

微小重力場での近臨界表面液ジェットの不安定性* (第2報, 理論的考察)

梅村 章*¹, 若島 勇一郎*²

Instability of a Thin Liquid Jet with Near-Critical Mixing Surface under Micro-Gravity Condition (2nd Report, Theoretical Consideration)

Akira UMEMURA*³ and Yuichiro WAKASHIMA

*³ Department of Aerospace Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

The experimental results presented in the first report are physically interpreted on theoretical grounds to reveal the disintegration mechanism of the $O(1)$ -Weber-number liquid jet with near-critical mixing surface. The wavelength at which the liquid jet breaks up is much shorter than that of Rayleigh instability, suggesting that the shear layer developed on the near-critical mixing surface plays an important role in excitation of the instability. Vortex rings, which grows by Kelvin instability, entrain and impinge the surrounding dense gas on the contracting part of the liquid column, so that the restoring force associated with the axial surface tension is cancelled by the dynamic pressure of the impinging gas, and the liquid column breaks up by the action of contracting force due to the circumferential surface tension. This mechanism leads to a concept which bridges the Rayleigh type of atomization and the large-scale vortical structures of a supercritical liquid jet.

Key Words: Atomization, Stability Analysis, Near-Critical Mixing Surface, Surface Tension

1. はじめに

噴霧に関する研究は多いが、高圧での液体の微粒化過程を詳しく調べた研究は意外に少なく、レーレーの理論と噴霧形成との関連性は明りょうでない⁽¹⁾⁻⁽³⁾。噴霧形成過程での液体の微粒化は、液体と気体の間の相対速度 U の存在によって起きている。噴射速度の大きな噴流から小さな液滴が作られる事実⁽²⁾ から推測して、液体が切れるときには、液体の断面半径 a が小さくなっていて、表面張力 σ と空力作用とによる液体表面の変形の度合いが同じ程度になる状態、すなわち、気体のウェーバ数 $\rho U^2 a / \sigma$ の大きさが1程度になっていると予想される(大きな寸法の液体が周囲気体との間に過度に大きな相対速度を持っている場合には、空力作用によって表面が大変形して局所的な相対速度が減少し、リガメントのような小さな寸法の液体になってから分断が起きると考えられる⁽⁴⁾)。特に、高圧での液体の微粒化においては、気液密度比が1に近づく(十分の一程度)ので、この条件は、

$$We = \frac{\rho_* U^2 a}{\sigma} \sim O(1) \dots\dots\dots (1)$$

すなわち、噴射液のウェーバ数が1の大きさの程度になることと考えてよい。そこで、噴射液の近臨界表面条件と微小重力条件を利用して、条件(1)を満たす液体ジェットを作って、噴射液柱の分断機構を調べようとしたのが第1報⁽²⁾で述べた実験である。ここで近臨界表面条件と微小重力条件を利用する理由を改めて述べれば、以下のとおりである。

観察のしやすさを考えれば、噴射液の半径は大きく、噴射速度は小さいほうがよい。しかし、この条件では、フルード数 $Fr = U^2 / ga$ が小さくなるので、通常重力下では重力の影響を強く受けて、噴霧形成で問題になるような細い液柱の分断過程を模擬するのは難しい。加えて、低圧では表面張力が大きいために、低速噴射でウェーバ数を大きくすることが困難である。これに対して、バルクな液相と気相の密度差を大きく保ったまま、表面張力を大幅に低減させることができれば、実験の自由度が大幅に拡大する。この点で、臨界温度が室温に近く、炭化水素系液体燃料と類似の特性をもち、しかも取扱いが安全な SF_6 液を窒素ガス中に噴射して作られる近臨界表面液ジェットの利用は、压力容器内の窒素温度のわずかの調節で大きく表面張力を変

