

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	ミスト流の生成と加速に関する基礎的研究
Title(English)	
著者(和文)	長崎孝夫
Author(English)	TAKAO NAGASAKI
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第1992号, 授与年月日:1989年12月31日, 学位の種別:論文博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: , Report number:乙第1992号, Conferred date:1989/12/31, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

学位論文

ミスト流の生成と加速に関する

基礎的研究

長崎孝夫

目次

第1章 緒論

1.1 まえがき	2
1.2 従来の研究	
1.2.1 均一液滴の生成に関する従来の研究	7
1.2.2 二相膨張ノズルによる高速ミスト流生成に関する従来の研究	9
1.2.3 粒子分散系二相噴流に関する従来の研究	11
1.2.4 ミストリフトサイクルおよび液滴の衝突合体挙動に関する 従来の研究	13
1.2.5 気液対向二相流における液膜の不安定化に関する従来の研究	14
1.3 本研究の目的と内容	16

第2章 静電気による均一微粒化に関する研究

2.1 まえがき	19
2.2 実験装置および測定方法	22
2.3 実験結果	
2.3.1 微粒化の一般特性	26
2.3.2 細管・平板間距離の影響（メニスカスにかかる電界）	36
2.3.3 液体の電気伝導度の影響	38
2.3.4 印加電圧の極性およびコロナ放電電流の影響	40
2.3.5 液滴の帯電量	43
2.3.6 表面張力および粘性の影響	43
2.3.7 無次元相関式	46

2・3・8 懸垂液滴の不安定化実験	53
2・4 不安定化による微粒化の理論解析	58
2・5 静電気均一微粒化の応用についての考察	63
2・6 本章の結論	64
2・7 付録 (帯電液滴の微小変形に関する計算)	65
第3章 二相膨張ノズルによる高速ミスト流生成に関する研究	
3・1 まえがき	72
3・2 実験装置	
3・2・1 実験装置	75
3・2・2 ノズル形状	75
3・3 実験結果	
3・3・1 高速二相ノズルによる熱水膨張性能	81
3・3・2 末広部でのミスト流生成	
3・3・2・1 流動状態	88
3・3・2・2 ミストの加速状態	93
3・3・2・3 ノズル広がり角の影響	96
3・3・2・4 スワールの効果	104
3・4 考察	
3・4・1 液滴の分裂機構の考察	109
3・4・2 液滴流量割合に対する考察	109
3・4・3 エネルギー変換効率	112
3・5 本章の結論	114
3・6 付録 (二相流の音速に関する計算)	115

第4章 二相膨張ノズルにより生成したミスト噴流の流動特性に関する研究

4-1 まえがき	120
4-2 実験装置および測定方法	123
4-3 実験結果	
4-3-1 プロープによる測定結果	
4-3-1-1 噴流単独の場合の結果	131
4-3-1-2 2本の噴流が隣接した場合の結果	136
4-3-2 L 2 Fによる測定結果	140
4-3-3 噴流の運動量およびエネルギーの流れ方向変化	142
4-4 噴流の数値計算	
4-4-1 基礎式	145
4-4-2 計算結果および実験値との比較	150
4-5 本章の結論	157

第5章 ミストリフト管内の液滴輸送に関する研究

5-1 まえがき	159
5-2 実験装置および測定方法	162
5-3 実験結果	
5-3-1 リフト管内の温度分布と蒸気発生	165
5-3-2 液滴の壁付着による液膜形成と圧力損失	168
5-3-3 液滴群の加速と粒径分布の変化	173
5-4 理論解析	
5-4-1 解析モデル	180
5-4-2 結果および考察	188

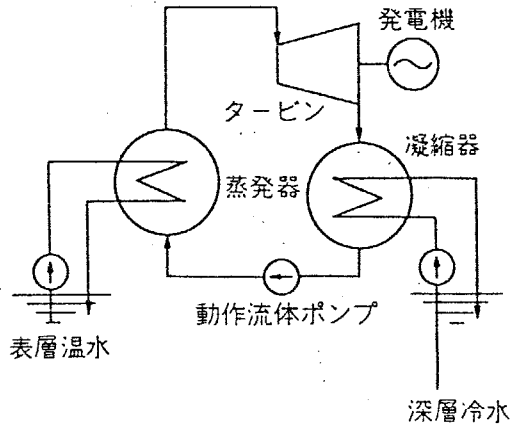
5-5 本章の結論	192
第6章 液滴衝突による液膜の不安定化に関する研究	
6-1 まえがき	194
6-2 実験装置	197
6-3 実験結果	
6-3-1 蒸気・水系の場合	
6-3-1-1 液膜の流動状態	201
6-3-1-2 液膜流下量	211
6-3-1-3 気液界面せん断力と液滴衝突運動量	211
6-3-2 空気・水系の場合	215
6-3-3 蒸気・水系と空気・水系の比較	222
6-4 理論解析	226
6-4-1 液膜の解	228
6-4-2 気相の解	230
6-4-3 最終的な解の形	231
6-4-4 液膜の安定性および実験結果との比較	234
6-5 本章の結論	237
第7章 結 論	238
謝 辞	242
参考文献	243

第 1 章

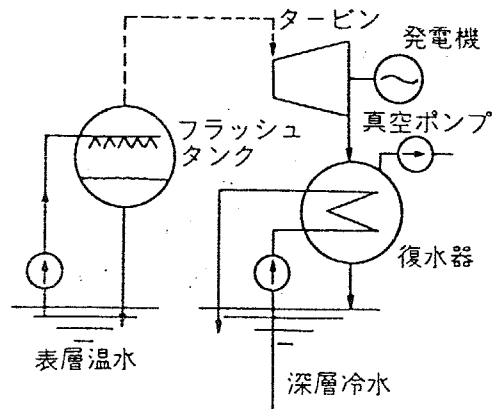
緒 論

1・1 まえがき

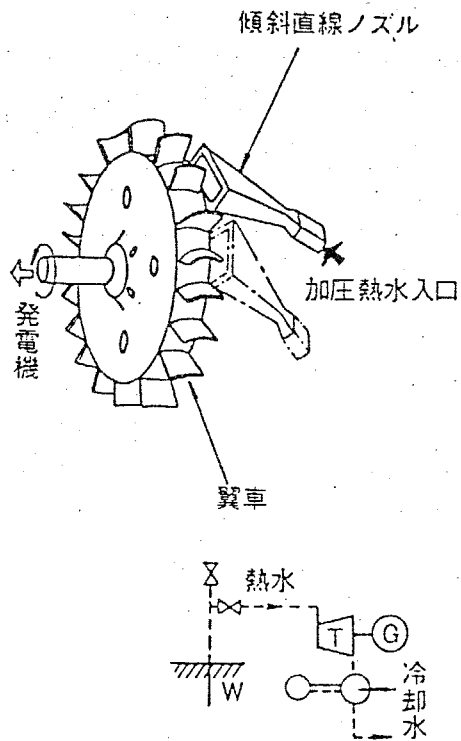
地熱、海洋温度差のような自然エネルギーおよび工場排熱など、いわゆる中小温度差熱エネルギーの多くは水のエンタルピすなわち高温水（および温水）として存在する。これら高温水の持つ熱エネルギーを動力化する方法として種々のものが提案され実用化されているが^(1-1~4)、それらは原理的には図1-1(a)~(c)に示す3種類に大別できる。図1-1(a)のクローズドサイクル（バイナリーサイクルとも呼ばれる）はフロンなどの低沸点媒体を作動流体としランキンサイクルを構成するのに対し、図1-1(b), (c)のオープンサイクルでは熱源である高温水を直接作動流体として用いる。このうち図1-1(b)のフラッシュ蒸気システムでは、高温水を周囲温度との中間的な温度までフラッシュ蒸発させ、セパレータにより蒸気のみ取り出してタービンを駆動する。このフラッシュ蒸気システムの $h-s$ 線図を図1-2(a)に示す。これに対し図1-1(c)のトータルフローシステムでは、高温水を直接、周囲温度まで状態変化させ、その際のエンタルピ落差を作動流体の運動エネルギーあるいは位置エネルギーのような力学的エネルギーに変換する。この状態変化に伴い、作動流体である高温水は図1-2(b)の $h-s$ 線図に示すように二相域で膨張しミスト流となる。このトータルフローシステムを実現する方法として、図1-1(c)に示すトータルフロータービンとミストリフトの2つがある。トータルフロータービンでは、高温水を先細末広ノズルにより膨張・加速することにより高速のミスト流を生成し、衝動タービンを駆動する。一方ミストリフトでは上部を冷却し内部を脱気した垂直管下部から高温水を上向きに噴霧し、微粒化と同時に蒸発により生じる上向きの蒸気流により液滴を上方に輸送することで熱エネルギーを位置エネルギーに変換する。このミストリフトに関して図1-2(b)



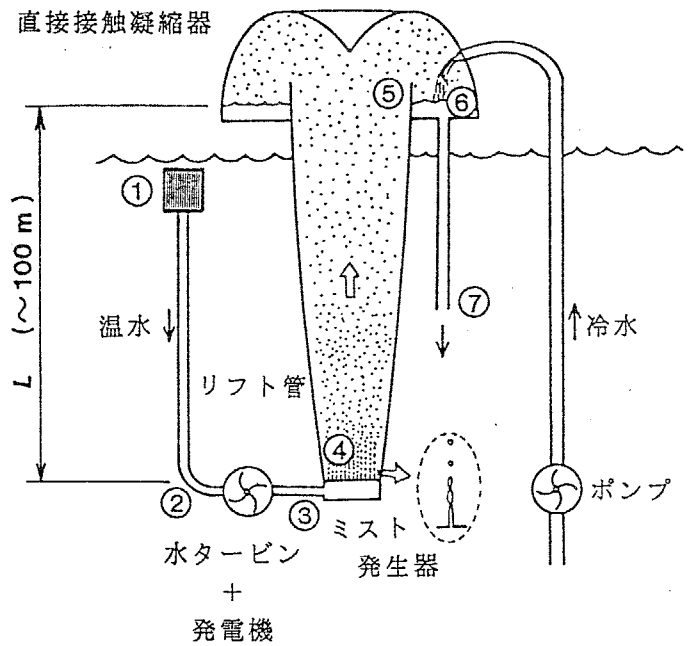
(a) クローズドサイクル



(b) オープンサイクル
(フラッシュ蒸気システム)



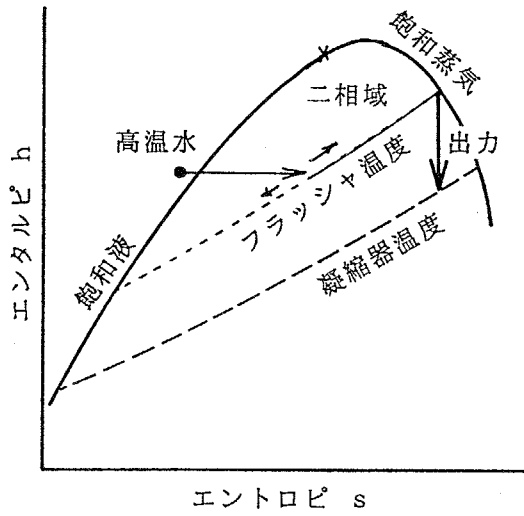
トータルフロータービン



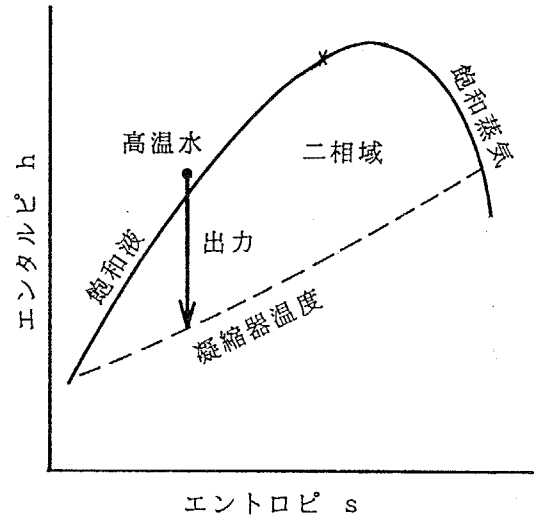
ミストリフト

(c) オープンサイクル (トータルフローシステム)

図1-1 中小温度差利用発電の各種方式



(a) フラッシュ蒸気システム



(b) トータルフローシステム

図1-2 オープンサイクルのh-s線図

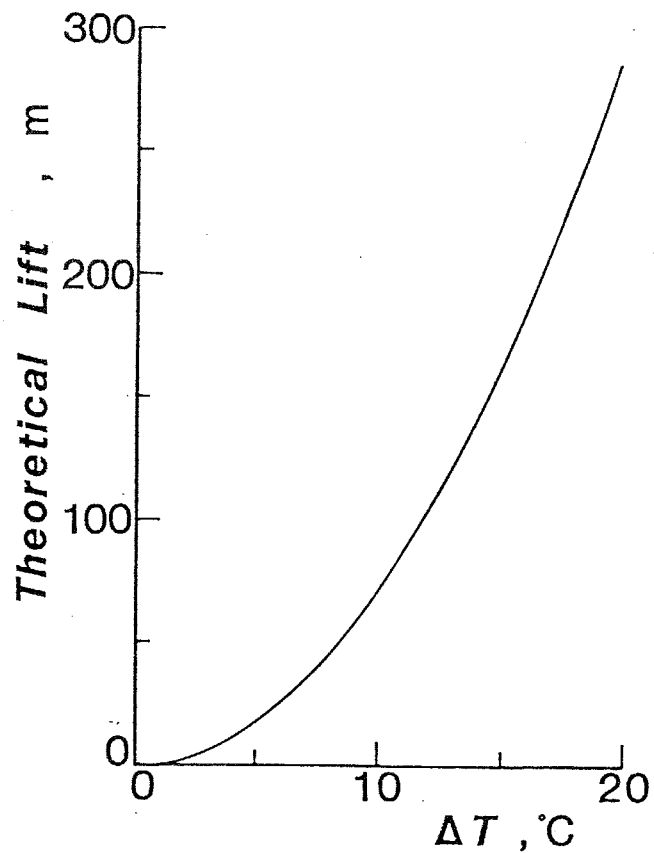


図1-3 理想リフト高さと温度差の関係 (凝縮器温度 10 °C の場合)

で示したようなエンタルピ落差から求めた理想リフト高さと温度差の関係を示したのが図1-3 であり、海洋温度差のような15℃程度の小温度差で理想的には約150mの揚水を行なうことができる。

以上の図1-1(a)～(c) に示した 3つの方式のうち、クローズドサイクルは低沸点媒体を使うことにより低い温度でも高い蒸気圧力を得ることができるので小温度差発電に有利であり、またフラッシュ蒸気式オープンサイクルは高温側熱交換器が不用であり凝縮器についても直接接触式が可能など機器が単純で、さらに作動流体が水で環境上安全であるという利点がある。一方、欠点として以上 2つの方式では熱交換あるいはフラッシュ蒸発に伴う損失が不可避である。これに対しトータルフローオープンサイクルでは図1-2(b)で示したように高温水をそのまま膨張させるため、原理的にはより高い熱効率を実現できる可能性があり、熱工学的に魅力のある内容を持っている。このトータルフローシステムでは図1-2(b)から分かるように高温水は主に二相域で膨張し、実際の流動形態としてはミスト流となるため、トータルフローシステムの効率の評価および性能向上のためには高温水の二相膨張によるミスト流の生成と加速機構に関する基礎的知見が必要となる。すなわち単相流と異なり、二相流では気相と液相の間のスリップおよび温度差のような相間の非平衡による損失の見積りおよび低減が重要となるため、ミスト流の流体力学的、熱的挙動ならびにミストの生成機構を明らかにする必要がある。

本論文は以上のような高温水の二相膨張による熱から仕事へのエネルギー変換の観点からミスト流の生成と加速に関する研究を行なう。まずミスト流を生成する方法として、気流との速度差による微粒化、表面張力による微粒化、静電気による微粒化の 3つの方法を用いる。これらのうち、気流との速度差による微粒化は熱水温度が比較的高く高速の蒸気流が得られる場合に適用

でき、図1-1(c)左で示したトータルフローノズル内で熱水から発生する蒸気流により熱水自身を微粒化してミスト流を生成し、同時に加速して高速のミスト流とする方法につき研究を行なう。また表面張力による微粒化は細孔から噴出する液ジェットが表面張力不安定により破断し液滴を生成するもので、熱水温度が低く蒸気速度が小さい場合でも微粒化が可能である。そこで海洋温度差のような小温度差の場合を対象として、細孔群から温水を噴出させ表面張力による微粒化を行ない、こうして生成したミスト流を図1-1(C)右に示したミストリフト管により上方に輸送する際の液滴群の流動特性を明らかにする。

以上で用いた2つの微粒化方法に加え、外力として電場を付加し、静電気により均一径の微細な液滴を生成する方法（静電均一微粒化）についても研究を行なう。前述のように本論文で対象とするミスト流を用いた機器においては、気液のスリップによる損失およびタービン翼内において液滴が気流に追従できず翼に衝突することによる損失が問題となるが、粒径をより微細に保ち、さらに液滴の運動を外的に制御することによりこれらの損失を低減できると考えられる。静電微粒化により生成した液滴は帯電により相互に反発合うため合体により粗大化することなく、かつ外部電場によりその運動を制御し流路壁への衝突を防止できる可能性がある。このように均一径の帯電液滴群の生成はミスト流を用いた機器の性能向上に応用できる可能性が考えられ、同時にミスト流研究のための基礎的手段としても重要であることから、ミストの発生方法の一つとして静電均一微粒化特性とその機構を解明する。

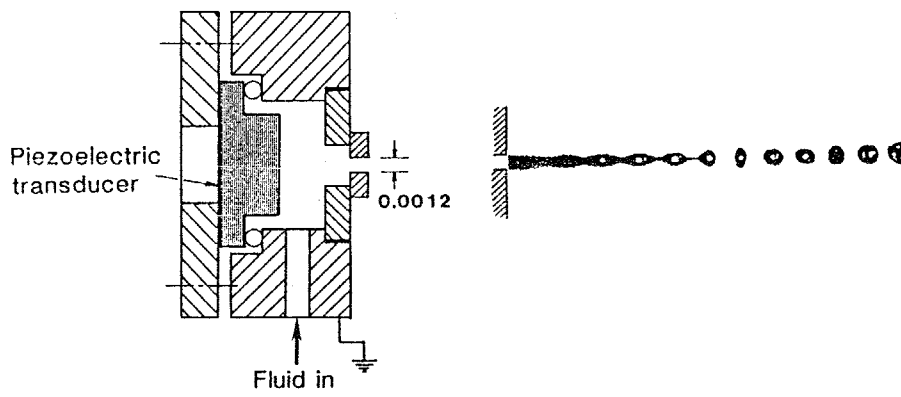
以上に述べたミスト流の生成と加速に関連して重要となる二相膨張ノズルから噴出するミスト噴流の流動特性、および液滴の管壁への付着により生じる液膜の流動挙動についても研究を行なう。

1・2 従来の研究

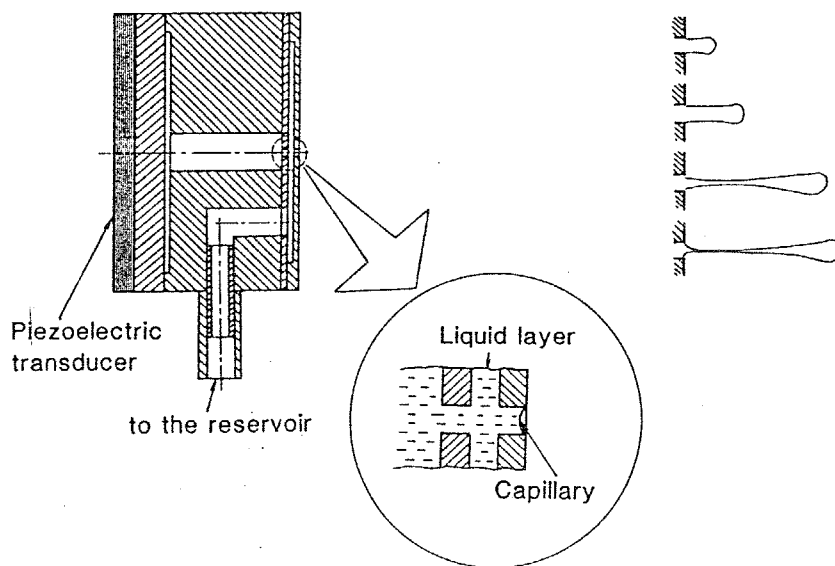
1-2-1 均一液滴の生成に関する従来の研究

均一径の液滴の生成は液滴の運動および熱・物質伝達の研究、またインクジェットプリンタのような実用面において重要であることから、これまで多くの研究が行なわれている。均一微粒化方法には図1-4に示すようなものがある。図1-4(a)は液ジェットの表面張力不安定による分裂により液滴を生成するもので、ノズルに強制振動を加えることにより特定の波長の不安定を励起し均一微粒化を行なう。この均一微粒化方法の基礎となる液柱の表面張力不安定についてRayleigh⁽²⁻¹⁾の非粘性線形安定性解析がよく知られており、不安定の成長速度が最大となる波長が明らかにされている。さらに有限振幅領域における安定性の解析など^(2-29,33)、より詳細な解析がこれまで多く行なわれている。図1-4(b)はオンデマンド形と呼ばれるインクジェットプリンタで用いられる微粒化方法で、電歪素子により細孔から液を押し出すことにより1個の液滴を発生させる^(2-17,34)。図1-4(c)は静電均一微粒化と呼ばれる方法で、直流高電圧を印加した細管から液を流出させることにより、ある電圧および流量範囲で均一径の液滴が生成される⁽²⁻¹⁵⁾。図1-4(a), (b)で示した方法が機械的な振動により均一微粒化を達成しているのに対し、静電均一微粒化では直流高電圧を印加するのみで簡便に均一液滴を得ることができ、さらに電気力により微粒化するためノズル径に比べ小さい液滴を生成できる。

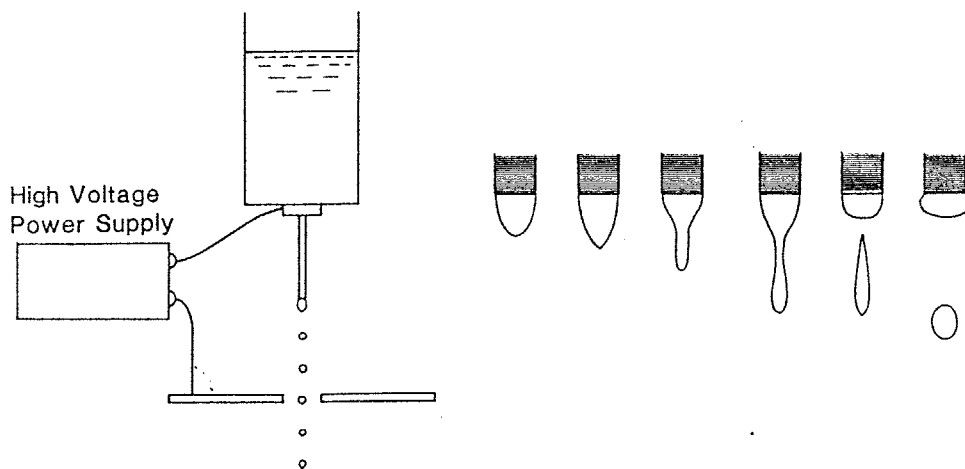
高電圧を印加した細管先端から液を流出させると細管先端付近で電場の集中による強い電界により液が微粒化する静電微粒化現象は古くから知られており^(2-3,4)、静電塗装⁽²⁻⁹⁾で実際に応用され、また荷電粒子の加速による宇宙船の推進を目的として生成液滴の比電荷が調べられている^{(2-7,8,10 ~}



(a) 液ジェット表面張力不安定



(b) オンデマンド形



(c) 静電均一微粒化

図1-4 均一微粒化の各種方法とその微粒化形態

12)。このような静電気による微粒化は印加電圧および液体物性値により種々の形態をとる(2-6,13)。静電塗装の場合のように比較的大流量の液を供給するとノズルから伸長した液糸が電場中で複雑な屈曲運動を行ない、その先端から微粒化する形態をとるが(2-19)、小流量および比較的低い印加電圧においては、細管先端に形成した液体メニスカスから規則的に液滴が放出され均一液滴の生成法として有効なことが示されている(2-14,15)。この静電気による均一微粒化について印加電圧および液の供給圧力などの操作因子、液の表面張力、電気伝導度、粘性係数などの物性値の影響が実験的に調べられているが(2-16,18,20-22,26,27)、個々の装置形状によらない微粒化現象そのものに注目した整理は十分に行なわれていない。また理論的検討として細管先端に形成した液体メニスカスの表面張力と電気力の釣合から微粒化開始電圧が求められているが(2-8)、微粒化開始後の特性についての理論的解析は行なわれていない。

以上のように、静電均一微粒化に及ぼす諸因子の影響についてかなりの知見が得られているが現象の本質的解明には至っておらず、微粒化現象を支配する本質的なパラメータを抽出し微粒化特性の整理を行なうとともに、その特性を理論的に裏付けることが必要と考えられる。

1.2.2 二相膨張ノズルによる高速ミスト流生成に関する従来の研究

高温水のノズルによる二相膨張過程は、トータルフローシステムにおける流体の加速の他、原子炉配管破断(L O C A)時の冷却水流出量見積りの問題と関連してこれまで研究が行なわれている。ノズル入口の高温水はまず液単相状態で加速して圧力低下し途中から発泡し二相流状態で加速するが、二相流中の音速は気体および液体単相に比べ非常に小さいため途中で流れは超

音速となる。したがってノズル形状は先細末広ノズルが用いられ、のど部において発泡し液単相から二相に変化する。LOCA解析においては主に臨界流量に関心があることから、臨界流量に影響するノズルのど部における熱的非平衡すなわち減圧過程における発泡開始過熱度と気泡成長に重点を置いた研究が多く行なわれている^(3-6,11)。一方、地熱発電の一方式としてノズルにより高温水を直接膨張させ高速二相流として衝動タービンを駆動する方法が提案され⁽³⁻¹⁾、排熱利用発電において実際に応用した場合の結果が報告されている^(3-3,5)。その結果、入口圧力が4MPa程度と高圧の場合にはノズルとタービンを合わせ断熱熱落差に対して約50%の効率が得られることが示されている。さらにサイクルの熱力学的検討が行なわれ^(3-9,12)、トータルフローシステムがフラッシュタービンシステムを上回るために達成されるべき効率が種々の温度条件に対し示されている。またノズルの膨張性能についてノズルから噴出するミスト流の動圧の測定^(3-4,8,10,13,16)あるいはノズルが受ける反力の測定⁽³⁻⁷⁾から推力係数を求める実験が多く行なわれており、入口温度・圧力が大きいほど推力係数が大きく効率が良いことなどが示されている。また液滴径の測定⁽³⁻⁴⁾、ノズルから噴出する流体の速度の測定⁽³⁻¹⁵⁾などかなり詳細な測定も行なわれており、同時に計算によるノズルの性能予測も行なわれている^(3-2,15)。

以上の従来の研究により入口圧力・温度および背圧によるノズル性能の変化などトータルフローノズルの性能がかなり明らかにされているが、従来の研究は比較的、入口圧力・温度が大きい場合を対象としており、100℃以下程度の入口温度が低い場合についての研究は見られず、またノズル内における微粒化と加速機構の詳細について十分に解明されていない。

1-2-3 粒子分散系二相噴流に関する従来の研究

気相中に粒子が分散した二相噴流の流動は本研究で対象とする二相膨張ノズルの他、燃焼器における液体燃料の噴霧、噴霧乾燥による粉末製造など工業上重要であり⁽⁴⁻⁵⁾、従来多くの研究が行なわれている。近年急速に進歩したレーザードップラ流速計を用いた測定から、粒子が加わることにより気体単相の場合に比べ気流の乱れおよびレイノルズ応力が減少し、その結果、流れ方向への速度の減少および噴流巾の増加の程度が少なく、粒子濃度が大きいほどこの傾向が顕著なことが報告されている⁽⁴⁻¹¹⁾。また気流の乱れのスケールに比べ粒子径が大きい場合には気流の乱れが増加することも示されている⁽⁴⁻¹⁸⁾。このような実験的知見をもとに粒子と気流の相互作用を考慮する理論モデルが数多く提案され実験値との比較が行なわれている。それらのモデルの中心となる部分は、粒子の存在が気流の乱れに及ぼす影響を乱流モデルの中にいかに組み入れるかであり、0方程式モデル⁽⁴⁻⁸⁾、1方程式モデル^(4,5,7)、2方程式モデル^(4-10,12,13,15,16)、代数応力モデル⁽⁴⁻¹⁴⁾など種々のレベルでモデル化が行なわれている。いずれのモデルも粒子による気流の乱れの減衰および粒子の渦拡散を、粒子の気流速度への追従の遅れ時間と気流の乱れの特性時間の比により表しており⁽⁴⁻²⁾、そのようなモデル化により実験値をよく予測できることが示されている。このような粒子と気流の乱れの相互作用の問題は管内乱流についても精力的に研究が行なわれている^(4-6,9,17)。

以上のような従来の研究は、粒子濃度が比較的小さく、また粒径が均一な固体粒子を用いたものであるが、そのような比較的簡単な場について検証されたモデルが本研究のような二相膨張ノズルから噴出するミスト噴流の流動予測にどの程度適用できるかを調べた研究は見られない。また従来行なわれ

ている研究は単独噴流についてのものであるが、ノズルを複数並べて使用する
場合を考え、複数の噴流が隣接した時の流動挙動についても明らかにする
必要がある。

1・2・4 ミストリフトサイクルおよび液滴の衝突合体挙動に関する従来の研究

上部を冷却した垂直真空管下部から温水を噴霧し、微粒化と同時に蒸発により生じる上向き蒸気流により液滴を上方に輸送し、その結果得られる位置エネルギーの上昇分をにより水タービンを駆動するミストリフトサイクルが海洋温度差発電 (O T E C) の一方式として提案され⁽⁵⁻¹⁰⁾、15°C程度の温度差で理想的には約160mの高さ、液を上方に輸送しうることが示されている。このミストリフトサイクルの効率を評価するには、温水からの蒸気発生に伴う熱的非平衡および液滴と蒸気間のスリップによる損失のようなミストリフト管内の流動の詳細を把握する必要がある。このようなミストリフトサイクルについて液滴径を均一と仮定したモデル計算により概念設計が行なわれ、実際のO T E Cの条件下で作動しうることが示されている⁽⁵⁻⁸⁾。さらに詳細なモデルとして液滴群が上方に輸送される過程での液滴同志の衝突・合体および衝突に伴う分裂による粒径変化を考慮した計算が行なわれている^(5-11, 12)。また、このような解析の基礎となる液滴の衝突合体挙動について雨滴の成長⁽⁵⁻⁴⁾に関連して研究が行なわれており、異なる径の液滴が種々の相対速度で衝突した時に合体する確率が実験的^(5-2,3)に求められるとともに理論的にも調べられている⁽⁵⁻³⁾。さらに衝突後、分裂する場合に生じる液滴径も実験的に調べられている^(5-6,7,9,15)。

一方、ミストリフト過程に関する実験研究も行なわれており⁽⁵⁻¹³⁾、全高4 mの垂直管を使ったミストリフト実験において測定された流れ方向圧力分布から気液間のスリップの程度が見積もられているが、管内のミスト流の流動状態についての直接的な測定は行なわれていない。

以上のようにミストリフトサイクルの効率を支配するミストリフト管内の流動についてかなり詳細な理論計算が行なわれているが、その妥当性を裏付

ける実験はきわめて乏しい。したがってリフト管内の液滴の流動状態の詳細を実験的に明らかにし、その結果をもとに理論モデルについて検討する必要がある。

1・2・5 気液対向二相流における液膜の不安定化に関する従来の研究

垂直管内を流下する液膜と上昇する気流から成る対向二相流において気流速度がある限界値以上になると液膜の流れが不安定となり、液膜の逆流と大きな圧力損失が生じる。この現象はフラッディングと呼ばれ原子炉の緊急炉心冷却と関連して多くの研究が行なわれている。フラッディングの発生限界を表す無次元相関式としてWallisの式⁽⁶⁻¹⁾がよく知られており実験値をおおむね予測できるが、その改良版また異なる型の相関式も提案されている⁽⁶⁻⁶⁾。フラッディングは流下液膜と対向気流の流れにおいて、液膜に生じる波動が気流の作用により成長を続ける結果生じる不安定現象と考えられることから、フラッディングの発生について微小擾乱を受ける平滑液膜の線形安定性の観点から多くの理論的研究が行なわれている。厳密な取り扱いをしたものとしてオアゾンマーフェルト方程式の固有値を求めた解析⁽⁶⁻²⁾、簡略化して粘性を無視した解析^(6-4,7)などが行なわれている。このような安定性解析のほか、気液界面せん断力と重力の釣合から得られる液膜の逆流の発生条件をフラッディング限界としたもの⁽⁶⁻⁹⁾、あるいは一つの大波に働く種々の力の釣合から不安定の発生限界を求めるもの⁽⁶⁻⁵⁾など種々の観点から現象をとらえた解析が行なわれている。

以上に述べたフラッディングに関する従来の研究は上昇気流と流下液膜の対向二相流に関するものであるが、前項で述べたミストリフト管内の流れでは、液滴の壁付着により生じる液膜は気流による力に加え液滴衝突による力

を受ける。このような気液対向二相流に液滴の噴霧が加わった場合について若干の実験結果が報告されており⁽⁶⁻⁸⁾、液滴の噴霧が加わることにより対向流が気流のみの場合に比べフラッキングが生じやすくなることが示されているが、液膜の不安定化に及ぼす液滴衝突の効果についてこれまでほとんど研究がなされていない。

1・3 本研究の目的と内容

本論文は以上のような高温水の二相膨張による熱から仕事へのエネルギー変換の観点から、ミスト流の生成と加速に関する研究を行なったものであり、本章を除き以下の6章より構成される。

第2章「静電気による均一微粒化に関する研究」では、ミスト流研究の基礎的手段として重要でありエネルギー機器の性能向上にも貢献しうる均一径のミストの生成法として、静電気を用いた均一微粒化現象に注目し、実験的、理論的研究を行なう。すなわち高電圧を印加した細管から液体を流出させ均一な液滴を生成する静電均一微粒化に関し、液体流量、印加電圧および液体物性値などの諸因子の影響を実験的に明らかにし、微粒化液滴径を予測する無次元相関式を求めるとともに、細管先端における液の電場による不安定化を摂動法により解析し、静電均一微粒化現象を理論的に解明する。

第3章「二相膨張ノズルによる高速ミスト流生成に関する研究」では、静電均一微粒化に比べより大流量の液を微粒化し同時に加速することができる二相膨張ノズルによるミスト流の生成・加速特性を実験的に明らかにする。温度60℃の水を入口状態として、広がり角が異なる3種類の先細末広ノズルにより高速ミスト流を生成し、ノズル出口および途中断面におけるミストの粒径と速度の測定およびノズル内の流動様式の観察を行う。これらの測定から微粒化の機構を明らかにするとともに、ノズル広がり角の相違による生成液滴径の差異およびミストの加速性能の差異を明らかにし最適なノズル形状に関する知見を得る。さらにノズル入口において流れにスワールを付加し微粒化を促進することによりノズル性能が向上することを示す。

第4章「二相膨張ノズルにより生成したミスト噴流の流動特性に関する研究」では二相膨張ノズルから噴出するミスト噴流の流動特性につき実験的、理論的研

究を行なう。気液の速度および液滴流量の噴流断面内分布を測定することにより噴流中、最大速度および運動エネルギーの流れ方向変化などミスト噴流単独の流動挙動を明らかにするとともに、複数の噴流が隣接した場合の特性を同様な実験により明らかにする。さらに $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いた数値計算を行ない、実験結果と比較し、予測精度および問題点を明らかにする。

第5章「ミストリフト管内の液滴輸送に関する研究」では、上部を冷却した垂直管（ミストリフト管）下部から温水を上向きに噴霧し、蒸発により生じる蒸気流によりミストを上方に輸送するミストリフト管内の流動につき、液滴速度と粒径分布の流れ方向変化など詳細な測定を行ない、液滴の衝突・合体挙動および気液間のスリップと熱的非平衡など温度差による液滴の上方輸送特性を実験的に明らかにする。さらに液滴の衝突合体過程について粒径による液滴速度の差異、および合体・分裂により生じる同一粒径内での液滴速度の差異を考慮した理論モデルを提案し、液滴速度および粒径分布の流れ方向変化について計算を行ない、実験結果との比較によりその妥当性を明らかにする。

第6章「液滴衝突による液膜の不安定化に関する研究」では、垂直円管内を流下する液膜と上昇するミスト流の対向二相流における液膜の不安定化現象を実験的、理論的に明らかにする。種々の気流速度、液膜流量、液滴流量の場合について実験を行ない、液膜の流動状態の観察および圧力損失と液膜厚さの測定から、この液膜の不安定発生限界が気流の動圧と液滴衝突運動量の比により整理できることを示す。さらに平滑液膜に加えた微小擾乱の成長について微量の3次の項まで考慮した非線形解析を行ない、液滴衝突により液膜の初期速度分布が変化すると考えることにより液膜の不安定化に及ぼす液滴衝突の効果が理論的に説明できることを示す。

第7章「結論」では、第2章から第6章までの結果を総括する。

第 2 章

静電気による均一微粒化に関する研究

2・1 まえがき

高電圧を印加した細管より液体を流出させると、細管先端において液体は強い電気力を受け微粒化する。この現象はZeleny⁽²⁻²⁾により見いだされたもので、静電微粒化として知られている。この方法によれば、適当な印加電圧下において粒径の均一のよい帯電した微小液滴を作ることができ、これらの液滴は帯電により相互に反発し合う性質を持つため、空間に一様に分散したミストを形成する。このような均一径の帯電した微小液滴の形成は、ミスト二相流の研究および二相流を用いたトータルフロータービンなどのエネルギー機器の研究開発に重要であるといえる。すなわちミスト流の理論、実験研究には、気流とミストの運動とそれらの相互作用を正確に把握する必要があり、均一径の微小液滴の形成が実験研究の上で不可欠であり、これにより理論解析との精度のよい比較も可能となる。これに加えて帯電した液滴の運動は外部電界で制御でき、気流と液滴の相対運動を変えうる可能性を持つ。

本章では、この直流高電圧の印加のみによって容易に均一な液滴が得られる静電均一微粒化現象に注目し、印加電圧、液体流量および液体の電気伝導度、表面張力、粘性など考えられる因子の影響を実験的に調べ、次元解析により微粒化状態を一般的に記述する無次元相関式を求める。また微粒化機構解明のため、細管先端における液体メニスカスの挙動を実験的に調べる。さらに現象を回転楕円液滴の3次のモードの変形によってモデル化し、理論的に微粒化特性を調べ実験結果との比較を行う。

本章の主な記号

d_o	細管外径	, m
d_p	液滴径	, m
E	電界強度	, V/m
f	微粒化周波数および滴下頻度	, Hz
g	重力加速度	, m/s^2
i	電流	, A
H	液面高さ	, m
L	細管・平板電極間距離	, m
P_n	第1種 n 次ルジャンドル関数	
p	圧力	, Pa
Q	体積流量	, m^3/s
Q_n	第2種 n 次ルジャンドル関数	
q_p	液滴帯電量	, C
Re	レイノルズ数	
r	半径	, m
ϵ	誘電率	, F/m
κ	電気伝導度	, $1/\Omega m$
μ	粘性係数	, cP
ρ	密度	, kg/m^3
σ	表面張力	, N/m
ϕ	電圧	, V

添 字

l 液体

p 液滴

~ 無次元量

2・2 実験装置および測定方法

実験装置の概略を図2-1 に示す。断面 $35\times 35\text{mm}$ 、高さ 300mm の亚克力製容器に試料液体が満たされる。この容器の下部には、外径 0.4mm 、内径 0.2mm 、長さ 50mm のステンレス製細管が取り付けられ、対面して置かれた直径 150mm の銅板との間に正負両極性で最大 20kV の高電圧が印加される。銅板中央には液滴を通過させるため、直径 8mm の穴が設けられている。また細管平板間距離は $30\sim 80\text{mm}$ に設定できる。

均一微粒化は非常に規則的に行われるので、ストロボにより現象との同期をとり、微粒化周波数を測定した。液体流量は毎分 150mg 程度とごく微量なため、微粒化液滴を一定時間採集し、直示天秤（最小目盛 0.05mg ）で秤量することにより求めた。この測定に要する時間（ $1\text{分}30\text{秒}$ 程度）の間に捕集液から蒸発により失われる量は最大でも全量の 1% 以下であり、大きな誤差とはならないことを確かめた。液滴径は流量と微粒化周波数から算出するが、その他シリコンオイル（粘度 3000cS ）中に液滴を捕集し顕微鏡写真により粒径分布を測定する液浸法も用いた。

液滴帯電量は液滴によって携行される電流を測定し、微粒化周波数で除することにより求めた。この電流は微小で 10nA 程度である。このようにして測定した液滴帯電量は、既知の径の液滴を図2-2 に示すように垂直な平行平板電極間にかけた交番電界中に落下させ、その正弦波状の軌跡の振幅から計算される値と一致した。

静電微粒化に影響を及ぼす主要な液体物性値には電気伝導度、表面張力、粘性係数がある。これらの影響を調べるため、イオン交換水をベースに、KCl、エタノール、グリセリンを加え、広い範囲の物性値を持つ液体を作製し

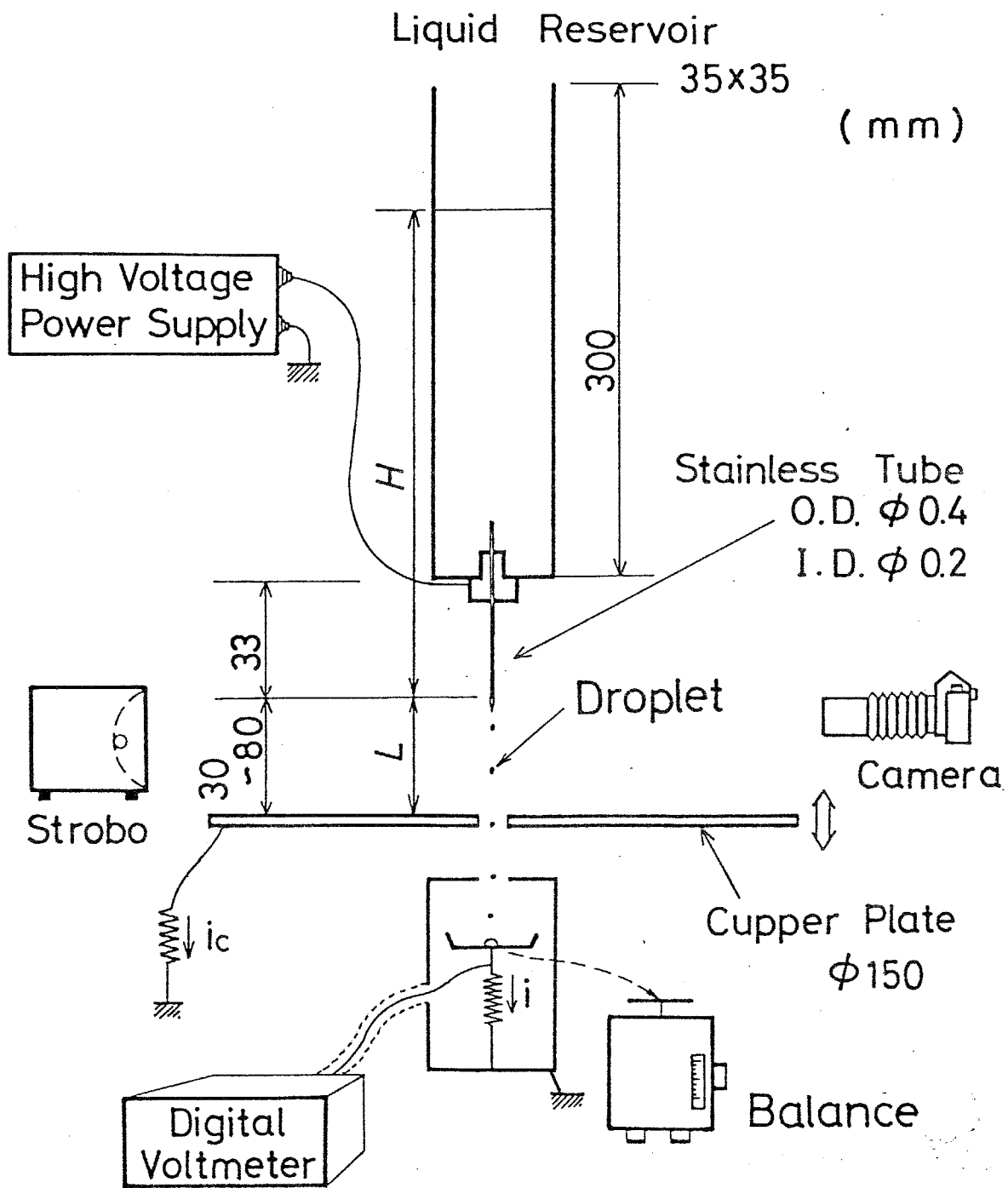
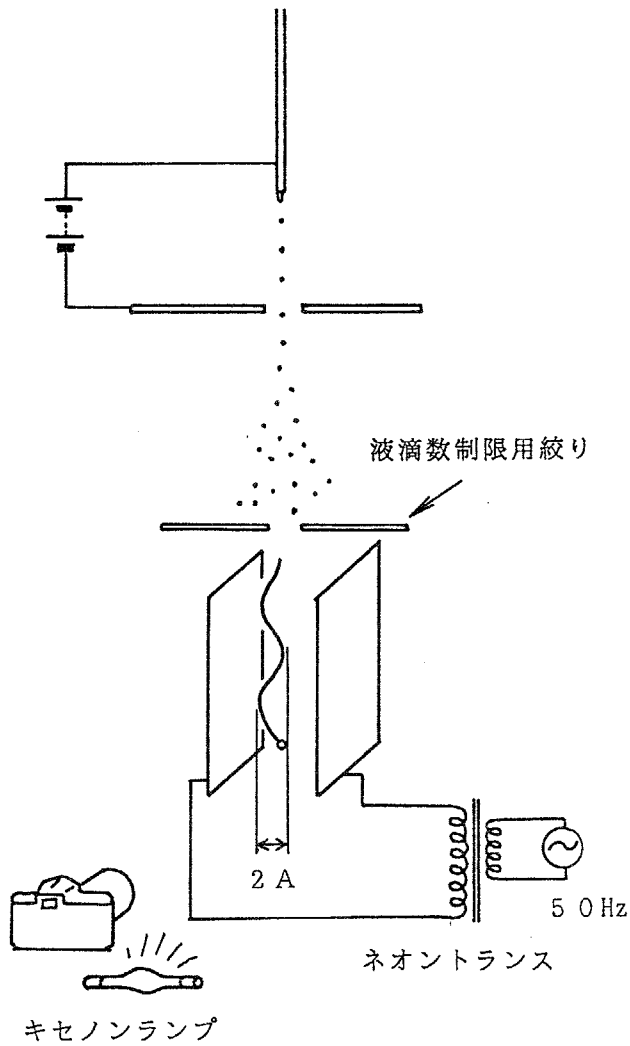
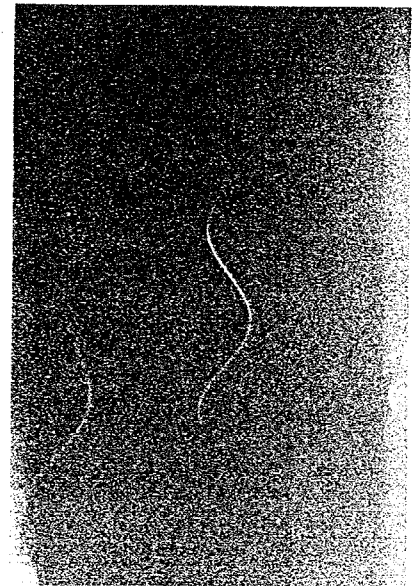


图2-1 实验装置

$$\frac{q_p}{m} = \frac{A \omega^2}{E} \sqrt{1 + \left(\frac{3 \pi \mu d_p}{m \omega} \right)^2}$$



- m : 液滴質量
- E : 電界の波高値
- ω : 電界の角周波数
- μ : 気体の粘性係数



液滴の軌跡の写真

図2-2 交番電界による液滴に比電荷の測定方法

た。このような立場から本研究で用いた試料液体を表2-1 に示す。表中の物性値は水については文献値、その他の液については密度は比重計、表面張力は輪環法、粘性係数は細管内層流流れの流量と圧力損失の関係から測定した。なおこれらの物性値は温度に大きく依存するため、実験中液温が一定に保たれるよう注意した。

表2-1 実験に用いた液体の種類と物性値

		$\rho_l, \text{kg/m}^3$	$\mu_l, \text{N}\cdot\text{s/m}^2$	$\sigma, \text{N/m}$	$K_l, 1/\Omega\text{m}$
Water		1.00×10^3	1.00×10^{-3}	72.8×10^{-3}	2.0×10^{-2}
Ethanol	8 %	0.98	1.08	49.0	1.7
	16 %	0.97	1.50	39.0	1.3
Glycerin	35 %	1.08	2.58	50.0	1.3
	45 %	1.11	3.50	52.0	1.0

wt%

※ Each solution contains KCl 1.34×10^{-3} mol/l.

2・3 実験結果

2・3・1 微粒化の一般特性

KCl 1.34×10^{-3} mol/l 添加のイオン交換水（以下では単に水と記す）を用いた時の、印加電圧による微粒化現象の相違を図2-3に示す。電圧を印加しない状態では図2-3(a) $\phi = 0$ kVに示すように液体は大きな径の液滴となって落下するが、印加電圧の増加にともない滴下頻度が増すと同時に滴下液滴径が減少し、ある電圧において図2-3(b)に示すように、細管先端の液体メニスカスから液滴が周期的に放出される微粒化状態に移行する。この状態を静電均一微粒化と呼び、それ以前の状態を静電滴下状態と呼ぶ。なお図2-3(a)は各電圧において落下する直前の滴の状態を示したものである。

このような印加電圧による液滴発生数 f の変化を図2-4,5に示す。電圧の増加につれ図2-4に示すように滴下頻度が増加し、 $\phi = 5.1$ kVにおいて図2-5に示すように滴下状態から均一微粒化状態に移行し、液滴発生数が不連続的に増加する。微粒化周波数は電圧とともに増加するが、ある電圧以上では微粒化が不規則になり、ストロボによる静止像が得られなくなる。この領域を不均一領域と呼ぶ。この状態から電圧を下げていくと再び均一微粒化状態となり、電圧を増加させた時に微粒化が開始した電圧以下でも均一微粒化状態を維持した後、 $\phi = 4.9$ kVにおいて滴下状態に移行する。このヒステリシス現象の原因は、滴下状態から電圧を増加させていくと細管先端における液滴径が大きいため局所電界強度が小さいが、微粒化状態から電圧を下げていくと細管先端に形成した液体メニスカスは小さいため、滴下状態に較べて電界強度が強くなることによると考えられる。

上においては均一微粒化状態か否かをストロボによる現象との同期の可否

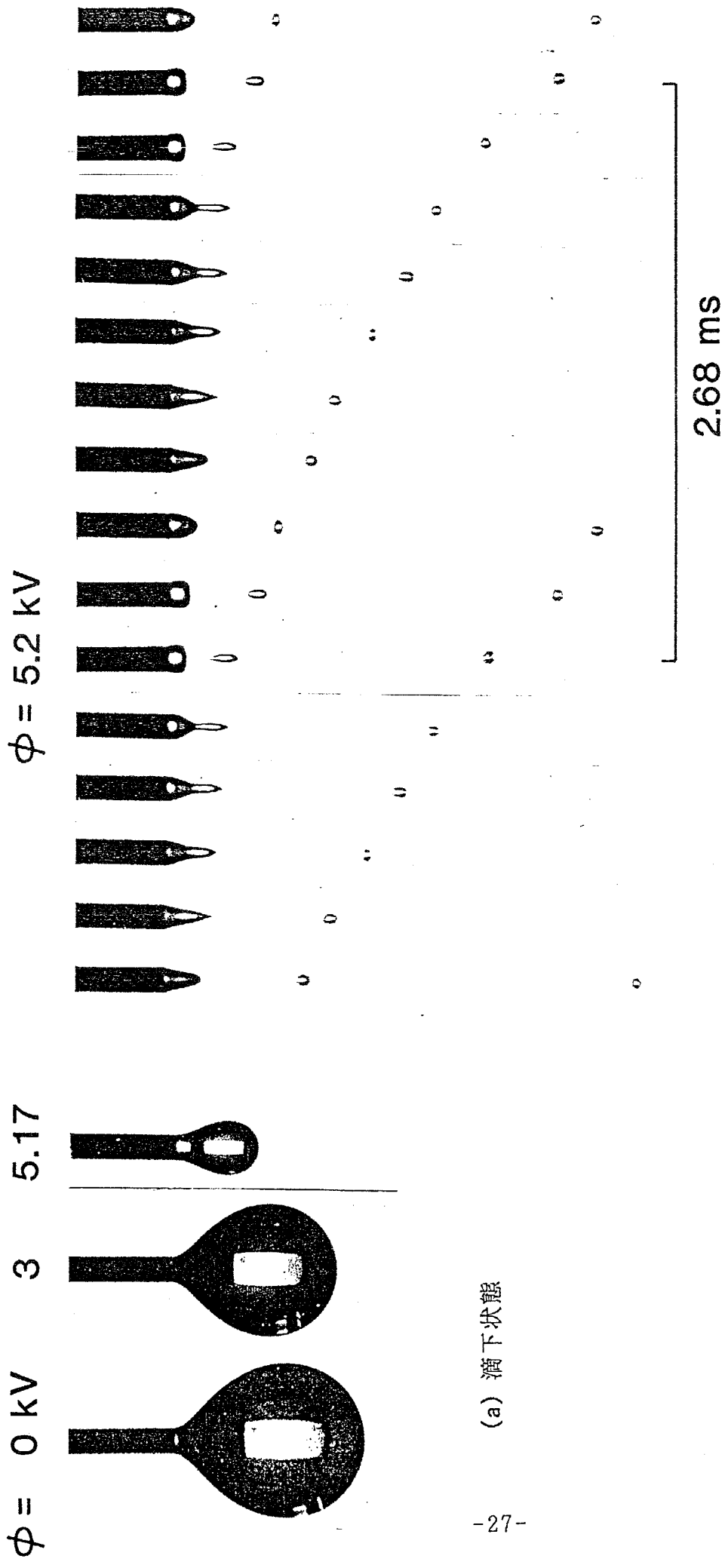


図2-3 微粒化の様子

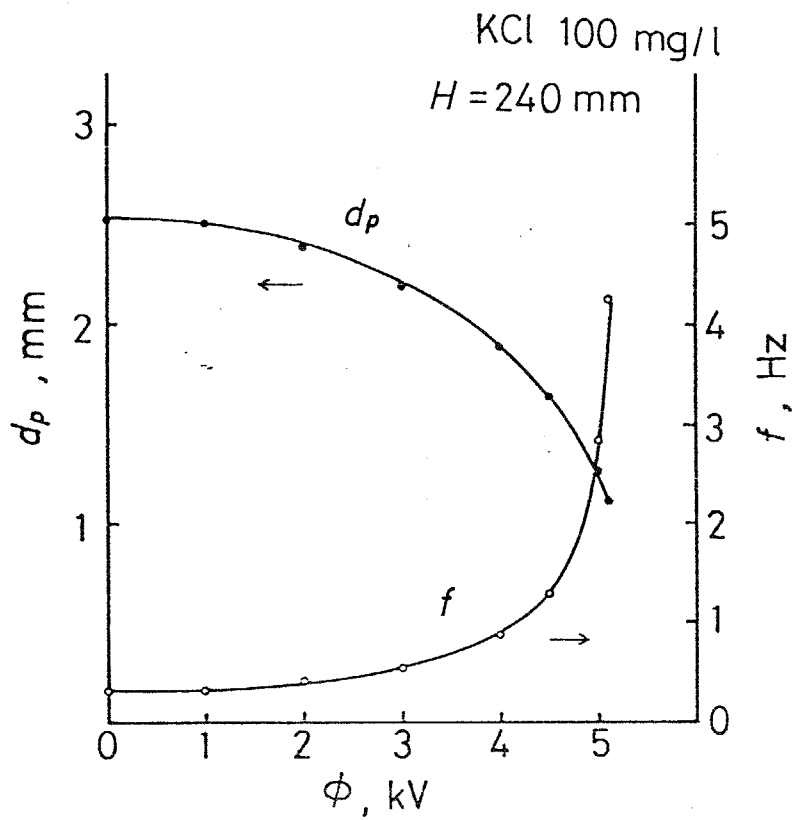


図2-4 印加電圧による液滴発生数および液滴径の変化
(滴下状態)

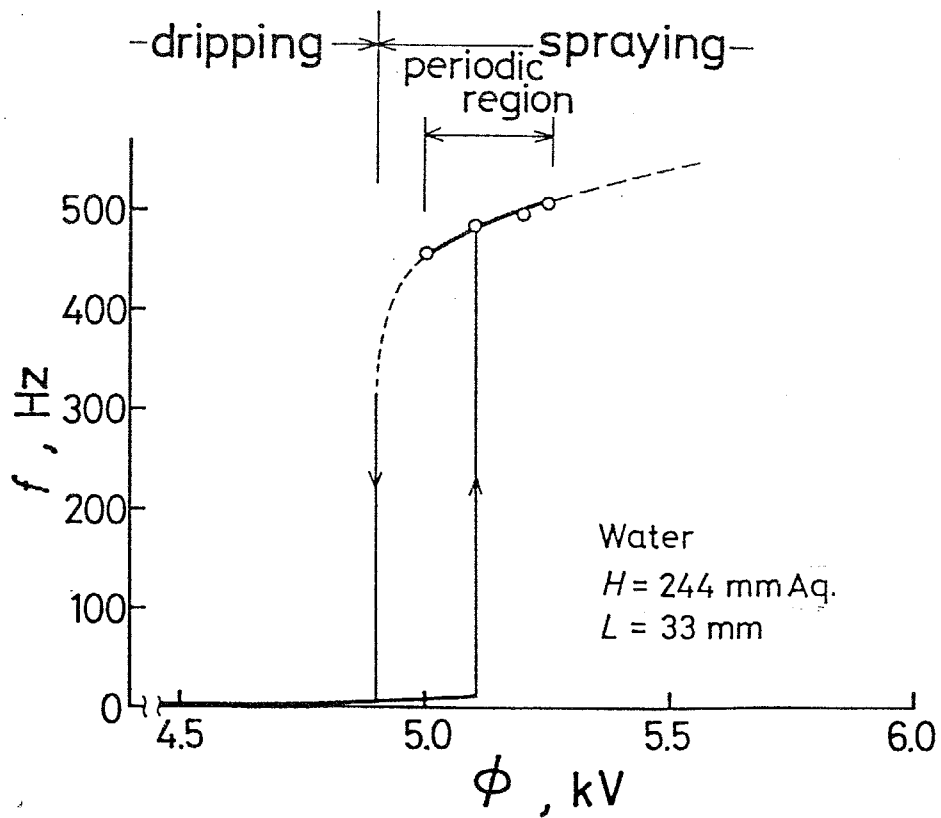
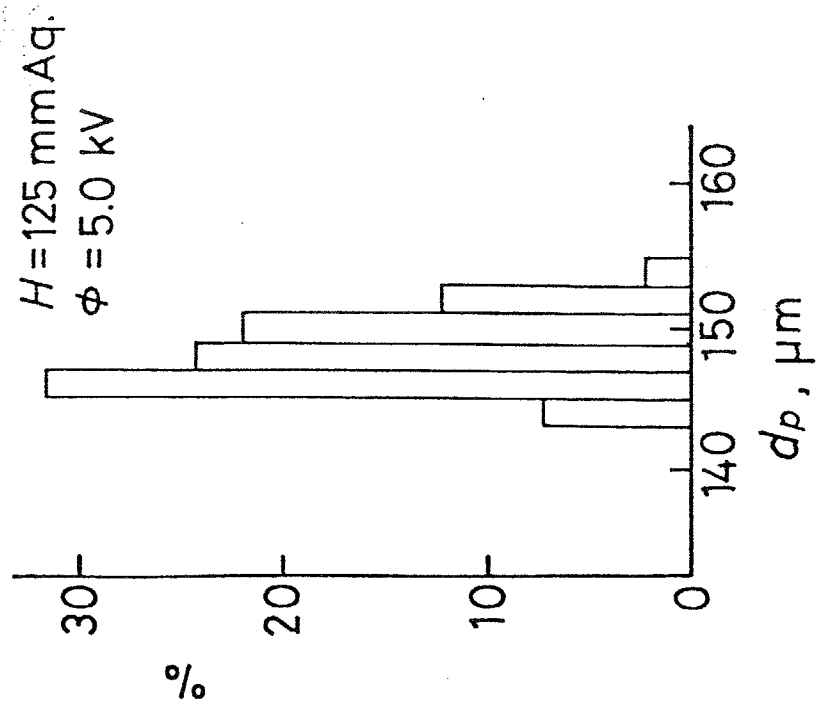
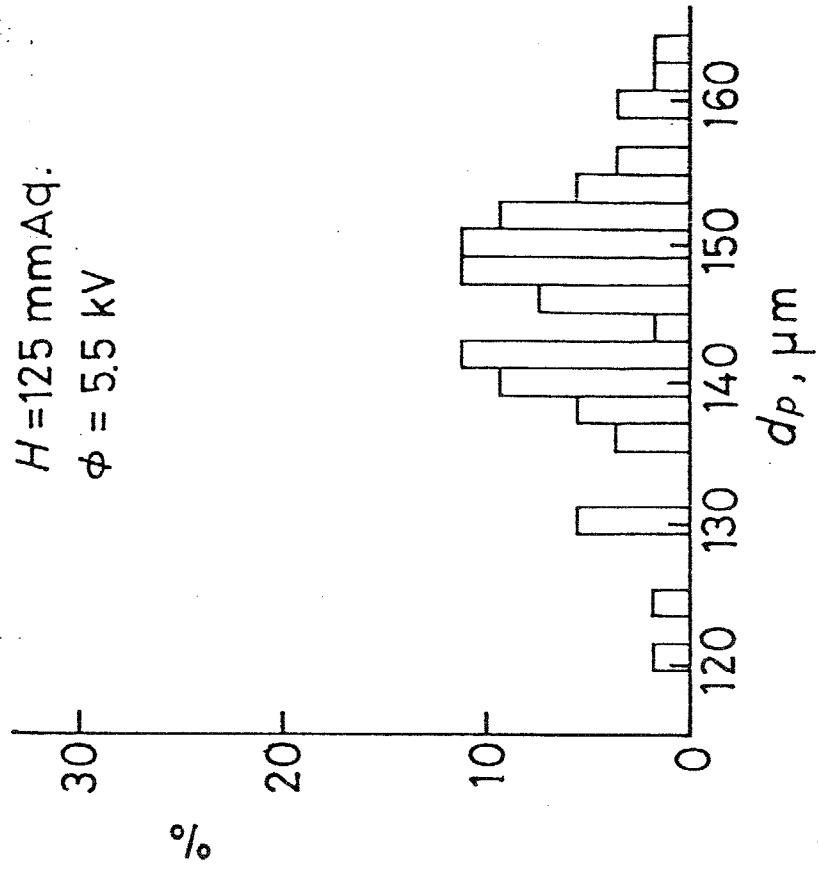


図2-5 印加電圧による微粒化周波数の変化



(a) 均一微粒化の場合



(b) 不均一微粒化の場合

図2-6 粒径分布

により判別したが、均一および不均一微粒化状態における粒径分布を図2-6に示す。これは液滴をシリコンオイル中に捕集し顕微鏡写真を用いて測定したもので、均一微粒化では液滴径の分散が粒径に較べて小さく均一とみなせるが、不均一状態では分散が大きく均一とはみなせない。このことから現象の規則性は粒径の均一性に対応することが確認された。

以下に水を用いた均一微粒化における諸特性を示す。図2-7は自然滴下及び均一微粒化状態における流量 Q と、水面から細管先端までの水頭差 H の関係である。黒丸で示した自然滴下時の関係は直線的であり、その勾配は細管内のポアズイユ流れから計算される値とよく一致した。またこの直線を延長し、 $Q=0$ として得られる細管出口圧力 Δp_0 は、表面張力による懸垂液滴内圧の増加分に相当する。

この細管出口圧力は細管先端の液のメニスカスの状態により定まり微粒化状態と関係すると考えられるので、まず印加電圧零の滴下状態についての力の釣合を考える。細管に懸垂した滴の体積は液の連続的な供給により時間とともに増加し、重力と細管先端外周での表面張力が釣り合った時落下すると考えられるので、滴下液滴径は次式で与えられる。

$$d_p = (6\sigma d_0 / \rho g)^{1/3} \quad (2-1)$$

滴下後、細管先端に半球状のメニスカスが残留するとし、細管先端の液形状を球面と仮定し表面張力による内圧増加を液供給量一定のもとで落下にいたるまで計算すると、細管出口圧の平均値が式(2-1)により与えられる滴下液滴径を用い次式のように求まる。

$$\Delta p = 12\sigma / (2d_p) \quad (2-2)$$

種々の表面張力の液についての実験から求めた滴下液滴径および細管出口圧力をそれぞれ式(2-1)、(2-2)と比較したのが図2-8、2-9であり、予測値と実

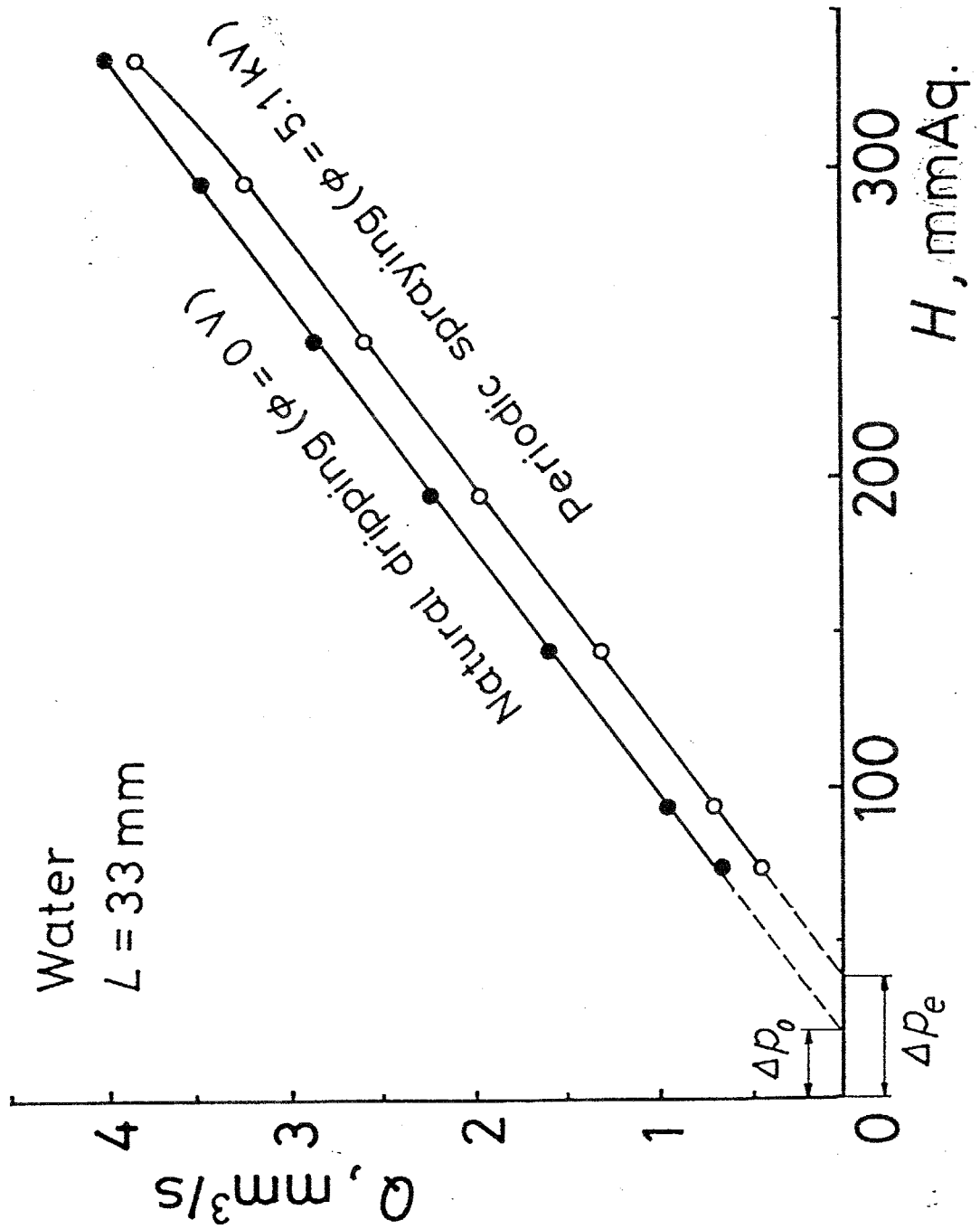


図2-7 流量と液供給ヘッドの関係

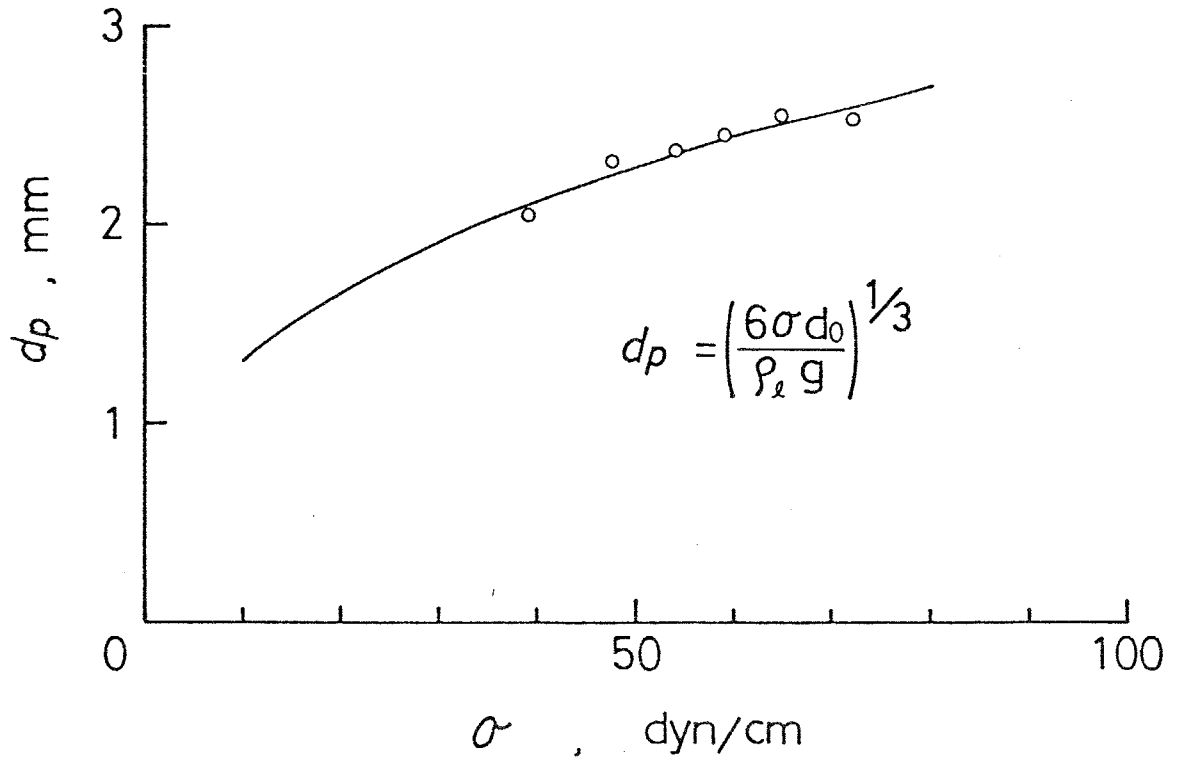


図2-8 自然滴下状態における液滴径と表面張力の関係

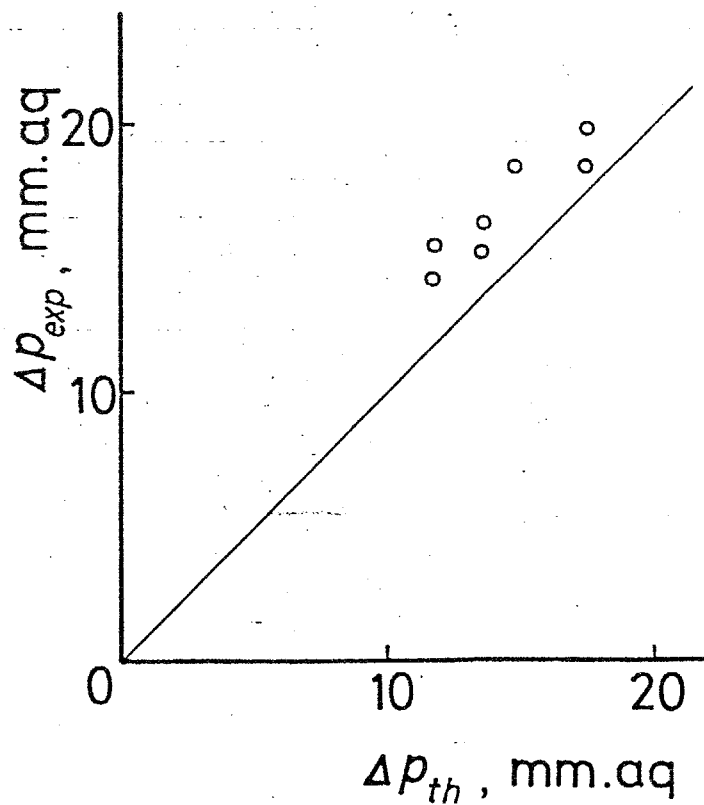


図2-9 自然滴下状態における細管出口圧に関する理論値と実験値の比較

験値はよく一致する。

一方、図2-7中の白丸で示した静電微粒化状態における流量特性は自然滴下の場合の直線を平行移動した形となっており、電界の効果は細管内流れに影響を与えていないことが分かる。この場合の細管出口圧力は Δp_e は自然滴下状態より大きい。いま静電微粒化状態における細管先端の平均的なメニスカス形状を半球と仮定し、細管先端の電界強度 E_0 を先端曲率半径が $d_0/2$ である回転双曲面のそれで近似すると、この圧力差は

$$\Delta p_e = 4\sigma/d_0 - \epsilon_0 E_0^2/2 \quad (2-3)$$

ただし

$$E_0 = 4\phi/d_0 \cdot \ln(8L/d_0) \quad (2-4)$$

で与えられる。ここで d_0 は細管外径、 L は細管・平板間距離である。図2-7に対応する Δp_e の理論値は46mmAq ($L=33\text{mm}$)であり、実測値40mmAqとよく一致する。図2-7の結果より、水頭差 H と細管内の圧力損失の効果は流量変化となって現れると考えられることから、以下の整理においては流量のみをパラメータにとる。

種々の流量における微粒化周波数と印加電圧の関係を図2-10に示す。流量が小さい場合の方が微粒化周波数が高く、小さな液滴が作られていることが分かる。図中の破線は均一微粒化電圧範囲を示すもので、流量が小さいほど低い電圧範囲で微粒化が行われる。また印加電圧一定における流量と液滴径の関係を水およびエタノール8%水溶液について図2-11に示す。両者とも電圧一定のもとで液滴径は流量の0.43乗に比例しており、この関係は本研究で用いた種々の液体に対し普遍的に成立した。流量による微粒化状態の違いを示したのが図2-12であり、流量が小さい図2-12(b)の場合の方が細管先端のメニスカスが小さく、微粒化液滴径および周波数はメニスカスの大きさと密

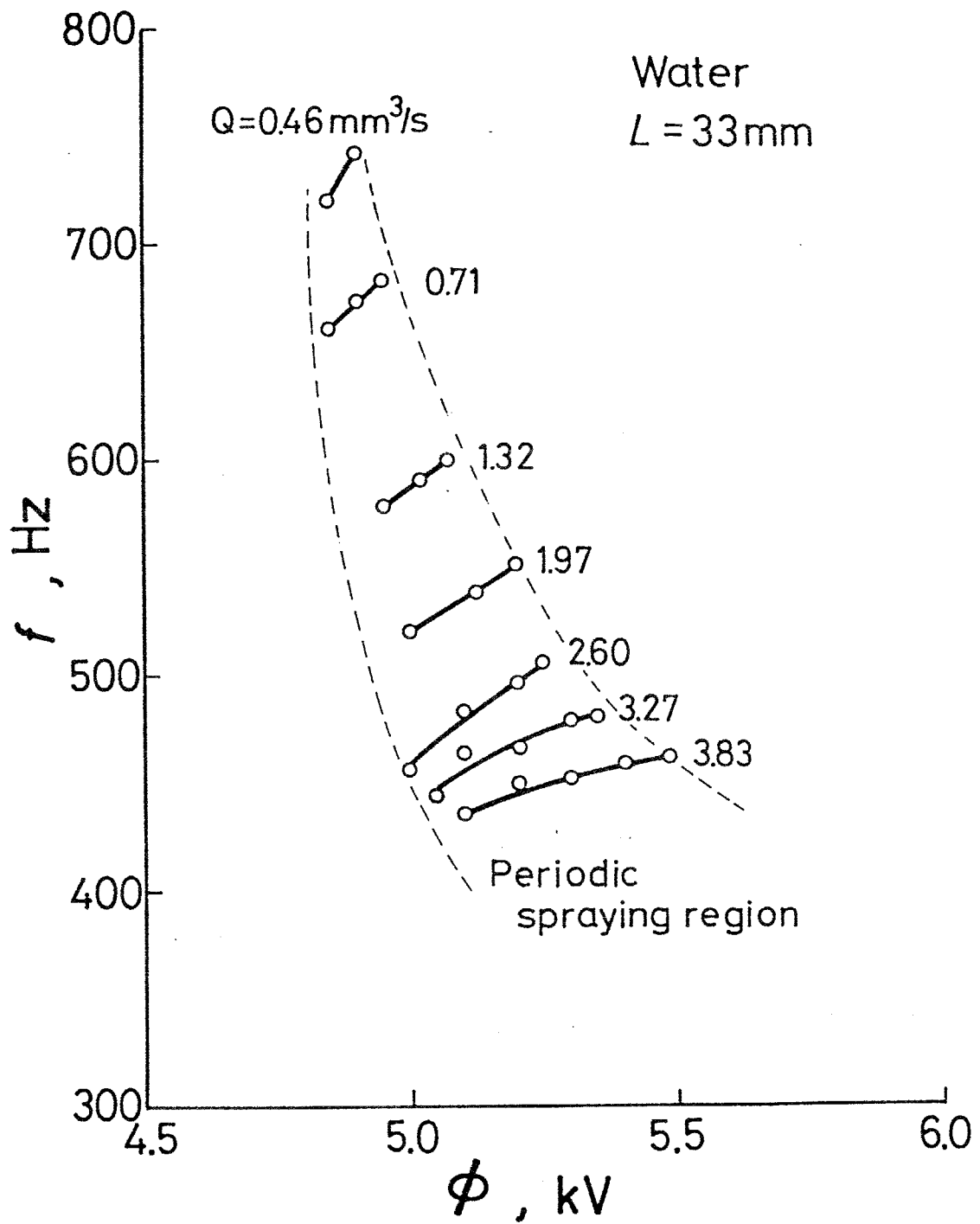


図2-10 種々の流量における印加電圧と微粒化周波数の関係

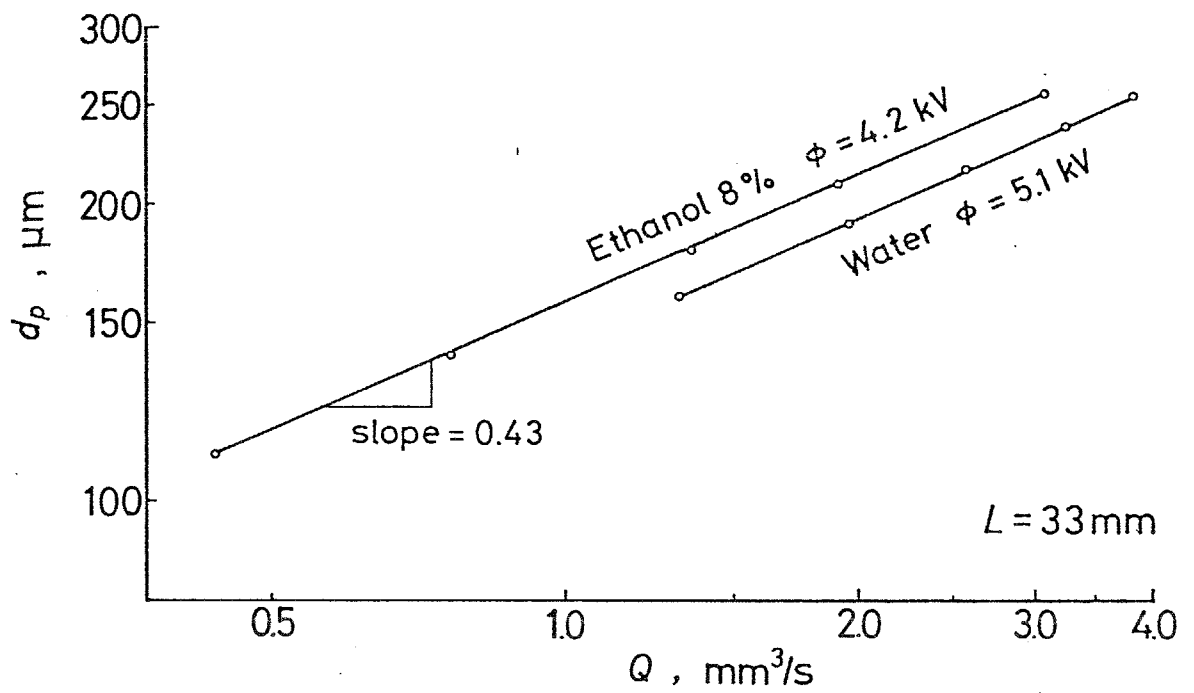
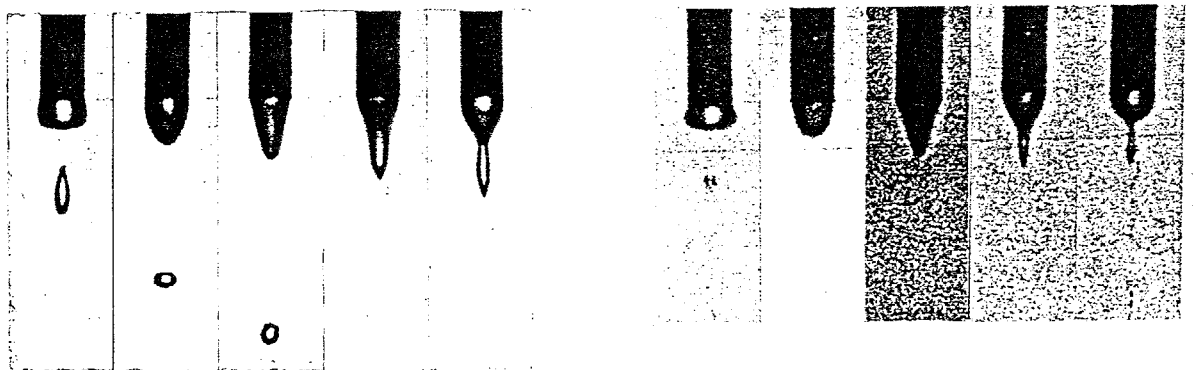


