

## 水面近くの薄い層の水温について\*

近藤 純正\*\* 渡辺 英雄\*\*

## 要 旨

水面近くに薄い層流層があり、その下には乱流混合層のある水体を考え、そこでは乱流によって運ばれる熱と光の吸収によって水温が変化するとして、水温の日変化の微分方程式を水面での熱収支式を境界条件として解いた。その結果、水面近くには昼夜の別なく冷却層が存在し得ることがわかった。ここで用いたモデルでは表面温度はその下層水温より、およそ $0.2^{\circ}\text{C}$ 低温となる。更に、この薄い冷却層の下層には等温に近い層がしやすいこともわかった。

## 1. ま え が き

水面と大気の間では、日射、大気放射、顕熱、蒸発などによって、熱エネルギーの交換が行なわれているが、日射以外の熱交換は空気と水の境界面すなわち水面の温度をパラメータとして行なわれている。しかしながら、この水面温度を正確に測定することは容易ではない。通常の方法で、できるだけ水面近くの水温を測定したとしても、それは水面下、数mmか数cmの水温である。また、一般の船舶による外洋の表面水温も、実は数mの深さの水温を測定して、それを代用しているようである。それゆえに、例えば、深さと共に水温が低くなっている時に、普通の方法で水温を測れば、真の表面温度より低目に観測したことになる。

それで、そう言うことがないように、また迅速に広い範囲の表面温度を知りたいという考えから、最近、水蒸気による赤外線吸収の弱い波長範囲のみを透過する赤外フィルターを放射計にとりつけて作った放射温度計が用いられるようになってきた。しかし、これによる方法にも問題があつて、例えば、 $8\sim 14\mu$ 透過フィルターを用いた器械でも、水蒸気による吸収があり、 $0.1\text{gr}$  または  $0.01\text{gr}$  の水蒸気による吸収エネルギーは、それぞれおよそ7%または1%程度もある(山本義一, 1956)。したがって、今、気温 $20^{\circ}\text{C}$ 、相対湿度60%の様な空気があつて、水温が $30^{\circ}\text{C}$ の状態、高度100mまたは10mから水温を測定すると、それぞれ、およそ $1^{\circ}\text{C}$ または $0.3^{\circ}\text{C}$ だけ低目に観測される。

\* The Water Temperature at the Air-Water Interface

\*\* J. Kondo and H. Watanabe 国立防災科学技術センター平塚支所

—1969年3月19日受理—

—1969年7月17日改稿受理—

上記は水が黒体とした場合の計算であるが、更に、水面が完全黒体でないことから生ずる誤差もそれに加わる。例えば Pontier and Dechambenoy (1966) によると、水の反射率は赤外部で、波長によってちがうけれど、1~10%である。それゆえに、放射計にはいつてくるエネルギーは、一部分は水面から放射された不完全黒体のエネルギーと、他の一部分は天空から水面に入射した赤外エネルギーが水面によって反射されてくるものがある。したがって、晴天で普通の気象条件を例にとると、放射計では、およそ $0.5^{\circ}\text{C}$ 程度低温に観測される。以上のべた吸収と反射の二つの補正を行なわなければならないので、表面水温の正確な測定は容易ではない。

なお、赤外域での水の透過係数は、例えば Pontier and Dechambenoy (1966) によると、 $6\sim 12\mu$  で  $a = 700\sim 2,000$  また、 $12\mu$  以上の範囲で  $a = 1,400\sim 3,500$  程度であるから、放射計では、 $0.01\text{mm}$  程度の薄層の平均的な水温を測定することになり、これによる表面水温の測定誤差は、ほとんど無視してさしつかえない。

いずれの測定方法によろうと、真の水面温度を決定するためには、水面にごく近いところの気温と水温の鉛直分布がどのようにになっているかが、わかっていなければならない。水面は蒸発による潜熱のために、冷却されるので、その下の層の水温より低くなることを Roll (1965) は示した。彼のまとめた観測結果によると、数mmのごく薄い水の層で $0.2\sim 0.4^{\circ}\text{C}$ 程度、表面水温はその下層より低温になっている。この点に関して Saunders (1967) は水面の下に薄い層流境界層を考え、定常状態とし、日射を無視すれば、水の厚さ $\delta u$ の中では、伝導熱、

$$q = lE + Q + L_N \quad (1.1)$$

は一定であるから、その層の上下面温度差は、 $\lambda$  を水の

第1表 輻射温度計による水面温度  $T_s$  と通常温度計による水面近くの水温  $T_w$  の比較。  $T_{R0}$  は輻射計による観測値で、水蒸気の吸収の影響を補正したものが  $T_R$  である。  $T_s$  は水面の反射を更に補正したもので輻射温度計による水面温度である。

日 時分	気温 °C	水張 mb	$T_{R0}$ °C	$T_R$ °C	$T_s$ °C	$T_w$ °C	$T_s - T_w$ °C	備 考
6. 19.02	-1.6	4.8	1.70	1.81	2.24	2.52	-0.28	1967年1月長野県野尻湖。 Linke-Feussner 輻射計使用。 赤外フィルターなし。水面と 輻射計の距離は25cm.
19.31	-1.8	4.8	1.60	1.73	2.30	2.6	-0.30	
20.01	-2.0	4.8	2.12	2.26	2.63	2.4	+0.23	
7. 16.07	0.1	4.8	2.34	2.43	2.74	2.8	-0.06	
18.50	1.1	4.8	2.24	2.29	2.73	2.9	-0.17	
平 均	—	—	2.00	2.10	2.53	2.64	-0.11	
2. 16.13				17.0	17.5	17.8	-0.3	1964年9月 Weser river, near Rinteln, Germany. Barnes PRT-4 フィルターつ き輻射計使用。 Lorenz (1966) による。
3. 10.25				15.8	16.3	16.4	-0.1	
15.58				17.6	18.1	18.0	+0.1	
4. 8.25				15.9	16.5	16.4	+0.1	
11.21				16.8	17.2	17.2	0.0	
14.17				17.6	17.9	18.1	-0.2	
平 均	—	—	—	16.78	17.25	17.32	-0.07	

分子熱伝導率とすれば、

$$\Delta T = q \cdot \delta_u / \lambda \quad (1.2)$$

になるとした。ただし  $IE$  は蒸発の潜熱、 $Q$  は顕熱、 $L_N$  は赤外放射の net 量である。この式で  $\delta_u$  は境界層理論から知られているように、その層内での剪断応力と水の動粘性係数によって与えられるので、Roll が述べた程度の  $\Delta T$  は十分可能性がある。

また一方、木村と三沢 (1968) の観測によると、放射温度計で測定した表面水温は通常のサーミスタで測定した表面附近の水温より平均して  $0.12^\circ\text{C}$  低くなっている。しかし、この値の標準偏差は  $0.44^\circ\text{C}$  と大きいので結論的なことは言えない。その他の観測例も第1表に示してみた。この表の上半分は筆者らが以前に野尻湖で、フィルターなしの Linke-Feussner 型放射計を水面から、25cm の距離に近づけて水面温度を測定し、途中の水蒸気による吸収と水面反射の影響を補正してもとめた  $T_s$  と棒状温度計ではかった水面下数 cm の水温  $T_w$  を比較したものであるが、平均して表面温度は  $T_w$  より  $0.11^\circ\text{C}$  低くなっている。この表の下半分は Lorenz (1966) がフィルターつき放射計によって100~800ft の上空から測定した水温である。高度をかえた測定方法によって、高度0における値を外そうし、途中の水蒸気による吸収を補正して  $T_R$  をもとめ、さらに反射の影響を補正して表面温度  $T_s$  をもとめた。同じように、 $T_w$  と比較すると、平

