

温排水の鉛直熱拡散現象に対する乱流モデルに関する研究

A Study on the Turbulence Models for Vertical Thermal Diffusion Phenomena in Thermal Effluent

水嶋増男*

Masuo MIZUSHIMA

*正会員 工学士 (財)電力中央研究所 我孫子研究所 水理部部付 OB (〒277-0844 千葉県柏市西町 3-24)

A condenser cooling sea water discharged from a coastal power plant has been diffused by thermally-stratified turbulent shear flow at temperature rise of the order of 7°C into the sea area. It is principal to perform protection of environment. An accurate diffusion prediction is playing a very important role in a pollution control and design. The turbulence models related to the thermal effluent are analyzed based on transport equations for an incompressible fluid and a non-isothermal fluid, which have been discussed for their validity. It is the purpose of this paper that the distributions in water depth direction such as thermal eddy diffusivity K_z , eddy viscosity ν_{tz} , turbulent Prandtl number σ_t , turbulent kinetic energy k , velocity, water temperature, etc. are analyzed based on a theory on local equilibrium transport equations for the Reynolds stresses and the heat-flux correlations, whose models are connected with a theory on Kolmogoroff's locally isotropic turbulence as a background. There are significant differences between thermal effluent and density current at tidal river mouth. Thermal effluent shows its own characteristics in the range of $0.15 < R_i < 0.6$.

Key Words : coastal power plant, condenser thermal effluent, turbulence model, vertical eddy diffusion coefficient

1. はじめに

臨海発電所の温排水は、炉型や発電方式によっていくらか異なるが、タービン建屋の復水器を冷却するため、多量の冷却用海水が循環水ポンプで供給され、水温 7°C 程度上昇されて放水口から海域へ放出され、成層せん断乱流によって水平拡散される。この温排水は、魚介類に重大な影響を及ぼし被害を与える恐れがあるため、水深方向における熱拡散範囲や表層流安定度に関する問題が非常に重要となるが、その理論的解明は十分に行われていない。この放水口海域における乱流拡散現象の解析は、局所等方性乱流の理論に基づいて考察するならば、海域におけるレイノルズ数や乱れレイノルズ数 R_L および波動による相違などは、乱流モデルに対して、普遍的平衡状態であるから重要視されないとして理論を立てた。

2. 目的

2.1 温排水乱流モデルの位置付け

温排水の乱流モデルに関する研究部門は、表層密度流¹⁾の問題、あるいは浮力乱流場²⁾の一般的問題、また密度こう配が温度こう配によって与えられる³⁾などである。既往の研究では、放出冷却水の湾内拡散の熱汚染問題として、水温分布が理論的に解析された研究⁴⁾もある。本研究では、密度流の浮力乱流場としてではなく、温排水乱流モデルと明確に定義される理由を次に述べる：

乱流モデルの定義は⁵⁾、レイノルズ方程式 (RANS 式) を閉じるように近似式 (輸送方程式) を N-S 方程式から導くことであり、 k - ε モデルや応力モデルが代表的乱

流モデルである。したがって、乱流モデルは、水理学における N-S 方程式を用いる定式化である。この前提条件として、流体が非圧縮性であるか、等温流体 (外力が働かない⁶⁾) であるかである。密度の変化は、温度と濃度の変化である。感潮河川河口部の密度流⁷⁾では、淡塩水による塩分濃度分布による流れであるが、等温流体の密度流である。水理現象における密度流は、主として等温流体で濃度分布に起因される。しかし、温排水については、非等温流体であるから、乱流運動に対して外力が論理的に働くために、等温流体と非等温流体の相違に基づく外力の作用があり、流速 U と水温度 T の変化による解析であるため、温排水の乱流モデルを定義して論及する。非圧縮性、非等温流体の N-S 方程式は次式である。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = \frac{\rho}{\rho_0} \mathbf{f} - \frac{1}{\rho_0} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (1)$$

ここに、 $\mathbf{u}$ は速度ベクトル、 $\mathbf{f}$ は質量力ベクトル、 t は時刻、 ρ は密度、 ρ_0 は流体基礎密度、 p は圧力、 ν は動粘性係数、 ∇ は座標系 x に関するベクトル微分オペレーターである。温度場の解析において、式(1)の ρ/ρ_0 項に対して水温と密度の関係式を求める。温排水の熱膨張によって生ずる体膨張係数 α' は次式で与えられる。

$$\alpha' = \frac{1}{\Delta T} \left(\frac{V}{V_0} - 1 \right) = \frac{1}{\Delta T} \left(\frac{\rho_0}{\rho} - 1 \right) \quad (2a)$$

ここに、 ΔT は自然環境水温 T_0 から上昇された水温度差、 V_0 、 V は自然環境水温と上昇水温の体積であり、 ρ_0 、 ρ は自然環境水温と上昇水温の密度である。式(2a)、 $(\alpha' \Delta T)^2 \approx 0$ と仮定し、水温と密度の関係式は次式となる。

ここに、 $\alpha' = \alpha / \bar{T}$ 、 α は無次元体膨張係数、 $\bar{T}$ は時間的平均水温度である。この ρ / ρ_0 の一般式は次式となる。

ここに、 $\Delta T = \Delta \bar{T} + \theta$ であり、 $\Delta \bar{T}$ は時間的平均上昇水温度差、 θ は乱れ変動水温度である。

$$\frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = - \left(\overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} \right) - \left(2\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \right) +$$

さらに、本研究における非等温流体の流れの場合の厳密な輸送方程式は Launder⁹⁾(1975)の式を引用し次式となる。

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} + \delta_{jk} \frac{\overline{u_i p}}{\rho} + \delta_{ik} \frac{\overline{u_j p}}{\rho} \right) \quad (5)$$

ここに、 $\overline{U_i}$ は i 軸方向の時間的平均流速成分、 u_i は i 軸方向の乱れ変動流速、 p は乱れ変動圧力、 t は時刻、 θ は乱れ変動水温度、 x_i は i 軸方向の位置座標、 g_i は重力の加速度の i 座標方向成分、 ρ は密度、 δ_{jk} はクロネッカーのデルタである。

次に、温排水における水深方向(z 方向)の乱れ混合現象は、図-1 のように水平の流れが、 Z 方向の乱れ流速成分 $\pm w$ によって混合距離 l の上層と下層に移動されて混合する。この乱流拡散現象の理論的解明のため、レイノルズ応力と渦動粘性係数を次式(6)、(7)のように立てる。

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (7)$$

ここに、 $\overline{\rho u_i u_j}$ はレイノルズ応力、 i, j は座標軸方向成

分, $\overline{U_i}$ は時間的平均流速成分, u, v, w は x (流れ方向), y, z (水深方向) 軸方向の乱れ変動流速成分, ρ は密度, ν_i は渦動粘性係数, δ_{il} はクロネッカーのデルタ, k は乱れの運動エネルギー $u_i^2/2$ である.

