

クラウド・キャピテーション崩壊時の挙動と  
崩壊衝撃圧について

1999

金野祥久

①

クラウド・キャピテーション崩壊時の挙動と  
崩壊衝撃圧について

金野 祥久

1999年

## 目次

主な記号	viii
第1章 本研究の全体像	1
1.1 小型衝撃力センサの開発と、キャビティ気泡群崩壊時の衝撃力の測定	1
1.2 キャビティ気泡群の崩壊挙動の観察	2
1.3 気泡群の崩壊挙動の数値シミュレーション	2
1.4 結言	2
第I部 小型衝撃力センサの開発と、キャビティ気泡群崩壊時の衝撃力の測定	3
第2章 背景	4
2.1 衝撃力センサの歴史と分類	4
2.1.1 衝撃力センサ 縦長型	4
2.1.2 衝撃力センサ 平面型	5
2.1.3 センサ構造の違いによる得失	5
2.2 衝撃力センサの検定方法	6
2.2.1 鋼球落下試験法	6
2.2.2 Pencil Lead Breaking Method	7
2.2.3 既存の圧力センサとの比較校正	8
2.3 衝撃力センサの相互比較	8
2.4 その他の方法	8
第3章 衝撃力センサの開発	12
3.1 基本型セラミックス・センサ(センサA)	12
3.2 小型セラミックス・センサ(センサB)	12
3.2.1 センサBの原型	12
3.2.2 センサBの構造と改良点	13
3.3 PVDFセンサ(センサC)	13
3.3.1 センサCの構造とその理由	14
第4章 衝撃力センサの検定	19
4.1 鋼球落下試験—装置と波形処理	19
4.2 衝撃力センサの取り扱いやすさについて	19
4.3 検定時の出力波形	20
4.4 検定結果	20
第5章 衝撃力計測実験—実験装置と実験項目	37
5.1 キャビテーションタンネル	37
5.2 使用した翼型	37

5.3	衝撃力計測システム	38
5.4	実験条件	38
5.5	測定項目と計測方法	38
5.5.1	キャビテーションの様子を観察	38
5.5.2	衝撃力の頻度分布の測定	38
<b>第6章</b>	<b>衝撃力計測実験—実験結果および考察</b>	<b>44</b>
6.1	キャビテーションの様子	44
6.2	衝撃力センサの出力波形	44
6.2.1	センサA	44
6.2.2	センサB	45
6.2.3	センサC	45
6.3	衝撃力の累積頻度分布	45
6.4	衝撃波形のピーク個数による分類	46
<b>第7章</b>	<b>衝撃力センサの評価と検討</b>	<b>60</b>
7.1	衝撃力センサの相互比較	60
7.1.1	センサA	60
7.1.2	センサB	60
7.1.3	センサC	61
7.2	センサ感圧面の大きさに関して	61
7.3	センサCの改良の可能性	62
7.4	計測上の留意点	62
<b>第8章</b>	<b>第I部のまとめ</b>	<b>63</b>
8.1	センサ開発と衝撃力計測の今後	63
<b>第II部</b>	<b>キャビティ気泡群の崩壊挙動の観察</b>	<b>65</b>
<b>第9章</b>	<b>はじめに</b>	<b>66</b>
9.1	高速撮影によるキャビティ崩壊現象の観察	66
9.2	クラウドキャビティ内の気泡分布の計測	67
9.3	第II部の主題	67
<b>第10章</b>	<b>実験装置および方法</b>	<b>68</b>
10.1	供試翼模型	68
10.2	衝撃力センサ	68
10.2.1	センサ1、3、4	68
10.2.2	センサ2	69
10.2.3	衝撃力センサの検定	69
10.3	衝撃力計測システム	69
10.4	高速ビデオカメラ	70
10.5	その他の実験装置と実験条件	70
10.6	測定項目	70
10.6.1	キャビテーションの様子を観察	70
10.6.2	キャビティの崩壊時の挙動と発生する衝撃力との同時計測	70

第 11 章 観察結果と考察	77
11.1 画像の明るさとその補正について	77
11.2 キャビティの全体的な挙動	77
11.3 キャビティ気泡群の前壊と衝撃力との同時計測	78
11.3.1 キャビティ前壊と衝撃力発生との時間差について	79
11.4 衝撃力発生メカニズム	79
11.4.1 気泡群の部分崩壊	79
11.4.2 遅い衝撃波の中央方向への収斂	80
11.5 キャビティ前壊時の映像の解析と要約	80
11.5.1 キャビティの潰れ方	81
11.5.2 キャビティの投影面積	81
11.5.3 キャビティの明るさ	82
11.6 各データと衝撃力との相関	83
11.7 衝撃力発生メカニズム再考	84
第 12 章 第 II 部のまとめ	107
第 III 部 気泡群の崩壊挙動の数値シミュレーション	108
第 13 章 従来研究	109
13.1 単一球形気泡の力学	109
13.2 単一・非球形気泡の力学	110
13.3 単一・非球形気泡の数値解析; 境界要素法など	110
13.4 複数個の気泡の力学	111
13.5 気液 2 相流モデル	111
第 14 章 球形気泡群の運動方程式	112
14.1 高比良のモデルを採用した理由	112
14.2 前提	112
14.3 境界条件	113
14.4 圧力とエンタルピー	113
14.5 速度ポテンシャル	114
14.6 $N$ 個の気泡群の運動方程式	116
14.7 プログラムの構成について	117
14.7.1 PP 法	117
14.7.2 オブジェクト指向プログラミング	117
14.7.3 常微分方程式の数値解法	118
14.7.4 相互干渉と時間遅れの計算	118
14.7.5 対称性の考慮	118
第 15 章 気泡群の崩壊問題	120
15.1 対象とする現象	120
15.2 気泡の初期配置と圧力変動	120
15.3 計算結果と考察	120
15.3.1 ボイド率との関係	121
15.3.2 単一気泡、2 個の気泡の運動との比較	122

15.3.3 圧力変動の影響	122
15.4 この数値シミュレーションの限界とプログラムの反省	122
15.4.1 気泡分布の制限	122
15.4.2 プログラムの反省点—相互干渉項の扱い	123
第16章 第III部のまとめ	133
第IV部 結言	134
第17章 本研究の結論	135
17.1 小型衝撃力センサの開発と、キャビティ気泡群崩壊時の衝撃力の測定	135
17.2 キャビティ気泡群の崩壊挙動の観察	135
17.3 気泡群の崩壊挙動の数値シミュレーション	136
第18章 将来の課題	138
18.1 衝撃力センサの開発	138
18.2 高速度撮影によるキャビティ崩壊挙動の観察	138
18.3 気泡群の崩壊挙動の数値シミュレーション	139
あとがき	140
参考文献	142
データ集	
付録A 衝撃力センサの検定時の出力波形	1
付録B 衝撃力センサの実験時の出力波形	34
付録C 高速度ビデオカメラによる衝撃力発生の瞬間の映像と、発生する衝撃力	104
付録D 発生する衝撃力と、キャビティ崩壊の様子の要約	155

## 目 次

2.1	Typical structure of a 'vertical-type' sensor	9
2.2	Mechanism of a 'vertical-type' sensor	10
2.3	Typical structure of a 'flat-type' sensor	11
3.1	Impulsive force sensor A: basic type	15
3.2	Impulsive force sensor by Maeda et al. [47,48]	16
3.3	Impulsive force sensor B: small type	17
3.4	Impulsive force sensor C: with PVDF piezo-electric film	18
4.1	Overview of stell ball drop test	22
4.2	Examples of output of sensor A at ball-drop calibration	23
4.3	Examples of output of sensor B at ball-drop calibration	27
4.4	Examples of output of sensor C at ball-drop calibration	29
4.5	Result of ball-drop calibration: Sensor A	35
4.6	Result of ball-drop calibration: Sensor B	35
4.7	Result of ball-drop calibration: Sensor C	36
5.1	General Arrangement of Marine Propeller Cavitation Tunnel	39
5.2	Foil section for impulsive force measurement: KT section	39
5.3	Photograph of the KT foil with sensor A and B	40
5.4	Photograph of the KT foil with sensor C	40
5.5	$C_p$ distribution and displacement body thickness, $4^\circ$ , 8 m/sec.	41
5.6	$C_p$ distribution and displacement body thickness, $8^\circ$ , 8 m/sec.	42
5.7	Experimental facilities to record the output of sensors	43
6.1	Cavity appearance, KT section, $8^\circ$ , 12 m/sec., $\sigma_B = 1.84$	47
6.2	Cavity appearance, KT section, $8^\circ$ , 12 m/sec., $\sigma_B = 1.51$	47
6.3	Cavity appearance, KT section, $8^\circ$ , 12 m/sec., $\sigma_B = 1.25$	48
6.4	Examples of output of sensor A in experiment	49
6.5	Examples of output of sensor B in experiment	52
6.6	Examples of output of sensor C in experiment	55
6.7	Cumulative events of impulsive forces measured with three different sensors: $8^\circ$ , 8 m/sec., $\sigma_B = 1.25$	58
6.8	Cumulative events of impulsive pressures measured with three different sensors: $8^\circ$ , 8 m/sec., $\sigma_B = 1.25$	58
6.9	Example waveform of Sensor C with several peaks of impulsive forces (four peaks are more than 10 N)	59
6.10	Relations between maximum of impulsive forces and number of peaks larger than 10 N	59

10.1	NACA 0015 profile and sensor positions . . . . .	71
10.2	Photograph of NACA 0015 hydrofoil with sensors . . . . .	72
10.3	Impulsive force sensor for NACA 0015 hydrofoil: Sensor 1, 3 and 4 . . . . .	73
10.4	Result of ball-drop calibration: Sensor 1 . . . . .	74
10.5	Result of ball-drop calibration: Sensor 2 . . . . .	74
10.6	Result of ball-drop calibration: Sensor 3 . . . . .	75
10.7	Result of ball-drop calibration: Sensor 4 . . . . .	75
10.8	Sensor embedded positions and experimental facilities . . . . .	76
11.1	Cavity appearance on NACA 0015 hydrofoil observed from above with a digital high-speed video camera . . . . .	85
11.2	Behavior of sheet-cloud cavitation on NACA 0015 hydrofoil: Top view . . . . .	86
11.3	Behavior of sheet-cloud cavitation on NACA 0015 hydrofoil: Side view . . . . .	87
11.4	Illustration of the behavior of a cloud cavity . . . . .	89
11.5	Illustration of the view of the high-speed video camera when observing collapses of cavities . . . . .	89
11.6	Examples of sequential images with/without contrast enhancement . . . . .	90
11.7	Examples of sequences of bird's-eye pictures by high-speed video camera at the time when impulsive forces were measured . . . . .	91
11.8	Output voltages of the impulsive force sensor corresponding to Fig. 11.7 . . . . .	94
11.9	Illustration of cavity collapse by shock-wave propagation . . . . .	97
11.10	Number of measured cases of time difference between cavity collapses and occurrences of impulsive forces . . . . .	98
11.11	Relationship of time difference and impulsive forces . . . . .	98
11.12	Classification of behavior of collapsing cavities . . . . .	99
11.13	Relationship of collapsing behavior of cavities and impulsive forces . . . . .	99
11.14	Views of the program to measure the projection area and brightness of a cavity cluster . . . . .	100
11.15	Projection areas and brightness parameters of cavities which correspond to Fig. 11.7 . . . . .	101
11.16	Relationship of projection area of cavities at frame (-1) and impulsive forces . . . . .	104
11.17	Relationship of minimum projection area of cavities and impulsive forces . . . . .	104
11.18	Relationship of time variation of projection area of cavities and impulsive forces . . . . .	105
11.19	Mean brightness distribution of sequential images before collapses of cavities . . . . .	105
11.20	Relationship of brightness parameters of frame (-1) and impulsive forces . . . . .	106
11.21	Relationship of mean brightness parameters of frame (-10) to (-1) and impulsive forces . . . . .	106
15.1	Bubble distribution . . . . .	123
15.2	$C_p$ distribution of NACA 0015 hydrofoil in cavitating condition, $8^\circ$ , $\sigma_B = 1.5$ . . . . .	124
15.3	Pressure variation versus time as one of boundary conditions of the simulation . . . . .	124
15.4	Time variation of bubble radii and pressures on the bubble wall . . . . .	125
15.5	Time variation of pressures on the wall of bubbles near the rigid wall . . . . .	127
15.6	Time variation of bubble radii and pressures compared with void ratio . . . . .	128
15.7	Time variation of bubble radii and pressures on the bubble wall: The case of failed simulation . . . . .	130
15.8	Time variation of bubble radii and pressures on the bubble wall: comparison with single and twin bubbles . . . . .	131

15.9 Time variation of bubble radii and pressures with different pressure variations . . . . .	132
A.1 Output of Sensor A at ball-drop calibration. $m = 0.130$ g, $h = 30$ mm . . . . .	2
A.2 Output of Sensor A at ball-drop calibration. $m = 0.440$ g, $h = 30$ mm . . . . .	6
A.3 Output of Sensor A at ball-drop calibration. $m = 0.440$ g, $h = 80$ mm . . . . .	10
A.4 Output of Sensor A at ball-drop calibration. $m = 0.440$ g, $h = 150$ mm . . . . .	12
A.5 Output of Sensor B at ball-drop calibration. $m = 0.130$ g, $h = 30$ mm . . . . .	14
A.6 Output of Sensor B at ball-drop calibration. $m = 0.440$ g, $h = 30$ mm . . . . .	18
A.7 Output of Sensor C at ball-drop calibration. $m = 0.130$ g, $h = 30$ mm . . . . .	22
A.8 Output of Sensor C at ball-drop calibration. $m = 0.130$ g, $h = 80$ mm . . . . .	24
A.9 Output of Sensor C at ball-drop calibration. $m = 0.440$ g, $h = 30$ mm . . . . .	26
A.10 Output of Sensor C at ball-drop calibration. $m = 0.440$ g, $h = 80$ mm . . . . .	28
A.11 Output of Sensor C at ball-drop calibration. $m = 2.030$ g, $h = 30$ mm . . . . .	30
A.12 Output of Sensor C at ball-drop calibration. $m = 2.030$ g, $h = 80$ mm . . . . .	32
B.1 Produced signal of sensor A in experiment . . . . .	35
B.2 Produced signal of sensor B in experiment . . . . .	55
B.3 Produced signal of sensor C in experiment . . . . .	75
C.1 Sequences of bird's-eye pictures by high-speed video camera at the time when impulsive forces were measured . . . . .	105
D.1 Output voltage of impulsive force sensors and summarized parameters corresponding to Fig. C.1 . . . . .	156

## 主な記号

$a_0$	水中音速 [m/sec.]
$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2}$	圧力係数
$c$	跳ね返り係数
$F$	衝撃力 [N]
$g = 9.81 \text{ m/sec.}^2$	重力加速度
$h$	銅球を落下させる高さ [m]
$i, j$	気泡の識別子 (添字)
$L_{CAV}$	キャビティの最大長さ [mm]
$m$	銅球の質量 [kg]
$N$	衝撃力の累積度数
$p_\infty$	無限遠の圧力 [Pa]
$p_B$	気泡内の圧力 (厳密には、気泡界面の圧力) [Pa]
$p_{Ib}$	気泡 $I$ 内の気体圧力 [Pa]
$p_{Ig0}$	気泡 $I$ 内の非凝縮性気体の初期圧力 [Pa]
$p_{Iw}$	気泡 $I$ 内の表面での液体圧力 [Pa]
$p_v$	液体の蒸気圧 [Pa]
$R$	気泡半径 [m]
$R_{I0}(t)$	気泡 $I$ の気泡半径 [m]
$R_{I00}$	気泡 $I$ の初期気泡半径 ( $= R_{I0}(0)$ ) [m]
$r_s$	Spearman の順位相関係数
$St = \frac{fL}{U}$	Strouhal 数 ( $f$ : 周波数、 $L$ : 代表長さ、 $U$ : 代表速度)
$U_\infty$	一様流速 [m/sec.]
$\Delta t$	衝撃パルスの立ち上がり時間 [sec.]
$\mu$	流体、特に液体の粘性係数 [Pa·sec.]
$\rho$	流体、特に液体の密度 [ $\text{N}\cdot\text{sec.}^2/\text{m}^4$ ]
$\sigma$	表面張力係数 [N/m]
$\sigma_B = \frac{p_\infty - p_v}{\frac{1}{2}\rho U^2}$	キャビテーション数

## 第1章 本研究の全体像

キャビテーションの研究が進むにつれ、キャビテーションによる壊食(エロージョン)が残された大きな問題となっている。壊食はキャビテーション気泡が高圧の場で崩壊し、その際に発生する衝撃圧あるいはマイクロジェットが、流体機器表面に作用して発生する現象である [90]。極めて短い時間 ( $\mu\text{sec}$  のオーダー) に、極めて高い圧力 (100MPa から GPa のオーダー) が局所的 ( $\mu\text{m}$  のオーダー) に発生し、それが金属表面の損傷を引き起こすというマイクロな現象が、集積的にマクロに現れたものなので、流体力学的にも計測が難しく、また気泡の大きさや分布(崩壊場所)がランダムであるから、計算による推定も困難である。さらに局所的・衝撃的な力による金属表面の破壊のメカニズムも解明されなければならない。

このため、従来の研究はある一定の実験条件で壊食を発生させ、壊食量を体積欠損や壊食深さなどで表し、実験条件と壊食量を関係付けようとしたものが多かった [24, 39, 90]。これらは例えば「壊食量は流速の6乗に比例する」といったように実際の壊食を推定する目安にはなったが、精度の高い推定は望むべくもなかった。

これに対し、キャビテーション気泡群の発生から崩壊、高圧の発生、金属表面の塑性変形、壊食のそれぞれの過程を捕らえ、全体を総合して壊食の機構を知り、壊食量を推定しようとする動きが広まってきている [32]。そのような研究で測定すべき中心的な量は、衝撃力の原因となる気泡(群)の分布と挙動、そして多数のキャビテーション気泡の崩壊による衝撃力の時間的・空間的分布である。衝撃力の頻度分布が分かれば、壊食の問題は金属強度学の問題となる。一方、衝撃力の頻度分布は流体力学的な考察で推定できるはずである。

キャビテーションによる壊食量を良い精度で推定するために、以下のような手順で行うことが考えられる [33, 34]。

1. キャビテーションの発生パターン、キャビティ形状などの推定。
2. キャビティ気泡の数、および大きさの分布の推定。
3. 崩壊するキャビティ気泡群の挙動の推定
4. 発生する衝撃力を推定し、衝撃力の頻度分布を求める。
5. 衝撃力頻度分布と金属の破壊特性から、壊食量を推定する。

このうち、キャビテーションの発生パターンやキャビティ形状などの推定については、すでに多くの研究がなされており、信頼のおける推定ができるようになってきている。また5の壊食量の推定についても、材料学的な立場から研究が進んでいる [19]。

本研究は2~4の範囲に照準を絞る。研究内容はおおよそ3つのテーマに分けられるので、この論文は主要部分を3部構成に分け、結言を含めて4部構成となっている。

### 1.1 小型衝撃力センサの開発と、キャビティ気泡群崩壊時の衝撃力の測定

まず本論文の第1部では、2次元剥模型を用いた試験を行いキャビテーションを発生させ、これが崩壊するとき発生する衝撃力を、実際に測定することを試みた。そのために、まず小型衝撃力センサの開発を行った。これは著者の卒業研究時 [109] からの継続したテーマで、いわば悲願である。本研究では過去にいくつかの研究で用いられた実績のあるセンサ1種と、著者が開発したセンサ2種、あわ

せて3種類の衝撃力センサを用いて実験を行い、その計測結果が妥当であること、お互いの計測結果が一致することを確認した。また衝撃力センサの検定方法、それぞれのセンサの性能や取り扱いやすさの優劣を比較検討している。

## 1.2 キャビティ気泡群の崩壊挙動の観察

衝撃力発生メカニズムを知るためには、実際にキャビティ気泡(群)の崩壊挙動を観察し、そのとき発生する衝撃力との関係を調べる必要がある。しかしながらキャビティ気泡群の崩壊は非常に高速な現象なので、その観察は困難である。このような事情により、気泡群の崩壊挙動の研究は、専ら理論面および数値計算によって進められている。しかし実験データが乏しいので、研究結果の検証はほとんど行えないのが現状である。

本論文の第II部では衝撃力発生時の気泡群崩壊の挙動を、毎秒最大40,500フレームの撮影が可能な高速度デジタルビデオカメラで観察し、同時に上で述べたセンサを用いて、衝撃力を計測した。これらの高速度ビデオ映像と衝撃力の時間変化を比較・検討し、これまで知られていなかった衝撃力発生時のキャビティの挙動を明らかにし、衝撃力の発生メカニズムを考察する。

## 1.3 気泡群の崩壊挙動の数値シミュレーション

気泡群の3次元的な挙動を実験的に追うのは、観測装置の制約から、現在の技術では不可能である。可能になるとしてもあと数10年の技術の進歩を待たなければならないのではないかと著者は予想している。したがって気泡群の挙動の研究を突き詰めるには、数値シミュレーションは避けて通れない。

本論文の第III部では、キャビティ気泡群の崩壊挙動の数値シミュレーションに取り組んだ。多数の気泡群の相互干渉を考慮した運動方程式を数値的に解き、その結果について検証している。

## 1.4 結言

以上第I部～第III部に述べた研究によって得られた知見について総括し、また将来の課題を考察する。

第I部

小型衝撃力センサの開発と、キャビティ  
気泡群崩壊時の衝撃力の測定

## 第2章 背景

キャビテーション気泡群が崩壊するときの衝撃的圧力を知ることは、キャビテーションによる壊食(エロージョン)の研究において、流体力学と材料力学とを結び付ける重要な接点である。したがってこの分野の研究を推進するためには、できるだけ正確に計測された衝撃的圧力のデータをもとに話を進める必要がある。いかに流体力学の理論を活用しどのような予測を立てようとも、実験データがないと検証のしようがない。しかしこの衝撃的圧力の計測は多くの不確定要因が絡み合い、精度を確保するのは困難であった。

### 2.1 衝撃力センサの歴史と分類

キャビテーション気泡群の崩壊時の衝撃力は、本論文中で明らかにするように  $\mu\text{sec}$  のオーダーの極めて短い時間に発生するので、市販の通常の圧力センサで計測するのは不可能である。このため著者の知る限り、衝撃力の計測を行っている例のほとんどすべてが、圧電材料を使用した自作の衝撃力センサを用いている。つまりセンサの開発から研究がはじまっている。圧電材料とはすなわち圧電性(ピエゾ効果)を持つ材料ということで、圧電性とは応力によって電圧が誘起される現象を指す。

このセンサの形態は、大きく2つに分けられる。2つの金属棒の間に圧電材料をはさみこむ形式の縦長のセンサ(縦長型)と、圧電材料の板をははそのまま試験面に貼り付ける、平らなセンサ(平面型)の2種類である。大雑把に解説するとこういう表現になるが、実際にはどちらのセンサも歴史と経験に裏打ちされた多くの技術の結晶であり、単純なものではない。

#### 2.1.1 衝撃力センサ 縦長型

縦長型のセンサは2つの金属棒を直列に重ね、その間に圧電材料をはさみこむ形式のものである。縦長型センサの典型的な構造の概略を Fig. 2.1 に、またその仕組みを Fig. 2.2 に示す。Fig. 2.2(a) のように衝撃力がセンサ感圧面を叩くと、その衝撃力は圧縮波として受圧棒を伝播し、(c) のように圧電材料部を通過する際、圧電材料から電気信号が発生する。圧力波は金属棒(反射棒)の端までくると膨張波として反射し、逆方向に伝播するので、尾部を形成する金属棒は長いほうが圧力波と膨張波の分離が良い。また、厳密には圧電材料と受圧棒、反射棒との界面でも反射が起こるので、界面の音響透過率は高い方が望ましい。したがって縦長型センサの構造の理想形は、次のような形である。

- 反射棒は可能な限り長くする。
- 受圧棒、反射棒の材料には、圧電材料と音響インピーダンスのできるだけ近いものを選ぶ。

また De & Hammit の実験 [13] によれば、受圧棒の直径と長さの比は 1:8 がよい。

衝撃力の計測は De & Hammit によって 1980 年代のはじめにすでに行われている [14]。彼らは圧電セラミックスを用いたセンサを開発し、その特性について検討している [13]。このセンサは上の分類の縦長タイプにあたるもので、その後のセンサ開発を促す契機となった。

その後このタイプのセンサは、日本を中心に開発が進んだ。その先鞭をつけたのは岡田、服部らのグループ [119, 120] である。彼らは振動子により発生したキャビテーションヤノズル内のキャビテーシ

ンについて衝撃力の計測を行っており [29]、またセンサの形状とその特性についても調べている [26]。フランス LEGI/IMG において壊食試験装置 CAVERMOD を用いた実験にも用いられている [18]。現在の縦長タイプのセンサは、すべて岡田、服部らのグループのセンサを源流としている。

このセンサは数年に渡る改良の結果、現在ではほぼ完成されているといつてよい。しかし藤川らのグループは、このセンサの金属棒の材質や反射棒終端部の形状などにさらなる改造を施し、比較的大型で、耐久性の非常に優れたセンサを開発し [111, 116]、水中ウォータージェットによるキャビテーションの崩壊衝撃力の計測に供している [110, 112]。

一方センサが長いと翼やバーンなどの薄い部分に埋めこむことが出来ないで、上に述べた縦長型センサの理想形にあえて反した、小型のセンサを用いることも考えられる。前田らは全長 10 mm の短いセンサを試作し、ポンプの翼面上の衝撃力分布の計測に成功している [47, 48]。著者らも同型のセンサを用いて、2 次元翼模型上の衝撃力の傾度分布を計測した経験がある [95]。

なお論理的には、縦長型センサの反射棒は直線形である必要はなく、装置の都合に合わせて緩やかに曲がっていても構わないはずである。しかし湾曲した反射棒を用いたセンサの実例はない。

### 2.1.2 衝撃力センサ 平面型

センサを翼やバーンなどの薄い部分に埋めこむためには、上で述べた縦長型のセンサよりも平面的なセンサの方が望ましい。平面型のセンサの考え方は、流体機器の表面に平たい圧電材料を貼り付けるという単純なものである。Fig. 2.3 に平面型センサの典型的な構造の概念図を示す。このセンサと縦長型のセンサとの差異はもちろん構造上の違いもあるが、その背景にある方針のはっきりとした違いが見て取れる。縦長タイプは衝撃力を平面波として圧電材料に伝えるように設計されており、また反射波の分離も考慮している。これに対し、平面型センサはこれらの点をすべて犠牲にして、高さ(厚さ)を小さく押さえている。

Franc らのグループは翼型表面に厚さ 1 mm、直径 0.9 mm の圧電セラミックスを用いたセンサを取り付け、キャビテーション気泡の崩壊衝撃力を計測している [45, 67]。計測によれば衝撃力の傾度はキャビティ後端で極大となる。また速度変化に対する衝撃力の変化はストローハル則とウォーターハンマーの法則から説明できるとしている。しかしこれらの計測はいずれもセンサの出力 (V, dB など) を衝撃の傾度スペクトルと比較しており、センサ出力をどのように実際の衝撃力あるいは衝撃圧に換算するかという問題が残っていた。またこれは著者の個人的な考察だが、もろくて割れやすい材料である圧電セラミックスを流体機器表面にはほぼ直接貼り付ける方法は、センサの耐久性の面で不安がある。

Lichterowicz らは、圧電性高分子材料である PVDF (Polyvinylidene fluoride) [53, 113] のフィルムを用いたセンサを開発し、キャビテーション噴流による衝撃圧の測定に用いている [73]。耐久性、信頼性などの問題点をクリアし、キャビティ崩壊圧の定量的な計測に耐えうる平面型のセンサは、著者の知る限りではこの Lichterowicz らのセンサと、その後継タイプのみである。

### 2.1.3 センサ構造の違いによる得失

縦長型、平面型のセンサの、構造上の違いに起因する得失をまとめる。なおここで述べるのは一般論だが、著者の実験結果と経験に基づくセンサの得失の議論を第 7 章で行っている。

以下の比較で 'O' は長所、'X' は短所を表し、'△' はどちらの構造のセンサにも一長一短があることを示す。

#### 縦長型センサ

- × 背が高いので、利用できる流体機器が限られる。

- × センサ感圧面を流体機器表面と平行にするのが難しい。
- △ 圧電材料を金属棒で挟むので、金属と音響インピーダンスの近い圧電セラミックス向きである。PVDFや圧電ゴムなど、軟質の圧電材料には向かない。(ただし、導電性プラスチックを金属棒の代りに使うなどの方法もある [113]。)
- 衝撃力が圧電材料に、平面波として作用するように考慮されている。
- センサ下端からの反射波の分離を制御できる。
- × その構造上、センサ全体の振動による出力波形の振動が問題となる。

#### 平面型センサ

- センサの高さ(厚さ)が小さいので、翼模型など比較的薄い流体機器に埋めて実験することができる。
- 流体機器表面に沿ったセットアップが楽である。
- × キャピティ崩壊による衝撃力が、平面波としてではなく、圧電材料の局所部分にはほぼ直接作用する。
- △ したがって圧電セラミックスなど、もろい材質の圧電材料には向かない。PVDF フィルムなど向き。
- × センサ下端からの反射波の干渉を避けられない。

## 2.2 衝撃力センサの検定方法

初期の頃の衝撃力センサは、そもそも検定を行わずに、センサの出力電圧(V, dB)を縦軸または横軸に採ったグラフを論文に載せていた。この方法では衝撃力と壊食との関係を論理的に結び付けることはできないので、もっぱら流体力学的なパラメタ(流速など)とキャピティ崩壊衝撃の「強さ」との関係の推定や、寸法則の推定の研究が行われた(たとえば文献 [45, 67, 117] など)。しかし現在では、衝撃力センサを用いるすべての研究は、何らかの検定を行って衝撃力センサの出力を力の単位に換算している。第1章で述べたように現在の研究はより厳密に、キャピテーション気泡群の発生から崩壊、高圧の発生、流体機器表面への影響のそれぞれの過程について追求しているので、発生する衝撃力を力学的な単位系で得ることが必要不可欠である。

衝撃力センサの目的は衝撃的な力を計ることにあり、また圧電材料をその心臓部に用いているから、準静的な負荷による検定は通常意味をなさず、衝撃的な負荷による検定が必要である。衝撃力センサの検定方法は、その衝撃的な負荷を得る方法の違いで大別して、3通りの方法が提案されている。

### 2.2.1 銅球落下試験法

もっとも多く行われているのは、銅球落下試験である。これは小さな銅球をある高さから自由落下させてセンサの感圧面上に当て、速度の減少からセンサに与えられた力積を求め、またセンサの出力波形から衝撃が加えられた時間を求め、力積をその時間で割ることによって加えられた力を得るというものである。

この場合、感圧面に当たるときの速度はエネルギー保存則より鋼球の高さから算出し、いわゆる跳ね返りの法則により速度の減少を得る。具体的には跳ね返り係数を $e$ と書くと、感圧面に加わる衝撃力 $F$ を

$$F = m(1+e)\sqrt{2gh}/\Delta t \quad (2.1)$$

によって求め、これと出力電圧との関係を調べる。この方法には以下のような特徴がある。

- なんととっても簡単である。短時間に繰り返し行うことができる。
- 鋼球の大きさ(質量)、材質、落下させる高さを変えることで、センサに加わる衝撃力の大きさを調整できる。つまり、広い範囲に渡る検定ができる。
- 10~200 N と、比較的大きな衝撃力を得ることができるのが大きな長所である。
- 検定の都合上、センサの感圧面は平面で、検定時は水平にする必要がある。また感圧面が小さいと、検定は非常に困難になる。
- 鋼球が衝突したときにセンサの感圧面が受ける力積を求めるために、何らかの方法で鋼球とセンサ感圧面との間の跳ね返り係数を得る必要がある。
- 力学的エネルギーの保存(つまり落下時の空気抵抗を無視)など、多くの仮定が入る。衝撃が加えられた時間 $\Delta t$ の取り方には任意性がある。

広い範囲の検定ができるのは、キャピテーションの崩壊衝撃圧のような、非常に大きな力を計測するためのセンサには都合の良い特性である。著者の知る限り、検定を行っている衝撃力センサのすべてで、この鋼球落下による検定が行われている。以下に述べる他の方法と併用して用いる場合もある。

## 2.2.2 Pencil Lead Breaking Method

仮定や任意性のある鋼球落下法に対し、仮定や任意性をできるだけ排除したユニークな検定方法が、Pencil Lead Breaking Method(鉛筆芯破断法、以下 PLBM)である。この方法は Momma & Lichtarowicz によって提案された [54]。著者もこの方法を用いて検定を行った経験がある [94]。

この方法の骨子は、力を衝撃的に除荷するところである。圧電性材料は圧縮方向だけでなく、膨張方向にも圧縮方向と連続した線形性を持つことが知られている [53, 113] が、PLBM ではこの性質のみを仮定している。具体的な方法は、鉛筆の芯をセンサ感圧面に当てて負荷をかけ、負荷を準静的に増加させていく。鉛筆の芯が折れた瞬間に、負荷が急激に除荷され、同時にセンサから負の電圧が観測されるので、これを計測して検定するという方法である。以下のような特徴がある。

- 衝撃力センサの負圧方向への線形性を仮定している。理論的な面ではそれ以外の仮定や任意性が入らない。
- 荷重(力)と出力電圧の関係が直接得られる。
- 専用の検定装置を必要とする。
- 試験が簡単である。ただし鋼球落下試験よりはずっと手間がかかる。
- 鉛筆の芯—正確には、製図用シャープペンシルなどに用いられる芯で、直径 2mm のものなどが入手できる—は高度な大量生産技術により作られているので、その直径、品質が極めてよくそろった高精度高品質のものが、安価に手に入る。したがって実験の再現性は非常に良好である。

- 荷重の大小は、主に芯の長さを要えて調整することが出来るが、具体的にある荷重付近で折れるように調整することは難しい。
- 鉛筆の芯の強度上の限界から、大きな負荷での検定ができないのが最大の欠点である。具体的には 20N 程度が限界である。

負荷の限界が 20N 程度というのは、必要とされる検定幅よりおよそ 1 桁小さいので、PLBM だけでは十分な検定はできない。しかし余計な仮定が入らないことは魅力で、“検定法の検定”に使うなどの用途が考えられる。また、鉛筆の芯に代わる有効な破断材が見つければ、より広い範囲での検定が可能になるだろう。

### 2.2.3 既存の圧力センサとの比較校正

今後の発展が見込まれる方法として、実際の衝撃的圧力場の中で試験し、既存の信頼できる圧力センサと比較校正する方法がある [101]。たとえば仙石らは水中で電気火花を起こして球面衝撃波を発生させ、それを電極から等距離に設置した自作の衝撃圧力計と校正用圧力計で同時に計測する方法で比較構成している [103]。比較校正する圧力センサとしては、Kistler 社の水晶圧電式圧力センサや PCB Piezotronics 社の圧力センサなどが用いられる。

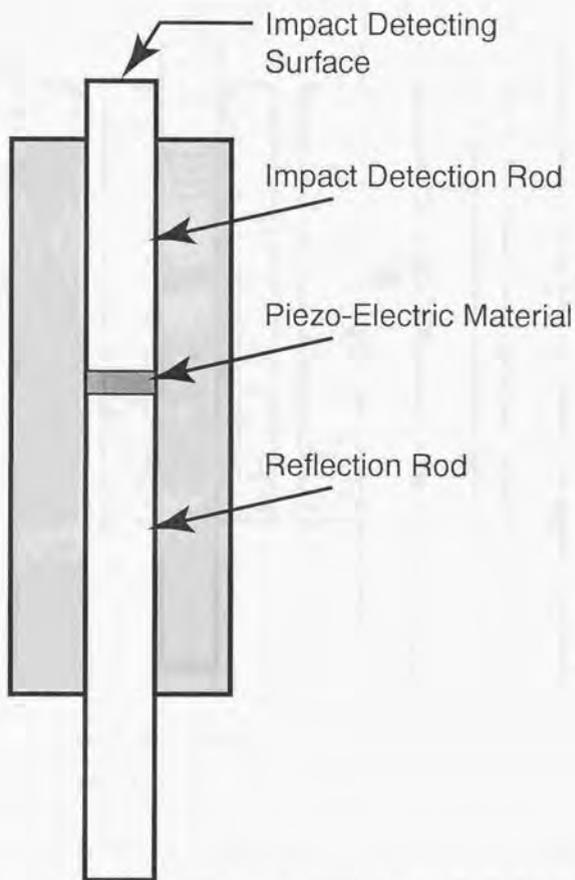
## 2.3 衝撃力センサの相互比較

著者がキャビティ崩壊時の衝撃力の計測に取り組みはじめたのは 1993 年だが、そのころから現在までの間に衝撃力センサの改良は進み、上に述べたように現在では数種類の衝撃力センサが開発され、実績を残している。同時に衝撃力の計測装置も、ナノ秒のオーダーの時間分解能を持つものが利用できるようになった。しかし意外なことに、これらのセンサの相互比較や、2 種類以上のセンサを用いた衝撃力計測はほとんど行われていない。著者の知る限りでは、わずかにフランスの研究者の報告 [18] があるだけである。各センサの信頼性を確かめるためにも、また衝撃力計測の精度を高めるためにも、複数のセンサを用いた比較計測が必要である。

## 2.4 その他の方法

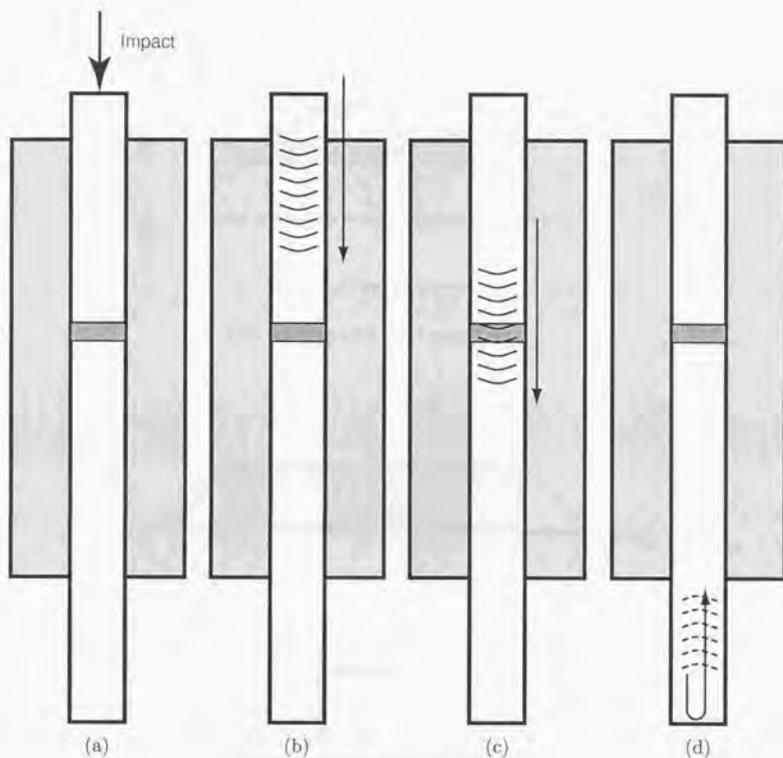
この章の冒頭で述べたように、衝撃力の計測を行っている例のほとんどすべては、圧電材料を使用した自作の衝撃力センサを用いている。しかし興味深い例外があるのでここで触れておく。岡田、服部らのグループは流体機器表面にマグネシア単結晶 (MgO) の試験片を置き、実際に壊食を発生させて衝撃力を推算する方法を提案している [89,114]。

なお、文献 [91] にここまで述べてきた計測法、検定法などに関して、分かりやすくまとめられていることを付記する。



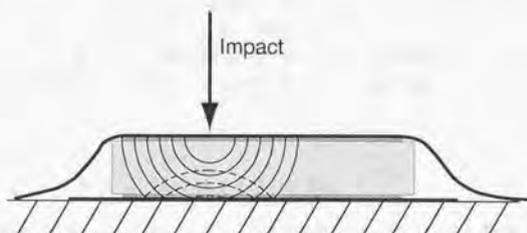
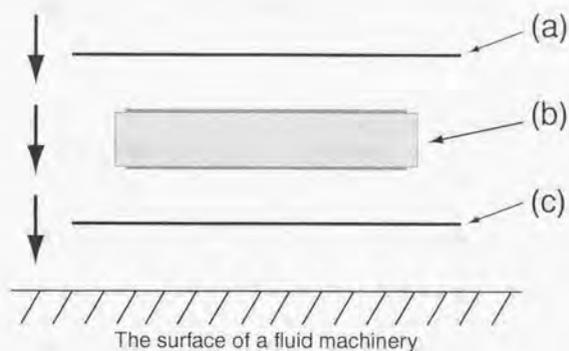
Note: Impact detection rod and reflection rod also act as electric lines.

Fig. 2.1: Typical structure of a 'vertical-type' sensor



- (a) An impulsive force hits the sensor on the head.
- (b) The impulsive force goes down as (nearly) plane compression (stress) wave through the detection rod.
- (c) This compression wave goes through the piezo-electric material and makes the material to produce transient voltage. A small part of the wave reflects on the interface of the rod and the piezo-electric material, depending on the acoustic reflection rate of these materials.
- (d) The wave reflects at the bottom of the reflection rod and goes up as swelling (strain) wave.

Fig. 2.2: Mechanism of a 'vertical-type' sensor



- (a) Covering material or paint for water and electric insulation.
- (b) Piezo-electric material which surface is covered with some electro-conductive material or paint for electrode.
- (c) Covering material or paint for electric insulation.