均して  $0.07^\circ\text{C}$  だけ表面水温は低温となってくる。以上3者の場合共、観測値のばらつきが大きいので、結論をくだすことは無理であるが、いずれも表面水温は、その下の層の水温より低温であるように思われる。このことに、われわれは注目したい。

従来、多くの場合にそうであったように、真の表面より、いくらか下の水温を測定して、それを表面水温として代用してきたので、もし、この温度に  $0.1 \sim 0.2^\circ\text{C}$  程度の差があれば、実用上は大して問題にならないが、それでも水面上の運動量や顕熱あるいは水蒸気輸送の機構の相違について論ずるような場合は重要な問題となる。したがって、観測によって、この点を明らかにする必要があるが、一方、種々の条件の場合に水面近くの水温分布がどのようになるかを計算によって定量的に知っておく事も必要と考えた。

以上の観点から、筆者らは通常的气象条件をモデルに選んで、水面近くの水温分布や、薄層の水温差の日変化がどのようになるかを数値実験によって知ろうとするものである。

## 2. 計算の方法

ここでの計算は、日変化のすくない高度における気温、湿度および風速を与え、空気と水との境界面すなわち水面での熱収支式を境界条件として、水中温度の変化をあらわす微分方程式を解くことを考える。今、水温は

光の吸収と鉛直混合だけで変化するモデルを選ぶ。水温を  $T$  とすると、その時間変化は次式で与えられる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{C_w \rho_w} \frac{\partial F}{\partial y} \quad (2-1)$$

ここで、 $C_w$ ,  $\rho_w$ ,  $y$  はそれぞれ水の比熱、密度および水深である。上式の  $F$  は、

$$F = H + I = -K \frac{\partial T}{\partial y} + I \quad (2-2)$$

で、第一項は、水の乱流混合によって鉛直下向きに運ばれる熱で、 $K$  は温度拡散係数である。 $I$  は水平な単位面積を下向きに透過する短波長の光のエネルギーである。

水面での熱収支は次の式で与えられる。

$$(1-r_s)I_s + (1-r_L)(I_L - \sigma T_s^4) = Q + IE + F_0 \quad (2-3)$$

ここで、 $I_s$ ,  $I_L$  はそれぞれ水面に入射する日射と赤外放射である。 $r_s$ ,  $r_L$  は各々に対する反射率である。 $\sigma T_s^4$  は水面温度に対する黒体放射エネルギーである。顕熱  $Q$  と蒸発の潜熱  $IE$  および風が水面に及ぼす剪断力  $\tau$  は  $z_1$  を水面から十分低い高さ ( $z_1 \ll |L|$ ) にえらべば、大気が中立状態でない場合でも、近似的に次の式で与えられる。

$$Q = -c_p \rho k^2 u_1 (\theta_1 - \theta_0) / \left( \ln \frac{z_1}{z_0} \right)^2 \quad (2-4)$$

$$IE = -\rho k^2 l u_1 (q_1 - q_0) / \left( \ln \frac{z_1}{z_0} \right)^2 \quad (2-5)$$

$$\frac{\tau}{\rho} = u_*^2 = k^2 u_1^2 / \left( \ln \frac{z_1}{z_0} \right)^2 \quad (2-6)$$

$$L = -\frac{c_p \rho T u_*^3}{q k^2 Q} \quad (2-7)$$

ここで  $z_0$  は水表面の空気力学的粗度、 $c_p$  と  $\rho$  は空気の定圧比熱と密度である。 $k$  はカルマン定数でおよそ 0.4 の値をもつ。 $u_*$  は空気中の摩擦速度である。 $\theta_0$ ,  $q_0$  は正しくは気温および湿度分布を表わす積分定数で  $z=z_0$  に於ける気温と比湿に相当する。この計算では、簡単化のために、この値を水面の値  $\theta_s$ ,  $q_s$  に等しいものと仮定する。

$u_1$ ,  $\theta_1$ ,  $q_1$  は  $z=z_1$  における風速、気温、比湿である。ところで、この研究で目的としている水温の日変化の計算は、本来なら、水温の時間変化を計算すると同時に、下層大気の気温等の時間変化も解かなければならない。しかし、Kondo (1969) によると、ごく地表面近くに限れば気温等の鉛直分布は、各瞬間に、その時刻の顕熱  $Q$  と摩擦速度  $u_*$  で与えられる stability length  $L$  をパラメータとした定常状態での気温の分布函数とほと

んど一致する事がわかっている。従ってここでは、水面にごく近い高さ  $z=z_1$  における  $u_1$ ,  $\theta_1$ ,  $q_1$  はその結果を用いることにする。

定常状態における風速の分布函数を  $\phi$  とすれば、

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \phi \left( \frac{z}{L} \right) \quad (2-8)$$

$\phi$  は  $(z/L)$  の函数で Kondo (1969) の結果、

$$\phi = \left( 1 + \beta \left| \frac{z}{L} \right| \right)^{0.5}, \quad L > 0 \quad (2-9)$$

$$\phi = \left( 1 + \beta \left| \frac{z}{L} \right| \right)^{-0.5}, \quad L < 0 \quad (2-10)$$

$$\beta = 20$$

を用い、 $\beta/|L| = \alpha$  とし、 $z=z_0$  で  $u=0$  の条件で上式をそれぞれ積分すると、 $L > 0$  の安定条件では、

$$\begin{aligned} \frac{ku}{u_*} = 2 \left\{ \sqrt{\alpha z + 1} - \sqrt{\alpha z_0 + 1} \right\} \\ + \ln \frac{\sqrt{\alpha z + 1} - 1}{\sqrt{\alpha z_0 + 1} - 1} - \ln \frac{\sqrt{\alpha z + 1} + 1}{\sqrt{\alpha z_0 + 1} + 1} \end{aligned} \quad (2-11)$$

また、 $L < 0$  の不安定条件では、

$$\frac{ku}{u_*} = \ln \frac{\sqrt{\alpha z + 1} - 1}{\sqrt{\alpha z_0 + 1} - 1} - \ln \frac{\sqrt{\alpha z + 1} + 1}{\sqrt{\alpha z_0 + 1} + 1} \quad (2-12)$$

となる。この研究では、 $Q$ ,  $E$ ,  $\tau = \rho u_*^2$  に対する拡散係数は等しいと仮定するので、風速に対すると同様に、気温  $\theta$  と比湿  $q$  の分布は、上の (2.11) と (2.12) の左辺に、 $c_p \rho k u_* (\theta_0 - \theta)/Q$ , または、 $\rho k u_* (q_0 - q)/E$  を用いるならば右辺は同じものになる。従って計算の実行においては、日変化のないとする高さ  $z=z_H$  において一定の  $u_H$ ,  $q_H$  を与えて、 $Q$ ,  $IE$ ,  $u_*$ ,  $L$ ,  $u_1$ ,  $\theta_1$ ,  $q_1$ ,  $\theta_0$ ,  $q_0$  を逐次求めていくことになる。

