高速気流中での固体粒混入液体の微粒化*

(第1報, 貫通距離, 広がり幅および分裂位置)

稲村 隆夫^{*1}, 永井 伸樹^{*1}
平井 哲郎^{*1}, 浅野 均^{*2}

Atomization of Liquid Jets Including Solid Particles in a High-Speed Air Stream

(1st Report, Penetration, Jet Width and Break-Up Location)

Takao INAMURA, Nobuki NAGAI,
Tetsuro HIRAI and Hitoshi ASANO

The metalized slurry fuels are expected to enhance the combustion efficiency and the specific thrust of ramjet and scramjet engines. On the other hand, the disintegration mechanism of slurry fuel seems to differ from that of single-phase liquid such as water. It is expected that slurry fuel breaks up less readily than does single-phase liquid due to its high viscosity. This study aims to clarify the disintegration mechanism and spray characteristics of slurry fuels in high-speed air flow. In this report, the empirical equations of penetration and jet width were deduced. According to the empirical equations, the penetration and jet width of the aluminum-water slurry are larger than those of water under the same conditions. Furthermore, break-up locations of the aluminum-water slurry jet and water jet were measured. Consequently, by the above results, it was clarified the difficulty of disintegration for slurry jet attributes to the stability of the slurry jet due to its high viscosity.

Key Words: Atomization, Fuel Injection, Liquid Fuel, Jet Engine, Burner, Disintegration Mechanism, Slurry Fuel

1. 緒 言

空気吸込式エンジン, つまりラムジェット, スクラムジェットエンジンなどの燃料としては, 炭化水素系燃料が液体水素などに比べて密度が大きいので, 燃料単位体積流量当たりの推力が大きくなり, 機体のコンパクト化が可能となるために有利であると言われている⁽¹⁾。さらに燃料の高度化をはかるために, 液体燃料中に高密度の金属粉末を混入した燃料が注目を集め, 八柳らはこの金属粉末混入燃料をロケット用の燃料として用いて好成績を挙げている⁽²⁾。

空気吸込エンジンにおいて, 高速な流れ場で燃料を安定に着火, 保炎し短時間で燃焼を行うためには, 燃料の微粒化を良好にし, また条件に応じ空気との混合をコントロールする必要がある。そのためには高速な流れ場における, 固体粒混入液体の微粒化機構や噴霧の挙動を明らかにする必要がある。

高速気流中での単相液体噴流の微粒化については, Schetz らが広範囲な研究を行っており, 噴霧全体の

構造を明らかにし, 噴流の貫通距離, 広がり幅などの実験式を導きさらに噴霧粒子の流束分布, 粒径分布を測定している⁽³⁾。一方, スラリー噴流の微粒化については, Schetz らがラムジェット, スクラムジェットエンジンへの応用を想定して, 超音速流れ中での微粒化実験を行ってはいるが⁽⁴⁾, まだその詳細は明らかになっていない。スラリーは一般に非ニュートン流体で, 単相液体とは異なった流動を示し, スラリー燃料の微粒化特性, 微粒化機構も単相液体のそれとは異なることが予想される⁽⁵⁾。

以上の観点から本研究は, 固体粒を混入した液体の高速気流中での微粒化特性, 微粒化機構, 噴霧の混合特性を明らかにすることを目的とする。本報では, 燃焼器設計のうえで重要なパラメータである噴霧の貫通距離および広がり幅について, アルミニウム粉末混入水および比較のために水について調べて実験式を導き, さらに液柱ジェットの分裂位置, 液滴流束を測定して, 分裂機構について考察を加えた。

2. 実験装置, 実験方法および実験条件

高速気流中での液柱の微粒化の研究では, スクラムジェットエンジン燃焼器を想定して超音速流れを用いているものが多い⁽⁶⁾が, 本研究は噴霧の微粒化特性,

* 平成2年8月23日 第17回液体の微粒化に関する講演会および平成2年9月24日 第68期全国大会講演会において講演, 原稿受付 平成3年1月8日。

^{*1} 正員, 東北大学工学部 (〒980 仙台市青葉区荒巻字青葉)。

^{*2} 学生員, 東北大学大学院。

微粒化機構、混合特性を明らかにすることを目的としているので、観察が容易でなおかつ長時間測定可能な亜音速空気流を選んだ。また高速気流中への燃料の噴射方法には二つの基本的な方法が考えられる。一つは気流に対し平行に噴射する方法で、他の一つは直角に噴射する方法である。本実験ではまず第1歩として、空気との混合に有利な後者を選んだ。

