

浅水海域に放流される下水処理水の混合希釈特性について

室田 明*・中辻啓二**・石田悦一***

1. ま え が き

沿岸海域の富栄養化防止対策として、都市下水の高度処理による窒素・リン等栄養塩および BOD の除去を目的とした終末処理場が臨海部に数多く建設されている。放流水水質の目標値は技術的・経済的な面から海域の水質環境基準を満たすことは困難であり、放流水の沿岸環境に及ぼす影響を低減する放流設備の確立が急がれる。

廃水処理の効果的な手段として、水中放流方式が表層放流方式に代って採用される傾向にある。たとえば、大量の温排水を比較的浅い海域で効率よく希釈させるために、2, 3 の発電所で水中放流方式が採用されている。また、下水処理水の放流例としては、一次処理水を水深 50~70m の海底から放流するロス・アンジェルスやホルル衛生局の多孔管拡散器がある。

今回対象とする 10m 以浅の海域に放流される下水処理水の混合希釈過程の特徴は、上記実例と比較して、(i) 容量は小さいものの、放流水と海水との密度差が大きく、初期密度フルード数は非常に小さい、(ii) 水深と放流管口径との比が比較的小さく、放流水束の径路および拡散能は水表面や海底面の影響を受けて非常に複雑になる、ことである。

無限水深水域での重力噴流の研究は古くから理論的・実験的に数多くおこなわれてきた。我国においても温排水の放流に関連して中央大学や電力中央研究所で研究が精力的に進められている。しかしながら、浮力効果や周辺環境に関する本質的な違いにより、浅水海域における下水処理水の混合希釈過程と温排水あるいは深水域での下水処理水のそれとの間には顕著な差異がある。既往の研究成果をそのまま援用することはできない。

本報告は、静止した浅水海域に水中放流される低密度フルード数の重力噴流の混合希釈特性を明らかにするために、水理実験ならびに積分モデルによる数値解析をおこない、実験結果について考察したものである。

2. 特性スケールと通減特性

重力噴流の混合希釈過程を支配する要因は放流束の力学的因子、幾何学的因子ならびに周囲水の環境的因子に大別できる。いま、一様な密度をもつ静止流体内の鉛直上向き重力噴流の挙動を考えよう。それぞれの支配因子は放流口での質量流束 Q_0 、運動量流束 M_0 と浮力流束 B_0 、放流管口径 D と水深 H 、および周囲水密度 ρ_a であり、流束はそれぞれ次式で表現される。

$$\begin{aligned} Q_0 &= \frac{1}{\rho} \int_A \rho_0 U_0 dA, \quad M_0 = \frac{1}{\rho} \int_A \rho_0 U_0^2 dA, \\ B_0 &= \int_A g \cdot \frac{\Delta \rho_0}{\rho} U_0 dA. \end{aligned} \quad (1)$$

ここに、 U_0 , ρ_0 , A は放流口における流速、密度、断面積であり、 $\Delta \rho_0$ は周囲水との密度差 $\rho_a - \rho_0$ である。

重力噴流を支配する特性長さスケールは Q_0 , M_0 , B_0 を用いて次元解析からつぎのように求まる。

$$l_Q = \frac{Q_0}{M_0^{1/2}} = \sqrt{A_0}, \quad l_M = \frac{M_0^{3/4}}{B_0^{1/2}}. \quad (2)$$

l_Q は噴流に関する特性長であり、 $z \gg l_Q$ では流れは放流口からの距離 z/l_Q と M_0 によって決まる。また、 $z \ll l_M$ では運動量流束が卓越して、流れは噴流形態になる。 $z \gg l_M$ では浮力効果が支配的になり、流れはブリエーム形態になる。それゆえ、浅水海域では l_M/H が重力噴流の挙動に対して重要なパラメーターとなる。

