

安定な浮力供給と機械的擾乱が作用する水温成層場の鉛直混合現象

大阪大学工学部 正 員 室田 明
大阪大学工学部 正 員 道奥康治
大阪大学大学院 学生員 ○阪口進一

1はじめに 水温成層化した停滞水域においては、水面熱収支と風応力が鉛直方向の物質輸送に対し支配的な役割を果たす。著者等は、これまで放熱期を想定し水面冷却による熱対流と風応力が複合的に作用する水温成層場での混合現象を対象として 加熱底板と振動格子の複合的擾乱作用による鉛直混合現象の実験、解析を行ってきた。本研究では、逆に表層加熱による安定作用と風応力が複合的に作用する受熱期の混合現象を対象とし、乱れエネルギー平衡式によって鉛直混合量の定量化を行い、内部乱流構造を把握する。

2モデル化 対象とする現象は、平均流の剪断効果が存在せず乱れの卓越した場である。ここでは図-1に示すように振動格子による機械的擾乱と冷却による安定浮力フラックスが底面から供給されている水温二層系を考える。乱れエネルギーの変遷は緩やかで準定常であるとする。このとき鉛直一次元の乱れエネルギー平衡式は次式で表される。

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\overline{w'p'}}{\rho_0} + \frac{1}{2} \overline{w'q^2} \right) + \alpha g \overline{w'T'} - \epsilon = 0 \quad (1)$$

(I) (II) (III)

ここに、 w' :鉛直方向変動速度、 T' :水温変動成分、 $1/2 q^2$:乱れのエネルギー、 p' :圧力変動成分、 ρ_0 :基準密度、 g :重力加速度、 α :体積膨張係数、 ϵ :逸散率である。(I)項は乱れと圧力による乱れエネルギーの拡散項であり、(II)項は浮力項、(III)項は粘性による逸散項である。(I)、(III)項を次のようにモデル化する。

$$(I) \text{ 拡散項 } \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\overline{w'p'}}{\rho_0} + \frac{1}{2} \overline{w'q^2} \right) = \frac{d}{dz} \left(r u'^3 \right) \quad (2) \quad (III) \text{ 逸散項 } \epsilon = A \frac{u'^3}{l_s} \quad (3)$$

ここに u' :乱れ強度、 $l_s = \beta(z-d)$:長さスケール(d :底面から振動中心までの距離、 z :底面からの鉛直方向距離、 β :定数)、 r, A :比例定数である。

一方、鉛直一次元の熱エネルギー平衡式は次式で表される。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_T \frac{\partial T}{\partial z} - \overline{w'T'} \right) = -\frac{\partial}{\partial z} Q(z) \quad (4)$$

ここに T :平均水温、 κ_T :分子熱拡散係数、 $Q(z)$:全熱フラックスである。熱拡散効果を見捨てる $Q(z) \equiv \overline{w'T'}$ とおき(4)式左辺に図-1の水温分布 $T(z, t)$ を代入すれば、(1)式の(II)項は(5)、(6)式で与えられる。

$$\overline{w'T'}(z) = -|Hs| \left(1 - z/h_m \right) - \frac{E_s Ri_s u_s^3}{\alpha g l_s} z/h_m \quad (0 \leq z \leq h_m - \Delta h/2) \quad (5)$$

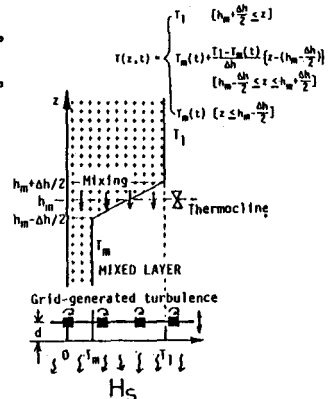


図-1 水温分布のモデル化

$$\overline{w'T'}(z) = -|Hs| \left[1 - z/h_m + \frac{\{z - (h_m - \Delta h/2)\}^2}{2h_m \Delta h} \right] - \frac{E_s Ri_s u_s^3}{\alpha g l_s} \left[\frac{z}{h_m} - \frac{\{z - (h_m - \Delta h/2)\}^2}{2h_m \Delta h} - \frac{\{z - (h_m - \Delta h/2)\}}{\Delta h} - \frac{\{z - h_m\}^2}{\Delta h^2} - \frac{1}{4} \right] \quad (h_m - \Delta h/2 \leq z \leq h_m + \Delta h/2) \quad (6)$$

ここに, H_s : 底面から失われる熱フラックス, $E_s = (dh_m/dt)/u_s$: 連行率, $Ri_s = \alpha(T_1 - T_m(t)) \cdot gh_m/u_s^2$: リチャードソン数, $u_s = cfM^{3/2}S^{1/2}(z-d)^{-1}$: 均質密度場の乱れ強度 (f : 振動数, S : 振幅, M : 格子要素間隔 c : 定数), $X = \Delta h/h_m$: 無次元遷移層厚 である。