一方固体粒子としては、取扱いが容易で燃焼特性も良好なアルミニウム粉末⁽²⁾を、また液体として水道水を用いた。

図1に実験装置の系統図を示す。ブロワ1から吐出された空気は整流筒2を通りノズル部3で加速され、測定部4に供給される。噴霧と混合した空気はディフューザで減速されサイクロン分離器5により、液体粒子および固体粒子と分離されて排気される。ブロワはモータ6で駆動され、モータの回転数をインバータ7を用いて制御することによって測定部内の空気速度を変化させた。水供給用の圧力タンク8と固体粒混入液体供給用のタンク9はともにスクリーコンプレッサ10で加圧されている。水は絞り流量計11で流量測定され、固体粒混入液体は密度測定用のトラップ12を通り、電磁流量計13で流量測定されておのおの噴

図1 実験装置

図2 測定部詳細

射ノズルに供給される。噴霧の様子はカメラ14とストロボスコープ15を用いて瞬間写真撮影あるいはフォトランプを用いて流し写真撮影して調べた。

図2に測定部の詳細図を示す。測定部形状は40 mm×40 mmの正方形断面で、長さは350 mmであり、両側面にガラス板が取付けてある。上壁面には流れ方向に等間隔に圧力タップを設け、壁圧の測定を行った。噴射ノズルは単円孔ノズルで、ノズル径は $d = 0.5, 1.0, 2.0$ mmの3種類を用いた。ノズルは流れに対し直角に設置され、ノズル先端は壁面と一致させた。座標系は、測定部床壁面を基準とし、流れに直角な方向を X 軸に定め、ノズルの上流側エッジを原点として下流方向に Z 軸を取り、最後に右手系にしたがい Y 軸を定めた。

図3に測定部ノズル近傍の気流速度 V_a の分布を示す。測定部上壁面静圧タップから定温度形熱線プローブを挿入し、下壁面近くでの速度分布を測定した。測定位置は液体ノズル中心軸上である。速度分布の測定結果から、境界層の厚さは約2~3 mmであることがわ

図3 液体ノズル中心軸上の気流速度分布

図4 測定部断面内の気流速度分布

かる。図4に、ノズル下流11 mmの位置における測定部断面内の気流速度分布を示す。測定部断面内の主流速度の非一様性は3%以内である。またこの位置での気流速度の乱流成分は主流速度に対して5%以下であった。

液体噴流が液滴群へ分裂する位置を、図5に示す触針プローブ1, 2を用いて測定した。プローブ1は上流側の分裂位置を、プローブ2は下流側の分裂位置を測定する。それぞれの触針は、マイクロメータヘッド3および精密移動台4によって上下左右に移動可能である。液体ノズル5とプローブとの間に15 Vの直流電圧を印加し、触針が液柱に触れると液柱を通して回路が閉じ、出力波形が得られる。この出力波形の時間的割合を周波数カウンタにより計数し、液柱が触針と接触している時間的割合を求めた。また局所液滴質量流量は内径0.7 mm、外径2.5 mmの等速吸引プローブを用いて測定した。

試験液体としては、比較のために水および水に密度2.67 g/mlのアルミニウム粒子を20 wt%と40 wt%混入した水・アルミニウムスラリーの3種類を用いた。添加したアルミニウム粉末の質量モード平均粒径は3.1 μm で、アルミニウム粒子の沈殿防止のために界面活性剤を使用した。20 wt%スラリーの粘度は $22.5 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 、アルミニウム粒子を除いた溶液の表面張力は $45.5 \times 10^{-3} \text{ N/m}$ 、40 wt%スラリーの粘度は $595 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 、アルミニウム粒子を除いた溶液の表面張力は $42.6 \times 10^{-3} \text{ N/m}$ である。ここで使用した粘度計は東京計器製B形粘度計で、ロータはNo.2(外径18.8 mm)、回転速度は20 wt%スラリーの場合60 rpm、40 wt%スラリーの場合12 rpmとし、ロータ回転開始10 min後に測定を行った。表面張力の測定には滴下法を用いた。

図5 分裂位置測定用触針プローブ

また界面活性剤の添加量は、20 wt%スラリーで0.05 wt%、40 wt%で0.08 wt%である。実験時間内のスラリー濃度を均一に保つため、噴射用圧力タンク内にかくはん器を設けた。写真は上述のように、瞬間写真と流し写真の2種類を撮影し、瞬間写真で微粒化の様子を観察し、流し写真で噴霧形状の測定を行った。

