ノズル内キャビテーションが液体分裂機構に及ぼす影響*
(第3報, 2D ノズル内の圧力変動)大黒 正敏^{*1}, 古館 仁^{*2}, 稲村 隆夫^{*3}Effect of the Cavitation in a Nozzle on the Liquid Breakup
(3rd Report, Pressure Variation Inside 2D Nozzle)Masatoshi DAIKOKU^{*4}, Hitoshi FURUDATE and Takao INAMURA^{*1}Department of Mechanical Systems on Information Technology, Hachinohe Institute of Technology,
88-1 Myo Ohbiraki, Hachinohe-shi, Aomori, 031-8501 Japan

The objective of this study is to promote disintegration of liquid jet by cavitation inside the nozzle. In this report, the effects of the pressure variation inside 2-dimensional (2D) nozzle on behavior of liquid flow and the breakup of issuing liquid are investigated. When the nozzle length/nozzle width ratio L/W value is large, the pressure inside nozzle decreases at the nozzle inlet, and increases before the middle section is reached, and any disturbance in the liquid flow inside the nozzle decreases in the vicinity of the outlet. When L/W value is small, the injection pressure increases, the pressure that decreased at the nozzle sharp corner part maintains negative pressure until the vicinity of the nozzle outlet. This trend prevents any disturbance due to the generation and disappearance of cavitation from attenuating.

Key Words: Atomization, Cavitation, Liquid Breakup, 2D Nozzle, Pressure Variation

1. 緒言

圧力噴射弁において、噴射圧力が低くとも粒径の増大を抑制できるのであれば、省エネルギーの立場から有用であると考えられる。そのため、ノズル内のキャビテーション発生による液流のかく乱を利用して、微粒化を促進させる試み^{(1),(2)}がなされている。

玉木ら⁽³⁾はノズル内乱れの定量化を目的として、円筒ノズル内の圧力分布が液流の挙動と噴流の分裂に及ぼす影響を調べた。また、円筒ノズル内液流の挙動の指標となる超音波の測定や電氣的抵抗の変化を調べ、これがキャビテーション特性と分裂過程に及ぼす影響について検討した⁽⁴⁾。一方、著者ら^{(5),(6),(7)}は、内部を観察しやすい矩形断面を持つノズル(2D ノズル)を用いて、内部流れと噴出した液体の分裂模様を観察し、これがノズル内におけるキャビテーション発生・消滅

が液体の分裂に及ぼす影響を円筒ノズルにおける観察結果と比較検討し、2D ノズルと円筒ノズルについて液流の乱れ模様と噴出した液体の分裂が双方のノズルで類似しているとの結果を得た。しかし、キャビテーション発生・消滅が液体の分裂に及ぼす影響について、定量的な結果を得るまでには至らなかった。さらに、円筒ノズル内液流の乱れの定量的測定⁽⁸⁾は行なわれているが、矩形断面ノズル内液流の乱れの定量的測定に関する報告はあまり見られない。そこで、本報では2D ノズル内液流の圧力変動を測定し、これがキャビテーション発生・消滅および液体の分裂に及ぼす影響について検討する。

2. 実験方法

図1に2D ノズルの形状を示す。このノズルは、厚さ12 mmの透明アクリル板に深さ2 mmの流路を彫り、その上に厚さ10 mmの透明アクリル板のカバーを接着したものである。本研究では、ノズル断面形状(縦 $t=2$ mm, 横(流路幅) $W=6$ mm)は一定で、ノズル長さ L を変化させることとし、ノズル長さ L と流路幅 W

* 原稿受付 2004年2月20日。

^{*1} 正員、八戸工業大学工学部(☎031 8501 八戸市大字妙大開88-1)。^{*2} 正員、八戸工業大学大学院工学研究科。^{*3} 正員、弘前大学理工学部(☎036 8561 弘前市文京町3)。