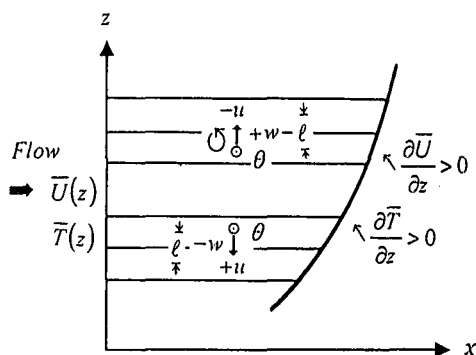


図-1 水深方向における乱れ混合の模式図

温排水の密度変化は式(3)のように水温 $T = \bar{T} + \theta$ だけの関数であるから、熱の乱流拡散方程式は次式である。

ここに、 λ は分子熱拡散係数、 $\overline{F_\theta}$ は driving force or source と称され、海面の大気熱交換項であり、 $\overline{u_i \theta}$ は熱流束相関¹⁰⁾(Heat-flux correlations)と定義され、次式で表わされる。

$$-\overline{u_i \theta} = K_i \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} = \begin{pmatrix} -\overline{u\theta} \\ -\overline{v\theta} \\ -\overline{w\theta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{xx} & K_{xy} & K_{xz} \\ K_{yx} & K_{yy} & K_{yz} \\ K_{zx} & K_{zy} & K_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial \bar{T} / \partial x \\ \partial \bar{T} / \partial y \\ \partial \bar{T} / \partial z \end{pmatrix} \quad (9)$$

ここに、 K_i は i 軸方向の渦動熱拡散係数、 K_{xx} は x 軸方向の渦動熱拡散係数である。この K_i 値を求めるため、 $\overline{u_i \theta}$ の輸送方程式を求める。この $\overline{u_i \theta}$ の輸送方程式に関する数学的定式化は、N-S 方程式(1)と乱流熱拡散方程式(8)から導かれ重要であるが、本論文では、この Launder⁹⁾による $\overline{u_i \theta}$ の輸送方程式を引用して次式である。

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i\theta}}{Dt} = & - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_k} + \overline{u_k \theta} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} \right) - \frac{\alpha}{\overline{T}} \overline{\theta^2} g_i - (\lambda + \nu) \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \\ & + \frac{p}{\rho} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{u_i \theta u_k} + \frac{p \theta}{\rho} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

ここに、 θ は乱れ変動水温度、 $\bar{T}$ は時間的平均水温度、 g_i は重力の加速度の*i*座標方向成分である。ここで、 $La_{lender}^{(9)}$ は、レイノルズ応力と熱流束の輸送方程式(5)、(10)に対して、局所平衡輸送理論の仮定、移流輸送項と拡散項とが等しい平衡状態を仮定して、レイノルズ応力 $\overline{u_i u_i}$ と熱流束 $\overline{u_i \theta}$ が、次式(11)、(12)のように与えられた。

$$\left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k\right) / k = \phi \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) / \varepsilon \quad (11)$$

$$P_{ij} = - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} \right) - \frac{\alpha}{T} \left(\overline{\theta u_i g_j} + \overline{\theta u_j g_i} \right) \quad (11a)$$

$$P = - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} + \frac{\alpha}{T} \overline{u_i \theta g_i} \right) \quad (11b)$$

$$-\overline{u_i \theta} = \phi_T \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k u_i} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_k} + \phi_T' \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k \theta} \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} - 1.6 \frac{\alpha}{T} g_i \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_k} \right) \quad (12)$$

ここに、 k は乱れの運動エネルギー $\overline{u_i^2}/2$ 、 ε は逸散率、 ϕ, ϕ_T, ϕ_T' はモデル定数によって決定される定数であり、次節で詳述される。

ここまでの理論展開が、既往における熱の流れの乱流輸送理論⁹⁾である。著者も同一形式の理論を導き出してきた。したがって、温排水の乱流 $k-\varepsilon$ モデルについて、ここからの解析が著者の研究を位置付けることができる。

2.2 温排水における乱流モデルの研究目的

乱流理論は、Kolmogoroff^{11,12)}(1941a,c)の局所等方性乱流の理論を契機として、20世紀の後半において著しい発展を遂げた^{13,5)}。この局所等方性乱流理論は、どのような乱流でも、大きい Reynolds 数における乱流運動はエネルギーの流入と逸散が釣り合った普遍平衡状態が実現するもので、初めて物理的根拠が与えられた。本研究では、局所平衡輸送理論⁹⁾の仮定、著者はさらに乱れの生成と逸散が釣り合った平衡状態を仮定すると、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルの計算が可能になる。しかし、この乱流理論の仮定についてはさまざまな異論が考えられ、この N-S 方程式を用いる輸送方程式の貢献ができるかできないか、期待されているだけでよく分からないのが偽らざる乱流理念である。この局所平衡輸送の仮定に基づく展開は、できないことも知れないが、もしできればこの乱流モデルを解析するに当たって非常に適当である。この仮定の妥当性は、乱流モデルの理論値と測定値との比較検討によって確認することである。この比較は次の節で記述されるが、水深方向の流速と水温分布の理論値と測定値の比較は、理論的解析誤差の正常な範囲内で検証される。したがって本研究における乱流モデルの仮定は、適当であり、この $k-\varepsilon$ モデルの解析を可能にする。本研究では、図-1に示すように時間平均流速分布 $\overline{U}(z)$ と時間平均水温分布 $\overline{T}(z)$ の流れ(1次元)の水深方向における乱流熱拡散現象を考察し、その乱流モデルについては、乱れ変動流速成分 u, v, w の3成分と乱れ変動水温度 θ が存在される解析である。この乱流モデルの最終的検証の決め手は、水深方向の流速分布と水温分布の理論値と測定値の比較検討によって確認される。そして、既往における引用実験結果^{3,9)}との比較、および力学的相似法則に基づくこう配型の局所 Richardson 数 R_i (浮力と慣性力の比を表す無次元数)式(13)について考究される。本研究における引用実験値は、熱の流れの成層せん断流における風洞乱流実験値の Webster's data³⁾から引用され、 $-\overline{w\theta}/\overline{u\theta}$ 、

$-\overline{w\theta}/(\overline{w^2})^{1/2}(\overline{\theta^2})^{1/2}$ 、 $-\overline{uw}/(\overline{u^2})^{1/2}(\overline{w^2})^{1/2}$ などの無次元相関係数について、 R_i 数との間の関係が比較検討される。

$$R_i = - \frac{g \partial \overline{\rho} / \partial z}{\rho_0 (\partial \overline{U} / \partial z)^2} = \frac{\alpha}{T} g \frac{\partial \overline{T} / \partial z}{(\partial \overline{U} / \partial z)^2} \quad (13)$$

この乱流モデルの引用測定値は、風洞乱流実験結果であるが、乱れ無次元値については力学的相似法則 R_i 数に基づいて、この風洞と水流との相違誤差は乱れ運動のばらつきの中に収められるから許容限界内精度が得られる。今後の研究において水流乱流計測機器の開発が期待されるが、本研究では、先ず Webster's data³⁾と比較して傾向を示し、最終的に水深方向の流速と水温分布の測定値との比較検討によって、この乱流モデルが検証される。

次に、本乱流モデルのユニークな点について、 $k-\varepsilon$ モデルであるから、 k と ε 値の解析を求めることが重要となり、著者は局所平衡輸送理論により乱れの生成と逸散が等しいと仮定して、 R_i 数と無次元浮力パラメーター B_p との関係式を導き出し、この B_p 値から k 、 ε 値を算出する。そして、この k 値と ε 値を用いて、水深方向の渦動熱拡散係数 K_z 、水深方向の渦動粘性係数 ν_z と乱流プラントル数 σ_t を解析し、水深方向の成層における流速分布と水温分布の乱流モデル理論値を解析する。さらに、成層水深中における R_i 数の変化と k 値の変化を解析し、成層流中の乱れと浮力の関係を解明し、成層流の安定条件を立証する。最後に、水深方向の渦動熱拡散係数について、既往の研究では、成層状態の河川感潮河口部について R_i 数との関係が Munk & Anderson^{11,14)} (1948)によって与えられているので、その結果を引用して本研究と比較し、温排水の水深方向における拡散現象の特異性を示し、魚介類に対して無害であることを明示することである。

3. 方法

3.1 3次元流れのレイノルズ応力の乱流モデル

レイノルズ応力 $\overline{u_i u_j}$ は、Launder⁹⁾(1975)によって輸送方程式から式(11)であるが、本研究では次式(14)のように導かれる。この Launder⁹⁾による式(11)と異なる理論構成は、温度分布の乱流モデルであるため、せん断による乱れと水温浮力による乱れ運動を分離して解析するのが、論理的で、かつ物理的根拠が明瞭になるので、式(11a)の P_{ij} の式はせん断生成項式(14a)と水温浮力生成項式(14b)によって表わされ、また、式(11b)の P の式はせん断生成項式(14c)と水温浮力生成項式(14d)によって表わされる。本研究におけるレイノルズ応力 $\overline{u_i u_j}$ は次式である。

