平成 27 度宇宙輸送シンポジウム
STCP-2015-058

水/液体窒素ロケットエンジン用高温水噴射の界面捕獲法による数値シミュレーション

○ 内田　光，渡邉　力夫，宮坂　明宏　（東京都市大学）

Key words: Rocket engine, Propellant injection, Atomization, Computational fluid dynamics, Volume of fluid method

1 研究背景

本研究室では, 推進剤として高温水と極低温の液体窒素を用いた水/液体窒素ロケットエンジンについて研究を行っている[1]. このロケットエンジンは, 非燃焼型エンジンであり, 燃焼型エンジンに比べて比推力は小さい. しかし, 構成が液体燃料ロケットエンジンに酷似していることから, 教育用ロケットとして, ロケット工学の統合的な学習が可能である. 過去の研究で, 水/液体窒素ロケットエンジンの推力及び混合の完了度を示す特性排気速度及び発生推力について, 気液二相流モデルによってモデル化を行い, エンジン性能についての評価を行ってきた[1]. 混合効率を表す特性排気速度効率（C*効率）に関して, Fig. 1 に示すようにスプレイノズルによって推進剤を微粒化し, 対向噴射させることによって, 90%以上の高い効率を得ることができた[1].

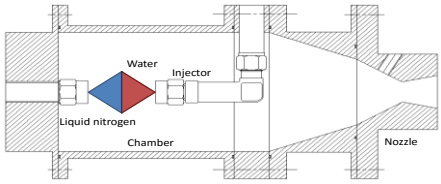


Fig. 1 Water/liquid nitrogen rocket engine

これまで噴霧粒径や推進剤温度などのパラメータを変更した実験を行っているが, 圧力発生機構は明らかになっていない. 高効率を達成することができたエンジンにおいては, 推進剤について微粒化を行い混合していることから, 推進剤の微粒化が圧力生成に与える影響を考えることが必要であると考えられる. しかし, 混合室内における推進剤の噴霧と推進剤間の衝突流れ場は複雑であるため, 計測や可視化は難しい. そのため, 微粒化現象の解明には数値シミュレーションが有効な手段である. 液体微粒化の数値解析手法は様々存在し, 液体噴流の微粒化に関する解析では, Fig. 2 に示すように, 噴射後, 微粒化するまでの微粒化プロセスと, 微粒化後の噴霧流動で適応する手法を分割して解析を行う方法が効果的だと言われている[2].

本研究室では, 推進剤の微粒化・衝突現象に関して数値シミュレーションによる実現象の再現を目指し, 解析を行っている. これまでの研究では, 水及び液体窒素の粒子を追跡する手法によって噴霧後の水粒子の速度分布や粒径分布, 温度分布などの解析を行ってきている[3]. しかし, これまでの研究では, スプレイノズルによる噴射であることから, ラグランジュ的手法を用いて解析を行ってきているが, 実際の推進剤噴流は大気圧下では液相を保てない高温過熱水や液体窒素であり, 管内及び噴射直後において減圧沸騰による気泡生成・微粒化促進がなされていると考えられる. また, エンジン内の圧力増加に伴う微粒化の促進が起こるとこもわかってきており, 本エンジンの推進剤噴流解析を行うためには噴流における微粒化プロセスの数値解析を行う必要がある.

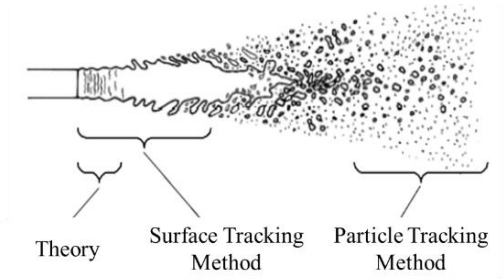


Fig. 2 Numerical simulation approach of liquid atomization [2]

