



減圧沸騰を伴う管内気液二相流の流動特性に関する研究

浅野, 等

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2000-04-28

(Date of Publication)

2012-07-26

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

乙2404

(JaLCD0I)

<https://doi.org/10.11501/3173160>

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D2002404>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



神戸大学博士論文

減圧沸騰を伴う管内気液二相流の
流動特性に関する研究

2000年3月

浅野 等

神戸大学博士論文

減圧沸騰を伴う管内気液二相流の
流動特性に関する研究

2000年 3月

浅野 等

目 次

第1章 緒 論	1
1. 1 まえがき	1
1. 2 研究の背景と現状	2
1.2.1 先細末広ノズル内気液二相流	2
1.2.2 キャピラリーチューブ内気液二相流	6
1. 3 本研究の目的と概要	8
第2章 二相膨張ノズルの流動特性と性能特性	10
2. 1 緒言	10
2. 2 実験装置及び実験方法	10
2.2.1 実験装置	10
2.2.2 供試ノズル	14
2.2.3 測定項目及び測定方法	15
2.2.4 実験条件	15
2. 3 ノズル軸方向静圧分布の基本的特性	20
2.3.1 ノズル背圧の影響	20
2.3.2 入口サブクール度の影響	20
2. 4 ノズル形状の影響	22
2.4.1 軸方向静圧分布	22
2.4.2 減圧速度と圧力アンダーシュート	25
2.4.3 IHE モデルとの比較	29
2.4.4 ノズル性能	36
2.4.4.1 ノズル推力	36
2.4.4.2 推力係数	36
2. 5 入口圧力の影響	43
2.5.1 軸方向静圧分布	43
2.5.2 減圧速度と圧力アンダーシュート	48
2.5.3 臨界流量	51
2.5.3.1 先細部での圧力差と臨界流量	51
2.5.3.2 計算モデルとの比較	51

2.5.4	ノズル性能	57
2.5.4.1	ノズル推力	57
2.5.4.2	推力係数	58
2.5.4.3	出口乾き度及び出口スリップ比	61
2.6	結論	64
第3章	二相膨張ノズルの性能改善	65
3.1	緒言	65
3.2	実験装置及び方法	66
3.3	液単相流時の流動特性	69
3.3.1	軸方向静圧分布	70
3.3.2	流量特性	70
3.4	入口をサブクール熱水とした場合の流動・性能特性	74
3.4.1	軸方向圧力分布	74
3.4.1.1	背圧の影響	74
3.4.1.2	適正圧力分布	74
3.4.1.3	適正背圧	78
3.4.1.4	入口エネルギーを一定とした場合の適正圧力分布	78
3.4.2	減圧速度と圧力アンダーシュート	83
3.4.3	流量特性	86
3.4.4	ノズル性能	89
3.4.4.1	ノズル推力	89
3.4.4.2	推力係数	93
3.4.4.3	出口乾き度及び出口スリップ比	97
3.5	結言	99
第4章	中性子ラジオグラフィによる計測法	100
4.1	緒言	100
4.2	中性子ラジオグラフィの原理・特徴	101
4.3	中性子ラジオグラフィシステムの概要	102
4.4	中性子線の統計的性質	111
4.5	画像処理によるノイズ除去	112

4.5.1	時間積分処理	113
4.5.2	空間フィルタ処理	118
4.6	画像処理によるボイド率計測	123
4.7	結言	124
第5章	ノズル内流動の可視化	127
5.1	緒言	127
5.2	実験装置及び方法	127
5.3	可視化結果	131
5.4	画像処理によるボイド率計測	131
5.4.1	空間的, 時間的揺らぎによるノイズの除去	134
5.4.2	シェーディング効果の補正	134
5.4.3	アルミノズルにおける散乱効果の補正	137
5.4.4	ノズル材質 (硬質アルミニウム) の減衰率の校正	139
5.4.5	水単相流部でのゲイン及びオフセットの校正	139
5.4.6	ボイド率の計測	141
5.5	画像処理結果	141
5.6	結言	144
第6章	一次元二流体モデルによる数値解析	145
6.1	緒言	145
6.2	基礎式	145
6.3	構成式	146
6.4	解析コード	146
6.5	ノーディング及び境界条件	147
6.6	計算結果と実験結果の比較	150
6.6.1	性能特性測定実験との比較	150
6.6.2	中性子ラジオグラフィによる 軸方向ボイド率分布測定結果との比較	158
6.7	結言	163

第7章 減圧沸騰を伴うキャピラリーチューブ内気液二相流の流動特性	
7. 1 緒言	164
7. 2 実験装置及び方法	164
7.2.1 実用機器における流動挙動の可視化実験	165
7.2.2 ブローダウン実験	166
7.2.3 中性子ラジオグラフィシステム	169
7.2.4 作動流体の中性子線に対する減衰係数	170
7. 3 実用機器での可視化結果	171
7.3.1 可視化画像	171
7.3.2 軸方向ボイド率分布	172
7.3.2.1 ランダムノイズの除去	172
7.3.2.2 ボイド率分布の算出	173
7. 4 ブローダウン実験結果	174
7.4.1 可視化結果	174
7.4.2 画像処理によるボイド率分布の計測	178
7.4.2.1 ランダムノイズの除去	178
7.4.2.2 ボイド率分布の算出	176
7.4.3 ボイド率測定に対する分解能と誤差の評価	180
7.4.4 ボイド率計測結果	182
7.4.5 減圧速度と圧力アンダーシュート	184
7.4.6 分離流モデルによる数値解析	189
7.4.6.1 数値解析モデル	189
7.4.6.2 実験結果との比較	192
7. 5 結言	196
第8章 結 論	197

【使用記号】

【参考文献】

【謝 辞】

第1章 緒 論

1. 1 まえがき

サブクール水が断熱条件下で急減圧されることにより生じる沸騰現象は、原子炉の冷却材消失事故時の流量予測、低乾き度蒸気やサブクール熱水より仕事を取り出すための二相膨張機におけるエネルギー変換、冷凍サイクルの絞り器における流量特性において重要とされる。これらは、流路の急縮小に伴って減圧される場合と壁面摩擦により減圧される場合の二つに大別されるが、いずれの場合も入口部での流量条件が飽和水もしくは湿り蒸気である場合については、従来から実験的、解析的に研究がなされており、それらは赤川により整理・考察されている⁽⁴⁷⁾。しかし、入口がサブクール水の場合には急減圧により流体が沸騰する場合、入口温度に対する飽和圧力で必ずしも沸騰は開始せず、遅れが生じることが実験的に知られている^{(29), (32), (33), (35), (36)}。この遅れは臨界流量に影響することは勿論のこと、その後の二相流の流動挙動に対し影響してくると考えられる。すなわち、作動流体の減圧沸騰現象を取り扱う機器を設計するには、沸騰遅れに伴う熱非平衡現象の把握と機器性能に及ぼす影響を明かにする必要がある。減圧時の沸騰核生成は、流体中の溶存ガスや不純物によるもの、流路壁面に存在するキャビティによるものが考えられ、これらは作動流体の種類、流路形状、熱物性の影響を受けると予測されるため、一般化された説明をするのは困難であり、不明な点が未だ数多く残されている。

本研究は、流路の急縮小に伴う減圧沸騰・膨張過程を利用した先細末広形状の二相膨張ノズル及び冷凍サイクルの絞り器として用いられ壁面せん断による減圧沸騰現象を扱うキャピラリーチューブを取り上げ、各機器に対し、減圧沸騰時の沸騰遅れに伴う圧力アンダーシュートの程度とその機器性能に及ぼす影響を明かにすることを目的としたものである。

次に、それぞれの機器に対する研究背景と課題、研究の現状について述べた上で本研究の内容について概説する。

1. 2 研究の背景と現状

1.2.1 先細末広ノズル内気液二相流

1997年12月京都で開催された気候変動枠組条約第3回締約国会議（地球温暖化防止国際会議，COP3）では，CO₂排出量削減に対し具体的な数値目標が定められた（我国は2010年に向けて，CO₂の排出量を1990年の排出量より67%削減する）ことから，その目標達成が急務となっている．CO₂の削減には，省エネルギー推進とこれまで有効に活用されなかった未利用エネルギーの利用推進も重要な課題の一つである．その一環として地熱発電プラントや工場排熱回収プラントが考えられるが，このようなプラントでは得られる熱エネルギーの質（温度）が低いことから，作動流体が水の場合，熱源から生成されるのは，低乾き度蒸気あるいはサブクール熱水となる．すなわち，プラント開発をさらに推進するには，低乾き度蒸気やサブクール熱水から効率よく仕事を取り出すことが重要とされる．これに対し基本的な動力発生地熱利用システムとして以下のようなシステムが考えられる^{(1),(2),(3)}（図1-1参照）．

(1) フラッシュタービンシステム（図1-1(a)）

低乾き度蒸気，あるいはサブクール熱水を減圧沸騰させ，気水分離器によって分離発生した蒸気だけを蒸気タービンへ導き動力を発生させるシステム

(2) バイナリーサイクルシステム（図1-1(b)）

低乾き度蒸気，あるいはサブクール熱水のもつ熱エネルギーを，熱交換器を介して低沸点の2次側作動流体に伝達し，これによりランキンサイクルを行わせるシステム．

(3) トータルフロータービンシステム（図1-1(c)）

低乾き度蒸気，あるいはサブクール熱水をそのままタービンに導き，動力を発生させるシステム．

(4) 以上を組み合わせた複合システム（図1-1(d), (e)）

このうち(3)のトータルフロータービンシステムを用いる場合には，二相膨張

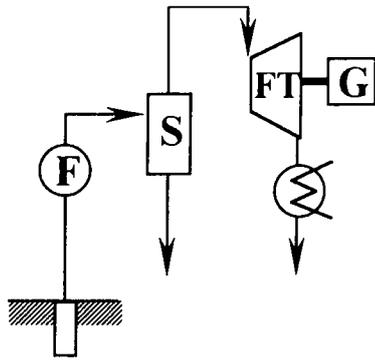
機の効率が蒸気単相を膨張させたときの効率より劣っていても、エネルギー変換システム全体の効率を他のシステムよりも高くすることが可能となる特徴を有することが報告されている^{(4),(5)}。

トータルフロータービンシステムにおいてシステム効率を左右する要素は、二相膨張機の効率である。二相膨張機の形式としては、ターボ型と容積型の2種類があり、ターボ型の場合、衝動タービンと反動タービンに分類される。いずれのタービンにおいても二相流をノズルで加速するという過程が含まれていることから、高性能のターボ型二相膨張機の開発には、作動流体のもつ熱エネルギーを効率よく運動エネルギーに変換できるノズルが必要不可欠となる。

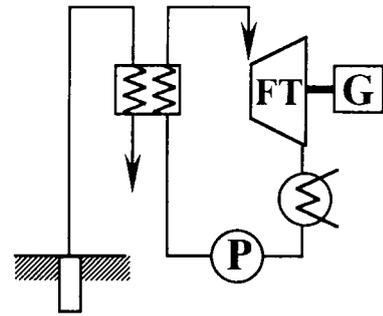
トータルフロータービンシステムについては、Lawrence Livermore LaboratoryにおいてAustinら⁽⁵⁾が米国Salton Sea地熱地帯の地熱資源を対象として、利用可能エネルギー量の評価、発電システムの概念設計および発電コストの評価等を行っている。またWright⁽⁶⁾はシステムコスト解析により、同地域においてはトータルフロータービンシステムが有利となる可能性を示している。さらに、トータルフロータービンシステムの熱力学的研究については、赤川ら^{(7),(8)}により入口飽和水と湿り蒸気の条件について検討が加えられている。

二相流ノズルに関する研究としては低乾き度蒸気-水二相流および熱水を用いたノズルの基礎的研究がStarkmanら⁽⁹⁾、Schrockら⁽¹⁰⁾によって行われた。Alger⁽¹¹⁾は衝動型二相流タービンに用いる末広ノズルの最適形状を決定するためにノズル性能試験を行った。佐藤ら⁽²⁾、竹永ら⁽³⁾によって二相流衝動タービンを用いた性能試験も行われている。Hokenson⁽¹²⁾は、二成分二相流の噴霧流に対して末広ノズルの最適形状を決定する手法を提示している。また、減圧沸騰とノズル性能の関係については福山ら⁽¹⁸⁾が研究を行っている。

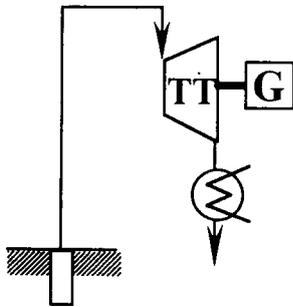
一方、減圧沸騰により生じる噴霧流の構造、液滴の微粒化については、熱エネルギーの動力変換を目的とした二相膨張ノズルだけでなく、内燃機関の燃料ノズル、ミスト冷却に対する噴霧ノズルに関して、研究がなされている。噴流中の液滴挙動の計測については、佐藤ら⁽¹³⁾、永井ら⁽¹⁴⁾は末広ノズルから噴出する液滴径をパラフィン面にサンプリングし、その残痕によって測定した。



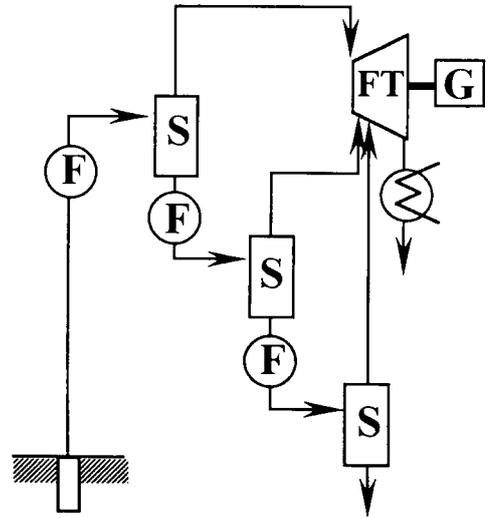
(a) フラッシュタービンシステム



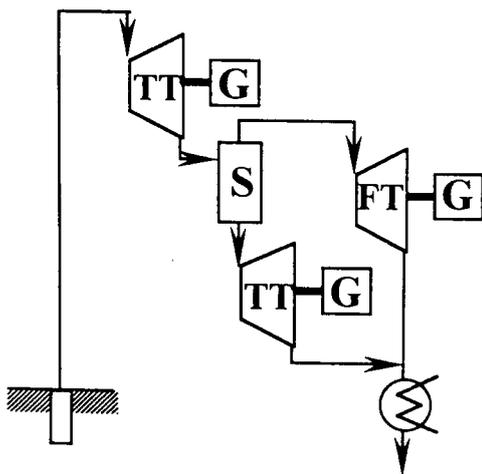
(b) バイナリーサイクルシステム



(c) トータルフロータービンシステム



(d) マルチフラッシュサイクルシステム



(e) 二段トータルフロータービンシステム

- ⊙ F Two-phase expander
- S Gas-liquid separator
- ▽ TT Two-phase expansion turbine
- ▽ FT Steam turbine
- ⊘ Condenser
- ⊙ P Pump
- G Generator

図 1-1 地熱利用システム

液滴径、速度の測定は、Yeoman ら⁽¹⁵⁾、中川ら⁽¹⁶⁾によっても行われている。佐藤ら⁽¹⁷⁾は単孔ノズルを用いた高温熱水の噴射実験を行い、噴霧挙動へのノズル形状、材質の影響を考察した。すなわち、ノズル内で気泡核が生成される場合、気泡核生成の要因として、溶存ガスや不純物による液体内部での核生成、ノズル壁面でのキャビティでの核生成を挙げており、壁面が平滑なガラス製ノズルより真鍮製ノズルが、さらには濡れにくいテフロンをドリル加工したノズルのほうがノズル壁面での気泡生成が大きいことを示している。二相噴流における液滴の微粒化について、佐藤ら⁽²⁾はウェーバ数によるモデルによって液滴径を予測している。Crowe ら⁽¹⁹⁾は内部沸騰を考えた沸騰破壊モデルを提案している。ミスト冷却への適用を背景に熱水のスプレーフラッシュによる微粒化の機構解明を目的とした研究が瀧本ら⁽²²⁾、Peter⁽²³⁾らにより行われ、ガラス製ノズルに対しフラッシング発生条件、温度分布、液滴径を得ている。ここでは、液柱崩壊の条件として気泡内外の圧力差と表面張力のバランスから与えている。一方、千田ら⁽²⁴⁾、⁽²⁵⁾は内燃機関の燃料噴霧での液滴径に対し、非凝縮気体による不均一核生成のみを考慮し、発泡気泡数の実験式をもとに解析モデルをたてている。ここでは、ボイド率が気泡の最大密度となる臨界ボイド率 (0.9) に達することで崩壊するとしている。微粒化の手法としては、気泡核の生成を促進することが有効であると考えられ、Alger ら⁽²⁰⁾による再混合によって行うものや、竹永ら⁽³⁾による蒸気アシスト法などがある。土方ら⁽²¹⁾はノズル入口にスワールを付加することによって高速ミスト流を得ている。

二相流の臨界現象という観点から、原子炉での冷却材消失事故の解析を目的として、研究が従来から行われており、二相流ノズルに関する研究も数多くある。竹永ら⁽²⁶⁾は、ノズル内でサブクール熱水をフラッシュさせる場合の圧力、速度の解析モデルを IHE (Isentropic Homogeneous Equilibrium) モデルを基礎にしてたてている。R. E. Henry ら^{(27)~(29)}は熱非平衡を考慮した分離流モデルに基づく二相流の臨界流量の計算モデルを提案している。分離流モデルに基づいた解析は F. J. Moody ら⁽³⁰⁾、⁽³¹⁾によっても行われている。一方、減圧沸騰時における沸騰遅れについて、M. D. Almgir と J. H. Lienhard ら⁽³²⁾は、高温の静止水について沸騰遅れによる圧力アンダーシュートの値に対し非均質核生成理論

に基づいた半実験式を作成した。N. Abuaf ら⁽³³⁾ は、前述の M. D. Almgir と J. H. Lienhard⁽³²⁾ らにより示された圧力アンダーシュートの半実験式により沸騰開始圧力を求め、圧力差から臨界流量を算出した。

熱非平衡の程度を低下させることを目的とした研究としては、Finche ら⁽³⁴⁾ は編まれたワイヤーによって作られた乱れの非平衡に及ぼす影響を調べた。すなわち、径の異なる 3 種類のワイヤーでできたメッシュを先細末広ノズル入口の上流 6 cm の所に設置した実験を行い、その結果メッシュの設置により臨界流量が変化し、力学的非平衡の程度も変化することを明らかにした。しかし、この研究ではノズルの性能特性、ノズルの最適設計などは明らかにされていない。

このように、臨界流量の推定、噴流中での液相の微粒化、に関する研究は多々行われているが、サブクール熱水の沸騰遅れを考慮したものは少ない。さらに、サブクール熱水の沸騰遅れによる熱力学的非平衡現象は流動状況やノズル形状に大きく影響を受けると考えられることから、詳細に現象を解明し最適なノズル形状を設計するためには未だ不明な点が多く残されている現状にある。

1.2.2 キャピラリーチューブ内気液二相流

空調機器や冷蔵、冷凍機器で使用される冷凍サイクルとして圧縮式冷凍機が数多く利用されている。圧縮式冷凍サイクルの主要なシステム構成を P-h 線図上の図 1-2 に示す。サイクルは主として圧縮機、凝縮器、絞り器、そして蒸発器で構成される。過熱蒸気の状態では圧縮機により昇圧された冷媒は、凝縮器で外部への熱の放出により凝縮しサブクール水となる。サブクール水は絞り器で減圧され低圧の湿り蒸気（乾き度 0.2 程度）となり、蒸発器において外部からの吸熱により蒸発し、過熱蒸気となり圧縮機へと戻る。

このような圧縮式冷凍サイクルでは凝縮器と蒸発器の圧力差は圧縮機で与えられ、それぞれのシステム内の圧力は凝縮器と蒸発器での熱交換量からエネルギーバランスにより受動的に決定される。そして、冷媒の循環流量は凝縮器と蒸発器の圧力差と絞り器の絞りの程度で決定される。つまり、圧縮式冷凍サイクルの設計では、コンプレッサ、凝縮器、蒸発器の性能に加えて、冷媒循環量を左右する絞り器の設計が重要となる。

圧縮機出力をインバータにより調節するシステムでは、運転状態に応じて冷媒流量を制御する必要があるため絞り器として絞りの調節が可能な膨張弁が用いられるが、圧縮機出力を調節しないシステムでは製造コストの

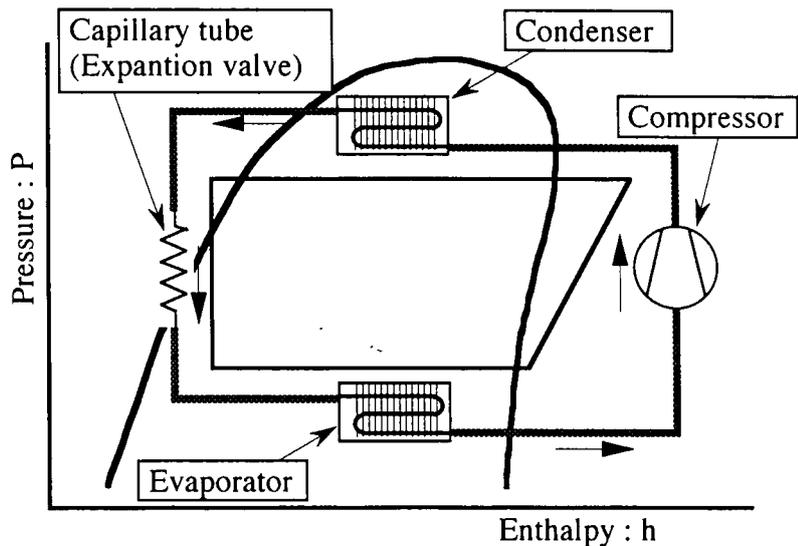


図 1 - 2 P-h 線図上での圧縮式冷凍サイクル模式図

面から内径 1~3mm 程度のキャピラリーチューブ（細径管）が使用される。前述の通り、キャピラリーチューブには冷媒を減圧すると共に循環量を決定する役割を有していることから、キャピラリーチューブの出入口の圧力差及び入口温度から、要求される流量に対し適切な管径及び長さを設計する必要がある。つまり、チューブ内の圧力損失を正確に予測する必要がある。

キャピラリーチューブにおいて冷媒はサブクール状態で流入し、摩擦損失により断熱のもと減圧される。圧力が入口温度に対する飽和圧力以下になると冷媒は自己蒸発し気液二相流となりキャピラリーチューブより流出する。すなわち、出入口の圧力差に対する流量を予測するには、沸騰開始点を特定することが必要不可欠である。しかし、キャピラリーチューブでの冷媒の質量流束は $10000 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 程度と大きく、液単相流部での減圧速度が大きいことから、入口温度に対する飽和圧力では沸騰は起こらず遅れが生じる。

従来、空調機器での利用を対象として、キャピラリーチューブでの沸騰遅れに起因する圧力アンダーシュートを扱った研究は幾つかなされている。H. Koizumi と K. Yokoyama⁽³⁵⁾ は内径 1.0, 1.5 mm の 2 種類のキャピラリーチューブに対し作動流体としてフロン R22 を用いた入口サブクール状態での流動実験を行い、圧力及び壁面温度の軸方向分布から沸騰開始点を特定し、減圧沸騰時に沸騰遅れが生じることを示している。実験から、流路径が小さくなるほど、

キャピラリー長さが長くなるほど、そして入口圧力が高くなるほど圧力アンダーシュートが増大する結果を示した。M. Kurokawa⁽³⁶⁾らはフロン R22 の代替品である混合冷媒 R410A (R-32(50wt%)/R125(50wt%)) 及び R407C (R32(23wt%)/R125(25wt%)/R134a(52wt%)) を用いた流動実験を内径 1.2~1.4 mm のキャピラリーチューブに対し行った。二相流領域での圧力損失は L-M 法に基づいた整理が行われ、流量特性についてはキャピラリーチューブの管径、長さ、そして入口圧力及びサブクール度を変数とした相関式を提案した。平尾ら⁽³⁷⁾はキャピラリーチューブの流量特性把握を目的として圧力損失の推算法を示している。ここでは、入口サブクール水とし、キャピラリーチューブを入口絞り部、液単相部、そして二相流部と 3 領域に分け、二相流部の計算には均質流モデルを用いている。文献では沸騰開始点の特定については触れられていない。T. N. Wang と K. T. Ooi⁽³⁸⁾も前者と同様に、二相流部に均質流モデルを適用し、圧力分布の解析を行っている。ここでは、主に二相流の平均粘性係数の評価を行っているが、沸騰開始点については記述されていない。

1. 3 本研究の目的と概要

このような背景のもと、本研究はサブクール熱水の減圧沸騰を扱う二つの機器、すなわち二相膨張ノズル及び空調機器用キャピラリーチューブ内冷媒二相流を取り上げ、減圧沸騰時の熱力学的非平衡現象に注目し、性能特性もしくは流量特性に及ぼす影響を明らかにするとともに、機器設計の一助とすることを目的とする。

本研究の内容は 8 章から構成され、その概要は次の通りである。

第 1 章は緒論で、上述の機器が利用される背景とシステム概要について述べ、従来の研究内容を示すとともに、これを踏まえたうえで本研究の目的を述べた。

第 2 章では、先細末広ノズルに対し入口サブクール熱水とした流動実験を行い、ノズル内静圧分布、ノズル推力の測定結果から減圧沸騰時の沸騰遅れに伴う熱力学的非平衡とノズル性能の関連、さらにはノズル末広部形状の影響、入口条件（圧力、サブクール度）の影響を考察し得られた知見を述べた。

第 3 章では、ノズル性能低下の一因として考えられる沸騰遅れによる圧力ア

ンダーシュートの低減を目的とし、ノズルのど部上流近傍に金属製細線を設置する方法を提案し、試作ノズルに対する性能特性実験により得られた結果から金属製細線設置による沸騰遅れ低減効果及びノズル性能向上効果について考察を加えた。

第4章では、ノズル内部流動挙動の観察及び熱非平衡状態での流動状態の把握を目的として、実用機器に対し内部流動挙動の可視化及びボイド率分布の計測に期待できる可視化手法である中性子ラジオグラフィ法を取り上げ、その原理・システムを述べるとともに、定量計測に対する中性子線源の性能評価及び可視化画像の画質向上に対する手法を提示した。さらに画像処理によるボイド率の計測手法を示し、本可視化・測定手法の有効性を示した。

第5章では、アルミニウム製先細末広ノズル内の流動現象を中性子ラジオグラフィ法により可視化し、得られた可視化画像に画像処理を施すことでボイド率分布を算出し、末広部における二相流の膨張挙動に及ぼす入口流動条件の影響を示した。なお、本章では中性子束が小さい線源を利用した場合の、ボイド率の定量的計測に対する画像処理手法を提案している。

第6章では、先細末広ノズル内流動に対し、一次元二流体モデルによる数値解析を行い、沸騰遅れによる熱非平衡の低減を図った細線設置ノズルでの実験結果（第3章）と中性子ラジオグラフィによるボイド率分布の計測結果（第5章）との比較検討を行った。

第7章では、空調用冷凍機で絞り器として利用されるキャピラリーチューブ内減圧沸騰現象に対し、実用機器の実用条件での内部流動挙動の可視化を中性子ラジオグラフィ法により行うことにより、キャピラリーチューブ設計の現状を示している。また、フロン R22 を作動流体とした高圧容器からのブローダウン流動実験を行い、中性子ラジオグラフィ法により計測された軸方向ボイド率分布と流量条件から圧力アンダーシュートを評価した。また、一次元分離流モデルによる数値解析を行い、実験結果と比較・検証した。

第8章は本研究で得られた結果を総括したものであり、合わせて今後の課題についても述べている。

第2章 二相膨張ノズルの流動特性と性能特性

2.1 緒言

二相膨張ノズルによる熱エネルギーから運動エネルギーへのエネルギー変換効率の向上に対し、入口をサブクール熱水とした場合には、減圧沸騰の開始点及び末広部での膨張過程が重要となる。すなわち、圧力が入口温度に対する飽和圧力に達しても相変化を生じず沸騰に遅れが生じれば、沸騰時は熱力学的に非平衡であり、平衡状態への回復過程におけるエントロピー増大がエネルギー変換効率の低下の要因になると予想される。また、ノズル内二相流はのど部において臨界となり、臨界流量は先細部での圧力差によって決定されることが考えられることから、臨界流量の決定にも沸騰開始点が重要となる。一方、末広部の膨張過程において熱エネルギーを運動エネルギーに効率よく変換するためには、液相を気相により十分加速する必要がある。すなわち、末広部形状が気液二相流の膨張過程に及ぼす影響を明らかにする必要がある。

そこで、絞り部形状（絞り角、のど部径）を一定とし、末広部形状を変化させた試験部に対し、入口をサブクール熱水とした流動実験を行い、軸方向静圧分布及びノズル推力の測定結果から、沸騰開始圧力及び熱エネルギーから運動エネルギーへのエネルギー変換に及ぼすノズル形状の影響について考察した。ノズル末広部形状としては、広がり角 θ_d 、末広がり率 A_e/A_t （のど部面積に対する出口面積の比）をパラメータとして変化させた。

さらに、最も高いエネルギー変換効率を得たノズルに対し、入口圧力を変化させた同様の実験を行い、入口圧力の影響について考察した。

2.2 実験装置及び実験方法

2.2.1 実験装置

実験装置の概略を図2-1に示す。本装置は、大きく分けて熱水供給装置、試験部、および背圧調節装置から構成されている。熱水供給装置で一定の入口条件に設定されたサブクール熱水は圧力容器⑤（鋼製、外径 $\phi 770 \times$ 長さ1500 mm、耐圧1.0MPa）内に設置された供試ノズル④に流入し、ノズル内で減圧沸

騰し，二相噴流となってノズルから噴出する．蒸気噴流はノズル出口直後に設置された推力測定装置によって推力が測定された後，蒸気は蒸気放出弁②から，水はドレン弁⑦を経てそれぞれ排出される．一方，圧力容器にはエゼクタ⑧が接続されておりノズル背圧を大気圧～約 5 kPa の範囲で真空設定することが可能である．以下，各装置の詳細を記述する．

(a) 熱水供給装置

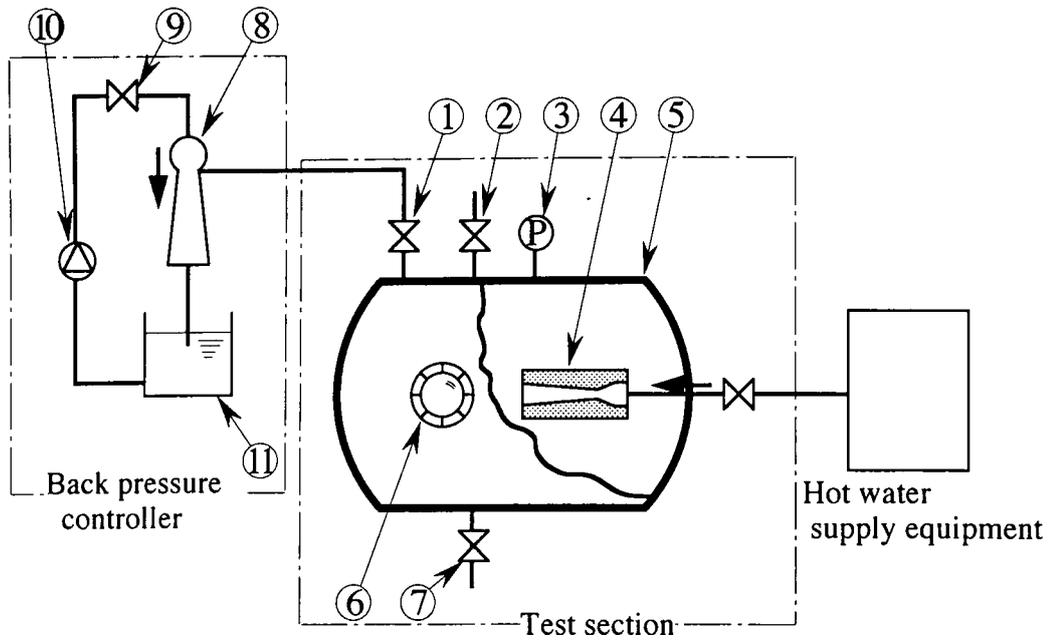
熱水供給装置の概略を図 2-2 に示す．本体はクレイトン型単管式貫流ボイラ（株タクマ，熱出力；156.7 kW，最高使用圧力；2.1 MPa，最大給水量；1.2 kg/h）である．軟化器⑱（クレイトン MK-6）によって軟化処理された水道水はホットウェルタンク⑭において清缶剤（CS-UM，0.6 ml/min）が投入された後，ダイヤフラム式容積型ポンプ⑯（最大流量 1200 l/h）でボイラ⑩に供給される．流量はインバータ⑰によりダイヤフラム駆動モータの回転数を変化させることで制御し，積算流量計⑮（オーバル LS5277）でその流量が計測される．ボイラ内の加熱管を出た熱水は気水分離器③，熱水出口弁を経て試験部へ供給される．熱水の温度条件はバーナチップのノズル径及び燃料ポンプ⑦の吐出圧力を操作することで，ボイラ加熱量を変化させ設定される．

(b) 背圧調整装置

蒸気放出弁及びドレン弁を全閉にした状態で，エゼクタに接続された背圧調節弁の開度を調節することで，圧力容器内圧力（ノズル背圧）を大気圧以下に下げることが可能である．エゼクタに流入する水はポンプによって供給される．水温の上昇に伴うエゼクタ性能の低下を防ぐため，ドレンタンク下部に常温の水道水が供給され，タンク上部からオーバーフローにより排水された．実験中，水温の上昇は認められなかった．背圧は，圧力容器に接続された差圧変換器により計測される．

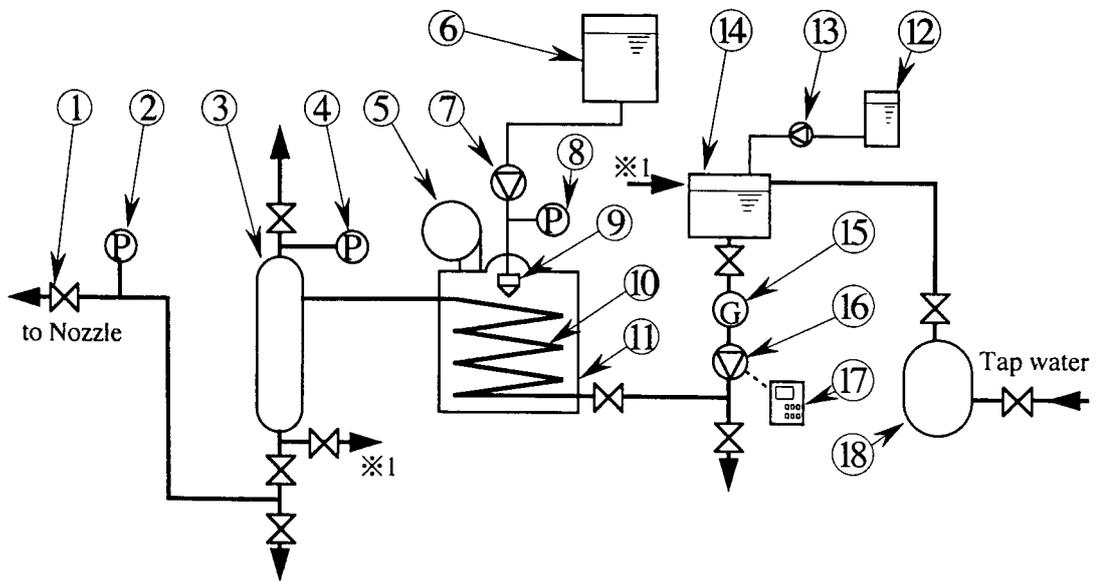
(c) 推力測定装置

ノズル推力の測定法として，反動法と衝動法がある．反動法はノズルからの



- | | | |
|--------------------------------|---------------------|----------------|
| 1. Back pressure control valve | 5. Pressure chamber | 9. Valve |
| 2. Steam exhaust valve | 6. Window | 10. Pump |
| 3. Pressure gauge | 7. Drain valve | 11. Water tank |
| 4. Test nozzle | 8. Ejector | |

图 2 - 1 实验装置系统图



- | | | |
|-------------------|------------------------|------------------------|
| 1. Valve | 7. Fuel pump | 13. Medical fluid pump |
| 2. Pressure gauge | 8. Fuel pressure gauge | 14. Hotwell tank |
| 3. Separator | 9. Fuel nozzle | 15. Flow meter |
| 4. Pressure gauge | 10. Heating pipe | 16. Diaphragm pump |
| 5. Blower | 11. Boiler | 17. Inverter |
| 6. Fuel tank | 12. Medical fluid tank | 18. Water softener |

图 2 - 2 热水供给装置

噴流を自由空間に放出させ、そのときノズルが受ける反動力を測定する方法である。一方、衝動法はノズル噴流を流れ方向に垂直に設置した平板で受け、その力を測定する方法である。従来、二相流ノズルに関しては、例えば Alger ら⁽³⁹⁾ は、反動法を用いており、竹永、福田ら⁽³⁾ は衝動法を用いている。本研究では、衝動法を採用し、Henry ら⁽⁴⁰⁾ が二相流の運動量測定に用いたものと同様のモーメントムゲージにより推力を測定した。

図 2-3 に推力測定装置を示す。装置はモーメントムゲージ⑥とロードセル①により構成される。モーメントムゲージ⑥は、噴流に対して垂直に設置されたメッシュの大きさの異なる 5 枚の金網⑦からなり、流れの向きに次第に細かくなるように設置されている。長さ約 300 mm のワイヤーで支持されたモーメントムゲージ⑥に入った噴流は、金網に衝突することによって流れ方向の速度成分を失い、その運動量が推力として、スラストロッド④を通じて、ロードセル①に伝達される。ロードセル①は、蒸気雰囲気中に設置されているため、保護ケース③に収められ、周囲に設置されたコイル状の冷却管②により水冷され、常時 40℃以下になるように保たれた。また、圧力容器内の圧力変化に伴うロードセル①のオフセット量は、設定圧力の範囲内で校正し、補正された。

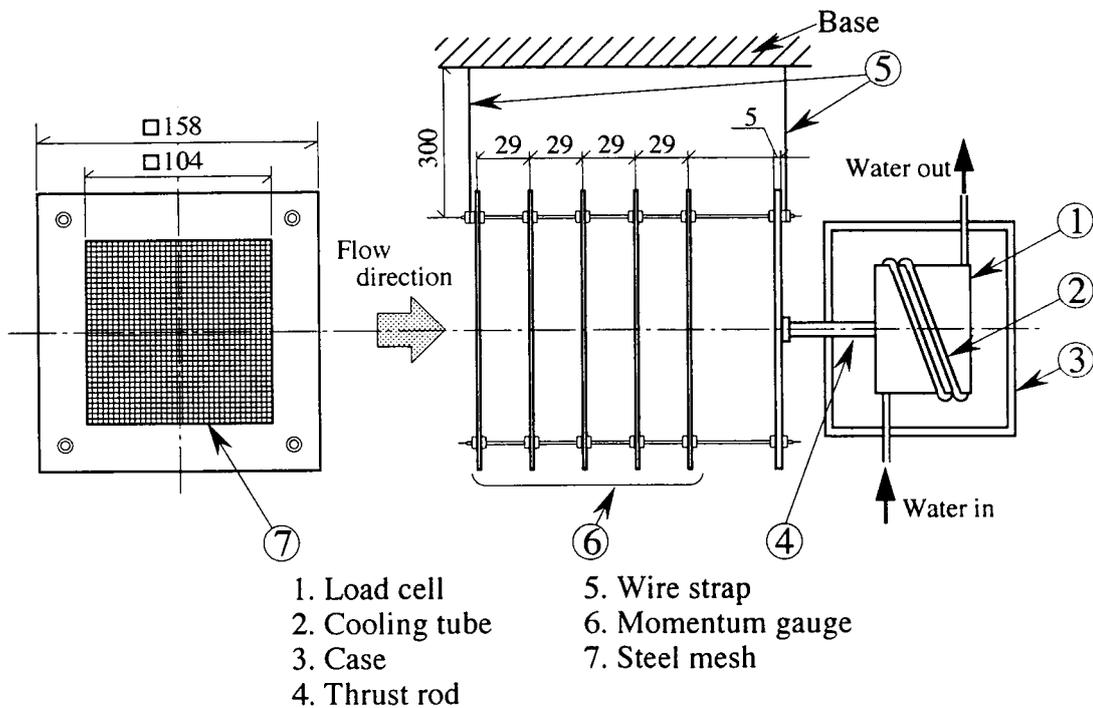


図 2-3 推力測定装置

先細ノズルを用いた水単相によるモーメントムゲージの推力測定試験結果を図2-4に示す。試験は質量流量 0.12～0.21 kg/s の範囲で行われた。図中、 F_{exp} は測定結果であり、 F_{th} は次式で計算される理論値を示す。

$$F_{th} = v_L m^2 / A_t \quad (2-1)$$

ここで、 v_L は水の比容積 [m^3/kg]、 m は質量流量 [kg/s]、 A_t はのど部面積 [m^2] である。モーメントムゲージにより±5%の精度で推力の測定が可能であることが確認された。

2.2.2 供試ノズル

供試ノズルとして円形断面流路の先細末広ノズルを用いた。ノズルは流路形状を型どった真鍮製の中子と

高温用エポキシ樹脂（日本チバガイギー株、アラルダイト CY250、ハードナー HT972）を使用して、モールド法により製作した。ノズルには図2-5に示されるように軸方向流路内壁にφ0.6 mmの静圧孔が設けられている。図2-6は供試ノズル①の試験部への取り付け図である。ノズル本体①は4本のボルトと取り付けフランジ②によって圧力容器内の熱水供給配管に水平に固定され、ノズルとフランジの接合部はアスベスト製パッキン③によりシールされている。

供試ノズルの形状を図2-7に、仕様を表2-1に示す。いずれのノズルも絞り角は28°でエッジ状ののど部を有している。表中に示す様に各々のノズルをノズル A, B, C, D と称する。ノズル A, B, C, D はのど部断面積に対するノズル出口断面積の比で定義される末広がり率 A_e/A_t を約19で一定とし、広が

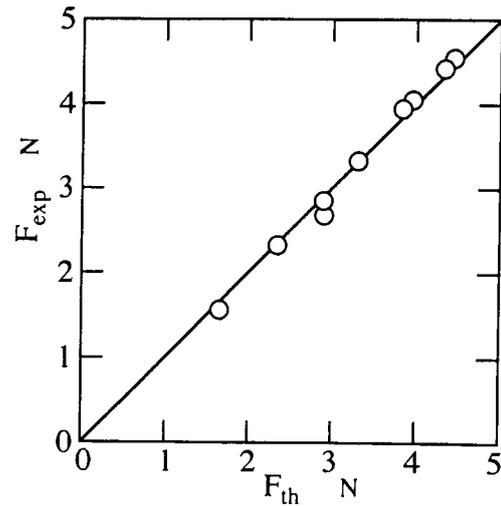


図2-4 モーメントムゲージ検定結果

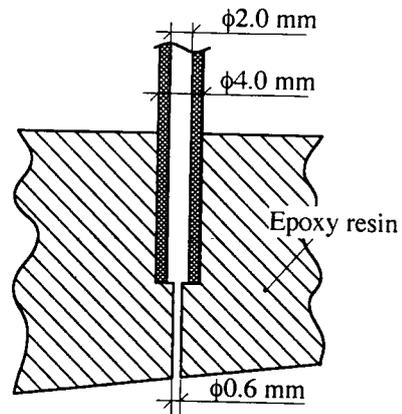


図2-5 測定点詳細図

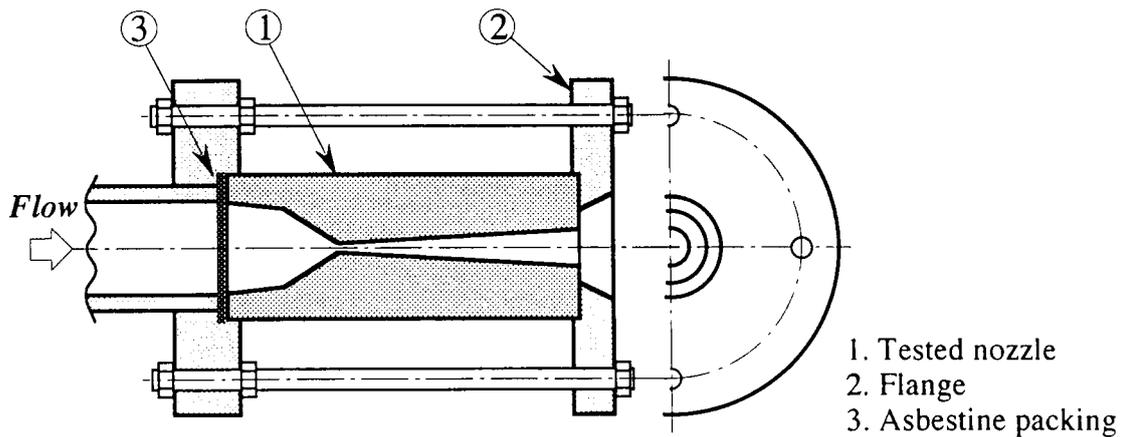


図 2 - 6 ノズル取り付け図

り角を 3° 、 6° 、 10° 、 18° と変化させたものである。すなわち、広がり角が小さなノズルほど末広部が長くなる。また、ノズル B、C に対して広がり角を同一とし、末広がり率（末広部長さ）の異なる 2 種類のノズルをそれぞれ製作した。表 2 - 2 に各ノズルに対する静圧孔設置位置の詳細を示す。

2.2.3 測定項目及び測定方法

測定項目は、ノズル入口条件である入口圧力、入口温度、熱水流量、およびノズル内における軸方向静圧分布、ノズル出口での噴流の推力からなる。測定系統図を図 2 - 8 に示す。供試ノズル各位置での静圧は、静圧孔から圧力導管を経て、圧力変換器で計測される。圧力導管の管内での蒸気の凝縮による圧力変動を防ぐため、予め圧力導管には水が満たされている。圧力導管には切換バルブ②が設けられ、バルブ切換によりノズル軸方向静圧が順次計測される。

2.2.4 実験条件

ノズルの入口条件（入口圧力、入口温度）と熱水流量は熱水供給用貫流ボイラへの給水量と加熱量のバランスによって決定する。これは、入口がサブクール熱水の場合、ノズル臨界流量が入口圧力と入口温度の 2 つのパラメータで決定されるためであり、本装置においては給水量、加熱量をそれぞれ独立に操作することでノズル入口圧力、入口温度を任意に設定できる。具体的には予測される加熱量に対し、適正な燃料供給が可能なノズル径の燃料噴射ノズルを選定

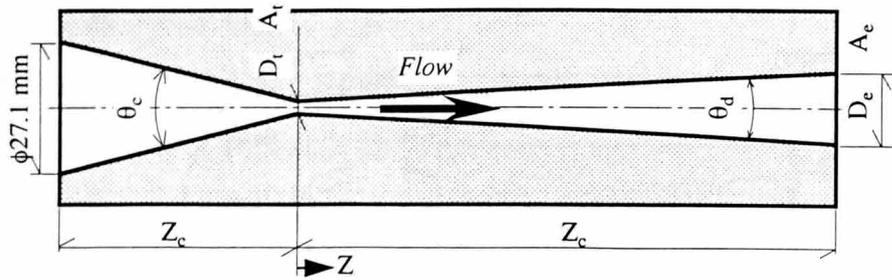


図 2-7 供試ノズル

表 2-1 ノズル仕様

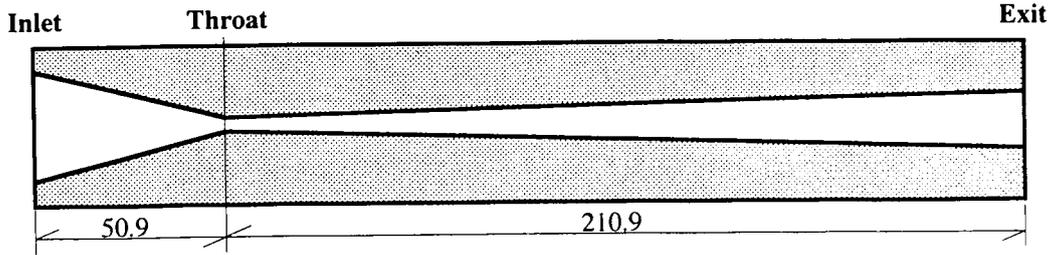
(a) 末広がり率を一定とし、広がり角を変化させたノズル

	Nozzle A	Nozzle B	Nozzle C	Nozzle D
絞り角 ; θ_c [°]	28			
のど部径 ; D_t [mm]	3.5			
広がり角 ; θ_d [°]	3	6	10	18
出口径 ; D_e [mm]	15.0	15.4	15.4	15.4
末広がり率 ; A_e/A_t	18.4	19.4	19.4	19.4
ノズル入口からのど部までの距離 ; Z_c [mm]	50.9	50.8	50.4	50.1
のど部からノズル出口までの距離 ; Z_d [mm]	210.9	114.5	67.8	37.6

(b) 広がり角を一定とし、末広がり率を変化させたノズル

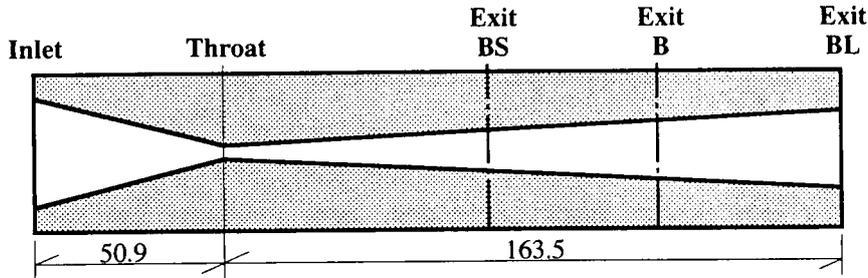
	Nozzle BS	Nozzle B	Nozzle BL	Nozzle DS	Nozzle D	Nozzle DL
絞り角 ; θ_c [°]	28			28		
のど部径 ; D_t [mm]	3.5			3.5		
広がり角 ; θ_d [°]	6			10		
出口径 ; D_e [mm]	10.8	15.4	20.0	10.7	15.4	20.3
末広がり率 ; A_e/A_t	9.5	19.4	32.7	9.3	19.4	33.6
ノズル入口からのど部までの距離 ; Z_c [mm]	50.8			50.4		
のど部からノズル出口までの距離 ; Z_d [mm]	69.9	114.5	163.5	41.4	67.8	96.0

表 2 - 2 静圧測定位置



(a) Nozzle A ($\theta_d = 3^\circ$, $D_t = 3.5$ mm, $D_e = 15.0$ mm, $A_e/A_t = 18.4$)

静圧測定位置 (のど部からの距離 Z [mm])										
先細部										
-40.8	-10.8	-4.1	-2.2							
末広部										
1.9	3.7	13.5	33.0	53.1	78.0	105.6	130.6	156.0	181.0	203.9



(b) Nozzle BS ($\theta_d = 6^\circ$, $D_t = 3.5$ mm, $D_e = 10.8$ mm, $A_e/A_t = 9.5$)

静圧測定位置 (のど部からの距離 Z [mm])				
先細部				
-40.6	-20.1	-3.6	-1.7	
末広部				
1.4	3.5	8.8	18.8	28.3

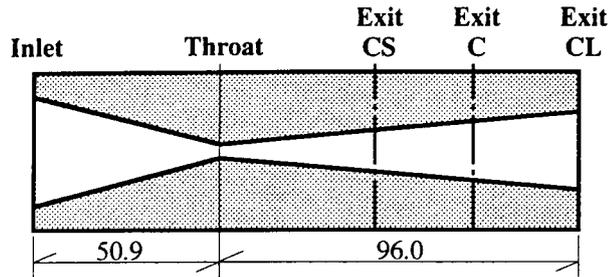
(c) Nozzle B ($\theta_d = 6^\circ$, $D_t = 3.5$ mm, $D_e = 15.4$ mm, $A_e/A_t = 19.4$)

静圧測定位置 (のど部からの距離 Z [mm])									
先細部									
-40.6	-20.1	-3.6	-1.7						
末広部									
1.4	3.5	8.8	18.8	28.3	48.5	64.6	83.9	108.6	

(d) Nozzle BL ($\theta_d = 6^\circ$, $D_t = 3.5$ mm, $D_e = 20.0$ mm, $A_e/A_t = 32.7$)

静圧測定位置 (のど部からの距離 Z [mm])										
先細部										
-40.6	-20.1	-3.6	-1.7							
末広部										
1.4	3.5	8.8	18.8	28.3	48.5	64.6	90.2	116.0	140.0	158.0

表 2 - 2 静圧測定位置



(e) Nozzle CS ($\theta_d = 10^\circ$, $D_t = 3.5$ mm, $D_e = 10.7$ mm, $A_e/A_t = 9.3$)

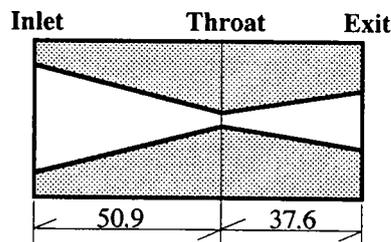
静圧測定位置 (のど部からの距離 Z [mm])					
先細部					
-39.9	-20.3	-10.8	-5.7	-3.7	-1.4
末広部					
2.1	4.1	8.3	19.2	29.0	36.0

(f) Nozzle C ($\theta_d = 10^\circ$, $D_t = 3.5$ mm, $D_e = 15.4$ mm, $A_e/A_t = 19.4$)

静圧測定位置 (のど部からの距離 Z [mm])					
先細部					
-39.7	-20.5	-10.7	-5.5	-3.8	-1.7
末広部					
2.1	4.2	9.2	19.4	29.1	34.0

(g) Nozzle CL ($\theta_d = 10^\circ$, $D_t = 3.5$ mm, $D_e = 20.3$ mm, $A_e/A_t = 33.6$)

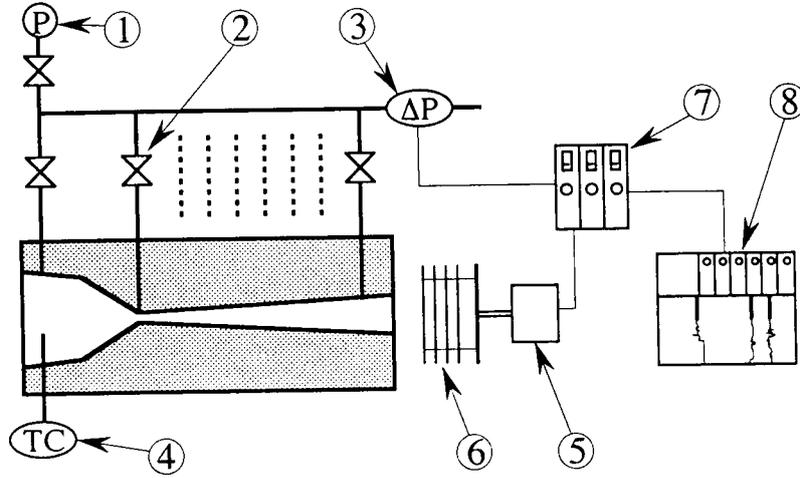
静圧測定位置 (のど部からの距離 Z [mm])							
先細部							
-40.7	-20.1	-10.7	-5.8	-4.0	-1.7		
末広部							
2.2	4.3	9.0	19.1	29.3	43.7	64.0	83.6



(h) Nozzle D ($\theta_d = 18^\circ$, $D_t = 3.5$ mm, $D_e = 15.4$ mm, $A_e/A_t = 19.4$)

静圧測定位置 (のど部からの距離 Z [mm])					
先細部					
-40.5	-20.4	-10.3	-5.6	-3.7	-1.7
末広部					
2.1	4.0	8.8	19.0	33.3	

し、給水量と燃料噴射圧力を繰り返し微調節することにより入口条件が設定された。測定は、ノズル入口圧力及び温度が10分以上経過し、定常値を示すことを確認した後に行われた。実験条件を表2-3に示す。



- | | |
|--------------------------|---------------------|
| 1. Pressure gauge | 5. Load cell |
| 2. Valve | 6. Momentum gauge |
| 3. ΔP transducer | 7. Strain amplifier |
| 4. Thermocouple | 8. Pen recorder |

図2-8 測定装置

表2-3 実験条件

(a) 末広部形状の影響に関する実験

入口圧力: P [kPa]	470		
入口サブクール度: ΔT_{subin} [K]	1	6	11
入口温度: T_{in} [°C]	148.5	143.5	138.5
背圧: P_e [kPa]	10 ~ 100		

(b) 入口圧力の影響に関する実験

入口圧力: P [kPa]	470	620	770
入口サブクール度: ΔT_{subin} [K]	6	12	19
入口温度: T_{in} [°C]	130 ~ 163		
背圧: P_e [kPa]	10 ~ 100		

2. 3 ノズル軸方向静圧分布の基本的特性

本節では、入口をサブクール熱水とした場合の先細末広ノズルでの軸方向静圧分布の基本的特性を示す。

2.3.1 ノズル背圧の影響

ノズル B (広がり角 $\theta_d=6^\circ$, 末広がり率 $A_e/A_f=19.4$) における入口圧力 $P_{in} \doteq 470$ kPa, 入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \doteq 1$ K で背圧を $P_b = 17 \sim 101$ kPa の範囲で 4 通りに設定した場合の軸方向静圧分布を図 2-9 に示す。入口でサブクール状態の熱水は先細部においてのど部近傍の断面積変化により急激に加速され、圧力が急低下し、入口水温に対する飽和圧力 ($P_{sat}(T_{in})$) 以下となり減圧沸騰を起こす。沸騰による蒸気発生にともない圧力勾配が急に緩やかとなり、末広部の圧力はのど部での最小圧力 P_f より出口圧力まで緩やかに降下する。背圧の変化に対し、静圧分布はノズル出口近傍においてのみ変化しており、のど部までその影響は達していない。これより、流れが臨界に達していることがわかる。図中+印で示す背圧の低下と共に出口圧力は低下するが、ある背圧以下になると出口圧力はそれ以上低下せず限界点が存在する。これは単相ガス流れにおいて見られる適正膨張から不足膨張への移行を示しており、この場合の背圧、静圧分布を、各々適正背圧、適正圧力分布と定義する。しかし、背圧が適正背圧以上の場合、単相ガス流で見られる衝撃波を伴う過膨張現象⁽⁴¹⁾は観察されていない。

2.3.2 入口サブクール度の影響

ノズル B における適正圧力分布を、入口サブクール度をパラメータとして図 2-10 に示す。これより、入口サブクール度が大きい ($\Delta T_{subin} \doteq 1.3 \rightarrow 6.6 \rightarrow 11.7$ K) ほど、のど部近傍での圧力降下が大きいことがわかる。すなわち、のど部での最小圧力を P_f とすると入口サブクール度の増大に伴い P_f の値が小さくなっている。これは、入口温度 T_{in} に対する飽和圧力 $P_{sat}(T_{in})$ の値が入口サブクール度の増大につれて減少する傾向と一致している。のど部までの先細部では液単相であると仮定すると、入口温度は保たれ、前述の $P_{sat}(T_{in})$ で沸騰が

開始する。しかし、圧力分布から実際の沸騰開始圧力は $P_{sat}(T_{in})$ より小さいと予測される。これは急減圧により熱力学的に非平衡な沸騰遅れが生じているためと考えられる。

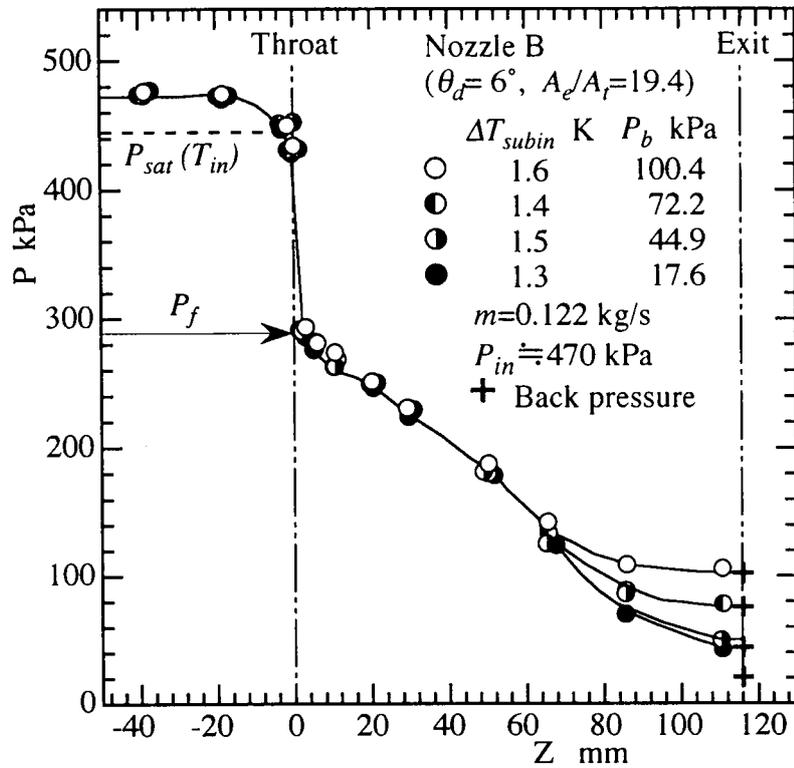


図 2-9 軸方向静圧分布 (背圧 P_b の影響)

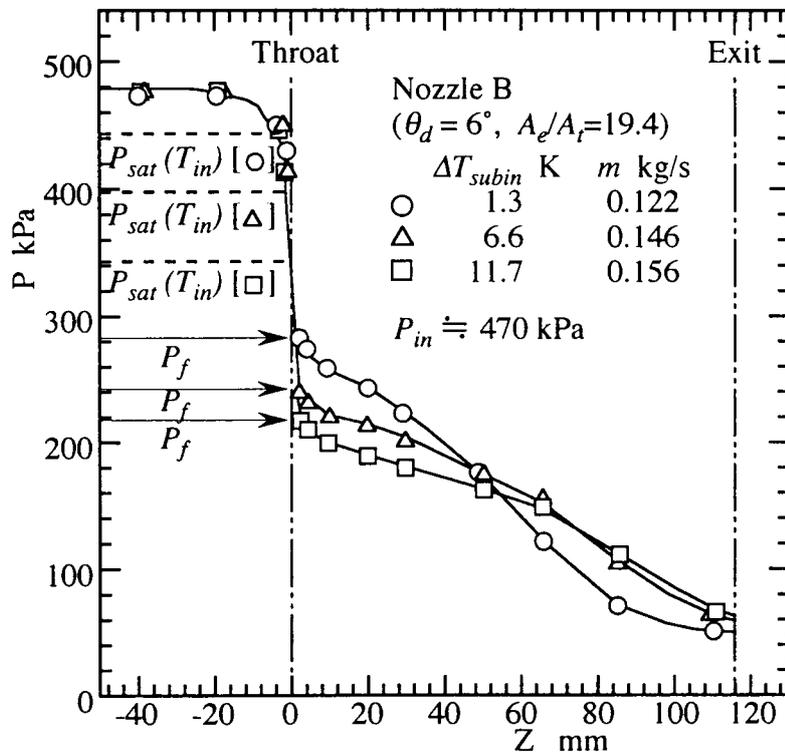


図 2-10 軸方向静圧分布 (入口サブクール度 ΔT_{subin} の影響)

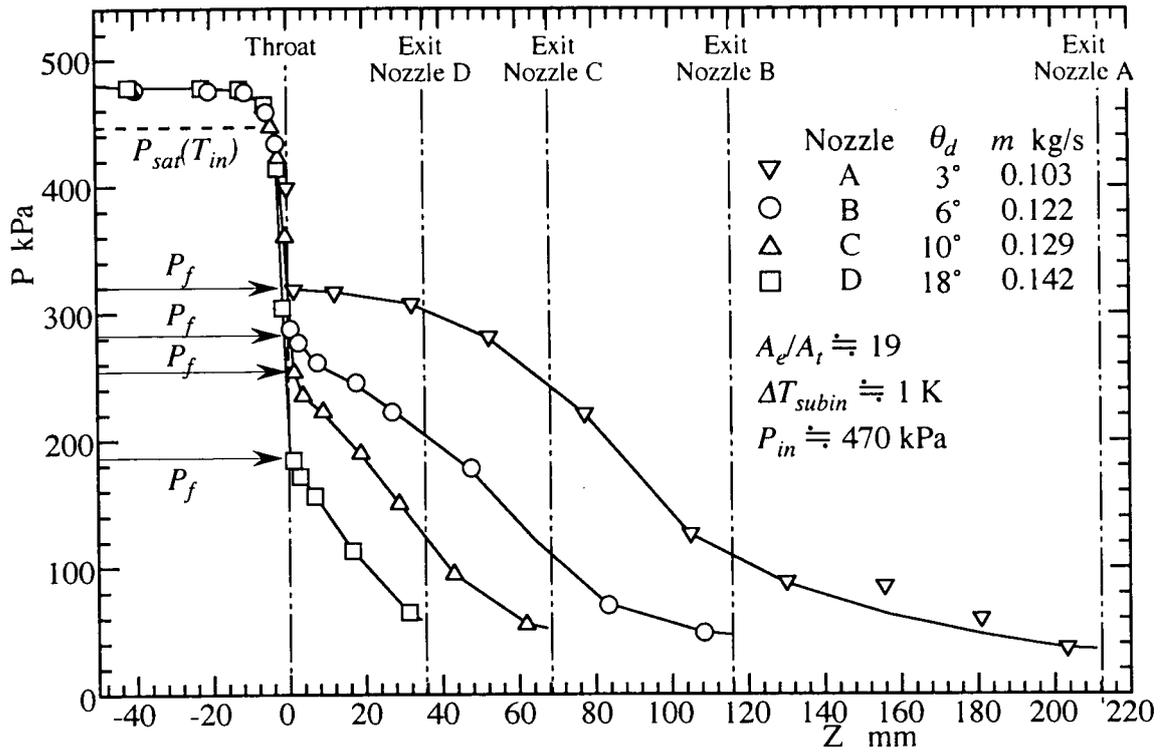
2. 4 ノズル形状の影響

本節では、沸騰後の気液二相流の膨張過程に注目し、末広部形状のノズル性能に及ぼす影響について実験的に考察した結果について述べる。

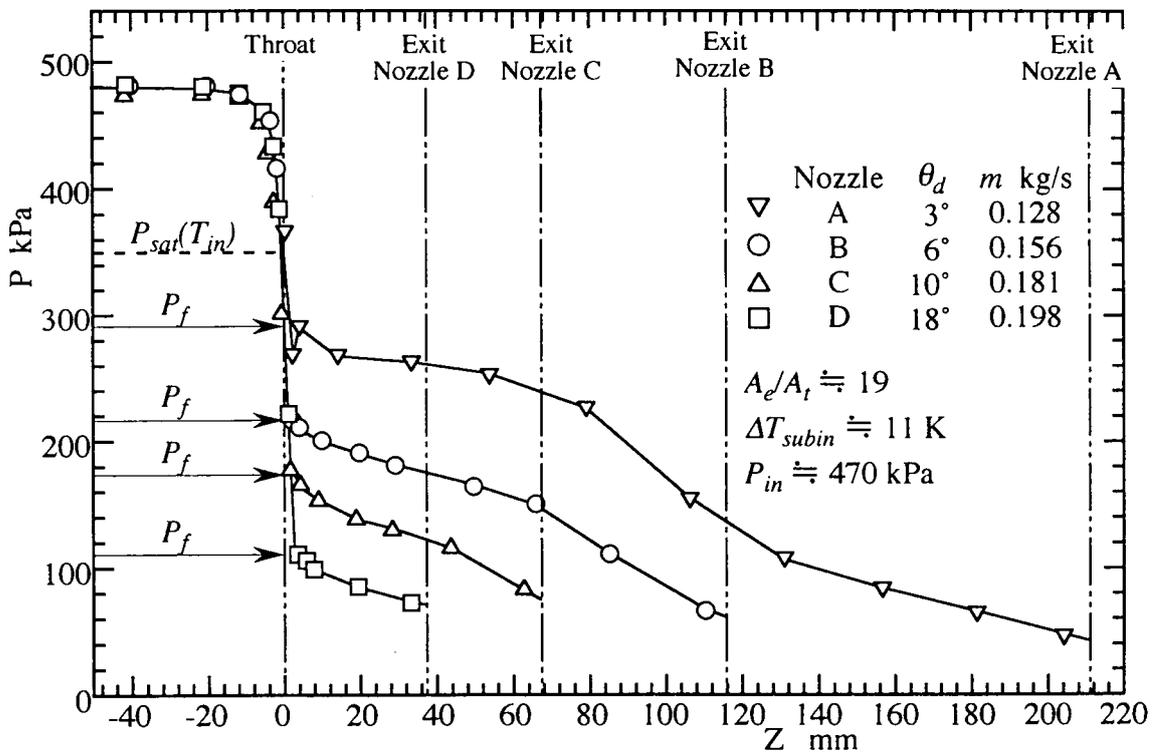
2.4.1 軸方向静圧分布

末広がり率 A_e/A_t を 19 で一定とし、広がり角を $\theta_d = 3^\circ \sim 18^\circ$ の範囲で変化させたノズル A, B, C, D に対する適正圧力分布を図 2-11 (a), (b) に示す。図 (a) の $\Delta T_{subin} \doteq 1$ K の場合、広がり角 θ_d が大きくなるほど、つまりノズル末広部長さが短いほどどの部での圧力降下が大きいことがわかる。図 (b) の $\Delta T_{subin} \doteq 11$ K の場合も同様の傾向であり、 θ_d が大きいほどどの部での沸騰遅れに伴う熱力学的非平衡の度合いが大きいと考えられる。一方、末広部の圧力分布をみると、 θ_d が大きいほど圧力勾配が若干大きくなっているが、これは θ_d が異なることによる流路断面積の流れ方向に対する変化率が異なるためであると考えられる。

次に、広がり角 θ_d を一定とし、末広部長さを変化させることで末広がり率 A_e/A_t を変化させたノズルに対する適正圧力分布を、入口サブクール度をパラメータとして図 2-12 (a), (b) に示す。図 (a) は $\theta_d = 6^\circ$ とし、末広部長さの異なる Nozzle BS, B, BL に対する実験結果を、図 (b) は $\theta_d = 10^\circ$ とした Nozzle CS, C, CL に対する実験結果である。 $\theta_d = 6^\circ$ (図 (a)) でノズル入口条件 (入口圧力 P_{in} , 入口サブクール度 ΔT_{subin}) を同一とした場合、どの部での圧力降下及び末広部での静圧分布が末広がり率に依存していないことがわかる。これは、どの部での圧力降下量が末広がり率には依存せず、広がり角 θ_d によってのみ決定され、一方、どの部において流れが臨界になると仮定すると、臨界流量は先細部での圧力差によって決定されると考えられる。すなわち、末広がり率にかかわらず流量が同じになるためと考えられる。 $\theta_d = 10^\circ$ の場合 (図 (b)) も同様の傾向が得られている。以上のことから、ノズルのど部近傍の形状 (絞り角, 広がり角) が同じであれば、末広がり率にほとんど影響を受けずに、入口条件に対し固有の適正圧力分布が存在し、ノズル長さが長いほど、すなわち末広がり率が大きくなるほど適正背圧が低下する結果が得られた。

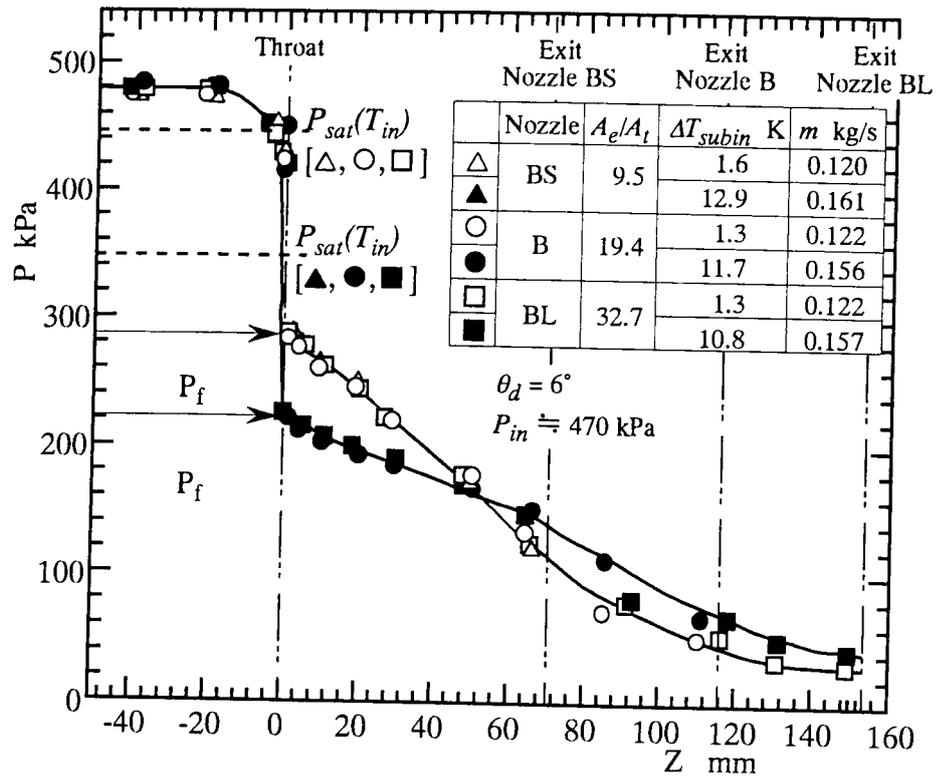


(a) $\Delta T_{subin} \cong 1$ K

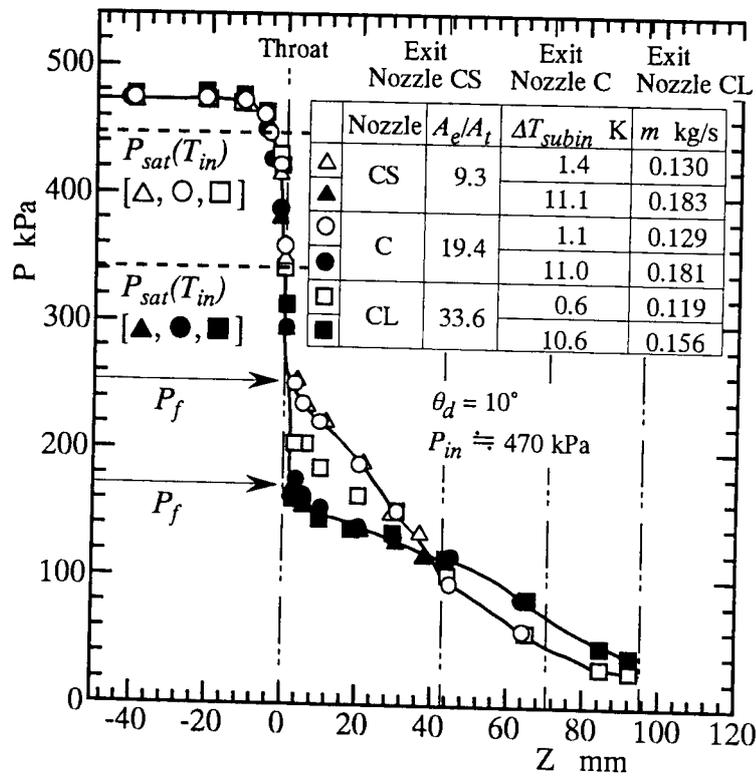


(b) $\Delta T_{subin} \cong 11$ K

図 2-11 適正圧力分布 (広がり角 θ_d の影響, 末広がり率 A_e/A_t 一定)



(a) $\theta_d = 6^\circ$



(a) $\theta_d = 10^\circ$

図 2 - 1 2 適正圧力分布 (末広がり率 A_e/A_t の影響, 広がり角 θ_d 一定)

2.4.2 減圧速度と圧力アンダーシュート

前項 2.4.1 で示したようにノズルのど部近傍においてサブクール熱水は急激に減圧され入口温度に対する飽和圧力より大きく低下する。これは沸騰遅れに起因するものと考えられ、ノズル性能及び流量特性を大きく左右すると予想される。末広部のど部近傍で圧力勾配が不連続的に変化する点の圧力 P_f を沸騰開始点と想定し、入口温度に対する飽和圧力 $P_{sat}(T_{in})$ との差を圧力アンダーシュート ΔP_{sat} と定義する。すなわち、

$$\Delta P_{sat} = P_{sat}(T_{in}) - P_f \quad (2-2)$$

圧力アンダーシュートが存在すると、非平衡から平衡への回復に伴うエントロピーの増大や沸騰開始の遅れによって末広部の気液間のスリップ速度を大きくする可能性があるため、ノズルの効率向上のためには好ましくない。

Alamgir と Lienhard⁽³²⁾ は水を用いたブローダウンによる急減圧に伴う圧力アンダーシュートの値 ΔP_{sat} ($P_{sat}(T_{in})$ と最大圧力降下値との差, [Pa]) に対し、非均質核生成理論を適用し、次式を提案している。

$$\Delta P_{sat} = 0.252 \cdot \frac{\sigma^{3/2} T_r^{13.73} \left(1 + 14 \Sigma (\text{Matm})^{0.8}\right)^{0.5}}{(k T_c)^{0.5} (1 - v_L/v_G)} \quad (2-3)$$

$$\left[\begin{array}{l} \text{実験範囲: } 0.62 \leq T_r \leq 0.935 \quad (128.0^\circ\text{C} \leq T \leq 331.8^\circ\text{C}) \\ 405 \leq \Sigma \leq 1.83 \times 10^5 \text{ MPa/s} \end{array} \right]$$