Fig. 2.3: Typical structure of a 'flat-type' sensor

## 第3章 衝撃力センサの開発

本研究では2次元翼模型上に発生するキャピテーションの崩壊衝撃力の累積傾度分布を、3種のセンサを用いて計測し、その結果を比較するとともに、センサの性能と有用性について検討した。本章ではそれぞれのセンサについて説明する。著者はこの小型衝撃力センサの開発と崩壊衝撃力の計測に、卒業研究の頃から継続して取り組んでいる [94-96,109]。

なおここで言う累積傾度分布とは、衝撃力が計測された傾度を、衝撃力の大きい方からの累積度数でまとめたものである。

本研究で用いた衝撃力センサは、すべて圧電材料を用い、衝撃力を電圧に変換するものである。圧電材料として、圧電セラミックスを用いたもの2種、PVDF(後述)を用いたもの1種を利用した。これらのセンサでは圧電材料の性質上、衝撃的に加えられた力を検知することはできるが、静的な力は検出できない。

### 3.1 基本型セラミックス・センサ(センサA)

服部ら [91,115] によって開発された縦長タイプのセンサで、前章で述べたように縦長型センサの単一的な存在である。磁歪振動子を用いた衝撃力計測試験で実績がある他、フランスLEGI/IMGにおいて壊食試験装置CAVERMODを用いた実験にも用いられている [18]。今回の実験では、このセンサを計測基準の意味で使用した。以降、センサAと呼ぶ。

Fig. 3.1にこのセンサの構造を示す。圧電セラミックスを受圧棒と反射棒(ともにステンレス製)でサンドイッチ構造にし、その間を導電性接着剤で固定している。この構造は縦長型センサの基本形といえる。感圧面は円形で、その直径は5mmである。

なお、このセンサはもともと、下端を装置外に出せるような実験装置用に設計されたため、高さが後で述べる翼模型の翼厚よりも大きい。したがってセンサ下端が翼から飛び出す。これを接着剤で覆い、強引に実験を進めた。

### 3.2 小型セラミックス・センサ(センサB)

このセンサは前田ら [47,48] によって設計、製作されたセンサを元に、著者が中心となって当研究室で改良を施したセンサである [94,96]。非常に小型だが、構造上は縦長タイプと言える。この新型センサを、以降、センサBと呼ぶ。

本研究に先立ち、前田らのセンサを用いた実験を行い、センサに関する経験をj得ている [95,109]。そしてその経験を元に改良を施したのがセンサBである。そこで説明の都合上、まず原型となったセンサとその問題点を述べ、次にその改良点と新型センサBについて、原型のセンサと比較しながら説明する。

#### 3.2.1 センサBの原型

Fig. 3.2に前田らのセンサの構造を示す。

このセンサは圧電セラミックスを用いて衝撃力を電圧に変換するもので、アクリル製の台と真鍮製のふたの間に感圧部と圧電セラミックスを閉じこめてある。間に挟まれている円盤が圧電セラミックスであり、この圧電材料の上下面の電位差を計測する。感圧棒と真鍮製のふたとの間は導電性接着剤で接合されており、このふたを経由して負極を引き出している。感圧面は円形で、その直径は1mmである。

翼面上でのキャピティ崩壊による衝撃力を計測するためには、衝撃力センサは

1. 小型で翼面に埋めこむのが容易であること。
2. 高周波応答特性が良く、時間分解能の高い計測が行えること。
3. 感度が良いこと。
4. 激しい衝撃にさらされても、出力が安定していること。

などの要件が求められる。

前田らのセンサはこの種のセンサとしては特に長さが短く作られているが、それでも翼厚を厚くした翼模型にしか埋めこむことが出来ない。

次にセンサの安定性と強度について述べる。このセンサは非常に壊れやすく、本研究に先だって行った実験でも、次のような原因でセンサの動作が不調になった。

1. 衝撃力によって圧電セラミックスの円盤が割れてしまい、出力波形が変化してしまうことがある。
2. 長い時間衝撃力にさらされていると、圧電セラミックスをはさんでいる金属棒の締め付けがゆるくなり、センサの感度が低下するという現象が見られる。
3. 長い間水中にさらしているとセンサの感度が落ち、空気中で乾かすと元に戻る、という現象が見られる。導電性接着剤の接合が水中では弱くなるのが原因らしい。

### 3.2.2 センサBの構造と改良点

以上のように前田らのセンサには構造上の欠点があり、このために計測中にセンサが反応しなくなるなど、継続的な実験を行うことが困難であった。この点を改善し、信頼性の高い計測結果を得るために、本研究では新型センサ(センサB)を設計・開発した。

センサBの構造をFig. 3.3に示す。非常に小型だが、構造上は縦長タイプと言える。感圧面は直径1mmの円形である。前田らのセンサを元としているが、原型センサの欠点を克服するために、以下のような点を改良した。

1. 受圧部の金属棒を伸ばし、流体(水)に触れるのをその部分だけにしてセンサ上面をシリコンゴムで覆うことにより、センサの防水を確保する。
2. 受圧部の金属棒をねじでしっかりと止め、締め付けが弱まって感度が低下するのを防ぐ。Oリングは使用しない。
3. 電路に導電性接着剤を用いず、リード線を金属棒に直接つなぐ。

衝撃力センサに利用する圧電性材料として、圧電性セラミックス、ネバック“NPM”N-21(TOKIN)を用いた。この圧電セラミックスは直径3mm、厚さ0.2mmの円盤で、その共振周波数はデータシートによるとおよそ10MHzである。

### 3.3 PVDFセンサ(センサC)

PVDF(Polyvinylidene fluoride、ポリフッ化ビニリデン)は圧電性高分子材料の一種である[53,113]。圧電性高分子膜は、

- 非常に軽い薄膜であり、厚さは24~110 $\mu\text{m}$ である。
- 衝撃などに対して強く、壊れにくい。
- 成形、加工が容易で形状を制御するのが簡単である。
- 高帯域な周波数特性を有しており、時間分解能が高い。
- 安価。
- 過渡的な力に対する出力電圧は、圧電セラミックスにくらべて、およそ1桁小さい。

などの特徴を持つので、キャピテーション気泡の崩壊時の衝撃力のような非常に強い衝撃力を計測するのに適している。

本研究では、Lichtarowicz、祖山ら [73,91] によって開発された PVDF センサを参考に、裏面に取り付けやすいように改良を施した平面型のセンサを設計・製作し、実験に供した。以降、センサ C と呼ぶ。

### 3.3.1 センサ C の構造とその理由

Fig. 3.4 にセンサ C の構造を示す。

PVDF 膜は米国 AMP 社製もので<sup>1</sup>、面に垂直な方向(厚さ方向)の歪みを電圧に変換するタイプである。本研究では入手できるものなかで最も厚い 110 $\mu\text{m}$  厚のものを利用した。このフィルム表面には電極として銀インクが塗布されている。感圧面は 3mm $\times$ 3mm である。なお、防水のためにセンサ上面をテープで覆っている。

裏面に直接取り付けず、小さなブロックを使ったのは、工作上的理由による。このセンサは次のような手順で工作した。

1. センサの台となるブロックを作成し、その上面(PVDF 膜を貼り付ける面)を平面に研磨する。
2. このブロックの上面にエポキシ樹脂系接着剤(日本チバガイギー(株)のアラルダイト ラビッド(急速硬化タイプ))を薄く塗布し、この接着剤が貼り付かないプラスチック板(接着剤を購入すると付いてくる)をあてがって万力で挟みつけ、そのままの状態に硬化させる。これによって非常に薄くて固い樹脂の膜層ができ、この層が電氣的絶縁を確保する。
3. PVDF 膜を所定の形状に切断し、エポキシ樹脂系接着剤(同上)でセンサ上面に貼り付ける。PVDF 膜全体を接着剤で覆い、再び万力で噛んで硬化させる。これによって PVDF 膜の上下両面に、薄くて固い樹脂の膜層ができる。この層が厚いとセンサの感度が下がる。
4. この状態で、センサを裏面に埋め込む。裏面とセンサ面とが平らになるように注意する。センサの固定にも、同じエポキシ樹脂系接着剤を用いる。
5. センサ上面を、ポリイミドテープ(3M 社の Kapton テープ No.5413)で覆い、防水する。これは主にエポキシ樹脂が水分を含んでふやけ、硬度が変わるのを防ぐためである。
6. テープ表面をよくこすり、機器表面に密着させる。微妙なことだがこの作業をきちんとやらないと、センサの感度がわずかに落ちる。

このような手順で作成することで、PVDF 膜の上下面を固い樹脂の膜層で覆い、センサの電氣的絶縁と感度を確保した。裏面に PVDF 膜を直接貼り付ける方法では、上記のような手順は踏めないもので、本センサと同等の性能は達成できないと思われる。なお第 II 部の第 10 章で、試験的に裏面に直接 PVDF 膜を貼り付ける方法でセンサを作成している—そして失敗している—ので参照してほしい。

<sup>1</sup>AMP 社は 1998 年に、圧電フィルム・センサ技術を Measurement Specialties Inc. に売却した。したがって本稿執筆時点では、PVDF 膜は Measurement Specialties Inc. が取り扱っている。

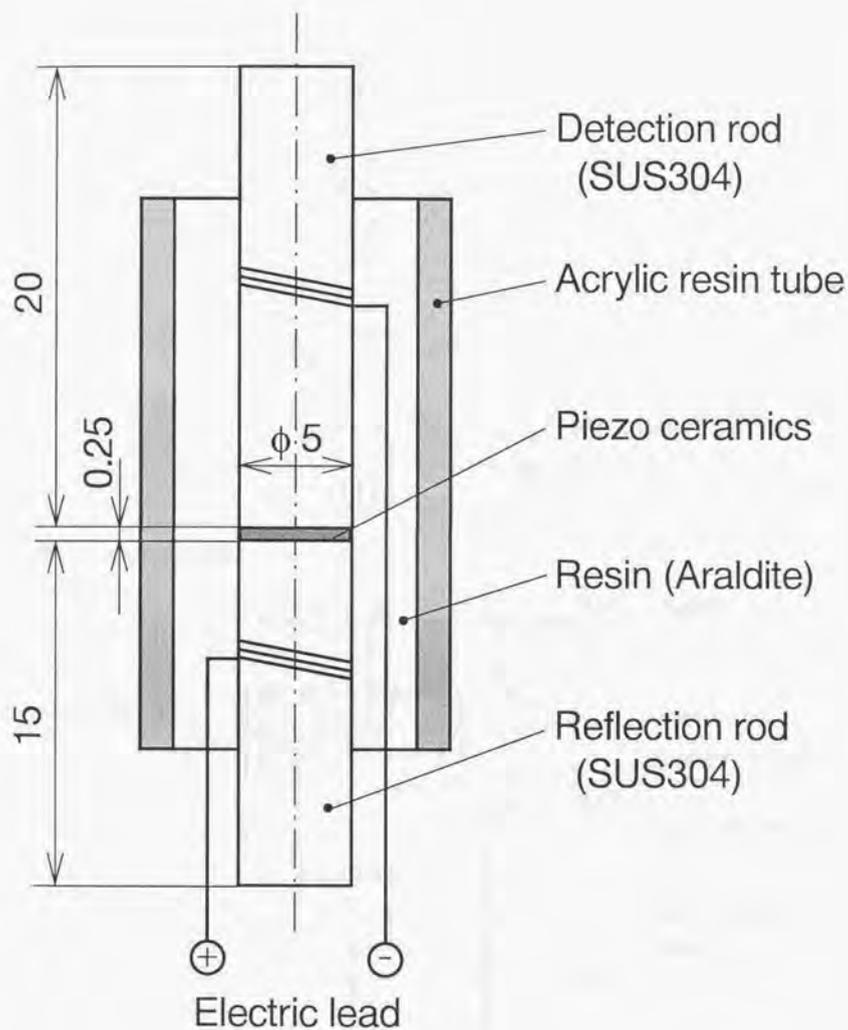


Fig. 3.1: Impulsive force sensor A: basic type

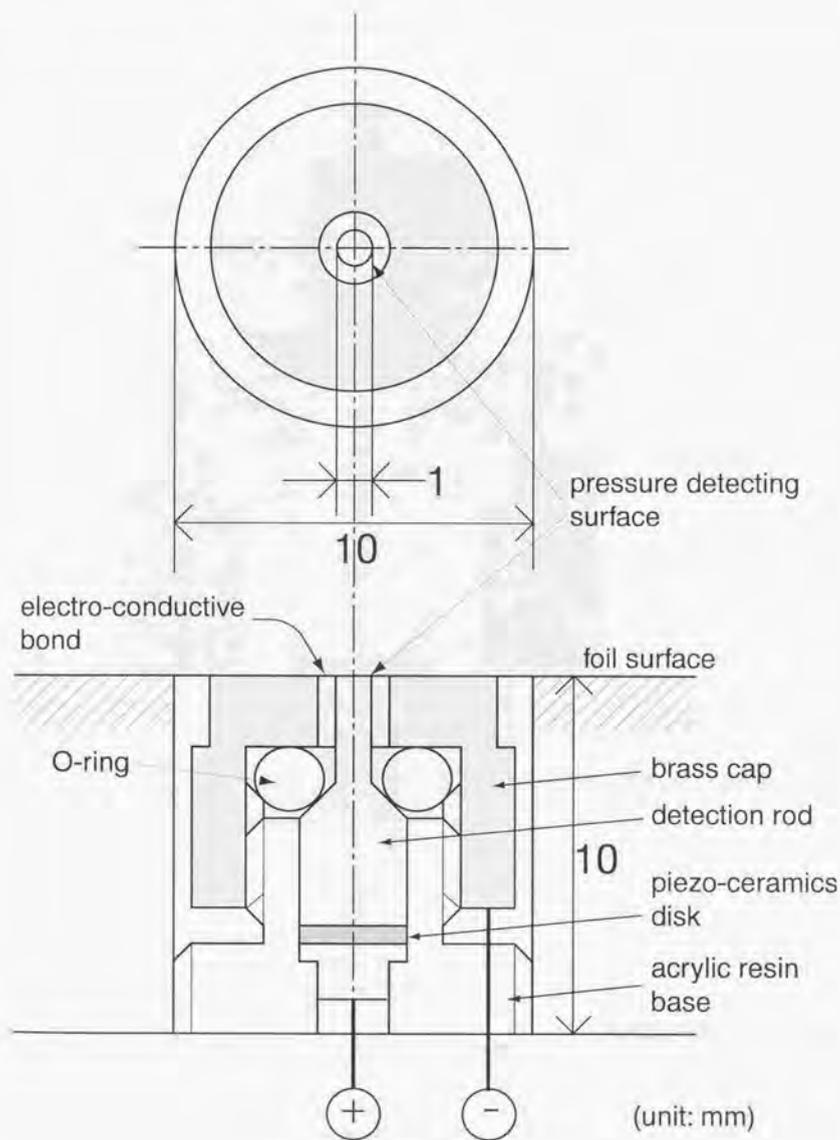


Fig. 3.2: Impulsive force sensor by Maeda et al. [47,48]

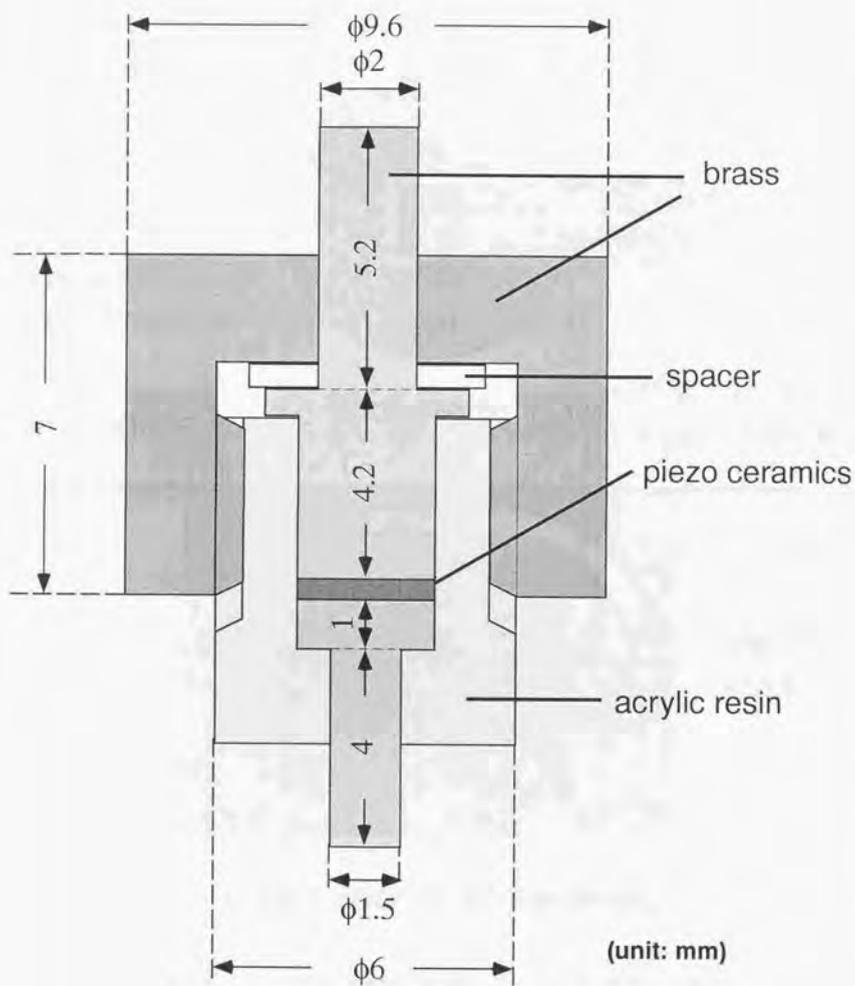


Fig. 3.3: Impulsive force sensor B: small type

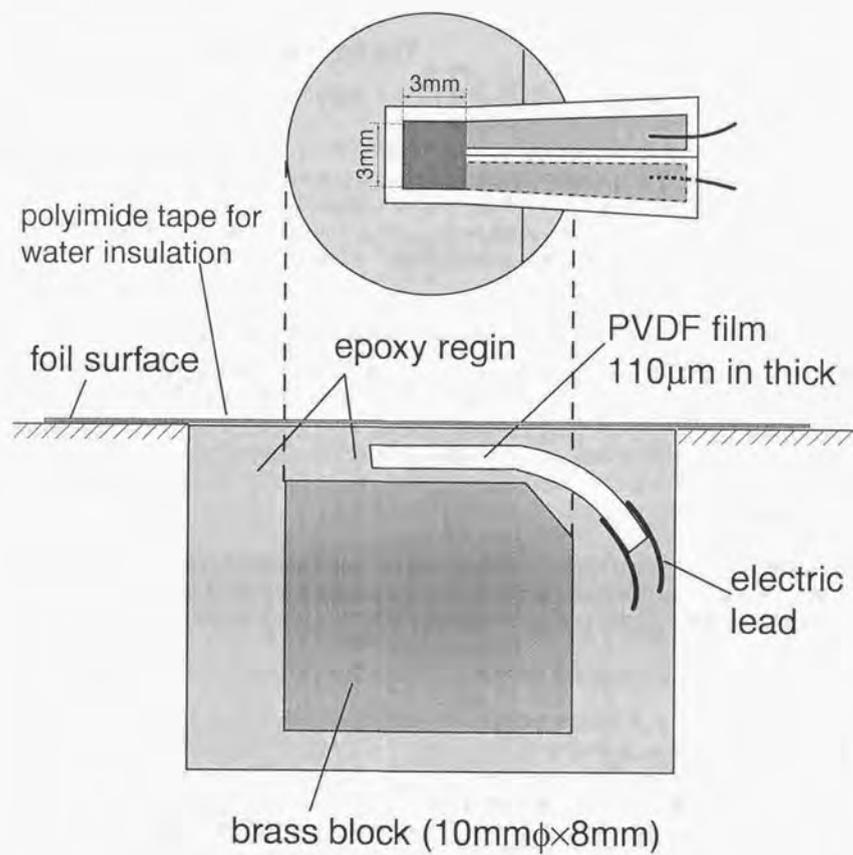


Fig. 3.4: Impulsive force sensor C: with PVDF piezo-electric film

## 第4章 衝撃力センサの検定

### 4.1 鋼球落下試験—装置と波形処理

衝撃力センサの検定は、鋼球落下試験によって行った。これは小さな鋼球をある高さからセンサの感圧面上に落とし、速度の減少からセンサに与えられた力積を求め、またセンサの出力波形から衝撃が加えられた時間を求め、力積をその時間で割ることによって加えられた力を得るというものである。3種類の鋼球(0.130g、0.440g、2.030g)を、30mm~150mmの高さから落として検定を行った。

この場合、感圧面に当たるときの速度はエネルギー保存則を仮定して(つまり空気抵抗などの摩擦を無視する近似をして)、鋼球の高さから算出し、いわゆる跳ね返りの法則により速度の減少を得ている。具体的には跳ね返り係数を $e$ と書くと、感圧面に加わる衝撃力 $F$ を

$$F = m(1+e)\sqrt{2gh}/\Delta t \quad (4.1)$$

によって求め、これと出力電圧との関係を調べた。このとき衝撃力が加えられた時間 $\Delta t$ として、衝撃力センサの出力波形を見て、電圧の立ち上がり時間を探った。

実験はFig. 4.1に示すような装置(というより、小道具)にて行い、センサの出力する過渡電圧をトランジェント・レコーダ(理研電子(株)TCFL-8000SR)に入力し、最小50nsec、毎のサンプリング時間間隔でAD変換してメモリに記憶させる。そしてその記憶内容をパーソナルコンピュータに取り込むために、GP-IBインターフェイスを用いている。これによって衝撃力センサの出力波形を得ることができる。

なおこの検定にはセンサと鋼球との跳ね返り係数 $e$ を得ることが不可欠だが、この計測には、本論文の第II部に述べる高速度ビデオカメラを利用した。すなわち鋼球の落下高さと跳ね返った高さ、および跳ね返ってから再び落下するまでの時間を高速度ビデオを用いて測定し、跳ね返り係数を算出した。

電圧の最大値、立ち上がり時間などを得るために、センサの出力波形に対し、以下の操作を行った。

1. 移動平均法(Savitzky-Golay法 [118])を用い、データの雑音を軽減する。
2. 鋼球がセンサの感圧面に当たる前のデータを調べ、平均 $\bar{E}_0$ と標準偏差 $\sigma_0$ を求める。これは計測系の誤差の範囲を表す。
3. 電圧が $E < \bar{E}_0 + 3\sigma_0$ の範囲(いわゆる3シグマ範囲)を越えたところを電圧の立ち上がり点とし、そこから電圧が最大になるまでの時間を立ち上がり時間として採用する。
4. 電圧の最大値 $E_{\max}$ は $\bar{E}_0$ で補正する。

### 4.2 衝撃力センサの取り扱いやすさについて

検定に関連して、衝撃力センサの扱いやすさにここで触れておく。翼面に埋める、という目的に対し、本研究で用いたセンサの中では、センサCがもっとも扱いやすかった。その理由は、まず作成が容易で、かつ安価であること。そして、センサ感圧面を翼面と平行にするのが簡単だという点である。センサA、Bは翼面に垂直に埋め込む必要があるが、実際にやってみるとこれが難しく、翼面に平行に埋めるセンサCの方が、取り扱いがずっと簡単である。

センサ感圧面が翼面に沿っているかどうかは、翼まわりの流れに微妙に影響するので、衝撃力計測の信頼性に影響する。しかしそれ以上に、衝撃力センサの検定の精度と手間に大きく関わる。というのは、鋼球落下によって検定を行う際、あるいは跳ね返り係数の計測の際には、鋼球がセンサ感圧面に垂直に当たり、垂直に跳ね返らなければならない。したがってセンサの感圧面が水平になるようにして検定を行う必要があるが、センサの感圧面が翼面とわずかもずれていると、これを水平にするのが非常に難しく、手間がかかるのである。この観点からも、センサCは扱いやすいセンサだと言える。

逆にセンサBは、感圧面の面積が非常に小さく、センサ自体も小さいので、感圧部が翼面に平行かどうか調べるのがそもそも難しい。これに加え、鋼球を高い位置から落として検定を試みると、センサ感圧面に正確に落とすのが困難で、感圧面の外周に当たり、ほとんどの場合に垂直には跳ね返らない。したがって高さ30mmと低い位置から鋼球を落下させて検定を行うだけにした(データ集の付録Aを参照)。

厳足だが、翼面に埋めずにセンサ単独で検定を行っても、翼面に埋めた状態と同じ応答をする保証がないので意味をなさないことを付け加えておく。実験と可能な限り同じ条件で検定を行わなければならない。

### 4.3 検定時の出力波形

センサA~Cそれぞれの検定時の出力波形を、それぞれFig. 4.2~Fig. 4.4に示す。各検定条件ごとに1波形ずつとした。検定に用いた波形データ全体は、大部になるのでデータ集の付録Aにまとめた。出力波形の特徴を概観する。

- センサAの出力波形は、典型的な減衰振動である。この波形は縦長型センサの特徴である。
- センサBの出力波形も減衰振動だが、センサAよりも減衰が速く、また波形もきれいな減衰形ではなく複雑な振動をする。
- センサCの応答はセンサA、Bとまったく異なり、出力電圧は単一のピークとして計測される。ピークの直後にいったん電位差が逆転し、その後緩やかに回復するが、これはPVDF膜の電気的な性質による。
- 全般に、各実験条件での各センサの出力波形は、お互いに非常によく似ている。また、同じ条件での各センサの最大出力電圧もほぼ等しいので、実験の再現性は非常に良いことがわかる。

### 4.4 検定結果

3種類の鋼球(0.130g、0.440g、2.030g)を、30mm~150mmの高さから落として検定を行った。検定時の衝撃力と最大出力電圧の関係、および回帰直線を、センサA~CそれぞれについてFig. 4.5~Fig. 4.7に示す。校正係数および線形相関係数は以下の通りである。

	校正係数	線形相関係数
センサA	8.57 N/V	0.990
センサB	7.07 N/V	0.954
センサC	18.7 N/V	0.996

この結果から、どのセンサも良い線形性を示すことが分かる。厳密に比較するとセンサCが最も線形相関係数が高く、次いでセンサAが良い線形性を示すので優れていると言える。これに対してセンサBは線形性がいくぶん劣る。

また、圧電セラミックスを用いたセンサ A、B に対し、PVDF 膜を用いたセンサ C は出力電圧が小さい。

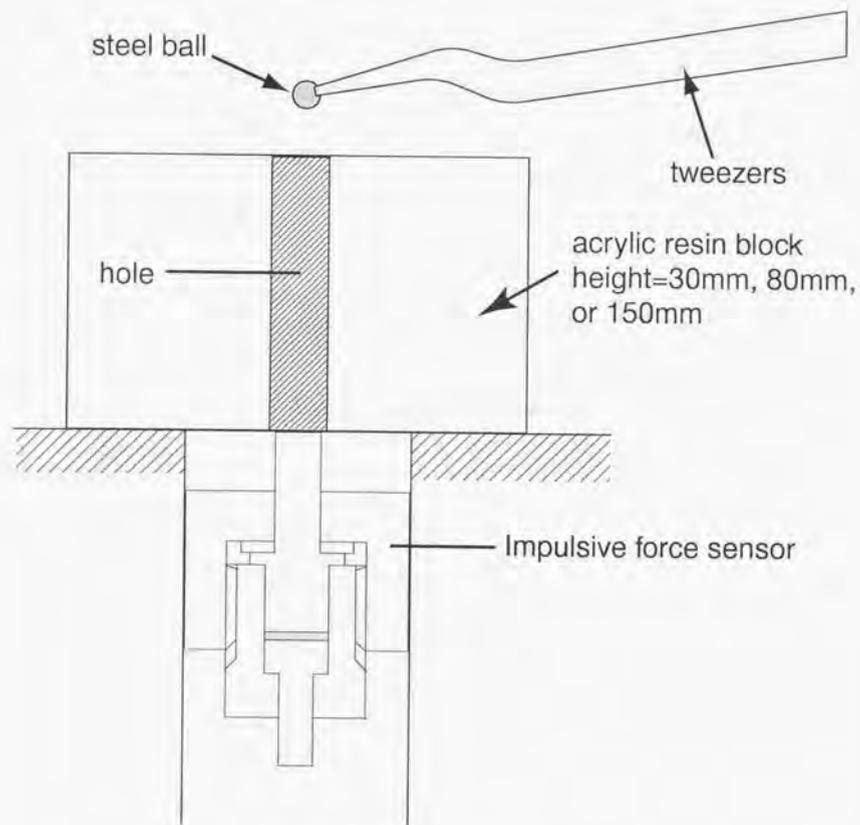
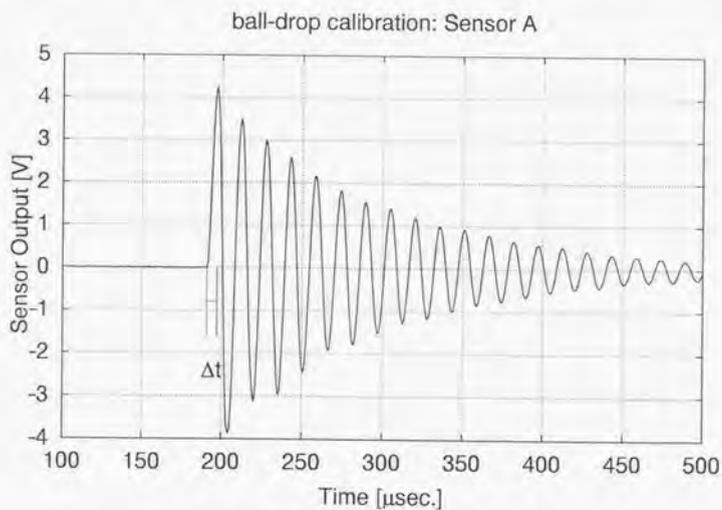
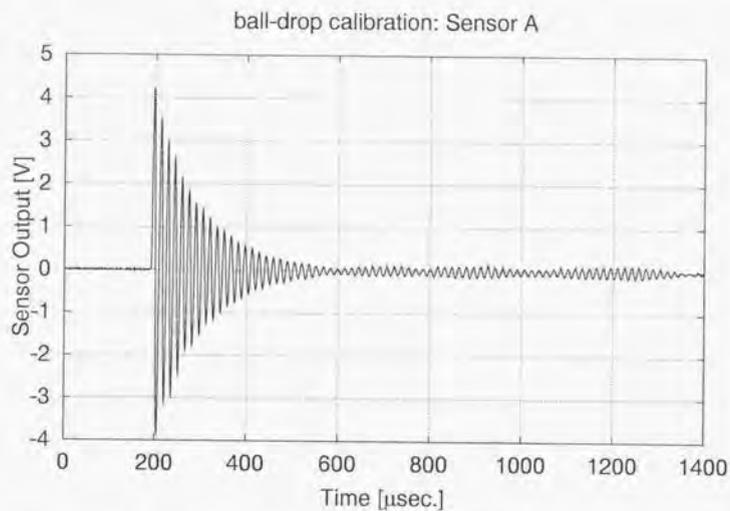


Fig. 4.1: Overview of steel ball drop test

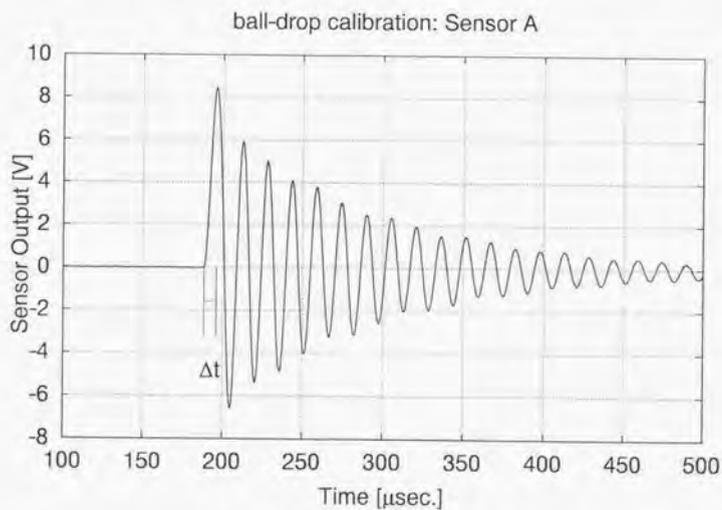
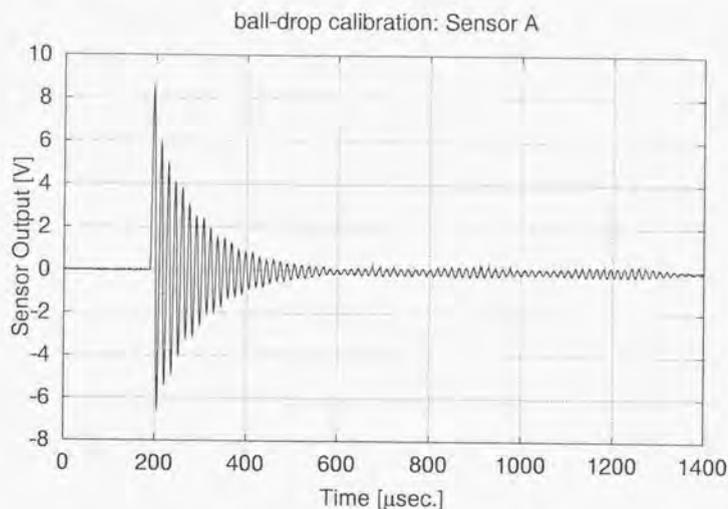


(same data as above with narrow range)

$$m = 0.130 \text{ g}, h = 30 \text{ mm}$$

$$E_{\text{max}} = 4.2352 \text{ V}, \Delta t = 6.20 \text{ μsec.}, F = 29.0683 \text{ N}$$

Fig. 4.2: Examples of output of sensor A at ball-drop calibration

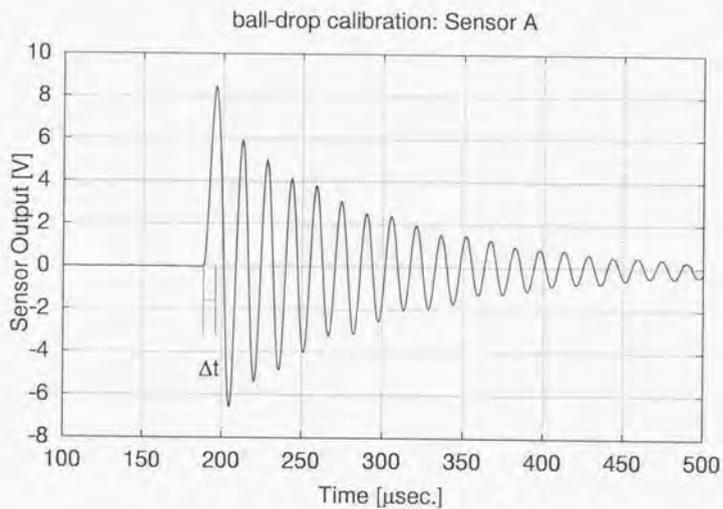
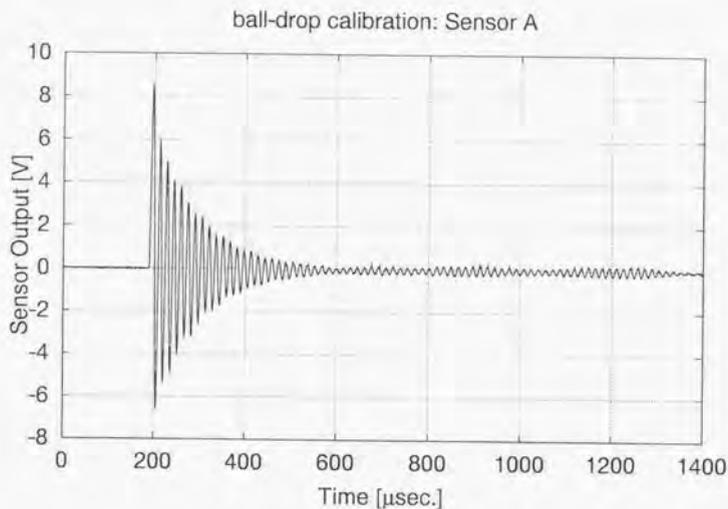


(same data as above with narrow range)

$$m = 0.440 \text{ g}, h = 30 \text{ mm}$$

$$E_{\text{max}} = 8.4529 \text{ V}, \Delta t = 7.70 \mu\text{sec.}, F = 77.5971 \text{ N}$$

Fig. 4.2: (continued)

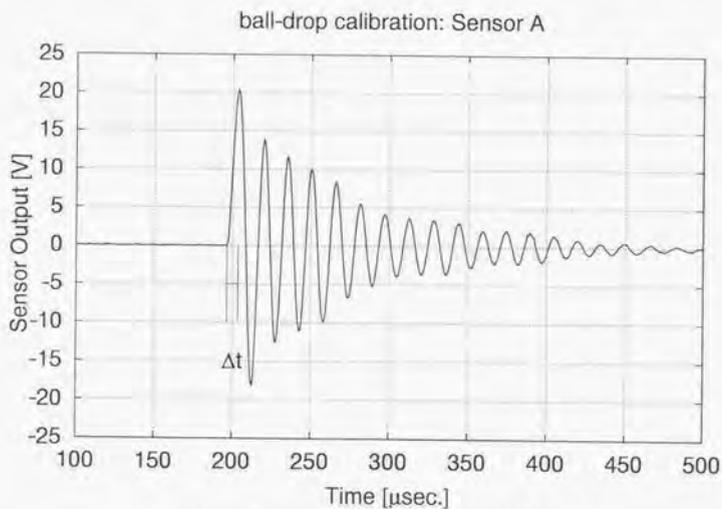
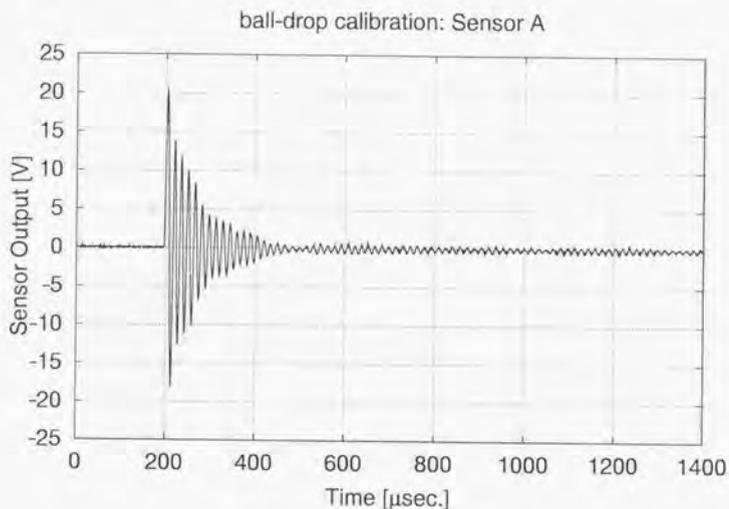


(same data as above with narrow range)

$$m = 0.440 \text{ g}, h = 80 \text{ mm}$$

$$E_{\text{max}} = 14.2563 \text{ V}, \Delta t = 7.30 \mu\text{sec.}, F = 129.5834 \text{ N}$$

Fig. 4.2: (continued)

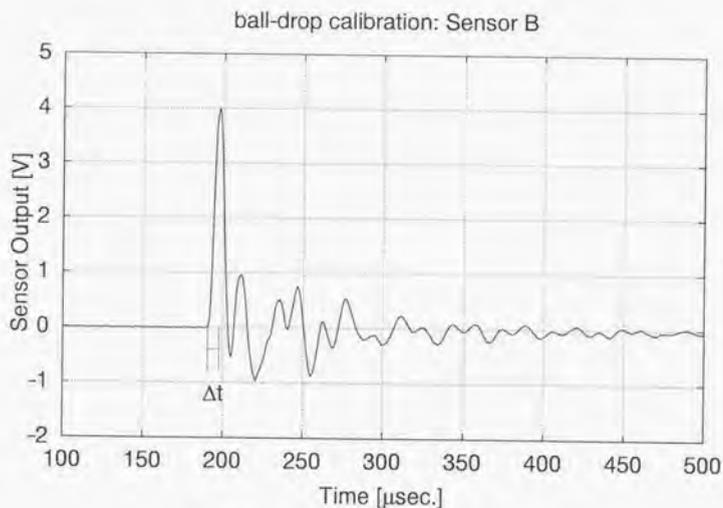
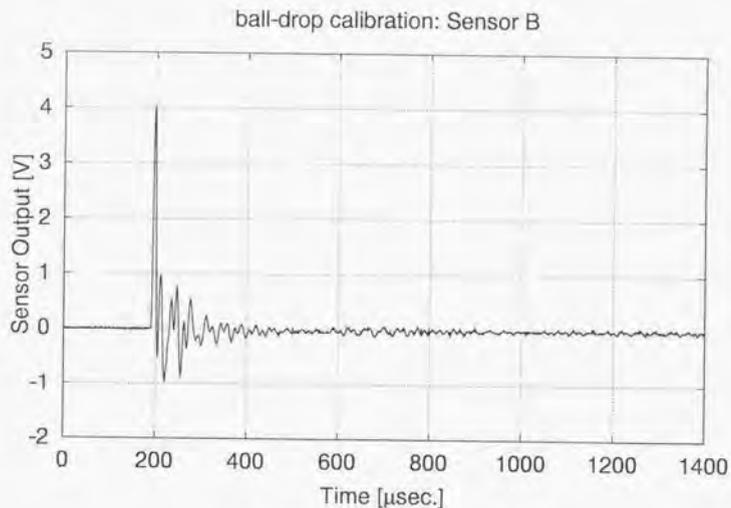


(same data as above with narrow range)

$$m = 0.440 \text{ g}, h = 150 \text{ mm}$$

$$E_{\text{max}} = 20.3467 \text{ V}, \Delta t = 7.05 \mu\text{sec.}, F = 180.4704 \text{ N}$$

Fig. 4.2: (continued)

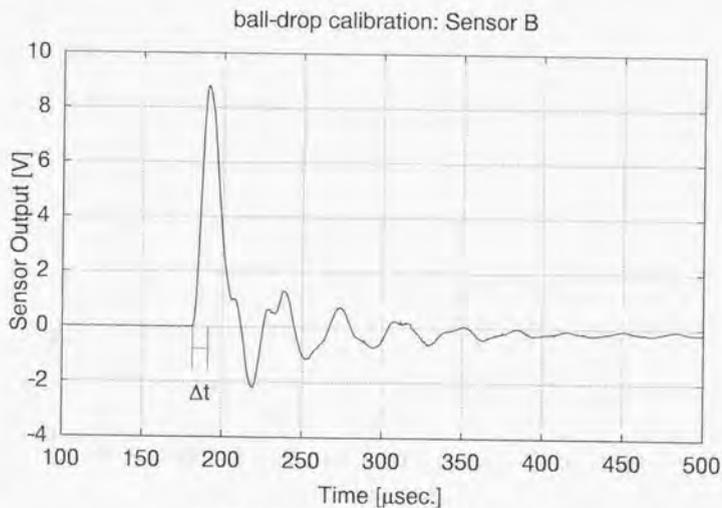
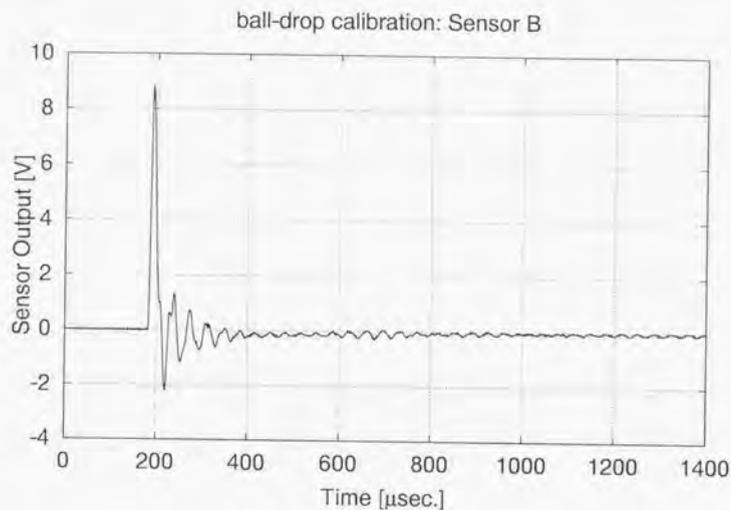


(same data as above with narrow range)

$$m = 0.130 \text{ g}, h = 30 \text{ mm}$$

$$E_{\text{max}} = 3.9956 \text{ V}, \Delta t = 7.05 \mu\text{sec.}, F = 24.0923 \text{ N}$$

Fig. 4.3: Examples of output of sensor B at ball-drop calibration

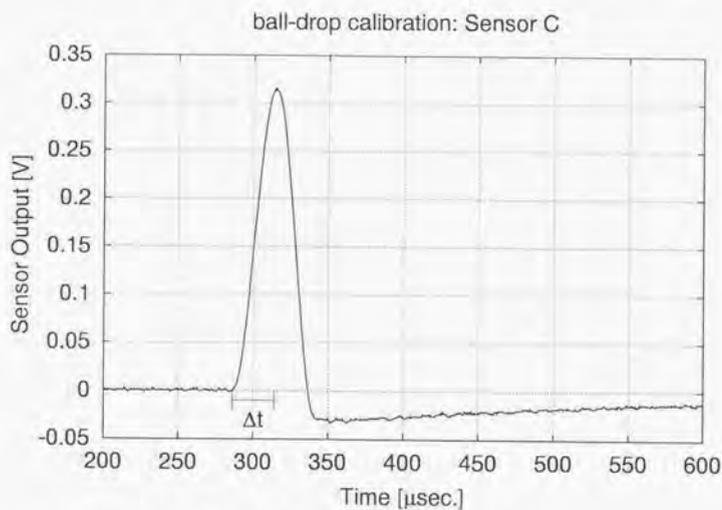
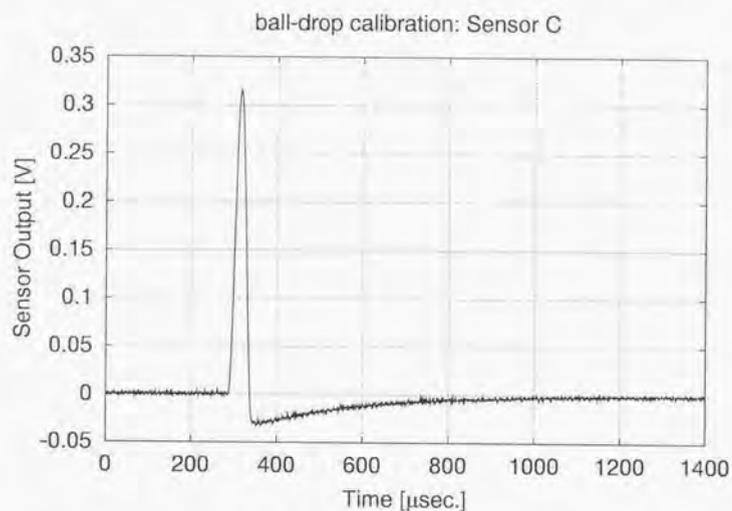


