液体噴流の微粒化過程とノズル内の流れ*

清水正則^{*1}, 新井雅隆^{*2}, 廣安博之^{*3}

Disintegrating Process of a Liquid Jet and Internal Flow in a Nozzle

Masanori SHIMIZU, Masataka ARAI and Hiroyuki HIROYASU

In order to elucidate the disintegrating mechanisms of a diesel spray, the breakup length was measured by an electric resistance method. A reattachment distance of separated liquid flow in a nozzle and a spray were observed photographically. The mechanism of the two disintegrating processes of the jet was investigated by separating an ambient effect from a disturbed effect of the nozzle. The atomizing mechanism of the jet was governed by both the initial disturbance due to the nozzle geometry and an interfacial force between the jet and the environment. If a strong disturbance was given to the internal flow in a nozzle, the jet would be broken up into a spray flow.

Key Words: Atomization, Diesel Engine, Internal Combustion Engine, Fuel Injection

1. 緒 言

円形噴孔から噴出する高速噴流の微粒化機構を支配する因子には過去にもノズル内液流の圧力振動⁽¹⁾, 速度分布⁽²⁾, 噴射速度⁽³⁾, 気液の相互作用⁽⁴⁾, 気液界面でのせん断力⁽⁵⁾などが提案されているが, ノズルによる初生因子の影響と噴流界面での支配因子による影響とを分離し微粒化機構の解明を行った報告は少なく, 特に噴霧の微粒化機構に関しては不明な点が多い。

著者らはすでに, ディーゼル噴霧のような高压雰囲気下における高速噴霧の分裂長さ⁽⁶⁾と噴霧角⁽⁷⁾を調べ, さらに高速噴流の分裂過程についての報告⁽⁸⁾を行い, ディーゼル噴霧と同程度の噴射条件下で現れる噴流の分裂形態には2種類の形態⁽⁸⁾があることを示した。

本論は, これらの形態の噴霧域に着目し, この領域における微粒化機構をノズル内の流れから検討したものである。すなわち噴射速度による噴孔内のはく離流の付着位置の変化に伴う分裂長さや噴霧角の変化の關係に着目し, 大気雰囲気下で高压雰囲気下と同じ分裂

形態を生ずる透明な試作ノズルを用いてノズル内の流れと噴霧の微粒化の様子との関連を調査した。

2. 実験装置と方法

図1に実験装置の概略を示す。供試液体である水は水槽1からポンプ2により内径50 mm, 長さ3 mの導管5に圧送し, 圧力計6で噴射圧力を計測後, 連続噴射した。噴射圧力の調整はリークバルブ4により行っている。また噴射液体と雰囲気との温度は常時, 室温一定とした。分裂長さの測定時に使用するスクリーン電極8はリフト9上に設けた三軸移動装置7で噴流軸方向に上下移動するようにした。この装置により最高噴射圧力1.0 MPaまで連続噴射が可能である。

ノズル内の流れと噴流の微粒化模様などの写真観測には閃光時間0.75 μsの単発光を噴流に対する透過光源として使用した。なお分裂長さや噴霧角などの測定方法と定義および高压雰囲気下での実験装置と方法については重複を避け, 既報^{(6)~(8)}にゆずる。

図2に使用ノズルの概略と寸法を示す。これらのノズルはどれもその入口と出口とに鋭いエッジを持つ直角切断形で, 入口部で縮流が発生しやすい構造である。図中の(a)のノズルは噴孔径 D を0.1~0.4 mmおよび3.0 mmの5種類とし, 管長は $L/D=1.4, 20$,

* 平成2年3月10日 中国四国支部第28期総会講演会において講演, 原稿受付 平成元年12月4日。

^{*1} 正員, 近畿大学工学部 (〒737-01 呉市広古新開5-1-3)。

^{*2} 正員, 群馬大学工学部 (〒376 桐生市天神町1-5-1)。

^{*3} 正員, 広島大学工学部 (〒724 東広島市西条町下見)。

50の4種類のものを用いた。また(b)のノズルは噴孔上流部の導管直径 $D_0=4.0$ mm, 管長 $L/D=4$, ノズルの噴孔断面積と導管の断面積との比を0.56とし, (a)のノズルの場合に比べて縮流の回復を早め, 大気圧下では離液流の付着点が噴孔外に噴出ししない構造のノズルとした。また図中の(c)のノズルは(b)のノズルの導管の中心位置を噴孔中心に対して1.5 mm 偏心させた場合である。

