

大阪大学工学部 正員 道奥康治
大阪大学工学部 正員 室田 明

1. まえがき

成層水域内の鉛直方向物質輸送をもたらす風の応力と熱対流の擾乱作用を振動格子と加熱底板を用いて実験モデル化し、水温躍層の特性を明らかにする。水温躍層の厚さと無次元水理量との相関を調べ、機械的擾乱・熱的擾乱の各々が局所的な成層安定度におよぼす役割を示す。また躍層近傍の水温変動特性時間・乱流熱フラックスの分布形と躍層厚さとの関係についても検討する。実験装置と方法の詳細については既に報告済み¹⁾であるので割愛する。本研究で関連する水理量はすべて表-1中に定義されている。

2. 躍層の厚さ

躍層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関わりを持つ。そこで表-1に示す水理諸量と躍層厚さとの相関を調べ、複合因擾乱が水温構造におよぼす影響を考察する。できる限り躍層厚さを客観的に決定するため、水温分布をtanh型の関数形に帰属し、 $\Delta h = \Delta T / (\partial T / \partial z)_i$ を躍層厚さと定義する。ここで ΔT は上下層の水温差、 $(\partial T / \partial z)_i$ は躍層界面における水温勾配である。図-1, 2は振動格子だけが作用する場合について無次元躍層厚さ $\Delta h / l_s$ とリチャードソン数 $\hat{R}i_s$ 、ペクレ数 $\hat{P}e_s$ との関係を示したものである。これより $\Delta h / l_s$ は $\hat{R}i_s$ に対してほぼ独立であり、 $\hat{P}e_s$ とは負の相関をもつことがわかる。図-2中においてCrapperとLindenの実験値²⁾のうち塩分成分層を対象とした高ペクレ数の領域($10^3 < \hat{P}e_s < 2 \times 10^4$)では $\Delta h / l_s$ が一定値を取っている。しかしペクレ数のような物性水理量のみならず物性定数(例えばプラントル数)も異なるため本実験値が $\hat{P}e_s \rightarrow \infty$ なる極限でこの値に漸近するかどうかは断定できない。

一方、熱的擾乱のみが作用する実験値においてもやはり無次元躍層厚さ $\Delta h / h_m$ は Ri_f に対し独立であり、 Pe_f に対して弱い負の相関を持つ。したがって両擾乱が複合作用する場合の躍層厚さについてはリチャードソン数との相関は除外して考えてよいであろう。

またペクレ数へ依存することから躍層厚さに対する分子過程の関与が示唆される。複合因擾乱が作用する場合の実験値について論ずるためには二つの擾乱効果を相互に換算して合算した何らかの速度スケールを定義

表-1 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	$\hat{P}e_s = u_s \cdot l_s / \kappa_T$ $Pe_s = \eta u_s \cdot l_s / \kappa_T$	$\hat{R}i_s = \epsilon g l_s / u_s^2$ $Ri_s = \epsilon g l_s / (\eta u_s)^2$
熱的擾乱	h_m	u_f	$Pe_f = u_f \cdot h_m / \kappa_T$	$Ri_f = \epsilon g h_m / u_f^2$
複合因擾乱	h_m	σ	$Pe_\sigma = \sigma h_m / \kappa_T$	$Ri_\sigma = \epsilon g h_m / \sigma^2$

ここに、 l_s ；振動格子乱れの積分特性長、 h_m ；混合層(下層)の厚さ、 u_s ；振動格子乱れの自乗平均速度、 u_f ；対流速度、 $\sigma = (u_f^3 + \eta^3 \cdot u_s^3)^{1/3}$ ；複合因擾乱の代表速度、 η ；換算係数、 κ_T ；熱拡散係数、 ϵg ；密度界面における相対浮力差、である。

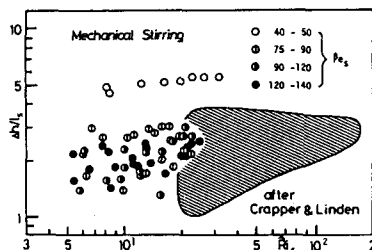


図-1 $\Delta h / l_s$ と $\hat{R}i_s$ (機械的擾乱)

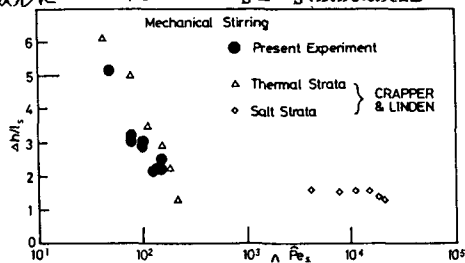


図-2 $\Delta h / l_s$ と Pe_s (機械的擾乱)

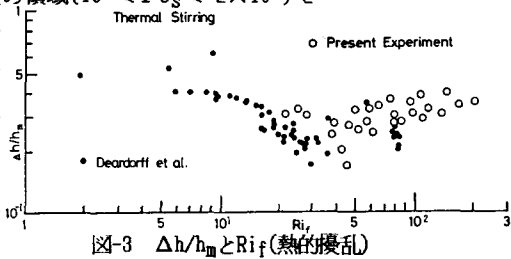


図-3 $\Delta h / h_m$ と Ri_f (熱的擾乱)

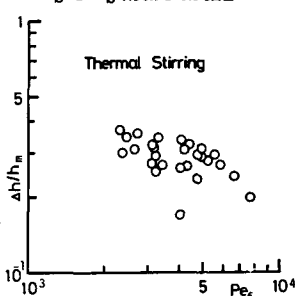


図-4 $\Delta h / h_m$ と Pe_f (熱的擾乱)

