

超臨界圧力下における極低温同軸噴流の 3 次元数値解析

Three-dimensional Numerical Simulations of Cryogenic Coaxial Injections under Supercritical Pressure

- 武藤大貴, 九工大, 福岡県北九州市戸畑区仙水町 1-1, daiki.muto@gmail.com:
- 寺島洋史, 東大, 東京都文京区弥生 2-11-6, htera@rocketlab.t.u-tokyo.ac.jp:
- 坪井伸幸, 九工大, 福岡県北九州市戸畑区仙水町 1-1, tsuboi@mech.kyutech.ac.jp
- Daiki Muto, Kyushu Institute of Technology, 1-1, Sensui-cho, Tobata-ku, Kitakyushu, Fukuoka
- Hiroshi Terashima, The University of Tokyo, 2-11-6, Yayoi, Bunkyo-ku, Tokyo
- Nobuyuki Tsuboi, Kyushu Institute of Technology, 1-1, Sensui-cho, Tobata-ku, Kitakyushu, Fukuoka

Numerical simulations of cryogenic coaxial jet mixings under the supercritical pressure are carried out. The present study mainly focuses the effects of the recess on the coaxial mixing, and the simulations are performed in the flushed and recessed injector. A hybrid ILES/RANS method is applied in the present simulations. The results show that the recessed case enhances the density decay and the temperature increase on the central axis, indicating that recess improves the mixing. The distance of the two inner mixing layers is increased in the recessed case because the outer jets are deflected in the radial direction. On the other hand, there is no obvious difference on the distance of the two-outer mixing layers, i.e., the jet velocity spreading. The velocity fluctuation spectrum shows vortex pairing structures behind the inner post and demonstrates that the recessed injector induce a low frequency peak of the velocity fluctuation.

1. はじめに

酸素と水素を推進剤とする液体ロケットエンジンでは、同軸型の燃料噴射器が広く用いられている。内側噴射口からは極低温の液体酸素が低速で、外側環状噴射口からはガス状の水素が高速で噴射され、内側/外側噴流の間のせん断により燃料の混合、燃焼がなされる。噴射器近傍における混合と燃焼は、噴射器の作動・設計パラメータに対して敏感に変化する。同軸噴射器における代表的な設計パラメータとして、内側/外側噴流の運動量流束比、噴射速度比、噴射温度などの作動条件に加え、噴射器出口形状があげられる。これらのパラメータの選択は、燃料噴流のふるまいや混合を変化させ、その結果としてエンジンにおける火炎構造、また燃焼振動の発生にも大きく関わってくる⁽¹⁾。したがってロケットエンジンの性能と安全性の向上に対して噴流挙動の理解は重要なテーマであり、これまでに研究が行われてきている⁽²⁾⁻⁽⁷⁾。

液体ロケットエンジンにおける噴流の大きな特徴として、圧力が噴射燃料の臨界点を越えた超臨界圧力に達し、超臨界特有の熱力学特性が噴流に影響することが挙げられる。超臨界圧下の流体は非理想性の強い熱力学的特性をもち、その結果、表面張力は消失し、噴流の拡散は液滴微粒化よりも気体のような乱流混合に支配される^{(2),(3)}。また、Fig. 1 に示すように、圧力が臨界圧に近く、温度が臨界温度をまたぐような条件（遷臨界条件）では、比熱や密度が急激に変化することにより、噴流界面の不安定性が影響を受けたり⁽⁶⁾、噴流の下流で温度上昇の停滞領域が現れたりすることが知られている。このように超臨界圧力下の噴流は常圧下とは異なる特有のふるまいを見せる。また、同軸噴射器においては、噴射された流体の混合の予測と制御が重要となる。その混合の度合いの評価には、噴流のコア長さ（ダークコア長さ）が用いられることが多い。これまで実験により、運動量流束比に対するコア長さの変化が調べられており、亜臨界・超臨界におけるコア長さとの関係を整理した予測式も提案されている^{(8),(9)}。

同軸噴流・火炎の構造に対して、噴射条件に加え噴射口の形状も大きな効果を持つ。Fig. 2 に同軸噴射器の流れ場と噴射器の模式図を示す。同軸噴射器では、図に示すようにリセス長さや LOX ポストリップ厚さが重要な形状パラメータである。本報告ではリ

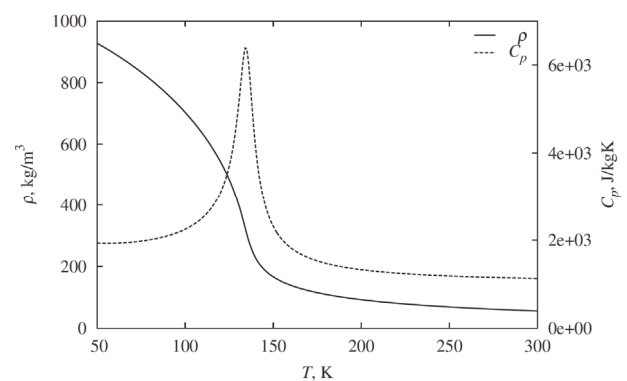


Fig. 1 Density and specific heat change near a critical point of nitrogen at the pressure is 4.0 MPa. Critical pressure and temperature of nitrogen are 3.4 MPa and 126 K, respectively.

