微小重力場での近臨界表面液ジェットの不安定性*
(第1報, 実験結果)若島 勇一郎^{*1}, 菱田 学^{*2}, 梅村 章^{*2}Instability of a Thin Liquid Jet with Near-Critical Mixing Surface
under Micro-Gravity Condition
(1st Report, Experimental Results)Yuichiro WAKASHIMA, Manabu HISHIDA and Akira UMEMURA^{*3}^{*3} Department of Aerospace Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

Micro-gravity experiment was conducted to observe the instability of a SF₆ liquid jet issued into an otherwise quiescent N₂ gas at high pressures exceeding the SF₆ critical pressure. The liquid, which had a near-critical mixing surface, had an extremely small surface tension but a relatively large disparity in liquid and gas-phase densities. The disintegration process of O(1)-Weber-number liquid jet was successfully observed to reveal the importance of fluid dynamic action in atomization which has been overlooked in past studies. An instability wave which had a wavelength comparable to the jet diameter developed. Droplets disintegrated from the liquid jet made pairs to coalesce, so that the droplet spacing increased downstream.

Key Words: Liquid Atomization, Thermodynamic Critical Surface, Micro-Gravity Experiment, Spray

1. は じ め に

ディーゼルエンジンやロケットエンジンで代表される噴霧を用いた高出力エンジンは、高温高压条件で作動し、燃焼室の気体の状態が燃料の臨界点を超えているのはめずらしくない。しかし、これまでのエンジンは(常圧下の噴霧の知識に基づいて)試行錯誤の積み重ねによって開発されてきた側面が強く、超臨界雰囲気中に噴射された液体燃料の微粒化・気化・混合過程を支配する基本的な物理がわかっているわけではない。そこで、著者らは、燃料の臨界点を超えた高温高压雰囲気中に噴射された液体燃料の微粒化・気化・混合過程を調べるための基礎研究を理論・数値ならびに実験的に行ってきた。

燃料の臨界圧力を超えた高压の気体にさらされた液体燃料について考えるときには、液体表面(したがって表面張力)の存在性に関連して、初期の液体と気体の圧力と温度によって異なった相変化の様態をとる⁽¹⁾

ことに注意する必要がある。一般に液体から気体になる相変化を蒸発と呼ぶことにすれば、本研究で対象にする2成分系(燃料と燃料に対して不活性な異化学種の気体)で噴射燃料がとる蒸発様態としては次の三つの場合が起き得る。

(1) 亜臨界蒸発様態 液体がすべて蒸発し尽くすまで液相と気相を分ける表面(密度の不連続面)が存在する。圧力が燃料の臨界圧力より低い場合には、つねにこの蒸発様態が実現するが、噴射液と雰囲気との温度によっては、燃料の臨界圧力より高い圧力でも実現することに注意すべきである。

(2) 超臨界蒸発様態 温度と圧力が十分高いときに起き、雰囲気中に噴射された瞬間から噴射液は表面をもたない。液相から気相への変化は、組成の変化に伴って空間的に連続的に起きるので、密度分布も連続的に変化する。しかし、光学的に観測したとき、密度の変化している部分で光の屈折が起きるので、連続的な密度変化でも、こう配が急な場合には、一見表面があるように見える可能性があることを注意しておく。

(3) 遷臨界蒸発様態 亜臨界蒸発様態と超臨界蒸発様態が起きる条件の中間で発生する。液体ははじめ表面をもって噴射されるが、高温雰囲気に接触して

* 原稿受付 2001年4月19日。

^{*1} 名古屋大学大学院。^{*2} 正員、名古屋大学大学院工学研究科(〒464-8603 名古屋市中種区不老町)。

E-mail: akira@nuae.nagoya-u.ac.jp

加熱され、気体を溶解するに従って、表面の状態が2成分系での熱力学的臨界状態(このときの表面を臨界混合表面と呼ぶ)に達し、その後、さらに加熱と拡散が進むと、液相から気相に連続的に相変化する状態に移る。この場合には、途中で、亜臨界蒸発状態から超臨界蒸発状態への蒸発状態の遷移が起きるわけであり、遷臨界蒸発状態と呼ぶ。

