

乱流計測データの密度噴流積分モデルへの適用

AN IMPROVED INTEGRAL MODEL FOR A ROUND TURBULENT BUOYANT JET BASED ON THE TURBULENT MEASUREMENTS

楊 宏選¹・陸 旻皎²・熊倉俊郎³・早川典生⁴

Hongxuan YANG, Minjiao LU, Toshiro KUMAKURA and Norio HAYAKAWA

¹正会員 博士(工学) 長岡技術科学大学 環境建設系 (〒940-2188 長岡市上富岡町1603-1)

^{2, 3}正会員 工博 長岡技術科学大学助教授 環境建設系 (〒940-2188 長岡市上富岡町1603-1)

⁴フェロー会員 Ph. D. 長岡技術科学大学名誉教授 環境建設系 (〒940-2188 長岡市上富岡町1603-1)

The development of an improved integral model for a round turbulent buoyant jet discharged into a stagnant fluid is reported here, based on the published laboratory measurements of the turbulent quantities in recent years. In order to involve turbulent terms into the integral model, instead of using the control volume method, the differential method that necessitates tedious mathematical procedures is used to derive the equations. The approach is: The three-dimensional governing equations of fluid mechanics are firstly transformed to the partial differential forms in a natural coordinate system. Secondly, the solution variables in the instantaneous equations are decomposed into the mean and fluctuating components, and the Reynolds averaging operations are then performed; Finally, the Reynolds-averaged governing equations are integrated over the jet cross-section, based on the axisymmetrical assumption and the best-fit curves obtained from the experimental data. In the jet axis direction, the total amount of the turbulent momentum flux and the contribution of streamwise pressure gradient is about 10% of the local mean momentum flux. And, the turbulent mass flux of a passive scalar (salinity, temperature, etc.) may be about 15% of the mean flux. Therefore, incorporating the turbulent quantities into the integral model may improve the accuracy of the prediction.

Key Words: *orthogonal coordinate system, scale factor, buoyant jet, self-similarity, entrainment, Froude number, plume, forced plume*

1. 序論

密度噴流(Buoyant Jet, Forced Plume)とは周囲流体と異なる密度を有する流体が初期運動量を有して排出される時の流れのことを言う。なお、密度差のない場合は噴流(Jet)と呼ばれ、運動量を有せず密度差のみの場合はプルーム(Plume)と呼ばれる。密度噴流は我々の日常生活に密接な関係にある。発電所の冷却水いわゆる温排水の放流、工場廃水や下水処理場処理水の流出、工場煙突から大気への排煙など、すべて密度噴流である。

水質保全や環境アセスメントの需要から、密度噴流に対する研究は古くから行われ、一番早期の研究は二十世紀前半にまで遡る。密度噴流の横断面における流速と密度の分布に強い自己相似性を有することが実験で観測されている¹⁾²⁾³⁾⁴⁾⁵⁾から、運動量方程式と密度欠損方程式を自己相似性に基づいて噴流横断面で積分して得られる特性値に関する連立常微分方程式を解く手法、いわゆる積分法が密度噴流予測計算の主流であった。この手法の利

点は計算が簡便で、コンピュータの計算能力をほとんど要求しないところである。その反面、密度噴流の中心軸位置、幅、中心軸での流速と濃度などの特性値しか計算から得られない。コンピュータ性能の著しい進歩により、汎用の乱流モデルで密度噴流を計算する試みも増えてきた⁶⁾⁷⁾。いわゆるCFDである。CFDの利点は密度噴流の流動機構や乱流特性を解明でき、しかも複雑の境界条件に適用できるところにある。短所として、計算コストが莫大、計算領域が狭い(数十Dが精一杯。一方、積分法は数百Dまでは普通。D: 放流口直径)、精度が必ずしも高くない(適した乱流モデルの選定にかかわる)などが挙げられる。

今までの積分モデルは平均値だけを扱い、乱流輸送を無視している¹⁾⁸⁾⁹⁾。計測技術があまり発達していなかった時期に、精度のよくない乱流測定結果を下手に導入するより、むしろ無視した方が実情に合うと言えよう。密度噴流の実験も、計測技術の進歩により、計測の対象は流速や濃度などの平均値から、次第にそれらの乱流特性にまで広がってきた。例えばPIV(Particle Image Velocimeter)、PTV(Particle Tracking Velocimeter)と