* 原稿受付 2001年4月19日。

*¹ 正員、名古屋大学大学院工学研究科(〒464-8603 名古屋市千種区不老町)。

*² 名古屋大学大学院。

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

化させることができ、目的にかなった実験ができそうに思われる。しかしながら、このように好都合な液体を選んでも、なお、低速噴射でウェーバ数の大きな実験を通常重力下で行うことは困難である。それというのも、従来よく行われてきた下方噴射の実験では、滴下状態ではノズル出口の影響(ぬれと重力)によって下流の構造が決まってしまうからである⁽⁵⁾。すなわち、空力作用による不安定性を純粋に取り出して、液柱の分断に至る過程を見るためには、噴射液が層流であって、ノズル出口から離れた位置に不安定波が顕現するように、ある程度大きな噴射速度が必要である。これは小さな口径のノズルの使用を要求する。さらに、鉛直噴射では重力によって液体が下方に加速されるため、液柱に伸張速度 dU/dx が生じる。いうまでもなく、液柱の分断は、表面張力ばかりでなく、液体の伸張速度と粘性が効き、伸張は液柱を分断しやすくすると考えられる。通常重力下では、ジェットに働く周囲気体からの摩擦力による負の伸張 $(8/3)C_r(\rho/\rho_*)(U/a)$ とともに重力による正(下方噴射)あるいは負(上方噴射)の伸張速度 (g/U) が現れる。前者は、微粒化機構の一環として自然に組み込まれているべきものであるが、後者によってその効果が乱される。その程度は両者の比を取った無次元量によって測ることができ、重力の影響が無視できるためには

$$\frac{8}{3}C_r\frac{\rho}{\rho_*}\frac{U^2}{ga}\gg 1 \dots\dots\dots(2)$$

が成り立っていないなければならない。摩擦係数は $C_r \sim 0.005$ であるから、 $a=0.05$ mm, $\rho/\rho_*=0.05$ としても、式(2)の左辺が1程度になるためには $U \sim 1$ m/s の噴射速度が必要になる。この速度は、高速度ビデオで変化を追跡するには時空間分解能を超えている。すなわち、これまであまり注意されてこなかったが、通常重力下の実験において条件(1), (2)を同時に満たすことは非常に難しいのである。

近臨界表面をもった微小半径ジェットの微小重力実験は、このような考察にも基づいて、条件(1), (2)を満たす実験として構想されたものである。簡単な実験によっても高速噴射液には、乱流化した噴射液の側面からすじ状の液糸が出て、それから小さな液滴ができて飛散するようすがうかがえる。低速噴射時の近臨界表面をもった液柱の分断のようすは、これをクローズアップしたものとしてとらえることにより、乱流微粒化にせまろうとするものでもあり、この考えの背後には噴霧形成でのフラクタル構造を暗に予想している。本論文では、第1報の実験データに基づいて理論的な考察を行った結果について報告する。

記号

a	: 噴射液柱半径
C_r	: 摩擦抵抗係数
Fr	: フルード数
g	: 重力の加速度
I	: 第1種の変形されたベッセル関数
K	: 第2種の変形されたベッセル関数
k	: 波数
k_m	: 最大増幅率を与える不安定波の波数
r	: 動径座標
t	: 時間
U	: 噴射速度
U_s	: 表面速度
u	: 半径方向速度成分
We	: ウェーバ数
z	: 軸座標
δ	: 気相側のせん断層厚み
σ_*	: 液相側のせん断層厚み
μ	: 雰囲気粘性係数
μ_*	: 噴射液の粘性係数
ν	: 雰囲気動粘性係数
ν_*	: 噴射液の動粘性係数
Π	: 気相側の固有関数
Π^*	: 液相側の固有関数
ρ	: 雰囲気密度
ρ_s	: 表面での気体の密度
ρ_*	: 噴射液の密度
ρ_{*s}	: 表面での液体の密度
σ	: 表面張力
ω	: 複素増幅率
ω_i	: 複素増幅率の虚部
ω_r	: 増幅率
ω_{rmax}	: 最大増幅率

2. 理論的考察

2.1 噴射液の不安定性 近臨界表面ジェットの特徴は、表面のごく近傍を除いて、気体と液体の相の違い(大きな密度差)が明りょうに保たれた状態で表面張力が小さな値を取る点にある。実験で観察された低速噴射ジェットの不安定性を特性づける手がかりを得るために、はじめに、非圧縮性流体を対象にして構築されたレーレーの理論⁽⁶⁾とテラーの理論⁽⁷⁾を結合した理論を考えた。それによって、噴射液柱の分断の物理を再考察し、実験結果を解釈する基礎とした。以下に、考えた理論の内容を説明する。

