

機械的擾乱と熱的擾乱が複合的に作用する水温成層場での 内部変動特性に関する研究

CHARACTERISTICS OF INTERNAL FLUCTUATIONS IN THERMALLY STRATIFIED FIELDS INDUCED BY COMBINATION OF MECHANICAL AND THERMAL STIRRING

室田 明*・道奥康治**

By Akira MUROTA and Kohji MICHIOKU

An experimental work is performed to examine the characteristics of internal fluctuations in two-layer thermal strata induced by the combined action of grid-oscillation and heating from below. The interfacial layer depth and the vertical deformation of interface are expressed as a function of Péclet number and the overall Richardson number which are defined from the grid-turbulence scaling velocity. Based on these results, it is found that the relative intensity of temperature fluctuation at the thermocline is proportional to Péclet number as well as to the inverse of Richardson number. It is concluded that the mechanical turbulence plays more predominant roles on the internal fluctuations than the thermal convection. However, the thermal stirring effectively contributes to the mixing process because of its buoyancy flux effects.

Keywords: vertical mixing, thermal stratification, forced convection

1. 序 論

(1) 研究の目的

移流作用が小さい閉塞水域では水温成層が発達しその安定効果によって水質混合が抑制される。この場合風の応力や水面冷却といった水面での擾乱が鉛直方向物質輸送の主たる起動力となる。ここで前者は力学的外力、後者は熱エネルギーに起因した外力であるため、成層場に対する両者の作用形態は異質なものとなる。湖沼や貯水池の表水層では両者が相乗的に働いて水温躍層や水質の挙動を支配しておりその機構はきわめて複雑である。本研究は機械的・熱的擾乱の複合作用を受ける水温成層場を基礎実験により再現してその内部変動特性を明らかにし水質混合とのかかわりについての検討を加えるものである。

(2) 研究の背景

これまで密度成層の混合は各種せん断流や振動格子等の力学的擾乱が起動力となる場合について重点的に議論されてきた。振動格子による鉛直混合現象については実験モデル化が容易であるため、主に塩分濃度の成層に対

象として混合量・変動特性等が詳細に検討されている。しかし熱成層を対象にした場合、ことに内部変動特性についての研究例は数少ない。

他方、熱対流による混合現象については大気成層を水温場に置き換えた水理模型実験が行われているが、普遍的な混合量則すらいまだ確立されておらず変動特性についても振動格子場の実験ほどの緻密な計測は行われていない。

著者らは文献1)において風の擾乱と熱対流が複合作用する成層水域を想定し、振動格子と加熱底板によって生ずる水温二層系内の鉛直混合量についての実験的検討を行った。混合量はエネルギー的考察に基づき定義された複合因擾乱場の速度スケールと混合層の厚さを用いて整理され、その結果連行係数とリチャードソン数の間に一価の関数関係が見出された。

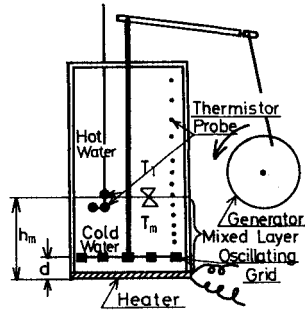
以上の研究成果をもとに本論文では2つの擾乱に関する特性量から定義された無次元水理量を用いて密度界面近傍の内部変動諸量を整理し、内部運動ならびに混合量に対する両擾乱の貢献度を解析して複合因擾乱場の水質混合機構を考究する。

2. 実験方法¹⁾

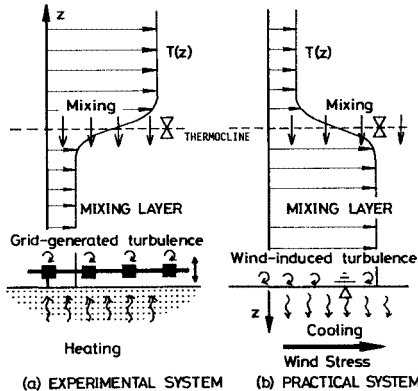
実験は図—1の鉛直一次元水槽内に水温の二成層を形

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科
(〒565 吹田市山田丘2-1)

** 正会員 工博 大阪大学助手 工学部土木工学科(同上)



図一 実験装置 (文献 1) からの転載)



図二 本実験システムと実際の水温成層系との比較

成させ、底面から一定かつ一様の熱フラックスと振幅・周波数が一定の振動格子擾乱エネルギーを供給することにより行われる。図二に示すように成層が風応力と水面冷却による擾乱を受けるような現実の場は本実験システムと幾何学的に上下逆の関係にあるが、力学的には相互に対応している。

本実験では鉛直方向 30 点に配されたサーミスタ水温計を用いて 1 分ごとに水温分布を計測・記録した。また、サーミスタ素子 (芝浦電子製 BSB 4-46 C 型, 抵抗特性: 0°C-63 kΩ; 50°C-9 kΩ; 100°C-2.2 kΩ, ガラス被覆された先端の幾何形状は直径 0.7 mm, 長さ 2.5 mm) の結線部のみを防水加工し先端を極力露出させることによって小さな時定数となるように工夫した水温計 (時定数: 63.2% 低減値で約 0.05 秒) を作製した。これを密度界面近傍の数点に配して連続計測を行い水温時系列を得た。得られたデータは 20 Hz のサンプリング周波数でデジタル変換され処理される。下層を着色し内部界面の変動をビデオカメラに収録した。実験条件を表一に示す。

密度界面位置は上下層の平均水温に相当する高さで定義する。本文では底面から界面までの一様に混合した下層を「混合層」、界面近傍の水温が急変する中間層を「密

表一 実験条件 (文献 1) からの転載)

