

# 浮力を伴うヘリウム拡散現象の乱流数値解析\*

杉山 均<sup>1)</sup> 加藤 直人<sup>1)</sup> 大内 晶滉<sup>1)</sup> 最上 沙織<sup>2)</sup> 寺田 敦彦<sup>3)</sup> 日野 竜太郎<sup>3)</sup>

## Numerical Analysis of Turbulent Buoyant Helium Plume by Algebraic Reynolds Stress and Turbulent Mass Flux Models

Hitoshi Sugiyama Naoto Kato Masahiro Ouchi Saori Mogami Atsuhiko Terada Ryutaro Hino

Numerical analysis has been performed for vertical buoyant turbulent flow of air-helium mixture plume in open space by using algebraic Reynolds stress model and algebraic turbulent mass flux model. Calculated results are compared with the experimental data of velocity profile, helium concentration and Reynolds stresses in order to confirm the validity of the presented algebraic turbulent mass flux model. Although the agreement is certainly not perfect especially for vertical normal stress, the main features, which are accelerated flow, rapid diffusion of helium and periodic puff cycles induced by Rayleigh-Taylor instability, are reasonably predicted by the presented algebraic turbulent mass flux model.

### KEY WORDS: Heat・Fluid, Helium, Modeling, Computational fluid dynamics

Turbulent flow, Buoyant force, Froude number, Mass transfer (D1)

#### 1. 緒 言

浮力を伴う現象は、工学分野ばかりでなく自然現象でも遭遇する身近な現象である。工学分野ではラジエーターなど熱交換器に代表される自動車工学をはじめ、熱反応を伴う化学工学、シビアアクシデント時の水素漏洩挙動に関する原子力工学、船の安定性に関する船舶工学など多岐分野に渡る。自然現象でも上昇気流による積乱雲の発生、火災に伴う煙の拡散、火山噴火による噴煙拡散など身近な現象として存在する。

浮力は気体、流体を含む当該物質密度とそれを取り囲む周囲物質密度との差により生成される。浮力は、大別して温度変化による密度差による浮力と等温場における当該物質と周囲物質との密度差により生成される浮力とに分類でき、浮力を伴う現象に関する多くの研究成果が報告されている。

本研究では等温場での密度の異なる気体による浮力場を対象とする。特に水素、あるいはヘリウムなど密度の非常に小さな気体が、空気中に拡散された高浮力流れ場を対象とする。この種の研究は、実験、解析ともに報告されているが、水素に関しては安全性の問題から報告例は少ない。一方、ヘリウムは安全で物性値も水素に類似していることからヘリウムに関する実験は多数報告されている。Kasyapら<sup>(1)</sup>は、長さ10m、直径31.8mm、19.1mmの二種類の円管から空気中に垂直に噴出され

\* 2018年10月2日受理。

1) 宇都宮大学大学院工学研究科 (321-8585 宇都宮市陽東 7-1-2) (E-mail:sugiyama@cc.utsunomiya-u.ac.jp)

2) 富士電機機器制御(株) (369-0192 鴻巣市南 1-5-45)

3) (国研)日本原子力研究開発機構 (311-1393 東茨城郡大洗成田町 4002)

るヘリウム濃度をレインボ・シュリーレン法と呼ばれる測定法により、ヘリウム濃度の時間的変化を測定し周期的な渦放出が生成されることを報告している。Shenoyら<sup>(2)</sup>は、レインボ・シュリーレン法による濃度分布の計測法について報告している。同様の円管からのヘリウム噴流は、Subbaraoら<sup>(3)</sup>も計測し周期的な渦放出をレーザ・ドップラ流速計と可視化手法とを用いて報告している。また、Panchapakesan-Lumley<sup>(4)</sup>は、ヘリウム噴流において熱線風速計にてレイノルズ応力を計測している。

以上のようにヘリウム噴流の計測結果は数多く報告されているが、比較的高速でヘリウムが噴出された場合、ヘリウムは対流により移動し浮力の効果が顕著に現われるのは、噴出口からかなり下流域に限定されることになる。逆に噴出速度が非常に低速の場合には、流れの駆動力はヘリウムと周囲流体との密度差による浮力が支配的となる。すなわち対流支配のヘリウム噴流と密度差浮力支配のヘリウムブルームとに分類される。対流効果を極力抑えて密度差浮力支配の拡散メカニズムを評価するには、噴流より低速で放出されるブルーム拡散を計測することが必要となる。

密度差浮力支配のヘリウムブルームの場合、噴出口からの速度は低速であり乱流場を形成するにはスケールを大きくとることが必要である。この観点から、O'Hernら<sup>(5)</sup>は直径1mの円形断面の噴出口からヘリウムを放出し密度差浮力支配のヘリウムブルームを対象に乱流場での速度分布、ヘリウム濃度、レイノルズ応力の計測結果を報告している。実験に際して、速度にはPIV(particle image velocimetry)計測を、ヘリウム濃度計測にはPLIF(planar laser induced fluorescence)計測

