

水温躍層面におよぼす風の影響¹⁾

和田 明*

1. 概 要

これまでの選択取水（上層温水取水は農業用水，下層冷水取水は発電所冷却用水）の研究においては，いずれも水温の鉛直分布の定常性を仮定して実験を進めてきた。ところが吹送距離が長く，また取水放水地点へ吹き寄せる風が卓越するような場合などには，上述のような，static な考え方をもってでは，必ずしも実際の現象を再現するとは思われない。すなわち，風の応力による水温躍層面の挙動に注目して，冷却水取水効率向上のための取水設備を設計する必要が生じてくる。そこで本文では，水温躍層面におよぼす風の影響を論ずるにあたって必要とされる水理学的諸量（風の応力，渦動粘性など）の値について言及し，取排水地点が入江内に設置されている場合問題となる，風が湾口から湾奥へ向かって吹送したときの水面上昇量およびそれにとりなす水温躍層面の低下量の計算結果を示す。

2. 風の吹送による水温鉛直分布の安定性

海水温の鉛直分布を調べると水温躍層の上はほぼ一定の水温を示す。この部分は水温ばかりでなく塩分したがって密度もほぼ一定で均質の海水から成っていて，いわゆる表層混合層を形成している。この層の厚さは，地域的に異なるのはもちろん，季節，気象状況，海潮流などの影響により異なる。一般に春から夏にかけて薄く秋から冬は厚い。また風の強いときや流れの強い場所は厚い。風などの外力作用によって上下2層の混合が進んでくると中間層が発達して密度鉛直分布は連続的になる。この場合の安定性は Richardson 数 $R_i = g|\partial\rho/\partial z|/\rho(\partial u/\partial z)^2$ なるパラメーターによって表示され， $R_i > 1$ ならば乱れが発達しにくいことがわかっている。表層水が夏季，日射によって加熱されると，鉛直安定度 $E = (1/\rho)(\partial\rho/\partial z)$ がきわめて大きくなるため，下層水との鉛直混合が起こりにくいことは上述の関係から明らかになる。さて，海面を埋め立てて入江を作った場合，この入江の水温はいままでの水温とは若干変化するものと思われる。すなわち，外海の場合，吹送距離が長いために表面水温が最終安定温度に近づこうとする反面，深層水塊との混合によって熱の交換量も大でその混合状況が表面水温を決定する大きな要素となることから考えて，広い海面を堤防や

埋立てで仕切るとこの深層水との混合が少なくなって従来の外海表面水温とは若干異なる水温となることが予想される。事実，各地の湾での水温成層状況の調査結果，表面水温は入江の内外では $1\sim 2^\circ\text{C}$ 程度相違していることがあるので，深層水温についても湾内と外海とは相違があり，また入江内でばく大な工場廃熱が放出される場合，逐次その熱が下層に拡散し次第に湾内水温の上昇が起こるのではないかと疑問がもたれる。しかしながら，堺港，八幡港，川崎港および水島港等の水温成層状況を観測した資料によると，湾奥より湾口に至るまで密度の不連続面は水平成層状態を呈し，湾内深層水温は湾外深層水塊と同様の水温を示している。そしてこの躍層面の深さは $3\sim 5\text{m}$ 程度の位置にあり，湾ごとにあまり大きな変化が認められない。

一般に，風の吹送が深層に波及する程度は密度の鉛直傾度に依存している。密度差の小さい均質海水においては，短時間の吹送によってもかなりの深さにまで混合が発達するであろう。しかし上層水が加熱されたりして密度差が大きくなると鉛直安定度がよくて乱流がなかなか起こりにくく，渦粘性の値は小さくなる。たとえ，風がごく表面付近だけを擾乱させ，これに続く混合過程によって均質上層を形成したとしても，この層の下端では鉛直安定度が大きくなるため，その渦粘性は小さくなる。したがってこの均質上層はそれ以上発達しにくくなる。このように上述の種々の原因により海の表面にある温水が下層に達し底層まで均一化するようなことは起こらないだろうと予想される。