軸対称な液柱の変形に対して表面張力の効き方を考えると、表面の二つの主曲率に関して下記の事柄がいえる。

(1) 母線の変形 くびれ部の液体の圧力を下げ、膨らみ部の液体の圧力を上げようとするから、膨らみ部からくびれ部へ向かった軸方向の液体の流れを作り、元の状態に戻そうとする安定化の作用が働く。

(2) 円周の伸縮 くびれ部の圧力を上げ、膨らみ部の圧力を下げるので、くびれ部から膨らみ部へ向かう流れを生んで円周変化を増幅する作用をもつ。

(2)が(1)に打ち勝つ条件での液柱の不安定性を論じたのがレーレーの理論であり、この条件の下で液柱の分断が起きるのは理解しやすい。また、液柱の変形の波長が短いと母線の曲率が大きくなるので、(1)の寄与が増大して不安定化できなくなる(レーレーの不安定性を示す波長に下限がある)こともわかる。しかし、短い波長でも、(1)の効果を相殺する別の効果が加われば不安定になり得る。ガスと液体との間に相対速度がある場合に発生するテラーの不安定性は、気液界面を横断して圧力差を生み半径方向の表面の動きを作ると同時に、膨らみ部のガスの圧力を下げ(したがって、表面張力で釣り合う液体の圧力レベルを下げ)、くびれ部で逆になるから、そのような効果をもつものである。したがって、噴射液柱の不安定性の特性化には、レーレーの不安定性とテラーの不安定性がミックスした液柱の不安定性を調べることがよい出発点になると思われる。

レーレーの理論とテラーの理論は、いずれも、液柱と周囲気体との間に滑りを許す条件で考えられており、ジェット表面上に発達するせん断層の厚みが非常に薄い場合に対して適用できると考えられる。しかし、これらの理論を円形ジェットに適用しようとするとき、表面の取扱いで注意が必要である。

実際、液柱と周囲気体との間の滑りを許せば、レーレーの不安定性は、液体の噴射速度に無関係になる。現実には、粘性があるために、表面近くの液体はガスに引きずられて、コア流体と速度差をもつ。この速度差がレーレーの不安定性に与える影響を知るために、静止気体中に一樣流速 U で噴射された液体の定常流を考えよう。液体ジェットの表面から発達するせん断層に対して、界面に作用するせん断力の釣合いの式

$$\begin{aligned} \mu \frac{U_s}{\delta} &= \mu_* \frac{U - U_s}{\delta_*}, \quad \delta = 4.8 \sqrt{\frac{\nu z}{U_s}}, \\ \delta_* &= 4.8 \sqrt{\frac{\nu_* z}{U - U_s}} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3)$$

を考えて、表面速度 U_s が定まる。

$$U - U_s = \frac{\left(\frac{\rho\mu}{\rho_*\mu_*}\right)^{1/3}}{1 + \left(\frac{\rho\mu}{\rho_*\mu_*}\right)^{1/3}} U \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 ρ, ν, μ は気体の密度、動粘性係数、粘性係数を表し、液体の特性量には下添字 * を付けて区別している。式(4)は液体側に発達する境界層の厚みがジェットの半径に等しくなる位置まで成立する。今、コア流体と一緒に動いている座標系に乗って観察し、軸方向に周期的な絞り部と膨らみ部をもった液柱の変形を考えたとする。表面はコア流体に対して速度 $[-(U - U_s)]$ で動いているので、コア流体が表面の凹凸の表面張力によって受ける力の向きは時間的に変化し、コア流体内の流動が抑えられる。その結果、表面の変形は抑制されて、同じコア液体塊に対して同じ向きの力が作用する場合に比べて絞りの効果が弱まるであろう。

この表面速度の効果を組み込むには、レーレーの解析において、表面流体粒子の軸方向移動を考慮すればよい。すると、 $\exp(\omega t)\exp(ikz)$ の因子をもった時間発展形のじょう乱波に対して、複素増幅率 $\omega = \omega_r + i\omega_i$ の決定方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{\sigma}{\rho_*} k \left(k^2 - \frac{1}{a^2}\right) + \frac{\rho}{\rho_*} \frac{K_0(ka)}{K_1(ka)} (\omega - ikU)^2 \\ + \frac{I_0(ka)}{I_1(ka)} \omega [\omega - ik(U - U_s)] = 0 \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