E-mail: daikoku@hi-tech.ac.jp

Fig. 1 2D Nozzle

の比, $L/W=10, 6$ ($L=60$ mm, 36 mm) のノズル 2 種類を用いた。ここで, L の値が小さいとセンサー取り付けに制約が生じるため, 前報⁽⁶⁾で用いた $L/W=1.5$ のノズルは圧力測定には使用していない。圧力測定位置 x はノズル急縮小部を基準 ($x=0$ mm) とし, ノズル入口付近 ($x=2$ mm), 中間点 ($x=L/2$ mm), 出口付近 ($x=L-10$ mm) と定めた。なお, $L/W=10$ の場合には $x=4$ mm でも測定した。圧力測定孔のない同一寸法・形状ノズルを用いて予備実験を行い, 測定孔による流れへの影響はないことを確認した。圧力センサーには歪ゲージ式 (KEYENCE 社製 AP-11) のものを用いた。データのサンプリング周波数は 1 kHz である。

実験装置は前報⁽⁶⁾と同様である。供試液体は水道水であり, フィルターを通した後, ブランジャポンプで加圧し, ノズルから定常噴霧される。水道水の溶存酸素量は, 溶存酸素メーター (HORIBA 製 OM14) で測定し, その値は水道出口で $5.2\sim 6.6$ g/m³, ノズル流出後で $6.1\sim 8.5$ g/m³ の範囲である。2D ノズル内部の液体の乱れ模様, 噴出した液膜の分裂模様はマイクロフラッシュ (菅原研究所製 PS240) を光源とする透過光

Fig. 2 Transition of breakup phenomena

にて, デジタルカメラ (OLYMPUS 製 CAMEDIA C2000 ZOOM, 211 万画素) で撮影した。2D ノズルにおける液体の分裂模様は, ノズル端下方 50 mm が写真中央になるように撮影した。なお, 光源の閃光時間は $12\mu s$ であり, 比較的大きなスケールの液流の乱れは判別可能となっている。本研究では, キャビテーション発生・崩壊など基本的な現象の把握に重点をおくために噴射圧力は低圧とし, その範囲は絶対圧で $0.2\sim 0.8$ MPa である。ポンプに起因する圧力変動の周波数は噴射圧によらず $40\sim 50$ Hz, 振幅はノズル入口で ± 1 kPa 以内であり, 噴射圧に対して最大 1% 程度である。また, 流量と流路断面積から算出した平均流速 U は $0.85\sim 27.5$ m/s の範囲, その変動は 5% 以内である。なお, ノズル急縮小部より上流 (図 1 の幅 17 mm の流路) の流れは, 数値解析結果から, 液体注入口付近では一様ではないものの, ノズル急縮小部直前では, 壁面近傍を除き一様であることを確認した。

キャビテーションの発生の目安となるパラメータとしてキャビテーション係数が用いられるが, その定義は微粒化研究者によって異なっているのが現状であり, 前報⁽⁶⁾同様にノズル直前の圧力を噴射圧力 p とし, 噴孔内平均流速 U を用いて,

$$\kappa = \frac{p}{\frac{1}{2}\rho_l U^2} \dots \dots \dots (1)$$

と表現することにした。なお, (1)式で求めたキャビテーション係数の範囲は $554\sim 2.6$ である。

3. 実験結果と考察

3. 1 2D ノズル内部液流の圧力分布

図 2 に 2D ノズルでの液体の分裂模様 (波状流, 噴霧流) を噴出速度と L/W で分類したものを示す。波状

Fig. 3 Effect of cavitation length on cavitation number

流は液膜が *sinuous wave* 状に不安定になり、さらに周囲気体の作用により表面の凹凸が現われる状態、噴霧流は分裂した液膜が表面張力により液柱状になり、これも不安定になり分裂して液滴が生成される状態と定めた。2D ノズルにおける波状流から噴霧流への遷移 (図 2 の曲線①) は複数回の写真撮影と目視による観察から判断したため、流速にある程度の幅があり、このような帯状の曲線で示している。ジェット数 Je の定義は前報⁽⁶⁾と同様である。2D ノズルにおいて L/W の値が小さくなるにつれ、波状流から噴霧流に遷移する流速が小さくなるのがわかる。これは、急縮小部での縮流によるキャビテーション気泡発生による微粒化促進が行われることを示している。

図 3 はキャビテーション係数 κ とキャビテーション長さの関係を示している。キャビテーション係数 3.8 から 3.9 で、 $L/W=6$ の場合 (○) のキャビテーション長さは $L/W=10$ (△) の場合のそれよりも大きくなっており、キャビテーションがより発達していることがわかる。これは L/W が小さいと、下流 (大気) の影響を受けて圧力の再上昇が妨げられ、気泡が消滅しなくなる傾向が現われるためと考えられる。

