

自然湖水の表層混合層における熱対流と風によるシア

Thermal Convection and Shear by Wind in the Surface Mixed Layer in a Natural Lake

北海道大学工学部 正員 大谷 守 正

北海道大学工学部 正員 八 鍬 功

1. はじめに

自然湖水あるいは貯水池の水溫鉛直分布は季節により特色ある変化をする。春、夏の受熱期には水溫躍層が発達して表水層が薄くなり、表層水溫が上昇するのに対し、放熱期には表面水溫が低下するため表水層内に熱対流が発生し、その混合作用によって表水層の厚さが増大して表水層水溫が低下する。従来これらの現象は多くの自然湖水、貯水池で観測され、最近では水理模型実験によって表水層内熱対流の研究が行なわれている。本論文は自然湖水（倶多楽湖）における気象要素ならびに水溫鉛直分布の観測結果から、とくに放熱期における水溫躍層の低下におよぼす熱対流と風によるシアの効果について検討したものである¹⁾。

2. 観測方法

観測を行った倶多楽湖は図-1に示すように北海道西南部に位置し半径1.2kmのほとんど円形の陥没火口湖であり、面積は4.72km²、平均深度105.0m、最大深度147.5mで湖底は偏平である。湖面の標高は257m、湖を囲んで400~500mの火口環壁が分水界をなしており南部及び北部に340m程度の鞍部があって、湖盆内の風の主方向を支配している。湖の流域面積は3.48km²、カルデラ壁は急傾斜しており、河谷はあっても涸沢で降雨時に流入するにすぎない²⁾。また流入、流出する河川がなく、水位の変化が一年中極めて小さいので、大気と湖水との熱交換のみで水溫分布が定まることができ上記の検討の対象として好都合である。

観測期間は昭和51年4月30日から昭和52年5月31日まで1年2ヶ月間で、ほぼ10日毎に図1の●印で示す湖心部においてサーミスター水溫計により水溫鉛直分布を測定した。1回の観測に要した時間は20~30分である。またこの期間中の5月1日から12

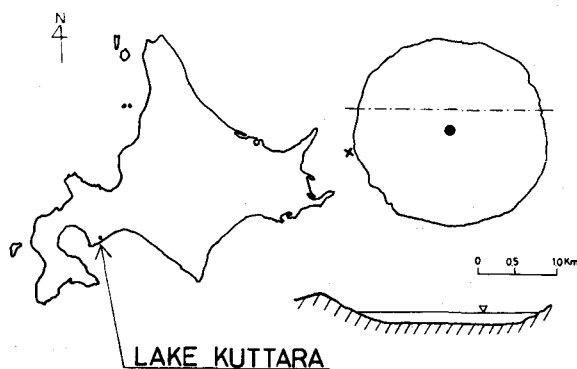


図-1 倶多楽湖の位置、形状および観測点

月末まで湖岸の一点(図-1の×印)に気象観測器機を設置し風速、風向、気温、湿度、日射量等の気象要素を観測した。風向、風速は方向舵型プロベラ式自記風向風速計、日射量は熱電堆式全天日射計、気温、湿度はそれぞれサーミスター温度計、毛髪自記湿度計を使用して自記記録した。

3. 観測結果

図-2、図-3に観測期間中の水溫鉛直分布例を示す。図-2は受熱期の場合であり、図-3は放熱期の例である。観測を開始した4月の下旬から5月の下旬までは図-2の1、2に示すように全層一様な水溫分布になっており表層より底層にいたるまで4℃近い垂直な水溫鉛直分布になっている。6月の月上旬から8月までは外気温の上昇と日射の影響を受け表水溫は次第に上昇し7月上旬から8月上旬にかけて深度10m近くに強い水溫躍層が形成される。なお観測した表面水溫の最高値は7月22日の22.9℃であった。8月の下旬からは