長波長輻射に対する反射率は日変化が小さいと考えられるので  $r_L = 4\%$  の一定値を用いるが、短波長に対する反射率  $r_s$  は入射角の函数となり、次の Fresnel の式で与えられる。

$$r_s = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\sin^2(i-\gamma)}{\sin^2(i+\gamma)} + \frac{\tan^2(i-\gamma)}{\tan^2(i+\gamma)} \right\} \quad (2-13)$$

$$\gamma = \sin^{-1} \left( \frac{1}{n} \sin i \right) \quad (2-14)$$

ただし、 $i, \gamma, n$  は入射角、屈折角、水の屈折率である ( $n=1.33$ )。水面に入射する短波長の intensity の波数についての分布函数形  $I_0(\nu)$  と角度分布は大気条件、太陽の高度角によって変化するけれども、次のモデル化を行なう。角度分布については、通常、日射は直達光と散乱光があるが、晴天時には直達光の方が大部分をしめるので、光のエネルギーは全て太陽の方向から集中して来るものと

する。また波数についての分布函数形のモデルは次のようにして求めた。大気の外側における太陽光のスペクトルから、鉛直気柱の厚さを単位として測った透過空気量、 $m=2$ の場合に、乾燥空気による Rayleigh 散乱を Hulst が求めた消散係数 (山本義一, 1956) を用いて計算したものを差し引き、更に、大気中の水蒸気による吸収は、Fowle (1917) の求めた吸収率を用い、可降水量  $w=3$  gr の場合を計算して、実際の地上に到達する直達光のスペクトル形を求めた。この形そのものは一定とするが、波数について積分した全エネルギー、

$$I_S = \int_0^{\infty} I_\nu d\nu \quad (2-15)$$

は太陽高度角によってかわるとした。

水深  $y$  での光エネルギー  $I$  は上記のスペクトルに水の吸収係数を乗じ、波数について積分すれば求まる。すなわち、透過率を  $A$  とすると、

$$A = \frac{I}{(1-r_s) \int_0^{\infty} I_\nu d\nu} = \frac{\int_0^{\infty} I_\nu e^{-a_\nu y \sec \gamma} d\nu}{\int_0^{\infty} I_\nu d\nu} \quad (2-16)$$

である。ただし、 $I_\nu$  は水面の上面における波数  $\nu$  の入射光エネルギーである。 $a_\nu$  は波数  $\nu$  に対する水の透過係数である。純水の透過係数は、例えば Smithsonian Physical Tables (List, 1964) にのっているが、一般の水は浮遊物によってにごっているので、透過率は純水の場合より悪くなる。近藤と渡部 (1969) は、 $A$  を近似的に次の式で表わした。

$$\begin{aligned} A = & 0.14 \exp(-5x) + 0.23 \exp(-0.12x) \\ & + 0.14 \exp(-0.025x) + 0.13 \exp(-0.004x) \\ & + 0.36 \exp(-0.0006bx) \end{aligned} \quad (2-17)$$

ただし、 $x=y \sec \gamma$ ,  $b \geq 1$ 。

$b$  はにごりをあらわすパラメータであるが、この計算では純水の場合をモデルにえらび  $b=1$  とする。

水面の上面に入射する短波長の全エネルギー  $I_S$  と、長波長エネルギー  $I_L$  は、Kondo (1967) によってえられた結果、すなわち次の式を用いる。

$$I_S = C_S \cdot I_{S,0} \quad (2-18)$$

$$I_{S,0} = J_0 (\bar{d}/d)^2 \cdot \cos \zeta \cdot (0.3 + 0.7 \times 10^{-0.055(1+0.04e) \sec \zeta}) \quad (2-19)$$

$$\cos \zeta = \sin \varphi \cdot \sin \eta + \cos \varphi \cos \eta \cos h \quad (2-20)$$

ただし、 $J_0$  は太陽常数 ( $=1.91y \cdot \text{min}^{-1} = 2740ly \cdot \text{day}^{-1}$ )、 $d$  は地球太陽間の距離、 $\bar{d}$  はその平均値、 $\zeta$  は太陽の天頂距離、 $\varphi$  は緯度、 $\eta$  は太陽赤緯、 $h$  は正午を0とした太陽の時角、 $\bar{e}$  は地表附近の日平均の水張であるが、こ

こでは日変化の比較的低い高度  $z_H$  での水張を用いることにする。 $C_S$  は雲量と雲の厚さの函数である。また、

$$I_L = \sigma \bar{T}^4 \left\{ 1 - (0.49 - 0.066\sqrt{\bar{e}}) C_L \right\} - \Delta I_L \quad (2-21)$$

である。ここに  $\sigma \bar{T}^4$  は地表面附近の日平均気温に対する黒体放射のエネルギーであるが、ここでの計算では、日変化の少ない高度  $z_H$  での気温に対する値を用いる。 $C_L$  は雲の影響をあらわす係数 (0~1) である。 $\Delta I_L$  は下層大気気温の逆転の影響を考慮した補正項である。あらかじめ行なった赤外放射量の計算結果から次の近似式がえられた。今  $\theta_w$  を地表面 ( $p=p_0$ ) から測った水蒸気の optical path、

$$w = \frac{1}{g} \int_p^{p_0} q \frac{dp}{p_s} \quad (2-22)$$

における気温 ( $^{\circ}\text{C}$ ) とし、 $\theta_m$  をその時刻における下層大気全層の平均気温とすると、

$$\begin{aligned} \Delta I_L = & \left( 1 + \frac{3\theta_m}{273} \right) \left\{ 0.132(\Delta\theta)_1 + 0.537(\Delta\theta)_2 \right. \\ & \left. + 1.4(\Delta\theta)_3 + 2.86(\Delta\theta)_4 \right\} \end{aligned} \quad (2-23)$$

$$(\Delta\theta)_1 = \theta_{w=0.0001gr} - \theta_{w=0}$$

$$(\Delta\theta)_2 = \theta_{w=0.001gr} - \theta_{w=0.0001gr}$$

$$(\Delta\theta)_3 = \theta_{w=0.01gr} - \theta_{w=0.001gr}$$

$$(\Delta\theta)_4 = \theta_{w=0.1gr} - \theta_{w=0.01gr}$$

である。ただし  $g$  は重力の加速度、 $p$  は気圧、 $p_s$  は標準気圧である。

次に、水中での温度拡散係数  $K$  は次のようなものであると考える。水面にごく近い薄い層の中では分子温度拡散係数  $\kappa$  をとり、それより深い層では  $\kappa$  より大きい乱流拡散係数をもつとする。ところで、境界層理論から知られるように、(例えば、Schlichting, 1962)、流速に対する層流層の厚さは、

$$\delta_u \approx 10 \frac{\nu}{V_*} \quad (2-24)$$

$$\text{ただし、} V_* = \sqrt{\tau/\rho_w} \quad (2-25)$$

である。ここでは水中を考えているので、 $\nu$  は水の動粘性係数、 $V_*$  は水中の摩擦速度で、空気中の  $u_*$  とは水と空気の密度の比の平方根だけ異なる。一方、温度分布に対する層流層の厚さ  $\delta$  は、Prandtl number,  $Pr = \nu/\kappa$  が1であれば、 $\delta = \delta_u$  であるが、水のように  $Pr$  がかなり大きい ( $10^{\circ}\text{C}$  で  $Pr=9.4$ ,  $20^{\circ}\text{C}$  で  $Pr=7.0$ ) ような場合には  $\delta$  は小さくなり、同じように境界層理論から知られている次の関係

$$\delta/\delta_u = Pr^{-1/3} \quad (2-26)$$

を用いると、

$$\delta = 10 \rho_w^{1/2} \nu^{2/3} \kappa^{1/3} \tau^{-1/2} \quad (2-27)$$

となる。上式における  $\tau$  は stress であるが、水面の上面と下面で連続した値をもつと考えられるので、(2-6)式で表わされる  $\tau$  を用いる。勿論、 $\theta_0$ 、 $\theta_1$ 、 $u_1$  などは計算結果として日変化をするので、 $\tau$  も日変化する。

