

噴孔内の流れと液体噴流の微粒化機構

学位請求論文

噴孔内の流れと液体噴流の微粒化機構

1997年 3月

玉木 伸 茂

噴孔内の流れと液体噴流の微粒化機構

目 次

第 1 章 緒 論	1
1. 1 研究の背景	1
1. 1. 1 ディーゼル機関	1
1. 1. 2 噴射ノズル	4
1. 1. 3 ディーゼル噴霧の特性	6
1. 1. 4 微粒化の意義と特色	7
1. 2 従来の研究	8
1. 2. 1 液体噴流の微粒化特性	8
1. 2. 2 ディーゼル噴霧特性	14
1. 2. 3 ノズル内の流れと液体噴流の微粒化機構	19
1. 3 本研究の目的	23
1. 4 本論文の構成	24
第 2 章 液体噴流の微粒化現象	26
2. 1 緒 言	26
2. 2 実験装置および方法	26
2. 2. 1 実験装置	26
2. 2. 2 液柱の分裂長さの測定方法と定義	28
2. 2. 3 流量係数の算出方法	30
2. 2. 4 噴射ノズル	31
2. 2. 5 実験条件	31
2. 3 液体噴流の分裂挙動	33
2. 3. 1 超高压液体噴流の分裂挙動	33

2. 3. 3	霧囲気圧力が噴流の微粒化に及ぼす影響	37
2. 4	結 言	39
第3章	ノズル噴孔内の流れと液体噴流の微粒化機構	40
3. 1	緒 言	40
3. 2	ノズル噴孔上流の流れが噴孔内の液流の挙動と 噴流の分裂挙動に及ぼす影響	41
3. 3	ノズル噴孔内の流動状態と噴流の分裂挙動	53
3. 3. 1	噴孔管長比L/Dの影響	53
3. 3. 2	噴孔入口形状の影響	60
3. 3. 3	金網により噴孔内の液流に付与した 攪乱が噴流の微粒化に及ぼす影響	63
3. 4	結 言	64
第4章	キャビテーション圧力係数の測定と微粒化機構	65
4. 1	緒 言	65
4. 2	ノズル噴孔内の圧力の測定	65
4. 3	キャビテーション圧力係数の定義	66
4. 4	キャビテーション圧力係数と噴孔内の流れ および噴流の分裂挙動	69
4. 5	結 言	81
第5章	加速度変換器による噴孔内 キャビテーションの定量的評価	83
5. 1	緒 言	83
5. 2	振動加速度の測定方法	84
5. 2. 1	振動加速度の測定原理と測定方法	84
5. 2. 2	周波数解析の方法	86

5. 2. 3	振動加速度レベルの算出方法	88
5. 2. 4	加速度センサの取付け位置による影響	88
5. 2. 5	ノズルの取り付け方法による影響	92
5. 3	液流の攪乱による振動加速度と噴孔内の液流の挙動 および噴流の分裂挙動との関係	94
5. 3. 1	噴孔管長比L/Dの影響	94
5. 3. 2	噴孔入口形状の影響	100
5. 3. 3	雰囲気圧力の影響	104
5. 3. 4	噴孔内の液流に付与した攪乱の影響	110
5. 4	結 言	111
第6章 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	113
6. 1	緒 言	113
6. 2	供試ノズル	114
6. 3	噴孔上流部の底面の粗さが噴流の微粒化に及ぼす影響	116
6. 4	噴孔内壁面の粗さが噴流の微粒化に及ぼす影響	118
6. 5	噴孔入口部に設けた金網による微粒化の促進	120
6. 5. 1	金網の有無が噴流の微粒化に及ぼす影響	120
6. 5. 2	噴孔管長比L/Dの影響	122
6. 6	噴孔部に設けた隙間による微粒化の促進	126
6. 6. 1	隙間の有無の影響	126
6. 6. 2	隙間の位置の影響	126
6. 7	噴孔出口を広げたノズルによる微粒化の促進	131
6. 8	噴孔内に突き出した針による微粒化の促進	133
6. 9	結 言	139
第7章 結 論		
		141

主な記号	148
参考文献	150
謝 辞	156

第1章 緒 論

1. 1 研究の背景

1. 1. 1 ディーゼル機関

19世紀の終わりにRudolf Dieselによって発明されたディーゼル機関用噴射装置は、当初、燃焼室内に圧縮空気とともに燃料を送り込む空気噴射方式であり、燃料として微粉炭が用いられていた。その後、1910年にイギリスのVickers社のJames Mckechieが、現在のジャーク式ポンプの原型となる無気噴射装置を発明した。これは、燃料のみを圧縮して燃焼室内に噴射する方式で、現在最も多く使われている燃料噴射装置の基礎となるものである。さらに、燃料消費率や排気煙の悪化につながるノズルからの”あとだれ”や二次噴射といったジャーク式ポンプの問題点を改善して、1927年にドイツのBosch社で作られた燃料噴射ポンプが一般化され、今日に至っている。一例として表1.1⁽¹⁾に自動車用ディーゼルエンジンとガソリンエンジンの諸元と主な性能の比較を示す。ディーゼル機関は、空気のみを吸入し、高温、高圧に圧縮された燃焼室内に燃料を噴射して自己着火させるため、圧縮比を上げる必要がある。ガソリンエンジンよりも高い圧縮比により高い熱効率が得られ、燃料消費率はガソリンエンジンに比べて非常に良い。また、燃料として軽油から重油まで使用可能であること、大きな出力が得られることおよび熱効率が良いなどという利点から、大型船舶用から最近では小型乗用車まで種々の原動機に用いられている。

表1.1 ディーゼルエンジンとガソリンエンジンの諸元
および性能の比較 (1)

	空燃比	燃 焼		圧縮比	比出力 PS/l	出力あたり エンジン重 量 kg/PS	正味熱効率 %	騒音
		形態	最大爆発圧 MPa					
ディーゼル エンジン	16~160	予混合 + 拡散	6~14	15~23	18~50	1.7~4.5	33~38	大
ガソリン エンジン	13~18	予混合	≒5	8~10	45~100	1~3.5	≒30	小

また、燃焼方式としては、図1.1⁽²⁾に示すようにピストンに設けたくぼみに複数のノズルからシリンダ内に燃料を直接噴射する直接噴射式(DI)（以下、直噴式と称す）と、予燃焼室と呼ばれる副室に燃料を噴射して一部燃焼させ、この時に生じた温度と圧力の上昇によって、半燃え状態の混合気を連絡孔から主燃焼室内に高速で噴出させる、間接噴射方式(IDI)または副燃焼室式（以下、副室式と称す）がある。表1.2⁽¹⁾に直噴式と副室式の特徴を示す。中型、大型機関において直噴式が広く用いられており、乗用車用などのようにシリンダの直径が90mm以下の小型エンジンでは、高速性能に優れている副室式が多く用いられている。直噴式は、図1.2⁽³⁾に示すようにシリンダカバーとピストンヘッドの間の空間に燃焼室を設け、燃料をその中に直接噴射する形式である。直噴式は副室式に比べて構造が簡単であり、副室式のように予燃焼室と主燃焼室とを結ぶ連絡孔による絞り損失がないため、燃料消費率が低いという利点がある。

近年、高効率化、高出力化と機関の燃料消費率低減のため小型、軽量化が望まれており、燃焼方式を副室式である渦室式や予燃焼室式から、燃料経済性の良い直噴式にする方策が採られるようになってきている。直噴式ディーゼル機関の燃焼過程は、燃焼室形状、燃焼室内の空気流動によっても左右されるが、特に高温、高圧の燃焼室内に噴射された燃料噴霧の挙動により大きく影響を受ける。これが、ディーゼル機関の出力、熱効

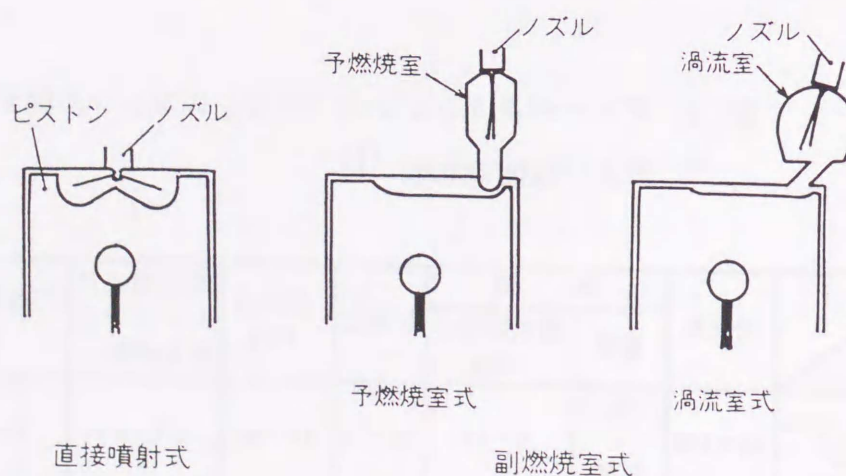


図1.1 ディーゼルエンジンの燃焼方式 (2)

表1.2 ディーゼルエンジンの各種燃焼方式の比較 (1)

(自動車用4サイクルエンジンの場合)

比較項目	直接噴射式	副燃焼室式	
		予燃焼室式	渦流室式
最小燃費率	160g/PSH以下がほとんどである。	180g/PSH前後, 小形化するとさらに悪くなる。	小形エンジンが主であり, 190g/PSH前後。
最高平均有効圧力	副燃焼室式と大差なし。空気利用率は副燃焼室式よりやや低い。	直接噴射式と大差なし。小形の場合は渦流式のほうが高め。	小型エンジンの場合は他より高い。
最高爆發圧力	8MPa (無過給) 前後で比較的高い。	6MPa (無過給) 前後で最も低い。	高速, 高出力化するほど高くなり, 直接噴射式エンジンを上回ることもある。
燃焼騒音	大 (M燃焼方式は小)	小	中 (高速, 高出力化するほど大きくなる)
低温始動性	補助手段なしの場合は最も良い。寒冷地では本格的補助手段必要。	グロープラグを副燃焼室に取り付けておけば寒冷地でも問題は少ない。	左に同じ。
排出ガス特性	NOxの排出が比較的多い。小形の場合はHCも問題。	NOxは直接噴射式よりもかなり少ない。	左に同じ。
圧縮比	比較的低い。14~17	高い。17~22	高い。18~22
噴射系への要求度	エンジン性能が噴射系に左右されやすいので, 要求度はきびしい。	要求度は比較的低い。	左に同じ。
用途	大・中形エンジン 近年小形も普及	中・小形エンジン	小形エンジン

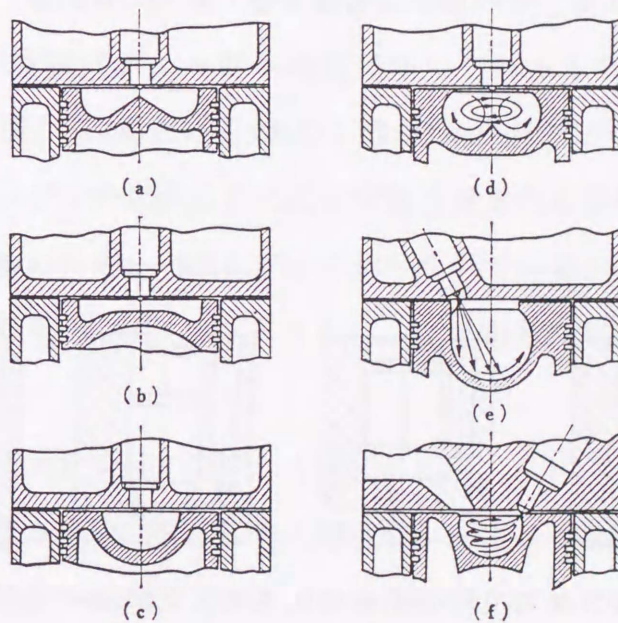


図1.2 直接噴射式機関の燃焼室 (3)

率、騒音および燃焼室から排出される黒煙や未燃炭化水素、窒素酸化物などの排気ガス性状にも関係している。

ディーゼル機関では、ガソリン機関よりも気化し難い燃料を燃焼室内に噴射し、空気と混合したうえで自己着火させるため、着火性が良く、完全燃焼しやすい混合気を形成させることが重要である。燃焼室内に噴射された燃料をなるべく短時間で燃焼させるためには、燃料粒子をできるだけ小さな粒（霧状）にして空気との接触面積を増やし、燃焼室内に微細に分布させ、周囲の高温空気との反応を迅速に行わせる必要がある。したがって、燃焼室内にいかにか霧化させて燃焼室のすみずみまで分布させるかが、燃焼において重要なポイントになってくる。

1. 1. 2 噴射ノズル

(1) ノズルの分類

ディーゼル噴射ノズルは、噴射ポンプによって高圧に加圧された燃料をより良い着火、燃焼が得られるように霧化させて、燃焼室のすみずみまで行き渡らせなければならない。したがって、噴射ノズルとして要求される特性として、良好な燃料の霧化が得られること、大きな貫通力を持つこと、燃焼室内の広い範囲に分布させるといった噴霧特性を有することである。一般に、ディーゼルノズルに使用されているノズルを分類すると図1.3⁽⁴⁾のように分類される。その形状と特性を表1.3⁽⁵⁾に示す。

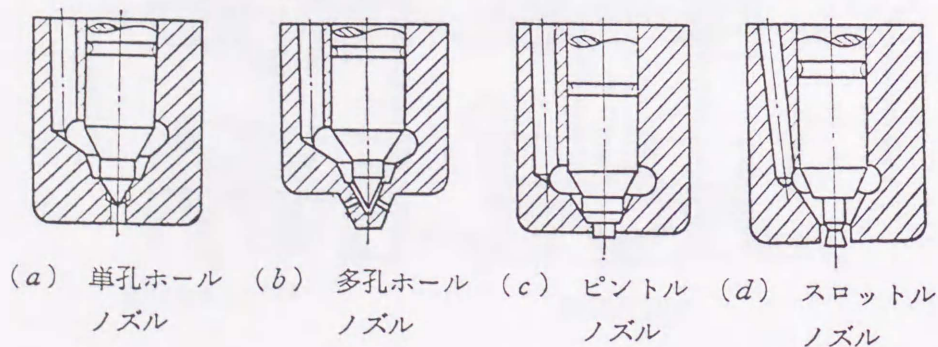


図1.3 ディーゼル噴射ノズル概略 (4)

表1.3 ノズルの種類と特性 (5)

ノズル形式	ホール形ノズル	ピン形ノズル
外觀形状		
噴孔部形状		
噴孔面積特性		

(a) ホール形ノズル (単孔形ノズル, 多孔形ノズル)

ホール形ノズルは、直噴式ディーゼル機関に用いられるもので、噴孔径Dは0.2～0.5mm程度、噴孔数は1個から4個ないし5個のものが用いられている。このタイプのノズルは、燃料を直噴式エンジンの燃焼室内に広く分散させるため多噴孔が用いられるが、サック内での噴孔の干渉のため4～5噴孔が多く用いられている。噴霧角を大きくしたい場合は、噴孔管長と噴孔径との比L/Dを小さくし、出力向上のため貫通力を重視したい場合はL/Dを大きくする。

(b) ピン形ノズル (ピントル形ノズル, スロツトル形ノズル)

ピン形ノズルは、ノズル本体に設けられた噴孔にニードルピン部が勘合しており、その重なり寸法によってピントル形ノズルとスロツトル形ノズルに分類される。ピントル形ノズルは、スロツトル期間が短く主噴射燃料が急激に燃焼するため、出力を重視するエンジンに用いられる。ニードルが上昇すると噴孔とピンとの間隙から中空円錐状の噴

霧が生じる。主に、副室式エンジンのように比較的狭い範囲に燃料を噴射する場合に用いられる。また、ピン先端の形状によって噴霧角を変えられるとともに、ニードルのリフトに対する噴孔面積を種々に変えることができる。

最近、直噴式ディーゼル機関に関して、低燃費に適した小型機関の直噴化が進み、ノズルの小型化が必要とされている。また、将来、ディーゼル機関用燃料噴射ノズル、ジェットカッピング用噴射ノズルおよび液体微粒化用噴射ノズルなどの油圧、流体機器がますます高圧、高速化されることが予想される。したがって、今後、このような社会の需要に応じたノズルを設計することが重要になってくる。

1. 1. 3 ディーゼル噴霧の特性

ディーゼル機関の出力と燃料消費率は、燃焼室内に噴射された燃料噴霧の燃焼状態に大きく依存する。ディーゼル機関において噴霧特性が重要な因子であり、これが機関の出力、熱効率および排気特性を大きく支配している。図1.4にディーゼルノズルから噴射された燃料噴霧の噴霧特性の概略を示す。液体燃料を効率良く燃焼させるためには、燃料を迅速に蒸発させて燃料蒸気にしなければならない。この蒸発を促進させるために燃料を微粒化し、燃料粒子の表面積を増やし、燃焼室内の空気と熱および物質交換を活発に行わせる必要がある。これは、燃焼室内に噴射された燃料が、微粒化して霧状になる

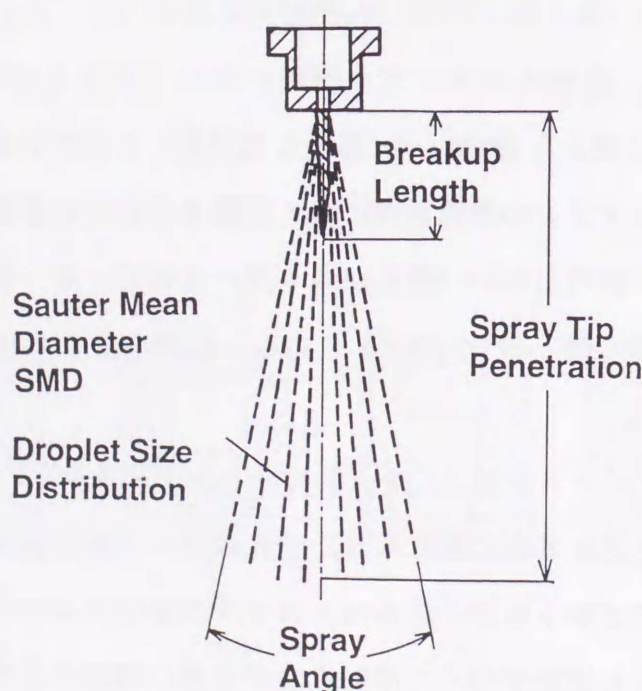


図1.4 噴霧特性概略

過程である霧化に関わっており、図1.4に示すノズル噴孔出口から噴流が分裂する位置までの長さで定義される分裂長さ（液柱の長さ）と、平均粒径および噴霧粒径分布で表される。ここで、機関が小型直噴式になると燃焼室は小さくなり、その結果ノズルから噴射された噴霧の分裂長さと、ノズルから燃焼室壁面までの距離が同程度と考えられる。このような場合、燃料が完全に微粒化する前に燃焼室壁面に衝突することが起こり得るため、燃料と空気との混合やその後の燃焼性能が分裂長さに大きく影響を受けるものと考えられる。したがって、噴霧の微粒化度を表す分裂長さの評価が重要になってくる。

また、噴霧粒径分布という表現を用いるのは、用途により均一で微細な粒径の噴霧が望ましいとは限らないからである。一例を挙げると、ディーゼル機関の場合、細かい油粒は蒸発速度が速く、このような噴霧は噴射直後の噴孔近くに多量の燃料蒸気を発生する。その結果、生成された高濃度の燃料蒸気を空気と混合させることは逆に困難であり、かえって混合時間が長くなるので燃焼期間が長くなり、すすの生成につながるが予想される。一方、火花点火機関やガスタービンでは、燃料を急速に蒸発させたほうが好ましく、均一微細な燃料粒子が必要とされるからである。

良好な燃焼を行わせるため、燃料蒸気を燃焼室内の空気と良く混合させ、燃焼室の隅々まで均一に分布させなければならない。これは、燃料噴霧の分布特性および貫通力に関わっており、図1.4に示す噴霧角および噴霧の到達距離で表される。ディーゼル機関においてノズルから噴射された燃料は、高温、高圧の状態に圧縮された燃焼室内で微粒化して噴霧となり空気と混合される。この場合、燃焼室内に燃料粒子が存在しない部分ができると、そこにある空気は燃焼に利用されず、逆に燃料粒子が密集している所や分裂していない燃料粒子があると、空気が不足して不完全燃焼につながる。したがって、燃焼室内の空気を十分に利用して完全燃焼を行うためには、噴霧の貫通力を十分保ち、大きな噴霧角を有することが望ましい。

1. 1. 4 微粒化の意義と特色

液体の微粒化が関与する分野は、内燃機関やバーナにおける燃料の燃焼はもとより、噴霧乾燥、粒の製造、噴霧塗装、農薬散布、調湿、噴霧冷却、プリンタ用インクジェットなどから医療機器や家庭用の各種噴霧器にいたるまで幅広い分野で用いられている。今後ますますその応用分野が広がるものと考えられる。最近の工業技術や社会、経済

機構の発展にともなって微粒化の技術に課せられる要求もますます厳しさを増してきている。液体の微粒化は、自由界面をもった液体の複雑な挙動が対象となるため理論的な解析は困難を究めている。現時点では、あまり実用的でない低い噴射圧力下における噴流の微粒化機構の実験的、理論的解析がなされているのみで、工業的に応用される高速の液体噴流の微粒化機構に関する理論的解析はもとより、実験的にも十分解明されるには至っていない。

また、このように広い応用分野があるにもかかわらず、学問的な体系化もなされていないのが現状である。これは液体の微粒化に関わる分野が広すぎることのほかに、高速移動現象を取り扱うため計測を含めた研究の困難さに起因していると言える。このため、微粒化の技術が必要な時、数値解析を行なう時、微粒化装置を開発する場合に大きなネックになっている。

したがって、これまでほとんど不明であった高速液体噴流の微粒化機構が実験的、理論的に解明されるとその応用範囲は広がり、現象にあった条件を入力するだけで予測計算が可能になる。このことから、工業的に応用される高速液体噴流の微粒化機構を確立することが望まれている。

1. 2 従来の研究

1. 2. 1 液体噴流の微粒化特性

微粒化特性は、ノズルの噴射特性、噴霧の性質を表す噴霧特性、噴霧の運動特性に分けられる。ノズルの噴射特性には、流量、噴射圧力、流量係数および噴射率などがあり、噴霧特性には、先述した液柱の分裂長さ、噴霧角、平均粒径、粒度分布および微粒化効率が含まれる。噴霧の運動については、静止気体中の噴霧の空間分布、噴霧の貫通度などがある。

液体を微粒化する目的の多くは、単位体積当りの表面積を大きくすることであるが、使用目的によっては要求される噴霧の特性も変わってくる。したがって、微粒化に際しては、それぞれの目的に柔軟に対応できることが必要で、液体が分裂する機構など、基本的な事項に対する知識を持ち合わせていることが重要である。

微粒化法を分類するには、各応用分野ごとに使用されるものを列挙する方法が考えられる。この方法による場合、それぞれの応用技術の現状と将来も展望できて便利である

が、全ての応用分野をまんべんなく選択するのは困難である。これに対して、微粒化はそれぞれ異なる原理に従って行われるので、多数の微粒化法も原理別に整理して分類すれば、方式の一覧ができて工学的にも応用的にも有用と思われる。実際の仕様によってはさらに細かく分類されたり、噴射条件が異なったり、2種類のエネルギーが混用されているものもあるが、負荷エネルギー別に噴霧器の分類を行い、噴射条件と応用例をまとめたものを表1.4 (6) に示す。

表1.4 微粒化法の分類 (6)

微粒化法	アトマイザ	微粒化条件	応用例
圧力微粒化	単一噴孔ノズル	$p=15\sim100$ MPa	噴水, 消防用, レシプロエンジン
	噴流衝突式ノズル	$p<5$ MPa	ディーゼル噴射弁
	ファンプレーノズル	$p=0.2\sim1.7$ MPa	塗装, 洗浄, 薬剤散布
	うず巻噴射弁 (スワールノズル)	$p=0.2\sim7$ MPa	スプレー, エンジン, ガスタービン, ボイラー, 汎用燃焼機器, 噴霧冷却, パウダー製造
二流体微粒化	エアアシスト式 (外部混合形) (内部混合形) (Y-ジェット形)	$p_a=16\sim160$ kPa $V_a=30\sim300$ m/s $ma/ml=0.1\sim3$ $p_a>160$ kPa $V_a>300$ m/s $ma/ml=5\sim40$	航空機エンジン, 液体ロケット, 工業炉, ボイラー, 汎用燃焼器, パウダー製造, 塗装, 洗浄, 粉末冶金, 薬剤散布
	エアブラスト式	$p_a=2\sim16$ kPa $V_a=30\sim120$ m/s $ma/ml=5\sim40$	霧吹き, 航空機エンジン, 汎用燃焼器, 医療
遠心微粒化	回転噴孔	$V_p<125$ m/s	繊維製造, 均一滴生成
	回転円板	$V<125$ m/s	パウダー製造, 粉末冶金, 繊維製造, パーナー
	回転ローラ	$V_p<10$ m/s	繊維製造, 均一滴生成
	回転ホイール	$V_p<300$ m/s	パウダー製造
振動式微粒化	ノズル振動式	$f=0.01\sim5$ kHz	均一滴生成, プリンター, 薬剤散布
	超音波式	$f=0.01\sim5$ MHz	調湿, 燃焼
	音響式	$f=6\sim20$ kHz	燃焼
電気式微粒化	静電気電極ノズル	$E=5\sim50$ kV	塗装, 均一滴生成, 燃焼, プリンター
熱エネルギー	バブルジェット		プリンター
	蒸発・凝縮式		標準ダスト製造, 超微粉製造
	減圧沸騰式	$0<\Delta T^* < 1$	燃焼

(1) 液体を微粒化させる方法

液体の微粒化に関する技術は多方面に利用されており、要求される噴霧の特性も多岐にわたっている。したがって、液体を微粒化する場合、それぞれの特徴をよく理解し、最適な方法を選択することが重要である。表1.4において分裂を起こさせるエネルギーの与え方によって微粒化の方法を分類した噴霧器の特徴を述べる。液体を微粒化させる方法は、おおまかに以下のように分類できる。

(a) 液流自身による微粒化

噴射液体とその周囲の気体との相対速度を増すために、圧力エネルギーを速度エネルギーに変換して液体自身で微粒化を行わせるもので、圧力噴霧器と呼ばれる。

①単純噴流式

1個または複数の噴孔から加圧された液体を噴射して微粒化する方法で、単一噴孔ノズルは最も簡単な噴射ノズルであり、液柱分裂の基礎研究に使用され、火花点火機関やディーゼル機関における主流ノズルである。噴孔が円形の場合、中心部が微粒化され難いので、微細な液滴を得ようとするとかかなり高い噴射圧力が必要となる。例えば、ディーゼル機関における噴射では噴射圧力が数十MPa以上必要となる。

この方式による高速噴流は、貫通力が大きく噴霧の広がり、すなわち噴霧角は小さい。この方式の欠点は、噴射圧力を下げるととたんに霧化が悪くなるため、流量の調整範囲が狭いこと、噴霧粒径、貫通度、ノズル寸法、噴射条件などの関係に柔軟性がないことなどである。

②旋回噴流式

液体を旋回室または渦巻室に導いて旋回させ、圧力のエネルギーを次第に旋回速度エネルギーに変換させて中空の液膜を形成し、微粒化させるもので渦巻噴霧器と呼ばれている。この方式では、薄い液膜から微粒化するため噴射圧力はせいぜい数MPa程度でよく、噴霧の広がりも適当なものが得られ易い。

③遠心力微粒化

噴霧器を高速回転させ、遠心力を利用して液体を微粒化させる方法で、パウダー製造や繊維製造の中心的方法であり、液体の流量と回転数によって特性が制御される各種形態のアトマイザが実用化されている。

(b) 補助を使う微粒化

①気流による微粒化

液流を空気流，または蒸気流中に注入し，吹きちぎって微粒化させるもので，気流噴霧器または二流体噴霧器と呼ばれている．気体の圧力は低くても速度は大きいから，微細な粒を形成させることができる．

また，気体の混合の方法により，内部混合式と外部混合式とがある．このような二流体式においては気体のエネルギーの与え方によって多様なアトマイザを作ることができるため，噴霧特性への対応がし易く，極めて微細な噴霧発生も可能なため応用面も広い．一般に，ノズルから気-液噴射する方法（エアアシスト式）と，気流中に液体を噴射する方法（エアブラスト式）とがあるが，高粘度液体，固-液混相流体の微粒化に有利であり，ボイラーの蒸気燃料噴射は代表的な例である．わずかな差圧で容易に高速気流が得られるので多目的利用に向いている．

②衝突による微粒化

これは，液体を個体に，液体を液体に，液体を気体に衝突させるものである．この中で噴流衝突式は，2本のノズルから噴射した液体を任意の角度で衝突させるもので，液膜形成によって扁平な噴霧が生成される．

③電気式微粒化

静電微粒化として知られ，電極と接地間に高電圧をかけて液体を帯電させ微粒化させる方法で，液体分子を離散させるものである．生成された液滴は，帯電した状態で接地に引かれて運動する．条件によっては，均一な液滴の生成が可能である．

④超音波振動による微粒化^{(7),(8)}

液体の微粒化法に超音波による微粒化がある．一般に，超音波振動する振動面上に液体の相を形成すると，その液面から微細な粒子が飛び出す．超音波振動により得られた粒子は，他の微粒化法に比べて均一性の良い粒子を生成できるという利点がある．また，高圧噴射ポンプを使用しないため装置が簡単になり，運動エネルギーの非常に小さな噴霧流が得られるなどの特徴があるが，反面，振動面の性能により最大流量が決まってしまうため，大流量の微粒化装置には向かない．

このように，液体を微粒化させる方法は目的に応じて幾種類もあるが，本研究では，ディーゼル噴霧の微粒化機構を対象としているため，ディーゼル機関に用いられている

圧力噴霧器を取り上げ、その中でも構造上最も簡単な単孔ホールノズルから噴出する液体噴流の微粒化機構について調べた。

(2) 液柱の分裂 (9)

図1.5に高圧噴射装置を用いて円筒状の管から液体を噴出させ、噴射速度を次第に増していったときの噴流の分裂挙動を示す。噴流は図1.5の(1)~(7)のようにいくつかの異なる変形、分裂の挙動を示す。図1.5の(1)は管端からの滴下または滴状分裂といい、液体の自重と表面張力のバランスが崩れて液滴を生ずるもので、主滴と呼ばれる大粒の後に分裂時に生じた尾の部分から生ずる余滴を0~数個伴う。(2)、(3)は水道の蛇口でよく観察される平滑流と呼ばれるもので、滴下から平滑流に移ったところである。この時の噴流の表面はガラス細工のように非常に滑らかで、噴流の分裂は途中から発達した規則正しい波状の変形によって噴流の先端部で生じる。

この現象を最も端的に解析したのがレイリーで、液柱に生じる軸対象の波状変形が最も発達しやすい変形波長で、液柱先端に生じる規則的な変形の波長はほぼこの値をとり、ついには分裂にいたるという最大不安定波長に対して、次式(1)のような結果を与えている。

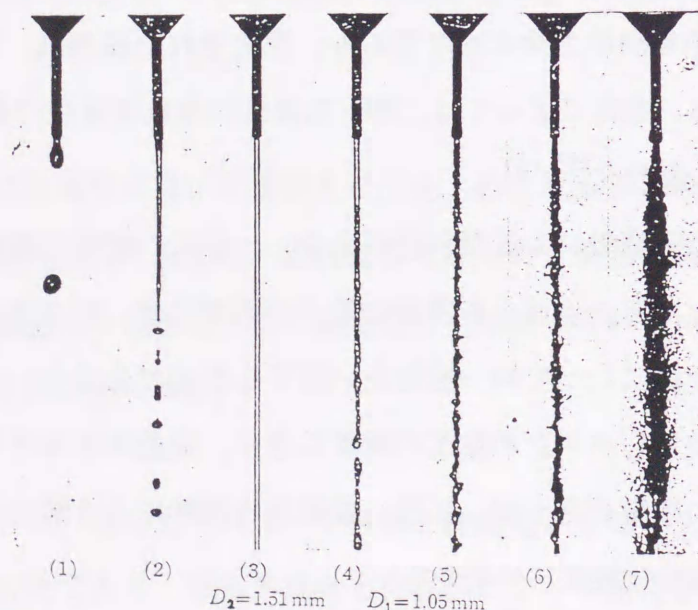


図1.5 円形噴孔から噴出する液体噴流の分裂挙動 (9)

$$\lambda = 4.51 D_0 \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 D_0 は液柱の太さである。液柱がこのように規則的に変形し分裂するのをレイリー変形、またはレイリー分裂といい、この現象は液膜や液滴の微細分裂の際にも現われるため、微粒化の基本現象といえることができる。

さらに噴射圧力を増加させると平滑流の長さが長くなるが、あるところで突然(4)のように変形は不規則になり、平滑流が縦方向、すなわち噴射軸方向に不安定になって縦振動を起し、噴流の表面に凹凸ができ始め平滑流から波状流に移る。その後、(5)に示すように噴流は途中から分裂し、液滴の発生も不規則になる。この状態を波状流といい、(2)や(3)のように主流をなす噴流が直接分裂して液滴を生じるのを一次分裂という。

さらに噴射圧力が増加すると、雰囲気との相対速度が増すため、(6)のように波状流の突出部が急激に引き出され、液糸（リガメント）や液膜を生じ、それらがレイリー変形を経て微細な液滴に分裂するようになる。このような分裂を二次分裂という。(6)の状態では一時分裂と二次分裂が共存しているのでこれを部分噴霧流と呼んでいる。噴射圧力がさらに増加すると次第に二次分裂が増し、(7)のように噴流の分裂がほとんど二次分裂に依るようになる。この状態を噴霧流といい、実際にディーゼル機関に関係するのはこの噴霧流である。

これまでの研究結果において、この噴霧流域よりもはるかに噴射圧力の小さい領域における実験的、理論的な微粒化機構の解明はすでになされている。棚沢ら⁽¹⁰⁾の滴下から平滑噴流への遷移点での液滴径に関する報告、滴下から平滑噴流域への遷移境界の判定基準についてRanz⁽¹¹⁾の報告、棚沢⁽¹²⁾の報告、遷移速度についてはTyler⁽¹³⁾や棚沢⁽¹⁴⁾の式が提唱されている。平滑噴流の微粒化に関しては、Levich⁽¹⁵⁾による雰囲気密度や粘性の影響について理論的解析が行われている。また、噴流の安定性に関する実験的研究^{(16),(17)}、雰囲気圧力⁽¹⁸⁾、噴孔管長⁽¹⁹⁾、ノズル形状⁽²⁰⁾の影響に関する報告もある。

平滑噴流から波状噴流への遷移の判定基準は、Ranz⁽¹¹⁾、棚沢ら⁽¹⁴⁾などの報告があり、遷移速度については棚沢⁽²¹⁾の式がある。波状噴流の微粒化については、分裂長さの実験式としてウェーバー数の平方根の関数で表したGrantら⁽²²⁾、Phinney⁽²³⁾およびChenら⁽²⁴⁾の式、レイノルズ数とウェーバー数の積の関数で表した松井ら⁽²⁵⁾の式が提

唱されている。

波状噴流から噴霧流の遷移境界の判定基準については、Ranz⁽¹¹⁾、棚沢⁽¹²⁾などの報告がある。遷移速度については、Ohnesorge⁽²⁶⁾、棚沢⁽¹²⁾、佐賀井ら^{(27),(28)}、Sterterlingら⁽²⁹⁾の式がある。

しかし、実用上問題となる噴霧域の微粒化を対象とした理論的な解析はもとより、実験的にも噴孔径と液体の動粘度を考慮したLishefsku⁽³⁰⁾、高压雰囲気下の液膜に関するLeeら^{(31),(32)}の研究、噴孔径と気-液密度に関するReitzら⁽³³⁾、Chehroudiら⁽³⁴⁾などの報告にとどまっている。また、大気圧雰囲気下で分裂長さを測定したVereshchaginら⁽³⁵⁾、高压雰囲気下での棚沢⁽³⁶⁾、噴射圧力が10MPaであり実機ディーゼル噴霧としては低いが、高速噴霧流と周囲流の流動特性について調べた細谷ら⁽³⁷⁾および種々のノズルを用いて雰囲気圧力や液体の動粘度を変え、分裂長さや噴霧角の測定を行った清水ら^{(38),(39)}の報告があるのみで完全に解明されるには至っていない。本研究では、噴霧流の微粒化機構の解明を目的としているので、次に噴霧流の特徴を概説する。

(3) 噴霧流

波状流から噴射速度を増加させていくと、噴流の表面には相対的に高速な空気流が作用することになり、噴流の凸部は大根おろし器ですりおろされた大根のように吹きちぎられて液糸(リガメント)または液膜(フィルム)となる⁽⁴⁰⁾。この段階に達した噴流を噴霧流または噴霧と呼ぶ。ここで、波状流から噴霧流への遷移には明瞭な遷移点は無く、噴流は噴射圧力の増加に伴いなだらかに噴霧へと遷移していく。また、噴霧流の定義は研究者により多少異なり、その外観から決められることも多い。

噴流が、滴化、平滑流、遷移流、波状流を経て噴霧流になると微粒化するようになり、液柱の長さは短くなると予想されている⁽⁴¹⁾。しかし、Dunneら⁽⁴²⁾の実験によると音速を越えた高速流でも噴流の所々に”こぶ”ができて、それが次第に発達して微粒化し、液柱の長さはなかなか短くならないとしている。

1. 2. 2 ディーゼル噴霧特性

(1) 分裂長さ

最近、注目されている小型直噴式ディーゼル機関は、燃焼室が小さいため噴射された

燃料と燃焼室壁面との衝突が起り得る。燃料が完全に微粒化する前に燃焼室壁面に衝突するようなことがあれば、燃料と空気との混合やその後の燃焼状態、さらには排出ガスにも大きな影響を与えることが考えられる。

実機のディーゼル機関に関する噴霧域における噴霧の内部構造を観察することは非常に困難である。しかし、清水ら⁽³⁸⁾は図1.6に示すような電気抵抗法と呼ばれる特殊な方法を用いて分裂長さを測定し、噴霧域において噴射速度を大きくしていくと、あるところから液柱の長さは短くならないという新しい知見を得ている。図1.7に噴射速度に対する分裂長さの変化⁽⁴³⁾を示す。噴流の領域は、図1.7のように分類される。噴霧域の噴霧の外周は、先述したようにノズルから噴出直後に微粒化するが、噴霧の内部には液柱が存在しており微粒化しておらず、たとえ音速を越えるような場合でも、液柱の長さは零mmにはならないとしている。また、Chehroudiら⁽³⁴⁾、Yule⁽⁴⁴⁾らは清水ら⁽³⁸⁾が用いた電気抵抗法を応用して、噴霧域における噴霧の内部構造を調べるために液柱の形状を測定している。このように、各研究者によってあらゆる方法を用いて噴霧域における微粒化機構を解明しようと試みられている。

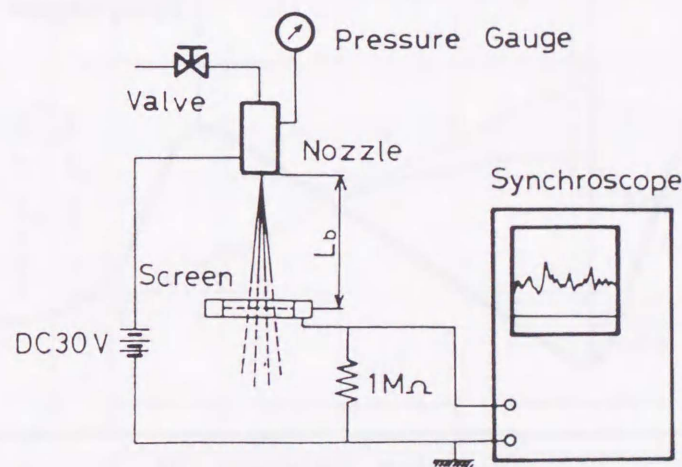


図1.6 電気抵抗法による分裂長さの測定装置概略 (38)

一般に、微粒化現象では雰囲気と噴流との相対速度に基づく力が大きな支配因子の一つであると考えられている。雰囲気圧力の上昇に伴い雰囲気密度が増加するため、噴霧に与える影響も非常に大きくなることが予想される。清水ら^{(38),(39)}の研究によると、分裂長さは雰囲気圧力の上昇に伴い全体的に短くなっていき、雰囲気圧力が3MPa以上になると雰囲気圧力の影響がほとんど現われず、真空に近い減圧雰囲気下では噴射速度が大きくなっても噴霧にはならず、分裂長さは短くならないという結果を示している。

噴孔管長の影響として、清水ら⁽³⁸⁾はL/Dが大きくなると分裂長さは短くなっていき、あるL/Dから逆に長くなっていくという結果と、大気圧雰囲気下では、分裂長さはL/Dの影響を受けるが、高圧雰囲気下ではL/Dの影響を受けないという結果を示している。

また、清水ら⁽⁴⁵⁾、新井ら⁽⁴⁶⁾は高粘度液体噴流の微粒化特性を明らかにするために、種々の動粘度の液体を噴孔入口形状の異なるノズルから噴射させて、動粘度が分裂長さに及ぼす影響と、噴孔入口形状の違いが高粘度液体噴流の微粒化に及ぼす影響を調べている。その結果、動粘度の増加に伴い、かなり高速の領域まで平滑流の状態が保たれ、分裂長さも増加していくという結果を示している。

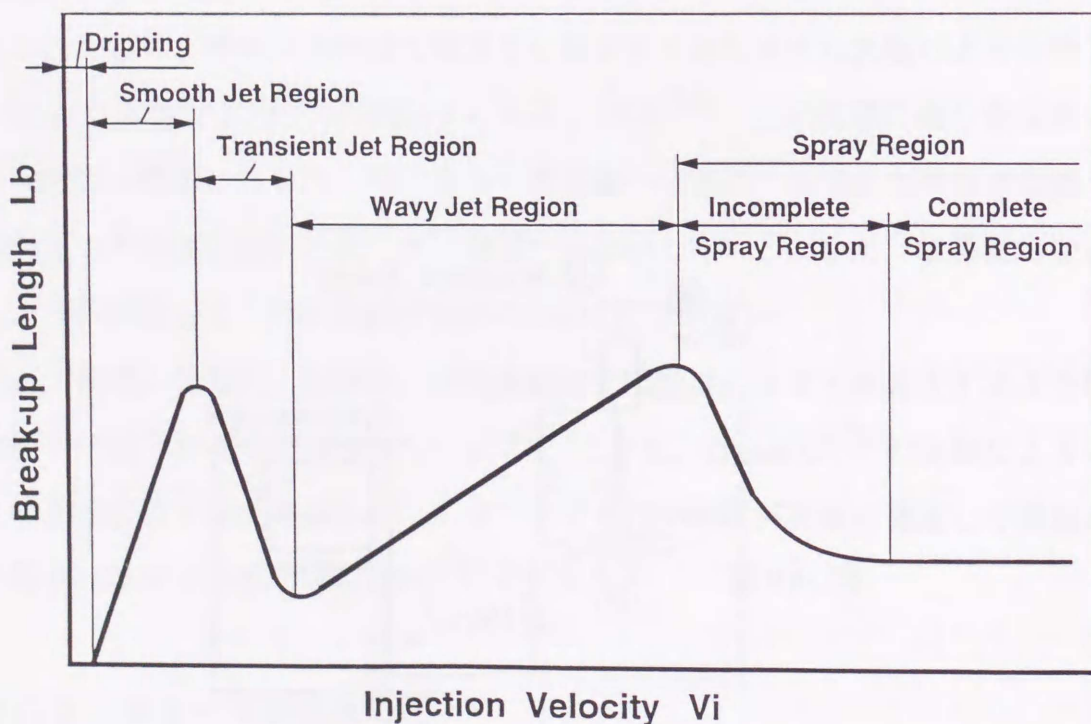


図1.7 噴射速度と分裂長さの関係 (43)

(2) 噴霧角

一般に、噴霧の分布特性を噴霧角で表わす。燃焼室内の空気を有効に利用するために、燃焼室内に燃料噴霧を均一に分散させる必要があり、噴霧角はできるだけ大きいほうが望ましい。清水ら⁽³⁸⁾は、噴霧域における噴霧角と雰囲気圧力や噴孔管長との関係について調べている。図1.8、図1.9に雰囲気圧力が噴霧角に及ぼす影響を示す。噴霧角は、

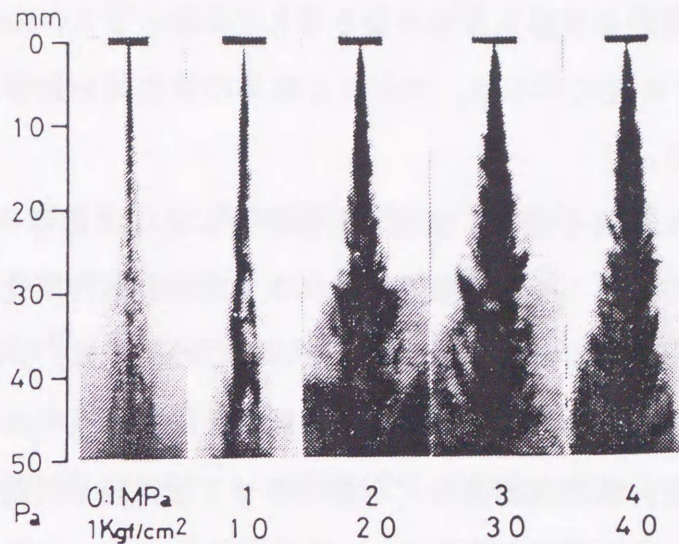


図1.8 雰囲気圧力を変化させた時の噴流の分裂挙動 (38)

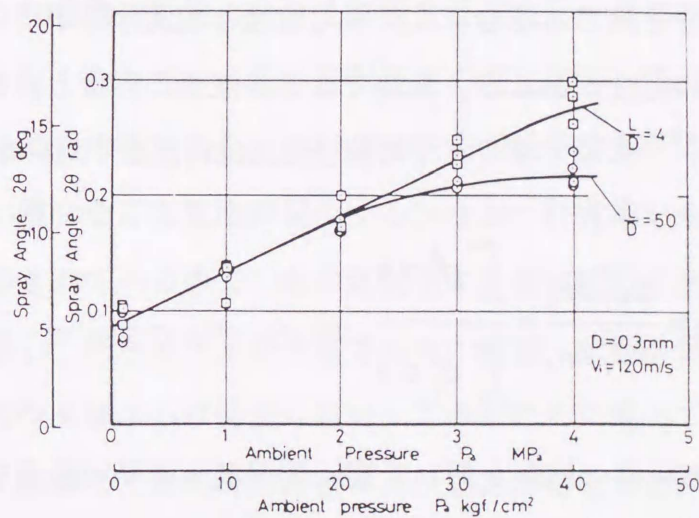


図1.9 雰囲気圧力が噴霧角に及ぼす影響 (38)

同一噴射速度の条件下で霧囲気圧力の上昇に伴い大きくなり、一定値に近づくことを示している。Reitzら⁽⁴⁷⁾は、噴孔管長比 L/d_0 と噴孔入口形状が噴霧の広がり角に及ぼす影響を調べている。噴霧の広がり角は、 L/d_0 が増加すると減少し、噴孔入口部がラウンドエッジであるノズルは、シャープエッジのノズルよりも小さくなることを示している。田端ら⁽⁴⁸⁾は、高圧霧囲気下で噴霧角に及ぼす動粘度の影響を噴孔径をパラメータとして調べており、どの噴孔径においても動粘度の増加に伴い噴霧角は単調に減少し、かなり高粘度になると実質的な噴霧角は零になるとしている。また、Reitzら⁽⁴⁹⁾、Wuら⁽⁵⁰⁾、Zanelli⁽⁵¹⁾は、ノズルの幾何学形状、霧囲気と液体の密度比を影響因子とした噴霧角の実験式を提唱している。

高圧霧囲気下で噴孔管長を幅広く変化させ噴霧角に及ぼす影響を調べた清水ら⁽³⁸⁾の結果から、霧囲気圧力が高くなると噴孔管長による分裂長さの変化はなくなるが、噴霧角は噴孔管長の影響を受けることが示されている。この傾向は、Wuら⁽⁵⁰⁾も同様な結果を示している。また、Reitzら⁽⁴⁹⁾は、噴孔入口形状、噴孔管長の異なるノズルを用いて噴射圧力、液体の粘度、霧囲気密度などを変化させて噴霧角を測定し、噴孔管長が長い場合、噴霧角は小さくなることを示している。

(3) 平均粒径

燃焼室内に噴射された燃料液滴がどのくらいの大きさで、どのように分布しているかということが、その後の燃焼を大きく左右する。噴霧流のような大小無数の液滴群の大きさとその混合割合を論じる場合には、平均粒径と粒度分布が用いられる。平均粒径の表わし方には種々の方法があるが、燃焼では燃料液滴の容積と表面積が大きく関わってくるので、式(2)⁽⁵²⁾に示すザウタ平均粒径(S.M.D.)がよく用いられる。

$$\bar{d}_{32} = \frac{\sum d_i^3 \Delta n_i}{\sum d_i^2 \Delta n_i} = \frac{\int_0^\infty d_i^3 dn}{\int_0^\infty d_i^2 dn} \dots\dots\dots(1)$$

田端ら⁽⁴⁸⁾は、高粘度の液体を用いて高圧霧囲気下で平均粒径を測定し、噴射圧力の増加により平均粒径は急激に小さくなるが、その後噴射圧力を増加させても、平均粒径はほとんど小さくならないとしている。Karasawaら^{(53), (54)}は、水を大気圧霧囲気中に

噴射して、噴孔入口形状や噴孔管長が平均粒径（ザウタ平均粒径）に及ぼす影響について調べている。噴孔入口形状がシャープエッジであるS型ノズルの場合、平均粒径はL/Dが大きくなるにつれて増大し、L/Dが10を越えると急激に増大し、微粒化状態が悪くなることを示している。噴孔入口形状がラウンドエッジであるR型ノズルの場合、L/Dによる平均粒径の変化はほとんど見られなくなる。また、L/Dの長いS型ノズルでは噴孔内で縮流が回復し、管壁に付着した状態で流出するため、R型ノズルと同じような挙動を示すようになる。そのため、平均粒径はR型ノズルと同じように大きくなり微粒化状態が粗悪になることを示している。

1. 2. 3 ノズル内の流れと液体噴流の微粒化機構

これまで、ノズルから高速で噴射された液体の微粒化は、噴射液体と雰囲気ガスとの空気力学的な相互作用⁽⁴⁹⁾、噴流表面の小さな波の共振による圧力変動⁽⁵⁵⁾、噴射液体と雰囲気との界面に存在するせん断波が、噴流の微粒化を引き起こすという境界層の不安定性理論⁽⁵⁶⁾、気-液の相互作用⁽⁴¹⁾、連続体として存在している液体にある程度以上の運動量や熱などの力学的エネルギーが作用すると、液体の流動に伴い液体界面に変動が起こり、やがては連続体であった流体が破断して液体の分裂が起こるとする橋本⁽⁵⁷⁾の報告、噴流周囲の気流との干渉によって生ずる噴流界面の波動現象や噴流内部に内在する微小攪乱^{(58),(59)}によって微粒化すると考えられてきた。

しかし、分裂を引き起こす第一の要因は、ノズル噴孔内の液流の攪乱現象であり、噴孔内の流れが噴射された噴霧の特性に大きく影響を及ぼすという見解もある。すなわち、噴孔入口部が鋭いエッジをなしていると、噴射圧力の増加に伴い噴孔入口付近で縮流が生じるため、その部分は他の場所より流速が増し圧力が低下する。この圧力がその場所の液体の蒸気圧に近い値になると気泡が発生する。なお、日常用いられている水には大気中の空気が若干溶解されているので、水の蒸気圧より高い圧力で溶解している空気が気泡となって水と分離し、キャビティが生成される。最初、気泡は低圧部分の個体壁面から生じ易く、流れの中央部からは発生し難い。これが流れに乗って下流の高い圧力の領域に達すると急激に崩壊して瞬間的に非常に高い圧力が発生する。このような現象をキャビテーション現象といい、キャビティの崩壊時に大きな攪乱が発生する^{(60),(61)}。この液流の攪乱が、噴流の微粒化に寄与しているのではないかと考えられている。例え

ば、噴流の微粒化機構を支配する因子として、ノズル噴孔内のキャビテーションによる圧力振動⁽⁶²⁾キャビテーションにより捕捉された空気力学的効果が微粒化に関与するという主張⁽³³⁾もある。

さらに、Bergwerkら⁽⁶²⁾は、噴孔内の流れが噴流の微粒化に及ぼす影響について調べるため、実機のディーゼルノズルを拡大した単孔ホールノズルを用いて、噴孔内の流れと噴流の微粒化の様相を観察した。その結果、キャビテーションが発生していない時、噴孔入口付近に生じた渦により乱れが増大する。キャビテーションが発生すると噴孔入口付近に生成されたキャビティによって、流れは噴孔内壁から離れて滑らかな噴流になる。噴射圧力が大きいほど、雰囲気圧力、噴孔管長比が小さいほど、また噴孔入口部がシャープエッジであるほどキャビテーションが発生し易いとしている。これらの結果から、噴孔内の液流の乱れによる液流自身の内部攪乱は、噴流の微粒化に対して重要な因子であることを指摘した。しかし、ノズルによる初生因子の影響と噴出後の噴流に作用する影響因子とを分離して微粒化機構の解明を行った例は少ない。

最近、清水ら^{(63)~(65)}、Hiroyasuら⁽⁶⁶⁾は、実機のディーゼルノズルの約10倍の噴孔径を有するアクリル樹脂製のノズルを用いて噴孔内を可視化し、分裂長さ、流量係数および噴霧角の測定を行い、微粒化機構をノズル内の流れから検討した。その結果、図1.10、図1.11⁽⁶⁶⁾に示すように、噴孔内にキャビテーションが発生すると噴流は微粒化し分裂長さは短くなり、噴霧角は大きくなることを示している。許ら⁽⁶⁷⁾は、実際のノズルの内部寸法を10倍に拡大したアクリル樹脂製の透明な水流模型を用いて、ノズルのサック室内の流れを数値計算し、針弁を変化させた場合の流れと噴霧角との関係を明らかにしている。

Soteriouら⁽⁶⁸⁾は、噴孔内に発生するキャビテーションの発生機構を明らかにし、噴孔内の流動状態の違いが噴霧特性と流量特性に及ぼす影響を調べている。Chavesら⁽⁶⁹⁾は、実機に近い噴孔径を有するディーゼルノズルを用いて噴孔内を可視化して、噴孔管長比、噴孔入口形状、雰囲気圧力の違いが噴流の分裂挙動、噴霧角および流量係数に及ぼす影響を調べている。その他、Huangら⁽⁷⁰⁾、柄沢ら⁽⁷¹⁾は、噴孔形状の違いによる噴孔内部の液流の変化と噴霧粒径の変化との関係について調べている。

横田ら⁽⁷²⁾は、噴孔径と噴孔上流部の直径との比 λ が異なるホールノズルを用いて、ディーゼルノズルのサック室の流れに相当する噴孔上流部の流れの影響を調べている。

λ が小さい場合、流れの収縮が大きくなり流量係数は小さくなる。また、 λ が大きい場合、流れの収縮は小さいが噴孔上流部の直径が噴孔径に近づくため、噴孔の等価的有效長さが増して摩擦損失が増大し、流量係数は減少する。その中間に流量係数が最大になるところが存在するとしている。

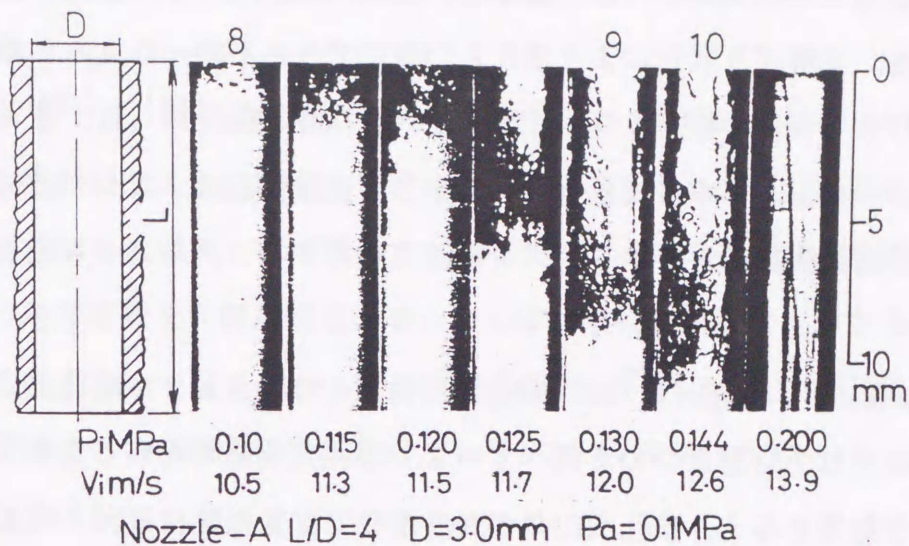
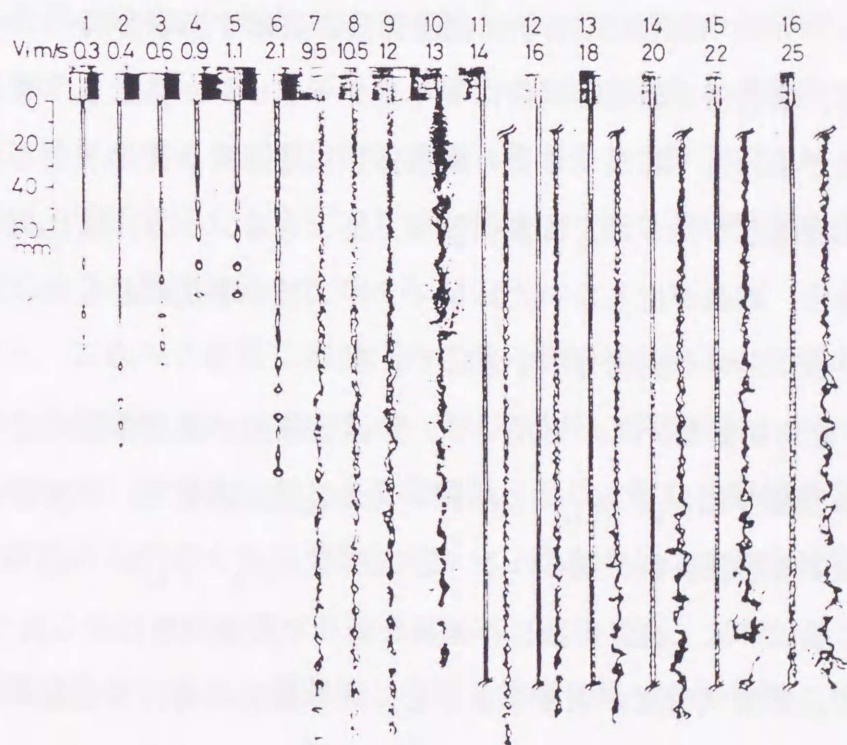


図1.10 ノズル噴孔内の流れ (66)



Nozzle-A, D=3.0 mm, L/D=4, $P_a=0.1$ MPa

図1.11 噴流の微粒化の様相 (66)

噴孔入口形状や噴孔管長の違いにより、噴孔内の流れと噴出後の噴流の分裂挙動に大きな違いが現われることが予想される。噴孔入口形状の異なるノズルを用いた Joachim⁽⁷³⁾の研究によると、噴孔入口部に丸みを設けると流量係数は大きくなり、噴孔入口部に円錐部を有するノズルは丸みを有するものと比較して流量係数は大きくなるとしている。横田ら⁽⁷⁴⁾も、ディーゼル機関用多孔ノズルを用いて、流量特性に影響を及ぼすと思われる、電解ばり取りにより噴孔入口部にできる不均一な丸みや噴孔入口形状の影響とキャビテーション特性について調べている。Gelalles⁽⁷⁵⁾は、種々の入口形状、噴孔管長のディーゼルノズルの流量係数を測定し、流量係数はノズルの幾何学形状に依存し、噴孔入口部に円錐部を有するノズルは曲率を有するノズルよりも大きくなるとしている。

また、Spikesら⁽⁷⁶⁾、Chigier⁽⁷⁷⁾は、噴孔入口角とその長さおよび噴孔入口部のR面取りが流量係数に及ぼす影響について調べている。噴孔入口部の面取り角やR面取りは流量係数に大きな影響を与え、噴孔入口角が50度前後で流量係数は最大となる。面取りの長さやR面取りの曲率も流量係数に大きく依存しており、これらが僅かに変化しても流路内の流れに影響を与えるとしている。

そのほか清水ら⁽⁶⁴⁾も、噴孔入口形状が流量係数に及ぼす影響を調べている。直角切断型ノズルの場合、噴孔内で縮流と同時にキャビテーションが発生し、噴孔内壁面への液流の再付着位置が噴孔外へ流出するため流量係数に不連続な変化が生じる。また、流量係数の変化に履歴現象が見られ、流量係数は二価となる。一方、噴孔入口部に丸みを有するノズルの場合、縮流が生じないためレイノルズ数の増加にともない流量係数も増加して、ある一定値に近づく変化を示すとしている。

清水ら⁽⁶⁵⁾は、直角切断型ノズルを用いて、雰囲気密度が流量係数に及ぼす影響を調べている。雰囲気密度の比 $\rho_a / \rho_L = 1.26 \times 10^{-3}$ (大気圧雰囲気下) で流量係数に不連続な変化と、それによる履歴現象が見られる。ところが、 $\rho_a / \rho_L \geq 6.31 \times 10^{-3}$ (大気圧よりも大きい) の領域では、流量係数に不連続な変化や履歴現象は見られなくなる。