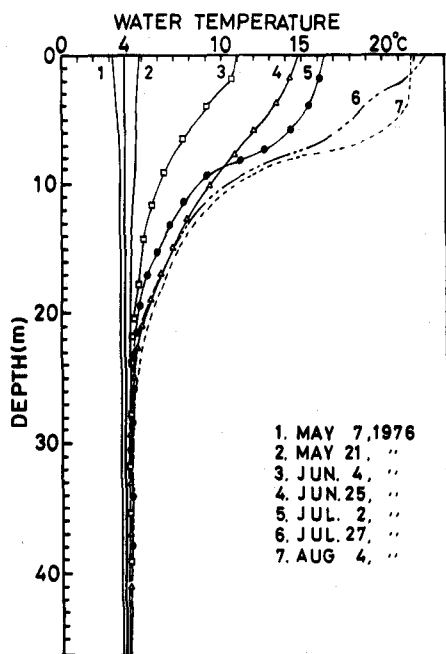


図-2 受熱期の水溫鉛直分布

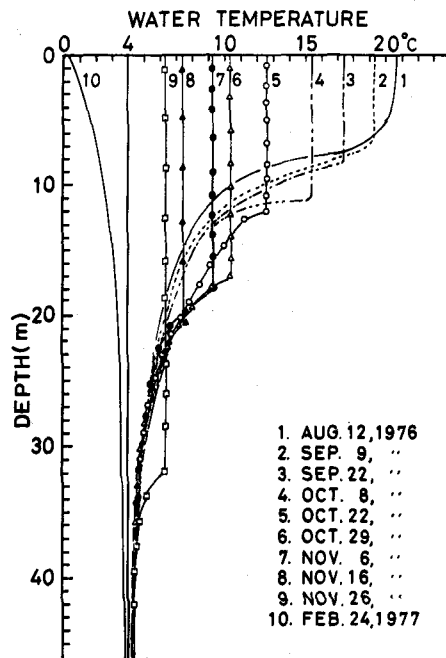


図-3 放熱期の水溫鉛直分布

表面からの冷却による熱対流のために表水混合層の厚さは徐々に増加し、12月末には水温躍層は消滅する。

1月の月上旬には湖面は全面結氷し、氷の直下では0℃、底層部は4℃となり安定した逆列成層が見られるようになる。このように年2回、夏と冬に安定な成層が作られその交代期には全層4℃近くになる期間が存在する。

図-4は観測期間中の水温年変化を示したものであり、等温線が垂直に近い期間が循環期であり、水平に近い期間は停滞期である。図の実線は受熱期から放熱期、点線は冬期の水温分布を示し、一点鎖線は水温躍層の深度の変化を示している。

図-5は気象要素観測記録の一部で、実線は気温、点線は風速、二点鎖線は日射量をあらわす。気温、風速はそれぞれ一日の平均値、日射量は一日の全日射量であり、図中の黒丸は水温観測日を示す。図は受熱期から放熱期にいたる変化を示すがいずれの観測値も小さな変動をくりかえしながら季節の移り変りとともに緩やかに変化していく様子がわかる。

図にはまた気象観測点の湖岸で観測した水位の変化（一点鎖線）をも示してある。水位は6月4日の観測値を基準としたものであるがその変化は年間を通して非常に小さく、観測期間の最大変化量は44.5cmで最大深度の0.5%以下であった。

4. 熱収支量の算定

天候、日射量、気温、湿度、風速、風向等気象要素の観測値から、次の方法によって各項目別に一日に外気から湖水に与えられる熱量を算定した。

1) 日射量

一日の日射量を S_T 、水面における反射率を α とすれば湖水面内に伝達される熱量は

$$S_o = S_T(1 - \alpha)$$

となる。反射率は北海道における太陽高度を考慮して毎月の値を定めた。(1-a)の値は平均0.9である。 S_0 のうち表面で吸収される熱量を $0.4S_0$ とし残りが指数関数的に減衰して湖水内部に到達するとすれば、減衰係数 η として、一つ瀬貯水池における観測値³⁾ $\eta = 0.3(1/m)$ を用いて、水深 h (m)の層内で吸収される輻射熱 S は一日に

$$S = S_r(1-a) \times (1 - 0.6e^{-0.3h}) \quad (\text{cal/cm}^2)$$

となる。

2) 有効輻射量

有効輻射によって湖水面から失われる熱量の算定には次のBruntの実験式を用いた。雲がない場合の有効輻射量を R_0 とすれば、

$$R_0 = \sigma T^4 (1 - a - b\sqrt{e}) \quad (\text{cal/cm}^2 \cdot \text{min})$$