2 研究目的

本研究では推進剤噴流解析における微粒化プロセス解析の解明を目指し, 界面捕獲法による単孔ノズル噴流の解析を行うことで微粒化プロセスの再現を行う. しかし, ノズル噴流における微粒化プロセスは様々な要素が絡む複雑な流れであり, 界面も複数存在する大規模な計算となるため, 一度にすべての解析を行うとなると高繊細なメッシュ解像と膨大な時間を要する. よって, 本研究では初期段階として, 界面捕獲法による単孔ノズル噴流の液体噴流微粒化の解析を行い, 噴霧微粒化プロセスの模擬を行うとともに蒸発・沸騰を含めた噴流解析を行うことにより, 液柱微粒化プロセスに影響を与えるパラメータに関して検討を行うことを目的とする.

3 数値解析

混相流解析の手法にはラグランジュ的手法とオイラー的手法が存在するが, 流体が微粒化するに至るま

This document is provided by JAXA.

での微粒化プロセスについて考えるために，Fig. 2 より，本研究ではオイラー的手法を用いることで，噴流の微粒化過程について解析を行う．解析には ANSYS Fluent®における混相流モデルを用いる．

3.1 界面捕獲法

界面捕獲法とは，気液両相の流動を直接解析する手法であり，微粒化過程に対して有効な解析手法である．本研究では VOF 法(Volume Of Fluid method)[4]と呼ばれる計算手法を用いる．VOF 法は自由表面の計算や気液二相流流れの問題に多く用いられており，液相・気相それぞれの物性値を用いて両相の流動を一組の支配方程式によって解析が行える．

3.2 基礎方程式[4]

解析対象は推進剤のノズル噴流であり，基礎方程式は，質量保存の式，運動方程式，移流方程式から構成される．以下に質量保存の式，運動方程式を示す．

$$\nabla \cdot (\boldsymbol{u}) = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\boldsymbol{uu}) = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \frac{1}{\rho}\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{B} \tag{2}$$

ここで $\boldsymbol{u}$ は流速[m/s], p は圧力[Pa], ρ は密度[kg/m^3], $\boldsymbol{\tau}$ は粘性応力成分[Pa]，$\boldsymbol{B}$ は体積力[m^2/s^2]である．液体の微粒化問題では，表面張力が重要となる．液体界面付近における遷移領域での表面張力による圧力差を（2）式のナビエーストークス方程式における体積力 $\boldsymbol{B}$ に変換して組み込む CSF（Continuum Surface Force）モデル[4]によって表面張力を考慮する．VOF 法では，界面捕獲のために移流方程式を解く．移流関数（液体体積率）f を解く移流方程式は，次式のようになる．

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (f\,\boldsymbol{u}) = 0 \tag{3}$$

$$f = \begin{cases} 0 & : gas - phase \\ 0 < f < 1 & : transitional - region \\ 1 & : liquid - phase \end{cases} \tag{4}$$

また，本研究では高温水による解析を行うため，温度及び蒸発を解く必要がある．以下に温度を計算するためのエネルギー方程式及び蒸発を解くための Lee のモデル[5]を示す．

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\vec{v}(\rho E + p)) = \nabla \cdot (k \nabla T) \tag{5}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g) + \nabla \cdot \left(\alpha_g \rho_g \vec{V_g}\right) = \dot{m}_{lg} - \dot{m}_{gl} \tag{6}$$

ここで，E は相のエネルギー[J]，T は温度[K]，$\dot{m}$ は物質移動量[kg/(m^3・s)]であり，以下に示す条件によって相間の体積分率等の計算を行う．

$$T_l > T_{sat}(\text{蒸発}): \dot{m}_{lg} = coeff * \alpha_l \rho_l \frac{(T_l - T_{sat})}{T_{sat}} \tag{7}$$