この一因として、雰囲気密度が大きくなると、はく離流の再付着位置が噴孔内に停滞し、噴孔外へ流出しないためであるとしている。

Joachim⁽⁷³⁾は、雰囲気圧力を0.1MPaから7.1MPaまで変化させて種々の噴射圧力下で、雰囲気圧力が流量係数に及ぼす影響を調べた結果、雰囲気圧力を高くしていき、ある雰

囲気圧力 (2.1MPa) を越えると流量係数は急激に低下するとしている。

Ruizら⁽⁷⁸⁾は、噴孔内でのキャビテーションの発生の有無が流量係数におよぼす影響を調べている。噴孔内でキャビテーションが発生しない場合、流量係数は噴射速度の増加に伴い緩やかに増加するが、キャビテーションが発生する場合、その発生に伴い急激に減少する。この結果より、流量係数とキャビテーション係数は密接な関係があることがわかる。

横田ら^{(79)~(81)}は、流路内の流れとキャビテーション現象の関係について、シャープエッジ形二次元細絞りにおけるキャビテーション現象を取り上げ、絞り形状とキャビテーションの様相との関係について調べ、キャビテーションの発達段階を調べた。キャビテーションの発達段階を大幅に変化させるために、噴孔入口形状の異なるノズルを用いている。その結果、キャビテーションの発達段階は4段階に分類でき、キャビテーションの各発達段階において流量係数に及ぼすレイノルズ数とキャビテーション係数の影響が異なるとしている。

1. 3 本研究の目的

ディーゼル機関の燃焼は、燃焼室内に噴射された燃料噴霧の挙動によって大きく支配される。これまで、ディーゼルノズルから噴出する液体噴流の噴霧特性などに関する基礎的な研究が遂行されており、噴出後の噴流と雰囲気との界面における相対的な力、噴射液体の物性値、雰囲気圧力およびノズルの形状、寸法などが噴流の微粒化機構に及ぼす影響について多くの知見が得られている。

しかしながら、これらの結果は噴射圧力の低い領域におけるものであり、しかも大気圧雰囲気下での研究がほとんどであるということから、実機ディーゼル機関の状態と大きくかけ離れている。実用上問題となる噴霧域における微粒化機構は現象が複雑なことから、測定が困難であるがゆえ未知な領域が多く、現在のところ完全に解明されるには至っていない。

液体噴流の微粒化は、噴流と雰囲気との相互作用によって引き起こされるという従来の考え方に対し、噴孔内の液流の攪乱が噴流の微粒化に大きく寄与しているという新しい考えがうちだされている。そこで、この考えに基づき噴孔内の流れに主眼を置いて噴流の微粒化機構との関係について研究がなされている。しかし、実用上問題となる噴霧

域における噴孔内の流れと噴流の微粒化機構との関係について明らかにした研究は少なく、その中でも実機ディーゼルノズルに近い噴孔径、雰囲気圧力条件を対象にしたものはほとんどない。

以上の観点から本研究では、噴孔内の流れと噴流の微粒化との相互関係を明らかにし、高速液体噴流の微粒化機構を解明することを目的として、以下の5項目について研究を行うこととした。

(1) 噴孔内の液流の流動状態を大きく変化させるために、種々の噴孔管長、噴孔入口形状を有するノズルを用いて、噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動との関係を調べ、噴流が微粒化する要因を明らかにする。

(2) (1)のノズルを用いて、減圧雰囲気下から圧縮終了時の実機ディーゼル機関の燃焼室内の圧力と同程度である高圧雰囲気下まで雰囲気圧力を変化させて、噴孔内の液流の挙動が噴流の微粒化に及ぼす影響を考察する。

(3) 噴孔内で発生しているキャビテーションの状態を表した無次元数を考案し、噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動との対応について調べる。

(4) 写真撮影からでは困難であった噴孔内の流動状態を定量化する方法について検討し、噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動との関係について調べる。

(5) (1), (2)で明らかになった事項をもとに、噴流の微粒化をより促進させるノズルを考案して、噴流の分裂挙動を調べる。

1. 4 本論文の構成

本論文の構成は、以下に述べる7章より成る。

第1章では、微粒化が関与する分野を把握し、本研究で取り扱うディーゼル噴霧の微粒化について、問題点や未解明な事項および従来の主な研究について概説し、本研究の目的と特質について述べる。

第2章では、噴流の微粒化現象の把握と噴流の微粒化の要因について調べるために、噴孔管長比 L/D が異なるノズルを用いて超高压噴射を行い、噴流の分裂挙動の観察を行う。また、噴孔管長比 L/D 、噴孔入口形状が異なるノズルを用いて、雰囲気圧力を減圧から高圧雰囲気下まで幅広く変化させて噴流の分裂挙動を観察し、ノズルの幾何学形状や雰囲気圧力が噴流の微粒化に及ぼす影響について述べる。

第3章では、噴孔内の流れに主眼を置き、噴孔管長比 L/D 、噴孔入口形状および雰囲気圧力などを種々に変化させて、噴孔内の流動状態と噴流の分裂挙動の写真観察および分裂長さの測定を行い、噴流の微粒化機構を支配している因子を明らかにする。

第4章では、噴孔内の流動状態を表した無次元数を用いて、噴孔内の流動状態と噴流の分裂挙動との関係について検討した結果について述べる。

第5章では、写真観察からでは困難であった噴孔内の流動状態を定量化するために、圧電型加速度変換器を用いて噴孔内の液流の攪乱によるノズルの振動加速度を測定し、噴孔内の流動状態と噴流の分裂挙動との関係について検討した結果について述べる。

第6章では、第3章で述べた噴流が微粒化する要因について明らかになった事項をもとに、噴孔形状等を変えることにより噴流の微粒化をより促進させるノズルを考案し、噴流の微粒化の促進を試みた結果について述べる。

最後に第7章では、各章で得られた知見をもとに、噴孔内の液流の流動状態が噴流の微粒化機構に及ぼす影響についてまとめる。

第2章 液体噴流の微粒化現象

2.1 緒言

これまで、平滑噴流域から波状噴流域と呼ばれる比較的噴射圧力の低い領域における噴流の微粒化機構に関する実験的、理論的解析がなされており、これらの領域における微粒化機構は確立されている。しかし、実用上問題となる噴霧流域と呼ばれる噴射圧力の高い領域における理論的解析はもとより、実験的解析も棚沢⁽¹⁾、清水ら^{(2),(3)}、Chavesら⁽⁴⁾の研究があるのみで、まだ不明な点が残されている。

本章では、実機のディーゼルノズルに近い噴孔径を有する単孔ホールノズルを用いて、噴射差圧 ΔP_i が200MPaという超高压噴射を行い、噴孔管長の違いが噴流の分裂挙動に及ぼす影響について述べる。さらに、噴孔管長、噴孔入口形状といったノズルの幾何学形状および雰囲気圧力を種々に変化させて噴流の分裂挙動を観察し、液体噴流の微粒化現象を把握する。

2.2 実験装置および方法

2.2.1 実験装置

本研究では、図2.1と図2.2に示す2種類の装置を用いて実験を行った。図2.1は、最高噴射差圧20MPaまで安定した連続噴射が可能な空気圧駆動式高压ポンプからなる噴射系、雰囲気圧力を減圧から高压まで変化させることができる圧力容器、噴孔内の流れと噴流の分裂挙動を撮影するマイクロフラッシュと波長694nm、発光時間40nsのパルスルビーレーザ（J.K.レーザ社製System 2000）および後述する分裂長さの測定装置、振動加速度測定装置から構成されている。図2.2は、実機ディーゼル機関と同程度の噴射圧力を得るために、最高噴射差圧350MPaまで安定した連続噴射が可能な油圧増圧機タイプの高圧ポンプと、噴流の分裂挙動を観察するために波長694nm、発光時間30nsのパルスルビーレーザからなる、超高压液体噴流の分裂挙動を観察するための装置である。

図2.1より、コンプレッサの空気圧で駆動する空気圧駆動式高压ポンプで加圧したアキュムレータ内の水を、アクリル製の噴射ノズルから減圧、大気圧および高

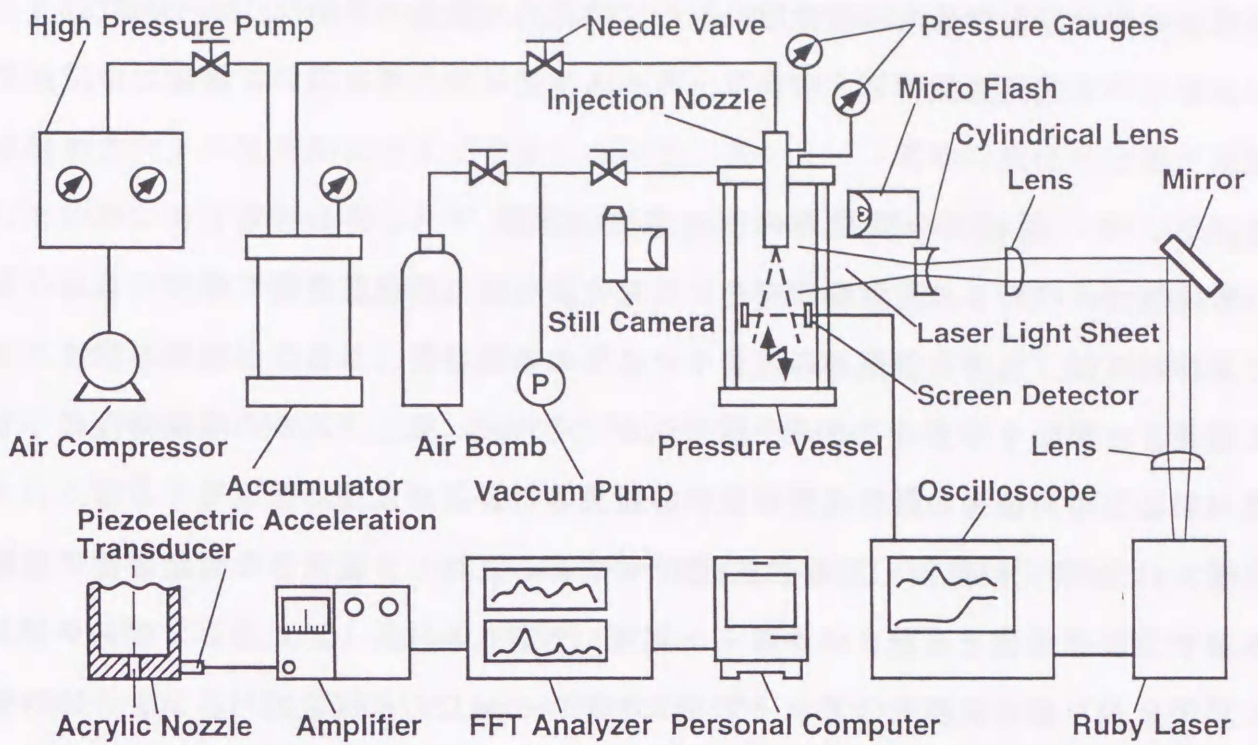


図2.1 実験装置概略

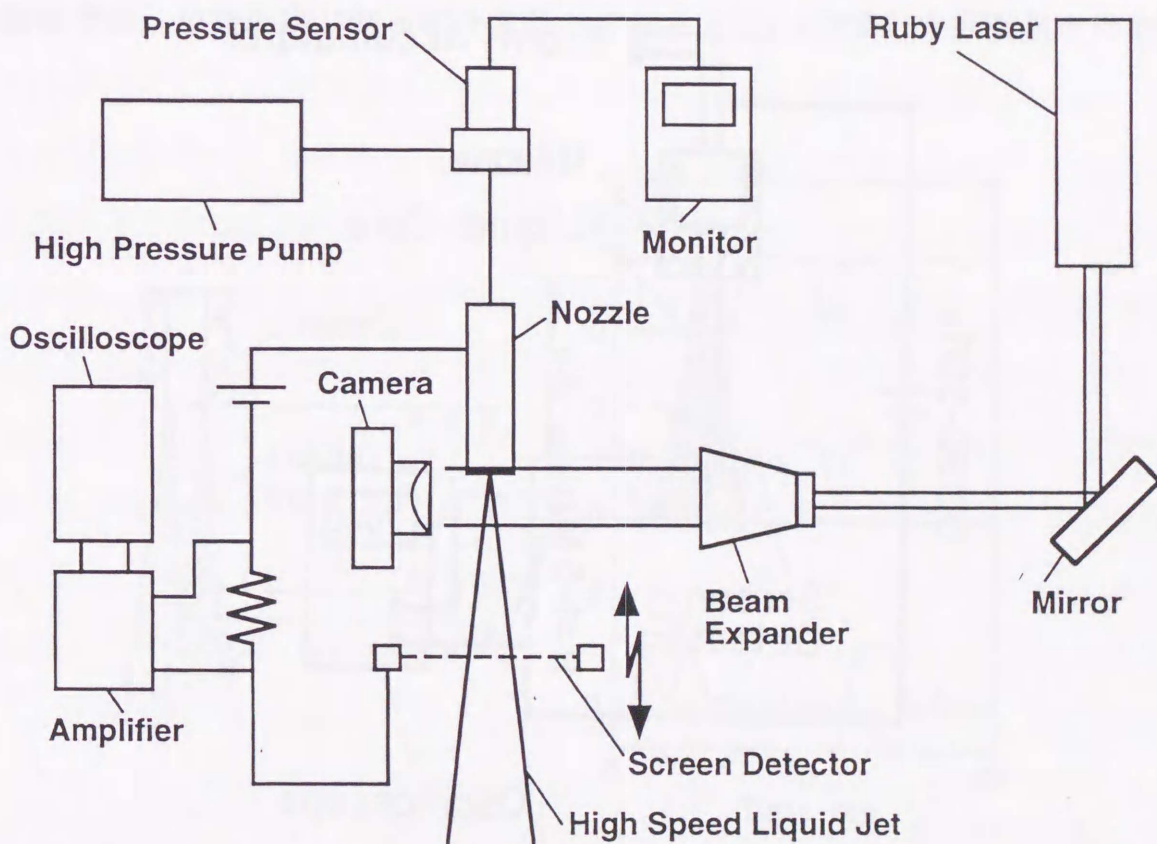


図2.2 超高压液体噴流の実験装置概略

圧霧囲気中の圧力容器内に定常噴射した。噴孔内の液流の挙動は、マイクロフラッシュを用いて透過光撮影し、噴霧は、パルスレーザーを用いて撮影した。

2. 2. 2 液柱の分裂長さの測定方法と定義

燃焼室内に噴射された燃料が完全に微粒化する前に燃焼室壁面に衝突するようなことがあれば、燃料と空気との混合やその後の燃焼状態、さらには機関の排出ガスにも大きな影響を与えることが予想される。それ故、噴射ノズルの噴霧特性のうちの一つとして、噴霧の微粒化度を表す分裂長さの評価が重要になってくる。

図2.3に本研究に使用した電気抵抗法⁽²⁾による液柱の分裂長さの測定装置の概略を示す。ノズル側を正極、スクリーン電極（線径0.1mm, 100メッシュのステンレス製の金網）側を負極にとり、その間に $1\text{M}\Omega \sim 5\text{M}\Omega$ の抵抗を設け、 $30\text{v} \sim 300\text{v}$ の直流電圧を印加し、抵抗の両端から取り出した信号をオシロスコープで観測した。

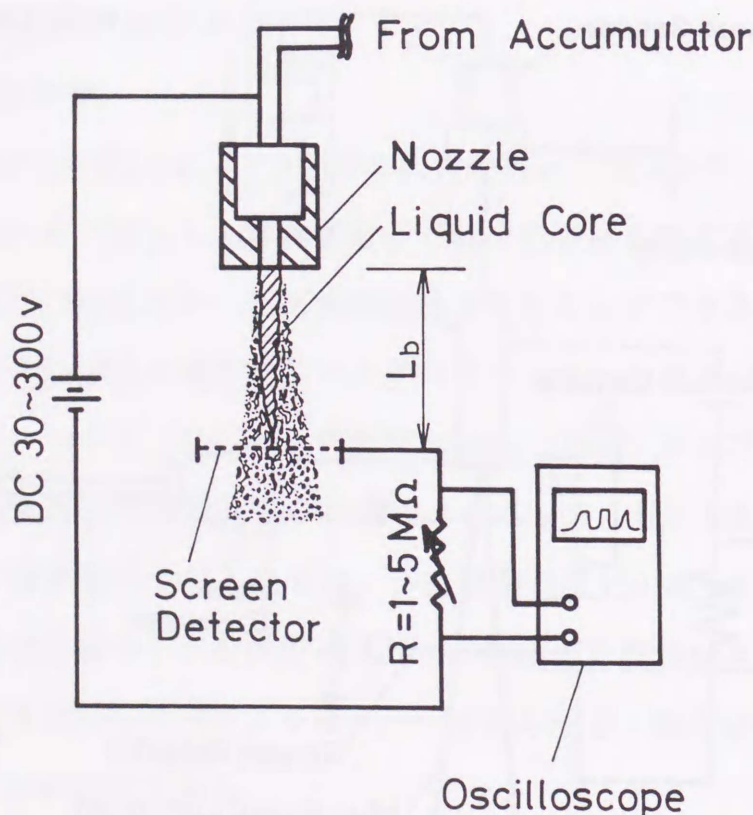


図2.3 電気抵抗法による分裂長さの測定装置概略

図2.4に後述するシャープエッジノズル(Nozzle-S, $L/D=4$, $D=1.0\text{mm}$)から大気圧雰囲気中に噴射した時の出力信号波形の一例を示す。定常噴射といえども、噴流は噴射軸方向、半径方向に絶えず変動している。スクリーン電極に液柱の先端が接触していない時は波形は現われず、接触するとパルス状あるいはスパイク状の波形が現われる。パルス状の波形は、液柱部がスクリーン電極に接触している時間が長い時、スパイク状の波形は、液柱部がスクリーン電極に瞬時に接触している時を表している。図2.4において、 L_{b1} の出力信号波形は、液柱の先端がスクリーン電極から時々離れて非接触状態になるものの、液柱の先端がスクリーン電極にほぼ常に接触している時のものである。 L_{b3} の出力信号波形は、液柱の先端がスクリーン電極に時々接触する程度で、液柱の先端がスクリーン電極から離れて非接触状態である時のものである。 L_{b2} は L_{b1} と L_{b3} との間のもので、液柱の先端がスクリーン電極に接触、非接触を繰り返す、その頻度がほぼ1対1になる時のものである。本研究では、この L_{b2} を分裂長さ L_b と定義した。

ここで、噴流は定常噴射であるが、噴射条件によっては同一噴射差圧においても噴射軸方向、半径方向に時々刻々変動しており、図2.4で示した分裂長さの定義の

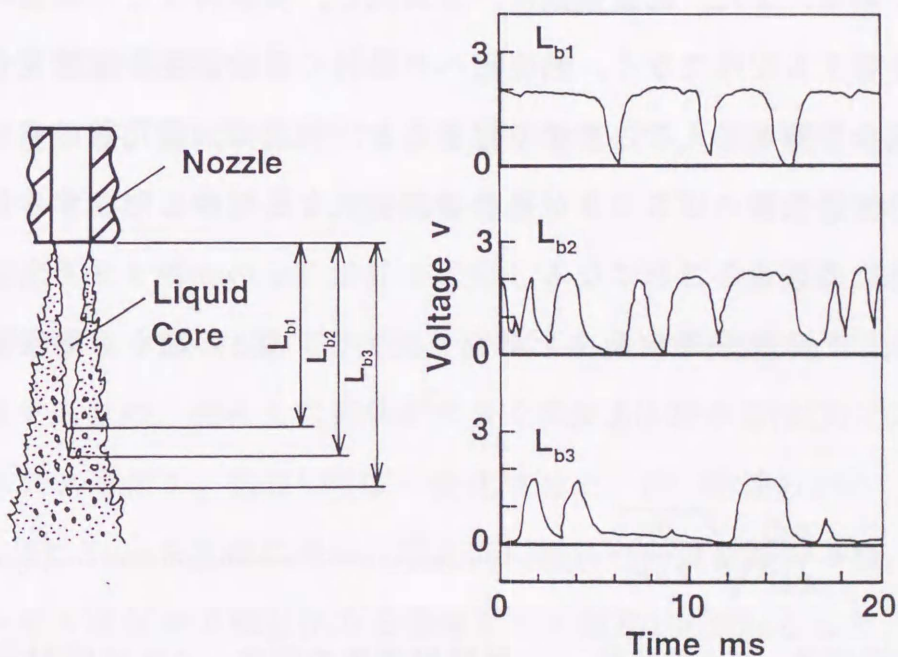


図2.4 分裂長さの定義

仕方および分裂長さの測定精度に影響を及ぼすことが考えられる。しかし、後述する実際の測定結果を例に挙げると、図2.4において L_{b2} と L_{b1} 、 L_{b2} と L_{b3} との差が大きい場合で $L_{b2}=75\text{mm}$ に対して $L_{b1}=70\text{mm}$ 、 $L_{b3}=80\text{mm}$ であり、各々の分裂長さの差は5mm程度である。また、 L_{b2} と L_{b1} 、 L_{b2} と L_{b3} との差が小さい場合で $L_{b2}=20\text{mm}$ に対して $L_{b1}=18\sim 19\text{mm}$ 、 $L_{b3}=21\sim 22\text{mm}$ であり、各々の分裂長さの差は1~2mm程度である。また、出力信号波形の読み取り誤差はほとんどなく、同一噴射差圧において噴流が大きく変動しない限り、測定回数を重ねた場合における分裂長さの値にもほとんど違いは見られなかった。さらに、印加した電圧の違いが測定された分裂長さにも及ぼす影響も見られなかった。

2. 2. 3 流量係数の算出方法

噴射ノズルの流量係数は、噴霧特性を左右する因子のうちの一つであり、噴孔内の流れの状態、噴射速度および運動量などを総合的に評価する重要なパラメータである。内部構造が複雑なディーゼルノズルの場合、流量係数に影響する因子はノズル上流部（サック室内）の流れ、噴孔の入口形状（噴孔の入口粗さも含む）、噴孔内壁面の粗さ、噴孔管長、噴孔径、霧囲気圧力、燃料の物性値およびキャビテーション現象などである。また、流量係数は、分裂長さ、噴霧角などの噴霧の巨視的な特性の変化に影響するだけでなく、燃焼室への燃料の供給速度や体積変化を招き、燃焼過程に大きな影響を与えることが予想される。例えば、噴孔数の多いノズルの場合、噴孔間の流量係数のばらつきが過濃な混合気を局所的に形成する原因となり、すすや微粒子を生成させることになる。

流量係数 C は、噴射差圧(噴射圧力と霧囲気圧力との差)に対する体積流量と噴孔断面積をもとに、式(1)より算出した。

$$C = \frac{4Q}{\pi D^2} \sqrt{\frac{\rho_l}{2\Delta P_i}} \dots\dots\dots(1)$$

ここで、 Q は体積流量、 D は噴孔径、 ρ_l は噴射液体の密度、 ΔP_i は噴射差圧である。

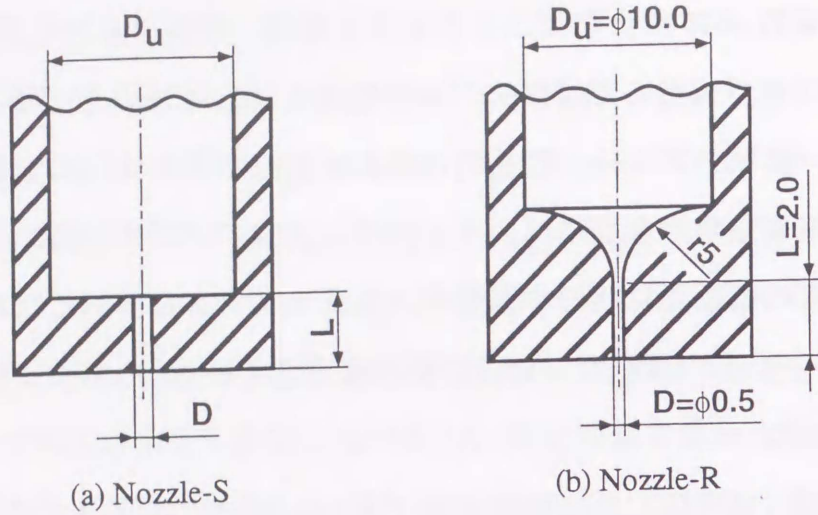
2. 2. 4 噴射ノズル

第2章から第5章で使用した供試ノズルの概略を図2.5に示し、表2.1に供試ノズルの諸元を記す。供試ノズルは、噴孔内の流れが観察できるように透明なアクリル樹脂製である。超高圧噴射実験には、ダイヤモンド製のノズルを用いた。噴孔内の液流の挙動が噴流の微粒化に及ぼす影響をパラメトリックに調べるために、噴孔上流部の直径と噴孔径との比 D_u/D 、噴孔管長と噴孔径との比 L/D および噴孔入口形状を幅広く変化させた。

供試ノズルは、噴孔入口部で縮流が生じ易いシャープエッジタイプ(Nozzle-S)、噴孔入口部に曲率を有し縮流が生じ難いラウンドエッジタイプ(Nozzle-R)およびNozzle-Sの噴孔入口直上に金網（線径0.1mm、100メッシュ）を設けたノズルである。ノズルの主要寸法として、噴孔径 D は0.3mmから2.0mm、 L/D は1から20、 D_u/D は1.2から20、噴孔入口部の曲率と噴孔径との比 r/D は10である。加工時に噴孔入口部や噴孔出口部に生じる”ばり”や”欠け”などは、噴孔内の流れや噴流の分裂挙動に影響を及ぼすため、市販の練り歯磨粉を用いて十分に高速水研磨を行い、噴射前に顕微鏡で噴孔入口面の状態を確認した。また、噴孔内壁面の粗さの影響も問題になるため、 D が0.5mm以下のノズル以外は同様に高速水研磨を行った。

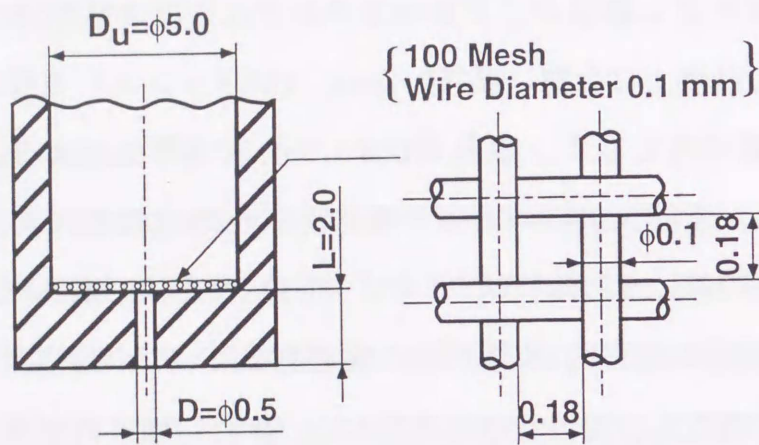
2. 2. 5 実験条件

本研究の目的は、噴流が微粒化する要因を追究して、液体噴流の微粒化機構を解明することである。したがって、実験条件としてノズルの幾何学形状、雰囲気圧力を幅広く変化させて噴流の分裂挙動を観察して、これらの諸因子が噴流の微粒化に及ぼす影響を詳しく調べる必要がある。ノズルの幾何学形状は、噴流の分裂挙動に大きく影響するため、噴孔入口形状が大きく異なるシャープエッジノズルとラウンドエッジノズルを用い、 L/D も幅広く変化させた。 D は実機のディーゼルノズルに近い0.3mmと0.5mmを主体に用い、噴孔内の流れの可視化も行った。噴射差圧 ΔP_i は、ディーゼル噴射弁の噴射圧力を参考にして最高200MPaとした。また、噴孔内の流れが噴流の微粒化に及ぼす影響と、雰囲気が噴流の微粒化に及ぼす影響とを分離して考えるため、雰囲気の影響がほとんどない減圧雰囲気($P_a=0.008\text{MPa}$)から、



(a) Nozzle-S

(b) Nozzle-R



(c) Nozzle-S (With Net)

図2.5 供試ノズル概略

表2.1 供試ノズルの諸元

Nozzle Types	D mm	L / D	D _u / D	r / D
Nozzle - S (Sharp Edge) (Type)	0.3	1, 2.5, 4, 10, 20	3 ~ 15	/
	0.5	1, 4, 10, 20	2 ~ 15	
	1.0	4, 10, 20	1.2 ~ 15	
	2.0	4, 20	8	
Nozzle - R (Round Edge) (Type)	0.5	4	20	10
Nozzle - S (With Net)	0.5	4	10	/

雰囲気の影響が大きい高圧雰囲気($P_a=3.1\text{MPa}$)まで雰囲気圧力 P_a を変化させた。供試液体として、ディーゼル機関に用いられている軽油を使用するのが妥当であるが、可視化ノズルに用いているアクリル樹脂と軽油との相性の問題、電気抵抗法による分裂長さの測定上の理由から、取り扱いの容易な常温の水道水を用いた。以下に、実験条件をまとめて記す。

- (1) 噴孔径 D 0.3~2.0 mm
- (2) 噴孔管長と噴孔径との比 L/D 1~20
- (3) 噴孔上流部の直径と噴孔径との比 D_u/D 1.2~20
- (4) 噴孔入口形状
 - (a) シャープエッジノズル Nozzle-S
 - (b) ラウンドエッジノズル Nozzle-R
 - (c) 噴孔入口直上に金網を設置したノズル Nozzle-S, With Net
- (5) 噴射差圧 ΔP_i 0.1~200 MPa (abs.)
- (6) 雰囲気圧力 P_a 0.008~3.1 MPa (abs.)
- (7) 供試液体 水道水 (常温)

2. 3 液体噴流の分裂挙動

2. 3. 1 超高压液体噴流の分裂挙動

噴孔入口部で縮流が生じ易いシャープエッジノズル(Nozzle-S)を用いて大気圧雰囲気下に噴射した場合、噴孔管長が短いノズルを用いると、図2.6⁽⁵⁾の $P_i=2.00\text{kgf/cm}^2$ に示すように、噴孔内の液流は噴孔入口のエッジ部で縮流したまま噴出するため、噴流の直径は噴孔径よりも小さくなる。その結果、噴孔内壁面にはほとんど接触することなく噴孔外へ噴出し、噴流の表面は非常に滑らかで噴流は微粒化しない。しかし、これは最高噴射圧力が1MPa程度であり、図2.6で示した噴流で噴射圧力 P_i をさらに大きくした場合の噴流の分裂挙動については不明である。

そこで、噴流がほとんど微粒化しない噴孔管長の短いノズルを用いて、 ΔP_i を最高200MPaまで変化させて超高压液体噴流の分裂挙動を観察した。噴射ノズルは、

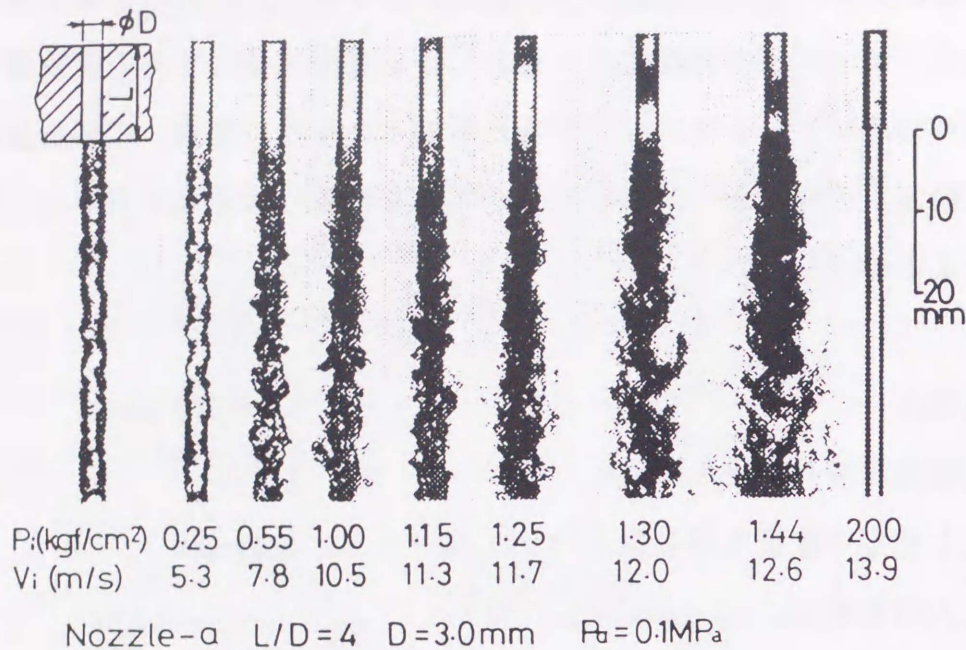
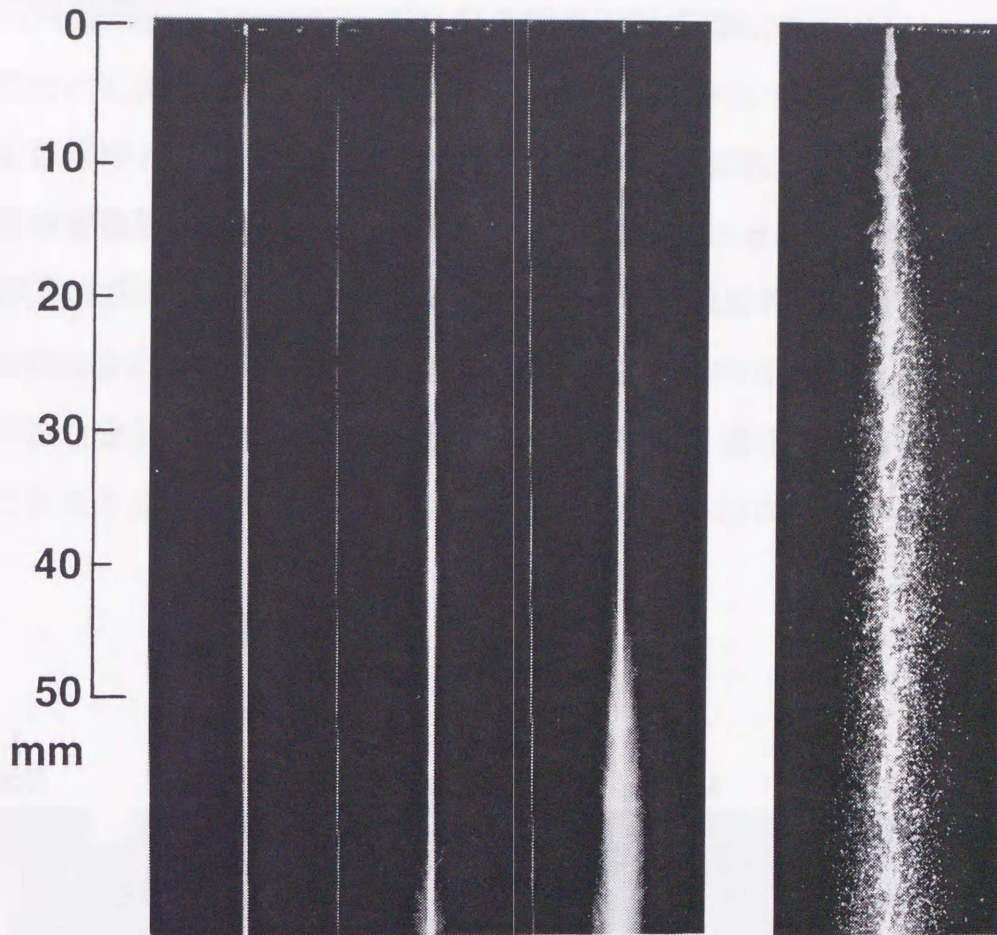


図2.6 噴孔内の流れと噴流の分裂挙動（噴孔管長が短いノズル） (5)

噴孔入口形状がシャープエッジであるダイヤモンド製のノズルで、 D は0.3mm、噴孔管長の影響も調べるため、 L/D は2.5と20の2種類のものを用いた。

図2.7に L/D を変化させた場合の超高压液体噴流の分裂挙動を示す。図2.7の(a)より $L/D=2.5$ の場合、 ΔP_i が200MPaと非常に大きくなっても噴孔出口から50mm前後までの噴流はほとんど微粒化していない。噴孔出口から50mmも離れた位置において噴流がほとんど微粒化していないということは、 $D=0.3\text{mm}$ のノズルから噴出していることを考えると、微粒化の状態が極めて悪いと言える。さらに、それより下流においても噴流の周囲に微細な液滴がわずかに存在している程度で、噴流の主流部の微粒化はほとんど促進されていない。

これに対して、図2.7の(b)より $L/D=20$ の場合、 ΔP_i が15MPaでも噴流は微粒化しており、 $L/D=2.5$ で $\Delta P_i=200\text{MPa}$ の噴流と比較しても、噴流の微粒化が促進されていることがわかる。このように、 ΔP_i が非常に大きくなり、噴流と周囲気体との相対速度が大きくなっても噴流の主流部はほとんど微粒化しないという結果から、噴流の微粒化の主要因が、噴流と周囲気体との摩擦ではないということが考えられる。



ΔP_i MPa	50	100	200	15
V_i m/s	210	297	420	95

Nozzle-S, $D=0.3\text{mm}$, $P_a=0.1\text{MPa}$

(a) $L/D=2.5$

(b) $L/D=20$

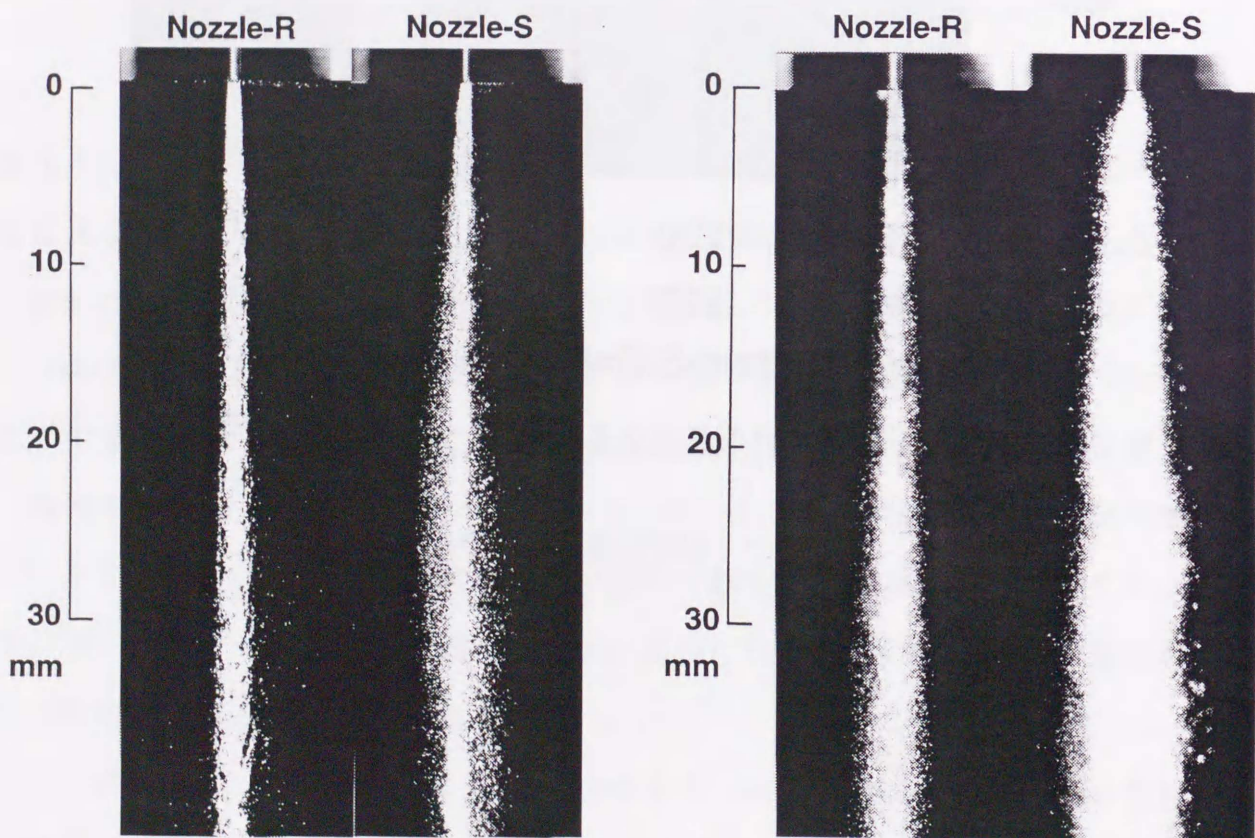
図2.7 超高压液体噴流の分裂挙動

2. 3. 2 噴孔入口形状が噴流の微粒化に及ぼす影響

ディーゼルノズルのサック室に相当する噴孔上流部から噴孔部にかけて流れの方向変化が著しい所，すなわち噴孔入口部で大きな縮流が生じる．そこで，噴孔入口部に円弧半径 r ($r/D=10$)を有するノズル(Nozzle-R)と，噴孔入口部がシャープエッジであるノズル(Nozzle-S)を用いて，噴流の分裂挙動を観察した．図2.8に噴流の分

裂挙動を示す。図2.8の(a)は大気圧雰囲気下、図2.8の(b)は高圧雰囲気下の場合である。

図2.8の(a)より大気圧雰囲気下の場合、Nozzle-Rにおいて噴流の微粒化はほとんど促進されておらず、Nozzle-Sにおいても噴流の周囲に液滴が形成されているが、噴流の主流部はほとんど微粒化していない。一方、図2.8の(b)より高圧雰囲気下の場合、Nozzle-SとNozzle-Rの噴流の分裂挙動を比較すると、Nozzle-Sの噴流はNozzle-Rよりも噴霧角が大きくなっており、微粒化はかなり促進されていることがわかる。



$L/D=4, D=0.5\text{mm}, \Delta P_i=10.0\text{MPa}$

(a) 大気圧雰囲気下 ($P_a=0.1\text{MPa}$)

(b) 高圧雰囲気下 ($P_a=3.1\text{MPa}$)

図2.8 噴孔入口形状が噴流の微粒化に及ぼす影響

2. 3. 3 雰囲気圧力が噴流の微粒化に及ぼす影響

雰囲気圧力の影響がほとんど無いと思われる減圧雰囲気下($P_a=0.008\text{MPa}$)から、雰囲気圧力の影響が非常に大きい高圧雰囲気下($P_a=3.1\text{MPa}$)まで雰囲気圧力を幅広く変化させて噴流の分裂挙動を観察した。図2.9に噴流の分裂挙動を示す。図2.9の(a)は $L/D=4$ 、図2.9の(b)は $L/D=20$ の場合であり、雰囲気圧力をパラメータにとってある。図2.9の(a)より $L/D=4$ の場合、減圧、大気圧雰囲気下の場合、噴流の主流部はほとんど微粒化していないが、高圧雰囲気下の場合、噴霧角が大きくなり、噴流の微粒化はかなり促進されている。図2.9の(b)より $L/D=20$ の場合、減圧、大気圧雰

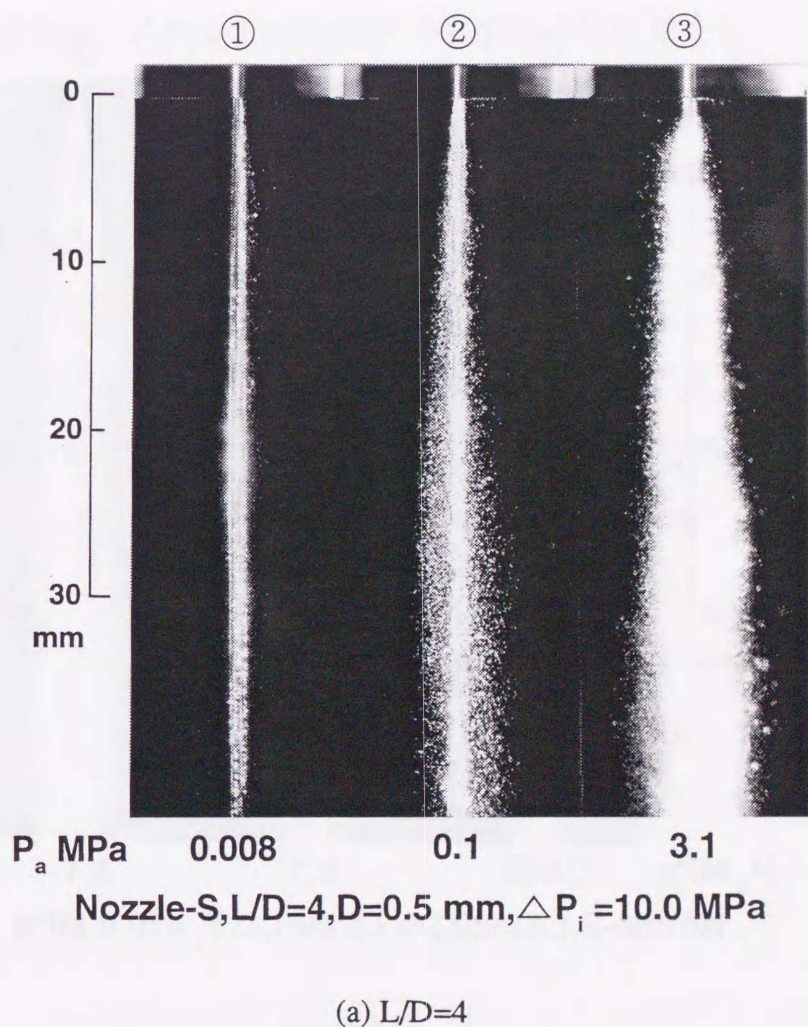
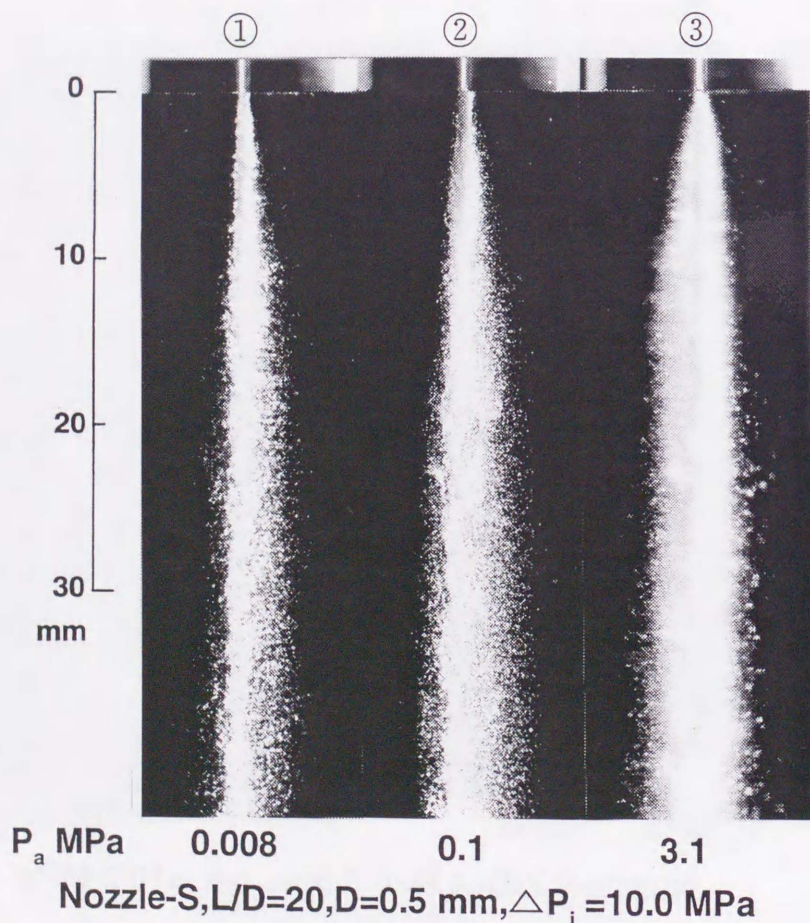


図2.9 雰囲気圧力が噴流の微粒化に及ぼす影響

囲気下においても噴流は微粒化しており、高圧雰囲気下の場合、噴流の微粒化はさらに促進されている。

同一雰囲気圧力下においても、噴孔管長や噴孔入口形状といったノズルの幾何学形状の違いにより噴流の分裂挙動が大きく異なる。また、噴出後の噴流に影響を与える雰囲気圧力を変化させると、同一ノズルを用いても噴流の分裂挙動が大きく異なる。したがって、噴流の微粒化機構を解明するためには、噴流が雰囲気から受ける影響とノズルから噴出する前の流動状態が噴流に及ぼす影響とを分離して考える



(b) $L/D=20$

図2.9（続き） 雰囲気圧力が噴流の微粒化に及ぼす影響

必要がある。第3章において、ノズルの幾何学形状や雰囲気圧力を変化させて噴孔内の流動状態と噴流の分裂挙動との相互関係を調べ、噴流が微粒化する要因を追究していく。

2. 4 結 言

噴射差圧 ΔP_i を最高200MPaまで大きく変化させて噴流の分裂挙動の観察を行ない、噴孔管長や噴孔入口形状といったノズルの幾何学形状と、噴出後の噴流の分裂挙動に影響を及ぼす雰囲気圧力を変化させて噴流の分裂挙動を観察した結果、以下の事項が明らかになった。

(1) 大気圧雰囲気下において、噴孔管長が短いノズルの場合、噴射差圧 ΔP_i が200MPaと非常に大きくなっても噴流の主流部はほとんど微粒化しないが、噴孔管長が長いノズルの場合、 ΔP_i が15MPa程度でも噴流は微粒化する。

(2) 噴孔入口部に円弧半径を有するノズルは、雰囲気の影響を大きく受ける高圧雰囲気下においても噴流はほとんど微粒化しないが、噴孔入口部がシャープエッジであるノズルを用いると噴流の微粒化はかなり促進される。

(3) 減圧雰囲気下において、噴孔管長が短いノズルの場合、噴流は微粒化しないが、噴孔管長が長いノズルの場合、噴流の微粒化は促進される。一方、高圧雰囲気下では、噴孔管長の長短に依らず噴流の微粒化はかなり促進される。

第3章 ノズル噴孔内の流れと液体噴流の微粒化機構

3.1 緒言

ディーゼルノズルに用いられている単孔ホールノズルから噴出する液体噴流は、噴流と雰囲気との相互作用により微粒化と言われてきた^{(1)~(7)}。しかし、噴孔管長や噴孔入口形状といったノズルの幾何学形状、雰囲気圧力、燃料性状などの諸因子が噴霧特性に及ぼす影響について調べた研究結果および第2章で述べた結果から、噴孔内に発生するキャビテーションによる液流の攪乱が噴霧形成の初期条件として噴流の分裂過程や噴霧特性を直接支配していると考えられる。また、キャビテーションが発生していなくても噴孔内には乱れがあるため、これも噴流の分裂過程に対して重要な因子であると考えられる。

そこで、噴孔内を可視化して噴孔内の流れが噴流の微粒化に及ぼす影響について調べられている^{(8)~(17)}が、実機のディーゼルノズルの噴孔径に比べてかなり大きく、噴射差圧 ΔP_i も小さく、しかも大気圧雰囲気下での研究がほとんどである。これも、実機ディーゼルノズルの噴孔径が微小であり、かつ流れが速いということから、測定の高難さに起因している。したがって、通常の可視化手法で実機ディーゼルノズルの噴孔内の流れを直接観察し、定量化することは極めて困難であると思われる。

本章では、実機のディーゼルノズルの噴孔径に近いアクリル製の透明なノズルを用いて噴孔内の流れと噴流の分裂挙動を拡大撮影し、噴孔内の流れが噴流の微粒化に及ぼす影響について調べた。本研究では、噴孔内の流動状態が噴流の微粒化に及ぼす影響について調べ、液体噴流の微粒化機構を解明することを目的としているので、噴孔内の流動状態のみが噴流の微粒化に及ぼす影響について調べなければならぬ。そこで、まず始めに噴孔上流部の流れが噴孔内の流れと噴流の分裂挙動に及ぼす影響について調べ、噴孔上流部の流れが噴孔内の流れに影響を及ぼさない条件を見出した。また、第2章で述べたように、噴流が雰囲気から受ける影響とノズルから噴出する前の噴孔内の液流の流動状態が噴流に及ぼす影響とを分離して考えるため、噴孔管長比 L/D 、噴孔入口形状の異なるノズルを用いて雰囲気圧力を減圧か

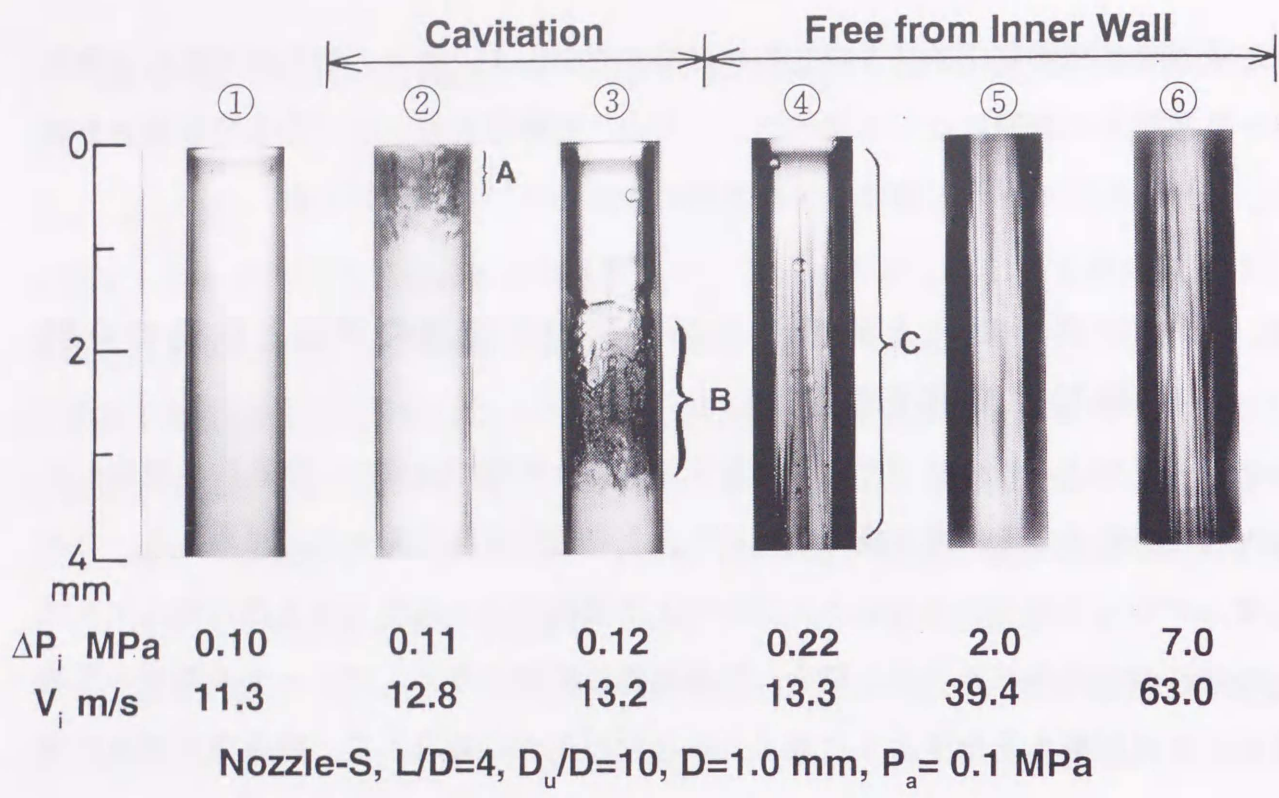
ら高圧雰囲気まで変化させて噴孔内の流動状態を大きく変え、噴孔内の流れと噴流の分裂挙動との相関について調べた。さらに、噴霧特性の一つである分裂長さを測定して、噴孔内の流れと噴流の分裂挙動との関係について検討した。

3. 2 ノズル噴孔上流の流れが噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動に及ぼす影響

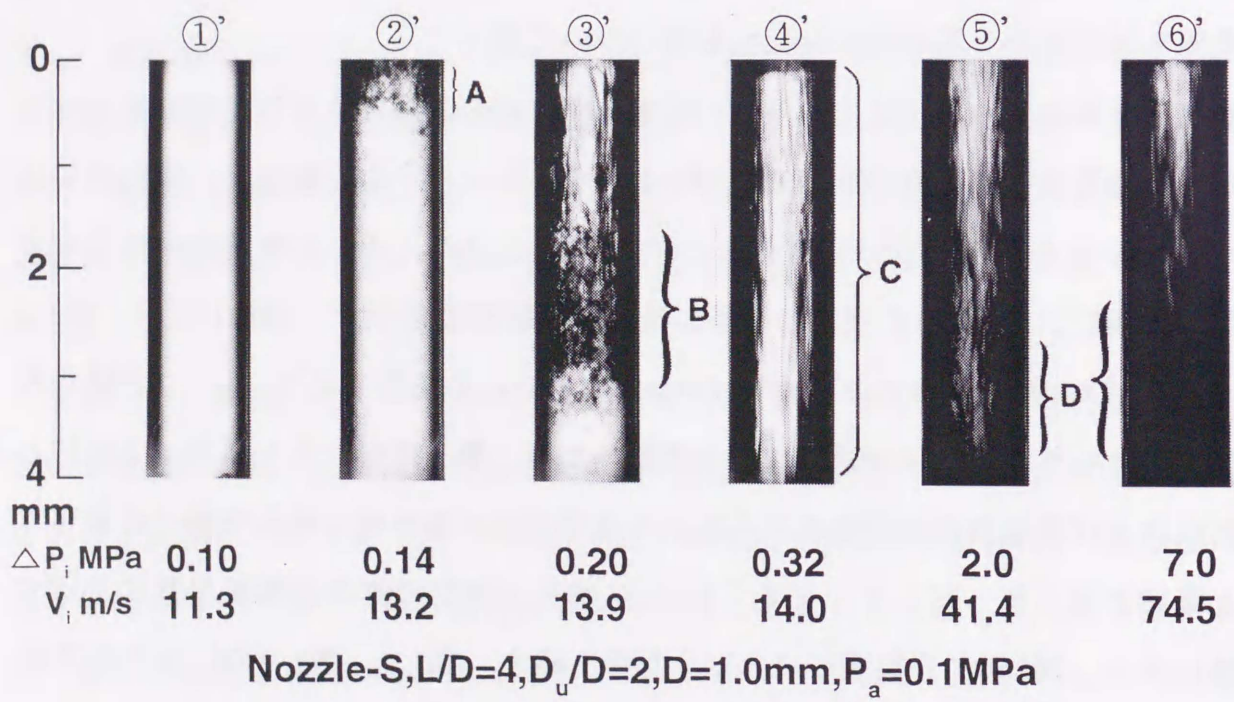
ディーゼルノズルのサック室に相当する噴孔上流部の流れは、噴孔内の液流の流動状態に影響を与え、噴出後の噴流にも大きな影響を与えるものと思われる。たとえば、ディーゼルノズルのように針弁の上下運動によってサック室内に発生する液流の乱れが噴孔内に流入する場合、噴霧特性に影響を与え、ディーゼル機関の燃焼過程に直接影響を及ぼすようになる。噴孔内の流れに着目して、噴孔内の液流の挙動と噴流の微粒化機構との相互関係について論じる場合、噴孔上流部の流れの影響が無い状態で行わなければならない。そこで、まず始めに噴孔上流部の流れが噴孔内の流れと噴流の分裂挙動に及ぼす影響について調べた。

噴孔上流部の流れが噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動に及ぼす影響を調べるために、噴孔上流部の直径 D_u を噴孔径 D よりも十分大きくした場合と、噴孔径に近い大きさにした場合について述べる。図3.1に $L/D=4$ のノズルの噴孔内の拡大写真を示し、図3.2に噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動を示す。図3.1の(a)、図3.2の(a)は $D_u/D=10$ 、図3.1の(b)、図3.2の(b)は $D_u/D=2$ の結果である。図3.1の噴孔内の写真において噴孔内は透過光による撮影のため、噴孔内壁、キャビティと液体との界面および噴孔入口の内壁面から離れた液流表面が部分的に噴孔内壁に付着している領域が黒く写っている。また、図3.3に噴孔上流部の流れが流量係数に及ぼす影響を示し、図3.4に分裂長さに及ぼす影響を示す。図3.3、図3.4の図中の数字は、図3.1、図3.2の数字にそれぞれ対応している。

図3.1の(a)、図3.2の(a)より、噴孔上流部の直径 D_u が噴孔径 D よりも十分大きい $D_u/D=10$ の場合、 ΔP_i を増加させていくと $\Delta P_i=0.11\text{MPa}$ で噴孔入口付近にキャビティが生成され始め（キャビティの初生）（図3.1(a)②のA）、 $\Delta P_i=0.12\text{MPa}$ で噴孔入口付近で生成されたキャビティが噴孔出口付近で崩壊し、多数の微細な気泡（以



