

表面放出温排水の拡がりに関する理論と実験

林 泰 造*・有 田 正 光**

1. 結 言

温排水の拡がりに関する理論的研究は差分法, 有限要素法などによる方法と相似性の仮定を使う積分モデルに大別される. 著者等は数年来, 後者の方法により拡がり範囲予測モデルについての検討を行ってきた.

本報は従来のモデルの基本式に乱流理論の立場から新しい検討を加えると共に, 今回中央大学で行った実験結果に基づき, 温排水の拡がりの現象をより正確に表現するためのモデルとしてその精密化に努めた. またこのモデルと実験結果との比較を行い, 本理論の妥当性の検討を行った.

2. 基 本 式

図-1 のように半無限水域の表面に温排水が矩形水路から定常的に放出される場合を考える. z 方向運動量方

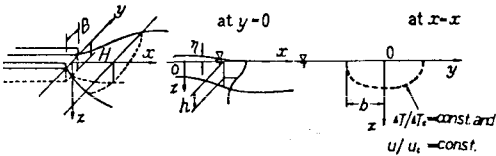


図-1 温排水の拡がりの模式図

程式は

$$\frac{\partial u w}{\partial x} + \frac{\partial v w}{\partial y} + \frac{\partial w w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial u' w'}{\partial x} - \frac{\partial v' w'}{\partial y} - \frac{\partial w' w'}{\partial z} + g \quad \dots\dots(1)$$

境界層近似により左辺の量を無視すると上式より

$$p = g \int_0^z \rho dz - \rho \overline{w'^2} - \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial z} \overline{w'^2} dz - \int_0^z \rho \frac{\partial u' w'}{\partial x} dz - \int_0^z \rho \frac{\partial v' w'}{\partial y} dz + C \quad \dots\dots(2)$$

上式中の C は $z=\eta$ (水面) で $p=0$ の条件から定められる. さらに $z=\infty$ で $p=(p_a)_{z=\infty}$ の条件 (但し $p_a = \rho_0 g z$) を用いることにより, p が次のように定められ

る. ρ_0 は周囲水の密度.

$$p = \rho_0 g z + g \int_z^\infty (\rho_0 - \rho) dz - \rho \overline{w'^2} + \int_z^\infty \rho \frac{\partial u' w'}{\partial x} dz + \int_z^\infty \rho \frac{\partial v' w'}{\partial y} dz \cong \rho_0 g z + g \int_z^\infty (\rho_0 - \rho) dz - \rho \overline{w'^2} \quad \dots\dots(3)$$

式(3)を考慮すると温排水の基本式は次のようになる.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial u u}{\partial x} + \frac{\partial u v}{\partial y} + \frac{\partial u w}{\partial z} &= \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial}{\partial x} \int_z^\infty \rho g dz - \left[\frac{\partial(u'^2 - \overline{w'^2})}{\partial x} \right] \\ &\quad - \frac{\partial u' v'}{\partial y} - \frac{\partial u' w'}{\partial z} \\ \frac{\partial v u}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} + \frac{\partial v w}{\partial z} &= \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial}{\partial y} \int_z^\infty \rho g dz - \left[\frac{\partial(u' v')}{\partial x} \right] \\ &\quad - \left[\frac{\partial(v'^2 - \overline{w'^2})}{\partial y} \right] - \frac{\partial v' w'}{\partial z} \\ \frac{\partial u \Delta T}{\partial x} + \frac{\partial v \Delta T}{\partial y} + \frac{\partial w \Delta T}{\partial z} &= - \left[\frac{\partial(u' \Delta T')}{\partial x} \right] - \frac{\partial v' \Delta T'}{\partial y} - \frac{\partial w' \Delta T'}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(6)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial}{\partial x} \int_z^\infty \rho g dz &= -\beta g \int_z^\infty \frac{\partial \Delta T}{\partial x} dz, \\ \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial}{\partial y} \int_z^\infty \rho g dz &= -\beta g \int_z^\infty \frac{\partial \Delta T}{\partial y} dz, \\ \overline{u'^2} \sim \overline{w'^2}, \quad \overline{v'^2} \sim \overline{w'^2}, \quad \frac{\partial u' v'}{\partial x} &\ll \frac{\partial v' w'}{\partial z}, \\ \frac{\partial u' \Delta T'}{\partial x} &\ll \frac{\partial w' \Delta T'}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(7)$$

