

サブクール極低温流体の
キャビテーション遷移を伴うノズル流れに関する研究

伊藤 優

サブクール極低温流体の
キャビテーション遷移を伴うノズル流れに関する研究

指導教官 長島 利夫 教授

東京大学大学院工学系研究科
航空宇宙工学専攻

博士課程 伊藤 優

平成11年(1999年)12月20日

目次

1. 序論	1
1-1. 研究の目的	1
1-2. ロケットポンプ内のキャビテーション遷移	2
1-3. 従来関連研究—キャビテーションを伴う2相流モデルと数値解析	4
1-3-1. 均質流モデルと2流体モデル	4
1-3-2. 連続液体中に存在する気泡の挙動	5
1-3-3. 気泡を含む液体中の衝撃波	6
1-4. 従来関連研究—極低温流体ノズル流れとキャビテーション遷移	9
1-5. 本研究の特色と概要	10
1-5-1. サブクール極低温流体におけるキャビテーション	10
1-5-2. 本研究の理論モデルおよび数値解析の特色	10
1-5-3. ノズル流れ解析の意義	12
2. 理論解析モデル	13
2-1. はじめに	13
2-2. 気液2相流動の様式	14
2-3. 対象とする流れ場	15
2-4. 極低温流体の性質	16
2-5. 気相のモデル化	17
2-6. 気泡の基礎式	18
2-7. 液相のモデル化	24
2-8. 液相の基礎式	27
2-9. まとめ	29
3. 数値解析コード	32
3-1. はじめに	32
3-2. 基礎方程式	33
3-3. 数値解析法	36
3-3-1. 気泡を含む液体の解法	36
3-3-2. 気泡のタネと気泡の取り扱い数	42
3-3-3. 気泡発生時の仮定と初期気泡径	42
3-3-4. 個々の気泡の物性の解法	45

3-3-5. 気泡の成長・衰退がおよぼす液体への影響	47
3-3-6. 気泡のタネと気泡の運動の解法	47
3-4. 数値解析コードの検証	51
3-4-1. 検証1:リーマン問題(同速度・反対方向流れの衝突)	52
3-4-2. 検証2:リーマン問題(異なる速度・同一方向流れの追突)	54
3-4-3. 検証3:リーマン問題(同速度・反対方向流れの斜め衝突)	54
3-4-4. 単一気泡の挙動に関する数値解析結果	55
3-5. まとめ	57
4. サブクール極低温流体のキャビテーション遷移を伴う先細末広ノズル 流れの可視化実験	81
4-1. はじめに	81
4-2. 実験装置	82
4-2-1. 先細末広ノズル	82
4-2-2. 流動装置	82
4-2-3. クライオスタット	83
4-2-4. 観測装置および計測装置	83
4-3. 実験方法	84
4-3-1. 極低温流体の注入と温度の安定	84
4-3-2. 実験手順	84
4-3-3. 解析手法	84
4-4. 実験結果	85
4-4-1. 供試液体	85
4-4-2. 実験条件	85
キャビテーション気泡の発生位置と気泡群の形状	86
4-5. まとめ	89
5. サブクール極低温流体のキャビテーション遷移を伴う先細末広ノズル 流れの数値解析	112
5-1. はじめに	112
5-2. 気泡のタネの数密度の影響	113
5-3. 計算格子間隔の影響	114
5-4. 入口全圧の影響	115
5-5. 入口全速度の影響	117
5-6. 入口全温の影響	118
5-7. 出口背圧の影響	119

5-8. 壁面条件の影響	120
5-9. 均質流モデルを用いた数値解析との比較	121
5-10. 実験との比較	122
5-10-1. ノズルの可視化実験との比較	122
5-10-2. NASA の実験との比較	122
5-11. まとめ	124

6. 結論	192
-------------	-----

参考文献	193
------------	-----

日本文	193
-----------	-----

英文	195
----------	-----

図表目次

図(2. 1) 水を用いたインデューサ周りの流れの様子を観察するための装置	30
図(2. 2) 水を用いたインデューサ周りの流れの様子	31
表(3. 1a) 数値計算用の窒素物性値近似式(その1)	58
表(3. 1b) 数値計算用の窒素物性値近似式(その2)	59
表(3. 1c) 数値計算用の窒素物性値近似式(その3)	60
表(3. 1d) 数値計算用の窒素物性値近似式(その4)	61
表(3. 1e) 数値計算用の窒素物性値近似式(その5)	62
図(3. 1) 数値解析コード検証に用いた衝撃波管のグリッド	63
図(3. 2a) 数値解析コード検証の結果(その1. 界面の位置とその近傍の流れベクトル)	64
図(3. 2b) 数値解析コード検証の結果(その2. 静圧と密度の時間変化)	65
図(3. 2c) 数値解析コード検証の結果(その3. 静温と1方向速度の時間変化)	66
図(3. 3a) 数値解析コード検証の結果(その1. 界面の位置とその近傍の流れベクトル)	67
図(3. 3b) 数値解析コード検証の結果(その2. 静圧と密度の時間変化)	68
図(3. 3c) 数値解析コード検証の結果(その3. 静温と1方向速度の時間変化)	69
図(3. 4a) 数値解析コード検証の結果(その1. 界面の位置と中心付近の流れベクトル)	70
図(3. 4b) 数値解析コード検証の結果(その2. 静圧と密度の時間変化)	71
図(3. 4c) 数値解析コード検証の結果(その3. 静温と全速度の時間変化)	72
表(3. 2a) 1個気泡のタネの気泡発生数値実験の結果	73
表(3. 2b) 1個気泡のタネの気泡発生数値実験の結果	74
図(3. 5) 気泡発生条件と修正キャピテーション係数(その1)	75
図(3. 6) 気泡発生条件と修正キャピテーション係数(その2)	76
図(3. 7) 液体温度と初期気泡径の関係	77
図(3. 8a) 単一気泡の発生直後のリバウンド挙動(その1)	78
図(3. 8b) 単一気泡の発生直後のリバウンド挙動(その2)	79
図(3. 8c) 単一気泡の発生直後のリバウンド挙動(その3)	80
図(4. 1) 実験装置全景	90
図(4. 2) 先細末広ノズル	91
図(4. 3) テストセクション	92
図(4. 4) 流体押し出し装置およびテストセクション	92
図(4. 5) クライオスタット	93
図(4. 6) 液体窒素流動システム	93
図(4. 7) 可視化実験観測装置模式図	94
図(4. 8) 温度, 圧力計測装置, 撮影タイミング記録装置模式図	95
図(4. 9) K 熱電対起電力表および校正結果	96

図(4. 10)圧力センサ起電力および校正結果.....	97
表(4. 1a)液体窒素の飽和物性値(日本機械学会 流体の熱物性値集より).....	98
表(4. 1b)液体窒素の飽和物性値(日本機械学会 流体の熱物性値集より).....	99
表(4. 1c)液体窒素の飽和物性値(日本機械学会 流体の熱物性値集より).....	100
表(4. 1d)液体窒素の飽和物性値(日本機械学会 流体の熱物性値集より).....	101
表(4. 2)実験条件と圧力測定結果.....	102
図(4. 11)実験ケース1(ピストン速度:48.8[mm/s])の圧力分布.....	103
図(4. 12)実験ケース2(ピストン速度:65.0[mm/s])の圧力分布.....	104
図(4. 13)実験ケース3(ピストン速度:81.3[mm/s])の圧力分布.....	105
図(4. 14)実験ケース3(ピストン速度:97.5[mm/s])の圧力分布.....	106
図(4. 15)キャビテーション発生時の可視化画像(ケース1).....	107
図(4. 16)キャビテーション発生時の可視化画像(ケース2).....	107
図(4. 17)キャビテーション発生時の可視化画像(ケース3).....	108
図(4. 18)キャビテーション発生時の可視化画像(ケース4).....	108
図(4. 19)ピストンスピードに対するキャビテーション発生地点" (1) "の変化.....	109
図(4. 20)ピストンスピードに対するキャビテーション発生地点" (2) "の変化.....	110
図(4. 21)ピストンスピードに対するキャビテーション発生地点" (3) "の変化.....	111
図(5. 1)先細末広ノズルのグリッド.....	125
図(5. 2a)気泡のタネの数密度によるボイド率の分布の変化.....	126
図(5. 2b)気泡のタネの数密度によるボイド率の分布の変化.....	127
図(5. 2c)気泡のタネの数密度によるボイド率の分布の変化.....	128
図(5. 2d)気泡のタネの数密度によるボイド率の分布の変化.....	129
図(5. 3a)計算格子間隔に対するボイド率分布の変化.....	130
図(5. 3b)計算格子間隔に対する静圧分布.....	131
図(5. 3c)計算格子間隔に対する静温分布.....	132
図(5. 3d)計算格子間隔に対する全速度分布.....	133
図(5. 4a)入口全圧に対するボイド率の分布の変化.....	134
図(5. 4b)入口全圧に対するボイド率の分布の変化.....	135
図(5. 4c)入口全圧に対するボイド率の分布の変化.....	136
図(5. 4d)入口全圧に対するボイド率の分布の変化.....	137
図(5. 5a)入口全圧に対する静圧の分布の変化 $V_{IN} = 2.5$ [m/s].....	138
図(5. 5b)入口全圧に対する静圧の分布の変化 $V_{IN} = 5.0$ [m/s].....	139
図(5. 5c)入口全圧に対する静圧の分布の変化 $V_{IN} = 7.5$ [m/s].....	140
図(5. 5d)入口全圧に対する静圧の分布の変化 $V_{IN} = 10.0$ [m/s].....	141
図(5. 6a)入口全圧に対する静温の分布の変化 $V_{IN} = 2.5$ [m/s].....	142
図(5. 6b)入口全圧に対する静温の分布の変化 $V_{IN} = 5.0$ [m/s].....	143
図(5. 6c)入口全圧に対する静温の分布の変化 $V_{IN} = 7.5$ [m/s].....	144

図(5. 6d) 入口全圧に対する静温の分布の変化	$V_{IN} = 10. [m/s]$	145
図(5. 7a) 入口全圧に対する全速度の分布の変化	$V_{IN} = 2.5 [m/s]$	146
図(5. 7b) 入口全圧に対する全速度の分布の変化	$V_{IN} = 5.0 [m/s]$	147
図(5. 7c) 入口全圧に対する全速度の分布の変化	$V_{IN} = 7.5 [m/s]$	148
図(5. 7d) 入口全圧に対する全速度の分布の変化	$V_{IN} = 10. [m/s]$	149
図(5. 8a) 入口全速度に対するボイド率の分布の変化	150
図(5. 8b) 入口全速度に対するボイド率の分布の変化	151
図(5. 8c) 入口全速度に対するボイド率の分布の変化	152
図(5. 8d) 入口全速度に対するボイド率の分布の変化	153
図(5. 8e) 入口全速度に対するボイド率の分布の変化	154
図(5. 9a) 入口全速度に対する静圧の分布の変化	$P_{Total IN} = 0.100 [MPa]$	155
図(5. 9b) 入口全速度に対する静圧の分布の変化	$P_{Total IN} = 0.125 [MPa]$	156
図(5. 9c) 入口全速度に対する静圧の分布の変化	$P_{Total IN} = 0.150 [MPa]$	157
図(5. 9d) 入口全速度に対する静圧の分布の変化	$P_{Total IN} = 0.175 [MPa]$	158
図(5. 9e) 入口全速度に対する静圧の分布の変化	$P_{Total IN} = 0.200 [MPa]$	159
図(5. 10a) 入口全速度に対する静温の分布の変化	$P_{Total IN} = 0.100 [MPa]$	160
図(5. 10b) 入口全速度に対する静温の分布の変化	$P_{Total IN} = 0.125 [MPa]$	161
図(5. 10c) 入口全速度に対する静温の分布の変化	$P_{Total IN} = 0.150 [MPa]$	162
図(5. 10d) 入口全速度に対する静温の分布の変化	$P_{Total IN} = 0.175 [MPa]$	163
図(5. 10e) 入口全速度に対する静温の分布の変化	$P_{Total IN} = 0.200 [MPa]$	164
図(5. 11a) 入口全速度に対する全速度の分布の変化	165
図(5. 11b) 入口全速度に対する全速度の分布の変化	166
図(5. 11c) 入口全速度に対する全速度の分布の変化	167
図(5. 11d) 入口全速度に対する全速度の分布の変化	168
図(5. 11e) 入口全速度に対する全速度の分布の変化	169
図(5. 12a) 入口全温に対するボイド率の分布の変化	170
図(5. 12b) 入口全温に対するボイド率の分布の変化	171
図(5. 13a) 入口全温に対する静圧の分布の変化	$V_{IN} = 5.0 [m/s]$	172
図(5. 13b) 入口全温に対する静圧の分布の変化	$V_{IN} = 10. [m/s]$	173
図(5. 14a) 入口全温に対する無次元化静温の分布の変化	$V_{IN} = 5.0 [m/s]$	174
図(5. 14b) 入口全温に対する無次元化静温の分布の変化	$V_{IN} = 10. [m/s]$	175
図(5. 15a) 入口全温に対する全速度の分布の変化	$V_{IN} = 5.0 [m/s]$	176
図(5. 15b) 入口全温に対する全速度の分布の変化	$V_{IN} = 10. [m/s]$	177
図(5. 16) 出口背圧に対するボイド率分布の変化	178
図(5. 17) 出口背圧に対する静圧分布の変化	179
図(5. 18) 出口背圧に対する静温分布の変化	180
図(5. 19) 出口背圧に対する全速度分布の変化	181

図(5. 20)均質流モデルによる計算結果との静圧の比較.....	182
図(5. 21)4章の実験の壁静圧と計算結果の比較.....	183
図(5. 22a)等温壁条件での気泡発生過程のポイド率.....	184
図(5. 22b)等温壁条件での気泡発生過程のポイド率.....	185
図(5. 22c)等温壁条件での気泡発生過程のポイド率.....	186
図(5. 23a)断熱壁条件での気泡発生過程のポイド率.....	187
図(5. 23b)断熱壁条件での気泡発生過程のポイド率.....	188
図(5. 23c)断熱壁条件での気泡発生過程のポイド率.....	189
図(5. 24a)NASAの実験の壁静圧と計算結果の比較.....	190
図(5. 24b)NASAの実験の壁静圧と計算結果の比較.....	191

記号表

t	:時間	Δ	:ラプラスアン(共用注意) :TVD境界をはさむ保存量の差
∇	:ナブラ	Vol	:領域体積
\mathbf{r}	:回転軸からの距離ベクトル	ω	:回転角速度
ξ	:I方向成分	η	:J方向成分
ζ	:K方向成分	u	:x方向速度
v	:y方向速度	w	:z方向速度
U	:I方向反変速度	V	:J方向反変速度
W	:K方向反変速度	Q	:保存量(密度, 速度, エンタルピ)
\mathbf{R}^+	:右固有行列	\mathbf{R}^-	:左固有行列
ϕ	:修正数値流束	Λ など	:特性速度(固有値)
g	:制限関数	γ	:特性速度修正量
$\sigma(-)$:関数	$\phi(-)$:エントロピ条件関数
ε	:特性線を横切る物理量の変化	β	:TVD解法パラメータ :付加質量係数(共用注意)
θ	:解法パラメータ	λ	:CFL条件
minmod(-)	:ミニモド関数	δ	:小さな実定数

P_B	:気泡内平均圧力	T_B	:気泡内平均温度
$P_{SAT}(-)$:飽和圧力関数	T_I	:気液界面温度
R	:気泡半径	r	:気液界面からの距離
R_B	:ガス定数	e_B, h_B	:気泡全エネルギー, 全エンタルピ
ρ_B	:気泡内平均	Q_B	:気泡へ流入する熱流束
Γ_B	:気泡への相変化量	Re_B	:気泡レイノルズ数
F_D	:形状抵抗力	C_D	:抗力係数
\mathbf{V}_B	:気泡速度ベクトル	β	:付加質量係数 :TVD解法パラメータ(共用注意)
\mathbf{F}_A	:付加質量慣性力ベクトル	\mathbf{F}_p	:圧力勾配力ベクトル
\mathbf{F}_R	:回転力ベクトル	C_B	:気泡内平均比熱
α_B	:ある領域内の気泡体積比率	X_B	:ある領域内の気泡質量比率

P_L	:液相圧力	σ	:表面張力係数
ρ_L	:液相密度	μ_L	:液相粘性係数
Γ_L	:液相への相変化量	λ_L	:液相熱伝導率
a_L	:液相温度伝導率	C_{PL}, C_L	:液相比熱
e_L, h_L	:液相全エネルギー, 全エンタルピ	Q_L	:液相へ流入する熱流束
α_L	:ある領域内の液相体積比率	X_L	:ある領域内の液相質量比率
\mathbf{V}_L	:液相速度ベクトル	$ \mathbf{V}_L $:液相全速度
$\Delta \mathbf{V}_L $:液相全速度変化率	ΔV	:液相体積変化率

ρ_v	:ある領域内の平均密度	C_v	:ある領域内の平均比熱
P	:ある領域内の平均圧力	γ_v	:ある領域内の平均比熱比
c	:ある領域内の平均音速	c_l	:純液体の音速

1. 序論

1-1. 研究の目的

近年、極低温流体を取り扱う機会は確実に増加している。その対象は LH_2/LO_2 ロケットターボポンプ内部の高速流動から、燃料タンクからの供給ライン内での過渡応答まで様々である。ロケット以外においては宇宙観測用望遠鏡の冷却材としての LHe (液体ヘリウム) の利用や、宇宙環境シミュレーターの LN_2 (液体窒素) による温度維持機構などの分野において利用されている。将来の宇宙空間での人類の活動まで視野に入れると、熱エネルギー制御技術の媒体として極低温流体を利用する機会は大きく拡大するものと予測される。

一般にサブクール (飽和状態に比べて温度が低いか、圧力が高い) 状態の流体にはキャビテーションは発生しないが、流体を高速で流動させると静圧が気液2相飽和状態を越えて低下する場合も出現し、キャビテーションが非常に発生しやすくなる。特に、極低温流体では、物性と利用上の制約から常温流体に比べ、このサブクールから飽和、さらには、スーパーヒートへの遷移現象が非常に起こりやすい。航空宇宙分野においてはロケットポンプに代表されるような極限状態で高速回転を伴う流動が出現するためキャビテーション遷移による2相状態を十分に検討しておかねばならない。

流動様式は気相含有率 (以下ボイド率) に依存し変化するため、ボイド率の大きい場所では、通常行われる流動制御が非常に困難となり、特別な対策を必要とする。一般に極低温流体における2相状態は、極低温流体の圧力や温度レベル、周囲の壁の存在のほか、2相状態が作り出される条件、特に、気泡の初期寸法など多くのパラメータが複雑に影響し合い決定されるため、従来の技術では完全に制御することが非常に難しい。そのため、ロケットポンプをはじめ様々な産業分野においてキャビテーションによる気液2相状態を積極的に利用しようとする試みが行われ多くの応用が期待されながらも、発生原因や流動特性など不明な点が多く、いまだ完全に制御できる技術が確立されていない。

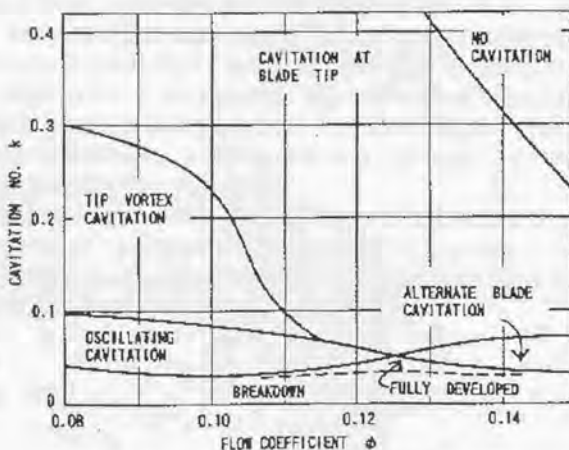
現在、キャビテーションによって発生する気相のボイド率が非常に小さい場合、気相が流動におよぼす影響はほとんどないことは解明されているが、ある程度ボイド率が大きくなった場合、気相の影響がどの程度流動におよび、どの程度制御が可能であるか見極めることは困難である。しかし、これが解明され利用可能になれば産業的に非常に大きな応用が期待できる。本研究では、気泡の存在と運動を追跡する手法により、そうした気相が流動に及ぼす影響をボイド率の変化として合理的に組み込めるような解析モデルを構築し、その有効性を検討することを目的とする。

1-2. ロケットポンプ内のキャビテーション遷移

キャビテーションは、流動を伴う液体の流れ場において気泡やキャビティと呼ばれる気相領域が形成され、2相化する現象である。この現象はポンプなどの流体機械では、液体が局部的に加速されたり剥離が起こったりするなどの原因によって静圧が著しく低下し、局部的に減圧沸騰が起こるために発生する。液体中に気相領域ができると気相の圧縮性の影響や熱学的影響によって、気相を含む液体がさも圧縮性流体であるかのようなふるまいをすることが知られている。

ロケットエンジンにおいては、このキャビテーションによる2相化が発生すると、燃料を燃焼器に供給するための圧縮機であるターボポンプの流動を不安定にさせ、吸込み性能を著しく低下させる。一般にターボポンプにはインペラと呼ばれる遠心圧縮翼を用いる。小型で高い圧力比が得られるためである。しかしながら、インペラは2相吸込みに非常に弱い。そこで、インデューサと呼ばれる渦巻翼を上流部に併用する。インデューサは得られる圧力比は小さいが2相吸込み能力に優れているためである。ところが、局部的にボイド率が大きい領域が発生する場合や運転条件が適合しない場合には、インデューサを利用しても流動が安定しない場合があることがわかっている。そこで、従来は、基本的にキャビテーションが発生しない条件での運転を念頭に設計を行ってきた。しかし、更なる性能と経済性の向上のため、キャビテーションが発生して2相化する状態においても流動を制御し、安定化させることが求められている。流動を制御し、安定化させるためにはキャビテーションによる2相遷移現象の性質を詳しく解明する必要がある。多くの研究者によって取り組まれた。以下にロケットポンプ開発に伴うキャビテーションの研究についての主なものを示す。

インデューサに発生するキャビテーションの流動様式は Acosta (1958) によって分類さ



キャビテーション・フローのモード (Acosta, 1958)

れた。直径 2 インチ (50.8mm), 先端翼角度 12° の4枚平板渦巻インデューサを用いて実験を行い, 流量係数とキャビテーション係数で整理した(前ページの図参照)。各々の領域の境界は翼の先端形状や先端すきまによって大きく変化すると述べた。図に示される様に低キャビテーション係数域, かつ, 低流量域においてオシレイティングキャビテーションが観察された。比較的高流量域ではオルタネイティブキャビテーションと呼ばれる向かい合う2枚の翼で同種のキャビテーション, 隣り合う翼で異種のキャビテーションが発生し, そのキャビテーションが翼と同一速度で回転するキャビテーションを観察した。Soltis (1965) は NASA において直径 5 インチ (127mm) の3枚平板渦巻インデューサを用いて水を作動流体にした非定常キャビテーションの可視化実験を行った。インデューサ内のキャビテーションが周方向に回転する旋回キャビテーションを報告した。Soltis はそれをインデューサ回転数より遅く回転する旋回失速として報告した。しかし, 同様の実験を行なった Kamiyo et al. (1977) は旋回キャビテーションがインデューサ回転数より速く回転すると報告し旋回失速ではないとしたが原因は明らかにはならなかった。

1960年代ポンプ式ロケットにおいてロケット全体が振動によって機体方向に伸縮する現象(ボゴと呼ばれている)が発生し推進剤供給系の脈動が原因ではないかと疑われていた。Sack et al. (1965) は推進剤供給系をアナログコンピュータでシミュレートして, インデューサに発生するキャビテーションが推進剤供給系にシステム振動を生じさせることを突き止めた。このシステム振動はキャビテーションサージと呼ばれている。

1970年代に Young et al. (1972) は Pratt & Whitney 社においてボゴの発生原因を明らかにするための解析を行なった。推進剤供給系に発生する振動はインデューサの旋回失速によって生じるものではなくインデューサの回転に同位相でキャビテーションが振動することによって生じるキャビテーションサージであることを明らかにした。キャビテーションサージの主原因としてマスフローゲインファクタを提案した。Brennen et al. (1976, 1994) は Caltech においてマスフローゲインファクタを定量的に評価するために実験的, 理論的解析を行なった。マスフローゲインファクタが周波数の関数で評価できることを示した。

1980年代以降, 上條ら(1991)は航空宇宙技術研究所において H-II ロケット用 LE-7 エンジンの開発時に発生した液体酸素ポンプに発生する超同期軸振動の主要因が旋回キャビテーションであることを突き止め, それについて整理した。辻本ら(1992)は理論解析により旋回キャビテーションの発生原因が正のマスフローファクタであることを明らかにした。橋本ら(1997)は実験的研究から旋回キャビテーションの性質を一層明らかにした。辻本ら(1997)は理論的解析により旋回キャビテーションとキャビテーションサージは互いにほぼ同条件にて発生すること明らかにした。

これらの研究により, キャビテーション発生は流動の安定に非常に大きな影響をおよぼすことが判明した。しかし基礎的データの蓄積が少ないため, キャビテーションによる2相遷移現象が流れ場にかかる条件で発生し, いかなる影響を与えるかについて明らかになっておらず解明が期待されている。

1-3. 従来関連研究—キャビテーションを伴う2相流モデルと数値解析

前節で述べたように、キャビテーションによる2相遷移がいかなる条件で発生し、いかなる影響を与えるか解明する必要がある。このとき、大きな役割を果たすのが数値解析である。すなわち、キャビテーションによる2相遷移を適切にシミュレートした数値解析によってその特徴を明らかにしようとするものである。

従来、キャビテーションを伴う2相流れをシミュレーションするために用いられてきた手法は均質流モデルや2流体モデルを用いて流れ場を差分化し、非圧縮性なり圧縮性なりの数値解析コードに組み込み解析するものである。この手法は、計算負荷が軽くハンドリングが良いために多く利用されている。しかしながら、構成方程式を多く必要とする点や分散相を連続相と仮定して計算することの誤差などの点において欠点がある。

一方で、液体中に存在する気泡の挙動を詳細に解析する直接法と呼ばれる数値解析が盛んに行われている。一般に、水中に存在する空気、もしくは、空気+蒸気の単一気泡の膨張収縮に関する研究、気泡と液相との相対運動に関する研究、気泡流のモデルに関する研究、気泡流中の圧力波伝播に関する研究、などである。気泡の挙動には、キャビテーション遷移によって発生するキャビテーション気泡にも通ずる共通点が多くあり、これらの研究によって明らかとなった様々な知見はキャビテーション気泡のモデルを作成する上で非常に有益なものとなる。この直接法は正確さの点で非常に優れているが、計算負荷が大きすぎて、現在のワークステーションレベルでは複雑流路内のシミュレーションは不可能であるという欠点がある。

1-3-1. 均質流モデルと2流体モデル

均質流モデルは2相流を液相・気相が同一速度で運動する、かつ、均一な混合流とみなしモデル化するものであり、熱的にも両相は同じ温度、すなわち、熱的平衡を仮定するモデルである。このモデルにおいては、液相と気相が比較的均一に流れる、流速の大きな、圧力が高い気泡流、流れの中心部の気相中に多量の群状の液滴を伴うウィスピー環状流、噴霧流と言った流動様式では実験とも良く合うことが報告されている。その他の流動様式においても組み合わせられる構成式の対象とする物理現象の範囲に応じて広範囲に利用されている。均質流で用いられる基礎式は単相流で用いられる基礎式と同様な形であるため従来の単相流用計算コードをそのまま利用できる利点がある。式中に用いられる状態量は液相・気相各々の量を用い、重み付けをして平均化し定義する。

一方、2流体モデルは液相と気相に対してそれぞれ質量、運動量、エネルギーの保存式を立てることにより2相流を扱う。このため、水力的な非平衡性(気液間スリップなど)や熱的な非平衡性を、基礎式を介して取り扱うことができる。原子炉の安全解析や事故シミュレーションなどにおいて良く利用されている。代表的なコードとしてアメリカで開発されたTRACコード、RELAP5コードなどが有名である。液相と気相それぞれに平均化操作を施した単相流の物性値を用いて質量、運動量、エネルギー保存式の3つの微分方程式を立て、両相

合計6つの微分方程式を連立させることで解を導く。均質流モデルと比較して理論的に厳密である反面、与えるべき構成式が多いという欠点がある。

このように均質流モデル、2流体モデルを用いた数値解析は従来の単相流用計算コードに改造を施し計算できるため非常にハンドリングが良く多くの分野で利用されている。しかし、液相、気相両相を連続相として近似するため気相の分散効果がコード上で表現できず、かつ、サブクール流体のキャビテーション遷移による気相発生量もマクロ的な統計量としての構成式でしか表現できず正確でないため、改善が求められている。

1-3-2. 連続液体中に存在する気泡の挙動

キャビテーション遷移による気相の分散効果を正確に表現する改善を施す際に大いに参考になるのが連続液相中に存在する気泡の挙動に関する解析手法である。この解析手法では気泡周りの液相は連続体(連続相)として扱い、気泡は各々独立した存在(分散相)として扱う特徴を有している。

気泡の膨張収縮に関する運動方程式として、式(1.1)に示す Rayleigh-Plesset の式が導かれた。無限液体中に存在する単一気泡の、圧力変化に対して示す膨張収縮運動を定式化したものである。Rayleigh(1917)によって提唱された後、Plesset(1949)や Plesset & Prosperetti(1977)によって表面張力や液相の慣性力、粘性力などの影響の項が加えられた。

$$P_B = P_L + \rho_L R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \rho_L \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\mu_L}{R} \left(\frac{dR}{dt} \right) + \frac{2\sigma}{R} \quad (1.1)$$

ここで、	t : 時間	R : 気泡半径
	P_B : 気泡圧力	P_L : 液体圧力
	ρ_L : 液体密度	μ_L : 液体粘性係数
	σ : 表面張力係数	

Cafisch et al.(1985)は気泡を含む液体中における圧力波の伝播挙動を解析する場合に Rayleigh-Plesset 式を適用できる範囲にある気泡から放射される圧力波が他の気泡に影響を及ぼさない範囲であると仮定し理論解析を行った。その条件は、圧力波の波長を ℓ 、気泡の平衡半径を R_0 、気泡の数密度を m として式(1.2)に示される。

$$\ell \gg R_0, \quad m\ell^2 R_0 \equiv 1 \quad (1.2)$$

この条件を満たすボイド率(ある領域における気泡存在体積率): α_B は式(1.3)に示すように一般に小さい。

$$\alpha_B = m \frac{4}{3} \pi R_0^3 = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{R_0}{\ell} \right)^2 (m\ell^2 R_0) \quad (1.3)$$

これにより、ボイド率の小さい気泡流には Rayleigh-Plesset 式を適用できることを示した。

気泡同士の相互干渉作用を考慮した研究も報告された。Miksis & Ting(1986)は体積を固定した気泡の圧力変動に対する形状変化のモデルを提唱した。Rubinstein(1985)や Beylich & Gulhan(1990)は気泡同士の相互干渉作用を考慮した Rayleigh-Plesset の修正モデルを示した。Sangani(1991)や Sangani & Sureshkumar(1993)は気泡周りの局所ポテンシャル場と流れ場全体のポテンシャル場をマッチングさせる手法により気泡同士の相互干渉作用を考慮した場合の音波伝播特性の数値解析を行なった。

気泡と周囲流体とのスリップ(相対並進運動)を考慮した解析も報告された。Crespo(1969)や Noordzij & van Wijngaarden(1974)などの報告である。気泡が周囲液体とスリップを持って運動する時、気泡そのものの質量よりも気泡の付加質量(気泡に引きずられて動く液体の質量)の方が圧倒的に大きく気泡そのものの質量を無視することができると報告された。また、液体の粘性による抵抗力や気泡が液相内の圧力勾配中に存在することによって受ける加速度などが気泡の運動に大きな影響を与えることも報告された。特に、抗力係数が問題となった。抗力係数は気液界面の状態で異なり、Brauer & Mewes(1972)は気液界面が粘着条件である固体球の場合を、Moore(1963)は気液界面が自由スリップ条件である球形気泡の場合、Moore(1965)は自由スリップ条件の非球形気泡の場合について報告した。Sadhal & Johnson(1983)は液体中の不純物が気泡後部から蓄積し気泡表面が自由スリップ壁から粘着壁へ遷移して行くといういわゆる "Stagnant Cap Model" を提唱した。Clift et al.(1978)や Cuenot(1997)は液体中の不純物が気泡後部から蓄積し気泡表面が自由スリップ壁から粘着壁へ遷移して行く過程を詳しく解析した。特に、Cuenot は不純物の拡散、気泡表面での付着・蓄積過程を考慮し、非定常な抵抗の変化についての解析を行なった。竹内、矢部(1999)はガス気泡に対する汚れの効果を定量的に評価するための実験を行ない "Stagnant Cap Model" の有効性を明らかにした。

Batchelor(1967)は無限流体中の単一球形気泡の付加質量の係数は 0.5 であることを示したが、Zuber(1964)や Sangani et al.(1991)は付加質量の係数が周囲のボイド率依存であることを示した。

相変化の効果を考慮した Rayleigh-Plesset 式は Fujikawa & Akamatsu(1980)によって気泡崩壊時に起こる非平衡凝縮の効果についての論文の中で用いられた。ここでは相変化量を考慮した気泡崩壊に関して述べた。しかし、相変化量を見積もる構成式において緩和係数が用いられているがこの値があらわす物理的な裏付けが不十分であった。

1-3-3. 気泡を含む液体中の衝撃波

以上に加えて、液相の物性値を急激に変化させた場合の気泡の物性値の時間応答についての研究として、液相内を伝播する衝撃波の挙動についての研究も多くの報告があった。Campbell & Pitcher(1958)は気泡を含む液体中を伝播する衝撃波の伝播速度を計測した。衝撃波が通過した時の圧力変化についても興味深い報告がいくつか行なわれた。Noordzij & van Wijngaarden(1974)は、全長 5m の衝撃波管に気泡を含む液体を

注入し、そこに弱い衝撃波を伝播させる実験を行なった。数個の圧力センサを用いて圧力波形の変化を測定した。その結果、衝撃波が気泡を含む液体に伝播しはじめた初期段階では急激な圧力上昇の後に緩和振動を持った波形が観察されるが、伝播していくに連れ急激な圧力上昇が緩やかな圧力上昇となっていく緩和振動も減衰していくことが報告された。緩和振動は気泡の体積変動によって引き起こされるものと考えられた。次第に減衰する理由についてはいくつかの研究者によって提唱された。Noordzij & van Wijngaarden は気泡と周囲の液体とのスリップの緩和が原因であると推測し理論解析を行ない実験と一致したと報告した。しかし、Nigmatulin & Shagapov(1976)は衝撃波の減衰の主な原因は気液間の非定常な熱移動でありスリップの影響は小さいと理論的に示した。Kuznetsov et al.(1978)は圧力比と減衰率が衝撃波の構造を決めることを解析的に示し、減衰率の評価が重要であると主張した。土方(1979)や Nigmatulin(1982)は Nigmatulin & Shagapov の理論と Kuznetsov et al.の実験結果を比較し、やはり気液間の非定常な熱移動が衝撃波減衰の主な原因であることを示した。Tan & Bankoff(1984a)は Noordzij & van Wijngaarden に類似のスリップの緩和が原因であるという理論にもとづく数値解析を行ない、圧力波形が Noordzij & van Wijngaarden の実験結果とは異なることを示した。数年にわたる議論から気泡を含む液体中を伝播する衝撃波は気液間の非定常な熱移動の評価することが重要であることが明らかとなった。

気泡内部現象を再現するモデル化は様々な研究者によって行われた。Noordzij & van Wijngaarden や Tan & Bankoff, 他多数の研究者は、気泡内ガスの状態変化をボリトロブ変化と仮定し解析してきた。しかし、非定常な熱の移動を評価するには役不足であった。これを解決するためにいくつかの研究が行なわれた。Prosperetti(1977)は線形振動時における減衰率の評価を行なった。初期の研究では、Chapman & Plesset(1971)や Fujikawa & Akamatsu(1980)、Nigmatulin et al.(1981)、Matsumoto & Beylich(1985)のように温度や蒸気の分布に何らかの仮定を用いて内部現象を説明したが、その後の研究では Prosperetti et al.(1988)や Prosperetti(1991)、松本、竹村(1992)、竹村、松本(1992)のように特別簡単な場合を除いて気泡内部に温度や蒸気の分布を仮定することは出来ず、非常に複雑な現象であることを示した。

気泡の内部現象が気泡を含む液体中を伝播する衝撃波におよぼす研究についてもいくつか報告された。Nigmatulin et al.(1988)はガス-蒸気混合気泡を含む液体に関する研究を行なった。その後、Commander & Prosperetti(1989)や Watanabe & Prosperetti(1993)は、Kamath & Prosperetti(1989)が提唱した気泡内部のエネルギー保存式を圧力一定の仮定の基に導いて数値積分することで気泡内部の温度分布を見積もる方法を採用し、温度分布を計算した。これを Caflisch et al.(1985)示した気泡を含む液体のモデルと組み合わせて、気泡内の温度分布が気泡を含む液体の衝撃波伝播に与える影響を評価した。

気泡径や存在位置が分布を持ち偏りが存在する場合、その分布が衝撃波伝播に及ぼす影響についての研究が報告された。松本ら(1990)は液体中に存在する等温変化する気泡をラグランジェ的に追跡する手法により、気泡径、数密度に分布が存在する場合の衝撃波伝播について数値解析を行なった。これより分布の分散が大きくなると圧力波形の振

幅が小さくなり周期も不規則になることを示した。亀田(1993)は松本らの数値解析を توسعهさせ気泡の内部の温度变化を考慮した気泡モデルを用いて気泡径、数密度に2次元の分布を持つ気泡流の数値解析を行なった。これにより気泡の疎密のスケールが衝撃波の波長より十分短い場合は1次元性を保って伝播するが、気泡の疎密のスケールが衝撃波の波長より同等か長い場合は2次元の性質があらわれることを示した。

1-4. 従来関連研究—極低温流体ノズル流れとキャビテーション遷移

前節で述べたように数値解析により様々な知見が得られた。これらを検証し、キャビテーションによる2相遷移現象がいかなる条件で発生し流れ場にいかなる影響を与えるかについての基礎を明らかにするためには、流動が非常に単純であり、かつ、任意に圧力場を変化させることが可能な先細末広ノズルに発生するキャビテーション遷移を実験的・数値的に解析することが非常に有効である。

従来、極低温流体に発生するキャビテーションの解析においても、実験が困難であるがゆえに代わりに水を用いた解析が主であった。しかし、石本ら(1998)は管内沸騰2相流についての報告ではあるが、極低温流体の2相流は高温圧縮水の2相流とは本質的に異なった複雑な流動特性を示すことを数値的に確認した。このため極低温流体を用いて、極低温流体に発生するキャビテーションの解明を行うことが不可欠である。

Simoneau & Hendricks (1979)は3種類の先細末広ノズル内に3種類の極低温流体を流し、スロートでチョークする場合のノズル内の圧力分布に関する計測を行なった。この圧力データはチョークを伴う圧縮性流体のノズル流れに関する圧力分布と類似する結果を示した。気液2相流体は内部に気相を含む影響によって圧縮性流体の性質を持つことが知られた。このため、ノズル内の流動がキャビテーション遷移によって2相化していると予測された。しかし、Simoneau & Hendricksの実験はスロートが可視化されておらず、実際にキャビテーション遷移によって2相化した流れになるかは確認できなかった。Ishizaki et al. (1994)や Akmandor & Nagashima (1997, 1999)は、均質流モデルを用いた数値解析によりノズル内の流れが2相化していると液体中に存在する気相部分の圧縮性の効果によって圧縮性流体のノズル流れと同様の圧力分布を示すことを確認した。

牧正根ら(1999)は液体 He II を用いた比較的低流量のノズル流れの可視化実験を行い、ノズル拡大部分の剥離領域にキャビテーション遷移による2相化した流れが存在することを確認した。これらの結果により、Simoneau & Hendricksの実験でもノズル内においてキャビテーション遷移による2相化が起こると予測できた。しかし、液体 He II に比べて気化しにくい液体窒素級の温度レベルを持った極低温流体における可視化と圧力計測が同時に行われた実験は報告がなく、より詳しい解明が期待されている。

1-5. 本研究の特色と概要

1-5-1. サブクール極低温流体におけるキャビテーション

現在および将来にわたり益々利用されるようになると予想される極低温流体に発生するキャビテーションについて取り扱う。従来のキャビテーションの研究においては作動流体が水の場合がほとんどであるが、極低温流体は水などの常温流体と異なる性質を有するため、極低温流体の性質を考慮した解析が求められている。

現在わかっている極低温流体の特徴としては次のようなものがある。物理的特徴としては常温流体と比較して潜熱が小さい点である。この性質により比較的小さな熱移動によって相変化が起こる。すなわち、キャビテーションが非常に発生しやすい。もう一つの物理的特徴としては常温流体と比較して温度変化に対する飽和蒸気圧変化が敏感な点である。ゆえに、相変化時に見られる温度降下などの小さな温度変化によっても、飽和度が大きく変化する。これより相変化過程は温度の影響を受けやすい。すなわち、キャビテーション発生に温度が大きな影響を及ぼす。運用上の特徴としてはサブクール度の小さい状態で使用されることが多いため、比較的小さな温度上昇や圧力低下によって飽和状態へと遷移し相変化が起こりやすい。すなわち、キャビテーションが発生しやすい。以上より勘案すると、極低温流体は常温流体と比較して非常にキャビテーションが発生しやすい流体であることがわかる。

さらに、キャビテーション気泡の状態も大きく異なる。常温流体では空気雰囲気中に存在することが多いため溶解空気が多く、キャビテーション気泡はこれを核として発生するという考えが一般的である。そのため、従来の解析では気泡成分が液相成分と異なる非凝縮ガス(空気-水系など)か、非凝縮ガスと蒸気の混合ガス(空気・水蒸気-水系など)で相変化を無視するモデルが一般的である。しかし、極低温流体では空気が溶存していることは温度レベルから考えてまずあり得ず、キャビテーション気泡は蒸気を主成分としておりと考えられる。つまり、極低温流体におけるキャビテーションは(蒸気-液体系)であり、相変化や発生・消滅が重要であるが、これらを考慮したモデルは十分には確立されていない。

本研究では以上の極低温流体の特徴を考慮し、相変化や発生・消滅を伴う蒸気-液体系のキャビテーション気泡に関する理論モデルを構築し、それによって数値解析を行う。また、実験においても実際に極低温流体を用いて行うことで、極低温キャビテーションの特徴を解析する。

1-5-2. 本研究の理論モデルおよび数値解析の特色

近年の研究から、気液2相流において最も重要なパラメータの1つであるボイド率の空間的分布が分かれば、非平衡な相変化仮定を含めて各瞬間の状態をある程度理論的に推定できるようになってきている。そのボイド率の空間的分布を類推するために有用であるのが数値解析である。特に実験が困難である、作動流体が極低温流体である場合や回転機械である場合などでは、なおのこと有用である。

従来行われている流動を伴う気液2相流の数値解析では、1-3-1で述べたように、液相と気相が均一な状態で混合しながら運動するという仮定に基づいた均質流モデルや2流体モデルが一般的である。

しかし、不均一な分布を伴うキャビテーションの解析に用いるにはさらに精度の高いモデルが必要とされる。すなわち、気泡が分散して運動することによる影響を考慮に入れたモデルの確立が求められる。これらを満たすのが1-3-2, 1-3-3で述べた直接法であるが計算機負荷が非常に大きくワークステーションレベルのコンピュータでは気泡を数個程度しか扱えず複雑流れ路内の解析を行うことは不可能に近い。

そこで、本研究では、将来、複雑な流れ場におけるキャビテーションの解析が可能である精度が高く、かつ、ハンドリングの良い数値的解析手法を確立するための基礎的研究として、サブクール極低温流体のキャビテーション遷移現象の特徴を解析するためにふさわしい気泡流のモデルを構築し、さらにそれを用いた数値解析を行う。

具体的には、連続流体として存在している液体相の計算は、気泡を内部に含む液体として1-3-1で述べた2流体モデルの解析で用いられる手法を採用する。検査体積に占める液相の体積割合(以下 α_l)を密度(以下 ρ_l)に乗じた、 $\alpha_l \rho_l$ を密度の代わりに採用するという方法により平均操作を施し、基礎式を導出する。液相は内部に気相を含むと見かけ上の圧縮性を持つため、液相内を伝播する衝撃波の挙動の研究より明らかとなった知見を利用し、検査体積内の α_l より音速を求め評価する。

分散相として存在している気体相の計算は気泡運動の研究で主に用いられる個々の気泡を識別し追跡するラグランジュ的手法を流れ場に適用し、相変化や発生・消滅を考慮した気泡流のモデルを新たに構築する。ここでは、1-3-2, 1-3-3で述べた直接法で用いられる手法を簡略化し採用する。一般に極低温流体のキャビテーション遷移による気相は非常に小さな(mm未満のオーダー)気泡状に分散して存在している。そこで、気相はすべて球形の蒸気泡で構成されると仮定し、連続液相中に存在する気泡の挙動に関する研究で得られた知見を基にモデル化を行う。気泡のスリップ運動はBatchelorが提唱した付加質量の効果を考慮した式より導出する。扱う気泡はキャビテーション遷移による微細気泡であるため、気泡内部は飽和蒸気で構成されていると仮定する。相変化量は伝熱工学の理論式より導出した熱流束より計算する。このとき、気泡内部の圧力は相変化の効果も考慮するRayleigh-Plesset式により計算する。

この手法によって2流体モデルによる解析において犠牲になっていた気体相の分散効果を評価できるとともに、構成方程式の縮減、精度の向上、キャビテーション気泡発生点・消滅点の明確化などの利点を新たに得ることが可能となる。また、直接法では不可能である複雑流れ路内におけるキャビテーション遷移現象もシミュレーションできるようになる。

これらのモデル化により液相部分に対しては質量、運動量、エネルギーの各保存式、気泡内部に対して質量、エネルギーの各保存式、および、気泡の並進運動方程式を求め定式化する。界面の状態に対しては、液相と気相の間で温度差に応じたエネルギーと質量が交換される相変化モデルを導入した界面の運動方程式を求めて定式化する。

そして、このモデルを基に計算コードを作成することにより、液相の計算は均質流コード程度の計算時間で計算できる。気相の計算は従来の均質流モデルや2流体モデルでは

表現できなかった分散効果を表現できる。そうでありながら、球形仮定により、一般的な直接法の計算と比較し格段に計算負荷を小さくすることが可能となる。

また、気泡1個1個について考慮するため、比較的少ない仮定で、気泡の発生・消滅に関するモデルを計算コードに導入することが容易にできる。そして、キャビテーション遷移が起こり、気泡が新たに発生する現象についてもより正確に評価できる。

1-5-3. ノズル流れ解析の意義

前節で述べたようにサブクール極低温のキャビテーション遷移現象を記述する理論モデルとそれを用いた数値解析コードを作成する。ところが、高速流動によって発生するサブクール流体のキャビテーション遷移における2相化は、インデューサに発生するキャビテーションに関する研究にあるように非常に複雑な現象であり非定常性も強いため、検証することが困難である。気相部分が液体中に存在することの影響に加え、新たに気相部分が発生する影響が加わり複雑な現象となるためである。

そこで、単純な流れ場に発生するキャビテーション遷移現象を観察し基礎的なデータを蓄積することによって、キャビテーション遷移現象の特徴を把握することが非常に重要となる。本研究では、単純な先細末広ノズルで発生するキャビテーション遷移に着目し、体系的に可視化による観測と、圧力、温度の計測に取り組む。さらに、モデルが有効に気泡流を表現しているかを評価するために、前述の実験と同境界条件のノズル流れの数値解析を行い、結果を比較する。

これらのデータはサブクール極低温流体のキャビテーション遷移メカニズムの解明への大きな布石となることが期待される。

2. 理論解析モデル

2-1. はじめに

気液2相流は液体の高速流動には比較的一般的な現象であるため多くの研究者によって報告された。特に、原子炉の冷却水の沸騰流れの解析や船舶用のスクルー周りの水に発生するキャビテーション解析などが牽引役となって進歩してきた。航空宇宙分野では序論でも述べたように、ロケットが伸縮する“ボゴ”現象の原因の探求を目的に、水を用いた可視化実験や実機を用いた圧力・温度データの解析、さらに理論解析などの手法が用いられてきた。これらによって、その原因が旋回キャビテーションやキャビテーションサージなどであることが次第に明らかになってきた。

原因追求のための取り組みとして重要な役割を果たすのが、近年のコンピュータの発達によって可能となった数値解析である。気液2相流に対しても、液相と気相ともに連続相と仮定した均質流モデルや二流体モデルなどが提唱され解析が行われてきた。しかし、現実のキャビテーション遷移現象は非常に複雑であり、たくさんの流動形態が存在する。そして、各々の流動形態には、それぞれに適したモデルが存在する。よって、数値解析を行うためには、解析しようとする流動形態を見極め、それに適したモデル化を行い、そのモデルを用いて解析コードを作るという段を踏む必要がある。加えて、コンピュータの能力は有限であり現実問題として計算可能なコードでなければならない。この難問を解決するために多くの研究者によってたくさんの研究が行われてきた。現時点におけるこれらの研究の多くは、水中に発生する空気と水蒸気の混合気泡を扱うものであった。極低温流体は水などの常温流体とは異なる性質を持つ上に、極低温流体の一般的な利用法を考えると水とは大きく異なる条件において運用されるため、単純に物性値を置き換えた解析にとどまらず、極低温流内に発生するキャビテーション気泡に適合したモデル化を行い解析する必要がある。

そこで、本章では極低温流体の物理的性質と運用上の特徴を考慮して、サブクール極低温流体がキャビテーション遷移する現象に適したモデルを構築する。このモデルは極低温流体中に発生するキャビテーション気泡群によって形成される、一般に、気泡流と呼ばれる流れ場を解析することを目的にしている。

2-2. 気液2相流動の様式

気液2相流と一口に言っても、ボイド率、密度、流量、表面張力、流路条件、重力の方向などに応じて、かなり異なった特性を示す。特に、極低温流体では外部熱負荷も流れの特徴を決める大きな要因である。重力が存在する場合には流路方向も大きく影響する。流体の種類によっても各流動様式の遷移状況が異なる点にも注意する必要がある。

このように様々な種類が存在する流動様式ではあるが、一般的に、この異なる特性をボイド率と流量によって大まかに分類することができる。

○気泡流	連続した液相中を分散した小気泡が流れる流動様式。
○スラグ流	流路断面全体をほぼ満たす大きな砲弾のような気泡と、小気泡が分散した液相部が交互に現れるような流動状態。
○フロス流 (チェーンター ビュレント流)	気泡流やスラグ流のように形の整った気泡は存在せず、大小多数の気泡が液相内を流れる流動状態。流路断面積が大きい場合は液相が上下に振動する。
○落下液膜流	流量が小さいとき、流路断面中央部(コア部)に気相が存在し、液滴が存在しない環状流となる流動様式。
○環状噴霧流	壁面上には液膜が存在し、コア部には多数の液滴を伴う気相が流れる状態。
○噴霧流	環状噴霧流の発達した状態で、壁面上の液膜が消失した状態。

本研究では実験より観察された、キャビテーション現象の中でも比較的ボイド率の低い領域に着目しており、上記の分類では気泡流に属する領域について取り扱う。

キャビテーションが発生する原因については様々な研究が行われているが完全には明らかになっていない。その中でも現在有力視されているものは、液体分子の欠損、不純物、あるいは溶け込んでいる気体の気泡核などが原因であるという説である。この説によると液相の圧力が飽和蒸気圧力を大きく下回ったり、何らかのきっかけによって蒸発が誘起されたりすると、液体分子の欠損、不純物、あるいは溶け込んでいる気体の気泡核などの不純物に向かって液体の蒸発が集中し、気泡が発生するというものである。

2-3. 対象とする流れ場

図(2.1)は LE5 ロケット用ターボポンプインデューサに発生するキャビテーションを可視化するための実験装置を示す。①のタンクは容量 620[l]で予め水をためておく、⑤は可視化のためのアクリルパイプになっており⑦より伸びた軸の先にはインデューサが取り付けられている。⑦はインデューサを回転させるための軸受けが入る。インデューサはバルブモータによって駆動する。モータを回転させ⑧のバルブを開くと水が①から⑨へと押し出される。このときに、インデューサ翼周囲に観察されるキャビテーションのデジタルビデオと写真を撮影する。インデューサは 10000[rpm]オーダで回転するため、通常のデジタルビデオでは映らない。そこで、実験室を暗くしてストロボをたいて回転と同期させる手法によってある特定のブレードのみが見えるようにして撮影した。

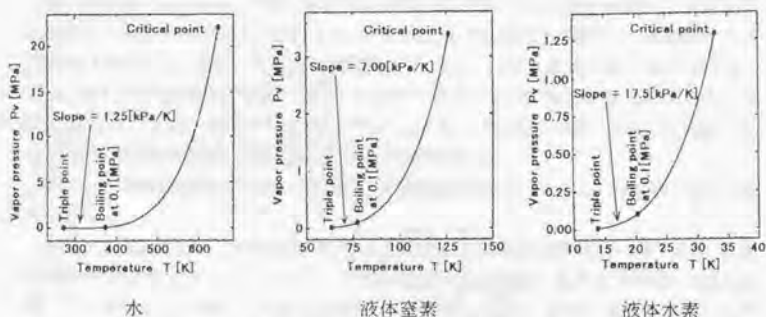
図(2.2)の写真はこの装置で行った水を用いた、キャビテーション可視化実験の写真である。吸込み入口全圧を設計点入口全圧よりも低くした状態ではあるがサブクール状態であった。このとき、インデューサ翼にはブレードチップキャビテーションと呼ばれるタイプのキャビテーションが観察された。図(2.2)の模式図は、上の写真の状態をインデューサ流路にそって展開したものを模式的に示したものである。流入は回転に引きずられて旋回を伴っていた。インデューサ直前には吸込みによる減圧で生じた微細な気泡が見られ流路全体が2相化していた。インデューサの負圧面には前縁に翼端より生じたキャビテーション気泡が集積していた。翼間干渉により負圧面の気泡は徐々に崩壊し、後縁付近ではほぼ完全に消滅した。

本研究では上述した様な、キャビテーションが気泡として存在する比較的ボイド率の低い領域を解析の対象とする。すなわち、キャビテーション気泡が発生して集積し、流れ場に影響が生じ、流体機械の性能が低下しはじめる程度のボイド率を持ったキャビテーション現象を取り扱う。キャビテーションを制御して性能低下を食い止めるニーズが最も高い流れ場であるからである。