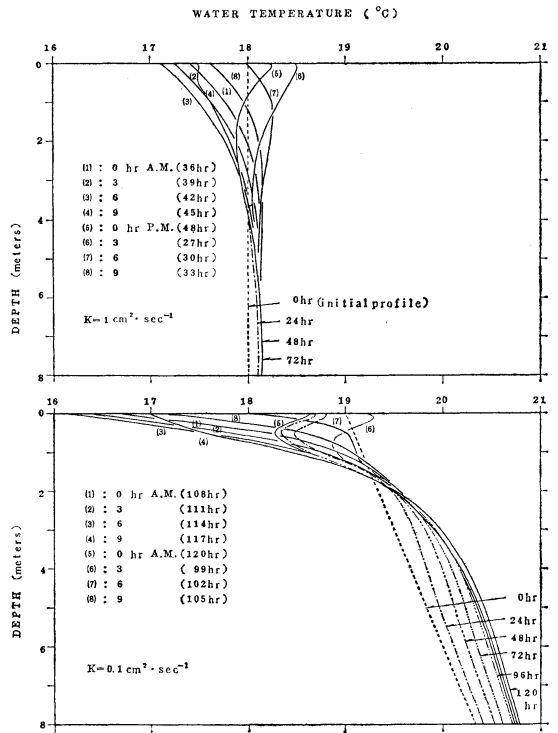
3. モデルに用いる数値

水は純水とし、水面は平らで水平方向には一様とする。日変化のない高さを  $z_H=100\text{m}$  とし、その風速  $u_H=8\text{m/s}$ 、気温  $\theta_H=16^\circ\text{C}$ 、水張  $e_H=10\text{mmHg}$  とする。緯度は中緯度をえらび、 $35^\circ$  とし、春秋分で太陽赤緯  $\eta=0$ 、又天気は晴天とし、 $C_L=C_S=1$ 、風速分布に対する水面の空気力学的粗度は、 $z_0=0.001\text{cm}$  とし、 $z_1=10\text{cm}$  にえらんだ。水中の温度拡散係数は表面近くのごく薄い層  $\delta$  の中では分子係数とし  $\kappa=0.0014\text{cm}^2/\text{s}$ 、それより深い、 $y>\delta$  では一定の値  $K=0.1\text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$  または、 $K=1\text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$  の二種類に対して計算を行なった。そのほか、空気密度  $\rho=1.2 \times 10^{-3}\text{gr} \cdot \text{cm}^{-3}$ 、空気の定圧比熱  $c_p=0.24\text{cal} \cdot ^\circ\text{C}^{-1} \cdot \text{gr}^{-1}$ 、水の密度  $\rho_w=1\text{gr} \cdot \text{cm}^{-3}$ 、水の比熱  $c_w=1\text{cal} \cdot ^\circ\text{C}^{-1} \cdot \text{gr}^{-1}$ 、水の動粘性係数  $\nu$  は他の物理量に比較して温度によってかなりちがうので、温度の函数とした。例えば、 $\nu=0.0131\text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$  ( $10^\circ\text{C}$ )、 $\nu=0.01\text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$  ( $20^\circ\text{C}$ )、 $\nu=0.0080\text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$  ( $30^\circ\text{C}$ ) である。なお、計算の初期時刻は正午を  $t=0$  として行なった。

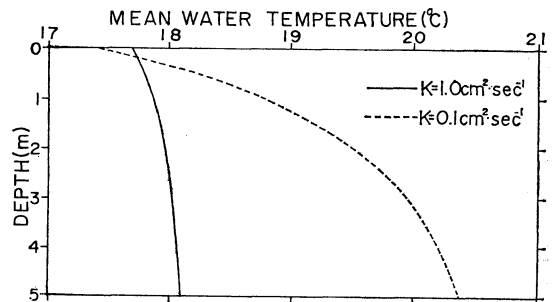
4. 乱流拡散が主に効く層の水温分布

ごく表層に近い薄い層  $\delta$  内での水温分布はさておき、深い層までの全体としての水温変化の模様を知るために、数値計算の深さの分割区間  $\Delta y=3\text{cm}$ 、層の数を300層とした場合の計算を最初におこなった。

第1図の上図と下図はそれぞれ水中の温度拡散係数が  $K=1\text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$  と  $K=0.1\text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$  の場合における水温の鉛直分布を示している。計算は図に点線で示す温度分布を初期条件とした。日射は10mの深さでも、約10%程度残るので、初めのうち水温はわずかではあるが上昇する。計算は約24時間後には大体落着いて、それ以後はほぼ周期的(1日周期)な変化をするようになったので、上図には、27時間後(午後3時)から48時間後(正午)までを画いた。ほぼ落着いた状態での水深9mにおける水温は  $18.1^\circ\text{C}$  で、その一日の変化の幅は  $0.045^\circ\text{C}$  である。下図は99時間後(午後3時)から120時間後(正午)までの水温鉛直分布を示したが、温度拡散係数の大きい上図に比較して、表面での振幅が大きい、し



第1図 水温鉛直分布の日変化。上図は水の温度拡散係数が  $1\text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$  の場合、下図は  $0.1\text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$  の場合である。



第2図 日平均の水温鉛直分布。実線は水の温度拡散係数が  $1\text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$  の場合、点線は  $0.1\text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$  の場合である。

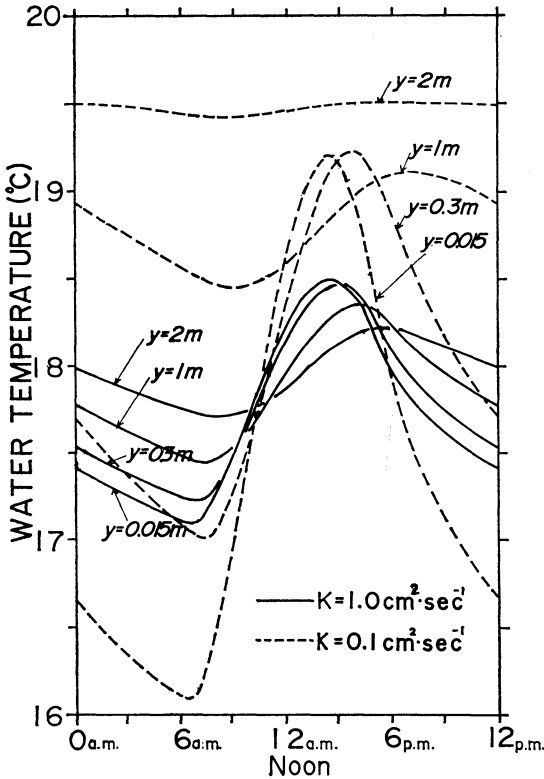
かし、深さに対してその振幅は急に小さくなる。

第1図の上下、二つの図からわかることは、ある深さの水温の日平均値は下に行く程、高温になっている事である。第2図はこの日平均温度の鉛直分布を表わしている。実線は  $K=1\text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$  の場合で、 $t=24\sim 48$ 時間

