

複合因擾乱が作用する水温成層場の乱流構造

Turbulent Structure in Thermally Stratified Field
Generated by Composite Stirring

大阪大学工学部 正 員 室田 明
大阪大学工学部 正 員 〇道奥 康治
大阪大学大学院 学生員 阪口 進一

1. はしがき

水面での熱的作用に加えて風応力や流動等による力学的擾乱が作用する停滞成層水域を対象とし、乱流構造と鉛直混合過程との関連について論ずる。具体的には熱対流と振動格子が誘起する水温二層系内の「複合因擾乱」場を一方程式乱流モデルによって再現し、乱れエネルギー収支・水質輸送量等を解析する。乱流構造が把握されれば、実験システムにおいてこれまでに得られた基礎的情報が汎用化され、実際現象への応用も可能になると考える。

2. 力学的・熱学的エネルギーの平衡式とそのモデル化

(1) 基礎方程式

卓越した流向をもたない停滞成層水域においては一般に次のような仮定が成り立つ。

- ・平均流のせん断効果による乱れの生成は無視し得る。
- ・乱れエネルギーの時間変化率は小さい。
- ・現象は鉛直一次元的である。

以上の仮定のもとに乱れエネルギーならびに熱エネルギーの平衡は各々次のように記述される。

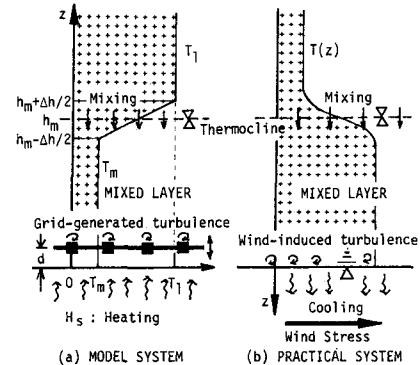


図-1 モデルシステムと実際の水温成層系

乱れエネルギー

$$-\frac{\partial}{\partial x_j}(u_i' \frac{p'}{\rho_0} + \frac{1}{2} u_j' u_i'^2) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial u_i' g \delta_{i3}}{\partial x_j} - \epsilon = 0$$

(I) 拡散項 (II) 浮力項 (III) 逸散項

熱エネルギー

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_T \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i' T')$$

ここで、 u_i' :流速の変動成分、 p' :圧力変動量、 ρ' :密度変動量、 g :重力加速度、 x_i :空間座標、 ρ_0 :基準密度、 δ_{i3} :クロネッカーデルタ、 ϵ :乱れの逸散量、 T, T' :水温の平均および変動成分、 κ_T :熱拡散係数、である。

(2) モデル化

水面において風のせん断応力と熱交換を受ける実水域 (図-1(b))と力学的に対応するモデル水域として、底面から浮力供給と振動格子の機械的擾乱を受ける図-1(a) のような水温成層を考える。高さ z における乱れの特性速度・特性長を各々 u, l とし鉛直一次元場 ($i=j=3, x_3=z$) における式(1)中の各項を次のようにおく。

(I)[拡散項] : $-\frac{\partial}{\partial x_j}(u_i' \frac{p'}{\rho_0} + \frac{1}{2} u_j' u_i'^2) = -\alpha_1 \frac{du^3}{dz}$

(II)[浮力項] : $-\frac{\rho' u_i'}{\rho_0} g \delta_{i3} = \alpha g w' T'$

(III)[逸散項] : $-\epsilon = -\alpha_2 \frac{u^3}{l}$

ここで、 α_1, α_2 : 正の係数、 α : 熱膨張係数、である。

したがってモデル化された乱れエネルギー平衡式は

$$-a_1 \frac{du^3}{dz} + \alpha g \overline{w'T'} - a_2 \frac{u^3}{l} = 0 \quad (4)$$