たまたま昭和 38 年 8 月から堺港南泊地の各点で夏季，冬季にわたって水温観測を実施し，また時を同じくして南泊地内の定点において各水深ごとの海水温度を熱電対式温度計で連続測定した。この観測資料によれば，夏季 $4\sim 5^\circ\text{C}$ 程度の温度差が上下2層間に存在し，この水温躍層面は水面下 $3\sim 4\text{m}$ の所に位置していることが確認されている。また冬季2層の水温成層状態はほとんどみられず地点によって逆転層の状態がみられ，前述の説明を是認している。図-1 は，堺港南泊地内の定点で連続測定した結果の一例であって気温，風速，潮位も併記されている²⁾。この図からも，風の吹送にとりなす時間位相のずれがあるが，表面高温水とそれより下方の水面下 5m 以上の海水との鉛直混合現象がみられる。ただ，この泊地内の吹送距離が短いせいもあって，水

* 正会員 工博 財団法人 電力中央研究所

図-1

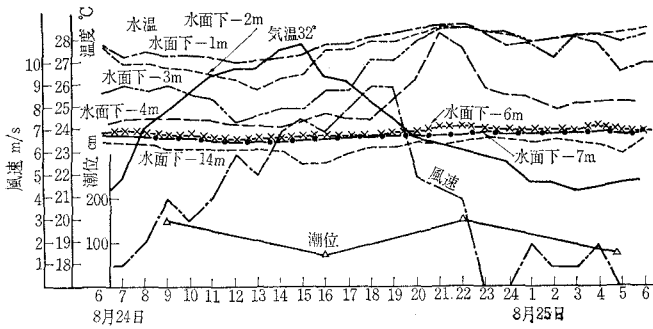


図-2 風向、風速、潮位、気温、水温測定結果

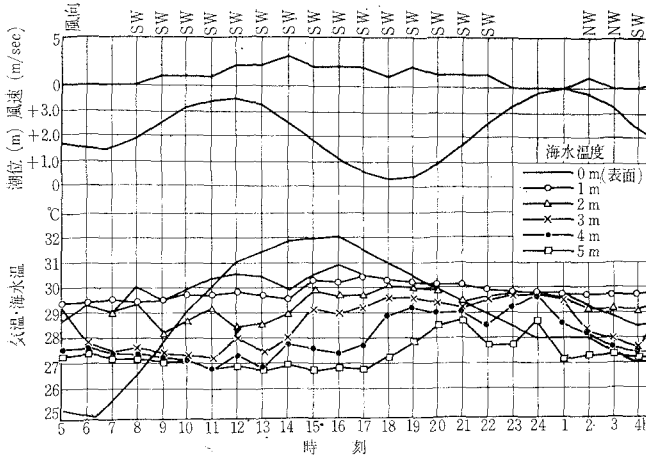
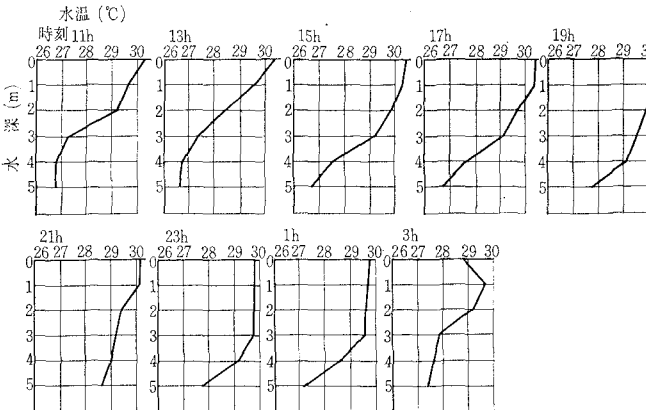


図-3 風の吹送ともなう水温鉛直分布の変化過程



温躍層面と目される層の下方にある5~6m以下の層は、潮位、風向、ならびに風速(最大10m/secにおよぶ)の変化にもかかわらず、安定していることが確認できる。

図-2は水島湾における定点で観測した風向、風速、潮位、気温および海水温度の測定結果を示す。この場合においても、堺港泊地内の現象とよく一致しており、水温躍層面の低下を念頭に入れた取水設備の設計方法の必要性が確認できる。図-2に対応した各時刻における水温