ここに $\sigma = 8.17 \times 10^{-11} (\text{cal/cm}^2 \cdot \text{min} \cdot \text{deg}^4)$ はStefan-Boltzmann常数、 T は絶対温度であらわした表面水温、 e は水面付近の水蒸気圧(mb)で、定数 a 、 b としては $a = 0.51$ 、 $b = 0.066$ を用いた。

雲量 n なるときの有効輻射量 R は

$$R = R_0(1 - kn) \quad (\text{cal/cm}^2 \cdot \text{min})$$

で与えられる。 k は雲の高さによって異なる値をとる係数で、雲の高さが1~2kmのときは $k = 0.86$ 、3km以上では $k = 0.75$ とした。なお観測日以外の表面水温は、湖水の水温変化が緩慢なるものとして観測日の水温から内挿によってもとめた。水温としては日平均値を用い、一日の有効輻射量を算定した。

3) 大気との交換熱量

湖の表面水と接水気層との間の交換熱量 K を計算するには次のRohwerの式を用いた。

$$K = (0.96 + 0.58V) \times 10^{-4} (T - \theta) \quad (\text{cal/cm}^2 \cdot \text{sec})$$

上式で T は水面付近の気温(°C)、 θ は表面水温(°C)、 V は水面上15cmの風速(m/sec)である。水温、気温、風速として観測値の日平均値を用いて一日の交換熱量をもとめた。

4) 蒸発熱

水面付近の水蒸気圧を e (mmHg)、表面水温 θ (°C)における飽和蒸気圧を $e(\theta)$ (mmHg)とすれば、単位面積当りの蒸発熱 H はRohwerの係数を用いて

$$H = 2 \times (0.96 + 0.58V) \times 10^{-4} (e - e(\theta)) \quad (\text{cal/cm}^2 \cdot \text{sec})$$

で与えられる。水蒸気圧は日平均気温、日平均湿度、日平均水温からもとめ、一日の蒸発熱を計算した。

日射量以外の熱量は表面付近の薄い層内で吸収されるので、上記の方法によって一日の日射量 S 、有効輻射量 R 、大気との交換熱量 K 、蒸発熱 H を計算すれば、厚さ h (m)の層内に一日に吸収される熱量 Q は単位