2-4. 極低温流体の性質

実際に極低温流体を取り扱ったとき、常温流体に比べ比較的容易にキャビテーションの発生が見られる。この原因にはいくつかの理由が考えられる。

- (1) 運用上の特徴として常温流体に比べてサブクール度が小さい状態で使用されることが多い。このため小さな静圧減少や静温上昇によって比較的容易に沸騰状態に遷移する。
- (2) 常温流体に比べ潜熱が小さい。潜熱は温度の関数であるため一概には比べられないが、例えば 0.1[MPa]における沸点での潜熱は、水が 2260[kJ/kg]、液体窒素が 199[kJ/kg]、液体水素が 452[kJ/kg]となる。つまり、比較的小さな熱移動によって相変化が起こる。
- (3) 常温流体に比べ温度変化に対応する蒸気圧変化が大きいため、比較的小さな温度変化によって飽和度が大きく変化する。温度に対する飽和蒸気圧を下図に示す。三重点と 0.1[MPa]の沸点との間の温度差に対する飽和蒸気圧差の比、すなわち、飽和蒸気圧線の傾きを計算する。下図に示すとおり、水 1.25[kPa/K]、液体窒素 7.00[kPa/K]、液体水素 17.5[kPa/K]となる。



温度に対する飽和蒸気圧線の比較

以上の特徴を考慮してキャビテーションの発生、すなわち、断熱した系において液体の圧力を下げる過程を考える。圧力があるレベルまで下がると液体の一部が気体に変化する(キャビテーション遷移する)。このとき相変化に伴い液体・気体ともに温度が(飽和曲線に沿って)低下する。相変化に用いる潜熱を自分自身で供出するため起こる現象である。これは、キャビテーションが発生する際に観察される温度降下の現象である。先ほど述べた温度と飽和蒸気圧の勾配の違いによって極低温流体では、温度降下によって大きく飽和度が変化するため、常温流体に比べて相変化に大きな影響があらわれる。

極低温流体は以上のような特徴を持つため、そのキャビテーションを考える際には、液体、気体の温度を注意深く取り扱う必要がある。

2-5. 気相のモデル化

キャビテーションが発生する原因については様々な研究が行われているが完全には明らかになっていない。その中でも現在有力視されているものは、液体分子の欠損、不純物、あるいは溶け込んでいる気体の気泡核などが原因であるという説である。この説によると境界層内の渦中心などで液相の圧力が飽和蒸気圧力より大きく低下した所に、前述の不純物が存在していると、それらに向かって液体の蒸発が集中し気泡が発生する。通常、水のキャビテーションでは溶存している空気が気泡核の主成分と考えられるが、極低温流体では空気の溶存は少ないと考えられる。そこで、本モデルでは、気泡は液相が蒸発した蒸気が主成分であるとし、非凝縮ガスの効果は無視する。したがって気泡内部は熱力学的飽和状態になると仮定する。

気相はすべて分散した気泡により構成される。そこで本モデルでは個々の気泡を識別し、その運動を追跡するラグランジェ的手法を用いる。この方法は均質流や二流体モデルに比べボイド率を正確に見積もれる点に優れる。加えて、熱が重要なパラメータとなる極低温流動において、相変化などの熱的影響を精度良く計算できるというメリットがある。

本節冒頭で述べたようにキャビテーション気泡は不純物が存在する点で気泡の発生条件を満たした時に発生するという考えが主流である。そこで本モデルでは、あらかじめ流れ場内に気泡発生条件をチェックするために導入した統計的な点(以下気泡のタネ)を十分な数だけ分布させておく。この気泡のタネは液相内に存在する不純物(前述した気相の発生原因となるもの)に相当し、液相と全く同様の速度で液相内を運動する。気泡のタネが存在する地点では、毎回、気泡の発生条件をチェックしており、気泡の発生条件が成立した点において気泡が発生する。これは、不純物が存在する点において気泡発生条件が満たされたときに気泡が発生することをモデル化したものである。この際、発生した気泡の大きさは、気泡界面の運動と質量の両保存式から計算される。

逆に、気泡が消滅条件を満たしたときには気泡は崩壊したとみなし、気泡のタネに戻るとする。

本研究で対象としている気泡流では気泡半径が一般に mm 未満のオーダーであり、気泡形状はほぼ球形である。そこでモデルでは計算機負担の軽減のため完全球形であると仮定する。気泡は、圧力変化に対する体積変化が液相に比べて非常に敏感であるため圧縮性流体として扱う。

2-6. 気泡の基礎式

以上の仮定よりある1個の気泡の質量保存式は次のようになる。

$$\frac{4\pi}{3} \frac{\partial}{\partial t} (R^3 \rho_B) = \Gamma_B \quad (2.1)$$

ここで、 π : 円周率
 R : 気泡半径
 ρ_B : 気泡内平均密度
 Γ_B : 気泡への質量移動量
 すなわち、相変化量
 t : 時間
 ρ_B : 気泡内平均密度

気泡の密度は液相に比べて非常に小さいため気泡の慣性力と粘性力は無視し非粘性流体とする。気泡が液相と速度差を持って運動するとき発生する抵抗力は次式である。

$$F_D = 4\pi R^2 C_D \rho_L \frac{|V_B - V_L| (V_B - V_L)}{2} \quad (2.2)$$

ここで、 F_D : 抵抗力ベクトル
 V_B : 気泡速度ベクトル
 ρ_L : 液相密度
 C_D : 抗力係数
 V_L : 液相速度ベクトル
 μ_L : 液相粘性係数

直接法の解析の結果より、気泡レイノルズ数: $Re_B = \frac{2\rho_L R}{\mu_L} |V_B - V_L|$ を用いると、

$$C_D = \frac{24}{Re_B} + \frac{4}{\sqrt{Re_B}} + 0.4 \quad (2.3)$$

気泡周辺の液相は、気泡の運動とともに引きずられる。この気泡と共に運動する液相の質量が気泡の運動に無視できないほどの影響を与える。これは付加慣性力と呼ばれ以下の式であらわせる。

$$F_A = \frac{4\pi}{3} \beta \left(\frac{\partial \{R^3 \rho_L (V_B - V_L)\}}{\partial t} + \nabla \{R^3 \rho_L (V_B - V_L)^2\} \right) \quad (2.4)$$

ここで F_A : 付加慣性力ベクトル
 ∇ : ナブラ
 $\beta=0.5$: 付加質量係数 (球形気泡の一般値)

気泡が圧力勾配中に存在すると加速力が作用する。

$$\mathbf{F}_P = -\frac{4\pi}{3} R^3 \nabla P_L \quad (2.5)$$

ここで、 \mathbf{F}_P : 圧力勾配力ベクトル P_L : 液相圧力

流れ場が回転機械内部に存在するとコリオリ力と遠心力が気泡に外力として働く。

$$\mathbf{F}_R = -\frac{4\pi}{3} \rho_L R^3 \{ \omega \times \mathbf{V}_B + \omega \times (\omega \times \mathbf{r}) \} \quad (2.6)$$

ここで、 \mathbf{F}_R : 回転力ベクトル \mathbf{r} : 回転軸からの距離ベクトル
 ω : 回転角速度 (一定とする)

以上、式(2.2)～式(2.6)の気泡に働く力より、気泡の並進運動を支配する方程式は $\frac{4\pi}{3} \frac{\partial}{\partial t} (R^3 \rho_B \mathbf{V}_B) + \frac{4\pi}{3} (R^3 \rho_B \mathbf{V}_B^2) = \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_A + \mathbf{F}_P + \mathbf{F}_R$ となるが、一般に、(左辺) << (右辺) が成立する。つまり、 $\mathbf{F}_A \approx -\mathbf{F}_D - \mathbf{F}_P - \mathbf{F}_R$ と近似できる。よって、ある気泡1個の並進運動方程式は以下に整理できる。

$$\begin{aligned} & \beta \left(\frac{\partial \{ R^3 \rho_L (\mathbf{V}_B - \mathbf{V}_L) \}}{\partial t} + \nabla \{ R^3 \rho_L (\mathbf{V}_B - \mathbf{V}_L)^2 \} \right) \\ & = R^3 \nabla P_L - 3R^2 C_D \rho_L \frac{|\mathbf{V}_B - \mathbf{V}_L| (\mathbf{V}_B - \mathbf{V}_L)}{2} + R^3 \rho_L \{ \omega \times \mathbf{V}_B + \omega \times (\omega \times \mathbf{r}) \} \end{aligned} \quad (2.7)$$

気泡内部は飽和状態であるため、

$$P_B = P_{SAT}(T_B) \quad (2.8)$$

ここで、 P_B : 気泡平均圧力 T_B : 気泡平均温度
 $P_{SAT}(\cdot)$: 飽和圧力関数

飽和状態であることより勘案して、モデルでは気泡内平均温度と気泡界面温度の差は微小であると仮定する。

$$T_B = T_I \quad (2.9)$$

ここで、 T_I : 気液界面温度

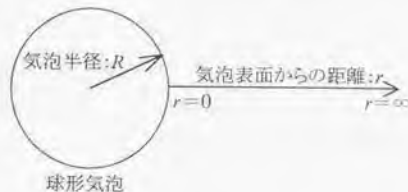
気泡界面の運動は一般に亜音速であると仮定し、モデルでは気泡内平均圧力と気泡界面での気相圧力は等しいとする。

気泡界面では液相温度と気泡界面温度の差に比例した熱の移動が起こる。気泡を連続流体と仮定する従来のモデルでは、この熱の移動量と、それに伴う相変化量について近似式を用いるため精度が悪い。精度を向上させるため、本モデルでは気泡と液相との温度差によって熱の移動が起こり、その移動した熱が相変化を駆動すると仮定し相変化量を見積もる。

無限媒体(液相温度: T_L)と半径 R の球面(気泡表面温度: T_i)との間を移動する定常熱流束: Q_s は、

$$Q_s = 4\pi R \lambda_L (T_L - T_i) \quad (2.10)$$

ここで、 λ_L : 熱伝導率



しかし、実際の気泡周辺の熱流束は定常状態になることは少ない。そこで、時刻 t_0 に気泡表面温度が T_i^n 、気泡周辺温度が T_L^n のときに、気泡の収縮・成長運動や相変化によって、時刻 t_0+t に気泡表面温度が T_i^{n+1} 、気泡周辺温度が T_L^{n+1} になる場合の非定常熱伝導を考える。気泡表面を $r=0$ とした半無限の座標系で、時刻 t_0 より t 秒後の位置 r における温度を T とし熱伝導方程式を立てる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_L \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \quad (2.11)$$

ここで、 a_L : 温度伝導率

初期条件: 時刻 t_0 において

$$T = T_L^n \quad (2.12)$$

境界条件: 時刻 t_0+t において $r=0$ で

$$T = T_i^{n+1}, \quad r=\infty \text{ で } T = T_L^{n+1} \approx T_L^n \quad (2.13)$$

ここで、 $r=\infty$ で $T = T_L^{n+1} \approx T_L^n$ は、一般に気泡表面温度の変化 $T_i^{n+1} - T_i^n$ と気泡周辺温度 $T_L^{n+1} - T_L^n$ とを比較すると $T_i^{n+1} - T_i^n \gg T_L^{n+1} - T_L^n$ が成立することより仮定する。

独立変数: η は

$$\eta = Cr^q t^s \quad (2.14)$$

ここで, C : ある実定数 q : ある実係数 s : ある実係数
 η : ある独立変数 r : 気泡表面からの距離 t : 時間

を考え, 式(2.11)を書き換える.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial T}{\partial \eta} = Csr^q t^{s-1} \frac{\partial T}{\partial \eta} \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = Cq(q-1)r^{q-2} t^s \frac{\partial T}{\partial r} + C^2 q^2 r^{2(q-1)} t^{2s} \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2}$$

より, 式(2.15)を式(2.11)に代入すると以下のようにあらわせる.

$$Csr^q t^{s-1} \frac{\partial T}{\partial \eta} = a_L \left\{ Cq(q-1)r^{q-2} t^s \frac{\partial T}{\partial r} + C^2 q^2 r^{2(q-1)} t^{2s} \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2} \right\} \quad (2.16)$$

ここで, $q=1$, $s=-0.5$, $C = \frac{1}{2\sqrt{a_L}}$ とすると式(2.11)は以下のように再整理できる.

$$\frac{d^2 T}{d\eta^2} + 2\eta \frac{dT}{d\eta} = 0 \quad (ただし, \eta = \frac{r}{2\sqrt{at}}) \quad (2.17)$$

この方程式を積分すると一般解は以下のようにあらわすことができる.

$$T = C_1 \operatorname{erf}(\eta) + C_2 \quad (ただし, C_1, C_2 \text{ は定数}) \quad (2.18)$$

ここで, $\operatorname{erf}(\eta)$: 誤差関数

$$\operatorname{erf}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\eta \exp(-u^2) du$$

式(2.18)の定数: C_1, C_2 を初期条件式(2.12)と境界条件式(2.13)から定めると,
 $C_1 = T_L^{n+1} - T_I^{n+1}$, $C_2 = T_I^{n+1}$ となる。よって, 式(2.18)は以下のように書き換えられる。

$$\frac{T_L^{n+1} - T^{n+1}}{T_L^{n+1} - T_I^{n+1}} = 1 - \operatorname{erf}(\eta) = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{r}{2\sqrt{a_L t}}\right) \quad (2.19)$$

以上の議論より, 気泡表面温度が変化してから t 秒後の気泡表面の熱流束: Q_B は

$$Q_B = 4\pi R \lambda_L (T_L^{n+1} - T^{n+1}) = 4\pi R \lambda_L (T_L^{n+1} - T_I^{n+1}) \{1 - \operatorname{erf}(\eta)\} = Q_s \{1 - \operatorname{erf}(\eta)\} \quad (2.20)$$

となる。実際の計算において, 気泡表面温度が変化してから t 秒後と, 時間刻み dt とは同義である。また, 温度伝導率: a_L は熱伝導率: λ_L , 密度: ρ_L , 比熱: C_{PL} であらわせる。

$$\eta = \frac{r}{2\sqrt{\frac{\lambda_L}{\rho_L C_{PL}} dt}} \quad (2.21)$$

熱の移動により相変化(気泡界面での質量移動)が起こる。

$$\Gamma_B = -\frac{Q_B}{h_{BS} - h_{LS}} \quad (2.22)$$

ここで, h_{BS} : 気泡の静エンタルピ h_{LS} : 液相の静エンタルピ

この相変化により潜熱分のエンタルピも液相部と気泡との間でやり取りされる。これらにより, ある1個の気泡のエネルギー保存式は次式となる。

$$\frac{4\pi}{3} \frac{\partial}{\partial t} \{R^3 \rho_B e_B\} = \Gamma_B h_B - Q_B \quad (2.23)$$

ここで, e_B : 気泡の全エネルギー $e_B = e_{BS} - \frac{\omega^2 r^2}{2}$
 h_B : 気泡の全エンタルピ e_{BS} : 気泡の内部エネルギー

気液界面の運動にはレイリー・プレセットの式を採用する。気泡半径が変化するときの液相の粘性力, 気泡が液相を排出する力, 表面張力の各釣合いによって導かれる。ある1個の気泡の界面での運動方程式は次式にてあらわせる。

$$P_B = P_L + \rho_L R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \rho_L \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\mu_L}{R} \left(\frac{dR}{dt} \right) + \frac{\rho_L (V_B - V_L)^2}{4} + \frac{2\sigma}{R} - \left[\frac{\Gamma_B \left(\frac{dR}{dt} \right)}{4\pi R^2} \right] \quad (2.24)$$

ここで、 σ : 表面張力係数

気泡は液相から受け取る熱により相変化した蒸気によって主成分が構成されている。そのため、気泡が発生するには、相変化した蒸気が気泡体積に相当する量の液体を押し除けなければならない。そこで、相変化した蒸気が液体を押し除ける運動量を持つ時に気泡が発生できると考える。そこで、モデルでは本節で求めた質量保存式(2.1)と界面の運動量保存式(2.24)をともに満足した時に気泡が発生すると仮定する。

2-7. 液相のモデル化

液相は気泡を含んだ連続流体として扱う。気泡を含んだ液体は圧縮性流体のような性質を示す。しかし、一般に液相は非圧縮性流体であるため数値解析において気泡の影響による圧縮性の度合いはモデル化によって評価する必要がある。

液相を物性的には(温度依存性を持った)完全非圧縮性流体であるとする。ある領域を考えたとき、液相の内部には微小な気相部分(完全気体)が存在し圧縮性の性質はその微小な気相がすべて受け持つとする。つまり、ある領域に圧力が加えられたとき、液相は全く変化せず、微小な気相部分のみが圧縮されることをあらわす。この領域の平均密度、

$$\rho_v = \alpha_L \rho_L + \alpha_B \rho_B \quad (2.25)$$

ここで、 ρ_v : 領域内気液平均密度 ρ_L : 液相密度
 ρ_B : 気泡内平均密度 α_L : 液相体積率
 α_B : ボイド率(気泡体積率)
 ($\alpha_B + \alpha_L = 1$)

静的液相質量比: X_L と静的気相質量比(以下クオリティ): X_B は、

$$X_L = \alpha_L \frac{\rho_L}{\rho_v} \quad (2.26)$$

$$X_B = \alpha_B \frac{\rho_B}{\rho_v}$$

ここで、 $(X_L + X_B = 1)$

気液平均比熱: C_v は、

$$C_v = X_L C_L + X_B C_B \quad (2.27)$$

ここで、 C_L : 液相比熱 C_B : 気泡内平均比熱

および、気相の状態方程式から

$$P \approx \frac{X_B}{\alpha_B} \rho_v R_B T_B \quad (2.28)$$

ここで、 P : 領域内気液平均圧力 ρ_v : 領域内気液平均密度
 R_B : ガス定数 T_B : 気泡内平均温度
 α_B : ボイド率(気泡体積率) X_B : クオリティ(気泡質量率)

となる。ところで、気泡を含んだ領域内平均音速は

$$c^2 = \frac{P}{\rho_v} \left[\frac{dP}{d\rho_v} \right]_{T,X} = \frac{\partial P}{\partial \rho_v} \Big|_{T,X} + \frac{1}{\rho_v^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\rho_v,X}^2 \frac{T}{C_v} \quad (2.29)$$

より、式(2.29)に式(2.25)～式(2.28)を代入して整理すると、気泡を含んだ液体の音速 c は、

$$c = \sqrt{\gamma_v \left(\frac{P}{\alpha_B \rho_v} \right)} \quad \left(\text{ここで、} \gamma_v = 1 + \frac{R_B X_B}{C_v} \right) \quad (2.30)$$

ここで、 c : 領域内気液平均音速 γ_v : 領域内気液平均比熱比

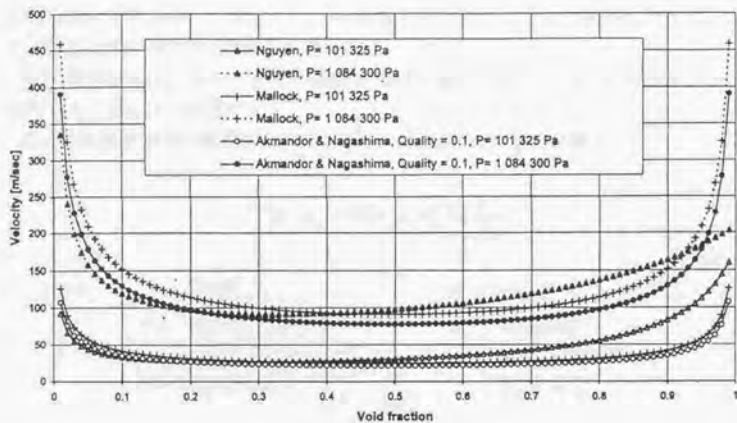
と導かれる。(Akmandor & Nagashima (1999)を参照)

ただし、全く気相を含まない液相部分ではボイド率が0であるため、局所的に音速が無限大となる。これは、液相に圧縮性が全く無いという仮定に問題がある。このモデルでは、液相の圧縮率に対して、気泡の圧縮率が大きい場合は現実を十分再現できる(実験とも結構合うことが報告されている)が、液相の圧縮率が気相の圧縮率に対して無視できない領域(ボイド率 $\alpha_B \approx 0$)では物理的に適合しなくなる。そこで、純液体の音速 c_L より逆算したボイド率

$$\alpha_{BMIN} = \frac{\gamma_v P}{c_L^2 \rho_v} \quad (2.31)$$

ここで、 α_{BMIN} : ボイド率の最小値 γ_v : 領域内気液平均比熱比
 P : 領域内気液平均圧力 c_L : 純液体の音速
 ρ_v : 領域内気液平均密度

をボイド率の最小値とする。すなわち、実際のボイド率 α_B が、 α_{BMIN} より小さな値を取ったとき $\alpha_B = \alpha_{BMIN}$ として音速を計算する。これにより、モデルによって導かれた圧縮率が、実際の液相の圧縮率より小さくなる状態は回避され、物理的にも適合したモデルになる。



ボイド率と音速の関係 (Akmandor & Nagashima, 1999)

2-8. 液相の基礎式

液相内部に存在する気泡の体積の効果は、液相の体積が気泡体積によって減少することで表現する。

ある任意の領域内(体積: Vol)のボイド率: α_B であるとき、その領域に対する液相の体積比率(以下液相の体積率): α_L を定義する。こ

こで、液相の存在領域はもともと Vol である領域を $\alpha_L Vol$ であるとして考える。これによつて、実際に液相が存在する領域を表現することができる。

液相が内部の気泡とスリップを持つ効果は、気泡の運動方程式から導かれる抵抗力 F_D を外力として扱うことで評価する。

以上の仮定より液相の基礎式は以下ようになる。液相の質量保存則は

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_L \rho_L) + \nabla(\alpha_L \rho_L \mathbf{V}_L) = \frac{\Gamma_L}{Vol} \quad (2.32)$$

ここで、	t : 時間	∇ : ナブラ
	α_L : 液相体積率	ρ_L : 液相密度
	\mathbf{V}_L : 液相速度ベクトル	Γ_L : 液相への相変化量
	Vol : 領域体積	$\Gamma_L = -\Gamma_B$

運動方程式は

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\alpha_L \rho_L \mathbf{V}_L)}{\partial t} + \nabla(\alpha_L \rho_L \mathbf{V}_L^2) \\ &= -\alpha_L \nabla P_L + \alpha_L \rho_L \{ \omega \times \mathbf{V}_L + \omega \times (\omega \times \mathbf{r}) \} \\ & \quad + \alpha_L \mu_L \Delta \mathbf{V}_L + \sum \frac{\Gamma_L}{Vol} (\mathbf{V}_B - \mathbf{V}_L) - \frac{\mathbf{F}_D}{Vol} \end{aligned} \quad (2.33)$$

ここで、	Δ : ラプラシアン	P_L : 液相圧力
	μ_L : 液相粘性係数	ω : 回転角速度
	\mathbf{V}_B : 気泡速度ベクトル	\mathbf{r} : 回転軸からの距離ベクトル
	\mathbf{F}_D : 気泡の抵抗力ベクトル	

エネルギー保存式は

$$\frac{\partial(\alpha_L \rho_L e_L)}{\partial t} + \nabla(\alpha_L \rho_L h_L V_L) = \frac{1}{Vol} \sum (\Gamma_L h_L - Q_L) \quad (2.34)$$

ここで, e_L : 液相全エネルギー $e_{L,S}$: 液相内部エネルギー

$$e_L = e_{L,S} + \frac{V_L^2}{2} - \frac{\omega^2 r^2}{2}$$

h_L : 液相全エンタルピー Q_L : 液相への熱流束

$$h_L = e_L + \frac{P}{\rho_L} \quad Q_L = -Q_B$$

となる。

2-9. まとめ

極低温流体の性質を考慮したキャビテーション気泡のモデルの構築を行う。

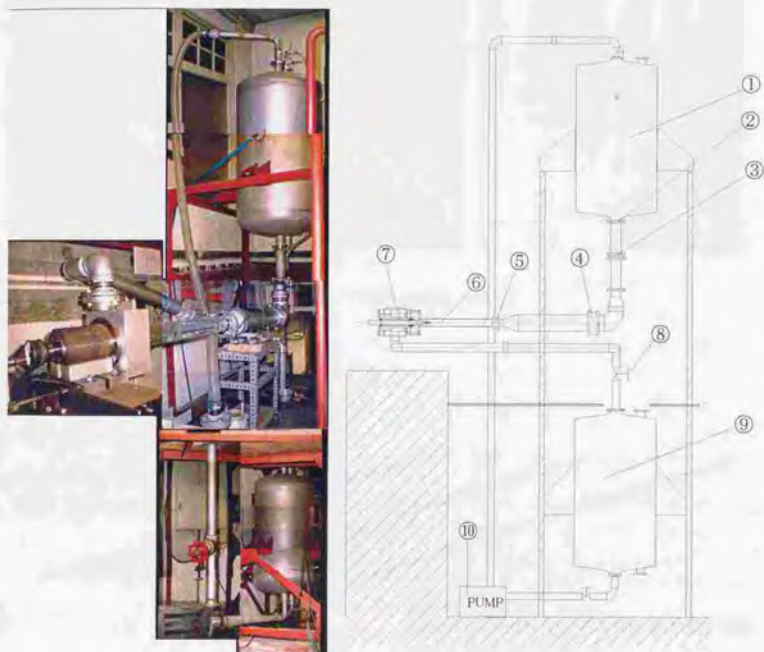
気泡は液相中に分散している効果を考慮しラグランジュ的に追跡、区別する。これにより、気泡1つ1つに質量保存、運動量保存3式、エネルギー保存に加えて界面の運動量保存の6式を得る。気泡をラグランジュ的に扱うために以下に示す利点を得る。

相変化量の見積りに関しては、一般に流体の状態と飽和状態との差に比例した質量が相変化するという構成方程式が用いられるが、緩和係数の値など経験に頼る部分が多い。これに比べ、1つの気泡に関する熱の移動を考慮する本モデルでは比較的少ない仮定によって評価できる。

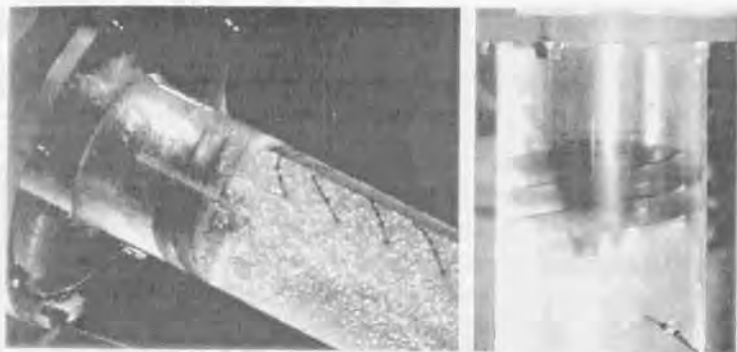
スリップの評価に関しては、気泡の運動方程式より気泡1つ1つの速度が把握できるため比較的正確に評価できる。

気泡の発生・消滅に関しては、一般には取り扱わないとする仮定が多いがキャビテーションでは新たな気泡が発生するため従来の手法では不十分である。本モデルでは気泡の質量保存式と界面の運動方程式より新しい気泡が発生する条件を評価することにより気泡の発生・消滅を扱うことが可能である。

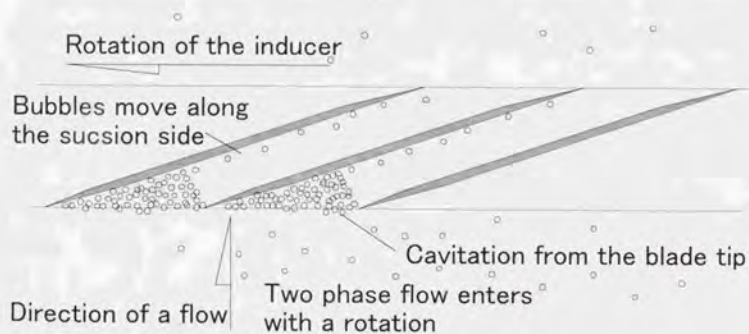
液体の計算は一般に2流体モデルで用いられる手法を基に構築する。すなわち、内部に気泡を含んだ連続体として扱う。気泡を含む効果としては、気泡による圧縮性の効果、気泡が体積を占めることによる効果、気泡とのスリップによる抵抗の効果を評価する。これらによって、液体の質量保存、運動量保存3方向、エネルギー保存の5式を得る。



図(2. 1) 水を用いたインデューサ周りの流れの様子を観察するための装置



インデューサ付近の流れの写真



流路に沿って展開した模式図

図(2.2)水を用いたインデューサ周りの流れの様子

3. 数値解析コード

3-1. はじめに

本研究で開発した数値解析コードは前章の理論解析モデルに基づくキャビテーション遷移する現象を解析することを目的とした気泡流用計算コードである。数値解析の手法には以下の方法を用いる。

キャビテーション気泡はラグランジェ的に1つ1つ区別、認識される。周囲の液体の物性に従い相変化や発生、消滅などの現象を通して変化する個々の気泡の物性は、計算領域内の液体との相互干渉により陰解法を用いて計算される。気泡は周囲液体と速度差(以下スリップ)を伴いながら液体中を運動するが、気泡の運動速度は液体の速度を境界条件として気泡の運動方程式より陽解法を用いて計算される。

液相は二流体モデルで用いられる手法を採用し、気泡を内部に含んだ連続相としてオイラの的に扱う。気泡を内部に含んだ液体は圧縮性流体と同様の性質を持つため圧縮性流体として扱う。差分化は気泡含有率(以下ボイド率)を導入した有限体積法を採用する。移流計算には Yee の TVD スキームを液体計算用に改良して用いる。時間積分には Jameson が開発した係数を用いた4段階 Runge-Kutta 法による時間2次精度の陽解法を採用する。粘性項、回転力(遠心力およびコリオリ力)項はソースタームとして陽的に扱う。相変化による質量移動量(以下相変化量)は気泡の物性値計算によって求められた量を陽的に扱う。

気相を連続相と仮定する一般的な二流体モデルと比較し、キャビテーション気泡を1つ1つ区別しているため相変化量を比較的正確に評価できる上、発生や消滅も扱えるためボイド率の見積もり精度の向上が期待できる。また、直接法のように計算機に大きな負担をかけないので複雑流路内の計算が可能である。以上のような利点を有している。

3-2. 基礎方程式

液体部分の計算には3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を有限体積法によって離散化したものを用いる。

本数値解析は回転機械内のキャビテーション現象も解析できるように回転の影響を考慮している。一般に回転機械内の計算には円筒座標系を用いる。しかし、円筒座標系は、

○各方向の運動方程式の形がすべて異なりプログラムが複雑になる。

○回転軸上が特異点になり計算できない。

○回転機械以外の計算を行なうのに不適切

などの欠点を持つ。そこで本数値解析では一般性を重視し、座標変換メトリックスを採用した直交座標系一般座標を採用する。

回転機械を扱う場合の座標系には翼と伴に回転する相対座標系を採用する。すなわち、遠心力およびコリオリ力などの見かけの力を外力項として加える方法である。利点として、

○翼面が移動しないため座標系を時間とともに移動させる必要がない。

○流入条件や境界条件が簡単である。

○回転力を0にすることで、回転機械以外の計算を行なうことが可能である。

が挙げられる。

2章のモデルと以上の手法により以下の液体3式、気泡4式の基礎式を得る。

液体の質量保存則は

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_L \rho_L) + \nabla(\alpha_L \rho_L \mathbf{V}_L) = \frac{\Gamma_L}{Vol} \quad (3.1)$$

ここで、	t : 時間	∇ : ナブラ
	α_L : 液相体積率	ρ_L : 液相密度
	\mathbf{V}_L : 液相速度ベクトル	Γ_L : 液相への相変化量
	Vol : 領域体積	$\Gamma_L = -\Gamma_B$

運動方程式は

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\alpha_L \rho_L \mathbf{V}_L)}{\partial t} + \nabla(\alpha_L \rho_L \mathbf{V}_L^2) \\ & = -\alpha_L \nabla p + \alpha_L \rho_L \{ \omega \times \mathbf{V}_L + \omega \times (\omega \times \mathbf{r}) \} \\ & \quad + \alpha_L \mu_L \Delta \mathbf{V}_L + \sum \frac{\Gamma_L}{Vol} (\mathbf{V}_B - \mathbf{V}_L) - \frac{F_D}{Vol} \end{aligned} \quad (3.2)$$

ここで、	Δ : ラプラシアン	P_L : 液相圧力
	μ_L : 液相粘性係数	ω : 回転角速度
	\mathbf{V}_B : 気泡速度ベクトル	\mathbf{r} : 回転軸からの距離ベクトル
	F_D : 気泡の抵抗力ベクトル	

エネルギー保存式は

$$\frac{\partial(\alpha_l \rho_l e_l)}{\partial t} + \nabla(\alpha_l \rho_l h_l \mathbf{V}_l) = \frac{1}{Vol} \sum (\Gamma_l h_l - Q_l) \quad (3.3)$$

ここで、 e_L : 液相全エネルギー $e_{L,S}$: 液相内部エネルギー

$$e_L = e_{L,S} + \frac{\mathbf{V}_L^2}{2} - \frac{\omega^2 r^2}{2}$$

h_L : 液相全エンタルピ Q_L : 液相への熱流束

$$h_L = e_L + \frac{P}{\rho_L} \quad Q_L = -Q_B$$

となる。

気泡の質量保存則は

$$\frac{4\pi}{3} \frac{\partial}{\partial t} (R^3 \rho_B) = \Gamma_B \quad (3.4)$$

ここで、 π : 円周率

t : 時間

R : 気泡半径

ρ_B : 気泡内平均密度

Γ_B : 気泡への質量移動量
すなわち、相変化量

気泡の界面の運動方程式は

$$P_B = P_L + \rho_L R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \rho_L \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\mu_L}{R} \left(\frac{dR}{dt} \right) + \frac{\rho_L (\mathbf{V}_B - \mathbf{V}_L)^2}{4} + \frac{2\sigma}{R} \left[\frac{\Gamma_B \left(\frac{dR}{dt} \right)}{4\pi R^2} \right] \quad (3.5)$$

ここで、 P_B : 気泡内平均圧力

σ : 表面張力係数

気泡の並進の運動方程式は

$$\begin{aligned} & \beta \left(\frac{\partial \{ R^3 \rho_L (\mathbf{V}_B - \mathbf{V}_L) \}}{\partial t} \right) + \nabla \left\{ R^3 \rho_L (\mathbf{V}_B - \mathbf{V}_L)^2 \right\} \\ & = R^3 \nabla P_L - 3R^2 C_D \rho_L \frac{|\mathbf{V}_B - \mathbf{V}_L| (\mathbf{V}_B - \mathbf{V}_L)}{2} + R^3 \rho_L \{ \omega \times \mathbf{V}_B + \omega \times (\omega \times \mathbf{r}) \} \end{aligned}$$

ここで, $\beta=0.5$: 付加質量係数 C_D : 抗力係数 (3.6)
 ω : 回転角速度 r : 回転軸からの距離ベクトル

エネルギー保存式は

$$\frac{4\pi}{3} \frac{\partial}{\partial t} \{R^3 \rho_B e_B\} = \Gamma_B h_B - Q_B \quad (3.7)$$

ここで, e_B : 気泡の全エネルギー Q_B : 気泡への熱流束
 h_B : 気泡の全エンタルピ

となる.

3-3. 数値解析法

3-3-1. 気泡を含む液体の解法

先節で述べたように液体は内部に気泡を含む効果によって圧縮性流体と同様の性質を示す。そのため液体の数値解析には圧縮性流体のコードを用いる。通常の圧縮性コードは空気(主に完全気体)を解くために開発されているため保存量から物性値を求める際に完全気体仮定がなされているものが多い。しかしながら、本研究で求められる対象は液体であるため、完全気体仮定を用いない方程式系からのコーディングが必要となる。そこでこの問題を解決するため、Yee の風上 TVD スキームを改良して用いる。具体的には保存量として液体密度、液体3方向速度、液体全エンタルピの5つを採用し、液体密度と液体静エンタルピから液体静温と液体静圧を求める関数を物性値より作成し計算で使用する。

Yee の手法を基に液体計算用の TVD コードを作成する。計算セル体積 Vol 、液相体積率 α_L のとき保存量 Q 、流束 F は以下になる。

$$Q_{i,j,k}^n = \alpha_{L,i,j,k}^n Vol_{i,j,k} \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho e_L \end{Bmatrix}_{i,j,k}^n \quad (3.8)$$

$$F_{i,j,k}^n = \alpha_{L,i,j,k}^n Vol_{i,j,k} \begin{Bmatrix} \rho U & \rho V & \rho W \\ \rho u U + \xi_x P & \rho u V + \eta_x P & \rho u W + \zeta_x P \\ \rho v U + \xi_y P & \rho v V + \eta_y P & \rho v W + \zeta_y P \\ \rho w U + \xi_z P & \rho w V + \eta_z P & \rho w W + \zeta_z P \\ \rho h_L U & \rho h_L V & \rho h_L W \end{Bmatrix}_{i,j,k}^n \quad (3.9)$$

ここで、	n	: 時刻番号	i, j, k	: 領域位置番号
	α_L	: 液相体積率	Vol	: 領域体積
	ρ	: 液相密度	P	: 液相圧力
	e_L	: 液相全エネルギー	h_L	: 液相全エンタルピ
	u	: 液相速度の i 方向成分	v	: 液相速度の j 方向成分
	w	: 液相速度の k 方向成分	U, V, W	: i, j, k 方向の反変速度
			$U = \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w$	
			$V = \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w$	
			$W = \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w$	
	ξ_x など	: $\frac{\partial E}{\partial x}$, 他も同様		

時刻 n における計算セル境界 $(i+1/2)$ での数値流速: $\bar{F}_{i+1/2}^n$ を定義する.

$$\bar{F}_{i+1/2}^n = 0.5[F_{j-1}^n + F_j^n + R_{j+1/2}^{*n} \phi_{i+1/2}^n]$$

j, k についても同様

(3. 10)

ここで, R^{*n} : 右固有行列 ϕ : 修正流束

各変数の値は以下の式によって計算する.

$$\phi_{i+1/2} = \sigma(\Lambda_{i+1/2})(g_i + g_{i+1}) - \psi(\Lambda_{i+1/2} + \gamma_{i+1/2})\epsilon_{i+1/2}$$

j, k についても同様

(3. 11)

ここで, Λ : Roe の平均で評価した g : 制限関数
固有値 (特性速度)
 γ : 特性速度修正量 $\sigma(-)$: 関数 (以下に定義する)
 ϵ : 特性線を横切る物理量 $\psi(-)$: エンロピ条件関数
の変化 (以下に定義する)

$$\sigma(z) = 0.5\psi(z) + \lambda\beta(1-\theta)z^2$$

(3. 12)

ここで, z : ある実変数 $\beta=1$: 解法パラメータ
 $\beta=1$ (陽解法)
 $\beta=0$ (陰解法・定常計算)
 $\theta=0$: 解法パラメータ λ : 時間刻みと計算格子間隔の比
 $\theta=0$ (陽解法) $\lambda = \frac{\Delta t}{\Delta x}$
 $\theta \neq 0$ (陰解法・定常計算)

$$\psi(z) = \begin{cases} |z| & \text{at } |z| \geq \delta_1 \\ (z^2 + \delta_1^2)/2\delta_1 & \text{at } |z| < \delta_1 \end{cases}$$

(3. 13)

ここで, $\delta_1=0.125$: 小さな実定数

$$\varepsilon_{i+1/2} = R_{i-1/2}^{-1} \Delta_{i+1/2}$$

j, k についても同様

(3. 14)

ここで, R^{-1} : 左固有行列

Δ : 計算セル境界 $(i+1/2)$ を

はさむ保存量の差

$$\Delta_{i-1/2} = Q_{i+1} - Q_i$$

j, k についても同様

$$g_i = \text{minmod}(\varepsilon_{i+1/2}, \varepsilon_{i-1/2})$$

j, k についても同様

(3. 15)

ここで, $\text{minmod}(-)$: ミニモド関数

$$\gamma_{i+1/2} = \sigma(\varepsilon_{i-1/2}) \times \begin{cases} (g_{i+1} - g_i) / \varepsilon_{i-1/2} & \text{at } \varepsilon_{i+1/2} \neq 0 \\ 0 & \text{at } \varepsilon_{i+1/2} = 0 \end{cases}$$

j, k についても同様

(3. 16)

i 方向成分: ξ の左固有行列: \mathbf{R}_ξ^{-1} は以下にあらわされる.

$$\mathbf{R}_\xi^{-1} = \begin{Bmatrix} 0.5 \left(b_1 + \frac{\bar{U}}{c} \right) & -0.5 \left(\frac{\bar{\xi}_x}{c} + b_2 u \right) & -0.5 \left(\frac{\bar{\xi}_y}{c} + b_2 v \right) & -0.5 \left(\frac{\bar{\xi}_z}{c} + b_2 w \right) & 0.5 b_2 \\ \left[\begin{array}{l} \bar{\xi}_y (1 - b_1) \\ + \frac{1}{c} (\bar{\xi}_x w - \bar{\xi}_z u) \end{array} \right] & \bar{\xi}_y b_2 u + \frac{\bar{\xi}_z}{c} & \bar{\xi}_y b_2 v & \bar{\xi}_y b_2 w - \frac{\bar{\xi}_x}{c} & -\bar{\xi}_y b_2 \\ \left[\begin{array}{l} \bar{\xi}_z (1 - b_1) \\ + \frac{1}{c} (\bar{\xi}_y u - \bar{\xi}_x v) \end{array} \right] & \bar{\xi}_z b_2 u - \frac{\bar{\xi}_y}{c} & \bar{\xi}_z b_2 v + \frac{\bar{\xi}_x}{c} & \bar{\xi}_z b_2 w & -\bar{\xi}_z b_2 \\ \left[\begin{array}{l} \bar{\xi}_x (1 - b_1) \\ + \frac{1}{c} (\bar{\xi}_z v - \bar{\xi}_y w) \end{array} \right] & \bar{\xi}_x b_2 u & \bar{\xi}_x b_2 v - \frac{\bar{\xi}_z}{c} & \bar{\xi}_x b_2 w + \frac{\bar{\xi}_y}{c} & -\bar{\xi}_x b_2 \\ 0.5 \left(b_1 - \frac{\bar{U}}{c} \right) & 0.5 \left(\frac{\bar{\xi}_x}{c} - b_2 u \right) & 0.5 \left(\frac{\bar{\xi}_y}{c} - b_2 v \right) & 0.5 \left(\frac{\bar{\xi}_z}{c} - b_2 w \right) & 0.5 b_2 \end{Bmatrix} \quad (3.17)$$

j 方向成分: η , k 方向成分: ζ についても同様

右固有行列: \mathbf{R}_ξ^{+1} も以下にあらわされる.

$$\mathbf{R}_\xi^{+1} = \begin{Bmatrix} 1 & \bar{\xi}_y & \bar{\xi}_z & \bar{\xi}_x & 1 \\ u - \bar{\xi}_x c & \bar{\xi}_y u + \bar{\xi}_z c & \bar{\xi}_z u - \bar{\xi}_x c & \bar{\xi}_x u & u + \bar{\xi}_x c \\ v - \bar{\xi}_y c & \bar{\xi}_y v & \bar{\xi}_z v + \bar{\xi}_x c & \bar{\xi}_x v - \bar{\xi}_z c & v + \bar{\xi}_y c \\ w - \bar{\xi}_z c & \bar{\xi}_y w - \bar{\xi}_x c & \bar{\xi}_z w & \bar{\xi}_x w + \bar{\xi}_y c & w + \bar{\xi}_z c \\ h_L - c\bar{U} & \left[\begin{array}{l} 0.5 \bar{\xi}_y q^2 \\ + \bar{\xi}_z u c - \bar{\xi}_x w c \end{array} \right] & \left[\begin{array}{l} 0.5 \bar{\xi}_z q^2 \\ - \bar{\xi}_y u c + \bar{\xi}_x v c \end{array} \right] & \left[\begin{array}{l} 0.5 \bar{\xi}_x q^2 \\ - \bar{\xi}_z v c + \bar{\xi}_y w c \end{array} \right] & h_L + c\bar{U} \end{Bmatrix} \quad (3.18)$$

j 方向成分: η , k 方向成分: ζ についても同様

ここで, h_L : 液相全エンタルピ

$0.5q^2$: 運動エネルギー, および, 回転エネルギー

$$q^2 = u^2 + v^2 + w^2 - \omega^2 r^2 \quad (3.19)$$

c : 領域内平均音速

U : i 方向反変速度: $U = \bar{\xi}_x u + \bar{\xi}_y v + \bar{\xi}_z w$ (3.20)

j 方向成分: η に対しては反変速度: $V = \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w$ を,

k 方向成分: ζ に対しては反変速度: $W = \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w$ を用いる.

ここで、通常は完全気体の状態方程式が含まれる b_1, b_2 より完全気体の状態方程式を取り除き、より一般化して、液体の計算が可能な以下の形に改めた。

$$b_1 = 0.5q^2 \frac{1}{h_L - 0.5q^2} \quad (3.21)$$

$$b_2 = \frac{1}{h_L - 0.5q^2} \quad (3.22)$$

また、

$$\bar{U} = \frac{U}{\sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2}}, \quad \bar{V} = \frac{V}{\sqrt{\eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2}}, \quad \bar{W} = \frac{W}{\sqrt{\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2}} \quad (3.23)$$

$$\bar{\xi}_x = \frac{\xi_x}{\sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2}}, \quad \bar{\xi}_y = \frac{\xi_y}{\sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2}}, \quad \bar{\xi}_z = \frac{\xi_z}{\sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2}} \quad (3.24)$$

j 方向成分: η , k 方向成分: ζ についても同様

となる。

計算セル境界での音速 $c_{i+1/2}$ は, Roe の平均で求められた速度とエンタルピーを用いて状態方程式から計算するが, 液体では単純に状態方程式から音速を計算することができない。そこで, Roe の平均の速度を求める式を用いて, 直接左右の計算セルの音速から計算セル境界での音速 $c_{i+1/2}$ を計算する。

$$c_{i+1/2}^n = \frac{\sqrt{\rho_i^n c_i^n} + \sqrt{\rho_{i+1}^n c_{i+1}^n}}{\sqrt{\rho_i^n} + \sqrt{\rho_{i+1}^n}} \quad (3.25)$$

これから, 固有値: Λ は

$$\Lambda_{\xi} = \begin{bmatrix} U - c\sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2} \\ U \\ U \\ U \\ U + c\sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2} \end{bmatrix}, \quad \Lambda_{\eta} = \begin{bmatrix} V - c\sqrt{\eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2} \\ V \\ V \\ V \\ V + c\sqrt{\eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2} \end{bmatrix}, \quad \Lambda_{\zeta} = \begin{bmatrix} W - c\sqrt{\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2} \\ W \\ W \\ W \\ W + c\sqrt{\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2} \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

以上の計算より,

$$Q_i^* = Q_i^n - \lambda [F_{i+1/2}^n - F_{i-1/2}^n] \quad (3.27)$$

j, k についても同様

となる.

液体に働く粘性の項は, ソースタームとして陽的に与えて計算する. また, 気泡から液体に働く抵抗力, 相変化に伴う運動量輸送の各項は気泡の計算から導いた値をソースタームとして与える.

時間積分には Jameson が開発した係数 (第1段階: 1/3, 第2段階: 4/15, 第3段階: 5/9, 第4段階: 1) を用いた 4段階 Runge-Kutta 法による陽解法を採用する.

$$\text{第1段階: } Q_{i,j,k}^{*1} = Q_{i,j,k}^n + f(Q_{i,j,k}^n, dt/3) \quad (3.28)$$

$$\text{第2段階: } Q_{i,j,k}^{*2} = Q_{i,j,k}^n + f(Q_{i,j,k}^{*1}, 4dt/15) \quad (3.29)$$

$$\text{第3段階: } Q_{i,j,k}^{*3} = Q_{i,j,k}^n + f(Q_{i,j,k}^{*2}, 5dt/9) \quad (3.30)$$

$$\text{第4段階: } Q_{i,j,k}^{*4} = Q_{i,j,k}^n + f(Q_{i,j,k}^{*3}, dt) \quad (3.31)$$

ここで, dt : 時間刻み

Q : 各保存量

$f(Q_{i,j,k}^{*3}, dt)$ など : $Q_{i,j,k}^{*3}$ を用いて時間刻み dt で前述の TVD 計算をして

$Q_{i,j,k}^{*4} - Q_{i,j,k}^{*3}$ を求める関数である.

この手法により, 時間2次精度となる.

これらの計算によって求められた密度, 各方向速度, エンタルピを用いて表 (3.1) の式を用いた関数により圧力, 温度を計算する.

3-3-2. 気泡のタネと気泡の取り扱い数

一般に、気泡は液体中の不純物や水などでは溶存空気などを核にして液体の蒸発が集中して気泡となるといわれる。そこで、本計算ではそれを模擬し液体中に不純物にあたる“気泡のタネ”と呼ぶ検査点をサブセル液体中に統計的に分散させる。

気泡のタネは液体と全く同様の速度で移動する。気泡の特性時間に合わせた時間刻み毎に気泡のタネの存在する位置での液体の物性値をチェックする(チェックの詳細は3-3-3にて記述)。そこで、気泡が発生する条件を満たした時に気泡のタネを気泡に置き換える。逆に、気泡が崩壊条件を満たした時、気泡は気泡のタネに再び置き換える。気泡や気泡のタネは流出境界より流路外に放出されるが、その時は同数の気泡のタネを流入境界より流入させるため、流路内に存在する気泡のタネと気泡の総数は保存される。すなわち、扱う気泡の最大個数は初期値として分散させた気泡のタネの数に他ならない。

流路内に存在する気泡のタネの数密度は実測値から求めるのが適切であるが液体窒素の不純物数密度を実測するための設備も無く、資料も入手できないため、水道水の不純物と同程度の数密度を採用する。具体的には、 3.0×10^4 [個/m³]を採用する。

3-3-3. 気泡発生時の仮定と初期気泡径

気泡のタネが存在する点での液相の物性値を用いて、気泡の質量保存式、気液界面の運動方程式、飽和蒸気の温度と圧力の関係の3つの式をたてる。そして、物理的に適合する気泡半径、圧力、温度が導かれる時に気泡は発生する。このとき、求められた3つの値が気泡発生時の初期半径、初期圧力、初期温度となる。計算には陰解法を用いる。

式(3.6)を以下のように離散化して整理する。

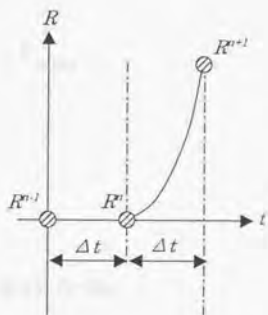
$$f = P_B - P_L - \rho_L R^{n+1} \dot{R}^{n+1} - 1.5 \rho_L (\dot{R}^{n+1})^2 - 4 \mu_L \frac{\dot{R}^{n+1}}{R^{n+1}} - \frac{\rho_L (V_B - V_L)^2}{4} - \frac{2\sigma}{R^{n+1}} + \left(\frac{\Gamma_B \dot{R}^{n+1}}{4\pi (R^{n+1})^2} \right) \quad (3.32)$$

ここで、	$n+1$: 時刻番号	R : 気泡半径
	P_B : 気泡内平均圧力	P_L : 液相圧力
	ρ_L : 液相密度	μ_L : 液相粘性係数
	σ : 表面張力係数	Γ_L : 液相への相変化量
	V_B : 気泡速度	V_L : 液相速度
	\dot{R}^{n+1} : 気泡半径方向速度: $\dot{R}^{n+1} = \frac{(3R^{n+1} - 4R^n + R^{n-1})}{2\Delta t}$	
	\ddot{R}^{n+1} : 気泡半径方向加速度: $\ddot{R}^{n+1} = \frac{(R^{n+1} - 2R^n + R^{n-1})}{\Delta t^2}$	
	Δt : 時間刻み	

気泡発生時について以下に仮定する。まず時刻 n までは気泡が存在しないため

$$R^{n-1} = R^n = 0 \quad (3.33)$$

すなわち、下図のように気泡半径は変化すると仮定する。



発生時の気泡温度: T_B とすると、その時の気泡圧力は2章のモデル化でも述べたように飽和圧力とするため、気泡圧力: P_B は以下のようにあらわせる。

$$P_B = P_{SAT}(T_B) \quad (3.34)$$

また、発生時にスリップは、ほぼ無いので、

$$V_B \approx V_L \quad (3.35)$$

とする。ある実定数 a, b を

$$a = \frac{8(\Delta t)^2}{35\rho_L} \left\{ P_B - \frac{6\mu_L}{\Delta t} - P_L \right\} \quad (3.36)$$

$$b = \frac{8(\Delta t)^2}{35\rho_L} \left\{ \frac{3\Gamma_B}{8\pi\Delta t} - 2\sigma \right\} \quad (3.37)$$

とおく。

気泡発生時の仮定と式(3.36), 式(3.37)を式(3.32)に代入して整理すると,

$$f = (R^{n+1})^3 - a(R^{n+1}) - b \quad (3.38)$$

となる.

$$a = \frac{8(\Delta t)^2}{35\rho_L} \left\{ P_B - \frac{6\mu_L}{\Delta t} - P_L \right\} \text{において,}$$

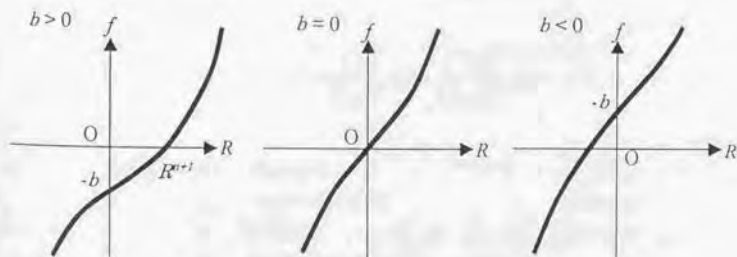
$$\Delta t \leq \frac{6\mu_L}{P_B - P_L} \quad (3.39)$$

を満たすように時間刻み Δt を決めると常に

$$a \leq 0 \quad (3.40)$$

が成立する. $a \leq 0$ のとき $f = (R^{n+1})^3 - a(R^{n+1}) - b$ は R の変化に対して単調変化する.

この時 b の値によって以下の3通りの解を持つ.



$b > 0$ の時にのみ R^{n+1} は正の解を持つ.

以上の条件を満たすときに気泡が発生する.