3. 実験結果および考察

3.1 液体噴流分裂の様子 図6に、測定部の横方向より撮影した、水およびアルミニウムスラリー噴流分裂の瞬間写真を示す。図6中 $\bar{q}$ は、液体噴流と気流の運動量比である動圧比 $\rho_l V_l^2 / \rho_a V_a^2$ を示す。空気流に対して直角に噴射された水噴流は、噴射直後はほとんど直角に突き進むが、やがて気流により下流方向に曲げられ、比較的小さな液滴が水柱の両側面よりはぎ取られるようにして生成される。液体ノズル径 d が一定で液体の噴出速度と空気速度の比 V_l/V_a が同じ値であっても、 V_l および V_a が大きいほうが生成される液滴は小さくなる。

やがて噴流は下流方向に急激に曲げられるが、噴流自身はまだつながっており、分裂までには至っていない。また噴流の上部外縁では噴射直後から発生していた噴流表面の波が次第に大きくなっているのがわかる。この波の振幅および波長は下流にいくにしたがってさらに大きくなる。一方噴流の下部あるいは両側面では盛んに液滴がはぎ取られるようにして生成されている。

やがて噴流表面の波の谷部において、水噴流から一つの大きな塊が分離する。この塊が分離するZ方向の位置は噴射条件によらずだいたい一定で、 $Z/d=3$ の位置で起こっている。またこの分離の起こる位置付近において、上部外縁からも小さな液滴が生じ始め、この液滴が、下流で形成される噴霧群の上部領域を形成している。一方、分離した大きな塊はさらにいくつもの小さな塊に分裂し、生成された液滴よりなる塊は、後述する噴霧のコア領域を形成しているようである。さらに下流ではこれらの液滴群もさらに小さな液滴へと再微粒化する。

スラリーを用いた場合でも噴流の分裂の様子は同じようであるが、液体噴流の噴出速度が小さいとき、スラリーの場合は噴射直後より気流の抵抗を受けて斜めに飛行し、水噴流はある位置において急激に下流方向に曲げられるのに対し、スラリー噴流は緩やかに曲がっている。また一般的に、スラリーの場合は水に比べて液柱表面の乱れは小さく、より安定である。このことは、Less-Schetzの観察結果⁽⁴⁾とも一致している。

図6 横方向よりみた液柱の分裂現象

図7 上方向よりみた液柱の分裂現象

図7は測定部下方より光をあて上方より瞬間撮影したもので、気流速度および液体噴流の噴出速度を変えて撮影した。噴出速度が大きい場合は、噴霧が大きな塊となって分裂していく。この分裂は、あたかもカルマン渦列のように交互に起こっている様子が観察される。また液体噴流の上流部においても、その側面より小さな液滴がはぎ取られるようにして分裂していく様子がわかる。

図8 噴出直後の液柱の拡大写真

図8は噴射直後の液柱の拡大写真である。図3に示されているように測定部下壁面から3mm程度は空気の境界層内であり周囲空気の噴流に対する相対速度は噴流の進行方向と逆向きであるため、波の先端は噴射直後逆方向を向いている。その後気流の動圧により液柱が曲がり始めると、せん断力を受けて波の先端が起き上がり、進行方向を向く。その遷移点は動圧比が大きいほど液柱上部に移動する。

また液体ノズル近傍において、噴流の下流側側面は気流に対しほぼ直角になっているのに対し、上流側側

面は気流の動圧を受けて下流側に傾いており、噴流は噴出直後から扁平に変形しているものと思われる。

3・2 噴霧の貫通距離 噴霧の貫通距離や広がり幅は、燃料の拡散や燃焼用空気との混合を考えるうえで非常に重要であり、ひいては燃焼特性と大きなかわり合いをもってくる。本報では噴霧の貫通距離および広がり幅の測定を行い実験式を導いた。

まず噴霧の貫通距離 X_{out} を表す実験式を求める。ここで X_{out} は図9(a)に示すように、壁面から噴霧の外縁までの距離とする。 X_{out} の測定には、測定部上方より連続光をあて、側方より一定時間露光して撮影した流し写真を使用した。

液体噴流分裂の写真観察より、 X_{out} は V_j が大きくなれば大きくなり、 V_a が大きくなれば逆に小さくなる。また液体密度 ρ_j が大きくなれば、噴流の慣性力増大によって X_{out} は大きくなると思われる。したがって X_{out} は、動圧比 $\bar{q}$ 、ノズルの口径 d および噴射ノズルの上流側エッジから下流方向に測った長さ Z の関数であると考えられる。ここで ρ_j 、 ρ_a はそれぞれ液体および空気の密度である。以上の考察および予備実験により、噴霧の貫通距離 X_{out} を次式のように仮定した。

$$\frac{X_{out}}{d} = A(d) \bar{q}^a \ln \left\{ 1 + B(d) \frac{Z}{d} \right\} \quad \cdots \cdots (1)$$