となる。一方、底面近傍の境界層を除外して考え式(2)中の熱拡散項(右辺第1項)を無視すると、乱流熱フラックス $\overline{w'T'}$ は次のように得られる。

$$\overline{w'T'}|_z = - \int_0^z \frac{\partial T}{\partial t} dz + \overline{w'T'}|_{z=0} \quad (5)$$

結局、(i) 式(5) から $\overline{w'T'}$ を求め式(4) 第2項に代入し、(ii) 特性長 $l(z)$ の分布形を適当に与えれば、式(4)より乱流の特性速度 u の解を得る。

●(i) 図-1(a) のような平均水温分布

$$T(z, t) = \begin{cases} T_m & (\text{for } 0 \leq z \leq h_m - \Delta h/2) \\ T_m + \frac{T_1 - T_m}{\Delta h} \{z - (h_m - \Delta h/2)\} & (\text{for } h_m - \Delta h/2 \leq z \leq h_m + \Delta h/2) \\ T_1 & (\text{for } h_m + \Delta h/2 \leq z) \end{cases} \quad (6)$$

を式(5) 右辺第1項に代入し、

$$\overline{w'T'} = H_g \quad \text{at } z=0, \quad \overline{w'T'} = 0 \quad \text{at } z=h_m + \Delta h/2 \quad (7)$$

なる境界条件のもとに積分すれば、 $\overline{w'T'}$ に関して次式の解を得る。

$$\overline{w'T'} = \begin{cases} H_g (1 - \frac{z}{h_m}) - (T_1 - T_m) \frac{z}{h_m} \cdot \frac{dh_m}{dt} & (\text{for } 0 \leq z \leq h_m - \Delta h/2) \\ H_g [1 - \frac{z}{h_m} + \frac{\{z - (h_m - \Delta h/2)\}^2}{2h_m \Delta h}] - (T_1 - T_m) [\frac{z}{h_m} - \frac{\{z - (h_m - \Delta h/2)\}^2}{2h_m \Delta h} - \frac{\{z - (h_m - \Delta h/2)\}}{\Delta h}] \frac{dh_m}{dt} \\ + \frac{1}{2} (T_1 - T_m) \{ \frac{(z - h_m)^2}{\Delta h^2} - \frac{1}{4} \} \frac{d\Delta h}{dt} & (\text{for } h_m - \Delta h/2 \leq z \leq h_m + \Delta h/2) \end{cases} \quad (8)$$

以上の式中、 T_m : 混合層の水温、 h_m : 混合層の厚さ、 T_1 : 上層(非擾乱層)の水温、 Δh : 水温遷移層の厚さ、 H_g : 底面($z=0$)から鉛直上向きに供給される熱フラックスである。

●(ii) 長さスケール $l(z)$ の分布形は各擾乱の形態に応じて次節以降のように経験的に与えられる。

3. 熱的擾乱が作用する場合 ($H_g > 0$) の乱流構造

十分に発達した対流層を考え熱的擾乱の長さスケール l_f と対流層(混合層)の厚さ h_m との比 l_f/h_m は高さ z とは独立にある一定値 γ をとるものとする。

$$l_f = \gamma h_m \quad (9-1)$$

また層内の乱れ速度 w_f の大きさは $u_f \equiv (\alpha g H_g h_m)^{\frac{1}{3}}$ なる対流代表速度で規定されたと考え、 w_f を次のような関数形で表現する。

$$w_f = u_f \{f(z)\}^{\frac{1}{3}} \quad (9-2)$$

式(4)中の u 、 l として上式の w_f 、 l_f を各々代入すれば、熱的擾乱が作用する場合でのエネルギー平衡式は次のようになる。

$$- \frac{d}{dz} w_f^3 + \alpha g \overline{w'T'_f} - B \frac{w_f^3}{l_f} = 0 \quad (10)$$