であることを考慮して (6) 式の大カッコの項を無視したものを最終的な基本式とする. ここに u, v, w はそれぞれ x, y, z 方向への流速の3成分, u', v', w' は乱れの3成分, ΔT は温排水による水温上昇, $\Delta T'$ は温度変動, ρ は水の密度, β は水の体積膨張係数である.

* 正 会 員 工 博 中央大学教授 理工学部土木工学科

** 学 生 会 員 工 修 中央大学大学院 理工学研究科

3. 解のために設定する条件

(1) u , ΔT の分布形状について

分布形状の相似性を仮定して次のようにおく。

$$\left. \begin{aligned} u &= u_0 f\left(\frac{y}{b}\right) f\left(\frac{z}{h}\right) = u_0 f(\zeta_y) f(\zeta_z) \\ \Delta T &= \Delta T_0 f\left(\frac{y}{b}\right) f\left(\frac{z}{h}\right) = \Delta T_0 f(\zeta_y) f(\zeta_z) \end{aligned} \right\} \dots\dots (8)$$

ここに $f(\zeta) = \exp(-\zeta^2)$, $t(\zeta) = \exp(-\zeta^2/2)$

ただし u_0 : 軸上表面流速, ΔT_0 : 軸上上昇水温, h : 躍層厚, b : 拡がり幅

(2) 下層水の連行について

従来と同様に Ellison-Turner による3次元密度流の場合の下層水の連行を表わす式を準用して評価する¹⁾。

(3) 水平連行について

水平連行速度を $v_e = -\alpha_y u_0 f(\zeta_z)$ と与える。ここで α_y は水平連行係数

(4) 大気中への放熱について

従来と同様の評価を行う¹⁾。

(5) 場の乱れによる熱拡散

(a) 水平方向への熱拡散

$y = \alpha b$ を通る鉛直面 (但し深さ αh までの間の) を過って移動する熱量を T_i とすると,

$$T_i = \int_0^{\alpha h} (\bar{v}' \Delta T')_{y=\alpha b} dz + (v \Delta T)_{y=\alpha b} \dots\dots (10)$$

そこで噴流としての水平連行がある区間, すなわち $(v)_{y=\alpha b} < 0$ となる区間では拡散で系外に出ようとする熱量が水平連行による移流と近似的にバランスし系外に出ることが抑制されると考えて

$$T_i = 0 \dots\dots (11)$$

とし, また, 放出口を十分離れて噴流としての水平連行が0となつて以後の区間では

$$T_i = \int_0^{\alpha h} (\bar{v}' \Delta T')_{y=\alpha b} dz \dots\dots (12)$$

と考える。(12) 式を書直すと

$$T_i = -\epsilon_T \int_0^{\alpha h} \left(\frac{\partial \Delta T}{\partial y} \right)_{y=\alpha b} dz \cong \sqrt{\frac{\pi}{2}} \epsilon_T \frac{h \Delta T_0}{b} \dots\dots (13)$$

ここに T_i : 水平熱拡散量, ϵ_T : 水平拡散係数で Richardson の4/3乗則を適用して, $\epsilon_T = K_H (2b)^{4/3}$, K_H : 定数, α : 積分範囲を与えるための定数で本モデルにおいては $\sqrt{2}$ とする。