図2-11 印加電圧一定のもとでの液滴径と流量の関係



(a) 大流量の場合
($Q = 2.57 \text{ mm}^3/\text{s}$, $f = 517 \text{ kHz}$)

(b) 小流量の場合
($Q = 0.80 \text{ mm}^3/\text{s}$, $f = 720 \text{ kHz}$)

図2-12 流量による細管先端メニスカス形状の差異 ($\phi = 5.1 \text{ kV}$)

接に関係することが分かった。このことは後に述べる理論解析において考慮する。

2-3-2 細管・平板間距離の影響（メニスカスにかかる電界）

以上の測定は細管・平板間距離 $L = 33\text{mm}$ に対するものであるが、流量一定のもとで L が異なる時の微粒化周波数－電圧特性の差異を示したのが図2-13であり、細管・平板間距離が大きいほど同一の微粒化状態を得るのに大きい電圧が必要なことが分かる。この結果より同一の微粒化状態 ($f = 480\text{Hz}$) を得るための電圧 ϕ を求め L に対して図2-14に示す。 ϕ は $\log L$ に比例しており、このことは式(2-4) で与えられる細管先端の電界強度が一定値の時、同一の微粒化状態が再現されることを示している。細管先端のごく近傍の電界は微粒化1周期にわたる液体メニスカスの形状変化に伴い変化すると考えられるが、微粒化特性に及ぼす印加電圧の効果を考える際には、微粒化が生じる場の平均的な電界強度と考えられる式(2-4) による E_0 を用いればよいことが分かる。実際 L に対する依存性は図2-14に示されるように正しく予測されており、また Δp_e に対する実測値との比較から絶対値についてもかなり正しい値を与えていると考えられる。

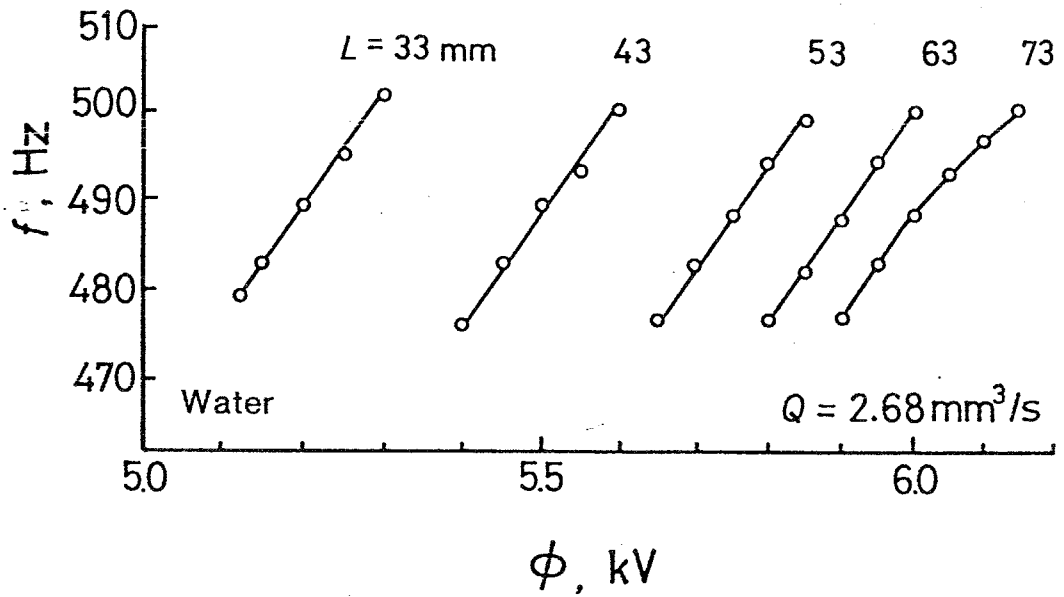


図2-13 細管・平板電極間距離による印加電圧—微粒化周波数特性の差異

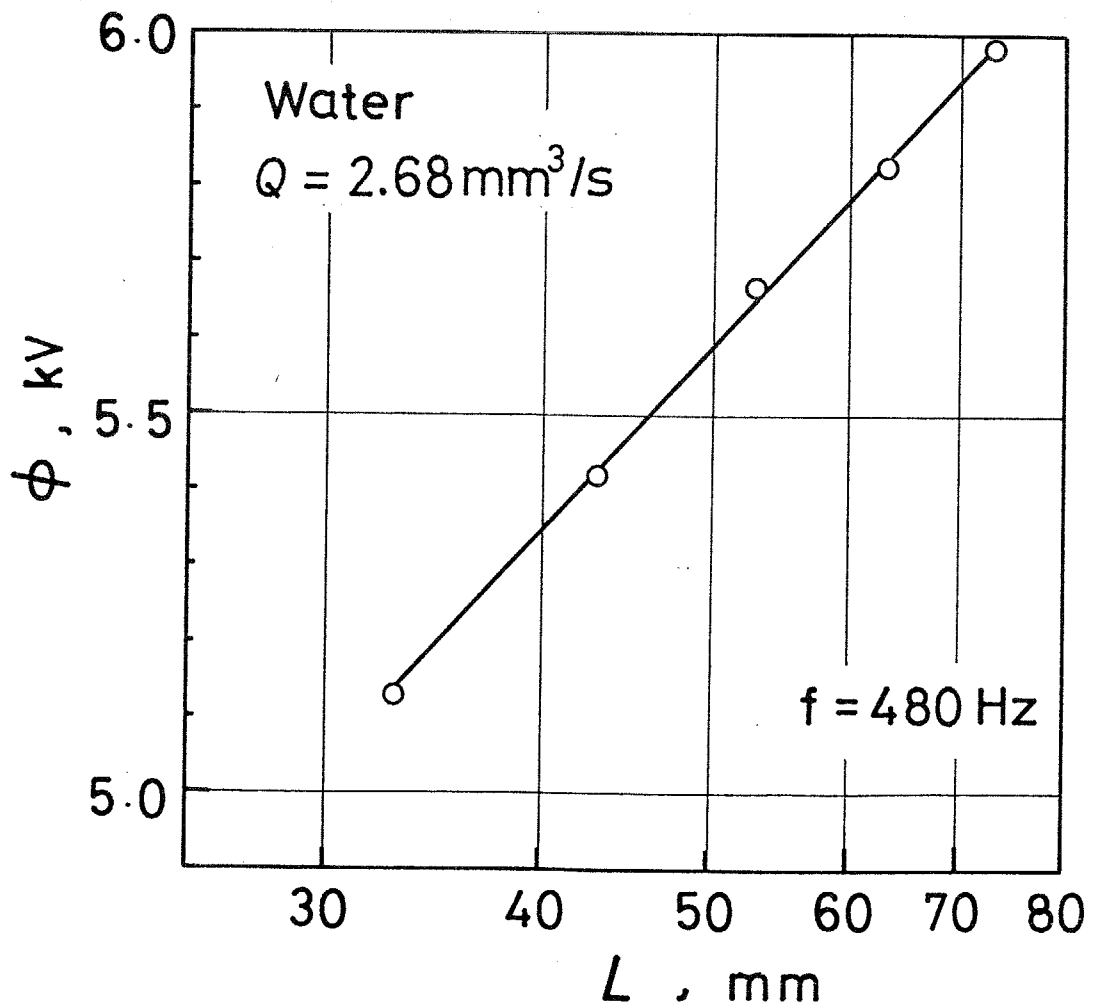


図2-14 同一の微粒化状態となるための印加電圧と細管・平板電極間距離の関係

2.3.3 液体の電気伝導度の影響

従来、静電微粒化を行うためには液体が約 10^{-10} ($1/\Omega\text{m}$)以上の電気伝導度を有することが必要であるといわれている(2-13)。本研究では均一微粒化に及ぼす電気伝導度の影響を調べるため、KClの添加量を変え種々の電気伝導度を持つ水について実験を行った。図2-15に、印加電圧および流量一定における電気伝導度 κ_1 と微粒化周波数について求めた結果を示してある。 $\kappa_1 = 2.5 \times 10^{-3}$ ($1/\Omega\text{m}$)以上で均一微粒化状態が達成され、 $\kappa_1 = 2 \times 10^{-2}$ ($1/\Omega\text{m}$)以上で現象が κ_1 によらなくなることが分かる。

このような液の電気伝導度の影響を調べるため、液体中を電荷が移動するのに要する時間を見積もる。液中の電荷密度を ρ_e 、電流密度ベクトルを \vec{J} 、電界ベクトルを \vec{E} 、液の誘電率を ϵ_1 とすると、以下に示す電荷の保存、オームの法則、Gaussの定理の三つの式が成立する。

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0 \quad (2-5)$$

$$\vec{J} = \kappa \vec{E} \quad (2-6)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_1 \vec{E}) = \rho_e \quad (2-7)$$

ϵ_1, κ_1 を一定とすると以上3式より次式が得られる。

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = -\frac{\kappa}{\epsilon_1} \rho_e \quad (2-8)$$

上式より、液体中の電荷移動のための緩和時間は液体の誘電率 ϵ_1 と電気伝導度の比 $\tau = \epsilon_1 / \kappa_1$ により与えられることが分かる。図2-15で現象が κ_1 によらなくなる臨界値 $\kappa_1 = 2 \times 10^{-2}$ ($1/\Omega\text{m}$)における τ は 3.5×10^{-7} sで、微粒化周期に比べて十分短く液体は完全導体とみなせることが分かる。本研究では試料液体が十分な電気伝導度を持つようKClを添加して実験を行った。

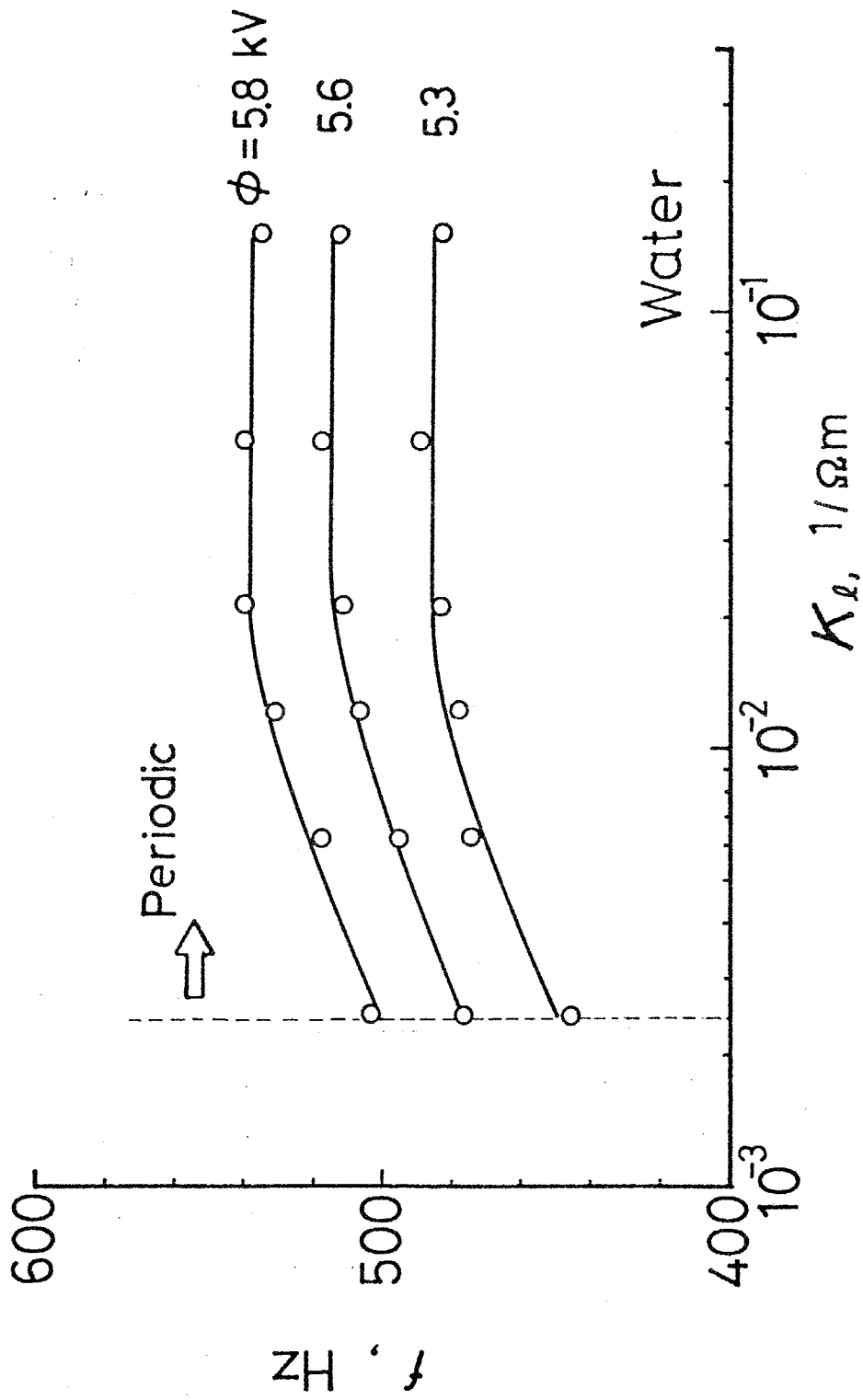
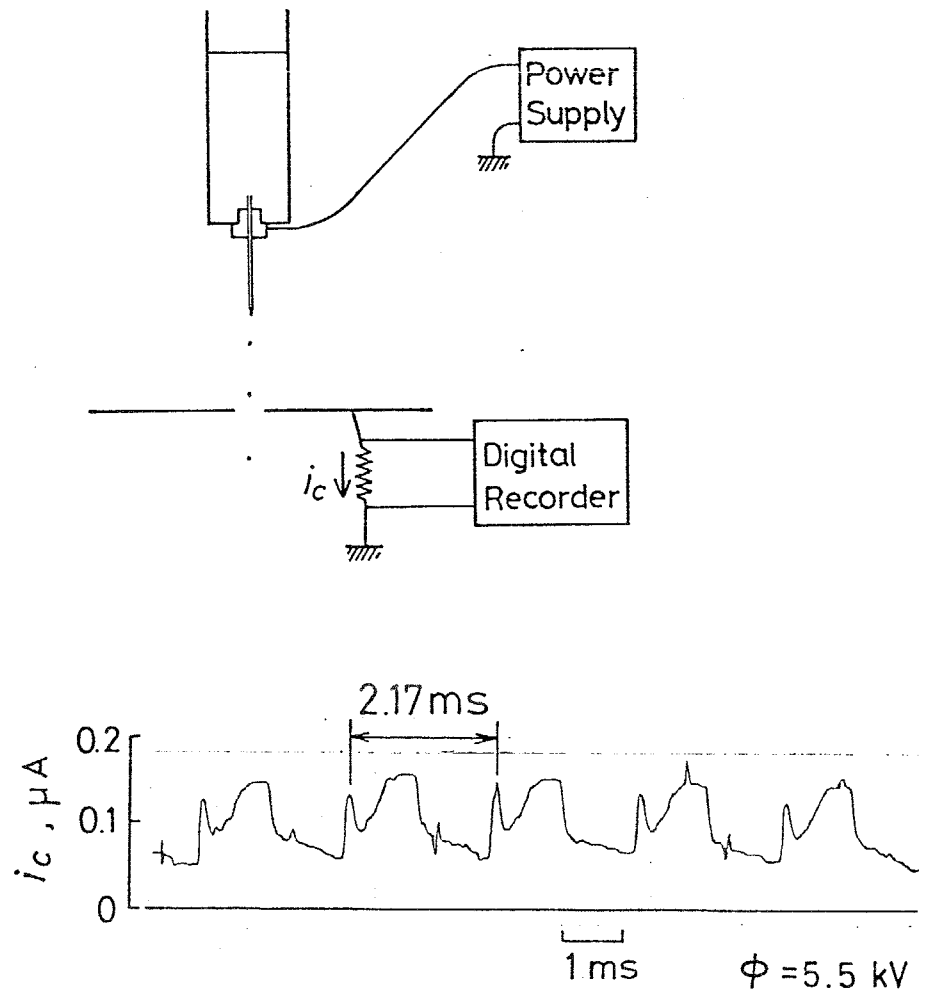


図2-15 液電気伝導度による微粒化周波数の変化

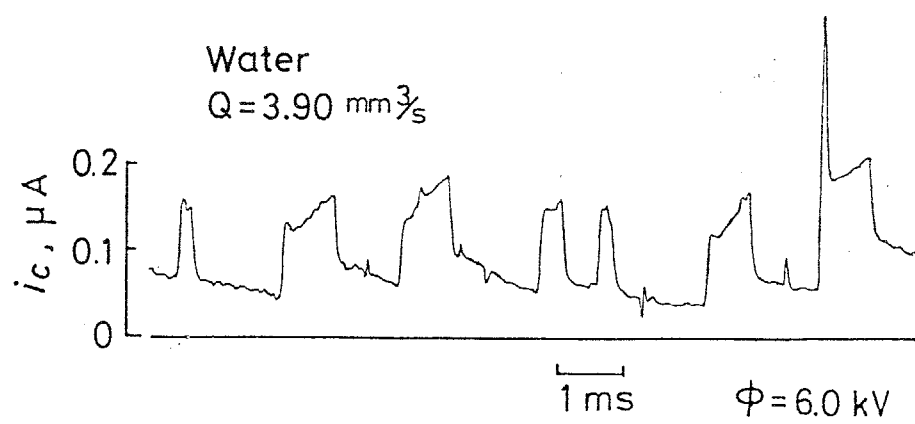
2-3-4 印加電圧の極性およびコロナ放電電流の影響

以上の実験は細管に正の電圧を印加して行ったが、負電圧を印加して実験を行ったところ均一微粒化状態が達成されなかった。この原因を種々の観点から検討したところ、静電微粒化に伴い細管先端と平板電極の間にコロナ放電が生じており、その放電特性が正負の極性により異なるためであることを見いだした。式(2-4)から計算される細管先端の電界強度は $8 \times 10^6 \text{V/m}$ 程度であり、空気の絶縁破壊強度 $3 \times 10^6 \text{V/m}$ を上回る大きさとなっている。なおコロナ放電電流は平板電極とアースの間に抵抗を介し、その端子電圧から測定した。細管に正極性の電圧を加えた場合のコロナ放電電流は図2-16に示すように、均一微粒化状態(a)と不均一微粒化状態(b)にかかわらず、短い時間ではあるが液滴が運ぶ電流の10倍程度流れている。均一微粒化状態における放電波形は規則的であり、その周期はこの場合の微粒化周期 2.20ms と一致している。不均一微粒化状態ではその放電波形も不規則である。一方、均一微粒化状態が実現しない負極性の場合の放電波形は、図2-17に示すように大きい電流がパルス状に発生している。

正極性のコロナ放電では、細管先端のコロナ放電によって発生した N_2^+ などのイオンが平板電極に向かうと考えられるが、負極性の場合、平板に向かう電荷担体は電子単体であり、その移動度は正イオンに比べて非常に大きい。そのため負極性においては放電電流が大きく、安定した放電が起こりくい。そのため微粒化の規則性が疎外されることが考えられる。そこで電子付着性の強い SF_6 中で正負両極性の実験を行うと負極性においても均一微粒化が達成され、その放電波形も図2-18に示すように規則性のある波形となった。これらの結果からメニスカス近傍での放電電界の安定性が均一微粒化状態が達成されるための一つの条件であると考えられる。



(a) 均一微粒化状態



(b) 不均一微粒化状態

図2-16 正極性の場合のコロナ放電電流波形

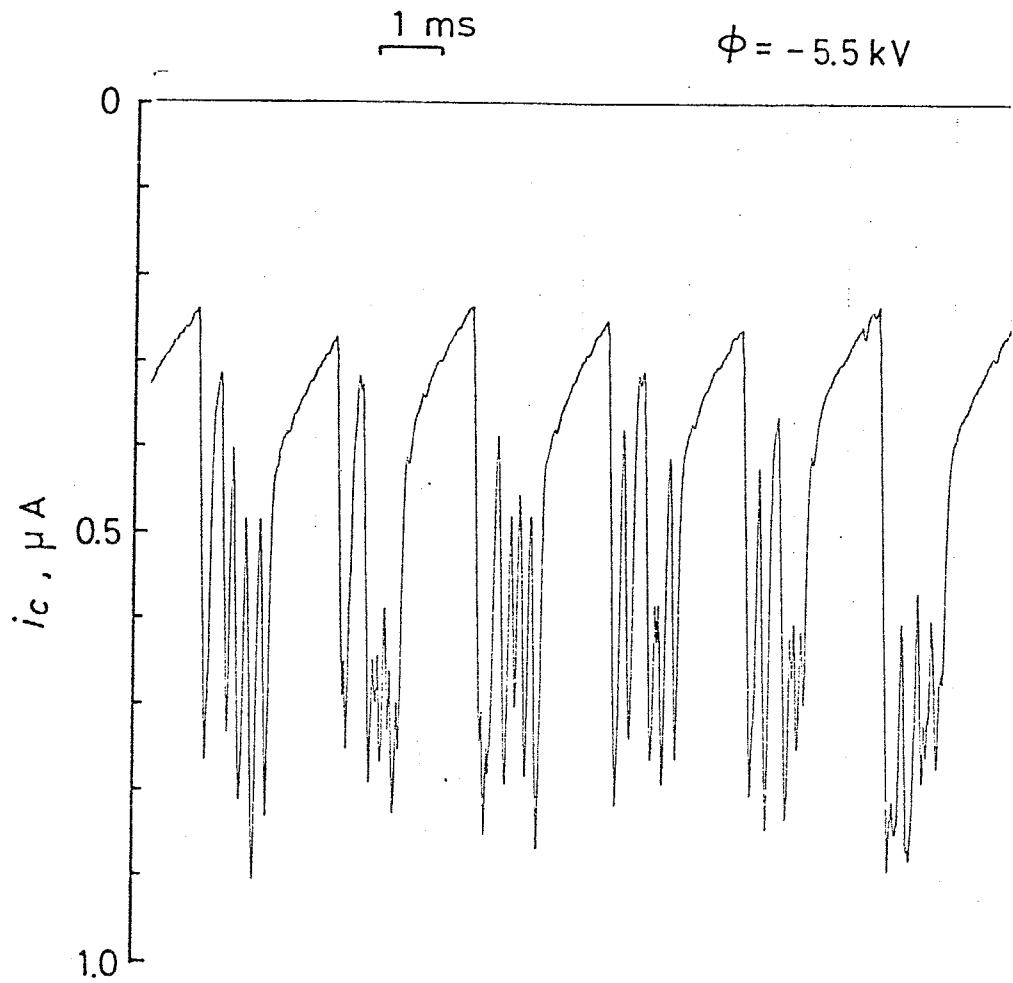


図2-17 負極性の場合のコロナ放電電流波形

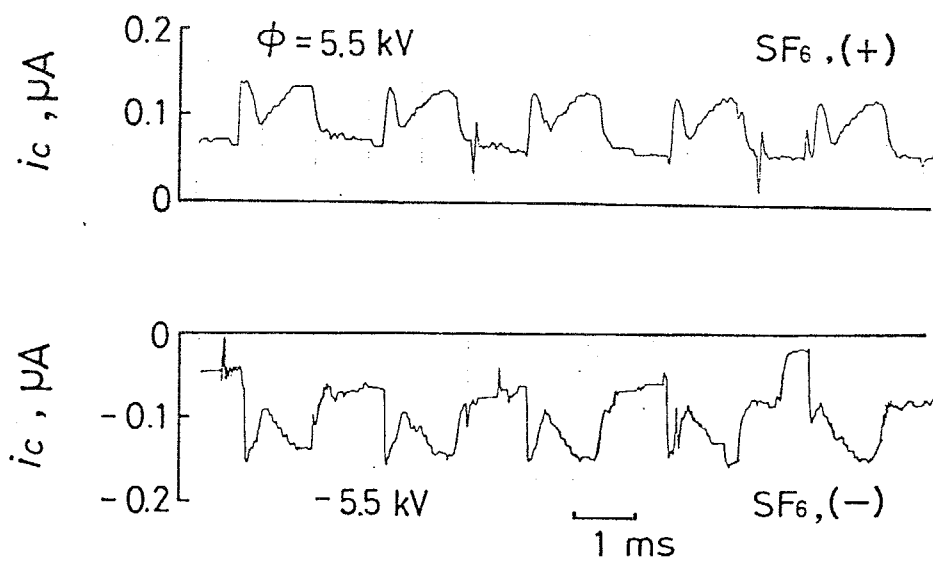


図2-18 SF_6 雰囲気の場合のコロナ放電電流波形
(正および負極性)

2.3.5 液滴の帯電量

液滴によって携行される電流から求めた液滴帯電量 q_p と液滴径 d_p の関係を示したのが図2-19である。図中下側の実線および破線は、帯電液滴の分裂に関するエネルギー的な考察からVonnegut⁽²⁻⁵⁾ によって導かれた関係である。これは半径 r_0 , 帯電量 q_0 の液滴が n 個の大きさが等しい半径 r_p , 帯電量 q_p の液滴に分裂する時、分裂後の系のポテンシャルエネルギー、すなわち表面張力によるエネルギーと空間に蓄えられる電気的エネルギーの和が最小になると考えたもので、帯電量と液滴径の関係は次式で与えられ、エネルギー最小の関係と呼ばれている。

$$q_p = 4\pi(\epsilon_0 \sigma r_p^3)^{1/2} \quad (2-9)$$

この液滴の分裂は必ずしも静電微粒化現象と対応しているわけではないが、静電微粒化を細管先端における液滴の分裂現象としてとらえれば、ある程度の対応があると考えられる。実際エネルギー最小説は大まかには実験値を説明している。また図中上側の線はRayleigh⁽²⁻²⁾ によって導かれた液滴の最大帯電量を与える関係であるが、静電微粒化液滴はそれより少ない帯電量を持つことが分かる。

2.3.6 表面張力および粘性の影響

表面張力および粘性が微粒化状態に及ぼす影響を調べるため、水、エタノール水溶液、グリセリン水溶液の場合の印加電圧—微粒化周波数特性を合わせて図2-20に示す。図より粘性係数がほぼ同じで表面張力が異なる水とエタノール水溶液を比べると、表面張力が小さいエタノール水溶液の方が低い電圧において微粒化を開始することが分かる。この微粒化最小電圧 ϕ_{\min} と表

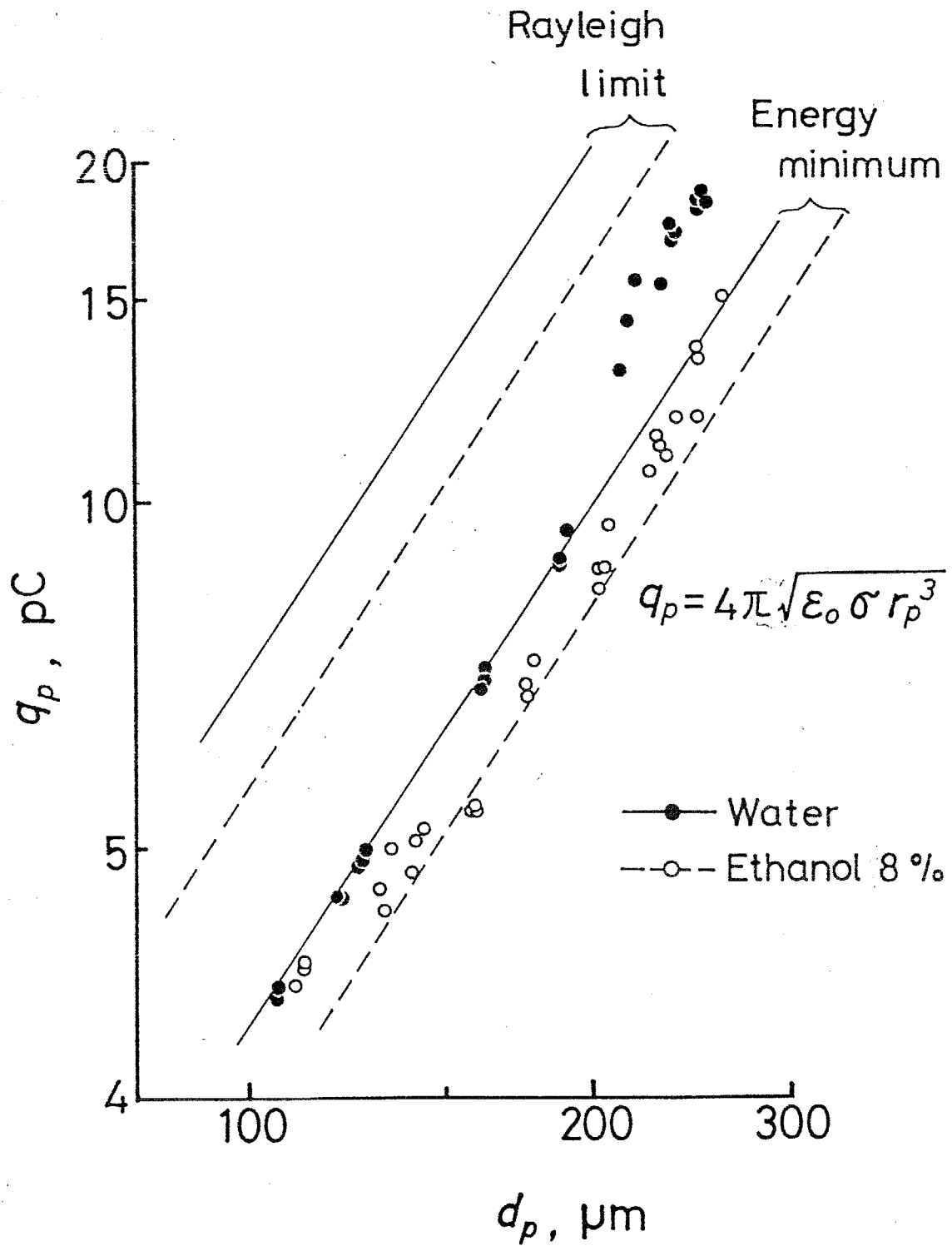


図2-19 液滴帯電量と液滴径の関係

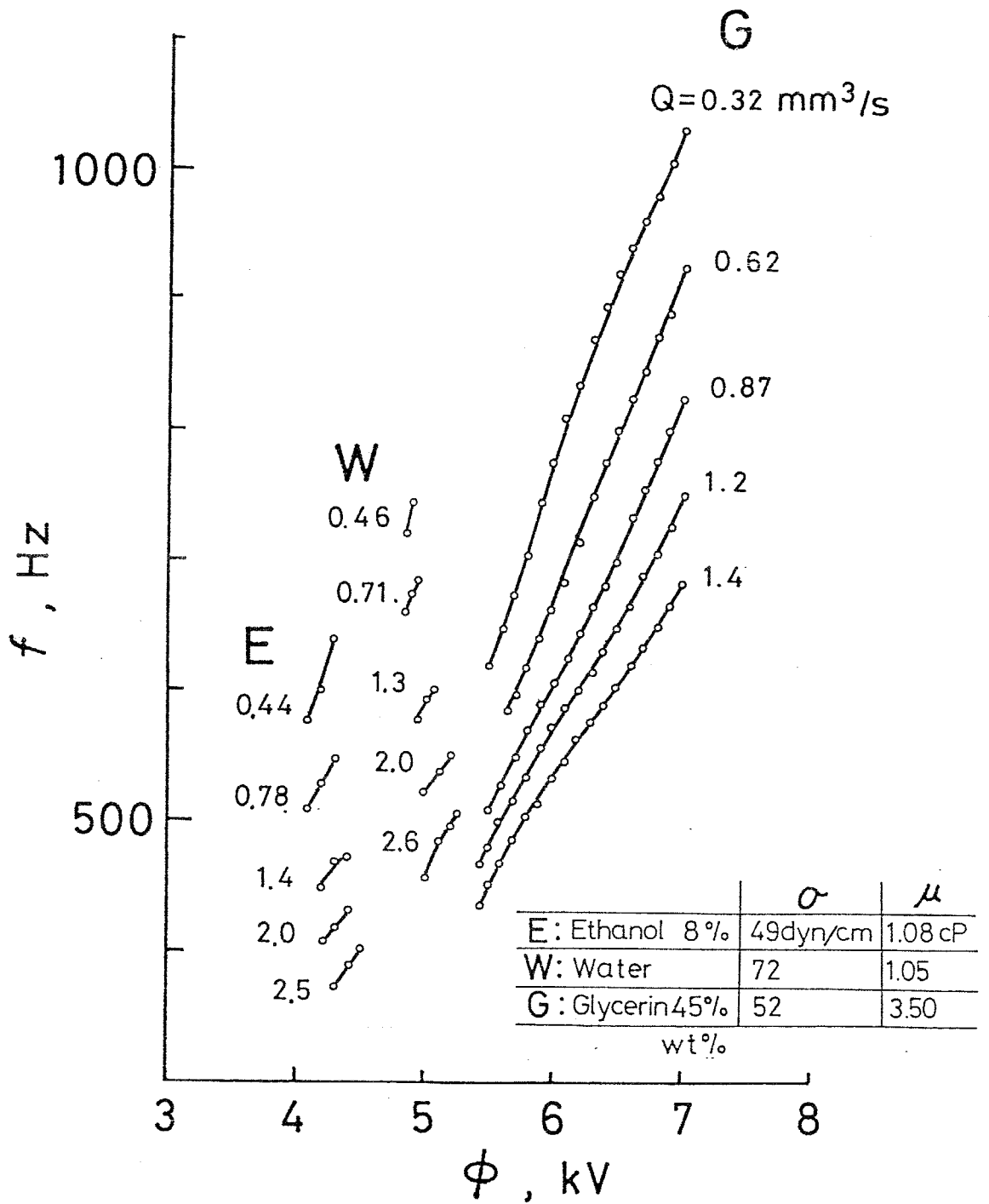


図2-20 種々の液体に対する印加電圧—微粒化周波数特性

面張力 σ の関係を示したのが図2-21であり、粘性が一定であれば ϕ_{\min} は $\sigma^{1/2}$ に比例することが分かる。

一方、表面張力がエタノール水溶液と同程度で粘性が大きいグリセリン水溶液の場合、図2-20に見られるように微粒化を行なうのに高い電圧が必要であるが、より広い電圧範囲で均一微粒化が生じることが分かる。そのほか観察された現象として、グリセリン水溶液の場合、滴下状態から微粒化状態への遷移が水の場合のように不連続的でなく、なめらかに遷移し、また図2-5で示したようなヒステリシス現象を生じなかった。水およびエタノール水溶液の場合には図2-11で示したように液滴径が流量の0.43乗に比例するという関係が見られたが、グリセリン水溶液の場合にも図2-22に示すように同様な関係が成り立つ。

さらに図2-20を同一流量における液滴径と印加電圧の関係として示したのが図2-23であり、粘性一定に対し液滴径は電圧の -0.57 乗に比例することが分かる。粘性係数がほぼ同じで表面張力が異なる水とエタノール水溶液では微粒化電圧範囲が異なるが、液滴径と印加電圧の関係は一本の直線上にあることが分かる。これに対しグリセリン水溶液の場合には同一の印加電圧・流量に対し生成液滴径が大きく、粘性により微粒化の進行速度が遅くなることが分かる。図2-23における $\phi = 5.5\text{kV}$ の時の液滴径を粘性係数に対して示したのが図2-24であり、流量および印加電圧一定において液滴径は粘性係数の 0.12 乗に比例して増加することが分かる。

2.3.7 無次元相関式

以上述べた測定結果をもとに均一微粒化状態に影響を与える諸変量を考えると、細管先端電界強度 E_0 ，液体流量 Q ，細管外径 d_0 ，液体の密度 ρ_1

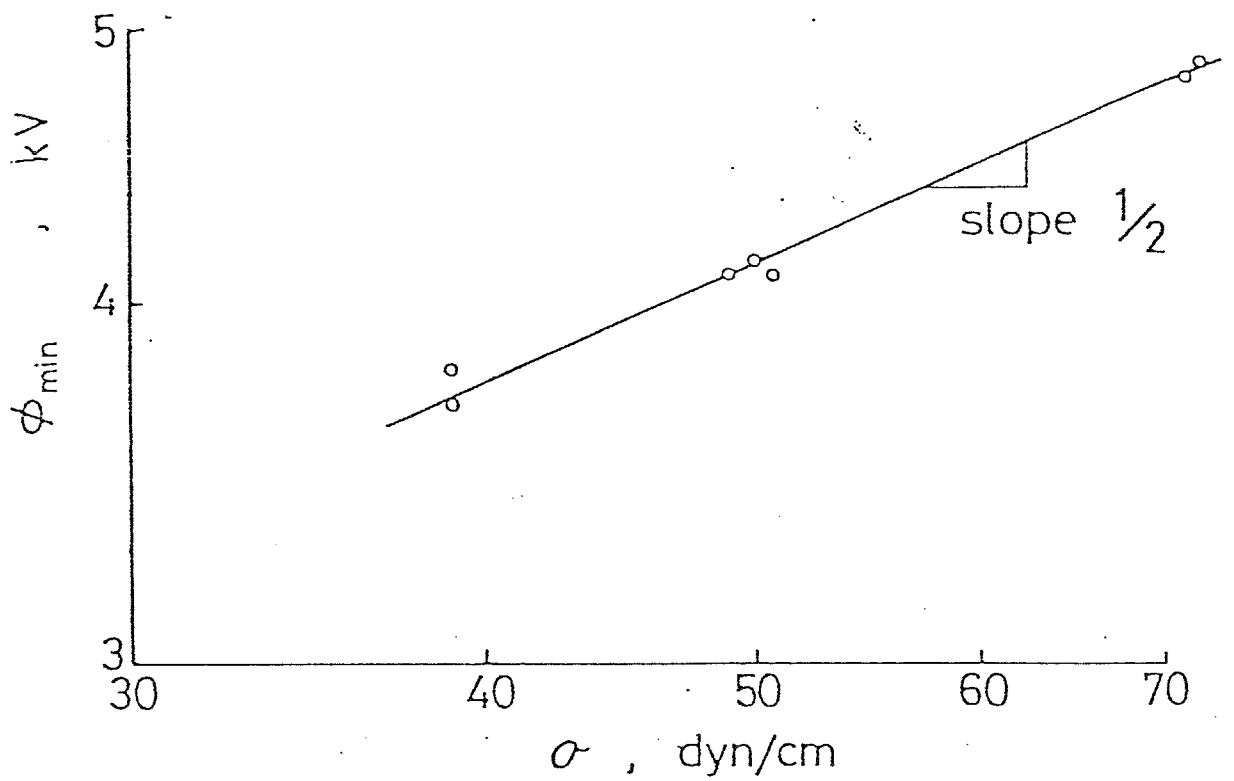


図2-21 微粒化最小電圧の表面張力による変化

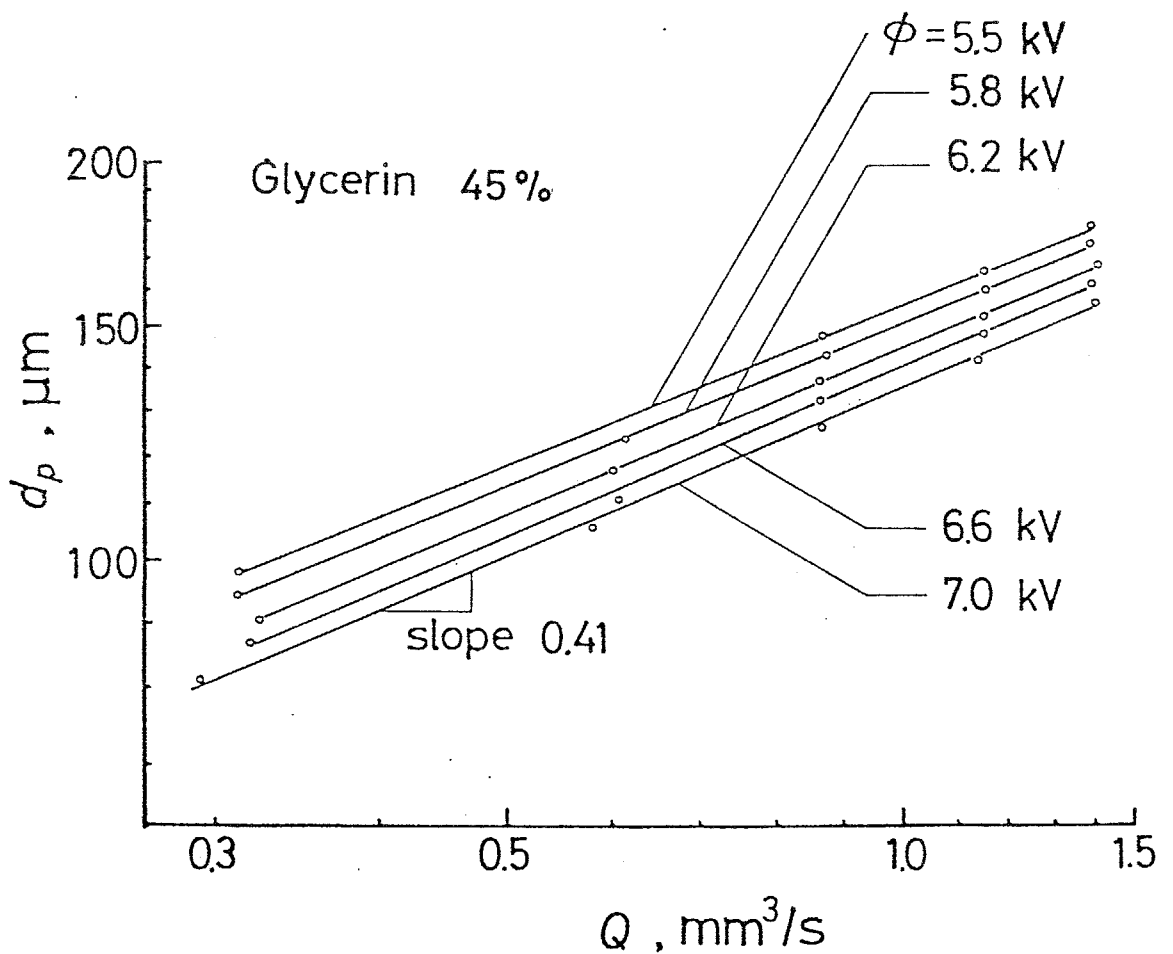


図2-22 グリセリン水溶液の場合の液滴径と流量の関係

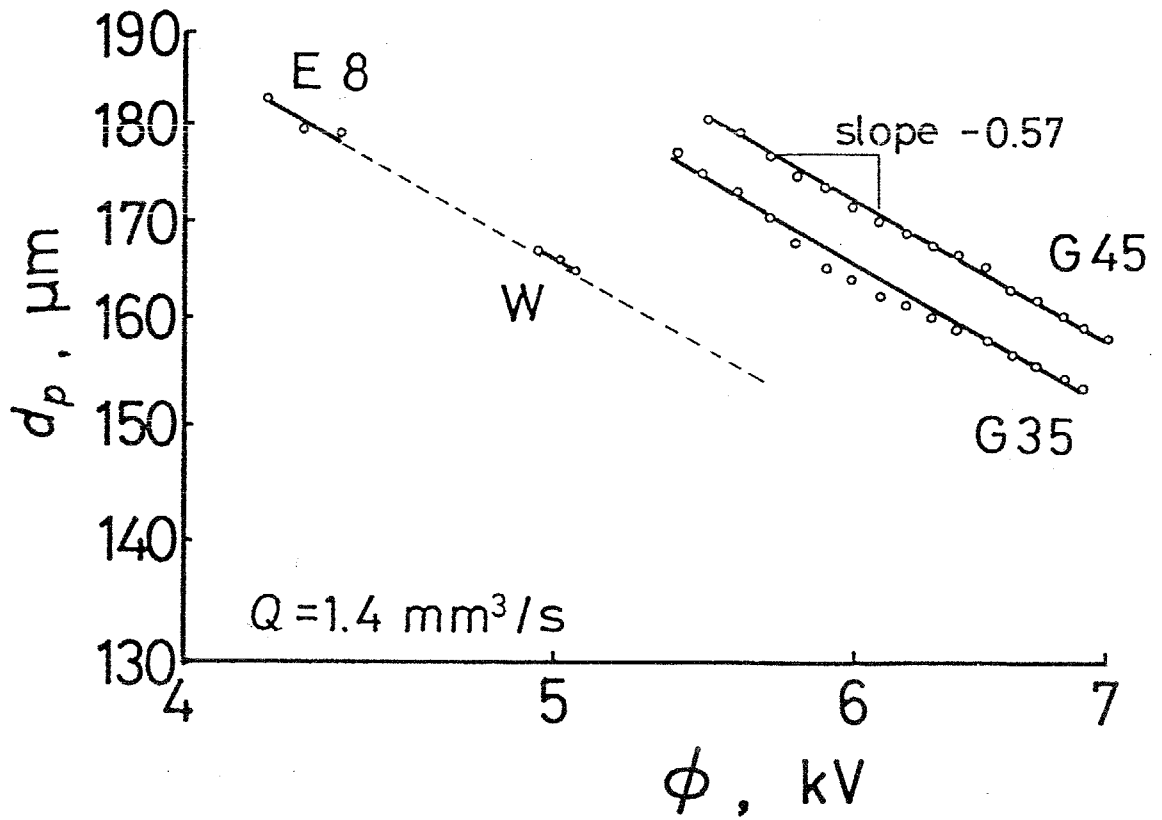


図2-23 種々の液体に対する液滴径と印加電圧の関係

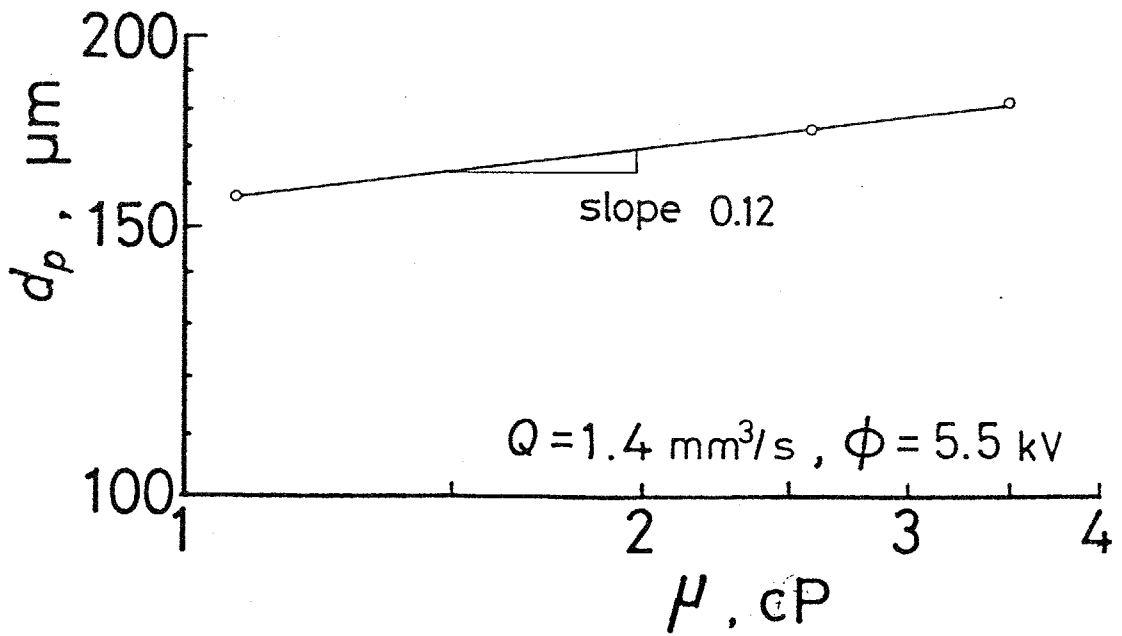


図2-24 粘性係数による液滴径の変化

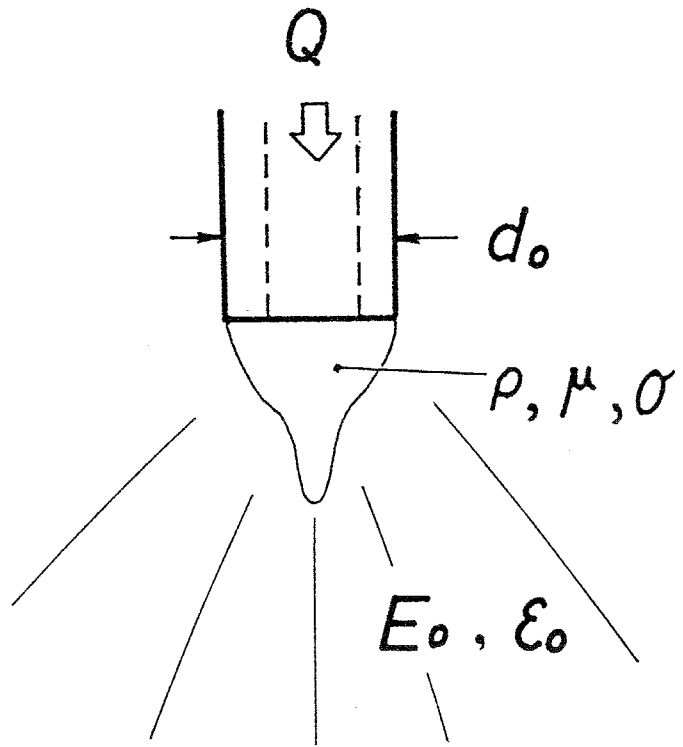


図2-25 静電微粒化への影響因子

，粘性係数 μ_1 ，表面張力 σ および真空の誘電率 ϵ_0 の七つとなる。これら七つのパラメータは図2-25に示すように細管先端付近に局限された量であり、これらの無次元量による相関は装置形状の異なる一般の場合に適用しうる。次元解析によれば、これらは以下の三つの無次元量で表される。

$$\tilde{E} = \frac{\epsilon_0 E_0^2 d_0}{\sigma} \quad (2-10)$$

$$\tilde{Q} = \frac{\rho_l Q^2}{\sigma d_0^3} \quad (2-11)$$

$$Re = \frac{\rho_l Q}{\mu_l d_0} \quad (2-12)$$

\tilde{E} , \tilde{Q} , Re はそれぞれ電気力と表面張力の比、動圧と表面張力の比、動圧と粘性力の比である。微粒化液滴径の無次元量

$$\tilde{d}_p = d_p/d_0 = \tilde{d}_p(\tilde{E}, \tilde{Q}, Re) \quad (2-13)$$

は、これら \tilde{E} , \tilde{Q} , Re により表されることになる。また液滴帯電量を次式のように無次元化すると

$$\tilde{q}_p = q_p^2/\epsilon_0 \sigma d_p^3 = \tilde{q}_p(\tilde{E}, \tilde{Q}, Re) \quad (2-14)$$

エネルギー最小説は、 $\tilde{q}_p = 4 \pi^2$ (一定) の関係に対応し、帯電液滴表面に働く Maxwell 応力と表面張力の比が一定であることを示している。七つの変量のうち E_0 は式(2-4)により与えられるとし、表2-1で示した種々の液体に対して測定を行い、最小二乗法により \tilde{d}_p と \tilde{E} , \tilde{Q} , Re の間の関係を求めることにより次式の相関を得た。

$$\tilde{d}_p = 5.39 \tilde{E}^{-0.255} \tilde{Q}^{0.277} Re^{-0.124} \quad (2-15)$$

\tilde{d}_p の Re に対する依存性は負で、これは同一の流量、印加電圧に対し粘性作用が微粒化周波数を低下させ、その結果大きい液滴を生じることを示して

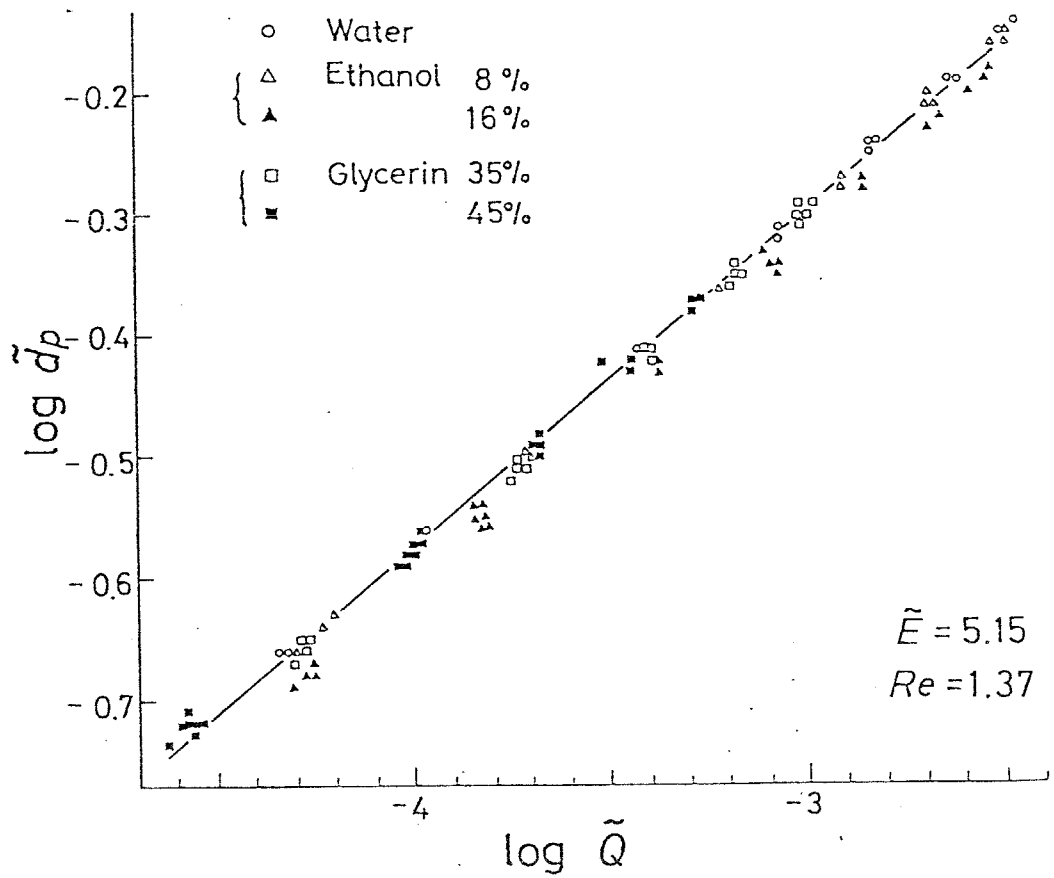


図2-26 無次元整理による液滴径と流量の相関

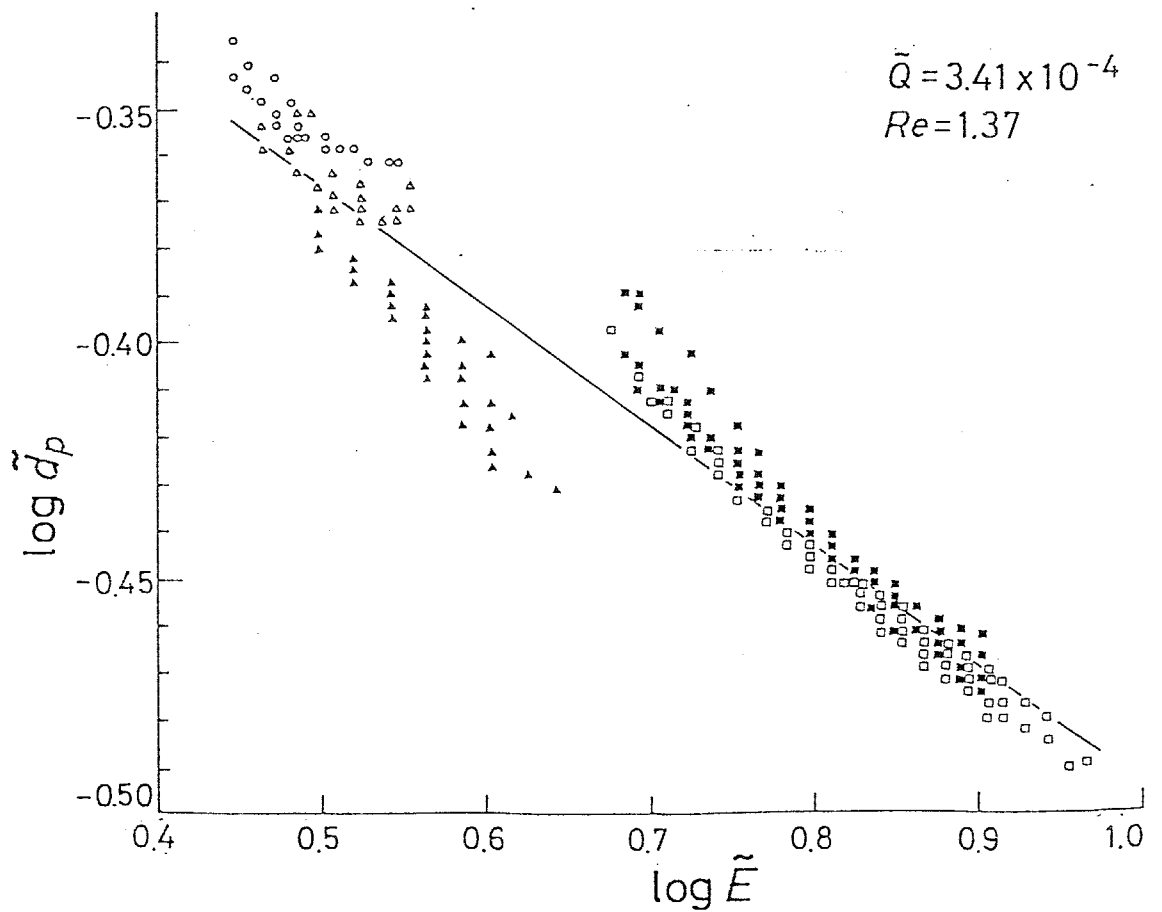


図2-27 無次元整理による液滴径と印加電圧の相関

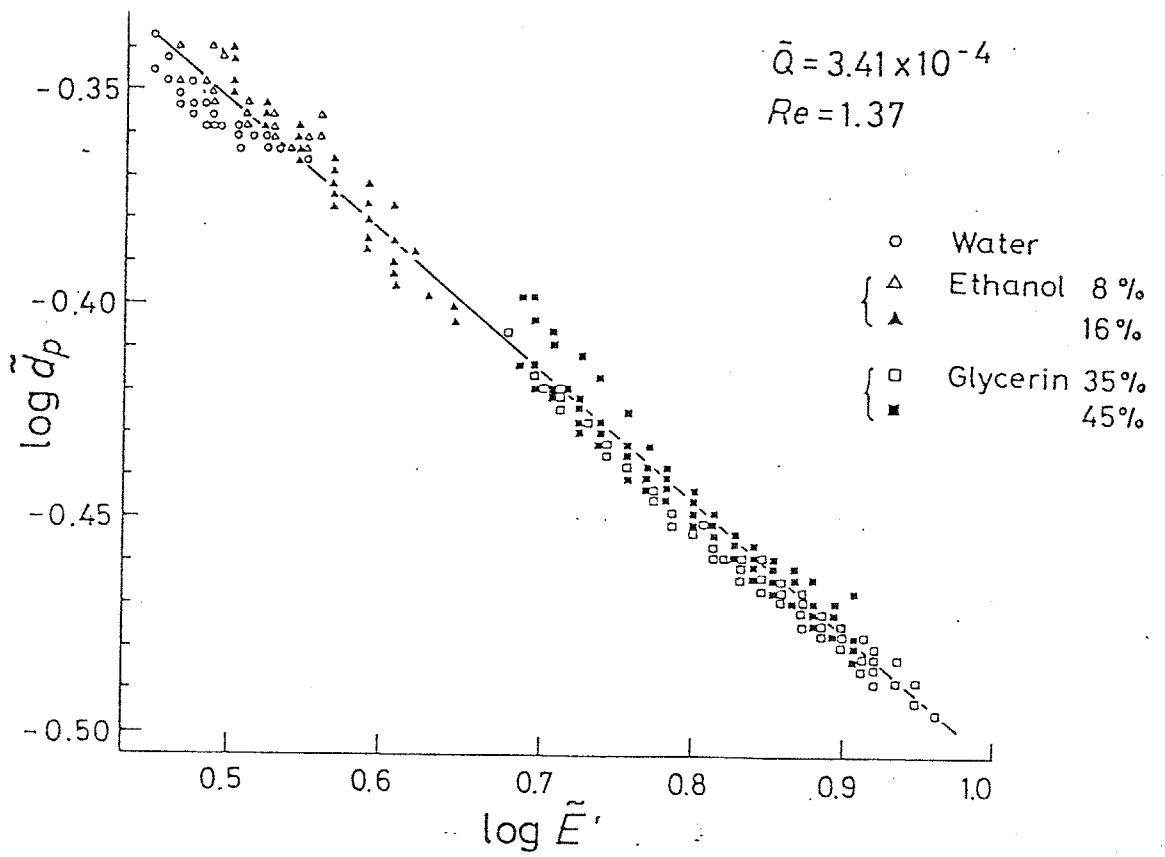


図2-28 無次元整理による液滴径と印加電圧の相関

(エタノール水溶液の粘性係数をモル分率で内挿した場合)

いる。この相関の一例として \tilde{d}_p と \tilde{Q} の関係を示したものが図2-26である。図はすべての測定値を式(2-15)により \tilde{E} および Re 一定($\tilde{E}=5.15$, $Re=1.37$)の場合に換算して示したもので、種々の液体に対しよい相関となっている。一方 \tilde{d}_p と \tilde{E} の相関は図2-27に示すようにエタノール水溶液の場合だけがとび離れている。

水・エタノール水溶液に特徴的な性質として、その粘性が会合により水およびエタノール単体の場合より大きくなる。そこで単純に成分単体の粘性係数からモル分率で内挿して混合液の粘性係数を見積り相関をとると、図2-28に示すように非常により相関が得られた。このことは細管先端のような強い電界中において電気的な結合である会合が大きな影響を受け、このため混合による粘性の特異的な挙動も影響を受ける可能性を示唆している。

2-3-8 懸垂液滴の不安定化実験

静電微粒化は表面張力によって細管先端に形成した液体メニスカスが電界の付加により不安定化する現象であると考えられる。そこで液滴を連続的に供給せず、図2-29に示すように細管先端に一定の大きさの液滴を懸垂した状態で高電圧を印加し、その挙動を調べた。この場合観察の便宜上、外径1.2mmのステンレス管を用い、細管・平板間距離は34mmで実験を行った。

細管先端に一定体積の液滴を懸垂させ高電圧を加えると、電圧の増加とともに図2-30に示すように形状が変化し、ある電圧以上になると図2-31に示すように懸垂液滴が破断し液滴が放出される。この破断電圧 ϕ_c を懸垂液滴の体積 V に対して示したのが図2-32であり、体積が大きいほど小さい電圧で破断が生じることが分かる。

図2-31は懸垂液滴に破断電圧以上の5.5kVの電圧をステップ的に加えた後

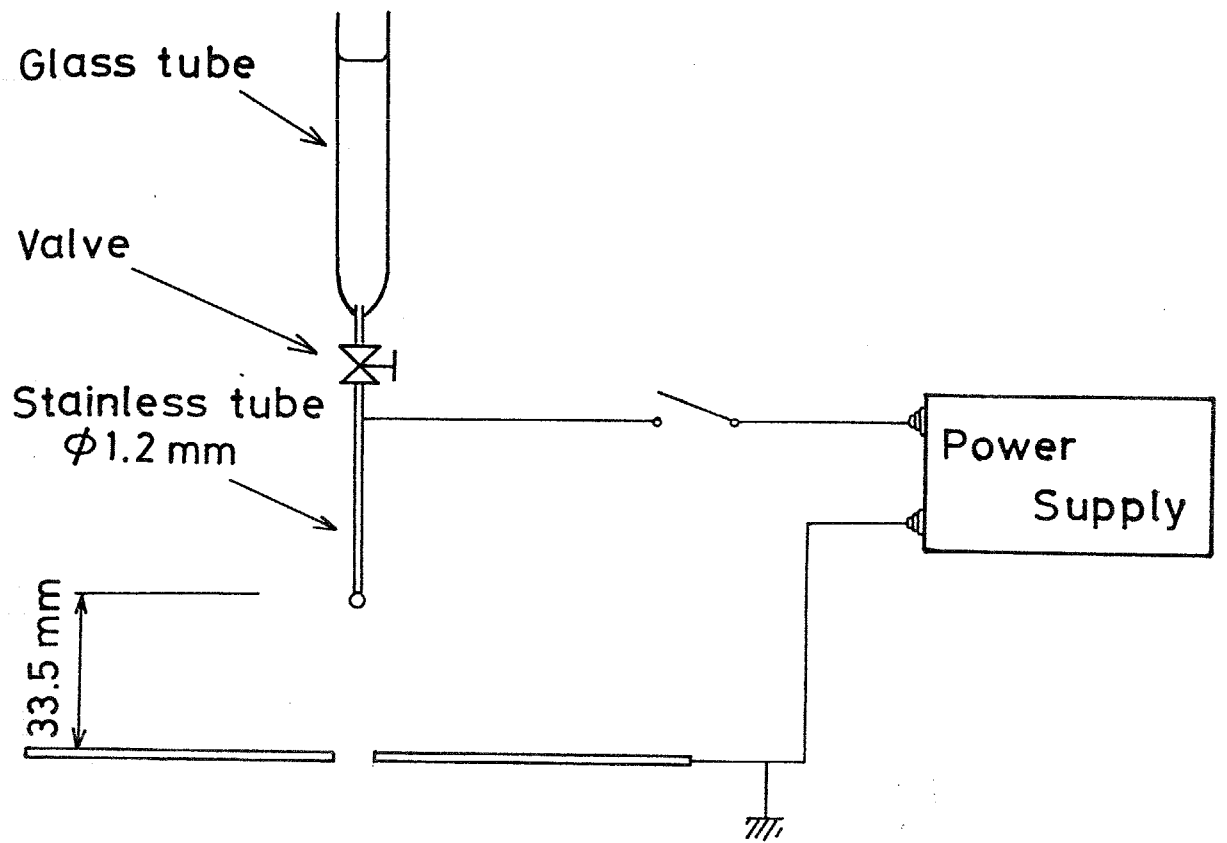


図2-29 懸垂液滴の破断実験に用いた装置

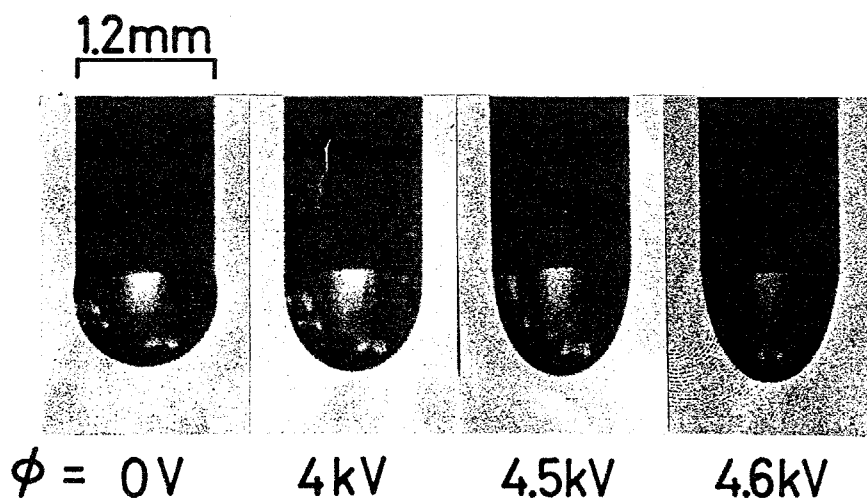


図2-30 印加電圧の増加にともなう懸垂液滴の形状変化

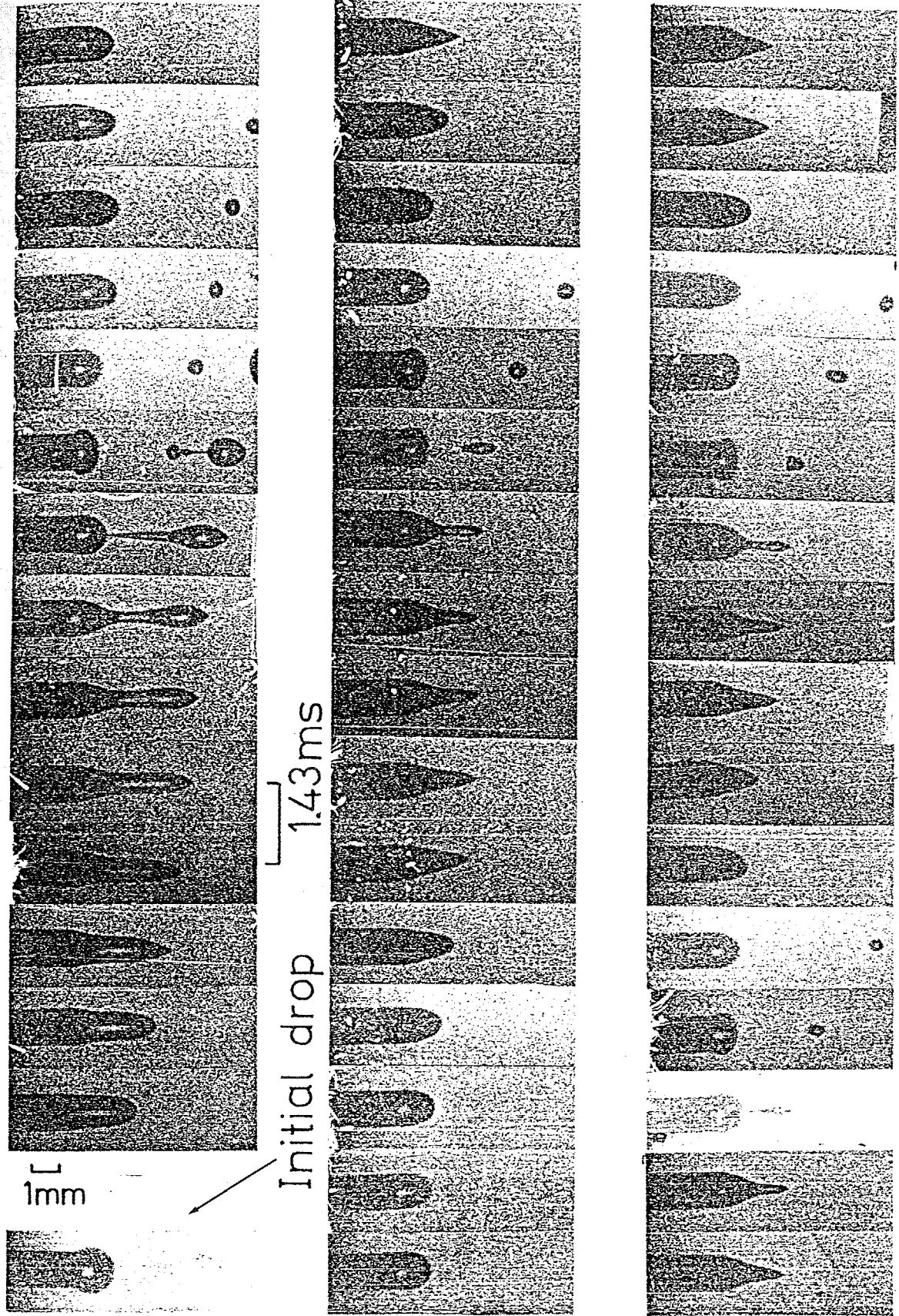


図2-31 破断電圧以上の電圧を加えた時の高速撮影結果 ($\phi = 5.5\text{kV}$)

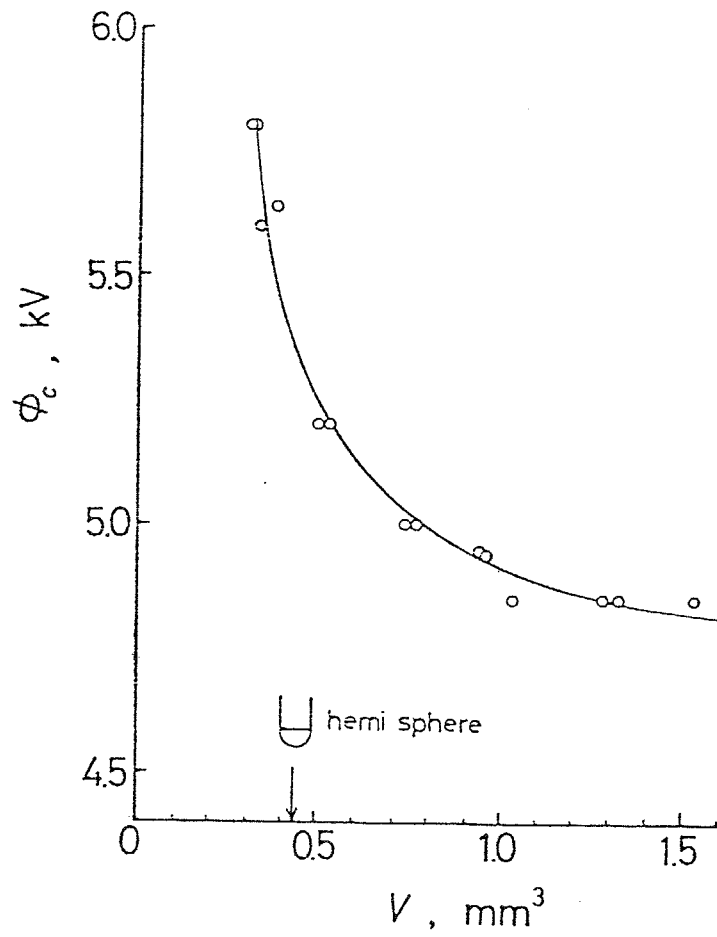


図2-32 懸垂液滴の体積と破断電圧の関係

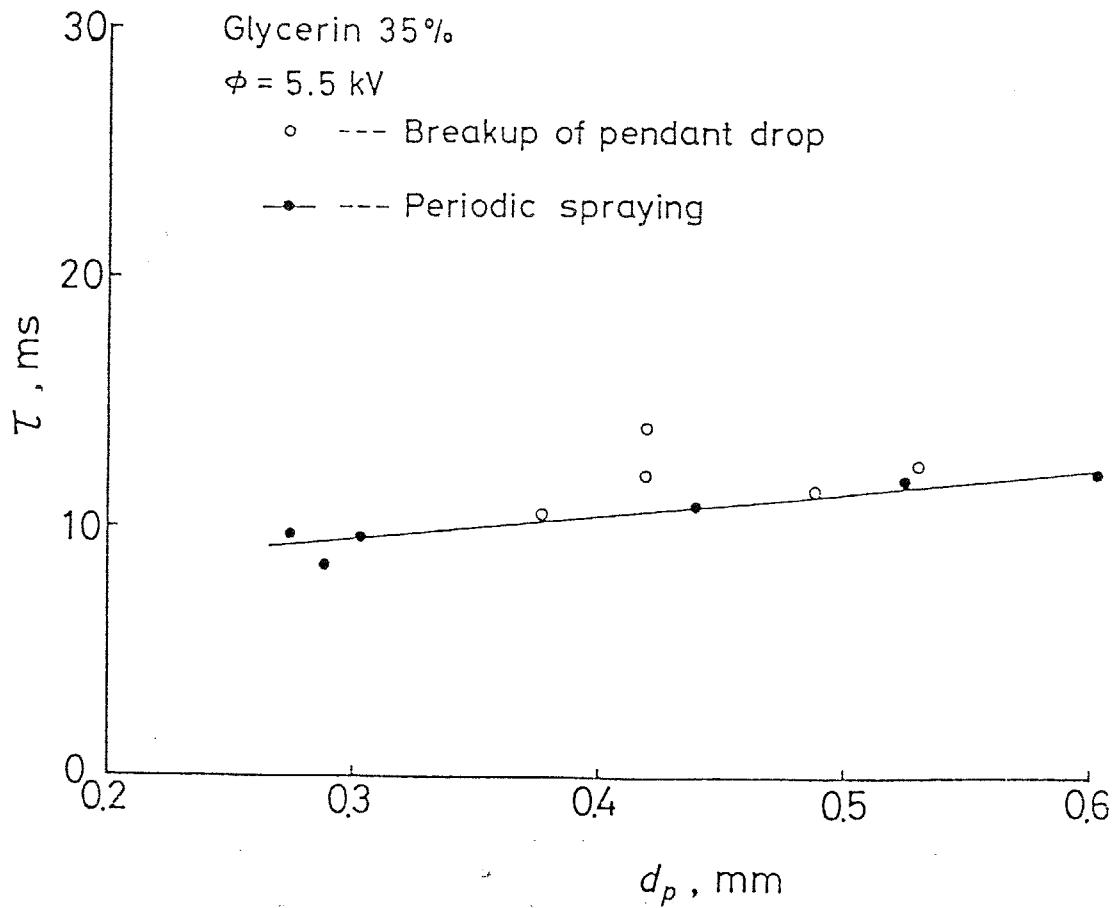


図2-33 懸垂液滴の破断に要する時間と生成される液滴径の関係

の挙動を高速度カメラにより観察した結果であるが、細管先端に残留した液体部分がなくなるまで数回の液滴放出が行われ、その様子は図2-3(b)で示した連続的な静電微粒化と全く同様であった。懸垂液滴の破断の結果生じる液滴径と、その破断に要する時間 τ の関係を示したのが図2-33であり、同じ電圧において連続的に液体を供給し均一微粒化を行った時の微粒化周期と液滴径の関係を示した黒丸とよく一致している。このことから均一微粒化の周期は、細管先端に形成した液体メニスカスが体積一定のもとで破断するのに要する時間とほぼ等しいことが明らかとなった。

2・4 不安定化による微粒化の理論解析

以上の実験により静電微粒化は、細管外径によってその境界を固定された体積一定の完全導体液滴の破断現象と考えられることが分かった。そこで図2-34に示すように無限空間内で電位が一定値 ϕ に保たれた回転楕円液滴の三次のモードの変形によって現象をモデル化する。ここで変形前の形状を回転楕円体としたのは、実験的な観察により図2-35に示すように生成液滴の大きさが細管先端に形成したメニスカスの大きさと対応していることを考慮するためであり、このメニスカスの大きさの差異を楕円の長軸の長さの違いにより表す。液滴の表面形状は図2-34に示すように、軸対称の球座標系で次式のように表されるとする。

$$r = R_0 \{1 + \varepsilon_2 P_2(\cos\theta) + \varepsilon_3 P_3(\cos\theta)\} \quad (2-16)$$

ここで P_2, P_3 はそれぞれ二次および三次のルジャンドル関数であり、二次のルジャンドル関数により細管出口径に一致した短軸を持つ回転楕円体を表し、三次のルジャンドル関数によりこれからの微小変動を表す。したがって ε_2 は定数であり、細管出口半径とメニスカス高さの間に次のような関係がある。

$$R_0(1 + \varepsilon_2) = h \quad (2-17)$$

$$R_0(1 - \varepsilon_2/2) = r_0 \quad (2-18)$$

ここで R_0 は体積等価半径である。一方 ε_3 は時間の関数であり三次のモードの運動を表す。ただし $\varepsilon_2, \varepsilon_3 \ll 1$ とする。

式(2-16)で与えられる形状の表面積 S は微小量の三乗までの正確さで次のように計算される(付録参照)。

$$S = 4\pi R_0^2 \{1 + (4/5)\varepsilon_2^2 + \varepsilon_3^2 + O(\varepsilon^4)\} \quad (2-19)$$

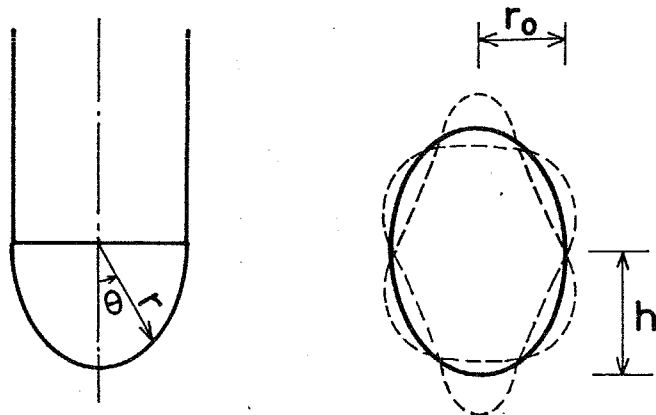


図2-34 理論で用いたモデル

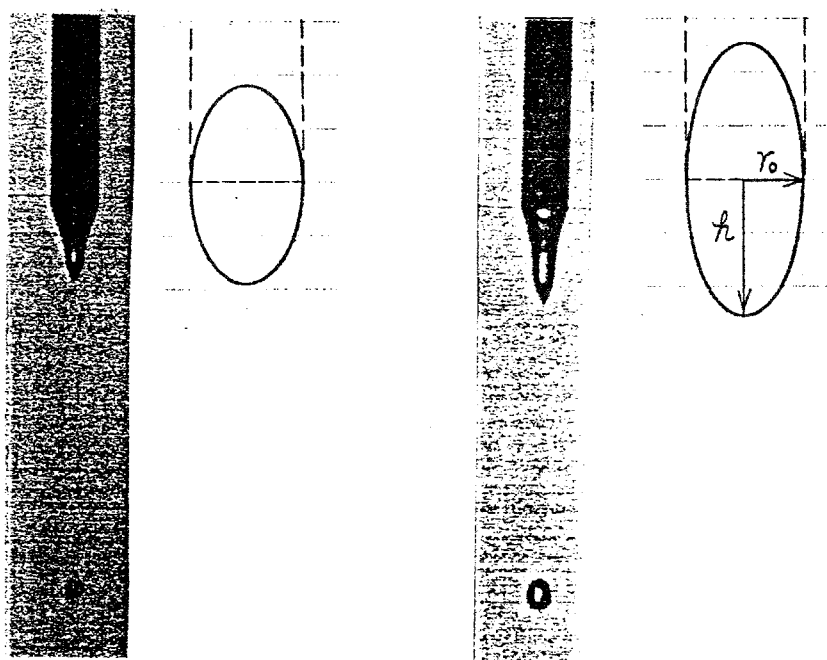


図2-35 細管先端メニスカスの大きさと微粒化液滴径の対応

また表面形状の変化に伴い液滴内部に生じる流れをポテンシャル流とし、その全運動エネルギー T を計算すると次式となる（付録参照）。

$$T = \frac{2}{21} \pi \rho_l R_0^3 (R_0 \dot{\epsilon}_3)^2 \left(1 + \frac{16}{15} \epsilon_2\right) \quad (2-20)$$

ここで $\dot{\epsilon}_3$ は ϵ_3 の時間微分を表す。この液滴内流れに伴う粘性散逸 F は次のように計算される（付録参照）。

$$F = \frac{8}{7} \pi \mu_l R_0 (R_0 \dot{\epsilon}_3)^2 \left(1 - \frac{4}{15} \epsilon_2\right) \quad (2-21)$$

