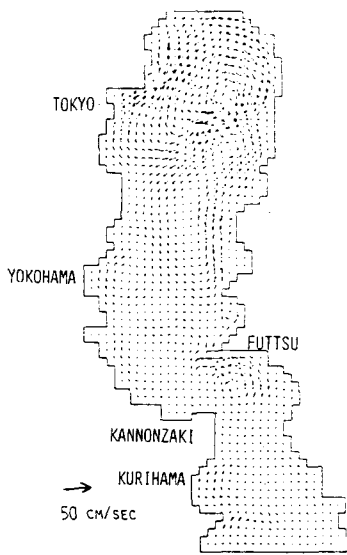


図-19 冬季季節風による東京湾の恒流²⁵⁾

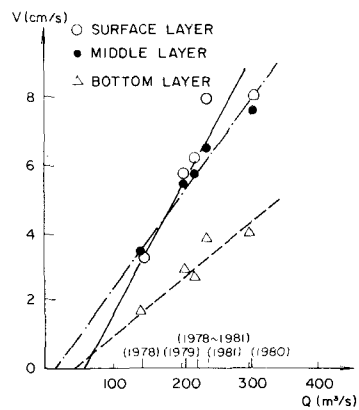


図-20 恒流の絶対値と淀川の平均流量¹²⁾(年間)

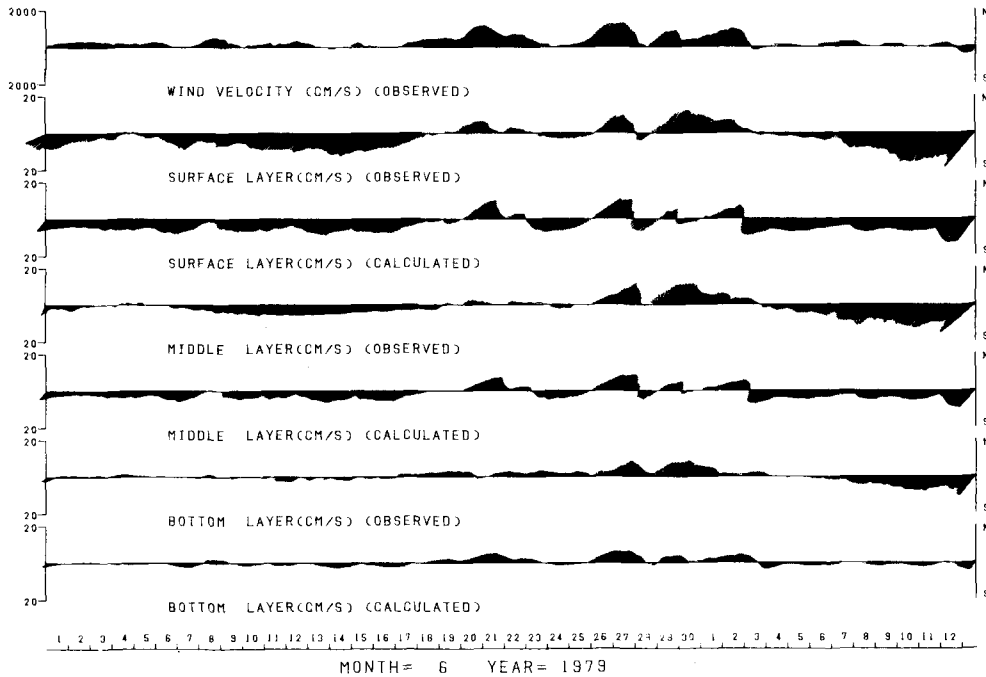


図-21 重回帰分析結果¹²⁾(大阪湾泉南沖)

表-3 主成分分析における変数の定義

x_1, x_2	期間平均風速の東方, 北方成分
x_3, x_4	表層における恒流の東方, 北方成分
x_5, x_6	中層における恒流の東方, 北方成分
x_7, x_8	底層における恒流の東方, 北方成分
x_9	期間平均の淀川の河川流量

