

高压流体・ロケット応用技術

*東京大学 工学系研究科 寺島 洋史†
 東京大学 工学系研究科 越 光 男

Fluids under supercritical pressures

Hiroshi TERASHIMA, School of Engineering, The University of Tokyo

Mitsuo KOSHI, School of Engineering, The University of Tokyo

1 はじめに

液体ロケットエンジンの典型的な燃焼圧は、3~20 MPa と非常に高く、使用される酸化剤、燃料ともにそれらの臨界圧力点を超えた状態で燃焼室へ噴射される¹⁾。現在、我が国で開発中のLE-Xエンジンでは、燃焼圧が12 MPaと設定されている。このような超臨界圧下の流体は、非理想性が強く、常圧下の流体とはその熱力また輸送特性が大きく異なる。また、従来の設計では、経験的基準を用いることが多く²⁾、背景の物理現象は必ずしも明確ではない。ゆえに、信頼性の高い設計や開発を目指す上で、超臨界圧下における流体混合や燃焼現象の理解が重要となる。

本稿では、図1に示す液体ロケットエンジン噴射器また燃焼器に関連した超臨界圧流体解析について、最近の研究動向を含め、主に数値シミュレーションを行う立場から、概説をさせていただく。特に、超臨界圧流体の数値モデル化、超臨界圧噴流の特徴、そして超臨界圧下における反応機構、これら3点を中心に説明を行う。

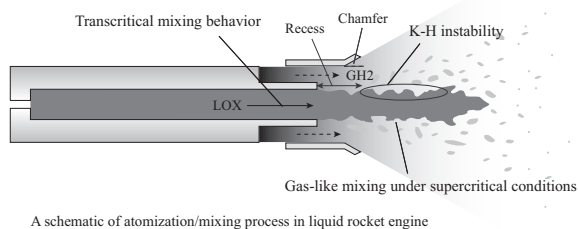


図1 酸水素同軸型噴射器近傍の概略図

2 亜臨界, 超臨界, 遷臨界

まず、純物質また混合物は、それぞれの臨界圧力、温度、そして密度を持つ(例えば、酸素の臨界点は、5.04 MPa, 154 K, そして 436 kg/m³である)。図2の状態図に示されるように、臨界圧力と臨界温度を超えた流体を超臨界流体と定義する。ちなみに、臨界圧力を超えていても、臨界温度は超えていない状態もあり(図2のA点など)、この場合は、液体と定義される。本稿では、流体が、温度に関わらず、臨界圧以上の場合、高压流体もしくは超臨界'圧'流体と呼ぶことにする。

亜臨界と超臨界圧での違いは、流体界面に顕著に現れる。図3の窒素の状態図からわかるように、気液平衡が成り立ち、界面が明確に存在する亜臨界圧流体に対し(1, 2 MPaの線を見ていただきたい)、超臨界圧流体では、表面張力や潜熱が消失するため、界面が明確に定義できなくなる(4, 6 MPaの線が連続的変化となる)。混合物に関しては、必ずしも同様のことは言えないため、

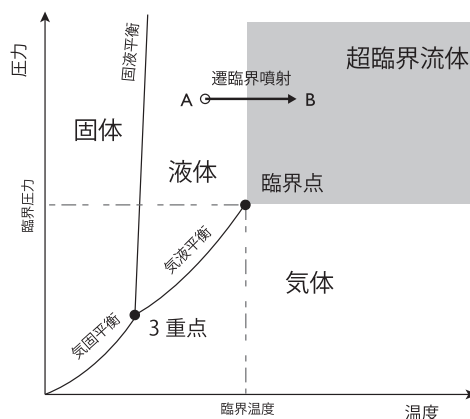


図2 純物質の状態図

*〒113-8656 東京都文京区弥生 2-11-16

†E-mail: htera@rocketlab.t.u-tokyo.ac.jp

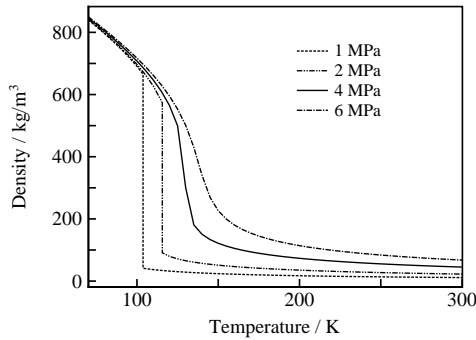


図3 窒素の状態図, $p_{cr} = 3.4 \text{ MPa}$, $T_{cr} = 126.2 \text{ K}$.