ここで σ は表面張力 [N/m], k は Boltzman 定数 ($k=1.38044 \times 10^{-23}$ [J/K]), T_c は臨界温度 (水の場合 $T_c=647.3$ [K]), T_r は換算温度 ($T_r = T_{in}/T_c$), v_L, v_G は入口温度に対する飽和状態での液相, 気相の比容積 [m^3/kg] である。 Σ は減圧速度 [Pa/s] (但し, 式 (2-3) 中では, 減圧速度の単位は [Matm/s]) であり, 次式で定義される。

$$\Sigma = \frac{dP}{dt} = \frac{dP}{dz} \frac{dz}{dt} \quad (2-4)$$

液単相流動部において摩擦損失を無視すると、

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{u_L}{v_L} \frac{du_L}{dz}, \quad \frac{dz}{dt} = u_L \quad (2-5)$$

であるから、式(2-4)に代入して、減圧速度 Σ は次式で得られる。

$$\Sigma = -\frac{u_L^2}{v_L} \frac{du_L}{dz} \quad (2-6)$$

ここで、 u_L は流速 [m/s]、 A は流路断面積 [m²]、 m は質量流量 [kg/s]である。

さらに、 $u_L = \frac{v_L m}{A}$ を式(2-6)に代入し、次式を得る。

$$\Sigma = \frac{v_L^2 m^3}{A^4} \frac{dA}{dz} \quad (2-6')$$

先細末広ノズルの場合、作動流体は絞り部において液単相流であり、のど部で減圧沸騰が生じ臨界質量流束 G_c [kg/(m²·s)] が得られるとすると、 $G_c = m/A_t$ より、のど部での液単相流の減圧速度は次式となる。

$$\Sigma = \frac{v_L^2 G_c^3}{A_t} \frac{dA}{dz} \quad (2-7)$$

式(2-3)より、Alamgir と Lienhard のモデル⁽³²⁾では圧力アンダーシュートは温度と減圧速度の関数と言える。また、この式によれば、入口温度が同じ場合、減圧速度の増大とともに圧力アンダーシュートが増大する。

軸方向静圧分布より測定された圧力アンダーシュートの値を入口サブクール度 ΔT_{subin} に対し、ノズル広がり角 θ_d をパラメータとして図2-13に示す。図中、Alamgir と Lienhard のモデル⁽³²⁾による計算結果(式(2-3))が破線で示されている。これより、 θ_d の減少とともに圧力アンダーシュートが低下しているのがわかる。また、いずれのノズルにおいても ΔT_{subin} の増大(入口温度の低下)に伴い圧力アンダーシュートが低下する傾向を示しており、Alamgir と Lienhard のモデル⁽³²⁾による計算結果と定性的に一致している。

次に、式(2-7)を用いて実験結果から計算された減圧速度 Σ と圧力アンダーシュートの関係を図2-14に示す。これより、圧力アンダーシュートは

同一入口条件に対し，減圧速度の低下とともに減少することがわかる．この傾向は式（2-3）で得られる傾向と一致する．すなわち，作動流体の入口条件が同じであれば減圧速度を減少させることで圧力アンダーシュートを低下させることが可能であると考えられる．

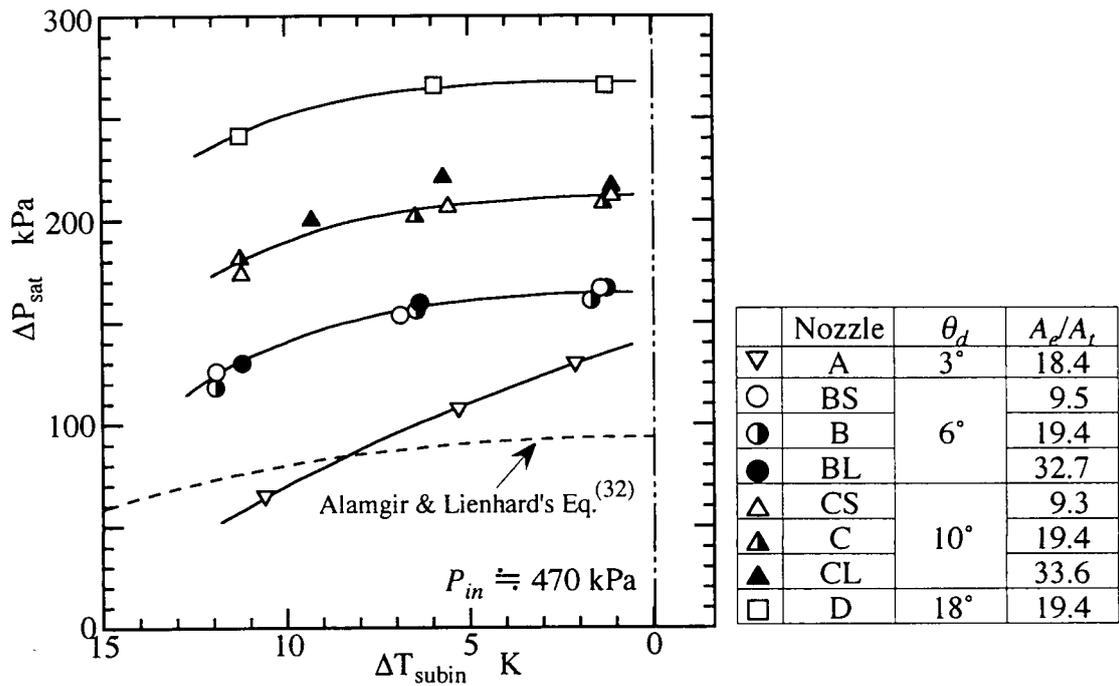


図 2-13 入口サブクール度 ΔT_{subin} と圧力アンダーシュート ΔP_{sat} の関係
(ノズル形状の影響)

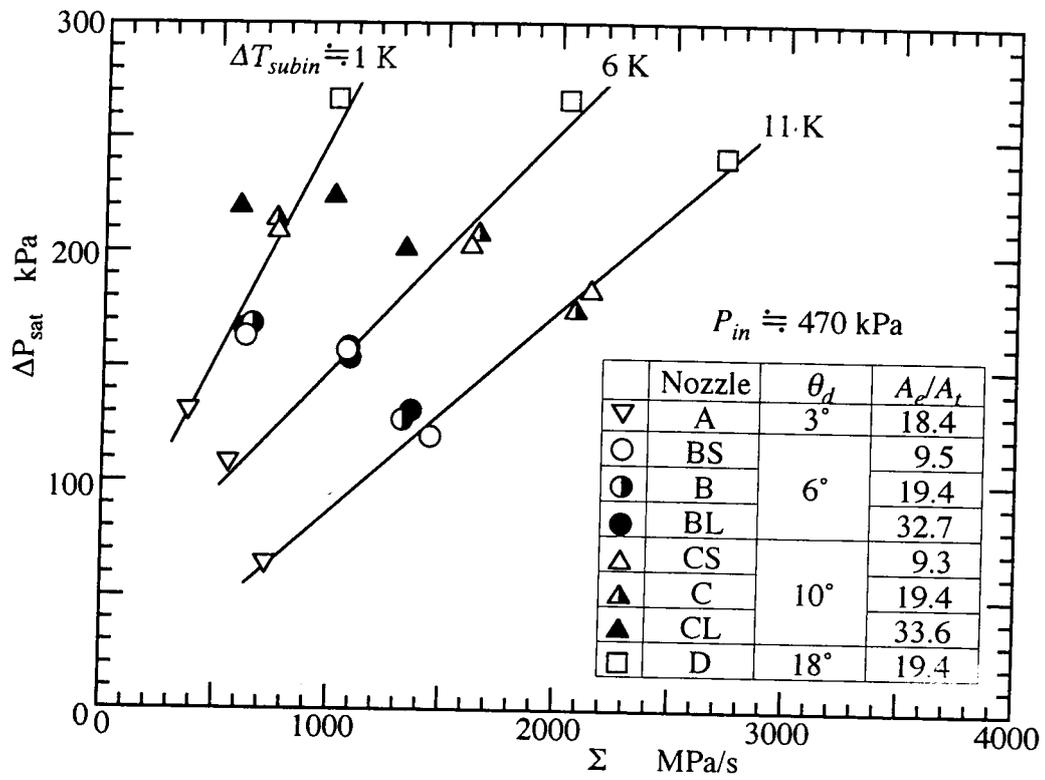


図 2 - 1 4 減圧速度 Σ と圧力アンダーシュート ΔP_{sat} の関係
(ノズル形状の影響)

2.4.3 IHE モデルとの比較

減圧沸騰を伴うノズル内二相流に対する最も簡単な解析法として、IHE (Isentropic Homogeneous Equilibrium) モデルがある。このモデルは以下に示す最も理想的な流れを仮定している。

- (1) 等エントロピー膨張である。つまり、可逆断熱変化として扱う。
- (2) 流れは均質で気液各相の速度は等しい。
- (3) 熱力学的に平衡である。

図 2-15 に IHE モデルにおけるノズルの模式図を示す。比エンタルピー h_{in} の流体が速度 u_{in} で流入し、任意断面 n において、比エンタルピー、速度がそれぞれ h_n , u_n になるとすると、エネルギー保存則より、

$$h_{in} + u_{in}^2/2 = h_n + u_n^2/2 \quad (2-8)$$

ここで、 $u_{in} \ll u_n$ より、 $u_{in} \doteq 0$ とすると、

$$u_n = \sqrt{2 \cdot (h_{in} - h_n)} \quad (2-9)$$

断面 n における断面積、質量流束、および比容積をそれぞれ A_n , G_n , v_n とし、このときの質量流量を m とすれば質量保存則より

$$G_n = m/A_n = u_n/v_n \quad (2-10)$$

式 (2-9), (2-10) より、

$$G_n = \frac{\sqrt{2 \cdot (h_{in} - h_n)}}{v_n} \quad (2-11)$$

G_n の最大値はのど部で得られる。IHE モデルでは沸騰遅れを考えないことから、のど部で流体は飽和圧力に達し沸騰する。つまり、最大質量流束を G_c とすると、

$$G_c = \frac{\sqrt{2 \cdot (h_{in} - h_{Lsat}(T_{in}))}}{v_{Lsat}(T_{in})} \quad (2-12)$$

ここで、 $h_{Lsat}(T_{in})$, $v_{Lsat}(T_{in})$ は入口温度 T_{in} に対する飽和状態の液の比エンタルピー及び比容積を示す。のど部の流路断面積を A_t とすれば臨界質量流量 m_c は

$$m_c = G_c \cdot A_t \quad (2-13)$$

により決定される。

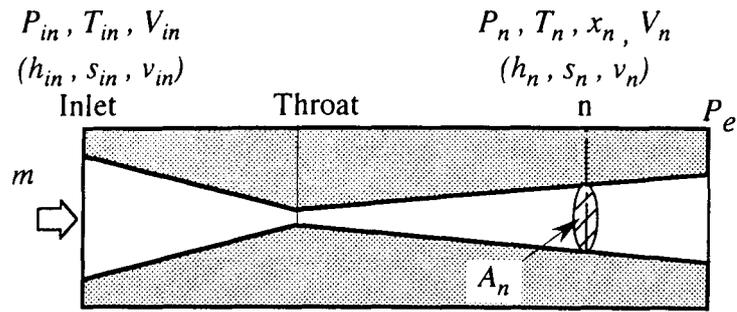


図 2-15 IHE モデル模式図

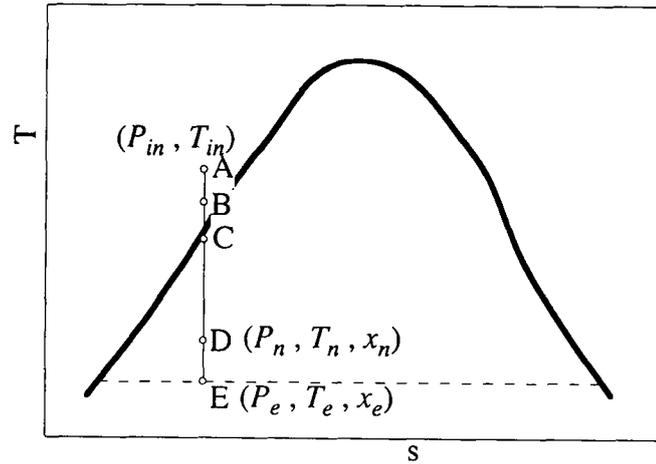


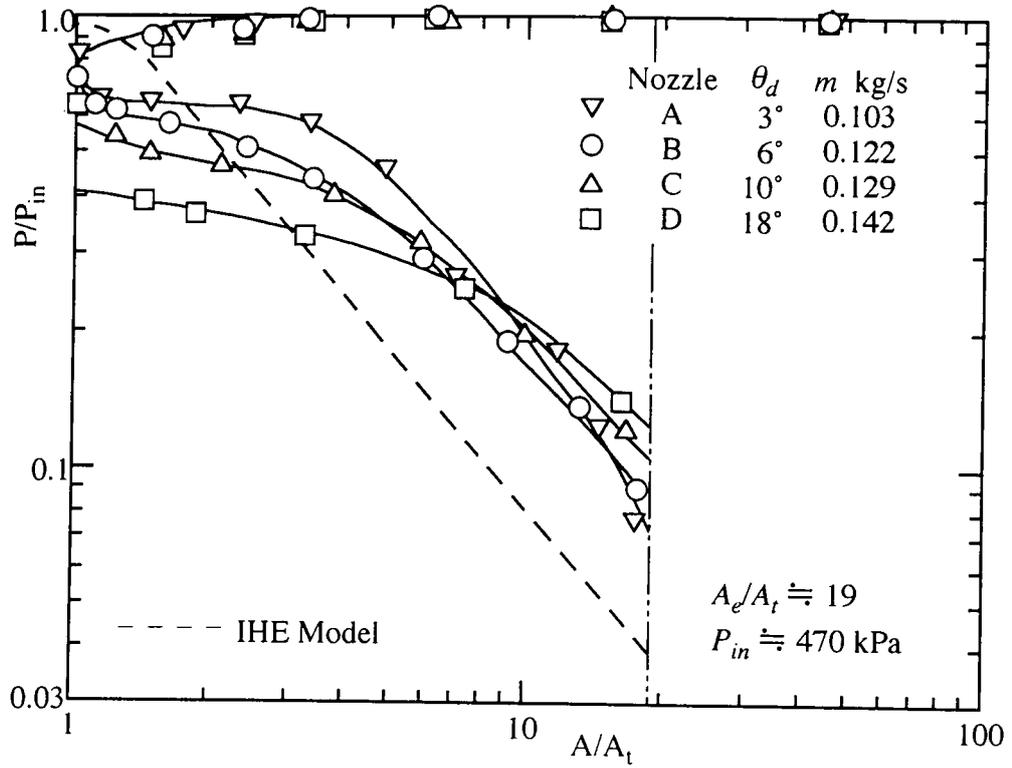
図 2-16 T-s 線図

図 2-16 にサブクール水を等エントロピーのもと断熱膨張させた場合の物性の変化が T-s 線図上に示されている。点 A, E はノズルの入口, 出口を表し, B, C, D はそれぞれサブクール水, 飽和水, 湿り蒸気の状態にある。計算手順を以下に示す。

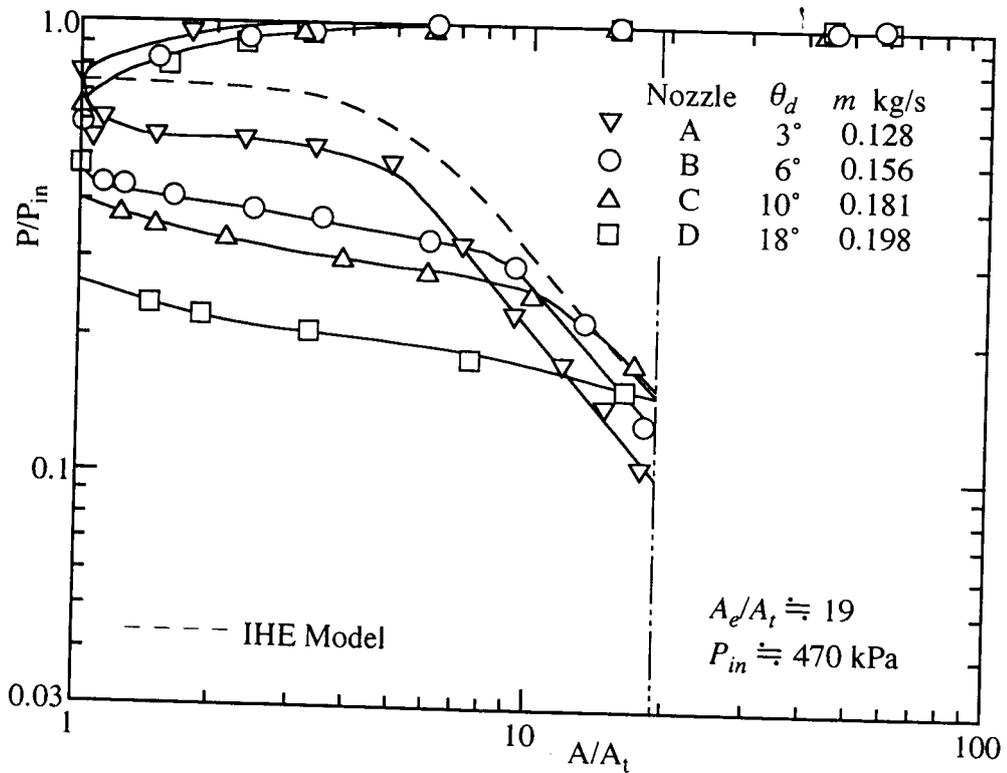
- (1) 位置 n に対し, のど部からの距離とノズル形状から流路断面積を計算する。
- (2) 式 (2-10) により位置 n での質量流束を得る。
- (3) 位置 n での圧力を P_n と仮定する。
- (4) エントロピー一定の条件から, 圧力 P_n に対する乾き度 x_n を計算する。
- (5) 乾き度 x_n を用いてエンタルピー h_n 及び比容積 v_n を計算する。
- (6) (5) で得られた物性値をもとに式 (2-11) により計算される G_n と, (2) で得られた G_n を比較, 調節することにより流路断面積に対する圧力 P_n を決定する。

末広がり率を一定とし、広がり角の異なるノズル A, B, C, D の適正圧力分布を IHE モデルによる計算結果と併せて、入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \doteq 1 \text{ K}, 11 \text{ K}$ に対しそれぞれ図 2-17 (a), (b) に示す。ここでは同一流路断面積に対する圧力を比較するため、流路断面積及び圧力をのど部面積、入口圧力でそれぞれ除した無次元量により実験結果がプロットされている。 $\Delta T_{subin} \doteq 1 \text{ K}$ の場合 (図 (a)), いずれのノズルものど部近傍では圧力アンダーシュートが存在するため圧力比 P/P_{in} は IHE モデルによるものより低い値を示しているが、面積比 A/A_t が大きくなると IHE モデルによる計算結果とほぼ同じ勾配となる。これは、非平衡な状態から平衡状態に回復するためと考えられる。また、同じ勾配になる地点をノズルに対し比較すると、ノズル A の場合 $A/A_t \doteq 5$ 、ノズル D の場合 $A/A_t \doteq 12$ であり、広がり角が小さいほど回復がはやいことがわかる。 $\Delta T_{subin} \doteq 11 \text{ K}$ の場合も同様の傾向が得られているが、同一の面積比に対し圧力比を比較した場合、 $\Delta T_{subin} \doteq 1 \text{ K}$ では IHE モデルによる値より大きな値を示しているが、入口サブクール度が大きくなると、IHE モデルより低い値になっていることがわかる。

ノズル BL, CL の適正圧力分布を、入口サブクール度をパラメータとしてそれぞれ図 2-18 (a), (b) に示す。これより、ノズル BL の場合 (図(a)), 入口サブクール度が低いほど IHE モデルによる計算結果と同じ勾配になる面積比が小さく、また出口近く ($A/A_t > 10$) での圧力比の値は小さくなっていることがわかる。この傾向は IHE モデルによるものと定性的に一致するが、その値を比較すると $\Delta T_{subin} \doteq 11 \text{ K}$ ではほぼ同じ値であるのに対し、 $\Delta T_{subin} \doteq 1 \text{ K}$ では実験結果が計算結果を大きく上回っている。等エントロピー変化を仮定した計算結果と実験結果が大きく異なるのは幾つかの原因が考えられる。以下にそれらについて説明する。

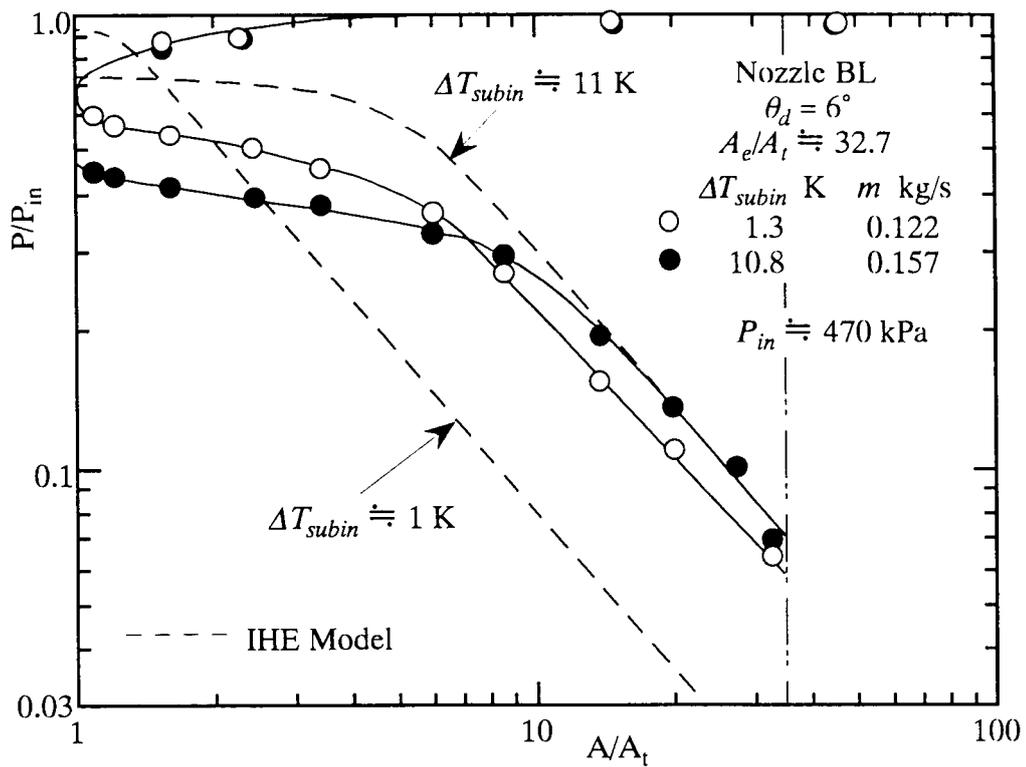


(a) $\Delta T_{subin} \approx 1$ K

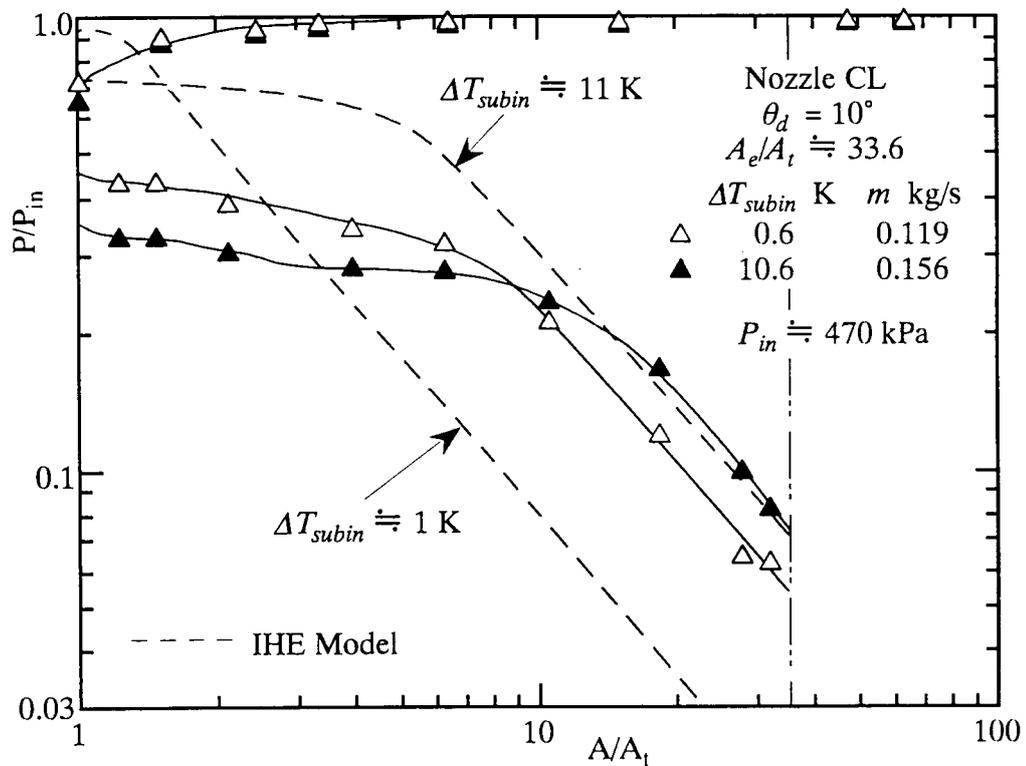


(b) $\Delta T_{subin} \approx 11$ K

図 2-17 IHE モデルとの比較 (ノズル広がり角 θ_d の影響)



(a) Nozzle BL



(b) Nozzle CL

図 2 - 1 8 IHE モデルとの比較 (入口サブクール度 ΔT_{subin} の影響)

(a) 気液間スリップの影響

気相、液相がそれぞれ速度 u_G, u_L で等エントロピー変化すると仮定すると、入口と任意断面 n でのエネルギーバランスから次式が得られる。

$$h_{in} - h_n = x_n \frac{u_{Gn}^2}{2} + (1 - x_n) \frac{u_{Ln}^2}{2} \quad (2-14)$$

液相速度に対する気相速度の比をスリップ比 $K_n = u_{Gn}/u_{Ln}$ と定義し、式 (2-14) に代入すると、

$$u_{Ln} = \left\{ \frac{2(h_{in} - h_n)}{x_n K_n^2 + (1 - x_n)} \right\}^{0.5} \quad (2-15)$$

一方、流路断面 n において気液各相の占める面積 A_{Gn}, A_{Ln} は質量流量 m 、各相の比容積 v_{Gn}, v_{Ln} から、

$$A_{Gn} = \frac{m x_n v_{Gn}}{u_{Gn}}, \quad A_{Ln} = \frac{m(1 - x_n)v_{Ln}}{u_{Ln}} \quad (2-16)$$

IHE モデルによる流路断面積は式 (2-10) より、

$$A_n = \frac{m v_n}{u_n} = \frac{m \{x_n v_{Gn} + (1 - x_n)v_{Ln}\}}{u_n} \quad (2-17)$$

式 (2-16), (2-17) より IHE モデルと気液間スリップを考慮した等エントロピー流れとの流路断面積の比は次式で与えられる。

$$\frac{A_{Gn} + A_{Ln}}{A_n} = \frac{x_n v_{Gn}/K_n + (1 - x_n)v_{Ln}}{x_n v_{Gn} + (1 - x_n)v_{Ln}} \frac{u_n}{u_{Ln}} \quad (2-18)$$

よってスリップ比が 1 より大きい場合 $K_n > 1$ ($u_{Gn} > u_{Ln}$)、ある圧力に対する面積は小さくなる。

(b) エントロピー増大の影響

気液間にスリップが存在する場合、界面摩擦により、また、壁面摩擦により仕事になされ、エントロピーは増大する。エントロピーが増大すると、乾き度が大きくなるため比容積、比エンタルピーが増大する。従って、式 (2-11) より断面 n での質量流束が低下し、式 (2-10) より同一圧力に対する面積が増大する。

(c) 流量の影響

流量が IHE モデルによる値より低下する場合，断面 n での比容積，比エンタルピーは同じであるので，式 (2-10) より同一圧力に対する面積が増大する。

以上の検討結果を図 2-18 に反映させると，入口サブクール度を小さくすることで同一圧力に対し面積比が増大する要因として，末広部での摩擦損失の増大，流量の減少が考えられる。すなわち，入口サブクール度が減少することで末広部における乾き度が増大し，二相流平均流速が増大するため摩擦損失が増大し，エントロピーが増大するものと考えられる。

2.4.4 ノズル性能

2.4.4.1 ノズル推力

背圧 P_b に対するノズル推力の関係を $\Delta T_{subin} \cong 1 \text{ K}$ の場合について広がり角 θ_d をパラメーターとして図 2-19 に示す。いずれのノズルにおいても推力は背圧の低下と共にほぼ直線的に単調増加する。これは、推力がノズル出口での流体の運動量であり、背圧低下と共に流体の出口流速が増すためである。ノズル A の推力が最も低い値となったが、これは流量が他のノズルより小さいためであり、この値よりノズルでのエネルギー変換効率を評価することは出来ない。

図 2-20 に入口サブクール度をパラメーターとしてノズル B の推力が示されている。推力への入口サブクール度の影響はあまり見られなかった。

2.4.4.2 推力係数

二相膨張ノズルにおける作動流体の熱エネルギーから運動エネルギーへの変換効率 η は二速度モデルを用いると次式で定義される。

$$\eta = \frac{\frac{1}{2} \{x_e u_{Ge}^2 + (1-x_e) u_{Le}^2\}}{(h_{in} - h_{es}) + \frac{u_{in}^2}{2}} = \frac{\{x_e u_{Ge}^2 + (1-x_e) u_{Le}^2\}}{u_{es}^2} \quad (2-19)$$

ここで、 u_{Ge} 、 u_{Le} は出口部での蒸気及び液相の平均速度 [m/s]、 u_{in} はサブクール熱水の入口平均速度 [m/s]、 x_e は出口乾き度、 h_{in} 、 h_{es} は入口及び等エントロピー変化を仮定した場合の出口での比エンタルピー [J/kg]、そして u_{es} は等エントロピー変化を仮定した場合の出口二相流の平均流速 [m/s] である。すなわち、ノズル効率を得るには出口二相流の各相の平均速度を知る必要がある。しかし、その測定は困難である。

一方、運動量の変換効率は等エントロピー変化を仮定した場合の推力理論値 F_{th} [N] に対する推力の実験測定値 F_{exp} [N] の比として次式で定義される。

$$\frac{F_{exp}}{F_{th}} = \frac{m \{x_e u_{Ge} + (1-x_e) u_{Le}\}}{m u_{es}} = \frac{\{x_e u_{Ge} + (1-x_e) u_{Le}\}}{\sqrt{2(h_{in} - h_{es}) + u_{in}^2}} \quad (2-20)$$

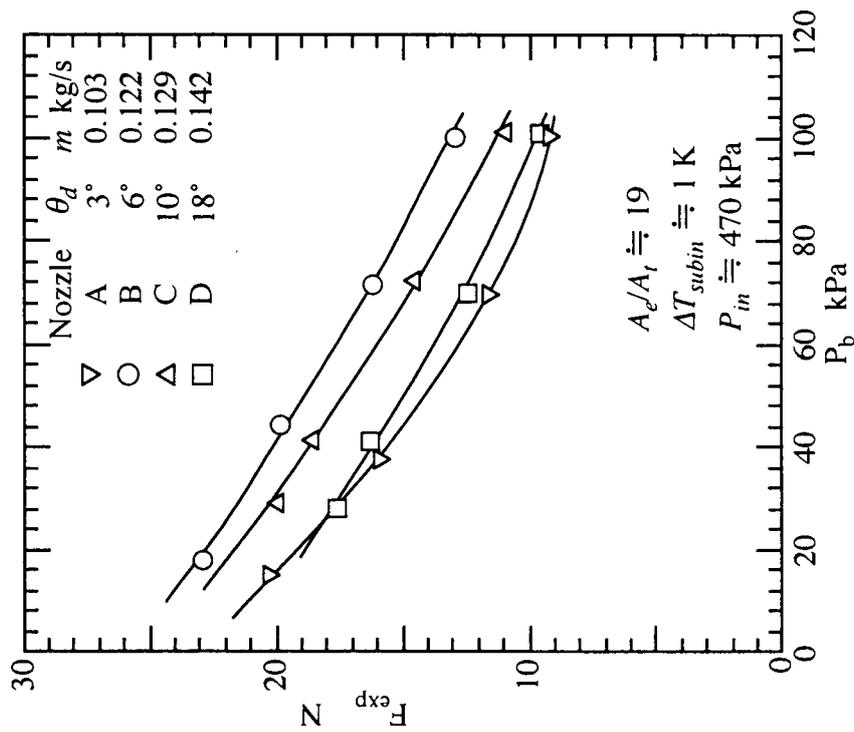


図 2-19 ノズル推力

(広がり角 θ_d の影響)

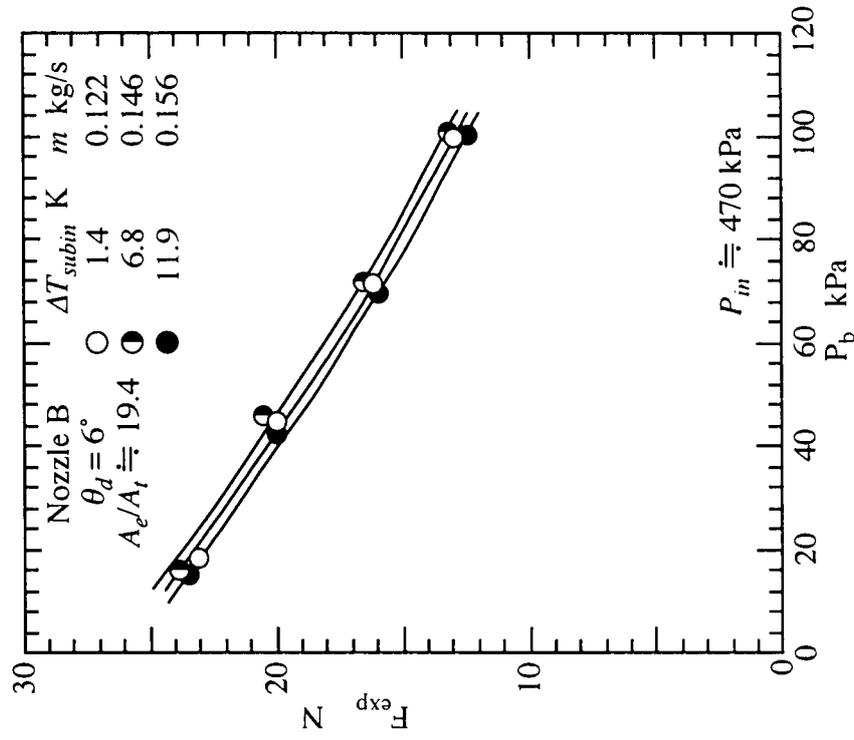


図 2-20 ノズル推力

(入口サブソニック度 ΔT_{subin} の影響)

本研究では運動量変換効率を推力係数 C_T と定義する。推力係数は推力の実験測定値と入口、出口の圧力条件及び流量から流動様式に関係なく容易に求めることができる。

式 (2-20) より,

$$C_T^2 = \frac{\{x_e u_{Ge} + (1-x_e) u_{Le}\}^2}{u_{es}^2} = \frac{\{x_e^2 u_{Ge}^2 + (1-x_e) u_{Le}^2 + 2x_e(1-x_e) u_{Ge} u_{Le}\}}{u_{es}^2} \quad (2-21)$$

また, 式 (2-19) より,

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\{x_e u_{Ge}^2 + (1-x_e) u_{Le}^2\} \{x_e + (1-x_e)\}}{u_{es}^2} \\ &= \frac{x_e^2 u_{Ge}^2 + (1-x_e) u_{Le}^2 + x_e(1-x_e)(u_{Ge}^2 + u_{Le}^2)}{u_{es}^2} \end{aligned} \quad (2-22)$$

式 (2-21), (2-22) より,

$$\eta - C_T^2 = \frac{x_e(1-x_e)(u_{Ge}^2 + u_{Le}^2) - 2x_e(1-x_e) u_{Ge} u_{Le}}{u_{es}^2} = \frac{x_e(1-x_e)(u_{Ge} - u_{Le})^2}{u_{es}^2} \quad (2-23)$$

$u_{Ge} \geq u_{Le}$ と考えられることから, $\eta \geq C_T^2$ であり, $x_e = 0, x_e = 1$, もしくは $u_{Ge} = u_{Le}$ すなわち出口スリップ比 $K_e = 1$ のときのみ $\eta = C_T^2$ となる。

本研究では, 実験的に計測可能な推力係数 C_T を用いることによりノズルの性能評価を行った。

図 2-21 (a)~(d) に背圧に対する推力係数 C_T の値を, 入口サブクール度をパラメーターとしてノズル A, B, C, D に対してそれぞれ示す。図中, 実験で得られた適正背圧が十印でプロットされている。ノズル B の場合 (図(b)), C_T はノズル背圧の変化に対し凸状の分布を示し, 適正背圧付近で極大値をとり, 入口サブクール度の増大とともにその値は増大しているのがわかる。この傾向は他のノズルに対してもみられ, 適正背圧付近で推力係数の最大値が得られている。図(a)~(d)の比較により, 広がり角が小さいノズルほど入口サブクール度の影響が小さいことがわかる。

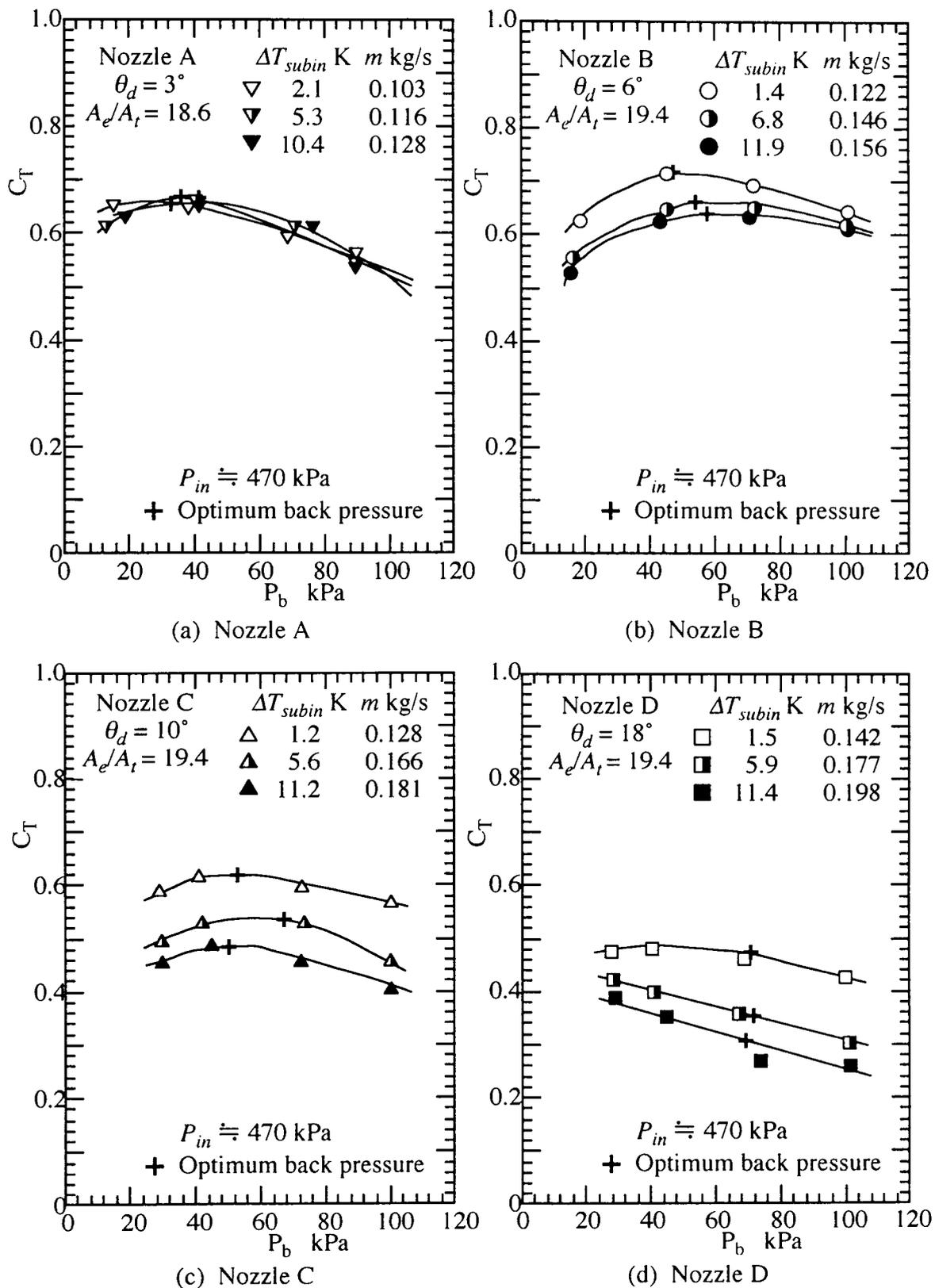


図 2-21 推力係数 (入口サブクール度 ΔT_{subin} の影響)

次に、ノズル広がり角をパラメーターとして推力係数 C_T の値を図 2-22(a)~(c) に示す。 $\Delta T_{subin} \doteq 1 \text{ K}$ の場合 (図(a)) を見ると、推力係数はノズル D から B まで広がり角の減少とともに増大している。これは、広がり角が小さいほど末広がり率を一定とした場合、ノズル長さが長くなり、末広部において液相が十分に加速されるためと考えられる。しかし、ノズル A では広がり角が小さくなったにもかかわらず推力係数はノズル B に対し低下している。これは、広がり角を小さくすることで末広部長さが長くなり、摩擦による損失が増大したためと考えられる。すなわち、広がり角には最適値が存在すると予想できる。

各実験条件に対し図 2-21 及び図 2-22 で得られた推力係数の最大値を広がり角をパラメーターとして図 2-23 に示す。本実験範囲において、広がり角 $\theta_d = 6^\circ$ のノズル B に対し入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \doteq 1 \text{ K}$ の場合、最大推力係数 $C_{Tmax} = 0.72$ が得られた。

次に、推力係数最大値 C_{Tmax} を末広がり率に対しノズル BL, B, BS 及びノズル CS, C, CL について図 2-24 に示す。ノズル BS, B, BL の場合、末広がり率の増大とともに C_{Tmax} は増大するが、 $A_e/A_t > 20$ では C_{Tmax} の値に大きな違いは見られず、 $\Delta T_{subin} \doteq 1 \text{ K}$ の場合は面積比が大きくなることで低下していることがわかる。

以上より、広がり角の減少、末広がり率の増大により末広部長さが長くなり気相による液相の加速が十分に行われるものの、それと同時に壁面摩擦が増大しエントロピーが増大するため、ノズル形状に最適値が存在するものと考えられる。本実験範囲では広がり角 $\theta_d = 6^\circ$ 、末広がり率 $A_e/A_t = 19.4$ のノズル B が最も高い推力係数を示した。

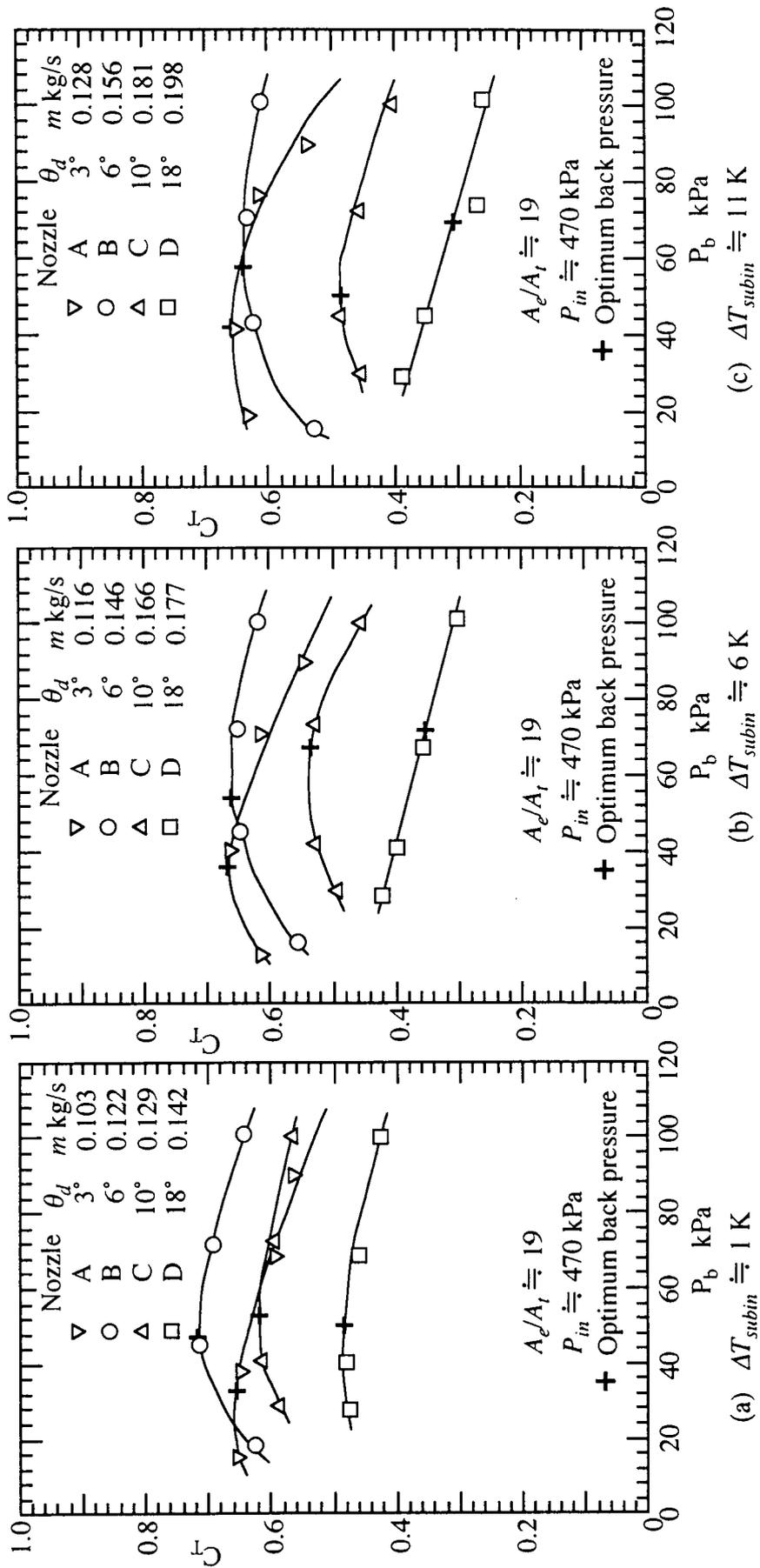


図2-2-2 推力係数 (広がり角 θ_d の影響)

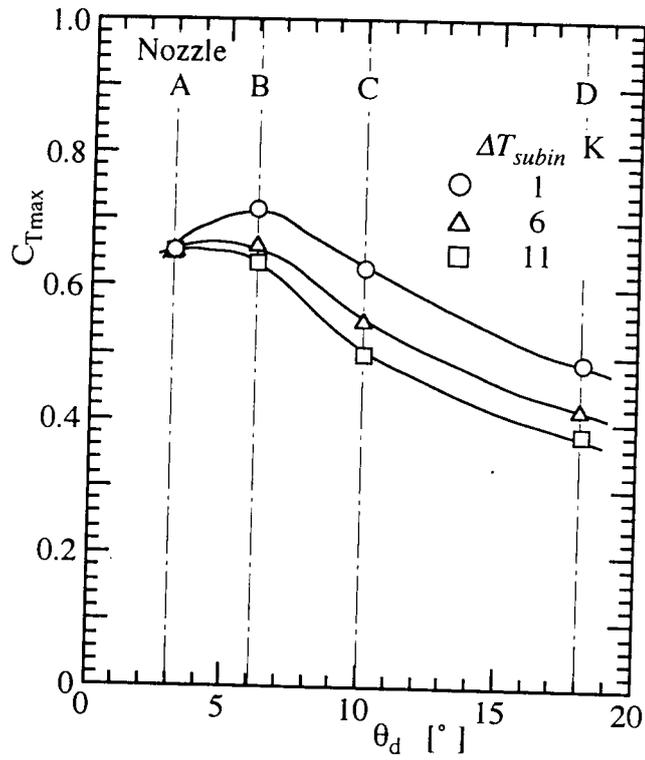


図 2-23 最大推力係数 (広がり角 θ_d の影響)

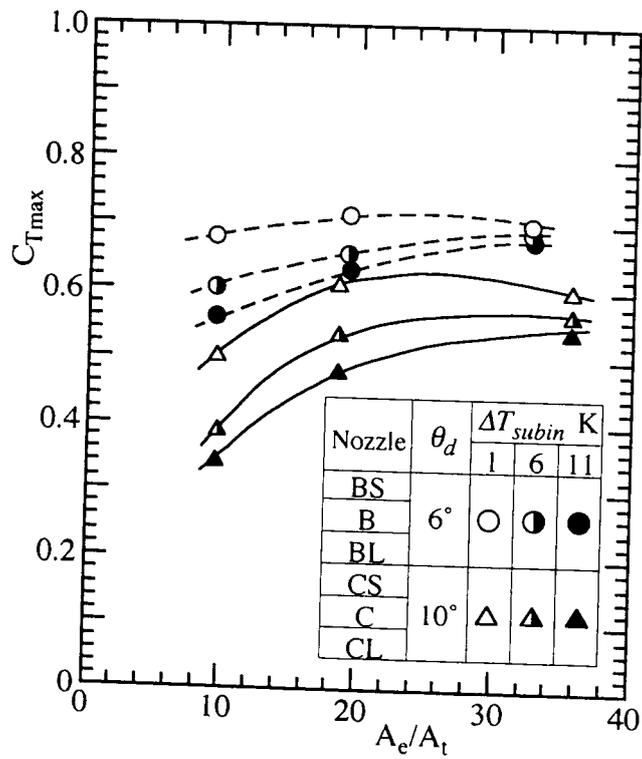


図 2-24 最大推力係数 (末広がり率 A_e/A_t の影響)

2. 5 入口圧力の影響

本節ではノズル性能特性に及ぼす入口圧力の影響について述べる。使用するノズルは節 2. 4 の実験結果から最も高い推力係数が得られたノズル B とし、入口圧力を 470, 620, 770 kPa の 3 通りに変化させた。

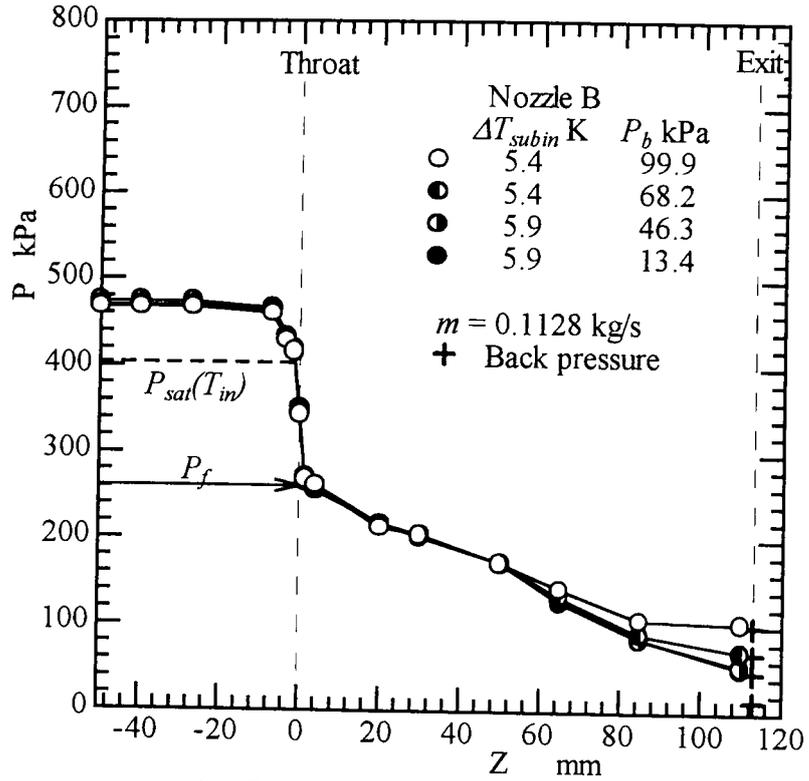
2.5.1 軸方向静圧分布

図 2-25 (a), (b) に入口圧力 $P_{in} \cong 470, 620$ kPa, 入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \cong 6$ K における標準ノズル B の背圧変化に対する軸方向圧力分布を示す。いずれの入口圧力においても、ある背圧以下でノズル内の圧力分布が背圧に影響されない適正圧力分布が存在する。

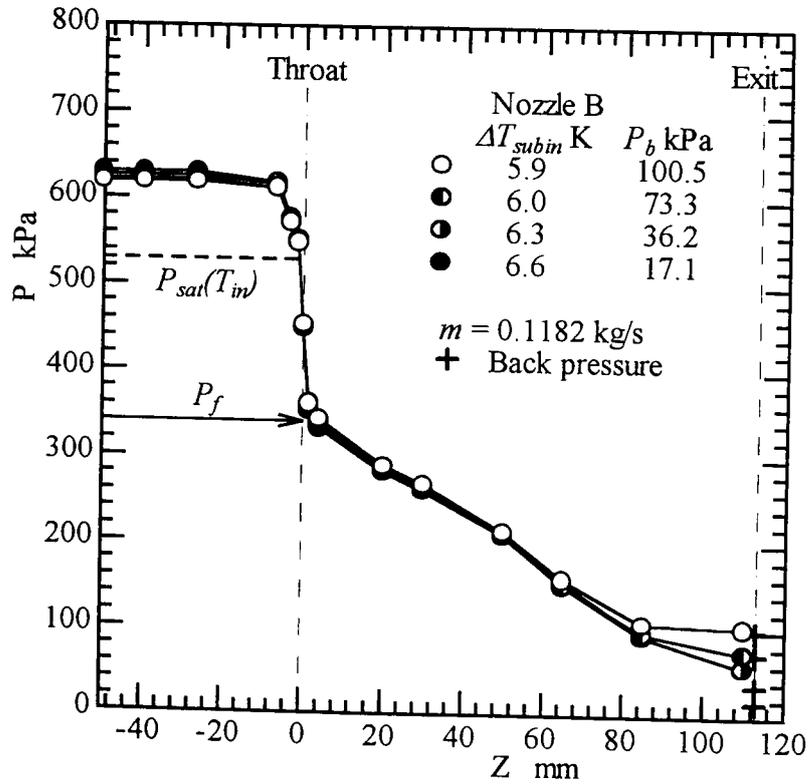
図 2-26 (a)~(c) に $\Delta T_{subin} \cong 6, 12, 19$ K に対する適正圧力分布を入口圧力 ($P_{in} \cong 470, 620, 770$ kPa) をパラメータとして示す。図中、IHE モデルによる計算結果がそれぞれの入口圧力に対し破線で示されている。これよりサブクール度を一定とした場合、入口圧力が高いほどどの部近傍での圧力降下が大きいことがわかる。また入口圧力の増大と共にのど部での最小圧力 P_f も高くなっている。

ノズル入口圧力 P_{in} に対するのど部圧力 P_t の比 P_t/P_{in} をノズル入口圧力 P_{in} に対し図 2-27 に示す。ノズルのど圧力比は本実験範囲内において同じ入口サブクール度に対し入口圧力にかかわらずほぼ一定の値を示していることがわかる。また、入口サブクール度の減少と共にのど圧力比が大きくなっているが、これは入口サブクール度が小さくなり入口温度に対する飽和圧力が高くなるためである。絞り部での圧力差と流量の関係から、臨界流量は入口圧力や入口サブクール度の増大と共に、増大するものと予想される。

次に、各入口条件で得られた適正背圧を入口圧力 P_{in} に対し、入口サブクール度をパラメータとして図 2-28 に示す。入口サブクール度を一定とした場合、適正背圧は入口圧力の低下とともに減少している。また、入口サブクール度の増加とともにその値は増大するが、その増大幅は入口圧力が高いほど大きく、入口圧力が 470 kPa の場合、適正背圧に大きな違いは見られない。

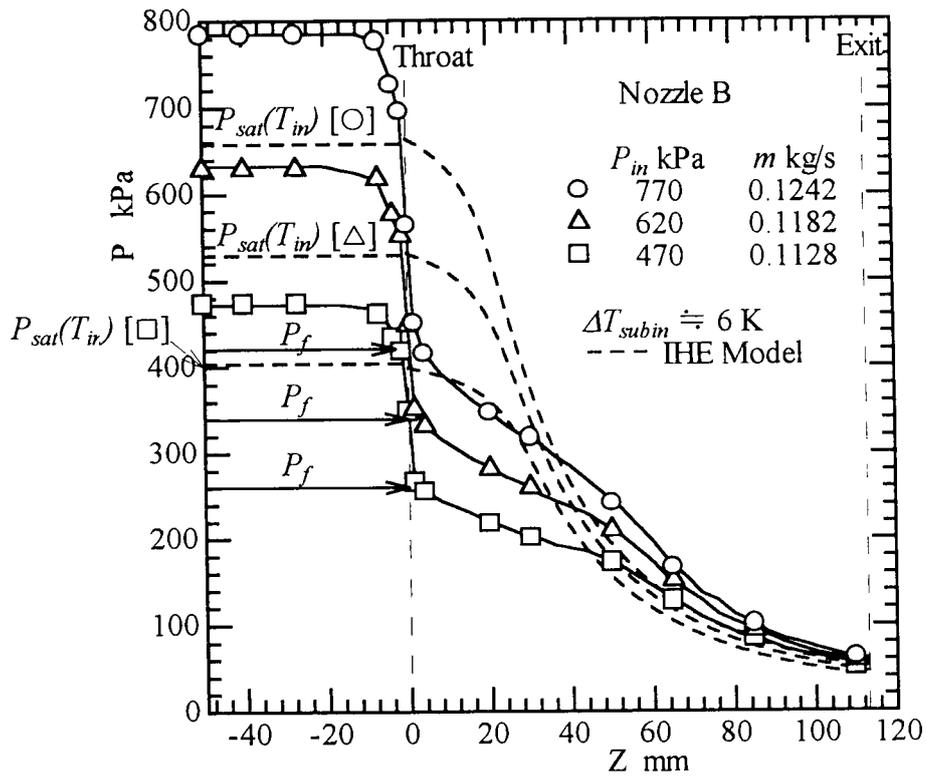


(a) $P_{in} \doteq 470$ kPa, $\Delta T_{subin} \doteq 6$ K

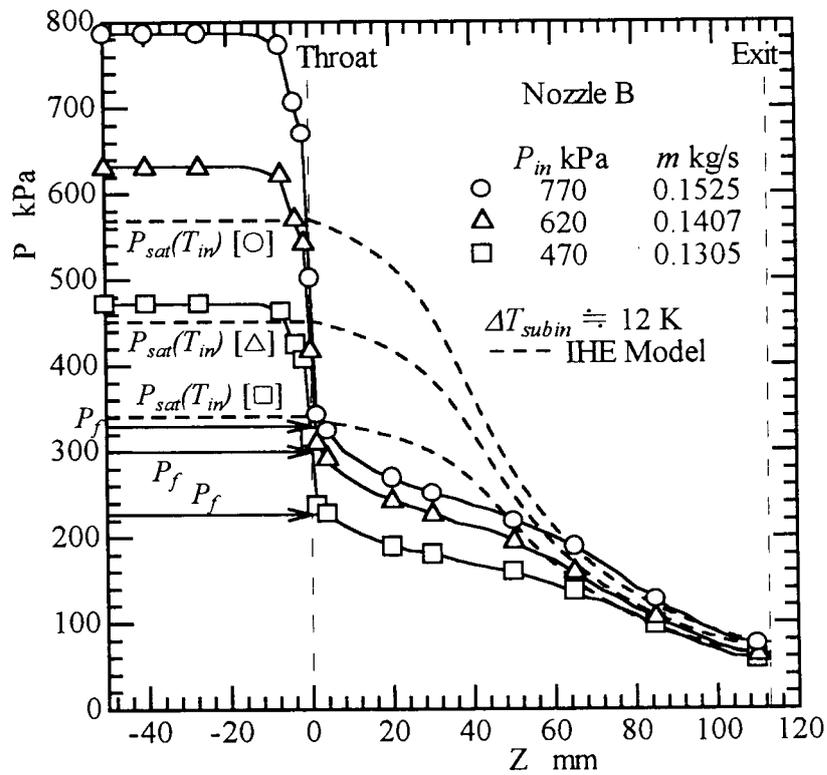


(b) $P_{in} \doteq 620$ kPa, $\Delta T_{subin} \doteq 6$ K

図 2-25 軸方向静圧分布 (背圧 P_b の影響)

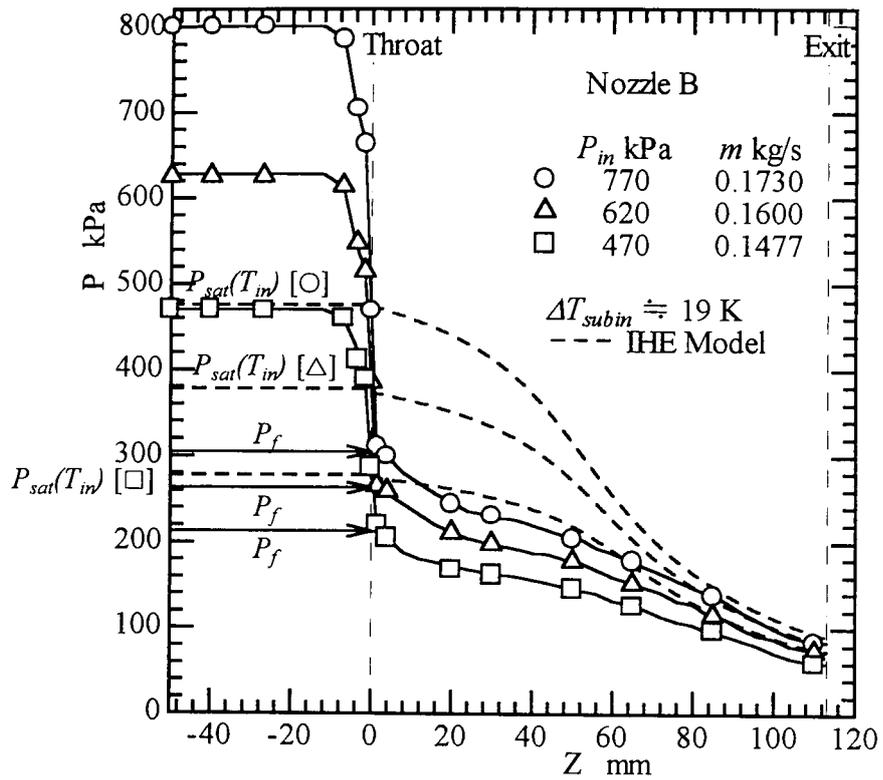


(a) $\Delta T_{subin} \doteq 6$ K



(b) $\Delta T_{subin} \doteq 12$ K

図 2-26 適正圧力分布 (入口圧力 P_{in} の影響)



(c) $\Delta T_{subin} \doteq 19$ K

図 2-26 適正圧力分布 (入口圧力 P_{in} の影響)

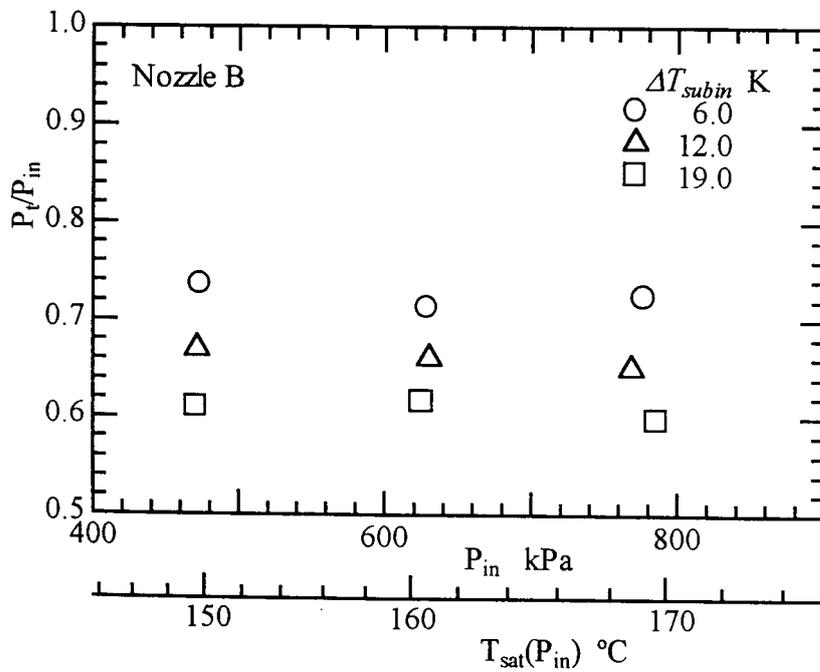


図 2-27 のど圧力比

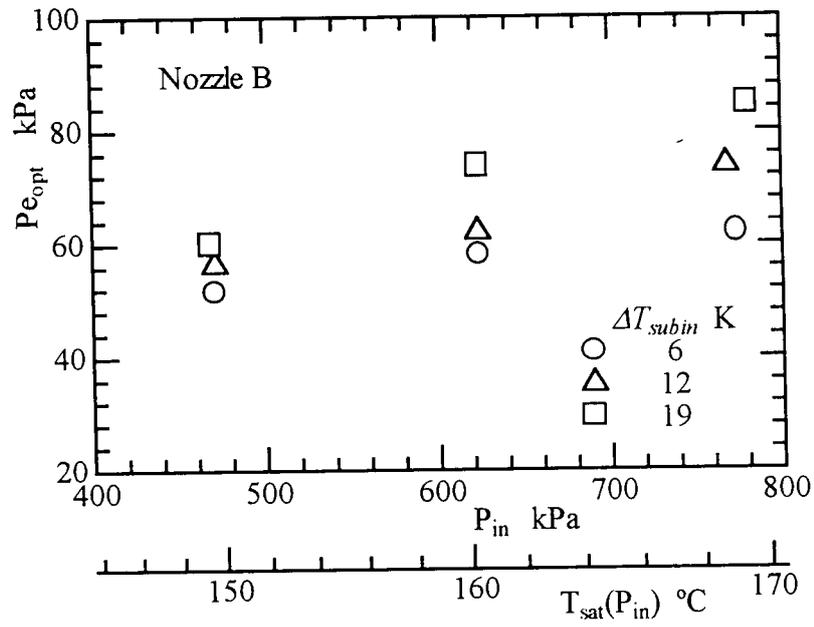


図 2 - 2 8 適正背圧 (入口条件の影響)

2.5.2 減圧速度と圧力アンダーシュート

各入口条件に対する圧力アンダーシュートを入口圧力に対し入口サブクール度をパラメーターとして図2-29に示す。入口サブクール度を6Kとした場合、入口圧力の増大とともに圧力アンダーシュートがほぼ比例して増大している。この傾向は入口サブクール度を12K, 19Kとした場合も同じであり、その増加割合もほぼ一致している。一方、入口圧力を一定とした場合、入口サブクール度の増大とともにその値は低下している。

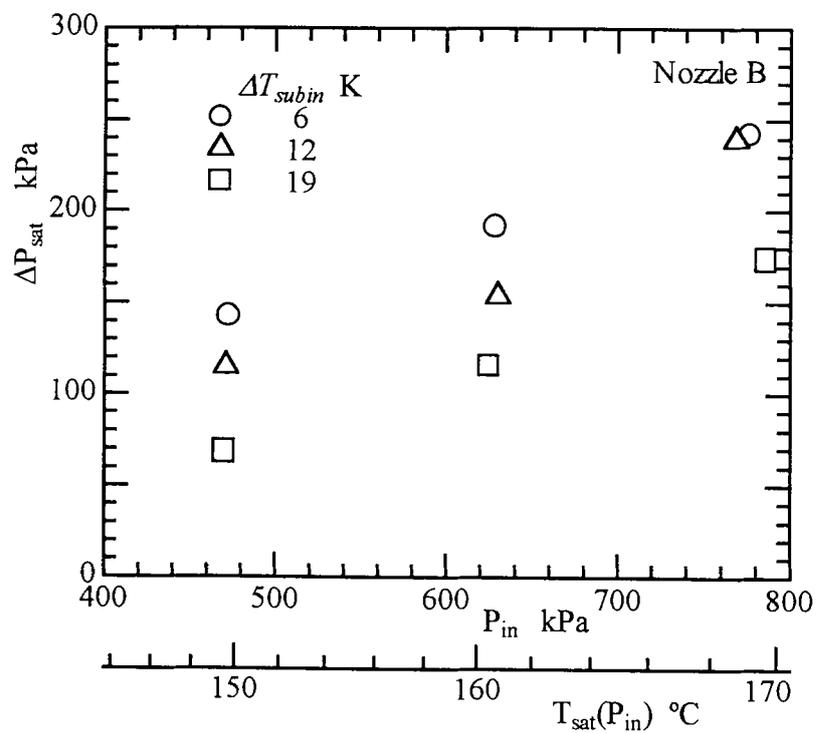


図2-29 圧力アンダーシュート（入口条件の影響）

減圧速度 Σ と圧力アンダーシュート ΔP_{sat} の関係を入力圧力, 入口サブクール度をパラメーターとして図 2-30 に示す. 図中, Alamgir と Lienhard の式⁽³²⁾ (式 (2-3)) による計算結果を実線及び破線で示す. 計算では臨界流量を Abuaf ら⁽³³⁾ の手法により以下のようにして求め, 臨界流量から式 (2-7) を用いて計算された減圧速度を用いた. すなわち, 沸騰開始圧力 P_f は圧力アンダーシュートより

$$P_f = P_{sat}(T_{in}) - \Delta P_{sat} \quad (2-23)$$

沸騰開始がのど部で生じ, のど部において最大質量流束が得られると仮定する. 絞り部の流れにベルヌーイの法則を適用し, 入口流速を無視すればのど部での質量流束 G_c は次式で求められる.

$$G_c = \sqrt{2(P_{in} - P_f)/v_L} \quad (2-24)$$

図 2-30 より同一の入口サブクール度に対し減圧速度が小さくなるほど圧力アンダーシュートが減少することがわかる. また, 同一の圧力に対しては入口サブクール度が小さくなるほど, すなわち入口温度が高くなるほど圧力アンダーシュートが増大している. 実験結果の傾向は, 式 (2-3) の計算結果の傾向と定性的にほぼ一致するが, 定量的には異なっている. 原因の一つとして, 減圧速度の違いが挙げられることから, 減圧速度の違いを考慮するため実測流量を用いて式 (2-3) により圧力アンダーシュートを算出した. 計算結果との比較を図 2-31 に示す. 入口圧力に対し実験結果と計算結果の比が入口サブクール度をパラメーターとしてプロットされている. $\Delta T_{subin} \doteq 19 \text{ K}$ の場合, 入口圧力の増大とともに計算結果の方が大きくなり, $P_{in} \doteq 770 \text{ kPa}$ では実測値が計算値の 1.4 倍であった. 一方, ΔT_{subin} を 12.6 K と低下させると, 計算値との差が広がり $\Delta T_{subin} \doteq 12 \text{ K}$ では約 1.5 倍, $\Delta T_{subin} \doteq 6 \text{ K}$ では約 1.7 倍となるが, 入口圧力の影響はそれほど見られない.