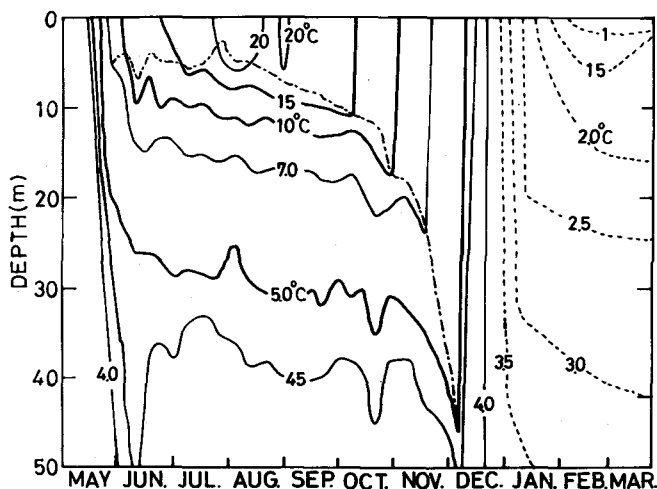


図-4 等温線年変化

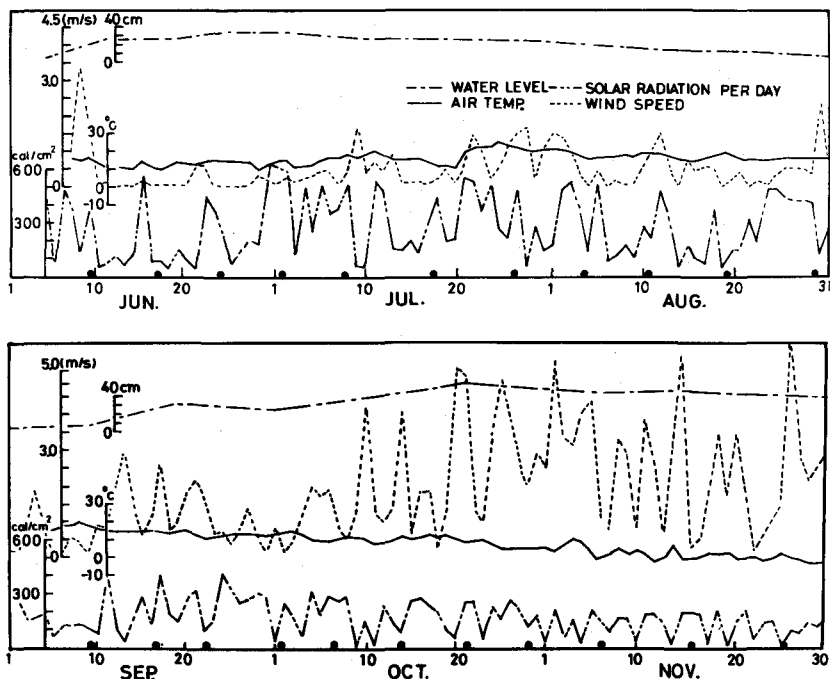


図-5 気象要素および水位の年変化

面積当り

$$Q = S - R + K + H \quad (\text{cal/cm}^2)$$

となる。 Q が正なときは外界から湖水に熱が与えられ、負なときは湖水から外界に熱が放散することを意味する。

5. 水温躍層の低下におよぼす熱対流と風によるシアアの効果

湖水面に働く風のシアア、または表面からの熱放散による熱対流の作用によって、混合層内の乱流が発達し、躍層が低下する場合のそれぞれの効果について考察する。いま混合層内の水温を θ 、混合層の厚さを h とし、混合層と底水層の水温差を $\Delta\theta$ 、密度差を $\Delta\rho$ 、底水層の密度を ρ_0 とすれば $\Delta\rho$ 、 $\Delta\theta$ 、 ρ_0 の間には

$$\alpha = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\Delta\rho}{\Delta\theta} \quad \alpha: \text{水の熱膨脹率}$$

の関係がある。座標軸の原点を湖水面におき、 x 、 y 軸を湖水面内に、 z 軸を鉛直下方にとつて、湖水の速度変動を u 、 v 、 w 、その大きさを q 、圧力、密度の乱流による変動をそれぞれ p 、 ρ とすれば、躍層境界面におけるエネルギー収支式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{q^2} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{w \left(\frac{p}{\rho_0} + q^2 \right)} = \alpha g \overline{(w\theta)} - \epsilon$$

となる。 ϵ はエネルギー消散をあらわす。

Zeman, Tennekes⁴⁾によれば、上式の各項は速度スケール σ を用いてそれぞれ次のようにあらわされる。

$$\text{第1項} \quad \frac{\partial \bar{q}^2}{\partial t} = - \frac{\partial \bar{q}^2}{\partial z} \frac{\partial h}{\partial t} = C_r \frac{\sigma}{h} u_e \quad u_e = \frac{\partial h}{\partial t} \quad (1)$$

$$\text{第2項} \quad \frac{\partial}{\partial z} w \left(\frac{p}{\rho_0} + q^2 \right) = - C_F \frac{\sigma^3}{h} \quad (2)$$

$$-w\theta = -u_e \Delta \theta = u_e \frac{\Delta \rho}{\alpha \rho_0} \quad \text{となるから}$$

$$\text{第3項} \quad \alpha g w \theta = - \frac{g \Delta \rho}{\rho_0} u_e \quad (3)$$

$$\text{第4項} \quad \epsilon = C_D \sigma^2 \left(\frac{g \Gamma}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