噴流の噴射速度は噴射差圧 ($\Delta P=P_i-P_a$) に対応する実測流量とノズルの噴孔断面積とから求めた円管内平均流速で, これにより実験結果の整理を行った。

3. 実験結果と考察

3・1 高圧下の分裂形態 著者らが前報で示したディーゼル噴霧と同程度の高圧下的高速噴流において現れる噴射速度による分裂長さの変化の形態⁽⁸⁾を模式的に示すと図3のようになる。この図で噴霧域(Spray Region)は疑似噴霧域(Pseudo Spray)と噴霧(Spray)

となる流域の二域に区分できることが明らかとなっている。本論で対象とする形態は, (1)疑似噴霧域と噴霧となる流域との間で, 噴射速度による分裂長さの変化がE, Fとスムーズとなり, 噴霧となる流域(図中F)では分裂長さが一定値となる場合, (2)疑似噴霧域で分裂長さが極小値(図中G)を示し, その後噴射速度の増加につれて若干増加しながら噴霧域(図中F)に到り, そこでは分裂長さが一定値となる場合である。前報⁽⁸⁾との関連で本文中では(1)を分裂形態I, (2)を分裂形態IVと呼ぶことにする。

次にこの二形態を高圧下での噴射速度による分裂長さや噴霧角の変化の関係として示すと図4(形態Iの場合)および図5(形態IVの場合)のようになる。ここでは図1と同じ方式の計測装置を高圧容器内に組み込み⁽⁸⁾, 噴孔径 D は0.1, 0.2, 0.3, 0.4 mm (導管径 $D_0=3.0$ mm), 管長 L/D は1, 4, 50で形状は図2中の(a)と同じノズルを用いている。両図で, 噴射速度が増すと分裂長さが減少する疑似噴霧域では, 噴霧角は

図1 実験装置の概略

図3 高圧下の分裂形態

Nozzle	D mm	D ₀ mm	L/D	m=(D ₀ /D) ²
(a)	0.1	3.0	4	0.001
	0.2			0.004
	0.4			0.018
	0.3		1, 4, 50	0.010
	3.0	50	4, 20	0.0036
(b)	3.0	4.0	4	0.56

(d)

図2 使用ノズルと寸法

図4 分裂長さや噴霧角に及ぼす管長の影響 (高圧下, 分裂形態I)

増加して行き、分裂長さが極小値を示すところで噴霧角は極大値となる。さらに高速の噴霧域で、図4の分裂形態Ⅰでは分裂長さは噴射速度に対して一定値となるが、図5の分裂形態Ⅳの場合では噴射速度が増すと、若干長くなりながら噴霧域に到り、そこである一定値となる変化を示す。またこのような変化に伴って両形態での噴霧角の変化もある一定値に近づく。以下にこれらの二形態について順次に考察を行うこととする。

3・2 大気圧下での微粒化機構 高圧下での分裂長さ L_b とノズル内の流れを大気圧下におきかえて調べるため、まず両条件の分裂長さを比較した。図6は分裂形態Ⅳについて大気圧下と高圧下での分裂長さの比較を行った結果である。噴射速度や噴孔径が異なるため、横軸は噴出レイノルズ数 Re で示してある。一般に噴孔径の異なるノズルの分裂長さの変化はレイノルズ数だけでは整理できず、また大気圧下と高圧下でも異なった分裂形態を示すことが明らかとなっている⁽⁸⁾。しかし噴孔径 D に対する噴孔上流部の導管径 D_0 [$m = (D/D_0)^2$] やノズル管長 L/D の値を適当に選ぶことにより、同一の噴射液体(室温の水)に対してレイノルズ数で示した分裂長さの変化の傾向を一致させることができる。図6の例では高圧下の疑似噴霧域で分裂長さが極小値を示す分裂形態に合わせるため、大気圧下で10倍の大きさのモデルを使用し、かつ導管径を小さくしている。また Re 数が 7×10^4 以上の噴霧となる流域で無次元の分裂長さ L_b/D の値が大気圧下の場合よりも高圧下のほうが短くなる。これは雰囲気が噴流に作用する力の差であり、本論では特に言及しないこととした。

図5 分裂長さと噴霧角に及ぼす噴孔径の影響 (高圧下, 分裂形態Ⅳ)

このように高圧下と大気圧下での分裂長さの変化の類似性が見られるので、まず大気圧下での10倍モデルを用いノズル内の流れを観察した。図7は図2(a)のノズルを用い、大気圧下における噴射速度による噴孔内の流れと噴流の微粒化の様子を示し、図8は図7の噴孔内流れの拡大写真を示す。ここで使用したノズルは図6で示した高圧下のノズルを単に10倍したものであり、噴射速度を増して行くと分裂長さの挙動は