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} \delta_{ij} k + \phi \frac{k}{\varepsilon} \left[P_{ij} + G_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P + G) \right] \quad (14)$$

$$P_{ij} = - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} \right) \quad (14a)$$

$$G_{ij} = -\frac{\alpha}{T} (\overline{u_i \theta g_j} + \overline{u_j \theta g_i}) \quad (14b)$$

$$P = \frac{P_{ii}}{2} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} \quad (14c)$$

$$G = \frac{G_{ii}}{2} = -\frac{\alpha}{T} \overline{u_i \theta g_i} \quad (14d)$$

ここに、 k は乱れの運動エネルギー $\overline{u_i^2}/2$ 、 ε は逸散率、 $\phi = (1 - C_{2,3})/C_1$ 、 $C_{2,3} \cong C_2 \cong C_3 = 0.5 \sim 0.6$ 、 $C_1 = 1.8 \sim 2.0$ のモデル定数であり、既往値の平均値を適用した。

3.2 3次元流れの熱流束相関の乱流モデル

熱流束相関 $\overline{u_i \theta}$ は、Launder⁹⁾によって、輸送方程式(10)から式(12)のように導かれる。この $\overline{u_i \theta}$ は、熱の乱流拡散問題に対して非常に重要であり、また本研究におけるユニーク・アプローチの部分で、次式のように導かれる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u_i \theta}}{\partial t} + \overline{U_k} \frac{\partial \overline{u_i \theta}}{\partial x_k} = & -\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_k} + P_{ii} + G_{ii} - C_{1i} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i \theta} \\ & - C_{2i} P_{ii} - C_{3i} G_{ii} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{C_{\mu}}{\sigma_{ii}} \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u_i \theta}}{\partial x_k} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

$$P_{ii} = -\overline{u_k \theta} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} \quad (15a)$$

$$G_{ii} = -\frac{\alpha}{T} \overline{\theta^2} g_i \quad (15b)$$

ここに、 C_{1i}, C_{2i}, C_{3i} はモデル定数で、 $C_{1i} = 3.0 \sim 3.2$ 、 $C_{2i} \cong C_{3i} = 0.33 \sim 0.5$ が適用される。式(15b)の G_{ii} 項に $\overline{\theta^2}$ 項があり、この $\overline{\theta^2}$ と $\overline{u_i \theta}$ と $\partial \overline{T}/\partial x_k$ との関係を求めるため、 $\overline{\theta^2}$ 輸送方程式を解析すると次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\theta^2}}{\partial t} + \overline{U_k} \frac{\partial \overline{\theta^2}}{\partial x_k} = & -2\overline{u_k \theta} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_k} - 2\lambda \left(\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_k} \right)^2 - \\ & \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{u_k \theta^2} - \lambda \frac{\partial \overline{\theta^2}}{\partial x_k} \right) \end{aligned} \quad (16)$$

ここで、局所平衡輸送乱流では、式(16)は次式となる。

$$\varepsilon_\theta = \lambda \left(\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x} \right)^2 = -\overline{u_k \theta} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_k} \quad (16a)$$

ここに、 ε_θ は θ の逸散率であり、 ε_θ は局所等方性乱流理論の発展により、現象要因として k, ε, θ の関数として表わされ⁵⁾、係数 C_λ によって次式のように表わされる。

$$\varepsilon_\theta = C_\lambda k^\varepsilon \varepsilon^\gamma \overline{\theta^2} \quad (16b)$$

$$[L^2 T^{-1}] = [L^2 T^{-2}]^x [L^2 T^{-3}]^y [\theta]^z \quad (16c)$$

式(16c)の次元解析は $x = -1, y = 1, z = 2$ となり次式である。

$$\varepsilon_\theta = C_\lambda \frac{\varepsilon}{k} \overline{\theta^2} \quad (16d)$$

ここに、 $[L], [T]$ は長さ、時間の次元、 C_λ はモデル定数である。そして $\overline{\theta^2}$ は、式(16a)、(16d)から次式となる。

$$\overline{\theta^2} = -C_\lambda \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k \theta} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_k} \quad (17)$$

ここに、 $C_\lambda = 1/C_\lambda$ はモデル定数で $C_\lambda = 1.6$ が適用される。したがって G_{ii} 項は、式(15b)に式(17)を代入して $\overline{u_i \theta}$ 、 $\partial \overline{T}/\partial x_k$ 、 k と ε の関数として次式のように与えられる。

$$G_{ii} = C_\lambda \frac{\alpha}{T} g_i \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k \theta} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_k} \quad (18)$$

次に、高レイノルズ数の温排水せん断乱流について、局所平衡輸送の条件下における熱流束 $\overline{u_i \theta}$ の輸送方程式は、式(15)に式(15a)、(18)を代入して次式ようになる。

$$\begin{aligned} -\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_k} - C_{1i} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i \theta} - (1 - C_{2i}) \overline{u_k \theta} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} \\ + C_\lambda (1 - C_{3i}) \frac{\alpha}{T} g_i \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k \theta} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_k} = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

上式(19)から、熱流束相関 $-\overline{u_i \theta}$ は次式となる。

$$-\overline{u_i \theta} = \phi_i \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_k} + \phi_i \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k \theta} \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} - C_\lambda \frac{\alpha}{T} g_i \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_k} \right) \quad (20)$$

ここに、 $\phi_i = 1/C_{1i}$ 、 $\phi_i = (1 - C_{2,3i})/C_{1i}$ 、 $C_{1i} = 3.0 \sim 3.2$ で、 $C_{2,3i} \cong C_{2i} \cong C_{3i} = 0.33 \sim 0.5$ 、 $C_\lambda = 1.6$ が適用される。

3.3 $\overline{U}(z), \overline{T}(z)$ の流れの乱流モデルの解析

一様断面開水路 (図-1 参照) の水平底面上に原点をとり、直交座標系 x, y, z 軸で、水深方向の上向きが $+z$ 軸で、重力 $-g$ の作用方向が $-z$ 方向、時間平均 x 方向流速成分 $\overline{U}(z)$ と時間平均 x 方向水温度成分 $\overline{T}(z)$ のみの流れについて、その x, y, z 軸方向の乱れ変動流速成分 u, v, w とその乱れ変動水温度 θ の乱流モデルを解析する。温排水の連続の式は、理論的に $\partial \overline{U}/\partial x \approx \pm 10^{-5}$ となるが、経験的にその誤差が少ないため、 $\partial \overline{U}/\partial x = \partial \overline{T}/\partial x = 0$ と仮定され得る。この乱流モデルは $\overline{U}(z), \overline{T}(z)$ について式(14)、(20)を解析するもので、カルテシアンテンソル記号を x, y, z 座標系に立て直す。式(14)において $i = 1, j = 2$ ； $i = 2, j = 3$ ；の場合、および式(20)において $i = 2$ の場合について式(21a)のように3式が与えられる。この式(21a)は、 $\overline{uv} = \overline{vw} = \overline{v\theta} = 0$ 以外に解は存在しないため、式(21b)が証明される。また、式(14)の $i = j = 2$ について、 $\overline{v^2}$ は式(21c)となる。したがって、レイノルズ応力は $\overline{u^2}, \overline{w^2}, \overline{uw}$ 、および熱流束相関は $\overline{u\theta}$ 、 $\overline{w\theta}$ について求めることである。

$$\begin{cases} \overline{uv} + \phi \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \overline{vw} = 0 \\ 0 + \overline{vw} - \phi \frac{\alpha}{T} g \frac{k}{\varepsilon} \overline{v\theta} = 0 \\ 0 + \phi_i \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} \overline{vw} + \overline{v\theta} = 0 \end{cases} \quad (21a)$$