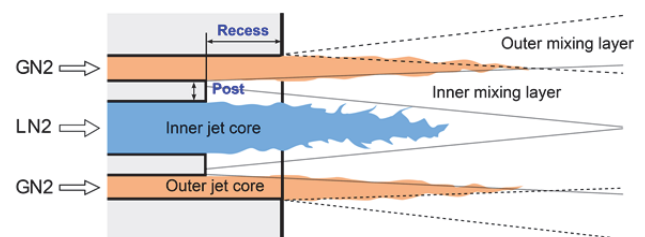


Fig. 2 Schematic the flow-field and geometrical parameters for coaxial injectors.

セスに着目する。リセスとは、内側噴射口を噴射器面からオフセットした形状のことで、内側噴射口直径程度の長さのリセスを設けることにより燃焼安定性を向上することが経験的に知られており、実用のロケットエンジンでも採用されている。液体ロケットエンジンにおけるリセスの効果については、Kendrickら⁽¹⁰⁾が実験により、リセスが火炎の拡がり拡大することを示した。噴流の特徴としては、定性的にはリセスにより混合が促進され、内側噴流コア長さは短くなる^{(11),(12)}。またリセスのもう1つの効果として、

内側噴流の振動を引き起こすことが挙げられる。リセスを付与することにより、波打ったような噴流の界面の様子が実験により観察されている⁽¹³⁾。Nunome ら⁽¹⁴⁾も水/空気同軸矩形管の噴流において、外側噴流の速度がある点を超えると内側噴流が大きく振動することを示した。線形安定性解析からは、リセスがあることにより、噴流が長波長変動に対して絶対不安定となりやすくなることが示されている⁽¹⁵⁾。Muto ら⁽¹⁶⁾は 2 次元数値解析により、リセスによりコア長さが短くなると同時に、リセス長さを大きくしてもコア長さの減少には下限があること、内側噴流にフラッピングのような挙動と、それに起因する低周波の速度変動が現れることを示した。しかし未だ理解は十分でなく、燃焼試験からはリセス長さを大きくすると突然、振動が発生すること⁽¹⁾、その一方で、リセスを付与してもその効果が得られなかったという報告も見られる⁽¹⁷⁾。リセスの噴流への効果は、噴射条件やその長さなどの条件により大きく左右されるものと考えられる。加えて、先で述べた同軸噴流におけるコア長さや運動量流束比の関係式においても、噴射器形状の効果が含まれていないことも課題として指摘されている⁽⁹⁾。

したがってこれからの噴射器設計において、噴射器形状の効果を噴流挙動の正確な理解に基づいて説明、整理することが重要といえる。本研究では、数値解析により超臨界圧力下の極低温同軸噴流におけるリセス効果を明らかにすることを目的に、リセスのあり・なしの 2 ケースにおける同軸噴流の 3 次元数値解析を行った。

2. 数値解析手法

本研究では、我々が開発した超臨界・極低温流体の解析コードを使用している⁽¹⁸⁾。基礎方程式は 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式である。対流項の空間離散化は AUSM 系スキームの一種である SLAU⁽¹⁹⁾で評価し、高次精度化として MUSCL 法に van Albada limiter を使用して 3 次精度とした。時間積分は LU-SGS 陰解法⁽²⁰⁾を使用し、内部反復により時間精度を確保している。超臨界流体の物性を評価するための状態方程式として、Soave-Redlich-Kwong (SRK) 状態方程式⁽²¹⁾を使用した。粘性係数および熱伝導係数は、それぞれ Zeberg-Mikkelsen モデル⁽²²⁾と Vasserman and Neodstup モデル⁽²³⁾により予測した。乱流の取り扱いとして、本解析ではハイブリッドILES/RANS法を採用している。壁近傍のRANS領域はSpalart-Allmarasモデル⁽²⁴⁾により乱流粘性を予測し、壁から離れた領域では陽的なSGSモデルを使用しないLES(ILES)解析を行っている。RANSとLES部の境界はtanh関数を使用したDDES⁽²⁵⁾ライクな方法により滑らかに乱流粘性を減衰させている。