表 4 相 関 行 列 (15 昼夜データ)

	x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	x_6	x_7	x_8	x_9
x_1	1.00	0.02	0.30	0.23	0.20	0.43	-0.26	0.23	-0.09
x_2	0.02	1.00	0.25	-0.29	0.16	0.11	0.36	0.34	0.40
x_3	0.30	0.25	1.00	0.57	0.56	0.57	0.36	0.54	-0.26
x_4	0.23	-0.29	0.57	1.00	0.40	0.42	0.07	0.17	-0.53
x_5	0.20	0.16	0.56	0.40	1.00	0.83	0.56	0.59	-0.12
x_6	0.43	0.11	0.57	0.42	0.83	1.00	0.41	0.60	-0.18
x_7	-0.26	0.36	0.36	0.07	0.56	0.41	1.00	0.63	0.18
x_8	0.23	0.34	0.54	0.17	0.59	0.60	0.63	1.00	0.01
x_9	-0.09	0.40	-0.26	-0.53	-0.12	-0.18	0.18	0.01	1.00

表-5 主成分の分散, 累積寄与率及び因子負荷量 (15 昼夜データ)

モード	分 散	累積寄与率		因 子 負 荷 量		
				モード1	モード2	モード3
1	3.69	41.0	x_1	0.359	0.321	0.837
2	2.05	63.8	x_2	0.251	-0.723	0.263
3	1.13	76.3	x_3	0.808	0.125	0.028
4	0.70	84.1	x_4	0.548	0.645	-0.199
5	0.47	89.4	x_5	0.869	-0.051	-0.097
6	0.42	94.0	x_6	0.874	0.082	0.138
7	0.23	96.6	x_7	0.604	-0.555	-0.457
8	0.18	98.6	x_8	0.783	-0.314	0.026
9	0.13	100.0	x_9	-0.216	-0.759	0.283

表-6 重回帰分析表

		a_0	a_1	a_2	F	R^2
表層	u	-6.045	-0.0054	1.099	337.6	39.8
	v	-7.154	-0.306	1.517	639.5	55.6
中層	u	-4.543	-0.206	1.131	495.5	49.3
	v	-4.939	0.177	0.994	488.7	48.9
底層	u	-1.568	-0.303	0.482	214.8	29.6
	v	-1.808	0.302	0.511	303.3	37.3

4.3 拡散係数の算定

汚染物質の拡散現象を把握するためには、乱流構造としての乱れのスペクトルとともに拡散係数も重要な要素のひとつである。特に拡散計算において、水平・鉛直拡散係数の値に何をを用いているのかは、計算結果の良し悪しを決定する重要なファクターである。海域における拡散係数の算定法としては、染料パッチの拡がりによる方法、フロート群の拡がりから求める方法、さらに流れの乱れより求める方法とがある。

拡散係数という概念は、古くは Fick の分子拡散係数から出発している。すなわち、分子拡散による物質の輸送量は、その物質の濃度勾配と拡散係数の積によって表される。この概念を乱流拡散輸送にも適用したものが、

$$\overline{u'c} = -K_x \frac{\partial c}{\partial x} \quad (37)$$

である。ここにおいて、 $\overline{u'c}$ は乱流拡散による輸送量、 c は濃度、 K_x は乱流拡散係数である。拡散係数は、拡散方程式中の変数をアンサンブル平均することにより生ずるもので、したがって方程式中の流速、濃度がどのようなアンサンブル平均をほどこされているかによって異ってくる。潮流乱れによる拡散係数の算定は G. I. Taylor の乱流拡散理論²⁸⁾に基づいている。Taylor の理論によれば、定常乱流状態での乱流拡散係数は、次式によって定義される。

$$K_x = \overline{u_L'^2} \int_0^\infty R_{Lu}(\tau) d\tau, \quad K_y = \overline{v_L'^2} \int_0^\infty R_{Lv}(\tau) d\tau \quad (38)$$