(b) 鉛直方向への熱拡散

場に乱れがある場合, 乱れがない場合よりも躍層厚は大きくなる。この事をモデルの中に考慮するために場の乱れによる鉛直熱拡散量の評価を行った。

表層の flux-Richardson 数 R_f が限界値 R_{for} ($= 0.305$)¹¹⁾ に達すると鉛直下方への乱流熱流束はなくな

る。しかし, R_f がまだ R_{for} に達していない区間では, $z = \alpha h$ を通る乱流熱流束を有し, このため躍層厚は場に乱れがない場合より増加する。その結果として温排水の拡がり面積は小さくなる。従って躍層厚 h の変化を考えるために次式で表わされるような場の乱れによる鉛直下向き乱流輸送量 T_D を計算しなければならない。

$$T_D = \int_0^{\alpha b} (\bar{w}' \Delta T')_{z=\alpha h} dy \dots\dots (14)$$

そしてこのためには, 乱流熱流束 $\bar{w}' \Delta T'$ を Launder⁷⁾ の理論, Ellison⁸⁾ の理論, Bradbury⁹⁾ の実験, Webster¹¹⁾ の実験および Bradshaw¹⁰⁾ の仮定を使用して次の様に定める。

$$\begin{aligned} -\bar{w}' \Delta T' &= \gamma \frac{\bar{w}'^2 q}{\epsilon} \frac{\partial \Delta T}{\partial z} \quad (\text{Launder の理論}) \\ &= \gamma \frac{q}{\epsilon} \frac{\bar{w}'^2}{q} \frac{\partial \Delta T}{\partial z} \dots\dots (15) \end{aligned}$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} q &= 1/2(\bar{u}'^2 + \bar{v}'^2 + \bar{w}'^2) \\ \epsilon &= -\bar{u}' w' \partial u / \partial z (1 - R_f) \\ \gamma &= \phi_r (1.59 - 5.22 R_f) / (1.59 - 2.82 R_f) \\ \bar{w}'^2 / q &= 0.53 - 0.41 R_f / (1 - R_f) \\ q &= \bar{u}' \bar{w}' / a \quad (\text{Bradshaw}) \end{aligned} \right\} \dots\dots (16)$$

ここに ϕ_r は Launder の与える定数で 0.3125, a は Bradbury の実験より 0.30, R_f は flux-Richardson 数で $R_f = R_i / \sigma_i$, R_i : Richardson 数, σ_i : プラントル数である。

(16) 式の関係式を (15) 式に代入すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \bar{w}' \Delta T' &= \frac{\phi_r}{a} \frac{1.59 - 5.22 R_f}{1.59 - 2.82 R_f} \frac{0.53 - 0.94 R_f}{(1 - R_f)^2} \\ &\quad \cdot q \frac{\partial \Delta T}{\partial z} \Big/ \frac{\partial u}{\partial z} \dots\dots (17) \end{aligned}$$

R_f の決定は, まず相似性の仮定を使えば $\partial u / \partial z$, $\partial \Delta T / \partial z$ が決まるから R_i が決まる。さらに R_i と σ_i の関係を与える Ellison の理論を使用すれば σ_i が決まるので R_f が決まる。従って (17) 式中の未知数は場の乱れエネルギー (q) のみとなる。

実際の計算に当っては R_f , $\partial \Delta T / \partial z$, $\partial u / \partial z$ に積分範囲内での平均値を使用し, 若干の計算を行うと T_D について次式を得る。

$$\begin{aligned} T_D &\cong \frac{\phi_r}{a} \frac{1.59 - 5.22 R_f}{1.59 - 2.82 R_f} \frac{0.53 - 0.94 R_f}{(1 - R_f)^2} \\ &\quad \cdot \frac{\Delta T_0 b}{u_0} 2 \left(\frac{q}{u_0^2} \right) \dots\dots (18) \end{aligned}$$

(6) プリュームにかかる剪断力について

(a) x 方向の剪断力

プリュームの側面にかかる剪断力 $F_{sx} = \int_0^{\alpha h} (\bar{u}' v')_{y=\alpha b} \cdot dz$ は reentrainment の影響は小さいとして無視する。さらにプリュームの底面にかかる剪断力 $F_{Bx} =$