3. 計算条件

3次元同軸噴流の数値解析を、Flushed ケース(リセスなし)、Recessed ケース(リセスあり)で行った。Fig. 3に本解析の計算領域の模式図を、Fig. 4に計算格子を示す。計算領域は内側噴射器、外側噴射器、チャンバからなり、Recessed ケースではさらにリセス領域が付与される。内側噴射口 D は直径 0.5 mm、外側噴射口の外径 D_o は 1.25 mm、ポスト高さ t は 0.125 mm である。チャンバ部は流れ方向に $300D$ 、半径方向に $50D$ の領域を持つ。Recessed ケースでは、今回はリセス長さを $2D$ とした。チャンバ部の格子点数は流れ方向に 451 点、周方向に 155 点、半径方向に 209 点で、全体の格子点数は Flushed ケースで 1600 万点程度である。壁面における半径方向の最小格子幅は、 $y^+ \approx 1$ の位置に格子点を置くよう与えている。噴射器壁は断熱非すべり壁とし、流入部には擾乱は与えていない。CFL 数は境界層外縁付近でおよそ 0.8 となるように設定し、内部反復を 5 回とすることで時間精度を確

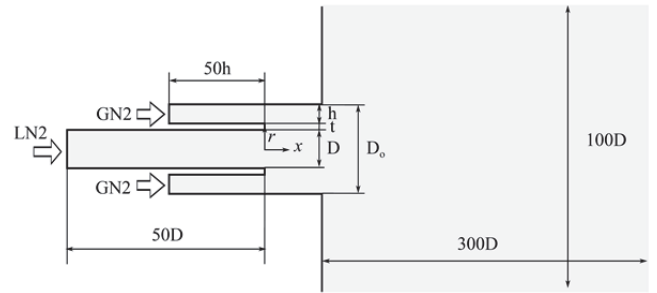
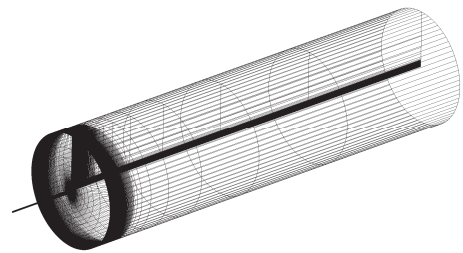
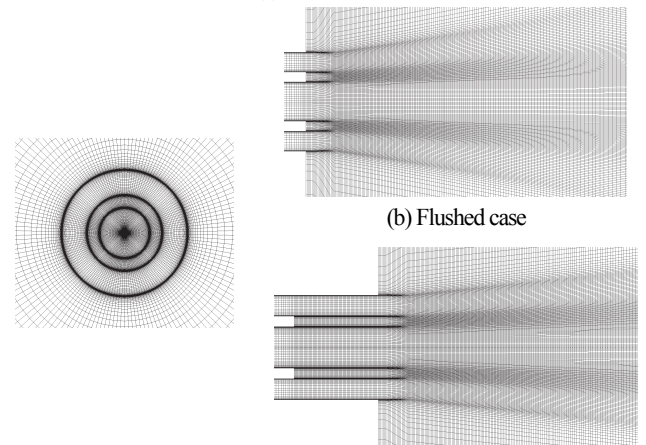


Fig. 3 Schematic of the computational domain.



(a) Overall view



(c) Recessed case

(b) Near injector view for the Flushed and Recessed case (every two grid points shown)

Fig. 4 Computational grid.

保した。計算条件を Table 1 に示す。作動流体は、内側・外側噴流ともに窒素である。圧力は窒素の臨界圧 3.4 MPa を超えた超臨界圧力となっている。内側噴射口から極低温窒素が噴射され、外側噴射口からガス状の常温窒素が噴射される。内側噴流温度は臨界温度以下であり、噴流温度が噴射後に臨界温度をまたぐ遷臨界条件となっている。なお、窒素の臨界圧力、密度、温度はそれぞれ、3.4 MPa、313.3 kg/m³、126.2 K である。