一方、電圧 ϕ の印加により液滴表面に誘起される全電荷 q は

$$q = 4\pi\epsilon_0\phi R_0 \left\{1 + \frac{2}{5}\epsilon_2^2 + \frac{3}{7}\epsilon_3^2 + \frac{9}{35}\epsilon_2^3 + \frac{8}{35}\epsilon_2\epsilon_3^2\right\} \quad (2-22)$$

のように計算される（付録参照）。さらに表面張力によるエネルギーと空間に蓄えられる静電エネルギーの和を U とすると

$$U = \sigma S + \phi q / 2 \quad (2-23)$$

また液滴の変形に伴い、その電位を一定に保つため外部から供給される電力を W とすると

$$W = \phi (dq/dt) \quad (2-24)$$

である。

さて三次のモードの変形についての方程式は、運動方程式の積分形である次のエネルギー式で与えられる。

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \dot{\epsilon}_3} (T-U) - \frac{\partial}{\partial \epsilon_3} (T-U) = \frac{\partial}{\partial \dot{\epsilon}_3} (W-F) \quad (2-25)$$

式(2-19)～(2-24)を式(2-25)に代入すると、 ϵ_3 に対する次の式が得られる。

$$\frac{2}{21} \rho_l R_o^3 \left(1 + \frac{16}{15} \epsilon_2\right) \ddot{\epsilon}_3 + \frac{4}{7} \mu_l R_o \left(1 - \frac{14}{15} \epsilon_2\right) \dot{\epsilon}_3 + \left\{4\sigma - \frac{6}{7} \frac{\epsilon_o \phi^2}{R_o} \left(1 + \frac{8}{15} \epsilon_2\right)\right\} \epsilon_3 = 0 \quad (2-26)$$

上式中 ϵ_2, R_o を式(2-17), (2-18) を用いて r_o, h で表し $(h - r_o) / r_o \ll 1$ とし、 ϵ_3 を次式

$$\epsilon_3 \propto e^{\alpha t} \quad (2-27)$$

のように置いて不安定の成長速度 α を求めると、非粘性の場合に対して次式を得る。

$$\alpha = \sqrt{\left[\frac{\epsilon_o \phi^2}{r_o} \left(\frac{h}{r_o}\right)^{1/45} - \frac{14\sigma}{3}\right] / \rho_l r_o^3 \left(\frac{h}{r_o}\right)^{77/45}} \approx \sqrt{\left(\frac{\epsilon_o \phi^2}{r_o} - \frac{14\sigma}{3}\right) / \rho_l r_o^3 \left(\frac{h}{r_o}\right)^{77/45}} \quad (2-28)$$

上式より印加電圧 ϕ が次の臨界値 ϕ_c 以上になると ϵ_3 は時間とともに指数関数的に増加することが分かる。

$$\phi_c = \sqrt{\frac{14\sigma r_o}{3\epsilon_o}} \quad (2-29)$$

式(2-28)を用い、静電微粒化の周期すなわち1回の破断に要する時間を α の逆数で見積もると、与えられた流量に対して生じる液滴径は

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 \propto \frac{Q}{\alpha} \quad (2-30)$$

となり、さらにこの不安定の結果生じる液滴径が初期メニスカス高さ h に比例する、すなわち

$$d_p \propto h \quad (2-31)$$

と考えると、式(2-28), (2-30)より

$$\left(\frac{d_p}{r_o}\right)^{193/90} \propto \sqrt{\frac{\rho_l Q^2}{\sigma r_o^3} / \left(\frac{\epsilon_o \phi^2}{\sigma r_o} - \frac{14}{3}\right)} \quad (2-32)$$

の関係が得られる。この式によれば印加電圧 ϕ と液滴径 d_p の関係は図2-36のようになり、 ϕ_c 以上で微粒化状態になり、 ϕ の増加につれて直線関係に漸近する。この直線関係を無次元表示すると次式のように書ける。

$$\frac{d_p}{d_o} \propto \left(\frac{\epsilon_o E_o^2 d_o}{\sigma} \right)^{-0.245} \left(\frac{\rho_l Q^2}{\sigma d_o^3} \right)^{0.245} \quad (2-33)$$

ここで E_o は液表面の電界強度である。

$$E_o = \phi_o / r_o \quad (2-34)$$

式(2-33)の結果は式(2-15)で与えられる実験式によく一致している。すなわち d_p の E_o に対する依存性は実験では -0.51乗、理論では -0.49乗であり、 Q に対する依存性は実験では0.43乗、理論では0.49乗となっている。理論では粘性の影響が実験のような Re 数のべき乗の形で表せないため、粘性が一定である水の場合の測定値について式(2-33)の形で相関をとり図2-37に示す。測定値はほぼ勾配が1の直線上にあり、さきの理論は電界および流量が微粒化に及ぼす影響を正しく見積もっていることが分かる。

また式(2-29)で表される微粒化開始電圧は表面張力の $1/2$ 乗に比例し、図2-21で示した実験結果と一致する。さらに微粒化開始電圧についても電界強度で比較すると、 $r_o=0.2\text{mm}$, 水の場合に対し本理論では $E=13.7 \times 10^6 \text{V/m}$ となるのに対し、実験では $\phi=5 \text{kV}$ に対応する細管先端電界強度が $E=9.2 \times 10^6 \text{V/m}$ と見積もられ、定量的にも近い値が予測される。

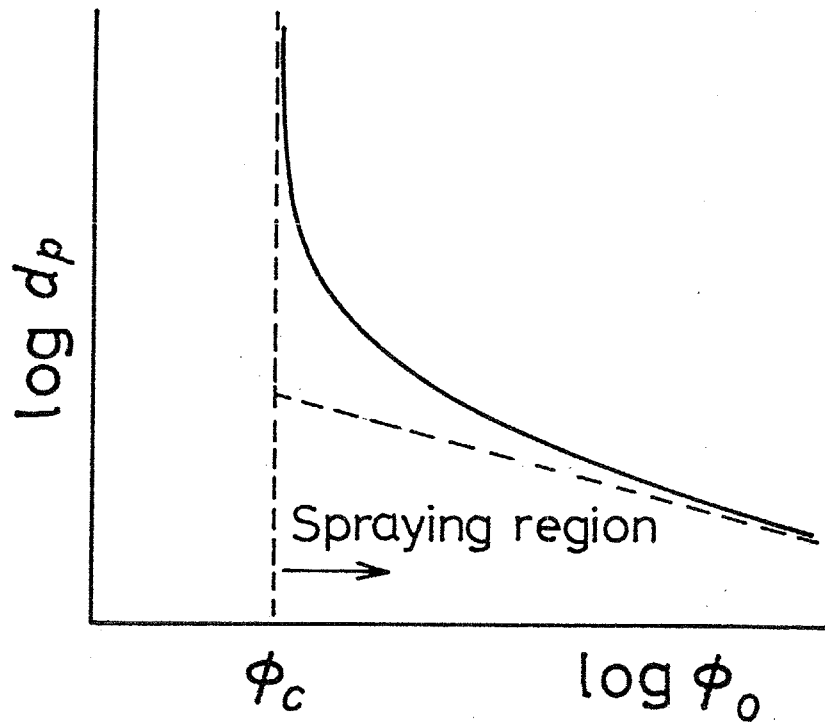
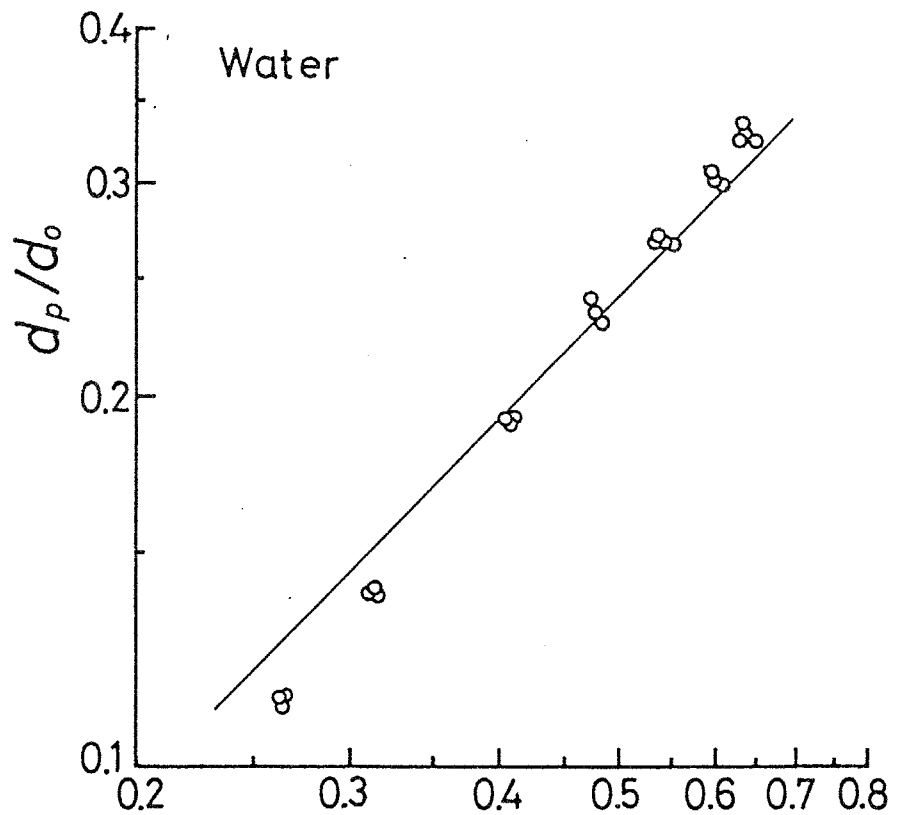


図2-36 理論による液滴径と印加電圧の関係



$$\left(\frac{\epsilon_0 E_0^2 d_0}{\sigma}\right)^{-0.245} \cdot \left(\frac{\rho Q^2}{\sigma d_0^3}\right)^{0.245}$$

図2-37 理論と実験との比較 (水の場合)

2・5 静電均一微粒化の応用についての考察

以上本章では、電場を用いた微粒化により均一径の帯電ミストが生成できることを示しその微粒化特性と機構を明らかにしたが、本節ではこの静電均一微粒化の実際への応用について考察する。

本微粒化方法が適用できるための条件として 2・3・4項で示したように放電電流が少なく安定している必要がある。一方、水を作動流体とするトータルフローシステムにおいて気相は水蒸気であるが、水蒸気の電氣的絶縁性はあまり大きくなく、静電微粒化に必要な電圧約 5 kV 以下の約 2 kV の電圧においてアーク放電が発生し静電微粒化を行なうことが困難である。したがってトータルフローシステムに静電微粒化を適用するには例えばフレオンのように作動流体の蒸気の電氣的絶縁性が大きい必要がある。そのほか考慮すべき点として、細管一本あたり微粒化する流量が小さいため、実際には多数の細管から微粒化する必要があり、その場合の電極形状についても検討する必要がある。

以上のように静電均一微粒化は直流高電圧の印加のみできわめて簡便に均一径の液滴が生成できる方法で、ミスト流の研究手段として有効と考えられるが、実際のシステムへの応用についてはなお検討すべき問題がある。そこで静電均一微粒化についてはその基礎特性を明らかにするのにとどめ、次章以降では微粒化方法としてノズル内における気流による微粒化および細孔群からの液の噴出による表面張力による微粒化を用い、ミスト流の流動特性を明らかにしていく。

2・6 本章の結論

細管・平板電極の細管先端における静電均一微粒化に関して支配的な効果を持つ因子の影響について実験を行い、さらに微粒化の原因であるメニスカスの不安定につき実験および理論研究を行い以下の結論を得た。

- (1) 静電均一微粒化は電圧と流量のある範囲内で起こり、この範囲内では流量が少なく電圧の低い方が微小な液滴が得られる。
- (2) 静電微粒化に伴いコロナ放電が生じており、正極性放電では均一微粒化が得られるが空気中の負極性放電は均一微粒化を妨げる。
- (3) 微粒化液滴径を定める主要な因子は細管先端電界強度、液体流量、液体の粘性、表面張力、および細管外径であり、これらの影響は式(2-15)により一般的に表される。
- (4) 静電均一微粒化は液体メニスカスの表面不安定による現象であり、帯電液滴の不安定に基づく理論により実験結果はよく説明される。
- (5) 本微粒化方法を実際のトータルフローシステムに適用するには作動流体の蒸気の電氣的絶縁性が大きい必要があり、また大流量を微粒化するための方法についても検討する必要がある。

2・7 付 録

帯電液滴の微小変形に関する計算

付録1. 表面積の計算

球座標系において表面形状が $r = r(\theta)$ で与えられる軸対称物体の表面積は次式で与えられる。

$$S = 2\pi \int_0^\pi r \sin\theta \sqrt{r^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial \theta}\right)^2} d\theta \quad (\text{付1})$$

ここで表面形状として

$$\begin{aligned} r &= R_0(1 + \varepsilon_2 P_2(\cos\theta) + \varepsilon_3 P_3(\cos\theta)) && ; \varepsilon_2, \varepsilon_3 \ll 1 \\ &\equiv R_0(1 + \varepsilon) && (\text{付2}) \end{aligned}$$

を式(付1)に代入し、 ε で展開すると

$$\begin{aligned} S &= 2\pi R_0^2 \int_{-1}^1 \left\{ 1 + 2\varepsilon_2 P_2 + 2\varepsilon_3 P_3 + \varepsilon_2^2 (P_2^2 + \frac{1}{2} P_2'^2) \right. \\ &\quad \left. + 2\varepsilon_2 \varepsilon_3 (P_2 P_3 + \frac{1}{2} P_2' P_3') + \varepsilon_3^2 (P_3^2 + \frac{1}{2} P_3'^2) \right\} d\mu \end{aligned}$$

ただし

$$P_n' \equiv \frac{dP_n}{d\theta}, \quad \mu = \cos\theta$$

ここで

$$\int_{-1}^1 P_m(\mu) P_n(\mu) d\mu = \begin{cases} 0 & ; m \neq n \\ \frac{2}{2n+1} & ; m = n \end{cases}$$

$$\int_{-1}^1 \frac{dP_m}{d\theta} \frac{dP_n}{d\theta} d\mu = \int_{-1}^1 (1-\mu^2) \frac{dP_m}{d\mu} \frac{dP_n}{d\mu} d\mu = n(n+1) \int_{-1}^1 P_m P_n d\mu$$

の関係を用い積分を実行すると次式を得る。

$$S = 4\pi R_0^2 \left(1 + \frac{4}{5} \varepsilon_2^2 + \varepsilon_3^2 + O(\varepsilon^4) \right) \quad (\text{付3})$$

付録 2. 液滴帯電量の計算

<帯電液滴まわりの電位分布の計算>

液滴を完全導体とみなし、一定の電位 ϕ_0 に保った時、液滴の微小変形による周囲空間の電位分布の変化を計算する。

球座標系に対するラプラスの方程式の変数分離解は軸対称問題に対して次式で与えられる。

$$\phi = \sum_{n=0}^{\infty} (A_n r^n + B_n r^{-n-1}) (C_n P_n(\mu) + D_n Q_n(\mu)) \quad (\text{付4})$$

ここで P_n, Q_n はそれぞれ第 1 種, 2 種のルジャンドル関数であり、また $\mu = \cos(\theta)$ である。

本問題では境界条件が $r \rightarrow \infty$ で $\phi \rightarrow 0$ 、また等電位面が $r = R_0(1 + \epsilon_n P_n(\mu))$ で与えられることから、電位分布として以下の形を仮定する。

$$\frac{\phi}{\phi_0} = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \frac{R_0^{n+1}}{r^{n+1}} P_n \quad (P_n \equiv P_n(\mu)) \quad (\text{付5})$$

境界条件は次式で与えられる。

$$r = R_0(1 + \epsilon_2 P_2 + \epsilon_3 P_3) \quad : \quad \frac{\phi}{\phi_0} = 1 \quad (\text{付6})$$

式(付5)中の係数 b_n は境界条件によって定まることから ϵ_2, ϵ_3 の関数と考え、次のように ϵ_2, ϵ_3 で展開する。

$$b_n = b_n^0 + b_n^2 \epsilon_2 + b_n^3 \epsilon_3 + b_n^{22} \epsilon_2^2 + b_n^{23} \epsilon_2 \epsilon_3 + b_n^{33} \epsilon_3^2 + b_n^{222} \epsilon_2^3 + b_n^{223} \epsilon_2^2 \epsilon_3 + b_n^{233} \epsilon_2 \epsilon_3^2 + b_n^{333} \epsilon_3^3 + O(\epsilon^4) \quad (\text{付7})$$

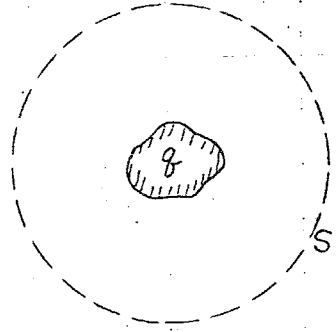
式(付6,7) を式(付5)に代入し ϵ_2, ϵ_3 の各べきの係数を等しいとすることにより式(付7)の係数が求まり、最終的に電位分布として次式を得る。

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = b_0 \frac{R_0}{r} + b_1 \frac{R_0^2}{r^2} P_1(\cos\theta) + \dots$$

$$; b_0 = 1 + \frac{2}{5} \epsilon_2^2 + \frac{3}{7} \epsilon_3^2 + \frac{9}{35} \epsilon_2^3 + \frac{8}{35} \epsilon_2 \epsilon_3^2$$

$$b_1 = \dots$$

(付8)



<液滴帯電量の計算>

ある物体まわりの電位分布 Φ が次のように
与えられた時

$$\Phi = \frac{C_0}{r} + \frac{C_1}{r^2} P_1(\cos\theta) + \dots + \frac{C_n}{r^{n+1}} P_n(\cos\theta) + \dots$$

その物体の帯電量は q はガウスの定理より
次式で与えられる。

$$q = \int_S -\epsilon_0 \text{grad}\Phi \cdot \vec{n} \, dS$$

ここで S は、その物体を取り囲む任意の閉曲面、 n はその外向き法線ベクトルである。

S として半径 R の球面をとると

$$\begin{aligned} q &= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi -\epsilon_0 \left. \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right|_{r=R} R^2 \sin\theta \, d\theta \, d\phi \\ &= 2\pi \int_{-1}^1 \epsilon_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{C_n}{R^n} P_n(\mu) \, d\mu \\ &= 4\pi\epsilon_0 C_0 \end{aligned}$$

よって式(付8)より液滴帯電量は次式となる。

$$q = 4\pi\epsilon_0 \Phi_0 R_0 \left(1 + \frac{2}{5} \epsilon_2^2 + \frac{3}{7} \epsilon_3^2 + \frac{9}{35} \epsilon_2^3 + \frac{8}{35} \epsilon_2 \epsilon_3^2 \right)$$

(付9)

付録3. 運動エネルギーの計算

<速度ポテンシャルの計算>

液滴表面形状の変化によって生じる液滴内流れの速度ポテンシャルを Ψ とすると、液滴表面 $r=R_0(1+\varepsilon_2 P_2(\mu)+\varepsilon_3 P_3(\mu))$ 上での境界条件は、

$$\begin{aligned}\vec{\nabla}\Psi\cdot\vec{n} &= v_n = \dot{r}n_r \\ &= R_0\dot{\varepsilon}_3 P_3 n_r\end{aligned}\quad (\text{付10})$$

ここで $\dot{}$ は時間微分、 n は表面の法線ベクトル、 n_r はその r 方向成分であり、

$$\vec{n} = (n_r, n_\theta) = \frac{\left(1, -\varepsilon_2 \frac{R_0}{r} \frac{\partial P_2}{\partial \theta} - \varepsilon_3 \frac{R_0}{r} \frac{\partial P_3}{\partial \theta}\right)}{\sqrt{1 + \left(\varepsilon_2 \frac{R_0}{r} \frac{\partial P_2}{\partial \theta} + \varepsilon_3 \frac{R_0}{r} \frac{\partial P_3}{\partial \theta}\right)^2}}\quad (\text{付11})$$

さて式(付10)および $r \rightarrow 0$ で Ψ が有限なことから、 Ψ として次の形を仮定する。

$$\Psi = \sum_{n=0}^{\infty} \beta_n r^n P_n(\mu)\quad (\text{付12})$$

ここで β_n を $\varepsilon_2, \varepsilon_3$ の関数と考え、 $\varepsilon_2, \varepsilon_3$ のべきで展開する。

$$\beta_n = \beta_n^0 + \beta_n^2 \varepsilon_2 + \beta_n^3 \varepsilon_3 + O(\varepsilon^2)\quad (\text{付13})$$

式(付12,13)を式(付10)に代入し、 $\varepsilon_2, \varepsilon_3$ の各べきの係数を等しいと置くことにより、速度ポテンシャルが次のように求まる。

$$\Psi = \beta_3^0 r^3 P_3 + \varepsilon_2 \sum_{n=1,3,5} \beta_n^2 r^n P_n + \varepsilon_3 \sum_{n=0,2,4,6} \beta_n^3 r^n P_n\quad (\text{付14})$$

ただし

$$\beta_n^0 = \begin{cases} \frac{\dot{\varepsilon}_3}{3R_0} & ; n = 3 \\ 0 & ; n \neq 3 \end{cases}\quad (\text{付15})$$

$$\beta_n^2 = \frac{2n+1}{2} \frac{\beta_3^0}{nR_0^{n-3}} \int_{-1}^1 \{(1-\mu^2) \frac{\partial P_2}{\partial \mu} \frac{\partial P_3}{\partial \mu} - 6P_2 P_3\} P_n d\mu$$

$$\beta_n^3 = \frac{2n+1}{2} \frac{\beta_3^0}{nR_0^{n-3}} \int_{-1}^1 \{(1-\mu^2) \left(\frac{\partial P_3}{\partial \mu}\right)^2 - 6P_3^2\} P_n d\mu$$

<運動エネルギーの計算>

閉曲面 S で囲まれた領域内の流体の運動エネルギーはポテンシャル流の場合、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} T &= \frac{\rho}{2} \int_S \Psi \vec{\nabla} \Psi \cdot \vec{n} \, ds \\ &= \frac{\rho}{2} \int_S \Psi v_n \, ds \end{aligned} \quad (\text{付16})$$

表面 S は式(付1)により与え、式(付10, 11, 14)を式(付16)に代入することにより最終的に次式を得る。

$$T = \frac{2}{21} \pi \rho R_0^3 (R_0 \dot{\epsilon}_3)^2 \left\{ 1 + \frac{16}{15} \epsilon_2 \right\} \quad (\text{付17})$$

付録4. 粘性散逸の計算

液滴内流れをポテンシャル流として、その粘性散逸を計算する。閉曲面 S で囲まれた領域内のポテンシャル流の粘性散逸は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} F &= \frac{1}{2} \mu \int_S \vec{\nabla} v^2 \cdot d\vec{s} \\ &= \frac{1}{2} \mu \int_S \vec{\nabla} v^2 \cdot \vec{n} \, ds \end{aligned} \quad (\text{付18})$$

閉曲面 S が $r = R_0(1 + \epsilon_2 P_2 + \epsilon_3 P_3)$ であることから、次の関係

$$ds = 2\pi r^2 \sqrt{1 + \left(\epsilon_2 \frac{R_0}{r} \frac{\partial P_2}{\partial \theta} + \epsilon_3 \frac{R_0}{r} \frac{\partial P_3}{\partial \theta} \right)^2} \, d\mu$$

を代入すると、式(付18)は次のようになる。

$$F = \pi \mu \int_{-1}^1 \vec{\nabla} v^2 \cdot \left(1, -\epsilon_2 \frac{\partial P_2}{\partial \theta} - \epsilon_3 \frac{\partial P_3}{\partial \theta} \right) \times r^2 \, d\mu \quad (\text{付19})$$

さきに得られた式(付14)の速度ポテンシャルより $v = \nabla \Psi$ を求め上式に代入

し積分を実行すると最終的に次式を得る。

$$F = \frac{8}{7} \pi \mu \epsilon_3^2 R_0^3 \left(1 - \frac{4}{15} \epsilon_2\right)$$

(付20)

第 3 章

二相膨張ノズルによる高速ミスト流 生成に関する研究

3・1 まえがき

地熱，排熱，海洋温度差のような小温度差熱源からの動力回収を行う方法の一つであるトータルフローシステムでは、高温水を直接作動流体とし、温度差を使って熱水を二相域まで膨張加速することにより熱エネルギーから動力への変換を行うもので、熱交換に伴う損失がなく、高いエネルギー変換効率を実現する可能性がある。しかしこの方式においては気液間のスリップおよび熱非平衡による損失が効率に大きく影響するため、熱水の二相膨張過程において液滴をできるかぎり細かく微粒化し高速のミストを得ることが重要となる。

従来このような熱水の二相膨張を行うトータルフローノズルについては、200℃以上の熱水を対象として研究が行われており、実用化もされているが、熱水温度が低い場合についての研究は見られない。

そこで本章では小温度差熱源を用いたトータルフローシステムの基礎として60℃程度の温水を数種の広がり角の軸対称先細末広ノズルで二相膨張させ、この時生じるミスト流について液滴の粒径分布，速度の測定を含む詳細な測定を行うとともにスワールの付加による微粒化の促進についての検討を行い、低温熱水の膨張による高速ミスト流生成に関する基礎的知見を得る。

本章の主な記号

A	流路断面積	, m^2
C	比熱	, $J / k g ^\circ C$
C_f	摩擦係数	
D	管内径	, m
d_p	液滴径	, m
e	液滴流量割合 (全液流量中に占める液滴流量の割合)	
L	蒸発潜熱	, $J / k g$
$M a$	スワールにより与えた角運動量	, $k g m^2 / s^2$
P	圧力	, P a
T	温度	, $^\circ C$
ΔT_{sat}	過熱度	, $^\circ C$
V	速度	, m / s
W	質量流量	, $k g / s$
W_e	ウェーバ数	
W_{m1}	局所液滴流量	, $k g / s$
x	クオリティ (全流量中に占める蒸気の割合)	
y	管中心から測った断面方向距離	, m
Z	のど部から下流方向への距離	, m
η	エネルギー変換効率 (断熱熱落差に対する運動エネルギーの割合)	
θ_d	ノズル広がり角	, $^\circ$
ρ	密度	, $k g / m^3$

σ 表面張力 , N/m

τ せん断力 , Pa

添 字

c 臨界

f 液膜

g 蒸気

i 気液界面

in 入口状態

l 液体

out ノズル出口状態

p 液滴

sat 飽和

t のど部

3・2 実験装置

3・2・1 実験装置

図3-1 に実験装置を示す。タンクに貯えられた水はポンプにより加圧され流量測定後ヒータにより60°Cに加熱されスワールを経てノズルに入る。スワールは図3-2 中に示すようなもので、ノズル入口において供給熱水の一部を接線方向に噴き出すことによりスワールを付加する。スワール付加量は図3-2 中のバルブにより調節するが、このスワール付加装置前後の圧力差とスワール流量の関係を事前に求めておき、圧力差からスワール流量を測定した。一方ノズル出口は凝縮器により低温、低圧に保たれているため、熱水はノズル内で二相膨張し液膜を伴うミスト流となる。ノズル出口において液膜は図3-3 に示すような環状の隙間から側溝に分離され、体積計により流量測定される。一方中心部のミスト流は観測部において図3-4 に示すような二重露光写真により粒径と速度が測定される。ここで用いた光源は閃光時間約 $1 \mu\text{s}$ の二つのフラッシュ管でこれを $4\sim 30 \mu\text{s}$ の時間間隔で発光させ、この間の液滴の移動距離から速度を求めた。このほかサンプリングプローブ（内径2.8mm）を用い、ノズル出口断面内の液滴流量分布の測定も行なった。またノズル背圧は凝縮器との間のバルブにより調節される。凝縮器温度は約30°Cであり、凝縮液はポンプにより大気圧まで昇圧されタンクに戻り、循環して使用される。なお凝縮器からの脱気は実験中も連続的に行った。

3・2・2 ノズル形状

ノズル広がり角による膨張特性の違いを調べるため、図3-5 に示す3種類のノズル（以下 1,2,3号と記す）について実験を行った。先細部の角度はい

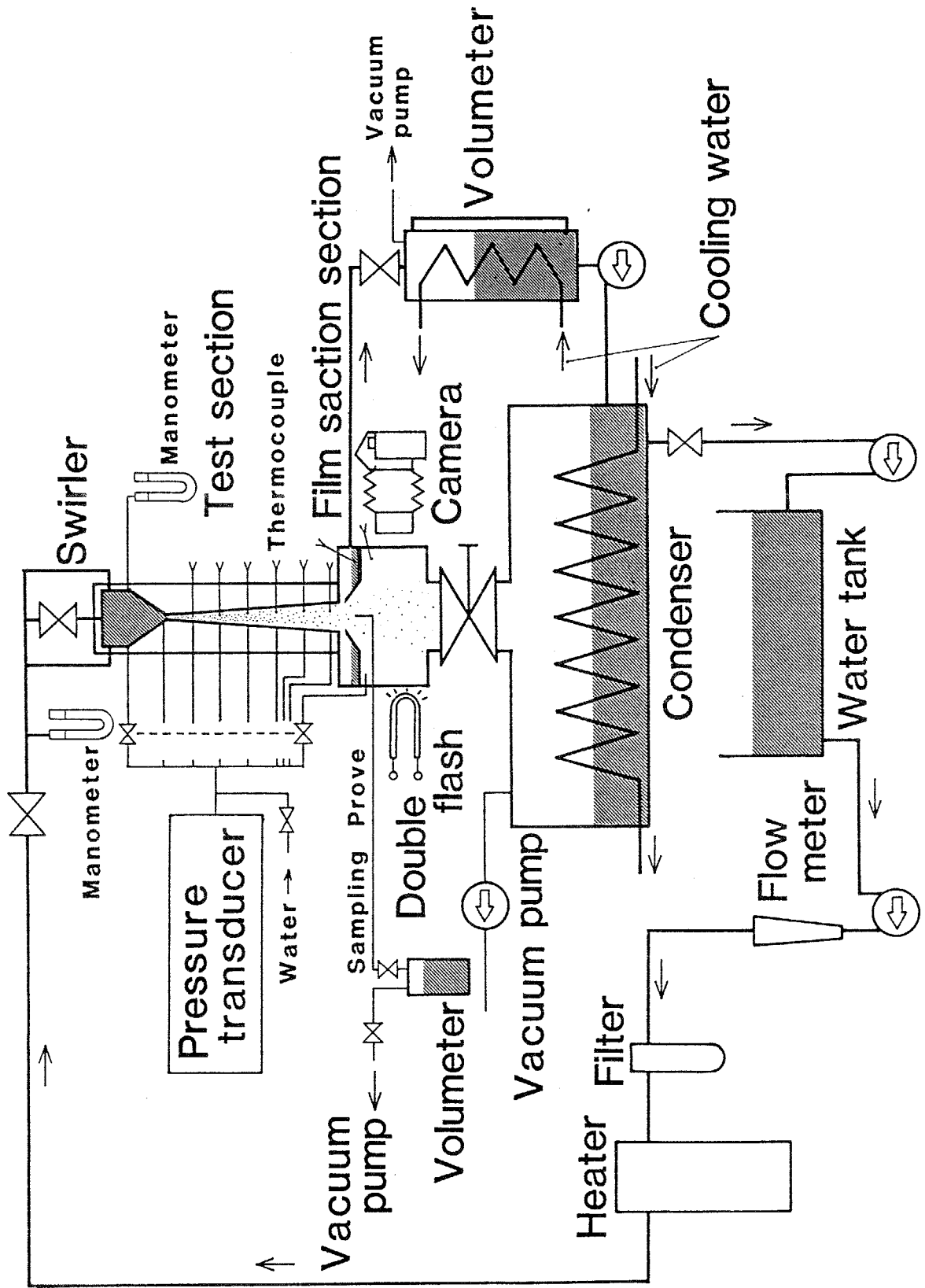


图3-1 实验装置

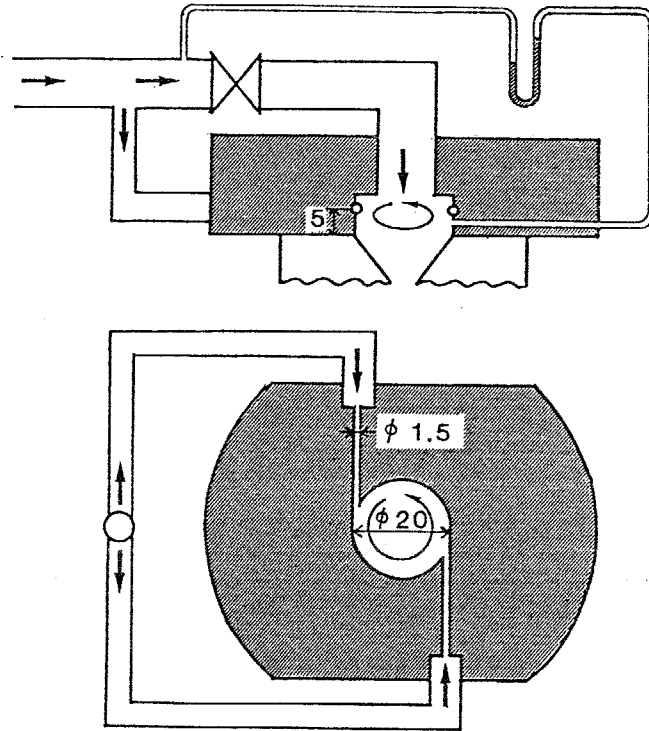


図3-2 スワール付加部

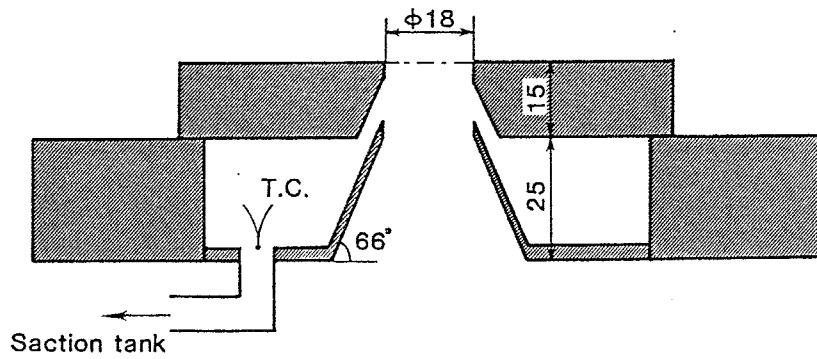


図3-3 液膜除去部

0

10

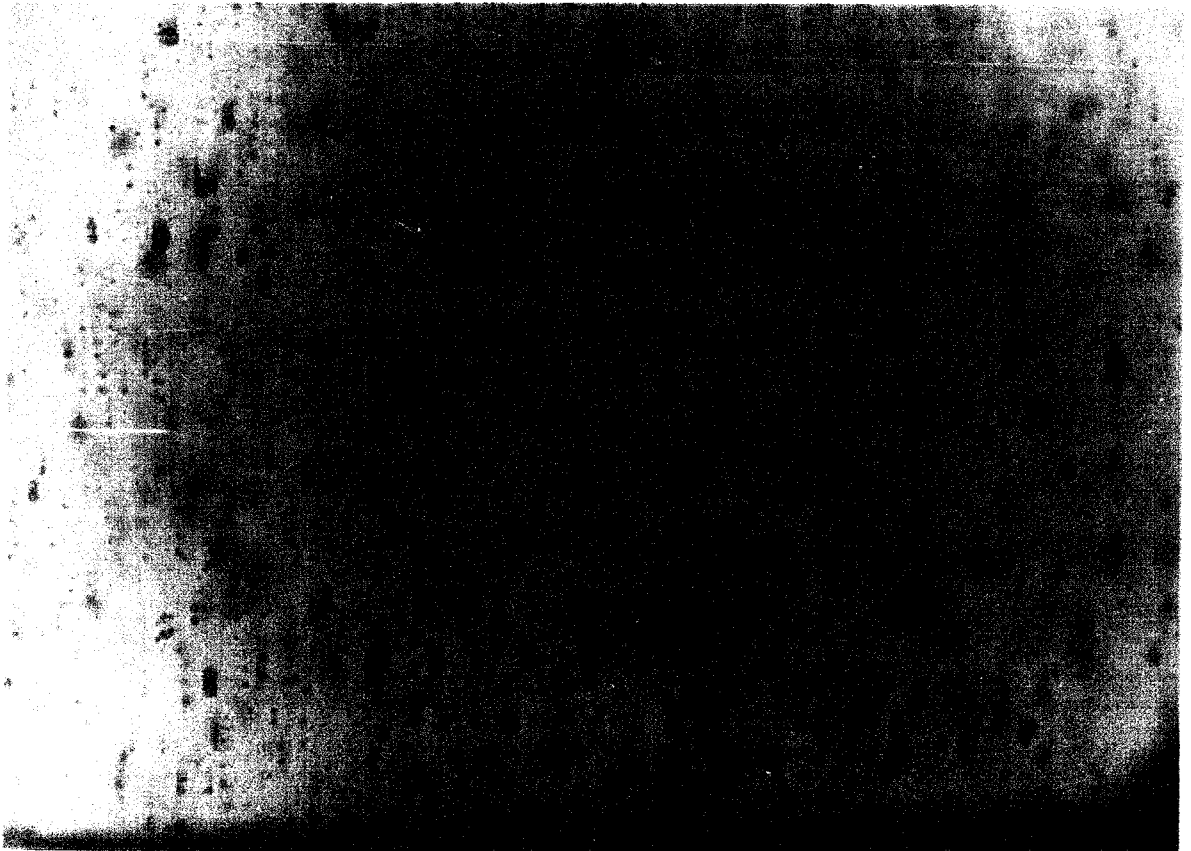
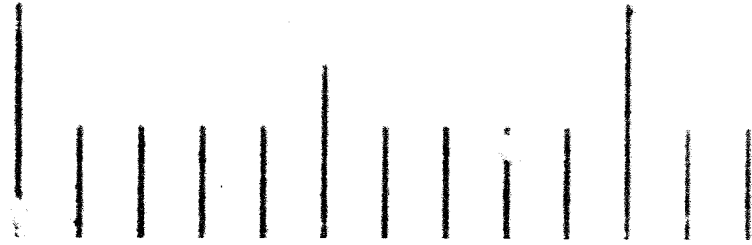
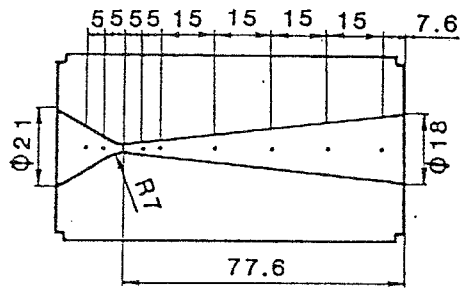
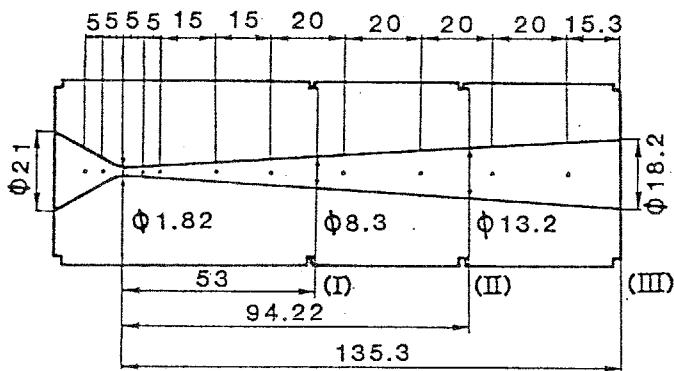


図3-4 ミスト流の二重露光写真

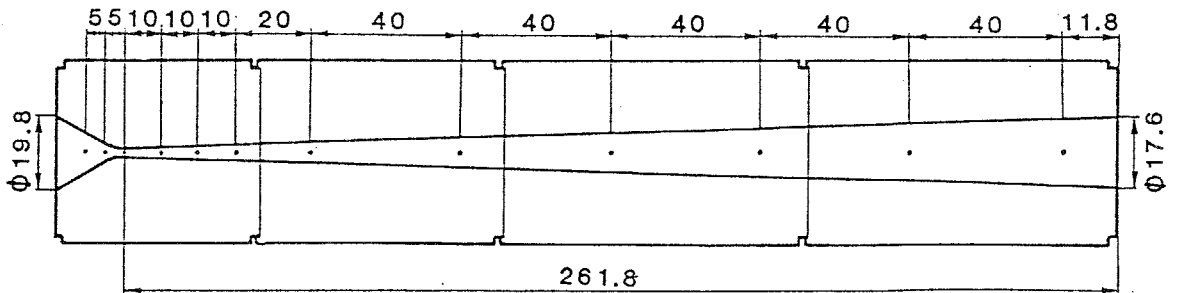
No.1



No.2



No.3



	D_t (mm)	θ_d (deg)
Nozzle NO.1	1.94	11.8
Nozzle NO.2	1.82	6.9
Nozzle NO.3	1.92	3.4

D_t : throat diameter

θ_d : divergence angle

図3-5 ノズル形状

ずれも 60° で、のど部と曲率半径約7mmで滑らか接続しており、一方のど部径は約1.9mm、出口径は約18mmであり、広がり角のみが図3-5中の表に示すように異なっている。材質は透明アクリル製で内部の流れの様子を観察できる。図中黒点の位置に直径0.5mmの静圧孔と壁面から約1mm突き出して線径0.1mmの銅・コンスタンタン熱電対を取り付け、流れ方向への温度・圧力変化を測定した（ただし1,3号ノズルについてはのど部熱電対を設置しておらず、2号ノズルについてはのど部熱電対のみ壁面と面一に設置した）。ここで圧力測定に際して配管系のヘッド補正を正確に行うため、のど部以外の圧力孔には水を満たし、のど部については圧力孔からの発泡を防ぐために圧力孔内を油で満たして測定を行った。なお2号ノズルについては図3-5中に示す断面(I),(II)で分割することにより、途中断面での液滴の粒径・速度および液膜流量の測定を行い、流れ方向への変化を調べた。

3・3 実験結果

本研究では熱水の有する熱エネルギーにより液滴を有効に加速するための基礎現象を解明し、これに適したノズル形状などを明らかにすることを目的としている。このため臨界条件を含む高速二相流の特性をはじめに明らかにし、次いでミスト流生成に及ぼす諸因子の効果を示し、最後に熱エネルギーから運動エネルギーへの変換効率に関し、液滴として流動しうる流量割合を含めて議論する。

3・3・1 高速二相ノズルによる熱水膨張性能

ノズルでの膨張過程を調べるために 2号ノズルを用いて熱水入口温度、入口圧力を一定に保ち背圧を変化させた時のノズル流れ方向への圧力変化を測定した結果を図3-6 に示す。熱水はノズル先細部で加速され、のど部近傍で急激に圧力が低下する。背圧が高く、のど部圧力が図3-6 中破線で示す熱水入口温度の飽和蒸気圧より高い状態では、ノズル全域で液単相流であり背圧の低下とともに流量が増加するが、のど部圧力が飽和圧以下のある圧力に達するとこのど部から発泡を開始してノズル末広部で二相流となり、その後の背圧の低下に対してのど部圧力は変化せず流量が一定の臨界状態となる。そして背圧の低下に伴い末広部の圧力が変化し、背圧の影響がさかのぼらない超音速域とそれより下流で背圧の影響を受ける亜音速域とに分かれる。ただしこの境界点には気体の場合に見られるような衝撃波は観察されない。背圧の低下につれて超音速域が下流に延び、背圧が十分低い状態ではノズル全域で超音速に達する。このノズル内圧力分布がそれ以上の背圧の低下に対し変化しなくなる限界の背圧時を適正膨張と呼ぶ。図3-6 中の×印は適正膨張の場

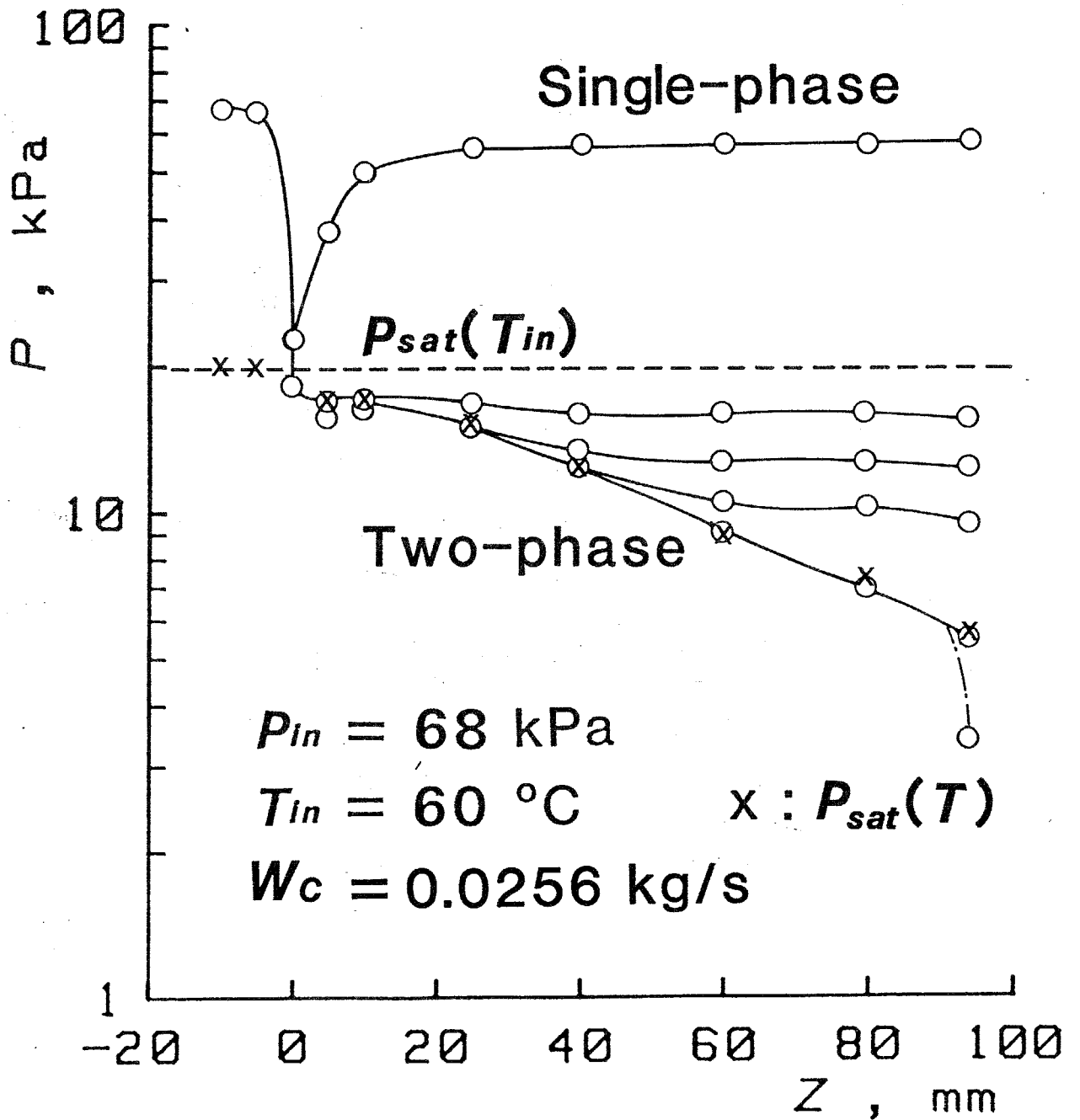
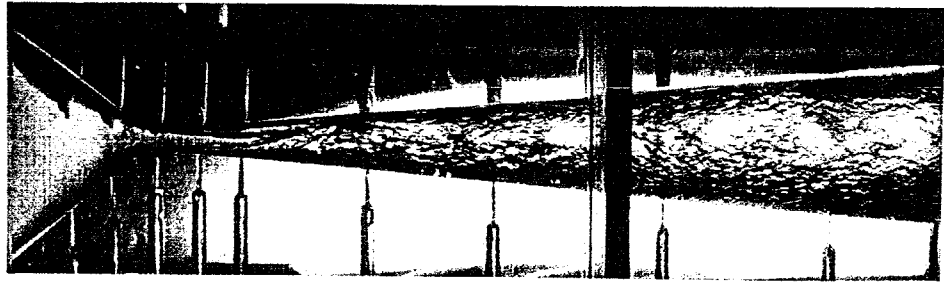


図3-6 ノズル内圧力分布の背圧による変化
 (写真は適正膨張時の流れの様子)

合について温度の測定値から求めた飽和蒸気圧を示したもので、末広部ではほぼ飽和条件を満足しており、この時の流動状態が図3-6 上の写真で示されている。

このように熱水による二相膨張においてはノズル先細部で液単相流となっているため、その臨界流量はのど部圧力が定まることにより求められる。そこでノズル入口圧とのど部圧力の差と流量の関係を示したのが図3-7 で、図中○印で示す実験値は実線で示すベルヌーイの式とよく一致する。したがって臨界流量を見積もるには、のど部圧力がどのようにして定まるかを知る必要画ある。

のど部圧力は、図3-6 において末広部でほぼ飽和条件が満足されていることに対応し、ほぼ熱水の入口温度の飽和蒸気圧と考えられるが、相変化の遅れ時間、蒸気発生量の多少に対応してのど部過熱度が増加する。この様子を示したのが図3-8 で、各ノズルに対し入口温度から断熱変化を仮定してのど部過熱度を求め、流量に対して示してある。各ノズルとも流量が大きいかほど過熱度が減少し、流量が $3.5 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ 以上では、のど部でほぼ飽和状態となっている。のど部以降の蒸気発生により流れが二相流となって音速が低下し臨界状態となるが、熱水膨張におけるノズル末広部では流路断面の増加部分にすべて蒸気が流れていると考えてよいから、同一過熱度に対して流量が大きいかほど発生する蒸気量が大きく、したがって蒸気速度が大きくなり、より小さな過熱度でも臨界状態に達する。また広がり角の小さなノズルほどのど部過熱度が小さくなっているが、その原因は広がり角が小さいほど相間の熱非平衡が緩和しやすく、蒸気発生量も多いことによると考えられる。

このように熱水膨張における臨界条件はのど部直後における蒸気の発生とそれに伴う音速の低下によりもたらされるが、さらに背圧が適正膨張より高

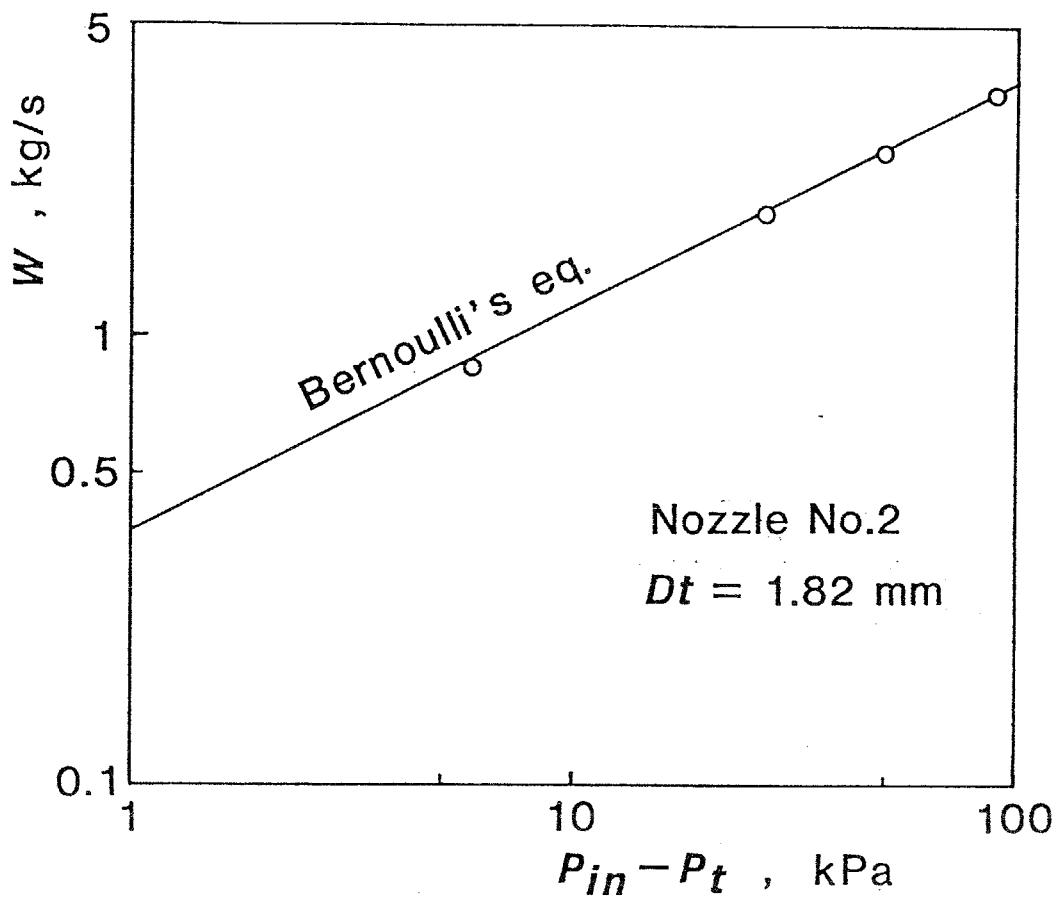


図3-7 ノズル先細部の圧力差と流量の関係

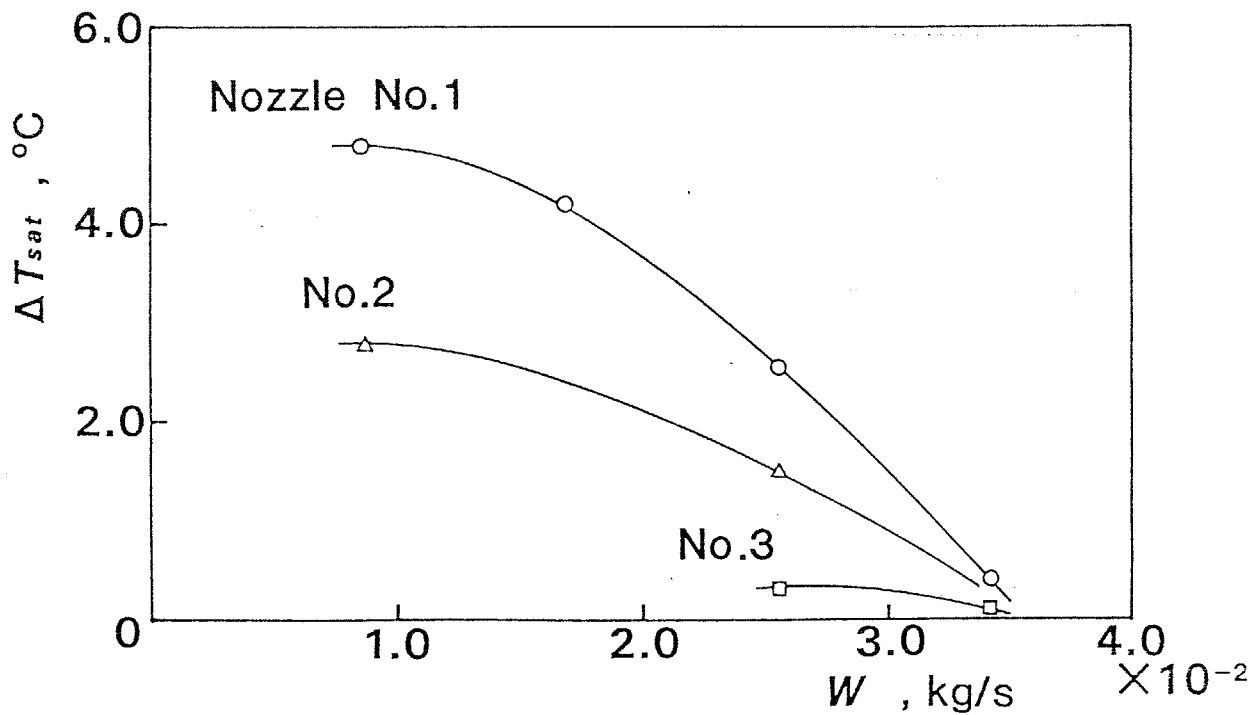


図3-8 のど部過熱度と流量の関係

く末広部において超音速から亜音速へ変化する際に衝撃波が観察されない点を考察するために、2号ノズルでの適正膨張時の蒸気速度 V_g 、液滴速度 V_p 、および全液相流量中に占める液滴流量割合 ϵ の流れ方向への変化を調べたものが図3-9である。図中の(I),(II),(III)は図3-5で示した2号ノズルの各断面である。 V_g は温度分布からエネルギー収支を用いて算出した蒸発量を断面積で除することにより求め、また V_p は写真撮影から求めた液滴速度の平均値である。蒸気はのど部から急速に加速されているのに対し、液滴はこれよりかなり遅れて $Z=60\text{mm}$ 付近から加速されており、これは液体の微粒化に要する遅れ、また加速に要する遅れに対応すると考えられるが、その詳細については後節で論じる。また液滴の加速とともに液滴流量割合が減少しており、液滴の壁付着が生じていることが分かる。

このようにノズル内で蒸気速度は 200m/s 以下と考えられ蒸気単相の音速より遅いが、図3-6で示した流動特性からみると超音速状態にある。そこでこの場を支配する音速を見いだすため一次元の気液熱平衡を仮定し、気液間の摩擦を考えない蒸気の音速線 V_{cF} と、気液間のスリップ比が一定と考えた蒸気の音速線 V_{cS} を図3-9中に破線で示す。なおスリップ比には実測値を用い、音速の導出は付録に示してある。図3-9に示すように V_{cS} は気液間の摩擦が考慮されているため、摩擦なしの音速 V_{cF} に比べ小さい値となっている。摩擦なしの音速 V_{cF} は微粒化の進行しているノズル末広部後半で蒸気速度より大きく、実測値がこの領域で超音速状態の挙動を示すことと矛盾する。これに対し、気液間に一定のスリップを考えた音速はこの領域で蒸気速度にほぼ等しく、微粒化の進行した領域では気液間の摩擦力が重要であることを示している。いずれにせよ蒸気速度はノズルの全断面で音速にきわめて近く、このことが図3-6で示したように超音速から亜音速へ遷移する際に衝撃波に

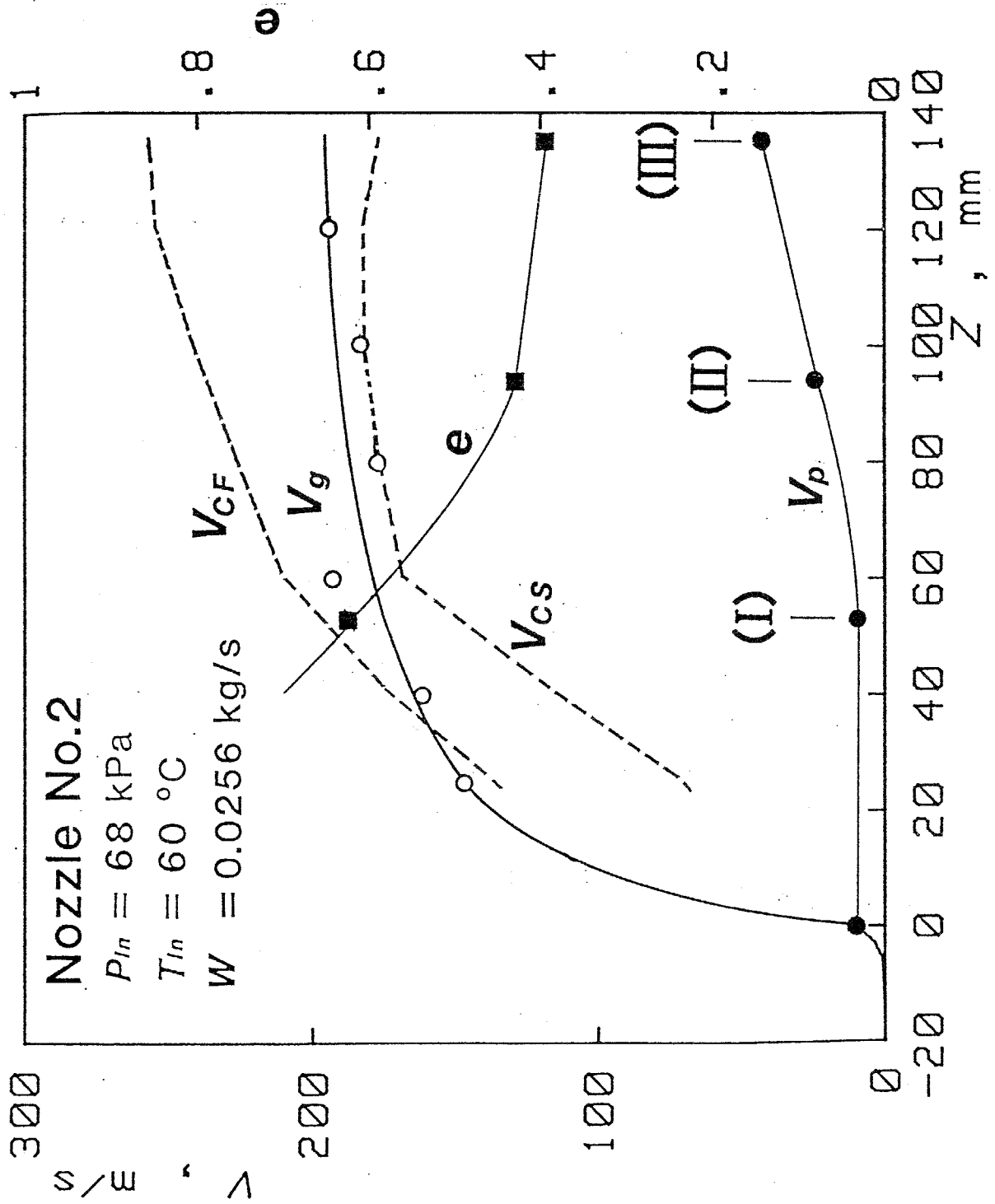


図3-9 流れ方向への諸量の変化

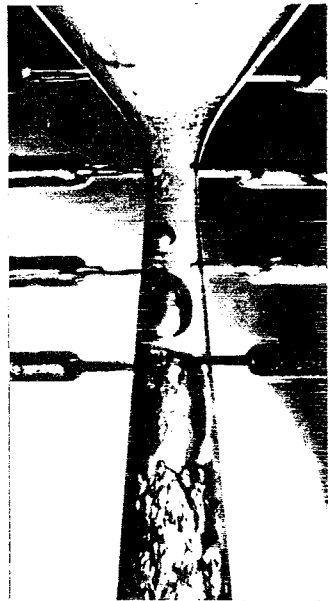
相当する圧力上昇が観察されない一因と考えられる。

このように熱水膨張ノズルでの流動性能が明らかになったので、以下でこのようなノズルにおけるミストの生成とその加速性能について検討する。

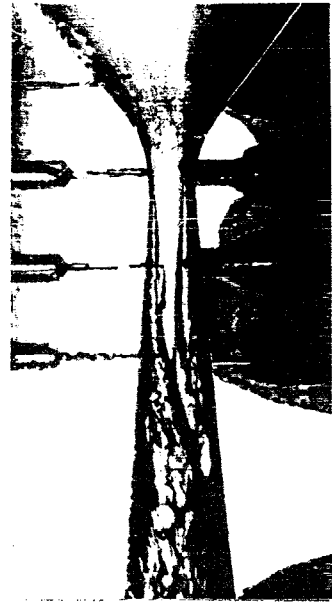
3-3-2 末広部でのミスト流生成

3-3-2-1 流動状態 図3-6 に示した速度変化は流量 $W=0.0256\text{kg/s}$ の場合であるが、流量が異なるとのど部での発泡形態およびその後の流動様式も多少変化する。図3-10に 2号ノズルののど部付近の様子を流量が大きい場合と小さい場合に対して示す。流量が大きい場合にはのど部直後に液ジェットの流れが、小さい場合には気泡流から環状流に遷移する様子が観察され、これに伴ってミストが生成され残りが液膜として流れる。このミストの流量の全流量に対する割合 ϕ を示したものが図3-11であり、2号ノズルの(I)~(III)の各断面における値が示されている。パラメータ ΔT は熱水入口温度とノズル出口の温度差で背圧を変えることにより調整したもので、末広部での蒸気発生量に対応している。流量が大きいほど液膜に比べ液滴の割合が多く、ミストの生成が液ジェットの分裂によりもたらされていることが分かる。流量が多い場合、ミストの流量割合は ΔT にほとんど依存していないが、流量が少ない場合 ΔT が大きいほど液滴流量割合が増加しており、低流量状態での微粒化が蒸気発生に伴う液膜からのエントレインメントによることを示している。

さらに流量 $W=0.0256\text{kg/s}$ の場合について 2号ノズルを(I)~(III)の各断面までとした時の出口での液滴流量分布を示したのが図3-12であり、この流量の場合にはのど部の流れが液ジェット型であることに対応し、のど部に最も近い断面(I)までとした時には流路中心付近に液滴流量が集中しているが、下流にいくにしたがい液滴流量分布が断面内で平坦になることが分かる。この場合について各断面での液滴の流動状態の写真と粒径分布を示したのが図3-13であり、断面(I)ではまだ粗大な液滴が残っているが、下流にいくにしたがい微粒化が進行することが分かる。このように流れ方向に粒径が小さく

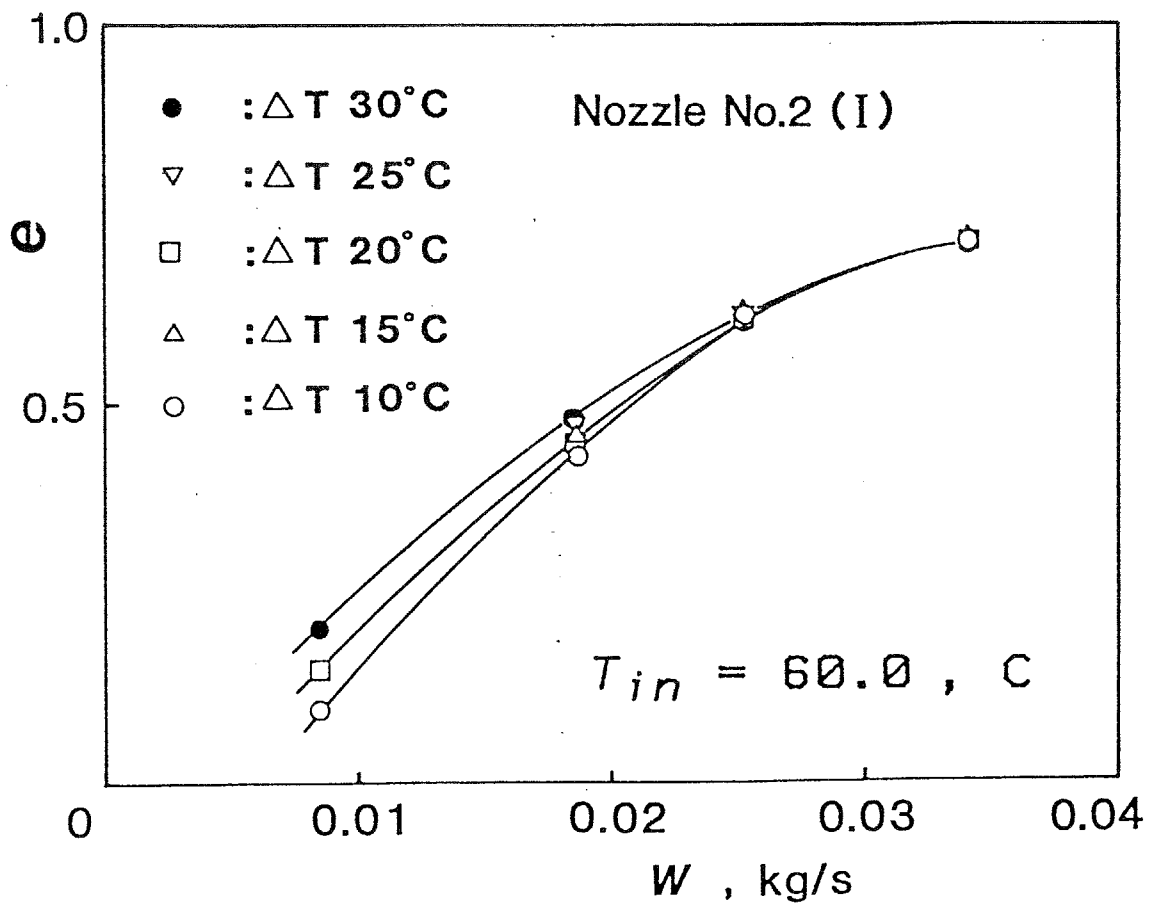


$W = 0.00854 \text{ kg/s}$



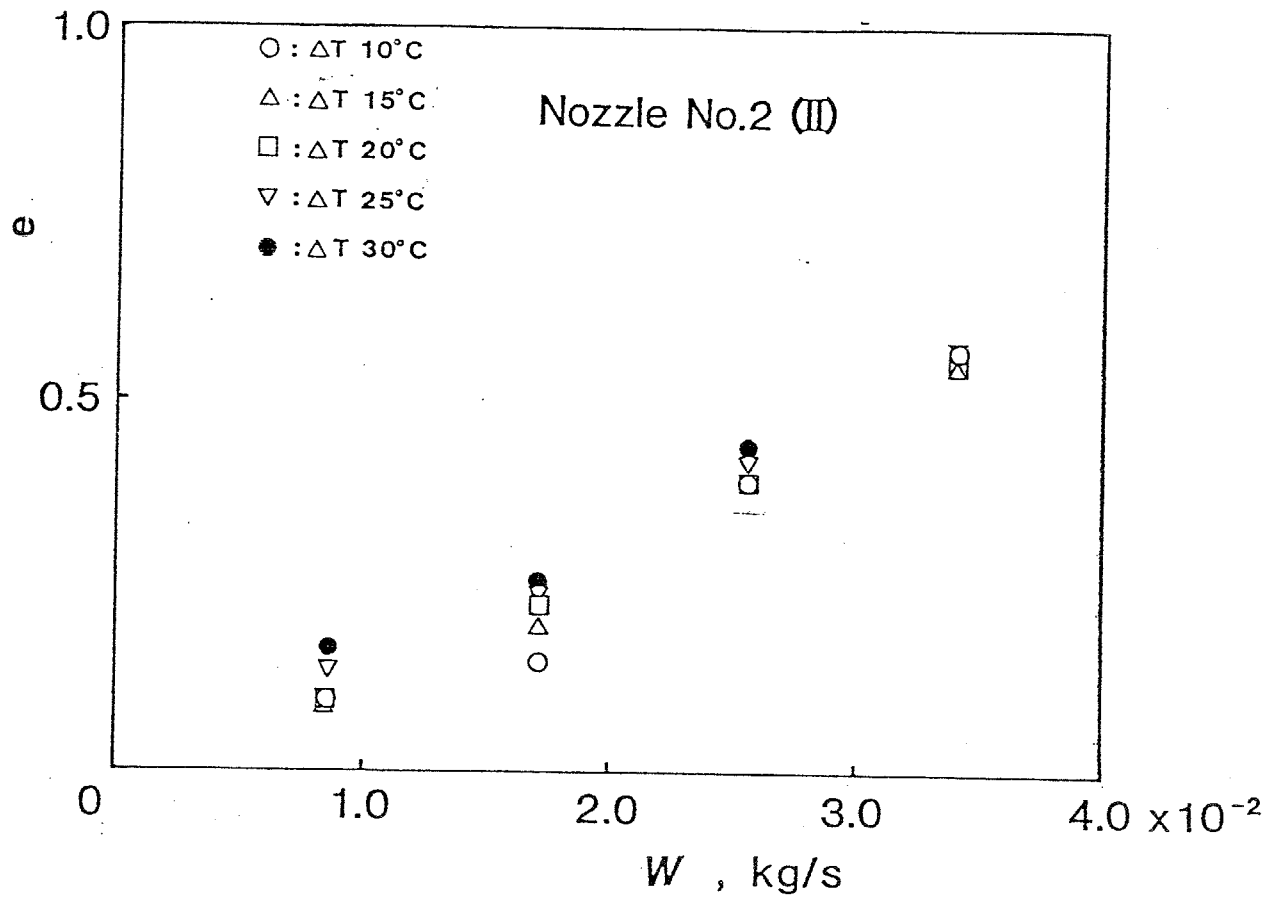
0.0256 kg/s

図3-10 のど部の流動状態の流量による差異

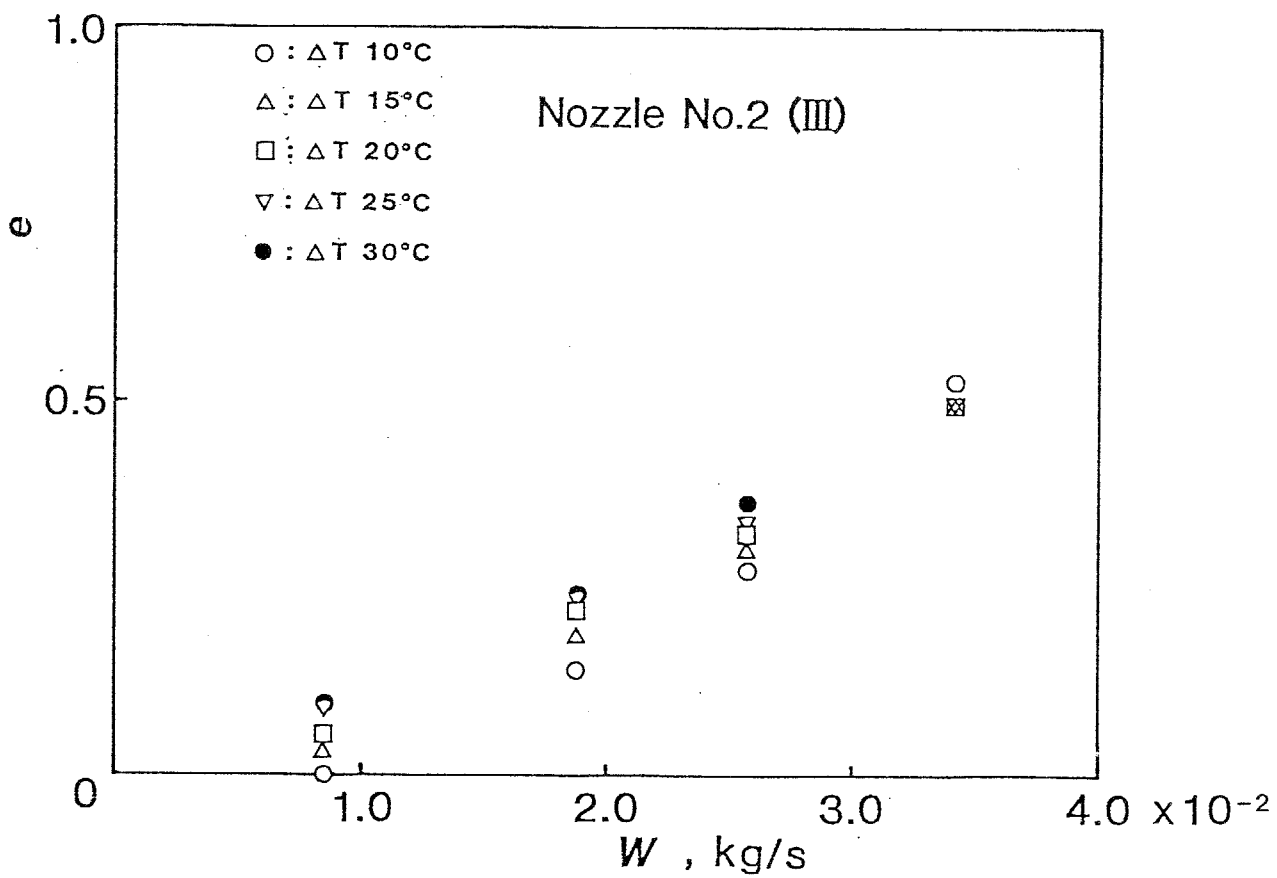


(a) 断面(I)

図3-11 液滴流量割合の流量による変化 (2号ノズル)
 (次頁に続く)



(b) 断面(II)



(c) 断面(III)

図3-11 液滴流量割合の流量による変化 (2号ノズル)

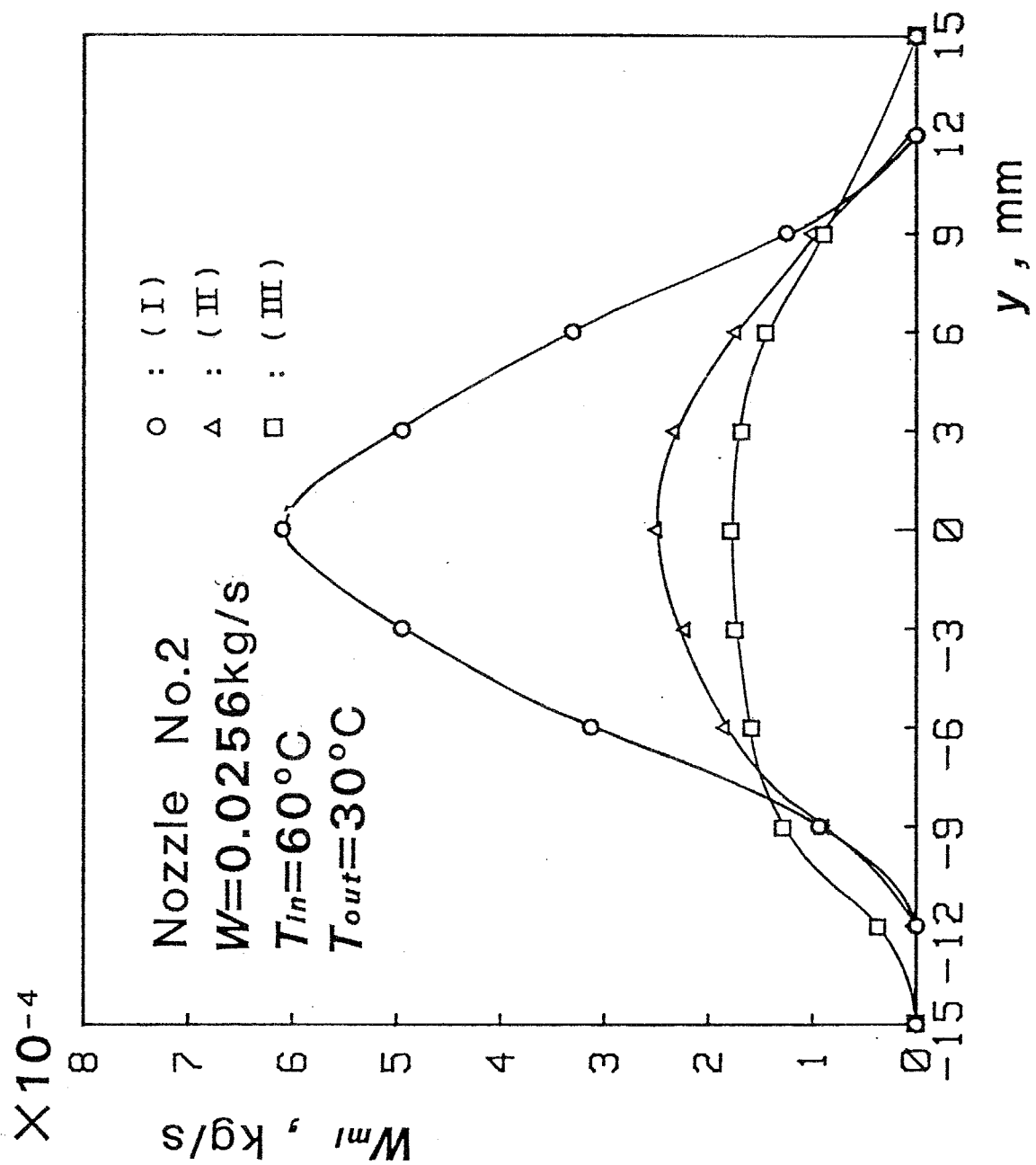


图3-12 断面内液滴流量分布

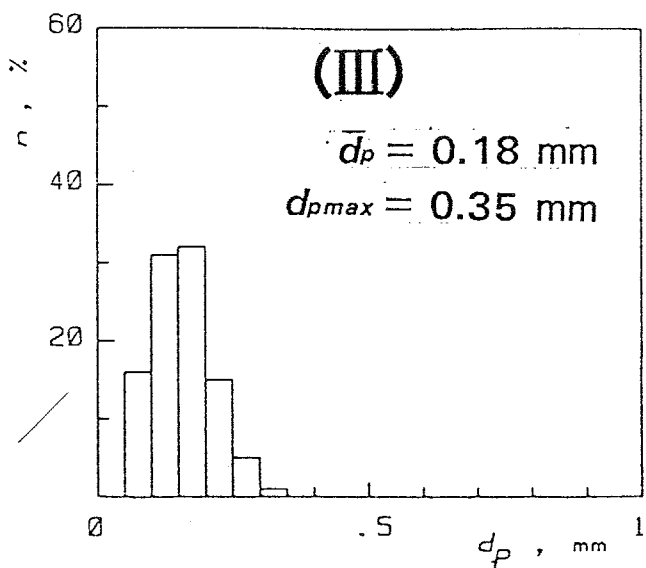
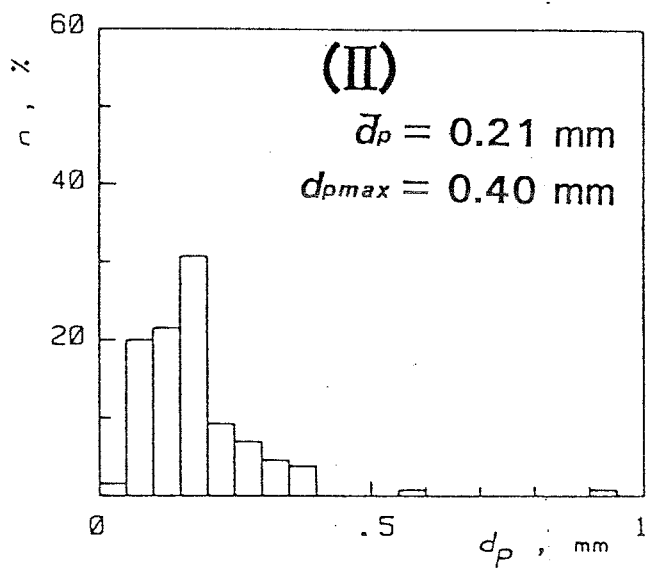
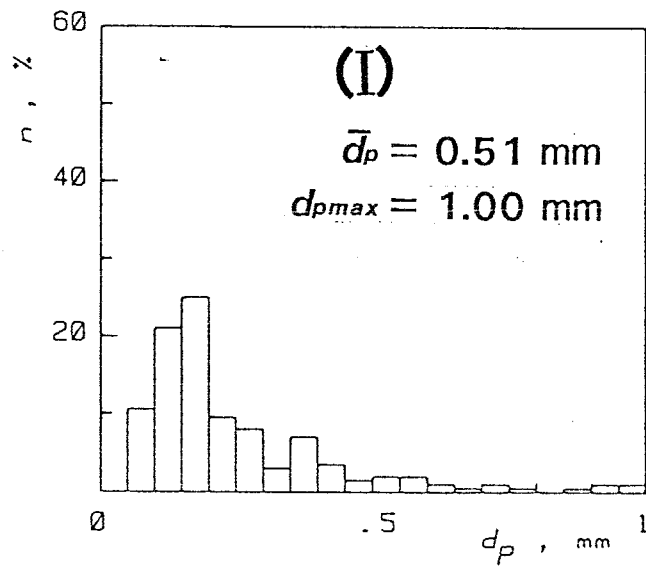