$coeff$ は緩和時間係数であり，温度が飽和温度を超えるとき，気相への物性移動を行うことを示している．

4 常温水噴射解析

4.1 解析条件

まず常温水の単孔ノズル噴射解析を行い，実験や従来研究との比較を行う．その後，雰囲気圧を上昇させた解析と雰囲気圧及び供給圧を上昇させ，大気圧噴射解析と同じ差圧にした解析を行い，雰囲気圧の変化による物性値及び流速変化の影響を検討する．Fig. 4 に計算格子を示す．VOF 法では計算格子が生成される液滴よりも小さくなる必要がある．そのため，計算格子は噴流の通る中央部が比較的精度の必要ないタンク壁面や噴流の到達しない大気の部分に比べて細かくなるように設定している．また，Table1 に計算条件，Table2 に境界条件を示す．

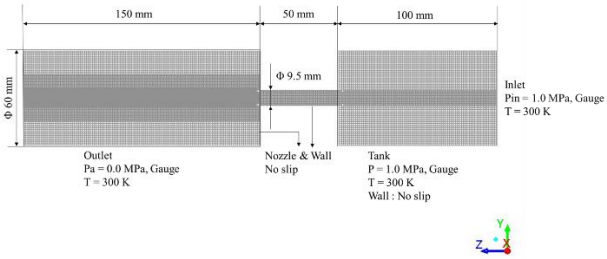


Fig. 4 Analysis mesh（Y-Z plane sectional view）

Table 1 Boundary conditions

	P [MPa, Gauge]	T [K]	Other conditions
Pressure inlet	1.0	300	-
Pressure outlet	0.0	300	-
Nozzle wall	-	-	Wall: No slip
Tank wall	-	-	Wall: No slip
Liquid phase	1.0	300	-
Multi-phase model	VOF Method		
Turbulence model	LES-kinematic energy sub-grid scale model		

Table 2 Simulation condition

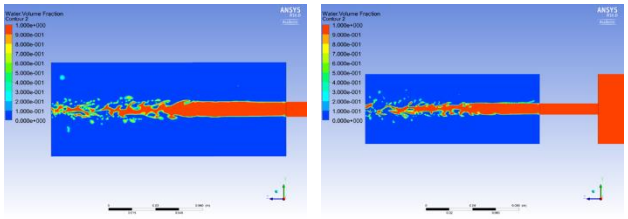
			Water	Air		
				atmosphere	Case1	Case2
Density	ρ	kg/m^3	998.2	1.225	5.949	
Vesconsity	μ	kg/m/s	1.00E-03	1.79E-05	1.83E-05	
Surface tension	σ	dyn/cm	73.5			
Nozzle diameter	d	mm	9.5			
Supply pressure	Pini	MPa	-	1.0	1.0	1.5
Mesh number			1.61E+07			
Reynolds number			-	4.36E+06	1.56E+06	2.13E+06
Weber number			-	2.72E+06	1.95E+05	3.62E+05

4.2 大気圧噴射解析結果及び考察

まず，大気圧下への常温水噴流の解析結果に関する検討を行う．Fig. 5 に液体体積分率の Y－Z 平面における解析結果，Fig. 6 に体積分率 0.5 の等値面による噴霧外形，Fig. 7 に $t = 15$ ms における噴流中心軸上の流速の絶対値及び体積分率の変化を示す．横軸 z はタンク出口（ノズル入口）から噴霧領域であり，ノズル出口は $z = 0.15$ m である．

This document is provided by JAXA.

Fig. 5 より，常温水噴射解析において，液柱から不安定性，界面波動，分裂，液滴生成と言った微粒化プロセスの追跡が行えていると確認できる．また，噴霧の概形を見ると，ノズルから噴射され微粒化が始まると，噴霧の幅が広がっている事がわかる．Fig. 5 では微粒化過程に伴い，ポテンシャルコアが形成されている．このポテンシャルコアの消失点が液柱の分裂距離とすると，Fig. 7 より中心軸上の流速の乱れている位置と液体体積分率が減衰している位置が同時になっている箇所が液柱の分裂距離であると考えられる．今回の解析ではノズル出口から z ≒ 70 mm の地点でポテンシャルコアが消失している．一般的な噴霧流においてポテンシャルコアの消失点と考えられるのは 6D~8D とされており[7]，今回の解析では 7.4D であるので，その範囲内に収まっていることから常温水における噴霧流の解析としては妥当であるといえる．