本報告では、前述の高出力エンジンの噴霧形成で遭遇する、これら三つの蒸発状態での液体ジェットの微粒化特性の変化を調べるために行っている一連の研究において、今回、噴射液が亜臨界蒸発状態にあり、しかも、噴射液の表面の状態が臨界混合表面に近い状態にある表面(近臨界表面と呼ぶ)をもった細い低速噴射液の微小重力環境での不安定性を調べる機会を得て、液体の微粒化機構を考えるうえで有用な知見を得たので、その結果について報告する。

本報告の実験を計画するに至った動機についても触れておきたい。通常の噴霧の生成では、空気力学的な作用によって液体が微粒化されていると考えられているが、噴射液に励起される不安定波と微粒化との間のリンクの仕方が不明である⁽²⁾。低圧では表面張力が大きく、かつ、気相と液相の密度の比(以下、気液密度比と略す)が小さいために、相対速度が大きくなると空力的不安定性が現れない。すなわち、高速噴射ジェットに現れる空力的不安定波は小さな波長をもっており、高度の時空間分解能をもって観察しなければ、微粒化過程を見ることができない。加えて、流れの乱流化が伴うために観察はいつそう困難なものになっている。この点で、噴射液の表面が臨界混合状態に近い場合には、表面張力が小さく、気液密度比が大きくなっているために、比較的小さな相対速度で同等の現象を出現させることができ、空力的作用による液体の微粒化過程をスケールアップして観察することができる。このことより、本報で紹介する実験は、(1)近臨界表面液ジェットの不安定特性を明らかにするとともに、(2)低圧では観測が難しい高速噴射時に作られる液糸の分断を模擬する状態を近臨界表面液ジェットの特性を利用して低速で観測可能にする意図をもって行われているものであり、その際に問題になってくる重力の存在を微小重力環境を利用して排除している。近臨界表面状態と微小重力環境を用いることの意義については、理論的側面を取扱った第2報の緒言で詳しく述べるが、ここで、乱流微粒化の要素過程として低速噴射液柱(液糸)の分断過程を調べる実験で重力の影響を排除する必要性を述べれば、以下のとおりである。細い液糸では、表面に作用する力が不安定性を引き起こす

主要な因子になることより、微細な液滴の生成には体積力である重力の影響は小さいと予想される。したがって、著者らの目的にとっては、表面張力と流体力学的な力の作用だけによってもたらされる液柱の分断機構に興味があり、それを実験的に調べるには重力を排除した環境が必要になる。実際、滴下に代表されるように、重力は、液体の加速およびそれによる断面変化などを通して液柱の不安定性に関与する。そのため、近臨界表面をもった低速噴射液の分断機構を実験室で調べようとする、表面張力、流体力学的力、重力の三つの力学要素が不可分に関連して、機構の解明は困難な作業になるからである。

2. 実験装置と方法

図1に実験装置の構成を示す。主要な要素の特徴は以下のとおりである。超臨界環境高圧容器(図2)は、内径100 mm、高さ230 mmの内容積をもつステンレス製円筒容器で、常用最高圧は10 MPaに設計されている。側面に光学的観測のための光学ガラス窓(直径40 mm)が対向して設けられている。ポンペから高圧窒素を注入してから、外部電源を用いて付帯バンドヒータで加熱して所望の圧力温度条件を実現する。容器の周囲は、ガラスウールで断熱されている。容器内の窒素の状態をモニタするために圧力センサとK形熱電対が取付けてある。底面にSF₆液の噴射用ノズルが設置されていて、観測窓に合せてノズルの噴口の高さを変えて、噴射ジェットの観測部位を調整する。上方噴射用に設計されているのは、落下実験で微小重力状態に入る際のじょう乱を考慮し、質のよい微小重力環境が容器内に作られるようにするためである。実際、落下実験は重力の影響をなくすために行うのであ