図3-13 粒径分布の流れ方向変化

なり、かつ液滴が断面内に一様に分布するようになるが、それと同時に壁付着により液滴流量が減少していく。

3-3-2-2 ミストの加速状態 このように発生した液滴の微粒子は、微粒化の進行に伴い高速の蒸気流に引張られて加速する。図3-9 に示した条件では、図3-10(a) に示したようにのど部からの液ジェットが蒸気流によりまず微粒化されその後加速されるために、加速が始まるまでには有限の時間遅れが生じる。これが図3-9 におけるのど部から断面(I) までの、液滴がほとんど加速しない領域に対応する。

微粒化がある程度進行した断面(I) 以後の液滴の加速を、流れ方向の各断面における液滴の粒径と速度の関係として示したもの図3-14であり、下流にいくに従い微粒化が進行するとともに液滴が加速されている。このような液滴加速を蒸気速度を実験値により与え、単一液滴の運動方程式を用いて断面(I) での液滴速度を初期値として見積もった値を図中の実線で示してある。実験値ともっとも良く一致する(断面(Ⅲ)における平均径、平均速度と一致する)抵抗係数 C_D は 2.5であり同一粒径の剛体球に対する値 0.4~1 (レイノルズ数 Re は $10^2 \sim 10^3$) に比べてかなり大きな値を示しており、蒸気が急激な加速状態にあることの影響が現れているものと思われる。また理論値が粒径が大きいほど加速されにくいことを示しているのに対し、実測された液滴は粒径によらずほぼ一様に加速されており、液滴の分裂・合体および液滴同士が衝突により運動量を交換していることを示唆している。

このような液滴速度の測定値および蒸気速度の計算値にもとずき、流れ方向への圧力降下に占める蒸気の加速分、液滴の加速分を見積った結果を図3-15に示す。この見積りは次に示す流れ方向への運動量保存式をのど部 $Z = 0$

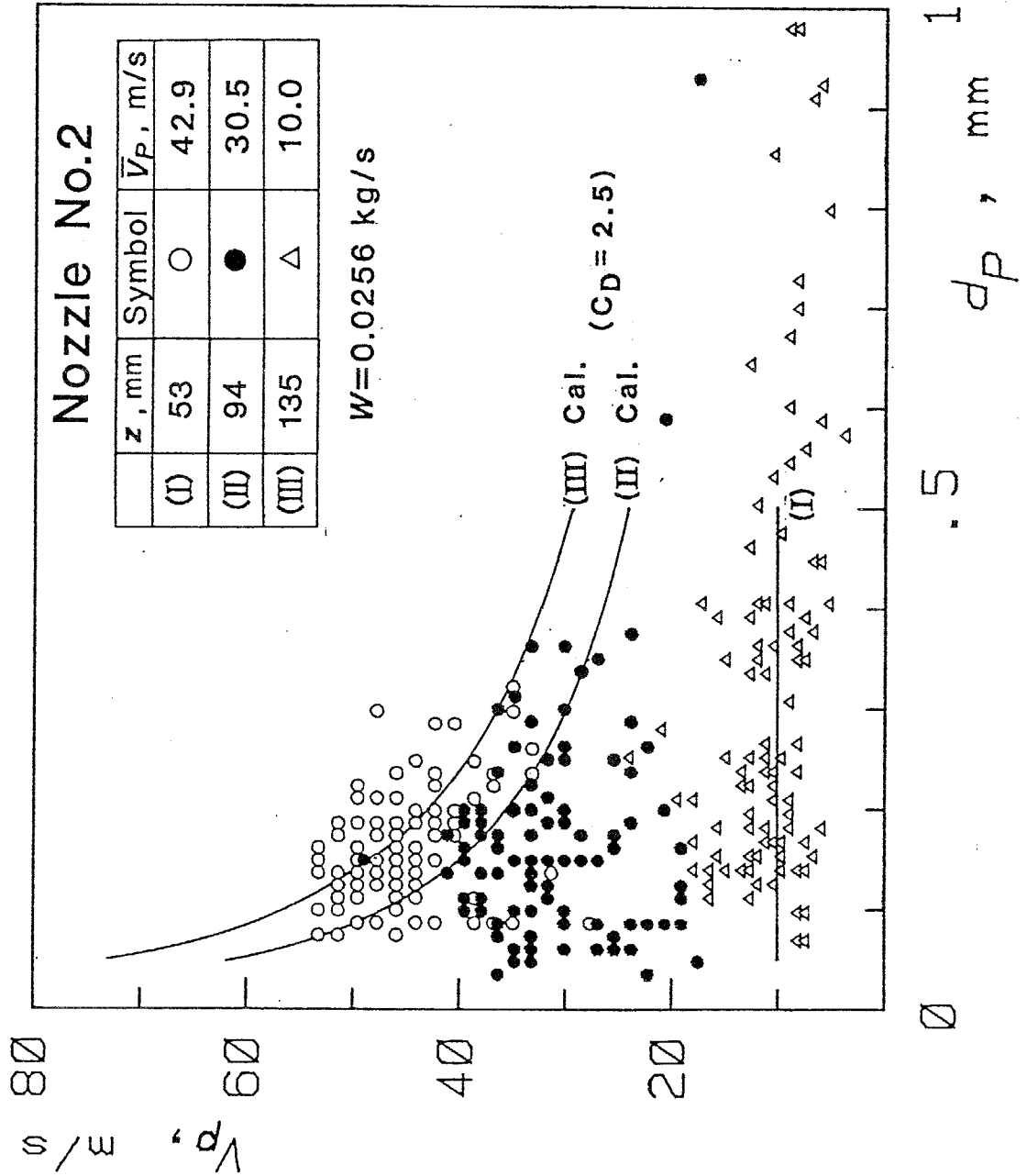


図3-14 液滴速度と液滴径の関係

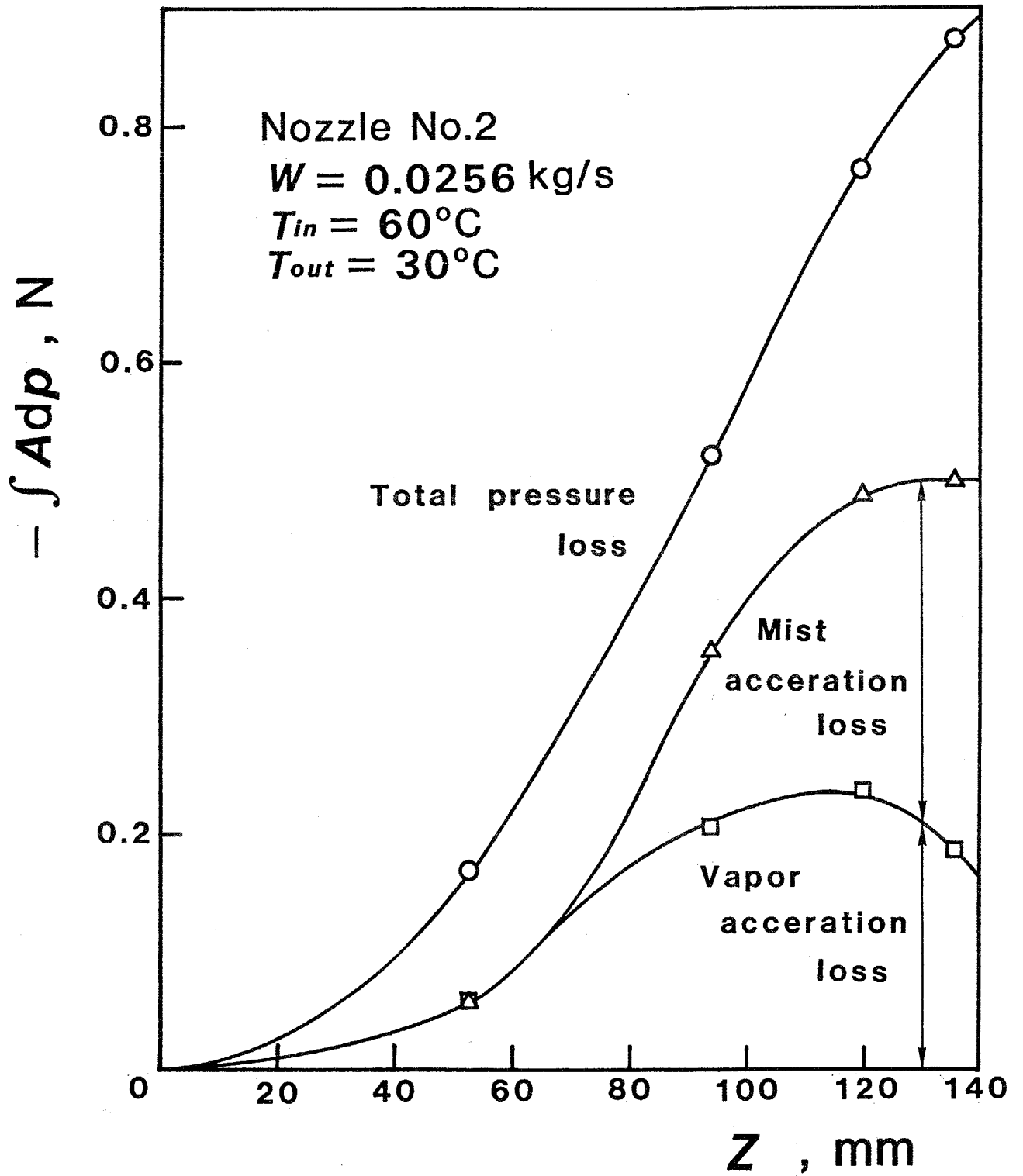


図3-15 全圧力降下に占める蒸気および液滴加速分の割合

から各断面まで積分することにより行なったものである。

$$\underbrace{w \frac{d}{dz} \{ xV_g + (1-x)eV_p + (1-x)(1-e)V_f \}}_{\text{加速}} + A \frac{dp}{dz} + \tau_w l_e = 0 \quad (3-1)$$

蒸気 液滴 液膜 圧力 壁面摩擦

図中○印で示す全圧力損失から蒸気および液滴の加速分を引いた残りは壁面摩擦に対応する。断面(I)の液滴が十分に微粒化されていない $Z=50\text{mm}$ 程度までは液滴の加速分はほとんどないが、その後液滴の加速分の寄与が増加し、最終的には、蒸気および液滴の加速分と壁面摩擦が同程度となる。なおこの結果から見積もった平均的な壁面せん断力 τ_w は 75.7Pa であるが、この値は付録4に示すWallisの式から見積もった液膜界面せん断力 $\tau_i=75.7\text{Pa}$ によりおおむね説明できる。

以上が図3-9, 10(a)および13で示したのど部の流れが液ジェット形の場合の微粒化と加速のようすであるが、流量の小さい図3-10(b)の状況での液滴は、その生成機構の相違に対応して加速の程度も異なってくる。この条件下での2号ノズルにおける圧力分布と蒸気速度の流れ方向への変化を図3-16に、断面(I)における粒径分布および液滴径と液滴速度の関係を図3-17に示す。図3-9と図3-16の比較から、流量が小さいほど同じ面積変化に対する圧力降下が大きく、流量の少ない図3-17の場合すでに断面(I)の位置において液滴は、流量が大きい図3-13の場合より微小かつ高速になっており、液膜からのエントレインメントにより液滴が生じるような流量が小さな条件下では、液滴は発生当初から細かく、したがって短距離で高速に達することが分かる。

3.3.2.3 ノズル広がり角の影響 熱水をノズルにより膨張させ加速する場合、ノズルの広がり角を変化させることにより、ノズル内での液滴の滞留

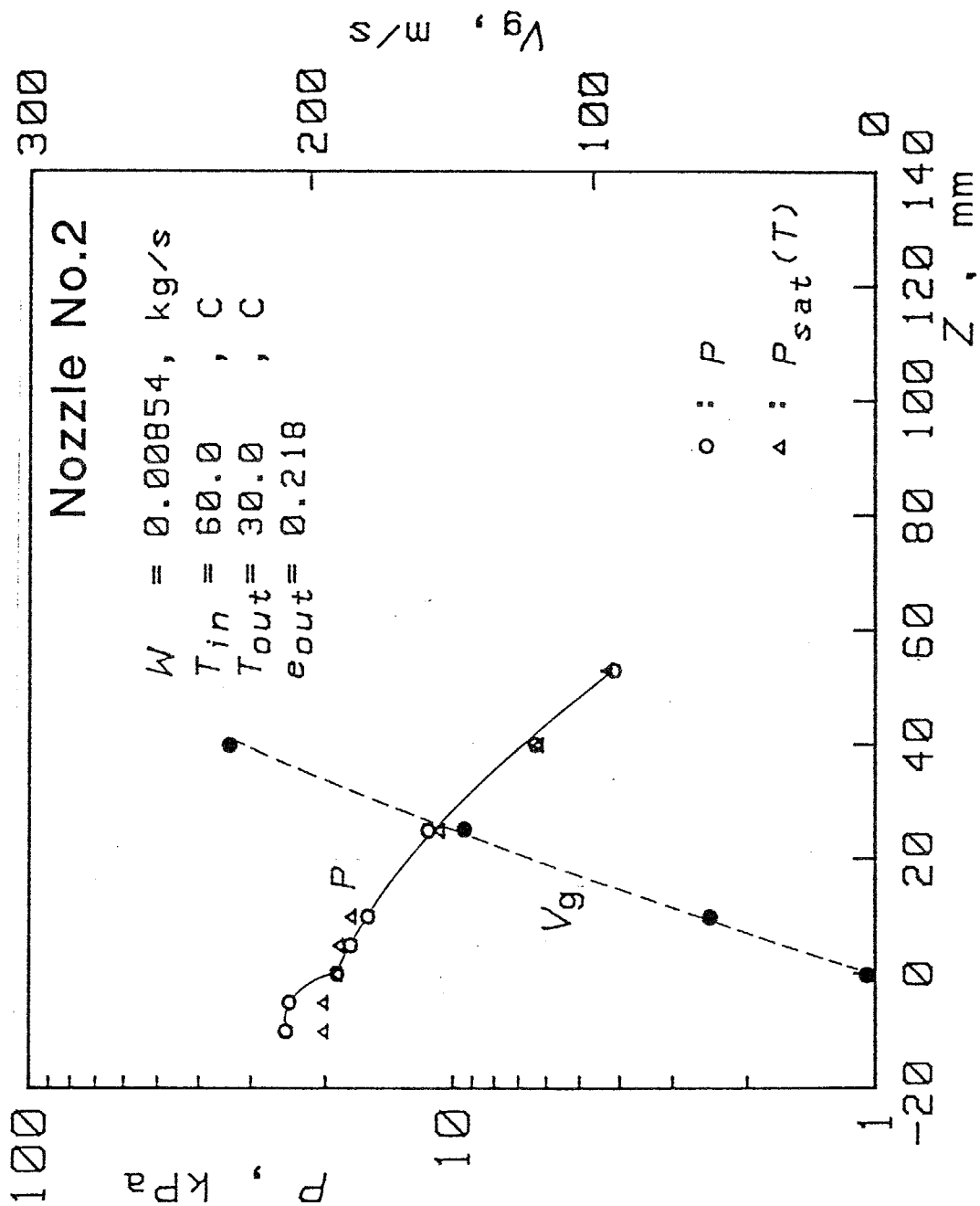
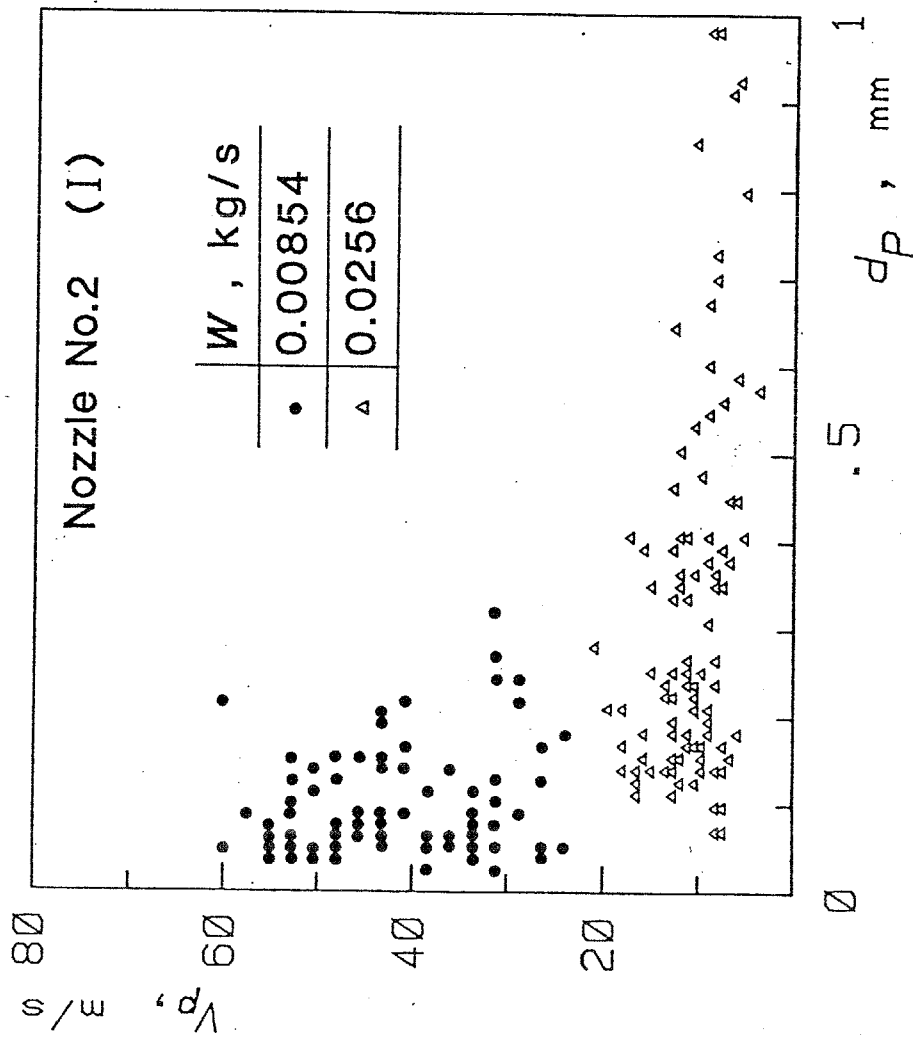
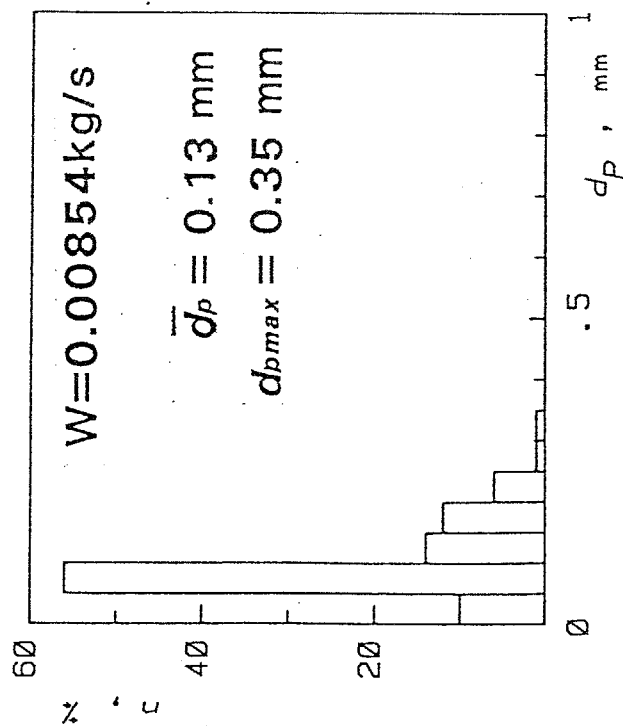


図3-16 小流量の場合の圧力および蒸気速度の流れ方向変化



(b) 液滴速度と液滴径の関係



(a) 粒径分布

図3-17 小流量の場合の粒径分布および液滴速度

時間を変化させ、微粒化の程度およびその加速割合を変化させることができる。そこで本研究では図3-5 で示したノズル広がり角のみが異なる三つのノズルを用いてその効果を実験的に検討した。図3-18には等しい温度、流量の熱水を3種類のノズルで適正膨張させた時のノズル内圧力分布を、のど部面積に対する面積比に対して示してある。図3-18中の破線は気液熱平衡均質流モデルおよび気液間に摩擦を考えない熱平衡完全スリップ流モデルによる圧力分布の計算値である。前述したようにノズルの広がり角の小さな3号ノズルでは液体からの蒸気発生が容易であるため、のど部での過熱度はほとんど零であり、その後の圧力変化も均質モデルとスリップモデルの中間に位置している。また、より広がり角の大きな1,2号ノズルでは、のど部での過熱度のためにのど部圧力が低下しており、この影響を含んだまま流下するために、広がり角が大きいほど同じ流路断面積を持つ点での圧力が低く、気液間のスリップが大きいことを示している。

このようなノズル広がり角の相違によるミストの生成・加速特性の違いを示すため、まず図3-11において2号ノズルについて示したのと同様な液滴流量割合 e と全流量 W の関係を図3-19に示す。2号ノズルの場合と同様、全流量が大きいほど液滴流量が大きく、全流量が大きいほどどの部の流れが液ジェット形に近づくことが分かる。さらに広がり角の小さいノズルほどノズル長さが長いために液滴の壁付着が多く、液滴流量割合が少ないことが分かる。一方、各ノズルについて粒径分布を比較したのが図3-20であり、広がり角が小さく長いノズルほど粒径が小さくなることが分かる。

最後に各ノズル出口での液滴の粒径と速度の関係を示したのが図3-21であり、平均液滴速度および液滴流量割合図中の表に示されている。この図より、広がり角が小さいノズルほど同一断面積まで長い距離で膨張するため、液滴

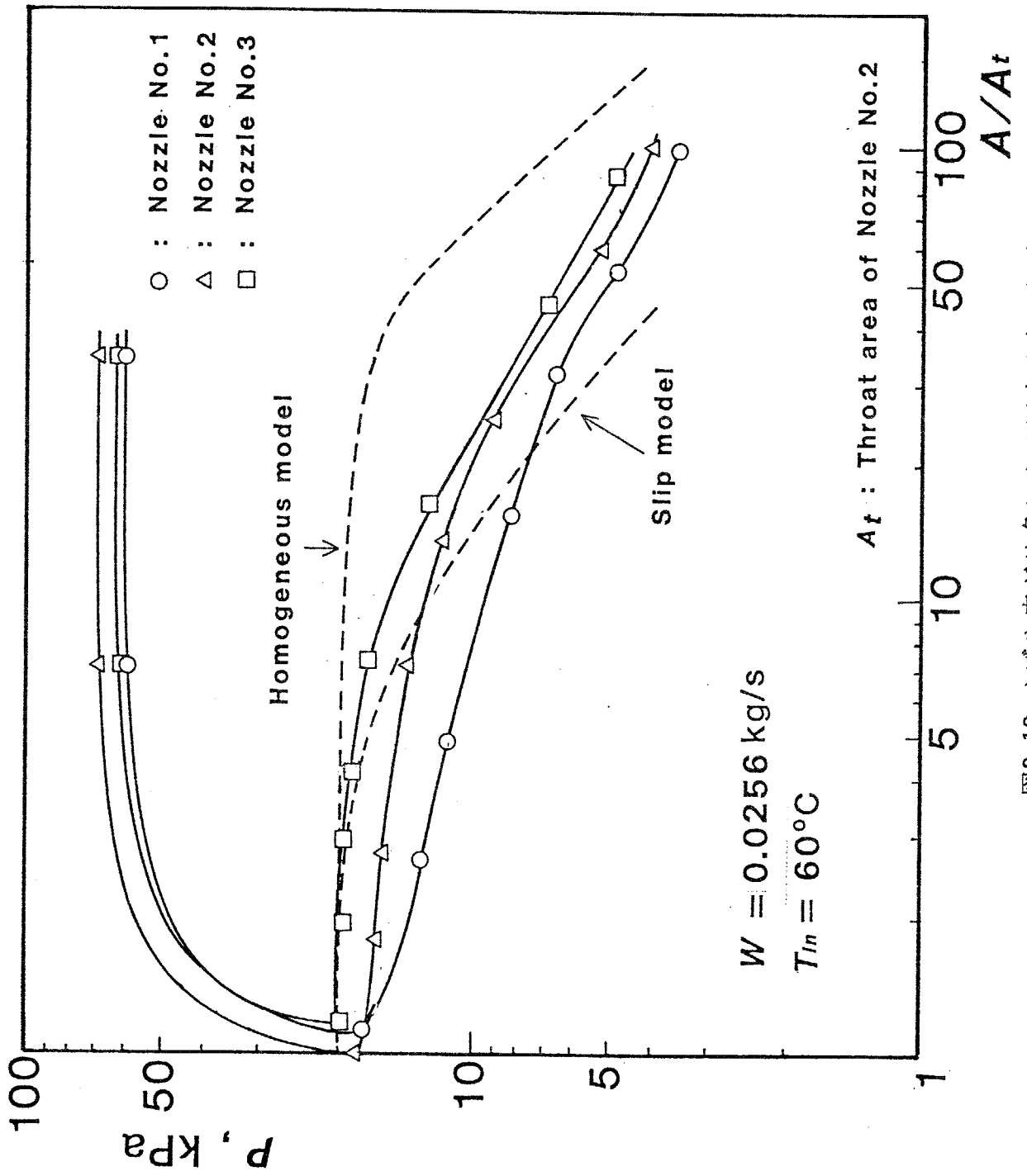


図3-18 ノズル広がり角による圧力分布の相違

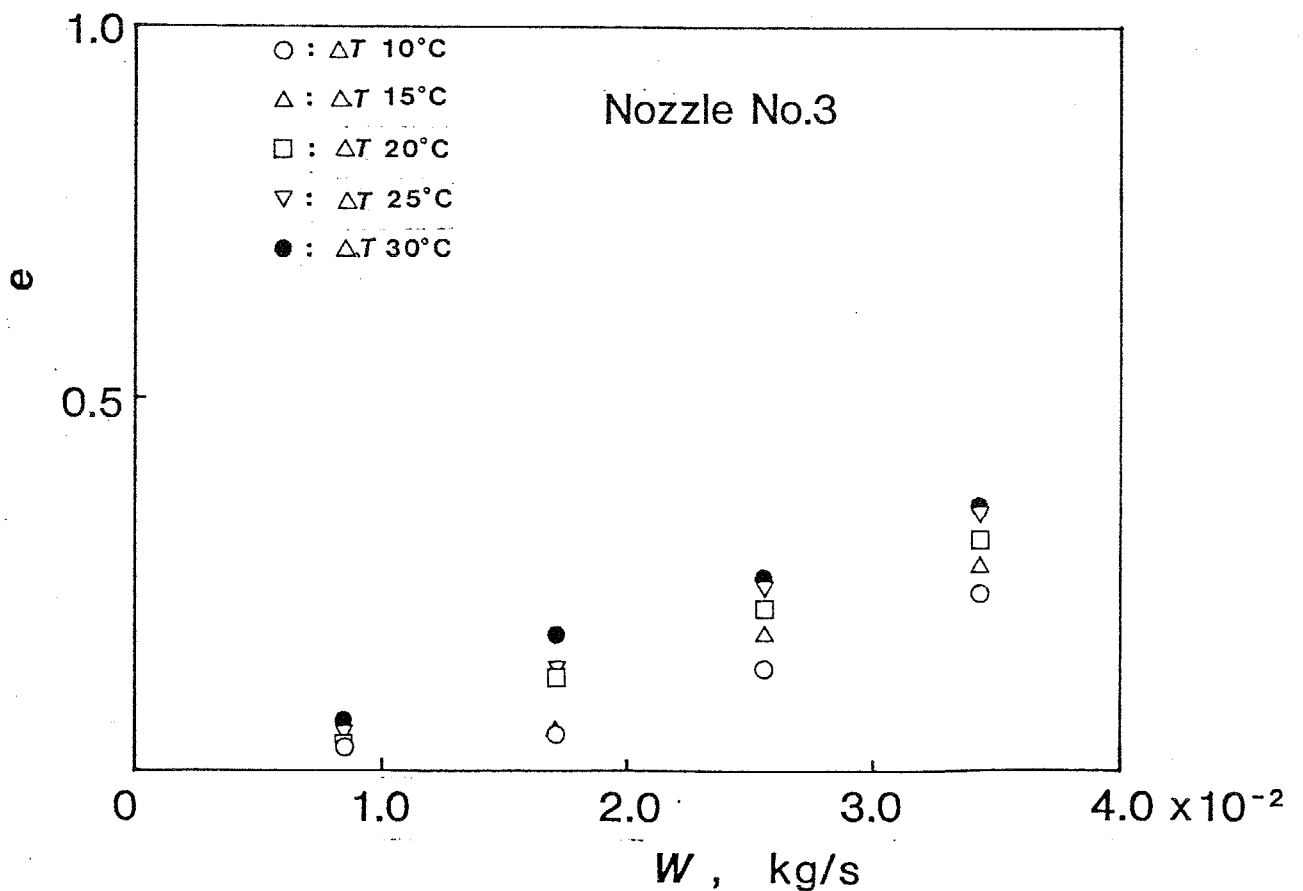
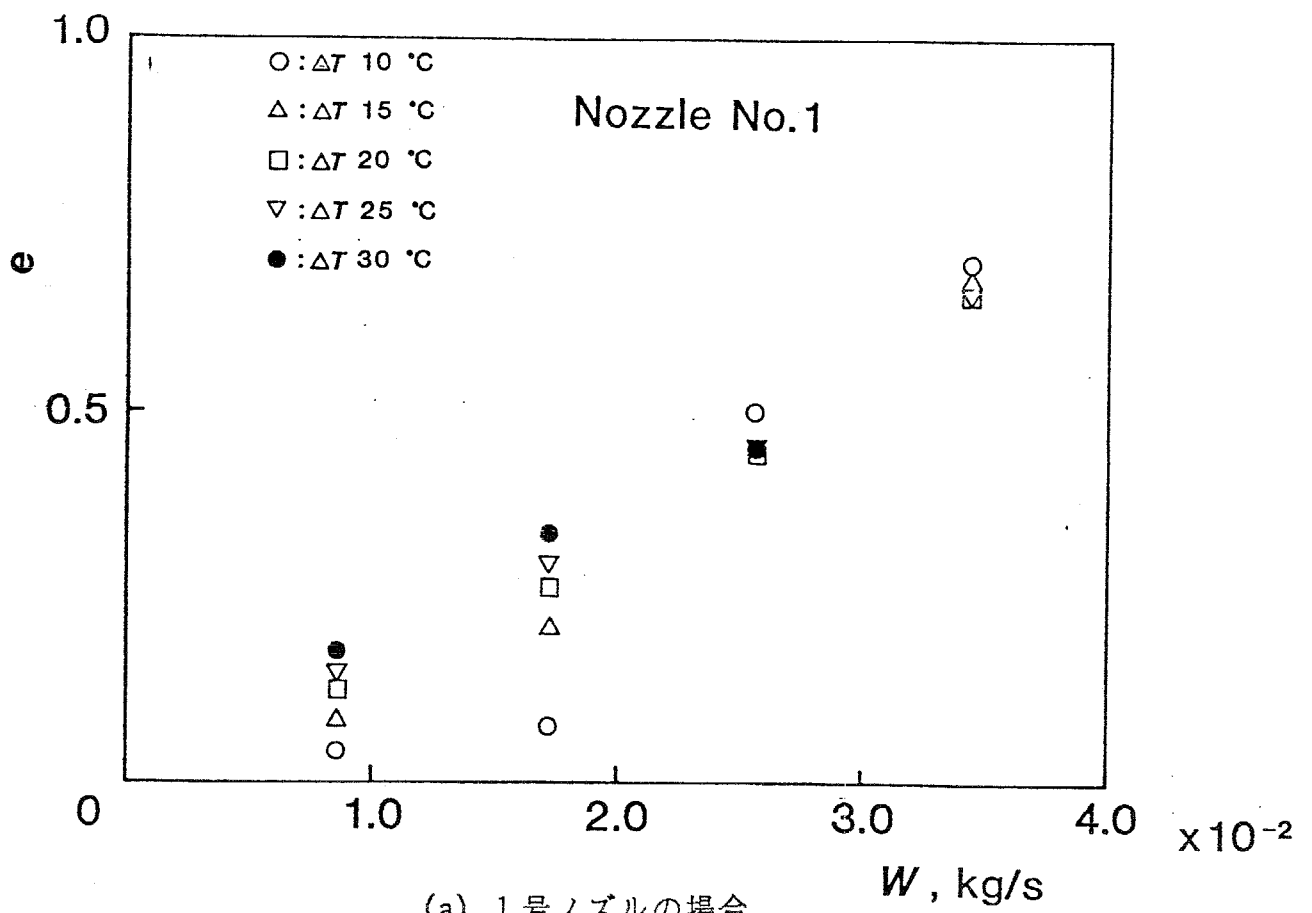
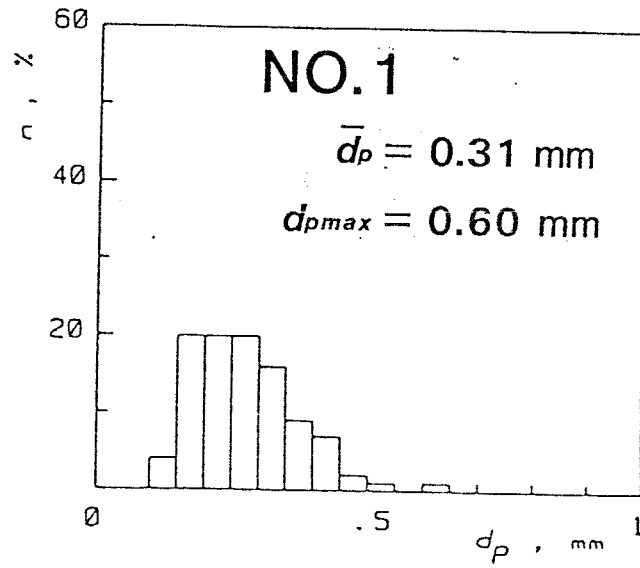
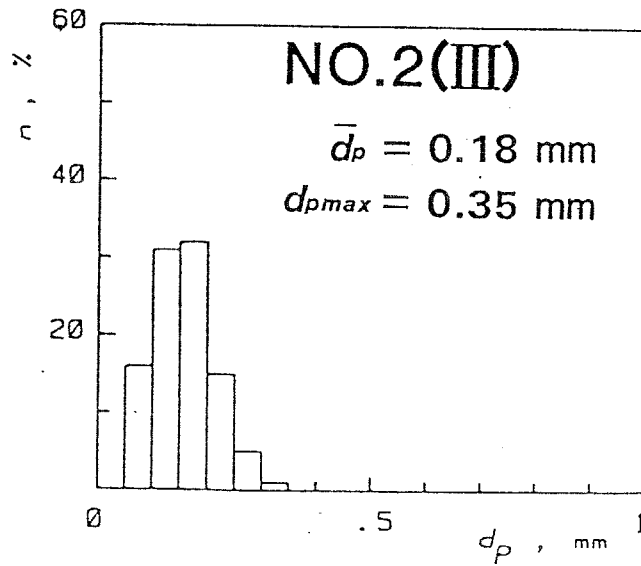


図3-19 液滴流量割合の流量による変化

(a) 1号ノズル



(b) 2号ノズル



(c) 3号ノズル

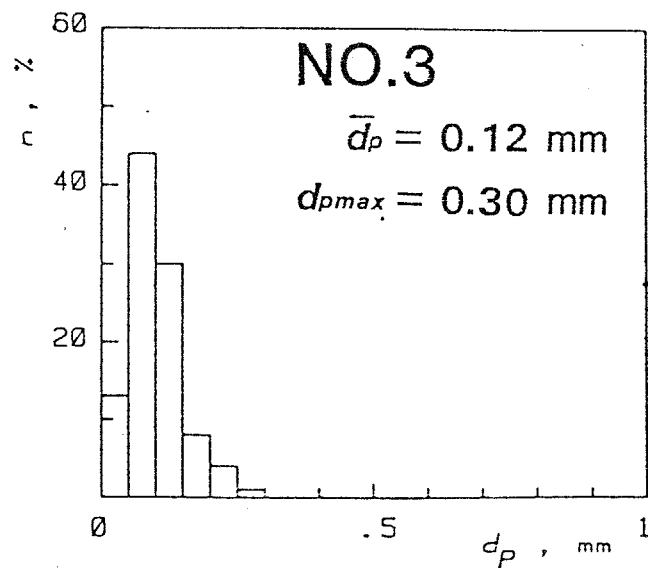


図3-20 ノズル広がり角による粒径分布の差異

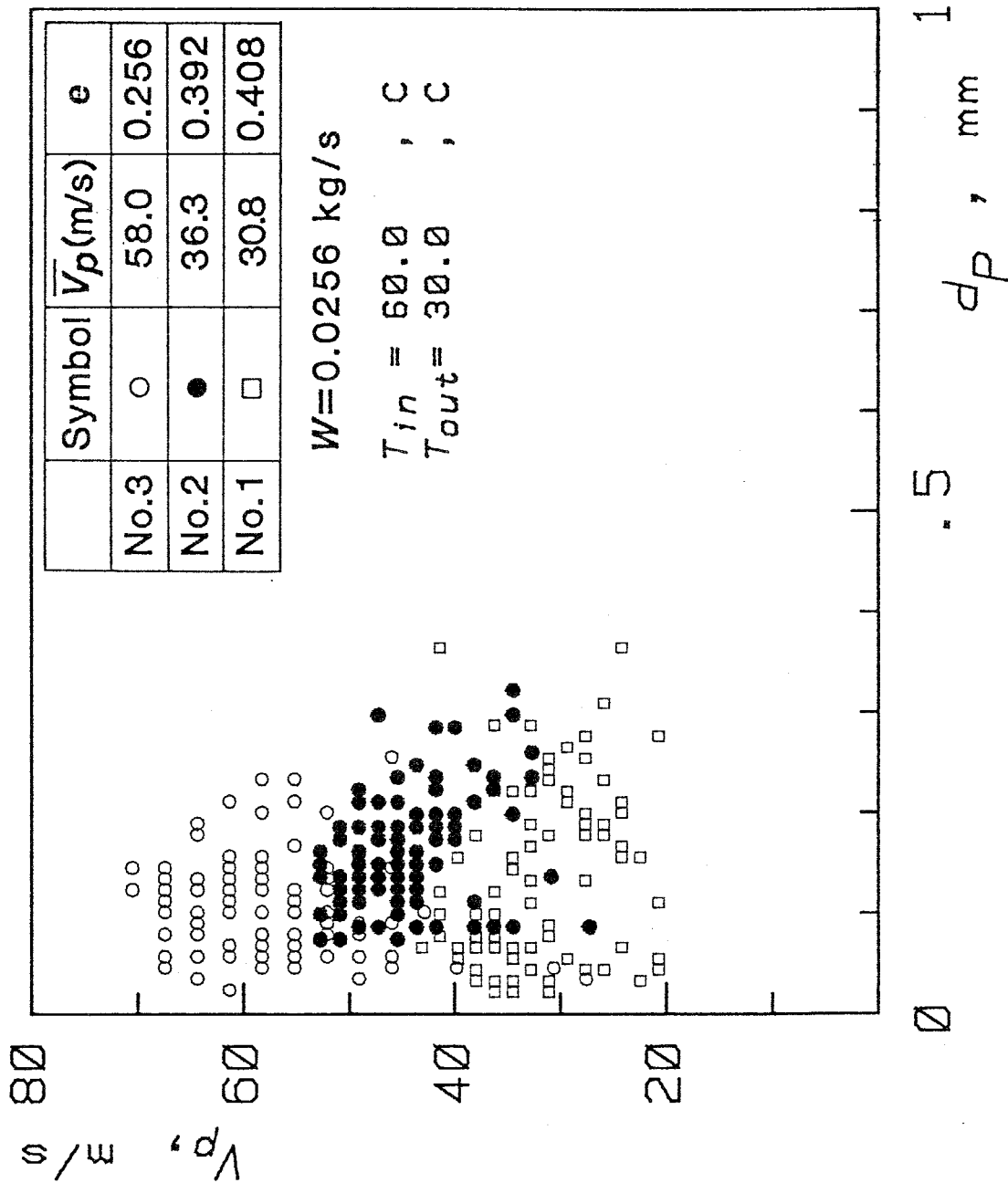


図3-21 ノズル広がり角による液滴径、液滴速度の差異

はより細かく高速化している。反面、微粒化した液滴の液膜への付着量も増加するため、液滴流量割合が減少してしまう。このことは熱水を膨張加速するために最適のノズル広がり角が存在することを示している。

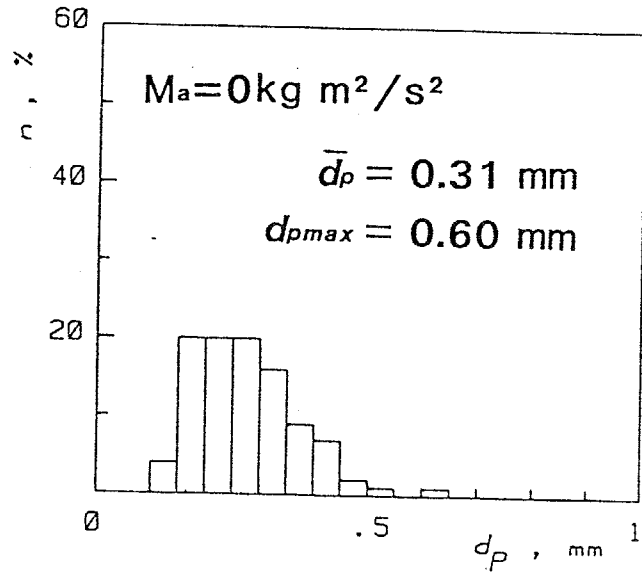
3-3-2-4 スワールの効果 熱水をノズル入口部分で軸対称ノズルの周方向に吹き込みスワールを与えることにより、のど部での流動状態を変化させ、液滴をより効果的に加速しうる可能性がある。そこで 1号ノズルにスワールを与え、粒径分布、速度、液滴流量割合を測定した結果を以下に示す。実験は入口状態を一定に保ちスワールで与える角運動量 Ma のみを変化させて行った。ここで角運動量 Ma は、図3-2 で示した スワール流噴出口からの流量、速度および中心軸からの距離をそれぞれ W_{sw} , V_{sw} および r として次式で定義される。

$$Ma \equiv W_{sw} V_{sw} r \quad (3-2)$$

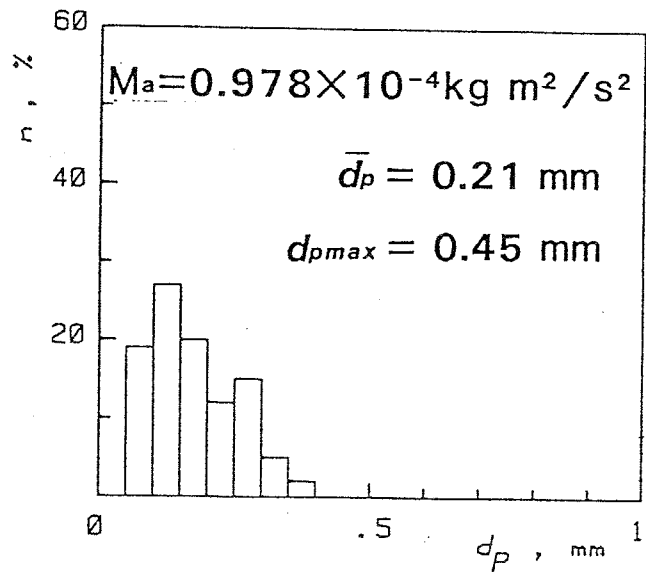
図3-22はノズル出口における粒径分布を、図3-23は粒径と速度の関係を示したもので、スワールの付加により液滴は微小・高速となる反面、図3-23中の表に示すように液滴流量割合 e は減少している。これはスワールを加えない場合にはのど部付近の流れが液ジェット形であり、特に 1号ノズルではノズル長さが短いため出口においても十分に微粒化が行なわれていないのに対し、スワール付加によって流れが液ジェット形から液膜形に遷移し、液滴が微小化するために短時間で高速化するためである。しかしスワール付加により、粒径の大きな液滴が壁面に衝突して液膜となるため液滴流量の減少が生じてしまうのである。図3-24はスワール付加による断面内液滴流量分布の変化を示したものであり、スワール付加により液滴が断面内に均一に分布するこ

とが分かる。

(a) スワールなし



(b) スワール小



(c) スワール大

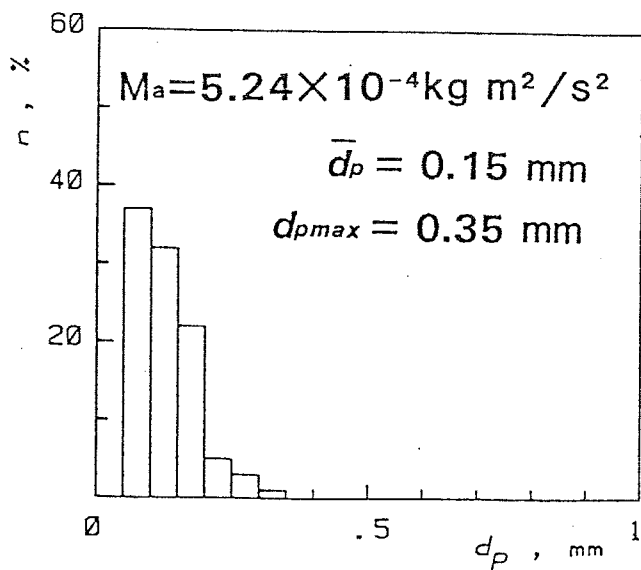


図3-22 スワール付加による粒径分布の変化

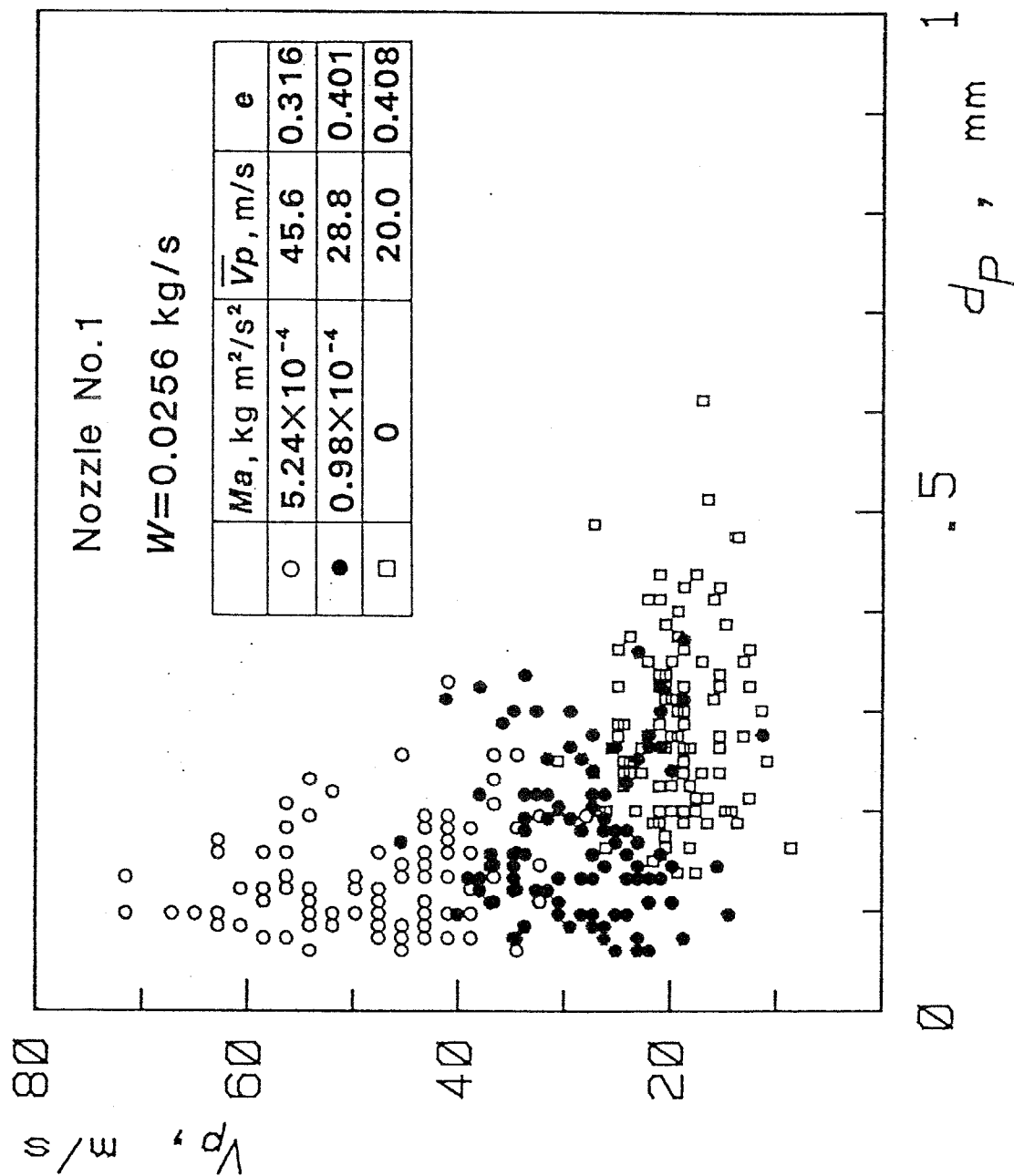


図3-23 スワール付加による液滴径、液滴速度の差異

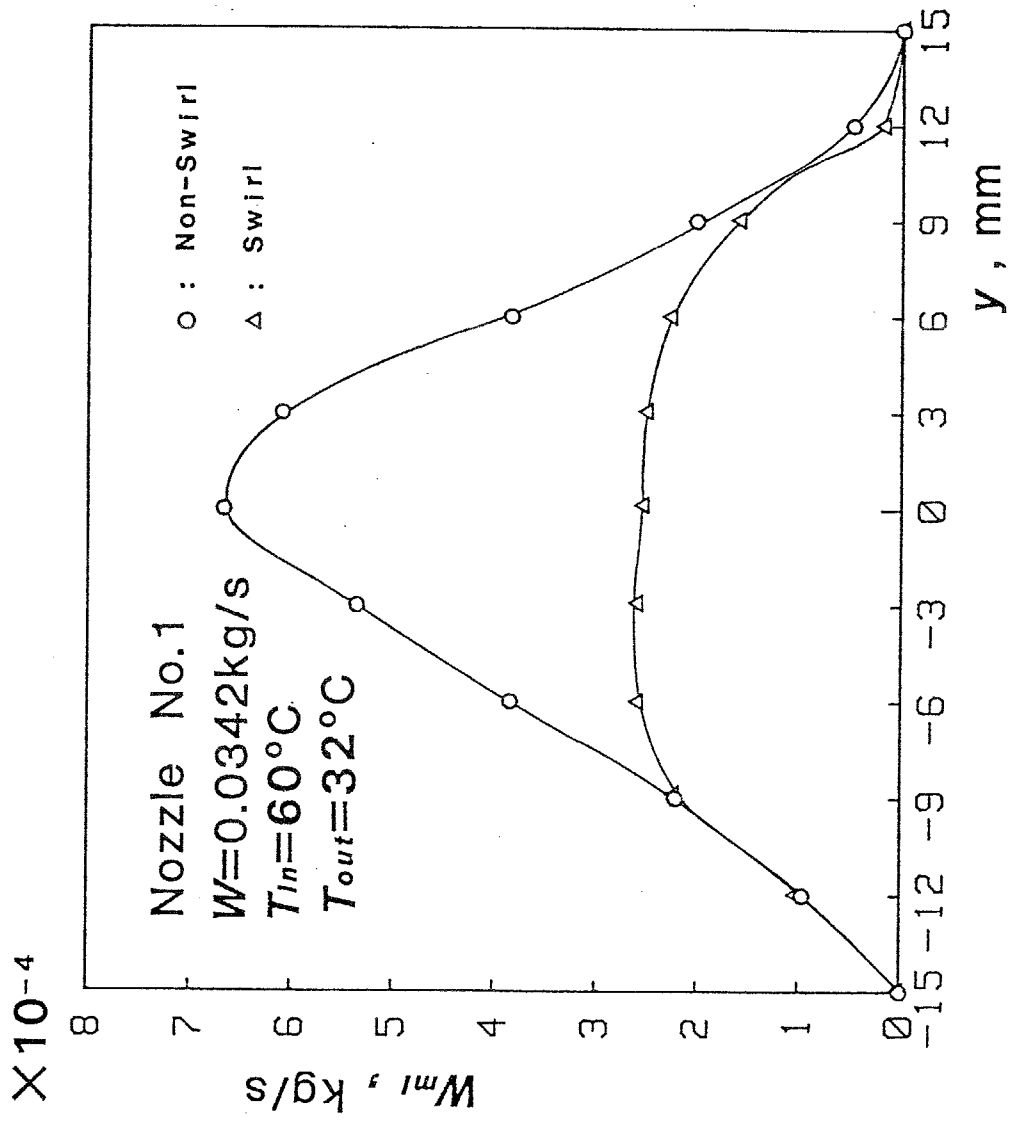


図3-24 スワール付加による断面内液滴流量分布の変化

3・4 考 察

3・4・1 液滴の分裂機構の考察

以上のように熱水の二相膨張により生じる液滴の大きさは種々の条件により異なるが、最終的には動圧と表面張力のバランスから一定のウェーバ数 We に漸近すると考えられる。そこで各ノズルでの最大液滴径に基づくウェーバ数をノズル長さに対して示したのが図3-25である。ウェーバ数中の蒸気の動圧はノズルの流れ方向に変化するが、ここではその最大値を用いている。

2号ノズルの流量が多い場合(△印)の三つのデータは断面(I),(II),(III)に対応しており、ノズル長さが増すにつれてウェーバ数が急減し、その後一定値となっている。また流量が小さい場合(▲印)には前述したように、のど部直後での液滴発生時に液滴が作られるため始めから $We=10$ 程度の値になっている。1号、3号ノズルの結果と合わせて考えると、のど部から噴出する液ジェットは有限の遅れ時間時間を経てウェーバ数 $We=10$ 程度まで比較的すみやかに微粒化し、その後ほぼ一定値に保たれていることが分かる。この値が臨界 We 数に対応すると考えられる。

3・4・2 液滴流量割合に対する考察

液滴流量は一般に距離とともに減少し、その程度はノズル広がり角、スワールの有無などによって異なる。しかし液滴流量割合と平均液滴径の間には図3-26に示すように条件によらず一定した傾向が見られた。すなわち、平均液滴径が減少するとそれにともなって液滴の流量割合が減少し、粒径が0.1mm程度に達すると急激に液滴の流量割合が減少する。これは流量が小さいほど液滴が蒸気に追従しやすく、したがってノズル内での半径方向の速度成

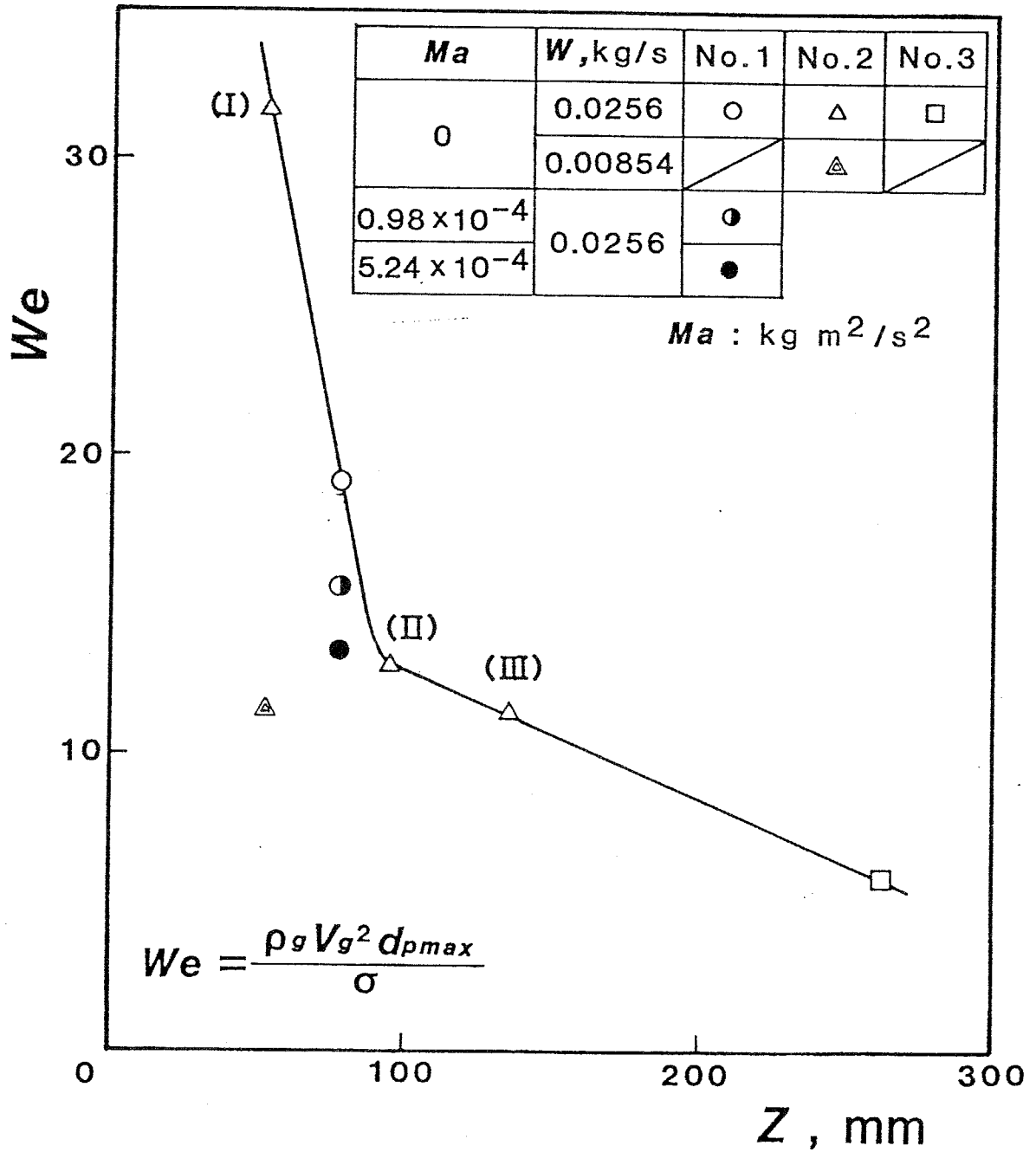


図3-25 液滴ウェーバ数の流れ方向変化

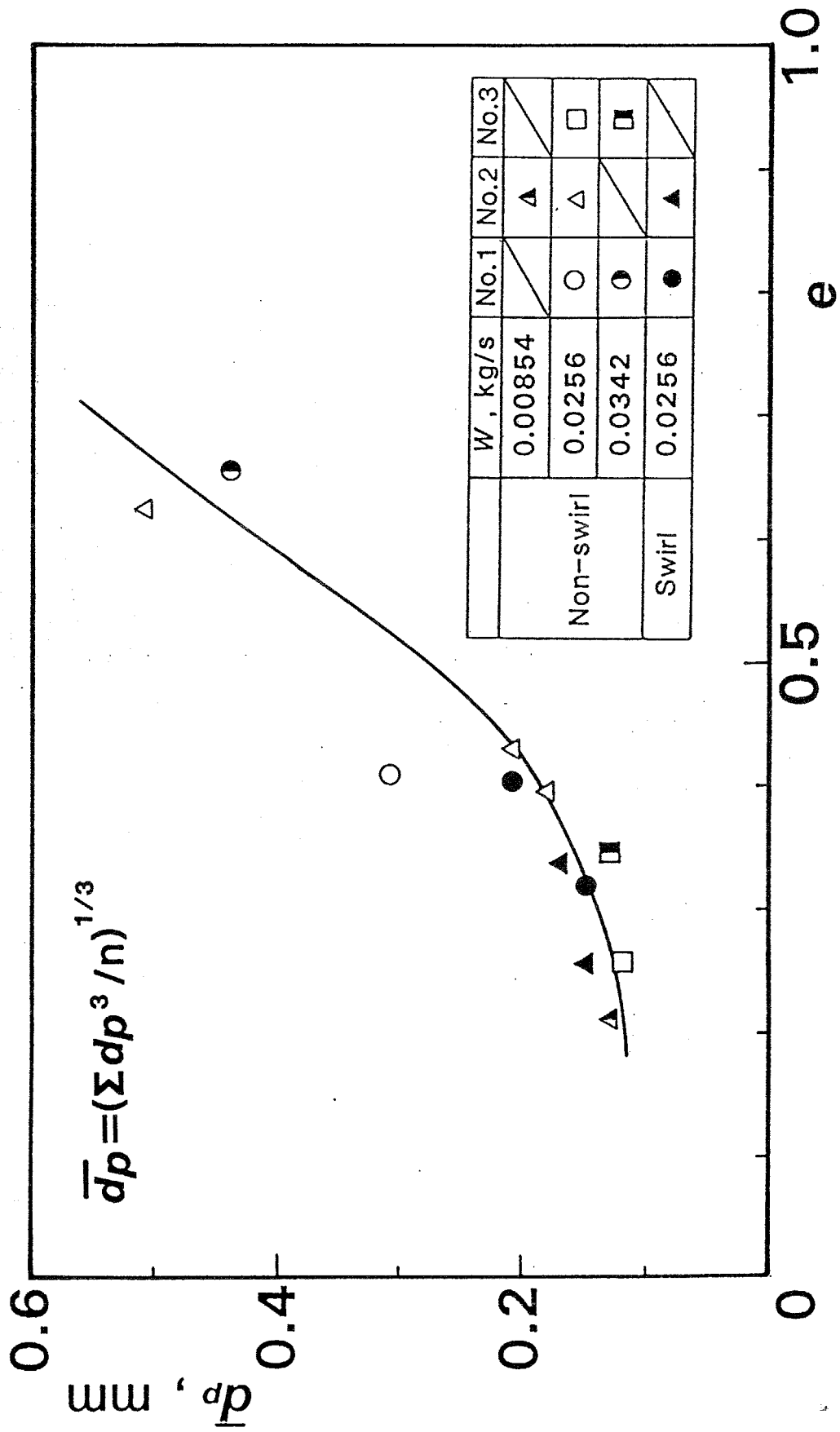


図3-26 平均液滴径と液滴流量割合の関係

分も増加し壁面に付着する割合が増加するためである。

3・4・3 エネルギー変換効率

以上の結果から各ノズルにより得られる二相流の運動エネルギーを求め、熱水入口状態とノズル出口温度との間の断熱熱落差との比すなわち運動エネルギーへの変換効率 η を求め、スワールの角運動量の関数として示したものが図3-27である。図3-27中の斜線部は液滴の速度と流量の積から求めた液滴の運動エネルギーを示し、それより下部が液滴の運動エネルギーを示している。

1号ノズルについて見ると、スワールを付加しない状態では液滴はほとんど加速しておらず運動エネルギーの大部分を蒸气流が占めるのに対し、スワールを加えた場合図3-22で示したように液滴速度が増加するのに対応し、液滴流量が減少するにもかかわらず液滴部分の運動エネルギーが増加する。

2号ノズルについてはスワールの効果はほとんど見られず、これはスワールの効果がのど部付近に限られるためノズルの長さが長い場合、その影響が現れにくいことによる。また広がり角の小さいノズルほど液滴が蒸気により有効に加速されているが、壁面摩擦および気液間の摩擦による損失のために、全体の運動エネルギーとしては減少しており、比較的短いノズルにスワールを付加するのがエネルギー変換の点から最も効果的であることが分かる。

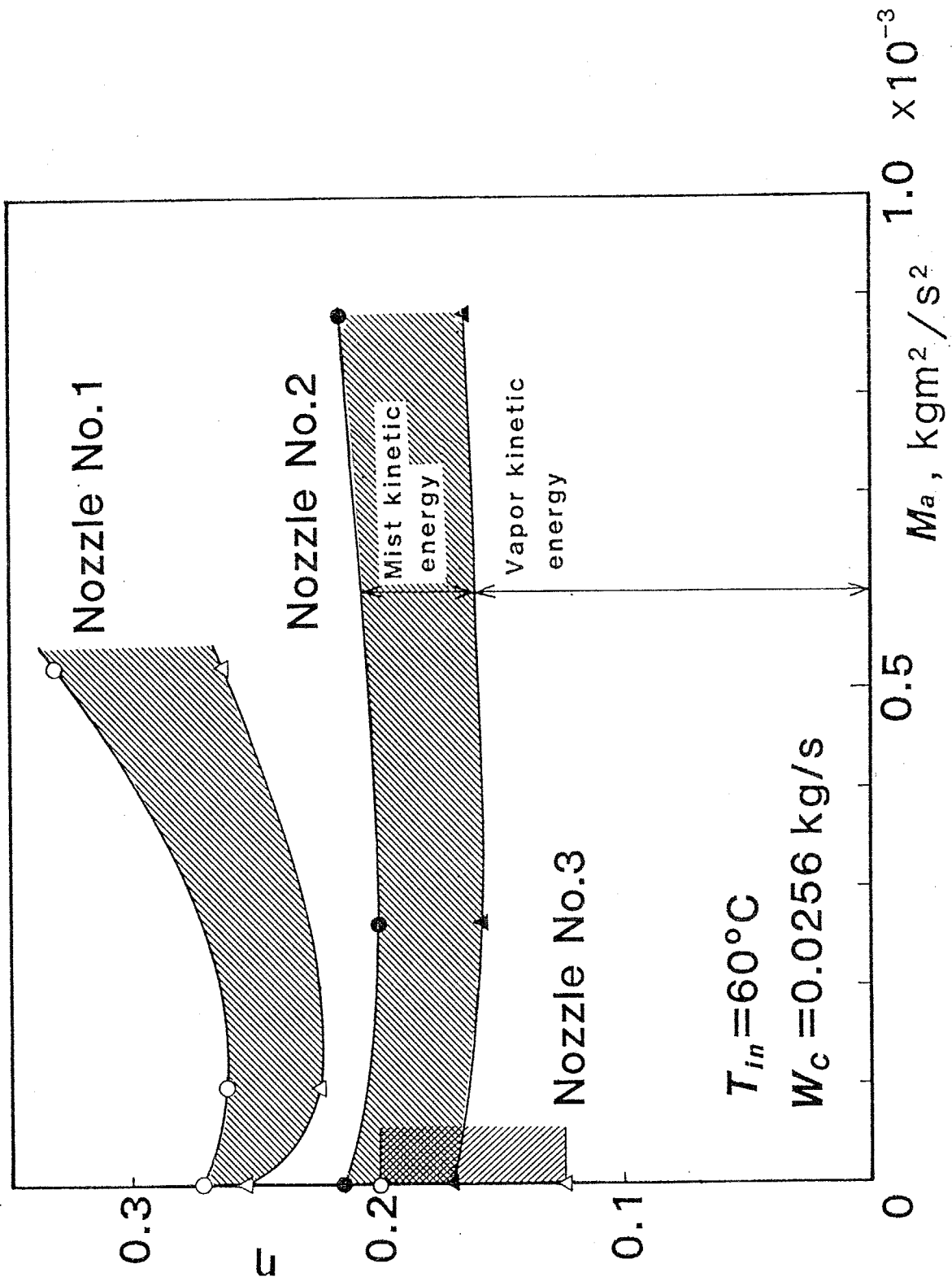


図3-27 エネルギー変換効率のスワール角運動量による変化

3・5. 結 論

低温熱水を種々の広がり角の先細末広ノズルで膨張させ，高速ミスト流を生成する研究を行ない，以下の結論を得た。

- (1) 臨界流量はのど部過熱度の関数としてノズル先細部における液単相流のベルヌーイの式から決定され，その過熱度はのど部流速が大きいほど，末広部広がり角が小さいほど小さく，ある流量以上では飽和条件が満足されていると考えてよい。
- (2) のど部付近の流れは流量により液ジェット形と液膜形の流動様式が存在する。液ジェット形の場合，微粒化には有限の時間遅れが存在する。また液膜からの微粒化の場合，液滴は発生当初から小さく，短距離で高速に達する。
- (3) ノズル広がり角が小さいほど気液間のすべりが小さく液滴は微小となる。また広がり角が大きい場合，スワールの付加により液滴を効果的に加速することができる。

3・6 付 録

二相流の音速に関する計算

付録1. 気液間の摩擦を無視した場合の音速

気液は熱平衡状態にあるが気液間および壁面の摩擦は無視できる蒸気・液滴・液膜から成る一次元定常流を仮定する。この時基礎式は

質量保存：

$$A\alpha_g\rho_g V_g = Wx \quad (\text{付1})$$

$$A\alpha_p\rho_l V_p = W(1-x)e \quad (\text{付2})$$

$$A\alpha_f\rho_l V_f = W(1-x)(1-e) \quad (\text{付3})$$

$$\alpha_g + \alpha_p + \alpha_f = 1 \quad (\text{付4})$$

運動量保存：

$$W d\{xV_g + (1-x)eV_p + (1-x)(1-e)V_f\} + A dP = 0 \quad (\text{付5})$$

$$W d\{(1-x)eV_p\} + A\alpha_p dP + V_p W e dx = 0 \quad (\text{付6})$$

$$W d\{(1-x)(1-e)V_f\} + A\alpha_f dP + V_f W (1-e) dx = 0 \quad (\text{付7})$$

エネルギー保存：

$$d\{xh_g + (1-x)h_l + xV_g^2/2 + (1-x)eV_p^2/2 + (1-x)(1-e)V_f^2/2\} = 0 \quad (\text{付8})$$

$$\left. \begin{aligned} h_g &= h_{g0} + C_p T \\ h_l &= h_{l0} + C_l T + P/\rho_l \end{aligned} \right\} (\text{付9})$$

状態方程式：

$$\left. \begin{aligned} P &= \rho_g RT \\ \rho_l &= \text{const.} \end{aligned} \right\} (\text{付10})$$

Clapeyron-Clausiusの式：

$$\frac{dT}{T} = \frac{dP}{\rho_g L} \quad (\text{付11})$$

式(付1)～(付11)を整理し簡単化すると

$$\frac{\alpha_g}{\rho_g} \left\{ \frac{1}{V_g^2} - \left(\frac{\rho_g}{P} - \frac{1}{L} \right) - \frac{C_{\ell} T}{xL^2} \left[2 - \frac{eV_p + (1-e)V_f}{V_g} \right] \right\} dP = \frac{dA}{A} \quad (\text{付12})$$

したがって蒸気相の音速 V_{cF} は式(3-12)左辺 dP の係数が零となる条件より

$$\frac{1}{V_{cF}^2} = \frac{\rho_g}{P} - \frac{1}{L} + \frac{C_{\ell} T}{xL^2} \left[2 - \frac{eV_p + (1-e)V_f}{V_{cF}} \right] \quad (\text{付13})$$

となる。上式中、液膜速度 V_f は液膜流量を与え、界面せん断力と壁面摩擦のつり合いより見積もった。

付録2. スリップ比一定とした時の音速

ここでは気液間の摩擦を無視せず、蒸気・液滴間および蒸気・液膜間のスリップ比を一定と仮定する。

$$\frac{V_g}{V_p} = s_p = \text{const.}, \quad \frac{V_g}{V_f} = s_f = \text{const.} \quad (\text{付14})$$

式(付1)～(付5), (付8)～(付11), (付14)を用いると、この場合の蒸気相の音速 V_{cS} は次式で与えられる。

$$\frac{1}{V_{cS}^2} = \frac{\rho_m^2 x X}{\rho_g^2} \left(\frac{\rho_g}{P} - \frac{1}{L} \right) + \frac{\rho_m X C_{\ell} T}{\rho_g L^2} \left(\frac{\rho_m}{\rho_g} + \frac{1-e/s_p - (1-e)/s_f}{X} \right) \quad (\text{付15})$$

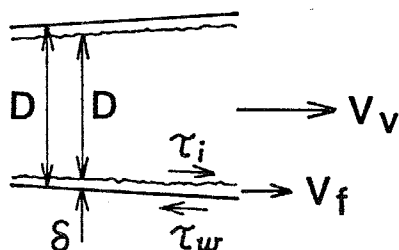
ここで

$$\frac{1}{\rho_m} = \frac{x}{\rho_g} + \frac{(1-x)e s_p + (1-x)(1-e) s_f}{\rho_{\ell}} \quad (\text{付16})$$

$$X = x + \frac{(1-x)e}{s_p} + \frac{(1-x)(1-e)}{s_f} \quad (\text{付17})$$

ただし S_p, S_f の見積りには実測値を用いた。

付録3. 液膜速度の見積り



気液界面に働くせん断力 τ_i にはWallisにより提案された次式を用いる。

$$\tau_i = C_{fi} \frac{1}{2} \rho_v (V_v - V_f)^2 \approx C_{fi} \frac{1}{2} \rho_v Re_v V_v^2$$

$$; C_{fi} = \frac{0.0791}{Re_v^{0.25}} \left(1 + 300 \frac{\delta}{D} \right), \quad Re_v = \frac{V_v (D - 2\delta)}{\nu_v} \quad (\text{付18})$$

また液膜・壁面間の摩擦 τ_w は次式により見積もる。

$$\tau_w = C_{fw} \frac{1}{2} \rho_l V_f^2$$

$$Re_f < 1187 : C_{fw} = \frac{16}{Re_f}$$

$$Re_f \geq 1187 : C_{fw} = \frac{0.0791}{Re_f^{0.25}}$$

ここで

$$Re_f = \frac{4\delta V_f}{\nu_l} = \frac{4\Gamma}{\mu_l}$$

ただし V_f' は液のみかけ速度である。

スリップ比一定のモデルと実験値を比較する際の V_f としては、 $\tau_i = \tau_w$ と

して液膜流量から見積もられる値を用いた。

第 4 章

二相膨張ノズルにより生成した ミスト噴流の流動特性に関する研究

4・1 まえがき

地熱・排熱などから得られる高温水をノズルにより二相域まで膨張・加速して高速のミスト流を生成し、この高速ミスト流により衝動タービンを駆動するトータルフローシステムについて実機を用いた性能試験，熱力学的検討および二相膨張ノズルの加速性能に関する実験的・理論的研究が行われ、その特性が明らかにされてきている。このようなトータルフローシステムの解析では通常流れは1次元的に扱われるが、ノズルから噴出するミスト噴流は2次元的な速度分布を持ち、厳密には噴流断面内に存在する速度分布がタービンの性能にも影響すると考えられる。さらに複数のノズルを並べて設置した時の噴流の相互干渉も問題となる。そこで本研究ではこのような二相膨張ノズルにより生成する高速ミスト噴流の流動挙動を実験的に調べるとともに、噴流の数値計算を行い実験結果と比較する。

本章の主な記号

d_p	液滴径	, m
G	液滴質量流束	, $\text{kg}/\text{m}^2 \text{s}$
k	乱流運動エネルギー	, m^2/s^2
M	噴流の全運動量	, $\text{kg m}^2/\text{s}^2$
P	圧力	, Pa
T	温度	, $^{\circ}\text{C}$
ΔT_{sat}	過熱度	, $^{\circ}\text{C}$
V	速度	, m/s
V_g	蒸気速度	, m/s
V_l	液滴速度	, m/s
W	質量流量	, kg/s
We	ウェーバ数	
Y	ノズル中心から測った断面方向距離,	m
Z	ノズル出口から下流方向への距離	, m
α_l	液滴体積率 (単位体積あたりの液滴体積含有割合)	
ε	乱流運動エネルギー散逸	, m^2/s^3
η	エネルギー変換効率 (断熱熱落差に対する運動エネルギーの割合)	
ρ	密度	, kg/m^3
σ	表面張力	, N/m

添 字

c	臨界
g	蒸気
in	入口状態
l	液体
out	ノズル出口状態
p	液滴
sat	飽和
t	のど部

ただし便宜上、4.4 節においてのみ以下の記号を用いる。

u	x 方向速度	, m/s
v	y 方向速度	, m/s
x	ノズル出口から下流方向への距離	, m
y	ノズル中心から測った断面方向距離	, m

4・2 実験装置および測定方法

実験装置は図4-1 に示す閉ループで、作動流体にはフロンR113を用いている。電気ヒーターにより加熱されたフロン液が2系統に分けられ、装置最上部の先細末広ノズルに供給される。このノズルの詳細を示したのが図4-2 で、2次元先細末広流路を仕切り板で2つに分け、隣接する2本のノズルを形成する。2系統に分けられたフロン液は各ノズルに供給されるが、ノズル内での沸騰開始の遅れによる損失を防止するためノズル入口においてフラッシュバルブにより二相状態とする。ノズル出口は凝縮器により低圧に保たれており、ノズル内で加速された高速のミスト流がノズル出口の観測部（内寸法 240×240×240mm）へ噴出し、ここで図4-3 に示すように動圧管およびレーザー2焦点法（以下L2Fと呼ぶ）による噴流の測定を行う。

動圧管による測定系を図4-4 に示す。噴流は奥行き方向に十分な長さを持つ2次元場であるので、プローブの先端は図4-4 左下に示すように奥行き方向に長くしてある。このプローブによる動圧の測定は、動圧が小さい場合にはマノメータにより、大きい場合には圧力変換器（セトラー280E）により行う。このプローブは液滴流量測定用のサンプリングプローブを兼ねており、測定された動圧 ΔP と液滴流量 $G[\text{kg}/\text{m}^2\text{s}]$ は気相速度 V_g 、液滴速度 V_l および液滴体積含有率 α_l と次式のように関係づけられる。

$$G = \alpha_l \rho_l V_p \quad (4-1)$$

$$\Delta P = (1 - \alpha_l) \rho_g V_g^2 / 2 + \alpha_l \rho_l V_l^2 \quad (4-2)$$

ここで $V_g = V_l = V$ とすると、上式より気液の平均速度 V と液滴体積含有率 α_l が算出される。

次にL2Fによる液滴速度の測定方法を図4-5 に示す。ミラーとハーフミ

ラーを 0.12° の角度であわせたものにレーザー光(10mW He-Ne)を入射させ進行方向がわずかに異なる2本のビームを作り、これをシリンドリカルレンズ(f200)で集光し、焦点位置に間隔1.5mmの2つの平行な平面状のウエストを作る。この間隔は回転円板の円周に取り付けた細線の色を測定することにより検定した。この2つのビームの焦点位置を通過する粒子からの前方散乱光をそれぞれ別の光ファイバーの端面に集光しフォトマルに導き、これら2つの焦点位置からの散乱光の時間差を相互相関関数のピークの位置から求め粒子の色を算出する。ただし本実験のミス濃度は高くそのままではレーザー光が透過しないため、L2Fによる測定を行う場合には図4-3で示したようなスリットを噴流中に入れ、噴流を奥行き5mmのシート状に切って測定を行った。図4-6に2つの焦点位置からの散乱光信号の例を示す。このL2Fによる測定精度を検証するため、空気噴流の色を標準ピトー管、および超音波加湿器によりミス濃度を混入しL2Fにより測定し両者を比較したのが図4-7であり、本研究で対象とする速度100m/s程度まで精度よく測定できることが分かる。

