

3次元表面密度噴流について ON THE THREE DIMENSIONAL STRATIFIED SURFACE JET

九州大学工学部 正員 椿 東一郎

九州大学工学部 正員 小松 利光

1. 緒 言

海面上に放流された温排水の拡がりについては、温度分布・速度分布の相似性を仮定した積分モデルによる理論的研究が、最近Harleman・Stolzenbach¹⁾や林・有田^{2,3,4)}によって進められ、多くの知見が得られてきた。しかし、積分モデルにおける鉛直・水平方向の連行係数や渦動粘性の評価および均一流体の表面噴流との関連性などについては、かなり多くの問題が残されている。本文は3次元表面密度噴流（大気中への放熱が無視される温排水噴流）について、拡散幅や噴流中心軸にそう表面浮力などの噴流特性量を、flow force Mo 、流れ方向の浮力 flux No で無次元化するとともに、2次元表面密度噴流について得られた浮力効果による乱流構造の変化などに関する知見⁵⁾を3次元問題に拡張して、均一噴流をその極限として含む一般的な表示式を求めたものである。

2. 理論的考察

(1) 基本式の誘導

密度 ρ_a の半無限水域の表面に、断面積 A_0 の放水口から密度 ρ_0 ($\rho_0 < \rho_a$)の流体が流速 U_0 で定常的に噴出する3次元表面密度噴流を考える。座標軸を図-1

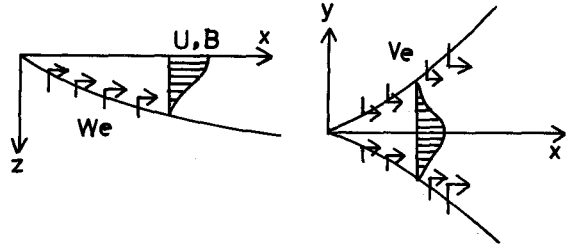


図-1 流れの模式図

のようにとり、平均流速を (U, V, W) 、平均の圧力を P 、単位質量あたりの平均浮力を

$$B = g(\rho_a - \rho) / \rho_a \quad (1)$$

とし、それぞれの乱れによる変動分を小文字 (u, v, w) 、 p, b で表わす。まず、 z 方向の運動方程式を水表面 $z = \zeta'$ から z まで積分すると、近似的に

$$P / \rho_a = g(z - \zeta') - \int_{\zeta'}^z B dz - \bar{w}^2$$

となるが、 $z \rightarrow \infty$ で $\partial P / \partial x = 0$ 、 $\partial P / \partial y = 0$ であることを考慮し、さらに、Reynoldsの運動方程式における渦動粘性については、水平・鉛直方向の渦動粘性係数 K_H, K_V を導入して、簡単に次の表示

$$-\overline{uw} = K_H \{ \partial V / \partial x + \partial U / \partial y \}, \quad -\overline{uw} = K_V \{ \partial U / \partial z + \partial W / \partial x \}, \quad -\overline{vw} = K_V \{ \partial W / \partial y + \partial V / \partial z \}$$

を用い、微小項とみなされる $[\quad]$ の項を無視すると、連続の式、 x, y 方向の運動方程式および拡散方程式は、微小量を無視して次のようである。

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial x} \int_{\zeta'}^{\infty} B dz + \frac{\partial}{\partial y} (K_H \frac{\partial U}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_V \frac{\partial U}{\partial z}) \quad (3)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial y} \int_{\zeta'}^{\infty} B dz + \frac{\partial}{\partial x} (K_H \frac{\partial U}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_V \frac{\partial V}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{w^2} - \overline{v^2}) \quad (4)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{\partial (\overline{vb})}{\partial y} - \frac{\partial (\overline{wb})}{\partial z} \quad (5)$$

以上の基礎式を $z = 0 \sim \infty$ 、 $y = 0 \sim \infty$ の範囲で積分して、噴流特性量の流れ方向の変化を求めるのであるが、