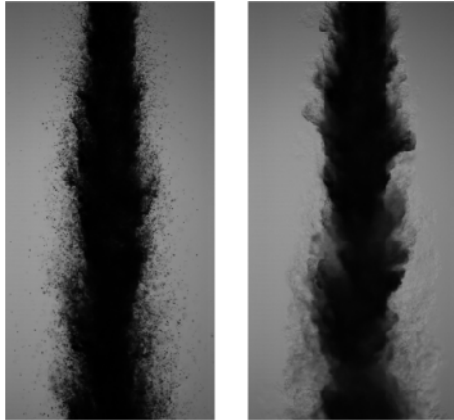


図4 極低温窒素噴流の可視化画像. 左が $p/p_{cr} = 0.4$ の亜臨界圧, 右が $p/p_{cr} = 1.2$ の超臨界圧条件. 谷, 寺本(東大)らのご好意による³⁾.

後述する. また, 臨界点近傍 (4 MPa の線; 窒素の臨界圧は 3.4 MPa, 臨界温度は 126.2 K) では, 少しの温度変化で, 大きな膨張/圧縮を生じることがわかる. 例えば, 噴射器からの噴流界面を考えると, 亜臨界圧では表面張力が, 超臨界圧ではせん断力が, それぞれの界面混合現象を支配していると考えられる¹⁾.

以上の事実は, 図4に示す噴流実験³⁾の可視化画像から理解できる. 左の亜臨界圧では, 噴流表面において細かな液滴が見られるのに対し, 超臨界圧では, 液滴は無く, 気体噴流の様子に近いことがわかる.

液体ロケットエンジンでは, 特に酸化剤が極低温のまま噴射されるため, 超臨界圧下において, 混合・燃焼過程で臨界温度を跨ぐ場合がある. これを遷臨界噴射と呼び (図2のA点からB点への変化をともなう噴射), 極低温噴流と周囲流体の間では, 連続的ではあるが急激な熱力物性変化 (高密度, 高温度比, 急勾配) を伴う気液界面に近い状態が形成される. 例えば, 酸素が 6 MPa, 100 K の噴射を想定すると, 噴流密度は 1106 kg/m^3 と非常に大きい密度値をとる. 図3において, 圧力一定と

して, 低温から高温へ線をたどれば, 大きな密度変化を想像できるであろう. 燃焼室の状態にもよるが, 遷臨界噴射は, 高密度比もしくは高温度比に特徴付けられる液体ロケットエンジン特有の流体混合現象となる.

3 数値モデル化

3.1 状態方程式

流体が Navier-Stokes 方程式に支配されるとすると, 超臨界圧流体を数値解析する上で重要となるのは, 非理想性を考慮した状態方程式となる. 液体ロケットエンジンを対象とした数値解析では, 3次型状態方程式として知られる Soave-Redlich-Kwong (SRK) や Peng-Robinson (PR) 状態方程式が最もよく用いられる. SRK 状態方程式⁴⁾は,

$$p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a(T)}{V^2 + bV}, \quad (1)$$

と書くことができる (V の 3 次式になることから 3 次型状態方程式と呼ばれる). ここで, p は圧力, T は温度, V は比体積, R は一般気体定数である. $a(T)$ は分子引力に関する項, b は斥力に関する定数であり, 各状態方程式モデルで異なる. 非理想性が強くなる低温部分や臨界点近傍で (特に図3の左側の領域で), 完全気体の状態方程式との違いが大きくなる. 対象としている流体条件の非理想性は, 圧縮係数 $\frac{pV}{RT}$ により知ることができ, 何が適切な状態方程式かを判断できる.

実際の解析では, 完全気体の計算に対し, 非理想性項の取り扱いがやや煩雑になる. 例えば, 単位質量あたりの内部エネルギー e は,

$$\begin{aligned} e(T, p) &= \int \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_V dT + \int \left(\frac{\partial e}{\partial V} \right)_T dV \\ &= e_0(T) + \int_{\infty}^V \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V - p \right] dV, \quad (2) \end{aligned}$$

と評価される. 右辺第1項が内部エネルギーを温度のみの関数とする完全気体近似の項となり (例えば, 熱量的完全気体は, $e_0 = c_v T$ と書ける. c_v は定積比熱), 第2項が departure function と呼ばれる非理想性を表す項となる. エンタルピーなど他の熱力変数も同様に求めることになる.