Chen-Rodi¹⁾ は、両流れ領域において自己保存が成立し、平均流速、平均温度および乱流フラックスの断面内分布の相似性が保持されると仮定して、噴流軸上の流速と温度に関する通減則を支配方程式から誘導している。

$$\left. \begin{aligned} U_* \propto X_*^{-1}, \quad T_* \propto X_*^{-1} & \quad \text{for } z \ll l_M \\ U_* \propto X_*^{-1/3}, \quad T_* \propto X_*^{-5/3} & \quad \text{for } z \gg l_M \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

ここに、 U_* , T_* , X_* は M_0 , B_0 , ρ_a の次元を考慮して変換された無次元量であり、次式で定義される。ただし、密度差 $\Delta \rho$ と温度差 ΔT との線型関係を仮定している。

$$\left. \begin{aligned} X_* &= Fd_0^{-1/2} \left(\frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{-1/4} \left(\frac{z}{D} \right), \\ U_* &= Fd_0^{1/2} \left(\frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{-1/4} \left(\frac{U}{U_0} \right), \end{aligned} \right\} \dots (4)$$

* 正 員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 正 員 工修 大阪大学講師 工学部土木工学科

*** 学生員 大阪大学大学院工学研究科学生

$$T_* = Fd_0^{1/2} \left(\frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{3/4} \left(\frac{\Delta T}{\Delta T_0} \right) \left| \right|$$

ここに、 $Fd_0 = U_0 / \sqrt{g \rho_a \cdot g \cdot D}$ は初期密度フルード数である。

(3) 式の関係は既に林・伊藤²⁾ によって全く同様の方法で理論展開されており、同一の結果を得ている。

3. 水理実験と数値解析の概要

用いた拡散水槽は長さ 4m、幅 3m、高さ 0.5m の片面透明アクリル板製である。水槽の四方側面の頂部は鋭角をつけてあり、噴流を放流しても水表面を一定に保つように周囲水が四方から越流するよう設計されている。放流口模型は内径 2.5cm、5.0cm のパイプであり、底面に接して鉛直上向きならびに水平向きに設置した。淡塩密度差 $22 \sim 26 \text{ kg/m}^3$ は温度換算して $50 \sim 60^\circ\text{C}$ の温度差になる。したがって、放流水を $70 \sim 80^\circ\text{C}$ まで熱する必要がある。容積 490l、最大温度 86°C の温水器 2 台および温度調整用に断熱性恒温水槽 (1.5m×1.5m×1.5m) を用いた。

水理諸元は、 $0.4 \leq Fd_0 \leq 32.9$ 、 $2360 \leq Re_0 = U_0 D / \nu \leq 18550$ 、 $\Delta \rho_0 = 4 \sim 25 \text{ kg/m}^3$ 、 $H/D = 10, 20$ の範囲である。

実験は、水槽内が静止一様密度場であることを確認したのちに、初期温度差 $\Delta T = 55, 20^\circ\text{C}$ の温水を水中放流した。温度はサーミスター素子による 26 点同時計測により、また流速は小型プロペラ流速計により測定した。

数値解析は保存則と流速・温度分布の相似性にに基づいた積分モデルである。この解析法は数多くの研究者によって展開されているが、数値解に影響を与える項目は拡

散幅比、連行加入係数と仮想放流口における初期条件の設定である。Hirst³⁾ の積分モデルを基礎にした系統だったパラメトリック解析と水理実験結果との照合により上記項目を詳細に検討し、数値解の整合度を高めた。

4. 鉛直上向き重力噴流の基本特性

(1) 噴流断面内の温度特性

鉛直上向きに放流される重力噴流は流動とともに噴流的挙動から遷移領域を経てブリューム的な挙動へと移行する。そこで、各領域の代表的な断面での平均温度 $\Delta T / \Delta T_m$ と相対乱れ強さ $\sqrt{\Delta T'^2} / \Delta T$ の断面内分布を示したのが図-1、2 である。横軸は噴流軸上温度 T_m の半値半幅で無次元表示した横方向距離 $y/y_{0.5}$ を示す。