$\int_0^{ab} (\overline{u'w'})_{z=ah} dy$ は z 方向の u の分布が十分に本モデルで与えたガウス分布の相似性の仮定を満足するので値が小さいと考えて無視する。

(b) y 方向の剪断力

本モデルにおいて v の z 方向分布は $v=v_s f(\zeta_z)$ (ここに v_s は表面上の y 方向流速) とおいている。しかし、林・首藤等²⁾の実験および Stefan・早川等⁴⁾の実験によれば下層において無視しえない強い逆流が生じている。この事を考慮しないとモデルは拡がり幅を過大評価することになる。この逆流の影響を評価するためには下層の逆流をも考慮に入れた流速分布の仮定を使うか、もしくは下層面にそれと同等の剪断力を評価するかであるが、本モデルでは後者を選び、塩水くさびの剪断力を評価する金子の実験式⁶⁾を使う事とし次式のようにおいた。

$$F_{By} = \int_0^{ab} (\overline{v'w'})_{z=ah} dy = \int_0^{ab} \frac{1}{2} f_i |v_{av} - v_{Rav}| \cdot (v_{av} - v_{Rav}) dy \dots\dots\dots (19)$$

ただし、 F_{By} : 下層面に作用する y 方向の剪断力、 f_i : 界面抵抗係数で $f_i = 0.24\phi^{-1/2}$ 、 $\phi = dy \cdot F_r^2$ 、 v_{av} : 上層の断面平均流速、 v_{Rav} : 下層戻り流れ部分の平均流速。

しかし本研究の段階ではまだ戻り流れの大きさが定量的にはまだよく解っていないので (19) 式の代りに近似的に

$$F_{By} = \int_0^{ab} \frac{1}{2} k f_i v_{av}^2 dy \dots\dots\dots (20)$$

とおく。ここに k は Richardson 数の関数で、 $R_i \rightarrow \infty$ で $k = f(R_i) \rightarrow 1$ となるべきものであるが、関数型 $f(R_i)$ については現在検討不足であるので本報では実験結果を最も良く表現しうるような k の値を定数として選んだ。(20) 式を本理論に適用するための若干の計算を行うと次式を得る。

$$F_{By} = \int_0^{ab} (\overline{v'w'})_{z=ah} dy \cong 0.035 k I_1^{1/2} I_5 b u_s^2 \sqrt{\frac{db}{dx} \frac{u_c h}{u_0 H} \frac{R_{e0}}{R_{ic}}} \dots\dots\dots (21)$$

ここに、 R_{e0} : 放出 Reynolds 数、 R_{ic} : 軸上 Richardson 数、 H : 放出口高

(7) 境界条件

従来の手法と同様の境界条件を使用した¹⁾。

(8) 初期条件

従来の手法と同様の初期条件を使用した¹⁾。

(9) 基本式の無次元化

基本式の無次元化のために次の無次元諸量を導入する。

$$\left. \begin{aligned} u_0/u_0 &= u_r, \quad \Delta T_0/\Delta T_0 = \Delta T_r \\ k/u_0 &= k_r, \quad x/\sqrt{A} = x_r, \quad b/\sqrt{A} = b_r \\ h_0/\sqrt{A} &= h_r, \quad \varepsilon_T/u_0\sqrt{A} = \varepsilon_{Tr} \\ q/u_0^2 &= q_r, \quad F_{By}/u_0^2\sqrt{A} = F_{Byr} \end{aligned} \right\} \dots\dots (22)$$