ここで u_e は連行速度, Γ は躍層形成前の湖水内の密度勾配をあらわす。 C_r , C_F , C_D は定数である。

Bloss, Harleman⁵⁾ は (1), (2), (3), (4) 式から, 成層が強い場合と弱い場合について連行係数とリチャードソン数との関係を導いている。まず成層が強くて躍層の厚さがうすいときは第1項と第4

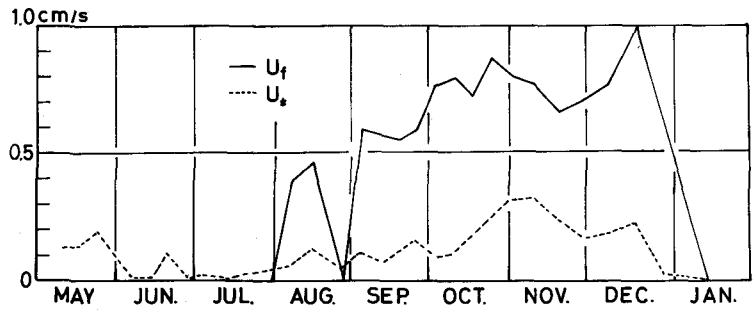


図-6 代表速度 U_r , U_s の季節的变化

項は他の項にくらべて近似的に無視できるから第2項と第3項は等しく, (2), (3) 式から

$$C_F \frac{\sigma^3}{h} \propto \frac{g \Delta \rho}{\rho_0} u_e$$

となり

$$\frac{u_e}{\sigma} \propto \frac{\rho_0 \sigma^2}{g \Delta \rho h} = \frac{1}{R_i} \quad R_i = \frac{g \Delta \rho h}{\rho_0 \sigma^2} \quad (5)$$

をうる。 R_i はリチャードソン数で(5)式は σ を代表速度とした場合, 連行係数がリチャードソン数に逆比例することを示している。

次に成層が弱く, 躍層の厚さが厚いときは, すべての項を考慮して(1), (2), (3), (4) 式から

$$C_r \frac{\sigma^2}{h} u_e - C_F \frac{\sigma^3}{h} = - \frac{g \Delta \rho}{\rho_0} u_e - C_D \left(\frac{g \Gamma}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}} \sigma^2$$

(5) 式と同じリチャードソン数 R_i を導入すれば, 上式は

$$\frac{u_e}{\sigma} = \frac{C_F - C_D (2 R_i)^{\frac{1}{2}}}{C_r + R_i}$$

となる。 Zeman, Tennekes⁶⁾ は Kato, Phillips⁷⁾ および Willis, Deardorff⁸⁾ の実験結果から定数 C_F , C_D , C_r の値をもとめ次式を導いた。

$$\frac{u_e}{\sigma} = 0.136 \frac{29.46 - \sqrt{R_i}}{14.20 + R_i}$$

(6) 式は成層が弱い場合の, λ を代表速度とした連行係数とリチャードソン数との関係をあらわす式である。

湖水面における風によるシアーが混合層内の乱流混合の主原因であるときはスケール速度として摩擦速度

u_* をとれば

$$u_* = \left(\frac{\tau_o}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}$$

ここで τ_o は剪断応力 ($\text{g/cm} \cdot \text{sec}^2$), ρ は表面水の密度 (g/cm^3) で, ここでは $\rho = 1.0$ とした。