次に、ノズル内の乱れの定量化を目的として、波状流 ($p_{inj}=0.3$ MPa) と噴霧流 ($p_{inj}=0.7$ MPa) のそれぞれの領域においてノズル内部の圧力分布がどのようになっているか調べる。図 4 に $L/W=10, 6$ におけるノズル内壁面の平均圧力 (ゲージ圧) 及びその変動 (RMS 値) を波状流領域の噴射圧力 $p_{inj}=0.3$ MPa の場合について求めた結果をノズル内流れの写真撮影結果と併せて示す。 $L/W=10$ の場合 (図 4(1))、ノズル急縮小部で負圧になり、中間部になると圧力が雰囲気気圧以上に上昇し、出口に近づくにつれて再度圧力が低下し、雰囲気気圧に近づくことがわかる。また、写真撮影結果から、ノズル入口の急縮小部にはキャビテーションが見られず、そのために流路内における RMS 値も小さく、微粒化の促進に至るほどの大きな乱れはないと考えられる。

$L/W=6$ の場合 (図 4(2))、 $L/W=10$ と同様な圧力変化の傾向を示している。ただし、圧力変化はノズル内液流が下流側 (大気) の影響を受けやすく、圧力上昇が抑制される傾向が若干見られる。写真撮影結果からは縮流部でキャビテーション気泡が発生し、直後に消滅しており、この現象は $L/W=10$ の場合より顕著に確認できる。このことからノズル内の圧力上昇が抑制されていることが確認できる。噴射圧力が比較的低く、また発生するキャビテーションのスケールも小さいためか、流路内における RMS 値も小さく、 $L/W=10$ と同

様な傾向を示している。

図 5 は噴霧流領域の噴射圧力 $p_{inj}=0.7$ MPa における同様の測定結果である。 $L/W=10$ (図 5(1)) では、波状流のとの境界に近い流速 (図 2) であり、0.3 MPa の場合と同様に、入口部で負圧になった後、中間部に至るまでに圧力が大きく上昇している。このような場合、発生したキャビテーション気泡はそこに至るまでに消滅すると考えられる。これは、図中の写真からもノズル入口部で発生したキャビテーションがノズル中間部までに消滅していることから確認できる。

$L/W=6$ の場合 (図 5(2)) は明らかに噴霧流領域になっており、入口部圧力は水の飽和蒸気圧 (絶対圧で 2.3 kPa) 付近まで低下し、ノズル中間部にかけて圧力は上昇するものの、出口付近でも負圧を保っているため、キャビテーションに起因する乱れが、出口でも減衰しないと考えられる。このようなキャビテーション気泡の発生・消滅に起因するノズル内液流の乱れは、特に L/W の値が小さい場合にノズル出口付近まで維持されると考えられる。実際に RMS 値は $L/W=6$ ($x=26$ mm) の方が $L/W=10$ の場合 ($x=50$ mm) に比べて大きくなっている。また、写真からも大きなスケールのキャビテーションやそれによるノズル内の大きな乱れや液膜の大きな変形が確認できる。

3. 2 ノズル内の圧力変動

図 6 は $L/W=10$ におけるノズル内壁面の圧力波形 (ゲージ圧) を示している ($p_{inj}=0.3\sim 0.8$ MPa)。ノズル急縮小部付近 ($x=2$ mm, 図 6(1)) では、いずれの噴射圧力でも負圧になっており、その圧力は噴射圧力の上昇につれて逆に低下することがわかる。それに対して、 $x=30$ mm (図 6(2)) では、ノズル内圧力は正圧で、かつ噴射圧力の上昇とともに上昇することがわかる。しかし、噴射圧力が 0.8 MPa の場合はノズル内圧力が急激に減少し、激しく変動している。これは、キャビテーション領域の先端が測定位置付近に達しているためであり、非定常性が強く、また気泡の消滅により圧力が大きく変動する。図 6(3)は $x=50$ mm における測定結果であるが、これは $x=30$ mm の場合と同様の結果が得られた。

