

## ロケットエンジン噴射器流れの数値解析

### Numerical Study of Rocket Engine Injector Flow

総合技術研究本部システム評価技術グループ 清水 和弥, 清水 太郎

Kazuya Shimizu, Taro Shimizu

Space Systems Evaluation Engineering Group

Institute of Space Technology and Aeronautics

#### Abstract

Numerical study on the jet flow in a high pressure fluid has been conducted in order to simulate atomization, mixing and combustion in a liquid rocket engine combustion chamber. The simulation results successfully show the break-up process of liquid oxygen jet in the high pressure hydrogen environment, while there is a little disagreement between the simulation results and theoretical estimations. Numerical results on the nitrogen jet flow agree well with the experimental results for the pressure higher than the critical point. It is suggested from the numerical results compared with experimental results that surface tension should be considered under the condition below the critical point.

#### 1. はじめに

本研究は、ロケットエンジン燃焼器全体の現象を捉えることのできる高度な数値解析ツールを構築する事で、燃焼器の高性能・高信頼化を実験と共に推進することを目的とし、平成 15 年度から当グループで実施しているものである。

#### 2. 研究概要

平成 16 年度までに得られていた燃焼器に関する成果は、ノズル性能推算プログラム、3 次元非定常ノズル流れプログラムと 3 項で紹介する噴射器流れ解析用の基本プログラムであった。これまで、メタン系エンジンの比推力推算やノズル横力解析等を主に実施してきた<sup>[1]</sup>。

#### 3. 成果概要

本年度に得られた結果は次から示すように、噴射器周辺の実在流体効果を考慮する解析である。

##### 3.1) 実在流体効果を考慮した気液二相流解析

ロケットエンジン燃焼器内の流れは圧力が高く、近臨界～超臨界条件であることが多い。したがって噴射器周辺の流れ解析で燃料・酸化剤の混合過程を再現することを考えた場合、状態方程式・物性値を厳密に考慮した実在流体を扱えること、および表面張力を考慮した気液二相流を扱えることが必須と

なる。本研究では、噴射器周辺流れ解析に適用することを目的として上記条件を満たす解析コードを新たに開発しその検証を行った。

本研究で用いた支配方程式は、圧縮性 Navier–Stokes 方程式(1)～(3)，気液各相を判別するための ID 関数  $\phi$  に関する移流方程式(4)，および状態方程式(5)から成る。

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \vec{u} \cdot \nabla \rho = \rho \nabla \cdot \vec{u} \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{u} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \frac{1}{\rho} \vec{F}_{st} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} T + \vec{u} \cdot \nabla T = \frac{1}{\rho c_v} \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \nabla \cdot \vec{u} + \frac{1}{\rho c_v} \Phi + \frac{1}{\rho c_v} \nabla \cdot (\kappa \nabla T) \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \phi + \vec{u} \cdot \nabla \phi = 0 \quad (4)$$

$$\Delta p = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T \Delta \rho + \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \Delta T \quad (5)$$

ここで、 $\rho$ ：密度、 $\vec{u}$ ：速度ベクトル、 $p$ ：静圧、 $T$ ：静温、 $\boldsymbol{\tau}$ ：粘性応力テンソル、 $c_v$ ：定積比熱、 $\Phi$ ：エネルギー散逸関数、 $\kappa$ ：熱伝導率をそれぞれ表す。 $\vec{F}_{st}$ は表面張力を表し CSF モデル<sup>[2]</sup>によって評価する。式(3)はエネルギー保存則，状態方程式(5)および熱力学関係式から導かれ，導出過程で理想気体等の仮定は一切含まれていない。したがって，これらの方程式はあらゆる実在流体に対して適用可能である<sup>[3]</sup>。上記支配方程式は，移流項，拡散項，音響項に 3 分割された後，移流項に CIP 法<sup>[3]</sup>，音響項に CUP 法<sup>[4]</sup>を用い，部分段階法に基づいて時間発展される。

### 3.1.1) 単一液滴振動による検証

上記解析手法に関する妥当性を検証するため，はじめに常温，常圧の空気中における水の単一液滴の振動に関する解析を二次元軸対称計算で行った。空気は理想気体として扱い，水の状態方程式，粘性係数，熱伝導率は国際標準状態式<sup>[5]</sup>から求めた。Fig.1 に示すような  $r$ - $z$  断面で長方形の液滴を初期条件