LDA(Laser Doppler Anemometry)を駆使した新井ら⁵⁾の実験, LDAとLIF(Laser-Induced Fluorescence)技術を組み合わせたPapanicolau&List²⁾の実験, DPIV(Digital Particle Image Velocimetry)とPLIF(Planer Laser-Induced Fluorescence)技術を組み合わせたWang&Luo³⁾の実験が挙げられる。特にSHW(Stationary Hot-Wire), FHW(Flying Hot-Wire)とLDAを用いたHusseinら⁴⁾の実験はSHWの計測結果がFHWとLDAの計測結果とは相当異なるから、従来のSHW技術による計測精度の信憑性に疑問を投げかけた。これらの実験結果から、乱れによる運動量またはスカラー(塩分等)フラックスは平均流速によるフラックスの10%前後に達することがわかる。本研究は結果の一致度が高いWang&Luo³⁾とPapanicolau&List²⁾の乱流計測データに注目し、乱流フラックスを積分モデルに取り入れて、予測精度の向上をはかることを目的とする。

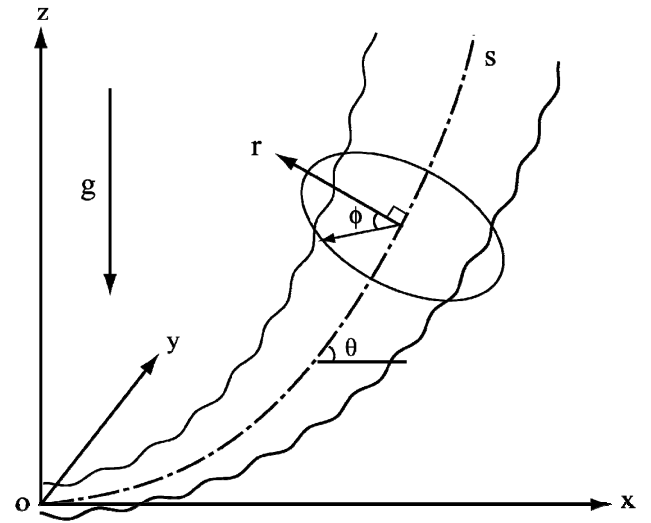


図-1 自然座標系(s, r, φ)の概念図

2. 自然座標系(s, r, φ)における基本方程式

本研究が用いる自然座標系(s, r, φ)の概念図を図-1に示す。この座標系は密度噴流の中心軸を座標系の軸sとする。s軸に垂直する法平面上の任意点Pはこの点と軸sから距離r, および方位角φで記述することができる。局所的に見れば、この座標系は円柱座標系と同じである。

自然座標系の基底ベクトル $\mathbf{e}_i$ ($i=s, r, \phi$)を求めて、それに基づいて $\mathbf{g}_{ij} = \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j$ で定義される計量テンソル $[\mathbf{g}_{ij}]$ を計算すると次のようになる。

$$[\mathbf{g}_{ij}] = \begin{bmatrix} (1-e)^2 + (r/W)^2 & 0 & r^2/W \\ 0 & 1 & 0 \\ r^2/W & 0 & r^2 \end{bmatrix} \quad (1)$$

ここで $e = \cos \phi(r/R)$, W と R はそれぞれs軸のひねり半径と曲率半径である。s軸が空間三次元であればひねり半径 W が有限な値になり、この座標系は直交曲線座標系ではなくなる(この座標系を最初に提案したHirst⁸⁾はこれに気づかなかったようである)。斜交座標系となれば、勾配、回転、発散と言った展開は甚だ煩雑になる。本研究は静止流体環境に放出される密度噴流を対象とするため、s軸が鉛直面x-z内にある一または二次元曲線となる。つまり、ひねり半径が無限度で、直交曲線座標系となる。この場合、スケール因子は次のようになる。

$$h_s = 1-e, \quad h_r = 1, \quad h_\phi = r \quad (2)$$

また、曲率半径 R は $R=(d\theta/ds)^{-1}$ で表される。

非圧縮性流体、定常状態、発達乱流(分子拡散と分子粘性が無視できる)の流体基礎方程式にブーシネスク近似を導入すると、連続方程式、スカラー(塩分、温度)保存式と運動方程式はそれぞれ以下になる。

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (3)$$

$$(\nabla c) \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{1}{2} \nabla(\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) + (\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v} + \frac{\nabla p}{\rho_0} = \frac{\rho - \rho_a}{\rho_0} \mathbf{g} \quad (5)$$

ここで $\mathbf{v}$ は流速, c は塩分濃度, p は圧力, $\mathbf{g}$ は重力加速度, ρ は密度である。下付き文字0は密度噴流のスタート地点, a は周囲流体(ambient)を表す。

