CO₂ 軸対称噴流拡散場におよぼす周囲流の乱れの影響*長田 孝二^{*1}, 酒井 康彦^{*2}, 山口 卓哉^{*3}, 寺島 修^{*1}Effects of Freestream Turbulence on an Axisymmetric CO₂ Turbulent Jet Diffusion FieldKouji NAGATA^{*1}, Yasuhiko SAKAI, Takuya YAMAGUCHI and Osamu TERASHIMA^{*1}Department of Mechanical Science and Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi 464-8603 Japan

Effects of freestream turbulence on an axisymmetric CO₂ turbulent jet diffusion field is experimentally investigated. The composite probe consisting of two concentration-sensitive I-type hot-wires is used for the simultaneous measurement of instantaneous axial velocity and concentration. To measure grid turbulence without the jet, I- and X-type hot wire probes are used. The fractal square grid is used to generate freestream turbulence. The Taylor Reynolds number is $Re_\lambda = 80 \sim 160$. The results are compared with previous measurements in which weak freestream turbulence at $Re_\lambda \sim 35$ is generated by the classical biplane grid (regular grid). For both flows, the mesh Reynolds number based on the grid mesh size M and freestream speed U_0 is 6,000 and the jet Reynolds number based on the diameter d ($=3$ mm) of jet exit and relative velocity between freestream and exit velocity, $U_j - U_0$, is 5,000. The results show that profiles of normalized mean velocity and concentration in the CO₂ jet do not change at the present Re_λ in the freestream flow, while growth of half widths of mean velocity and mean concentration, turbulent intensity, turbulent mass flux and eddy diffusivity in the CO₂ jet are significantly increased under the effect of strong freestream turbulence. The eddy diffusivity in the CO₂ jet becomes approximately three times of that in the regular grid turbulence.

Key Words : Jet, Turbulence, Axisymmetric Flow, Turbulent Mixing, Freestream Turbulence

1. 緒 言

気中におけるガスの拡散現象を明らかにすることは、ガス混合装置の設計や大気中での汚染物質の拡散予測等と関連して重要である。静止した流体中にガスを噴出させた場合や乱れの無い周囲一様流中にガスを噴出させた場合については、これまでに多くの実験が行われており^{(1)~(5)}、噴流拡散場の性質が明らかにされている。しかし、乱れを有する周囲流中にガスが噴出された場合の噴流拡散場及び周囲流の乱れの影響については、これまでの研究ではほとんど明らかにされていない。大気中への汚染物質の放出のように乱流中へガスが放出される現象は数多く見られるため、噴流状態で放出されるガスの拡散に及ぼす周囲流の乱れの影響を明らかにすることは工学的に非常に重要である。

そこで、本研究では、フラクタル格子^{(6)~(8)}を用いて小型風洞内に比較的大きな乱流レイノルズ数 $Re_\lambda (= u' \lambda / \nu_{air})$: u' は主流方向速度変動 rms 値, λ は Taylor マイクロスケール, ν_{air} は空気動粘性係数) を有する乱流を生成し、この中に CO₂ ガスを噴出させた場合の噴流拡散場の性質を I 型熱線と二本用いる複合プローブ⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾を用いて測定

* 原稿受付 2010 年 7 月 7 日

^{*1} 正員, 名古屋大学大学院工学研究科 (〒464-8603 愛知県名古屋市千種区不老町)^{*2} 正員, フェロー, 名古屋大学大学院工学研究科^{*3} 名古屋大学大学院工学研究科

Email: nagata@nagoya-u.jp

Fig. 1 Schematic of experimental apparatus

した．測定結果を，正方格子により生成される低レイノルズ数 ($Re_\lambda \sim 35$)⁽⁹⁾の場合と比較し，噴流拡散場に及ぼす周囲流の乱れの影響について考察を行った．