ここで、式(4)中の係数 a_1 は関数 $f(z)$ の中に含め、 $B \equiv a_2$ とおいた。 $\overline{w'T'_f}$ は熱的擾乱によって生ずる乱流熱フラックス分布であり、熱的擾乱が作用する水温成層場において実験的に得られた連行則

$$E_f = C_2 R_{if}^{-1}, \quad (E_f \equiv (dh_m/dt) f / u_f, \quad R_{if} \equiv \alpha g (T_1 - T_m) h_m / u_f^2, \quad C_2 = 0.45) \quad (11)$$

から評価される混合速度 $(dh_m/dt)_f$ を式(8) 中の (dh_m/dt) に代入することによって与えられる。

さて、式(10)の両辺を $u_f^3 h_m^{-1}$ で除し無次元化すると次式のように規準化されたエネルギー平衡式を得る。

$$\underbrace{-\frac{d}{d\zeta} f(\zeta)}_{\text{(I) 拡散項}} + \underbrace{q_f(\zeta)}_{\text{(II) 浮力項}} - \underbrace{bf(\zeta)}_{\text{(III) 逸散項}} = 0 \quad (12)$$

ここで、 $\zeta \equiv z/h_m$: 無次元鉛直座標、 $b \equiv B/\gamma$ である。無次元浮力フラックス $q_f(\zeta)$ は式(8) と連行則(11)式から次のように求められる。

$$q_f(\zeta) \equiv \frac{\overline{w'T'}}{H_8} = \begin{cases} \cdot 1 - (1+C_2)\zeta & (\text{for } 0 \leq \zeta \leq 1 - \chi/2) \\ \cdot 1 - \zeta + \frac{1}{2\chi} \left\{ \zeta - (1 - \frac{\chi}{2}) \right\}^2 - C_2 \left[\zeta - \frac{1}{2\chi} \left\{ \zeta - (1 - \frac{\chi}{2}) \right\}^2 - \frac{1}{\chi} \left\{ \zeta - (1 - \frac{\chi}{2}) \right\} \right] \\ - \frac{\chi}{2} \left\{ \frac{(\zeta - 1)^2}{\chi^2} - \frac{1}{4} \right\} & (\text{for } 1 - \chi/2 \leq \zeta \leq 1 + \chi/2) \end{cases} \quad (13)$$

ここで $\chi \equiv \Delta h/h_m$ は水温遷移層の無次元厚さである。 χ の時間変化率 $d\chi/dt$ は他の項に比べて小さいことが実験より明らかであり¹⁾、式(13)においては無視されている。

図-2 に $q_f(\zeta)$ の鉛直分布を示す。図中に併記された実験値¹⁾ との比較からわかるように式(13)が概ね妥当な値を与えていることが確認できる。

次に、式(13)を(12)に代入して底面に対流速度が0 ($f(\zeta)=0$ at $\zeta=0$) なる境界条件のもとに積分すれば $0 \leq \zeta \leq 1 - \chi/2$ の範囲内で無次元乱れエネルギーフラックス $f(\zeta)$ の解が次のように得られる。

$$f(\zeta) = \frac{1}{b} \{ 1 - \exp.[-b\zeta] \} - \frac{1}{b^2} (C_2 + 1) \{ b\zeta - 1 + \exp.[-b\zeta] \} \quad (14)$$

上式を用いて乱流構造を解析するためには同式中に含まれる未定係数 b を

定めなければならない。図-3は b ともなう $f(\zeta)$ の分布形の変化を示す。図-2 熱的擾乱が作用する場合の無次元浮力フラックス $q_f(\zeta)$ の分布形の変化を示す。図中記号で示した Willis 等(1974)²⁾ の水理実験結果、Lenschow(1970, 1974)^{3), 4)} の大気成層での観測値との比較から b はほぼ2~3の値をとることがわかり $b=2.5$ を採用する。