となる。ここに I, K は第1, 2種の変形されたベッセル関数を表す。上式は、 $ka \rightarrow \infty$ および $U \rightarrow 0$ の極限においてそれぞれテラーおよびレーレーの理論式に一致する。増幅率 ω_r は

$$\begin{aligned} 4 \left(\frac{I_0}{I_1} + \frac{\rho}{\rho_*} \frac{K_0}{K_1}\right)^2 \omega_r^2 = 4 \frac{\sigma}{\rho_* a^3} (ka) \left[1 - (ka)^2\right] \left(\frac{I_0}{I_1} + \frac{\rho}{\rho_*} \frac{K_0}{K_1}\right) \\ + 4 \frac{\rho}{\rho_*} k^2 \frac{I_0}{I_1} \frac{K_0}{K_1} U U_s - k^2 \left[\frac{I_0}{I_1} (U - U_s)\right]^2 \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

より算出される。右辺の各項は、それぞれ順にレーレーの不安定性、テラーの不安定性およびコア流速と表面速度の差による不安定性の低減効果を表す。

式(6)の右辺が正でなければいけないことより、波数 k が取る値に上限があること、さらに、表面速度の存在によって、 $\rho_*(U - U_s)^2 a / \sigma > 1/4$ のときには k の下限値が零より大きくなることが知れる。小さな波数ではテラーの不安定性(第2項)が弱いので、噴射速度が大きいと表面速度の影響が強くなり、レーレーの不安定性が効かなくなるからである。

図1に式(6)の右辺が正になる無次元波長 $2\pi/(ka)$

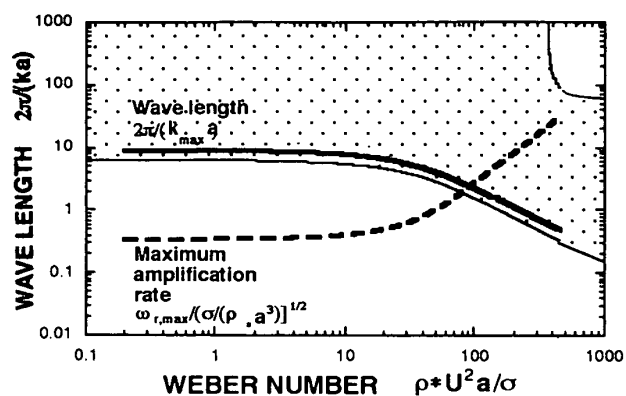
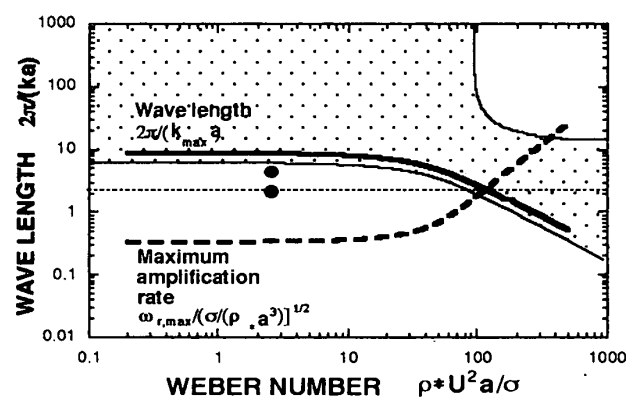
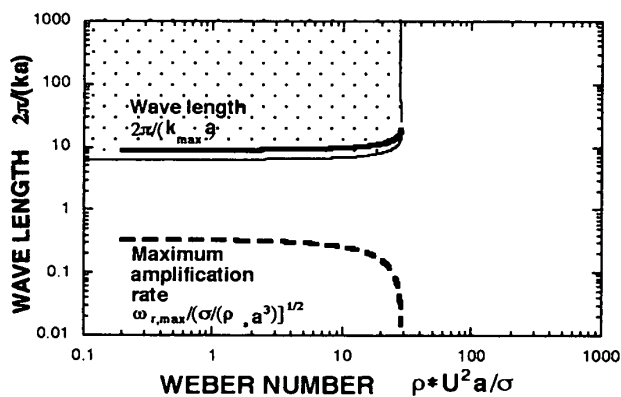
(a) $\mu/\mu^*=0.01$ (b) $\mu/\mu^*=0.1$ (c) $\mu/\mu^*=1.0$