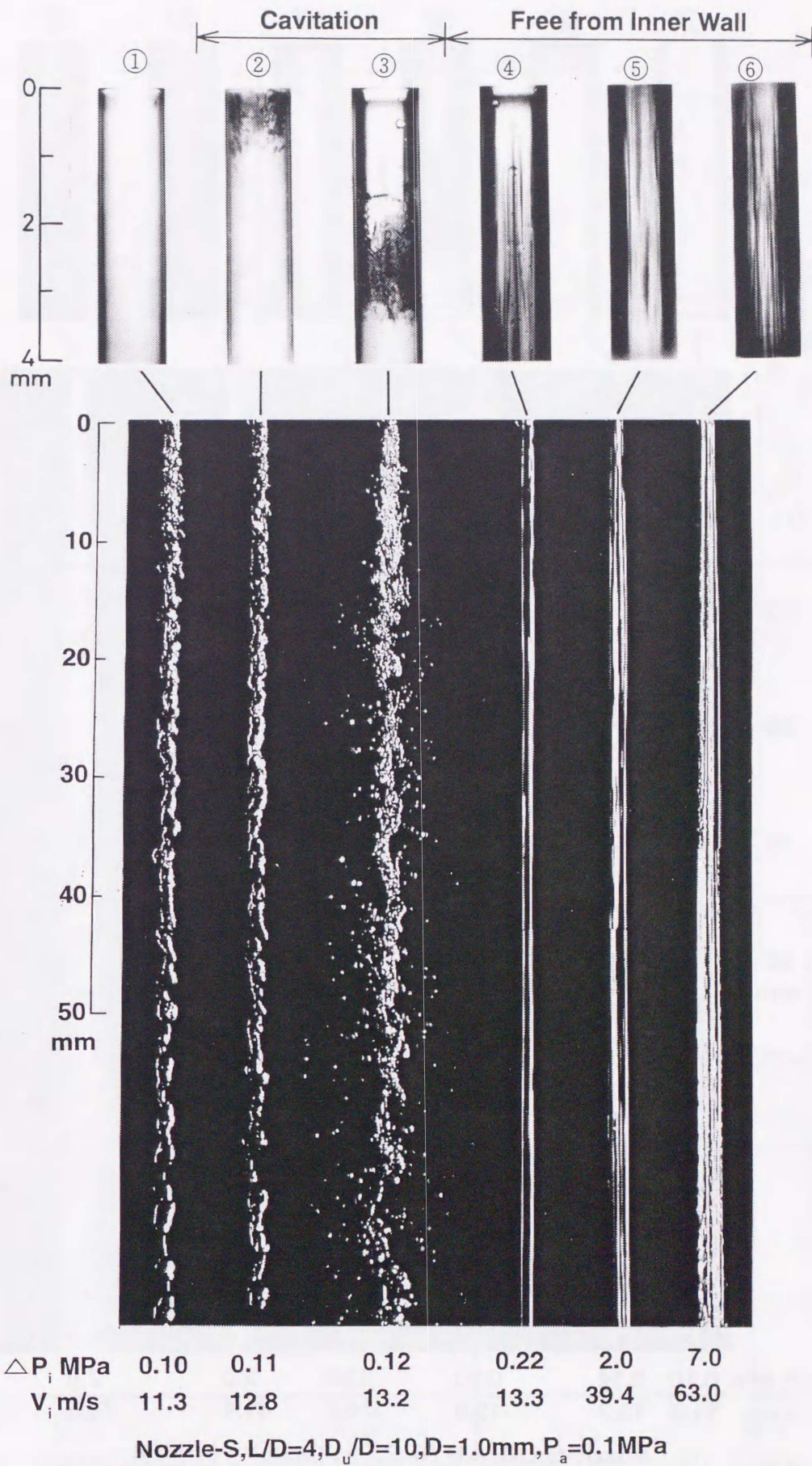
(a) $D_u/D=10$



(b) $D_u/D=2$

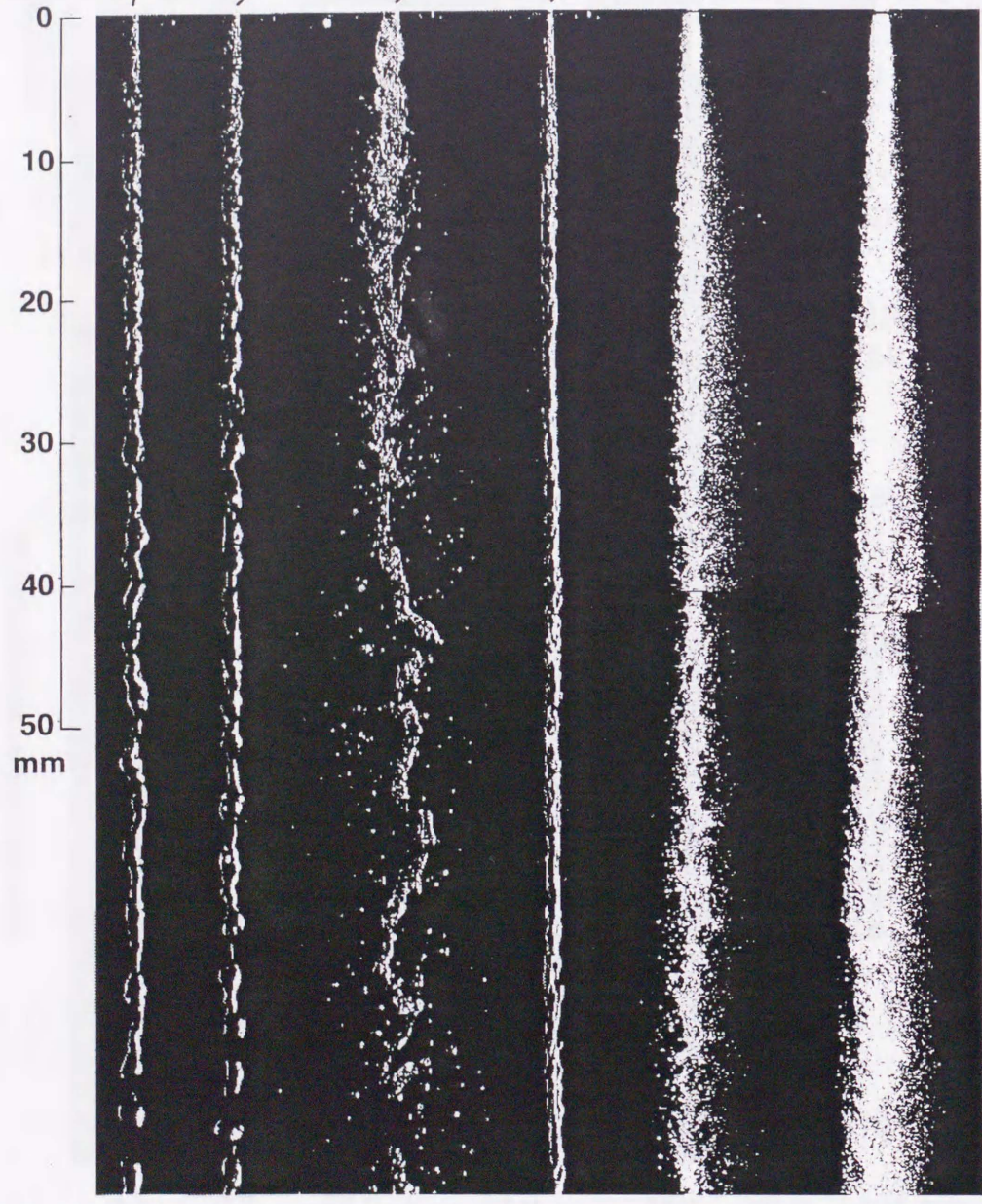
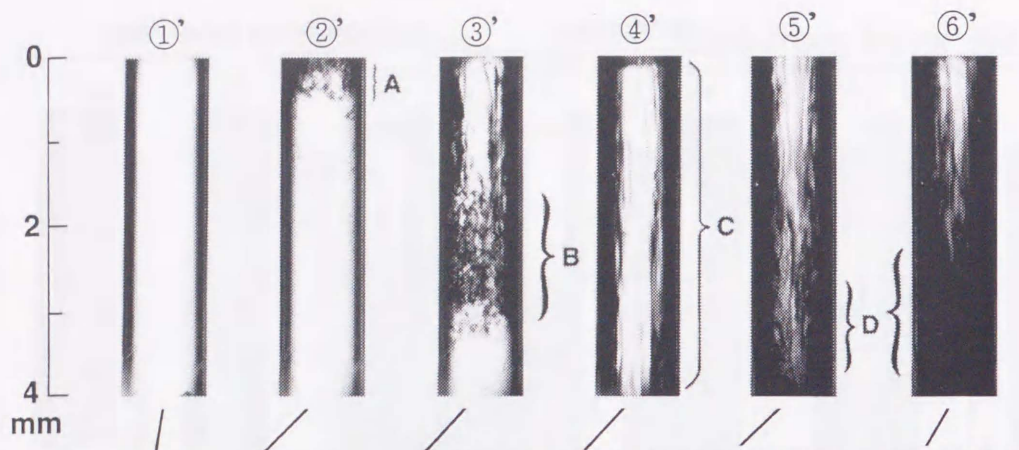
Nozzle-S, $L/D=4$, $D=1.0$ mm, $P_a=0.1$ MPa

図3.1 噴孔内の液流の挙動 (噴孔上流部の流れの影響)



(a) $D_u/D=10$

図3.2 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動（噴孔上流部の流れの影響）



ΔP_i MPa	0.10	0.14	0.20	0.32	2.0	7.0
V_i m/s	11.3	13.2	13.9	14.0	41.4	74.5

Nozzle-S, $L/D=4, D_u/D=2, D=1.0\text{mm}, P_a=0.1\text{MPa}$

(b) $D_u/D=2$

図3.2 (続き) 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動 (噴孔上流部の流れの影響)

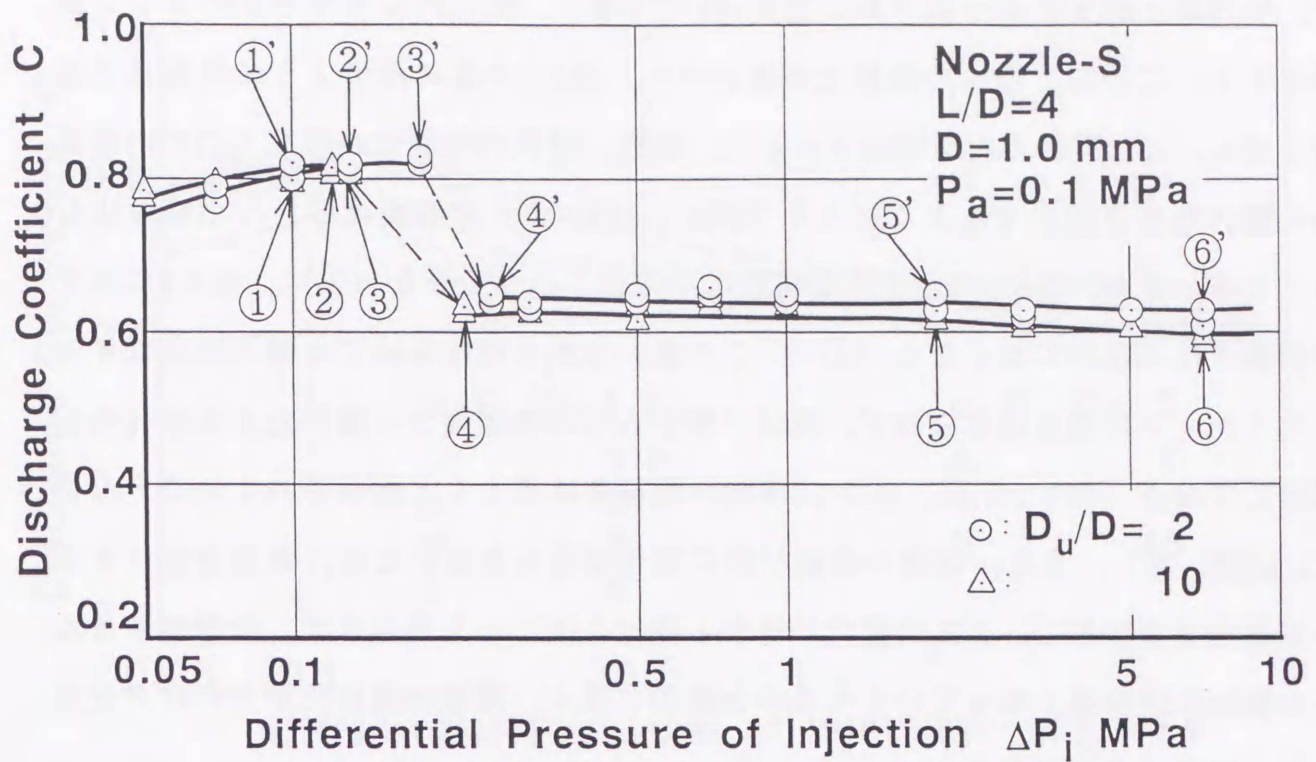


図3.3 噴孔上流部の流れが流量係数に及ぼす影響

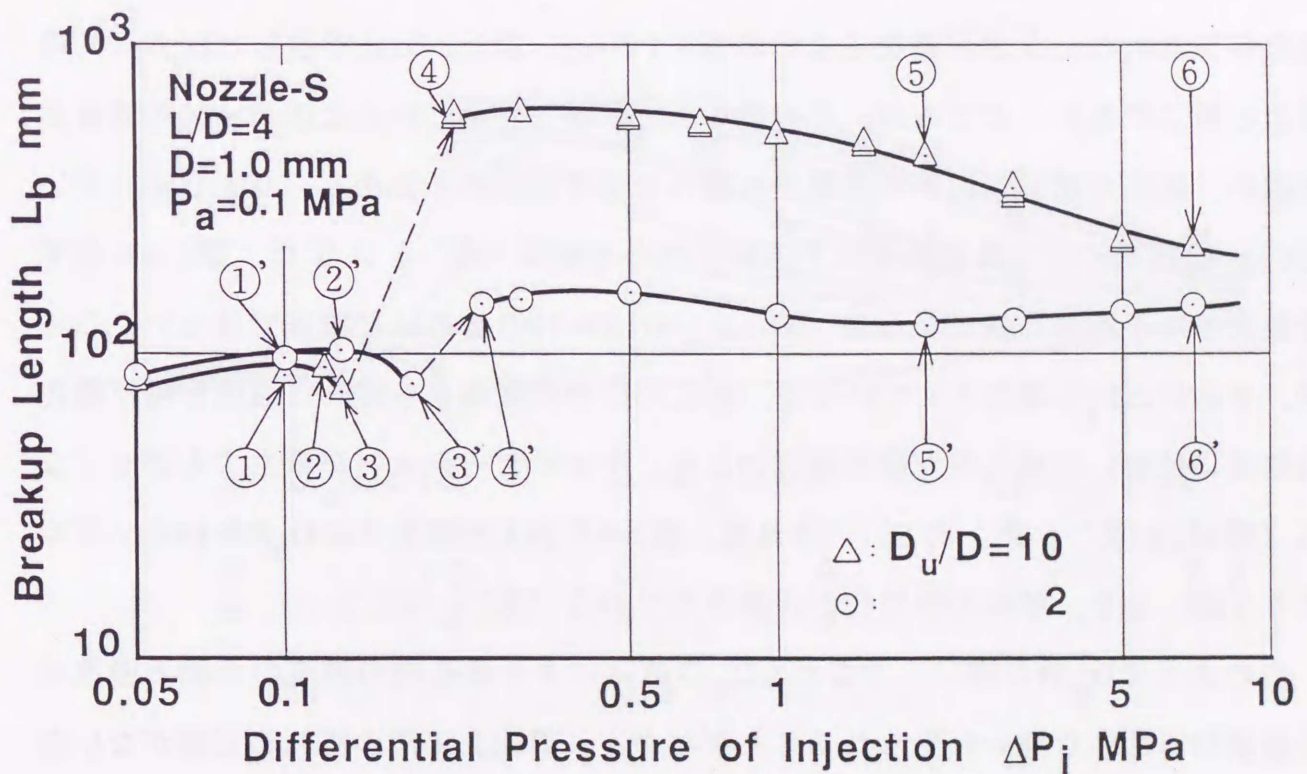


図3.4 噴孔上流部の流れが分裂長さに及ぼす影響

下、気泡群と称す)が生成され(図3.1(a)③のB),噴孔内にキャビテーションが発生する.この時,噴流の微粒化が促進され,図3.4の③に示すように分裂長さは短くなる.この後, ΔP_i を増加させると,突然,噴孔内の液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出するようになり(図3.1(a)④のC),噴流はほとんど微粒化しなくなる.また,図3.3に示す流量係数は不連続に小さくなり(④),図3.4に示す分裂長さは不連続に長くなる(④).この後, ΔP_i を増加させても噴孔内にはキャビテーションの発生は見られず,液流は噴孔入口の内壁面から離れたまま噴孔外へ噴出しており(図3.1(a)⑤,⑥),噴流の微粒化はほとんど促進されていない(図3.2(a)⑤,⑥).また,液流の流動状態に変化が見られないため,流量係数はある一定値のまま推移し, ΔP_i の変化に対する変化はほとんど見られず,分裂長さは ΔP_i の増加に伴い短くなっていくものの全般的に長く,液柱の微粒化がそれほど促進されていないことがわかる.

一方,図3.1の(b),図3.2の(b)より,噴孔上流部の直径 D_u が噴孔径 D に近い $D_u/D=2$ の場合, ΔP_i を増加させていくと噴孔入口付近にキャビティが生成され,キャビティが噴孔出口付近で崩壊して噴孔内にキャビテーションが発生するまでの現象は, ΔP_i の大きさが異なるものの図3.1の(a),図3.2の(a)で示した $D_u/D=10$ の場合と同じである.ところが,この後, ΔP_i を増加させていくと $D_u/D=10$ の場合と同様に,液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴孔外へ流出し(図3.1(b)の④'のC),図3.3に示す流量係数は不連続に小さくなる(④').また,図3.4に示す分裂長さは不連続に長くなるが(④'), $D_u/D=10$ のものほど顕著ではない.この後,さらに ΔP_i を増加させていくと,噴孔入口の内壁面から離れた液流が再び噴孔内壁面に付着して噴孔内が閉塞状態になり,キャビテーションが発生するようになる(図3.1(b)⑤',⑥'のD).それ故,図3.4に示す分裂長さは $D_u/D=10$ のノズルよりも短くなり,噴流の微粒化が促進されている(⑤',⑥').

このように D_u/D の違い,すなわち D_u の違いにより噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動に大きな違いが見られることがわかる.噴孔上流部の流れの影響がない条件下での微粒化機構について論じるため, D_u/D を幅広く細かく変化させてその影響を調べた.図3.5,図3.6に ΔP_i を変化させたときの D_u/D が流量係数および分裂長

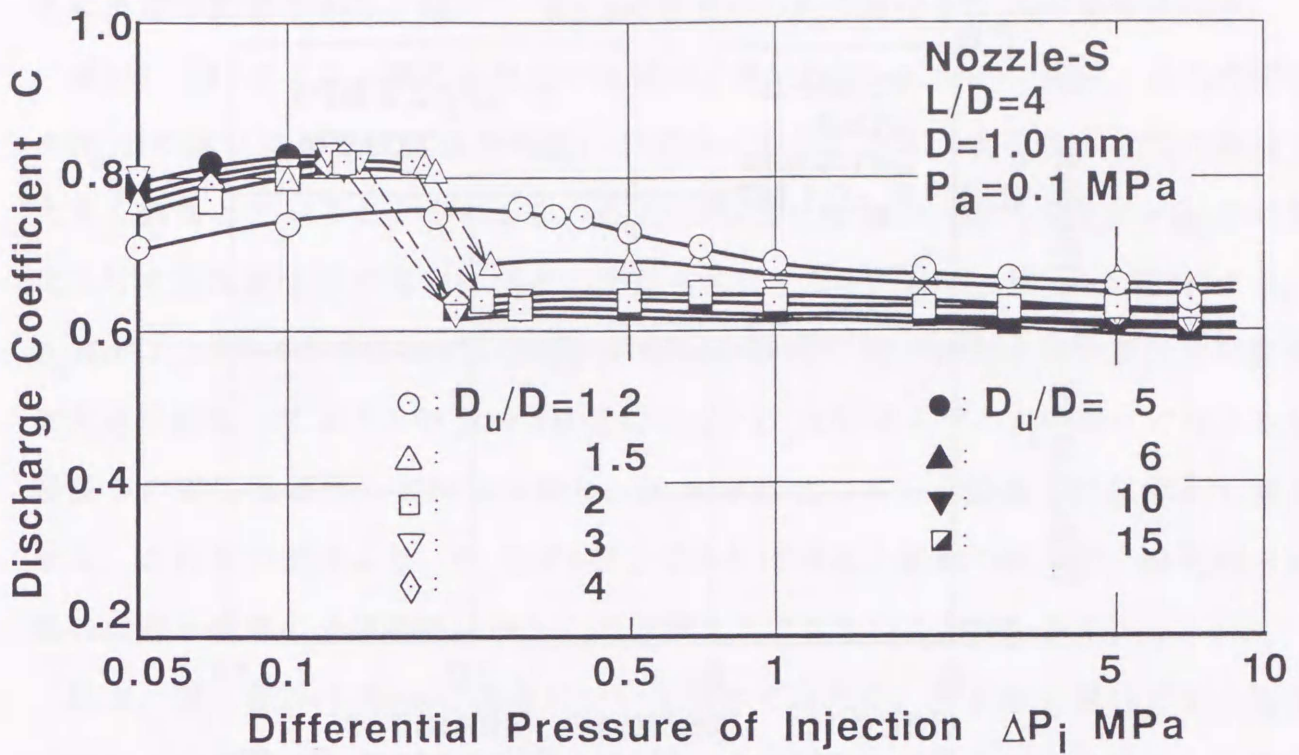


図3.5 噴孔上流部の直径 D_u が流量係数に及ぼす影響 (D=1.0mm)

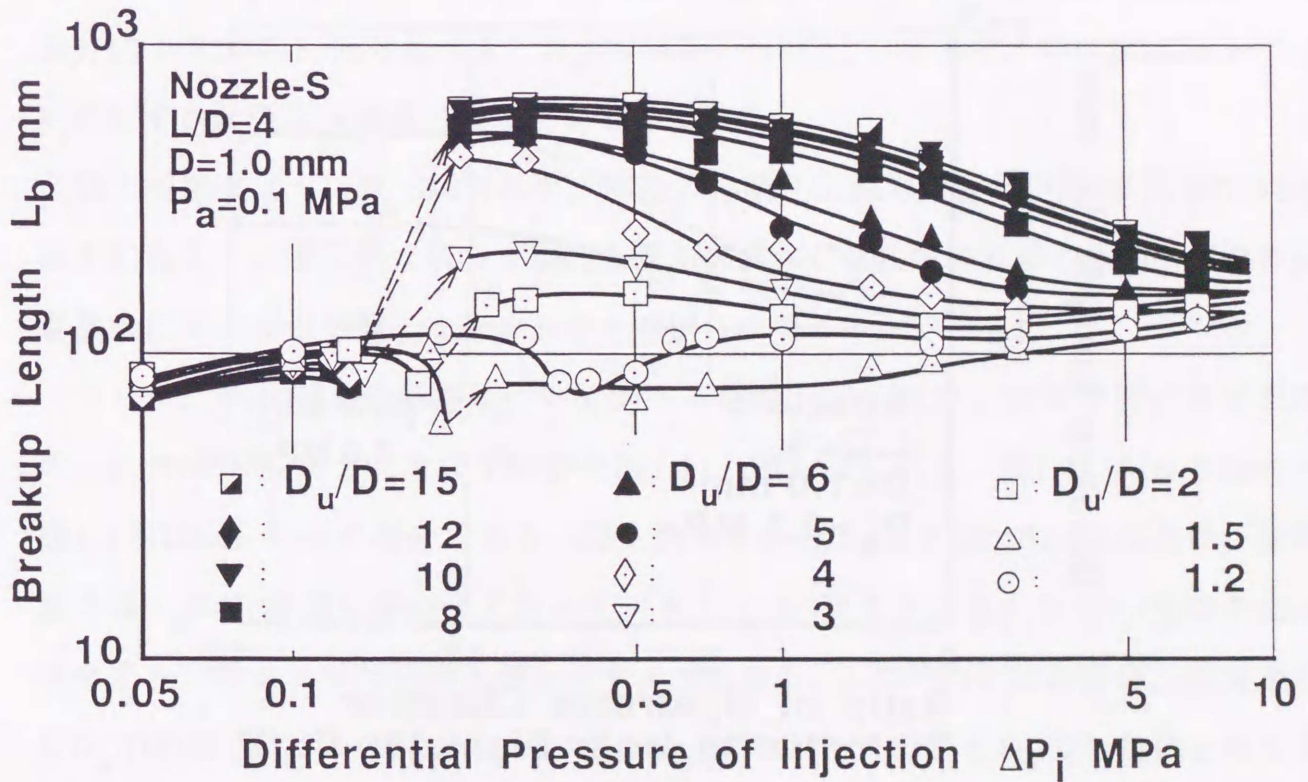


図3.6 噴孔上流部の直径 D_u が分裂長さに及ぼす影響 (D=1.0mm)

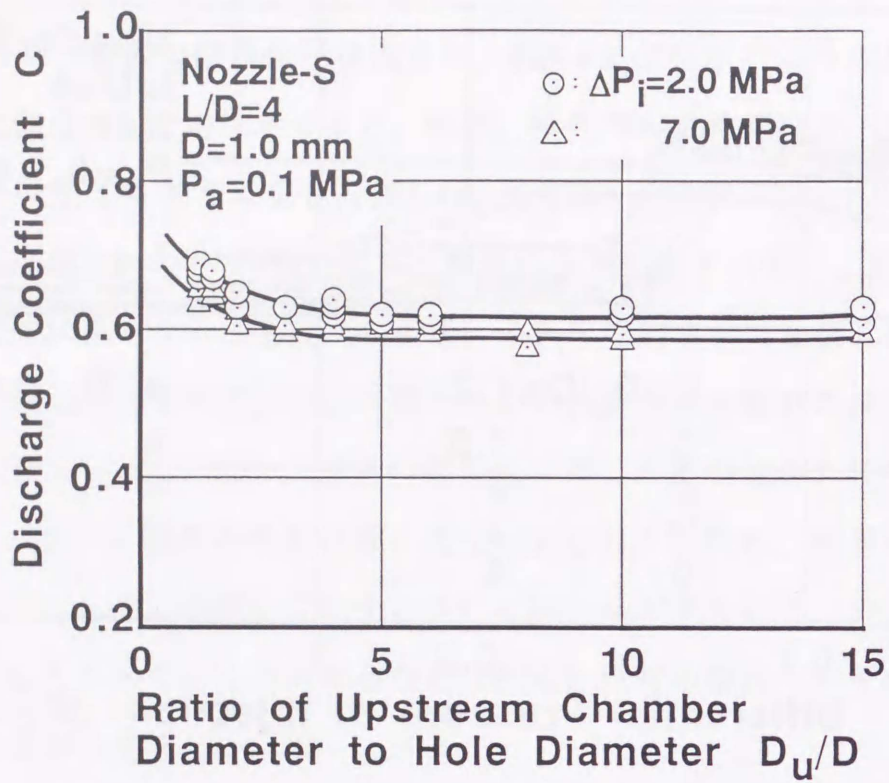


図3.7 噴孔上流部の直径 D_u が流量係数に及ぼす影響 (D=1.0mm)

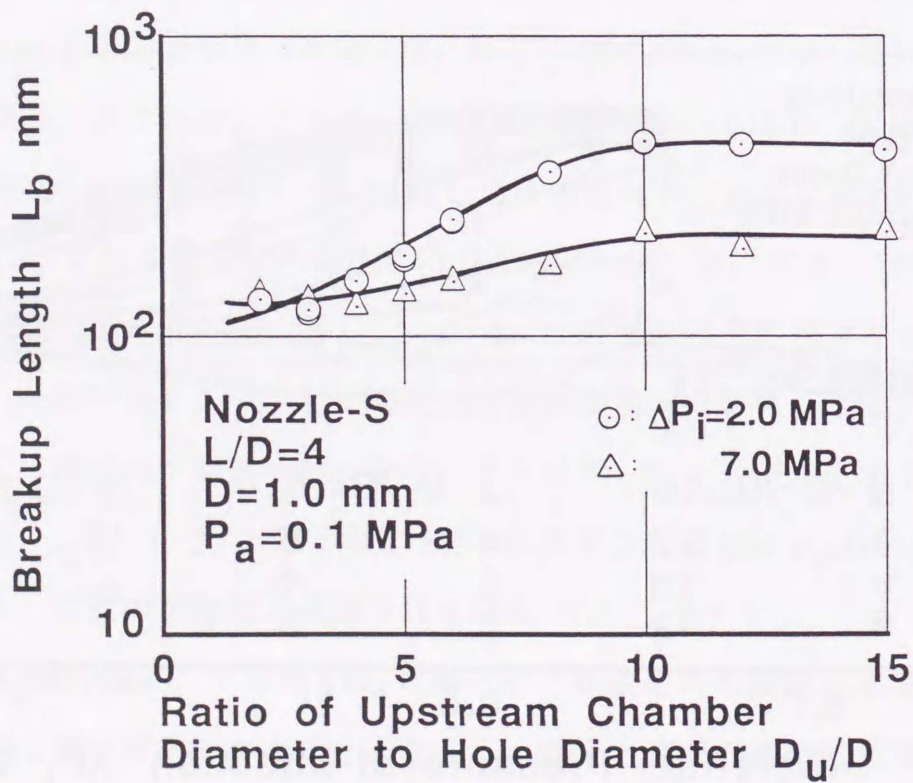


図3.8 噴孔上流部の直径 D_u が分裂長さに及ぼす影響 (D=1.0mm)

さに及ぼす影響を示し、図3.7、図3.8に任意の ΔP_i における D_u/D の影響を示す。

図3.5、図3.7より、噴孔上流部の直径が小さい $D_u/D=1.2\sim 3$ の場合、 ΔP_i の変化や D_u/D の違いによる流量係数の違いが明確に現れており、噴孔内の液流の挙動が大きく異なっていることがわかる。 $D_u/D=4$ 以上になると、 ΔP_i の変化や D_u/D の変化に対する流量係数の違いはほとんど見られなくなる。また、図3.6、図3.8より、 D_u/D が1.2から8までにおいて、 ΔP_i の変化や D_u/D の違いに対する分裂長さの変化は大きく異なっており、 D_u/D が8以上になると D_u/D に依らず ΔP_i の変化に対する分裂長さの変化はほとんど同じになり、 D_u/D が変化しても分裂長さはほぼ同じ値になる。これらの結果より、 D_u/D が8以上であれば噴孔上流部の流れが、噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動にほとんど影響を及ぼさないことがわかる。

以上、噴孔径 $D=1.0\text{mm}$ の場合について調べてきたが、噴孔径を変化させた場合についても調べる必要がある。そこで、 D_u/D の影響を分裂長さを代表にして調べた。図3.9、図3.10に ΔP_i を変化させたときの D_u/D が分裂長さに及ぼす影響を示す。図3.9は $D=0.5\text{mm}$ 、図3.10は $D=0.3\text{mm}$ の場合である。図3.9より、 D_u/D が8以上になると、各 D_u/D において ΔP_i に対する分裂長さの変化はほとんどなくなる。また、図3.10より $D=0.3\text{mm}$ の場合も、 D_u/D が6ないし8以上になると、各 D_u/D において ΔP_i に対する分裂長さの違いがほとんどなくなる。

以上の結果より、 D_u/D が8以上、すなわち噴孔上流部の直径 D_u が噴孔径 D の8倍以上になると、噴孔径に依らず噴孔上流部の流れが噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動にほとんど影響しなくなることが明らかである。

さらに、噴孔管長の影響について調べるため、 L/D を1から20まで変化させた時の、 D_u/D が分裂長さに及ぼす影響を図3.11、図3.12に示す。図3.11は $D=0.5\text{mm}$ 、図3.12は $D=0.3\text{mm}$ の場合である。図3.11より $D=0.5\text{mm}$ で L/D が1と4の場合、分裂長さは D_u/D の増加に伴い長くなっていき、 D_u/D が8より大きくなると D_u/D を変化させても分裂長さはほぼ同じ値を示すようになる。 L/D が10と20の場合、分裂長さは D_u/D の増加に伴い短くなっていき、 D_u/D が8以上になると D_u/D を変化させても分裂長さはほぼ同じ値を示すようになり、噴孔上流部の流れが分裂長さにほとんど影響しなくなる。また、図3.12より $D=0.3\text{mm}$ で L/D が1、4および10の場合、分裂長

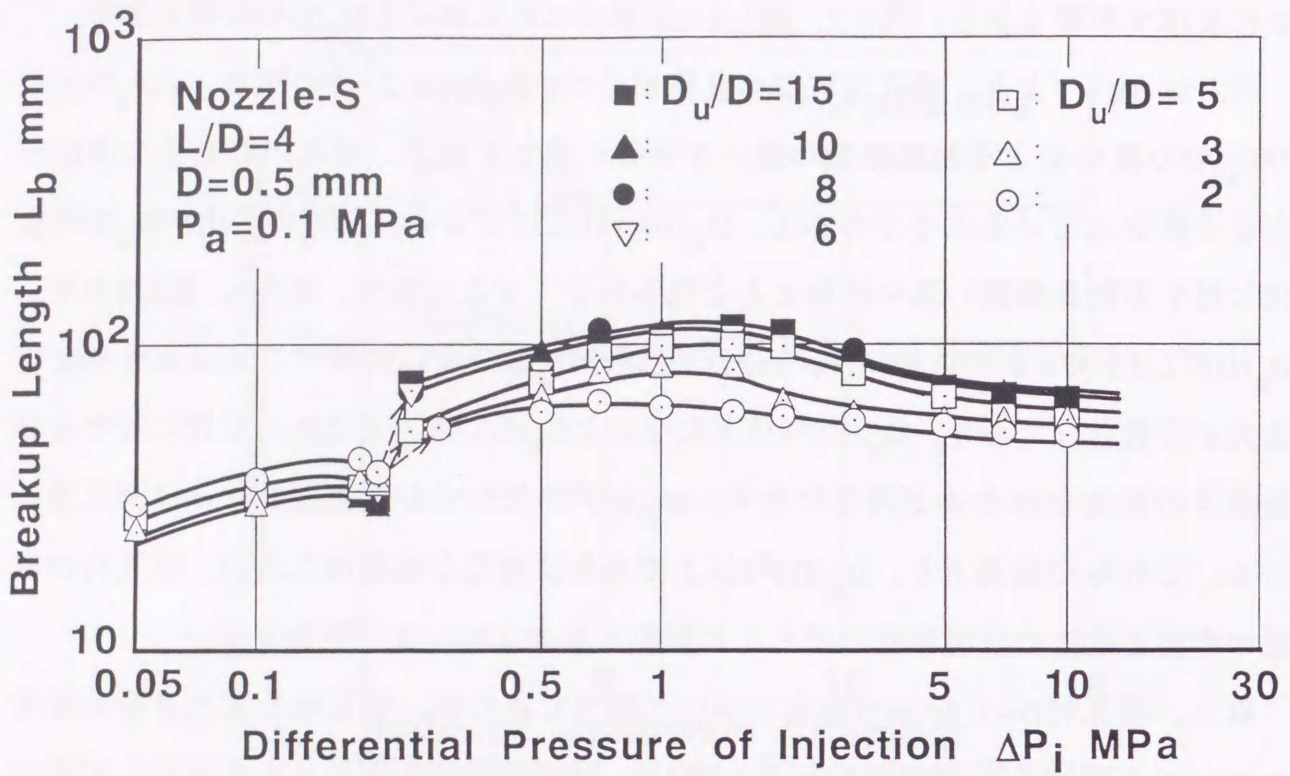


図3.9 噴孔上流部の直径 D_u が分裂長さに及ぼす影響 (D=0.5mm)

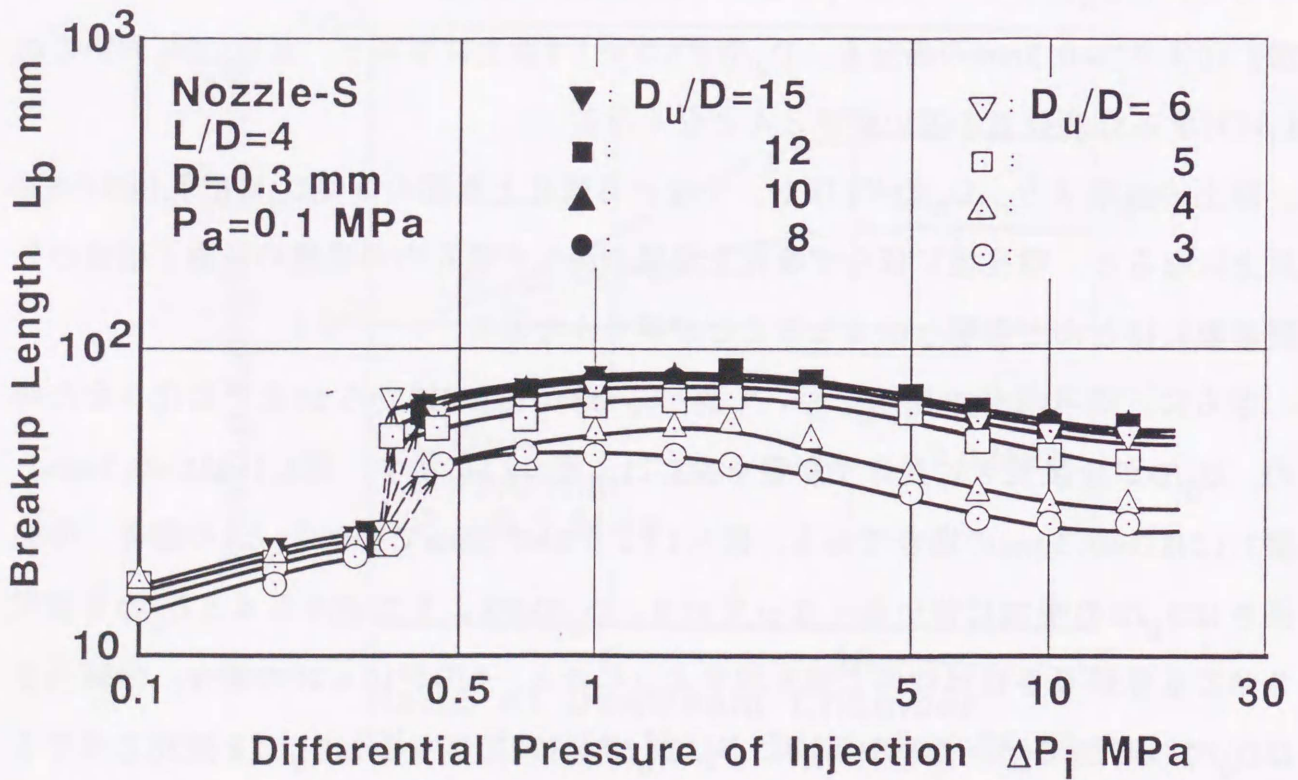


図3.10 噴孔上流部の直径 D_u が分裂長さに及ぼす影響 (D=0.3mm)

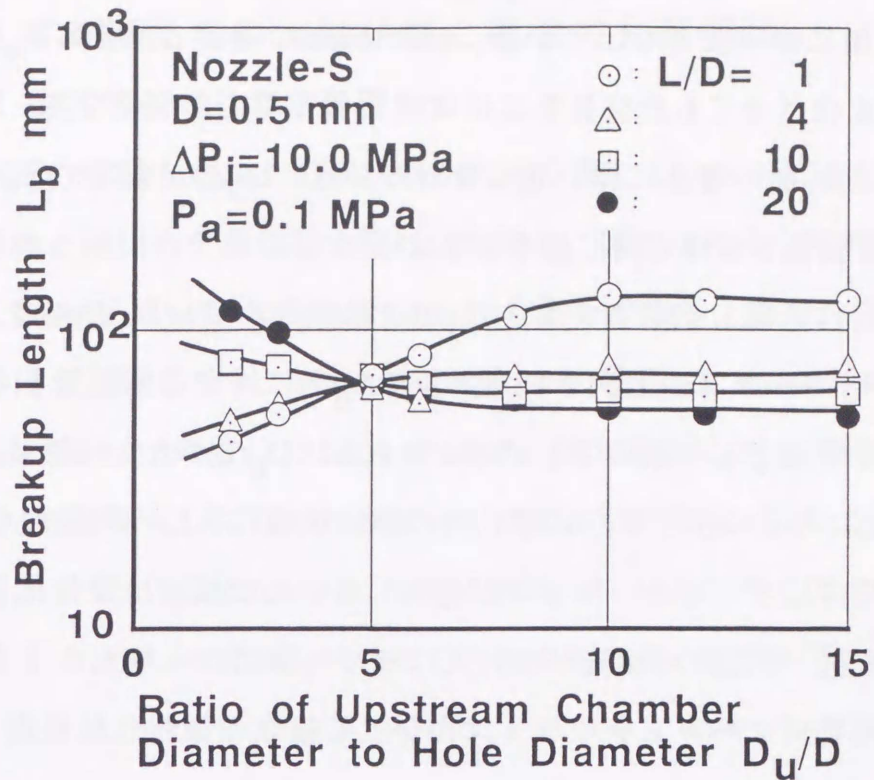


図3.11 噴孔上流部の直径 D_u が分裂長さに及ぼす影響
 (噴孔管長比 L/D の影響, $D=0.5$ mm)

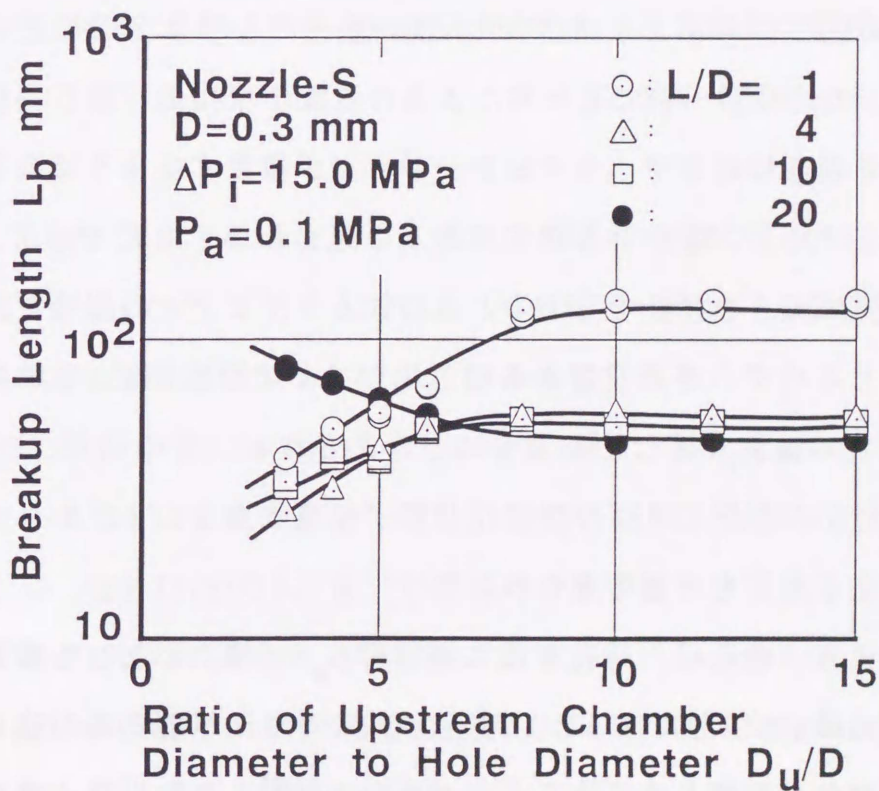


図3.12 噴孔上流部の直径 D_u が分裂長さに及ぼす影響
 (噴孔管長比 L/D の影響, $D=0.3$ mm)

さは D_u/D の増加に伴い長くなっていき、 $D=0.5\text{mm}$ の場合と同様に D_u/D が8以上になると D_u/D を変化させても分裂長さはほぼ同じ値を示すようになる。L/Dが20の場合、分裂長さは D_u/D の増加に伴い短くなっていき、 D_u/D が8以上になると D_u/D を変化させても分裂長さはほぼ同じ値を示すようになる。

ここで、図3.11と図3.12において、 D_u/D が比較的小さい $D_u/D=5$ ないし6以下の領域で、L/Dが小さいノズルと大きいノズルで D_u/D に対する分裂長さの変化に逆転現象が見られる理由として次のことが考えられる。 D_u/D が大きい領域でL/Dが小さい場合、図3.2(a)の⑥に示すように噴孔内の液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出し、噴孔内にキャビテーションが発生しないので噴流は微粒化しない。一方、L/Dが大きい場合、噴孔内の液流が噴孔入口部の内壁面から離れたまま噴出する現象は起きず、噴孔内にキャビテーションが発生し噴流の微粒化は促進される（L/Dが大きい場合については、3.3節で詳述する）。したがって、 D_u/D が大きい領域ではL/Dが小さい方が分裂長さが長くなるものと考えられる。

これに対し、 D_u/D が小さい場合、噴孔入口付近で強い縮流が生じない。その結果、図3.2(b)の⑥'に示すようにL/Dが小さい場合でも噴孔入口に近い位置で縮流が回復し、図3.2(a)の④～⑥で見られたように液流が噴孔入口部の内壁面から離れたまま噴出する現象は起きず、キャビテーションが発生するようになる。このような現象は、L/Dが大きい場合でも同じであると思われる。したがって、L/Dに依らず噴孔内の液流に大きな攪乱を与えると思われるキャビティの崩壊が、噴孔入口に近い位置で生じるので、その位置から噴孔出口までの距離が長いL/Dの大きいノズルの方が、攪乱の減衰が著しくなるものと考えられる。その結果、 D_u/D が小さい領域でL/Dが大きい場合、噴流の微粒化状態が粗悪になりL/Dが小さい場合に比べて分裂長さが長くなるものと考えられる。

以上の結果より、噴孔径、噴孔管長に依らず D_u/D が8、すなわち噴孔上流部の直径 D_u が噴孔径Dの8倍以上になると、噴孔上流部の流れが噴孔内の液流の流動状態と噴流の分裂挙動に影響しなくなることがわかる⁽¹⁸⁾。これ以降、供試ノズルは噴孔上流部の流れの影響が無い D_u/D が8以上のものを用いる。

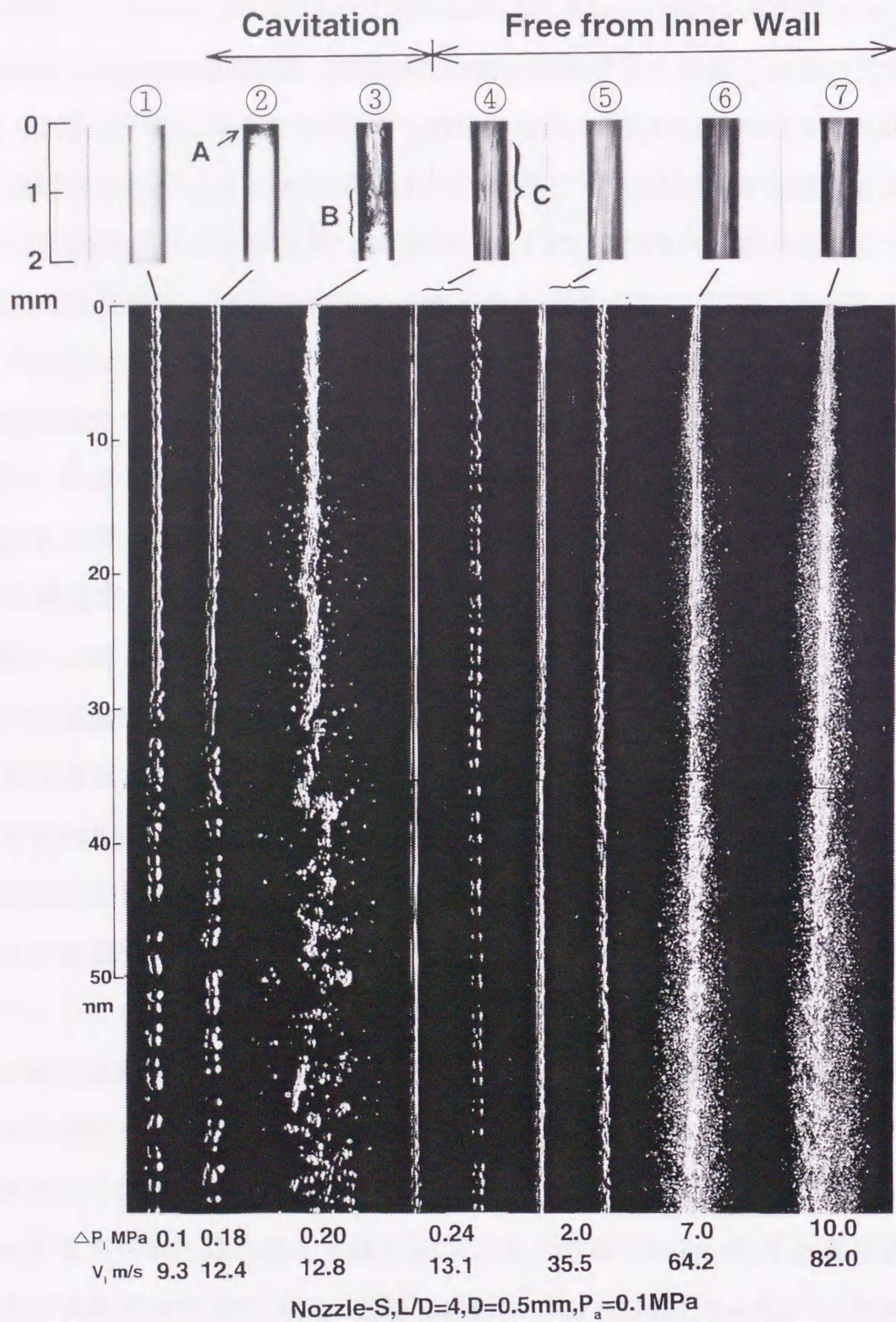
3. 3 ノズル噴孔内の流動状態と噴流の分裂挙動

3. 3. 1 噴孔管長比L/Dの影響

噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動が大きく異なるL/D=4と20の場合の、噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動を図3.13に示し、図3.14にそれらの模式図を示す。図3.13、図3.14の(a)はL/D=4、(b)はL/D=20の場合である。また、図3.15にL/Dが分裂長さに及ぼす影響を示す。図3.13から図3.15の番号は、それぞれ対応している。

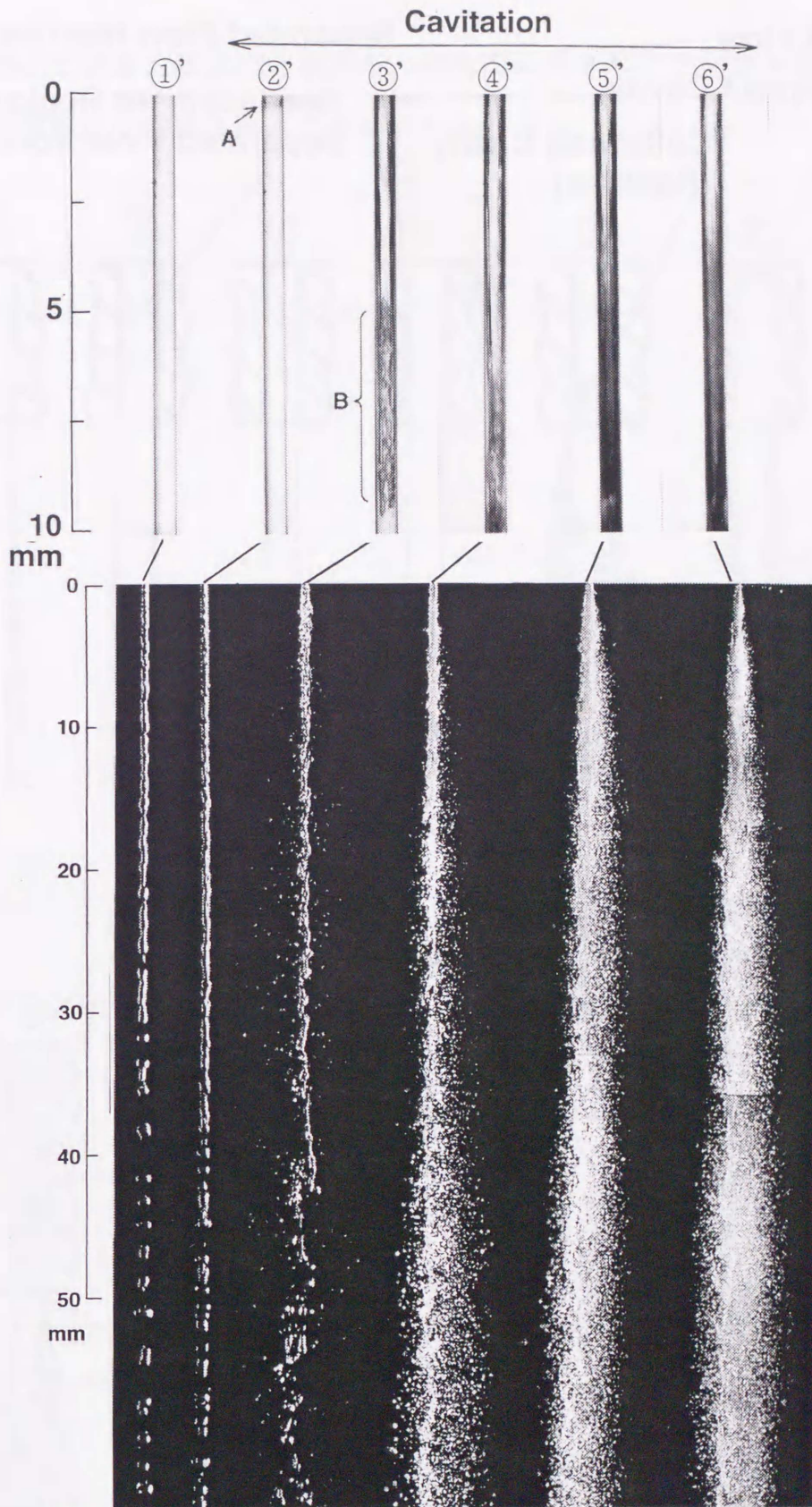
図3.13の(a)、図3.14の(a)よりL/D=4の場合、噴射差圧 ΔP_i を増加させていくと $\Delta P_i=0.18\text{MPa}$ で噴孔入口付近にキャビティの初生が起きる(図3.13(a)のA)。さらに ΔP_i を増加させ $\Delta P_i=0.20\text{MPa}$ になると噴孔出口付近でキャビティの崩壊が生じる(図3.13(a)のB)。この時、キャビティの崩壊に伴う液流の攪乱が噴孔内に生じ、噴流の微粒化が大きく促進される。この後、 ΔP_i を増加させると $\Delta P_i=0.24\text{MPa}$ まで不連続に変化し、液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴孔外へ噴出するようになる(図3.13(a)のC)。この時、噴流はほとんど微粒化しなくなり、図3.15に示すように分裂長さは不連続に長くなる。この時、図3.13(a)のBに示すような噴孔出口付近でキャビティが崩壊する現象は噴孔内部で観察されておらず、液流に攪乱は生じていないものと思われる。さらに ΔP_i を増加させると液流の表面が噴孔内壁面に所々付着しながら噴孔外へ噴出するようになる。その結果、噴流の周囲に多数の液滴が形成されるものの、噴流の主流部の微粒化はそれほど促進されていない(図3.13(a)の⑥、⑦)。これは、キャビテーションの発生による大きな攪乱が噴孔内の液流に生じていないためであるものと思われる。

一方、図3.13の(b)、図3.14の(b)よりL/D=20の場合、 ΔP_i を増加させた時に噴孔入口付近でキャビティの初生が生じ(図3.13(b)のA)、噴孔出口付近でキャビティの崩壊が生じる(図3.13(b)のB)までの噴流の分裂挙動と分裂長さの変化は、 ΔP_i の範囲は異なるがL/D=4の場合とほぼ同様である。しかし、この後さらに ΔP_i を増加させても、L/D=4の場合のように液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出するようなことはなく、噴孔内にキャビテーションが発生している。このように噴孔管長が長い場合、キャビテーションが発生するため、キャビティの崩壊時に液流に大きな攪乱が生じ、噴流はL/D=4の場合よりも微粒化しており、図3.15に示す分裂



(a) L/D=4

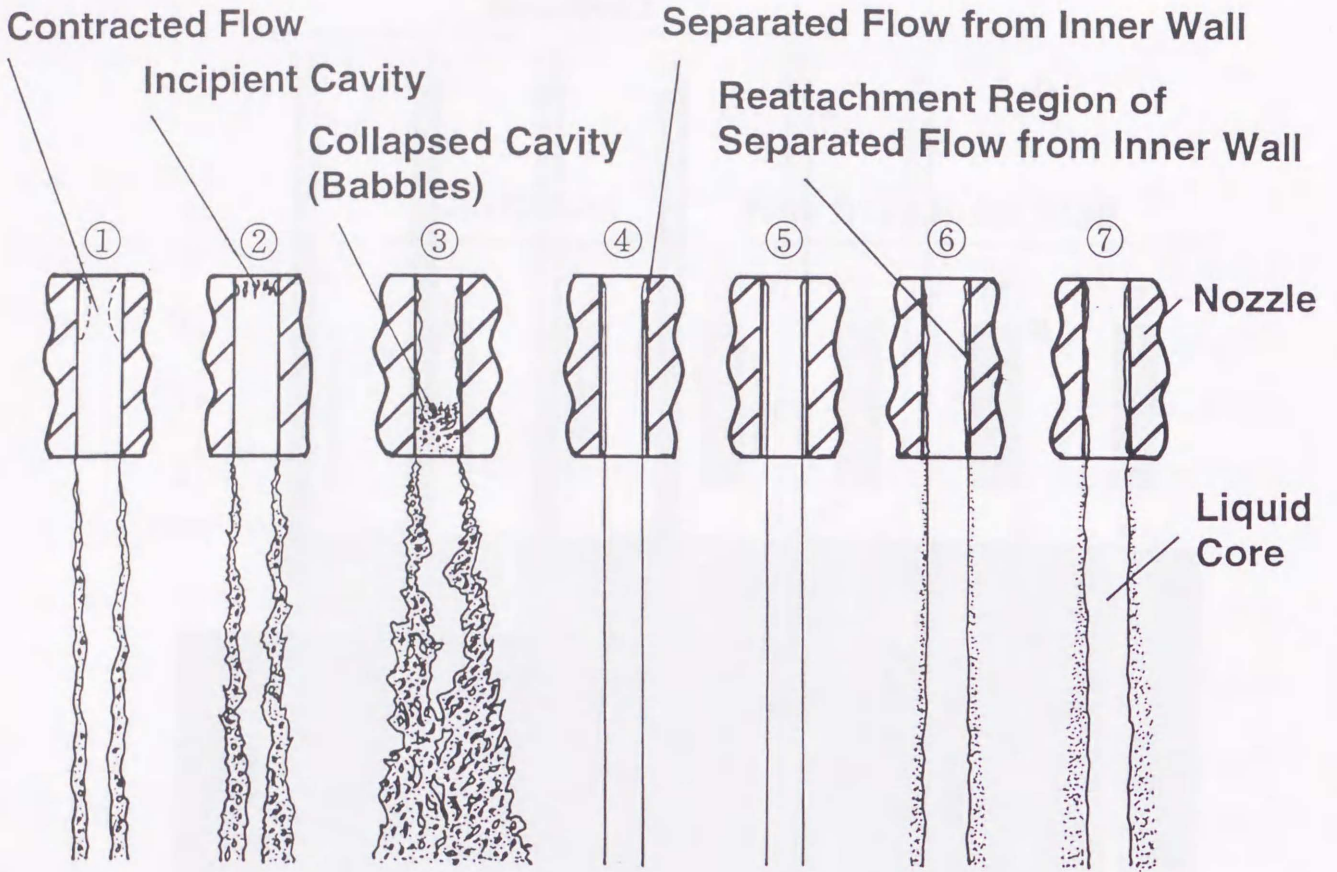
図3.13 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動（噴孔管長比L/Dの影響）



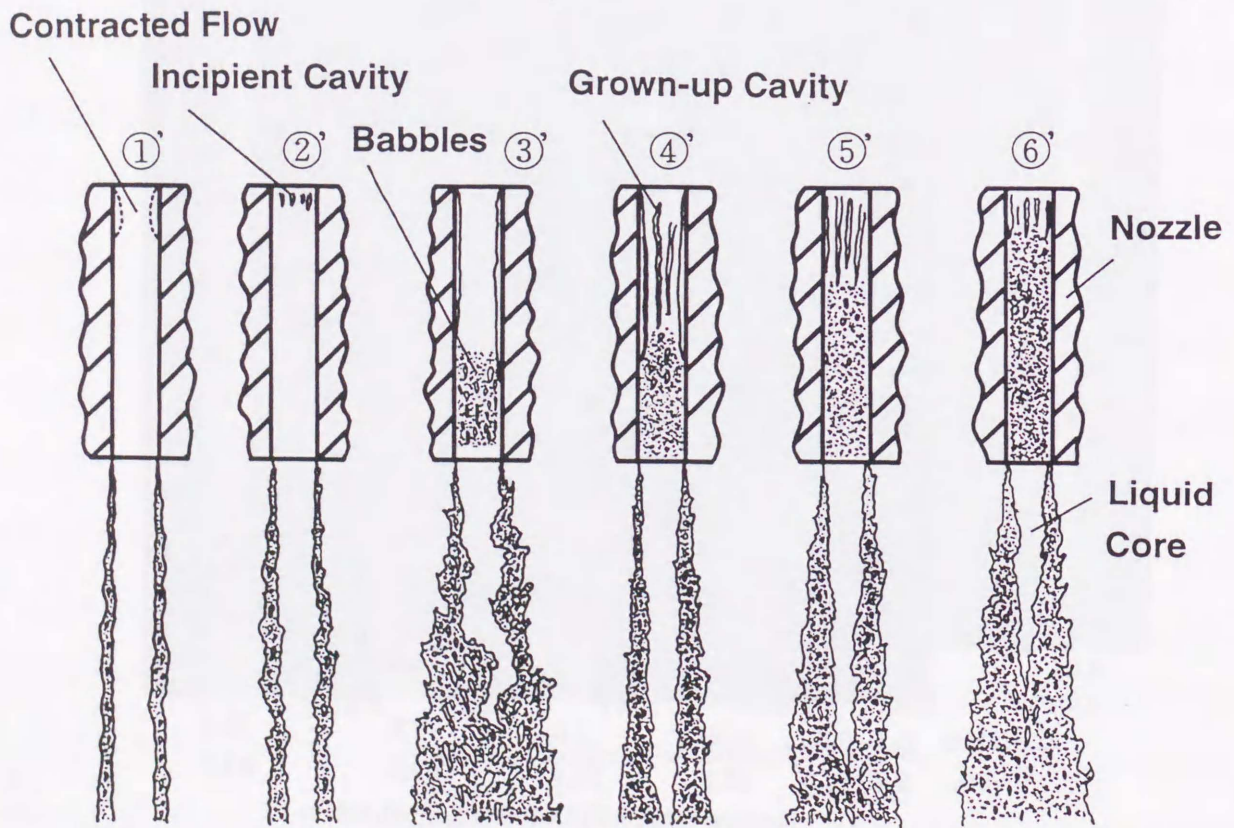
ΔP_i MPa	0.1	0.30	0.33	2.0	7.0	10.0
V_i m/s	8.3	15.9	16.3	36.1	63.8	81.5
Nozzle-S, $L/D=20, D=0.5\text{mm}, P_a=0.1\text{MPa}$						