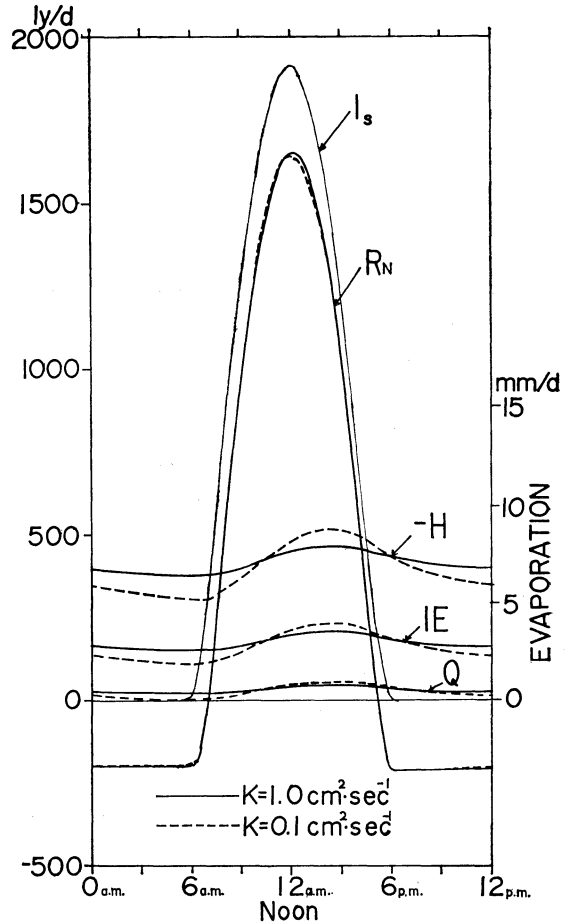
の平均値、点線は  $K=0.1\text{cm}^2\cdot\text{sec}^{-1}$  の場合で、 $t=96\sim 120$  時間の平均値である。この図の示す意味は、一日の平均値として水中の伝導熱は、下から上に向かっての事である。これは、ある深さの面を下方に伝わった日射エネルギーが、その分だけその面を通過して、混合による伝導熱として上方に伝わっているものと考えられる。

しかし、常識的に知られている温度分布としては、この様に極端な不安定状態にはならない。つまり、このような不安定状態になれば、水中には自由対流がおり、すなわち、温度拡散係数は非常に大きくなり、温度分布は等温に近づこうとする。この計算では、温度拡散係数は水の鉛直安定度にかかわらず一定としたために、不安定温度分布がえられたもので、自由対流がおりうる可能性を示している。もしも、水中の温度拡散係数が水の垂直安定度によってかわるとして計算すれば、近藤と渡部(1969)が示したように現実に観測される様な水温分布がえられるものと考えられる。

第3図は、深さをパラメータにして水温の日変化の有



第3図 水面からの深さ $y$ をパラメータにした水温の日変化。実線と点線は第2図と同じ。



第4図 水面に入射する日射  $I_s$ 、水面の net radiation  $R_N$ 、顕熱  $Q$ 、蒸発の潜熱  $IE$  および水深  $y=0.015\text{m}$  を下向きに伝わる水中伝導熱  $H$  の日変化 (図には附号をかえて  $-H$  を示す。実線と点線のちがいは第2図と同じ。

様を示したものである。表面近くの水温の最高になる時刻は、 $K=1\text{cm}^2\cdot\text{sec}^{-1}$  と  $K=0.1\text{cm}^2\cdot\text{sec}^{-1}$  場合共に、午後2時半頃である。同様、最低水温の時刻は午前6時半頃である。一般的によく知られているように、二種の曲線共、水深が増すに従って水温変化の位相が遅れるが、 $K=0.1\text{cm}^2\cdot\text{sec}^{-1}$  の方が  $K=1\text{cm}^2\cdot\text{sec}^{-1}$  の場合よりさらに遅れる。

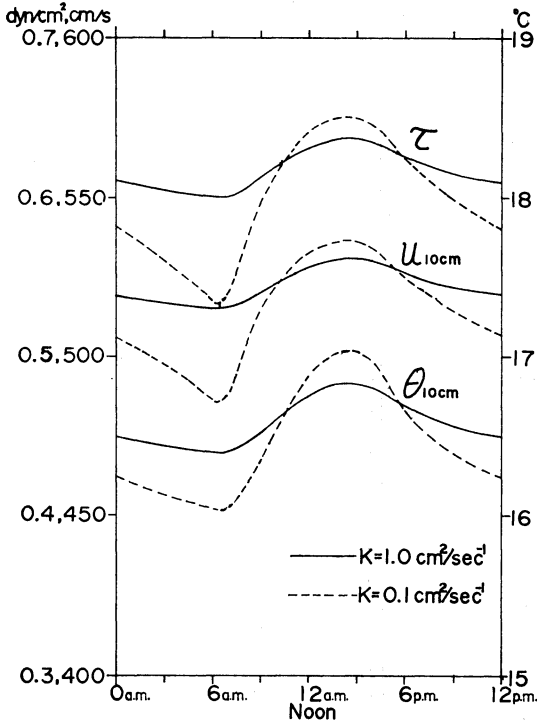
第4図は水面における各種の熱量の日変化を示すもので、 $I_s$  は水面に入射する水平面日射量、 $R_N$  は日射および長波長放射を含めた水面が吸収する正味の net radiation である。 $Q$  および  $IE$  は水面から大気に出て行く

顕熱および蒸発による潜熱で、上向きを正とした(ここで言う水面における  $I_s$  以外の各種の熱は  $\Delta y = 3 \text{ cm}$  にとつたために真の値とは多少ことなる。しかし次の節で示すように正確な値とのちがいはわずかである)。日中、夜間いずれにおいても  $H$  は水中から水面の方へ向かっていることである。つまり水面温度はその下より低温になっている。言いかえれば表面冷却効果と呼べるものが存在することを示している。この表面冷却は、別の意味から言うと、第2図で示した日平均水温が下層に行く程高温になると言う現象が、水面近くにおいて、微視的に成り立っていることを表わしている。この様な表面冷却は不透明な陸地表面等には存在しないものである。

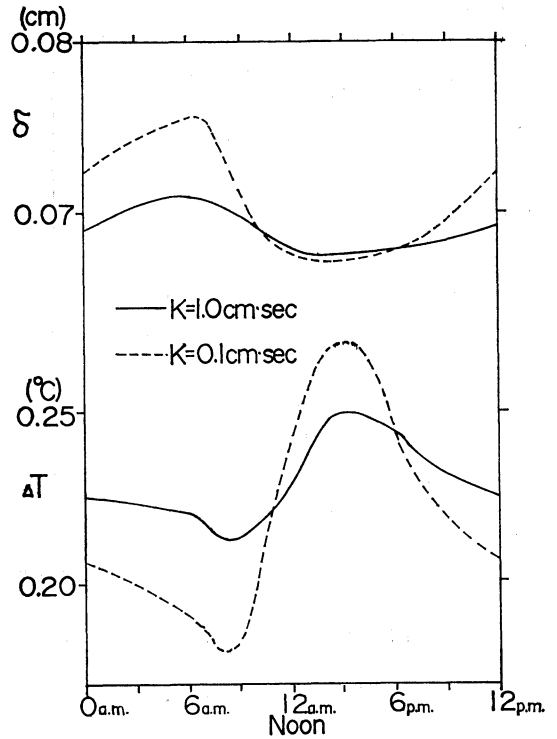
第5図は、水面上10cmにおける気温  $\theta_{10\text{cm}}$  風速  $u_{10\text{cm}}$ 、および水面の stress  $\tau$  の日変化を示したものである。