（a）t = 15 ms　　（b）t = 20 ms

Fig. 5 Volume fraction distribution

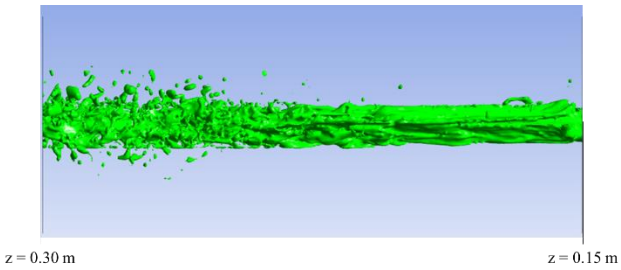


Fig. 6 Isosurface of liquid volume fraction (f = 0.5)

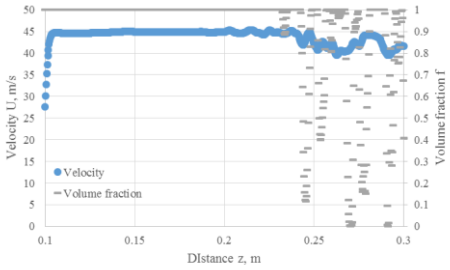


Fig. 7 Flow velocity and volume fraction along the central axis result (t = 15 ms)

次に実験との比較を行う．Fig. 8 にビデオカメラによる噴流の可視化結果と本解析の結果の比較を示す．解析での噴霧は，ノズル出口から z = 150 mm の下流で約 19.8 mm となっており，ノズル径と比べ，2.0 倍ほどとなっている．常温水における可視化画像より 150 mm 下流の位置の噴霧幅はノズル径と比べ，約 1.8 倍の約 17 mm であり，解析結果とほぼ合致していることがわかった．以上より本解析では，VOF 法によって常温水噴射の解析を行うことによって，液滴生成までの微粒化過程の解析が行えたと言える．

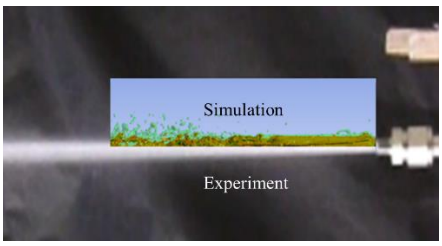
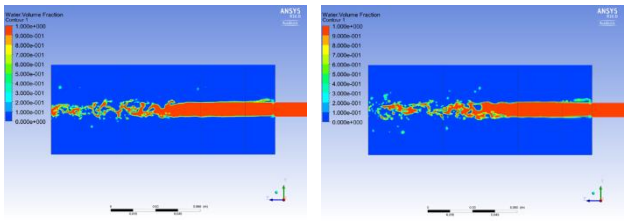


Fig. 8 Comparison of water jet

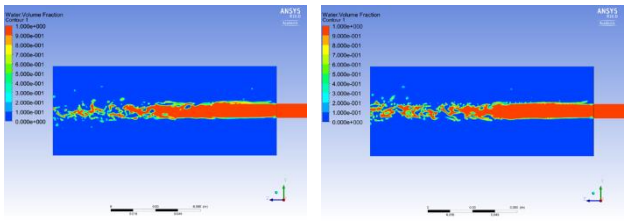
4.3 雰囲気圧力変化による解析結果及び考察

本研究室におけるこれまでの研究で，スプレイノズルから噴射された液膜分裂による微粒化では，雰囲気圧力の変化によって分裂距離や噴霧幅に影響があるということがわかっている[6]．そこで，液柱の微粒化プロセスに雰囲気圧がどのような影響があるかを考えるために，雰囲気圧を 0.5 MPa，供給圧を 1.0MPa とした解析（Case1）と雰囲気圧を 0.5 MPa，供給圧を 1.5 MPa とした解析（Case2）を行い，検討を行う．Fig. 9 に Case1 の液体体積分率の Y－Z 平面における解析結果，Fig. 10 に Case2 の液体体積分率の Y－Z 平面における解析結果を示す．



（a）t = 15 ms　　（b）t = 20 ms

Fig. 9 Volume fraction distribution
(Case 1：P_{in} = 1.0 MPa，P_a = 0.5 MPa)



（a）t = 15 ms　　（b）t = 20 ms

Fig. 10 Volume fraction distribution
(Case 2：P_{in} = 1.5 MPa，P_a = 0.5 MPa)

This document is provided by JAXA.