ここで, 通常の圧縮性流体解析を想定すると, 密度と内部エネルギーが独立変数として求まるので, 式(1)の圧力を代入した式(2)が, 温度を未知変数とした方程式となり, Newton 法などの反復法で解かれることになる. 求まった温度と密度から式(1)により圧力が得られる. より詳しい手順は Meng and Yang⁵⁾ や Terashima et al.⁶⁾ に見られる. もちろん, 未知変数が異なれば (圧力や温度が未知変数の場合), この限りではない.

臨界点近傍を含めた熱力物性の予測精度をより高めるため、高次項を含む Benedict-Webb-Rubin (BWR) 状態方程式やその修正型 (modified BWR: mBWR) が提案されている⁷⁾。高い精度を有する一方、3次型状態方程式に比べて、項数の増加など数値解析での取り扱いが煩雑になるため、実用的な解析への使用例はほとんど無い。また、亜臨界から超臨界流体を統一的かつ高精度に解析するテーブル参照型を用いる研究例もある⁸⁾。

3.2 輸送係数

熱力物性同様、粘性係数などの輸送係数の評価においても非理想性の考慮が重要となる。常温・常圧下では Sutherland の推算式などが十分な近似となるが、超臨界圧、極低温状態での推算には大きく精度を欠く。近年、ロケットエンジン作動範囲を対象とした輸送係数の評価が Pons et al.⁹⁾ により行われており、粘性係数には Chung et al. のモデル、熱伝導率には Ely and Hanley のモデル、そして拡散係数には Takahashi のモデルが、現状最も良いと結論付けられている。混合系の輸送係数もこれらのモデルで与えることができるが、Chung et al. のモデルでは、化学種の組み合わせやモル分率などの条件によっては、(数値的に) 負の粘性係数値が出てくることに注意したい。

3.3 数値計算法

Navier-Stokes 方程式を離散化する際の空間差分法や時間積分法は、主に圧縮性完全気体解析での手法と大きな差はない。しかしながら、上記したように、遷臨界噴射では、大きな密度・温度比 (または大きなインピーダンス比ともいえる) と急勾配に特徴付けられる噴流混合を扱うことになり、単純な適用は難しい。著者らの経験では、超臨界圧窒素を対象とし、高密度・極低温噴流 (100 K 以下) と周囲流体 (300 K 程度) の混合計算は、堅牢な手法である空間 2 次精度 MUSCL 法でも計算が破綻する場合がある。これは、気液界面を圧縮性流体解法で解く場合の難しさと同様で、流体間で音速が大きく異なることに起因した虚偽圧力変動によるものと考えている。

このため、多くの超臨界圧噴流計算では、低次精度手法の適用や極低温 (100 K 以下) を避けた解析に留まっていた。最近、著者らは、このような大きな密度比や温度比に特徴付けられる極低温噴流解析に対しても、空間高次精度手法を堅牢に適用可能な界面圧力・速度平衡を考慮した数値モデルと数値粘性項を提案している¹⁰⁾。流体の接触面において圧力・速度平衡条件を満たすように数値モデルを構築することで、高次精度手法 (6次精度コンパクト差分法) の堅牢な適用を可能にした。詳細は、Terashima and Koshi¹⁰⁾ を参照いただきたい。

4 超臨界圧噴流の特徴

4.1 実験

実験研究により、ロケットエンジン噴射器における超臨界圧噴流の知見が多くもたらされている。Mayer らの実験¹¹⁾ では、シャドウグラフやシュリーレン装置により、噴流の様子が調べられ、超臨界圧下では、表面張力に起因する液体微粒化過程は見られず、気体同士の混合とみなせるとした (図4と似た可視化画像が示されている)。Chehroudi らも¹²⁾、液体微粒化過程は観察されず、超臨界圧噴流の広がり角が、常圧下気体噴流とよく一致することから、定性的だけではなく、定量的にも超臨界圧噴流が気体噴流のように振る舞いと結論付けている。これらの実験事実が、数値解析における超臨界圧流体の単相的モデル化に大きな影響を与えているといえよう。