(same data as above with narrow range)

$$m = 0.440 \text{ g}, h = 30 \text{ mm}$$

$$E_{\text{max}} = 8.8055 \text{ V}, \Delta t = 9.55 \mu\text{sec.}, F = 60.2322 \text{ N}$$

Fig. 4.3: (continued)

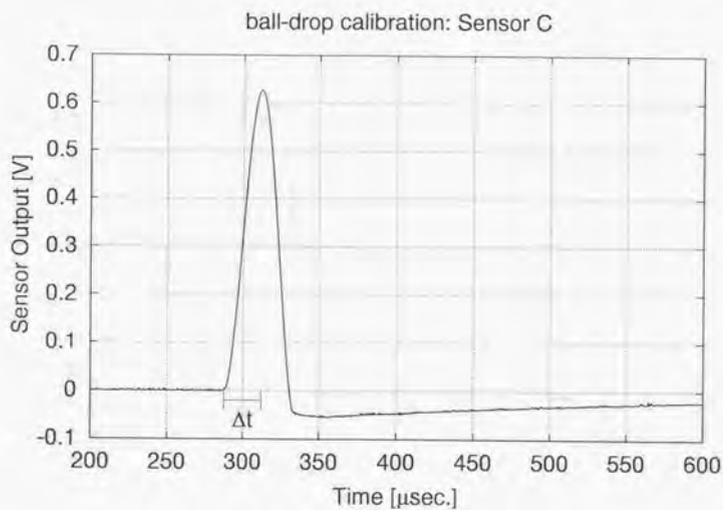
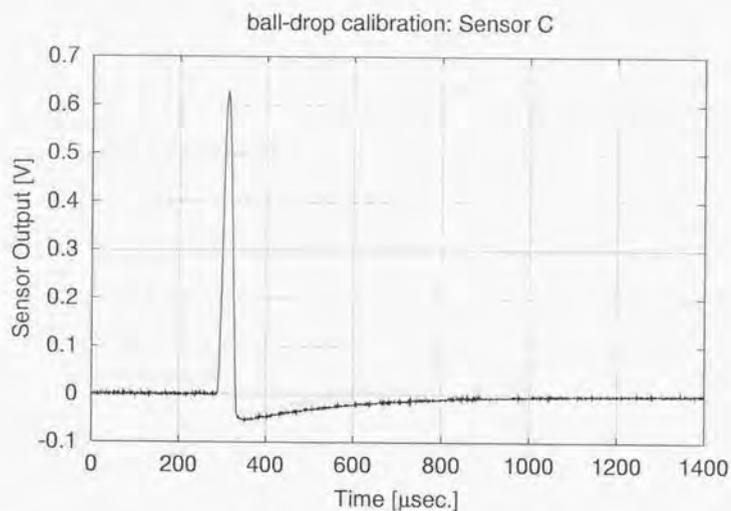


(same data as above with narrow range)

$$m = 0.130 \text{ g}, h = 30 \text{ mm}$$

$$E_{\text{max}} = 0.3152 \text{ V}, \Delta t = 27.75 \mu\text{sec.}, F = 5.3921 \text{ N}$$

Fig. 4.4: Examples of output of sensor C at ball-drop calibration

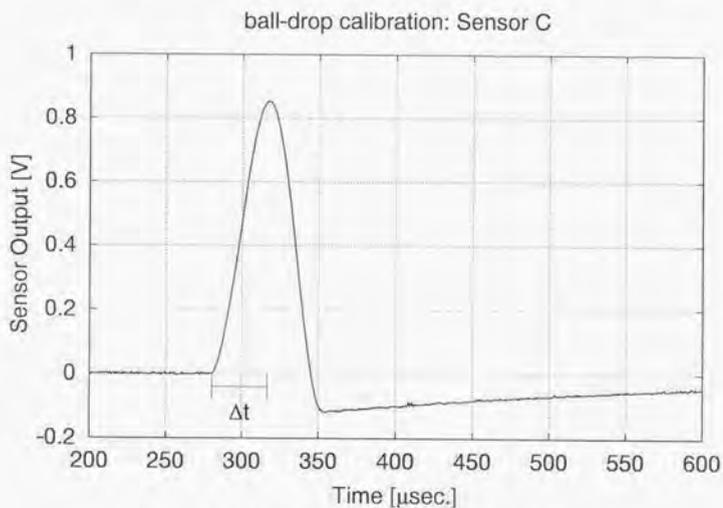
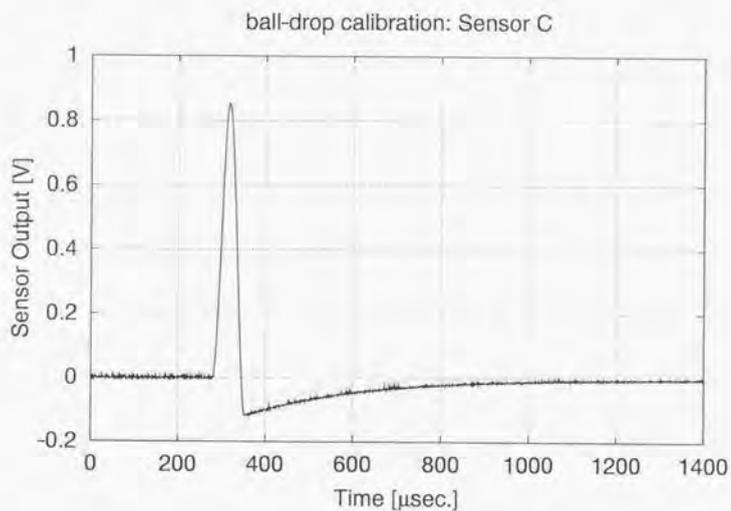


(same data as above with narrow range)

$$m = 0.130 \text{ g}, h = 80 \text{ mm}$$

$$E_{\text{max}} = 0.6268 \text{ V}, \Delta t = 24.30 \mu\text{sec.}, F = 10.2595 \text{ N}$$

Fig. 4.4: (continued)

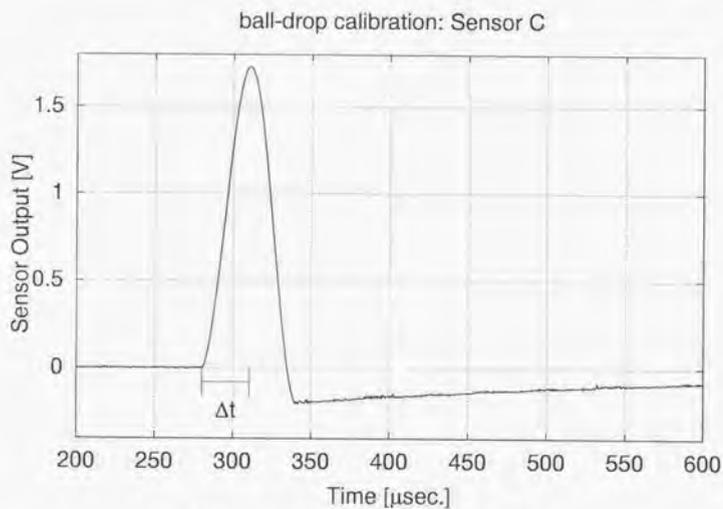
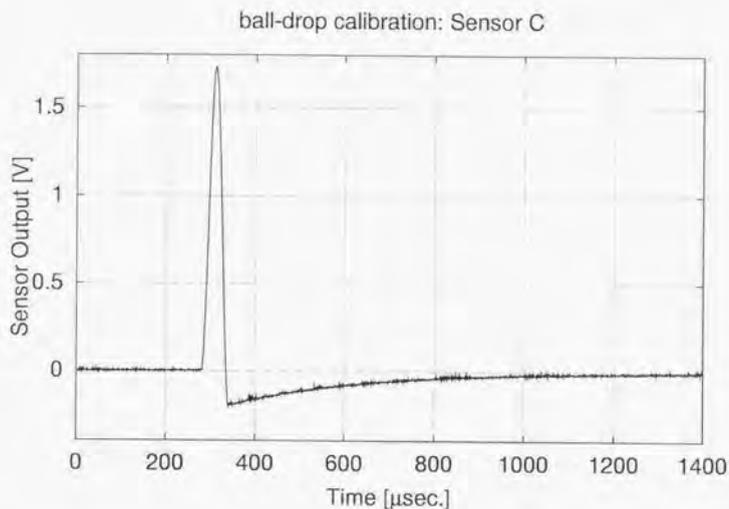


(same data as above with narrow range)

$$m = 0.440 \text{ g}, h = 30 \text{ mm}$$

$$E_{\text{max}} = 0.8532 \text{ V}, \Delta t = 36.05 \mu\text{sec.}, F = 14.8051 \text{ N}$$

Fig. 4.4: (continued)

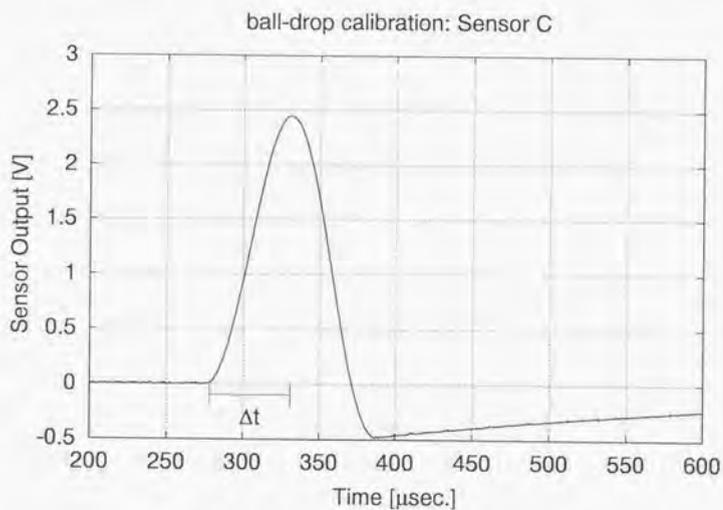
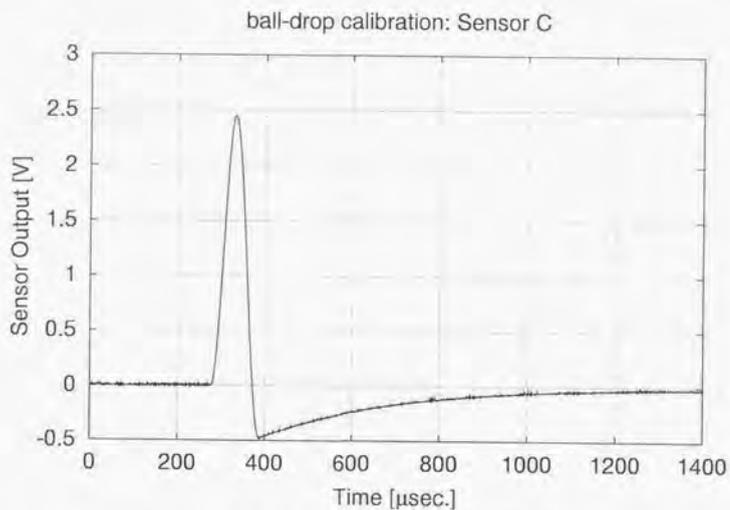


(same data as above with narrow range)

$$m = 0.440 \text{ g}, h = 80 \text{ mm}$$

$$E_{\text{max}} = 1.7310 \text{ V}, \Delta t = 30.15 \mu\text{sec.}, F = 30.1502 \text{ N}$$

Fig. 4.4: (continued)

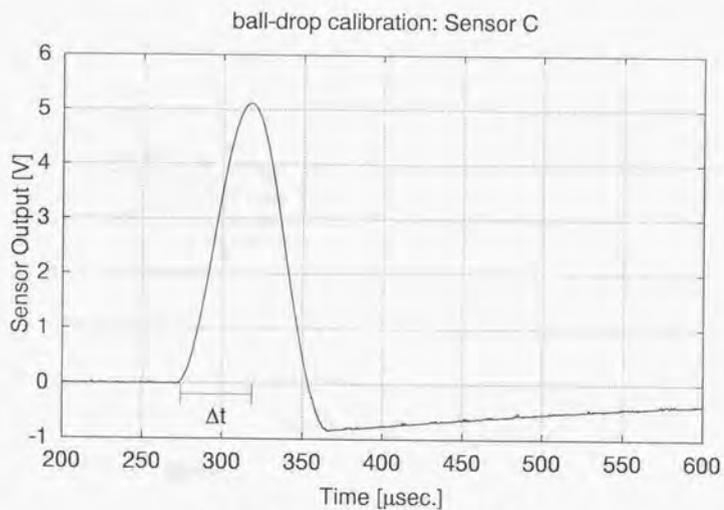
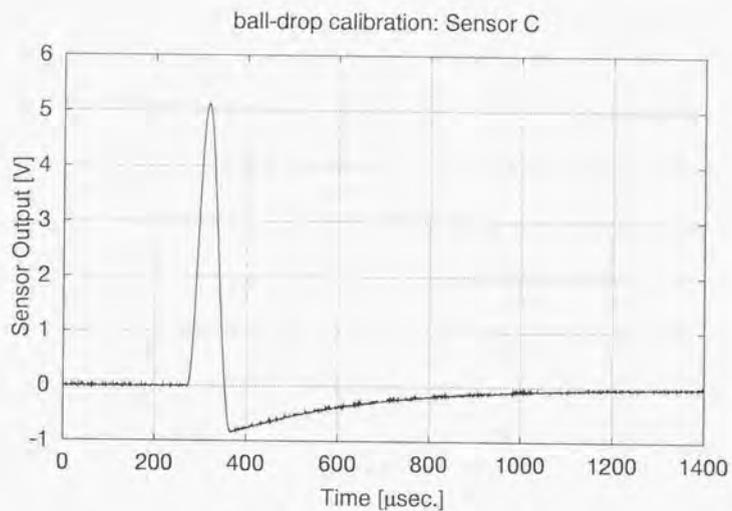


(same data as above with narrow range)

$$m = 2.030 \text{ g}, h = 30 \text{ mm}$$

$$E_{\text{max}} = 2.4455 \text{ V}, \Delta t = 52.75 \mu\text{sec.}, F = 49.6662 \text{ N}$$

Fig. 4.4: (continued)



(same data as above with narrow range)

$$m = 2.030 \text{ g}, h = 80 \text{ mm}$$

$$E_{\text{max}} = 5.1152 \text{ V}, \Delta t = 44.30 \mu\text{sec.}, F = 101.8637 \text{ N}$$

Fig. 4.4: (continued)

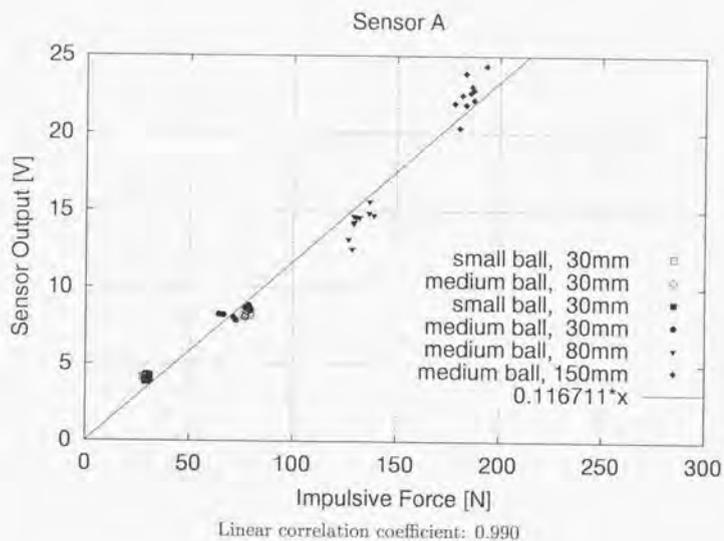


Fig. 4.5: Result of ball-drop calibration: Sensor A

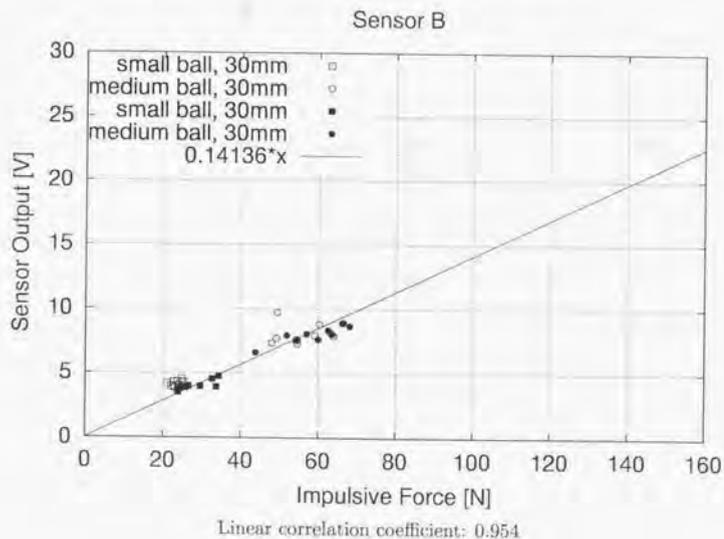


Fig. 4.6: Result of ball-drop calibration: Sensor B

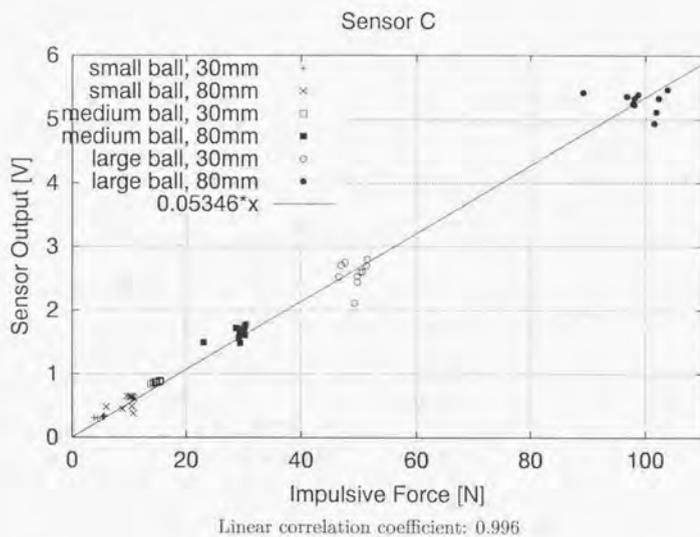


Fig. 4.7: Result of ball-drop calibration: Sensor C

## 第5章 衝撃力計測実験—実験装置と実験項目

第3章で説明したセンサ A~C を用い、2次元翼模型上に発生するキャビテーションの崩壊衝撃力の計測を行い、その結果を元にセンサの性能と有用性について検討した。本章では実験に用いた装置や実験項目について説明し、次の第6章でその結果を検討する。

### 5.1 キャビテーションタンネル

本研究での実験は、東京大学船舶用プロペラキャビテーションタンネルの翼型用試験部を用いて行った。Fig. 5.1 にタンネルの一般配置図を示す。

試験部は幅 150mm × 高さ 600mm の矩形断面で、試験部の主流方向の寸法は 1000mm であり、片側の側壁には観測用のアクリル窓が取り付けられる。さらに上壁にも小さなアクリル窓を設けて上方からの観測もできるようになっている。

試験部の流速は、翼型上流部の一様流の流速をレーザー流速計を用いて測定する。試験部静圧は静圧孔から測定した圧力を水頭分だけ補正して、試験部中央部の静圧を計算することにより求める。

### 5.2 使用した翼型

本研究の実験で用いた2次元翼模型は、Fig. 5.2 に示す翼型、通称 KT 翼型を用いた。これは著者が卒業研究時に設計したものであり [109]、以下のような特徴をもつ。

1. 翼まわりの流れ場が通常用いられる翼型に近く、発生するキャビテーションも特異でないこと。
2. 翼の後縁付近でキャビティが崩壊すること。
3. 翼の後縁部が厚く、また形状に直線部が多いので、縦長型のセンサも取り付けられること。

実験に際しては、同じ形状の翼型を2つ製作し、一方には圧電セラミックスを用いたセンサ A (Fig. 3.1)、B (Fig. 3.3) を、他方に PVDF を用いたセンサ C (Fig. 3.4) を埋めて実験を行った。センサの取り付け位置は 70%コード位置とした。

Fig. 5.3 にセンサ A、B を埋め込んだ翼模型、Fig. 5.4 にセンサ C を埋め込んだ翼模型の、翼背面側から撮影した写真を示す。翼の右側には翼をタンネルに固定するためのフランジが見えている。Fig. 5.4 のオレンジ色の部分は防水のためのポリイミドテープである。センサ感圧部の位置と大きさが分かるよう、感圧部の周縁に油性ペンで線を引いてある。また翼前縁部に見える丸い部分は、著者が卒業研究時に縦長型センサを埋め込んで計測を試みたときのセンサ埋め込み穴である。今回の実験では用いないのでエポキシ系接着剤で埋めて平らに仕上げ、翼まわりの流れに影響を及ぼさないようにした。

なお、センサ A は高さが 35mm あり、70%コード位置ではセンサ下端が翼下面(正面)からわずかに飛び出す。実験ではこれをエポキシ系接着剤で覆い固め、防水、電気的絶縁を確保するとともに、翼まわりの流れへの影響を最小限にとどめた。

迎角  $4^\circ$  および  $8^\circ$ 、流速 8m/s の条件での、非キャビテーション状態での圧力分布の計測結果と、数値計算結果を Fig. 5.5、Fig. 5.6 に示す。圧力分布の数値計算には Hess 法による 2次元翼ポテンシャル流れと積分型の境界層計算を組み合わせた反復計算プログラムを用いた [83, 85]。

数値計算結果に比べると実験結果は、正圧面の圧力が低めに出ていることを除き、ほぼよく一致している。このことから、供試翼模型回りの流場は計算に用いた仮想的な翼型回りの流場に近いと考えられ、従って供試翼模型回りの流場には、通常用いられる翼には見られないような特異な流れはないと判断できる。

本研究で用いた翼型は、翼厚比 0.24 と厚翼であるが、圧力分布は前縁付近で負圧のピークがあり、後縁に向かってなだらかに圧力が上昇する三角形状をしており、通常の翼の圧力分布形状と大きな差はない。このため発生するキャビティの様子、キャビテーション数に対する変化も通常の翼の場合と類似のものであった。

### 5.3 衝撃力計測システム

Fig. 5.7 に計測システムの模式図を示す。

衝撃力センサの出力電圧はトランジェント・レコーダ (理研電子 (株) TCFL-8000SR) に入力し、最小 50 nsec. 毎のサンプリング時間間隔で AD 変換してメモリに記憶させる。そしてその記憶内容をパーソナルコンピュータに取り込むために、GP-IB インターフェイスを用いている。これによって衝撃力センサの出力波形を得ることができる。

また、この計測装置はピークホルダとしての機能も有しており、指定したしきい値を越えるデータを検出した場合に自動的に停止し、その前後のデータを読むことができる。これに加え、ピークを検出すると同時にトリガ出力を発生するようにトランジェント・レコーダに改造を施し、ある一定時間に発生するトリガ出力の回数をユニバーサル・カウンタ ((株) タケダ理研の TR-5104) にて計測し、これと上記の衝撃力計測結果から、衝撃力の頻度分布を計算した。

このトリガ出力は、本論文の第 II 部で述べる、高速度ビデオカメラによる気泡群崩壊の観察の際にも役立つ。この観察の詳細は第 II 部にて述べる。

### 5.4 実験条件

実験は、迎角  $8^\circ$ 、キャビテーション数  $\sigma_B = 1.25$ 、流速 8 m/sec. の条件下で行った。この条件では周期的なクラウドキャビテーションが発生する。その様子は第 6 章で示す。

### 5.5 測定項目と計測方法

#### 5.5.1 キャビテーションの様子の観察

発生するキャビテーションの様子を観察し、その様子をスケッチと写真を用いて記録した。そして観察したキャビテーションの様子と衝撃力センサによる計測の結果とを合わせて検討することによって、発生したキャビテーションの様子と衝撃力の頻度分布との関係などを考察した。

#### 5.5.2 衝撃力の頻度分布の測定

翼の 70%コード位置に取り付けた衝撃力センサが感知する衝撃力 (電圧の極大値として観測される) を多数計測し、その頻度分布を測定した。また、実験開始時と終了時の水温および空気含有量を測定・記録した。センサ A~C すべてに対し同じ条件での実験を行い、その結果を比較した。

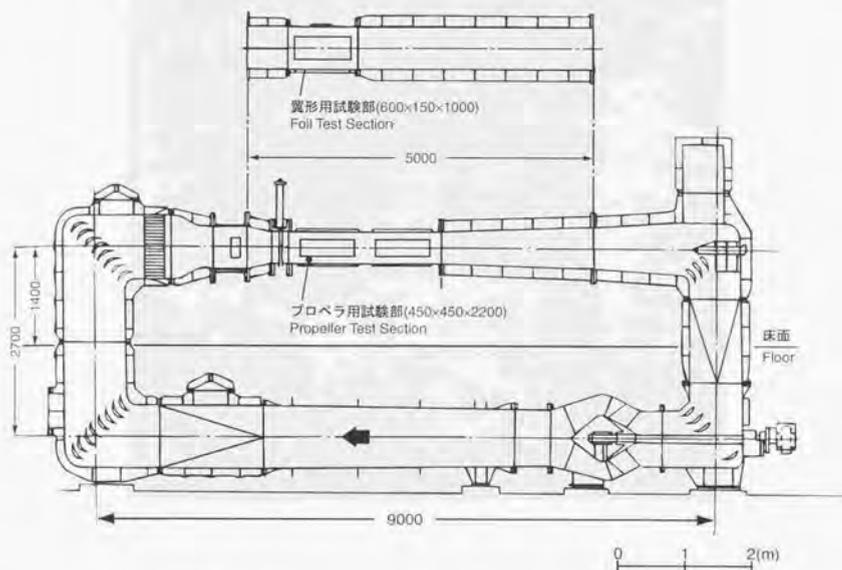


Fig. 5.1: General Arrangement of Marine Propeller Cavitation Tunnel

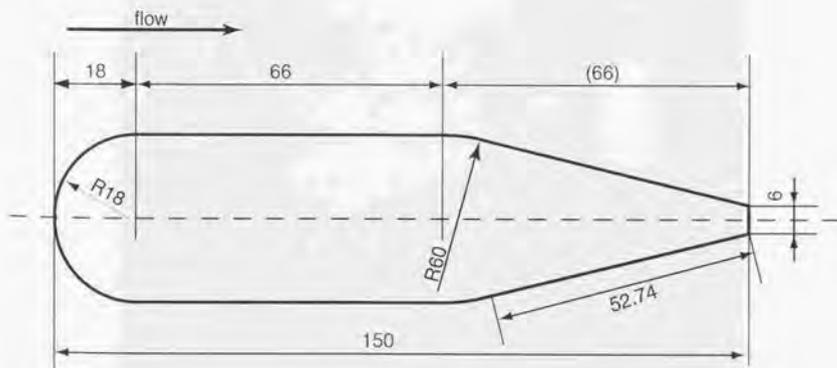


Fig. 5.2: Foil section for impulsive force measurement: KT section

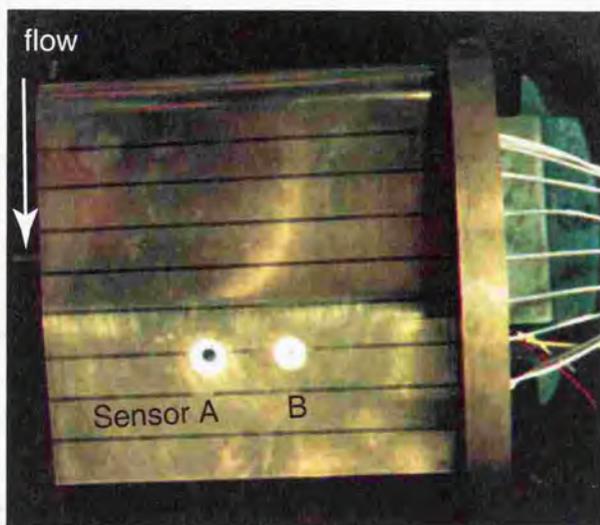


Fig. 5.3: Photograph of the KT foil with sensor A and B

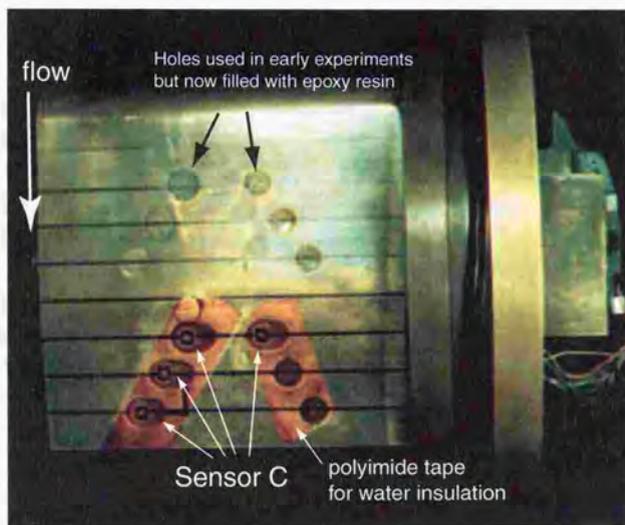


Fig. 5.4: Photograph of the KT foil with sensor C

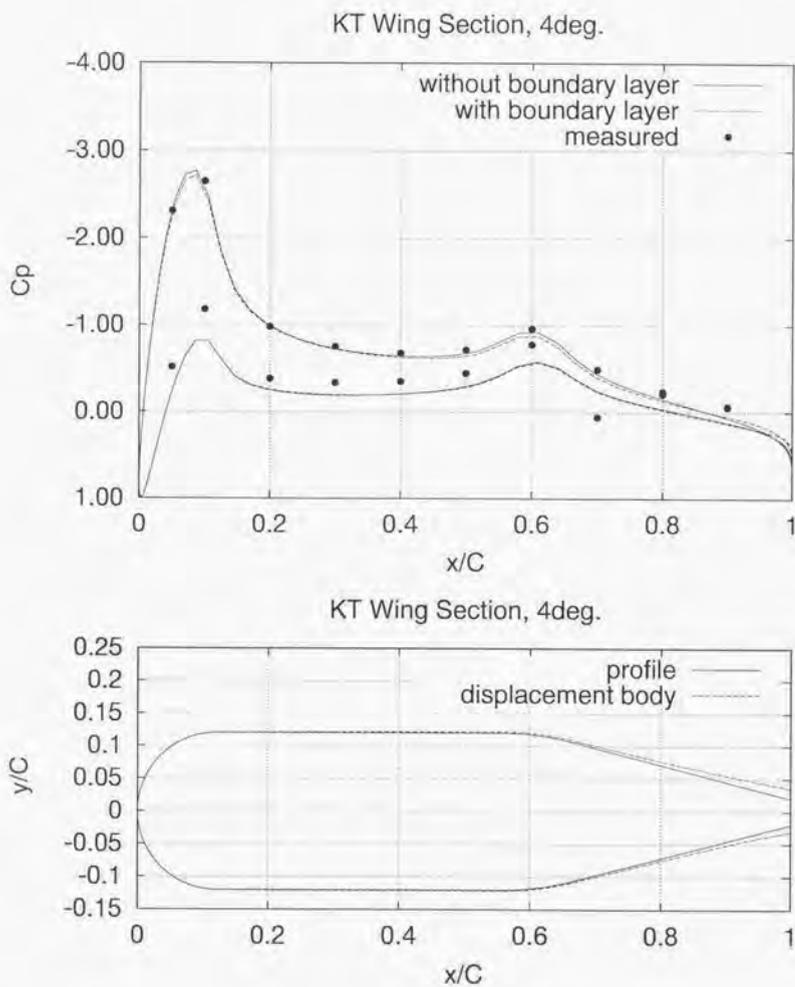


Fig. 5.5:  $C_p$  distribution and displacement body thickness,  $4^\circ$ , 8 m/sec.

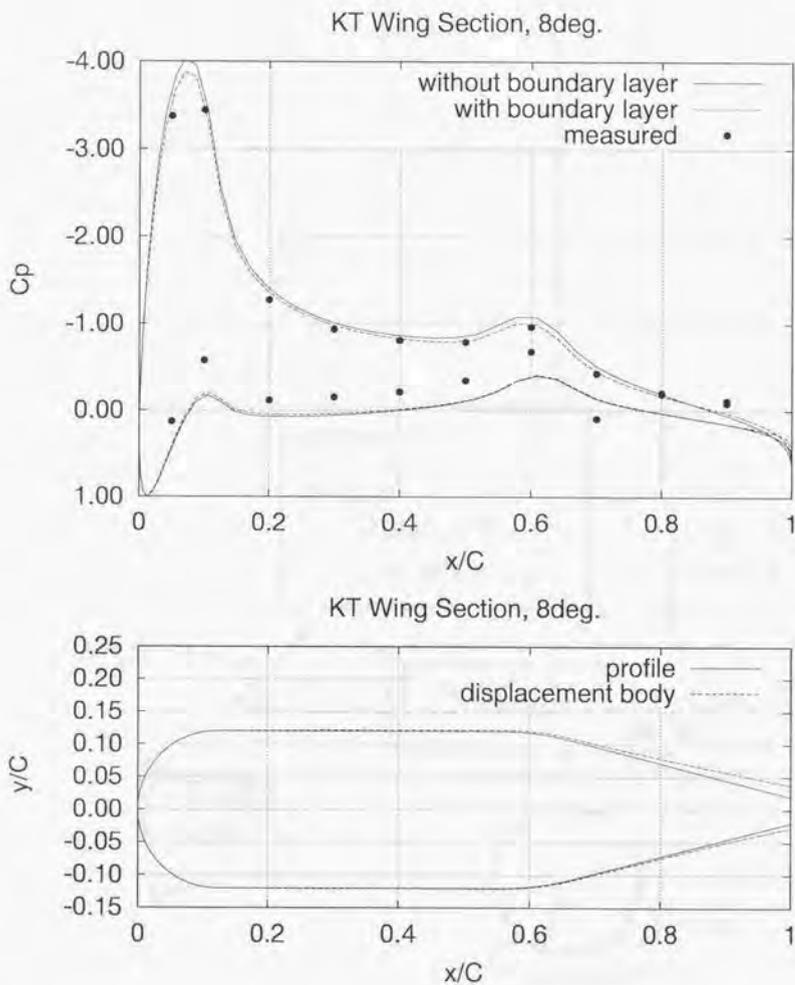


Fig. 5.6:  $C_p$  distribution and displacement body thickness,  $8^\circ$ , 8 m/sec.

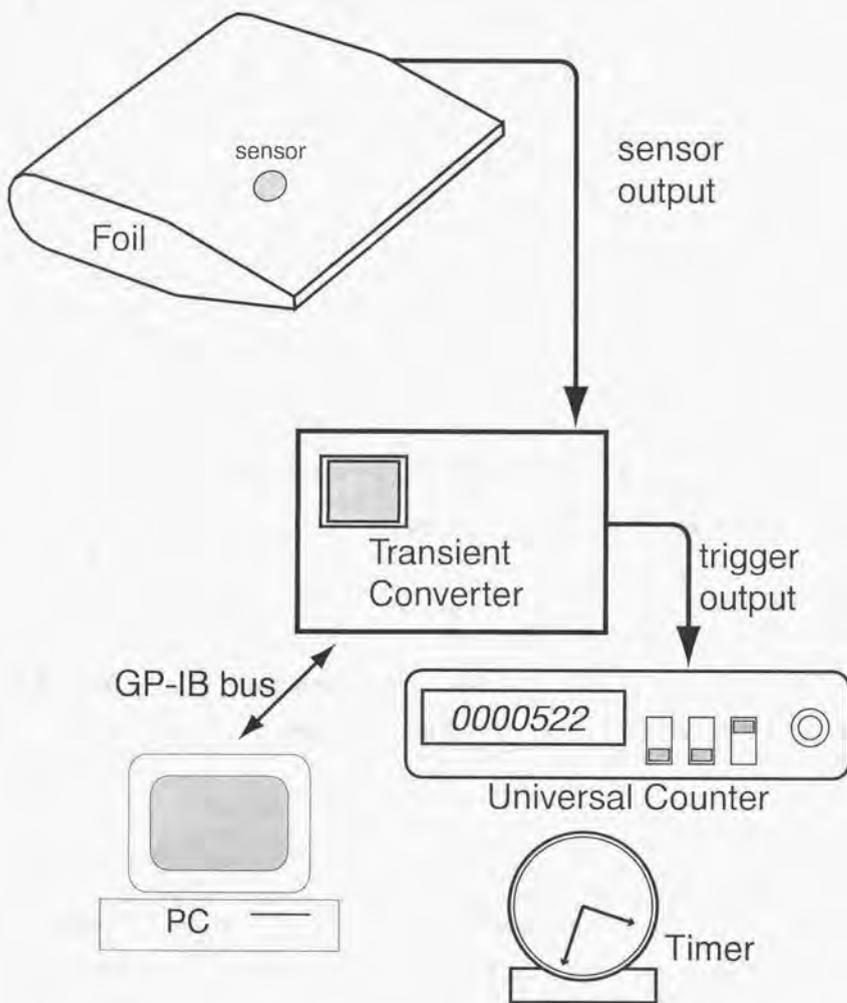


Fig. 5.7: Experimental facilities to record the output of sensors

## 第6章 衝撃力計測実験—実験結果および考察

### 6.1 キャビテーションの様子

迎角  $8^\circ$ 、流速  $12\text{ m/sec}$ 、キャビテーション数  $\sigma_B = 1.84, 1.51, 1.25$  の条件でのキャビテーションの様子をそれぞれ Fig. 6.1, Fig. 6.2, Fig. 6.3 に示す。翼の上方に写っている棒状のものはハイドロフォンである。

$\sigma_B = 1.84 \sim 1.25$  の範囲では、キャビティの不安定性は  $\sigma_B$  の減少とともに増大する。 $\sigma_B = 1.84$  のときには比較的安定なシートキャビテーションであり、その長さは目視でコード長の約  $1/2$  である。キャビティは通常、後縁からちぎれて小さなクワツサン状の渦となり、翼後縁のテーパ部の上を通り、後方に流される。

$\sigma_B = 1.51$  のときにはシートキャビテーションの長さは  $70\%$  程度であり、キャビティは安定な状態から不安定で周期的なクラウドキャビテーションが発生する状態へと移行する、臨界点付近である。そして  $\sigma_B = 1.25$  の条件では、大規模で周期的なクラウドキャビテーションが発生する。つまり大きく発達したキャビティ全体が前縁付近からちぎれて流され、翼の後縁付近で崩壊する。これらの条件でも  $\sigma_B = 1.84$  のときと同様の渦が発生することはあるが、多くは翼後縁よりも後ろに発生し、翼面上で見られることはあまりない。

なおいずれの条件でも、キャビティは主に翼後縁のテーパ部で崩壊する。この翼模型ではテーパ上で壊食が発生しやすいものと思われる。また流速が異なる場合でも迎角と  $\sigma_B$  が一致していれば、キャビテーションの様子はほとんど変わらない。

さらに  $\sigma_B$  を  $0.5$  付近まで下げると、キャビティは安定したスーパーキャビテーション状態となる。

### 6.2 衝撃力センサの出力波形

キャビティの崩壊時に発生する衝撃力に対する衝撃力センサ A~C の出力波形の典型例を、それぞれ Fig. 6.4~Fig. 6.6 に示す。またデータ集の付録 B には多数の波形例を載せている。出力波形の特徴を概観する。

#### 6.2.1 センサ A

- 出力波形は、検定時の波形と同じく減衰波形になっている。特に出力電圧が大きい場合（つまり、衝撃力が強い場合、Fig. 6.4(No.1) など）には明確である。
- 逆に衝撃力が弱く、出力電圧が小さい場合には波形の乱れが大きい。(Fig. 6.4(No.3) など)
- 最初の波形から  $500 \sim 1,000 \mu\text{sec}$  遅れて、第2波が観測されることがある。これはキャビティのリバウンド→再崩壊による衝撃力である。(Fig. 6.4(No.2) など)

なお2回目の衝撃力がキャビティのリバウンド→再崩壊によって観測されることは、第II部の高速ビデオカメラによる観察によって明らかになる。詳しくは第11章で述べている。

### 6.2.2 センサ B

- 出力波形は、検定時の波形と同じく減衰波形になっている。各波形の全体的な形は、非常に似通っている。
- 波形の最初のピークが最大電圧になっている傾向があるが、このピークを詳細に見ると、単純なスパイク状ではなく、頂上付近に複数のスパイクがある高周波振動している波形になっているのが普通である。Fig. 6.5(No.2)の下の図の如し)
- センサ Aに見られた、リバウンドによると思われる波形は、センサ Bではほとんど観測されない。これはセンサ Bの感圧面がセンサ Aよりずっと小さく、リバウンドによる衝撃がセンサ感圧面を叩かないためだと推測される。

### 6.2.3 センサ C

- 出力波形は、検定時の波形と同じく単一のピークが計測される。ただし、そのピークの幅は検定時にくらべてずっと短く、つまり“鋭い”ピークが観測される。
- したがって、複数のピークがある場合の波形の分離が容易であり、複数回の衝撃力が発生した場合を容易に見分けることができる。
- センサ Aと同様に、最初の波形から 500~1,000  $\mu\text{sec}$ . 遅れて、第 2 波が観測されることがある。(Fig. 6.6(No.2) など)

## 6.3 衝撃力の累積頻度分布

流速 8m/sec. で、第 3 章に述べた 3 種のセンサを用いて計測した衝撃力の累積頻度分布を Fig. 6.7 に示す。また、同じデータを力ではなく圧力で整理した結果を Fig. 6.8 に示す。衝撃力センサの感圧部の面積がそれぞれ異なるので、同じ衝撃力を観測しても、圧力でまとめると値が異なる。

衝撃力でまとめた累積頻度分布 (Fig. 6.7) の場合、両対数グラフなので粗い比較になるが、それぞれのセンサによる計測結果は、お互いによく一致する。一方、圧力で整理した場合は、まったく一致しない。この結果から、次のことが分かる。

1. 衝撃力の累積頻度分布が、お互いによく一致することから、これら 3 種の衝撃力センサは、衝撃力をよい精度で計測していると言える。
2. したがって、センサ自体、および、計測された累積頻度分布の信頼性が確認された。また、衝撃力センサを鋼球落下によって検定するという手法も、信頼できる検定法だと言える。
3. 計測された衝撃力は、センサの感圧面におよそ均等に加わるような“圧力的な”現象ではなく、点衝撃に近いものだと考えられる。壊食の初期段階で見られるピット(へこみ) [90] の大きさ、すなわち直径にして数  $\mu\text{m}$  から数 10  $\mu\text{m}$  の領域が、衝撃力の加わった領域に対応すると信じられている [16, 17] が、これを証明する実験的事実はほとんど無かった。上記の結果はこの推論の傍証となるものである。