$\Delta T / \Delta T_m$ の分布は各領域ともに相似な分布形を呈しており、同図に示すガウス分布で近似できる。これに対して、 $\sqrt{\Delta T'^2} / \Delta T$ の分布は各領域で異なった形状となる。すなわち、 $\sqrt{\Delta T'^2} / \Delta T$ の値は各領域とも噴流軸上で最小を示し、 $y/y_{0.5} = 2.3$ の外縁部で最大となる傾向にあるが、ブリューム領域での両者の絶対値は噴流領域での値よりも大きい。とくに、最大値付近の分布はブリューム領域で非尖塔型になる。平均渦径もこれに対応して増大していることを考え合えると、温度変動には可視観測で観察されるブリューム外縁の「ゆらぎ」の影響を顕著に反映しているものと推察できる。また、乱れ強度と平均渦径との積で表現される拡散能はブリューム領域でより大きくなるのがわかる。

(2) 噴流中心軸上の温度・流速の通減特性

図-3、4 は噴流中心軸上の温度差ならびに流速の通減特性を式 (4) の無次元表示で示す。黒塗り記号、白抜き記号はそれぞれ $H/D = 20, 10$ の実験値であり、流速の

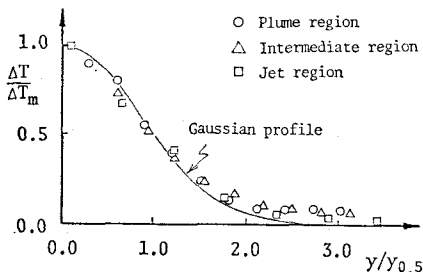


図-1 平均温度の断面内分布

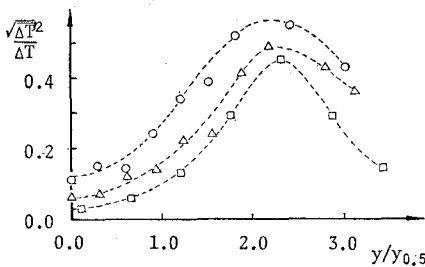


図-2 相対乱れ強さの断面内分布

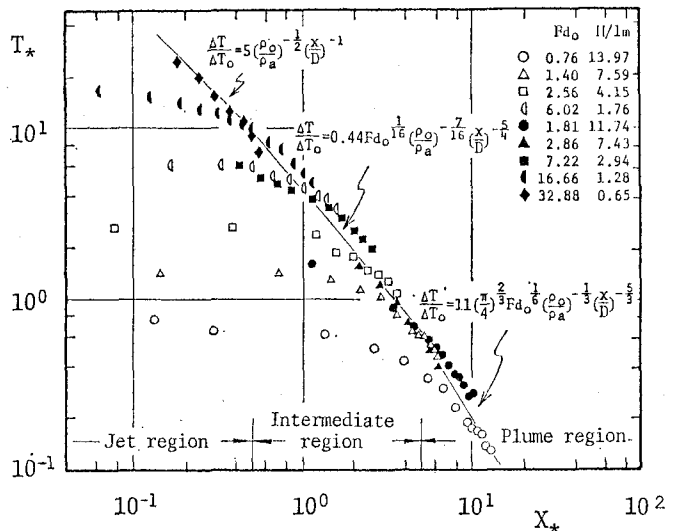


図-3 噴流中心軸における温度通減率

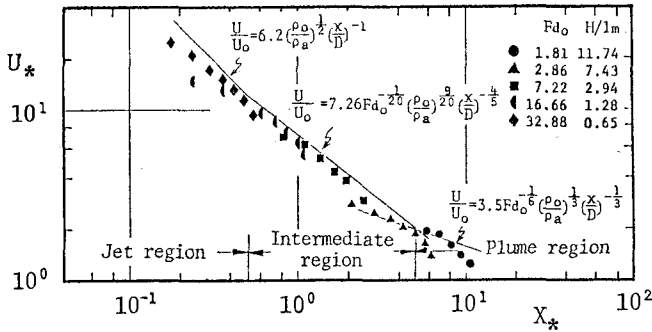


図-4 噴流中心軸における流速減率

測定は $H/D=20$ の場合にのみおこなっている。

放流口から十分離れた位置での T_* と U_* の実験値は噴流・中間・プルームの各領域別に一本の直線上にプロットされ、その勾配は式(3)のべき乗則にしたがっている。比較のために Chen-Rodi により提案された半経験式を図中の実線で示すが、今回の実験値は温度・流速ともに彼等の半経験式と非常によく一致している。また、各領域の遷移点 $X_*=0.5, 5.0$ の値も一致する。

しかしながら、放流口近傍での T_* と U_* は半経験式よりも若干小さめの値となる。この原因は、Chen-Rodi の半経験式が自己保存の仮定のもとに展開された理論であり、流れの発達段階である形成領域においてはその仮定が満たされていないためである。その差は流動とともに次第に減少していくことから推察できる。