ここに u_0 : 放出流速、 ΔT_0 : 放出上昇水温、 A : 放出口断面積。

4. 方程式の解

u , ΔT についての分布形状の仮定および前節の種々の結果を使用して基本式 (6) を $0 < y < ab$, $0 < z < ah$ の範囲で積分して x についての常微分方程式群とし、それらをそれぞれの変数についての項別微分を実施し、その結果を整理すると、それぞれの変数の一階微分についての次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \frac{du_r}{dx_r} &= -\frac{1}{2} \frac{u_r}{h_r} \left(2Y_0 + \frac{R_{ic0}}{R_{ic0} - R_{icr}} Y_7 \right) \\ \frac{d\Delta T_r}{dx_r} &= -\frac{\Delta T_r}{h_r} \left(Y_0 + \frac{I_5}{I_6^2} \frac{Y_6}{u_r} \right) \\ \frac{db_r}{dx_r} &= p_r \\ \frac{dh_r}{dx_r} &= -\frac{1}{2} \left(\frac{h_r}{b_r} p_r - Y_0 - \frac{I_5}{I_6^2} \frac{Y_6}{u_r} \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{R_{icr}}{R_{ic0} - R_{icr}} Y_7 \\ \frac{dp_r}{dx_r} &= \frac{1}{2 I_2 I_3 b_r h_r u_r^2} \frac{R_{ic0}}{R_{ic0} - R_{icr}} Y_7 \\ &\quad \cdot \left(Y_1 \frac{u_r}{h_r} - Y_4 \right) + \frac{1}{I_2 I_3 b_r h_r u_r^2} \\ &\quad \cdot \left\{ Y_0 Y_1 \frac{u_r}{h_r} + \left(Y_0 \frac{\Delta T_r}{h_r} + \frac{I_5}{I_6^2} \right. \right. \\ &\quad \cdot \frac{\Delta T_r}{u_r h_r} Y_6 \Big) Y_2 - p_r Y_3 \\ &\quad \left. \left. + \left(\frac{h_r}{b_r} p_r - 2Y_0 \right) Y_4 + Y_5 \right\} \right\} \dots\dots (23) \end{aligned}$$

ここに $P_0 = CR_{ic0}/\sqrt{\lambda}$, $P_1 = e^{-\alpha n_{ic}}$, $P_2 = 3/2 \cdot CR_{ic} + 1$, $R_{icr} = I_2^2/2I_5I_7$

$$Y_0 = \frac{\alpha_z}{I_1} \frac{P_1}{\sqrt{P_2}} + \frac{\alpha_y}{I_1} \frac{h_r}{b_r}$$

$$Y_1 = 2I_2 I_3 p_r b_r h_r u_r - \frac{2I_2 I_{11}}{I_1} \alpha_y u_r b_r h_r$$

$$+ \frac{2I_2}{I_1} \alpha_z P_1 J_1 u_r b_r^2 + \frac{2I_2}{I_1} \alpha_z P_0 P_1 \frac{h_r \Delta T_r b_r^2}{u_r}$$

$$\cdot \left(J_1 + \frac{3}{2} J_2 \right) - \frac{2I_2 I_{11}}{I_1} \alpha_z \frac{P_1}{\sqrt{P_2}} b_r^2 u_r$$

$$- \frac{2I_2 I_{11}}{I_1} \alpha_z \frac{P_0 P_1}{\sqrt{P_2}} \left(1 + \frac{3}{4P_2} \right) \frac{h_r \Delta T_r b_r^2}{u_r}$$

$$Y_2 = -\frac{I_2}{I_1} \alpha_z P_0 P_1 h_r b_r^2 \left(J_1 + \frac{3}{2} J_2 \right)$$

$$+ \frac{I_2 I_{11}}{I_1} \alpha_z b_r^2 h_r \frac{P_0 P_1}{\sqrt{P_2}} \left(1 + \frac{3}{4P_2} \right)$$

$$Y_3 = I_2 I_3 p_r h_r u_r^2 - \frac{I_2 I_{11}}{I_1} \alpha_y h_r u_r^2 + \frac{I_2}{I_1} \alpha_z P_1 J_1 b_r u_r^2$$

$$- \frac{2I_2 I_{11}}{I_1} \alpha_z \frac{P_1}{\sqrt{P_2}} b_r u_r^2$$

$$Y_4 = I_2 I_3 p_r b_r u_r^2 - \frac{I_2 I_{11}}{I_1} \alpha_y b_r u_r^2 - \frac{I_2}{I_1} \alpha_z P_0 P_1 \Delta T_r b_r^2$$

