

湖の成層破壊過程にみられる組織的な水温構造

Temperature Structure Observed in Destratification Process in Lake

大久保賢治*

By Kenji OKUBO

Temperature fluctuations due to the interfacial waves were measured in a shallow lake within the range the between basic internal wave of buoyant frequency and the surface wind ripple. The frequency spectrum shows an inertial subrange. These waves are generated from amplified internal wave, and wind waves bring similar structure on the interface through the resonance mechanism with much slower interfacial ones. Diffusivity takes the peak at the bottom of the interfacial layer, and for such diffusivity profiles, the log+linear law for temperature is retained. Considering the first few mode of cellular motion, the fluctuation of buoyancy in vertical was found to be similar with the measured one.

Keywords: destratification, interfacial wave, billow, cellular, ray

1. はじめに

浅い湖の典型的な成層破壊過程において複数の水温鉛直分布を1秒毎に数分ずつ測定し、内部波と乱流渦の中間的な周波数領域の水温変動の卓越する記録を得た。ここでは平均鉛直分布から求めた最大密度勾配に相当する浮力振動数 N より高周波のこうした変動をもたらす構造を界面波と呼び、これより低周波の内部波と区別し、それらが密度界面の粗度要素として果たす役割に注目した。以下、成層破壊過程において界面波のもたらす水温変動の時間鉛直構造、周波数スペクトル、内部波の分散と風波との共鳴過程について考察し、界面波の形状に基づく鉛直分布モデルや鉛直渦拡散係数の検討結果も踏まえて、多列らせん渦のような対流に伴う組織的な水温構造について述べる。

2. 内部波と界面波

西オーストラリアの小湖(North Lake)で行った観測と使用した水温計格子については、別報¹⁾に述べているが、16本のバーの各々15個のサーミスタの格子配列により毎秒240点の水温を2~5分ずつ測定した。これと同時に鋭敏な2本のサーミスタによる速い水温変動の点測定も行った。本報では典型的な成層破壊がみられた観測日(1990.3.9)の記録の主要部について述べるが、この日は午前中の日射で成層化が進んだ。

* 正会員 工博 京都大学助手 防災研究所

(〒611 京都府宇治市五ヶ庄)

時刻1049では2 m/s程度の弱い風が吹いていたが、1102には風が止んで成層が最も安定した。時刻1133から海風が吹始め、時刻1145以降は一定強度5 m/s程度の風が連吹き、時刻1224には成層破壊はほぼ完了した。各時点の水温変動記録を図-1及び図-2に示す。湖心の観測点の水深は約1.9mで水面から1.4mの範囲で10cm毎に水温を測定した。

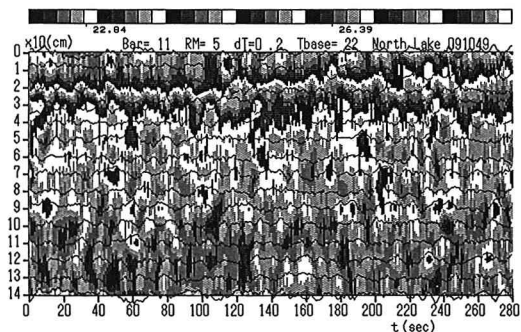


図-1 水温鉛直分布の変動と多層水温時系列 (Bar10, NL091049)