なお実際のミス濃度噴流、およびL2Fによる測定の様子を図4-8の写真に示す。

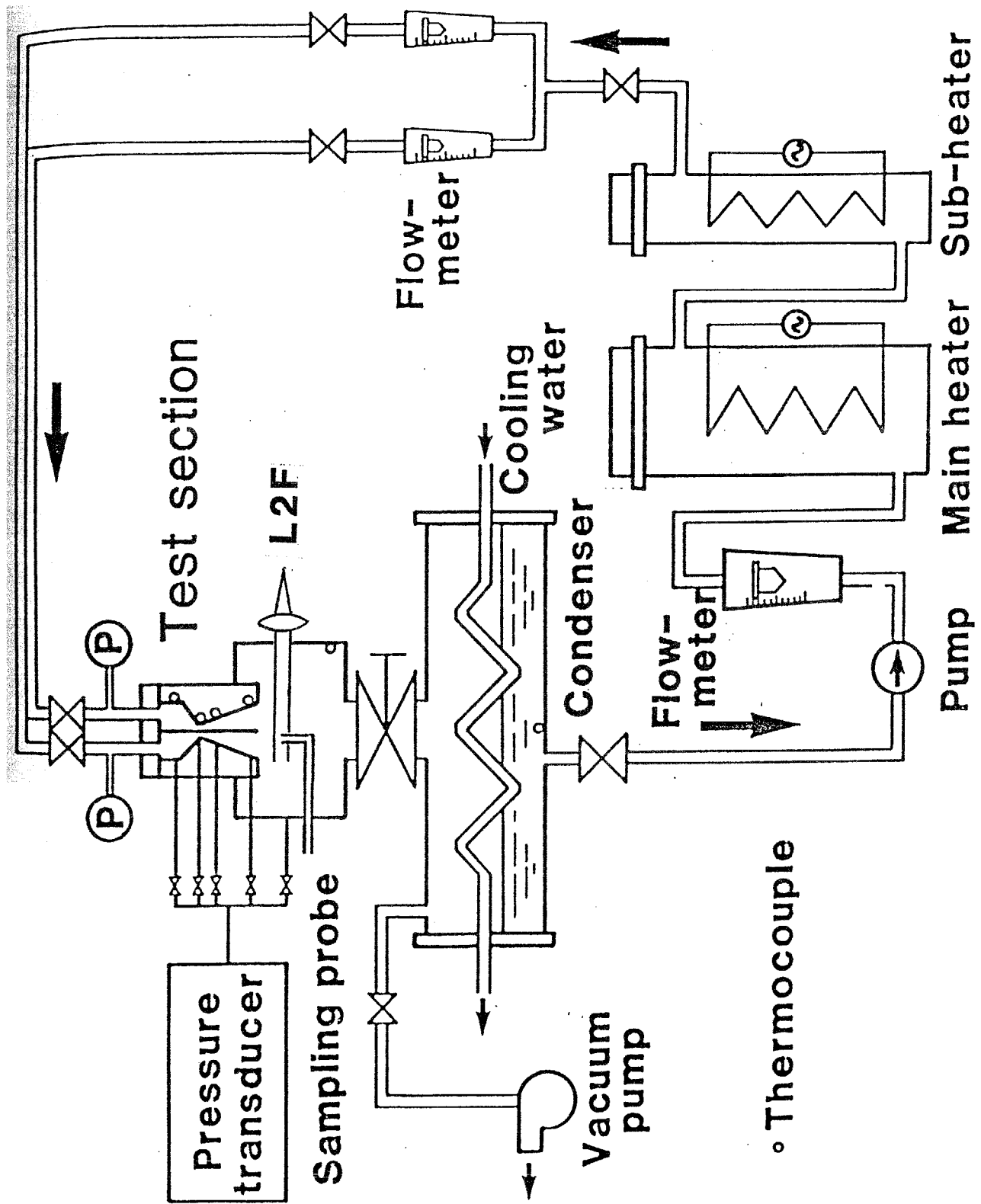


图4-1 实验装置

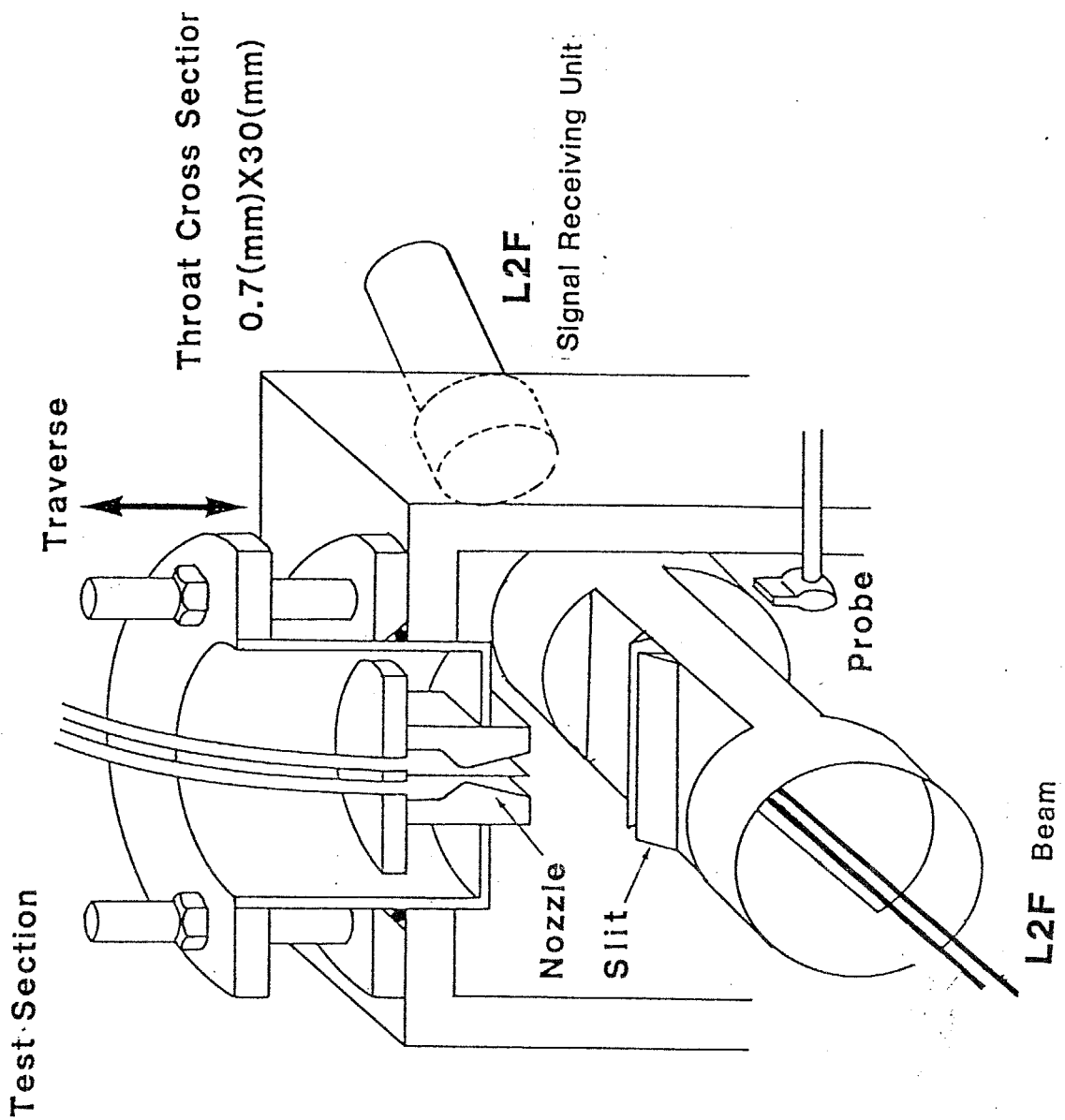


図4-3 ノズル出口の観測部

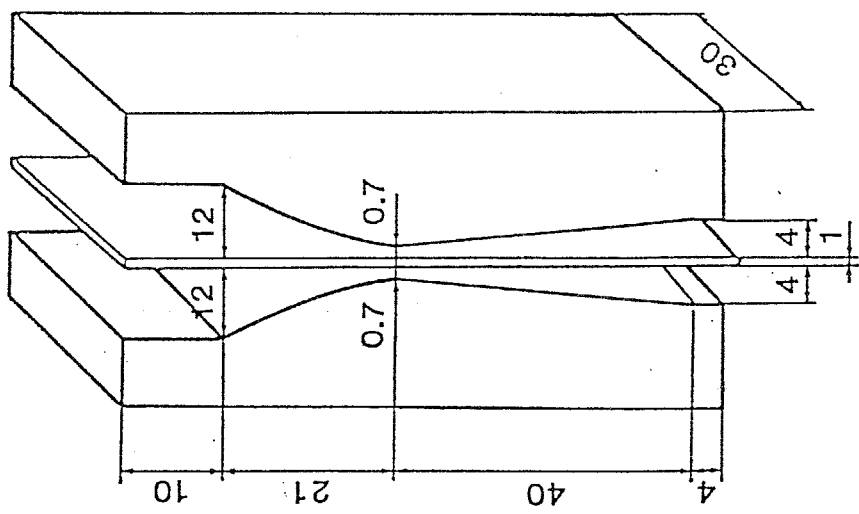


図4-2 ノズル詳細図

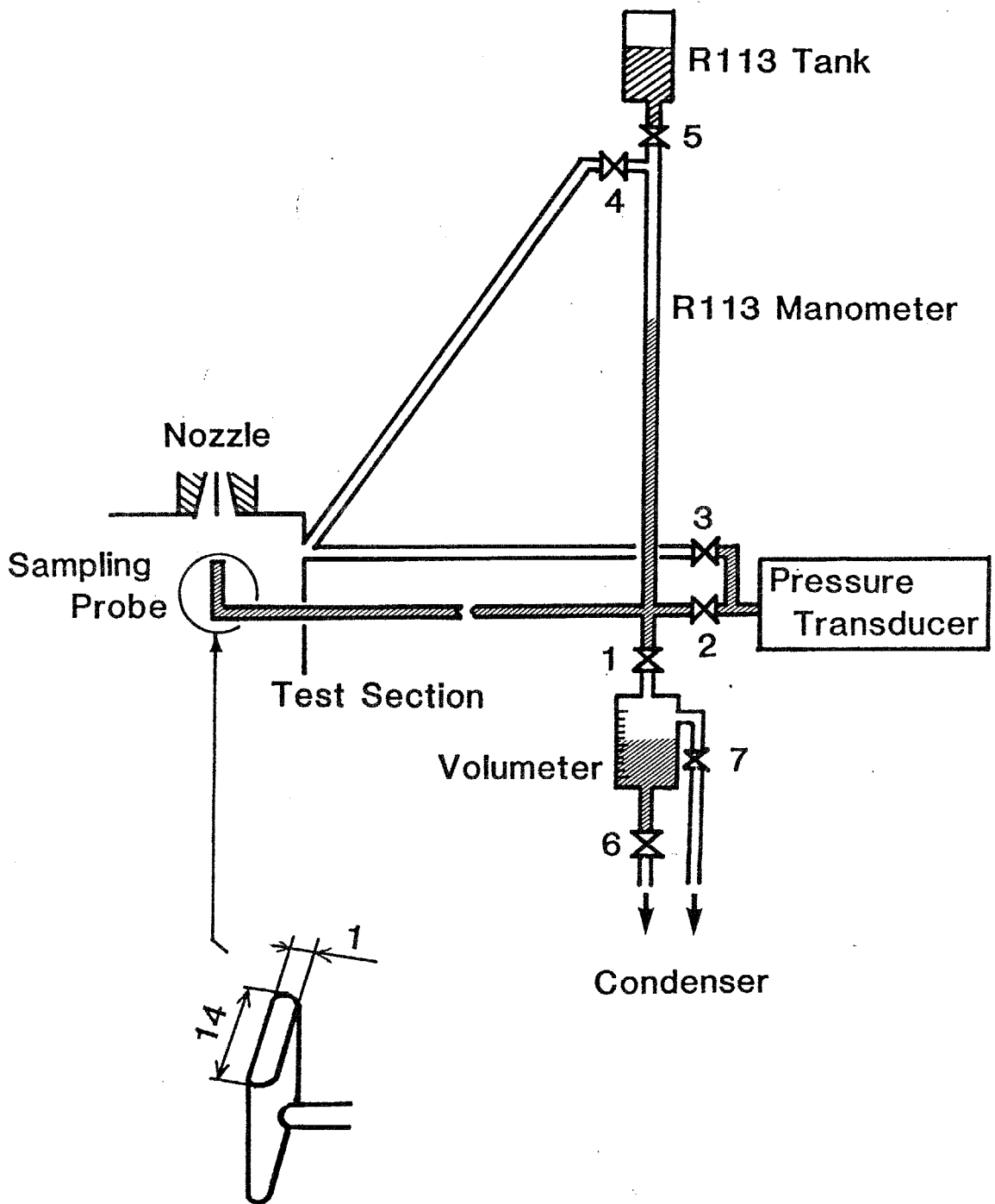


図4-4 プロブを用いた測定系

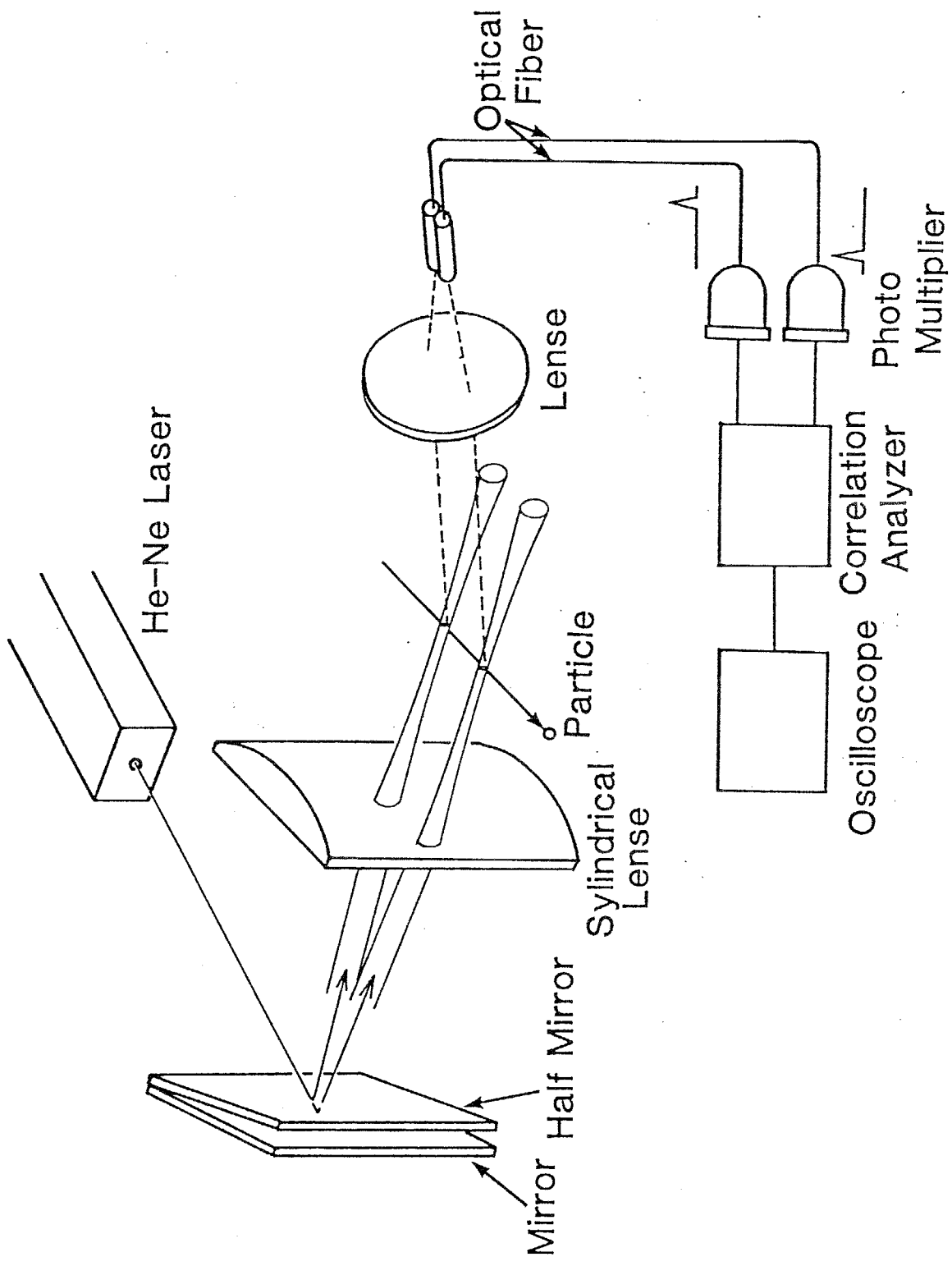


图4-5 L₂F测定系

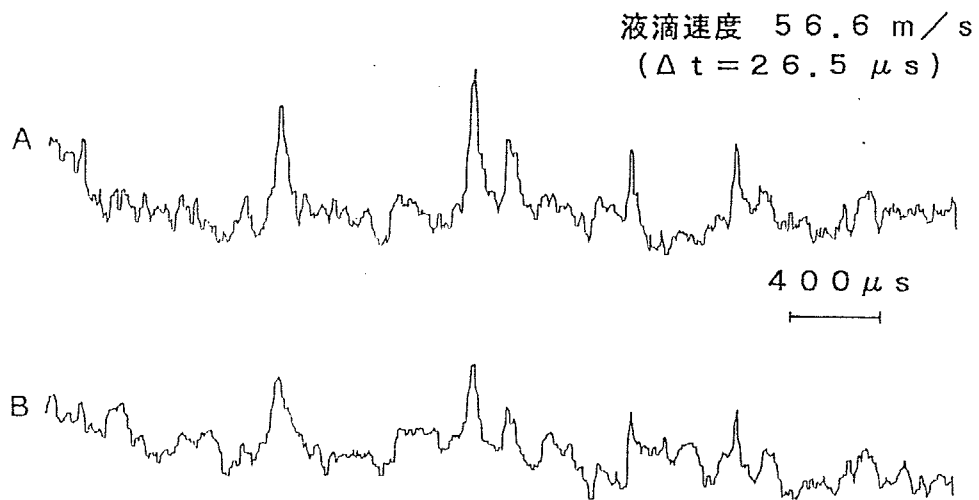


図4-6 L2Fの信号波形の例

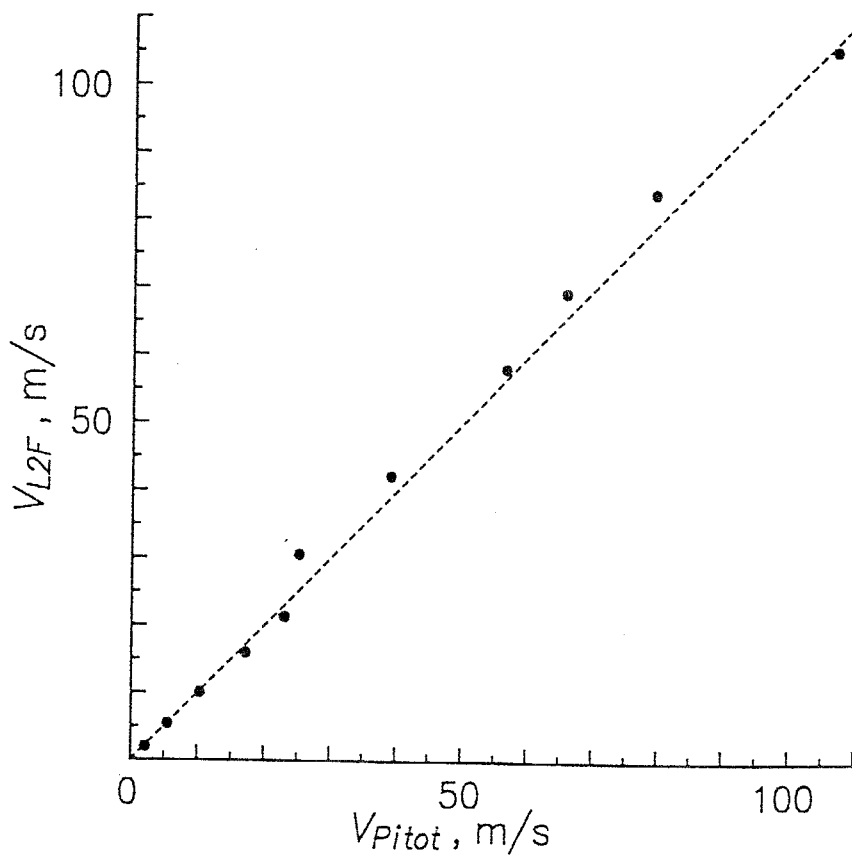
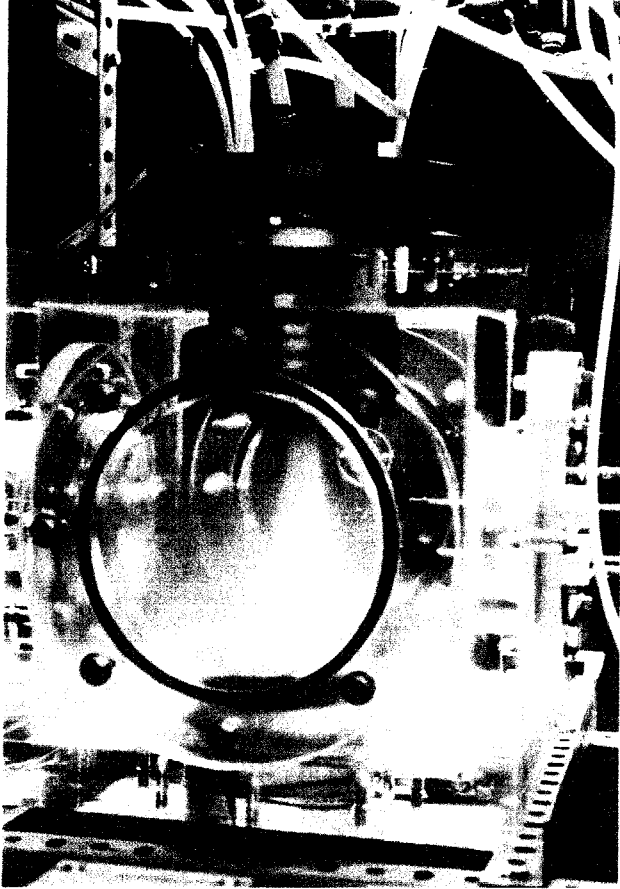


図4-7 L2Fによる速度測定のパトー管による検定



L 2 F

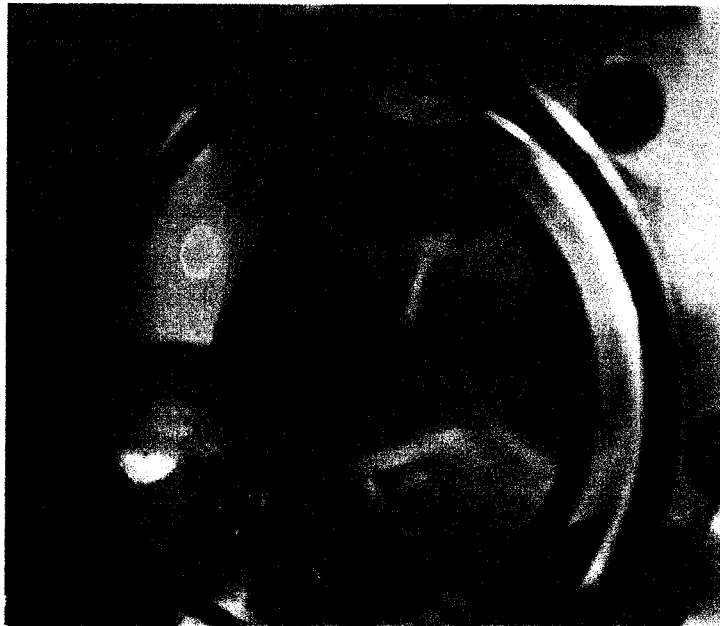


図4-8 ミスト噴流の様子

4・3 実験結果

本研究ではミスト噴流単独および2本の噴流が隣接した時の流動特性を実験的に調べるため、図4-9に示すように、流量が大きい場合（本装置で連続運転可能な最大流量）と流量がその半分の小さい場合の単独噴流、および2本を並べた場合として大流量と大流量、大流量と小流量を組み合わせた計4種類の場合について測定を行なった。プローブによる測定はノズル下流からの距離 $Z=10, 40, 70, 100\text{mm}$ の4断面について行なったが、L2Fによる測定は光学系の設置の都合上、図中に示す $Z=20, 40, 70\text{mm}$ の断面について行なった。

4・3・1 プローブによる測定結果

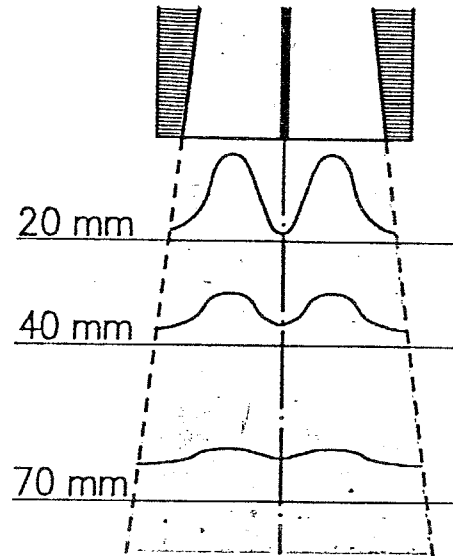
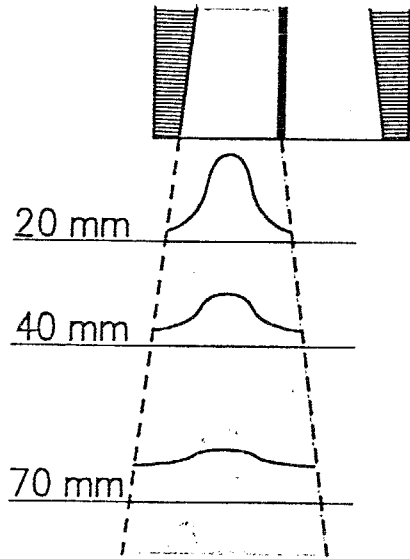
4・3・1・1 噴流単独の場合の結果 左ノズルの大流量の噴流単独の場合の結果として、液滴流量および流れの動圧の断面内分布の流れ方向変化をそれぞれ図4-10, 4-11に示す。いずれの図にも見られるように流れ方向に噴流の最大値が減少、巾が増加しており、噴流が発達していく様子が分かる。

これらの流量と動圧の測定値から式(4-1), (4-2)を用い、気液の速度が等しいとして算出した平均速度 V と液滴体積率 α_1 の分布をそれぞれ図4-12, 4-13に示す。速度分布については流量および動圧の分布と同様、単相噴流と同様の発達の仕事をする。なお下流方向に噴流全体が外側にずれていくのは、左右の各ノズルの中心軸が垂直ではなく外側を向いているためである。これに対し図4-13に示す液滴体積率は特にノズル出口直後 $Z=10\text{mm}$ の位置では噴流両側でノズル壁面に沿って流下する液膜から生じると考えられるピークが生じている。

以上の流量が大きい場合に対し、小流量の単独噴流の場合の液滴流量分布

Single Jet 流量 大

Double Jets 左側流量 大
右側流量 大



Single Jet 流量 小

Double Jets 左側流量 小
右側流量 大

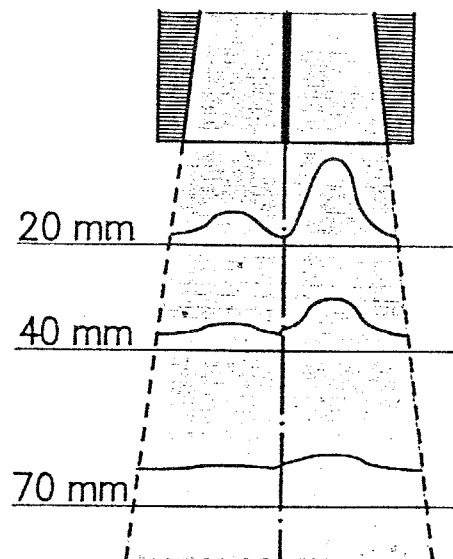
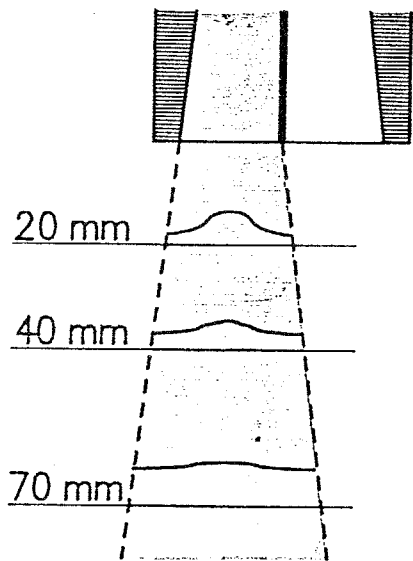


图4-9 测定条件

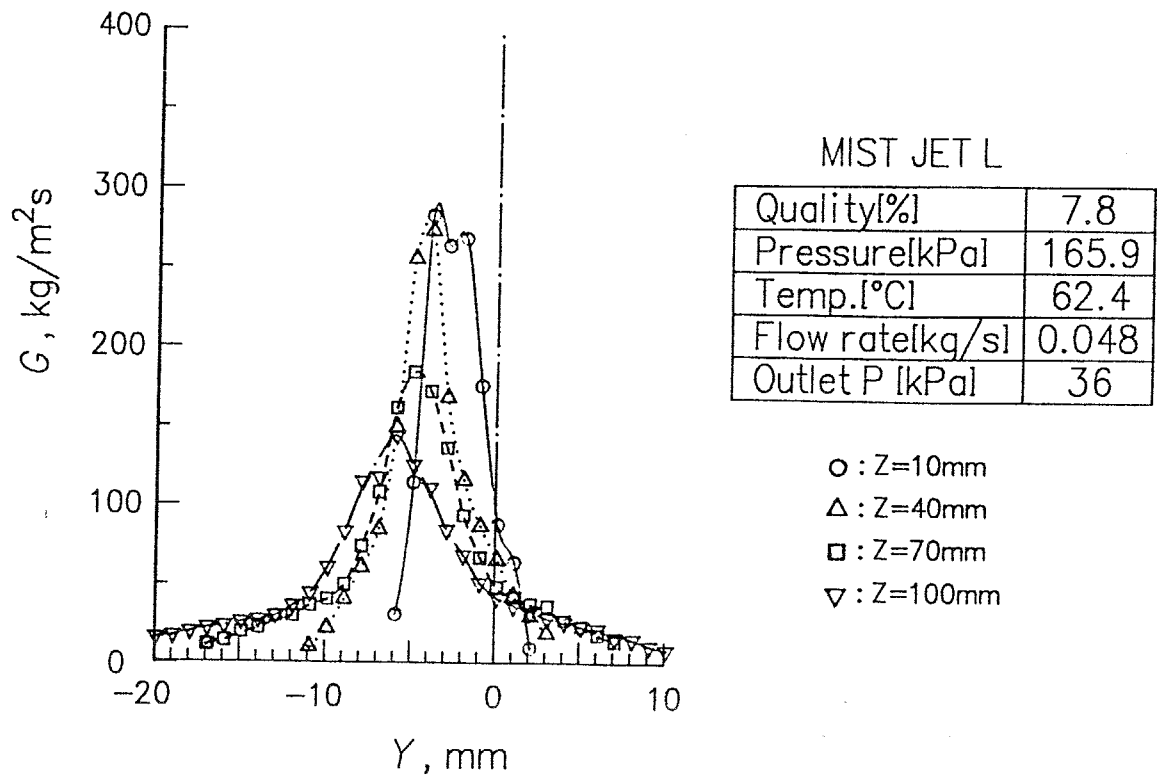


図4-10 断面内液滴流量分布の流れ方向変化 (左ノズル, 大流量)

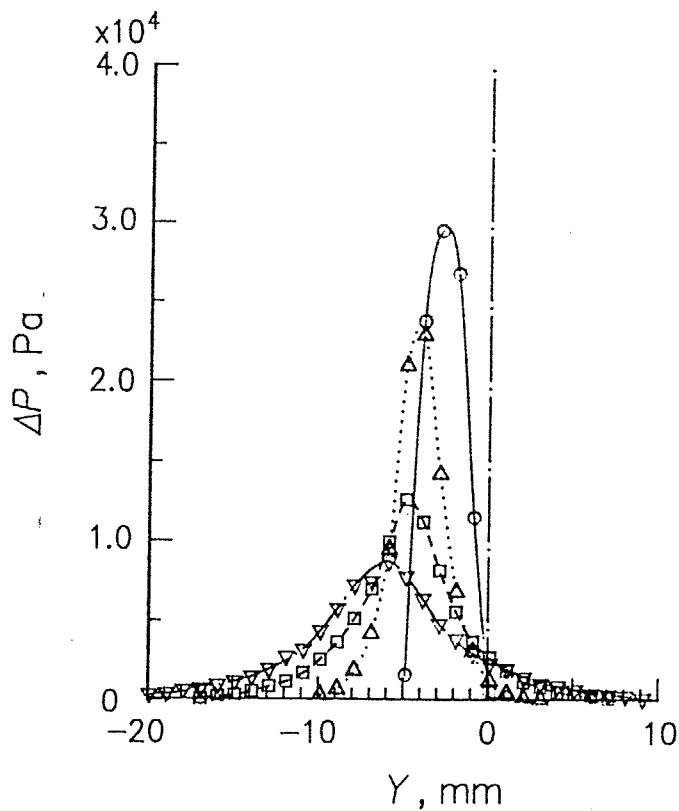
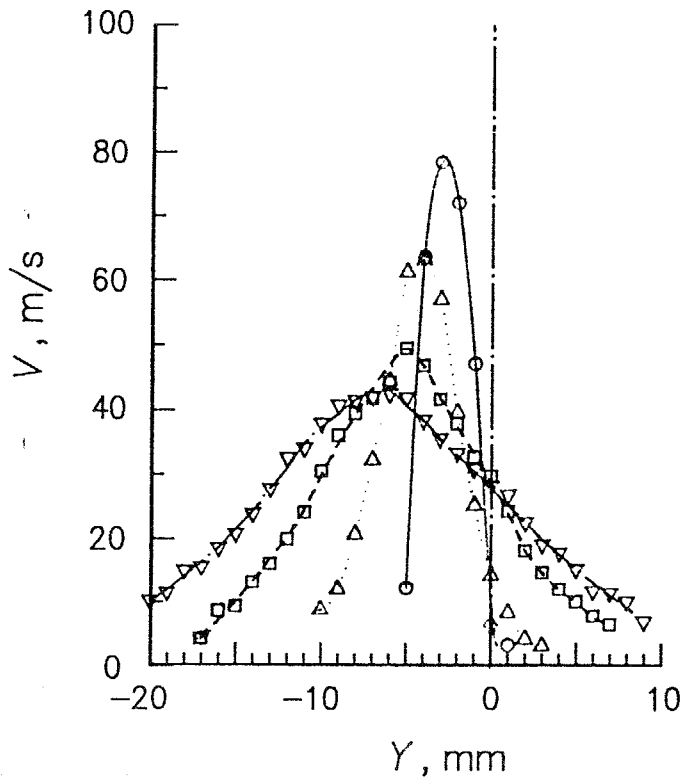


図4-11 動圧分布の流れ方向変化 (左ノズル, 大流量)



MIST JET L

Quality[%]	7.8
Pressure[kPa]	165.9
Temp.[°C]	62.4
Flow rate[kg/s]	0.048
Outlet P [kPa]	36

- : Z=10mm
- △ : Z=40mm
- : Z=70mm
- ▽ : Z=100mm

図4-12 速度分布の流れ方向変化 (左ノズル, 大流量)

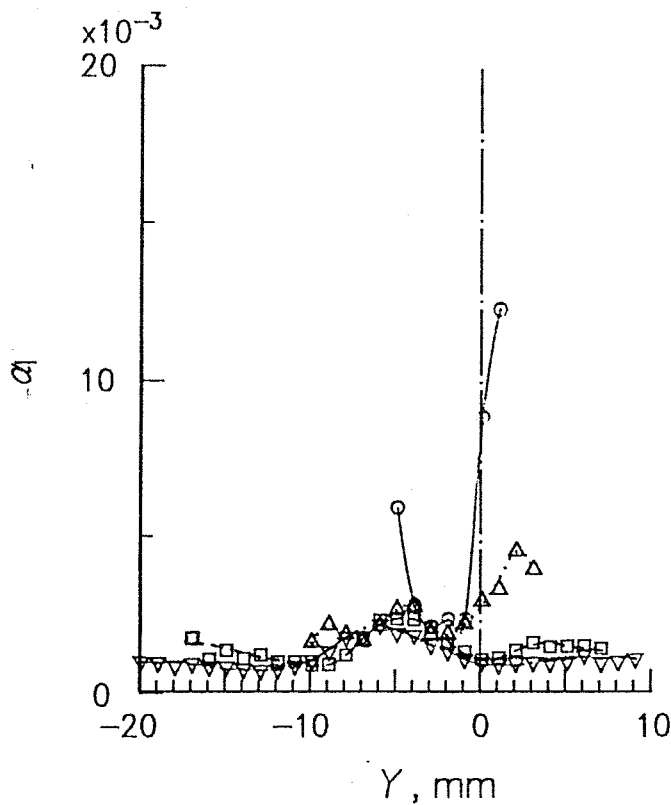
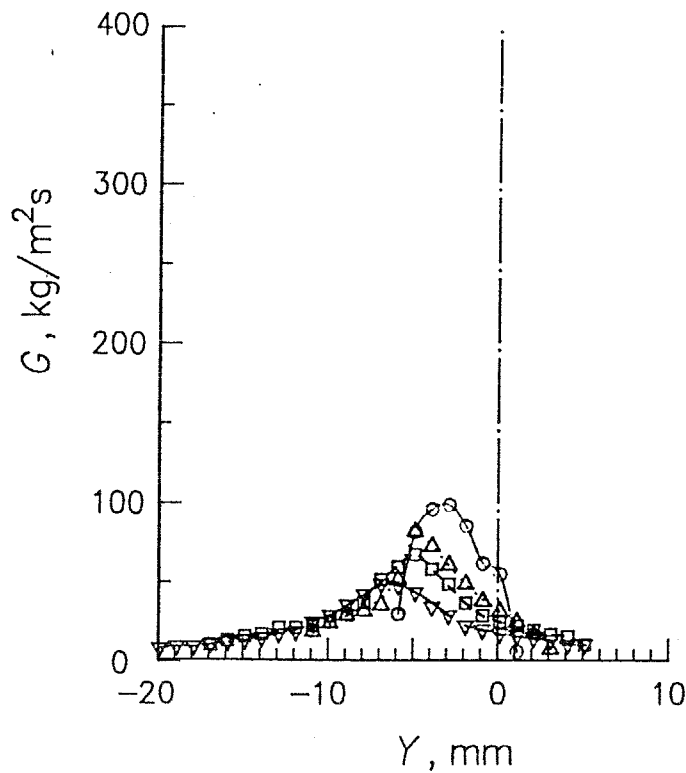


図4-13 液滴体積率分布の流れ方向変化 (左ノズル, 大流量)



MIST JET L

Quality[%]	14.6
Pressure[kPa]	115.6
Temp.[°C]	51.5
Flow rate[kg/s]	0.024
Outlet P [kPa]	36

- : Z=10mm
- △ : Z=40mm
- : Z=70mm
- ▽ : Z=100mm

図4-14 液滴流量分布の流れ方向変化 (左ノズル, 小流量)

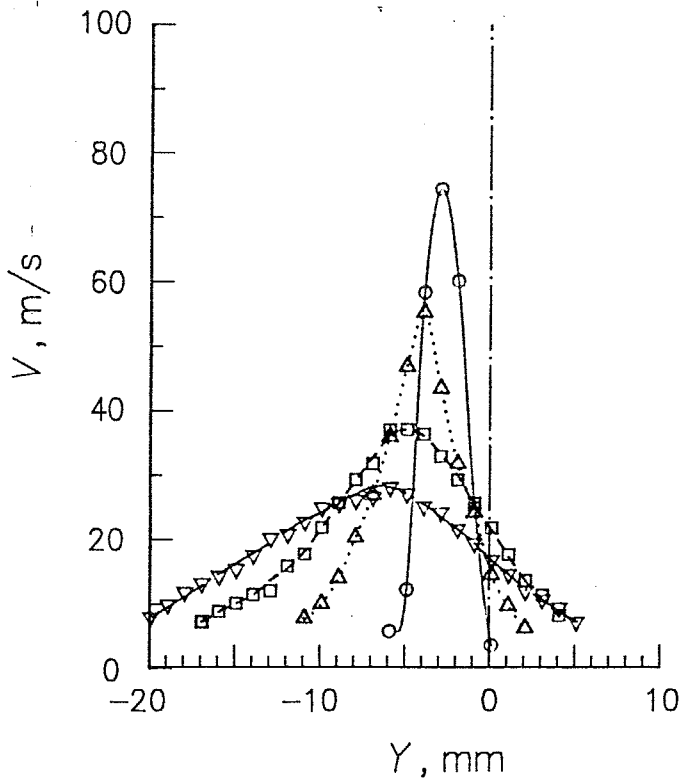


図4-15 速度分布の流れ方向変化 (左ノズル, 小流量)

と平均速度分布をそれぞれ図4-14, 4-15に示す。図4-15に示す平均速度を図4-12で示した大流量の場合と比べるとノズル出口直後ではいずれも最大値が約80m/s のほぼ同じ大きさを持っている。これは流量が大きい場合、小さい場合とも同一の温度約70°Cの液が同一のノズル出口温度・圧力まで膨張することによりミスト流を生成していることによる。しかし流量が小さい図4-15の場合の方が流れ方向に急速に噴流の最大速度が減少し巾が増加することが分かる。これは流量の多い場合の方が液滴が高密度で含まれミスト流全体としての慣性が大きいためと考えられる。

4-3-1-2 2本の噴流が隣接した場合の結果 2つの噴流が隣接する場合として、まず大流量と大流量を並べた場合の測定結果を示す。図4-16, 4-17はプローブにより測定した液滴流量Gおよび動圧 ΔP の噴流断面内分布を $z = 10, 40, 100\text{mm}$ の各断面について示したものである。記号 Δ , \circ 印は左右各ノズル単独の場合、 \bullet 印が2本並べた場合であり、2本並列の場合には単独噴流の場合に比べ全体の巾の流れ方向の増加が少ないことが分かる。図4-18, 4-19はこれらの実測値から算出した液滴体積率と平均速度の断面内分布である。図4-18の液滴体積率分布に見られるように、2本並列の場合にはノズル仕切り板下方 ($Y = 0\text{mm}$) の液滴のピークが下流まで残るが、これは仕切り板の液膜から生じた液滴が2本の噴流にはさまれ拡散できないためと考えられる。また図4-19の速度分布にも見られるように、2つの噴流が下流方向に合体していく過程では噴流全体の幅の増加が単独噴流の場合と較べ少ないことが分かるが、これは左右それぞれの噴流が互いのエントレインメントにより引き付けあうためと考えられる。

以上のような噴流巾の流れ方向変化を示したのが図4-20である。縦軸のb

	Left	Right
Quality%	7.8	7.3
Pressure kPa	165.9	175.5
Temp. (°C)	62.4	63.3
Flow rate (kg/s)	0.048	0.048
Outlet P (kPa)	37	

● : Double Mist Jets
○ : Right Only
△ : Left Only

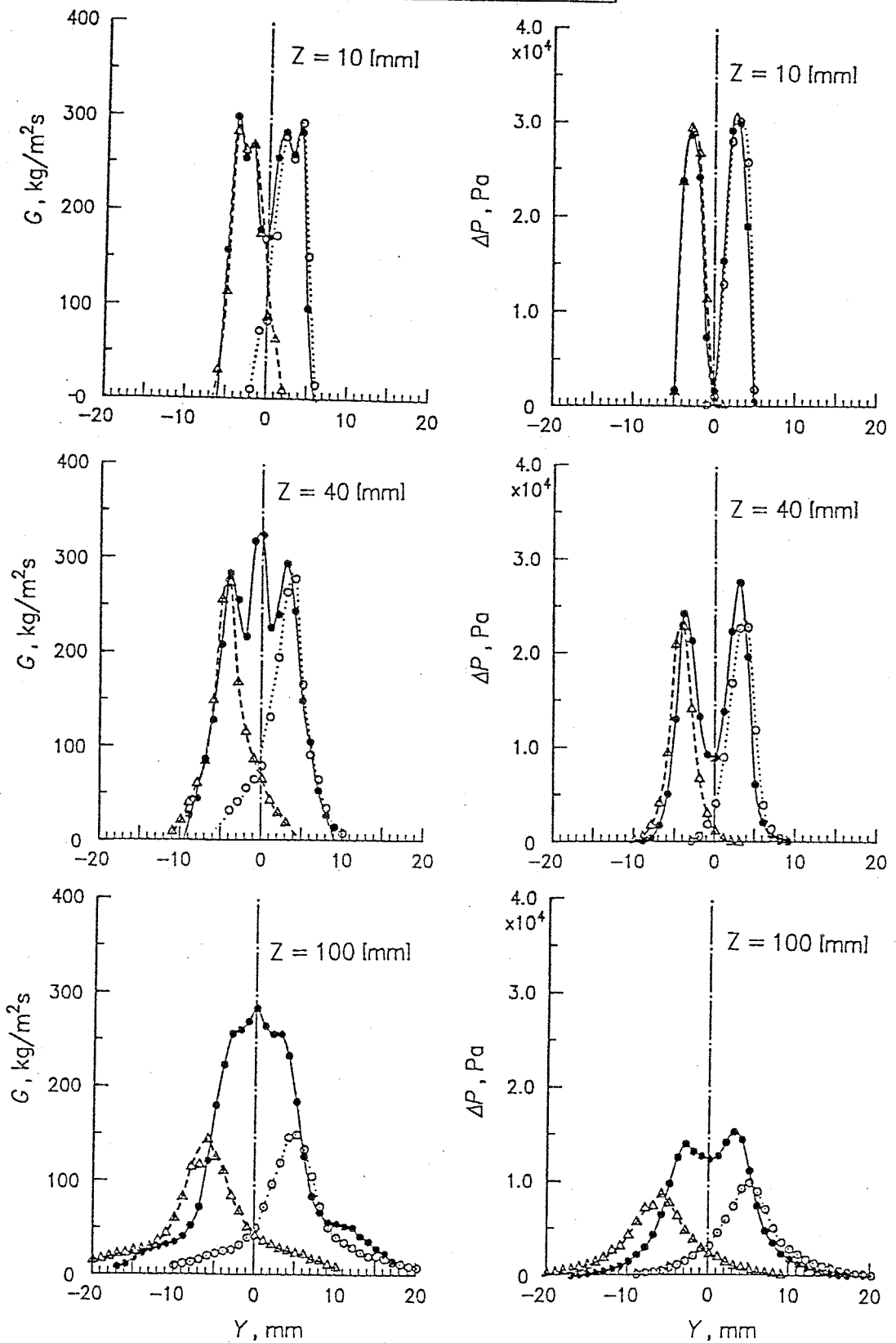


图4-16 液滴流量分布

(大流量—大流量)

图4-17 动压分布

(大流量—大流量)

	Left	Right
Quality[%]	7.8	7.3
Pressure[kPa]	165.9	175.5
Temp.[°C]	62.4	63.3
Flow rate[kg/s]	0.048	0.048
Outlet P [kPa]	37	

● : Double Mist Jets
○ : Right Only
△ : Left Only

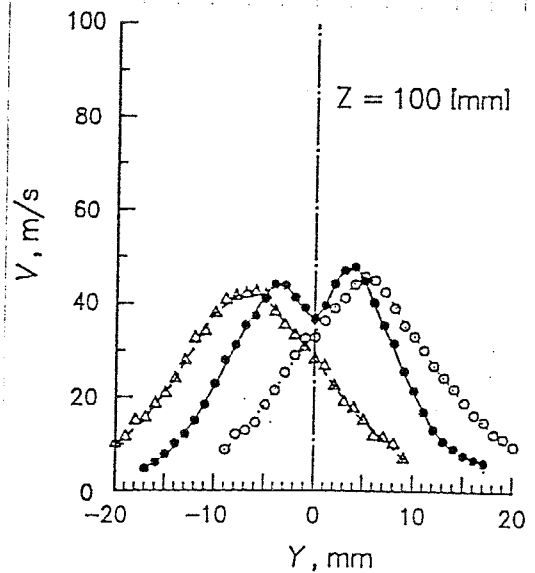
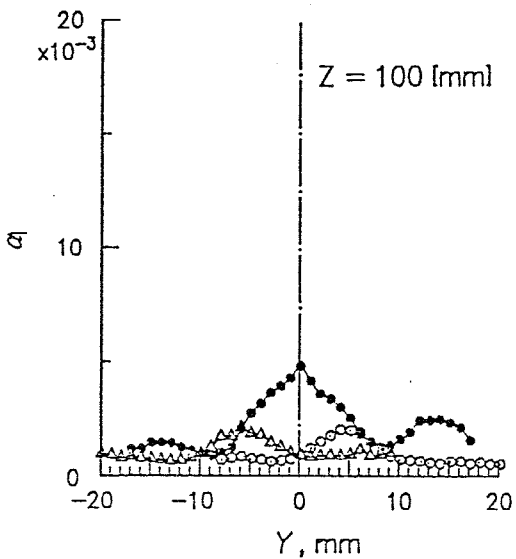
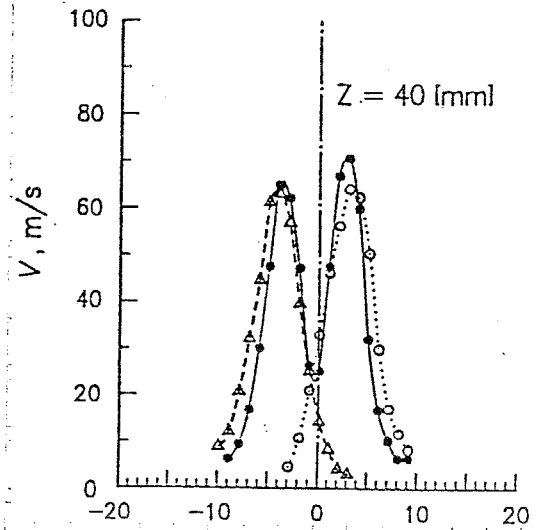
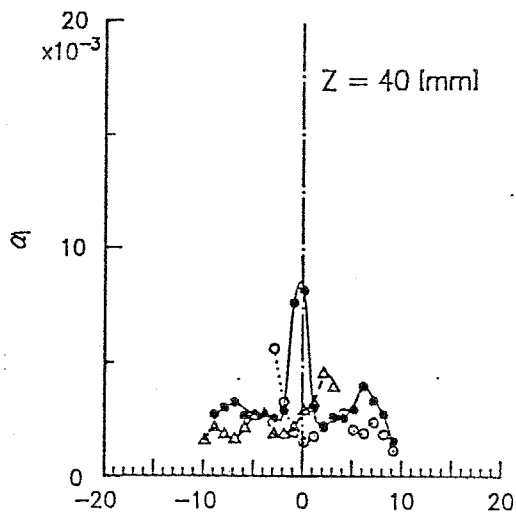
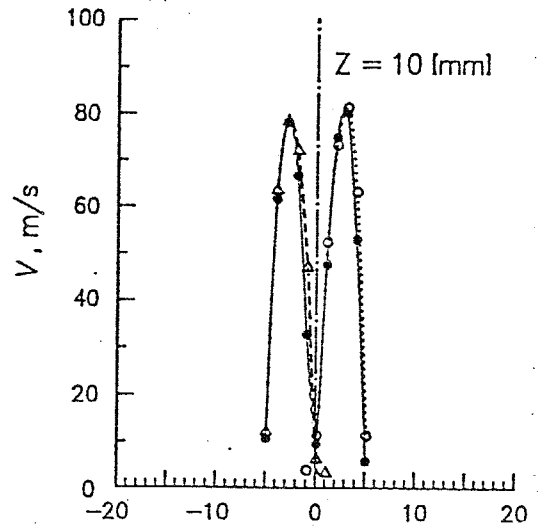
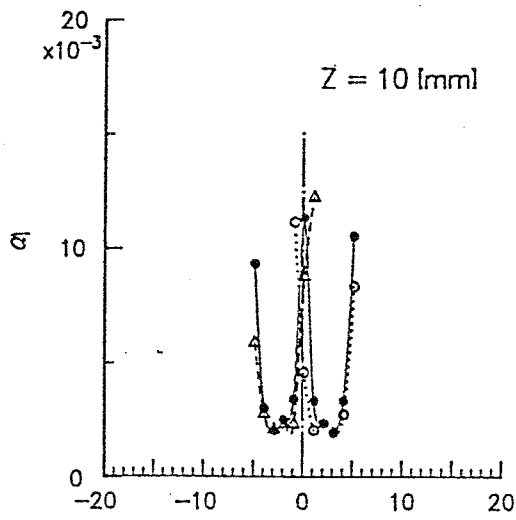


图4-18 液滴体积率分布

图4-19 速度分布

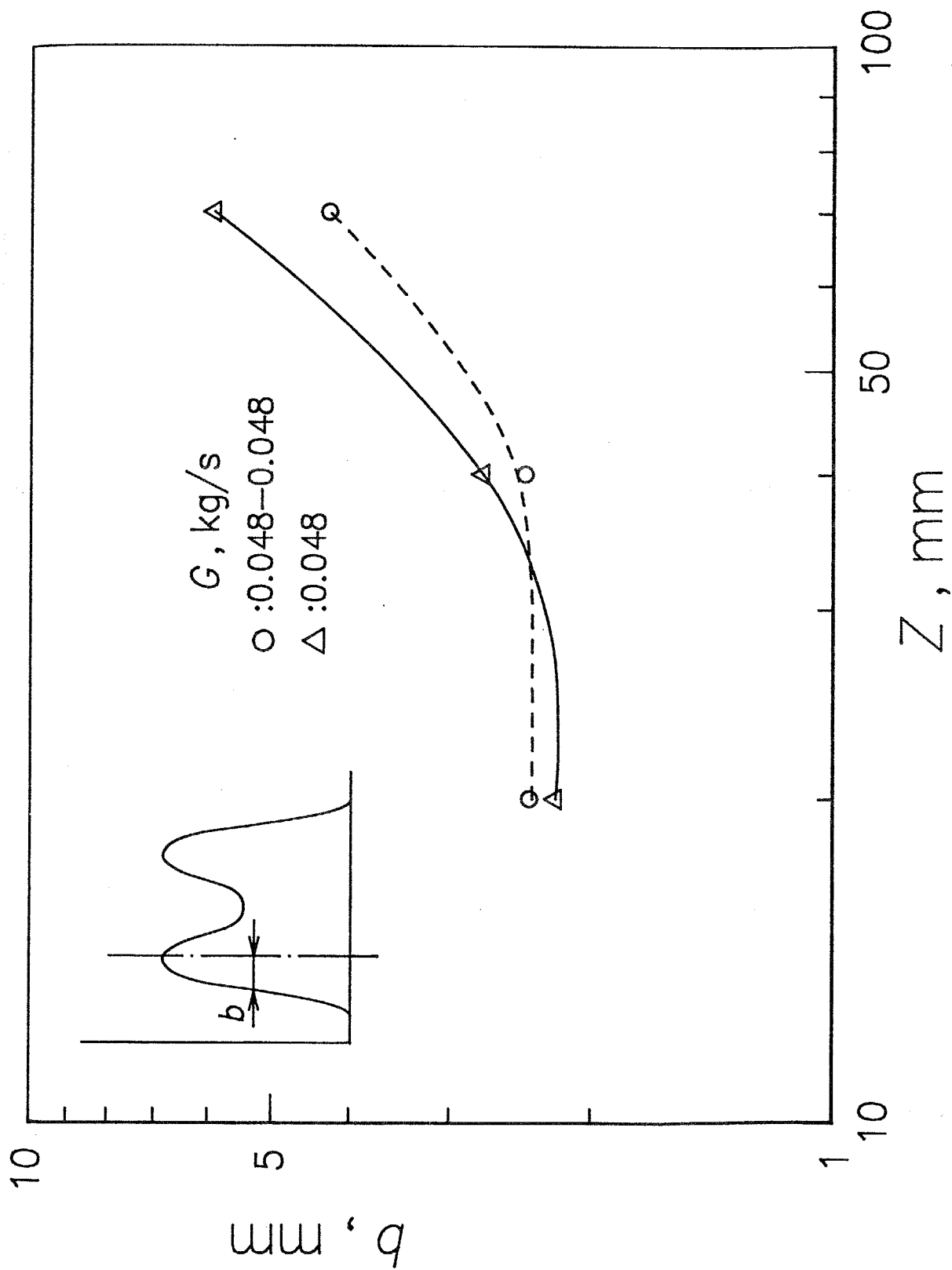


図4-20 噴流半値中の流れ方向変化

は速度の最大値の位置から噴流外側に測った半値巾であり、図中△印は噴流単独の場合、○印は2本並列の場合を示す。前述のように2本並列の方が噴流巾の増加割合が小さいが、ノズル出口近くを除く $Z=40\text{mm}$ 以降では単相噴流の場合と同様⁽⁴⁻³⁾、噴流巾は Z のほぼ1乗に比例して増加することが分かる。

次にノズル右の流量は図4-16~19と同一でノズル左の流量を半分にした場合の速度分布を左右各ノズル単独および2本並列の場合と併せて図4-21に示す。まず小流量の単独噴流(△印)と大流量の単独噴流(○印)を較べると、さきに述べたように、どちらのミスト流も同一状態の高温液からの膨張により生じているのでノズル出口直後 $Z=10\text{mm}$ においてはほぼ同じ速度であるが、これら流量の異なる噴流を2本並列に流すと、図中●印で示すように、流量が大きい方のエントレインメントが強いため小流量の噴流が大流量の噴流に引き寄せられることが分かる。

4.3.2 L2Fによる測定結果

次にL2Fによる液滴速度 V_l の測定結果およびそれをを用いて式(4-1,2)より算出した蒸気速度 V_g を平均速度 V とともに図4-22に示す。 $Z=10\text{mm}$ においては液滴速度のピーク値は蒸気速度のそれに較べ小さく、ノズル内の加速において気液の密度差による速度差が生じていることが分かる。また液滴速度の分布は蒸気速度がほとんど零となる噴流中心から遠く離れた位置でも大きい値を示している。しかしこの領域での液滴流量は図4-10から分かるようにほとんど零であり偶発的に飛来するごく小数の液滴の速度を検出していると考えられ、噴流の平均速度には影響しない。一方下流の $Z=70\text{mm}$ では液滴速度のピーク値と蒸気速度のピーク値はほぼ同じで、下流方向に気液の速

	Left	Right
Quality[%]	14.6	7.3
Pressure[kPa]	115.6	175.5
Temp.[°C]	51.5	63.3
Flow rate[kg/s]	0.024	0.048
Outlet P [kPa]	36	

	Left	Right
Quality[%]	9.6	---
Pressure[kPa]	158.8	---
Temp.[°C]	59.6	---
Flow rate[kg/s]	0.048	---
Outlet P [kPa]	36	

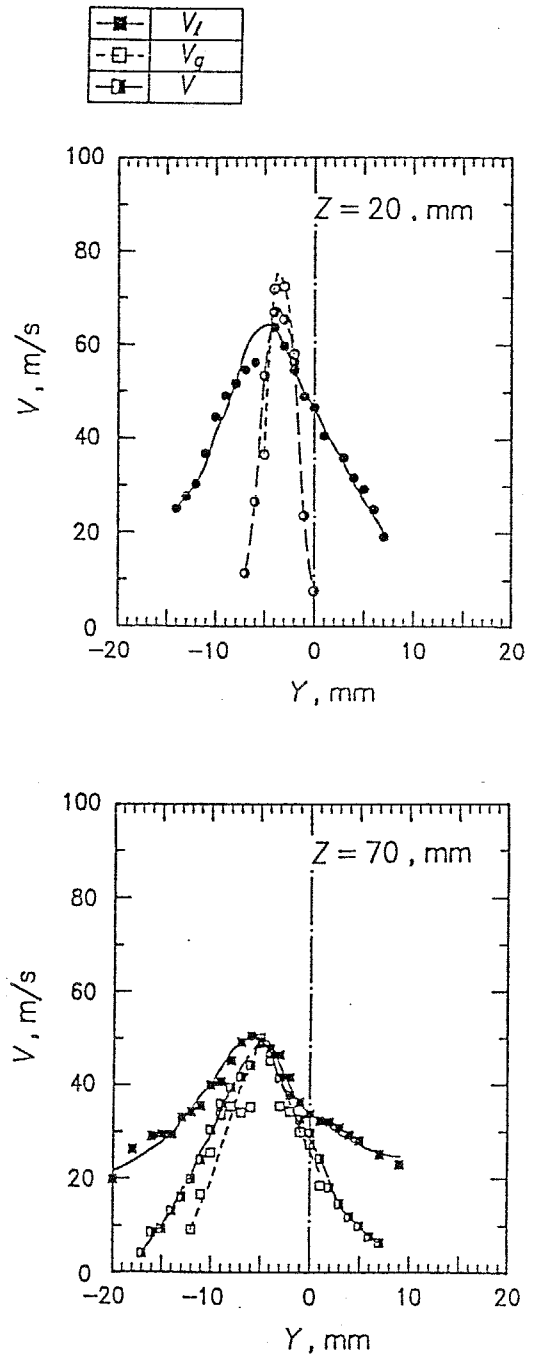
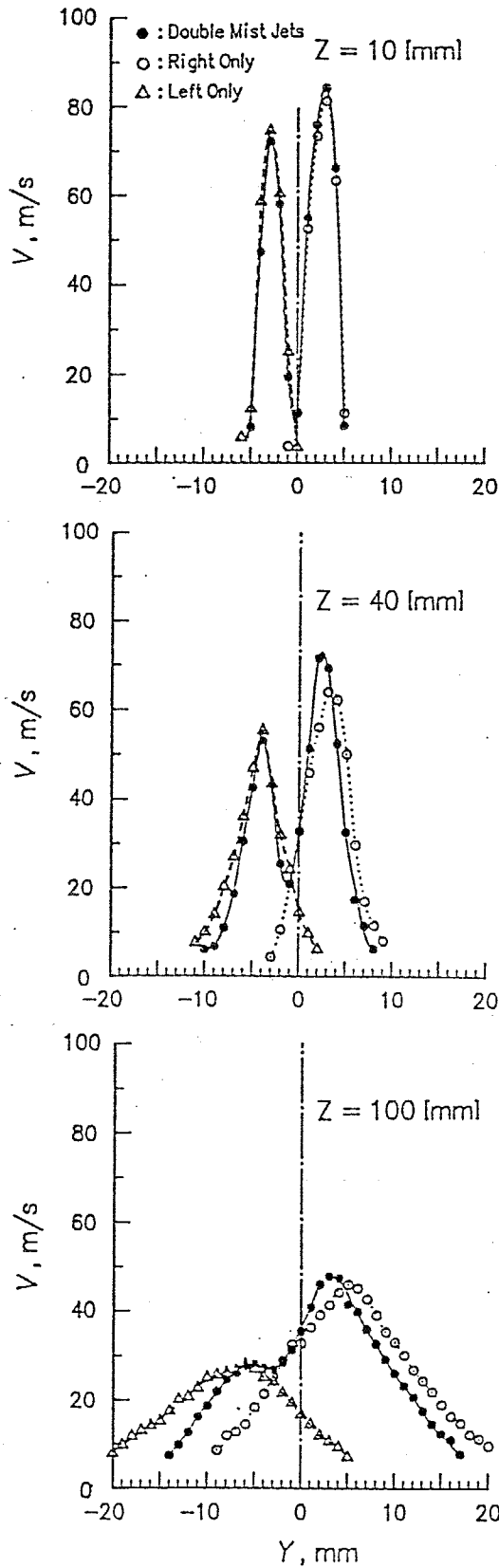


図4-22 L 2 Fによる液滴速度の測定結果

4-21 小流流量と大流量の噴流が隣接した場合の速度分布

度差が緩和することが分かる。また気液の平均速度は噴流周辺部では蒸気速度に較べて大きく、液滴は慣性が大きいいため減速されにくいことを示している。

4-3-3 噴流の運動量およびエネルギーの流れ方向変化

以上の測定結果から断面内で積分した噴流の運動量の流れ方向変化を種々の噴流の場合について図4-23に示す。ただし縦軸は各断面内の全運動量を $Z=10\text{mm}$ における値で規格化してあり、図中の数字の左右は、それぞれ左右の各ノズルの流量を示す。図より噴流の運動量が流れ方向にほぼ保存されていることから測定の妥当性が確かめられる。ただし図中□印で示す小流量単独噴流の場合最終断面 $Z=100\text{mm}$ において運動量が顕著に減少しているが、これはノズルの奥行き寸法が有限であることにより3次元性の効果が現れたものと考えられる。

次に噴流の運動エネルギーの流れ方向変化を図4-24に示す。ただし縦軸の η は各断面の噴流の運動エネルギーをノズル内の等エントロピ膨張を仮定してエンタルピ落差から求めたエネルギーで規格化したもので、熱から運動エネルギーへの変換効率を表す。図中には流量の異なる噴流単独および2本並列の場合の結果が示されており、2本並列の場合の方が単独噴流に較べ噴流幅の流れ方向への増加が少ないことに対応し、エネルギーの減衰も少ないことが分かる。また図中■印は大流量の単独噴流の場合について液滴の運動エネルギーのみを示したもので、□印で示す全エネルギーのうち、半分程度を液滴が受け持つこと、また液滴の運動エネルギーの方が全体に較べ減衰が少なく、液滴の慣性が大きいことを示している。

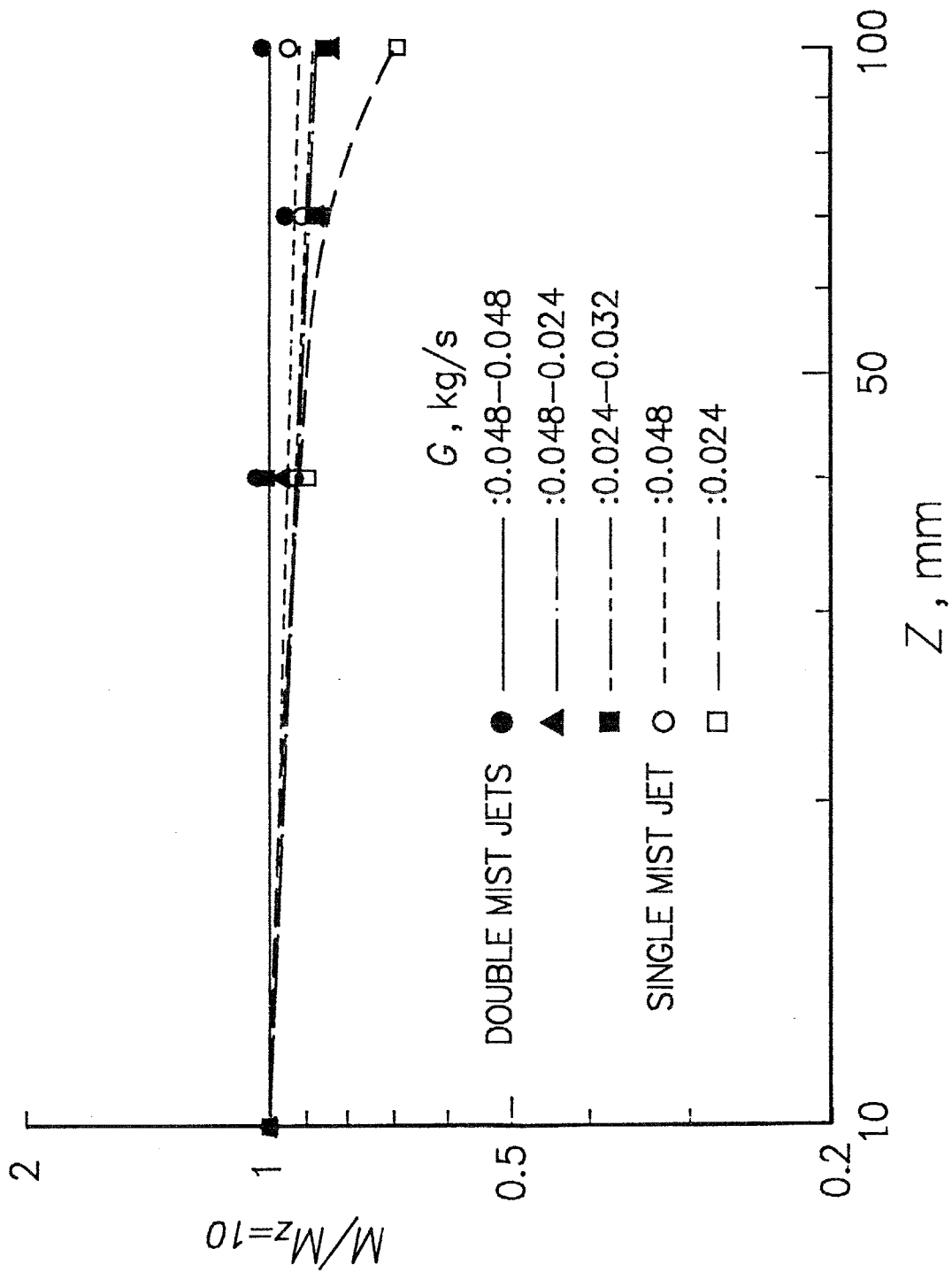


図4-23 噴流運動量の流れ方向変化

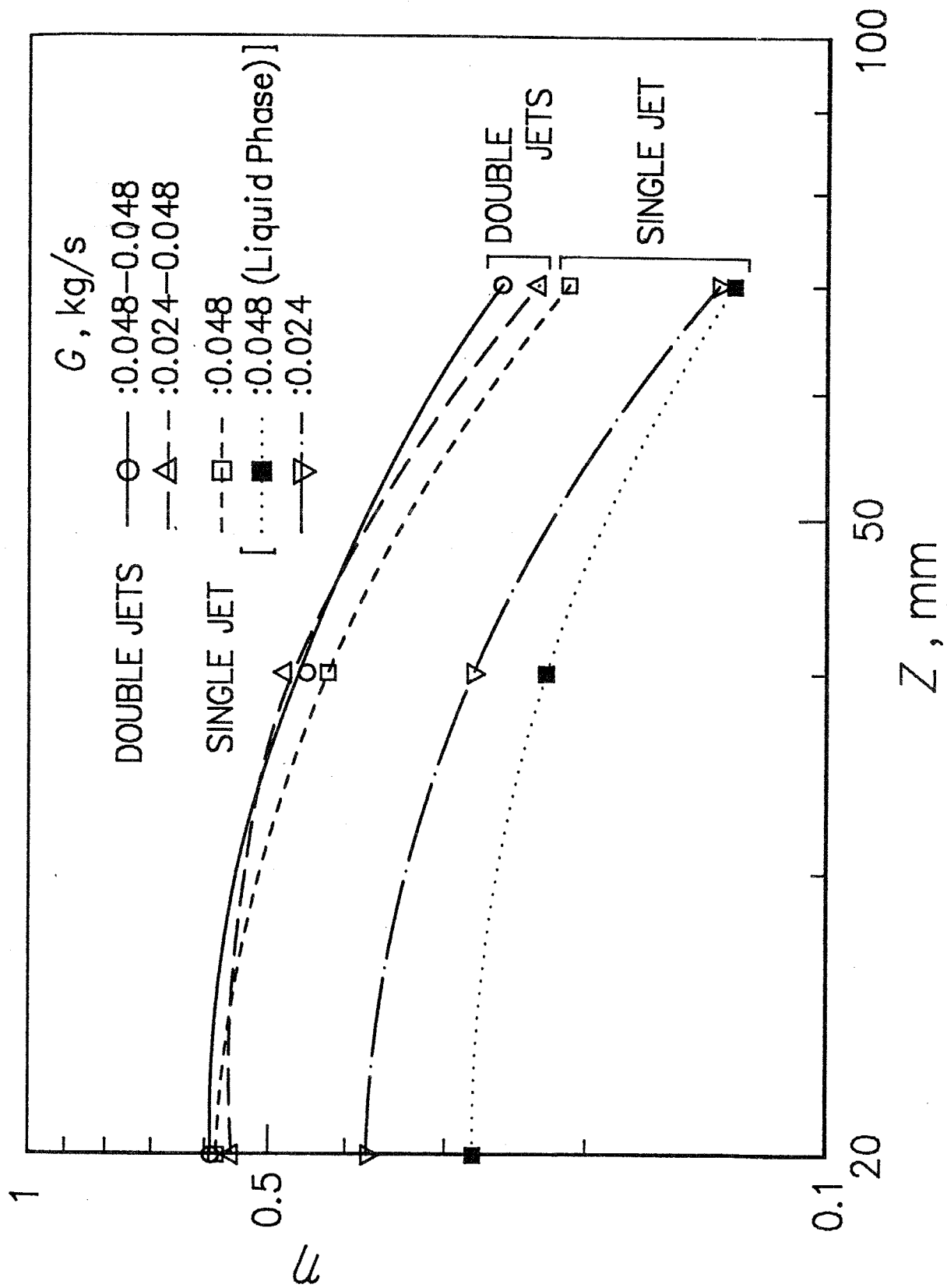


図4-24 噴流運動エネルギーの流れ方向変化

4・4 噴流の数値計算

4・4・1 基礎式

以上のような噴流の挙動を理論的に予測するため、従来の乱流モデルにより噴流の数値計算を行い本実験結果と比較する。粒子が分散した二相乱流モデルには第1章で述べたような種々のものがあるが、その中で現在多く用いられている $k-\varepsilon$ モデルに粒子と気流の乱れの相互作用を最も簡潔に組み入れたモデル⁽⁴⁻¹²⁾を用い計算を行なう。

まず気相および液滴についての連続および運動方程式は、断面内で圧力が一様とし流れ方向の拡散項を無視する境界層近似と同様な仮定により以下のように表される。ただし本節においてのみ記号として流れ方向座標を x 、それと直角方向を y 、また各方向への速度成分を u 、 v とする。

[気相]

$$\text{連続: } \frac{\partial u_g}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial y} = 0 \quad (4-3)$$

$$\text{運動: } \frac{\partial}{\partial x}(u_g^2) + \frac{\partial}{\partial y}(u_g v_g) = v_g \frac{\partial^2 u_g}{\partial y^2} - \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{\alpha_l}{\tau_p} (u_g - u_p) \quad (4-4)$$

[液滴]

$$\text{質量保存: } \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_l u_p) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha_l v_p) = 0 \quad (4-5)$$

$$\text{運動: } \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_l u_p^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha_l u_p v_p) = \frac{1}{\tau_p} \alpha_l (u_g - u_p) \quad (4-6)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\alpha_l u_p v_p) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha_l v_p^2) = \frac{1}{\tau_p} \alpha_l (v_g - v_p) \quad (4-7)$$

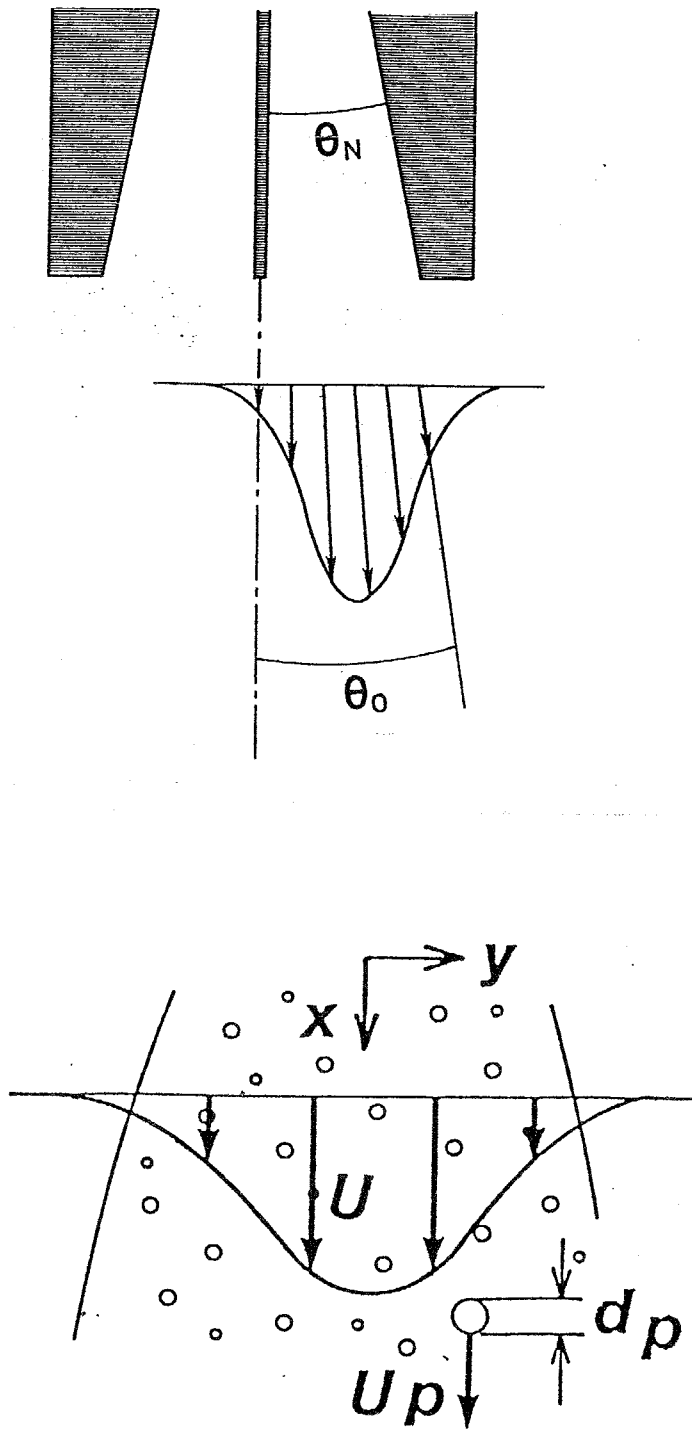


図4-25 モデル図

ただし、 τ_p は

$$\tau_p = \frac{\rho_l d_p^2}{18\mu_g} \quad (4-8)$$

であり、 τ_p はストークス抵抗にもとづく液滴の気流速度への追従遅れ時間を表す。次に気液の速度および液滴体積率を一で示す平均値と'で示す変動分の和で表す。

$$\begin{aligned} u_g &= U_g + u_g' & , & & v_g &= V_g + v_g' \\ u_p &= U_p + u_p' & , & & v_p &= V_p + v_p' & , & & \alpha_l &= \bar{\alpha}_l + \alpha_l' \end{aligned} \quad (4-9)$$

上式を(4-3~7)に代入し、さらに各式について平均操作をとることにより次式を得る。

[気相]

$$\text{連続:} \quad \frac{\partial U_g}{\partial x} + \frac{\partial V_g}{\partial y} = 0 \quad (4-10)$$

$$\text{運動:} \quad \frac{\partial}{\partial x}(U_g^2) + \frac{\partial}{\partial y}(U_g V_g) = -\frac{\partial}{\partial y}(\overline{u_g' v_g'}) + v_g \frac{\partial^2 U_g}{\partial y^2} - \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{\alpha_l}{\tau_p} (U_g - U_p) \quad (4-11)$$

[液滴]

$$\text{質量保存:} \quad \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\alpha}_l U_p) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{\alpha}_l V_p) = -\frac{\partial}{\partial y}(\alpha_l' v_p') \quad (4-12)$$

$$\text{運動:} \quad \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\alpha}_l U_p^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{\alpha}_l U_p V_p) = -\frac{\partial}{\partial y}\{\bar{\alpha}_l \overline{u_p' v_p'} + U_p \overline{\alpha_p' v_p'}\} + \frac{1}{\tau_p} \alpha_l (U_g - U_p) \quad (4-13)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\alpha}_l U_p V_p) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{\alpha}_l V_p^2) = -\frac{\partial}{\partial y}\{\bar{\alpha}_l \overline{v_p'^2} + 2V_p \overline{\alpha_p' v_p'}\} + \frac{1}{\tau_p} \alpha_l (V_g - V_l) \quad (4-14)$$

なお上式の導出において変動量の3重相関および流れ方向の乱流拡散項は無視した。以上の式(4-10~14)中に含まれる変動量の2重相関で表される乱流拡散項は次の勾配拡散モデルにより与える。

$$-\overline{u'_p v'_p} = \nu_{tp} \frac{\partial U_p}{\partial y}, \quad -\overline{\alpha'_l v'_p} = \nu_{tp} \frac{\partial \alpha_l}{\partial y}, \quad \overline{v_p'^2} = \frac{2}{3} k_p \quad (4-15)$$

次に乱流拡散係数 ν_t, ν_{tp} を見積もるため、式(4-3, 4, 9)より気相の乱流エネルギー $k = (\overline{u'^2 + v'^2 + w'^2})/2$ に対する次式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial x}(Uk) + \frac{\partial}{\partial y}(Vk) = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right\} + \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \varepsilon - D_e$$

$$; \quad D_e = \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{1}{\tau_p} \left[\alpha \left(\frac{2}{3} k - \overline{u'_g i u'_p i} \right) - \nu_t \frac{\partial \alpha}{\partial y} (V_g - V_p) \right]$$

(4-16)

ここで右辺最後の項 D_e 以外の項は单相流に対する標準的なモデルであり、 D_e は粒子添加による気流乱れの付加的な散逸を表す。この気流乱れと粒子の相互作用を考慮する最も簡単なモデルとして、気流の乱れを正弦波振動とし、その中に置かれた粒子の運動をストークス抵抗により解析することにより粒子の速度変動強度 k_p および付加散逸項 D_e が次式のように導かれる。

$$k_p = \frac{1}{1 + (\tau_p / \tau_g)^2} k \quad (4-17)$$

$$D_e = \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{1}{\tau_p} \{ 2\alpha(k - k_p) - \nu_{tp} \frac{\partial \alpha}{\partial y} (V - V_p) \} \quad (4-18)$$

$$\tau_g = 5/12 \cdot k / \varepsilon \quad (4-19)$$

ここで τ_g は気流の乱れの特性時間である。また気相乱流エネルギー散逸 ε に対する式は標準 $k - \varepsilon$ モデルと同様、次式で与える。

$$\frac{\partial}{\partial x}(U\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial y}(V\varepsilon) = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right\} + C_1 \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} - \frac{\varepsilon}{k} D_e \quad (4-20)$$

気流および粒子の乱流拡散係数は以上で計算される k と ε により次式で与えられる。

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad v_{tp} = \frac{1}{1 + (\tau_p / \tau_g)^2} v_t \quad (4-21)$$

以上のモデルを用い実験で得られた $z = 10\text{mm}$ における平均速度および液滴体積率の断面内分布を初期条件として噴流場の流れ方向変化を計算した。ここで簡単のため気液の速度を等しいとして平均速度により与えた。また k と ε の初期断面分布は測定されていないので、与えられた速度分布を用いて以下のように見積もる。まず混合距離モデルにより乱流拡散係数を次のように見積もる。

$$v_t = \ell^2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad (4-22)$$

ここで混合距離 ℓ は噴流半巾 $b_0 = 0.0025\text{mm}$ を用い次式で与える(4-1)。

$$\ell = 0.09 b_0 \quad (4-23)$$

さらにせん断応力を混合距離と乱流エネルギー k で与える 1 方程式モデルを用い(4-4)、式(4-22)の乱流拡散係数から k の分布を求める。

$$v_t = 0.049 b_0 \sqrt{k} \quad (4-24)$$

最後に式(4-21, 22, 24)を用いて ε の分布を与える。

$$\varepsilon = C_\mu k^2 / v_t \quad (4-25)$$

ただし、モデル定数は、

$$C_1 = 1.44, \quad C_2 = 1.92, \quad \sigma_k = 1, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3, \quad C_\mu = 0.09 \quad (4-26)$$

また初期の断面方向速度 v は図4-25に示すような広がり角 θ_0 の放射状の流れにより与え、下流の各断面における v 方向の運動量の積分値が初期断面と同一になるという条件を加え、式(4-10)より気相の v 方向速度を計算した。なお θ_0 の値は実験結果と計算結果の比較からノズル片側の広がり角の半分とした。

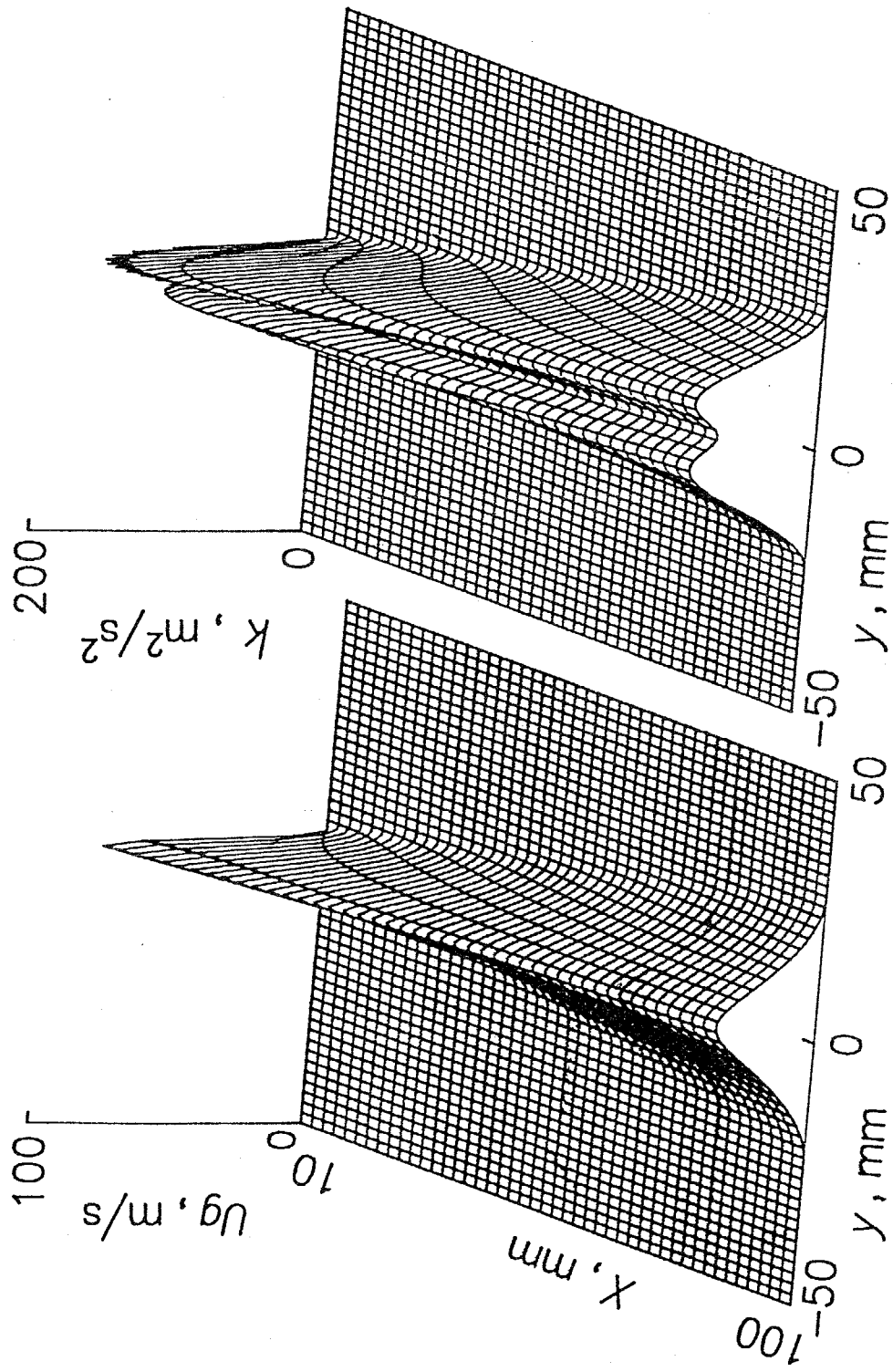
計算領域は断面方向に 100mm 、断面方向、流れ方向のメッシュ巾をそれぞれ $\Delta Y = 0.5\text{mm}$, $\Delta X = 1\text{mm}$ とし、通常のスタガードメッシュを用いドナー