$$\cdot \left(J_1 + \frac{3}{2} J_2 \right) + \frac{I_2 I_{11}}{I_1} \alpha_z \frac{P_0 P_1}{\sqrt{P_2}}$$

$$\cdot \left(1 + \frac{3}{4 P_2} \right) \Delta T_r b_r^2$$

$$Y_5 = -\alpha_y^2 I_2 h_r u_r^2 + I_1 h_r u_r^2 R_{io} - S_{F_y r}$$

$$Y_6 = k_r + \frac{\phi_r}{a} \frac{1.59 - 5.22 \bar{R}_f}{1.59 - 2.82 \bar{R}_f} \frac{0.53 - 0.94 \bar{R}_f}{(1 - \bar{R}_f)^2} \frac{2 I_6^2}{I_3^2}$$

$$\cdot \frac{q_r}{u_r} + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{I_6^2}{I_3^2} \frac{h_r}{b_r^2} \varepsilon_{rr}$$

$$Y_7 = \frac{h_r}{b_r} p_r - 3 Y_0 + \frac{I_5}{I_6^2} \frac{Y_6}{u_r}$$

$$J_1 = \frac{1}{2\sqrt{3/2CR_{io}+1}} \left(\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{3/2CR_{io}+1}} \right)$$

$$J_2 = \frac{1}{4\sqrt{3/2CR_{io}+1}} \left\{ \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{3/2CR_{io}+1}} \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2} \sin \left(2 \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{3/2CR_{io}+1}} \right) \right\}$$

$$I_1 = \int_0^\infty f(\zeta) d\zeta = \frac{\sqrt{\pi}}{2}, \quad I_2 = \int_0^\infty f^2(\zeta) d\zeta = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}$$

$$I_3 = \int_0^\infty \zeta f^2(\zeta) d\zeta = \frac{1}{4}, \quad I_4 = \int_0^\infty \zeta^2 f^2(\zeta) d\zeta = \frac{1}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2}}$$

$$I_5 = \int_0^\infty t(\zeta) d\zeta = \sqrt{\frac{\pi}{2}}, \quad I_6 = \int_0^\infty f(\zeta) t(\zeta) d\zeta = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\pi}{3}}$$

$$I_7 = \int_0^\infty \int_0^\infty t(\zeta) d\zeta d\zeta = 1, \quad I_8 = \int_0^\infty \zeta^2 t(\zeta) d\zeta = \sqrt{\frac{\pi}{2}}$$

$$I_9 = \int_0^\infty \zeta f(\zeta) F(\zeta) d\zeta = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{2}}$$

$$I_{10} = \int_0^\infty \int_0^\infty \zeta^2 t(\zeta) d\zeta d\zeta = 2.0$$

$$I_{11} = \int_0^\infty f(\zeta) F(\zeta) d\zeta = \frac{\pi}{8}, \quad F(\zeta) = \int_0^\zeta f(\zeta) d\zeta$$

R_{io} : 放出 Richardson 数, R_{ier} : 限界 Richardson 数,

α_z : 鉛直連行係数

放出口より放出されるとき噴流の初めの拡がり角度は判らないので, non-buoyant jet の場合と同じ値 $(p_r)_{x=0}=0.22$ であるとしてこの条件を付加し, 前述の初期条件から出発して式 (23) を $x_r=0$ から x_r について数値積分することによって u_r , ΔT_r , b_r , h_r を求めてゆくことができる。

5. 実験

実験に使用した水槽は $12 \times 5.6 \times 0.5$ m の 2 側面ガラスばりの平面水槽で $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$ の放出口がつけてある。水槽内の温度分布の測定には 50 本のサーミスタ (時定数 0.2 秒程度) をデータロガーに接層し 1 秒間隔でスキニングした。

6. 理論と実験結果との比較

今回行った実験結果の 1 例をとりあげて本モデルとの比較検討を行った。表-1 は比較するためにとりだしたケースの種々の条件について表示したものである。図-2 は軸上温度, 図-3 は水表面拡がり面積図, 図-4 は水表面上の等温線図であるが, 実験結果と理論を比較すると比較的良く合っていると言える。