$$\overline{uv} = \overline{vw} = \overline{v\theta} = 0 \quad (21b)$$

$$\overline{v^2} = (2/3)(1-\phi)k = 0.508k \quad (21c)$$

式(14)において、 $i=j=1$ ； $i=j=3$ ； $i=1, j=3$ ；について、および式(20)において、 $i=1$ ； $i=3$ について導くと、次式のような連立式が与えられる。

$$\begin{cases} \overline{u^2} + 0 + 2\phi \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \overline{uw} + 0 + 0 = \frac{2}{3}(1-\phi)k \\ 0 + \overline{w^2} + 0 + 0 - 2\phi \frac{\alpha}{T} g \frac{k}{\varepsilon} \overline{w\theta} = \frac{2}{3}(1-\phi)k \\ 0 + \phi \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \overline{w^2} + \overline{uw} - \phi \frac{\alpha}{T} g \frac{k}{\varepsilon} \overline{u\theta} + 0 = 0 \\ 0 + 0 + \phi_i \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} \overline{uw} + \overline{u\theta} + \phi_i \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \overline{w\theta} = 0 \\ 0 + \phi_i \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} \overline{w^2} + 0 + 0 + (1 + \phi_i C_i B_p) \overline{w\theta} = 0 \end{cases} \quad (22)$$

ここに、 B_p は、次式で定義され、式(13)の R_i 数の浮力(分子項)に当てはまるので、無次元浮力パラメーターである。

$$B_p = \frac{\alpha}{T} g \left(\frac{k}{\varepsilon} \right)^2 \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} \quad (23)$$

ここに、モデル定数は、 $\phi=0.239$ ， $\phi_i=0.19$ ， $\phi_i=0.323$ ， $C_i=1.6$ であり、 α は無次元体膨張係数、 $\alpha/\overline{T}=0.00018$ ($1/^\circ\text{C}$)、 g は重力の加速度、 $k=u^2+\overline{v^2}+\overline{w^2}/2$ で乱れ運動エネルギー、 ε は逸散率である。そして、式(22)からレイノルズ応力、 $\overline{u^2}$ ， $\overline{w^2}$ ， $\overline{uw}$ ，および熱流束相関、 $\overline{u\theta}$ ， $\overline{w\theta}$ について解くと、次式のように与えられる。

$$\begin{aligned} \overline{u^2} &= \frac{2}{3}(1-\phi)k \left[1 + \frac{2}{D} \phi^2 \left[1 + (\phi_i C_i - \phi_i \phi_i) B_p \left(\frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \right)^2 \right] \right] = \\ &0.508k \left[1 + \frac{0.1142 + 0.0277 B_p}{(1 + 0.0772 B_p)(1 + 0.4584 B_p)} \left(\frac{k}{\varepsilon} \right)^2 \left(\frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \overline{w^2} &= \frac{2}{3}(1-\phi)k \left[\frac{1 + \phi_i C_i B_p}{1 + (\phi_i C_i + 2\phi_i \phi) B_p} \right] \\ &= 0.508k \left(\frac{1 + 0.304 B_p}{1 + 0.4584 B_p} \right) \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \overline{uw} &= -\frac{2}{3}\phi(1-\phi) \left[\frac{1 + (\phi_i C_i - \phi_i \phi_i) B_p}{(1 + \phi_i \phi B_p)(1 + (\phi_i C_i + 2\phi_i \phi) B_p)} \right] \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \\ &= -\left[\frac{0.1213 + 0.0294 B_p}{(1 + 0.0772 B_p)(1 + 0.4584 B_p)} \right] \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} = -\nu_{iz} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \overline{u\theta} &= \frac{2}{3}(1-\phi) \left\{ \frac{\phi_i \phi_i + \phi_i \phi (1 + \phi_i C_i B_p)}{(1 + \phi_i \phi B_p)(1 + (\phi_i C_i + 2\phi_i \phi) B_p)} \right\} \\ &\quad \times k \left(\frac{k}{\varepsilon} \right)^2 \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} \\ &= \left[\frac{0.0703 + 0.0119 B_p}{(1 + 0.0772 B_p)(1 + 0.4584 B_p)} \right] k \left(\frac{k}{\varepsilon} \right)^2 \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \overline{w\theta} &= -\frac{2}{3}(1-\phi) \left[\frac{\phi_i}{1 + (\phi_i C_i + 2\phi_i \phi) B_p} \right] \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} \\ &= -\left(\frac{0.1639}{1 + 0.4584 B_p} \right) \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} = -K_z \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} \end{aligned} \quad (28)$$

D は式(22)の行列式、 $\overline{\theta^2}$ は式(17)、(28)から次式となる。

$$\begin{aligned} \overline{\theta^2} &= -C_i \frac{k}{\varepsilon} \overline{w\theta} \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} = C_i \frac{k}{\varepsilon} \left(\frac{0.1639}{1 + 0.4584 B_p} \right) \frac{k^2}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \overline{T}}{\partial z} \right)^2 \\ &= \left(\frac{0.2622}{1 + 0.4584 B_p} \right) k \left(\frac{k}{\varepsilon} \right)^2 \left(\frac{\partial \overline{T}}{\partial z} \right)^2 \end{aligned} \quad (29)$$

したがって、水深方向の渦動熱拡散係数 K_z と水深方向の渦動粘性係数 ν_{iz} は、式(9)、(7)および式(28)、(26)から、次式のように与えられる。

$$K_z = \frac{0.1639}{1 + 0.4584 B_p} \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (30)$$

$$\nu_{iz} = \left[\frac{0.1213 + 0.0294 B_p}{(1 + 0.0772 B_p)(1 + 0.4584 B_p)} \right] \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (31)$$

そして、この ν_{iz} と K_z との係数間の比は乱流プラントル数 σ_i と定義され、この σ_i は式(31)、(30)から次式となる。

$$\sigma_i = \frac{\nu_{iz}}{K_z} = 0.74 \left(\frac{1 + 0.2424 B_p}{1 + 0.0772 B_p} \right) = \sigma_{i0} \left(\frac{1 + 0.2424 B_p}{1 + 0.0772 B_p} \right) \quad (32)$$

ここに、 σ_{i0} は非成層流($B_p=0$)の乱流プラントル数 σ_i で、0.74 となる。既往の値は $\sigma_{i0}=0.63^9$ が示され、やや過小評価の懸念があったが、本モデルは、 $\sigma_{i0}=0.74$ となり、本理論の妥当性が高められる。式(32)から、 σ_i/σ_{i0} と B_p の関係を求めると、次式のような関係式が与えられる。

$$B_p = \frac{1 - (\sigma_i/\sigma_{i0})}{0.0772(\sigma_i/\sigma_{i0}) - 0.2424} \quad (32a)$$

上式(32a)において、 B_p が $0 \sim \infty$ に対して、 σ_i/σ_{i0} が 1.0 ～ 3.14 の範囲に存在され、 σ_i は 0.74 ～ 2.32 の大きさを持っている。この結果から、 $\sigma_i=1.0$ 、すなわち水深方向の渦動熱拡散係数 K_z と水深方向の渦動粘性係数 ν_{iz} が等しい流れが実在され、後述のようにリチャードソン数 $R_i=0.2$ の成層流条件下では $\nu_{iz}=K_z$ となることが示され、 $R_i>0.6$ では $\nu_{iz}=2.3 K_z$ となることが示される。

3.4 R_i 数と B_p の関係および k, ε 値の解析

この温排水の乱流モデルについては、 R_i 数と B_p との関係、および B_p ， $k-\varepsilon$ ， $\partial \overline{T}/\partial z$ ， $\partial \overline{U}/\partial z$ の関係が解析され、本研究における独自の理論である。ここで k に着目し、3次元流れの $k=u_i^2/2$ の輸送方程式は次式である。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = P + G - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{C_\mu}{\sigma_k} \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (33)$$