ここで a は実験定数であり、 $A(d)$ 、 $B(d)$ はノズルの口径の関数である。最小二乗法によって a 、 $A(d)$ 、 $B(d)$ を決定すると、 X_{out} は式(2)、(3)のように表される。

まず水に対しては

$$\begin{aligned} \frac{X_{out}}{d} &= (1.18 + 0.24d) \bar{q}^{0.36} \\ &\times \ln \left\{ 1 + (1.56 + 0.48d) \frac{Z}{d} \right\} \quad \cdots \cdots (2) \end{aligned}$$

ただし、適用範囲は $0 \leq Z/d \leq 8.0$ である。

次に、20, 40 wt%のスラリーに対しては

$$\begin{aligned} \frac{X_{out}}{d} &= (1.17 + 0.16d) \bar{q}^{0.43} \\ &\times \ln \left\{ 1 + (0.75 + 0.95d) \frac{Z}{d} \right\} \quad \cdots \cdots (3) \end{aligned}$$

ただし、適用範囲は $0 \leq Z/d \leq 5.0$ である。また式(3)はアルミニウム粉末の添加量に無関係に成立するが、添加量の影響は $\bar{q}$ 中の液体密度に含まれている。

図10は、液体ノズルからの位置による水の貫通距離の変化を、液体ノズル口径をパラメータに示している。ノズル口径が大きくなるほど貫通距離も大きくなっている。図10中実線は実験式(2)より計算したもので、測定値と計算値はほぼ一致している。

図11は、貫通距離の変化を、水の場合とスラリーの

場合で比較して示したものである。 Z/d の大きな条件では、スラリーの貫通距離のほうが水のそれより少し大きくなっており、この結果は Less-Schetz の超音速空気流の条件下の測定結果⁽⁴⁾とは異なっている。彼らは液相と固相の分離を観察しており、液相と固相が分離する結果微細な液滴が生成され、写真観察からではこの微細な液滴によって貫通距離が決定されるために、結果としてスラリーのほうが貫通距離が小さく

図9 座標系

図10 噴霧の貫通距離に対するノズル口径の影響

図11 噴霧の貫通距離に対する液体の種類の影響

なってしまうと結論付けている。

一方本実験では、垂速下で実験を行っており、液相と固相の分離は観察されていない。スラリーは、後述するように水に比べてやや乱れ難く分裂位置もやや下流になる結果、貫通距離も大きくなったものと予想される。

また図 11 中実線は、実験式(2)、(3)より計算したものであり、スラリーの場合 Z/d が大きくなると、計算値のほうが測定値も大きくなる傾向はあるものの、両者はほぼ一致している。

3.3 噴霧の広がり幅 次に噴霧の広がり幅 Y_{out} を表す実験式を導くことにする。 Y_{out} は図 9 (b) に示すように、中心線から噴霧外縁までの距離と定義する。測定に使用した流し写真は、測定部の側方より光をあて上方より撮影したものである。スラリーを用いた場合、生成噴霧が測定部底壁面に付着してしまい写真撮影が困難であったので、測定は水についてのみ行った。

予備実験から Y_{out} を次のように仮定した。

$$\frac{Y_{out}}{d} = C \bar{q}^{\beta} \left(\frac{Z}{d} \right)^{\gamma} \quad (4)$$

ここで、 C, β, γ は実験定数である。実験定数を最小二乗法を用いて求めた結果、 Y_{out} は次のように表される。ここで適用範囲は、 $0 \leq Z/d \leq 17.0$ である。

$$\frac{Y_{out}}{d} = 1.4 \bar{q}^{0.18} \left(\frac{Z}{d} \right)^{0.49} \quad (5)$$

貫通距離の実験式の場合と異なり、実験定数へのノズル口径の影響は含まれていない。

図 12 は水を用いた場合の広がり幅の変化をノズル口径をパラメータに示したもので、実線は実験式(5)を用いて計算したものである。 Z/d が大きなところでは、ノズル口径が大きくなるほど Y/d は小さくなる傾向があるものの、測定値と実験式は適用範囲内では