Fig. 1 Result of present instability analysis

の範囲を点で塗りつぶして示してある。第1報で述べた実験の場合、雰囲気と噴射液の粘性係数の比 μ/μ^* は0.1程度の値を取ると推定される。参考のため、図1には $\mu/\mu^*=1, 0.01$ の場合も示した。各図には、無次元最大増幅率 $\omega_{r,max}/\sqrt{\sigma/(\rho^*a^3)}$ と対応する不安定波の波長 $2\pi/(k_{max}a)$ のウェーバ数 We に対する依存性がそれぞれ太実線および太破線で描いてある。粘性係数比が小さいときには、ウェーバ数が大きくなると、テラーの解に一致して、最大増幅率はウェーバ数の

1.5乗に比例して増大し、波長はウェーバ数に逆比例して短くなる。

2・2 ケルビン形不安定性の発現と液柱の分断

図1(b)には、第1報で示した低速(10 cm/s)噴射液柱に現れた不安定波の波長が黒丸で二つ記入してある。下の黒丸が上流に顕現した不安定波の波長、上の黒丸は液柱の分断箇所近くの波長を表す。実験点は、ウェーバ数が $O(1)$ であり、2・1節で述べた不安定波の存在域の外側に位置していることに注意しよう。液柱のくびれがある程度大きくなると、表面張力の効きが強くなって、レーレーの不安定性と同様にして液柱の分断が起きると考えるのは自然である。しかし、1波長の長さの液柱が体積を保って球形になったとき、その直径が波長に一致するような波長は $2\pi/(ka) = \sqrt{6}$ であり [図1(b)に記入した水平な細破線]、この値より短い波長の不安定波によって液柱が切れることはない(仮に分断して液柱片ができたとしても、表面張力によって球形に変形する際に分断した液柱に接触して再結合する)。実験では噴射直後の液柱にできる不安定波の波長が、これに近い値になっている。下流にいくに従って波長は長くなるが、それでも液柱が分断するときの波長は噴射波の直径の2倍程度でしかなく、2・1節で述べた不安定波が存在する波長には至っていない。このことより、実験で観察された噴射液柱の不安定波は、2・1節で考えた不安定波とは別の不安定波であり、2・1節の理論で無視されている要素が効いて発現していることが知れる。

本研究では、実験で得たビデオ画像にうすく写っている液柱のくびれ部の近くのSF₆蒸気の影の挙動を調べて考察し、近臨界表面をもったSF₆噴射液の境界上に発達するせん断層の作用が、実験で観測された低ウェーバ数での短い波長の不安定波を生み出していると予想し、以下に述べるような液柱の分断に至るすじ道と考えた。

長い波長のときには、くびれ部が軸方向に伸張されることにより、表面張力による絞りの効果がますます強くなって自然に液柱は分断する [図2(a)]。これに対して、短い波長で等体積的に液柱が変形して切れる場合を考えると、くびれ部に母線の曲率が非常に大きな箇所が現れて、そこで絞り効果の卓越性が消失するという矛盾が生じる。したがって、くびれ部で液柱が切れるためには、母線の変形による絞り効果の低下を相殺するような別の作用が働かなければいけない。2・1節で考慮した流体力学的な作用(液柱の変形によるガス流速の加速および減速による圧力の変動)では