ここに、 P は式(14c)、 G は式(14d)、 ε は逸散率である。

この式(33)において、局所平衡輸送の仮定によって、 $P+G-\varepsilon=0$ となり、次式が与えられる。

$$\varepsilon = P + G = -\overline{uw} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \frac{\alpha}{T} \overline{w\theta} g \quad (34)$$

ここに、 $g_3 = -g$ である。そして、式(34)に式(26)、(28)を代入し、 R_i 数と B_p との関係式が、次式のようになる。

$$R_i = \frac{B_p (0.1213 + 0.0294 B_p)}{(1 + 0.0772 B_p)(1 + 0.6223 B_p)} \quad (35)$$

ここに、 R_i 数はこう配型のリチャードソン数で式(13)、 B_p は無次元浮力パラメーターで式(23)である。 R_i 数と B_p との関係は図-2 に示され、 B_p は R_i 数 0.5 以上で著しく増大し、 $R_i = 0.61197$ がこの曲線の漸近線である。

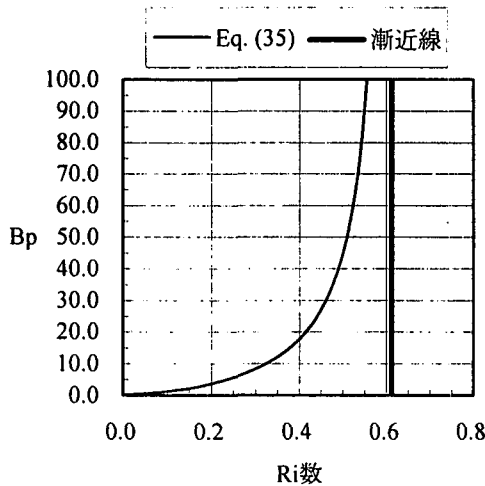


図-2 R_i 数と B_p の関係

図-2 に示されるように、 $R_i > 0.6$ では、温排水成層流の安定条件が、 B_p (浮力) が無限大になる事実によって立証される。この式(35)は、 B_p は R_i 数が決まれば確定されるので、水深方向の熱拡散現象を解明する有力な手がかりになり、さらに水理公式にとって必須である。

3.3 小節で、乱流プラントル数 σ_i が B_p の関数であることを示した。この σ_i は、ある地点で ν_{tz} と K_z の値を予測する場合に、 R_i 数との関係を見出すことが必要になるので、この本提案式(35)、(32)の関係から、 σ_i/σ_{i0} と R_i 数との関係式が、次式のように与えられる。

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_{i0}} = \frac{R_i (1 + 0.6223 B_p)}{0.1213 B_p} \quad (36)$$

ここに、 σ_{i0} は $B_p = 0$ の乱流プラントル数で 0.74 である。

図-3 は、この乱流プラントル数について、式(36)による本理論値と既往の引用値^{3),9)}との比較であり、この式(36)は測定値のばらつきの中心部を示しており、本モデルが検証されている。次に、 k 値は、この乱流モデルにとって必須のものであり、第一近似値を求めてから $k = (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})/2$ に基づいて算出される。

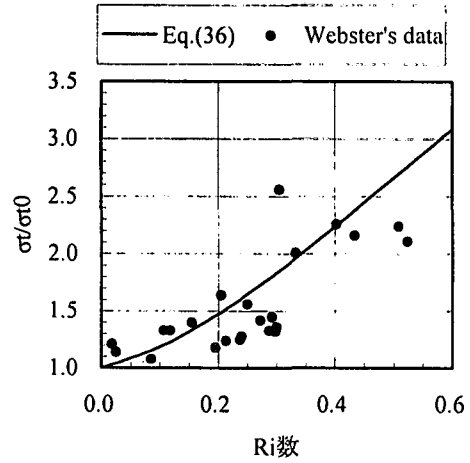


図-3 乱流プラントル数の本理論値と実験値^{3),9)}との比較

この k 値の第一近似値は、式(23)、(29)から次式である。

$$\frac{k}{\varepsilon} = \left[\frac{B_p}{(\alpha/T)g(\partial \bar{T}/\partial z)} \right]^{1/2} \quad (37)$$

$$k = \frac{\overline{\theta^2}}{(\partial \bar{T}/\partial z)^2} \frac{(1 + 0.4584 B_p)}{0.2622 (k/\varepsilon)^2} \quad (38)$$

ここに、 k/ε 値は、 $\partial \bar{T}/\partial z$ の測定値によって求められ、 k 値は、 $\overline{\theta^2}/(\partial \bar{T}/\partial z)^2$ の実験値³⁾とこの $(k/\varepsilon)^2$ 値から求められる。 $\overline{\theta^2}/(\partial \bar{T}/\partial z)^2$ の実験値は、今後の研究に期待されるが、現状では Webster's data³⁾が引用されその精度は許容範囲内である。式(35)、(13)から次式が与えられる。

$$\frac{B_p}{R_i} = \left(\frac{k}{\varepsilon} \right)^2 \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right)^2 = \frac{(1 + 0.0772 B_p)(1 + 0.6223 B_p)}{(0.1213 + 0.0294 B_p)} \quad (39)$$

そして、 $\overline{u^2}$ 、 $\overline{v^2}$ 、 $\overline{w^2}$ は、式(24)、(21c)と(25)に式(38)と(39)を代入して求められ、 k 値は、次式によって与えられる。

$$k = (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})/2 \quad (40)$$

3.5 水深方向の流速と水温分布の乱流モデル理論値

水深方向の流速分布の理論式は式(26)から次式となる。

$$\bar{U}_n(z) = \sum_{i=1}^n \left(-\frac{\overline{uw}}{\nu_{tz}} \right)_{i_i} \Delta z_i \quad (41)$$

ここに、 $\bar{U}_n(z)$ は z 軸の分割 n 番目の時間平均流速、 i は分割 i 番目、 Δz_i は i 番目要素の分割水深である。

水深方向の水温分布の理論式は式(28)から次式となる。

$$\bar{T}_n(z) = \sum_{i=1}^n \left(-\frac{\overline{w\theta}}{K_z} \right)_{i_i} \Delta z_i \quad (42)$$

ここに、 $\bar{T}_n(z)$ は z 軸の分割 n 番目の時間平均水温である。

4. 実験結果と考察

4.1 水理実験条件

温排水の定常流一様断面開水路一次元の流れ[$\bar{U}(z)$ と $\bar{T}(z)$ のみの流れ, 図-1 参照]の実験条件は, 水路水深 30 cm, 水路幅 20 cm, 径深 7.44 cm, 下層水温(自然環境水温) $\bar{T}_b = 15^\circ\text{C}$, 下層平均流速 $\bar{U}_b = 10.0 \text{ cm/s}$, レイノルズ数 $Re = 2.3 \times 10^4$, フルード数 $Fr = 0.07$, 成層水深 $\delta = 3.3, 8.0 \text{ cm}$, $x/\delta = 45, 63$ (x は放出口からの x 軸方向距離), 放出口平均流速 15.0 cm/s, 放出口上昇平均温度 $\Delta\bar{T}_0 = 7.0^\circ\text{C}$ である。

4.2 水深方向の下層水流との流速差分布, 上昇温度差分布と R_i 数分布の測定結果

測定された流速差($\bar{U} - \bar{U}_b$)分布曲線は図-4, 温度差($\bar{T} - \bar{T}_b$)分布曲線は図-5である。ここに, $\bar{U}_b$ は下層の時間平均流速, $\bar{T}_b$ は下層の時間平均水温である。