図6 レイノルズ数による無次元の分裂長さの変化 (分裂形態Ⅳの場合)

($L/D=4$, $D=3.0$ mm, $m=0.0036$, $P_a=0.1$ MPa)

図7 噴孔内流れと微粒化模様

($m=0.0036$)

図8 噴孔内の流れの様子

高圧下の場合といくぶん異なっている。すなわち疑似噴霧域から噴射速度をさらに上げて行くと、噴霧とならず縮流したままの状態で噴出し〔図9中の(B)〕、分裂長さは不連続に長くなる。両図の噴射速度による噴孔内の流れの変化を見ると、噴射速度が10.5 m/s付近から噴孔入口部に縮流と同時にキャビテーション⁽⁹⁾が生じ、液流はノズル内壁からはく離するが、その後拡大流となって内壁に付着する。さらに噴射速度を増すと、内壁と液流間のキャビティーは次第に拡がり、液流の付着位置は噴孔出口に向かって移動する。

またこの現象に伴って微粒化が促進されて行く様子は図7から観察される。まず噴霧流中の連続液柱が前後左右に屈曲しながら下流に進行する。噴出直後はその屈曲した波状面上に液膜の形成が見られる。さらに液柱の屈曲部分から液糸が引き出され、同時に液柱と液糸間に液膜が形成される。液糸の分裂と膜分裂とが同時進行しながら液柱の分裂点にいたり、液柱の分裂が起こる。その後は液塊または液滴のみが存在する流れとなる。

次に噴射速度 V_i が13.9 m/sの場合、液流の付着点が孔外に流出し、液流は噴孔入口のエッジ部から縮流したままの状態で噴出するため、噴流直径は噴孔径よりも小さく、噴出直後の噴流は透明な円形噴流となる。噴射速度が12.6 m/sと13.9 m/sの間のノズル内の流れと噴流の様子を模写図で示すと図9となる。図中の(A)、(B)はそれぞれ図7、図8で噴射速度が12.6 m/sおよび13.9 m/sの場合に対応する。図中の(A)にははく離流が噴孔内壁と付着する所と噴孔入口との距離 l を示している。(B)は管長が零に近いオリフィスから噴出する場合に相当するものと考えられる。

図10は図2中の(c)の偏心ノズルを用い、噴孔内

図9 噴孔内の流れと噴流の模写図

の流れの様子と噴流の微粒化模様を写真により示した結果である。ここでも噴射速度の増加につれて、噴孔内の右側部分に縮流とキャビテーション気泡が生じ、はく離液流の付着位置が噴孔出口に向かって移動して行き、この現象に伴って噴流の右側部分の微粒化が促進されている。

図10 噴孔内の流れと微粒化模様 (偏心ノズルの場合)

図11 分裂長さとはく離の付着距離 (大気雰囲気下)

図12 噴霧角とはく離の付着距離 (大気雰囲気下)

以上のように、噴射速度による噴孔内液流の付着位置の変化と噴流の微粒化機構とは密接に関連していることから、本論でははく離流の付着位置と噴流の微粒化機構との関連を追究することとする。

図7と同じ噴射条件下で、噴孔内液流の付着位置の変化に伴う噴流の分裂長さ L_b と噴霧角 2θ の変化を噴射速度に対して調べた結果を図11、図12に示す。両図の噴射速度が11~13 m/sの範囲の疑似噴霧域で、噴射速度の増加に伴いはく離流の付着距離 ℓ が噴孔出口に向かって増して行くと、図11中の分裂長さ L_b は減少して行き、同時に図12中の噴霧角 2θ も急激な増加を示す。噴射速度が13.0 m/s以上の流域では、噴孔内の流れと噴出直後の噴流は図9中の(B)に示すようになり、分裂長さは不連続に長くなる。

3.3 大気圧下の形態Ⅰと形態Ⅳ 大気圧下で、噴射速度による液流の付着距離 ℓ の変化に伴う分裂長さ L_b と噴霧角 2θ について、図4、図5に示した高圧下の形態と同様な変化を生ずるノズルを使用し、噴孔内流れと噴流の微粒化の様子を調査した。図13は図2中の(a)の形状のノズルの管長を $L=20D$ とし、噴射速度による液流の付着距離の変化とこの変化に伴う分裂長さ L_b と噴霧角 2θ の関係を調べた結果を示す。この図は高圧下の形態Ⅰ(図4)の場合の変化に対応している。