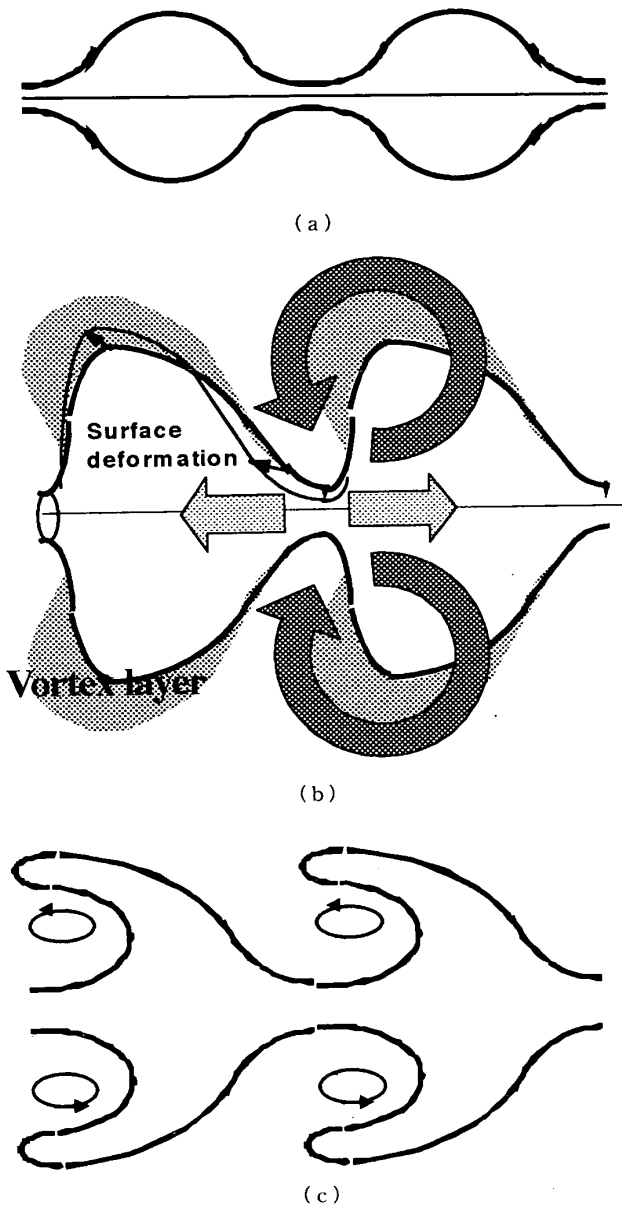


Fig. 2 Atomization mechanism

不十分であるから、さらに別の流体力学的な作用を探さなければならない。そこで、着目するのが、ケルビンの不安定性⁽⁹⁾による渦の形成である。実験のビデオ画像で、破断する液柱の膨らみ部の上流側(並進運動する液柱に乗って見れば下流側になる)に後流の形成が認められるからである。

実際、もともとジェットの表面上には渦度層が存在する。加えて、変形した液柱のくびれ部から膨らみ部に向かった圧力こう配は、バロクリニック効果(密度が連続的に変化する单相の流れに対してよく認識されているが、二相流に対しても同じである。同じ圧力こう配に対して気相と液相で加速の程度が異なるので、界面で速度の滑り、すなわち渦度が生み出される)によって、膨らみ部の前面で渦度層と同じ符号をもった

渦度を作り、後面でその渦度が消されるから、元の渦度層の強さに分布を作り、膨らみ部の頂点(位相速度が存在するので、実際には、その少し下流)において最大渦度となり、その点を中心として渦度層をロールアップするケルビンの不安定性を引き起こして渦が発達すると考えられる。そして、膨らみ部の後ろに発達した渦の誘導速度は、液柱の変形を増幅するように作用する。このようにしてケルビンの不安定性によって渦が作られれば、図2(b)に示すように、液柱の膨らみ部の後ろに作られた渦によって、周囲の気体を取り込まれてくびれ部に当たり、その動圧が母線の曲率による負の表面張力圧を補い、円周方向の表面張力による絞りの効果が有効に働いて液柱の分断が可能になる。

このように膨らみ部の後にできた渦は液柱の分断を助けるが、同時に、分断後は後流を作って、後続の液滴あるいは液柱を吸引して、再び合体する可能性を生む。事実、このことを裏付けるように、実験では、途中で分断した液柱が再び結合する現象がしばしば観察されている。したがって、液柱の分断は、分断後の液柱片の挙動も含めて考えないと、理解したことになる。微粒化を論ずるには、液柱端での分断の仕方を詳しく調べる必要があるが、過去において、このような考えがもたれることはなかったように思われる。さらに、上述のジェットの不安定性の描像によれば、表面がない超臨界流体ジェットの不安定性[図2(c)]にも自然につなげることができる点に注意しよう。