流速分布・浮力分布には相似性を仮定し、表面流速、表面浮力を $U_s(x, y)$, $B_s(x, y)$ 、噴流中心軸のものを $U_c(x)$, $B_c(x)$ として、次のようにおく。

$$\left. \begin{aligned} U &= U_s f_2(z/h) = U_c f_1(y/\delta) f_2(z/h) = U_c f_1(\eta) f_2(\zeta) \\ B &= B_s m_2(z/h) = B_c m_1(y/\delta) m_2(z/h) = B_c m_1(\eta) m_2(\zeta) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

なお、 δ , h としては均一流体の噴流幅の定義にならって、本文では、それぞれ B_s が $B_c/2$ となる幅、および B が $B_s/2$ となる深さを用い、 h は y 方向に一定であるとする。

式(3), (5)を積分すると、それぞれ flow force の保存式、流れ方向の浮力束の保存式

$$\int_0^\infty \int_0^\infty U^2 dy dz + \int_0^\infty \int_0^\infty Bz dy dz = M_0/2 (= \text{const.}) \quad (7)$$

$$\int_0^\infty \int_0^\infty UB dy dz = N_0/2 (= \text{const.}) \quad (8)$$

が得られ、式(6)を用いて次式

$$M_0 = 2I_1 I_2 \delta h U_c^2 + 2I_3 I_4 \delta h^2 B_c \dots \dots (9), \quad N_0 = 2I_5 I_6 \delta h U_c B_c \dots \dots (10)$$

$$\text{ここに、} I_1 = \int_0^\infty f_1^2 d\eta, \quad I_2 = \int_0^\infty f_2^2 d\zeta, \quad I_3 = \int_0^\infty m_1 d\eta, \quad I_4 = \int_0^\infty \zeta m_2 d\zeta, \quad I_5 = \int_0^\infty f_1 m_1 d\eta, \quad I_6 = \int_0^\infty f_2 m_2 d\zeta$$

つぎに、連続の式(2)を積分すると、鉛直・水平方向からの連行速度を W_e , V_e として

$$\frac{d}{dx} \int_0^\infty \int_0^\infty U dy dz = \int_0^\infty V_e dz + \int_0^\infty W_e dz \quad (11)$$

となるが、 W_e , V_e はそれぞれ表面流速 U_s 、中心軸流速 $U_c f_2(\zeta)$ に比例するものとして、次の式

$$W_e = E_V U_s = E_V U_c f_1(\eta), \quad V_e = E_H U_c f_2(\zeta) \quad (12)$$

で定義される連行係数 E_V , E_H を導入すると、式(11)は

$$I_7 I_8 \frac{d}{dx} (\delta h U_c) = I_8 E_H U_c h + U_c \delta \int_0^\infty E_V f_1 d\eta \quad (13)$$

$$\text{ここに、} I_7 = \int_0^\infty f_1 d\eta, \quad I_8 = \int_0^\infty f_2 d\zeta$$

つづいて、 y 方向の運動方程式の積分を行う前に、 y 方向の流速 V の式を求める。 V の z 方向の分布については、やはり相似形を仮定して $V = V_s f_3(\zeta)$ とおき、連続の式を $z=0 \sim \infty$, $y=0 \sim y$ の範囲で積分し、式(6)の U の表示と(12)を用いると、 V_s の y 方向の分布は次の式

$$\frac{V_s}{U_c} = \frac{\delta}{I_9 h} \left\{ \int_0^\eta E_V f_1 d\eta - \frac{F(\eta)}{I_7} \int_0^\infty E_V f_1 d\eta \right\} + \frac{I_8}{I_9} \frac{d\delta}{dx} \eta f_1 - \frac{I_8 F(\eta)}{I_7 I_9} E_H \quad (14)$$

$$\text{ここに、} I_9 = \int_0^\infty f_3 d\zeta, \quad F(\eta) = \int_0^\eta f_1 d\eta$$