初期気泡径: R^{n+1} は, a, b より

$$R^{n+1} = \sqrt[3]{\frac{2}{27b + \sqrt{729b^2 - 108a^3}}} a + \frac{1}{3} \sqrt[3]{\frac{27b + \sqrt{729b^2 - 108a^3}}{2}} \quad (3.41)$$

となる。このとき、気泡の質量保存式(3.5)より相変化量: Γ_B は

$$\Gamma_B^{n+1} = \frac{4\pi}{3} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ (R^{n+1})^3 \rho_B^{n+1} \right\} \quad (3.42)$$

となり、式(3.37)の b の値が更新される。

$$b = \frac{8(\Delta t)^2}{35\rho_L^{n+1}} \left\{ \frac{3\Gamma_B^{n+1}}{8\pi\Delta t} - 2\sigma^{n+1} \right\} \quad (3.43)$$

この式(3.41), (3.42), (3.43), 他関連した3-3-3, 3-3-4で触れる気泡温度, 圧力, 密度, 気液界面の表面張力係数, 気泡発生による液相密度の変化の各式を連立させて互いに成立するよう繰り返し計算を行なって、初期気泡径: R^{n+1} を計算する。

3-3-4. 個々の気泡の物性の解法

気泡の質量保存式(3.5)より時刻 $n+1$ における気泡半径は

$$R^{n+1} = \sqrt[3]{\frac{\rho_B^n}{\rho_B^{n+1}}} R^n + \sqrt[3]{\frac{3\Delta t}{4\pi\rho_B^{n+1}}} \Gamma_B^{n+1} \quad (3.44)$$

ここで、	$n+1$: 時刻番号	R : 気泡半径
	ρ_B : 気泡内平均密度	ρ_L : 液相密度
	π : 円周率	Δt : 時間刻み
	Γ_B : 気泡への相変化量	

となる。

ここで、相変化量: Γ_B は

$$\Gamma_B^{n+1} = -\frac{Q_B^{n+1}}{h_{BS}^{n+1} - h_{LS}^{n+1}} \quad (3.45)$$

ここで、 Q_B : 気泡への熱流束 h_{BS} : 気泡の静エンタルピー
 h_{LS} : 液相の静エンタルピー

である。気泡内部平均エンタルピー: h_B^{n+1} と液相のエンタルピー: h_L^{n+1} より、 $(h_B^{n+1} - h_L^{n+1})$ は潜熱である。液体から気泡への熱流束: Q_B^{n+1} は

$$Q_B^{n+1} = Q_S^{n+1} \{1 - \text{erf}(\eta)\} \quad (3.46)$$

ここで、 Q_S : 球殻の定常熱流束 $\text{erf}(\eta)$: 誤差関数

$$\eta = \frac{r}{2\sqrt{\frac{\lambda_L^{n+1}}{\rho_L^{n+1} C_{PL}^{n+1}} dt}} \quad \text{erf}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\eta \exp(-u^2) du$$

定常熱流束: Q_S^{n+1} は

$$Q_S^{n+1} = 4\pi R^{n+1} \lambda_L^{n+1} (T_L^{n+1} - T_B^{n+1}) \quad (3.47)$$

となる。このとき、 $\{1 - \text{erf}(\eta)\}$ は、定常熱流束に達するまでの時間を 1 とするとき、時刻 dt 経過した後の状態が、定常状態にいかほど近づいたかをあらわす。

ここで求められた時刻 $n+1$ における気泡半径: R^{n+1} と式 (3.6) を用いて気泡内の圧力

$$P_B^{n+1} = P_L^{n+1} + \rho_L^{n+1} R^{n+1} \ddot{R}^{n+1} + \frac{3}{2} \rho_L^{n+1} (\dot{R}^{n+1})^2 + \frac{4\mu_L^{n+1}}{R} (\dot{R}^{n+1}) + \frac{\rho_L^{n+1} (V_B - V_L)^2}{4} + \frac{2\sigma^{n+1}}{R^{n+1}} \left\{ \frac{\Gamma_B^{n+1} (\dot{R}^{n+1})}{4\pi (R^{n+1})^2} \right\} \quad (3.48)$$

$$\text{ここで、} \quad \ddot{R}^{n+1} = \frac{(3R^{n+1} - 4R^n + R^{n-1})}{2\Delta t} \quad \dot{R}^{n+1} = \frac{(R^{n+1} - 2R^n + R^{n-1})}{\Delta t^2}$$

を計算する。

このとき飽和条件より気泡内の温度は

$$T_B^{n+1} = T_{B\text{SAT}}(P_B^{n+1}) \quad (3.49)$$

ここで、 T_B : 気泡平均温度 P_B : 気泡平均圧力
 $T_{B\text{SAT}}(\cdot)$: 飽和温度関数

となる。

以上、気泡半径、圧力、温度の3つの値を、気泡の質量保存式(3.44)、気液界面の運動方程式(3.48)、飽和蒸気の温度と圧力の関係式(3.49)の3つの式と、3-3-4で触れる気泡の膨張、収縮運動による液相密度の変化の式より陰解法を用いて求める。

3-3-5. 気泡の成長・衰退がおよぼす液体への影響

気泡は相変化を行ないながら、一方で成長・衰退運動する。このとき液相は気泡の相変化や成長・衰退運動の影響を受ける。液相の質量保存式(3.1)より

$$\rho_L^{n+1} = \frac{\alpha_L^n \rho_L^n - \frac{4\pi}{3} \left\{ (R^{n+1})^3 \rho_B^{n+1} - (R^n)^3 \rho_B^n \right\}}{\alpha_L^{n+1}} \quad (3.50)$$

ここで、 Vol : 領域体積

この式より、相変化によって気泡に質量が供給されると液体は膨張し、逆に、液体に質量が放出されると液体は圧縮されることがわかる。一方、気泡が成長すると液体は圧縮され、逆に、気泡は衰退すると液体は膨張することがわかる。

3-3-6. 気泡のタネと気泡の運動の解法

気泡のタネと気泡は常に位置を追跡している。

気泡のタネの速度は2章のモデル化で述べたとおり周辺液相と同速度にて運動している。この時、周辺液相の速度は気泡を取り囲む8点の液相速度より、距離に反比例する重み付けを施して平均化している。気泡のタネが8つの計算格子点で囲まれる位置にあるときについて考える。8つの計算格子点を、1(i,j,k), 2(i,j,k+1), 3(i,j+1,k), 4(i,j+1,k+1), 5(i+1,j,k), 6(i+1,j,k+1), 7(i+1,j+1,k), 8(i+1,j+1,k+1)とする。各点から気泡のタネまで

の距離を、 d_1, d_2, \dots, d_8 とし、各点の液相の x 方向速度を、 $u_1, u_2, u_3, \dots, u_8$, y 方向速度を、 $v_1, v_2, v_3, \dots, v_8$, z 方向速度を、 $w_1, w_2, w_3, \dots, w_8$ とする。ここで、気泡周辺速度を内挿して求める。対角の位置にある点同士(1と8, 2と7, 3と6, 4と5)の速度と、その点から気泡のタネまでの距離に反比例させるように、 $u_{1-8}, u_{2-7}, u_{3-6}, u_{4-5}$ と $v_{1-8}, v_{2-7}, v_{3-6}, v_{4-5}$ と $w_{1-8}, w_{2-7}, w_{3-6}, w_{4-5}$

$$\begin{aligned} u_{1-8} &= \frac{d_8 u_1 + d_1 u_8}{d_1 + d_8}, & v_{1-8} &= \frac{d_8 v_1 + d_1 v_8}{d_1 + d_8}, & w_{1-8} &= \frac{d_8 w_1 + d_1 w_8}{d_1 + d_8} \\ u_{2-7} &= \frac{d_7 u_2 + d_2 u_7}{d_2 + d_7}, & v_{2-7} &= \frac{d_7 v_2 + d_2 v_7}{d_2 + d_7}, & w_{2-7} &= \frac{d_7 w_2 + d_2 w_7}{d_2 + d_7} \\ u_{3-6} &= \frac{d_6 u_3 + d_3 u_6}{d_3 + d_6}, & v_{3-6} &= \frac{d_6 v_3 + d_3 v_6}{d_3 + d_6}, & w_{3-6} &= \frac{d_6 w_3 + d_3 w_6}{d_3 + d_6} \\ u_{4-5} &= \frac{d_5 u_4 + d_4 u_5}{d_4 + d_5}, & v_{4-5} &= \frac{d_5 v_4 + d_4 v_5}{d_4 + d_5}, & w_{4-5} &= \frac{d_5 w_4 + d_4 w_5}{d_4 + d_5} \end{aligned}$$

(3. 51)

を決める。

この時、気泡のタネ周辺の液相速度: $\mathbf{V}_L = (u, v, w)$ の成分は、

$$\begin{aligned} u &= \frac{u_{1-8} + u_{2-7} + u_{3-6} + u_{4-5}}{4} \\ v &= \frac{v_{1-8} + v_{2-7} + v_{3-6} + v_{4-5}}{4} \\ w &= \frac{w_{1-8} + w_{2-7} + w_{3-6} + w_{4-5}}{4} \end{aligned}$$

(3. 52)

と計算する。気泡のタネの速度: \mathbf{V}_B は周辺液相速度: \mathbf{V}_L と同値とおく。

$$\mathbf{V}_B = (u_B, v_B, w_B) = (u, v, w)$$

(3. 53)

次に、気泡の運動について示す。気泡は周囲液体と速度差(以下スリップ)を伴いながら液体中を運動する。この時、気泡の運動速度は周辺液相の速度を境界条件として気泡の運動方程式より陰解法を用いて計算する。この時を用いる周辺液相の速度は、気泡のタネの計算に用いた式と同様の式によって計算する。すなわち、式(3.52)から計算した液相速度: $V_L = (u, v, w)$ を用いる。

$$\frac{4\pi}{3} \frac{\partial}{\partial t} (R^3 \rho_B V_B) + \frac{4\pi}{3} \nabla (R^3 \rho_B V_B^2) = F_D + F_A + F_P + F_R \quad (3.54)$$

ここで、 T : 時間 R : 気泡半径
 ρ_B : 気泡内平均密度 V_B : 気泡速度ベクトル
 F_D : 形状抵抗力ベクトル F_A : 付加慣性力ベクトル
 F_P : 圧力勾配力ベクトル F_R : 回転力ベクトル

形状抵抗力:

$$F_D = 4\pi R^2 C_D \rho_L \frac{|V_B - V_L| (V_B - V_L)}{2} \quad (3.55)$$

ここで、 C_D : 抗力係数 V_L : 液相速度
 ρ_L : 液相密度

$$C_D = \frac{24}{Re_B} + \frac{4}{\sqrt{Re_B}} + 0.4 \quad (3.56)$$

$$\text{気泡レイノルズ数: } Re_B = \frac{2\rho_L R}{\mu_L} |V_B - V_L| \quad (3.57)$$

ここで、 μ_L : 液相粘性係数

付加質量慣性力:

$$F_A = \frac{4\pi}{3} \beta \left(\frac{\partial \{R^3 \rho_L (V_B - V_L)\}}{\partial t} + \nabla \{R^3 \rho_L (V_B - V_L)^2\} \right) \quad (3.58)$$

ここで、 $\beta=0.5$: 付加質量係数

圧力勾配力:

$$F_P = -\frac{4\pi}{3} R^3 \nabla P_L \quad (3.59)$$

回転力:

$$\mathbf{F}_R = -\frac{4\pi}{3} \rho_L R^3 \{ \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{V}_B + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{D}) \} \quad (3.60)$$

ここで、 $\boldsymbol{\omega}$: 回転角速度 \mathbf{D} : 回転軸からの距離

このとき、一般に

$$\frac{4\pi}{3} \frac{\partial}{\partial t} (R^3 \rho_B \mathbf{V}_B) + \frac{4\pi}{3} \nabla (R^3 \rho_B V_B^2) \ll \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_A + \mathbf{F}_P + \mathbf{F}_R \quad (3.61)$$

が成立するため

$$\mathbf{F}_A \approx -\mathbf{F}_D - \mathbf{F}_P - \mathbf{F}_R \quad (3.62)$$

と近似できる。実際に計算に使用する離散化式は i 方向に対して、

$$\begin{aligned} & \beta \left(\frac{\{ (R^{n+1})^3 \rho_{L i}^{n+1} (\mathbf{V}_B^{n+1} - \mathbf{V}_{L i}^n) \} - \{ (R^n)^3 \rho_{L i}^n (\mathbf{V}_B^n - \mathbf{V}_{L i}^n) \}}{\Delta t} \right. \\ & + (R^{n+1})^3 \frac{\{ \rho_{L i+1}^{n+1} (\mathbf{V}_B^{n+1} - \mathbf{V}_{L i+1}^n)^2 \} - \{ \rho_{L i-1}^{n+1} (\mathbf{V}_B^{n+1} - \mathbf{V}_{L i-1}^n)^2 \}}{2 \Delta x} \\ & = -3 (R^{n+1})^3 C_D^{n+1} \rho_{L i}^{n+1} \frac{|\mathbf{V}_B^{n+1} - \mathbf{V}_{L i}^n| (\mathbf{V}_B^{n+1} - \mathbf{V}_{L i}^n)}{2} \\ & + (R^{n+1})^3 \frac{(P_{L i+1} - P_{L i-1})}{2 \Delta x} \\ & \left. + (R^{n+1})^3 \rho_{L i}^{n+1} [\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{V}_B^{n+1} + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{D})] \right) \quad (3.63) \end{aligned}$$

j, k についても同様

ここで、回転系なら $\boldsymbol{\omega}$: 角速度、 \mathbf{D} : 回転軸からの距離ベクトル
非回転系なら $\boldsymbol{\omega} = 0$ 、 $\mathbf{D} = \mathbf{0}$ ベクトルをとる。

となる。この式(3.63)を満たす気泡速度: \mathbf{V}_B を

$$\mathbf{V}_B = (u_B, v_B, w_B) \quad (3.64)$$

陰解法にて計算する。

こうして式(3.53)と式(3.64)より計算される, 時刻 n における, 気泡のタネの速度: $\mathbf{V}_B = (u_B, v_B, w_B)$ と気泡の速度: $\mathbf{V}_B = (u_B, v_B, w_B)$ を用いて時刻 $n+1$ の位置を計算する.

時刻 n における気泡の座標を (x^n, y^n, z^n) , 気泡の速度を (u_B^n, v_B^n, w_B^n) , 時間刻みを Δt とする. このとき, 時刻 $n+1$ における気泡の座標 $(x^{n+1}, y^{n+1}, z^{n+1})$ は,

$$\begin{aligned}x^{n+1} &= x^n + u_B^n \cdot \Delta t \\y^{n+1} &= y^n + v_B^n \cdot \Delta t \\z^{n+1} &= z^n + w_B^n \cdot \Delta t\end{aligned}\tag{3.65}$$

と, 陽的に計算する.

この式(3.65)の計算によって気泡のタネおよび気泡の新しい位置が決まる. この後, 新しい位置に存在する気泡がどの計算セル内に存在しているかを判別して, 所属する計算セルを認識する.

3-4. 数値解析コードの検証

以上の方法により開発した気泡をラグランジュ的に追跡する気液2相流コードの検証をするために Riemann 問題を解いて、流れ場について解析した。

計算には矩形衝撃波管(182mm×12mm×12mm)を模擬し、図(3.1)に示す長手方向184点、幅方向14点、奥行方向14点の計算グリッドを使用した。

ここでは、流入、流出境界を除いて断熱スリップ壁面を用いた。

3-4-1. 検証1：リーマン問題（同速度・反対方向流れの衝突）

初期条件として、サブクール液体を中心断面に対して対称に、左手から4[m/s]、右手から4[m/s]で流動させ中心断面で衝突させた。初期状態では全圧が全域で0.20[MPa]、全温が全域で78.0[K]としたため、静圧0.19[MPa]、密度806.0[kg/m³]、静温78.0[K]であった。本条件では気泡は発生しなかった。

結果を図(3.2)に示す。衝突により水撃現象が発生し衝突面において圧縮が起こり静圧、密度ともに1.60[MPa]、813.4[kg/m³]に上昇した。この圧力上昇に伴い圧縮波が左右両方向へと伝播した。圧縮波の伝播速度は衝突部の圧力の高まりとともに徐々に増速し100[m/s]から200[m/s]までの平均伝播速度は対流体速度で約433[m/s]であった。これは圧縮波通過直後に流体が瞬間的に停止すると仮定した時の理論式

$$\Delta P = \rho_L c \Delta |V_L| \quad (3.66)$$

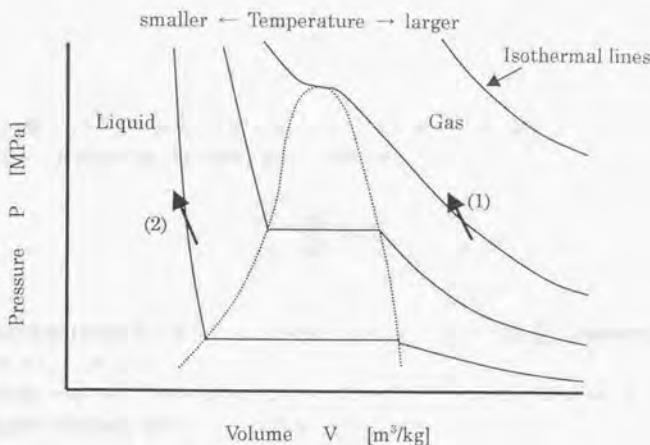
ここで、 ΔP : 圧力上昇値 ρ_L : 液相密度
 c : 音速 $\Delta |V_L|$: 速度減少値

を用いて計算した結果435[m/s]と比較して、1.0%程小さな値であった。

圧縮波の背面では静圧、密度は上昇し、静温は低下、全速度は0.0[m/s]となり淀み状態となった。静圧、密度、全速度(各方向速度の2乗平均: $|V_L| = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$)の変化は通常の完全気体を用いた場合の圧縮波の背面での現象と同様に变化した。

ここで、 $|V_L|$: 全速度 u : x 方向速度
 v : y 方向速度 w : z 方向速度

通常、液体では、静温はほとんど変化しないはずである。しかし、本計算では圧縮波の背面で微小ながら静温が減少した。これは、実在液相の性質を取り込んだ液相の状態方程式の特徴によるものであったと思われる。しかしながら、実際に圧力0.1[MPa]から1.6[MPa]への圧縮に対して、78.00[K]から77.99[K]へと0.01[K]の変化であり、流れ場に大きな影響を与えるほどの変化ではなかったと考えられる。



このときのP-V線図(次のページ参照)を考える。左上から右下へ走る線は等温線である。P-V線図上のある点における局所的な線の勾配は以下のようにあらわせる。

$$\frac{\Delta P}{\Delta V} = a_1 \quad (3.67)$$

ここで、 ΔV : 比体積変化量 a_1 : P-V線図の勾配

圧縮波通過による過程によって密度、圧力が上昇した($\Delta\rho$, $\Delta P > 0$)時、 $V = 1/\rho$ より

$$\Delta V = \Delta\left(\frac{1}{\rho}\right) = \frac{1}{\rho^{n+1}} - \frac{1}{\rho^n} = \frac{\rho^n - \rho^{n+1}}{\rho^n \rho^{n+1}} = -C\Delta\rho \quad (3.68)$$

ここで、 $\Delta\rho$: 密度変化量 C : 正の実定数

圧縮波通過の過程による変化は

$$\frac{\Delta P}{\Delta V} < 0 \quad (3.69)$$

となる。この時、気体領域では液体領域と比較して現象の勾配が緩やかなため圧縮波通過による密度、静圧上昇時の変化は

$$\frac{\Delta P}{\Delta V} < a_1$$

(3.70)

ど(1)の変化となるため静温は上昇する。ところが、液体領域では勾配が急であるため条件によっては圧縮波通過に伴う密度、圧力上昇時の変化が

$$\frac{\Delta P}{\Delta V} > a_1$$

(3.71)

ど(2)の変化となり静温が減少する。本計算の条件では、このような状態となり液体静温が減少したものと考えられる。

本計算コードではTVD計算の固有行列より完全気体の状態方程式を取り除いたため、従来の完全気体用圧縮性コードでは計算できなかった液体の計算を行うことができた。

3-4-2. 検証2: リーマン問題 (異なる速度・同一方向流れの追突)

初期条件として、サブクール液体を中心断面に対して左半分は右方向に 4[m/s]、右半分も右方向へ 0.4[m/s]で流動させ中心断面で追突させた。初期状態では全圧が全域で 0.20[MPa]、全温が全域で 78.0[K]としたため、左半分では静圧 0.19[MPa]、密度 806.0[kg/m³]、静温 78.0[K]、右半分では静圧 0.20[MPa]、密度 806.0[kg/m³]、静温 78.0[K]であった。本条件では気泡は発生しなかった。

結果を図(3.3)に示す。追突により衝突面において圧縮が起こり静圧、密度ともに 0.82[MPa]、809.4[kg/m³]に上昇した。この圧力上昇に伴い圧縮波が左右両方向へと伝播した。圧縮波の伝播速度は衝突部の圧力の高まりとともに徐々に増速し 100[μs]から 200[μs]までの平均伝播速度は上流方向へ対流体速度で約 427[m/s]、後流方向へ対流体速度で約 426[m/s]であった。これは3-4-1検証1で用いた式(3.66)を用いて計算した結果 433[m/s]と比較して、1.4%、1.7%程小さな値であった。

左右両圧縮波の背面では静圧、密度は上昇し、3-4-1と同様に静温は低下した。全速度は左の圧縮波の通過によって 4.0[m/s]から 2.2[m/s]へと減速、右の圧縮波によって 0.4[m/s]から 2.2[m/s]と加速された。

密度、静圧、静温、速度とも理論とおおむね一致した。

3-4-3. 検証3: リーマン問題 (同速度・反対方向流れの斜め衝突)

初期条件として、サブクール液体を図(3.4)のベクトル図に示すようにK方向から見て流路中心を通る斜め 45°の面を基準に、左半分は右方向に 4[m/s]、右半分は左方向へ 4.0[m/s]で流動させ中心断面で斜めに衝突させた。初期状態では全圧が全域で 0.20[MPa]、全温が全域で 78.0[K]としたため、左半分では静圧 0.19[MPa]、密度 806.0[kg/m³]、静温 78.0[K]、右半分でも静圧 0.19[MPa]、密度 806.0[kg/m³]、静温

78.0[K]であった。本条件では気泡は発生しなかった。

結果を図(3.4)に示す。斜め衝突により衝突面において圧縮が起こり静圧、密度ともに1.63[MPa]、813.5[kg/m³]に上昇した。この圧力上昇に伴い圧縮波が左右両方向へと伝播し、斜め衝突面の中心部を中心に渦が発生した。渦は徐々に発達し、圧縮波の波形を乱した。

ある程度時間が経過すると、中心部においては、粘性の影響により渦が次第に消散した。この影響により左右の圧縮波は徐々に流路に対して垂直になってゆき、3-4-1検証1の状態に近づいた。圧縮波の伝播速度は衝突部の圧力の高まりとともに徐々に増速し100[μs]から200[μs]までの平均伝播速度は対流体速度で約430[m/s]であり3-4-1検証1とほぼ同様の値となった。

本条件においても圧縮波の背面では静圧、密度は上昇し、静温は低下、全速度は0.0[m/s]に近づいた。

3-4-4. 単一気泡の挙動に関する数値解析結果

ある密閉された領域内を満たす液体中に、気泡のタネを1個存在させた場合に、気泡がいかなる条件で発生するかについて数値実験を行なった。また、気泡が発生した場合、気泡と液体が互いの温度差によって熱と質量を交換し合い起こる膨張・収縮運動を数値的にシミュレーションした。

キャビテーションの発生しやすさは、通常、入口条件として定義するキャビテーション係数

$$\sigma = \frac{P - P_{SAT}(T)}{0.5 \rho U^2} \quad (3.72)$$

ここで、 σ : キャビテーション係数 P : 液相圧力
 T : 液相温度 $P_{SAT}(-)$: 液相飽和圧力
 ρ : 液相密度 U : 液相速度

が指標として用いられる。しかし、気泡発生時の気泡と液体のスリップはわずかであり無視できるレベルであるため、動圧で無次元化を行なう式(3.72)のキャビテーション係数の意味は薄い。そこで、動圧の代わりに飽和蒸気圧力で無次元化したキャビテーション係数

$$\sigma' = \frac{P - P_{SAT}(T)}{P_{SAT}(T)} \quad (3.73)$$

を定義し、これを用いる。以下、これを修正キャビテーション係数と呼ぶ。

表(3.2)に初期条件である初期液温、初期液圧、修正キャビテーション係数と結果で

ある初期気泡径を示す。

初期温度と修正キャピテーション係数を軸にとってまとめると図(3.5)に示すように修正キャピテーション係数が負の時に気泡が発生した。また、初期圧力と修正キャピテーション係数を軸にとってまとめると図(3.6)に示すように、こちらも修正キャピテーション係数が負の時に気泡が発生した。この結果より、気泡は初期液温、初期液圧に関わらず修正キャピテーション係数が負の値を取る時に発生したと考えられる。

初期液温と初期気泡径を軸にとってまとめると図(3.7)に示すように、全ての初期圧力データが1曲線上に並んだ。すなわち、初期気泡径は、初期液圧力の影響は小さく、初期液温度が支配的であったと考えられる。

また、気泡が発生する時の気泡半径、圧力、温度と周辺液体の圧力、温度についての挙動について図(3.8)に示す。値の大小はあるがほぼ全てのデータで、ここに示した図のように急激に気泡が発生するためリバウンド現象を起こした後、緩和振動しながら一定の気泡径に落ち着く現象が見られた。

従来より報告されている、気泡崩壊時や衝撃波通過時などの急激な気泡半径変化の直後に現れる緩和現象が、発生直後にも現れていたものと考えられる。

3-5. まとめ

サブクール極低温流体のキャビテーション遷移現象を解析することを目的とした気泡流計算用コードを開発した。

気泡および液体の計算には2章で構築したキャビテーション気泡のモデルを採用した。気泡の発生・消滅を導入するため、サブクール液体中には液体中の不純物にあたる気泡のタネを統計的に分散させた。この気泡のタネの存在する場所での液体の物性値が気泡発生の条件を満たした時に気泡のタネを気泡と置き換えた。これにより気泡の発生を表現した。逆に、気泡が崩壊条件を満たすと気泡を気泡のタネに置き換えた。これにより気泡の消滅を表現した。この手法によって気泡と気泡のタネをラグランジュ的に捕捉、追跡してキャビテーション気泡をシミュレーションした。

気泡の発生の特徴を探る目的で、ある体積を持った密閉容器内に液体と気泡のタネを1個存在させて、気泡が発生する様子をシミュレーションした。この結果から気泡は修正キャビテーション係数が負の値をとる時に発生することがわかった。また、初期気泡径は初期液温度によってほぼ一意に定まることがわかった。

液相計算は圧縮性ナビエーストークスの TVD コードの固有ベクトルから完全気体の状態方程式を除去する、より一般化する改造を施すことで、完全気体のみならず液体の計算もできるようにした。検証計算として Riemann 問題を解き、圧縮波通過後の背面で静圧、密度が上昇し、静温が微小に減少した。実在液体の性質を捕らえることができていた。

表(3. 1a) 数値計算用の蒸気物性値近似式(その1)

物性値	指数	計算式
飽和蒸気圧力 $PBIF$	温度 T	$PBIF = -3.622399E6 + 1.618901E5 \times T - 2.462530E3 \times T^2 + 1.2833339E1 \times T^3$
飽和温度 $TBIF$	圧力 P	$TBIF = 63.9615 - 5.522211E8$ $\div (-1.61795 + \sqrt{1.92191E46 + \{-1.61795E25 - 4.44679E13 \times (-3.6224E11 - 1.0E5 \times P)\}^2}$ $- 4.44679E13 \times (-3.6224E11 - 1.0E5 \times P)\}^{1/2}$ $+ 2.06155E - 7 \times (-1.61795 + \sqrt{1.92191E46 + \{-1.61795E25 - 4.44679E13 \times (-3.6224E11 - 1.0E5 \times P)\}^2}$ $- 4.44679E13 \times (-3.6224E11 - 1.0E5 \times P)\}^{1/2}$
液体音速 $SSLF$	温度 T	$SSLF = 7.113283E4 - 4.112724E3 \times T + 1.010183E2 \times T^2 - 1.322132E0 \times T^3 + 9.669941E(-3) \times T^4$
気体音速 $SSBF$	温度 T	$SSBF = 3.154748E1 + 2.798586E0 \times T - 1.024972E(-2) \times T^2 - 2.550272E(-5) \times T^3$
液体粘性係数 $MULF$	温度 T	$MULF = 2.482110E(-3) - 6.559239E(-5) \times T + 6.107778E(-7) \times T^2 - 1.943519E(-9) \times T^3$
気体粘性係数 $MUBF$	温度 T	$MUBF = -6.157900E(-5) + 2.090345E(-6) \times T - 2.210714E(-8) \times T^2 + 8.0833333E(-11) \times T^3$
液体動粘性係数 $NULF$	温度 T	$NULF = 1.196766E(-5) - 5.823698E(-7) \times T + 1.185958E(-8) \times T^2 - 1.237009E(-10) \times T^3$ $+ 6.550046E(-13) \times T^4 - 1.400009E(-15) \times T^5$
気体動粘性係数 $NUBF$	温度 T	<ul style="list-style-type: none"> ● $T \leq 90$. $NUBF = 3.644600E(-5) - 1.009533E(-6) \times T + 9.440000E(-9) \times T^2 - 2.966667E(-11) \times T^3$ ● $T > 90$. $NUBF = 1.809800E(-5) - 4.553867E(-7) \times T + 3.880000E(-9) \times T^2 - 1.113333E(-11) \times T^3$

表(3. 1b) 数値計算用の窒素物性値近似式(その2)

液体比熱 <i>CPLF</i>	<p>温度 <i>T</i></p> <ul style="list-style-type: none"> ● $T \leq 70.0$ $CPLF = -1.158623E3 + 8.412406E1 \times T - 5.513995E(-1) \times T^2$ ● $70.0 < T \leq 120.$ $CPLF = 1.181668E6 - 8.240702E4 \times T + 2.381512E3 \times T^2 - 3.644861E1 \times T^3 + 3.11437E(-1) \times T^4$ $- 1.411855E(-3) \times T^5 + 2.649028E(-6) \times T^6$ ● $T > 120.$ $CPLF = 1.153925E6 - 1.973446E4 \times T + 8.460237E1 \times T^2$
気体比熱 <i>CPBF</i>	<p>温度 <i>T</i></p> <ul style="list-style-type: none"> ● $T \leq 72.0$ $CPBF = 1.759944E3 - 2.420734E1 \times T + 2.073295E(-1) \times T^2$ ● $72.0 < T \leq 120.$ $CPBF = 1.076385E6 - 7.672152E4 \times T + 2.262913E3 \times T^2 - 3.532623E1 \times T^3 + 3.079204E(-1) \times T^4$ $- 1.421359E(-3) \times T^5 + 2.715907E(-6) \times T^6$ ● $T > 120.$ $CPBF = 1.531257E6 - 2.621296E4 \times T + 1.123883E2 \times T^2$
気体比熱比 <i>SHRBF</i>	<p>温度 <i>T</i></p> <ul style="list-style-type: none"> ● $T \leq 72.0$ $SHRBF = 1.920298E0 - 1.750333E(-2) \times T + 1.494852E(-4) \times T^2$ ● $72.0 < T \leq 120.$ $SHRBF = 9.876279E2 - 7.038110E1 \times T + 2.076399E0 \times T^2 - 3.242160E(-2) \times T^3 + 2.826561E(-4) \times T^4$ $- 1.304971E(-6) \times T^5 + 2.493957E(-9) \times T^6$ ● $T > 120.$ $SHRBF = 1.402877E3 - 2.400946E1 \times T + 1.029447E(-1) \times T^2$

表(3. 1c) 数値計算用の物性値近似式(その3)

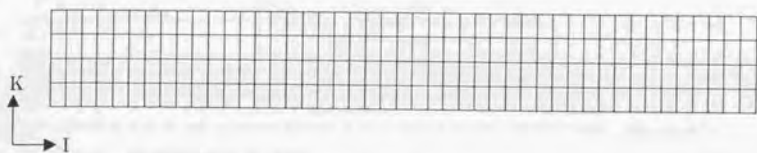
液体熱伝導率 <i>LAMBDA</i> L <i>F</i>	温度 <i>T</i>	$LAMBDALF = 3.433048E(-1) - 3.829365E(-3) × T + 1.973810E(-5) × T2 - 6.111111E(-8) × T3$
気体熱伝導率 <i>LAMBDA</i> B <i>F</i>	温度 <i>T</i>	$LAMBDABF = -9.918264E(-1) + 5.642622E(-2) × T - 1.270682E(-3) × T2 + 1.423383E(-5) × T3- 7.925043E(-8) × T4 + 1.758342E(-10) × T5$
表面張力係数 <i>SIGMA</i> L <i>F</i>	温度 <i>T</i>	$SIGMA$ L <i>F</i> = -2.252546 <i>E</i> (-2) - 6.658418 <i>E</i> (-5) × <i>T</i> - 2.250515 <i>E</i> (-6) × <i>T</i> ² + 1.080649 <i>E</i> (-8) × <i>T</i> ³
液体温度伝導率 <i>TDLF</i>	温度 <i>T</i>	$TDLF$ = 2.634617 <i>E</i> (-3) - 1.389270 <i>E</i> (-4) × <i>T</i> + 3.038978 <i>E</i> (-6) × <i>T</i> ² - 3.319604 <i>E</i> (-8) × <i>T</i> ³ + 1.804178 <i>E</i> (-10) × <i>T</i> ⁴ - 3.916690 <i>E</i> (-13) × <i>T</i> ⁵
気体温度伝導率 <i>TDBF</i>	温度 <i>T</i>	$TDBF$ = 6.154798 <i>E</i> (-4) - 2.970394 <i>E</i> (-5) × <i>T</i> + 5.757056 <i>E</i> (-7) × <i>T</i> ² - 5.588883 <i>E</i> (-9) × <i>T</i> ³ + 2.717373 <i>E</i> (-11) × <i>T</i> ⁴ - 5.267551 <i>E</i> (-14) × <i>T</i> ⁵
液体層流プラント ル数 <i>PRLF</i>	温度 <i>T</i>	$PRLF$ = -5.524044 <i>E</i> 1 + 4.077391 <i>E</i> 0 × <i>T</i> - 1.045005 <i>E</i> (-1) × <i>T</i> ² + 1.269588 <i>E</i> (-3) × <i>T</i> ³ - 7.500030 <i>E</i> (-6) × <i>T</i> ⁴ + 1.750006 <i>E</i> (-8) × <i>T</i> ⁵
気体層流プラント ル数 <i>PRBF</i>	温度 <i>T</i>	● <i>T</i> ≤ 110. $PRBF$ = -1.694000 <i>E</i> 1 + 5.940000 <i>E</i> (-1) × <i>T</i> - 6.650000 <i>E</i> (-3) × <i>T</i> ² + 2.500000 <i>E</i> (-5) × <i>T</i> ³ ● <i>T</i> > 110 $PRBF$ = -9.449000 <i>E</i> 1 + 2.936167 <i>E</i> 0 × <i>T</i> ² - 3.015000 <i>E</i> (-2) × <i>T</i> ³ + 1.033333 <i>E</i> (-4) × <i>T</i> ⁴
液体密度 <i>RHO</i> L2 <i>F</i>	温度 <i>T</i> 圧力 <i>P</i>	<i>T</i> は小数点以下5位を四捨五入して使用のこと、 <i>P</i> は小数点以下を四捨五入して使用のこと。 A = 1.7335122 <i>E</i> 4 - 9.7977502 <i>E</i> 2 × <i>T</i> + 2.3317474 <i>E</i> 1 × <i>T</i> ² - 2.7665224 <i>E</i> (-1) × <i>T</i> ³ + 1.6310051 <i>E</i> (-3) × <i>T</i> ⁴ - 3.8295684 <i>E</i> (-6) × <i>T</i> ⁵ B = -1.3475623 <i>E</i> (-4) ÷ (<i>T</i> - 118) - 5.8882798 <i>E</i> - 7 C = -1.2279589 <i>E</i> (-10) ÷ (<i>T</i> - 118.5) ² RHO L2 <i>F</i> = $A + B \times P + C \times P^2$

表(3. 1d) 数値計算用の窒素物性値近似式(その4)

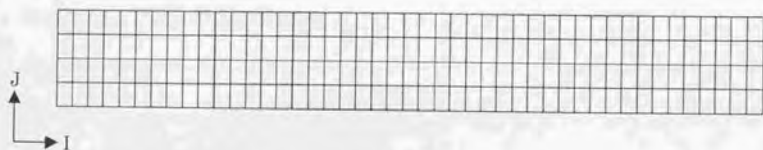
液体エンタルピー <i>HL2F</i>	温度 <i>T</i> 圧力 <i>P</i>	<p><i>T</i>は小数点以下5位を四捨五入して使用のこと。 $A = -2.1690075E5 + 5.7535091E3 \times T - 5.4190524E1 \times T^2 + 3.0518743E(-1) \times T^3 - 4.5188288E(-4) \times T^4$ $B = -3.3688260E(-2) + 2.1064893E(-3) \times T - 5.0829790E(-5) \times T^2 + 6.1085543E(-7) \times T^3$ $C = -3.6509180E(-9) \times T^4 + 8.7032892E(-12) \times T^5$ $C = -8.9518088E(-9) \div (T - 125)^2$ $HL2F = A + B \times P + C \times P^2$</p>
液体圧力 <i>PRHOTF</i>	密度 <i>RHO</i> 温度 <i>T</i>	<p><i>T</i>は小数点以下5位を四捨五入して使用のこと。 $A = 1.7335122E4 - 9.7977502E2 \times T + 2.3317474E1 \times T^2 - 2.7665224E(-1) \times T^3$ $+ 1.6310051E(-3) \times T^4 - 3.8295684E(-6) \times T^5 - RHO$ $B = -1.3475623E(-4) \div (T - 118) - 5.8882798E - 7$ $C = -1.2279589E(-10) \div (T - 118.5)^2$ $PRHOTF = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2C}$</p>
液体圧力 <i>PHHTF</i>	エンタルピー <i>HH</i> 温度 <i>T</i>	<p><i>T</i>は小数点以下5位を四捨五入して使用のこと。 $A = -2.1690075E5 + 5.7535091E3 \times T - 5.4190524E1 \times T^2 + 3.0518743E(-1) \times T^3$ $- 4.5188288E(-4) \times T^4 - HH$ $B = -3.3688260E(-2) + 2.1064893E(-3) \times T - 5.0829790E(-5) \times T^2 + 6.1085543E(-7) \times T^3$ $C = -3.6509180E(-9) \times T^4 + 8.7032892E(-12) \times T^5$ $C = -8.9518088E(-9) \div (T - 125)^2$ $PHHTF = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2C}$ $PHHTF$は小数点以下を四捨五入して使用のこと。</p>

表(3. 1e) 数値計算用の窒素物性値近似式(その5)

液体温度 TRHL2F	密度 RHO エンタルピー HH	$F1 = PRHOTF(RHO, T, sub) - PHHTF(HH, T, sub)$ $F1$ が一番小さい値を取る T を定める。 $TRHL2F = T$ $TRHL2F$ は小数点以下5位を四捨五入して使用のこと。
液体圧力 PRHL2F	密度 RHO エンタルピー HH	$T = TRHL2F(RHO, HH, sub)$ $PRHL2F = PHHTF(HH, T, sub)$ $PRHL2F$ は小数点以下を四捨五入して使用のこと。
飽和気体密度 RHOBf	温度 T	<ul style="list-style-type: none"> ● $T \leq 77.0$ $RHOBf = \exp(-3.760090E1) + 8.993569E0 \times \log(T)$ ● $77.0 < T \leq 120$ $RHOBf = -4.891145E2 + 1.895231E1 \times T - 2.470311E(-1) \times T^2 + 1.095172E(-3) \times T^3$ ● $T > 120$ $RHOBf = -7.170339E5 + 1.808808E4 \times T - 1.521106E2 \times T^2 + 4.264915E(-1) \times T^3$
飽和気体エンタルピー HBF	温度 T	<ul style="list-style-type: none"> ● $T \leq 121$ $B = -3.3688260E(-2) + 2.1064893E(-3) \times T - 5.0829790E(-5) \times T^2 + 6.1085543E(-7) \times T^3$ $-3.6509180E(-9) \times T^4 + 8.7032892E(-12) \times T^5$ ● $T > 121$ $HBF = 1.621592E8 - 4.085645E6 \times T + 3.436918E4 \times T^2 - 9.639593E1 \times T^3 - 253.368E0$



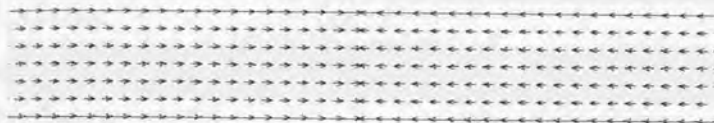
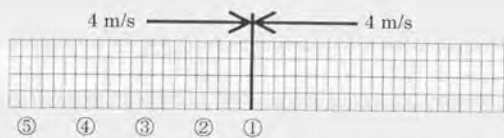
上面図



側面図

衝撃波管用グリッド	
I 方向	183点
J 方向	13点
K 方向	13点

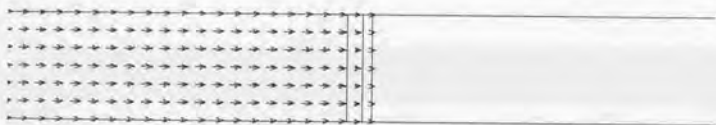
図(3.1) 数値解析コード検証に用いた衝撃波管のグリッド



$t = 0 [\mu s]$: 位置①付近の拡大図



$t = 50 [\mu s]$: 位置②付近の拡大図



$t = 100 [\mu s]$: 位置③付近の拡大図

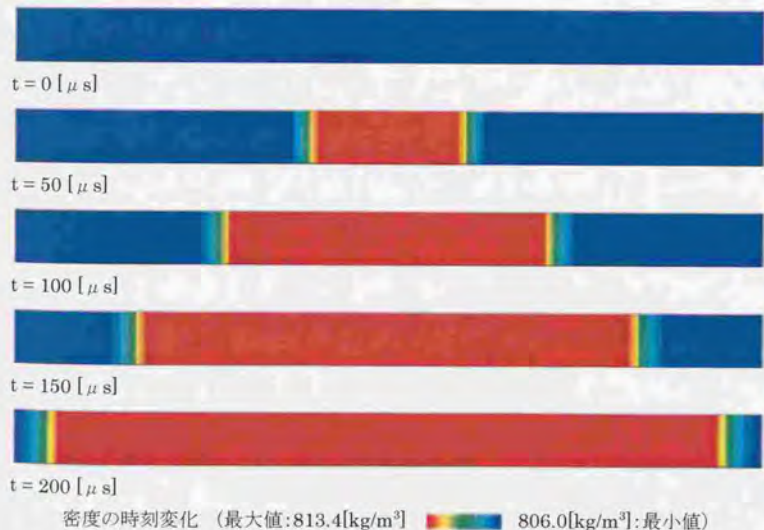
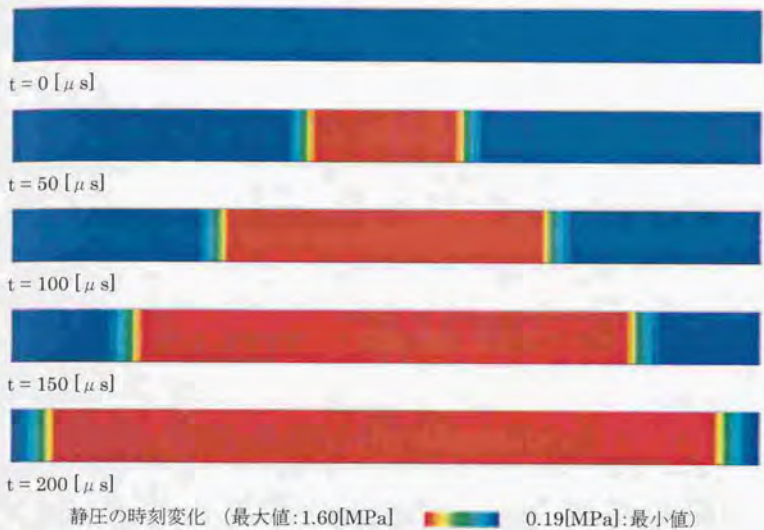


$t = 150 [\mu s]$: 位置④付近の拡大図

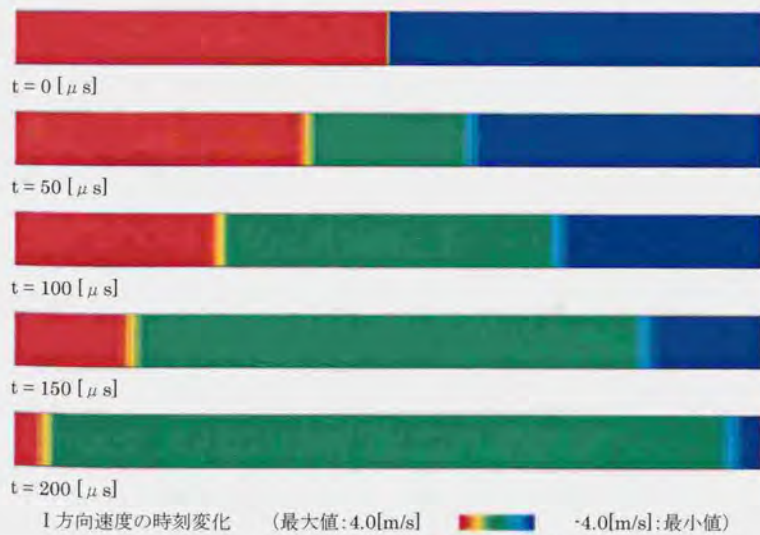
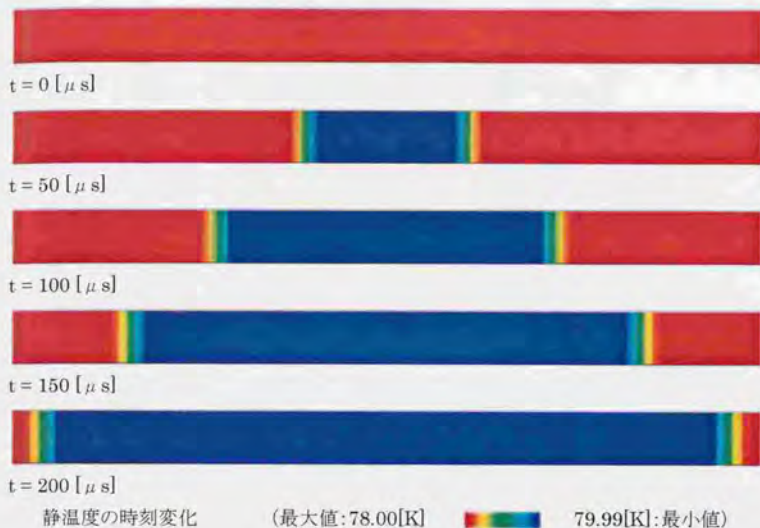


$t = 200 [\mu s]$: 位置⑤付近の拡大図

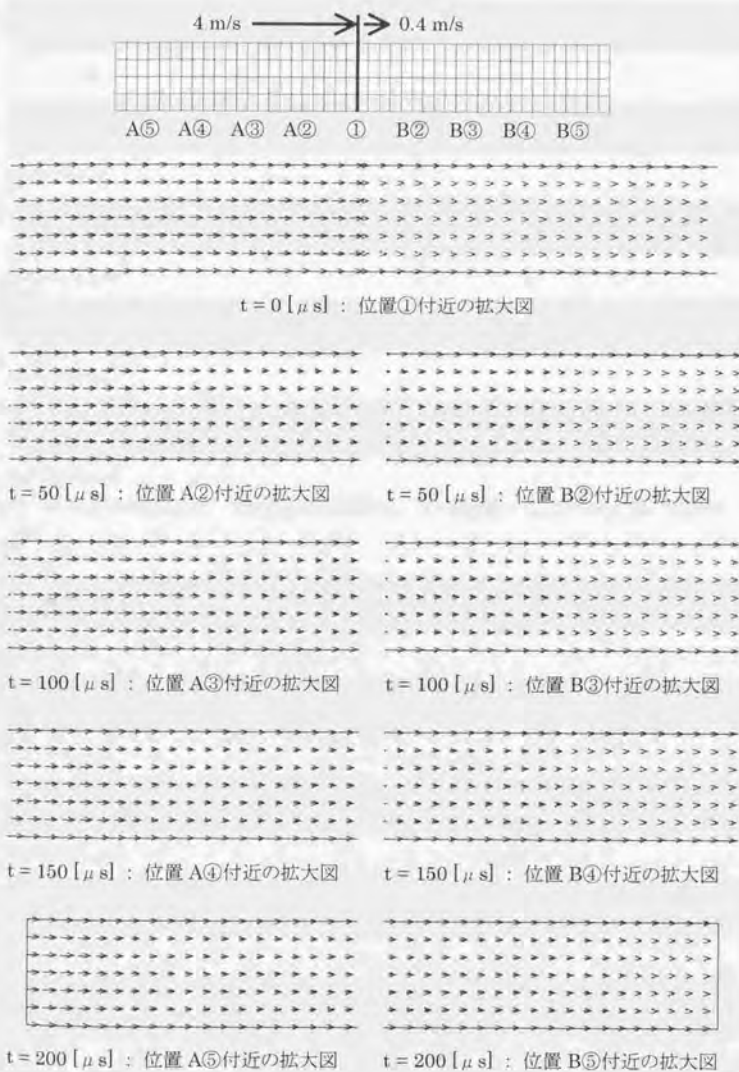
図(3. 2a) 数値解析コード検証の結果(その1. 界面の位置とその近傍の流れベクトル)



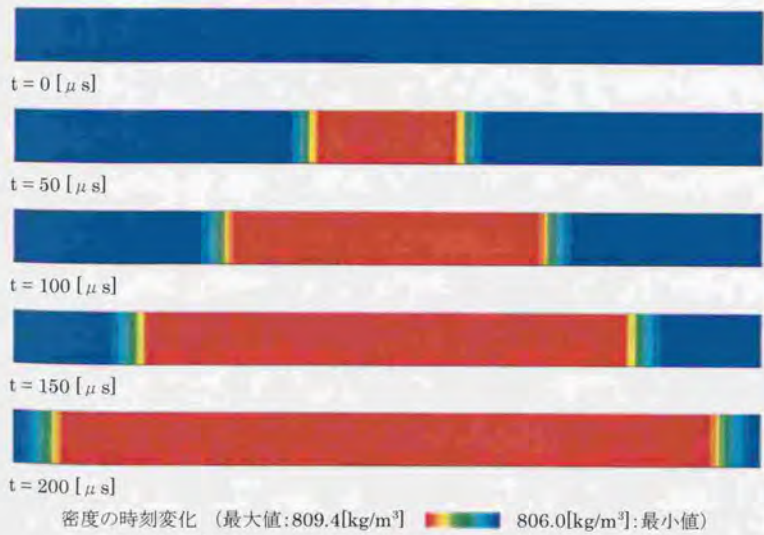
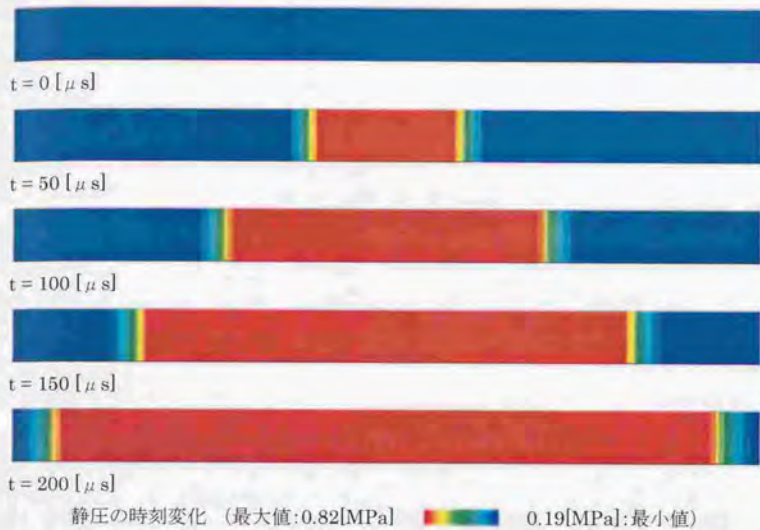
図(3. 2b)数値解析コード検証の結果(その2. 静圧と密度の時間変化)



図(3. 2c)数値解析コード検証の結果(その3. 静温とI方向速度の時間変化)



図(3. 3a) 数値解析コード検証の結果(その1. 界面の位置とその近傍の流れベクトル)



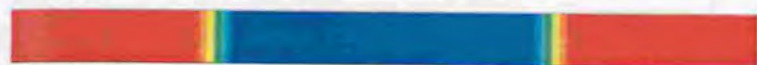
図(3. 3b)数値解析コード検証の結果(その2. 静圧と密度の時間変化)



$t = 0 [\mu s]$



$t = 50 [\mu s]$



$t = 100 [\mu s]$



$t = 150 [\mu s]$



$t = 200 [\mu s]$

静温度の時刻変化

(最大値:78.00[K]



78.00[K]:最小値)



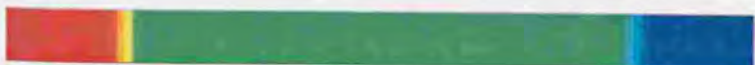
$t = 0 [\mu s]$



$t = 50 [\mu s]$



$t = 100 [\mu s]$



$t = 150 [\mu s]$



$t = 200 [\mu s]$

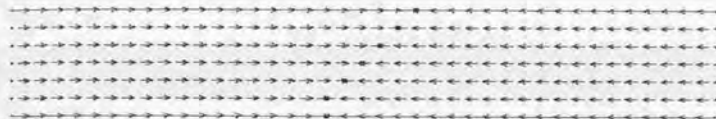
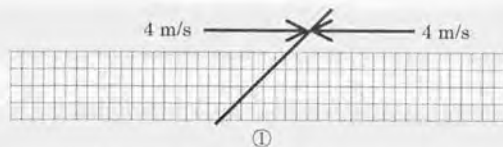
I 方向速度の時刻変化

(最大値:4.0[m/s]



0.4[m/s]:最小値)

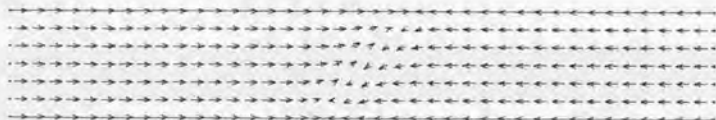
図(3. 3c)数値解析コード検証の結果(その3. 静温とI 方向速度の時間変化)



$t = 0 [\mu s]$: ①付近の拡大図



$t = 5 [\mu s]$: ①付近の拡大図



$t = 10 [\mu s]$: ①付近の拡大図



$t = 20 [\mu s]$: ①付近の拡大図



$t = 30 [\mu s]$: ①付近の拡大図

図(3. 4a) 数値解析コード検証の結果(その1. 界面の位置と中心付近の流れベクトル)



t = 0 [μs]



t = 5 [μs]



t = 10 [μs]



t = 20 [μs]



t = 30 [μs]

静圧の時刻変化 (最大値:1.63[MPa] 0.19[MPa]:最小値)



t = 0 [μs]



t = 5 [μs]



t = 10 [μs]