なおごく最近、佐藤らが壊食ピット形成の瞬間のキャビテーション気泡崩壊挙動の観察に成功している [99]。

#### 6.4 衝撃波形のピーク個数による分類

本研究の実験では、衝撃波形を多数計測して、累積頻度分布を求めている。この衝撃波形は、単一のスパイク波形が多いが、複数のピークを持つ波形も観測される。そこでこれらの波形をそのピークの数で分類してみる。

上で述べたように、PVDFを用いたセンサCは単一の衝撃力に対し、単一のピークを出力する。センサA、Bの場合、特にセンサAの場合は、単一の衝撃力に対して複数のピークを持つ減衰振動波形を出力するので、波形と衝撃力との対応がとりにくい。そこで対象とする波形は、センサCで計測した270の波形を用いた。そしてこの波形を、次のように簡便に処理してピークの個数を得た。

1. センサ出力電圧の最大値が観測された前後 100  $\mu\text{sec}$ . の区間のピークだけを数える。これはリバウンドによる衝撃を除外し、1回の気泡群崩壊に対応する衝撃力を取り出す意味がある。
2. 10 N を越えるピークだけを数え、これより小さなピークは排除する。たとえば Fig. 6.9 の場合、この条件に合うピークは4個である。

このようにしてピークを数え、計測された衝撃力の最大値との関係を図示したのが Fig. 6.10 である。図中の数字は観測された数を示している。これから以下のようなことが読みとれる。

1. ピーク個数の多い波形ほど数が少ない。単一のピークを持つ波形が全体のおよそ7割を占める。逆に3個以上のピークを持つ波形はほとんど無い。
2. 50 N 以上の大きな衝撃力は、1つの例外を除き、単一ピークで計測されている。

したがって環食の発生には、単一の衝撃力が発生する場合がもっとも大きな因子となる。キャビティ崩壊による衝撃力発生のメカニズムを研究する過程では、単一の衝撃力が発生する場合を重点的に追求すべきである。

蛇足ながら、上に述べた分類法では 10 N 以下のスパイクが多数あっても単一ピークに分類されるので、単一ピークの割合が増える傾向にある。そこで念のために、観測された最大値の 30% を越えるピークの個数を数える分類も試みたが、単一ピークがおおよそ7割と多く、また単一ピークの場合に衝撃力が強いという、上記の性質は変わらなかった。



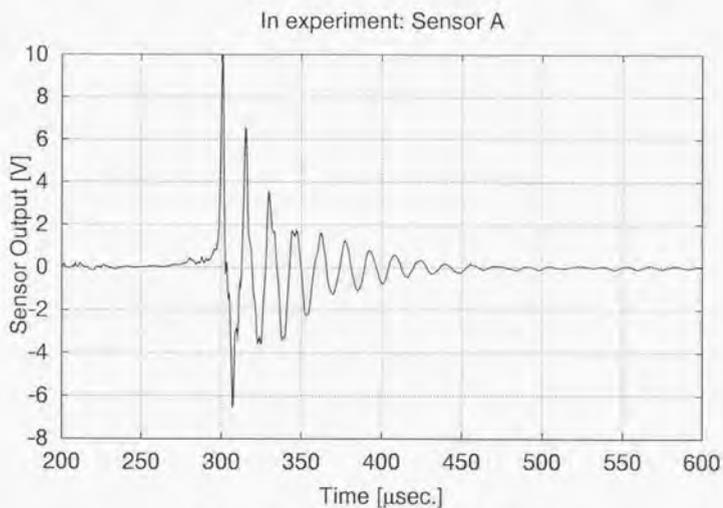
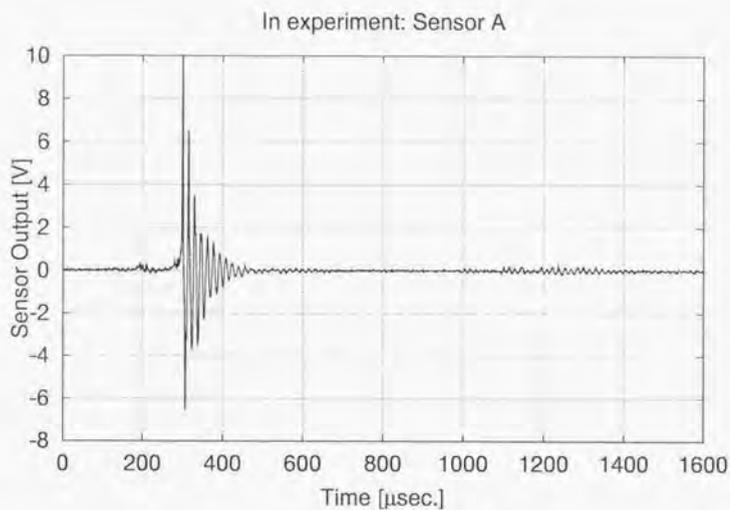
Fig. 6.1: Cavity appearance, KT section,  $8^\circ$ ,  $12\text{ m/sec.}$ ,  $\sigma_B = 1.84$



Fig. 6.2: Cavity appearance, KT section,  $8^\circ$ ,  $12\text{ m/sec.}$ ,  $\sigma_B = 1.51$

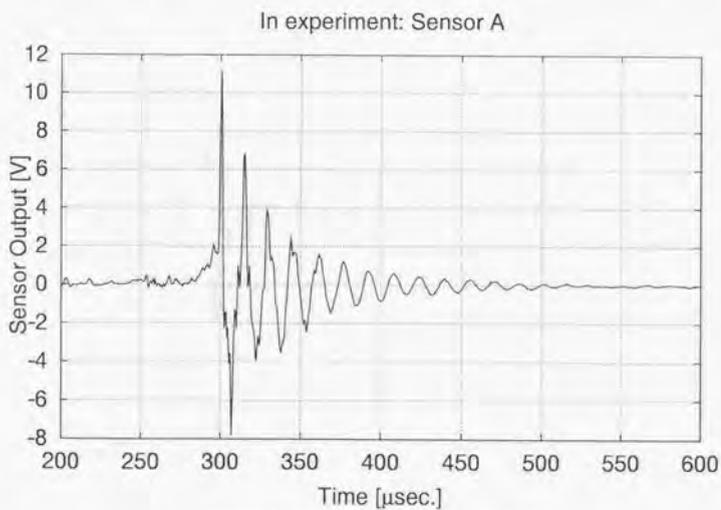
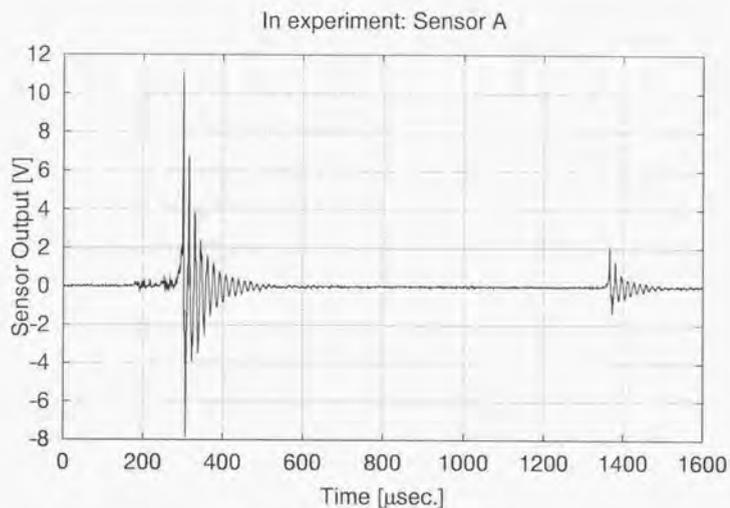


Fig. 6.3: Cavity appearance, KT section,  $8^\circ$ , 12 m/sec.,  $\sigma_B = 1.25$



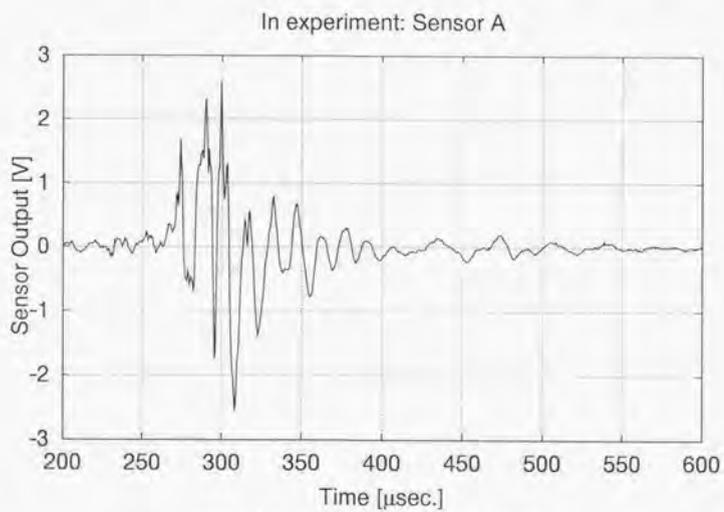
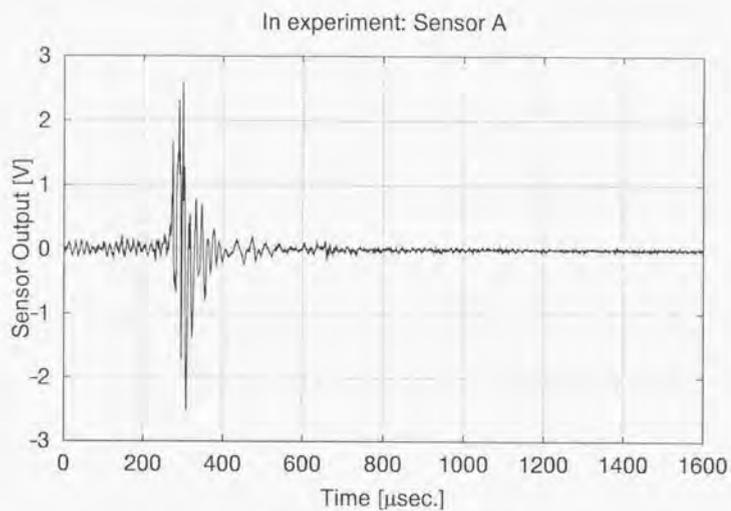
(same data as above with narrow range)

Fig. 6.4: Examples of output of sensor A in experiment (No.1)



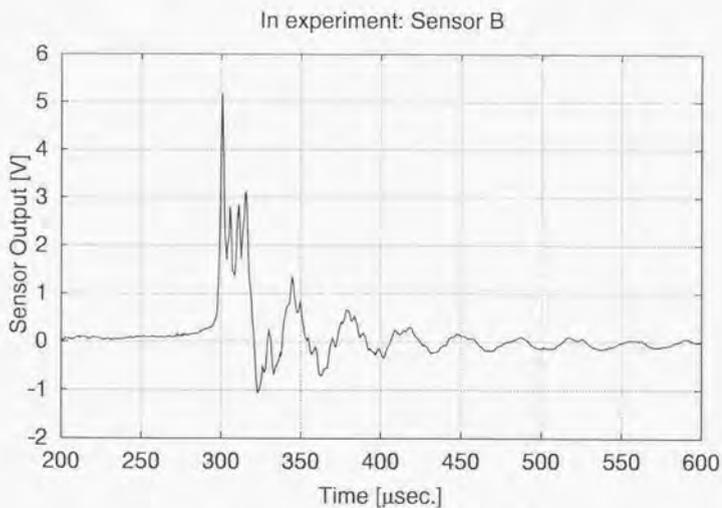
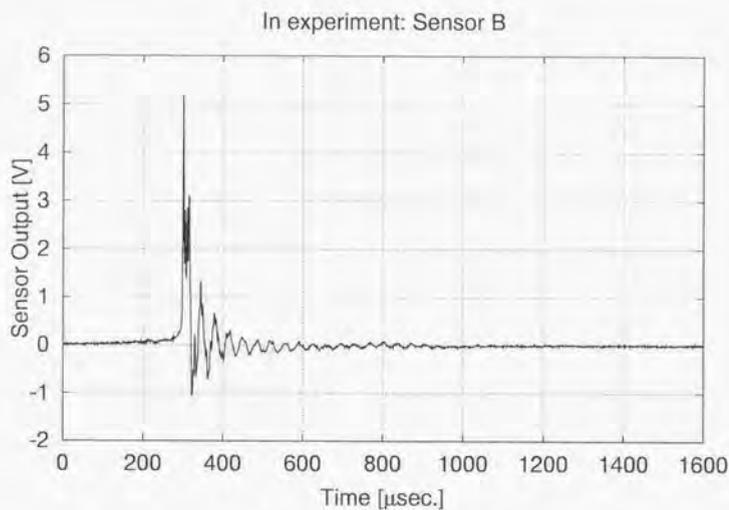
(same data as above with narrow range)

Fig. 6.4: (No.2)



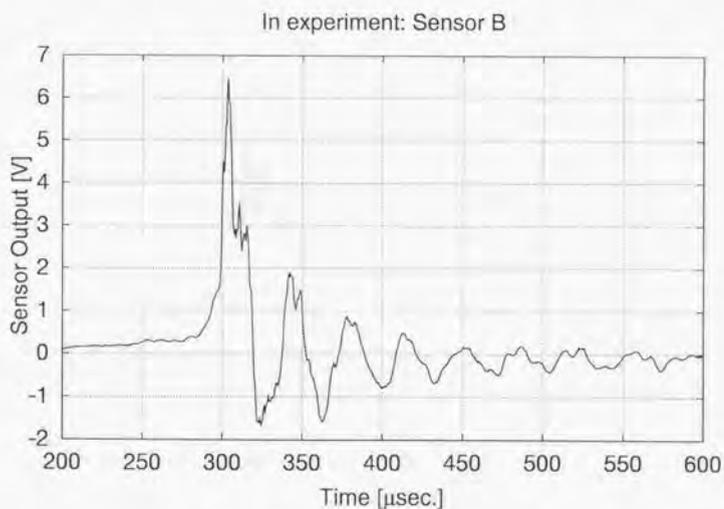
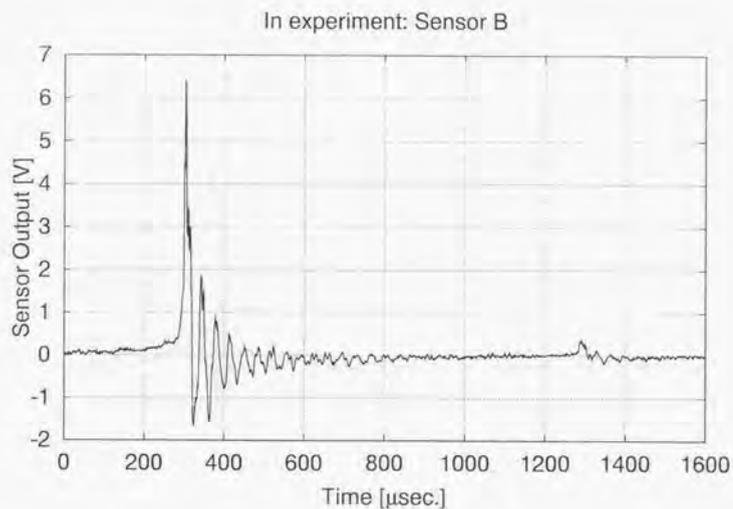
(same data as above with narrow range)

Fig. 6.4: (No.3)



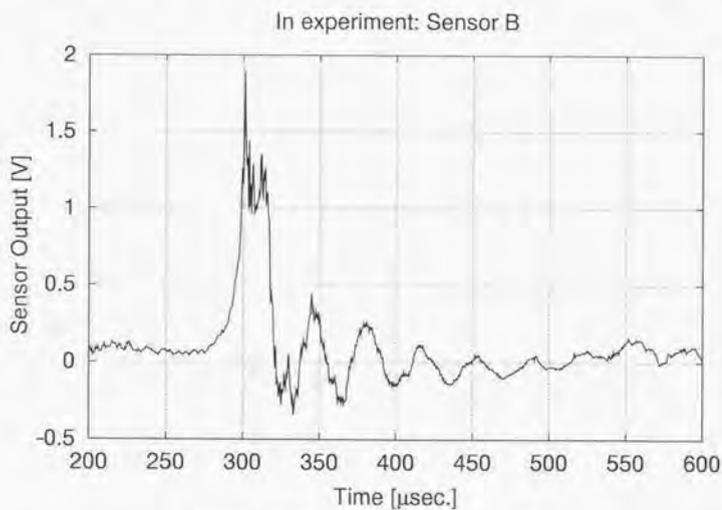
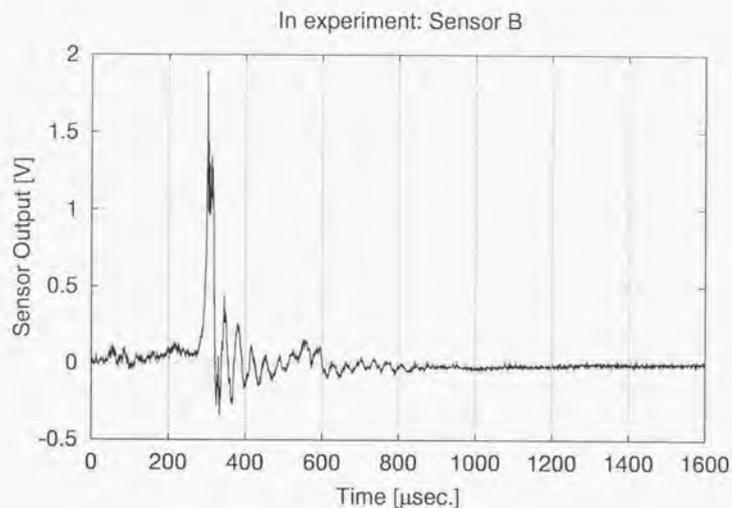
(same data as above with narrow range)

Fig. 6.5: Examples of output of sensor B in experiment (No.1)



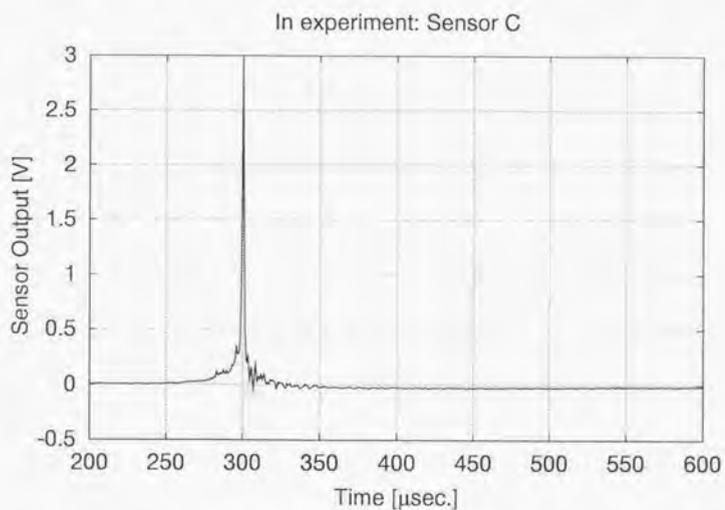
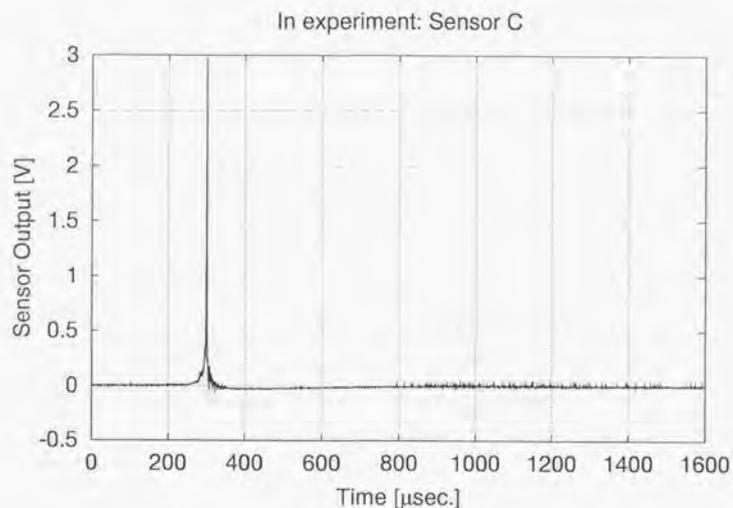
(same data as above with narrow range)

Fig. 6.5: (No.2)



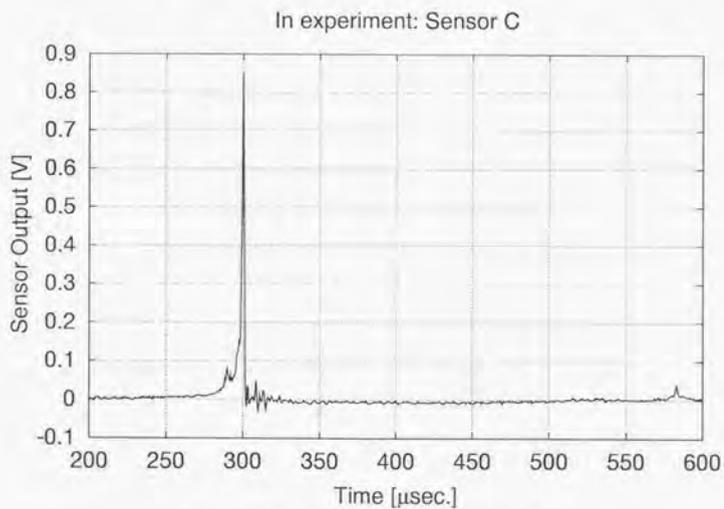
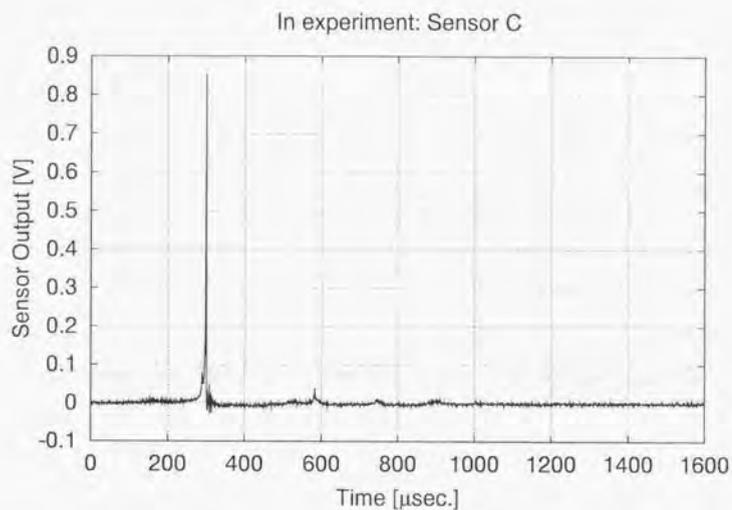
(same data as above with narrow range)

Fig. 6.5: (No.3)



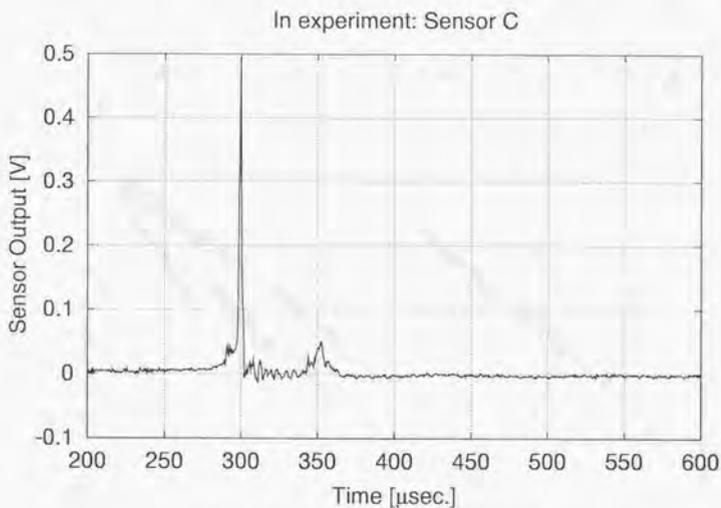
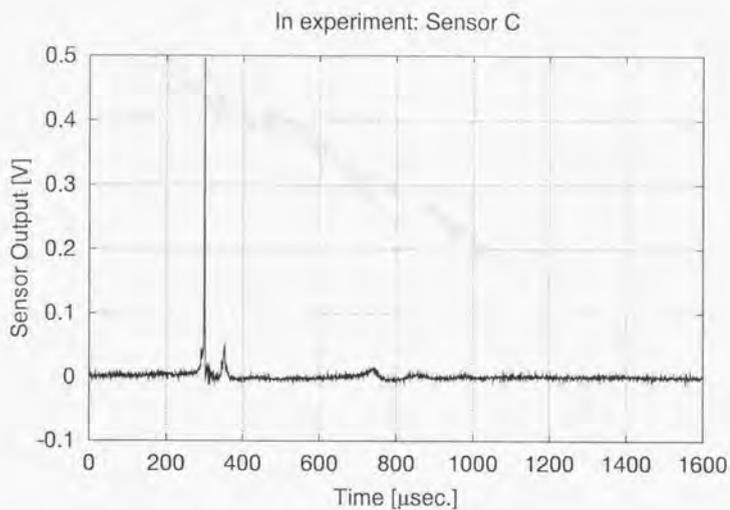
(same data as above with narrow range)

Fig. 6.6: Examples of output of sensor C in experiment (No.1)



(same data as above with narrow range)

Fig. 6.6: (No.2)



(same data as above with narrow range)

Fig. 6.6: (No.3)

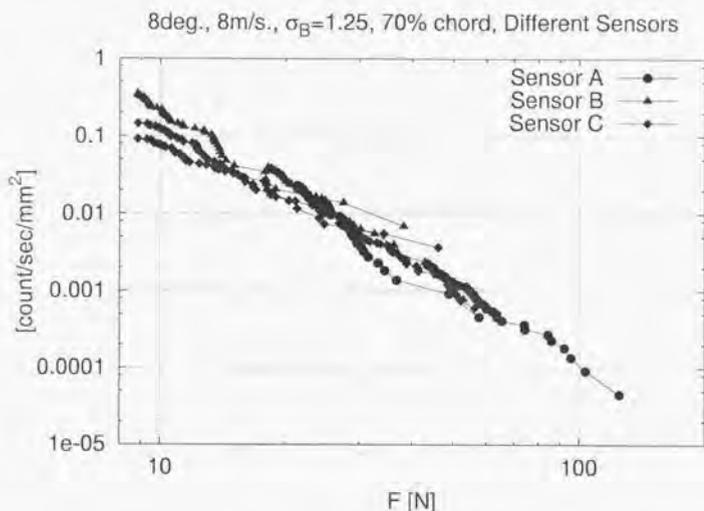


Fig. 6.7: Cumulative events of impulsive forces measured with three different sensors: 8°, 8 m/sec.,  $\sigma_B = 1.25$

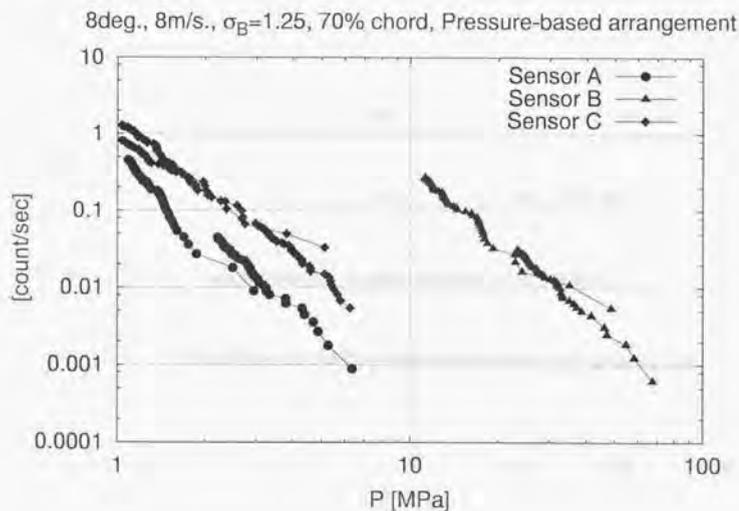


Fig. 6.8: Cumulative events of impulsive pressures measured with three different sensors: 8°, 8 m/sec.,  $\sigma_B = 1.25$

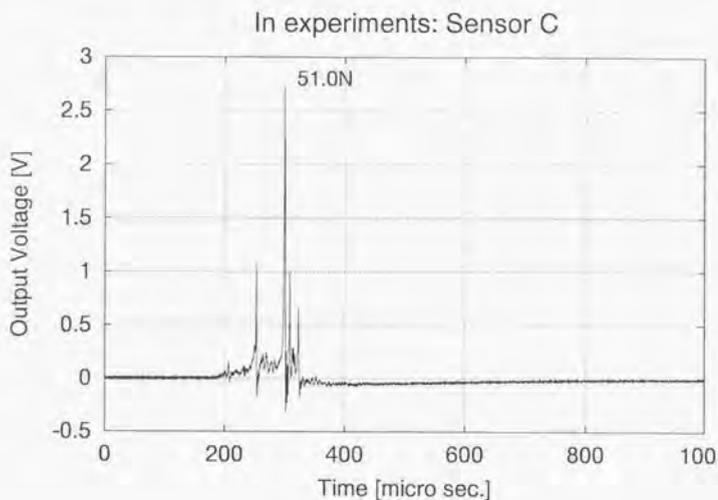


Fig. 6.9: Example waveform of Sensor C with several peaks of impulsive forces (four peaks are more than 10 N)

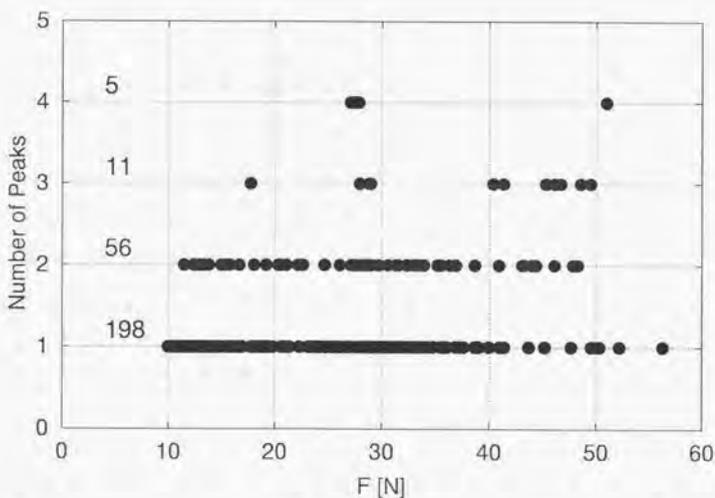


Fig. 6.10: Relations between maximum of impulsive forces and number of peaks larger than 10 N

## 第7章 衝撃力センサの評価と検討

今回の実験の結果および著者らの経験から、センサの性能について論じる。翼面上でのキャピティ崩壊による衝撃力を計測するために衝撃力センサに求められる要件として、以下の項目が挙げられる [95, 112]。

1. 小型で翼面上に埋めこむのが容易であること。
2. 感圧面が小さいこと。(著者はこの項目には疑問がある。後で議論する。)
3. 高周波応答特性が良く、時間分解能の高い計測が行えること。
4. 感度が良いこと。
5. 激しい衝撃にさらされても、出力が安定していること。
6. 十分な耐水性があること。
7. ケーシングからのノイズを拾わないこと。

今回用いた3種のセンサは、上記の要件をおおよそ満たしている。出力は安定しており、実験途中で壊れることは無かった。

### 7.1 衝撃力センサの相互比較

これまでの検討結果から、各衝撃力センサの特徴についてまとめ、その得失を相互に比較する。

#### 7.1.1 センサ A

- 縦長型センサの基本型。感圧面は直径5mmの円形。
- 圧電セラミックスを用いているので、出力は大きい。
- 構造が単純で、比較的製作しやすい。また、衝撃力に対する応答(振動)の解析が行いやすい。
- 過去にいくつかの実験で利用され、実績がある [119, 120]。
- 高さが約35mmあり、翼模型に埋めて実験するには大きい。
- 感圧面を翼模型表面と平行に埋めることが、意外と難しい。
- 出力波形は、典型的な減衰振動である。この波形は縦長型センサの特徴である。このため、複数の衝撃力に対する波形の分離が難しい。

#### 7.1.2 センサ B

- 翼模型に埋めることができるように、縦長型センサを非常に小型に縮めたタイプ。感圧面は直径1mmの円形。
- 本研究にて設計された新型。類似のセンサはポンプ翼面上の衝撃力分布の計測に用いられているが [47, 48]、それを改良したものの。

- 圧電セラミックスを用いているので、出力は大きい。
- 構造は複雑なので製作が面倒である。
- 感圧面を翼模型表面と平行に埋めることが難しい。
- 感圧面が非常に小さいため、鋼球落下による検定が非常に難しい。
- 出力波形は減衰振動だが、センサAよりも複雑な振動をする。波形の分離は、センサAと同様に難しい。

### 7.1.3 センサC

- 平面型。類似のセンサはキャビテーション噴流による衝撃圧の測定に用いられており [73]、それを改良したもの。
- 圧電材料として PVDF 膜を用いている。出力は圧電セラミックスを用いたものより、およそ1桁小さい。
- 構造は非常に単純である。PVDF 膜が安価で加工しやすいこともあり、比較的簡単に、かつ安価に製作できる。
- 感圧面を翼模型表面と平行に埋めるのが容易である。したがって鋼球落下による検定もやりやすい。
- 出力波形は単一のピークとして計測される。衝撃力と出力波形を1対1で対応づけることができる。

これまで述べてきたことを総合して、特に翼面に埋めて試験するセンサとしては、センサCがもっとも優れている、と結論づけてよいだろう。

## 7.2 センサ感圧面の大きさに関して

センサの感圧面の大きさは、小さい方が良くとされている [112]。キャビティ気泡群の前縁による衝撃力が非常に狭い領域にのみ作用するので、これを精度良く計測するためには感圧面を小さくする必要がある、という理屈である。

著者はこの点にいくつかの疑問を感じている。まず衝撃力(衝撃圧力)の作用する領域の大きさは、それが壊食ピットとはほぼ同じ面積だと仮定すると、直径にして数  $10\mu\text{m}$  の範囲である。センサの感圧面をこのオーダーの大きさにするのは、技術的に非常に難しい。また仮にその大きさのセンサを作成できたとしても、これを流体機器表面と平行に設置したり、検定するのが非常に難しくなる。センサの取り扱いの面からは、感圧面が大きい方が都合が良いのである。

上記の問題点をクリアし、計測まで漕ぎ着けたとしても、その計測結果の信頼性が問題となると予想される。まず、センサ感圧面の正確な面積を得るのが難しいだろう。また感圧面の面積が小さい場合には、必然的に計測サンプルの数が減り、誤差(偶然性)の入る余地が大きくなる。端的には、たまたま大きな衝撃力がセンサの頭を叩くと、計測結果が大きく変わることになる。

このような考察から、センサ感圧面の大きさを小さくする努力は不毛だと著者は考えている。

### 7.3 センサCの改良の可能性

上に述べたように、センサCは優れた特性を持つが、これをさらに改良するとすれば、エポキシ系接着剤の種類を変えるべきだと考えている。本センサで使用したエポキシ系接着剤(日本チバガイギー(株)のアラルダイト ラビッド(急速硬化タイプ))は、水分を含んで「ふやける」→硬度が落ちるため、防水のためのテープを貼らないと、実験途中でセンサの感度が少しずつ変わる。硬化した場合の硬度が固く、かつ水分を含みづらい樹脂系接着剤、たとえば(株)スリーボンド社のスリーロンジーなどを選択すれば、より感度の良いセンサが手に入ると思われる。

防水のためのテープを省略できれば、センサの感度が上がるだけでなく、実験中にテープが剥がれて流される事故が防げるメリットもある。ただし非常に激しいキャビテーション崩壊圧に晒される条件下では、防水テープがセンサ表面を保護する役割も果たす。センサ表面が痛んでも、テープの部分だけを交換することで実験が続けられるので、テープを貼ることは必ずしも悪いことばかりではない。

本実験の場合に限って言うと、センサ表面に壊食が起こるほど激しいキャビテーション崩壊圧は発生しない。また流場中の実験なので、センサ表面には剪断方向の力が加わり、防水テープが剥がれやすい。したがって上に述べたように水分を含みづらい接着剤を用いたならば、防水テープがない方がよいだろう。

### 7.4 計測上の留意点

衝撃力センサの出力はデータ集の付録A、Bに示した波形のように非常に高周波の過渡電流なので、電気信号の減衰が問題となる。著者の経験では、細い電線を用いたり、計測の都合から安易にケーブルを延長すると、計測結果が1桁も異なる場合があった。そこで衝撃力センサに必要最小限の長さの同軸ケーブルをハンダ付けし、センサと計測装置の間は、検定・実験の際に常に同じケーブルで接続されるようにした。

また、特にセンサCの場合に、出力電圧が小さいためにS/N比が問題となった。実験の際には、条件を合わせるためにレーザー流速計を用いるが、これが高周波のノイズを発生し、計測に影響する。そこで、実験条件を合わせ終わった後は、レーザー流速計など衝撃力計測に直接関わらない装置は電源を切り、ノイズの発生源を減らすとともに、センサの負極を接地し、ノイズの干渉を抑えた。

## 第8章 第I部のまとめ

第I部では、3種類の小型衝撃力センサを埋めこんだ上下対称の2次元翼模型を用い、船用プロペラキャビテーションタンネルで試験してキャビテーションを発生させ、その崩壊によって発生する衝撃力の累積頻度分布を計測し、同時に衝撃力センサの性能を評価した。得られた結果は以下のとおりである。

1. 3種類の衝撃力センサを用いて計測した、衝撃力の累積頻度分布は、お互いによく一致することから、これら3種の衝撃力センサは、衝撃力をよい精度で計測していると言える。したがって、センサ自体、および、計測された累積頻度分布の信頼性が確認された。
2. 衝撃力センサを鋼球落下によって検定するという手法も、信頼できる検定法だと言える。
3. 計測された衝撃力は、センサの感圧面におよそ均等に加わるような“圧力的な”現象ではなく、点衝撃に近いものだと考えられる。
4. センサCによる計測では、衝撃力のおよそ7割は、単一のスパイク状の波形として観測される。また強い衝撃力は単一ピークの形で計測されることが多い。
5. 実験に供した3種類のセンサは、鋼球落下による検定に対し、すべてよい線形性を示した。同じ条件での検定に対する、応答の再現性も良好であった。また、実験期間中に感度の劣化などは見られなかった。
6. センサの作成と取り扱いが容易なことから、翼面にセンサを埋めて実験する場合には、特にPVDFセンサ(センサC)が優れていると言える。単一の衝撃力に対する出力が単一のスパイク状の波形になることも、計測に都合がよい。
7. センサCをさらに改良するとすれば、エポキシ系接着剤をより固く、かつ水分を吸収しにくい(ふやけにくい)種類に変えることが考えられる。
8. 衝撃力センサの出力は非常に高周波の過渡電流なので、電気信号の減衰が問題となる。細い電線を用いたり、計測の都合から安易にケーブルを延長すると、計測結果が1桁も異なる場合があり、注意が必要である。本研究の実験では、衝撃力センサに必要最小限の長さの同軸ケーブルをハンダ付けし、センサと計測装置の間は、検定・実験の際に常に同じケーブルで接続されるようにした。また、特にセンサCの場合に、出力電圧が小さいためにS/N比が問題となったので、レーザー流速計など衝撃力計測に直接関与しない装置は電源を切り、ノイズの発生源を減らすとともに、センサの負極を接地し、ノイズの干渉を抑えた。

### 8.1 センサ開発と衝撃力計測の今後

著者はこれまで6年にわたり、衝撃力センサの開発と衝撃力計測に従事してきた。本研究を通しての著者の感触では、現在の衝撃力センサはほぼ完成したと言ってよいと考えている。小さな技術的進歩はあっても、大きな技術革新は期待しにくい。しかしセンサの検定手法には、まだ新しいアイデアが出てくる可能性があるだろう。

センサの完成度が向上したため、今後は新しい衝撃力センサを一から開発する必要はないと思われる。過去の研究例の中から自分の研究対象にふさわしい衝撃力センサを選び、それを入手あるいは作成して、実験に供するべきである。「カタログから選んで買う」時代が来れば良いのだが、さすがにそうはならないだろう。

衝撃力センサに関連して、今後必要とされるであろう研究は、キャピテーション気泡群の分布と、その前壊時の衝撃力との同時計測である。現在の技術では、特に気泡の分布を計測するのが非常に難しいが、この研究が進まない限り、キャピテーション壊食量の理論予測はおぼつかない。

この方向の研究の一貫として、本論文第II部では、開発された衝撃力センサを用いて、高速度ビデオカメラによる気泡群の挙動の観察と、衝撃力の同時計測を試みる。

## 第II部

### キャビティ気泡群の崩壊挙動の観察

## 第9章 はじめに

クラウドキャビティの崩壊の強さを予測するため、あるいはクラウドキャビティの崩壊を数値計算などでシミュレートするためには、実際に発生するクラウドキャビティ内部の、時間平均ではなくある瞬間のボイド率や気泡分布(気泡の形状、位置)、およびその時間変化を得る必要がある。また衝撃力発生メカニズムを知るためには、実際にキャビティ気泡(群)の崩壊挙動を観察し、そのとき発生する衝撃力との関係を調べる必要がある。

しかしながらクラウドキャビティは通常数10HZで放出され、またキャビティ気泡群の崩壊は非常に高速な現象なので、それを精確に計測することは極めて困難である。過去に計測された例も、時間平均ボイド率であることが多い。

理想はクラウドキャビティ内部の気泡分布と、その時間変化を詳細に知ることであるが、現在の技術ではそれは不可能である。したがって計測の方向としては、気泡分布の詳細を犠牲にして、その時間変化を調べるか、その逆に気泡分布の詳細を計測するために、時間変化の計測を犠牲にするかの選択になる。それぞれの方向の研究について、現在までの動向を述べる。

### 9.1 高速度撮影によるキャビティ崩壊現象の観察

高速度フィルムや高速度ビデオカメラによる動画の撮影は、気泡分布の空間的な精度を犠牲にして時間変化を観察する手法と言える。高速度ビデオカメラなどの映像では、気泡の分布を調えるには解像度が低すぎるし、それ以前に2次元の情報しか手に入らない。しかしクラウドキャビティの崩壊時の振舞を知るには有効な方法である。

画像処理技術とデジタルデータ処理技術の向上によって、近年、優秀な高速度デジタルビデオカメラが利用できるようになっている。気泡群の崩壊衝撃圧が発生するときのキャビティの挙動を観察するためには、

- 非常に高速な撮影ができること
- 衝撃力センサの出力によってトリガをかけ、撮影を制御できること
- トリガをかける前の映像を記録できること

などが求められる。フィルムや磁気テープを利用する撮影装置ではこの条件を満たすのは不可能で、高速度デジタルビデオカメラの利用が必須である。

この高速度ビデオカメラが一般に利用できるようになったのは、1994年頃からとまだ日が浅い。そのためキャビティの崩壊現象を観察しながら衝撃力を計測した例は、これまでほとんど無かった。著者の知る限りでは、佐藤らのグループが、特に剥離渦キャビテーションを対象とした継続的な観察を早くから行っている [70,97-100]。ごく最近になって、同様の高速度ビデオカメラによる観察例が、著者を含めた他の研究者からも報告されはじめた [40,42,96]。

このような事情により、気泡群の崩壊挙動の研究は、専ら理論面および数値計算によって進められている。しかし実験データが乏しいので、研究結果の検証はほとんど行えないのが現状である。数値シミュレーションに関しては第III部に検討する。

## 9.2 クラウドキャビティ内の気泡分布の計測

上で述べたように、高速度撮影とは、気泡分布の空間的な精度を犠牲にして時間変化を観察する方法であった。これに対し、時間変化には目を瞑り、気泡の分布を精度良く調べるための「3次元ステル写真」を撮影しようとする研究も進められている。