を用いて加速流の生成，ヘリウム濃度の急激な拡散現象，ならびに Rayleigh-Taylor 不安定に起因する主流方向速度の周期的な変動を特徴的現象として報告している。

数値解析も多数報告されている。Sarikurt-Hassan<sup>(6)</sup>は，原子炉内に放出されたヘリウムの拡散を速度場，温度場も含め，LES(large eddy simulation)を用いて解析している。Maragkos<sup>(7)</sup>，DesJardin<sup>(8)</sup>は，O'Hern<sup>(9)</sup>らの実験結果を対象にLESにて解析し浮力による加速流，周期的速度変動，乱流特性量を良好に予測するがヘリウム濃度には差があることを報告している。Chung-Devaud<sup>(9)</sup>は，k-εモデル，LESを用いてO'Hern<sup>(9)</sup>らの実験を解析している。k-εモデルでは，計算格子間隔を密に取り，浮力項に関するモデル定数を変更することにより加速流，周期的速度変動，ヘリウム濃度を予測できることを報告している。

以上のように密度差浮力支配のヘリウムブルームでは，加速流など特徴的現象が報告されている。そこで，本研究ではO'Hern<sup>(9)</sup>らの実験を対象に非等方性乱流モデルである乱流物質流束モデルにて解析することを目的とする。乱流物質流束モデル構築の際に問題となる圧力・物質勾配相関項は，これまで報告した圧力・温度勾配相関項<sup>(10)</sup>を基礎としモデル定数についてはO'Hern<sup>(9)</sup>らの実験との整合性を根拠に試行計算により決定する。解析結果は計測値と比較しモデルの妥当性，特徴を明らかにする。この種の密度差浮力乱流場での解析手法の構築は，燃料電池自動車，水素ステーションなどにおける水素漏洩問題の対処に寄与する。

## 2. 解析手法

### 2.1 計算対象実験

解析対象としたO'Hern<sup>(9)</sup>らの実験装置概略図<sup>(6)</sup>を図1に示す。ヘリウムは，直径  $D = 1\text{ m}$  の円形断面から速度  $U_r = 0.325\text{ m/s}$  にて放出され放出口の周囲には直径  $2.02\text{ m}$  の円盤が設けられている。実験装置は  $6.1\text{ m}$  の正方形断面，高さ  $7.3\text{ m}$  の直方体空間に納められ，その上部には煙突が設けられている。円盤の外周は空間であり装置底部から空気を送風し微小速度の上昇流が円盤外周では形成されている。

### 2.2 支配方程式

運動方程式，ヘリウムの輸送方程式を無次元数にて書き改めると次式となる。

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial(U_i U_k)}{\partial X_k} = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial P}{\partial X_i} \right) + \frac{\partial}{\partial X_k} \left( \frac{1}{Re} \frac{\partial U_i}{\partial X_k} - \overline{u_i u_k} \right) + \frac{C}{Fr} \quad (1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial(U_k C)}{\partial X_k} = \frac{\partial}{\partial X_k} \left( \frac{1}{ReSc} \frac{\partial C}{\partial X_k} - \overline{u_k c} \right) \quad (2)$$

上式で  $U_i$  は  $X_i$  軸方向平均速度， $C$  はヘリウム濃度， $u_i u_j$  はレイノルズ応力， $\overline{u_k c}$  は乱流物質流束， $P$  は平均圧力， $\rho$  は密度を示している。各無次元数は，それぞれレイノルズ数  $Re = U_r D / \nu$ ，フルード数  $Fr = U_r^2 / gD$ ，シュミット数  $Sc = \nu / D_i$  で  $\nu$  は空気の動粘性係数， $D_i$  はヘリウムの拡散係

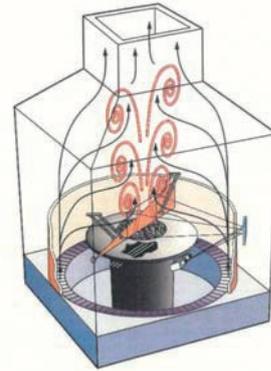


Fig.1 Schematic diagram of experimental apparatus

数である。代表速度，代表寸法には，放出口でのヘリウム流速  $U_r$ ，放出口直径  $D$  を用いた。運動方程式の右辺，最後の項は浮力による影響を示す項で  $Fr$  数が小さいほど，すなわち放出口速度が小さいほど浮力による影響が大きくなることを示している。