(b) $L/D=20$

図3.13 (続き) 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動 (噴孔管長比 L/D の影響)



(a) $L/D=4$



(b) $L/D=20$

図3.14 噴孔内の流れと噴流の分裂挙動の模式図

長さも短くなっている。以上の結果から、噴孔内にキャビテーションが発生すると噴流の微粒化がかなり促進されることがわかる。

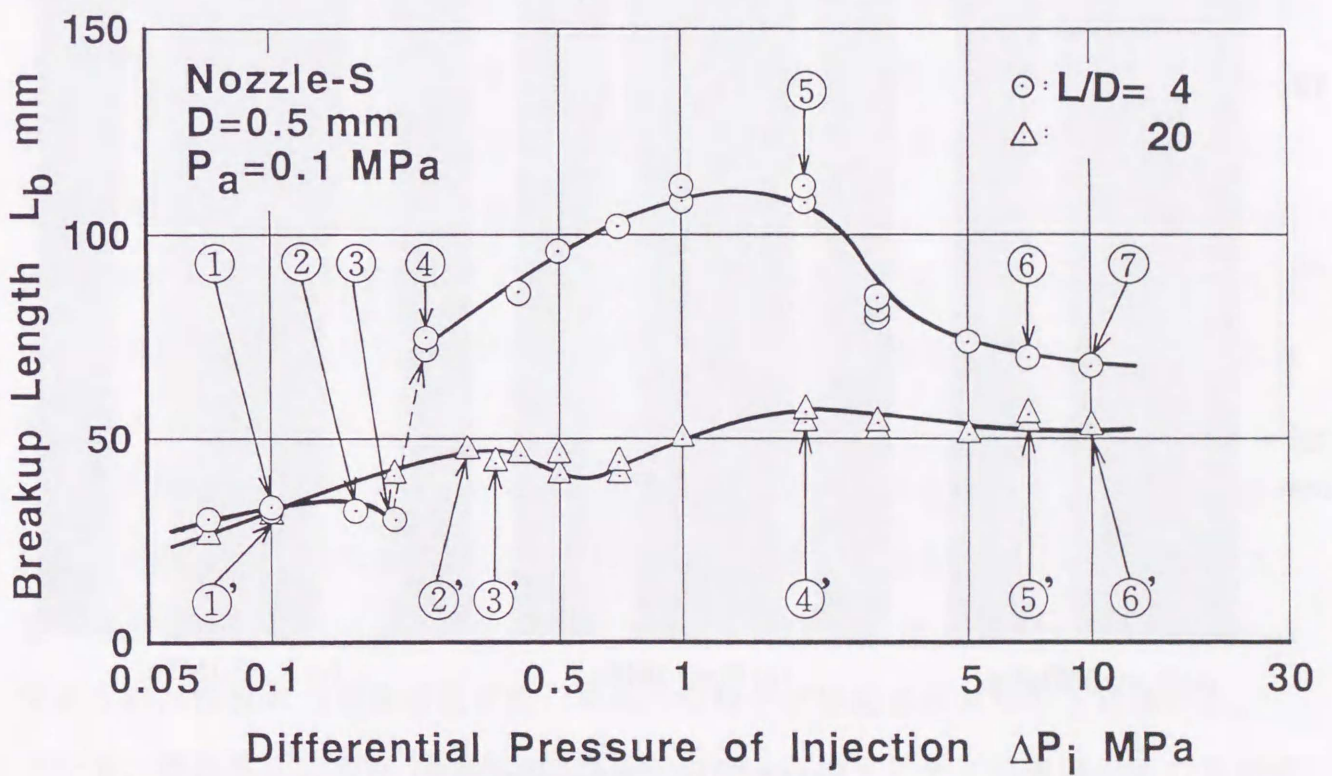


図3.15 噴孔管長比L/Dが分裂長さに及ぼす影響

噴孔管長の長短はキャビテーションによる液流の攪乱の発生に大きく関わっており、噴流の分裂挙動に大きな影響を与える。次に、雰囲気圧力を減圧から高圧まで変化させた時の、 L/D が噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動に及ぼす影響について調べる。図3.16に $\Delta P_i=10\text{MPa}$ における $D=0.5\text{mm}$ 、 $L/D=4$ と20のノズルの減圧、大気圧および高圧雰囲気下における噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動を示す。

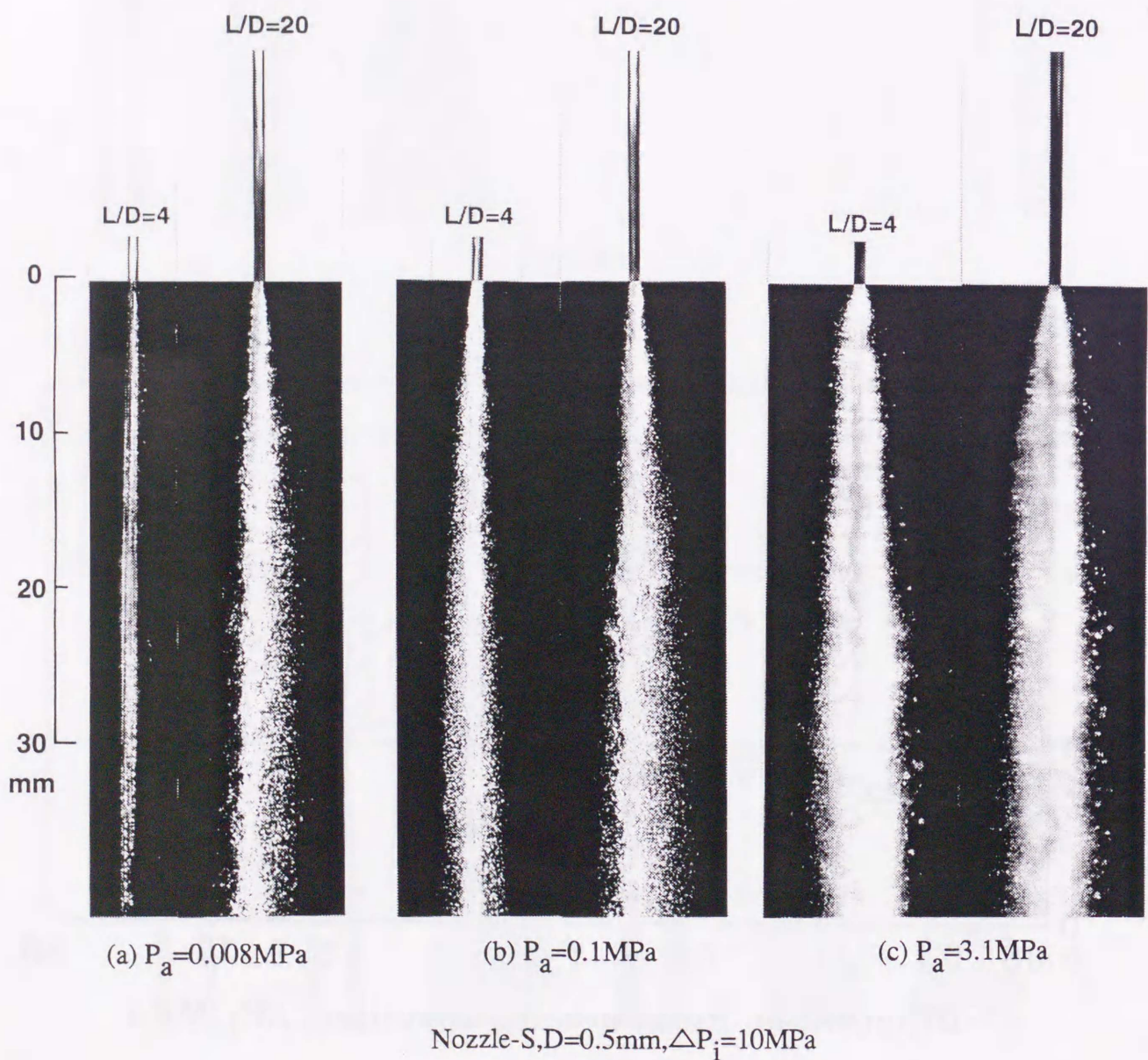


図3.16 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動（噴孔管長比 L/D の影響）

図3.16の(a)より雰囲気圧力の影響がほとんどない減圧雰囲気下において $L/D=4$ の場合、液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出しており、噴孔内にキャビテーションは発生しておらず噴流は微粒化していないが、 $L/D=20$ の場合、噴孔内にキャビテーションが発生しており噴流は微粒化している。図3.16の(b)より大気圧雰囲気下においても減圧雰囲気下とほぼ同様な傾向が見られ、 $L/D=4$ の場合、噴孔内にキャビテーションの発生は見られず、噴孔入口の内壁面から離れた液流が噴孔内壁面に所々付着しながら噴出している。その結果、噴流の周囲に液滴が形成されているものの、噴流の主流部はほとんど微粒化していない。一方、 $L/D=20$ の場合、噴孔内にキャビテーションが発生しており、噴流は減圧雰囲気下よりも微粒化している。図3.16の(c)より高圧雰囲気下の場合、噴孔管長に依らず噴孔内にキャビテーションが発生しており、噴流の微粒化がかなり促進され、噴流の分裂挙動も類似したものとなっている。

このような結果の説明として次のようなことが考えられる。先述した図3.13の(a)より、噴孔管長が短い $L/D=4$ の場合、 ΔP_i が小さい時に噴孔入口付近で生成されたキャビティが、噴孔内の圧力が回復する噴孔出口付近で崩壊する（図3.13(a)の②、③）。しかし、キャビティの崩壊が生じる所の圧力が雰囲気圧力と同程度、もしくは高いと考えられ、気泡群は完全に噴孔外へ流出してしまい（図3.13(a)の④）、液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出してしまう。このため、図3.16の(a)、(b)に示すように ΔP_i が大きくなっても噴孔内にキャビテーションの発生は見られず、液流に攪乱が生じないため噴流の微粒化はほとんど促進されないものと思われる。

これに対して、図3.13の(b)で示したように噴孔管長が長くなると噴孔内壁面への液流の再付着が生じるため、 $L/D=4$ のように気泡群が完全に噴孔外へ流出してしまふ現象は起きない（図3.13(b)の③'～⑥'）。その結果、図3.16の(a)、(b)に示すように、液流に大きな攪乱が生じ噴流の微粒化が促進されるものと思われる。

一方、雰囲気圧力が高くなると雰囲気圧力の方がキャビティの崩壊が生じる所の圧力よりも高くなっていると考えられ、噴孔管長が短いノズルで減圧、大気圧雰囲気下のように気泡群が噴孔外に流出してしまふことはない。その結果、噴孔管長が

短いノズルでもキャビテーションの発生による大きな攪乱が生じるため、噴孔管長に依らず噴流の微粒化が促進されるものと思われる。

3. 3. 2 噴孔入口形状の影響

本研究で使用している単孔ホールノズルの場合、3.3.1節で述べたL/Dの他に噴孔入口形状が噴孔内の流れに大きく影響し、キャビテーションの発生の有無にも大きく関わってくる。噴孔内の流動状態を大きく変化させるために、噴孔入口部に大きな円弧半径 r ($r/D=10$)を有するラウンドエッジノズル(Nozzle-R)を用いて、噴孔内の流れと噴流の分裂挙動を観察し、シャープエッジノズル(Nozzle-S)との比較を行った。

図3.17にNozzle-R, L/D=4, D=0.5mmのノズルを用いて、大気圧雰囲気中に ΔP_i を変化させて噴射した場合の噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動を示す。図3.17よりNozzle-Rの場合、 ΔP_i が大きくなっても噴孔内にキャビテーションは発生しておらず、噴流の微粒化はほとんど促進されていない。

次に、噴孔入口形状が噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動に及ぼす影響を図3.18に示す。図3.18の(a)は大気圧雰囲気下の場合、図3.18の(b)は高圧雰囲気下の場合である。図3.18の(a)より大気圧雰囲気下の場合、噴孔入口形状に依らず噴孔内にキャビテーションは発生しておらず、噴流はほとんど微粒化していない。一方、高圧雰囲気下の場合、Nozzle-Sにおいて、噴孔内にキャビテーションが発生しており、噴霧角は大きく噴流の微粒化はかなり促進されている。しかし、Nozzle-Rの場合、噴孔内にキャビテーションは発生しておらず、雰囲気の影響を大きく受ける高圧雰囲気下であるにもかかわらず、噴霧角は小さくキャビテーションが発生するNozzle-Sと比較してあまり微粒化していない。また、Nozzle-Rの噴流に関して、大気圧雰囲気下の噴流と高圧雰囲気下の噴流を比較しても、噴流の微粒化の状態が雰囲気圧力の増加により若干良くなるものの顕著な違いは見られない。これは、雰囲気圧力の増加によるものと考えられ、このことから逆に、雰囲気圧力が噴流の微粒化に及ぼす影響は、キャビテーションの発生に伴う液流の攪乱ほど大きくないということがわかる。

噴孔内にキャビテーションが発生すると噴流の微粒化はかなり促進されるが、噴孔内にキャビテーションが発生しなければ、雰囲気の影響を大きく受ける高圧雰囲気

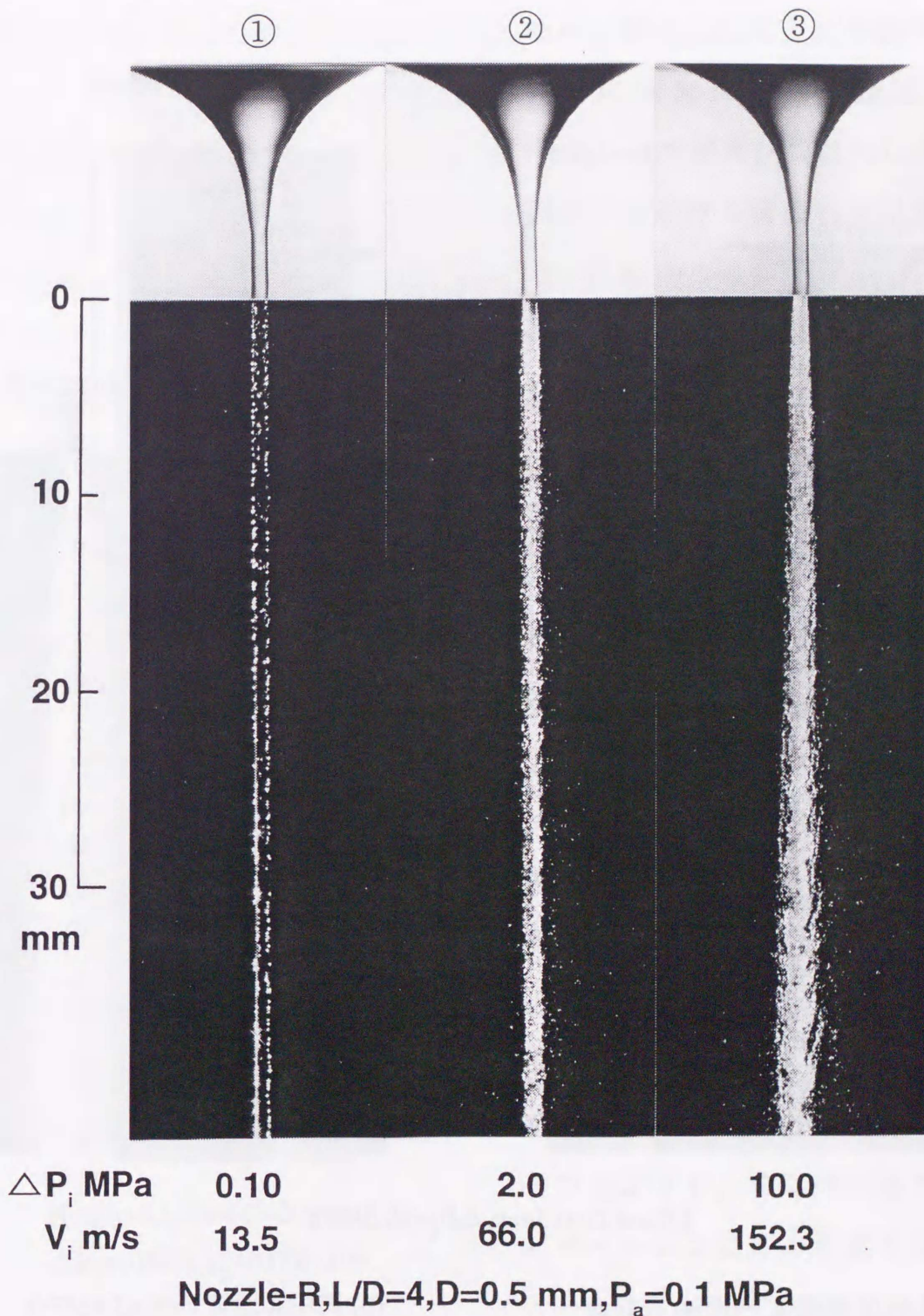
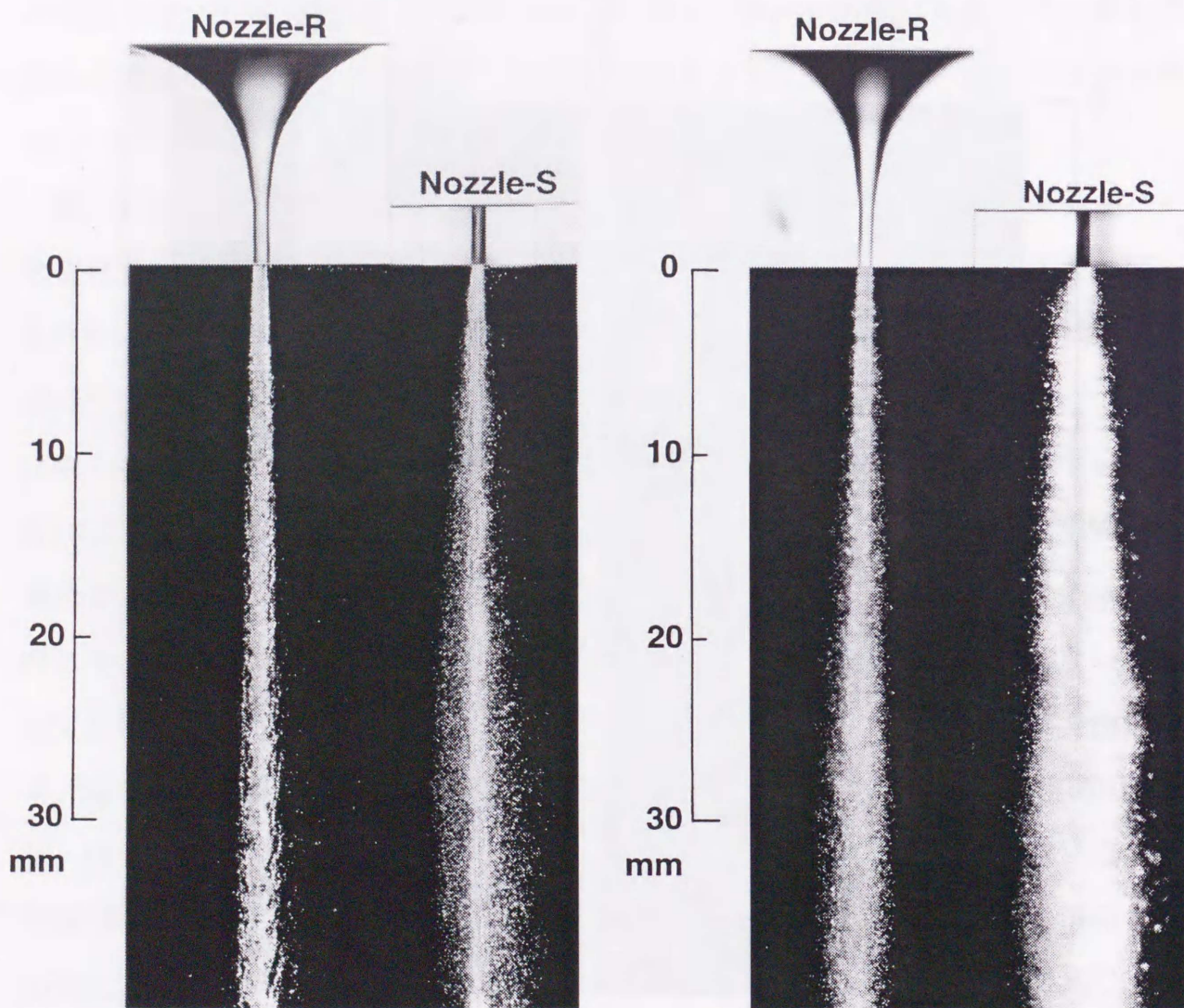


図3.17 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動

気下においても，噴流の微粒化はあまり促進されない．このことから，噴孔内に発生するキャビテーションが噴流の微粒化に大きく関与していることが明らかである．



$L/D=4, D=0.5\text{mm}, \Delta P_i=10.0\text{MPa}$

(a) 大気圧雰囲気下 ($P_a=0.1\text{MPa}$)

(b) 高圧雰囲気下 ($P_a=3.1\text{MPa}$)

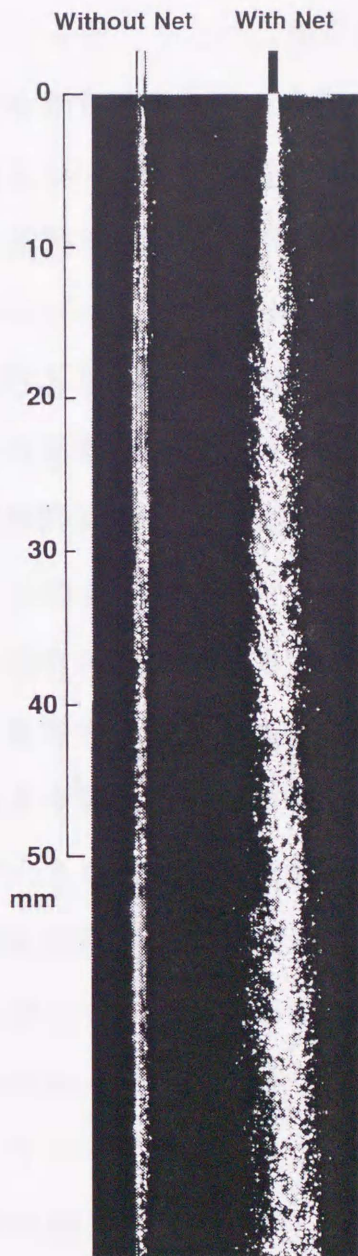
図3.18 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動（噴孔入口形状の影響）

3. 3. 3 金網により噴孔内の液流に付与した攪乱が噴流の微粒化に及ぼす影響

これまで述べてきた結果から、噴孔内の液流の攪乱が噴流の微粒化に対して支配的な因子であることが明らかになった。次に、このことをより明確なものにするため

に、噴孔入口直上に金網を設けて噴孔内の液流に故意に攪乱を与え、Nozzle-Sで噴流が微粒化しない減圧雰囲気下における噴流の分裂挙動を調べた。図3.19に金網による液流への攪乱の付与が噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動に及ぼす影響を示す。

図3.19より金網を設けていない場合、噴流はほとんど微粒化しないが、金網を設けると、噴流が微粒化しない減圧雰囲気下においても噴流の微粒化が促進されるようになる。これは、金網の素線の直後で圧力降下が生じ、そこでキャビテーションが発生する。その結果、液流に攪乱が生じ噴流の微粒化が促進されるようになるものと思われる。この結果と前節までの結果より、噴流が微粒化する要因は噴流と雰囲気との摩擦や噴出後の噴流の表面に起きる波の成長よりも、噴孔内で発生するキャビテーションによる液流の攪乱であるということが明白である。



Nozzle-S, $L/D=4$, $D=0.5\text{mm}$,
 $\Delta P_i=10\text{MPa}$, $P_a=0.008\text{MPa}$

図3.19 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動

3.4 結 言

液体噴流が微粒化する要因を明らかにするために、噴孔管長比 L/D 、ノズル噴孔入口形状および雰囲気圧力 P_a を幅広く変化させて、噴孔内の液流の挙動が噴流の分裂挙動に及ぼす影響について調べた結果、以下のことが明らかになった。

- (1) 噴孔上流部の直径 D_u が噴孔径 D の8倍以上であれば、噴孔上流部の流れが噴孔内の液流の流動状態と噴流の分裂挙動に影響を及ぼさない。
- (2) 噴射差圧 ΔP_i が大きい領域において L/D が小さい場合、噴孔内にキャビテーションは発生しておらず、噴流の主流部の微粒化はほとんど促進されない。これに対して L/D が大きい場合、噴孔内にキャビテーションの発生による液流の攪乱が生じ、噴流の微粒化が促進される。
- (3) L/D が小さいノズルを用いた場合、減圧、大気圧雰囲気下では噴孔内にキャビテーションは発生しておらず、噴流の主流部の微粒化はほとんど促進されない。一方、高圧雰囲気下では、噴孔内にキャビテーションが発生して、噴霧角は大きくなり、噴流の微粒化はかなり促進される。
- (4) L/D が大きいノズルを用いた場合、雰囲気圧力に依らず噴孔内にキャビテーションが発生し、噴流の微粒化は促進され、雰囲気圧力が高いものほど顕著である。
- (5) 噴孔内にキャビテーションが発生しなければ、雰囲気圧力の影響を大きく受ける高圧雰囲気下においても、噴流の微粒化はあまり促進されない。
- (6) 雰囲気の影響がほとんどなく、噴流が微粒化しない減圧雰囲気において、噴孔内の液流に攪乱を与えると、噴流は微粒化するようになる。
- (7) 噴流が微粒化する第一の要因は、噴孔内で発生するキャビテーションによる液流の攪乱である。

第4章 キャビテーション圧力係数の測定と微粒化機構

4.1 緒言

ノズル噴孔内の流れと噴流の分裂挙動との関係について調べた結果、噴孔内で発生するキャビテーションによる液流の攪乱が、噴流の微粒化の要因であることが明らかになった。そこで、噴孔内で発生しているキャビテーションの状態を何がしかの数値を用いて定量化する必要がある。そこで、噴孔内の流動状態を表した無次元数であるキャビテーション数⁽¹⁾がよく用いられている。しかし、キャビテーションが発生している場所の圧力や流速といった物理量を直接測定した例はほとんどなく、キャビテーションが発生している場所から離れた場所でそれらを測定し、キャビテーション数を求めている。この場合、キャビテーションの状態を正確に表しているとは言い難く、キャビテーションが発生している場所の圧力や流速を測定してキャビテーション数を求めるのが理想的である。しかし、実機のディーゼルノズルのような噴孔部の圧力や流速を測定するのは非常に困難である。また、同じようなノズル噴孔内に発生するキャビテーションを取り扱った研究においても、各研究者によりキャビテーション数の定義も多様である^{(2)~(14)}。

前節までの結果から、実機のディーゼルノズルに近い噴孔径を有するノズルと、比較的大きな噴孔径を有するノズルの噴孔内の流れと噴流の分裂挙動を観察した結果、噴孔径の違いにより噴孔内で起きる現象に顕著な違いは見られなかった。そこで、実機のディーゼルノズルの噴孔径の約10倍の噴孔径を有するノズルを用いて、噴孔内のキャビテーションが発生している場所の圧力（静圧）を測定し、この圧力を用いてキャビテーションの状態を表した無次元数を算出し、噴孔内の流れと噴流の分裂挙動との相互関係について調べた。

4.2 ノズル噴孔内の圧力の測定

図4.1に噴孔内の圧力測定に用いたノズルの概略を示す。ノズルはシャープエッジタイプ(Nozzle-S)で噴孔径 D が2.0mmであり、第3章の3.3.1節で述べたように噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動が大きく異なる L/D が4と20の2種類を用いた。

噴孔内の圧力は、水銀柱マンメータを用いて測定した。噴射条件によって噴孔内の圧力が雰囲気圧力よりも低下して、雰囲気ガスが噴孔内に流入する恐れがあるので、圧力取り出し口の隙間にシリコンワックスを塗り、雰囲気ガスの流入を防いでいる。噴孔内の圧力の測定位置は、図4.1の(a)に示す $L/D=4$ のノズルに対して噴孔入口からの長さが $D/2=1\text{mm}$ 、 $L/2=4\text{mm}$ 、 $L-D=6\text{mm}$ の3箇所、図4.1の(b)に示す $L/D=20$ のノズルに対して $D/2=1\text{mm}$ 、 $L/4=10\text{mm}$ 、 $L/2=20\text{mm}$ 、 $3L/4=30\text{mm}$ 、 $L-D=38\text{mm}$ の5箇所とした。

4.3 キャビテーション圧力係数の定義

噴孔内のキャビテーションの問題を論ずる場合、キャビテーションを伴っている流動状態を数量的に表す尺度があれば便利である。この尺度として、幾何学的に相似な形状の流路で発生しているキャビテーションの状態が相似であるとき、両者に共通な値となるような係数、もしくはキャビテーションの発生していない状態から、

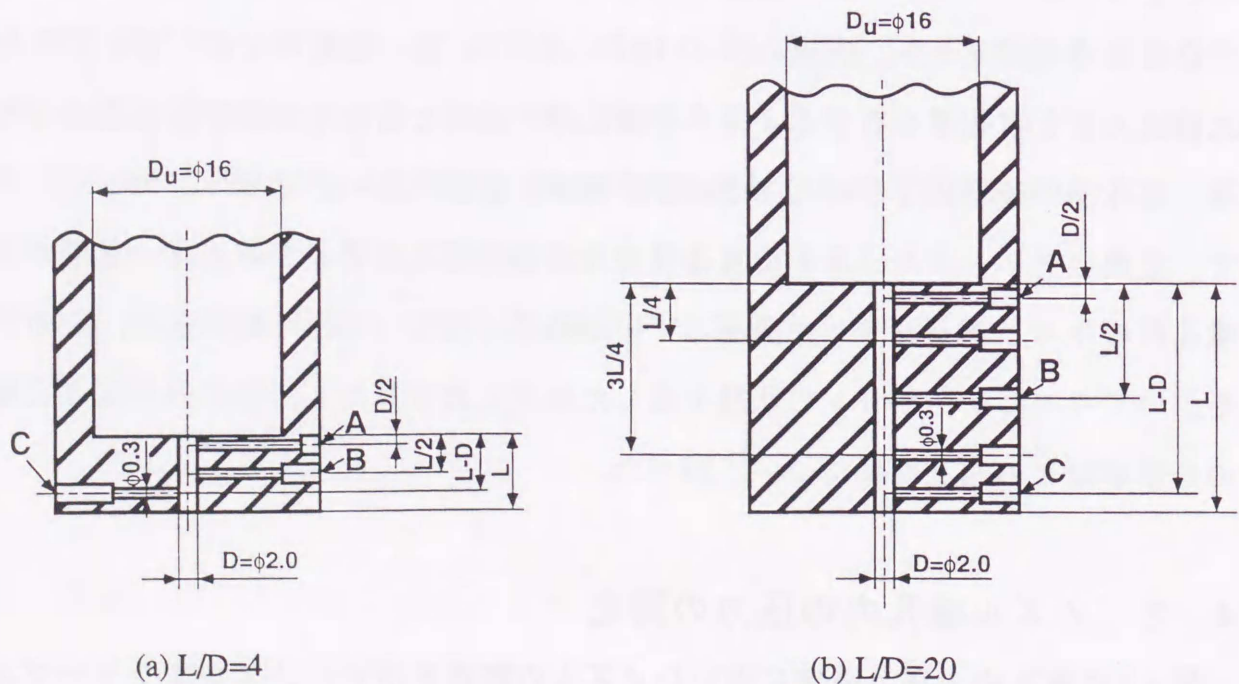


図4.1 噴孔内の圧力測定ノズルの概略

キャビティの初生，成長，崩壊を通じてその様相を相対的に示すような係数があればよい。もちろん，両方を満足するような係数があればよいわけである。キャビテーションの発生やその性質に影響を及ぼすと思われる要素は，流体の速度や圧力の変動，蒸発特性，表面張力，粘性といった液体の物理的性質，液体に溶解している気体，流体と物体との境界面の粗さといったものが挙げられる。しかし，これらの影響因子を全て取り入れた係数を求めることは困難である。工学的立場から見たキャビテーションの定義は，” 流れている流体中に起きるキャビティの生成と崩壊である ” と言える。その原因は，流れの中の速度変化によって引き起こされる圧力変化に依る。流路内のある場所における圧力が，液体のその温度における蒸気圧程度まで低下するとキャビティが生成される。そして，流路内の液体の圧力が蒸気圧よりも高くなる，もしくはキャビティが流れによってより高い圧力のところに運ばれるとキャビティの崩壊が起きる。この物理現象を考慮に入れて，キャビテーションの状態を表す無次元数として，式(1)⁽¹⁾もしくは式(2)で定義されるキャビテーション数Kが用いられている。

$$K = \frac{P_0 - P_v}{\frac{1}{2} \rho v_0^2} \dots\dots\dots(1)$$

$$K = \frac{P_a - P_v}{P_0 - P_a} \dots\dots\dots(2)$$

ここで， P_0 ， v_0 は，キャビテーションが発生している場所よりも上流側の圧力と流速， P_a ， P_v は，下流側の圧力もしくは雰囲気圧力と噴射液体の蒸気圧， ρ は噴射液体の密度である。このキャビテーション数Kの物理的な意味を考えると，分子はキャビティを崩壊させる作用をする圧力であり，分母は流れの速度水頭で，速度水頭の増加は圧力低下を引き起こしてキャビティを生成させる尺度と考えられる。したがって，キャビティを崩壊させる作用をする圧力とキャビティの発生と成長に寄与する圧力との比をとらえることができ，キャビテーション数Kが小さくなるほどキャビテーションが発生，成長し易いことを示す指標と考えることができる。

しかし、式(1), (2)の P_0 , v_0 はキャビテーションが発生しているところの物理量ではないため、噴孔内のキャビテーションの状態を的確に表しているとは言い難い。

また、キャビテーション数の定義は、実験の対象により異なる。例えば、単孔ホールノズルに関しては、初期の研究においてBergwarkら⁽²⁾は式(3)で表し、Schmidtら⁽³⁾は式(4)で表している。

$$K = \frac{P_0 - P_a}{P_a} \dots\dots\dots(3)$$

$$K = \frac{P_0 - P_v}{P_0 - P_a} \dots\dots\dots(4)$$

また、二次元細絞りにおけるキャビテーションに関する横田ら⁽⁴⁾の研究では、式(5)に示すキャビテーション数 σ が用いられている。

$$\sigma = \frac{P_a - P_v}{P_0 - P_a} \dots\dots\dots(5)$$

しかし、これらはいずれもキャビテーションが発生していない場所の物理量を用いており、キャビテーションの状態を的確に表しているとは言い難い。本研究では、ノズル噴孔内に発生するキャビテーションによる液流の攪乱が、液体噴流の微粒化に及ぼす影響を調べることを目的としている。しかし、実機に近い噴孔径を有するノズルの噴孔部の圧力や流速を測定するのは困難である。Lichtarowiczら⁽¹⁵⁾は噴孔径が約1.2mmのノズルを用いて噴孔内の圧力を測定し、式(6)で示す局所圧力係数 C_p を求め、噴孔内の圧力分布を調べている。

$$C_p = \frac{P - P_2}{P_1 - P_2} \dots\dots\dots(6)$$

ここで、 P は噴孔内の圧力、 P_1 は噴孔上流側の圧力、 P_2 は雰囲気圧力である。

本研究では、キャビテーションの発生に伴う噴孔内の流れに関するパラメータとして、式(7)に示す無次元数であるキャビテーション圧力係数 C_p を考えた。

$$C_p = \frac{P_s - P_v}{P_a - P_s} \dots\dots\dots(7)$$

ここで、 P_s はキャビティの発生源と考えられる最も強い縮流が生じる噴孔入口付近（噴孔入口から $D/2=1\text{mm}$ 離れた位置）の圧力、 P_a は雰囲気圧力、 P_v は噴射液体の蒸気圧で 20°C の水で約 2.3kPa である。

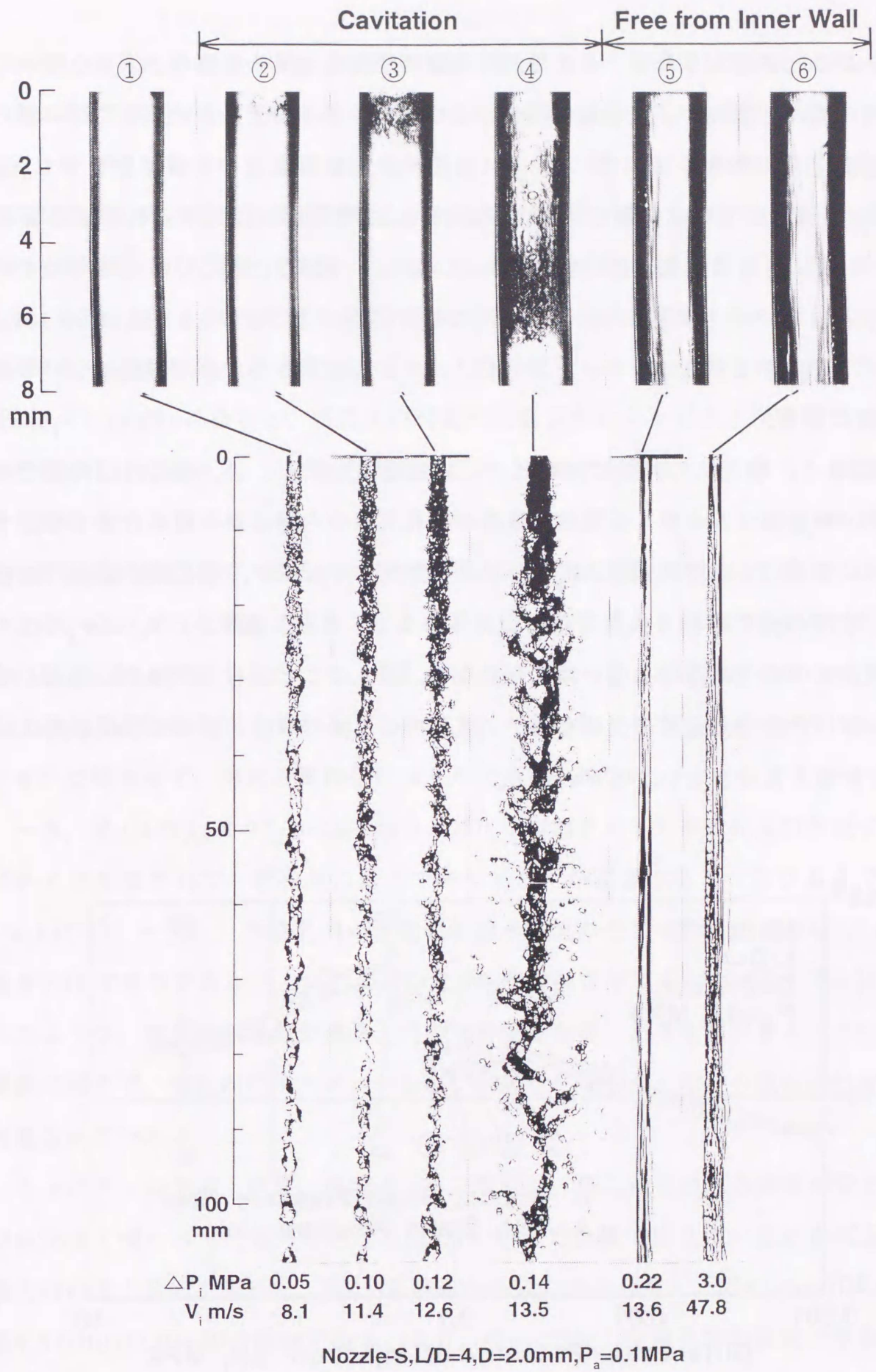
式(7)のキャビテーション圧力係数 C_p の物理的な意味は、分子の P_s が低下して P_v に近づくとキャビティが生成され始めるので、分子が小さいほどキャビティが生成され易い状態にあることを示している。一方、分母の P_s が P_a に近付くと、噴孔内の液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出する現象が起き易くなる。 P_a と P_s との差が大きい、すなわち P_s が小さいほどキャビテーションが噴孔内で持続することを意味している。また、 P_a が大きくなると噴孔入口の内壁面から液流が離れたまま噴出する現象が起きなくなるという結果⁽¹⁶⁾も含めて、 P_a と P_s との差が大きいほど噴孔内でキャビテーションが持続し、キャビティの崩壊による液流の攪乱が生じ易いということを示している。

以上のことから、 C_p は分子が小さいほど、また分母が大きいほど、すなわち C_p が小さいほどキャビティが生成され易く、かつキャビティの崩壊に伴う大きな攪乱が生じ易いということを示している。

噴孔入口から 1mm 離れた位置で測定した圧力をもとにキャビテーション圧力係数 C_p を求め、噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動との関係について調べた。

4. 4 キャビテーション圧力係数と噴孔内の流れおよび噴流の分裂挙動

噴孔部に圧力測定孔を開けたことにより、噴孔内の流れと噴流の分裂挙動に影響



(b) 圧力測定孔なし

図4.2 (続き) 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動 (噴孔部に開けた圧力測定孔の影響)

を与えることが考えられる。そこで、同一幾何学形状、同一寸法のノズルを用いて、噴孔内の流れと噴流の分裂挙動の観察および分裂長さの測定を行い、噴孔部に開けた静圧測定孔の影響を調べた。図4.2に噴孔内の流れと噴流の分裂挙動を示し、図4.3に分裂長さに及ぼす影響を示す。図4.2の(a)は噴孔部に圧力測定孔が有る場合、図4.2の(b)は圧力測定孔が無い場合である。図4.2, 図4.3に示してある番号はそれぞれ対応している。噴孔内の流れと噴流の分裂挙動は、第3章の3.3.1節の図3.13(a)で述べた噴孔管長が短いシャープエッジノズルと同様であるため、詳細については3.3.1節に譲る。

図4.2より、噴孔入口付近にキャビティの初生が起きるとき、噴孔出口付近でキャビティが崩壊するとき、噴孔内の液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出するようになるときの噴射差圧 ΔP_i にわずかな差が見られるが、噴孔内の液流の流動状態と噴流の分裂挙動に大きな差異は見られない。また、図4.3より、 ΔP_i に対する分裂長さの変化に顕著な違いは見られない。以上のことから、巨視的に見ると噴孔部に開けた圧力測定用の穴の有無が、噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動にほとんど影響を及ぼさないことがわかる。

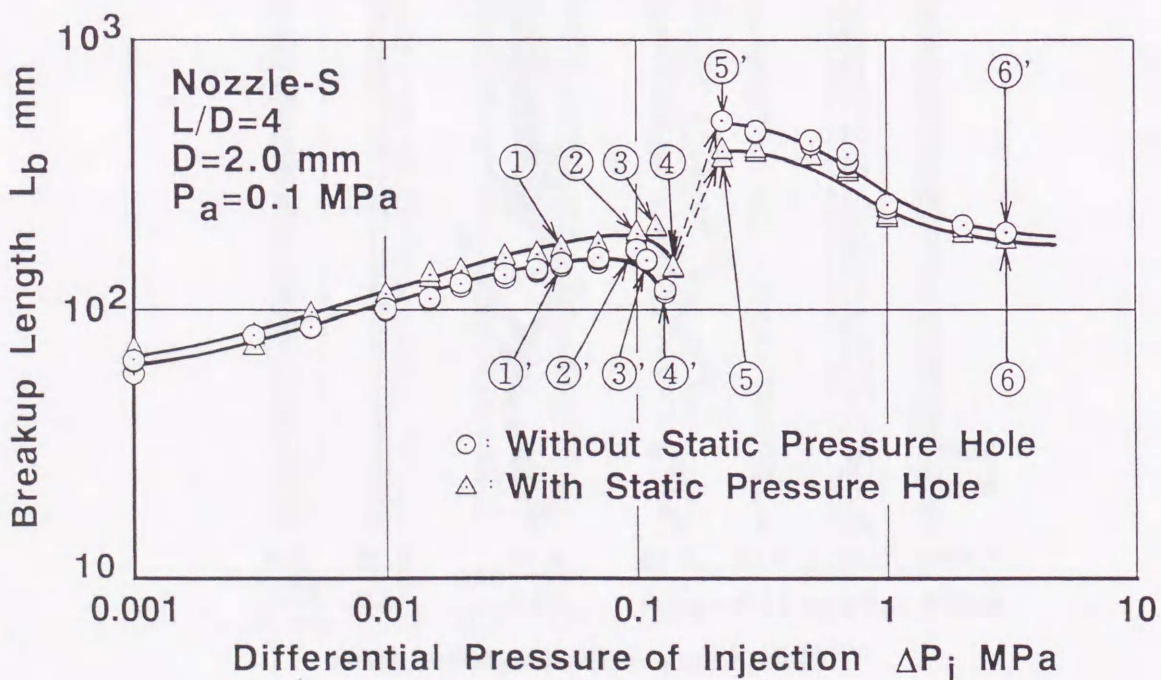


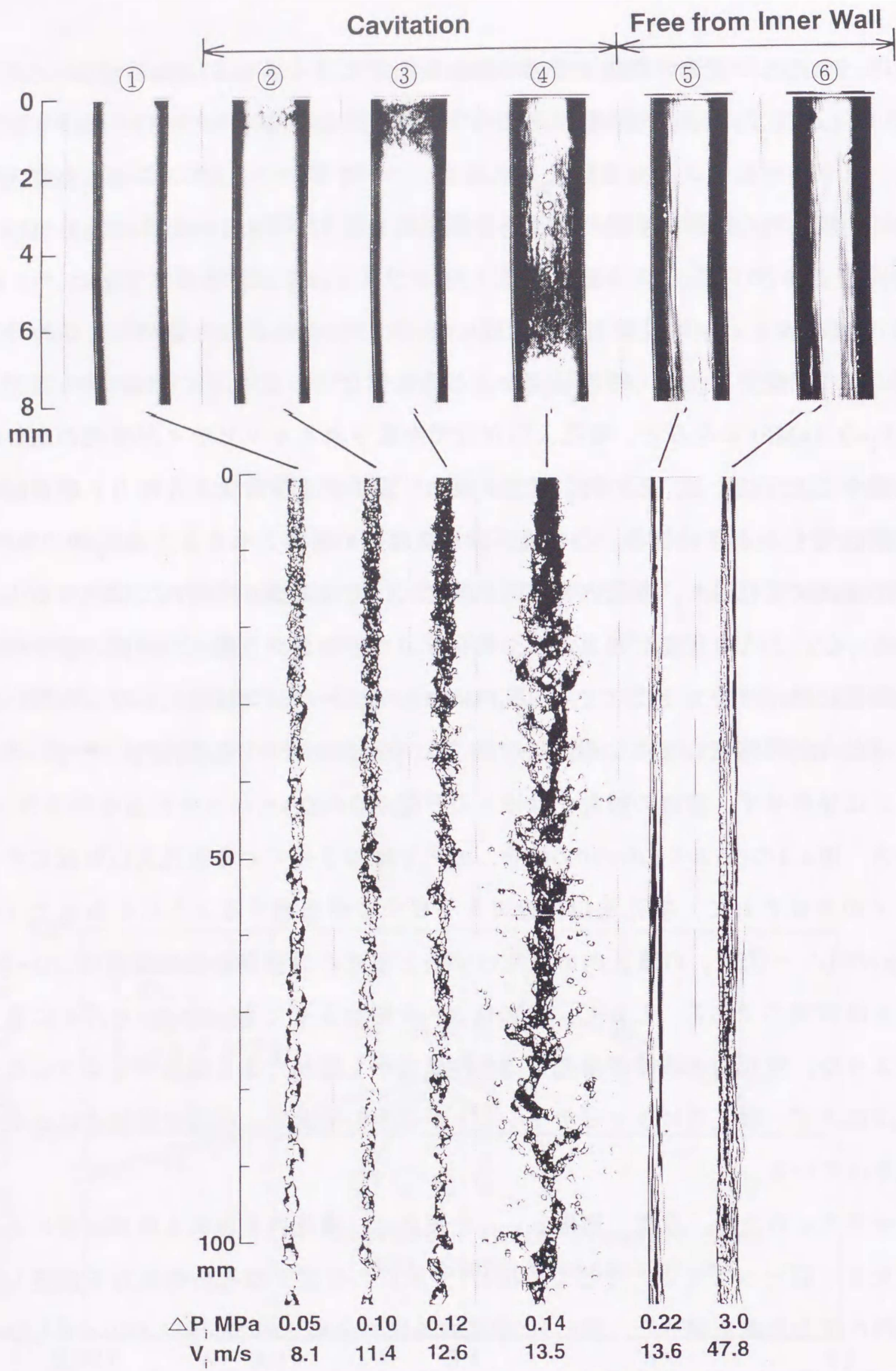
図4.3 噴孔部に開けた圧力測定孔が分裂長さに及ぼす影響

次に、噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動が大きく異なる $L/D=4$ と 20 のノズルを用いて、噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動および噴孔内の圧力を用いて算出したキャビテーション圧力係数 C_p との関係について調べた。図4.4に ΔP_i を変化させた時の噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動を示す。図4.4の(a)は $L/D=4$ 、図4.4の(b)は $L/D=20$ の場合である。図4.4の(a)より ΔP_i を増加させていくと、 $\Delta P_i=0.10\text{MPa}\sim 0.12\text{MPa}$ で噴孔入口付近にキャビティが生成され始める。この時の噴流の乱れ、変形は小さく噴流はほとんど微粒化していない。さらに ΔP_i を増加させ $\Delta P_i=0.14\text{MPa}$ になると、噴孔入口付近で生成されたキャビティが噴孔出口付近で崩壊するようになる。この時、噴流の乱れ、変形が非常に大きくなり、噴流はかなり微粒化するようになる。この後、僅かに ΔP_i を増加させると、 $\Delta P_i=0.22\text{MPa}$ まで不連続に変化して、噴孔内の液流が噴孔入口の内壁面から離れて噴出するようになる。このような現象が起きると、噴孔入口の内壁面から離れた液流の表面が噴孔内壁面に所々付着するだけで、噴孔内にキャビテーションは発生しなくなり、噴流はほとんど微粒化しなくなる。この後、 ΔP_i を増加させても噴孔内にキャビテーションは発生せず、噴流の微粒化はほとんど促進されない。

一方、図4.4の(b)より $L/D=20$ の場合、 ΔP_i を増加させていき噴孔入口付近にキャビティが生成されて、噴孔出口付近でキャビティが崩壊するようになるまで（図4.4(b)の①'～④'）の噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動との関係は $L/D=4$ の場合とほぼ同じである。しかし、この後 ΔP_i を増加させても $L/D=4$ のノズルに見られたような、噴孔内の液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出するようになる現象は起きず、噴孔内にキャビテーションが発生しており、噴流の微粒化はかなり促進されている。

キャビティの生成、成長、崩壊といった現象は、噴孔内を流れる液体が受ける圧力に大きく関わってくる。そこで、図4.1で示した位置で噴孔内の圧力を測定して噴孔内の圧力分布を調べた。図4.5に噴孔内の圧力分布を示す。図4.5の(a)は $L/D=4$ 、図4.5の(b)は $L/D=20$ の場合である。なお、図4.4で示した噴孔内の液流の挙動も示してある。

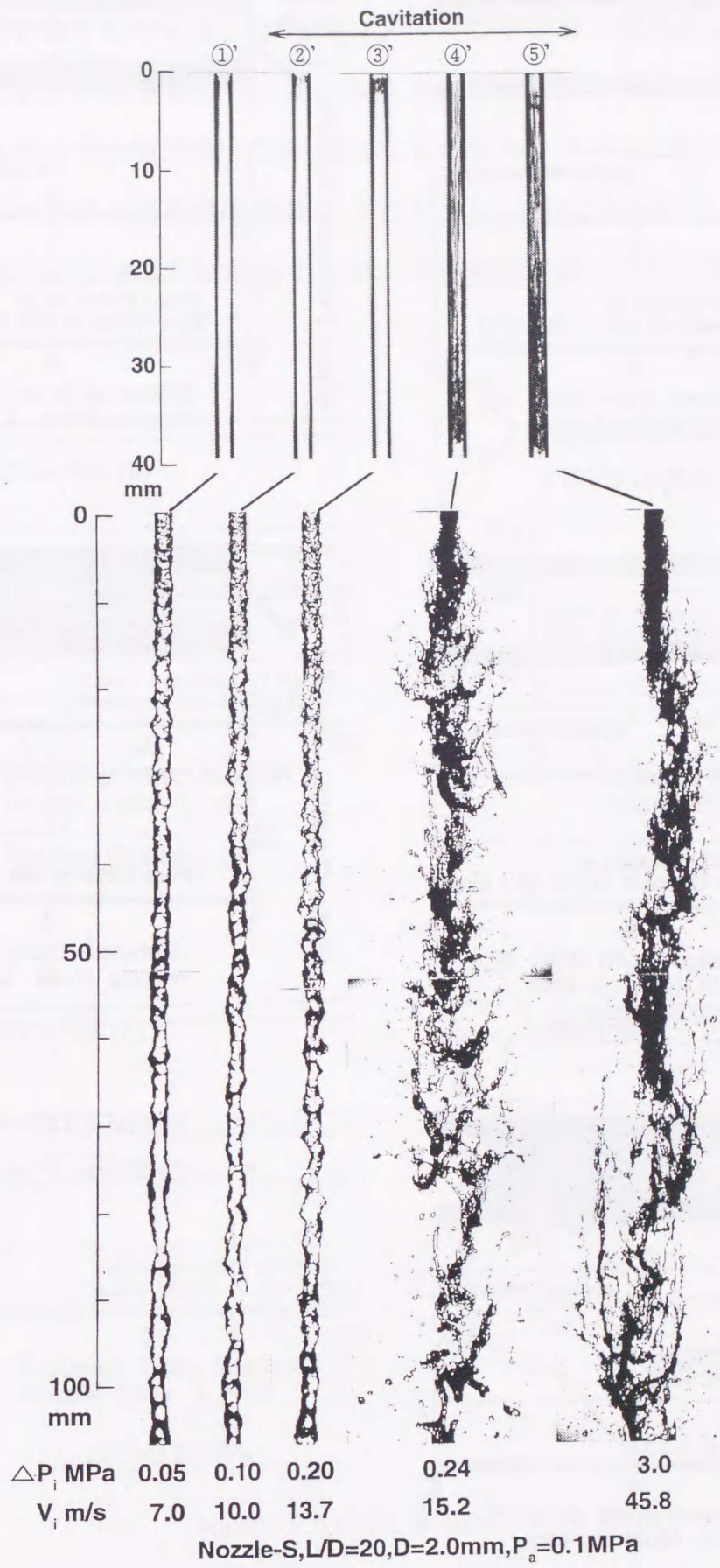
図4.5の(a)より $L/D=4$ の場合、 ΔP_i が小さい $\Delta P_i=0.05\text{MPa}$ においても噴孔入口付



Nozzle-S, L/D=4, D=2.0mm, $P_a=0.1$ MPa

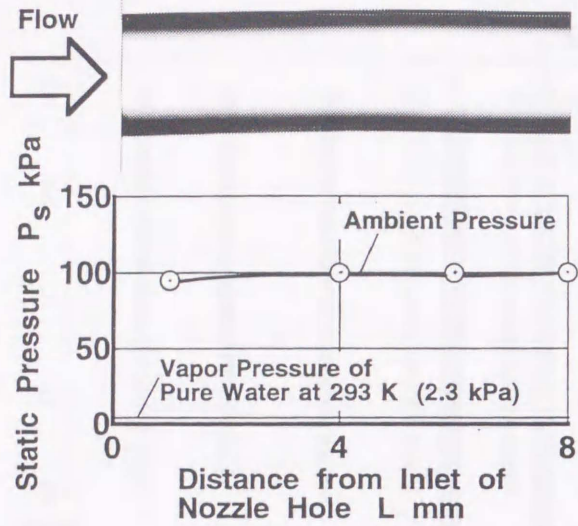
(a) L/D=4

図4.4 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動

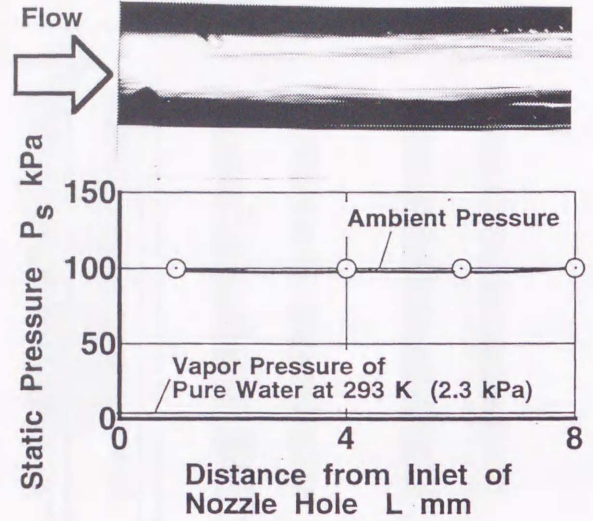


(b) $L/D=20$

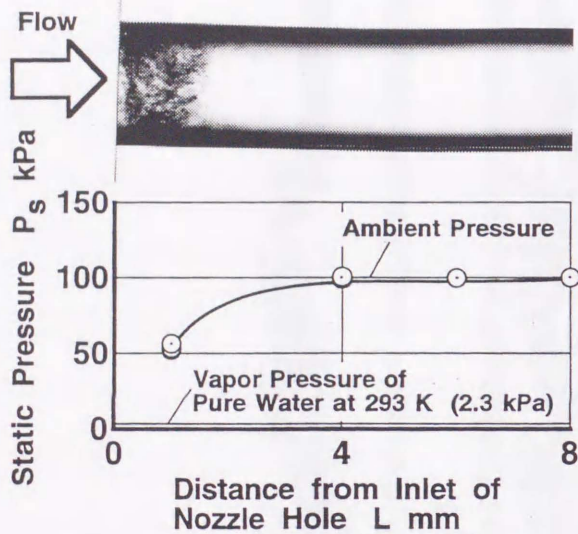
図4.4 (続き) 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動