ここに、 u_L' 、 v_L' はラグランジュ流の速度の乱れ成分、 $R_{Lu}(\tau)$ 、 $R_{Lv}(\tau)$ はラグランジュ自己相関係数である。一般に、ラグランジュ流の諸量を求めることは困難なので、Hay & Pasquill²⁹⁾ はオイラー流とラグランジュ流の自己相関関数は相似であるという仮説を用いて次式を導いた。

$$K_x = \beta \cdot \overline{u_E'^2} \int_0^\infty R_{Eu}(\tau) d\tau, \quad K_y = \beta \cdot \overline{v_E'^2} \int_0^\infty R_{Ev}(\tau) d\tau \quad (39)$$

ここに、 u'_E , v'_E はオイラー流の速度の乱れ成分、 $R_{Eu}(\tau)$, $R_{Ev}(\tau)$ はオイラー流の自己相関係数である。また、 β は両者の自己相関関数を関係づける無次元パラメーターであり、次式によって定義される。

$$R_{Lu}(\tau) = R_{Eu}(\beta \tau) \quad (40)$$

潮流場における拡散係数の算定は、一般に式(39)によって行われている。無次元パラメーター β の値に関するいくつかの研究が^{30),31)}あるが、まだ不明確な点が多いので1.0として算定している例³²⁾が多い。また、積分範囲についても、自己相関関数がなかなかゼロに漸近しないことから、自己相関関数がはじめて負になるまでとした例が多い。

前述したように、どこまでのスケールの渦を乱れ成分とみなすかによって拡散係数の値も変る。このことは、拡散を考えている現象のスケールに依存するものである。例えば拡散の数値計算を行う際に、移流項として流動場に恒流を再現するのか、又は潮流を再現するのかによって異なってくる。乱れ成分の定義として、潮流成分をも乱れと考えた場合には、

$$\text{変動成分}(u') = \text{観測値}(u) - \text{平均値}(\bar{u}) \quad (41)$$

で表されるが、潮流成分を移流とみなした場合には、

$$\text{変動成分}(u') = \text{観測値}(u) - \text{平均値}(\bar{u}) - \text{潮流周期以上の振動流}(u_T) \quad (42)$$

となる。このように、潮流成分を移流とみなした場合には、観測値より潮流成分を取り除く必要がある。潮流成分の除去の方法には、半日周潮よりも低周波の調和定数の合成流を差引く方法³³⁾、余弦関数によるローパスフィルターの出力値を差引く方法³⁴⁾などがあるが、ここでは、観測値のフーリエ分解から潮流周期より長周期のすべての成分を除去する方法³⁵⁾での結果を示す。図-22, 23に示すのは、潮流成分を乱れとみなした場合と移流とみなした場合の乱れのエネルギースペクトル分布と自己相関図である。潮汐周期の挙動が大きく変化している様子がわかる。また、水平拡散係数の値も表-7にみるように、潮流成分の扱いかいによって1桁から2桁の相違が生じることがわかる。

次に鉛直拡散係数について述べる。鉛直拡散係数は、埋立・浚渫工事などに伴う土砂の濁りの沈降拡散、あるいは夏場の成層期での底層における貧酸素状態で溶出した栄養塩の鉛直混合による赤潮の発生などに関連し、最近特にその重要性が指摘されている。しかし、鉛直流速は非常に小さいので精度良い測定が困難なことから、まだ不明確な点が多い。鉛直拡散係数のオーダーとしては、おおまかに表-8³⁵⁾に示されている。鉛直拡散係数は、重力および浮力の作用が働くことより、平均流から得ている運動エネルギー(E_s)と重力に逆って運動する時に失うエネルギー(E_B)との比によって表されるリチャードソン数 R_i が大きな役割を果たす。リチャードソン数とは

$$R_i = g \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right) / \rho \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \quad (43)$$