Munk によれば τ_o は水面上10mの風速を W_{10} (cm/sec) 空気の密度を ρ_a (g/cm^3) としして水面が滑らかな場合は

$$\tau_o = 0.8 \times 10^{-3} \rho_a W_{10}^2$$

水面が粗い場合は

$$\tau_o = 2.6 \times 10^{-3} \rho_a W_{10}^2$$

で与えられ, 粗面, 滑面は風速の大小によるもので, 臨界風速は 6.6 m/sec である。ここでも上式によって τ_o をもとめたが, 観測期間を通じ日平均風速が 6.6 m/sec 以上となったことはない。

また熱対流が主な原因である場合は速度スケールとして

$$u_F = \left(-\frac{\alpha g h Q}{C_p \rho} \right)^{\frac{1}{3}}$$

をとった。上式で α は水の熱膨脹率, h は混合層厚さ, C_p , ρ はそれぞれ水の比熱, 密度, Q は外界と湖水との交換熱量である。

風によるシアーと熱対流の影響をともに考慮する場合にはそれぞれの作用の和から速度スケール σ として

$$\sigma = (u_*^3 + u_F^3)^{\frac{1}{3}}$$

を用いた⁹⁾。

σ を計算するには各水温観測日間の水温, 気象要素, 混合層厚さの平均値をその期間 (7日~11日間) の代表値としてそれぞれ τ_o , α , C_p , ρ , h をもとめ, またその区間の Q を熱量計算によって算定した。図-6 は各期間の u_* と u_F との値を比較したもので, 放熱期 ($Q < 0$) には u_F が u_* にくらべて大きく, 乱流混合に対する熱対流の影響が, 風によるシアーの影響にくらべて大きいことがわかる。なお受熱期 ($Q > 0$) には, 表面水温が上昇し成層が安定となるので熱対流はなく $u_F = 0$ とみなされる。また冬季湖面が全面結氷し雪に覆われた1月中旬以後は風による影響も外気との交換熱量もないので $u_* = u_F = 0$ となる。

6. 考 察

各観測日の水温鉛直分布からもとめた混合層厚さを h とすれば, 連行速度

$$u_e = \frac{\partial h}{\partial t}$$

がもとまる。風によるシアーと熱対流の効果を加えた σ を代表速度として連行係数を u_e/σ で定義する。

図7はリチャードソン数 $R_i = g \Delta \rho h / \rho_o \sigma^2$ と連行係数 u_e/σ との関係を示したもので, 図中の黒丸は倶多楽湖における観測値, 実線は Zeman, Tennekes の半理論曲線 ((6)式), 点線は $1/R_i$ の勾配, 三角は Kato,