German Aerospace Center (DLR) と U.S. Air Force Research Laboratory (AFRL) の共同研究¹³⁾ では、一連の超臨界圧噴流実験から、超臨界圧噴流に適用可能な噴流広がり角に関する経験式などが提案されている。最近では、Segal ら¹⁴⁾ が平面レーザー誘起蛍光法 (PLIF) により、噴流表面だけでなく、これまで未知の部分であった噴流内部の構造をとらえ、内部密度や密度勾配などのデータを提供している。しかしながら、極限的な圧力や温度環境での実験また光学計測の難しさから、得られるデータは未だ限定的である。例えば、数値解析の妥当性検証として利用できるのは、噴流中心軸の平均密度分布に限られるのが現状である。

Woodward らの実験¹⁵⁾ では、窒素にヘリウムを加えることで、窒素臨界圧を超えた状態においても、明確な界面を有する噴流構造が観察されている。多成分系では、超臨界圧流体においても、相分離の発生する条件があり、数値解析における単相的な取り扱いが破綻する可能性がある。

4.2 数値解析

数値解析の利点を生かし、超臨界圧噴流の理解、またその特徴を明らかにする試みが行われている。単成分窒素噴流に関しては、Zong ら¹⁶⁾ により軸対称計算が行われ、雰囲気気圧の噴流構造への影響が調べられた。雰囲気気圧の増加により自己相似領域への遷移が早まること (言い換えると、噴流密度の増加により自己相似領域への遷移が遅くなる; 噴流コアが長くなる)、噴流密度の増加によって、せん断層の密度勾配が大きくなり、周方向の速度変動が抑制されること、を示している。近年、Schmitt ら¹⁷⁾ によって、3次元 Large-eddy simulation (LES) が実施され、Zong らの報告と同様に、臨界温度以下で噴射される遷臨界噴射では、臨界温度以上の噴流に対し、自己相似領域への遷移が遅くなる特徴を報告している。こ

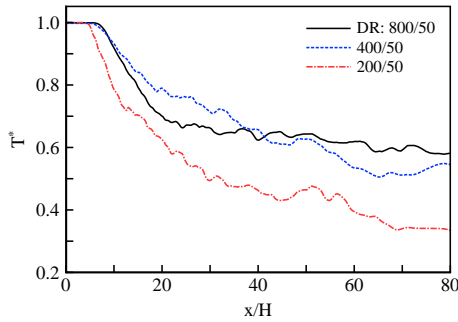


図5 噴流中心軸上の平均温度分布 (4 MPa). DR800: 82 K, DR400: 127 K, DR200: 133 K に対応.

れら以外にも数値解析例はあるが、数値手法開発を目的とし、実験値との比較に留まっているものが未だ多い。

著者らも超臨界圧噴流の特徴を調べており、その結果をここで紹介させていただく¹⁸⁾。単成分窒素平面噴流を対象とし、雰囲気圧を4, 8 MPa, 噴流温度を82, 127, 133 Kと変えて解析を行った。噴流温度が82 Kと127 Kのケースが遷臨界噴射の条件となる。図5には、噴射温度を変えた噴流中心軸の平均温度分布を示している。噴流温度が82 K (黒線) のみ、下流域において温度が停滞する分布を示し、他の条件と異なり、噴流温度がほとんど変化しない領域が存在する (密度分布に違いはほとんど見られない)。

この特異な分布は、比熱分布により明確に説明することができる。図6に噴流中心軸上の平均定圧比熱分布を示した。噴流温度が臨界温度近傍の127 Kの場合 (青線)、噴射直後の比熱は非常に大きい、周囲流体と混合することで、急速にその値は低下する。一方で、82 Kの場合 (黒線)、噴射直後の比熱は小さいが、周囲流体と混合する結果、下流域において相対的に大きな比熱値を持つ分布が形成される。図7に示す空間分布からも同じことがわかる。ゆえに、比熱が大きい；流体温度は冷めにくく温まりにくい状態となり、下流域に温度停滞領域が形成されたといえる。一方、8 MPaの場合、4 MPaと違い比熱に大きな変化を有さないため、噴流温度による違いがほとんど見られない；温度停滞領域は存在しない。超臨界圧噴流の特異な振る舞いは、臨界圧点近傍かつ非常に低温の噴流が噴射された場合、その温度分布に現れることがわかってきた。