鉛直分布の変化過程が図-3に示してあり、風の吹送ともなう水温分布の変化の様相がよくわかる。

3. 風の応力

海流などのエネルギーはおもに風による海面の接線応力を通じて獲得している。接線応力は海面付近では高さによらずほぼ一定であって、風速の鉛直勾配と渦粘性との積で表わされる。そこで風速の鉛直勾配を $\partial w / \partial z$ 、空気の密度を ρ_a 、その渦粘性係数を ϵ とすれば、接線応力は、

$$\tau = -\epsilon \cdot \rho_a \cdot \partial w / \partial z$$

によって表わされる。この ϵ の分布は海面の状態によって異なる。もし海面が滑らかならば海面のごく近くは層流をなし分子粘性が卓越するが、ややそれより上方は乱流をなし高さ z における混合距離 l は κz ($\kappa \approx 0.4$) で表わされる。また、乱流域における風の速度 W の分布と応力 τ との関係は、

$$\frac{W}{\sqrt{\tau/\rho}} = 5.5 + 5.75 \log_{10} \left(\frac{z\rho}{\nu} \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \right) \dots (1)$$

である。これに対し、海面が粗ならばこのような層流境界層は存在せず、表面そのものまで乱流がおよんでいて、混合距離が表面自体でもある定まった値をもち、高さ z で $l = \kappa \cdot (z + z_0)$ で表わされる。 z_0 は roughness parameter で粗面の凹凸の起伏の平均の高さに関係し、0.6 cm 程度の値を有する。 $\tau = \rho l^2 (dW/dz)^2$ = 一定と混合距離の式から、 $z=0$ で $W=0$ と仮定して風速 W と海面に作用する応力 τ との関係を求めるとつぎのようになる。

$$\tau = \rho_a \cdot \kappa^2 \cdot W^2 / (\log_{10}(z + z_0)/z_0)^2 \dots (2)$$

なお簡単に、 $\tau = \rho_a k^2 W^2$ とすることが多いが、Jeffreys は $k=0.00253$ 、Ekman は

$k=0.0024$ なる値を得ている。また Munk が計算した結果によると、 τ と高さ10mの風速 W_{10} (cm/sec) との間にはつぎの関係式が成立することとなる。

$$\tau = 0.8 \times 10^{-3} \cdot \rho_a \cdot W_{10}^2 \dots (3a)$$

$$\tau = 2.6 \times 10^{-3} \cdot \rho_a \cdot W_{10}^2 \dots (3b)$$

ここに、 $\rho_a = 1.25 \times 10^{-3}$ gr/cm³。多くの観測や理論の結果によると、風速の大小により海面は粗面または滑面

の状態になる。この境界の風速値は人によって違うがだいたい 5~6 m/sec 程度と考えられる。Munk によるとこの臨界風速は、6.6 m/sec となる。

4. 海における渦動粘性^{3), 4), 5)}

海洋における渦粘性 A を決めるためには、摩擦力と速度勾配を知ることが必要である。摩擦力は直接決定することはむずかしいが、作用力間のベクトル差から得られ、他方速度勾配は、直接潮流観測から求められる。しかしながら、実際には海洋での流れの測定のみずかしさなどあいまって正しい A の値を求めることは非常に困難である。多くの観測者が求めた A の値は、表—1 のとおりである。

これらの測定値は、流れの領域および表面層における吹送流の影響から得られている。 A の値は測定者によって異っており、しかも個々の値に大きな開きがあって表層では深層よりも大きくなっており、また表層での A の値は風速が大きくなるほど増大する。

風の応力によって海面に運動が起こり、渦粘性のためにその運動は下層におよび、風向がかなり長い間一定であれば定常状態に達する。十分深い海洋では表面における吹送流の速さは、

$$V_0 = \tau / \sqrt{2 \rho \omega \sin \varphi} \quad \text{.....(4)}$$

でその方向は北半球では風下方向から 45° 右にずれる。

ここで、 ω : 地球自転の角速度、 φ : 緯度である。深さが増すとそのずれは大きくなって、

$$D = \pi \cdot \sqrt{A / \rho \omega \sin \varphi} \quad \text{.....(5)}$$

なる深さでは表面の流れと全く逆向きになり、速さは表面の約 1/23 となる。この深さまでを吹送流のおよぶ深さと考え、 D を摩擦深度といっている。吹送流と風速との関係は実測が困難で正確なことはわからないが、風速の 2~4% 程度の流れが生じるものと思われる。また風速と摩擦深度との関係については、Ekman が $W > 6$ m/sec のとき、