セル法により差分化する。以上の方法を用い、初期断面から出発し下流方向に断面の諸量の分布を陰的に解き進める。

4-4-2 計算結果および実験値との比較

計算結果として右ノズル単独の大流量に対応する結果を示す。図4-26は液滴を含めず気相のみとして計算した場合の結果で、流れ方向速度および乱流エネルギーの分布を示したものである。図より速度場の発達の様子および噴流中心の速度勾配が最も急なところで乱流エネルギーの2つのピークが生じるなど妥当な結果が得られており、断面方向の計算領域の大きさも十分であることが分かる。

次に液滴を加えた場合について、液滴径を $10\mu\text{m}$ から $1000\mu\text{m}$ まで変化させた場合の結果を図4-27に示す。図の上側は気相乱流エネルギーの分布、下側は気相の流れ方向速度の分布を示す。液滴径が最小の $10\mu\text{m}$ および最大の $1000\mu\text{m}$ の場合に比べ液滴径が中間の $20\mu\text{m}$ および $100\mu\text{m}$ の場合の方が気流の乱れが小さく、それにとまなう乱流混合の減少のため、気相速度分布に見られるように噴流巾の下流方向への増加が少ないことが分かる。この理由は以下のように考えられる。すなわち液滴径が非常に小さい場合には液滴が気流の乱れに完全に追従するためエネルギーの損失がなく、また液滴径が非常に大きい場合には液滴が気流の乱れに全く追従せず気流・液滴間の相互作用がないため、やはり乱れのエネルギーの損失がない。したがって液滴径が非常に大きい $d_p=1000\mu\text{m}$ の場合には気流の流れは気相单相の場合と同一になる。一方、液滴径が非常に小さい $d_p=10\mu\text{m}$ の場合、液滴は気相の流れに完全に追従することから、等価的に噴流部分の密度が周囲に比べ増加していると考えることができ、その結果、噴流巾の流れ方向への増加および速度の減衰が気相単



速度分布

乱流エネルギー分布

図4-26 単相噴流の場合の計算結果

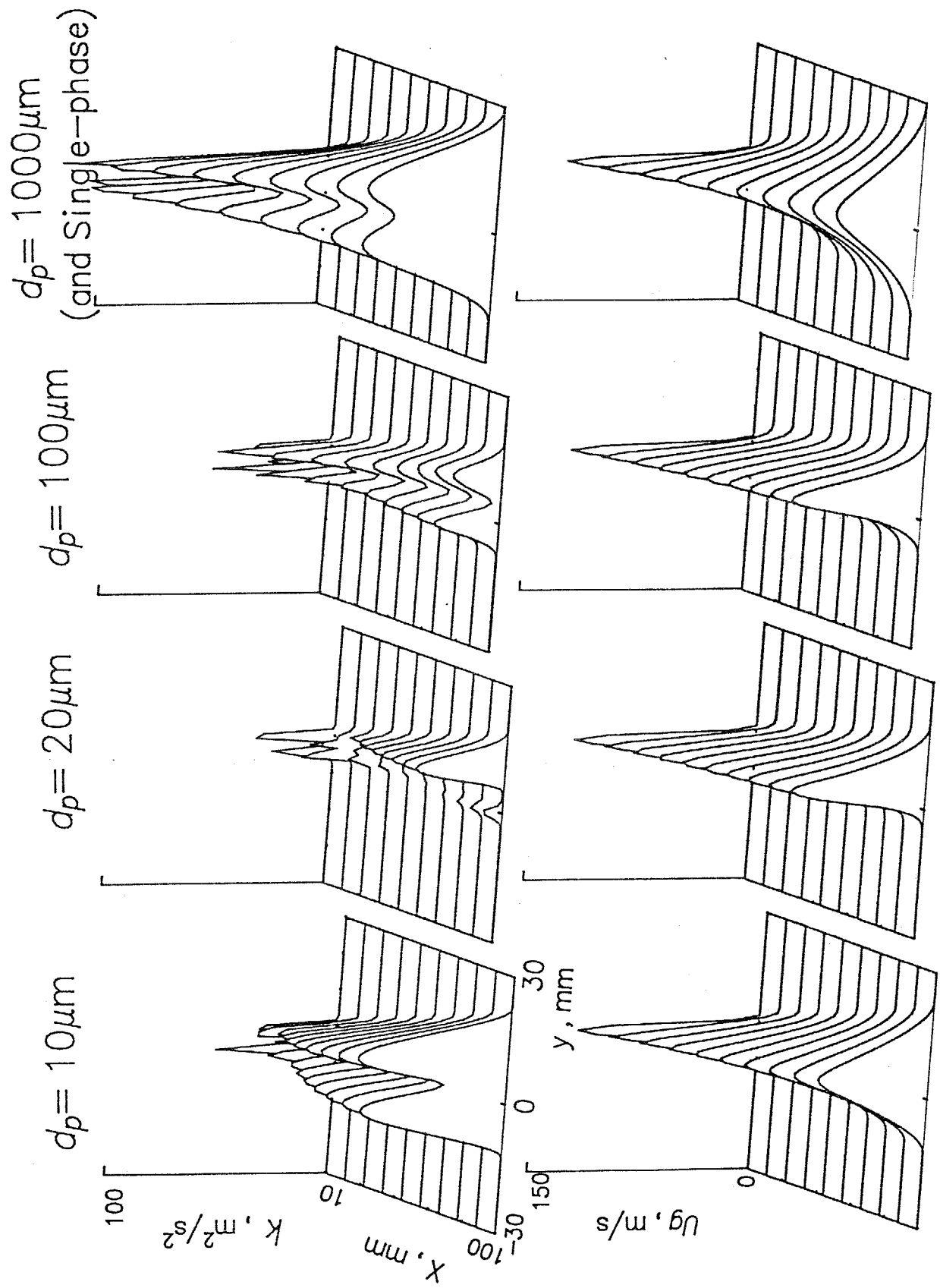


図4-27 ミスト噴流の場合の計算結果の液滴径による差異
 (上段：気相乱流エネルギー， 下段：気相速度)

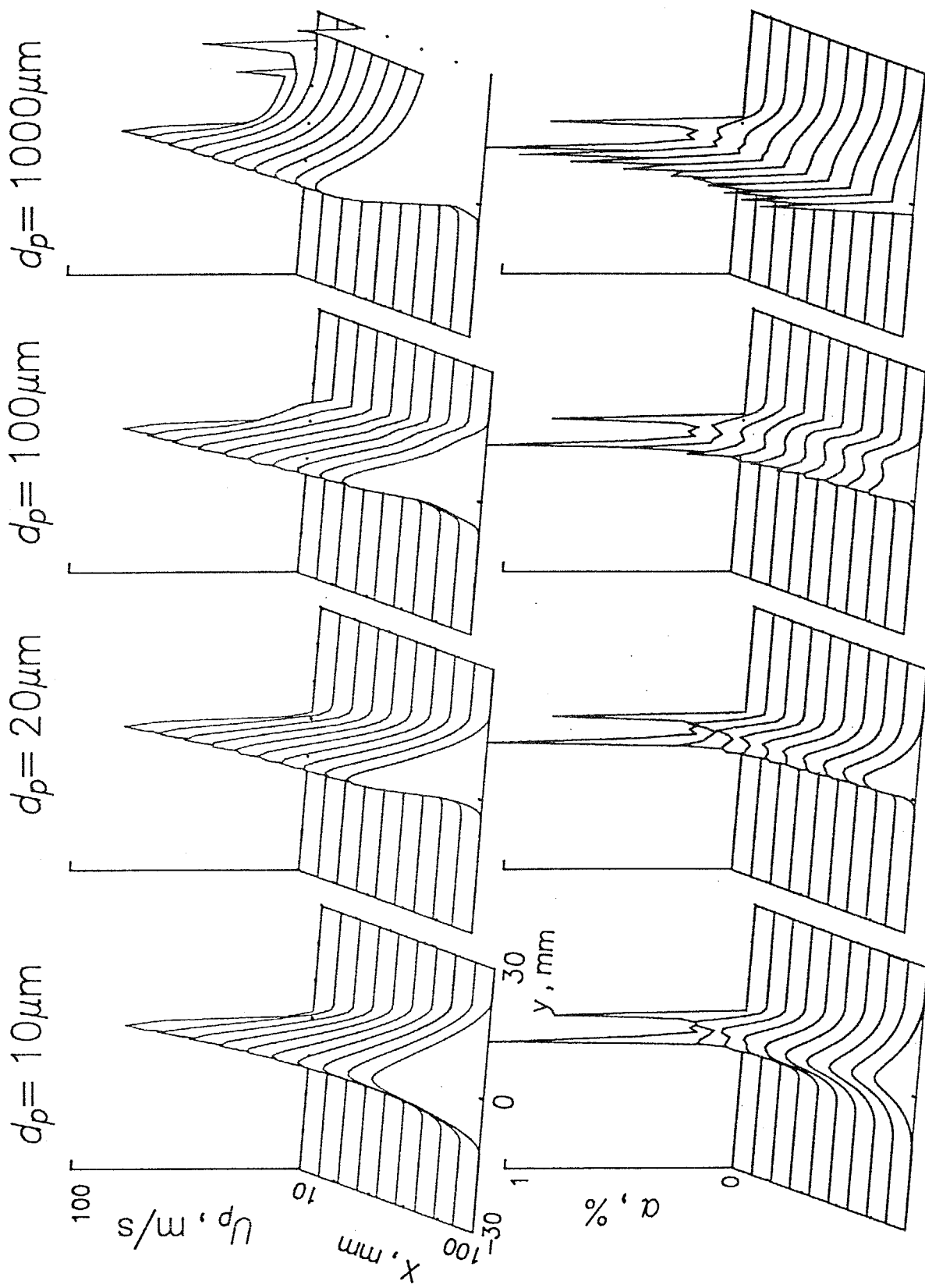


図4-28 ミスト噴流の場合の計算結果の液滴径による差異
 (上段：液滴速度, 下段：液滴体積率)

相の場合に比べ少ない。

これら両極限の場合に対し、中間的な液滴径の場合には式(4-18)の τ_g と τ_p が同程度となり気相・液滴間のスリップと抗力の積で表される乱流エネルギーの損失が大きくなり乱流拡散が減少すると考えられる。

さらに液滴速度および液滴体積率の分布を液滴径が異なる場合に対して示したのが図4-28である。液滴径 $10\mu\text{m}$ の場合には液滴速度 U_p の分布は図4-27で示した気相速度 U_g の分布と全く同一である。これに対し $d_p = 1000\mu\text{m}$ の場合には液滴は初期の速度で慣性で飛行する。

以上のようにミスト噴流の流動特性は液滴径によりかなり異なるので実験値との比較のためには液滴径を正しく与える必要がある。しかしながら写真撮影による液滴径の測定を試みたところ、最大径でも 0.1mm 程度で解像力の問題から有意な測定が行なえなかった。そこで第3章で得られた知見をもとに、液滴径 d_p はノズル出口の最大蒸気速度約 80m/s を用い液滴分裂の限界ウェーバ数を10として見積もった値 $10\mu\text{m}$ とした。

大流量の右単独噴流の場合についてプローブにより測定された平均速度および液滴流量を実験値と比較したのが図4-29であり、計算は噴流の発達をよく予測していることが分かる。さらに大流量の噴流が2本並列の場合について比較を行なったのが図4-30であり、噴流両側の速度はよく一致しているが、2本の噴流の間の速度欠損部分が計算の方がずっと速く回復している。この原因として、実験的に観察された $Y = 0$ 付近の液滴体積率のピークが仕切り板の液膜から生じる粗大な液滴によるもので、そのような低速の粗大な液滴の存在が速度欠損部の回復を遅らせるものと考えられる。したがって二相膨張ノズルにより生成するミスト噴流を扱う場合にはノズル内壁の液膜の影響を考慮する必要があることが分かる。

	Left	Right
Quality[%]	14.6	7.3
Pressure[kPa]	115.6	175.5
Temp.[°C]	51.5	63.3
Flow rate[kg/s]	0.024	0.048
Outlet P [kPa]	36	

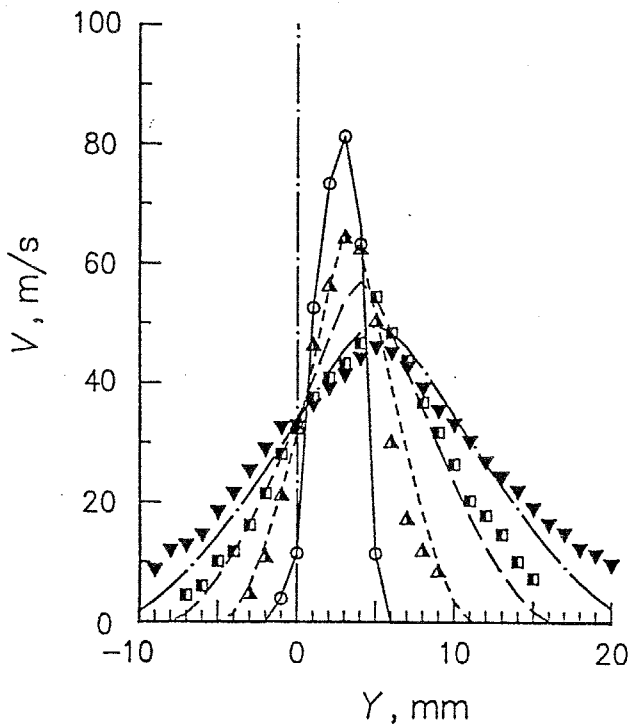
Exp. Cal.

Z=10mm : ○ ———

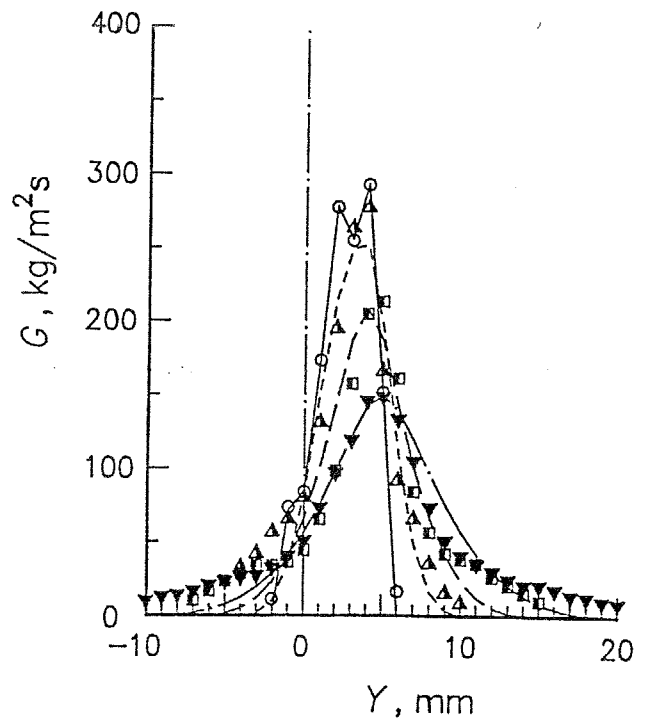
40mm : ▲ - - - -

70mm : ■ - - - -

100mm : ▼ - - - -



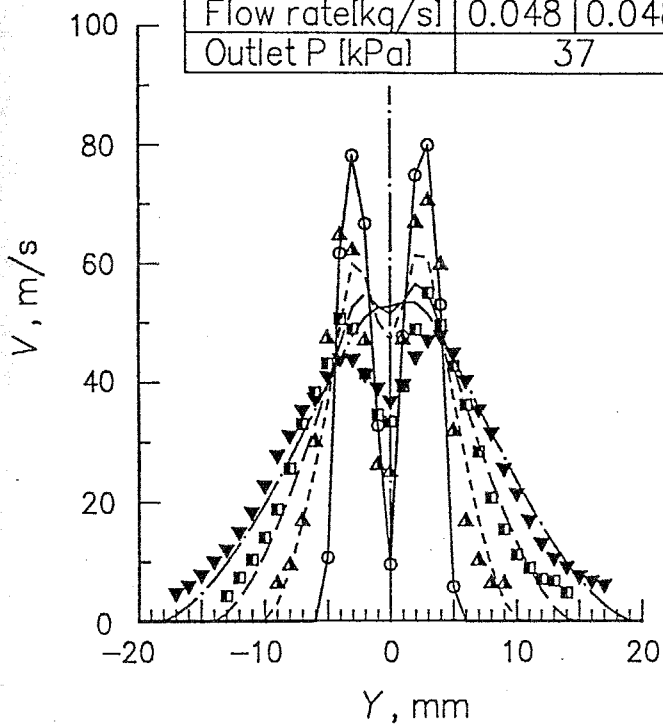
(a) 速度分布



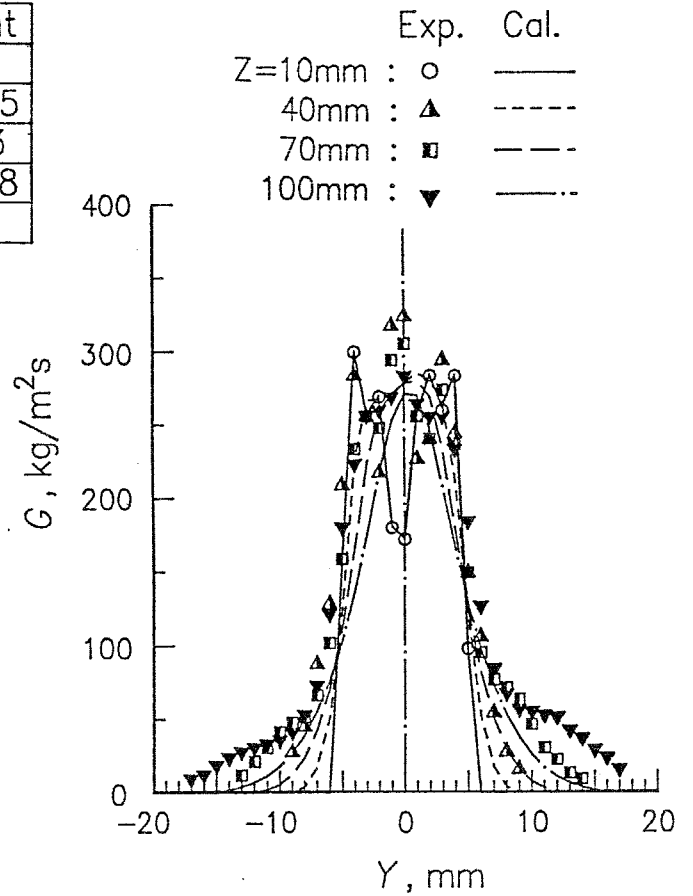
(b) 液滴流量分布

図4-29 単独噴流の場合の実験結果との比較

	Left	Right
Quality[%]	7.8	7.3
Pressure[kPa]	165.9	175.5
Temp.[°C]	62.4	63.3
Flow rate[kg/s]	0.048	0.048
Outlet P [kPa]	37	



(a) 速度分布



(b) 液滴流量分布

図4-30 噴流が隣接した場合の実験結果との比較

4・5 結 論

二相膨張ノズルにより生成する高速ミスト噴流の流動特性について実験的および理論的研究を行った結果、以下の結論を得た。

- (1) 液滴は慣性のためノズル内では加速されにくく噴流中では減速されにくい。
- (2) 複数の噴流が隣接するとそれらの噴流が合体する過程では全体の幅が流れ方向にあまり増加しないため運動エネルギーの減衰が少ない。
- (3) 乱流モデルによる数値計算結果は単独噴流の場合には実測値とよく一致するが、2本の噴流が隣接する場合には、ノズル壁の液膜から生じると考えられる液滴の特異性を考慮する必要がある。

第 5 章

ミストリフト管内の液滴輸送 に関する研究

5・1 まえがき

海洋温度差発電(OTEC)の新方式としてミストリフトサイクルが提案されている。このサイクルでは、海表面の温海水が海面下約100mのリフト管下部に導かれ、その間の水落差により水タービンを駆動し発電を行なった後、リフト管下部のミスト発生器から管内に噴霧される。リフト管内はあらかじめ真空に引かれており管上部は冷海水により冷却されているため、温海水は微粒化すると同時に上向きの蒸気流を生じる。液滴はこの自ら発生する蒸気流により重力に抗して上方に運ばれリフト管上部に達し、冷海水との直接接触により凝縮した後、管外に排出される。

このようにミストリフトサイクルでは温海水を微粒化し、冷海水との温度差を利用して二相流の形で上昇させることにより熱エネルギーから位置エネルギーへの変換を行なうところに特徴がある。従来このサイクルに関し、液滴群の衝突・合体および分裂などを考慮した理論解析が行なわれOTECの条件下で出力を得ることが示されているが、実験との比較はなされておらずその妥当性は不明である。また全高4mのリフト管を用いた実験研究では、リフト管入口・出口の圧力差から気液間のスリップおよび液滴の加速の程度を見積り等価的に約100mのリフトが可能であるとしているが、液滴の粒径分布および粒径の速度による差異など、実際規模のミストリフトサイクルの性能評価の基礎となるリフト管内の流動状態に関する十分な知見は得られていない。

そこで本章ではミストリフトサイクルの性能を支配する重要な因子である液滴群の合体、分裂、加速等の二相流動の挙動を明らかにするため、上部に凝縮器を持つ垂直管下部からの熱水の噴霧によって生じる蒸気・液滴の上向き流れについて実験的理論的研究を行なう。

本章の主な記号

a	液体温度伝播率	, m^2/s
d	液滴径	, m
d_{10}	算術平均直径	, m
d_{30}	Sauter平均直径 (体面積平均)	, m
G	流量	, kg/s
m	液滴質量	, kg
N	液滴数密度	, $1/\text{m}^3$
p	圧力	, Pa
q	熱流速	, W/m^2
t	時間	, s
T	温度	, $^{\circ}\text{C}$
V	液滴速度	, m/s
v	液滴速度の平均値からのずれ分	, m/s
V_v	蒸気速度	, m/s
z	管下端から上方向に測った距離	, m
ε	合体効率	
λ	液体熱伝導率	, $\text{W}/\text{m}^{\circ}\text{C}$

添字

c	凝縮器
l	液体

i	氣液界面
o	入口狀態
p	液滴
s	飽和
v	蒸氣
—	平均值

5・2 実験装置および測定方法

実験装置の概略を図5-1に示す。タンクに貯えられた水はポンプにより加圧、ヒータにより加熱され、リフト管下部のミスト発生器から管内に噴霧される。リフト管は高さ2.5m、内径100mmの透明アクリル製の垂直管で、その上部は凝縮器に接続しており、管内はあらかじめ真空に引かれている。ミスト発生器は図5-2に示す構造で、直径0.15mmの900個の細孔から温水が噴霧される。管内に噴霧された温水は微粒化すると同時にフラッシュ蒸発し上向きの蒸気流を生じ、液滴はこの自分自身から発生する蒸気流に運ばれ管内を上昇する。この液滴からの蒸発量を測定するため、図5-3に示すようなL形のプローブを流路中に挿入吸引し、プローブ内が進入してくる液で常に満たされている状態でその温度を測定することにより液滴温度を測定し、液滴の温度低下量から蒸発量を見積もった。また流路途中の数箇所（以下に述べる液膜除去部）において液滴が直接あたらない位置に熱電対を設置し蒸気温度を測定した。管上部に達した蒸気ミスト流は凝縮後、体積計により流量が測定され、ポンプにより水タンクに戻される。

一方噴霧された液滴の一部は管壁に衝突し液膜を形成する。この液滴の管壁への衝突量の流れ方向変化を測定するため管途中の4箇所に液膜除去部を設置し、その除去量を測定することにより液膜除去部にはさまれた各区分ごとの液滴壁付着流量を求めた。また液膜除去部に設けた観測窓から内部の二重露光撮影を行ない液滴速度と粒径分布を測定した。ここで光源には発光時間 $1\mu\text{s}$ 、発光間隔 $10\sim 30\mu\text{s}$ のダブルフラッシュを用いた。

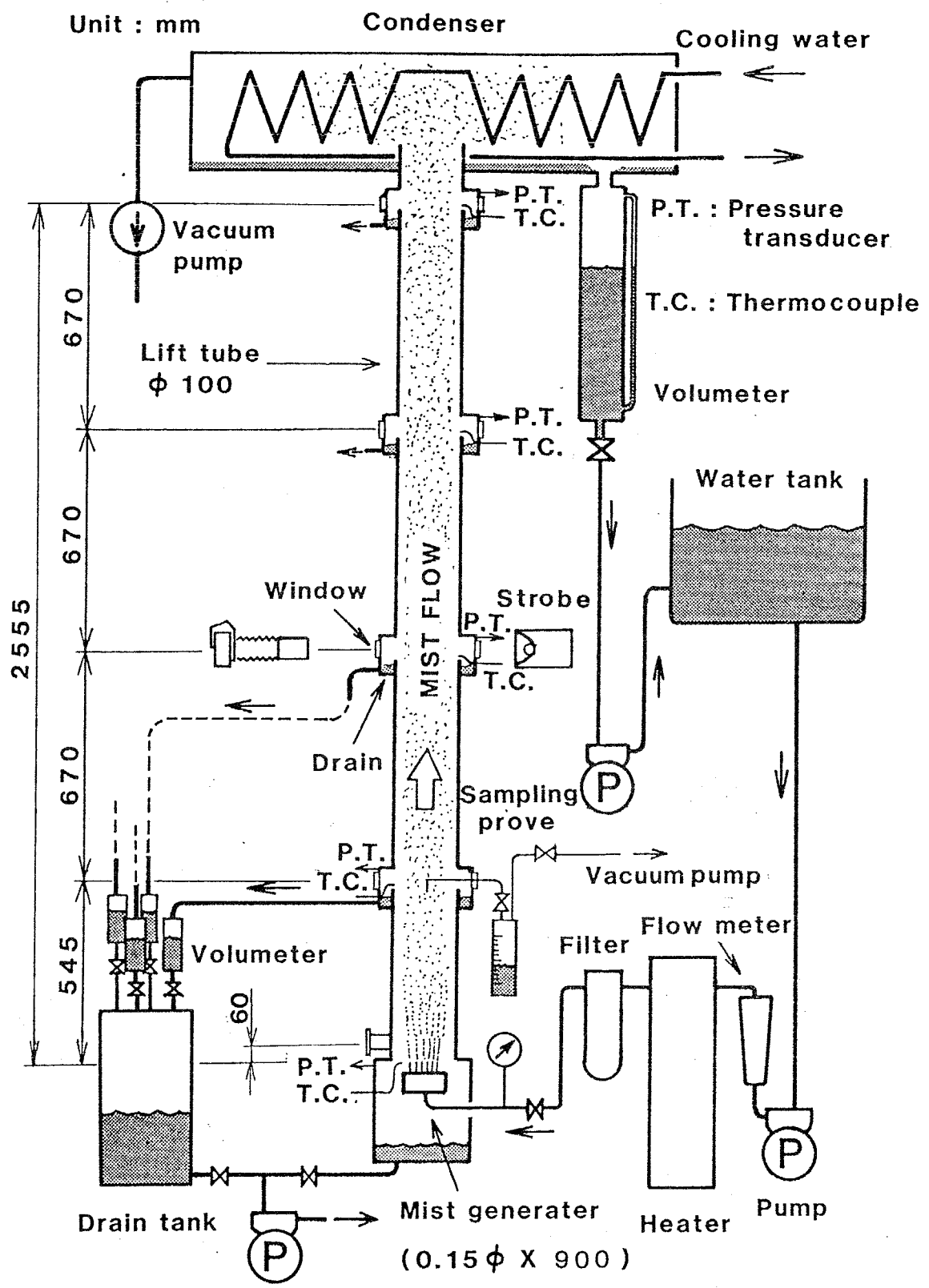


图5-1 实验装置

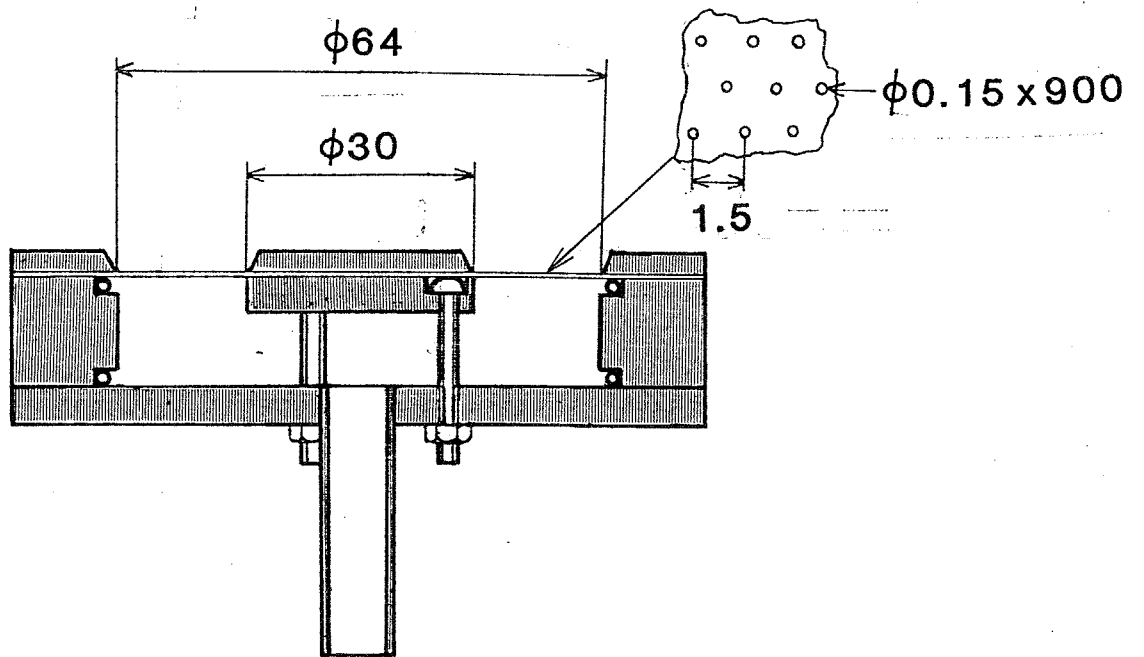


図5-2 ミスト発生器

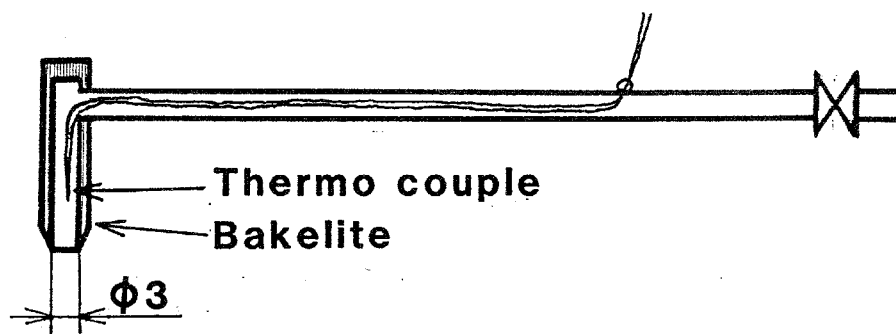


図5-3 液滴温度測定用プローブ

5・3 実験結果

5-3-1 リフト管内の温度分布と蒸気発生

実験結果の一例として温度30.2°Cの熱水を速度21m/sで噴霧した場合の流れ方向への温度、蒸気速度の変化を図5-4に示す。図5-4中の白丸印は蒸気温度 T_v の実測値で、同位置で測定された圧力に対する飽和蒸気温度に等しく、二相流動に伴う圧力損失のため蒸気温度は流れ方向にゆるやかに減少する。一方、黒丸印は液滴温度 T_l の実測値であり、液滴は噴霧直後に過熱状態となるため表面蒸発により急速に温度低下し周囲蒸気温度に近づき、気液はほぼ熱平衡とみなせるようになる。

以上のように噴霧直後のフラッシュ蒸発により気液間の熱平衡が達せられるが、この熱平衡に達するのに要する時間は、表面温度が飽和蒸気温度に保たれた過熱液滴内の熱伝達により定まる。図5-5は液滴内の熱伝達率を噴霧後の経過時間に対して示したものである。この測定は噴霧後の距離 $Z = 60\text{mm}$ の位置で液滴温度を測定することにより行ない、温水の噴出速度を変化させることにより経過時間を変化させており、プローブに達するまでの温度降下から求めた平均熱伝達率をヌセルト数 Nu として示してある。図中の○印が実測値であり、一方実線は温度一様の固体球の表面温度がステップ的に変化した場合の非定常熱伝導から計算される値

$$q(t) = \frac{2\lambda}{R} \Delta T_0 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-n^2 \pi t / \tau} \quad ; \quad \tau = \frac{R^2}{a}$$

$$\overline{Nu} = \frac{\int_0^t q(t') dt'}{t} \cdot \frac{2R}{\Delta T_0 \lambda} = \frac{2\pi}{3t} \left(1 - \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} e^{-n^2 \pi^2 t / \tau} \right) \quad (5-1)$$

を示したものである。ここで液滴径 d_p は同位置で写真撮影により求めた

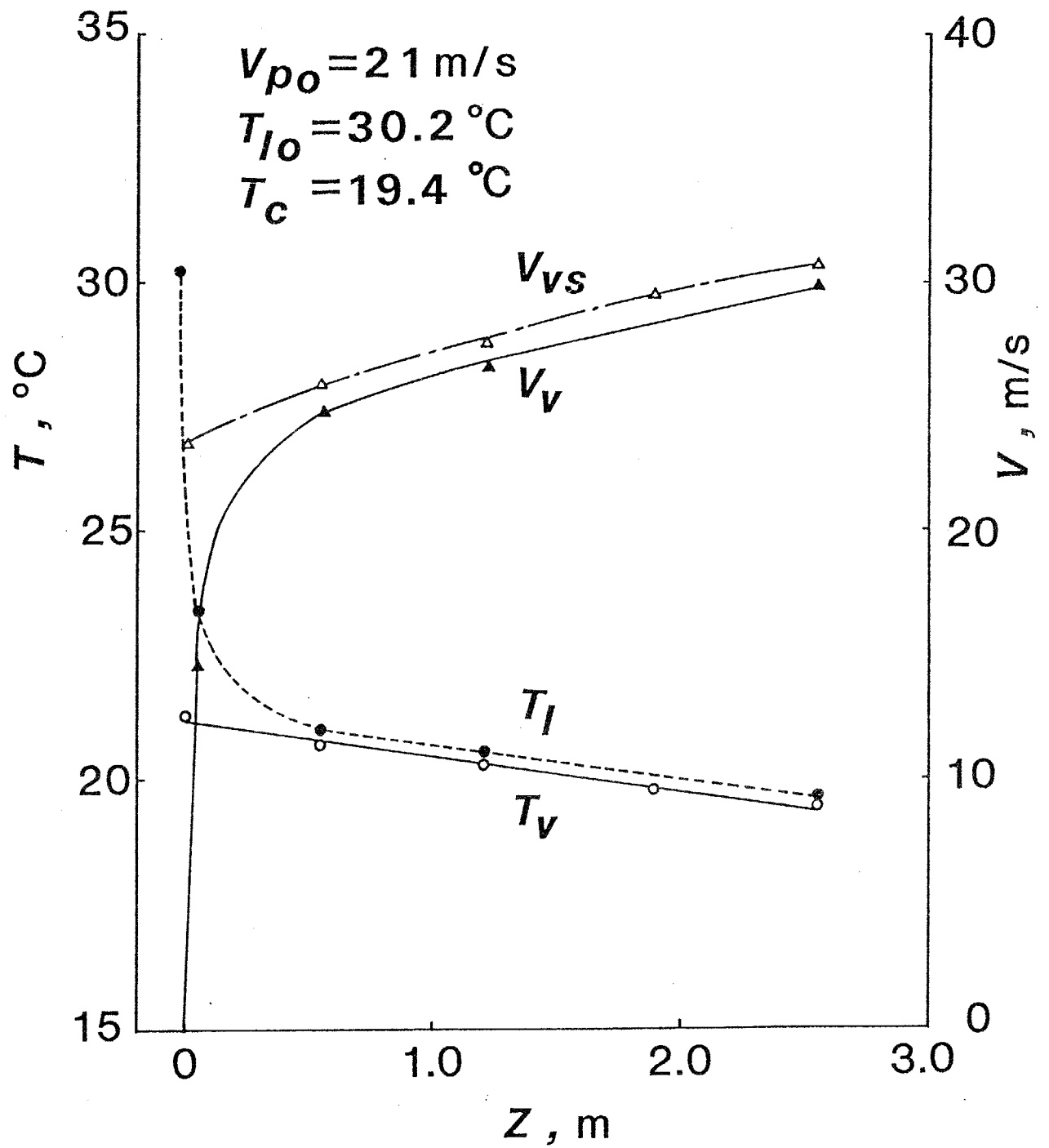


図5-4 リフト管内の温度分布と蒸気速度

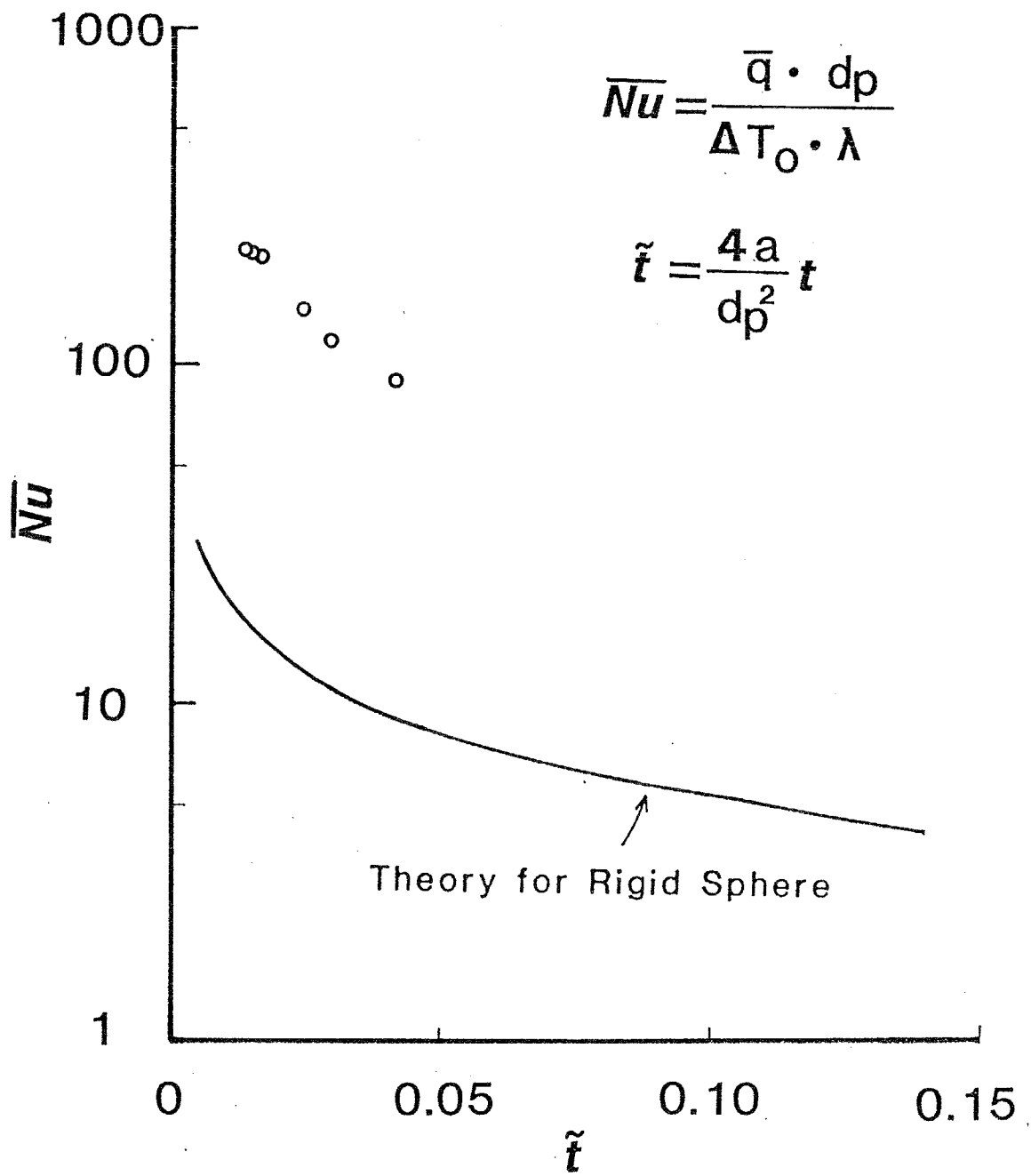


図5-5 液滴内の熱伝達率と噴霧後の経過時間の関係

Sauter平均直径0.353mm を用いた。図5-5 から分かるように、液滴内の熱伝達率は熱伝導の場合の10倍程度大きい値を示しており、液滴の変形振動および内部の循環流により伝熱が促進されるものと考えられる。

図5-4 中に示した蒸気速度 V_v はこのような液滴の温度降下から蒸発量を求めることにより計算された断面内平均蒸気速度であり、初期の急激なフラッシュ蒸発により蒸気流が生じ、その後の温度降下に伴う蒸発の進行と蒸気の膨張により緩やかに増速する。また図5-4 中の V_{vs} は、液滴温度が蒸気温度に等しい、すなわち熱平衡を仮定して計算した蒸気速度であり、気液間の熱非平衡を考慮しても $Z=0.55\text{m}$ 以降では4%程度の差である。そこで以下では簡単のため気液熱平衡を仮定して計算した蒸気速度を用いる。

5.3.2 液滴の壁付着による液膜形成と圧力損失

ミスト発生器より噴霧された液滴は蒸気流により上方に輸送されるが、その間壁付着により管内の液滴流量は流れ方向に減少していく。以下で述べる液滴群の加速性能を定量的に明らかにするためには、その性質を実験的に把握しておく必要がある。流路途中の数箇所で液膜を除去し、その除去量から液滴流量の流れ方向変化を求めた結果を図5-6 に示す。図5-6 中、実線と破線では液滴の初速度が異なっており、それぞれについて供給熱水温度を変化させることにより蒸気速度を変えた場合の結果が示されている。 $Z=1.2\text{m}$ までの液滴流量の変化は蒸気速度にあまり依存しておらず、噴霧直後の液滴の壁付着にはミスト発生器の噴霧の広がり角が支配的と考えられる。それ以降の領域では蒸気速度が大きいほど液滴流量の減少の程度が小さく、この理由として蒸気速度が大きいほど液滴は流れ方向に加速されるため壁付着の原因となる半径方向の速度成分が流れ方向のそれに比べ相対的に小さくなること

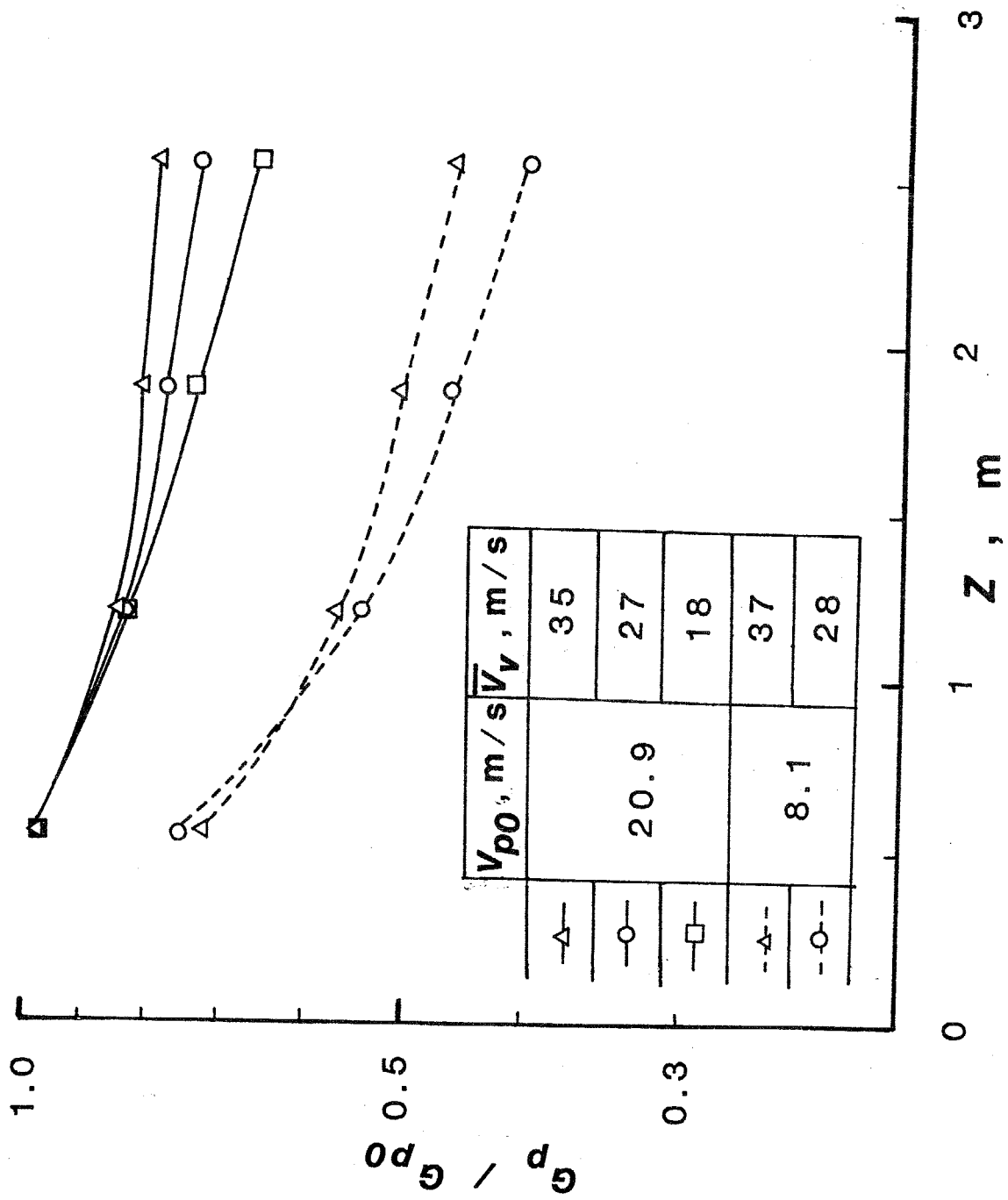


図5-6 液滴流量の流れ方向変化

が考えられる。また噴霧速度が大きい実線の場合の方が液滴の壁付着が小さいが、これは V_{po} が約 12m/s 以上で液膜からの液滴のエントレインメントが発生するためである。

この時の圧力損失を測定した結果を図5-7 に示す。図5-7 は蒸気速度一定の条件を保ちながら液滴の噴霧速度を増加させた時の全圧力損失 ΔP 、および次項で示すような液滴速度の実測値を用いて見積もった全圧力損失に占める蒸気と液滴の重力と加速分の割合を示したものであり、図中ハッチングで示す部分は液膜の界面せん断力である。図より液滴噴霧速度の増加にともない液滴の壁付着も増加するため、摩擦による損失が増加することが分かる。図5-8 は、このような全圧力損失から蒸気および液滴の加速分と重力分を差し引くことにより求めた気液界面のせん断力 τ_i を液滴の噴霧速度一定のもとでの蒸気速度の変化に対して示したもので、図中の実線はBlasius の相関式である。熱水を低速で噴霧した $V_{po}=6\text{m/s}$ の場合、液滴の壁付着により生じた液膜は滑らかに流下し、気液界面の波動のため界面せん断力は平滑壁に対する摩擦力 τ_{iB} の 3倍程度まで増加する。さらに高速で噴霧した V_{po} が 22 m/s の場合に、壁に付着する液滴の有する上向きの運動量のために液膜は局部的、間欠的に逆流して上向きに流れ、液滴のエントレインメントを生じ、界面せん断力は τ_{iB} の 10倍以上と大幅に増加する。

このように液膜の流動状態の変化は蒸気速度が同一でも液滴の噴霧速度の相違によって生じ壁面摩擦の損失を大きく変化させるため、ミストリフトサイクルの効率を正確に把握するためには今後このような液滴の衝突の効果を含めた液膜挙動の研究が必要と考えら、この液膜挙動については次章で詳細に検討する。

$Vv = 20 \text{ m/s}$

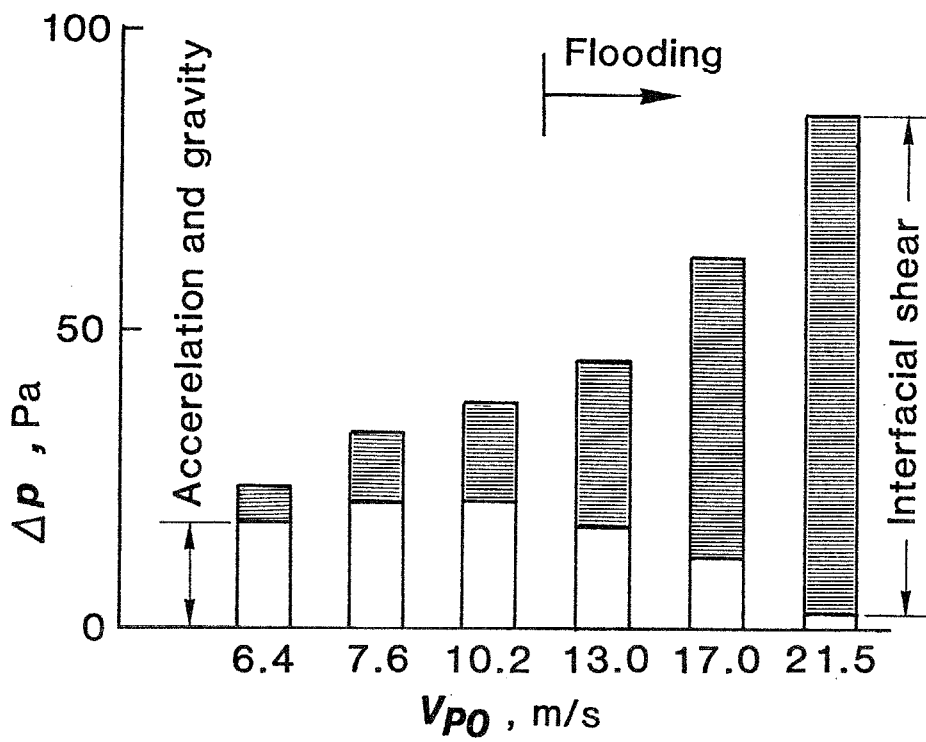


図5-7 全圧力降下に占める気液の加速および重力分の割合

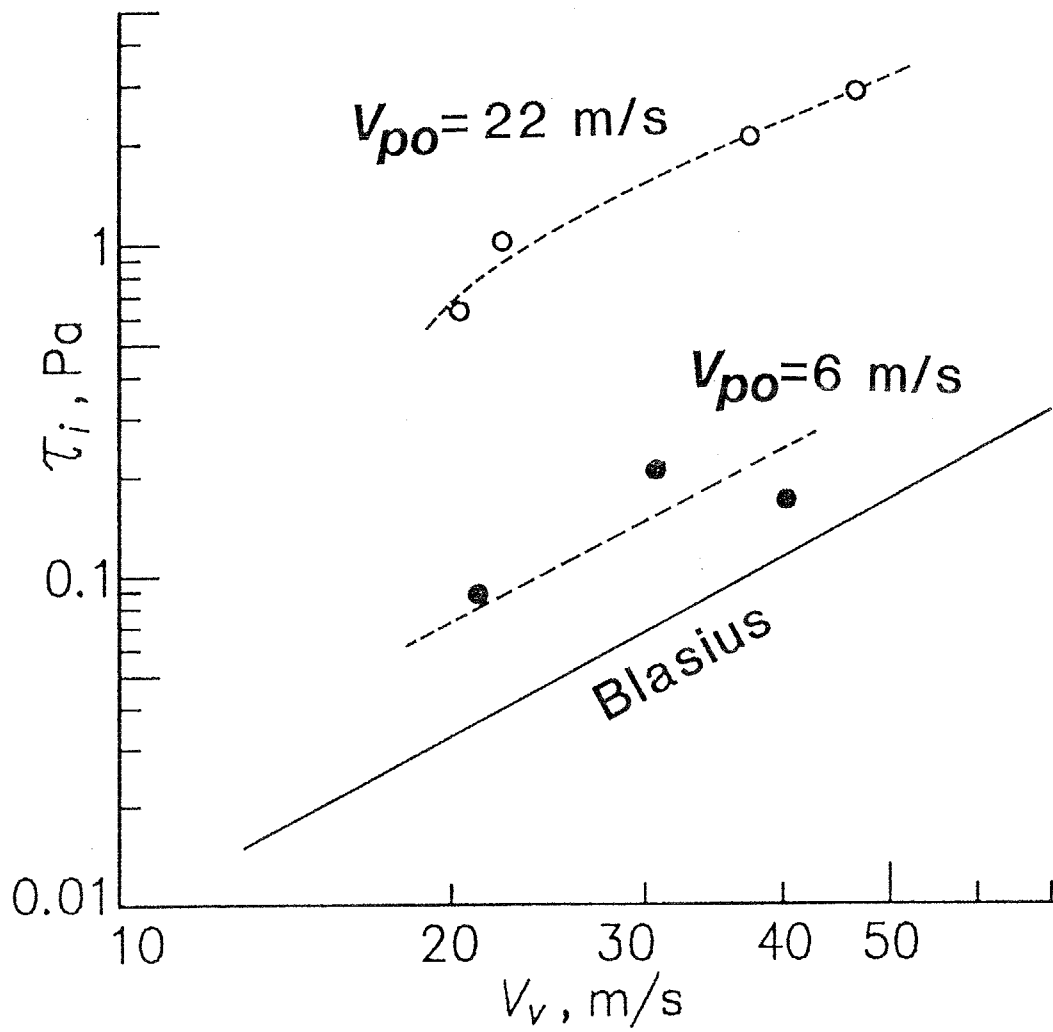


図5-8 液膜界面せん断力と蒸気速度の関係

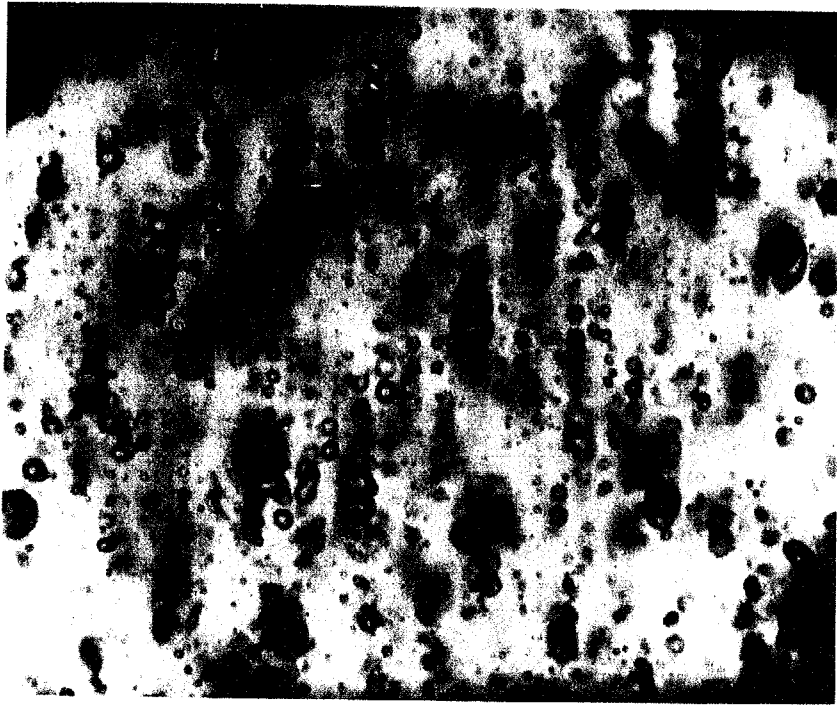
5-3-3 液滴群の加速と粒径分布の変化

液滴の流れの様子を図5-9の写真に示す。実験条件は図5-4と同一で、図5-9(a)は噴霧直後の $z=0.06\text{m}$ 、図5-9(b)は管最上部 $z=2.56\text{m}$ において撮影したもので、(b)は発光間隔 $27.4\mu\text{s}$ の二重露光写真である。これらの写真から求めた粒径分布を図5-10の棒グラフで示す。液滴の生成は細孔から噴出する液柱の表面張力不安定により生じるので噴霧直後には算術平均直径 0.3mm のほぼ一様な液滴が生じ、この平均直径はRayleighの不安定理論から予想される直径 0.28mm とほぼ一致する。一方、管上部では、写真からも分かるように最大 1.2mm 程度まで達する広い粒径分布を示しており、管内を上昇する間に液滴の衝突・合体が生じ、液滴が粗大化することが分かる。なお図5-10中の破線は後述の理論解析結果である。図5-11はこの時の粒径と速度の関係を示したもので、丸印が実測値であり、図中矢印で示した V_v は蒸気速度を示す。蒸気と液滴の速度差が小さいため液滴速度は平均的には流れ方向にほとんど変化しないが、液滴速度のちらばりの程度が増加している。なお図5-11(b)中の実線および破線は後述の理論解析結果である。

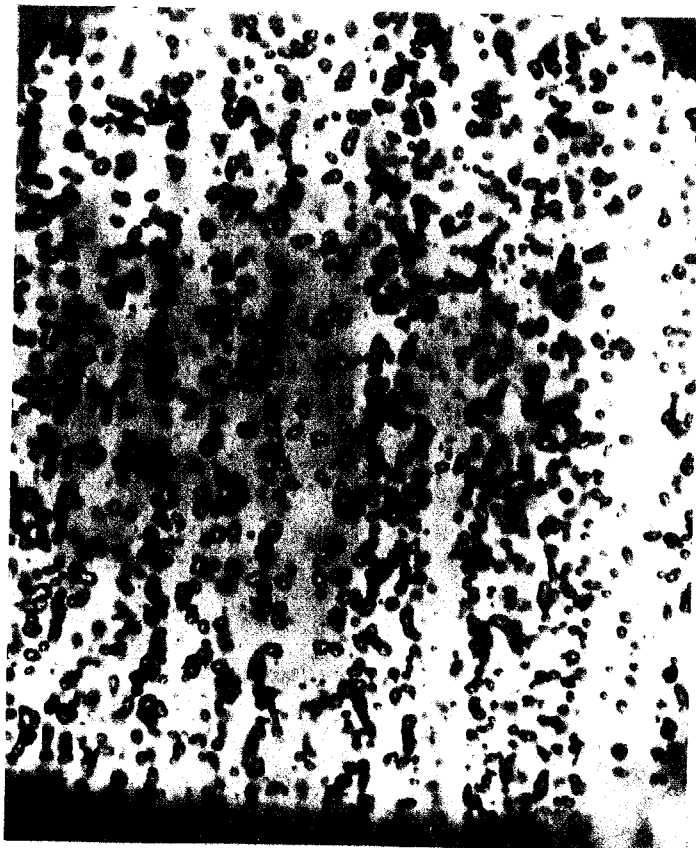
以上は液滴の初速度が 20m/s の場合の結果であるが、次に気液間の速度差が大きい場合の結果として、熱水をより低速の 8.1m/s で噴霧した場合の管入口・出口における粒径分布を図5-12に示す。この場合、液滴速度が小さく液滴の流路内滞在時間が長いため、図5-10の高速で噴霧した場合より液滴の合体粗大化が進んでいる。この場合の液滴速度の管入口($z=0.06\text{m}$)、管出口($z=2.56\text{m}$)での変化を示したのが図5-13で、気液間の速度差が大きいため蒸気流による液滴の加速が顕著であり、小さな液滴ほど蒸気によりよく搬送されることが分かる。

図5-10, 12より、リフト管を上昇する過程で液滴の衝突合体により噴霧時に

はない大きな液滴が新たに生じており，このような液滴群の上方輸送過程を理論的に予測するためには液滴群の衝突合体過程を考慮したモデル化が必要である。



(b) $Z = 2.56\text{m}$ (二重露光写真)



(a) $Z = 0.06\text{m}$

図5-9 液滴流動の写真 (高速噴出の場合 ; $V_{p0} = 20.5\text{m/s}$)

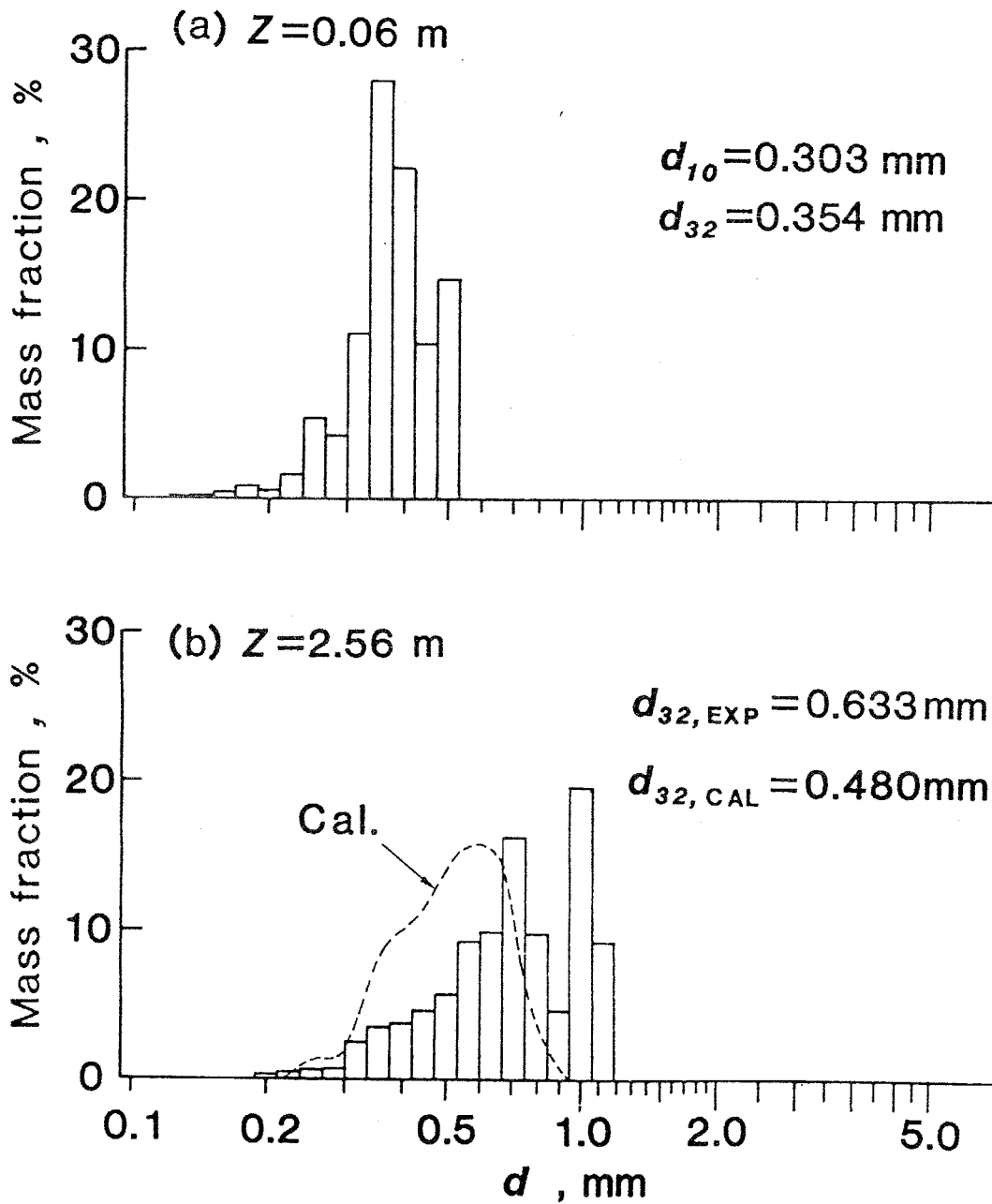


图5-10 粒径分布 ($V_{p0}=20.5$ m/s)

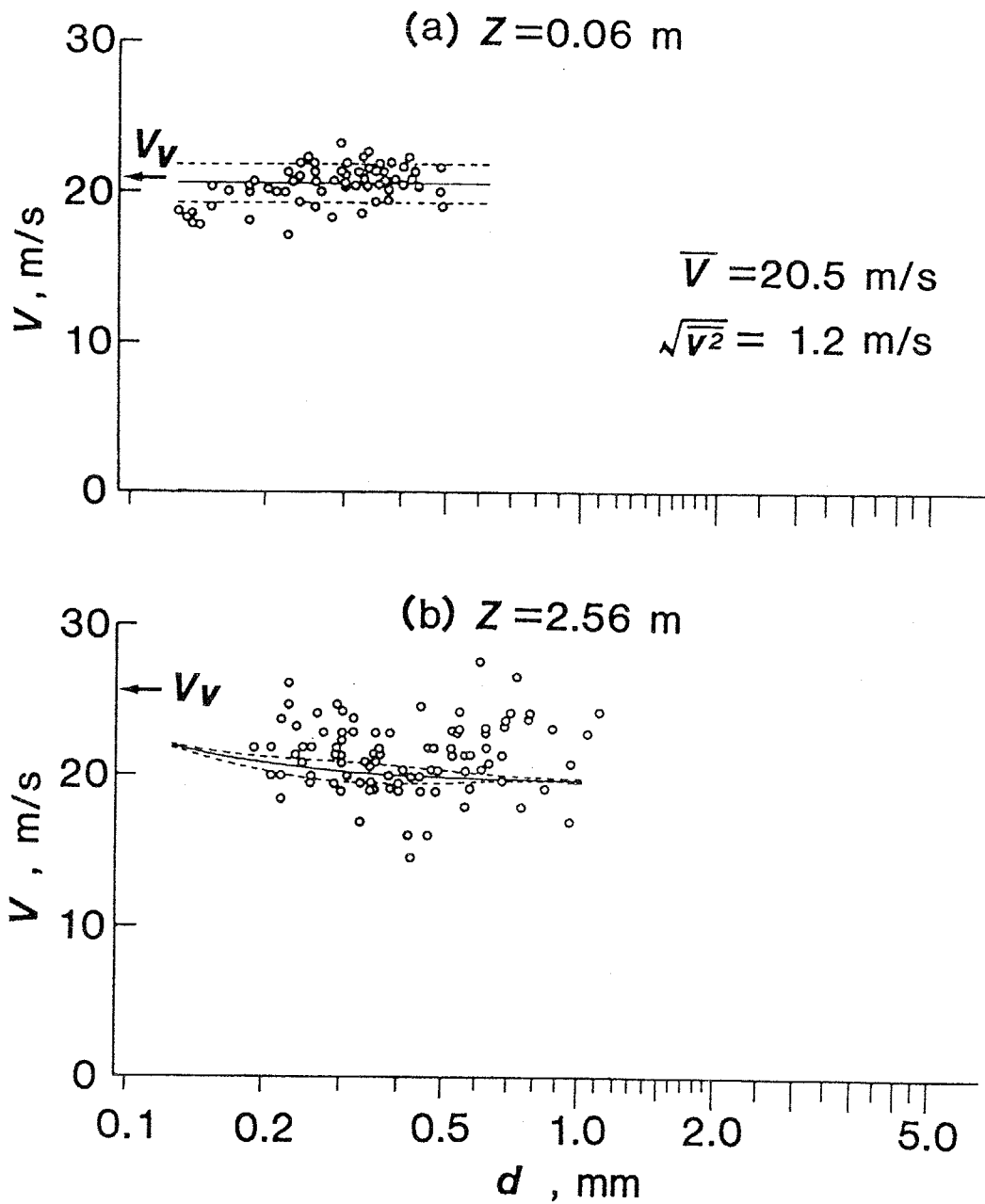


図5-11 液滴速度と液滴径の関係 ($V_{p0}=20.5\text{m/s}$)

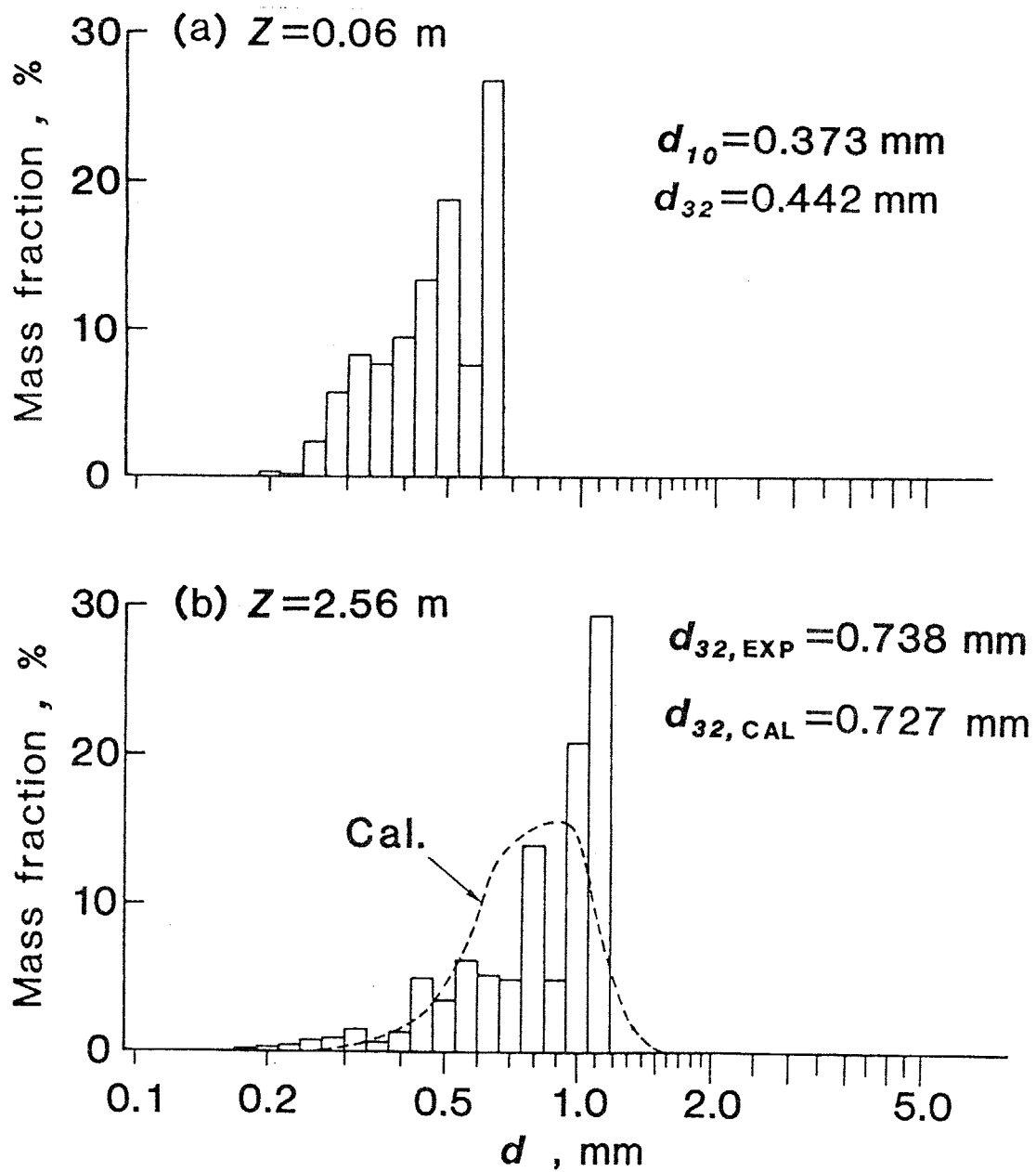


图5-12 粒径分布 ($V_{po}=8.1\text{m/s}$)

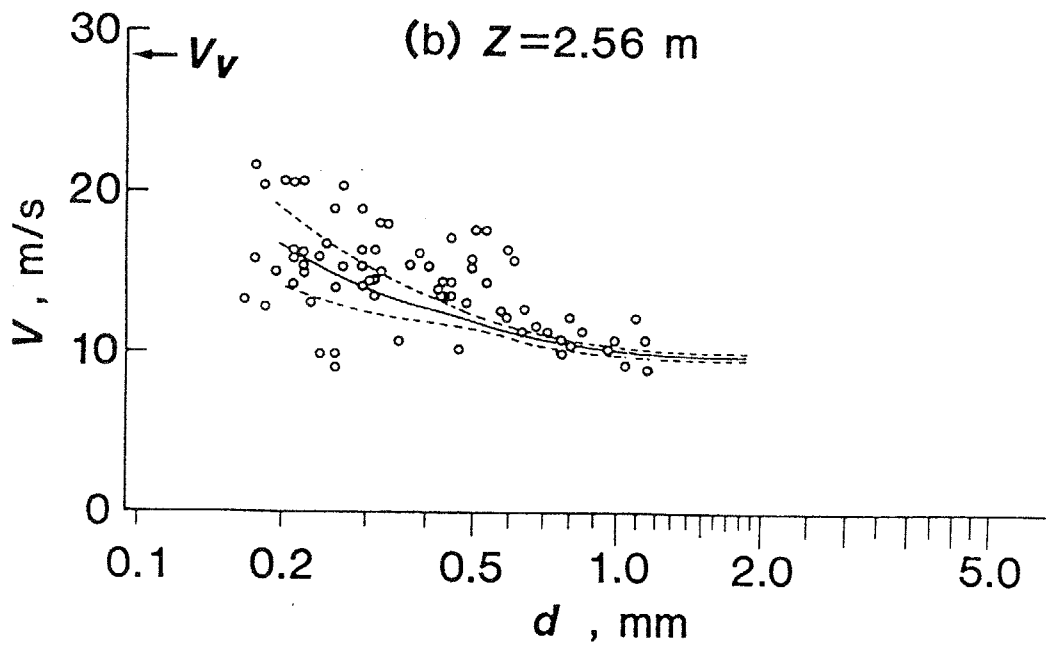
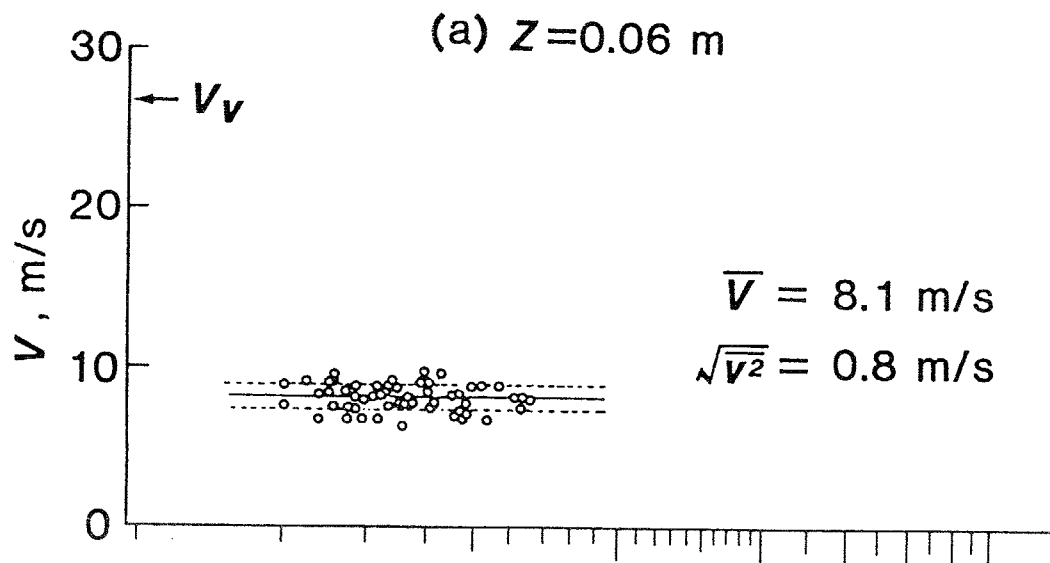


図5-13 液滴速度と液滴径の関係 ($V_{p0}=8.1\text{m/s}$)

5・4 理論解析

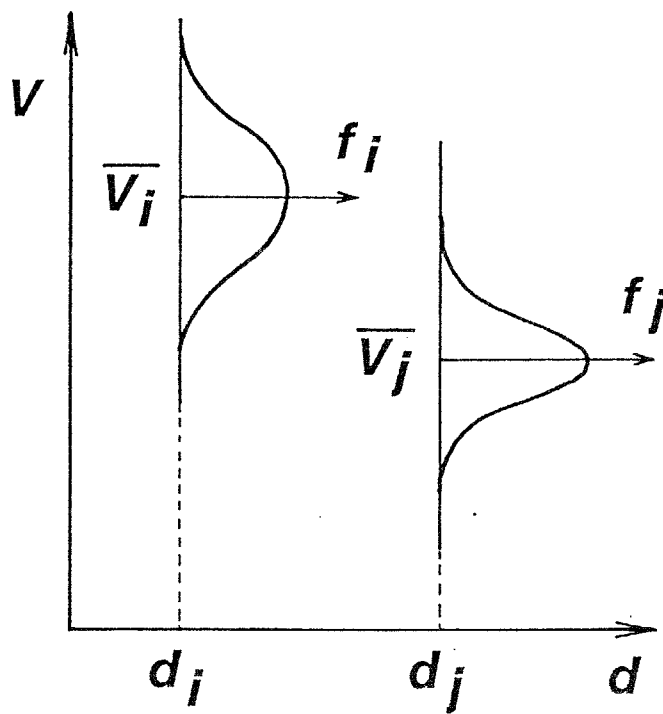
ミストリフトサイクルを高効率で動作させるためには液滴と蒸気間の速度差を極力小さくする必要があるが、実験結果で明らかになったように気流に搬送される過程で液滴が互いに衝突合体し粗大化するため気液間の速度差が増加し、条件によっては液滴が下方に落下する場合も生じる。このような液滴の衝突合体過程を考慮したミストリフト過程の解析がDavenport^(5-11,12)により行なわれているが、そこでは同一の液滴はすべて同じ速度を持つと仮定し、同一径での液滴間での衝突を考慮していない。しかしながら図5-11, 13の実験結果から分かるように、同一径の液滴でも種々の速度を持つものがあり、そのような同一粒径内での液滴の速度のばらつきに起因する液滴の衝突合体を考慮する必要がある。そこで本研究では同一粒径内での液滴速度の分散を考慮した解析モデルを提案し理論解析を行ない、実験結果と比較検討する。

5.4.1 解析モデル

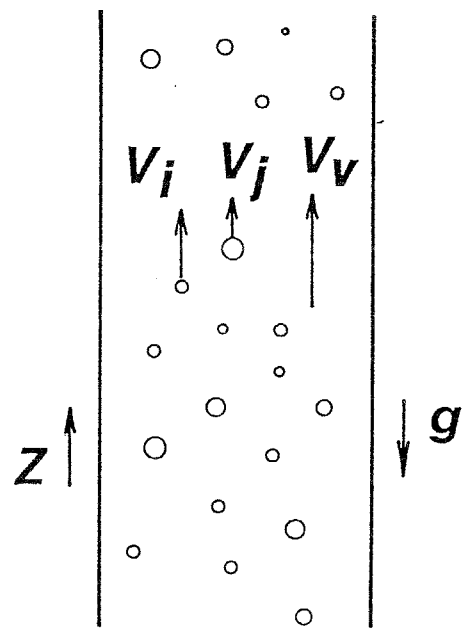
液滴の衝突は液滴相互の速度差により生じるが、そのような液滴間の速度差が生じる原因として以下のものが考えられる。

- (i) 気流の乱れによる液滴速度の変動
- (ii) 重力による降下力と粘性力の液滴径による相違
- (iii) その液滴が生成された過程の相違 (例えば同一径の液滴でも高速の小さな液滴の合体により生じたものは大きな速度を持つ。)

以上のうち(i), (ii)の原因による液滴の衝突についてはこれまでエアロゾルの凝集, 雨滴の成長と関連して研究が行なわれているが^(5-1,5,14)、(iii)



(a) 液滴速度の確率分布



(b) 流れ場

図5-14 モデル図

の衝突履歴の相違により生じる液滴間の速度差を考慮した研究は見られない。本研究で対称とする液滴は 0.2mm 以上と大きく、また気流のレイノルズ数が 6000 程度と小さく乱流強度も小さいと考えられることから、気流の乱れによる液滴速度の変動を無視し、(ii), (iii) の原因により生じる液滴間の速度差を考え衝突合体過程のモデル化を行なう。

まず液滴の粒径によるグループ分けに際し、粒径が小さい領域で十分な分割数を持ち、かつ粗大化した領域まで扱えるよう、直径の対数が等間隔になるよう以下の40のグループに液滴を分類する。

$$d_i = 0.1 \times 10^{(i-1)/20} \quad ; \quad i=1 \sim 40 \quad (5-2)$$

ここで d_i はグループ i の液滴の直径 (mm) である。次に各グループの液滴速度は図5-14(a) に示すように確率分布 f_i を持つものとする。 f_i は以下のように定義される。

$$dn_i = f_i(V_i) dV_i \quad (5-3)$$

ここで dn_i はグループ i の液滴で速度が V と $V + dV$ の間にあるものの数密度である。以上のような液滴の速度分布を考えるとグループ i と j の液滴が単位面積、単位時間あたりに衝突する回数は次式で与えられる。

$$F_{ij} = \int_0^\infty \int_0^\infty |V_i - V_j| \sigma_{ij} f_i f_j dV_i dV_j \quad (5-4)$$

ここで σ_{ij} は衝突断面積であり、

$$\sigma_{ij} = \pi(d_i + d_j)^2 / 4 \quad (5-5)$$

以上のような粒径、速度分布を持つ液滴群が図5-14(b) に示すような衝突合体を行ないながら気流により上方に輸送される場合を考えると、各グループの液滴についての質量、運動量、運動エネルギーの保存式は、

$$\frac{d}{dz}(m_i N_i \bar{V}_i) = -\sum_j W_{ij}^{out} + \sum_{jk \rightarrow i} W_{jk}^i \quad (5-6)$$

$$\frac{d}{dz}(m_i N_i \bar{V}_i^2) = -\sum_j M_{ij}^{out} + \sum_{jk \rightarrow i} M_{jk}^i + N_i \bar{F}_{Di} - m_i N_i g \quad (5-7)$$

$$\frac{d}{dz}(m_i N_i \bar{V}_i^3/2) = -\sum_j E_{ij}^{out} + \sum_{jk \rightarrow i} E_{jk}^i + N_i \bar{V}_i \bar{F}_{Di} - m_i N_i \bar{V}_i g \quad (5-8)$$