著者の所属する研究室では、レーザーホログラフィによる計測システムを開発し、断面形状がNACA 0015翼型の2次元翼模型上に発生するクラウドキャビティ内の瞬間的な気泡分布について、断線的に計測を続けてきた [49, 84]。そして、外見が気泡の固まりに見えるクラウドキャビティ内部にもU字型の渦構造が存在すること、空気含有量が低い場合、直径  $50\ \mu\text{m}$  以上の気泡数密度分布が  $N \propto R^{-0.7}$  で近似できること、などの知見を得ている [93]。気泡分布の計測例は、これ以外に Yu & Ceccio による報告 [87, 88] があるのみである。

レーザーホログラフィ法による計測は、強力なレーザー光源および専用の計測システムを必要とし、またそのシステムの構築と運用、ホログラフィの撮影、現像の各段階に高度の知識を必要とするため敷居が高い。さらにその解析は現在の技術では自動化できないため、人間の目と手、そして忍耐に頼るほかはない。3次元映像に対する画像解析技術の応用が待たれるところである。

## 9.3 第II部の主題

本論文第II部では衝撃力発生時の気泡群崩壊の挙動を、毎秒最大40,500フレームの撮影が可能な高速度デジタルビデオカメラで観察し、同時に気泡群崩壊時に発生する衝撃力を計測した。この結果を突き合わせて検討し、これまで知られていなかった衝撃力発生時のキャビティの挙動を明らかにし、衝撃力の発生メカニズムを考察する。

## 第10章 実験装置および方法

### 10.1 供試翼模型

本実験のために、断面形状がNACA 0015翼型の2次元翼模型(コード150mm×スパン150mm)を作成した。NACA 0015翼型の翼断面は、次式で与えられる[1]。

$$\pm y_l = \frac{l}{0.20} (0.29690\sqrt{x} - 0.12600x - 0.35160x^2 + 0.28430x^3 - 0.10150x^4) \quad (10.1)$$

$$t = 0.015 \quad (\text{コード長を単位とした最大翼厚})$$

第1部の実験で利用したKT翼型ではなく、NACA 0015翼型を採用したのは、以下のような理由による。

- 第1部で開発されたセンサCのように、非常に小型の平面型衝撃力センサを利用できるので、KT翼型のように極端な厚翼を用いる必要はない。NACA 0015翼型は翼後縁部を除き、平面型センサを埋めるのに十分な厚さがある。
- NACA 0015翼型は実際の船用プロペラやインデューサなどで用いられる断面形状に近い「普通の」翼型である。
- 大規模なシート・クラウドキャビテーションが発生し翼面上で崩壊するので、今回の実験に都合が良い。(発生するキャビテーションの詳細は次の第11章にて述べる。)
- 過去に著者の所属する研究室で、レーザーホログラフィ法によりNACA 0015翼模型上に発生するキャビテーションの気泡分布の計測[49, 84, 93]が行われているので、その結果と本研究の結果とを総合して、気泡分布とその時間変化とを推定することが期待できる。

この翼模型に、次の節で説明する衝撃力センサを4個、Fig. 10.1に示す位置に埋め、実験に供した。センサ位置は、この実験に先だって行ったベイントテストにおいて、壊食ピット(正確には、ペンキの脱落)が多く観測された位置を選んだ。

Fig. 10.2に衝撃力センサを埋め込んだ翼模型の写真を示す。翼型が違う点を除き、センサの防水にポリイミドテープを用いている点やフランジを介してキャビテーションタンネルに取り付け試験する点などの実験手法はすべて、第1部の実験で用いたKT翼模型と全く同様である。

### 10.2 衝撃力センサ

#### 10.2.1 センサ1、3、4

第1部の第7章で検討したように、特に翼面に埋めて試験するセンサとしては、著者はセンサC(平面型センサ、18のFig. 3.4)がもっとも優れていると考えている。そこで今回の実験に用いる衝撃力センサのうち、センサ1、3、4にはセンサCをわざわざ改造したPVDFセンサを用いた。Fig. 10.3にその構造を示す。

センサCとの違いは、PVDF膜を貼り付ける土台として、円筒形ではなく10mm四方の立方体の真鍮ブロックを用いたことだけであり、本質的には同じセンサである。立方体のブロックにしたのは工作が簡単だからである。

### 10.2.2 センサ2

センサ2は、試験的にセンサ1、3、4とは異なる構造、翼面に直接PVDF膜を貼り付ける方法を採用した。まず翼面を1mmほど掘り下げて平面に仕上げ、そこにエポキシ樹脂系接着剤(日本チバガイギー(株)のアラルダイトラビッド(急速硬化タイプ))を塗って電気的絶縁を確保した。そしてその上にPVDF膜を貼り付け、同じエポキシ樹脂系接着剤で固定するとともに上面を覆い、最後にセンサ1、3、4と同様にポリイミドテープ(3M社のKaptonテープNo.5413)で防水する。

### 10.2.3 衝撃力センサの検定

衝撃力センサの検定は、第I部で用いたセンサA-Cと同じく、銅球落下試験によって行った。検定方法の詳細は第4章で説明しているため、ここではその結果のみを説明する。センサ1~4の検定結果をそれぞれFig. 10.4~Fig. 10.7に示す。

センサ1、3、4、特にセンサ3は、良い線形性を示している。一方、試験的に異なる構造を採用したセンサ2は、出力にばらつきがあり、衝撃力計測には適当ではない。センサ2の出力がばらついたのは、次のような工作上的理由によると思われる。

- 翼面を掘り下げ、掘り下げた面を精度の高い平面にするのは、小さなブロックの表面を平らにするのに比べてはるかに難しい。
- 掘り下げた面にエポキシ樹脂系接着剤の薄い層を作るのが非常に難しい。小さなブロックの場合は万力に噛んで硬化させることで、エポキシ樹脂系接着剤の薄い層を作り出すのが難しいからである。
- 上と同じ理由で、PVDF膜の上にエポキシ樹脂系接着剤の薄い層を作るのが非常に難しい。
- したがってセンサ上下面の樹脂層の厚さにばらつきが出るので、感圧面の場所によって感度が変わる。

このようにセンサ2は衝撃力センサとしての利用に適さないため、センサ1、3、4を中心に計測を行った。

## 10.3 衝撃力計測システム

Fig. 10.8に計測システムの模式図を示す。

衝撃力センサの出力電圧は、第I部第5章で説明した衝撃力計測実験と同じく、トランジェント・レコーダ(理研電子(株)TCFL-8000SR)に入力し、最小50nsec.毎のサンプリング時間間隔でAD変換してメモリに記憶させる。そしてその記憶内容をパーソナルコンピュータに取り込むために、GP-IBインターフェイスを用いている。これによって衝撃力センサの出力波形を得ることができる。

また、この計測装置はピークホルダとしての機能も有しており、指定したしきい値を越えるデータを検出した場合に自動的に停止し、その前後のデータを読むことができる。これに加え、ピークを検出すると同時にトリガ出力を発生するようにトランジェント・レコーダに改造を施し、このトリガ出力を次の節で説明する高速度ビデオカメラのトリガ入力に流し込み、衝撃力が発生した前後の映像を録画した。

## 10.4 高速度ビデオカメラ

観察には高速度デジタルビデオカメラ((株)フォトロンのFASTCAM-ultima)を用い、気泡群の崩壊挙動を撮影した。この高速度ビデオカメラは撮影速度が多段階に調整可能で、最大では毎秒40,500フレームの撮影が可能である。撮影領域の画素数は撮影速度によって異なる。毎秒4,500フレームの場合には $256 \times 256$ ピクセルで、これが最大の画素数である。撮影速度を上げることに画素数は減り、撮影速度最大の毎秒40,500フレームの場合には、 $64 \times 64$ ピクセルである。映像はグレースケール256階調(8ビット)のデジタル画像として、いったんメモリに記録される。その後は通常のテレビモニタに表示したり、ビデオテープに録画することが出来る。

また、この高速度ビデオカメラとパーソナルコンピュータ(NEC PC-9801シリーズ)とを介するインターフェイスボードが用意されている。本研究ではこのインターフェイスボードを制御し、ビデオの映像をパーソナルコンピュータの記憶装置上に、PGM形式(portable graymap file format)で保存するプログラムを開発し、実験に供した。PGM形式は非常に単純な画像フォーマットで、画像処理ソフトウェアのほとんどはPGM形式のファイルを取り扱うことができるため都合がよい。第11章以降に載せる高速度ビデオカメラの映像は、すべてこの画像取り込みプログラムで取り込んだ画像ファイルを元し、論文に載せるために適当に処理したものである。

このビデオ装置は外部トリガ入力端子を備えており、トリガ入力の前後の画像を記録することが出来る。「前後の」というところが重要である。実験の際は、このトリガ入力に前の節で述べた計測装置のトリガ出力を入れ、衝撃力の発生の前後の映像を記録した。

毎秒40,500フレームという撮影速度は、この実験を行った時点では世界最速であったが、その後、毎秒125,000フレーム、画像サイズ $180 \times 180$ ピクセルという超高速度CCDカメラを開発し、キャビテーションの観察に供した例が報告された[42]。ただし衝撃力の同時計測は行っていない。

## 10.5 その他の実験装置と実験条件

実験は、第1部の衝撃力傾度分布の計測と同様に、東京大学船用プロペラキャビテーションタンネルの翼型用試験部を用いて行った。実験条件は、迎角 $8^\circ$ 、主流速 $8 \text{ m/sec}$ 、キャビテーション数 $\sigma_B = 1.5$ とした。

## 10.6 測定項目

### 10.6.1 キャビテーションの様子を観察

翼模型上に発生するキャビテーションの大局的な挙動を、高速度ビデオカメラを用いて記録した。翼負圧面側から(つまり、上から)および横から、毎秒4,500フレームまたは9,000フレームの撮影速度で撮影し観察した。

### 10.6.2 キャビティの崩壊時の挙動と発生する衝撃力との同時計測

衝撃力センサの上で崩壊するキャビティ気泡群の挙動を、毎秒40,500フレームで撮影した。これと同時に、発生する衝撃力を計測した。主に横方向から気泡の崩壊を撮影したので、窓際であり観察しやすいセンサ3、4を中心に実験を行った。

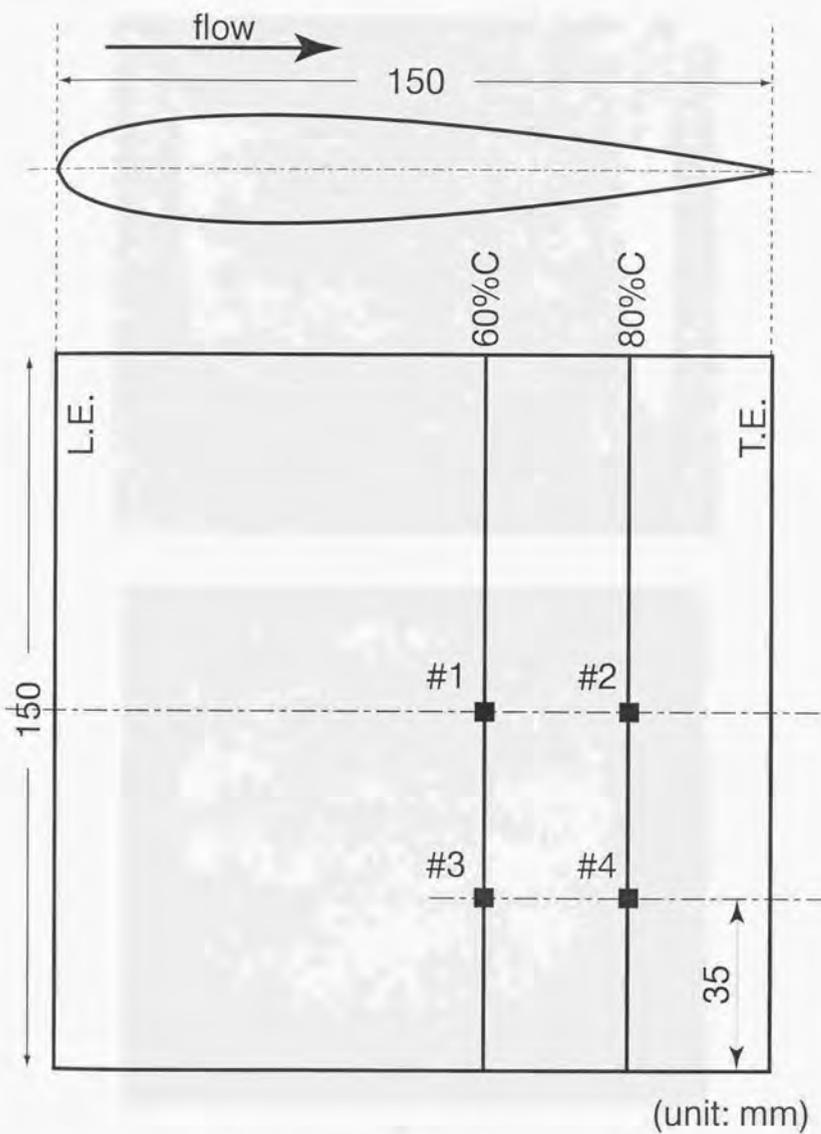
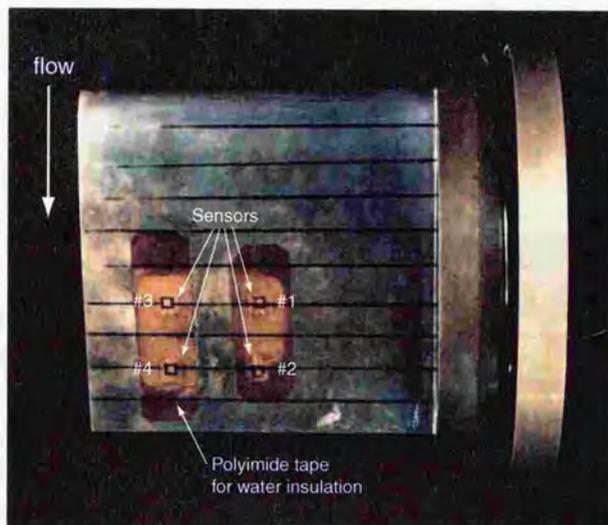
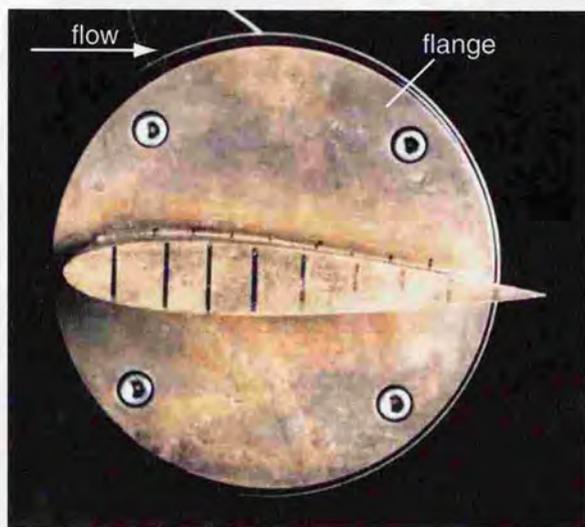


Fig. 10.1: NACA 0015 profile and sensor positions



Top view



Side view

Fig. 10.2: Photograph of NACA 0015 hydrofoil with sensors

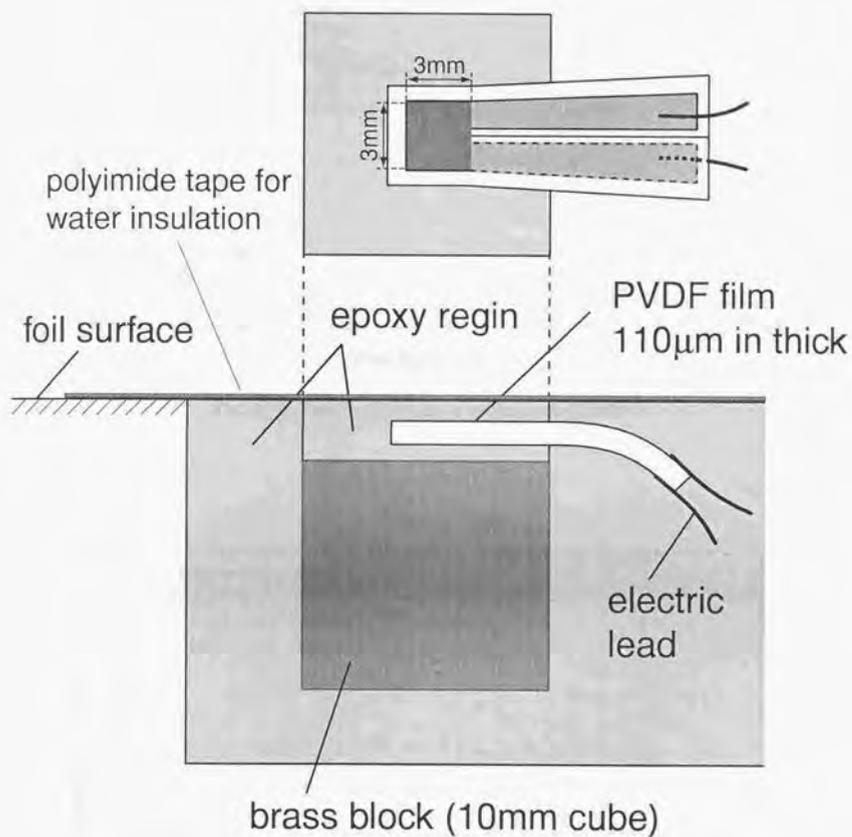


Fig. 10.3: Impulsive force sensor for NACA 0015 hydrofoil: Sensor 1, 3 and 4

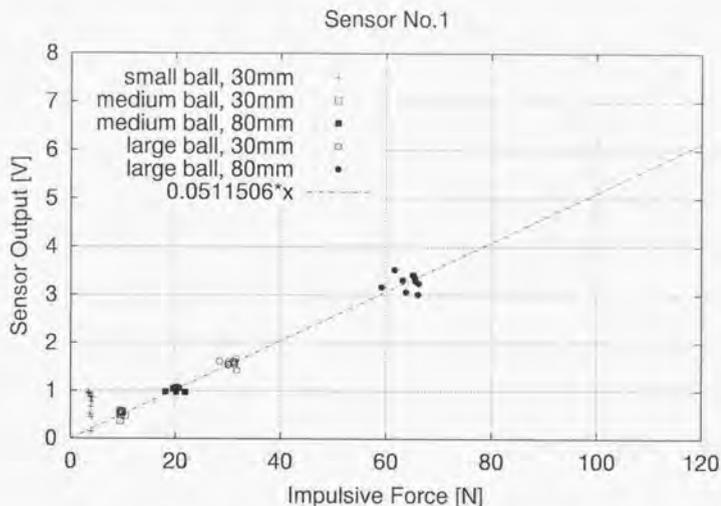


Fig. 10.4: Result of ball-drop calibration: Sensor 1

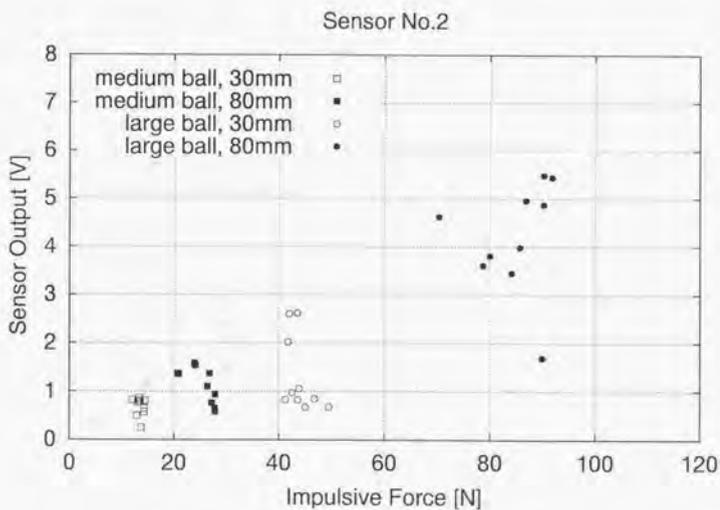


Fig. 10.5: Result of ball-drop calibration: Sensor 2

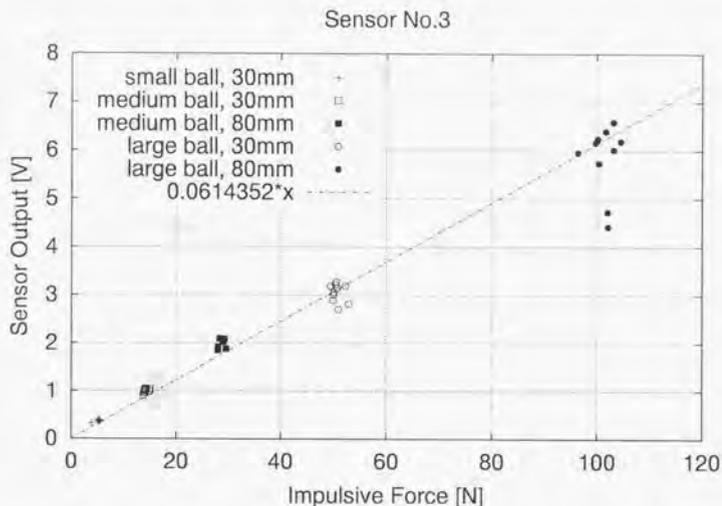


Fig. 10.6: Result of ball-drop calibration: Sensor 3

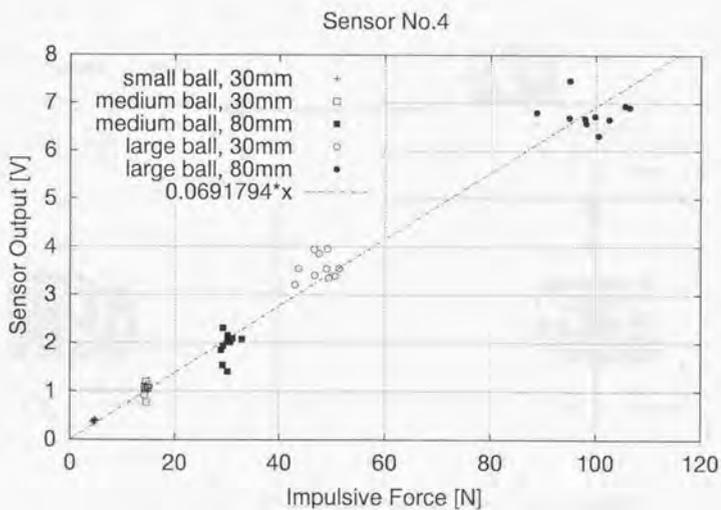


Fig. 10.7: Result of ball-drop calibration: Sensor 4

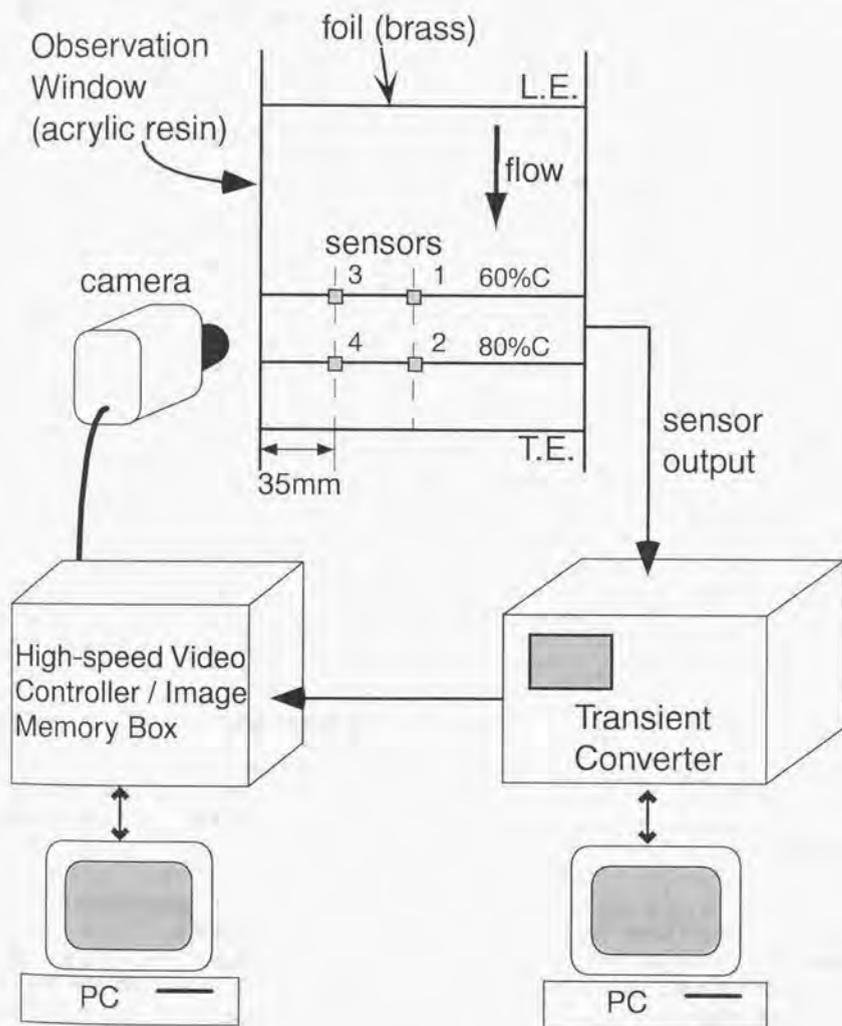


Fig. 10.8: Sensor embedded positions and experimental facilities

## 第11章 観察結果と考察

### 11.1 画像の明るさとその補正について

キャビティの挙動の説明の前に、Fig. 11.1 および Fig. 11.6 を例に画像の明るさとその補正について触れる。今回行ったすべての実験において、映像は Fig. 11.1(a) のように、絞りを絞って暗めの映像を撮影した。これは今回の実験目的が主にクラウドキャビテーションの挙動を解明することにあるため、クラウドキャビテーションの部分を観察しやすくするためである。一般にシートキャビテーションはクラウドキャビテーションにくらべて光の反射率が低い。絞りを開いて映像を明るくすると、シートキャビテーションは見やすくなるが、クラウドキャビテーションの部分は濃淡が潰れてしまい(ハレーション)、観察に不適当である。なお暗い条件で撮影した画像も、Fig. 11.1(b) のように必要な部分のみを切り出し、明るさの調整(ガンマ補正)とコントラストの調整を行うことで、全体のようすを知ることができる。

本論文では、キャビティ全体像を撮影した Fig. 11.2、Fig. 11.3 では明るさとコントラストを調整した画像を載せている。その方が全体の動きが分かりやすいからである。一方、Fig. 11.7 およびデータ集の付録 C (Fig. C.1) に収録したキャビティ崩壊の瞬間の拡大映像は、画像補正をしない映像を載せることにした。Fig. 11.6 を見ると、個々の映像は画像補正をした方が見やすいと著者は感じるが、各画像間の関係が不明瞭になると思われるからである。たとえば画像補正をしていない映像からは、キャビティ気泡群が収縮するにつれて暗くなり(光の反射率が減る)、崩壊直後に急に白っぽくなるようすが分かるが、補正後の画像からはそのような関係が読み取れない。

結果的に、たとえば Fig. C.1 (No.2) のように非常に見づらい映像も入ってしまったが、あえて補正しない映像を選択したためである。

### 11.2 キャビティの全体的な挙動

Fig. 11.1、Fig. 11.2 に、NACA 0015 翼模型上に発生するキャビテーションの様子を示す。この画像は翼負圧面側から、高速度ビデオカメラで撮ったものである。キャビテーションの周期的な生成・崩壊を観察するため、撮影条件は毎秒 4,500 フレーム、256 × 256 ピクセルとした。Fig. 11.1(a) では映像内の両脇に何も写っていない黒い部分があるが、これはキャビテーショントンネルの上部観察窓の窓枠である。カメラアングルの関係でこれ以上アップの映像は撮れなかった。Fig. 11.2 には 10 フレームおきの映像を載せているので、フレーム間隔は約 2.2 msec. である。

シートキャビティが翼前縁付近から発達し、成長して長さがコード長の 40% ほどまでになると、前縁から全体がちぎれ、大規模な気泡群「クラウドキャビティ」を放出する。高速度ビデオカメラの映像を 23 周期分観察し、キャビティ放出周期を計測したところ、平均 19.6 msec.、標準偏差 2.3 msec であった。キャビテーション数の定義から、Bernoulli の定理に従いシートキャビティ表面の流速を求めると、 $U_\infty \times \sqrt{1 + \sigma_B}$  となる。キャビティ放出周期を、この流速とシートキャビティの最大長さとして無次元化した Strouhal 数で表現すると、

$$St = \frac{f \cdot L_{CAV}}{U_{\infty} \times \sqrt{1 + \sigma_B}} \quad (11.1)$$

$$\approx 60 \text{ mm} \div (8 \text{ m/sec.} \times \sqrt{1 + 1.5} \times 19.6 \text{ msec.}) = 0.24$$

となり、川並がまとめた過去の多くの実験結果 [92] とよく一致する。

このクラウドキャビティが収縮・崩壊するときに衝撃力を発生する。上と同様にビデオ映像を26周期分観察し、キャビティ放出から崩壊までの時間—厳密に言うと、見掛けの体積が1回目の極小値に達するまでの時間—を計測したところ、平均16.4 msec.、標準偏差2.3 msec.であった。崩壊位置は60%コード位置付近を中心に、50~70%コード位置の範囲であった。

なお Fig. 11.2 からでも分かるように、クラウドキャビティは上から見て左寄りに片寄って放出される傾向がある。翼型が厳密にスパン方向に一律な「2次元翼」であれば、このように片寄ったキャビティは発生しないはずである。しかしこの翼型は真鍮板から手作業で削り出した翼型なので、できるだけ正確な NACA 0015 翼型になるよう注意して作成したものの、スパン方向の一律性に微妙な狂いがあると考えられ、それが原因だと推測している。ちなみにちょうど左側は観察用のアクリル窓なので、クラウドキャビティが左寄りに放出され崩壊するのは、観察の上で都合が良かった。

同じ実験条件でキャビティを横方向から撮影した映像を Fig. 11.3 に示す。この場合の撮影条件は毎秒9,000 フレーム、256×128ピクセルとした。Fig. 11.3 には10 フレームおきの映像を載せているので、フレーム間隔は約1.1 msec. である。

静止画像では分りにくいが、ビデオで観察するとキャビティが「縦渦」となって翼面を這っていく様子が分かる。図中 (13)、(14) は渦状になったキャビティを捉えている。シートキャビティがちぎれてクラウドキャビティが発生した後の挙動の概念図を、Fig. 11.4 に示す。キャビティは翼面を縦渦状の気泡群となって這い進み、最終的に崩壊する。

### 11.3 キャビティ気泡群の崩壊と衝撃力との同時計測

Fig. 11.7 に、センサ3上で崩壊するクラウドキャビティの様子を、またそれに対応する衝撃力センサの出力波形を Fig. 11.8 に示す。これらの映像も高速度ビデオカメラで、毎秒40,500 フレームの速度で撮影した映像であり、各映像の大きさは64×64ピクセルである。この図の見方は Fig. 11.5 で説明している。上の11.1で説明した理由により、Fig. 11.7の映像は明るさやコントラストを補正しない映像である。図中の括弧書きで表された数字は高速度ビデオカメラのフレーム番号で、フレーム番号(0)の映像がトリガ信号が発生したとき、すなわち衝撃力が発生したときに対応する映像である。厳密に述べると衝撃力によるトリガ信号が発生した直後の映像である。

なお Fig. 11.7 には3例しか載せていないが、データ集の付録Cに、Fig. 11.7と同様の高速度ビデオカメラ映像を50例紹介している。対応する衝撃力のグラフは付録Dに示す。

これらの観察と衝撃力の計測から、次のことが分かった。

1. 衝撃力は常にクラウドキャビティが崩壊するときのみ発生し、キャビティ崩壊が無いときに衝撃力が観察されることは無い。
2. 衝撃力が観測される時、キャビティが翼面に接した場所で崩壊している。翼面から離れた位置での崩壊によって衝撃力が計測されたケースはない。
3. 衝撃力のピークが複数観察されるときがあるが、これはリバウンドしたキャビティが再び崩壊したときの衝撃力を計測した場合である。同様の現象は佐藤らも報告している [70,97]。
4. 撮影速度は毎秒40,500 フレームで、フレームの間隔だとおよそ24.7 μsec. に相当する。一方、衝撃力の幅はおよそ5 μsec. に過ぎない。したがって、現時点で最速のビデオカメラを用いても、キャビティ崩壊の現象を捉えるのにはまだ不十分である。また、画像サイズ(64×64ピクセル)も、現

象を詳しく観察するためには不足である。より高速で、解像度の高い高速度画像記録装置の出来が待たれる。

- ほとんどの場合、衝撃力のピークは、気泡群が崩壊してその見かけの体積が最小になる瞬間よりも数フレーム前に観察される。最小になる瞬間と同時に計測されることもあるが、それより後に衝撃力が観察されることは無い。これと同様の現象は佐藤らの論文 [70] の中の Fig.13(a) にも現れているように見えるが、論文中では触れられていない。

この最後の項は、衝撃力発生メカニズムを知る上で非常に興味深い。クラウドキャビティ崩壊を理論計算した研究 [12,31,41,50,81] によれば、衝撃力は気泡群が完全に潰れ切ったときに発生すると考えられるからである。これは上で述べたように、実際の現象に対応しない。したがって、キャビティ気泡群全体がいつせいに崩壊するのではなく、部分的な崩壊による衝撃力の発生を考えるべきであろう。キャビティ気泡群に一方から衝撃圧があたれば、崩壊の途中で大きな衝撃力が発生することも考えられる。不均一な崩壊の理論の必要性が感じられる。

### 11.3.1 キャビティ崩壊と衝撃力発生との時間差について

上に述べたように衝撃力が発生するタイミングは、キャビティが崩壊して見掛けの体積が最小になる時刻と同時にそれより早い。キャビティ崩壊時の映像を解析し、時間差を調べたところ、Fig. 11.10 のようになった。解析方法は、説明の順序が前後するが 81 ページの 11.5.2 節で述べている。キャビティの投影面積が最小になる時間を調べた。なお、時間差の平均値は  $94.5 \mu\text{sec}$  である。

また、この時間差と発生する衝撃力との間には、Fig. 11.11 に示すように明確な相関は見られなかった。

蛇足になるが、仮に計測系が原因でこのような時間差が観測されたとすると、狂っている可能性があるのは唯一、高速度ビデオカメラの制御装置のみである。これ以外の部分が狂っていた場合には衝撃力の発生が遅れて観測されることがあっても、早まることはあり得ない。しかし高速度ビデオカメラの映像と、その番号との対応が狂っている可能性は残っている。そこでこの実験の終了後、高速度ビデオカメラの性能試験を行い、マニュアルどおりの正しい動作をしていることを確認してあるほか、業者にも問い合わせて確認を取ってある。

## 11.4 衝撃力発生メカニズム

説明の都合上、高速度ビデオカメラ映像のさらなる解析はいったん後回しにして、ここまでに得られた知見から考えられる、キャビティ気泡群の崩壊から衝撃力発生に至るシナリオを考察する。キャビティ気泡群全体が崩壊し見掛けの体積が最小となるよりも前に衝撃力が発生していることから、著者は以下の2つのメカニズムが可能性があると考えている。

### 11.4.1 気泡群の部分崩壊

キャビティ気泡群全体が崩壊し、見掛け上の体積が最小となる前に衝撃力が発生していることは、衝撃力の発生は気泡群全体の挙動ではなく、局所的な崩壊に関連しているとすれば説明がつく。つまりクラウドキャビティの一部、それもおそらく流体機器面近傍の部分が全体よりも早く崩壊し、それによって衝撃力が発生している可能性がある。

しかしここで疑問が残るのは、衝撃力のほとんどは単一のピークとして計測されている点である。気泡群の局所崩壊が衝撃力を発生しているとすれば、衝撃力のピークが多数計測されて然るべきである。局所的な崩壊によって衝撃力が発生し、かつ単一のピークしか計測されないような現象としては、

次のような場合が考えられる。

1. 気泡群のある一部分が特殊な崩壊をした場合にのみ、強い衝撃力が発生する。
2. 1の特殊な場合として、気泡群の中に非常に大きな気泡が含まれていて、それが崩壊する場合にのみ、強い衝撃力が観測される。
3. さらに2の特殊な場合として、流体機器面近傍の気泡が崩壊する際に、固体壁の影響により非球形崩壊し、マイクロジェットが発生している可能性がある。
4. 最初の衝撃力、または最初の衝撃力の原因となった気泡群の崩壊が、以降の衝撃力の発生を阻害している。
5. クラウドキャビティの気泡群には何らかの構造があり、その構造に基づく気泡間の相互干渉が原因となって衝撃力の発生に影響を与える。

上に挙げた項目のうち4と5は、可能性としては考えられるとしても、他の項目と比べて可能性が低いと思われる。これらの中では、著者はクラウドキャビティの一部がある特殊な崩壊を起こした場合にのみ、衝撃力が計測されるというストーリーが妥当だと考えている。つまり上の項目1~3のどれかが衝撃力が発生するメカニズムとして考えられる。

#### 11.4.2 遅い衝撃波の中央方向への収斂

この小節の内容は著者独自のアイデアではなく、松本洋一郎教授(東京大学大学院 工学系研究科 機械工学専攻)のご教授によることを付記する。

キャビティ気泡群は、周囲液体とくらべて圧力波の伝播速度(音速)が遅いため、周囲の圧力が上昇した場合に、この圧力がキャビティ気泡群の外側から中央方向へ伝播する際に衝撃波を形成すると考えられる[102]。この衝撃波の前方では、高圧のために気泡が崩壊する。一方衝撃波の後方には低圧の領域がある。したがって衝撃波の通過の際に気泡はいったん崩壊し、その後速やかに再膨張(リバウンド)すると考えられる。

この衝撃波がキャビティの中央へ伝播していくと、そこでは衝撃波の収斂のために、気泡が激しく崩壊し、強い衝撃的圧力が発生する。しかしその周囲をリバウンドした気泡群が覆っているため、キャビティは見掛け上、まだ完全に潰れきっていないように見える可能性がある。(Fig. 11.9)

### 11.5 キャビティ崩壊時の映像の解析と要約

キャビティ崩壊時の様子と、それによって発生する衝撃力との関連をより詳しく調べるために、キャビティ崩壊時の映像を解析し、崩壊の様子をいくつかの指標に要約して表現することを試みる。キャビティは本来3次元的なものだが、映像は2次元でありキャビティの体積やポイド率は得られないので、これらを間接的に表す指標として次のものを選んだ。

- キャビティの崩壊時の収縮の様子、つまり潰れ方
- キャビティの投影面積
- キャビティの明るさ

以下に結果も含めて順番に説明する。なお、付録Cの各映像を解析した結果を付録Dに示している。

## 11.5.1 キャビティの潰れ方

Fig. 11.4に概念的に示したように、クラウドキャビティは最終的に翼面に垂直方向の渦状の気泡群となって崩壊する。その崩壊時の挙動を、以下に示す3通りに分類した。Fig. 11.12にその概要を示している。

**Axial** 渦状のキャビティが軸方向に崩壊する。

**Cylindrical** 渦状のキャビティが、渦の直径方向に崩壊する。

**Spherical** キャビティの塊が、逆放射線状にはぼ一点に向かって球状または半球状に収縮する。

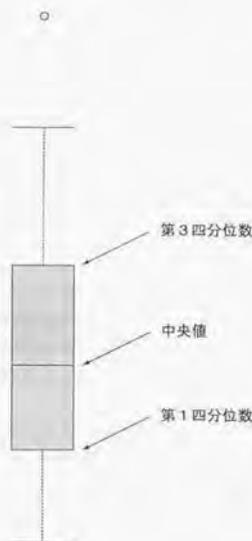
分類の基準としては、翼面に垂直方向の崩壊が速ければ Axial に、翼面に平行な方向の崩壊が速ければ Cylindrical に、どちらも同程度の速度であれば渦状のキャビティでも Spherical に分類した。実際にはビデオ映像の中でこれらの違いはあまり明確ではないが、映像を繰り返し再生してキャビティの全体的な挙動と崩壊の挙動をよく調べ、恣意的に分類した。

分類した結果、以下のように Spherical が主となった。

type	cases
Axial	9
Cylindrical	4
Spherical	37
Total	50

キャビティ崩壊時の挙動と発生する衝撃力との関係を、Fig. 11.13に箱ひげ図で示す。まずはじめに箱ひげ図について説明する。箱ひげ図 (box-and-whisker plot) とは右図のような図で、箱の下端、中央、上端の水平線は、それぞれ第1四分位数、中央値、第3四分位数を表す。第1四分位数と第3四分位数の距離を四分偏差というが、箱から1.5四分偏差以内で最も中央値から離れた点までひげ (whisker) と呼ばれる垂直線を引く。さらに離れた測定点については、箱から3四分偏差までは一つ一つをゼロ (0) または丸で表し、それ以上遠い測定値はアスタリスク (\*) または星印で表す。統計量と分布の関係や外れ値の存在などを見るのに適した表現である。

さて Fig. 11.13 を見る限り、崩壊のパターンとそれによって発生する衝撃力の大きさとの間には、有意な差は見いだせない。しかし計測値のばらつきを見ると、崩壊パターンが Spherical の場合にはばらつきが大きく、図中の丸印のように極端に大きな衝撃力も計測されている。Axial と Cylindrical、特に Cylindrical はデータ点数が少ないので単純にパターン同士の違いを比較することはできないが、少なくとも Spherical の崩壊パターンの場合には発生する衝撃力に大きな幅があると言えそうである。



## 11.5.2 キャビティの投影面積

キャビティの大きさ (体積) を間接的に表す尺度として、映像内のキャビティ部分の面積 (投影面積) を調べた。このためにまず投影面積を調べるための補助プログラムを作成した。このプログラムは Fig. 11.14 に示すようなウィンドウを開く。ウィンドウ下のスライ

データを動かすことで、指定した閾値以上の明るさを持つピクセルが強調表示される。このプログラムを補助に用い、後は手作業で撮影された画像中のキャビティ部分の輝度(グレイスケール)を10刻みで調べ、その輝度以上の部分の面積を一律に採った。面積の単位は、画像全体の大きさ(64×64ピクセル)を1としてある。

Fig. C.1 (No.25)、(No.33)のように、衝撃力と直接関係ないと思われる複数のキャビティが画像内に写っているデータは単に除外した。(具体的には、No.15, 25, 28, 33, 34, 37, 38, 39, 50。)また、No.20はキャビティの明るさと翼面の明るさが近く、キャビティと翼面との境目の判断がしづらいので、これも除外した。

Fig. 11.7に示した各映像に対応するキャビティ投影面積の時間変化を、Fig. 11.15に示す。より詳細には、データ集の付録Cに示した各映像に対応するキャビティ投影面積の時間変化を付録Dに示している。これらの図からキャビティの投影面積の時間変化は、崩壊直前に急峻になる場合が多いことが分かる。つまり崩壊速度は崩壊直前に加速している。

まずキャビティの大きさに直接対応する指標として、Fig. 11.16にフレーム番号(-1)のキャビティ投影面積と、発生する衝撃力との関係を示す。フレーム番号(-1)は、衝撃力が発生する直前に対応する映像である。またFig. 11.17にキャビティが最小になったときのキャビティ投影面積と、発生する衝撃力との関係を示す。次に、キャビティの大きさの変化率、つまり崩壊速度に対応する指標として、Fig. 11.18にキャビティ投影面積の時間変化率と、発生する衝撃力との関係を示す。時間変化率としては、フレーム番号(-10)から(-1)までの変化率を採用した。

投影面積と発生する衝撃力との間には、120N付近に外れ値はあるものの、全体に正の相関関係が見られる。また投影面積の時間変化率と衝撃力との間には負の相関関係が見られる。つまりキャビティの崩壊速度が速いほど、大きな衝撃力が発生している。