3. 連行則の導出 モデル化した乱れエネルギー平衡式の浮力項に式(5), (6)を代入すれば乱れエネルギーフラックス u^3 の解を得る。乱れエネルギー平衡式を遷移層内で積分すれば若干の仮定の後, 連行則が次式のように誘導される。

$$E_s = C_1 \left(1 - \frac{1}{\eta^3} \frac{u_b^3}{u_s^3}\right) Ri_s^{-1} \quad (7) \quad \frac{1}{\eta^3} = \frac{C_1(1-X/2-\lambda)^4}{4r(1-\lambda)^3} \left[1 - \frac{4(1-X/2)+\lambda}{5} \frac{(6-X)}{(6+X)} + \frac{2\beta X}{6-X}\right] \quad (8)$$

ここに $u_b = (\alpha g |H_s| h_m)^{1/3}$: 対流代表速度, η : 各速度スケール間の換算係数, $\lambda = d/h_m$, C_1 : 定数(=1.1)である。混合過程が進行し混合層がある厚さ h_{me} に至ると機械的擾乱効果と浮力フラックスの安定効果が釣り合う平衡状態に至り界面での連行は停止する。平衡状態は混合がなく $E_s = 0$ の状態と考えられ, この時の混合層厚さ h_{me} は式(7)の左辺を0とした時の h_m の値として得られる。

このようにして, (7)式から得られた h_{me} と $lr^4 = \frac{(cfM^{3/2}S^{1/2})^3}{\alpha g |H_s|}$ (lr : 機械的擾乱と熱的安定効果の比を表す長さスケール) との関係を示す。同時に Hopfinger 等の実験結果を示す。両者は良好に一致し式(7)の連行則の妥当性が確認される。

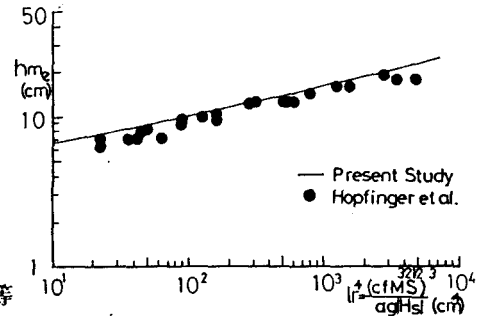


図-2 h_{me} と lr^4 の関係

4. 混合層内の乱流構造 連行則を用いれば u^3 の解が次式のように得られる。

$$u^3 = \frac{\alpha g}{r} \left[\frac{-|H_s|(z-d)}{4} \left\{ \frac{z(z-d)}{4} \frac{(z-d)^2}{20} \right\} \frac{|H_s|}{h_m} - \frac{C_1(u_s^3 - u_b^3/\eta^3)}{\alpha g h_m \beta (h_m - d)} \right] + u_s^3 \quad (9)$$

図-3に安定熱作用による乱れエネルギーフラックス u^3 と熱作用がなく機械的擾乱のみが作用する場合の乱れエネルギーフラックス u_0^3 の比 u^3/u_0^3 の鉛直分布を示す。ここに $\xi = (\eta^3 u_s^3 / u_b^3)$: 機械的擾乱と熱による安定作用の比を表すパラメータ, $\zeta = z/h_m$: 無次元鉛直座標である。同図より ξ が小さいほど, すなわち熱フラックスによる浮力安定効果が增大するほど上方の密度界面近傍での乱れエネルギーの低減が大きくなる様子がわかる。

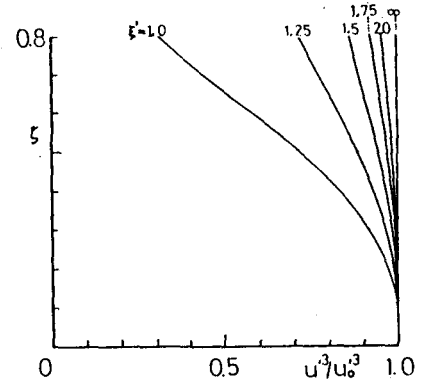


図-3 u^3/u_0^3 と ξ の関係

一方(9)式を用いて得られる無次元乱れエネルギー平衡式各項の鉛直分布を図-4に示す。拡散項がエネルギーを供給し, 浮力項・逸散項がエネルギーを吸収することがわかる。また ξ が增大するにつれて連行が激しくなり浮力項による乱れエネルギーの消費量が增大する。

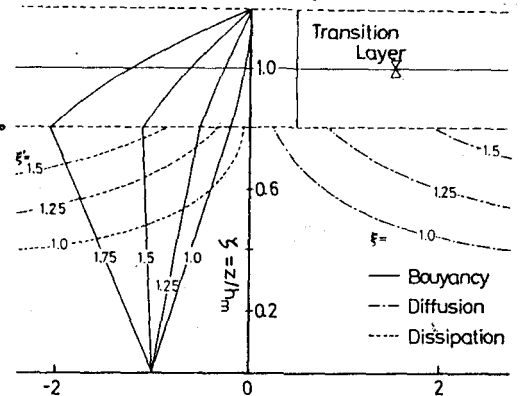


図-4 各項の寄与

参考文献 Hopfinger, E. J. and P. F. Linden: J. Fluid Mech. Vol. 114, pp. 157-173, 1982.