この結果は連行係数 α_z を 0.03 とおいた結果である。このことは三次元プリュームの連行係数は二次元プリュームで与える連行係数より小さく評価する必要があるこ

表-1 実験値 (林・有田)

実験日時: 1976 年 12 月			
放出条件および放出場の条件			
放出口幅	5.0 cm	周囲水流速	0.0 cm/sec
放出口高	5.0 cm	風速	0.0 cm/sec
周囲水温度	10.4°C	気温	9.9°C
放出水温	19.0°C	湿度	80%
放出平均流速	11.56 cm/sec	放出 Froude 数	4.75
放出流量	0.289 l/sec	放熱係数	$5.4 \times 10^{-4} \text{ cm/sec}$
場の乱れのための水平拡散係数			$0.0 \text{ cm}^2/\text{sec}$
鉛直拡散のための場の乱れエネルギー			$0.0 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$
数値計算のための無次元入力データ			
放出 Froude 数	4.75	水平連行係数	0.0
放熱係数	4.67×10^{-5}	水平拡散係数	0.0
放出口縦横比	1.0	定数 C	20.0
鉛直連行係数	0.03	定数 k	10.0
場の乱れエネルギー			0.0

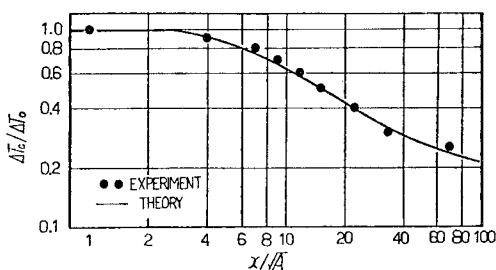


図-2 軸上温度図

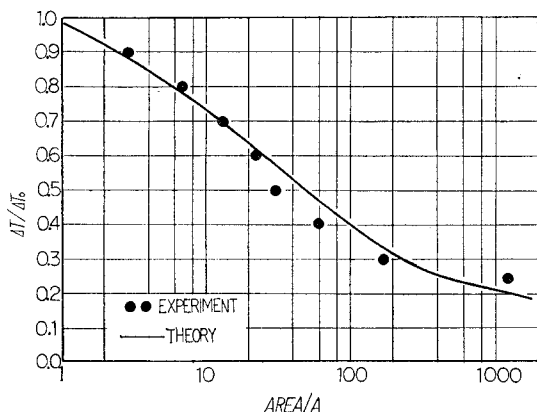
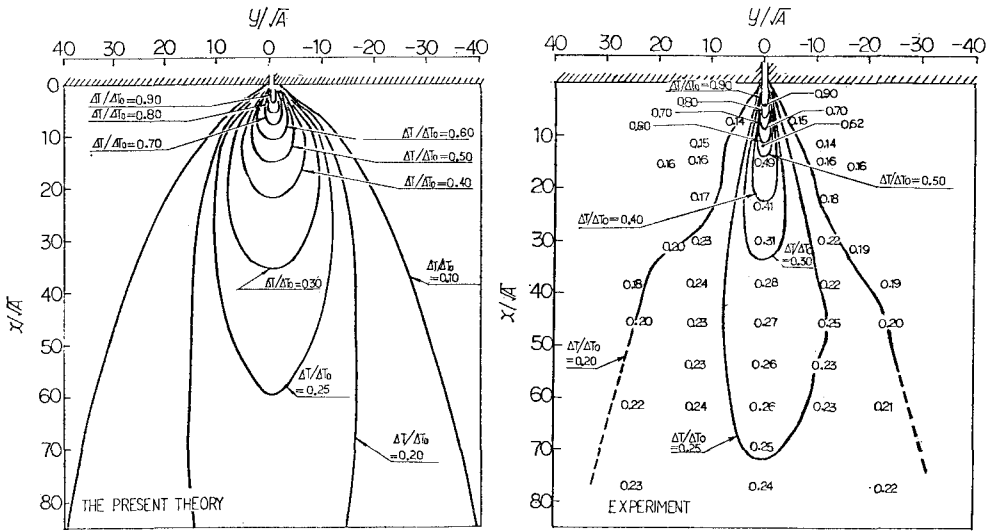