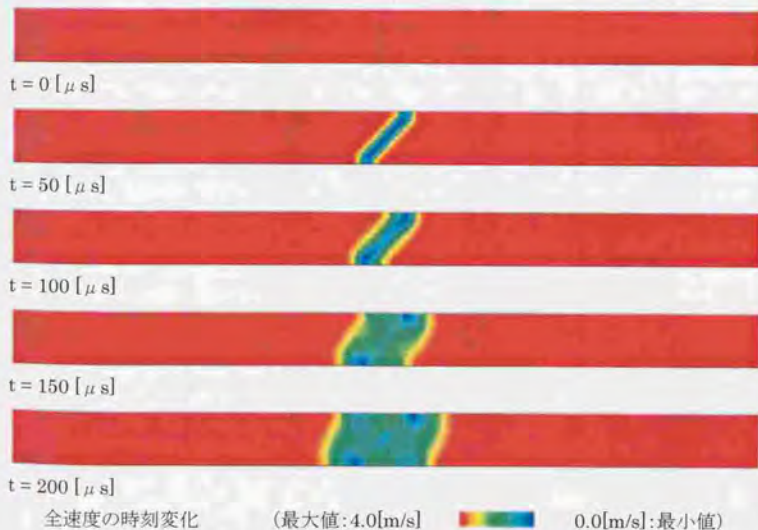
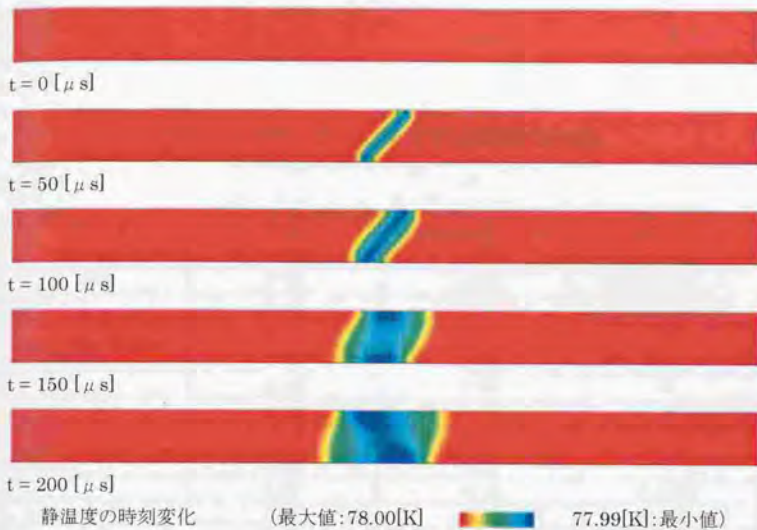
t = 20 [μs]



t = 30 [μs]

密度の時刻変化 (最大値:813.5[kg/m³] 806.0[kg/m³]:最小値)

図(3. 4b) 数値解析コード検証の結果(その2. 静圧と密度の時間変化)



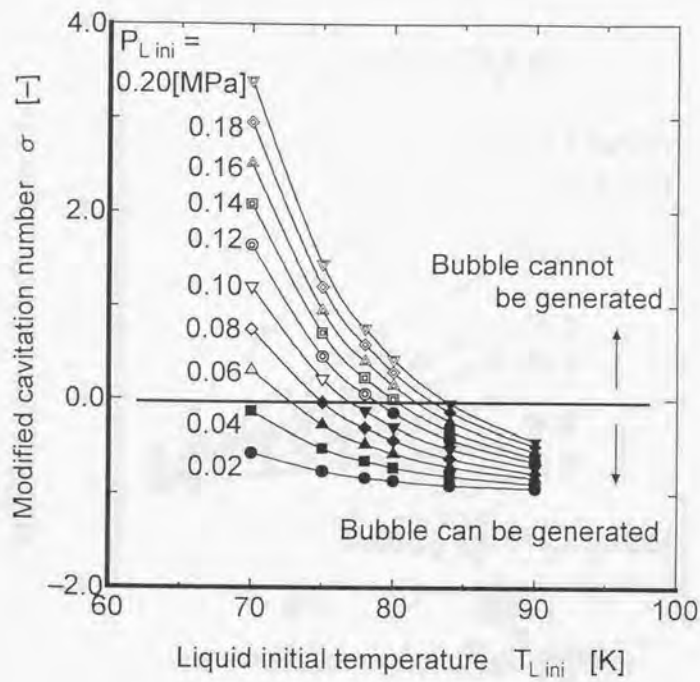
図(3. 4c) 数値解析コード検証の結果(その3. 静温と全速度の時間変化)

表(3. 2a) 1個気泡のタネの気泡発生数値実験の結果

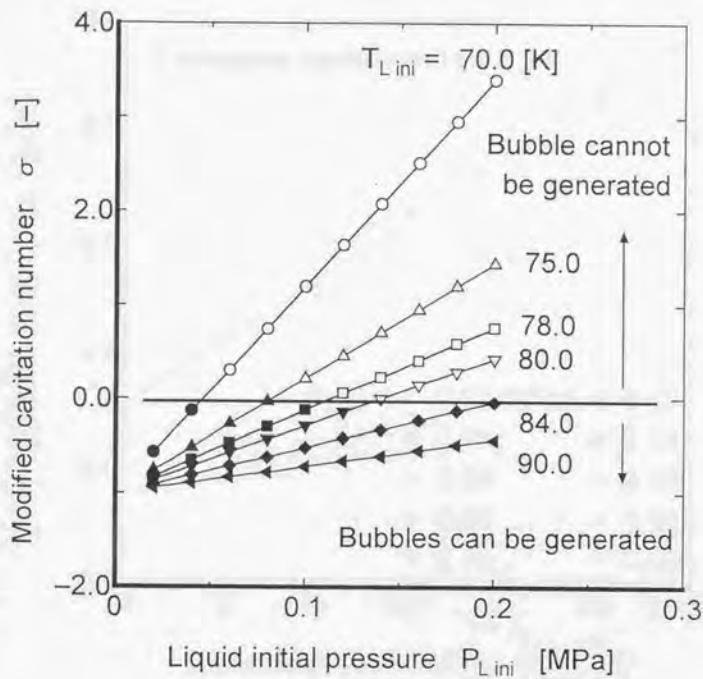
初期液温 [K]	初期液圧 [MPa]	修正キャピテーション 係数[-]	初期気泡径 [μ m]
70.0	0.20	3.40	気泡が発生しない
	0.18	2.96	"
	0.16	2.52	"
	0.14	2.08	"
	0.12	1.64	"
	0.10	1.20	"
	0.08	0.75	"
	0.06	0.31	"
	0.04	-0.13	4.1928
	0.02	-0.57	4.1929
75.0	0.20	1.44	気泡が発生しない
	0.18	1.20	"
	0.16	0.95	"
	0.14	0.71	"
	0.12	0.46	"
	0.10	0.22	"
	0.08	-0.03	5.1986
	0.06	-0.27	5.1987
	0.04	-0.52	5.1988
	0.02	-0.76	5.1989
78.0	0.20	0.76	気泡が発生しない
	0.18	0.59	"
	0.16	0.41	"
	0.14	0.23	"
	0.12	0.06	"
	0.10	-0.12	6.2857
	0.08	-0.30	6.2858
	0.06	-0.47	6.2859
	0.04	-0.65	6.2861
	0.02	-0.83	6.2862

表(3. 2b)1個気泡のタネの気泡発生数値実験の結果

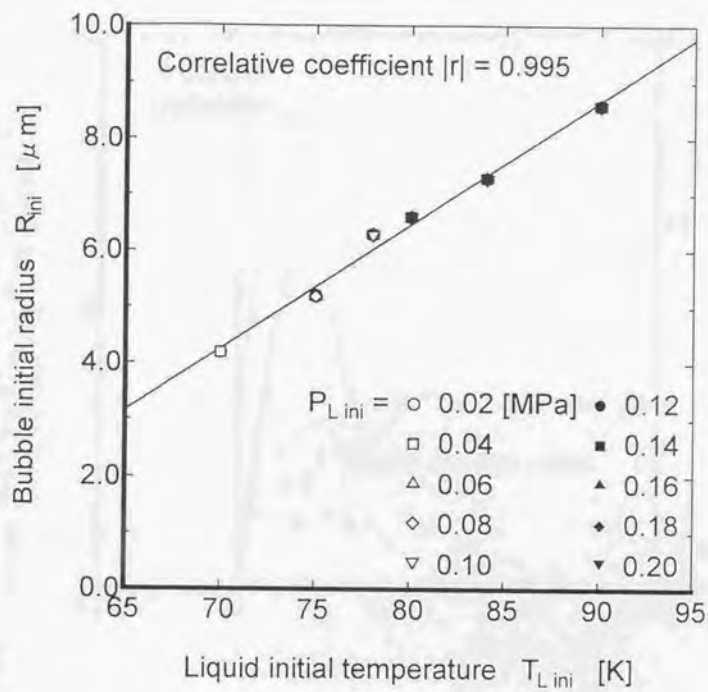
初期液温 [K]	初期液圧 [MPa]	修正キャピテーション 係数[-]	初期気泡径 [μ m]
80.0	0.20	0.43	気泡が発生しない
	0.18	0.29	〃
	0.16	0.16	〃
	0.14	0.00	〃
	0.12	-0.14	6.5985
	0.10	-0.29	6.5986
	0.08	-0.43	6.5988
	0.06	-0.57	6.5990
	0.04	-0.72	6.5991
	0.02	-0.86	6.5993
84.0	0.20	-0.04	7.2886
	0.18	-0.13	7.2888
	0.16	-0.23	7.2890
	0.14	-0.33	7.2892
	0.12	-0.42	7.2894
	0.10	-0.52	7.2896
	0.08	-0.62	7.2898
	0.06	-0.71	7.2900
	0.04	-0.81	7.2902
	0.02	-0.91	7.2905
90.0	0.20	-0.44	8.5874
	0.18	-0.49	8.5878
	0.16	-0.55	8.5881
	0.14	-0.61	8.5884
	0.12	-0.66	8.5887
	0.10	-0.72	8.5890
	0.08	-0.78	8.5894
	0.06	-0.83	8.5897
	0.04	-0.89	8.5900
	0.02	-0.94	8.5903



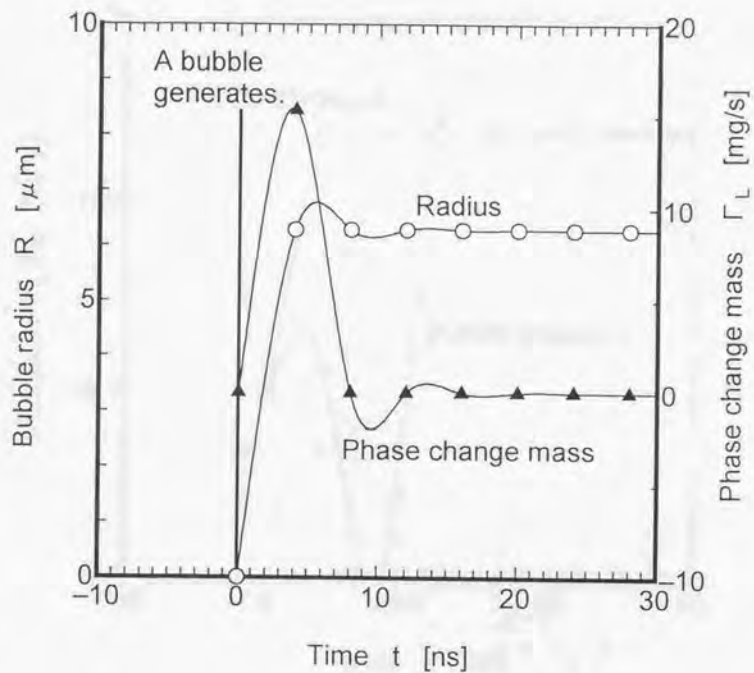
図(3.5) 気泡発生条件と修正キャビテーション係数(その1)



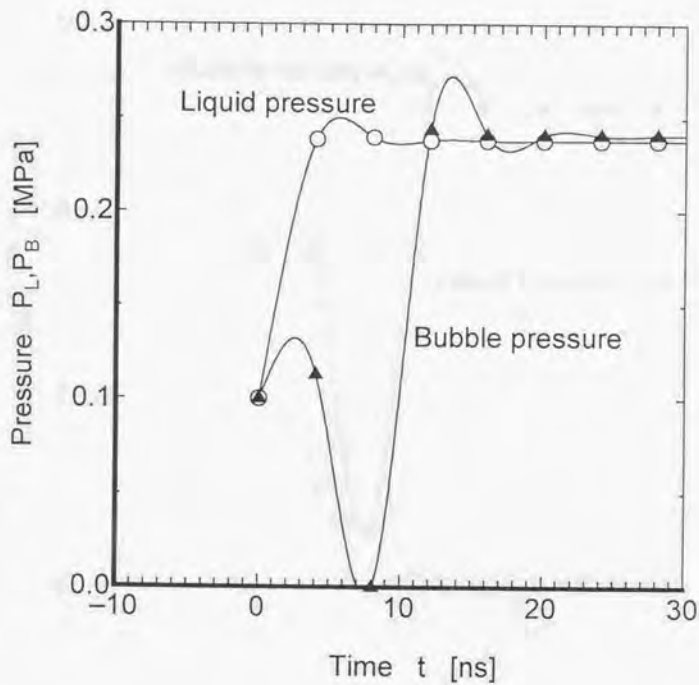
図(3.6) 気泡発生条件と修正キャピテーション係数(その2)



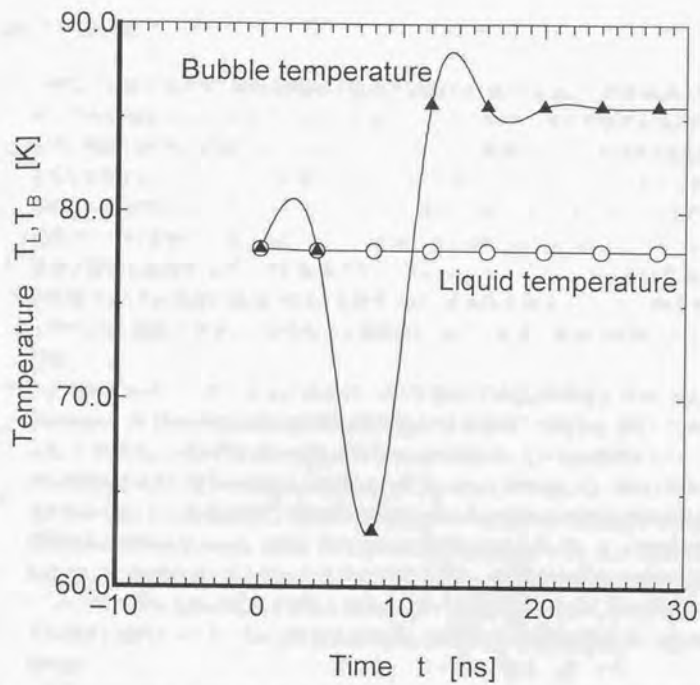
図(3.7) 初期液体温度と初期気泡径の関係



図(3. 8a) 単一気泡の発生直後のリバウンド挙動(その1)



図(3. 8b) 単一気泡の発生直後のリバウンド挙動(その2)



図(3. 8c) 単一気泡の発生直後のリバウンド挙動(その3)

4. サブクール極低温流体のキャビテーション遷移を伴う 先細末広ノズル流れの可視化実験

4-1. はじめに

序論でも述べたように極低温流体は物性や流動の性質が水などの常温流体と異なる。そのため流動を伴うキャビテーションの性質についてより詳しく知る必要があるにもかかわらず、実験が非常に困難であるためロケット開発に伴う開発的なデータはたくさんある(あっても公開されていない)が、基礎的なデータの蓄積があまりない。キャビテーション発生の詳細な原因探求のためにはキャビテーション遷移現象の特徴を明らかにするための基礎的なデータの蓄積が必要となる。そこで、単純な流れ場に発生するキャビテーション遷移現象を観察し基礎的なデータを蓄積することによって、キャビテーション遷移現象の特徴を把握することが非常に重要となる。本研究では、単純な先細末広ノズルで発生するキャビテーション遷移に着目し、可視化による観測と、圧力、温度の計測を同時に行う実験を行う。

ノズル流れキャビテーション遷移について初めての基礎的なものは NASA の Simoneau & Hendricks(1979)が先細末広ノズルの静圧分布を詳しく調べた実験であった。この結果、ノズル内においてキャビテーションが発生している兆候があらわれていたが、可視化されていなかったため、実際にキャビテーションが発生しているかは明らかにはならなかった。この後最近まで、流れ場の状態を知る上で重要な可視化実験は技術的に困難なため行われなかった。最近、筑波大の牧正根ら(1999)が He II の可視化の技術を応用して、先細末広ノズル流れの可視化実験を行い、ノズル拡大部に発生するキャビテーション気泡群とそれに起因する圧力変動についての報告を行った。この報告により、ノズル流れに伴うキャビテーションの発生を確認したとともに、その挙動についても明らかとなった。

本研究では牧正根らの He II の可視化実験技術を導入し図(4.1)に示す装置を製作し、液体窒素を用いた先細末広ノズル流れの可視化と同時に圧力、温度測定をする実験を行う。この実験により、He II に比べてキャビテーションが発生しにくいといわれる窒素級の温度レベルを持つ極低温流体に発生するキャビテーションの特徴を明らかにすることができる。また、サブクール液体窒素のノズル内でのキャビテーション遷移現象とそのときの圧力分布と温度場を観測することで、Simoneau & Hendricks の実験が2相化していたことを確認することが可能となる。さらに、キャビテーション遷移が発生する圧力や温度の条件についても解明できる。そして、キャビテーション遷移の発生点やキャビテーション気泡群の形成および成長過程などノズル流れにおけるキャビテーション遷移を詳しく解析することによって、キャビテーション発生メカニズムを解明するための基礎データとなる。

4-2. 実験装置

4-2-1. 先細末広ノズル

先細末広ノズルの形状は、NASAのSimoneau & Hendricksが行なった先細末広ノズルの静圧分布のデータが詳細で量も豊富であるため、比較検討が可能なように彼らの実験と同一形状とした。Simoneau & Hendricksは3種類のノズルを用いて実験していたが、本研究では可視化実験を目的としているため2D形状のノズル図(4.2)を採用した。

以下にノズルの形状を述べる。ここで、ノズルの流れ方向をI方向、ノズル幅方向をJ方向、奥行方向をK方向と呼ぶ。ノズルの片面は平面であり、対面はコンバージェント部とスロート部、ダイバージェント部を持つ。コンバージェント部は約(I方向に)86[mm]あり絞り半角 6.84° でノズル幅(J方向に)10[mm]から1[mm]に絞る。スロート部は約(I方向に)9[mm]にわたってノズル幅(J方向に)1[mm]の等断面積区間である。ダイバージェント部は拡大半角 2.98° でノズル幅(J方向に)再び拡大する。側壁は両面とも平面で(K方向に)奥行10[mm]の間隔を保ち平行となる。スロート中心より半径25[mm]の範囲は可視化のために高精度に表面加工された石英ガラス製の観察窓がある。その他の領域はアルミニウム製である。

ノズルは図(4.3)に示すテストセクション内に設置した。ノズルの入口には導入板と呼ばれる板が取り付けられ、ピストンシリンダによって押し出された流体がスムーズにノズル入口へ導かれた。テストセクションには入口温度、入口全圧を計測するプローブがノズルに入る流体に悪影響を及ぼさないように工夫を施した。

観測はJ方向に行なう。観測位置を上下適切な位置に移動できるよう、コンバージェント部とスロート部、ダイバージェント部をI方向に動かせる。スロート幅も変更できるようノズルの壁面もJ方向に移動できるが、本実験ではNASAのSimoneau & Hendricksの実験と比較できるよう幅1[mm]に固定して行なった。

4-2-2. 流動装置

液体の押し出しに筑波大の牧正根らはベローズと呼ばれる金属製のジャバラを用いた。ベローズは片側が完全密閉されているため、ピストンシリンダに比べ流量が正確に設定できる利点がある。しかし、液体窒素でキャピテーションを発生させるためにはHe IIに比べ非常に大きな流量を流す必要があるため、本実験では比較的大流量を流せるピストンによる駆動を採用した。具体的には、図(4.4)に示すような直径80[mm]のピストンシリンダとパワーシリンダと呼ばれる電動押し出し装置を使用した。

ピストンはベローズと異なりシリンダとの間に漏れがあるためシールが非常に重要となる。そのためピストンリングには低温脆性を検討した結果テフロン性のOリングを2本用いた。ピストンを押し出すパワーシリンダは専用コンピュータによって電子制御されている。最高押出速度100[mm/s]で約0.07[mm/s]単位で任意に速度調節が可能である。最高押出速度(100[mm/s])時、(ピストン断面積5027[mm²]でスロート断面積10[mm²]より計算

すると)スロート部において約 50[m/s] (キャビテーション気泡が発生しない場合)となり最低押出全圧約 1[MPa]必要なため、パワーシリンダの押し出し力は最高押出速度時 5000[N]必要である。しかしながら、実際のピストンリングとテストセクション各部には少なからぬ漏れがあるため設計想定押出全圧よりも低めの値になると予想されるため、押し出し力は 4900[N]で十分であると判断し、4900[N]のパワーシリンダを採用した。

4-2-3. クライオスタット

液体窒素は標準気圧(0.1013MPa)で 77.3K であるため大気中で保持することは不可能である。そのため図(4. 5)に示すクライオスタット内に実験窒素槽を設置した。クライオスタットには次の2つの大きな機能がある。1つ目は、実験窒素槽に流入する熱の中で一番大きな割合を占める、空気の対流による熱輸送をカットする機能である。これは、クライオスタット外容器と実験窒素槽の間の空気を真空ポンプで常に排除し、真空を維持することで断熱する。2つ目は、実験窒素槽に流入する熱の中で次に大きい、上部からの熱伝導による熱流入をカットする機能である。図(4. 6)に示すように、予冷槽と呼ばれる槽を実験窒素槽の外壁に沿うように配置する。予冷槽内にも液体窒素を注入しておく。このとき、予冷槽の液面を実験窒素槽の液面よりも高く保つことにより、クライオスタットの上蓋から実験窒素槽の壁面に沿って流入する熱を予冷層の液体窒素によって吸収することができる。これにより、実験窒素槽へ流入する熱を非常に小さく抑えることができる。これら2つの機能によって実験窒素槽へは放射を除いた、対流と熱伝導を極力抑えることができるようになり、低温が保持しやすくなる。

クライオスタット外容器下部と実験窒素槽下部にはのぞき窓が設けてあり、テストセクションの観察窓が外から覗けるように作った。この窓により窒素の流動を可視化した。

4-2-4. 観測装置および計測装置

流動の様子はのぞき窓より観察した。窓はテストセクションの両側の観察窓2枚、実験窒素槽の両側ののぞき窓2枚、クライオスタット外容器の両側ののぞき窓2枚、計6枚の石英ガラスが直線上に配置され、通過光方式の観察ができる。6枚ものガラスを通しての観察となるため、くもりや歪みがでないようにガラスの洗浄と平行度は適切に管理した。

図(4. 7)に示すように実験の全体的な観察と時間変化の観察にはデジタルビデオを使用した。キャビテーション気泡の発生点近傍の様子は自作の望遠鏡にスチールカメラを取り付け約 100 倍の写真を撮り観察した。図(4. 8)に示すように温度は入口温度を、圧力は入口全圧、出口全圧、スロート壁静圧を計測した。温度は図(4. 9)に示す性能を持つ K 熱電対をテストセクション内に取り付けて計測した。プローブから導いた圧力情報は図(4. 10)に示す性能を持つ共和電業製のダイヤフラムひずみゲージ式のセンサによって電圧データに変換し、アンプを通してから、コンピュータの AD ボードに接続し記録した。

図(4. 8)に示すように、スチールカメラによる写真の撮影タイミングが圧力データとリンクして記録されるように、圧力データにはストロボに連動した信号も記録した。

4-3. 実験方法

4-3-1. 極低温流体の注入と温度の安定

液体窒素は図(4.6)に示すようにサイフォン式で予冷槽、実験窒素槽の各槽に注入した。液体窒素タンクにコンプレッサによって圧力をかけ液体窒素を注入した。注入の初期段階においては各槽の温度とピストンシリンダの温度、テストセクションの温度などすべての温度が常温状態に近いので液体窒素は各部に接触した瞬間に気化してしまった。しかし、液体窒素が気化する際に接触した各部の熱を気化熱として奪うため、各部は徐々に冷却されていった。この過程は予冷と呼ばれている。予冷にはほぼ1時間程度必要とする。やがて、予冷槽と実験窒素槽、ピストンシリンダ、テストセクションなどのすべての温度が窒素の飽和温度に近づくと窒素は液体のまま各槽内に存在できるようになり、10分ほどで規定の液まで液体窒素がたまった。この予冷の段階(の1時間の間)に徐々に冷やされるため、予冷槽をはじめ実験窒素槽やピストンシリンダ、テストセクションなどのすべての温度は窒素の飽和温度に安定していた。液体窒素の温度も飽和して安定していた。そのため注入後、すぐに実験をはじめても温度の安定性に問題はなかった。

実験が開始され流体がピストンにより押し出されると、シリンダ内の液体窒素は圧力が高められ飽和状態からサブクール状態へと変化し、ノズルに注入された。

4-3-2. 実験手順

ピストン内の気泡を除去する目的でピストンを数回上下させる。

以上で準備完了である。以後、以下の手順によって実験を行なう。

1. パワーシリンダの速度を実験条件にセットする。
2. 温度を計測し、圧力の記録を開始する。ビデオによる観測の場合、観測を開始する。
3. パワーシリンダを作動させ液体窒素をノズルに流入させる。
4. スチールカメラによる観測の場合、キャビテーションを確認した後、撮影を行なう。
5. 実験終了。

繰り返し実験を行なう場合は1から5を繰り返す。

4-3-3. 解析手法

ビデオによる観測では、観測した画像をコンピュータに取り込み解析した。キャビテーション気泡の発生源、発生領域、消滅点などのデータを映像より解析した。また、ピストン起動直後のキャビテーション気泡発生域の非定常変化についても解析した。

スチールカメラによる観測では、現像してプリントした画像を解析した。キャビテーション気泡発生源近傍の細かな気泡の運動の様子を中心に解析した。

気泡径は μm オーダと予想され、スチールカメラと自作の望遠鏡を用いた100倍撮影においても気泡形状を捉えることはできなかった。そのため、気泡径の値や分布に関してはデータを取得することができなかった。

4-4. 実験結果

4-4-1. 供試液体

実験には液体窒素を用いた。安価であること、無毒であること、難燃性を有し安全であることなどの特徴を有し、ハンドリングが良いため採用した。

液体窒素の物性を表(4.1)に示す。標準体気圧(0.1013[MPa])において77.3[K]で飽和する。常温雰囲気中に設置したクライオスタット内に保持した液体窒素に対しては、外部からの熱流入により、基本的に温度を高めようとする力が働く。このため、液体窒素の温度は、飽和温度に固定されていた。この性質を利用し、クライオスタット内の実験窒素槽の内圧を0.1013[MPa]に管理することによって、液体窒素の温度を77.3[K]に安定的に維持することができた。

4-4-2. 実験条件

ピストンの速度を変化させることによってノズルに供給する液体窒素の流量を変化させた。ピストンの速度を48.8[mm/s](ケース1)、65.0[mm/s](ケース2)、81.3[mm/s](ケース3)、97.5[mm/s](ケース4)の4通りに制御し実験を行なった。実験条件を表(4.2)にまとめる。各々の速度において得られた入口全圧、スロート静圧、出口背圧の圧力データを図(4.11)~図(4.14)に示す。

(1)(ケース1)、(ケース2)

図(4.11)、図(4.12)に示すように0[s]においてピストンを押しはじめた後、全圧の比較的小さな上昇が観察された。これは、ピストンシリンダ内に溜まっている蒸気が押しつぶされて飽和状態からサブクール状態へと変化している過程であったと思われる。

この過程の後、ピストンは直接液体に仕事をするようになり、全圧は上昇した。あるレベルに全圧が達すると緩和振動を伴いながらではあるが、スロートと漏れ流路を通る流体の圧損が、ピストンの押出全圧と釣り合い、一定の圧力に落ち着いてゆく現象が観察された。スロート部の静圧は流動に伴う動圧の効果によって減少した。

ピストンが下端部に達して停止すると、入口全圧、スロート壁静圧、出口背圧ともに初期状態へと回帰した。

全圧が振動を伴いながらも一定の圧力レベルに落ち着いている付近を定常状態とみなし、撮影を行った。

(2)(ケース3)、(ケース4)

図(4.13)、図(4.14)に示すように0[s]においてピストンを押しはじめた後、ピストンシリンダ内に溜まっている蒸気が押しつぶされている過程であると思われる全圧の比較的小さな上昇は本条件においても同様に観察された。

この過程の後、(ケース1)、(ケース2)と異なる挙動を示した。全圧は大きく上昇し最高値をとった後、過減衰に似た挙動を示しつつ一定の圧力レベルへ漸近していった。スロート部の壁

静圧は流速から推察すると動圧の影響によって減少するはずであるが出口背圧とほとんど同じ値をとった。これは、キャビテーション気泡発生による緩和現象によって圧力が上昇した影響であったと考えられる。

ピストンが下端部に達して停止すると本条件においても同様に入口全圧、スロート壁静圧、出口背圧ともに初期状態へと回帰した。

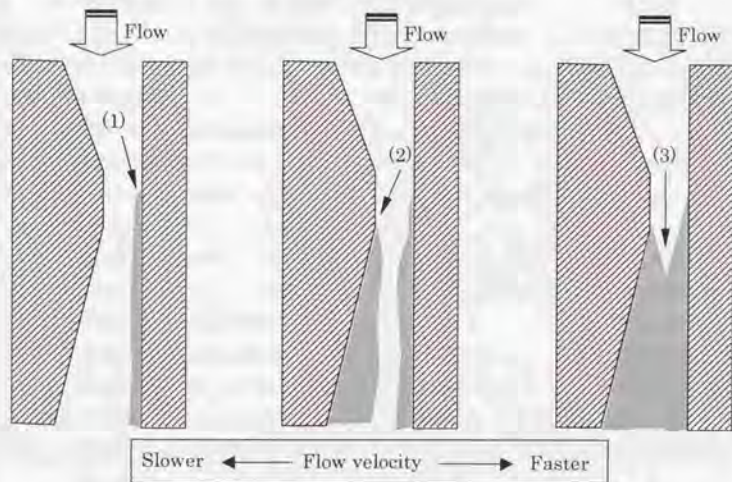
全圧が大きく上昇し最高値をとった後、一定の圧力レベルへ漸近した付近を定常状態とみなし、撮影を行なった。

(ケース1)～(ケース4)ともに数回程度実験を行なった結果、再現性は良く、繰り返し実験によるデータの蓄積にも問題ないレベルにあったといえる。

4-4-3. キャビテーション気泡の発生位置と気泡群の形状

図(4.15)～図(4.18)にデジタルビデオによって撮影した画像(上)と、その画像をコンピュータに取り込み処理を施しキャビテーション気泡群の影を示した画像(下)を組で示す。撮影には透過光照明を用いた。そのため、液相部分はそのまま光を透過するため明るく白く映るが、キャビテーション気泡群が存在している部分は光を散乱させるため暗く黒く映った。この明暗によりキャビテーション気泡群は可視化された。より色の濃い部分はボイド率が大きい部分と考えられた。しかし、写真上の色の濃淡からボイド率を推定するなどの定量的な評価は撮影精度の問題から困難であり行うことができなかった。キャビテーション気泡の個々の径は映像からは識別不可能な微細なものであり、映像に捕えられているのはこれらが集まったものであった。

このキャビテーション気泡ははじめにスロート内の壁面付近で発生した。下図にキャビテー



シオン気泡群の発生状況を表す模式図を示す。

図(4.19)は、模式図の(1)付近に一番はじめに発生するキャビテーション気泡の発生地点をスロート前縁からの距離によって表した図である。この図(4.19)より明らかのように、いかなる条件においてもスロート前縁からほぼ4.5[mm]の地点より発生した。この点には静圧測定用の静圧孔が開いていた。このスロート内に存在する静圧孔が直接的なきっかけとなってキャビテーション気泡が発生したと考えられる。静圧測定用の穴は直径0.6[mm]であり、奥行き10[mm]の直線壁面上の中央に存在していた。十分に小さい径であると思われたがスロート幅が1[mm]であるため、キャビテーション気泡を発生させるだけの大きな影響力を持っていたと思われる。これと同様の静圧孔は他に6か所ほど存在しているが他の静圧孔からキャビテーション気泡が発生することはなかった。この静圧孔だけからのみキャビテーション気泡が発生した原因は、スロート部の局所的キャビテーション係数がマイナスの値を取るような非常にキャビテーションの発生しやすい雰囲気下であったため、些細なきっかけによってキャビテーションが発生しやすくなっていたためと考えられる。このような現象は、従来から予測されていた現象ではあるが、実際に液体窒素のノズル流れにおいても確認されたことはなく、非常に興味深い現象が捉えられた。

静圧孔というきっかけによって次々と発生したキャビテーション気泡は、静圧孔から離れた領域に移動してもそのまま維持され、キャビテーション気泡群へ成長していった。このとき、図(4.15)～図(4.18)からわかるようにボイド率ももっとも大きいと思われる黒色の濃い領域は壁に近く、しかし、少し離れた領域に、壁に沿って層状に存在していた。この様にキャビテーション気泡が壁面近傍にのみ存在する原因は、キャビテーション気泡が壁面からの熱流入によって支えられていたためと考えられる。壁面はアルミニウムでできているため熱伝導が非常に良く、かつ、熱容量が大きいため、本実験のような数秒程度の実験においては等温壁として存在していたと思われる。壁面は実験開始前、飽和液中に長時間浸かるため飽和温度になる。ピストンを動かし流体を流動させるとスロート付近ではキャビテーション気泡が発生した効果でわずかながら静温が低下する。このため、ノズル壁面から流体に対して熱が供給される状態となる。この現象によって壁面近傍の流体はサブクール液から飽和液へ、さらにスーパーヒート液へと変化し蒸発が起りやすくなってゆき、次々に連鎖反応としてキャビテーション気泡が発生しキャビテーション群を構成したと考えられる。この過程が、壁面付近においてのみキャビテーション気泡が次々に生み出された原因と思われる。

以上に示したようにキャビテーション気泡は、第1段階として、スロート部の静圧孔の存在する平面の模式図(1)付近において発生するキャビテーション気泡は、後流域へと流されても消滅せず群を構成した。より流速が速い場合には、第2段階としてスロート後縁の拡大前縁の模式図(2)付近からも対になるようにキャビテーション気泡が発生し、後流に流されても、こちらも消滅せず群を構成した。この対になる模式図(2)付近のキャビテーション気泡の発生過程は模式図(1)付近のキャビテーション気泡の発生過程と異なる。観察された相違点としては、

第1に、模式図(2)付近より発生するキャビテーション気泡群は模式図(1)付近より発生するキャビテーション群が発生した後に発生すること。

第2に、模式図(2)付近には静圧孔などの目立った外乱要因が存在しないこと。

第3に、模式図(2)付近のキャビテーション気泡の発生点は流速によって異なること、
などが挙げられる。

図(4.20)に模式図(2)付近にて発生するキャビテーションの発生点を示す。この図(4.20)より模式図(2)付近で発生するキャビテーションの発生点は、流速が速いほど上流側に推移していった。スロート近傍は流路が狭いため圧損が大きく、圧力勾配が大きい。そのため液体は急激に膨張させられ、静圧孔のような特に目立つきっかけがなくてもキャビテーション遷移現象が発生し易い場所であったと思われる。流速が速くなると静圧がより大きく低下するため飽和蒸気圧を下回る地点がより上流側へシフトし、より上流側においてキャビテーションへの遷移が発生したためと考えられる。

流速が更に速い場合には2つの気泡群は模式図(3)に示すV字型形状で合流し1つのキャビテーション気泡群として流路断面全体に広がり、後流方向へと発達した。2つのキャビテーション気泡群によって挟まれた液体流が、2つのキャビテーション気泡群に挟まれることで流路が狭められ加速され、その効果で、2つのキャビテーション気泡群は液体流にさらに引きずり込まれる。こうして2つのキャビテーション気泡群は徐々に互いの距離を詰めてゆき、合流するものと思われる。図(4.17)において模式図(2)付近よりキャビテーション気泡群が発生し出す点から、平面壁近傍に予め発生している模式図(1)付近より発生したキャビテーション気泡群の厚みが急に盛り上がる現象を観察できる。これは前述したとおり、液体流路が狭められた影響によって流速が速まり、キャビテーション気泡群がさらに吸い込まれる現象と解釈できる。この現象は、前述の2つのキャビテーション気泡群が大きく発達して流路全体にキャビテーション気泡群が存在する状況においてスロート壁静圧と出口背圧がほとんど等しくなる原因と考えられる。なぜなら、スロート壁静圧と出口背圧が等しくなるということは、ノズル拡大部がディフューザとして機能していないということであり、液体流路が拡大していないことを示すためである。

図(4.21)に模式図(3)の2つのキャビテーション気泡群が合流する点の位置を示す。ぼらつきが大きいけどの流速においてもスロート前縁からほぼ 23[mm]の点で合流が起こったことがわかる。

4-5. まとめ

液体窒素を用いた先細末広ノズル流れの可視化実験と圧力測定を行ない、従来、詳しく解析されたことのなかったキャビテーションの発生位置とキャビテーション気泡群の形状について確認することができた。

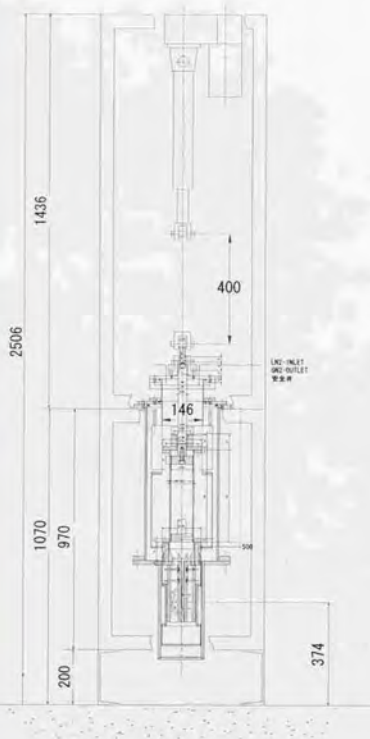
発生するキャビテーション気泡の径は μm のオーダーであると考えられ、自作望遠鏡を用いた100倍写真撮影によっても計測することはできなかった。

キャビテーション気泡はスロート部の壁面近傍のある特定の2点より各々独立に発生することが確認された。1つはスロート内部の静圧孔であった。もう1つは拡大部前縁であった。これより、キャビテーションの発生点は、壁面のキャビティや傷等の擾乱要因が存在する場所と、流路断面積が拡大する場所と予測される。

各々のキャビテーション気泡は次から次へと発生しては後流部へと流されてゆき群へと発達していった。このとき、ボイド率の大きな領域は壁面近傍の壁面から少しだけ離れた領域に、壁面に沿って層状に存在した。どちらか一方に発生したキャビテーション気泡群は、対壁のキャビテーション気泡群の発生を誘起した。これら2つのキャビテーション気泡群は徐々に厚みを増してゆき、スロート前縁からほぼ23[mm]ほど後流においてV字型形状をとりながら合流し、流路断面全体に広がったキャビテーション気泡群を形成した。

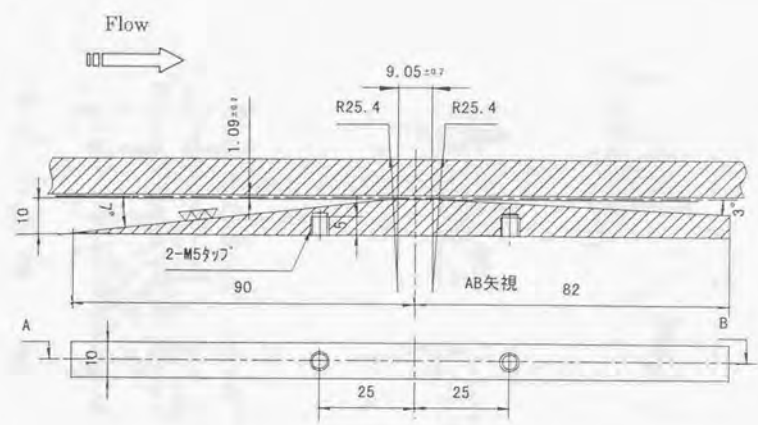
拡大部前縁に発生するキャビテーション気泡の発生点は流速が速いほど上流方向へ遷移して行くことも観察された。

キャビテーション気泡群が大きく成長している場合には、スロート壁静圧と出口背圧の圧力差が小さくなる傾向があった。

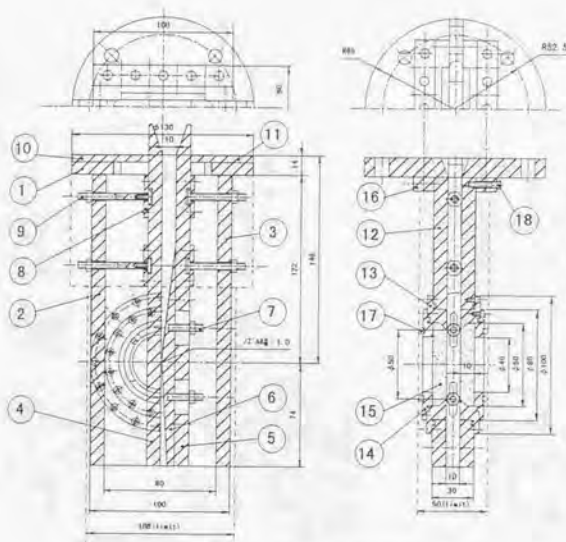


図(4.1) 実験装置全景

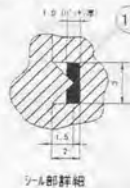
+



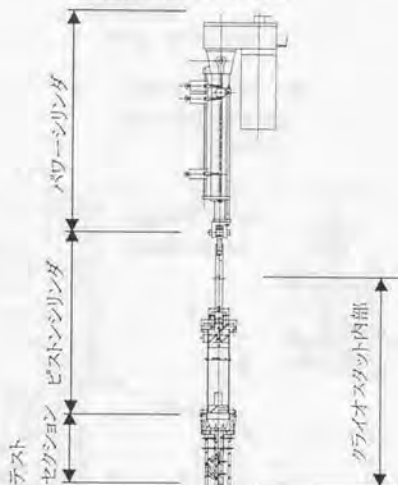
図(4. 2)先細末広ノズル



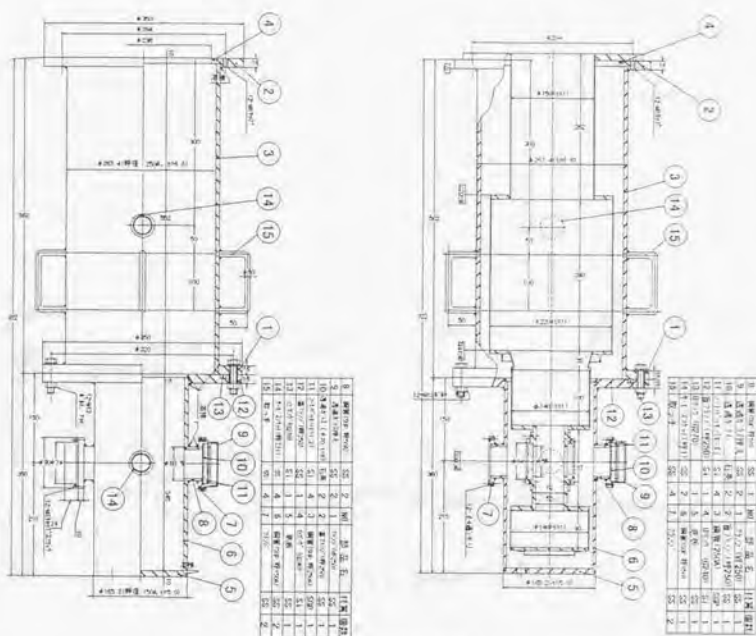
No.	部品名	材質
1	2522 (φ70, 1754.0)	
2	壁 (1)	
3	壁 (2)	
4	ストレートノズル部	
5	ノズル	
6	ノズル	
7	端え込みボルト	
8	固定部	
9	ノズル固定用ボルト	
10	鉄線材 (1)	
11	鉄線材 (2)	
12	大鋼球	
13	導流板 (1) - 45°	
14	導流板 (2) 固定	
15	導流板 (3)	
16	大鋼球固定具	
17	レール (1) (修正)	
18	鋼球固定具用スリット	
19	レール	
20		
21		



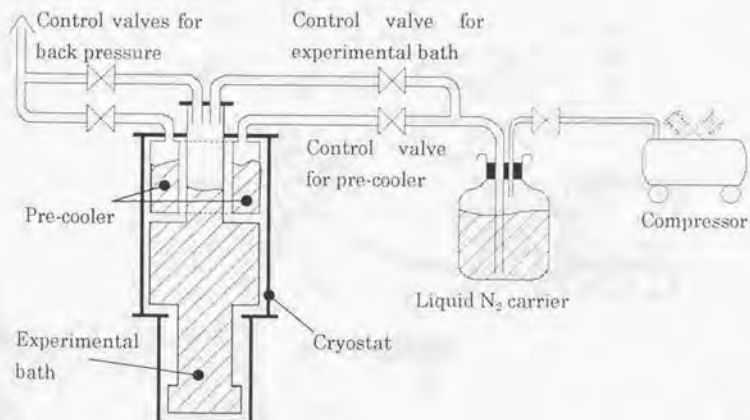
図(4.3)テストセクション



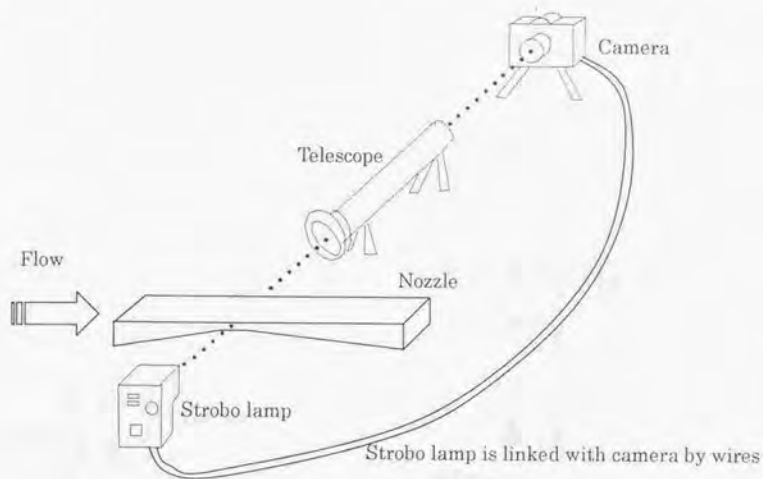
図(4.4)流体押し出し装置およびテストセクション



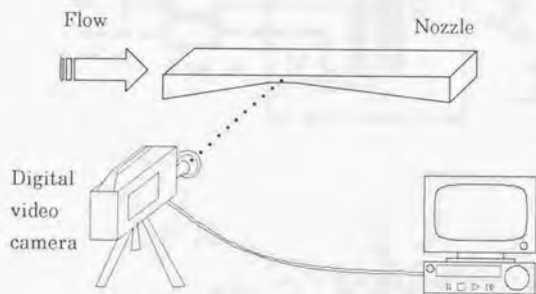
図(4.5) グライオスタット



図(4.6) 液体塞素流動システム

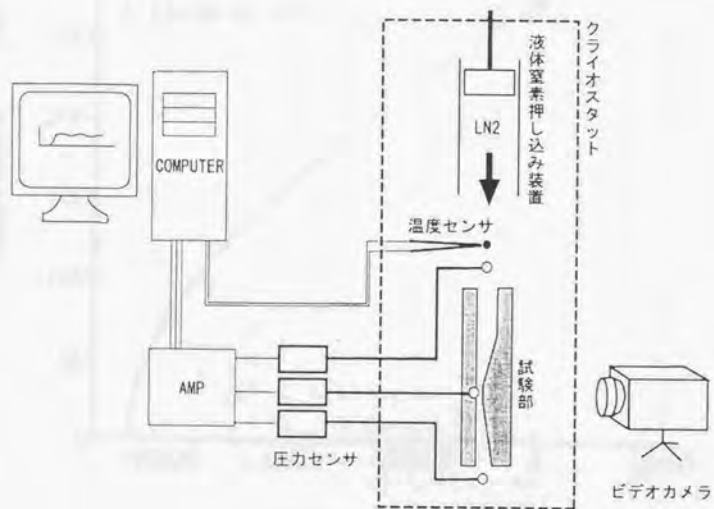


スチールカメラ撮影時

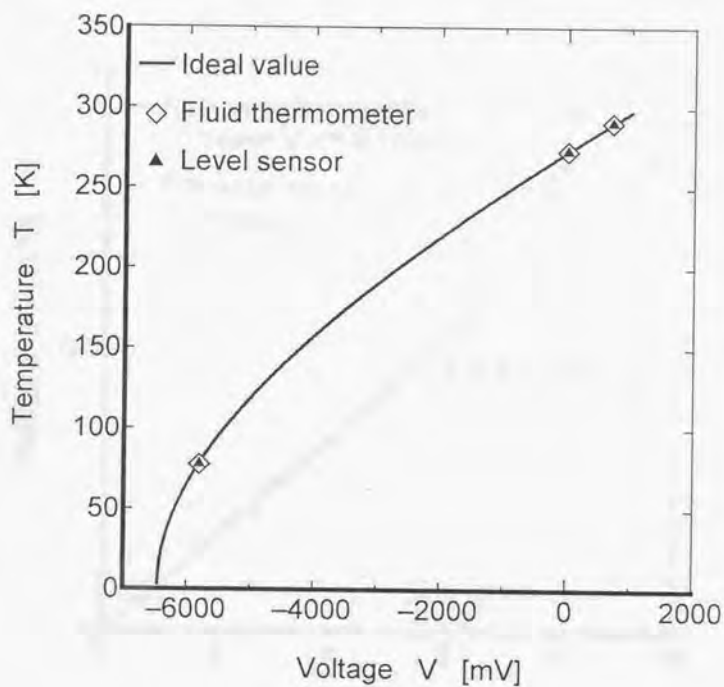


ビデオカメラ撮影時

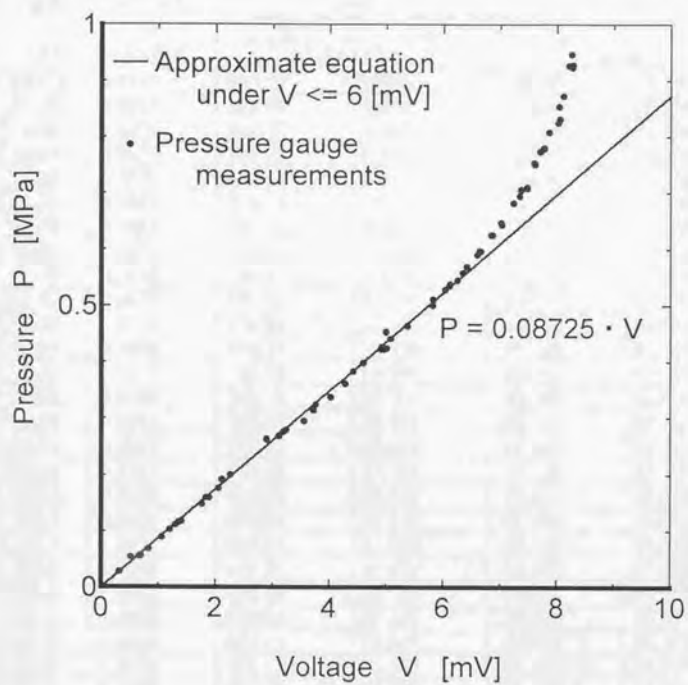
図(4.7) 可視化実験視測装置模式図



図(4.8) 温度、圧力計測装置、撮影タイミング記録装置模式図



図(4.9) K 熱電対起電力表および校正結果



図(4.10)圧力センサ起電力および較正結果

表(4. 1a) 液体窒素の飽和物性値(日本機械学会 流体の熱物性値集より)

温度 T [K]	飽和圧力 P [MPa]	密度		比エンタルピー	
		ρ_L	ρ_g	h_L	h_g
		[kg/m ³]		[kJ/kg]	
63.148	0.0125	867.78	0.675	-150.35	64.840
67.00	0.0243	852.96	1.242	-142.67	68.459
70.00	0.0386	840.77	1.898	-136.57	71.159
72.00	0.0513	832.33	2.464	-132.477	72.891
74.00	0.0670	823.65	3.151	-128.35	74.563
76.00	0.0862	814.74	3.973	-124.22	76.170
78.00	0.1094	805.60	4.949	-120.08	77.705
80.00	0.1370	796.24	6.094	-115.93	79.163
82.00	0.1696	786.66	7.429	-111.76	80.538
84.00	0.2078	776.86	8.973	-107.57	81.824
86.00	0.2519	766.82	10.747	-103.35	83.014
88.00	0.3028	756.54	12.776	-99.102	84.101
90.00	0.3608	745.99	15.085	-94.817	85.077
92.00	0.4266	735.18	17.701	-90.488	85.936
94.00	0.5007	724.06	20.657	-86.107	86.667
96.00	0.5837	712.62	23.988	-81.667	87.261
98.00	0.6763	700.83	27.734	-77.158	87.707
100.0	0.7790	688.65	31.943	-72.571	87.991
102.0	0.8925	676.04	36.671	-67.896	88.098
104.0	1.0174	662.94	41.988	-63.121	88.008
106.0	1.1543	649.31	47.977	-58.231	87.698
108.0	1.3040	635.04	54.745	-53.207	87.139
110.0	1.4673	620.04	62.428	-48.027	86.291
112.0	1.6448	604.15	71.208	-42.660	85.107
114.0	1.8373	587.15	81.333	-37.062	83.518
116.0	2.0457	568.73	93.158	-31.169	81.429
118.0	2.2708	548.36	107.230	-24.879	78.696
120.0	2.5135	525.12	124.480	-18.017	75.077
123.0	2.9133	479.99	161.020	-5.721	66.771
126.2	3.4000	314.03	314.030	31.259	31.259

表(4. 1b) 液体窒素の飽和物性値(日本機械学会 流体の熱物性値集より)