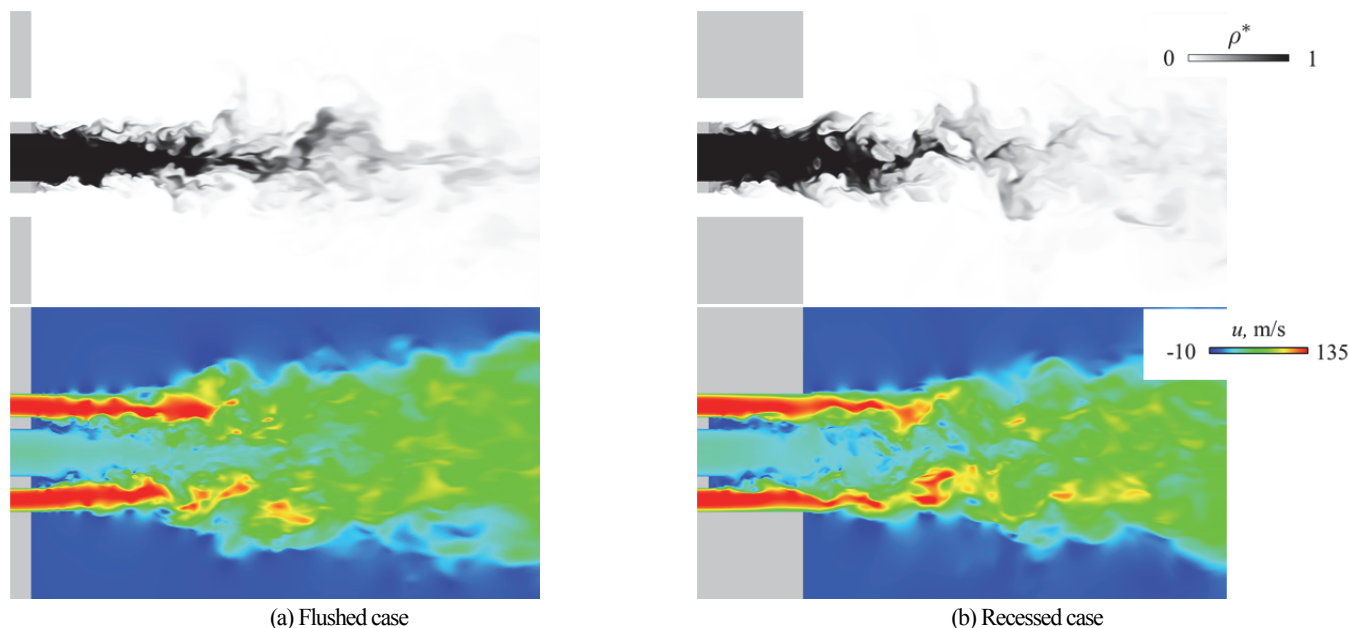
4. 結果

4. 1. 瞬間場

Flushed ケースと Recessed ケースの瞬間密度、速度分布を Fig. 5 に示す。密度は内側噴流の初期密度とチャンバでの密度で規格化している。内側噴射口ポストからは、Kelvin-Helmholtz 不安定に起

Table 1 Simulation condition.

	ρ , kg/m ³	T , K	p , MPa	u , m/s	$Re(\times 10^5)$
Inner	522.0	122.0		30.0	$Re_D=1.9$
Outer	56.0	300.0	5.0	130.0	$Re_{D_o}=4.8$
Chamber	56.0	300.0		0.0	



(a) Flushed case
(b) Recessed case
Fig. 5 Instantaneous fields of normalized density and velocity for the Flushed and Recessed case.

因する渦構造が放出，下流にいくにつれて成長する。この渦構造が，周囲の常温の流体を内側低温噴流に巻き込み，また渦構造が崩壊していくことで混合が進む。Recessed ケースでは，Flushed ケースと比べて，内側噴射口近傍のリセス領域では大きな違いは見えないものの，噴射器面から出たあとで高密度噴流の拡がりや周囲流体の巻き込みがやや大きくなっている。また内側噴射口ポスト背後では再循環領域が形成されている。

4. 2. 平均特性

密度・軸方向速度の半径分布をそれぞれ Fig. 6 と Fig. 7 に示す。半径方向の密度の拡がりを見ると，軸方向距離 $x/D=1.5$ では，Recessed ケースのほうがやや拡がり大きいものの，明確な差はみられない。それより下流の領域においては，Recessed ケースにおいて中心密度の減衰，拡がりが大きくなっている。すなわち，Recessed ケースにおいては，リセスの影響はリセス領域 ($x/D < 2.0$) では大きく見られないものの，噴射器を出てから効果が現れるように見える。速度分布を見ると，リセス領域である $x/D=1.5$ において，両ケースで外側噴流の速度は同程度に維持されている。Recessed ケースで，外側噴流は最大速度をとる位置がやや外側方向に移動するものの速度分布の傾き(速度勾配)は同程度である。したがって，内側噴射口近傍においては，混合層における混合の強さには大きな違いがないものと考えられる。 $x/D=3.0$ では，Recessed ケースで外側噴流の速度がやや高めに維持されていることが分かる。これは，リセス領域における壁の存在により，外側噴流が壁面に付着したまま流出するため，最大速度が保たれるとともに外側方向へやや偏向していることを示している。噴流の拡がりを見るために，Fig. 8 に外側混合層，内側混合層付近の軸方向速度の半値幅 (FWHM) を示す。まず内側混合層の半値幅からは，Flushed ケースは内側噴射口から低下しているのに対し，Recessed ケースでは $x/D=3$ 程度まで一定に保たれる。外側混合層でも同様に，Recessed ケースの半値幅の低下が， $x/D=2.5$ 程度までは抑えられている。これらはいずれも先に述べたように，外側噴流の向きが半径方向へ移動していることを示している。さらに，外側噴流の $x/D=2.5$ より下流の位置を見ると，両ケースの半値幅はほぼ一致し，下流における噴流の速度の拡がりには大きな違いがないことが分かる。