(s, r, φ)座標系において, s, r, φ方向の流速をそれぞれ u, v, w として, 式(2)のスケール因子を用いて, 基礎方程式(3)~(5)は(s, r, φ)座標系に次のように展開される:

$$\frac{1}{1-e} \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial(rv)}{r \partial r} - \frac{ve}{(1-e)r} + \frac{\partial((1-e)w)}{(1-e)r \partial \phi} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{u}{1-e} \frac{\partial c}{\partial s} + v \frac{\partial c}{\partial r} + \frac{w \partial c}{r \partial \phi} = 0 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{u}{1-e} \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{w}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} - \frac{vue}{(1-e)r} - \frac{uw}{(1-e)r} \frac{\partial e}{\partial \phi} \\ & + \frac{1}{(1-e)\rho_0} \frac{\partial p}{\partial s} = \frac{\rho_a - \rho}{\rho_0} g \sin \theta \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \frac{u}{1-e} \frac{\partial v}{\partial s} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{w}{r} \frac{\partial v}{\partial \phi} - \frac{uue}{(1-e)r} - \frac{vw}{r} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r} \\ & = \frac{\rho_a - \rho}{\rho_0} g \cos \theta \cos \phi \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & \frac{u}{1-e} \frac{\partial w}{\partial s} + v \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{w}{r} \frac{\partial w}{\partial \phi} + \frac{vw}{r} + \frac{uu}{(1-e)r} \frac{\partial e}{\partial \phi} \\ & + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial \phi} = \frac{\rho_a - \rho}{\rho_0} g \cos \theta \sin \phi \end{aligned} \quad (10)$$

なお, 式(6)は連続方程式, (7)はスカラー保存式, (8)~(10)はそれぞれs, r, φ方向の運動方程式である。

流速, 密度などの変数を平均値と変動値に分割して

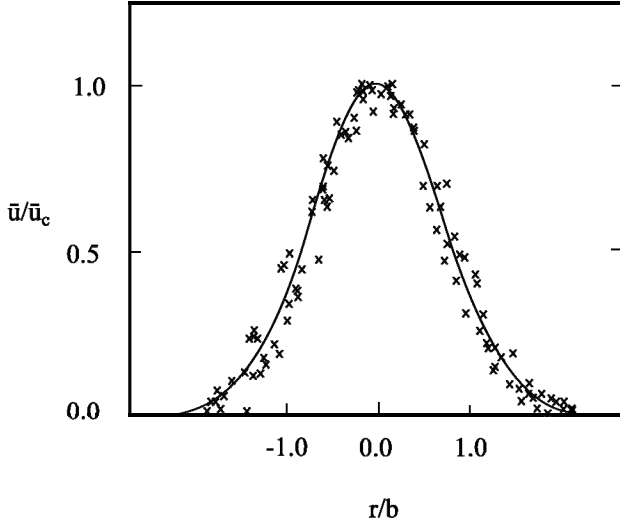


図-2 平均流速の分布とその近似曲線³⁾

$$f = \bar{f} + f', \quad (f = u, v, w, c, p, \rho) \quad (11)$$

のように書き直して、それらを式(6)～(10)に代入してレイノルズ平均操作を施した上に、軸対称近似を導入して各レイノルズ平均方程式を密度噴流の横断面にわたって積分すると、以下の積分形の支配方程式が得られる：

$$2\pi \frac{d}{ds} \int_0^B \bar{u} r dr = -2\pi B \bar{v} \Big|_{r=B} = 2\pi E \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{ds} \int_0^B (\bar{u} \Delta \bar{c} + \overline{u'c'}) r dr + B \bar{v'c'} \Big|_{r=B} - B \bar{u'c'} \Big|_{r=B} \frac{dB}{ds} \\ = -\frac{dc_a}{ds} \int_0^B \bar{u} r dr \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{ds} \int_0^B (\bar{u}^2 + \overline{u'^2} - \overline{v'^2}) r dr = -\frac{g \sin \theta}{\rho_0} \int_0^B \Delta \bar{\rho} r dr + \\ B \left(\overline{u'^2} \Big|_{r=B} \frac{dB}{ds} - \bar{v'u'} \Big|_{r=B} \right) \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{ds} \left(\cos \theta \int_0^B (\bar{u}^2 + \overline{u'^2} - \overline{v'^2}) r dr \right) \\ = \sin \theta \frac{d\theta}{ds} \left(\int_0^B \bar{v'^2} r dr - \frac{1}{2} E^2 \right) + \\ B \cos \theta \left(\overline{u'^2} \Big|_{r=B} \frac{dB}{ds} - \bar{v'u'} \Big|_{r=B} \right) - B^2 \bar{v'^2} \Big|_{r=B} \sin \theta \frac{d\theta}{ds} \end{aligned} \quad (15)$$