温度 T [K]	比エントロピー ^a		定圧比熱		比熱比	
	s_L	s_B	C_{pL}	C_{pB}	κ_L	κ_B
	[kJ / kg K]		[kJ / kg K]		[-]	[-]
63.148	2.428	5.839	1.951	1.058	2.049	1.411
67.00	2.545	5.700	2.018	1.069	1.999	1.419
70.00	2.634	5.605	2.041	1.081	2.006	1.427
72.00	2.692	5.547	2.050	1.091	2.020	1.434
74.00	2.748	5.493	2.055	1.101	2.039	1.441
76.00	2.803	5.442	2.060	1.114	2.061	1.450
78.00	2.856	5.394	2.065	1.128	2.085	1.461
80.00	2.908	5.349	2.071	1.143	2.110	1.473
82.00	2.959	5.306	2.079	1.161	2.136	1.486
84.00	3.009	5.266	2.089	1.181	2.163	1.502
86.00	3.058	5.227	2.102	1.203	2.192	1.520
88.00	3.106	5.189	2.119	1.229	2.222	1.541
90.00	3.153	5.153	2.139	1.257	2.255	1.564
92.00	3.200	5.119	2.163	1.290	2.290	1.591
94.00	3.246	5.085	2.192	1.327	2.328	1.623
96.00	3.292	5.052	2.225	1.369	2.371	1.659
98.00	3.337	5.020	2.265	1.418	2.418	1.701
100.0	3.382	4.988	2.311	1.474	2.471	1.751
102.0	3.426	4.956	2.364	1.540	2.531	1.810
104.0	3.471	4.924	2.428	1.619	2.601	1.880
106.0	3.515	4.892	2.504	1.714	2.682	1.965
108.0	3.560	4.860	2.596	1.830	2.778	2.070
110.0	3.605	4.826	2.710	1.975	2.896	2.202
112.0	3.651	4.792	2.855	2.162	3.045	2.373
114.0	3.698	4.755	3.046	2.411	3.239	2.601
116.0	3.746	4.716	3.311	2.759	3.505	2.921
118.0	3.796	4.674	3.703	3.278	3.896	3.399
120.0	3.850	4.625	4.346	4.134	4.533	4.186
123.0	3.945	4.534	6.844	7.434	6.974	7.210
126.2	4.236	4.236				

表(4. 1c)液体窒素の飽和物性値(日本機械学会 流体の熱物性値集より)

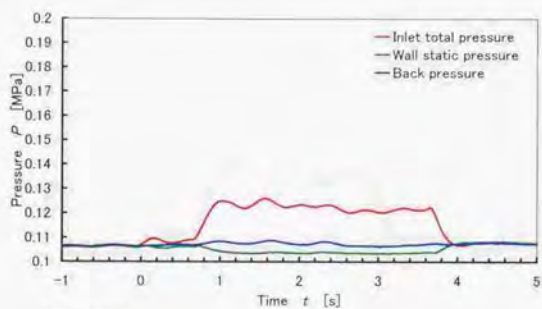
温度 T [K]	表面張力 σ [mN / m]	音速		粘性係数	
		c_L	c_B	μ_L	μ_B
		[m / s]		[μ Pa s]	
63.148	12.11	1325.5	161.11		
67.00	11.22	1176.8	165.38		
70.00	10.53	1092.2	168.43	217	
72.00	10.08	1044.8	170.33		
74.00	9.63	1002.3	172.11		
76.00	9.19	963.58	173.78		
78.00	8.75	927.70	175.32		
80.00	8.31	894.02	176.74	148	5.55
82.00	7.88	862.08	178.03		
84.00	7.45	831.51	179.19		
86.00	7.03	802.03	180.21		
88.00	6.61	773.43	181.10		
90.00	6.19	745.53	181.85	110	6.41
92.00	5.78	718.26	182.46		
94.00	5.38	691.45	182.93		
96.00	4.98	665.04	183.25		
98.00	4.58	638.94	183.43		
100.0	4.19	613.07	183.46	86.9	7.22
102.0	3.81	587.33	183.35		
104.0	3.43	561.62	183.09		
106.0	3.06	535.89	182.67		
108.0	2.70	509.94	182.11		
110.0	2.35	483.66	181.39	70.4	8.45
112.0	2.01	456.83	180.51		
114.0	1.67	429.20	179.49		
116.0	1.35	400.46	178.32		
118.0	1.04	370.15	177.03		
120.0	0.75	337.57	175.64	47.9	10.6
123.0	0.34	281.53	173.55		
126.2	0.00				

表(4. 1d) 液体窒素の飽和物性値(日本機械学会 流体の熱物性値集より)

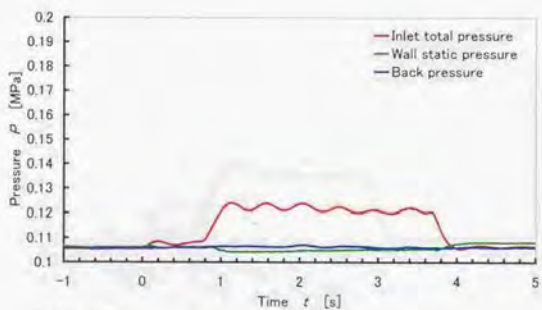
温度 T [K]	動粘性係数		熱伝導率		温度伝導率		プラントル数	
	ν_L	ν_B	λ_L	λ_B	a_L	a_B	Pr_L	Pr_B
	[mm ² /s]		[mW/m K]		[mm ² /s]		[-]	
63.148								
67.00								
70.00	0.258		151	6.59	0.0880	3.21	2.93	
72.00								
74.00								
76.00								
78.00								
80.00	0.186	0.910	132	7.70	0.0800	1.11	2.32	0.82
82.00								
84.00								
86.00								
88.00								
90.00	0.147	0.425	114	9.13	0.0714	0.481	2.06	0.88
92.00								
94.00								
96.00								
98.00								
100.0	0.126	0.226	96.6	11.1	0.0607	0.236	2.08	0.96
102.0								
104.0								
106.0								
108.0								
110.0	0.114	0.135	79.6	13.8	0.0474	0.112	2.40	1.21
112.0								
114.0								
116.0								
118.0								
120.0	0.0912	0.0852	62.4	19.5	0.0273	0.0379	3.34	2.25
123.0								
126.2								

表(4.2)実験条件と圧力測定結果

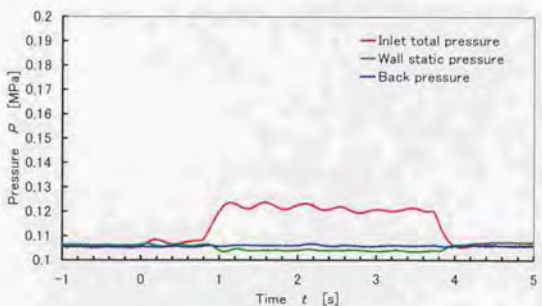
実験条件番号		ケース1	ケース2	ケース3	ケース4
実験装置設定	ピストン速度	48.8[mm/s]	65.0[mm/s]	81.3[mm/s]	97.5[mm/s]
	パワーシリンダ回転数	750[rpm]	1000[rpm]	1250[rpm]	1500[rpm]
平均圧力分布	平均入口全圧	0.122[MPa]	0.136[MPa]	0.150[MPa]	0.168[MPa]
	平均スロート 静圧	0.104[MPa]	0.106[MPa]	0.107[MPa]	0.108[MPa]
	平均出口背圧	0.106[MPa]	0.108[MPa]	0.107[MPa]	0.107[MPa]
定常性	平均実験 可能時間	2.7[s]	1.9[s]	0.53[s]	0.26[s]
	実験中の 全圧振幅	0.004[MPa]	0.004[MPa]	0.000[MPa]	0.000[MPa]
	実験中の 出口背圧振幅	0.002[MPa]	0.001[MPa]	0.001[MPa]	0.001[MPa]
	実験中の スロート静圧振幅	0.000[MPa]	0.000[MPa]	0.002[MPa]	0.001[MPa]
	理想的漏れなし状態にお けるスロート流速 動圧より推算した スロート流速 (動圧より求めた速度) ÷ (理想速度)	24.5[m/s]	32.7[m/s]	40.9[m/s]	49.0[m/s]
	6.67[m/s]	8.61[m/s]	10.3[m/s]	12.4[m/s]	
	0.272	0.263	0.252	0.253	



実験1回目

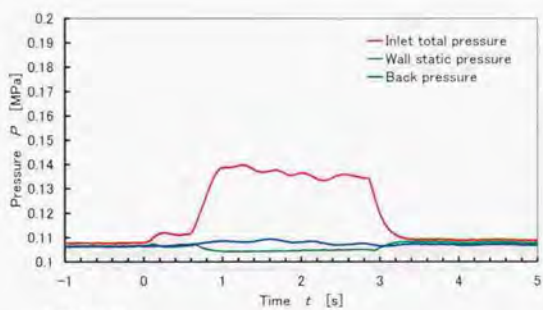


実験2回目

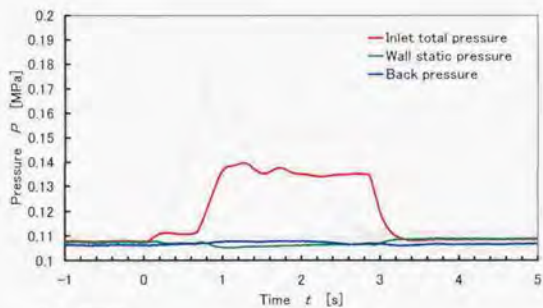


実験3回目

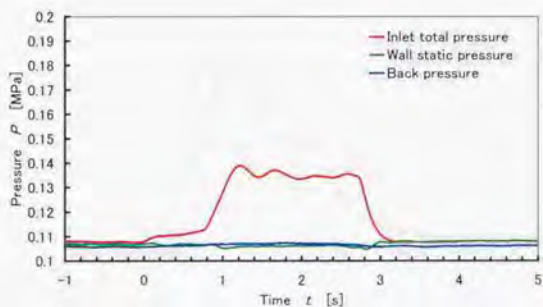
図(4.11) 実験ケース1 (ピストン速度: 48.8[mm/s]) の圧力分布



実験1回目

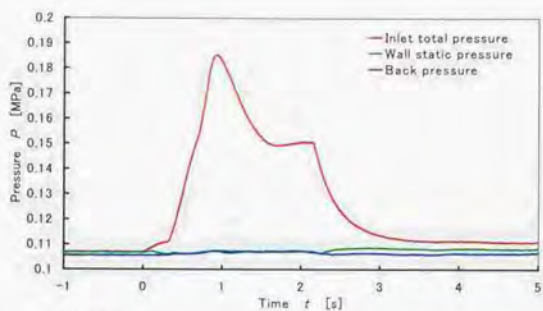


実験2回目

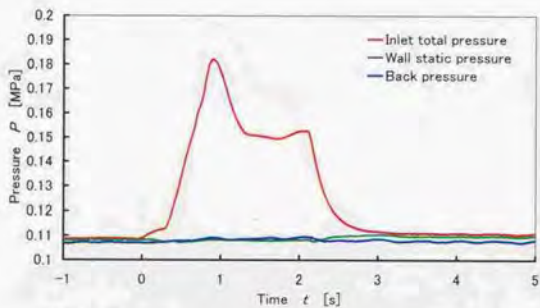


実験3回目

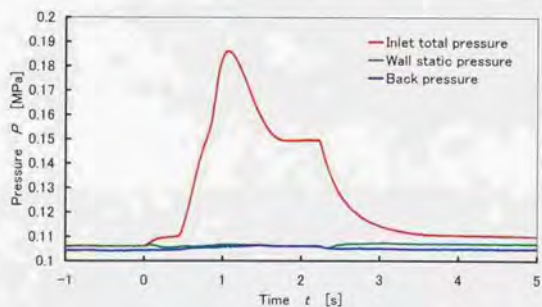
図(4.12) 実験ケース2(ピストン速度:65.0[mm/s])の圧力分布



実験1回目

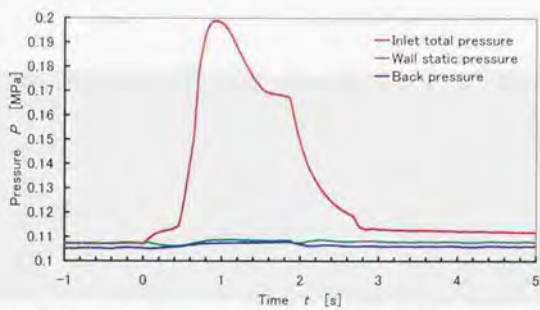


実験2回目

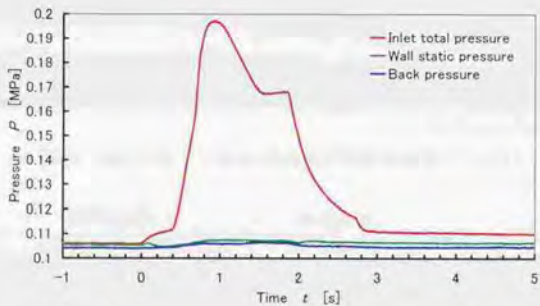


実験3回目

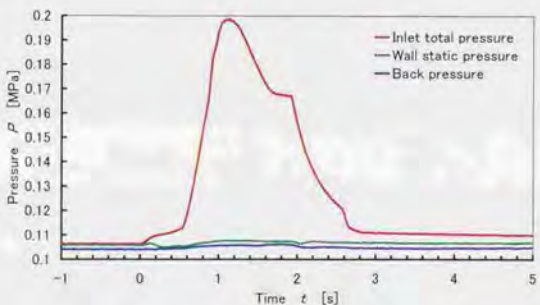
図(4.13) 実験ケース3(ピストン速度:81.3[mm/s])の圧力分布



実験1回目

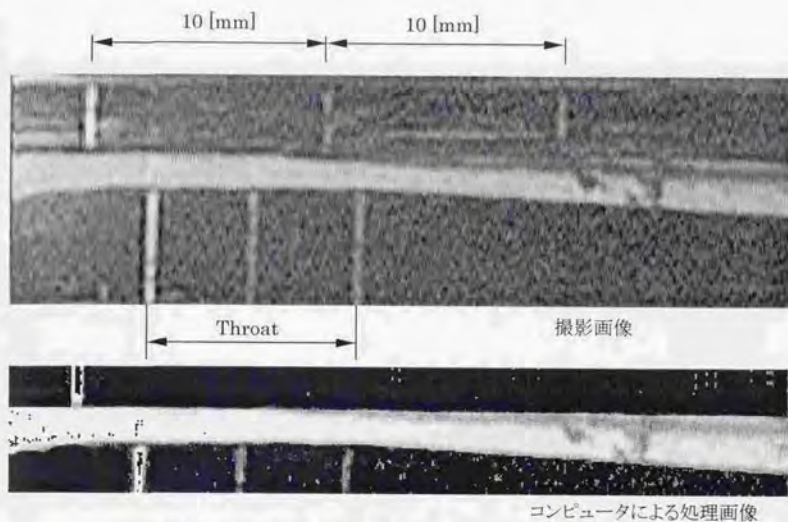


実験2回目

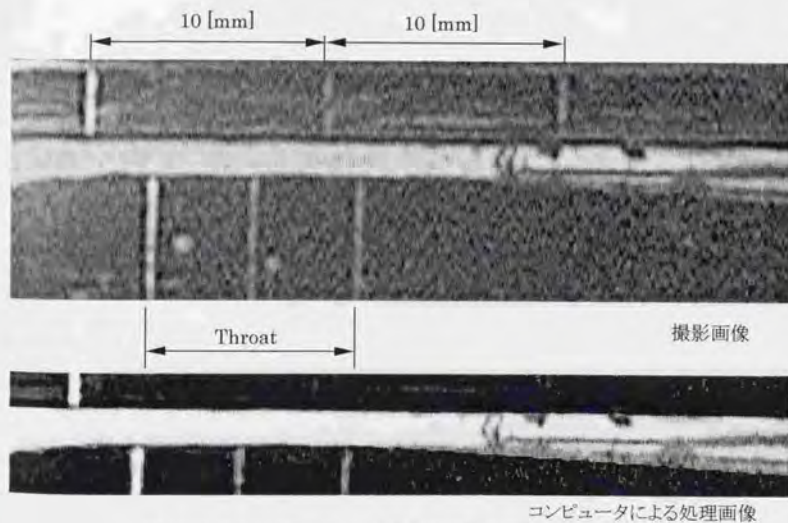


実験3回目

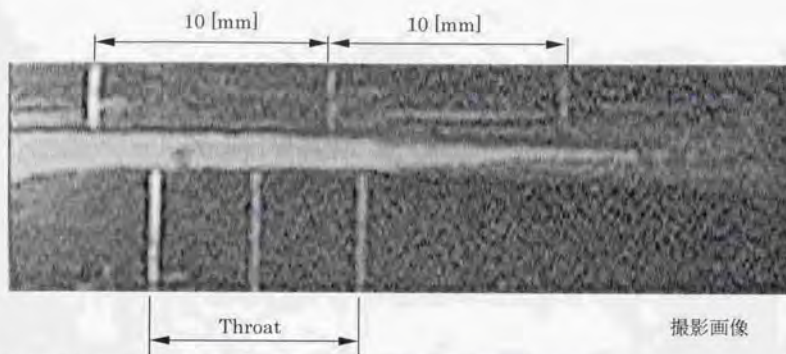
図(4.14) 実験ケース3(ピストン速度:97.5[mm/s])の圧力分布



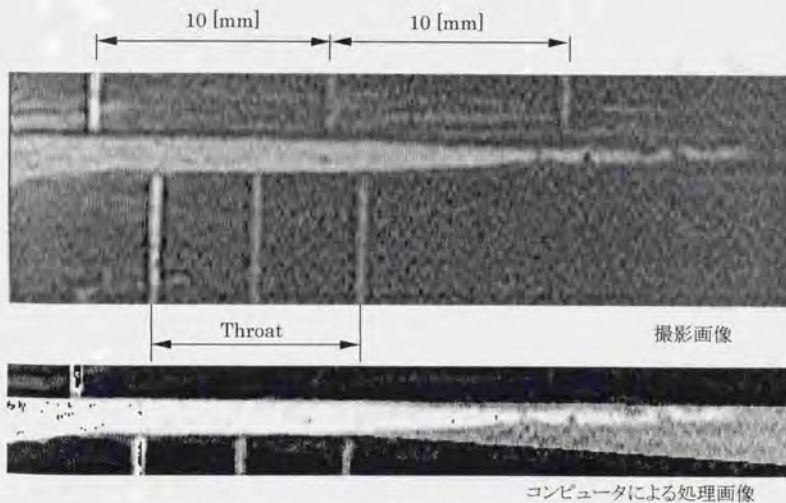
図(4. 15)キャビテーション発生時の可視化画像(ケース1)



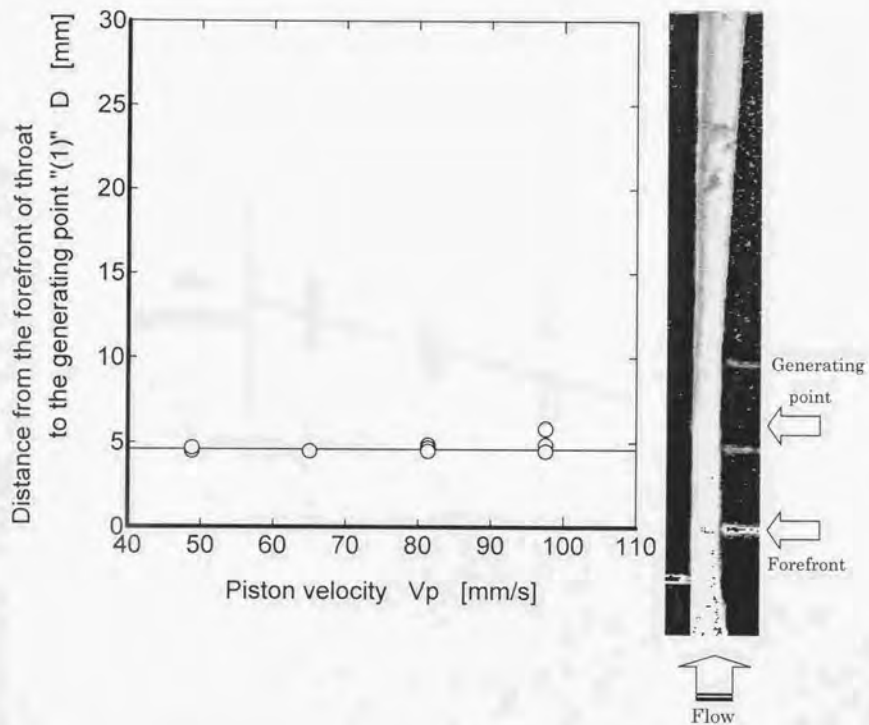
図(4. 16)キャビテーション発生時の可視化画像(ケース2)



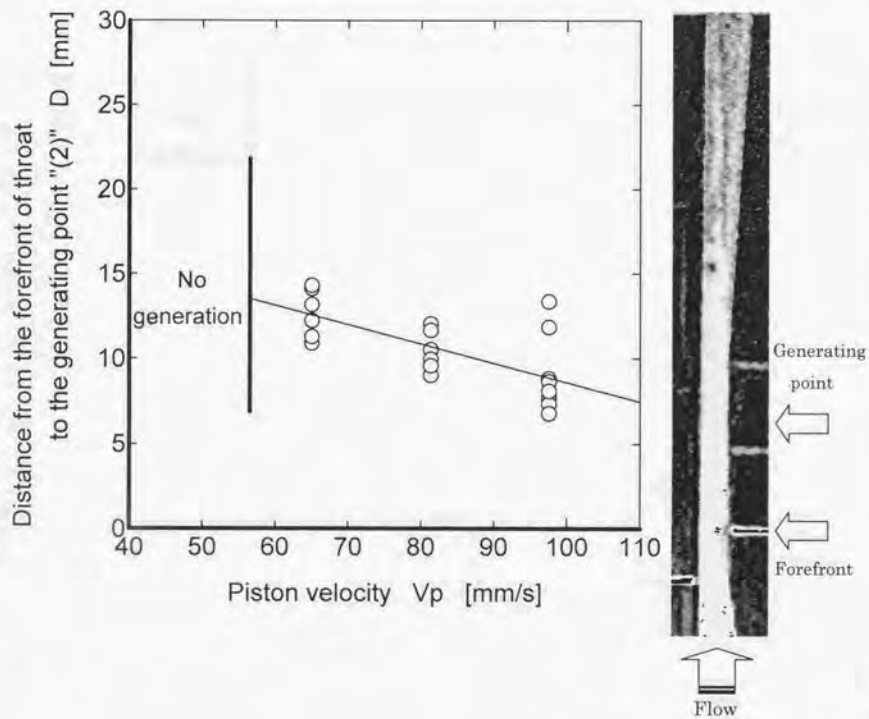
図(4.17)キャビテーション発生時の可視化画像(ケース3)



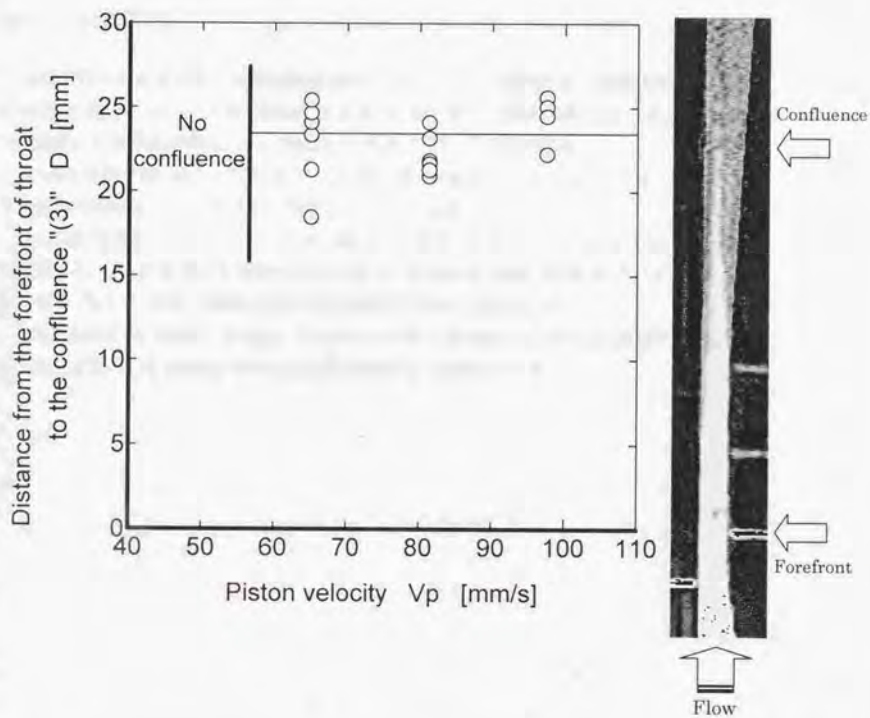
図(4.18)キャビテーション発生時の可視化画像(ケース4)



図(4. 19)ピストンスピードに対するキャビテーション発生地点“(1)”の変化



図(4. 20)ピストンスピードに対するキャビテーション発生地点“(2)”の変化



図(4. 21)ピストンスピードに対するキャビテーション発生地点"3"の変化

5. サブクール極低温流体のキャビテーション遷移を伴う 先細末広ノズル流れの数値解析

5-1. はじめに

4章で行われたサブクール極低温流体のキャビテーション遷移を伴う先細末広ノズル流れの可視化実験について、3章で開発した計算コードを用いて数値解析する。これにより、4章で観察された現象の原因について数値的に推測することが可能になる。

計算を実行するにあたって気泡のタネの数密度、壁面条件、入口全圧、全温、全速度に対する流動の影響について定性的な特徴をつかむを試みる。

計算格子は図(5. 1)に示すI方向183点、J方向11点、K方向11点のもの(タイプ2)を採用した。この計算格子の壁面形状は4章で行なわれた実験で使用されたノズルと同型形状である。そこで、可視化実験の結果と数値解析結果の比較を行った。

本計算格子は、同時に NASA で行われた実験で使用されたノズルとも同型形状である。この利点を活用して NASA の実験と数値解析結果の比較も行った。

5-2. 気泡のタネの数密度の影響

気泡のタネは、キャビテーション気泡の発生原因と考えられている流体中に存在する不純物の数という物理的な意味を持つ。そのため、液体窒素中に存在する不純物の数を実測するのが最も適切であるがその様な設備がないため行なえなかった。一般的な液体窒素中に存在する不純物の数も参考となるデータは入手できなかった。そこで、通常の管理において保てる一般的な液体品質の代表として水道水の水質データを参考とした。平均的な水道水中には 3.0×10^9 [個/m³] の不純物が含まれている。そこで、気泡のタネの数密度も 3.0×10^9 [個/m³] に定めた。

気泡の数密度が流れ場に与える影響を確認するために、気泡の数密度を 0.634×10^9 , 1.27×10^9 , 3.17×10^9 , 6.35×10^9 , 12.7×10^9 と 3.0×10^9 [個/m³] を中心とした約 0.2 倍から約 4.2 倍まで5通り変化させ計算し、その違いについて比較した。

図(5.2)に結果を示す。出口背圧と初期流入速度を変化させたがどの場合も気泡のタネの数密度が増加するにつれ、流路断面での平均ボイド率の最大値は指数関数的(累乗係数は1より小さい)に増加してゆくことが明らかとなった。この結果、気泡のタネの数密度の設定がキャビテーション発生時の流れ場に大きな影響を持つことがわかる。逆に言えば、実際の流体では不純物の少ないきわいな流体ほどキャビテーションが発生した場合のボイド率を低く抑えることができると予測される。

5-3. 計算格子間隔の影響

一般に、流路の拡大、収縮や屈曲などは流れが乱れる要素となり、流動が複雑になるため計算格子間隔を細かく取らないと流れ場を把握しきれなくなり、計算結果が現実と解離したものになってしまう。その点を考慮し流路幅が変化する J 方向には他方向に比べて格子間隔を細かく設定したが、その効果を確認するために図(5. 1)に示すように本計算で使用する $183 \times 11 \times 11$ (タイプ2)に対して断面方向に2倍粗い $183 \times 6 \times 6$ (タイプ1)と、断面方向に2倍細かい $183 \times 21 \times 21$ (タイプ3)とを用いた場合の流れ場の違いについて比較した。

結果を図(5. 3)に示す。ボイド率の図を見ると計算条件(ケース1)、(ケース2)、(ケース3)ともほぼ同地点において気泡が発生し、ほぼ同地点において極大値を持つことがわかる。ところが、静圧、静温の図を見るとノズルの拡大部において、(タイプ1)の粗い計算格子では出口境界から膨張波が発生しスロート方向への伝播が見られた。これは拡大方向に対する計算点の不足から生じている現象と思われる。(タイプ2)、(タイプ3)の計算格子では静圧回復、静温回復が滑らかに行われ、(タイプ1)の計算格子で生じたような一目で膨張波とわかるようなレベルの不連続面は確認できなかった。全速度(各方向速度の2乗平均)

$|\mathbf{V}_L| = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$ の図には大きな違いは見られなかった。

以上の結果より、(タイプ1)の計算格子は拡大方向の間隔が大きすぎてノズル内流動を十分に捕捉できていないと考えられる。(タイプ2)と(タイプ3)の間には、等高線図を見るとスロート近傍において若干の相違が見られるが、全体的にはほぼ同様の結果が得られている。

このため、本計算においてはノズル内流動を捕捉するのに十分かつ必要最低限である(タイプ2)の計算格子を採用した。

5-4. 入口全圧の影響

入口全圧の変化に伴ってノズル流れが受ける影響について評価するため入口全圧を変化させるパラメータスタディを行なった。入口全圧以外の入口全温、入口全速度、出口背圧などは一定条件に固定した。ここでは他の影響を極力排除するため、壁面には断熱条件を採用した。

(1) 気泡の発生とボイド率分布に与える影響

図(5.4)に結果を示す。入口全圧が増加してゆくとき気泡の発生点が後流方向へと推移してゆくことがわかる。スロート上流部では入口全圧の増加によって静圧が高まるため気泡の発生が抑止されている影響と考えられる。スロート部およびスロート後流部では、入口全圧が極端に高く気泡が全く発生していない場合を除いて、入口全圧を変化させた影響は大きくは現れていない。

実際に発生した気泡が占めるボイド率の割合を比較する。スロート直後の領域においてどの条件に置いてもボイド率の極大値が現れる。これはスロート部から拡大部への変化に伴い流体が膨張し、気泡が発生もしくは成長しているためと思われる。

これらのボイド率の分布の変化に対する入口全圧の影響は小さいといえる。断面平均最大ボイド率の値は入口全圧を増加させると増加する場合もあれば、減少する場合もあり、入口全圧以外の他の条件に支配されている現象であると類推できる。

(2) 静圧分布に与える影響

図(5.5)に結果を示す。入口全圧を増加させると出口背圧が固定されているため、流路の静圧が全体的に高まる。これが(1)で述べたように気泡の発生点が入口全圧の上昇とともに後流部へと推移する原因であると考えられる。

この時の静圧の分布を見ると粘性流れの静圧分布とほぼ同様の分布をしていることがわかる。スロート上流部では流速の高まりとともに静圧が低下してゆく。スロート部では断面積変化がないため全圧損失がなければ静圧一定となるが、粘性の影響と気泡のスリップによる抵抗などによって全圧損失が起こり静圧も低下する。スロート後流部では断面積拡大に伴い流速低下による静圧回復が起こり、出口背圧へと漸近してゆく。

スロート後流部では静圧のグラフに乱れが発生している。このメカニズムは以下のように類推される。流路断面積が拡大するため液体は膨張し、それに伴い静圧が低下する。この影響により気泡が発生・成長が促進されボイド率が上昇する。これにより液体は圧縮され静圧が回復する。静圧回復に伴い気泡の発生・成長促進効果は弱まる。この過程を繰り返す。この類推を裏付けるように、スロート直後の領域ではボイド率が極大値をとる。

特に、流速が速くスロートの静圧が限りなく 0 [Pa] に近い条件では気泡の発生、成長が突発的に起こるため特に顕著に現れている。

(3) 静温分布に与える影響

図(5. 6)に結果を示す。図を見て明らかなように入口全圧が静温分布に与える影響は小さい。しかしながら、流速の速い条件では、(2)で述べたスロート後流部での気泡発生・成長促進の一連の過程によって気泡発生に伴う乱れによって静圧が変動する現象が現れている。この現象は入口全圧が大きい時ほど激しく乱れていることがグラフより読み取れる。

(4) 全速度分布に与える影響

図(5. 7)に結果を示す。全ての条件のグラフが一本の曲線となっており、入口全圧の変化が全速度に与える影響は非常に小さいといえる。

5-5. 入口全速度の影響

次に、入口全速度がノズル流れに与える影響についてパラメータスタディを行なった。入口全速度以外の入口全圧、入口全温、出口背圧などは一定条件に固定した。ここでは他の影響を極力排除するため、壁面には断熱条件を採用した。

(1) 気泡の発生とボイド率分布に与える影響

図(5. 8)に結果を示す。入口全速度が増加してゆくと気泡の発生点が上流方向へと推移してゆくことがわかる。流速が増加すると静圧が低下し気泡の発生が促進する影響と考えられる。入口全速度がボイド率に与える影響については、入口全速度を増加させると断面平均ボイド率の最大値が微少に増加してゆくと補らえられているが、大局的に見て影響は少ないといえる。

(2) 静圧分布に与える影響

図(5. 9)に結果を示す。入口全速が増加すると流れ全体の流速が増加するため静圧は低くなってゆく。特に、入口全速度が大きい場合、スロート近傍での静圧が 0[Pa]に近づく条件においては、スロート近傍において静圧分布に乱れが大きく出ている。これらは、静圧が低くなることによって気泡の発生、成長が突発的に起こりボイド率が大きくなった影響による乱れであると予測できる。

(3) 静温分布に与える影響

図(5. 10)に結果を示す。入口全速度が大きくなると前述したように気泡の発生・成長が促進されるためボイド率が大きくなる。そのため気泡によって液体が圧縮される効果と、気泡との熱の交換による効果によって静温グラフにも乱れが観察できる。特に、入口全速度が大きい条件では乱れも大きくなる。この乱れは気泡が発生している領域全般に見られるが、特に、スロート後流部においては顕著に現れている。

(4) 全速度分布に与える影響

図(5. 11)に結果を示す。入口全速度が大きくなると流れ全体の流速が大きくなるが、流速分布に大きさ以外の変化は見うけられない。流れの性状変化に与える影響は小さいといえる。

5-6. 入口全温の影響

入口全温がノズル流れに与える影響についてパラメータスタディを行なった。入口全温以外の入口全圧、入口全速度、出口背圧などは一定条件に固定した。ここでは他の影響を極力排除するため、壁面には断熱条件を採用した。

(1) 気泡の発生とボイド率分布に与える影響

図(5.12)に結果を示す。入口全温が増加してゆくと気泡の発生点が上流方向へと推移してゆくことがわかる。また同じく気泡の消滅点が後流方向へと推移してゆくことがわかる。入口全温の増加によって流路全体の飽和蒸気圧が高まるためキャピテーション係数が小さくなり気泡が発生しやすくなる影響であると思われる。

また、全温が増加するに伴い断面平均ボイド率が流路全域にわたって大きくなることわかる。これは3章で行なった1個気泡の発生数値実験の結果から1つ1つのキャピテーション気泡の径が大きいために起こる現象であると考えられる。

前述したスロート後流部のボイド率の極大値を持つ部分ほどの全温条件においても同様に見られる。

(2) 静圧分布に与える影響

図(5.13)に結果を示す。入口全温を増加させてゆくとスロート近傍において乱れている領域を除けば全域にわたり静圧がわずかながら増加してゆく。これは単純に全温の増加によって静温が流路全域にわたって増加しているため密度が小さくなり、動圧成分が減少している影響であると思われる。

(3) 静温分布に与える影響

図(5.14)に結果を示す。ここでは静温を入口全温で無次元化した値で示している。入口全温を増加させると全域にわたって静温と全温の比が1に近づいてゆく。これも単純に全温の増加によって静温が流路全域にわたって増加しているため比熱が大きくなり、動温成分が減少している影響であると思われる。

図(5.14a)においてスロート後流部で静温が減少しているのは、3章で行なった1個気泡の発生数値実験において、気泡発生によって液相温度がわずかに減少している結果が出ていることから考えても、気泡の発生・成長によってもたらされた効果であると考えられる。図(5.14b)においてはスロート入口側の方が大きく出ているがこれは流速が速いためスロート上流部においてもボイド率が大きな値を取るから同様に考えられる。

(4) 全速度分布に与える影響

図(5.15)に結果を示す。入口全温を増加させると静温が流路全域にわたって増加しているため密度が小さくなり流量が変化する影響で全速度分布が微妙に変化するが、図に表れるほどの大きな影響はないといえる。

5-7. 出口背圧の影響

出口背圧がノズル流れに与える影響についてパラメータスタディを行なった。出口背圧以外の入口全圧、入口全温、入口全速度などは一定条件に固定した。ここでは他の影響を極力排除するため、壁面には断熱条件を採用した。

(1) 気泡の発生とボイド率分布に与える影響

図(5.16)に結果を示す。出口背圧を増加させるとスロート後流部の気泡消滅点が上流側にシフトしていくことが観察された。

出口背圧が飽和蒸気圧に対して十分大きい場合(図の上から1番目のグラフ)では、拡大流れによる流速の低下と出口より生じる弱い圧縮波が上流に徐々に伝播してゆく効果が相乗し静圧が回復してゆく過程で気泡が消滅したものと考えられる。しかし、出口背圧が飽和蒸気圧に対して十分大きくない場合(図の上から2番目のグラフ)では、気泡が拡大部半ばにおいて一度消滅し、再び発生している。これは、拡大部上流側の領域では拡大流れによる流速の低下によって静圧回復が見られ気泡が一度消滅するが、拡大部後流側の領域では出口から伝播してきた膨張波によって静圧が低下し、再び気泡が発生したと思われる。

流速が速い場合では遅い場合に対して静圧が低くなるため気泡消滅点は後ろへと推移するが、出口背圧が飽和蒸気圧に対して十分大きい場合(図の上から3番目のグラフ)では静圧回復による気泡の消滅が観察された。しかし、出口背圧が飽和蒸気圧に対して十分大きくない場合(図の下から1番目のグラフ)では、静圧が十分回復しないため気泡は消滅せずそのまま流出境界より流出していくことが観察された。

(2) 静圧分布に与える影響

図(5.17)に結果を示す。(1)での議論を裏付けるデータが得られている。比較的流速の遅い条件において、出口背圧が飽和蒸気圧に対して十分大きい場合(図の上から1番目のグラフ)では、スロート後流部から出口境界に対して単調に静圧が回復している。しかし、出口背圧が飽和蒸気圧に対して十分大きくない場合(図の上から2番目のグラフ)では、スロートのほぼ中間点において静圧が極値をとる。比較的流速の速い条件(図の下の2つのグラフ)においては出口背圧の大小に関わらず単調に静圧が回復している。

(3) 静温分布に与える影響

図(5.18)に結果を示す。出口背圧を変化させても静温分布に大きな変化は見られなかった。

(4) 全速度分布に与える影響

図(5.19)に結果を示す。出口背圧を変化させても全速度分布に対しても大きな変化は見られなかった。

5-8. 壁面条件の影響

液体窒素や酸素は極低温流体の中では高温の部類に位置し、液体ヘリウムや水素に比べると熱容量等も大きく熱的にも安定である。それでも、水などの常温流体に比べれば小さい値を示す。

いわゆるノズル流れにおいて壁面条件はたいていの場合、断熱壁とすることが多い。流速が速い上に接触時間も短いためである。しかしながら、前述したように、極低温流体の熱的性質は水などに比べて非常にセンシティブなため、特別な注意が必要となる。

そこで、実験状態について一般的な状況を想定した。

1. 実験の待機状態では、壁面は飽和液の中に浸かるため全体は飽和温度に保たれている。
2. 比較的高速でノズルに流し込むと動温の影響やキャビテーション気泡発生の影響でわずかながら静温は低下する。
3. アルミニウムは熱伝導が良い物質である。

等が挙げられる。これらを勘案すると、等温壁条件にて計算を行なうのが適当だと思われる。

このため、以後、様々なパラメータの流れ場に与える影響を比較するなどの特別な条件設定が必要な計算を除いて、基本的に、壁面の温度は入口全温と同じ温度にて固定する。

断熱壁条件と等温壁条件の比較は、実験との比較も含めて“5-10. 実験との比較”に詳細を記す。

5-9. 均質流モデルを用いた数値解析との比較

比較対象に用いた均質流モデルは1圧力モデルと呼ばれるものである。1圧力モデルとは、液相、気相の圧力が常に等しく平衡しているというモデルである。液相、気相の圧力とも気泡の状態方程式から求める。そのため、ボイド率が極端に小さい領域や気相が全く存在していない領域があると計算できない。また、気相の内部運動による衝撃波などの緩和現象なども液相と気相が完全平衡状態にあるという仮定よりモデルが作られているため表現できない。ただし、圧縮性計算コード並みに計算速度が速く、計算格子に対する拘束条件も通常の圧縮性コード並みであるためハンドリングが良く、複雑流路内の解析などに良く用いられてきた方法である。

この均質流モデルによる計算コードを本研究で提案したモデルによって作られた計算コードと同様の計算格子、初期条件、境界条件を用いた比較を行なった。均質流モデルは気相が全く存在しない条件は扱えないため、あらかじめ10%のボイド率の流体が計算領域に流入する条件とした。これに伴い、本研究で提案したコードの境界条件もこれに合わせあらかじめ断面平均ボイド率が10%になるよう気泡を分布させた。

静圧分布の結果を図(5.20)に示す。参考までに気泡が全く発生しない純液体の解も黒色の線で示した。図に示されるように、純液体はほとんど密度が変化しないためスロートによって流速が大きくなり静圧が小さくなくても膨張せず流れてゆく。そのため亜音速粘性流の理論解に近い分布が得られている。

青色の線で示される均質流モデルは気泡の状態方程式によって静圧が決定されるためスロートにおいて静圧が小さくなると気相が支配的になり密度が小さくなり膨張する。この影響でスロート後の拡大部でさらに加速され超音速流となる。しかし、その直後に衝撃波が発生し静圧は大きく回復し、亜音速流になった流体は徐々に出口背圧まで圧力を回復させてゆく。

赤色の線で示される本研究で提案したモデルでは液相の圧力は液相の物性値によって決定される。そのため、スロートで加速され静圧が下がった時に内部に含む気泡が膨張することで液体が膨張したように振る舞う効果はあるが、直接液相が膨張してしまうような現象は発生しない。そのため、スロート後の拡大部において加速されるが本条件においては超音速流になるほどの膨張は得られなかった。スロート後には均質流モデルと差こそあれ比較的小さな圧縮波が形成され圧力回復が発生しているのが観察できる。このことから同様の現象が抑制されつつも発生していることがわかる。実際の流動に関しても、均質流モデルほどのはっきりとした加速と、その後の衝撃波による圧力回復は観測されないが、同種の傾向を持った圧力分布が観測されていることを考慮すると、本モデルの計算で現れた抑制された膨張加速が発生していると想像できる。

5-10. 実験との比較

計算においても実験においても静圧分布が得られるため、計算結果と実験の静圧の比較を行なう。これにより、定性的な流れ場の類似性を評価するだけでなく、定量的に信頼性の高い計算モデルへの道標ともなる。

5-10-1. ノズルの可視化実験との比較

ノズルの可視化実験で得られた圧力データは入口全圧、出口背圧、スロート静圧の3点のみであるため詳細な比較はできないが大まかに比較することはできる。

図(5.21)は4章の実験(ケース3)と入口全圧、出口背圧を合わせた計算を行なった結果である。完全に一致したか判断できるほどのデータがないため厳密に評価できないがおおむね良い結果が計算で得られていると思われる。

図(5.22)には等温壁条件における気泡発生状態について、4章の実験(ケース3)とほぼ同条件の時の時系列データをボイド率の図で示している。同様に、図(5.23)には断熱壁条件における気泡発生状態についての時系列データをボイド率の図で示している。両図は、上面図、側面図とも流路中心断面にてカットした図である。

実験(ケース3)ではスロート部壁面近傍より気泡が発生し、徐々に流路全体に広がっていく様子が観察された(図(4.17)参照)。

図(5.22)と図(5.23)に共通に見られる出口付近に発生する気泡は出口背圧が低い影響によるものである。ところで、図(5.22)の等温壁条件においては実験と同様に、スロート部の気泡は壁面近傍において発生し徐々に流路全体へと広がってゆくことが確認できた。しかし、図(5.23)の断熱壁条件においては実験と異なり、スロート部の気泡は発生しないことが確認できた。等温壁と断熱壁の違いは、スロート付近で動温の効果や気泡発生による効果によって静温が低下した場合に、等温壁では熱が壁面から流体に流入するが、断熱壁では熱が流入しない点である。これらの比較により、気泡発生には壁面からの熱流入が影響していると考えられる。

スロート部より気泡が発生した等温壁条件の図(5.22)においても、2箇所の壁面よりキャビテーション気泡が発生し、後流でV字型に合流する現象は見られなかった。これは計算において、等温壁条件を採用した以外に壁面についてのモデル化を何も行っていないためと考えられる。

これらの数値解析の結果と実験結果の比較により、キャビテーション気泡の発生には壁面からの熱流入が非常に重要な役割を果たしていることが確認できた。しかし、より詳細に解析するためには壁面の効果をモデルに加える必要があると思われる。

5-10-2. NASAの実験との比較

次に、豊富な圧力測定データを誇るNASAの実験との比較を試みた。

結果を図(5.24)に示す。全体的にほぼ良い一致が得られている。しかし、スロート内部の

圧力分布の違いが見られる。

計算においては、スロート付近からキャビテーション気泡が発生しはじめた条件である。実験においては可視化されていないため確認するすべもないが、おそらく計算と同様にキャビテーション気泡が発生しはじめると考えられる条件である。スロート内部における圧力分布の違いの原因は、実験誤差なども考えられるが、実験が正しいと仮定すると、先ほども述べたがキャビテーション気泡の発生に対して、等温壁条件以外の壁面に対するモデル化を行っていないためであると思われる。

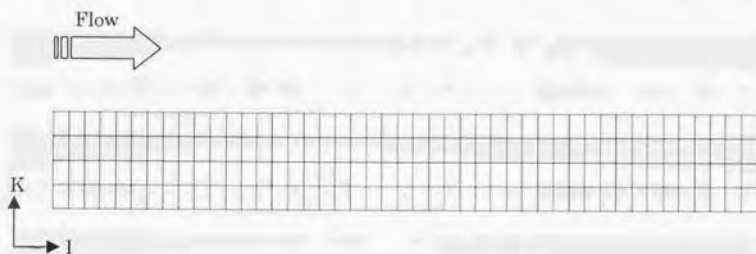
5-11. まとめ

サブクール極低温流体を用いた先細末広ノズル流れにおけるキャビテーション遷移現象の数値解析を3章で開発した数値解析コードを用いることで行った。これにより以下に示す結論を得た。

液体中の不純物の効果をモデル化した“気泡のタネ”を導入することにより、気泡の発生条件を判別できるようになった。これにより、発生条件を満たした点において気泡が発生するように計算を行い、今までのモデルでは明らかにすることが困難であった気泡の発生点について評価できるようになった。この発生点は実験との厳密な一致を見るには至っていないが、定性的には実験とも一致している。

また、数値的な試行を繰り返すことから次の傾向を得た。

- 気泡のタネの数密度が大きいくほど断面平均ポイド率は大きくなる傾向があった。
- 計算格子数は最低限、流路内の気泡のタネの総数と同数程度は必要である。それ以下の計算格子数しかない場合、非現実的な結果が出やすい傾向があった。
- 気泡発生状態は壁面条件によって大きな違いが見受けられる。特に、壁面からの熱流入は非常に大きな影響を与えた。
- キャビテーションが発生しているとスロート壁静圧と出口背圧の圧力差が小さくなるのは、流体の状態が飽和状態に近づくためであると考えられる。



上面図



側面図

先細末広ノズル用グリッド	タイプ1	タイプ2(計算に使用)	タイプ3
I 方向	183点	183点	183点
J 方向	6点	11点	21点
K 方向	6点	11点	21点

図(5.1)先細末広ノズルのグリッド

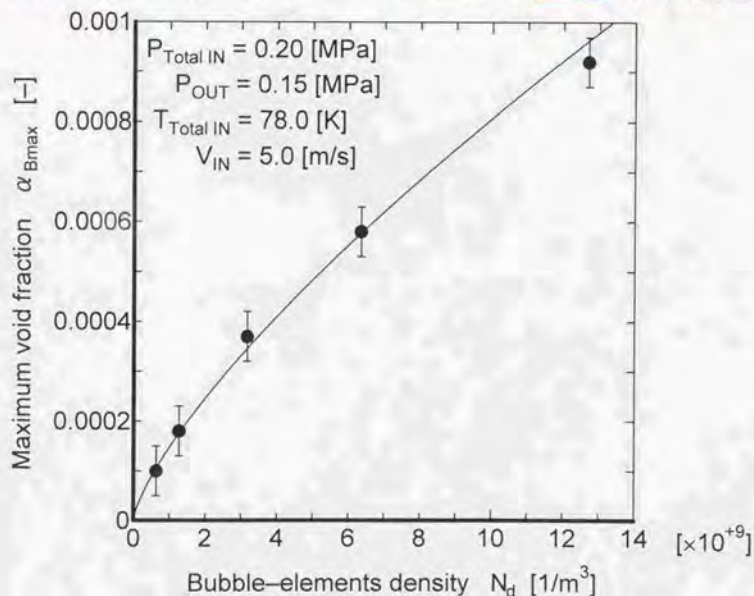
(気泡のタネ密度) = $0.634 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00210 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $1.27 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00210 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $3.17 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00413 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $6.35 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00413 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $12.7 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00516 0.00000:最小値)



図(5. 2a) 気泡のタネの数密度によるポイド率の分布の変化
(図は中心面, グラフは断面平均値)

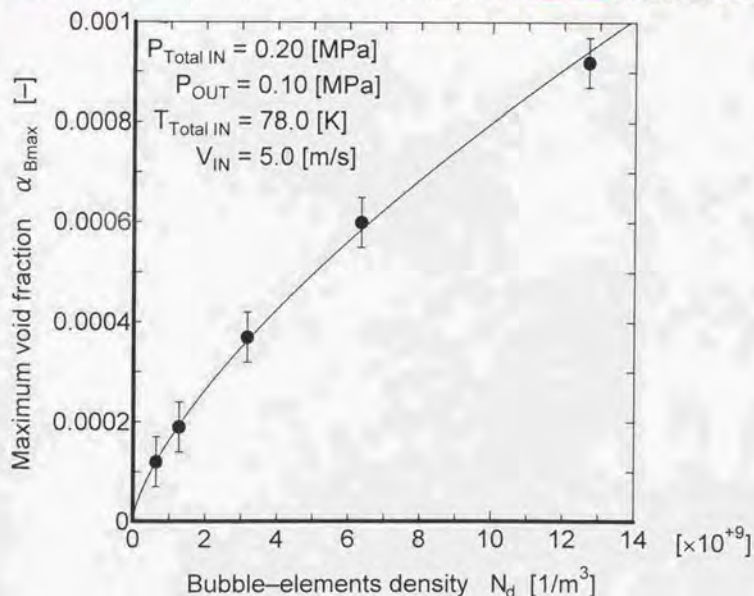
(気泡のタネ密度) = $0.634 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00215 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $1.27 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00215 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $3.17 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00411 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $6.35 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00412 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $12.7 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00514 0.00000:最小値)



図(5. 2b) 気泡のタネの数密度によるポイド率の分布の変化
(図は中心面, グラフは断面平均値)

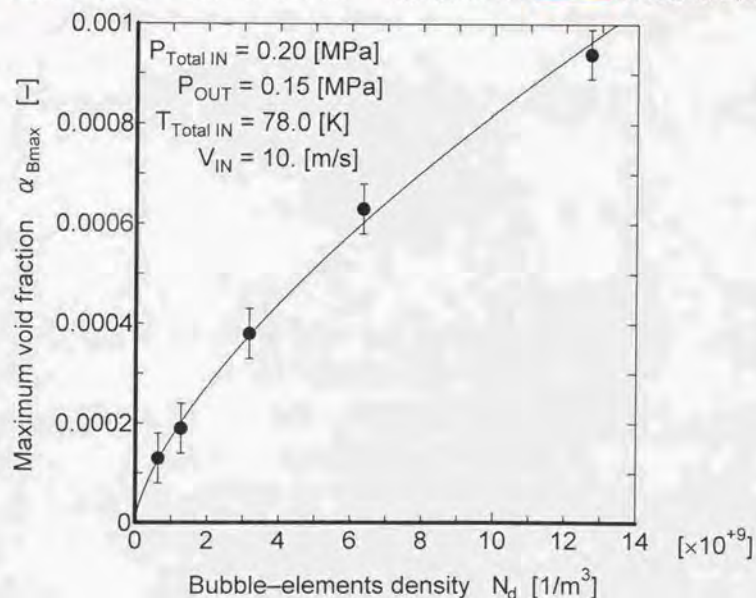
(気泡のタネ密度) = $0.634 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00216 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $1.27 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00309 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $3.17 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00406 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $6.35 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00520 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $12.7 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00520 0.00000:最小値)



図(5. 2c) 気泡のタネの数密度によるボイド率の分布の変化
(図は中心面, グラフは断面平均値)

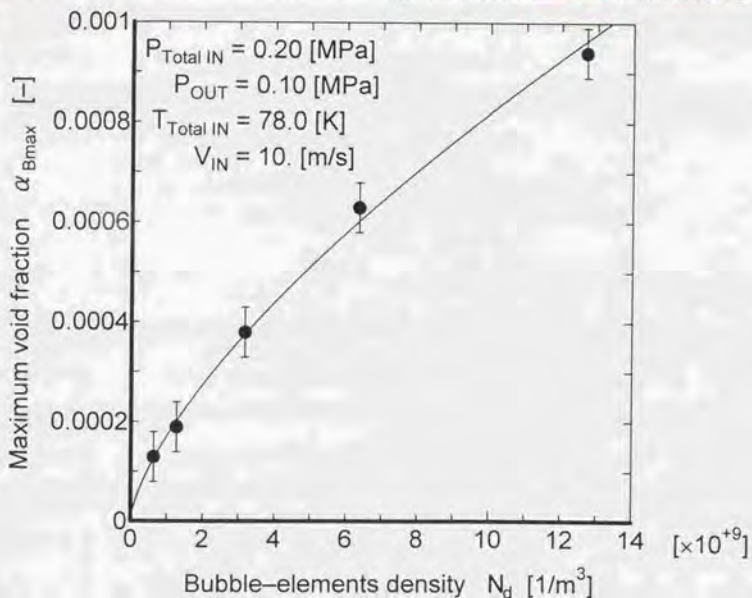
(気泡のタネ密度) = $0.634 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00216 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $1.27 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00309 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $3.17 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00406 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $6.35 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00520 0.00000:最小値)

(気泡のタネ密度) = $12.7 \cdot 10^9$ [個/m³] (最大値:0.00520 0.00000:最小値)



図(5. 2d) 気泡のタネの数密度によるポイド率の分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値)



計算格子1 (最大値:0.00413 0.00000:最小値)



計算格子2 (最大値:0.00309 0.00000:最小値)