Fig. 1 Experimental apparatus

Fig. 2 High pressure vessel

るが、やり方がまずいと逆効果になる可能性もある。噴射液とその周囲を取り囲む蒸気は雰囲気気と比べて密度が大きい。安定した低速噴流を短い微小重力期間内に作るために、微小重力状態に入る少し前から噴射を開始することがあるが、この場合、密度差による流れが生じると、微小重力状態に入った時点で逆向きの流れが誘発されるので、下向噴射ではジェットに対向する流れが起きて新たに噴射される液体まわりの流れを乱す恐れがある。上方噴射は、これを防止するための工夫で、微小重力状態に入ったときに逆向きの流れが発生しても、それが新たに噴射される液体が作る流れに影響を与えないようにしている。予備実験により、雰囲気気の小幅な温度調整は、ヒータを使わなくても、チャンバへの高圧窒素ガスの出し入れによる断熱圧縮・膨張を利用してチャンバ内のガスを乱すことなく温度を一様に迅速に変化させることができることがわかっている。SF₆噴射用のノズルの口径は観察する現象の代表長さを与える。今回の実験では0.1 mm径単孔ノズルを用いている。

液化SF₆リザーバは、内容積120 cc、常用最高圧20 MPaの高圧容器であり、高圧液体ポンプを用いてポンペより液化SF₆を充てんする。高圧液体に対応し、小形かつ安価な電磁弁としてコモンレール方式直噴ディーゼルエンジンに使用される電磁弁を改造して用いている。圧力容器の容積は、1回のSF₆液の噴射量に比べて十分に大きいので、噴射によって圧力容器内の窒素ガス圧が有意に変化することはない。

実験試料には、Chen-Suiの実験⁽³⁾にならって、凝縮性成分(噴射液)としてSF₆(純度99.9%以上)(分子

量:146.05, 臨界圧力:3.7 MPa, 臨界温度:318.7 K)、非凝縮性成分(雰囲気)として窒素(分子量:28.01, 臨界圧力:3.39 MPa, 臨界温度:126.2 K)を用いている。凝縮性成分にSF₆を用いる理由は、分子量が炭化水素系燃料と同程度で、安全性に非常に優れており、臨界温度、臨界圧力がともに常温常圧に近いので容易に超臨界状態が実現できるからである。大気圧下では気体であるために液体として取扱うには加圧が必要であるが、実験後に圧力容器内に残留する液体は減圧して気化させて容易にパージすることができる。

微小重力実験は岐阜県土岐市にあるMGLABの落下施設(重力レベル10⁻⁵ g, 持続時間4.5 s)を利用して行った。実験では、噴射液に対して超臨界圧力になる窒素の雰囲気気を圧力容器内に作り、微小重力状態において、口径0.1 mmのノズルから噴射されたSF₆液ジェットのようなすをバックライティング法で撮影し高速度ビデオにおさめて観察した。SF₆液の噴射は、落下カプセルから送られるμg信号によって電磁弁が開き、高圧容器圧力よりさらに高圧に設定されたリザーバからSF₆液が送られて起きる。はじめ圧力差が大きいので高速で噴射されるが、次第に圧力差が減少して噴射速度が低下する。初期の高速噴射は噴射前に雰囲気温度と等しくなっているノズル内部を冷却する役割をもつ。撮影は一定のワークディスタンスを維持しつつ、0.1 mm径の液体ジェットを拡大撮影する必要がある。そのため1000コマ/s高速度カメラにF-Cマウントアダプタ、ズームレンズ、クローズアップレンズを組合せて使用した。シャッタースピードは12000 s⁻¹、カメラの記録画素数は400×260ピクセルである。

3. 実験結果

3・1 亜→超臨界遷移条件 噴射液の表面がSF₆-N₂系での臨界状態に近い状態になっているときの噴流の不安定性に興味があるので、そのような状態が実現されるための実験条件を事前に知っておく必要がある。

臨界表面の実現性については、多くの研究者が誤解している。表面温度が噴射液の臨界温度になったときに表面がなくなると考えられているが、これが成り立つのは、噴射物質と同じ物質の蒸気の中に液体を噴射した場合で、雰囲気気圧=臨界圧力、雰囲気蒸気温度>臨界温度>噴射液温度の条件がみたされるときに限られる。1章で述べたように、窒素ガス中にSF₆液を噴射したときの表面の熱力学的状態は2成分系の相平衡