Fig. 9 に中心軸上の時間平均密度，温度を示す。なお横軸は内

側噴射口ポストからの距離である。またあわせて我々がこれまでに行った，同条件の 2 次元平行平板噴流の解析の結果⁽¹⁶⁾も示している。これより，ポテンシャルコア長さは両ケースで大きな違いは見られない。コア終端からの密度減衰は Recessed ケースのほうがやや大きく， $\rho^* = 0.5$ となる位置は Flushed ケースで 4.7，Recessed ケースで 4.2 となり Recessed ケースで周囲流体との混合が大きいことを示している。温度についても同様で，下流にすすむにつれ周囲流体との混合により温度が上昇するが，Recessed ケースのほうが温度の上昇が大きい。また，超臨界圧下における極低温流体の噴射では，周囲流体との混合により下流で流体温度が臨界温度をまたぎ，その点で比熱が急上昇することで温度の停滞領域が見られることが知られているが⁽¹⁸⁾，今回のケースでは，内側窒素の噴射温度が 122 K と臨界温度 126 K に近いため，温度の停滞領域は見られなかった。

2 次元平行平板噴流の結果と比較すると，2 次元結果のほうが密度の減衰が早い。これは 2 次元では，特にポスト背後領域で渦構造が過剰に強く現れ，その結果，内側噴流が強く巻き上げられて短くなるためである。また，リセスによる効果の現れ方が異なることが分かる。2 次元解析ではリセスによりポテンシャルコアの長さが大きく減少しているのに対し，3 次元ではポテンシャルコアの長さに大きな差異がない。2 次元解析でコア長さが短くなっているのは，高密度の内側噴流が中心軸を上下にまたぐフラッピングのような構造が現れ，これにより，統計的には内側噴流のコアが短くなった。3 次元同軸でコアの減少が見られていないということは，このようなフラッピング挙動が現れていないことを示している。可視化結果からも大きなフラッピングの挙動は見られなかった。

4. 3. 渦構造

Fig. 10 に Q 値の瞬間場を，図中の点における軸方向速度のパワースペクトルを Fig. 11 に示す。内側混合層内で渦構造が形成され，ペアリングを経て成長する。発達した渦構造の周波数は， $x/D=1.5$ の位置のスペクトルに示すように Flushed ケースで 74 kHz 程度である。また， $x/D=5.0$ 程度の下流において外側・内側混合層が干渉する。この周波数は 35 kHz 程度で内側混合層の渦構造の周波数のおよそ半分であり，これは干渉は主に内側混合層で発達した渦構造により引き起こされていることを示している。2 ケースの Q

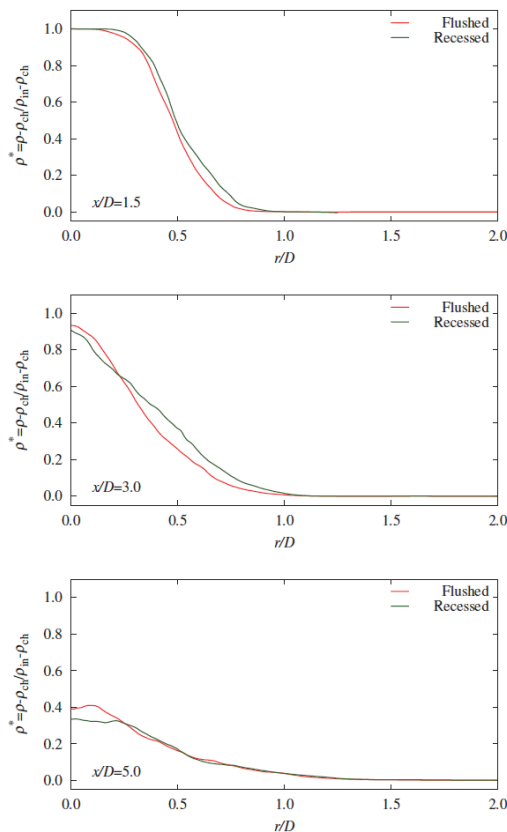


Fig. 6 Radial profile of mean density.

値を比較すると、Recessed ケースにおいて、外側・内側混合層の干渉が噴射器面のすぐ背後で起こっており、これはリセス領域で内側混合層の渦構造が十分に成長して放出されるためである。この影響で外側混合層におけるせん断層は噴射器面背後で早期に崩壊する。スペクトルをみると、Recessed ケースでは特に下流で低周波変動のピークが明確にあらわれる。これは、これまでに我々が 2 次元・平行平板噴流の数値解析で示してきたものと同様の傾向である⁽¹⁶⁾。しかし、先に述べたように、これが 2 次元では内側噴流のフラッピングのような挙動として現れていたのに対し、3 次元同軸ではこのような挙動は見られていない。噴流の挙動としてどのような違いが現れているかを明らかにするため、今後さらなる調査を行う。