2.3 近臨界面の効き 2.1節の解析では、気液相の速度、温度、濃度境界層の影響をあらわに考えていない。これらを考慮した線形安定性解析式において近臨界面をもった低速噴射液の不安定波の特徴を調べ、2.2節の予測を補強する。

噴射液の表面で相平衡が成り立つために生じる蒸発および溶解による流れの影響は粘性の効きと同程度である⁽⁹⁾。基礎流(噴射液と周囲ガスの流れ)が一方向的であるとすると、時間発展形の非粘性不安定波の増幅率は、次の方程式系の固有値として定まる。

$$\frac{d\Pi}{dr} + \Pi^2 - \left(\frac{2}{u-c} \frac{du}{dr} - \frac{1}{r} \right) \Pi - k^2 = 0 \quad \dots (7)$$

$$\Pi(r=0) = 0, \quad \Pi(r \rightarrow \infty) \rightarrow -k \quad \dots (8)$$

$$\frac{\rho_{*s}}{\Pi_{*s}} - \frac{\rho_s}{\Pi_s} = \frac{\sigma}{(U_s - c)^2} \left(1 - \frac{1}{k^2 a^2} \right) \quad \dots (9)$$

ここに、 u は基礎流の軸速度分布を表し、下添字 s は界面での評価を意味する。近臨界状態では密度の変化が大きくなるので、圧縮性流体に対する連続の式を考えなければならない。方程式(7)は、文献(10)で導かれている圧縮性せん断層の不安定性に対する非粘性じ

よう乱波の支配式において、流れのマッハ数を零に置いて得られる(臨界点近傍の超圧縮性を論じた文献にしばしば間違った記述が見られるが、断熱音速は臨界状態でも零にならない。実験条件では、噴射速度は音速よりはるかに小さい)。ただし、文献では平面流れが取扱われているのに対して、ここでは軸対称流れを対象にしているのので、式(7)には付加項 Π/r が導入されている。条件(8)、(9)の誘導は文献(11)に詳しい。

近臨界表面の近くでは組成の変化によって局所的に密度が大きく変化する。しかし、この変化は、拡散係数が小さいために、表面のごく近傍に限定される。2・1節の非圧縮流体解析では、密度は噴射液と雰囲気との非じょう乱値が用いられているが、方程式系(7)~(9)によれば、不安定性に影響する密度は表面の値であることがわかる。このことは、近臨界表面液ジェットの不安定性を考えたときには重要な意味をもつ。それというも、2・2節で述べた気相の渦の流れにおいて、密度は液柱表面近くの気体の密度に等しいが、近臨界表面では、表面気体密度は表面液体密度と同じ程度の大きさになるから、噴射液のウェーバ数が $O(1)$ の値でも、渦流が作る気体の動圧と表面張力圧が同じ程度の大きさになるからである。

最後に、1章で言及した、比較的低速な近臨界表面液ジェットの観察が、低圧(気液密度比が小さな値を取る)での高速噴射液に現れる流体力学的作用のようすを調べるのに役立つ理由を述べて本論文を締めくくりにする。上記の近臨界表面液ジェットの不安定性に関する詳しい情報については、別報⁽¹²⁾で数理論の構築と定量的特性づけを行っているのので、それを参照されたい。

噴射液の表面から発達する気液相のせん断層厚み (δ, δ_*) が液柱半径に比べて十分に薄い場合には、上記の方程式系は以下のように書き換えられる。

気相のせん断層の外側では

$$\Pi = -\frac{kK_1(kr)}{K_0(kr)} \dots \dots \dots (10)$$

である。 $\hat{x} = (r-a)/\delta$, $\hat{\Pi} = \Pi\delta$, $\hat{k} = k\delta$ と置くと、気相せん断層内で式(7)は

$$\frac{d\hat{\Pi}}{d\hat{x}} + \hat{\Pi}^2 - \frac{2}{U-c} \frac{dU}{d\hat{x}} \hat{\Pi} - \hat{k}^2 = 0 \dots \dots \dots (11)$$