で与えられる。したがって、式(14)を式(4)に代入して積分すると、 y 方向の運動方程式の積分形は次の式

$$\frac{I_2 I_9 I_8}{I_9} \frac{d}{dx} \left(U_c^2 \delta h \frac{d\delta}{dx} \right) - \frac{I_2 I_8 I_9}{I_7 I_9} \frac{d}{dx} (E_H \delta h U_c^2) + I_2 E_H^2 h U_c^2 = I_4 B_c h^2 - I_8 \frac{d}{dx} (K_H U_c h) + \int_0^\infty (\bar{v}^2 - \bar{w}^2)_{y=0} dz \quad (15)$$

$$\text{ここに、} I_{10} = \int_0^\infty f_2 f_3 d\zeta, \quad I_{11} = \int_0^\infty \eta f_1^2 d\eta, \quad I_{12} = \int_0^\infty f_1 \int_0^\eta f_1 d\eta d\eta$$

となる。最後に、 x 方向の運動方程式に U をかけて平均流のエネルギー方程式をつくり、 $z=0 \sim \infty$, $y=0 \sim \infty$ で積分すると、若干の計算の後、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} I_{13} I_{14} \frac{d}{dx} (h \delta U c^3) = & -I_5 I_{15} \frac{d}{dx} (U c B c h^2 \delta) + I_5 I_{15} B c h^2 \delta \frac{dU c}{dx} - I_{15} I_{16} B c h^2 U c \frac{d\delta}{dx} \\ & - I_5 I_{17} B c h \delta U c \frac{dh}{dx} - \int_0^\infty \int_0^\infty K_H \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 dy dz - \int_0^\infty \int_0^\infty K_V \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 dy dz \end{aligned} \quad (9)$$

$$\text{ここに, } I_{13} = \int_0^\infty f_1 d\eta, I_{14} = \int_0^\infty f_2 d\zeta, I_{15} = \int_0^\infty f_2 \int_0^\infty m_2 d\zeta d\zeta, I_{16} = \int_0^\infty \eta \frac{df_1}{d\eta} m_1 d\eta, I_{17} = \int_0^\infty \zeta \frac{df_2}{d\zeta} \int_0^\infty m_2 d\zeta d\zeta$$

以上の式, (9), (10), (13), (15) および (16) の 5 式が, 5 個の未知量 $U c$, δ , h , $B c$ および E_H を規定する基礎式であるが, つぎには, 流速・浮力分布に適当な関数形を与えて断面係数値 $I_i (i=1, 2, \dots)$ をきめるとともに, 重要な課題として, 鉛直方向からの連行係数 E_V および水平・鉛直方向の渦動粘性係数 K_H , K_V の関数形を決定しなければならない。

(2) 連行係数 E_V と渦動粘性係数 K_H , K_V

鉛直方向に密度勾配の存在する成層せん断流れにおいては, 渦粒子の鉛直運動は浮力効果のため減衰し, 乱れ強度や渦動粘性係数は Richardson 数の増加とともに減少する。著者は 2 次元表面密度噴流における乱流構造の変化について実験を行ない, 乱れ強度 $\sqrt{\bar{v}^2} (= \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2})$, 混合距離 ℓ_V の無次元表示 $\sqrt{\bar{v}^2}/U_s = q$, $\ell_V/h = \beta_V$ の値は, 2 次元の overall Richardson 数

$$R_2 = \alpha_{UB} \cdot B s h / U_s^2 \quad (\alpha_{UB} = \int_0^\infty f_2 m_2 d\zeta) \quad (17)$$

の増加とともに, 均一表面噴流における $q_* = 0.268$, $\beta_{V*} = 0.31$ の値から, かなり急激に減少することを確かめ, 次式

$$\beta_V / \beta_{V*} = 1 / (1 + K_c \lambda_2 R_2) \quad (18)$$

ここに, $\lambda_1 = 0.189$, $\lambda_2 = 0.209$, $X_B = 1.2$, $X_c = 2.8$

を示した。また, この理論による連行係数 E_V は, 均一表面噴流の連行係数を $E_{V*} = 0.0383$ として, 次式で与えられる。⁵⁾

$$\frac{E_V}{E_{V*}} = (1 - 2.95 R_2) \frac{q \beta_V}{q_* \beta_{V*}}, \quad \frac{q \beta_V}{q_* \beta_{V*}} = \frac{\sqrt{1 - \lambda_1 X_B R_2}}{(1 + X_c \lambda_2 R_2)^2} \quad (20)$$