以上で解の式形が確定した。式(14)より(12)式中の各項は以下のように求められる。

$$\text{(I) [拡散項]} - \frac{d}{d\zeta} f(\zeta) = -\exp.[-b\zeta] + \frac{C_2+1}{b} (1 - \exp.[-b\zeta]) \quad (15) \quad \text{(II) [浮力項]} q_f(\zeta) \quad \text{式(13)}$$

$$\text{(III) [逸散項]} - bf(\zeta) = -1 + \exp.[-b\zeta] + \frac{C_2+1}{b} (b\zeta - 1 + \exp.[-b\zeta]) \quad (16)$$

各項の分布を Willis 等(1974)²⁾ の実験結果とともに図-4に示す。同図より以下のことがわかる。

- 底面近傍では下からの加熱にともなう浮力項 (II) が乱れエネルギーを生成し、拡散項 (I) はこれを対流運動に変換させエネルギーを吸収する役割を果たす。
- 逆に $\zeta \geq 0.4$ の領域では拡散項 (I) が負から正に転じてエネルギーを供給する側へまわり、水質混合の

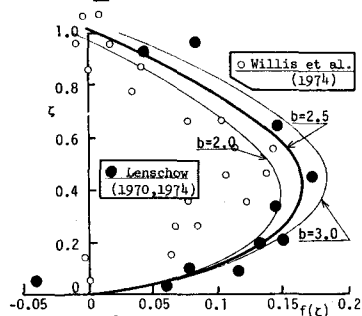


図-3 乱れエネルギーフラックス $f(\zeta)$ の分布 (b の同定)

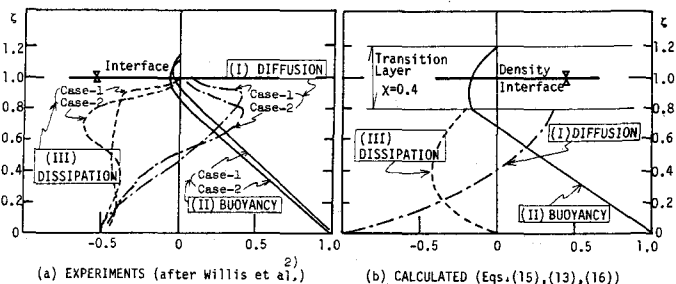


図-4 エネルギー平衡式各項の分布

起動力となる。

・界面近傍に至ると拡散項 (I) から供給される対流運動エネルギーは界面連行を誘起し、密度場のポテンシャルエネルギー変化として吸収される。したがって躍層近傍では浮力項 (II) は負値をとりエネルギーの吸収項となる。

・対流層全域にわたり、逸散項 (III) はエネルギーを消費し、運動が激しいところほどエネルギー吸収率は高い。

4. 機械的擾乱が作用する場合 ($H_g = 0$) の乱流構造

振動格子が擾乱源となる場合、乱れの (積分) 特性長 l_g は次式で与えられる⁵⁾

$$l_g = \beta(z-d) \quad (\beta: \text{定数}, d: \text{底面と格子間の距離 (図-1参照)}) \quad (17)$$

式(4)中の特性速度・特性長としてそれぞれ $u = u_g$, $l = l_g$ とおけば機械的擾乱が作用する場合のエネルギー平衡式は

$$\underbrace{-\frac{d}{dz}(u_g^3)}_{(I) \text{ 拡散項}} + \underbrace{\alpha g \overline{w'T_g}}_{(II) \text{ 浮力項}} - \underbrace{A \frac{u_g^3}{l_g}}_{(III) \text{ 逸散項}} = 0 \quad (18)$$

と書ける。ここで $a_1 \equiv \pi$, $a_2 \equiv A$ とおいている。 $\overline{w'T_g}$ は機械的擾乱により生ずる乱流熱フラックスである。これは式(8)において $H_g = 0$ とおき、機械的擾乱が作用する場合の連行則

$$\hat{E}_g \equiv C_1 \hat{R}_{i_g}^{-1}, \quad (\hat{E}_g \equiv (dh_m/dt)_g / u_g'), \quad \hat{R}_{i_g} \equiv \alpha g (T_1 - T_m) l_g / u_g'^2, \quad C_1 = 1.1) \quad (19)$$