浮力を伴うレイノルズ応力，乱流物質流束の輸送方程式は，以下のように示される。式中  $p$  は圧力変動， $\lambda$  は物質拡散係数である。

$$\frac{Du_i u_j}{Dt} = - \left( \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial X_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial X_k} \right) + \frac{p}{\rho} \left( \frac{\partial u_i}{\partial X_j} + \frac{\partial u_j}{\partial X_i} \right) - \left( \overline{g_i u_j c} + \overline{g_j u_i c} \right) - \frac{\partial}{\partial X_k} \left[ \overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial X_k} + \frac{p}{\rho} (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j) \right] - 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial X_k} \frac{\partial u_j}{\partial X_k} \quad (3)$$

$$\frac{Du_k c}{Dt} = - \left( \overline{u_i u_k} \frac{\partial C}{\partial X_k} + \overline{u_k c} \frac{\partial U_i}{\partial X_k} \right) + \frac{p}{\rho} \frac{\partial c}{\partial X_i} + g_i \overline{c^2} - \frac{\partial}{\partial X_k} \left[ \overline{u_i u_k c} + \frac{p c}{\rho} \delta_{ik} - \nu c \frac{\partial u_i}{\partial X_k} - \lambda u_i \frac{\partial c}{\partial X_k} \right] - (\nu + \lambda) \frac{\partial c}{\partial X_k} \frac{\partial u_i}{\partial X_k} \quad (4)$$

上式を直接的に解くことは困難で，いくつかの項に対して

Table 1 Modeling of the pressure-strain correlation term

$\pi_{ij,1} + \pi_{ji,1}$	$-C_1 \frac{\epsilon}{k} \left( \overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right)$
$\pi_{ij,2} + \pi_{ji,2}$	$-\frac{C_2 + 8}{11} \left( P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) + \zeta k \left( \frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) - \frac{8C_2 - 2}{11} \left( D_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right)$
$\pi_{ij,3} + \pi_{ji,3}$	$-C_3 \left( P_{ij,c} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right)$
$\pi_{ij,w} + \pi_{ji,w}$	$C_1 = C_1^* + C_1^* f(L/X_w) \quad C_2 = C_2^* + C_2^* f(L/X_w) \\ \zeta = \zeta^* + \zeta^* f(L/X_w)$
$P_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial X_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial X_k}, \quad D_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial X_i} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_k}{\partial X_j},$ $P_k = -\overline{u_k u_i} \frac{\partial U_k}{\partial X_i}, \quad P_{j,c} = -\left( \overline{g_i u_j c} + \overline{g_j u_i c} \right), \quad P_c = -\overline{g_i u_i c},$ $f(L/X_w) = C_\mu^{3/4} k^{3/2} / \kappa \epsilon X_w$	

Table 2 Model constants of the pressure-strain correlation term

$C_1^*$	$C_2^*$	$\zeta^*$	$C_3^*$	$C_1'$	$C_2'$	$C_3$	$\zeta'$	$C_\mu$	$\kappa$
1.4	0.44	-0.16	-0.35	0.12	1.8	-0.1	0.09	0.42	

モデル化が必要である。各輸送方程式の対流、拡散項に対してはRodi近似<sup>(10)</sup>を用いて微分型から代数式として計算時間の効率化を図った。問題となるのはレイノルズ応力、乱流物質流束輸送方程式中の右辺第 2 項の圧力・歪相関項、圧力・物質勾配相関項である。

2.3 圧力・歪相関項、圧力・物質勾配相関項のモデル化

各相関項には密度差による浮力を考慮することが必要である。表 1, 2 に圧力・歪相関項のモデル式、および定数系、表 3, 4 には圧力・物質勾配相関項のモデル式、および定数系を示す。圧力・物質勾配相関項に関しては、温度も物質もスカラー量であることから、圧力・温度勾配相関項と同一モデルを用い浮力効果を加味する。表中  $\pi_{ij,3} + \pi_{ji,3}$ ,  $\pi_{ic,3}$  が浮力により新たに付加された項である。表 3 に物質変動成分  $\overline{c^2}$  のモデル式が示されているが、これは物質変動成分  $\overline{c^2}$  の輸送方程式に局所平衡状態を仮定し導出している<sup>(11)</sup>。浮力を考慮しない場合の圧力・歪相関項、圧力・温度勾配相関項の妥当性については別報<sup>(12)</sup>, <sup>(13)</sup>にて詳述した。浮力に関するモデル定数  $C_3$ ,  $C_{3c}$  に関しては、試行計算を実施してO'Hernらの実験との整合性からそれぞれ、1.8, 1.0 とした。

2.4 乱流エネルギー、乱流散逸輸送方程式

浮力生成により乱流エネルギー、乱流散逸輸送方程式についても浮力による生成項を加味する必要がある。本解析で用いた両輸送方程式を示す。

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial X_k} \left( \frac{\delta_{kj}}{Re} + c_s \frac{k}{\varepsilon} u_j u_k \right) \frac{\partial k}{\partial X_j} - u_i u_k \frac{\partial U_i}{\partial X_k} - g_i u_i c - \varepsilon \quad (5)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial X_k} \left( \frac{\delta_{kj}}{Re} + c_\varepsilon \frac{k}{\varepsilon} u_j u_k \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial X_j} - \frac{\varepsilon}{k} \left( c_{1\varepsilon} u_i u_k \frac{\partial U_i}{\partial X_k} + c_{3\varepsilon} g_i u_i c + c_{2\varepsilon} \varepsilon \right) \quad (6)$$