(a) 機械的擾乱の場合 (b) 熱的擾乱の場合 (c) 複合因擾乱の場合

CASE	f (Hz)	ΔT (°C)	CASE	H ₀ (°C·cm/s)	ΔT (°C)	CASE	f (Hz)	H ₀ (°C·cm/s)	ΔT (°C)
M-1	1.52	5.9	T-1	0.0342	5.3	C-1	1.41	0.0872	11.5
M-2	2.96	6.4	T-2	0.0541	3.3	C-2	2.91	0.0865	12.2
M-3	3.95	3.9	T-3	0.0852	5.6	C-3	3.90	0.0862	11.7
M-4	1.67	11.8	T-4	0.0315	11.9	C-4	1.26	0.0290	10.5
M-5	1.50	12.3	T-5	0.0440	11.3	C-5	1.25	0.0318	12.0
M-6	3.26	10.1	T-6	0.0435	11.4	C-6	1.35	0.0296	10.7
M-7	3.11	12.5	T-7	0.0442	11.8	C-7	3.00	0.0302	13.0
M-8	4.18	11.6	T-8	0.0461	13.8	C-8	2.95	0.0298	11.3
M-9	3.01	12.9	T-9	0.0389	15.1	C-9	1.52	0.0470	10.9
M-10	4.00	12.5	T-10	0.0844	11.9	C-10	1.36	0.0438	12.7
			T-11	0.0433	12.5	C-11	3.05	0.0388	9.7
			T-12	0.0786	14.4	C-12	2.95	0.0435	11.6
						C-13	3.10	0.0426	11.2
						C-14	3.00	0.0394	12.9
						C-15	2.98	0.0774	11.0
						C-16	3.76	0.0378	12.3
						C-17	3.88	0.0817	12.5

ここで、

f: 振動格子の周波数 (Hz)

H₀: 底面加熱フラックス (°C·cm/s)

ΔT: 上下層水温差の初期値 (°C)

表二 関連水理量の定義

	特性長	代表速度	ペクレ数	リチャードソン数
機械的擾乱	l _s	u _s	Pe _s = u _s l _s / κ _T	Ri _s = ε g l _s / u _s ²
			Pe _g = η u _s h _m / κ _T	Ri _g = ε g h _m / (η u _s) ²
熱的擾乱	h _m	u _f	Pe _f = u _f h _m / κ _T	Ri _f = ε g h _m / u _f ²
複合因擾乱	h _m	σ	Pe _σ = σ h _m / κ _T	Ri _σ = ε g h _m / σ ²

ここに、l_s = β (h_m - d): 振動格子乱れの積分特性長、β: 比例定数、d: 底面と振動格子間の間隔、h_m: 混合層 (下層) の厚さ、u_s = c f s^{3/2} M^{1/2} (h_m - d)⁻¹: 振動格子乱れの目撃平均速度、c: 比例定数、f、s: 振動格子の周波数および振幅、M: 格子要素間隔、u_f = (α g H₀ h_m)^{1/3}: 対流速度、α: 熱膨張係数、g: 重力加速度、H₀: 底面熱フラックス、σ = (u_f³ + η³ u_s³)^{1/3}: 複合因擾乱の代表速度、η: 換算係数、κ_T: 熱拡散係数、ε g: 密度界面における相対浮力差である。

度 (水温) 遷移層」, それより上方の非擾乱層を「上層」と称する。

3. 水温遷移層の厚さ

界面連行は乱れのエネルギーが密度遷移層の浮力安定効果に打ち勝つことにより生ずる混合過程であり、密度界面での浮力勾配は局所的な乱流熱輸送や水温変動強度と深いかわりをもつ。これまでに振動格子あるいは熱対流等の擾乱が単独に作用する水温成層を対象とし、遷移層厚さがリチャードソン数またはペクレ数の関数となることが二、三の研究で確認された^{2),3)}。そこで本節では表二に示す水理諸量と遷移層厚さとの相関を調べ、複合因擾乱が局所的な水温構造に及ぼす影響を考察する。

遷移層厚さをできる限り客観的に決定するため、水温分布を次式に示す関数形に回帰し、式中の Δh を遷移層厚さと定義する。

$$T(z) = \frac{1}{2} \left\{ (T_1 - T_m) \tanh \left(\frac{2(z - h_m)}{\Delta h} \right) + (T_1 + T_m) \right\} \dots \dots \dots (1)$$

ここで、T(z) は底面からの高さ z における水温、T₁・T_m はおのおの上層および下層内の平均水温である。

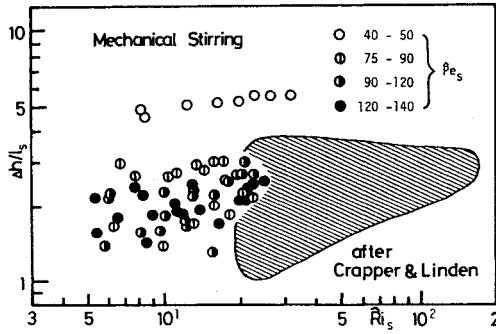


図-3 無次元遷移層厚さ $\Delta h/l_s$ とリチャードソン数 R_{i_s} との関係 (機械的擾乱の場合)

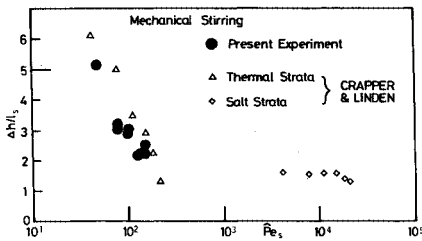


図-4 無次元遷移層厚さ $\Delta h/l_s$ とペクレ数 \hat{P}_{es} との関係 (機械的擾乱の場合)

図-3, 4 は振動格子だけが作用する場合について、無次元遷移層厚さ $\Delta h/l_s$ とリチャードソン数 R_{i_s} 、ペクレ数 \hat{P}_{es} との関係をのおの示す。これより $\Delta h/l_s$ は R_{i_s} に対してはほぼ独立であり、 \hat{P}_{es} とは負の相関をもつことが示される。両図中に示した Crapper と Linden (1974)²⁾ による水温成層場の実験値 (ただし両層攪乱の条件で行われ Δh の定義が少し異なる) も本実験と同様の傾向を有する。図-3 において彼らの実験値のうち塩分濃度成層場における高ペクレ数の領域 ($10^3 \leq \hat{P}_{es} \leq 2 \times 10^4$) では $\Delta h/l_s = 1.9$ なる一定値を示している。水温成層場についても $\hat{P}_{es} \rightarrow \infty$ とみなせる程度に大きなペクレ数の条件下で実験 (または現地観測) を行うことができれば $\hat{P}_{es} \rightarrow \infty$ に対する $\Delta h/l_s$ の漸近値の有無を知ることができよう。しかし、ペクレ数のような物性水量のみならず物性定数 (たとえばプラントル数) も異なるため、その漸近値が塩分成層場で得られた値に一致するとは限らない。