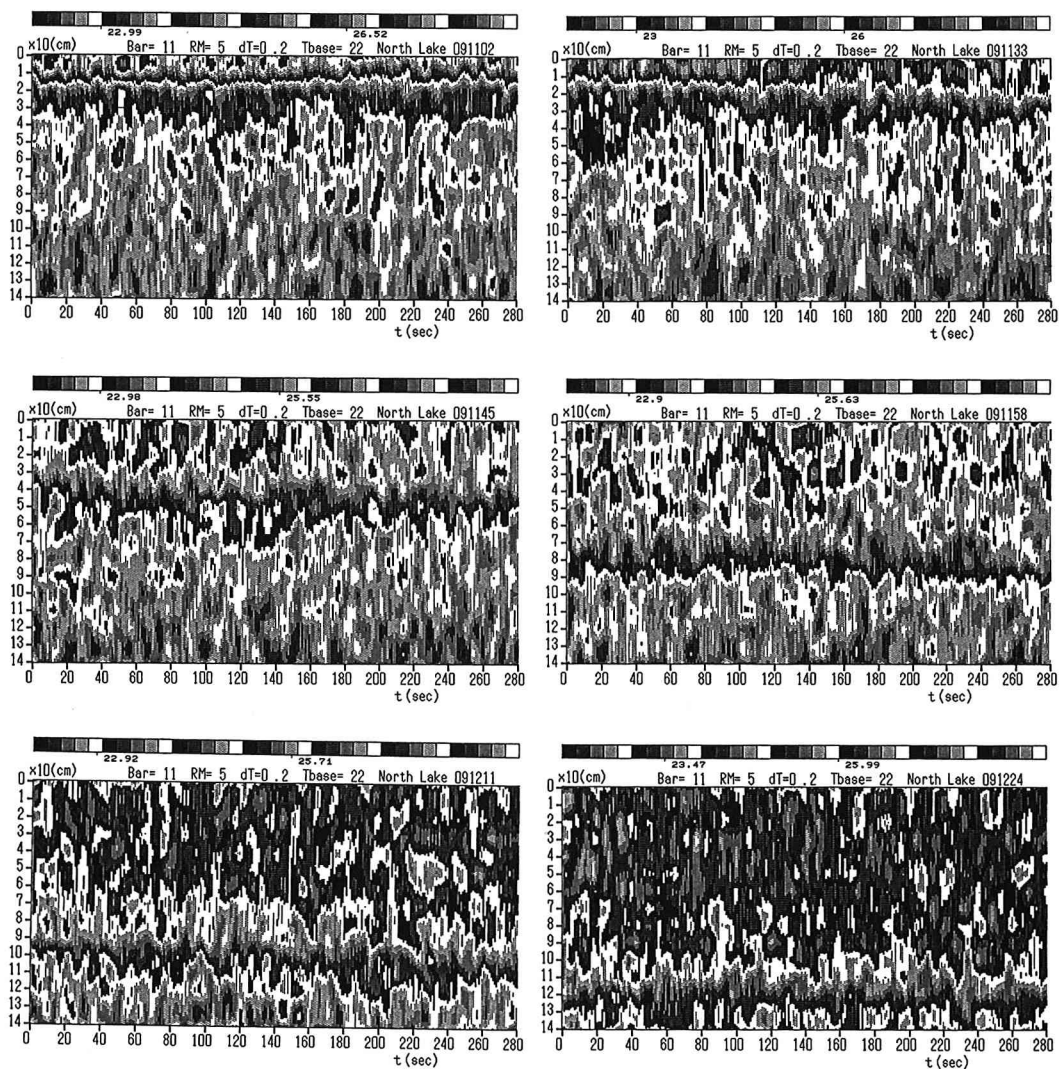


図-2 成層破壊過程における水温の時間鉛直構造の推移 (Bar10)
時刻 NL091102, 1133, 1145, 1158, 1211, 1224の記録

2.1 水温変動の特性

図-1は1本の鉛直バーから得た水温鉛直分布の時間変動であり、温度スケールの5種のパターンを0.2℃刻みで1℃毎に繰返す。時間方向に5点移動平均してから鉛直補間した。スケールの数値は記録の最高・最低水温である。各層水温時系列は層平均水温がその深さになるようにずらし、深さ1目盛(10cm)が水温変動の1℃に対応する。時系列の温度上昇に対応する温水塊が見出せる。

図-2に同じ鉛直バーの鉛直構造を引続き示す。時刻1102は静穏であり水面下15cm付近の25℃等温線(界面)の振幅は前後の時点に比べて小さい。一方、水面下40cm付近の24℃線が上部混合層の下端にほぼ対応し、振幅数10cmの巻波を伴う。また、これより下方の厚い下層は温水と冷水が交互に出現する水塊構造で満たされる。25℃線は時刻1133の記録の後半から分断され始め、1145以降は水面から間欠的に現れる温水塊を表す。一方、巻波を伴う24℃線は1224でも1.3m深さに存在し、成層破壊を追跡できるが、2層等厚の1158には巻波の振幅は若干小さい。観測では浮力振動数の相当周期は $T=40\sim120(sec)$ 程度であり、一方、巻波の擬似周期は10~30秒で、その数分の1であった。このようにNに相当する $10^{-2}Hz$ から格子測定の1Hzの範囲において、種々の波動²⁾がみられた。