さて, 3 次元表面密度噴流の乱流構造は明らかでないが, 鉛直方向の渦移動に及ぼす浮力の効果は両者に共通であろうと考えられる。3 次元噴流における overall Richardson 数として

$$Ri = No / (2 U c^3 \delta) = I_5 I_6 h B c / U c^2 \quad (21)$$

を導入し, E_V については式 (20) の実験式として林²⁾ と同形の指数関数形 $E_V = E_{V*} \exp(-\alpha_1 R_2)$, $\alpha_1 = 13.35$ を用いると (図-2 の点線), 3 次元における E_V は

$$E_V = E_{V*} \exp(-\alpha_1 \alpha_{UB} \frac{B s h}{U_s^2}) = E_{V*} \exp[-\alpha_1 C Ri \frac{m_1(\eta)}{f_1^2(\eta)}] \quad \text{ここに, } C = \alpha_{UB} / I_5 I_6 \quad (22)$$

となる。つぎに, 鉛直方向の渦動粘性係数 $K_V \sim \sqrt{\bar{v}^2} \ell_V = q \beta_V U s h$ については, 式中の $q \beta_V / q_* \beta_{V*}$ を計算の便宜のため指数関数形 $q \beta_V / q_* \beta_{V*} = \exp(-\alpha_2 R_2)$, $\alpha_2 = 9.80$ で近似して

$$\left. \begin{aligned} K_V &= a_V \tau(Ri, \eta) U c h \cdot f_1(\eta), & a_V &\sim q_* \beta_{V*} \\ \tau(Ri, \eta) &= \exp[-\alpha_2 C Ri (m_1 / f_1^2)] \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

一方, 水平方向の渦動粘性係数 $K_H \sim \sqrt{\bar{v}^2} \ell_H = q \beta_H U s \delta$ においては, 水平方向の混合距離は浮力効果を受けないので, 均一噴流の値 β_{H*} に等しいとみなされる。式 (19) の q/q_* も指数関数形 $q/q_* = \exp(-\alpha_3 R_2)$,

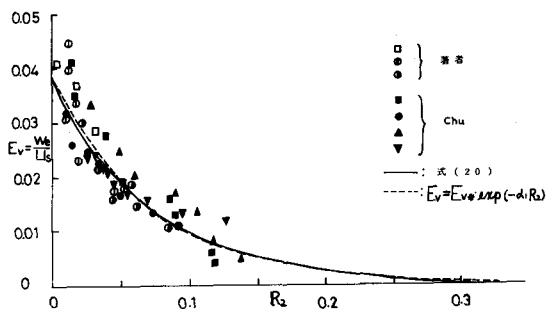


図-2 連行係数と overall Richardson 数との関係 (2 次元)

$$\frac{q}{q_*} = \frac{\sqrt{1 - \lambda_1 X_B R_2}}{1 + X_c \lambda_2 R_2} \quad (19)$$

$\alpha_3 = 5.60$ で近似して

$$\left. \begin{aligned} K_H &= a_H \psi(Ri, \eta) U_{ch} \cdot f_1(\eta), & a_H &\sim q_* \theta_{H*} \\ \psi(Ri, \eta) &= \exp[-\alpha_3 C Ri (m_\nu f_1^2)] \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

なお、3次元密度噴流は鉛直方向には half jet, 水平方向には plane jet とみなされる。均一流体の噴流の場合、half jet の渦動粘性係数は plane jet のそれのは $\simeq 2/3$ の大きさである⁵⁾から、 a_V と a_H との間には次の関係がある。

$$a_V = (2/3) a_H \quad (25)$$

おわりに、式(5)の右辺第3項については、 $\int_0^\infty (\vec{v}^2 - \vec{w}^2)_{y=0} dz \sim \int_0^\infty \bar{c}^2_{y=0} dz \sim \int_0^\infty q^2_{y=0} U_{ch} dz \sim q^2_{y=0} U_{ch} h$ とおき $(q/q_*)_{y=0} = \psi(Ri, 0) = \psi_1(Ri) = \exp(-\alpha_3 C Ri)$ から、 a_T を比例定数として

$$\int_0^\infty (\vec{v}^2 - \vec{w}^2)_{y=0} dz = a_T \psi_1^2(Ri) U_{ch}^2 h \quad (26)$$