条件によって定まり、臨界表面の温度と組成は、圧力によって変化する。さらに、噴射液の局所表面状態は、噴射液と雰囲気との熱・物質輸送に関連して決まるので、表面が臨界状態になる条件の予測は単純でない。著者らの一人は、以前に、超臨界雰囲気中に置かれた静止液滴が遷臨界状態になる条件を調べて蒸発状態分類図を作成した⁽¹⁾。液滴の瞬間半径をジェットの局所半径と読み替えれば、超臨界雰囲気中に噴射された定常層流ジェットに対しても同様の図が当てはまるはずである。そこで、作成した蒸発状態分類図の妥当性の検証も兼ねて、実験室での実験で、噴射液の温度を室温に固定し、窒素ガスの温度と圧力をさまざまに変えて、SF₆ ジェットに表面ができるかどうかを調べた。

図3に実験結果を示す。横軸と縦軸の目盛下に記された括弧内の数値はSF₆の臨界値で割った還元圧力と温度の値を表している。○印は液滴の形成が観察された雰囲気条件を表す。光沢のある球形液滴の形成は表面張力の存在、したがって、ジェットが表面をもつことを示す。これに対して、×印は噴射液が表面をもたない場合を表す。両者の境界を示す線は、圧力の増加に伴って温度が下がっていて、文献(1)で求められた液滴に対する亜→超臨界遷移条件と同様の特性をもっていることがわかる。また、文献(1)の計算において炭化水素燃料と窒素の臨界混合状態を与える圧力と温度の関係がほぼ直線関係になることがわかっている。本実験の試料であるSF₆とN₂に対しても同様な関係が成立するものと思われる。臨界混合状態では蒸発熱が零になるので、噴射液と雰囲気との温度がともに混合系臨界温度に一致している場合には、(分子拡散混合に伴う発熱あるいは吸熱の程度が小さいとして)温度はどこでも等しくなって、噴射液と雰囲気との間に拡散現象だけが起きることになる。そこで、実験で求めた、噴射液に表面が存在する限界を表す曲線を噴射液温度まで外挿して、噴射液と雰囲気との温度がともに混合系臨界温度に等しくなる点Bを求めて、SF₆の臨界点Cと直線で結べば、SF₆-N₂系に対する臨界温度の圧力依存性を予測することができる。図3より、確かにSF₆の臨界圧力より高い圧力でも噴射液に表面が存在し、表面張力が作用することがわかる。本研究では、噴射液に表面が存在する限界の条件に近い雰囲気条件で実験を行ったときの液体ジェットを近臨界表面液ジェットと呼び、その不安定性を調べている。

3・2 高速度撮影画像 図4に微小重力実験で撮影したビデオ画像の一部を示す。実験条件は、窒素圧

Fig. 3 Existence of liquid surface

7 MPa, 温度 35°C, SF₆ 液温度 20°Cである。図3からわかるように、この条件は噴射液に表面が存在する限界の雰囲気条件に近いので、近臨界表面をもったジェットが実現される。予備実験で窒素温度が高いと画像がぼやける傾向にあることがわかっていたので、窒素圧を高くして低い窒素温度で近臨界表面ジェットを作るようにした。図4の下辺に記した噴射速度は、液滴の移動速度を画像から読取って評価した値と照合して流量係数を決定したうえで、SF₆液リザーバの圧力の時間変化の記録から算出した数値を表している。実験では、微小重力状態に入る直前に電磁弁を開いてSF₆液を噴射する。SF₆液リザーバの圧力が下がるに従って噴射速度が小さくなり、微小重力状態が完了する時間に合せて噴射が終わるようにしてある。したがって、1回の落下実験で広範囲の噴射速度にわたってジェットの不安定性を観察することができる。噴射速度が大きいときにはノズル出口から乱流噴霧が作られているが、噴射速度が小さくなると噴射液柱が分断されて液滴が作られるようすが見て取れる。本報告で対象にするのは、この低速噴射時のジェットの挙動であり、初期噴射圧を低めに設定して噴射速度の時間変化を十分小さくした実験で得た噴射速度 0.1 m/s (画像の領域を液体が通過する時間内での噴射速度の変化は無視できるほど小さい)のときの画像を図5に示す。図5は、左から右に向かって2 ms 間隔でのジェットの時間変化を表している。この画像を同じ雰囲気条件で水を噴射させたときの画像と比べると、水のときには輪郭の鮮明な画像が撮れることより、画像で噴射液の輪郭が不鮮明になっているのは、SF₆蒸気によることがわかる。すなわち、噴射液と雰囲気との温度が室温に近くても、その温度はSF₆の臨界温度に近いことより、SF₆にとっては高温であり、蒸発の程度は弱くない。しかも、高圧では拡散係数が小さく、また、重力の作用による重い蒸気の流下も起きないので、表面