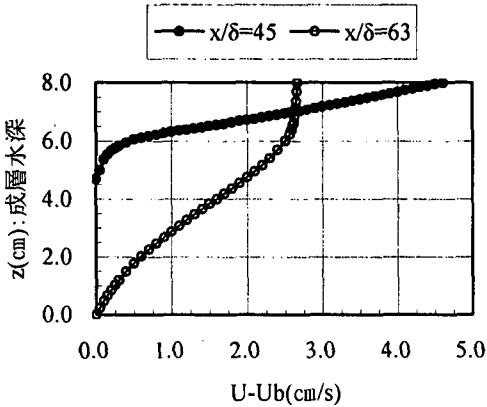


図-4 下層流速との流速差分布曲線の測定結果

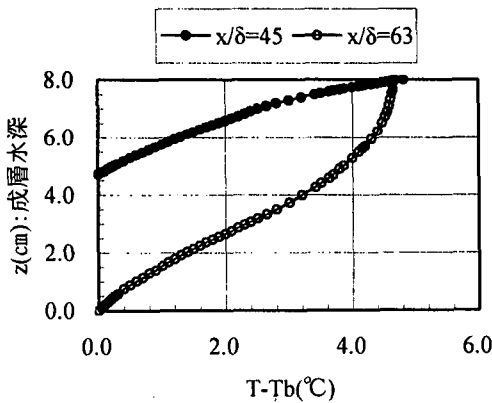


図-5 下層水温との温度差分布曲線の測定結果

この図-4, 5の測定値から, 式(13)の R_i 数の分布を求めると図-6となる。成層水深中における R_i 数の変化は, 水面から水深とともに順次減少し, 1/2 成層水深近傍で極小値に達してから成層界面に向かって順次増加する。

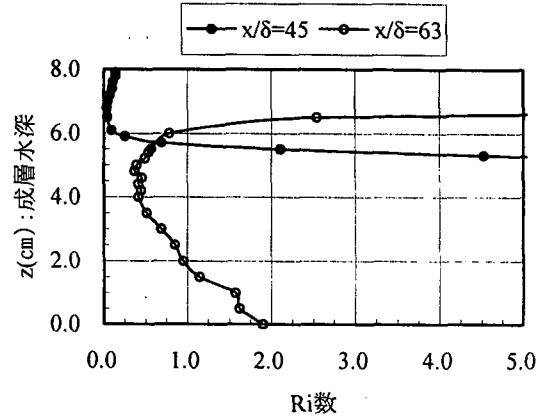


図-6 水深方向における R_i 数の分布曲線

4.3 k 値の乱流モデル解析

この k 値の解析は, $\partial\bar{T}/\partial z$ の測定値を用いて, k 値の第一近似値を式(37), (38)から算出し, その第一近似値を

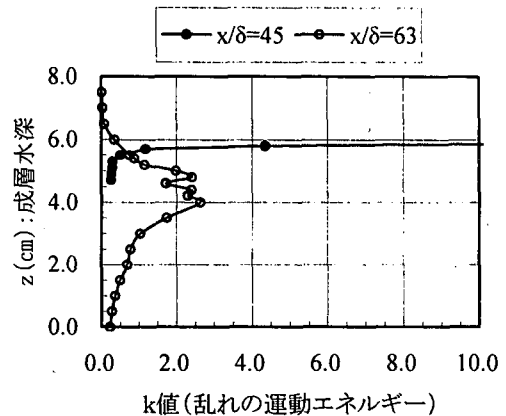


図-7 水深方向における k 値: $(\text{cm/s})^2$ 分布の解析結果

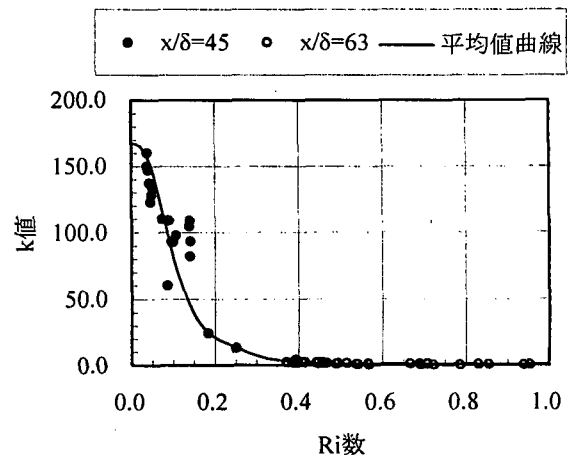


図-8 R_i 数によって減衰される k 値: $(\text{cm/s})^2$ の解析結果

用いて式(24), (21c), (25)と(40)に基づいて行う。この k 値の成層水深中の解析結果が図-7であり、さらに R_i 数によって減衰される様子が図-8のようになる。

4.4 乱流モデルの実験的検証

(1) レイノルズ応力の実験的検証

無次元レイノルズ応力 $\overline{u^2}/k$, $\overline{v^2}/k$, $\overline{w^2}/k$, $\overline{uw}/k$ について、 R_i 数による変化を示したものが図-9であり、 $\overline{w^2}/k$, $\overline{uw}/k$ は R_i 数増加につれて減少するのに対して、 $\overline{u^2}/k$ は増大し、 $\overline{v^2}/k$ は一定であり、理論値と実験値はよく一致している。この変化は、 $R_i > 0.6$ では一定になる。

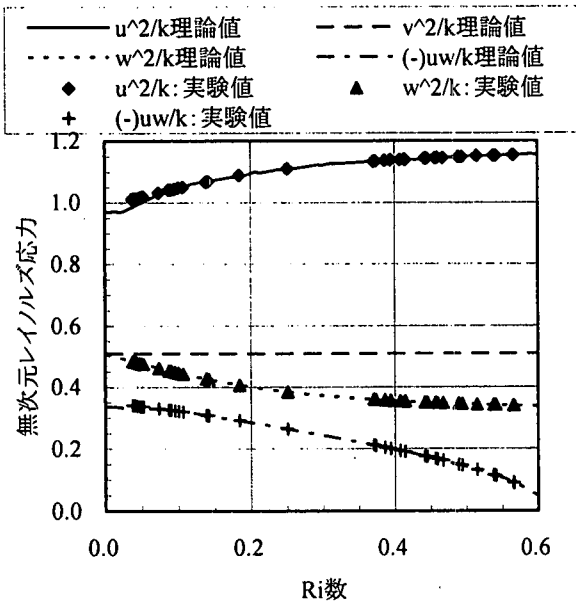


図-9 無次元レイノルズ応力 $\overline{u_i u_j}/k$ の R_i 数による従属変化に関する理論値と実験値との比較

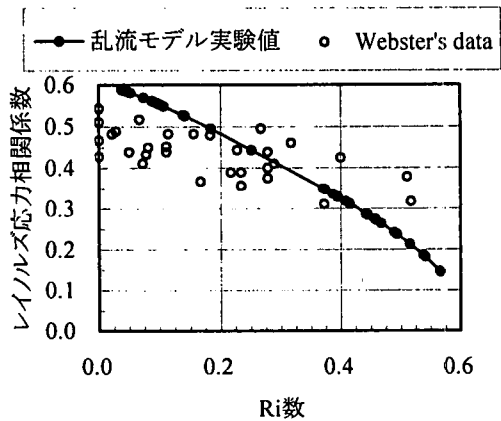


図-10 レイノルズ応力相関係数 $-\overline{uw}/(\overline{u^2})^{1/2}(\overline{w^2})^{1/2}$ の比較

レイノルズ応力相関係数 $-\overline{uw}/(\overline{u^2})^{1/2}(\overline{w^2})^{1/2}$ について、この乱流モデルにおける理論実験値と Webster's data による引用測定値⁹⁾との比較検証が図-10であり、本乱流モデ

ルは引用測定値⁹⁾のばらつきの中心を通り抜けている。

(2) 熱流束関連の実験的検証

この熱流束相関 $\overline{u\theta}$ と $\overline{w\theta}$ は式(27), (28)であり、 $\partial \overline{U}/\partial z$ と $\partial \overline{T}/\partial z$ の測定値を代入すると、実験値が与えられる。この理論実験値と引用測定値 Webster's data⁹⁾との詳細な比較検証について、水深方向と流れ方向の熱流