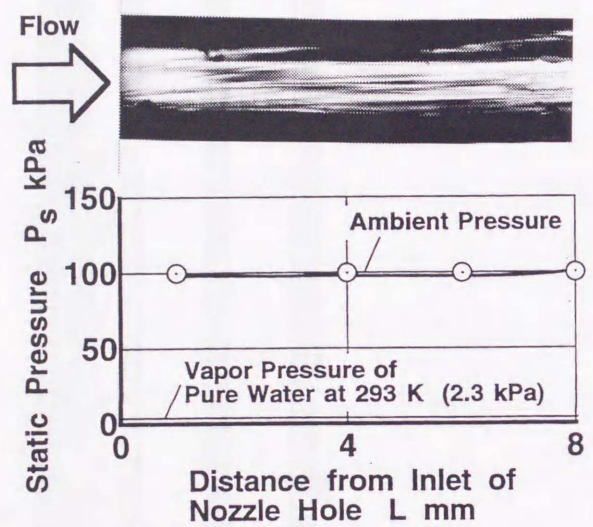
(1) $\Delta P_i = 0.05 \text{ MPa}$



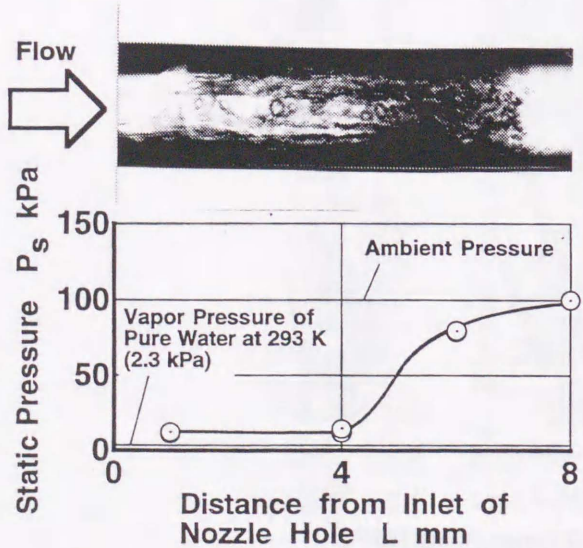
(4) $\Delta P_i = 0.22 \text{ MPa}$



(2) $\Delta P_i = 0.12 \text{ MPa}$



(5) $\Delta P_i = 3.0 \text{ MPa}$



(3) $\Delta P_i = 0.14 \text{ MPa}$

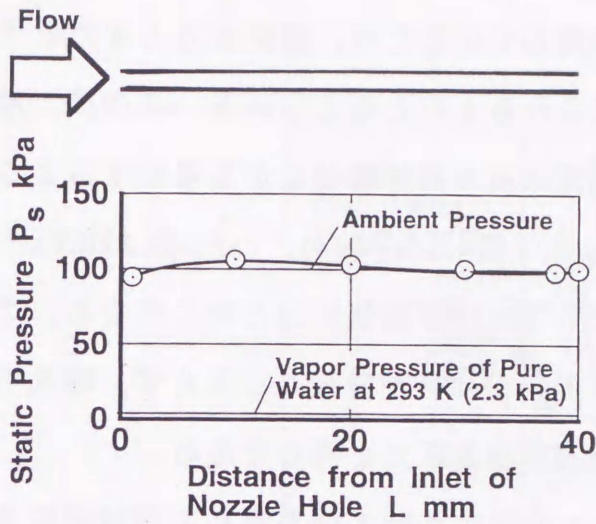
Nozzle-S, $L/D=4$,

$D=2.0 \text{ mm}$, $P_a=0.1 \text{ MPa}$

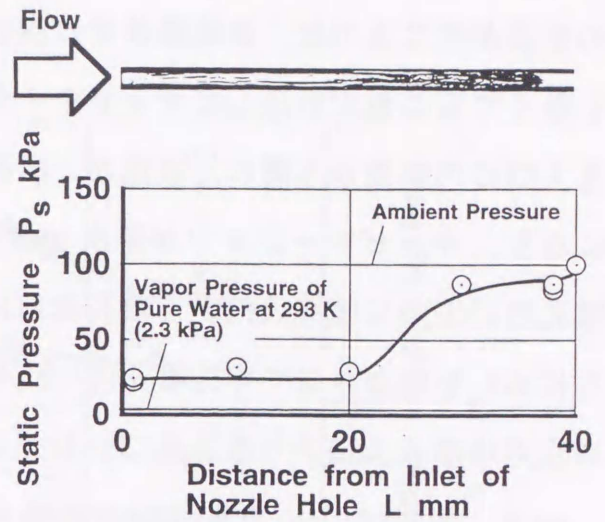
(a) $L/D=4$

図4.5 噴孔内の圧力分布

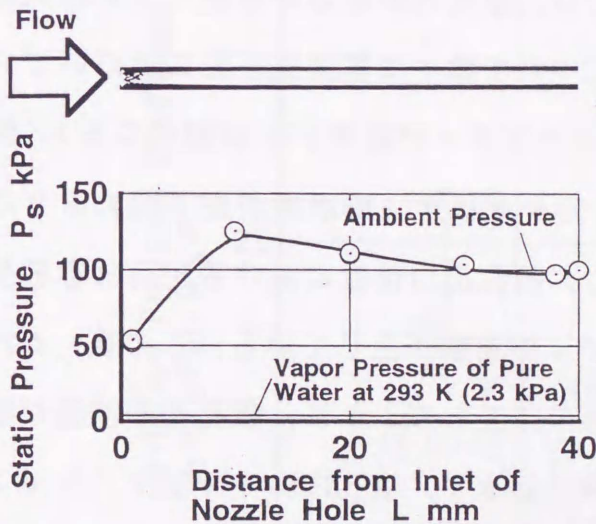
近の圧力が若干低下している。これは、ノズルの構造上、噴孔入口付近で縮流が生じるため圧力低下が起きるものと考えられる。しかし、その後、噴孔内の圧力は回復して雰囲気圧力（大気圧）に近い値になっている。さらに ΔP_i を増加させて噴孔入口付近にキャビティが生成されるようになると（図4.5(a)の(2), $\Delta P_i=0.12\text{MPa}$), 噴孔入口付近の圧力はさらに低下するが、噴孔出口に近づくにつれて噴孔内の圧力



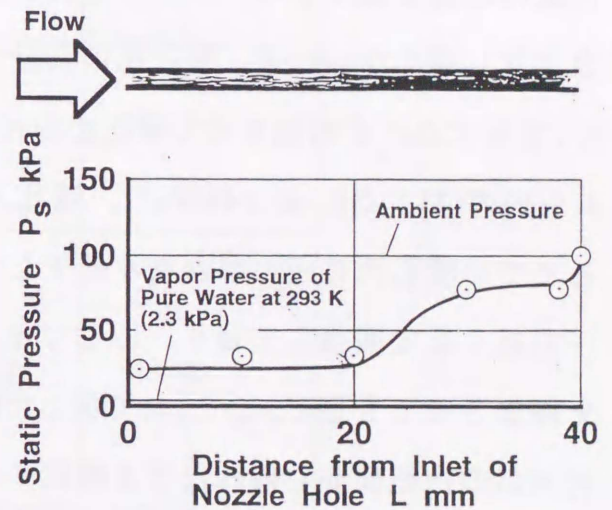
(1) $\Delta P_i=0.05\text{MPa}$



(3) $\Delta P_i=0.24\text{MPa}$



(2) $\Delta P_i=0.20\text{MPa}$



(4) $\Delta P_i=3.0\text{MPa}$

Nozzle-S, $L/D=20, D=2.0\text{mm}, P_a=0.1\text{MPa}$

(b) $L/D=20$

図4.5 (続き) 噴孔内の圧力分布

は回復していき雰囲気圧力に近い値になる。さらに ΔP_i を増加させて噴孔出口付近でキャビティが崩壊する状態になると（図4.5(a)の(3), $\Delta P_i=0.14\text{MPa}$ ），噴孔出口付近でキャビティの崩壊が生じる前までの噴孔内の圧力は，供試液体の蒸気圧近くまで低下している。さらに噴孔下部では圧力はかなり回復しており，ここでキャビティの崩壊が生じている。一般に，液体の圧力が蒸気圧まで低下した時にキャビティが生成されると言われている。しかし，蒸気圧よりも高い圧力でもキャビティの生成が生じるのは，供試液体中に空気が溶解しているため，蒸気圧近くまで低下しなくてもこれが析出してキャビティが生成されるものと考えられる。この後，噴孔入口の内壁面から離れた液流が，噴孔内壁面に所々再付着しながら噴出するようになり，キャビテーションが発生しなくなると（図4.5(a)の(4), $\Delta P_i=0.22\text{MPa}$ ），噴孔内の圧力は噴孔入口から噴孔出口にわたってほぼ雰囲気圧力と同じになる。さらに ΔP_i を増加させても，噴孔内にはキャビテーションが発生しておらず，噴孔内の圧力は噴孔入口から噴孔出口にわたってほぼ雰囲気圧力と同じである。

一方，図3.24の(b)より $L/D=20$ の場合， ΔP_i を増加させていき噴孔入口付近にキャビティが生成されるようになると（図4.5(b)の(2), $\Delta P_i=0.20\text{MPa}$ ），噴孔入口付近の圧力は低下する。さらに噴孔下流部では，噴孔内の圧力が回復して雰囲気圧力よりも高くなった後，噴孔出口に近づくにつれて徐々に雰囲気圧力に近づいていく。さらに ΔP_i を増加させて噴孔出口付近でキャビティが崩壊する状態になると（図4.5(b)の(3), $\Delta P_i=0.24\text{MPa}$ ），噴孔入口からキャビティの崩壊が生じ始めるところまでの噴孔内の圧力はかなり低下しており，噴孔出口付近における圧力は雰囲気圧力近くまで回復しており，ここでキャビティの崩壊が生じている。この後， ΔP_i を増加させても図4.5(a)の(4)で示した $L/D=4$ のノズルのように，噴孔内の液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出する現象は起きず，噴孔内にキャビテーションが発生しており，噴孔内の圧力分布は図4.5(b)の(3)で示したものとほぼ同じである。

以上の結果より，噴孔内でキャビテーションが発生している場合，噴孔入口付近の圧力は蒸気圧近くまで低下しており，キャビティの生成源になっていることがわかる。また，噴孔内の液流に大きな攪乱を与えると思われるキャビティの崩壊は，噴孔内の圧力が回復する所で生じることがわかる。

次に、噴孔内の圧力を測定する場所によって圧力の低下、回復の度合いが異なるが、最も強い縮流が生じキャビティの発生源と考えられる噴孔入口付近（噴孔入口から1mm離れた位置）で測定した圧力をもとに式(7)で定義したキャビテーション圧力係数 C_p を求め、噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動との関係について調べた。図4.6に噴流の微粒化の状態を表した分裂長さ L_b と、 C_p の ΔP_i に対する変化を示す。図4.6中の数字は、図4.4の(a), (b)の数字とそれぞれ対応している。

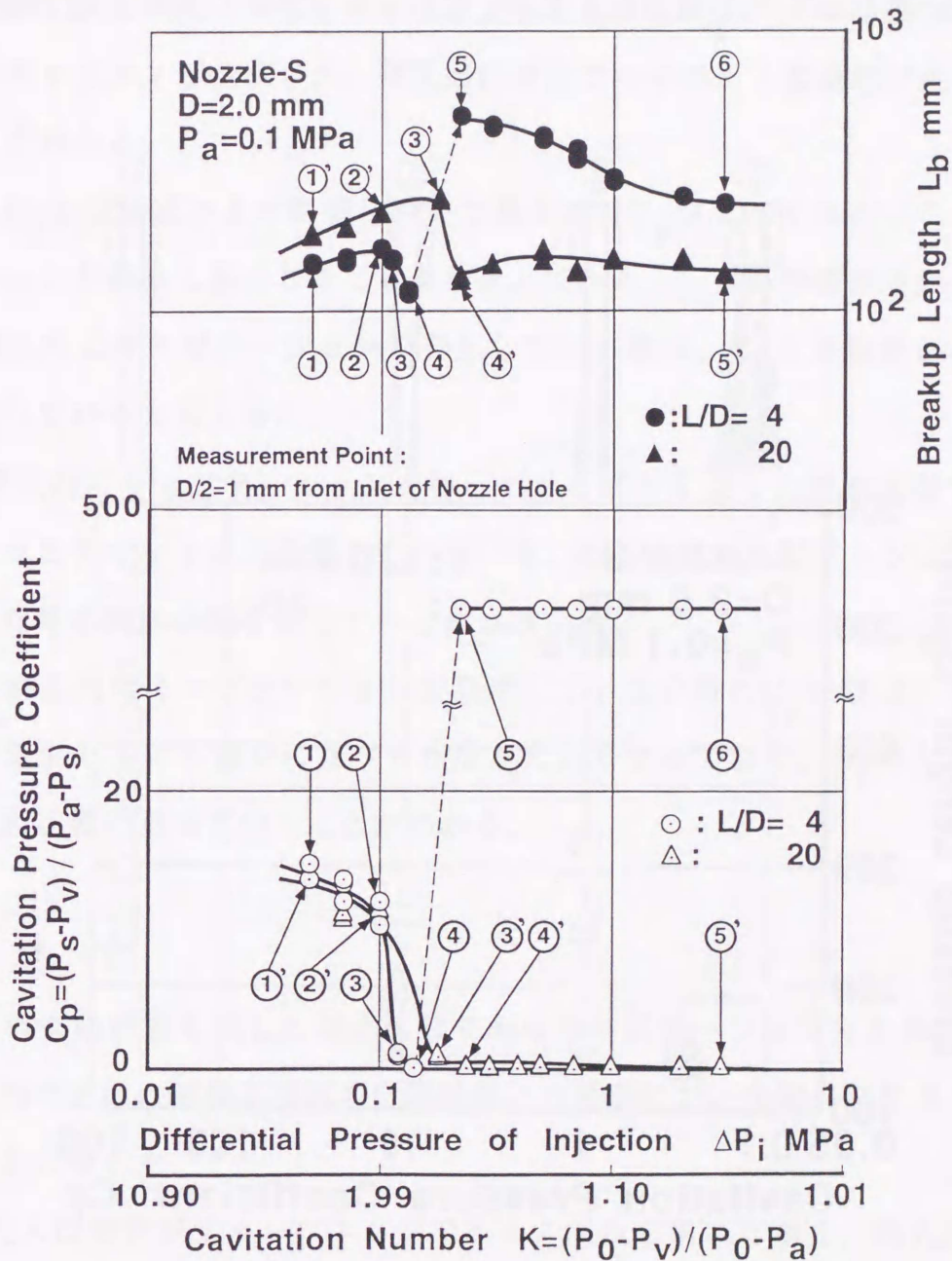


図4.6 分裂長さとキャビテーション圧力係数の関係

図4.6より、 L/D に依らず噴孔入口付近でキャビティが生成されるようになるまで（図4.4(a), (b)の①～③, ①'～③'）の分裂長さは単調に長くなっていき、 C_p は単調に減少していく。噴孔出口付近でキャビティが崩壊するようになると（図4.4(a), (b)の④, ④'），分裂長さは短くなり液柱の微粒化が促進され、 C_p は急激に小さくなり噴孔内にキャビテーションが起き易くなっていることがわかる。この後の現象は、 L/D により大きく異なる。 $L/D=4$ の場合、図4.4(a)の⑤で示したように噴孔内の液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出するようになると、分裂長さは不連続に長くなり、 C_p はかなり大きくなりキャビテーションが起き難くなっ

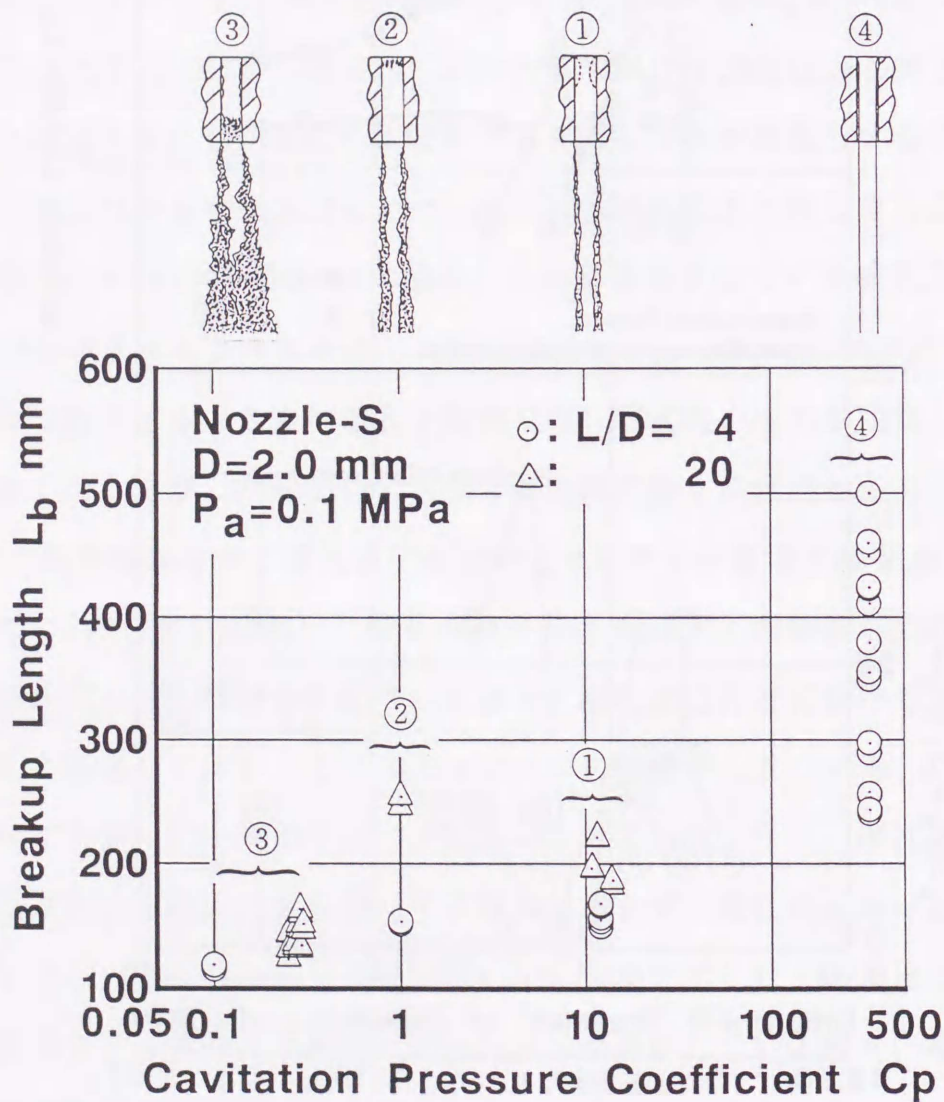


図4.7 噴孔内の流れとキャビテーション圧力係数および分裂長さの関係

ていることがわかる。一方、 $L/D=20$ の場合、図4.4(b)の④'～⑤'で示したように噴孔内にキャビテーションが発生しているため、噴流の微粒化は促進され分裂長さは短くなっており、 C_p はかなり小さくなっている。

キャビテーション圧力係数 C_p と、噴流の微粒化度を表す分裂長さとの関係を図4.7に示す。図4.7より、キャビテーションが発生している時の噴孔内の流れと C_p との関係について見ると、 L/D が異なっても噴孔内にキャビティが生成され始める時（図4.7の②）、噴孔出口付近でキャビティの崩壊が生じる時（図4.7の③）の C_p の値はほとんど同じである。このことから、 L/D に依らず、ある値の C_p になると噴孔内にキャビティが生成され、噴孔出口付近でキャビティの崩壊が生じるようになることがわかる。

次に、 C_p と分裂長さとの関係について見ると、 C_p が小さくなる（これは、キャビテーションが発生し易くなることを意味している。）と、分裂長さは短くなっており、噴孔内にキャビテーションが発生している場合、 C_p と分裂長さとの関係はほぼ対応していると言える。

C_p は噴孔内にキャビテーションを伴っている流れを表した無次元数であり、噴孔内にキャビテーションが発生していない時、あるいはキャビテーションが発生しなくなった時の流動状態を表しているとは言い難い。しかし、図4.6、図4.7で示したように噴孔内にキャビテーションが発生していない時の C_p の値は、キャビテーションが発生している場合に比べてかなり大きくなっており、 C_p の大きさから噴孔内の流動状態の見当がつくことがわかる。

4. 5 結 言

噴孔内の流動状態を表した無次元数であるキャビテーション圧力係数 C_p を定義し、噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動との関係について調べた結果、以下のことが明らかになった。

(1) 噴孔入口形状がシャープエッジであるノズルを用いた場合、噴孔内の圧力が低下する噴孔入口付近でキャビティが生成され、噴孔内の圧力が回復する領域でキャビティが崩壊しており、噴孔内で生じている一連の現象がキャビテーションであ

ることが明らかになった。

(2) 噴孔内の液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出するようになる時、噴孔内の圧力は雰囲気圧力にほぼ等しくなっている。

(3) 噴孔内の液流の流動状態を表した無次元数であるキャビテーション圧力係数 C_p を用いて、キャビテーションを伴っている噴孔内の流れを整理することができた。

(4) L/D に依らず、ある値の C_p になると噴孔内にキャビティが生成され、噴孔出口付近でキャビティの崩壊が生じる。

第5章 加速度変換器による噴孔内キャビテーションの定量的評価

5.1 緒言

ノズル噴孔内で発生するキャビテーションによる液流の攪乱が、噴流の微粒化に大きく影響するという知見が得られたが、ノズル噴孔内の流動状態を写真観察から定量化することは困難である。液体中の低圧部でキャビティが生成され、低圧部が持続している間キャビティは成長を続け、縮流回復などにより圧力回復が生じている高圧部でキャビティが崩壊する。キャビティの崩壊の際に強い衝撃波を発生し、その時の衝撃圧は瞬時的に推算で1GPaに達するとも言われている。キャビティの崩壊の際に衝撃圧がどのような機構によって生じるかについては、現在のところ明らかにされていないが、図5.1⁽¹⁾に示す衝撃波説と、図5.2⁽²⁾に示す液体マイクロジェット説が提唱されている。衝撃圧によりキャビテーションを検出しようとする

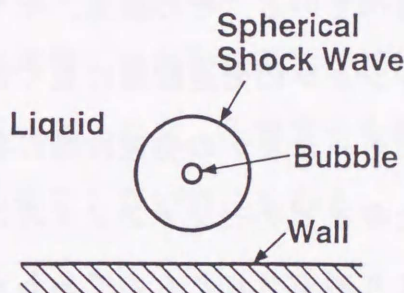


図5.1 気泡崩壊時に発生する衝撃圧の発生機構 (1)

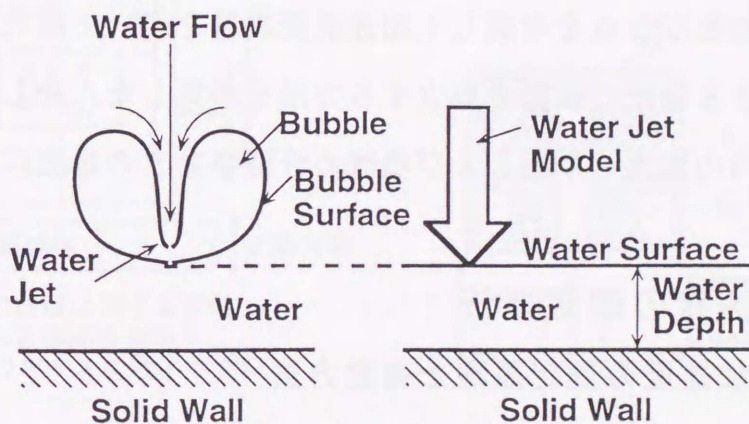


図5.2 気泡崩壊時のマイクロジェットモデル (2)

音響法が注目されており，大場ら^{(3)~(8)}は，ベンチュリ内やオリフィスに発生するキャビテーション衝撃圧や壁面変動圧をジルコンチタン酸鉛製の振動子を用いて測定し，衝撃圧のエネルギーはキャビテーションの初生の状態で極大値を示し，ベンチュリのど部全域に細管列状気泡が発生するようになると減少するとしている．さらに，佐藤ら^{(9),(10)}は，ロングオリフィスを用いてキャビテーション気泡の振動，崩壊に伴い発生する圧力パルス（一種のキャビテーションノイズのことで，衝撃パルスと称している）を温度特性，経年特性ならびに湿度耐性が良く，かつ出力電圧も高いPZT振動子⁽⁹⁾を用いて検出し，キャビテーションの衝撃パルス特性を明らかにしている．青山ら⁽¹¹⁾は，絞り部入口に面取りを施したものの，四分円弧を設けたものおよびシャープエッジの円筒形絞りをを用い，キャビテーションの状態と圧力変動レベルとの関係について調べている．横田ら⁽¹²⁾は，キャビテーションの発達段階が大幅に異なるノズル内に発生するキャビテーションノイズを水中マイクロホンを用いたノイズ計測システムにより測定し，ノイズの音圧レベルとキャビテーションの発達段階との関係を調べている．その結果，キャビテーションノイズの音圧レベルの変化は，キャビテーションの発達段階に良く符合しており，逆にノイズを受信することにより，キャビテーションの発達段階の判別が可能であるとしている．しかし，この方法で測定したキャビテーションノイズは，水を満たした容器内に置かれた水中マイクロホンにより測定されたものであるから，供試ノズルのスロート部以外のノイズも同時に検出していることが考えられる．したがって，被測定物以外からのノイズは，できる限り検出しないような方法をとらなければならない．

本章では，以上のような点を考慮して加速度変換器を用いて噴孔内に発生するキャビテーションによる液流の振動を測定する方法を考案した．そして，測定された振動加速度と噴孔内の液流の挙動および噴流の分裂挙動との対応について検討した．

5. 2 振動加速度の測定方法

5. 2. 1 振動加速度の測定原理と測定方法

(1) 加速度変換器と振動加速度の測定原理

振動加速度の測定には，図5.3⁽¹³⁾に示すような基礎枠とそれに対して1個，また

はそれ以上のばね要素を介して取り付けられている，1つの質量要素からなるサイズモ系と呼ばれるばね-質量系を用いるのが一般的である．図5.3は，加速度変換器に対して上下に振動が加わった場合の例である．図5.3中の x はケースの空間に対する変位で， y はおもり M のケースに対する変位である．ばねの他端（下方）に取り付けられたおもりと，ケース間の相対変位が振動入力に対する出力として求められる．図5.3において，空間に想定した基準点に対してケースが上下方向に x だけ変位する時，ケースとおもりとの間に相対変位 y が生じる．この相対変位に比例した値を電圧などに変換して検出するのが振動計の原理である．

本研究では，加速度変換器として周波数帯域が広く高感度であり，固有振動数を高くとることができ，小型・軽量であるという特徴を有する圧電型加速度変換器（以下，加速度センサと称す）を用いた．加速度センサの周波数帯域は $2\text{Hz}\sim 50\text{kHz}$ であり，共振周波数は約 65kHz である．図5.4⁽¹⁴⁾に加速度センサの構造の概略を示す．加速度センサは，PZTや水晶などの圧電効果のある素子を用い，変位を圧電効果によって生じる電荷（電圧）として検出する変換器である．内部は，ばね-質量系を使って外力（加速度）に比例した力を圧電素子に作用させ，素子の端子上に電荷を発生させる構造になっている．なお，圧電素子を利用する利点は，電荷を自己発生できるため外部電源を必要としない点にもある．

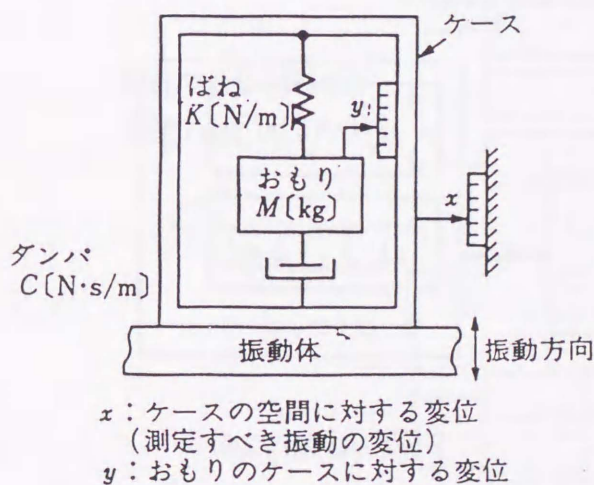


図5.3 振動計の原理 (13)

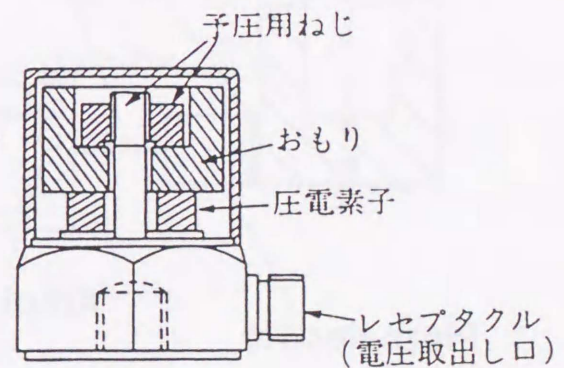


図5.4 圧電型加速度センサの構造 (14)

(2) 振動加速度の測定方法

図5.5に振動加速度の測定装置の概略を示す。ノズル噴孔外壁面と加速度センサとの間は隙間がないように密着させるため、および容易に取外しが可能なようにシリコンワックスを添付した。検出される振動加速度は微弱なものもあり全般的に小さいので、ローノイズケーブルを介して加速度センサを電圧増幅器に接続し、後述するFFTアナライザを用いて周波数解析を行なった。

5. 2. 2 周波数解析の方法

一般に、騒音や振動の波形は、純粋な正弦波の形状ではなく、図5.6に示すように色々な周波数の正弦波の集まりである。周波数解析装置は、この合成された多数の正弦波をフーリエ変換（FFT変換）演算により分離し、それぞれの周波数の正弦波の大きさを求める。FFTとは、高速フーリエ変換のことで、時系列信号を周波数軸の信号に変換する方式のことである。各周波数成分に分離する方法は、図5.6に

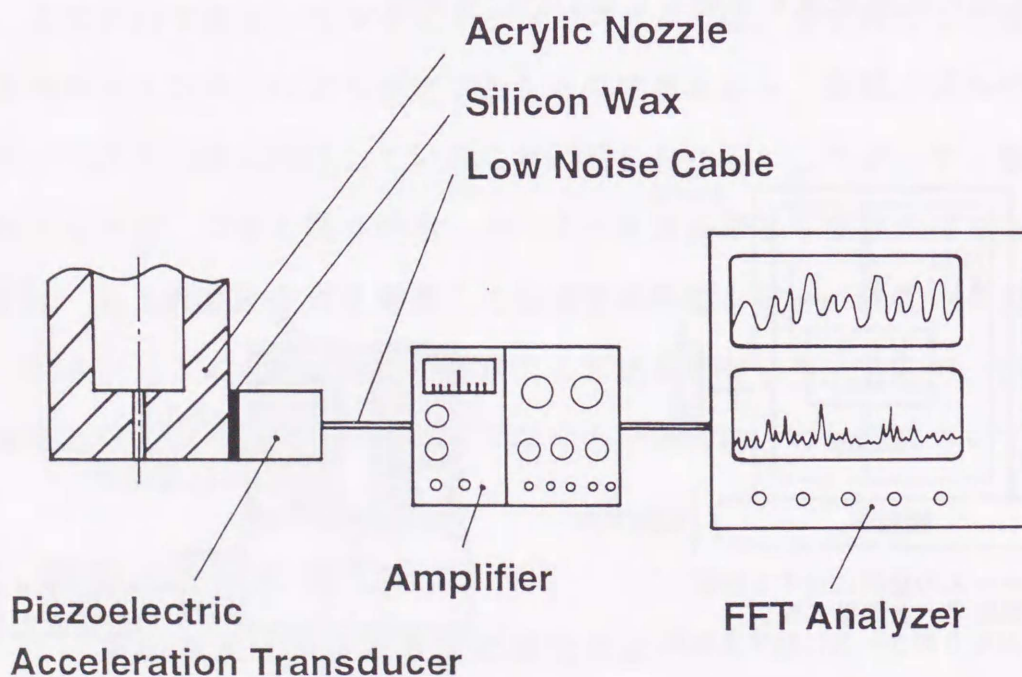


図5.5 振動加速度の測定装置概略

示すように同一バンド幅のバンドパスフィルタを多数用意し、そのフィルタに同一信号を入力して、それぞれのフィルタからの出力を取り出すことで実現できる。FFTアナライザは、振動解析等において、加速度センサの出力信号をスペクトルに変換する際に m/s^2 、 m 等の適当な物理量で読むことが可能である。すなわち、周波数ごとに振動の値を較正された数値で評価することができる。

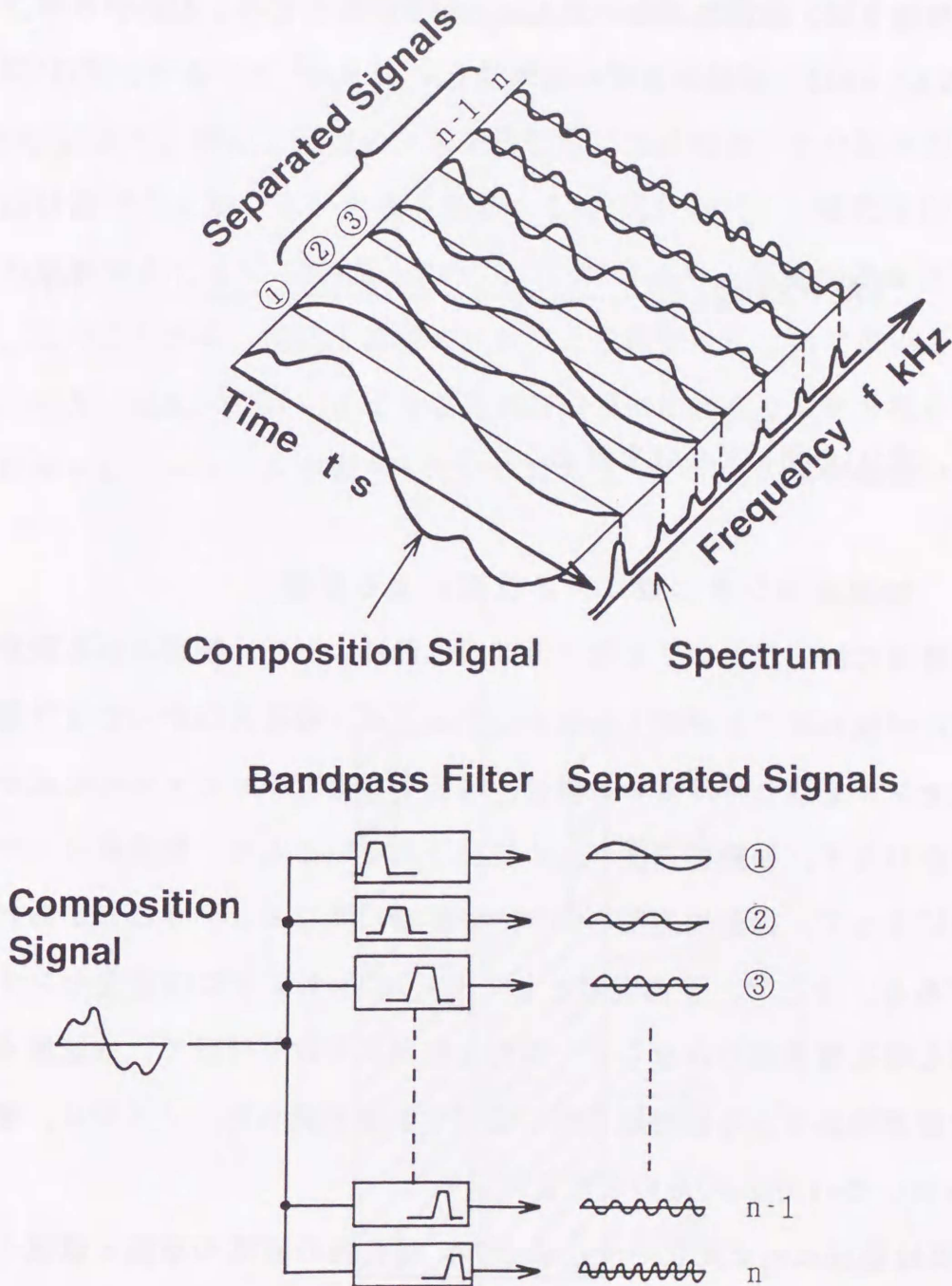


図5.6 フーリエ変換の原理

5. 2. 3 振動加速度レベルの算出方法

公害振動に用いられる単位で、振動加速度レベルの単位としてデシベル (dB) が用いられる。dBとは、1ベルの1/10の値であり、元来、二つの量を比較してそのものの大きさを示す単位の取り方である。振動加速度を例に挙げると、ある一つの振動加速度 A_0 を基準にして、もう一つの振動加速度 A との差を $10 \log(A/A_0)$ dBであるとする。 A_0 は、国際的に決められている基準値で、 $A_0=10^{-5} \text{ m/s}^2$ である(15)。振動加速度の強さは、振動加速度の比 A/A_0 の2乗に比例する。したがって、振動加速度レベルVAL dBは、振動加速度の実効値を $A_{\text{rms}} \text{ m/s}^2$ とすると、式(1)で定義される(16)。

$$VAL = 20 \log \frac{A_{\text{rms}}}{A_0} \dots\dots\dots(1)$$

本研究では、式(1)を用いてVALを算出した。

5. 2. 4 加速度センサの取り付け位置による影響

噴孔部側壁面に加速度センサを取り付ける位置によって、検出される振動加速度に大きな違いが現れることが考えられる。たとえば、噴孔入口からかなり離れた位置に加速度センサを取り付けている場合、噴孔入口部でキャビティの初成が起きているにもかかわらず、振動加速度が全く検出されないことや、加速度センサを取り付ける場所によって、振動加速度の大きさが極端に異なるということがあれば、計測上問題がある。そこで、予備実験として図5.7に示すように加速度センサを取り付ける場所を噴孔管長部のみならず、噴孔上流部にも取り付けて、加速度センサの取り付け位置が検出される振動加速度に及ぼす影響を調べた。ノズルは、噴孔管長の長い $L/D=20$ 、 $D=1.0\text{mm}$ のものを代表に用いた。

図5.8に噴射差圧 ΔP_i を変化させた場合の、噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動を示し、図5.9に加速度センサを取り付ける位置が振動加速度に及ぼす影響を示す。図5.8と図5.9の図中の番号は、それぞれ対応している。なお、図5.8に示す

L/D=20の噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動は、第3章の3.3.1節の図3.13(b)で示したものとほぼ同じであるので、説明は図3.13の(b)に譲る。加速度センサを取り付ける位置は、(1)噴孔上流部(図5.7のA)、(2)噴孔入口付近(図5.7のB)、(3)噴孔管長の間(図5.7のC)、および(4)噴孔出口付近(図5.7のD)の4箇所である。 ΔP_i は、(1)噴孔内にキャビテーションが発生していない時(図5.8の①)、(2)噴孔入口付近でキャビティが生成され始める時(図5.8の②)、(3)噴孔出口付近でキャビティの崩壊が生じている時(図5.8の③)、および(4) $\Delta P_i=2.0\text{MPa}$ (図5.8の④)の4条件で行なった。

図5.9の(a)より、噴孔上流部のノズル側壁面に加速度センサを取り付けた場合、噴孔入口付近でキャビティが生成され始める時(図5.9の②)、噴孔出口付近でキャビティの崩壊が生じている時(図5.9の③、④)でさえも、振動加速度は検出されていない。このことから、噴孔上流部の流れによる影響はほとんどないということがわかる。一方、図5.9の(b)~(d)より噴孔部側壁面に加速度センサを取り付けた場合、噴孔内にキャビテーションが発生していなければ、いずれの場合においても振動加

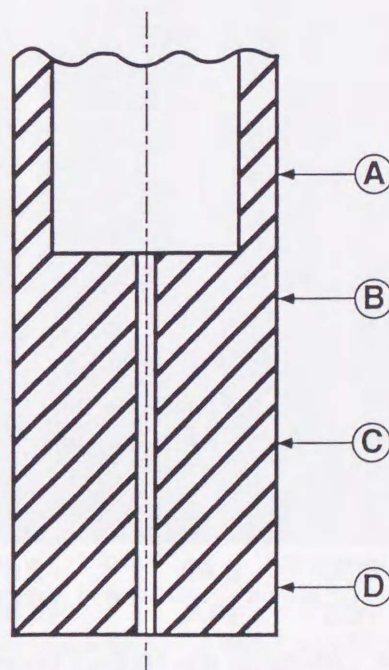
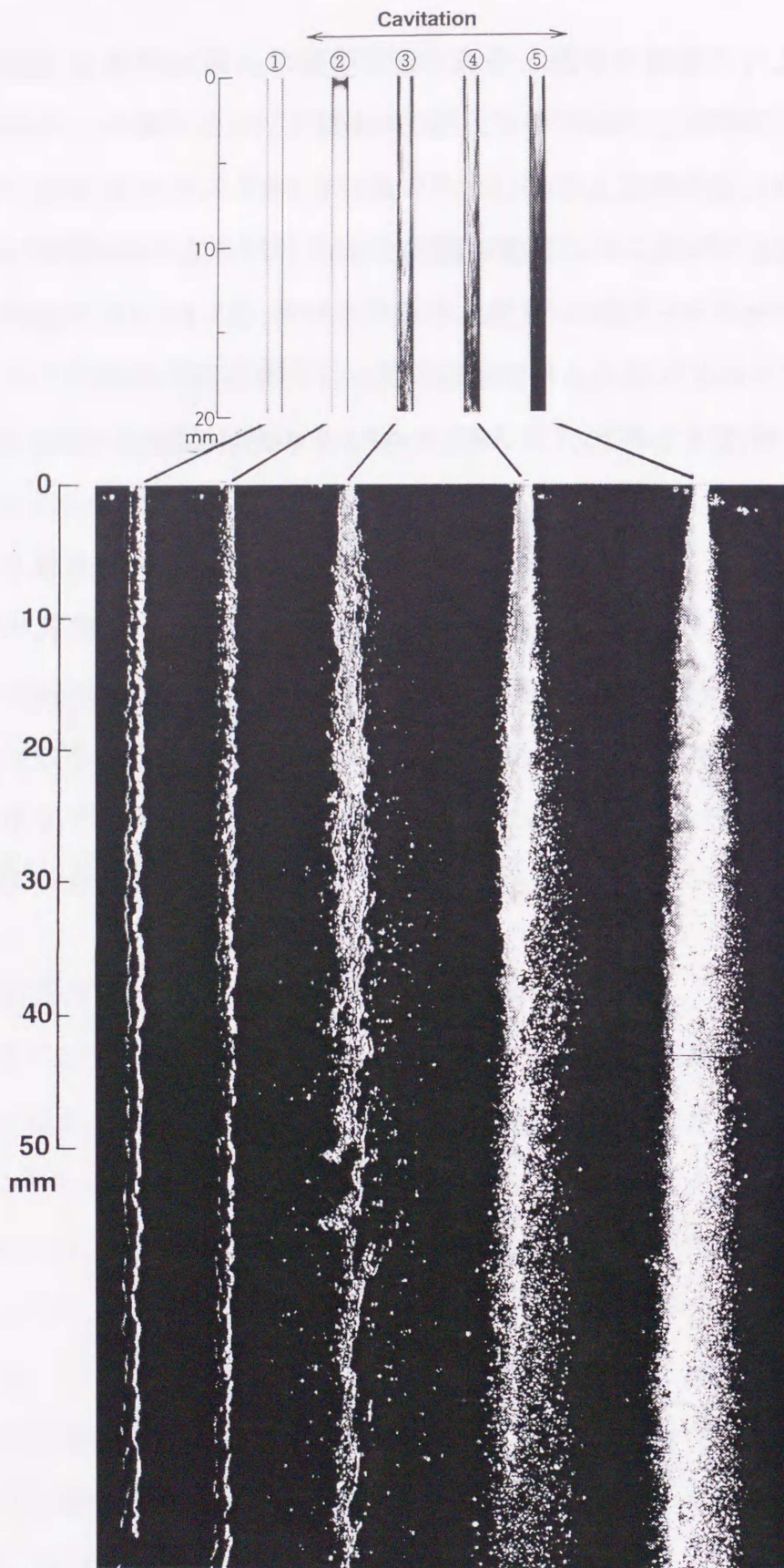


図5.7 加速度センサの取り付け位置



ΔP_i MPa	0.10	0.30	0.42	2.0	7.0
V_i m/s	8.8	16.5	19.4	40.8	75.2

Nozzle-S, $L/D=20, D_u/D=10, D=1.0\text{mm}, P_a=0.1\text{MPa}$

図5.8 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動

速度は検出されていないが、キャビテーションが発生すると振動加速度が検出されるようになる。特に、加速度センサを噴孔入口付近に取り付けた場合で、噴孔出口付近でキャビティの崩壊が生じている時(図5.9(b)の③, ④), 加速度センサを噴孔出口付近に取り付けた場合で、噴孔入口付近でキャビティが生成され始める時(図5.9(d)の②)のように、加速度センサの取り付け位置が、振動の発生源と思われる位置からかなり離れている場合においても、他の条件と同程度に振動加速度が検出されている。また、加速度センサを噴孔部側壁面に取り付けた場合、各噴射条件において検出された振動加速度は、微視的に見るとその大きさに違いがあるものの、取り付け場所に依らず噴孔内の液流の挙動にそれぞれ対応した振動加速度が検出されている。

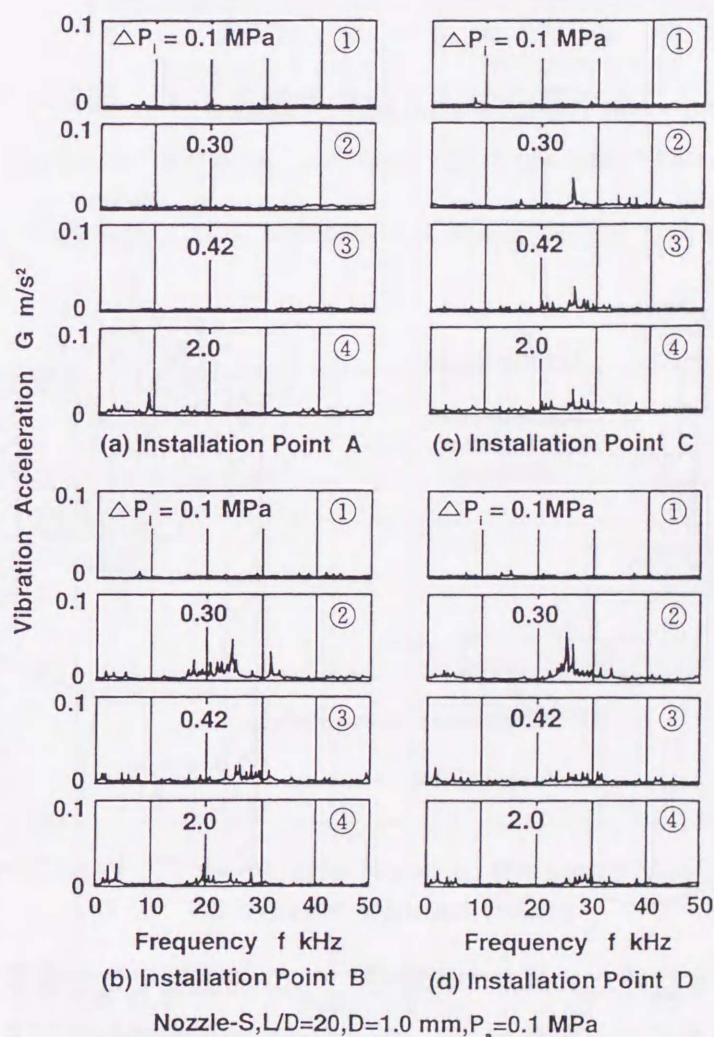


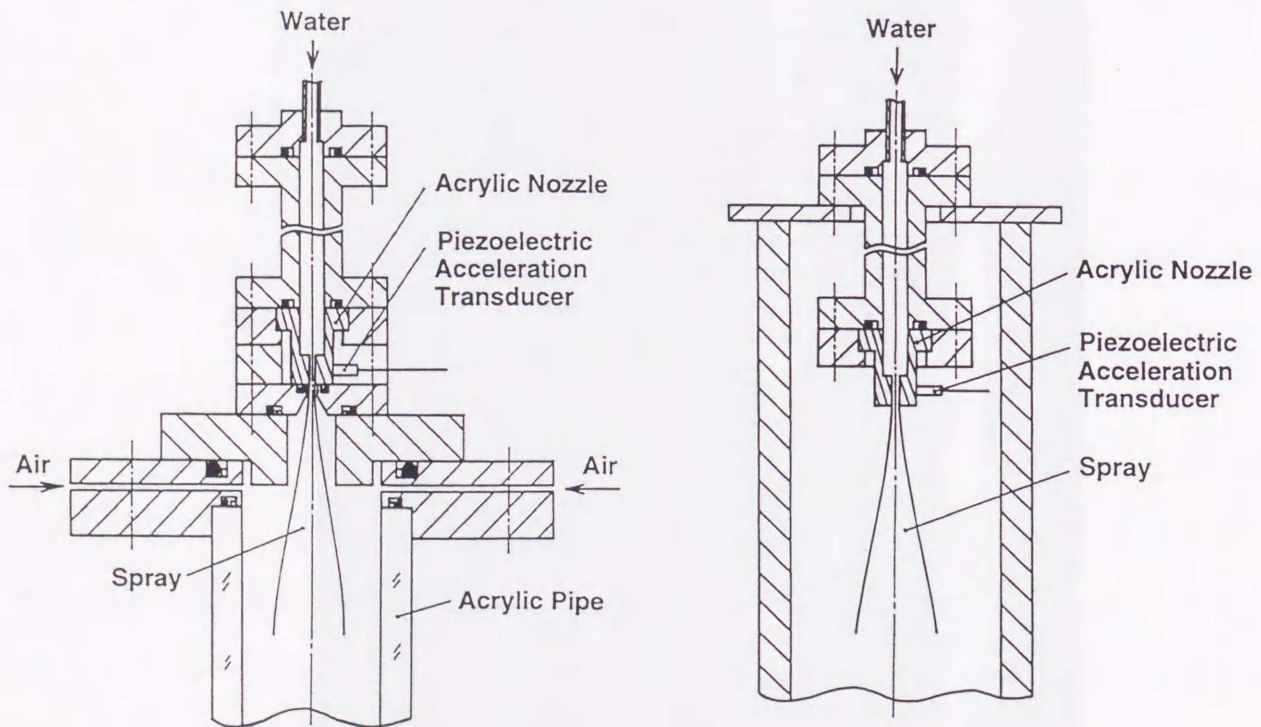
図5.9 加速度センサを取り付ける位置が振動加速度に及ぼす影響

以上の結果から、噴孔部側壁面に取り付けた加速度センサで検出している振動加速度は、噴孔上流部からの外乱の影響もほとんどなく、噴孔内で発生しているキャビテーションによるものであると考えられ、噴孔部側壁面に取り付ける場所にも影響されないことが明らかになった。よって、噴孔管長が短いノズルも実験条件に含まれていることも考慮して、加速度センサの取り付け位置を噴孔管長の中間の位置に決定した。

5. 2. 5 ノズルの取り付け方法による影響

霧囲気圧力を減圧から高圧霧囲気下まで変化させて実験を行なうため、圧力容器内に加速度センサを入れて振動加速度を測定しなければならない。特に、高圧霧囲気下において大きな外圧が加速度センサに加わり、加速度センサが破壊される恐れがある。

図5.10に二通りのノズルの取り付け方法の概略を示す。図5.10の(a)は、圧力容



(a) 加速度センサを取り付けたノズルの両端が
圧力容器に固定されている場合

(b) 加速度センサを取り付けたノズルの
一端が台に固定されている場合

図5.10 ノズルの取り付け方法の概略

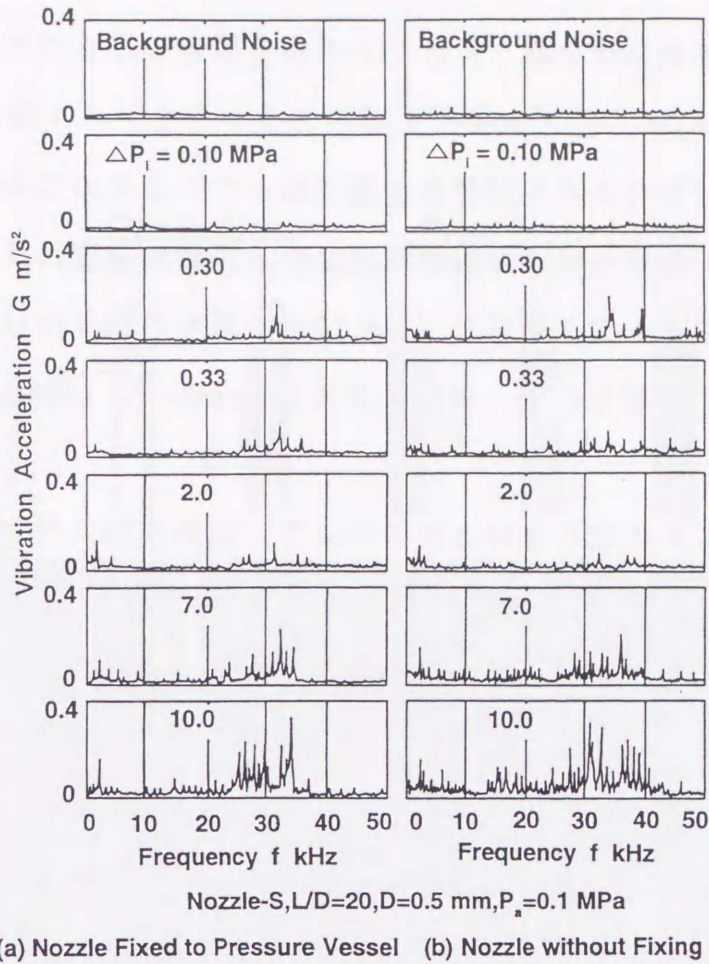


図5.11 周波数スペクトラム（ノズルの取り付け方法の影響）

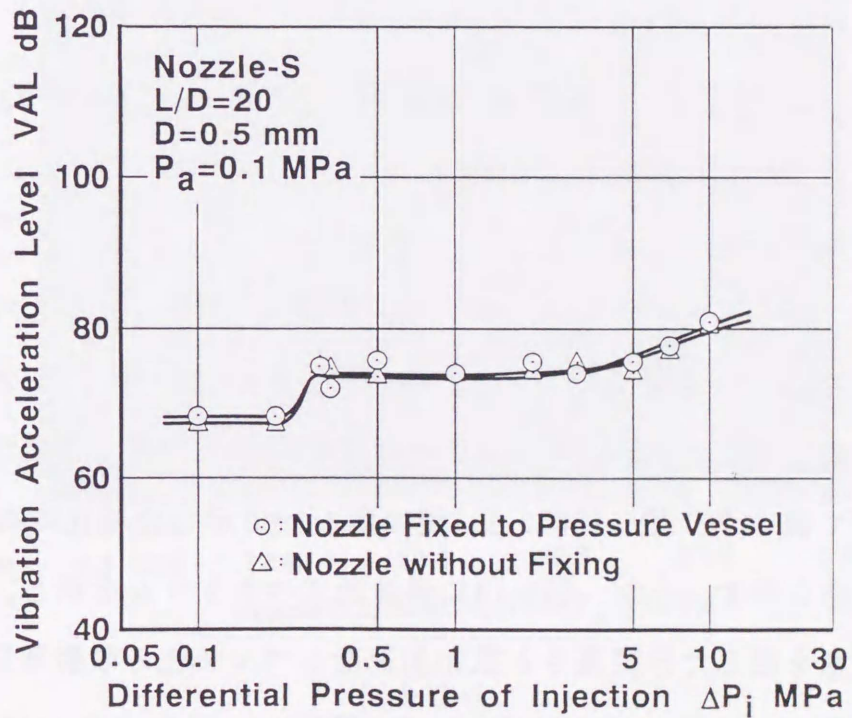


図5.12 ノズルの取り付け方法が振動加速度レベルVALに及ぼす影響

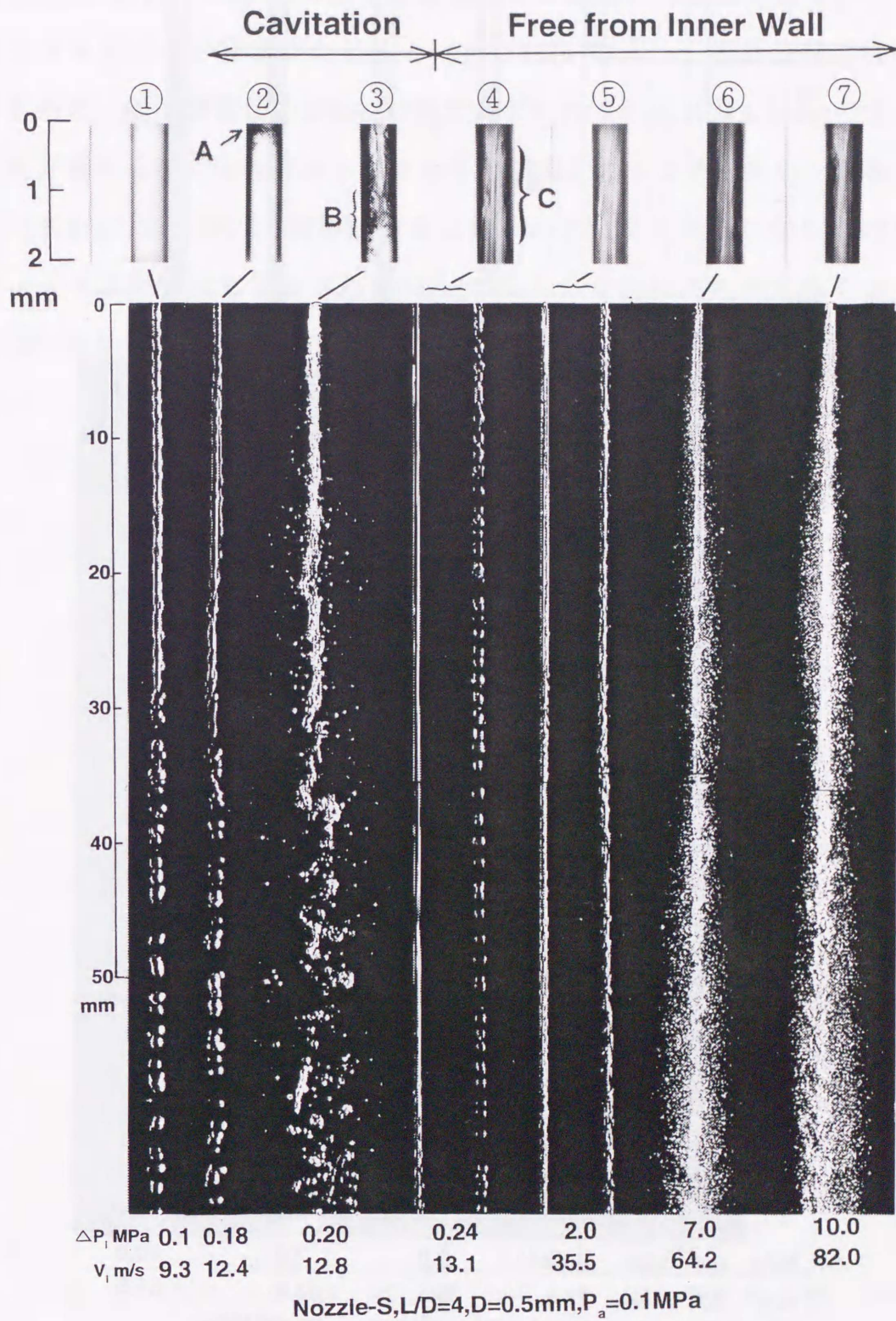
器の最上部に加速度センサを取り付けたノズルを固定したもので、両端固定になっている。図5.10の(b)は、ノズル噴孔上部のフランジをノズル設置台に固定し、加速度センサを取り付けたノズル側が自由端になっているものである。この二通りの方法により、ノズルの取り付け方法が測定される振動加速度に及ぼす影響を調べた。図5.11に周波数スペクトラムを示し、図5.12にノズルの取り付け方法が振動加速度レベルVALに及ぼす影響を示す。供試ノズルはNozzle-S, $L/D=20$, $D=0.5\text{mm}$ である。

図5.11より、ノズルの取り付け方法によって、各周波数に対する振動加速度の大きさに違いが見られるものの、振動加速度が卓越的に大きくなる周波数領域と、その時の振動加速度の大きさに顕著な違いは見られない。また、図5.12より、 ΔP_i に対するVALの大きさとVALの変化に、ノズルの取り付け方法による違いはほとんど見られない。ここで、噴孔内で発生しているキャビテーションが、統計的確率現象であることを考えると、ノズルの取り付け方法の違いが測定された振動加速度に及ぼす影響はほとんどないことがわかる。したがって、図5.10の(a)に示すように圧力容器の最上部に加速度センサを取り付けたノズルを固定して、振動加速度の測定を行なった。

5. 3 液流の攪乱による振動加速度と噴孔内の液流の挙動および噴流の分裂挙動との関係

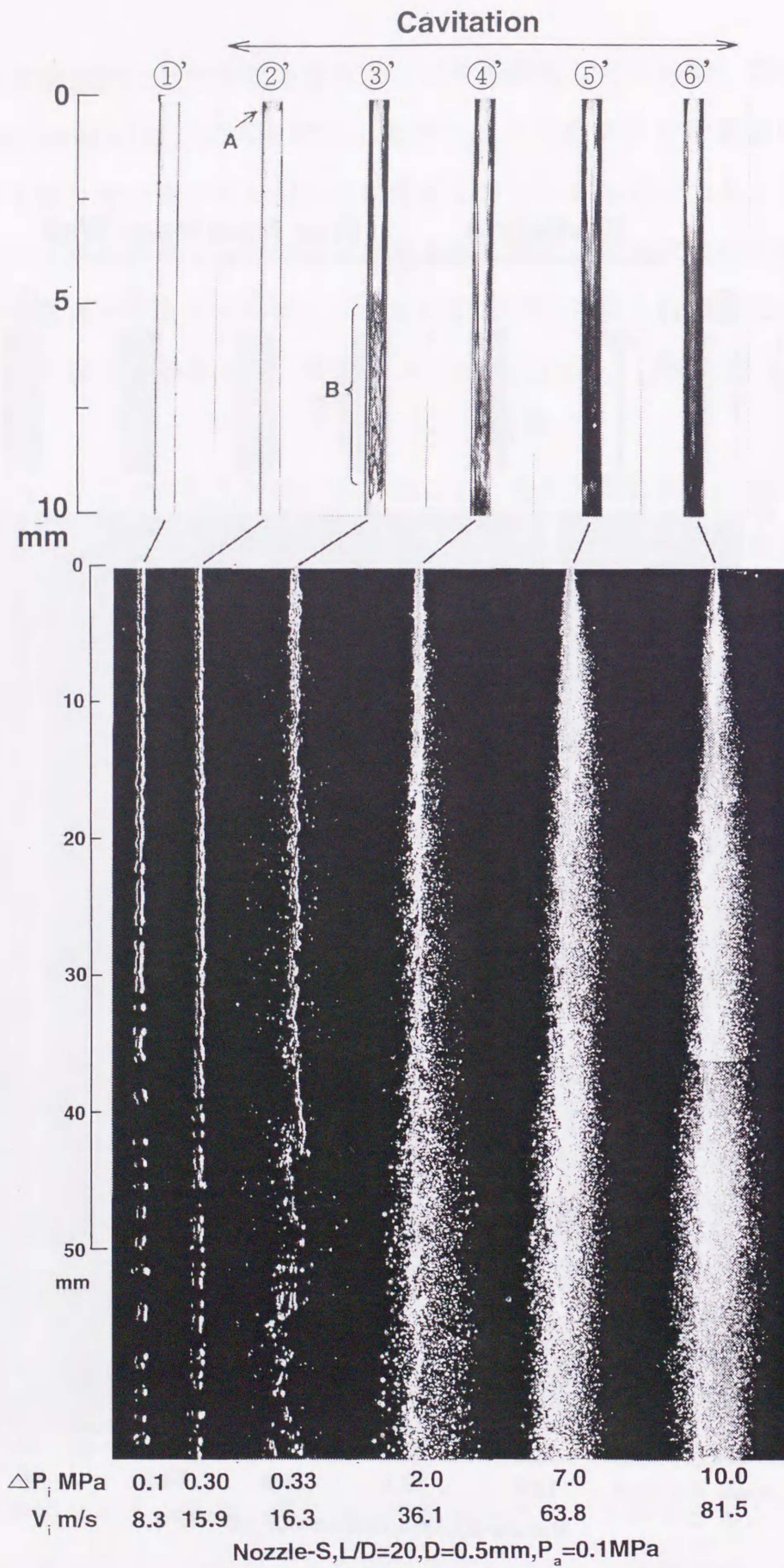
5. 3. 1 噴孔管長比 L/D の影響

第3章の3.3.1節で述べたように、噴孔管長比 L/D が異なると噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動に大きな違いが見られる。 L/D が4と20のノズルを用いて、噴孔内の液流の挙動と液流の攪乱による振動加速度との関係、および噴流の分裂挙動との関係について調べた。図5.13に3.3.1節の図3.13で示した噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動を示す。また、図5.14に周波数スペクトラムを示し、図5.15に噴流の微粒化の状態を表した分裂長さ l と振動加速度レベルVALの噴射差圧 ΔP_i に対する変化を示す。図5.13, 図5.14の(a)は $L/D=4$, 図5.13, 図5.14の(b)は $L/D=20$ の場合である。