5. まとめ

数値解析により、超臨界圧力下における極低温同軸噴流と、それにおけるリセスの効果について調査を行った。リセスにより、内側低温噴流の密度の減衰、温度の上昇が大きくなり、混合を促進していることが確認された。また外側噴流は、リセスに囲まれた領域の壁の存在により、壁に付着した状態で流出し、Flushed ケースと比べて半径方向にやや変更した。内側混合層では、リセスにより速度半値幅に違いが現れたのに対し、外側混合層では大きな違いが見られず噴流の全体の拡がりに対してはリセスの効果は小さかった。また 2 次元平行平板噴流の解析結果と比較すると、2 次元ではリセスによりポテンシャルコア長さの減少が見られたが 3 次元同軸ではコアの長さには大きな差異は見られず、2 次元で見られたようなフラッピング挙動は 3 次元では現れなかった。速度変動のスペクトルからは、リセスにより低周波の変動にピークが明確に現れることが分かった。

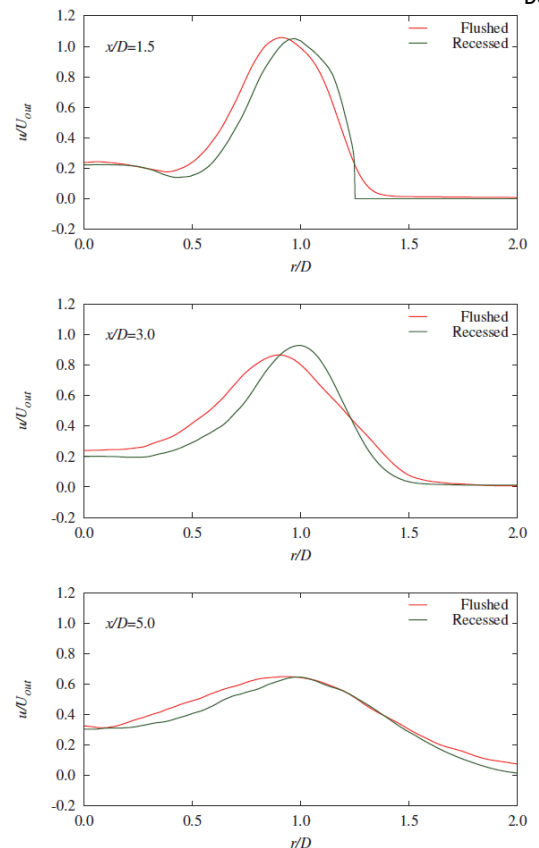


Fig. 7 Radial profile of axial mean velocity.

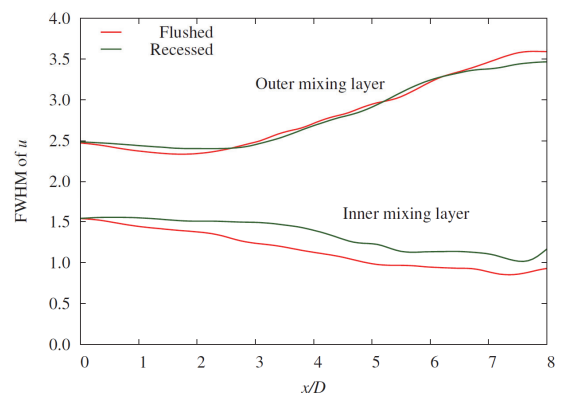


Fig. 8 Full width half maximum (FWHM) of axial velocity.

謝辞

本研究は科学研究費補助金(15H04202)、HPCI システム利用研究課題 (hp150133) の支援を受けて実施した。また計算処理は大阪大学サイバーメディアセンターの大規模計算機システムを利用した。また超臨界噴流に関しては、谷洋海博士 (JAXA) に貴重なご意見を頂いている。ここに感謝の意を表す。

参考文献

- (1) 田村洋, “液体ロケットエンジン噴射器内の流れと燃焼振動,” ながれ, vol. 24, (2005), pp. 307-314.
- (2) Mayer, W., Telaar, J., Branam, R., Schneider, G. and Hussong, J., “Raman Measurements of Cryogenic Injection at Supercritical Pressure,” Heat Mass Transf., vol. 39, no. 8-9, (2003), pp. 709-719.

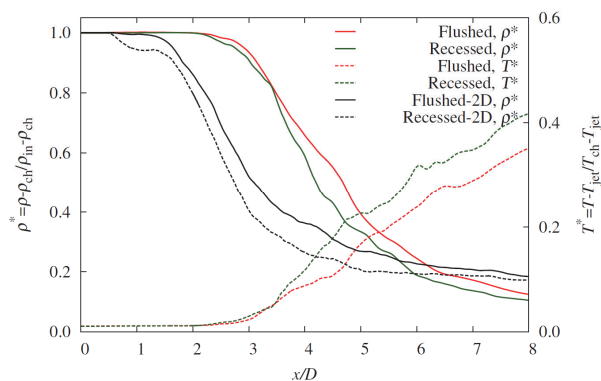


Fig. 9 Mean density and temperature profile on the centerline. 2D denotes the simulation result of two-dimensional co-flowing planar jet⁽¹⁶⁾.