Fig. 4 Atomization feature at various jet speed

近くに濃い蒸気が滞留して、急な密度こう配が作られる。このため、蒸気層で光線が屈折して、液体表面のまわりに影を作ることが輪郭をぼやけさせる原因であると考えられる。図5より、現象はほぼ軸対称に起きていることがわかる。ノズルから少し離れた位置から液柱の表面に凹凸が生じ、それが発達して下流で液滴の分離が起きている。注目すべきは、液柱表面の凹凸(不安定波)の波長が、水の場合に比べてかなり短くなっていることである。加えて、液柱から破断する直前の“液滴”の断面形状は丸みを帯びた円すい状になっている。図5では、不安定波の発達が追いやすいように、液柱の膨らみ部の移動を矢印で示してある。図5の不安定波の移動速度が液滴の移動速度と大きく異なることより、不安定波の位相速度と噴射速度にあまり差がないことが知れる。

画像を見ると、液滴の横に液滴の前面から後方に斜めに弧を描いて延びている黒い線が認められる。これは、液滴から蒸発した蒸気を作る濃度境界層の外縁を表していると思われるが、後方に延びていることから、液滴が周囲の気体よりも速い速度で前進していることがわかる。すなわち、初め高速ジェットによって周囲の気体を引きずって速い気流が作られるが、この気流が噴射速度が小さく残っても残り、高速気流中を低速ジェットが進む状況が起きる恐れはない。初めに高速気流が作られても、その気塊は高速で下流に流れ去

Fig. 5 Liquid jet disintegration at a liquid Weber number of $O(1)$

てしまうからであり、近似的に、各軸位置での流れはいつも静止気体中に噴射した液体ジェットが作る速度と同じようになっていると考えてよい。

3・3 表面張力値の推定 図5に見るように、噴射液柱から分断して作られた液滴には、ペアリング

Fig.6 Dependence of instability wave length on jet speed

(前方の液滴の後流部に入ると、後方の液滴が前方の液滴に吸い寄せられて合体する)現象が現れて、次第に液滴間隔が広がっていく。二つの液滴が合体すると、合体液滴の形状は一度進行方向に対して扁平になり、次に伸張して縦長になり、再び扁平化するという、表面張力による液滴の形状の振動が起きる。この液滴振動を利用して、噴射液の表面張力の大きさを推定できる。

高速度撮影ビデオの撮影時間間隔は1 msである。液滴の振動が、その間に整数回起きるときには、ビデオ画像から液滴振動の周期を読取ることはできない。しかし、本実験では、液滴のまわりに写っている蒸気像を見て判断する限り、そのような振動が起きているとは思えない。そこで、着目した合体液滴(半径 $r = 100 \mu\text{m}$ 程度)に対して、こま送り画像から1周期の時間を読取ると $1/f = 5 \text{ ms}$ 程度である。これより、該当する熱力学的条件での SF_6 の密度を Redlich-Kwong の状態方程式より $\rho_* = 1280 \text{ kg/m}^3$ と推算したうえで、表面張力による液滴変形の振動数を与えるレーリーの式

$$(2\pi f_n)^2 = n(n-1)(n+2) \frac{\sigma}{\rho_* r^3} \quad (n=2) \cdots (1)$$

を用いて、表面張力の値を算出すると、 $\sigma = 0.25 \text{ dyn/cm}$ となる。この値は、標準状態での炭化水素系燃料の表面張力の百分の一以下である。そして、0.1 mm の口径のノズルから速度 $U = 10 \text{ cm/s}$ で噴射された SF_6 液のウェーバ数を計算すると、 $We = \rho_* U^2 a / \sigma = 2.6$ となって、 $O(1)$ の値になっていることがわかる。また、気液密度比は、窒素の密度を $\rho = 79.0 \text{ kg/m}^3$ として、 $\epsilon = \rho / \rho_* = 0.06$ となる。