解析結果を比較すると Case1 では Case2 に比べて流速が遅いため，分裂開始までにかかる時間が長く，また，他のケースと異なりポテンシャルコアと考えられる箇所において通常は中心が伸びた三角形状になり，コアの先端が乱れているが，三角形状の箇所が大きく乱れている．Case2 では大気圧と比べ概ね同様の流速であるが，分裂開始以後，t = 10 ms では早い段階で液滴生成領域が現れた．しかし，概形は大きな変化が見られなかった．次に各解析における分裂距離に関して比較を行う．Table 3 に各解析の中心軸上における分裂距離，ノズル出口速度，密度の比を示す．

Table 3 Result of break-up length comparison

		atmosphere	Case1	Case2
Nozzle exit velocity	m/s	45.0	31.4	44.9
Break-up length by nozzle diameter	-	7.4	8.5	7.1
Density ratio	-	814.9	167.8	167.8

Table 3 より，液柱分裂距離においては流速の影響が大きいと考えられる．Case1 とその他の解析を比較すると，流速が遅くなっており，その分空気抵抗が低減され，分裂距離が長くなったということが考えられる．次に概ね流速が同じである大気圧と Case2 では分裂距離に大きな差異がない．空気密度が上昇したことによる空気抵抗の上昇によって若干 Case2 の方が短くなっているが，流速に差がないため，分裂距離には大きく影響がなかったと考えられる．

4.4 ノズル長さ変化による分裂距離変化

噴流分裂に関する研究では，しばしばノズル長さとノズル径の比 *L/D* によって結果を整理する．Madjid ら[7]の研究において用いられた *L/D* の変化における一般的な不安定効果に関する可視化画像からも判断できるが，ノズル長さが伸びた時，ポテンシャルコアの位置が伸びていることが確認できる．よって，ノズル長さを前述した *L* = 50 mm から *L* = 75 mm， 100 mm，150 mm ，200 mm として解析を行った．Fig. 11 に *L/D* に対する液柱分裂距離とノズル径の比 *z/D*，Fig. 12 にノズル出口における流速分布を示す．

Fig. 11 より液柱分裂位置はノズルが長くなるほど伸びている．また，Fig. 12 よりノズルが長くなるほど界面に近い流れが遅くなり，中心が速くなる発達した流れになっているのがわかる．管内が長くなれば管内での助走区間が十分に取れているということになり，壁面での摩擦の影響を受ける時間が長くなり，より管内で発達した流れが生成される．噴流側面の速度は壁の影響で遅くなり，管外に出た時の大気との速度差がなくなるため，せん断の影響が少なくなると考えられる．また，助走区間が短い場合，管外に出る流れは未発達な流れであるため，乱れが強い．よって，ノズル径に対してノズル長さが長くなることで液柱分裂の位置に変化があったと考えられる．

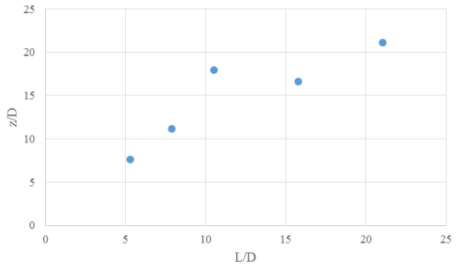
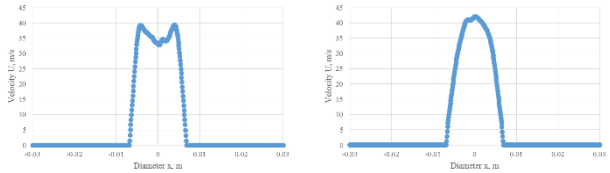