図 12 噴霧の広がり幅に対するノズル口径の影響

ば一致している。

3.4 液柱の分裂位置 触針プローブを用いた液柱の分裂位置の測定結果を図 13 に示す。図 13 中には、式(2)より計算した水の貫通距離も示した。また式(3)より計算した同条件でのスラリーの貫通距離はこの曲線にほぼ一致する。液柱分裂位置近傍ではプローブと液柱は断続的に接触するが、プローブが液柱と離れている時間が全体の 5% となる位置を液柱の分裂位置と定義すると、動圧比が大きいほど、液柱分裂位置は X 方向に移動する。しかし、 Z 方向の分裂位置は動圧比が変化 ($\bar{q} = 1.91 \sim 10.68$) しても、ノズル径の違いによらずほぼ一定であり $Z/d = 3 \sim 3.5$ であった。この位置は分裂写真の観察のところで述べたように、液柱が分裂して噴霧の大きな塊ができる位置にほぼ一致す

図 13 液柱の分裂位置

図 14 局所液滴質量流束

る。

また、図13中にアルミニウムスラリーを噴射した場合の分裂位置を示す。アルミニウムスラリーの分裂位置は、水のそれに比べて X, Z 方向にやや移動しており、スラリーは水に比べてやや乱れ難いという、分裂現象の写真観察結果を裏付けている。

3・5 質量流束測定 図14は水を用いた場合の、 $Z/d=30$ での質量流束分布を示している。ここで、質量流束は単位面積を通過する液滴の質量流量を示し、等速吸引プローブを用いて測定した。噴霧の外縁を質量流束が $0.001 \text{ g/s} \cdot \text{mm}^2$ の位置とすると貫通距離は $X_{\text{out}}/d=20$ 、噴霧の広がり $Y_{\text{out}}/d=12$ である。この値と、写真の測定により導いた実験式、式(2)、(5)より算出した値を同条件で比較すると、実験式による値は X_{out}/d については約28%、 Y_{out}/d については約3%、質量流束分布より得た値より過小評価している。他の質量流束分布についても同様に実験式は貫通距離および広がり幅について、質量流束より求めた値に比べてそれぞれ20~30%、0~10%過小評価している。実際の燃焼器において、燃焼による噴霧流動への影響や着火位置と噴霧特性との関係が不明な現状では、燃焼器設計のための噴霧の貫通距離としては、質量流束から推定した値を用いるのが適当であろう。しかし現在の方法では、質量流束の測定には長時間を要し、実用的ではない。スラリーにおいては、液滴がプローブ内壁に付着してしまい測定不能となる。このような場合には、写真測定により実際の貫通距離を推定する方法は有用であろう。

また図14において、 $Y/d=0\sim3$ の範囲では、質量流束はおおの X/d について Y/d の変化に対してほぼ一定であり、これは液柱から分裂した大きな塊によって形成された、コア領域とみなすことができる。質量流束の Z 方向の測定結果より $0.001 \text{ g/s} \cdot \text{mm}^2$ の等流束線は広がっているが、 $0.1 \text{ g/s} \cdot \text{mm}^2$ の等流束線

は逆に狭くなっている。液柱分裂の位置の測定結果との比較より、液柱から分裂した大きな塊が液滴群に分裂してコア領域を形成しており、一方この液滴群がさらに分裂した噴霧や、液柱表面から空気流のせん断力によりはぎ取られて生成された小さな液滴が、噴霧外縁の領域を形成していると言える。

4. 結 論

固体粒を混入した液体の高速気流中での微粒化特性、微粒化機構、噴霧の混合特性を明らかにすることを目的として、水およびアルミニウムスラリーを用いて高速気流風洞中で微粒化実験を行い、燃焼特性に大きな影響を与える、噴霧の貫通距離および広がり幅に対する実験式を導いた。また、アルミニウム粒子添加による貫通距離への影響を考察した。さらに液柱ジェットの分裂長さ、液滴流束を測定し、分裂機構と噴霧形成との関係を考察した。

本研究を遂行するにあたり、航空宇宙技術研究所角田支所 八柳信之氏、熊川彰長氏、当時東北大学大学院生 福田望君、現東北大学大学院生 富田全幸君のご助言、ご援助を賜った。また本研究の一部は豊田理化学研究所のご援助を受けて行われた。ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) Northam, G. B., *Proc. 21st JANNAF Combust. Meet.*, Pasadena, (1985-10), 399.
- (2) 八柳, 航空宇宙学会誌, 37-427 (1989), 393.
- (3) Thomas R. H. and Schetz, J. A., *AIAA J.*, 23-12 (1985), 1892.
- (4) Less, D. M. and Schetz, J. A., *AIAA J.*, 21-7 (1983), 1045.
- (5) 稲村・ほか2名, 機論, 53-490, B (1987), 1846.
- (6) Kush, E. A., Jr. and Schetz, J. A., *AIAA J.*, 11-9 (1973), 1223.