なお相関のより厳密な検定は、次の11.6節にて調べている。

### 11.5.3 キャビティの明るさ

クラウドキャビティのように気泡群で形成されるキャビティでは、キャビティ気泡群の気泡数密度が高いとき、あるいはキャビティを形成する気泡が大ききときに、光の反射率が上がるので明るい映像として撮影されると思われる。つまりクラウドキャビティの映像の明るさは、キャビティのポイド率を間接的に表している。そこでキャビティの明るさを調べる尺度を考案し、それを調べることにした。まずこの尺度について説明する。

映像のキャビティ部分を前の11.5.2節で説明した方法で切り出し、各ピクセルの輝度を調べ、それを以下の方法で正規化した。まず、キャビティ崩壊前(フレーム番号<0)の映像の輝度をすべて累積して平均を取り、Fig. 11.19のような輝度分布を得た。また、前節のキャビティ投影面積を求める段階で、キャビティの映像内での輝度は256階調で50~90以上であることが分かった。そこで、輝度が50~230の範囲でFig. 11.19の輝度分布を回帰し、以下の式を得た。

$$\text{輝度分布} \approx w(b) \equiv \frac{0.3153}{b-31.80} - 0.001107 \quad \text{at } 50 < b < 230 \quad (11.2)$$

b: 輝度

そこでキャビティ部分の各ピクセルの輝度に、この式の逆数を重みとした重みつき平均を計算し、キャビティの明るさの尺度とした。これを式で表すと以下ようになる。255で割っているのは、各ピクセルの輝度を $0 \leq b \leq 1$ に正規化する意味である。

$$\text{明るさの尺度} = \frac{\sum_i b_i/w(b_i)}{\sum_i 1/w(b_i)} \div 255 \quad (11.3)$$

このような重みつき平均を採用した理由は、キャビティ部分の映像とそうでない部分とを輝度の違いで切り分けているため、輝度の閾値の取り方になるべく依存しない尺度を作るためである。前の11.5.2で述べているように、キャビティ部分の輝度は筆者が目で見えて判断している。この閾値は50-90だが、Fig. 11.19を見ると分かるようにこの範囲の輝度分布は変化が急峻で、わずかな輝度の違いでその面積が大きく変化する。従って単純な算術平均では、閾値の取り方をわずかに変えただけで値が大きく変動するため頑健(ロバスト)でなく、信頼できない。そこで輝度分布の平均をそのまま重みにし、閾値の取り方で変動しにくい尺度を考案した。

画像データは無補正のものをいいたので、この尺度は撮影時の照明の明るさに依存する。そのため、Fig. C.1 (No.1)~(No.10)の映像が(No.11)以降の映像よりも暗いので、これに対応するデータを除外してある。また上で述べた、キャビティの投影面積が得づらい映像に対応するデータも除外した。

さてFig. 11.7に示した各映像に対応する、上で定義した明るさの尺度の時間変化をFig. 11.15に示す。より詳細には、データ集の付録Cに示した各映像に対応する明るさの尺度の時間変化を付録Dに示している。これとみると以下のことが分かる。

1. キャビティの明るさは、キャビティ投影面積と同様の時間変化をするものが多い。キャビティ気泡群が収縮し崩壊に向かうに従い、キャビティはだんだん暗くなる。これは、おそらく個々の気泡が収縮しているためだと思われる。
2. キャビティが崩壊しきった直後に、キャビティの明るさは急激に増加する。これは気泡のリバウンドに対応していると思われる。
3. ただしキャビティ投影面積の時間変化と比べ、キャビティの明るさの時間変化はグラフの形のほらつきが大きい。このため上で述べたパターンには当てはまらない時間変化をするものもある。

またこの明るさの尺度と、発生する衝撃力の大きさとの関係をFig. 11.20、Fig. 11.21に示す。それぞれフレーム(-1)、つまり衝撃力を発生する直前の明るさと衝撃力との関係、フレーム(-10)-(-1)の明るさの平均と衝撃力との関係を表している。Fig. 11.20、Fig. 11.21を見る限り、明確な相関は読み取れない。

## 11.6 各データと衝撃力との相関

これまで述べた各データと衝撃力の大きさとの相関をより厳密に議論するため、相関の指標としてよく用いられるSpearmanの順位相関係数を用いることにする。まずこの係数について、文献[63]に基づいて説明する。

$N$  対のデータ列  $(x_i, y_i)$  を考える。各  $x_i$  の値を、標本中のすべての  $x_i$  の中で順位  $(1, 2, 3, \dots, N)$  に置き換える。もしいくつかの  $x_i$  の値が等しいなら、これら等しい値には、値がわずかに違っているとしたときの順位の平均値、すなわち平均順位を与える。

この方法で決めた  $x_i$  の順位を  $R_i$ 、 $y_i$  の順位を  $S_i$  とする。このとき Spearman の順位相関係数は、順位の線形相関係数として次式のように定義される。

$$r_s \equiv \frac{\sum_i (R_i - \bar{R})(S_i - \bar{S})}{\sqrt{\sum_i (R_i - \bar{R})^2} \sqrt{\sum_i (S_i - \bar{S})^2}} \quad (11.4)$$

$r_s$  が 0 でないこと、つまり無相関であることの有意性は、

$$t = r_s \sqrt{\frac{N-2}{1-r_s^2}} \quad (11.5)$$

で検定できる。これは近似的に自由度  $N-2$  の Student の  $t$  分布に従う。この近似は元の  $x$  や  $y$  の分布には依存しないことが重要である。近似の良さはいつも同じで、かなり良いことが知られている。

Table 11.1: Correlation of each parameter and impulsive forces probability under null hypothesis

parameter	$r_s$	significance		
projection area	at frame (-1) (a)	0.30	0.057	×
	at frame (-1) (b)	0.37	0.019	○
	time variation	-0.44	0.0045	○
brightness	at frame (-1)	0.072	0.71	×
	average	0.090	0.64	×
time difference	0.053	0.74	×	

前の節までで述べたキャビティの投影面積、その時間変化率、そしてキャビティの明るさの尺度と、発生する衝撃力との相関を Table 11.1 に示す。この相関の有意性を確かめるために同時に有意水準 5% で仮説検定を行っており、表中の 'probability under null hypothesis' (帰無仮説の下での確率) のとはその相関が有意でないという仮説の下での、 $r_s$  の発現確率、'significance' (有意性) はその帰無仮説を有意水準 5% で検定して、その仮説が棄却されるか否かを示している。すなわち相関係数  $r_s$  が有意か否かを示している。

まずキャビティの投影面積と衝撃力との関係だが、Fig. 11.16 のデータそのままの相関を計算したものが Table 11.1 中の (a)、Fig. 11.16 の投影面積比 0.06 付近、衝撃力 120N 付近の値 1 つを除外して求めたものが (b) である。この都合の悪い値を外れ値を除外して良いなら、投影面積と発生する衝撃力との間には正の相関があり、つまり投影面積が大きいとき、つまりキャビティが大きいときほど、衝撃力が強いと言える。しかしながら、この外れ値に対応する映像、波形 (付録 C および D の (No.17)) からは特異な点は見当たらなかったため、仮説検定のルールを厳密に適用すれば、相関は有意とは言えない。

また、前の節までで述べたようにキャビティの投影面積の時間変化率と、衝撃力の大きさとの間に負の相関があること、つまりキャビティの崩壊速度が大きいほど、衝撃力が強いことが確認された。それ以外の尺度と衝撃力との間には、明確な相関が現われていないことも分かった。

## 11.7 衝撃力発生メカニズム再考

ここまで調べてきた結果から、11.4 節で検討した衝撃力発生メカニズムの 2 つのシナリオ—部分崩壊、衝撃波—のうち、どちらがより妥当かを考えることにする。

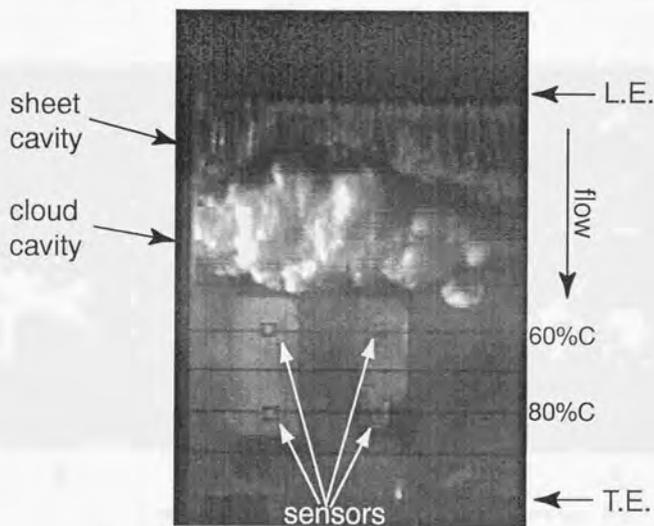
まずキャビティ崩壊パターンを調べた結果、Spherical に分類される映像が多かったこと、Spherical の場合には衝撃力のばらつきが大きく、非常に大きな衝撃力が計測されたことから、衝撃波が原因とするシナリオの方が妥当に思われる。衝撃波が原因であれば、Spherical な崩壊パターンの場合には衝撃波の集束の度合いによって発生する最大衝撃力の大きさが大きく異なり、非常に強い衝撃力も観測されやすいはずである。部分崩壊のシナリオからはこの現象は説明しづらい。

キャビティ崩壊速度が速いほど衝撃力が強いことから、どちらの節が妥当か判断できない。衝撃波説を考えるのであれば、崩壊速度が速いことは衝撃波の伝播が速いことを意味し、したがって気泡の急速崩壊によって強い衝撃力が発生していることが考えられる。部分崩壊説を採るなら、全体の崩壊速度が速い場合には部分的な崩壊も速いと考えれば説明がつく。どちらかという衝撃波説の方が自然であろう。

以上、少ない状況証拠から考えられる範囲では、どちらの節も可能性があるものの、衝撃波が原因とする説の方がいくぶん優勢だと思われる。



(a) Original image: 256 × 256 pixels.



(b) After gamma correction and contrast enhancement.

Fig. 11.1: Cavity appearance on NACA 0015 hydrofoil observed from above with a digital high-speed video camera

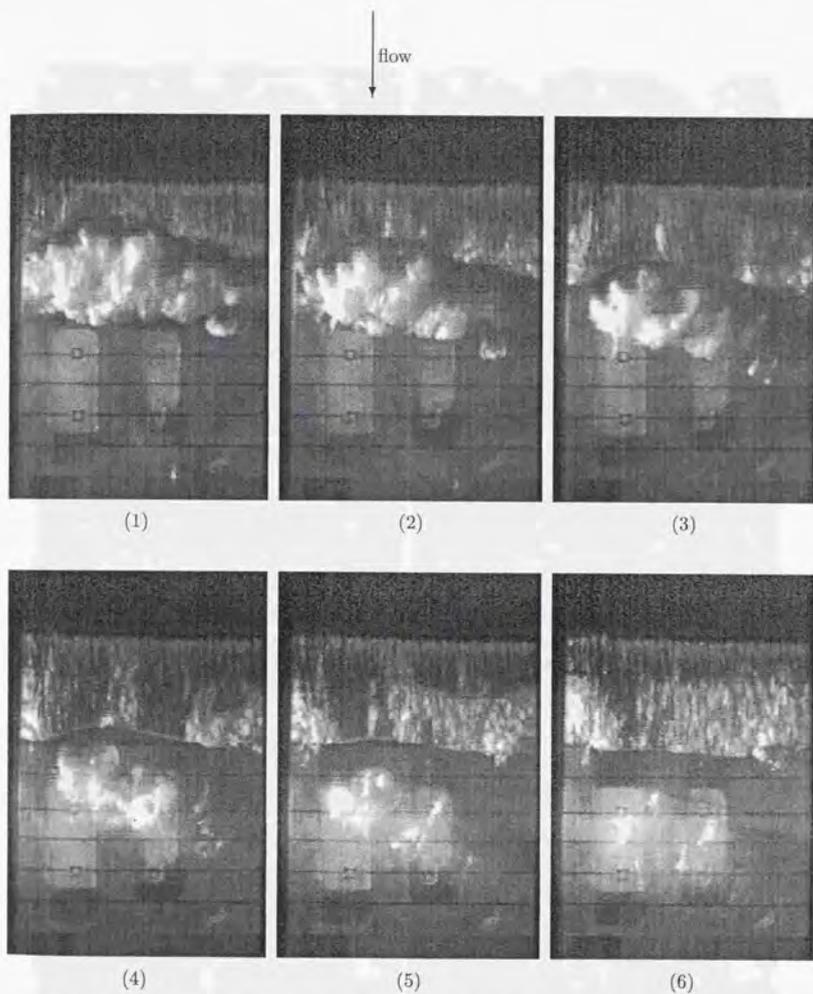


Fig. 11.2: Behavior of sheet-cloud cavitation on NACA 0015 hydrofoil: Top view

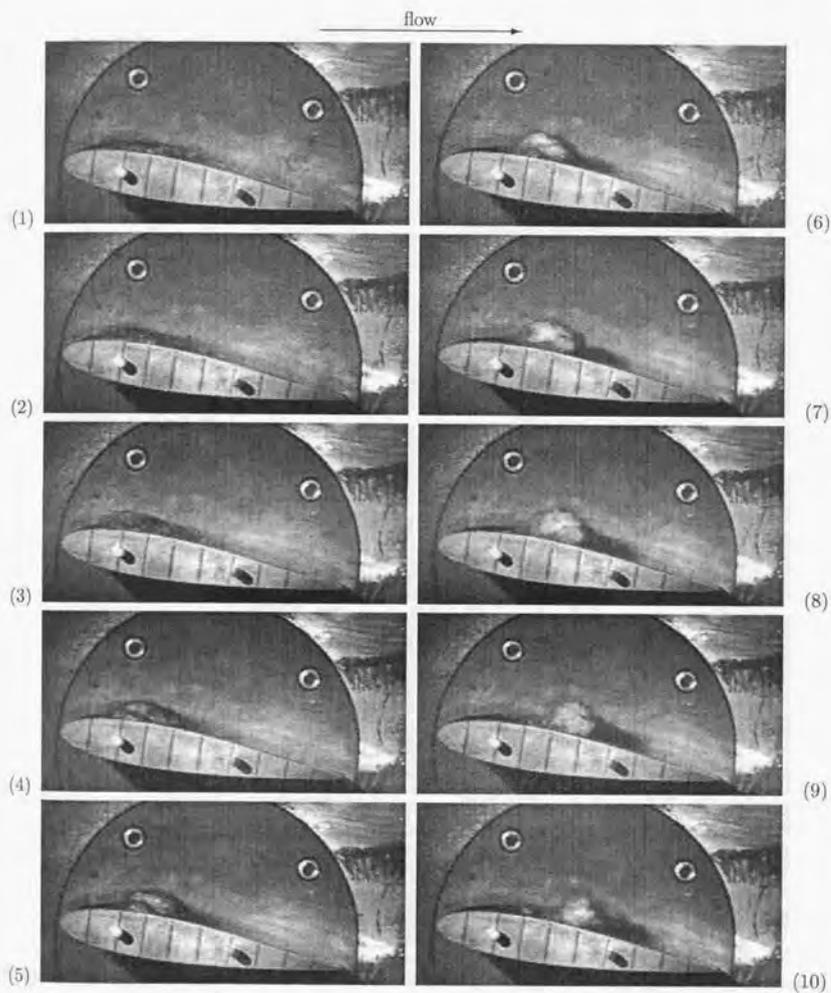


Fig. 11.3: Behavior of sheet-cloud cavitation on NACA 0015 hydrofoil: Side view

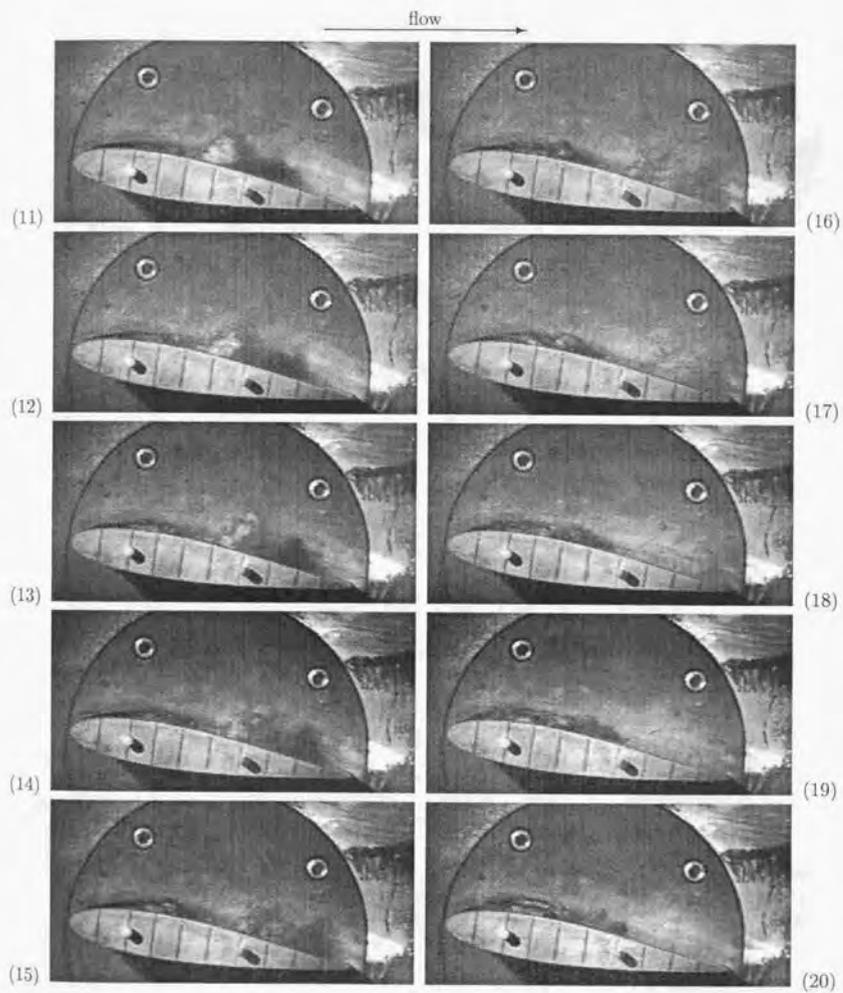
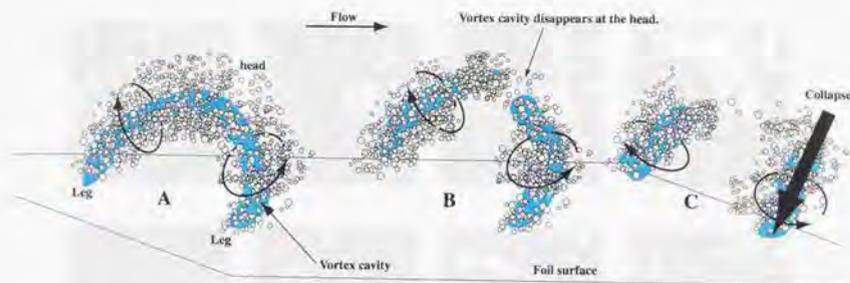


Fig. 11.3: (continued)



This figure is quoted from Dr. Kawanami's dissertation [92] by courtesy of the author.

Fig. 11.4: Illustration of the behavior of a cloud cavity

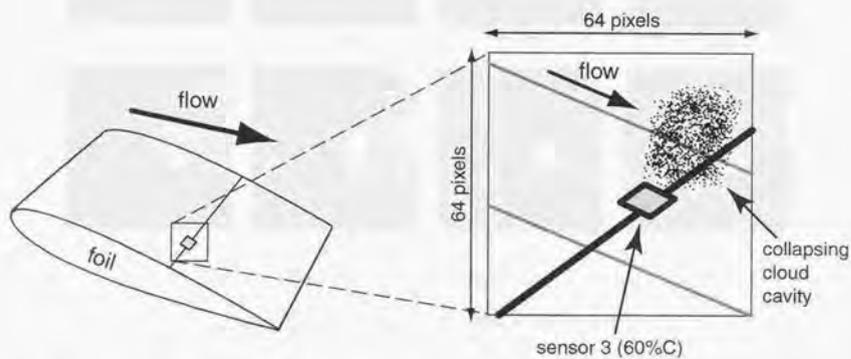


Fig. 11.5: Illustration of the view of the high-speed video camera when observing collapses of cavities

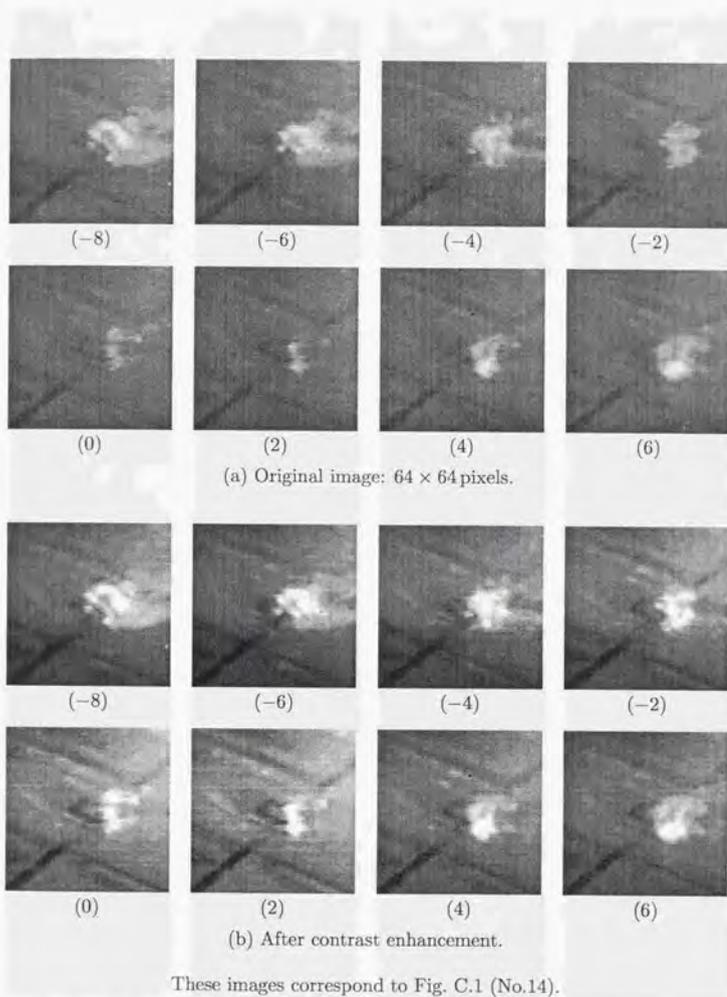


Fig. 11.6: Examples of sequential images with/without contrast enhancement

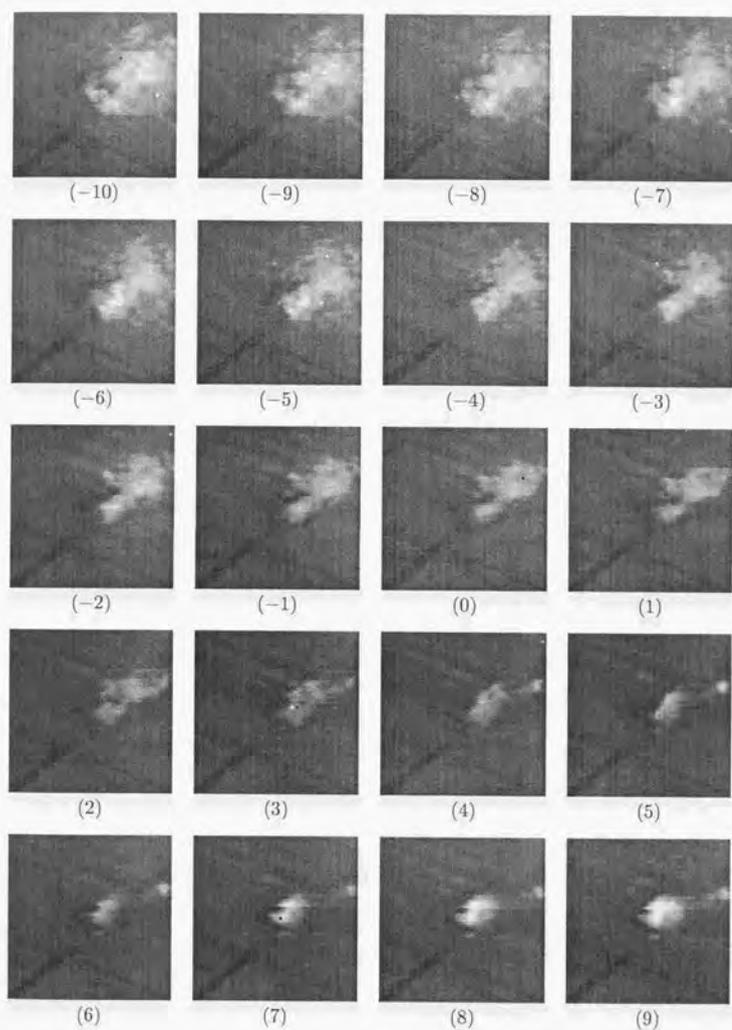


Fig. 11.7: Examples of sequences of bird's-eye pictures by high-speed video camera at the time when impulsive forces were measured. (a) Axial type

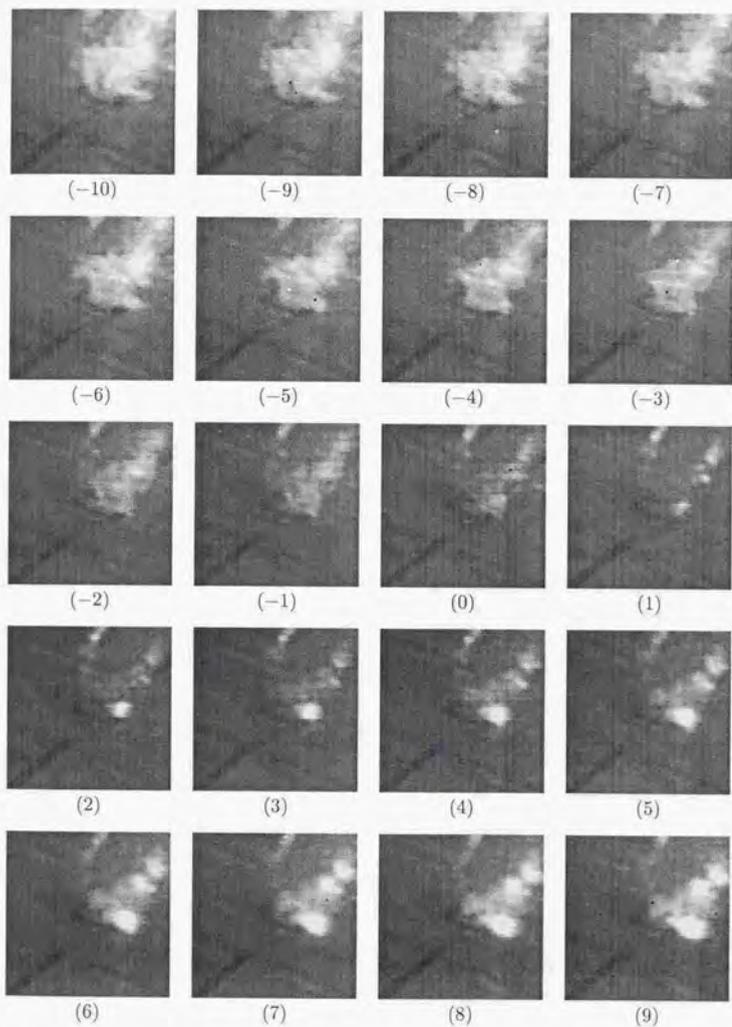


Fig. 11.7: (b) Cylindrical type

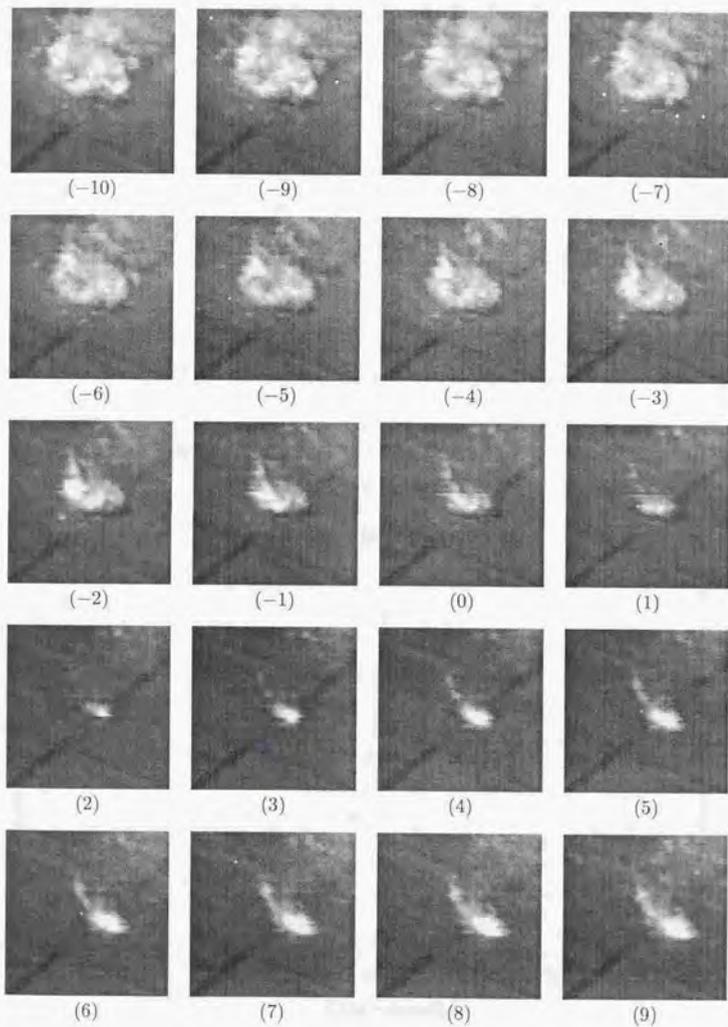


Fig. 11.7: (c) Spherical type

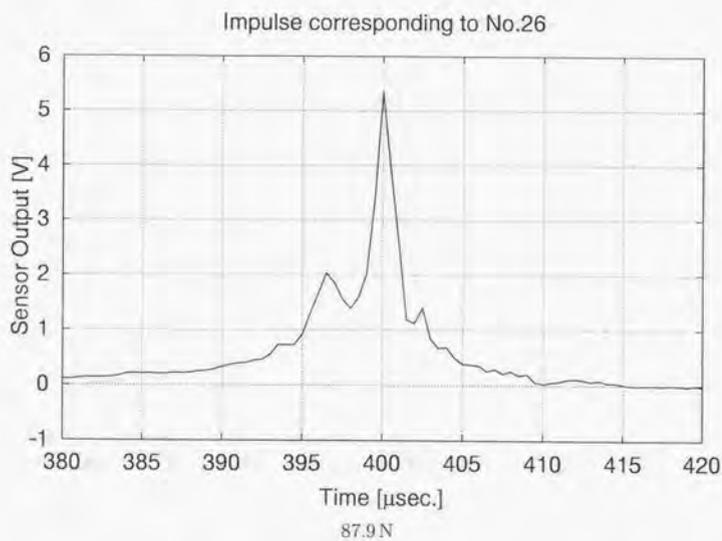
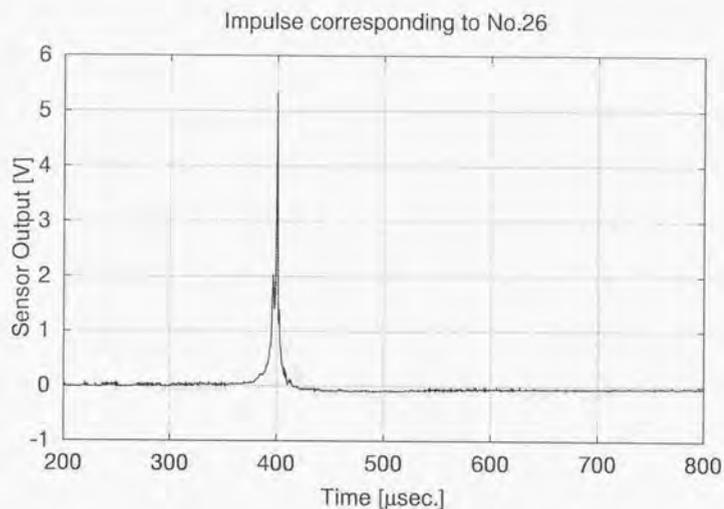


Fig. 11.8: Output voltages of the impulsive force sensor corresponding to Fig. 11.7(a)

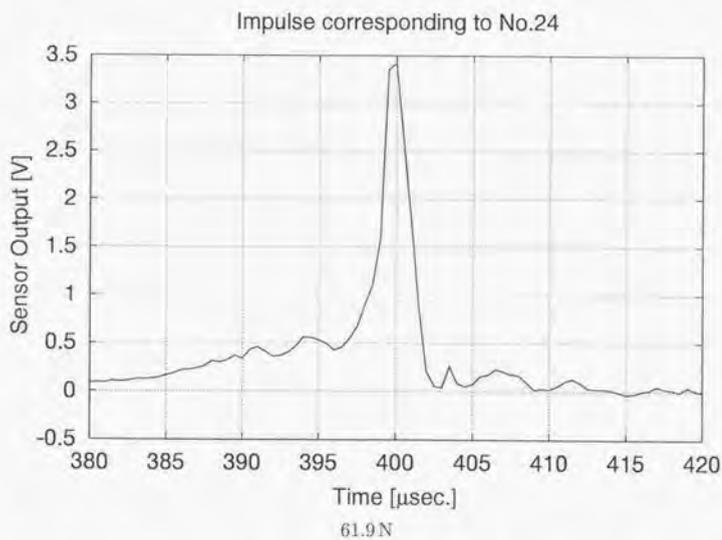
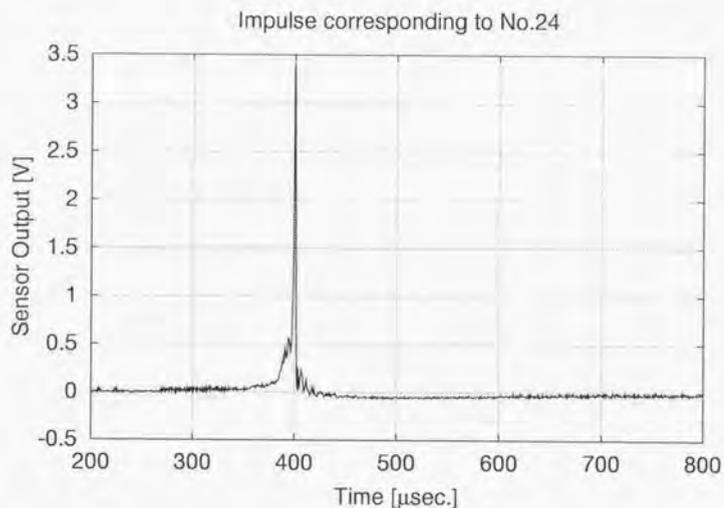


Fig. 11.8: Output voltages of the impulsive force sensor corresponding to Fig. 11.7(b)

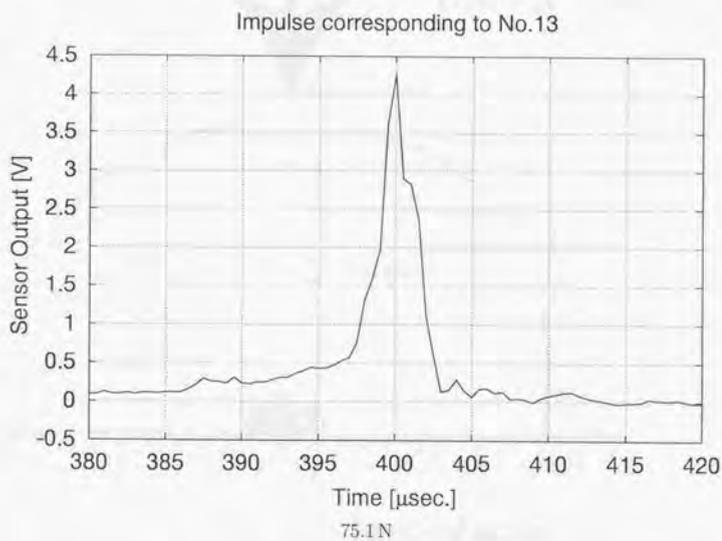
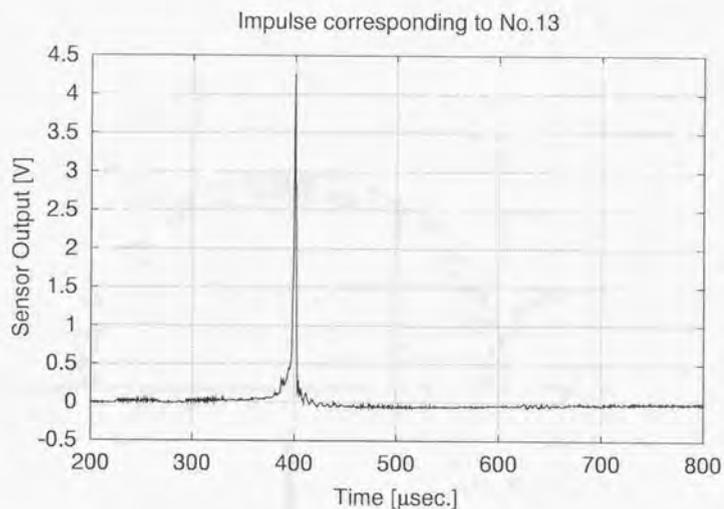


Fig. 11.8: Output voltages of the impulsive force sensor corresponding to Fig. 11.7(c)

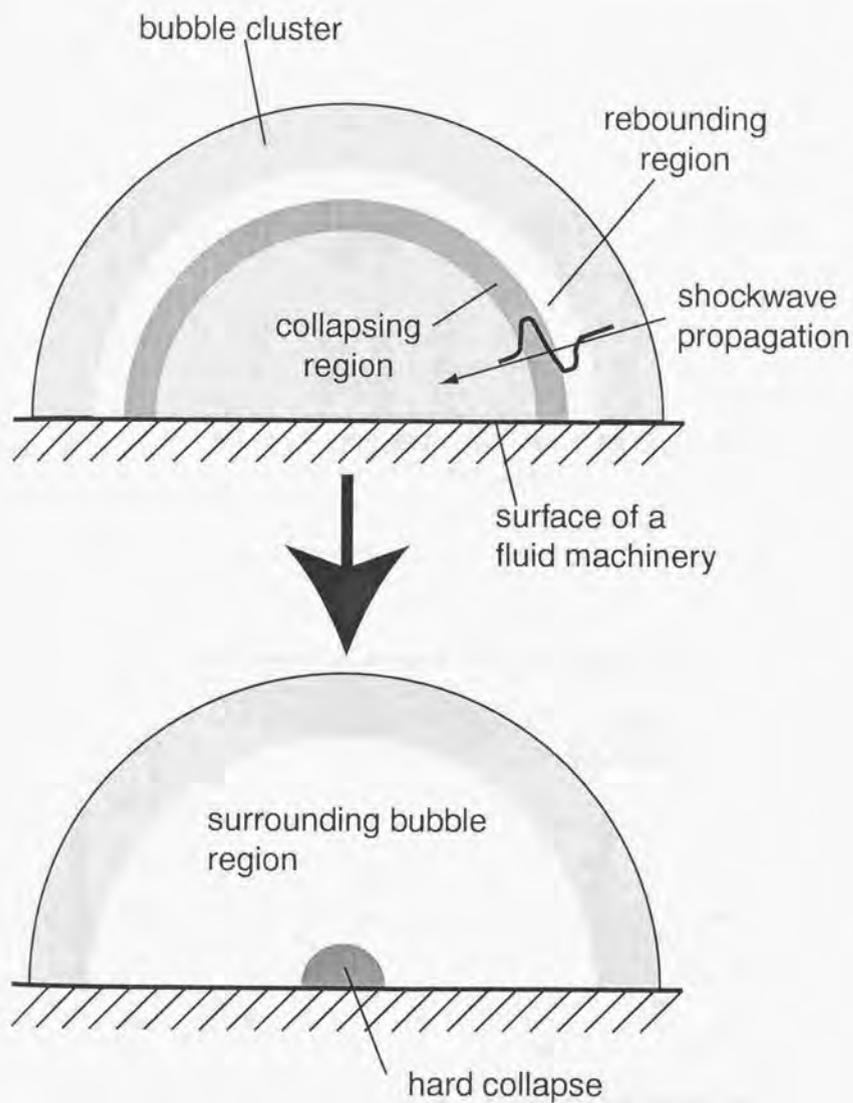


Fig. 11.9: Illustration of cavity collapse by shock-wave propagation.

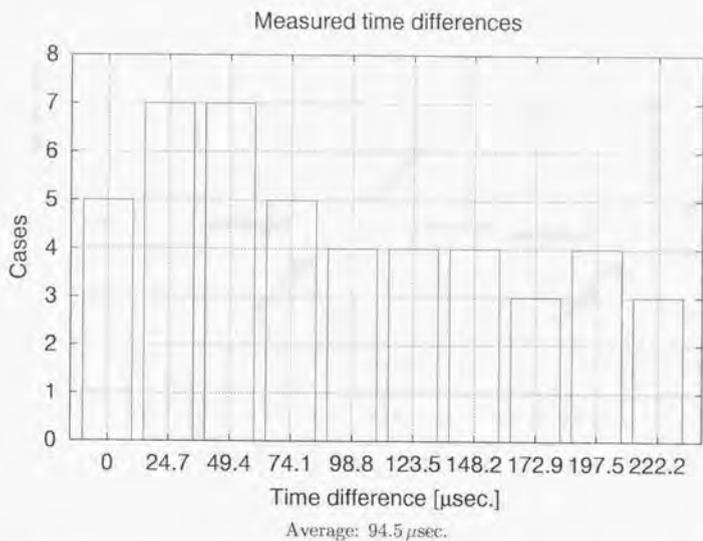


Fig. 11.10: Number of measured cases of time difference between cavity collapses and occurrences of impulsive forces

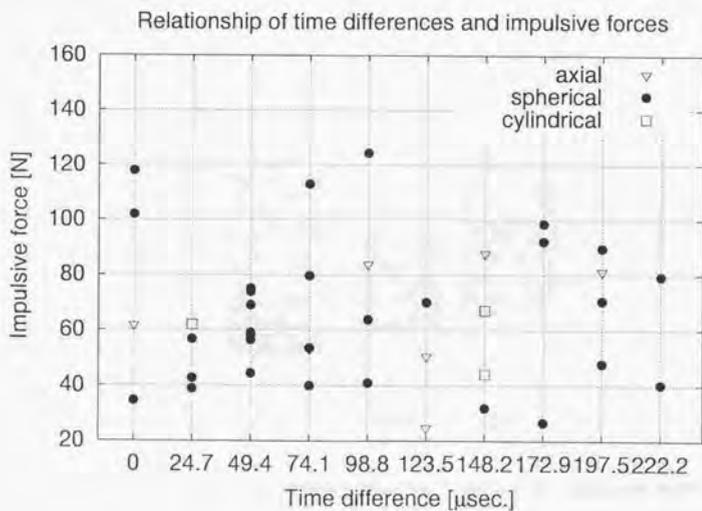


Fig. 11.11: Relationship of time difference and impulsive forces

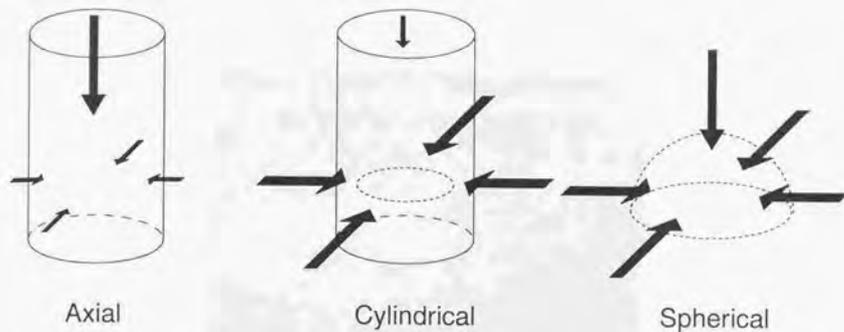


Fig. 11.12: Classification of behavior of collapsing cavities

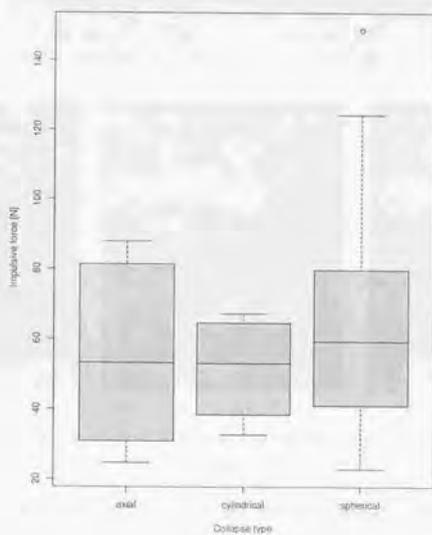
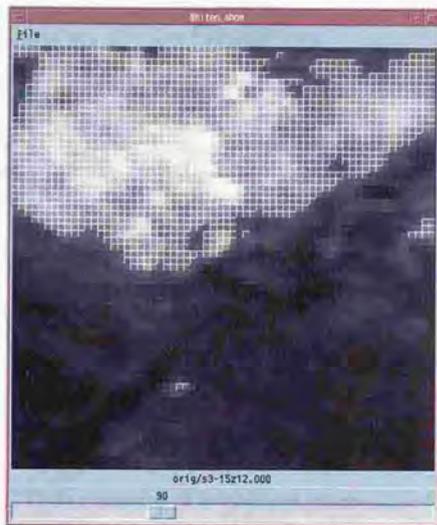
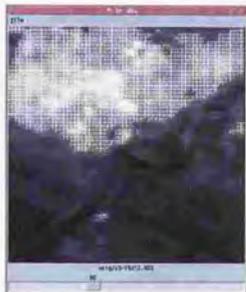


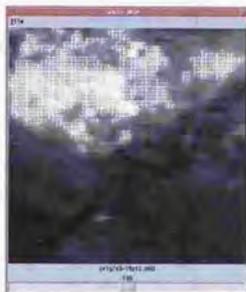
Fig. 11.13: Relationship of collapsing behavior of cavities and impulsive forces



$b \geq 60$



$b \geq 90$



$b \geq 130$

Move slider at the bottom of the window to change the hatching area and make out the cavity size and brightness.