計算格子3 (最大値:0.00211 0.00000:最小値)

(ケース:1) 入口全圧:0.125[MPa], 入口全温:78.0[K]
 出口背圧:0.100[MPa], 流入速度:2.5[m/s]



計算格子1 (最大値:0.00382 0.00000:最小値)



計算格子2 (最大値:0.00390 0.00000:最小値)



計算格子3 (最大値:0.00212 0.00000:最小値)

(ケース:2) 入口全圧:0.125[MPa], 入口全温:78.0[K]
 出口背圧:0.100[MPa], 流入速度:5.0[m/s]



計算格子1 (最大値:0.00393 0.00000:最小値)



計算格子2 (最大値:0.00403 0.00000:最小値)



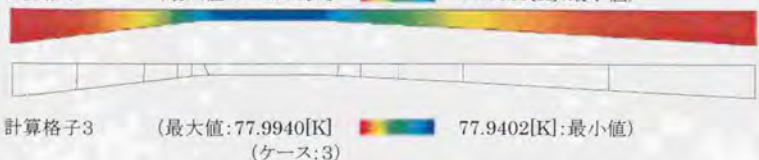
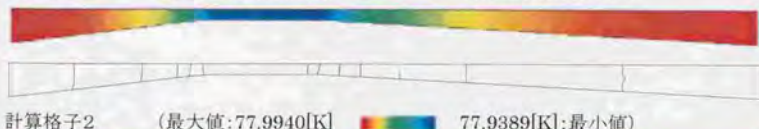
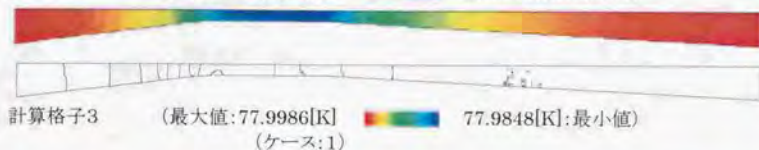
計算格子3 (最大値:0.00212 0.00000:最小値)

(ケース:3) 入口全圧:0.150[MPa], 入口全温:78.0[K]
 出口背圧:0.100[MPa], 流入速度:5.0[m/s]

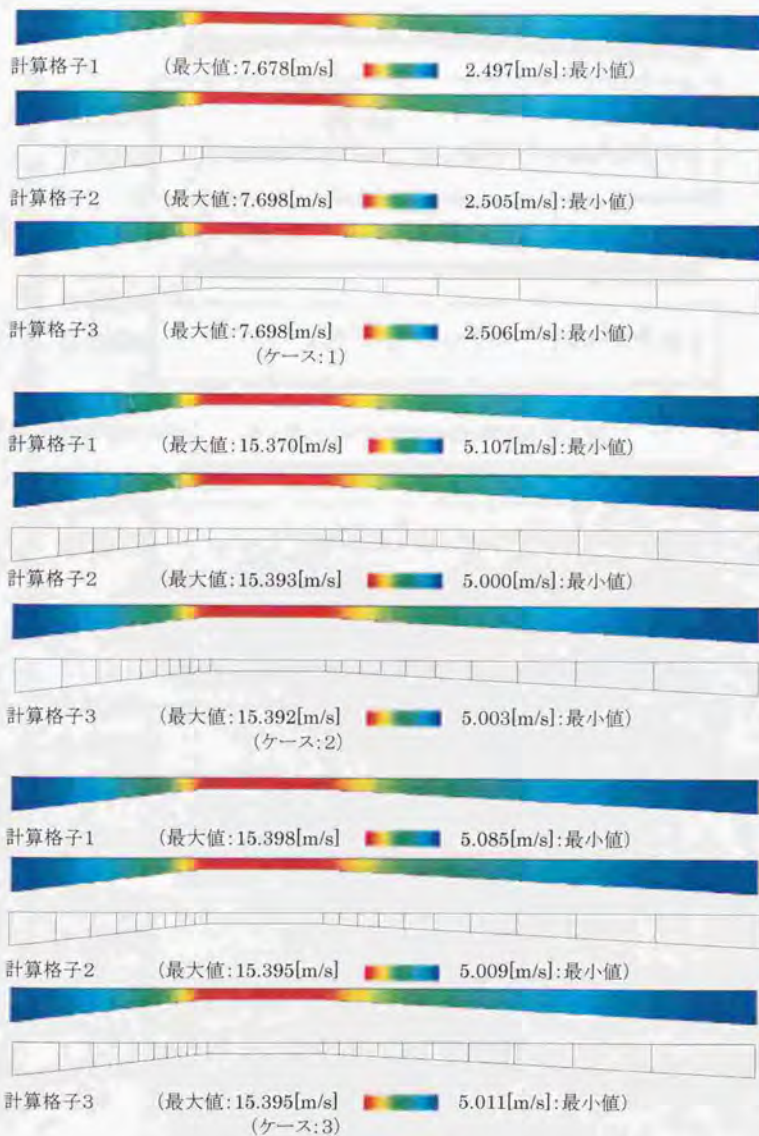
図(5. 3a) 計算格子間隔に対するボイド率分布の変化(図は中心面)



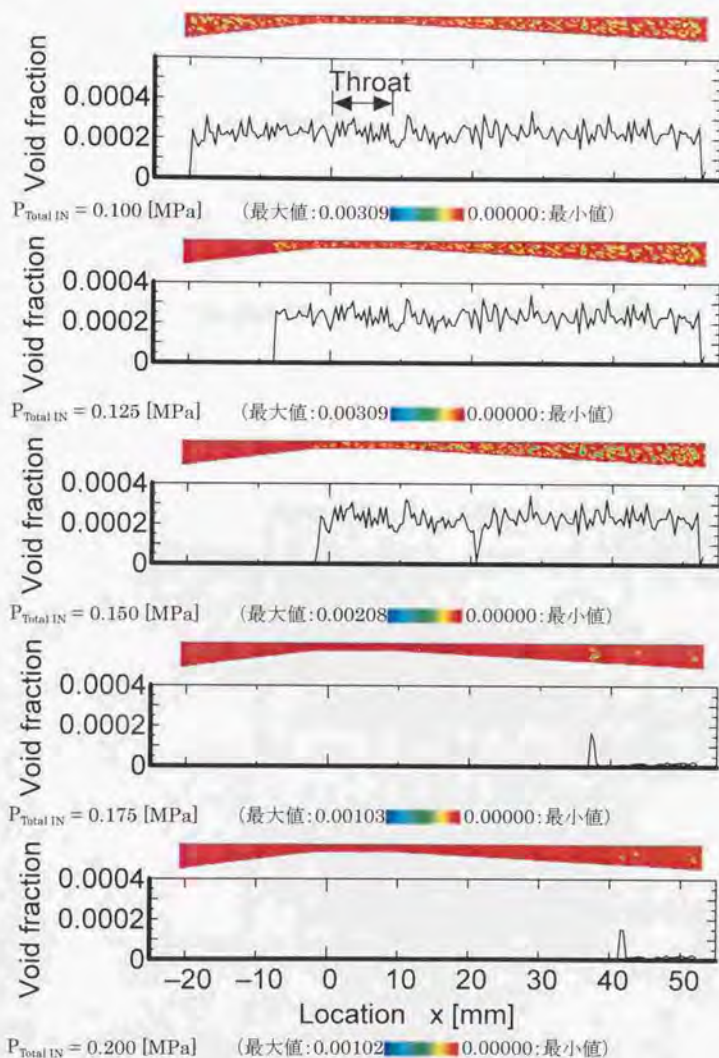
図(5. 3b) 計算格子間隔に対する静圧分布(図は中心面, 等高線間隔は 3333[Pa])



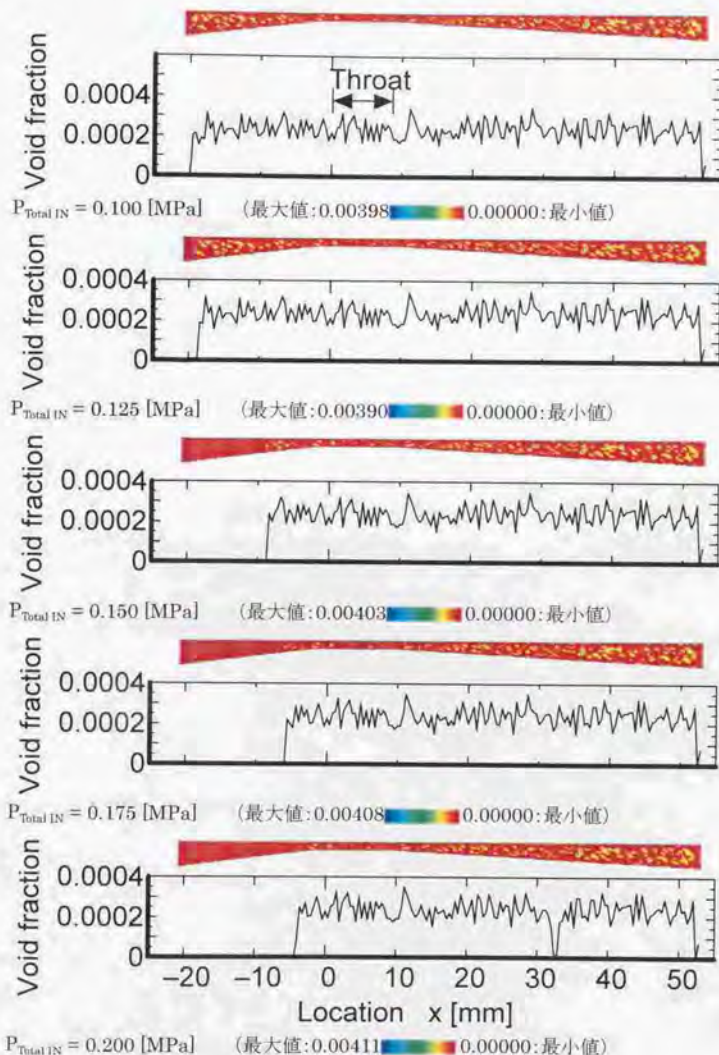
図(5. 3c) 計算格子間隔に対する静温分布(図は中心面, 等高線間隔は0.01[K])



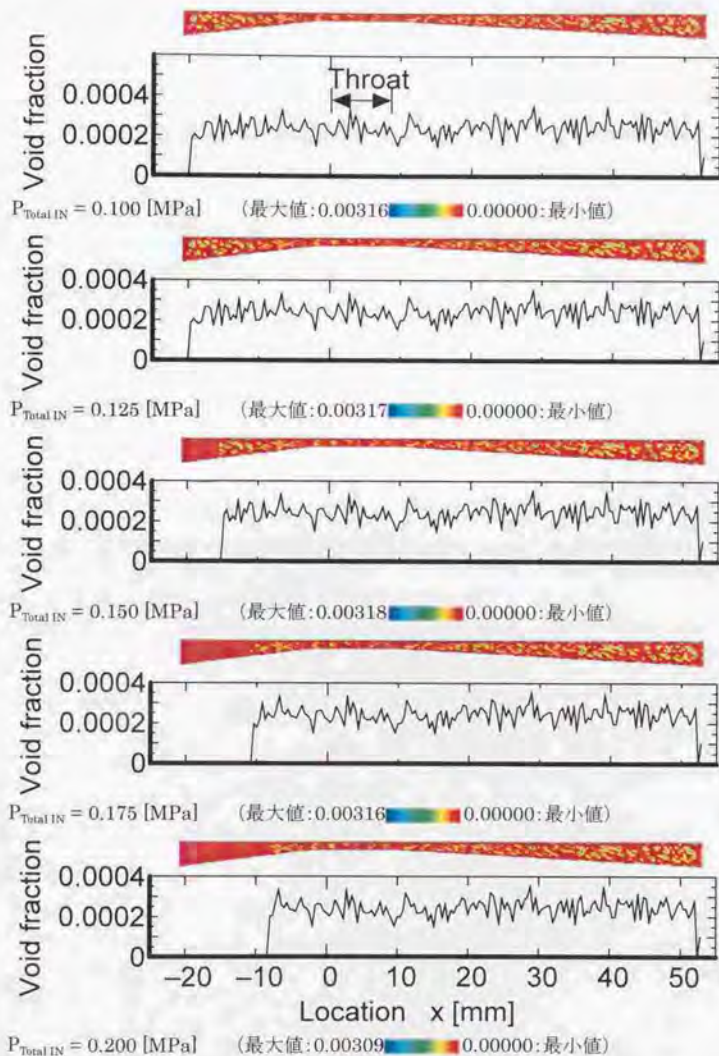
図(5. 3d)計算格子間隔に対する全速度分布(図は中心面, 等高線間隔は1.[m/s])



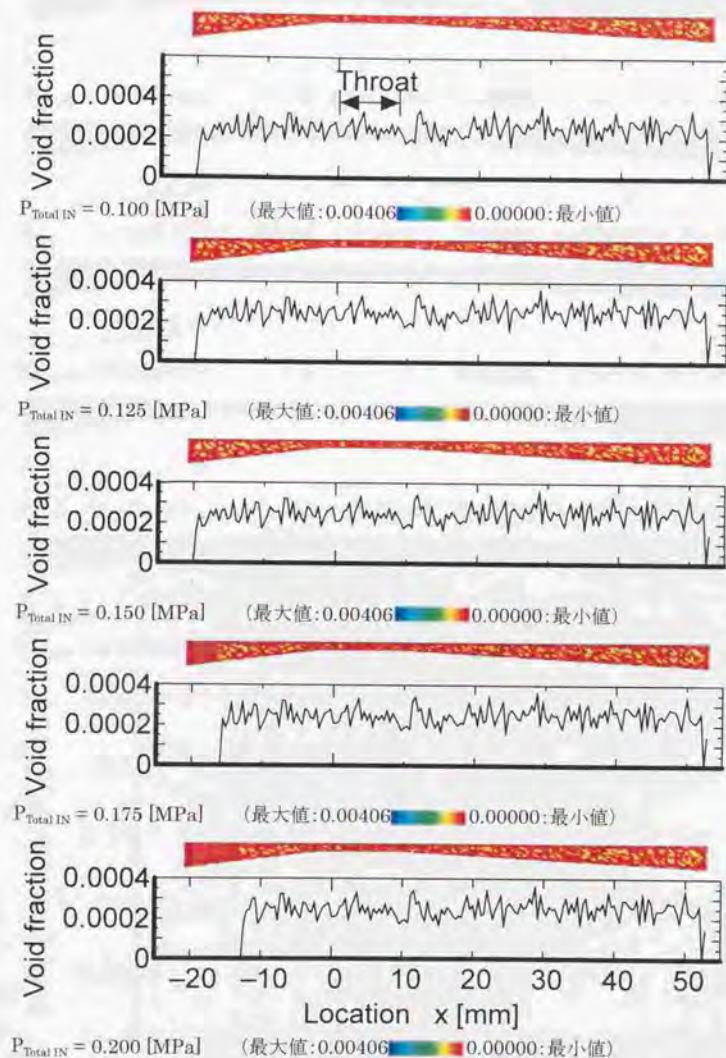
図(5. 4a) 入口全圧に対するボイド率の分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値) $V_{\text{IN}} = 2.5$ [m/s], $T_{\text{Total IN}} = 78$. [K]



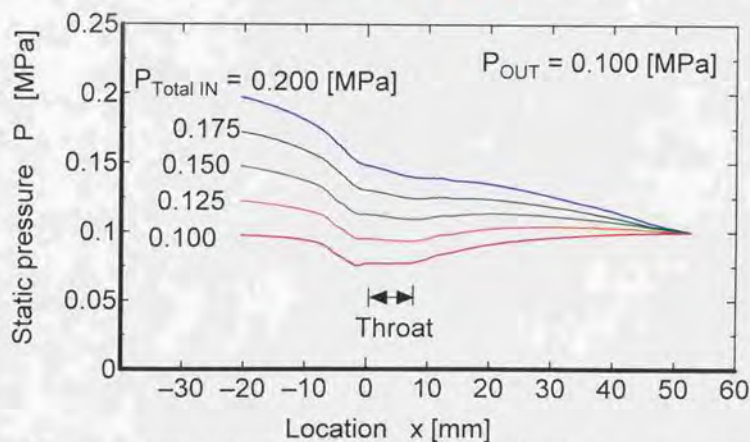
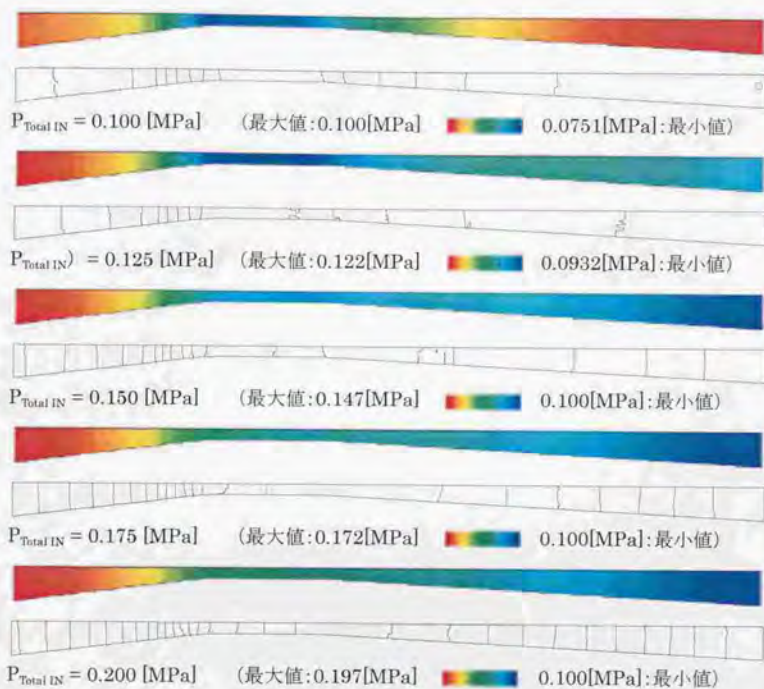
図(5. 4b) 入口全圧に対するボイド率の分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値) $V_{IN} = 5.0$ [m/s], $T_{Total IN} = 78.$ [K]



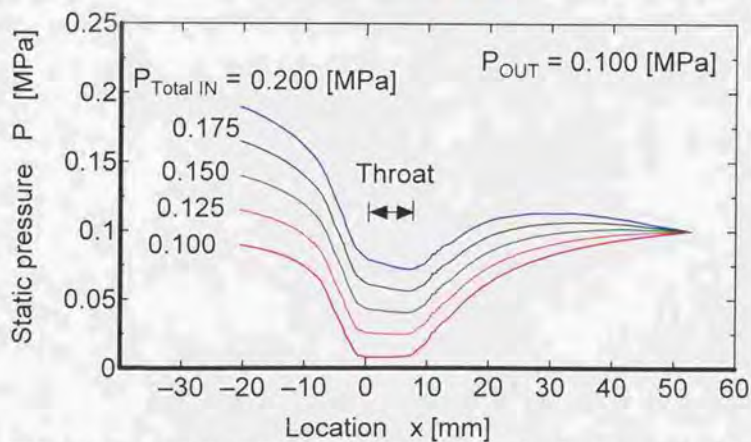
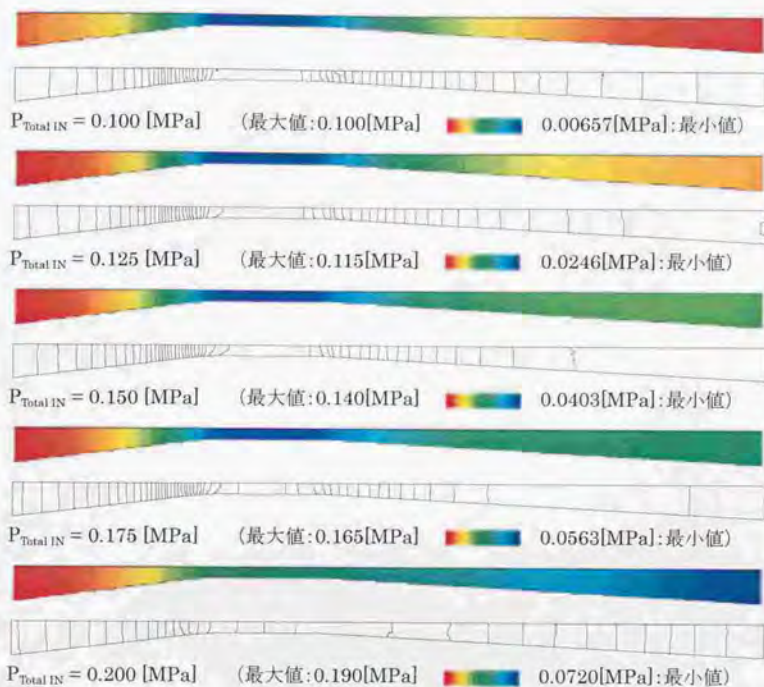
図(5. 4c) 入口全圧に対するボイド率の分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値) $V_{\text{IN}} = 7.5$ [m/s], $T_{\text{Total IN}} = 78$ [K]



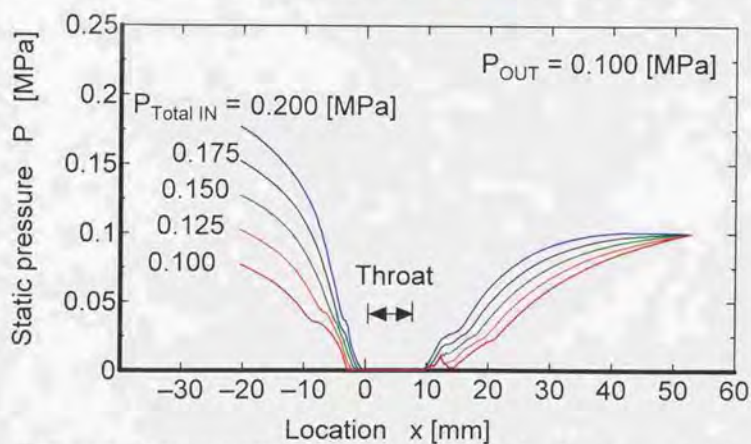
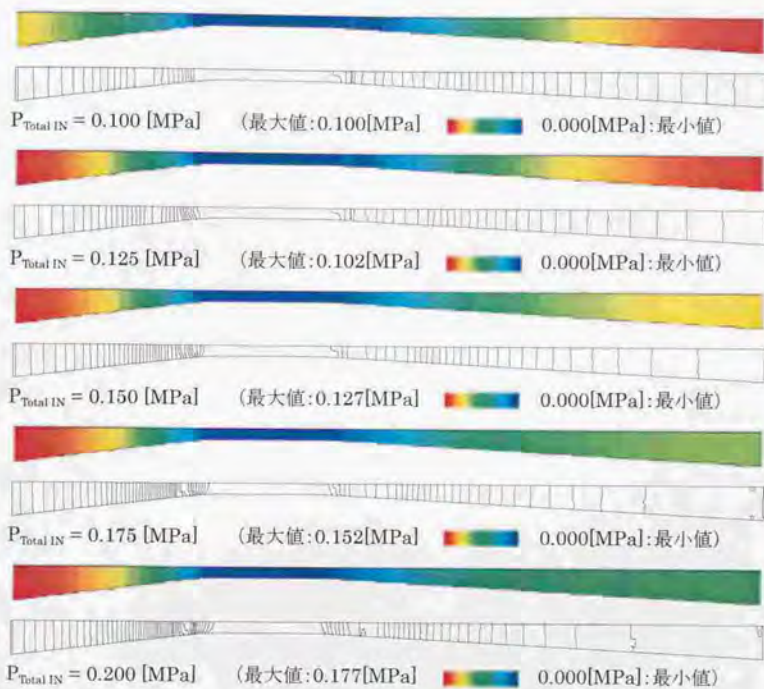
図(5. 4d) 入口全圧に対するボイド率の分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値) $V_{IN} = 10$. [m/s], $T_{Total IN} = 78$. [K]



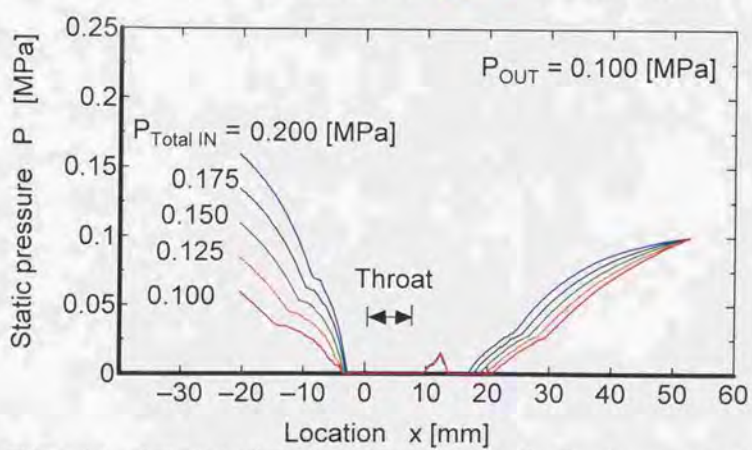
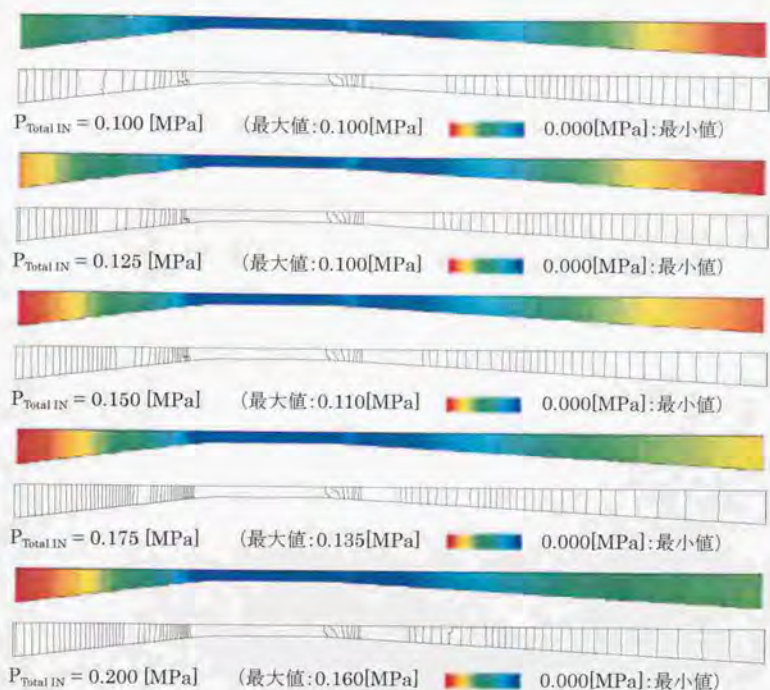
図(5. 5a)入口全圧に対する静圧の分布の変化 $V_{\text{IN}} = 2.5$ [m/s] , $T_{\text{Total IN}} = 78$. [K]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 3333[Pa])



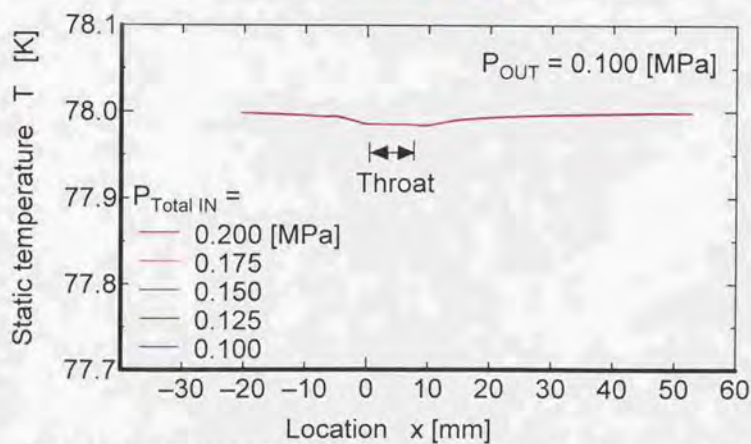
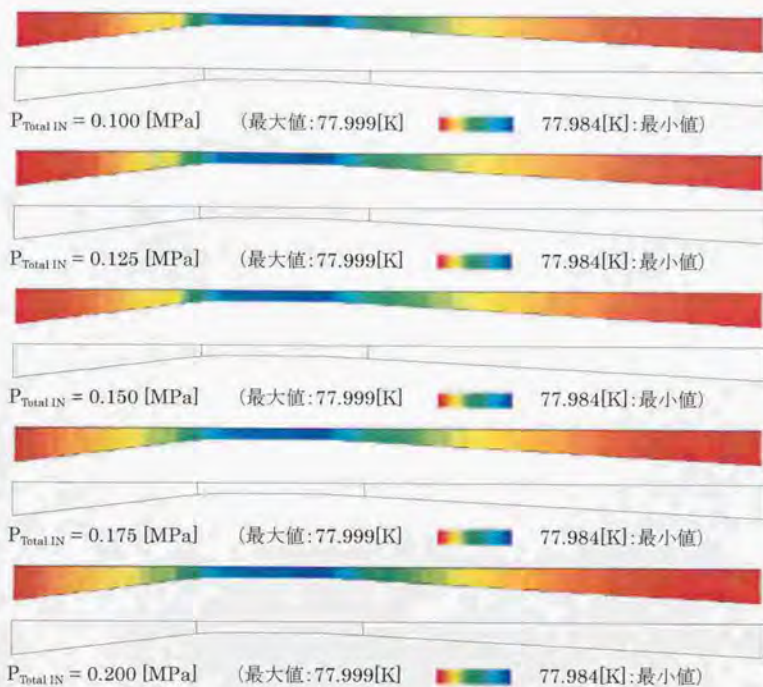
図(5.5b)入口全圧に対する静圧の分布の変化 $V_{\text{IN}} = 5.0$ [m/s], $T_{\text{Total IN}} = 78$. [K]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 3333[Pa])



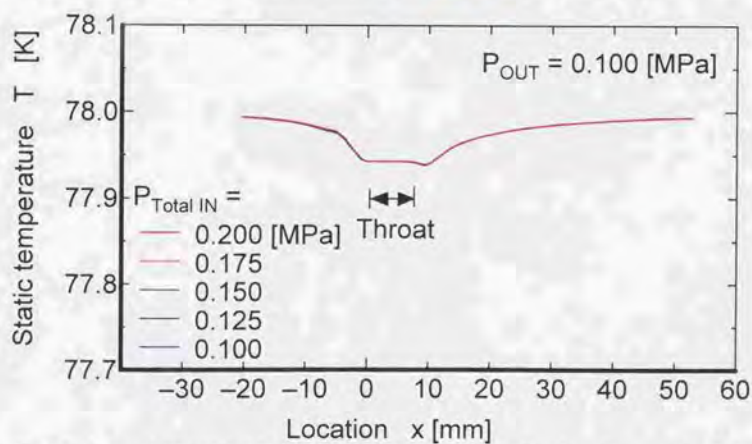
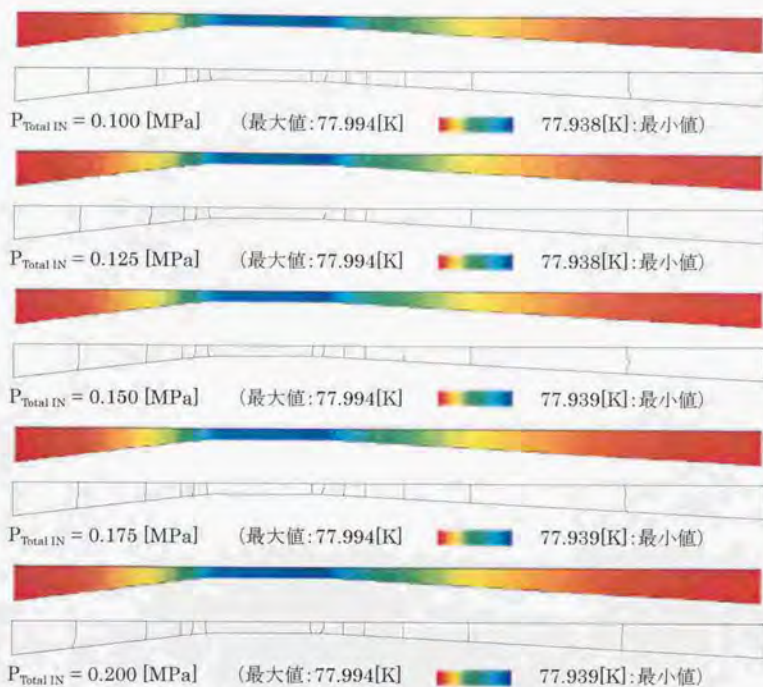
図(5. 5c)入口全圧に対する静圧の分布の変化 $V_{\text{IN}} = 7.5$ [m/s] , $T_{\text{Total IN}} = 78$. [K]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 3333[Pa])



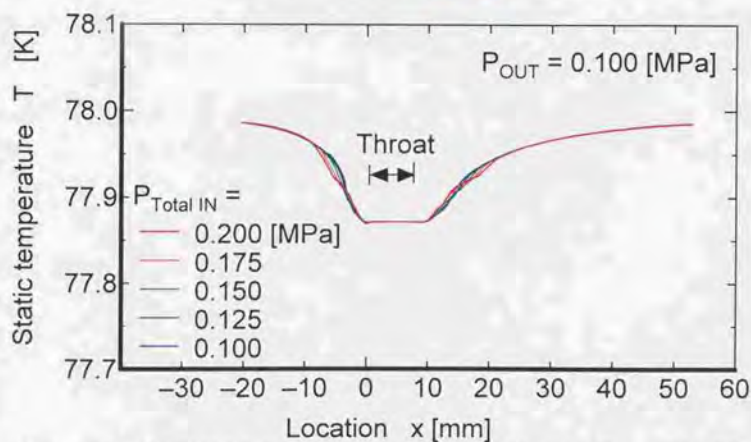
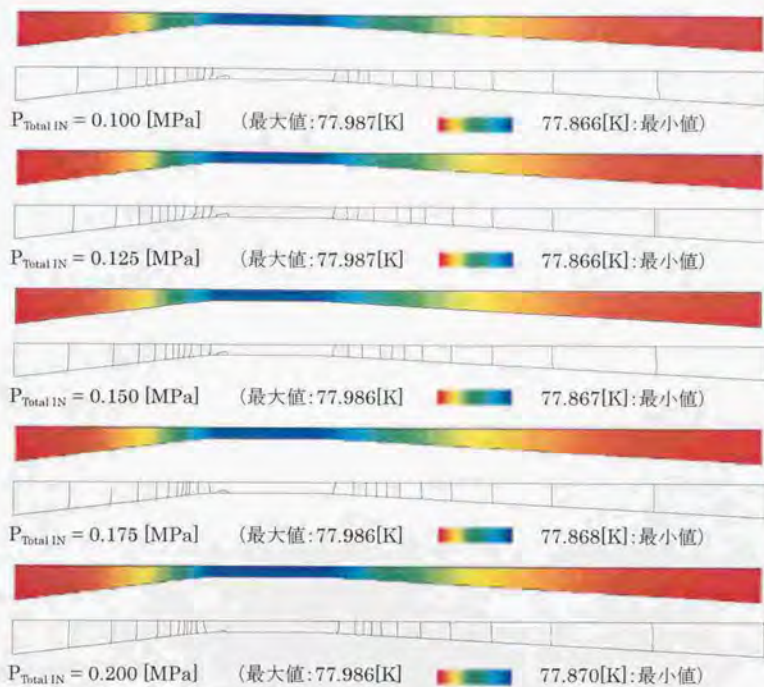
図(5. 5d)入口全圧に対する静圧の分布の変化 $V_{\text{IN}} = 10.0 \text{ [m/s]}$, $T_{\text{Total IN}} = 78. \text{ [K]}$
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 3333[Pa])



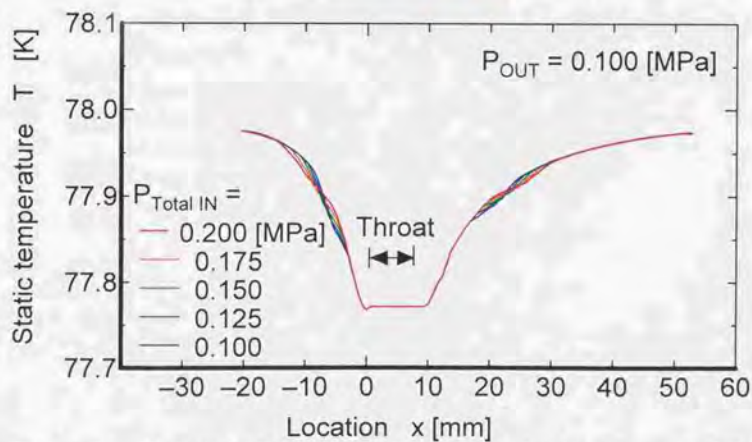
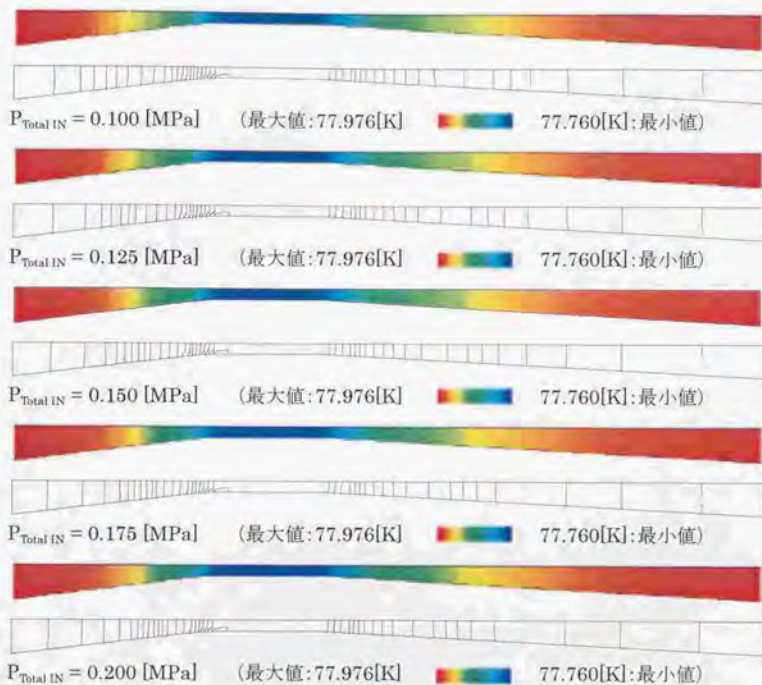
図(5. 6a) 入口全圧に対する静温の分布の変化 $V_{\text{IN}} = 2.5$ [m/s], $T_{\text{Total IN}} = 78.$ [K]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 0.01[K])



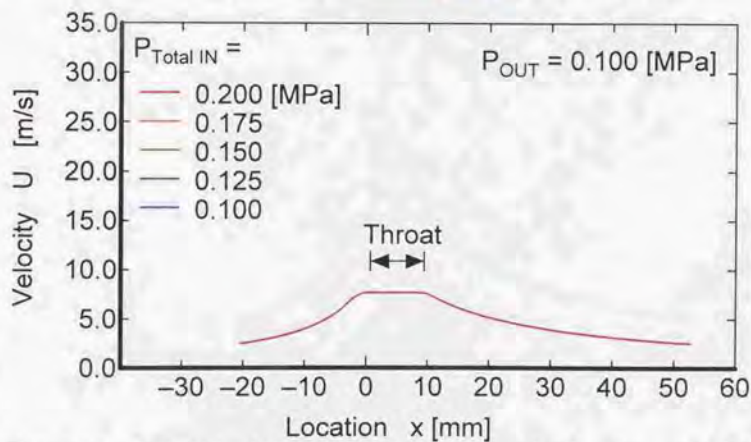
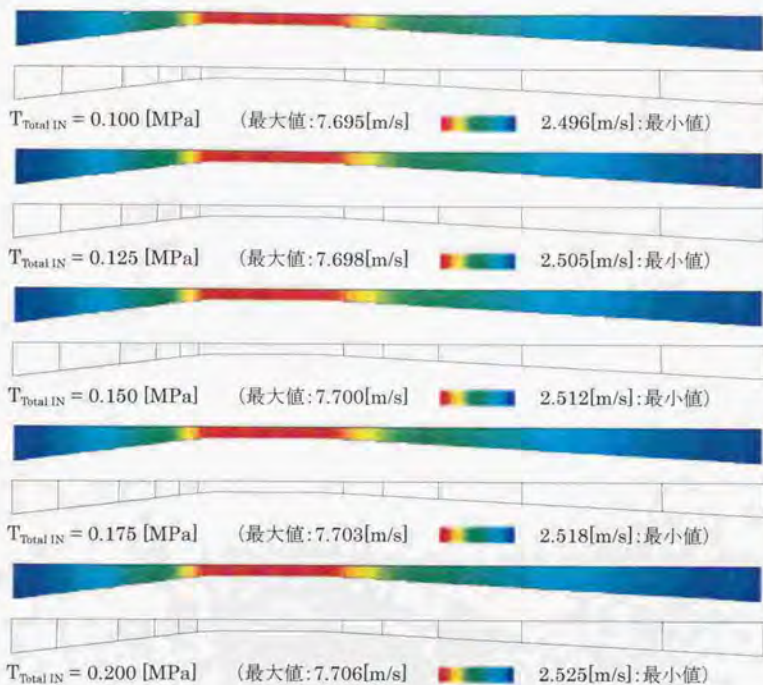
図(5. 6b)入口全圧に対する静温の分布の変化 $V_{\text{IN}} = 5.0 \text{ [m/s]}$, $T_{\text{Total IN}} = 78. \text{ [K]}$
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 0.01[K])



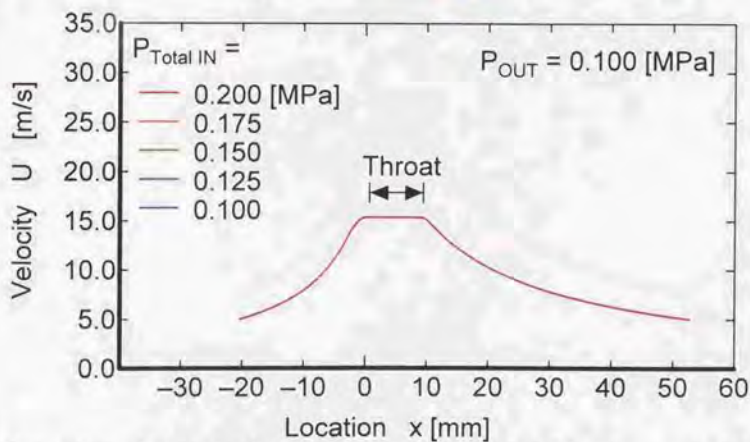
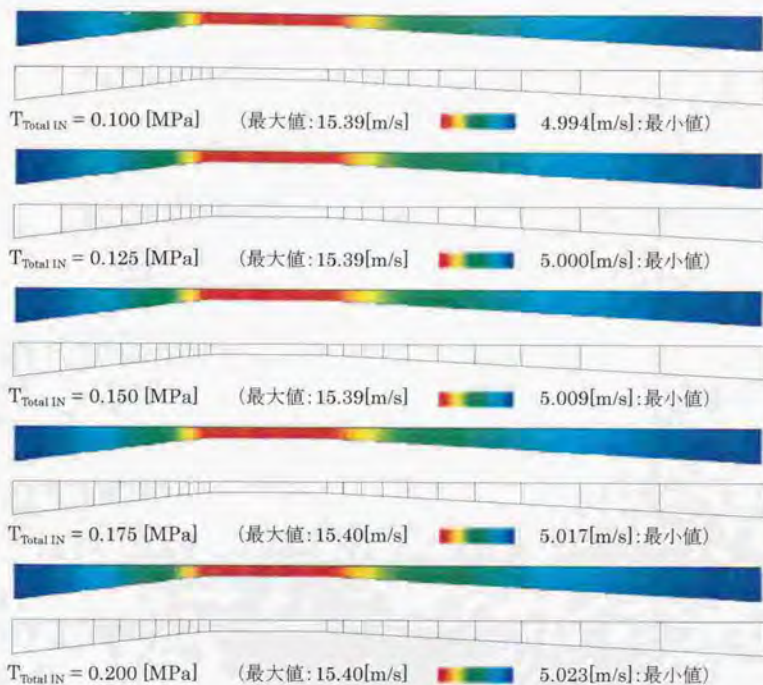
図(5. 6c)入口全圧に対する静温の分布の変化 $V_{\text{IN}} = 7.5$ [m/s] , $T_{\text{Total IN}} = 78.$ [K]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は0.01[K])



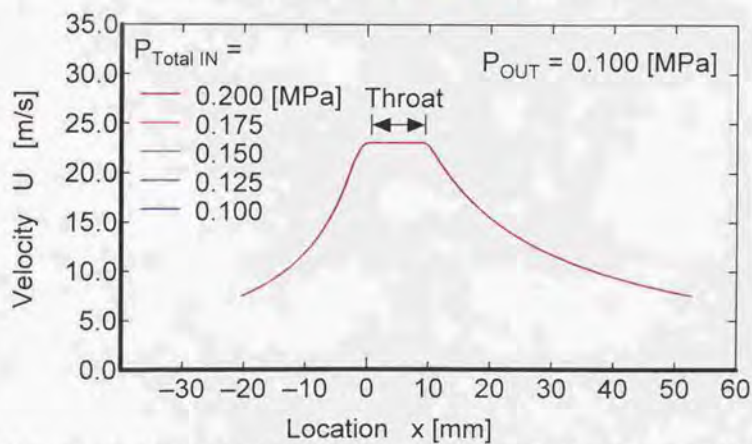
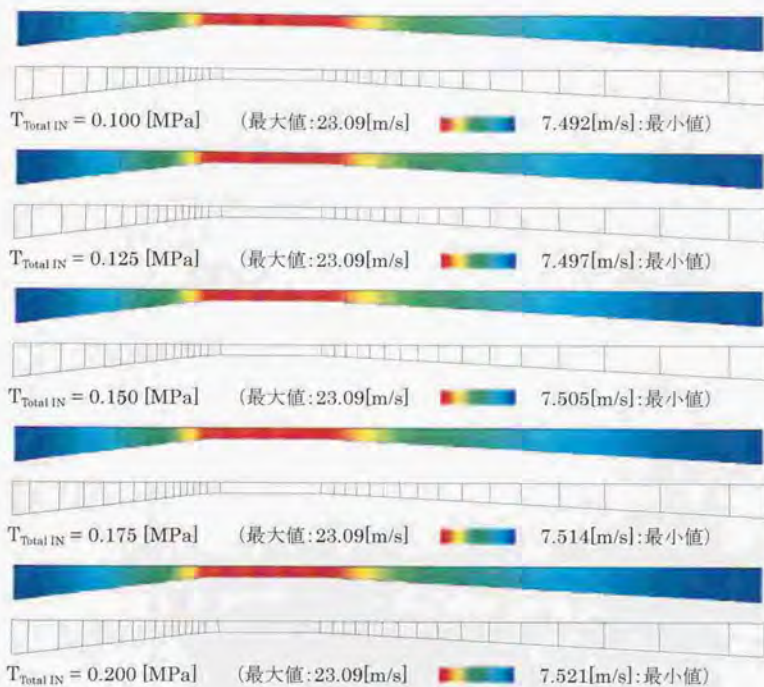
図(5. 6d)入口全圧に対する静温の分布の変化 $V_{\text{IN}} = 10$. [m/s] , $T_{\text{Total IN}} = 78$. [K]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 0.01[K])



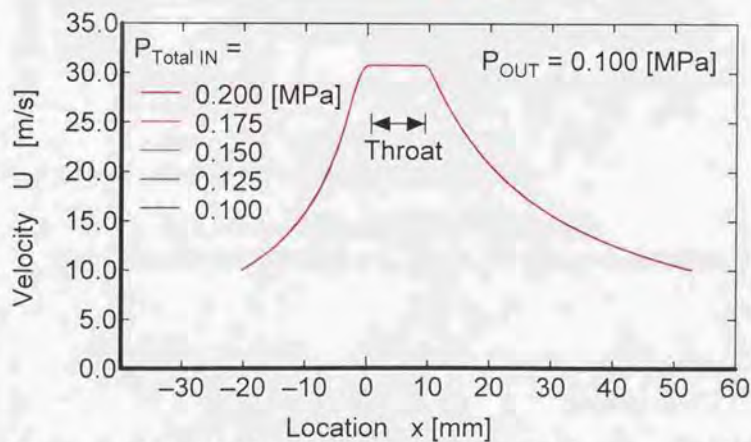
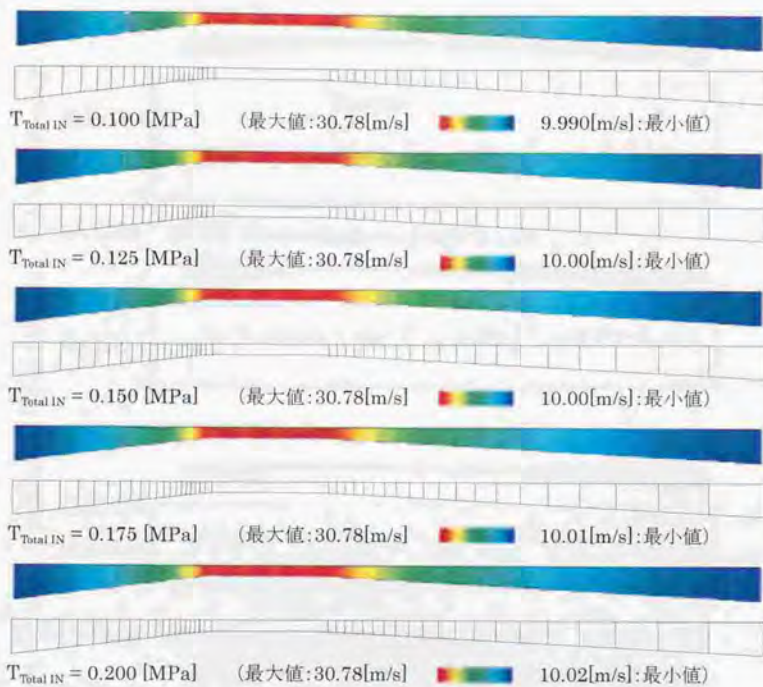
図(5. 7a) 入口全圧に対する全速度の分布の変化 $V_{IN} = 2.5$ [m/s], $T_{Total IN} = 78$. [K]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 1.[m/s])



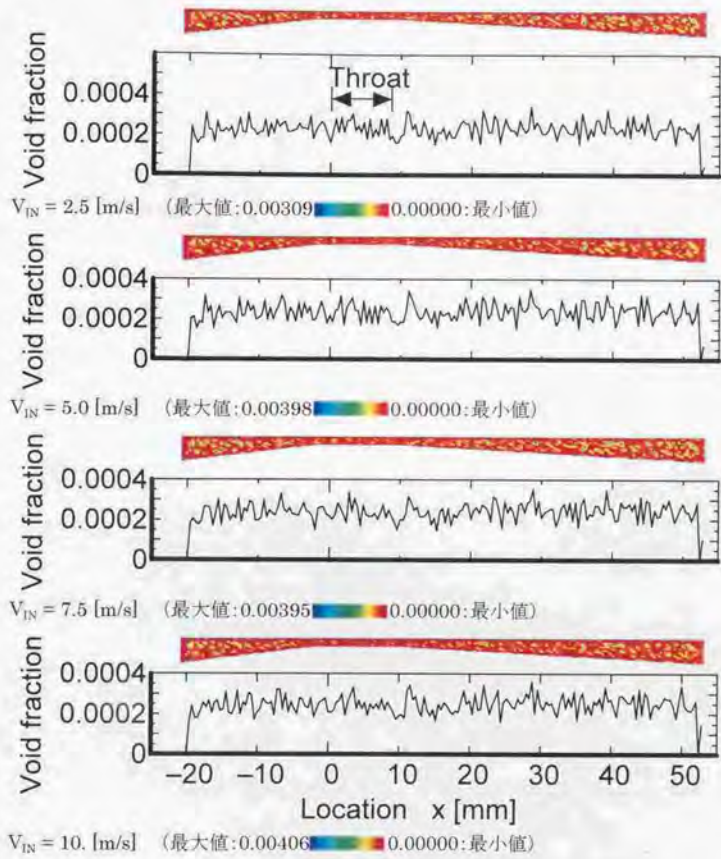
図(5.7b) 入口全圧に対する全速度の分布の変化 $V_{IN} = 5.0$ [m/s], $T_{Total IN} = 78$. [K]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 1.[m/s])



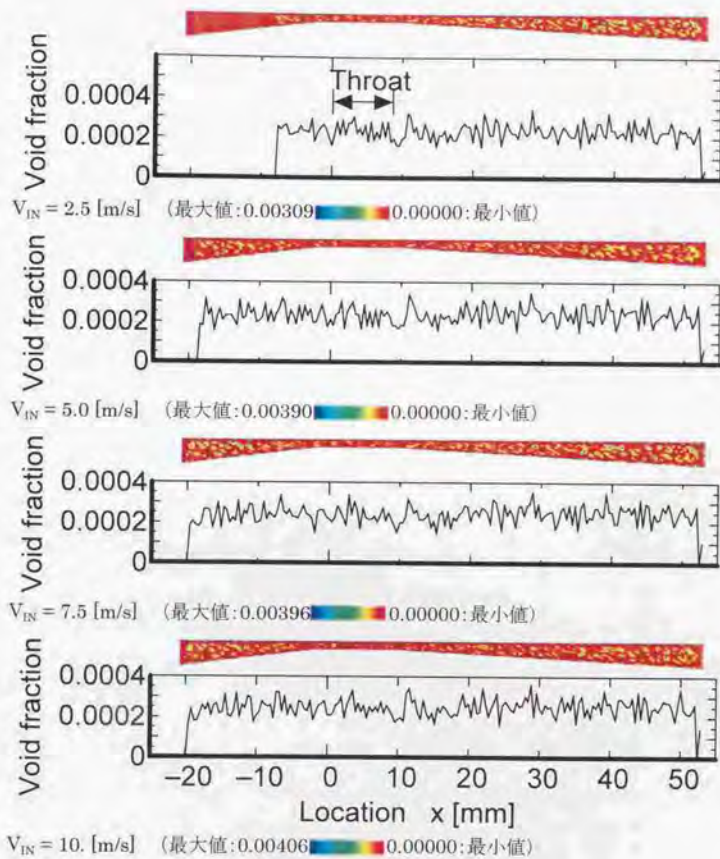
図(5.7c) 入口全圧に対する全速度の分布の変化 $V_{IN} = 7.5$ [m/s], $T_{Total IN} = 78$ [K]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 1.[m/s])