5. 表層近くの水温分布

第1図でも見られたように、表層近くでは、日中、夜間共に表面冷却層があったが、これをよりくわしく見るために、表面近くでは、分割区間を小さくえらんで計算を行ない、拡大して、その模様をしらべて見よう。(2-



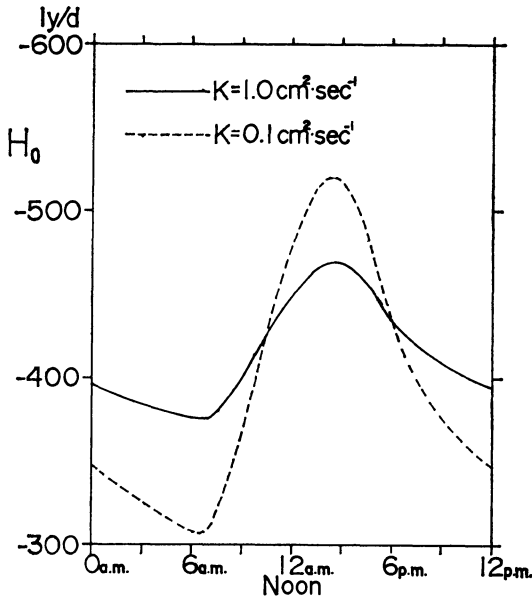
第5図 水面の剪断応力  $\tau$ 、水面上10cmの風速  $u$  と気温  $\theta$  の日変化。



第6図 水面下の温度層流層の厚さ  $\delta$  と、その間の水温差  $\Delta T$  の日変化。

27) 式で与えられる  $\delta$  の厚さをもつ薄膜内では、温度拡散係数は分子係数  $\kappa$  をもち、それより深い  $y > \delta$  では  $K$  とするが、 $\delta$  を求めるのに必要な stress  $\tau$  は前節でえられた近似値を、又、 $\nu$  は水温によつて変るが、これを決定するために必要な表面水温も同様に、前節でえられた水深  $y = 1.5 \text{ cm}$  における水温を近似値として用いた。

第6図は水面の下面における温度境界層の厚さ  $\delta$  と、その間の水温差 ( $\Delta T = T_{y=\delta} - T_{y=0}$ ) の日変化を示したもので、実線は  $K = 1 \text{ cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$ 、点線は  $K = 0.1 \text{ cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$  の場合である。 $\delta$  の厚さはおそよ  $0.7 \text{ mm}$ 、また  $\Delta T = 0.2 \sim 0.25^\circ \text{C}$  程度であるが、午後3時頃最大で午前8時頃最小となる様な日変化をする。この温度差をきめる重要な要素は水面における水中伝導熱  $H_0$  と摩擦応力  $\tau$  である。 $H_0$  は第7図に示されているように、もともとは日射の吸収作用によって生じた熱が原因であるが、これは、net radiation、蒸発の潜熱、顕熱のお互の大きさ関係からも決まる。そして、それらの熱は表面水温と風速などによってわかる。すなわち(2-1)および



第7図 下向きに伝わる水中伝導熱の水面における値の日変化(値が負であるから、熱の流れは下から上向きである)。

(2-2) 式から、 $\delta$  の厚さの層内での温度勾配は

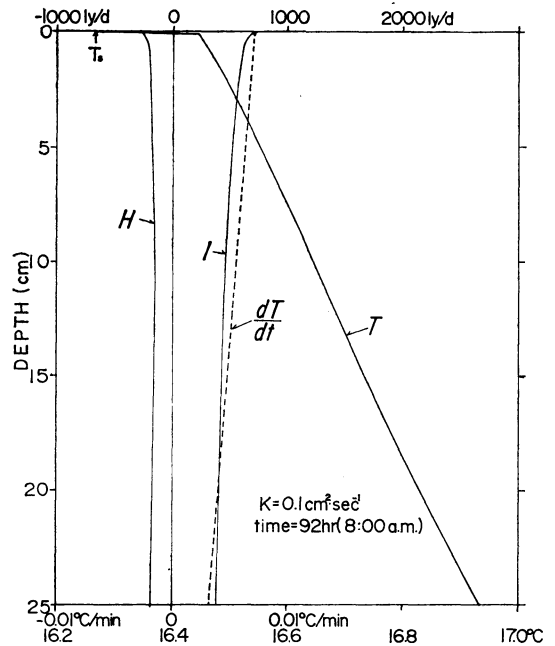
$$\kappa \frac{\partial T}{\partial y} = -H_0 - (I_{y=0} - I_{y=y}) + c_w \rho_w \int_0^y \frac{\partial T}{\partial t} dy \quad (5-1)$$

となり、 $\delta$  内では  $\partial T/\partial t$  はほぼ一定な  $(\partial T/\partial t)_{y=0}$  とおいてよいので、次の如くなる。

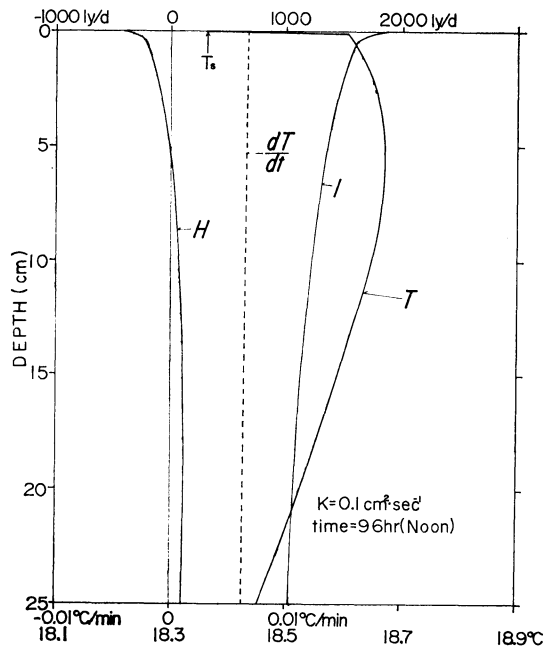
$$\Delta T \doteq \frac{1}{\kappa} \left\{ -\delta \cdot H_0 - \int_0^\delta (I_{y=0} - I_{y=y}) dy + \frac{1}{2} c_w \rho_w \delta^2 \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)_{y=0} \right\} \quad (5-2)$$

上式において、もし日射が増加すると第2項は符号が負だから小さくなる。しかし第3項は日射による温度上昇により大きくなる。水中伝導熱  $H_0$  も水中で吸収された日射エネルギーの返還として逆方向として上向きに出てくるので第1項も日射が強ければ正の値となって大きくなる。一方  $\tau$  は主として水面近くの風速によってかわるので、 $\delta$  の厚さは風速と表面水温によることになる。

第8図～第10図は  $K=0.1 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$  の場合について、水面温度分布を深さのスケールを拡大して画いたものである。これらの図には、参考のために、下向きに透過する日射量  $I$ 、下向きに流れる伝導熱  $H$ 、および水温の時間変化  $\partial T/\partial t$  を画いた。第8図は午前8時の状態を示