から得られる混合速度 $(dh_m/dt)_g$ を式(8)中の (dh_m/dt) として用いることにより評価される。ここで u_g' は Hopfinger と Toly (1976)⁵⁾ により誘導された均質密度場での擾乱速度の式

$$u_g' = c f s^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} (z-d)^{-1} \quad (20)$$

(c : 係数, f, s : 振動格子の周波数および振幅, M : 格子のメッシュ長)

から評価される界面位置 ($z = h_m$) での速度である。

以上より式(18)を u_g^3 について解けば次式を得る。

$$u_g^3 = - \frac{\alpha g (T_1 - T_m)}{(J+1)(J+2) r h_m} \left(\frac{dh_m}{dt} \right)_g \{ (J+1)z + d \} (z-d) + C_g (z-d)^{-J} \quad (21)$$

ここで $J \equiv A / \beta r$, C_g : 積分定数である。均質密度場 ($T_m = T_1$) においては右辺第1項が0となり上式は

$$u_g^3 = C_g (z-d)^{-J} \quad (22)$$

となる。上式は式(20)と一致する必要がある、両式の比較から

$$J = 3, \quad C_g = \{ c f s^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} \}^3 \equiv (u_{g0} l_{g0})^3, \quad (u_{g0} \equiv f s, \quad l_{g0} \equiv c \sqrt{sM}) \quad (23)$$

となる。式(21)中の $(dh_m/dt)_g$ を(19)であらわし、式(21)を $C_g h_m^{-3}$ で除して u_g^3 の無次元量は次式となる。

$$F(\zeta) \equiv \frac{u_g^3}{C_g h_m^{-3}} = - \frac{C_1 \{ (J+1)\zeta + \lambda \} (\zeta - \lambda)}{(J+1)(J+2) \beta r (1-\lambda)^4} + (\zeta - \lambda)^{-3} \quad (24)$$

ここで $\lambda \equiv d/h_m$ である。式(18)を $r C_g h_m^{-4}$ で除し式(24)の解を用いると規準化されたエネルギー平衡式は

$$\underbrace{-\frac{d}{d\zeta} F(\zeta)}_{(I) \text{ 拡散項}} + \underbrace{q_g(\zeta)}_{(II) \text{ 浮力項}} - \underbrace{J \frac{F(\zeta)}{\zeta - \lambda}}_{(III) \text{ 逸散項}} = 0 \quad (25)$$

となる。各項は次のようである。

$$(I) [\text{拡散項}] \quad -\frac{d}{d\zeta} F(\zeta) = \frac{C_1 \{ 2(J+1)\zeta - J\lambda \}}{(J+1)(J+2) \beta r (1-\lambda)^4} + 3(\zeta - \lambda)^{-4} \quad (26)$$

$$(II) [\text{浮力項}] \quad q_g(\zeta) \equiv \frac{\alpha g \overline{w'T_g}}{r C_g h_m^{-4}} = \begin{cases} -\frac{C_1 \zeta}{\beta r (1-\lambda)^4} & (\text{for } 0 \leq \zeta \leq 1 - \chi/2) \\ \frac{C_1}{\beta r (1-\lambda)^4} \left[\frac{\chi}{2} \left\{ \frac{(\zeta-1)^2}{\chi^2} - \frac{1}{4} \right\} - \zeta + \frac{\{\zeta - (1-\chi/2)\}^2}{2\chi} + \frac{\{\zeta - (1-\chi/2)\}}{\chi} \right] & (\text{for } 1 - \chi/2 \leq \zeta \leq 1 + \chi/2) \end{cases} \quad (27)$$

$$(III) [逸散項] \quad -J \frac{F(\zeta)}{\zeta - \lambda} = \frac{C_1 J \{ (J+1)\zeta + \lambda \}}{(J+1)(J+2)\beta r (1-\lambda)^4} - J(\zeta - \lambda)^{-4} \quad (28)$$