2. 実験

2.1 実験装置

実験装置(テストセクション)の概略を図1に示す．風洞は吹出し型であり，送風機，ディフューザ，整流部，縮流胴，テストセクション，および排気部で構成される．テストセクションの断面は 300 mm × 300 mm である．テストセクション入口から 200 mm の位置に乱流格子を設置した．格子乱流の特性計測においては，原点を乱流格子中央にとり，下流方向を X ，鉛直方向を Y ，スパン方向を Z とした．

実験に用いるフラクタル格子は四角型^{(6)~(8)}とした．この格子の閉塞率は $\sigma = 0.25$ ，格子の厚さ比^{(6) (7)}は $t_r = 13.0$ ，有効格子間隔^{(6) (7)}は $M_{eff} = (4T^2/P)(1 - \sigma)^{1/2} = 18.77$ mm である．ここで， T^2 はテストセクションの断面積， P はフラクタルの周囲長である．格子面の中央に中空のパイプ(内径 $d = 3$ mm，外径 4 mm)を取り付け，CO₂ の噴出口とした．パイプ先端 ($x = 0$) は，流動場が発達した後の速度変動の減衰域である $X/M_{eff} = 60$ の位置とした．比較対象とした実験⁽⁹⁾では，正方格子を構成する棒(円柱)の直径が 3 mm，格子間隔が $M (= M_{eff}) = 15$ mm であり，乱流格子の閉塞率は 0.36 である．また，格子面の中央に設置された CO₂ 噴出パイプの内径が $d = 3$ mm，外径が 3.2 mm であり，パイプ先端 ($x = 0$) は，流動場が発達し速度変動の減衰域である $X/M_{eff} = 10$ の位置に設置された．噴流拡散場の測定における座標系は，CO₂ 噴流出口中心を原点とし，下流方向に x ，半径方向に r とした．

2.2 二本熱線プローブおよび校正方法

軸方向瞬間速度と瞬間濃度の同時測定には，I 型プローブ二本を平行に並べた複合プローブ^{(9) (10)}を用いた．熱線には銀被覆された白金線(ウォラストン線)を用い，真鍮製のブロングにはんだ付けした後，硝酸でエッチング処理を行い，銀を取り除いて受感部(直径 5 μ m，長さ 1 mm)とした．二本の熱線間の距離は互いに干渉しない約 0.4 mm とした．二本の熱線のうち一方を低加熱比 $\varepsilon_R = 0.2$ ，他方を高加熱比 $\varepsilon_R = 1.2$ とした．

プローブの較正には出口直径が 10 mm のノズルを使用した⁽⁹⁾．ノズルの側面にはノズル内の静圧を測定するために直径 0.7 mm の穴がけられており，圧力センサを用いてノズル内の静圧を測定した．ノズル内静圧と出口流速の関係をあらかじめ検定しておくことにより，ノズル出口における流速を求めた．プローブをノズル出口に設置し，ノズル出口流速を徐々に変化させ圧力センサと熱線出力を同時にサンプリングすることにより，熱線出力と流速の関係を求めた．熱線からの出力は CO₂ 濃度に依存するため，ノズルから噴出させる空気・CO₂ 混合気の濃度を変えて較正を行い，各濃度における熱線出力と速度の関係を求めた．

Fig. 2 Streamwise variations of the streamwise turbulence intensity

Fig. 3 Streamwise variations of the ratio of rms velocities

2.3 瞬間速度・瞬間濃度の同時測定方法

本研究では、空気および CO₂ ガス中での校正曲線が加熱比により逆転する性質⁽¹¹⁾を利用して、加熱比の異なる二本の熱線プローブからの出力から瞬間濃度と瞬間速度を求めた。詳細については文献 (9) を参照されたい。