$$D = 7.6 W / \sqrt{\sin \varphi} \quad \text{.....(6)}$$

表—1 渦粘性 A の数値

海 域	層 (m)	A (g/cm ² sec)	測定対象流	研 究 者
すべての海洋	表 面	a) $A = 102 W^2 (W < 6 \text{ m/s})$ $= 4.3 W^2 (W > 6 \text{ m/s})$	上層均質層の厚さ	Thorade, 1914
北シベリヤ海	0~60	75~260	潮 流	Sverdrup, 1926
北シベリヤ海	0~60	10~400	潮 流	Fjeldstad, 1936
北シベリヤ海	0~22	b) $385 \left(\frac{z+0.1}{22.1} \right)^{\frac{3}{4}}$	吹 送 流	Fjeldstad, 1929
Schultz Grund	0~15	c) 1.9~3.8	—	Jacobsen, 1913
カスビ海	0~100	0~224	—	Stochmann, 1936
North Sea	0~31	75~1 720	強い潮流	Thorade, 1928
Danish Waters	0~15	d) 1.9~3.8	海 流	Jacobsen, 1928
黒 潮	0~200	d) 680~7 500	海 流	須田, 1936
日 本 海	0~200	150~14 600	海 流	須田, 1936
off. San Diego	海底付近	e) $93(z+0.02)$	潮 流	Revelle and Fleming

注: a) W = 風速 (m/sec), b) z = 海底からの距離 (m), c) 非常に強い安定度, d) 非常に強い流れ, e) z = 底からの距離 (m)

Thorade は $W < 6$ m/sec のとき、

$$D = 3.67 W^{3/2} / \sqrt{\sin \varphi} \quad \text{.....(7)}$$

なる関係を導いている。これらの式と摩擦深度の式から、渦粘性 A を算出すると次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} A &= 1.02 W^3 \quad (W < 6 \text{ m/sec}) \\ A &= 4.3 W^2 \quad (W > 6 \text{ m/sec}) \end{aligned} \right\} \quad \text{.....(8)}$$

風速 W と A の関係を求めた以上の解は、渦粘性が深さに無関係であるとして計算を進めたが、浅海の場合には適正ではない。というのは海底付近では A が小さくなるからである。Fjeldstad (1929) は北シベリヤ浅海で得た吹送流の測定結果から、 A が、

$$A = 385(z+0.1)/22.1^{3/4} \quad \text{.....(9)}$$

で表わされることを見出し、実測とよく一致することを知った。ここに、 z は海底からの距離 (m) である。

Revelle および Fleming (1937) は San Diego 沖で海底上 1.26 m, 0.51 m, 0.21 m のところの潮流を測定した。風応力の海面におよぼす摩擦力が、潮流が海底におよぼすそれと同じ関係が成り立つとして、海底が滑面、粗面と仮定した場合の平均速度、海底摩擦応力を求めており、粗面と考えた場合 観測結果とよく一致することを見出した。また roughness parameter はおよそ 2.0 cm であった。Kármán 定数 $\kappa = 0.4$ としたときの風応力を与える式 (2) が海底直上の潮流にも適用できることを示した。この場合における渦粘性の値として、

$$A = 93(z+z_0) \quad \text{.....(10)}$$

なる式を提案している。ただし z は海底からの距離 (m) を表わす。すなわち 海底真上 1 m のところでは渦粘性は 95 g/cm²sec となる。

しかるに、Fjeldstad は A は単に海底上の高さの関数のみではなくて、鉛直安定度にも関係すると仮定して次式を提案した。すなわち、

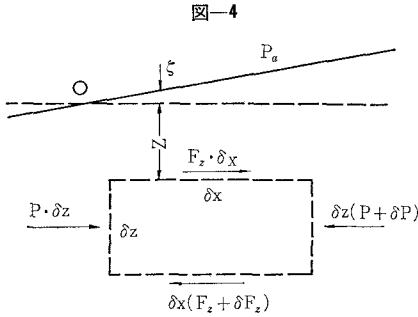
$$A = f(z) / (1 + \alpha \cdot E) \quad \text{.....(11)}$$