(a) L/D=4

図5.13 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動



(b) $L/D=20$

図5.13 (続き) 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動

図5.13の(a), 図5.14の(a)より $L/D=4$ の場合, 噴孔入口付近でキャビティが生成され始めると (図5.13(a)の②), 振動加速度が検出され始め (図5.14(a)の②), 周波数帯域が25kHz~35kHzの間で振動加速度が卓越的に検出されている. 噴孔出口付近でキャビティの崩壊が生じると (図5.13(a)の③), 振動加速度は若干小さくなるものの, 周波数帯域が30kHz前後で検出されている (図5.14(a)の③). しかし, 液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出しキャビテーションが発生しなくなると (図5.13(a)の④), 振動加速度はほとんど検出されなくなり, バックグラウンドノイズと同程度になる (図5.14(a)の④). さらに ΔP_i が大きくなっても, 噴孔入口の内壁面から離れた液流が所々, 噴孔内壁面に付着しながら噴出するだけ

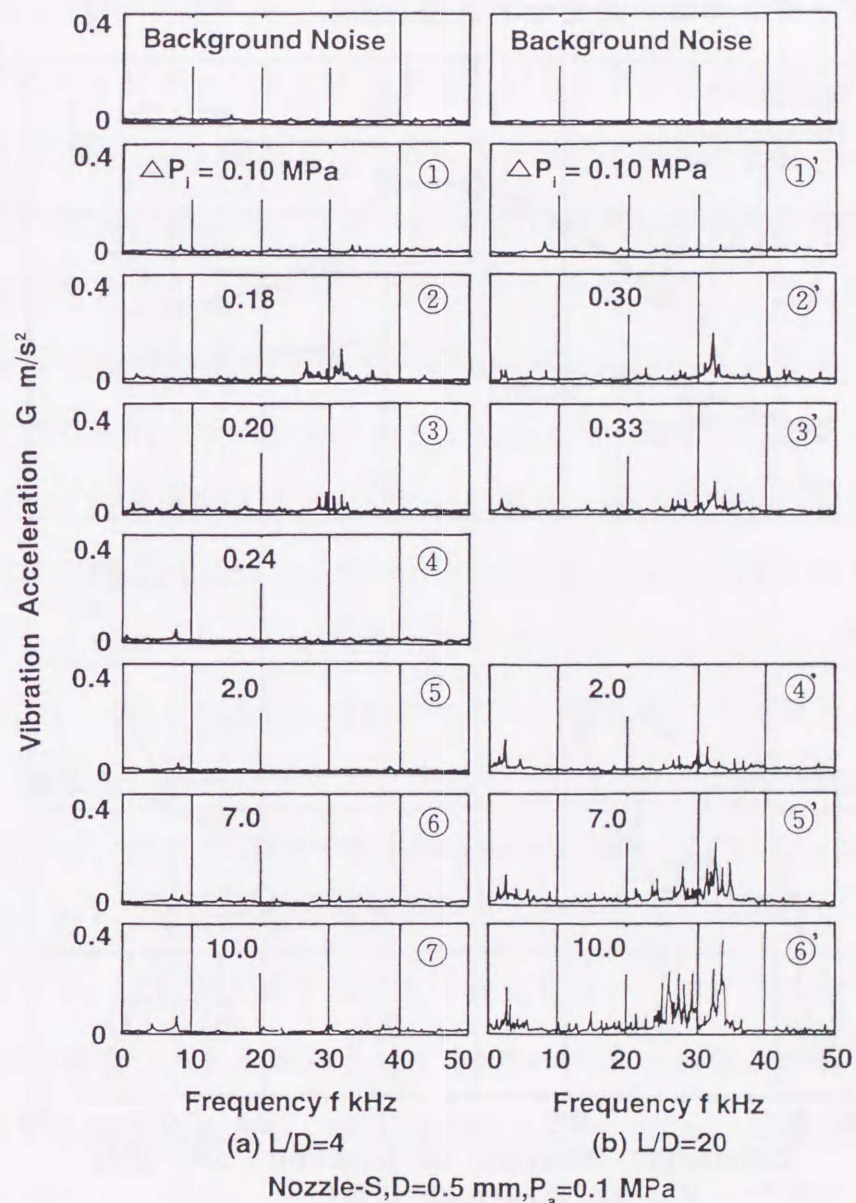


図5.14 周波数スペクトラム (噴孔管長比 L/D の影響)

で（図5.13(a)の④～⑦），キャビテーションの発生による大きな攪乱が噴孔内の液流に生じないため，振動加速度はほとんど検出されていない（図5.14(a)の④～⑦）。

一方，図5.13の(b)，図5.14の(b)より $L/D=20$ の場合，噴孔入口付近でキャビティが生成され（図5.13(b)の②'），噴孔出口付近でキャビティが崩壊するようになる（図5.13(b)の③'）までの周波数スペクトラムは， $L/D=4$ の場合とほぼ同じ傾向を示している（図5.14(b)の②'～③'）。その後，さらに ΔP_i を増加させても， $L/D=4$ で見られたように，液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出することは

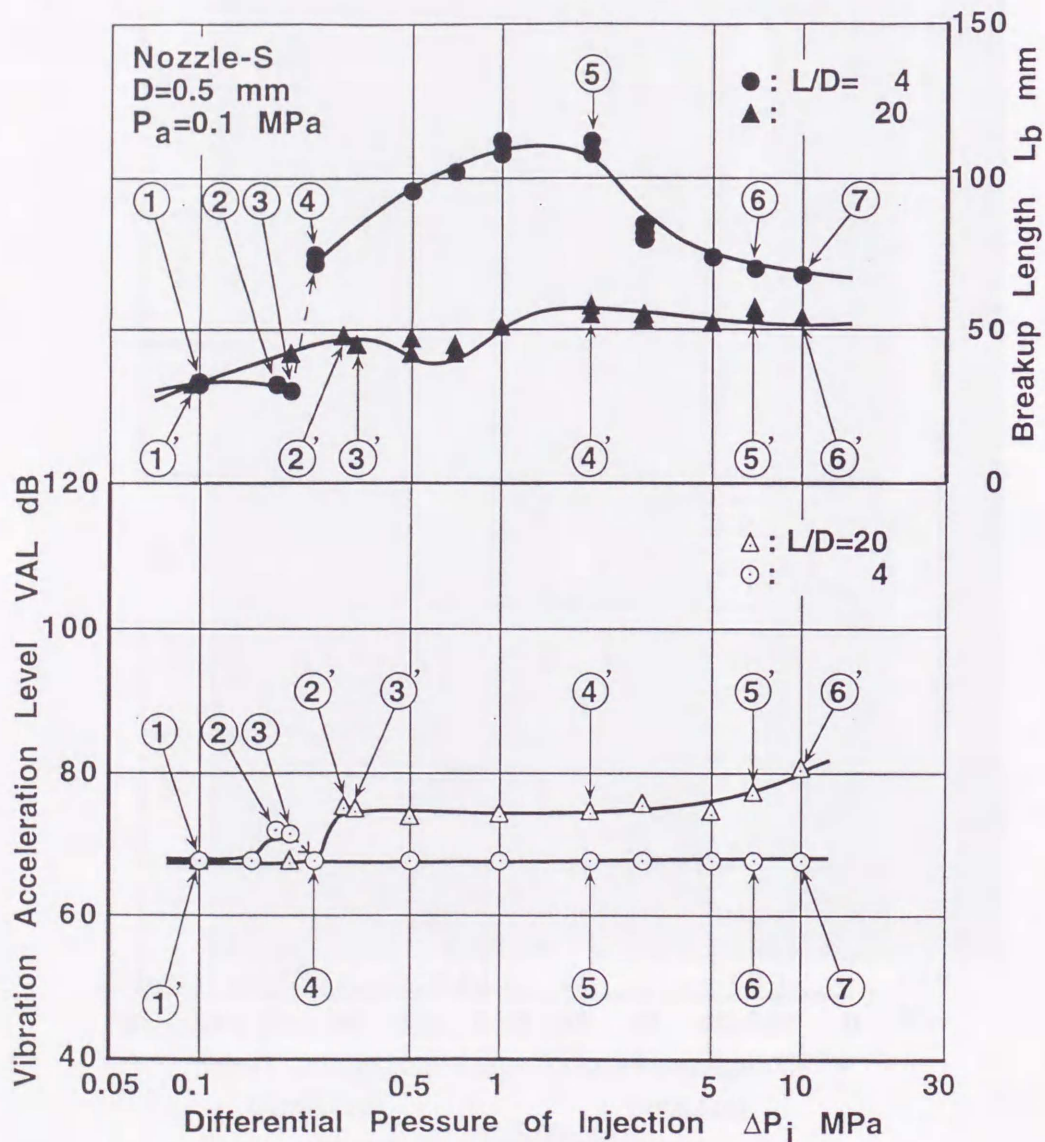


図5.15 分裂長さと振動加速度レベルVALとの関係

なく（図5.13(b)の④'～⑥'），キャビテーションの発生に伴う液流の攪乱が生じるため、 $L/D=4$ に比べて振動加速度は大きくなっている（図5.14(b)の④'～⑥'）。

なお、図5.14(b)の $\Delta P_i=2.0\sim 10.0\text{MPa}$ の比較的低い周波数帯域において、無視できないような大きさの振動加速度が検出されている。この低い周波数帯域に現れている振動加速度のピーク値は、 ΔP_i が大きくなってほとんど変化しないが、周波数帯域が $10\text{kHz}\sim 35\text{kHz}$ の間で現れる振動加速度の各ピーク値は、 ΔP_i の増加に伴い大きくなっていく。このことから、 $10\text{kHz}\sim 35\text{kHz}$ の間で検出されている振動加速度は、キャビテーションの発生に伴うものであると考えられる。

また、図5.15より ΔP_i が小さく噴孔内にキャビテーションが発生していない時（図5.13(a)の①，図5.13(b)の①'）， L/D に依らず分裂長さは長くなっていき、 VAL の値は、噴孔内にキャビテーションが発生しているときの値に比べて小さくなっている（図5.15の①，①'）。噴孔入口付近にキャビティが生成されるようになると（図5.13(a)の②，図5.13(b)の②'）， VAL の値は急激に大きくなる（図5.15の②，②'）。噴孔出口付近でキャビティが崩壊するようになると（図5.13(a)の③，図5.13(b)の③'），分裂長さは短くなり、 VAL の値は若干小さくなる（図5.15の③，③'）。ここまでの ΔP_i に対する分裂長さや VAL の変化は、 L/D に依らずほぼ同じである。この後、 ΔP_i を増加させると $L/D=4$ の場合、液流が噴孔内壁面から離れたまま噴出する現象が起き（図5.13(a)の④），分裂長さは不連続に長くなり、 VAL の値は噴孔内にキャビテーションが発生していない時の値と同じような小さな値になる（図5.15の④）。さらに ΔP_i を増加させても、噴孔内にキャビテーションが発生しておらず、噴流の主流部はほとんど微粒化していない（図5.13(a)の④～⑦）。この時の分裂長さは、噴孔内にキャビテーションが発生している $L/D=20$ の場合に比べて長くなっており、 VAL の値は噴孔内にキャビテーションが発生していない時の値と同じで小さく、 ΔP_i が大きくなってほとんど変化しない（図5.15の④～⑦）。

一方、 $L/D=20$ の場合、 ΔP_i を増加させても $L/D=4$ のように液流が噴孔内壁面から離れたまま噴出する現象は起きず、噴孔内にキャビテーションが発生している（図5.13(b)の④'～⑥'）。また、分裂長さは $L/D=4$ の場合に比べて短く、 ΔP_i の増加に伴い短くなっていき、 VAL の値は大きくなっていく（図5.15の④'～⑥'）。

これらの結果より、VALの変化は噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動に符合していることがわかる。

5.3.2 噴孔入口形状の影響

噴孔入口形状は、噴孔内に流入する液流の流動状態に大きな影響を与える。図5.16に噴孔入口部に大きな曲率を有するノズル(Nozzle-R)を用いて、 ΔP_i を変化さ

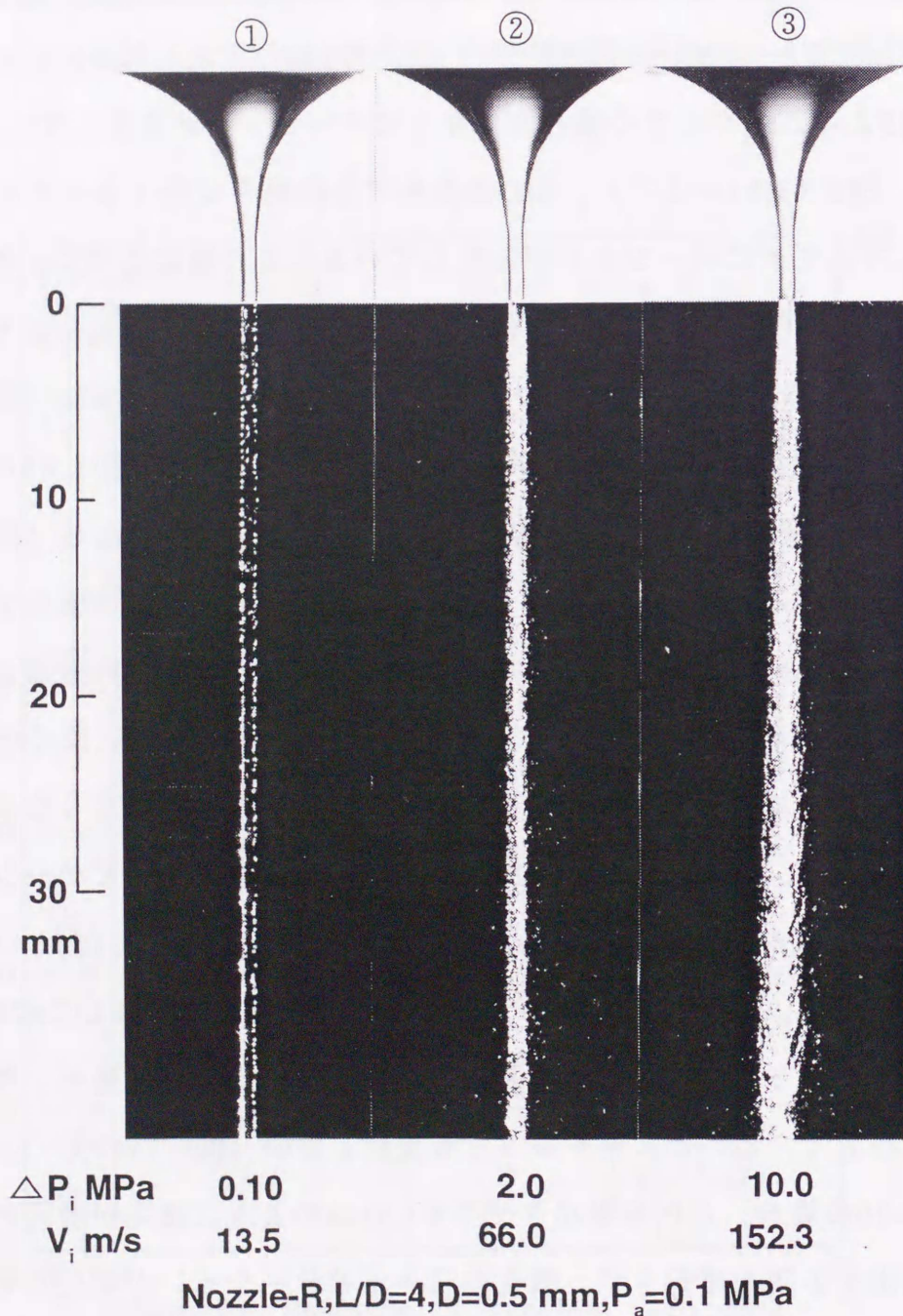
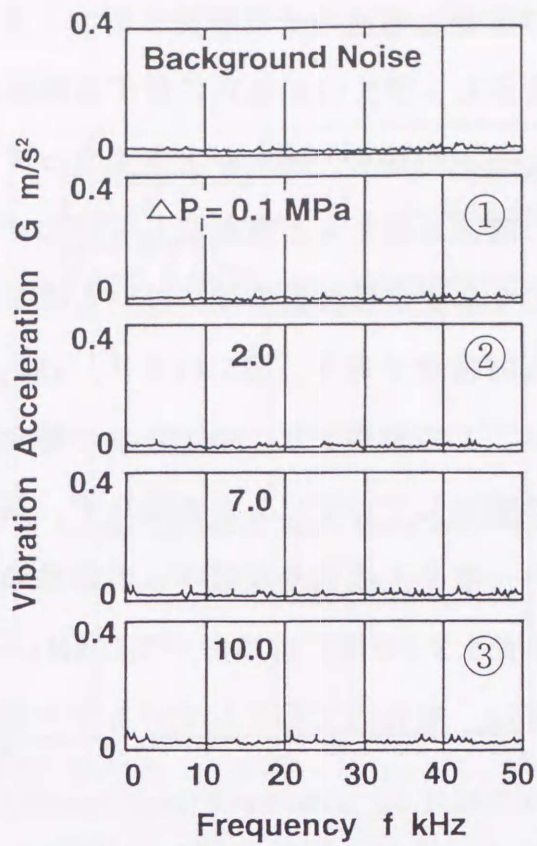


図5.16 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動



Nozzle-R, L/D=4, D=0.5 mm, P_a=0.1 MPa

図5.17 周波数スペクトラム

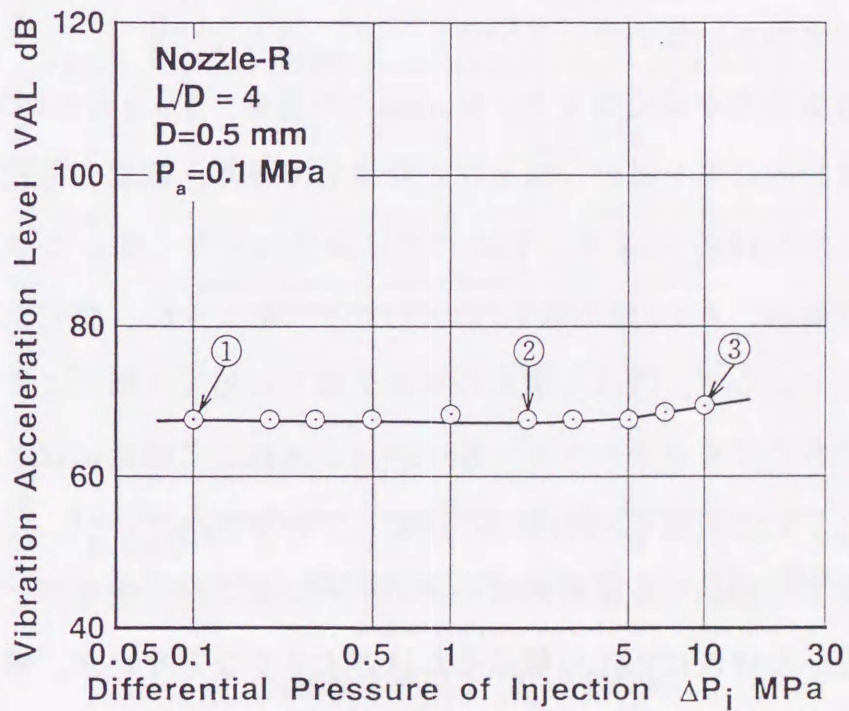


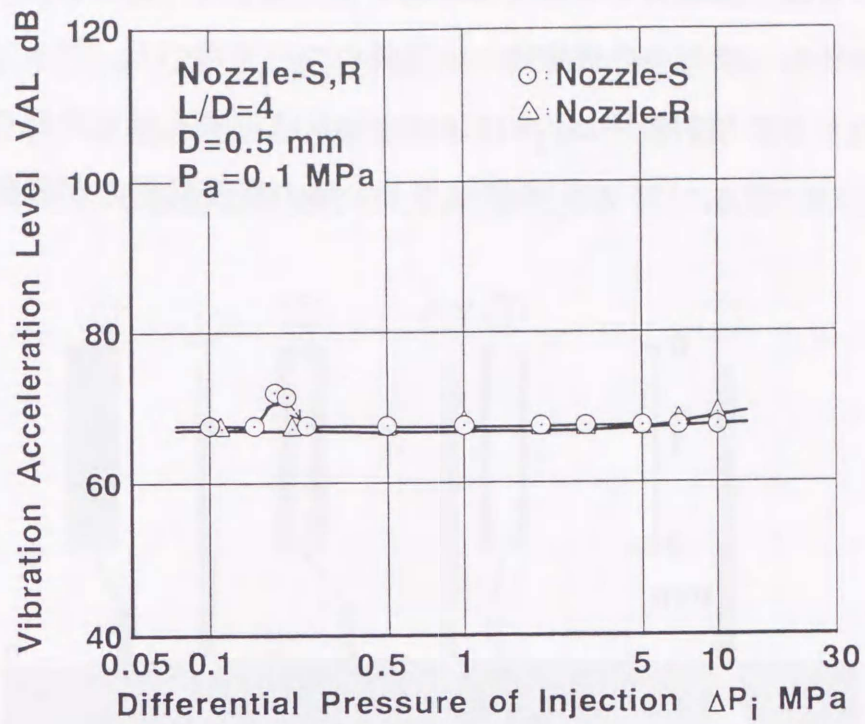
図5.18 噴射差圧 ΔP_i に対する振動加速度レベルVALの変化

せた場合の噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動を示す。また、図5.17に ΔP_i に対する周波数スペクトラムを示し、図5.18に ΔP_i に対する振動加速度レベルVALの変化を示す。図5.16よりNozzle-Rの場合、 ΔP_i が大きくなっても噴孔内にキャビテーションは発生しておらず、噴流はほとんど微粒化していない。図5.17より、振動加速度は ΔP_i が大きくなっても全測定周波数領域においてほとんど検出されておらず、バックグラウンドノイズと同程度であり、図5.18より、 ΔP_i の変化に対するVALの変化はほとんど見られない。この結果より、Nozzle-Rの場合、噴孔内の液流が噴孔内壁全面に付着した状態で噴出しているにもかかわらず、振動加速度がほとんど検出されないということから、噴孔上流部や噴流からの振動の影響は無いものと考えられる。したがって、前小節5.3.1の図5.14において10kHz~35kHzの間で卓越的に検出されていた振動加速度は、噴孔内で発生しているキャビテーションによるものであると言える。

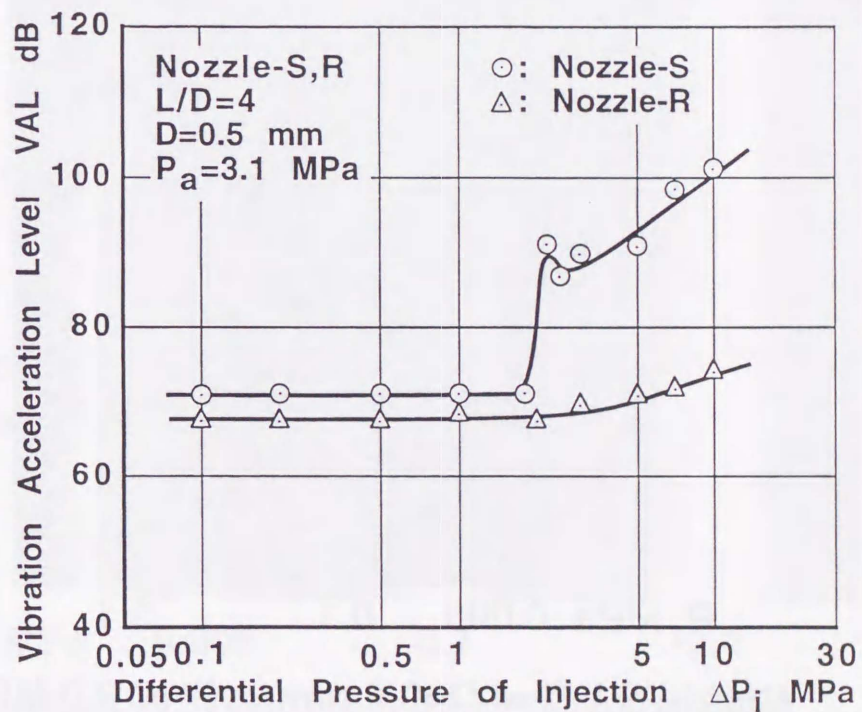
次に、噴孔入口形状がVALに及ぼす影響を図5.19に示す。図5.19の(a)は大気圧雰囲気下、図5.19の(b)は高圧雰囲気下の場合である。第3章の3.3.2節の図3.18の(a)で示したように、大気圧雰囲気下では、 ΔP_i が大きくなっても噴孔内にキャビテーションは発生しておらず、図5.19の(a)より、VALの値は ΔP_i が大きくなってもほとんど変化せず小さい値を示している。

一方、雰囲気圧力が高くなると、Nozzle-Sの場合、3.3.2節の図3.18の(b)で示したように、噴孔内にキャビテーションが発生しており、噴流の微粒化はかなり促進されており、図5.19の(b)より、VALの値は非常に大きくなっている。これに対してNozzle-Rの場合、3.3.2節の図3.18の(b)で示したように、噴孔内にキャビテーションは発生しておらず、噴流と噴流の周囲気体との相互作用による影響が大きい高圧雰囲気下であるにもかかわらず、Nozzle-Sと比較して噴流はほとんど微粒化していない。また、VALの値もNozzle-Sと比較してかなり小さい。

高圧雰囲気下においても噴孔内にキャビテーションが発生せず、噴孔内の液流に攪乱が生じていなければVALの値はそれほど大きくならないが、噴孔内にキャビテーションの発生に伴う液流の攪乱が生じると、VALの値はかなり大きくなる。このことから、VALの値は噴孔内の流動状態に符合していることがわかる。



(a) 大気圧雰囲気下 ($P_a = 0.1$ MPa)

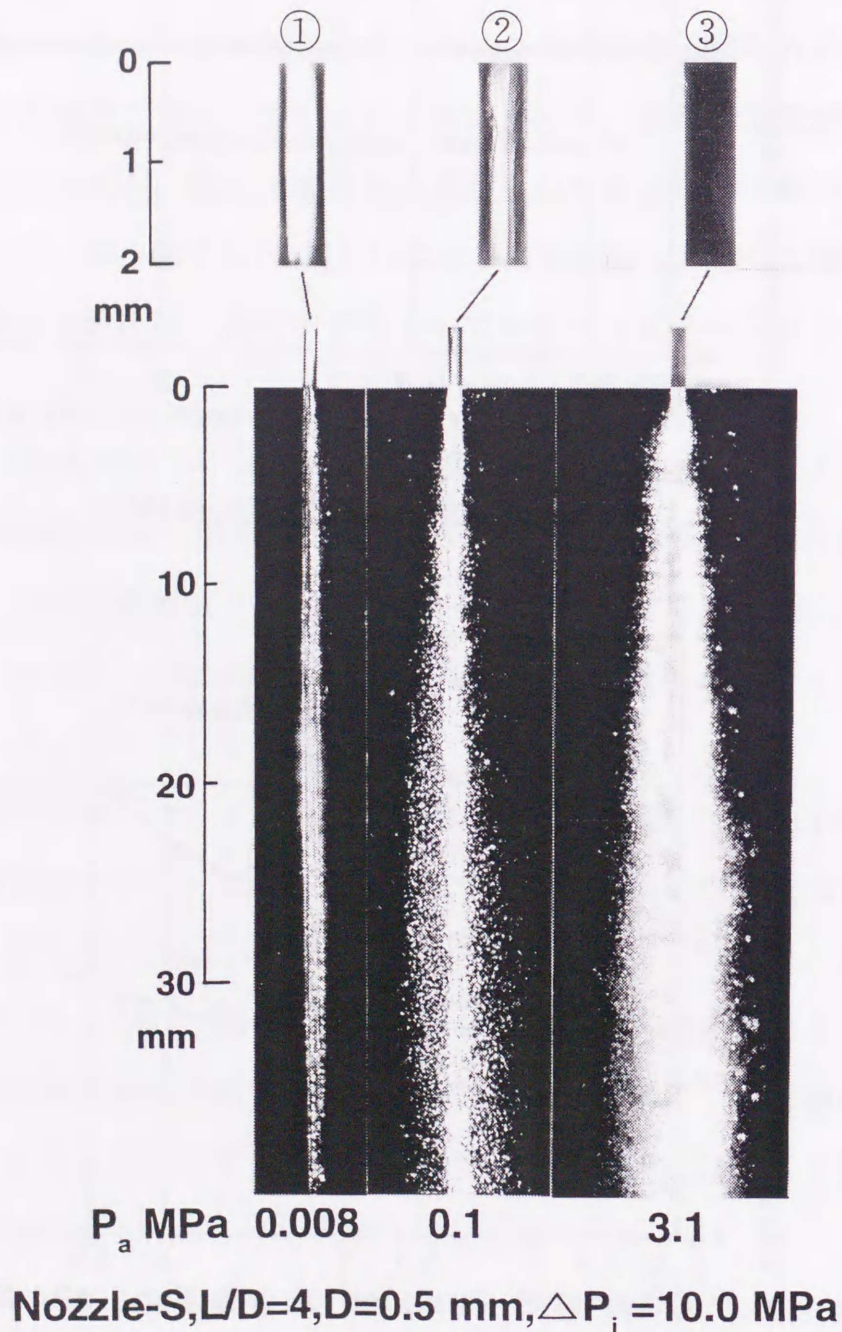


(b) 高圧雰囲気下 ($P_a = 3.1$ MPa)

図5.19 噴孔入口形状が振動加速度レベルVALに及ぼす影響

5. 3. 3 雰囲気圧力の影響

雰囲気圧力を減圧雰囲気から高圧雰囲気まで変化させて振動加速度を測定し、噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動との関係について調べた。図5.20に雰囲気圧力を変化させたときの噴射差圧 $\Delta P_i = 10.0 \text{ MPa}$ における噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動を示し、図 5.21に ΔP_i を変化させた時の雰囲気圧力が振動加速度レベル

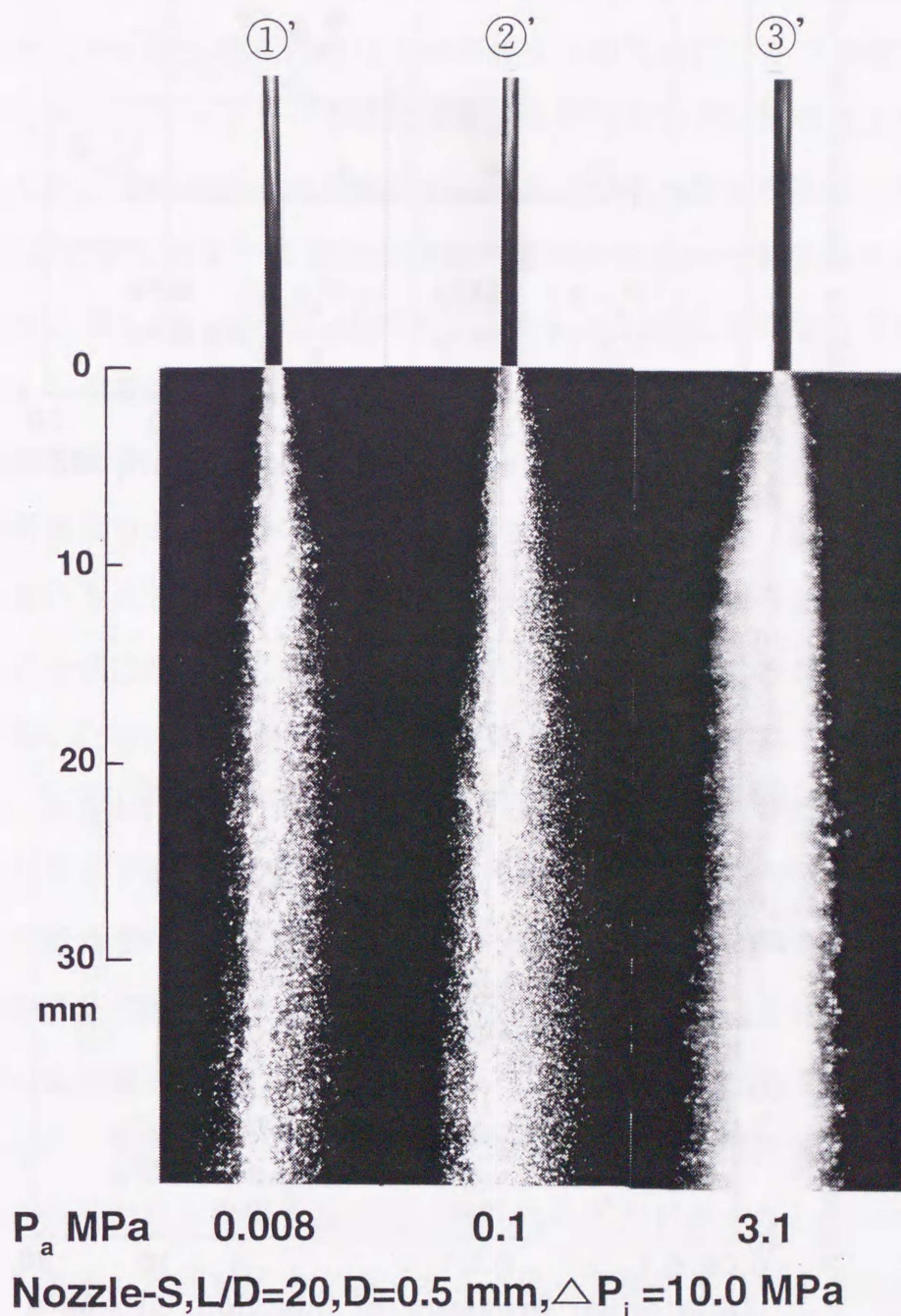


(a) $L/D=4$

図5.20 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動（雰囲気圧力の影響）

VALに及ぼす影響を示す。図5.20, 図5.21の(a)は $L/D=4$, 図5.20, 図5.21の(b)は $L/D=20$ の場合であり, 図5.20と図5.21の番号は, それぞれ対応している。

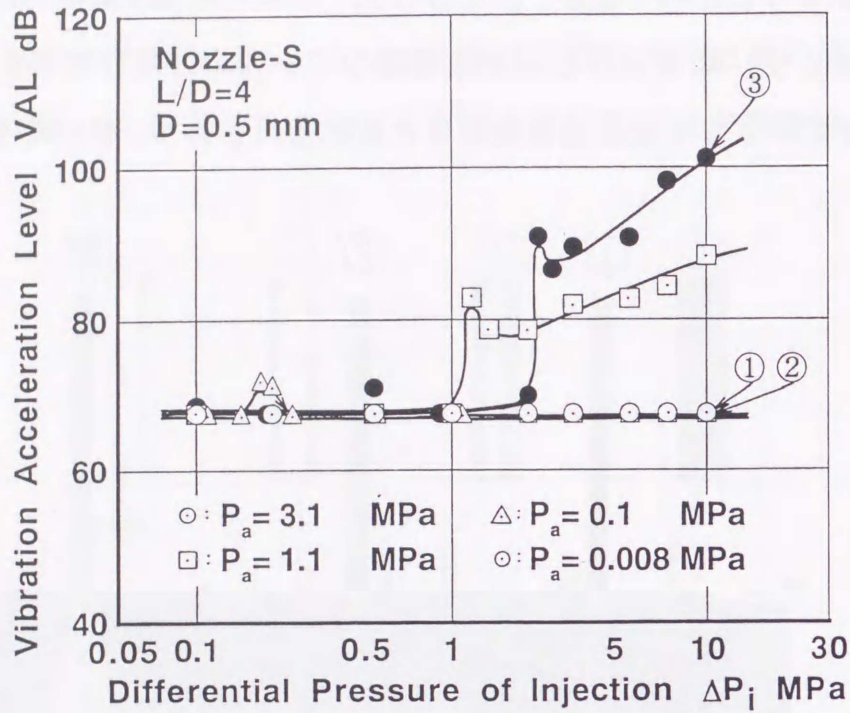
図5.20の(a)より $L/D=4$ の場合, 減圧雰囲気下において噴孔内にキャビテーションは発生しておらず, 噴流はほとんど微粒化していない。また, 図5.21の(a)より ΔP_i を増加させていっても振動加速度はほとんど検出されず, VALの値は ΔP_i が大き



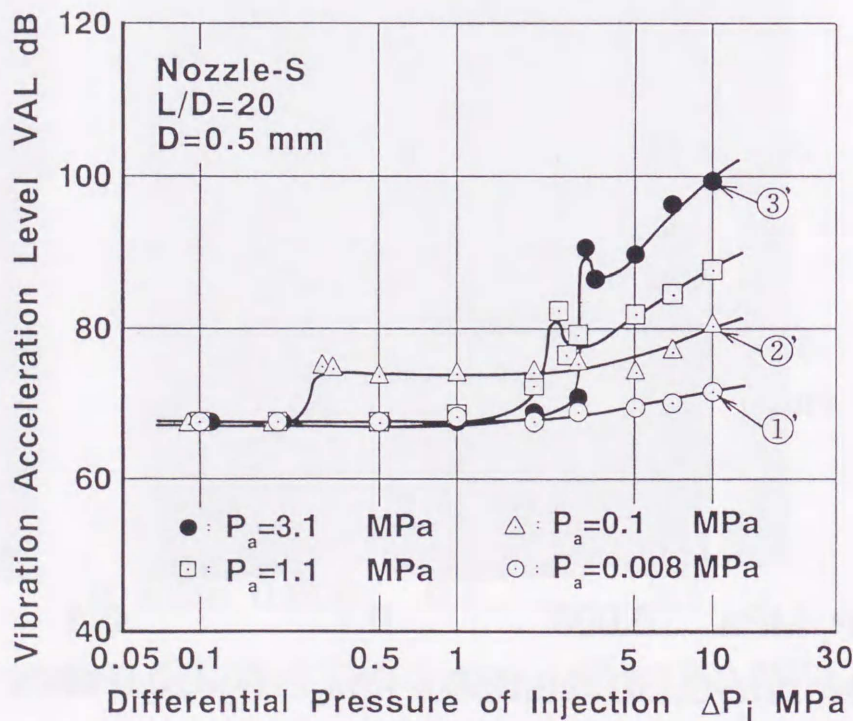
(b) $L/D=20$

図5.20 (続き) 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動 (雰囲気圧力の影響)

くなくてもほとんど変化せず小さい。一方、雰囲気圧力が高くなり $P_a=3.1\text{MPa}$ になると、噴孔内にキャビテーションが発生しており、噴霧角が大きくなり噴流はかな



(a) $L/D=4$



(b) $L/D=20$

図5.21 雰囲気圧力が振動加速度レベルVALに及ぼす影響

り微粒化している。また、図5.21の(a)より ΔP_i を増加させていくと、大気圧雰囲気下の場合と同様に噴孔内にキャビティが生成されるようになると、VALの値は急激に大きくなる。その後、キャビティの崩壊が起きるとVALの値は一度減少するが、さらに ΔP_i を増加させていくとVALの値は大きくなっていく。

これは、噴孔管長が短いノズルの場合、減圧、大気圧雰囲気下において、前小節5.3.1節の図5.13(a)の②、③で示したように、 ΔP_i が小さい時に噴孔入口付近で生成されたキャビティが、噴孔内の圧力が回復する噴孔出口付近で崩壊するものと推察される。しかし、キャビティの崩壊が生じる所の圧力が、雰囲気圧力と同程度であると考えられ、キャビティの崩壊によって生じた気泡群は噴孔外へ流出し易く、図5.13(a)の④で示したように液流が噴孔内壁面から離れたまま噴出するようになる。このため、図5.20(a)の①、②に示すように ΔP_i が大きくなっても噴孔内にキャビテーションが発生することはなく、噴孔内の液流に攪乱が生じないため噴流の微粒化が促進されないものと思われる。

一方、雰囲気圧力が高くなると雰囲気圧力の方がキャビティの崩壊が生じる所の圧力よりも高いものと考えられ、減圧、大気圧雰囲気下のようにキャビティの崩壊によって生じた気泡群が噴孔外へ流出することはないものと推察される。また、雰囲気圧力が高いため、噴孔内の圧力が雰囲気の影響を受けて高くなっていることが考えられる。しかし、ノズルの構造上、噴孔入口付近で縮流が必ず生じるため圧力低下が起これキャビティが生成されるが、その直後の噴孔内の圧力は雰囲気圧力の影響を受けて高くなっていると予想され、そこでキャビティの崩壊が生じる。その結果、液流の攪乱が非常に大きくなり、噴流の微粒化が促進されるものと考えられる。また、VALの値が急激に大きくなる所、すなわち噴孔内にキャビティが生成される時の ΔP_i が、雰囲気圧力の増加に伴い高くなるのは、雰囲気圧力が高くなるにつれて噴孔内の圧力にも影響を及ぼし、噴孔内の圧力が高くなっていくことが考えられる。それゆえ、雰囲気圧力が高くなると低い雰囲気圧力のとき以上に ΔP_i を大きくしなければ、噴孔入口付近でキャビティが生成される圧力まで低下しないものと考えられる。

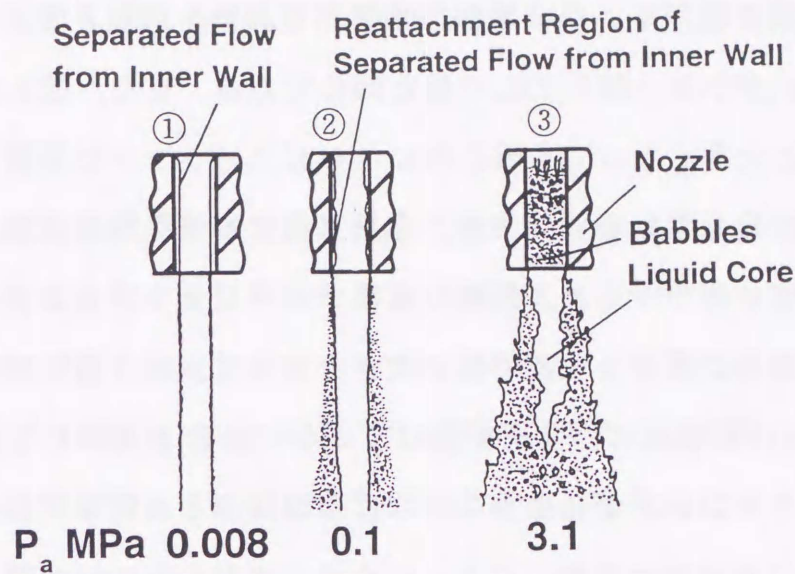
これに対し、図5.20の(b)より $L/D=20$ の場合、減圧、大気圧雰囲気下においても

噴孔内にキャビテーションが発生しており、噴流は微粒化している。また、図5.21の(b)より ΔP_i を増加させていくと、VALの値は大きくなっていき、図5.20の写真で示した同一噴射差圧 $\Delta P_i=10\text{MPa}$ における $L/D=4$ のVALの値と比較すると、 $L/D=20$ の方が大きくなっている。また、高圧雰囲気下の場合も噴孔内にキャビテーションが発生しており、噴霧角が大きくなり、噴流は、減圧、大気圧雰囲気下のものに比べてかなり微粒化している。図5.21の(b)より ΔP_i を増加させていくと $L/D=4$ の場合と同様に、噴孔内にキャビティが生成されるようになるとVALの値は急激に大きくなり、キャビティの崩壊が起きるとVALの値は一度減少するが、さらに ΔP_i を増加させていくとVALの値は大きくなっていく。また、図5.20の写真で示した同一噴射差圧 $\Delta P_i=10\text{MPa}$ における $L/D=4$ のVALの値と比較すると、ほぼ同じ値になっている。

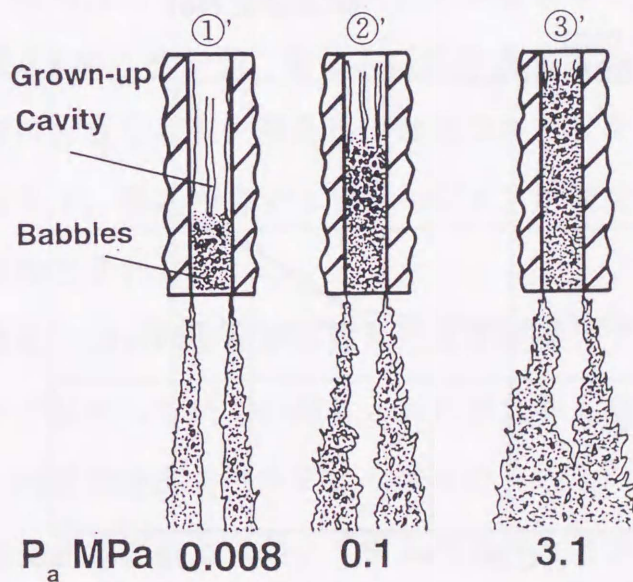
このように、噴孔管長比、雰囲気圧力の違いによって噴孔内の流れと噴流の分裂挙動が異なる理由として、以下のことが考えられる。図5.22に噴孔管長が短い場合と長い場合の、噴孔内の流れと噴流の分裂挙動の模式図を示す。これらは、いずれも ΔP_i が大きい領域におけるものである。減圧雰囲気下では、キャビティの崩壊が生じる所の圧力が、雰囲気圧力よりも高いものと考えられる。したがって、噴孔管長が短い場合、キャビティの崩壊によって生成された気泡群が噴孔外に完全に流出してしまい、噴孔内にキャビテーションが発生しなくなる。その結果、噴孔内の液流に大きな攪乱が存在しなくなるため、噴流の微粒化はほとんど促進されなくなるものと考えられる。これに対して噴孔管長が長くなると、キャビティの崩壊によって生成された気泡群が噴孔外に完全に流出してしまいうことはなく、気泡群が噴孔内に滞留するようになる。その結果、噴孔内の液流に攪乱が生じて噴流の微粒化が促進されるようになるものと考えられる。

また、噴孔管長が長い場合、雰囲気圧力の違いにより噴孔内の流れと噴流の分裂挙動に違いがみられるのは、以下のようなことが原因であると考えられる。減圧雰囲気下の場合、先述したようにキャビティの崩壊が生じる所の圧力が、雰囲気圧力よりも高いものと考えられ、噴孔管長が短いノズルのように気泡群が噴孔外に完全に流出することはないが、大半の気泡群は流出してしまう。一方、雰囲気圧力が高

くなると、雰囲気圧の方がキャビティの崩壊が生じる所の圧力よりも高いため、気泡群が噴孔外に流出し難くなり、噴孔内のほぼ全域にわたって気泡群が滞留するようになる。その結果、減圧、大気圧雰囲気下よりも液流の攪乱が大きくなるため、噴流の微粒化がかなり促進されるようになるものと考えられる。



(a) 噴孔管長が短い場合



(b) 噴孔管長が長い場合

図5.22 噴孔内の流れと噴流の分裂挙動の模式図

5. 3. 4 噴孔内の液流に付与した攪乱の影響

噴流がほとんど微粒化しない減圧雰囲気下において、噴孔内の液流に攪乱を与える目的で噴孔入口直上に金網を設けて、液流に付与した攪乱の影響について調べた。図5.23に液流に付与した攪乱の有無が振動加速度レベルVALに及ぼす影響を示す。供試ノズルは、第3章の3.3.3節の図3.19で示したものと同じで、Nozzle-S, $L/D=4, D=0.5\text{mm}$ である。

図5.23より金網を設けていない場合、噴射差圧 ΔP_i を増加させてもVALの値は大きくならず、 ΔP_i が小さい時のVALの値と同じである。また、図3.19で示したように ΔP_i が10MPaと大きくなって噴孔内にキャビテーションは発生しておらず、噴流はほとんど微粒化していない。一方、金網を設けて噴孔内の液流に攪乱を与えた場合、 ΔP_i を増加させていくと、金網の直後でキャビテーションが発生し始める $\Delta P_i=1\text{MPa}$ を越えたあたりからVALの値が大きくなっていく。図3.19で示したように $\Delta P_i=10\text{MPa}$ における噴流は、金網を設けていない場合と比較して微粒化している。噴孔内にキャビテーションが発生しなければ噴流はほとんど微粒化せず、振動加速

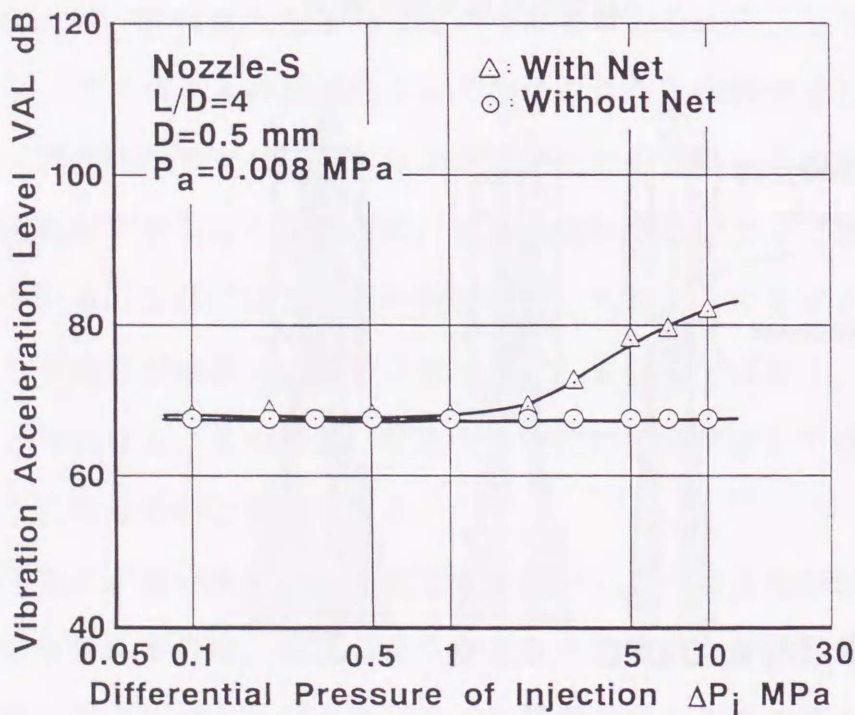


図5.23 液流に付与した攪乱の有無が振動加速度レベルVALに及ぼす影響

度はほとんど検出されないが、噴流がほとんど微粒化しない減圧雰囲気下において、噴孔内にキャビテーションが発生すると噴流の微粒化は促進され、振動加速度は大きくなることがわかる。

以上、本章で述べた結果から、加速度センサを用いて測定した液流の攪乱による振動加速度は、噴孔内に発生しているキャビテーションの強さに応じて検出されているものと考えられる。したがって、写真観察では定量化が困難であったキャビテーションの発生に伴う液流の攪乱の状態を把握することが可能である。

5. 4 結 言

写真観察からでは困難であった、噴孔内で発生するキャビテーションによる液流の攪乱の大きさを定量化する一手法として、加速度センサを用いて液流の攪乱によるノズルの振動加速度を測定した。そして、この結果と噴孔内の液流の挙動および噴流の分裂挙動との対応について考察した結果、以下のことが明らかになった。

(1) 加速度センサを噴孔上流部に取り付けた場合、噴孔内にキャビテーションが発生していても振動加速度は検出されない。また、噴孔部側壁面に加速度センサを取り付けた場合、噴孔内にキャビテーションが発生していなければ振動加速度は検出されないが、噴孔内にキャビテーションが発生すると振動加速度が検出される。

(2) 噴孔管長比 L/D に依らず、噴孔入口部にキャビティが生成され始めると、振動加速度は急激に大きくなり、噴孔出口付近でキャビティの崩壊が生じると振動加速度は小さくなるが、噴孔内にキャビテーションが発生している場合、比較的大きな振動加速度が検出される。

(3) 液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出している時、および噴孔内にキャビテーションが発生していない時は、 ΔP_i が大きくなっても振動加速度はほとんど検出されず、振動加速度レベル VAL の値は小さい。

(4) 減圧、大気圧雰囲気下において噴孔内にキャビテーションが発生せず、噴流の微粒化がほとんど促進されない L/D が小さいノズルを用いた場合、 ΔP_i が大きくなっても VAL の値は変化せず小さい。一方、高圧雰囲気下では、噴孔内にキャビテーションが発生し、噴流の微粒化がかなり促進され、 ΔP_i の増加に伴い VAL の値は

大きくなっていき，減圧，大気圧雰囲気下のものと比較してはるかに大きくなる．

(5) L/D が大きいノズルの場合，雰囲気圧力に依らず噴孔内にキャビテーションが発生し，噴流の微粒化が促進され， ΔP_i の増加に伴いVALの値は大きくなっていく．この時，雰囲気圧力が大きいものほどVALの値は大きくなる．

(6) 高圧雰囲気下において，噴孔内にキャビテーションが発生せず，噴流の微粒化があまり促進されないノズル(Nozzle-R)のVALの値は， ΔP_i の大きな領域において大きくなるものの，キャビテーションが発生し，噴流の微粒化がかなり促進されるノズル(Nozzle-S)のVALの値と比較して小さい．

(7) 噴流の主流部がほとんど微粒化しない減圧雰囲気下において，噴孔内の液流に攪乱を与えると噴流は微粒化するようになり，VALの値は ΔP_i の増加に伴い大きくなっていく．

(8) 加速度センサを用いて噴孔内の液流の攪乱による振動を測定することにより，写真観察では定量化が困難であったキャビテーションの発生に伴う液流の攪乱の状態を把握することが可能である．

第6章 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

6.1 緒言

近年、ディーゼル機関において機関の高効率化、高出力化と燃料消費率の低減のため小型軽量化が望まれており、燃焼方式を直噴式にする方策が採られるようになってきた。直噴式は、副室式よりも高い噴射圧力が要求され、機関の高出力化の面からも噴射ポンプは、大型化になる傾向がある。

ディーゼル機関に用いられている噴射ノズルは、圧力霧化式であり、高い圧力で燃料を噴射して霧化しなければ良好な噴霧は得られない。そこで、同一噴射圧力でもより良好な噴霧が得られるか、もしくは低い噴射圧力でも高圧噴射時と同程度の良好な噴霧が得られると、噴射ポンプも小型化でき噴射系の小型軽量化が可能になるものと思われる。

圧力霧化式の噴射ノズルを用いて噴流の微粒化を促進させる方法として、高圧の状態から大気圧力下への急減圧によって起こる液体の沸騰、すなわち減圧沸騰現象（フラッシング）を液体噴流の微粒化に利用したもの^{(1)~(5)}、溶解濃度の高い二酸化炭素CO₂を燃料に溶解させ、低圧場に噴射する際に起きる減圧沸騰による微粒化の促進^{(6)~(9)}がある。しかし、これらの方法は雰囲気圧力を急減圧したり、気体を燃料中へ溶解させるための二次的な装置が必要になってくる。

著者らが行ってきたこれまでの実験結果^{(10)~(18)}から、液体噴流の微粒化の要因は、ノズル噴孔内で発生したキャビテーションによる液流の攪乱であるという知見が得られている。本章では、この結果をもとにして、主にノズルの噴孔形状を変えることにより、噴孔内で発生するキャビテーションを利用して、噴流の微粒化をより促進させることを試みた。まず、大気圧および高圧の雰囲気中に噴射して噴流の分裂挙動の観察と分裂長さの測定を行い、ノズル噴孔形状などが噴流の微粒化促進に及ぼす影響について調べた。さらに、噴孔内でキャビテーションが発生すると噴流の微粒化は促進されるようになるが、噴流の微粒化をより一層促進させるためにキャビテーションが発生する位置を変化させ、この位置が噴流の微粒化促進に及

ぼす影響について調べた。

6. 2 供試ノズル

図6.1にノズル噴孔部の形状を変化させて噴流の微粒化を促進させる目的で使用したノズルの概略を示し、表6.1に供試ノズルの諸元を記す。供試ノズルは、噴孔入口部を含む、噴孔上流部の底面を目の粗いコンパウンドで研き、噴孔上流部の底

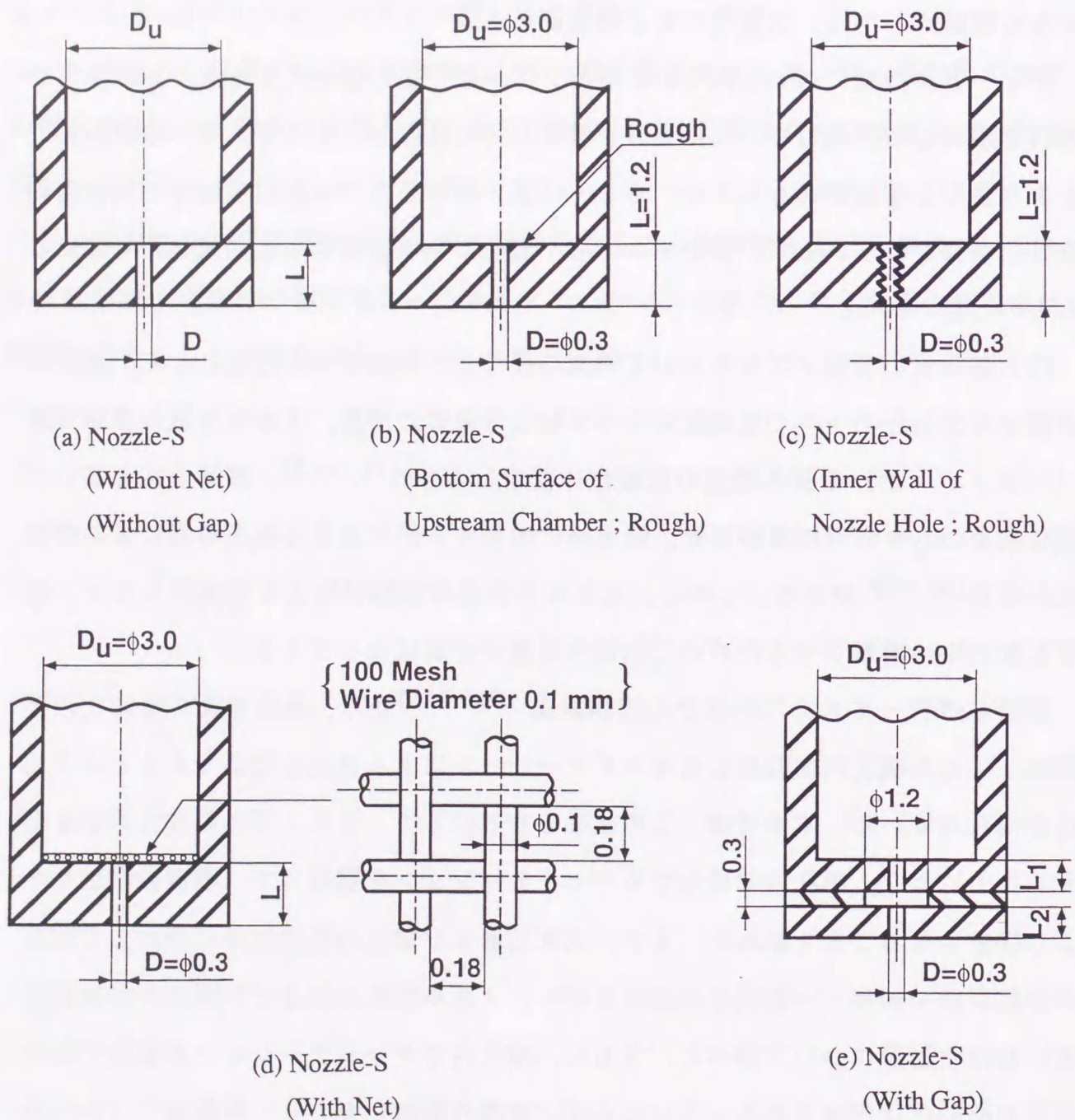


図6.1 供試ノズル概略

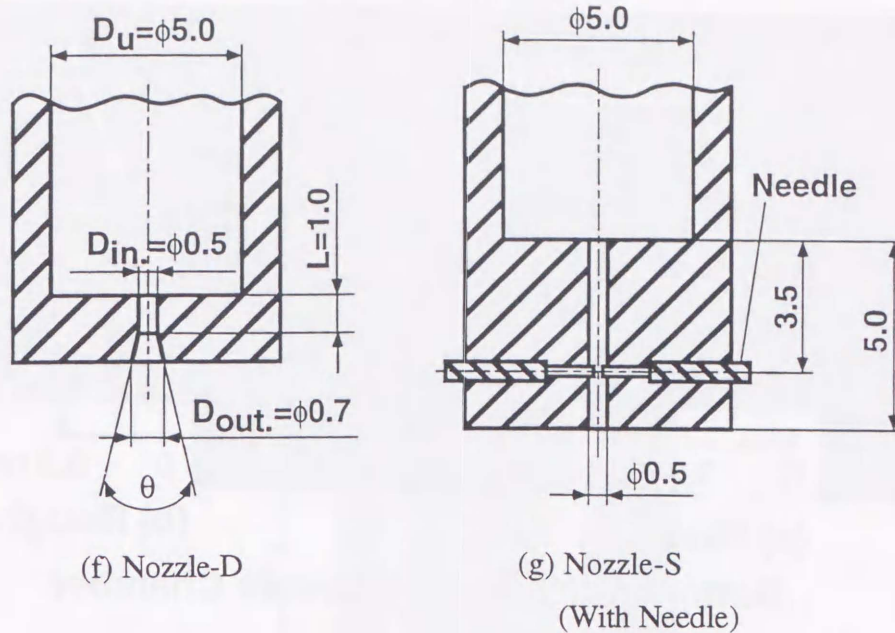


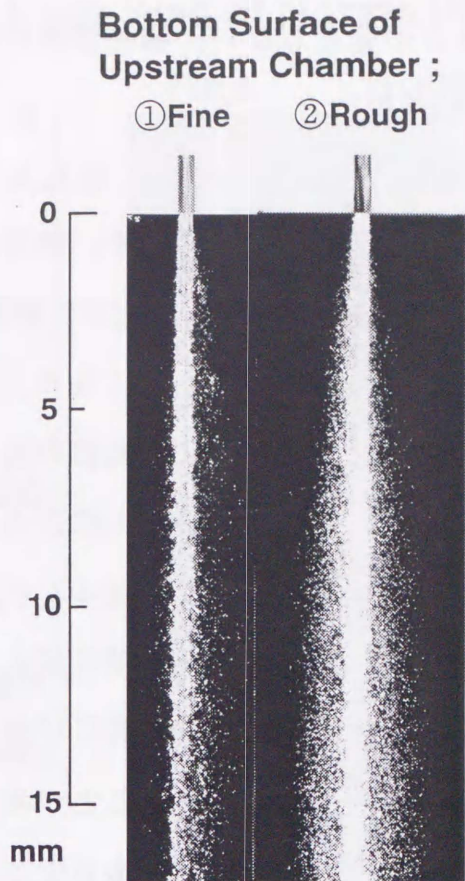
図6.1 (続き) 供試ノズル概略

表6.1 供試ノズル諸元

Nozzle Types	D mm	L/D	θ deg.	Bottom Surface of Upstream Chamber	Inner Wall of Nozzle Hole
Nozzle - S (Sharp Edge Type)	0.3	1,4,20	/	Fine	Fine,Rough
				Rough	Fine
Nozzle - S (With Net)	0.3	1,4,20	/	Fine	Fine
Nozzle - S (With Gap)	0.3	4,10, 20,40 (L ₁ +L ₂)/D	/	Fine	Fine
Nozzle - D (Diverging Type)	0.5 (D _{in.})	2 (L/D _{in.})	10,18, 30	Fine	Fine
Nozzle - S (With Needle)	0.5	10	/	Fine	Fine