であり、渦動粘性係数と渦動拡散係数を等しいとおくと

$$Ri = E_B/E_s \quad (44)$$

となる。 Ri が1より小さければ鉛直乱流は発達し、1より大きければ減衰する。Munk & Anderson³⁶⁾は鉛直拡散係数として次式を提案している。

$$K_z = \nu_z(1+3.33 R_i)^{-3/2} \quad (45)$$

Kullenberg^{37),38)}は、鉛直混合の強さは水塊の層の安定性、流れのシャー、風速などに影響されることを経験的に見出し、鉛直拡散係数として次式を与えている。

$$K_z = (2\sim 8) \times 10^{-8} \overline{W^2} (N^2)^{-1} |\overline{dq/dz}| \quad (46)$$

ここで、 W は風速、 N はBrunt-Väisälä周波数($N = g/\rho \cdot \partial \rho / \partial z$)^{1/2}、 q は流速である。大きい比例定数は海洋の値に、小さいのは湖の値に適用される(図-24)。また、Kullenbergは風速の弱い海域に対しては乱れの運動エネルギーによって鉛直混合が起こされるとして、次式を与えている³⁹⁾。

$$K_z = 4.1 \times 10^{-4} \overline{q'^2} (N^2)^{-1} dq/dz \quad (47)$$

ここに、 $\overline{q'^2} = \overline{u'^2} + \overline{v'^2}$ である。

鉛直流を直接測定した例としては、海洋においては、中立ブイに取付けられたベーンの回転速度より求めたVoorhis⁴⁰⁾の観測、沿岸域ではドプラー式の超音波流速計によるWiseman⁴¹⁾の観測、シングア라운드方式の超音波流速計を用いた鷺見⁴²⁾の観測などがある。筆者ら³⁴⁾も大阪湾において、シングア라운드方式の超音波流速計を図-8に示す潮流観測塔に2台設置し、鉛直流の測定および鉛直拡散係数の算定を実施している。観測塔は強固な骨組構造であるので、流速計の傾きによる水平流速成分の影響は少ないと思われる。鉛直流速の乱れのスペクトルを図-25に示す。水平成分ほどではないが潮汐周期のところにエネルギーのピークがみられる。鉛直拡散係数についても、水平拡散係数と同様に次式によって定義する。

$$K_z = \overline{w'^2} \int_0^\infty R_{Ew}(\tau) d\tau \quad (48)$$

その結果を図-26に示す。測定点の水深が約18mであることより、鉛直方向の拡散時間($t = H^2/U^2 K_z$)⁴³⁾は約2時間と考えられるので、鉛直乱れ成分としては2時間以上の長周期成分を除去したのについて定義されている。鉛直拡散係数の値は、平均的には(30~60)cm²/sとなっている。この方法による鉛直拡散係数の算定は、密度差による重力の効果を考慮していない。しかし、まだ鉛直拡散係数については研究段階であり、その評価は現在のところでは難しいようである。

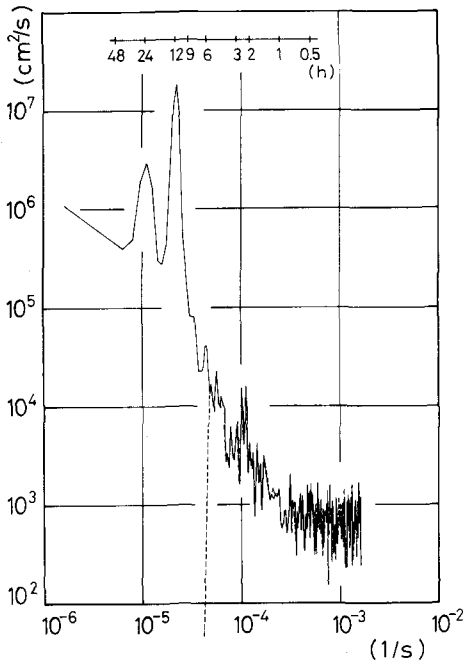


図-22 乱れのエネルギースペクトル³⁴⁾
 (実線：潮流成分を除去しない、
 破線：潮流成分を除去)