3. 基本式の無次元表示

表面密度噴流は flow force Mo , 浮力 flux No の保存される流れであるから、現象は Mo, No および 流下距離 x によって規定されるであろう。したがって、未知量、 h, δ, Be, U_c の無次元形

$$H = \frac{No^{1/2} h}{Mo^{3/4}}, \quad \delta = \frac{No^{1/2} \delta}{Mo^{3/4}}, \quad \bar{B} = \frac{No^{3/2}}{Mo^{5/4} Be}, \quad \bar{U} = \frac{No^{1/2}}{Mo^{1/4} U_c} = 2^{1/3} Ri^{1/3} \delta^{1/3} \quad (27)$$

は無次元距離

$$\xi = No^{1/2} x / Mo^{3/4} \quad (28)$$

の関数となる。基本式(9), (10), (13), (15)および(16)に式(27)~(28)を代入し、上の無次元量を用いて表わすと、flow force の式、浮力 flux の式、連続の式、 y 方向の式および平均流のエネルギーの式は、それぞれ次のようである。

$$\left. \begin{aligned} H &= \frac{r_1 Ri^{2/3}}{\delta^{1/3} (1+r Ri)} & (a) \quad \bar{B} &= \frac{r_0 \delta^{1/3} Ri^{1/3}}{1+r Ri} & (b) \\ \frac{d}{d\xi} \left(\frac{\delta^{1/3} Ri^{1/3}}{1+r Ri} \right) &= r_2 \frac{E_H Ri^{1/3}}{\delta^{2/3} (1+r Ri)} + r_3 \phi(Ri) \frac{\delta^{2/3}}{Ri^{1/3}} & (c) \\ r_4 \frac{d}{d\xi} \left(\frac{1}{1+r Ri} \frac{d\delta}{d\xi} \right) - \frac{d}{d\xi} \left(\frac{E_H}{1+r Ri} \right) &+ r_{12} E_H^2 \frac{1}{\delta (1+r Ri)} = r_6 \frac{Ri}{\delta (1+r Ri)} \\ &+ r_{12} a_H \frac{d}{d\xi} \left(\psi_1(Ri) \frac{1}{1+r Ri} \right) + r_5 a_T \psi_1^2(Ri) \frac{1}{\delta (1+r Ri)} & (d) \\ \frac{d}{d\xi} \left(\frac{1}{Ri^{1/3} \delta^{1/3} (1+r Ri)} \right) &= -r_7 \frac{d}{d\xi} \left(\frac{Ri^{2/3}}{\delta^{1/3} (1+r Ri)} \right) + r_8 \delta^{2/3} Ri^{5/3} \frac{1}{1+r Ri} \frac{d}{d\xi} \left(\frac{1}{Ri \delta} \right) \\ &- r_9 \frac{Ri^{2/3}}{\delta^{1/3} (1+r Ri)} \frac{d\delta}{d\xi} - r_{10} a_H \psi(Ri) \frac{1}{Ri^{1/3} \delta^{1/3} (1+r Ri)} - r_{11} a_H X(Ri) \frac{1}{Ri} & (e) \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