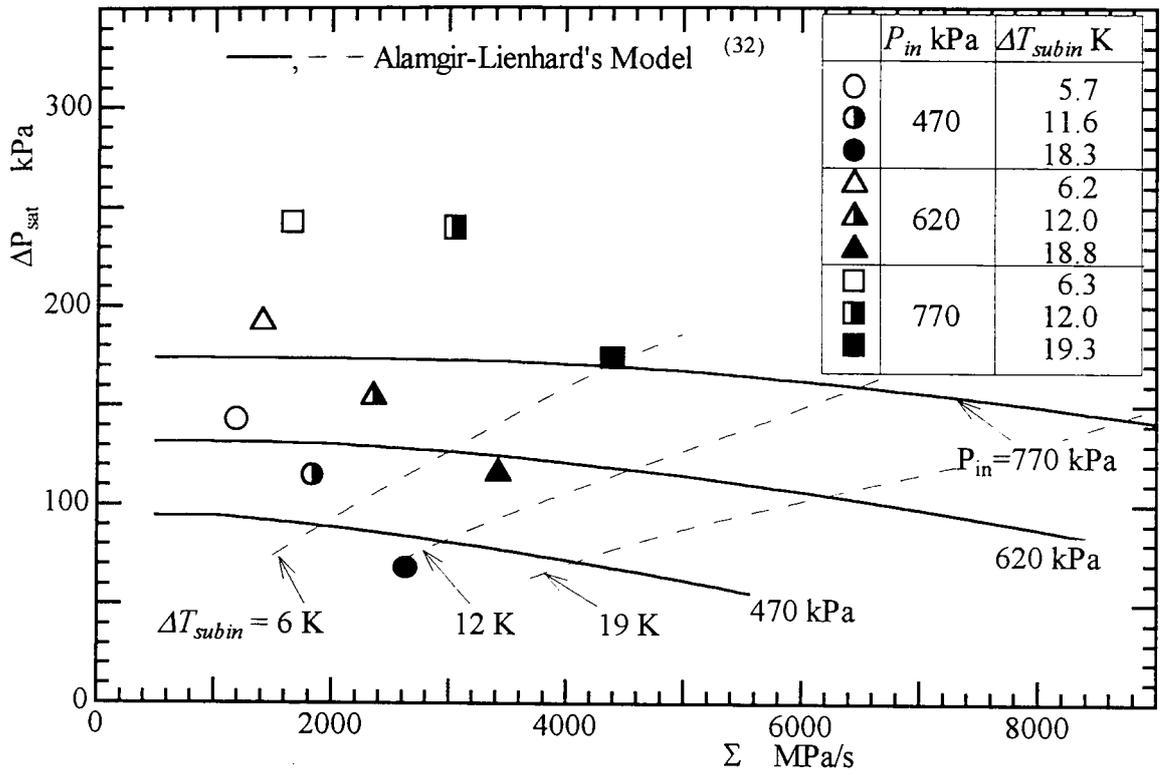


図 2-30 減圧速度と圧力アンダーシュートの関係

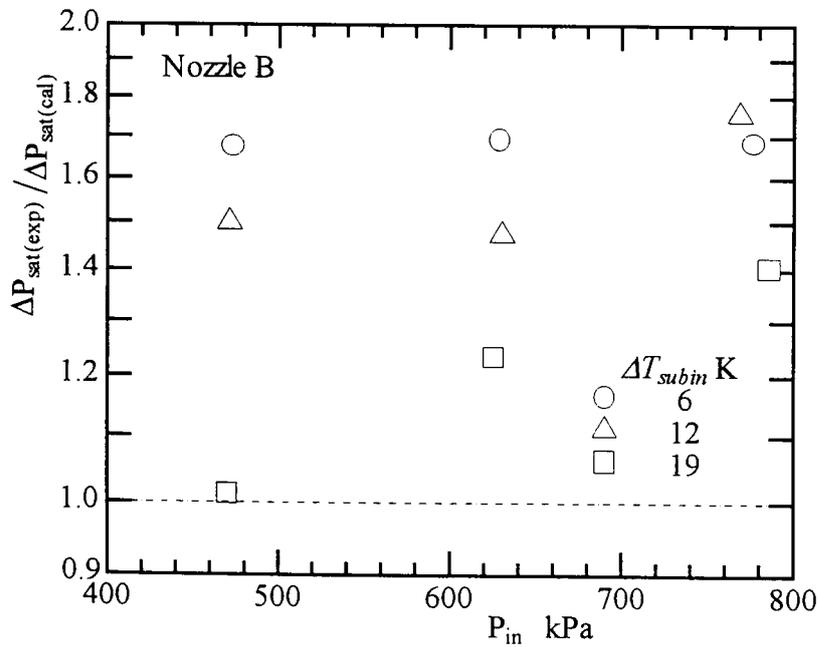


図 2-31 Alamgir-Lienhard's Model との比較

2.5.3 臨界流量

2.5.3.1 先細部での圧力差と臨界流量

沸騰開始圧力をのど部での最小圧力 P_f とした場合の水単相流部での圧力差，すなわち入口圧力 P_{in} と P_f との差 $P_{in} - P_f$ と臨界流量 G_c の関係を図 2-32 に示す。図中，実線及び破線は液単相流部でのベルヌーイの式による計算結果であり，流量係数 C_D をそれぞれ 1.0, 0.9, 0.8, 0.7, 0.6 とした場合である。なお，流量係数は下式で定義される。

$$G_c = C_D \sqrt{2(P_{in} - P_f) / v_L(T_{in})} \quad (2-25)$$

ここで， $v_L(T_{in})$ は入口温度における液相の比容積を表す。

また，各条件に対し得られた流量係数を入口圧力に対し図 2-33 に示す。図中，破線の値は入口常温水で得られた水単相流での値を示している。この図より，水単相流部におけるベルヌーイの式が仮定されると，入口サブクール熱水とした場合の流量係数 C_D は水単相流のものに比べ低くなり，同一の入口圧力に対し $P_{in} - P_f$ の増大，すなわち入口サブクール度の増大にともなって大きくなる傾向がある。また，入口圧力の増大にともない流量係数は小さくなる傾向がみられた。

2.5.3.2 計算モデルとの比較

臨界流量の推算を目的として，幾つかの計算モデルが提案されている。本項では，IHE モデル，Abuaf モデル⁽³³⁾，そして Henry-Fauske モデル⁽²⁹⁾を取り上げ，実験結果との比較・考察結果を述べる。

(a) IHE モデル

IHE モデル (Isentropic Homogeneous Equilibrium モデル) は前述 (項 2.3.4) の通り，減圧沸騰時の熱的非平衡を考慮しない等エントロピー流れを仮定したモデルである。臨界状態はのど部で得られる。すなわち，のど部での質量流束が最大となることから，圧力はのど部で入口水温に対する飽和圧力となり沸騰が開始する。先細部は水単相流であることから，壁面摩擦を無視するとエネル

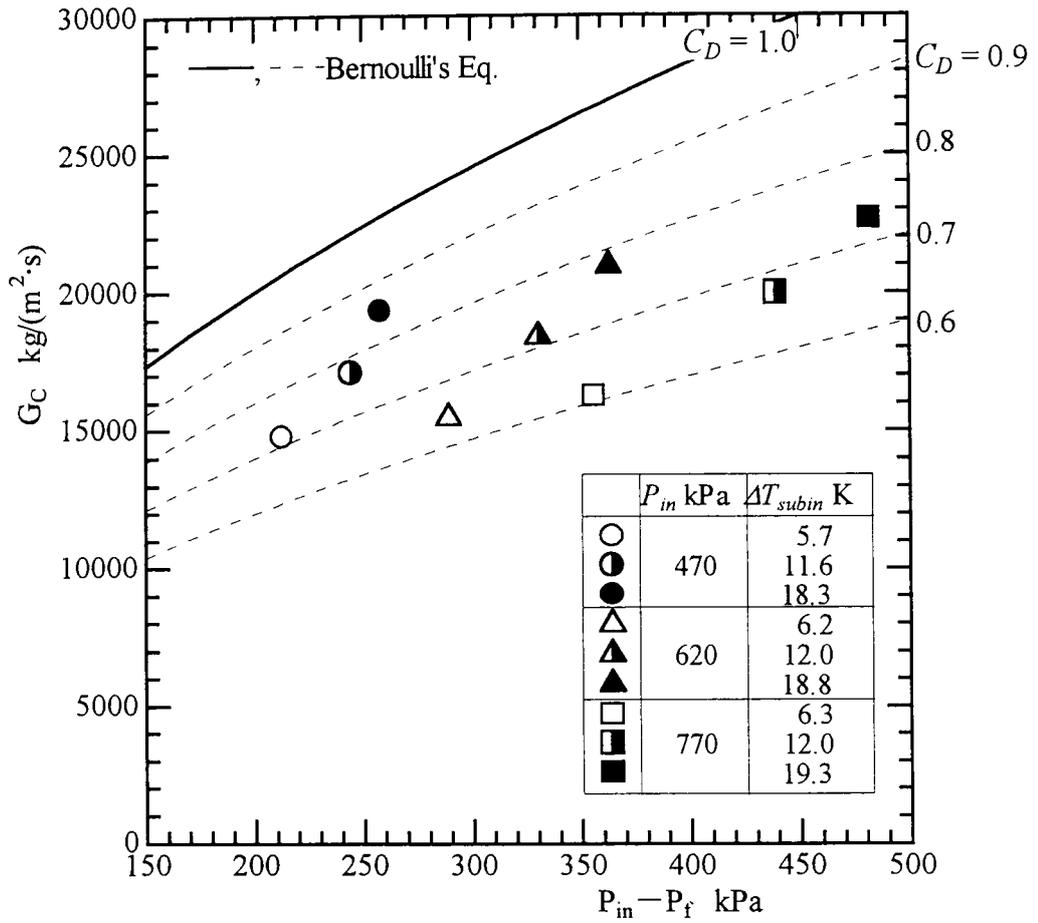


図 2 - 3 2 先細部での圧力差と臨界流量の関係

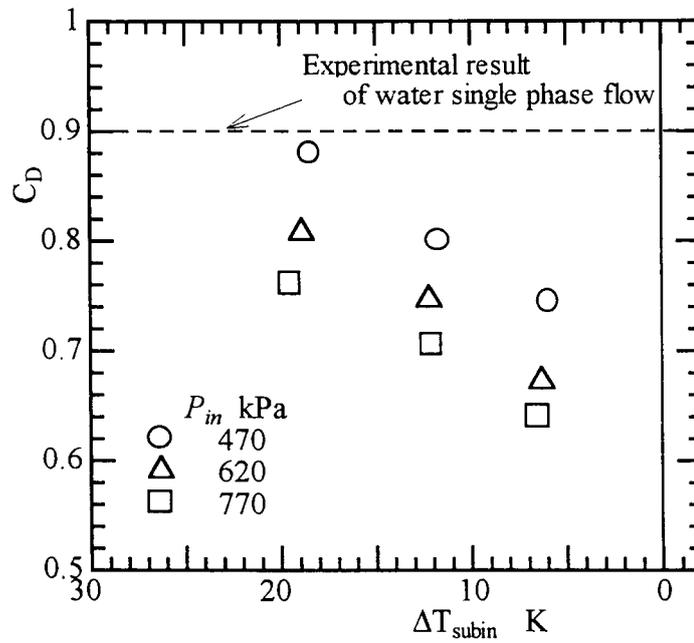


図 2 - 3 3 流量係数

ギーバランスより臨界流量 G_c [kg/(m²·s)]は次式で求められる。

$$G_c = \frac{\sqrt{2 \cdot (h_{in} - h_{Lsat}(T_{in}))}}{v_{Lsat}(T_{in})} \quad (2-26)$$

ここで、 $h_{Lsat}(T_{in})$, $v_{Lsat}(T_{in})$ はそれぞれ入口水温 T_{in} に対する飽和状態でのエンタルピー [J/kg], 比容積[m³/kg]である。

(b) Abuaf モデル

減圧沸騰時の沸騰遅れにともなう圧力アンダーシュートに対し、構成式を直接与えるものである。圧力アンダーシュートの構成式として、Alamgir と Lienhard⁽³²⁾ による水に対し非均質核生成理論を適用した半実験式を適用している。

$$\Delta P_{sat} = 0.252 \cdot \frac{\sigma^{3/2} T_r^{13.73} (1 + 14 \Sigma^{0.8})^{0.5}}{(kT_c)^{0.5} (1 - v_L/v_G)} \quad (2-27)$$

ここで、 Σ は減圧速度であり、式中の単位は Matm/s である。

のど部で最大質量流束が得られるのは同様である。すなわち、圧力はのど部で沸騰開始圧力 ($P_t = P_{sat}(T_{in}) - \Delta P_{sat}$) となり、沸騰が開始する。先細部に対し、入口流速、壁面摩擦を無視すればベルヌーイの式より臨界流量 G_c は次式で求められる。

$$G_c = C_D \sqrt{2(P_{in} - P_t)/v_L(T_{in})} \quad (2-28)$$

ここで、 C_D は流量係数であり、ノズル B に対し水単相流実験で得られた値 $C_D = 0.9$ を用いた。

(c) Henry-Fauske モデル

一次元分離流モデルによる運動量保存則に対し、熱非平衡の程度を示す実験パラメータを用いることで熱非平衡を考慮している。

定常一次元分離流において、二相流に対する運動量保存式は、流路断面の急激な変化に伴い減圧する場合、運動量変化に対し壁面せん断力が小さいことから壁面せん断力を無視して、次式で得られる。

$$G \frac{d}{dz} \{xu_G + (1-x)u_L\} = -\frac{dP}{dz} \quad (2-29)$$

乾き度 x , 気液の比容積 v_G, v_L , 気液の平均流速 u_G, u_L が圧力 P の関数で表されると仮定できることから, 式 (2-29) は

$$G_t^{-1} = -\left\{ \frac{d}{dP} [xu_G + (1-x)u_L] \right\}_t \quad (2-30)$$

と表せる. ここで, 添字, t はのど部での値であることを示す.

臨界流において, のど部での圧力変化に対し流量は極大値をとることから,

$$\left. \frac{dG_c}{dP} \right|_t = 0 \quad (2-31)$$

式 (2-31) を式 (2-30) に適用して, 臨界流量に対し次式が得られる.

$$G_c^2 = -\left\{ K \left[[1+x(K-1)]x \frac{dv_G}{dP} + [v_G \{1+2x(K-1)+Kv_L 2(x-1)+K(1-2x)\}] \frac{dx}{dP} \right. \right. \\ \left. \left. + K [1+x(K-2)-x^2(K-1)] \frac{dv_L}{dP} + x(1-x)(kv_L - v_G/K) \frac{dK}{dP} \right]^{-1} \right\}_t \quad (2-32)$$

ここで, K はスリップ比 ($=u_G/u_L$) を示す.

以下の仮定に従い, 式 (2-32) を簡単化する.

(1) 入口からのど部までの気液間の質量輸送を無視する.

$$x_t \approx x_{in} \quad (2-33)$$

(2) のど部までは気液の速度は等しい.

$$K = u_G/u_L = 1 \quad (2-34)$$

(3) 蒸気はのど部でポリトロープ過程に従う.

$$\left. \frac{dv_G}{dP} \right|_t = \frac{v_G}{nP} \Big|_t \quad (2-35)$$

ここで, n は Tangren ら⁽⁴²⁾によって導かれた熱平衡ポリトロープ指数であり次式で与えられる.

$$n = \frac{(1-x)c_L/c_{pG} + 1}{(1-x)c_L/c_{pG} + 1/\gamma} \quad (2-36)$$

ここで c_L, c_{pG} はそれぞれ液相の比熱 [J/(kgK)] 及び気相の定圧比熱 [J/(kgK)], γ は等エントロピー指数を示す.

(4) 液は非圧縮性である.

$$\frac{dv_L}{dP} = 0 \quad (2-37)$$

(5) スリップ比はのど部で最小となる.

$$\left. \frac{dK}{dP} \right|_t = 0 \quad (2-38)$$

(6) 等エントロピー平衡乾き度と E. S. Starkman ら⁽⁹⁾による従来の実験で得られた熱非平衡の程度を表す相関パラメータ N を用いて, $dx/dP|_t$ は次式で得られる.

$$\left. \frac{dx}{dP} \right|_t = N \left. \frac{dx_E}{dP} \right|_t \quad (2-39)$$

$$x_E = \frac{s_{in} - s_{LE}}{s_{GE} - s_{LE}} \quad (2-40)$$

$$N = \begin{cases} x_{Et}/0.14 & (x_{Et} \leq 0.14) \\ 1 & (x_{Et} > 0.14) \end{cases} \quad (2-41)$$

式 (2-33) ~ 式 (2-41) を式 (2-32) に導入すると,

$$G_c^2 = \left[\frac{x_{in} v_G}{nP} + (v_G - v_{Lin}) \left\{ \frac{(1-x_{in})N}{s_{GE} - s_{LE}} \frac{ds_{LE}}{dP} - \frac{x_{in} c_{pG} (1/n - 1/\gamma)}{P(s_{Gin} - s_{Lin})} \right\} \right]^{-1} \quad (2-42)$$

入口サブクール条件の場合は $x_{in}=0$ であるから, 式 (2-42) はさらに簡単化されて臨界流量 G_c は次式で求められる.

$$G_c^2 = \left[(v_G - v_{Lin}) \frac{N}{s_{GE} - s_{LE}} \frac{ds_{LE}}{dP} \right]^{-1} \quad (2-43)$$

図 2-34 に入口サブクール度 ΔT_{subin} と臨界流量 G_c の関係がそれぞれの入口圧力に対して示されている。図中それぞれの圧力に対する IHE モデルによる計算結果が破線で、Abuaf モデルによるものが実線で、Henry-Fauske モデルによるものが一点鎖線で示されている。ここで、 $P_{in} \cong 770$ kPa, $\Delta T_{subin} \cong 19$ K の場合以外の臨界流量は熱平衡を仮定した IHE モデルの予測流量よりも大きい値を示しているが、これは圧力アンダーシュートが大きいためであると考えられる。また、 $P_{in} \cong 470, 620$ kPa の場合、入口サブクール度に対する臨界流量の特性は Henry-Fauske モデルによるものと定性的に同じであるが、 $P_{in} \cong 770$ kPa の場合入口サブクール度に対する特性は Henry-Fauske モデルより IHE モデルのそれに多少近づく傾向がある。これは入口圧力が高くなるほど、また入口サブクール度が小さくなるほど圧力アンダーシュートの臨界流量 G_c に及ぼす影響が小さくなるためであると考えられる。

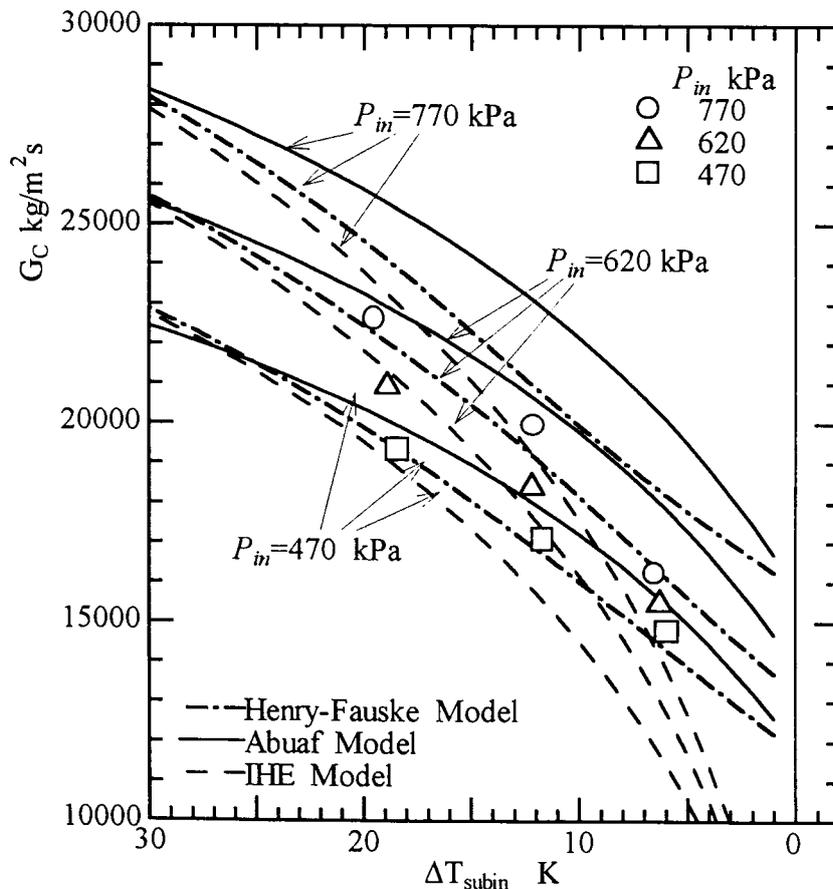


図 2-34 臨界流量

2.5.4 ノズル性能

2.5.4.1 ノズル推力

背圧 P_b と推力 F の関係を入口サブクール度 ΔT_{subin} と入口圧力 P_{in} をパラメータとして図 2-35 に示す。どの場合においても推力は背圧の低下と共にほぼ直線的に単調増加する。これは、推力がノズル出口での流体の運動量であり、背圧低下と共に流体の出口流速が増すためである。また、入口圧力の増大に対し推力も増大しているが、入口サブクール度に対しては大きな違いはみられなかった。

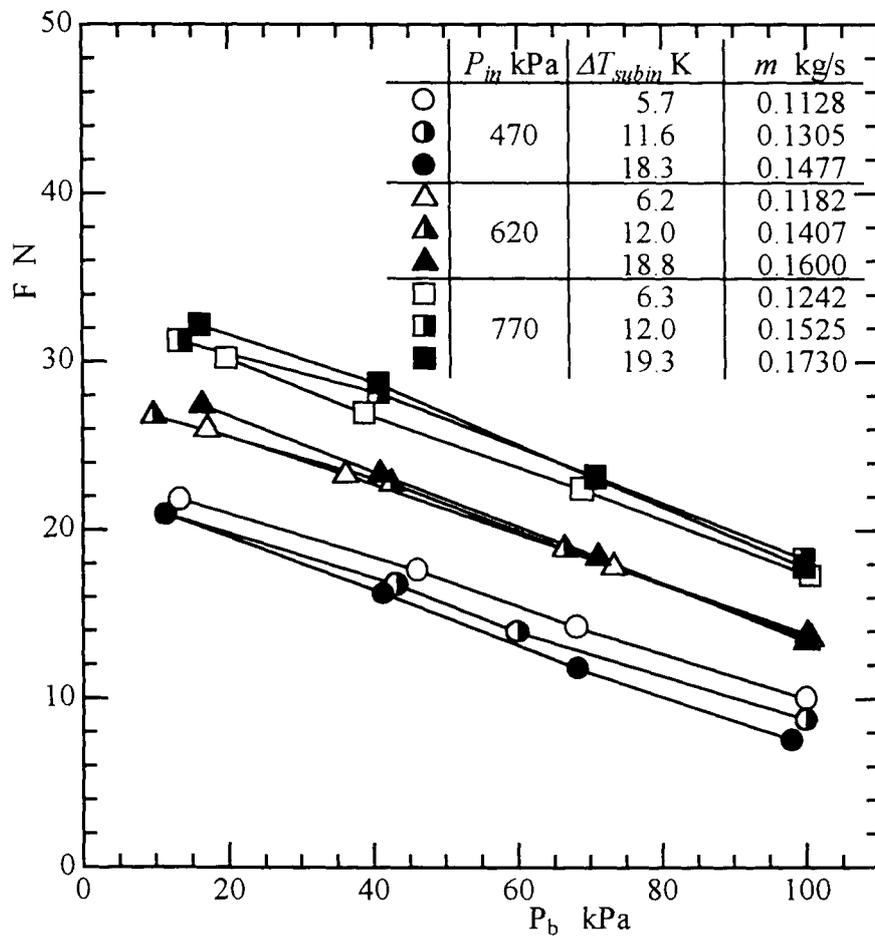
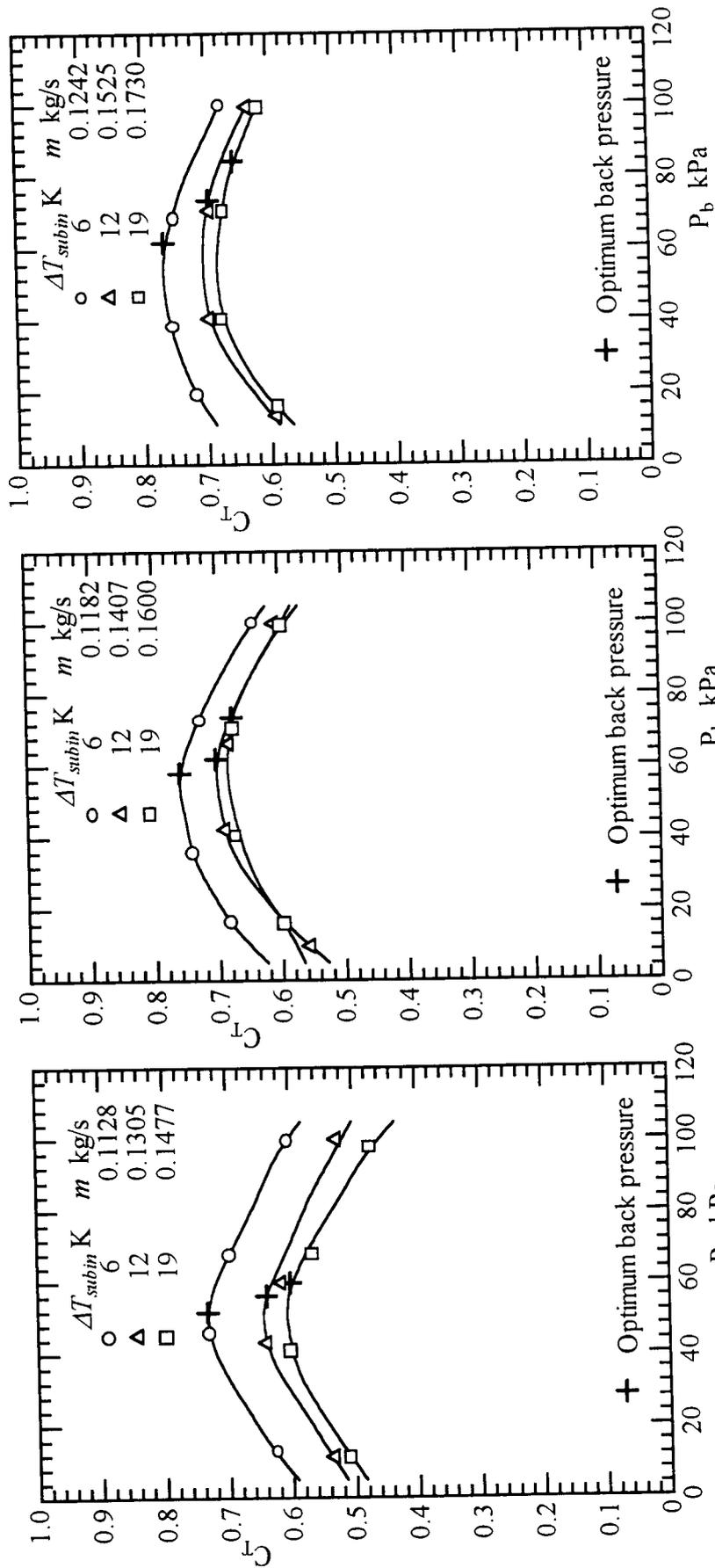


図 2-35 ノズル推力

2.5.4.2 推力係数

背圧 P_b と推力係数 C_T の関係を入口圧力に対し入口サブクールをパラメータとして図 2-36 (a)~(c) にそれぞれ示す。ここで、推力係数は式 (2-20) によって実験結果から求めたものである。 $P_{in} \doteq 470$ kPa の場合 (図(a)), C_T はノズル背圧の変化に対し上に凸状の特性を示し、極大値が存在する。極大値が得られるノズル背圧の値は図中+印で示される適正背圧にほぼ一致している。また、入口サブクール度の低下とともに推力係数は増大している。 $P_{in} \doteq 620$ kPa の場合 (図(b)) も同様の傾向であり、 C_T は適正背圧 (+印) 付近で極大値をとっているが、 $\Delta T_{subin} \doteq 12, 19$ K では推力係数に違いは認められなかった。また、 $P_{in} \doteq 770$ kPa の場合 (図(c)), $\Delta T_{subin} \doteq 6$ K では C_T が適正背圧 (+印) 付近で極大値をとっているが、それ以上の ΔT_{subin} では ΔT_{subin} の増大に対し適正背圧が高くなるが、 C_T が極大値をとる背圧はそれほど変化しないためずれが生じている。一方、入口圧力をパラメータとして整理した結果を各 ΔT_{subin} 毎に、図 2-37 (a)~(c) にそれぞれ示す。いずれの場合も P_{in} の増大とともに推力係数は増大している。

次に、図 2-36, 37 で得られた推力係数の極大値 C_{Tmax} を入口圧力に対し入口サブクール度をパラメータとして図 2-38 に示す。これより、推力係数は入口圧力の増大、入口サブクール度の低下とともに向上しているのがわかる。また、入口サブクール度が低下するほど、入口圧力が高くなるほど推力係数の増大割合は低下する。本実験条件において、 $P_{in} \doteq 620, 770$ kPa では、推力係数に大きな違いは見られなかった。



(a) $P_{in} \doteq 470$ kPa (b) $P_{in} \doteq 620$ kPa (c) $P_{in} \doteq 770$ kPa

図 2-36 推力係数 (入口サブソニック度 ΔT_{subin} の影響)

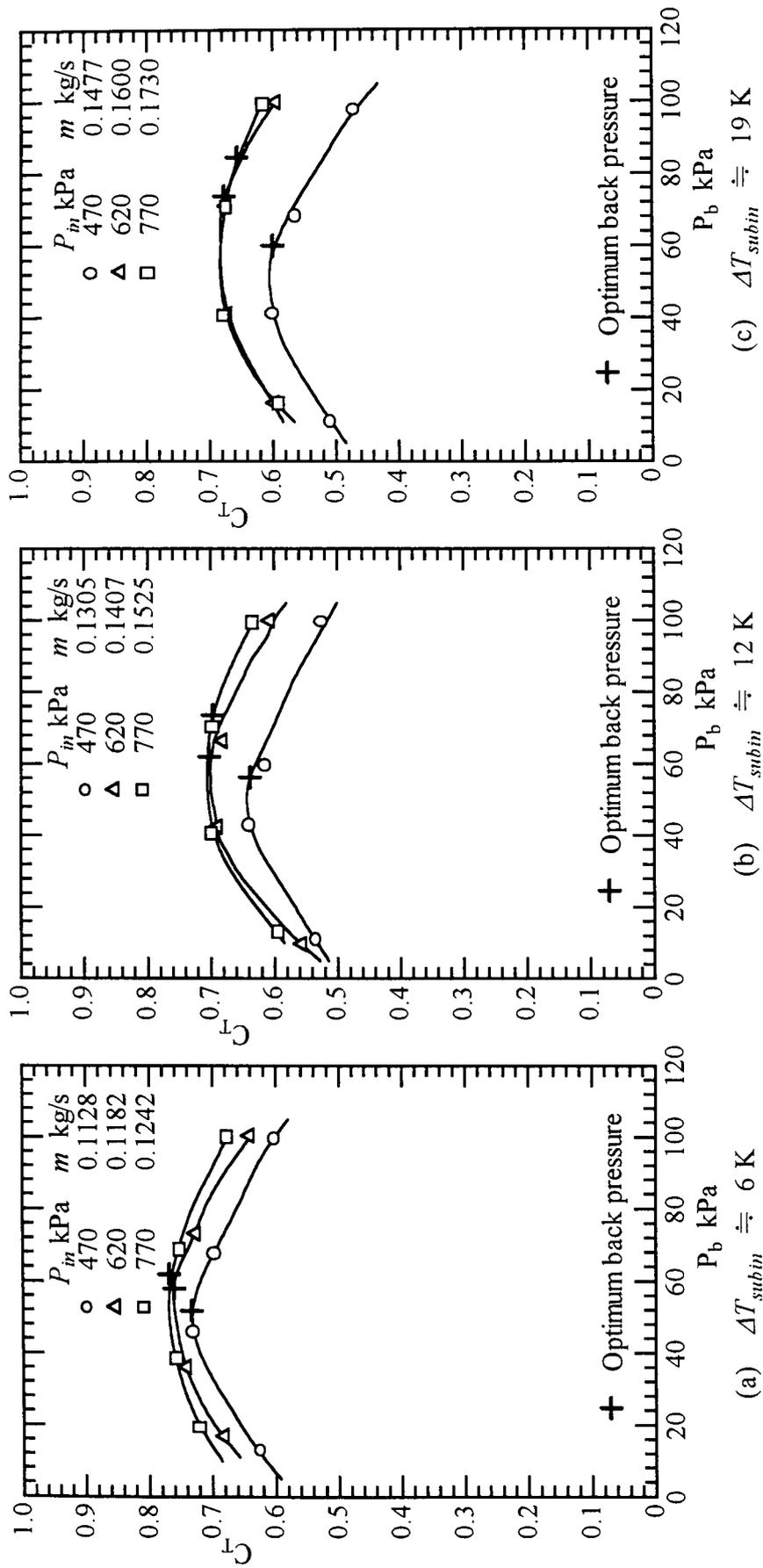


図 2-37 推力係数 (入口圧力 P_{in} の影響)

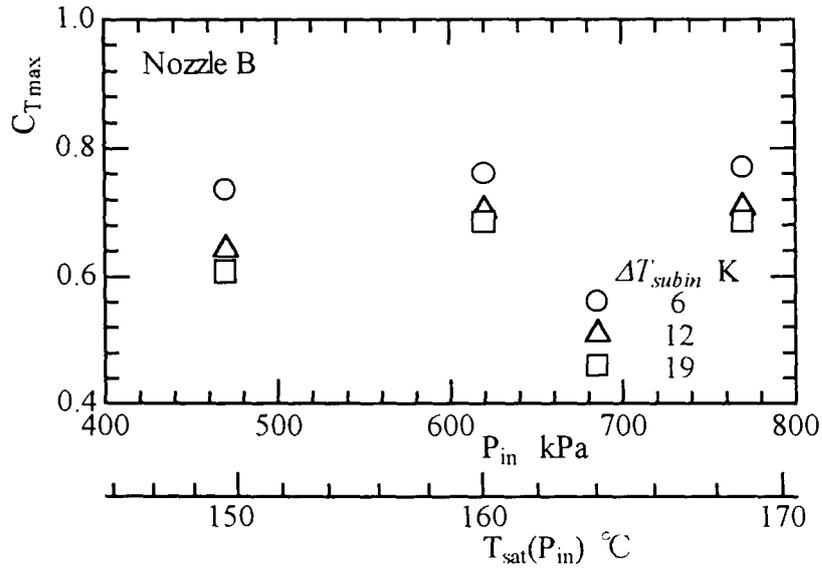


図 2-38 最大推力係数 (入口条件の影響)

2.5.4.3 出口乾き度及び出口スリップ比

推力係数にはノズル出口でのスリップ速度, 乾き度が強く影響する. そこで, 実験値よりそれらの値を推算し, 評価する. 推算は以下の仮定に基づく.

- ① 液相, 気相はそれぞれ u_{Le} , u_{Ge} の平均速度をもち, 噴流はノズル出口断面を満たして流れる.
- ② ノズル出口において熱力学的に平衡である.

このとき基礎式は次のように表される.

連続の式

$$(1-x_e) \cdot m \cdot v_{Le} = u_{Le} \cdot A_e \cdot (1-\alpha_e) \quad (2-44)$$

運動量式

$$F_{exp} = (1-x_e) \cdot m \cdot u_{Le} + x_e \cdot m \cdot u_{Ge} \quad (2-45)$$

エネルギー式

$$h_{in} - h_e = (1-x_e) \frac{u_{Le}^2}{2} + x_e \frac{u_{Ge}^2}{2} \quad (2-46)$$

ここで α_e は出口でのボイド率であり次式で表せる.

$$\alpha_e = \frac{x_e \cdot m \cdot v_{Ge}}{u_{Ge} \cdot A_e} \quad (2-47)$$

出口比エンタルピー h_e は熱力学的平衡の仮定から

$$h_e = (1 - x_e) \cdot h_{Le} + x_e \cdot h_{Ge} \quad (2-48)$$

ここで, h_{Le} , h_{Ge} は出口圧力における飽和水及び飽和蒸気の比エンタルピー [J/kg] である. ここに, 測定推力 F_{exp} [N], 測定流量 m [kg/s], 入口圧力 P_{in} [Pa], 入口温度 T_{in} [K], 出口圧力 P_e [Pa] を代入し, 式 (2-44) ~ (2-48) よりノズル出口における乾き度 x_e , 液流速 u_{Le} , および蒸気流速 u_{Ge} を計算することができる.

実験結果から求められた出口乾き度を図 2-39 にノズル背圧に対し, 入口圧力及び入口サブクール度をパラメーターとして示す. また, 図中 IHE モデルによる計算結果が実線及び破線で示されている. これより, 出口乾き度は背圧の低下とともに, 入口圧力の増大とともに, またサブクール度の低下とともに増大する. この傾向は IHE モデルによるものと良く一致している. 全ての実験結果に対し出口乾き度が IHE モデルによる計算結果より少し高くなっているがこれは末広部における二相流の界面及び壁面での摩擦損失によりエントロピーが増大したためと考えられる.

図 2-40 に各入口条件での適正膨張時の測定結果から推算された出口スリップ比 K_e を入口圧力に対し, 入口サブクール度をパラメーターとして示す. 適正膨張時の推力は計測結果 (図 2-36) から適正背圧での値を内挿により求めた. これより出口スリップ比は入口圧力の増大とともに, 入口サブクール度の低下とともに出口スリップ比は低下している. 図 2-38 に示す推力係数の極大値の結果から, 出口スリップ比が低下するほど, ノズル性能が向上するものと考えられる.

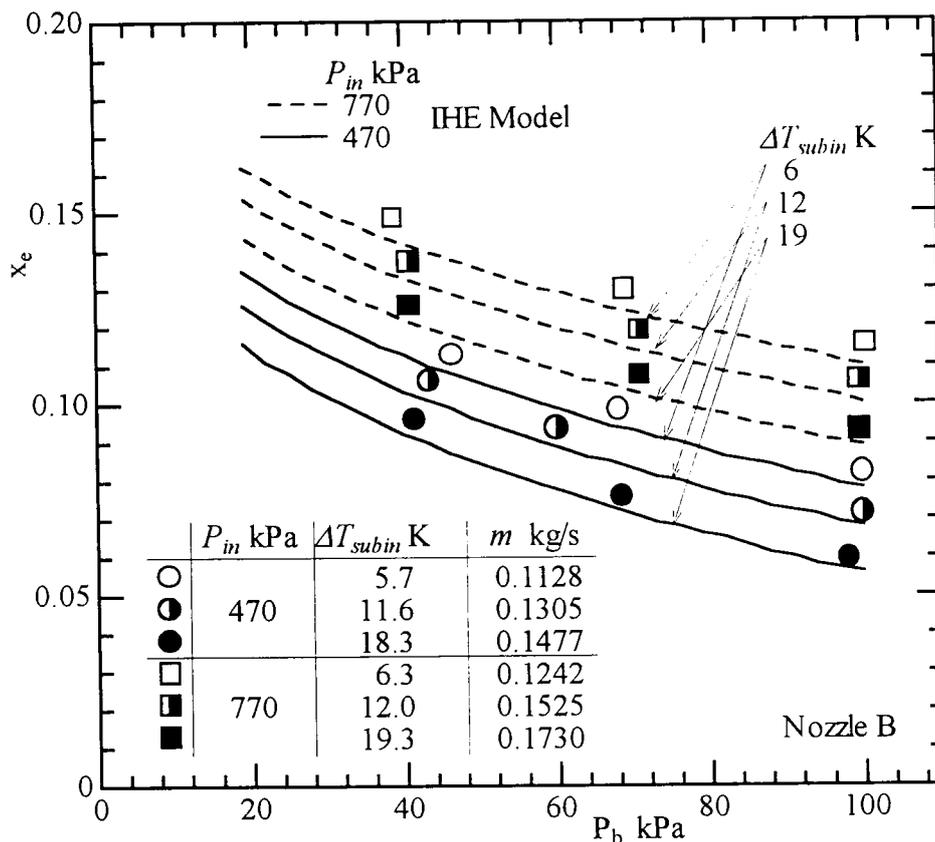


図 2-39 出口乾き度

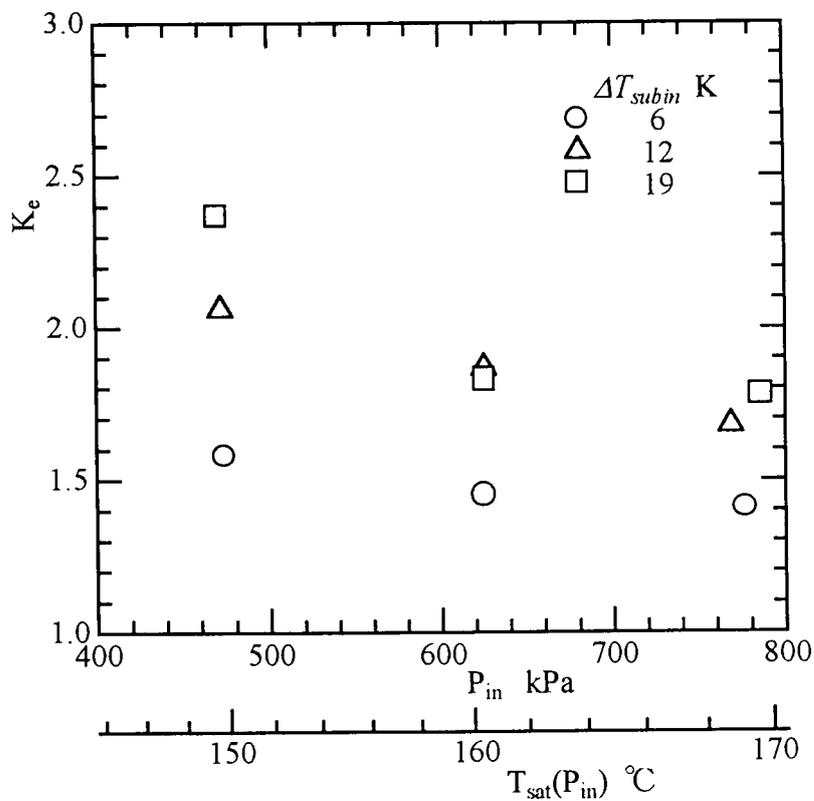


図 2-40 出口スリップ比

2. 6 結論

先細部形状（絞り角 θ_c 、のど部径 D_l ）を一定とし、末広部形状（広がり角 θ_d 、末広がり率 A_d/A_l ）を変化させた8種類のノズルに対し、入口をサブクール熱水とした実験を行い、ノズル性能に及ぼすノズル形状の影響について考察した。得られた結果は以下のようである。

- (1) のど部近傍での相変化時における熱的非平衡に起因する圧力アンダーシュートは広がり角が小さいほど小さく、適正膨張への遷移もはやい。
- (2) 末広がり率を一定とした場合、広がり角が小さいほどノズル効率が向上する。この要因として、圧力アンダーシュートの低下、そして末広部長さが長くなるため液相が十分に加速されること、が挙げられる。しかし、末広部長さが長くなると壁面せん断による損失が増大するため、広がり角には最適値が存在する。
- (3) 広がり角を一定とした場合、末広部圧力分布への末広がり率の影響は見られない。
- (4) 末広がり率の増大に伴い、ノズル効率は向上するが、末広部長さが長くなるとせん断力による損失が増大するため、末広がり率にも最適値が存在する。

本実験範囲においてノズル B ($\theta_d = 6$, $A_d/A_l = 19.4$) が最も高い推力係数の値 ($C_T = 0.72$) を示した。

さらに、最高効率が得られたノズル B に対し、入口圧力を変化させた実験を行い、以下の結果を得た。

- (1) ノズル入口圧力の増大により圧力アンダーシュートは増大する。しかし、入口エンタルピが高くなるため出口乾き度は増大し、その結果、液相が十分に加速されることとなり、出口スリップは減少しノズル性能は向上する。
- (2) ノズル入口サブクール度を一定とした場合、入口圧力に対するのど部での圧力比に変化は見られない。

第3章 二相膨張ノズルの性能改善

3.1 緒言

前章では先細末広ノズルに対し、絞り部形状を一定（絞り角 $\theta_c=28^\circ$ ）とし、末広部形状（広がり角 θ_d 、末広がり率 A_d/A_j ）を変化させた場合、そして入口条件（入口圧力 P_{in} 、入口サブクール度 ΔT_{subin} ）を変化させた場合の流動実験を行った。実験では軸方向静圧分布、推力の測定結果からノズル性能に及ぼす影響を明かにした。得られた結果から、ノズルのど部近傍での急減圧時における減圧沸騰の遅れに基づく圧力アンダーシュートがノズル性能を支配する因子であり、圧力アンダーシュートが低下することで、末広部での膨張過程が等エントロピー流れを仮定した理想膨張に近づき、液相が十分加速されるため、ノズルでのエネルギー変換効率が向上することが明らかとされた。さらに、同一条件（入口圧力、入口サブクール度）の場合、絞り部での減圧速度が小さいほど圧力アンダーシュートが低下し、ノズル性能が向上することが明らかとなった。

本章では圧力アンダーシュートの低減を目的とし、絞り部のど部上流近傍に障害物を設置することで流れを乱し沸騰核生成を促進する手法を実験的に検討・考察する。

絞り部に障害物を設置する方法については、Fincheら⁽³⁴⁾により編まれたワイヤーによって作られた乱れの非平衡に及ぼす影響が調べられている。すなわち、ワイヤー径の異なる3種類のワイヤーでできたメッシュを先細末広ノズル入口の上流6 cmの所に設置した実験を行い、その結果メッシュの設置により臨界流量が変化し、力学的非平衡の程度も変化することを明らかにしている。

本章では、障害物としてのど部上流近傍の流路中央にステンレス製細線を設置した場合の圧力アンダーシュートの低減効果、そして細線径の影響について評価・考察する。

3. 2 実験装置及び方法

実験装置は第2章で使用したものと同一であり，供試ノズルのみを変えて実験を行った．第2章の実験結果から，入口絞り角 $\theta_c=28^\circ$ 一定とした場合，広がり角； $\theta_d=6^\circ$ ，末広がり率； $A_d/A_i=19.4$ ，すなわちノズル B が最も高い推力係数を示した．そこで，Nozzle B と同様の基本形状をもつノズルに対し細線を設置した供試ノズルを作成した．細線設置ノズルの形状及び仕様を標準ノズルと併せて図3-1，表3-1に示す．細線設置ノズル E, F, G にはノズル B と同一形状のノズルに対しのだ部上流 2.5 mm の位置にそれぞれ直径 1.5, 0.7, 0.3 mm のステンレス線が一本，流れに垂直に設置されている．これは金属細線に起因する流れの攪乱により減圧沸騰の際の沸騰核生成を促進し，熱力学的非平衡を伴う沸騰遅れに起因するノズルのだ部での圧力アンダーシュートを減少させることを目的としたものである．

実験範囲を表3-2に示す．ノズル入口圧力は 0.47, 0.62, 0.77 MPa の3通りとし，入口サブクール度を 6, 12, 19 K の3通りに変化させた．全ての入口条件に対しノズル背圧を 10 ~ 100 kPa の範囲で変化させた．

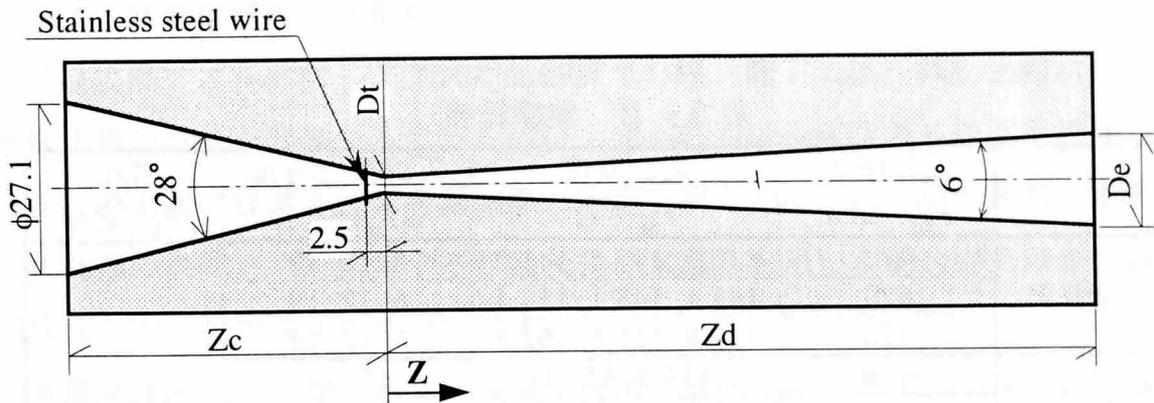


図 3-1 供試ノズル形状

表 3-1 ノズル仕様

	Nozzle B	Nozzle E	Nozzle F	Nozzle G
絞り角 ; θ_c [°]	28			
のど部径 ; D_t [mm]	3.12	3.29	3.33	3.29
広がり角 ; θ_d [°]	6			
出口径 ; D_e [mm]	15.0	15.1	15.2	15.2
末広がり率 ; A_e/A_t	23.1	21.1	20.8	21.3
ノズル入口からのど部までの距離 ; Z_c [mm]	50.0	50.0	50.2	50.2
のど部からノズル出口までの距離 ; Z_d [mm]	113.0	113.5	113.1	113.9

静圧測定位置 (のど部からの距離 Z [mm])							
先細部							
-40.0	-27.0	-7.0	-3.5	-1.5			
末広部							
1.5	4.0	9.0	20.0	50.0	65.0	85.0	110.0

表 3 - 2 実験範囲

	入口圧力 P_{in} kPa	入口温度 T_{in} °C	入口サブクール度 ΔT_{subin} K	背圧 P_b kPa
Nozzle B	470	130.5, 137.5, 143.5	6, 12, 19	10~100
	620	141.1, 148.1, 154.1	6, 12, 19	
	770	149.8, 156.8, 162.8	6, 12, 19	
Nozzle E	470	137.5, 143.5	12, 19	
	770	149.8, 156.8, 162.8	6, 12, 19	
Nozzle F	770	149.8, 156.8, 162.8	6, 12, 19	
Nozzle G	470	137.5, 143.5	12, 19	
	770	149.8, 156.8, 162.8	6, 12, 19	

3. 3 液単相流時の流動特性

細線設置ノズルに対し、ノズル先細部での圧力降下に伴う減圧沸騰現象及び臨界流量の特性を評価するには、供試ノズルの液単相流時の基礎流動特性、特にのど部上流に設置された金属細線の影響を明らかにする必要がある。本節では4種類の供試ノズルに対する作動流体に常温水を用いた場合の先細部の軸方向静圧分布、流量特性について示す。

実験条件を表3-3に示す。流量は後節で述べる入口サブクール熱水（ノズルB; $P_{in} \doteq 0.47, 0.62, 0.77$ MPa, $\Delta T_{subin} \doteq 6, 12, 19$ K, ノズルE, F, G; $P_{in} \doteq 0.77$ MPa, $\Delta T_{subin} \doteq 6, 12, 19$ K) の場合の臨界流量と同じ値に設定した。ノズル背圧は大気圧 ($P_b \doteq 100$ kPa) と減圧した場合 ($P_b \doteq 10$ kPa) の2通りに設定した。

表3-3 実験条件 (水単相流実験)

項目 種類	流量 m kg/s	背圧 P_b kPa	入口サブクール熱水での対応条件 (P_{in} kPa, ΔT_{subin} K)
ノズル B	0.1128	102, 9	(470, 6)
	0.1305	102, 8	(470, 12)
	0.1477	102, 9	(470, 19)
	0.1182	102, 8	(620, 6)
	0.1407	102, 10	(620, 12)
	0.1600	102, 11	(620, 19)
	0.1242	102, 9	(770, 6)
	0.1525	102, 8	(770, 12)
ノズル E	0.173	102, 11	(770, 19)
	0.1075	101, 8	(770, 6)
	0.1227	102, 5	(770, 12)
ノズル F	0.1515	102, 3	(770, 19)
	0.1093	103, 10	(770, 6)
	0.1365	103, 8	(770, 12)
ノズル G	0.1633	103, 8	(770, 19)
	0.1113	102, 8	(770, 6)
	0.1371	102, 10	(770, 12)
	0.1614	102, 6	(770, 19)

3.3.1 軸方向静圧分布

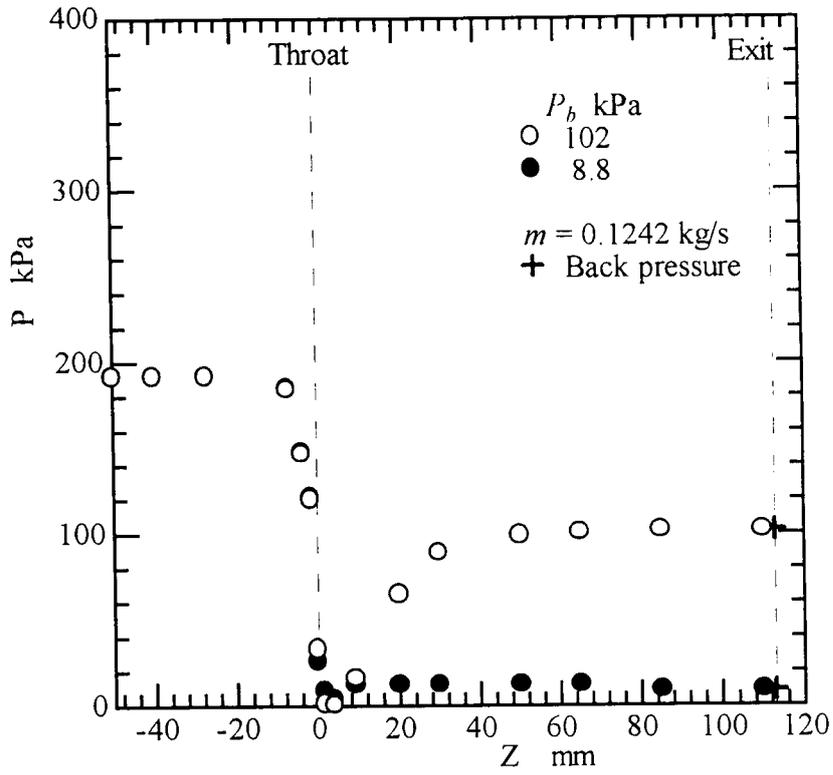
図3-2(a)~(d)に沸騰を伴わない单相流(常温15°C)の場合のノズルB, E, F, Gにおける軸方向静圧分布をそれぞれ示す。標準としたノズルB(図(a))において背圧を大気圧とした場合(図中○印), 先細部で水流は加速され, のど部近傍において静圧が急激に低下している。末広部ではのど部下流約5mmの地点より圧力が上昇し始め, 50mmの地点でほぼ大気圧と等しくなる。末広部において圧力の回復が遅れているが, これはのど部下流近傍において水流に縮流が生じているためと考えられる。一方, 図中●印で示す背圧を8.8kPaに低下させた場合, 末広部では静圧の変化はほとんど見られず出口に達している。つまり, 流れが流路全体に広がらず, 加速されたまま噴流として流出しているものと考えられる。

細線設置ノズル(ノズルE; 図(b), ノズルF; 図(c), ノズルG; 図(d))の場合も, ノズルBと同様の傾向を示しているが, 背圧を大気圧とした場合の末広部における静圧の回復に注目すると, 細線設置ノズルE(細線径; $\phi 1.5$ mm)のほうが標準ノズルBより静圧の上昇がよりのど部に近い位置で生じている。これは, のど部上流2.5mmの位置(その地点の水力等価直径は4.54mmである)の流路中央に金属細線($\phi 1.5$ mm)を設置しているため, 最大流速が低く抑えられるためのど部後流での縮流の影響が小さくなっているものと考えられる。また, 金属細線の径が細くなるほどその効果は小さくなり, 背圧を大気圧とした場合の末広部での圧力分布は標準ノズルのものに定性的に近づいている。

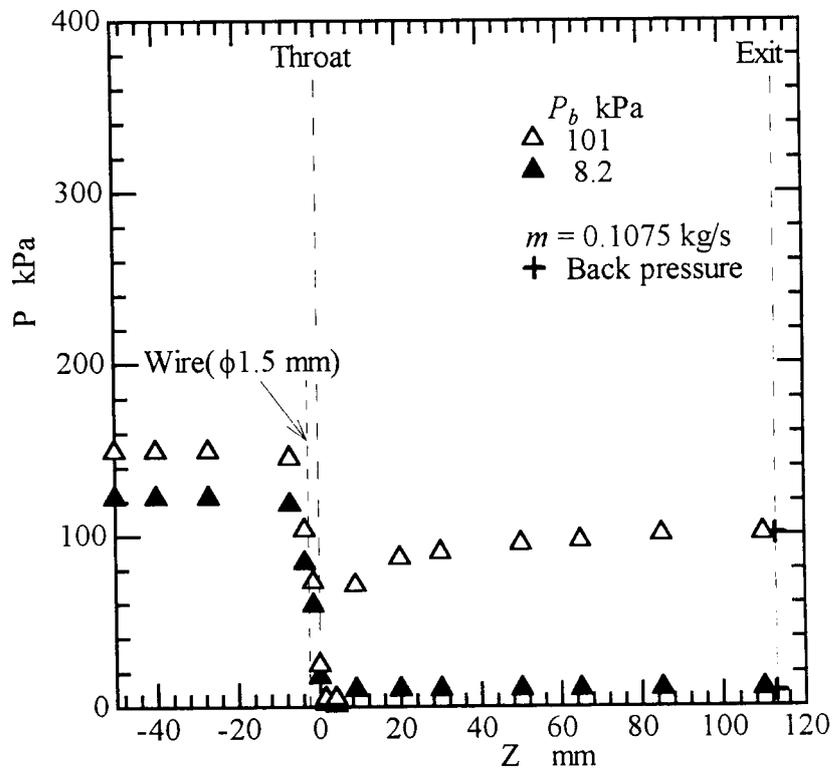
3.3.2 流量特性

図3-3に先細部における圧力差, すなわち, 入口圧力 P_{in} とのど部圧力 P_t の差 $P_{in} - P_t$ とのど部における質量流束 G_t の関係を示す。図中, 先細部における液单相流に対するベルヌーイの式による計算結果が実線及び破線で示されている。実線は流量係数 $C_D = 1.0$, 破線は $C_D = 0.90, 0.80, 0.75$ に対する値をそれぞれ示している。流量係数は次式で定義される。

$$C_D = G_t / \sqrt{2\rho_L(P_{in} - P_t)} \quad (3-1)$$

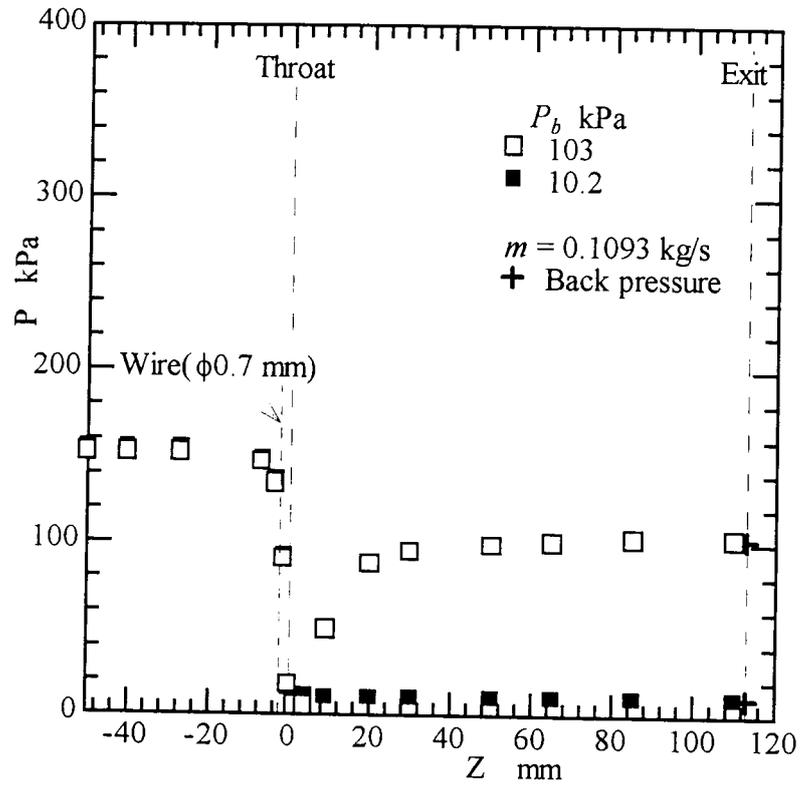


(a) Nozzle B (標準ノズル)

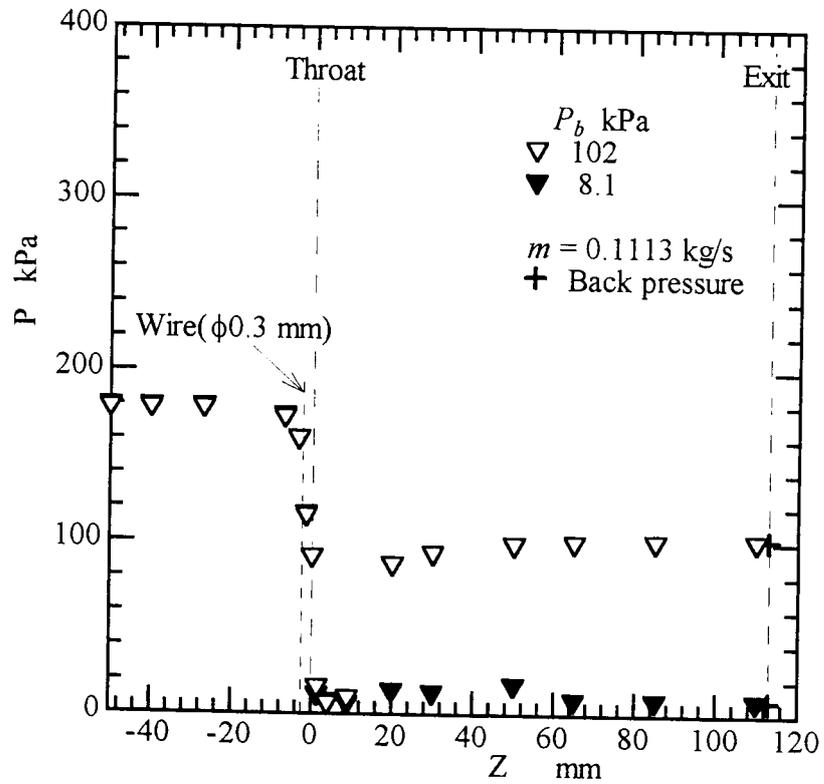


(b) Nozzle E ($\phi 1.5$ mm 細線設置)

図 3 - 2 軸方向静圧分布 (水単相流)



(c) Nozzle F ($\phi 0.7$ mm 細線設置)



(d) Nozzle G ($\phi 0.3$ mm 細線設置)

図 3 - 2 軸方向静圧分布 (水単相流)

また、各条件で得られた流量係数の値をのど部での質量流束に対し図 3-4 に示す。これより、ノズル B, E, F, G の実験結果はそれぞれ流量係数 $C_D = 0.90, 0.80, 0.75$, そして 1.00 としたベルヌーイの式による値とほぼ一致している。流量係数に対する細線の径及び質量流束の影響は特に見られなかった。ノズル G の流量係数がノズル B のものより高い値を示しているが、これはのど部直径の違いによるものと考えられる。

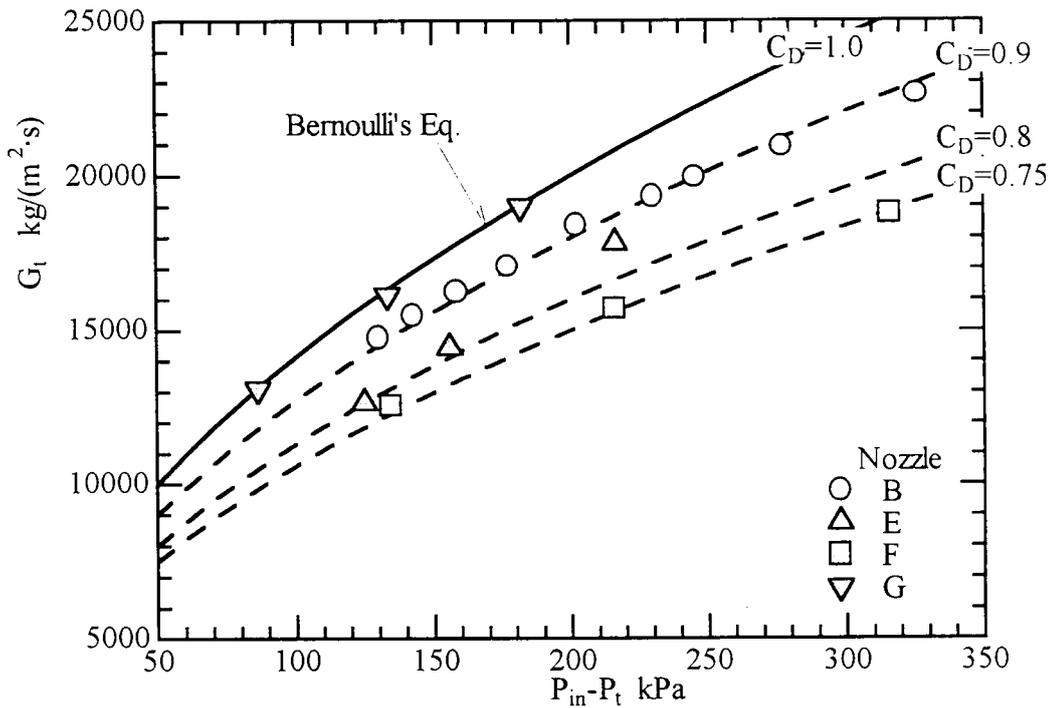


図 3-3 先細部の圧力差と流量の関係

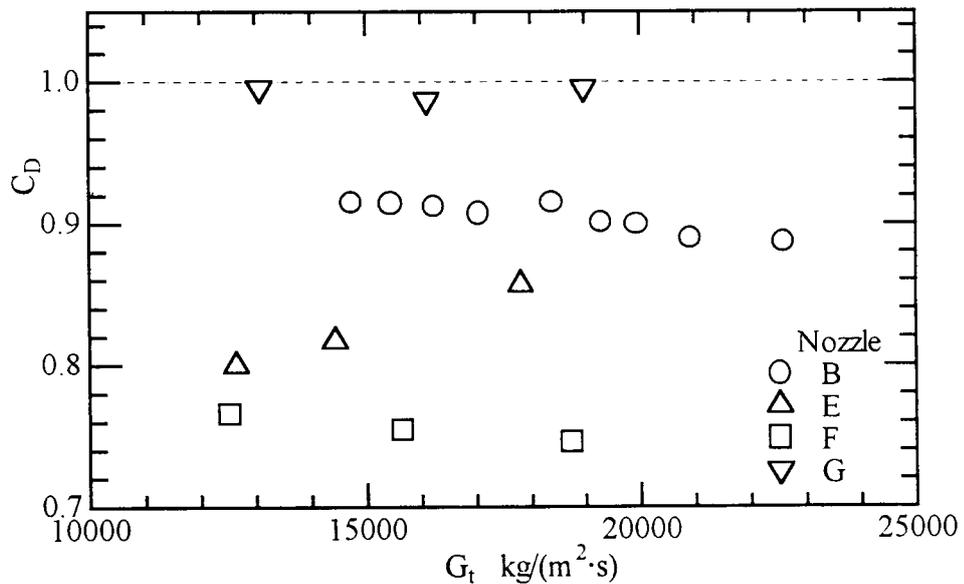


図 3-4 流量係数

3. 4 入口をサブクール熱水とした場合の流動・性能特性

項 3. 2 で示された 4 通りの先細末広ノズルに対し，入口をサブクール熱水とし，ノズル内で減圧沸騰により膨張させた場合の軸方向静圧分布，ノズル推力，臨界流量を計測した．本節では，ノズル性能に及ぼす入口圧力の影響，細線の設置によるノズル性能向上の効果及び細線径の影響について考察する．

3.4.1 軸方向圧力分布

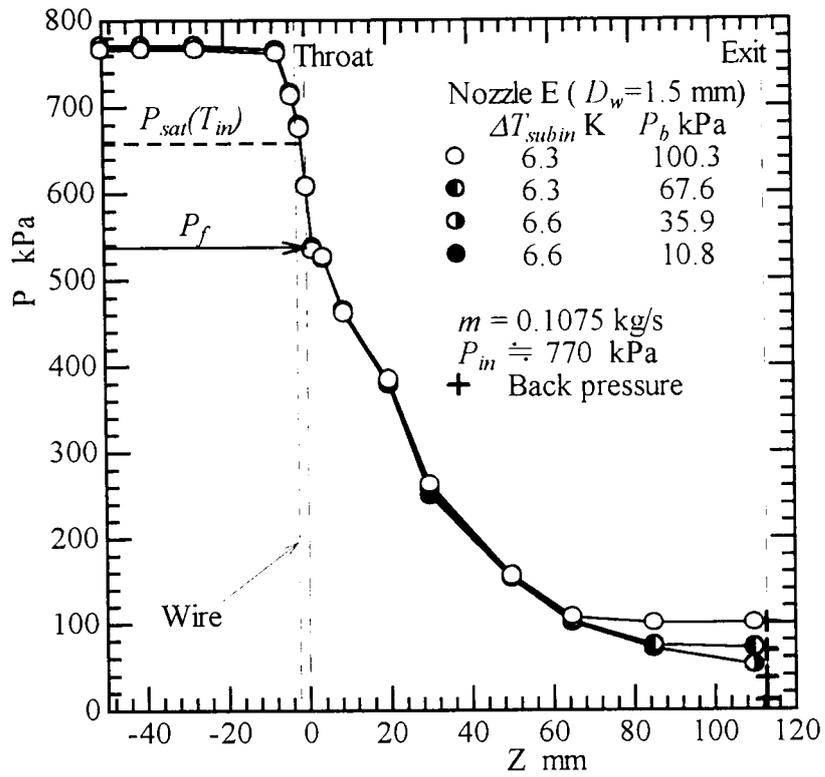
3.4.1.1 背圧の影響

図 3 - 5 (a)~(c)に入口圧力 $P_{in} \doteq 770$ kPa，入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \doteq 6$ K における細線設置ノズル E, F, G の背圧変化に対する軸方向圧力分布が示されている．いずれのノズルもある背圧以下でノズル内の圧力分布が背圧に影響されない適正圧力分布が存在していることが分かる．直径 0.3mm の細線を設置したノズル G の場合（図(c)）を見ると，圧力が先細部のど部近傍で急に低下し，末広部側のど部近傍で入口温度に対する飽和圧力 $P_{sat}(T_{in})$ より低くなり，のど部での最低圧力 P_f に達した直後に圧力が少し上昇する傾向が示されている．また直径 1.5, 0.3mm の細線を設置したノズル E, F においても上昇はしないものの P_f 直後の圧力が P_f とほぼ同じ値をとっている．また，細線なしのノズル B（図 2 - 26 参照）と比較して P_f は入口温度に対する飽和圧力 $P_{sat}(T_{in})$ に近づいており，のど部手前の細線の設置による圧力アンダーシュートの減少効果が認められる．

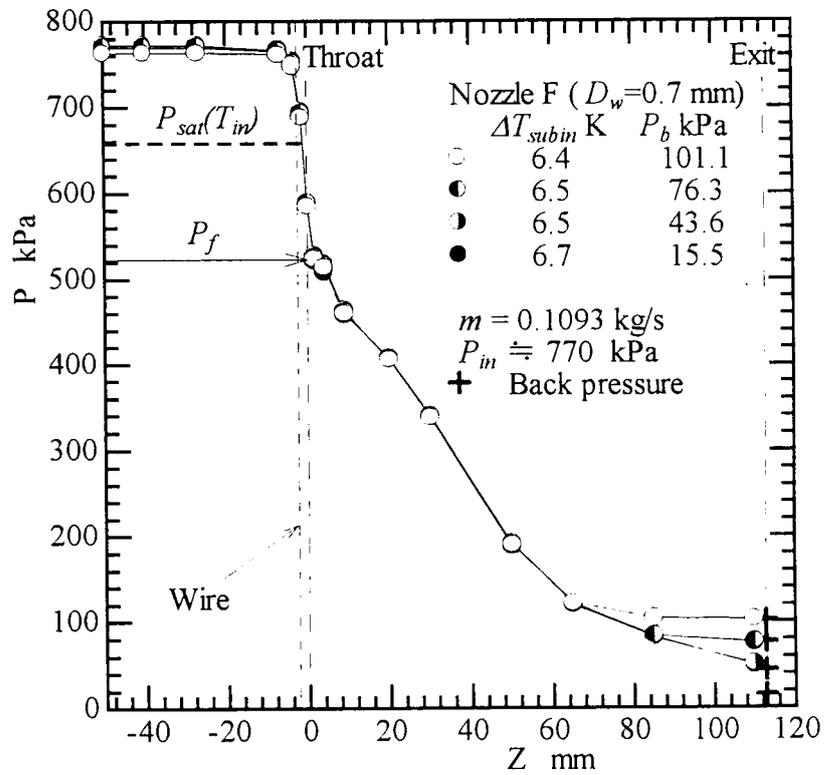
3.4.1.2 適正圧力分布

細線設置ノズル E, F, G について入口圧力 $P_{subin} \doteq 770$ kPa, $\Delta T_{subin} \doteq 6, 12, 19$ K における適正圧力分布が図 3 - 6 (a)~(c)にそれぞれ示されている．ここで，標準ノズル B（細線なし）の適正圧力分布が一点鎖線で，IHE モデルによる計算結果が破線で表されている．いずれの入口サブクール度に対しても細線の設置により圧力アンダーシュートがほぼ 0 に近づくことがわかる．末広部では，細線が細くなるほど，すなわちノズル E よりノズル F，さらにはノズル G のほうが P_f からノズル出口までの圧力降下がゆるやかになり，圧力分布が IHE モデル

による計算結果に近づいている。

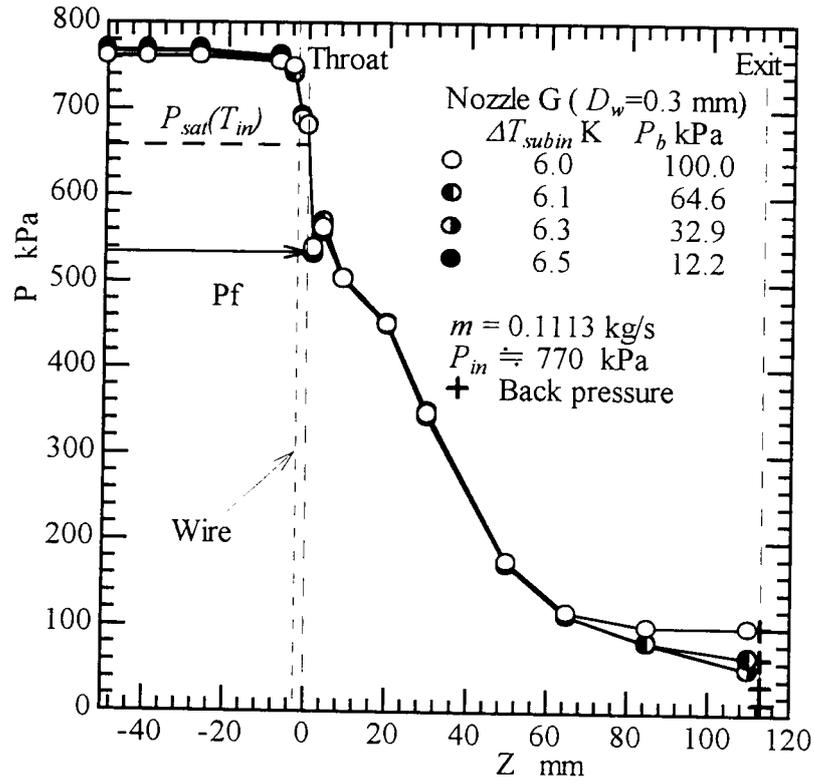


(a) Nozzle E ($D_w=1.5$ mm)



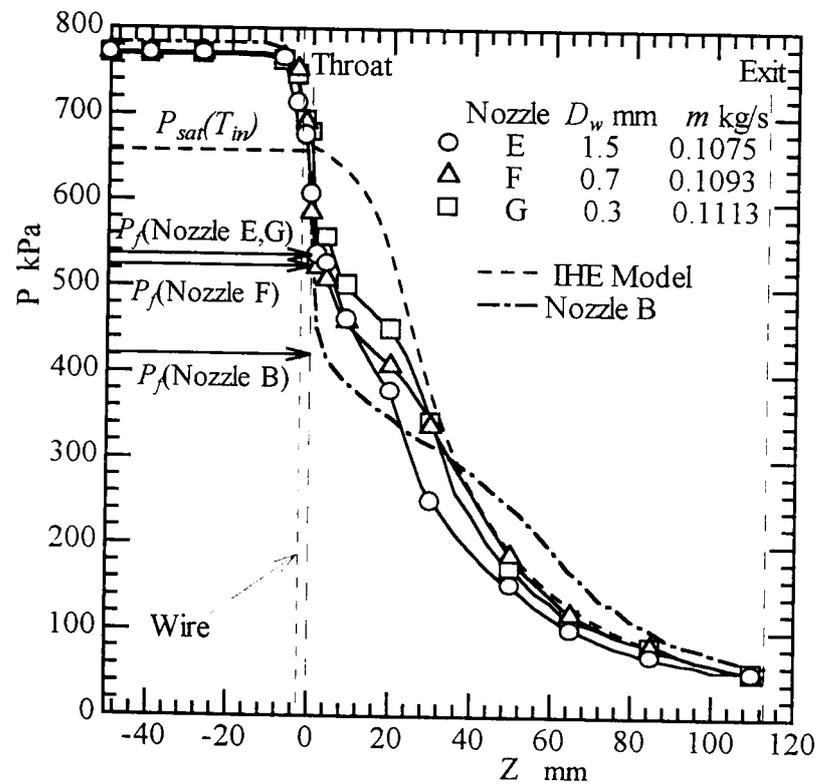
(b) Nozzle F ($D_w=0.7$ mm)

図 3-5 軸方向静圧分布 (細線設置ノズル)



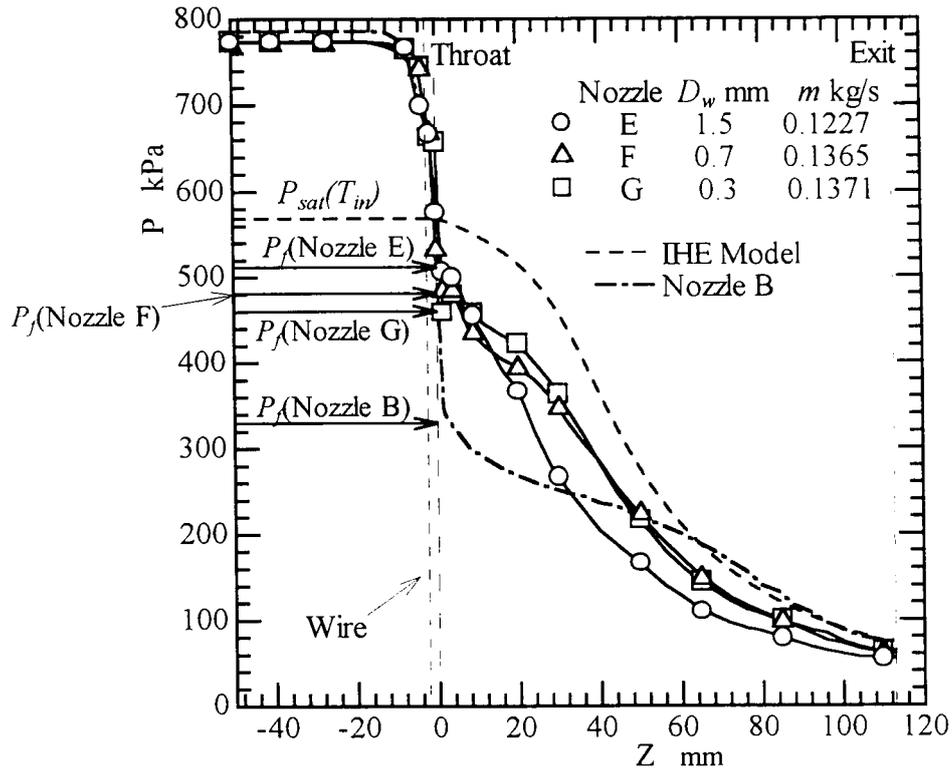
(c) Nozzle G ($D_w=0.3$ mm)

図 3-5 軸方向静圧分布 (細線設置ノズル)

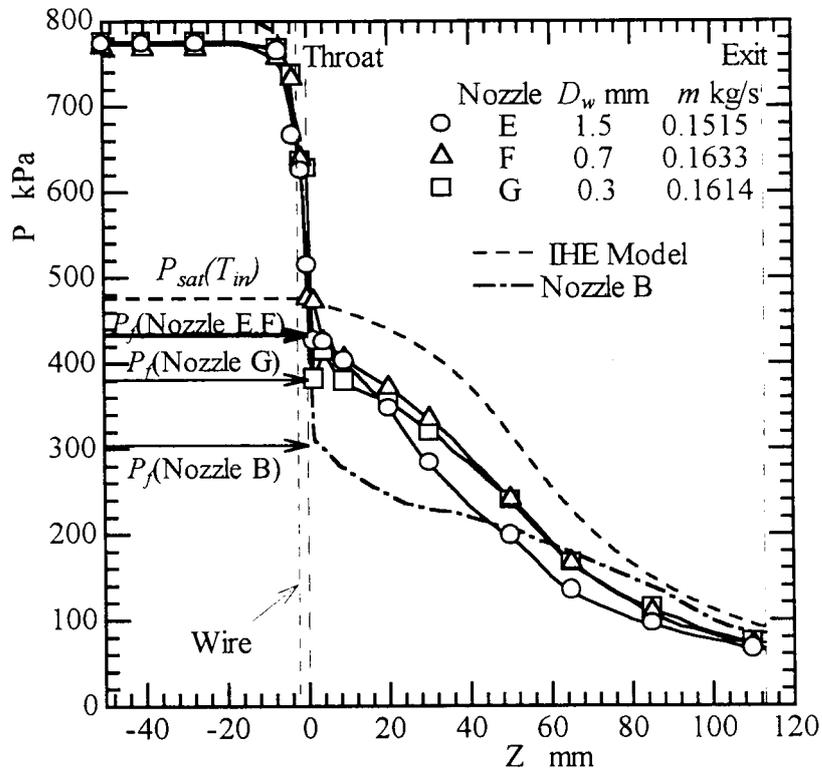


(a) $\Delta T_{subin} \cong 6$ K

図 3-6 適正圧力分布 (細線の影響, $P_{in} \cong 770$ kPa)



(b) $\Delta T_{subin} \approx 12$ K



(c) $\Delta T_{subin} \approx 19$ K

図 3 - 6 適正圧力分布 (細線の影響, $P_{in} \approx 770$ kPa)

図 3-7 (a), (b) にノズル E, G について入口圧力 $P_{in} \cong 470$ kPa, $\Delta T_{subin} \cong 12, 19$ K における適正圧力分布を示す。図中, 図 3-6 の場合と同様標準ノズル B の適正圧力分布と IHE モデルによる計算結果がそれぞれ一点鎖線及び破線で示されている。 $P_{in} \cong 470$ kPa においても $P_{in} \cong 770$ kPa の場合と同様, 細線の設置により圧力アンダーシュートが大幅に減少していることがわかる。また, 末広部の圧力分布においても $P_{in} \cong 770$ kPa のときと同様の結果が得られた。すなわち, 細線が細くなるほど末広部での圧力勾配が緩やかになり IHE モデルによる結果に近づく。