2.2 内部波と界面波

図-3は鋭敏なサーミスタの毎秒16個の測定値を秒毎に平均した時系列で、 t_2 は t_1 (実線)より2.5cm上方に置いて測定毎に深さを変えた。上層の内部波の温度振幅は0.2℃程度と小さく、一方、吹送時は $10^{-1}Hz$ 程度の鋭い波形と約1℃の温度振幅の巻波の水温変動があり、これが温度振幅最大の界面波で、有限振幅の内部波の変調成分と推察される。一方、観測下限に近い周波数Nの基本波は湖の径を上限とする内部波のうち波長が最小(数m)のものである。

2.3 水温変動の周波数スペクトル

図-4は、図-3の生データ(稼働率0.15の間欠測定値)を16Hzデータとして扱った周波数スペクトルである。格子スキャン(バーと層の2重スキャンで1回毎にデータを書込む)の1Hzに擬似ピークがあるのでこれより低周波側のみ示した。静穏時は $10^{-1}Hz$ より高周波側でほぼ f^{-1} 、低周波側は浮力小領域(-3乗則)に近い。一方、吹送時は慣性小領域の-5/3乗則が明確となる。別の観測日の弱い連続成層時には高周波側で静穏時と同様の粘性対流域(-1乗則)が得られた。このように海洋でみられる水温変動の波数スペクトルのいくつかの特徴³⁾が、浅水湖の周波数スペクトルにもみられた。

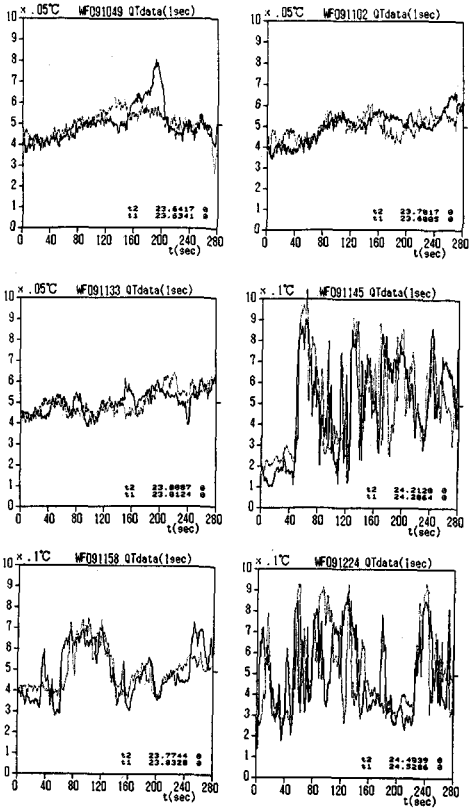


図-3 内部波と界面波の水温変動

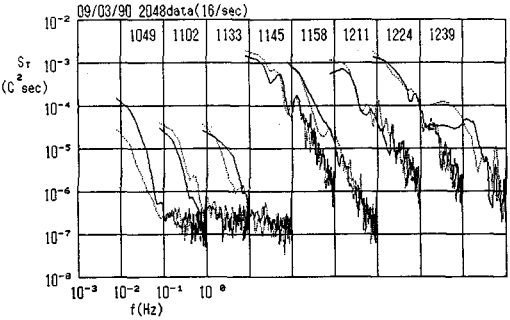


図-4 水温変動の周波数スペクトル

2.4 内部波の分散

図-4では慣性域が強風時にのみ現れていたが、内部波の増幅に伴う変調(分裂)が支配的であれば、慣性域のカスケード過程は内部波自体の変形過程として、界面波の周波数帯が慣性域と重なる点が理解できる。図-5は観測日の成層条件における内部波の分散関係^{2), 4), 5)}を示している。界面波を基本波(N, k_N)から生成される有限振幅内部波の高次項とみなし、それらの波数・周波数の代数和として共鳴波(jN, jk_N)が生成されるとし、これらを●で示す。つぎに風漣による表面過程を考えると風波の波数は界面波の範囲にあるが角周波数は jN よりずっと大きいので風波と界面波の共鳴過程が効果的であれば●の界面波と風波を結ぶ線分上の内分点で表される共鳴波の ω や k は風波の近傍に集中してくる。すなわち風波が界面にそれ自身を写しエネルギーが内部モードに移ると理解される。