2.4 実験条件

格子レイノルズ数 $Re_M = U_0 M_{eff} / \nu_{air}$ および噴流出口速度 U_J の主流に対する相対速度を用いた噴流レイノルズ数 $Re_J = (U_J - U_0) d / \nu_{CO_2}$ を正方格子を用いた過去の実験⁽⁹⁾と同じ $Re_M = 6,000$, $Re_J = 5,000$ とした。ここで、 ν_{CO_2} は CO₂ ガスの動粘性係数である。具体的には、主流速 $U_0 = 4.7 \sim 4.8$ m/s, CO₂ ガスの噴流出口速度 $U_J = 18 \sim 19$ m/s (いずれも室温により変化する) であった。

フラクタル格子乱流場の測定は、中心軸上 ($Y = Z = 0$) および乱流格子下流の三断面 ($X/M_{eff} = 60, 100, 150$) で行われた。噴流拡散場の測定は、中心軸上 ($r = 0, x/d = 0 \sim 100$) および噴流出口下流の三断面 ($x/d = 15, 30, 45$) で行われた。

格子乱流場の計測には I 型 (λ の測定) および X 型プローブを用いる熱線流速計を用いた。プローブはタンゲステン製であり (直径 $5 \mu\text{m}$)、自作である。流速計には Hayakawa 製の熱線流速計を用いた。噴流拡散場の計測には、2.2 節で述べた二本熱線プローブを用いた。いずれの場合もサンプリング周波数を 10 kHz, サンプリング点数を 262,144 (約 26 秒) とした。

3. 結果および考察

フラクタル格子乱流に関しては既往実験が少ない⁽⁶⁾⁽⁷⁾ため、その特性については十分に検討する必要がある。そこで、まず 3.1 節においてフラクタル格子乱流と正方格子乱流の特性の違いについて検討を行う。その後、3.2 節において、それぞれの乱流中における CO₂ ガスの噴流拡散場に関する検討を行う。

3.1 周囲流 (格子乱流) の特性

3.1.1 速度変動強度および乱れの等方性

主流速 U_0 で無次元化された主流方向速度変動強度 u'^2 の主流方向分布を図 2 に示す。図 2 より、正方格子乱流の場合、 $X/M_{eff} > 5$ の領域で u'^2 が指数減衰を示すのに対して、フラクタル格子乱流の場合には $X/M_{eff} > 50$ の領域で u'^2 が指数減衰を示すことがわかる。この傾向は、過去の風洞実験結果⁽⁶⁾⁽⁷⁾と一致する。なお、フラクタル格子乱流の場合は仮想原点の決定が困難である⁽⁷⁾ので、仮想原点を用いずに u'^2 の減衰特性を調べた結果、正方格子乱流の場合が $u'^2/U_0^2 \propto (X/M_{eff})^{-1.44}$, フラクタル格子乱流の場合が $u'^2/U_0^2 \propto (X/M_{eff})^{-1.75}$ であった。なお、図 2 中の左側の斜線が正方格子乱流、右側の斜線がフラクタル格子乱流を用いた場合の CO₂ 噴流拡散場の特性を調

Fig. 4 Vertical profiles of the streamwise turbulence intensity

Fig. 5 Streamwise variations of the integral length scale

Fig. 6 Streamwise variations of the Taylor microscale

べた領域 ($x/d = 0 \sim 100$) である。

主流および鉛直方向の rms 速度の比 u'/v' の主流方向変化を図 3 に示す。図 3 より、正方格子乱流とフラクタル格子乱流のいずれの場合も速度変動強度の減衰域では $u'/v' = 1 \sim 1.15$ 程度であることがわかる。なお、フラクタル格子乱流の一樣等方性については過去の風洞実験⁽⁶⁾⁽⁷⁾や DNS⁽⁸⁾で詳細に検討されており、速度変動強度の減衰域では従来の正方格子乱流と同程度の一樣等方性を有することが確認されている。

フラクタル格子乱流に対して、主流速 U_0 で無次元化された主流方向速度変動強度 u'^2 の鉛直方向分布を図 4 に示す。図 4 より、 u'^2 は鉛直方向にほぼ様な分布を示すことが確認できる。なお、CO₂ 噴出用パイプを取り付けた場合にも、乱流の一樣等方性の程度はほとんど変化しないことを確認した。また、速度変動の歪度や尖度に対しても噴出用パイプによる影響はほとんど見られなかった。