特に乱流散逸輸送方程式中の浮力による生成項の定数  $c_{3\varepsilon}$  については実験との整合性、計算の収束性を考慮し試行計算から 0.5 とした。その他の定数  $c_s$ ,  $c_\varepsilon$ ,  $c_{1\varepsilon}$ ,  $c_{2\varepsilon}$  については、それぞれ 0.22, 0.18, 1.44, 1.92 としている。

2.5 数値解析

図 2 に計算対象空間における計算格子、座標系、計算対象空間の寸法を示す。対象空間は直径 6.1m で高さ 2m の円柱空間とした。X<sub>1</sub> 軸方向には 68, X<sub>2</sub> 軸, X<sub>3</sub> 軸方向には 121 の総計 995,588 の格子点を設け物理量が大きく変化する放出口近傍では格子間隔を密に設定した。例えば、流れ方向の格子は等比数列で配置し無次元化した値で初項 0.0125, 公比 1.0237 とした。

O'Hernらはヘリウムの放出速度は、0.325m/s と報告しているが、彼らの速度等値線分布から 0.325m/s の位置は、放出口から 0.015m 付近に存在し、0.01m 近傍には 0.2m/s の等値線が測定されている。浮力は、Fr 数の定義から放出口速度の 2 乗で影響を受けることから、重要なパラメータである。この観点から、本解析では、放出口速度をより現実的と思われる  $U_r = 0.1\text{m/s}$  とし、100%濃度のヘリウムが一樣に放出される状態を放出条件として課した。これより  $Fr = 0.102 \times 10^{-2}$ ,  $Re$

Table 3 Modeling of pressure-mass gradient correlation term

$\pi_{ic,1}$	$-C_{1c} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i c} - C'_{1c} \frac{\varepsilon}{k} \left( \frac{\overline{u_i u_j}}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \right) \overline{u_j c}$
$\pi_{ic,2}$	$C_{2c} \overline{u_m c} \frac{\partial U_i}{\partial X_m} - C'_{2c} \overline{u_m c} \frac{\partial U_m}{\partial X_i}$
$\pi_{ic,3}$	$-C_{3c} g_i \overline{c^2}$
$\pi_{ic,w}$	$C_{1c} = C'_{1c} \{1 + C_{1c,w} \cdot f(L/X_w)\}$ $C'_{1c} = C''_{1c} \{1 + C_{1c,w} \cdot f(L/X_w)\}$ $C_{2c} = C'_{2c} \{1 + C_{2c,w} \cdot f(L/X_w)\}$ $C'_{2c} = C''_{2c} \{1 + C_{2c,w} \cdot f(L/X_w)\}$
$\overline{c^2} = -\frac{1}{C_{4c}} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_k c} \frac{\partial C}{\partial X_k}$ $f(L/X_w) = C_{\mu}^{3/4} k^{3/2} / \kappa \varepsilon X_w$	

Table 4 Model constants of pressure-mass correlation term

$C'_{1c}$	$C''_{1c}$	$C_{2c}$	$C'_{2c}$	$C_{3c}$	$C_{4c}$	$C_{1c,w}$	$C_{2c,w}$
3.9	-2.5	0.8	0.2	1.0	0.62	0.25	-0.46

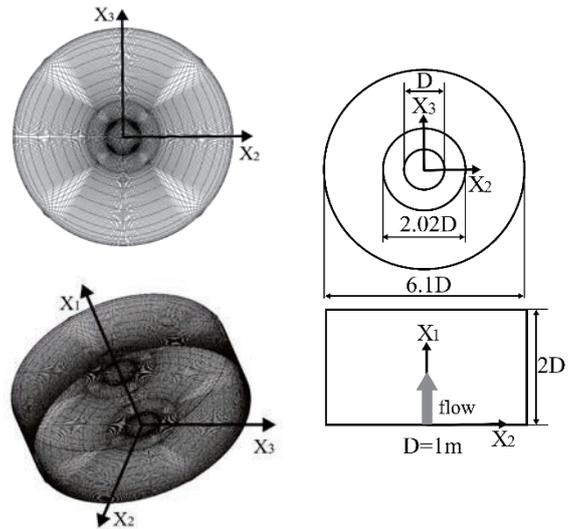


Fig.2 Grids layout, coordinate system and scale of numerical target

=6.58x10<sup>3</sup>となる。また、直径 2.02m の円盤外周には微小で一樣流れが存在するが、論文では明確な速度が報告されていないことから放出口速度の 3% の一樣速度を仮定した。Sc 数は Satti-Agrawal<sup>(14)</sup>により報告されているヘリウムの拡散係数値 0.744x10<sup>-4</sup>m<sup>2</sup>/s を用いて 0.21 であり計算対象空間外周の境界条件には自由流出条件を課した。また、非定常項は陽解法であり陽解法の場合、計算時間刻みは大きく取ることができず、クーラン数が 1 以下となるよう時間刻みを設定した。