ここで、式(12)は連続方程式、(13)はスカラー保存式、(14)と(15)はそれぞれsとx方向の運動方程式、Bは密度噴流の実半径である。なお、積分の過程で、Husseinら⁴⁾、Shabbir&George¹⁰⁾とWang&Luo³⁾の示した近似式

$$-\frac{\partial p}{\rho_0 \partial s} \approx \frac{\partial}{2 \partial s} (\overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \approx \frac{\partial}{\partial s} \overline{v'^2} \quad (16)$$

を用いて、圧力を消去した。

周囲流体に乱れがなく静止していれば、半径Bを適当に大きめに取れば、乱流成分 $\bar{v'c'}$ 、 $\overline{u'c'}$ 、 $\overline{u'^2}$ 、 $\bar{v'u'}$ 、

と $\overline{v'^2}$ は $r=B$ の位置でゼロとなる。よって、式(12)～(15)中の $\left(\overline{f'g'} \right) \Big|_{r=B}$ を含む項は方程式から消去できる。

3. 計測データに基づく積分

式(12)～(15)を数値的に積分するのに、 $\bar{u}$ 、 $\Delta \bar{c}$ 、 $\Delta \bar{\rho}$ 、 $\overline{u'^2}$ 、 $\overline{v'^2}$ 、 $\overline{u'c'}$ などの分布特性を知らなければならぬ。主流方向流速 $\bar{u}$ 、周囲流体との濃度差 $\Delta \bar{c}$ 及び密度欠損 $\Delta \bar{\rho}$ はその分布をガウス曲線でよく近似できることが広く知られている。図-2は無次元化された主流方向流速 $\bar{u}$ のプロファイルである。濃度や密度のプロファイルはこれとほぼ同じ形なので、そのグラフは省略する。すなわち、

$$\bar{u} = \bar{u}_c \exp(-r^2/b^2) \quad (17)$$

$$\Delta \bar{c} = \Delta \bar{c}_c \exp[-r^2/(\lambda b)^2] \quad (18)$$

$$\Delta \bar{\rho} = \Delta \bar{\rho}_c \exp[-r^2/(\lambda b)^2] \quad (19)$$

ここで、下付き文字cは中心軸での値を表す。bは $\bar{u}$ が $\bar{u}_c$ の1/e(eは自然対数の底)となる点までの半径で、流速分布の特性幅である。 λ は濃度分布と流速分布の特性幅の比である。

レイノルズ応力 $\overline{u'^2}$ 、 $\overline{v'^2}$ と受動スカラーの乱流輸送 $\overline{u'c'}$ は噴流確立領域において、比較的良い相似分布を有することが実験で確認されている²⁾³⁾¹⁰⁾。特にWang&Luo³⁾とPapanicolaou&List²⁾の計測結果が非常に近いので、信頼度が高いと考えられ、本研究に採用することにする。図-3は $\overline{u'c'}$ のWang&Luo³⁾による実験データと近似曲線である。 $\overline{u'c'}$ の無次元化された値は中心軸において噴流とプルームとの間に開きがあって、噴流の0.024に対してプルームは0.50である。一方 $\overline{u'^2}$ または $\overline{v'^2}$ の場合、中心軸値は噴流とプルームとの間に開きがほとんどなく、 $\overline{u'^2}$ の無次元された値は0.26(jet)～0.27(plume)、 $\overline{v'^2}$ の無次元された値はどちらも0.19であった。 $\overline{u'^2}$ と $\overline{v'^2}$ のグラフは紙面の関係で省略することにする。

Wang&Luo³⁾の計測データから、 $\overline{u'^2}$ 、 $\overline{v'^2}$ 、 $\overline{u'c'}$ の最適近似曲線は二つの中心が異なるガウス曲線の重ね合わせで表すことができる。すなわち

$$f = A \exp[-k(\eta_w r/b - \eta_0)] + A \exp[-k(\eta_w r/b + \eta_0)] \quad (20)$$