また、超臨界圧流体に適した subgrid scale モデルの構築が、時間発展型混合層のDNSにより、Bellanらによって精力的に行われてきている¹⁹⁾。極低温流体は対象とされていないが、興味のある方は参照していただきたい。

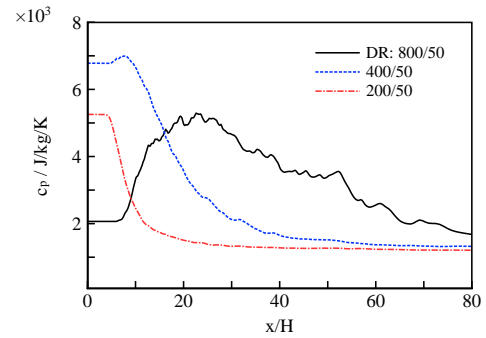


図6 噴流中心軸上の平均比熱分布 (4 MPa).

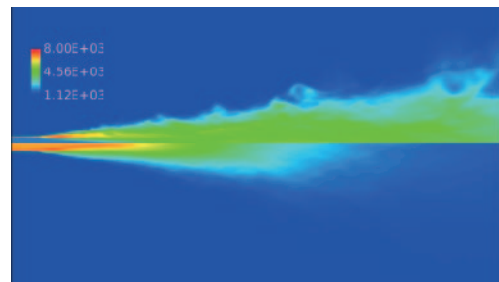


図7 平均比熱空間分布. 上: 82 K, 下: 127 K.

4.3 多成分系

多成分系では、単成分系とは異なり、全ての化学種成分が超臨界圧の状態においても、相分離する条件が存在する (異なる組成の流体に分離し共存するという意味)。相分離する条件は、圧力、温度、そしてモル分率の関数となり、図8に示す組成図では、曲線下側の領域で異なる相が共存することを意味する。一般的な傾向として、高圧高温環境 (曲線内側領域が狭まる) では、均一に混合する超臨界流体となり、相分離の影響は無視できる。

この事実を、極低温酸素と水素が同時に噴射された場合を考えると、その接触領域において、混ざらない異なる2相の状態になっている場合があることを示唆する。Mayerら²⁰⁾は、可視化画像において液滴が存在してい

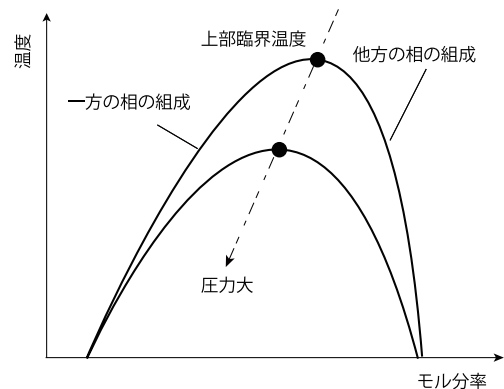


図8 温度組成図.

ないこと、仮に存在していても、せん断力が支配的であるため、相分離の影響はほとんど無いと結論付けている。関連した数値解析は、単一液滴を対象として試みられてはいるが²¹⁾、実用的な噴流計算において、どのような影響があるのかは明らかでない。実際に、非燃焼場における多成分系での超臨界圧噴流の数値解析例はほとんど無く、多成分系の流体接触面で何が起きているのか、どのように数値モデル化すべきなのか、噴流混合にどのように影響するのか、今後の研究が必要である。

5 超臨界圧燃焼

超臨界圧下での燃焼は、液滴微粒化過程を伴わないことから、気体燃焼の延長上として考えられる。噴射器近傍の保炎メカニズムや燃焼振動など未解明かつ興味深い研究対象は多い。その中で、我々のグループでは、高圧場を対象とした詳細反応機構の開発を行ってきた²²⁾。いずれの問題においても、その熱源となる化学反応機構の理解は重要であり、本稿にて取り上げる。