O'Hernらは乱流エネルギーを主流、半径方向の垂直応力の計測値から乱流エネルギーの定義式より算出し等値線分布を報告している。その分布から放出口近傍では 0.1m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> であることから無次元化した  $k/U_r^2 = 10$  の値を放出口の境界条件として課した。散逸値に関しては、計測値は報告されておらず  $k^{3/2}/D$  に比例する値を仮定し 94.8 とした。

### 3. 結果と考察

数値解析では流れは時間的に変動するため、実験結果と比較する際には、速度分布の時間平均値が変化しないことを確認して実験結果と比較した。実験結果は有次元にて示されているが、両結果を比較する際には放出口速度  $U_r = 0.1\text{m/s}$  にて両結果を無次元化して比較した。

#### 3.1 平均速度分布の比較

図3は、主流方向平均速度を両結果にて比較した図を示している。実験結果から放出されたヘリウムは、周囲流体と混合し加速流を形成することが理解できる。最大速度は、放出口から  $X_1/D = 0.47$  から  $0.83$  の領域で放出口速度の30倍と非常に強い強度の加速流を形成している。対流支配のヘリウム噴流では認められない現象であり、密度差浮力支配のヘリウム拡散に特徴的な現象である。この加速流は、運動方程式の浮力項  $1/Fr = 980$  に起因している。解析結果は、その最大値は多少異なるものの同様の加速流を予測し、最大値の生成領域も実験に近い領域である。

図4は、水平方向平均速度を両結果にて比較した図である。両結果から放出口近傍で強い水平方向速度が生成されていることが理解できる。主流方向速度の加速流生成に誘起された流れと解釈できる。実験では絶対値の最大で6であるが解析でも同様な値を予測している。

#### 3.2 周期速度変動の比較

実験では  $X_1/D = 0.5$ ,  $X_2/D = 0.5$  の位置における主流方向速度の時間変化を PIV により計測し  $1.34\text{Hz}$  の周期的な速度変動があることを報告している。同時に、この周期速度変動は、高密度の流体は下降し、低密度の流体は上昇するという Rayleigh-Taylor 不安定性理論に起因することも報告している。こうした現象は、ヘリウムと周囲気体の空気との界面で顕著である。

図5は、実験と同じ位置での主流方向速度の時間的変化を示した解析結果である。縦軸は放出口速度  $U_r$  にて無次元化した主流方向速度、横軸は放出口速度  $U_r$  と放出口直径  $D$  にて無次元化した時間を示している。これより周期変動値を算出すると  $1.78\text{Hz}$  であり計測値とは多少差はあるが、周期的速度変動現象を再現している。差異要因として速度に直接的に影響を及ぼすヘリウム濃度分布の計測値との差異を指摘できる。

#### 3.3 ヘリウム濃度分布の比較

図6は、ヘリウム濃度の両結果を比較した図である。実験結果よりヘリウム濃度は、中心軸上の  $X_1/D = 0.7$  近傍では  $0.1$  の等値線が存在し急激に拡散している。こうした急激な濃度拡散現象は、浮力による加速流、乱流場での非等方性乱れに起因していると考えられる。層流場での水素の三次元空間への拡散実験においても同様の急激な現象が報告されている<sup>(15)</sup>。同時に、実験での特徴として放出口近傍に  $0.9$  の等値線は、計測されておらず放出口近傍でも急激な拡散が存在することを