このように界面波の波高 a が増大して浅水の分散関係に移行するが、内部波が短波長の界面波に覆われると、粗度として混合を誘起し、結果的に密度場は風波に攪乱される。

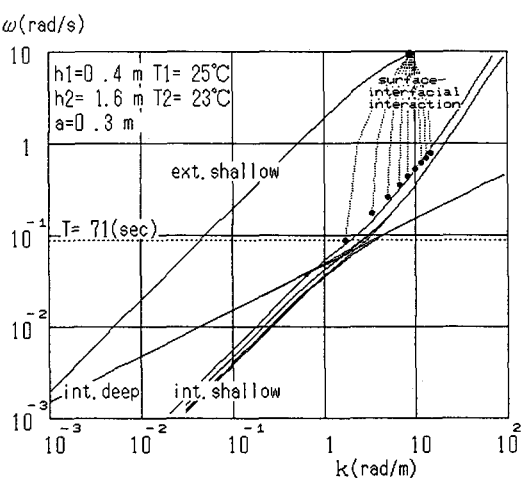


図-5 内部波の分散関係

3. 水温変動の組織的構造

3.1 平均量の鉛直分布と渦動拡散係数

空間的(全鉛直パー)・時間的及び層毎に平均した水温鉛直分布を求め、これを密度鉛直分布に変換したのが図-6である。分布形の解析では線形層上端(下端)から z 軸を下向き(上向き)にとり、鉛直分布を一定+線形+対数の3層に分割した。一方、水温鉛直分布の時間変化から表面熱束を評価し、照度モニターしたフォトセンサー出力から正味放射量を推定、放射減衰率の値 2.1m^{-1} を用いて熱束の鉛直分布を求めた。さらに、これを温度フラックスに変換し、図-7のように鉛直拡散係数の鉛直分布を推定した。各観測日の

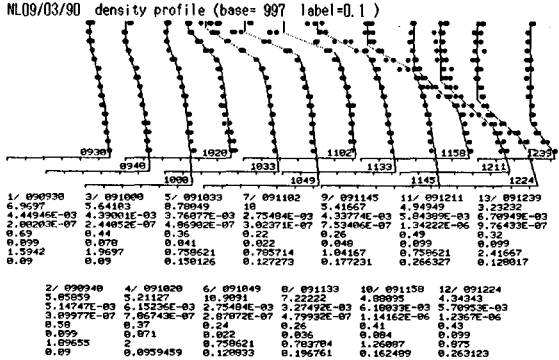


図-6 密度鉛直分布(1990.3.9)

●; 測定値、—; 分布形

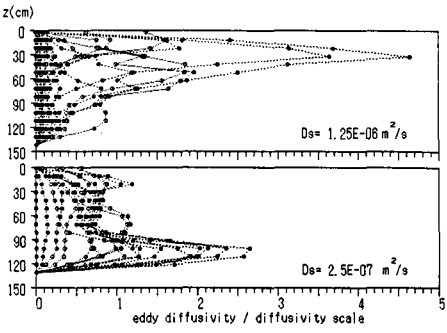


図-7 渦動拡散係数の鉛直分布

上; 第1回観測(1990.3.8~9)

下; 第2回観測(1990.5.23~24)