Fig. 11 Break-up length changes by nozzle length



（a）*L*=50mm　　（b）*L*=150mm

Fig. 12 Nozzle exit velocity distribution

5 高温水噴射解析

5.1 解析条件

常温水解析では，実験及び従来研究と比較し，概ね一致する解析結果を得られた．そこで，水の温度を 433 K の飽和温度以上の高温として解析を行い，常温水の解析結果に対して液柱分裂距離や噴流の概形に関して比較する．また，常温水と同様に雰囲気圧を 0.5 MPa，供給圧を 1.0 MPa とした解析（Case3）と雰囲気圧を 0.5 MPa，供給圧を 1.5 MPa とした（Case4）の解析を行い，雰囲気圧の変化による物性値及び流速変化の影響を検討する．Table 4 に計算条件を示す．解析格子及びメッシュ点数は常温水と同様である．

Table 4 Simulation condition

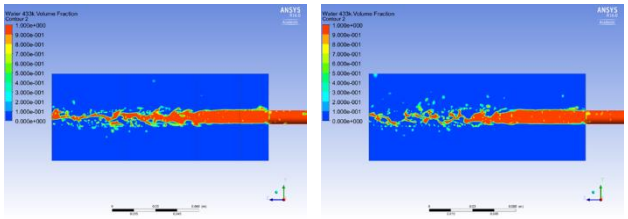
			Water	Air		
				atmosphere	Case3	Case4
Density	ρ	kg/m^3	917	1.225	5.949	
Vesconsity	μ	kg/m/s	1.83E-04	1.79E-05	1.83E-05	
Surface tension	σ	dyn/cm	48.7			
Nozzle diameter	d	mm	9.5			
Supply pressure	Pini	MPa	-	1.0	1.0	1.5
Mesh number			1.61E+07			
Reynolds number			-	4.36E+06	2.93E+05	4.26E+05
Weber number			-	2.72E+06	1.27E+05	2.60E+05

5.2 大気圧噴射解析結果及び考察

大気圧下への高温水噴流の解析結果に関する検討を行う．Fig. 13 に液体体積分率の Y－Z 平面における解析結果，Fig. 14 に *t* = 15 ms における噴流中心軸上の流速及び体積分率の変化を示す．Fig. 13 より，高温水の解析では常温水解析と比較してより活発に分裂

This document is provided by JAXA.

が起こっていることがわかる．常温水では液柱分裂以降も細長く液塊が分布しているが，高温水ではそれが少なくなっている．また，管内及び液柱内部に気相が見られる．これは水温を 433K としたことによってタンクでは 1 MPa で保存されていた液相が，管内で起こった圧力勾配によって飽和温度が下がり，減圧沸騰によって気泡が生成されたことによるものだと考えられる．また，Fig. 14 でも常温水と異なり管内からまだ液柱であると考えられる地点（$z = 0.1$ ～ $z = 0.2$ m）で体積分率の減衰が始まり徐々に大きくなっている．減圧沸騰によって発生した気泡が液柱内で成長した事によって管内の体積分率が変化していると考えられる．ゆえに，この解析における液柱分裂距離は流速と体積分率が大きく乱れている位置とし，約 6.8D となった．分裂距離が短くなった要因としては，管内での気泡生成が考えられる．単純な単孔ノズルでは高速で噴射されることで微粒化プロセスが起こるが，管内のキャビティや沸騰による気泡成長によって乱れの促進体のあるノズルのように分裂がより促進される[2]．高温になることによって表面張力が減少し，分裂距離は伸びる[8]と考えられるが，管内の気泡によって乱れが促進された結果，分裂距離が減少したと考えられる．また噴霧幅もノズル径から約 2.7 倍となっており，噴霧幅も上昇している．しかし，実際の噴霧と比較すると噴霧幅は大きく異なる（Fig. 15）．ビデオカメラによる可視化では蒸気相と液相の区別がつかない，また VOF 法の解析では気相と液相の 2 相のみで解析を行っているため蒸気相は追跡できないこれによって噴霧幅が異なって見えると言える．