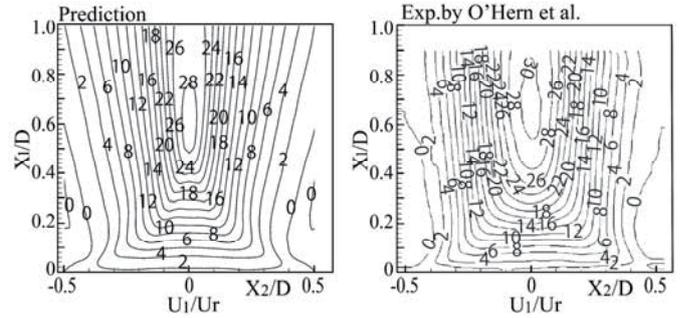


Fig.3 Comparison of streamwise velocity

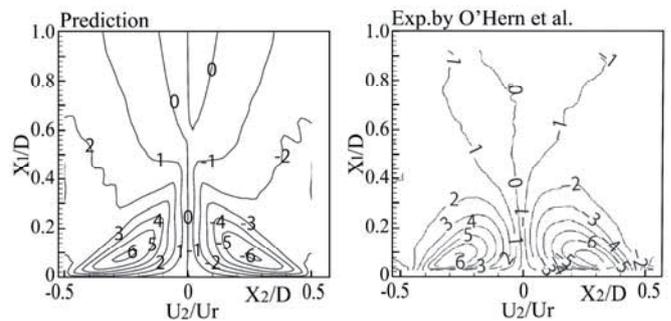


Fig.4 Comparison of horizontal velocity

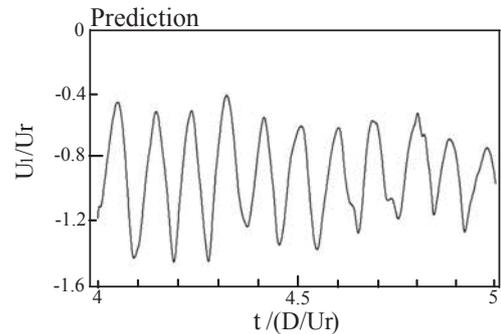


Fig.5 Time history of streamwise velocity

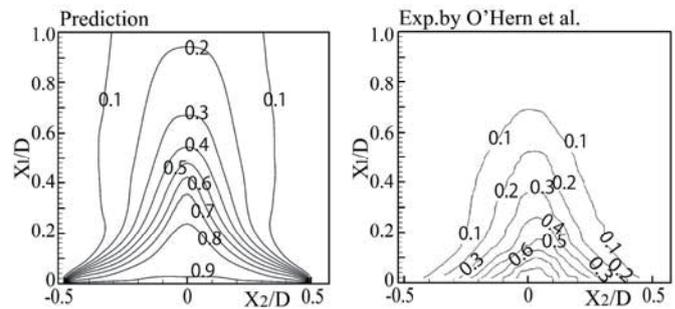


Fig.6 Comparison of helium concentration

指摘できる。実験にて  $0.9$  の等値線が計測されていない一つの要因として、放出口ですでに重い空気が流入し拡散が促進されていることを指摘できる。

数値解析は、実験値を大きく予測するが、ヘリウムの急激な

拡散現象は再現している。中心軸上の  $X_1/D = 0.7$  近傍で比較すると数値解析は実験の3倍程度の値を過大に予測している。一方、放出口近傍で解析は、放出口近傍に沿って0.9の等値線を予測しており、急激な拡散が放出口近傍でも発生することを予測している。解析では100%濃度のヘリウム放出を放出条件として課しているため0.9の等値線が消えることはない。

### 3.4 レイノルズ応力分布の比較

図7は、乱流エネルギー分布の両結果の比較図である。実験での乱流エネルギー分布は主流方向、半径方向の垂直応力の計測値から算出された値で、両結果とも放出口速度にて無次元化している。

乱流エネルギーは、流れが上昇するにつれ増加し、放出口近傍の中心領域では等値線が上に凸状の分布となることは共通している。最大値を比較すると、解析はその値を小さく予測し実験値は解析値の3倍程度の値を有している。

図8、9には、それぞれ主流方向の垂直応力  $\overline{u_1^2}$ 、水平方向の垂直応力  $\overline{u_2^2}$  の比較図を示す。実験との顕著な差異として主流方向の垂直応力  $\overline{u_1^2}$  分布を指摘できる。解析では比較的小さな応力値が  $X_1/D = 0.5$  まで領域を占め、その後、流れ方向に増加傾向を示す。実験では流れ方向に増加し、その最大値を比較すると7倍の差が認められ等値線分布も両者で異なる。

水平方向の垂直応力  $\overline{u_2^2}$  を比較すると、実験では放出口近傍に10の等値線が、最上部では25の等値線が計測されている。解析は、等値線分布に差はあるものの定量的には実験値を再現している。

水平方向垂直応力は、実験を定量的に再現するのに対し、主流方向垂直応力には顕著な差異が認められる。この差異要因として直接的に影響を及ぼす圧力・歪相関項中の浮力に関する再配分項  $\pi_{ij,3} + \pi_{ji,3}$  を指摘できる。この  $\pi_{ij,3} + \pi_{ji,3}$  項は、浮力により生成される  $P_c = -g_i u_i c$  を3軸方向に分配する役割を担っている。重力加速度は、 $X_1$  軸のみに作用することを考慮すると表1に示す  $\pi_{ij,3} + \pi_{ji,3}$  のモデル式から明らかなように  $\overline{u_2^2}$ 、 $\overline{u_3^2}$  の垂直応力は  $2C_3 P_c / 3$  の値を、 $\overline{u_1^2}$  は  $P_{1,c} = 2P_c$  の関係式から  $-4C_3 P_c / 3$  の値を得る。 $\overline{u_1^2}$  は一符号を考慮すれば、 $4C_3 P_c / 3$  の値を失い減少することになる。すなわち、 $\overline{u_2^2}$ 、 $\overline{u_3^2}$  の垂直応力は、 $\overline{u_1^2}$  から再配分項を通して  $2C_3 P_c / 3$  の値をそれぞれ得て増加するのに対して、 $\overline{u_1^2}$  は  $4C_3 P_c / 3$  の値を水平方向垂直応力に配分し減少することになる。

この時、定数  $C_3$  を小さくすれば、 $\overline{u_1^2}$  は増加して実験値に近づくが、水平方向の垂直応力は逆に実験値から離れることになる。定数  $C_3$  は再配分値を左右する定数と考えられる。本解析では、流れの特徴的現象を再現するよう  $C_3 = 1.8$  と設定した。従来、温度による浮力乱流場においては  $C_3 = 0.6$  が報告<sup>(16)</sup>されているが、0.6として解析すると実験での特徴的現象は再現できない。