上の5式は、 $H, \delta, \bar{B}, Ri$ および E_H を ξ の関数として規定する基本式である。式中の記号をまとめて記す。

$$\phi(Ri) = \int_0^\infty e^{-\alpha_3 C Ri m_\nu f_1^2} \cdot f_1 d\eta, \quad X(Ri) = \int_0^\infty \chi(Ri, \eta) f_1^3 d\eta, \quad \psi_1(Ri) = \int_0^\infty \psi(Ri, \eta) f_1 \frac{df_1}{d\eta} d\eta,$$

$$\psi(Ri) = \int_0^\infty \psi(Ri, \eta) f_1 \left(\frac{df_1}{d\eta} \right)^2 d\eta, \quad r_0 = \frac{2^{1/3} I_5 I_6}{I_1 I_2}, \quad r_1 = \frac{I_3 I_4}{I_1 I_2 I_5 I_6}, \quad r_7 = \frac{1}{2^{1/3} I_1 I_2}, \quad r_2 = \frac{1}{I_7},$$

$$r_3 = \frac{E_V}{r_1 I_7 I_8}, \quad r_4 = \frac{I_7 I_{11}}{I_{12}}, \quad r_5 = \frac{I_7 I_9}{I_8 I_{11} I_{12}}, \quad r_6 = \frac{I_4 I_7 I_9}{I_3 I_8 I_9 I_{10} I_{12}}, \quad r_7 = \frac{2 \int_0^\infty \zeta f_2 m_2 d\zeta}{I_{13} I_{14} I_6},$$

$$r_8 = \frac{2}{3} \frac{I_{15}}{I_1 I_{13} I_{14}}, \quad r_9 = \frac{2 I_{15} I_{16}}{I_5 I_6 I_{13} I_{14}}, \quad r_{10} = 2 \frac{I_2}{I_{13} I_{14}}, \quad r_{11} = \frac{4 \int_0^\infty (df_2/d\zeta)^2 d\zeta}{I_{13} I_{14} r_1}, \quad r_{12} = \frac{I_7 I_9}{I_{10} I_{12}},$$

$$r_{13} = \frac{I_2 I_7 I_9}{I_8 I_{10} I_{13}}$$

4. 均一流体の表面噴流

上の諸式で $Ri \rightarrow 0$ の極限が均一流体の表面噴流である。均一流体のものに添字*をつけ、諸量を次式

$$H_* = a_1 \varepsilon^{n_1}, \quad \Delta_* = a_2 \varepsilon^{n_2}, \quad Ri_* = a_3 \varepsilon^{n_3}, \quad \bar{B}_* = a_4 \varepsilon^{n_4}, \quad E_{H*} = a_5 \varepsilon^{n_5}$$

で表わし、式(9)で $Ri \rightarrow 0$ とした式に代入して、Permanent型であるための条件を求めると、各指数 n_i と定数 a_i は決定され、 $n_1 = n_2 = n_4 = 1$, $n_3 = 2$, $n_5 = 0$ となる。すなわち

$$H_* = a_1 \varepsilon, \quad \Delta_* = a_2 \varepsilon, \quad Ri_* = a_3 \bar{\zeta}^2 (\bar{U} = 2^{1/3} (a_2 a_3)^{1/3} \varepsilon), \quad \bar{B}_* = a_4 \varepsilon, \quad E_{H*} = a_5 \quad (60)$$

となる。また、定数 a_i は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} a_1 a_2^{1/3} &= r_1 a_3^{2/3} \\ r_0 a_2^{1/3} a_3^{1/3} &= a_4 \\ a_2 a_3 &= r_2 E_{H*} a_3 + r_3 \phi(0) a_2^{4/3} a_3^{1/3} \\ r_{13} E_{H*}^2 &= r_5 a_T \\ r_{10} a_H \psi(0) a_2^{1/3} + r_{11} a_H X(0) a_2^{1/3} a_3^{2/3} &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

3次元均一表面噴流においては、噴流水深および噴流幅は直線的に変化し、連行係数は一定値をとる。また、この場合 $\bar{B}$ は密度に影響しない拡散物質の濃度に相当するが、中心軸にそって表面濃度および表面流速は距離に逆比例して減少する。

表-1 実験資料の要目

研究者	種類	放出口		放出口の Froude 数
		形状	Do or ho (cm)	
Jen et al. ⁶⁾	温水	円形	0.5, 0.8, 1.1	18~180
Tamai et al. ⁷⁾	温水, 塩淡水併用	円形	1.14, 2.54	3.3~11.3
著者	塩淡水	円形	0.82, 1.35	11.6~8.7