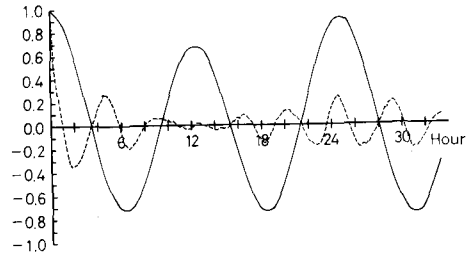


図-23 自己相関係数³⁴⁾ (実線：潮流成分を除去しない、破線：潮流成分を除去)

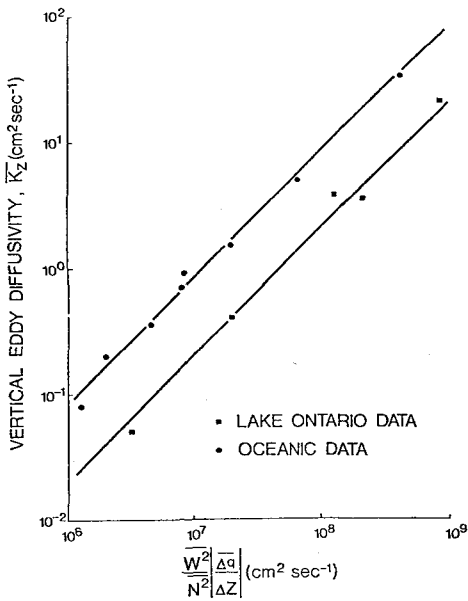


図-24 鉛直拡散係数と風速, Väisälä 周波数, 流れのシャーとの関係³⁹⁾

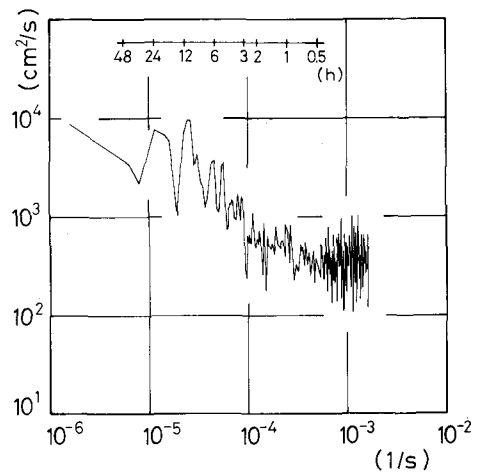


図-25 鉛直乱れのエネルギースペクトル³⁴⁾

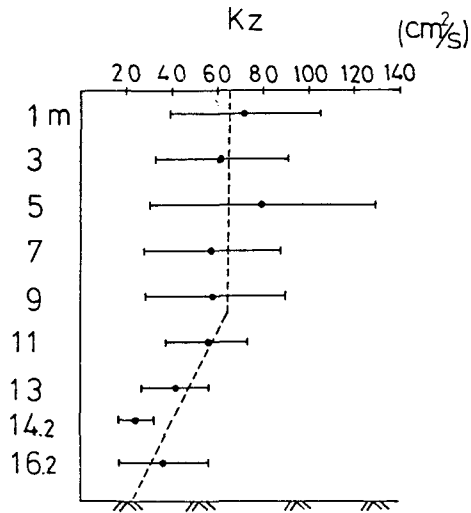


図-26 鉛直拡散係数³⁴⁾(平均値とその標準偏差)

表 7 水平拡散係数の算定結果

乱れ	深度	K_x (東方成分)	K_y (北方成分)
潮流を乱れとした場合	7 m	$3.02 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$	$6.50 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$
	9 m	2.72×10^5	6.5×10^5
潮流を移流とした場合	7 m	3.17×10^3	1.34×10^3
	9 m	3.37×10^3	1.12×10^3

表 8 鉛直拡散係数 (これまでに得られた値)