ここに、 E : 鉛直安定度、 α : 経験的に定める定数である。そして特に北極海の浅海の潮流を論ずるに当り、 A の値として、

$$A = 385 \{ (z+1.7)/29.7 \}^{3/4} \times (1+60 E)^{-1} \quad \text{.....(12)}$$

のごとく仮定し理論と実測とがよく一致することを示した。最近、Munk と Anderson とは水温躍層の成因を論じ、渦粘性と渦伝導とは不可分の関係にあることを強調し、Jacobsen, Taylor, Rossby および Sverdrup 等が行なった観測結果を総合し、渦粘性は、 $A = A_0(1 + \alpha R_i)^{-1/2} \dots\dots(13)$

の形をとるとした。ここに、 A_0 は均質海水中的の A の値、 $\alpha = 10$ であり、 R_i は Richardson 数、 A_0 は風速のみ



の関数であるとし、Thorade の式 (8) でその数値を計算すればよいわけである。

密度の水平分布が各水深ごとに与えられているときの A を求めるために海中に図—4 のような水塊を考える。そして水塊のつりあい式から、

$$\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial F_z}{\partial z} = 0 \quad (14)$$

が導かれる。また任意の深さ z での圧力は、

$$p = p_a + \int_{-z}^z \rho \, dz \quad (15)$$

で表わされる。ここに、 p_a : 大気圧。このとき、

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{dp_a}{dx} + g \cdot \rho_s \cdot \frac{d\zeta}{dx} + g \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial x} \cdot dz \quad (16)$$

ここに、 ρ_s : 表面における密度。式 (14) を式 (16) へ代入した後、この式について、表面から任意の深さ H まで積分すると、

$$(F_z)_{z=H} - F_s + \left(\frac{dp_a}{dx} + g \cdot \rho_s \cdot \frac{d\zeta}{dx} \right) (z)_{z=H} + g \int_{z=0}^{z=H} \int_{x=0}^x \frac{\partial \rho}{\partial x} \, dz \cdot dx = 0 \quad (17)$$

ここに、 F_s は F_z の表面値である。いま、 $dp_a/dx = 0, F_s = 0$ と仮定し、式 (17) へ渦粘性 A_z を導入すると、

$$\left(\rho A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=H} = g \cdot \rho_s \cdot \frac{d\zeta}{dx} (z)_{z=H} + g \int_{z=z}^{z=H} \int_{x=0}^x \frac{\partial \rho}{\partial x} \, dz \cdot dx \quad (18)$$

実際の海域において、水平方向の各地点における水深ごとの流速、水温（または密度）の観測を行えば、式 (18) より各水深ごとの渦粘性 A_z が算出できるわけである。さて、最近 В. Ф. Щапкина (1964) は、海洋における水温分布形成過程を論ずるに当たって、潮流のある場合の海水の乱流混合について論じた⁶⁾。すなわち半経験的乱流理論式、

$$A = \rho l^2 \left| \frac{du}{dz} \right|, F = A \left(\frac{du}{dz} \right) \quad (19)$$

ここに、 F : 摩擦応力、 A : 渦粘性係数、 u : 潮流流速、 ρ : 流体密度、 l : 混合距離、 z : 下向きを正とする深さ方向の座標、

において、潮流の摩擦力を直線則によった。

$$F = F_H \cdot z/H \quad (20)$$

ここに、 H は水深である。また、表面と海底におい

て混合距離が 0 となるように、 κ を Kármán 定数とすると、

$$l = \kappa z (1 - z/H) \quad (21)$$

とおき、式 (19) より A を算出した。

$$A = \frac{\rho \kappa^2 u_0 \sqrt{z} (H-z)}{H \sqrt{H} \ln \left(\frac{\sqrt{H} + \sqrt{H-h_0}}{\sqrt{H} - \sqrt{H-h_0}} \right)} \quad (22)$$

A は $z=0$ および H で 0、 $z=3H/5$ で最大値をとる。上式で u_0 : 表面での潮流流速、 h_0 : 海底粗度のパラメーター。

さらに、波浪と潮流の両者が共存する場合の A についても求めている。すなわち、

$$A = \frac{\rho \kappa^2 (z_0 + z)^2 (H-z)^2}{H^2} \left[\frac{\sqrt{H} \cdot u_0}{r \sqrt{z_0 + z} (H-z)} + \alpha e^{-\beta z} \right] \quad (23)$$

ここに、 $\alpha = 8h/\tau\lambda$, $\beta = 2\pi/\lambda$, h : 波高、 λ : 波長、 z_0 : 波の諸元に関連する量 ($= \lambda/6\pi$)、 τ : 周期。