平均水温における動粘性係数の1~5倍の値を示す。3月の観測（上図）では最大値は界面下方に現れ、これより深層では水温勾配が減少し拡散係数が不合理に大きくなることもあり、 $0.02^{\circ}\text{C}/\text{m}$ 以下の場合には示していない（ $K=0$ とした）。下は他の観測日の連続成層時の拡散係数分布を示し、この場合、ピークはかなり下方にみられる。界面での摩擦速度 u_* 、拡散・粘性係数比 β 、カルマン定数 κ および係数 η を用いて、

$$K(z)=\beta \kappa u_* z \exp (-\eta z) \tag{1}$$

の形を考える。これは琵琶湖南湖の観測⁶⁾でもみられたものである。上部混合層では強風時でも拡散係数が小さく、対流が水面近くの逆転層を維持し、減少した拡散に代わって、放射とともに熱輸送に寄与していると考えられる。

周波数の関係、 $\omega_1>\omega_2>\omega_1-\omega_2$ ($\omega_1<2\omega_2$) を考える。ただし、 ω_1 と ω_2 はそれぞれ界面付近及び下層の緩やかな密度勾配に対する浮力振動数で、 $\omega_1=N$ である。成層破壊時の浅水分散関係では波速が一定であるから $k_1>k_2>k_1-k_2$ 、したがって、最大波長 $(k_1-k_2)^{-1}$ の界面波が密度勾配変化点に発達する。対応する波長 l 、無次元深さ $\zeta=\eta z$ を用いて、(1)式は

$$I=(\beta / \eta) \zeta \exp (-\zeta) \tag{2}$$

となる。温度 θ のフラックスを、 $u_* \theta_*= \kappa u_* I(d \theta / d z)$ と表せば、(2)式から

$$\theta / \theta_*= (\beta \kappa / \eta)^{-1} [\ln \zeta + \sum \{(\zeta^n / n!) / n\}]$$

が得られ（ n は正整数）、 ζ の1次項のみ取出して水温の対数+直線則が得られる。

$$\theta / \theta_*= (\beta \kappa / \eta)^{-1} \{\ln (\zeta / \zeta_0) + (\zeta - \zeta_0)\} \tag{3}$$

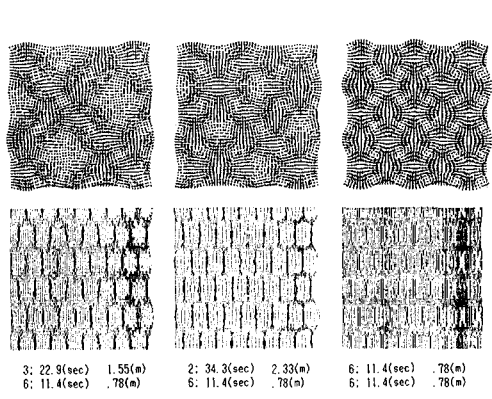
ここで、 η^{-1} として界面波の波高 a を用いると、(1)式はつぎのように書ける。

$$K(z)=\beta \kappa u_* z \exp (-z / a) \tag{4}$$

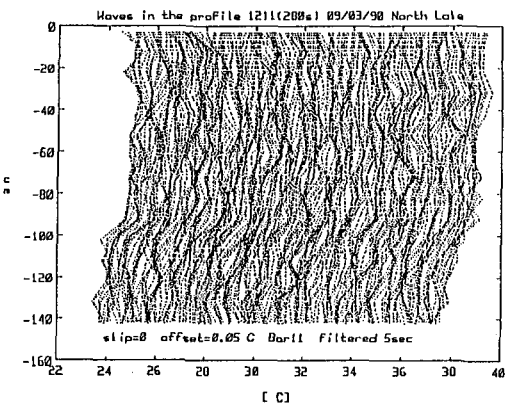
巻波として観察される最大径の渦の活発な混合は拡散係数がピークをとる深さ、すなわち、線形層下端（下層が薄いときは上端）の $\zeta=1$ で期待される。(2)式の長さ l は線形層と対数層の各基本波の共鳴で生じる最大波長としたが、鉛直分布モデルでは界面波の間隔 s により波形勾配 $\lambda=a / s$ をパラメータにとった。 s は 0.1m 前後と l より小さく、推定された4程度の λ から s が波高 a の $1/4$ 程度と推定された。Langmuir循環の室内実験⁷⁾では風漣の菱形に1対のらせん渦が存在するといわれており、渦中心から縁端までの距離は風漣の横波長の約 $1/4$ となる点で一致する。共鳴機構によって風波が界面波に写され、同様のセル構造が界面層にも現れると推察されたが、あるいは水面形状を界面に写すのはこうしたセル構造とも考えられる。