（a）$t = 15$ ms　　（b）$t = 20$ ms

Fig. 13 Volume fraction distribution (Superheated water)

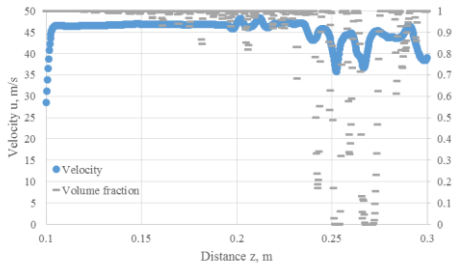


Fig. 14 Flow velocity and volume fraction on the central axis result ($t = 15$ ms)

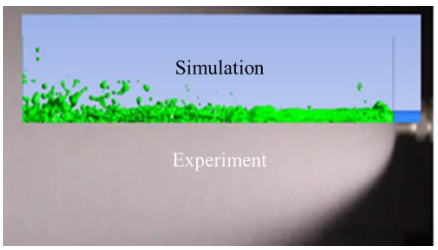
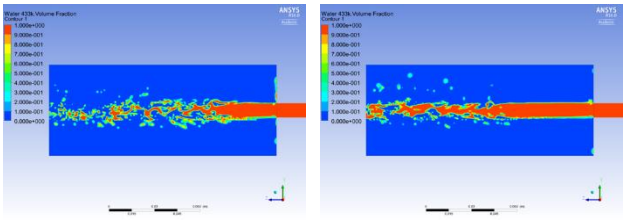


Fig. 15 Comparison of superheated water jet flow

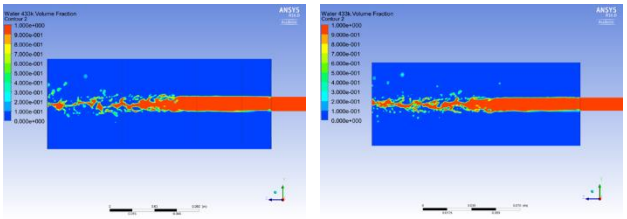
5.3 雰囲気圧力変化による解析結果及び考察

Fig. 16 に Case3 の液体体積分率の Y－Z 平面における解析結果，Fig. 17 に Case4 の液体体積分率の Y－Z 平面における解析結果を示す．



（a）$t = 15$ ms　　（b）$t = 20$ ms

Fig. 16 Volume fraction distribution result (Case 3：$P_{in} = 1.0$ MPa，$P_a = 0.5$ MPa，433 K)



（a）$t = 15$ ms　　（b）$t = 20$ms

Fig. 17 Volume fraction distribution result (Case 4：$P_{in} = 1.5$ MPa，$P_a = 0.5$ MPa，433 K)

高温水解析の大気圧噴射解析と Case3 を比較すると，常温水同様流速が遅いが，分裂開始時点では分裂距離が短く特徴的な結果となっている．これは流速が遅いことで管内の気泡生成に要する時間が長くより分裂しやすくなっているためであると考えられる．しかし，$t = 20$ ms では流れが安定し，管内の勾配が大気圧噴射と比べ少ないため，管内の気泡も減少する．そのため，液柱の形状は Case1 に近いものとなっている．Case4 では，高温水で起こる気泡成長が見られない．これは Case3 と同様管内での勾配が大気圧噴射と比較して少なく，流速は Case3 より速いことが考えられる．管内で気泡が生成されなかった事によって乱れが少なくなり，形状としては Case2 に近い液柱形状となっている．次に各解析における分裂距離に関して比較を行う．Table 5 に各解析の中心軸上における分裂距離，ノズル出口速度，密度の比を示す．

This document is provided by JAXA.