上式において、波による混合が卓越している ($u_0=0$) ときの A の最大値がとる水深は、 $\lambda < \pi H/2$ のときは $z = \lambda/\pi$ 、水深と波長と同じオーダーならば z は λ/π より少し小さい値をとる。

5. 風による水温躍層面の低下量^{7),8)}

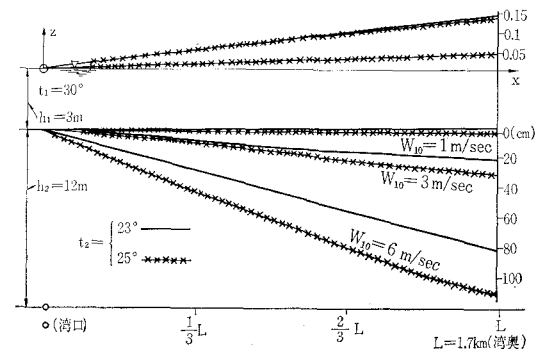
取排水地点がたまたま入江奥部に設置されている場合問題となる、風が湾口方面から湾奥へ向かって吹送したときの水面上昇量およびそれにとりなす水温躍層面の低下量を数値計算し、冷却水取水効率の算定の際の基本としたい。(x, z) 平面での運動方程式は、つぎのようになる。

$$\frac{du}{dt} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{A_x}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{A_z}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (24)$$

$$\frac{dw}{dt} = Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{A_x}{\rho} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{A_z}{\rho} \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \quad (25)$$

図—5 に示すごとく、 x : 非擾乱水面上にある水平座標で湾口で原点をもつ、 z : 鉛直上方を正とする座標、 u, w : x, z 方向の流速成分、 p : 圧力、 ρ : 海水密度、 A_x, A_z : x, z 方向の渦動粘性。図のごとき入江モデル水域

図—5 水温躍層面の低下量および水面上昇量 (cm)



を考えると、運動方程式において慣性項を省略し、かつ摩擦項として u 成分の鉛直混合だけを考えると、

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + A_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0, \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g = 0 \quad \dots\dots(26)$$

連続の式は、近似的に、

$$\int_{-h_1}^{\zeta} u_1 dz = 0, \quad \int_{-(h_1+h_2)}^{-h_1} u_2 dz = 0 \quad \dots\dots(27)$$

である。ここで、 ζ : 水面上昇、 h_1 : 上層厚さ、 h_1+h_2 : $z=0$ から海底までの深さである、 u_1, u_2 : 上層、下層の流速を表わす。境界条件として、風の応力を τ_x とすると、

$$\left. \begin{aligned} z=\zeta \text{ で } A_{z1} \cdot \partial u_1 / \partial z &= \tau_x \\ z=-h_1 \text{ で } A_{z1} \cdot \partial u_1 / \partial z &= A_{z2} \cdot \partial u_2 / \partial z \end{aligned} \right\} \dots\dots(28)$$

ただし、suffix の 1,2 は上層および下層での値を意味する。 A_{z2} を内部境界面に沿って無視できると仮定すると、境界面には摩擦が生じなく、 $z=-h_1$ で $A_{z1} \cdot \partial u_1 / \partial z = 0$ が成立する。したがって定常状態においては、下層水は静止状態にあり、上層水の摩擦の影響は境界面で妨げられ、水面上昇による圧力増加も境界面の低下によって調整されることになる。さらに湾口では無限に広い外海に連なっているの、風の吹送によっても湾口では水面上昇量すなわち躍層面の低下量もないものと思われ、このことを湾口境界条件の 1 つにつけ加えた。基本式 (26) を $z=-h_1$ から $z=\zeta$ まで積分するに当り、水面上昇量と水温躍層面の低下量との間の関係をつぎの近似式によった。すなわち、 $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$ とすると、

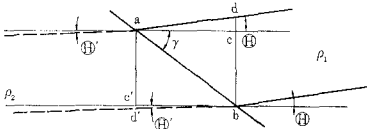
$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = \frac{\Delta\rho}{\rho_1} \cdot \frac{\partial h_1}{\partial x} \quad \dots\dots(29)**$$