図-5, 6 は熱対流のみが作用する場合についての無次元遷移層厚さ $\Delta h/h_m$ と熱的擾乱に関するリチャードソン数 R_{i_f} 、ペクレ数 P_{ef} との相関をおのの表わす。図-5 中に併記した Deardorff らの実験値³⁾ は R_{i_f} の増加に伴いやや減少の傾向を、本実験値はやや増加の傾向を示す。しかし全体的にかなり広い範囲にわたり $\Delta h/h_m$ の R_{i_f} に対する依存性は弱く、図-3 の場合と

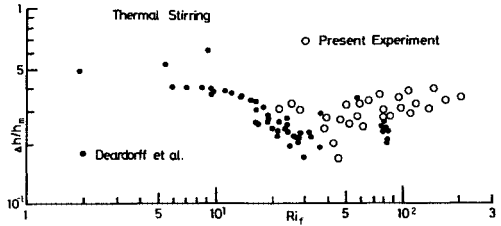


図-5 無次元遷移層厚さ $\Delta h/h_m$ とリチャードソン数 R_{i_f} との関係 (熱的擾乱の場合)

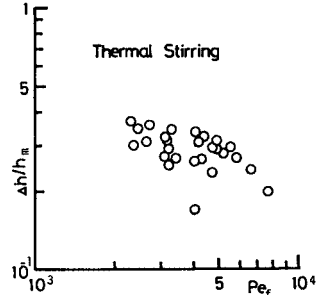


図-6 無次元遷移層厚さ $\Delta h/h_m$ とペクレ数 P_{ef} との関係 (熱的擾乱の場合)

同程度に R_{i_f} との独立性が見受けられる。一方、図-6 に示した $\Delta h/h_m$ とペクレ数 P_{ef} 間の相関性も図-4 の機械的擾乱の場合ほど高くはなく、実験誤差の範囲内ではほぼ一定かまたはやや負の相関がみられるに過ぎない。図-3~6 の結果より遷移層厚さと平均水量との明確な関数関係は図-4 においてみられる程度であり、他の場合については有為な関係が認められないことがわかる。したがって機械的擾乱と熱的擾乱が複合作用する場合の遷移層厚さを考える場合にはリチャードソン数を除外し、ペクレ数との相関について重点的に議論すればよいであろう。またペクレ数へ依存することから遷移層厚さに対する分子過程の関与が示唆される。

なお、現地観測に基づく研究では現象の複雑性が伴うため以上のような局所的な水温構造の特性に関する検討はほとんどなされていない。ただ、幾何学的スケール比からおよそ推定すれば、実水域においては両擾乱の場合ともに本研究で対象とするペクレ数の少なくとも $10^2 \sim 10^3$ 倍以上のペクレ数を有する水理条件下にあると考えられる。ペクレ数の増大に伴い水温遷移層の相対的厚さ $\Delta h/l_s$ あるいは $\Delta h/h_m$ が一定値に漸近するの可否かは断定できないが、本実験においては多少ともペクレ数への依存性があることから、少なくとも躍層近傍の水温勾配に対してはスケール効果が介在している可能性がある。しかし一方、力学的相似性を反映するリチャードソン数の範囲については実際現象と実験現象間に大きな差異がない。またペクレ数とは独立に唯一の連行則が定ま

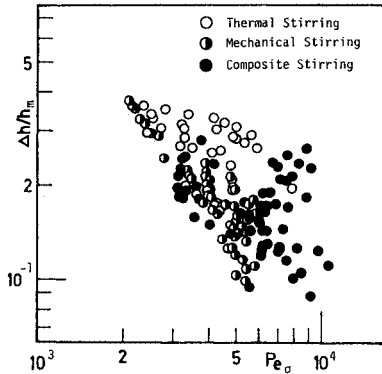


図-7 無次元遷移層厚さ $\Delta h/h_m$ とペクレ数 Pe_o との関係 (複合因擾乱の場合)

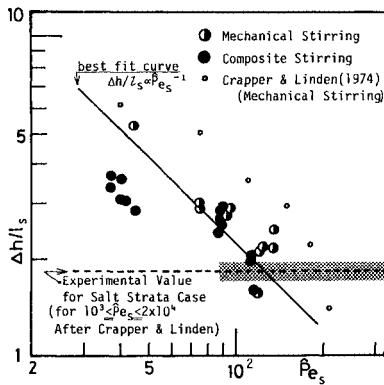


図-8 無次元遷移層厚さ $\Delta h/l_s$ とペクレ数 Pe_s との関係 (複合因擾乱の場合)

ることから¹¹⁾、鉛直混合量に対する相似性は保証されているものと考えられる。

複合因擾乱の実験結果を論ずる場合には水温構造に及ぼす2つの擾乱効果を相互に換算して合算しその複合効果を配慮する必要がある。鉛直混合量を整理するに際しては、複合因擾乱の速度スケール $\sigma = (u_f^3 + \eta^3 u_s^3)^{1/3}$ を定義しリチャードソン数 Ri_o の関数として混合率が評価された¹¹⁾ (表-2参照)。ここで σ は、便宜上、熱的擾乱と機械的擾乱間の相互干渉がないという理想状態を想定し「両擾乱のもたらすエネルギーフラックスの重みつき線形和 $u_f^3 + \eta^3 u_s^3$ (η は二種の擾乱エネルギー間の相互換算係数) が複合因擾乱のエネルギーフラックス σ^3 に比例する」という考えのもとに定義されている。そこでまず σ によってペクレ数 Pe_o を表-2のごとく定義し、無次元遷移層厚さ $\Delta h/h_m$ と Pe_o との関係を図-7に示す。また機械的擾乱の場合は Pe_{es} 、熱的擾乱の場合は Pe_r をそれぞれ横軸にとって両者の値を Pe_o に換算し、同図中に併記する。全体的にはおよそ負の相関が認められるが、機械的擾乱の場合に比べ熱的擾乱の実験値は大きめの値