図-5は浮力フラックス $q_s(\zeta)$ と実験値¹⁾との比較例である。 $\lambda (=d/h_m)$ をパラメータにとり混合層の発達(すなわち λ の減少)にともなう浮力フラックス分布の変化を示す。実験値との比較から式(27)によって浮力フラックスを表現することが可能であることが確認される。

図-6はエネルギー平衡式各項(式(26)~(28))の分布形を示す。同図より以下の点がわかる。

- ・混合層内の大部分の領域において、拡散項(I)と逸散項(III)の占める割合が大きく、(I)によって生成された乱れエネルギーのほとんどが(III)によって消費される。結局、残り僅かのエネルギーのみが浮力項に供給され水質混合をもたらす。
- ・浮力項(II)はあらゆる高さにおいて負値をとり、エネルギーを吸収する。その大きさは λ の減少、すなわち混合層の発達とともに減少する。

5. 複合因擾乱が作用する場の乱流構造

熱的擾乱と機械的擾乱が複合的に作用する水温成層場での混合現象について先に水理模型実験^{1), 6)}を行い以下の知見を得た。

(i) 界面での混合量は両擾乱のエネルギーフラックス線型和から定義される特性速度 $\sigma \equiv (u_f^3 + \eta^3 u_s^3)^{1/3}$ (η : 換算係数)で整理され、連行係数はリチャードソン数の-1乗に比例する。これは複合因擾乱による混合速度 $(dh_m/dt)_c$ が機械的擾乱・熱的擾乱の各々によって生ずる混合速度の算術和 $(dh_m/dt)_f + (dh_m/dt)_s$ に等しいことを意味する。⁶⁾

(ii) 躍層部における水温変動強度・界面変形量・水温遷移層厚さ等、擾乱の力学的活性度をあらわす水理量は主として機械的擾乱により支配され、界面運動に及ぼす熱的擾乱の力学的効果は小さい。¹⁾

(i)は、複合因擾乱場における浮力エネルギーフラックス $\alpha g \overline{w' T'_c}$ が各擾乱による浮力フラックスの線型和 $\alpha g (\overline{w' T'_f} + \eta \overline{w' T'_s})$ によって評価し得ることを示唆する。(ii)は、機械的擾乱の運動エネルギーが熱的擾乱のそれに比べてはるかに大きく両擾乱間の力学的相互干渉の影響が小さい——したがって乱れ運動エネルギーに関しても線型重ね合せによって複合因擾乱場を記述し得ることを意味する。

以上の考察に基づき、前節までに論じた単一擾乱が作用する場合の乱れエネルギー平衡式を単純に重ね合わせることによって複合因擾乱場の平衡式とし、これを用いて乱流構造を解析する。式(10)と(18)を辺々たして

$$\underbrace{-\frac{d}{dz}(w_f^3 + \eta u_s^3)}_{(I) \text{ 拡散項}} + \underbrace{\alpha g \overline{w' T'_c}}_{(II) \text{ 浮力項}} - \underbrace{(B \frac{w_f^3}{l_f} + A \frac{u_s^3}{l_s})}_{(III) \text{ 逸散項}} = 0 \quad (29)$$

を得る。なお、上述(ii)のことより $\alpha g \overline{w' T'_c} \equiv \alpha g (\overline{w' T'_f} + \eta \overline{w' T'_s})$ である。式(29)を熱的擾乱の場合と同じく $u_f^3 h_m^{-1}$ で除し無次元化すれば次式となる。

$$\underbrace{-\frac{d}{d\zeta}\{f(\zeta) + D \hat{h}_m^{-4} F(\zeta)\}}_{(I) \text{ 拡散項}} + \underbrace{q_c - \{b f(\zeta) + J D \hat{h}_m^{-4} (1-\lambda)^{-1} F(\zeta)\}}_{(II) \text{ 浮力項}} - \underbrace{\quad}_{(III) \text{ 逸散項}} = 0 \quad (30)$$