Table 5 Result of break-up length comparison

		atmosphere	Case3	Case4
Nozzle exit velocity	m/s	45.0	33.0	46.7
Break-up length by nozzle diameter	-	6.8	7.7	9.1
Density ratio	-	748.6	154.1	154.1

大気圧噴射解析と Case3 を比較すると流速が減少し分裂距離が伸びている．これは常温水と同様である．しかし，大気圧噴射解析と Case4 を比較すると，大きく分裂距離が伸びている．Case4 では管内での内部気泡が見られず，乱れが少ないため，流速が同じでも分裂距離が長くなっていると考えられる．管内の気泡が見られないため，Case4 の液柱分裂結果は常温水解析に近い状態だと考えられる．しかし，供給圧及び雰囲気圧の条件が同様である Case2 と比較しても分裂距離が大幅に上昇している．これは高温になったことで粘性及び表面張力が減少したことで，常温水の大気圧噴射や Case2 よりも管内や噴射後のせん断の影響が少なくなったことによって乱れが減少し，分裂にかかる時間が長くなったことが考えられる．

6 結論

本論文において得られた結論を以下に示す．

- 常温水の大気圧下噴射解析では VOF 法によるノズル噴流において先行研究と同様の傾向が見られ，噴霧径を可視化試験画像と比較し，噴霧径の増大も大きな差は見られなかったため，常温水の解析は妥当であると判断した．
- ノズル長さを変更したことによって，ノズル内部における流れが発達し，管外に噴射された際の乱れが変化したため，分裂距離が変化した．
- 高温水解析においては，ノズル内部で気泡が生成され，それによって乱れが促進され，液柱分裂距離が減少し，噴霧幅も増加した．よって相変化を伴う流体の微粒化過程を考えるためには内部の気泡の状態と液体の表面張力に関して考慮に入れる必要があるとわかった．
- 常温水（300 K）と高温水（433 K）の解析において，雰囲気圧を 0.5 MPa とし供給圧を変化させて解析・比較した結果，流速の減少によって分裂距離が伸び，同じ流速でも密度の上昇によって分裂距離が微減した．しかし，高温水においては気泡の有無が分裂距離に影響をあたえており，圧力勾配の影響から気泡が生成されない場合，分裂距離が上昇した．
- 気泡の影響がなかった Case4 を Case2 と比較した結果，分裂距離が大幅に伸びていることがわかった．これは水温の上昇に伴う粘性及び表面張力の減少によって，せん断の効果が少なくなったことが原因と考えた．

参考文献

[1] 的場涼，渡邉力夫，宮坂明宏．水/液体窒素ロケットエンジンの混合室圧力発生に関するパラメータ検討．平成 25 年度宇宙輸送シンポジウム．2013．STCP-2013-059．

[2] 日本液体微粒化学会編．アトマイゼーションテクノロジー．森北出版．pp.79-94．2001．

[3] 橘田晃秀，渡邉力夫，宮坂明宏．水/液体窒素ロケット内部における液体窒素噴霧流に関する数値シミュレーション．平成 25 年度宇宙輸送シンポジウム．2013．STCP-2013-060．

[4] 秋本守，他．新しい気液二相流数値解析．コロナ社．pp.150-206．2002．

[5] W. H. Lee．A Pressure Iteration Scheme for Two-Phase Modeling．Technical Report LA-UR 79-975．1979．

[6] 石井浩貴，田中宇真，渡邉力夫．ファンスプレイノズルを用いた水噴霧における高圧環境が噴霧パラメータに与える影響．微粒化シンポジウム講演論文集 24．pp.47-50．2015．

[7] B. Madjid and L. Nebojsa．Liquid jet breakup in quiescent atmosphere :a review．Atomization and Spray．2009．

[8] 石本淳，大平勝秀，岡林一木，千歳敬子．液体水素ジェット微粒化プロセスに関する融合数値解析．低温工学 Vol. 44．No. 7．pp.314-322．2009．

This document is provided by JAXA.