Fig. 11.14: Views of the program to measure the projection area and brightness of a cavity cluster

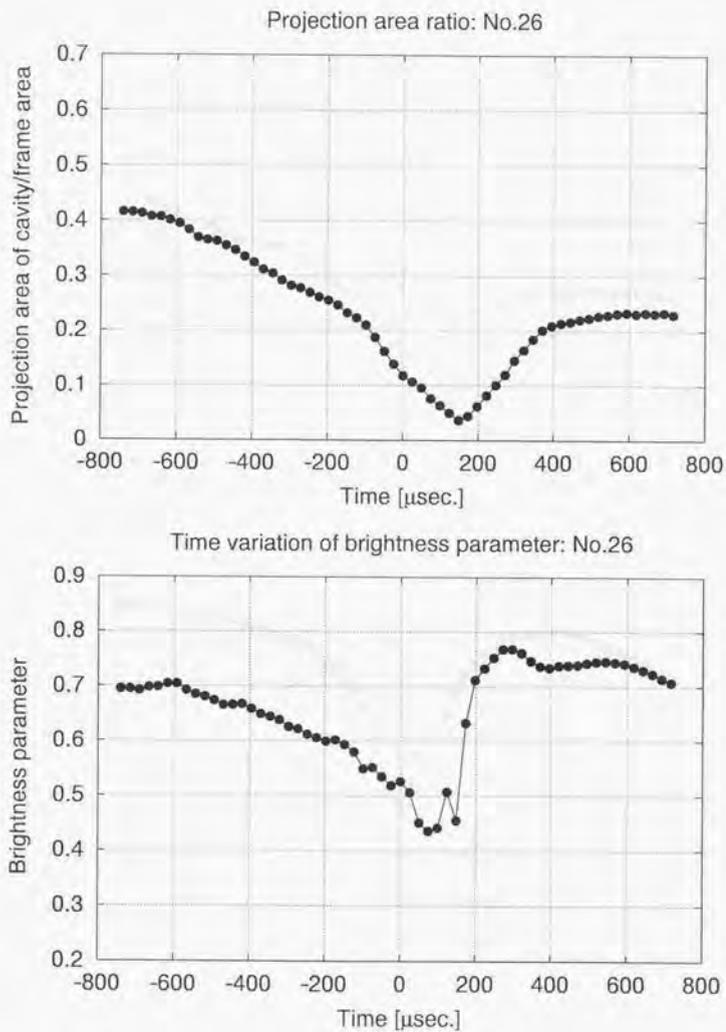


Fig. 11.15: Projection areas and brightness parameters of cavities which correspond to Fig. 11.7(a)

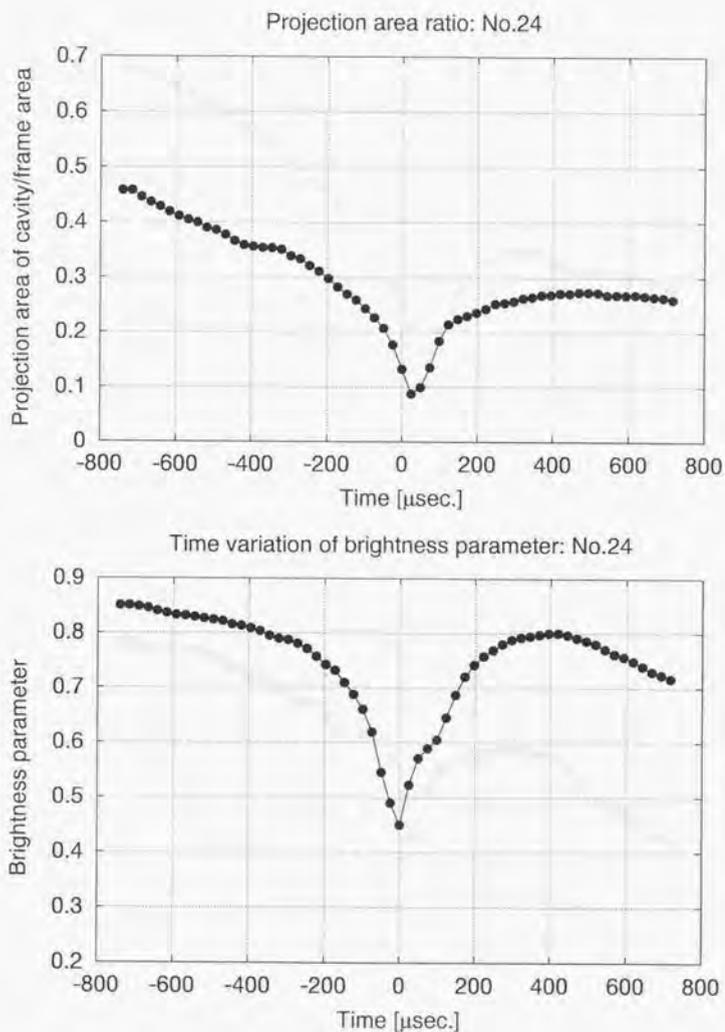


Fig. 11.15: Projection areas and brightness parameters of cavities which correspond to Fig. 11.7(b)

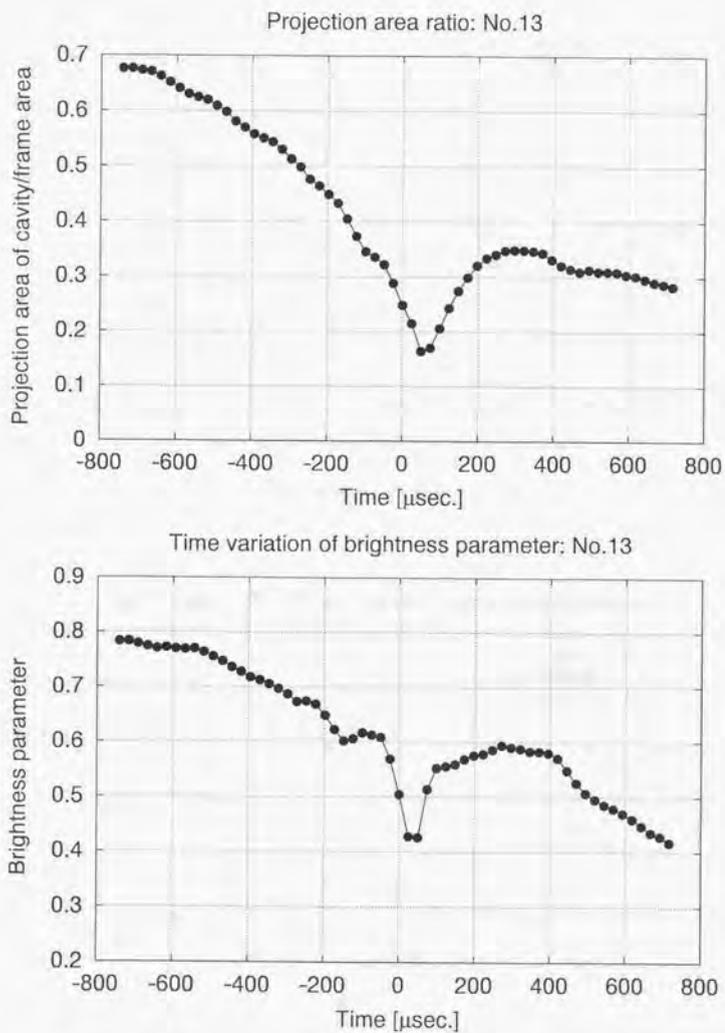


Fig. 11.15: Projection areas and brightness parameters of cavities which correspond to Fig. 11.7(e)

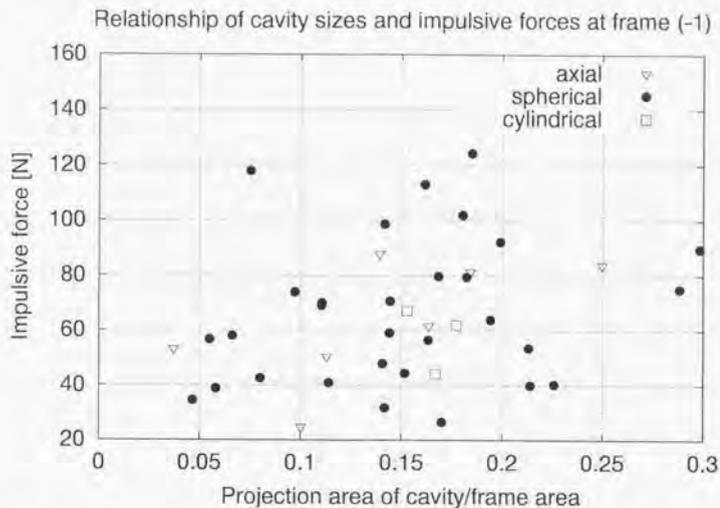


Fig. 11.16: Relationship of projection area of cavities at frame (-1) and impulsive forces

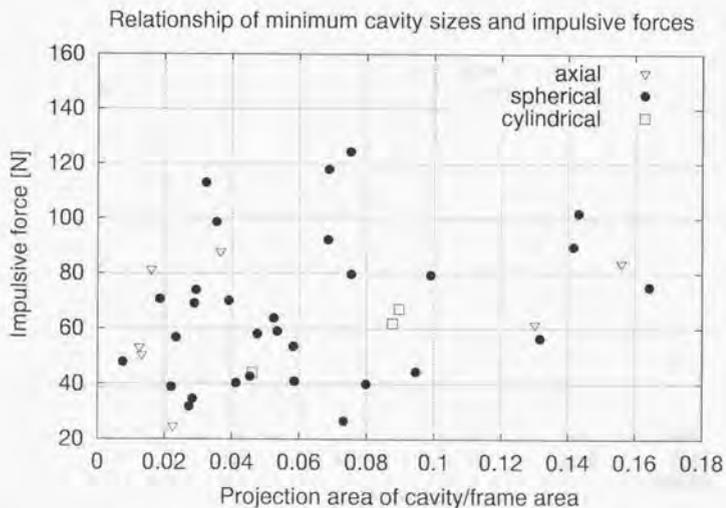


Fig. 11.17: Relationship of minimum projection area of cavities and impulsive forces

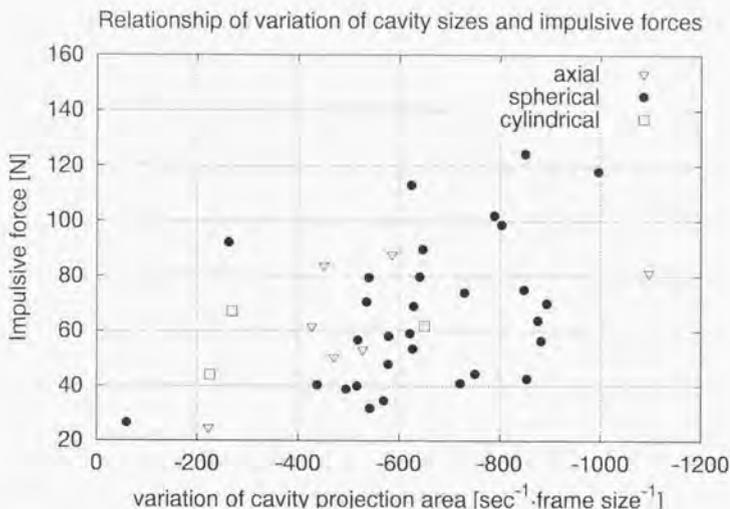


Fig. 11.18: Relationship of time variation of projection area of cavities and impulsive forces

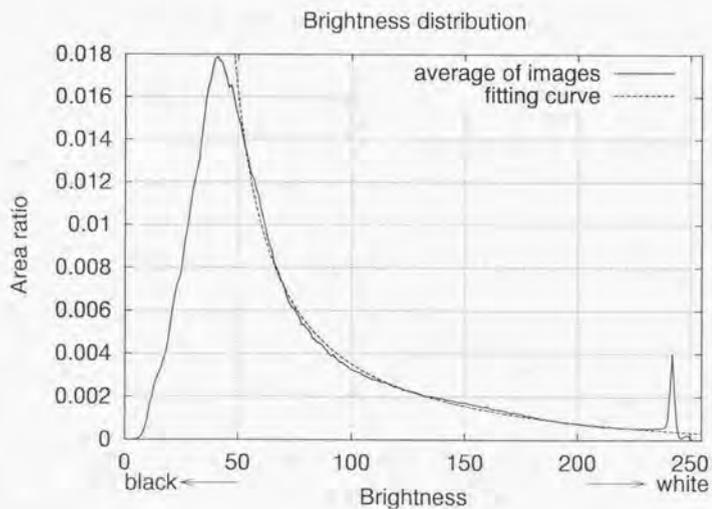


Fig. 11.19: Mean brightness distribution of sequential images before collapses of cavities

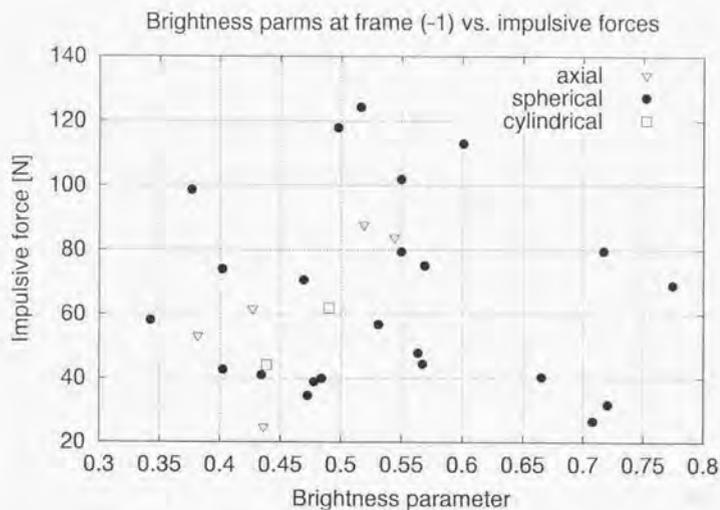


Fig. 11.20: Relationship of brightness parameters of frame (-1) and impulsive forces

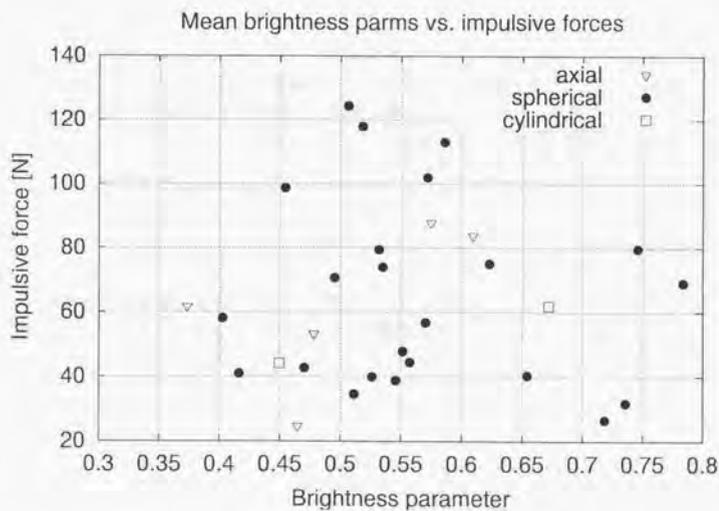


Fig. 11.21: Relationship of mean brightness parameters of frame (-10) to (-1) and impulsive forces

## 第12章 第II部のまとめ

第II部では、断面形状がNACA 0015翼型の2次元翼模型に小型衝撃力センサを埋めこみ、船用プロペラキャビテーションタンネルで試験してキャビテーションを発生させ、高速度ビデオカメラによって気泡群が崩壊する様子を撮影し、同時にそれに対応する衝撃力を計測した。そしてその映像を観察・解析し、発生する衝撃力との関係を調べることで衝撃力の発生メカニズムを考察した。得られた主要な結果は以下のとおりである。

1. 衝撃力は常にクラウドキャビティが崩壊するときのみ発生し、キャビティ崩壊が無いときに衝撃力が観察されることは無い。
2. 衝撃力が観測されるとき、キャビティが翼面に接した場所で崩壊している。翼面から離れた位置での崩壊によって衝撃力が計測されたケースはない。
3. 高速度ビデオカメラで気泡群の崩壊の様子を観察すると、気泡群が崩壊してその体積が最小になる以前に、衝撃力が発生している。その時間差は、本実験の条件下では平均  $94.5 \mu\text{sec}$  であった。
4. このような現象が発生する原因として、2通りのメカニズムが考えられる。まず、衝撃力の発生の原因がキャビティ気泡群全体の挙動ではなく、局所的な崩壊に関連しているためだと考えることができる。あるいは、キャビティ内を圧力が伝播する際に衝撃波が形成され、衝撃波の後ろで気泡が速やかにリバウンドするため、衝撃波が収斂して高い衝撃的圧力を発生するときには、その周りをリバウンドした気泡群が覆っており、見掛け上まだ崩壊が終わっていないように見えている可能性もある。より高性能な高速度ビデオカメラの開発を含め、この現象のさらなる検証と研究が必要である。
5. キャビティの崩壊パターンを調べると、逆放射線状にはほぼ一点に向かって球状または半球状に潰れる場合がもっとも多い。また、崩壊パターンと発生する衝撃力の大きさとの間には、明確な相関は見られないが、球状または半球状に潰れる場合にはそのばらつきが大きい。
6. キャビティの大きさをその投影面積を指標として表すと、投影面積と衝撃力との間には正の相関が見られる。つまりキャビティが大きいほど大きな衝撃力が発生している。また、キャビティ投影面積の時間変化率と衝撃力との間には負の相関関係が見られる。つまりキャビティの崩壊速度が速いほど、大きな衝撃力が発生している。
7. キャビティのボイド率をキャビティの見掛けの明るさを尺度として表すと、この明るさの尺度と衝撃力との間には相関は見られない。
8. 以上の画像解析の結果を総合すると、衝撃的圧力が発生するメカニズムとしては、上に述べた2つのシナリオのどちらも考えられるものの、衝撃波説の方がいくぶん妥当に思われる。

### 第III部

## 気泡群の崩壊挙動の 数値シミュレーション

## 第13章 従来の研究

キャピテーションに起因する様々な現象を解明するためには、気泡群の微視的挙動を解明することが重要である。しかし、厳密に気泡群の運動を解析するためには、界面現象を含む、連続、運動量、エネルギー方程式などをすべての気泡表面を境界とする自由境界のもとで解かねばならない。そのため、その解析は非常に困難なものとなり、現象に応じた適切なモデルの設定が必要となる。

第III部では気泡群の崩壊挙動の数値シミュレーションを試みるが、これに先立ち、これまでに行われた気泡力学に関する研究を概説する。本章を執筆するにあたり、高比良の論文 [104] および解説記事 [105] を参考にしたことを付記する。

### 13.1 単一球形気泡の力学

本研究の対象は多数の気泡の集合体だが、その基礎をなす単一球形気泡の運動方程式からはじめに見ていこう。単一球形気泡に限っても、いくつかの式が導かれているが、もっとも簡単なものは Rayleigh-Plesset の式と呼ばれる非圧縮性流体中での球形気泡の運動方程式である [58, 68]。この式ははじめ Rayleigh により、空洞気泡 (Cavity) の崩壊および内部気体が等温圧縮する場合の気泡の問題に対して導かれ [68]、その後、Plesset [58] により表面張力の効果が、Poritsky [62] により粘性の影響が導入された。表面張力項および粘性項を含む運動方程式は次式で与えられる。

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left( -p_{\infty} + p_B - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} \right) \quad (13.1)$$

$R$  は気泡半径、 $\rho$  は水の密度、 $p_B$  は気泡内の圧力、 $\sigma$  は表面張力係数、 $\mu$  は水の粘性係数を示している。この方程式は文献によって呼び方が様々だが、高比良 [105] は式(13.1)の表面張力項 ( $2\sigma/R$ ) および粘性項 ( $4\mu\dot{R}/R$ ) が無い場合を Rayleigh の式、表面張力項がある場合を Rayleigh-Plesset の式、粘性項まで含めた式(13.1)を、一般化した Rayleigh-Plesset の式と呼ぶのが妥当だと述べている。式(13.1)は液体の方程式として Laplace 方程式を用いているので、気泡の収縮速度が液中音速に近づき、液体の圧縮性が無視できなくなる場合には適用できなくなるが、現象の理解には非常に有効なモデルである。

球形気泡の運動に液体の圧縮性を考慮することは、Herring [27] および Trilling [79] によりなされた。彼らは速度ポテンシャルが球面散波に対する波動方程式を満たすと仮定し、Rayleigh の運動方程式に音速分の一を含む項まで圧縮性の効果を考慮した。また Gilmore [22] は波動方程式を用いる代わりに、圧力変動が音速と局所的流速の和で伝播するという、いわゆる Kirkwood-Bethe の仮定 [37] に基づき、さらに高次の圧縮性の効果を考慮した球形気泡の運動方程式を導出している。Gilmore の導出した方程式は、後に Hickling & Plesset [28] による差分解と比較して非常に良い精度であることが確認された。液体の圧縮性に関してはその後も多くの研究がなされた [15, 30, 35, 36, 76]。Prosperetti & Iezzi [46, 64] は特異摂動法を用いた解析により、これまでに導出されたいくつかのタイプの球形気泡の運動方程式を包含した方程式を導いている。

(一般化された) Rayleigh-Plesset の運動方程式の限界は、液体の圧縮性を考慮していないことに加え、気液界面での熱・物質移動および気泡内気体の内部過程を考慮していないことが挙げられる。通常よく用いられる蒸気圧一定の仮定も、気泡の収縮速度が速くなるにつれて成り立たなくなる。これ

は、蒸気の凝縮速度が気泡の収縮速度にくらべて充分速い間は、蒸気圧は一定と見なせるが、気泡崩壊の最終段階で収縮速度が音速に近づくとき蒸気の凝縮が収縮に追いつかず、蒸気は圧縮され、非凝縮性気体のように振る舞うためである。このような状況では蒸気の凝縮は気泡の運動に大きく影響する。Fujikawa & Akamatsu [20] は蒸気の不平衡凝縮のために、蒸気泡から強い衝撃波が発生することを示している。また Matsumoto [51, 52, 74] は気泡界面における非平衡蒸発・凝縮、気泡内の均一核生成による凝縮液滴の発生・成長などを考慮した運動方程式を導出し、気泡はその内部における液滴(ミスト)の生成により、見掛け上、等温的に成長することを明らかにした。

### 13.2 単一・非球形気泡の力学

これまで見てきた研究は球形気泡の解析であるが、気泡は常に球形を保つわけではない。非対称の境界条件や外乱によって、気泡の挙動と安定性に影響が及ぶ。

非球形気泡の解析は Plesset らによりなされた [59, 60]。彼らは球面調和関数を用いて気泡壁を振動展開し、非圧縮・非粘性流体中での気泡表面の線形安定方程式を導出した。その結果、蒸気泡の成長においては、初期の球形からの変動は一定値に収束し、気泡は安定となるが、崩壊過程では変動は半径の  $-1/4$  乗に比例して不安定性が助長されることが示された。その後、Chapman & Plesset [11] により数値的に気泡の安定性が議論され、Plesset らの線形安定理論は崩壊の大部分の過程で良い精度であることが示された。Prosperetti ら [65, 66] および Ceschia & Naberogj [7] は後に安定方程式に粘性の効果を検討した。

キャビテーション壊食との関連では、特に壁の近傍で崩壊する気泡の挙動を解析する必要がある。壁の近傍で崩壊する気泡は、非球形崩壊によってマイクロジェットが発生することが知られている。これを最初に示したのは Naudé & Ellis [56] である。彼らは Plesset らの線形変形理論に基づき、剛体壁に付着したほぼ半球の気泡の崩壊について調べた。そして剛体壁の反対側の気泡壁の変形が助長され、マイクロジェットが形成される可能性を示し、その結果が電気スパークにより発生させた気泡の崩壊の実験とよく一致することを示した。その後、Benjamin & Ellis [2] および Kling & Hammit [38] によりマイクロジェットの計測が試みられた。Kling & Hammit [38] の計測例では、マイクロジェットの流速が 120 m/sec. であった。

剛体壁近傍の気泡の崩壊過程における変形を、解析的に捕えることは難しく、空洞気泡から発生するマイクロジェットの形成は Plesset & Chapman [61] の数値解析によりはじめて示された。彼らは差分法により、非圧縮・非粘性流体中での気泡の崩壊を解析し、マイクロジェットの速度は 100 m/sec. のオーダーであることを示した。これは上で述べた Kling & Hammit [38] の実験結果とよく一致する。また後に彼らの数値解は Lauterborn & Bolle の実験 [43] と定性的によく一致することが確かめられた。Lauterborn & Bolle の実験は Q-スイッチ・ルビーレーザーを収束させることによる液中に気泡を発生させ、それを高速度カメラで撮影したものである。この種の実験はその後も多くの研究者によって行われている(たとえば文献 [75, 77, 78, 80] など)。その後 Shima & Nakajima [72] は剛体壁に付着した気泡の解析を行い、ガス気泡の場合にはマイクロジェットが弱められること、また蒸気泡の場合にはマイクロジェットがキャビテーション壊食に重要な役割を果たすことを示している。

### 13.3 単一・非球形気泡の数値解析: 境界要素法など

1980年代にはいと、計算機の実進にとともに、新たな数値解析方法が用いられるようになった。その代表的な方法が境界要素法で、特にポテンシャル問題の場合、問題の空間次元を Green の定理によって1次元減少させ、比較的短い計算時間で現象を捕えられるようになった。気泡の崩壊問題に対して最初に境界要素法を適用した解析は Guerri ら [23] により行われ、よい精度で変形を捕えられることが示された。その後、Blake らは剛体壁 [5] ならびに自由境界近傍 [6] の気泡の変形を解析し、自由

境界の場合ジェットの向きが逆転することを示した。Fortes-Patella & Reboud [16, 17] は弾塑性壁近傍の気泡の挙動と壁との相関問題を、流体側を有限体積法で、固体側を有限要素法で解いている。そしてこの結果と壊食ピットの形状とを比較し、固体面にかかる衝撃の要因はマイクロジェットの衝突と高い圧力波の放出現象の2つだが、特に高い圧力波が主因子であると述べている。

### 13.4 複数個の気泡の力学

本論文はクラウドキャビテーションの崩壊時の挙動にスポットを当てている。クラウドキャビテーションは非常に多数の気泡の塊であり、その挙動の解析は、当然ながら単一気泡の解析では不十分で、多数の気泡の相互干渉を考慮する必要がある。しかしこれまでに気泡間の相互作用を理論的に取り扱った研究は少なく、理論解析は主に2個の球形気泡の運動に限られていた。Shima [71] は非圧縮性・非粘性流体中での2個の球形気泡の運動方程式を導出し、それらの固有振動数を求めている。また、Wraith & Kakutani [82] は並進運動を考慮した2個の球形気泡の解析を行い、オリフィスより流れる気泡の挙動に応用している。Fujikawa & Takahira [21] および高比良ら [108] は圧縮性液体中の2個の非球形気泡の相互作用について理論的な検討をしている。

2個以上の気泡を考慮した解析は、Chahine [8] により行われている。彼はポテンシャル流体中の気泡群の挙動を特異摂動法を用いて解析し、気泡の変形を取り扱った。Chahine & Bovis [9] はこの理論の特別な場合として、剛体壁近傍の気泡の挙動を解析し、Chahine & Liu [10] は熱伝導を考慮して、過熱状態の蒸気泡の膨張問題を扱っている。しかし彼らの一連の解析は特定の1個の気泡と特異点の集合としての気泡群との相互作用を扱ったものであり、気泡の運動は気泡中心と気泡群の中心とを結ぶ軸に対して対称な運動に限られていた。そのため、気泡の3次元的な挙動は扱うことができず、本質的には2個の気泡の挙動と同じであった。また高比良はChahineらの解析の流体力学的な一貫性に疑問を呈している [104]。

3個以上の複数個の気泡に対する運動方程式は、高比良 [104, 106, 107] によって導かれた。高比良は厳密な物理的考察に基づき、気泡の非球形変形と液体の粘性、気泡の非球形変形と並進運動、液体の圧縮性をそれぞれ考慮した運動方程式を導き、気泡群の崩壊問題に適用している。あとで述べるように本研究では高比良の運動方程式を用い、数値シミュレーションに適用している。

境界要素法を用いた複数個の気泡の解析は、たとえばBlakeら [4] が剛体壁および自由表面近傍での2個の気泡の変形挙動を計算している。

### 13.5 気液2相流モデル

これまで述べてきたのは個々の気泡の運動を追い掛ける方法だが、気泡群の挙動を扱う方法としては他に、個々の気泡の運動は考えず、平均化した気液2相流の方程式を用いて巨視的な気泡群の挙動を扱う方法がある。クラウドキャビテーションの数値シミュレーションでは、ほとんどがこの2相流モデルを採用している。

キャビティ気泡群を気液2相流としてはじめてモデル化したのはHansson & Mørch [25, 55] である。彼らは水中振動子に発生するキャビテーションの崩壊問題に、この手法を適用している。またBiesheuvel & van Wijngaarden [3] は気液2相流の方程式を求め、Omta [57] はこれを気泡群の振動問題に適用している。

その後この研究はBrennenのグループ [12, 41, 81] および松本のグループ [51, 52, 74] に引き継がれ、現在まで精力的な研究が続いている。

## 第14章 球形気泡群の運動方程式

本研究では、高比良 [104, 106, 107] によって導かれた、多数の球形気泡の相互干渉を考慮した運動方程式を採用した。この章ではこの運動方程式について、主に高比良の論文 [104] に基づいて説明する。記号類も同じものを用いている。

高比良は気泡の非球形変形、流体の粘性、圧縮性をそれぞれ考慮した運動方程式を導いているが、本研究で用いたモデルではこのうち、流体の粘性と気泡の非球形変形とを無視し、流体の圧縮性を考慮した運動方程式である。より詳細には高比良の論文 [104, 106, 107] を参照してほしい。また圧縮性を考慮した方程式の導き方は、Prosperetti & Lezzi [46, 64] による単一気泡の運動方程式の導出手順に従っているため、こちらを同時に参照することを勧める。

### 14.1 高比良のモデルを採用した理由

クラウドキャビテーションの数値モデルとしては、前の章で説明したように、気液2相流モデルの採用が一般的で、主流である。その理由の一つは、2相流モデルが非常に多数の気泡を含む流場の計算を、比較的簡単に短時間で行うことができるため、クラウドキャビテーションの数値シミュレーションに向いているためである。また、高比良による気泡群の運動方程式は、残念ながら知名度が低らしく、特に海外ではあまり知られていないからでもある。実際、高比良自身を除き、この運動方程式を適用した解析例を、寡聞にして著者は知らない。2相流モデル以外の「複数の気泡の方程式」というと、多くはChahineらの解析 [8-10] を参照しているが、彼らの手法は本質的には、2個の気泡の方程式と大差ないことは、前の章で述べた通りである。

著者の考えでは、気泡群のシミュレーションを行う場合には、まずは文字通り気泡をずらりと並べて、そのひとつひとつの挙動を解析するのが本筋と思う。幸運にも計算機の性能は格段の進歩を続けており、現在ではこのような解析も可能になっている。この結果と気液2相流モデルによる計算結果とを突き合わせて検討する必要もある。また第II部で述べたように、キャビティ気泡群の崩壊時に発生する衝撃力は、キャビティ全体の挙動ではなく、一部の気泡、場合によってはたった1個の気泡の挙動に対応している可能性がある。したがって本研究で採用するモデルは、個々の気泡の挙動を追跡できるものが望ましい。

このような要求には、これから説明する高比良の運動方程式が適当であると著者は考えた。

### 14.2 前提

高比良は気泡の非球形変形、流体の粘性、圧縮性をそれぞれ考慮した運動方程式を導いているが、本研究で用いたモデルではこのうち、流体の圧縮性を考慮し、粘性と気泡の非球形変形とは無視する近似を採用する。このことも含め、以下のような仮定をしている。

1. 気泡内には蒸気と非凝縮性気体が入っているものとし、蒸気圧は初期条件で設定される気泡表面での温度に対する飽和蒸気圧に常に等しく(つまり蒸気圧は一定)、非凝縮性気体はポリトロップ変化するものとする。
2. 気泡内部および気泡表面での熱・物質移動は仮定1を満足するよう自動的に実現される。

3. 重力の影響を無視する。
4. 気泡内の気体密度は液体の密度に比べ十分小さいものとし、気体の質量を無視する。
5. 無限遠方では液体が静止している。
6. 周囲気体の粘性を無視し、流れは渦なしとする。ただし気泡壁の運動に関してのみ、粘性の影響を考慮する。(詳しくは後述)
7. 気泡の非球形変形を無視する。つまり、気泡は常に球形である。
8. 気泡の並進運動を無視する。したがって、気泡間距離が縮まり、気泡群全体が収縮するという現象は表現できない。

### 14.3 境界条件

仮定6より、液体に対して速度ポテンシャル $\varphi$ が定義される。液体のバロトロピー性を仮定すると、連続の式および運動量の式は次のように表現される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla_I^2 \varphi + (\nabla_I \rho) \cdot (\nabla_I \varphi) = 0 \quad (14.1)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla_I \varphi|^2 + h_{Iw} = 0 \quad (14.2)$$

ここで、 $\nabla_I$ は各気泡中心を原点とする座標系 $I$ で定義される勾配を表す。 $h_{Iw}$ は気泡壁でのエンタルピーに相当し、次のように定義される。

$$h_{Iw} = \int_{p_\infty}^{p_{Iw}} \frac{dp}{\rho} \quad (14.3)$$

ここで $p_{Iw}$ は気泡壁圧力を表しており、次式で与えられる。

$$p_{Iw}(t) = p_e + p_{Ig0} \left( \frac{R_{I00}}{R_{I0}(t)} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R_{I0}(t)} - \frac{4\mu \dot{R}_{I0}(t)}{R_{I0}(t)} \quad (14.4)$$

$R_{I0}$ は気泡半径を、 $R_{I00}$ はその気泡の初期半径を表している。 $p_{Ig0}$ は気泡内の非凝縮性気体の初期圧力である。

この式には粘性項 $-4\mu \dot{R}_{I0}(t)/R_{I0}(t)$ を入れている。つまり各気泡の成長、収縮(崩壊)の計算のときのみ粘性を考慮し、それ以外の場合には粘性を無視している。これは厳密に言うと流体力学的に一貫していないが、あとで計算結果から分かるように気泡の成長・収縮の速度は非常に大きいので、このような計算においては粘性による補正を組み合わせることは意味がある。

### 14.4 圧力とエンタルピー

運動方程式の導出に進む前に、圧力とエンタルピーについて押さえておく。 $\rho$ と $p$ の関係はTaitの状態方程式

$$\frac{p+B}{p_\infty+B} = \left( \frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^\kappa \quad (14.5)$$

により与えられる。ここで、 $B$ と $\kappa$ は定数である。式(14.5)を用いると、無限遠方での液中音速は次のように表される。

$$a_{\infty} = \sqrt{\frac{\kappa(p_{\infty} + B)}{\rho_{\infty}}} \quad (14.6)$$

また、式(14.3)、(14.5)より、 $h_{Iw}$ は次のように表される。

$$h_{Iw}(t) = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_{\infty} + B}{\rho_{\infty}} \left\{ \left( \frac{p_{Iw}(t) + B}{p_{\infty} + B} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right\} \quad (14.7)$$

エンタルピー項が必要なときは、この式と式(14.4)とを組み合わせる。後で時間微分が必要になるので、計算しておく。

$$\dot{h}_{Iw}(t) = \frac{1}{\rho_{\infty}} \left( \frac{p_{Iw}(t) + B}{p_{\infty} + B} \right)^{-1/\kappa} \dot{p}_{Iw}(t) \quad (14.8)$$

$$\begin{aligned} \dot{p}_{Iw}(t) = & -3\gamma p_{Ig0} \cdot R_{I00}^{2\gamma} R_{I0}(t)^{-3\gamma-1} \dot{R}_{I0}(t) \\ & + \frac{2\sigma}{R_{I0}(t)^2} \dot{R}_{I0}(t) \\ & - 4\mu \left( \frac{\dot{R}_{I0}(t)}{R_{I0}(t)} - \frac{\dot{R}_{I0}(t)^2}{R_{I0}(t)^2} \right) \end{aligned} \quad (14.9)$$

$p_{Ig0}$ は気泡内の非凝縮性気体の初期圧力なので、以下の式を用いる。

$$p_{Ig0} = p_0 - p_v + \frac{2\sigma}{R_{I00}} \quad (14.10)$$

## 14.5 速度ポテンシャル

さて、式(14.1)、(14.2)を線形化すると、次の波動方程式を得る。

$$\left( \frac{1}{a_{\infty}^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \right) \varphi = 0 \quad (14.11)$$

ここで、

$$\Delta = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \quad (14.12)$$

ラプラシアン  $\Delta$  は静止座標系の原点の取り方によらず一定である。さらに球形気泡の仮定および波動方程式の線形性を考慮すると、速度ポテンシャルは、各気泡中心まわりで定義される速度ポテンシャルの線形和で与えられる。

$$\varphi = \sum_{I=1}^N \varphi_I \quad (14.13)$$

ここで、

$$\varphi_I = -\frac{1}{r_I} \left\{ \tilde{F}_{I0}(\zeta_{I-}) - \frac{R_{I0}(\zeta_{I-})}{a_\infty} \tilde{F}'_{I0}(\zeta_{I-}) \right\} \quad (14.14)$$

$$\tilde{F}_{I0} = R_{I0}^2(\zeta_{I-}) \hat{R}_{I0}(\zeta_{I-}) \quad (14.15)$$

$$\zeta_{I-} = t - \frac{r_I - R_{I0}(\zeta_{I-})}{a_\infty} \quad (14.16)$$

次に、この式に外部からの圧力変動が及ぼす効果を付け加える。単一球形気泡の場合には、 $1/a_\infty$  を含む項まで正しい変動圧力場に関する速度ポテンシャル  $\Phi$  は次のように表現される [46]。

$$\begin{aligned} \Phi = & \frac{a_\infty}{r_I} \{ \Theta(\tau_{I+}) - \Theta(\tau_{I-}) \} + \frac{R_{I0}(t)}{r_I} \{ \dot{\Theta}(\tau_{I+}) + \dot{\Theta}(\tau_{I-}) \} \\ & + \frac{R_{I0}^2(t)}{2a_\infty r_I} \{ \ddot{\Theta}(\tau_{I+}) - \ddot{\Theta}(\tau_{I-}) \} \end{aligned} \quad (14.17)$$

ここで、

$$\tau_{I\pm} = t \pm \frac{r_I - R_{I0}(t)}{a_\infty} \quad (14.18)$$

$\Theta(\tau_{I+})$  は入射波を、 $\Theta(\tau_{I-})$  はその反射波を表している。式(14.17) は変動圧力場のみの速度ポテンシャルを表しているため、 $1/a_\infty^2$  を含む項以上の高次の項を無視すると、

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial r_I} \right|_{r_I=R_{I0}} = 0 \quad (14.19)$$

となる。いま、変動圧力場の波長および周期を  $\lambda_c$  および  $T_c (= \lambda_c/a_\infty)$ 、気泡群の代表長さを  $L_c$  ( $\lambda_c > L_c$ ) とし、無次元量

$$\begin{aligned} \epsilon_c = L_c/\lambda_c, \quad \Theta^* = \Theta/\lambda_c^2, \quad \Phi^* = \Phi/(\lambda_c^2/T_c), \quad r_I^* = r_I/L_c, \\ R_{I0}^* = R_{I0}/L_c, \quad t^* = t/T_c, \quad r_{I\pm}^* = r_{I\pm}/T_c \end{aligned} \quad (14.20)$$

を用いて、 $\Phi$  を  $\epsilon_c$  で展開すると、

$$\Phi^* = 2 \frac{d\Theta^*(t^*)}{dt^*} + O(\epsilon_c^2) \quad (14.21)$$

を得る。したがって  $L_c/\lambda_c \ll 1$  ならば、気泡群に加えられる波動は、気泡群周辺で時間のみの関数となり、場所によらず均一な圧力変動を与えることが分かる。そのため、速度ポテンシャル  $\varphi$  は一様に変動する圧力場において

$$\varphi = \sum_{I=1}^N \varphi_I + \Phi(t) \quad (14.22)$$

と表すことができる。

14.6  $N$  個の気泡群の運動方程式

式(14.22)を気泡壁での圧力の釣り合いを表す境界条件式(14.2)に代入すると、以下の式を得る。

$$\left[ \frac{\bar{F}'_{I0}}{R_{I0}} - \frac{\bar{F}''_{I0}}{a_{\infty}} \right]_{r_I=R_{I0}} + \sum_{J=1, J \neq I}^N \left[ \frac{\bar{F}'_{J0}}{L_{IJ}} \right]_{r_J=L_{IJ}} - \frac{\dot{R}_{I0}^2}{2} - \dot{\Phi} = h_{Iw} \quad (14.23)$$

ここで $\bar{F}'_{I0}$ は $\zeta_{I0}$ に関する微分を表している。式(14.23)より、相互作用および圧縮性に関する項を無視すると、

$$\bar{F}'_{I0} \Big|_{r_I=R_{I0}} = \frac{1}{2} (R_{I0} \ddot{R}_{I0}^2) + R_{I0} (h_{Iw} + \dot{\Phi}) \quad (14.24)$$

$$\bar{F}''_{I0} \Big|_{r_I=R_{I0}} = \frac{1}{2} (2R_{I0} \dot{R}_{I0} \ddot{R}_{I0} + \dot{R}_{I0}^3) + \dot{R}_{I0} (h_{Iw} + \dot{\Phi}) + R_{I0} (\dot{h}_{Iw} + \ddot{\Phi}) \quad (14.25)$$