大きな密度フルード数 Fd_0 の重力噴流における T_* の流程方向変化は図に示される実線に沿って噴流形態からプルーム形態へと遷移する。これに対して、小さな Fd_0 の重力噴流の場合には、噴流が十分に発達した段階で即座にプルーム形態になる例も現われる。それゆえ、噴流の流程が水表面の存在で制約される浅水海域では、特性長 l_M と水深 H との関係が重力噴流の挙動と混合希釈過程に対して重要な意味をもつようになる。横軸 X_* は l_M を用いて書き換えると $X_*=(\rho_0/\rho_a)^{-1/4} \cdot z/l_M \doteq z/l_M$ となり、 l_M の5倍以上の流程距離で重力噴流はプルーム形態を呈することになる。図中に示す H/l_M の値によっては、流れは全水深にわたって噴流的挙動を示す場合もありうる。 $Fd_0 < 2.0$ の実験では H/l_M の値が約10となり、放流管口径のオーダーの流程距離からプルーム的挙動を示す。その結果、水表面近傍での希釈倍率は大きな Fd_0 の重力噴流のそれと比較して大きくなる。同様に、同じ Fd_0 の重力噴流であっても口径 D の小さい (H/D の大きい) 場合には、プルーム形態で流動する距離が長くなり、希釈効果は増大する。

速度 U_* も実線で示す半経験式にしたがって遷移するが、水表面近くで半経験式よりも少し小さめにずれる。これは水表面に到達した噴流が鉛直上向きの流速を水平

方向に転ずるためであり、温度遷移 T_* にはその影響はほとんど現われない。

5. 水平放流重力噴流の混合希釈過程

(1) 重力噴流の縦断温度分布

図-5 は水平放流された重力噴流の縦断水温分布の一例を等希釈倍率線 $\Delta T_0/\Delta T$ で示す。放流条件は $\Delta\rho_0=21\text{ kg/m}^3$, $Fd_0=2.54$ である。重力噴流は慣性力の卓越する放流口近くで水平方向に移動したのちに、次第に浮力が慣性力に勝って支配的になる。この浮力の

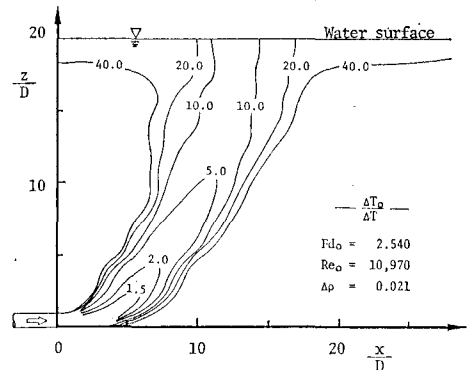


図-5 重力噴流の縦断温度分布の一例

働きで噴流は上方へ運ばれ水表面に到達するまで上昇する。

小さな Fd_0 の重力噴流は放流直後に鉛直上方へ上昇する傾向を示す。これは、慣性力支配の領域が非常に小さく、浮力が放流直後から強く働いて上昇運動を誘起させるためと考えられる。大きな密度差の重力噴流の場合には水表面境界に到達して水平方向に転じたときの流れは密度流的に安定しており、温排水の放流にみられるような温度分布が全水深にわたって一様に拡がることは $H/D=10$ の浅水水域においてさえ観察されなかった。