をとりしかもペクレ数に対する遷移層厚さの減少率は小さい。複合因擾乱の実験値は両者のちょうど中間の領域に分布している。したがってこのペクレ数の定義によると、躍層面での水温勾配の増加 ($\Delta h/h_m$ の減少) に対する熱的擾乱の効果は機械的擾乱のそれに比べて小さくなることになる。換言すれば、混合量を整理する場合と同じ重みで両擾乱のエネルギーフラックスを重ね合わせるとペクレ数の中の熱的擾乱成分を大きく見積り過ぎ、水温構造に關与する熱的擾乱効果を過大評価することになるといえる。そこで次に熱的擾乱の速度項を無視し、機械的擾乱に関するペクレ数 Pe_s のみを用いて実験値を整理する。図-8はその結果を示し図-4の値も含む。1ケースに対し Pe_s は一定に保たれるため図-7より点数は少ないがむしろ高い相関が認められる。当然 $\Delta h/l_s$ の減少に及ぼす熱的擾乱の効果は小さいといえども依然存在するが、本実験条件の範囲ではその効果は無視され近似的に $\Delta h/l_s \propto Pe_s^{-1}$ なる関係が認められる。

以上のように遷移層厚さを調べることによって界面の安定度に及ぼす両擾乱の力学的貢献度が間接的に類推された。しかしより直接的かつ明確に見極めるためには次節に示す界面変位・水温変動特性に関する考察が必要である。

4. 密度界面近傍の内部変動特性

(1) 密度界面の変位

混合層内の擾乱塊が界面へ衝突するとドーム状の界面波が生起し混合が促進される。図-9はビデオ解析より求めた界面ドーム (interfacial dome³⁾) の水平幅 L_d (3~4個の平均値) と混合層の厚さ h_m との関係を示す。実験値は両擾乱の強度比 u_f/u_s ごとに記号で区別され

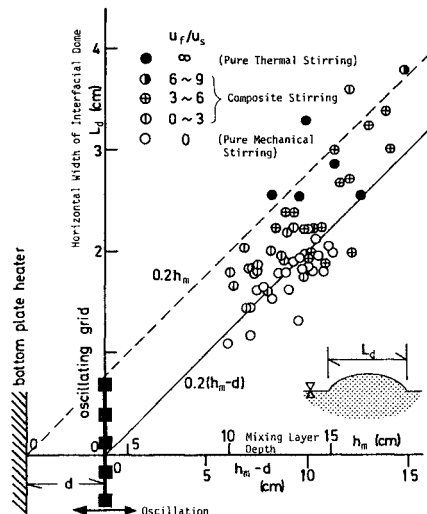


図-9 界面ドームの水平幅 L_d と混合層厚さ h_m との関係

ている。実線・破線はそれぞれ機械的・熱的擾乱の発生源である振動格子中心位置と底面位置から引いた実験値の包絡線である。機械的擾乱が強い (u_f/u_s が小さい) 場合には $L_d \propto (h_m - d)$ (d は底面から格子中心位置までの高さ)、熱的擾乱が卓越する (u_f/u_s が大きい) 場合には $L_d \propto h_m$ なる関係がほぼ認められる。これより界面変位の水平スケールに対しては両擾乱の寄与がともに現われていることがわかる。

一方、界面の鉛直変位に対しては相対浮力差が関連するため、リチャードソン数が重要な水量となる。渦輪の衝突⁴⁾や熱塩対流により誘起される界面波の実験結果⁵⁾から類推すれば、無次元界面変位量はリチャードソン数に反比例することが予想される。図-10と11にビデオ解析から得られた界面の最大波高 H とリチャードソン数 $R_{i\sigma}$ および $\hat{R}_{i\sigma}$ との相関をそれぞれ示す。両図においてともに負の相関が認められる。しかし、図-10において $R_{i\sigma}$ が小さく熱的擾乱効果の大きな複合因擾乱の実験値ならびに熱的擾乱のみが作用する場合の実験値は実線で示した $H/h_m \propto R_{i\sigma}^{-1}$ の曲線よりかなり小さな

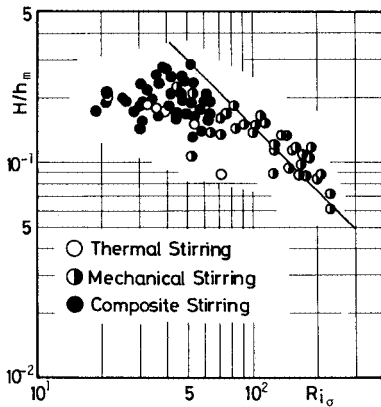


図-10 界面波高の最大値 H とリチャードソン数 $R_{i\sigma}$ との関係

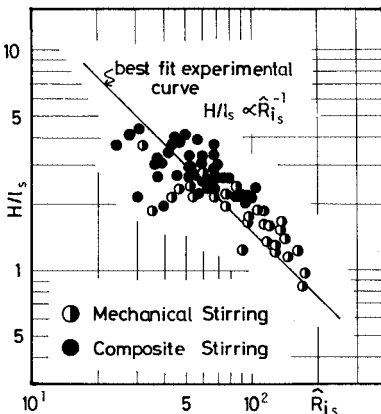


図-11 界面波高の最大値 H とリチャードソン数 $\hat{R}_{i\sigma}$ との関係

H/h_m の値を示す。これは熱的擾乱速度が σ の中で過大評価され、したがって $R_{i\sigma}$ が過小に評価されるためであり、これより 3. で論じた水温遷移層の場合と同様の結論が導かれる。ゆえにこの場合もまた図-11のように熱的擾乱効果を全く無視した方がより一義的に実験値を整理することができ、 $H/l_s \propto \hat{R}_{i\sigma}^{-1}$ なる関係をほぼ満たす実験曲線が得られる。以上のことから界面の最大波高に反映される擾乱塊の鉛直運動量は主として機械的擾乱により誘起されており混合量に現われる程度に大きな熱的擾乱の貢献は少ないものと考えられる。両擾乱の運動量を相互に換算する方法が確立できれば複合因擾乱の運動特性を表わす新たな代表速度が得られ、これによって全ケースを統一的に表現できよう。しかし本実験範囲では近似的に熱的擾乱の影響を無視し $\hat{R}_{i\sigma}$ のみによって界面波高を整理しても差し支えないと思われる。