3.1.2 乱流の特性長

速度変動の自己相関関数を積分することにより求めた X 方向積分長さスケール L_{uX} の主流方向変化を図 5 に示す。図 5 より、正方格子乱流の場合には L_{uX} は速度変動強度の減衰域において増加するのに対して、フラクタル格子乱流の場合には L_{uX} は $X/M_{eff} > 50$ の速度変動強度の減衰域において一定に近い値をとることがわかる。また、フラクタル格子乱流における L_{uX} は正方格子乱流におけるそれよりも大きいことがわかる。これらの傾向は、過去の風洞実験結果⁽⁷⁾と定性的に一致する。

Taylor マイクロスケール λ の主流方向変化を図 6 に示す。ここで、 λ は $\lambda^2 = u'^2 / \overline{(\partial u / \partial x)^2}$ (: 時間平均) の関係式を用い、空間微分を Taylor の凍結仮説により時間微分に置き換えることにより求めた。図 6 より、正方格子

Fig. 7 Power spectra of streamwise velocity fluctuations in (a) regular grid turbulence and (b) fractal grid turbulence

Fig. 8 Streamwise variations of the turbulent Reynolds number

乱流の場合には λ が速度変動強度の減衰域において増加するのに対して、フラクタル格子乱流の場合には速度変動強度の減衰域 ($X/M_{eff} > 50$) における λ の増加率が非常に小さいことがわかる。過去の風洞実験結果⁽⁷⁾においては、 λ が主流方向にほぼ一定であることが報告されており、本実験結果もこれに近い傾向を示すことが確認された。なお、過去の $Re_M = 2,500$ に対するフラクタル格子乱流の DNS⁽⁸⁾では速度変動強度の減衰域において λ が下流方向に増加していることから、フラクタル格子乱流中で λ が主流方向に一定となるためにはより高い Re_M が必要であると推測される。

3.1.3 パワースペクトル

速度変動強度の減衰域における主流方向速度変動 u のパワースペクトル E_u を図 7 に示す。図 7(a) より、正方格子乱流の場合には E_u に $-5/3$ 乗則を示す領域がほとんどないのに対して、フラクタル格子乱流 (図 7(b)) の場合には $-5/3$ 乗則に近い領域が見られる。このことから、フラクタル格子乱流は正方格子乱流に比べて広い慣性領域を有することがわかる。

3.1.4 乱流レイノルズ数

乱流レイノルズ数 $Re_\lambda = \lambda u' / \nu$ の主流方向変化を図 8 に示す。図 8 より、正方格子乱流の場合には $Re_\lambda \sim 35$ であるのに対して、フラクタル格子乱流の場合には速度変動強度の減衰域において $Re_\lambda = 160 \sim 80$ であり、正方格子乱流に比べると非常に高い乱流レイノルズ数を有することがわかる。

Fig. 9 Axial variations of mean values

Fig. 10 Radial variations of mean values

3.2 噴流拡散場の特性

3.2.1 平均値

軸上平均流速 U_c の中心軸上変化を図 9(a) に示す．横軸は噴出口径 d で無次元化された下流方向距離 x/d を，縦軸は軸上平均速度 U_c の主流に対する平均相対速度 $(U_c - U_0)$ を噴出速度 U_J の主流に対する平均相対速度 $(U_J - U_0)$ で無次元化した値，およびその逆数を示している．図 9(a) より，いずれの場合も軸上平均流速の逆数は下流方向に直線的に増加することが確認できる．また，フラクタル格子乱流中のほうが平均流速の減衰が大きいことがわかる．

平均濃度 C の中心軸上変化を図 9(b) に示す．縦軸は噴流出口濃度 C_J で無次元化された平均濃度およびその逆数である．図 9(b) より，平均濃度の減衰に関しても平均流速の減衰と同様となっている．