3.4 不安定波の波長の測定 図4のビデオ画像に基づいて、噴射液柱の表面の凹凸(不安定波)の波長

の測定を試みた。図6に噴射速度と波長の関係を示す。小さな口径のノズルを用いているので波長も小さなものになる。このため、一定の露光時間 $\tau = 1/2000 \text{ s}^{-1}$ で撮影されたビデオ画像では、噴射速度 U が大きくなると、瞬間構造の観察が難しくなる。一般に、不安定波は噴射液に対してある位相速度をもって移動するので、カメラから見て定常な構造ができるのは、位相速度 c が $[-U]$ になる極めて特殊な場合に限られる。したがって、露光時間内に不安定波が1波長を超えて移動する場合には、隣の構造が重なって写るので、構造を識別することができない。図6には $c=0$ と置いたときの識別限界線(斜めの直線)が記入してある。また、参考のため、噴射速度で移動する流体粒子が露光時間内に噴射液の半径と同じ距離だけ移動する条件を表す線(縦の直線)も記入してある。

図6を見ると、実験点は分散しているが、破断が起きる前の液柱に2種類の波長が存在することがわかる。第1のグループは、ノズル出口の下流に(目に見える形で)最初に観測される液柱表面の凹凸の波長で、その長さは噴射液の直径と同程度である。このグループの波長は、噴射速度が大きくなると、短いものも観察できるようになるが、分散が大きいためこのデータから傾向を明言することはできない。第2のグループの波長は液柱の破断が起きる位置近くに観察されるものであり、第1グループの波長のちょうど2倍の長さになっている。すなわち、実験は、噴射液の直径と同程度の波長をもった不安定波が励起され、それが成長していく過程で2倍の長さの波長をもった大変形波に移って液柱の破断が起きて、液滴が作られることを物語っている。そして、生成された液滴は、前に述べたように、前後の液滴と対を作って、衝突、合体を繰返して液滴間隔を広げていく。この実験結果から引き出される微粒化に対する考え方を続報で述べる。

4. おわりに

微小重力条件の下で超臨界雰囲気中に口径0.1 mm のノズルから噴射した液体ジェットに現れる不安定性をバックライティング法で高速度ビデオに撮影し、その画像の解析と理論的考察から、近臨界表面状態にある噴射滴の破断のメカニズムを明らかにしようとした。低速(0.1 m/s)噴射時の軸対称な微粒化過程の観察から得られたおもな知見は以下のとおりである。

(1) 生成された液滴の振動周期から推算した表面張力は、標準状態の炭化水素液体燃料の値の百分の一以下である。

(2) 噴射液の上流に現れる不安定波はテーラー形

である。波長が噴射液の直径と同程度であるため、そのまま表面変位が増幅しても、液柱を破断することはできない。上流に現れた不安定波が成長する過程で倍の波長の不安定波に変化し、その時点で液柱の分断が起きている。液柱の破断によって作られた液滴は、対を作って、前方の液滴の後流域に入った液滴が吸い寄せられて衝突、合体し、この合体を繰返して、液滴間隔が拡大していく。

本研究は日本宇宙フォーラム地上公募研究と文部省

科学研究費の補助を受けて行われた。ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) Umemura, A. and Shimada, Y., *Proc. Combust. Inst.*, **26** (1996), 1621-1628.
- (2) Chigier, N. A., *Proc. 5th ICLASS*, (1991), 1-15.
- (3) Chen, L. D. and Sui, P. C., *Proc. IUTAM Symp. Mech. Combust. Droplets Sprays*, (1994), 307-316.