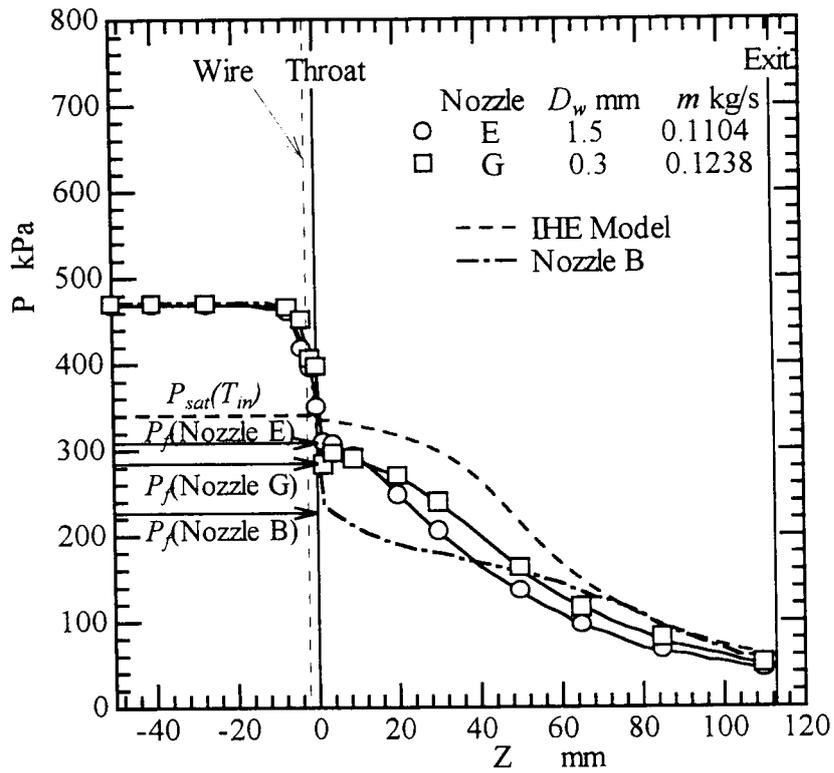
3.4.1.3 適正背圧

図 3-8 に適正背圧の値を入口圧力に対して示す。図中, 標準ノズル B で得られた結果が破線で示されている。これより, 細線設置ノズルにおいても標準ノズルと同様入口圧力や入口サブクール度の低下とともに適正背圧は減少しているのがわかる。また, 適正背圧の値は細線の設置により大幅に減少している。

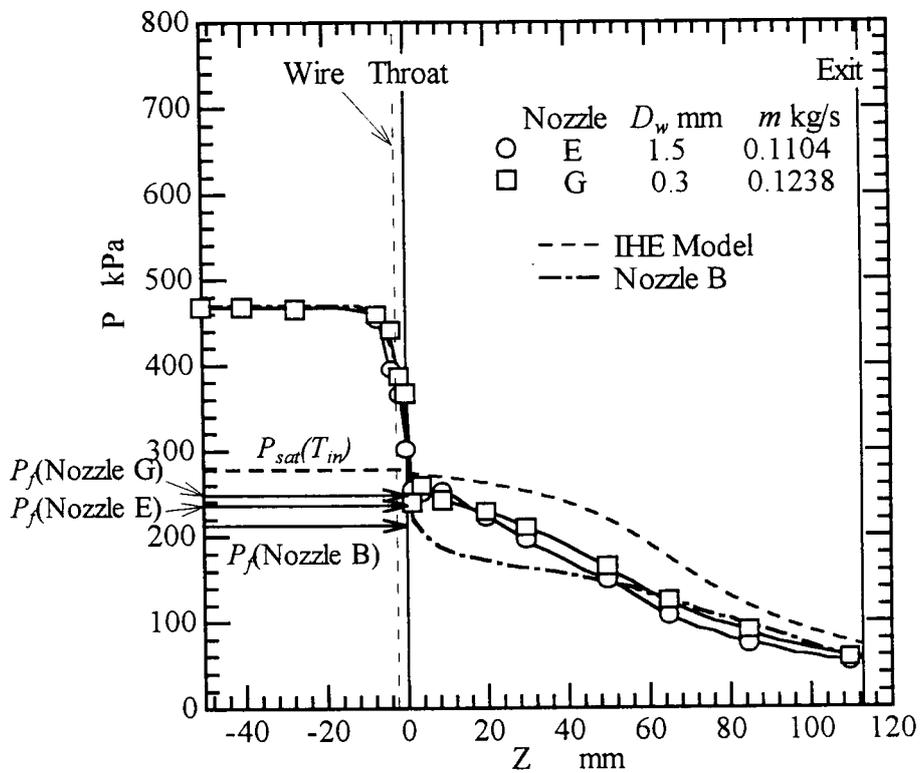
次に, 適正背圧の値を細線の直径に対しプロットしたものを図 3-9 に示す。いずれの場合も適正背圧は細線を設置することで低下しており, 細線を太くすることで適正背圧が低下する傾向が見られる。

3.4.1.4 入口エネルギーを一定とした場合の適正圧力分布

細線直径の圧力分布への影響は細線が太くなるほど質量流量が減少することに起因していると考えられる。そこで, ノズル出力に及ぼす細線の影響を評価するため入口エネルギー一定すなわち入口温度と流量を同じに設定した実験を行った (臨界流量は入口温度と圧力に対し決定される。すなわち, 流量を設定すればそれに応じて入口圧力が変化する。しかし, 本研究ではノズル入口エネルギーを入口エンタルピーとしており, 比エンタルピーは温度に依存し圧力によってほとんど変化しないことから, 入口圧力が変化した場合も入口エネルギーを一定と考えることができる)。この場合, 実験条件は標準ノズル B ($P_{in} \cong 770$ kPa, $\Delta T_{subin} \cong 6, 12, 19$ K) の実験結果に合わせた。



(a) $\Delta T_{subin} \approx 12$ K



(b) $\Delta T_{subin} \approx 19$ K

図 3 - 7 適正圧力分布 (細線の影響, $P_{in} \approx 470$ kPa)

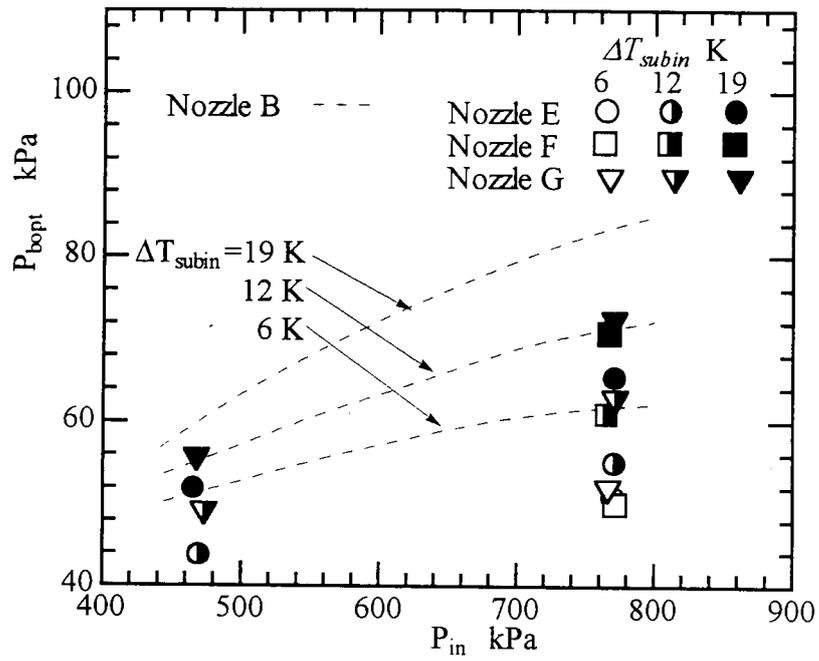


図 3-8 適正背圧 (入口条件の影響)

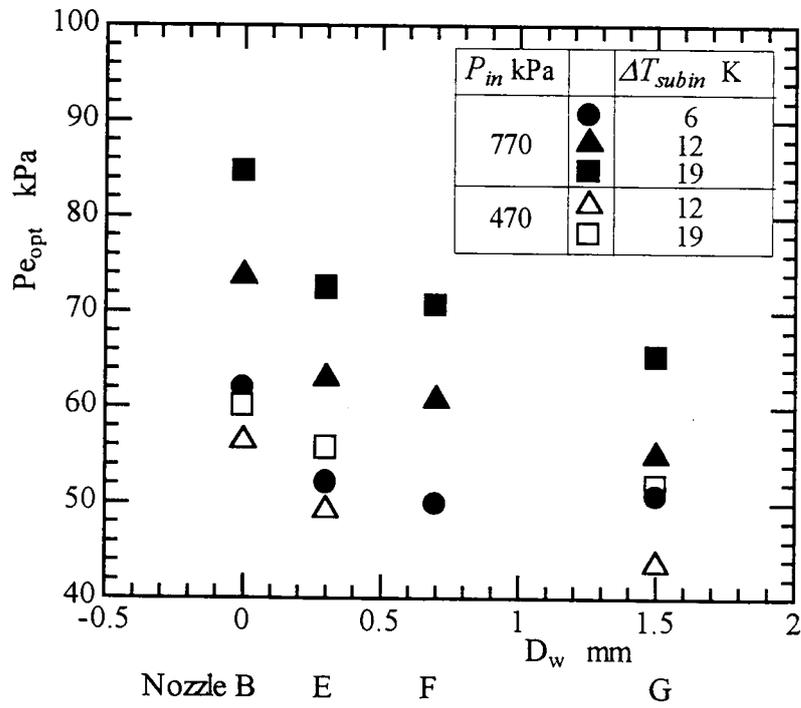
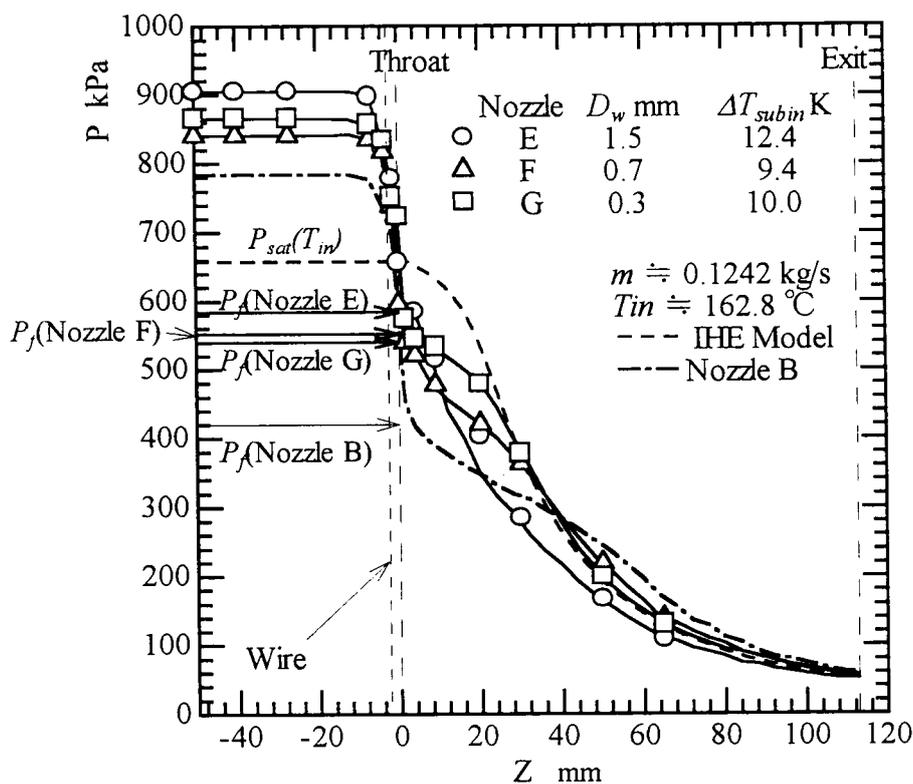
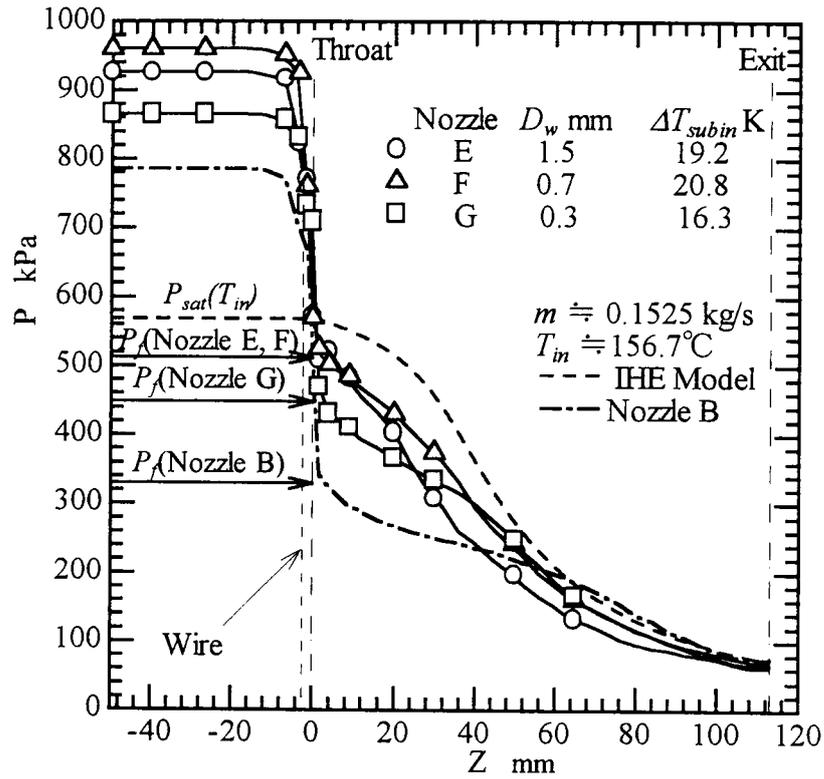


図 3-9 適正背圧 (細線直径 D_w の影響)

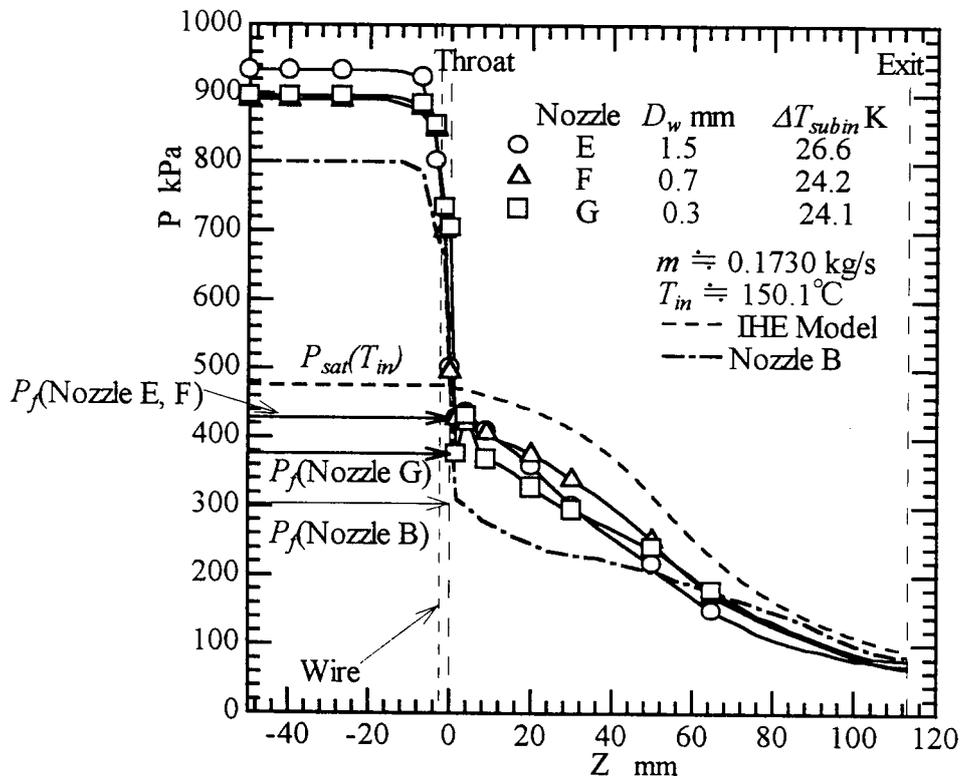
図3-10(a)~(c)にこのときのノズル E, F, G について $T_{in}=162.8, 156.7, 150.1$ °C (ノズル B の実験での $\Delta T_{subin} \doteq 6, 12, 19$ K に相当) に対する適正圧力分布が示されている。図3-6同様ノズル B の適正圧力分布が一点鎖線で、IHE モデルによる計算結果が破線で示されている。入口流量は同じであるが細線設置ノズル E, F, G は標準ノズル B に比べ細線の設置により入口圧力が高くなっている。これにより入口サブクール度も増大している。しかし、圧力アンダーシュート、適正背圧にはほとんど変化がみられなかった。Alamgir と Lienhard⁽³²⁾ のモデルにおいても、圧力アンダーシュートは入口温度と流量に依存するとされ、実験結果の傾向は Alamgir と Lienhard⁽³²⁾ のモデルと一致している。



(a) Nozzle B ($P_{in} = 770$ kPa, $\Delta T_{subin} = 6$ K) と同一条件
 図3-10 適正圧力分布 (入口エネルギー一定の場合)



(b) Nozzle B ($P_{in} = 770$ kPa, $\Delta T_{subin} = 12$ K) と同一条件



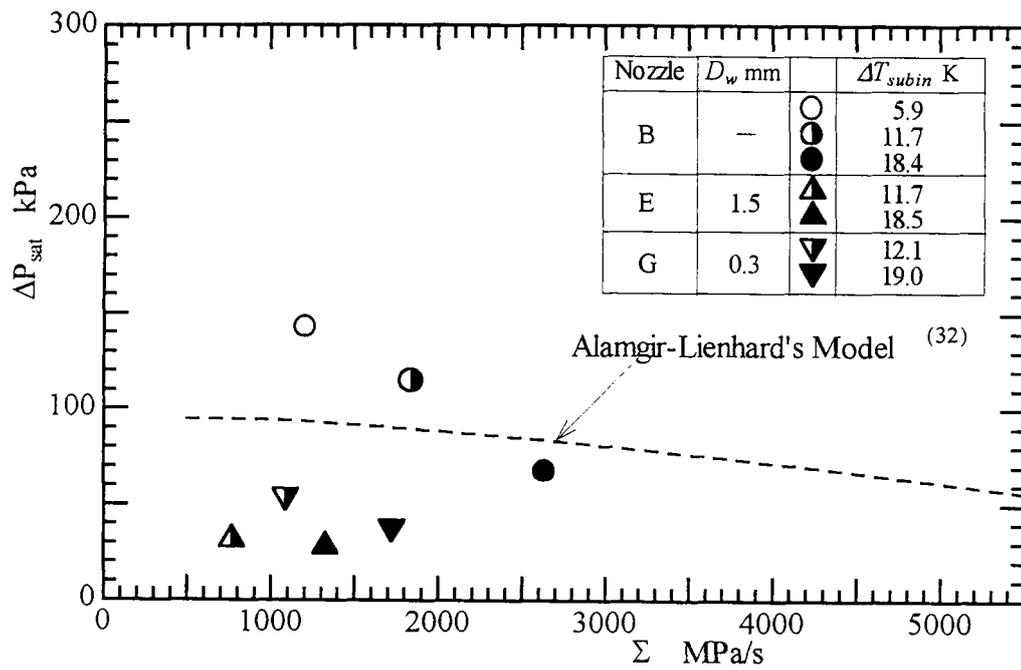
(c) Nozzle B ($P_{in} = 770$ kPa, $\Delta T_{subin} = 19$ K) と同一条件

図 3-10 適正圧力分布 (入口エネルギー一定の場合)

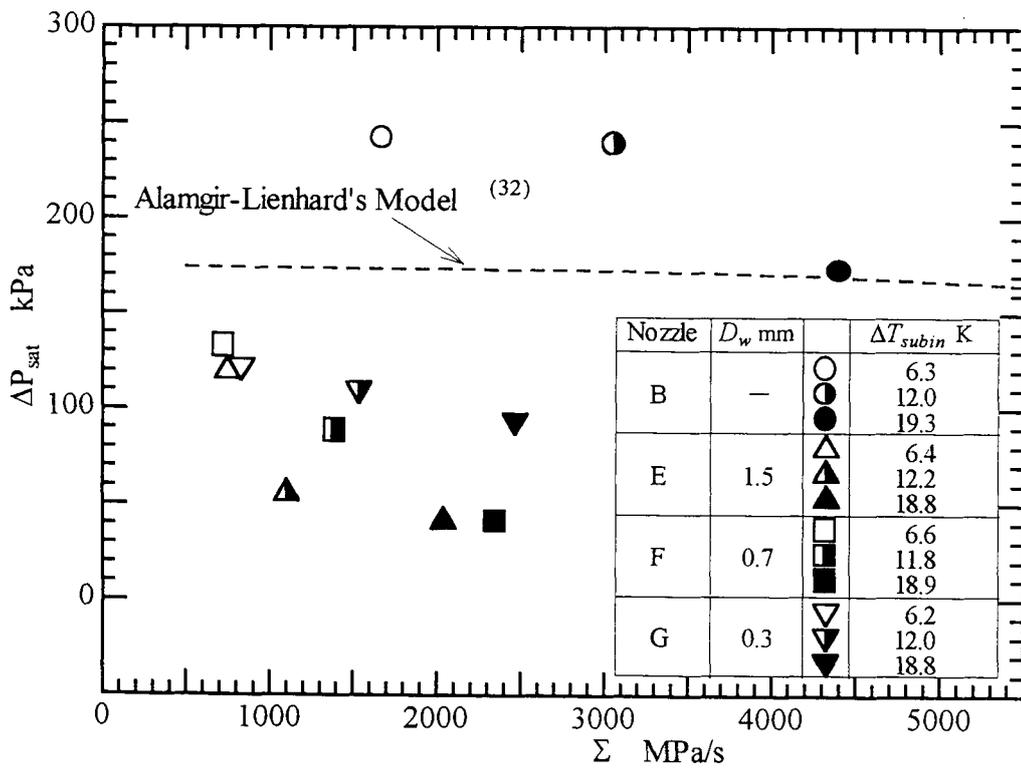
3.4.2 減圧速度と圧力アンダーシュート

入口圧力 $P_{in} \doteq 470, 770 \text{ kPa}$ における減圧速度 Σ と圧力アンダーシュート ΔP_{sat} の関係を図 3-11 (a), (b) にそれぞれ示す。前項で述べた通り細線を設置することにより、圧力アンダーシュートを大きく減少させ得ることが認められる。また、いずれの入口圧力の場合も細線設置ノズルの圧力アンダーシュートは Alamgir と Lienhard⁽³²⁾ のモデルによる計算結果より低い値となった。

次に、圧力アンダーシュート ΔP_{sat} を細線の直径に対しプロットしたものを図 3-12 に示す。 $P_{in} \doteq 770 \text{ kPa}$, $\Delta T_{subin} \doteq 6 \text{ K}$ の場合には細線直径に対する圧力アンダーシュートの変化はあまり見られないが、それ以外の条件では細線を太くすることにより圧力アンダーシュートが低下している傾向が見られる。前述の通り、細線の径を変化させた実験では、入口圧力、温度を実験パラメータとして設定したため、臨界流量が異なっている。流量が異なることで圧力アンダーシュートを定めるパラメータの一つである減圧速度が変化する。そこで、入口エネルギーを同じにした場合の結果を図 3-13 に示す。入口流量及び入口温度を同一にした場合においても細線直径が 0.3 mm (ノズル G) から 0.7 mm (ノズル F) に太くなることで圧力アンダーシュートは低下する傾向にある。しかし、0.7mm の場合と 1.5mm (ノズル E) の場合を比較するとその差はあまり見られない。



(a) $P_{in} \approx 470$ kPa



(b) $P_{in} \approx 770$ kPa

図3-1-1 減圧速度と圧力アンダーシュートの関係 (細線設置の影響)

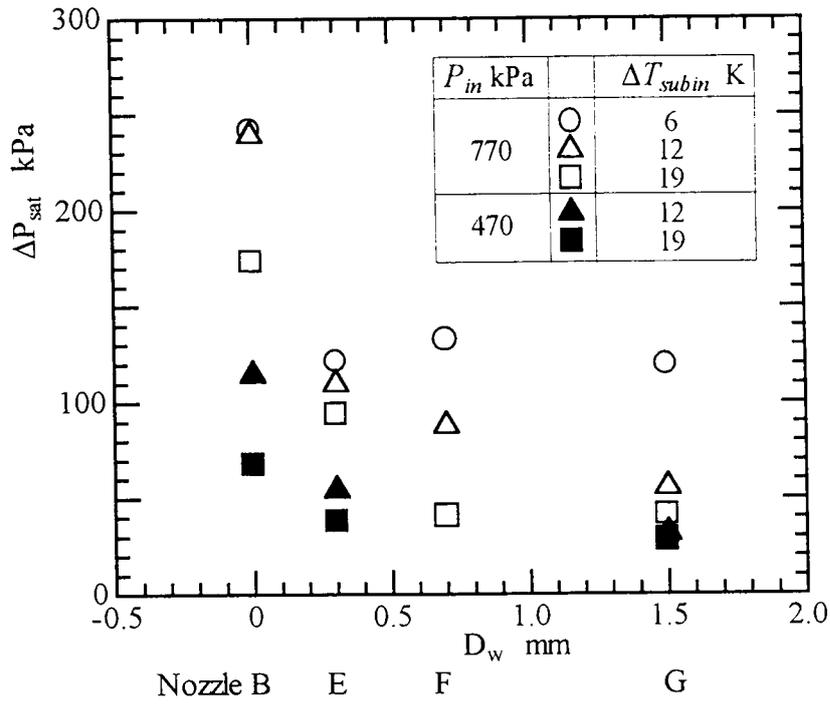


図 3-12 圧力アンダーシュートへの細線径の影響

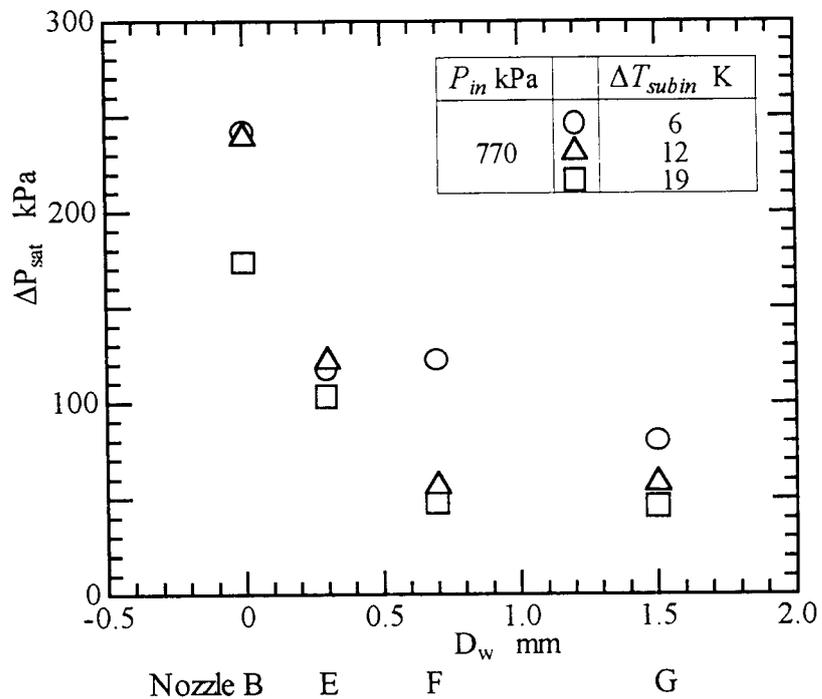


図 3-13 圧力アンダーシュートへの細線径の影響
(入口エネルギーを一定とした場合)

3.4.3 流量特性

入口圧力 P_{in} とのど部での最小圧力 P_f との差 $P_{in} - P_f$ と臨界流量 G_c の関係を図 3-14 に示す。図中、実線及び破線は液単相流部でのベルヌーイの式（前項 3.2.3 参照）の結果であり、流量係数 C_D をノズル B, E, F, G に対しそれぞれ 1.0, 0.9, 0.8, 0.7, 0.6 とした場合である。また、各条件に対し得られた流量係数を入口圧力に対し図 3-15 に示す。この図より、水単相流部におけるベルヌーイの式が仮定されると、その流量係数 C_D は同一の入口圧力に対し $P_{in} - P_f$ の増大、すなわち入口サブクール度の増大にともなって大きくなる傾向がある。また、入口圧力の増大と共に流量係数は小さくなる傾向がみられた。

入口サブクール度 ΔT_{subin} と臨界流量 G_c の関係を図 3-16 に示す。図中、IHE モデルによる計算結果が破線で、Henry-Fauske モデルによるものが一点鎖線で、そして Abuaf モデルによるものが実線でそれぞれ併せて示されている。臨界流量は細線を設置した場合、細線が無い場合より減少しており、入口サブクール度に対する臨界流量 G_c の特性は、Henry-Fauske モデルによるものと定性的に一致している。しかし、細線直径の G_c に及ぼす影響は特に見られなかった。

一方、ノズル B の $\Delta T_{subin} \cong 6, 12$ K の場合を除いて全ての測定された G_c は、IHE モデルによる G_c の計算値を下回っているが、これは従来の実験においても起こっており、R. L. Collins ら⁽⁴³⁾ の報告で述べられている傾向と一致する。すなわち、熱水の流速が速くなるとノズル細線部で境界層が発達したり細線の設置による実質的な流路断面積の減少、あるいは細線の流動抵抗により圧力損失が大きくなっているにもかかわらず、これらの影響が臨界流量に考慮されていないからだと考えられる。

そこで、つぎの様に臨界流量の補正を行った。図 3-4 より求めたそれぞれのノズルの流量係数を用いてその値で測定流量を除した。入口サブクール度 ΔT_{subin} と補正後の臨界流量との関係が図 3-17 に示されている。

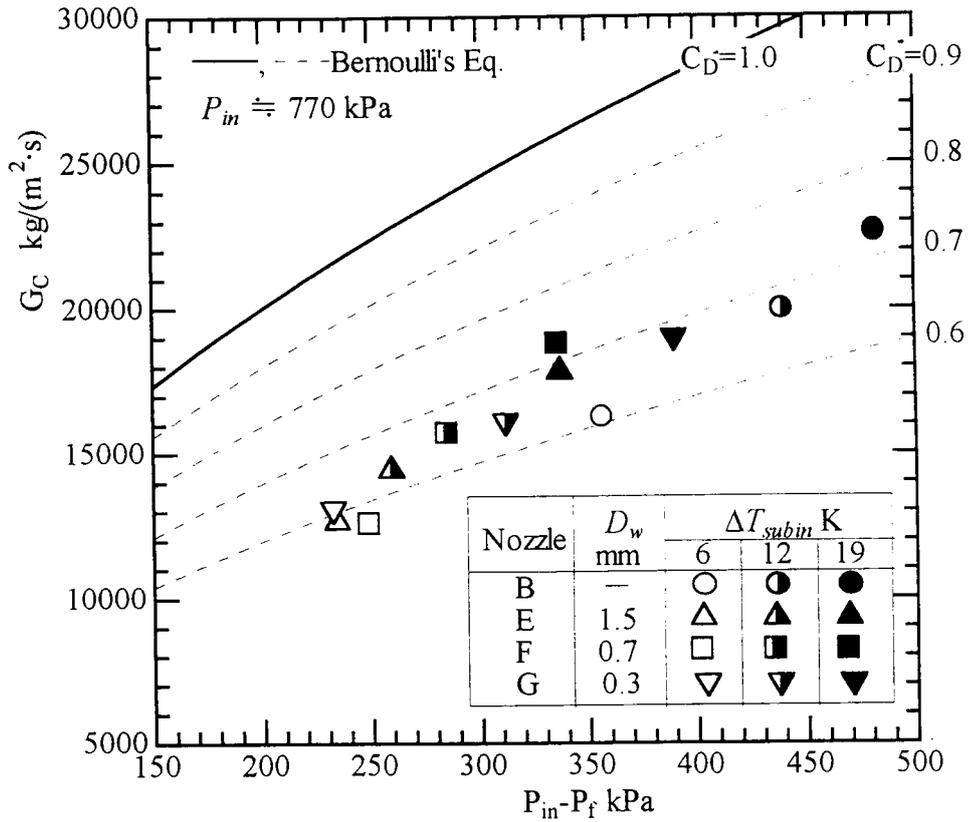


図 3-14 臨界圧力比と臨界流量の関係 (細線の影響)

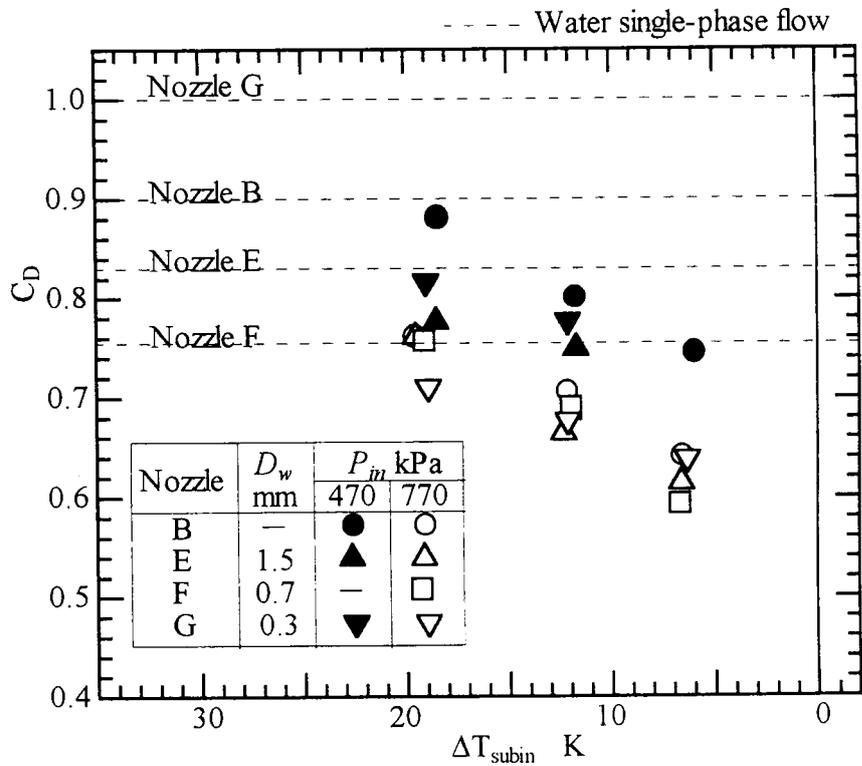


図 3-15 流量係数 (細線の影響)

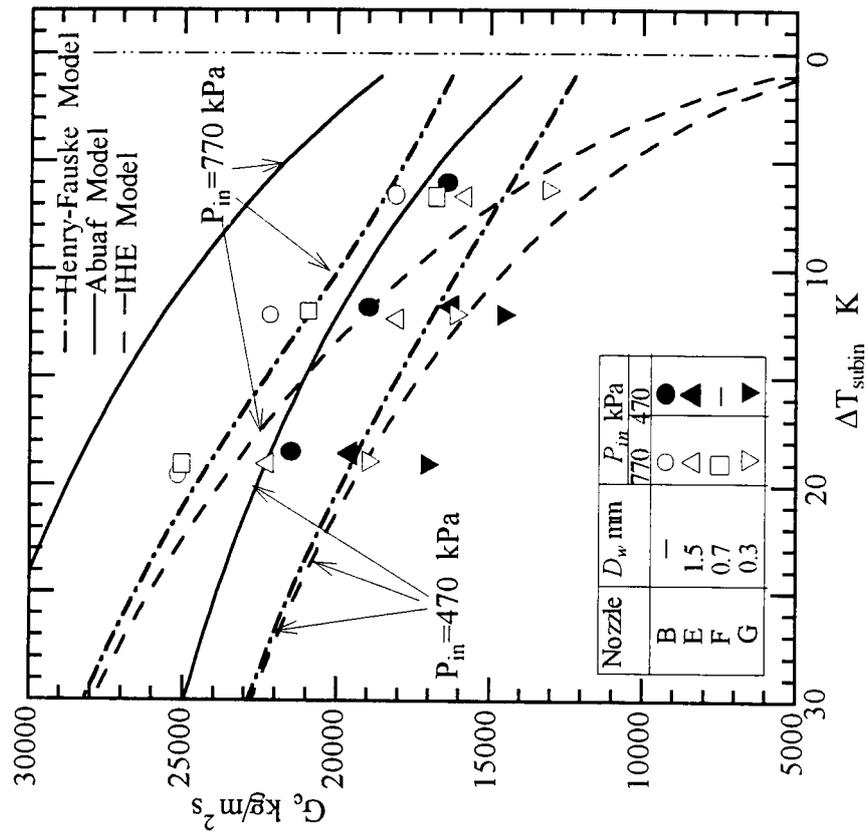


図 3-1-7 補正後臨界流量

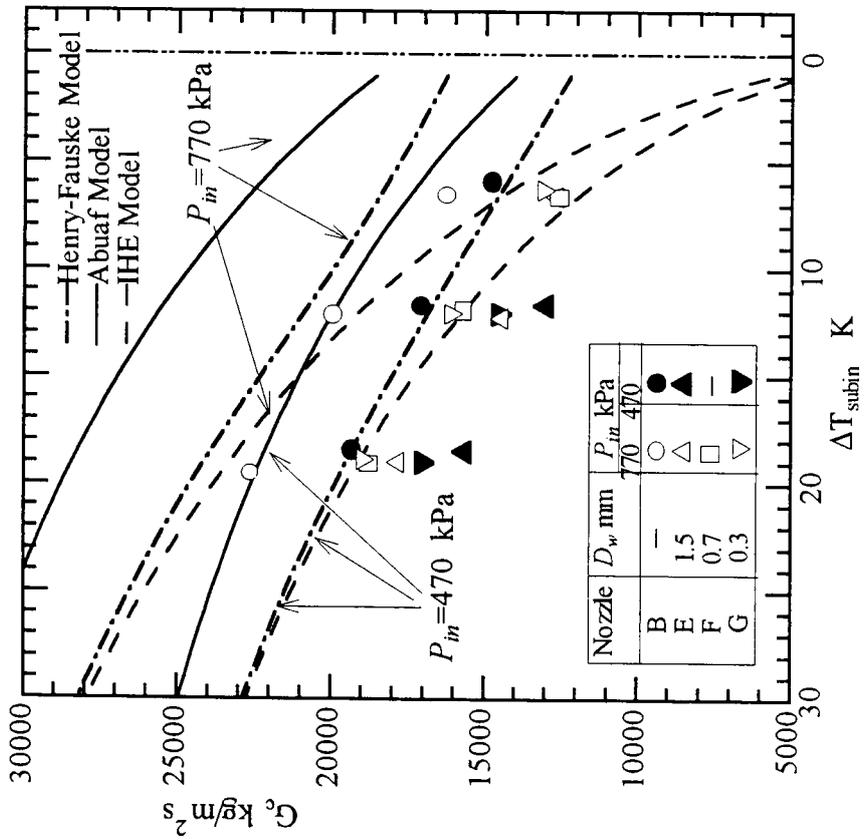


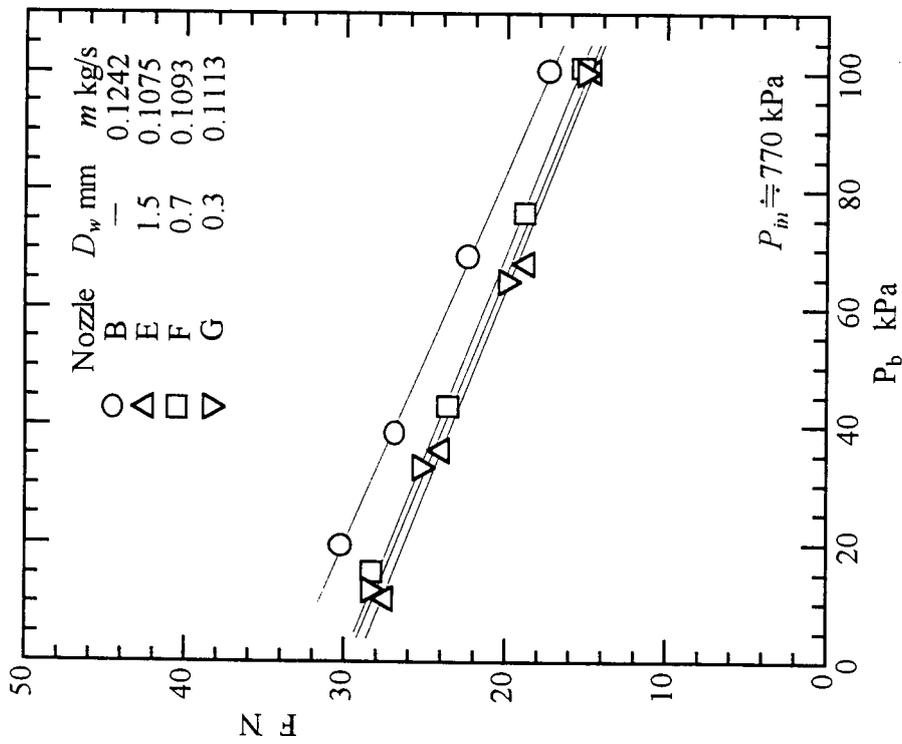
図 3-1-6 臨界流量 (細線設置ノズル)

3.4.4 ノズル性能

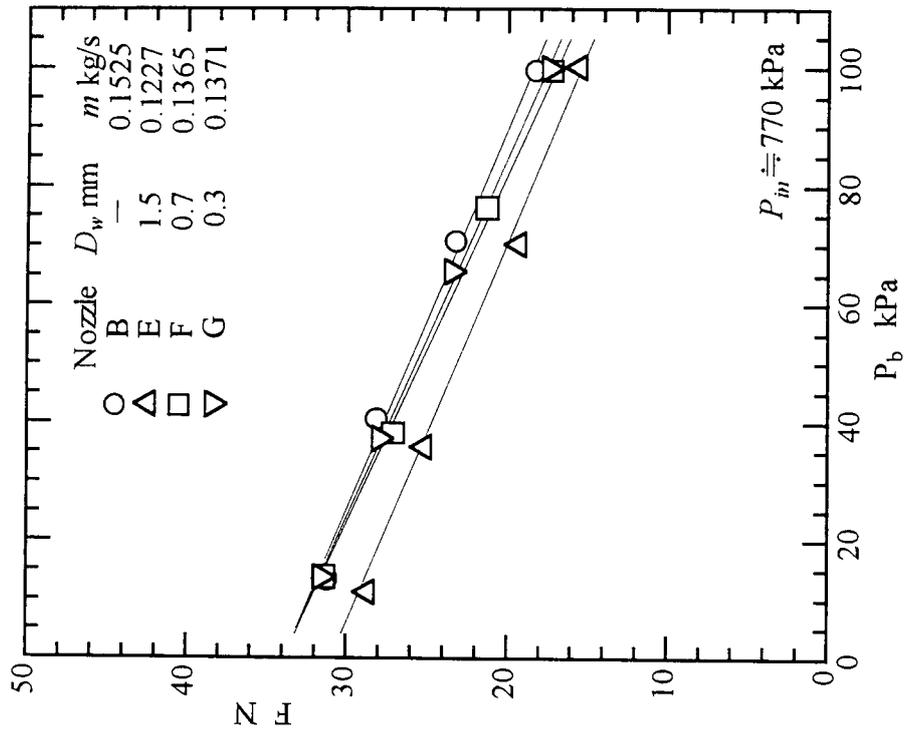
3.4.4.1 ノズル推力

入口圧力 $P_{in} \doteq 770$ kPa に対するノズル B, E, F, G における背圧 P_b と推力 F の関係を $\Delta T_{subin} \doteq 6, 12, 19$ K について図 3-18(a)~(c) にそれぞれ示す。いずれのノズルも推力は背圧の低下と共にほぼ直線的に増加する。これは、推力がノズル出口での流体の運動量であり、背圧低下と共に流体の出口流速が増すためである。この図で、細線のないノズル B の推力が細線を設置した他のノズルのそれよりも比較的にな大きな値を示している。しかし、推力には流量の違いも影響を及ぼすので、この結果より各ノズルの推力特性を単純に比較することはできない。

そこで、入口温度と流量を一定、すなわち入口エネルギーをほぼ一定とした実験を行った。図 3-19(a)~(c) に入口流量を一定とした場合の背圧と推力の関係を示す。これらの図より $\Delta T_{subin} \doteq 12, 19$ K では細線設置ノズル E, F, G での推力は、ノズル B での結果より大きな値を示していることがわかる。しかし、 $\Delta T_{subin} \doteq 6$ K においてはその違いはみられなかった。

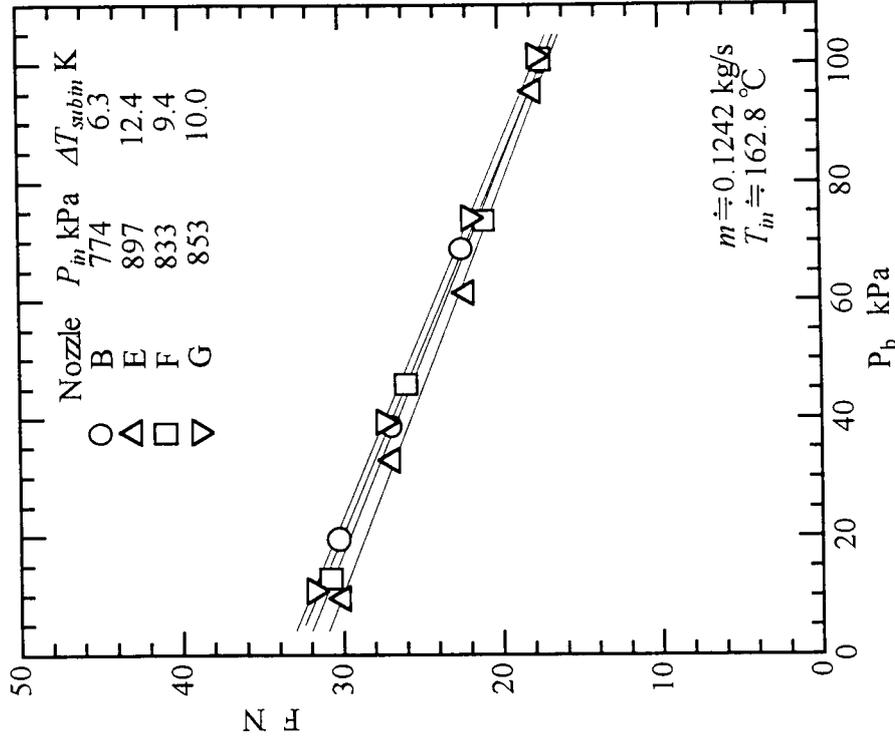


(a) $\Delta T_{subin} \doteq 6$ K



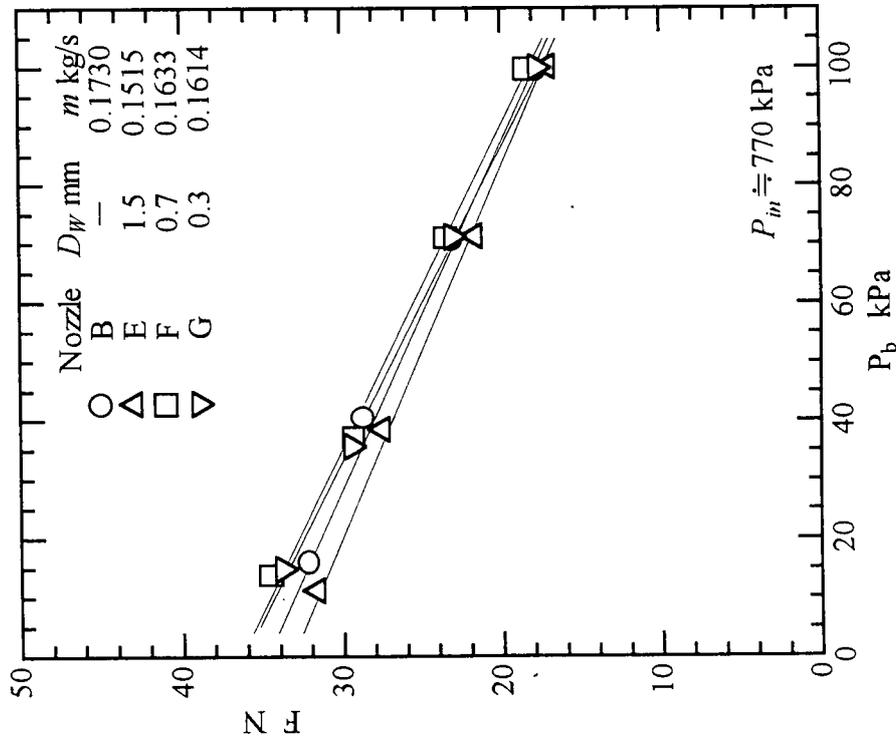
(b) $\Delta T_{subin} \doteq 12$ K

図3-18 ノズル推力 (細線設置ノズル)



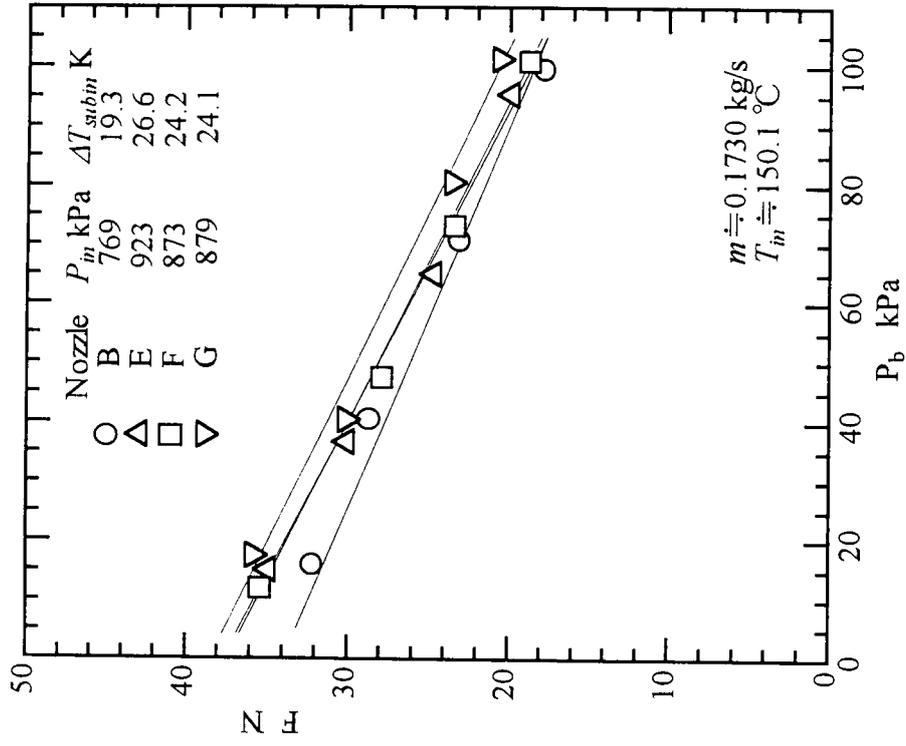
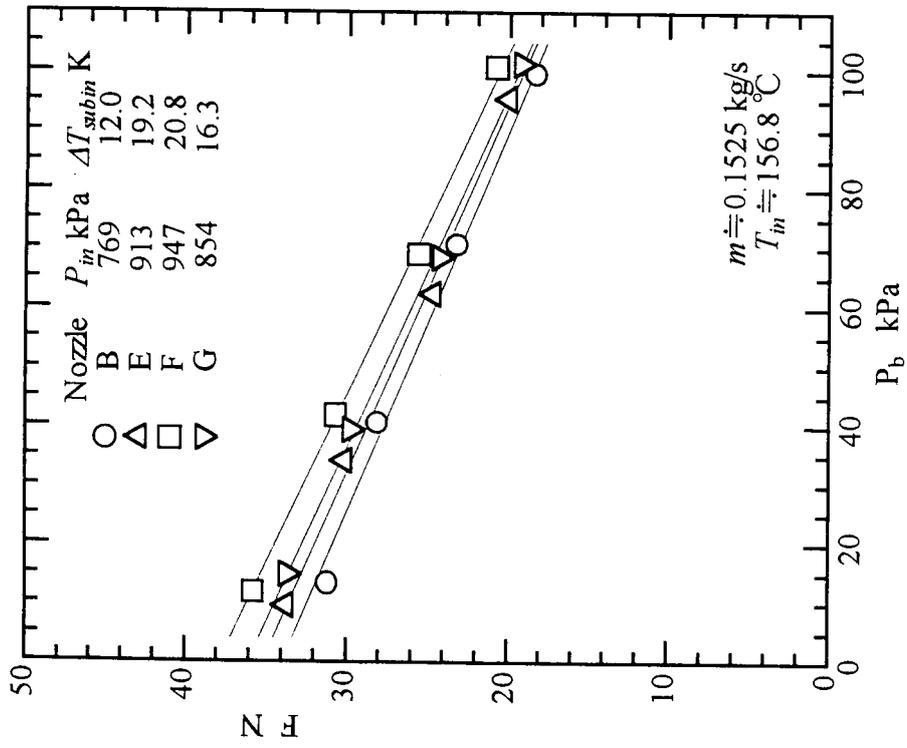
(a) Nozzle B ($P_{in}=770 \text{ kPa}$, $\Delta T_{subin}=6 \text{ K}$) と同一条件

図3-19 ノズル推力 (入口エネルギー一定の場合)



(c) $\Delta T_{subin} = 19 \text{ K}$

図3-18 ノズル推力 (細線設置ノズル)



(b) Nozzle B ($P_{in}=770 \text{ kPa}$, $\Delta T_{subin}=12 \text{ K}$) と同一条件 (c) Nozzle B ($P_{in}=770 \text{ kPa}$, $\Delta T_{subin}=19 \text{ K}$) と同一条件
 図 3-19 ノズル推力 (入口エネルギー一定の場合)

3.4.4.2 推力係数

入口圧力 $P_{in} \cong 770$ kPa に対する背圧 P_b と推力係数 C_T の関係がそれぞれ入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \cong 6, 12, 19$ K について、図 3-20 (a)~(c) にそれぞれ示されている。いずれの場合も、背圧変化に対して C_T は上に凸状の値をとり、適正背圧 (+印) 付近でピーク値を示している。入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \cong 12, 19$ K においては細線の設置により推力係数の向上が認められるが、 $\Delta T_{subin} \cong 6$ K においては細線による効果はあまり見られなかった。

図 3-21 (a), (b) にノズル E, G について入口圧力 $P_{in} \cong 470, 770$ kPa における、背圧と推力係数の関係が入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \cong 12, 19$ K に対して示されている。 $P_{in} \cong 470$ kPa においても細線の設置により推力係数が向上しているのがわかる。

次に、入口流量及び入口温度一定すなわち入口でのサブクール熱水の持つエネルギーを一定とした場合の実験結果について示す。この場合、細線の設置により入口圧力が高くなるが、比エンタルピーは温度に強く依存するということ、そしてそのとき増加する給水ポンプの仕事量は全体のエネルギーに対し微小であるので無視できるということより系全体の入力エネルギーも一定であると考えられる。

図 3-22 (a)~(c) に全てのノズルに対し入口エネルギーを一定とした場合の背圧に対する推力係数の関係が、それぞれノズル B の入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \cong 6, 12, 19$ K のものと合わせたものに対して示されている。図 3-20 同様、背圧変化に対して C_T は上に凸状の値をとっており、適正背圧付近でピーク値を示している。入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \cong 12, 19$ K においては細線設置による推力係数の向上がみられるが、 $\Delta T_{subin} \cong 6$ K においてはその効果はみられなかった。

次に、図 3-20, 21 で得られた各条件での推力係数の極大値を細線の直径に対し、入口条件をパラメータとして図 3-23 に示す。これより、細線設置により推力係数は向上し、入口圧力の場合、細線が 0.3mm から 1.5mm に太くなることで推力係数の向上が認められる。しかし、入口圧力 $P_{in} \cong 770$ kPa では細線径の推力係数に及ぼす影響はわずかであった。

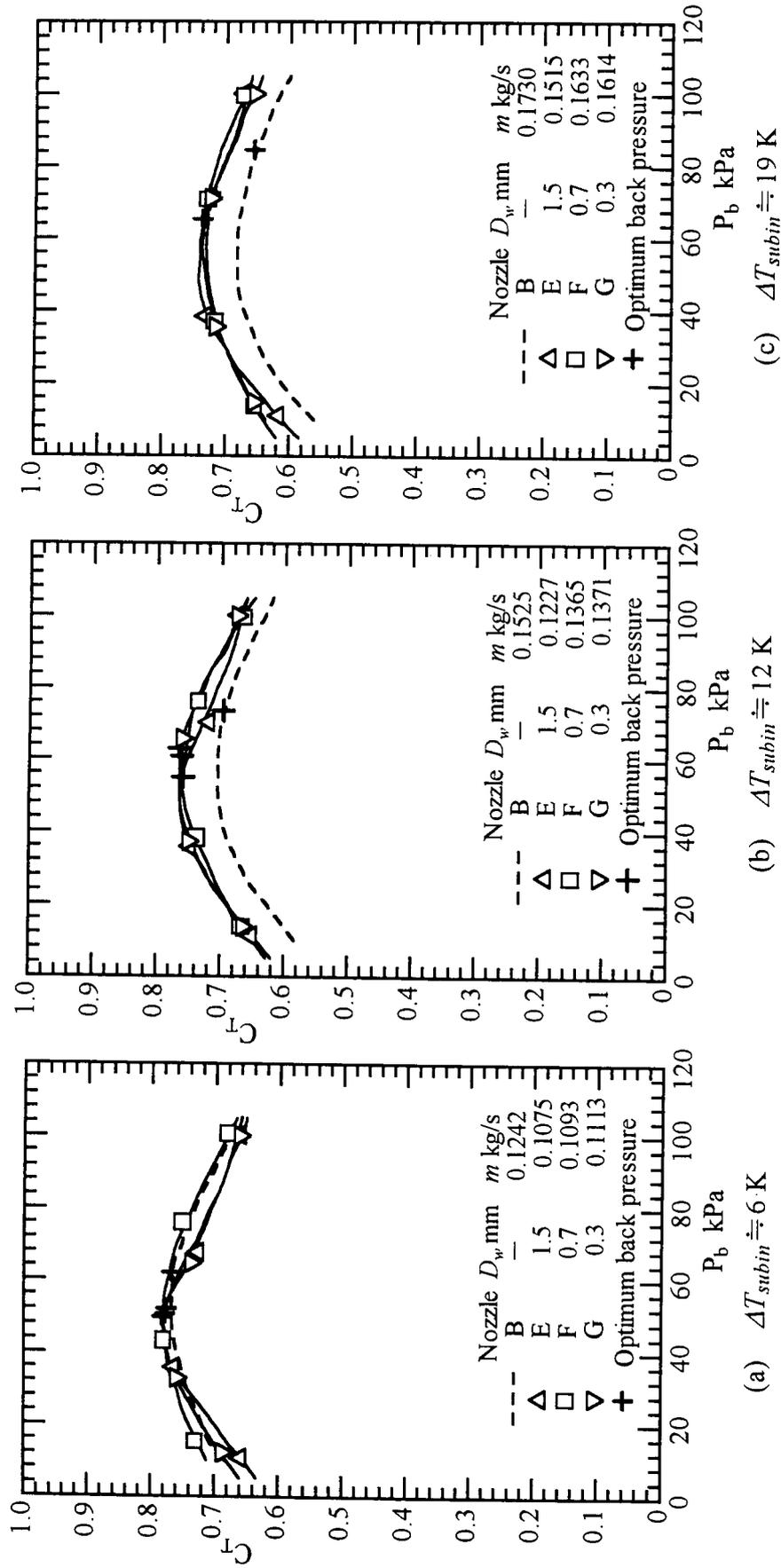
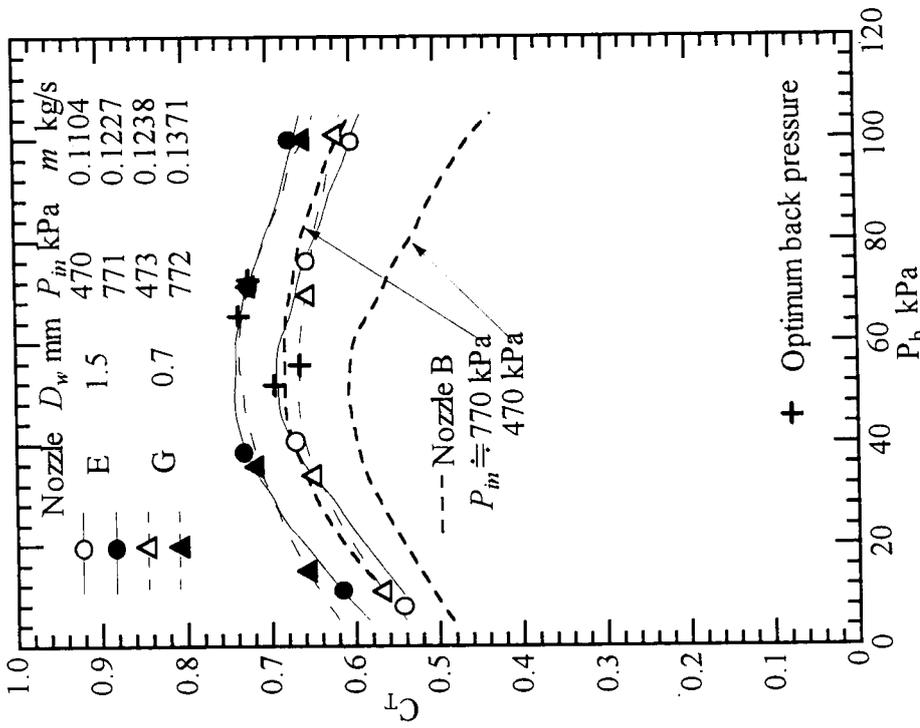
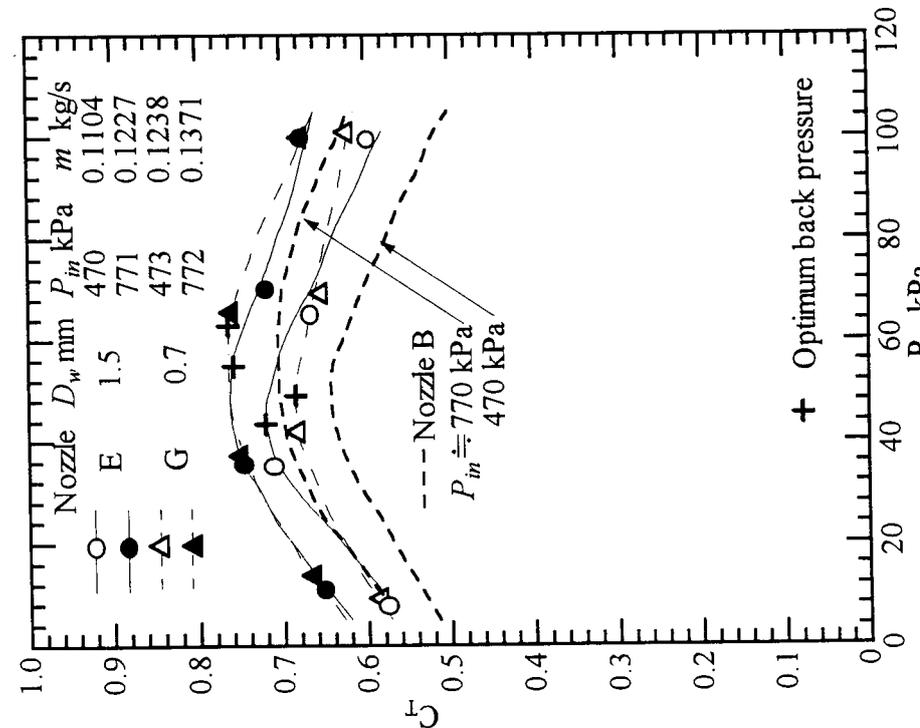


図3-20 推力係数(細線設置ノズル, $P_{in} \doteq 770 \text{ kPa}$)



(a) $\Delta T_{subim} \doteq 12$ K



(b) $\Delta T_{subim} \doteq 19$ K

図3-21 推力係数 (細線設置ノズル, 入口圧力 P_{in} の影響)

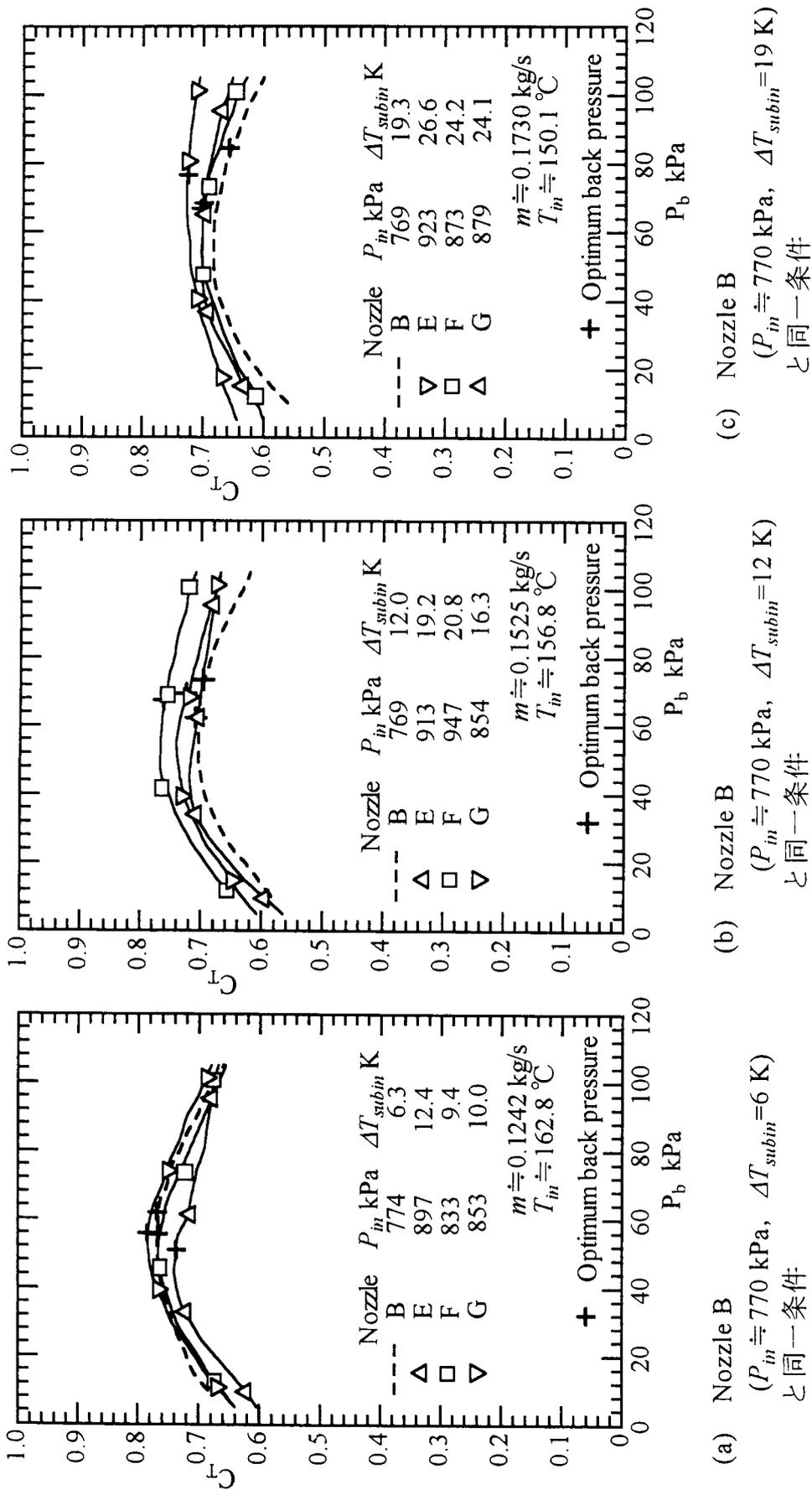


図 3-3-2 推力係数 (入口エネルギー一定の場合)

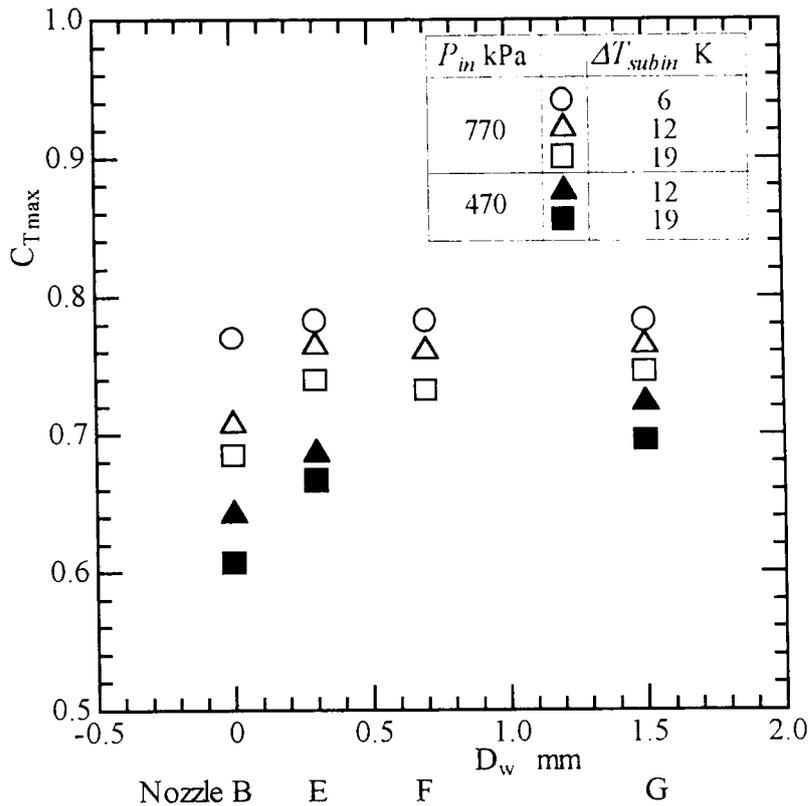
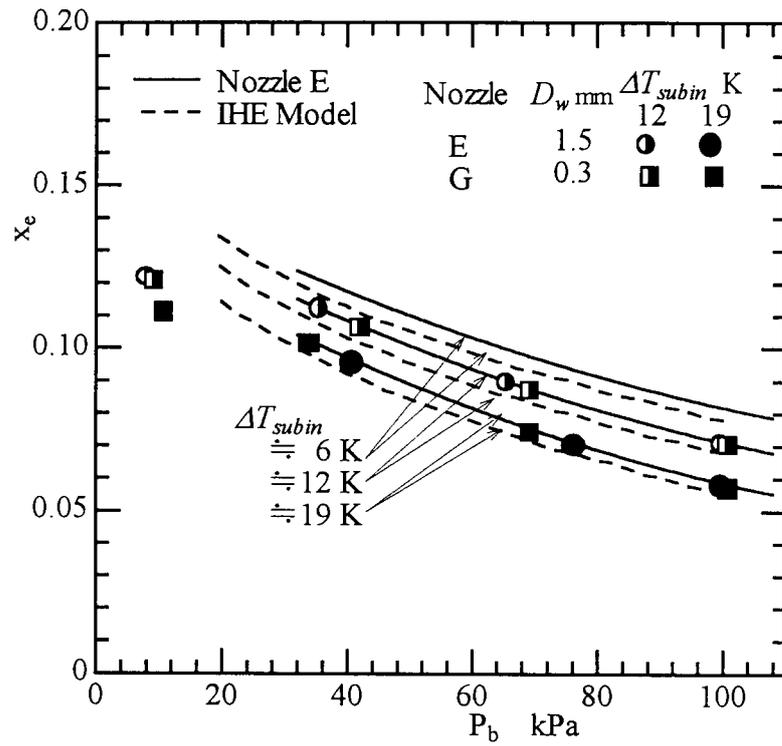


図 3 - 2 3 推力係数極大値への細線径の影響

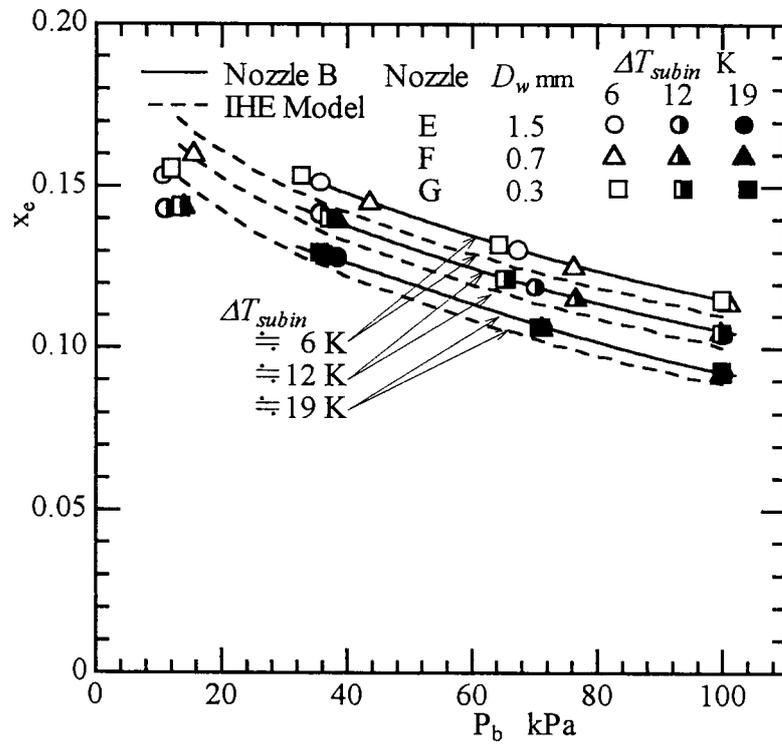
3.4.4.3 出口乾き度及び出口スリップ比

細線設置ノズルの実験結果から項 2.5.4.3 に示す方法に従い求められた出口乾き度をノズル背圧に対し入口圧力及び入口サブクール度をパラメータとして図 3 - 2 4 (a), (b)に示す. 図(a)が $P_{in} \cong 470$ kPa, 図(b)が $P_{in} \cong 770$ kPa とした場合の結果である. 図中, 標準ノズルでの実験結果が実線で, IHE モデルによる計算結果が破線で示されている. いずれの細線設置ノズルにおいても細線のない標準ノズルと定性的にも, 定量的にもほぼ同じ結果となっている.

図 3 - 2 5 に, 入口圧力 $P_{in} \cong 770$ kPa における, 入口サブクール度 ΔT_{subin} と適正膨張時の出口スリップ比の関係が全てのノズルについて示されている. この図より, 入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \cong 12, 19$ K においては細線設置により出口スリップ比が大幅に減少している事がわかる. このスリップ比の減少により推力係数が向上しているものと思われる. しかし, $\Delta T_{subin} \cong 6$ K においてはそれほどスリップ比の減少が見られない. この傾向は推力係数の結果とよく一致している.