図から明らかなように、噴射速度が $V_i \geq 12.5$ m/sの噴霧域で、噴射速度の増加とともに液流の付着距離 ℓ は噴孔出口に向かって増し、 $V_i \geq 19$ m/sの疑似噴霧域では付着点は噴孔出口近傍で上下に振動している。この変化に伴って分裂長さは減少し、噴霧角は $V_i = 22$ m/s付近で極大となる。さらに $V_i \geq 22$ m/sの範囲では噴射速度が増すと、分裂長さ L_b と噴霧角 2θ はともに減少し、噴霧となる流域において両者ともある一定値となる。

次にこの結果をノズルの入口から測った液流の付着距離 ℓ を管長 L で割った無次元の付着距離 ℓ/L で整理すると図14を得る。図において、噴射速度の増加に伴う ℓ/L の増加につれ、無次元の分裂長さ L_b/D は減少して行く。また噴霧角 2θ は $\ell/L=0.75$ 付近で極大値を示すが、その後は付着位置の上下振動(図中矢印で示す範囲)による影響のため、両者とも減少して行く傾向にある。このような微粒化形態は大気圧下の噴孔径が小さい $D=0.1$ mm、管長 $L=4D$ と $D=0.3$ mm、 $L/D=10\sim 50$ の場合および高圧下の図5の噴射条件下で現れる。

図15は図2中の(b)のノズルを用いた場合の噴射速度による噴孔内液流の付着距離 ℓ の変化とこの変

化に伴う分裂長さ L_b と噴霧角 2θ の関係を示す。これは図6に示した大気圧下での10倍ノズルによった場合の結果であり、分裂形態としては疑似噴霧域で分裂長さが極小値を示す場合である。図において、液流の付着点は噴射速度が増すと噴孔出口に向かって移動し、その位置は $V_i=18$ m/sの疑似噴霧域で噴孔出口に最も近

図13 分裂長さ、噴霧角および付着距離の関係 (分裂形態Ⅰの場合)

図14 無次元の付着距離による分裂長さ L_b と噴霧角 2θ の変化 (分裂形態Ⅰの場合)

図15 分裂長さ、噴霧角および付着距離の関係 (分裂形態Ⅳの場合)

図 16 無次元の付着距離による分裂長さや噴霧角の変化 (分裂形態IVの場合)

づく。その後噴射速度が増すと、ノズルの断面積比 m が 0.56 と大きいため、噴孔入口部の縮流の回復が早められる結果、付着点は上流へ移動しながらある幅で振動している。この現象に伴って噴射速度が $V_i = 18$ m/s 近傍で分裂長さ L_b が極小値となるところで噴霧角 2θ は極大値を示す。その後は噴射速度が増すと分裂長さは増加し、噴霧角は減少する。

次に図 15 の結果を無次元の付着距離 l/L で整理すると図 16 のようになる。図中の○、□印は疑似噴霧域を示し、●、■印は噴霧となる流域を示す。図において、 l/L の増加につれ無次元の分裂長さ L_b/D は減少し、噴霧角 2θ は増大する。その後、付着距離が $l = 0.95L$ の位置で分裂長さは極小値となり、噴霧角は極大値を示す。また距離 l/L が 0.5 から 0.65 の範囲で、付着点はある幅 (図中矢印の範囲) で不安定な上下振動をする結果、 L_b/D は増加し、 2θ は減少する。このような微粒化形態は図 5 に示す高圧条件下で現れる。

3.4 考察 高圧下で使用したノズルと同じ形状の 10 倍のモデルで大気圧下での実験をする場合、噴孔入口部での縮流の影響がノズル出口まで及び、分裂長さは図 11 に示したような不連続な挙動を示し、高圧下における場合と異なる。高圧下で現れる分裂形態 I と IV を大気圧下で大きなノズルを用いて再現するためには、ノズルの入口部の導管径やノズル管長を適当に選定する必要があることがわかった。例えば図 6 では噴孔径を固定して導管径を小さくすることで分裂長さの挙動を高圧下の場合に一致させているが、噴孔入口部での縮流の程度を制御し、大気圧下で高圧下の場合と同じ噴孔内の流れを作り出したことにほかならない。

その結果大気圧下での分裂形態 I と IV の場合の分裂

長さや噴霧角の変化をノズル内液流の付着位置の移動から説明することができた。高圧下と大気圧下での分裂長さや噴霧角の変化が類似していることから、ディーゼル噴射弁のような小さなノズルから高圧下へ高速で噴射する場合でもノズル内では液流のはく離や付着などの現象が発生しているものと考えられる。分裂形態 IV の疑似噴霧域で見られるような分裂長さの極小値が高圧下においても存在することから、噴孔内での液流のかく乱が噴流の微粒化過程を支配する因子の中で大きな比重を占めていることが明らかになった。