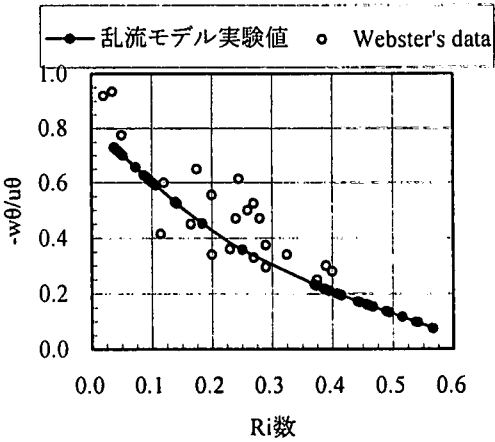


図-11 熱流束相関比 $-\overline{w\theta}/\overline{u\theta}$ の比較検証

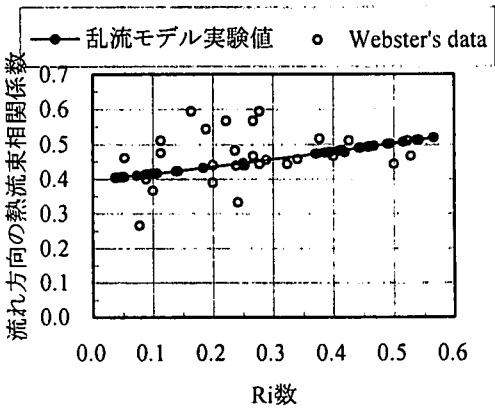


図-12 流れ方向の熱流束相関係数 $\overline{u\theta}/(\overline{u^2})^{1/2}(\overline{\theta^2})^{1/2}$ の比較

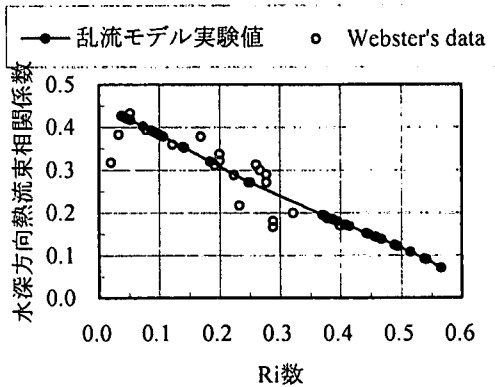


図-13 水深方向の熱流束相関係数 $-\overline{w\theta}/(\overline{w^2})^{1/2}(\overline{\theta^2})^{1/2}$ の比較

束相関比が図-11, 流れ方向の熱流束相関係数が図-12, 水深方向の熱流束相関係数が図-13 になる。

(3) 水深方向の流速, 水温分布の理論値と測定値の比較

水深方向の分布の測定曲線は, 図-4, 5 に示される。本乱流モデル理論値の式(41), (42)とこの測定値曲線との比較が図-14($x/\delta=45$)と図-15($x/\delta=63$)である。

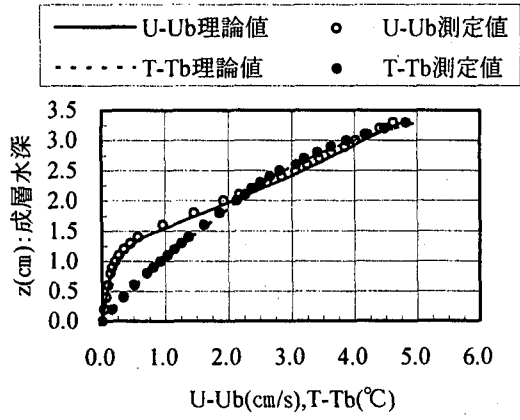


図-14 放水口水域($x/\delta=45$)における流速と水温分布の理論値と測定値の比較検証

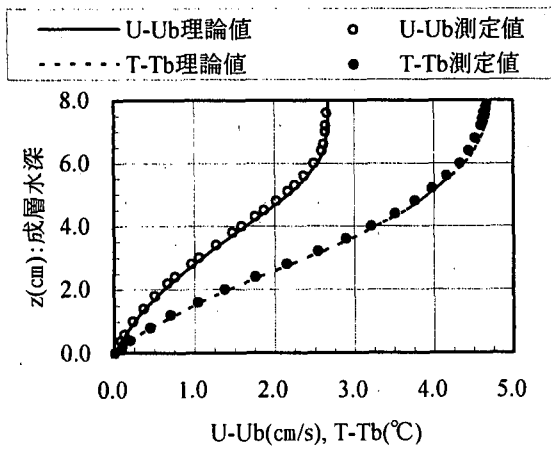


図-15 遠隔水域($x/\delta=63$)における流速と水温分布の理論値と測定値の比較検証

この理論分布曲線は測定値とよく一致されており, 図-9~13 の検証に対応する最後の決め手となる。

4.5 水深方向の渦動熱拡散係数と渦動粘性係数の解析

水深方向の渦動熱拡散係数 K_z と水深方向の渦動粘性係数 ν_{tz} は式(30)と(31)である。その K_z 値と R_i 数との関係が図-16, ν_{tz} 値と R_i 数との関係が図-17 に示される。河川感潮河口部の成層流の水深方向拡散係数の既往値は, 次式の Munk & Anderson^{11,14)}(1948)の式が引用される。

$$K_z = K_{z0} (1 + 3.33 R_i)^{-3/2} \quad (43)$$

ここに, K_{z0} は $R_i=0$ のときの $K_z=30 \text{ cm}^2/\text{s}$ である。この渦動熱拡散係数比 K_z/K_{z0} の比較が図-18 に示される。