(a) $P_{in} \doteq 470$ kPa



(b) $P_{in} \doteq 770$ kPa

図 3 - 2 4 出口乾き度 (細線設置ノズル)

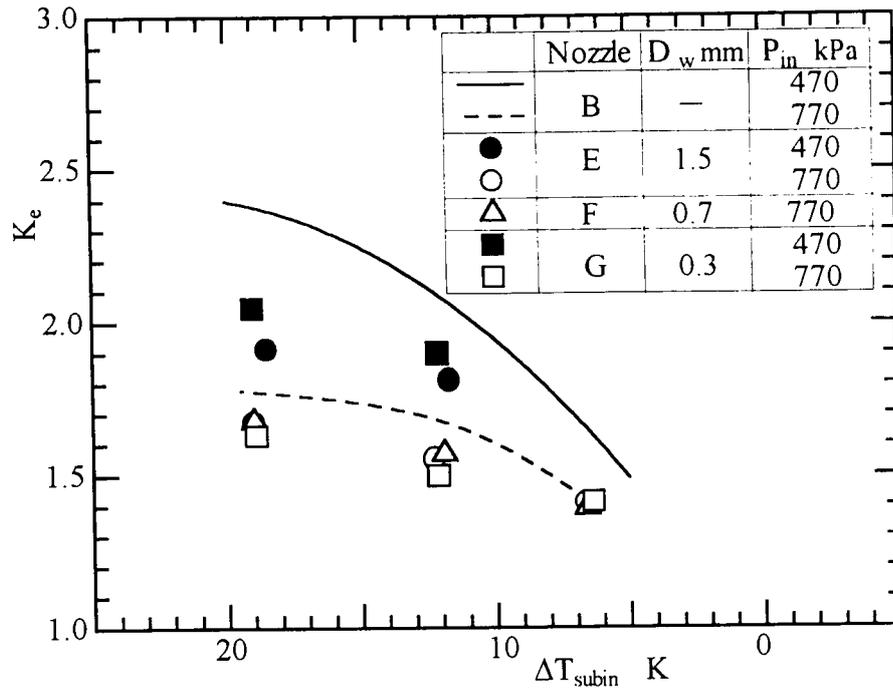


図 3-25 出口スリップ比 (細線設置ノズル)

3. 5 結 言

本章では流れを攪乱することにより沸騰開始を促進し圧力アンダーシュートを低下させるため標準ノズル (絞り角 28° , 広がり角 6°) ののど部近傍に細線を設置した 3 本のノズル E (細線直径 1.5mm), F (細線直径 0.7mm), G (細線直径 0.3mm) に対し実験を行い, 細線の有無及び細線直径の影響についての考察を行った。

以下, それらの結果を示す。

- (1) 細線の設置により圧力アンダーシュートを大幅に減少させることができた。
- (2) 入口圧力 $P_{in} \doteq 770$ kPa, 入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \doteq 12, 19$ K においては細線の設置による推力係数の向上がみられた。しかし, 入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \doteq 6$ K では細線の設置による効果がほとんど見られなかった。
- (3) 細線の直径が太いほど圧力アンダーシュートが低下し, 推力係数が高くなる傾向が見られるが, 細線の有無の比較に比べ, その効果はわずかであった。

第4章 中性子ラジオグラフィによる計測法

4. 1 緒言

気液二相流の熱流動現象を明らかにするには、その流動挙動および流動様式を把握することが重要とされる。特に、相変化を伴う流れについては、気液各相の平均流速や相変化量を推定するためにもボイド率が重要なパラメータであり、また、入口サブクール状態で減圧沸騰を伴う場合、沸騰開始点を特定するためにも流動の可視化とボイド率計測は重要である。しかし、本研究で対象とする流動現象は高温下、もしくは高压下であるため、試験部は透明アクリル樹脂やガラスなど透明素材により製作し難く、可視光による流動現象の可視化は困難である。さらに、減圧沸騰時、沸騰核が流路壁面上のキャビティから生成するとも考えられることから、想定される研究対象の機器と同じ材質であることが望ましい。

一方、流路断面積の変化もしくは壁面摩擦に伴い圧力が変化し、乾き度も変化するため未発達な流れであることから従来の手法によるボイド率計測も容易ではない。一般に、流れ方向に対し乾き度が変化する流動については空間分解能の高い計測法が必要とされ、電気抵抗や放射線透過率の差異を利用した方法により行われている。しかし、前者については間欠流など液相が連続相である場合には有効であるが、液滴が存在する流れについては液滴が無視されるため誤差が生じ易く、また、センサーの制約上、軸方向の分布を詳細に計測することは困難である。また、後者については、X線や γ 線を用いた手法があるが、X線は物質に対する放射線透過率が物質の原子番号に対し単調増加する特徴を有し、一方、 γ 線は物質の密度にほぼ比例して放射線透過率が增大する特徴があることから、容器が金属容器の場合、作動流体よりも容器における放射線の減衰が大きくなるため作動流体の厚みに対し十分な可視化映像のコントラストを得るのが困難である。

そこで、本研究では、減圧沸騰を伴う流れの可視化及びボイド率計測を目的とし、放射線を利用した可視化手法の一つである中性子ラジオグラフィ法による可視化実験を行った。本章では中性子ラジオグラフィ法の原理・特徴及びシ

システムについて調べ、画像処理によるボイド率の定量計測手法について検討したので、その結果について述べる。

4. 2 中性子ラジオグラフィーの原理・特徴

ラジオグラフィーは物体を構成する元素の放射線透過率の差異により、物体または物体内部の状態を透視画像として観察する手法である。物体を透過した放射線は、

- (1) 蛍光コンバータにより可視光に変換してスチルカメラもしくはTVカメラで撮影する実時間法
- (2) 放射線に感光するフィルムに焼き付けるフィルム法
- (3) 放射線計測器で多点の測定を行い、コンピュータで再構成して作画するCT法

などの方法で観察される。放射線としてX線を用いた場合、これらはそれぞれ、レントゲンの直接撮影(1)、間接撮影(2)、CTスキャナー(3)に対応する。レントゲン以外でもX線ラジオグラフィーは、機械要素の溶接箇所の検査など種々の非破壊検査に用いられており、気液二相流の分野においても高速X線CTスキャナーによるボイド率分布計測が実用化されている。実時間ラジオグラフィ法により気液二相流を可視化する場合、ボイド率の時間変動が小さい場合は、TVカメラによる撮像画像を時間積分することによりフィルム法と同様な高品位の静止画像を得ることができる。

中性子ラジオグラフィ法は中性子線による透視手法であり、中性子線の物体に対する透過の性質がX線や γ 線と大きく異なるため、X線や γ 線では困難であった透視が可能となることが期待できる。

照射体中の放射線量の減衰は一般に次式で表される。

$$I = I_0 \exp(-\mu t) \quad (4-1)$$

ここで、 I_0 は入射線量、 I は照射体中の中性子線方向に対し t cmの位置における線量、 μ は被写体の減衰係数であり照射体の組成で決定される。放射線の透過の指標は減衰係数を照射体の密度 ρ で除した質量減衰係数 $\mu_m = \mu/\rho$ が用

いられ、この値が大きいほど放射線の減衰が大きく不透明である。

中性子線の減衰は吸収 (absorption) と散乱 (scatter) の二種類に大別され、両者の和で減衰率が決定される。吸収は照射体の原子核に中性子が取り込まれることであり、照射体の原子核は別の原子核に変化し、中性子は消滅することにより減衰する。一方、散乱は照射体の原子核に中性子が衝突し、弾性又は非弾性衝突をして別の方向へそれてしまうことにより減衰するものである。

天然元素の質量減衰係数を原子番号に対し図 4-1 に示す。図中、実線は X 線に対する質量減衰係数であり、中性子線に対する値がプロットされている。中性子線の場合、物質によって吸収と散乱による減衰の比率は大きく異なるため、図では吸収による減衰係数を μ_A 、散乱による減衰係数を μ_S とし、熱中性子に対し散乱減衰係数が大きい物質 ($\mu_S/\mu_A > 10$) を■で、吸収減衰係数が大きい物質 ($\mu_A/\mu_S > 10$) を△で、吸収による減衰のみ測定値で示す物質を▲で、その他を○で示す。この図より、X 線の質量減衰係数が原子番号に対し単調に増加しているが、中性子線の場合、質量減衰係数は原子番号に対して大きく変化しており、多くの重金属をよく透過するのに対し、特に水素(H)、水(H₂O)、カドミウム(Cd)、ガドリニウム(Gd)などでは中性子の減衰が大きいことがわかる。つまり、中性子線は鉄(Fe)やアルミニウム(Al)、銅(Cu)など通常配管材料としてよく用いられる金属に対して減衰が小さく、作動流体に含まれることの多い水に対し減衰が大きいことから、可視光では困難な金属容器内の流れの可視化が X 線や γ 線によるラジオグラフィよりも効果的に行う事が期待できる。

4. 3 中性子ラジオグラフィシステムの概要

中性子ラジオグラフィシステムは、中性子源、コリメータ、検出器 (コンバータ)、撮像装置、録画装置などで構成される。以下にそれらの要素について簡単に説明する。

(a) 中性子源

現在、中性子ラジオグラフィに必要な中性子源として、放射性同位元素、加速器、原子炉を利用したものがある。

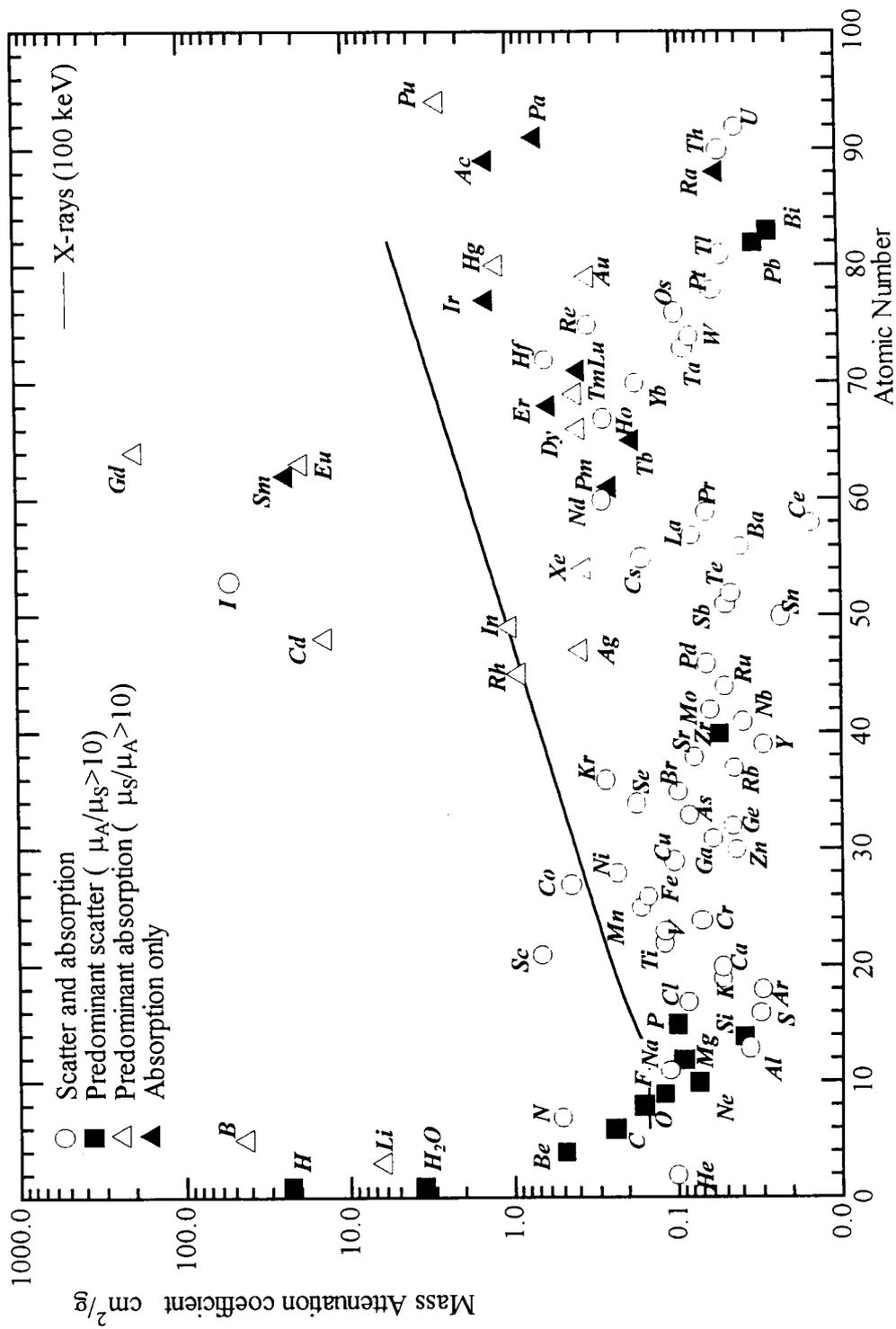


图 4-1 質量減衰係数

放射性同位元素を利用したものは、可搬で扱いが容易であるが、得られる中性子線の強度が非常に弱いため実時間計測は困難である。

次に、加速器を用いたシステムでは、陽子を加速器で加速しベリリウムターゲットにあてることで核反応を起こし高速中性子を得る。高速中性子はモデレータで減速され熱中性子となり、コリメータで平行ビームにされた後、被写体に照射される。このシステムは原子炉ほどの建屋は必要とせず、比較的小型で経済的なシステムを構築することができる。しかし、中性子線の強度が原子炉ほど得ることができないため実時間計測での画質は低下する。

次に、原子炉を利用したシステムでは、ウラニウム (^{235}U) などの原子核分裂の連鎖反応を制御しながら、核分裂により発生する中性子を利用する。発生した高速中性子を直接利用するシステム、重水の減速材で減速された熱中性子を用いるシステムがある。原子炉を使用する場合、実時間計測に十分な中性子線強度を得ることができるが、核燃料の規制、環境への配慮、巨大な建屋の必要性からシステム管理や運用にかかる経費が膨大になるため、システムの新たな設置は困難である。

(b) コリメータ

コリメータは中性子源よりでる中性子の方向を限定して平行ビームとし、画質をよくするために用いられる。一般に用いられるのは中性子線方向に断面の広がるダイバージェント型コリメータ (図 4-2) であり、円形断面の円錐状のもの、円形が矩形のピラミッド状のものがある。ダイバージェント型コリメータではコリメータ出口での中性子束 (被写体に照射される強度) は入口での中性子束に対し下式で近似的に求められる。

$$I_o/I_i = 1/16(D/L)^2 (1+2l/L) \quad (4-2)$$

一方、中性子源と被写体の距離を、被写体と透過画像を写し出すコンバータの距離をとした場合、ダイバージェント型コリメータでは図 4-3 に示すように画像に影 (ボケ) が生じる。このボケの幅は距離の比から

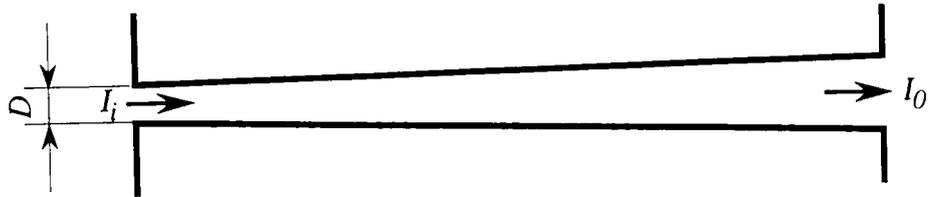


図4-2 ダイバージェント型コリメータ

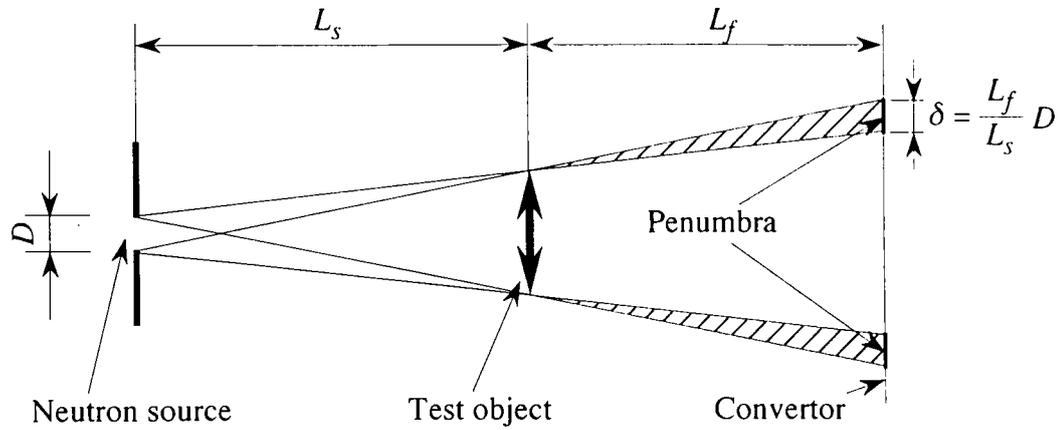


図4-3 ダイバージェント型コリメータで生じる画像の影（ボケ）

$$\delta = \frac{L_f}{L_s} D \quad (4-3)$$

大抵の場合、 $L_f \ll L_s$ であるから、 $L_s \cong L$ と近似して次式が得られる。

$$\delta = \frac{L_f}{L} D \quad (4-4)$$

つまり、コリメータにより生じる画像のボケは入口開口部の直径 D と全長 L の比 D/L に関係しているため、この逆数 L/D はコリメータ比として中性子線の平行度の目安とされる。また、式(4-2)よりコリメータ出口の中性子束 I_o は L/D が大きいほど大きくなる。つまり、 L/D を大きくすれば中性子線の平行度がよく鮮鋭な画像が得られるが、被写体に照射される中性子束が小さくなってしまいう問題が生じる。そのため、透視の目的に応じて適切なコリメータ比を選択する必要がある。

(c) 検出器 (コンバータ)

中性子線は写真用フィルムやビデオカメラに直接写らないので、中性子線は α 線、 β 線、 γ 線、可視光などに変換し計測される。この変換素子をコンバータと呼ぶ。実時間ラジオグラフィシステムでは中性子を可視光に変換し、可視画像をビデオカメラもしくはスチルカメラで撮影する。可視光への変換には、B や Li を含む物質と ZnS(Ag)などの蛍光剤を混合した物質をフィルム状とし、B または Li と中性子との反応によって発生した α 線で蛍光剤を発光させる蛍光コンバータが用いられる。なお、静止画撮影を行うときは、 α 線によってフィルムを直接感光させる方法やフィルム法に比べ感度が2桁近く高いイメージングプレートを用いる方法がある。

(d) 撮像方法

中性子ラジオグラフィ画像の撮影方法として、フィルムやイメージングプレートにより直接記録する方法とコンバータを介し可視光に変換した画像をカメラで撮影する方法がある。動画像もしくは連続画像が必要な場合には後者の方法が用いられる。従来、撮像装置には、高感度 TV カメラ、SIT (Silicone Intensified Target) 管カメラ、高速度カメラ、冷却型 CCD (Charge Coupled Device) カメラが用いられており、撮像機器への中性子線の直接入射を避けるため鏡を介して撮像される。本研究で使用した、高感度 TV カメラによる撮像システムを図4-4に、冷却型 CCD カメラによる撮像システムを図4-5にそれぞれ示す。高感度 TV カメラからは画像データが NTSC 形式のアナログ信号として実時間で出力されるのに対し、冷却型 CCD カメラの場合、バッチ処理によりスチル画像のデータが 16bit のデジタル信号 (輝度データは 14bit, 16384 階調) としてホストコンピュータに転送される。また、冷却型 CCD カメラを利用する場合、CCD 素子への放射線の直接入射を避けるためカメラ本体にはポリエチレン樹脂及び鉛によりシールドが施されている。

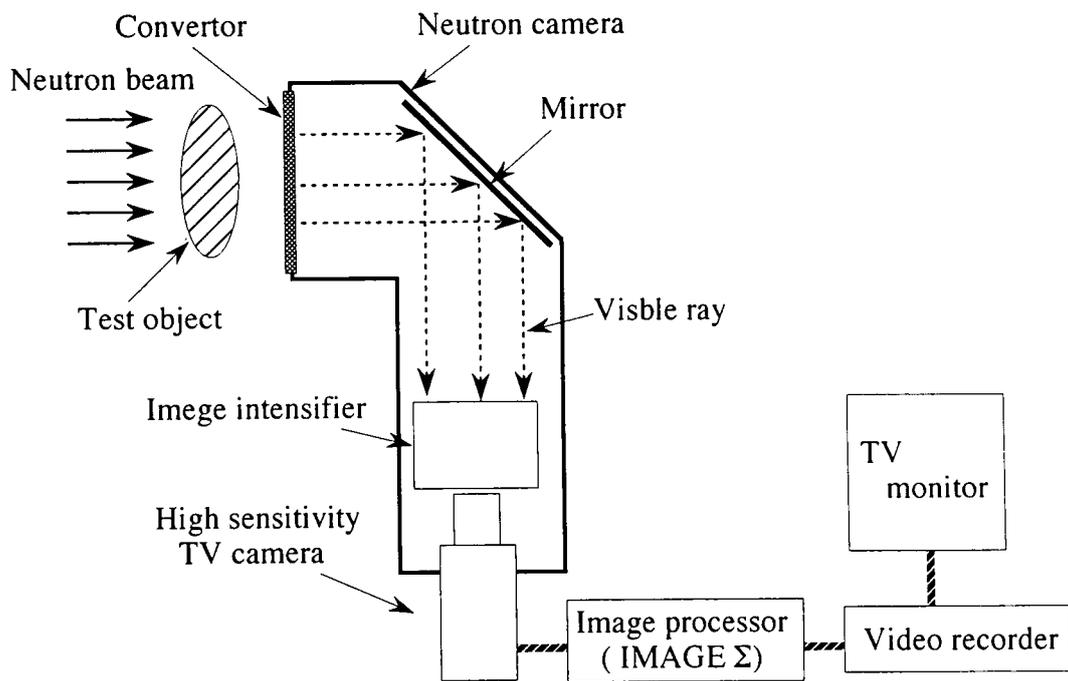


図 4 - 4 高感度 TV カメラを利用した撮像システム

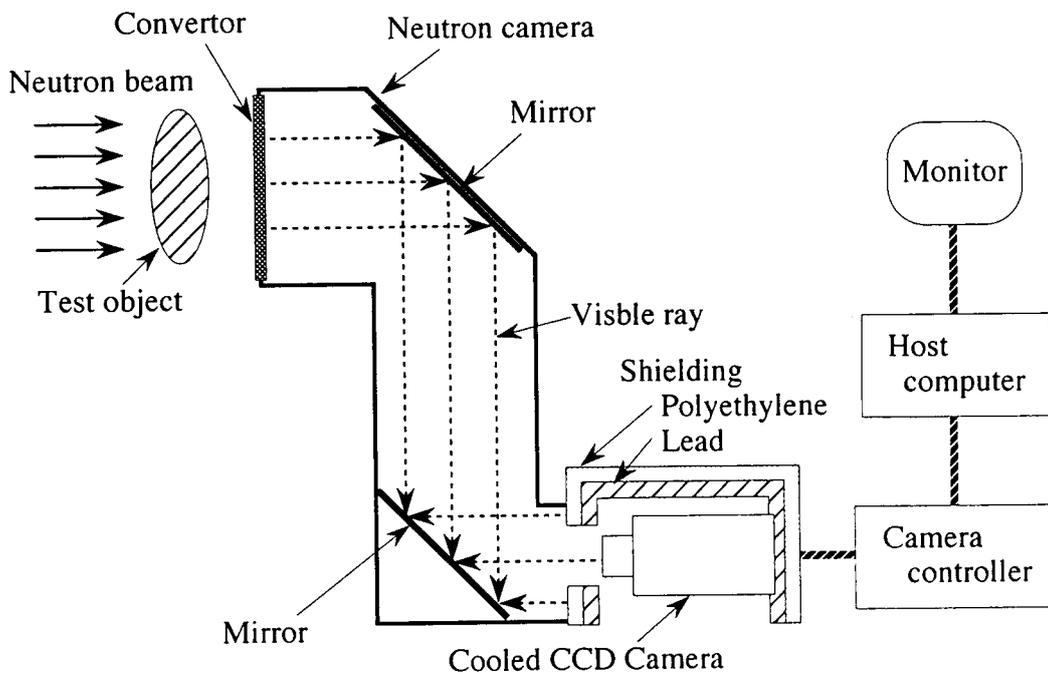


図 4 - 5 冷却型 CCD カメラを利用した撮像システム

以上のように，実時間中性子ラジオグラフィシステムではコリメータを含めた中性子源がその性能を左右する．つまり，中性子線の中性子束密度が一様で高く安定していること，平行度が高いこと，熱中性子成分が多いことが望ましい．本研究では二相膨張ノズル内の流動挙動の可視化実験（第5章）を住友重機械工業株式会社（愛媛県東予市）所有のサイクロトロン加速器を利用したシステム⁽⁵¹⁾により，また，キャピラリーチューブ内の流動挙動の可視化実験（第7章）を日本原子力研究所東海研究所（茨城県東海村）の研究炉 JRR-3M を利用したシステム^{(52), (53)} により行った．システムの概略をそれぞれ図4-6，図4-7に示す．また，被写体の部分で得られる中性子束，そして中性子線の平行度の尺度であるコリメータの L/D を，米国ペンシルバニア州立大所有の原子炉を利用した熱中性子ラジオグラフィシステム及び東京大学弥生炉の高速中性子ラジオグラフィシステムのものと一緒に表4-1に示す．

表4-1 中性子線源の仕様

中性子源	中性子束 I_0 [neutron/cm ² s]	コリメータ比 L/D [-]	照射範囲 [mm ²]
日本原子力研究所 研究炉 JRR-3M	1.5×10^8	170	255 × 305
住友重機械工業株式会社 サイクロトロン加速器	2.0×10^6	44	300 × 240
ペンシルバニア州立大 TRIGA 型原子炉	4.0×10^6	55	φ229
東京大学 研究炉 弥生炉	1.8×10^7	74	φ200

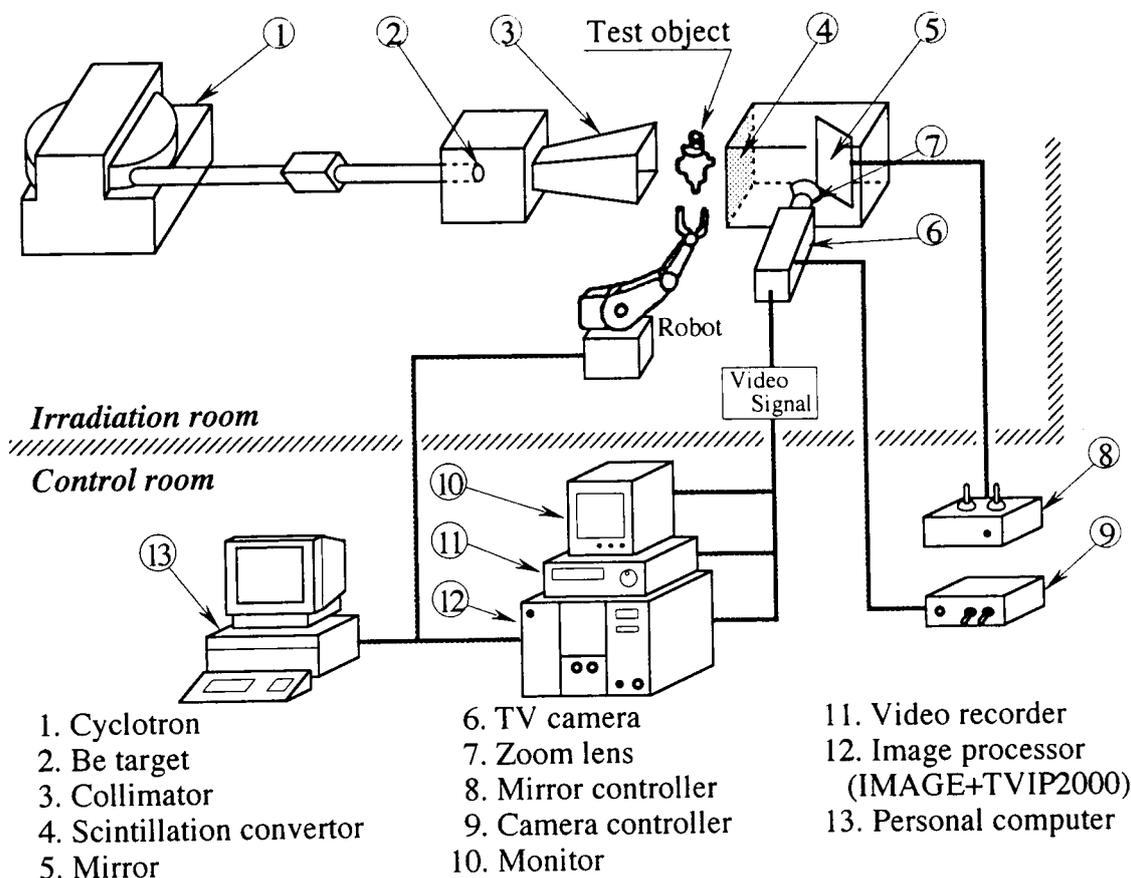


図 4-6 サイクロトン加速器を利用した中性子ラジオグラフィシステム
(住友重機械工業(株), 東予事業所)

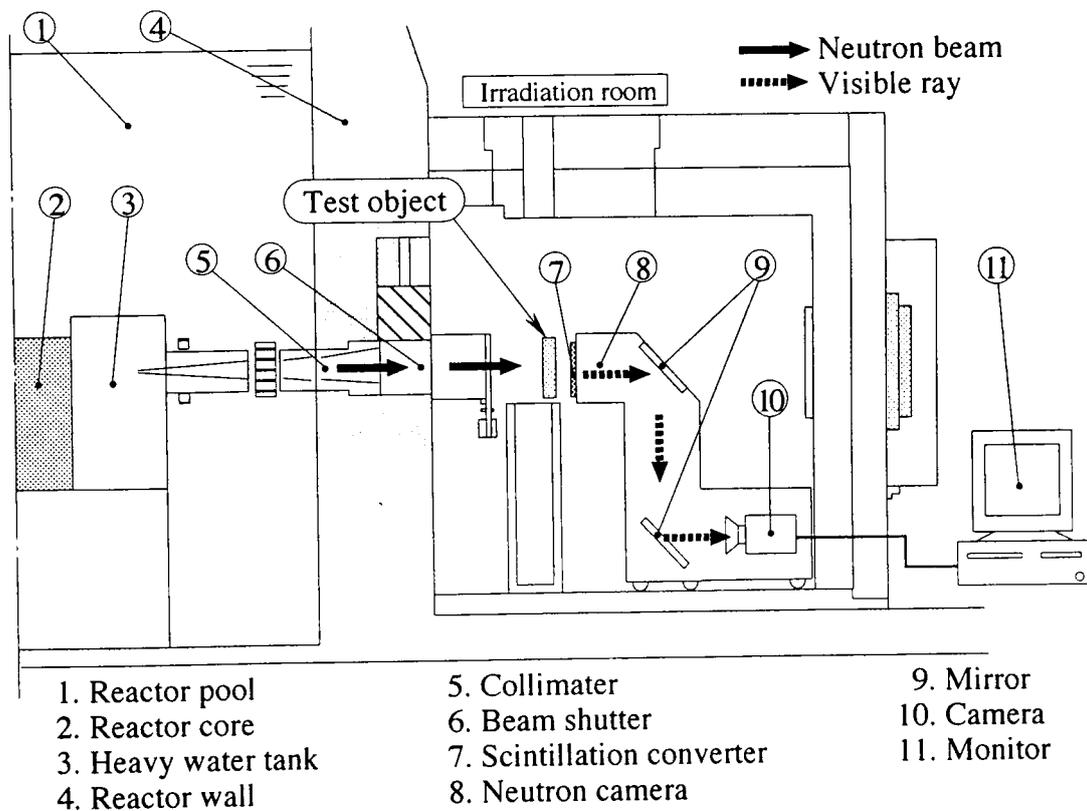


図 4-7 原子炉を利用した中性子ラジオグラフィシステム
(日本原子力研究所, 東海研究所, 研究炉 JRR-3M)

住友重機械工業（株）所有の中性子ラジオグラフィシステム（図 4-6）は小型のサイクロトロン加速器①を中性子源に用いている。サイクロトロンは垂直に磁場をかけた水平面内で荷電粒子を円運動させ、接線方向に電場をかけてその運動半径を大きくする事により加速する加速器であり、直線的に加速するライナックよりも小型で高エネルギーを得ることができる。今回使用したシステムでは陽子はサイクロトロンで 18MeV に加速される。加速された陽子はターゲットのベリリウム②にあてられ核反応を起こして高速中性子が得られる。この高速中性子はポリエチレン製モデレータ中で減速され熱中性子となり、コリメータ③で平行ビームにされて試験部に照射される。中性子線は試験部で減衰し、コンバータ④上で可視光に変換され、鏡⑤を介して高感度 TV カメラ⑥で毎秒 30 コマの映像として撮影される。照射実験中、カメラや鏡の操作、実験装置の制御は照射室外からリモートコントロールにより行うことができる。

一方、日本原子力研究所の研究用原子炉を利用したシステム（図 4-7）では、核分裂により発生した高速中性子は重水プール③で減速することで熱中性子として利用される。熱中性子線はコリメータ⑤で平行ビームにされたあと照射室内にある被写体に照射される。中性子線の照射はビームシャッターの開閉により任意に行うことができる。被写体の部分で得られる中性子束は 1.5×10^8 であり、サイクロトロン加速器を用いたシステムより 2 オーダー高く、世界最高水準の値である。また、ビームの平行度の尺度であるコリメータの L/D は 170 である。被写体を透過した中性子線は、コンバータ⑦上で可視光に変換され可視画像が鏡⑨を介してカメラ⑩で撮影される。撮像機器として毎秒 30 コマの SIT 管カメラ、高速度ビデオカメラ、冷却型 CCD スチルカメラがある。

4. 4 中性子線の統計的性質

中性子ラジオグラフィにより得られた画像に対し画像処理を施しボイド率を計測する場合，中性子線の揺らぎがその測定精度に大きな影響を及ぼす．ここでは線源の特性を評価するため中性子線の揺らぎに起因する可視化画像の統計的性質について述べる．

一般に，実時間法で中性子ラジオグラフィを行うには 10^5 neutron/cm²s 以上の中性子束が必要とされる．本研究で利用したシステムでは 2×10^6 以上の中性子束が得られているが， 2×10^6 neutron/cm²s であれば，毎秒 30 フレーム， 768×512 画素，視野 200×200 mm² のビデオ画像 1 フレームにおける 1 画素あたりの中性子数は高々 70 個程度であり，中性子の統計的な揺らぎは無視できない．そこで，Taniguchi ら⁽⁴⁴⁾ による手法に従い，本研究で利用した中性子ラジオグラフィシステムに対し，可視化画像に及ぼす中性子線の統計的揺らぎの影響を評価した．

1 画像において，各画素の持つ輝度の平均値と分散が，局所の画素群の平均値と分散に等しいと仮定する．いま， $(2n+1) \times (2m+1)$ の画素群に対し，画素の輝度 S_{ij} についての平均値 f_{ij} ，分散を σ_{ij} とすると

$$f_{ij} = \frac{1}{(2n+1)(2m+1)} \sum_{k=i-n}^{i+n} \sum_{l=j-m}^{j+m} S_{kl} \quad (4-5)$$

$$\sigma_{ij}^2 = \frac{1}{(2n+1)(2m+1)} \sum_{k=i-n}^{i+n} \sum_{l=j-m}^{j+m} (S_{kl} - f_{ij})^2 \quad (4-6)$$

中性子線の強度を I_{ij} とし，コンバータ上の中性子線の強度と画像の輝度が比例すると仮定すると，

$$S_{ij} = GI_{ij} + O \quad (4-7)$$

ここで， G はゲインであり，コンバータと撮像系の特性に依存する． O はオフセット量であり，撮像系や線源の特性によるシフト量，そして被写体での中性子の散乱やコンバータと撮像機器間での光子の散乱による輝度の変動成分によるものである．

中性子の揺らぎはポアソン分布になるとし、 G はコンバータと撮像系の特性に変化がなく一定であるとして、 O の変動は加味すると、

$$f_{ij} = GI_{ij} + O \quad (4-8)$$

$$\sigma_{ij}^2 = G^2 I_{ij} + \sigma_O^2 \quad (4-9)$$

ここで、 σ_O^2 は O の分散である。式 (4-8)、(4-9) から G または I_{ij} を消去するとそれぞれ次式が得られる。

$$\sigma_{ij}^2 = \frac{1}{I_{ij}} (f_{ij} - O)^2 + \sigma_O^2 \quad (4-10)$$

$$\sigma_{ij}^2 = G(f_{ij} - O) + \sigma_O^2 \quad (4-11)$$

画面上で物体のない部分についてはコンバータ上での中性子線密度 I_{ij} を一定とみなすと、式 (4-10) より σ_{ij}^2 は f_{ij} の二次関数となる。また、物体のある部分では G を一定として式 (4-11) より σ_{ij}^2 は f_{ij} に比例することがわかる。

住友重機械工業 (株) 所有のサイクロトロンを利用した中性子ラジオグラフィシステムでの評価結果を図 4-8 (a), (b) に示す。実時間ビデオ撮影で得られた動画像 (30 fps) の 1 フレームの画像に対し、 $n=m=7$ すなわち 15×15 の画素群について得られた結果が示されている。図(a)は物体のない部分、そして図(b)が物体のある部分についての結果である。これらの結果は、式 (4-10)、(4-11) で予測される傾向を示している。また、分散値が平均値に対し大きいことがわかる。

4. 5 画像処理によるノイズ除去

高性能 TV カメラや冷却式 CCD カメラにより撮影された画像には項 4. 4 で示した中性子の揺らぎによるちらつきに加え多数のノイズが生じる。このようなノイズは、ボイド率の定量計測を行う際に誤差が増大する要因となり得ることから、前処理としてランダムに生じたノイズを極力抑えなければならない。ここでは、連続フレーム画像の時間積分による平均化操作、局所ノイズに対する空間フィルター処理の効果を評価したので、得られた結果を述べる。

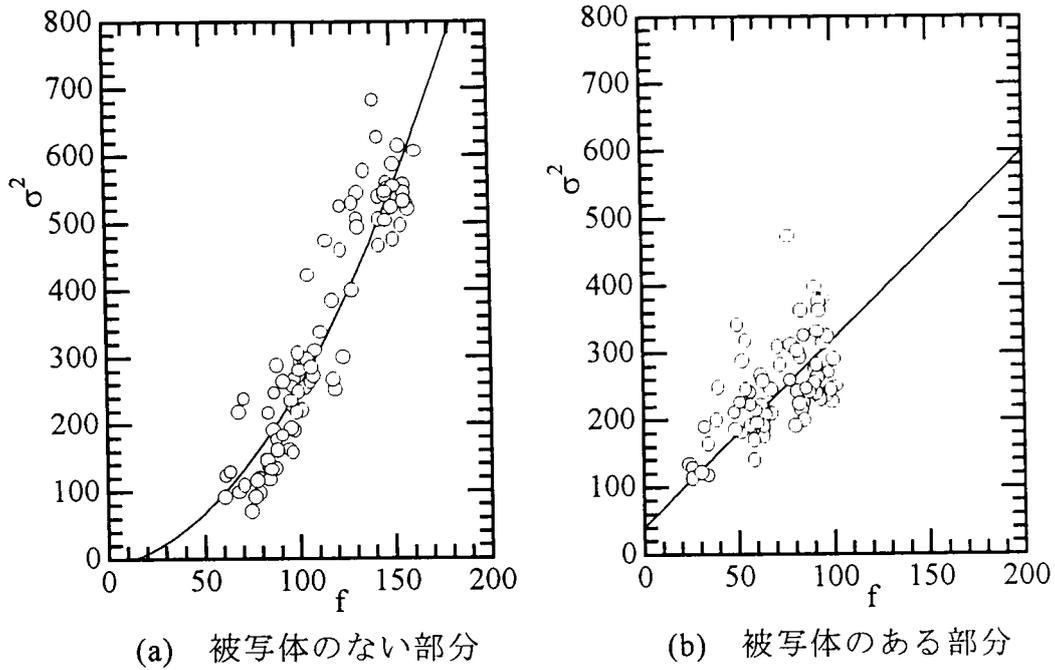


図 4-8 サイクロトロンを利用した中性子ラジオグラフィシステムでの
実時間可視化画像における輝度の分散

4.5.1 時間積分処理

前項 4. 4 で示されたとおり，中性子束が低い場合には 1 フレーム画像，1 画素当たりの中性子量が小さくなるため中性子の統計的揺らぎに起因するランダムなノイズが生じる．静止画や定常状態を対象とする場合，フレーム積分を行い統計量を増大させることで画質の向上が望めるものと予想される．

時間積分の枚数を N 枚とし，ゲイン G ，オフセット O についても変動を考えると，積分画像における輝度の平均値及び分散は式 (4-8)，(4-9) を用いて次式で求められる．

$$f_{ij} = G_{ij} \cdot I_{ij} \cdot N + O \cdot N \quad (4-12)$$

$$\sigma_{ij}^2 = G^2 \cdot I_{ij} \cdot N + \sigma_G^2 \cdot I_{ij}^2 \cdot N^2 + \sigma_b^2 \cdot N \quad (4-13)$$

ここで， σ_G ， σ_b が小さい場合には，

$$\frac{\sigma_{ij}}{f_{ij}} = \frac{G \sqrt{I_{ij}}}{G \cdot I_{ij} + O} N^{-0.5} \quad (4-14)$$

となる。従って、輝度の標準偏差と平均値の比は積分枚数の平方根 (\sqrt{N}) に反比例し、積分枚数が多いほど、中性子の統計的揺らぎによる標準偏差が小さくなると言える。つまり、中性子線源の強度が低く、中性子線の揺らぎが大きい場合、ノイズの少ない高質の画像を得るには、画像の時間積分が有効である。サイクロトロンを用いたシステム（住友重機械工業株）で撮像されたアクリル階段の可視化画像に対し、積分枚数を 2～256 枚の範囲で変化させた場合の処理結果を原画像と併せて図 4-9 (a)～(i) に示す。また、被写体のない部分での、平均値と分散の関係を図 4-10 (a)～(i) に示す。これより、原画像から 16 枚積分画像に積分枚数を増やすことで分散が大幅に減少しており、画像のちらつきが抑えられているのがわかる。16 枚以上の範囲で時間積分の効果が低下しているのは、コンバータのムラやカメラの特性など他の要因によるノイズの影響によるものと考えられる。

一方、線源として原子炉を用いた日本原子力研究所のシステムで得られた画像に対し、被写体のない部分で平均値と分散の関係をプロットしたものを図 4-11 (a)～(i) に示す。原画像と 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128 枚積分画像について得られた結果がそれぞれ示されている。原子炉（日本原子力研究所, JRR-3M）を利用したシステムでは中性子束強度が 1.5×10^8 と、住友重機械工業株の加速器を用いたシステム (2.0×10^6) に比べ 2 オーダー高く、また安定した出力が得られるので原画像においても分散値が 10 程度と大幅に低下している。また、16 枚の積分画像にすることで若干分散は低下しているが、それ以上では変化は見られない。つまり、日本原子力研究所のシステムでは、原画像についても十分画像処理による計測が可能であり、時間積分する場合も 16 枚（約 0.5 秒）で十分な効果が得られることがわかる。

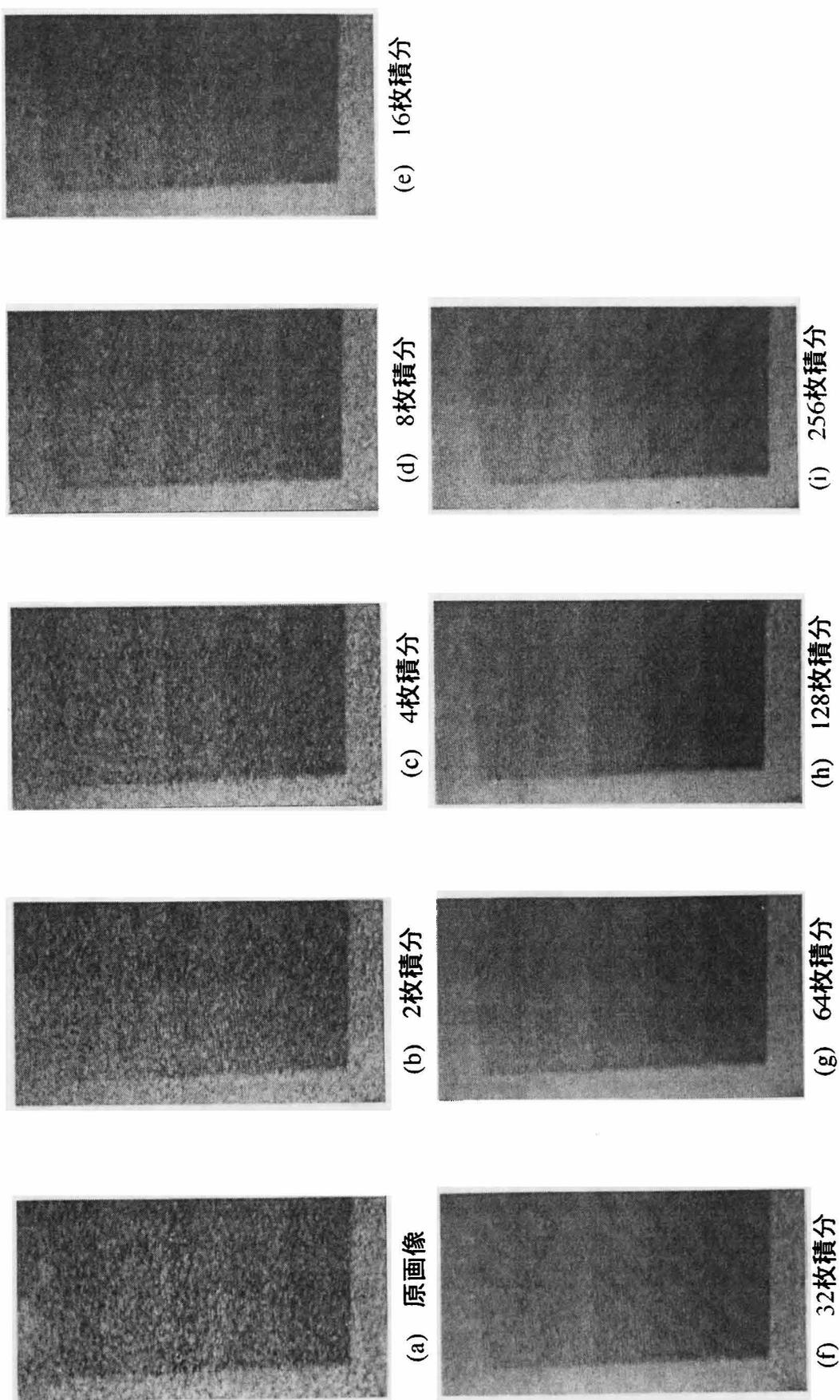


図4-9 時間積分処理
 (サイクロトロン (住友重機械工業株) を利用したシステム)

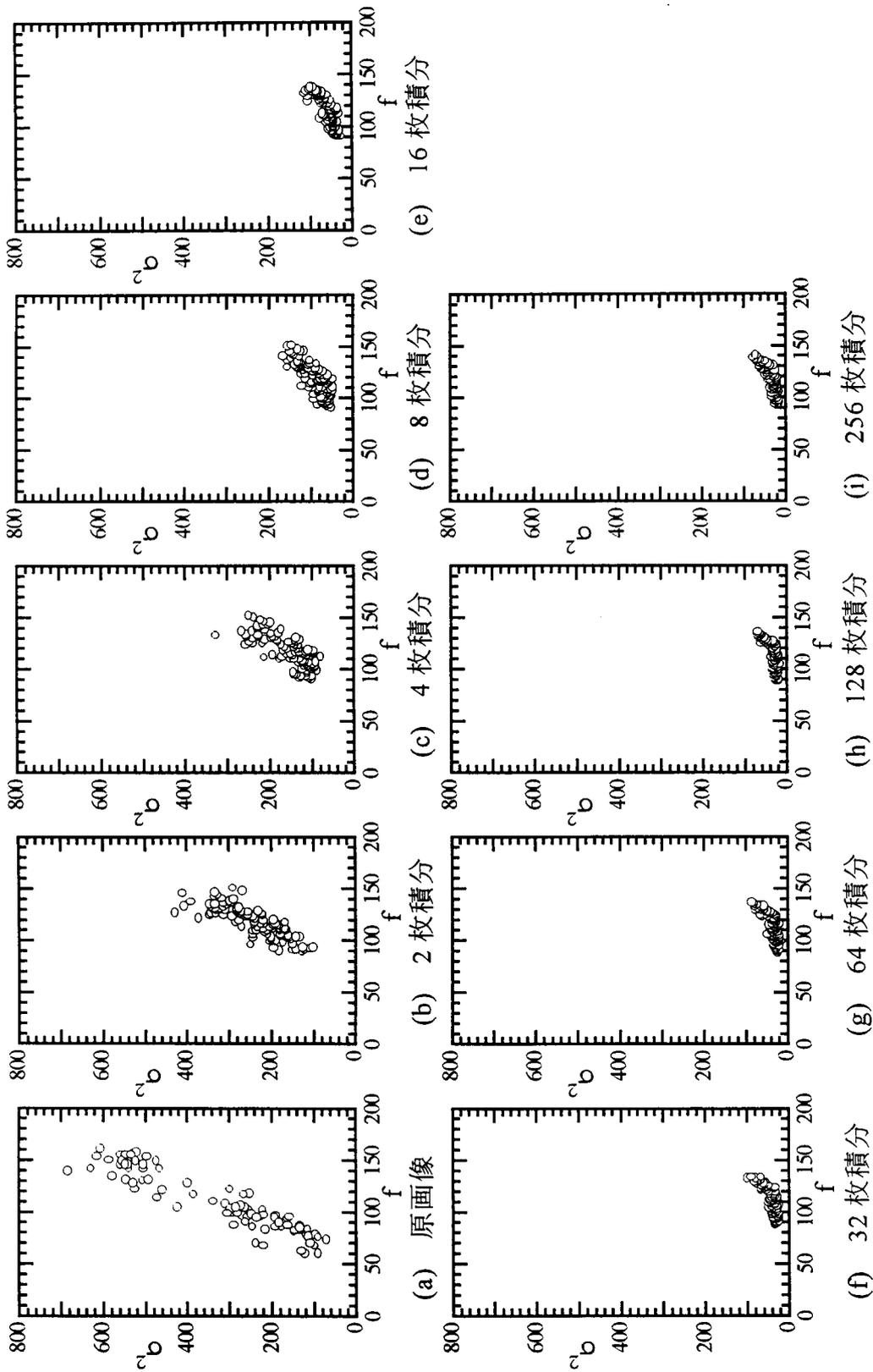


図4-10 時間積分の効果
(サイクロトロン (住友重機械工業株) を利用したシステム)

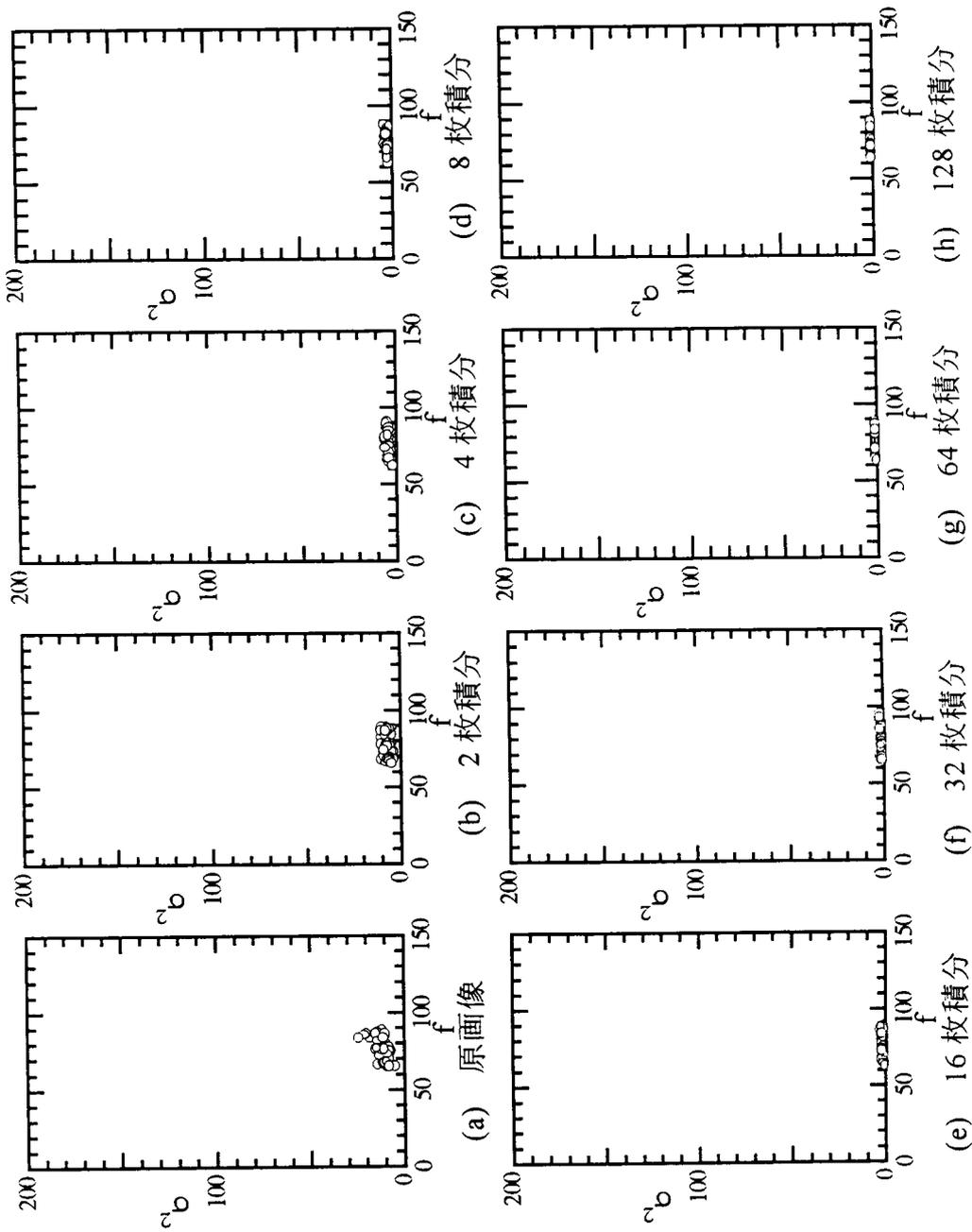


図4-1-1 時間積分の効果
(原子炉 (日本原子力研究所 JRR-3M) を利用したシステム)

4.5.2 空間フィルタ処理

中性子ラジオグラフィ法において、高い空間分解能及び輝度分解能を必要とする場合、空間分解能及び輝度分解能に優れた冷却型 CCD カメラが有効であると考えられるが、冷却型 CCD カメラにより可視光像を撮影する場合、得られた画像には、画像の輝度が周囲に比べ極端に大きくなるスポットノイズが生じる。これは中性子線の照射を行っているときに長時間露光した場合、CCD 素子への放射線の直接入射による発光やシリコンウェハ中の欠陥が要因となり生じるものであり、その大きさは大抵の場合、 3×3 の画素内に収まる。このようなノイズはボイド率の定量的な計測に好ましくなく、ボイド率計測の前に極力除去する必要がある。

一般に、画像のノイズ除去処理として、最小値フィルタや中間値フィルタに代表される空間フィルタを用いることが多いが、最小値フィルタの場合、ノイズ以外に輝度の大きな変化を伴うエッジ部分に対しても平滑化を行うため、輪郭がぼやけ細部構造を保存することが出来ない。一方、中間値フィルタの場合、ホワイトスポットノイズがフィルタ領域の半分以上を占めた場合、ノイズの除去を十分にできず、またエッジを平滑化する恐れがある。つまり、局所的なノイズを除去するためその周辺の画素が影響を受け、フィルタによる誤差が生じる可能性がある。これは、高空間分解能計測には好ましくない。

中性子ラジオグラフィで得られた画像でのホワイトスポットノイズは、周りの画素への影響が小さいことから、周囲の情報をできる限り保存し、効率良くスポットノイズを除去する必要がある。ここでは、ホワイトスポットノイズ除去に非線形のフィルタ手法である数学的モルフォロジの適用を検討したのでその処理方法の詳細及びその効果を示す。

数学的モルフォロジの特徴は行列の内部構造に依存した演算であり、基本となる演算は erosion と dilation である。一次元の濃淡分布に対するモルフォロジ演算について説明する。入力画像の一次元濃度分布を $f(X)$ 、フィルター処理に用いる構造要素を $b(x)$ とする。また、関数 f と関数 b の定義域をそれぞれ D_f 、 D_b とすると、 $f(X)$ の $b(x)$ による dilation, $(f \oplus b)$, erosion, $(f \ominus b)$, はそれぞれ次の演算で定義される。

$$(f \oplus b)(X) = \max\{f(X-x) + b(x) \mid (X-x) \in D_f; (x) \in D_b\} \quad (4-15)$$

$$(f \ominus b)(X) = \min\{f(X+x) - b(x) \mid (X+x) \in D_f; (x) \in D_b\} \quad (4-16)$$

図4-12(a), ~ (f)に一次元画像に対する dilation 及び erosion の一例を示す。原画像の濃淡分布をハッチングで、出力画像のものを破線で示す。図(a)は原画像の濃淡分布 $f(X)$ であり、図(b)は処理で使用した構造要素 $b(x)$ を示す。スポットノイズの大きさが 3×3 画素より小さいこと、また、処理においてスポットノイズの周りへの影響を極力避けるため、 $b(x)$ の大きさは 3×3 とし、中心部のみが1で周りを全て0とした。図(c)は dilation の処理結果である。 $b(x)$ を移動させながら最大値をとるため、輝度の低い部分が埋められ全体に輝度が高めとなる。一方、図(d)は erosion の処理結果である。この場合、最小値をとるため、輝度の高い部分が削られ全体に輝度が低めとなる。そこで、輝度の変化を抑えるため、dilation と erosion の処理を重ねて施した。erosion の後に dilation を施すものを opening, dilation の後に erosion を施すものを closing とする。つまり、opening 及び closing は次式で表される。

$$\text{closing} : (f \oplus b) \ominus b \quad (4-17)$$

$$\text{opening} : (f \ominus b) \oplus b \quad (4-18)$$

closing の処理結果を図4-12(e)に、opening の処理結果を図(f)に示す。closing の場合、dilation のあと erosion を行うため輝度が高いノイズには有効ではないが、opening の場合、周辺輝度の変化を極力抑え、輝度の高いノイズが効率よく除去されている。ホワイトスポットノイズには opening が有効であることがわかる。

二次元分布に対する演算は一次元の場合と同様、dilation, erosion に対しそれぞれ下式で定義される。

$$(f \oplus b)(X, Y) = \max\{f(X-x, Y-y) + b(x, y) \mid (X-x, Y-y) \in D_f; (x, y) \in D_b\} \quad (4-19)$$

$$(f \ominus b)(X, Y) = \min\{f(X+x, Y+y) - b(x, y) \mid (X+x, Y+y) \in D_f; (x, y) \in D_b\}$$

(4-20)

二次元画像のホワイトスポット除去処理に対する構造要素 $b(x, y)$ は、 3×3 の要素とし、中心部を 1、周りを全て 0 とした。

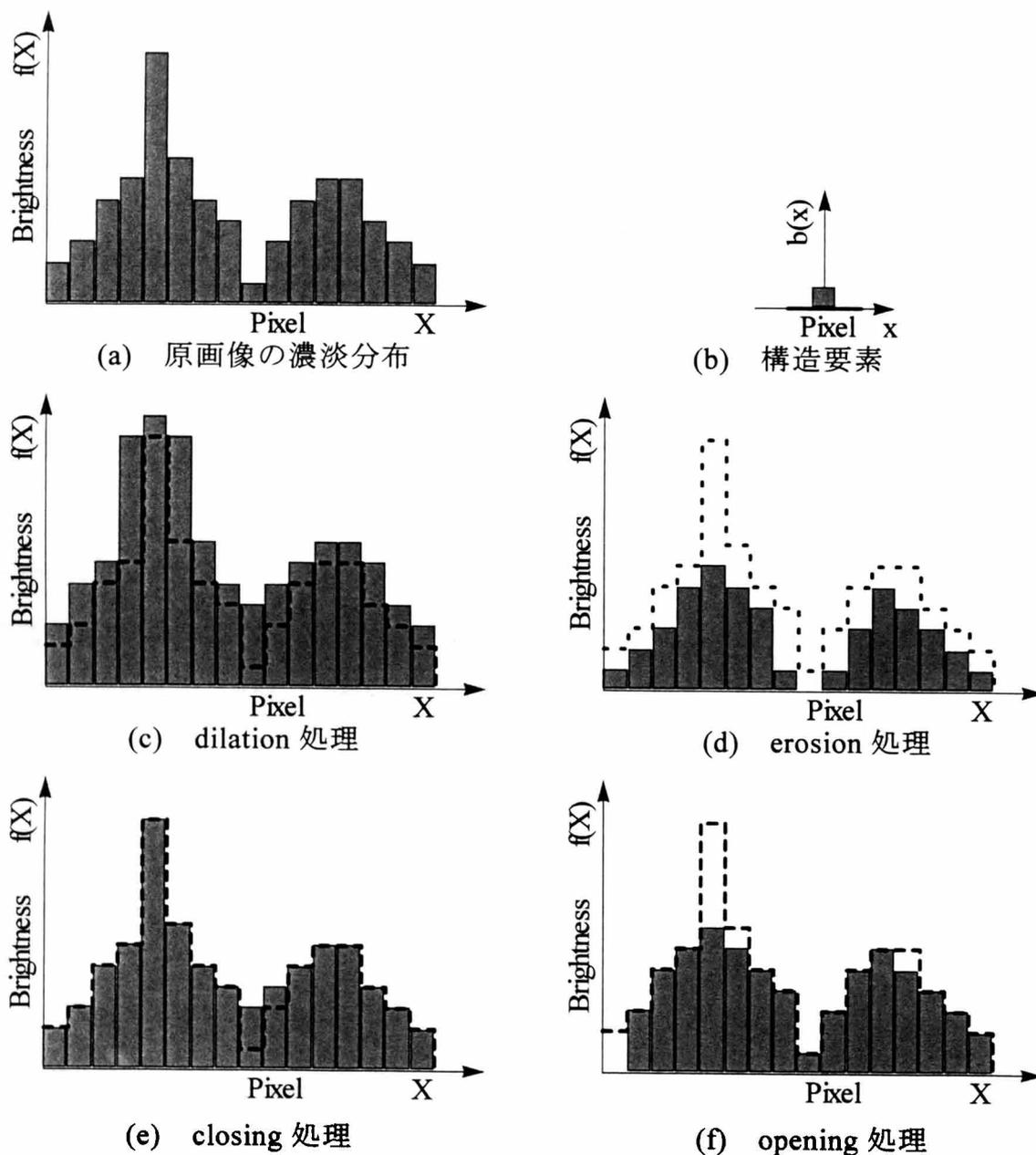
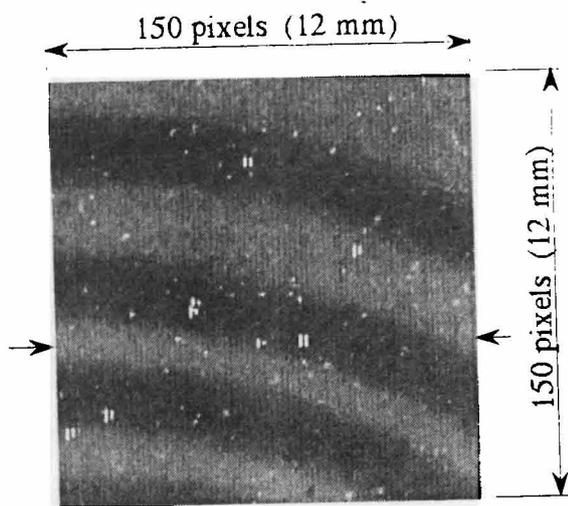


図 4-12 一次元濃淡分布に対するモルフォロジ処理

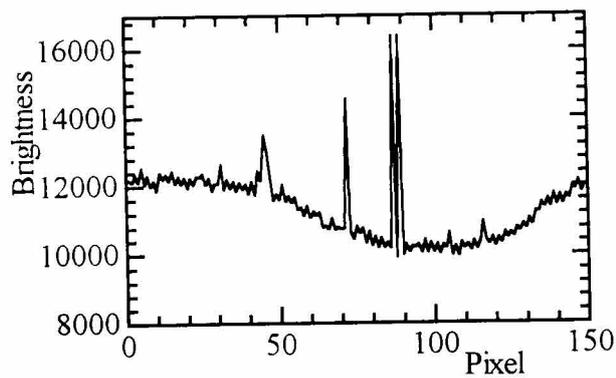
冷却型 CCD カメラで撮影された画像に対し、空間フィルタ処理を施した例を図 4-13(a)~(c) の左側 (i) に、各画像において図中→で記された部分の水平方向の輝度分布を図 4-13(a)~(c) の右側 (ii) に示す。図(a)が原画像であり、画像中、白っぽい点状のノイズが多数存在している。これらのノイズの大きさは大抵の場合 3×3 の画素内に収まっており、その場所はランダムに生じる。また、冷却型 CCD カメラの場合、画像の縦方向 1 列置きにデータ転送を行う為、スポットノイズが垂直方向に連続するものが見られるものの、水平方向に連続することは極めて稀である。また、一つ置きに下駄状に生じるノイズが多数観察される。Opening のモルフォロジ処理を施したものを図(b)に、 3×3 の中間値フィルタを施したものを図(c)にそれぞれ示す。

中間値フィルタを施した画像及び輝度分布を見ると（図(c)）スポットノイズのない部分では輝度分布が平滑化されノイズが除去されているものの、スポットノイズのある部分では、ノイズの値が大きいほどその影響は大きくノイズ除去がなされていない。特に、スポットノイズが 1 画素離れて生じる下駄状のノイズに対してはノイズを併せるだけでノイズ除去の効果は得られていない。

一方、モルフォロジ (Opening) 処理を施した場合（図(b)）、スポットノイズが縦方向に連続している場合であっても水平方向に連続していなければノイズは除去されている。また、水平方向に一つ離れてノイズがある場合にも周りに影響を与えることなく効果的に除去されていることがわかる。

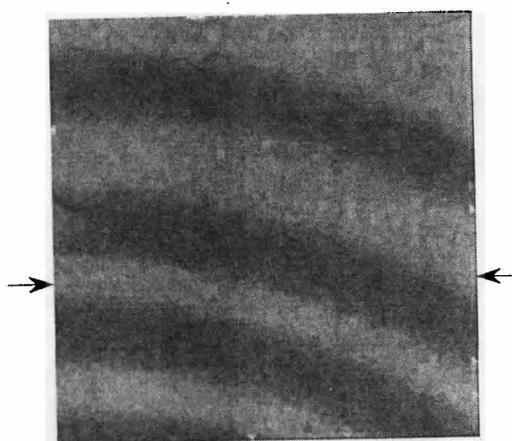


(i) 画像

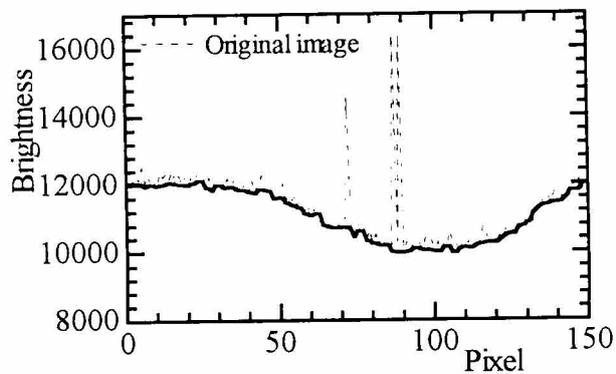


(ii) 輝度分布

(a) 原画像

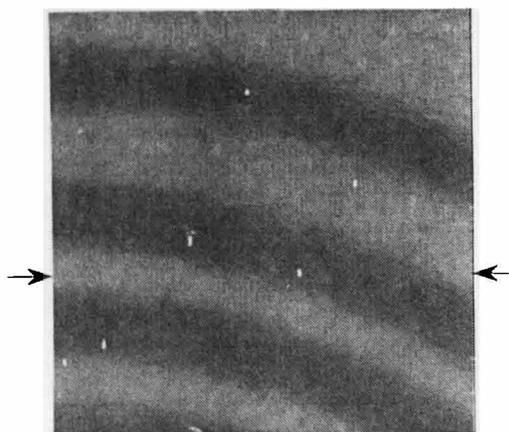


(i) 処理画像

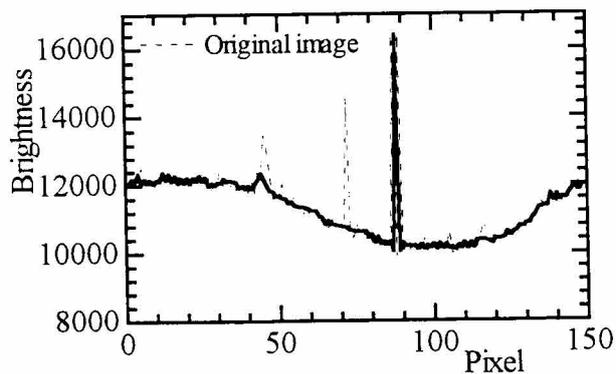


(ii) 輝度分布

(b) モルフォロジ (Opening) 処理



(i) 処理画像



(ii) 輝度分布

(c) 中間値フィルター処理

図 4-13 空間フィルター処理

4. 6 画像処理によるボイド率計測

本節では中性子ラジオグラフィにより得られた可視化画像よりボイド率分布を計測するための画像処理手法について述べる。

気液二相流を中性子ラジオグラフィにより気液二相流を可視化した場合の模式図を図4-14に示す。図は二相流の断面を示してお

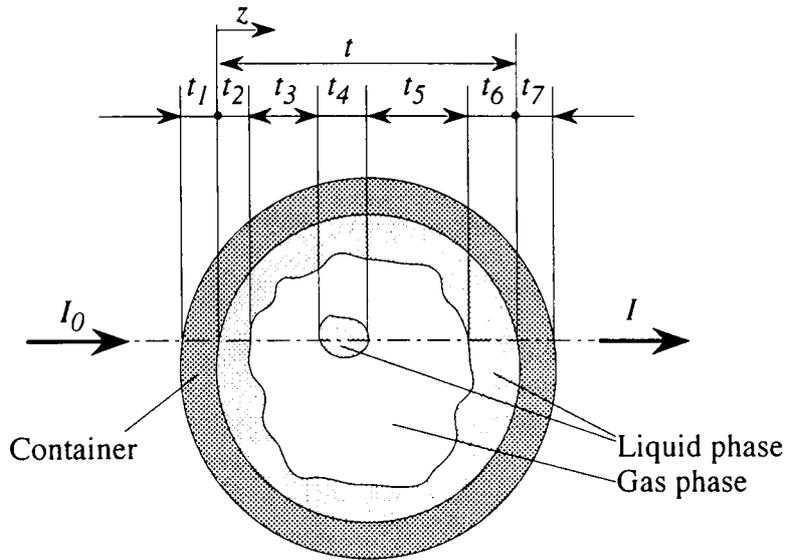


図4-15 気液二相流における中性子線の減衰

り、中性子線は図中左側より照射される。中性子線は照射線方向の物体の厚みに対し減衰することから、容器内気液二相流を透過した中性子線の強度は式(4-1)より次式で得られる。

$$I = I_0 \exp(-\rho_w \mu_w t_1 - \rho_L \mu_L t_2 - \rho_G \mu_G t_3 - \rho_L \mu_L t_4 - \rho_G \mu_G t_5 - \rho_L \mu_L t_6 - \rho_w \mu_w t_7) \quad (4-21)$$

exp 内の各項は中性子線入射方向からの容器、液相、気相の各物質での減衰を表す。ここで、 ρ は物体の密度、 μ は中性子線の物体での減衰率を示す質量減衰係数でありともに物性値である。添字、 w, L, G はそれぞれ容器、液相、気相を示し、 t は中性子線照射方向の物体の厚みである。つまり、中性子線の減衰量は照射方向の厚みの積分値により求められる。容器、液相、そして気相の厚みの積分値はそれぞれ

$$t_w = t_1 + t_7, \quad t_L = t_2 + t_4 + t_6, \quad t_G = t_3 + t_5 \quad (4-22)$$

これを用いて式(4-21)は

$$I = I_0 \exp(-\rho_w \mu_w t_w - \rho_L \mu_L t_L - \rho_G \mu_G t_G) \quad (4-23)$$

一方，気液二相流の局所での気相の体積割合をボイド率 α と定義すると，中性子照射方向に平均化された値 $\bar{\alpha}$ は図4-14の場合次式で表される。

$$\bar{\alpha} = \int_0^t \alpha dz = t_G / (t_G + t_L) = t_G / t \quad (4-24)$$

式(4-23)に代入し，

$$I = I_0 \exp\{-\rho_w \mu_w t_w - (1 - \bar{\alpha}) \rho_L \mu_L t - \bar{\alpha} \rho_G \mu_G t\} \quad (4-25)$$

可視化画像の輝度が透過線量の強度に比例すると仮定すると，気液二相流部の画像輝度 S_{TP} の二次元分布は次式で得られる。

$$S_{TP(x,y)} = G_{(x,y)} \exp\{-\rho_w \mu_w t_w(x,y) - (1 - \bar{\alpha}_{(x,y)}) \rho_L \mu_L t(x,y) - \bar{\alpha}_{(x,y)} \rho_G \mu_G t(x,y)\} + O_{TP(x,y)} \quad (4-26)$$

また，多くの場合，気相密度 ρ_G は液相密度 ρ_L に比べ十分小さい($\rho_G \ll \rho_L$)ことから，気相での減衰を無視すれば次式が得られる。

$$S_{TP(x,y)} = G_{(x,y)} \exp\{-\rho_w \mu_w t_w(x,y) - (1 - \bar{\alpha}_{(x,y)}) \rho_L \mu_L t(x,y)\} + O_{TP(x,y)} \quad (4-27)$$

ここで， $G_{(x,y)}$ はゲインであり，中性子線源の強度，コンバータでの可視光への変換特性そしてカメラの特性に基づくものであり，画像の位置に依存する。一方， $O_{TP(x,y)}$ は画像輝度のオフセット量である。画像輝度にオフセット項が生じる要因として，撮像システムの暗電流に加え，被写体中での中性子線の散乱及び暗箱内での光の散乱により生じる輝度の変動成分があげられる。特に，作動流体が水素を含む場合，中性子線の減衰が散乱によるものが大きく，画像処理の対象とする位置のコンバータ上に周りからの散乱中性子が入射するためオフセット量が大きくなることが容易に予想される。つまり，被写体中での中性子線の散乱によるオフセット量は流体中での中性子線の散乱の程度に依存すると考えられ，流路幅，流路形状は勿論のこと気液二相流を可視化する場合にはボイド率分布にも依存すると考えられる。一方，暗箱内での光の散乱による輝度のオフセット量はコンバータ上での輝度，すなわち中性子線の減衰量に依存すると考えられる。つまり，輝度のオフセット量は被写体の形状，流動状態に依存した変動量として捉える必要があるといえる。

式(4-27)より、対象物の容器及び流路の形状、材質が既知であり、密度及び中性子線に対する質量減衰係数がわかっており、ゲイン $G_{(x,y)}$ 及びオフセット $O_{TP(x,y)}$ が計測可能であるという条件が満たされれば、可視化画像の輝度の二次元分布より中性子線照射方向、すなわち画像に垂直方向の平均ボイド率の二次元分布を求めることが可能である。さらに、中性子線源からの中性子線強度が時間に対し安定しており、また撮像システムの状態が実験中変化しないとすれば、 $G_{(x,y)}$ を被写体の状態に関係なく定数として扱えるため、被写体の状態に応じたオフセット量が測定できれば、容器の厚みと流路の厚み(容器の形状)、容器の減衰係数(材質)、作動流体の減衰係数、ゲインについての個別の情報がなくとも、二相流、空の状態、そして満水の状態の3画像から画像輝度の演算によりボイド率 α を求めることが可能となる。以下にその手順を示す。

容器内が空の状態、すなわちボイド率 $\alpha=1$ での画像の輝度を $S_{1(x,y)}$ とすると、

$$S_{1(x,y)} = G_{(x,y)} \exp(-\rho_w \mu_w t_{w(x,y)}) + O_{1(x,y)} \quad (4-28)$$

一方、容器が液相で満たされている場合、即ち $\alpha=0$ での画像の輝度を $S_{0(x,y)}$ とすると、

$$S_{0(x,y)} = G_{(x,y)} \exp(-\rho_w \mu_w t_{w(x,y)} - \rho_L \mu_L t_{L(x,y)}) + O_{0(x,y)} \quad (4-29)$$

式(4-27)～(4-29)を用いて次式が得られる。

$$\alpha = \frac{\ln\left(\frac{S_{TP(x,y)} - O_{TP(x,y)}}{S_{0(x,y)} - O_{0(x,y)}}\right)}{\ln\left(\frac{S_{1(x,y)} - O_{1(x,y)}}{S_{0(x,y)} - O_{0(x,y)}}\right)} \quad (4-30)$$

定量的にボイド率分布を計測するには、各画像におけるオフセット値を計測することが必要不可欠である。

原子炉を利用したシステムでは、中性子源からの中性子線強度が大きく、また安定しておりゲイン G を一定として扱う前述の手法を適用することが出来るが、加速器を利用したシステムでは出力が必ずしも安定していないためゲインが安定せず、このような手法を用いることは出来ない。本研究では、第5章で

加速器を利用したシステム, 第7章で原子炉を利用したシステムを用いており, ボイド率を計算する過程が中性子線源に依存し異なることから詳細は個々に述べることとする.

4. 7 結言

金属容器内の減圧沸騰を伴うながれの可視化とボイド率計測を目的とし, 金属容器内の流体の可視化に有効な中性子ラジオグラフィのシステムとその特性, そしてボイド率計測法を調べ, 評価した. 得られた結果は以下のようなものである.

- (1) 中性子ラジオグラフィは金属容器内の水素原子を含んだ流体の可視化に有効である.
- (2) 中性子束が低い場合, 中性子の揺らぎによるノイズが大きく可視化画像にチラツキが見られるが, 時間積分処理を施すことで画質は向上し, ボイド率計測に対する誤差も低減することができる.
- (3) 中性子束が時間に対し安定している場合, 容器が空の状態及び満液の状態での画像を予め取得しておくことで, 被写体の形状や材質など個々の情報がなくともボイド率分布の計測が可能である. 但し, 定量的な計測を行うには各画像におけるオフセット値を測定する必要がある.