3.2 セル構造

成層中のray波^{1), 8)}を想定し、風と直交する鉛直面内のセル構造として界面波を抽出する。線形層の浮力



図－8 セル運動の計算結果



図－9 水温鉛直分布の変動

振動数 $(g'/a)^{1/2}$ に対応する指数型密度分布 $\rho = \rho_0 e^{z/H}$ を用いて、基本波の整数倍の周波数をもつ2つのモードの界面波が2mの水深全体に存在すると仮定する。観測時に対応して基本波の周期が約70秒の場合のセル運動の瞬間パターンと浮力の時間変動を図-8に示す。モードの計算周期は11、23あるいは35秒となり、実測した水温変動の周期とよく一致する。11秒の界面波の波長は0.75m、セルのサイズにして約40cmと推定された。図-9には実測した水温変動を示すが、浮力変動の計算値と類似の変化を示す。ただし、実測では、さらに高周波の界面波や低周波の内部波が共存するために明瞭な節がみられない(図-1)。また界面波の最大波長は上・下層の波数差に逆比例するが、計算では一様な浮力振動数を仮定しており、界面付近に強い巻波は生じない。しかし、浮力振動数の数倍程度の周波数の界面波が卓越し、風と直交する鉛直面内のセル運動として多層の多列らせん渦を伴う構造が示された。

4. 結 語

成層破壊時には、内部波と界面波にわたる周波数帯で慣性小領域が明確にみられた。内部波の増幅に伴う変調という内部過程により生成される界面波がさらに表面過程である風波と共鳴し、風波の特性が界面波に写され、内部モードにエネルギーが移る機構を考察した。鉛直渦動拡散係数の鉛直分布を検討し、拡散係数が線形の水溫漸変層の下端(上端)でピークをとり、線形層の厚さ a の程度の距離で減少し、活発な拡散は巻波層に集中することを示した。こうした場では対数+直線則が期待され、類似の鉛直分布モデルで求めた密度分布を例示し、界面波が変形する密度界面の粗度要素として重要であることを示した。風漣の横波長できまる小規模な並列らせん渦について、風と直交鉛直面内のセル運動の数モードを計算し重ねると実測した界面波の水溫変動と卓越周期もよく一致する浮力変動が得られ、多列らせん渦の存在が示された。

西オーストラリア大学に滞在中に本観測を行い、同大学の Jorg Imberger 教授および Centre for Water Researchの皆様に助言と支援を頂いた。また、Centre for Environmental Fluid Dynamics から観測の資金援助を受けた。さらに、観測データの解析を進めるにあたっては、文部省科研費総合研究(大阪産業大学・室田 明教授・代表)の補助を受けた。ここに記して深く感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 大久保賢治: 水溫計格子を用いた浅水湖の成層破壊過程の観測, 京都大学防災研究所年報, 第34号B-2, 319-336, 1991.
- 2) Turner, J.S.: Buoyancy effects in fluids, Cambridge Univ. Press, 1973.
- 3) Monin, A.S. and R.V. Ozmidov: Turbulence in the Ocean, Env. Fluid Mech., Reidel, 146-151, 1985.
- 4) Hunt, J.N.: Interfacial waves of finite amplitude, La Houille Blanche, 16, 515-531, 1961.
- 5) Thorpe, S.A.: On the shape of progressive internal waves, Phil. Trans. A, 263, 563-614, 1968.
- 6) Ookubo, K. and Y. Muramoto: Vertical water diffusivity of wind-driven currents in a shallow lake, Proc. 6th congr., APD, IAHR, Kyoto, Vol. III, 193-200, 1988.
- 7) Faller, A.J. and E.A. Caponi: Laboratory studies of wind driven Langmuir circulation, J.G.R., Vol 83, No. C7, 3617-3633, 1978.
- 8) Prandtl, L.: Essentials of fluid dynamics, London, Blackie, 240, 1952.