海 域	鉛直拡散係数 (cm^2/s)
海の上層の混合層 (10~100m)	10~100
躍層などの密度成層の強いところ	0.01~ 1
深海 (1000m以深)	0.1~10
海底の境界層	1~10
感潮河口	1~10

5. おわりに

以上、水質問題の立場から、潮流の観測法およびそのデータの解析法について述べた。ここで取り扱った流れは主として大阪湾のように潮流が卓越している海域であったため、開放性の海流の卓越した海域にはあてはまらない場合が多いかもしれない。また、流れという物理的側面が水質という生物化学的なものに対する影響については不明確な点が多く、この点からの取組みが必要であろうと思われる。しかし、流れについても水質についても、現地を知ることが現象の理解に最も重要なことであることを十分に認識しておく必要があるであろう。

参 考 文 献

- 1) 中野猿人：潮汐学（復刻版），生産技術センター，1975，578p.
- 2) 彦坂繁雄：潮汐（海洋科学基礎講座—海洋物理Ⅲ），東海大学出版会，1971，pp.109～253.
- 3) Yanagi, T., Fundamental study on the tidal circulation I, Journal of the Oceanographical Society of Japan, Vol. 32, No. 5, 1976, pp. 199～208.
- 4) 大西行雄：大阪湾の恒流に関する数値実験，第26回海岸工学講演会論文集，1979，pp. 514～518.
- 5) Johns, B. and P. Dyke, The structure of the residual flow in an offshore tidal stream, Journal of Physical Oceanography, Vol. 2, 1972, pp. 73～79.
- 6) 市川雅史・吉岡 洋・森田行司：超音波流速計とロータ，インペラー式流速計の現地比較観測，1982年度日本海洋学会春季大会講演要旨集，pp.181～182.
- 7) 高野健三・松山佐和：海中での流速計自体の運動，日本海洋学会誌，第31巻3号，1975，pp. 28～30.
- 8) 柳 哲雄：潮流による係留系の振動，沿岸海洋研究ノート，第18巻1号，1980，pp. 25～28.
- 9) 高杉由夫・埜口英昭・山崎宗広：浅海域における係留方式による流速測定比較実験，中国工業技術試験所報告，第19号，1983，pp. 1～12.
- 10) Doodson, A., The analysis of tidal observation, Phil. Trans. Royal Society of London, 227 A, 1928, pp. 223～279.
- 11) Chamberlain, R. N., Some practical applications of species analysis for numerical tidal model, Hydraulic Research Station, Wallingford, INT 142, 1975, 31p.
- 12) 村上和男・森川雅行・坂口達也：恒流に及ぼす風と淡水流入量の影響——泉南沖データ（1978～1981）による検討——，港研報告，第21巻3号，1982，pp. 3～39.
- 13) 高杉由夫・田辺弘道・肥後竹彦・宝田盛康・安田秀一：広湾における一年間潮流観測結果について，中国工業技術試験所報告，第7号，1979，pp. 1～18.
- 14) 彦坂繁雄・赤木 登・矢野雄幸：最小自乗法による潮汐調和分解とその精度について，水路部研究報告1，1966，pp. 27～31.
- 15) 村上和男・森川雅行：潮流の調和定数の算定における観測長さについて，1983年度日本海洋学会春季大会講演要旨集，pp. 57～58.
- 16) 小田巻実：最小自乗法による潮汐・潮流の短期調和分解の一つに試み，水路部研究報告16，1981，pp. 71～82.
- 17) 村上和男：最小自乗法による潮汐・潮流の調和分解とその精度，港湾技研資料，No. 369，1981，38p.