面を故意に粗くしたものの、噴孔部にタップを立てる要領で噴孔内壁面を粗くしたものの、噴孔入口直上に金網を設けたものの、噴孔部に隙間を設けたものの、噴孔出口付近が末広がりになっているもの、および噴孔内に針を突き出しているものである。

図6.2に噴孔上流部の底面の顕微鏡拡大写真を示す。図6.2の(a)は、噴孔上流部



Nozzle-S, $L/D=4$, $D=0.3$ mm,
 $\Delta P_i = 15.0$ MPa, $P_a = 0.1$ MPa

図6.3 噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動
 (噴孔上流部の底面の粗さの影響)

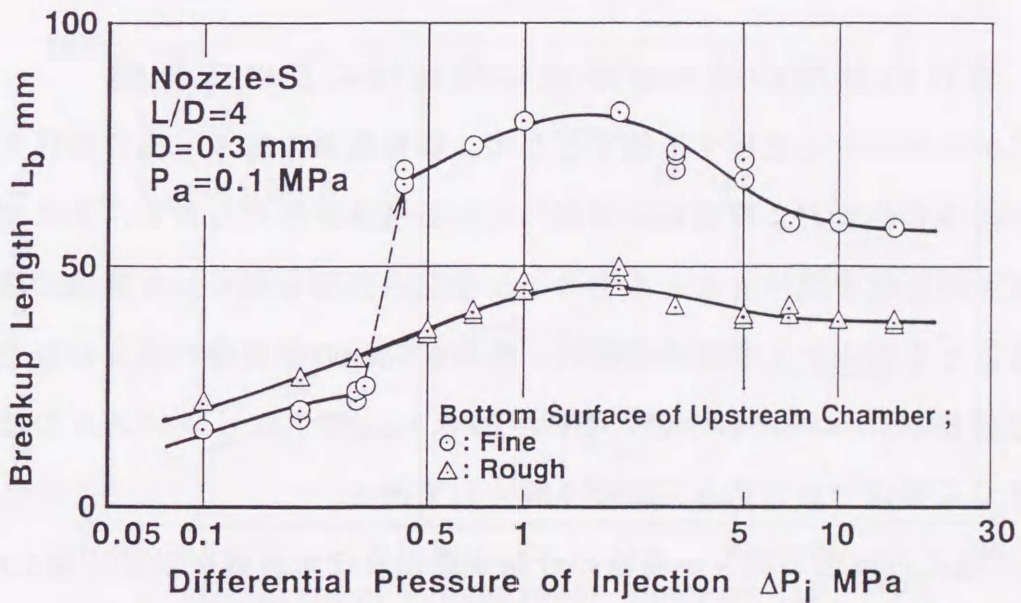


図6.4 噴孔上流部の底面の粗さが分裂長さに及ぼす影響

も噴孔内にキャビテーションが発生しない，噴孔管長の短いシャープエッジノズル (Nozzle-S, $L/D=4, D=0.3\text{mm}$) を用いた。

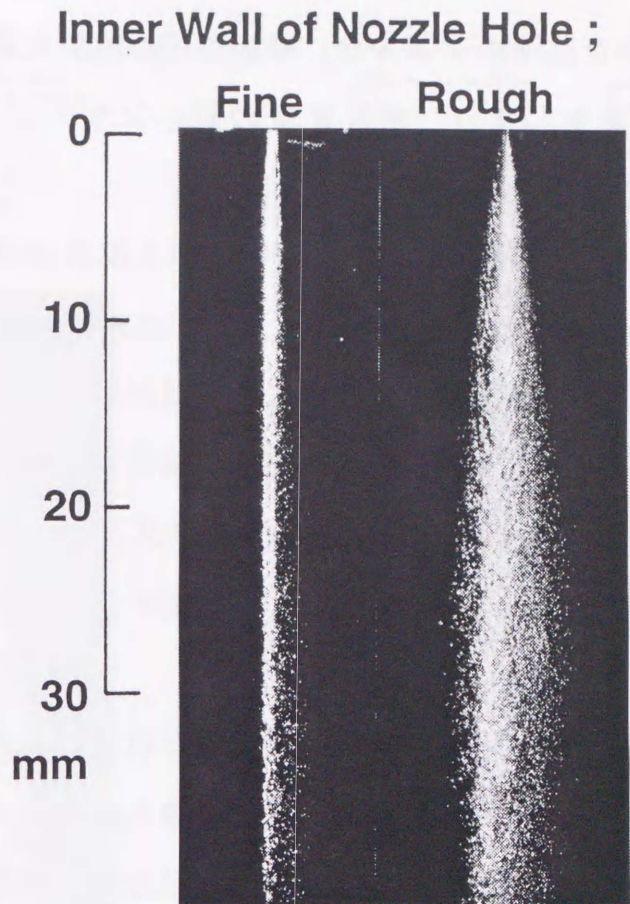
図6.3より噴孔上流部の底面が滑らかな場合，噴孔入口の内壁面から離れた液流が僅かに噴孔内壁面に付着しながら噴出しており，噴流の主流部はほとんど微粒化していない。また，図6.4に示す分裂長さの変化は，液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出するようになるため不連続に長くなり， ΔP_i が大きくなっても分裂長さは長くなっている。これに対して，噴孔上流部の底面が粗い場合，噴流の主流部の周りに多数の液滴が形成されており，噴孔上流部の底面が滑らかな場合と比較して噴流の微粒化は促進されている。また，図6.4より，噴孔上流部の底面が滑らかなノズルの場合に見られた，分裂長さが不連続に長くなる現象は見られず，噴孔上流部の底面が滑らかな場合と比較して，分裂長さは短くなっている。

このような違いが見られる理由として，次のことが考えられる。噴孔上流部の底面が粗い場合，噴孔入口部がシャープエッジである所と欠けが生じている所が存在している。この噴孔入口部の部分的に小さく欠けた所は縮流が起き難く，液流は噴孔内壁面に沿って噴孔外に噴出する。これが，噴流の主流部の周りに多数の液滴を形成させる原因になるものと考えられる。その結果，噴孔上流部の底面が滑らかな場合と比較して，噴流の微粒化が促進されるものと思われる。

6. 4 噴孔内壁面の粗さが噴流の微粒化に及ぼす影響

キャビテーションを支配する因子として，物体表面の粗さ，流れの圧力と速度，乱れ度，液体の性質および液体に溶解している気体が挙げられる。そこで，噴孔内壁面の粗さの影響を調べることも含めて，噴孔内壁面を粗くして噴流の微粒化を促進させることを試みた。噴孔内壁面は，直径0.5mmの金属棒の表面に任意の深さの切込みを螺旋状に入れたものを，噴孔径 $D=0.3\text{mm}$ の亚克力ノズルの噴孔部にタックを立てる要領でねじ込み，かなり粗くしてある。

図6.5に噴孔内壁面の粗さが噴流の分裂挙動に及ぼす影響を示し，図6.6に分裂長さに及ぼす影響を示す。6.3節の場合と同様に，噴孔内にキャビテーションが発生すると，キャビテーションによる液流の攪乱の影響も考えなければならないので，



**Nozzle-S, $L/D=4, D=0.3\text{mm}$,
 $\Delta P_i=15.0\text{MPa}, P_a=0.1\text{MPa}$**

図6.5 噴流の分裂挙動
 (噴孔内壁面の粗さの影響)

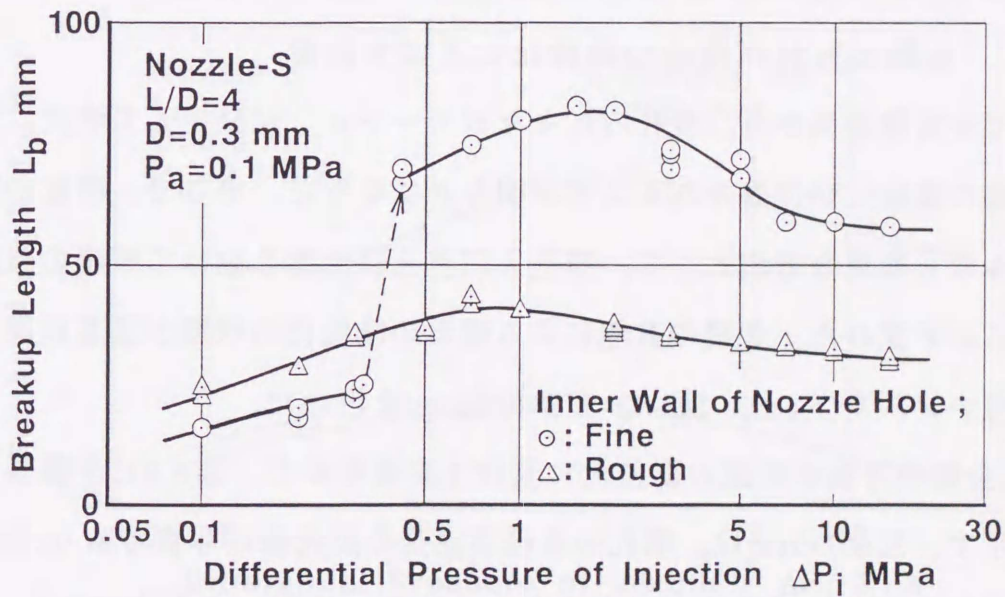


図6.6 噴孔内壁面の粗さが分裂長さにも及ぼす影響

噴孔内壁面が滑らかな基準のノズルは、噴射差圧 ΔP_i が大きくなっても噴孔内にキャビテーションが発生しない、噴孔管長の短いシャープエッジノズル(Nozzle-S, $L/D=4, D=0.3\text{mm}$)を用いた。

図6.5より噴孔内壁面が滑らかな場合、噴流の主流部はほとんど微粒化しておらず、図6.6に示す分裂長さは不連続に長くなり、 ΔP_i が大きくなっても分裂長さはあまり短くならない。これに対して、噴孔内壁面が粗い場合、噴霧角が大きくなっており、噴孔内壁面が滑らかな場合と比較して噴流の微粒化はかなり促進されている。また、図6.6より、噴孔内壁面が滑らかなノズルの場合に見られた、分裂長さが不連続に長くなる現象は見られず、噴孔内壁面が滑らかな場合と比較して、分裂長さは短くなっている。

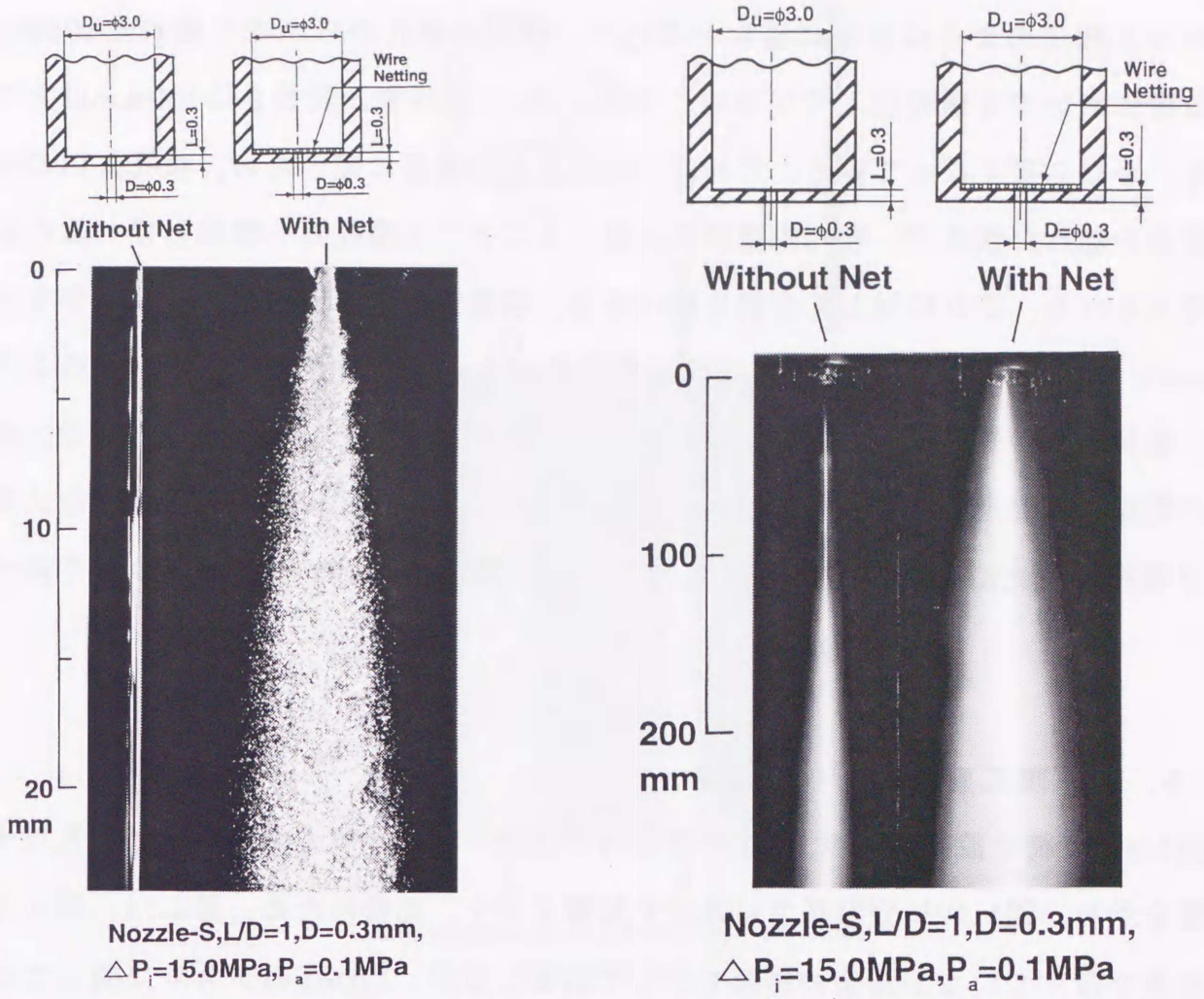
このように、噴孔内壁面を粗くすると噴流の微粒化が促進される理由として、次のことが考えられる。噴孔内壁面が粗い場合、噴孔内壁面には多数の凹凸が形成されており、凹部からキャビテーション気泡が多数生成される。このキャビテーション気泡の集まり、すなわちキャビティが噴孔内に充満しており、噴孔内のいたるところでキャビティの崩壊が生じるため液流の攪乱が大きくなり、噴流の微粒化が促進されるものと考えられる。

6.5 噴孔入口部に設けた金網による微粒化の促進

6.5.1 金網の有無が噴流の微粒化に及ぼす影響

これまでの実験結果から、噴孔内にキャビテーションが発生して液流に攪乱が生じると噴流の微粒化が促進されることが明らかになった。そこで、噴流の微粒化を促進させる最も簡単な方法として、噴孔入口直上に金網を設けて噴流の微粒化を促進させることを試みた。金網の有無による噴流の微粒化の状態が顕著に異なる、噴孔管長が短いノズル(Nozzle-S, $L/D=1, D=0.3\text{mm}$)を用いた。

図6.7に金網の有無が噴流の微粒化に及ぼす影響を示し、図6.8に分裂長さに及ぼす影響を示す。図6.7の(a)は、噴孔から噴出直後の拡大瞬間写真であり、図6.7の(b)は、連続光源を用いて噴孔出口からかなり下流まで撮影した写真である。図6.7より、噴射差圧 $\Delta P_i=15.0\text{MPa}$ について見ると、金網を設けてない場合、噴流の表面



(a) 拡大写真

(b) 全体写真

図6.7 金網の有無が噴流の微粒化に及ぼす影響

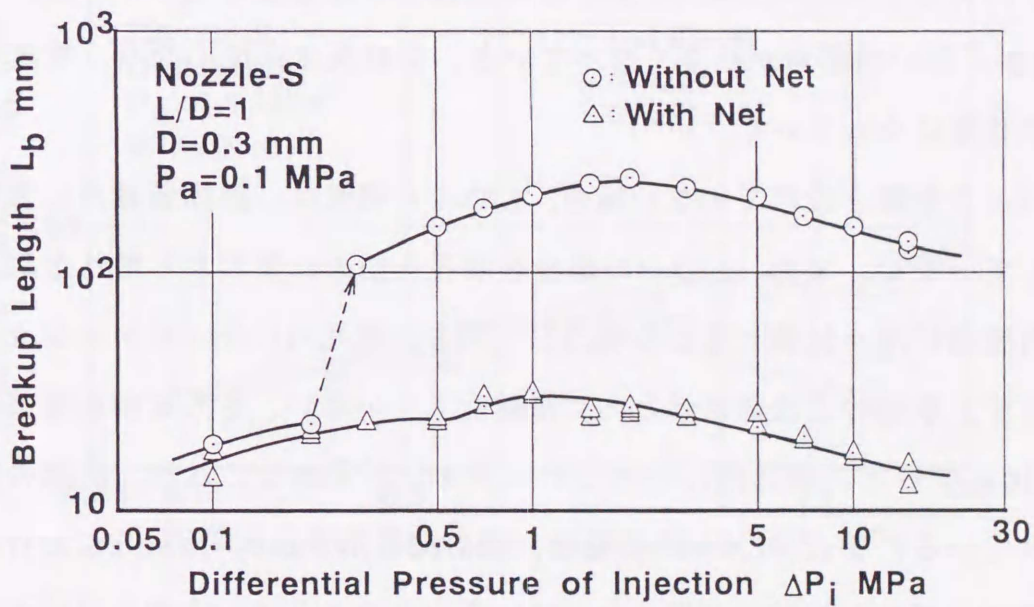


図6.8 金網の有無が分裂長さに及ぼす影響

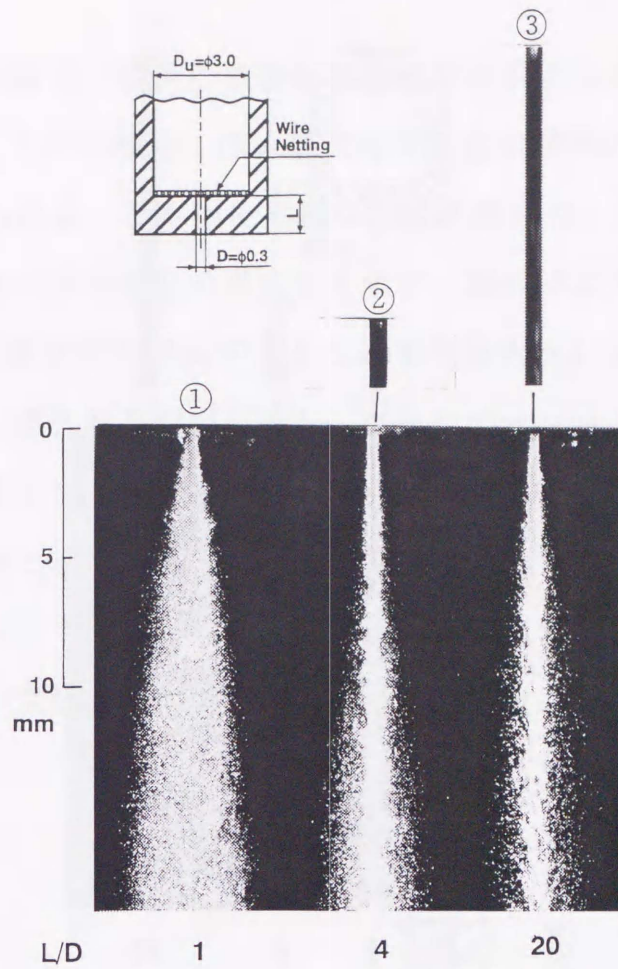
はガラス細工のように非常に滑らかであり、噴流は噴孔からかなり離れた100mmの位置においても微粒化していない。また、図6.8に示す分裂長さは100mm以上であり、かなり長くなっている。これは、噴孔管長が極端に短いため、噴孔入口の内壁面から離れた液流が、噴孔内壁面に付着することなく噴孔外へ噴出しているためと考えられる。これに対して金網を設けると、噴霧角は大きくなり、分裂長さも10数mmとかなり短くなっており、噴流の微粒化が大きく促進されている。このように、噴孔管長の短いノズルの噴孔入口直上に金網を設けるという簡単な方法で、噴流の微粒化を促進させることが可能であることがわかる。次に、金網を設けたノズルで噴孔管長比 L/D を変化させて、 L/D が噴流の微粒化に及ぼす影響について調べる。

6.5.2 噴孔管長比 L/D の影響

図6.9に金網を設けた場合、 L/D が噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動に及ぼす影響を示し、図6.10に分裂長さに及ぼす影響を示す。比較のため、図6.11、図6.12に金網を設けていない場合の結果も示してある。なお、 $L/D=1$ のノズルに関しては、アクリルノズルの強度上の制約があり、噴孔内の流れの可視化は行なっていない。

図6.9より噴孔入口直上に金網を設けた場合、 $L/D=1$ において噴霧角は最も大きく、図6.10に示す $\Delta P_i=15\text{MPa}$ における分裂長さは最も短くなっている。しかし、 L/D の増加に伴い噴霧角が小さくなっていき、分裂長さは長くなり、噴流の微粒化の状態が粗悪になっていく。

図6.11より金網を設けていない場合、 $L/D=1$ の噴流は、観察領域内において全く微粒化していない。また、 $L/D=4$ の場合も噴孔入口の内壁面から離れた液流が、再び噴孔内壁面に所々付着しながら噴出しており、噴孔内にキャビテーションは発生しておらず、噴流の主流部はほとんど微粒化していない。さらに噴孔管長が長くなり $L/D=20$ になると、噴孔内にキャビテーションが発生しており、噴流の微粒化は促進されている。また、 $L/D=20$ の場合、図6.12に示す $\Delta P_i=15\text{MPa}$ における分裂長さは、他のノズルと比較して短くなっている。このように、金網を設けていない場合、金網を設けた場合と逆の傾向を示し、 L/D の増加に伴い噴霧角が大きくなって



Nozzle-S, $D=0.3$ mm, $\Delta P_i = 15.0$ MPa,
 $P_a = 0.1$ MPa, With Net

図6.9 噴孔管長比 L/D が噴孔内の液流の挙動と噴流の微粒化に及ぼす影響 (金網を設けた場合)

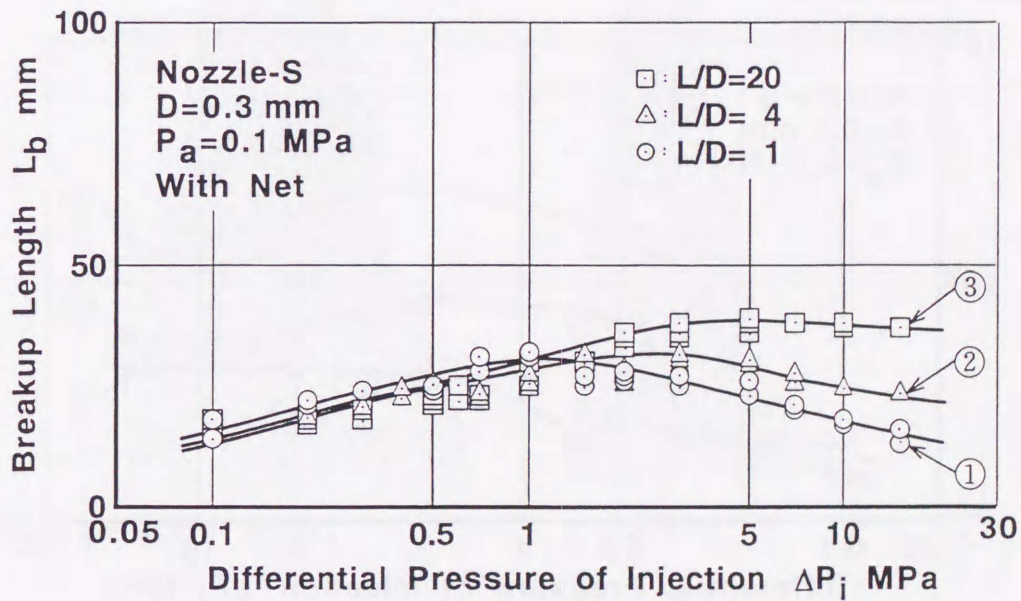
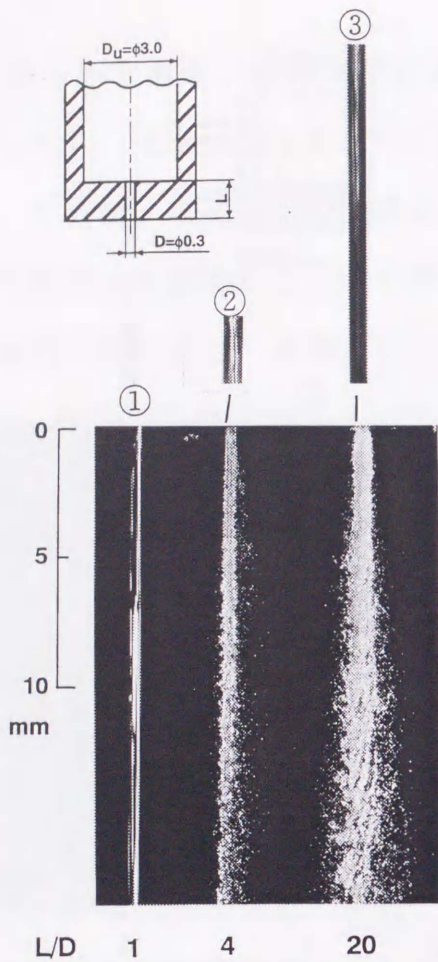


図6.10 噴孔管長比 L/D が分裂長さに及ぼす影響 (金網を設けた場合)



Nozzle-S, $D=0.3$ mm, $\Delta P_i = 15.0$ MPa,
 $P_a = 0.1$ MPa, Without Net

図6.11 噴孔管長比 L/D が噴孔内の液流の挙動と噴流の微粒化に及ぼす影響 (金網を設けていない場合)

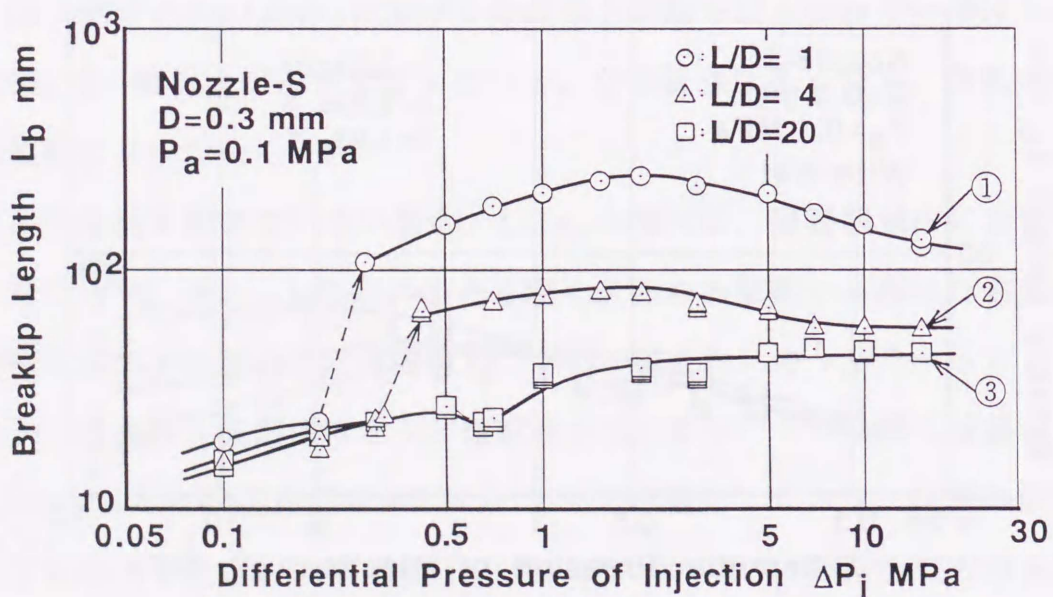


図6.12 噴孔管長比 L/D が分裂長さに及ぼす影響 (金網を設けていない場合)

いき、分裂長さは短くなり、噴流の微粒化は促進されるようになる。

金網を設けた場合、 L/D の増加に伴い噴流の微粒化の状態が粗悪になる原因として以下のことが考えられる。図6.13に金網を設けた場合の、 L/D の違いによる噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動の模式図を示す。図6.13より金網を設けた場合、 L/D に依らず金網の直後で圧力が低下するためキャビテーションが発生し、液流に大きな攪乱が生じる。噴孔管長が短い場合、キャビテーションが発生する場所が噴孔出口に近い場合、キャビテーションの発生による大きな攪乱が、噴出後の噴流に直接影響を与えるものと思われる。これに対し、噴孔管長が長い場合、金網の直後で発生したキャビテーションによる液流の攪乱が、噴孔出口に達するまでに減衰してしまうため、噴流の微粒化を促進させるには至らないものと思われる。したがっ

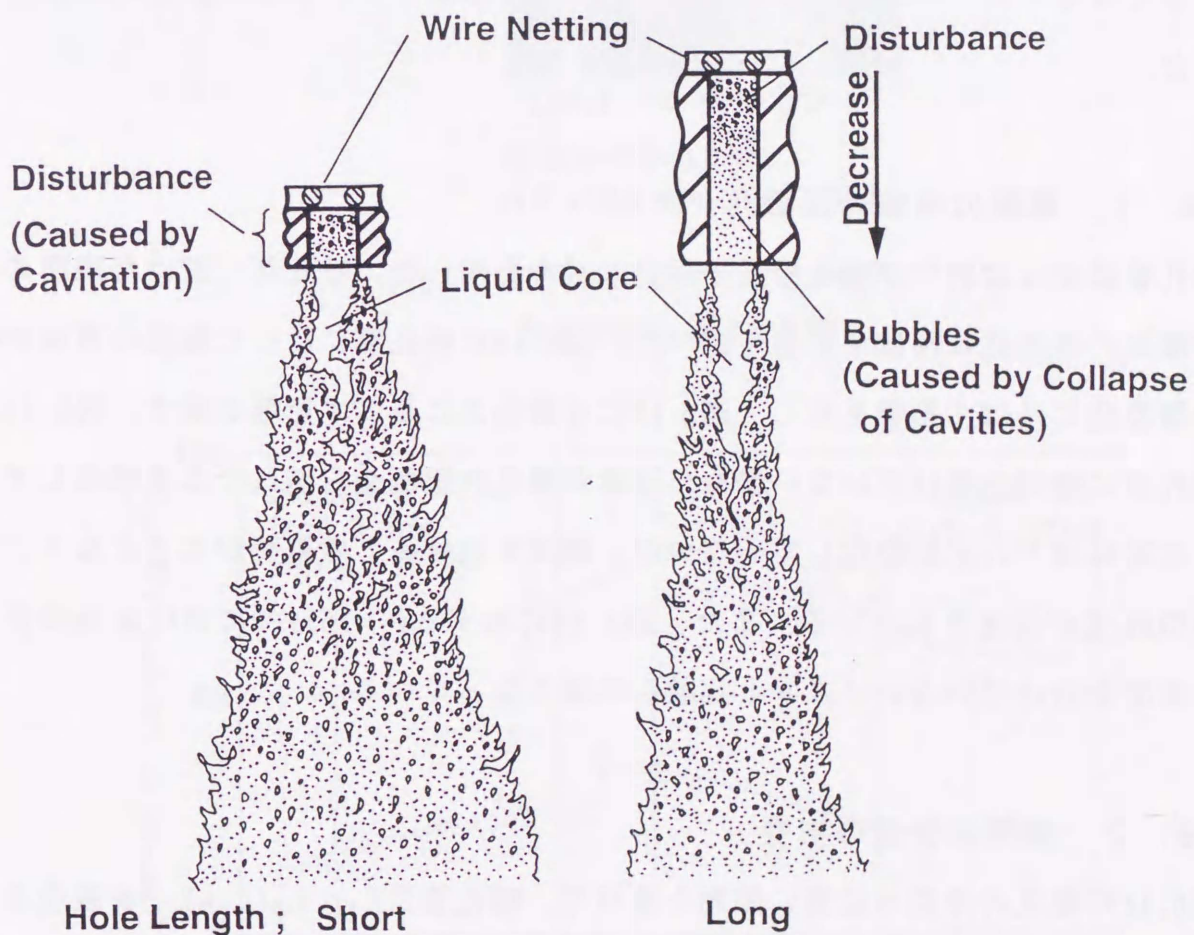


図6.13 噴孔内の流れと噴流の分裂挙動の模式図
(金網を設けた場合)

て、金網を設けたノズルを用いた場合、キャビテーションの発生による攪乱の減衰が最も小さい噴孔管長の短いノズルを用いると、噴流の微粒化をより促進させることが可能である。

6. 6 噴孔部に設けた隙間による微粒化の促進

噴流の微粒化をより促進させるためには、噴孔出口に近い位置でキャビテーションが発生するようにすればよいことが明らかになった。そのために、噴孔管長を短くして噴孔内の液流に最も大きな攪乱を与えられと思われるキャビティの崩壊を、噴孔出口付近で生じるようにしなければならない。シャープエッジノズルを用いた場合、噴孔管長を短くすると、ある噴射差圧 ΔP_i からキャビテーションが発生しなくなる。そこで、図6.1の(e)に示すように噴孔の途中に隙間を設けて、噴孔管長が短い場合でもキャビテーションが発生するノズルを考案して、噴流の微粒化の促進を試みた。

6. 6. 1 隙間の有無の影響

噴孔管長がほぼ同じで噴孔管長の短いノズルを用いて、噴孔部に設けた隙間の有無が噴流の微粒化に及ぼす影響を調べた。図6.14に噴孔部に設けた隙間の有無が噴流の微粒化に及ぼす影響を示し、図6.15に分裂長さに及ぼす影響を示す。図6.14より噴孔部に隙間を設けていない場合、液流が噴孔内壁面から離れたまま噴出しており、噴流はほとんど微粒化していないが、隙間を設けると噴霧角が大きくなり、噴流の微粒化が促進されている。また、図6.15に示す $\Delta P_i=15\text{MPa}$ における分裂長さも、隙間を設けていないノズルと比較して短くなっている。

6. 6. 2 隙間の位置の影響

図6.16に噴孔の中間の位置に隙間を設けて、噴孔管長 L_1 、 L_2 ($L_1=L_2$)を変化させた時の噴流の分裂挙動を示し、図6.17に分裂長さに及ぼす影響を示す。図6.16より噴孔管長が最も短い $L_1=L_2=0.6\text{mm}$ の場合、噴霧角が最も大きくなり、噴流の微粒化はかなり促進されており、図6.17に示す $\Delta P_i=15\text{MPa}$ における分裂長さも、他の

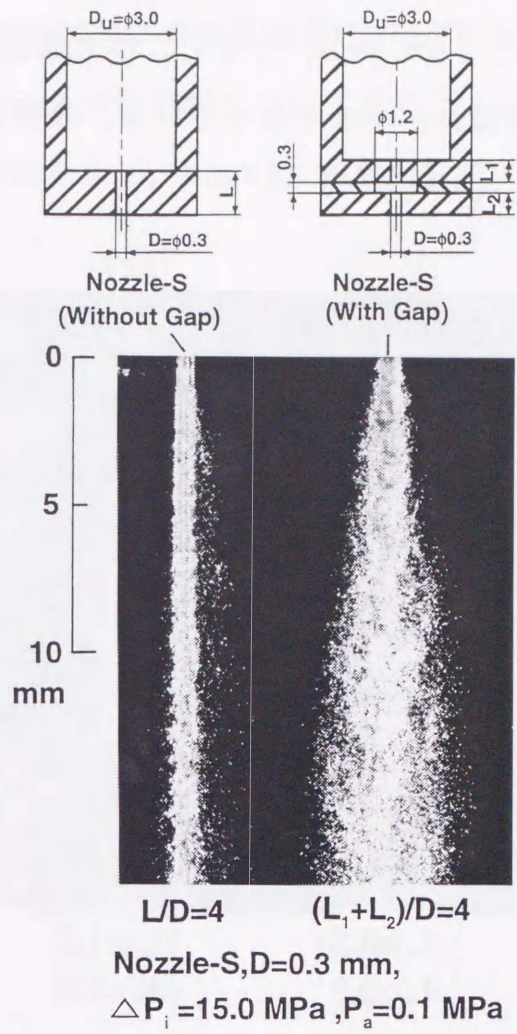


図6.14 噴孔部に設けた隙間が噴流の分裂挙動に及ぼす影響

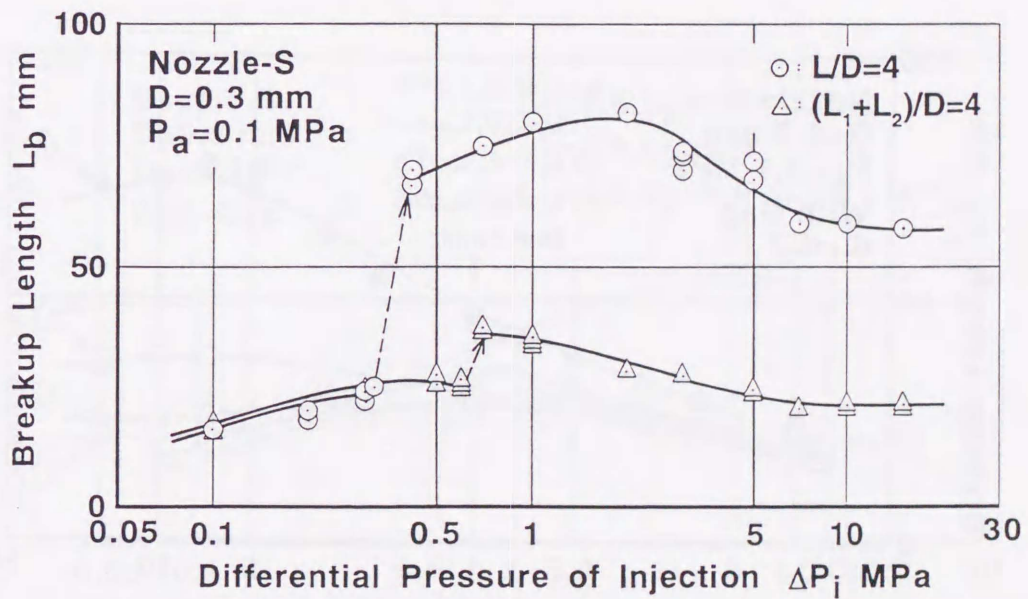
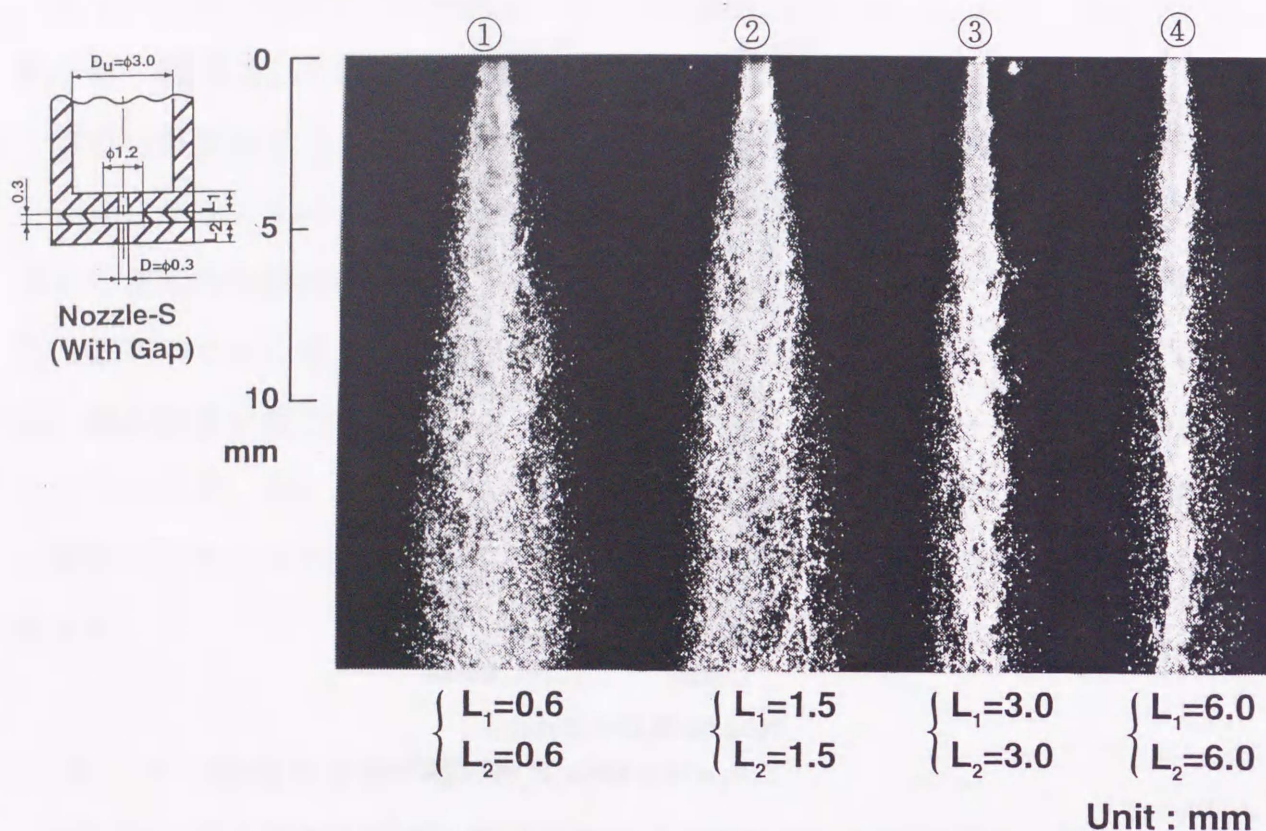


図6.15 噴孔部に設けた隙間が分裂長さに及ぼす影響

条件と比較して最も短くなっている。しかし、噴孔管長 L_1 , L_2 の増加, すなわち L_1+L_2 の増加に伴い, 噴霧角が小さくなっていき, 分裂長さも長くなり, 噴流の微粒化の状態が粗悪になっていく。



Nozzle-S, $D=0.3$ mm, $\Delta P_i = 15.0$ MPa, $P_a = 0.1$ MPa

図6.16 噴孔管長 L_1 , L_2 が噴流の微粒化に及ぼす影響

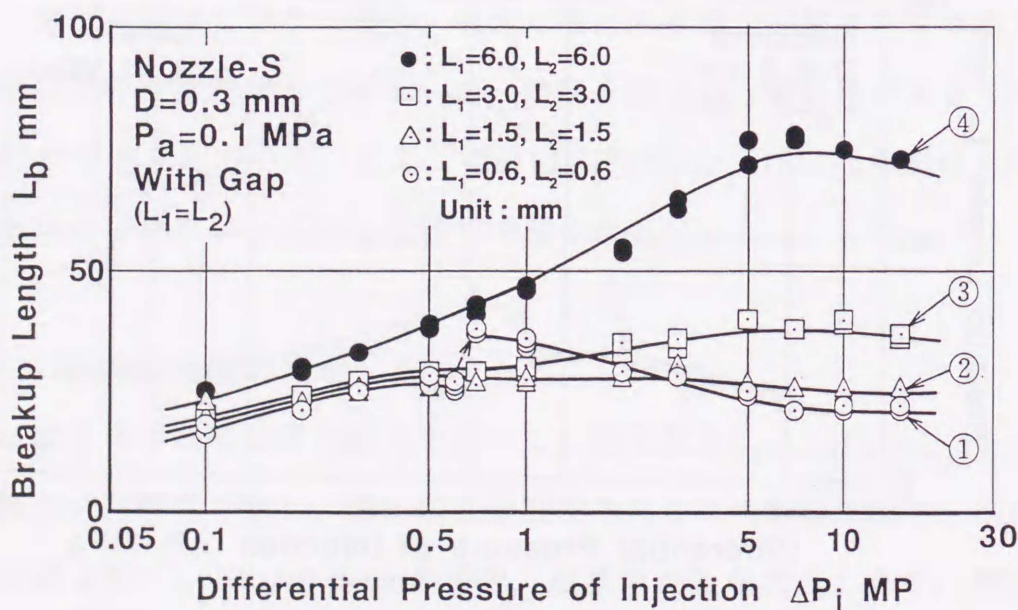


図6.17 噴孔管長 L_1 , L_2 が分裂長さに及ぼす影響

次に、噴孔部に設けた隙間の上下の噴孔管長 L_1 , L_2 を各々変化させて、隙間の位置が噴流の微粒化の促進に及ぼす影響について調べた。図6.18に隙間の位置を変化させた時の噴流の分裂挙動を示し、図6.19に隙間の位置が分裂長さにも及ぼす影響

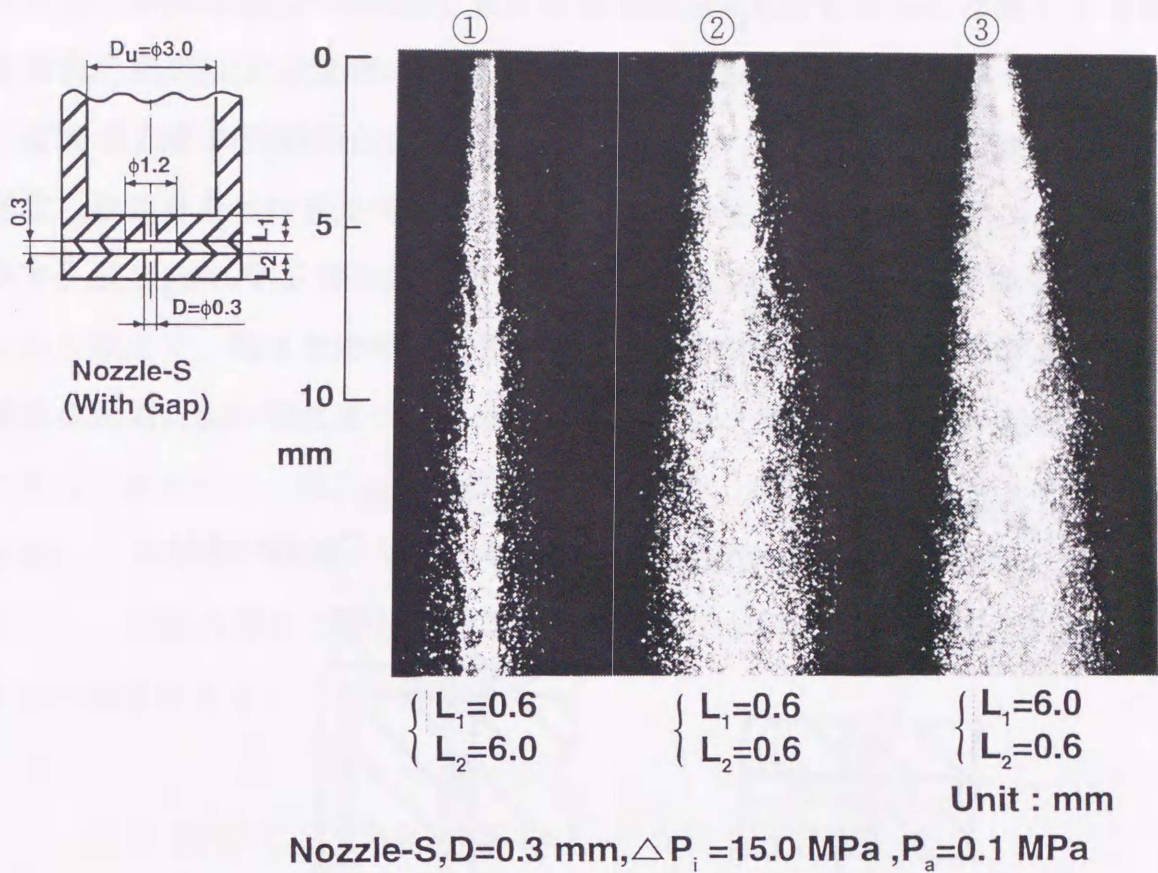


図6.18 噴孔部に設けた隙間の位置が噴流の微粒化に及ぼす影響

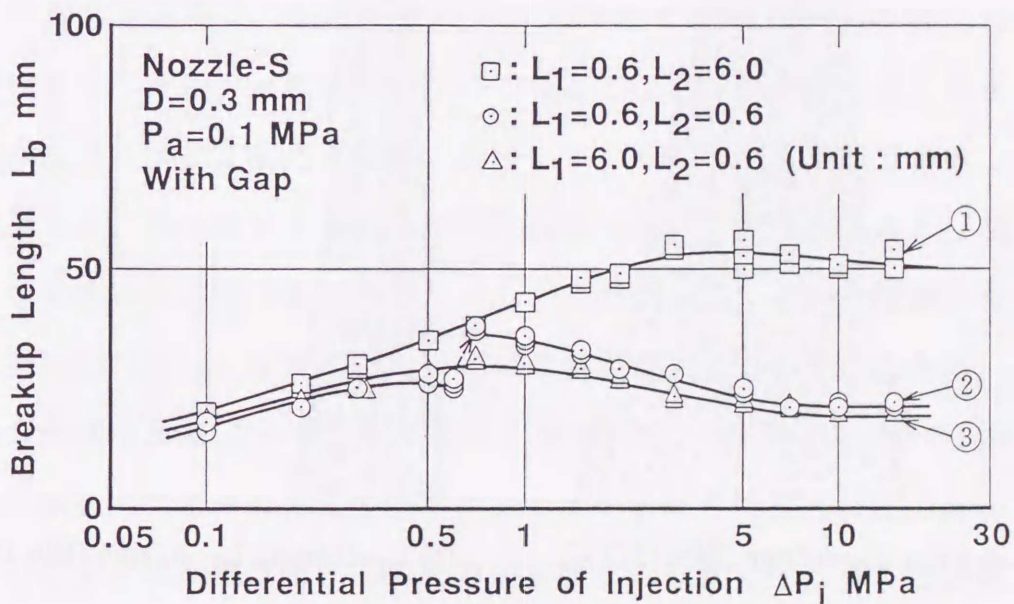
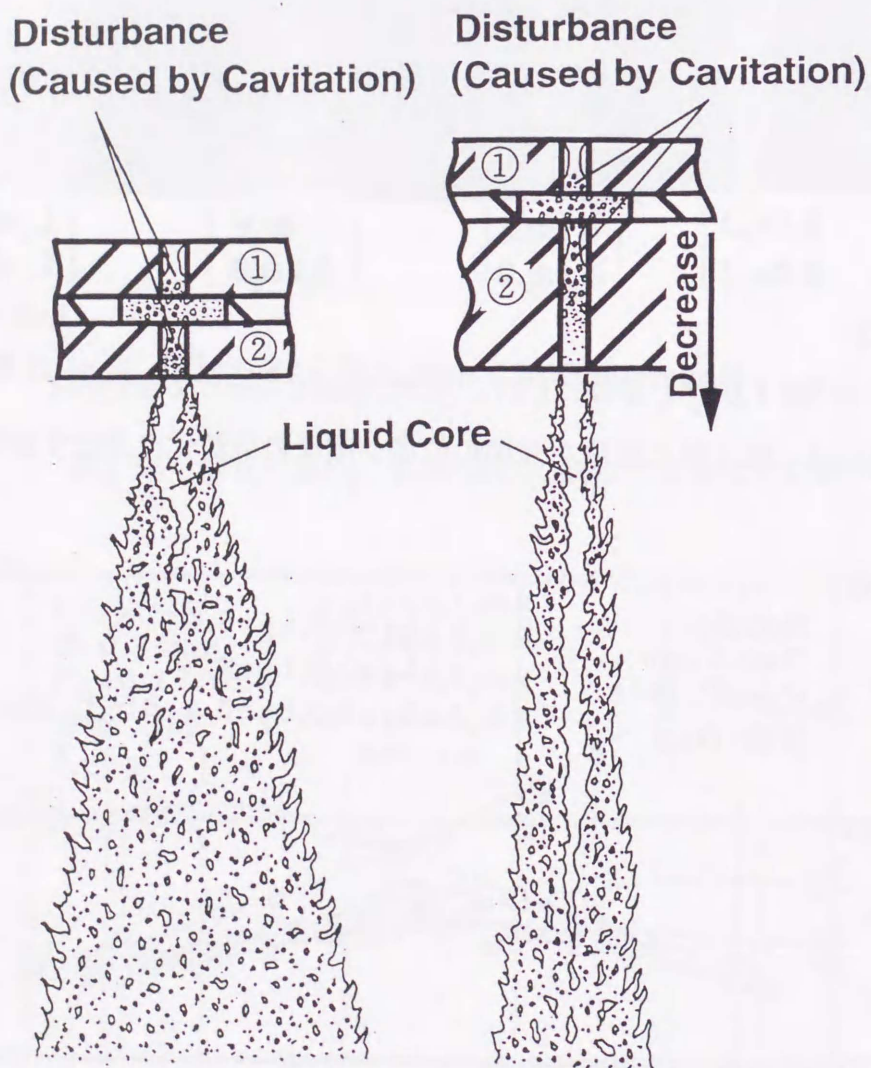


図6.19 噴孔部に設けた隙間の位置が分裂長さにも及ぼす影響

を示す。図6.18の①，②より，隙間の上部の噴孔管長 L_1 を0.6mmに固定して，隙間の下部の噴孔管長 L_2 を変化させた場合， L_2 が長いものは，噴流の微粒化があまり促進されておらず， L_2 が短いものは，噴霧角が大きくなり噴流の微粒化が促進されており，図6.19に示す $\Delta P_i=15\text{MPa}$ における分裂長さも短くなっている。図6.18の②，③より隙間の下部の噴孔管長 L_2 を0.6mmに固定して，隙間の上部の噴孔管長 L_1 を変化させた場合， L_1 の長短に依らず噴霧角は同様に大きくなっている。また，図6.19に示す ΔP_i に対する分裂長さの変化に大きな違いは見られず，分裂長さは両者とも短くなっている。したがって， L_1 の長短に依らず， L_2 を短くすると噴霧角は大きくなり，噴流の微粒化が促進されることがわかる。

このような結果の説明として，以下のことが考えられる。図6.20に隙間の上部①



(a) $L_1=0.6\text{mm}$, $L_2=0.6\text{mm}$ (図6.18の②)

(b) $L_1=0.6\text{mm}$, $L_2=6.0\text{mm}$ (図6.18の①)

図6.20 噴孔内の流れと噴流の分裂挙動の模式図

の噴孔管長を固定し、隙間の下部②の噴孔管長を変化させた時の、噴孔内の流れと噴流の分裂挙動の模式図を示す。図6.20より、噴孔の途中に隙間を設けると、隙間の上部①の噴孔入口付近で生成されたキャビティが、流速の減少により噴孔内の圧力が回復する隙間付近で崩壊し、液流に攪乱を与えるようになると考えられる。この時、図6.20の(a)に示すような隙間の下部②の噴孔管長が短いノズルでは、噴孔内の液流の攪乱が減衰することなくノズルから噴出するため、噴流の微粒化が促進されるものと考えられる。

一方、図6.20の(b)に示すような隙間の下部②の噴孔管長が長いノズルでは、ノズルから噴出する前に液流の攪乱が減衰してしまうため、隙間の下部②の噴孔管長が短いノズルに比べて噴流の微粒化は促進されないものと考えられる。

これらの結果から、噴孔部に隙間を設けた場合、噴流の微粒化は隙間の上部の噴孔管長 L_1 に依らず、隙間の下部の噴孔管長 L_2 に大きく依存することがわかる。したがって、液流の攪乱の減衰が小さくなるように L_2 を短くすれば、噴流の微粒化の促進に効果的であることがわかる。

6.7 噴孔出口を広げたノズルによる微粒化の促進

第3章の3.3.1節で述べたように、噴孔管長が長いノズルでも ΔP_i を増加させていくと、噴孔内の液流に大きな攪乱を与えると思われるキャビティの崩壊が、噴孔入口に近い位置で起きるようになる。これは、例えば図3.13の(b)の噴孔内の流れの写真において、キャビティの崩壊が生じているところ、すなわち黒く写っている部分が ΔP_i の増加に伴って噴孔入口部に近付いていくことから把握できる。これまでの実験結果から、キャビティの崩壊が噴孔出口に近い位置で生じると、噴流の微粒化が促進されることが明らかになっている。したがって、 ΔP_i を増加させていっても、常に噴孔出口に近い位置でキャビティの崩壊が生じるようにすれば、噴流の微粒化をより促進させることが可能であると思われる。第4章の4.4節の図4.5で示したように、噴孔内でキャビティの崩壊が生じている時の噴孔内の圧力分布を調べた結果、キャビティの崩壊は噴孔内の圧力が回復する位置で生じることが明らかになっている。そこで、図6.1の(f)に示すように噴孔出口付近の流路断面積を緩やかに

大きくして、圧力回復が噴孔出口付近で起きるようなノズルを考案し、噴流の分裂挙動の観察を行った。なお、高圧雰囲気下では雰囲気圧力の影響を受けて噴孔内の圧力が高くなることを考慮して、噴孔入口部で低下した圧力の回復する位置が、未広がりになっている噴孔部に近い位置で起きるように噴孔管長を短くとり、 $L/D=2$ とした。

図6.21に噴孔出口部に設けた角度 θ deg.を種々に変化させた時の、雰囲気圧力 $P_a=3.1\text{MPa}$ における噴流の分裂挙動を示す。比較のため、図6.1の(a)に示す噴孔断面積一定のノズル(Nozzle-S, $L/D=2, D=0.5\text{mm}$)を用いた場合も示してある。