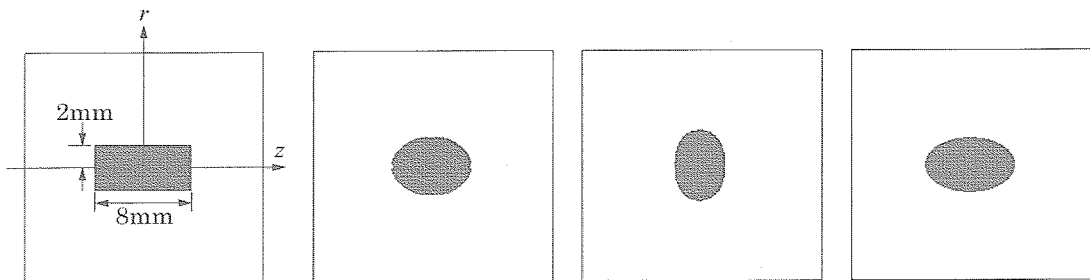


Fig.1: The time evolution of a single water drop (black : water, white : air). The time sequence is left to right and the plotted time is 0.0sec, 0.1sec, 0.2sec and 0.3sec.

としたとき（軸対称計算なので円柱状の液滴を意味する），表面張力によって液滴が球形へと至る過程に振動が見られる。振動は粘性散逸によって減衰するが，空気・水の二相系では粘性が小さく 10 回程度の振動では止まらない。Fig.2 にそのときの各軸方向の液滴長さの経時変化を示す。単一液滴の微小振動については，線形理論からその周期等が解析的に求められ，半径  $r$  の球の微小振動の最低次の振動モードの周期  $\tau$  は  $\tau = \sqrt{\rho_l r^3 / 2\sigma}$  で与えられる（ $\rho_l$ ：液体の密度， $\sigma$ ：表面張力係数）<sup>[6]</sup>。今回の条件を上式に当てはめると 40.6msec となり，Fig.2 で得られている周期と非常に良く一致する。このことから，表面張力の評価や移流計算の精度などが定量的にも正しいと判断できる。

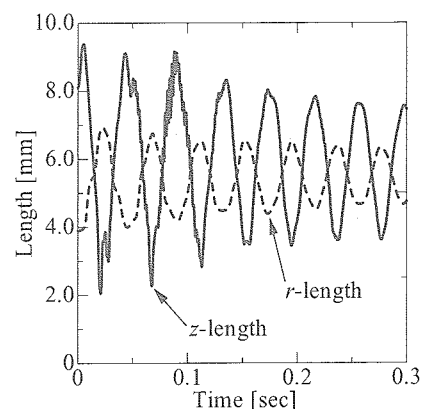


Fig.2: The time evolution of the length of a single water drop.

### 3.1.2) 液柱の不安定性解析による検証

つづいて，高圧水素雰囲気中における酸素液柱の不安定性解析による検証を行った。二次元軸対称計算において，Fig.3 に示すように水素中に液体酸素を噴射し，液体酸素の噴射速度  $u$  を

$$u = u_0 + u_0 A \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right)$$

に従って振動させた場合について解析した。 $u_0$ ：基準速度， $A$ ：振幅をそれぞれ表し，ここでは  $u_0 = 1.0\text{m/s}$ ， $A = 0.05$  とした。圧力，温度はそれぞれ 3.0MPa，80K とし，状態方程式，物性値は GASP<sup>[7]</sup>により求めた。臨界圧力，臨界温度は水素が 1.3MPa，33K，酸素が 5.1MPa，155K であるので，ここで設定した条件では，水素は超臨界流体，酸素は液体である。 $\tau = 5.0\text{msec}$  のときの結果を Fig.4 に示す。円柱状の液体ジェットは，振動の谷位相において表面張力が軸中心方向に働き，振動を成長させ分裂へと至る。ここで示した図はそのような過程を解析したものである。軸対称状の液体ジェットの分裂に関しては，線形理論

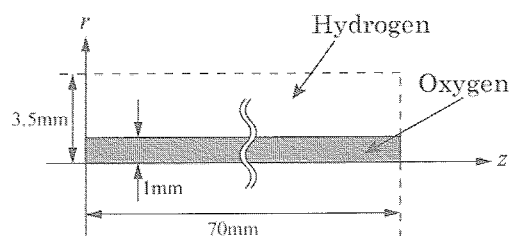


Fig.3: Calculation region of numerical analysis for oxygen liquid jet instability.