する必要がある。そこでまず混合量を規定する複合因擾乱の特性速度 σ （表-1参照）から定義されるペクレ数 Pe_σ と $\Delta h/h_m$ との関係を図-5に示す。全体的におよそ負の相関が認められるがばらついており、特に熱的擾乱が機械的擾乱に比べ卓越的に作用する場合には $\Delta h/h_m$ は大きめの値をとる。換言すれば $\Delta h/h_m$ の現象に対する熱的擾乱の効果は小さく、 σ の中の熱的擾乱速度が過大に評価されていると言える。図-6は熱的擾乱の速度項を全く無視し $\hat{P}e_s$ で $\Delta h/l_s$ を整理したものであるが図-5に較べむしろ高い相関が認められる。躍層における熱的擾乱の運動学的効果は依然存在するがその影響は極めて小さく、躍層厚さは近似的に機械的擾乱の運動効果によってほぼ支配されていると言える。逆説的には熱対流の運動効果がその程度に

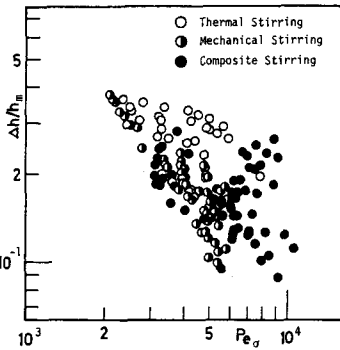


図-5 $\Delta h/h_m$ と Pe_σ (複合因擾乱)

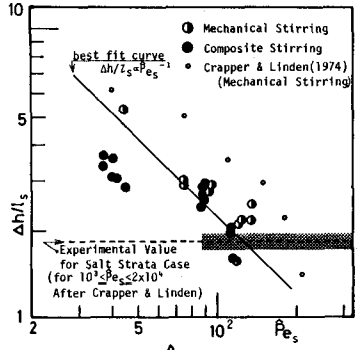


図-6 $\Delta h/l_s$ と Pe_s (複合因擾乱)

小さいにもかかわらず混合に対してはより有効に σ という形で作用することが示され、ここに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の重要性が示唆される。

3. 水温変動の特性時間

躍層界面位置において得られる水温時系列データより変動の特性時間 $T_a = \text{rms}(T') / \text{rms}(\partial T' / \partial t)$ を求め、躍層内のバイサラ周期 $\Delta h / \epsilon g$ (ϵg は躍層界面の相対浮力差) と比較したものを図-7に示す (両軸は $\epsilon_0 g, h_{m0}$ を乗じて無次元化している。ここに $\epsilon_0 g, h_{m0}$ は各々 $\epsilon g, h_m$ の初期値である。) 同図より躍層内の変動はほぼ自由振動的であることがわかる。なお、表-1中に示した擾乱に関する速度と長さの特性量から定義される種々の時間スケールと T_a との関係についても検討したが有為な関係は見られず強制振動的な性状は特に認められなかった。

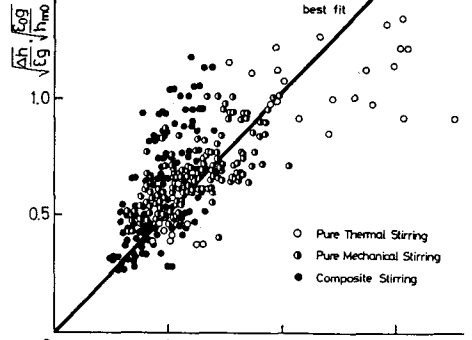


図-7 水温変動特性時間 T_a と躍層のバイサラ周期

4. 熱輸送量におよぼす躍層の効果

躍層の存在による乱流熱フラックス分布への影響を確認するため図-8に示すように躍層厚さを考慮した水温分布モデルを想定する。図-8中の水温の式を熱保存式に代入し z で積分すれば乱流熱フラックス $\overline{w'T'}$ が算出される。算定の際には著者等により得られた連行則¹⁾を用いている。図-9は計算値と実測値との比較例である。同図 (a) 中の細線群は $\Delta h = 0$ とし躍層の厚さを無視して計算されたものである。この場合、界面位置での $\overline{w'T'}$ は過大に評価されその傾向は熱的擾乱が卓越するほど強い。このように Δh は躍層近傍の局所的な乱流熱輸送量を支配することになる。

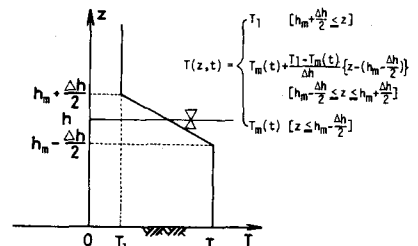


図-8 水温分布モデルの模式図

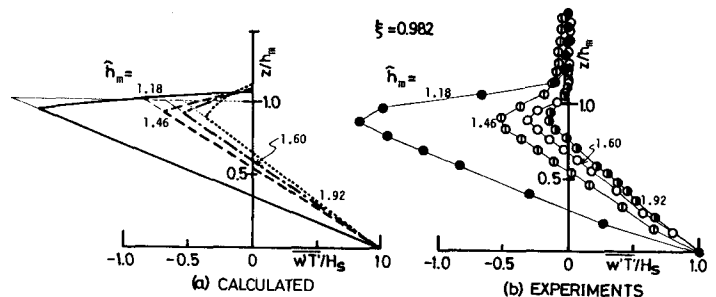


図-9 乱流熱フラックス分布の解析値と実験値の比較例

参考文献

- 1) 室田・道奥：土木学会論文集，1986.
- 2) Crapper and Linden: J.F.M., 1974.