(2) 噴流径路

図-6 は噴流径路の実験値と数値解析結果とを比較したものである。数値解析に用いた連行加入係数 α は、

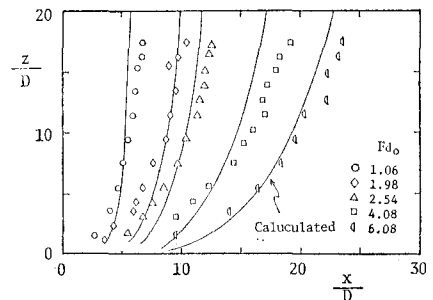


図-6 噴流径路の実験値と数値解との比較

$Fd_0 < 6.0$ に対してはプリュームの 0.082 を、また $Fd_0 \geq 6.0$ に対しては噴流の 0.057 から 0.082 まで適宜変化するように Hirst のモデルに基づいて採用した。仮想放流口位置（形成領域の長さ）は Abraham⁴⁾ の解に基づいて Fd_0 の関数で与えた。

噴流径路は Fd_0 の増大にともない水平方向に引き伸ばされる。数値解もこの傾向をよく再現し実験結果とほぼよい一致を示しているが、水表面 ($z/D=20$) 近くになると両者の間にはわずかの差異が認められる。すなわち、得られた実験値は $z/D=6\sim 12$ の径路の延長上にプロットされるのに対して、数値解はより鉛直上向きに上昇する傾向を示している。この原因の一つに水表面の存在が考えられよう。有限水深であるために水表面に到達した重力噴流は水面近くで水平方向に拡がり密度成層を形成する。この結果、水表面近くでは周囲環境水の温度上昇がおこり、相対的な浮力効果が減少するものと予想される。そのために水理実験における重力噴流の鉛直上昇速度は鈍り、噴流の径路は水平方向に長くなる。この傾向は高密度フルード数の重力噴流になるほど大きい。

つぎに、噴流径路を Abraham による無次元表示に基づいて書き換えたのが 図-7 である。横軸に x/D を、縦軸に $z/D \cdot Fd_0^2$ を採り、噴流中心軸の座標値をプロットした。図中に示す実線は片野・河村⁵⁾ の実験式であり、実験に用いた Fd_0 の範囲は 3.5~70.0 である。

Fd_0 が 1.0 以下の重力噴流の径路は Fd_0 によって異なる直線に分かれ、その勾配は緩やかである。 Fd_0 が大きくなるにつれて勾配は大きくなり、 $Fd_0 > 1.0$ では実験値は一つの直線にプロットされる。つまり、噴流径路は放流口での初期密度フルード数 Fd_0 のみに依存する。