5.1 超臨界状態での化学反応

超臨界流体中での化学反応については H_2O を溶媒とする反応以外は未だ研究例が極めて少ない。 H_2O については、臨界点近傍で誘電率やイオン積が大きく変化するため、超臨界水を溶媒とする特有の反応への期待から多くの研究がなされてきた。しかしながら超臨界水特有の反応が観測された例は数例にとどまっている。炭化水素などの無極性分子の超臨界燃焼反応については研究例がほとんどないが、一般的には反応機構は気相反応と変わらず、単分子反応などの圧力依存性をもつ素反応の速度定数は高圧極限の値としてよいと考えられている²³⁾。この考えに立てば、超臨界流体の反応では単分子反応や化学活性化反応の圧力依存性は考えなくてもよく、したがって第三体効果についても考慮しなくてもよいので、むしろ反応機構は単純化される。しかしながら、 H_2 の燃焼反応に含まれるような小さな（原子数の少ない）分子の再結合反応の高圧極限は 100 MPa 程度と高く、ロケット燃焼条件における H_2 の反応の圧力依存性は無視できず、次節で述べるようにむしろ複雑になる。

5.2 水素の高圧燃焼反応

15 MPa における当量比の H_2/O_2 混合気体の断熱炎温度は 3750 K、平衡時の主要な化学種は H_2O (72.4 vol%)、 H_2 (11.1%)、 OH (9.3%)、 O_2 (3.2%)、 H (2.7%) である。 H_2 を燃料とするロケットエンジン燃焼においては 100 K 程度の超臨界状態の H_2 と液体状態の O_2 とが混合して、高々数 mm 程度の距離で化学反応が起こって 3500 K 以上もの高温・高圧状態が実現されていることになる。このような高温状態における H_2O

は気相とみなせる (H_2O の臨界圧力は 22.1 MPa、臨界温度は 647 K) が、 H_2 および O_2 は超臨界状態である。ただし、高温におけるこれら化学種の熱物性値、および輸送物性値の圧力依存性は小さく、20 MPa 以下のロケット燃焼条件では理想気体を仮定して熱物性値と輸送物性値を計算しても大きな誤差はないと考えられる。一方、高圧における H_2 の燃焼反応については不明な点が多い。 H_2 の燃焼反応機構はこれまでに多くのグループから提案されているが、0.5 MPa 以下ではどの反応機構を用いても同様な燃焼速度となり、実測値ともよく一致している。一方で 1 MPa 以上では燃焼速度の計算値は用いた反応機構により大きく異なっている²²⁾。この高圧における反応機構による燃焼速度の違いは、主として次の素反応の速度定数の見積り違いに起因している。(1) $H+O_2+M=HO_2+M$ ：この反応は H_2 の爆発限界を決める反応として極めて重要であるが、第三体 M によって反応速度が大きく異なる。特に $M=H_2O$ の場合は不活性分子に比して 1 桁程度速い。また $M=H_2, O_2$ についての速度定数がモデルによって異なっている。(2) HO_2+H の反応：10~100 MPa の領域でこの反応は燃焼速度に大きな感度を持つ。この反応の経路は複雑で主要な経路として $OH+OH, O(^1D)+H_2O, H_2+O_2$ などがあるが、これらの反応分岐比もモデルにより異なる。(3) 20 MPa 以上では H_2O_2+H も重要であるが、この反応についても直接的な実験データがない。上記の点を解決するためにはモデルの検証のために 2 MPa 以上での実験データが必要で、今後の研究が待たれる。

6 おわりに

本稿では、液体ロケットエンジンに関わる超臨界圧流体について、数値シミュレーションを行う立場から、その数値モデル化、超臨界圧噴流の特徴、そして高圧下の化学反応機構を中心に概説した。単相また気液 2 相流とは、その数値的取扱いや物理化学現象が異なった流体解析となることを実感いただければ幸いである。

謝辞

超臨界圧噴流の実験データを谷洋海博士（東大、現 JAXA）と寺本進准教授（東大）によりいただいた。数値解析手法に関しては、河合宗司博士（JAXA）に貴重な意見をいただいている。多成分系流体に関する議論は、松山新吾博士（JAXA）のご指摘がきっかけとなっている。ここに感謝の意を表す。

引用文献

- 1) Yang, V. and Habiballah, M. and Hulka, J. and Popp, M.: *Liquid rocket thrust chambers: aspects of model-*