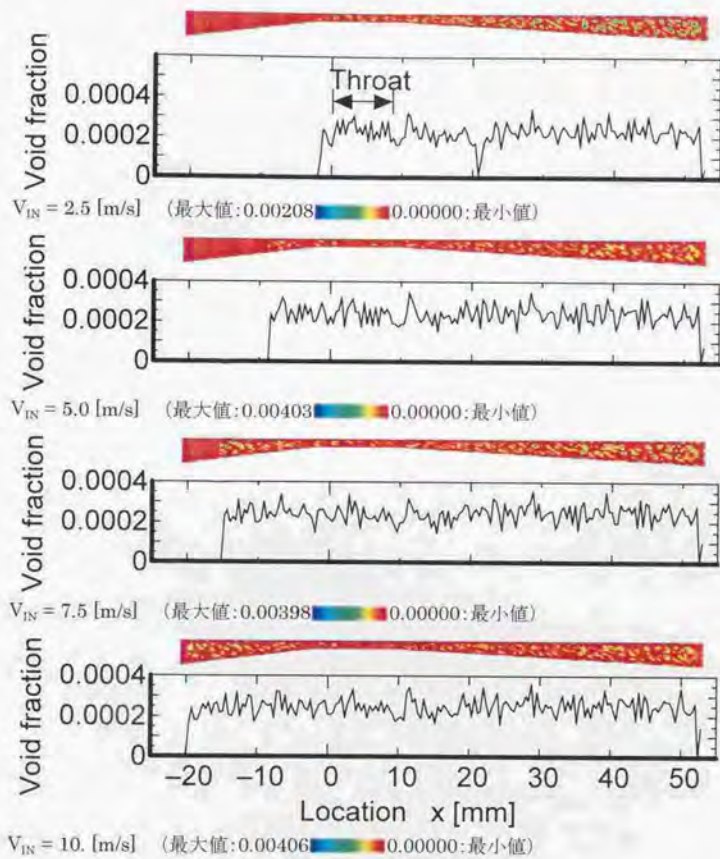
図(5. 7d) 入口全圧に対する全速度の分布の変化 $V_{IN} = 10.0$ [m/s], $T_{Total IN} = 78.0$ [K]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 1.0 [m/s])



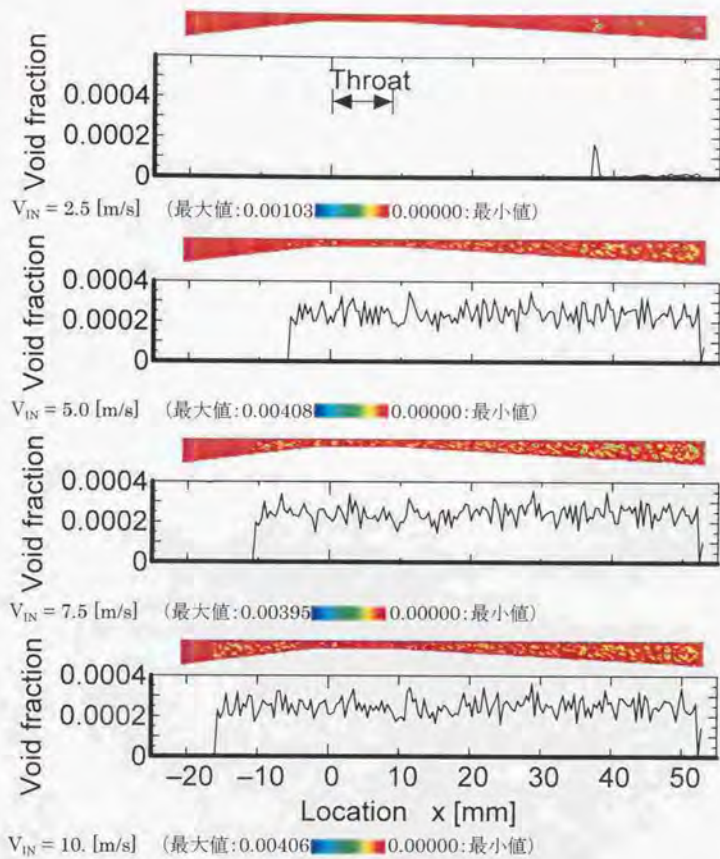
図(5. 8a)入口全速度に対するボイド率の分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値) $T_{Total IN} = 78.$ [K], $P_{Total IN} = 0.100$ [MPa]



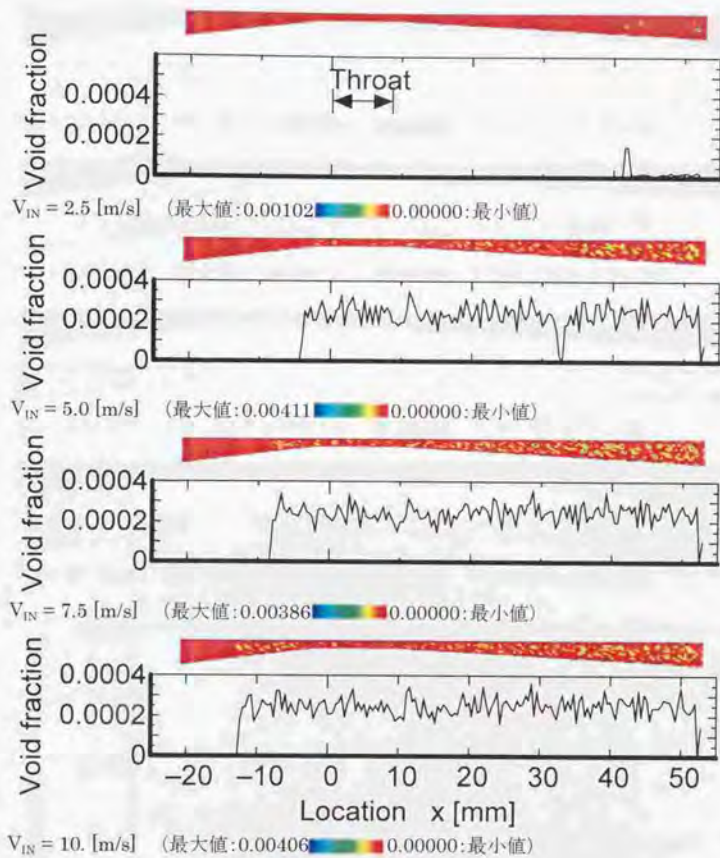
図(5. 8b) 入口全速度に対するボイド率の分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値) $T_{Total IN} = 78.$ [K], $P_{Total IN} = 0.125$ [MPa]



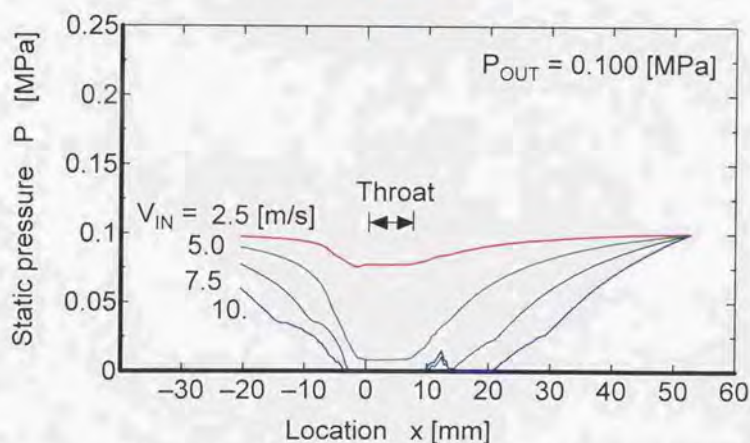
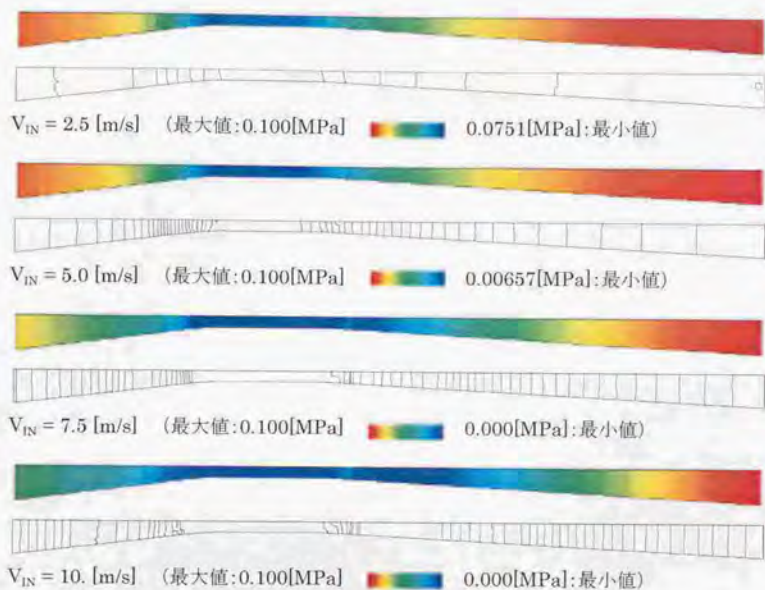
図(5. 8c)入口全速度に対するボイド率の分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値) $T_{Total IN} = 78.$ [K], $P_{Total IN} = 0.150$ [MPa]



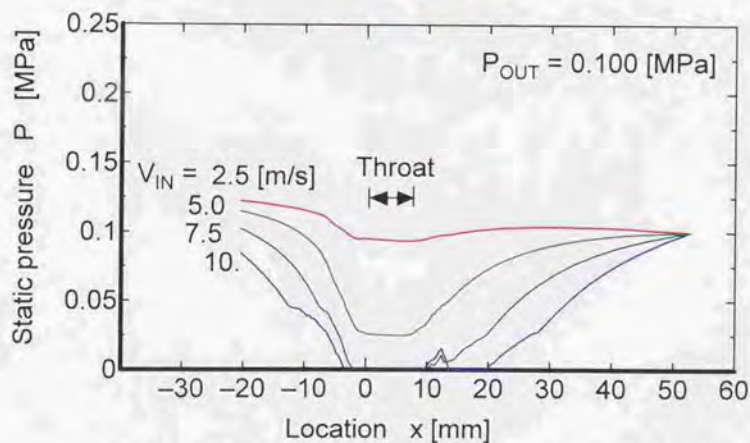
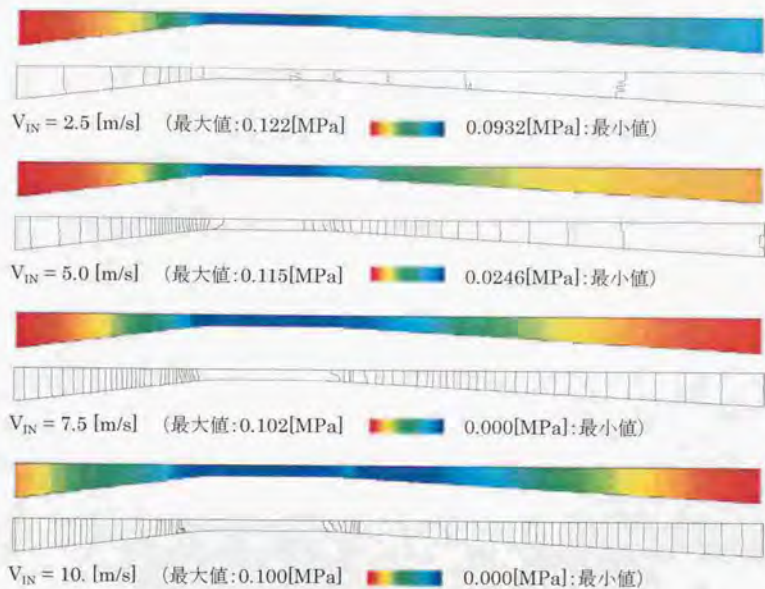
図(5. 8d)入口全速度に対するボイド率の分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値) $T_{Total IN} = 78.$ [K], $P_{Total IN} = 0.175$ [MPa]



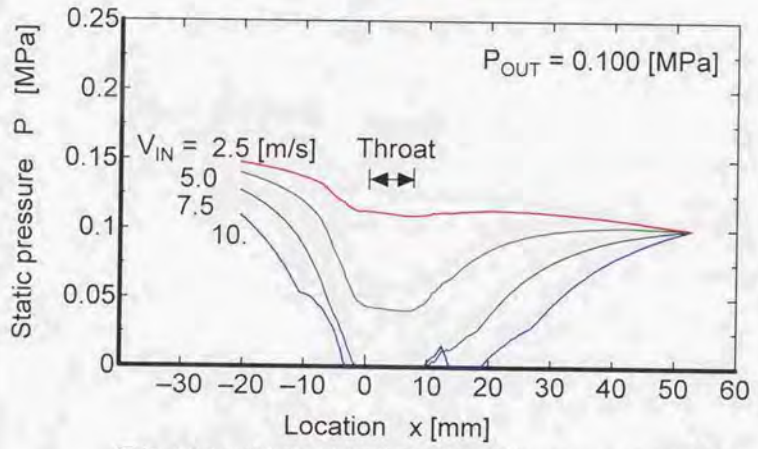
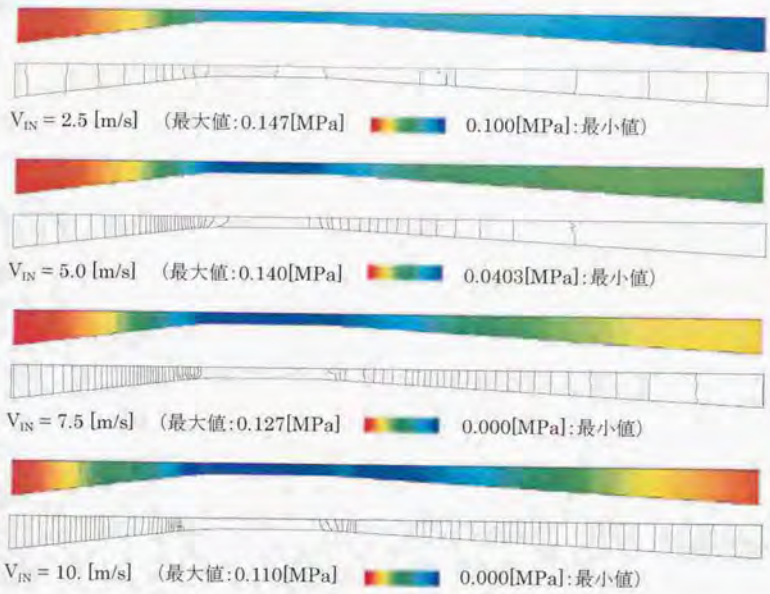
図(5. 8e)入口全速度に対するボイド率の分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値) $T_{Total IN} = 78.$ [K], $P_{Total IN} = 0.200$ [MPa]



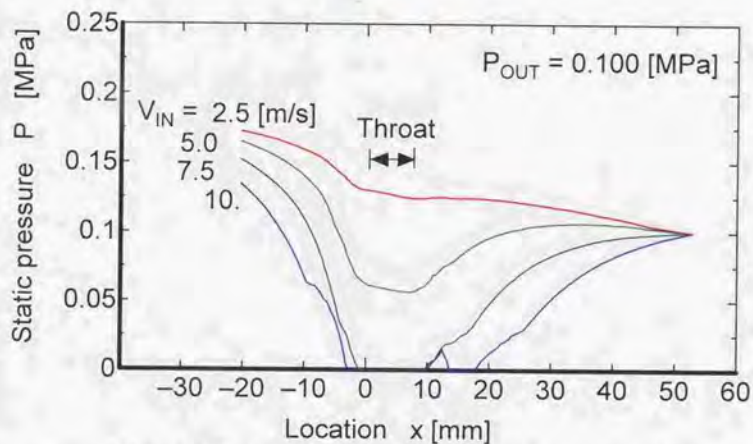
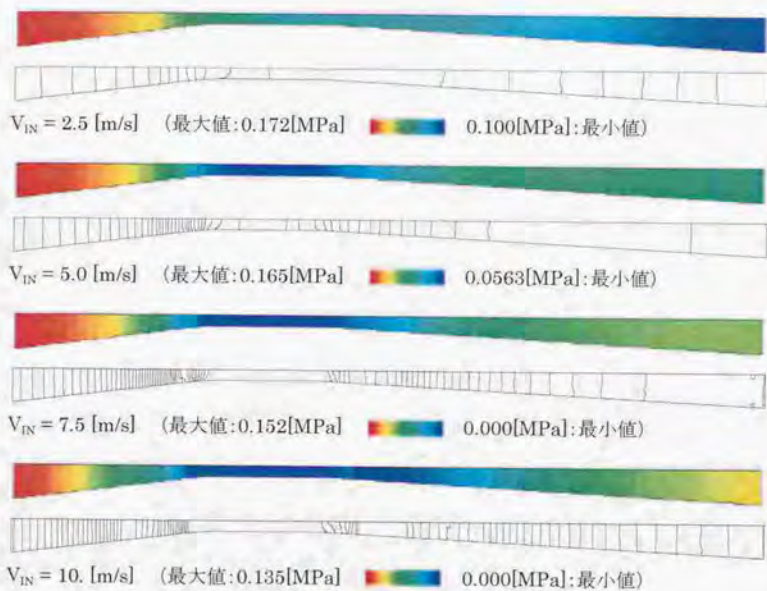
図(5.9a)入口全速度に対する静圧の分布の変化 $P_{Total IN} = 0.100$ [MPa]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 3333[Pa]) $T_{Total IN} = 78.$ [K]



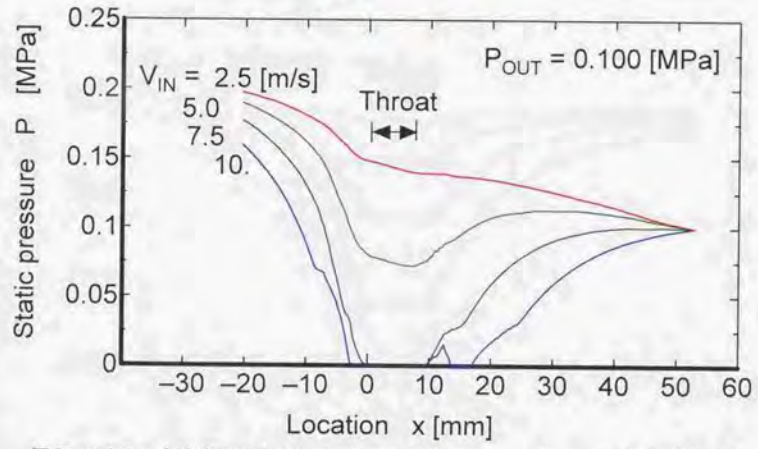
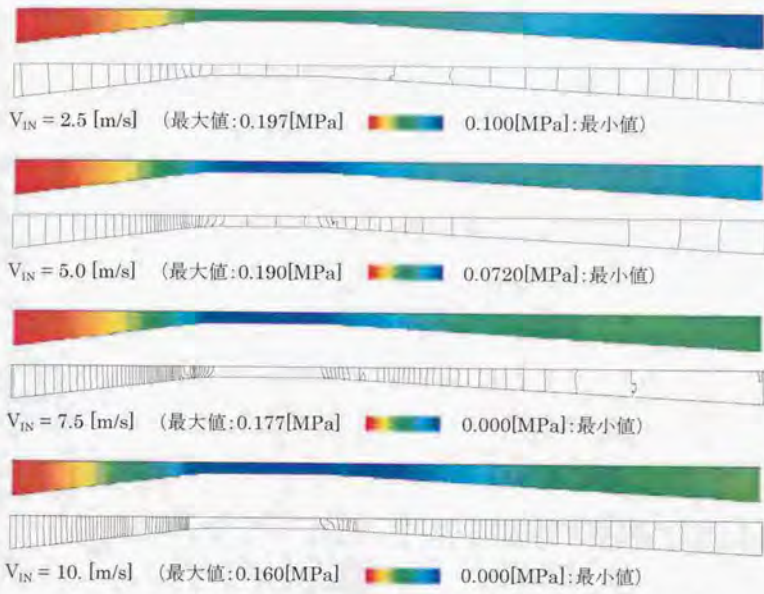
図(5.9b) 入口全速度に対する静圧の分布の変化 $P_{Total IN} = 0.125$ [MPa]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 3333[Pa]) $T_{Total IN} = 78.$ [K]



図(5. 9e)入口全速度に対する静圧の分布の変化 $P_{Total IN} = 0.150$ [MPa]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 3333[Pa]) $T_{Total IN} = 78.$ [K]



図(5. 9d)入口全速度に対する静圧の分布の変化 $P_{Total IN} = 0.175$ [MPa]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 3333[Pa]) $T_{Total IN} = 78.$ [K]



図(5. 9e)入口全速度に対する静圧の分布の変化
 $P_{Total IN} = 0.200$ [MPa]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 3333[Pa]) $T_{Total IN} = 78.$ [K]



$V_{IN} = 2.5$ [m/s] (最大値:77.999[K] 77.984[K]:最小値)



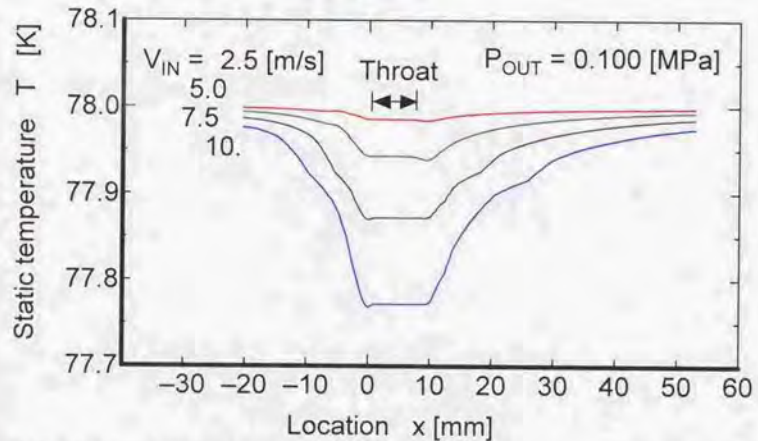
$V_{IN} = 5.0$ [m/s] (最大値:77.994[K] 77.938[K]:最小値)



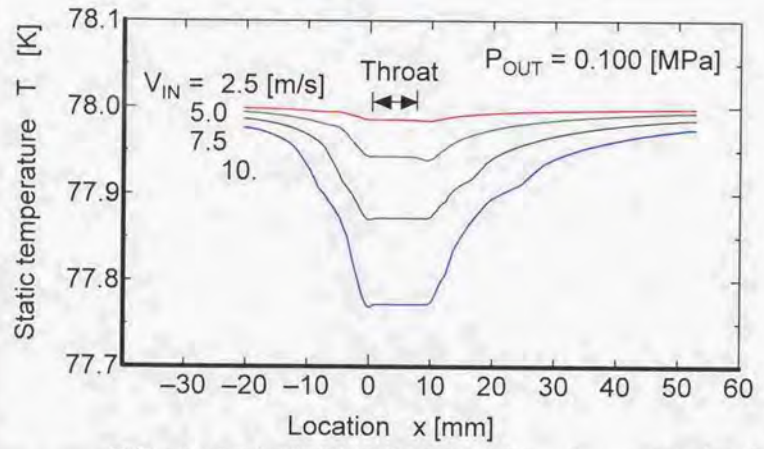
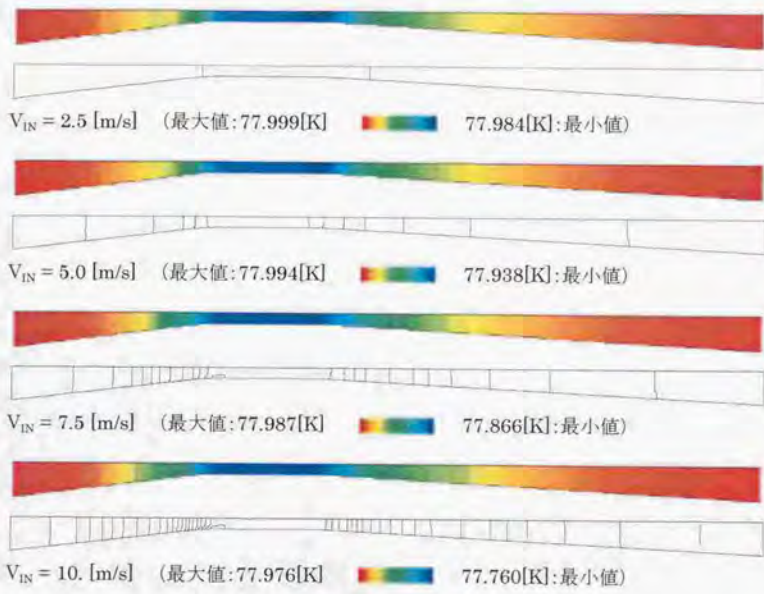
$V_{IN} = 7.5$ [m/s] (最大値:77.987[K] 77.866[K]:最小値)



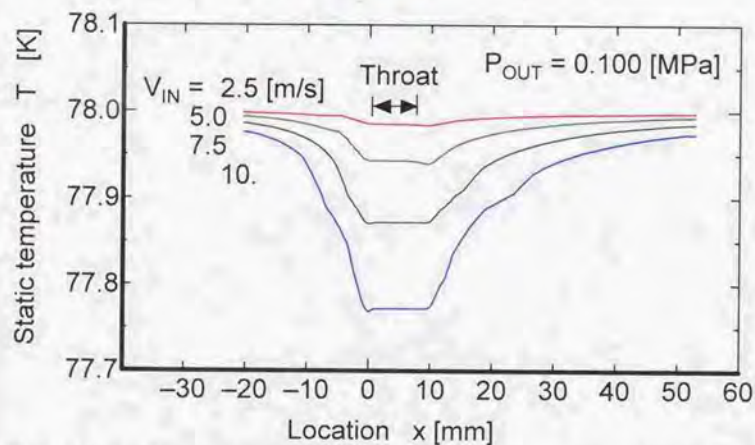
$V_{IN} = 10.$ [m/s] (最大値:77.976[K] 77.760[K]:最小値)



図(5. 10a)入口全速度に対する静温の分布の変化 $P_{Total IN} = 0.100$ [MPa]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 0.01[K]) $T_{Total IN} = 78.$ [K]



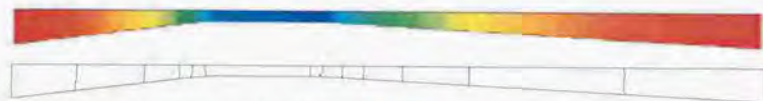
図(5. 10b) 入口全速度に対する静温の分布の変化 $P_{Total IN} = 0.125$ [MPa]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 0.01[K]) $T_{Total IN} = 78.$ [K]



図(5. 10c) 入口全速度に対する静温の分布の変化 $P_{Total IN} = 0.150 \text{ [MPa]}$
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 0.01 [K]) $T_{Total IN} = 78. \text{ [K]}$



$V_{IN} = 2.5$ [m/s] (最大値:77.999[K] 77.984[K]:最小値)



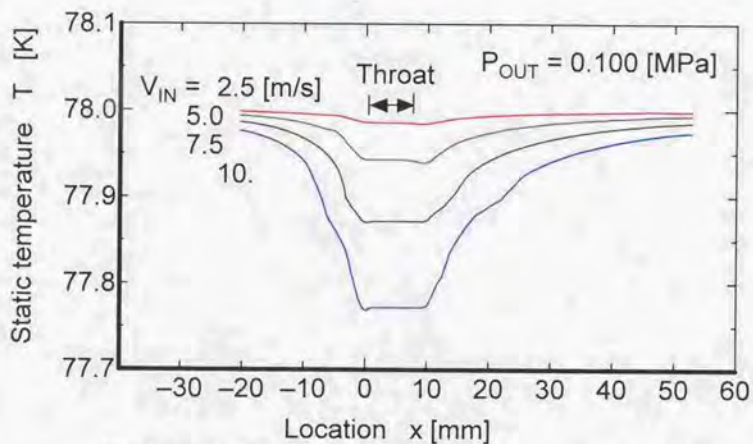
$V_{IN} = 5.0$ [m/s] (最大値:77.994[K] 77.939[K]:最小値)



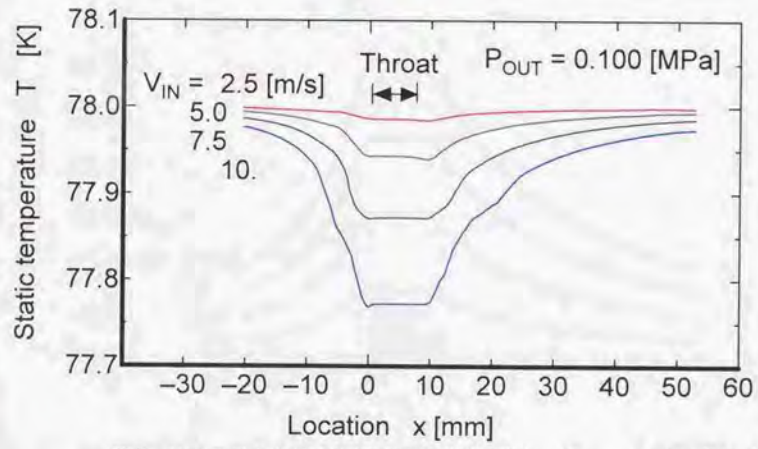
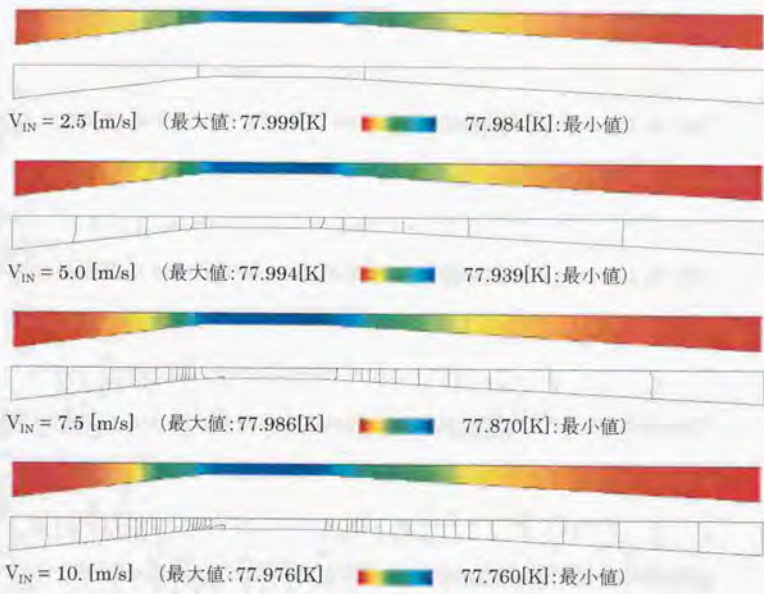
$V_{IN} = 7.5$ [m/s] (最大値:77.986[K] 77.868[K]:最小値)



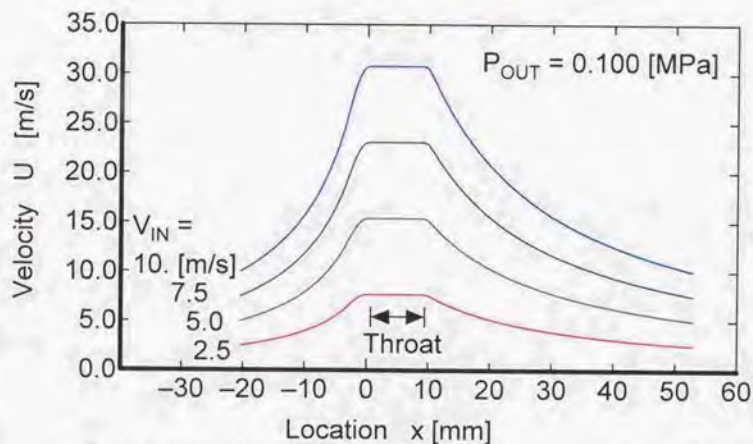
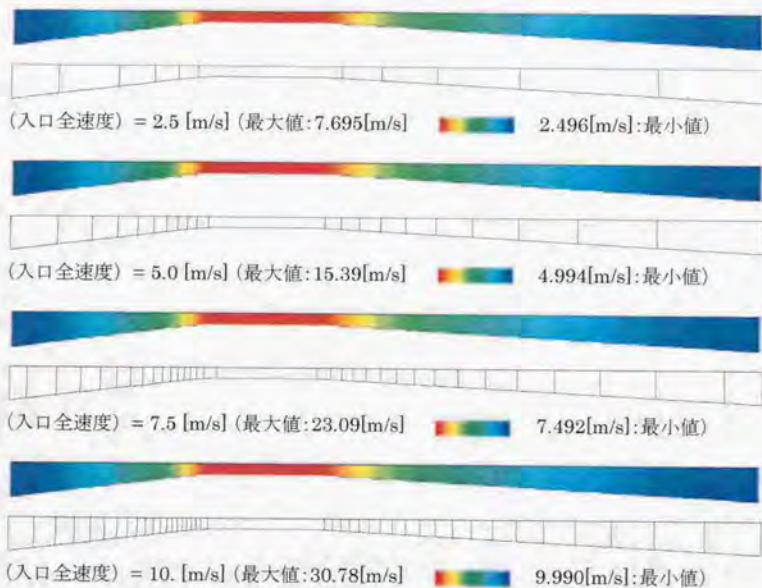
$V_{IN} = 10.$ [m/s] (最大値:77.976[K] 77.760[K]:最小値)



図(5. 10d)入口全速度に対する静温の分布の変化 $P_{Total IN} = 0.175$ [MPa]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 0.01[K]) $T_{Total IN} = 78.$ [K]



図(5. 10e) 入口全速度に対する静温の分布の変化 $P_{Total IN} = 0.200$ [MPa]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 0.01[K]) $T_{Total IN} = 78.$ [K]



図(5. 11a)入口全速度に対する全速度の分布の変化 $P_{Total IN} = 0.100$ [MPa]
(図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 1.[m/s]) $T_{Total IN} = 78.$ [K]



(入口全速度) = 2.5 [m/s] (最大値:7.698[m/s] 2.505[m/s]:最小値)



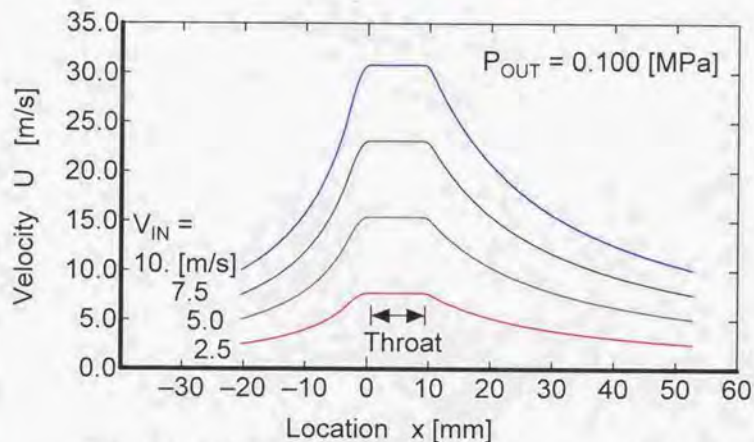
(入口全速度) = 5.0 [m/s] (最大値:15.39[m/s] 5.000[m/s]:最小値)



(入口全速度) = 7.5 [m/s] (最大値:23.09[m/s] 7.497[m/s]:最小値)



(入口全速度) = 10. [m/s] (最大値:30.78[m/s] 9.996[m/s]:最小値)



図(5. 11b)入口全速度に対する全速度の分布の変化 $P_{\text{Total IN}} = 0.125$ [MPa]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 1.[m/s]) $T_{\text{Total IN}} = 78.$ [K]



(入口全速度) = 2.5 [m/s] (最大値:7.700[m/s] 2.512[m/s]:最小値)



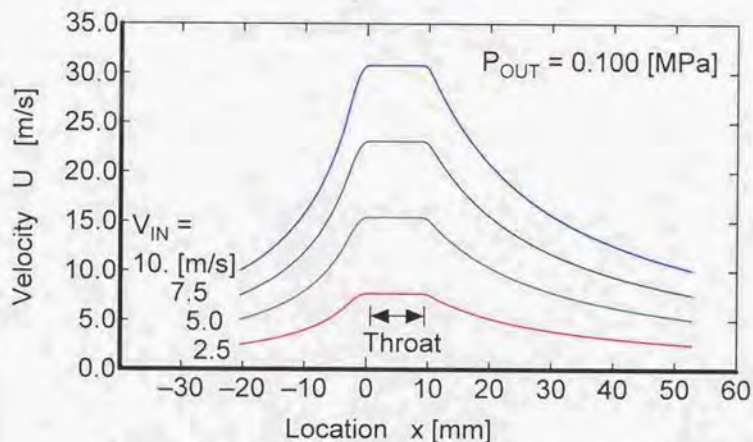
(入口全速度) = 5.0 [m/s] (最大値:15.40[m/s] 5.009[m/s]:最小値)



(入口全速度) = 7.5 [m/s] (最大値:23.09[m/s] 7.505[m/s]:最小値)



(入口全速度) = 10. [m/s] (最大値:30.78[m/s] 10.00[m/s]:最小値)



図(5. 11c) 入口全速度に対する全速度の分布の変化 $P_{\text{Total IN}} = 0.150$ [MPa]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 1.(m/s)) $T_{\text{Total IN}} = 78.$ [K]



(入口全速度) = 2.5 [m/s] (最大値 7.703 [m/s] 2.518 [m/s]:最小値)



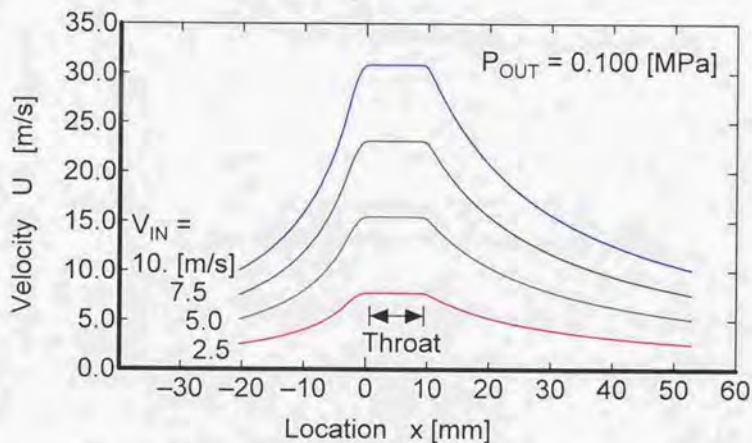
(入口全速度) = 5.0 [m/s] (最大値:15.40[m/s] 5.017[m/s]:最小値)



(入口全速度) = 7.5 [m/s] (最大値:23.09[m/s] 7.514[m/s]:最小値)



(入口全速度) = 10. [m/s] (最大値:30.78[m/s] 10.01[m/s]:最小値)



図(5. 11d) 入口全速度に対する全速度の分布の変化 $P_{\text{Total IN}} = 0.175$ [MPa]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 1.[m/s]) $T_{\text{Total IN}} = 78.$ [K]



(入口全速度) = 2.5 [m/s] (最大値:7.706[m/s] 2.525[m/s]:最小値)



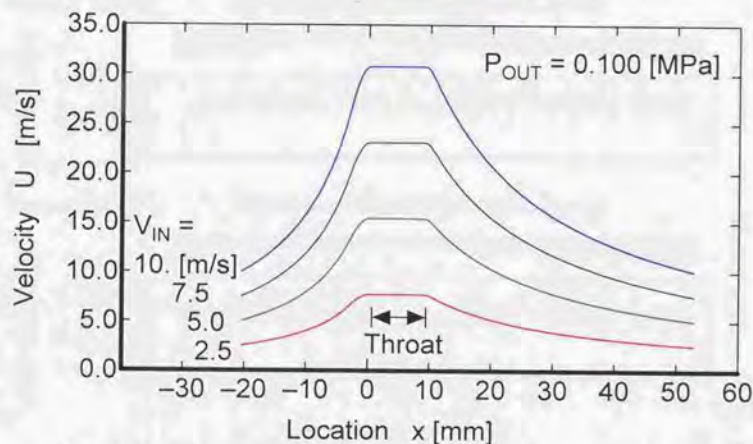
(入口全速度) = 5.0 [m/s] (最大値:15.40[m/s] 5.023[m/s]:最小値)



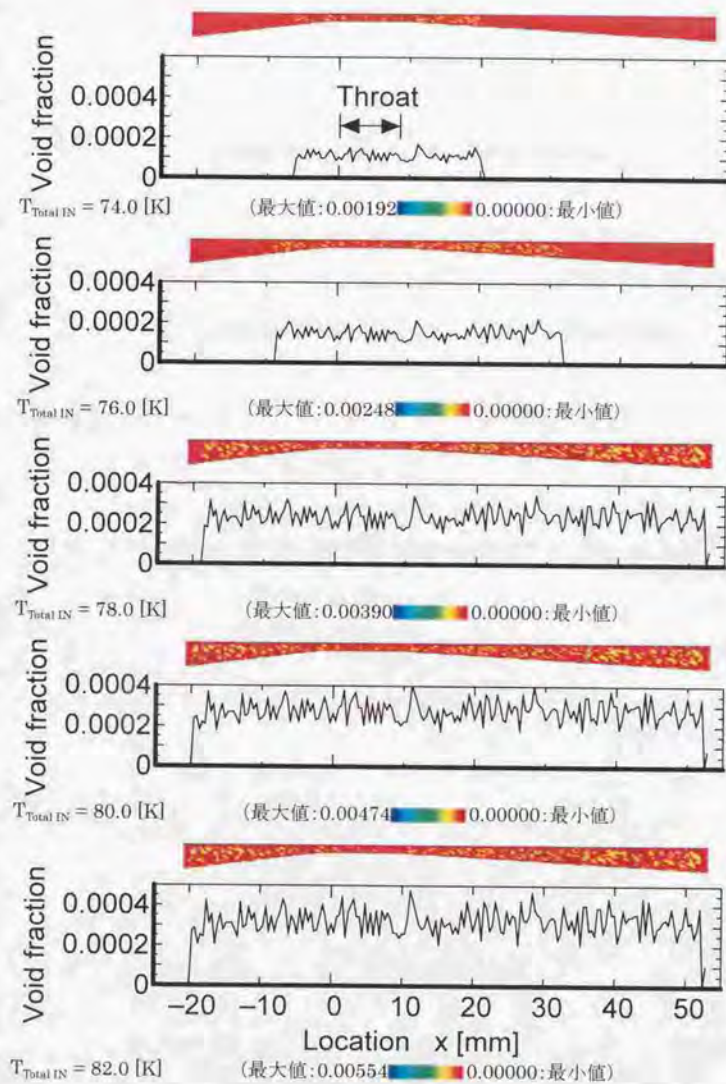
(入口全速度) = 7.5 [m/s] (最大値:23.09[m/s] 7.521[m/s]:最小値)



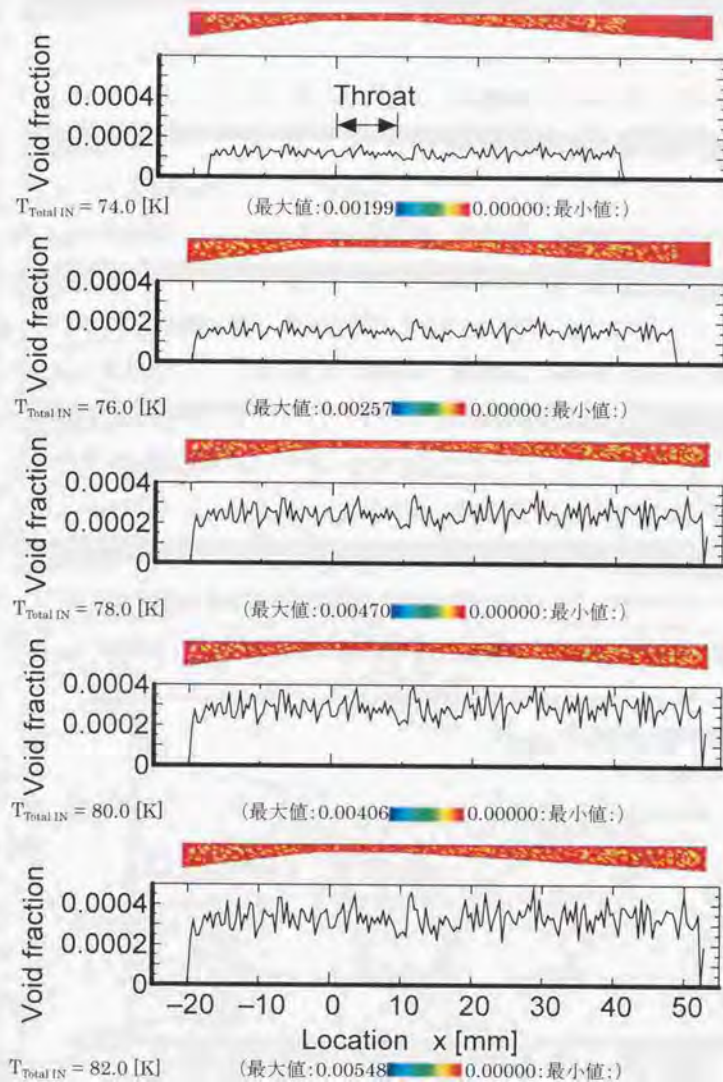
(入口全速度) = 10. [m/s] (最大値:30.78[m/s] 10.02[m/s]:最小値)



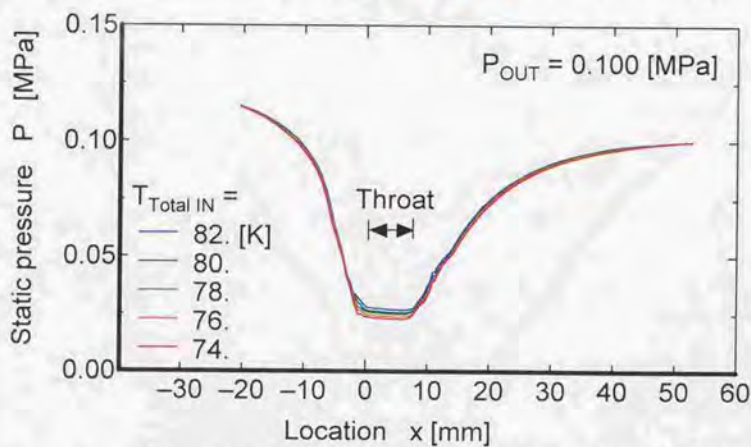
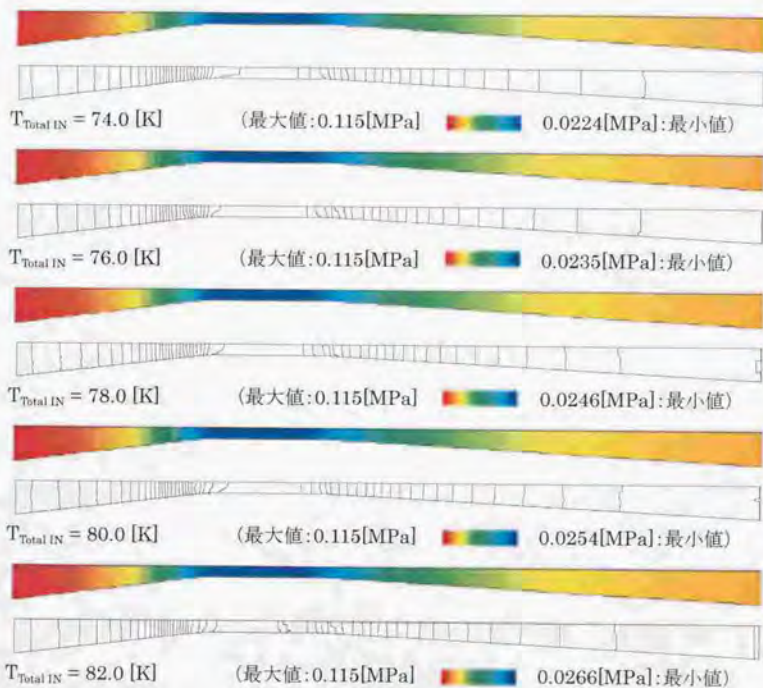
図(5.11e)入口全速度に対する全速度の分布の変化 $P_{\text{Total IN}} = 0.200$ [MPa]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 1.[m/s]) $T_{\text{Total IN}} = 78.$ [K]



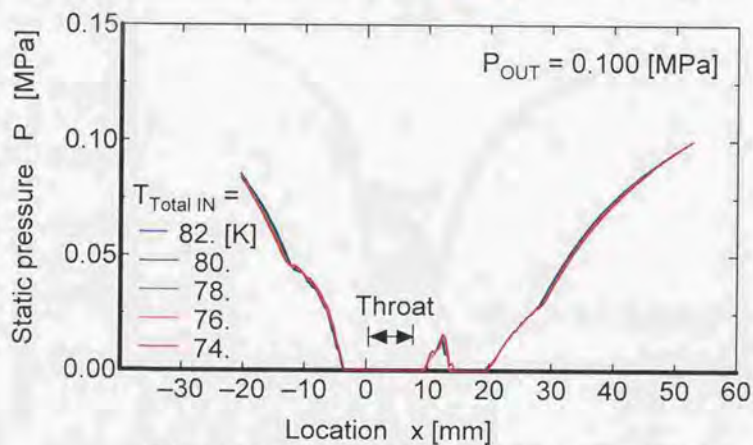
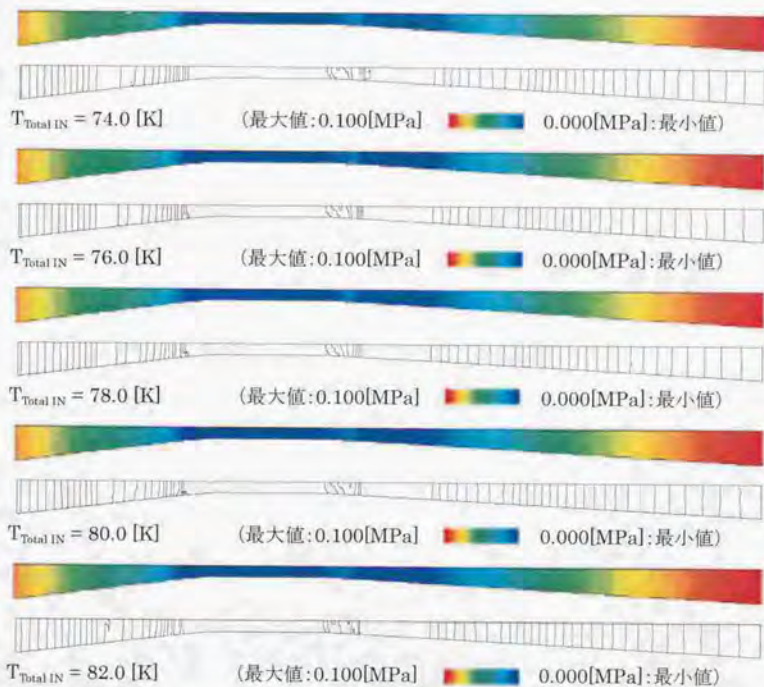
図(5.12a) 入口全温に対するボイド率の分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値) $P_{\text{Total IN}} = 0.125 \text{ [MPa]}$, $V_{\text{IN}} = 5.0 \text{ [m/s]}$



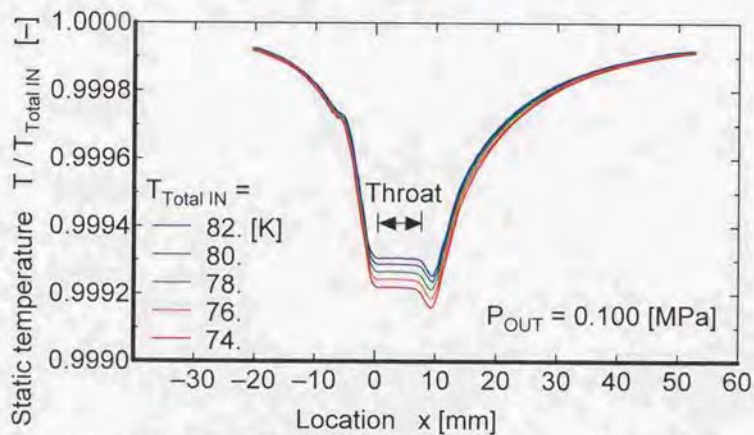
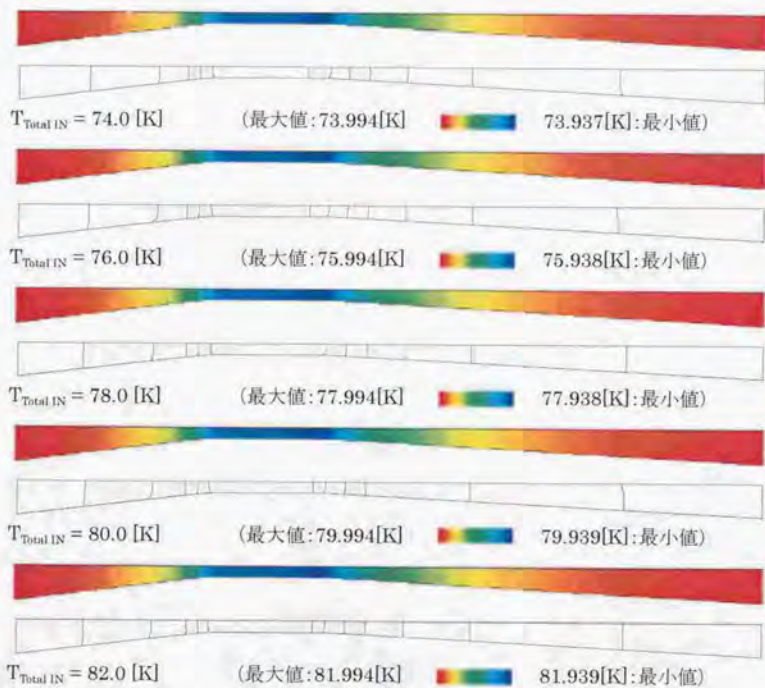
図(5. 12b) 入口全温に対するボイド率の分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値) $P_{\text{Total IN}} = 0.125 \text{ [MPa]}$, $V_{\text{IN}} = 10. \text{ [m/s]}$