軸方向平均流速 U および平均濃度 C の半径方向変化を図 10 に示す．縦軸は軸上における平均相対速度 $(U_c - U_0)$ あるいは平均濃度 C_c で無次元化された平均流速差 $(U - U_0)$ および平均濃度 C であり，横軸はそれぞれの断面における軸方向平均流速あるいは平均濃度の半値幅（それぞれ b_U, b_C ）で無次元化された半径方向距離である．無次元化された U および C の分布は経験的近似曲線として知られる Gauss 分布によく一致し，各断面とも相似な分布となった．したがって，主流の乱流レイノルズ数が $Re_\lambda = 100$ 程度の場合には，無次元化された平均分布形状にはほとんど変化がないことがわかる．

平均流速および平均濃度の半値幅 b_U, b_C の軸方向変化を図 11 に示す．それぞれの半値幅は噴出口径 d で無次元化されている．図 11 より，周囲流が正方格子乱流の場合に比べて，周囲流がフラクタル格子乱流の場合には半値幅の増加率が大きいことがわかる．このことから，周囲流がフラクタル格子乱流の場合には運動量およびスカラーの拡散がより顕著に起きていることが推測される．

Fig. 11 Axial variations of the half width of mean velocity and mean concentration

Fig. 12 Axial variations of rms values

3.2.2 rms 値および相対乱れ強度

軸方向速度変動の rms 値の中心軸上変化を図 12(a), (b) にそれぞれ示す．縦軸は相対速度 $(U_J - U_0)$ または噴流出口濃度 C_J で無次元化された rms 値およびその逆数である．図 12 より， $x/d > 10$ ではいずれの場合も rms 値の逆数が直線的に増加することがわかる．しかし，その傾きは主流乱れの影響により異なり，正方格子乱流の場合に逆数の傾きが大きくなる．すなわち，主流乱れが大きいフラクタル格子乱流の場合には，中心軸上における速度変動および濃度変動の rms 値の減衰が小さいことがわかる．

相対強度の軸上変化を図 13 に示す．縦軸は軸上における相対速度 $(U_c - U_0)$ あるいは平均濃度 C_c で無次元化された rms 値である．図 13 より，周囲流がフラクタル格子乱流の場合には，正方格子乱流の場合に比べて噴流中の相対強度が大きくなることがわかる．

rms 速度 u' および rms 濃度 c' の半径方向分布を図 14 に示す．縦軸は中心軸上における値 u'_c, c'_c で，横軸は半値幅 b_U, b_C でそれぞれ無次元化されている．図 14 より，無次元化された rms 速度 u' および rms 濃度 c' の半径方向分布は周囲流が正方格子乱流の場合⁽⁹⁾に比べて顕著な違いは見られなかった．

3.2.3 乱流物質フラックス

噴流出口相対流速 $(U_J - U_0)$ と出口濃度 C_J の積で無次元化された軸方向乱流物質フラックス $F = \langle uc \rangle / \{(U_J - U_0)C_J\}$ の中心軸上変化を図 15 に示す．図 15 より，フラクタル格子乱流の場合（プロット）には正方格子乱流の場合（プロット）に比べて F が増大し，乱流による軸方向の物質輸送量が増えていることがわかる．

Fig. 13 Axial variations of relative intensities

Fig. 14 Radial variations of rms values

ここで、こう配拡散の概念

$$\langle uc \rangle = -K_c \frac{\partial C}{\partial x} \quad (1)$$

が成立する際に x/d に比例する $F^{-1/2}$ の分布を図 15 中に示した．ここで、 K_c は物質の乱流拡散係数である．図 15 より、 $x/d = 10$ 以降ではどちらの場合も $F^{-1/2}$ は直線分布を示すので、本研究で対象とした流動場に対してもこう配拡散の概念が妥当であることがわかる．この分布から K_c を計算すると、周囲流が正方格子乱流の場合には $K_c = 3.6 \times 10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}$ であるのに対して、周囲流がフラクタル格子乱流の場合には $K_c = 1.3 \times 10^{-1} \text{ m}^2/\text{s}$ であり、 K_c の値がおよそ三倍になっていることがわかった．