また噴出後の微粒化機構については液流の付着点が噴孔出口付近で不安定に振動する結果、液流は前後左右に屈曲する噴流となって噴出することが大気圧下での観察から明らかになった。高圧下でのノズル内でこれと同じ現象が発生しているとすれば、気液の相対速度に比例したせん断力よりもはるかに大きな力を噴流は雰囲気から受け、分裂はさらに進行する。したがって噴流が雰囲気から受ける力を支配しているのもノズル内の液流の挙動であると考えられる。

4. 結 論

ディーゼル噴霧と同程度の高圧雰囲気条件下で現れる分裂形態 I と IV の場合の噴霧流の微粒化機構を解明するため、透明な試作ノズルから大気圧下へ水を高速噴射し、ノズル内の流れと噴霧流の微粒化の様子との関連を調査し、その結果を基に高圧下の噴霧の微粒化機構の考察を行い、以下の知見を得た。

- (1) 高圧下の疑似噴霧域と噴霧となる流域での分裂長さや噴霧角の変化と類似した変化をする噴霧を噴孔上流部の導管径や管長を適当に選ぶことで大気圧下で再現することができた。
- (2) ノズル内の流れを観察した結果、ノズル内液流がはく離し、キャビテーションが発生する場合に噴流は噴霧となる。
- (3) ノズル内液流の付着位置が噴孔出口に近づくほど分裂長さは短くなり、噴霧角は増大する。
- (4) 疑似噴霧から噴霧へ遷移する間で分裂長さが極小値となる所では、液流の付着位置が噴孔出口付近で振動している。
- (5) 以上の結果から噴出する噴流内部に大きなかく乱が存在すると、噴流は微粒化し噴霧となることが明らかとなった。

終わりに、本研究は近畿大学工学部機械工学科卒業生の高橋英樹、川上安夫、寺井信二および辻山 茂の諸君の熱心な協力を得た。ここに記して謝辞を表す。

文 献

- (1) Bregwerk, W., *Proc. Instn. Mech. Engins.*, **173** (1959), 655.
- (2) Rupe, S. H., *JPL. Tech. Rept.*, **32** (1962), 207.
- (3) Lee, D. W., *NACA Tech. Rept.*, No. 425 (1932), 505.
- (4) 棚沢, ディーゼル機関, I (1963), 山海堂, 89.
- (5) Ruiz, F. and Chigier, N., *ICCLAS- '85*, **1** (1985), VIB/3/1.
- (6) 清水・新井・廣安, 機論, **49**-488, B (1983), 2886.
- (7) 清水・新井・廣安, 機論, **51**-461, B (1985), 257.
- (8) 清水・新井・廣安, 機論, **54**-504, B (1988), 2236.
- (9) 山崎, キャビテーション工学, (1979), 65, 日刊工業.

討 論

〔質問〕 佐藤 一 教

〔バブコック日立(株)呉研究所〕

ノズル内に発生するキャビテーションと液体の分裂現象の関連について伺う。

(1) ノズル内縮流部で減圧されキャビテーションが発生しても、再付着部で圧力が回復すれば気泡は消滅するはずである。消滅する気泡は液体微粒化の促進〔結論(2)〕にどう関与するのか。

(2) キャビテーションが分裂現象を支配するのなら、縮流の観察結果をもとに最減圧域の蒸気圧を予測してキャビテーション係数を求め、これをレイノルズ数 Re などと組合せ噴霧特性を評価することはできないか。

(3) 図8の $11.7 < V_i < 12.6$ m/s の条件では、キャビテーション特有の騒音が発生したのか。

(4) 周知のようにキャビテーションは、水質の影

響を強く受ける。図1の実験装置のように水を循環使用すると汚染する可能性があるが、何らかの対策はされたのか。

〔回答〕 (1) キャビテーション気泡が再付着部で消滅する際に流れに乱れを与えている。この乱れがノズル出口まで持続されると、噴出する液流に初期乱れを与えることになり、微粒化が促進される。

(2) キャビテーション係数を含む実験式で分裂長さを表すことも現在行っているので、別の機会に報告したい。

(3) 騒音レベルの計測は行っていないが、ご指摘の噴射速度の範囲内で、キャビテーションの発生を特徴づける発信音を確認している。

(4) 現在のところ特別な対策はとっていない。今後の検討課題としたい。