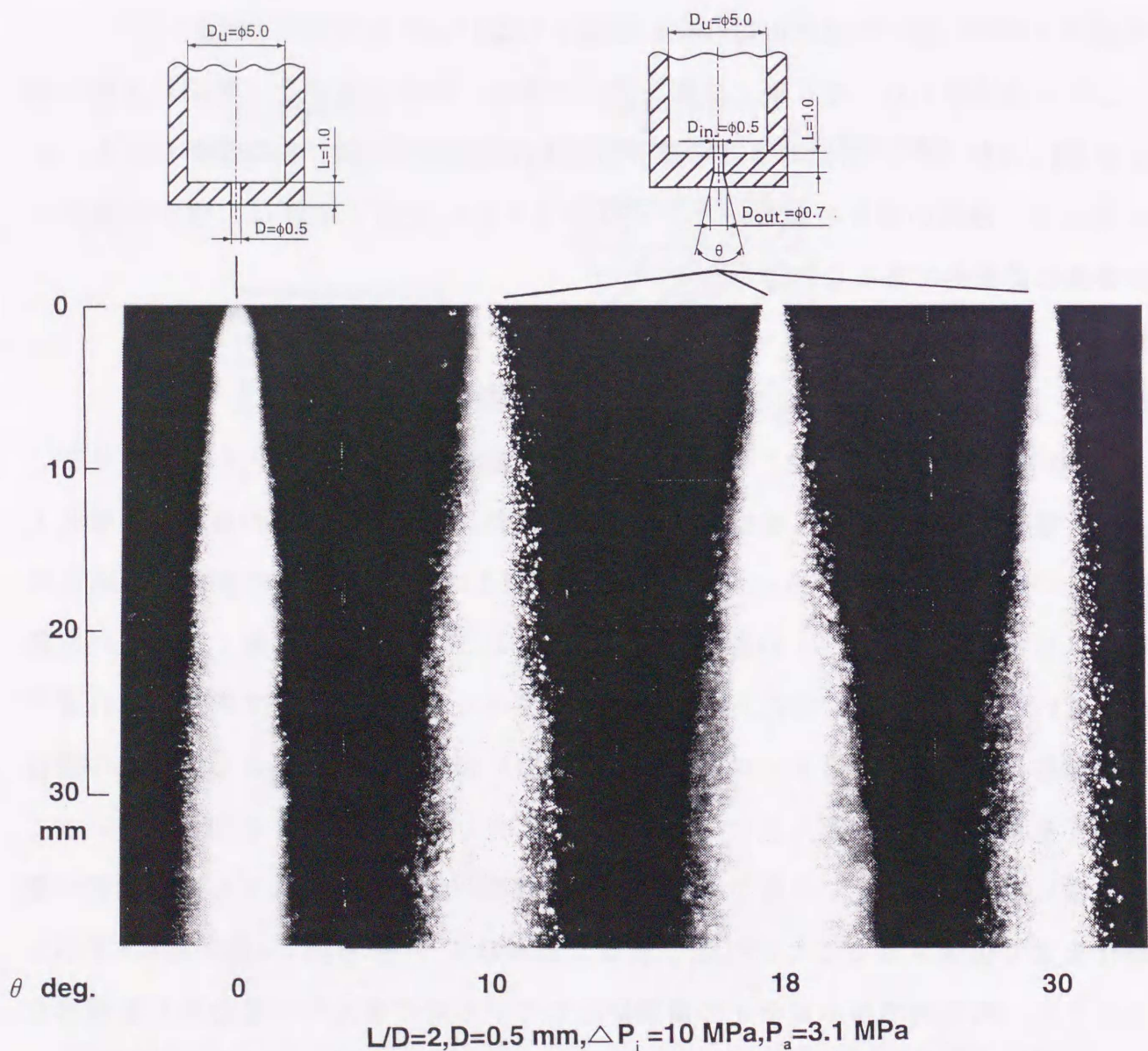


図6.21 噴孔出口形状が噴流の微粒化に及ぼす影響

図6.21より、 θ により噴流の分裂挙動に違いが見られ、 θ が大きい $\theta=30\text{deg.}$ の場合、噴流の微粒化状態はNozzle-Sと比較しても噴孔出口付近に角度を設けることにより悪くなっているが、 $\theta=18\text{deg.}$ において噴霧角が最も大きくなり、噴流の微粒化はかなり促進されている。

これは、 θ が大きくなると噴孔出口の末広がりになっている噴孔内壁面から液流が離れて噴出するようになるためであると考えられる。このようになると、Nozzle-Sと同様な分裂挙動を示すようになるものと思われる。しかし、 θ が大きいNozzle-Dの方がNozzle-Sと比較して噴霧角が小さく微粒化状態が悪くなるのは、Nozzle-Dの場合、噴孔出口部の末広がりになっている噴孔内壁面から液流が離れたまま噴出するようになる。その結果、キャビティの崩壊に伴って生じた気泡群の大半が噴孔外へ流出してしまうため、その影響がほとんど無いNozzle-Sと比較して、液流の攪乱の度合が小さくなるためであると考えられる。

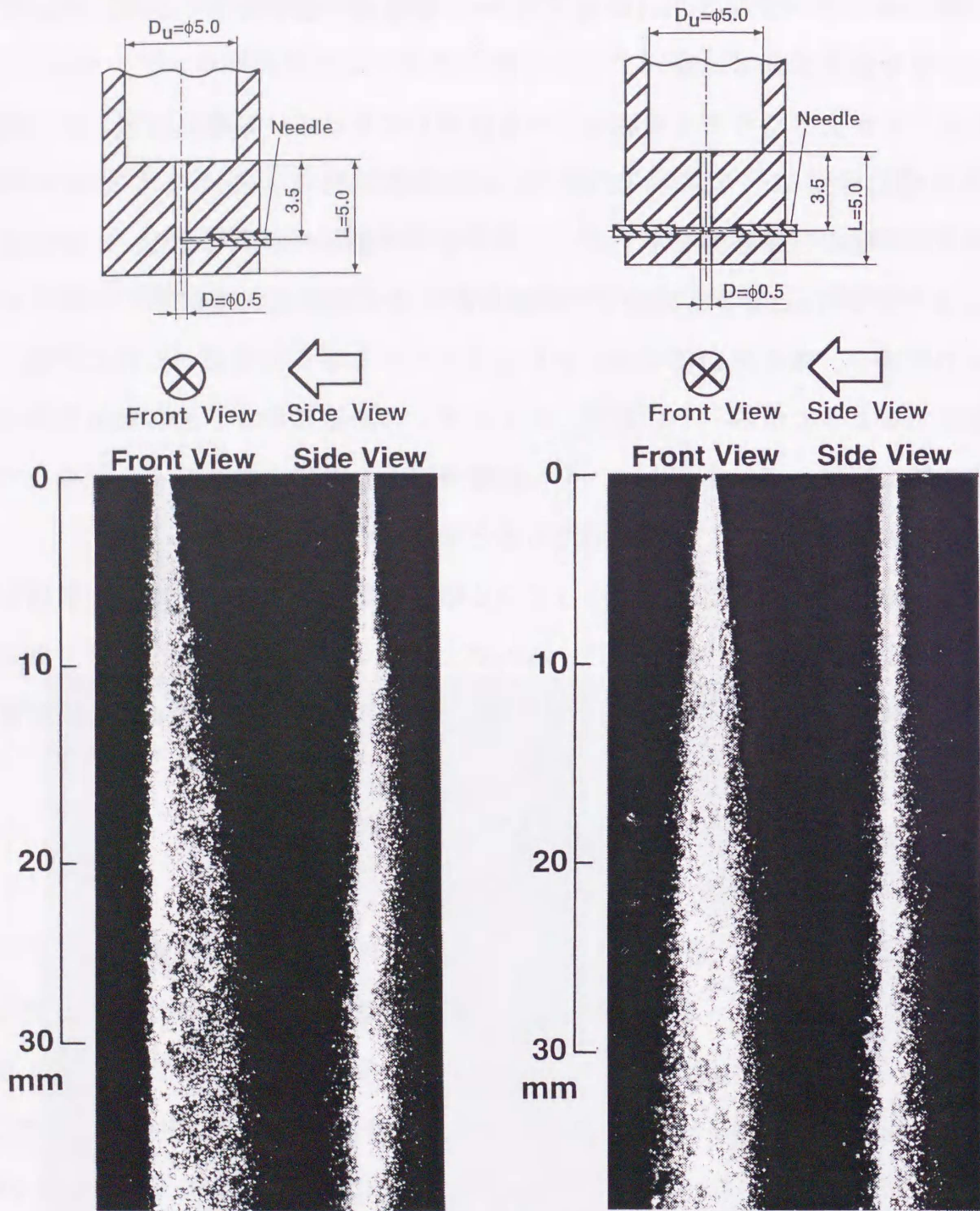
これらの結果より、末広がりになっている噴孔内壁面から液流が離れて噴出しないような角度を噴孔出口付近に設け、 ΔP_i が大きくなっても噴孔出口付近で常にキャビティの崩壊が生じるようにすれば、噴流の微粒化をより促進させることが可能であることがわかる。

6.8 噴孔内に突き出した針による微粒化の促進

前節6.5で示したように噴孔入口直上に金網を設けると、金網の素線の直下で圧力降下が生じ、キャビテーションが発生して噴流の微粒化が促進されることがわかった。そこで、図6.1の(g)に示すノズルを用いて、噴孔出口に近い位置に流れの方向に対して直角に、直径0.15mmの針を突き出して噴流の微粒化の促進を試みた。

図6.22に噴孔内に突き出した針が、噴流の微粒化に及ぼす影響を示し、図6.23に分裂長さに及ぼす影響を示す。図6.22の(a)は針を1本、図6.22の(b)は針を2本対向させて、噴孔径の約1/2の位置まで突き出した場合の大気圧雰囲気下における結果である。図6.22の(a)より、針を突き出した方向と同じ方向(Side View)から噴流の分裂挙動を観察すると、噴流の主流部の周りに液滴が多数形成されている。しかし、噴霧の広がりはそれ程顕著ではなく、微粒化しているようには見えない。一方、針

を突き出した方向と90deg.をなす方向(Front View)から噴流の分裂挙動を観察すると、噴流は針を突き出した方向に広がって微粒化している。



Nozzle-S, $L/D=10$, $D=0.5$ mm, $\Delta P_i = 10$ MPa, $P_a = 0.1$ MPa, With Needle

(a) 針を1本突き出した場合

(b) 針を2本対向させて突き出した場合

図6.22 噴孔部に突き出した針が噴流の微粒化に及ぼす影響

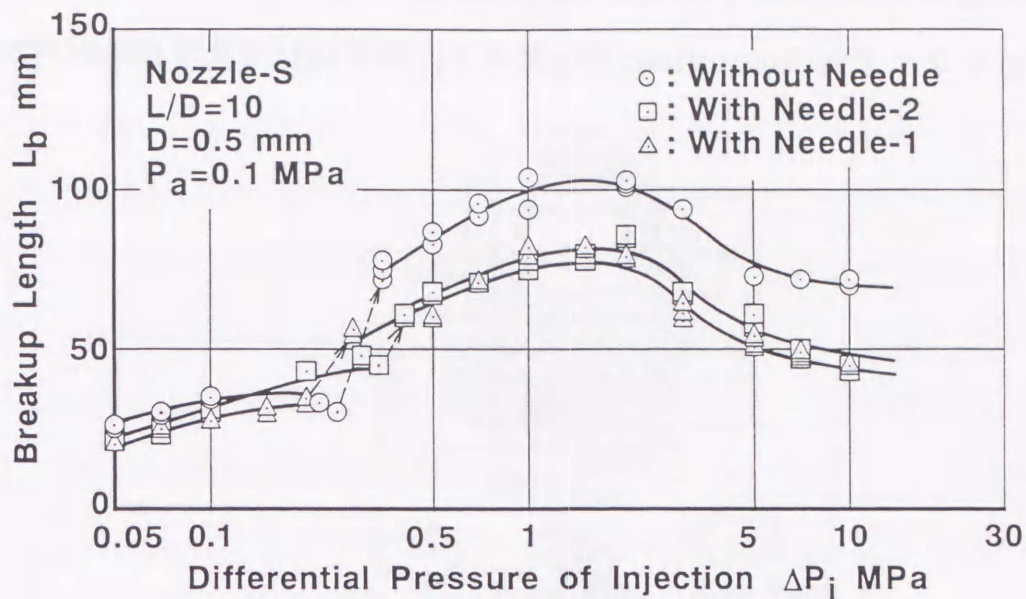
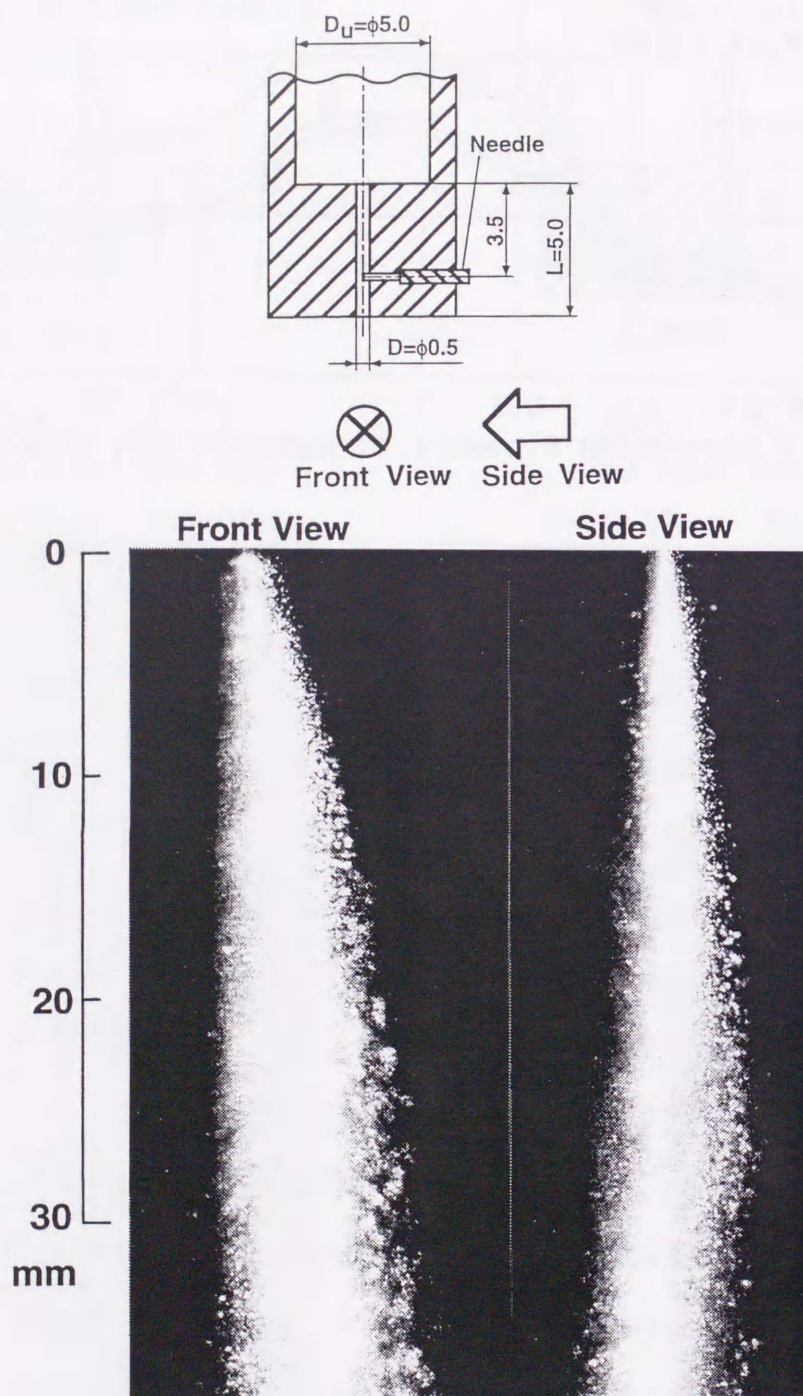


図6.23 噴孔部に突き出した針が分裂長さに及ぼす影響

また、図6.22の(b)より針を2本対向させて噴孔内に突き出した場合、針を突き出した方向と同じ方向(Side View)から噴流の分裂挙動を観察すると、図6.22の(a)の場合と同様に噴流の主流部の周りに液滴が形成されているが、噴霧角は小さい。一方、針を突き出した方向と90deg.をなす方向(Front View)から噴流の分裂挙動を観察すると、噴流は針を突き出した方向に大きく広がって微粒化している。また、図6.23より噴孔内に針を突き出した場合、噴孔内に針を突き出していないものと比較して分裂長さは短くなっており、液柱の微粒化が促進されていることがわかる。

図6.24に高圧雰囲気下において、噴孔内に突き出した針が噴流の微粒化に及ぼす影響を示す。図6.24の(a)は針を1本、図6.24の(b)は針を2本対向させて噴孔径の約1/2の位置まで突き出した場合である。図6.24の(a)より、針を突き出した方向と同じ方向(Side View)から噴流の分裂挙動を観察すると、シャープエッジノズルを用いて高圧雰囲気下に噴射した噴流の分裂挙動と類似している。一方、針を突き出した方向と90deg.をなす方向(Front View)から噴流の分裂挙動を観察すると、噴流は針を突き出した方向に大きく偏向して広がっており、噴流の微粒化はかなり促進されている。また、図6.24の(b)より針を突き出した方向と同じ方向(Side View)から

見た噴流の分裂挙動は，図6.24の(a)の場合と同様である．一方，針を突き出した方向と90deg.をなす方向(Front View)から見ると，噴流は針を突き出した方向に対

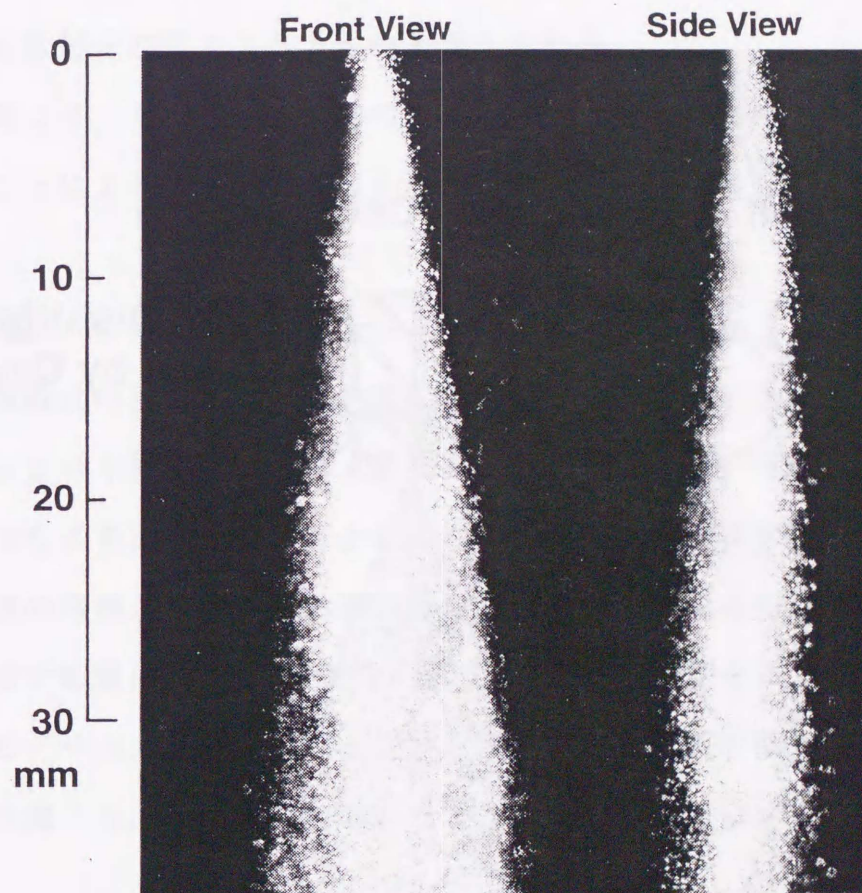
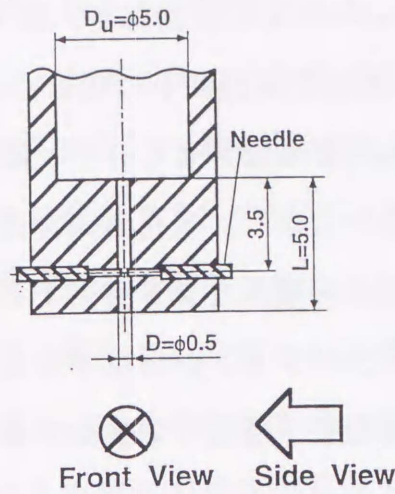


Nozzle-S, $L/D=10$, $D=0.5\text{mm}$, $\Delta P_i = 10\text{MPa}$,
 $P_a = 3.1\text{MPa}$, With Needle

(a) 針を1本突き出した場合

図6.24 噴孔部に突き出した針が噴流の微粒化に及ぼす影響

して大きく広がって噴流の微粒化はかなり促進されており，扁平な噴霧になっていることがわかる。



Nozzle-S, $L/D=10$, $D=0.5\text{mm}$, $\Delta P_i = 10\text{MPa}$,
 $P_a = 3.1\text{MPa}$, With Needle

(b) 針を2本対向させて突き出した場合

図6.24 (続き) 噴孔部に突き出した針が噴流の微粒化に及ぼす影響

ここで、雰囲気圧力の違いにより噴流の微粒化の状態が大きく異なるのは、次のような理由によるものと考えられる。図6.25に噴孔内の流れと噴流の分裂挙動の模式図を示す。図6.25の(a)は大気圧雰囲気下、図6.25の(b)は高圧雰囲気下の場合である。図6.25の(a)より大気圧雰囲気下の場合、これまで述べてきたように噴孔管長が比較的短いため、 ΔP_i を増加させていくと液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出するようになる。しかし、噴孔出口付近に針を突き出しているため液流が完全に噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出することはない。そして、針の直下で圧力降下が生じ、キャビテーションが発生するため液流に攪乱が生じ、攪乱が生じている方向へ噴流が微粒化し、偏向して噴出するものと考えられる。

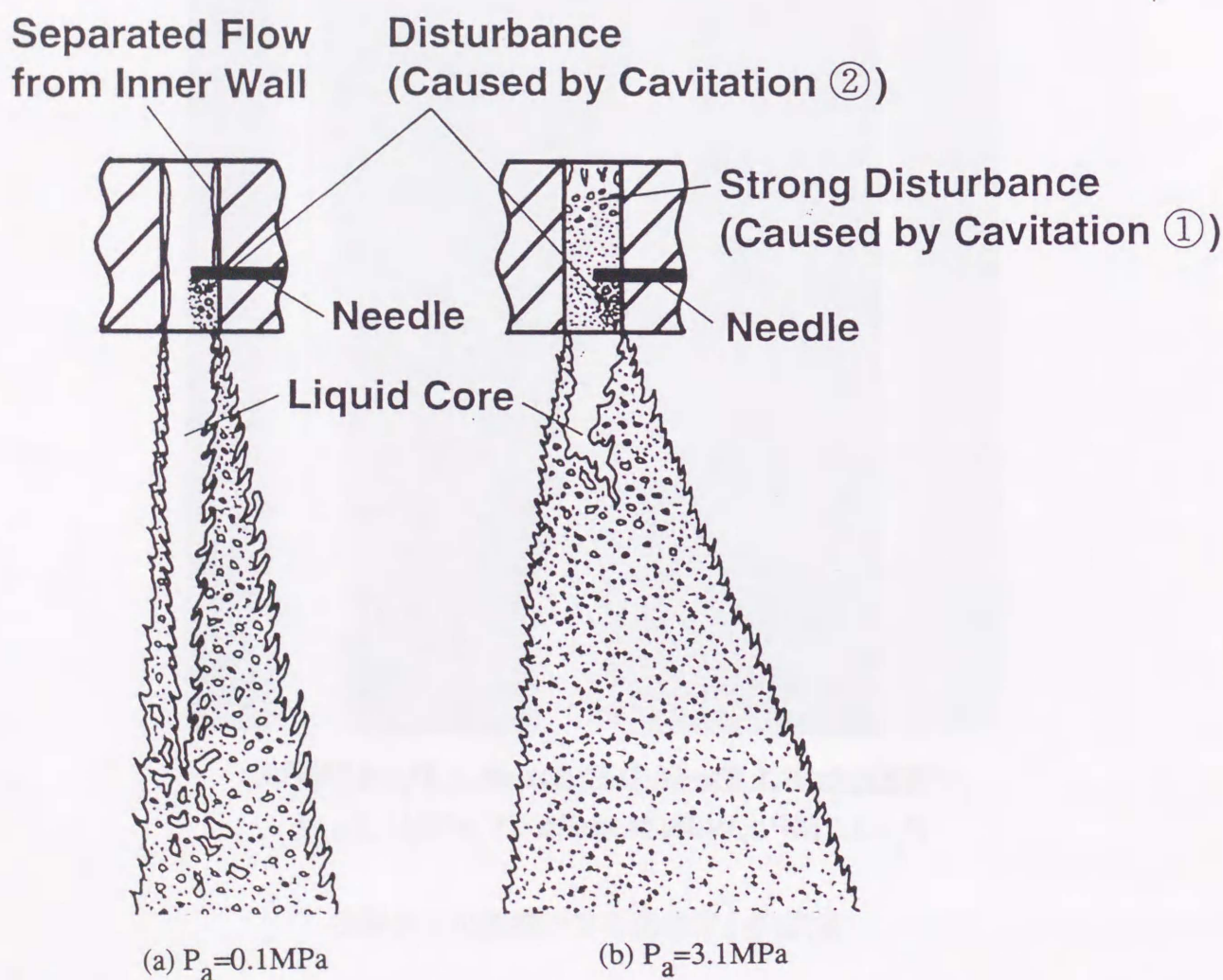


図6.25 噴孔内の流れと噴流の分裂挙動の模式図

一方、図6.25の(b)より高圧雰囲気下の場合、これまで述べてきたように大気圧雰囲気下のように液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出することはなく、噴孔入口部で縮流に伴いキャビティが生成され、雰囲気圧力の影響を受けて噴孔入口に近い位置で噴孔内の圧力が回復し、キャビティの崩壊が生じる。キャビティの崩壊により噴孔内は気泡群で満たされており、一種の気-液二相流の状態になっている。さらに、噴孔内に突き出した針の直下でも圧力降下によりキャビテーションが発生するため、ここでも液流に攪乱が生じるものと考えられる。したがって、高圧雰囲気下の場合、主に噴流の微粒化に寄与すると思われる噴孔入口付近で発生するキャビテーションによる液流の攪乱と、噴霧の噴出方向に関係すると思われる針の直下で発生するキャビテーションによる液流の攪乱が存在するため、大気圧雰囲気下の噴流よりも微粒化が促進されるものと考えられる。

これらの結果より、さらに細かく針の突き出し量や噴孔内に突き出す針の位置等を変化させることにより、様々な噴霧を形成させることが可能であることがわかる。

6.9 結 言

液体噴流の微粒化の要因は、ノズル噴孔内で発生するキャビテーションによる液流の攪乱であるという知見をもとに、噴孔内で発生するキャビテーションを利用して噴流の微粒化をより促進させることを試みた。まず、大気圧雰囲気下に噴射して、噴流の分裂挙動の観察と分裂長さの測定を行い、ノズルの噴孔形状等が噴流の微粒化の促進に及ぼす影響について調べた。また、噴流の微粒化をより一層促進させるために、キャビテーションが発生する位置を変化させ、噴流の微粒化の促進に及ぼす影響について調べた。その結果、以下のことが明らかになった。

(1) 噴孔上流部の底面を粗くした場合、噴孔上流部の底面が滑らかな場合と比較して噴流の微粒化は促進され、分裂長さは短くなる。

(2) 噴孔内壁面を粗くした場合、噴孔内壁面が滑らかな場合と比較して噴霧角が大きくなり、噴流の微粒化はかなり促進され、分裂長さは短くなる。

(3) 噴孔入口直上に金網を設けた場合、 L/D が小さいものほど、すなわち噴孔管

長が短いものほど噴霧角は大きく、分裂長さは短くなり、噴流の微粒化が促進される。

(4) 噴孔の途中に隙間を設けると噴流の微粒化は促進され、隙間の上下の噴孔管長が短いものほど噴霧角は大きくなり、分裂長さは短くなる。また、隙間の上部の噴孔管長の長短は、噴流の微粒化の促進にはほとんど寄与しないが、隙間の下部の噴孔管長の長短は、噴流の微粒化の促進に大きく影響する。

(5) 噴孔出口部の形状を末広がりにした場合、噴孔出口部の広がり角 θ が大きいもの($\theta=30\text{deg.}$)は、噴霧角が大きくなり、噴流の微粒化状態が粗悪になる。しかし、末広がりになっている噴孔内壁面から液流が離れたまま噴出しないような任意の広がり角($\theta=18\text{deg.}$)を設けると、噴霧角は大きくなり噴流の微粒化は促進される。

(6) 噴孔内に針を突き出した場合、噴霧は針を突き出した方向に偏向して噴出し、噴流の微粒化は促進される。

第7章 結 論

ディーゼル機関の燃焼は、圧縮行程で空気のみを圧縮し、高温、高圧の状態になった燃焼室内に1本、あるいは数本のノズルから高い噴射圧力で燃料を噴射する。この高圧噴射により噴霧は微粒化され、数十～数百 μm の粒子に分裂した燃料が蒸発し、蒸発した燃料と空気が混合して形成された可燃混合気が自己着火して急激に燃焼するというような複雑な過程を経て行われる。したがって、機関の燃焼性能は、燃焼室形状、燃焼室内の空気流動によっても左右されるが、特に高温、高圧の燃焼室内に噴射された燃料噴霧の特性が燃焼に大きく影響を及ぼし、燃焼室から排出される黒煙や未燃炭化水素、窒素酸化物などにも関係することが知られている。

ディーゼル機関では、ガソリン機関よりも気化し難い燃料を燃焼室内に噴射し、空気と混合させたくて自己着火させるため、着火性が良く、完全燃焼しやすい混合気を形成させることが重要である。燃焼室内に噴射された燃料をなるべく短時間で燃焼させるためには、燃料粒子をできるだけ小さな粒（霧状）にして空気との接触面積を増やして燃焼室内に分布させ、周囲の高温空気との反応を迅速に行わせる必要がある。したがって、燃焼室内にいかにか霧化して燃焼室のすみずみまで分布させるかが燃焼性能において重要なポイントになってくる。

一般に、ノズルから噴射された燃料噴霧の噴霧特性として、①分裂長さ、②噴霧角、③平均粒径、④燃料液滴の粒度分布、および⑤噴霧の到達距離が用いられる。ディーゼル機関に用いられている単孔ホールノズルから噴射された噴霧の噴霧特性の測定、噴流の分裂挙動の観察を行った結果から、噴流の微粒化は噴流と噴流周囲の気体との摩擦によって引き起こされるということより、ノズル噴孔内における液流の攪乱に依るのではないかと考えられるようになってきた。そこで、噴孔内の液流の挙動を観察するために、噴孔内を可視化して噴流の分裂挙動との関係について調べられているが、噴孔径が実際の機関に比べて大きく、噴射圧力もはるかに低く、しかも大気圧雰囲気下であるということから実機の条件とは大きくかけ離れている。実際のディーゼル燃焼に関係するのは、噴霧域と呼ばれる噴射圧力の高い領域の噴霧であり、この噴霧域における微粒化機構を解明しなければならない。

そこで本研究では、液体噴流が微粒化する要因を明らかにするために、実機のノズルに近い噴孔径を有するノズルを用いて噴孔内の流れの可視化を行ない、噴孔内の流れが噴流の微粒化に及ぼす影響について詳しく調べた。その結果、最高噴射差圧200MPaという超高压噴射であるにもかかわらず、噴孔内の液流に攪乱が存在しなければ噴流の主流部はほとんど微粒化しないということから、噴孔内の液流の流動状態が噴流の微粒化の主要因子であることが明らかになった。これまで、噴孔内の液流の挙動は、写真撮影による噴孔内の可視化による方法が採られていたが、噴孔内の液流の流動状態の定量化は困難であった。そこで、噴射ノズル側壁面に圧電型加速度変換器（加速度センサ）を取り付けて、噴孔内の液流の攪乱によるノズルの振動加速度を測定して、噴孔内の液流の攪乱の度合を振動加速度レベルVAL(dB)という数値で表現する方法を考案した。また、噴孔内の圧力を測定して噴孔内の流動状態を表した無次元数であるキャビテーション圧力係数 C_p を定義して、噴孔内の液流の挙動とキャビテーション圧力係数 C_p との関係および噴流の分裂挙動との関係について調べた。

また、近年、高効率化、高出力化と機関の燃料消費率低減のため小型軽量化が望まれており、燃焼方式を渦室式や予燃焼室式から、燃料消費率の良い直噴式にする方策が採られるようになってきている。小型直噴式ディーゼル機関では燃焼室が小さくなるため、ノズルから噴射された燃料が完全に微粒化しないまま燃焼室壁面に衝突するようなことが起り得る。したがって、機関の軽量化の観点からも、噴流を効率良く微粒化させ、比較的低い噴射圧力でも良好な噴霧が得られるようにする必要がある。そこで、主にノズルの噴孔形状を変化させて、噴流の微粒化を促進させることを試みた。

第1章では、本研究の背景である液体噴流の微粒化の意義と工業上の応用例を概説し、ディーゼル噴霧の微粒化に関する従来の研究について述べ、本研究の目的と特質について述べた。

第2章では、噴孔管長比 L/D 、噴孔入口形状および雰囲気圧力 P_a を変化させて噴流の分裂挙動を観察した。その結果、 L/D が小さいノズルの場合、噴射差圧 ΔP_i が200MPaと非常に大きくなっても噴流の主流部はほとんど微粒化しないが、 L/D が

大きいノズルの場合、 ΔP_i を大きくしなくても噴流の微粒化は促進されることがわかった。

また、噴流と雰囲気との相互作用が非常に大きくなる高圧雰囲気下($P_a=3.1\text{MPa}$)において、噴孔入口部がシャープエッジであるノズルを用いた場合、噴霧角が大きくなり噴流の微粒化はかなり促進されるが、噴孔入口部に曲率を有するノズルを用いた場合、噴流の微粒化はあまり促進されないことがわかった。

さらに、雰囲気圧力を減圧から高圧雰囲気まで変化させた場合、 L/D の小さいノズルを用いると、減圧雰囲気下($P_a=0.008\text{MPa}$)、大気圧雰囲気下($P_a=0.1\text{MPa}$)において、噴流の主流部はほとんど微粒化しないが、高圧雰囲気下($P_a=3.1\text{MPa}$)では噴流の微粒化はかなり促進される。一方、 L/D の大きいノズルを用いると、雰囲気の影響がほとんどない減圧雰囲気下においても噴流は微粒化しており、雰囲気圧力が大きいものほど噴流の微粒化が促進されることがわかった。

第3章では、液体噴流が微粒化する要因を明らかにするために、雰囲気圧力を減圧から高圧雰囲気まで変化させて、 L/D や噴孔入口形状の異なるアクリル製のノズルを用いてノズル噴孔内を可視化し、噴流の分裂挙動との関係について詳しく調べた。また、噴流がほとんど微粒化しない減圧雰囲気下において、噴孔入口直上に金網を設けて噴孔内の液流に故意に攪乱を与えて、噴流の分裂挙動の観察を行なった。

その結果、大気圧雰囲気下において L/D が小さいノズルの場合、 ΔP_i を増加させていくと、液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出して噴孔内にキャビテーションが発生しなくなる。この時、噴流の主流部はほとんど微粒化しておらず、分裂長さは長くなる。これに対して、 L/D が大きいノズルの場合、 ΔP_i を増加させても、液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出する現象は起きず、噴孔内にキャビテーションが発生し噴流の微粒化が促進され、分裂長さが短くなることがわかった。

また、減圧雰囲気下において L/D が小さいノズルの場合、噴孔内にキャビテーションは発生しておらず、噴流はほとんど微粒化しないが、 L/D が大きいノズルの場合、噴孔内にキャビテーションが発生し、噴流の微粒化が促進される。高圧雰囲気下では、 L/D に依らず噴孔内にキャビテーションが発生し、噴流の微粒化はかなり促進されることがわかった。

噴孔入口部に曲率を設けると、噴孔内にキャビテーションは発生せず、雰囲気の影響を大きく受ける高圧雰囲気下においても、噴流の微粒化はほとんど促進されない。また、雰囲気の影響がほとんどない減圧雰囲気下において、噴孔内にキャビテーションが発生せず、噴流が微粒化しないノズルでも、噴孔内の液流に攪乱を与えると、噴流は微粒化するようになることがわかった。

以上の結果から、噴流が微粒化する要因は、噴流と周囲気体との相互作用よりも、噴孔内に発生するキャビテーションによる液流の攪乱であるということが明らかになった。

第4章では、噴孔内の圧力を測定し、この圧力を用いて噴孔内の流動状態を表した無次元数であるキャビテーション圧力係数 C_p を定義して、噴孔内の液流の挙動と噴流の分裂挙動との関係について調べた。噴孔内でキャビティの生成、崩壊といったキャビテーションが発生している時、噴孔入口付近の圧力は供試液体の蒸気圧近くまで低下しており、噴孔内の圧力が回復する位置でキャビティの崩壊が生じることがわかった。さらに、液流が噴孔入口の内壁面から離れたまま噴出している時、噴孔内の圧力は雰囲気圧力にほぼ等しくなっていることがわかった。

噴孔内にキャビテーションの発生が見られず、噴流が微粒化していない時、 C_p は大きな値を示し、噴孔入口付近でキャビティが生成され始めると C_p は小さくなり、噴孔出口付近でキャビティが崩壊し、噴流の微粒化が促進されるようになると C_p はかなり小さくなる。また、 L/D に依らず、ある値の C_p になると、噴孔内にキャビティが生成され、噴孔出口付近でキャビティの崩壊が生じることがわかった。

以上の結果から、キャビテーション圧力係数 C_p は噴孔内の液流の挙動に対応しており、 C_p を用いてキャビテーションを伴っている噴孔内の流れを整理することができた。

第5章では、写真観察からでは困難であったノズル噴孔内の流動状態を定量化するために、圧電型加速度変換器（加速度センサ）を用いて噴孔内の液流の攪乱による振動加速度を測定した。まず、加速度センサの取り付け位置の選定に際して、噴孔入口側、噴孔出口側およびそれらの中間の位置に取り付けて周波数分析を行なった。その結果、各々の周波数スペクトラムの間にほとんど違いは見られなかった。

また、噴孔入口部に大きな曲率を設けたノズルを用いた場合、 ΔP_i が大きくなっても噴孔内にキャビテーションの発生は見られず、噴流が高圧噴射されているにもかかわらず、振動加速度はほとんど検出されなかった。よって、噴出する噴流からの振動や噴孔内の高速液流による振動は、検出される振動加速度にほとんど影響しないことがわかった。以上の結果より、加速度センサによって卓越的に検出された振動加速度は、キャビテーションの発生に伴う液流の攪乱によるものであることがわかった。

キャビテーションが発生しないノズルの場合、 ΔP_i が大きくなっても振動加速度はほとんど検出されず、振動加速度レベルVALの値は小さい。この時の噴流の主流部は微粒化しておらず、分裂長さは長い。一方、キャビテーションが発生するノズルの場合、 ΔP_i の増加に伴い大きな振動加速度が検出され、VALの値は大きくなっていく。この時の噴流はかなり微粒化しており、分裂長さは短くなっている。

以上の結果より、噴孔内の流動状態に応じた振動加速度が検出され、VALの変化は噴孔内の液流の挙動に対応しており、逆にVALの大きさから噴孔内の液流の流動状態を把握することが可能であることがわかった。

第6章では、噴流の微粒化がキャビテーションの発生による液流の攪乱によって引き起こされるという第3章の結果をもとに、主に噴孔形状を変えることにより噴流の微粒化を促進させることを試みた。

まず、噴孔上流部の底面の粗さおよび噴孔内壁面の粗さが、噴流の微粒化に及ぼす影響を調べることも踏まえて、L/Dが小さいノズルで噴孔上流部の底面および噴孔内壁面を粗くして噴流の分裂挙動を観察した。噴孔上流部の底面を粗くした場合、噴流の主流部の周囲に多数の液滴が形成され、噴孔上流部の底面が滑らかなものに比べて分裂長さが短くなり、噴流の微粒化が促進されることがわかった。また、噴孔内壁面を粗くした場合、噴孔内壁面が滑らかなものに比べて噴霧角が大きくなり、分裂長さも短くなり、噴流の微粒化がかなり促進されることがわかった。

噴流の微粒化を促進させる最も簡単な方法として、噴孔入口直上に金網を設けた場合、噴流の微粒化は促進され、噴孔管長が短いL/D=1のノズルにおいて噴霧角が最も大きくなり、分裂長さは最も短くなり、噴流の微粒化が促進されることがわか

った。

噴孔部に隙間を設けた場合、隙間の上下の噴孔管長が短いノズルにおいて噴流の微粒化は促進されるが、隙間の上下の噴孔管長が長くなると噴流の微粒化状態は粗悪になる。また、噴流の微粒化の状態は隙間の位置によっても大きく異なり、隙間の上部の噴孔管長の長短は、噴流の微粒化の促進にはほとんど寄与しないが、隙間の下部の噴孔管長の長短は、噴流の微粒化の促進に大きく影響することがわかった。

この結果をもとに、噴孔出口付近で圧力の回復が生じ、キャビティの崩壊が生じるように噴孔出口部を末広がりにしたノズルを用いた場合、噴孔出口の角度 θ deg. により噴流の微粒化の状態が異なることがわかった。すなわち、 $\theta = 10$ deg. と 30 deg. の場合、噴孔出口部が末広がりでないノズルと比較して、噴流の微粒化はそれほど促進されない。しかし、末広がりになっている噴孔内壁面から液流が離れて噴出ししないような角度 ($\theta = 18$ deg.) を設けると、噴流の微粒化が促進されることがわかった。

以上の結果から、噴孔入口直上に金網を設けた L/D が最も小さいノズルと、噴孔出口に近い位置に隙間を設けたノズルにおいて噴霧角が大きくなり、分裂長さは両者とも同程度に短くなることがわかった。したがって、噴孔出口に近い位置でキャビティの崩壊による液流の攪乱が生じるようにすれば、噴流の微粒化促進に効果的であることが明らかになった。

以上のように本研究では、これまで不明瞭であったディーゼル機関における噴霧と同程度の噴射条件、雰囲気条件を含む幅広い条件下で、ノズル噴孔内の流れに主眼を置き、噴孔内の液流の挙動と噴流の微粒化との相互関係を明らかにした。また、噴流の微粒化過程に及ぼす噴孔内の流動状態と雰囲気との影響を分離して考察し、噴流の微粒化の主要因子が噴孔内で発生するキャビテーションによる液流の攪乱であることを実証した。

さらに、これらの結果を踏まえて主にノズル噴孔形状を変えて、噴孔内で発生するキャビテーションを積極的に利用することにより、噴流の微粒化を促進させることが可能であることを示した。近年、大型、中型ディーゼル機関において、燃料経済性の良い直噴式が主流になってきている。直噴式は副室式よりも燃焼室が大きく、

高い噴射圧力が要求される。さらに、噴霧形成の改善のため噴射圧力はより高まる傾向にあり、高圧噴射に耐え得る噴射ポンプが必要になってくる。したがって、ノズル噴孔形状を変えるという簡単な手法により、低い噴射圧力で良好な噴霧が得られ、噴流の微粒化の促進が可能であるということから、ディーゼル機関に用いられている圧力霧化式噴射ノズルの噴霧特性の改善、燃料噴射系の小型、軽量化が可能であると考えられる。

本研究により、これまで不明瞭であった高速液体噴流の微粒化の要因が明らかになり、工業的な応用範囲が広がるものと考えられる。また、本研究で提案した噴孔内のキャビテーションを利用した噴流の微粒化促進法は、微粒化技術の発展に大きく寄与するものと考えられる。本研究では、供試液体として水を用い、実験を主体に行ってきたが、さらに粘性の影響についても詳しく調べるために、液体の粘度を変化させて実験を進めていく必要がある。さらに、噴射ノズルの特性が解明され、数値計算の入力条件として現象にあった条件を入力することにより、噴霧特性や燃焼特性などの予測計算を実現させるために理論的な解明を行なう必要があり、今後の研究課題としたい。

主な記号

A, G	: 振動加速度	(m/s^2)
A/A_0	: 振動加速度の比	(-)
A_{rms}	: 振動加速度の実効値	(m/s^2)
A_0	: 振動加速度の基準値	(m/s^2)
c	: 減衰係数	(Ns/m)
C	: 流量係数	(-)
C_p	: 局所圧力係数	(-)
C_p	: キャビテーション圧力係数	(-)
D	: 噴孔径	(mm)
d_i	: 液滴の直径	(μm)
$D_{\text{in.}}$: 噴孔入口の直径	(mm)
$D_{\text{out.}}$: 噴孔出口の直径	(mm)
D_u/D	: 噴孔上流部の直径と噴孔径との比	(-)
D_0	: 液柱の太さ	(mm)
d_{32}	: ザウタ平均粒径	(μm)
f	: 周波数	(kHz)
k	: ばね定数	(N/m)
K, σ	: キャビテーション数	(-)
L_b	: 本研究で定義した分裂長さ (L_{b2})	(mm)
L_{b1}	: 分裂長さ ($L_{b1} < L_b$)	(mm)
L_{b2}	: 分裂長さ ($L_{b2} = L_b$)	(mm)
L_{b3}	: 分裂長さ ($L_{b3} > L_b$)	(mm)
L/D	: 噴孔管長と噴孔径との比	(-)
L_1	: 隙間の上流側の噴孔管長	(mm)
L_2	: 隙間の下流側の噴孔管長	(mm)
M	: おもりの質量	(kg)

n_t	: 液滴の個数	(個)
P, P_s	: ノズル噴孔内の圧力	(kPa)
P_a	: 雰囲気圧力	(MPa)
P_i	: 噴射圧力	(MPa)
P_v	: 噴射液体の常温における蒸気圧	(kPa)
P_0, P_1	: ノズル噴孔の上流側の圧力	(MPa)
P_2	: ノズル噴孔の下流側の圧力	(MPa)
Q	: 体積流量	(m^3/s)
R	: 抵抗	($M\Omega$)
r/D	: 噴孔入口部に設けた曲率と噴孔径との比	(-)
VAL	: 振動加速度レベル	(dB)
v_i	: 噴射速度	(m/S)
v_0	: ノズル噴孔の上流側の流速	(m/s)
x	: ケースの空間に対する変位	(m)
y	: おもりのケースに対する変位	(m)
ΔP_i	: 噴射差圧	(MPa)
θ	: 噴孔出口角	(deg.)
θ	: 噴霧角	(deg.)
λ	: 噴流の表面の波の波長	(mm)
ρ_a	: 常温における雰囲気密度	(kg/m^3)
ρ_L, ρ_1, ρ	: 常温における噴射液体の密度	(kg/m^3)

参考文献

(第1章)

- (1)藤沢・川合, 自動車工学シリーズ, ディーゼル燃料噴射, 山海堂, (1988), 5.
- (2)文献(1)の4.
- (3)廣安・宝諸, 機械系 大学講義シリーズ, 内燃機関, コロナ社, (1986), 125.
- (4)文献(3)の117.
- (5)文献(1)の158.
- (6)永井, 微粒化, Vol. 3-1, No.5(1994), 5.
- (7)中山・高橋, 機論, 46-401, B(1980), 180.
- (8)中山・高橋, 機論, 46-401, B(1980), 171.
- (9)棚沢, ディーゼル機関 I, 山海堂, (1960), 80.
- (10)棚沢・斎藤, 機論, 8-1, B(1943), 1.
- (11)Ranz W. E., The Canadian Journal of Chemical Engineering(1958), 175.
- (12)文献(9)の89-93.
- (13)Tyler E., Phil. Mag., Vol. 16(1933), 504.
- (14)棚沢・豊田, 東北大学工学部報告, 19-2(1955), 135.
- (15)Levich V. G., Physicochemical Hydrodynamics, Prentice Hall(1962), 626.
- (16)Rutland D. F., Jameson G. J., J. Fluid Mech., 46-2(1971), 267.
- (17)Goedde E. F., Yuen M. C., J. Fluid Mech., 40-3(1970), 495.
- (18)Phinney R. E., Physics of Fluid, 16-2(1973), 193.
- (19)Kitamura Y., Takahashi T., Proc. 1st ICLASS-78(1978), 1.
- (20)Phinney R. E., Humphries W., A. I. Ch. E. Journal, 19-3(1973), 655.
- (21)棚沢・豊田, 機論, 20-92, B(1954), 306.
- (22)Grant R. P., Middleman S., A. I. Ch. E. Journal, 12-4(1966), 669.
- (23)Phinney R. E., A. I. Ch. E. Journal, 21-5(1975), 996.
- (24)Chen T. F., Davis J. R. and Asce M., Journal of the HYDRAULICS DIVISION, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, 90(1964), 175.
- (25)松井・ほか3名, 第7回液体の微粒化に関する講演会講演論文集, (1979), 19.

- (26) Ohnesorge W., Ztschr. f. angew Math. Mech. Band 16, Heft 6(1936), 355.
- (27) 佐賀井・佐藤・斎藤, 第2回液体の微粒化に関する講演会講演論文集, (1972), 73.
- (28) 佐賀井・佐藤・斎藤, 第3回液体の微粒化に関する講演会講演論文集, (1973), 10.
- (29) Sterterling A. M., Sleicher C. A., Journal Fluid Mech., Vol. 68(1975), 477.
- (30) Lishefsku A. S., Journal Institute News, Energy USSR, No.1(1964),
- (31) Lee S. Y., Tankin R. S., Int. J. Heat Mass Transfer, 27-3(1984), 351.
- (32) Lee S. Y., Tankin R. S., Int. J. Heat Mass Transfer, 27-3(1984), 363.
- (33) Reitz R. D., Bracco F. V., SAE Tech. Paper, NO. 790494(1979), 1.
- (34) Chehroudi B., et al., SAE Paper, No. 850126(1985), 764.
- (35) Vereshchagin L. F., et al., Soviet Phys. Tech. Phys., 4(1959), 38.
- (36) 文献(9)の92.
- (37) 細谷・小保方, 機論, 58-548, B(1992), 1252.
- (38) 清水・新井・廣安, 機論, 49-448, B(1983), 2886.
- (39) 清水・新井・廣安, 機論, 54-504, B(1988), 2236.
- (40) 文献(9)の86.
- (41) 文献(9)の87.
- (42) Dunne B. and Cassen B., Journal of Applied Physics, 25-5(1954), 569.
- (43) 清水・学位請求論文, (1992), 103.
- (44) Yule A. J. and Salters D. G., Atomization and Sprays, vol. 4(1994), 41.
- (45) 清水・新井・廣安, 第17回液体の微粒化に関する講演会講演論文集, (1990), 73.
- (46) 新井・清水・廣安, 燃料協会誌, 70-11(1991), 1032.
- (47) Reitz R. D. and Bracco F. V., Phys. Fluids, 22(1979), 1054.
- (48) 田端・新井・廣安, 機論, 51-470, B(1985), 3263.
- (49) Reitz R. D. and Bracco F. V., Phys. Fluids, 25-10(1982), 1730.
- (50) Wu K. -J., et al., Trans. of the ASME, Vol. 105(1983), 406.
- (51) Zanelli S., Proc. ICLASS-88, Special Lecture I (1988), 1.
- (52) 廣安, わかる内燃機関, コロナ社, (1973), 141.
- (53) Karasawa T., et al., Proc. ICLASS-91(1991), 571.
- (54) Karasawa T., et al., Atomization and Sprays, vol. 2(1992), 411.

- (55)Lin S. P. and Kang D. J., *Phys. Fluids*, 30-7(1987), 2000.
- (56)Lin S. P. and Lian Z. W., *AIAA Journal*, 28-1(1990), 120.
- (57)橋本, 微粒化学会誌, Vol. 1-2, No.2(1993), 13.
- (58)橋本, 機械の研究, 32-10(1980), 1134.
- (59)橋本, 機論, 57-541, B(1991), 2861.
- (60) (社) 日本機械学会, 流れの可視化ハンドブック, 丸善, (1984), 110-111.
- (61)山崎, キャビテーション工学, 日刊工業新聞社, (1978), 197.
- (62)Bergwerk W., *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, 173-25(1959), 655.
- (63)清水・新井・廣安, 機論, 56-528, B(1990), 2519.
- (64)清水・新井・廣安, 第19回液体の微粒化に関する講演会講演論文集, (1992), 1.
- (65)清水・新井・廣安, 第1回微粒化シンポジウム, (1992), 95.
- (66)H. Hiroyasu, M. Arai and M. Shimizu, *Proc. ICLASS-91*(1991), 275.
- (67)許・新井・廣安, 機論, 53-491, B(1987), 2214.
- (68)Soteriou C., et al., *Spray Technology, SAE SP-1065*, No. 950080(1995), 27.
- (69)Chaves H., Knapp M. and Kubitzek A., *SAE Paper*, No. 950290(1995), 645.
- (70)Huang Z., et al., *Proc. ICLASS-94*(1994), 86.
- (71)柄沢・ほか3名, 第19回液体の微粒化に関する講演会講演論文集, (1992), 35.
- (72)横田・河村, 日本船用機関学会誌, 18-8(1983), 604.
- (73)Joachim W. F., *NACA Report*, No. 224(1925), 371.
- (74)横田・伊藤・青木, 機論, 57-539, B(1991), 2428.
- (75)Gelalles A. G., *NACA Report*, No. 373(1930), 193.
- (76)R. H. Spikes and G. A. Pennington, *Proc. Inst. Mech. Engineers*, 173-25(1959), 661.
- (77)Chigier N., *Atomization and Sprays, Combustion : An International Series*, 155.
- (78)Ruiz F. and Chigier N., *Proc. 3rd ICLASS-85*, Vol. 1(1985), VIB/3/1.
- (79)横田・伊藤・四戸, 機論, 55-515, B(1989), 1817.
- (80)横田・伊藤・青木, 機論, 57-539, B(1991), 2428.
- (81)横田・伊藤・青木, 機論, 58-545, B(1992), 1.

(第2章)

- (1) 棚沢, ディーゼル機関 I, 山海堂, (1960), 92.
- (2) 清水・新井・廣安, 機論, 49-448, B(1983), 2886.
- (3) 清水・新井・廣安, 機論, 54-504, B(1987), 2236.
- (4) Chaves H., Knapp M. and Kubitzek A., *SAE Paper*, No. 950290(1995), 645.
- (5) 清水・新井・廣安, 機論, 56-528, B(1990), 2519.

(第3章)

- (1) 棚沢, ディーゼル機関 I, 山海堂, (1960), 87.
- (2) Reitz R. D. and Bracco F. V., *Phys. Fluids*, 25-10(1982), 1730.
- (3) Lin S. P. and Kang D. J., *Phys. Fluids*, 30-7(1987), 2000.
- (4) Lin S. P. and Lian Z. W., *AIAA Journal*, 28-1(1990), 120.
- (5) 橋本, 微粒化学会誌, Vol. 1-2, No.2(1993), 13.
- (6) 橋本, 機械の研究, 32-10(1980), 1134.
- (7) 橋本, 機論, 57-541, B(1991), 2861.
- (8) Bergwerk W., et al., *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, 173-25(1959), 655.
- (9) 清水・新井・廣安, 機論, 56-528, B(1990), 2519.
- (10) H. Hiroyasu, M. Arai and M. Shimizu, *Proc. ICLASS-91*(1991), 275.
- (11) 清水・新井・廣安, 第19回液体の微粒化に関する講演会講演論文集, (1992), 1.
- (12) 清水・新井・廣安, 第1回微粒化シンポジウム, (1992), 95.
- (13) 許・新井・廣安, 機論, 53-491, B(1987), 2214.
- (14) Soteriou C., et al., *Spray Technology, SAE SP-1065*, No. 950080(1995), 27.
- (15) Huang Z., et al., *Proc. ICLASS-94*(1994), 86.
- (16) 柄沢・ほか3名, 第19回液体の微粒化に関する講演会講演論文集, (1992), 35.
- (17) Ruiz F. and Chigier N., *Proc. 3rd ICLASS-85*, Vol. 1(1985), VIB/3/1.
- (18) 玉木・ほか3名, 第72期全国大会講演論文集, Vol. III, No. 940-30(1994), 70.

(第4章)

- (1) 山崎, キャビテーション工学, 日刊工業新聞社, (1978), 9.
- (2) Bergwerk W., *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, 173-25(1959), 655.

- (3) Schmidt D. P., et al., ILASS AMERICAS 96, 9th Annual Conference, U.S.A., (1996), 160.
- (4) 横田・ほか3名, 日本船用機関学会誌, 28-10(1993), 653.
- (5) 横田・伊藤・四戸, 機論, 55-515, B(1989), 1817.
- (6) 横田・伊藤・青木, 機論, 57-539, B(1991), 2428.
- (7) Ruiz F., Proc. ICLASS-91(1991), 595.
- (8) 横田・伊藤・青木, 機論, 58-545, B(1992), 1.
- (9) Collicott S. H., et al., ILASS AMERICAS 96, 9th Annual Conference, U.S.A., (1996), 155.
- (10) Soterou C., et al., Spray Technology, SAE SP-1065, No. 950080(1995), 27.
- (11) 大場・伊藤, 機論, 39-323, B(1973), 2093.
- (12) 佐藤・ほか4名, 機論, 51-470, B(1980), 3285.
- (13) 佐藤, 機論, 56-532, B(1990), 3597.
- (14) 青山・ほか4名, 機論, 59-561, B(1993), 1444.
- (15) Lichtarowicz A., Duggins R. K. and Markland E., Journal Mechanical Engineering Science, 7-2(1965), 210.
- (16) 玉木・ほか3名, 微粒化, Vol. 5-3, No.11(1996), 3.

(第5章)

- (1) 藤川・赤松, 機論, 50-450, B(1984), 293.
- (2) 津田・廣瀬・木本, 機論, 50-452, B(1984), 916.
- (3) 大場・伊藤, 機論, 39-323, B(1973), 2093.
- (4) 大場・伊藤, 機論, 45-398, B(1979), 1428.
- (5) 大場・伊藤・鈴木, 機論, 45-398, B(1979), 1435.
- (6) 大場・浦西・安, 機論, 45-398, B(1979), 1443.
- (7) 大場・金・浦西, 機論, 48-430, B(1982), 1025.
- (8) 大場・ほか4名, 機論, 52-479, B(1986), 2511.
- (9) 佐藤・ほか4名, 機論, 51-470, B(1985), 3285.
- (10) 佐藤, 機論, 56-532, B(1990), 3597.
- (11) 青山・ほか4名, 機論, 59-561, B(1993), 1444.

- (12)横田・ほか3名, 日本船用機関学会誌, 28-10, (1993), 653.
- (13) (社)計測管理協会, センサの原理と使い方 (2), コロナ社, (1984), 90.
- (14)文献(13)の93.
- (15)北村, 騒音と振動のシステム計測, コロナ社, (1975), 205.
- (16)文献(15)の235.

(第6章)

- (1)佐藤・李・永井, 機論, 50-455, B(1984), 1743.
- (2)佐藤・李・永井, 機論, 50-459, B(1984), 2661.
- (3)Nagai N., Sato K. and Lee C. W., Proc. ICLASS-85(1985), VB/3/1.
- (4)Huang Z., et al., Atomization and Sprays, vol. 4(1994), 123.
- (5)Senda J., et al., Proc. ICLASS-91(1991), 857.
- (6)志賀・柄沢・中村, 第2回微粒化シンポジウム講演論文集, (1993), 181.
- (7)大竹・津田・大島, 第2回微粒化シンポジウム講演論文集, (1993), 187.
- (8)志賀・ほか5名, 第3回微粒化シンポジウム講演論文集, (1994), 190.
- (9)松井・千田・藤本, 第3回微粒化シンポジウム講演論文集, (1994), 196.
- (10)清水・新井・廣安, 機論, 54-504, B(1988), 2236.
- (11)清水・新井・廣安, 機論, 56-528, B(1990), 2519.
- (12)Hiroyasu H., Arai M. and Shimizu M., Proc. ICLASS-91(1991), 275.
- (13)Arai M., Shimizu M. and Hiroyasu H., Proc. ICLASS-91(1991), 563.
- (14)玉木・ほか3名, 第3回微粒化シンポジウム講演論文集, (1994), 172.
- (15)玉木・ほか3名, 第4回微粒化シンポジウム講演論文集, (1995), 113.
- (16)玉木・ほか3名, 微粒化, Vol. 5-2, No.10(1996), 4.
- (17)玉木・ほか3名, 微粒化, Vol. 5-3, No.11(1996), 3.
- (18)Tamaki N., et al., ICLASS AMERICAS 96, 9th Annual Conference,
U.S.A.(1996), 255.

謝 辞

本研究は、広島大学工学部 第一類（機械系）原動機工学講座 燃烧工学研究室において行なわれたものである。本研究の遂行ならびに日常面に対して終始懇切丁寧な御教示、御指導を賜った廣安 博之 教授に対し、謹んで深厚なる感謝の意を表します。

また、本論文をまとめるに際し、有益な御助言ならびに御討論を賜った、原動機工学講座 エネルギー変換工学研究室の滝 史郎 教授、化学工学講座 紛体工学研究室の吉田 英人 教授、原動機工学講座 燃烧工学研究室の西田 恵哉 助教授に対し、心より深く感謝致します。

さらに、研究の遂行に際し、細かなところまで懇切丁寧な御教示、御指導を戴いた原動機工学講座 燃烧工学研究室の西田 恵哉 助教授、吉崎 拓男 助手、小田 哲也 助手（現在、鳥取大学工学部 機械工学科 講師）に対して、心より厚く御礼申し上げます。

実験装置の製作に関しては、無理なお願いにもかかわらず、快く御協力戴いた広島大学工学部の学校工場の皆様、特に文部技官の向井 一夫 氏に対しては大変お世話になり、心より厚く御礼申し上げます。

また、研究室の良き先輩、良き相談相手として御指導、御助言を戴いた鈴木 護氏（現在、出光興産 株式会社）、趙 福全 氏（現在、ウエンステイト大学工学部 機械工学科 助教授）、藤本 昌彦 氏（現在、マツダ 株式会社）に感謝の意を表します。

実験の遂行に際しては、昼夜を問わず惜しめない御助力を戴いた燃烧工学研究室の卒業生 佐々木 隆司 氏（現在、香川県庁）、上田 晋 氏（現在、井関農機 株式会社）ならびに本研究室の大学院生 池本 宣昭 氏に対し、心より厚く御礼申し上げます。さらに、広島大学工学部 第一類（機械系）原動機工学講座 燃烧工学研究室の卒業生ならびに現役の学生の皆様に御礼申し上げます。

なお、本研究の一部は、近畿大学工学部 機械工学科 熱工学研究室において行なわれたものである。その際、研究の遂行ならびに公私にわたる面で御指導、御協力

戴いた近畿大学工学部 機械工学科 熱工学研究室の清水 正則 教授に対して、心より厚く御礼申し上げます。さらに、実験の遂行に際し、御協力戴いた近畿大学工学部 機械工学科 熱工学研究室の学生諸氏に対して、厚く御礼申し上げます。

最後に、研究に没頭できるよう長年にわたり経済面、精神面で支えてくれた両親に感謝する。