軸方向乱流物質フラックス $\langle uc \rangle$ の半径方向分布を図 16 に示す．縦軸は軸上における相対速度 $(U_c - U_0)$ と平均濃度 C_c で、横軸は平均速度の半値幅 b_U でそれぞれ無次元化されている．図 16 より、軸方向乱流物質フラックスは周囲流が正方格子乱流の場合に比べて半径方向全域で値が大きくなっていることがわかる．また、この違いは下流に行くほど顕著になる．

3.2.4 結合確率密度関数

$x/d = 30$ の $r/b_U = 0, 0.47, 1.18, 1.65$ において測定された軸方向速度変動 u と濃度変動 c の結合確率密度関数を図 17 に示す．縦軸と横軸の変動はそれぞれの rms 値で無次元化されている．図 17 より、 u と c は中心軸上においては相関が弱い(図 17(a)) が、中心軸から外縁部に向かうに従い正の相関が強くなることが確認できる．また、中心軸から離れるに従い間欠性が強くなるため、ピークが負の速度変動・負の濃度変動の領域に移っていき、その値も大きくなることがわかる．紙面の都合上図を省略するが、この傾向は正方格子乱流の場合⁽⁹⁾と同様であった．

Fig. 15 Axial variations of axial turbulent mass flux F and $F^{-1/2}$

Fig. 16 Radial variations of axial turbulent mass flux

(a) $r/b_U = 0$

(b) $r/b_U = 0.47$

(c) $r/b_U = 1.18$

(d) $r/b_U = 1.65$

Fig. 17 Joint PDF of u and c

Fig. 18 Cospectra of u and c

3.2.5 コスペクトル

中心軸上における軸方向速度変動 u と濃度変動 c のコスペクトル Co_{uc} の分布を図 18 に示す．横軸は周波数 f (Hz)，縦軸は軸方向乱流物質フラックス $\langle uc \rangle$ で無次元化されたコスペクトルを示す．図 18 より，噴流の上流部ではコスペクトルは-2 乗に近い傾きを示し，下流では-7/3 乗に近い傾きを示すことがわかる．この傾向は周囲流が正方格子乱流の場合⁽⁹⁾と同様であるが，フラクタル格子乱流の場合にはより明瞭なべき乗則領域が存在することが示された．これは，図 7 に示した速度変動のパワースペクトルについて，フラクタル格子乱流中でより明確な-5/3 乗則領域が見られたことに対応すると考えられる．

4. 結 言

本研究では，フラクタル格子乱流中 ($Re_\lambda \sim 100$) に CO₂ ガスを噴出させた場合の噴流拡散場の性質を I 型熱線を二本用いる複合プローブを用いて測定した．測定結果を，正方格子により生成される低レイノルズ数の場合 ($Re_\lambda \sim 35$) と比較し，噴流拡散場におよぼす周囲流の乱れの影響について考察を行った．