基本方程式 (26) と (27) と境界条件から、海水面上昇量 ζ とこれにともなう水温躍層面の低下量 H はつぎのようになる。

水面上昇量:

$$\zeta = -\frac{\Delta\rho \cdot h_1}{\rho_2} + \sqrt{\left(\frac{\Delta\rho \cdot h_1}{\rho_2}\right)^2 + \frac{2 \cdot \tau_x \cdot \Delta\rho}{\rho_1 \cdot \rho_2 \cdot g} x} \quad \dots\dots(30)$$

図-6



** 一様密度の 2 つの水塊 (ρ_1, ρ_2) が (a-b) 面で接触しているものとする (図-6 参照)。a, b を通る垂直面を考え、等圧面の傾斜を θ, θ' とする。また、水平面に対する ab の下方への傾斜を γ とおく。a を通る垂直線が水平面および b を通る等圧面にぶつかる点を c', d' とし、b を通る垂直線が水平面および a を通る等圧面にぶつかる点を c, d とする。a から b への圧力増加は 2 つの水塊において同じでなければならないから、 $\rho_1 g \overline{cd} = \rho_2 g \overline{ad'}$ 。したがって、 $\rho_1 \overline{ac} (\tan \theta + \tan \gamma) = \rho_2 \overline{d'b} (\tan \gamma + \tan \theta')$ を得る。

図-5 の記号に直すと、

$$\Delta\rho \cdot \frac{\partial h_1}{\partial x} = \rho_1 \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \rho_2 \cdot \tan \theta'$$

水温躍層面の低下量:

$$H - h_1 = (\rho_1 / \Delta\rho) \cdot \zeta \quad \dots\dots(31)$$

また風の吹送にともなう表面層の流れの速度は、

$$u_1 = \frac{\rho_1 g}{2 A_{z1}} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \left[(z+h_1)^2 - \frac{h_1^2}{3} \right] \quad \dots\dots(32)$$

で求められる。いま、図-5 のとき 1 つのモデル水域において、上下 2 層間の温度差、 $\Delta T = 5^\circ\text{C}, 7^\circ\text{C}$ ($T_1 = 30^\circ\text{C}, T_2 = 23^\circ\text{C}, 25^\circ\text{C}$) および風応力の強さ ($W_{10} = 1 \text{ m/sec}, 3 \text{ m/sec}, 6 \text{ m/sec}$) を変えて、湾内各点および湾奥部における水面上昇量 ζ 、水温躍層面の低下量 H および表面層の流れの速度 u_1 を算出した。モデル水域の dimension としては、上層の厚さ $h_1 = 3 \text{ m}$ 、下層の厚さ $h_2 = 12 \text{ m}$ 、湾長 $L = 1.7 \text{ km}$ なる値を採った。計算結果を図-5、表-2~4 に示してある。

湾長 1.7 km 程度の小湾において、上下 2 層間の温度差が $5 \sim 7^\circ\text{C}$ であって常時 6 m/sec の風が吹送していれば湾奥の水温躍層面の低下量は 0.82~1.10 m にも達することがわかる。

図-7 敦賀、浦底湾内の水温成層状況および流速分布

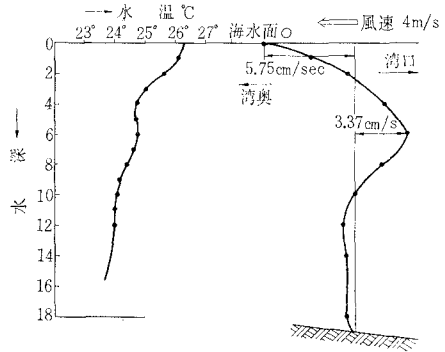


表-2 水面上昇量 ζ (cm)

風速	x			風速	x		
	L/3	2L/3	L		L/3	2L/3	L
$W_{10} = 1 \text{ m/sec}$	0.002	0.004	0.006	$W_{10} = 1 \text{ m/sec}$	0.001	0.004	0.006
3 "	0.012	0.033	0.048	3 "	0.016	0.033	0.046
6 "	0.064	0.121	0.172	6 "	0.061	0.121	0.176
2 層間温度差: $\Delta T = 5^\circ\text{C}$				2 層間温度差: $\Delta T = 7^\circ\text{C}$			

表-3 水温躍層面の低下量 $H - h_1$ (cm)