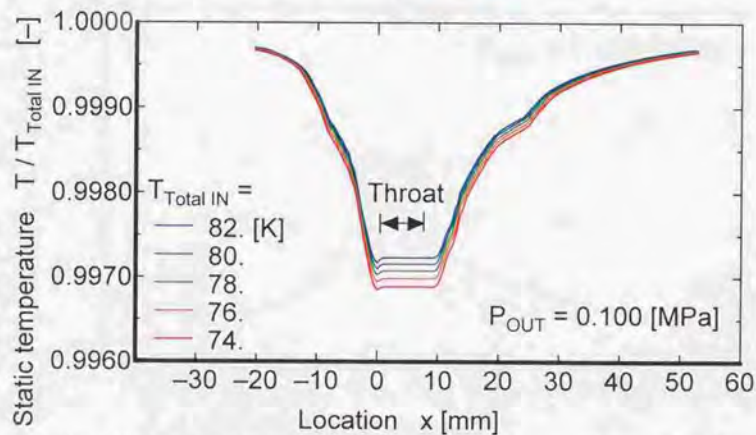
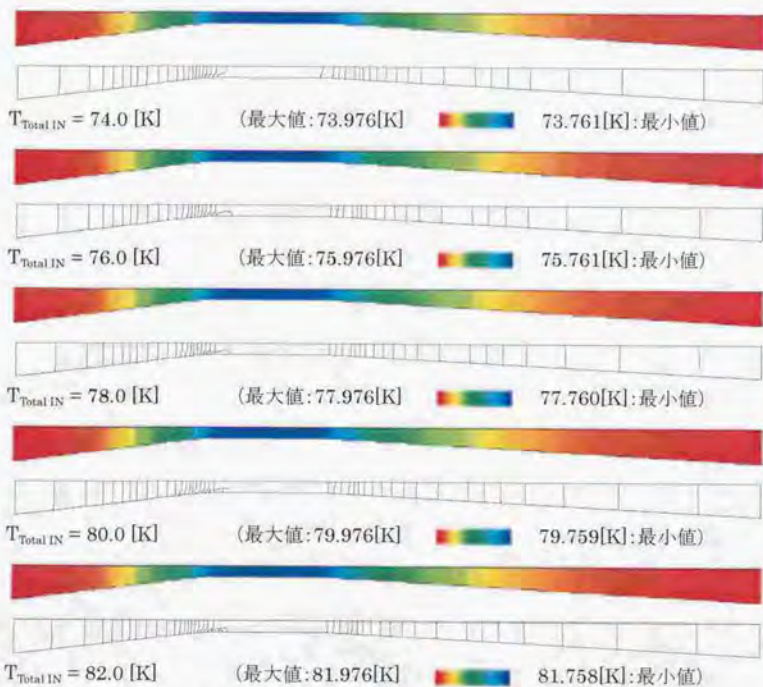
図(5. 13a) 入口全温に対する静圧の分布の変化 $V_{\text{IN}} = 5.0 \text{ [m/s]}$
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 3333[Pa]) $P_{\text{Total IN}} = 0.125 \text{ [MPa]}$



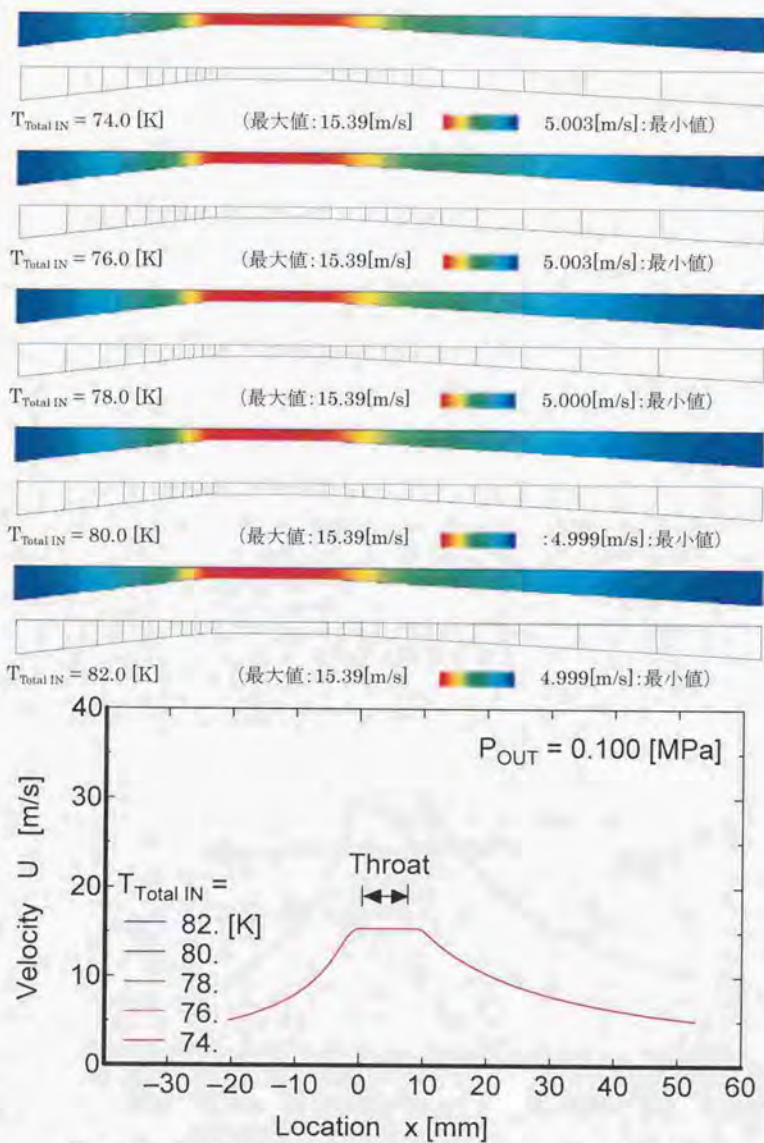
図(5.13b)入口全温に対する静圧の分布の変化 $V_{\text{IN}} = 10. \text{ [m/s]}$
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 3333[Pa]) $P_{\text{Total IN}} = 0.125 \text{ [MPa]}$



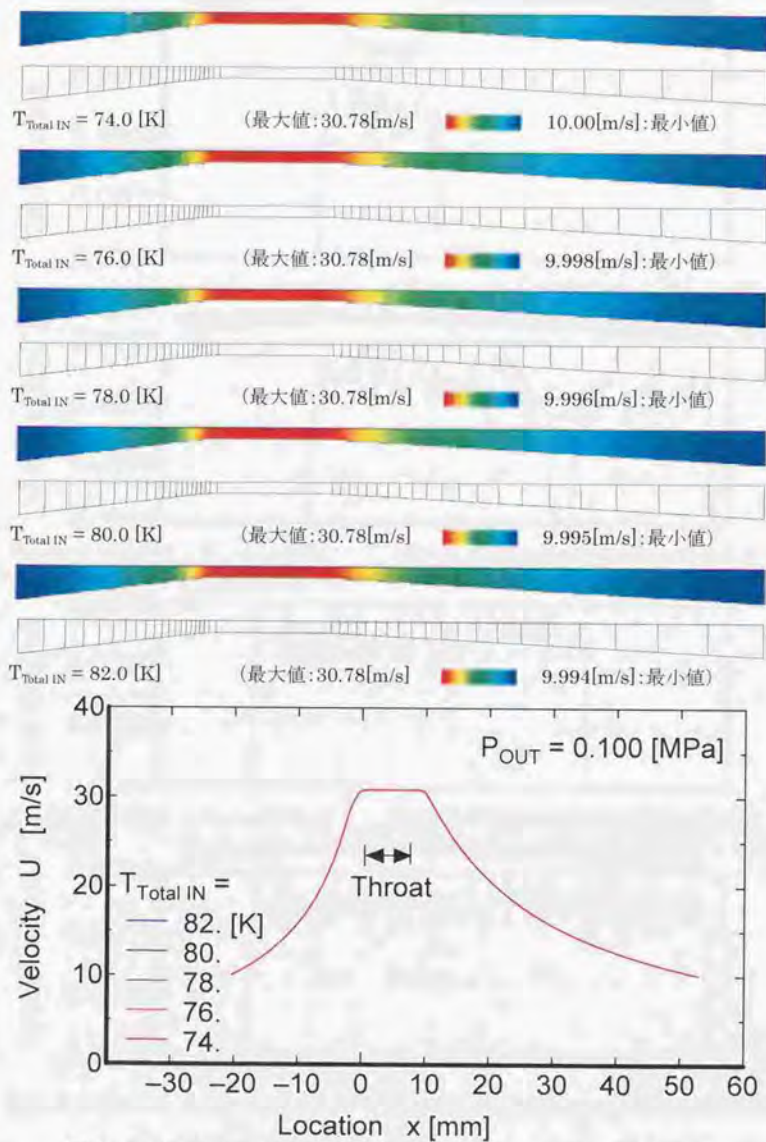
図(5.14a)入口全温に対する無次元化静温の分布の変化 $V_{\text{IN}} = 5.0$ [m/s]
 (図は中心面、グラフは断面平均値、等高線間隔は 0.01[K]) $P_{\text{Total IN}} = 0.125$ [MPa]



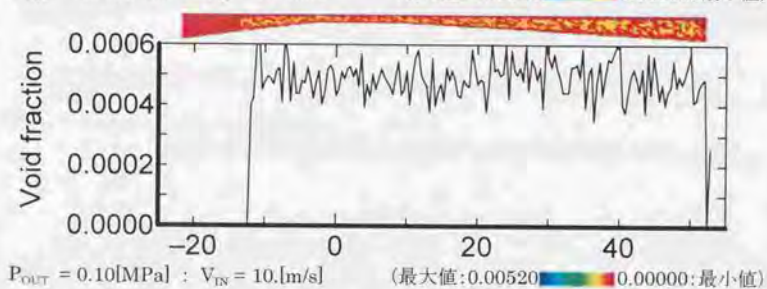
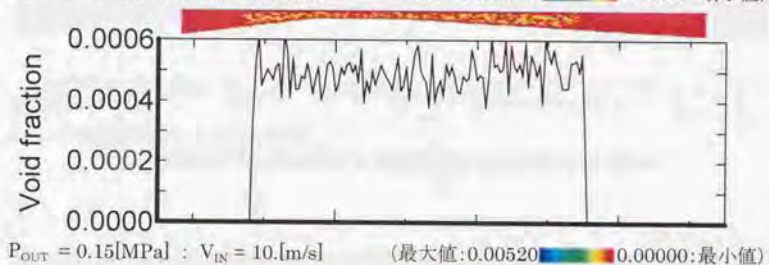
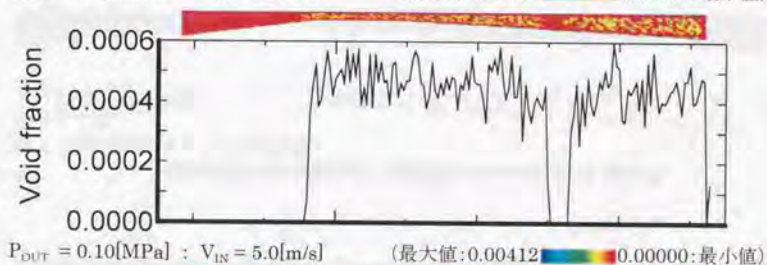
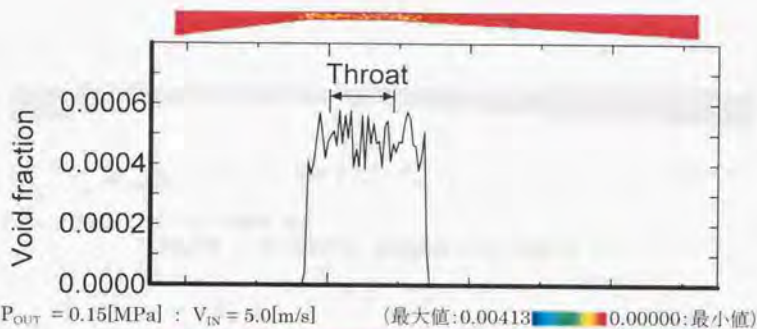
図(5. 14b) 入口全温に対する無次元化静温の分布の変化 $V_{\text{IN}} = 10.$ [m/s]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 0.01[K]) $P_{\text{Total IN}} = 0.125$ [MPa]



図(5.15a) 入口全温に対する全速度の分布の変化 $V_{\text{IN}} = 5.0 \text{ [m/s]}$
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 1.[m/s]) $P_{\text{Total IN}} = 0.125 \text{ [MPa]}$



図(5. 15b)入口全温に対する全速度の分布の変化 $V_{IN} = 10.$ [m/s]
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 1.[m/s]) $P_{Total IN} = 0.125$ [MPa]



図(5. 16) 出口背圧に対するボイド率分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値) $T_{Total IN} = 78. [\text{K}]$, $P_{Total IN} = 0.20[\text{MPa}]$



$P_{OUT} = 0.15[\text{MPa}] : V_{IN} = 5.0[\text{m/s}]$
 (最大値:0.18989[MPa] 0.09099[MPa])



$P_{OUT} = 0.10[\text{MPa}] : V_{IN} = 5.0[\text{m/s}]$
 (最大値:0.18983[MPa] 0.07225[MPa]:最小値)



$P_{OUT} = 0.15[\text{MPa}] : V_{IN} = 10.0[\text{m/s}]$
 (最大値:0.15966[MPa] 0.00000[MPa]:最小値)



$P_{OUT} = 0.10[\text{MPa}] : V_{IN} = 10.0[\text{m/s}]$
 (最大値:0.15955[MPa] 0.00000[MPa]:最小値)

図(5. 17) 出口背圧に対する静圧分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 3333[Pa])

$P_{Total IN} = 0.20[\text{MPa}]$
 $T_{Total IN} = 78.[\text{K}]$



$P_{OUT} = 0.15[\text{MPa}] : V_{IN} = 5.0[\text{m/s}]$
 (最大値:77.994[K] 77.932[K]:最小値)



$P_{OUT} = 0.10[\text{MPa}] : V_{IN} = 5.0[\text{m/s}]$
 (最大値:77.994[K] 77.935[K]:最小値)



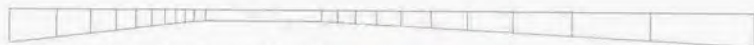
$P_{OUT} = 0.15[\text{MPa}] : V_{IN} = 10.0[\text{m/s}]$
 (最大値:77.976[K] 77.761[K]:最小値)



$P_{OUT} = 0.10[\text{MPa}] : V_{IN} = 10.0[\text{m/s}]$
 (最大値:77.976[K] 77.761[K]:最小値)

図(5.18) 出口背圧に対する静温分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 0.01[K])

$P_{Total IN} = 0.20[\text{MPa}]$
 $T_{Total IN} = 78.0[\text{K}]$



$P_{OUT} = 0.15[\text{MPa}] : V_{IN} = 5.0[\text{m/s}]$
 (最大値:15.396[m/s] 5.0093[m/s]:最小値)



$P_{OUT} = 0.10[\text{MPa}] : V_{IN} = 5.0[\text{m/s}]$
 (最大値:15.402[m/s] 5.0229[m/s]:最小値)



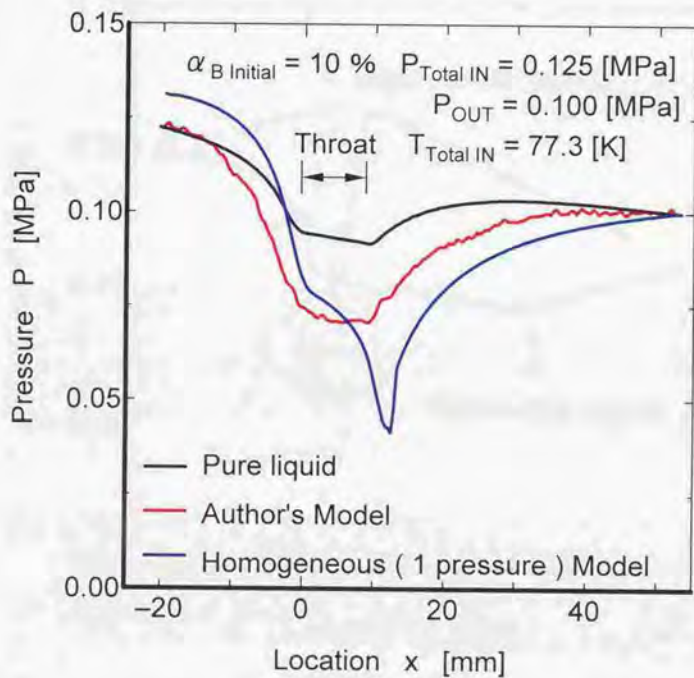
$P_{OUT} = 0.15[\text{MPa}] : V_{IN} = 10.0[\text{m/s}]$
 (最大値:30.781[m/s] 10.006[m/s]:最小値)



$P_{OUT} = 0.10[\text{MPa}] : V_{IN} = 10.0[\text{m/s}]$
 (最大値:30.781[m/s] 10.018[m/s]:最小値)

図(5.19) 出口背圧に対する全速度分布の変化
 (図は中心面, グラフは断面平均値, 等高線間隔は 1.0[m/s])

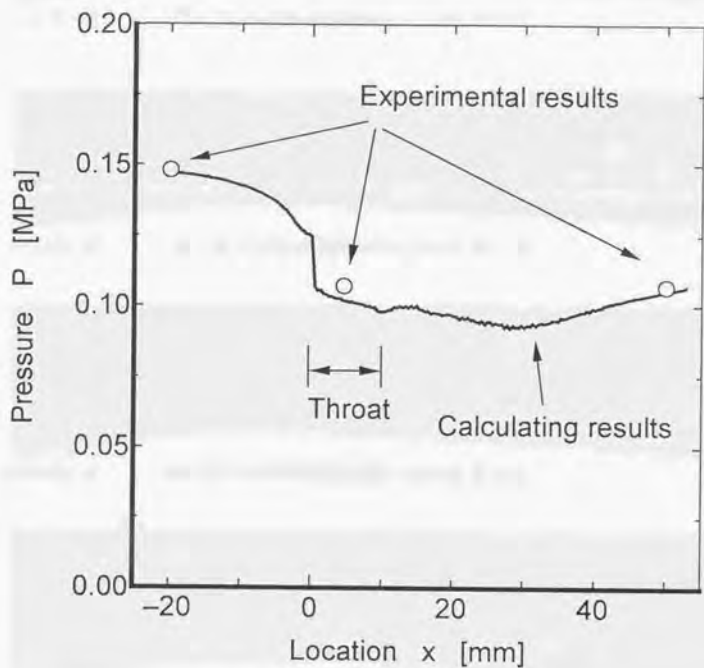
$P_{Total IN} = 0.20[\text{MPa}]$
 $T_{Total IN} = 78. [\text{MPa}]$



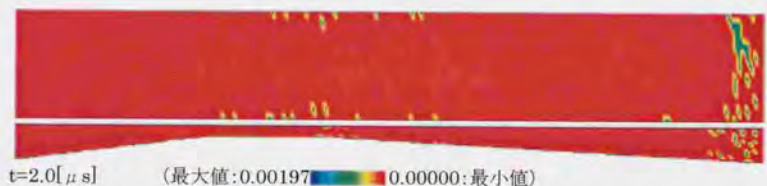
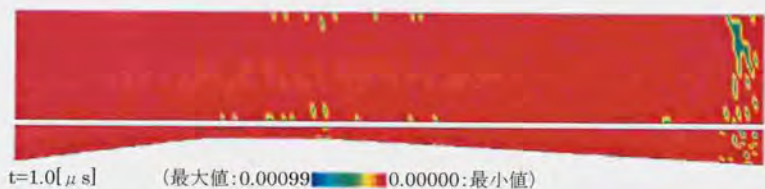
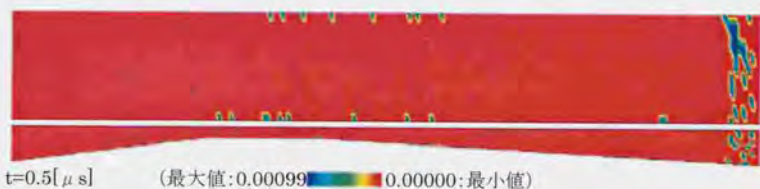
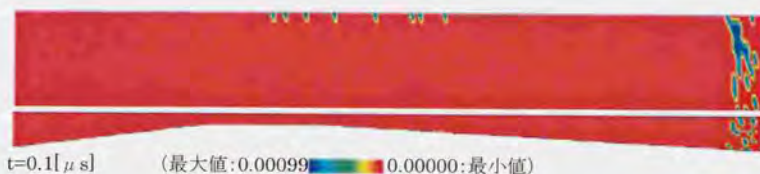
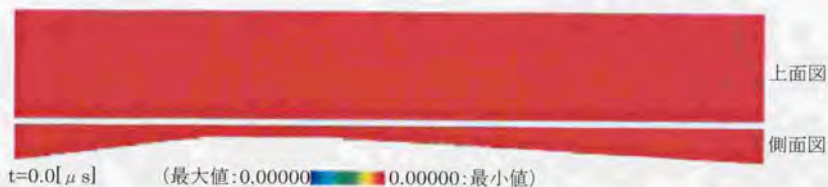
Homogeneous モデルは, Ishizaki,S., Akmandor,I.S., and Nagashima,T.(1994)が
開発した計算コードを用いて計算した。

図(5. 20) 本モデルと均質流モデルの静圧の比較(グラフは断面平均値)

$P_{\text{Total IN}} = 0.15 \text{ [MPa]}$, $T_{\text{Total IN}} = 77.3 \text{ [K]}$, $P_{\text{OUT}} = 0.10 \text{ [MPa]}$, $V_{\text{Throat}} = 7.6 \text{ [m/s]}$

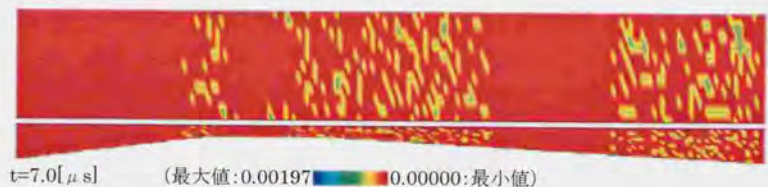
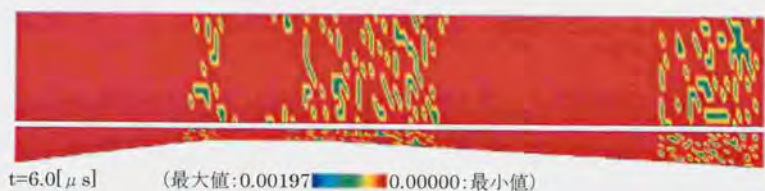
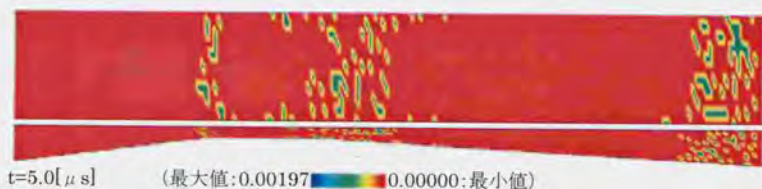
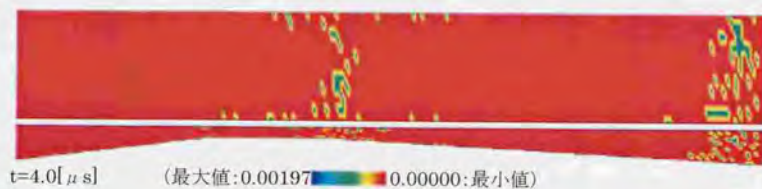
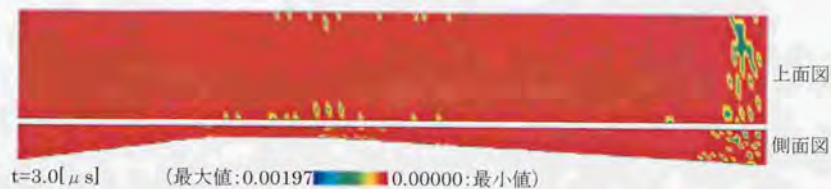


図(5. 21)4章の実験の壁静圧と計算結果の比較(グラフは断面平均値)
 $P_{\text{Total IN}} = 0.15$ [MPa], $T_{\text{Total IN}} = 77.3$ [K], $P_{\text{OUT}} = 0.107$ [MPa], $V_{\text{Throat}} = 7.6$ [m/s]

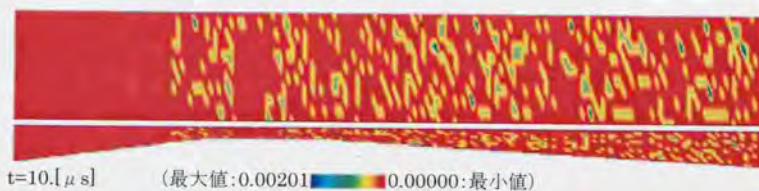
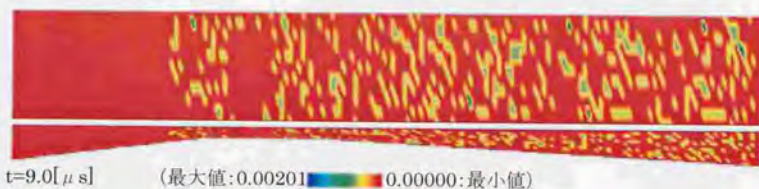
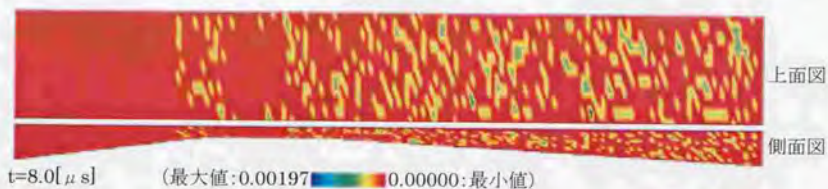


図(5. 22a)等温壁条件での気泡発生過程のポイド率(上面図・側面図ともに中心面)

$P_{\text{Total IN}} = 0.15$ [MPa], $T_{\text{Total IN}} = 77.3$ [K], $P_{\text{OUT}} = 0.107$ [MPa], $V_{\text{Throat}} = 7.6$ [m/s]

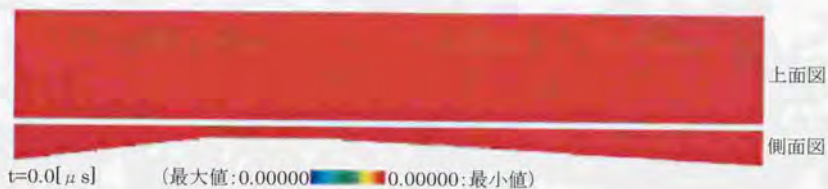


図(5. 22b)等温壁条件での気泡発生過程のボイド率(上面図・側面図ともに中心面)
 $P_{\text{Total IN}} = 0.15$ [MPa], $T_{\text{Total IN}} = 77.3$ [K], $P_{\text{OUT}} = 0.107$ [MPa], $V_{\text{Throat}} = 7.6$ [m/s]



図(5. 22c)等温壁条件での気泡発生過程のボイド率(上面図・側面図ともに中心面)

$P_{\text{Total IN}} = 0.15$ [MPa], $T_{\text{Total IN}} = 77.3$ [K], $P_{\text{OUT}} = 0.107$ [MPa], $V_{\text{Throat}} = 7.6$ [m/s]



図(5.23a)断熱壁条件での気泡発生過程のボイド率(上面図・側面図ともに中心面)

$P_{\text{Total IN}} = 0.15$ [MPa], $T_{\text{Total IN}} = 77.3$ [K], $P_{\text{OUT}} = 0.107$ [MPa], $V_{\text{Throat}} = 7.6$ [m/s]



t=3.0[μ s] (最大値:0.00099 0.00000:最小値)



t=4.0[μ s] (最大値:0.00099 0.00000:最小値)



t=5.0[μ s] (最大値:0.00099 0.00000:最小値)

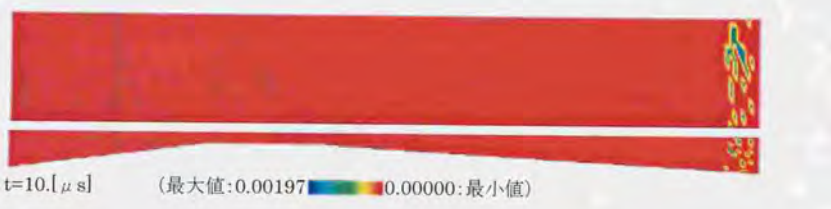
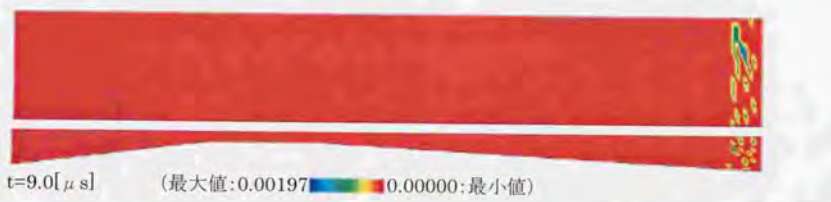


t=6.0[μ s] (最大値:0.00197 0.00000:最小値)

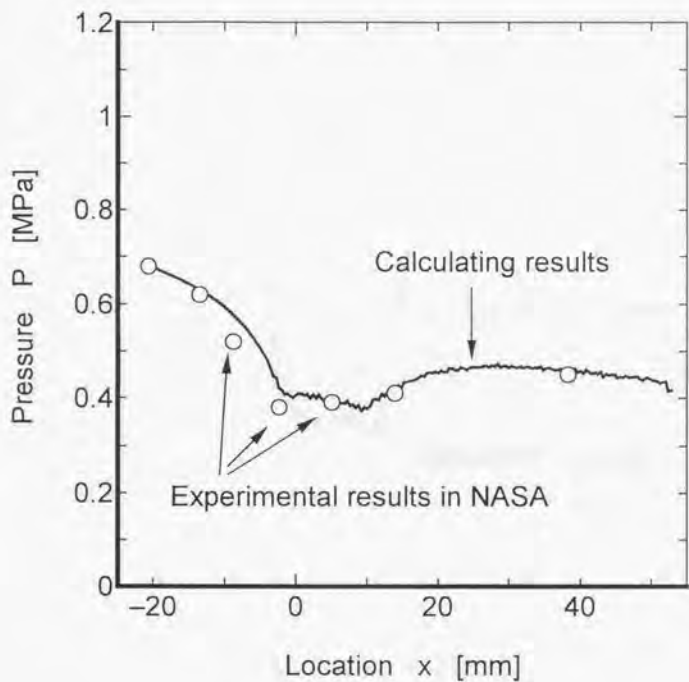


t=7.0[μ s] (最大値:0.00197 0.00000:最小値)

図(5. 23b)断熱壁条件での気泡発生過程のボイド率(上面図・側面図ともに中心面)
 $P_{\text{Total IN}} = 0.15$ [MPa], $T_{\text{Total IN}} = 77.3$ [K], $P_{\text{OUT}} = 0.107$ [MPa], $V_{\text{Throat}} = 7.6$ [m/s]



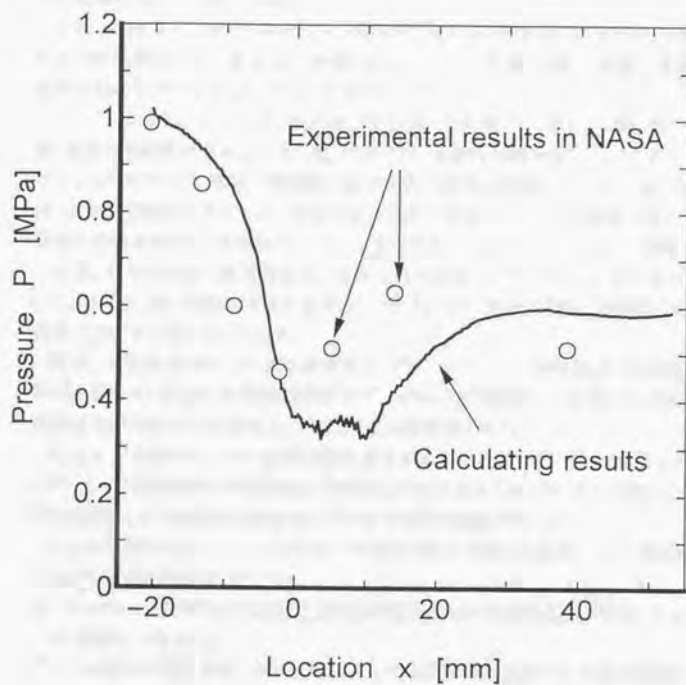
図(5. 23c)断熱壁条件での気泡発生過程のボイド率(上面図・側面図ともに中心面)
 $P_{\text{Total IN}} = 0.15$ [MPa], $T_{\text{Total IN}} = 77.3$ [K], $P_{\text{OUT}} = 0.107$ [MPa], $V_{\text{Throat}} = 7.6$ [m/s]



NASA の Simoneau, R. J. and Hendricks, R. C. (1979) の実験結果と比較した。

図(5. 24a) NASA の実験の壁静圧と計算結果の比較(グラフは断面平均値)

$P_{\text{Total IN}} = 0.71$ [MPa], $T_{\text{Total IN}} = 94.8$ [K], $P_{\text{OUT}} = 0.405$ [MPa], $V_{\text{Throat}} = 7.8$ [m/s]



NASA の Simoneau, R. J. and Hendricks, R. C. (1979) の実験結果と比較した。

図(5. 24b) NASA の実験の壁静圧と計算結果の比較(グラフは断面平均値)

$P_{\text{Total IN}} = 1.08 \text{ [MPa]}$, $T_{\text{Total IN}} = 95.2 \text{ [K]}$, $P_{\text{OUT}} = 0.595 \text{ [MPa]}$, $V_{\text{Throat}} = 10. \text{ [m/s]}$

6. 結論

流体機械や熱交換器で発生するサブクール極低温流体のキャピテーション遷移現象を解明する基礎として、先細末広ノズル流れを対象とする数値流体シミュレーションならびに液体窒素を用いた可視化実験を行なった。

従来、キャピテーションの解析には均質流や2流体モデルが多く採用されてきた。しかし、それでは気相部分の分散効果が表現できないことや、交換する熱や質量の見積りに近似式を用いなければならないという欠点があった。

そこで、本研究においては、気相部分を分散した気泡として扱い、1個1個の気泡を認識・追跡する解析モデルを工夫した。そのため、気相の分散効果について表現できるようになっただけでなく、気相と液相間の熱や質量の輸送を見積もることが可能となり精度が向上した。本解析モデルでは、気泡の運動を直接解析することで計算機負荷が大きくなる難点を克服するため、液相部分について連続体仮定を用いることによって簡略化した。その結果、扱える気泡は数万個程度、複雑流路内解析も可能となった。本モデルの長所として、気泡を1個1個識別する方法を用いたことにより、気泡の発生・消滅についても取り扱うことができる点が挙げられる。

構築した数値解析コードは移流計算に TVD スキーム、時間積分に4段階 Runge-Kutta 法を用いた3次元流動用計算コードである。この計算コードを用いて NASA による実験結果が存在する先細末広ノズルの3次元数値解析を行なった。

NASA の実験ではノズル壁面の静圧分布のみが計測されているにすぎないため、キャピテーション現象などの内部流動との関連は不明のままであった。そこで新たに液体窒素を作動流体とする同様な先細末広ノズルの可視化実験を行なった。

以上の数値シミュレーションならびに可視化実験を行なった結果、ノズル壁面静圧分布に良好な一致を確認するとともに、

- ①ノズルスロート部における加速による静圧低下のため気泡数密度が増加しキャピテーション遷移にいたること。
- ②ノズル壁面の境界条件、特に、壁面からの熱流入が気泡発生に大きな影響を与えること。

など現象を理解する上で重要な知見を得ることができた。

今後取り組むべき課題としては、本モデルをさらに進化させ精度を向上させ、壁面の粘着効果や気泡周辺の液体の飽和度に関して、さらに改良・発展させる点が挙げられる。そして、最終的には、インデューサなど実際の流体機械の計算を行ない、そこで発生するキャピテーションの解析に役立てることが期待されよう。

参考文献

日本文

あ

石本 淳, 上條 謙二郎, 尾池 守, 1998, 液体窒素の気液二相流動特性に関する数値解析, 機械学会論文集, B64-622, 1741-1747

石本 淳, 尾池 守, 上條 謙二郎, 1999, 液体ヘリウムの沸騰二相流に関する二次元数値解析, 機械学会論文集, B65-630, 482-489

か

亀田 正治, 松本 洋一郎, 1992, 振動圧力場中における単一気泡の挙動, 機械学会講演論文集, 920-68, 231-233

亀田 正治, 1993, 気泡を含む液体中における衝撃波の伝播, 東京大学大学院博士論文

上條 謙二郎, 吉田 誠, 1991, LE-7 液酸ポンプインデューサの試作研究, 機械学会論文集, B57-544, 4023-4028

上條 謙二郎, 1998, インデューサのキャビテーション・フロー, ターボ機械第26巻第3号, 161-168

さ

庄司 正弘, 1995, 伝熱工学, 東京大学出版会

関 啓, 東 清二, 渡邊 聡, 横田 和彦, 辻本 良信, 1999, 翼端漏れ流れに生じるキャビテーションの二次元モデルを用いた研究, 機械学会論文集, B65-630, 635-641

た

竹村 文男, 1992, 気泡運動における内部運動, 東京大学大学院博士論文

竹村 文男, 松本 洋一郎, 1992, 気泡運動に対する内部現象の影響(第2報, 膨張時における気泡内での輸送現象およびミスト生成の影響), 機械学会論文集, B58-551, 2060-2067

竹村 文男, 矢部 彰, 1999, 水中における上昇球形ガス気泡の溶解過程に対する汚れの影響, 機械学会論文集, B65-630, 475-481

辻本 良信, 上條 謙二郎, 吉田 義樹, 1991, インデューサの旋回キャビテーションの解析, 機械学会論文集, B58-551, 2052-2059

辻本 良信, 上條 謙二郎, 1997, ターボ機械の不安定現象, ターボ機械第25巻第4号, 205-215

な

日本原子力学会熱流動部会, 1993, 気液二相流の数値解析, 朝倉書店

は

橋本 知之, 渡辺 義明, 渡邊 光男, 上條 謙二郎, 1997, ロケットポンプインデューサに発生するキャビテーションによる不安定振動の観察, 機械学会論文集, B63-607, 765-771

橋本 知之, 渡邊 光男, 上條 謙二郎, 辻本 良信, 1997, 逆まわり旋回キャビテーションの観察, 機械学会論文集, B63-605, 147-152

土方 邦夫, 森 康夫, 清水 建夫, 1979, 物質伝達を伴う二相気泡流中の衝撃波の研究, 機械学会論文集, B45-396, 1179-1187

藤井 孝蔵, 1994, 流体力学の数値計算法, 東京大学出版会

堀口 祐憲, Fabien WAHL, 渡邊 聡, 辻本 良信, 1999, 不等翼弦長インデューサに生じるキャビテーションの理論解析(第1報, 翼の不等化の影響), 機械学会論文集, B65-632, 1240-1248

堀口 祐憲, Fabien WAHL, 渡邊 聡, 辻本 良信, 1999, 不等翼弦長インデューサに生じるキャビテーションの理論解析(第2報, 翼前縁切除量の影響), 機械学会論文集, B65-632, 1249-1255

ま

松尾 一泰, 1994, 圧縮性流体力学-内部流れの理論と解析-, 理工学社

松本 洋一郎, 西川 秀次, 大橋 秀雄, 1990, 気泡流中における圧力波の伝ば, 機械学会論文集, B56-525, 1237-1242

松本 洋一郎, 竹村 文男, 1992, 気泡運動に対する内部現象の影響(第1報, 気泡崩壊時における熱拡散, 気液界面での蒸発, 凝縮および相互拡散の影響), 機械学会論文集, B58-547, 645-652

牧正根, 石井 崇, 小林 清, 村上 正秀, 1999, HeII 流れにおけるキャビテーションの可視化および圧力変動, 低温工学, 34-12

英文

A

- Acosta, A. J., An experimental Study of Cavitating Inducer, 1958, Proc. of the Second O.N.R. Symposium on Naval Hydrodynamic, ACR-38, Washington, DC, Aug.25-29, 1958, 537-557
- Akmandor, I.S. and Nagashima, T., 1997, Newton-Raphson Solution of Cryogenic Homogeneous Two-Phase Flow in Convergent-Divergent Nozzles, Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol.40, No.127, 40-58
- Akmandor, I.S. and Nagashima, T., 1999, Predictions for Cryogenic Homogeneous Two-Phase Flows in a Choked Laval Nozzle, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 13, No.3, 355-363

B

- Batchelor, G. K., 1967, An Introduction to Fluid Dynamics, pp.452-455, Cambridge University Press
- Beylich, A. E. and Gülhan, A., 1990, On the structure of nonlinear waves in liquids with gas bubbles, Phys. Fluids A, 2, 1412-1428
- Biesheuvel, A. and van Wijngssrden, L., 1984, Two-phase flow equations for a dilute dispersion of gas bubbles in liquid, J. Fluid Mech., 148, 301-318
- Brauer, H. and Mewes, D., 1972, Chem.-Ing.-Tech., 44, 865
- Brennen, C. E. & Acosta, A. J., 1976, The Dynamic Transfer Function for a Cavitating Inducer, Journal of Fluid Engineering, Trans. ASME, Series I, vol. 98, 182-191
- Brennen, C. E., 1994, Hydrodynamics of Pumps, Concept Eti Inc. Oxford., 247

C

- Caflich, R. E., M. J., Papanicolaou, G. C. and Ting, L., 1985, Effective equations for wave propagation in bubbly liquids, J. Fluid Mech., 153, 259-273
- Campbell, I. J. and Pitcher, A. S., 1958, Shock wave in a liquid containing gas bubbles, Proc. Roy. Soc. London A, 243, 534-545
- Carstensen, E. L. and Foldy, L. L., 1947, Propagation of sound through a liquid containing bubbles, J. Acoust. Soc. Am., 19, 481-501
- Chapman, R. B. and Plesset, M. S., 1971, Thermal effects in the free oscillation of gas bubbles, J. Basic Eng., 94, 142-145
- Clift, R., Grace, J. R. & Weber, M. E., 1978, Bubbles, Drops, and Particles, 63-64, 244-249, Academic Press

- Commander, K. W. and Prosperetti, A., 1989, Linear Pressure waves in bubbly liquids: Comparison between theory and experiments, *J. Acoust. Soc. Am.*, 85, 732-746
- Crespo, A., 1969, Sound and shock waves in liquids containing bubbles, *Phis. Fluids*, 12, 2274-2282
- Crum, L. A. and Prosperetti, A., 1983, Nonlinear oscillations of gas bubbles in liquid: An interpretation of some experimental results, *J. Acoust. Soc. Am.*, 73, 121-127
- Crum, L. A., 1980, Measurements of the growth of air bubbles by rectified diffusion, *J. Acoust. Soc. Am.*, 68, 203-211
- Cuenot, B. Magnaudet, J. and Spennato, B., 1997, The Effects of Slightly Soluble Surfactants on the Flow around a Spherical Bubble, *J. Fluid Mech.*, 339, 25-58

F

- Fujikawa, S. and Akamatsu, T., 1980, Effects of the non-equilibrium condensation of vapour on the pressure wave produced by the collapse of a bubble in a liquid, *J. Fluid Mech.*, 97, 481-512

G

- Gaitan, D. F. and Crum L. A., Church, C. C., Roy, R. A., 1992, Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble, *J. Acoust. Soc. Am.*, 91, 3166-3183

H

- Holt, R. G. and Crum L. A., 1992, Acoustically forced oscillations of air bubbles in water: Experimental results, *J. Acoust. Soc. Am.*, 91, 1924-1932

I

- Ishii, R., Umeda, Y., Murata, S. and Shishido, N., 1993, Bubbly flows through a converging-diverging nozzle, *Phys. Fluid A*, 5, 1630-1643
- Ishizaki, S., Akmandor, I.S., and Nagashima, T., 1994, Numerical Analysis of Vapour-Liquid Two Phase Flow by Using a TVD Scheme, 第34回航空原動機・宇宙推進講演会講演集, 230-235

K

- Kamath, V. and Prosperetti, A., 1989, Numerical integration methods in gas-bubble dynamics, *J. Acoust. Soc. Am.*, 85, 1538-1548
- Kamijyo, K., Shimura, T. & Watanabe, M., 1979, A Visual Observation of Cavitating Inducer Instability, NAL TR-598T, 1980
- Keller, J. B. and Kolodner, I. I., 1956, Damping of underwater explosion bubble oscillation, *J. Appl. Phys.*, 27, 1152-1161

Keller, J. B. and Miksis, M., 1980, Bubble oscillations of large amplitude, *J. Acoust. Soc. Am.*, 68, 628-633

Kuznetsov, V. V., Nakoryakov, V. E., Pokusaev, B. G. and Shreiber, I. R., 1978, Propagation of perturbations in gas-liquid mixture, *J. Fluid Mech.*, 85, 85-96

L

Lauterborn W., 1976, Numerical integration of nonlinear oscillations of gas bubble in liquid, *J. Acoust. Soc. Am.*, 59, 283-293

Lecoffre Y., 1999, Cavitation Bubble Trackers, A.A. Balkema

M

Matsumoto, Y. and Beylich, A. E., 1985, Influence of homogeneous condensation inside a small gas bubble on its pressure response, *J. Fluids Eng.*, 107, 281-286

Miksis, M. J. and Ting, L., 1986, Wave propagation in a bubbly liquid with finite amplitude asymmetric bubble oscillations, *Phys. Fluids*, 29, 603-618

Moore, D. W., 1963, The boundary layer on a spherical gas bubble, *J. Fluid Mech.*, 16, 161-176

Moore, D. W., 1965, The velocity of rise of distorted gas bubbles in a liquid of small viscosity, *J. Fluid Mech.*, 23, 747-766

N

Nigmatulin, R. I. and Shagapov, V. Sh., 1976, Structure of shock waves in a liquid containing gas bubbles, *Fluid Dyn.*, 9, 890-899

Nigmatulin, R. I., Khabeev, N. S. and Nagiev, F. B., 1981, Dynamics, heat and mass transfer of vapour-gas bubbles in a liquid, *Int. J. Heat mass Transfer*, 24, 1033-1044

Nigmatulin, R. I., 1982, Mathematical modelling of bubbly liquid motion and hydrodynamical effects in wave propagation phenomenon, *Appl. Sci. Res.*, 38, 267-282

Nigmatulin, R. I., Khabeev, N. S. and Zuong Ngok Hai, 1988, Wave in liquids with vapour bubbles, *J. Fluid Mech.*, 186, 85-117

Nishikawa, H., Matsumoto, Y. and Ohashi, H., 1991, The numerical calculation of the bubbly two phase flow around an airfoil, *Computers & Fluids*, 19, 453-460

Noordzij, L. and van Wijngaarden, L., 1974, Relaxation effects, caused by relative motion, on shock wave in gas-bubble / liquid mixtures, *J. Fluid Mech.*, 66, 115-143

P

Plesset, M. S., 1949, The dynamics of cavitation bubbles, *J. Appl. Mech.*, 16, 277-282

- Plesset, M. S. and Prosperetti, A., 1977, Bubble dynamics and cavitation, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 9, 587-616
- Prosperetti, A., 1977, Viscous effects on perturbed spherical flows, *Q. Appl. Math.*, 34, 339-352
- Prosperetti, A., 1977, Thermal effects and damping mechanisms in the forced radial oscillations of gas bubbles in liquids, *J. Acoust. Soc. Am.*, 61, 17-27
- Prosperetti, A. and Lezzi, A., 1986, Bubble dynamics in a compressible liquid, Part I. First-order theory, *J. Fluid Mech.*, 168, 457-478
- Prosperetti, A., Crum, L. A. and Commander, K. W., 1988, Nonlinear Bubble dynamics, *J. Acoust. Soc. Am.*, 83, 502-514
- Prosperetti, A., 1991, The thermal behaviour of oscillating gas bubbles, *J. Fluid Mech.*, 222, 587-616

R

- Rayleigh, L., 1917, On the pressure developed in a liquid during collapse of a spherical cavity, *Phyl. Mag. 6th Ser.*, 34, 94-98
- Raid, R. C., Prausnitz, J. M., Poling, B. E., 1986, *The Properties of Gases & Liquids -Fourth edition-*, McGraw-Hill Book Company
- Rubinstein, J., 1985, Bubble interaction effects on waves in bubbly liquids, *J. Acoust. Soc. Am.*, 77, 2061-2066

S

- Sadhal, S. S. & Johnson, R. E., 1983, Stokes Flow Past Bubbles and Drops Partially Coated with Thin Films, *J. Fluid Mech.*, 126, 237-250
- Sack, L. E. & Nottage, H. B., 1965, System Oscillations Associated with Cavitating Inducer, *Journal of Basic Engineering, Trans. ASME, Series D, vol. 87*, 1965
- Sangani, A. S., 1991, A pairwise interaction theory for determining the linear acoustic properties of dilute bubbly liquids, *J. Fluid Mech.*, 232, 221-284
- Sangani, A. S., Zhang, D. Z. and Prosperetti, 1991, The added mass, Basset, and viscous drag coefficients in nondilute bubbly liquids undergoing small-amplitude oscillatory motion, *Phys. Fluids A*, 3, 2955-2970
- Sangani, A. S. and Sureshkumar, R., 1993, Linear acoustic properties of bubbly liquids near the natural frequency of the bubbles using numerical simulations, *J. Fluid Mech.*, 252, 239-264
- Simoneau, R. J. and Hendricks, R. C., 1979, Two-Phase Choked Flow of Cryogenic Fluids in Converging-Diverging Nozzle, *NASA TP 1484*
- Silberman, E., 1987, Sound velocity and attenuation in bubbly mixtures measured in standing wave tubes, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29, 925-933
- Soltis, R. F., 1965, Some Visual Observations of Cavitation in Rotating Machinery, *NASA TND-2681*, July 1965

T

Tan, M. J. and Bankoff, S. G., 1984a, Propagation of pressure wave in bubbly mixture, *Phys. Fluids*, 27, 1362-1369

Tan, M. J. and Bankoff, S. G., 1984b, Strong shock wave propagating through a bubbly mixture, *Exp. Fluids*, 2, 159-165

V

van Wijngaarden, L., 1968, On the equations of motion for mixtures of liquid and gas bubbles, *J. Fluid Mech.*, 33, 465-474

van Wijngaarden, L., 1972, One-dimensional flow of liquids containing small gas bubbles, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 4, 369-396

W

Watanabe, M. and Prosperetti, A., 1993, Shock waves in dilute bubbly liquids, *J. Fluid Mech.*, ,

Y

Yee, H. C., 1987, Upwind and Symmetric Shock-Capturing Schemes, NASA TM 89464

Young, W. E., 1972, Study of Cavitating Inducer Instabilities, NASA CR-123939, 1972

Z

Zuber, N., 1964, On the dispersed two-phase flow in the laminar flow regime, *Chem. Eng. Sci.*, 19, 897-917

謝辞

この論文をまとめるにあたり数多くの方々からご指導、ご助言を賜りました。

長島利夫教授には、テーマを決める段階から論文をまとめる段階にいたるまで、適切なご助言と最新の情報を提供してくださり本当にありがとうございました。先生からのご指導なくしては本論文を完成することはできませんでした。心より感謝いたします。

本論文は、長島利夫教授、荒川義博教授、河野通方教授、小林康徳教授、田村善昭助教授、渡辺紀徳助教授に審査して頂き、ご助言頂きました。感謝いたします。

本研究で行なった実験には山口和夫助手のご指導、ご協力なくして成し得ないものでした。深く感謝いたします。

伊藤博視助手には研究に対する考え方などご指導頂きました。感謝いたします。

筑波大学の村上正秀先生には、クライオスタットを貸していただいた上に、低温実験のノウハウなど非常に多くのご指導、ご助言をいただきました。感謝いたします。

東京農工大の亀田正治先生には気泡流数値解析コードを製作するにあたり多くのご指導、ご助言頂きました。感謝いたします。

東北大学の上條謙二郎先生にはキャビテーション現象の問題点と、本分野の今後の展望についてご指導、ご助言頂きました。感謝いたします。

防衛大学の小幡茂男先生、宇宙科学研究所の寺本進先生、新潟鐵工所の廣川真人氏、柴田良輔氏には毎回ゼミにおいて有益なご助言を頂きました。感謝いたします。

日立製作所の柴田貴範博士には論文に対するご助言頂きました。感謝いたします。

願春偉博士には研究の進むべき方向に関し、数々の相談に乗っていただきました。感謝いたします。

実験と一緒に取り組んだ堀秀輔君、松浦一雄君には本当にお世話になりました。2人の協力なくして実験は行なえませんでした。本当にありがとうございます。

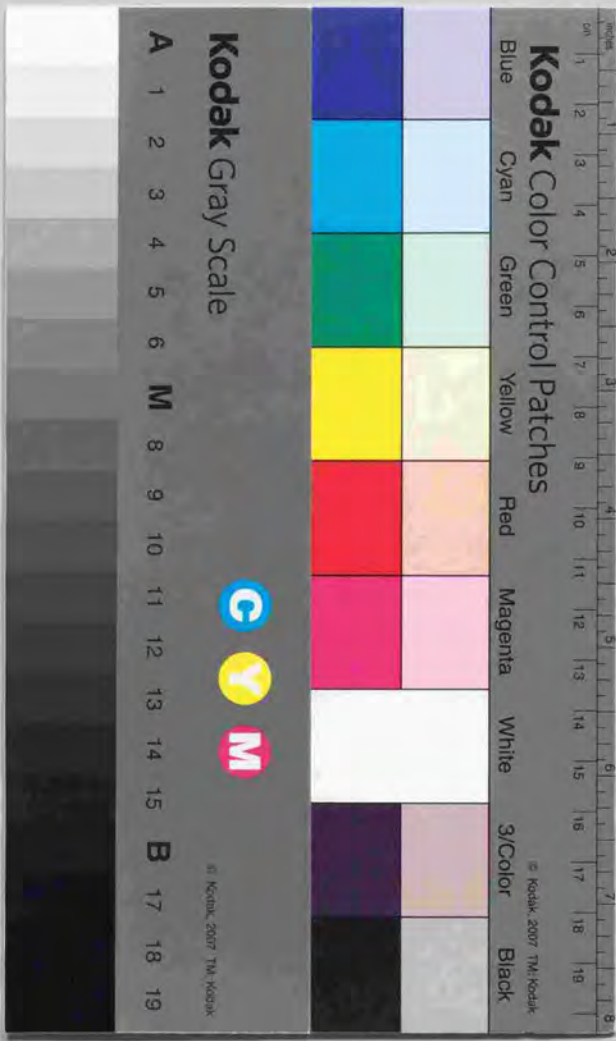
著者が提唱した計算コードとの結果比較を行うにあたり均質2相流の計算コードを用いた計算を行ってくれた谷直樹君にはお世話になりました。本当にありがとうございます。

羽場学君、安田朋豪君、加藤一郎君、山岸哲君、生駒卓也君、小早川徹君、青塚瑞穂君、姫野武洋君、岡本光司君、細野篤君、丹山東一君、大村浩二君、田中浩君、杉原晶雄君、福添森康君、上野智規君、高田真一君、団功司君、須藤征彦君、新井美和子さんには研究活動ならびに日常生活において多くの勇気とやる気を与えていただき、有益な時間を過ごさせて頂きました。ありがとうございました。

27歳になるまで本当に長い間学生をしていた著者であるにもかかわらず温かく見守り続けてくれた母に感謝いたします。また、天国で見守ってくれた父にも感謝いたします。

最後に、文面の関係で言い表せませんでしたが、お世話になりました数々の方々にも感謝いたします。本当にありがとうございました。





Kodak Color Control Patches

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black

Kodak Gray Scale

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

C Y M

© Kodak, 2007 TM, Kodak