なお、係数A、k、 η_w と η_0 はシンプル噴流とプルームに分けて表-1と表-2に示す。

式(17)～(19)により、式(12)～(15)を積分して、以下の連立常微分方程式が得られる：

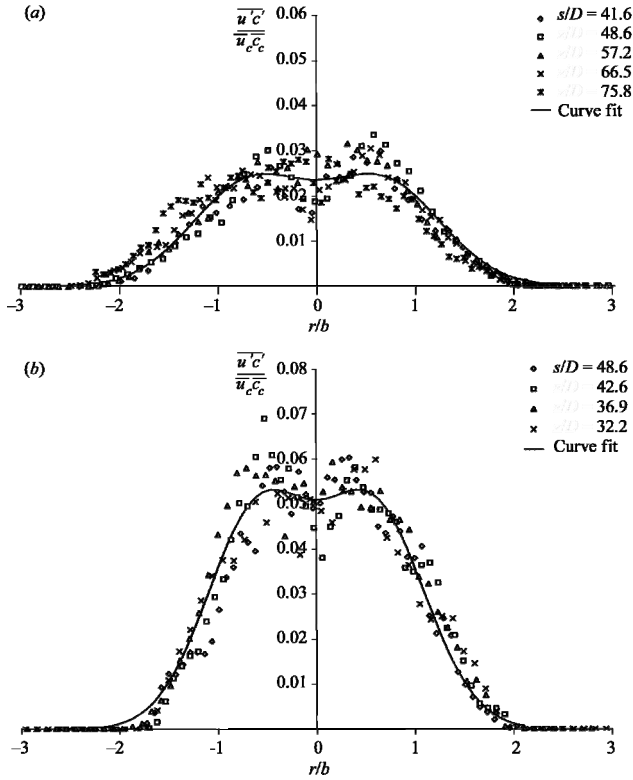


図-3 $\overline{u'c'}$ の分布とその近似曲線³⁾: (a)噴流(b)プルーム

$$\frac{d}{ds}(b^2 \bar{u}_c) = -2B \bar{v} \Big|_{r=B} = 2E \quad (21)$$

$$\frac{d}{ds} \left[(1 + k_c) \frac{\lambda^2}{1 + \lambda^2} b^2 \bar{u}_c \Delta \bar{c}_c \right] = -b^2 \bar{u}_c \frac{dc_a}{ds} \quad (22)$$

$$\frac{d}{ds} \left[(1 + k_m) b^2 \bar{u}_c^2 \right] = -2\lambda^2 b^2 g \frac{\Delta \bar{p}_c}{\rho_0} \sin \theta \quad (23)$$

$$\frac{d}{ds} \left[(1 + k_m) b^2 \bar{u}_c^2 \cos \theta \right] = \frac{d\theta}{ds} \sin \theta (k_v b^2 \bar{u}_c^2 - E^2) \quad (24)$$

$$dx/ds = \cos \theta \quad (25)$$

$$dz/ds = \sin \theta \quad (26)$$

ここで式(21)は連続方程式，(22)はスカラー保存式，(23)と(24)はそれぞれsとx方向運動方程式である。式(25)と(26)は自然座標系(s, r, ϕ)とデカルト座標系(x, y, z)との関係から立てられた微分式で，デカルト座標系に密度噴流中心軸を表示する際に必要となる。

式(21)～(26)の常微分連立方程式は既往のコーン状コントロールボリュームに基づいて導かれた積分モデル¹⁾⁹⁾と比べると，主に二つのところで異なる。一つ目は，既往モデルにおいて式(24)の右辺はゼロとなっているが，ここでは曲率 $d\theta/ds$ に依存する関数となっている。

表-1 噴流の係数A, k, η_w と η_0

f	A	k	η_w	η_0
$\sqrt{u'^2}/\bar{u}_c$	0.2151	83.46	0.105	0.0732
$\sqrt{v'^2}/\bar{u}_c$	0.1513	75.49	0.105	0.0767
$\sqrt{u'c'}/(\bar{u}_c \bar{c}_c)$	0.0228	143.10	0.105	0.0679

表-2 プルームの係数A, k, η_w と η_0

f	A	k	η_w	η_0
$\sqrt{u'^2}/\bar{u}_c$	0.2361	113.40	0.106	0.0722
$\sqrt{v'^2}/\bar{u}_c$	0.1533	90.51	0.106	0.0758
$\sqrt{u'c'}/(\bar{u}_c \bar{c}_c)$	0.0482	183.60	0.106	0.0589

コーン状コントロールボリュームで式を誘導する時に一般的に曲率を無視するからである。s軸の曲率半径が無限大であれば式(24)の右辺がゼロとなり，既往モデルと一致するが，斜め下(または上)に周囲流体より軽い(または重い)流体を放流した場合，密度噴流は初期流速の勢いを以って一旦最も低い(または高い)地点に到達してから今度は浮力の作用で上(または下)に折り返してくる。このような場合，折り返し地点の曲率が大きいので，式(24)の右辺が精度の向上に寄与すると思われる。二つ目の違いは既往モデルに比べて本モデルに k_v ， k_m と k_c の三つの係数が含まれる。