第5章 ノズル内流動の可視化

5.1 緒言

従来、急減圧による自己蒸発を伴った臨界二相流の解析では、のど部近傍での圧力アンダーシュートに代表される熱力学的非平衡現象である沸騰遅れが問題となることが指摘されている。このような熱力学的非平衡現象を考慮した解析モデルはこれまで幾つか提案されている^{(27)~(29), (31)}が、未だ十分に確立されていない状況にある。従って、これらに対して熱力学的非平衡現象下での、すなわちのど部近傍及びその下流におけるフラッシング開始点、流動挙動可視化、そしてボイド率等のデータを明らかにする事が必要とされる。しかし、実験が困難であることから、このような可視化や計測を行った例は数少ない。

Abuaf ら⁽⁴⁵⁾は γ 線によりステンレス製の先細末広ノズルの軸方向ボイド率分布を計測した。土方ら⁽²¹⁾は透明ポリカーボネート樹脂製先細末広ノズル内における低温熱水（入口温度 $\approx 60^{\circ}\text{C}$ ）の膨張によるミスト流を二重露光写真法により可視化した。しかし、 135°C 以上の熱水に対しては樹脂の材質の制約から可視光による可視化は困難である。また、 γ 線を用いた場合、 γ 線は可視化対象物の構成要素の密度にほぼ比例して減衰するため、作動流体に対し容器での減衰が大きくなることから、試験部の大きさに制約が生じる。

本章では、中性子線の透過率の差異により可視化する中性子ラジオグラフィー法により、入口サブクール熱水とした先細末広ノズル内臨界二相流の可視化実験及び得られた画像をもとに得られた軸方向ボイド率分布の計測結果を述べる。

5.2 実験装置及び方法

実験装置の概略系統を図5-1に示す。本装置は可視部である先細末広ノズル、圧力容器⑤、ドレンタンク⑨、空気圧式ボールバルブ⑦で構成されている。可視化実験では可視部が照射室内にあるため、中性子線を照射する実験中は放射線防護のため室内に立ち入ることが出来ない。従って、実験装置は、照射室内から20mのラインを介して照射室外より全てリモートコントロールによっ

て実験がなされた。

実験手順は次のようである。約 60°C の温水が照射室外から水中ポンプ①によって照射室内の圧力容器（ステンレス製，耐圧 20bar，容積 50l）⑤に供給される。ここで，容器内に設置されたシースヒータ④で加熱，さらに窒素ポンベ③により加圧されて，所定の温度，圧力に設定される。このとき同時に可視化用試験ノズルまでの途中配管がシースヒータ④により容器内の熱水と同じ温度に加熱される。条件設定後，試験部への中性子線の照射が始められ，中性子線が安定化すると，空気圧式ボールバルブ⑦を開放することでタンク内の高温高压のサブクール熱水がブローダウンされ，コンバータより約 50mm 離れ，鉛直下向きに設置されたノズルへと供給される。ノズル上部より流入した熱水はのど部近傍で減圧沸騰を起こし，末広部では蒸気-水の二相流となって噴出する。ここで，ノズル内の流れが蛍光コンバータに可視化され，映像が鏡を介して高性能 TV カメラで撮影される。ノズルより噴出した二相流は完全密封されたドレンタンク（容量 30l）⑨に流入し，容器内において水のスプレー⑧による直接熱交換で蒸気を凝縮し，ドレンパイプから排出される。ブローダウン実験中は圧力容器内の圧力及び熱水の温度を，圧力タンク⑤に設置された圧力検出器⑥，K 型熱電対により計測し，ケーブルを通して照射室外でマルチペンレコーダにより記録した。

本実験で使用したノズルの形状及び寸法を図 5-2 に示す。ノズルの材質は中性子線の減衰が小さい硬質アルミニウム製であり，直径 40mm の円柱の両端から円錐状に流路を削り出して製作した。絞り角及び広がり角はノズル性能測定実験で使用したものと同様，それぞれ 28°，6° である。

図 5-3 に実験中における入口温度（タンク出口温度），圧力（タンク内圧力）の時間変化を示す。図中，入口温度に対する飽和圧力が併せて示されている。ブローダウン実験は約 4 分間で終了し，実験中，タンク内圧力は徐々に減少する。試験部入口温度が実験中ほぼ一定であったため，熱水は，最初はサブクール状態であるが，最後にはほぼ飽和状態になっている。図中，#1~#6 は画像処理を行った条件を表す。

中性子ラジオグラフィー実験では流量，圧力分布，そして推力は測定されて

いない。そこで、中性子ラジオグラフィー実験後、図 2-1 に示す実験装置により補足実験を行い、同じ条件下での流量、軸方向圧力分布、そして推力を測定した。

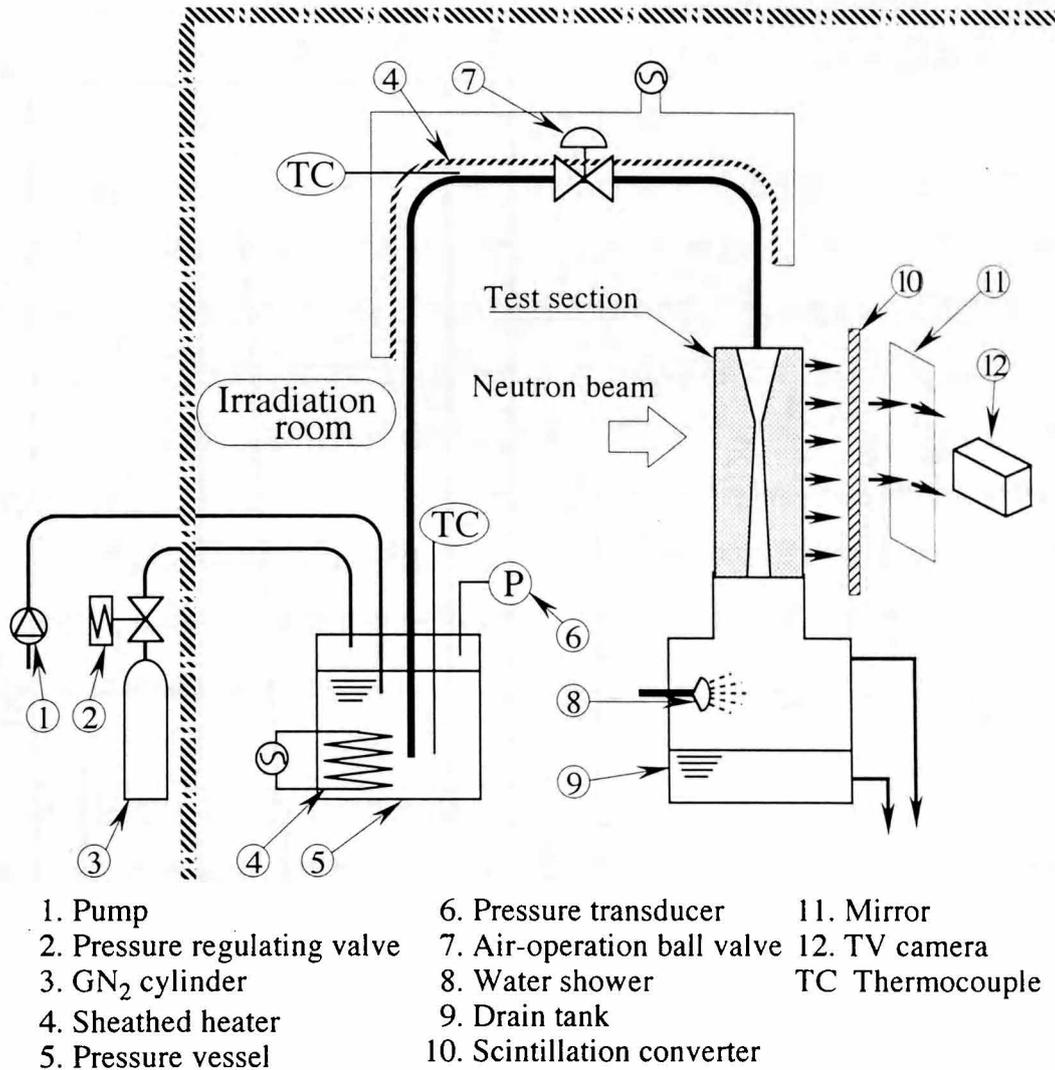


図 5-1 実験装置概略系統図

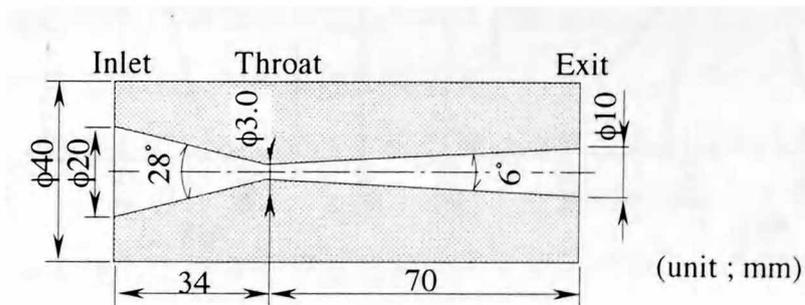


図 5-2 可視化ノズル詳細図

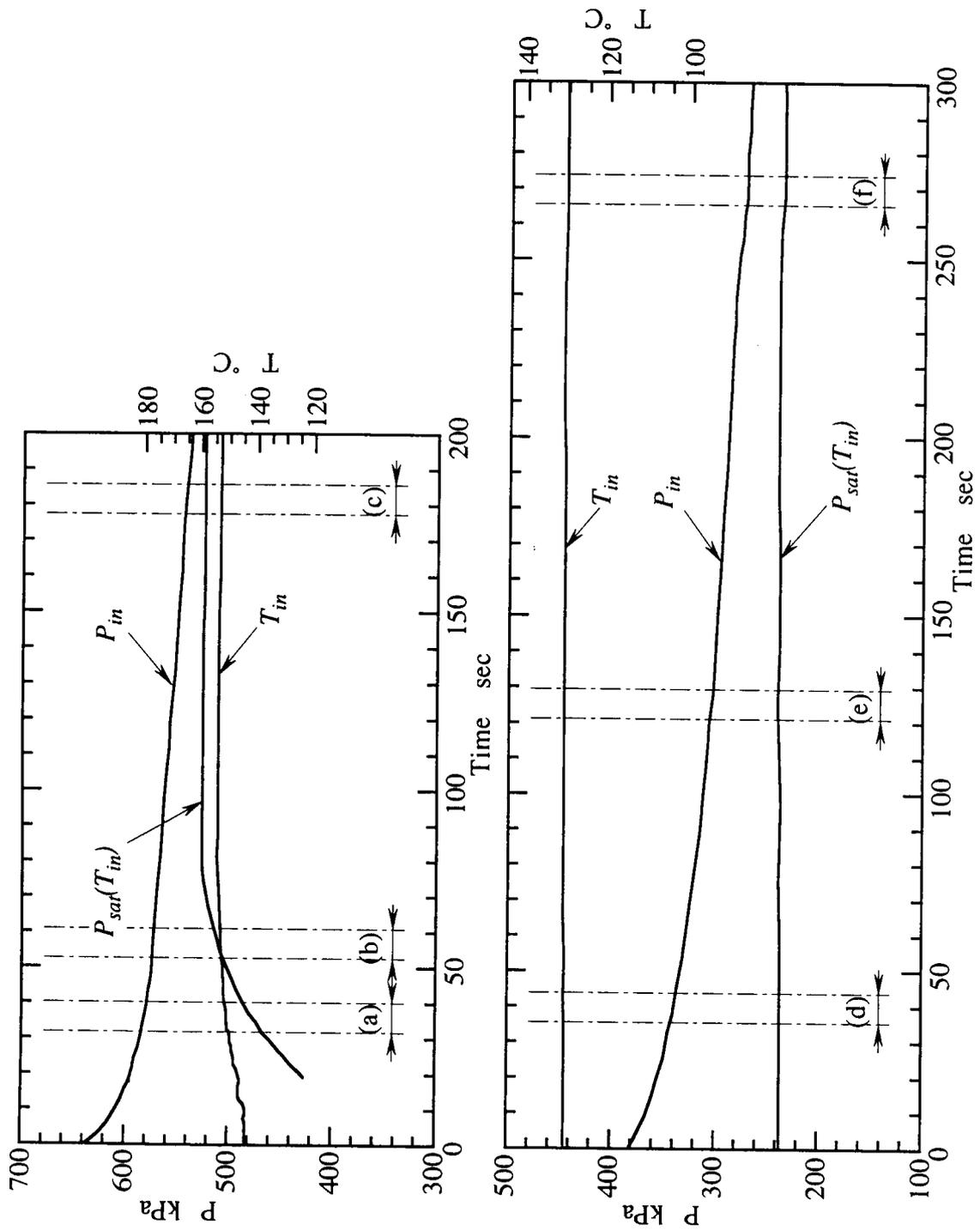


図 5-3 可視化実験中における実験条件の経時変化

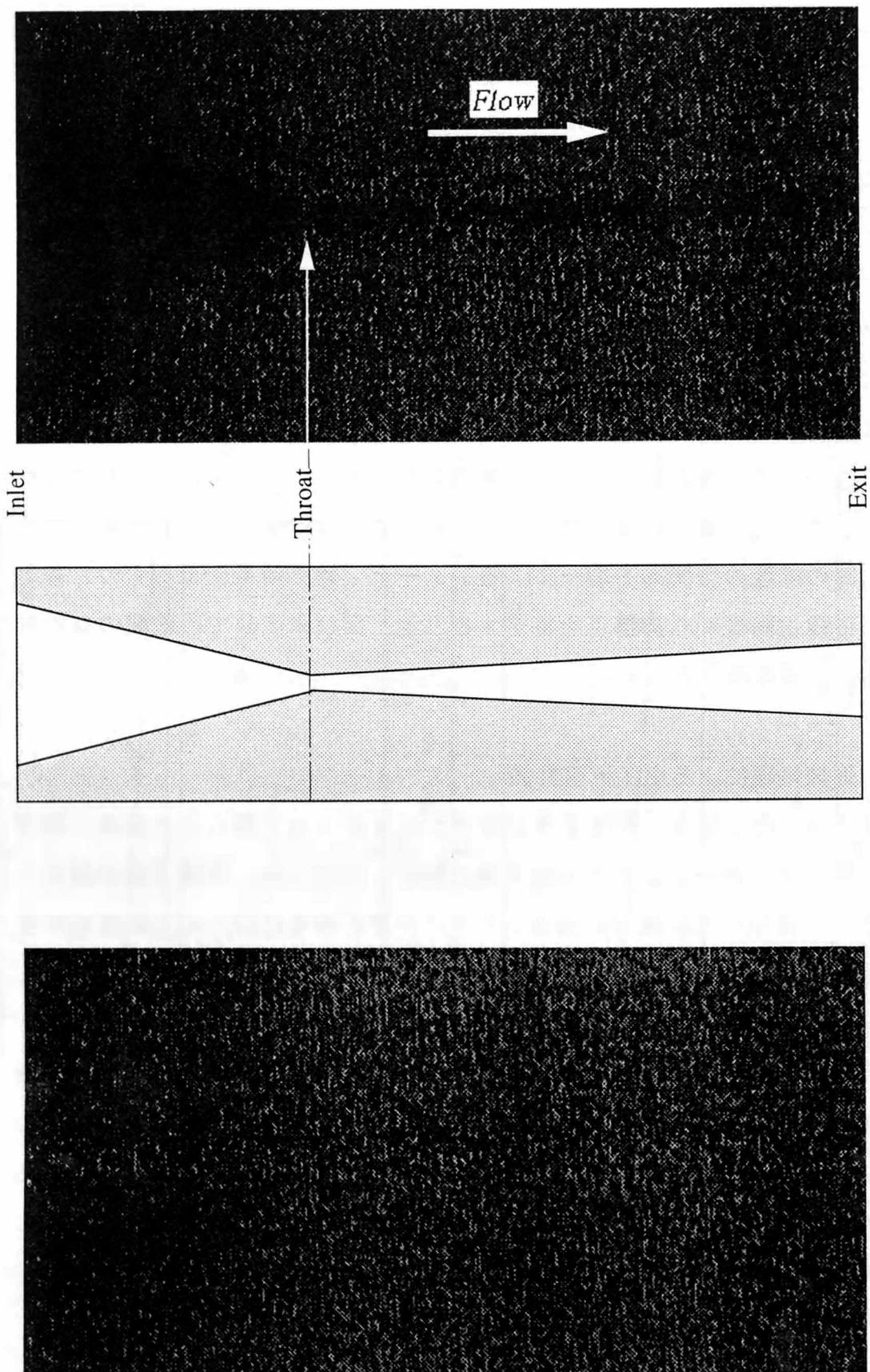
5. 3 可視化結果

図5-4に中性子ラジオグラフィにより得られた原画像を示す。これは、ビデオカメラで30 fpsで撮影された動画像から得られた静止画である。図(a)は熱水を流していないときの画像であり、図中、ノズルは画像中心に鉛直下向きに設置されている。これより、中性子ラジオグラフィによりノズルの材質である硬質アルミニウムが良く透視されていることがわかる。

一方、図(b)は熱水をブローダウンさせているときの画像である。上流の先細部では熱水は非沸騰の单相流であり、のど部付近で沸騰し、末広部では蒸気-水気液二相流として噴出している。この画像においてノズル流路の中央付近が比較的暗くなっているが、これは円筒形のノズルを平行な中性子ビームの方向に沿って透視しているため中央付近の透過厚みが大きくなっているためである。また、中心に比べて周囲が暗くなっているが、これは中性子ビームの強さや映像システムの感度の空間的不均一によるシェーディング効果によるものと考えられる。可視化画像から沸騰点を特定すること、及び末広部での液膜の有無を確認することは困難であった。

5. 4 画像処理によるボイド率計測

第4章で示したとおり、中性子ラジオグラフィによって得られた画像の輝度は、その時のコンバータ上での中性子線の強さ、すなわち、中性子線の減衰に依存する。つまり、二相流部の画像からボイド率を得るには、その画像の輝度にノイズ除去、シェーディング効果の補正、容器での減衰量の校正等の処理を施した後、水での減衰により生じる輝度量とボイド率の関係を得る必要がある。ノズル内気液二相流の可視化実験で使用した中性子線源はサイクロトロン加速器を利用したものであるから、中性子線の揺らぎが大きく、サイクロトロンの運転状態の変化も予想される。そこで、画像処理は処理対象となる1画面の情報のみを用いて行った。これにより、可視化を行いながら鏡やカメラの調節により視野やズームを変更した場合や撮像装置の感度変化が起こった場合においても、その後の画像処理に支障は残さない。



(b) 二相流動時

(a) 空の状態

図5-4 中性子ラジオグラフィによる先細末広ノズルの可視化画像

二相流部を通過した中性子線量は式 (4-25) より次式で表される。

$$I = I_0 \exp\{-\mu_{AL}\rho_{AL}t_{AL} - (1-\alpha)\mu_{H_2O}\rho_L t - \alpha\mu_{H_2O}\rho_G t\} \quad (5-1)$$

ここで、添字 AL は容器を、 H_2O は水を、 L は液相を、そして G は気相を示す。また、 α は中性子線照射方向の平均ボイド率を、 t_{AL} 、 t はそれぞれ中性子線の入射方向に対するノズル容器及びノズル流路の厚みを示す。また、気相密度 ρ_G が液相密度 ρ_L に対し十分小さいとすれば \exp 内の第3項が無視でき、減衰係数 $\mu = \mu_m \rho$ を用いて次式が得られる。

$$I = I_0 \exp\{-\mu_{AL}t_{AL} - (1-\alpha)\mu_{H_2O}t\} \quad (5-2)$$

一方、画像の輝度がコンバータ上の中性子線量に比例すると仮定すれば、二相流部の画像の輝度は、

$$S = G \exp\{-\mu_{AL}t_{AL} - (1-\alpha)\mu_{H_2O}t\} + O \quad (5-3)$$

ここで、 S は輝度を、 G 、 O はそれぞれの時のゲイン及びオフセットを示す。

1枚の画像よりボイド率計測を行う場合、式 (5-3) での未知数、ゲイン G 、容器の減衰係数 μ_w 、オフセット O を画像データより校正する必要がある。

一方、中性子ラジオグラフィの可視化画像には第4章で示した通り、幾つかのノイズが生じている。画像に存在するノイズには、画像上の位置に関係なく存在するノイズと画像上の位置に依存するノイズがある。前者は中性子線の空間的、時間的揺らぎによるノイズであり、後者は中性子線の空間分布と光学系の非均一性から画面中央が明るく周囲が暗くなるシェーディング効果、照射体中での中性子線の散乱により照射体の中央が明るくなりエッジが暗くなる散乱効果によるノイズである。ボイド率を算出する場合、これらのノイズも除去する必要がある。

本研究では、これらのノイズの除去、補正、そして校正を行い、式 (5-3) を用いて画像の輝度よりボイド率 α を算出した。

画像処理過程は以下の6つの過程に分けられる。

- (1) 空間的、時間的揺らぎによるノイズの除去
- (2) シェーディング効果の補正

- (3) ノズル容器（硬質アルミニウム）の散乱効果の補正
- (4) 硬質アルミニウムの減衰係数の校正
- (5) 水単相流部でのゲインおよびオフセットの校正
- (6) 二相流部でのボイド率の計算

以下にそれぞれの項目の詳細を記す。

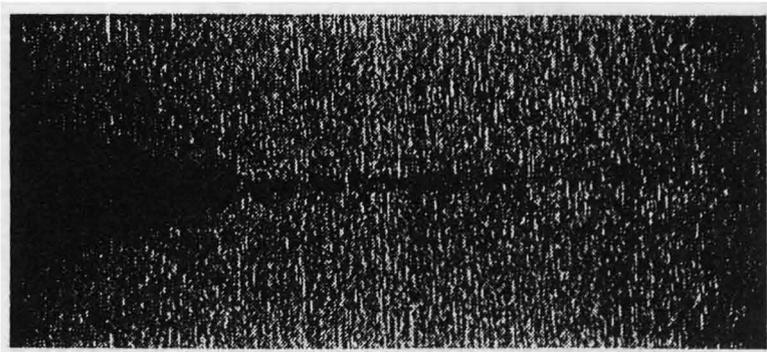
5.4.1 空間的，時間的揺らぎによるノイズの除去

ノズル内の二相流の流動は定常もしくは準定常のものである。また，質量流束が高いため流動様式は主に環状噴霧流であると考えられる。そこで，軸方向ボイド率分布の時間変動が小さいものと仮定し画像の時間積分により，画像の位置，時間に関係なくランダムに存在するノイズの除去を行った。図5-5に先細末広ノズルの熱水が流れているときの画像を時間積分した結果を示す。図(a)は原画像，図(b)～(d)はそれぞれ16, 128, 256枚の連続画像を積分したものである。積分枚数を多くすることにより点状のノイズが除去されていることがわかる。また，この実験で用いたTVカメラは毎秒30コマのものであり，1枚の画像が1/30秒であるから，256枚積分の場合，積分時間はおよそ8.5秒である。図5-3より8.5秒間では入口条件は準定常であることが認められることから，256枚の時間積分により中性子源の揺らぎによるノイズの除去を行った。

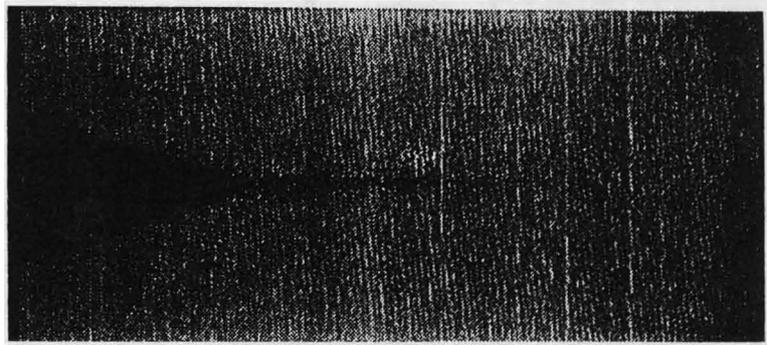
図5-6に照射体を置いていない場合の原画像の中央における水平走査線上の輝度分布を示す。輝度分布にはノイズによる大きな変動が見られる。次に，図5-7に256枚積分後の画像に対する同様のものを示す。時間積分によりランダムなノイズが除去されているのがわかる。また，画面中央の輝度が高く上に凸型の分布をしているが，これは前述のシェーディング効果の影響によるものである。

5.4.2 シェーディング効果の補正

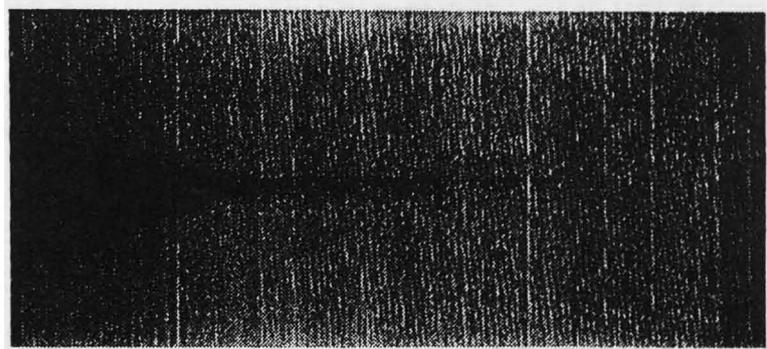
中性子線，カメラのレンズ，そして鏡によるシェーディング効果により輝度は図5-7に見られるように，画面中央が高い上に凸型の分布をする。この分布形はコサイン関数に近似できることから，まずシェーディング効果の空間的



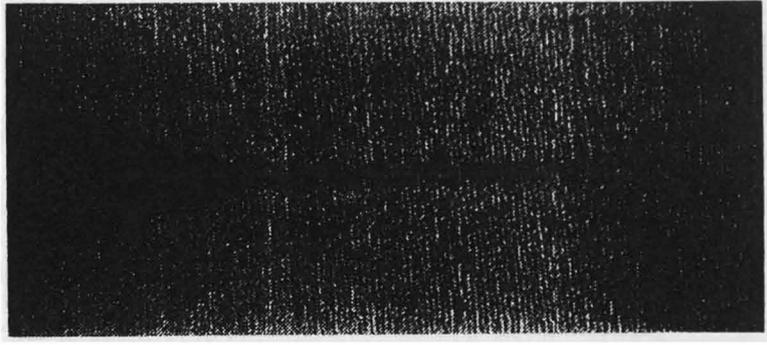
(a) 原画像



(b) 16枚積分画像



(c) 128枚積分画像



(d) 256枚積分画像

図5-5 時間積分画像

形状を最小自乗法により決定し、その関数により輝度を除することで補正を行った。時間積分した画像（図5-7）に対するシェーディング補正後の水平方向の輝度分布を図5-8に示す。シェーディング補正により分布が水平になり、輝度のバラツキもおよそ10%以内に行きわたることがわかる。

1 画像をもとにボイド率を計測するため、まず画像よりノズルの部分を取り除いた被写体の無い部分の画像を作成し、そのデータを用いてシェーディング効果の形を決定した。次に、ノズル部を含んだ全画像に対しシェーディング補正の関数で除することにより補正を行った。

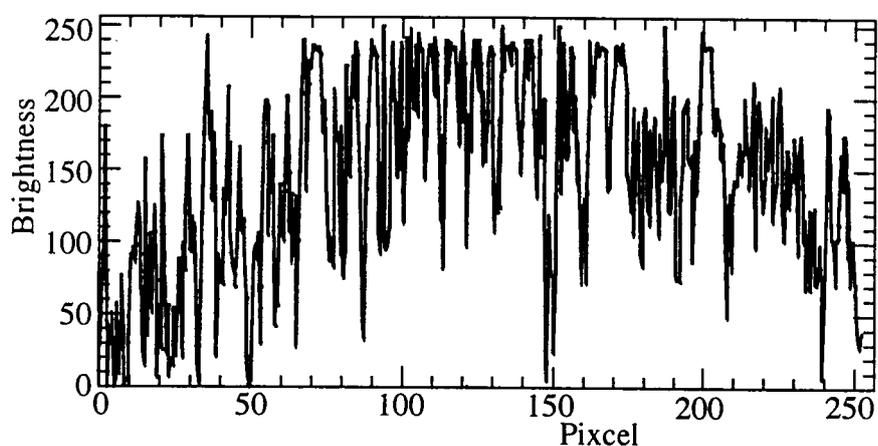


図5-6 原画像における水平方向輝度分布

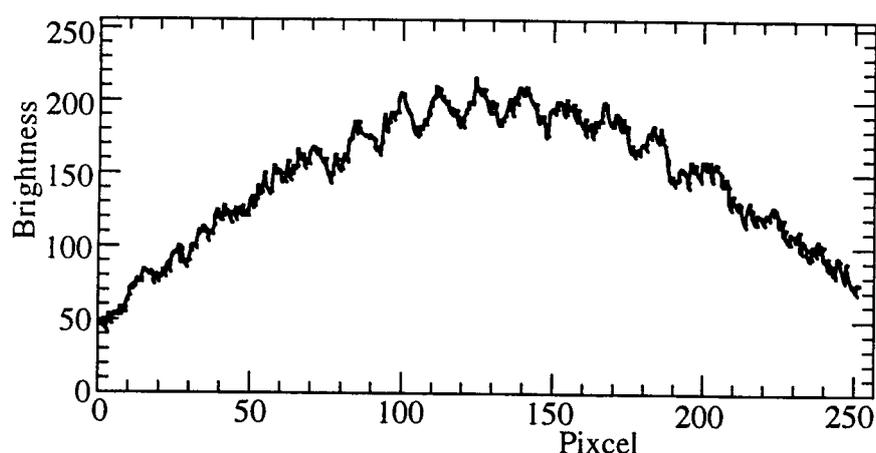


図5-7 時間積分画像（256枚）における水平方向輝度分布

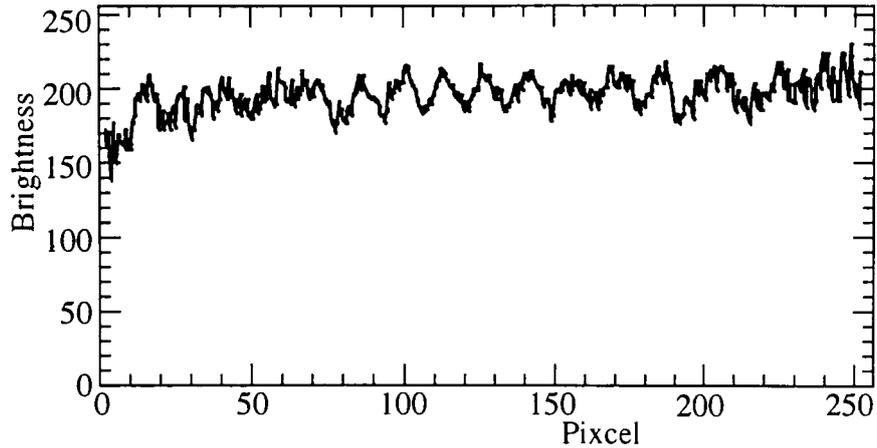


図 5 - 8 シェーディング補正後の水平方向輝度分布

5.4.3 アルミノズルにおける散乱効果の補正

中性子の減衰には吸収と散乱があるが，原子量の小さい物質では多くは散乱により減衰する．すなわち，水やアルミ中の減衰は散乱によるものが主であり，物体が厚い場合には前方散乱により均一な厚みの物体であっても内部が明るくなる．この補正を厳密に行うには中性子の拡散方程式もしくは輸送方程式の逆問題となる．今回は軸方向 1 次元ボイド率分布の計測を目的とすることから，アルミによる散乱効果の補正は軸方向のみとし，熱水を供給しないときのアルミ製ノズル内に対し，軸方向に厚みが増加しない部分の軸方向輝度分布が均一になるように行った．

図 5 - 9 にアルミ製ノズルの部分の軸方向輝度分布を示す．この図より中央が明るく両端がそれに比べやや暗くなる散乱の効果がみられる．ここでもシェーディング補正の場合と同様に輝度分布をコサイン関数で近似し，得られた近似式で除することで補正を行った．補正後の輝度の分布を図 5 - 10 に示す．

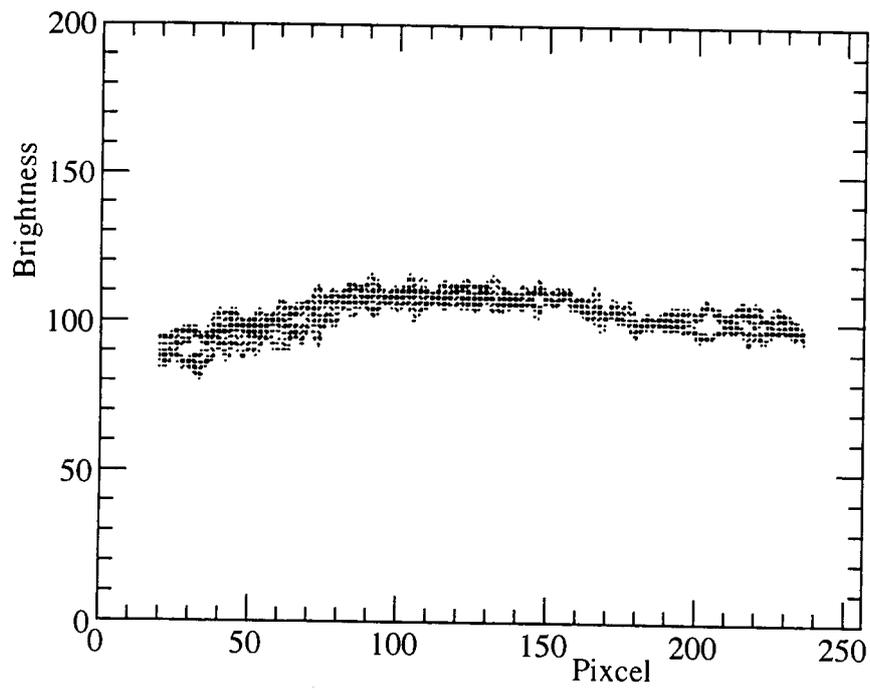


図 5 - 9 アルミ部分の軸方向輝度分布

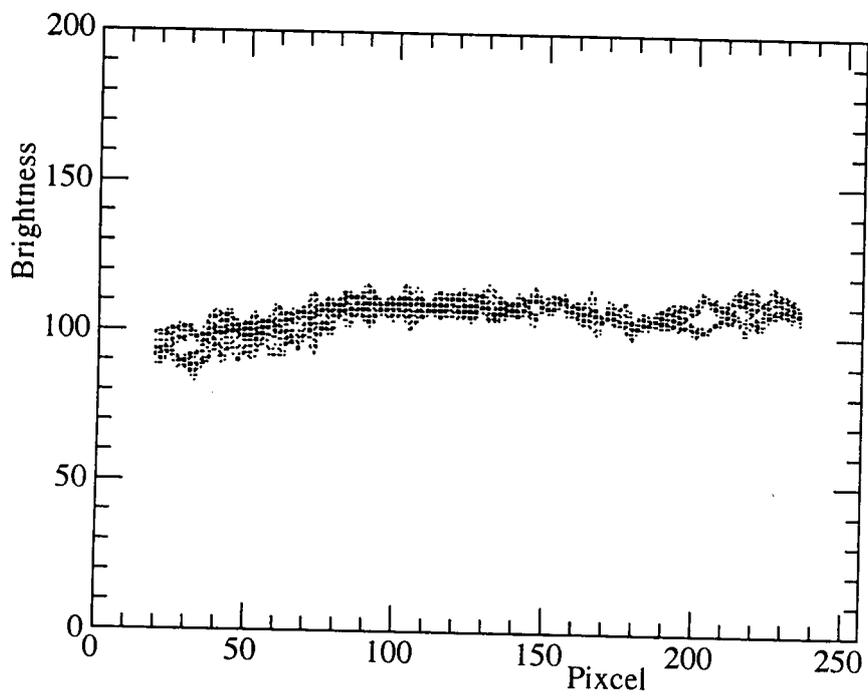


図 5 - 10 散乱補正後の輝度分布

5.4.4 ノズル材質（硬質アルミニウム）の減衰率の校正

ノズルの材質は硬質アルミニウムであるため、純粋なアルミニウムの減衰係数を用いることが出来ず、またその組成も明らかではないことから硬質アルミ部分だけの輝度を用いて減衰率の校正を行った。

アルミだけの部分では中性子線はアルミだけで減衰し、そのときの画像の輝度は透過線量に比例すると仮定して、次式で求められる。

$$S_{Al} = G_{Al} \exp(-\mu_{Al} t_{Al}) + O_{Al} \quad (5-4)$$

ここで G, O はゲイン及びオフセットであり、添字 Al はアルミニウムを示す。

(1)~(3)のノイズ補正を行った後の画像におけるアルミニウムだけの部分のデータを用いて最小自乗法により μ_{Al} を決定した。図5-11に厚み x_{AL} に対する輝度 S_{AL} の関係を示す。図中、輝度データを点で、校正曲線を実線で示す。同じ厚みに対してデータのバラツキが見られるが、これは図5-5に見られるノイズによるものと考えられる。ここで求められた減衰係数は純粋なアルミニウムのものより大きな値となっているが、これは硬質アルミニウムが純粋なアルミニウムに対し Fe, Mg, Cu 等, Al に比べて中性子線の減衰が比較的大きい元素を含んでいるためと考えられる。

また、図には比較のため水及びステンレス鋼に対する厚みと輝度の関係が実線で併せて示されている。この減衰係数の値には中性子ラジオグラフィハンドブックによる物性値を用いた。この図より中性子線の減衰の比較が容易に行え、水は 8mm, ステンレス鋼は約 20mm で中性子線の減衰が大きく不透明であるが、アルミニウムは約 40mm でも十分中性子線の減衰が小さい、即ち透明であることがわかる。

5.4.5 水単相流部でのゲイン及びオフセットの校正

水単相流部の輝度は次式で表される。

$$S_o = G_o \exp(-\mu_{AL} t_{AL} - \mu_{H_2O} t) + O_o \quad (5-5)$$

ここで、 G_o, O_o は中性子線が水及びアルミニウムを通過する場合のゲイン及びオフセットを示す。アルミニウムの減衰係数は前項で求めた値を用い、水のそ

これは中性子ラジオグラフィハンドブックによる物性値を用いた。図5-1-1より水は8mmで不透明であるから、ゲイン及びオフセットの校正は水の厚みが8mm以下の部分で行った。つまり、ノズルの口径が3mmであることより、水の厚みが3~8mm、ノズル中心付近7画素すなわち1.75mmの幅のデータを用いて最小自乗法により求めた。図5-1-2に exp の項に対する輝度の関係を示す。図中、校正曲線が実線で示されている。

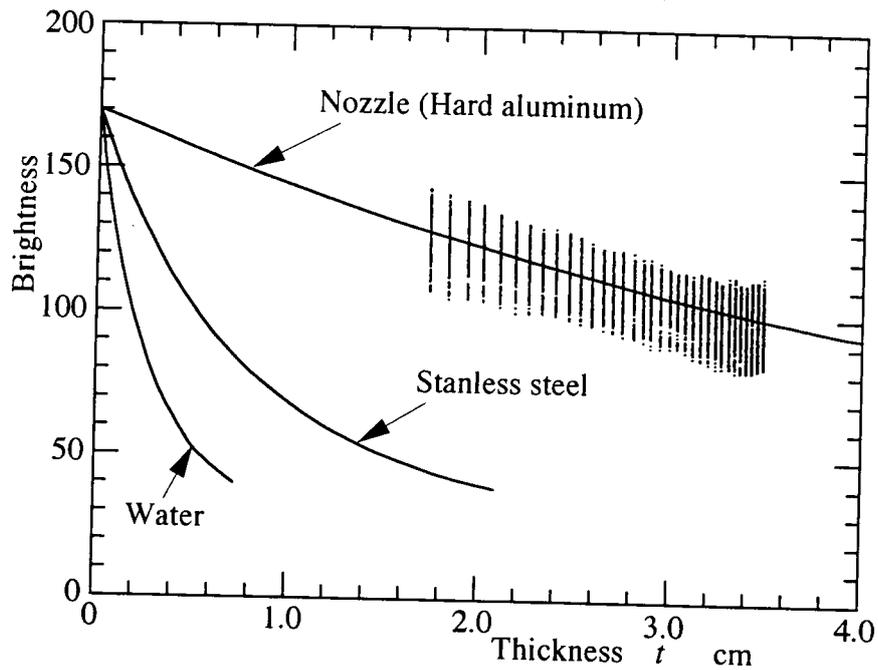


図5-1-1 物体の厚みに対する輝度の関係

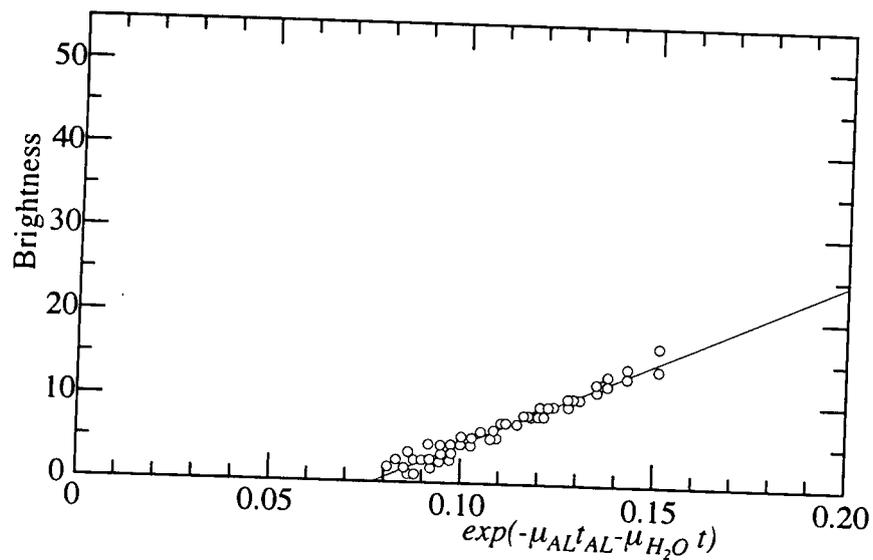


図5-1-2 水単相流部での校正結果

5.4.6 ボイド率の計測

式(5-3)より、アルミニウム、気液二相流部を通過した部分の輝度 S_{TP} は次式で表される。

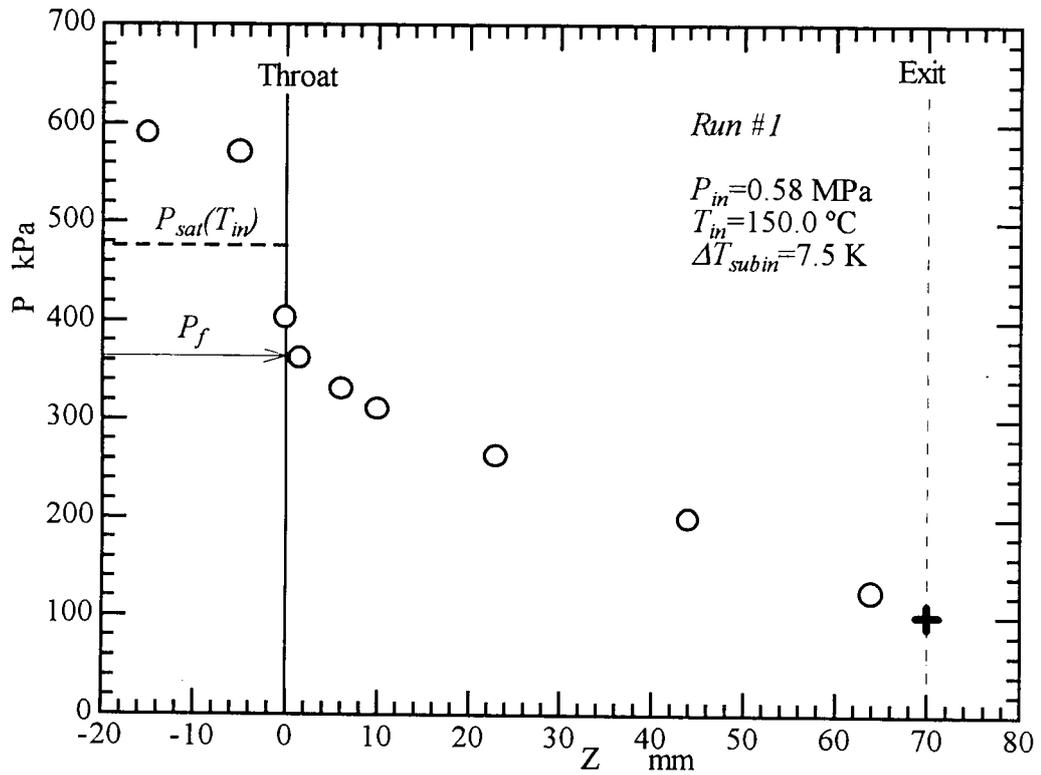
$$S_{TP} = G_0 \exp\left\{-\mu_{AL}x_{AL} - (1-\alpha)\mu_{H_2O}t\right\} + O_0 \quad (5-6)$$

ここで、 μ_{AL} は節 5.4.4 で求めた値を、ゲイン G_0 及びオフセット O_0 は水単相流部での校正結果(節 5.4.5) で得られた値を用いる。ボイド率の計算は水単相流部での校正と同様にノズル中心 7 画素に対して計算を行い、その平均値から軸方向一次元ボイド率分布を得た。

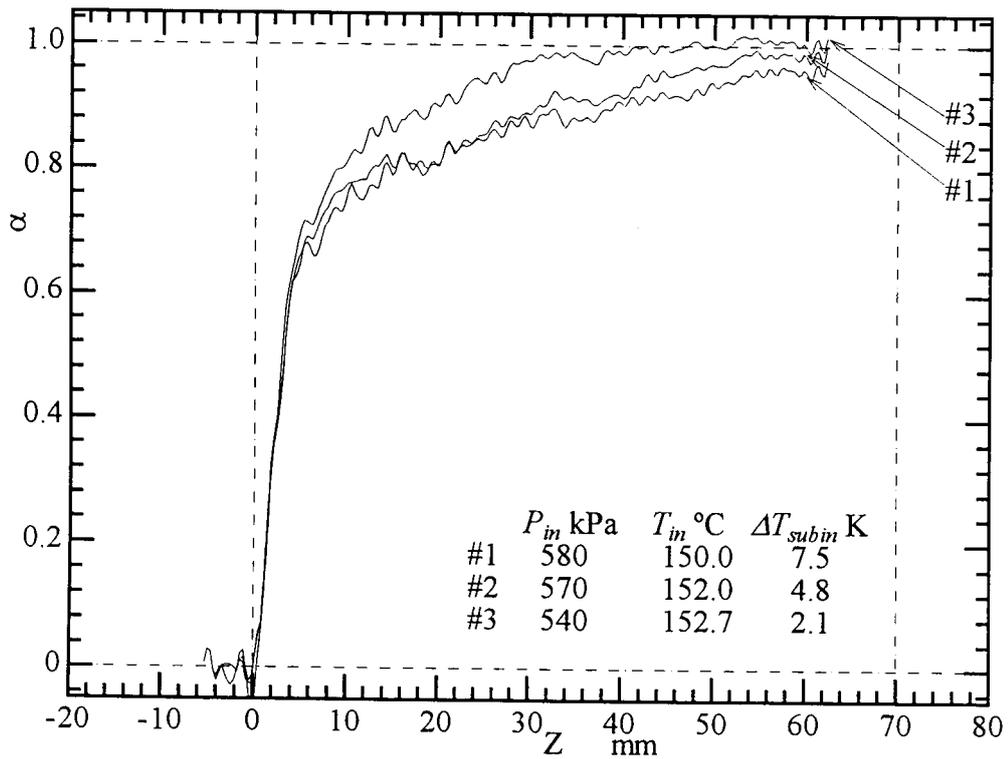
5. 5 画像処理結果

得られた軸方向一次元ボイド率分布の計算結果を図 5-13(a), (b)に示す。入口条件は図 5-3 中に記された記号に対応している。つまり図(a)に示されている #1 ~ #3 は $T_{in}=120\sim 123^\circ\text{C}$ 、図(b)の #4 ~ #6 が $T_{in}=126^\circ\text{C}$ でそれぞれ入口温度がほぼ一定の条件である。図(a), (b)において、図(i)はそれぞれ#1, #4 の入口条件で別途計測された軸方向静圧分布である。また、(a)には併せて #1 の入口条件で別途測定され軸方向静圧分布が示されている。なお、出口付近 $z=62\text{mm}$ 以上の範囲はノズル外壁に水滴が付着しており、それによる中性子線の減衰が大きく測定が不可能であった。

図(a)をみると、#1~#3 の比較により入口サブクール度が小さくなるほど出口でのボイド率が高くなり、ノズル出口付近ではほぼ 1 となっていることがわかる。また、入口温度が低い場合(図(b))においても同様の傾向、即ち、入口サブクール度が小さくなるほど出口でのボイド率が高くなる。しかし、その値は図(a)の場合より低い値である。即ち、入口温度が高いほど出口でのボイド率は高くなる。これは同じ出口圧力に対し、入口サブクール熱水のエンタルピーが高くなることで出口乾き度が增大するためと考えられる。



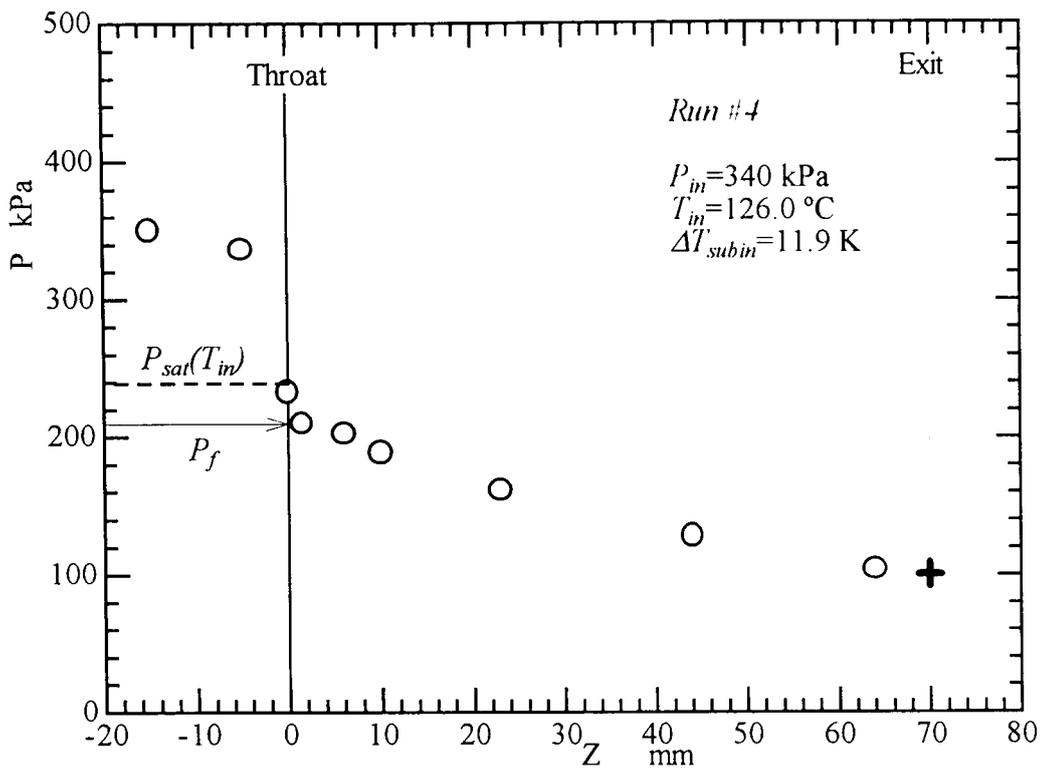
(i) 軸方向静圧分布



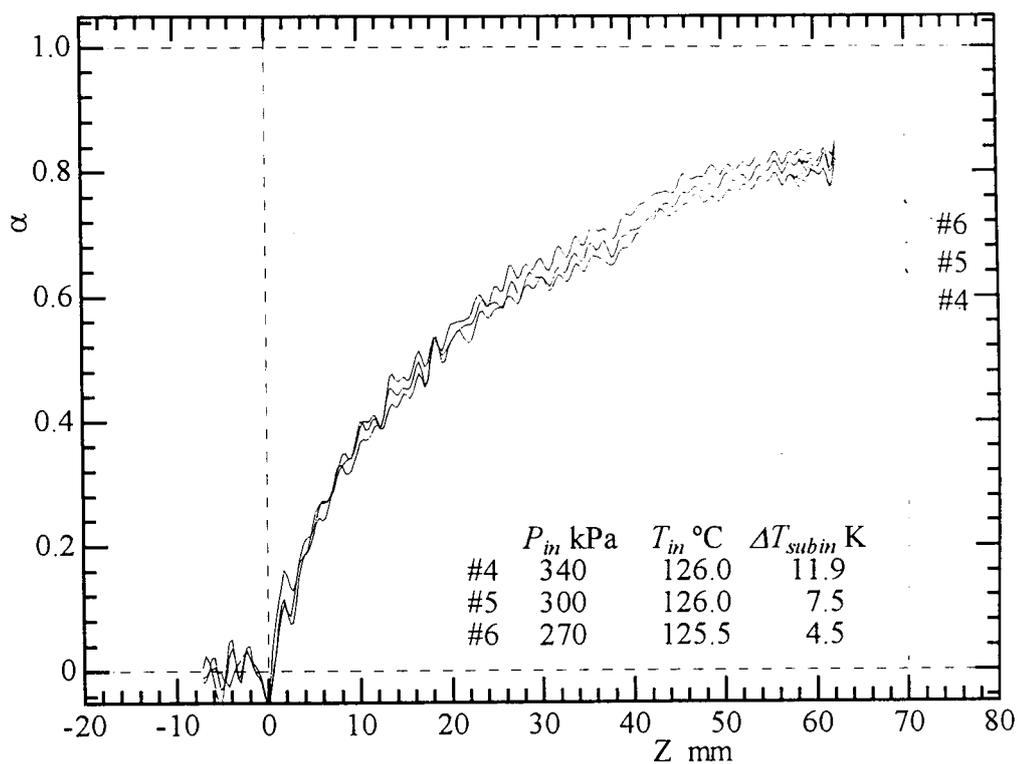
(ii) 軸方向ボイド率分布

(a) $T_{in} \approx 150 \sim 153$ °C

図 5 - 1 3 軸方向一次元ボイド率分布



(i) 軸方向静圧分布



(ii) 軸方向ボイド率分布

(b) $T_{in} \approx 126$ °C

図 5 - 1 3 軸方向一次元ボイド率分布

5. 6 結言

本章では第3章で使用した細線設置ノズルと同じ絞り角(6°), 広がり角(28°)をもつアルミニウム製ノズルに対し, 入口サブクール熱水としたブローダウン実験を行い, ノズル内部の流動挙動を中性子ラジオグラフィ法により可視化した. さらに得られた画像に対し処理を施すことで軸方向一次元ボイド率分布を計測した. 得られた結果は以下の通りである.

- (1) 中性子線強度が低く, 安定しない線源を用いる場合, 1枚の画像に画像処理を施すことでボイド率分布を計測することができる.
- (2) ボイド率はのど部で立ち上がり, 末広部で急激に増大する. 末広部でのボイド率分布は入口圧力の影響を強く受け, 入口サブクール度の影響は小さい.
- (3) 可視化結果からのど部近傍での沸騰開始点を特定することはできなかった.

6. 1 緒言

先細末広ノズル内気液二相流に対し気液各相を独立して取り扱うことのできる一次元二流体モデルにより数値解析を行った。本章では、ノズル入口において高温サブクール熱水とした先細末広ノズル内二相流の数値シミュレーションを、原子炉内熱流動安全解析コードとして開発されたMini-Tracコード⁽⁴⁶⁾を用いて行い、細線設置ノズルの実験結果及び中性子ラジオグラフィによる可視化結果と比較、考察した。

6. 2 基礎式

Mini-Tracコードでは一次元二流体モデルの基礎式として、質量保存及び運動量保存については気液各相に対するものが、エネルギー保存については気相と二相混合流に対するものが用いられている。各方程式を以下に示す

<気相に対する質量保存>

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \alpha) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_G \alpha u_G) = \Gamma \quad (6-1)$$

<液相に対する質量保存>

$$\frac{\partial}{\partial t}\{\rho_L(1-\alpha)\} + \frac{\partial}{\partial z}\{\rho_L(1-\alpha)u_L\} = -\Gamma \quad (6-2)$$

<気相に対する運動量保存>

$$\rho_G \alpha \frac{\partial u_G}{\partial t} + \rho_G \alpha u_G \frac{\partial u_G}{\partial z} = -f_{wG} - f_i + \rho_G \alpha g - \alpha \frac{\partial P}{\partial z} + \Gamma(u_i - u_G) \quad (6-3)$$

<液相に対する運動量保存>

$$\rho_L(1-\alpha) \frac{\partial u_L}{\partial t} + \rho_L(1-\alpha) u_L \frac{\partial u_L}{\partial z} = -f_{wL} + f_i + \rho_L(1-\alpha)g - (1-\alpha) \frac{\partial P}{\partial z} - \Gamma(u_i - u_L) \quad (6-4)$$

<気相に対するエネルギー保存>

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \alpha e_G) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_G \alpha e_G u_G) = -P \frac{\partial \alpha}{\partial t} - P \frac{\partial}{\partial z}(\alpha u_G) + \Gamma h_{th} + q_{wG} + q_{iG} \quad (6-5)$$

<二相混合流に対するエネルギー保存>

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \alpha e_G + \rho_L (1-\alpha) e_L) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_G \alpha e_G u_G + \rho_L (1-\alpha) e_L u_L) \\ = -P \frac{\partial}{\partial z} \{ \alpha u_G + (1-\alpha) u_L \} + q_{wG} + q_{wL} \end{aligned} \quad (6-6)$$

ここで、 α はボイド率、 u は平均流速 [m/s]、 e は内部エネルギー [J/kg]、 P は圧力 [Pa]であり、添字 G, L は気相、液相をそれぞれ示す。なお、二相膨張ノズルは水平設置であることから重力の効果は除いた。Mini-Tracコードでは、 $\alpha, u_G, u_L, e_G, e_L, P$ の6つの独立変数に対し式(6-1)～(6-6)を連立方程式として解いている。

また、気液界面のエネルギーのバランスから次式が得られる。

$$\Gamma(h_{iG} - h_{iL}) + q_{iG} + q_{iL} = 0 \quad (6-7)$$

ここで、 Γ は単位時間、単位体積当たりの蒸発量 [kg/(m³・s)]、 h_{iG}, h_{iL} は気液界面での気液各相の比エンタルピー [J/kg]である。

6. 3 構成式

基礎方程式系をクローズさせるには、界面せん断力 f_i [N/m³]、界面での伝熱量： q_{iG}, q_{iL} [J/m³]、壁面せん断力： f_{wG}, f_{wL} [N/m³]、壁面での伝熱量： q_{wG}, q_{wL} [J/m³]を前述の独立変数の関数で構成式として与える必要がある。Mini-Tracコードでは構成式にPF1モジュール、BF1モジュール、RELAP5モジュールが使用されている。本計算では、原子炉内熱流動問題の安全評価用としてすでに実績のあるPF1モジュールを使用した。

6. 4 解析コード

本研究では、一次元二流体モデルの構成式評価用として開発されたMini-Tracコードを用いて計算を行った。数値解法は、SETS法 (Stability Enhancing Two-

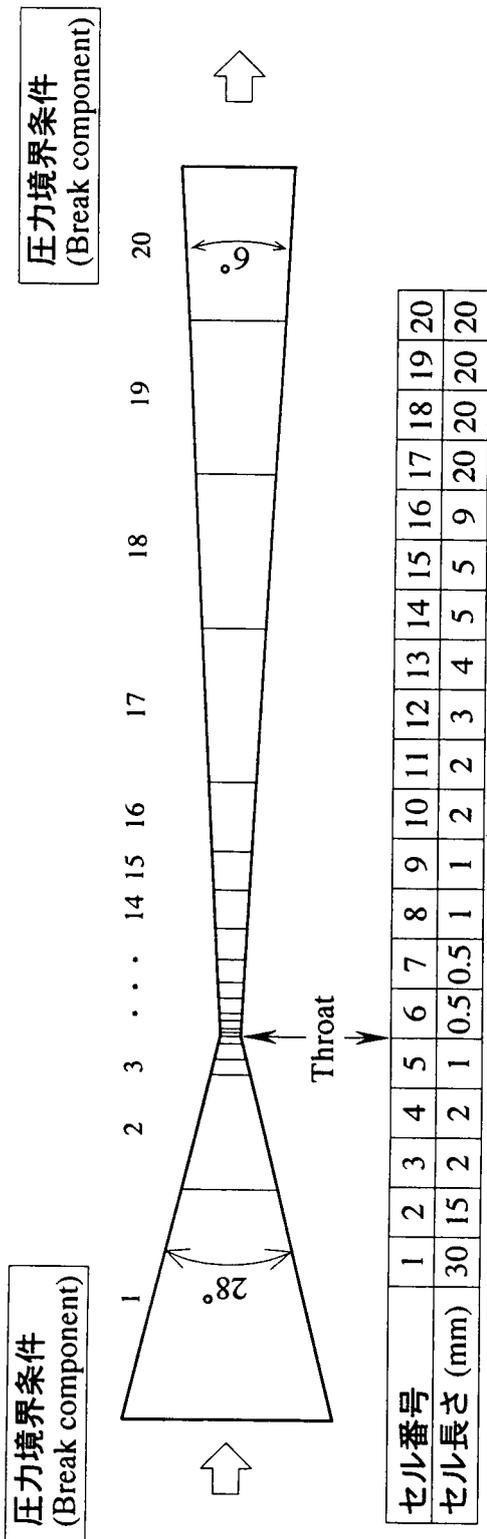
Step Method) による。SETS法とは移流項を陰的に取り扱うことによりクーラン条件による制約を緩め、かつ計算量を少なくするため方程式の各項の陰的扱いを最小とした2段階法である。

6. 5 ノーディング及び境界条件

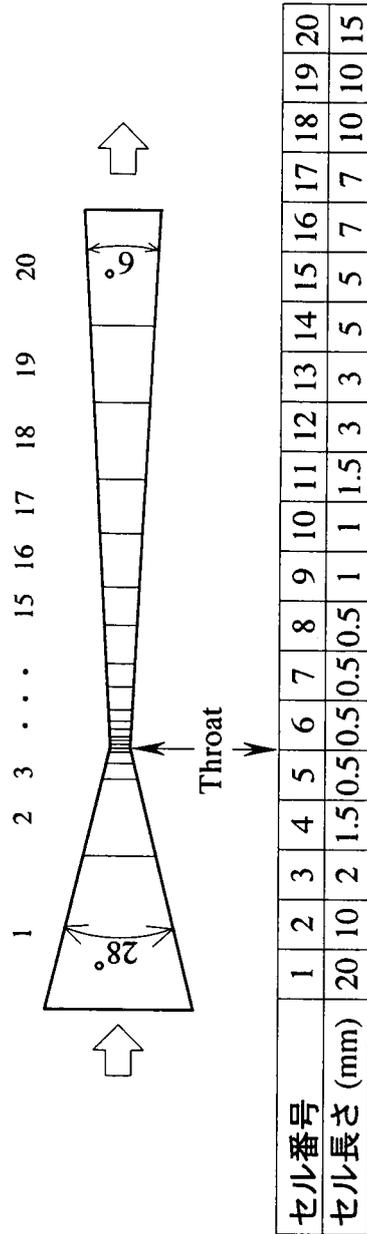
計算で用いたノーディングを図6-1(a), (b)に示す。図(a)は性能改善実験(第3章)で用いた樹脂製ノズルを、図(b)は可視化実験で用いたアルミニウム製ノズルを対象としたものである。セル分割はのど部がセルの境界になるように、また、質量流束が大きくなるのど部近傍は細くなるように、先細部を5個、末広部を15個とした。

Mini-Tracでは境界条件として、圧力境界型(Break component)及び流量境界型(Fill component)が準備されている。本計算では、入口側、出口側の境界条件を共に圧力境界型とした。計算は構成式及び計算コードに全く変更を加えず、パーソナルコンピュータにより行った。計算時間はすべての場合において10秒とした。図6-2に計算結果の時間変化を示す。のど部直後のセル(No.6, $z=0.25$ mm)の圧力が●印で、ノズル出口($z=113$ mm)での液相及び気相流速が△印、○印でそれぞれプロットされている。これより、計算時間10 secで解は十分収束していることがわかる。

入口データシートの一例を表6-1に示す。



(a) 樹脂製ノズル (図3-1) に対応



(b) アルミニウム製ノズル (図5-2) に対応

図6-1 一次元二流体モデルによる解析で用いたノードニング

表 6-1 Mini-Trac 入力データシートの一例
 One Dimensional distribution of Void Fraction in Nozzle (TRAC-PF1)

```

*
* ICODEQ*/ 0
*
*-----
* MAIN CARDS.
*-----
/*TIMET*/ 0.0
/*IEOS */ 0 /*IPAK*/ 0
/*EPSO */ 1.0E-3 /*OITMAX*/ 10
/*NFB*/ 0 /*IHTCND*/ 0
*
*-----
* COMPONENT CARD
*-----
* PIPE COMPONENT
/*NCELLS*/ 20 /*IPOW*/ 0
*
* PIPE ARRAY CARDS.
*
30e-3 15e-3 2e-3 2e-3 1.0e-3 2*0.5e-3 2*1e-3 /*DX*/
2*2e-3 3e-3 4e-3 2*5e-3 9e-3 4*20e-3 /*DX*/
1.0412E-05 1.0856E-06 4.1221E-08 2.6759E-08 8.9324E-09
3.8873E-09 4.0178E-09 8.4360E-09 8.9843E-09 1.9682E-08
2.2082E-08 3.7925E-08 6.0255E-08 9.2442E-08 1.1348E-07
2.6417E-07 9.1952E-07 1.4908E-06 2.2002E-06 3.0477E-06 /*VOL*/
6.1808E-04 1.3464E-04 2.4747E-05 1.6735E-05 1.0285E-05
7.6454E-06 7.9044E-06 8.1677E-06 8.7073E-06 9.2641E-06
1.0430E-05 1.1664E-05 1.3645E-05 1.6528E-05 2.0520E-05
2.4944E-05 3.3994E-05 5.9109E-05 9.1127E-05 1.3005E-04 /*FA*/
1.7587E-04
*
21*0.0 /*FRIC*/
21*0.0 /*GRAV*/
*
2.8053E-02 1.3093E-02 5.6133E-03 4.6160E-03 3.6187E-03
3.1200E-03 3.1724E-03 3.2248E-03 3.3296E-03 3.4344E-03
3.6441E-03 3.8537E-03 4.1682E-03 4.5874E-03 5.1115E-03
5.6356E-03 6.5789E-03 8.6752E-03 1.0772E-02 1.2868E-02 /*HD*/
1.4964E-02
21*1 /*NFF*/
2*0.000 4*0.0035 5*0.2 5*0.8 4*0.9 /*ALP*/
2*0.5 4*10.0 5*50.0 9*100.0 30.0 /*VI*/
6*0.05 10*100.0 5*200.0 /*VV*/
20*411.15 /*TL*/
20*411.15 /*TV*/
4*4.7E+5 7*4.0E+5 3*3.0E+5 3*2.2E+5 3*1.5E+5 /*P*/
*
*-----
*
* BOUNDARY TYPE CARD [0 = FILL, 2 = BREAK ]
/*LEFT*/ 2 /*RIGHT*/ 2
*
*-----
* BREAK COMPONENT
*-----
30E-3 /* DXIN */ 1.0412E-05 /* VOLIN */
2 /* NIB */ 3*1.0 /* FACTORS */
*
TABLES
0.0 4.703E+5 /* P */
10.0 4.703E+5
*
0.0 404.35
10.0 404.35 /* TL */
*
0.0 404.35
10.0 404.35 /* TV */
*
0.0 0.0
10.0 0.0 /* ALP */
*
*-----
* BREAK COMPONENT
*-----
20E-3 /* DXIN */ 5.9407E-7 /* VOLIN */
2 /* NIB */ 3*1.0 /* FACTORS */
*
TABLES
0.0 0.115E+5
10.0 0.115E+5 /* P */
*
0.0 373.15
10.0 373.15 /* TL */
*
0.0 373.15
10.0 373.15 /* TV */
*
0.0 1.0
10.0 1.0 /* ALP */
*
* TIME STEP
DTMIN DTMAX
4.0E-8 3.0E-2
EDINT GINT
3.0E-1 3.0E-1
END CARD
-1.
    
```

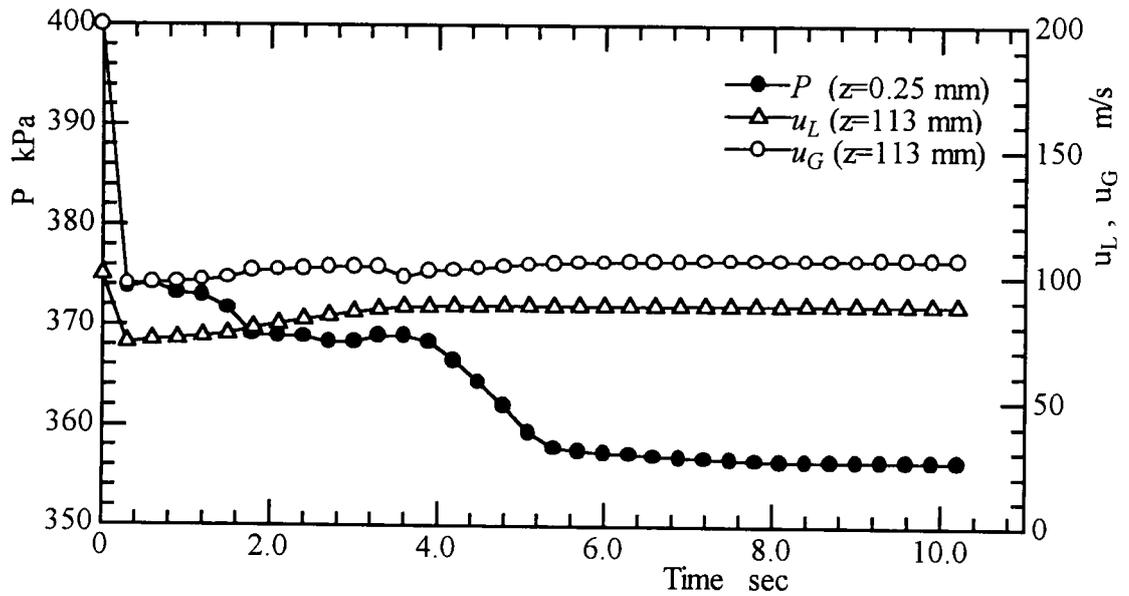


図 6 - 2 圧力及び流速の時間変化

6. 6 計算結果と実験結果の比較

6.6.1 性能特性測定実験との比較

ここでは細線を設置していない標準ノズルB及び図3-12より圧力アンダーシュートが最も小さかったノズルE（直径1.5 mm細線設置）の2本のノズルに対する実験結果と比較した。なお，細線設置ノズルに対する計算ではのど部直径など流路形状は考慮しているが，細線の効果は考慮していない。

図6-3(a)~(c)に入口圧力 $P_{in} \doteq 770$ kPa，入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \doteq 6$ K における計算結果を示す。軸方向静圧分布（図(a)）をみると先細部において静圧はのど部近傍で急激に低下し，入口温度に対する飽和圧力より低くなり，のど部圧力に達している。つまり，Mini-Tracによる計算結果でも沸騰遅れが生じ圧力アンダーシュートは存在していることがわかる。また，末広部では静圧が一度上昇し， $z=5$ mm 近傍で極大値をとりその後低下しているが，これは沸騰の進行が遅れた（ボイド率が低い）状態で流路断面が広がるため液相流速が低下したことによると考えられる。図(b)の速度分布からものど部出口で気液各相の流速が低下しており，図(a)の傾向と一致する。静圧が極大値をとる $Z=5$ mm 近傍以降 $Z=30$ mm の地点までボイド率は急激に上昇し，また蒸気流速も同様に急激に増大していることから急速に沸騰が進行していることがわかる。 $Z=70$

mm 以降では沸騰が完了したため流路断面積の広がりとともに蒸気流速が低下し、ノズル出口では速度スリップ比が1に近づき液相が十分加速されている。一方、温度分布をみると末広部のど部近傍において液温は $Z < 6$ mmの範囲では全く低下せず飽和温度より高く熱力学的に非平衡状態にあることがわかる。 $Z = 8$ mm 近傍で液温が圧力に対する飽和温度と等しくなり、熱平衡状態に達している。

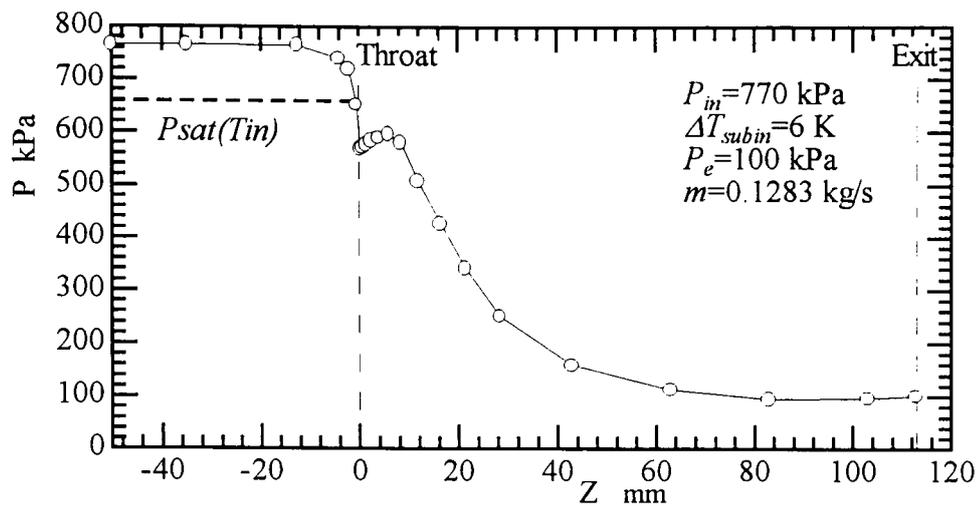
図6-4(a)~(c)に入口圧力 $P_{in} \doteq 770$ kPa, 入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \doteq 6, 12, 19$ K における軸方向静圧分布の計算結果(図中、実線)を示す。図中、標準ノズルB(図(i))及び細線設置ノズルE(図(ii))の実験結果とともに、IHE(等エントロピ均質モデル)による計算結果が破線でプロットされている。背圧は実験結果に合わせて4通りに設定して計算された。 $\Delta T_{subin} \doteq 6$ Kの場合(図(a)), ノズルBに対しては計算結果の圧力アンダーシュートが実験結果より小さく、末広部における圧力分布も実験結果のものに比べて大きく異なっている。一方、細線設置ノズルに対しては、実験結果にのど部直後での圧力回復は見られないものの圧力アンダーシュートの値、そして $Z > 16$ mmでの膨張時の圧力分布ともに計算結果は実験結果に定性的にも定量的にも良く一致している。ノズルBでは沸騰遅れが大きいにも関わらず、のど部直後で圧力の回復がみられないのはのど部直後で縮流が生じているためと考えられる。それに対し、細線設置ノズルEでは、のど部上流に設置された細線の効果により縮流が弱まるため縮流を考慮しない計算結果と良く一致するものと考えられる。

同様に、 $\Delta T_{subin} \doteq 12$ K(図(b)), $\Delta T_{subin} \doteq 19$ K(図(c))に対する計算結果(図中、実線)が実験結果と合わせて図(b), (c)に示されているが、図(a)の場合と同様、標準ノズルBに対しては計算結果の圧力アンダーシュートが小さく、細線設置ノズルEに対する結果とは良く一致している。また、背圧の変化に対しても、いずれもノズルEに対して良く一致していることが分かる。

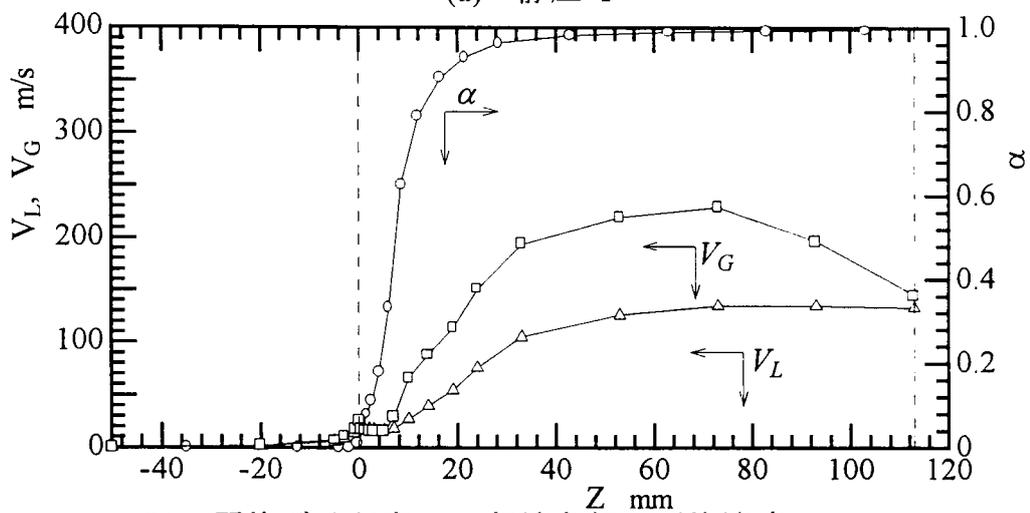
次に、ノズル入口流速から質量流量を、ノズル出口における液相及び気相の速度およびボイド率から推力を計算し、実験結果と比較した。図6-5にのど部での質量流束の計算値と実測値の比較を示す。図中、実測値に対する計算値の比 G_{Ccal}/G_{Cexp} が入口圧力に対し入口サブクール度をパラメータとしてプロ

ットされている。これより、Mini-Tracコードにより求めた臨界流量は標準ノズルBの実測値に対し、入口圧力が増大するほど大きくなる傾向はあるが本計算条件では ±10 % 以内の範囲で良く一致している。一方、細線設置ノズルEに対しては入口サブクール度 $\Delta T_{subin} \doteq 6 \text{ K}$ においては 134 %、 $\Delta T_{subin} \doteq 12, 19 \text{ K}$ においてはそれぞれ 141, 132 % の値をとっており、計算結果が実測値に対し大きく出力されている。これは、ノズルEでは細線の設置により臨界流量が減少しているためと考えられる。