図 7 は $L/W=6$ のノズルにおける圧力波形である。 $x=2$ mm (図 7(1)) では、 $L/W=10$ の場合と同様に、負圧であり、キャビテーションが発生する状態である。図 7(2)は $x=18$ mm の場合であるが、噴射圧力が 0.4 MPa まではノズル内圧力は正圧で、かつ噴射圧力の上昇とともに上昇するが、これはキャビテーション気泡が測定位置にまで達していない状態である。また、噴

(1) $L/W=10$
($\kappa=5.44$, $U=10.5$ m/s)

(1) $L/W=10$
($\kappa=3.92$, $U=18.9$ m/s)

(2) $L/W=6$
($\kappa=4.15$, $U=12.0$ m/s)

(2) $L/W=6$
($\kappa=3.92$, $U=18.9$ m/s)

Fig. 4 Pressure distributions inside nozzle ($p_{inj}=0.3$ MPa)

Fig. 5 Pressure distributions inside nozzle ($p_{inj}=0.7$ MPa)

Fig. 6 Pressure variation inside the nozzle ($L/W=10$)Fig. 7 Pressure variation inside the nozzle ($L/W=6$)

射圧力 0.5 MPa では、圧力波形は雰囲気圧 (0 MPa) 近傍で大きく変動していることがわかる。これは、キャビテーション気泡群の先端が測定位置にまで到達しているためである。噴射圧力が 0.6 MPa を超えると圧力は負圧に転じているが、これはキャビテーションが存在する領域であり、その波形も大きく乱れていることが特徴である。

図 7(3)は $x=26$ mm での圧力波形であるが、 $x=18$ mm における圧力変動と同様の傾向が見られる。ただし、噴射圧力 0.5 MPa では、キャビテーションが測定位置に達しておらず、正圧を保持しているが、圧力の変動は大きくなっている。これはキャビテーション消滅後の液体のかく乱が原因と考えられ、微粒化促進に重要な役割を果たしていると考えられる。

4. 結 言

本報では、キャビテーションを利用した高速噴流の微粒化促進を目的として、2D ノズル内の液流の挙動や圧力変動を調べた。その結果を以下に示す。

- (1) $L/W=10$ の場合、ノズル入口でいったん低下した圧力は、中間部に至るまでに上昇し、ノズル内液流の乱れも出口付近では減衰する。
- (2) $L/W=6$ の場合、噴射圧力が増加すると、ノズル急縮小部で低下した圧力は、ノズル出口付近まで負圧を維持し、そのためキャビテーション気泡の生成・消滅に起因する乱れは減衰しない。
- (3) キャビテーションの発生・崩壊による液流の乱れがノズル出口まで減衰しなければ、それにより噴出した液膜の微粒化は促進される。

文 献

- (1) 清水正則・新井雅隆・廣安博之、液体噴流の微粒化過程とノズル内流れ、機論 B, 56-528, 2519-2525, (1990).
- (2) 玉木伸茂・西田恵哉・清水正則・廣安博之、ノズル噴孔内のキャビテーションによる液体噴流の微粒化の促進、機論 B, 63-613, 3144-3149, (1997).
- (3) 玉木伸茂・西田恵哉・廣安博之・清水正則、ノズル噴孔内の圧力分布とキャビテーションの挙動が液体噴流の分裂過程に及ぼす影響、第 6 回微粒化シンポジウム講演論文集, (1997-12), 156-161.
- (4) 埜努・玉木伸茂・西田恵哉・廣安博之・清水正則、ノズル噴孔内のキャビテーション特性と液体噴流の分裂過程、第 6 回微粒化シンポジウム講演論文集, (1997-12), 150-155.
- (5) 大黒正敏・古舘仁、ノズル内キャビテーションが液体分裂機構に及ぼす影響、機論 B, 68-671, 1998-2005, (2002).
- (6) 大黒正敏・古舘仁・野田英彦、ノズル内キャビテーションが液体分裂機構に及ぼす影響 (第 2 報, 2D ノズル内の液流の挙動), 機論 B, 69-685, 2024-2029, (2003).
- (7) Daikoku, M., Furudate, H., Noda, H., Inamura, T., Effect of Cavitation the Two-Dimensional Nozzle on Liquid Breakup Process, Proc. of ICLASS 2003 (CD-ROM), (2003-7), 17-6.