風速	x			風速	x		
	L/3	2L/3	L		L/3	2L/3	L
$W_{10} = 1 \text{ m/sec}$	1.2	2.4	3.5	$W_{10} = 1 \text{ m/sec}$	0.2	1.6	2.6
3 "	7.4	20.8	30.7	3 "	7.2	15.1	21.1
6 "	40.6	76.8	109.8	6 "	28.1	56.0	81.5
2 層間温度差: $\Delta T = 5^\circ\text{C}$				2 層間温度差: $\Delta T = 7^\circ\text{C}$			

表-4 表面層流速分布

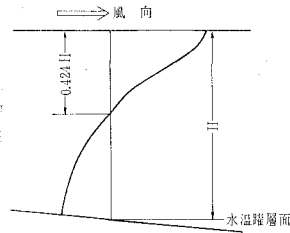
z	$u_1 / [(\rho_1 g / 2 \cdot A_{z1}) (\partial \zeta / \partial x)]$	$W_{10} = 6 \text{ m/sec}$ に対する表面層流速 (cm/sec)
表面 (0)	$(2/3) h_1^2$	1.26
H/3	$(1/9) h_1^2$	0.21
0.424 H	0	0
2 H/3	$(-2/9) h_1^2$	-0.42
H	$(-1/3) h_1^2$	-0.63

表—5 Richardson 数の算出

z	現場密度	u (cm/sec)	$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z}$	$\frac{1}{g} \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2$	R_i
0	22.95	5.75	10.752×10^{-7}	7.130×10^{-7}	1.47
2	23.17	0.40			11.06
4	23.47	1.88	14.658	1.326	
6	23.45	3.37	0.977	0.563	1.74
8	23.55	1.88	4.885	0.563	8.68
10	23.66	0.30	5.373	0.641	8.38

1964 年の夏、敦賀湾内浦底湾での海洋調査（湾流、水温）が行なわれ、湾内水温成層状況と流速分布を得ることができた。実測の結果の 1 部が 図—7 に示してあり、各水深ごとの R_i を測定結果にもとづき算出した結果が表—5 に示してある。これによると、表層混合層では安定度は小さいが、水温垂直勾配の大なる躍層面と目されるところでは R_i が大きく、たとえ風がごく表層付近を擾乱させて、均質混合層を形成させても、この層の下底で鉛直安定度が大きくなるため、この乱れ過程が下層まで達することがないことを立証している。また潮流流

図—8 表層面流速分布図



表—6 上層の渦粘性

A_{z1} (g/cm/sec)		
風速	渦粘性	
	A_0	A_{z1}
$W_{10} = 1$ m/sec	1.02	0.26
= 3	27.54	6.89
= 6	154.8	38.70

速の最大値となる付近を除いて下層になるほどかなり安定度が良いことがわかる。上層の R_i を 1.5 として上層の渦粘性を各風の応力に対して算出した（表—6 参照）。この A_z に対する表面流速は風速 6 m/sec に対して最大値 1.3 cm/sec となった。この表面層流速分布については 図—8、表—4 に示してある。

この湾の幅は平均 350 m、奥行は 1.7 km で一端が外海に通じている小規模な湾の形状をなしている。したがって日本海に特有な潮汐効果の少ない湾では 1~5 m/sec の風速に対して、1~39 (g/cm/sec) 程度の A_z をもつてあろう。

参 考 文 献

1) 本文の 1 部は、“電研土木講演と懇談の会”で発表済。
和田 明：「水温躍層面におよぼす風の影響（火力発電所冷却水取排水の問題に関連して）」、電研土木講演会講演集 (1964)。
2) 千秋信一・和田 明：堺港火力発電所冷却水深層取水に関する水理学的検討，電力中央研・技研報告 (1964)。
3) Defant, A.: Physical Oceanography, Volume 1, (1961).
4) Sverdrup, H.U. et al.: The Oceans, their Physics, Chemistry, and General Biology (1946).
5) Proudman, J.: Dynamical Oceanography, (1953).
6) 鹿島遼一訳：Щапкина, В.Ф. “О Турбулентном Перемещивании Воб при Наличии Приливных Течений” Известия Академии Наук СССР (1964).
7) 湖水については Kajiura, K.: The Effect of Winds on the Stratified Lake Water, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, (1952).
8) 海洋については Veronis, G. and Morgan, G.W.: A Study of the time-dependent wind-driven ocean circulation, Tellus, (1955).