図-3 水表面拡がり面積図



図—4 水表面上の等温線図

とを示しているかもしれない。理由の1つとして下層からの連行はプリュームの真下からではなく、斜め前方から連行されることが無関係でないと考えられる。さらに遠方においてモデルは実験値より温度を低めに評価するが、これは実験における遠方の Reynolds 数は小さいため、Ellison-Turner 型の連行係数は大きめの値を与えると考えられるとともにこのような領域では (8) 式の相似性の仮定を満足せず、温度分布は $\exp(-\zeta)$ の形で表わされることも原因として考えられる。

さらに拡がり幅は放出口近くで実験結果より大きめに、遠方では小さめの結果を与えている。このことは下層面の逆流を評価するためにモデルの中に導入した定数が放出口近くでは小さく、遠方では大きいことを示している。従って k の関数型を知る事が必要であるが、そのためには v の z 方向分布形の定式化についての研究が今後必要である。

7. 結 び

近年温度密度流中の乱流諸量 ($\overline{u'w'}$, $\overline{u'\Delta T'}$, ...) の測定が比較的容易になっており多角的かつ微細な拡散機構についての検討が可能になってきている。そこで本理論では基本式において乱流諸量項をそのままの形で残し解析を行った。しかし、本報の段階ではまだこれら乱流諸量の測定は間に合わなかったため、理論と実験との比較は水温上昇の平面的拡がり、軸上水温上昇等のグロスな量についてのみのものとなったが、現在これら乱流諸量の測定は進行中であり、これらの測定結果に基づいて基本式の中の乱流諸項の取り扱いをさらに正確なものとし、理論モデルのより一層の精密化に当ってゆく積りである。

本研究の遂行に当っては文部省科学研究費、昭和51年度および52年度一般研究「噴流型密度水流の拡がり」と乱れ特性に関する基礎的研究」の補助を受けた（研究代表者 林 泰造）。また本報における数値計算は中央大学計算機センターの FACOM 230-48、および東京大学計算機センターの HITAC 8800/8700 を使用して行った。ともに記して謝意を表す。また、本実験の遂行に熱心に協力せられた中央大学昭和51年度卒業生の勝股完治・佐藤英明・佐藤弘幸・首藤 啓・本間修一の諸君にも深甚なる謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) 林 泰造・有田正光：第22回海岸工学論文集，pp. 185-189, 1975.
- 2) 林 泰造・首藤伸夫・川上克己：第15回海岸工学講演会論文集，p. 317, 1968.
- 3) Harleman, D. R. F., Stolzenbach, K. D. and Adams, E. E.: M.I.T. Report, No. 205, pp. 1-267, 1975.
- 4) Stefan, H., Hayakawa, N. and Scגיע, F. R.: University of Minnesota, Project #16130 FSU, December, 1971.
- 5) Tamai, N., Wiegel, R. L. and Tornberg, G. F.: Journal of Power Division, ASCE, No. P02, Proc. Paper 6847, pp. 253-276, October, 1969.
- 6) 金子安雄：第13回海岸工学講演会，pp. 263-267, 1966.
- 7) Launder, B. E.: J.F.M., Vol. 67, pp. 569-581, 1975.
- 8) Ellison, T. H.: J.F.M., Vol. 12, pp. 456-466, 1957.
- 9) Bradbury, L. J. S.: J.F.M., Vol. 23, pp. 31-64, 1965.
- 10) Bradshaw, P., Ferris, D. H. and Atwell, N. B.: J.F.M., Vol. 28, pp. 593-616, 1967.
- 11) Webster, C. A. G.: J.F.M., Vol. 19, pp. 221-245, 1964.