ここで N_i はグループ i の液滴の数密度、 \bar{V}_i は各グループ内での平均値、 F_{Di} は気流との速度差により液滴が受ける抵抗力、 m_i は液滴の質量、 g は重力の加速度である。 W_{ij}^{out} 、 M_{ij}^{out} 、 E_{ij}^{out} はそれぞれグループ j の液滴との衝突によりグループ i の液滴から失われる質量、運動量、運動エネルギーを表す。また W_{jk}^i 、 M_{jk}^i 、 E_{jk}^i はグループ j とグループ k の衝突合体の結果グループ i に持ち込まれる質量、運動量、運動エネルギーを表し、 Σ は合体の結果グループ i の液滴を生じるすべての j と k の組み合わせについて行なう。

いま液滴速度を平均値 \bar{V}_i と平均値からのずれ v_i の和、すなわち

$$V_i = \bar{V}_i + v_i \quad (5-9)$$

で表し、速度変動が平均値まわりに対称と仮定すると次の関係が成り立つ。

$$\bar{V}_i^2 = \bar{V}_i^2 + \overline{v_i^2} \quad (5-10)$$

$$\bar{V}_i^3 = \bar{V}_i^3 + 3\bar{V}_i \overline{v_i^2} \quad (5-11)$$

したがって式(5-6,7,8), (5-10,11)により N_i 、 V_i 、 v_i^2 の流れ方向変化を求めることができる。

次に式(5-6,7,8) 右辺の W 、 M 、 E の見積りについて述べる。液滴 i 、 j の衝突頻度は式(5-4) により与えられるが、すべての衝突が液滴の合体につながるとは限らず、衝突の際の相対速度によっては衝突後再び分裂することが知られている。ここでは本研究とほぼ同じ条件 ($d=0.3\sim 1.5\text{mm}$, 相対速度

0.3~3m/s) の実験結果に基づき Brazier-Smithらの式を用いる(5-3)。

$$\varepsilon = 2.40 \frac{2\sigma}{\rho_l V_i^2 d_i} h(\gamma) \quad (5-12)$$

$$h(\gamma) = \frac{\{1+\gamma^2-(1+\gamma^3)^{2/3}\}(1+\gamma)^{1/3}}{\gamma^6(1+\gamma)^2}$$

$$; \gamma=d_j/d_i \quad , \quad d_j>d_i \quad (5-13)$$

ここで ε は合体効率と呼ばれ、式(5-5) の衝突断面積で衝突する液滴が合体する確率を与える。また V_r , σ , ρ_l は液滴の相対速度、表面張力、液体の密度である。例として同一径の液滴の場合について、合体効率を相対速度に対して示すと図5-15のようになり、ある相対速度以上で合体効率は急速に減少し、また大きい液滴同志の衝突ほど合体効率が小さいことが分かる。液滴 i , j の合体後の速度を V_{ij} とすると運動量保存より

$$V_{ij} = (m_i V_i + m_j V_j) / (m_i + m_j) \quad (5-14)$$

一方分裂の確率は $(1-\varepsilon)$ で、分裂後の挙動に関しここでは単純化して元の二つの大きさの液滴に分裂すると考えるが、運動量の混合はすでに終了しており分裂後の速度はともに式(5-14)の速度 V_{ij} になるものとする。この時合体効率を用いて W , M , E は次のように表される。

$$W_{ij}^{out} = \int_0^\infty \int_0^\infty m_i \varepsilon |V_i - V_j| \sigma_{ij} f_i f_j dV_i dV_j \quad (5-15)$$

$$W_{jk}^i = W_{jk}^{out} + W_{kj}^{out} \quad (5-16)$$

$$M_{ij}^{out} = \int_0^\infty \int_0^\infty m_i \{V_i - (1-\varepsilon)\} |V_i - V_j| \sigma_{ij} f_i f_j dV_i dV_j \quad (5-17)$$

$$M_{jk}^i = \int_0^\infty \int_0^\infty (m_j V_j + m_k V_k) \varepsilon |V_j - V_k| \sigma_{jk} f_j f_k dV_j dV_k \quad (5-18)$$

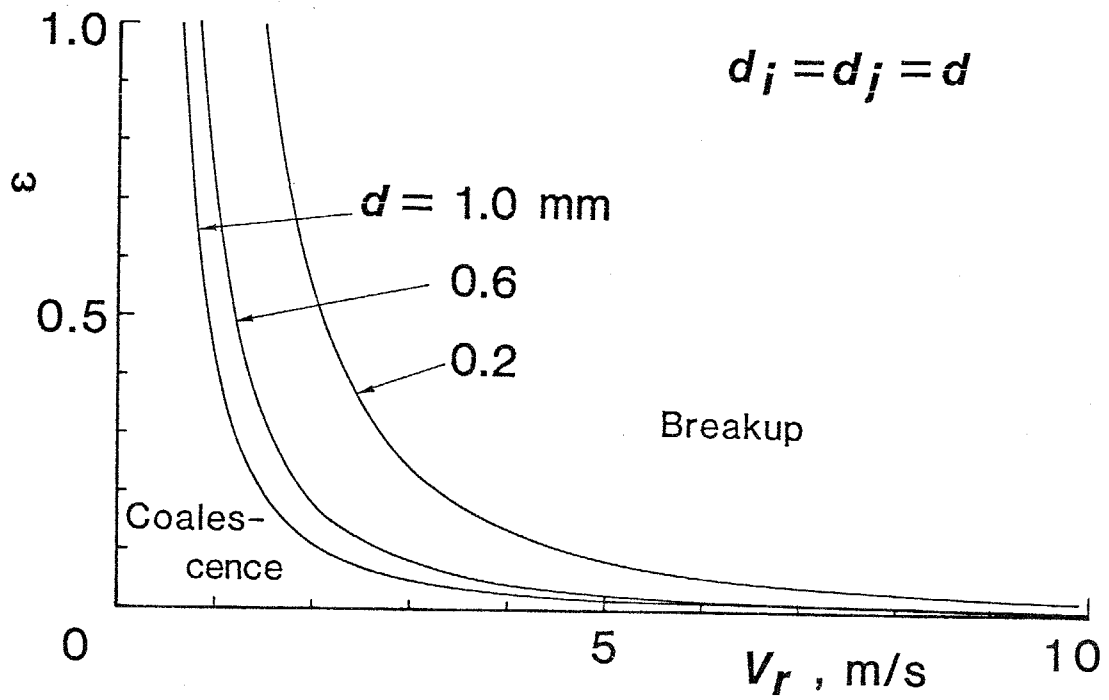


図5-15 合体効率と相対速度の関係
(同一径液滴の場合)

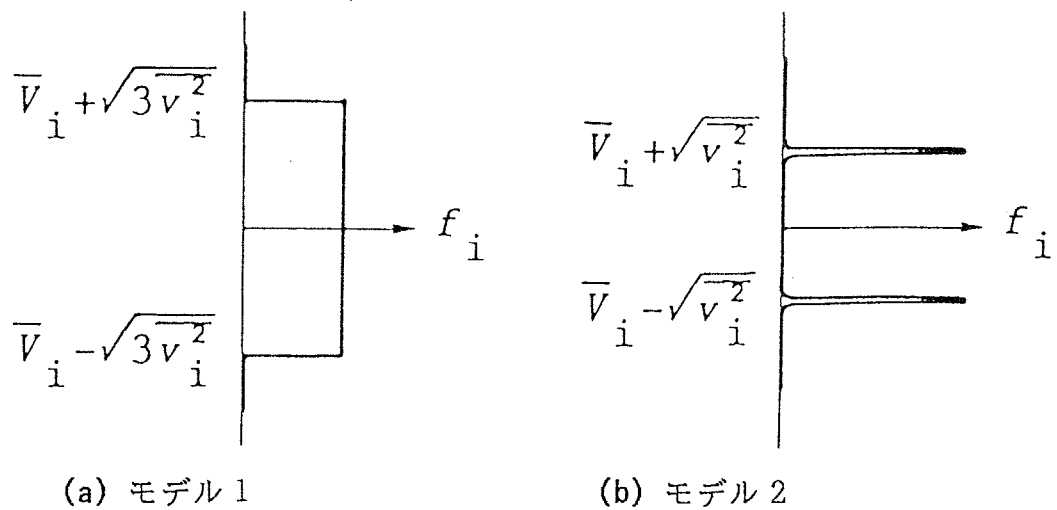


図5-16 液滴速度の確率分布関数のモデル

$$E_{ij}^{out} = \int_0^\infty \int_0^\infty m_i \left\{ \frac{V_i^2}{2} - (1-\varepsilon) \frac{V_i V_j}{2} \right\} |V_i - V_j| \sigma_{ij} f_i f_j dV_i dV_j \quad (5-19)$$

$$E_{jk}^i = \int_0^\infty \int_0^\infty (m_j + m_k) \frac{V_i^2}{2} \varepsilon |V_j - V_k| \sigma_{jk} f_j f_k dV_j dV_k \quad (5-20)$$

以上の積分を行なうために速度分布 f_i を平均値 \bar{V}_i と分散 $\overline{v_i^2}$ のみの関数として与えるよう簡単化する。すなわちモデル 1 として図5-16(a) に示すトップハット形の分布を，モデル 2 として図5-16(b) に示すようにグループ i の液滴がそれぞれ平均速度から v_i^2 ずれた 2 種類の速度の液滴から成る場合を考える。これらのモデルに対し f_i は次式で与えられる。

モデル 1 :

$$\begin{aligned} V_i - \sqrt{3v_i^2} \leq V_i \leq V_i + \sqrt{3v_i^2} & : f_i = N_i / 2\sqrt{3v_i^2} \\ V_i < \bar{V}_i - \sqrt{3v_i^2} , \quad V_i > \bar{V}_i + \sqrt{3v_i^2} & : f_i = 0 \end{aligned} \quad (5-21)$$

モデル 2 :

$$f_i = \frac{N_i}{2} \{ \delta(V_i - \bar{V}_i + \sqrt{v_i^2}) + \delta(V_i - \bar{V}_i - \sqrt{v_i^2}) \} \quad (5-22)$$

ここで δ は Dirac のデルタ関数である。

最後に液滴が気流から受ける抵抗力 F_{Di} は次式で与える。

$$F_{Di} = C_D \frac{\pi}{8} d_i^2 \rho_v |V_v - V_i| (V_v - V_i) \quad (5-23)$$

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad (5-24)$$

$$Re_p = d_i |V_v - V_i| / \nu_v \quad (5-25)$$

以上を基礎式として，管入口部での粒径分布，液滴速度および管入口から出口までの蒸気速度を実験値により与え，式(5-6, 7, 8) を積分することにより N_i , V_i , v_i^2 の流れ方向変化を計算する。実験では液滴の壁付着のため図5-6 で示したように液滴流量が次第に減少するので，計算においては実

験で得られた液滴流量割合に合わせて液滴数密度 N_i を流れ方向の1ステップごとに各粒径グループについて一様に減少させた。また初期条件として与える管入口での $\overline{V_i}$, $\overline{v_i^2}$ は図5-11(a), 5-13(a)の実線と破線で示したような全液滴についての平均値を用いる。

なお図5-11, 12に示した噴出速度の大きい場合、さきに述べたように液膜が激しく乱れており本解析で無視した気流の乱れの効果が大きいと考えられることから、実験結果との比較は主に図5-12, 13に示した噴出速度の小さい場合について行なう。

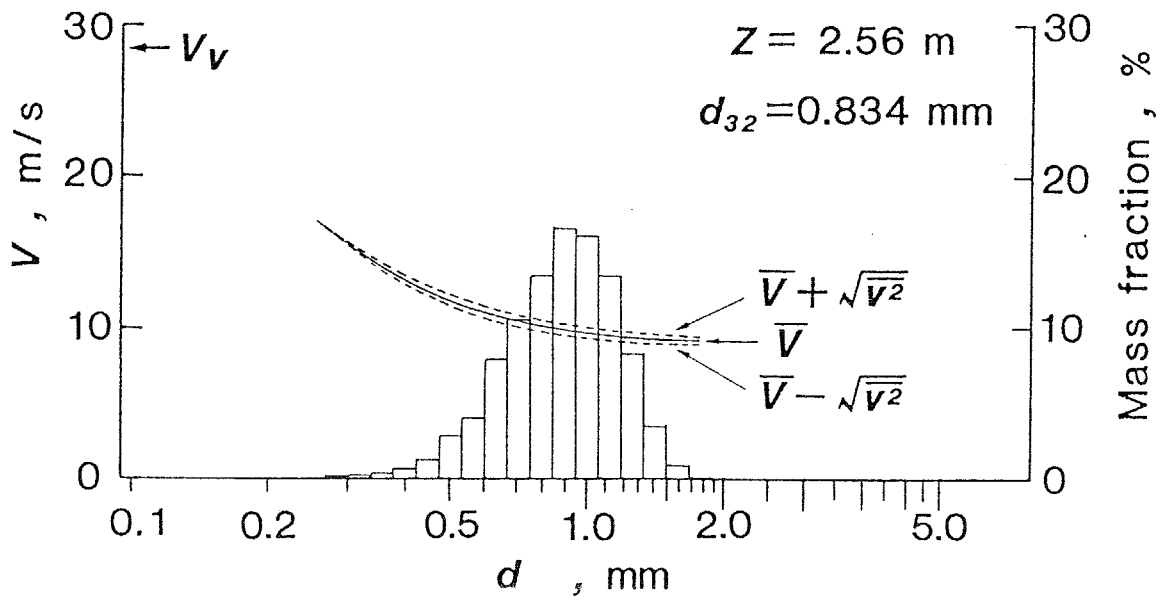
5-4-2 結果および考察

まず図5-16に示した2種類の速度分布による相違を調べるため、図5-12, 13の実験条件について合体効率を1とした場合と式(5-12)で与えた場合の管最上部での粒径分布および液滴速度を図5-17, 18に示す。図5-17, 18の実線は液滴の平均速度を、破線は液滴速度の分散を表す。図5-17では液滴の連続的な分布を考えたモデル1の方がモデル2より若干粒径が大きくなっているが両者の間にはほとんど差はなく、モデル2のように単純化した速度分布を用いても大きな誤りはないことが分かる。しかしこれを図5-13(b)の実験値と比べると実験値と異なり粒径の小さいところで低速の液滴が生じていない。これは合体効率を1とし分裂を考慮していないため、低速の大きな液滴の分裂による低速の小さな液滴の生成が無視されていることによると考えられる。

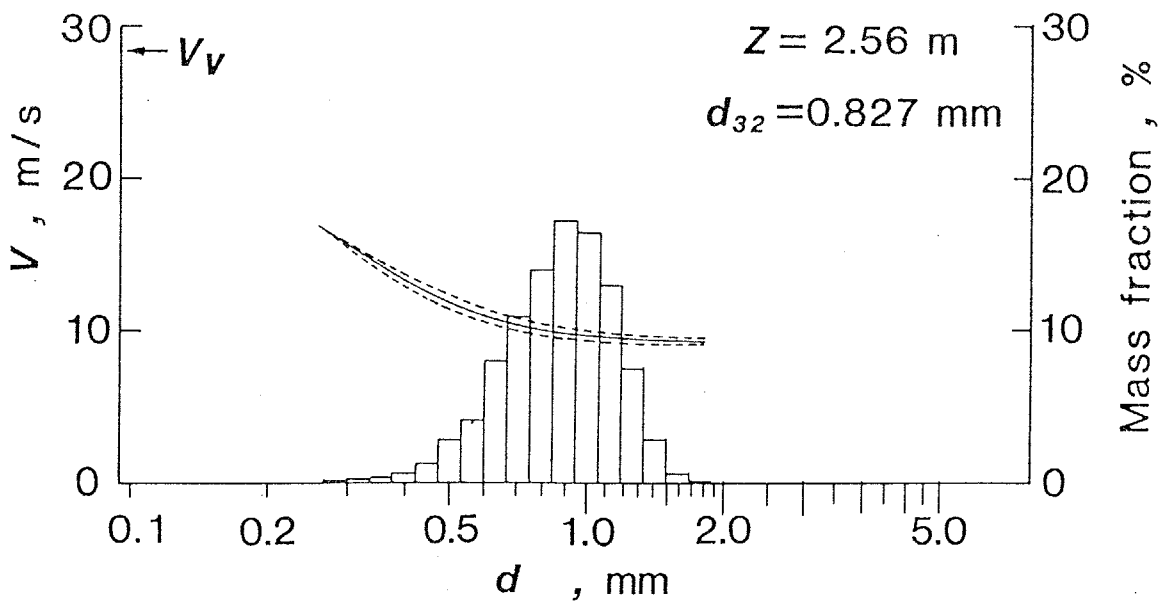
図5-17よりモデル1とモデル2の差が少ないことが明らかとなったので、式(5-12)の合体効率を考慮した計算はモデル2のみで行なった。その結果が図5-18であり、分裂を含まない計算結果(図5-17)と比較すると分裂のため粗大化の程度は小さく、また粒径の小さなところで大きな液滴速度の分散が生じている。このように分裂を含めて計算された液滴速度は図5-13(b)に示したように実測値とほぼ一致しており、特に粒径が小さいところでの速度の分散および合体により新たに生じた粗大な液滴の速度をよく予測している。粒径分布の形状については測定値の数が十分でないこともあり図5-12(b)に示すように実測値とあまりよい一致は得られていないが平均直径については実測値に近い値が得られている。

以上のように液滴の衝突履歴を考慮した本モデルはある程度定量的に実験値を説明している。液滴速度の分散などについては実験値と多少の差が見られるが、蒸気速度、液滴流量の流路断面内分布の影響など本研究では考慮し

ていない要因のためと考えられる。また図5-10(b),5-11(b) に示す噴出速度の大きい場合、実測値の方が粗大化が急速に進行しており、液膜の逆流を伴うような激しく乱れた状態にある時には気流の乱れの影響も考慮する必要があることを示している。



(a) モデル1の場合



(b) モデル2の場合

図5-17 分裂を考慮しない場合の計算結果

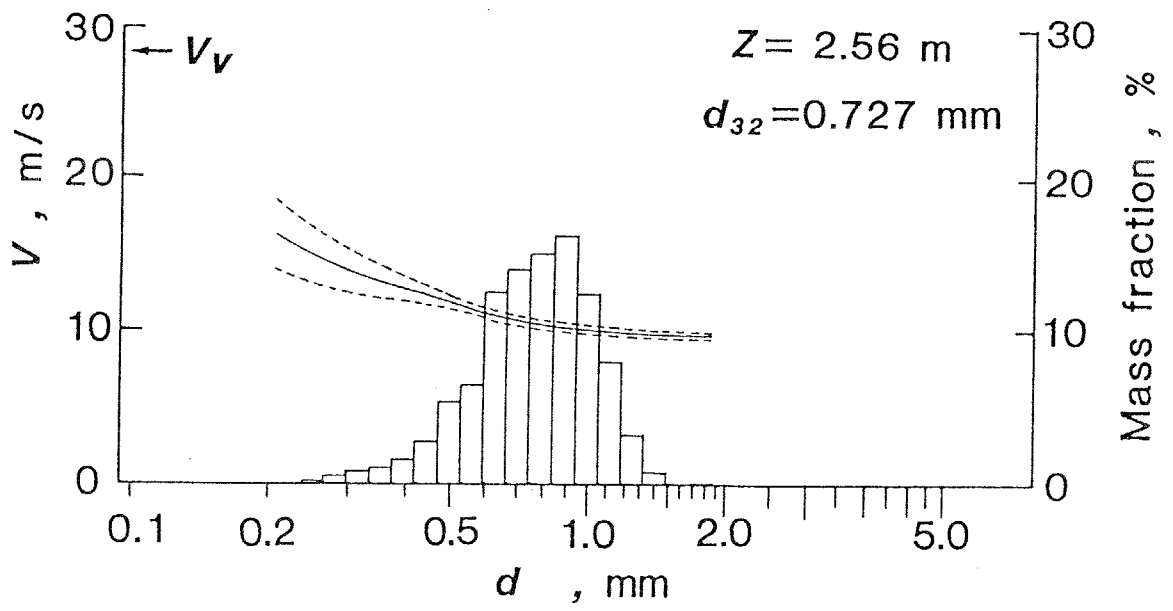


図5-18 分裂を考慮した場合の計算結果 (モデル2)

5・5 結 論

ミストリフトサイクルの性能を見積もる上で重要な、垂直管下部からの熱水の噴霧により生じる蒸気ミストの上向き流れにおいて気流に搬送される液滴群の衝突合体挙動につき実験的、理論的研究を行ない、以下の結論を得た。

- (1) 液滴内の熱伝達率は大きく噴霧直後速やかに熱平衡状態となり、その後のミストリフト状態においては気液はほぼ等温とみなせる。
- (2) 液滴の壁付着により形成された液膜は、同一の蒸気流速下でも液滴の衝突速度の増加により不安定化し局所的な逆流と液滴のエントレインメントを生じ、さらに液膜の逆流に伴い圧力損失が急増する。
- (3) 液滴の衝突・合体による粗大化は急速に進行し、その衝突合体挙動は気流の乱れが小さい場合には本モデルで液滴の分裂を考慮することにより理論的に説明できる。
- (4) 液膜の逆流を伴うような場合には気流の乱れを考慮した解析が必要である。

第 6 章

液滴衝突による液膜の不安定化 に関する研究

6・1 ま え が き

流下液膜と上向き気流の対向二相流において気流がある速度以上になると液膜は不安定となり逆流を生じる。前章において海洋温度差発電用ミストリフトサイクルの基礎研究として上部を冷却した垂直管下端からの熱水の噴霧により生じる蒸気・ミストの上向き流について研究を行なったが、この場合にも液滴の壁付着によって生じる流下液膜が条件によっては不安定化し圧力損失の増加などを生じるため、リフト管内の流動特性の一つとしてその液膜挙動を明らかにする必要がある。しかし通常の対向二相流と異なり、リフト管内における上昇流は噴霧流であるため、液膜挙動への影響因子として気流による力に加え、液膜が液滴衝突により受ける力を考慮する必要がある。そこで本章ではこのような環状噴霧対向二相流における液膜挙動に及ぼす液滴衝突の効果について実験的、理論的に検討する。なお実験はミストリフトサイクルの代表的条件である常温の低圧飽和蒸気・水系のほか大気圧空気・水系について行なう。

本章の主な記号

C	界面波の波速度	, m/s
D	管内径	, m
G_s	管上部からの液膜供給量	, kg/s
G_w	管下端から流出する液膜量	, kg/s
g	重力加速度	, m/s ²
mD	管壁単位面積に衝突する液滴の運動量 (管全長にわたる平均値)	, Pa
T	温度	, °C
V_a	管内平均空気速度	, m/s
V_l	液膜流量を管断面積でわった液膜のみかけ速度,	m/s
V_{po}	液滴噴霧速度	, m/s
V_v	管内平均蒸気速度	, m/s
Re _f	液膜レイノルズ数 (= $4\Gamma/\mu_l$, Γ : 単位巾あたりの液膜流量)	
δ	液膜厚さ	, m
ρ	密度	, kg/m ³
τ_i	液膜界面せん断力 (管全長にわたる平均値),	Pa

添 字

g	気相
l	液相
o	初期状態

- 平均値
- ' 平均値からのずれ分
- * 無次元みかけ速度

ただし第6-4 節においてのみ以下の記号を用いる。

- H 流路中心から気液界面までの距離, m
- h 液膜厚さ, m
- U x 方向速度, m/s
- x 鉛直下向き座標, m
- y 壁面から垂直に流路中心方向へ測った距離, m
- z 気液界面から垂直に流路中心方向へ測った距離, m

6・2 実験装置

実験装置は前章で用いたものと同様（図5-1）で内径100mm,全長2.2mの透明アクリル製の垂直管で、流路下部に設置したミスト発生器の多数の細孔（直径0.15mm, 900個）から温水が噴霧される。流路上部は凝縮器に接続しており、噴霧された熱水は微粒化するとともにフラッシュ蒸発し上向きの蒸気・ミスト流を形成する。ここで温水の温度と流量を変化させることにより蒸気速度と液滴速度を調節する。ただし本章では流路途中の液膜除去部は取り除き流路を全長にわたって滑らかな状態として実験を行なった。その結果、流路全長は2190mmとなっている。一方、管上部管壁に図6-1に示すような液膜供給部を取り付け、液膜を流下させる。なお管内の温度はおおむね20℃程度であり、蒸気圧および密度はそれぞれ約2kPa, 0.02kg/m³である。

このような環状噴霧対向二相流について液膜流下量、圧力損失、液膜厚さの測定を行なう。液膜流下量は流路下部タンクの液面上昇から測定し、圧力損失については管入口・出口の圧力差を微差圧計またはマンメータにより測定する。液膜厚さの測定は管下端から600mmの位置において、図6-2に示すような管周方向3ヶ所に設けたコンダクタンスプローブにより行い、液膜波形ならびに流れ方向に設置した2つのプローブの信号の相互相関より波速度を求める。コンダクタンスプローブは直径0.5mmの2本のステンレス線を壁面に垂直に5mm間隔で並べたもので、電極間のコンダクタンスが電極間の液膜厚さに比例することを利用して液膜厚さを測定する。図6-3は測定回路を示したもので、プローブに1kHzの一定電圧の正弦波を加えた時の電流を検出し、整流およびローパスフィルタ回路によりコンダクタンスを求める。図6-4は液膜厚さと出力電圧の校正曲線を示したもので、液膜厚さが4mm程度ま

で正確なことが分かる。

なお蒸気速度については、熱平衡条件を用いて温度の測定値から蒸発量を計算し断面平均速度を求めた。

さらに空気・水系の場合として同一の垂直管とミスト発生器を用いて管上部を大気に解放し、管下部からブロワにより空気流を供給して実験を行なった。この空気の供給は外径90mmの円管により行ない、この空気導入管とリフト管の間の間隔5mmの隙間から流下液膜を排出した。

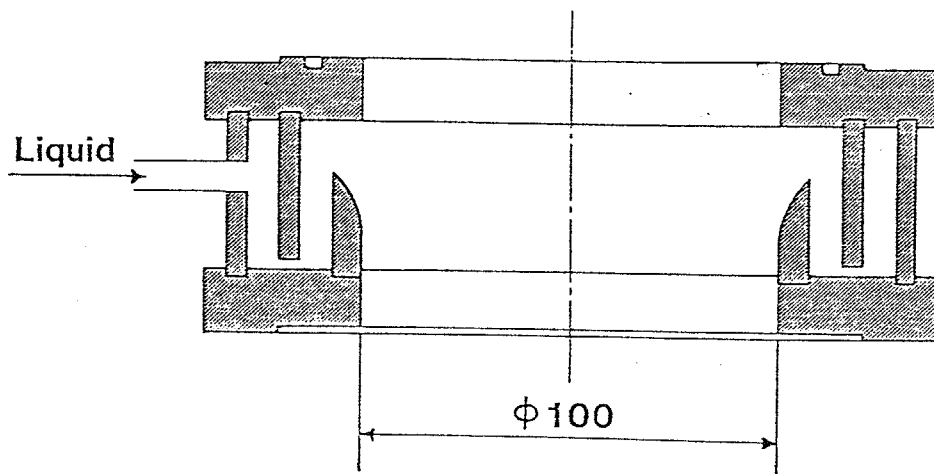


図6-1 管上部に取り付けた液膜供給部

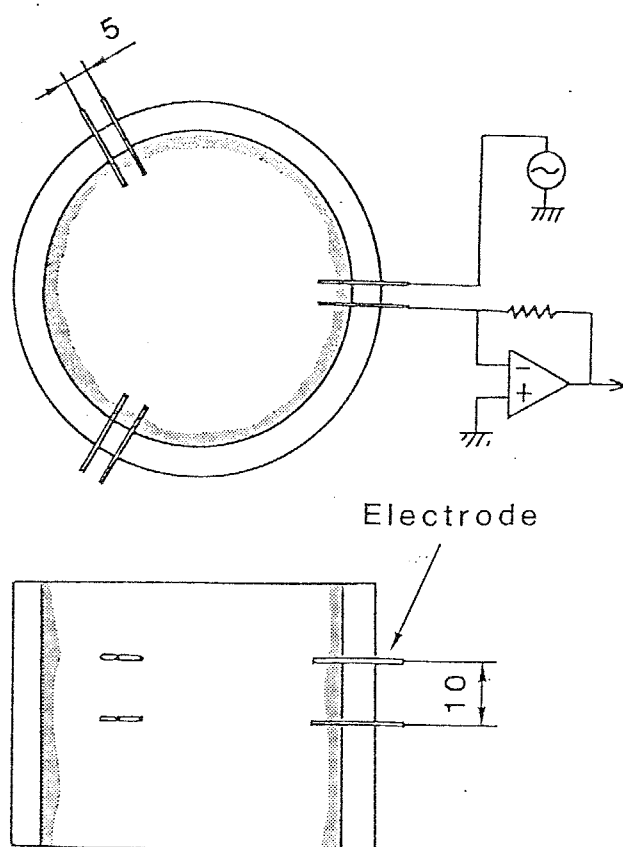


図6-2 コンダクタンスプローブの配置

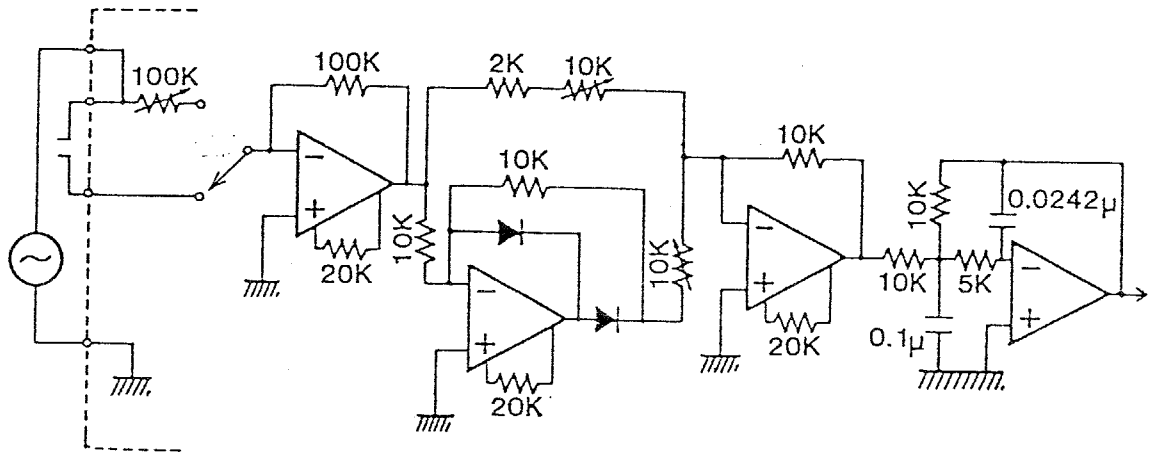


図6-3 コンダクタンスプローブの信号処理回路

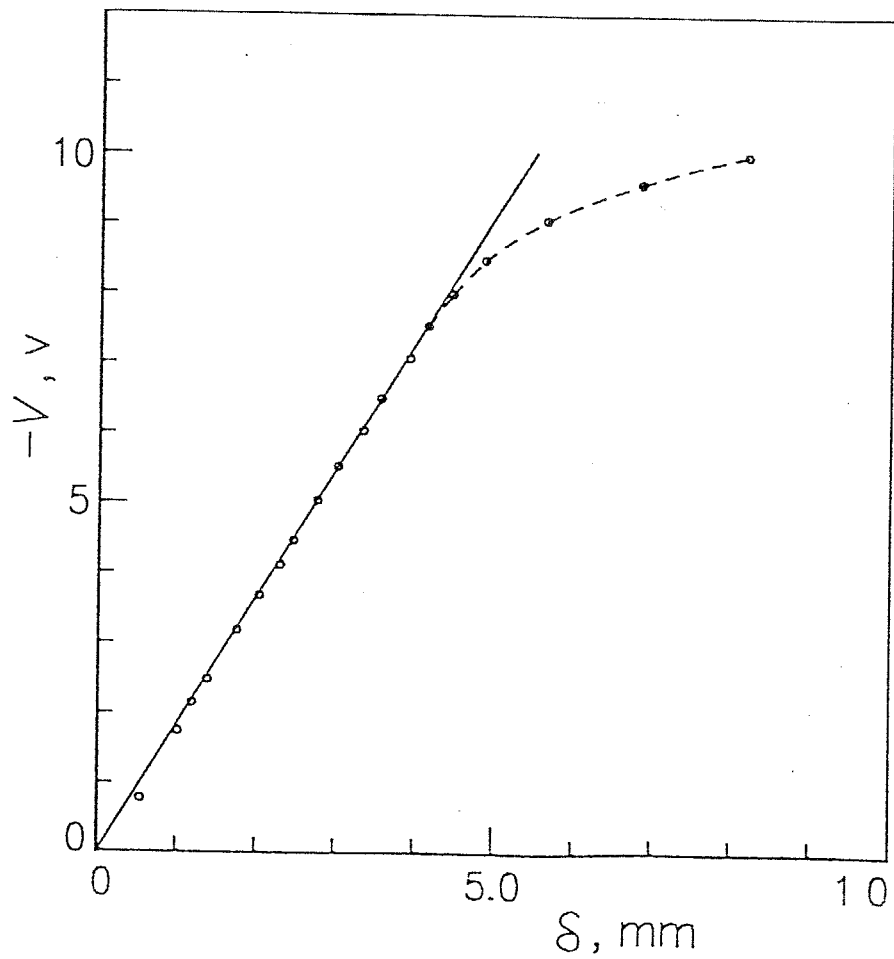


図6-4 コンダクタンスプローブ測定系の校正

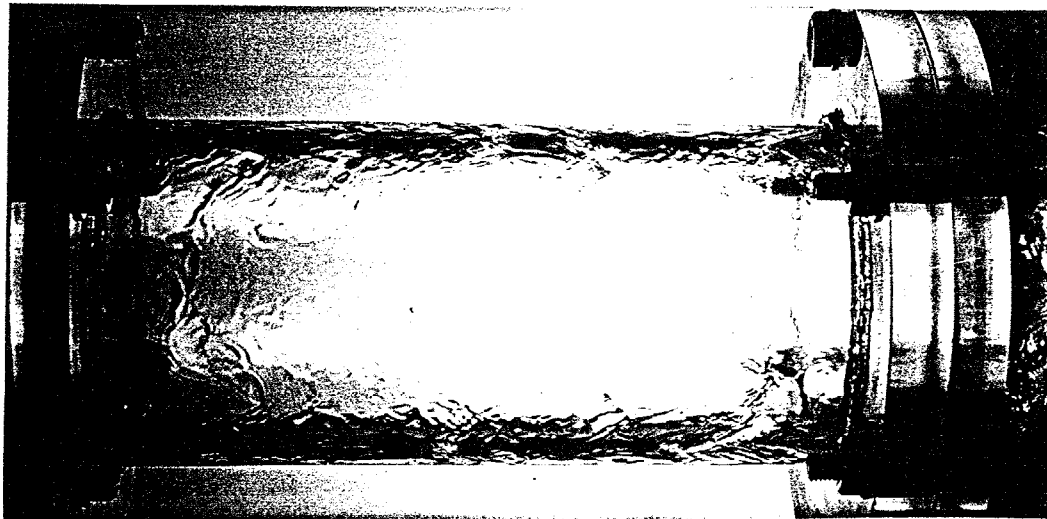
6・3 実験結果

6・3・1 蒸気・水系の場合

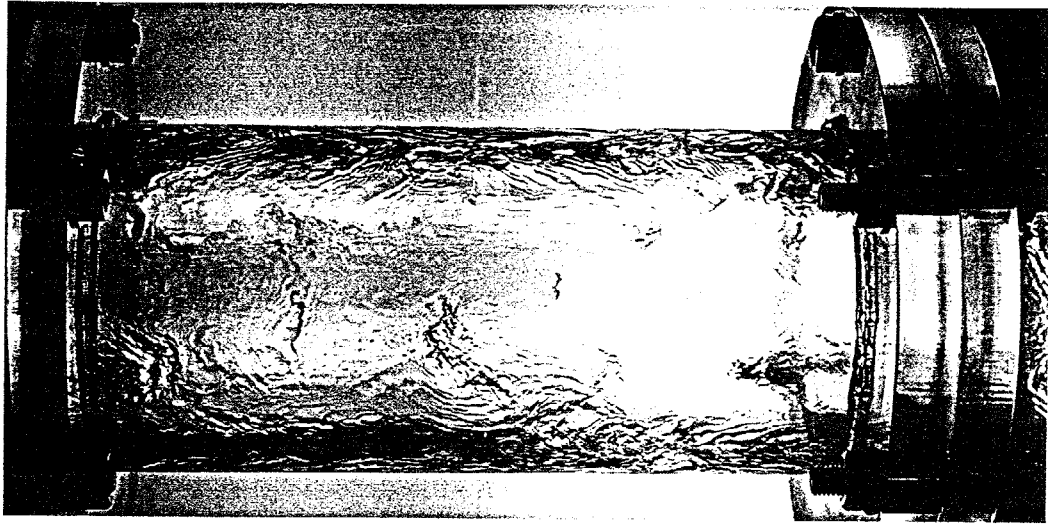
6・3・1・1 液膜の流動状態 管上部からの液膜供給流量 G_s を零とし、蒸気速度 V_v が一定の条件下で噴霧速度 V_{po} （すなわち液滴の初速度）を増加させた時の液膜の流動状態の変化を図6-5に示す。ここで噴霧は一定面積の細孔群から行なっているので、噴霧速度 V_{po} は噴霧流量 G_{po} と後述の図6-横軸に示すように対応している。噴霧速度が小さい場合には図6-5(a)のように液膜は滑らかに流下しているが、噴霧速度が約12m/s以上になると図6-5(b), (c)に示すように液膜の乱れが急増し、局所的に下から押し上げられる形で逆流が生じ、さらに波頭から液滴のエントレインメントが発生する。

このような目視観察による流動状態を定量的にとらえるため、液膜厚さを測定した結果を以下に示す。まず温水を噴霧せず管上部から液膜を流下させた単なる流下液膜の波形を示したのが図6-6であり、孤立波的な大波が基底液膜上を流下することが分かる。なお図中の上下の波形は流れ方向に10mm離して設置した二つのプローブからの信号を示したものであり、これら二つの波形の時間遅れが波速度に対応する。これに対し管上部から液膜を流下させるとともに管下部から温水を噴霧し、液膜の逆流が観察される場合の波形を示したのが図6-7であり、上側の波形に比べ下側の波形が時間的に先行していることから波が上方に伝播していることが分かり、目視観察による逆流の発生と対応する。

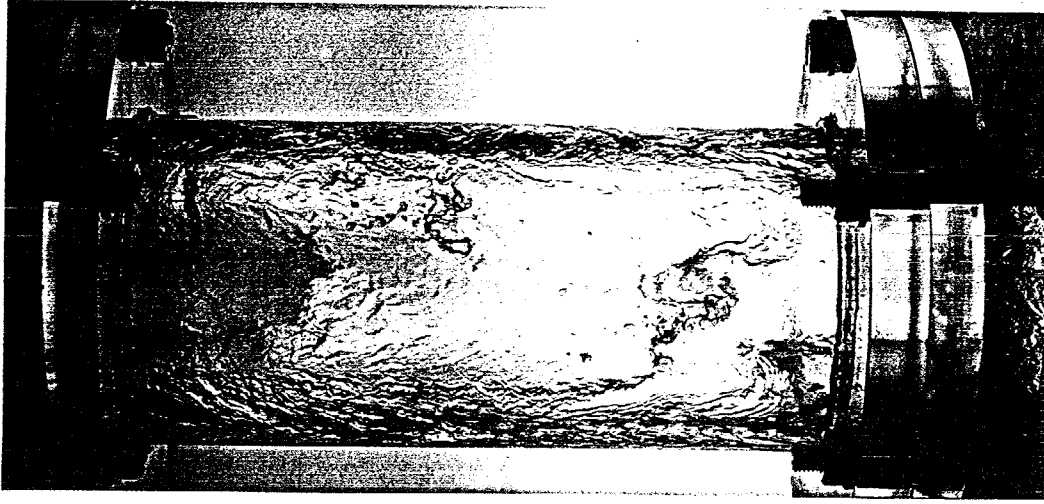
このような二つの信号の時間遅れから波速度 C を求めた結果を以下に示す。図6-8は管上部から液膜を供給せず ($G_s = 0$)、温水の噴霧のみにより液膜が生じる場合の波速度を噴霧速度が異なる場合について示したものであり、



(a) $V_{po} = 6\text{m/s}$



(b) $V_{po} = 12\text{m/s}$



(c) $V_{po} = 21\text{m/s}$

図6-5 液膜の流動状態 ($V_v = 20\text{m/s}$, $G_s = 0\text{kg/s}$)

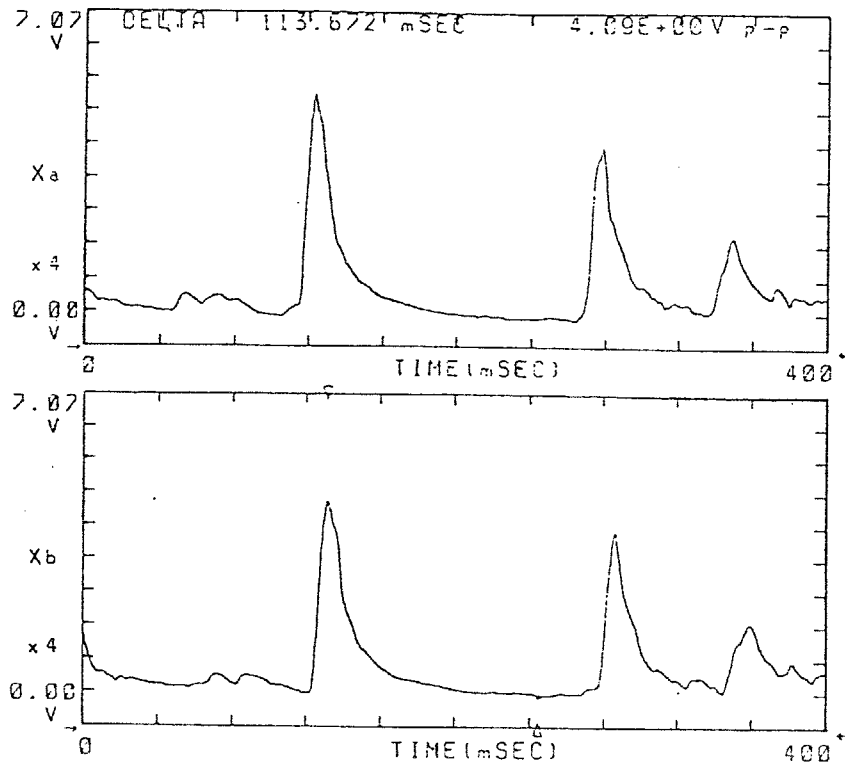


図6-6 単純流下液膜の液膜波形
 $(V_{po}=0\text{m/s}, V_v=0\text{m/s}, G_s=0.1\text{kg/s})$

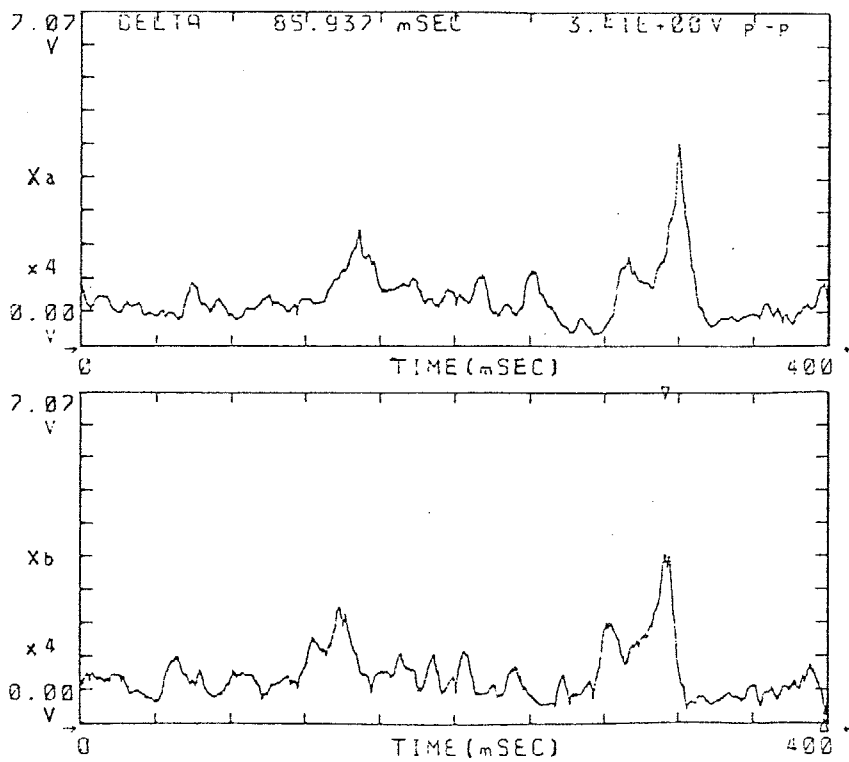


図6-7 液滴を噴霧した場合の液膜波形
 $(V_{po}=20.7\text{m/s}, V_v=40\text{m/s}, G_s=0.1\text{kg/s})$

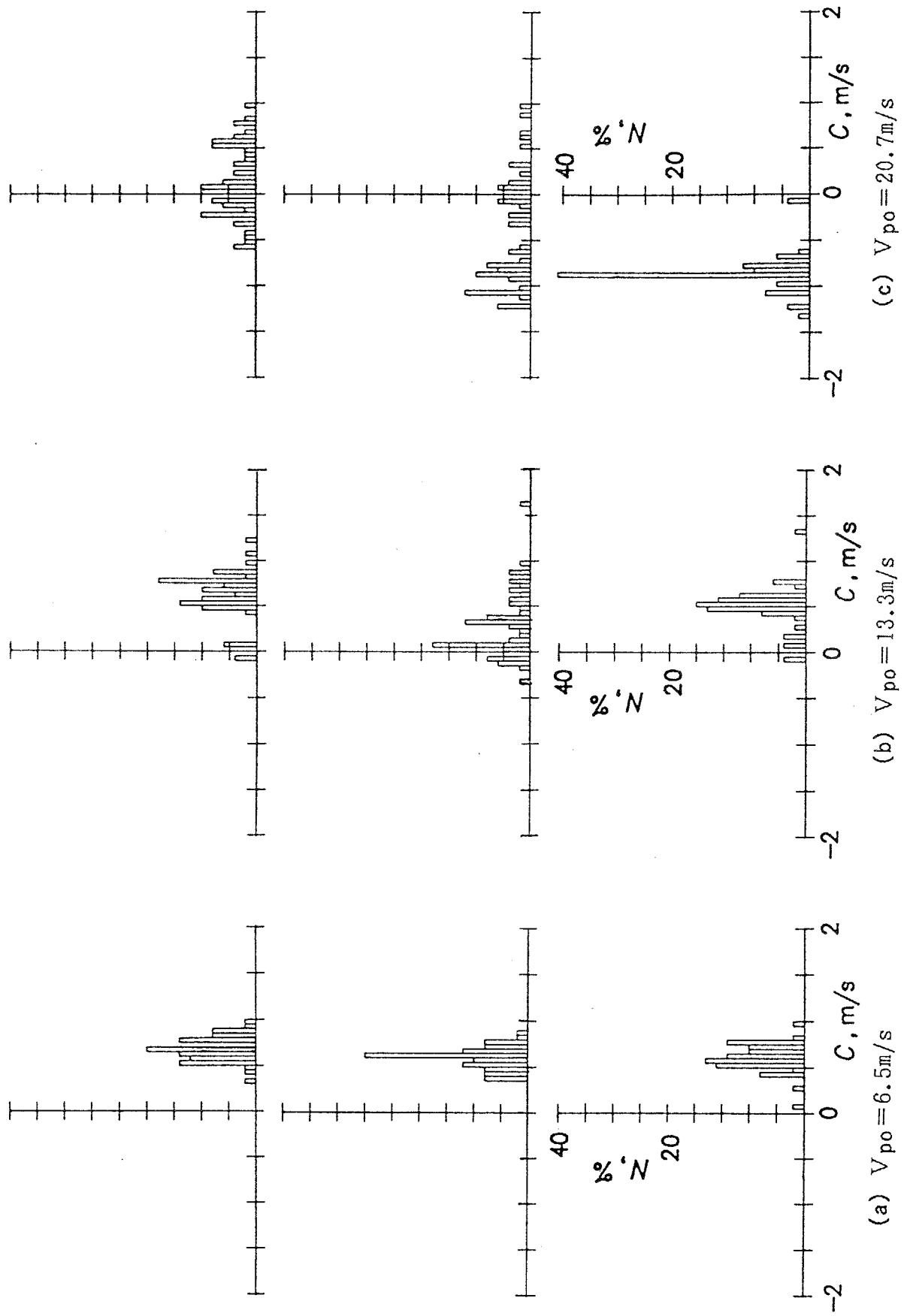


図6-8 波速度の頻度分布 ($V_v = 20m/s$, $G_s = 0kg/s$)

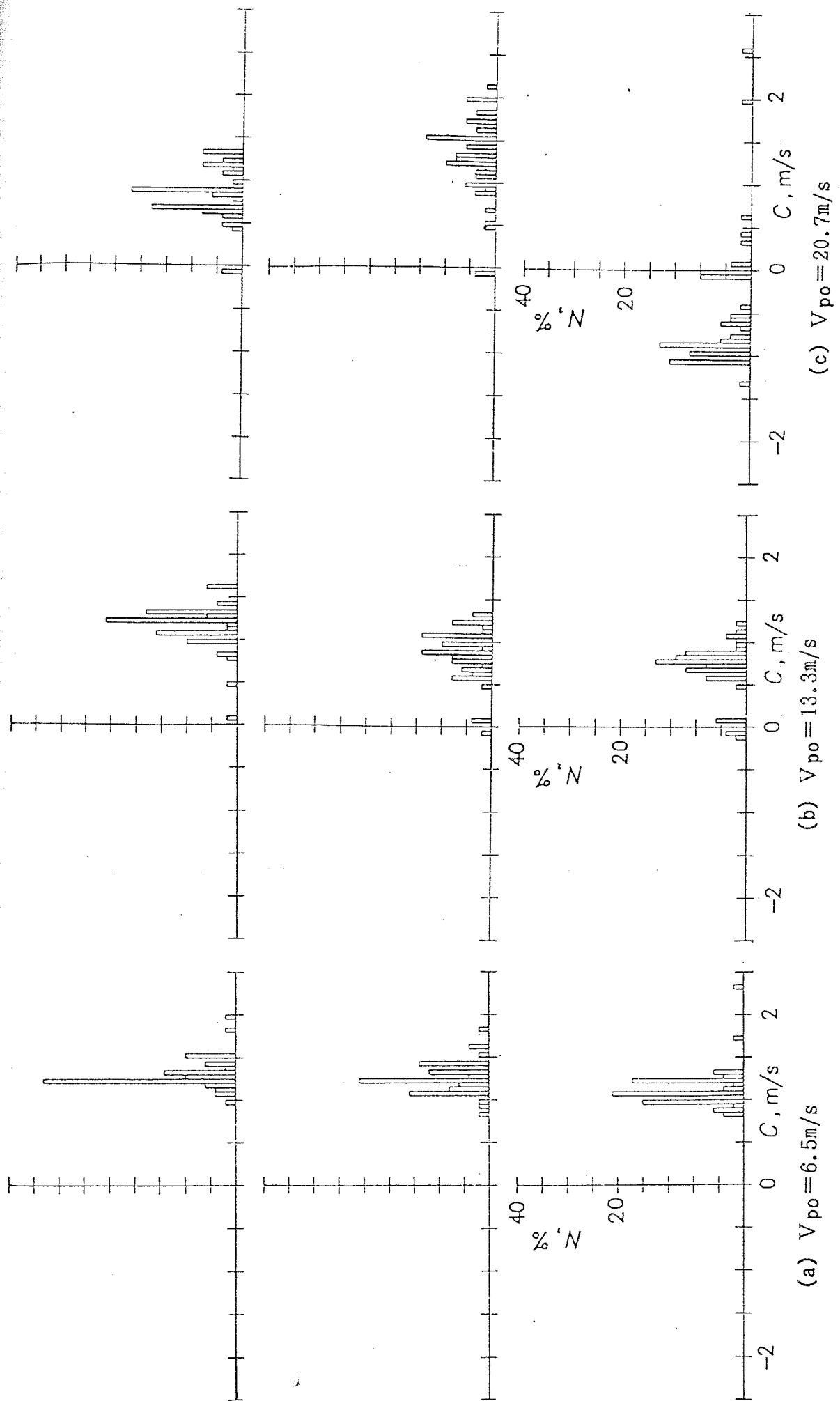


図6-9 波速度の頻度分布 ($V_v = 20 \text{ m/s}$, $G_s = 0.1 \text{ kg/s}$)

この図は図6-5の写真に対応している。各噴霧速度に対する3つの棒グラフは管周方向3ヶ所における波速度の頻度分布である。ここで波速度Cの符号は鉛直下向きを正とした。噴霧速度が小さく液膜が滑らかに流下する図6-8(a)の場合、波速度は比較的一定しており管周方向の偏りはないが、噴霧速度の増加により液膜の不安定化が生じる図6-8(b)の場合、波速度のばらつきが大きくなり波速度が負つまり上昇する波も生じる。これは目視観察による液膜の局所的・間欠的な逆流の発生と対応している。さらに噴霧速度を増加すると図6-8(c)のように波は上昇するようになる。さらに管上部からも一定量の液膜を供給し同様な測定を行なった結果が図6-9であり、この場合にも管下部からの噴霧速度の増加とともに波が下降から上昇に転じることが分かる。

このような管周方向3箇所すべての平均的な波速度を求めた結果として、まず、単純流下液膜の場合の平均波速度を液膜レイノルズ数 Re_f に対して示したのが図6-10である。図中の実線は平滑層流液膜のNusselt式で見積もった場合の液膜の表面速度を示したものであり、波速度はこの実線の1.2程度の値を保ちながら液膜レイノルズ数とともに増加する。(なお平滑層流液膜の表面速度は流量平均速度の1.5倍に相当する。)

これに対し管下部から液滴を噴霧した場合の平均波速度を噴霧速度に対して示したのが図6-11,12であり、図6-11は管上部から液膜を供給しない場合、図6-12は供給した場合の結果である。いずれの場合にも噴霧速度の増加とともに図6-8,9で示したような局所的・間欠的な上昇波の発生に対応し平均波速度が減少する。

このような液膜の流動状態による平均液膜厚さの変化を以下に示す。図6-13は単純流下液膜の平均液膜厚さを示したもので、図中の実線で示すNusseltの解とよく一致する。さらに液滴を噴霧した場合の結果が図6-14,15で、そ

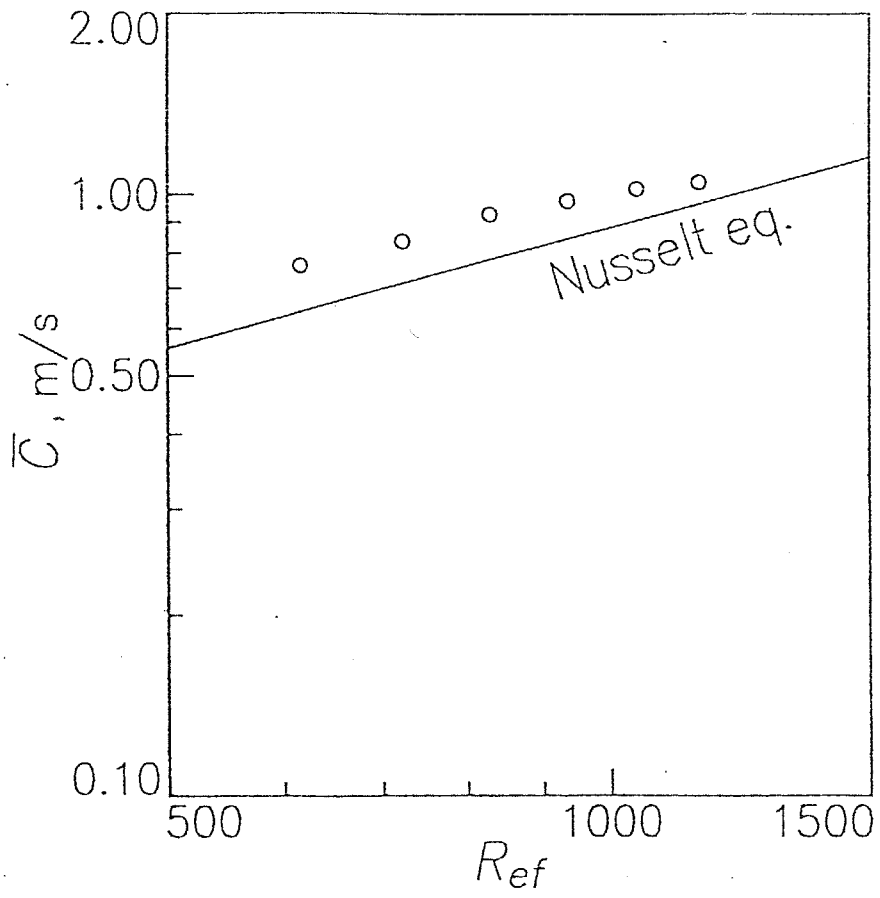


図6-10 平均波速度と液膜レイノルズ数の関係

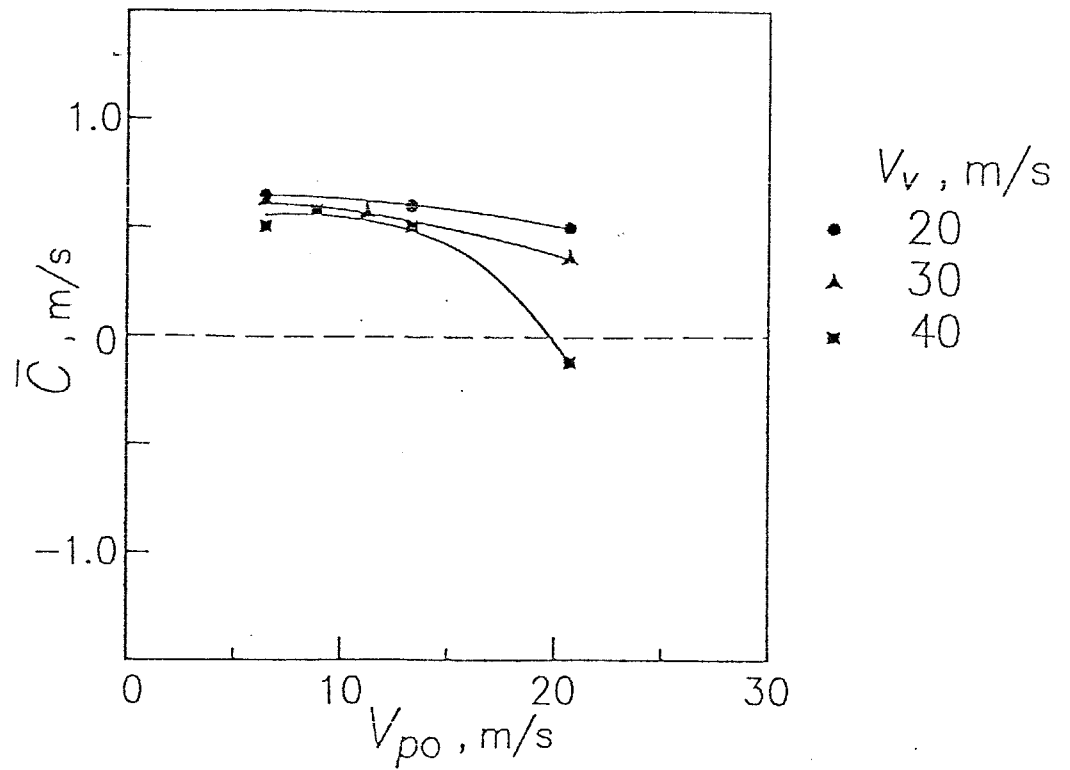


図6-11 液滴噴霧による平均波速度の変化
($G_s = 0 \text{ kg/s}$)

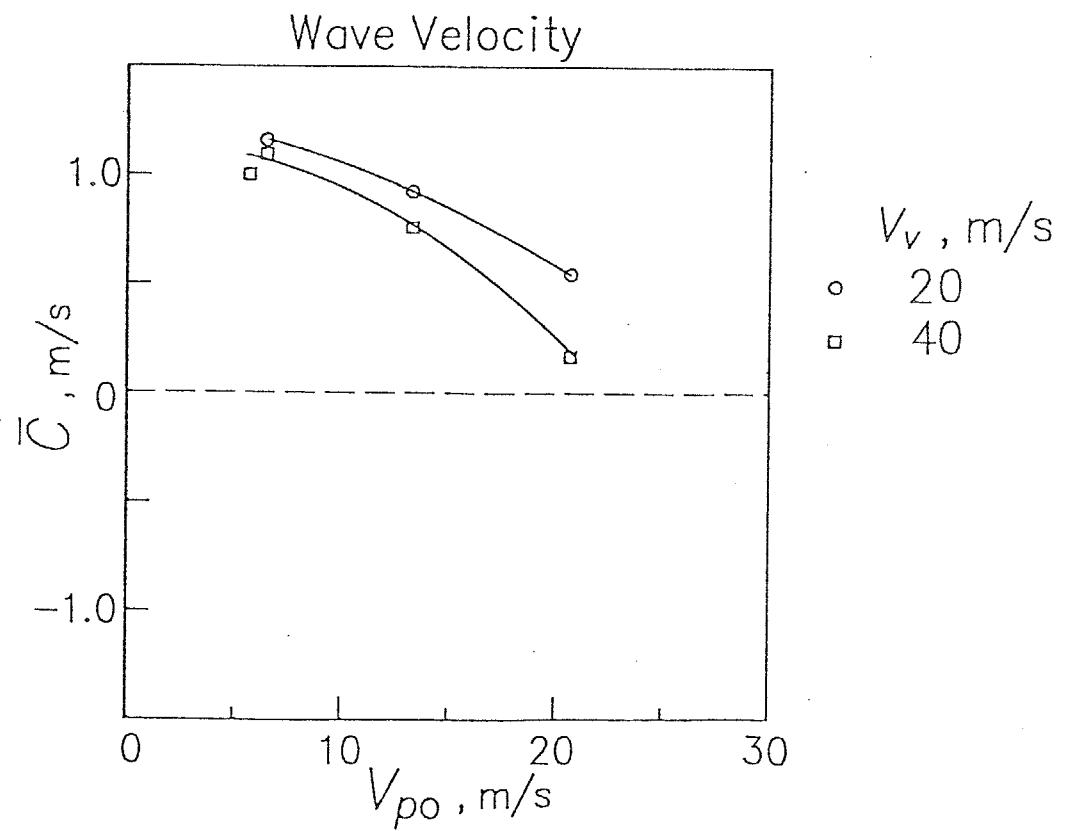


図6-12 液滴噴霧による平均波速度の変化
($G_s = 0.1 \text{ kg/s}$)

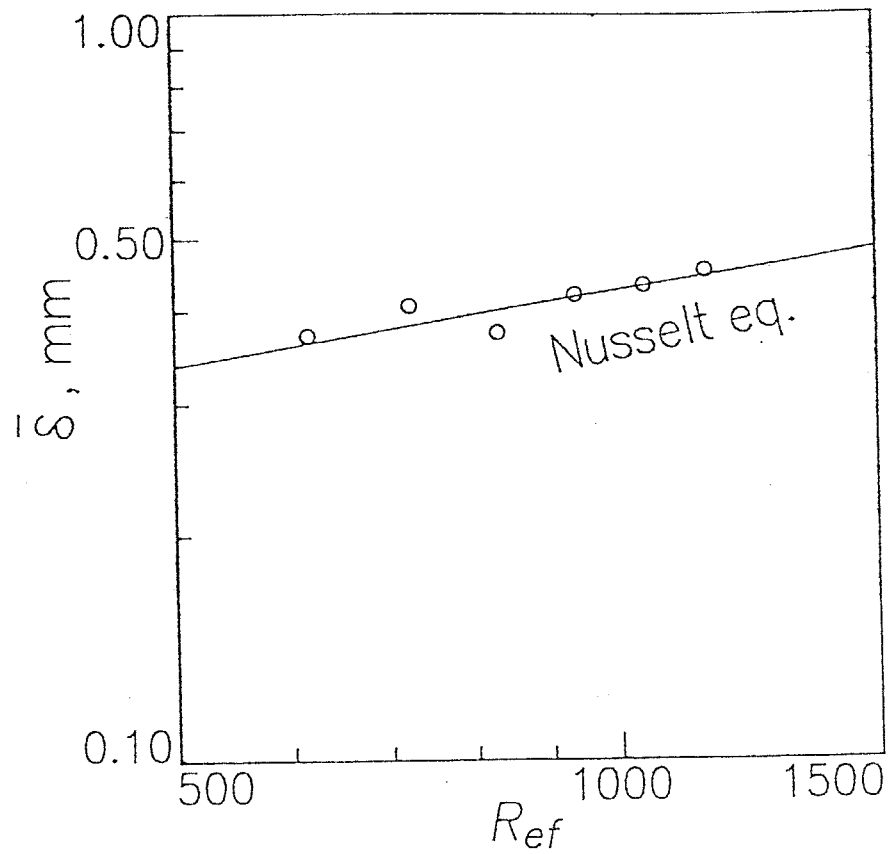


図6-13 単純流下液膜の平均液膜厚さと液膜
膜レイノルズ数の関係
($V_{p0}=0\text{m/s}$, $V_v=0\text{m/s}$)

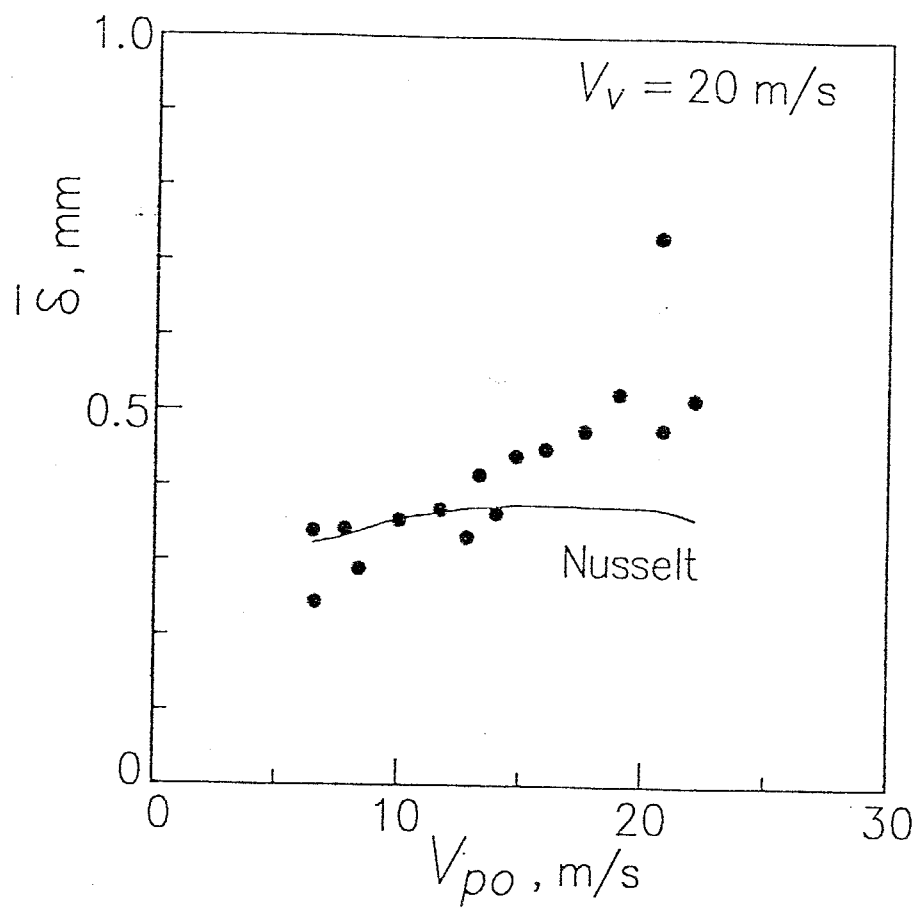


図6-14 液滴噴霧による平均液膜厚さの変化
($G_s = 0 \text{ kg/s}$)

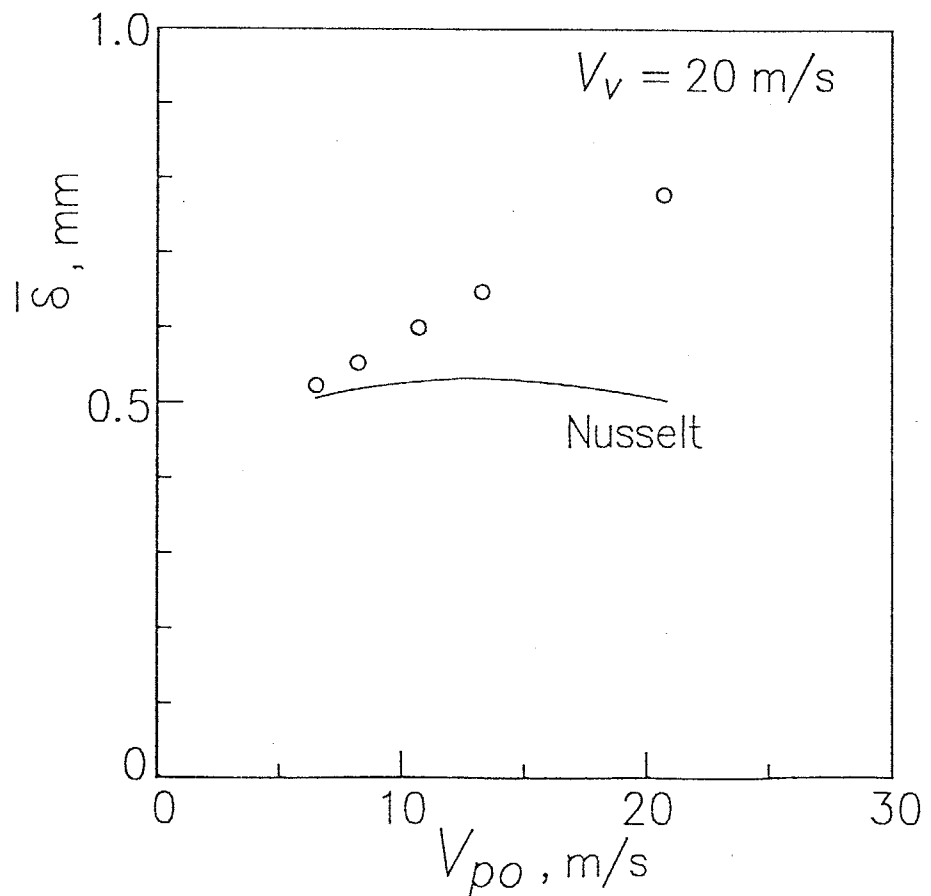


図6-15 液滴噴霧による平均液膜厚さの変化
($G_s = 0.1 \text{ kg/s}$)

れぞれ管上部から液膜を供給しない場合とした場合の結果である。液滴の噴霧速度が小さく液膜が滑らかに流下している状態では実線で示すNusseltの解と近い値をとるが、噴霧速度が大きくと液膜の逆流が発生すると平均液膜厚さが増加することが分かる。

6.3.1.2 液膜流下量 液膜供給量と蒸気速度を一定に保ち噴霧速度を増加させた時の液膜流下量 G_w の変化を図6-16に示す。図中の黒塗印は管上部から液膜を供給しない場合 ($G_s = 0$)、白抜き印は供給した場合 ($G_s = 0.1 \text{ kg/s}$) 示す。図6-5の実験条件に対応する $G_s=0\text{kg/s}$, $V_v=20\text{m/s}$ の場合、噴霧速度が約12m/s以下で液膜が滑らかに流下している領域では噴霧速度の増加とともに液膜流下量が増加する。これは噴霧量の増加により液滴の壁付着量も増加する結果であるが、噴霧速度が12m/s以上になると逆に噴霧速度の増加とともに液膜流下量が減少する。さきに図6-5で示したように、この点を境にして液膜が不安定化するため液膜流下量が最大値を持つと考えられる。次に管上部から液膜を供給した場合にも図中の白抜き印で示すように同様な現象が生じ、特に蒸気速度が大きい場合、液膜流下量は噴霧速度の増加とともに急激に減少する。以上のように液膜の不安定の発生と液膜流下量の減少は蒸気速度一定のもとで噴霧速度の増加により生じており、液膜の流動状態は気流による力に加え液滴衝突の影響を受けることが分かる。

6.3.1.3 気液界面せん断力と液滴衝突運動量 以上に述べた液滴衝突の効果は液膜に働く力のつり合いの観点から考察するため、液膜単位面積に衝突する液滴が持つ上向きの運動量 m_D と気液界面せん断力 τ_i を実験値から見積り図6-17に示す。ここで m_D は前章で示した液滴壁付着流量と液滴速度

$V_y, \text{m/s}$	$G_s, \text{kg/s}$	
	0	0.1
20	●	○
30	▲	
40	■	□
48		▽

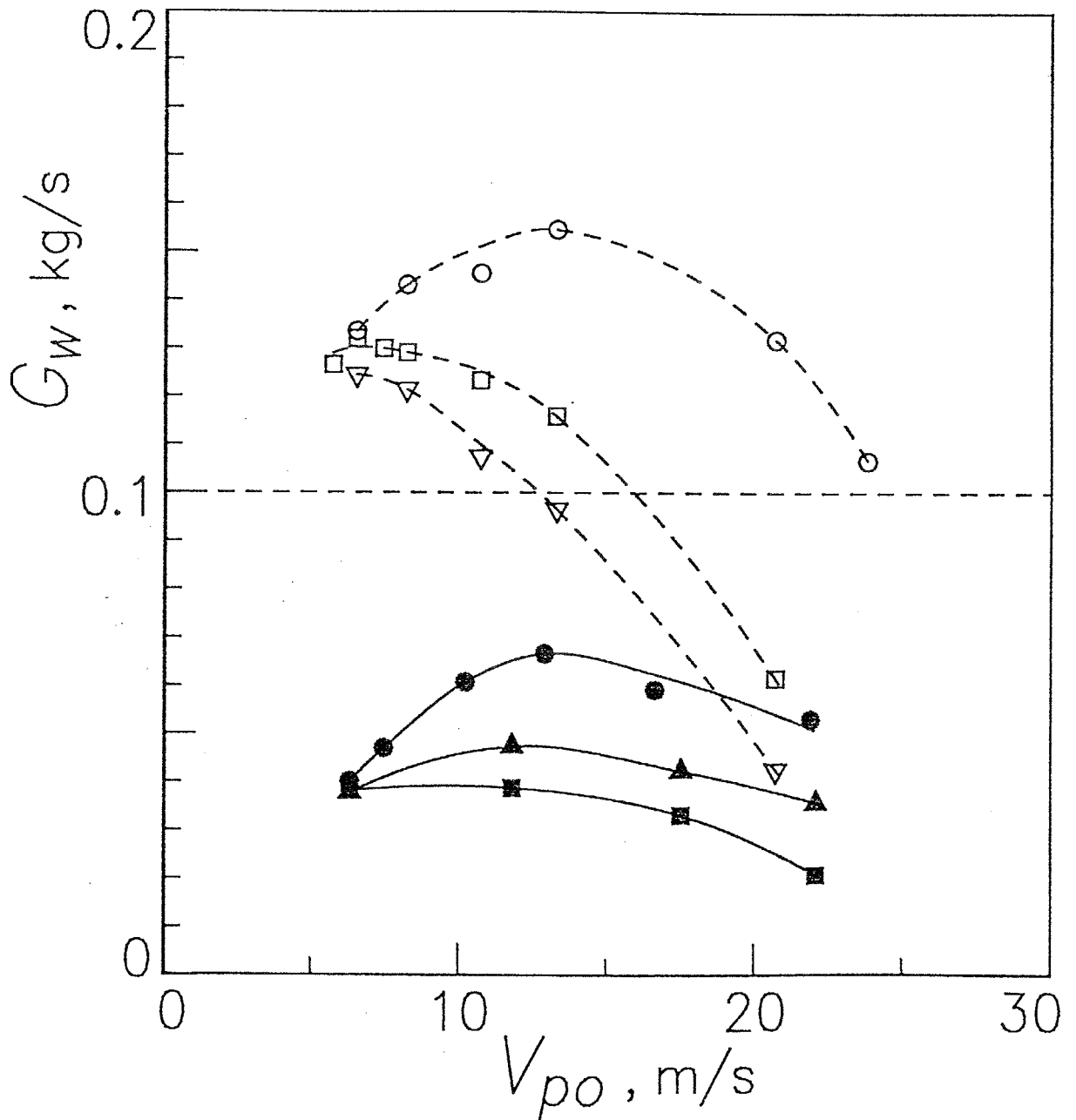


図6-16 液滴噴霧による液膜流下量の変化

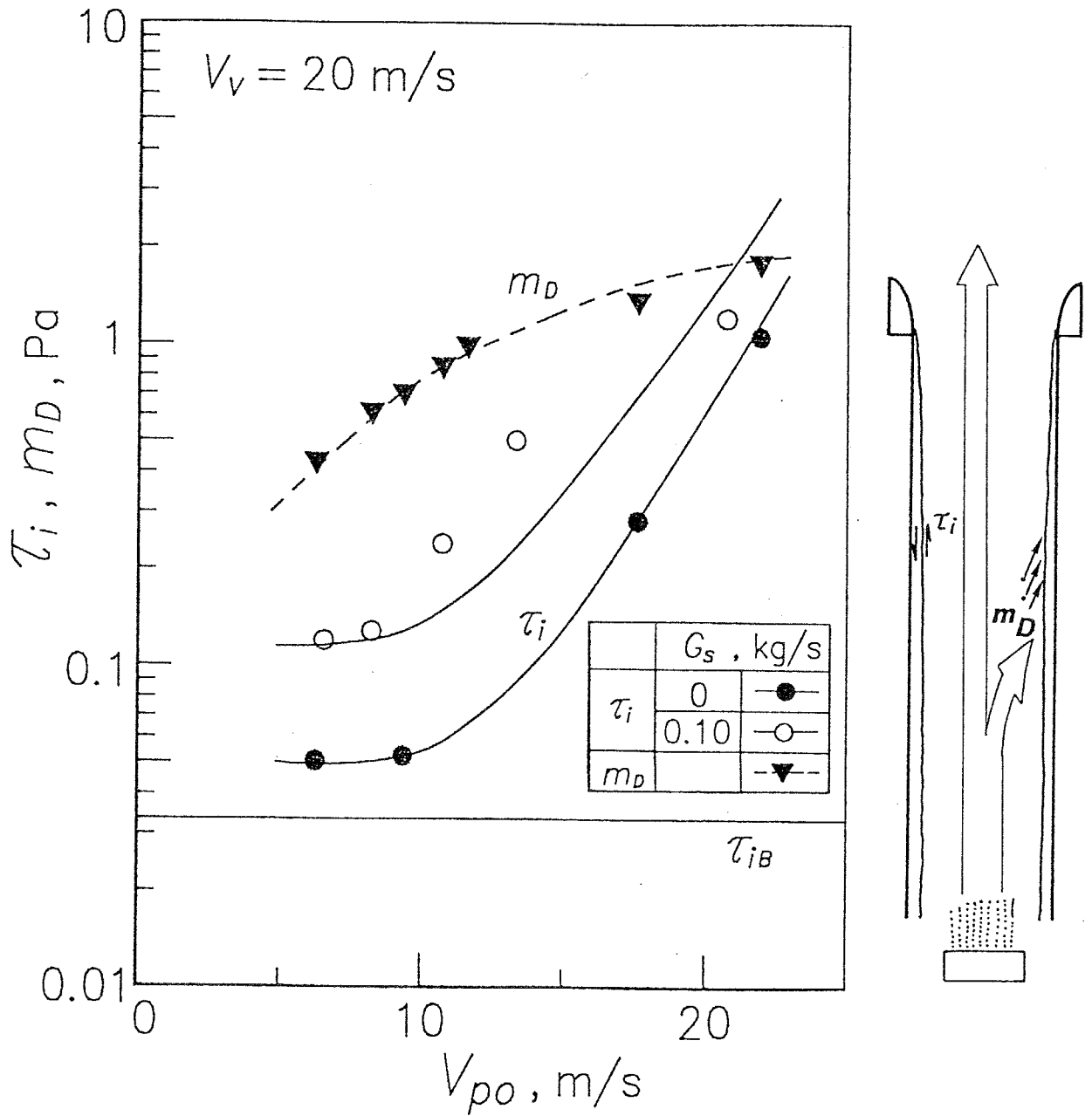


図6-17 液滴噴霧による液膜界面せん断力の変化と液滴の壁面衝突運動量
(蒸気・水系の場合)

の流れ方向分布の測定値から求めた管全長にわたる平均値であり、 τ_i は管全長の圧力損失から加速分と重力分を差し引いて求めた。また図6-17中の τ_{ib} は平滑管に対する Blasius の抵抗則による壁面摩擦である。噴霧速度が小さい領域では τ_i はほぼ一定であるが液膜が不安定化する $V_{po}=12\text{m/s}$ 以上で液膜の乱れの増加ため τ_i は急増する。一方液滴衝突運動量は噴霧速度とともに増加し、その値は τ_i の 3~10 倍大きい。気流速度が一定の条件下でも、この噴霧速度の増加に伴う液滴衝突運動量の増加により液膜の不安定が発生すると考えられる。

6.3.2 空気・水系の場合

次により広範囲の条件について液滴噴霧の影響を調べるため、大気圧の空気・水系について実験を行なった結果を示す。図6-18は空気速度 $V_a = 9.0\text{m/s}$ の場合について噴霧速度が一定のもとで液膜供給量を増加させた時の液膜流下量の変化を示したものである。黒丸で示す液滴を噴霧しない場合、液膜供給量 $G_s = 0.25\text{kg/s}$ 以下では液膜流下量 G_w は G_s と等しく、管上部から供給した液膜はすべて管下部まで流下するが、液膜供給量が 0.25kg/s 以上に増加すると逆に流下液膜量は減少する。この液滴を噴霧しない空気速度一定の条件下で管上部からの液膜供給量を増加させた時の液膜の流動状態を図6-19の写真に示す。限界液流量 $G_s = 0.25\text{kg/s}$ 以下では液膜は滑らかに流下するが、 $G_s = 0.25\text{kg/s}$ で液膜の乱れが発生して急激に増加する。さらに液膜供給量を増加すると再び液膜は滑らかに流下するようになるが、これは管上部の液膜供給部において液が上下に分離し液膜流下量が減少するためである。