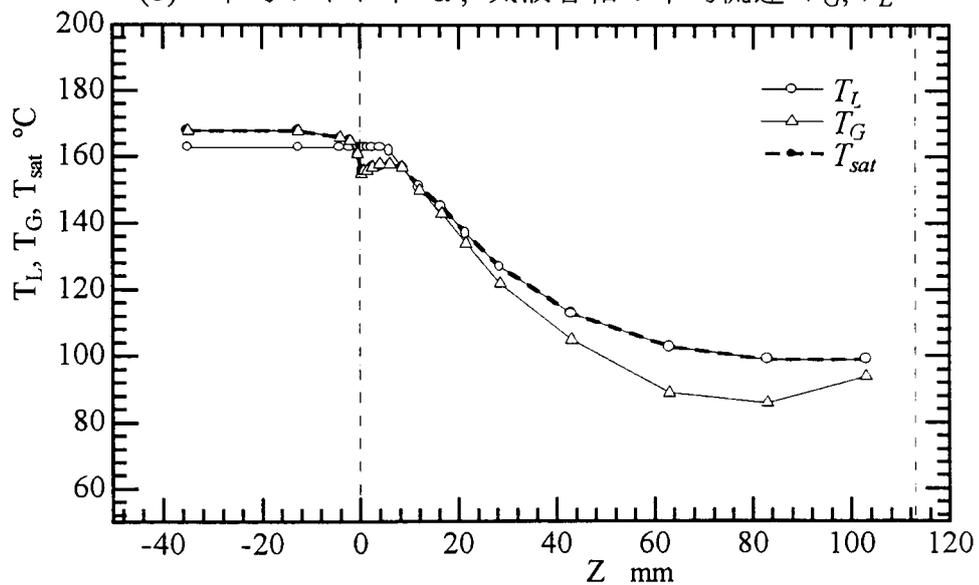
次に、推力の計算結果を臨界流量の場合と同様に図6-6に示す。推力も臨界流量の場合と同様に標準ノズルB に対しては、 $P_{in} \doteq 470 \text{ kPa}$ 、 $\Delta T_{subin} \doteq 6 \text{ K}$ の場合を除き ±10 % 以内の範囲でよく一致しているが、細線設置ノズルE に対しては 13~23% 程度大きく出力されている。これは、流量の違いによるものと考えられる。



(a) 静圧 P

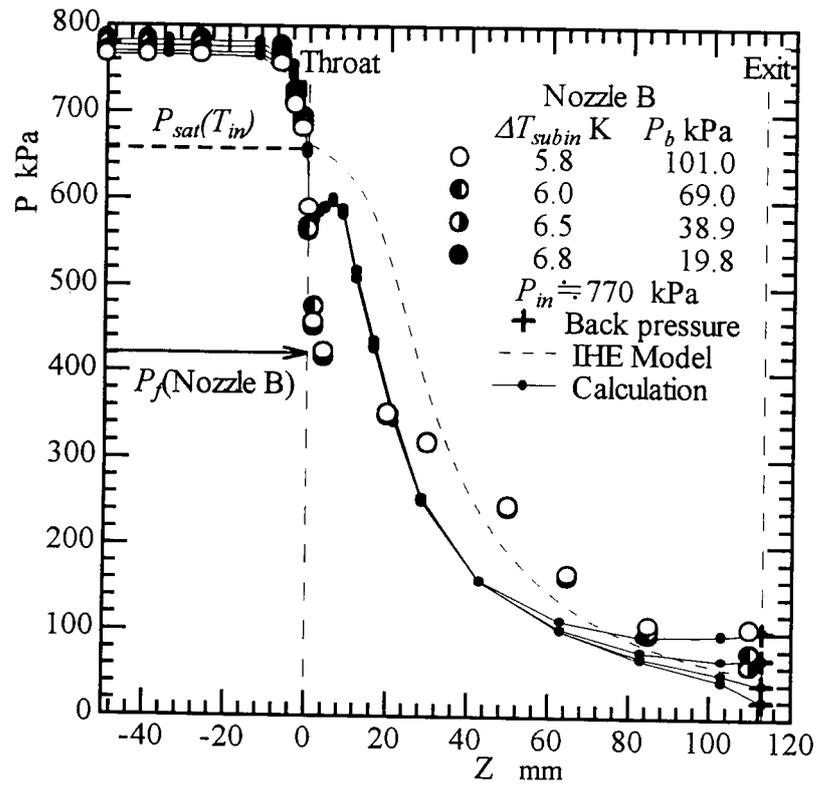


(b) 平均ボイド率 α , 気液各相の平均流速 V_G, V_L

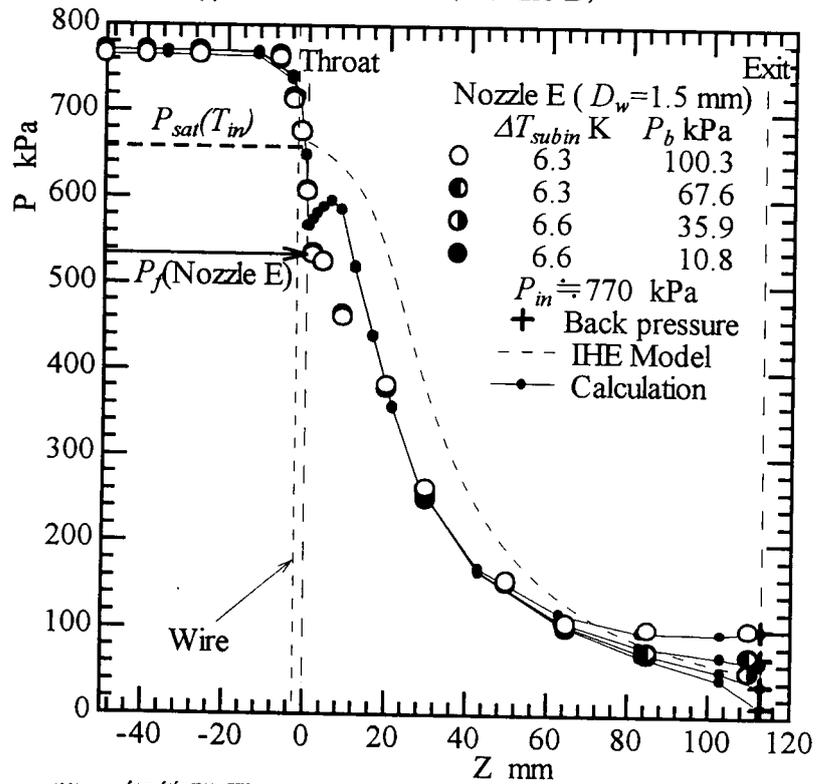


(c) 気液各相の温度 T_G, T_L , 静圧 P に対する飽和温度 T_{sat}

図 6-3 標準ノズルBに対する計算結果



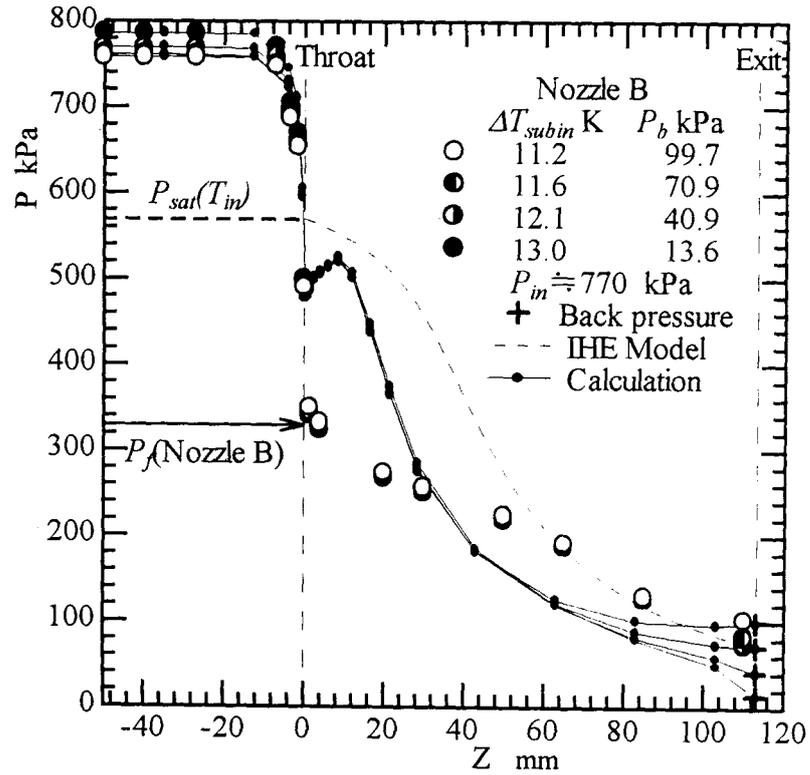
(i) 標準ノズル (Nozzle B)



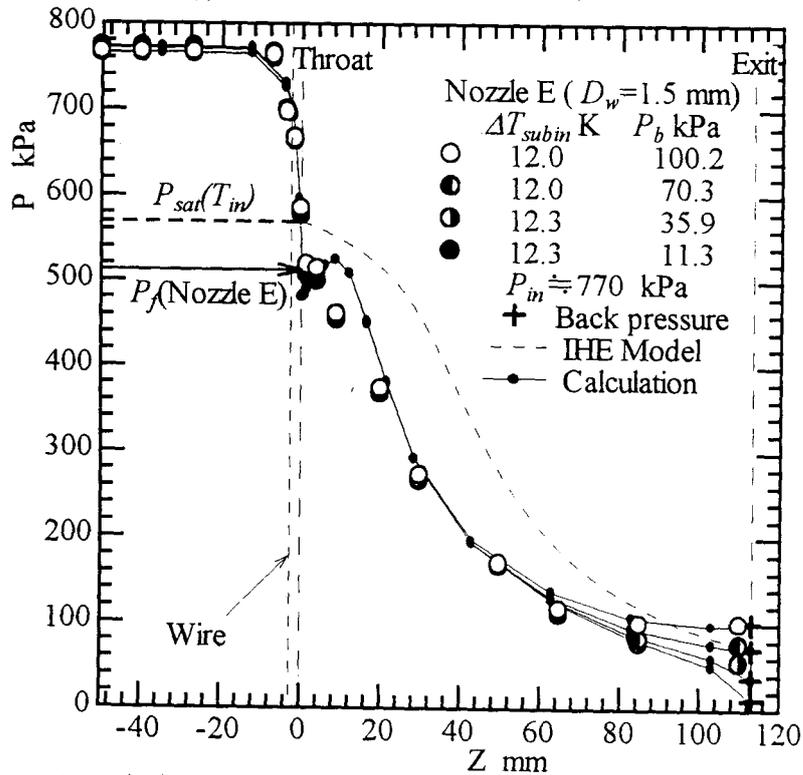
(ii) 細線設置ノズル (Nozzle E, $D_w=1.5$ mm)

(a) $P_{in} \doteq 770$ kPa, $\Delta T_{subin} \doteq 6$ K

図6-4 軸方向静圧分布



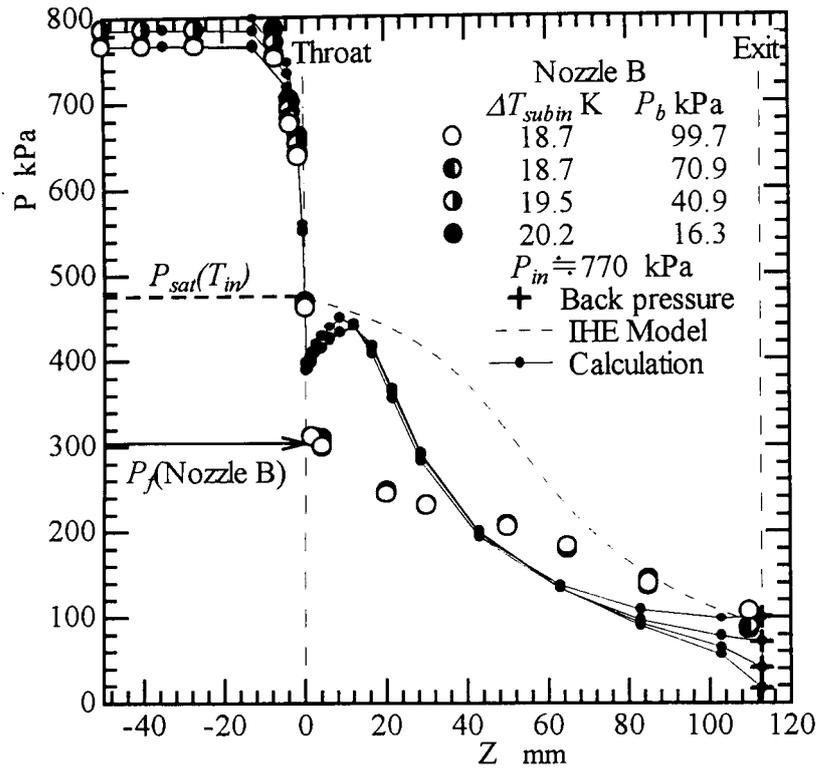
(i) 標準ノズル (Nozzle B)



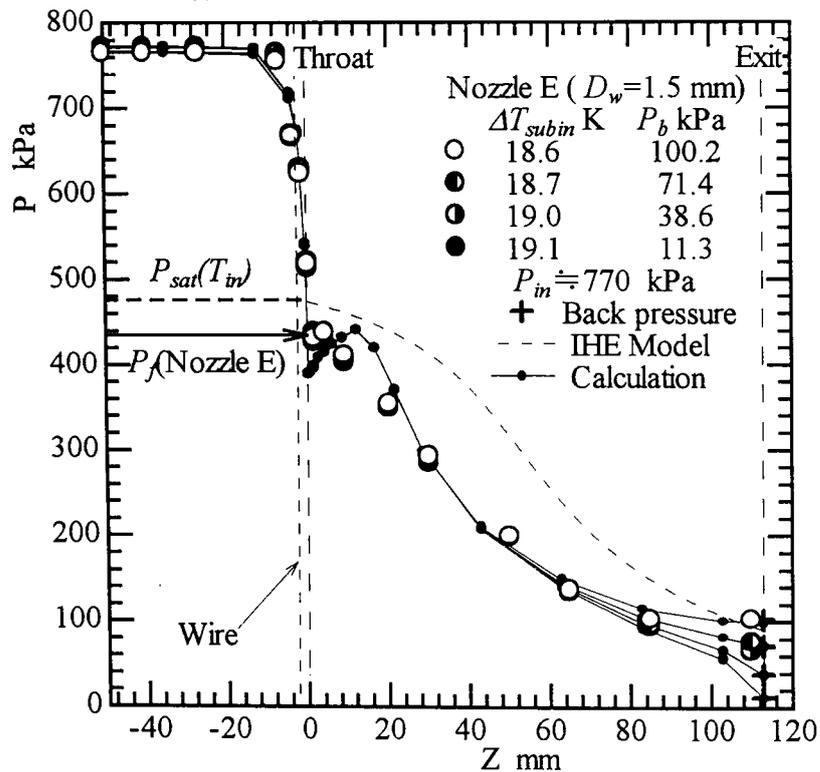
(ii) 細線設置ノズル (Nozzle E, $D_w = 1.5$ mm)

(b) $P_{in} \approx 770$ kPa, $\Delta T_{subin} \approx 12$ K

図6-4 軸方向静圧分布



(i) 標準ノズル (Nozzle B)



(ii) 細線設置ノズル (Nozzle E, $D_w = 1.5$ mm)

(c) $P_{in} \doteq 770$ kPa, $\Delta T_{subin} \doteq 19$ K

図 6 - 4 軸方向静圧分布

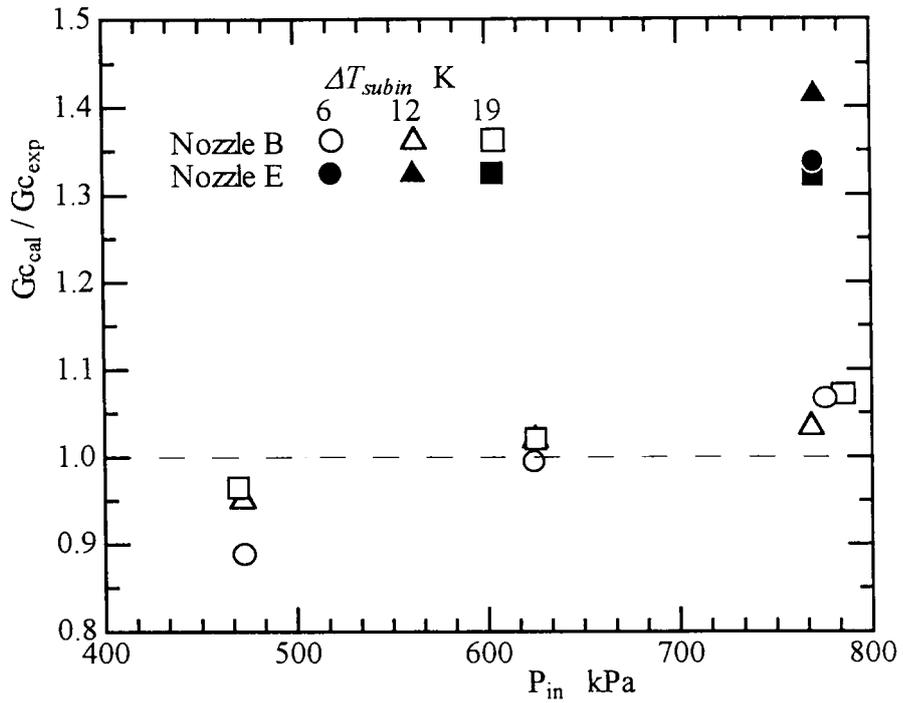


図 6-5 実験結果との比較 (臨界流量 G_c)

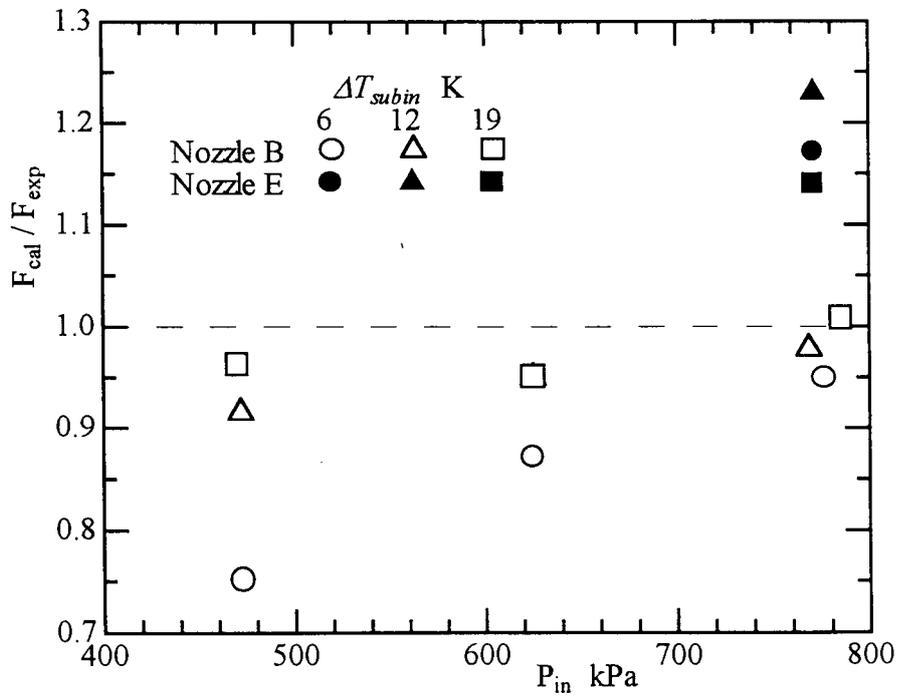


図 6-6 実験結果との比較 (推力 F)

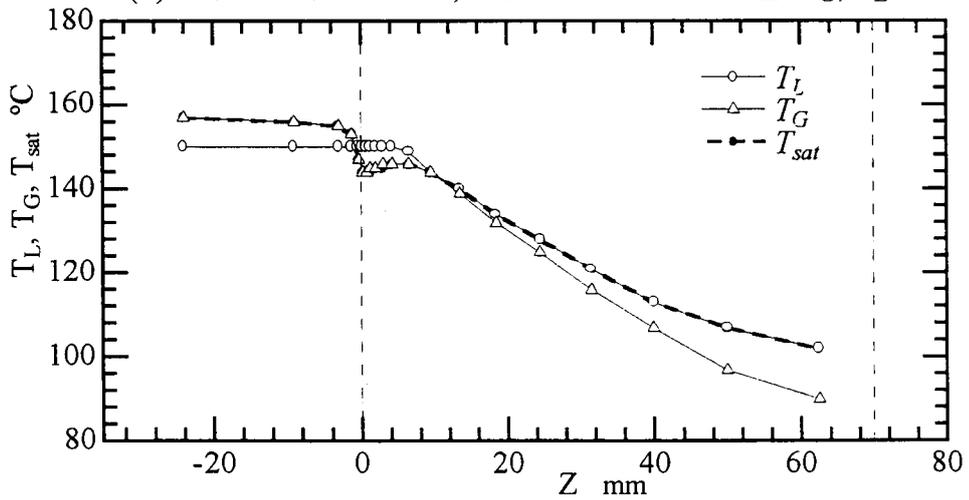
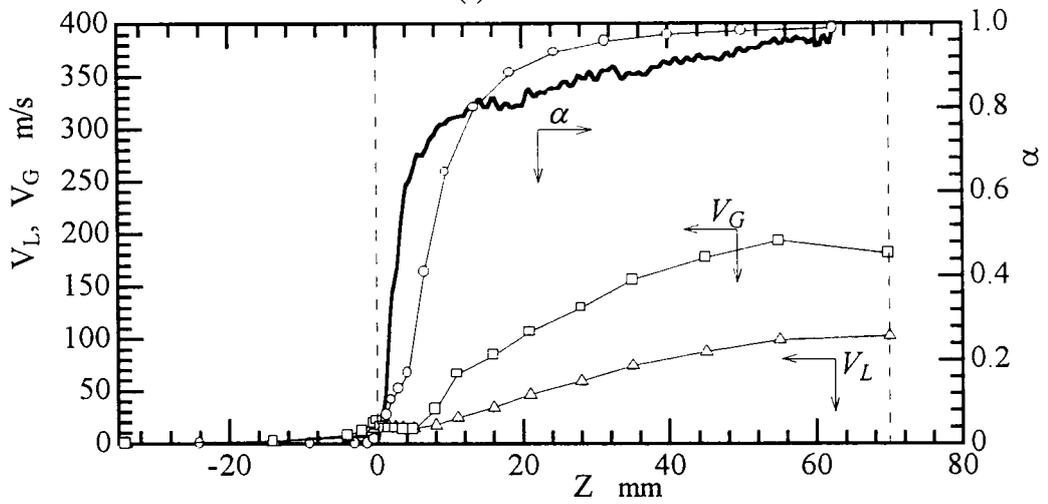
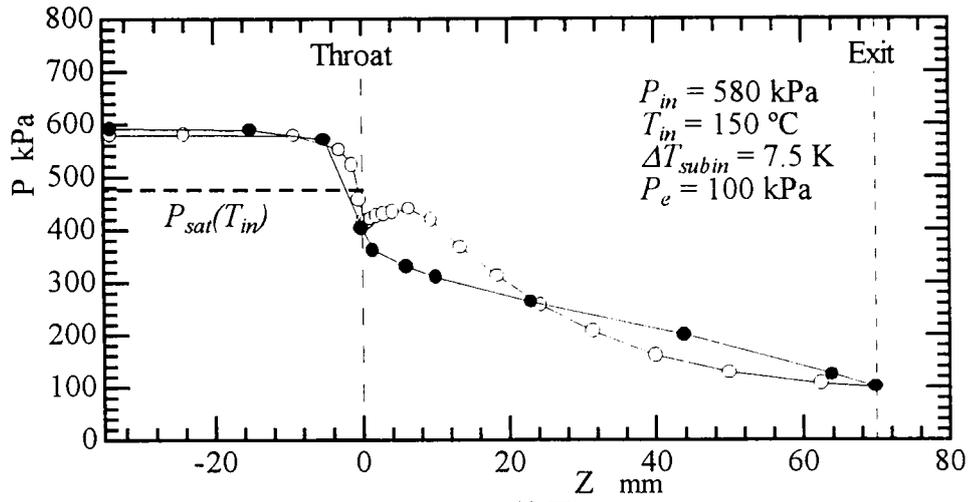
6.6.2 中性子ラジオグラフィーによる軸方向ボイド率分布測定結果との比較

中性子ラジオグラフィー法によりノズル内流動の可視化を行ったブローダウン実験での条件#1 (図5-3参照), 即ち $P_{in} \doteq 580$ kPa, $\Delta T_{subin} \doteq 7.5$ Kに対する計算結果を軸方向ボイド率分布測定結果とあわせて図6-7(a)に示す. ここで, 軸方向圧力分布には補足実験により同一入口条件に対し得られた実験結果である. 軸方向圧力分布をみると図6-3での計算結果と同様, のど部で極小値をとったあと末広部で圧力の回復が見られる. これは, 液相の減速によるものであり, ボイド率分布においても実験結果がのど部から急速に上昇しているのに対し計算結果では実験結果に比べボイド率上昇の勾配が緩やかになっている. しかし, ノズル出口ではボイド率もほぼ同じ値になっており定性的には良く一致していると言える.

次に, 図6-7(b)に入口圧力が低い場合(条件#4), 即ち $P_{in} \doteq 340$ kPa, $\Delta T_{subin} \doteq 11.9$ Kに対する計算結果を示す. 入口圧力が低い場合には実験結果において末広部での膨張が十分でなくボイド率も低い値となっている. これに対し, 計算結果では末広部 $Z > 10$ mm においては圧力分布が理想膨張に近い分布を示しており, ボイド率分布もノズル出口で実験結果に対し2割ほど高い値を示している.

次に, 実験条件#1~#6における軸方向ボイド率分布の測定結果との比較を図6-8(a), (b)に示す. 図(a)は入口圧力が高い場合 ($P_{in} \doteq 540 \sim 580$ kPa), 図(b)は低い場合 ($P_{in} \doteq 270 \sim 340$ kPa)での結果である. これより, ボイド率分布に及ぼす入口サブクール度の影響は小さいことがわかる. 即ち, 条件#1~#3では実験結果, 計算結果ともにそれほど大きな差はなく, 計算結果が実験結果に定性的に良く一致している. また, 入口サブクール度が大きくなるほど一致が良く, 条件#3では定量的にも良く一致している. これは, 図2-29に見られるように, 入口圧力が低いほど, 入口サブクール度が大きいほど圧力アンダーシュートが小さくなるためと考えられる.

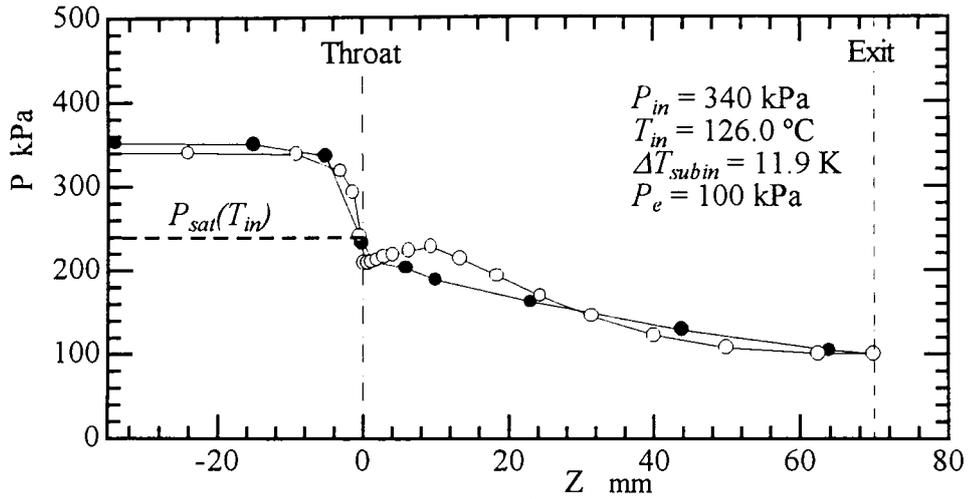
一方, 入口圧力が低い場合にはいずれの場合も計算結果は実験結果に対し2割程度高い値をとっている.



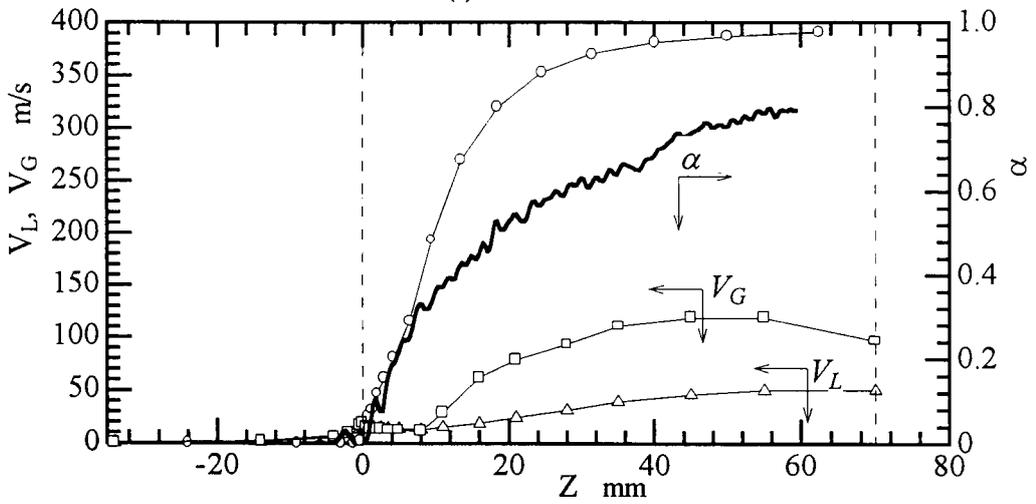
(iii) 気液各相の温度 T_G, T_L , 静圧 P に対する飽和温度 T_{sat}

(a) $P_{in} \cong 580 \text{ kPa}$, $\Delta T_{subin} \cong 7.5 \text{ K}$

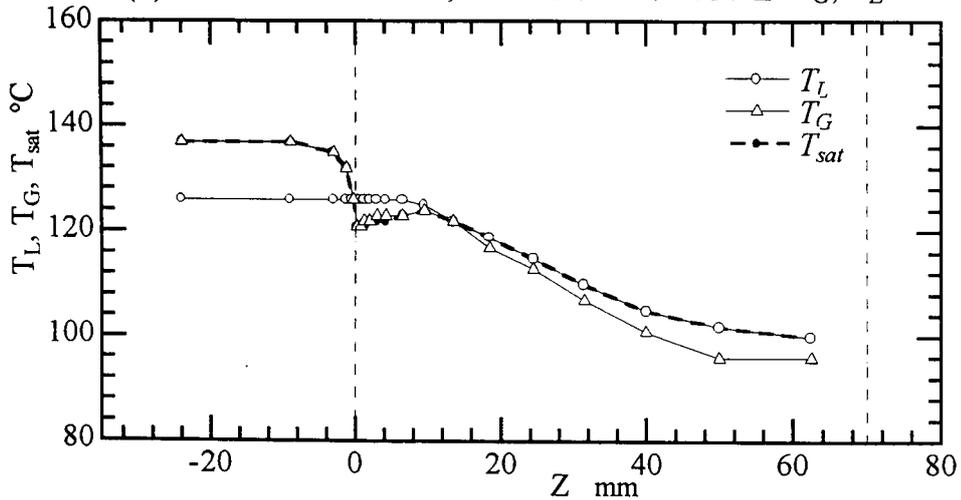
図 6-7 可視化実験用ノズルに対する計算結果



(i) 静圧 P



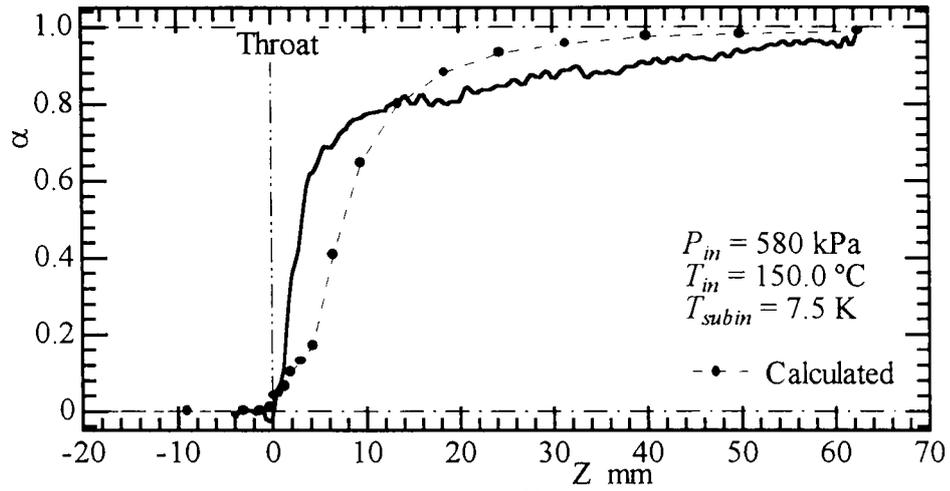
(ii) 平均ボイド率 α , 気液各相の平均流速 V_G, V_L



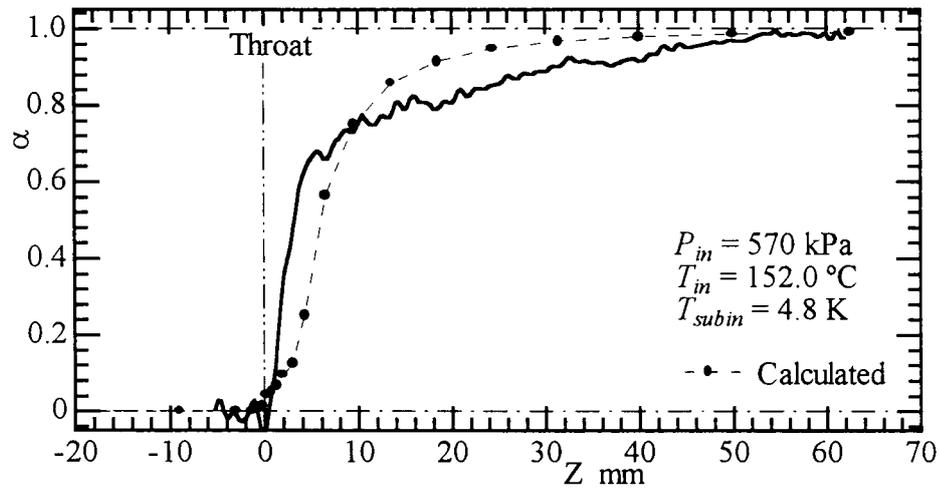
(iii) 気液各相の温度 T_G, T_L , 静圧 P に対する飽和温度 T_{sat}

(a) $P_{in} \doteq 340 \text{ kPa}$, $\Delta T_{subin} \doteq 11.9 \text{ K}$

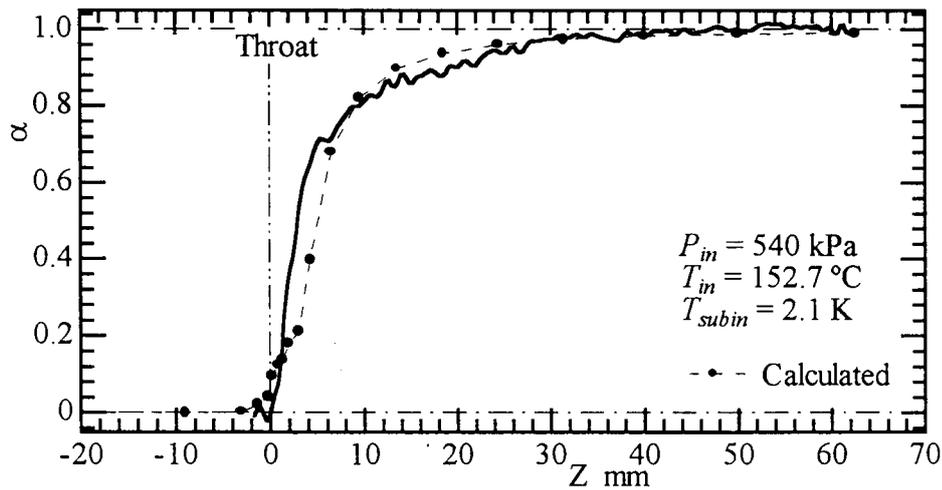
図 6-7 可視化実験用ノズルに対する計算結果



(i) 条件 #1



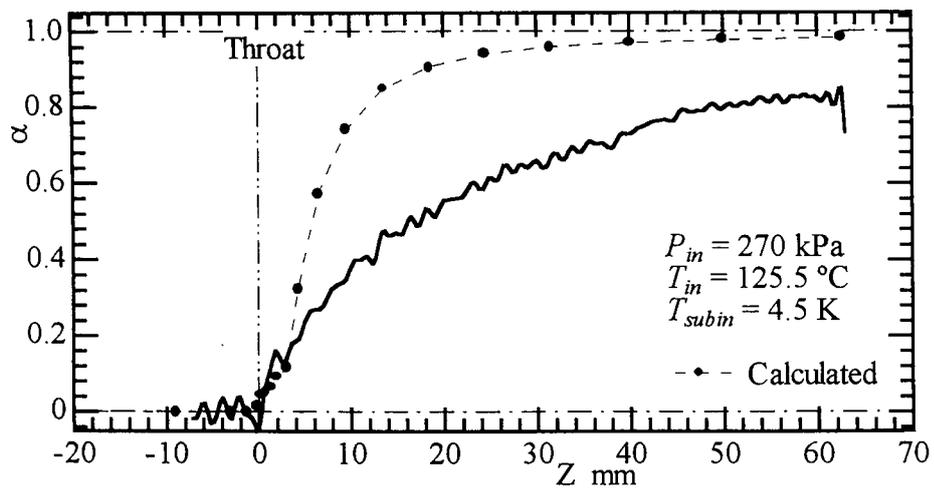
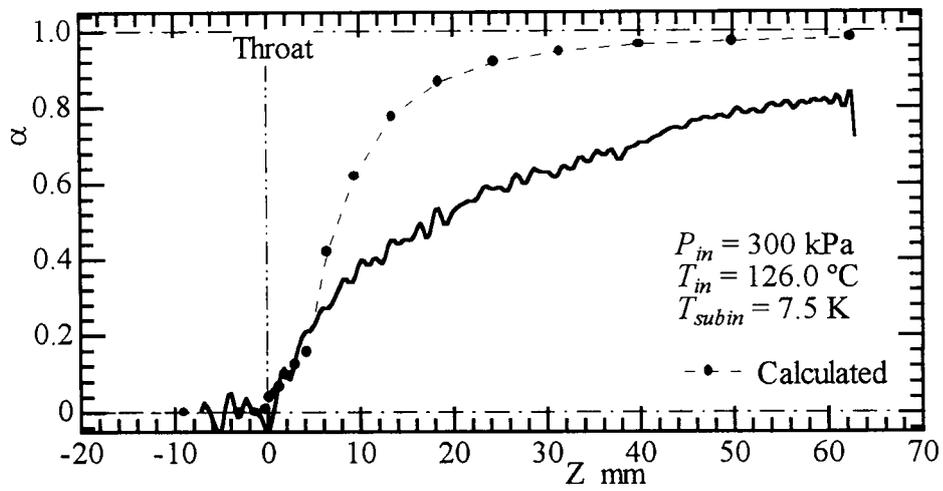
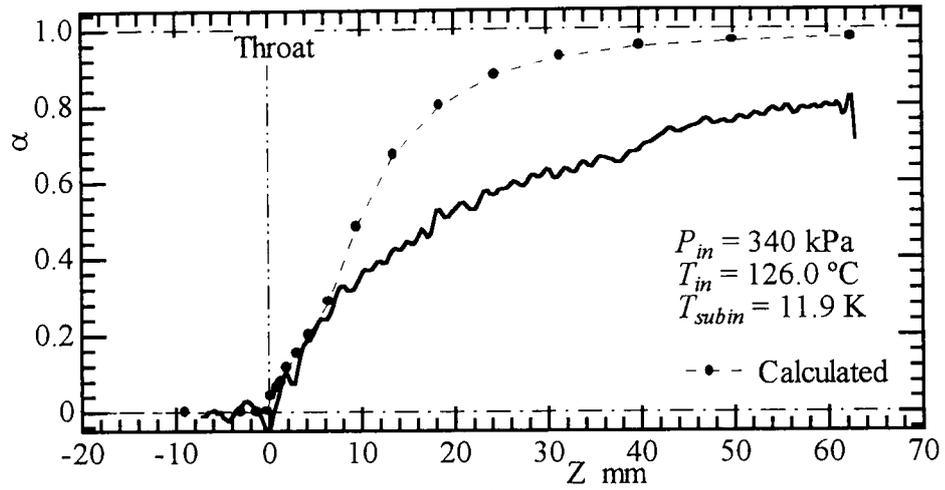
(ii) 条件 #2



(iii) 条件 #3

(a) $P_{in} \cong 540 \sim 580 \text{ kPa}$

図6-8 実験結果との比較 (軸方向ボイド率分布)



(b) $P_{in} \approx 270 \sim 300 \text{ kPa}$

図 6 - 8 実験結果との比較 (軸方向ボイド率分布)

6. 7 結 言

原子炉内熱流動安全解析コードMini-Tracコードを用いることによりノズル内の臨界二相流のシミュレーションを行い、その計算結果と実験結果の比較をした。その結果を以下に示す。

- (1) 軸方向静圧分布の計算結果は入口圧力 $P_{in} \approx 770$ kPa において細線設置ノズルB（細線径1.5 mm）の実験結果と非常によく一致した。しかし、標準ノズルA（細線なし）の実験結果に対しては圧力アンダーシュートが小さく末広部において異なる結果となった。一方、臨界流量及び推力の計算結果は標準ノズルAの実験結果とよく一致している。
- (2) ボイド率分布の計算結果は中性子ラジオグラフィーによる測定結果と入口圧力が高い場合（ $P_{in} = 540 \sim 580$ kPa）においてはよく一致していたものの、入口圧力が低い場合（ $P_{in} = 270 \sim 340$ kPa）においては計算値は実測値よりもおよそ2割ほど高い値となった。

第7章 減圧沸騰を伴うキャピラリーチューブ内気液二相流の流動特性

7. 1 緒言

冷凍サイクルにおいて絞り器として用いられるキャピラリーチューブは冷媒を減圧するだけでなく、冷媒流量を制御する役割を有している。そのため要求される冷凍能力に対し、システムを設計するにはチューブの直径及び長さの選定が重要となる。壁面摩擦により減圧される減圧沸騰流については、入口条件が二相流もしくは飽和水の場合については臨界流量の計算モデルは赤川⁽⁴⁷⁾により整理、考察されている。しかし、冷凍サイクルの場合、冷媒潜熱を有効に利用するため、一般に凝縮器出口はサブクール状態であり、冷媒はサブクール水としてキャピラリーチューブに流入し、チューブ途中で沸騰する。入口をサブクール水とした場合には、ノズル内流れの場合と同様、沸騰に遅れが生じる熱非平衡が存在するため、その解析は容易ではない。解析モデルを構築するには、沸騰開始点の確定と熱非平衡状態での二相流の状態把握が重要であり、その達成には流動挙動の可視化が有効であると考えられる。

キャピラリーチューブ内の熱非平衡状態にある流動挙動を直接可視化し、可視化結果より沸騰開始点の特定及びボイド率分布の計測を行った例は見当たらず、沸騰後の気液二相流が熱非平衡状態にある領域での流動の情報が少ない状況にある。従来、キャピラリーチューブ内の流動を可視化する手段として、透明ガラス管を用いる手法が行われている⁽⁴⁰⁾。しかし、沸騰核が流体中からではなく壁面のキャビティより生成すると考えた場合、沸騰開始圧力がキャピラリーチューブの壁面性状に依存することも考えられるため、実用材質とは現象が異なることも予想される。

本章では、アルミニウム製キャピラリーチューブに対し、入口がサブクール水の条件での流動の可視化結果及びボイド率分布の計測結果について述べる。また、実用機器での現状を評価するため、実用機器の実用条件下での流動可視化実験も行ったので得られた結果を述べる。なお、可視化実験は第4章に示す中性子ラジオグラフィ法により行われた。

7. 2 実験装置及び方法

7.2.1 実用機器における流動挙動の可視化実験

キャピラリーチューブを用いた冷凍サイクルの市販品における流動特性を評価するため、実用機器を対象とした実用条件下での可視化実験を行った。

実験装置の概観を図7-1に示す。装置は市販の除湿器（東芝、RAD-50ND）を可視化実験用に改造したものであり、冷媒にはフロンR22 (HCFC-22; CHClF_2) が用いられている。すなわち、中性子線の減衰が大きい樹脂製の容器を取り除き、冷凍機を構成する各要素を個々に可視化出来るよう配置されている。蒸発器①、凝縮器②はともにフィンアンドチューブ型熱交換器でありアルミ製のダクトで連結されており、ファン⑥を駆動することで空気との熱交換がなされる。キャピラリーチューブ③は銅製であり、外径 2 mm, 内径 0.8 mm, 長さ 187 mm である。また、蒸発温度が外気温より低くなることから、外部からの熱の侵入を防ぎ、またキャピラリー

チューブ外壁での結露を防止するため断熱材により断熱が施された。

可視化実験は、ほぼ 20°C の室温に保たれた研究炉内で通常運転した状態で行われた。そのときの冷媒の循環流量は 8.9 kg/h, 凝縮器出口圧力は 1.2 MPa, そして蒸発器入口圧力は 0.5 MPa であった。

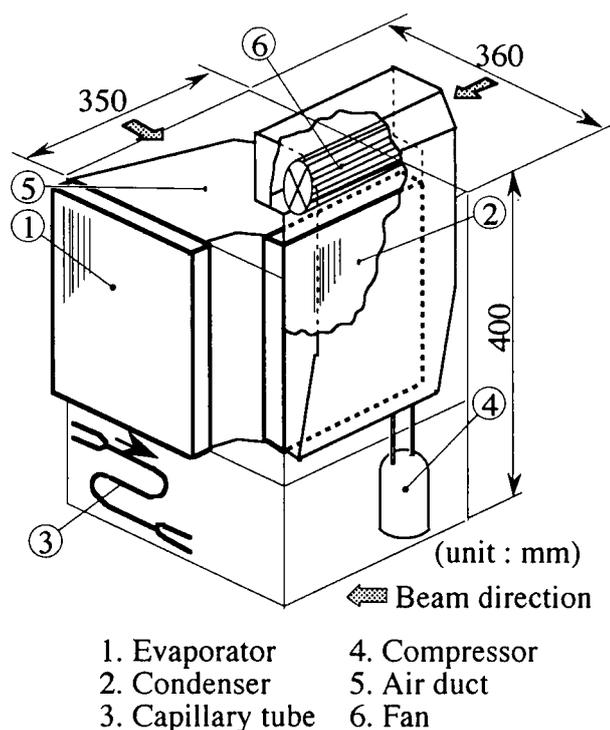


図7-1 実用機器可視化試験部外観

7.2.2 ブローダウン実験

実験装置の概略系統を図7-2に示す。作動流体にはフロン R22 (HCFC-22; CHClF_2) を用いた。実験装置は、高压側圧力容器②、低压側圧力容器⑥、そして試験部であるキャピラリーチューブからなる。液状態で圧力容器②に蓄えられたフロン R22 は、温水中に浸すことで温水とほぼ同一温度の飽和圧力まで昇圧される。温水は容器内の冷媒温度が所定の温度となるよう温度コントローラ及びヒーター①により温度設定された。一方、下流側圧力容器⑥は実験開始前に真空状態に減圧され、冷水内に浸され冷却されている。2つの圧力容器は、空気圧式ボールバルブ④、キャピラリーチューブで接続されており、実験では空気圧式ボールバルブ④を開放することで、作動流体はブローダウンによりキャピラリーチューブへ供給される。作動流体は上流側圧力容器②の下部より液状態で流出し、サブクーラによりサブクール状態となり、質量流量計③で流量が計測された後、ボールバルブ④を経て照射室内に設置されたキャピラリーチューブへ流入する。キャピラリーチューブ出入口では圧力が圧力変換器により、温度が流路内に挿入された K 型熱電対によりそれぞれ計測された。キャピラリーチューブ内で減圧沸騰により二相流となった冷媒は冷水内の冷却コイルを通り凝縮し、下流側圧力容器⑥内に回収される。

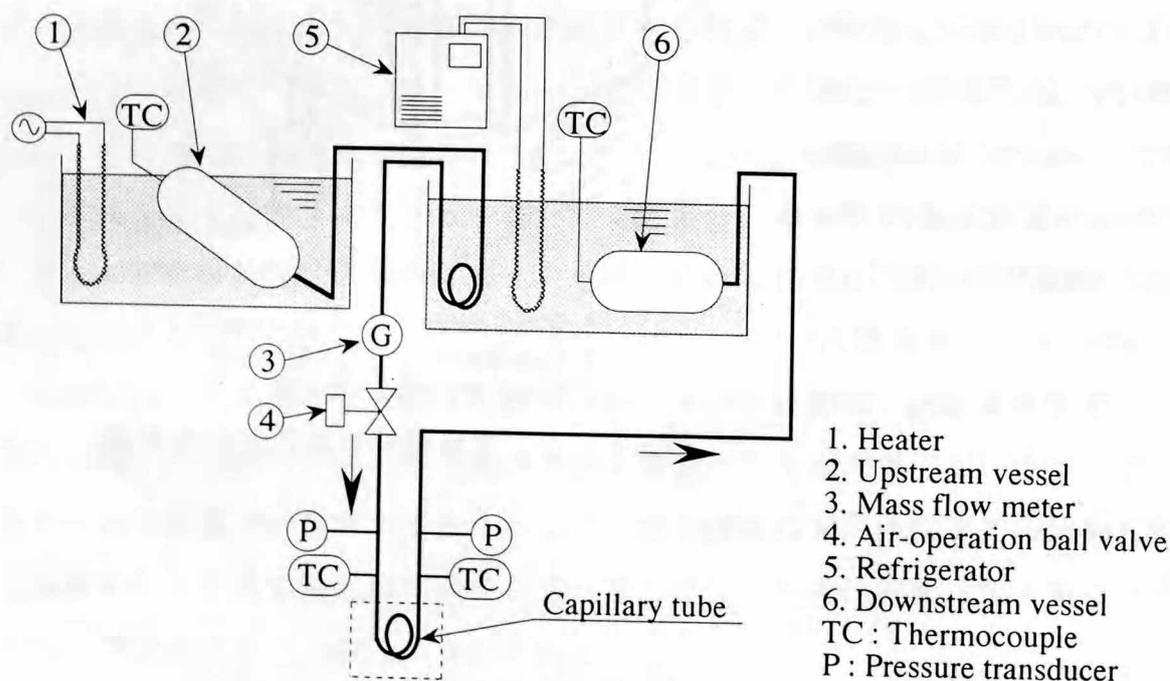
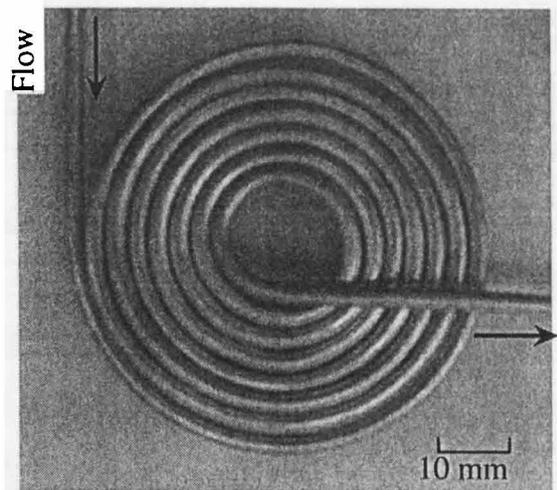


図7-2 実験装置概略 (ブローダウン実験)

キャピラリーチューブの外観を図7-3に示す。キャピラリーチューブは中性子線の減衰が小さいアルミニウム製とし、内径2mm、肉厚0.5mmの管を同一平面内で渦巻き状に巻いたものである。冷媒は図中A点より流入し、B点から流出する。キャピラリーチューブは中性子線の



内径；2 mm、外径；3 mm、長さ；1000 mm

図7-3 キャピラリーチューブ外観

(アルミニウム製)

のL/Dによる誤差の影響(節4.3参照)を極力抑えるためコンバータ上に直接貼り付けられた。なお、キャピラリーチューブには7.2.1で示した実験装置同様、外壁での結露を防止するため断熱材により断熱が施された。

実験では上流側タンクを浸漬した温水温度、及び下流側タンクを浸漬した冷水温度により、キャピラリーチューブの出入口圧力を設定した。空調用冷凍サイクルでは設計基準として凝縮温度40~50℃、蒸発温度5℃程度が与えられる。そこで、実用条件に合わせるため、上流側圧力容器の液冷媒温度を40~50℃の範囲で、下流側の圧力容器は容器内での冷媒の凝縮遅れによる圧力上昇を見込み0℃の冷水に浸漬した。ブローダウン実験中の、キャピラリーチューブ出入口冷媒温度、圧力、そして質量流量の時間変化を図7-4に示す。図中、冷媒圧力に対する入口サブクール度が併せて示されている。実験中、出入口圧力はほとんど変化しておらず、下流側冷却コイルによる冷媒の凝縮が正常に行われているのがわかる。入口温度は緩やかに上昇し、それに伴い入口サブクール度が減少する。また、流量が緩やかに減少している。図中、二点鎖線で示す区間、#1~#7の7条件で画像データを取得した。

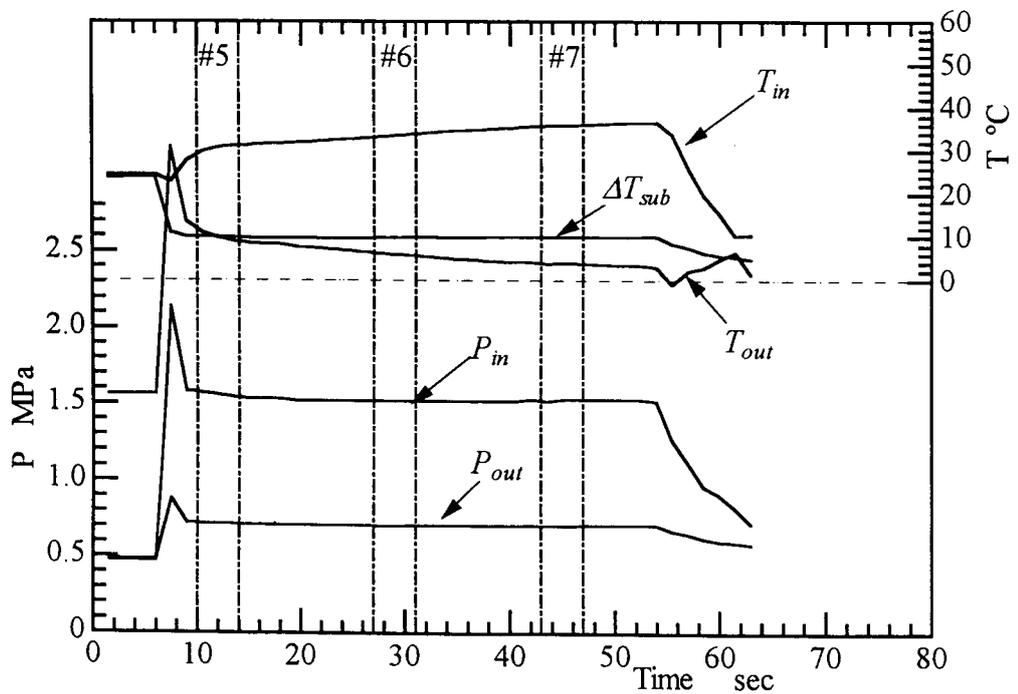
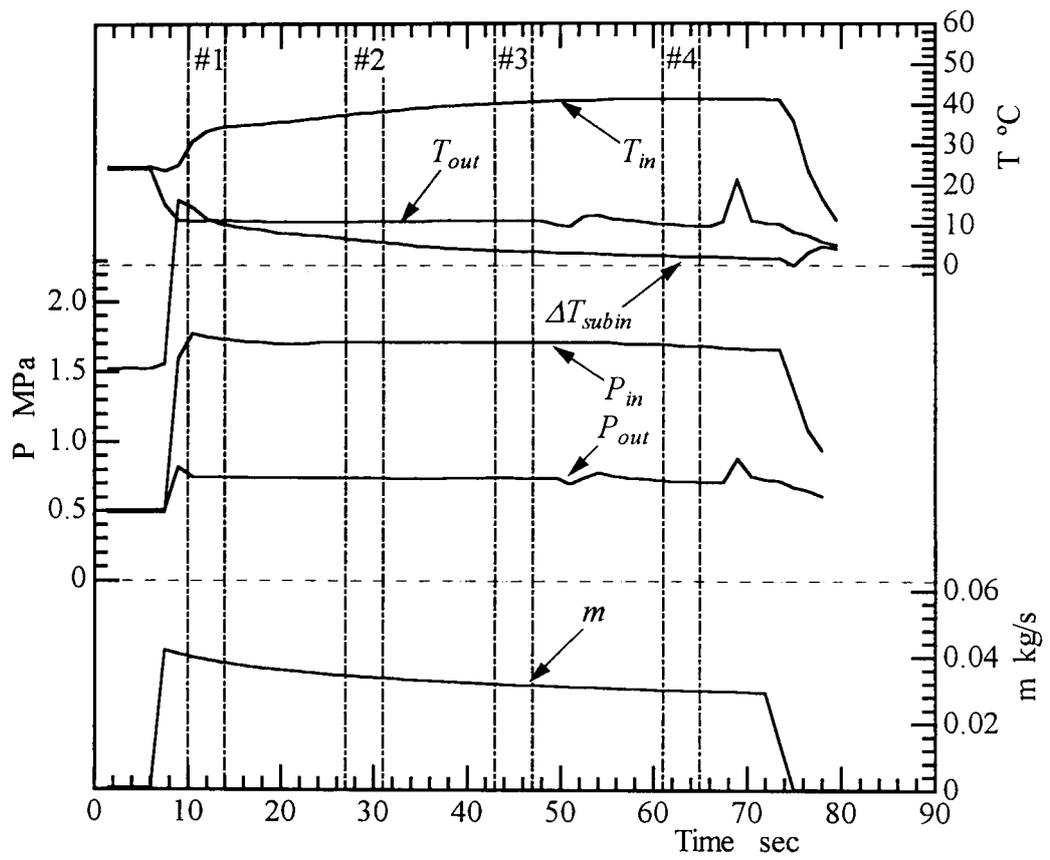


図 7 - 4 実験条件の経時変化

7.2.3 中性子ラジオグラフィシステム

可視化実験はいずれも日本原子力研究所の研究炉 JRR-3M に設置された実時間中性子ラジオグラフィシステムにより行われた。中性子ラジオグラフィシステムの詳細は節 4. 3 (図 4-7) に記されている。中性子ラジオグラフィでは被写体前面での中性子束が映像の質を大きく左右し、中性子束が大きいほど中性子の揺らぎによるちらつきが小さい鮮明な画像を得ることが出来る。日本原子力研究所のシステムでは被写体の部分において得られる中性子束が 1.5×10^8 neutron/(cm²s) であり、世界最高水準である。一方、このシステムには撮像機器として、実時間 (30 fps) で画像を取得する SIT 管ビデオカメラ、高速現象に対応する高速度ビデオカメラ、そして輝度分解能と空間分解能に優れたスチル画像を得ることが出来る冷却型 CCD カメラが準備されている。本研究で可視化対象としたキャピラリーチューブは流路が小さいため、高い空間分解能を必要とする。また、中性子線照射方向に対する流路厚みが薄く、中性子線の減衰が小さいと予想されることから輝度の分解能も高くする必要がある。そこで、本実験では空間及び輝度分解能に優れた冷却型 CCD カメラを使用した。冷却型 CCD カメラでは設定された撮像時間の間シャッターが開放され、それぞれの CCD 素子にチャージされた信号が輝度の情報としてホストコンピュータへ転送される。輝度値は各画素に対し 14bit (16384 階調) のバイナリーデータとして記録される。一方、キャピラリーチューブ内気液二相流は、質量流束が高く流動様式も環状流もしくは噴霧流であることが予想される。すなわち、ボイド率の時間変動が微小であると考えられることから時間分解能はそれほど必要とせずスチル画像による可視化が適応できると考えられる。以上のことから、可視化実験では輝度のダイナミックレンジを優先することとし、キャピラリーチューブが空の状態 (ボイド率 $\alpha=1$) で最大の輝度が得られるよう撮像時間を 4 秒とした。冷却型 CCD カメラの仕様を SIT 管カメラと比較して表 7-1 に示す。冷却型 CCD カメラで得られる画像の画素数は 1000×1018 、輝度の分解能は 14bit (16384 階調) であり、SIT 管カメラに対し、2 倍の空間分解能、32 倍のダイナミックレンジを得ることが出来る。実験での視野は 80×80 mm² であったから、画像の空間分解能は約 80 μ m となる。

表 7-1 撮像機器の仕様

	画素数	輝度分解能	取得画像
SIT 管カメラ	512×512	256 階調 (8 bit)	連続画像 30fps
冷却型 CCD カメラ	1000×1018	16384 階調 (14 bit)	スチル画像 (露光時間;任意)

表 7-2 中性子線に対する減衰係数 μ_m

材質	μ_m [cm ² /g]
フロン R22	0.842
銅	0.104
アルミニウム	0.036

7.2.4 作動流体の中性子線に対する減衰係数

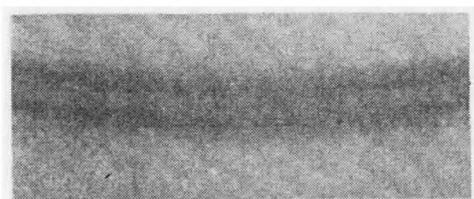
実機の可視化実験，ブローダウン実験いずれも作動流体としてフロン R22(HCFC-22; CHClF₂)を使用した。R22 はいわゆる代替冷媒であり，2010 年には全廃が予定されているものの，現在使用されている多くの空調機器では R22 が用いられている。作動流体に対する中性子線の減衰係数をキャピラリーチューブ材質と併せて表 7-2 に示す。これより，キャピラリーチューブの材質である銅，アルミニウムに対し，R22 に対する質量減衰係数は 0.842 と高いことから，中性子ラジオグラフィは容器内の流動挙動の可視化に対し有効であるといえる。

なお，実機の場合，冷媒にはコンプレッサの潤滑のため冷凍機油が混入されている。2.2.1 で示した装置の冷凍機油は鉱物油であり，主に元素 C, H で構成される。これらの元素は中性子線に対する減衰係数が高い（図 4-1 参照）ことから，中性子線は冷媒に加えて冷凍機油においても減衰することとなる。

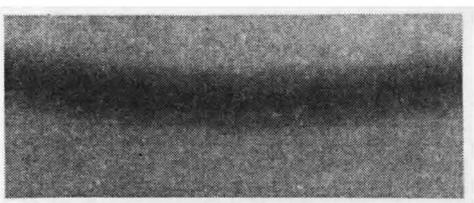
7. 3 実用機器での可視化結果

7.3.1 可視化画像

可視化結果の1例を図7-5(a), (b)に示す。これは、冷却型 CCD カメラにより露光時間 3 sec の条件で撮像されたものであり、キャピラリーチューブの部分を拡大したものである。図(a)は冷媒のない空の状態の画像、図(b)は液冷媒が満たされた満液状態の画像である。図(a)より、流路内は白く、よく透視されていることがわかる。一方、図(b)より、液冷媒が存在することで、流路内での中性子線の減衰が大きくなり黒く可視化されている。次に、冷媒流動時の可視化結果を図7-6に示す。冷媒は図中 A 点より流入し、B 点より流出する。出口部には外径 6.35 mm , 肉厚 1 mm の銅管がろう付けされている。これより、出口部 B 点では、管内が白く透過されており、中性子線の減衰が小さい、すなわち減圧沸騰によりボイド率が高くなっていることが伺えるが、キャピラリーチューブ内において輝度の違いは明確に見ることはできない。



(a) 空の状態



(b) 満液状態

図7-5 可視化画像

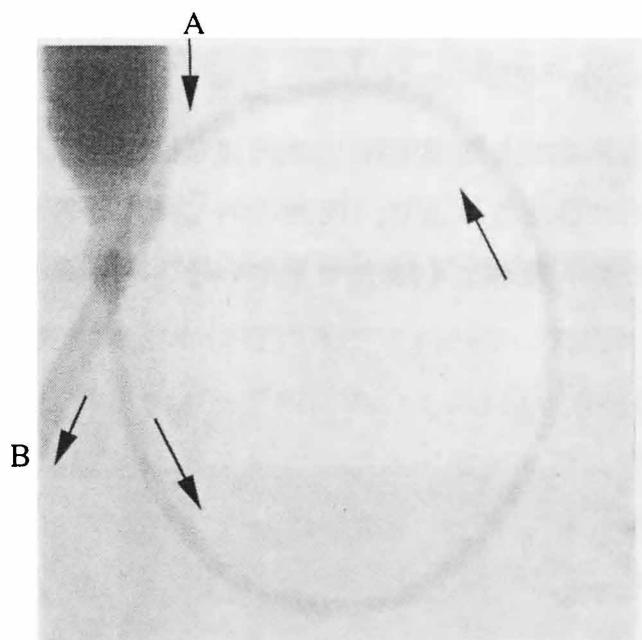


図7-6 冷媒流動時の可視化画像

7.3.2 軸方向ボイド率分布

7.3.2.1 ランダムノイズの除去

項 4.5.2 で述べたとおり，冷却型 CCD カメラにより可視光像を撮影する場合，放射線の直接入射により得られた画像には画像の輝度が周囲に比べ極端に大きくなるスポットノイズが生じる．このノイズは生じる場所が特定されず，その大きさは大抵の場合， 3×3 の画素内に収まることが経験的に得られている．すなわち，異なるタイミングで 2 枚の画像を取得した場合，スポットノイズが生じる位置が重なることは極めて稀であると考えられる．一方，実用機器の可視化実験では流動状態が定常であると考えられることから，同じ流動条件に対する画像を 2 枚取得することが可能である．そこで，取得した 2 枚の画像に対し比較フィルタをかけることでスポットノイズを除去した．すなわち，2 枚の画像の輝度を比較し低いほうの値をとることで新たな画像を作成した．原画像の輝度をそれぞれ S_{1ij} ， S_{2ij} とすると，フィルタ処理後の画像の輝度 S_{nij} は次式で表される．

$$S_{nij} = \min(S_{1ij}, S_{2ij}) \quad (7-1)$$

フィルタ処理を施した画像を図 7-7 に示す．図中，原画像が併せて示されている．これより，周囲に対し輝度が高くなるスポットノイズが比較フィルタにより効率よく除去できていることがわかる．

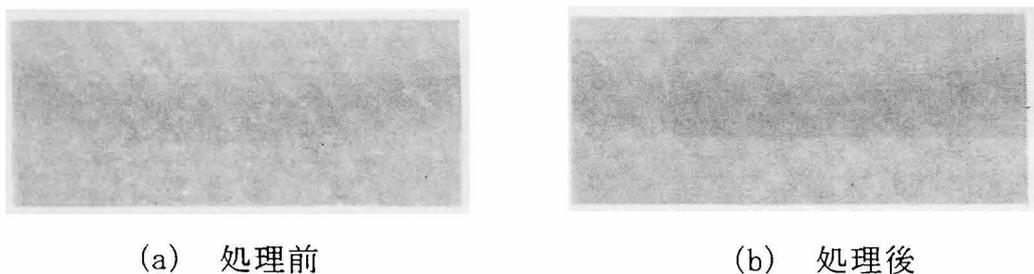


図 7-7 最小値フィルタ処理によるスポットノイズの除去

7.3.2.2 ボイド率分布の算出

原子炉を中性子線源として利用したシステムではコンバータ上の中性子量から画像の輝度値に変換する際のゲインが安定していることから、オフセットが与えられれば式(4-30)により、中性子線照射方向の平均ボイド率 α を画像処理により求めることができる。すなわち、

$$\alpha_{(x,y)} = \frac{\ln\left(\frac{S_{TP(x,y)} - O_{TP(x,y)}}{S_{0(x,y)} - O_{0(x,y)}}\right)}{\ln\left(\frac{S_{I(x,y)} - O_{I(x,y)}}{S_{0(x,y)} - O_{0(x,y)}}\right)} \quad (7-2)$$

ここで、 S は画像の輝度、 O はオフセットであり、添字、TP, I, 0 はそれぞれ、二相流状態、空の状態 ($\alpha = 1$)、満液状態 ($\alpha = 0$) を示す。なお、この計算では、オフセットとして、撮像システムの暗電流のみを考慮した。すなわち、中性子線を照射していない時の輝度をオフセットとして一律に与えた。

各画素に対し得られたボイド率を流路断面および軸方向に 2 mm の範囲で空間平均した値を 5 mm 間隔でプロットして図 7-8 に示す。全体にボイド率が 0 より高く、0.1 程度の値を示している。これは中性子線を可視光線に変換するコンバータと撮像カメラ間での光子の散乱によるオフセット効果によるものと考えられる。また、全体にうねった分布をとっているが、これは二相流、空の状態、そして満液状態の 3 画像において試験部の位置に若干ずれが生じたためと考えられる。図よりボイド率はキャピラリーチューブ内において入口からほぼ一定であることがわかる。また出口に接続された管内ではボイド率が急激に増大していることから、減圧沸騰はキャピラリーチューブ内において生じず、キャピラリーチューブ出口近傍で生じていることが確認された。これは、キャピラリーチューブでの冷凍機油のコンタミナツツによる詰まりを避けるため極力圧力損失を抑えるよう設計された結果であり、これにより冷媒循環流量が増大し、冷媒が蒸発器で過熱の状態にならず、圧縮機に液冷媒が混入する恐れが生じると考えられる。また、この製品ではキャピラリーチューブ長さの流量に与える影響は小さいものと考えられる。

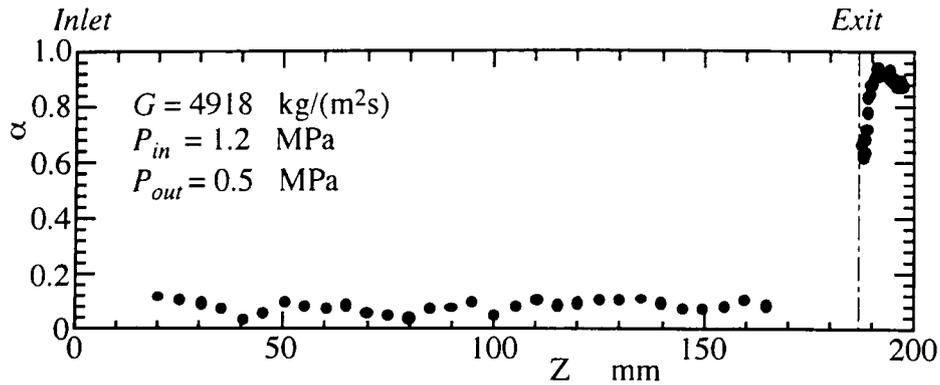


図 7-8 実用機器における軸方向ボイド率分布

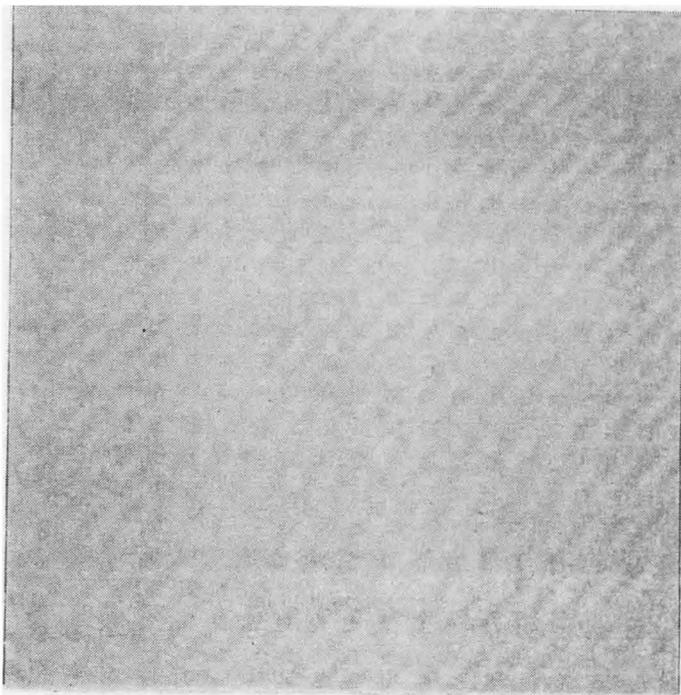
7. 4 ブローダウン実験結果

7.4.1 可視化結果

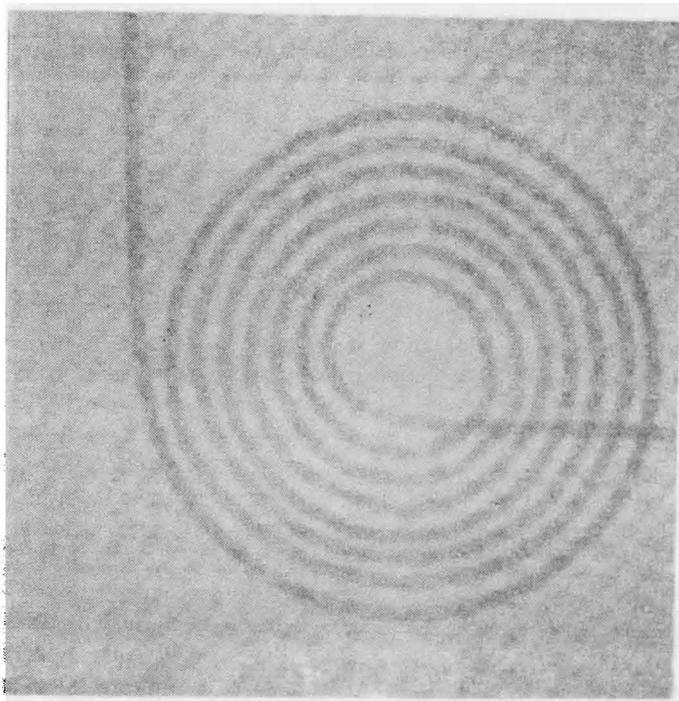
図 7-9 (a),(b) に試験部が空の状態 ($\alpha=1$) 及び満水の状態 ($\alpha=0$) での、可視化画像を示す。中性子線はアルミニウムをよく透過し、比較的減衰の高い R22 では減衰するため、液冷媒が存在する部分は黒く可視化される。空の状態 (図(a)) では中性子線の減衰がほとんどなく容器も可視化されていない。一方、満水の状態 (図(b)) では R22 がはっきりと黒く可視化されている。

図 7-10 (a), (b) に二相流動時の可視化画像を示す。図(a), (b)はそれぞれ #1, #4 (図 7-4) の実験条件での可視化結果である。即ち、出入口圧力が同一であり、#1 から#4 に入口温度が上昇することで入口サブクール度が低下している。いずれの場合も、入口部 (図中 A) では作動流体がサブクール状態で流入するため満液状態と同様の輝度であり液単相であるが、出口部 (図中 B) では満液状態の画像に対し少し明るくなっている。つまり、気液二相流となり流出していることが確認できる。一方、沸騰開始点について見ると、条件#1 (図(a)) では C 点近傍で減圧沸騰が生じているのに対し、条件#2 (図(b)) ではその地点が上流側 (D 点近傍) へ遷移している。これは、入口サブクール度の低下、即ち入口温度の上昇により液温に対する飽和圧力が上昇するためである。また、沸騰後の二相流動部をみると、チューブの曲率に対し外側が内側に比べ黒くなっていることがはっきりと観察されている。すなわち、二相流動部では液相が遠心力により外側を流れており、流動様式は分離流となっているものと考えら

れる。これより、流路幅の微小なキャピラリーチューブ内二相流の可視化に対し、中性子ラジオグラフィ法が有効であると言える。

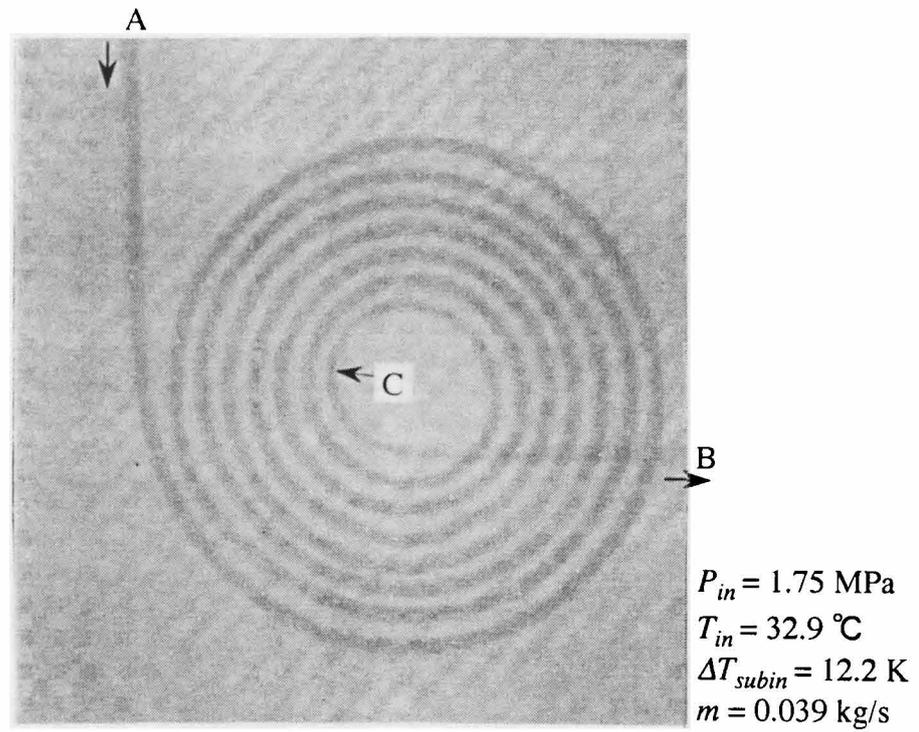


(a) 空の状態 ($\alpha = 1$)