(2) 水温変動強度

密度界面近傍の水温変動時系列の計測例を図-12に示す。界面がサーミスタプローブの下方に位置する6~8分の間は隆起・沈降する低温の混合層水塊を間欠的にとらえている。8.5~9.5分では密度界面がほぼプローブ位置にまで上昇し水温変動は増大する。10分以降になると混合層水塊の占有時間が増加し変動強度は再び減少する。

図-13~15の各図は時系列より得られた水温変動の相対強度 $\sqrt{T'^2}/\Delta T$ ($\sqrt{T'^2}$ は水温変動の二乗平均値、 ΔT は上下層の水温差) の鉛直分布を各ケースについて示したものである。各図はおのおの次のような特徴を有

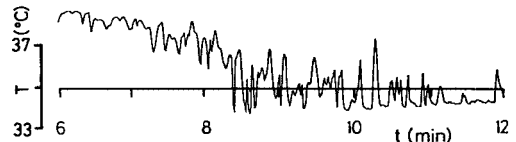
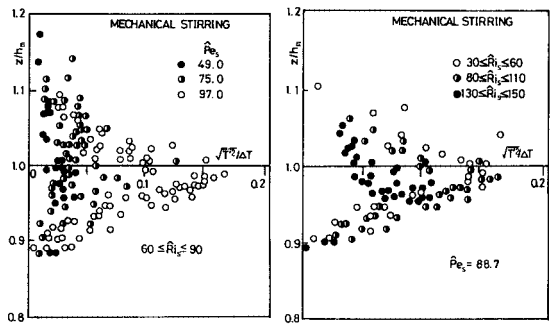


図-12 水温変動時系列の計測例



(a) ベクレ数 \hat{P}_{es} に伴う変化 (b) リチャードソン数 $\hat{R}_{i\sigma}$ に伴う変化

図-13 水温変動強度 $\sqrt{T'^2}/\Delta T$ の鉛直分布 (機械的擾乱の場合)

する。

a) 機械的擾乱の場合 (図-13)

図-13(a) はリチャードソン数 \hat{R}_{is} を固定し、ペクレ数 \hat{P}_{es} をパラメーターとした場合、(b) は逆にリチャードソン数をパラメーターにとった場合を示す。Crapper と Linden の実験結果²⁾と同様、ペクレ数とともに変動強度が増加する傾向が図-13(a)において現われている。しかし、本実験ではさらに図-13(b) に示すようにリチャードソン数の減少によっても変動強度が増大するという新たな事実が得られた。

b) 熱的擾乱の場合 (図-14)

機械的擾乱の場合に比べ全体的にかなり小さい値をとり、Willis と Deardorff (1974)⁶⁾ が示したような界面付近でのピーク値はみられない。またペクレ数・リチャードソン数との相関は明確ではない。

c) 複合因擾乱の場合 (図-15)

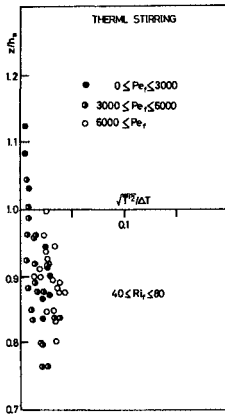


図-14 水温変動強度 $\sqrt{T'^2}/\Delta T$ の鉛直分布 (熱的擾乱の場合)

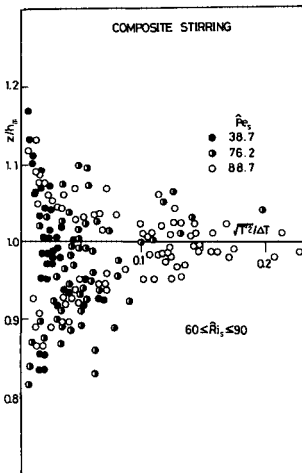


図-15 水温変動強度 $\sqrt{T'^2}/\Delta T$ の鉛直分布 (複合因擾乱の場合)

σ を用いて定義したペクレ数 $P_{e\sigma}$ 、リチャードソン数 $R_{i\sigma}$ に対して $\sqrt{T'^2}/\Delta T$ は明確な変化傾向を示さず、むしろ \hat{P}_{es} 、 \hat{R}_{is} に対して機械的擾乱の場合とほぼ同様の傾向がみられた。図-15 は \hat{P}_{es} との関係を示したものであるが、分布形・大きさともに図-13(a) と対応する。これより複合因擾乱場の水温変動の大部分は機械的擾乱によって誘起されていることが理解される。

水温変動強度の大きさと水量との関係をより定量的に見出すため、密度界面位置における相対強度 $(\sqrt{T'^2}/\Delta T)_{int.}$ を考える。 $(\sqrt{T'^2}/\Delta T)_{int.}$ は水温遷移層内の局所的な水温勾配 $(\partial T/\partial z)_i \approx \Delta T/\Delta h$ ならびに界面波高 H とおよそ次のような関係をもつであろう。

$$\left(\frac{\sqrt{T'^2}}{\Delta T}\right)_{int.} \approx \left|\frac{T'}{\Delta T}\right|_{int.} \approx \frac{H(\partial T/\partial z)_i}{\Delta T} \approx \frac{H}{\Delta h}$$