なお，係数 k_v ， k_m と k_c は次式で算出される：

$$k_v = \int_0^B \overline{v'^2} r dr \div \int_0^B \bar{u}^2 r dr \quad (27)$$

$$k_m = \int_0^B (\overline{u'^2} - \overline{v'^2}) r dr \div \int_0^B \bar{u}^2 r dr \quad (28)$$

$$k_c = \int_0^B \overline{u'c'} r dr \div \int_0^B \bar{u} \bar{c} r dr \quad (29)$$

乱流フラックスを無視し，係数 k_v ， k_m と k_c をすべてゼロとすれば，式(21)～(26)は今までのコントロールボリューム法に基づいたさまざまな積分モデルとは形が異なっても本質的に同じになる。式(20)に表-1と表-2の係数を代入して積分すると k_v は0.118(Jet)→0.104(Plume)， k_m は0.10(JetとPlumeは同じ)， k_c は0.08(Jet)→0.15(Plume)となる。よって，乱流輸送による運動量フラックスは平均流による運動量フラックスに占める割合は10%程度である。受動スカラー(塩分，温度，その他)フラックスにおいてこの割合は8～15%程度である。乱流フラックスをモデルに取り入れることで，従来の積分モデルに比べ，まずは10%程度の精度向上を期待したい。

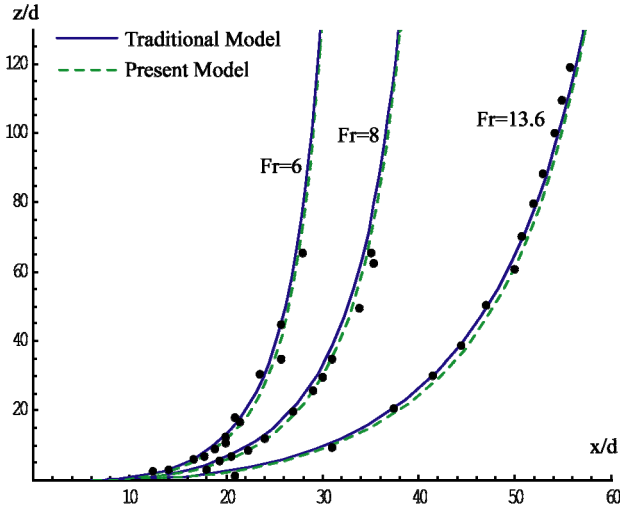


図-4 中心軸データ⁸⁾による連行係数のチューニング

4. 検証

方程式系(21)～(26)を閉じるためには、まずは式に含まれる係数 E , λ , k_v , k_m と k_c を既知数か他の主変数で表さなければならない。これらの係数は噴流からブルームまで大きく変化するものもあれば、ほとんど変わらないものもある。 k_v と k_m はほとんど変わらないので、その平均値を採用する。すなわち

$$k_m = 0.10 \quad (30)$$

$$k_v = [0.118(\text{Jet}) + 0.104(\text{Plume})]/2 = 0.11 \quad (31)$$

λ は 1.23(Jet) $\rightarrow$ 1.04(Plume), k_c は 0.08(Jet) $\rightarrow$ 0.15(Plume)と変化しているので、ローカルフルード数 $F_L (=|u_c|/\sqrt{gb\Delta\rho_c/\Delta\rho_0})$ と関連付けて実験データからその近似曲線を求める。よって、

$$\lambda = \text{Min}(1.23 - 1.42/F_L^{3/2}, 1.04) \quad (32)$$

$$k_c = \text{Max}(1.08 + 1.03/F_L^2, 1.15) \quad (33)$$

E の正体は $-B\bar{v}|_{r=B}$ である。図-2からもわかるように、密度噴流境界あたりで主流方向流速または濃度差の勾配が非常に小さいので、ある閾値を以って境界とするのは誤差が入りやすく現実的ではない。つまり実半径 B もそこにおける流速 $\bar{v}|_{r=B}$ もそのままでは扱い難いのである。