図10は、せん断応力  $\overline{u_1 u_2}$  の両結果を比較した図である。実験よりせん断応力  $\overline{u_1 u_2}$  の分布は放出口近傍にて、符号の異なる

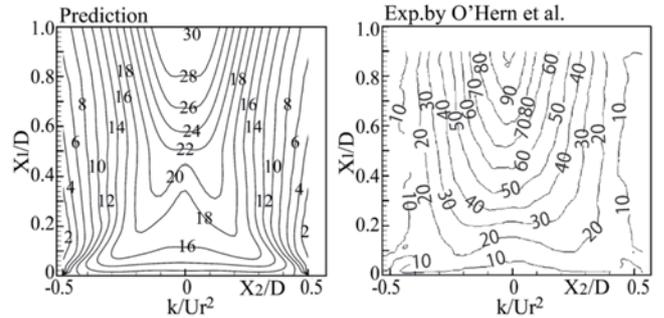


Fig.7 Comparison of turbulent energy

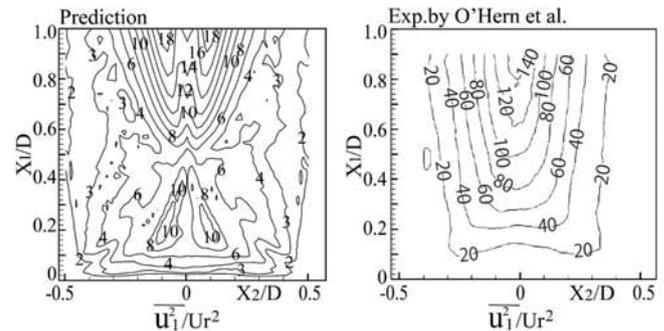


Fig.8 Comparison of streamwise normal stress

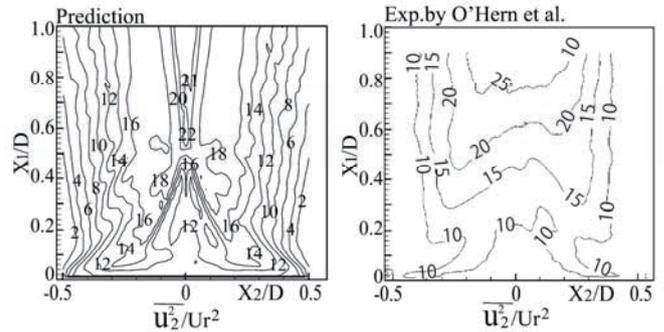


Fig.9 Comparison of horizontal normal stress

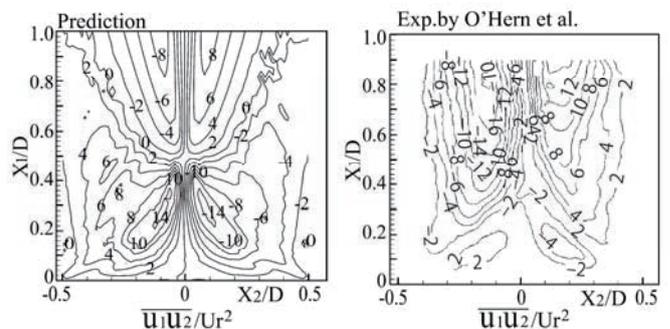


Fig.10 Comparison of shear stress

る異符号領域を形成すること、さらに下流の  $X_1/D = 0.4$  近傍以降の領域では放出口近傍での符号が逆転した異符号領域を形成することを特徴的現象として指摘できる。解析も零の等

値線を挟んで同様の分布を予測しているが、解析では放出口近傍での実験値を大きく予測している。こうした異符号領域の形成は主流方向速度分布に起因し、管路内乱流場でも計測と解析結果が報告されている<sup>(17)</sup>。すなわち、図3の主流方向速度等値線から  $X_1/D = 0.5$  近傍までは、等値線は中心部で僅かに突き出た凸状の分布を示すが、 $X_1/D = 0.5$  以降では、下に凸の分布を示すことが異符号領域の形成の要因と指摘できる。せん断応力の絶対値を比較すると、解析では上部領域より放出口側の領域にて高い値を予測している。上部領域での値を比較すると解析は実験値を小さく予測する傾向にあり実験値は解析値の2倍程度の値を有している。

以上のように、解析結果と実験結果との比較において、特に主流方向垂直応力分布に関して、実験結果を過少に予測し実験と顕著な差が認められた。乱流エネルギーの過少予測も主流方向垂直応力の予測に起因している。しかし、水平方向垂直応力、せん断応力分布に関しては、定量的に特徴的分布を予測している。