ところで、図-8、11 よりほぼ $\Delta h/l_s \propto \hat{P}_{es}^{-1}$ 、 $H/l_s \propto \hat{R}_{is}^{-1}$ なる関係があることから、これらを上式に代入すれば次の関数形が導出される。

$$\left(\frac{\sqrt{T'^2}}{\Delta T}\right)_{int.} \propto \frac{\hat{P}_{es}}{\hat{R}_{is}}$$

図-16 は $(\sqrt{T'^2}/\Delta T)_{int.}$ と $\hat{R}_{is}\hat{P}_{es}^{-1}$ の関係を示しており、実験結果は上式をほぼ裏づけている。比較のためこれまでと同様、 $R_{i\sigma}$ 、 $P_{e\sigma}$ を用いた場合の結果を図-17 に示すが熱的擾乱が卓越的に作用するケースでは変動強度が小さく現われ全ケースにわたる一義的な関係は見出されない。これよりこの場合にもやはり σ の中で熱的擾乱の成分が過大に見積もられ $R_{i\sigma}P_{e\sigma}^{-1}$ の値が過小に評価されていることが確認される。

(3) 水温変動の特性時間

サーミスタプローブが $0.95 \leq z/h_m \leq 1.05$ の密度界面付近に位置する場合の時系列データを選択的に抽出し、

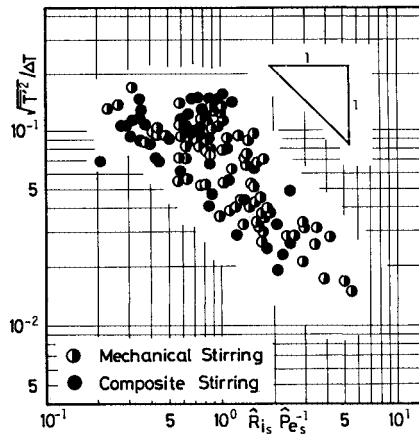
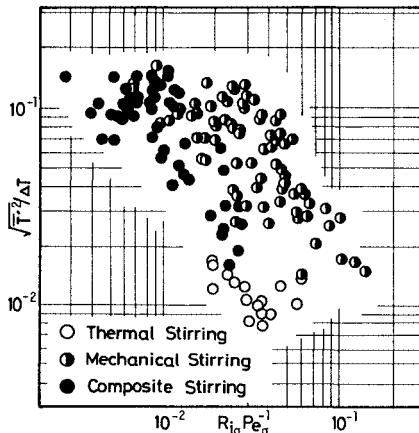


図-16 密度界面位置における変動強度 $(\sqrt{T'^2}/\Delta T)_{int.}$ と $\hat{R}_{is}\hat{P}_{es}^{-1}$ の関係

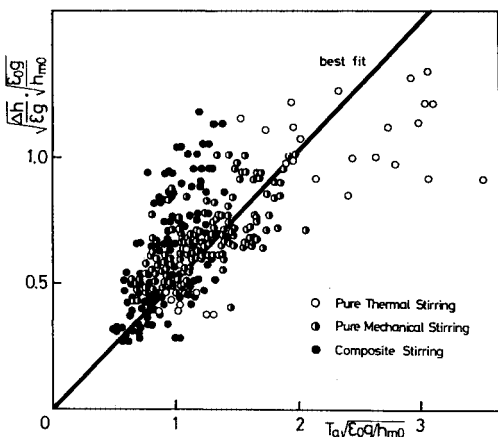
次式で定義される変動時間スケール T_a の特性を調べる。

$$T_a \equiv \frac{\sqrt{T'^2}}{\sqrt{(\partial T' / \partial t)^2}}$$

図一18 は水温遷移層のバイサラ周期 $\sqrt{\Delta h / \epsilon g}$ を縦軸に、変動時間スケール T_a を横軸にとり両者の比較を行ったものである。両軸の値にはともに $\sqrt{\epsilon_0 g / h_{m0}}$ ($\epsilon_0 g, h_{m0}$ はそれぞれ上下層浮力差、混合層厚さの初期値) を乗じて無次元化している。平均的にはおよそ図中実線で示したような比例関係が認められる。別途、表一2 欄外に示した各種の擾乱に関する長さ・速度の組合せから定義された種々の特性時間についても T_a との比較を試みたが、いずれも同図ほどの高い相関は得られていない。以上の点より界面近傍の水温変動は擾乱による強制運動よりはむしろ自由波に近い振動により生ずるものと



図一17 密度界面位置における変動強度 $(\sqrt{T'^2} / \Delta T)_{int}$ と $R_{10} Pe_0^{-1}$ の関係



図一18 水温遷移層のバイサラ周期 $\sqrt{\Delta h / \epsilon g}$ と水温変動の特性時間 T_a の関係

とみられる。擾乱の強制力がより強いと考えられる渦輪衝突による界面変位でさえ衝突後は自由波的に復元する事実⁹⁾を考えればこの点は理解されよう。しかし T_a はあくまで無条件に算術平均され得られた特性時間であるため、自由振動のみならず強制的変動・擾乱相互の干渉効果により二次的に生じた変動等すべての成分を内包すると考えられる。実験値のばらつきはこうした点ならびに相対密度差が小さい領域(図一18では長周期の領域に相当する)における計測精度の問題に原因していると思われる。

5. 乱流熱輸送量

(1) 熱保存式を用いた乱流熱輸送量の算出

乱れによる熱輸送量は鉛直一次元性を仮定した熱保存式より次のように算出される。

$$\overline{w'T'} = - \int_0^z \frac{\partial T}{\partial t} dz + H_s + \kappa_r \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_z \dots \dots \dots (2)$$

ここに $\overline{w'T'}$ は時間平均された乱流熱輸送量(鉛直上向きを正とする)、 $\kappa_r (\partial T / \partial z)|_z$ は高さ z における分子熱輸送量である。