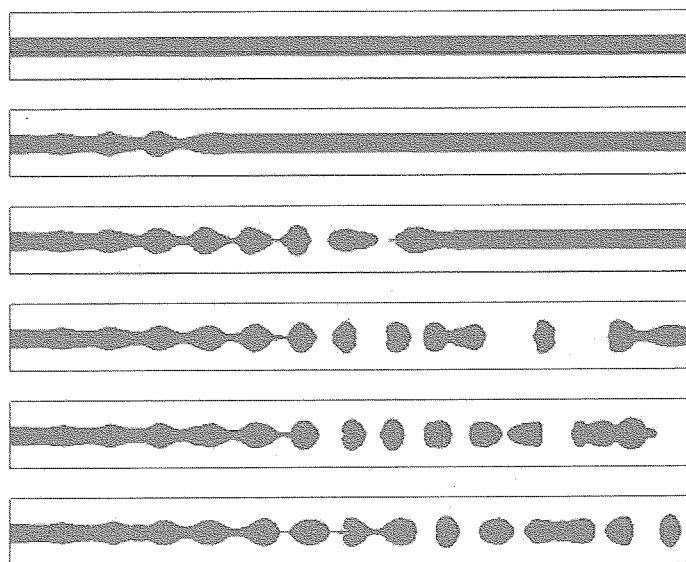


Fig.4: Break-up process of liquid oxygen jet (black : oxygen, white : hydrogen). The plotted time is 0msec, 20msec, 40msec, 60msec, 80msec and 100msec from top to bottom.

に基づく検討もなされており、特に周囲気体の影響が無視できるような条件についてはウェーバーの理論<sup>[8]</sup>により、最も不安定になり易い波長 ( $\lambda$ )、そのときの分裂長さ ( $l$ ) などが解析的に予測でき、それぞれ

$$\lambda = 2\sqrt{2} \pi r \left( 1 + \frac{3\mu_l}{\sqrt{2r\rho_l\sigma}} \right)^{0.5}$$

$$l = 2r \log \left( \frac{r}{A} \right) \left( W_e^{0.5} + 3 \frac{W_e}{R_e} \right)$$

となる。ここで、 $r$ ：円柱状液体ジェットの半径、 $\mu_l$ ：液体の粘性係数を表す。また、 $W_e$ ：ウェーバー数、 $R_e$ ：レイノルズ数であり、それぞれ

$$W_e = u_0 \sqrt{\frac{\rho_l r}{\sigma}}$$

$$R_e = \frac{\rho_l u_0 r}{\mu_l}$$

である。なお、波長は振動の周期と  $\lambda = u_0 \tau$  の関係となる。今回の条件を上式に当てはめると  $\lambda = 8.90\text{mm}$ 、 $l = 21.0\text{mm}$  となる。Fig.4 に示した以外にも  $u_0$ 、 $A$  を固定し、 $\tau$  を変えた条件での計算を行ったが、 $\tau = 5.0\text{msec}$  のときよりも短い分裂長さとなるような結果は得られなかった。つまり、解析上は  $\lambda = 5\text{mm}$  が最も不安定になり易い波長であり、そのときの分裂長さの最も短いものは  $26.0\text{mm}$  であった。これらとウェーバーの理論から予測される値とを比べると、不安定になり易い周期、分裂長さともに計算結果と理論的に予測される値とは若干のずれがある。実在流体を考慮した超臨界水素雰囲気中に噴射された酸素液柱の不安定性に関する解析では、分裂過程を再現することはできているものの、定量的な評価に若干の不一致が見られ今後の検討課題である。

### 3.2) 実在気体効果を考慮した窒素噴流解析

ロケットエンジン燃焼器噴射エレメント付近の噴射流れを想定した、窒素による噴流実験の再現を目的とし、実在気体効果を考慮した噴流解析を行い、解析手法の妥当性を評価する。この解析は、最終的に JAXA 主力ロケットエンジンの燃焼器内部流れ全体を解析するツールを構築する上での基礎検討である。解析には汎用熱流体解析ソフト Fluent (Ver.6.2.16) を用いた。そのため、本解析では表面張力の効果を考慮できない。計算領域を Fig.5 に示す。入口流速、入口静温、燃焼室内の静温は、比較対照とする実験<sup>[9]</sup>に合わせて

それぞれ  $1.0\text{m/s}$ 、 $100\text{K}$ 、 $300\text{K}$  とし、燃焼室圧力を  $1.0\text{MPa}$ 、 $4.0\text{MPa}$ 、 $6.0\text{MPa}$  と変えて計算を行った。なお、窒素の臨界温度、圧力はそれぞれ  $126\text{K}$ 、 $3.4\text{MPa}$  である。計算結果を Fig.6 に、比較対照となる実験結果を Fig.7 にそれぞれ示す。実験では  $6.0\text{MPa}$ 、 $4.0\text{MPa}$  の場合、 $12d$  下流位置 ( $d$ ：入口の直径) での密度の広がり  $3d$  程度となっている。計算結果では同じ軸方向位置で  $3d$  よりも若干広