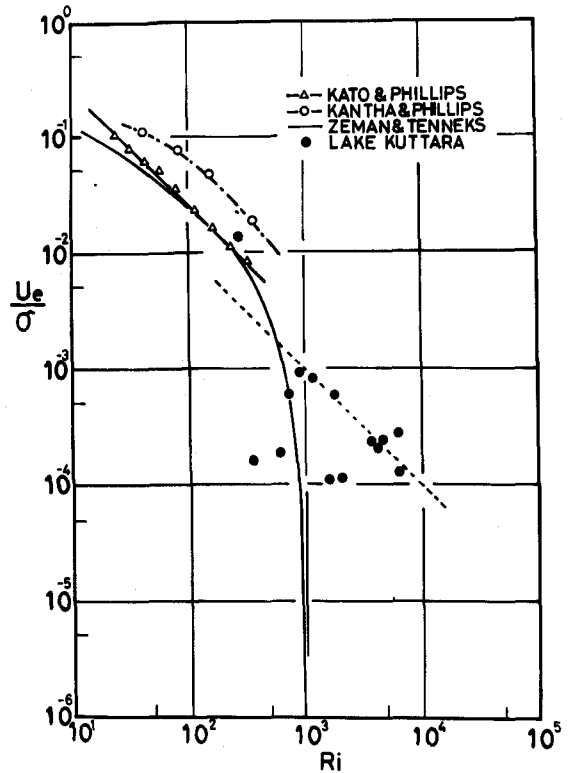


図-7 連行係数とリチャードソン数との関係

Phillips, 白丸は Kantha, Phillips¹⁰⁾ の実験値をあらわす。

倶多楽湖における値は上記の実験範囲よりリチャードソン数の大きい範囲となっているが点線と実線付近およびその間に分布している。

5節で述べたとおり u_e/σ と R_i との関係として成層が強い場合は(5)式、弱い場合は(6)式が導びかれたが図の点線に近い値は8月～10月までの躍層が発達した状態で、表水層と底水層の水温差が大きいいわゆる強い成層に相当するものが多く、また実線に近い値は10月～11月末までの躍層が低下したいわゆる弱い成層に相当するものが多い。これから倶多楽湖における観測結果は成層が弱くなるにつれてリチャードソン数と連行係数の関係が(6)式の曲線に近づくという上述と同じ傾向を示すことがわかる。

7. 結 論

倶多楽湖において昭和51年4月から昭和52年5月まで1年2ヶ月にわたって、水温鉛直分布、気象要素(日射量、気温、湿度、風速、風向)の観測を行い、放熱期における躍層低下におよぼす熱対流と風によるシアアの効果について検討した。

熱対流および風によるシアアがそれぞれ混合層内の乱流混合の主原因であるときの速度スケール u_F , u_w を比較すると、 u_w には季節的变化が少ないが、 u_F は放熱期になって秋季から冬季に向う程大きくなり、12月末には u_w の4.5倍にも達する。しかし湖面が全面給氷して雪に覆われれば熱対流も風による効果もなく u_F , u_w 共に0になる。

熱対流と風によるシアアの効果を併せ考慮した場合の速度スケール $\sigma = (u_F^2 + u_w^2)^{1/2}$ を代表速度としたリチャードソン数と連行係数との関係は、倶多楽湖の場合、Kato, Phillips や Kantha, Phillips, Azadらの実験値よりもリチャードソン数が大きい領域で、冬季成層の状態が弱くなるにつれて Zeman, Tennekes の半理論曲線に近づく傾向にあることが確かめられた。

参 考 文 献

- 1) 大谷守正, 石岡涼子, 八 鞆 功: 放熱期における水温躍層低下におよぼす風と熱対流の影響, 第37回土木学会年講概要集, II, 1982, pp.405-406.
- 2) 中尾欣四郎, 愛沢行三, 大 規 栄: 倶多楽湖の水収支, 北大地球物理学研究報告15, 1966, pp.21-31.
- 3) 安芸周一, 白砂孝夫: 貯水池流動形態のシミュレーション解析—その1 発電専用貯水池の流動形態, 発電水力, No134, 1975, pp.37-50.
- 4) O. Zeman and H. Tennekes: Parameterization of the Turbulent Energy Budget at the Top of the Day-time Atmospheric Boundary Layer, J. Atmos. Sci., 34, 1977, pp.111-123.
- 5) S. Bloss and D. R. F. Harleman: Effect of Wind-Induced Mixing on the Seasonal Thermocline in Lakes and Reservoirs, Proceedings of Second International Symposium on Stratified Flows, 1980, pp.29-300.
- 6) 1)と同じ
- 7) H. Kato and O. M. Phillips: On the Penetration of a Turbulent Layer into Stratified Fluid, J. Fluid Mech., 37, 1969, pp.643-655.
- 8) G. E. Willis and J. W. Deardorff: A Laboratory Model of the Unstable Planetary Boundary Layer, J. Atmos. Sci., 31, 1974, pp.1297-1307.
- 9) R. H. Spiegel and Jörg Imberger: The Classification of Mixed-Layer Dynamics in Lakes of Small to Medium Size, J. Phys. Oceanogr., 10, 1980, pp.1104-1121.
- 10) L. H. Kantha, O. M. Phillips and R. S. Azad: On Turbulent Entrainment at a Stable Density Interface, J. Fluid Mech. 1977. vol. 79, pp.753-768.