これは普通 $E = v_e b$ と置き換えられる。特性幅 b は主流方向流速の近似曲線で求められる。一方、 v_e は連行速度と呼ばれ、中心軸流速値 $\bar{u}_c$ に比例することが実験より確認されている。比例係数 α を連行係数と定義し、実験データから最適値を求めると、一般的に0.057(Jet) $\rightarrow$ 0.083(Plume)となる。よって、

$$E = v_e b = \alpha \bar{u}_c b \quad (34)$$

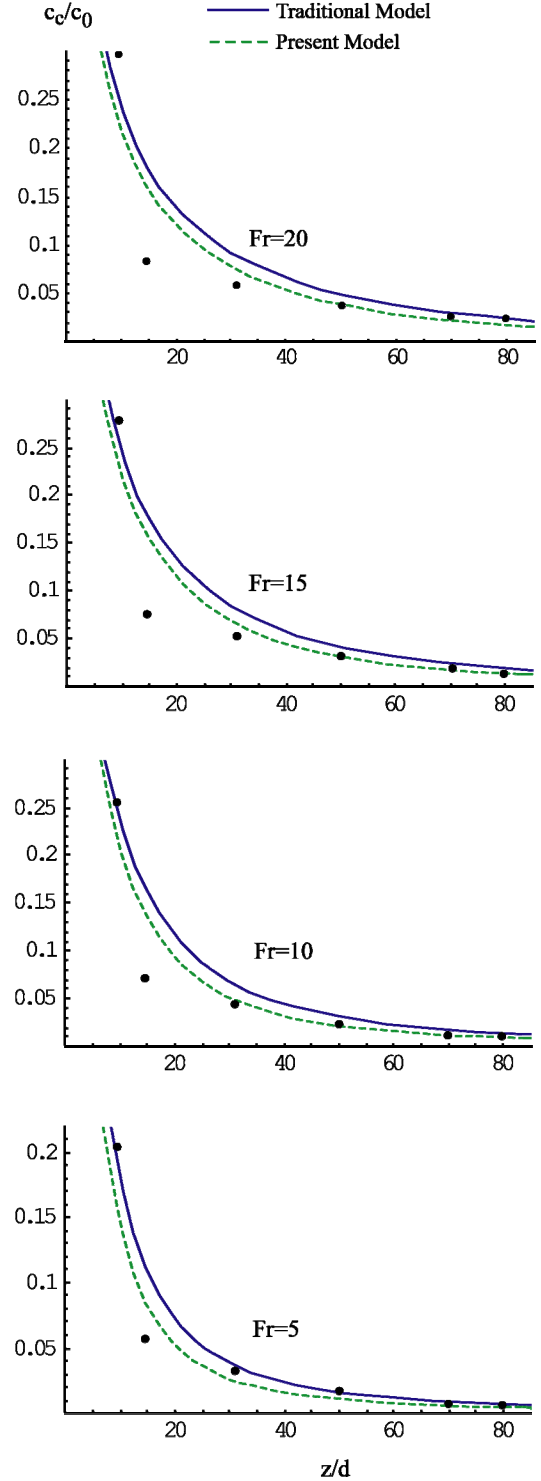


図-5 中心軸濃度⁸⁾の減衰比較

$$\alpha = \text{Max}(0.057 + 0.97 \sin \theta / F_L^2, 0.083) \quad (35)$$

ただし、式(35)は乱流輸送を無視した場合の連行係数であり、本モデルに適用する時に、多少の修正が必要である。予測中心軸が実験データ⁸⁾に最も近づくように最適値を求め、本研究は次式を提案する。

$$\alpha = \text{Max}(0.068 + 0.97 \sin \theta / F_L^2, 0.093) \quad (36)$$

連行係数は式(35)の値より10%程度割り増しにしている。

運動方程式において乱流輸送による運動量フラックスが平均流による運動量フラックスの10%程度を占めているので、乱流輸送を無視した場合と同じような中心軸を描くために、連行量も10%程度増やす必要があると考えられる。この思考の下で作られた式(36)は期待通り、図-4に示されるように既往モデルとほぼ同じ中心軸を計算している。なお、図-4中のFrは放流口におけるフルード数で、 $Fr = u_0 / \sqrt{gD\Delta\rho_c / \Delta\rho_0}$ で定義される。ここで u_0 は初期流速、Dは放流口直径である。

連行係数は予測中心軸が実験データに最も近づくように求められているので、中心軸の予測値で既往モデルと比べても本モデルの予測精度が向上したかどうか判断し難い。しかし、濃度及び流速の計算結果により明確な違いが出てくるはずである。乱流成分をモデルに取り入れる分だけ、中心軸以外の濃度と流速の計算結果が現実に近い付くと考えられるからである。

放流フルード数Frが5, 10, 15, 20の場合の中心軸濃度を図-5に示す。実線が従来モデル、点線が本モデル、黒点が実験データ⁸⁾である。既存モデルも本モデルも計算結果は実験データによく一致しているとはあまり言えない。特に急カーブのところで乖離が大きい。しかし、計算曲線はある程度その減衰特性を反映している。さらに、全体的に乱流フラックスを考慮した本モデルは既存モデルに比べて、計算した濃度減衰曲線が実験データに近付いていることがわかる。