本研究で得られたおもな結論は以下の通りである．

- (1) フラクタル格子によって， $X/M_{eff} > 50$ の領域で通常の格子乱流と同程度の一様等方性を有する乱流場が生成された．このとき，マイクロスケールに基づく乱流レイノルズ数は速度変動強度の減衰域において $Re_\lambda = 160 \sim 80$ であった．
- (2) フラクタル格子乱流場における積分長さスケールは正方格子乱流におけるそれよりも大きく，主流方向にほぼ一定の値を示した．この傾向は，フラクタル格子を用いた過去の研究結果と一致した．
- (3) 正方格子乱流の場合にはマイクロスケールは速度変動強度の減衰域において増加するのに対して，フラクタル格子乱流の場合には減衰域におけるマイクロスケールの増加率が非常に小さい．
- (4) 正方格子乱流の場合には速度変動パワースペクトルに-5/3 乗則を示す領域がほとんどないのに対して，フラクタル格子乱流の場合には-5/3 乗則に近い領域が見られた．
- (5) 噴流拡散場において，軸上における平均流速と平均濃度は，フラクタル格子乱流中のほうが速く減衰する．
- (6) 主流の乱流レイノルズ数が今回のように $Re_\lambda = 100$ 程度の場合には，無次元化された噴流拡散場の平均速度および濃度分布形状はほとんど変化しない．
- (7) 周囲流の Re_λ が大きい場合には，噴流中の速度変動と濃度変動の相対強度が大きくなる．
- (8) 周囲流の Re_λ が大きい場合には，噴流拡散場における軸方向乱流物質フラックスが増加する．
- (9) 噴流拡散場における物質の乱流拡散係数 K_c を評価した結果，周囲流がフラクタル格子乱流の場合には，周囲流が正方格子乱流の場合のおよそ三倍の値となった．

謝 辞

実験に協力いただいた石黒雄也氏 (名古屋大学) に感謝する。本研究の一部は、科研費 (22360076, 22360077) および独立行政法人日本学術振興会と英国 RS との二国間交流事業 (共同研究) による支援を得て行われた。

文 献

- (1) Way, J. & Libby, P. A., "Application of Hot-Wire Anemometry and Digital Techniques to Measurements in a Turbulent Helium Jet", *AIAA Journal*, Vol.9, No.8 (1971), pp.1567-1573.
- (2) Panchapakesan, N. R. & Lumley, J. L., "Turbulence Measurements in Axisymmetric Jet of Air and Helium. Part 2. Helium Jet", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.246 (1993), pp.225-247.
- (3) Brown, G. L. & Rebollo, M. R., "A Small, Fast-Response Probe to Measure Composition of a Binary Gas Mixture", *AIAA Journal*, Vol.10, No.5 (1972), pp.649-652.
- (4) 江良嘉信, "熱線利用による気体の濃度・速度の同時測定 (第 1 報, 測定原理)", 日本機械学会論文集 B 編, Vol.56, No.528 (1990), pp.2358-2363.
- (5) 山崎正和, 平沢信三, 城戸伸夫, 大屋正明, 永田勝也, "乱流自由噴流の拡散過程における密度の効果", 日本機械学会論文集 B 編, Vol.49, No.446 (1983), pp.2043-2052.
- (6) Hurst, D. & Vassilicos, J. C., "Scalings and Decay of Fractal-generated Turbulence", *Phys. Fluids*, Vol. 19 (2007), 035103.
- (7) Seoud, R. E. & Vassilicos, J. C., "Dissipation and Decay of Fractal-generated Turbulence", *Phys. Fluids*, Vol. 19 (2007), 105108.
- (8) Nagata, K., Suzuki, H., Sakai, Y., Hayase, T. & Kubo, T., "Direct Numerical Simulation of Turbulence Characteristics Generated by Fractal Grids", *International Review of Physics*, Vol.2, No.6 (2008), pp.400-409.
- (9) 酒井康彦, 長田孝二, 久保貴, 市野修平, 堀内健二, "熱線を用いた CO₂ 軸対称噴流拡散場の二成分瞬間速度・瞬間濃度の同時計測", 日本機械学会論文集 B 編, (2011), 受理.
- (10) Sakai, Y., Watanabe, T., Kamohara, S., Kushida, T. & Nakamura, I., "Simultaneous Measurements of Concentration and Velocity in a CO₂ Jet Issuing into a Grid Turbulence by Two-Sensor Hot-Wire Probe", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.22 (2001), pp.227-236.
- (11) Chassaing, P., "Heat Transfer from Cylindrical Anemometer Probes in CO₂-Air Mixtures", *The Physics of Fluids*, Vol.20, No.8 (1977), pp.1260-1262.