#### 4. 結 論

三次元乱流場におけるヘリウムブルーム拡散現象を、代数乱流物質流束モデルを用いて数値解析した。解析結果は実験結果と比較して以下の結論を得た。

- (1) ヘリウムは周囲空気と混合し密度差による浮力により放出口速度の30倍の加速流を形成するが、解析も同様の加速流を定性的、定量的に再現する。
- (2) ヘリウムと空気との界面にて Rayleigh-Taylor 不安定性理論により主流方向速度に周期的変動が計測されているが、解析も同様の現象を予測する。
- (3) ヘリウム濃度は、放出後に急激に拡散することが報告されているが、解析もヘリウム濃度の急激な拡散を再現するが、定量的に実験値を大きく予測する。この急激に拡散する現象は、浮力により加速された加速流に起因する。
- (4) 実験との顕著な差異として主流方向の垂直応力  $\overline{u_1^2}$  分布を指摘できる。この差異要因は、圧力・歪相関項中の浮力による再配分項に起因し、再配分項のモデル化、定数  $C_3$  に左右される。
- (5) 本研究にて構築した代数乱流物質流束モデルにて、主流方向の垂直応力に差が認められるものの、ヘリウム拡散現象の特徴的現象を予測することは可能である。

#### 謝 辞

本研究は、経済産業省資源エネルギー庁からの受託事業として実施した「平成30年度原子力の安全性向上に資する共通基盤整備のための技術開発事業(水素安全対策高度化)」(2018)の成果であり、ここに記して謝意を表する。

#### 参 考 文 献

- (1) Pasumarthi, K.S., Agrawal A.K.: Schlieren measurements and analysis of concentration field in self-excited helium jets, *Physics of Fluids*, Vol.15, No.12, pp.3683-3692 (2003)
- (2) Shenoy, A.K., Agrawal A.K., Gollahalli, S.R.: Quantitative evaluation of flow computations by rainbow schlieren deflectionometry, *AIAA Journal*, Vol.36, No.11, pp.1953-1960 (1998)
- (3) Subbarao, E.R., Cantwell, B.J.: Investigation of a co-flowing buoyant jet: experiments on the effect of Reynolds number and Richardson number, *J. Fluid Mech.*, Vol.245, pp.69-90 (1992)
- (4) Panchapakesan, N.R., Lumley, J.L.: Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. Part 2. Helium jet, *J. Fluid Mech.*, Vol.246, pp.225-247 (1993)
- (5) O'Hern, T.J., Weckman, E.J., Gerhart, A.L., Tieszen, S.R., Schefer, R.W.: Experimental study of a turbulent buoyant helium plume, *J. Fluid Mech.*, Vol.544, pp.143-171 (2005)
- (6) Sarikurt, F.S., Hassan, Y.A.: Large eddy simulations of erosion of a stratified layer by a buoyant jet, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.112, pp.354-365 (2017)
- (7) Maragkos, G., Rauwoens, P., Wang, Y., Merci, B.: Large eddy simulations of the flow in the near-field region of a turbulent buoyant plume, *Flow Turbulence Combust.*, Vol.90, pp.511-543 (2013)
- (8) DesJardin, P.E., O'Hern, T.J., Tieszen, S.R.: Large eddy simulation and experimental measurements of the near-field of a large turbulent helium plume, *Phys. of Fluids*, Vol.16, No.6, pp.1866-1883 (2005)
- (9) Chung, W., Devaud, C.B.: Buoyancy-corrected  $k-\epsilon$  models and large eddy simulation applied to a large axisymmetric helium plume, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol.58, pp.57-89 (2008)
- (10) Rodi, W.: A new algebraic relation for calculation the Reynolds stresses, *Z. Angew. Math. Mech.*, Vol.56, pp.219-221 (1976)
- (11) Launder, B.E.: On the effect of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum, *J. Fluid Mech.*, Vol.67, pp.59-81 (1975)
- (12) Sugiyama, H., Hitomi, D.: Numerical analysis of developing turbulent flow in a  $180^\circ$  bend tube by an algebraic Reynolds stress model, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol.47, pp.1431-1449 (2008)
- (13) Sugiyama, H., Akiyama, M., Nemoto, Y., Gessner, F.B.: Calculation of turbulent heat flux distribution in a square duct with one roughened wall by means of algebraic heat flux model, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol.23, pp.13-21 (2002)
- (14) Satti, R.P., Agrawal A.K.: Flow structure in the near-field of buoyant low-density gas jets, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol.27, pp.336-347 (2006)

- (15) 井上雅弘, 月川久義, 金山寛, 松浦一雄: 室内における漏洩水素の拡散に関する実験的研究, 水素エネルギーシステム, Vol.33, No.4, pp.32-43 (2008)
- (16) Launder, B.E., Reece, G.J., Rodi, W.,:Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure, J. Fluid Mech., Vol.68, pp.537-566 (1975)
- (17) 杉山 均, 小手森俊紀, 加藤直人, 寺田敦彦, 上地優, 日野竜太郎:円柱を有する矩形断面管路内の乱流構造解析, 自動車技術会論文集, Vol.46, No.2, pp.533-538 (2015)