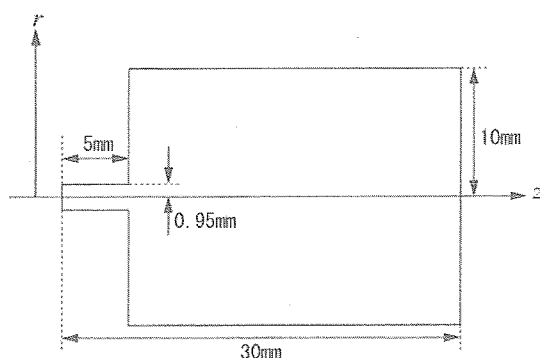


Fig.5: Calculation region of nitrogen jet flow analysis.



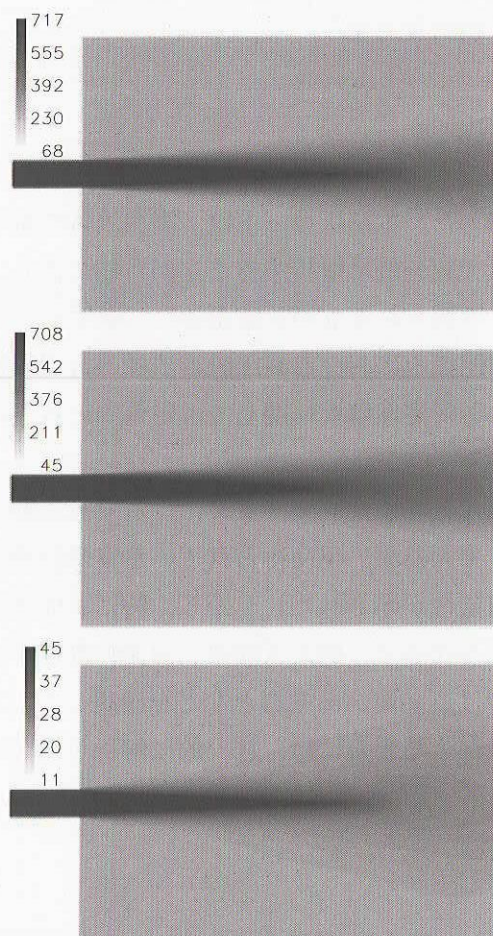


Fig.6: Density profile of nitrogen jet flow simulation [ $\text{kg/m}^3$ ]. The pressure is 6.0MPa, 4.0MPa and 1.0MPa from top to bottom.

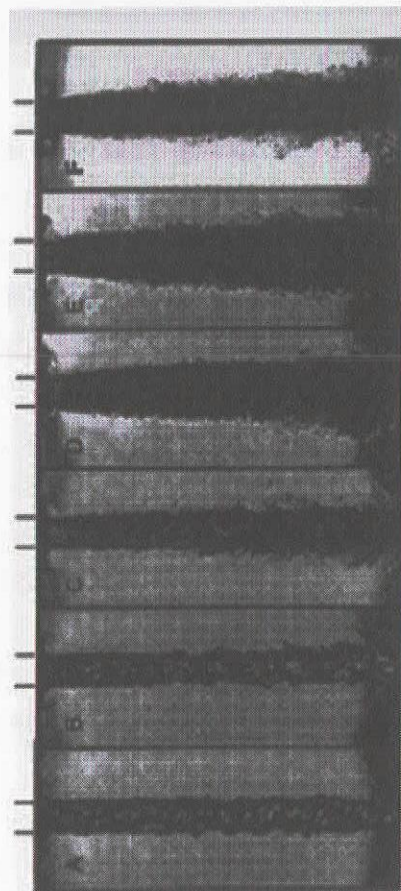


Fig.7: Experimental results of nitrogen jet flow<sup>[9]</sup>. The pressure is 6.0MPa, 5.0MPa, 4.0MPa, 3.0MPa, 2.0MPa and 1.0MPa from top to bottom.