- ing, analysis, and design*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc. (2004).
- 2) Harrje, D. T. and Reardon, F. H.: Liquid propellant rocket combustion instability, NASA SP-194 (1972).
 - 3) 谷洋海: 液体ロケットエンジン噴射器を想定した超臨界圧下の極低温同軸噴流に関する研究, 東京大学大学院博士論文 (2011).
 - 4) Soave, G.: Equilibrium constants from a modified Redlich-Kwong equation of state, *Chemical Engineering Science* **27** (1972) 1197–1203.
 - 5) Meng, H. and Yang, V.: A unified treatment of general fluid thermodynamics and its application to a preconditioning scheme, *Journal of Computational Physics* **189** (2003) 277–304.
 - 6) Terashima, H. and Kawai, S. and Yamanishi, N.: High-resolution numerical method for supercritical flows with large density variations, *AIAA journal* **49** (2011) 2658–2672.
 - 7) Jacobsen, R.T. and Stewart, R.B.: Thermodynamic properties of nitrogen including liquid and vapor phases from 63K to 2000K with pressures to 10,000 bar, *Journal of Physical and Chemical Reference Data* **2** (1973) 757–922.
 - 8) Yamamoto, S. and Furusawa, T. and Matsuzawa, R.: Numerical simulation of supercritical carbon dioxide flows across critical point, *International Journal of Heat and Mass Transfer* **54** (2011) 774–782.
 - 9) Pons, L. and Darabiha, N. and Candel, S. and Ribert, G. and Yang, V.: Mass transfer and combustion in transcritical non-premixed counterflows, *Combustion Theory and Modelling* **13** (2009) 57–81.
 - 10) Terashima, H. and Mitsuo, K.: Approach for simulating gas-liquid-like flows under supercritical pressures using a high-order central differencing scheme, *Journal of Computational Physics*, in press.
 - 11) Mayer, W. and Tamura, H.: Propellant injection in a liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket engine, *Journal of Propulsion and Power*, **12** (1996) 1137–1147.
 - 12) Chehroudi, B. and Talley, D. and Coy, E.: Visual characteristics and initial growth rates of round cryogenic jets at subcritical and supercritical pressures, *Physics of Fluids*, **14** (2002) 850.
 - 13) Oschwald, M. and Smith, J. and Branam, R. and Husong, J. and Schik, A. and Chehroudi, B. and Talley, D.: Injection of fluids into supercritical environments, *Combustion science and technology*, **178** (2006) 49–100.
 - 14) Segal, C. and Polikhov, S. A.: Subcritical to supercritical mixing, *Physics of Fluids*, **20** (2008) 052101.
 - 15) Woodward, R.D. and Talley, D.G.: Raman imaging of transcritical cryogenic propellants, AIAA paper 96-0468 (1996).
 - 16) Zong, N. and Meng, H. and Hsieh, S.Y. and Yang, V.: A numerical study of cryogenic fluid injection and mixing under supercritical conditions, *Physics of Fluids*, **16** (2004) 4248–4261.
 - 17) Schmitt, T. and Selle, L. and Ruiz, A. and Cuenot, B.: Large-Eddy Simulation of Supercritical-Pressure Round Jets, *AIAA journal* **48** (2010) 2133–2144.
 - 18) 寺島洋史, 越光男: 超臨界圧噴流における極低温を含む噴射温度と圧力の影響, 第44回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演集 2D19, (2012).
 - 19) Okong'o, N.A. and Bellan, J.: Direct numerical simulation of a transitional supercritical binary mixing layer: heptane and nitrogen, *Journal of Fluid Mechanics* **464** (2002) 1–34.
 - 20) Hornung, U. and Schik, A. and Ivancic, B. and Mayer, W.O.H.: Propellant atomization and ignition phenomena in liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket combustors, *Journal of Propulsion and Power* **17** (2001) 794–799.
 - 21) Lafon, P. and Meng, H. and Yang, V. and Habiballah, M.: Vaporization of liquid oxygen (LOX) droplets in hydrogen and water environments under sub- and super-critical conditions, *Combustion Science and Technology* **180** (2008) 1–26.
 - 22) Shimizu, K. and Hibi, A. and Koshi, M. and Morii, Y. and Tsuboi, N.: Updated Kinetic Mechanism for High-Pressure Hydrogen Combustion, *Journal of Propulsion and Power* **27** (2011) 383–395.
 - 23) Law, C.K.: Propagation, structure, and limit phenomena of laminar flames at elevated pressures, *Combustion Science and Technology* **178** (2006) 335–360.