次に液滴を噴霧した場合の液膜の流動について述べる。図6-18中の白抜き印が液滴を噴霧した場合の結果で、各噴霧速度に対する直線は上部から供給した液膜がすべて流下するとしたものである。この直線からのずれ分が供給液膜からの液滴発生量に相当し、以下ではこのずれ分をキャリーオーバーと呼ぶ。黒丸印で示す液滴を噴霧しない場合には最大液膜流量点までキャリーオーバーがほとんど生じないのに対し、液滴を噴霧した場合、液膜供給量の増加とともにキャリーオーバーが増加した後、液滴を噴霧しない場合とほぼ同一の最大流下量に達することが分かる。この液滴を噴霧した場合の液膜の様子を示したのが図6-20で、液滴を噴霧しない場合の図6-19に比べ液膜の乱れが大きいことが分かる。

空気・水系の場合の界面せん断力と液滴衝突運動量の関係を示したのが図

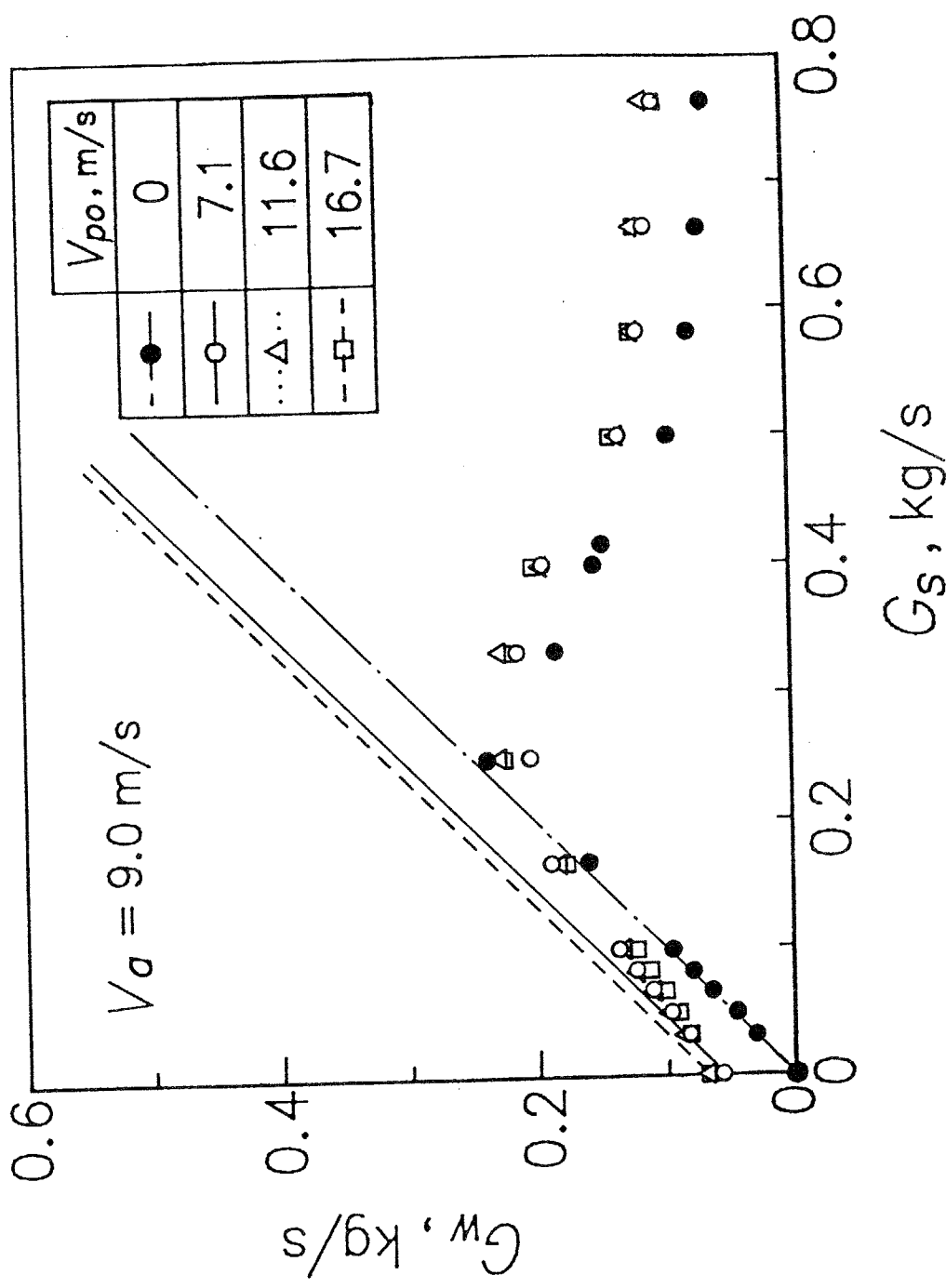
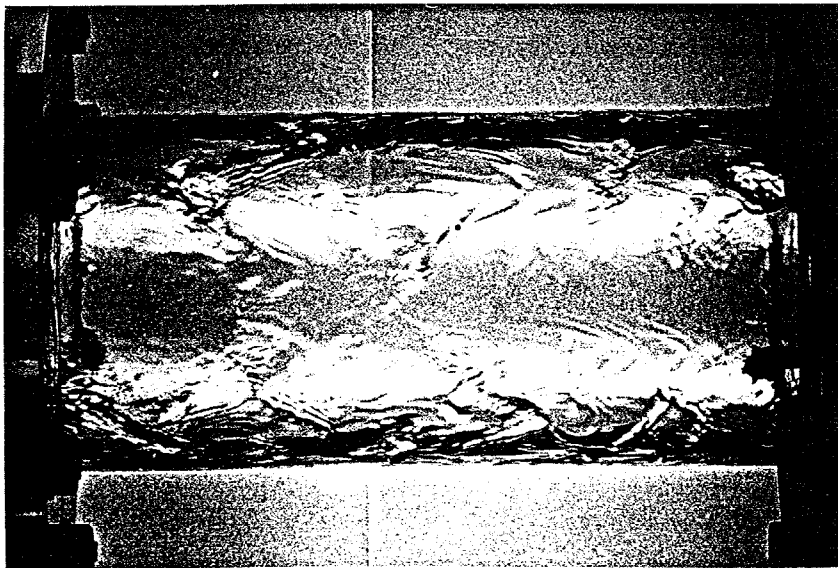
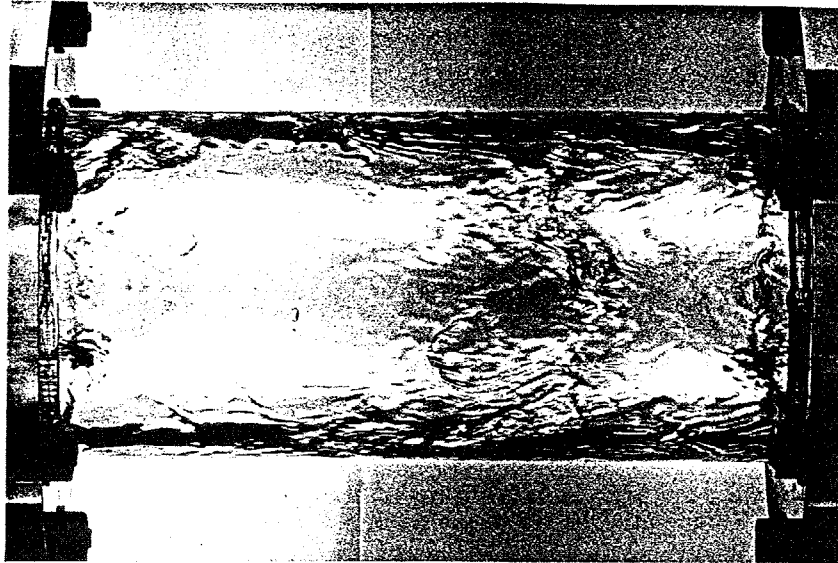


図6-18 液膜供給量の増加に伴う液膜流下量の変化 (空気・水系)

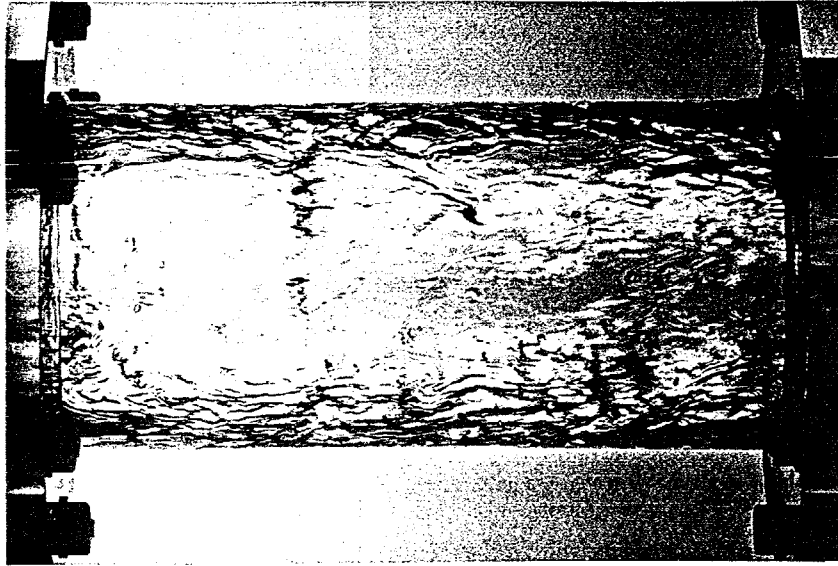
Gs, kg/s 0.0989



0.167



0.250



(次ページへ続く)

図6-19 液膜供給量の増加に伴う液膜の流動状態の変化
(液滴を噴霧しない場合。 $V_a = 9\text{m/s}$, $V_{po} = 0\text{m/s}$)

Gs 0.333



0.500

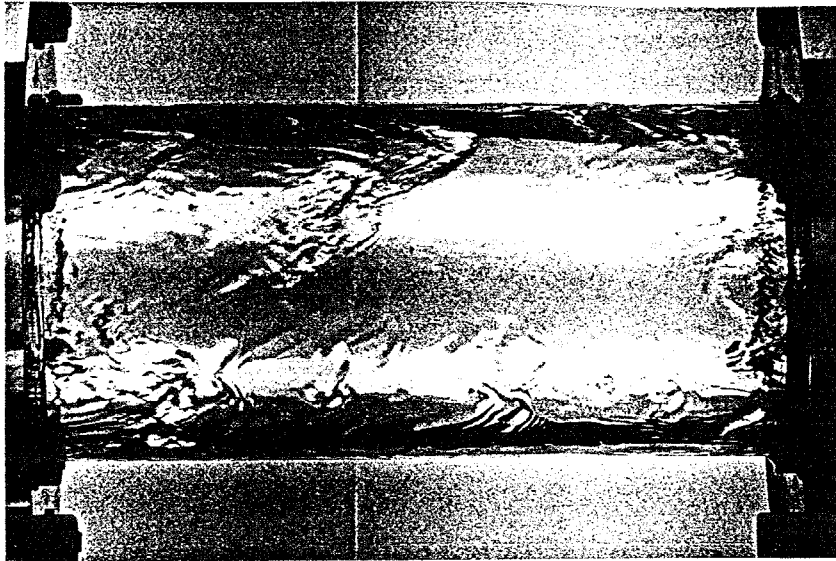
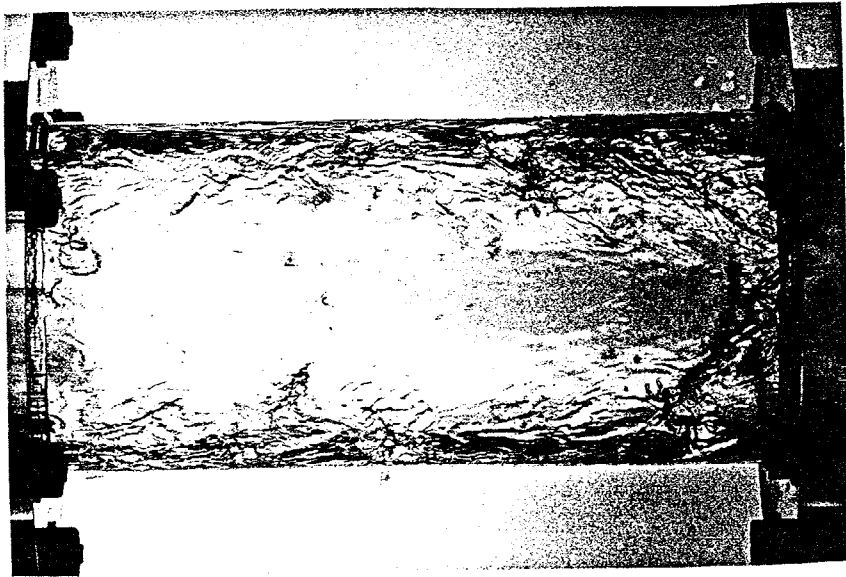
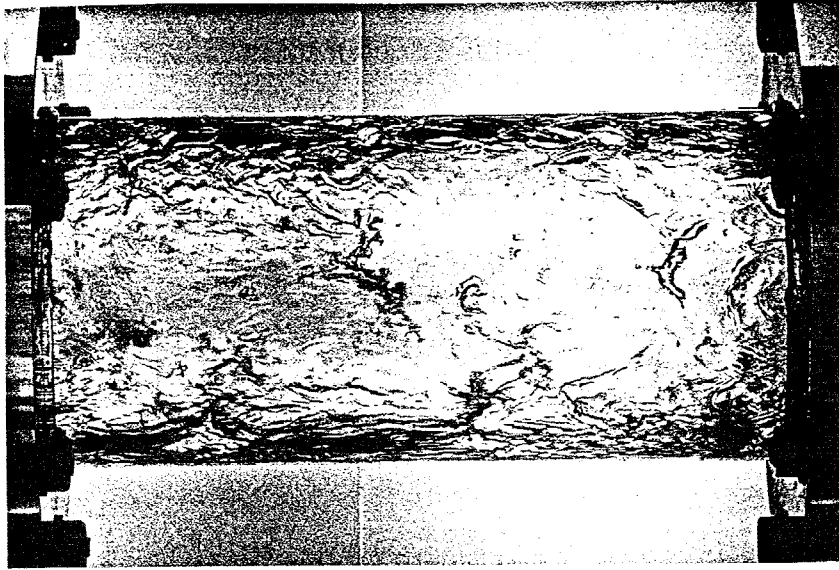


図6-19 液膜供給量の増加に伴う液膜の流動状態の変化 (前ページより続く)
(液滴を噴霧しない場合。 $V_a = 9\text{m/s}$, $V_{po} = 0\text{m/s}$)

Gs , kg/s 0.0989



0.167



0.250

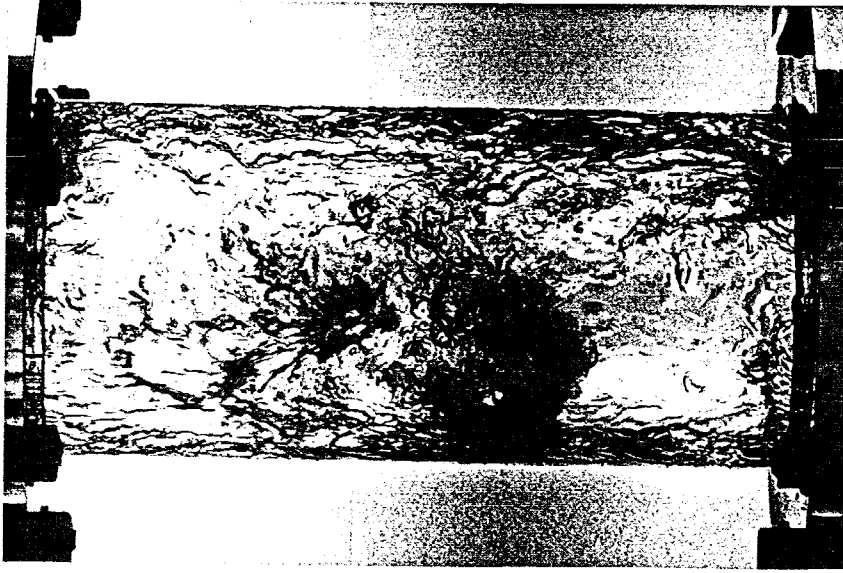
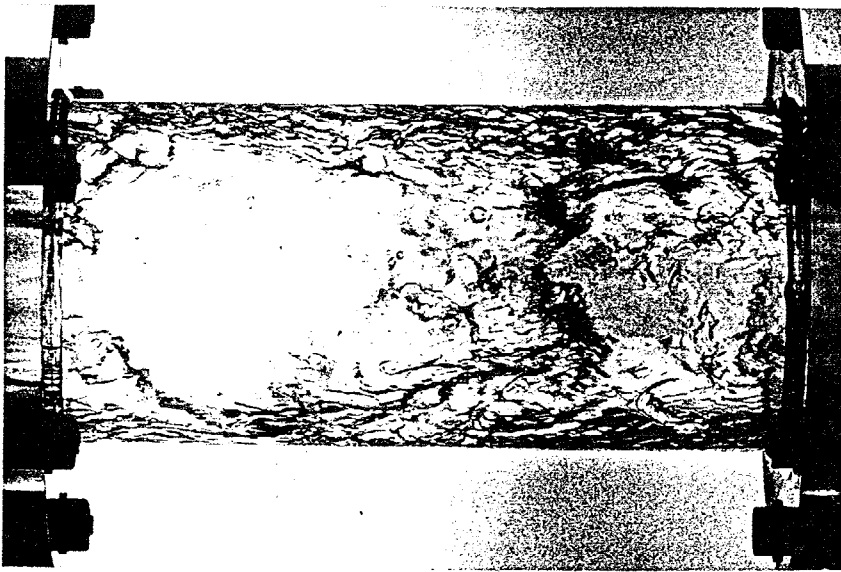


図6-20 液膜供給量の増加に伴う液膜の流動状態の変化
(液滴を噴霧した場合。 $V = 9\text{m/s}$, $V_{po} = 7.1\text{m/s}$)

(次ページへ続く)

Gs , kg/s 0.333



0.500

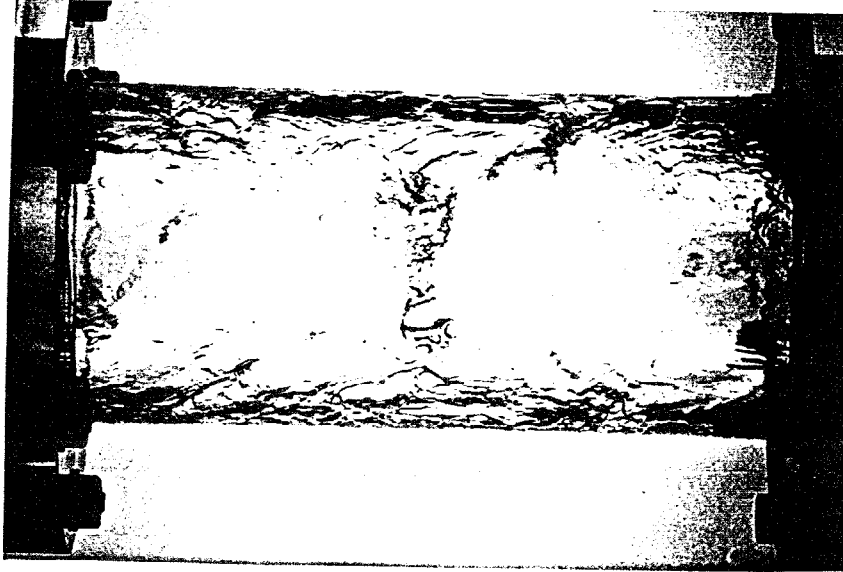


図6-20 液膜供給量の増加に伴う液膜の流動状態の変化 (前ページより続く)
(液滴を噴霧した場合。 $V = 9\text{m/s}$, $V_{po} = 7.1\text{m/s}$)

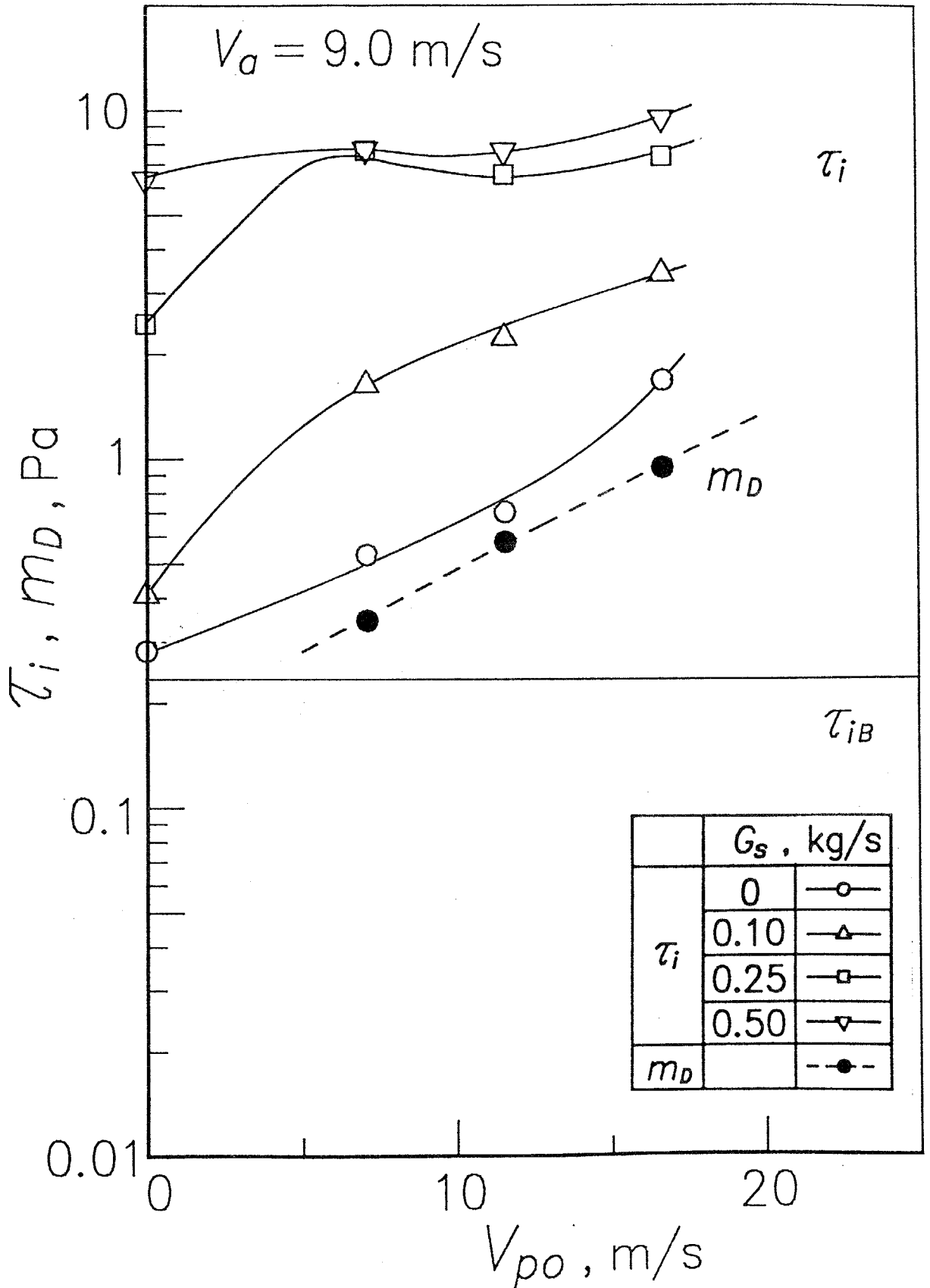


図6-21 液滴滴噴霧による液膜界面せん断力の変化と液滴の壁面衝突運動量 (空気・水系の場合)

6-21で、蒸気・水系の場合の図6-17と比較すると、気相の密度が大きいいため、 m_D に較べて τ_i が大きいことが分かる。

6-3-3 蒸気・水系と空気・水系の比較

以上のように液滴を噴霧した場合の特徴は液膜流量が最大値に達する以前に液膜の表面不安定によりキャリーオーバーが発生することである。そこで以下ではキャリーオーバーが液膜供給量の10%に達する点を液膜の安定限界と定義し、液滴噴霧を含まない従来のフラッディング相関式と比較する。図6-22は液膜の安定限界における気流速度と液膜流量の関係を液滴衝突運動量をパラメータとして示したもので、図の縦軸、横軸はそれぞれ Wallis の相関で用いられる気体、液体の無次元速度である。空気・水系の場合、液滴を噴霧しない時 ($m_D = 0$) の安定限界は実線で示す Wallis の相関式とほぼ一致するのに対し、液滴を噴霧した場合にはより低い流量範囲で液膜は不安定となることが分かる。一方黒塗り印で示す蒸気・水系の場合、同一の液流量について見ると液滴噴霧により Wallis の相関式⁽⁶⁻¹⁾よりはるかに小さい気流速度で液膜は不安定となる。

このように液膜の安定限界に及ぼす液滴噴霧の効果は蒸気・水系の方が著しく、この原因として蒸気系と空気系では液滴衝突運動量と界面せん断力の比が異なることが考えられる。この観点から、液膜の安定限界における気相の動圧が液滴噴霧によりどの程度減少するかを m_D と τ_i の比により整理し、図6-23に示す。ここで縦軸の V_g は図6-22と同様キャリーオーバーが液膜供給量の10%に達する時の気流速度、 V_g' は同一の液膜流量に対する Wallis の相関式による安定限界気流速度であり、縦軸の値が大きいほど低い気流速度でキャリーオーバーが発生する。このような整理を行なうとキャリーオ

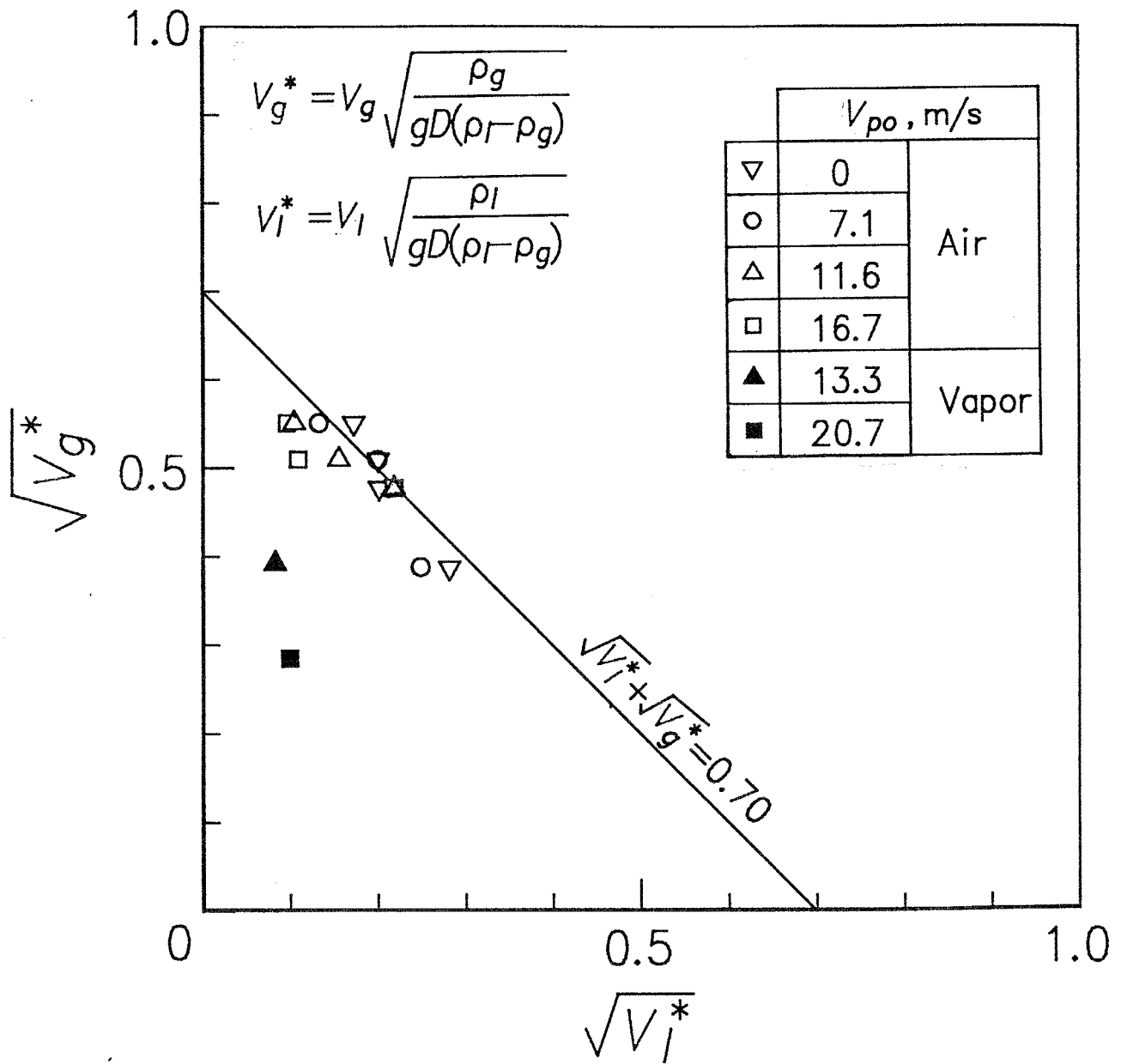


図6-22 Wallisの相関による液膜不安定の発生限界の整理

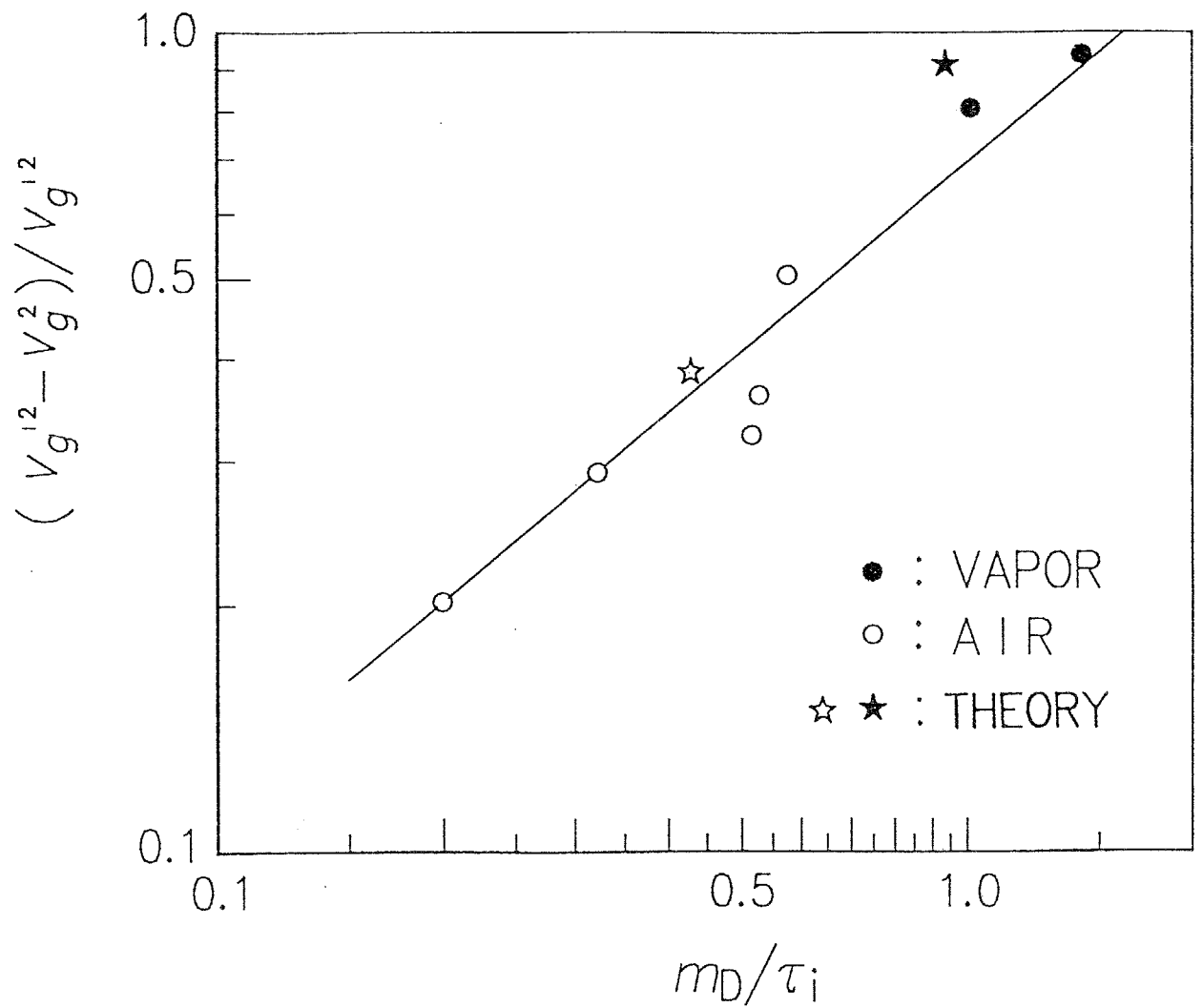


図6-23 液膜の不安定化におよぼす液滴衝突運動量の効果の無次元整理

オーバー発生に要する気相の動圧の減少が m_D と τ_i の比に対し対数グラフ上で一本の直線で表され、蒸気・水系の場合のように m_D/τ_i の値が大きい時に液滴衝突の効果が顕著に現れることが分かる。

6・4 理論解析

以上の実験結果より、液膜の流動状態は液滴噴霧の影響を受け、その程度は液滴衝突運動量と気流による界面せん断力の比により異なることが明らかとなった。この知見をもとに液膜の安定性に及ぼす液滴衝突の効果を理論的に検討する。従来、対向二相流における液膜の安定性について多くの研究が行われているが、それらは非粘性理論と粘性理論に大別できる。非粘性線形安定理論では楠田らの研究⁽⁶⁻⁴⁾のように気流速度が小さくても波長の長い波は正の成長速度を持つため、安定限界気相速度を求めるためには波長を経験的に与えるか、あるいはTienら⁽⁶⁻⁶⁾のように基礎式からは生じない項を便宜的に加える必要がある。一方粘性を考慮したOrr-Sommerfeld方程式の固有値から液膜の安定性を調べたCentinbudaklarら⁽⁶⁻²⁾の線形解析もあるが、実際には対向気流がなくとも壁面に沿って流下する液膜は界面波を伴っており、Alekseenkoら⁽⁶⁻¹⁰⁾の解析でも粘性流下液膜は線形範囲内では不安定であることが示されている。しかし気流速度が小さい場合には界面波の振幅は有限値にとどまっており、気流速度がある限界値以上になると波が急成長して液滴のエントレインメントが発生する。したがって上記のような液膜挙動を解析するには線形解析では無理があり波の成長速度の振幅依存性を考慮した非線形解析が必要である。そのような非線形効果を考慮した解析が対向気流のない流下液膜についてGjevic⁽⁶⁻³⁾により行われており、界面波は微小振幅の線形範囲では不安定で成長するが振幅が有限値でとどまることが示されている。そこで本研究では対向気流がある場合について液膜流動の非線形解析を行い、液滴衝突の効果を調べる。

解析にあたり以下の仮定をする。

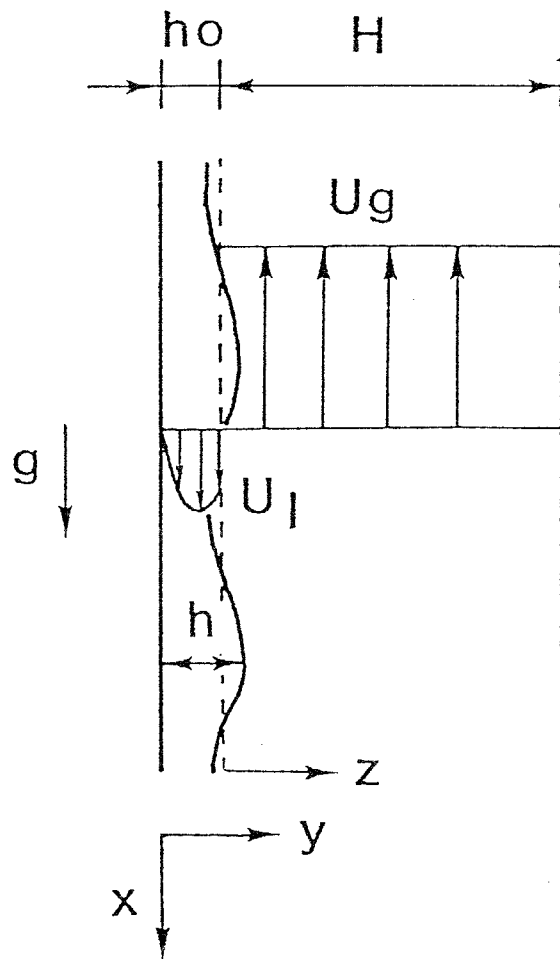


図6-24 解析モデル

- (1) 液膜は薄く、液膜の断面内で圧力は一様である。
- (2) 気相は非粘性，非回転流れとして扱う。
- (3) 液膜は層流で、その初期速度分布に及ぼす界面せん断力と液滴衝突運動量の影響を考慮する。
- (4) 界面波動に伴う界面せん断力と液滴衝突運動量の変動は無視する。
- (5) したがって液滴衝突の効果は液膜の初期速度分布形状を通じてのみ考慮する。

6・4・1 液膜の解

図6-24に示すような二次元平面流れを考え、仮定(1)に基づき液膜についての質量，運動量保存式を断面内で積分することにより次式を得る。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \quad (6-1)$$

$$\rho_l \frac{\partial q}{\partial t} + \rho_l \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h u^2 dy = h \sigma \frac{\partial^3 h}{\partial x^3} - h \frac{\partial p_g}{\partial x} + \tau_s - \mu_l \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} + \rho_l g h \quad (6-2)$$

ここで h は液膜厚さ， q は単位巾あたりの液膜流量

$$q = \int_0^h u dy \quad (6-3)$$

であり、 σ は表面張力， p_g は界面における気相側圧力， g は重力加速度である。また τ_s は界面における液相側せん断力であり、気流による界面せん断力 τ_i と液滴衝突運動量 m_D の和である。

$$\tau_s = \mu_l \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} = \tau_i + m_D \quad (6-4)$$

さらに式(6-3)，(6-4)を満足する液膜内速度分布 u の最も簡単な形状として

2次式分布を仮定する。

$$u = \frac{3q}{h} \left(\eta - \frac{\eta^2}{2} \right) + \frac{\tau_s h}{\mu} \left(-\frac{\eta}{2} + \frac{3}{4} \eta^2 \right) \quad (6-5)$$

ただし

$$\eta = y/h$$

次に h と q を初期の一定値 h_0 , q_0 と変動 h' , q' に分離し

$$h = h_0 + h' \quad , \quad q = q_0 + q' \quad (6-6)$$

微小量 ε と ϕ を以下のように定義する。

$$\varepsilon = h'/h_0 \quad , \quad \phi = q'/q_0 \quad (6-7)$$

ただし h_0 と q_0 の間には式(6-2)右辺第3～5項のつり合いより次の関係が成り立つ。

$$\frac{3}{2} \tau_s - \mu \ell \frac{3q_0}{h_0^2} + \rho \ell g h_0 = 0 \quad (6-8)$$

さらに変動が波数 k の基本波と波数 $2k$ の2倍高調波から成るものとする。

$$\varepsilon = A_1 e^{ikx} + A_1^* e^{-ikx} + A_2 e^{2ikx} + A_2^* e^{-2ikx} \quad (6-9)$$

$$\phi = B_1 e^{ikx} + B_1^* e^{-ikx} + B_2 e^{2ikx} + B_2^* e^{-2ikx} + B_{20} \quad (6-10)$$

ここで A_n, B_n は時間の関数で $O(\varepsilon^n)$ の微小量とし、実数 B_{20} は $O(\varepsilon^2)$ で生じる液膜の流量変化を表す。また i は虚数単位、 $*$ は共役複素数を表す。さらに A_1, A_2 を以下のようにおく。

$$A_n \propto e^{-ink\theta(t)} \quad (6-11)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = C_0 + A_1 A_1^* C_2 \quad (6-12)$$

ここで C_0, C_2 は定数でそれぞれ線形波速度と振幅の増加に伴う波速度の変

化を表す。以上の式(6-7)~(6-10), (6-3), (6-5)を式(6-1), (6-2)に代入し、各次数および波数の項を比較することにより、関数 A_n , B_n の時間に関する常微分方程式が得られる。これに式(6-11), (6-12)を用いることにより C_0 , C_2 が計算される。なお式(1)中の気相圧力 p_g は次項に示す気相側の解により与え、気液界面せん断力 τ_i はBharathanら⁽⁶⁻⁹⁾による次の界面抵抗係数により与える。

$$\tau_i = f_i \rho_g (U_{g0} - U_{lm})^2 / 2 \quad (6-13)$$

$$f_i = 0.005 + 10^{(-0.56 + 9.07/D^*)} \delta^* (1.63 + 4.74/D^*) \quad (6-14)$$

$$\delta^* = \frac{h_0}{\sqrt{\sigma / \{(\rho_l - \rho_g)g\}}}, \quad D^* = \frac{D}{\sqrt{\sigma / \{(\rho_l - \rho_g)g\}}} \quad (6-15)$$

6-4-2 気相の解

気相の初期速度 U_{g0} は断面内で一様とし、界面波による速度変動の流れ関数を ψ' とすると仮定(2)により、 ψ' と圧力変動 p' に関する基礎式は

$$\frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial z^2} = 0 \quad (6-16)$$

$$\frac{\partial^2 \psi'}{\partial t \partial z} + (U_{g0} + \frac{\partial \psi'}{\partial z}) \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial z} - \frac{\partial \psi'}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho_g} \frac{\partial p'}{\partial x} = 0 \quad (6-17)$$

ただし z は初期の平滑な気液界面位置からの距離であり、境界条件は

流路中心

$$z = H : \quad \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \quad (6-18)$$

気液界面

$$z = h' : \quad -\frac{\partial \psi'}{\partial x} = \frac{\partial h'}{\partial t} + (U_{g0} + \frac{\partial \psi'}{\partial z}) \frac{\partial h'}{\partial x} \quad (6-19)$$

式(16), (18)より気相流れ関数の解は次の形となる。

$$\begin{aligned} \psi' = & (D_1 e^{ikx} + D_1^* e^{-ikx}) \sinh\{k(z-H)\} \\ & + (D_2 e^{2ikx} + D_2^* e^{-2ikx}) \sinh\{2k(z-H)\} \end{aligned} \quad (6-20)$$

ここで D_n は時間の関数であり、式(6-20), (6-9)を式(6-19)に代入することにより D_n は A_n により表される。最後に式(6-20)を式(6-17)に代入することにより気相側圧力 p' が求まる。その結果を液膜の力のつり合い式(6-2)で用いる。

6.4.3 最終的な解の形

以上の計算により、波数 k の $O(\varepsilon)$ の項から線型波速度 C_0 に関する次式を得る。

$$\begin{aligned} \gamma_0^2 - \frac{12}{5} \gamma_0 + \frac{6}{5} - \frac{\tau_s}{20} (\gamma_0 + 1) - \frac{\tilde{k}^2}{We} + \frac{3i}{\tilde{\nu} Re} \left(\gamma_0 - 3 + \frac{\tilde{\nu} \tau_s}{2} \right) \\ + \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{\tilde{k}}{\tanh(kH)} (\gamma_0 - \tilde{U}_{g0})^2 = 0 \end{aligned} \quad (6-21)$$

ただし

$$\gamma_0 = \frac{C_0 h_0}{q_0}, \quad \tilde{U}_{g0} = \frac{U_{g0} h_0}{q_0}, \quad \tilde{k} = k h_0 \quad (6-22)$$

$$\tilde{\nu} \tau_s = \frac{h_0^2}{\mu_l q_0} (\tau_i + m_D), \quad Re = \frac{q_0}{\nu_l}, \quad We = \frac{\rho_l q_0^2}{\sigma h_0} \quad (6-23)$$

C_0 に関する2次方程式(21)の解の実数部 C_{0r} は波の位相速度、虚数部 C_{0i} は波の成長速度を表す。 C_{0i} が正の場合、波は線形領域で不安定であり振幅が指数関数的に増加する。

次に $O(\varepsilon^2)$ の波数 $2k$ の項より、2倍高調波と基本波の振幅比 γ ,

$$\gamma = A_2/A_1^2 \quad (6-24)$$

が次式より求まる。

$$\begin{aligned} & \left[\tilde{C}_0^2 - \frac{12\tilde{\nu}}{5}\tilde{C}_0 + \frac{6}{5} - \frac{\tilde{\tau}_s}{20}(\tilde{C}_0+1) - \frac{4\tilde{k}^2}{We} + \frac{3i}{2\tilde{\nu}Re}(\tilde{C}_0-3 + \frac{\tilde{\tau}_s}{2}) \right. \\ & \left. + \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{2\tilde{k}}{\tanh(2kH)} (\tilde{C}_0 - \tilde{U}_{g0})^2 \right] \gamma = \frac{6}{5}(\tilde{C}_0-1)^2 + \frac{\tilde{\tau}_s}{20}\tilde{C}_0 + \frac{\tilde{k}^2}{2We} + \frac{3i}{\tilde{\nu}Re}(\tilde{C}_0 - \frac{3}{2}) \\ & - \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{(\tilde{C}_0 - \tilde{U}_{g0})^2}{2} \left[\frac{\tilde{k}}{\tanh(kH)} + \frac{\tilde{k}^2}{\sinh^2(kH)} + \frac{4\tilde{\nu}^2}{\tanh(kH)\tanh(2kH)} - \tilde{k}^2 \right] \end{aligned} \quad (6-25)$$

最後に $O(\varepsilon^3)$ の波数 k の項より、 C_2 に関する次式を得る。

$$\begin{aligned} & \left[2\tilde{C}_0 + (\tilde{C}_0 + \tilde{C}_0^*) - \frac{12}{5} - \frac{\tilde{\tau}_s}{20} + \frac{3i}{\tilde{\nu}Re} + \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{\tilde{k}}{\tanh(kH)} 2(\tilde{C}_0 - \tilde{U}_{g0}) \right] \tilde{C}_2 \\ & = \frac{6}{5} \{ -(\tilde{C}_0-1)^2 - 2(1-\gamma)(\tilde{C}_0-1)(\tilde{C}_0^*-1) + 2\zeta(\tilde{C}_0-1) \} + \frac{\tilde{\tau}_s}{20} \{ (\tilde{C}_0 + \tilde{C}_0^* - 1)\gamma + \zeta \} \\ & + \frac{7\tilde{k}^2\gamma}{We} - \frac{3i}{\tilde{\nu}Re} \{ (3-2\gamma)(\tilde{C}_0 + \tilde{C}_0^*) + 3(\tilde{C}_0-4) + 6\gamma - 2\zeta \} \\ & - \frac{\rho_g}{\rho_l} \left[\left\{ \frac{\tilde{k}^2}{\tanh^2(kH)} - 3\tilde{k}^2 + 4\left(\gamma + \frac{\tilde{k}}{\tanh(kH)}\right) \frac{\tilde{k}}{\tanh(2kH)} \right\} (\tilde{C}_0 - \tilde{U}_{g0})^2 \right. \\ & \quad \left. - \left\{ \frac{\tilde{k}\gamma}{\tanh(kH)} - \tilde{k}^2 \right\} (\tilde{C}_0^* - \tilde{U}_{g0})^2 \right] \end{aligned} \quad (6-26)$$

ただし

$$\begin{aligned} \zeta & \equiv \frac{B_{20}}{A_1 A_1^*} \\ & = \frac{4(\tilde{C}_{0r} - 3/2) - (4\rho_g/3\rho_l)(\tilde{C}_{0r} - \tilde{U}_{g0}) \{ \tilde{k}/\tanh(kH) - \tilde{k}^2 \} \tilde{\nu} Re \tilde{C}_{0i}}{1 + 2\tilde{\nu} Re \tilde{C}_{0i}/3} \end{aligned} \quad (6-27)$$

式(6-26)から求まる C_2 の虚数部 C_{2i} は定義式(6-11), (6-12)から分かるように波の有限振幅領域での成長に関係し、 C_{0i} が正で波が線型成長する場合でも C_{2i} が負の場合には波の振幅は有限値で一定となる。一方 C_{0i} と C_{2i} がともに正の場合には波は有限振幅においても成長を続ける。そこで C_{0i} と C_{2i} がともに正の場合を不安定と考え、以下種々の条件について C_{0i} , C_{2i} の符号を調べることにより液膜の安定性を調べる。なお本理論を円管に対する実験結果と比較する際には水力直径が等しくなるように理論モデルの流路幅を決定した。

6・4・4 液膜の安定性および実験結果との比較

解析結果として、まず気流も液滴衝突もない単純流下液膜の線形成長速度 C_{0i} を波数に対して図6-25に示す。液膜レイノルズ数 Re が小さい場合でも波数が小さくなると C_{0i} が必ず正となることから流下液膜には液膜レイノルズ数によらず界面波が生じることが分かる。

次に前述の蒸気・水系の実験条件で液膜流下量が 0.1kg/s の場合について、液滴衝突運動量を考慮しない時の波速度の虚数部と波数の関係を蒸気速度をパラメータとして図6-26に示す。蒸気速度が零の場合、実線で示す液膜の線形成長速度 C_{0i} は正であるが破線で示す C_{2i} は負であり、波は線形成長の後一定振幅に達すると考えられる。一方蒸気速度が増加すると C_{0i} と C_{2i} はともに増加し、蒸気速度が 72m/s に達すると C_{2i} が正になり、波は有限振幅でも不安定になる。この時の蒸気速度は Wallis の相関式による限界気相速度 81m/s とほぼ一する。さらに蒸気速度一定の条件で液滴衝突の効果を検討した解析結果が図6-27で、液滴衝突運動量 m_D が増加するにつれ C_{2i} が増加し、 m_D が 2.2Pa に達すると C_{2i} が正となり液膜は不安定化する。このように理論解析でも液滴衝突による液膜の不安定化が予測されるので、液滴衝突がない場合の解析結果との差を図6-23の形で整理した結果を同図中☆印で示す。黒塗り印は蒸気・水系、白抜き印は空気・水系についての解析結果で両者とも実験値とよく一致しており、 m_D/τ_i の値が大きい場合に液滴衝突の影響が大きいことが理論的にも示され、ここで行なった非線形解析が環状噴霧対向二相流の安定性の予測に有効であることが分かる。

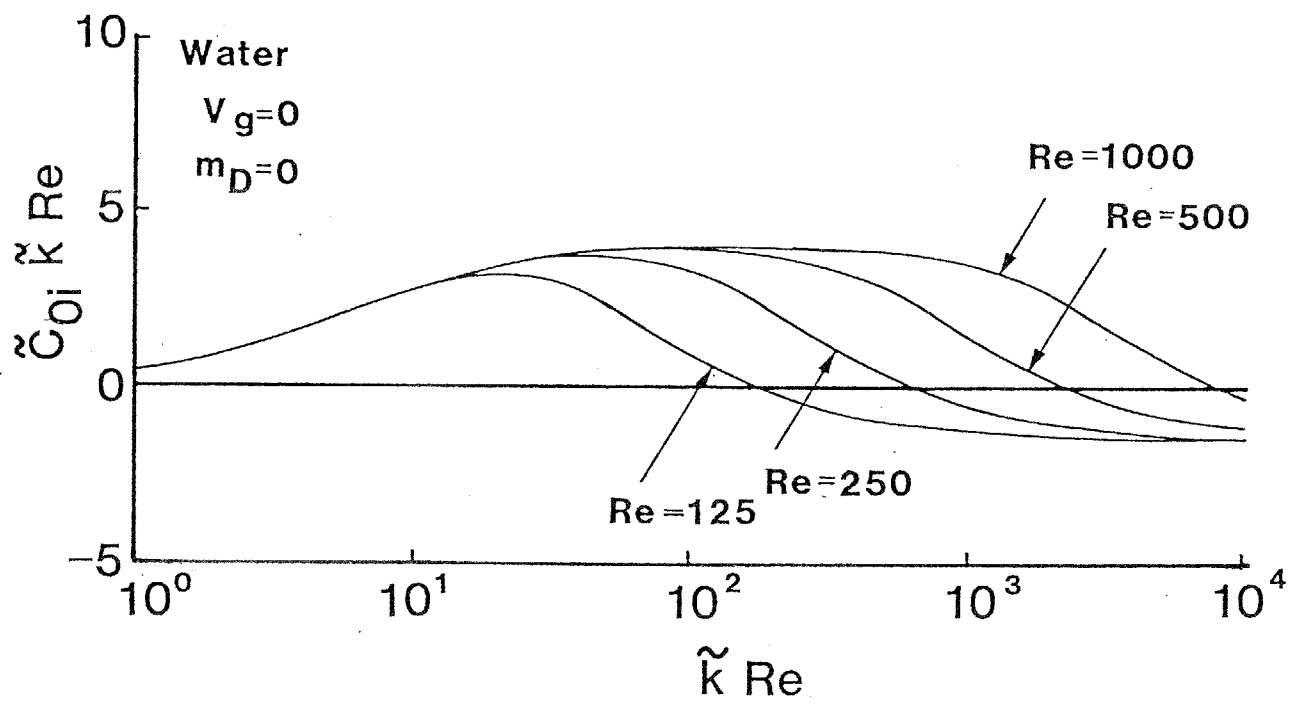


図6-25 波の線形成長速度と波数の関係

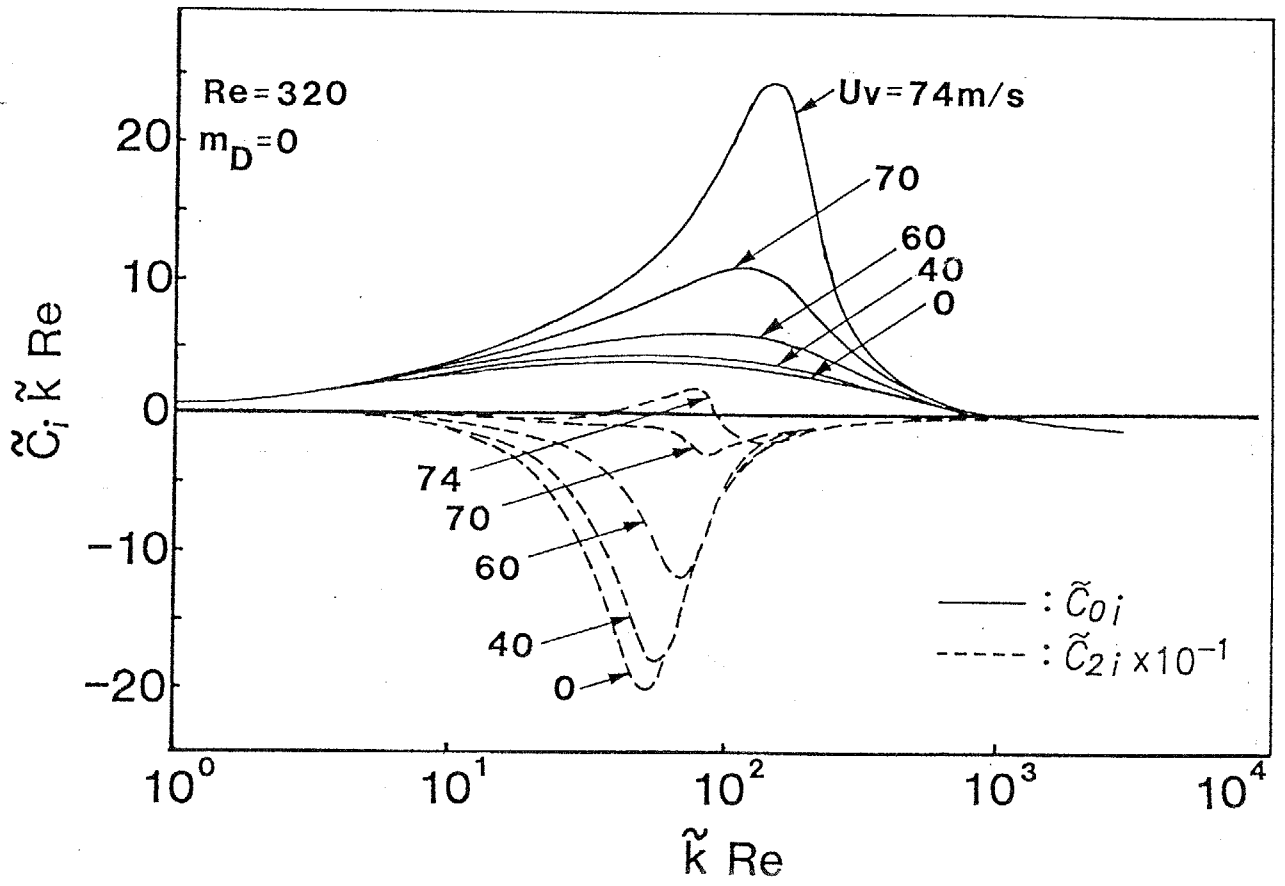


図6-26 波の成長速度の蒸気速度による変化

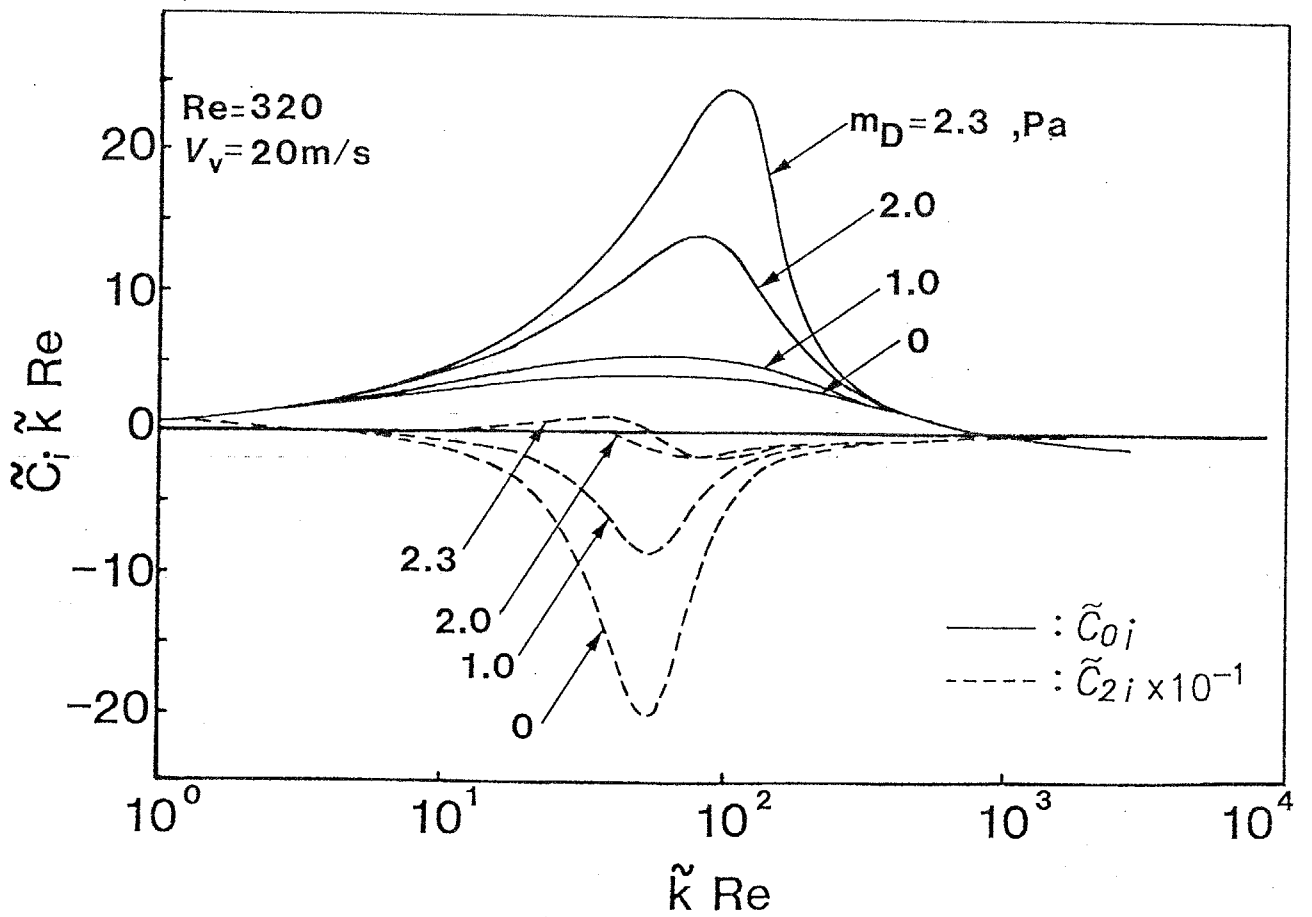


図6-27 波の成長速度の液滴衝突運動量による変化

6・5 結 論

流下液膜と上昇噴霧流から成る気液環状噴霧対向二相流における液膜の不安定化につき研究を行い以下の結論を得た。

- (1) 気流速度が同一でも液滴の噴霧により流下液膜は不安定化し、液膜の逆流とキャリーオーバーが発生する。
- (2) 液膜の安定性に及ぼす液滴噴霧の影響は液膜への液滴衝突運動量と界面せん断力の比で定まり、気相が低圧・低密度の場合に液滴噴霧の影響が大きい。
- (3) 液滴衝突による液膜内の速度分布の変化を考慮し、有限振幅における界面波の成長速度を調べた解析により、液膜の安定性に及ぼす液滴衝突の効果を理論的に明らかにした。

第 7 章

結 論

本論文では高温水の二相膨張による熱から仕事へのエネルギー変換の観点から、ミスト流の生成と加速に関する研究を行なった。

第2章「静電気による均一微粒化に関する研究」では、ミスト流研究の基礎的手段として均一径の液滴の発生方法が重要であることから、静電気を用いた均一微粒化現象に注目し、実験的、理論的研究を行なった。その結果、静電均一微粒化は微粒化開始電圧付近の比較的低い電圧範囲で起こり、この範囲内では流量が少なく電圧の高い方が微小な液滴が得られること、また静電微粒化に伴いコロナ放電が生じており、正極性放電では均一微粒化が得られるが空気中の負極性放電は均一微粒化を妨げることが分かった。また微粒化液滴径を定める主要な因子は細管先端電界強度、液体流量、液体の粘性、表面張力、および細管外径であり、これらの因子が微粒化液滴径に及ぼす影響を無次元相関式により表した。さらに静電均一微粒化は細管先端における電界の集中による液体メニスカスの表面不安定による現象であり、帯電液滴の不安定に基づく理論解析により実験結果をよく説明できることを示した。本微粒化方法を実際のシステムに適用するには作動流体の蒸気の電氣的絶縁性が大きい必要があり、大流量を微粒化するための方法についても検討する必要がある。

第3章「二相膨張ノズルによる高速ミスト流生成に関する研究」では、温度60℃の水を入口状態として、広がり角が異なる3種類の先細末広ノズルにより高速ミスト流を生成し、ノズル出口および途中断面におけるミストの粒径と速度の測定およびノズル内の流動様式の観察から、二相膨張ノズルによるミスト流の生成・加速特性を実験的に明らかにした。その結果、臨界流量はのど部過熱度の関数としてノズル先細部における液单相流のベルヌーイの式から決定され、その過熱度はのど部流速が大きいほど、末広部広がり角が

小さいほど小さく、ある流量以上では飽和条件が満足されていると考えてよいことが分かった。またのど部付近の流れは流量により液ジェット形と液膜形の流動様式が存在し、液ジェット形の場合には微粒化に有限の時間遅れが存在するが、液膜形の場合には液滴は発生当初から小さく短距離で高速に達することを示した。さらにノズル広がり角が小さいほど気液間のスリップが小さく液滴は微小かつ高速となるが同一流路断面積まで膨張するのに長いノズルを要するため摩擦による損失が大きく、広がり角が大きいノズルにスワールを付加し微粒化を促進した場合が最も効果的にミスト流を加速できることを示した。

第4章「二相膨張ノズルにより生成したミスト噴流の流動特性に関する研究」では二相膨張ノズルから噴出するミスト噴流の流動特性につき実験的、理論的研究を行なった。気液の速度および液滴流量の噴流断面内分布を測定することによりミスト噴流の流動挙動を調べた結果、液滴は慣性のためノズル内では加速されにくく噴流中では減速されにくいこと、また複数の噴流が隣接するとそれらの噴流がエントレインメントにより互いに引き合い合体する過程では全体の幅が流れ方向にあまり増加しないため運動エネルギーの減衰が少ないことが分かった。さらに $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いた数値計算により単独噴流の実験結果をおおむね予測できるが、二本の噴流が隣接した場合には二つの噴流の境界においてノズル内壁の液膜から生じると考えられる粗大な液滴の効果を考慮する必要があることが分かった。

第5章「ミストリフト管内の液滴輸送に関する研究」では、上部を冷却した垂直管（ミストリフト管）下部から温水を上向きに噴霧し、蒸発により生じる蒸気流によりミストを上方に輸送するミストリフト管内の流動現象につき実験的、理論的研究を行なった。その結果、液滴内の熱伝達率は大きく噴

霧直後速やかに気液は熱平衡状態となり、その後のミストリフト過程においては気液はほぼ等温とみなせること、また液滴の壁付着により形成された液膜は、同一の蒸気流速下でも液滴の衝突速度の増加により不安定化し局所的な逆流と液滴のエントレインメントを生じ、この液膜の逆流に伴い圧力損失が急増することが分かった。さらに液滴の衝突・合体による粗大化は急速に進行し、その衝突合体挙動は気流の乱れが小さい場合には液滴の合体と分裂、および衝突履歴の相違による液滴間の速度差を考慮した本モデルで理論的に説明できることを示した。ただし液膜の逆流を伴うような場合には気流の乱れを考慮した解析が必要である。

第6章「液滴衝突による液膜の不安定化に関する研究」では、垂直円管内を上昇するミスト流と流下する液膜の対向二相流における液膜の流動特性に関し、液膜の不安定化に及ぼす液滴衝突の効果を実験的、理論的に調べた。その結果、気流速度が同一でも液滴の噴霧により流下液膜は不安定化し液膜の逆流とキャリーオーバーが発生すること、この液膜の安定性に及ぼす液滴噴霧の影響は液膜への液滴衝突運動量と界面せん断力の比で定まり、気相が低圧・低密度の場合に液滴噴霧の影響が大きいことを明らかにした。さらに液滴衝突による液膜内の速度分布の変化を考慮し、有限振幅における界面波の成長速度を調べた解析により、液膜の安定性に及ぼす液滴衝突の効果を理論的に説明できることを示した。

謝辞

終りにあたり、卒業研究以後現在まで11年余の長きにわたり直接御指導いただき、有形無形のお教えを賜りました土方邦夫教授に心より謝意を表します。

また本研究の遂行および論文作製において多大な御協力を頂きました姫野修廣助手をはじめとする熱・熱力学講座の大学院および学部の皆様に心より御礼申し上げます。

本研究の大部分は熱・熱力学講座の学部および大学院修士課程の学生諸氏の協力を得て行なったものであるが、特に第3章については園田幸弘君、第4章については南和孝君、浅見政義君、塩田将司君、第5章、第6章については桜井輝浩君の献身的な協力がありましたことを特に付記し感謝いたします。また第2章に関し多くの助言・御指導を頂きました矢部彰氏に厚く御礼申し上げます。

最後に卒業研究、大学院修士・博士課程および職員になった後を含め6年間にわたり御指導いただきました森康夫 名誉教授に厚く御礼申し上げます。また在学中および職員になった後も貴重な御助言を頂きました宮内敏雄助教授に感謝いたします。

参考文献

本論文で引用した文献を主に関係する章により分類して以下に記す。なお各章ごとに年代順に整理した。

第 1 章

- 1-1. 森, "地熱発電と熱工学", 機械の研究, Vol.31 No.1 (1979), 113
- 1-2. 斉藤, "排熱回収発電システム", 機械の研究, Vol.31 No.1 (1979), 147
- 1-3. 芝谷, "地熱バイナリーサイクル発電プラントの開発", 火力原子力発電, Vol.33 No.2 (1982), 175
- 1-4. エネルギー技術データハンドブック—プラント技術編 (第3次版)—, エネルギー総合工学研究所 (1984)

第 2 章

- 2-1. Rayleigh, L., "On the Capillary Phenomena of Jets," Proc. Roy. Soc, Vol. XXIX (1879), 71
- 2-2. Rayleigh, L., "On the Equilibrium of Liquid Conducting Masses Charged with Electricity," Phil. Mag., Vol. 14 (1882), 184
- 2-3. Zeleny, J., "The Electrical Discharge from Liquid Points, and a Hydrostatic Method of Measuring the Electric Intensity at Their Surfaces," J. Phys. Rev., Vol. III No. 2 (1914), 69
- 2-4. Zeleny, J., "On the Condition of Instability of Electrified Drops, with Applications to the Electrical Discharge from

- Liquid Points," Proc. Cambridge Phil. Soc., Vol. XVIII Pt. II
(1915), 71
- 2-5. Vonnegut, B. and Neubauer, R.L., "Production of Monodisperse
Liquid Particles by Electrical Atomization," (1952), 616
- 2-6. Drozin, V.G., "The Electrical Dispersion of Liquids as Aerosols
," (1954), 158
- 2-7. Hendricks Jr., C.D., "Charged Droplet Experiments,"
J. Colloid Sci., Vol. 17 (1962), 249
- 2-8. Hendricks Jr., C.D., Carson, R.S., Hogan, J.J., and Schneider, J.M
., "Photomicrography of Electrically Sprayed Heavy Particles,"
AIAA J., Vol. 2 No. 4 (1964), 733
- 2-9. 萩原, " 静電霧化現象について" , 色材, Vol. 37 (1964), 216
- 2-10. Hogan, J.J., and Hendricks, C.D., "Investigation of the Charge-
to-Mass Ratio of Electrically Sprayed Liquid Particles,"
AIAA J., Vol. 3 No. 2 (1965), 296
- 2-11. Pfeifer, R.J., and Hendricks Jr., C.D., "Charge-to-Mass Relation
ships for Electrohydrodynamically Sprayed Liquid Drops,"
Phys. Fluids, Vol. 10 No. 10 (1967), 2149
- 2-12. Pfeifer, R.J., and Hendricks Jr., C.D., "Parametric Studies of
Electrohydrodynamic Spraying," AIAA J., Vol. 6 No. 3 (1968), 496
- 2-13. 渡辺, " 帯電による液滴の形状変化" , 応用物理, Vol. 37 No. 4
(1968), 314
- 2-14. Raghupathy, B and Sample, S.B., "A New Apparatus for the
Production of Uniform Liquid Drops,"

- Rev. Sci. Instrument, Vol.41 No.5 (1970),
- 2-15. 棚沢・荒木, " 静電気力による均一微粒化" , 日機論(第2部),
Vol.37 No.298 (1971), 1178
- 2-16. Sample,S.B., and Bollini,R., "Production of Liquid Aerosols by
Harmonic Electrical Spraying,"
J.Colloid Interface Sci., Vol.41 No.2 (1972), 185
- 2-17. Dtemme,E. and Larsson,S., "The Piezoelectric Capillary
Injector - A New Hydrodynamic Method for Dot Pattern
Generation," IEEE Trans., Vol.ED-20 No.1 (1973), 14
- 2-18. Bollini,R., Sample,S.B., Seigal,S.D., and Boarman,J.W.,
"Production of Monodisperse Charged Metal Particles by
Harmonic Electrical Spraying," J.Colloid Interface Sci.,
Vol.51 No.2 (1975), 272
- 2-19. 緒方・原・篠原, "帯電した液滴の分裂機構" , 化工論, Vol.3 No.2
(1977), 127
- 2-20. 安居院・中嶋・佐相, " 導電性インクによる静電形インクジェットの
微粒化特性" , 画像電子学会誌, Vol.6 No.2 (1977), 52
- 2-21. 安居院・中嶋, " 導電性流体の静電微粒化に関する流体物性値の影響
について" , 信学論, Vol.J60-C No.2 (1977), 106
- 2-22. 安居院・中嶋, " 流体の静電微粒化に関する基礎的研究" , 電学論C
, Vol.97 No.11 (1977), 223
- 2-23. Bogy,D.B., "Breakup of a Liquid Jet: Third Perturbation
Cosserat Solution," Phys. Fluids, Vol.22 No.2 (1979), 224
- 2-24. Chaudhary,K.C. and Redekopp,L.G., "The Nonlinear Capillary

- Instability of a Liquid Jet," J. Fluid Mech., Vol.96 Part.2
(1980), 257
- 2-25. 朴木・八木・徳岡・佐藤, "電わい子を用いた液滴生成装置に関する研究", 日機論, Vol.51 No.471 (1985), 3615
- 2-26. 富田・石橋・横山, "静電形インクジェットプリンタに関する基礎的研究(第1報, 静電微粒化について)", 日機論, Vol.52 No.475 (1986), 1215
- 2-27. 石橋・富田・進邦, "静電形インクジェットプリンタに関する基礎的研究(第2報, メニスカスの挙動について)", 日機論, Vol.54 No.504 (1988), 1906

第 3 章

- 3-1. Austin, A.L. and Lundberg, A.W., "Electric Power Generation from Geothermal Hot Water Deposits," Mechanical Engineering, Vol.97 No.12 (1975), 18
- 3-2. Comfort, W.J., Alger, T.W. and Giedt, W.H., "Calculation of Two-Phase Dispersed Droplet-in-Vapor Flows Including Normal Shock Waves," ASME Paper, 76-WA/FE-31 (1976)
- 3-3. 池田・福田, "排熱回収用熱水タービン", 機誌, Vol.83 No.745 (1980), 1582
- 3-4. 佐藤・垣原, "熱水タービンのノズル, 翼列における液滴挙動と性能について", 機講論, No.814-11 (1981), 37
- 3-5. 竹永・福田, "熱水タービンの開発と運転実績", 第2回混相流シンポジウム講演論文集: 混相流の流動と応用技術, (1983), 3

- 3-6. Abauf, N., Jones, O.C. and Wu, B.J.C., "Critical Flashing Flows in Nozzles with Subcooled Inlet Conditions," Trans. ASME, J.Heat Transf., Vol.105 (1983), 379
- 3-7. 福山・荒木, "末広ノズルの減圧沸騰とノズル効率", 機講論, No.844-11 (1984), 17
- 3-8. 中川・古川, "末広ノズル内の単成分二相流の加速・減圧特性", 機講論, No.854-6 (1985), 101
- 3-9. 赤川・ほか4名, "トータルフロータービンシステムの熱力学的検討 (第2部, 作動媒体を湿り蒸気とする場合)", 機講論, No.854-6 (1985), 105
- 3-10. 赤川・ほか4名, "一成分二相流のノズル特性に関する研究 (入口サブクール液の場合)", 機講論, No.854-6 (1985), 109
- 3-11. Miller, R.S., "Photographic Observations of Bubble Formation in Flashing Nozzle Flow," Trans. ASME, J.Heat Transf., Vol.107 (1985), 750
- 3-12. 赤川・ほか3名, "トータルフロータービンシステムの熱力学的検討 (第1部, 飽和熱水を作動媒体とする場合)", 日機論, Vol.52 No.480 (1986), 3052
- 3-13. 赤川・ほか5名, "一成分二相流のノズル特性に関する研究 (入口サブクール水の場合)", 機講論, No.864-2 (1986), 113
- 3-14. 中川・今井, "単成分二相流ノズル中の液滴速度", 第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1988), 58
- 3-15. 竹永・ほか3名, "熱水タービン性能推定法に関する研究", 日機論, Vol.55 No.512 (1989), 1109

- 3-16. 藤井・ほか5名, "一成分二相流の性能特性", 第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1989), 872

第 4 章

- 4-1. Launder, B.E. and Spalding, D.B., "Mathematical Models of Turbulence," Academic Press (1972)
- 4-2. Hinze, J., "Turbulence, second ed.," McGraw-Hill (1975)
- 4-3. Rajaratnam, N., "噴流", 野村訳 森北出版 (1976)
- 4-4. Danon, H., Wolfshtein and Hestroni, G., "Numerical Calculations of Two-Phase Turbulent Jet," Int.J.Multiphase Flow, Vol.3 (1977), 223
- 4-5. Clift, R., Grace, J.R. and Weber, M.E., "Bubbles, Drops and Particles," Academic Press (1978)
- 4-6. Ganic, E.N. and Mastanaiah, K., "Investigation of Droplet Deposition from a Turbulent Gas Stream," Int.J.Multiphase Flow, Vol.7 No.7 (1981), 401
- 4-7. 清水・ほか3名, "固気混相媒体の自由噴流(第2報 乱流の解析)", 九州大学総合理工学研究科報告, Vol.4 No.1 (1982), 73
- 4-8. Choi, Y.D. and Chung, M.K., "Analysis of Turbulent Gas-Solid Suspension Flow in a Pipe," Trans.ASME J.Fluid Engng., Vol.105 (1983), 329
- 4-9. Pourahmadi, F. and Humphery, A.C., "Modeling Solid-Fluid Turbulent Flows with Application to Predicting Erosive Wear," PhysicoChemical Hydrodynamics, Vol.4 No.3 (1983), 191

- 4-10. Elghobashi, S.E. and Abou-Arab, T.W., "A Two-Equation Turbulence Model for Two-Phase Flows," *Phys. Fluids*, Vol. 26 No. 4 (1983), 931
- 4-11. Modarress, D., Tan, H. and Elghobashi, S., "Two-Component LDA Measurement in a Two-Phase Turbulent Jet," *AIAA J.*, Vol. 22 No. 5 (1984), 624
- 4-12. 越後, "固気混相流の乱流モデルの開発に関する研究", 文部省科学研究費 研究成果報告書 57550123, (1984)
- 4-13. Mostafa, A.A. and Elghobashi, S.E., "A Two-Equation Turbulence Model for Jet Flows Laden with Vaporizing Droplets," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 11 No. 4 (1985), 515
- 4-14. Picart, A., Berlemont, A. and Gouesbet, G., "Modelling and Predicting Turbulent Fields and the Dispersion of Discrete Particles Transported by the Turbulent Flows," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 12 No. 2 (1986), 237
- 4-15. Chen, C.P. and Wood, P.E., "Turbulence Closure Modelling of the Dilute Gas-Particle Axisymmetric Jet," *AIChE J.*, Vol. 32 No. 1 (1986), 163
- 4-16. Mostafa, A.A. and Mongia, H.C., "On the Modeling of Turbulent Evaporating Sprays: Eulerian versus Lagrangian Approach," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 30 No. 12 (1987), 2583
- 4-17. Rizk, M.A. and Elghobashi, S.E., "A Two-Equation Turbulence Model for Dispersed Dilute Confined Two-Phase Flows," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 15 No. 1 (1989), 119

- 4-18. Gore, R.A. and Crowe, C.T., "Effect of Particle Size on Modulating Turbulent Intensity," *Int.J.Multiphase Flow*, Vol.15 No.2 (1989), 279

第 5 章

- 5-1. Saffman, P.G. and Turner, J.S., "On the Collision of Drops in Turbulent Clouds," *J.Fluid Mech.*, Vol.1 (1956), 16
- 5-2. Schneider, J.M., Lindblad, N.R. and Hendricks, C.D., "An Apparatus to Study the Collision and Coalescence of Liquid Aerosols," *J.Colloid Sci.*, Vol.20 (1965), 610
- 5-3. Brazier-Smith, P.R., Jennings, S.G. and Lathan, J., "The Interaction of Falling Water Drops: Coalescence," *Proc.R.Soc. Lond.A.*, Vol.32 (1972), 393
- 5-4. Brazier-Smith, P.R., Jennings, S.G. and Lathan, J., "Raindrop Interaction and Rainfall Rates within Clouds," *Quart.J.Met. Sci.*, Vol.99 (1973), 260
- 5-5. Abrahamson, J., "Collision Rate of Small Particles in a Vigorously Turbulent Fluid," *Chem.Engng.Sci.*, Vol.30 (1975), 1371
- 5-6. List, R. and Gillespie, J.R., "Evolution of Raindrop Spectra with Collision Induced Breakup," *J.Atmospheric Sci.*, Vol.33 (1976), 2007
- 5-7. Abbott, C.E., "A Survey of Waterdrop Interaction Experiments," *Rev.Geophys. Space Phys.*, Vol.15 No.3 (1977), 363

- 5-8. Ridgeway, S.L. and Hammond, P.R., "Mist Flow Ocean Thermal Energy Process," RDA-TR-107800-002 (1978)
- 5-9. Bradley, S.G. and Stow, C.D., "On the Production of Satellite Droplets During Collisions Between Drops Falling in Still Air," J. Atmospheric Sci., Vol. 36 (1979), 494
- 5-10. Charwat, A.F. and Ridgeway, S.L., "The Mist Lift Open Cycle," Energy, Vol. 5 (1980), 511
- 5-11. Davenport, R.L., "Analysis of the Mist Lift Flow Open Cycle OTEC," ASME HTD Vol. 12 (1980), 47
- 5-12. Davenport, R.L., "Performance and Stability of the Mist Lift Process for Open-Cycle OTEC," SERI/TR-252-1422 (1982)
- 5-13. Lee, C.K.B. and Ridgeway, S.L., "Vapor/Droplet Coupling and the Mist Flow (OTEC) Cycle," J. Solar Energy Engng., Vol. 105 (1983), 181
- 5-14. Williams, J.J.E. and Crane, R.I., "Particle Collision Rate in Turbulent Flow," Int. J. Multiphase Flow, Vol. 9 No. 4 (1983), 421
- 5-15. Podvysotsky, A.M. and Shraiber, A.A., "Coalescence and Breakup of Drops in Two-Phase Flows," Int. J. Multiphase Flow, Vol. 10 No. 2 (1984), 421

第 6 章

- 6-1. Wallis, G.B., "One-dimensional Two-phase Flow," McGraw-Hill (1969)
- 6-2. Centinbudaklar, A.G. and Jameson, G.J., "The Mechanism of

- Flooding in Vertical Countercurrent two-phase Flow," Chem. Eng. Sci., Vol. 24 (1969), 1669
- 6-3. Gjevik, B., "Occurrence of Finite Amplitude Surface Waves on Falling Liquid Films," Phys. Fluids, Vol. 13 No. 8 (1970), 1918
- 6-4. 植田・井村, "向流気液環状二相流における液膜の安定", 日機論, Vol. 40 No. 332 (1974), 1082
- 6-5. 鈴木・植田, "対向気液二相流における液膜挙動とフラッディング", 日機論 (第2部), Vol. 44 No. 377 (1978), 164
- 6-6. Tien, C.L. and Liu, C.P., "Survey on Vertical Two-Phase Countercurrent Flooding," EPRI NP-984 (1979)
- 6-7. Tien, C.L., Chung, K.S. and Liu, C.P., "Flooding in Two-Phase Countercurrent Flows," EPRI NP-1283 (1979)
- 6-8. Lee, H.M., McCarthy, G.E. and Tien, C.L., "Liquid Carry-Over and Entrainment in Air-Water Countercurrent Flooding," EPRI NP-2344 (1982)
- 6-9. Bharathan, D. and Wallis, D.B., "Air-Water Countercurrent Annular Flow, Int. J. Multiphase Flow," Vol. 9 No. 4 (1983), 349
- 6-10. Alekseenko, S.V., Nakoryakov, V.E. and Pokusaev, B.G., "Wave Formation on Vertical Falling Liquid Films," Int. J. Multiphase Flow, Vol. 5 No. 11 (1985), 607