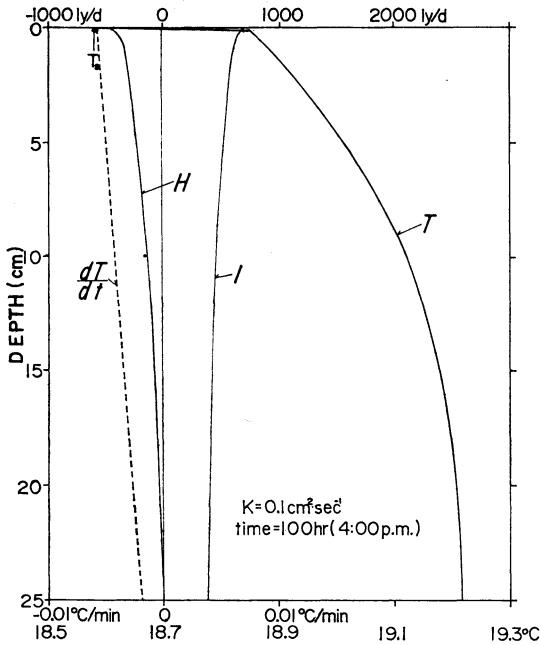


第8図 水深25cm までの水温変化率  $\partial T/\partial t$ 、水温  $T$ 、日射量  $I$ 、伝導熱  $H$  の垂直分布。ただし水の温度拡散係数が  $0.1 \text{ cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$  の場合で、午前8時である。表面水温は矢印  $T_s$  で示す。



第9図 第8図と同じ。ただし正午。



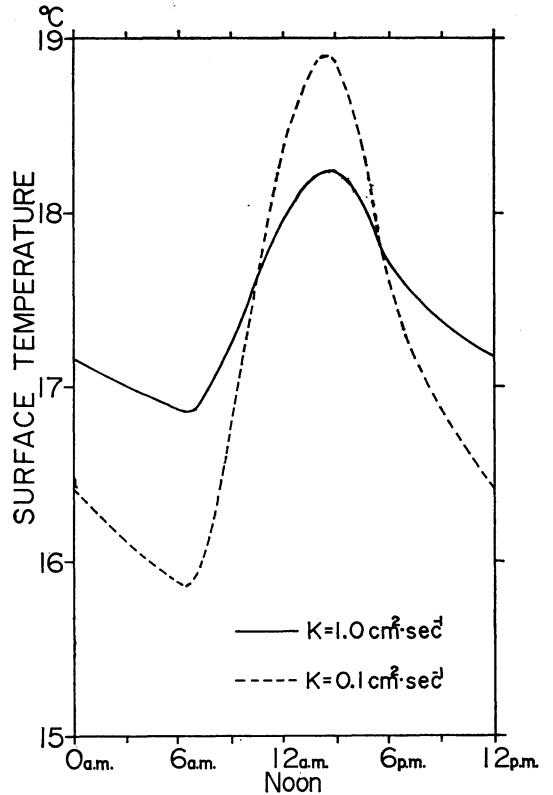


第10図 第8図と同じ。ただし午後4時。

すが、全層にわたって下に高温、上で低温の温度分布の形で昇温している事を示している。第9図は正午の状態であるが、水深およそ5cm 附近を境にして、温度分布は逆転している。しかし温度上昇  $\frac{\partial T}{\partial t}$  は水面近くではほぼ一定であるから、このままの形で平行移動的に昇温していることを示している。第10図は午後4時の状態で、上記の二例とは逆に、水面近くの水温が冷却している場合を示したものである。

第11図は表面水温の日変化を  $K=1\text{cm}^2\cdot\text{sec}^{-1}$  (実線) と  $K=0.1\text{cm}^2\cdot\text{sec}^{-1}$  (点線) の場合について示したものである。日変化の振幅は前者で約 $1.4^\circ\text{C}$ 、後者で約 $3^\circ\text{C}$ である。一方、観測によると、表面水温の日変化振幅は、普通の気象条件で、晴天の場合、上記の程度の大きさをもつことから、逆に、水中の温度拡散係数は平均的に  $K=0.1\sim 1\text{cm}^2\cdot\text{sec}^{-1}$  程度であろうと言う事が推測される。一方晴天時でも、風が強い場合には、水温の日変化はかなり小さいことが知られているので、強風時における  $K$  は上記の値より一桁または二桁大きくなるであろうと推測される。

なお、薄層  $\delta$  内での温度差  $\Delta T$  は前節でえられた水深1.5cm の水温を表面水温の近似値として用い、更に  $Q$ 、 $lE$  および  $\sigma T_s^4$  の計算も同じく深さ1.5cm の水温



第11図 表面水温の日変化。

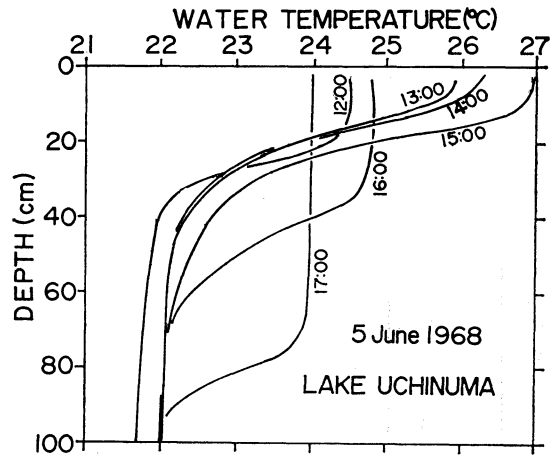
を表面水温の近似値として用いたので、この結果には多少の計算誤差が含まれる。この度合を計算して見ると、 $K=0.1\text{cm}^2\cdot\text{sec}^{-1}$  の時、正午で  $Q+lE$  が6.3%、 $\sigma T_s^4$  が0.3%それぞれ前節で計算したものより小さくなる。又午後12時には  $Q+lE$  で8.4%、 $\sigma T_s^4$  が0.3%同様に小さくなる。従って、水面から空気中へ出て行く熱量は、前節の近似値よりも小さくなる。それ故、正確な表面水温の絶対値は第11図の値よりも、およそ $0.2^\circ\text{C}$ 高温となるが分布形はほとんどかわらない。また  $\Delta T$  の値は第6図の結果より約5%すなわち、 $0.01^\circ\text{C}$  程度しか変わらないことになる。

### 6. むすび

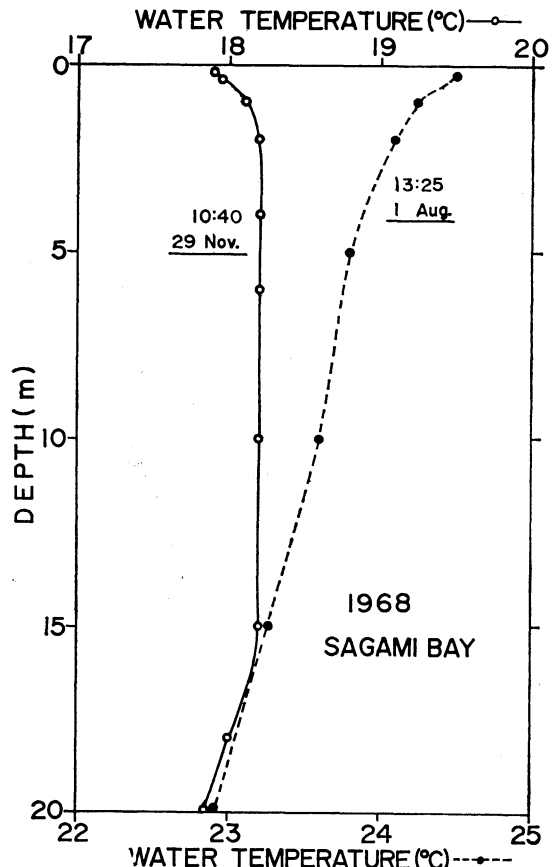
この研究は、水面のすぐ下に層流層を、それより深いところでは乱流混合を考え、水中ではこれらによる伝導熱と光の吸収を考慮した温度変化の微分方程式を、水面における境界条件として熱収支式を用い、高度100mにおける気象条件を与えて計算機によって数値的に解いて、水温の日変化をもとめた。その結果、平均的には、