- 18) 日野幹雄：流体力学，理工学基礎講座16，朝倉書店，1974，p. 207.
- 19) Blackman, R. B. and J. W. Tukey, The measurement of power spectra, Dover Publications, New York, 1958.
- 20) Cooley, J. W. and J. W. Tukey, An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series, Mathematics of Computation, Vol. 19, 1965.
- 21) 和田 明：沿岸海洋における拡散予測，水工学シリーズ72-B-5，土木学会水理委員会，1972.
- 22) 日野幹雄：スペクトル解析，朝倉書店，1977.
- 23) Perkins, H., Inertial oscillations in the Mediterranean, Deep Sea Research, Vol. 19, 1972, pp. 289~296.
- 24) Oonishi, Y., A numerical study on the tidal residual flow, Journal of the Oceanographical Society of Japan, Vol. 33, 1977, pp. 207~218.
- 25) 長島秀樹・岡崎守良：冬季における東京湾の流況と海況，沿岸海洋研究ノート，第16巻2号，1979，pp. 76~86.
- 26) 和田 明・宮池克人：吹送流による湾内水の循環特性，第23回海岸工学講演会論文集，1976，pp. 534~538.
- 27) Lee, T. N. and D. A. Mayer, Low-frequency current variability and spin-off eddies along the shelf off Southeast Florida, Journal of Marine Research, Vol. 35, No. 1, 1977, pp. 193~220.
- 28) Taylor, G. I., Diffusion by continuous movements, Proc. of London Math. Soc., Vol. 20, No. 196, 1921, pp. 1~17.
- 29) Hay, J. S. and F. Pasquill, Diffusion from a continuous source in relation to the spectrum and scale of turbulence, Advance in Geophysics, Vol. 6, 1959, pp. 345~365.
- 30) Baldwin, L. V. and W. R. Mickelson, Turbulent diffusion and anemometer measurements, Proc. of ASCE, Vol. 88, EM2, 1962.
- 31) 日野幹雄：乱流拡散における Lagrange 相関と Euler 相関の関係，土木学会誌，1975. 11,
- 32) 戸原義男・加藤 治・瀬口昌洋：有明海の潮流と拡散，混合に関する研究（1），第25回海岸工学講演会論文集，1978，pp. 556~560.
- 33) 和田 明・角湯正剛：瀬戸内海における流況と分散特性，第21回海岸工学講演会論文集，1974，pp. 297~302.
- 34) 村上和男・森川雅行：超音波流速計による潮流観測と水平・鉛直拡散係数の算定，港研報告，第22号2巻，1983. 6,
- 35) たとえば，新編水質汚濁調査指針，日本水産資源保護協会編，恒星社厚生閣，昭和55年，p. 102.
- 36) Munk, W. H. and E. R. Anderson, Notes on a theory of thermocline, Journal of Marine Research, Vol. 7, No. 3, 1948, pp. 276~295.

- 37) Kullenberg, G., Vertical diffusion in shallow waters, *Tellus*, Vol. 23, 1971, pp.129~135.
- 38) Kullenberg, G., C. R. Murthy and H. Westberg, Vertical mixing characteristics in the thermocline and hypolimnion regions of Lake Ontario (IFYGL), *Proc. 17th Conf. Great Lake Research, Int'l. Assoc. Great Lake Res.*, 1974, pp. 425~434.
- 39) Murthy, C. R. and A. Okubo, Interpretation of diffusion characteristics of oceans and lakes appropriate for numerical modeling, *Sympo. of Modeling of Transport Mechanisms on Oceans & Lakes*, Report No. 43, 1977, pp. 129~135.
- 40) Voorhis, A. D., Measurements of vertical motion and the partition of energy in the New England slope water, *Deep Sea Research*, Vol. 15, 1968, pp. 599~608.
- 41) Wiseman, W. I., On the structure of high-frequency turbulence in a tidal estuary, *Chesapeake Bay Institute, Johns Hopkins Univ. Tech. Report 59*, 1969, 74p.
- 42) 鷲見栄一：二層型超音波流速計の測定結果について，公害資源研究所彙報，第4巻第1号，1974，pp. 21~31.
- 43) Okubo, A. and H. H. Carter, An extremely simplified model of the 'shear effect' on horizontal mixing in a bounded sea, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 71, No. 22, 1966, pp. 5267~5270.