っているが、ある程度の一致が見られた。しかし、高い密度境界付近での乱れた流れ場は再現されなかった。この原因として格子密度が粗く渦を十分に解像できていないことや入口での擾乱の考慮が必要であることなどが考えられる。また 1.0MPa の計算結果では、拡散により非常に広い範囲に密度の広がりが見られる。実験結果から分かるように、この亜臨界状態（液相）では表面張力により、拡散は見られず界面が確実に存在している。本解析手法が表面張力を無視できる現象に向く事が分かる。Fig.8 に示すように、一般に表面張力は臨界点以下の液相においてのみ存在し、臨界点を超えると係数は 0 になり一種類の超臨界流体では表面張力は存在しない。上で述べた考察はこのことを反映したものである。

3.1), 3.2) の解析に共通した課題として、臨界点近くあるいは超臨界条件下での噴流に関する解析は、その妥当性を検証するための実験データが十分にあるとは言えない。より詳細に数値解析の妥当性

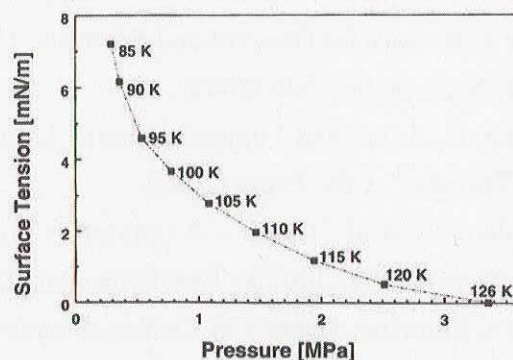


Fig.8: Surface tension dependent on pressure and temperature <sup>[9]</sup>.

を評価するためにも今後定量的な実験データが必要なことは明白である。

#### 4. まとめ

ロケットエンジン噴射器における液体酸素・水素流れの微粒化・混合過程を詳細に検討するために、気液二相流解析手法を応用した計算コードを新たに開発した。本解析コードは、実在流体に対する状態方程式を厳密に考慮可能であり、亜臨界～超臨界流体まで統一的に解析することが可能である。単一液滴の振動に対する解析において、振動の周期が理論的に予測されるものと定量的に一致するなど表面張力の扱いの妥当性などを確認した。また、超臨界水素雰囲気中における高压酸素液柱の分裂過程を再現することができた。一方で、このような液体ジェットの不安定性解析に関しては定量的に若干の不一致が見られるなど今後の課題も残した。

また、ロケットエンジン燃焼器噴射エレメント付近の噴射流れを想定した、窒素による噴流実験の再現を目的とし、実在気体効果を考慮した噴流解析を行った。その結果、現在得られている実験結果を再現する程度であれば、ここで用いた計算手法で解析できる可能性が示された。しかし、特に表面張力の効果が無視できない亜臨界状態の場合には本手法は用いる事が出来ず、例えば別の二相流の計算手法による解析が必要となるなど、少なくとも現象によって使い分ける必要があることなどを確認した。このことから、温度変化などにより超臨界状態と亜臨界状態が混在する場合には、統一的に解析可能な手法3.1)が不可欠である。

#### 参考文献

- [1] 清水和弥 他: “H-IIA ロケットおよび LNG 推進系の開発を支援する CFD 解析”, 平成 15 年度宇宙航空研究開発機構総合技術研究本部宇宙領域研究成果報告書, pp.3.41-3.47 (2004).
- [2] J. U. Brackbill et al: “A Continuum Method for Modeling Surface Tension”, *Journal of Computational Physics*, Vol.100, pp.335-354 (1992).
- [3] Takashi Yabe et al: “The Constrained Interpolation Profile Method for Multiphase Analysis”, *Journal of Computational Physics*, Vol.169, pp.556-593 (2001).
- [4] Takashi Yabe et al: “Unified Numerical Procedure for Compressible and Incompressible Fluid”, *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol.60, No.7, pp.210-2108 (1991).
- [5] W. Wagner et al: “The IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use”, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Vol.31, No.2, pp.387-535 (2002).
- [6] Basil N. Antar and Vappu S. Nuotio-Antar: “Fundamentals of Low Gravity Fluid Dynamics and Heat Transfer”, CRC Press (2002).
- [7] Robert C. et al: “GASP – A Computer Code for Calculating the Thermodynamic and Transport Properties for Ten Fluids: Parahydrogen, Helium, Neon, Methane, Nitrogen, Carbon monoxide, Oxygen, Fluorine, Argon and Carbon dioxide”, NASA TN D-7808 (1975).
- [8] 日本微粒化学会 編: “アトマイゼーションテクノロジー”, 森北出版 (2001).
- [9] W. O. H. Mayer et al: “Fundamentals of Supercritical Mixing and Combustion of Cryogenic Propellants”, *Liquid Rocket Thrust Chambers*, AIAA press. pp.339-367 (2004).