水温は深いほど高く、表面近くで低温となる分布がえられた。そうして、ごく表面に近い層では昼夜の別なく低温層が存在することがわかった。そして、もし表面に接する水に層流層が存在するとすれば、この層の上下の温度差は $0.2^{\circ}\text{C}$ 程度である。この層流層は $1\text{mm}$ 以内の厚さであるから、通常の測定方法で表面近くの水温を測定すると、真の表面水温は測定値より低いはずである。この水温差が事実とすれば、実用上はたいして問題とならないが、水面上における運動量、顕熱、水蒸気輸送についての基礎研究にとって大きな問題となる。この計算で得られた結果を、観測でたしかめるには赤外放射温度計などを用いなければならないが、第1節でも述べた様に、現在の方法では、補正値も大きく、しかも測定精度があまり良くないので、今後、何らかの工夫をして、観測によって水面薄膜の水温分布を精度よく求めてみる必要がある。この計算に用いたモデルでは、温度冷却層の間の温度差は $0.2^{\circ}\text{C}$ 程度となったが、その他の様々な条件をとる場合には、この値は多少変わるものと考えられる。それ故、種々の条件の場合に観測を行なってこのことを確かめる必要があると考えられる。

この計算では、平均として、下層ほど高温な温度分布がえられたが、これは、層流層の下では一定の温度拡散係数 $K$ を用いたために生じた結果である。実際には $K$ は水の鉛直安定度の函数であるので、近藤と渡部(1969)が行なった様に $K$ を安定度の函数として計算を行なえば、全体としての温度分布は観測されるようなものが当然えられると考えられる。彼らの計算は季節変化に対する結果であるが、それと今回の結果を総合して考えると、水面の薄層の冷却層の下には、日中は、第9図に示した事からわかる様に、日射の吸収量との関係から水中伝導熱が零の層、すなわち、ほぼ等温となる層があり、それにより更に下の数 $10\text{cm}$ 以下では深さと共に低温となり次第に温度勾配の小さな層へとかわって行く。一方、日射の弱くなる夕刻に近づくと、第10図に示したことからわかるように、表面近くから冷却を始め、薄層冷却層の下の水温分布はきわめて不安定状態となるので、おのづから自由対流がおり、その結果として不安定層はほぼ等温に近い分布となると考えられる。第12図は筆者等が宮城県北部の水深およそ $1\text{m}$ の内沼で風の弱い晴天時に測定した水温鉛直分布の例を示したものであるが(山本, 近藤, 1968), ここで計算に用いたモデル条件とはちがうけれども、定性的に上述のことがらを良く示している。



第12図 内沼における水温鉛直分布の観測例。



第13図 平塚沖の相模湾における海水温度の鉛直分布の観測例。

この計算では、水は純水としたが、海では塩分があり、問題はもっと複雑となることが予想される。第13図は平塚沖の相模湾で筆者等が測定した水温分布の特異なものを例として示すが、1968年8月1日13時25分は水深1 m以内に暖い水温層があるが、11月29日10時40分は水深2 m以内に温度の低い層がある。特に後者の場合は、この分布は、この研究の計算結果として得られた表面近くの冷却層とただちに判断することは出来ない。何故なら、海水は塩分を含み、水塊によって塩分量が異なり、表層水の塩分量が小さければ、この様な水温分布でも自由対流をおこさない安定状態として存在するからである。この様に海水では、塩分などの影響で問題をより複雑にしていることに注意する必要があると思われる。

この計算において、水面薄膜の水温分布を決定するための最大の問題点は、温度境界層の厚さ  $\delta$  だけにある。ここでは、(2-27) 式で与えられるものを用いたが、現実にこの厚さを測定することは困難であるが、もしも、実際の  $\delta$  が (2-27) 式よりも小さいとすれば ( $\Delta T$  は第一近似として  $\delta$  の大きさに比例するので)、 $\Delta T$  は小さくなる。

なお、夜間冷却の時に、高橋と相馬 (1956) が、雪の中の温度分布を測定したところ、最低温度は雪面ではなくて、それより7 mm ぐらいた下にある分布形であった。彼らは雪は赤外放射に対して半透明であるとして、図式解法で温度分布をもとめ、観測結果と同じものを得ている。これは、われわれが、この研究で可視光に対して水が半透明としてもとめた日中の水温分布と符号をかえたものと定性的に一致していて興味がある。

最後に、本研究にあたり、計算機の使用に対し惜しまぬ助力を下された、防災センター第3研究部の皆様に感謝致します。

参考文献

Fowle, F.E., 1917: Water vapour transparency to low temperature radiation. Smithsonian Misc. Coll. **68**, No. 8.  
 木村竜治, 三沢信彦, 1968: 赤外線放射温度計による海水表面温度の測定について (第2報). 日本気象学会1968年秋季大会予稿集, **14**, 77p.  
 Kondo, J., 1967: Analysis of solar radiation and downward long-wave radiation data in Japan. Scil Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, Geophys., **18**, 91-124.  
 Kondo, J., 1969: Effect of radiative transfer on the wind and temperature profiles near the earth's surface. To be published.  
 近藤純正, 渡部勲, 1969: 深い湖の水温鉛直分布と蒸発の季節変化, 防災センター研究報告, No 2,  
 List, R.J., ed., 1964: Smithsonian Physical Tables. Smithsonian Pr.  
 Lorenz, D., 1966: The effect of the long-wave reflectivity of natural surface on surface temperature measurements using radiometers. J. Appl., Meteor. **5**, 421-430.  
 Pontier, L. et C. Dechambenoy, 1966: Détermination des constantes optiques de l'eau liquide entre 1 et 40 $\mu$ . Annales de Géophysique, t. 22, fasc. **4**, 633-641.  
 Roll, H.U., 1965: Physics of the Marine Atmosphere. Academic Press, New York and London, 426 pp.  
 Saunders, P.M., 1967: The temperature at the ocean-air interface. J. Atmos. Sci., **24**, 269-273.  
 Schlichting, H., 1962: Boundary Layer Theory. 4th. ed., McGraw-Hill Book Co., 647 pp.  
 高橋喜彦, 相馬清二, 1956: 夜間輻射による積雪層の冷却について, 雪氷, **18**, 43-47.  
 山本義一, 1956: 気象輻射学, 地人書館, 117 pp.  
 山本義一, 近藤純正, 1968: 水面蒸発抑制の研究 (序報), 東北電力土木部, 51 pp.

訂正 Vol. 16, No. 10. 471頁第3表の一部を下のとおり訂正します。

第3表 蒸発量の季節変動

		mm/day				
量	場所	季節				平均
		春	夏	秋	冬	
平均	沖合い	3.0	—	1.3	10.1	4.8
	舞鶴湾	6.0	6.8	7.0	2.0	5.5
最大	沖合い	7.6	—	2.2	12.4	7.4