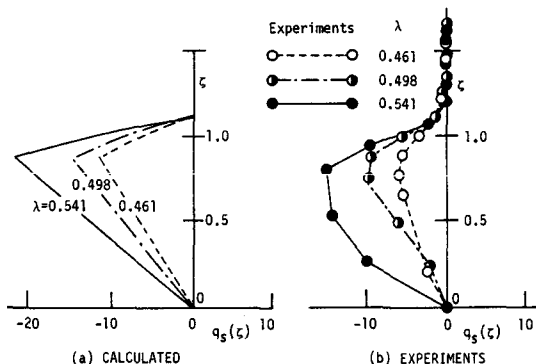


図-5 機械的擾乱が作用する場合の無次元浮力フラックス

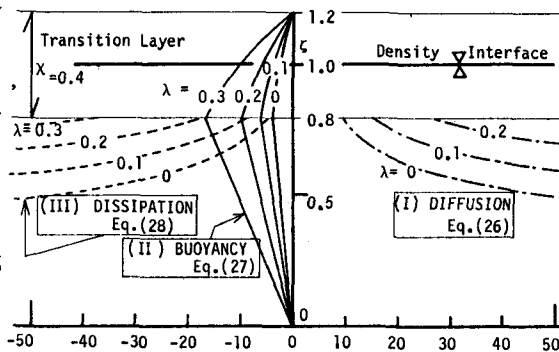


図-6 エネルギー平衡式各項の分布

ここで $q_c \equiv \overline{w'T_c}/H_S = (\overline{w'T_f} + \overline{w'T_g})/H_S$, $D \equiv \pi \eta_0^{-3} \xi^4$, $\eta_0 \equiv (C_1/\beta C_2)^{1/3} = 2.9$, $\xi \equiv (\eta_0^3 u_{s0}^3 u_{f0}^{-3} \hat{\zeta}_{s0}^3)^{1/4}$: 初期段階での機械的擾乱と熱的擾乱との強度比をあらわすパラメータ, $\hat{\zeta}_{s0} \equiv l_{s0}/h_{m0}$, $u_{f0} \equiv (\alpha g H_S h_{m0})^{1/3}$: 初期段階での対流速度, h_{m0} : 混合層厚さ h_m の初期値, $\hat{h}_m \equiv h_m/h_{m0}$: 無次元混合層厚さ, である。各項の関数形は $f(\zeta)$, $F(\zeta)$ の解, (14), (24)式を用いて次のように求められる。

$$(I) \text{ [拡散項]} \quad -\frac{d}{d\zeta} \{f(\zeta) + D \hat{h}_m^{-4} F(\zeta)\} = C_2 \xi^4 \hat{h}_m^{-4} (1-\lambda)^{-4} \frac{\{2(J+1)\zeta - J\lambda\}}{(J+1)(J+2)} + 3D \hat{h}_m^{-4} (\zeta-\lambda)^{-4} \exp.[-b\zeta] + \frac{C_2+1}{b} (1-\exp.[-b\zeta]) \quad (31)$$

(II) [浮力項]

$$q_c(\zeta) = \begin{cases} \cdot (1-\zeta) - C_2 \zeta \{\xi^4 \hat{h}_m^{-4} (1-\lambda)^{-4} + 1\} & (\text{for } 0 \leq \zeta \leq 1-\chi/2) \\ \cdot (1-\zeta) + \frac{1}{2\chi} \{\zeta - (1-\chi/2)\}^2 - C_2 \{\xi^4 \hat{h}_m^{-4} (1-\lambda)^{-4} + 1\} [\zeta - \frac{1}{2\chi} \{\zeta - (1-\chi/2)\}^2 - \frac{1}{\chi} \{\zeta - (1-\chi/2)\}] \\ - \frac{\chi}{2} \{ \frac{(\zeta-1)^2}{\chi^2} - \frac{1}{4} \} & (\text{for } 1-\chi/2 \leq \zeta \leq 1+\chi/2) \end{cases} \quad (32)$$