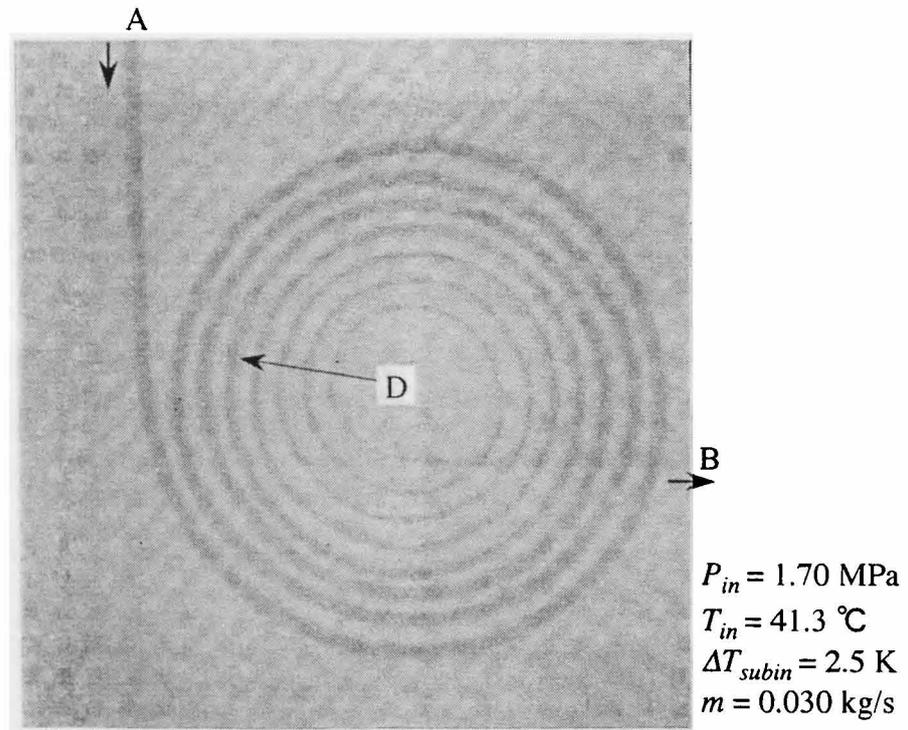


(b) 満液状態 ($\alpha = 0$)

図 7-9 冷却型 CCD カメラによる可視化画像



(a) 実験条件 #1



(b) 実験条件 #4

図 7 - 1 0 冷媒流動時の可視化画像

試験部が空の状態 ($\alpha=1$) 及び満液状態 ($\alpha=0$) の可視化画像におけるキャピラリーチューブ半径方向の輝度分布の一例を図 7-11 に示す。これより、可視化画像のダイナミックレンジは中心軸上が最も高く約 2000 である。次に、空の状態の画像から満液状態の画像を引き算して得られた画像における輝度のヒストグラムを図 7-12 に示す。横軸は輝度の差でありダイナミックレンジを表す。これより測定点の大部分のダイナミックレンジが 1000~1700 の範囲に収まっているのがわかる。

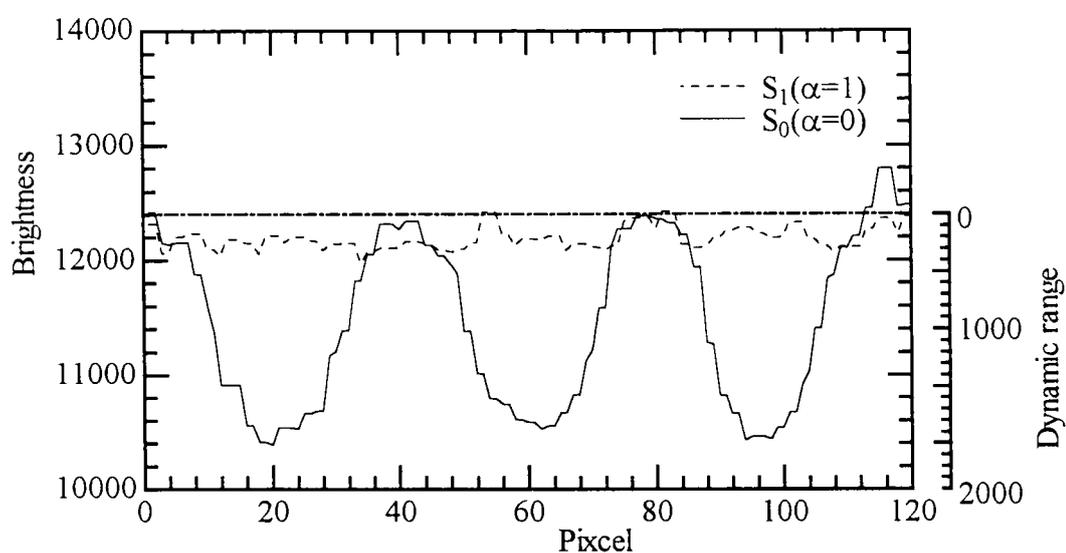


図 7-11 キャピラリーチューブ半径方向の輝度分布

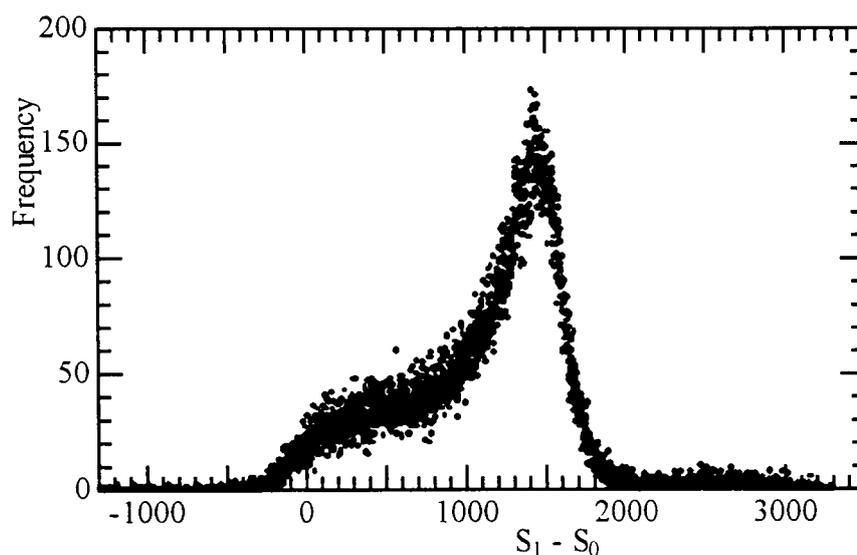


図 7-12 ダイナミックレンジの度数分布

7.4.2 画像処理によるボイド率分布の計測

7.4.2.1 ランダムノイズの除去

ブロードダウン実験では流動条件が過渡的に変化するため、同じ条件で2枚の画像を取ることは不可能であり、前述の比較フィルタを適用することは出来ない。そこで、細部の構造を保存できる非線形の空間フィルタであるモルフォロジフィルタ（4.5参照）によりノイズ除去を行った。図7-13(a), (b)にモルフォロジ処理前及び処理後の画像を示す。モルフォロジ処理によりスポットノイズが効率よく除去されているのがわかる。

7.4.2.2 ボイド率分布の算出

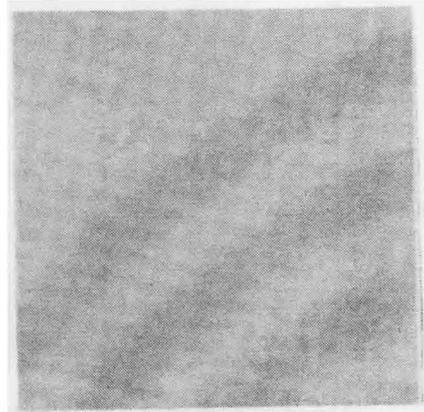
ボイド率 α は7.3.1.2(b)と同様に二相流、空の状態、満水の状態、の3画像から次式で求めることができる。すなわち、

$$\alpha_{(x,y)} = \frac{\ln\left(\frac{S_{TP(x,y)} - O_{TP(x,y)}}{S_{0(x,y)} - O_{I(x,y)}}\right)}{\ln\left(\frac{S_{I(x,y)} - O_{0(x,y)}}{S_{0(x,y)} - O_{I(x,y)}}\right)} \quad (7-3)$$

ボイド率を定量的に算出するためには、それぞれの状態におけるオフセット値を得る必要がある。本研究では、小林ら⁽⁴⁸⁾により提案された中性子吸収体を用いた手法に基づきオフセット値を計測した。



(a) 処理前



(b) 処理後

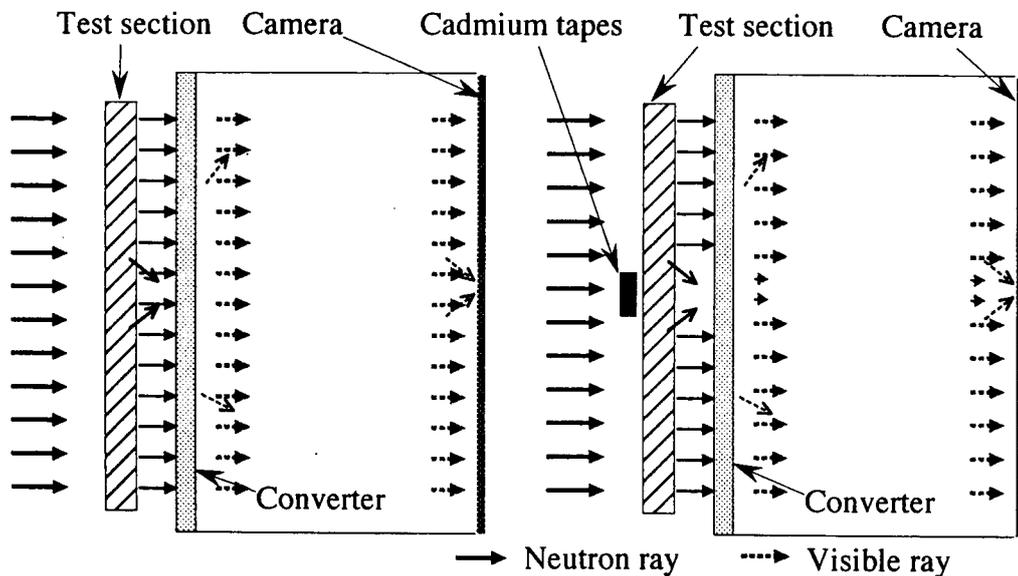
図7-13 モルフォロジフィルタによるランダムノイズの除去

本手法の概念模式図を図 7-14 に示す。図(a)は中性子吸収体のない場合、図(b)は吸収体を設置した場合の可視化例である。図中、中性子線が実線の矢印で、可視光線が破線の矢印で示されている。試験部へ照射された中性子線は被写体中で減衰し、蛍光コンバータに入射する。蛍光コンバータで中性子線が可視光に変換されカメラによりその像が撮影される。被写体における中性子線の減衰が散乱により生じる場合、散乱により方向を変えた中性子線はコンバータ上において隣接する領域に入射することで影響を与える。つまり、測定部は周囲の領域からの散乱線の影響を受ける。中性子ラジオグラフィではコンバータ上の中性子強度から被写体での中性子線の減衰を算出するため、散乱中性子線の入射が中性子の減衰量を軽減する方向に作用し、誤差の要因となる。一方、暗箱内においても蛍光コンバータで生成された可視光が散乱することで隣接する CCD 素子に影響を与えることも予想される。次に、被写体の前面に中性子線吸収体を設置した場合（図(b)）、吸収体の背後では透過中性子線は無視できることから、吸収体背後のコンバータ上に入射する中性子線は周囲からの散乱中性子線のみとなる。また、暗箱内でも測定対象とする画素に入射する可視光は散乱中性子線によりコンバータで生成された可視光と暗箱内の可視光の散乱による周囲からの入射分の和で得られる。即ち、中性子線吸収体の設置部で計測される輝度は、被写体における中性子線の散乱の影響、暗箱内の可視光の散乱、そして撮像機器の暗電流によるものであり、式(7-3)中のオフセット量に相当する。

本実験では、中性子線吸収体として幅 4mm、厚さ 1mm の 2 枚のカドミウム板を利用し、キャピラリーチューブの前面に十字上に設置してオフセット量を計測した。満液状態でカドミウム板を設置した時の可視化結果を図 7-15 (a) に示す。図(i) は試験部が空の状態 ($\alpha=1$)、図(ii)は試験部が液相で満たされた状態 ($\alpha=0$) での画像である。図中の黒い帯がカドミウム板であり、この領域での輝度がオフセット量を表す。オフセット量は被写体の状態に依存し、画像の位置に依存するものであるから、図中、カドミウム設置部分においてのみオフセット量を得ることができる。すなわち、ボイド率を定量的に計測するには同じ状態の被写体に対し、カドミウムを設置していないもの、及びカドミ

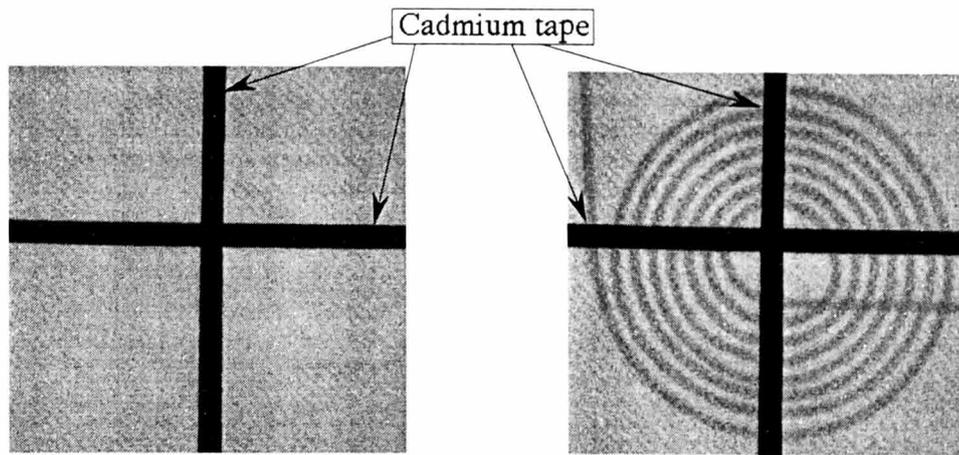
ウムを設置したもの2枚の画像を取得する必要がある。また、ボイド率の計測位置を増やす場合、その測定位置にあわせてカドミウムを設置した画像を取得しなければならない。

試験部にカドミウムを設置した画像において、カドミウムが設置された部分での輝度分布を、垂直方向に対して図(b), (i) に、水平方向に対して図(b), (ii)にそれぞれ示す。これより、試験部が空の状態での値に対し、満液状態の場合のほうが若干輝度が高くなっているが、これは試験部での中性子の散乱が多くなったためと考えられる。しかしながら、その差は小さくキャピラリチューブ内の状態及び位置の輝度分布への影響はあまり見られない。これは、キャピラリチューブが細いため中性子線の減衰が小さく散乱の影響が小さいこと、そして暗箱内の光の散乱の影響が強いことによると考えられる。オフセットの变化幅は±200程度であり、この値は可視化画像の輝度(およそ10000)に対し十分小さいことから、ここでは画像の位置、被写体の状態に関らずこの平均値(1590)をオフセット量として全画素に適用した。



(a) 中性子吸収体を設置しない場合 (b) 中性子吸収体を設置した場合

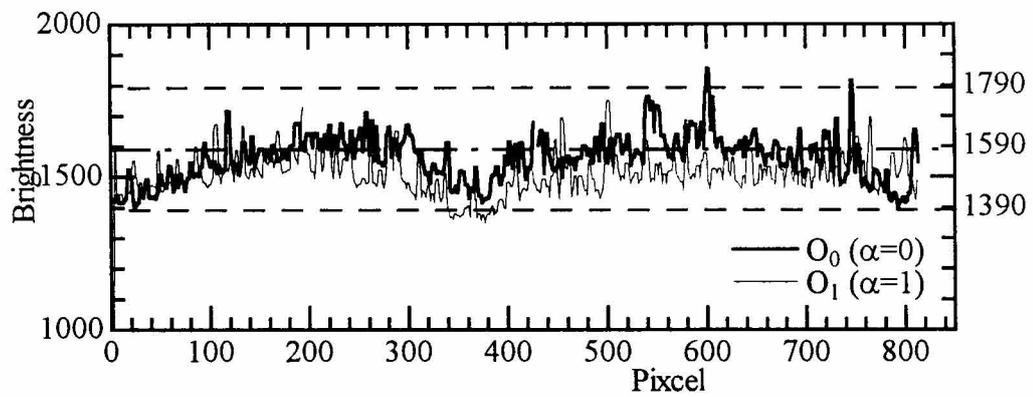
図7-14 オフセットの計測法概念図



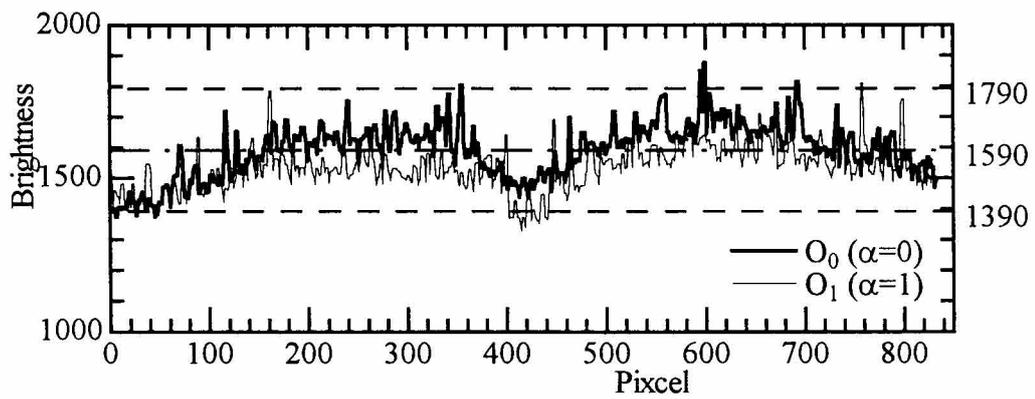
(i) 空の状態 ($\alpha=1$)

(ii) 満液状態 ($\alpha=0$)

(a) カドミウム設置時の可視化画像



(i) 垂直方向



(ii) 水平方向

(b) カドミウム部分での輝度分布

図 7-15 中性子吸収体によるオフセット計測

7.4.3 ボイド率測定に対する分解能と誤差の評価

輝度の分解能およびオフセット値の誤差がボイド率に及ぼす影響について評価した。輝度が ± 1 変動した場合に対応するボイド率の変動幅を図7-16にボイド率に対して示す。オフセット量は前節で得られた値、1590一定とし、ボイド率の計測に関する輝度のダイナミックレンジ（キャピラリーチューブが空の状態で作られた輝度と満液状態での輝度の差（ $=S_1 - S_0$ ）であり、この値が大きいほどボイド率の分解能がよい）を1500, 1300, 1100の3通りに、空の状態での画像の輝度 S_1 を13000, 9000の2通りに設定した。実線が $S_1 = 13000$ 、破線が $S_1 = 9000$ での計算結果である。これより輝度が ± 1 変化した場合のボイド率の変化幅はボイド率の上昇に対しわずかに低下する。また、空の状態での輝度 S_1 の影響は小さく、ダイナミックレンジが狭くなるほど増大する、すなわち分解能が低下する。しかし、ダイナミックレンジが1100の場合であってもボイド率の変化幅は0.002以下であり、高い分解能でボイド率の計測が可能であることがわかる。

次に、ダイナミックレンジを1100、空の状態での輝度 S_1 を13000と固定し、オフセット量を操作した場合のボイド率の変化幅を、ボイド率をパラメータとして図7-17に示す。オフセット量が1590からずれることでボイド率の偏差はオフセット量の差に比例して増大し、ボイド率が低い場合、すなわち二相流部の輝度が低いほど偏差は増大する。しかし、オフセットのずれが ± 200 以内であれば、オフセット量を1590とした場合のボイド率に対する誤差は、約 $\pm 0.1\%$ の範囲内であることがわかる。図7-14よりオフセットの変化幅は ± 200 の範囲内であることから、オフセットの平均値を全画像に対し適用することによる計算値の誤差は約 $\pm 0.1\%$ であると言える。

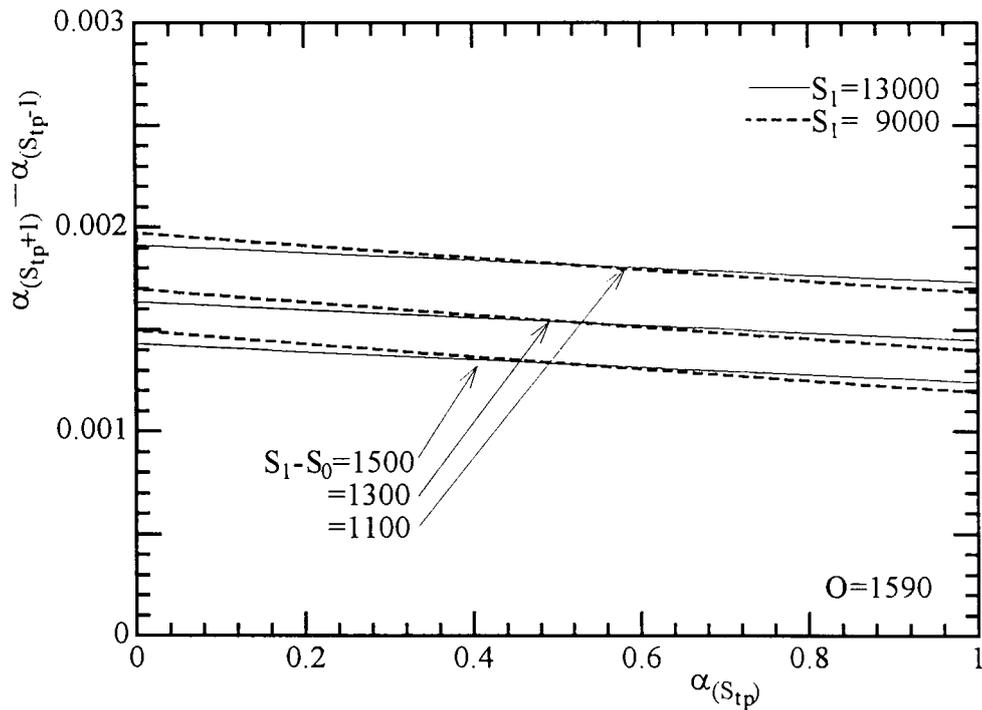


図 7-16 輝度分解能に対するボイド率変動幅

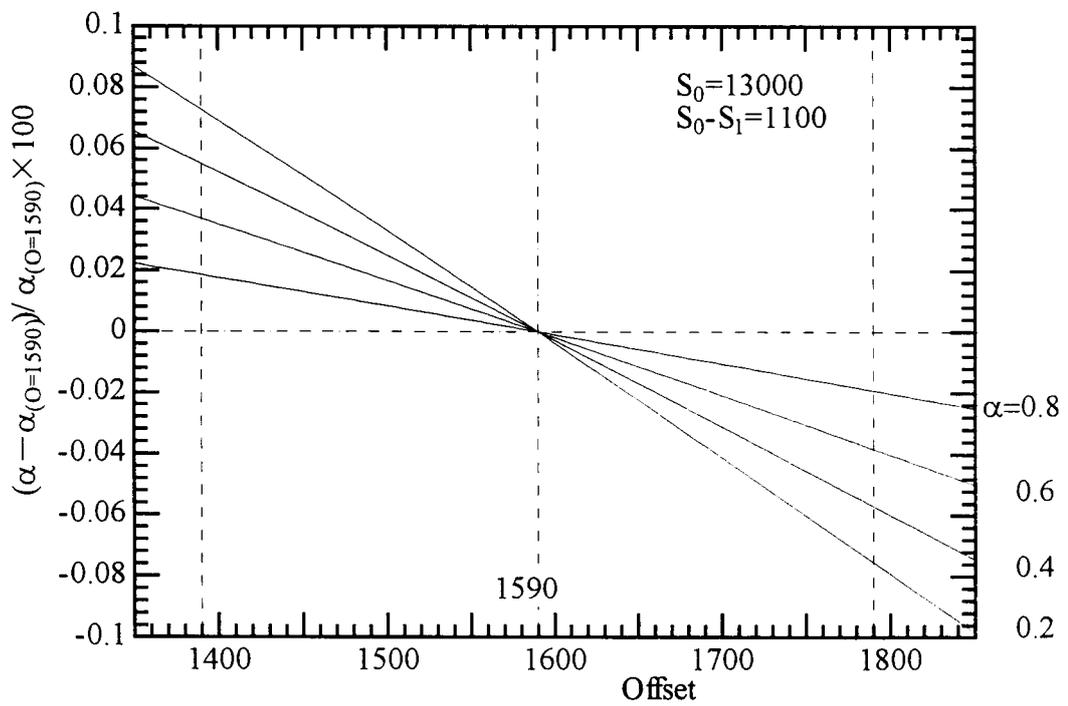


図 7-17 オフセットの誤差に対するボイド率の変化量

7.4.4 ボイド率計測結果

各画素に対し得られたボイド率の二次元分布から、流路断面および流れ方向に 3 mm の範囲で空間平均し、軸方向ボイド率分布を得た。得られた結果をキャピラリーチューブ入口からの距離 Z [mm] に対し図 7-18 に示す。図中、データに欠損が見られるが、これは二相流の流動実験時に流動によりチューブに遠心力が作用し、チューブの位置が空の状態や満液状態を撮像したときとずれた部分を排除したためである。ずれは、大きいところで 6 画素程度（実寸にして 0.5 mm 程度）であったが、可視化対象であるキャピラリーチューブは 2 mm であり、位置のずれが大きな誤差を生むことから、その部分は排除した。

実験条件#1 の場合（図中、○印）をみると、 $Z \approx 840$ mm の地点までは多少の変動はあるものの、ボイド率はほぼ 0 であり沸騰していないことがわかる。ボイド率はおよそ 840 mm 地点で上昇し始め、その後急激に増大し、 $Z=920$ mm の地点ではボイド率は約 0.32 となっている。壁面からの熱流束により沸騰が生じる場合には、一般に沸騰開始直後は液がサブクール状態であるため、急激なボイド率の上昇は見られない⁽⁴⁹⁾。しかし、キャピラリーチューブの場合、質量流束が高いため沸騰は液温に対する飽和温度で起こらず遅れが生じていると考えられる。すなわち、沸騰開始時は液が過熱になっていると予想されることから、沸騰は均質核生成へと移行し、ボイド率が急上昇していると考えられる。また、実験条件#1 から#4 へ入口サブクール度の低下とともに沸騰開始点は上流側へと移行し、二相流部でのボイド率の上昇勾配が小さくなっている。この理由として、

(a) 入口サブクール度の低下（入口液温の上昇）により、液温に対する飽和圧力が増大する。

(b) キャピラリーチューブ内の二相流が流れる領域が大きくなると、圧力損失が増大するため流量が低下する。

が考えられる。流量の低下は、壁面せん断力を低下させるため、沸騰開始を遅れさせる方向に作用することから、(a)、(b) のバランスにより沸騰開始位置が決定されるものと考えられる。

実験条件#5～#7 においても、#1～#4 の場合と同じ傾向が得られている。

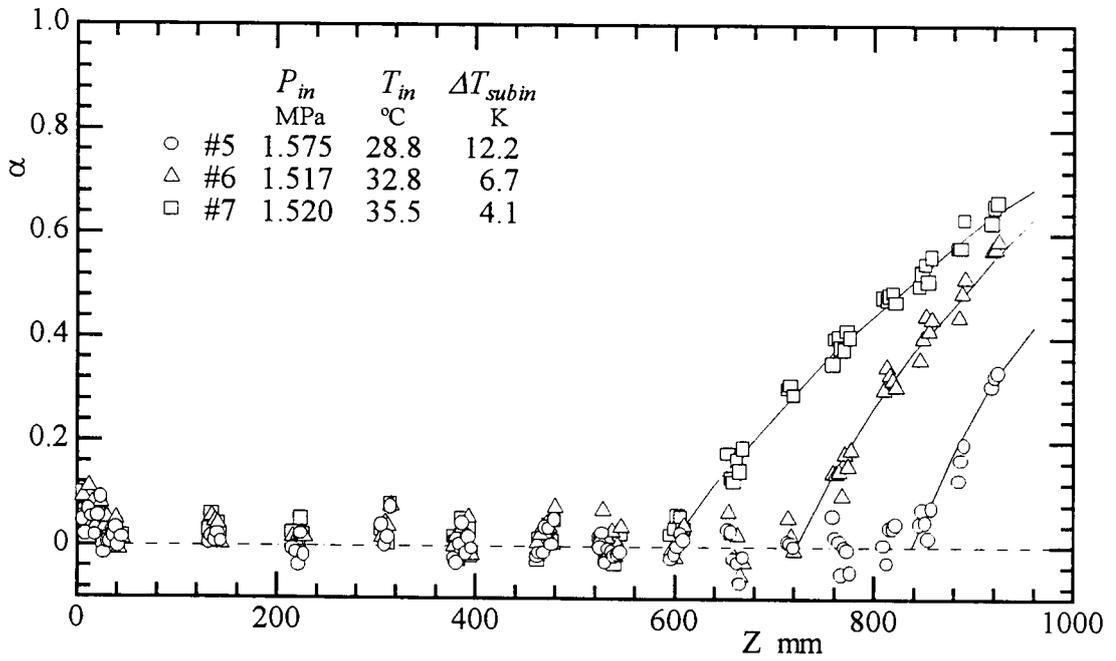
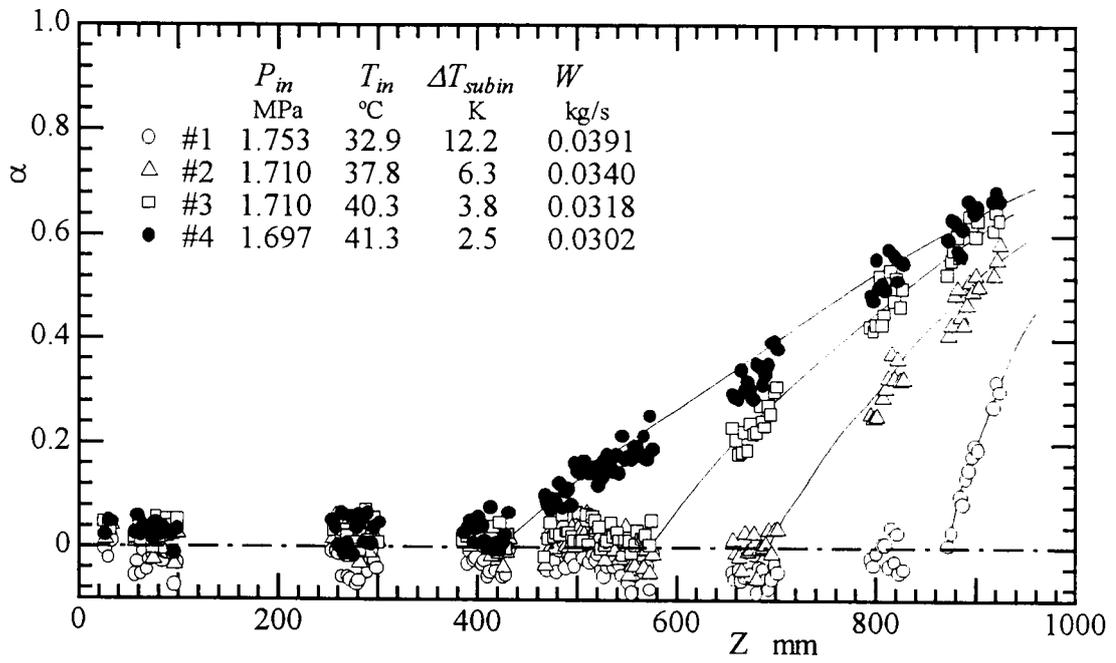


図 7-18 軸方向ボイド率分布

7.4.5 減圧速度と圧力アンダーシュート

減圧沸騰時の沸騰遅れに伴う熱非平衡の程度を評価するため、液単相流部での静圧分布とボイド率分布の計測結果から沸騰遅れに基づく圧力アンダーシュート ΔP_{sat} を算出した。

まず、液単相部での静圧分布の算出方法を示す。圧力検出部はキャピラリーチューブに接続された外径 6.35 mm の銅管に設けられている。すなわち、キャピラリー入口圧力 P_{capin} は、入口測定圧力から銅管での圧力損失 ΔP_p 、チューブ入口での絞り損失 ΔP_c を差し引くことで求めた。 ΔP_p 、 ΔP_c は次式で算出される。

$$\Delta P_p = \frac{L_p}{D_p} \lambda_p \frac{u_p^2}{2\nu_L}, \quad \Delta P_t = \xi_t \frac{u_{cap}^2}{2\nu_L}, \quad \xi_t = 1.3722 \quad (7-4)$$

$$D_p = 0.00435 \text{ m}, \quad L_p = 0.2 \text{ m}, \quad D_{cap} = 0.002 \text{ m}$$

ここで、 u は平均流速 [m/s]、 L は長さ[m]、 D は管内径[m]であり、添字 p は入口管を、 cap はキャピラリーチューブを示す。 ξ_t は流路縮小に伴う損失係数であり文献⁽⁴¹⁾値を用い、管摩擦係数 λ_p は下式で求めた。

$$\begin{aligned} \lambda_p &= 64/Re_p && (Re_p < 2000) \\ &= 0.3164 Re_p^{-0.25} && (Re_p \geq 2000) \end{aligned} \quad Re_p = u_p D_p / (\nu_L \mu_L) \quad (7-5)$$

キャピラリーチューブは図 7-3 に示すように、入口直管部（長さ 55 mm）とらせん部で構成されていることから、キャピラリーチューブ内の圧力勾配は、式（7-4）に対し管摩擦係数を考慮を加えることで計算した。すなわち、直管部には式（7-5）を用い、らせん状の部分に対しては曲率半径を考慮した式⁽⁵⁰⁾を用いることで求めた。

$$\begin{aligned} dp_{cap} &= \lambda_{cap} \frac{l}{D_{cap}} \frac{u_{cap}^2}{2\nu_L} \\ \lambda_{cap} &= 0.3164 Re^{-0.25} && (Z < 0.055) \\ \lambda_{cap} \left(\frac{2R}{D_{cap}} \right)^{0.5} &= 0.029 + 0.304 \left[Re \left(\frac{D_{cap}}{2R} \right)^2 \right]^{-0.25} && (Z \geq 0.055) \end{aligned} \quad (7-6)$$

ここで、 R は曲率半径 [m]、 Re はレイノルズ数である。曲率半径は軸方向距離の関数として与え、キャピラリーチューブのらせんの外径と巻き数から計算した。

上述の方法による圧力アンダーシュートの測定結果の一例を図 7-19 に示す。図上部には、冷媒の質量流量と入口圧力から算出した圧力分布が、図下部には可視化画像より得られたボイド率分布がそれぞれ示されている。冷媒の静圧はキャピラリーチューブ入口より壁面せん断により低下し、 $Z=159$ mm において入口液温に対する飽和圧力 $P_{sat}(T_{in})$ に達している。しかし、この地点でのボイド率 α の上昇は見られず沸騰していないことがわかる。ボイド率分布から判断される沸騰開始点は $Z=420$ mm の地点であり、このときの静圧 P_f (沸騰開始圧力) と $P_{sat}(T_{in})$ の差を圧力アンダーシュートと定義する。すなわち、

$$\Delta P_{sat} = P_{sat}(T_{in}) - P_f \quad (7-7)$$

実験条件 #1 ~ #4 に対し、上述の方法で得られた圧力アンダーシュート ΔP_{sat} を図 7-20 (a), (b) に示す。図(a)は入口サブクール度 ΔT_{subin} 、図(b)は減圧速度 Σ に対し、それぞれプロットした結果である。また、図(b)には Alamgir と Lienhard のモデル⁽³²⁾による値が併せてプロットされている。Alamgir と Lienhard のモデルによれば、圧力アンダーシュート ΔP_{sat} は入口液温 T_{in} と減圧速度 Σ の関数で表される。すなわち、

$$\Delta P_{sat} = 0.252 \cdot \frac{\sigma^{3/2} T_r^{13.73} (1 + 14 \Sigma_{(Matm)}^{0.8})^{0.5}}{(kT_c)^{0.5} (1 - v_L/v_G)} \quad (7-9)$$

ここで、式中の減圧速度 $\Sigma_{(Matm)}$ は単位が Matm であることを示す。減圧速度 Σ は沸騰開始点での液単相流の圧力勾配から下式で求められる。

$$\Sigma = \frac{dP}{dt} = \frac{dP}{dz} \frac{dz}{dt} = \frac{dP}{dz} u_L \quad (7-8)$$

図 7-19 より圧力アンダーシュートは入口サブクール度の低下とともに、また減圧速度の減少とともに低下しているのがわかる。また、図(b)をみると、Alamgir と Lienhard のモデルでは、 Σ の減少とともに ΔP_{sat} は若干増大しており実験値と異なる傾向を示している。理由として、沸騰開始時における気泡核

生成機構の違いが考えられる。すなわち、Alamgir と Lienhard のモデルでは、液中から気泡核が生成するとする非均質核生成理論に基づいた実験式を与えているのに対し、実験ではキャピラリーチューブにアルミニウムの引き抜き管を使用しているため、減圧速度が低下すると壁面でのキャビティからの気泡核生成が大きくなり、その結果沸騰開始の遅れが減少したものと考えられる。流路壁面の材質の減圧沸騰現象への影響は佐藤ら⁽¹⁷⁾による研究でも考察されており、金属を加工したノズルや濡れにくい材質を用いたノズルの方が、壁面が滑らかな材質よりも壁面での気泡生成が著しいことを示している。

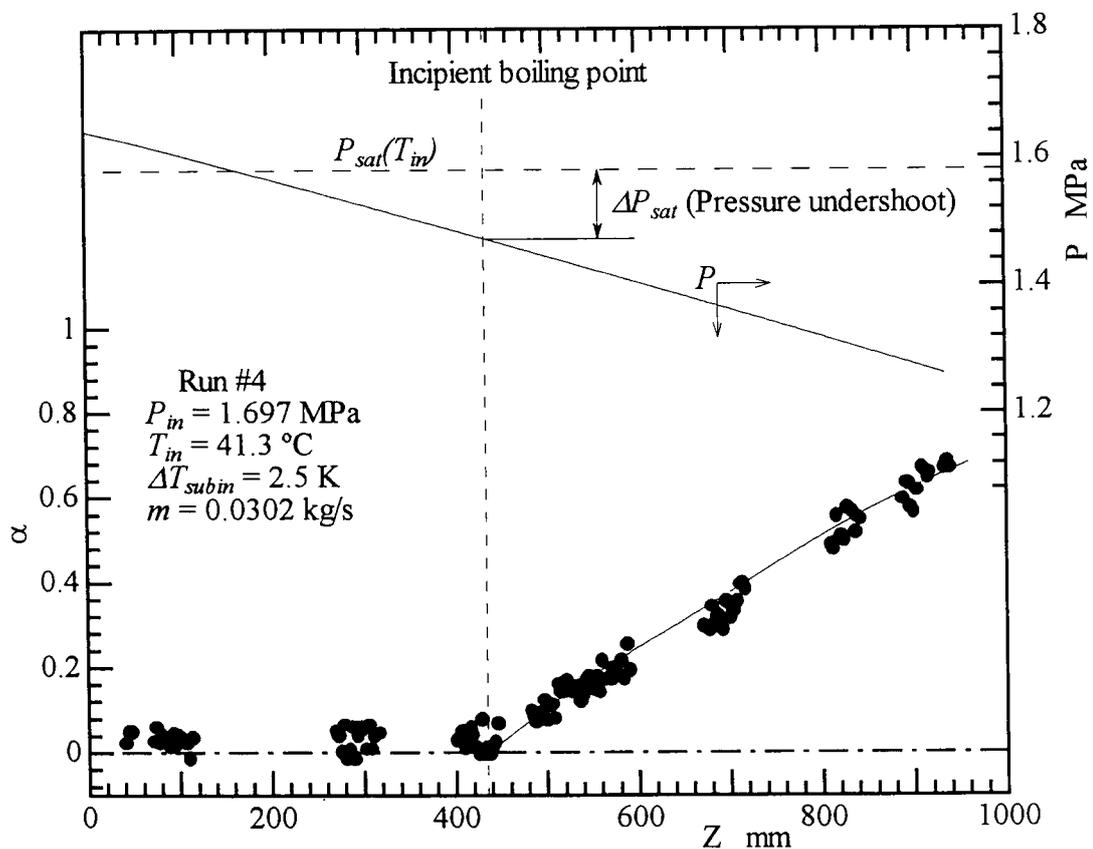
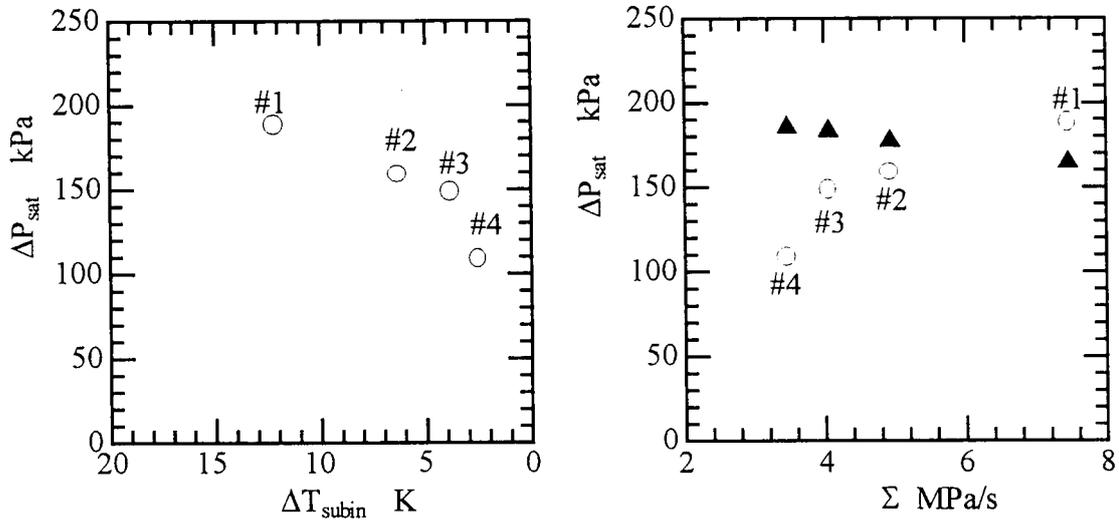


図 7-19 圧力アンダーシュートの推算例

	P_{in} MPa	T_{in} °C	ΔT_{subin} K	W kg/s
#1	1.753	32.9	12.2	0.0391
#2	1.710	37.8	6.3	0.0340
#3	1.710	40.3	3.8	0.0318
#4	1.697	41.3	2.5	0.0302



(a) 入口サブクール度 ΔT_{subin} の影響 (b) 減圧速度 Σ の影響

図 7-20 圧力アンダーシュート

7.4.6 分離流モデルによる数値解析

7.4.6.1 数値解析モデル

キャピラリーチューブ内減圧沸騰流の可視化結果（図 7-10）より，二相流部の流動様式が分離流となっていることが観察されたことから，分離流モデルによる数値解析を行った．本項では，計算結果を実験結果と比較して示すとともに，沸騰遅れに伴う熱非平衡の影響について考察する．

(i) 液単相流領域

液単相流領域では，流路断面積に変化がない場合，圧力勾配は次式で与えられる．

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{L0} = f_L \frac{l}{D_{cap}} \frac{u_L^2}{2\nu_L} \quad (7-9)$$

ここで、 f_L は液単相流に対する管摩擦係数であり式 (7-6) により求めた。

(ii) 気液二相流領域

◎ 基礎式

気液二相混合流に対する、質量保存、運動量保存、エネルギー保存はそれぞれ下式で与えられる。

<質量保存式>

$$\frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad \text{すなわち} \quad G = \text{一定} \quad (7-10)$$

<運動量保存>

$$\frac{\partial}{\partial z} [\rho_G \alpha u_G^2 + \rho_L (1-\alpha) u_L^2] = -\frac{\partial P}{\partial z} - f_w \quad (7-11)$$

<エネルギー保存>

$$\frac{\partial}{\partial z} h_m = \frac{\partial}{\partial z} [x h_G + (1-x) h_L] = 0 \quad (7-13)$$

ここで、 G は二相混合流の質量流束 [$\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$], h_m は二相混合の比エンタルピー [J/kg], f_w は壁面せん断力 [N/m^3] をそれぞれ示す。

一方,

$$G_G = xG = \rho_G \alpha u_G \quad \text{より} \quad u_G = \frac{xG}{\alpha \rho_G} \quad (7-14)$$

$$G_L = (1-x)G = \rho_L \alpha u_L \quad \text{より} \quad u_L = \frac{(1-x)G}{(1-\alpha)\rho_L} \quad (7-15)$$

を式 (7-12) に代入し、比容積 $v = 1/\rho$ を用いると次式が得られる。

$$G^2 \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{x^2 v_G}{\alpha} - \frac{(1-x)^2 v_L}{(1-\alpha)} \right] = -\frac{\partial P}{\partial z} - f_w \quad (7-16)$$

気液間のスリップ比を $K = u_G/u_L$ で定義すると、ボイド率は乾き度、スリップ比、気液比容積の関数で得られる。すなわち、

$$\alpha = \frac{1}{\frac{v_L(1-x)}{v_G} K + 1} \quad (7-17)$$

式(7-16)に代入して、変形された運動量保存式を得る。

$$G^2 \frac{\partial}{\partial z} \left\{ [(1-x)v_L K + xv_G] \left[x + (1-x)/K \right] \right\} = -\frac{\partial P}{\partial z} - f_w \quad (7-18)$$

計算では、二相流領域は熱平衡状態であると仮定した。すなわち、比容積 v 、エンタルピー h などの物性値は圧力に対する飽和状態での値を用いた。

なお、計算では圧力アンダーシュートを考慮せず、入口液温に対する飽和圧力で沸騰するとした。

◎ 構成式

(i) スリップ比 ; K

甲藤ら^{(55),(56)}による二相臨界流に対するスリップ比の考察から、スリップ比は圧力及び乾き度の関数として与えているが、乾き度による変化が小さいことからスリップ比を下式で近似した。

$$K = (v_G/v_L)^{1/3} \quad (7-19)$$

(ii) 壁面せん断力 ; f_w

壁面せん断力は二相流の流動による摩擦損失として与えた。すなわち、

$$f_w = \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_{fTP} \quad (7-20)$$

二相流の摩擦損失は、L-M法により与えた。

$$\left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_{fTP} = \phi_L^2 \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_{fL0} \quad (7-21)$$

ここで、 ϕ_L は二相増倍係数であり、液相が全断面積を満たして流れた場合の摩擦損失に対する二相流の摩擦損失の比で定義される。Lockhart-Martinelli⁽⁵³⁾は二相増倍係数 ϕ_L が液相及び気相が単独で流れた場合の摩擦損失比、すなわち次式で定義されるマルチネリパラメータ X で整理できることを示し、Chisholm⁽⁵⁴⁾は以下の関係式を示している。

$$X^2 = \frac{(\partial P/\partial z)_{fL0}}{(\partial P/\partial z)_{fG0}} \quad (7-22)$$

$$\phi_L^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (7-23)$$

ここで、 C は Chisholm パラメータであり、気液各相が層流 ($Re < 1000$)か、乱流 ($Re > 2000$) かで異なる定数が与えられる。しかし、細管の場合には径の影響が大きいことが報告されている⁽⁵⁷⁾。そこで、本計算では Mishima ら⁽⁵⁷⁾による管径を考慮した実験式により C を与えた。すなわち、

$$C = 21 \left\{ 1 - e^{(-0.319D)} \right\} \quad (7-24)$$

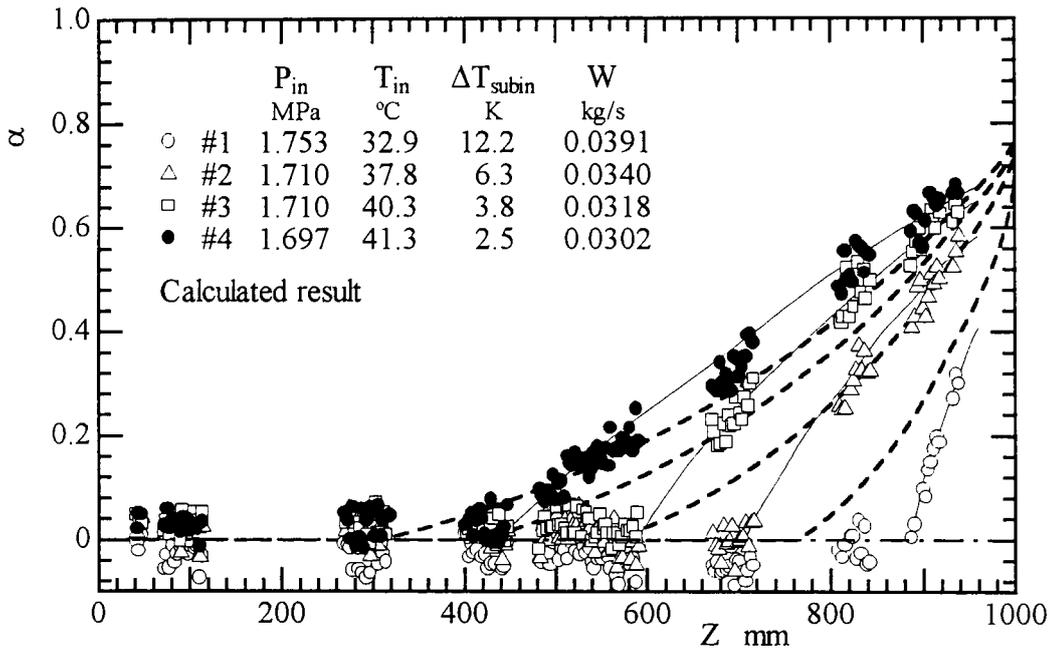
以上より、壁面せん断力 f_w はスリップ比 K を用いて、乾き度 x と圧力 P の関数で計算される。これにより基礎方程式は閉じ、境界条件として圧力を与え、圧力 P 及び乾き度 x に対し4次のルンゲ・クッター法により解いた。

7.4.6.2 実験結果との比較

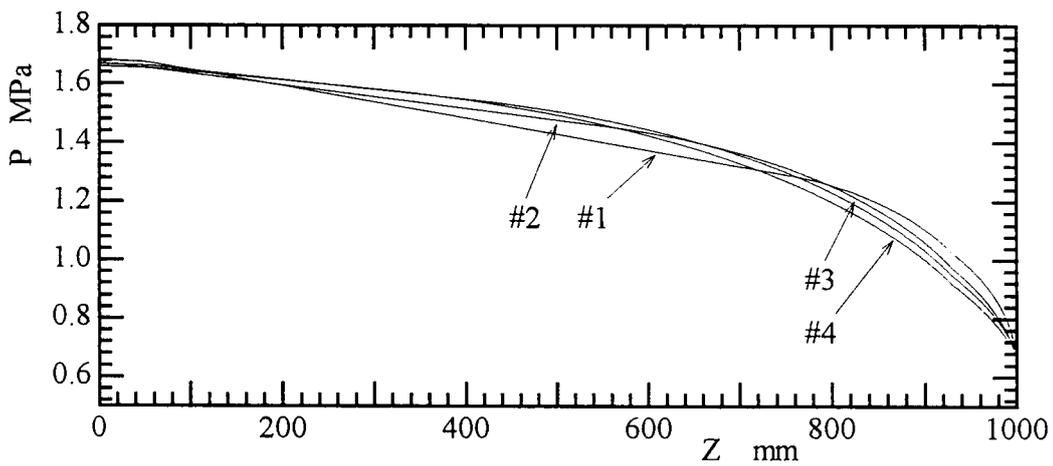
計算結果をボイド率計測結果と合わせて図7-21に示す。図(a)は軸方向ボイド率分布であり、図中、計算結果が破線で、実験結果が記号でそれぞれプロットされている。図(b)は圧力分布の計算結果であり、計算で得られた冷媒流量が実験結果に対し図(c)に示されている。これより、実験条件#1の場合の計算結果をみると、沸騰はボイド率分布測定結果によるものより上流側に推移している。図(c)より流量の計算値が実測値より低い値を示していることから、沸騰開始点の相違の要因は、数値解析では圧力アンダーシュートを考慮していないため沸騰開始が早くなり、二相流領域が増大するため流量が減少しているものと考えられる。また、沸騰開始後のボイド率の挙動を見ると、実験結果の方がボ

イド率上昇の勾配が大きくなっているが、これは液相が過熱の状態で沸騰が開始したためと考えられる。実験条件#2～#4の条件に対しては、#1と同様に、沸騰開始点は実験結果に対し上流に推移し、ボイド率分布についても同様の傾向が得られている。いずれの場合も、実験結果のボイド率が計算結果に対し大きな値を示している。この理由として、二相流領域でのスリップ比、壁面せん断力の相違が考えられるが、キャピラリーチューブ出口近傍でのボイド率には大きな差異は見られないこと、出口圧力に大きな違いはないと考えられることから、スリップ比に関しては妥当な値であると言える。計算流量はいずれの場合も実測流量に対し、2割程度低い値であった。

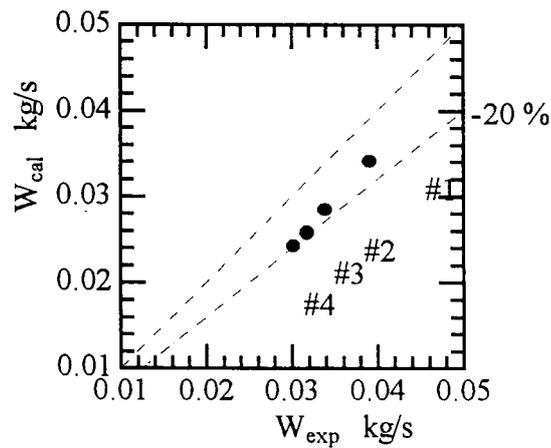
次に、実験条件#5～#7に対する計算結果を実験結果とあわせて図7-22に示す。いずれの場合も実験条件#1～#4に対する結果と同様の傾向が得られている。すなわち、沸騰開始点が早くなり、ボイド率の上昇勾配も大きくなっている。



(a) ボイド率分布

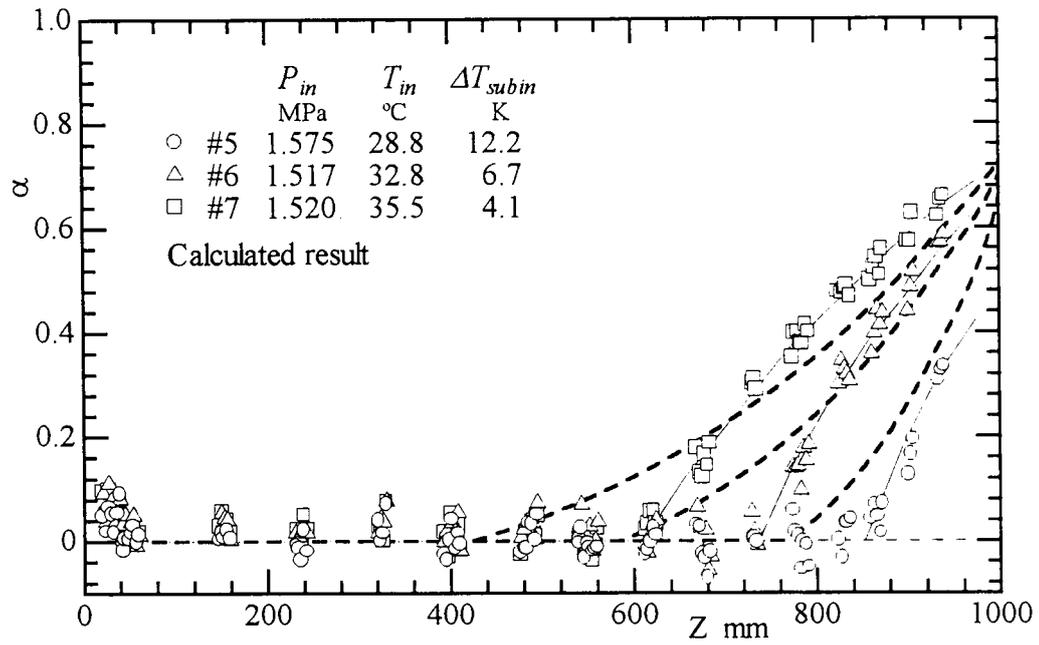


(b) 圧力分布

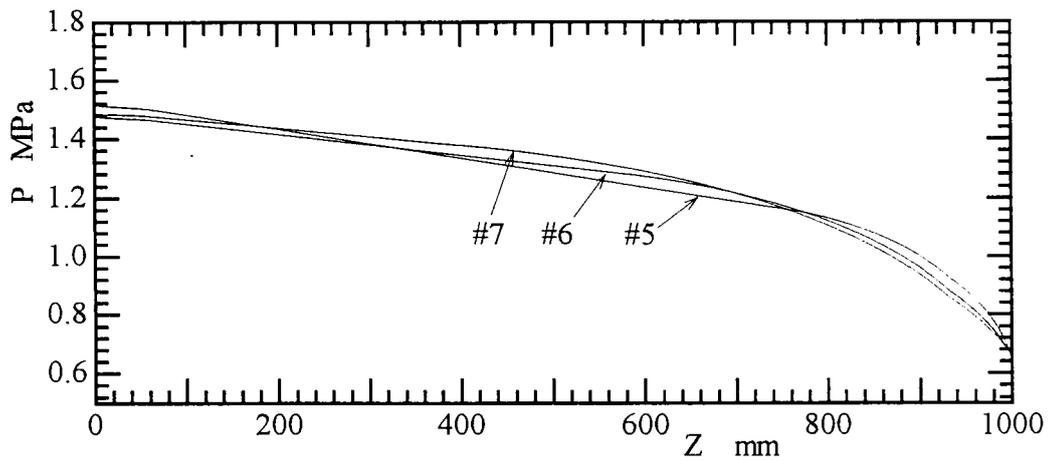


(c) 質量流量

図7-21 実験結果との比較 (実験条件 #1 ~ #4)



(a) ボイド率分布



(b) 圧力分布

図7-22 実験結果との比較 (実験条件 #5 ~ #7)

7. 5 結 言

本章では、圧縮式冷凍サイクルで絞り器として使用されるキャピラリーチューブに対し、入口サブクール水とした流動実験を行い、内部流動挙動の可視化とボイド率分布の計測を中性子ラジオグラフィ法により行った。得られた結果より流動特性に及ぼす沸騰遅れによる圧力アンダーシュートの影響を評価するとともに、分離流モデルによる数値解析を行い実験結果と比較・検討した。得られた結果は以下のものである。

- (1) 実用機器に対する実用条件下でのキャピラリーチューブ内流動挙動の可視化結果より、冷媒はキャピラリーチューブ内では沸騰せず、チューブ出口で急激に沸騰していることが明らかとされた。
- (2) 中性子ラジオグラフィ法によるボイド率計測の定量化の手法として、中性子吸収体を用いた方法が有効であり、高空間分解能（80 μm ）でのボイド率分布計測が可能であることが示された。
- (3) 入口サブクール度の減少とともに沸騰開始点が早まりキャピラリーチューブにおいて二相流領域が大きくなり、質量流量が減少する。これによりキャピラリーチューブ内での沸騰遅れに伴う圧力アンダーシュートは入口サブクール度の減少とともに低下する。

第 8 章 結 論

サブクール水の減圧による沸騰現象を利用した、もしくは扱った機器では沸騰開始の条件、すなわち、沸騰開始圧力の把握が重要となる。本研究では、サブクール熱水のもつ熱エネルギーを減圧沸騰・膨張させ、力学的エネルギーに変換することを目的とする二相膨張ノズル、そして冷凍サイクルの絞り器として用いられるキャピラリーチューブを取り上げ沸騰遅れに伴う圧力アンダーシュートの機器性能に及ぼす影響を明らかとし、機器設計の一助とすることを目的とした。すなわち、二相膨張ノズルに関してはノズル形状の最適化、圧力アンダーシュートの低減手法に関する研究を行い、またキャピラリーチューブについては、実用機器での現象把握、圧力アンダーシュートに及ぼす実験条件の影響について研究を行い、各々得られた知見について第 2, 3, 6, 7 章で述べている。さらに、熱非平衡下での二相膨張流の可視化およびボイド率計測に対し中性子ラジオグラフィ法を適用し、可視下画像の高精度化、ボイド率計測手法の開発を行い、可視化手法に関し得られた知見を第 4 章に、ボイド率計測手法及び計測結果に関し得られた知見を第 5, 7 章に述べている。

まず、第 2 章では、末広部形状を変化させた先細末広ノズルに対し、入口をサブクール熱水とした流動実験を行い、ノズル出口噴流による推力、ノズル内軸方向静圧分布の測定結果からノズル形状及びノズル入口条件のノズル性能への影響を実験的に明らかにした。すなわち、推力向上には末広部において液相を十分に加速することが有効であるとの観点から、沸騰遅れによる熱非平衡及びノズル推力への広がり角とノズル長さの最適化を図った。また損失低下の原因について理論的考察も加えている。

第 3 章では、ノズル性能低下の要因の一つに挙げられる、のど部での沸騰遅れに伴う圧力アンダーシュートの低減を目的として、のど部上流に金属製細線を設置する方法を提案し、細線設置の有無及び直径のノズル性能に及ぼす影響を実験的に考察した。

流路内の減圧沸騰現象には流路壁面の性状が強く影響すると考えられる。すなわち、減圧沸騰現象を利用した機器を設計するには実用材料での沸騰核生成現象を把握することが重要となる。そこで、可視化手法として放射線利用の方法の一つである中性子ラジオグラフィ法を取り上げ、ボイド率分布の定量的計測を試みた。第4章では、中性子ラジオグラフィシステムの概要を述べるとともに、中性子線源の線質の評価、定量計測に対する画質向上の手法について考察を加えた。

第5章では、アルミニウム製先細末広ノズルへの適用例を示し、中性子線強度が低く、不安定な中性子線源を利用した場合のボイド率の定量的計測法を提案し、末広部での膨張過程のボイド率分布の定量的計測法を提案し、画像処理により軸方向ボイド率分布が計測された。さらに、得られた結果に対し、入口条件の末広部ボイド率分布へ及ぼす影響について考察した。

第6章では、先細末広ノズル内流動に対し一次元二流体モデルによる数値解析を行い、細線設置ノズルでの実験結果及びボイド率分布の計測結果と比較検討した。

第7章では、サブクール水の急減圧による減圧沸騰を伴う二相流動の実用例として、冷凍空調機器での絞り器として利用されているキャピラリーチューブ（極細管）を取り上げ、実用機器の実用条件での流動状況を明らかにした。さらに、フロン R22 を用いた流動実験を行い、沸騰遅れに伴う圧力アンダーシュートの計測と実験条件に対する整理を行うとともに、分離流モデルによる数値解析結果から、沸騰直後の熱非平衡状態にあると考えられるボイド率分布に考察を加えた。これらの結果は、各章で詳細に述べているが、その概要は以下のようである。

- (1) ノズル入口条件を固定し、ノズル背圧を操作した場合、ある値以下では末広部圧力分布に変化が見られない適正背圧が存在し、推力係数は適正背圧において極大値をとる。

- (2) ノズル末広部における広がり角が小さいほど圧力アンダーシュートは低下し、適正膨張への移行が早くなるためノズル性能は向上する。しかし、ノズルの末広がり率を一定とした場合、広がり角を小さくすることで末広部長さが長くなるため、ノズル流路での壁面せん断による損失増大によりノズル性能の低下を招くため、最適値が存在する。一方、広がり角を一定とし、末広部の長さを変化させた場合、末広部が長いほど液相が加速されノズル性能は向上する。しかし、この場合も前者同様、壁面せん断による損失とのバランスにより最適値が存在する。
- (3) 入口サブクール度を一定とした場合、ノズル入口圧力の増大により圧力アンダーシュートは増大するが、入口温度が高くなるため入口エンタルピは大きく出口乾き度は増大する。そのため、液相が十分に加速されることにより、出口スリップは低下しノズル性能が向上する。
- (4) のど部上流近傍に細線を設置することにより、圧力アンダーシュートを大幅に減少させることが可能である。入口圧力が低いほどその効果は大きく、細線径が太いほど圧力アンダーシュートの低減効果が大きくなる。圧力アンダーシュートの低減により、ノズル推力係数も向上することが明らかとされた。
- (5) 中性子ラジオグラフィ法は金属内の流動挙動に対し有効であり、可視化画像に画像処理を施すことでボイド率分布の計測が可能であることを示した。さらに、ボイド率分布を定量的に計測するには、中性子線源の線質に応じた画像処理を施す必要があることを示した。特に安定した出力の線源が得られる原子炉を利用したシステムでは、被写体の材質及び形状、作動流体が単一成分であれば流体の物性に関する情報を必要とせず、空の状態及び満液状態の画像との画像演算によりボイド率分布が計測可能であることを示した。高空間分解能撮像機器を利用することで、約 80 μm の空間分解能でのボイド率分布の計測に成功した。

- (6) 実用機器で用いられている内径 0.8 mm の銅製キャピラリーチューブ内流動挙動を，実用条件下で可視化し，キャピラリーチューブ設計の現状が明らかとされた．
- (7) 入口サブクール度の減少とともに沸騰開始点が早まりキャピラリーチューブにおいて二相流領域が大きくなり，質量流量が減少する．これによりキャピラリーチューブ内での沸騰遅れに伴う圧力アンダーシュートは入口サブクール度の減少とともに低下する．

本研究により，二相膨張ノズルについては末広部形状に対し最適形状が得られ，のど部上流への細線設置は圧力アンダーシュートの減少およびエネルギー変換効率の改善に有効であることが示された．また，キャピラリーチューブについても，沸騰開始直後の熱非平衡下での流動状態に関し新たな知見を得ることができた．しかし，キャピラリーチューブの場合，二相膨張ノズルに比べ減圧速度が小さいため，管材質の影響を強く受ける事が予想されることから圧力アンダーシュートへの材質の影響を評価する必要があると考えられる．また，近年，オゾン層破壊に対するフロン規制の問題から，従来の単一冷媒から共沸もしくは非共沸の混合冷媒への転換が進められており，これら混合冷媒に対する評価方法を明らかにすることが今後の課題となる．

使用記号

A	: 流路断面積	m^2	α	: ボイド率	—
c, c_p	: 比熱, 定圧比熱	$J/(kgK)$	Γ	: 相変化量	$kg/(m^3s)$
C_T	: 推力係数	—	γ	: 等エントロピー指数	—
C_D	: 流量係数	—	η	: ノズル効率	—
C	: Chisholm パラメータ	—	λ	: 管摩擦係数	—
e	: 内部エネルギー	J/kg	θ_c	: 絞り角	°
F	: 推力	N	θ_d	: 広がり角	°
f	: 輝度の平均	—	μ	: 減衰係数	l/cm
f_w	: 壁面せん断力	N/m^3	μ_m	: 質量減衰係数	cm^2/g
f_l	: 界面せん断力	N/m^3	Σ	: 減圧速度	Pa/s
G	: 質量流束	$kg/(m^2s)$	σ	: 表面張力	N/m
G	: ゲイン	—	σ	: 分散	—
h	: 比エンタルピー	J/kg	ρ	: 密度	kg/m^3
I	: 中性子線量	$n/(cm^2s)$	X	: マルチ相パラメータ	—
K	: スリップ比	—			
k	: ボルツマン定数	J/K	添字		
m	: 質量流量	kg/s	0	: 満水状態 ($\alpha=0$)	
N	: 熱非平衡の程度を 表す相関パラメータ	—	1	: 空の状態 ($\alpha=1$)	
N	: 積分枚数	—	AL	: アルミニウム	
n	: 熱平衡 ^o リトープ ^o 指数	—	c	: 臨界	
O	: オフセット	Pa	cal	: 計算値	
P	: 圧力	Pa	E	: 熱平衡	
P_b	: 背圧	Pa	e	: 出口	
P_f	: 沸騰開始圧力	Pa	exp	: 実験測定値	
P_{sat}	: 飽和圧力	Pa	G	: 気相	
ΔP_{sat}	: 圧力アンダーシュート	Pa	$G0$: 気相単相流	
q	: 伝熱量	W/m^3	H_2O	: 水	
R	: 曲率半径	m	i	: 気液界面	
S	: 輝度	—	in	: 入口	
s	: エントロピー	$J/(kgK)$	L	: 液相	
T	: 温度	$K, ^\circ C$	$L0$: 液相単相流	
T_c	: 臨界温度	K	max	: 最大値	
ΔT_{sub}	: サブクール度	K	sat	: 飽和	
t	: 厚み	cm	TP	: 二相流	
u	: 平均速度	m/s	t	: のど部	
v	: 比容積	m^3/kg	th	: 理論値	
x	: 乾き度	—			
z	: のど部からの距離	m			

参 考 文 献

- (1) 福田, 熱管理と公害, vol. 29, No. 11, (1977).
- (2) 佐藤, 垣原, 日本機械学会講演論文集, 814-11, (1981).
- (3) 竹永, 福田, 混相流シンポジウム講演論文集, (1983).
- (4) A. L. Austin and A. W. Lundberg, LLL Report, UCRL 50046-77, (1978).
- (5) A. L. Austin, et al., LLL Report, UCRL 51366, (1973).
- (6) G. W. Wright, LLL Report, UCRL 52589, (1978)
- (7) 赤川, 他, 日本機械学会論文集(B編), vol. 52, No. 480, (1986), p.3052.
- (8) 赤川, 他, 日本機械学会講演論文集, 854-6, (1985), p. 105.
- (9) E. S. Starkman, et al., Trans. of ASME, J. of Basic Eng., vol. 86, No. 2, (1964), 247.
- (10) V. E. Schrock, et al., Trans. of ASME, J. of Heat Transfer, vol. 99, (1977). P. 263.
- (11) T. W. Alger, LLL Report, UCRL 76417, (1975).
- (12) G. Hokenson, AIAA J., vol. 19, No. 12, (1981), p. 1547.
- (13) 佐藤, 他, 液体の微粒化に関する講演会講演論文集, (1980).
- (14) 永井, 他, 液体の微粒化に関する講演会講演論文集, (1980).
- (15) Yeoman, et al., UK Atomic Energy Authority, AERF-R-10554.
- (16) 中川, 他, 第20回伝熱シンポジウム講演論文集, (1983).
- (17) 佐藤, 他, 日本機械学会論文集(B編), vol. 50, No. 459, (1984), p.2661.
- (18) 福山, 他, 第5回二相流シンポジウム講演論文集, 844-10, (1984).
- (19) C. T. Crowe, LLL Report, UCRL 79656, (1978).
- (20) T. W. Alger, LLL Report, UCRL 52534, (1978).
- (21) 土方, 他, 日本機械学会論文集(B編), vol. 51, No. 463, (1985), p.1017.
- (22) 瀧本, 他, 日本機械学会論文集(B編), vol. 61, No. 584, (1995), p.1560.
- (23) E. M. Peter, et al., JSME Int. J., vol. 37, No. 2, (1994), p. 313.
- (24) 千田, 他, 日本機械学会論文集(B編), vol. 60, No. 578, (1994), p.3551.
- (25) 千田, 他, 日本機械学会論文集(B編), vol. 60, No. 578, (1994), p.3556.
- (26) 竹永, 他, 日本機械学会論文集(B編), vol. 55, No. 512, (1989), p.1109.
- (27) R. E. Henry, et al., Nuclear Science and Engineering, vol. 41, (1970), p.79.
- (28) R. E. Henry, et al., Nuclear Science and Engineering, vol. 41, (1970), p.91.

- (29) R. E. Henry, et al., Trans. ASME, J. of Heat Transfer, vol. 93, No. 2, (1971), p.179.
- (30) F. J. Moody, Trans. ASME, J. of Heat Transfer, vol. 87, No. 1, (1965), p.134.
- (31) F. J. Moody, Trans. ASME, J. of Heat Transfer, vol. 88, No. 1, (1966), p.285.
- (32) M. Alamgir and J. H. Lienhard, Trans. ASME, J. of Heat Transfer, vol. 103, No. 1, (1981), p.52.
- (33) N. Abuaf, et al., Trans. ASME, J. of Heat Transfer, vol. 105, No. 2, (1983), p.379.
- (34) J. R. Finche, et al., NUREG/CR-1977, (1981).
- (35) H. Koizumi and K. Yokokawa, ASHRAE Transaction, vol. 86, Pt.2, (1980), p.19.
- (36) M. Kurokawa, et al., Proc. of the Int. Refrigeration Conf. at Purdue, (1996).
- (37) 平尾, 他, 三菱重工技報, vol. 31, No. 1, (1994), P.57.
- (38) T. N. Wang and K. T. Ooi, Int. Comn. Heat Mass Transfer, vol. 22, No. 4, (1995), pp. 595-604.
- (39) T. W. Alger, LLL Report, UCRL 76417, (1975).
- (40) R. E. Henry, Two-Phase Flow Dynamics, (1979).
- (41) 古屋, 他, "流体工学", (1982), p.77.
- (42) R. F. Tangren, et al., J. of Applied Physics, vol. 20, (1949), p.736.
- (43) R. L. Collines, Trans. ASME, J. of Heat Transfer, vol. 100, No. 2, (1978), p.275.
- (44) R. Taniguchi, et al., "Statistical Properties of Real-time Neutron Radiographic Image.", in Neutron Radiography, Reidel Pub. Co., (1986).
- (45) N. Abuaf, et al., NUREG/CR-1964, BNL-NUREG-51317, vol. 1,(1981).
- (46) 日本原子力研究所, "MINI-TRAC マニュアル", (1985).
- (47) 赤川浩爾, "気液二相流", コロナ社, (1974).
- (48) H. Kobayashi, J. of Nuclear Science and Technology, vol. 29, No. 11, (1992), p.1.
- (49) 植田辰洋, "気液二相流", 養賢堂, (1981).
- (50) 日本機械学会, "管路・ダクトの流体抵抗", (1979).
- (51) 田沢, 他, 住友重機械技報, vol. 35, No. 103, (1987), p.58.
- (52) M. Matsubayashi and A. Tsuruno, Neutron Radiography (4), Gordon and Breach Science Publishers, (1992), p.415.
- (52) M. Matsubayashi, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research-A, vol. 377, No.1, (1996), p.107.
- (53) R. W. Lockhart and R. C. Martinelli, Chem. Eng. Progr., vol. 45, (1949), p.39.
- (54) D. Chisholm, Int. J. of Heat Mass Transfer, vol. 10, (1967), p.1767.

- (55) 甲藤, 機械学会論文集, vol. 34, No. 260, (1968), p.731.
- (56) 甲藤, 機械学会論文集, vol. 35, No. 271, (1968), p.573.
- (57) K. Mishima, et al., Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 22, (1996), p. 703.

謝 辞

本研究を遂行するにあたり，ご多忙にもかかわらず，終始丁寧なご指導を賜りました神戸大学 藤井 照重 教授 に深く感謝致します。

本論文の作成に際して，貴重なご教示と綿密なご校閲を賜りました神戸大学 中島 健 教授，薦原 道久 教授，森田 喜保 教授に感謝致します。また，論文の作成そして公私において有益なご助言を頂きました神戸大学 竹中 信幸 助教授に深く感謝致します。

本論文は私が神戸大学工学部 4 回生の頃からの研究成果をまとめたものであり，当時，指導教授であり丁寧なご指導，有益なご助言を頂きました 赤川 浩爾 神戸大学名誉教授，丁寧なご指導を頂きました 福井大学 太田 淳一 助教授に深く感謝致します。

神戸大学 小野 厚夫 教授，当時小野研究室に在籍した 園田 浩一 氏，本村 康哲 氏（共に姫路獨協大学）には中性子ラジオグラフィ可視化実験での画像処理技術に対し有益なご助言，ご協力を頂きました。中新 威彦 氏，田澤 修一 氏をはじめとする住重試験検査(株)の方々にはサイクロトロン加速器による中性子ラジオグラフィ可視化実験の際に多大なご協力を頂きました。日本原子力研究所の 鶴野 晃 氏，松林 政仁 氏，武蔵工業大学の持木 幸一 助教授には日本原子力研究所研究炉 JRR-3M での中性子ラジオグラフィ可視化実験の際に多大なご協力を頂きました。日本原子力研究所 村尾 良夫 氏，秋本 肇 氏には原子炉内熱流動安全解析コード Mini-Trac を快く提供していただき，また，使用の際にはご教示を頂きました。山田 昌利 氏をはじめとする神戸大学工作技術センターの方々には，供試ノズル製作の際に心温まるご協力を頂きました。本研究はこれらの方々のご協力により成し得たものであることをここに記し感謝する次第です。

また，本研究の実験にあたり親切にご協力いただいた杉本 勝美 技官，実験や解析にあたり多大なご協力をいただいた当時藤井研究室に在籍した木村 宏 氏（ダイハツ工業(株)），森本 修 氏（三菱電機(株)），小田 勉 氏（(株)豊田自動織機製作所），永江 信也 氏（(株)クボタ），小林 幸司 氏（トヨタ自動車(株)）に感謝致します。

最後に，家庭にあり私の研究活動を理解し，私を支えてくれた両親，妻美香そして子供たち，駿，美帆に感謝の意を表します。