中心軸曲線において、計算結果と実験データとの一致度が高いのに、中心軸濃度曲線ではそれほどでもない。その主な原因は、第一に、前述のようにモデル係数は中心軸に着目して最適化されている。第二に、計測精度から考えて一般的に中心軸位置の測定よりも濃度測定の方が複雑で誤差が大きい。このほかに分子粘性と分子拡散の無視、軸対称近似、自己相似分布およびブーシネスク近似を適用するなど、無視したり近似したりしたところがある。これは本モデルと既往モデルの抱えている共通問題である。本モデルは乱流輸送効果を取り入れた分だけそれ相応の精度向上が確認できたが、さらなる改善のためにはそれらの無視や近似をした過程について考慮する必要があると考えられる。本モデルは中心軸が一次元の密度噴流の高精度計測データを用いたが、連行係数と乱流輸送係数の決定に大きな影響を及ぼすだけに、中心軸が空間二次元の密度噴流の高精度計測データが切に望まれる。

中心軸速度についても、本モデルと既存モデルの計算結果の間に濃度曲線と同様な傾向が見られた。軸方向流速は方向が中心軸に沿って変わるため、その測定は濃度の測定以上に誤差が入りやすい。そのために適切なデータが存在しないので、これ以上議論しない。

計測技術の発達と高精度化によって、密度噴流の乱流特性が計測実験により次第にわかってきた。計測実験によれば、乱流フラックスによる運動量の輸送は平均流のその10%、乱流フラックスによる受動スカラー(塩分等)の輸送は平均流のその15%にも達する²³⁾。本研究は伝統的な積分モデルで省略してきた乱流フラックスをモデルに取り入れて静止流体環境に放流される密度噴流の予測精度を高めようとした。乱流フラックスをモデルに導入するために、流体の基礎方程式を密度噴流中心軸を一つの軸とする自然座標系に展開してレイノルズ平均操作を施し、自己相似分布と軸対称近似の下で噴流横断面にわたって積分操作を行う手法が用いられた。中心軸位置の予測精度を既存モデルと同程度に保持した上に、中心軸濃度の予測結果を既存モデルと比べた。劇的な精度向上が見られないものの、若干の改善が確認できた。ここでは中心軸が一次元の密度噴流の乱流計測データを二次元の密度噴流に適用しているが、中心軸が二次元の密度噴流の高精度な乱流計測データが増えれば、更なる精度の改善が見込めるであろう。精度向上のほか、乱れ項が式中に組み込まれ、乱流フラックスの働きがより明確に見えた点も本研究の一つの成果である。

参考文献

- 1) Fan, L. N., and Brooks, N. H.: Numerical solutions of turbulent buoyant jet problems, *Report No. KH-R-18*, Calif. Inst. of Technology, Pasadena, Calif., 1969.
- 2) Papanicolaou, P. N., and List, E. J.: Investigations of round vertical turbulent buoyant jets, *J. Fluid Mech.*, Vol. 195, pp.341-391, 1988.
- 3) Wang, H., and Law, A. W.-K.: Second-order integral model for a turbulent buoyant jet, *J. Fluid Mech.*, Vol. 459, pp. 397-428, 2002.
- 4) Hussein, H. J., Capp, S. P., and George, W. K.: Velocity measurements in a high-Reynolds-depth, *J. Fluid Mech.*, 94, pp.275-304, 1994.
- 5) 新井信一, 長尾昌朋, 上岡充男と新井孝法: 海底に落下する密度噴流の拡散現象, *海洋開発論文集*, Vol. 15, pp. 415-420, 1999.
- 6) Yuan, L. L., Street, R. L. & Ferziger, J. H.: Large-eddy simulation of a round jet in crossflow, *J. Fluid Mech.*, Vol.379, pp.71-104, 1999.
- 7) Rudman, M.: Numerical simulation of a jet in across flow, in *intl. colloq. on jets*, Melbourne, AU, CISRO.
- 8) Hirst, E. A.: Buoyant Jets with Three Dimensional Trajectories, *J. Hydr. Div.*, ASCE, Vol.98(11), pp.1999-2014, 1972.
- 9) Bemporad, G. A.: Simulation of Round Buoyant Jet in Stratified Flowing environment, *J. Hydr. Engrg.*, ASCE, Vol.120(5), pp.529-543, 1994.
- 10) Shabbir, A., and George, W. K.: Experiments on a round buoyant plume, *J. Fluid Mech.* 275, pp.1-32, 1994.

(2006. 9. 30受付)

5. 結論