5. 数値的考察

(1) 温排水の実験資料と塩水による実験

温水の放流においては、周囲流体からの温度上昇を ΔT 、水の体積膨張係数を β とすると、浮力束は $B = g\beta \cdot \Delta T$ に相当する。一般に、温排水実験において、水表面からの放熱の影響は少ないため、上述の考察は資料の豊富な温排水実験にも適用されるであろう。したがって、Jen・Wiegel・Mobarek⁶⁾ および Tamai・Wiegel・Tornberg⁷⁾ の実験資料を再整理して、 $\bar{B}$, Δ , H と ε (仮想原点を求め⁵⁾ それからの距離を用い

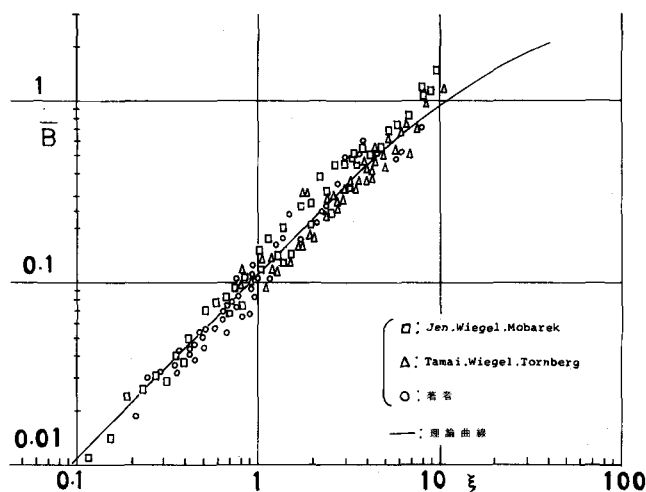


図-3 表面浮力 $\bar{B}$ と流下距離 ε との関係

る)との間に予想される関数関係を確かめたものが、それぞれ図-3, 図-4, 図-5である。 $\bar{B}$, Δ については、排水口の直径や噴出速度に関係なく、広範囲な初期 Froude 数にわたる実験資料がほぼ一つの曲線のまわりに散らばり、この表示法は実用上大きな意義をもつことがわかる。たゞ、 H と ε との関係については実験資料が少なく確認できない。そこで、長さ 15 m, 幅 3 m, 水深 0.6 m の水槽に塩水を貯え、円管から淡水を放流して塩分濃度の鉛直・水平分布などを測定し、 $\bar{B}$, Δ , H を求めた結果も図中にプロットされている。なお、実験資料の要目を表-1 に示した。

(2) 断面係数値と諸定数

流速分布・浮力分布については Gauss 分布を用い、Rouse・Yih⁸⁾ などの実験結果を参照して、 $f_1(\eta)$, $f_2(\zeta)$, $f_3(\zeta)$ については同一の $f_i(\zeta) = \exp(-0.937\zeta^2)$ を、 $m_1(\eta)$, $m_2(\zeta)$ には $m_i(\zeta) = \exp(-0.693\zeta^2)$ の式形を用い、係数値 l_i , r_i ($i=0, 1, 2, \dots$) の値を求めた。また、未知のまゝ残されている連行係数 E_{H*} , 拡

散係数の定数 a_H , 式(6)の定数 a_T をきめるためには, Fr_0 が大きい場合原点付近で $H = a_1 \xi$, $d = a_2 \xi$ が成立つことを利用した。すなわち, Jen や著者の実験から, 比例定数は $a_1 = 0.073$, $a_2 = 0.15$ となり, 式(6)を用いて次の値が得られる。

$$E_{H*} = 0.059, a_H = 0.032, a_T = 0.0022$$

E_{H*} の計算値は plane jet における連行係数 $E_p = 0.058$ とよく一致している。また, a_H の値も拡散係数を幅方向に一定とみなした Goertler の値 0.037 に近く, 上の数値ははゞ妥当なものと思われる。