となる。オーバーラップする領域 $\delta \ll \Delta \ll a$ での解の接合より

$$\hat{\Pi} \left(\hat{x} = \frac{\Delta}{\delta} \rightarrow \infty \right) \rightarrow -\frac{\hat{k}K_1(\hat{k}a)}{K_0(\hat{k}a)} \dots \dots \dots (12)$$

の条件を得る。液相に対しても同様の式を導くことが

でき、界面での境界条件(9)は

$$\frac{\frac{\delta_*}{\delta} - \frac{\rho_s}{\rho_{*s}}}{\hat{\Pi}_{*s}} = \frac{\sigma}{\rho_{*s}U_0^2 a} \frac{\frac{a}{\delta}}{(\hat{U}_s - \hat{c})^2} \left(1 - \frac{1}{k^2 a^2} \right) \dots \dots \dots (13)$$

と書き換えられる。

式(13)より、ガス流の影響が強く現れるのは、 $We \sim (\rho_{*s}/\rho_s)(a/\delta)$ のときであることがわかる。実際、ウェーバ数が大きいときには a/δ も対応して大きな値を取らないと、式(13)の左辺の大きさが零に近づいて、表面の存在に関連した気相の不安定性が消失するからである。また、ウェーバ数が小さいときにも、 a/δ が対応して小さくないと、不安定解が得られないことが方程式系(7)~(9)よりいえる⁽¹²⁾。このことより、界面の気液密度比が非常に小さな値を取る低圧では噴射液のウェーバ数が非常に大きくなければ空力的不安定性は現れないが、近臨界表面をもった噴射液では、表面張力の減少と同時に界面の気液密度比が大きくなっているために、比較的小さなウェーバ数でも空力的不安定性が強く現れてくる可能性がいえる。しかも、 $We/[(\rho_{*s}/\rho_s)(a/\delta)]$ の値が同じであれば、同様の不安定現象が起きると期待できるから、第1報の実験では低速度のジェットでも、低圧での高ウェーバ数(図1で、実験点と同じ波数で最大増幅率を与えるウェーバ数)の現象を観察していることになる。

3. おわりに

1報で述べた低速噴射液の微粒化過程に対して理論的な考察を加え、下記の描像を得るに至った。

近臨界表面液柱の分断が起きるときの波長は、レーレーの理論から予測される最大増幅率を与える波の波長よりかなり短い。表面張力が小さいと、噴射速度が小さくても、相対的に気液相対速度の効果が大きくなる。短い波長で液柱の分断が可能であるのは、液柱のくびれ部の外側に作られる渦の流れが、表面張力による液柱の分断を阻害する要因になっている液柱の母線変形の効果をうち消して、むしろ円周変形の絞り効果を増強するように作用するためであると考えられる。この描像によれば、超臨界流体ジェット(表面が存在しない)の不安定性とも連続的につないで噴射液流の不安定性を理解することができる。

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。

文 献

- (1) Chigier, N. A., *Proc. 5th Int. Conf. Liquid Atomiz. Spray Syst.*, (1991), 1-15.
- (2) Lasheras, J. C., Villermaux, E. and Hopfinger, E. J., *J. Fluid Mech.*, **357**(1998), 351-379.
- (3) Lefebvre, A. W., *Gas Turbine Combustion*, (1983), 371-457, Hemisphere, New York.
- (4) Dombrowski, N. and Fraser, R. P., *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, **237**(1954), 101-130.
- (5) Chen, L. D. and Sui, P. C., *Proc. IUTAM Symp. Mech. Combust. Droplets Sprays*, (1994), 307-316.
- (6) Rayleigh, Lord, *The Theory of Sound*, **2** (1945), 360-362, Dover, NY.
- (7) Batchelor, G. K., *Collected Works of G. I. Taler*, (1958), Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- (8) 神部勉・P. G. ドレイジン, *流体力学 安定性と乱流*, (1998), 105-107, 東大出版.
- (9) Umemura, A., ほか3名, *Proc. 2nd ASPACC*, (1997), 432-435.
- (10) 梅村章・滝花洋一, *航宇会誌*, **45-525**(1997), 22-32.
- (11) 若嶋勇一郎・梅村章, *機論*, **64-625, B**, (1998), 2797-2803.
- (12) 梅村章, *近臨界混合表面液ジェットの安定性理論*, *機論 B* (投稿中).