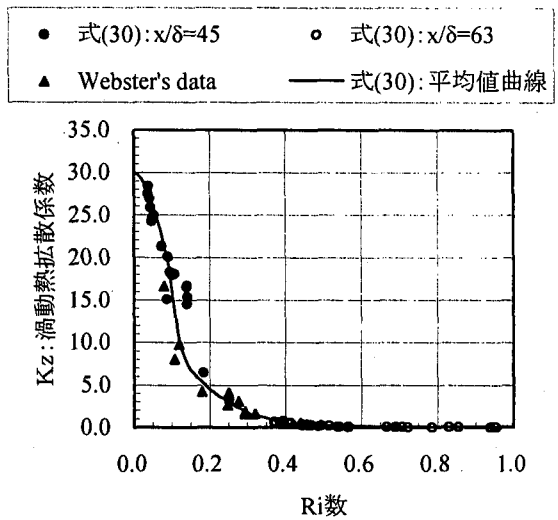


図-16 水深方向の渦動熱拡散係数(cm^2/s)と R_i 数との関係

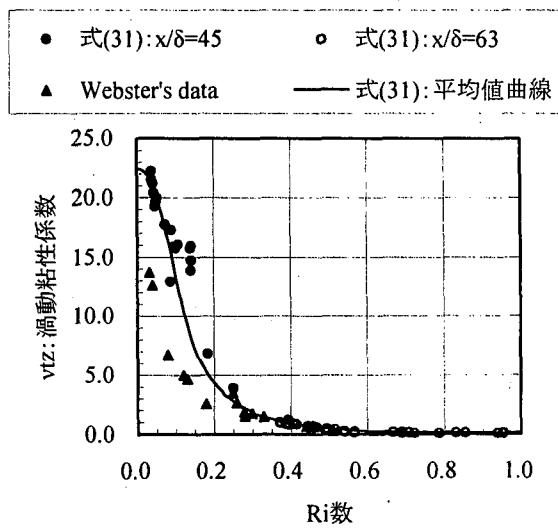


図-17 水深方向の渦動粘性係数(cm^2/s)と R_i 数との関係

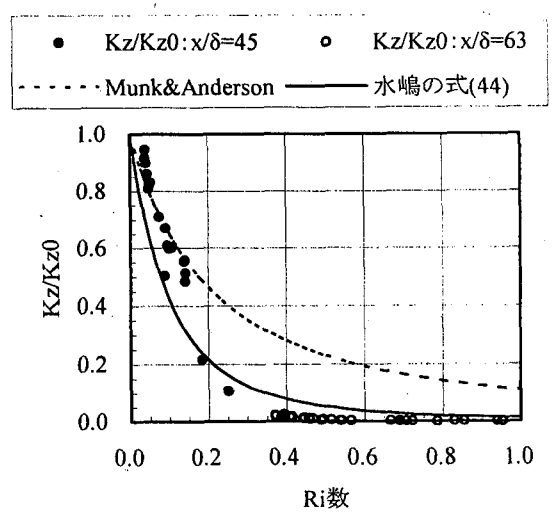


図-18 水深方向の渦動熱拡散係数比 K_z/K_{z0} の比較

図-18における水嶋の式は、次式が適合され提唱される。

$$K_z = K_{z0}(1 + 3.33R_i)^{-3.0} \quad (44)$$

K_z/K_{z0} は、 $R_i < 0.15$ では Munk & Anderson^{11,14)}と一致されるが、 $R_i > 0.15 \sim 0.2$ では激減され、 $R_i > 0.4$ では消滅する。

5. 結論

臨海発電所海域では、 R_e 数や乱れレイノルズ数 R_L の大きさの相違および波動によって乱れエネルギーが本研究と異なるが、局所等方性乱流の理論に基づいて、乱れのカスケード過程⁹⁾を考慮すると、乱れエネルギーが単により小さい渦へと輸送されるのみであり、海域における影響因子は重要視されないとして、結論として以下のような知見が述べられる。

- 1) 非圧縮性、非等温流体の乱流モデルについて、解析的進展をもたらし、その妥当性が実験的に検証された。
- 2) 局所平衡輸送理論の仮定、すなわち乱れの移流輸送項と拡散項とが等しく釣り合った仮定により、レイノルズ応力と熱流束相関が導かれ、それによって解析された水深方向の流速、水温分布の理論値と測定分布との比較がよく一致されて、その妥当性が検証された。
- 3) レイノルズ応力 $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, $\overline{uw}$ と熱流束相関 $\overline{u\theta}$, $\overline{w\theta}$ の理論式、水深方向の渦動熱拡散係数 K_z と水深方向の渦動粘性係数 ν_{tz} の理論式、さらに乱流プラントル数について、その実験的検証は、引用測定値⁹⁾のばらつきを中心を通り抜けてよく一致してほぼ満足された。
- 4) R_i 数と無次元浮力パラメーター B_p との関係式(35)が提唱され、 B_p は R_i 数 0.5 以上で著しく増大し、 $R_i = 0.6$ 12 が B_p 曲線の漸近線であり、 $R_i > 0.6$ では B_p が ∞ になり、温排水成層流の安定条件が立証される。式(35)は鉛直熱拡散解明に有力な手がかりになる。
- 5) 遠隔水域における成層水深中の R_i 数の変化は、水面付近で大きい値を示し、水深とともに順次減少し、1/2 成層水深近傍で極小値に達してから成層界面に向かって順次増加する。
- 6) k 値は、放水口水域と遠隔水域とは異なる分布を示し、放水口水域ではかなり大きい値で、成層界面によって減衰されて行き、遠隔水域では R_i 数が水面近くと成層界面で大きくなるため、 k 値は成層内部の中心部のもとへ封じ込まれて次第に減衰される。
- 7) 無次元レイノルズ応力について、 R_i 数によって従属される変化は、 $\overline{u^2}/k$ は R_i 数とともに増加するが、 $\overline{w^2}/k$ と $-\overline{uw}/k$ は R_i 数の増加によって減少され、 $\overline{v^2}/k$ は R_i 数によって変化されない。
- 8) レイノルズ応力相関係数 $-\overline{uw}/(\overline{u^2})^{1/2}(\overline{w^2})^{1/2}$ について、引用測定値⁹⁾との比較検証は、引用測定値⁹⁾のばらつきを中心を通り抜けているが、若干一致を欠いている特性を示している。しかし、ほぼ満足されている。
- 9) 熱流束相関比 $-\overline{w\theta}/\overline{u\theta}$ 、相関係数 $\overline{u\theta}/(\overline{u^2})^{1/2}(\overline{\theta^2})^{1/2}$ と

$-\overline{w\theta}/(\overline{u^2})^{1/2}(\overline{\theta^2})^{1/2}$ の比較検証は、引用測定値⁹⁾とよく一致されて検証された。

- 10) 水深方向の渦動熱拡散係数比 K_z/K_{z0} は、 $R_i < 0.15$ では Munk & Anderson^{11,14)}(1948)と一致するが、 $R_i > 0.15 \sim 0.2$ では激減され、 $R_i > 0.4$ では消滅させる。Munk & Anderson^{11,14)}式(43)は放水口水域では適合するが、遠隔水域では適合しない。水嶋の式(44)が $R_i > 0.15 \sim 0.2$ に対応して提唱された。温排水の水深方向の拡散係数は、 $R_i > 0.15$ で河口部成層流と異なる。

参考文献

- 1) 中辻啓二・許 再寧・室田 明：三次元表層密度流の数値実験，土木学会論文集，No.434/II-16, pp. 19-28, 1991. 8.
- 2) 室田 明，中辻啓二：成層せん断流の乱流構造，土木学会論文集，第 351 号/II-2, pp. 107-116, 1984 年 11 月.
- 3) Webster, C. A. G : An experimental study of turbulence in a density-stratified shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 19, pp. 221-245, 1964.
- 4) 林 泰造，首藤伸夫，川上克己：火力または原子力発電所より放出される温噴流の湾内拡散，第 15 回海岸工学講演会講演集，pp. 317-323, 1968.
- 5) 棚津家久：開水路乱流の研究の進歩と課題，2000 年度（第 36 回）水工学に関する夏期研修会講義集，Course A, A-2, 土木学会，水理委員会・海岸工学委員会，2000 年 8 月.
- 6) 巽 友正訳：乱流理論，p.4, pp. 74-76, 丸善株式会社，1960. (Batchelor, G. K. : *The Theory of Homogeneous Turbulence*, CAMBRIDGE, AT THE UNIVERSITY PRESS, 1953)
- 7) 土木学会水理委員会水理公式集改訂小委員会：水理公式集[平成 11 年版]，pp. 551-563, (社)土木学会，平成 11 年.
- 8) Hanjalic, K. and Launder, B. E. : A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows, *J. Fluid Mech.* Vol. 52, Pt. 4, pp. 609-638, 1972.
- 9) Launder, B. E. : On the effects of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum, *J. Fluid Mech.*, Vol. 67, Pt. 3, pp. 569-581, 1975.
- 10) 水嶋増男：温排水 1 次元成層せん断乱流における熱流束相関の解析について，日本流体力学学会年会 2001 講演論文集，E323, pp. 521-522, 2001 年 8 月.
- 11) Kolmogoroff, A. N. : The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers, *C. R. Acad. Sci. U. R. S. S.* 30, 301, 1941a.
- 12) Kolmogoroff, A. N. : Dissipation of energy in locally isotropic turbulence, *C. R. Acad. Sci. U. R. S. S.* 32, 16, 1941c.
- 13) 巽 友正：「理論応用力学」の半世紀を回顧して来世紀を想う，第 50 回理論応用力学講演会講演論文集 NCTAM 2001, pp. 15-16, (社)土木学会，2001.
- 14) 土木学会水理委員会水理公式集改訂小委員会：水理公式集[平成 11 年版]，pp. 630-631, (社)土木学会，平成 11 年.

(2003 年 4 月 18 日受付)