(3) 数値計算と実験との比較

仮想原点 $x = 0$ に噴流の point source が存在するとして, 境界条件 $\xi = 0$ で $H = d = Ri = \bar{B} = 0$, $E_H = E_{H*}$, $d d / d \xi = a_2$ のもとに, 式(2)の連立常微分方程式をとき, $\bar{B}$, d , H の計算結果は図-3～5に実線で, $\bar{U}$ の計算結果は図-4に点線で示されている。これらの理論曲線は $\xi = 0$ において均一表面噴流の式(3)に接し, ξ がまるとともに浮力効果が卓越して, H , $\bar{B}$, $\bar{U}$ については勾配が減少し, d については増加することを示しており, 理論と実験結果との一致はかなり良好であるといえよう。終りに, 実験およびデータ整理に熱心に協力された柴田敏彦, 藤田和夫両技官, 秋山寿一郎, 今酒誠, 川上義幸の三君ならびに水理研究室の四年生諸君に謝意を表します。

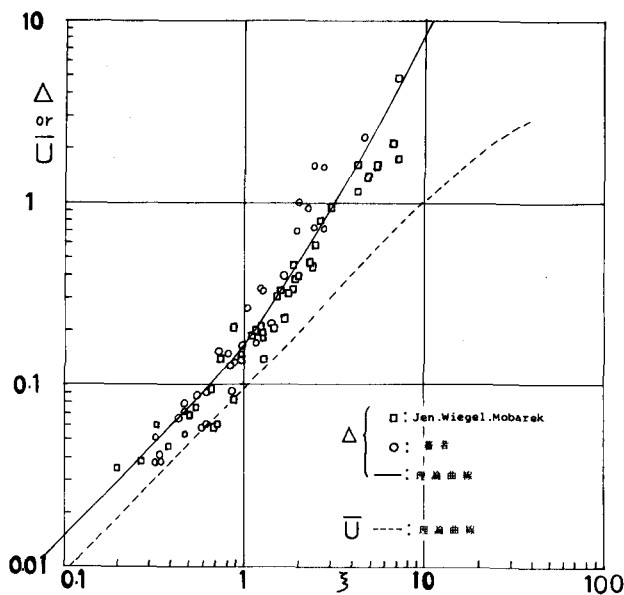


図-4 噴流幅 d , 表面流速 $\bar{U}$ と流下距離 ξ の関係

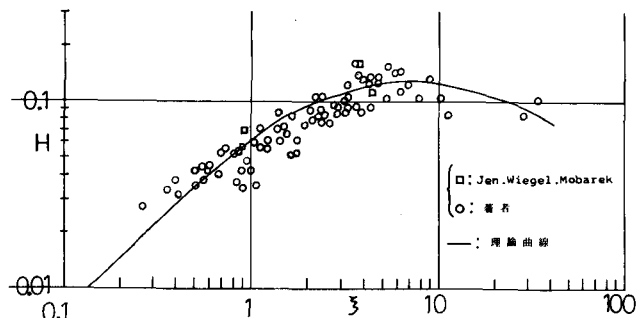


図-5 噴流水深 H と流下距離 ξ の関係

参 考 文 献

- 1) Harleman, D.R.F., Stolzenbach, K. D. and Adams, E.E.: M.I.T. Rep. No.205, 1975.
- 2) 林 泰造, 有田正光: 第22回海岸工学論文集, p. 185~189, 1975.
- 3) 林 泰造, 有田正光: 第19回水理講演会論文集, pp. 173~182, 1975.
- 4) 林 泰造, 有田正光: 第24回海岸工学論文集, pp. 467~471, 1977.
- 5) 椿東一郎, 小松和光: 土木学会論文報告集に投稿中
- 6) Jen, Y., Wiegell, R.L. and Mobarek, I.: Proc. A.S.C.E., Po.2, pp. 1~30, 1966.
- 7) Tamai, N., Wiegell, R.L. and Tornberg, F.G.: Proc. ASCE, Po.2, pp. 253~276, 1966.
- 8) Rouse, H., Yih, C.S. and Humphreys, H.W.: Tellus, 4, pp. 201~209, 1952.