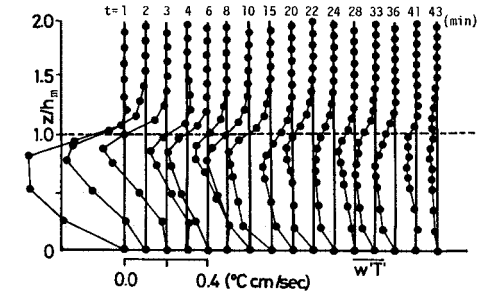
水温分布の計測値を上式右辺に代入し数値微積分を行えば $\overline{w'T'}$ の分布形が得られる。

(2) 実験結果

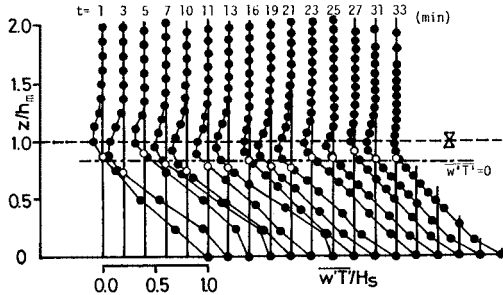
図一19に乱流熱輸送量分布の時間変化を示す。縦軸は混合層の厚さ h_m で無次元化された鉛直座標 $\zeta = z / h_m$ 、横軸は底面からの供給熱フラックス H_s で無次元化された乱流熱輸送量 $\overline{w'T'} / H_s$ である。ただし、機械的擾乱の場合については生の値で示されている。

図一19(a)の機械的擾乱の場合には、混合層内で常に $\overline{w'T'} \leq 0$ であり、連行によって上層の高温水が下方へ輸送されている。負の熱輸送量の最大値は密度界面 ($\zeta = 1$) のやや下方に現われその絶対値は時間とともに減少する。

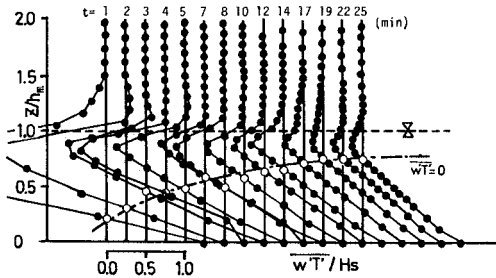
図一19(b)の熱的擾乱が作用する場合の乱流熱フラックス $\overline{w'T'}$ は模式的には図一20(a)の太い実線のような分布形状を有するが、これは次のように2つの成分から構成されているものと考えることができよう。すなわち密度境界面を断熱性の固定壁に置き換え界面連行の発生を阻んだ場合には図一20(b)のように高さ方向に線形的に減少する熱フラックス $\overline{w'T'_1}$ の分布形を呈する。したがって図一20の(a)と(b)の場合の偏差 $\overline{w'T'_2} = \overline{w'T'} - \overline{w'T'_1}$ (図一20(a), (c)の斜線部)が界面連行過程の存在による $\overline{w'T'}$ への貢献とみなすことができる。 $\overline{w'T'_2}$ は図一19(a)に示す機械的擾乱の場合と同様の分布形状をとり、ただ振動格子の乱れにかわり熱対流運動が起動力である点に差異があるだけである。このように界面連行によりもたらされた負の $\overline{w'T'}$ の極大値



(a) 機械的擾乱の場合

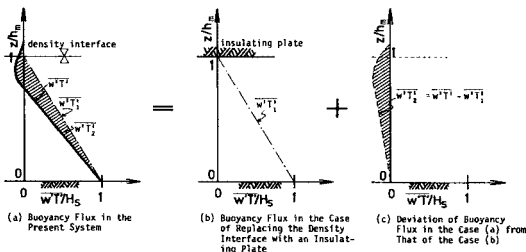


(b) 熱的擾乱の場合



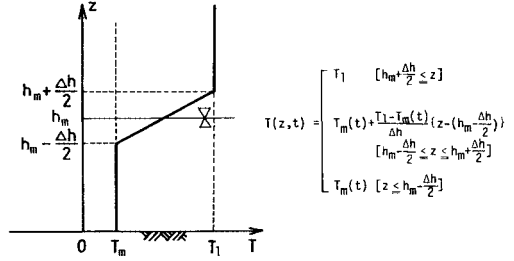
(c) 複合因擾乱の場合

図—19 乱流熱フラックス $w'T'$ の鉛直分布の推移

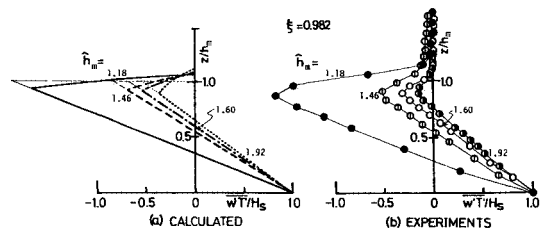


図—20 熱的擾乱が作用する場合の (a) 水温成層場における乱流熱フラックスと (b) 二平行固定壁間にはさまれた流体中の乱流熱フラックスとの比較

(密度界面のやや下方で生ずる)と H_s との比はほぼ 0.1 程度に保たれていることが図—19(b) よりわかる。また同図のように無次元化された熱フラックスは時間的にはほぼ一定の相似に近い分布形をとりケース間の差異も特にみられない。



図—21 水温分布モデルの模式図



図—22 乱流熱フラックスの解析値と実験値の比較例

図—19(c) の複合因擾乱の場合、界面連行に対する各擾乱の貢献度は時間的に変化するため乱流熱輸送の分布形態も変化する。初期の混合層厚さが小さい間は機械的擾乱の寄与が卓越し、底面近傍を除く大部分の領域で負の $w'T'$ が生じている。時間とともに混合層の厚さが増大すると熱的擾乱の効果が相対的に大きくなるため、負の連行熱フラックスの割合はしだいに減少する。最終的には熱輸送に及ぼす機械的擾乱の影響がほぼなくなり、図—19(b) と同様の分布形へと漸近する。