(III) [逸散項]

$$-bf(\zeta) - JD \hat{h}_m^{-4} (1-\lambda)^{-1} F(\zeta) = \frac{J}{1-\lambda} [C_2 \xi^4 \hat{h}_m^{-4} (1-\lambda)^{-4} \frac{\{(J+1)\zeta + \lambda\}(\zeta-\lambda)}{(J+1)(J+2)} - D \hat{h}_m^{-4} (\zeta-\lambda)^{-3}] - 1 + \exp.[-b\zeta] + \frac{C_2+1}{b} (b\zeta - 1 + \exp.[-b\zeta]) \quad (33)$$

式(32)の浮力フラックス分布式と実験値の比較例を図-7に示す。解析値は混合層の発達にともなう浮力エネルギー分布の変遷をよく表現しており、二種類の擾乱による浮力項の単純重ね合せが近似的に妥当であることが確認される。

図-8にエネルギー平衡式各項の分布形を示す。 $\hat{h}_m$ の増大とともに(機械的擾乱の強度)/(熱的擾乱の強度)が小さくなるため、図-6のような乱流構造から図-4のような乱流構造へと変遷してゆく。空間的には底面に近いほど機械的擾乱の影響が大きく拡散項・逸散項の大きさは増大する。逆に躍層近傍においては熱的擾乱の貢献が相対的に大きい。

6. むすび

本研究により乱流構造の定性的な理解が得られたが流速場の計測を行い解析理論の妥当性を定量的にも追証することが望ましい。躍層近傍の水温遷移領域については別途間歇性を考慮した乱流モデルによって議論すべきであろう。

参考文献

- 1) 室田・道奥：土木学会論文集, 375/II-6, 1986.
- 2) Willis et al.: National Center Atmos. Res., 1973.
- 3) Lenschow: J. Appl. Meteor., 9, 1970.
- 4) Lenschow: J. Atmos. Sci., 31, 1974.
- 5) Hopfinger et al.: J. Fluid Mech., 67, 1976.
- 6) 室田・道奥：土木学会論文集, 369/II-5, 1986.

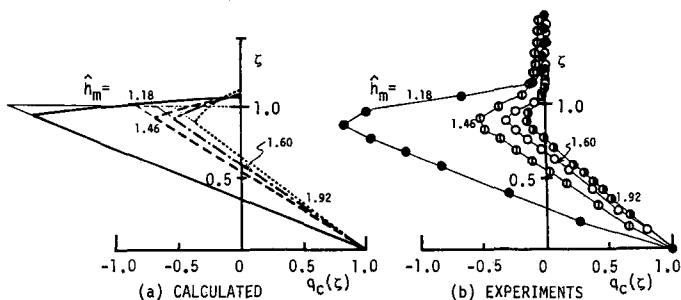


図-7 複合因擾乱が作用する場合の無次元浮力フラックス

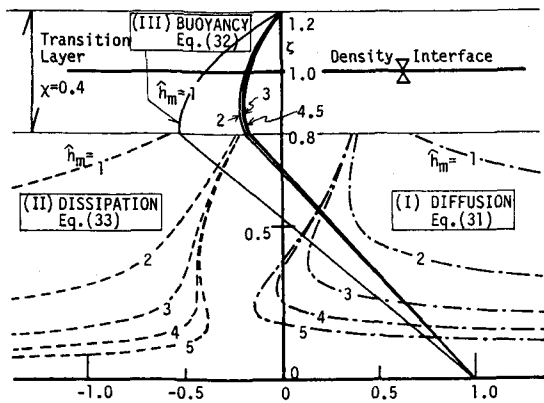


図-8 複合因擾乱場におけるエネルギー平衡式各項の分布(混合層厚 $\hat{h}_m = h_m/h_{m0}$ にともなう変遷)