しかしながら、放流管口径 D の大きさによ

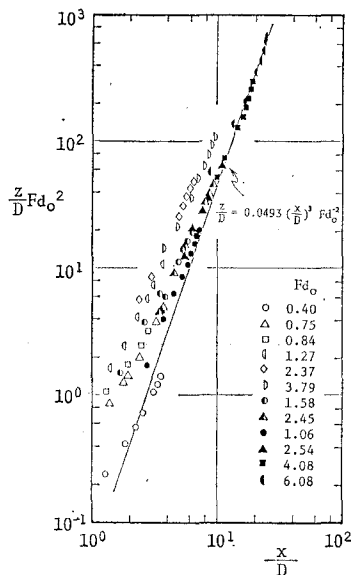


図-7 噴流径路

る影響が噴流径路に若干認められる。すなわち、 $D=2.5$ cm ($H/D=20$) の径路は片野・河村の実験式とよく一致するが、 $D=5.0$ cm ($H/D=10$) の径路は、その勾配は等しいものの、実験式を上方に平行移動した関係にある。両者の違いは底面境界の影響によるものと推察される。底面に接した放流口から水平方向に放流されるため流れは壁面噴流となり、噴流下方からの連行が底面境界の存在によって妨げられる。そのため初期希釈が小さくなり、噴流はより早く上昇することになる。式 (2) で定義した特性長 l_q の大きい $D=5.0$ cm の重力噴流ほどこの影響を受ける。

そこで、底面境界の影響を小さくするために、放流口を底面から 5.0 cm 離して設置した実験をおこなった。その結果、実験値 (○, △) は図に示すように片野・河村の実験式とよく合致することが確かめられた。温排水のような高密度フルード数の水平放流重力噴流では近接した底面の存在は噴流径路を放出方向に引き伸ばす影響を及ぼす⁵⁾ のに対して、密度差の大きい低密度フルード数の噴流では噴流を上昇させるという異なった影響を及ぼす。

(3) 温度通減率

図-8 は噴流径路に沿った温度通減率 $\Delta T/\Delta T_0$ を示す。横軸 X_* は噴流径路 l を流下距離として採用している。

実験値は若干散乱気味であるが、水平放流される重力噴流の温度差 T_* の変化も Chen-Rodi の示した中間・プリューム各領域での半経験式とよく一致して通減している。図中に白抜き記号で示す $H/D=10$ の実験値は半経験式を少し下まわる傾向にあるが、これは 図-7 で示されたように底面境界の影響を受けてプリューム形態の混合希釈が促進されたためと考えられる。しかし、実験値と半経験式との差異は 図-3 に示した鉛直上向き重力噴流で観測されるものより非常に小さい。すなわち、水

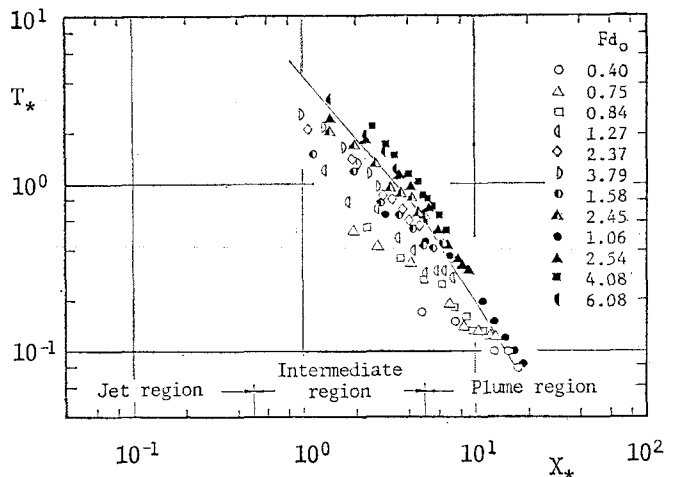


図-8 噴流中心軸に沿った温度通減率

平放流の場合には噴流の初期段階で混合が激しく生じており、理論展開の仮定である流速および温度の断面内分布形の相似となる距離が鉛直上向き噴流と比較して短くなっているものと考えられる。

(4) 水表面での希釈倍率

水表面の噴流断面内で測定された最高温度を用いて表示した希釈倍率 $\Delta T_0/\Delta T_s$ と放流口密度フルード数 Fd_0 との関係、 H/D および放流角度 $\theta=0^\circ$ (水平方向), 90° (鉛直上向き) をパラメーターに示したのが図-9である。図中の斜線付き記号は密度差の大きい ($\Delta\rho_0>20$ kg/m³) 実験値を示す。