いずれの擾乱においても負の熱フラックスの極大値は一樣水温層の上端付近で現われ、その位置は時間的にはほぼ不変である。

(3) 水温分布モデルによる乱流熱輸送量の評価

乱流熱輸送の分布特性と鉛直混合量との関連を調べるため、図—21 に示すような水温分布モデルを考え $w'T'$ を算定する。熱拡散効果は小さいとして無視し、式 (2) の右辺に図中の水温分布式を代入して系全体の熱保存を考慮しながら $w'T'$ を求める。

計算方法の概要は以下のようなのである。

- 図—21 中の Δh は式 (1) 中の Δh と近似的に等しいと考え、3. における実験結果を用いる。
- 相対遷移層厚さ $\chi \equiv \Delta h/h_m$ の時間変化率は他の項に比べ小さいことが実験的に確認されているので $d\Delta h/dt \approx \chi(dh_m/dt)$ とおく。
- 混合速度 dh_m/dt はすでに文献(1) において得られた連行則 $E_\sigma \equiv (dh_m/dt)/\sigma = C_3 R_{i\sigma}^2$ ($C_3 = 0.45$) を用いて表わす。

解析解の詳細は省略しその結果のみを例示すると図—

22 のようになる。同図は無次元混合層厚 $\hat{h}_m = h_m/h_{m0}$ の変化に伴う $\overline{w'T'}/H_0$ の分布形の推移を実験値とともに示したものである。計算結果においても一様水温層のほぼ上端付近で負の極大値が現われその値はおおむね実験値と一致している。

同図中、細線群は $\Delta h = 0$ とした場合の計算値である。このとき、 $z = h_m$ の密度界面位置における熱フラックスは $\overline{w'T'} = (T_m - T_i)(dh_m/dt)$ となり実験値より過大に評価される。このように Δh の存在は熱フラックスの分布形、特に界面近傍の乱流熱輸送量分布を変化させる。3. で示したような Δh のペクレ数への依存性が分子過程の関与を意味するものならば、こうした局所的な熱輸送に対しては分子過程が間接的に関与しているといえよう。しかし、混合層内の平均操作により整理された水質混合量すなわち連行量に関しては本実験の範囲においてペクレ数との相関性が見出されていない¹⁾ (ただし、このことは連行量に対する分子過程の影響を否定するものではない。Wolanski の実験⁷⁾ より、少なくともプラント数のような物性定数の形で関与することは事実であろう)。したがって積分表示された連行量自体にはペクレ数の影響はみられないが、連行量が水温遷移層の存在によって鉛直方向に分配された結果生ずる局所的な熱輸送量に対しては分子過程が反映されるといえる。

6. 結 論

躍層付近の水温構造や内部変動諸量は混合量を定量評価する際に用いられた特性速度 σ によっては普遍的に評価し得ないことが明らかにされた。種々の検討によりむしろ計測し得る程度の大きさをもつ内部変動に対しては機械的擾乱に関するパラメーターが有効な支配水理量であることが示された。このことは内部変動に反映される躍層近傍の運動挙動の大半を機械的擾乱が担い、熱的擾乱の力学的作用が相対的に小さいことを意味する。むしろ界面波の水平スケールに関して示されたように熱的擾乱の貢献はあくまで存在するが、鉛直変位については水温変動に反映される運動エネルギーの大きさに対してはその貢献度は小さい。2つの擾乱のもつ運動エネルギーフラックスが正確に評価されかつ相互に換算することができれば、内部変動を記述する複合因擾乱の運動エネルギーあるいは速度スケールが導出され厳密に変動特性を評価することができよう。しかし上述のような検討により、水温変動の評価に対しては近似的に熱的擾乱の力学

的效果を無視し得ることが示される。逆に2つの擾乱相互の運動学的干渉が少ないがゆえに、2つの擾乱エネルギーフラックスの線形和から形式的に定義された速度スケール σ によって鉛直混合量を評価し得たものと推論される。さらにまた熱対流の運動エネルギーがその程度に小さいにもかかわらず、混合に対してはより有効に熱的擾乱が作用することが逆説的に証明される。ここに、対流塊の運動量に加えて浮力フラックスを併せもつという熱的擾乱の混合促進能力の重要性が示唆される。

一方、以上の検討を通して水温成層の特性にペクレ数すなわち分子拡散性が関与することが示された。簡単な水温分布モデルから熱フラックスを算定し、遷移層厚さを介して分子拡散過程が乱流熱フラックスの分布形に影響を及ぼすことを説明した。

本研究を遂行するにあたり当時大学院学生 山辺建二氏 (現・建設技術研究所勤務) ならびに現大学院学生 阪口進一氏には実験・データ整理に協力頂いた。また本研究は昭和60年度科学研究費補助金、一般研究(B) (代表者: 室田 明)・奨励研究(A)の援助のもとに行われた。以上、記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 室田 明・道奥康治: 機械的擾乱と熱的擾乱が複合的に作用する水温成層場での鉛直混合量に関する研究, 土木学会論文集, 第369号/II-5, pp. 61~70, 1986.
- 2) Crapper, P.F. and Linden, P.F.: The structure of turbulent density interfaces, *J. Fluid Mech.*, Vol. 65, pp. 45~63, 1974.
- 3) Deardorff, J.W., Willis, G.E. and Stockton, B.H.: Laboratory studies of the entrainment zone of a convectively mixed layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 100, pp. 41~64, 1980.
- 4) Linden, P.F.: The interaction of a vortex ring with a sharp density interface—a model for turbulent entrainment, *J. Fluid Mech.*, Vol. 60, pp. 467~480, 1973.
- 5) Murota, A. and Michioku, K.: Stability and vertical mixing process in double-diffusive stratification system composed of heat-salt complex, *J. Hydroscience and Hydraulic Engineering*, Vol. 1, pp. 53~63, 1983.
- 6) Willis, G.E. and Deardorff, J.W.: A laboratory model of the planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 31, pp. 1297~1307, 1974.
- 7) Wolanski, E.J. and Brush, L.M.: Turbulent entrainment across stable density step structures, *Tellus*, XXVII, pp. 259~268, 1975.

(1986. 4. 16・受付)