- (3) Chehroudi, B., "Recent experimental efforts on high-pressure supercritical injection for liquid rockets and their implications," *Int. J. Aerosp. Eng.*, (2012), doi: 10.1155/2012/121802.
- (4) Oefelein, J. C. and Yang, V., "Modeling High-Pressure Mixing and Combustion Processes in Liquid Rocket Engines," *J. Propul Power*, vol. 14, No. 5, (1998), pp. 843–857.
- (5) Zong, N., Meng, H., Hsieh, S.-Y. and Yang, V., "A numerical study of cryogenic fluid injection and mixing under supercritical conditions", *Physics of Fluids*, 16(12), (2004), pp. 4248–4261.

- doi:10.1063/1.1795011.
- (6) Schmitt, T., Selle, L., Cuenot, B. and Poinot, T., "Large-Eddy Simulation of transcritical flows", *Comptes Rendus Mécanique*, 337(6-7), (2009), pp. 528–538. doi:10.1016/j.crme.2009.06.022.
 - (7) Terashima, H. and Koshi, M. "Characterization of cryogenic nitrogen jet mixings under supercritical pressures". 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, (2013).
 - (8) Davis, D., "On the behavior of a shear-coaxial jet, spanning sub- to supercritical pressures, with and without an externally imposed transverse acoustic field," Ph.D Thesis, Pennsylvania State University, (2006).
 - (9) Masquelet, M., "Large-Eddy Simulations of High-Pressure Shear Coaxial Flows Relevant for H2/O2 Rocket Engines Large-Eddy Simulations of High-Pressure Shear Coaxial Flows," Ph. D Thesis, Georgia Institute of Technology, (2013).
 - (10) Kendrick, D., Herding, G. and Scoufflaire, P., "Effects of a recess on cryogenic flame stabilization," *Combust. Flame*, vol. 118, pp. 327–339, 1999.
 - (11) Tani, H., Teramoto, S. and Nagashima, T., "Injector Geometry Effects on Cryogenic Coaxial Jets at Supercritical Pressures," 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, (2010).
 - (12) Ruiz, A., Schmitt, T., Selle, L., Cuenot, B. and Poinot, T., "Effects

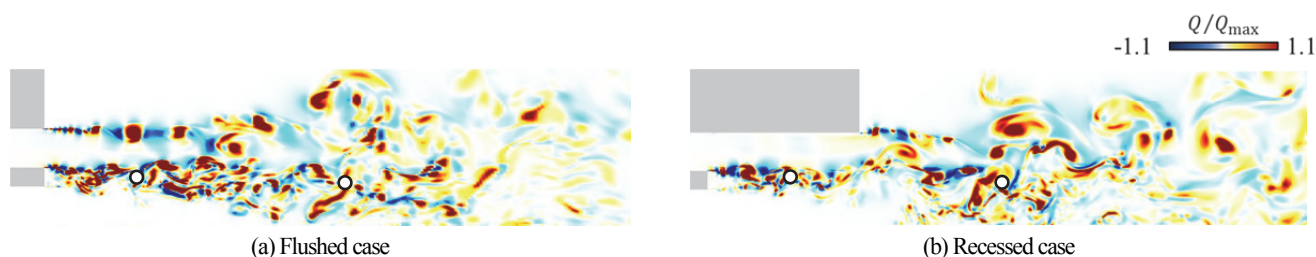


Fig. 10 Instantaneous Q value.