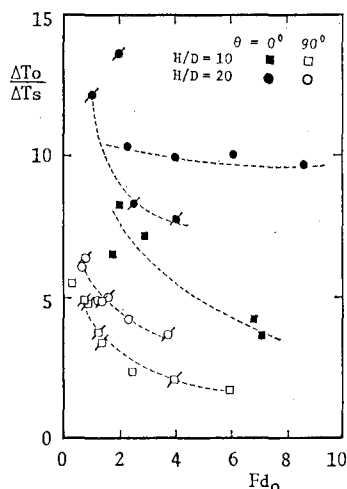


図-9 水表面における希釈倍率

この結果より、放流角度が小さい程、また H/D が大きい程、希釈効果は格段によくなる。また、 $Fd_0<10$ の範囲内では Fd_0 が小さくなるにしたがって、希釈倍率が急激に増大することが認められる。前者は噴流径路の伸張に、後者はブリエーム形態による混合に関与している。有限水深水域での下水処理水の放流に際しては、放流方向を水平にとり、且つ放流速度を小さく(初期密度フルード数を小さく)とする放流条件が好ましい。

しかしながら、希釈効果の大きい $\theta=0^\circ$, $H/D=20$ の実験においては、同じ初期密度フルード数であっても初期密度差 $\Delta\rho_0$ によって若干異なった傾向が現われる。つまり、 $\Delta\rho_0\approx 20$ kg/m³ で放流されたときの $\Delta T_0/\Delta T_s$ は Fd_0

の増大とともに 13.0 から 7.5 へと急激に減少するのに対して、 $\Delta\rho_0\approx 4$ kg/m³ のそれは Fd_0 に無関係に一定値を示す。この理由として、高温になると温度差 ΔT と密度差 $\Delta\rho$ の線型関係が流体の体積膨張により成立しないことがあげられる。密度差の低減率 $\Delta\rho/\Delta\rho_0$ に換算した場合には初期密度差による差異はほとんど認められなかった。

6. あとがき

浅水海域に放流される下水処理水の混合希釈過程を対象に低密度フルード数 ($Fd_0<8.0$) の重力噴流の水理実験をおこなった。重力噴流の挙動ならびに混合希釈は Chen-Rodi の提案した半経験式にしたがって噴流形態からブリエーム形態へと移行することが確かめられた。有限水深水域での下水処理水の希釈を高めるためには、ブリエーム形態で流動する径路を長くするような放流条件が望ましい。そのためには $l_M = Fd_0 \cdot D$ を可能な限り小さく、つまり放流管口径を小さく、且つ密度フルード数を小さくして水平方向に放流する多孔管拡散器が望ましい。

底面および水表面境界の影響は噴流径路を若干歪ませる程度であり、温排水の放流(密度差の小さい高密度フルード数)にみられるような温度分布を鉛直方向に一樣化する現象は観測されなかった。

最後に、本研究の数値解析は柴垣雄一氏(大阪大学大学院生)が分担したことを記し、謝意を表する。

参考文献

- 1) Chen, C. J. and W. Rodi: Vertical Turbulent Buoyant Jets, A Review of Experiment Data, Pergamon Press, 83 p., 1980.
- 2) 林 泰造・伊藤正樹: 海底付近から放出される廃液のブリエームの浮上拡散について(第3報), 第20回海講論文集, pp. 189~195, 1973.
- 3) Hirst, E. A.: Analysis of round, turbulent, buoyant jets discharged to flowing, stratified ambients, Oak Ridge National Laboratory, Rept. No. ORNL-4685, 36 p., 1971.
- 4) Abraham, G.: Jet diffusion in stagnant ambient fluid, Delft Hydraulics Laboratory, Pub. No. 29, 183 p., 1963.
- 5) 片野尚明・河村博美: 単一水平放流管による温排水の水温低減化に関する研究, 電力中央研究所報告, No. 376012, 95 p., 1972.