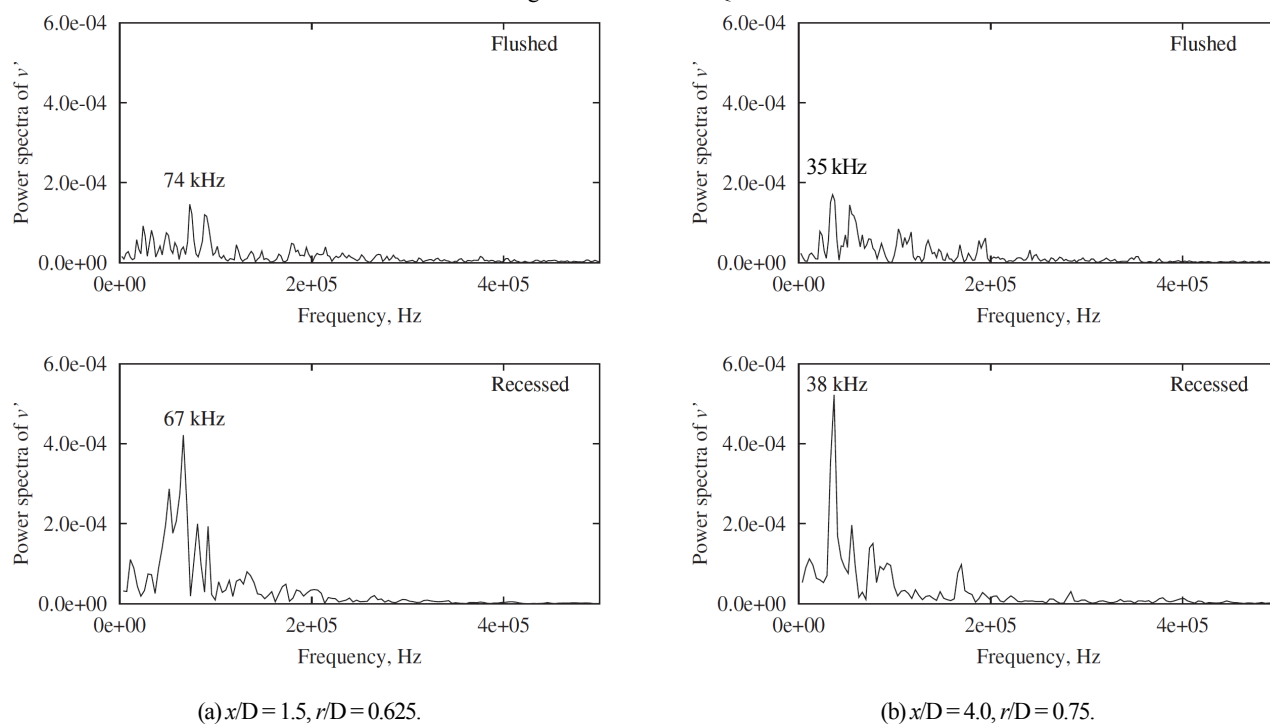


Fig. 11 Power spectra of radial velocity fluctuation.

- of the Recess Length of a Coaxial Injector on a Transcritical LO₂/H₂ Jet Flame,” 23rd ICDERS, (2011), pp. 2–7.
- (13) Candel, S., Juniper, M., Singla, G., Scouflaire, P., and Rolon, C., “Structure and dynamics of cryogenic flames at supercritical pressure,” *Combust. Sci. Technol.*, vol. 178, (2006), pp. 161–192.
- (14) Nunome, Y., Sakamoto, H., Tamura, H., Kumakawa, A., Amagasaki, S. and Inamura, T., “An experimental study of super-pulsating flow on a shear coaxial injector with a recessed inner post,” 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, (2007).
- (15) Juniper, M. P. and Candel, S. M., “The stability of ducted compound flows and consequences for the geometry of coaxial injectors,” *J. Fluid Mech.*, vol. 482, (2003), pp. 257–269.
- (16) Muto, D., Tsuboi, N. and Terashima, H., “Effects of the Recess Length on Supercritical Jet Mixing of Co-planar/Axial Injectors,” *Proceedings of the 6th European Conference for Aero-Space Sciences (EUCASS)*, (2015).
- (17) 谷洋海, 戸田修平, 山口和夫, 寺本進, 岡本光司, “超臨界圧同軸噴流に対するリセスの効果に関する実験及び数値解析,” *航空原動機・宇宙推進講演会講演論文集*, (2011).
- (18) Muto, D., Tsuboi, N. and Terashima, H., “Characteristics of Jet-Mixing at Supercritical Pressure: Effects of Recess Length and Post Height,” 30th International Symposium on Space Technology and Science, (2015).
- (19) Shima E. and Kitamura, K., “Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds,” *AIAA J.*, vol. 49, no. 8, (2011), pp. 1693–1709.
- (20) Jameson, A. and Yoon, S. Lower-upper symmetric-Gauss-Seidel method for the Euler and Navier-Stokes equations. *AIAA J.*, vol. 26, no. 9, (1988), pp. 1025–1026.
- (21) Soave, G., “Equilibrium constants from a modified Redlich-Kwong equation of state,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 27, (1972), pp. 1197–1203.
- (22) Zeberg-Mikkelsen, C. K., Quinones-Cisneros, S. E. and Stenby, E. H., “Viscosity modeling of light gases at supercritical conditions using the friction theory,” *Ind. Eng. Chem. Res.*, vol. 40, no. 17, (2001), pp. 3848–3854.
- (23) Vasserman, A. and Nedostup, V., “An equation for calculation of the thermal conductivity of gases and liquids,” *J. Eng. Phys. Thermophys.*, vol. 20, no. 1, (1972), pp. 89–92.
- (24) Spalart, P. R., Allmaras, S. R. and Reno, J., “A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows,” 30th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, (1992).
- (25) Shur, M. L., Spalart, P. R., Strelets, M. K. and Travin, A. K., “A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 29, no. 6, (2008), pp. 1638–1649.