という関係が得られる。式(14.24)に式(14.15)を代入すると、

$$R_{I0}^2 \ddot{R}_{I0} + \frac{3}{2} R_{I0} \dot{R}_{I0}^2 = R_{I0} h_{Iw} + R_{I0} \dot{\Phi} \quad (14.26)$$

が得られる。ここで $h_{Iw}$ は、圧縮性を無視する近似、つまり液体の密度 $\rho \approx \rho_{\infty} = \text{const.}$ という近似をしているから、

$$\begin{aligned} h_{Iw} &= \int_{p_{\infty}}^{p_{Iw}} \frac{dp}{\rho} = \frac{p_{Iw} - p_{\infty}}{\rho_{\infty}} \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{p_{Iw} - p_{\infty}}{\rho_{\infty} a_{\infty}^2} + \dots \right) \\ &\approx \frac{p_{Iw} - p_{\infty}}{\rho_{\infty}} \end{aligned} \quad (14.27)$$

と近似できるので、これを代入すると式(14.26)は Rayleigh-Plesset の式に帰着する。

式(14.26)の両辺に $\Lambda \dot{R}_{I0}/R_{I0}$  ( $\Lambda: O(1)$ の任意定数)をかけて変形すると、次式の関係が得られる。

$$0 = \Lambda R_{I0} \dot{R}_{I0} \ddot{R}_{I0} + \frac{3}{2} \Lambda \dot{R}_{I0}^3 - \Lambda \dot{R}_{I0} (h_{Iw} + \dot{\Phi}) \quad (14.28)$$

ここで式(14.25)と式(14.28)の辺々を加えると、

$$\begin{aligned} \bar{F}''_{I0} \Big|_{r_I=R_{I0}} &= (\Lambda + 1) R_{I0} \dot{R}_{I0} \ddot{R}_{I0} + \left( \frac{3}{2} \Lambda + \frac{1}{2} \right) \dot{R}_{I0}^3 \\ &\quad + (1 - \Lambda) \dot{R}_{I0} (h_{Iw} + \dot{\Phi}) + R_{I0} (\dot{h}_{Iw} + \ddot{\Phi}) \end{aligned} \quad (14.29)$$

を得る。式(14.15)、(14.29)を式(14.23)に代入すると、以下に示す気泡群の運動方程式を得る。

$$\begin{aligned} &\left\{ 1 - (\Lambda + 1) \frac{\dot{R}_{I0}(t)}{a_{\infty}} \right\} R_{I0}(t) \ddot{R}_{I0}(t) + \frac{3}{2} \left\{ 1 - \left( \Lambda + \frac{1}{3} \right) \frac{\dot{R}_{I0}(t)}{a_{\infty}} \right\} \dot{R}_{I0}^2(t) \\ &\quad + \sum_{J=1, J \neq I}^N \frac{R_{J0}(\zeta_{JI})}{L_{IJ}} \left\{ R_{J0}(\zeta_{JI}) \ddot{R}_{J0}(\zeta_{JI}) + 2 \dot{R}_{J0}^2(\zeta_{JI}) \right\} \\ &= \left\{ 1 + (1 + \Lambda) \frac{\dot{R}_{I0}(t)}{a_{\infty}} \right\} \left\{ h_{Iw}(t) + \dot{\Phi}(t) \right\} + \frac{R_{I0}(t)}{a_{\infty}} \left\{ \dot{h}_{Iw}(t) + \ddot{\Phi}(t) \right\} \end{aligned} \quad (14.30)$$

ここで、

$$\zeta_{IJ} = t - \frac{L_{IJ} - R_{J0}(\zeta_{IJ})}{a_{\infty}} \quad (14.31)$$

式(14.30)の左辺第3項は相互干渉項である。 $L_{IJ} \rightarrow \infty$ とすると相互干渉項が消え、Prosperetti & Lezzi [46, 64]による単一球形気泡の運動方程式に帰着する。さらにそのエンタルピー項を式(14.26)にしたがって圧力項で書き直すと、 $\Lambda = 0$ のときにKeller & Miksis [36]の式が得られる。

## 14.7 プログラムの構成について

本研究では、前の節までで求めた運動方程式(14.30)を時間進行で数値的に解くプログラムを作成した。以下ではこのプログラムの構成について説明する。

### 14.7.1 PP法

気泡群の数値シミュレーションは一種の多体問題であり、多体問題の解法で分類することができる。本研究で用いたアルゴリズムは、多体問題の解法の中でもっとも単純なPP法 (particle-particle method) に当たる。その骨子は次のようになる。

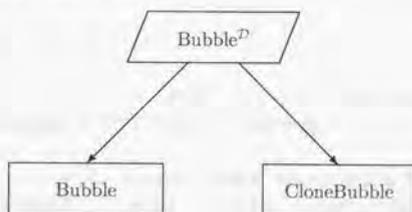
1. 気泡  $I$  から気泡  $J$  への相互干渉を加算する。
2. 運動方程式を数値積分する。
3. 時計を進める。(  $t \leftarrow t + \Delta t$  )

つまり、素直に気泡間の相互干渉をすべて計算し、足し合わせている。何の工夫もないPP法を選じたのは、まず第1段階としてもっとも単純で、計算時間を稼ぐための近似や仮定の入らない解法を用いるべきだと考えたからである。

### 14.7.2 オブジェクト指向プログラミング

本研究で用いた数値シミュレーション・プログラムは、プログラミング言語としてC++を用い、オブジェクト指向プログラミング・パラダイムを適用してプログラムを構成した。オブジェクト指向プログラミングを行った理由は、著者にとってそれが分かりやすいプログラミング技法なので都合が良かったためと、対称性を考慮して計算時間を短縮するのに、オブジェクト指向のテクニックが利用できるからである。言語としてC++を選じたのは、それがもっともよく使われているオブジェクト指向プログラミング言語であり、優秀なコンパイラやライブラリが手に入ること、コンパイル時のエラーチェックが厳しいこと、参考書が充実していることなどが理由である。

気泡群の運動をシミュレーションするので、気泡をオブジェクトとして取り扱うことにし、下の図のように気泡を表現するクラスを作成した。



Bubble<sup>D</sup> クラスは抽象クラス (C++用語では、仮想基底クラス) で、シミュレーションの操作においては、基本的に Bubble<sup>D</sup> クラスのインスタンスを操作する。このクラスのサブクラスは2つあり、一つは実際の気泡に対応する Bubble クラス、もう一つは気泡の「クローン」を表現する CloneBubble クラスである。CloneBubble クラスは対称性を表現するのに用いるが、詳細はあとで述べる。

全体として、特殊なテクニックなどはなるべく利用せず、ごく一般的な手法を用いるよう心掛けた。ただし下で述べる相互干渉項の計算の部分では、計算時間を稼ぐために多少のプログラミングテクニックを用いている。

### 14.7.3 常微分方程式の数値解法

このプログラムが解きたい運動方程式は常微分方程式なので、解法にはオードックスに古典的 Runge-Kutta 法 (4次) を用いた。

### 14.7.4 相互干渉と時間遅れの計算

このシミュレーションでもっとも重要な意味を持つのが、式(14.30)の左辺第3項、相互干渉項の計算である。相互干渉項がなければ単一気泡の方程式と変わらないことは、前の節で述べた通りである。と同時に、もっとも時間がかかるのも相互干渉項の計算である。時間進行の計算量は気泡数  $N$  のオーダー ( $O(N)$ ) なのに対し、相互干渉項の計算量は  $O(N^2)$  であり、さらに各々の計算も重い。実際に計測してみても相互干渉項の計算に費やす時間が、計算時間に対して支配的であった。

流体の圧縮性を考慮した運動方程式を用いているので、相互干渉には圧力の伝播にかかる時間遅れを考慮している。そのため相互干渉項の計算では、まずある時刻  $t$  でのある気泡  $I$  に対して、気泡  $J$  からの干渉の時間遅れを、式(14.31)を解いて求める必要がある。

$$\zeta_{JI} = t - \frac{L_{JI} - R_{J0}(\zeta_{JI})}{a_{\infty}} \quad (14.31)$$

この式は右辺に  $R_{J0}(\zeta_{JI})$  が入っているので、 $\zeta_{JI}$  に関する方程式を解く必要がある。 $R(t)$  は過去の気泡の半径であり、 $t = t_1, t_2, \dots$  における値しか分かっていないので、方程式の数値解法、たとえば Newton 法などを用いて解くのは時間の無駄になる。したがって、

$$t - \frac{L_{JI} - R_{J0}(t_i)}{a_{\infty}} - t_i > 0 > t - \frac{L_{JI} - R_{J0}(t_{i+1})}{a_{\infty}} - t_{i+1} \quad (14.32)$$

となる  $t_i$  を探し、線形補間して  $\zeta_{JI}$  を決定した。

なおこの時間遅れ項と相互干渉項の計算を高速化するため、計算の時間刻み  $\Delta t = \text{const.}$  という仮定をし、これを最大限に利用している。時間遅れ項と相互干渉項の計算には気泡径の過去の履歴を探索する必要があるが、時間刻みを一定とするとある時刻に対する履歴の保存位置 (プログラム上では、配列の添字) が一意に決まるので、これを利用して探索を最小限にとどめている。

### 14.7.5 対称性の考慮

本研究で行う数値シミュレーションでは、 $10^4$  個のオーダーの多数の気泡を配置して計算を行う。計算時間の短縮のため、気泡配置の対称性を考慮して計算量を減らせるよう、対称性を表現するクラス CloneBubble を作成した。

CloneBubble クラスのインスタンスはある気泡に関連づけて生成される。この気泡の「クローン」は関連する気泡と半径の変動は等しく、位置だけが異なる。したがって関連づけられた気泡と情報を

共有でき、またその挙動を計算する必要がないので、記憶域と計算時間を節約できる。なお、気泡同士の対称性はプログラムの中では判断できないので、気泡の配置を外部から与えるデータファイル内に記述して制御する。

## 第15章 気泡群の崩壊問題

この章では前の章までで説明した数値シミュレーションプログラムを用い、実際にシミュレーションを試みる。

### 15.1 対象とする現象

この数値シミュレーションでは、第II部で行った実験に対応する数値シミュレーションを行う。従って計算の対象は、次のようになる。

- NACA 0015翼型の2次元翼模型上に発生するキャビテーション気泡群の、崩壊時の挙動を調べることを目的とする。
- 実験条件は迎角 $8^\circ$ 、流速 $8\text{ m/sec}$ 、キャビテーション数 $\sigma_B = 1.5$ であった。これに対応する境界条件をシミュレーションに用いる。

### 15.2 気泡の初期配置と圧力変動

上の条件で発生するキャビテーションは、第II部の第11章で説明したように、前縁からちぎれたクラウドキャビティが翼面に垂直方向の渦状になって崩壊する。したがって計算を簡単にするため、初期気泡配置は計算空間の $x$ 軸に軸対称な円筒状とした。また $x-y$ 平面に対して対称に気泡を配置することで、 $x-y$ 平面を剛体壁とする壁近傍での崩壊問題と見なした。

Fig. 15.1に気泡の初期配置を示す。壁面に対称に450個の気泡を配置しているが、壁面および円周方向の対称性を考慮した計算を行っているので、実際には45個の気泡と、その気泡と位置が異なる以外は同じ挙動を示す、気泡の「クローン」(118ページの14.7.5を参照)を配置して計算を行っている。

気泡に与える圧力の時間変動は、異なる2種の時間変動を仮定した。一方はNACA 0015翼型の圧力分布に従う圧力分布を仮定した。Fig. 15.2にNACA 0015翼型の実験条件での圧力分布を示す。この圧力分布は、山口によって開発された、部分キャビテーションの非線形理論による数値計算プログラム[86, 121, 122]を用いて計算した。

この圧力分布をもとに、圧力変動をFig. 15.3の図中(1)のように決めた。もう一方の圧力変動は、Fig. 15.3の図中(2)のように、(1)の圧力変動の前後を直線補間した変動とした。

### 15.3 計算結果と考察

説明の都合上、Fig. 15.1(3)に示すように気泡に番号を付ける。Fig. 15.4~Fig. 15.8に示すグラフの中では、この気泡の番号を用いている。なおFig. 15.1(2)を見れば明らかのように、気泡は周方向に対称ではなく、たとえば1Eの周(いちばん外側の周)の気泡は図中の $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ の気泡と $\theta = 30^\circ, 60^\circ, 120^\circ, 150^\circ, \dots$ の気泡とでは、それぞれ異なる挙動を示す。Fig. 15.3以降の図では、一貫して $\theta = 0^\circ$ の気泡を用いている。

まずはじめにFig. 15.3(1)に示す圧力変動を用いた計算結果を元に議論する。Fig. 15.4に上記条件でのシミュレーション結果を示す。計算の時間刻みは $\Delta t = 0.05 \mu\text{sec}$ とした。Fig. 15.4(a)は気泡群

中の対称軸上壁寄り、周縁壁寄り、対称軸上最上部、周縁最上部の4個の気泡の情報を、(b)は対象軸の5個の気泡の情報を示している。図の上段は気泡の半径  $R_{j0}(t)$  を、下段は気泡壁面での圧力  $p_{lv}(t)$  を表している。なお、下段の圧力のグラフは片対数グラフである。

この結果から以下のことが読み取れる。

- 気泡群は計算が始まってから、わずかに 350  $\mu\text{sec}$ . で最初の崩壊をしている。第 II 部の実験では、クラウドキャビティは放出されてから 10 msec. のオーダーの時間が経ってから崩壊する。この詳細は第 11 章で述べている。シミュレーションの結果はこれに対応していない。(時間のオーダーに関しては、後で議論する。)
- 気泡群はほぼ同時に一斉に収縮し、その後リバウンドする。この傾向は、第 II 部の第 11 章で述べたキャビティのボイド率を間接的に表す、キャビティの明るさの尺度の時間変化と定性的に一致する。
- 気泡が最も収縮したときに、気泡壁面の圧力は 10 MPa のオーダーに達する。
- 対称軸上壁面寄りの気泡 (Fig. 15.1(3) の 1A) が最も収縮し、瞬間的に最も大きな気泡壁圧力を見せる。つまり気泡群の内面壁寄りで、最も大きな衝撃的圧力が発生する。
- 最初の崩壊のあと気泡群はリバウンドし、その後崩壊とリバウンドを繰り返しながら減衰振動する。この結果は、過去のほとんどの数値シミュレーションの結果 (第 13 章を参照) と同様である。しかし実際の現象ではこれほど速いリバウンド→崩壊の振動は見られない。したがって計測される衝撃力もほとんどが単一のピークである。

リバウンド→再崩壊という現象のシミュレーションに関して補足する。本研究で用いた気泡群の運動方程式は、気泡内には蒸気と非凝縮性気体が入っているものとし、蒸気圧は初期条件で設定される気泡表面での温度に対する飽和蒸気圧に常に等しく (つまり蒸気圧は一定)、非凝縮性気体はボリトロップ変化するものと仮定している。つまり熱力学的な影響を考慮していない。松本らのグループの研究 [51, 52] によると、気泡内部の気体の熱力学的な影響を無視した場合には気泡が最も収縮した場合の挙動を正しく表現できない。したがって本研究で用いた運動方程式は、気泡群の 1 回目の収縮・崩壊はある程度正しく予測できても、リバウンドした以降の挙動は正しく捉えられていないと思われる。また、第 II 部での観察で示されたように、最初の崩壊による衝撃力が主要で、リバウンドによる衝撃力はそれより小さく、計測されないことも多い。したがって気泡群の 1 回目の崩壊以降は、その挙動を議論する意味があまりない。本論文でもこれ以降、1 回目の崩壊以降の挙動は議論しないことにする。

Fig. 15.5 に、側面壁面近傍の気泡壁圧力を示す。この図からも上で述べたのと同様に、対称軸上壁面寄りの気泡 (Fig. 15.1(3) の 1A) が最も大きな気泡壁圧力を示すことが見て取れる。また、片対数グラフでなく線形にプロットすると、計測される衝撃力は事実上 1 つのピークとして計測されることが分かる。これは第 II 部での計測結果に対応していると言える。

### 15.3.1 ボイド率との関係

対称軸上壁面寄りの気泡 (Fig. 15.1(3) の 1A) が最も大きな気泡壁圧力を示すので、以下はこの気泡 1A の運動および気泡壁圧力を元に議論する。Fig. 15.6 に、この気泡の運動と気泡群のボイド率との関連を示す。

特に Fig. 15.6(b) から分かるように、気泡が最も収縮し気泡壁圧力が最大になる瞬間は、気泡群のボイド率が最小になる瞬間ではなく、それよりも後である。Fig. 15.4 から分かるように、気泡群の内側、壁寄りの部分で最大圧力が発生しているとき、周囲の気泡はすでに膨張をはじめている。

第II部で述べたように、キャビティ気泡群が崩壊して見掛け上のボイド率が最小になるのは、衝撃力が発生した後である。したがってボイド率との時間差だけを考えると、本シミュレーションの時間のずれは逆方向である。しかし本シミュレーションでは気泡群が外側から収縮し、その後リバウンドが発生する様子や、気泡群の内面壁寄りでもっと大きな気泡壁圧力が発生する様子を捉えている。これは第11章11.4節で述べた衝撃波による気泡崩壊のシナリオと、定性的には良く一致しているといえる。

### 15.3.2 単一気泡、2個の気泡の運動との比較

Fig. 15.8に、単一気泡(半径0.3mm)および半径の等しい2つの気泡(半径0.3mm、気泡間距離2mm)の数値シミュレーションの結果を、上記シミュレーション結果とあわせて示す。図中'in cluster'とあるのは、気泡群の数値シミュレーションでの対称軸上壁寄りの気泡(Fig. 15.4中の赤線)に対応する。気泡群中の気泡の挙動は、Fig. 15.1のように疎らな配置であっても、相互干渉の影響をうけて単一気泡の場合とは全く異なる挙動を示している。具体的には気泡数が1、2個と少ない場合と比べ、気泡収縮、崩壊に至るまでの時間が長く、また収縮の際は急激に収縮していることが分かる。したがって発生する衝撃的圧力も高い。気泡の数密度が上がれば、気泡間の相互干渉が強くなるため崩壊までの時間が更に遅れるので、より実現象に近づくと思われる。

ただし本計算の場合は、気泡をFig. 15.1に示した配置以上に密に配置すると、計算が破綻した。詳細は次の節で述べる。

ここでは気泡配置とは違う原因で計算が破綻する例を挙げる。Fig. 15.7は、気泡直径の分布を変え、対称軸上の剛体壁よりの気泡1つの半径を、0.3mmから0.2mmに変えて計算した結果である。

### 15.3.3 圧力変動の影響

Fig. 15.9に、同じ気泡分布で圧力変動を変えた場合の気泡の挙動を示す。気泡分布や初期条件は前節15.2と同じである。圧力変動はFig. 15.3に示したとおりである。圧力分布を緩やかにすることで、当然ながら気泡の崩壊までにかかる時間が伸びることが分かる。

クラウドキャビテーションの放出現象は、大規模で非定常・周期的な現象なので、その圧力変動は一様ではない。また、クラウドキャビテーションの周囲の圧力を直接計測するのは事実上不可能なので、どのような圧力変化を与えるのが妥当なのかは現時点では分からない。しかし圧力分布を適切に与えることで、実現象により近いシミュレーションを行える可能性がある。

## 15.4 この数値シミュレーションの限界とプログラムの反省

これまでに述べた理論、計算結果と経験から、以降ではこの数値シミュレーションの適用の限界と、プログラムの反省点を述べる。

### 15.4.1 気泡分布の制限

この章のシミュレーションで用いた気泡群の運動方程式は球形気泡の方程式で、前の第14章で説明したように気泡間の相互干渉の線形性を仮定している。気泡間の距離が気泡半径とくらべて十分に大きい場合にはこれでも良いが、気泡同士の距離が近づくと仮定が成り立たなくなる。実際に、本シミュレーションで気泡分布をFig. 15.1よりも密に並べて計算しようとする、気泡間の相互干渉が強すぎるために相互干渉項が振動しながら増幅・発散し、計算が破綻する。

前の節で述べたように、気泡間距離を近づけて気泡数密度が高い計算が行えると、特に気泡挙動の時間的なオーダーに関し、より実現象に近いシミュレーションが出来ると考えられる。この点は将来

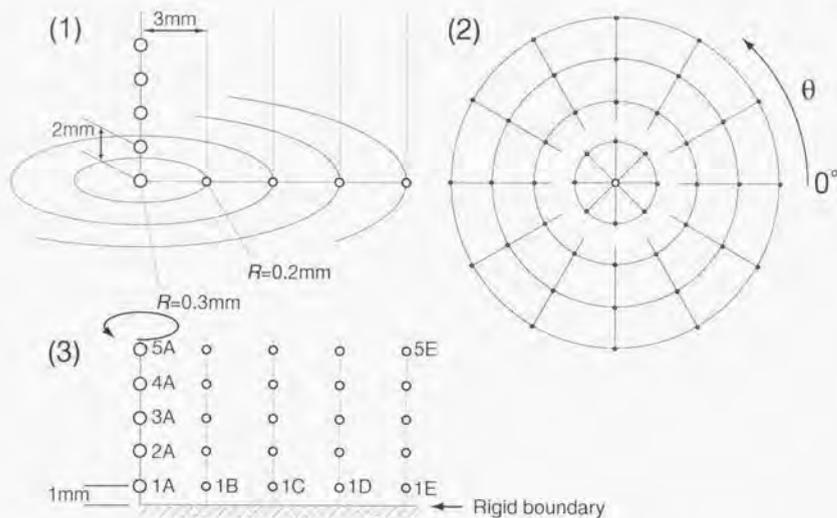


Fig. 15.1: Bubble distribution

の課題である。

#### 15.4.2 プログラムの反省点—相互干渉項の扱い

前の第14章14.7.4で述べたように、この数値シミュレーションでは相互干渉項と時間遅れの計算量がもっとも多く、特に気泡が多い場合には計算時間のほとんどを、この相互干渉項の計算に費やしている。この計算時間をできるだけ短縮するため、著者は計算の時間刻み  $\Delta t = \text{const.}$  と決め、これを最大限に利用するコードを書いた。本研究の初期の段階の試計算ではこの手法は有効に作用し、計算時間を大いに稼いだ。

しかし実現現象に即したシミュレーションでは、計算の時間刻みを一定としたやり方は不適切で、プログラムの発展の足枷となった。本シミュレーションでの気泡の挙動を見ると、Fig. 15.4のようにほとんどの時間で気泡径の変動が小さく、崩壊とリバウンドが起こるごく短い期間だけで、非常に急峻な時間変化をする。したがって気泡径の変動が激しい部分でのみ計算時間刻み  $\Delta t$  を小さくとるように、時間刻みを制御しながら計算を進行すれば、本シミュレーションはより有効に作用したはずである。たとえば Fig. 15.7に示したような計算の破綻を避けられたと思われる。

これは運動方程式とは関係なく、純粋にプログラミング・テクニックの問題である。このプログラムの発展のためには、時間刻みの取り方に依存せず、かつ高速な履歴探索ルーチンが必要である。

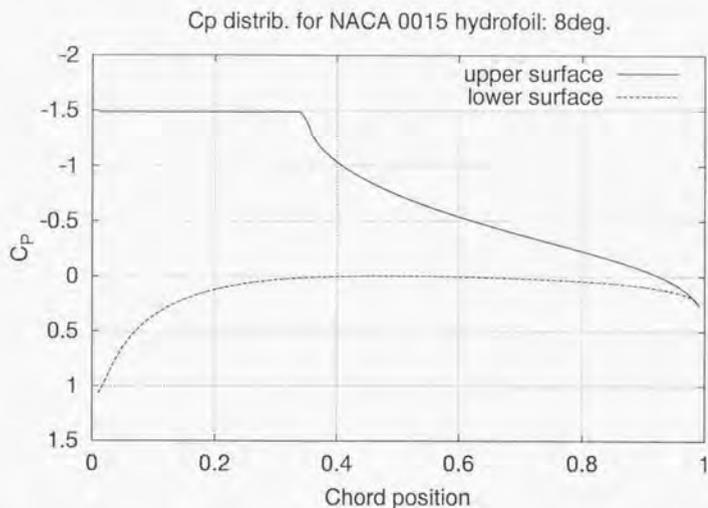
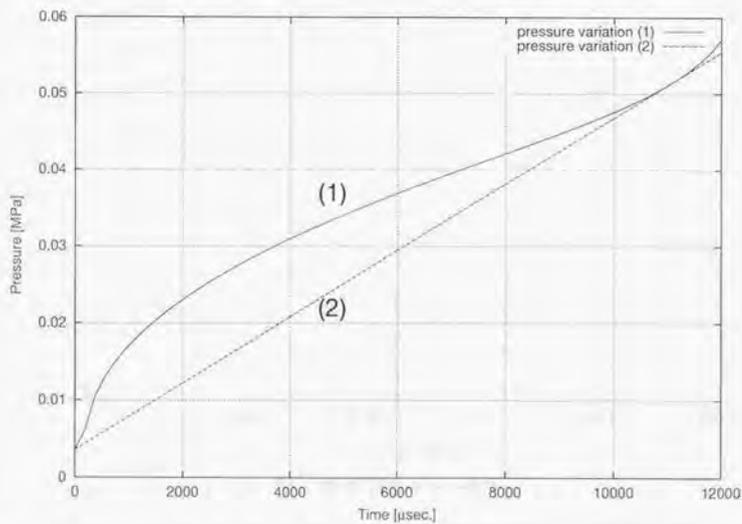
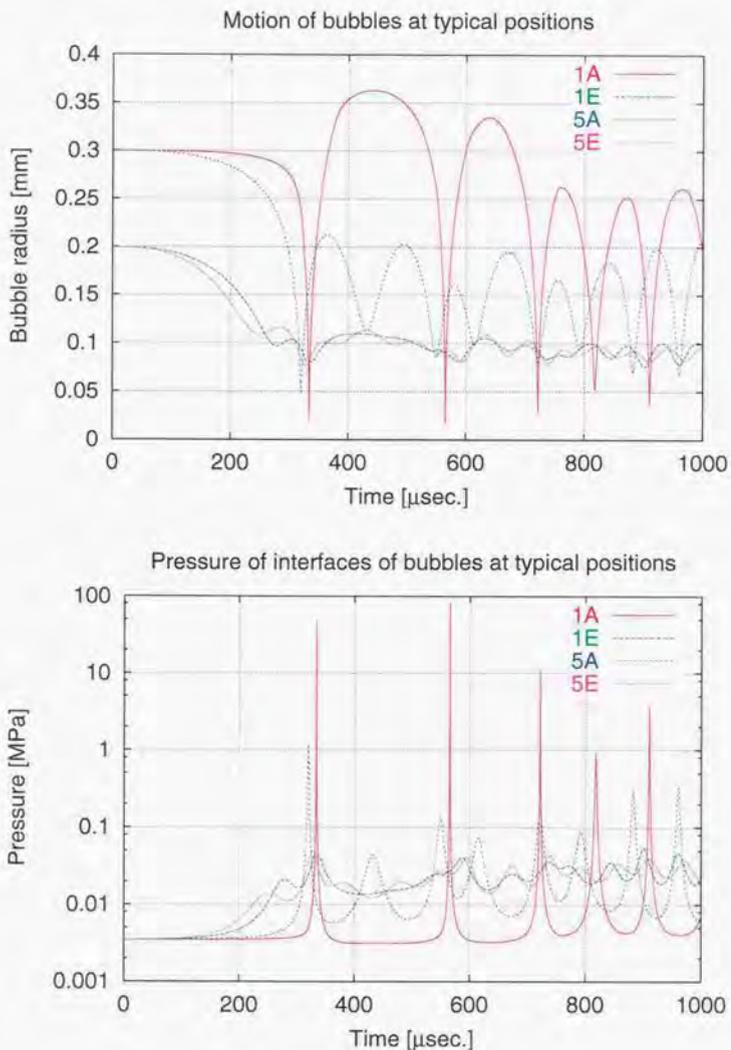
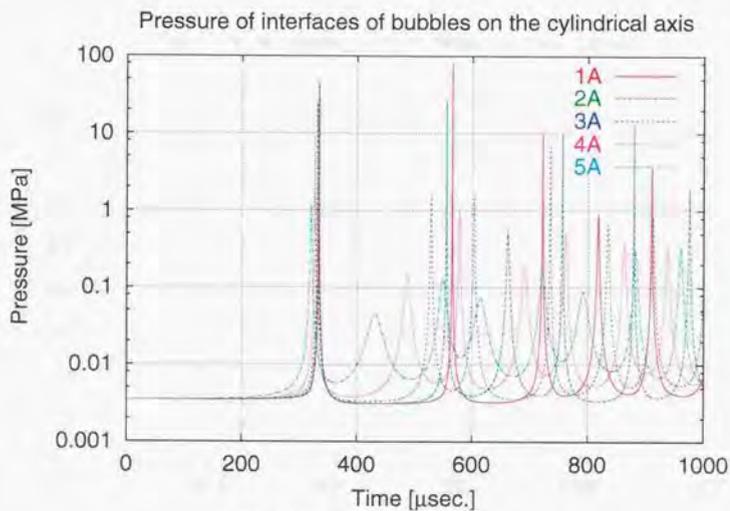
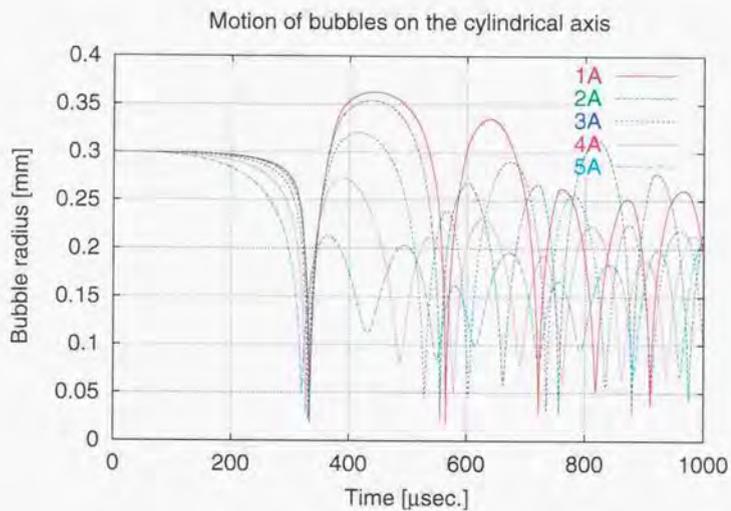
Fig. 15.2:  $C_p$  distribution of NACA 0015 hydrofoil in cavitating condition,  $8^\circ$ ,  $\sigma_B = 1.5$ 

Fig. 15.3: Pressure variation versus time as one of boundary conditions of the simulation



(a) Bubbles at typical positions.

Fig. 15.4: Time variation of bubble radii and pressures on the bubble wall



(b) Bubbles on cylindrical axis.

Fig. 15.4: (continued)

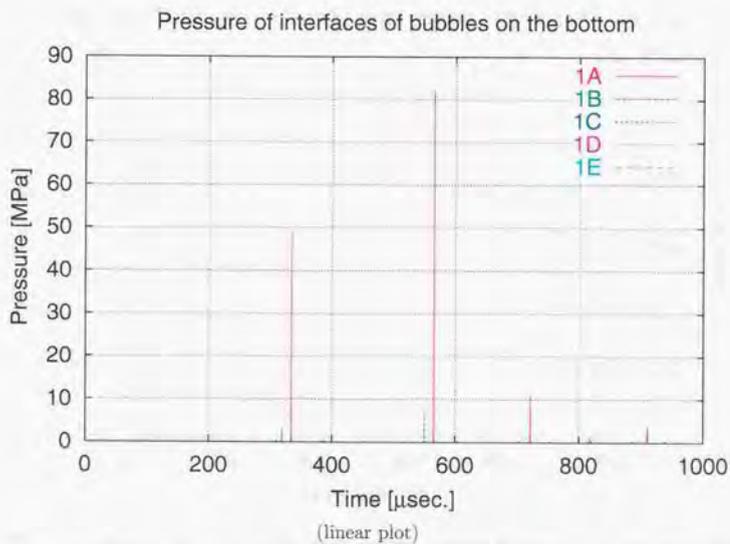
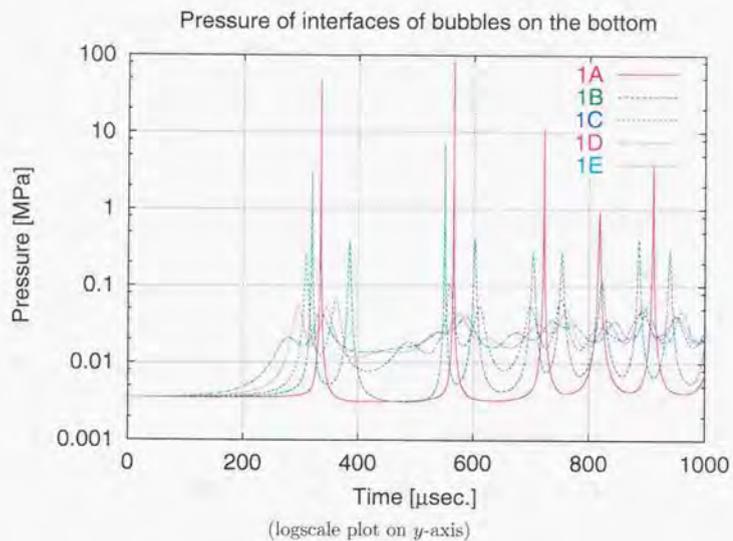


Fig. 15.5: Time variation of pressures on the wall of bubbles near the rigid wall

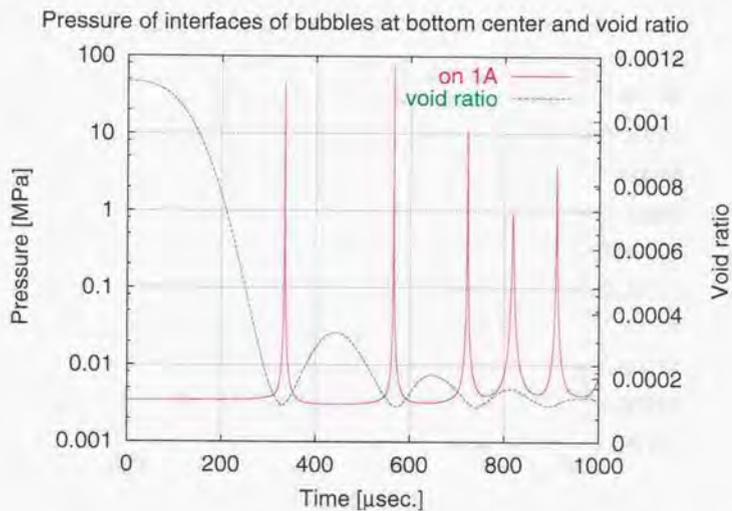
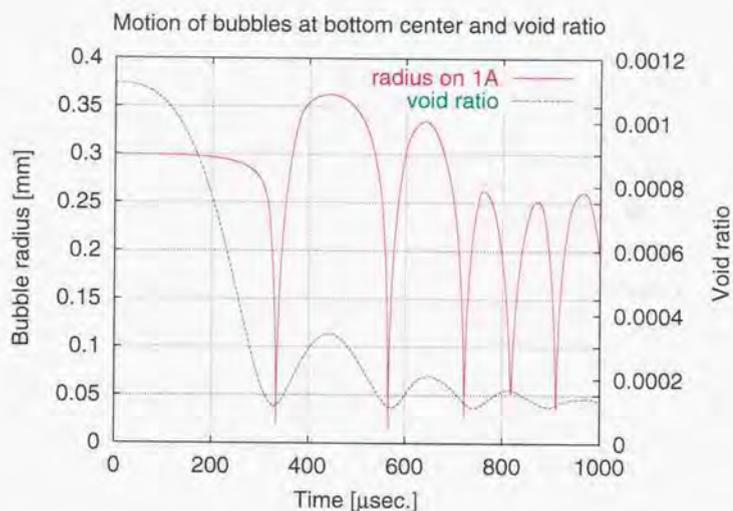


Fig. 15.6: Time variation of bubble radii and pressures compared with void ratio. (a) wide range

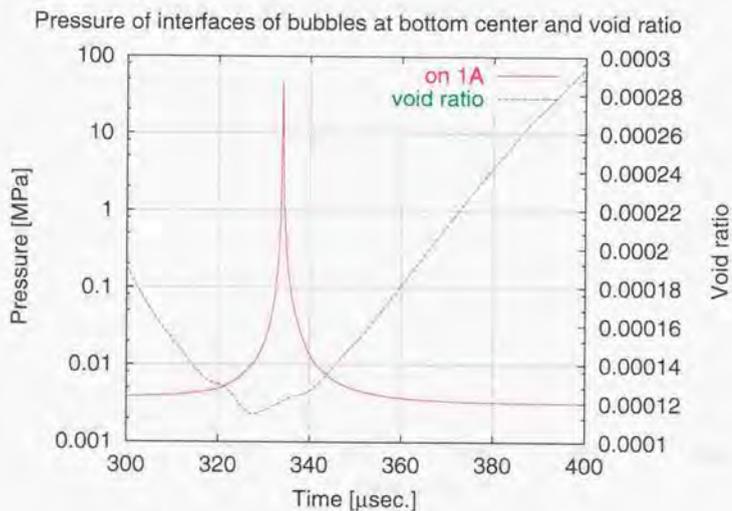
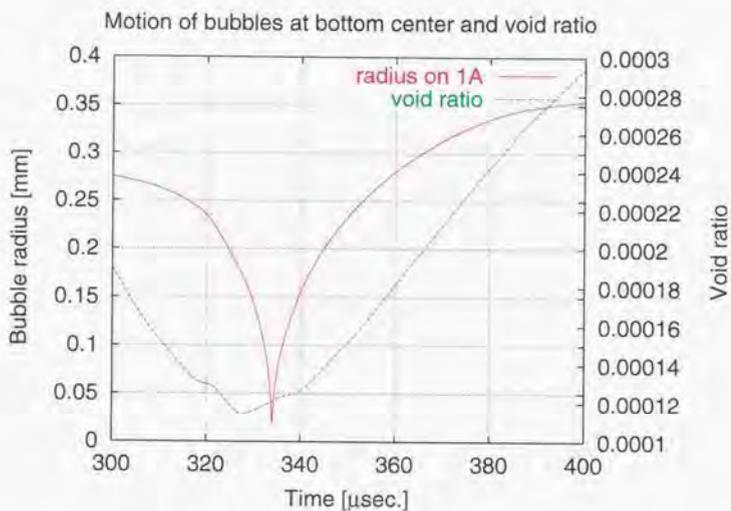


Fig. 15.6: (b) same data with narrow range

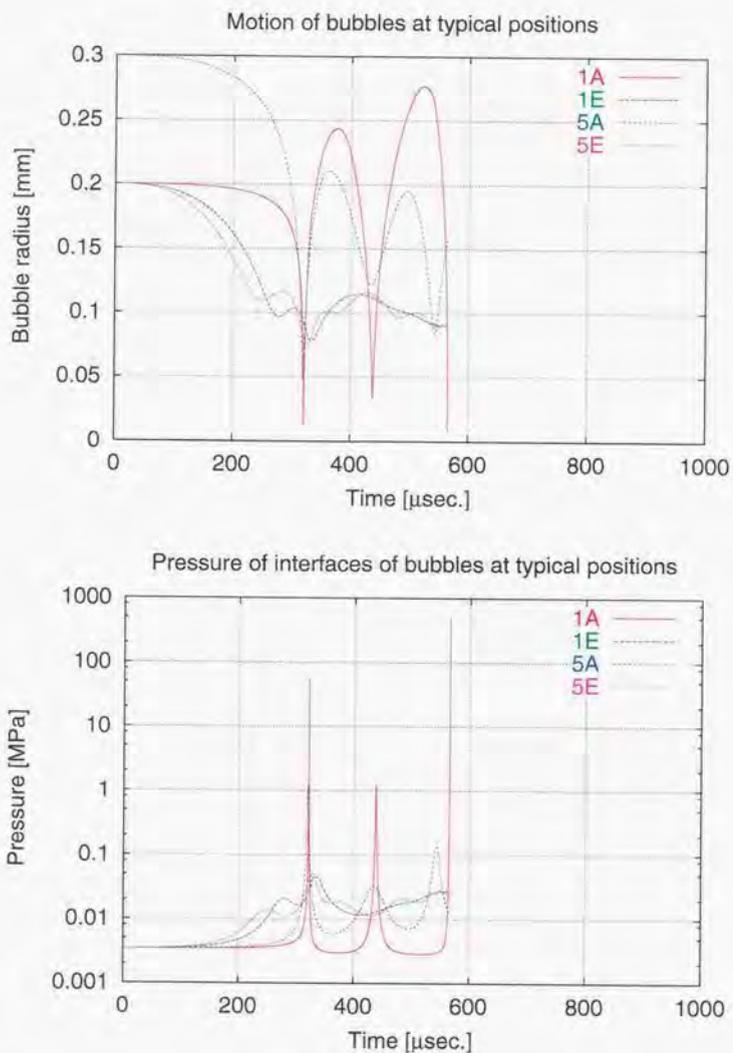


Fig. 15.7: Time variation of bubble radii and pressures on the bubble wall: The case of failed simulation

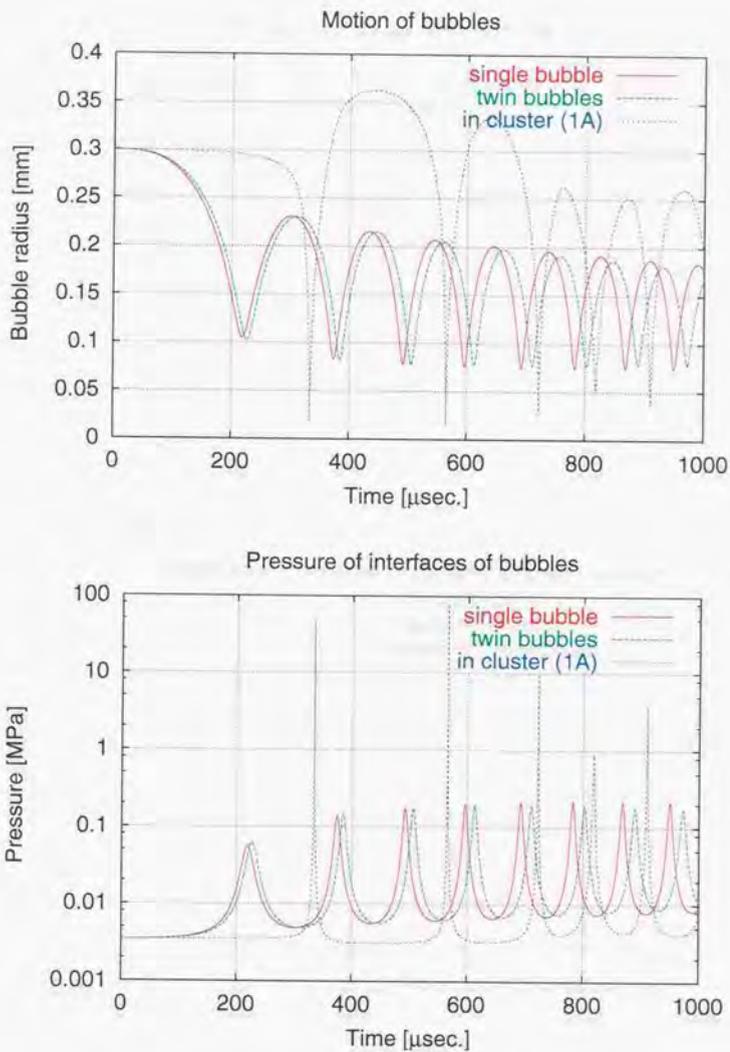


Fig. 15.8: Time variation of bubble radii and pressures on the bubble wall: comparison with single and twin bubbles

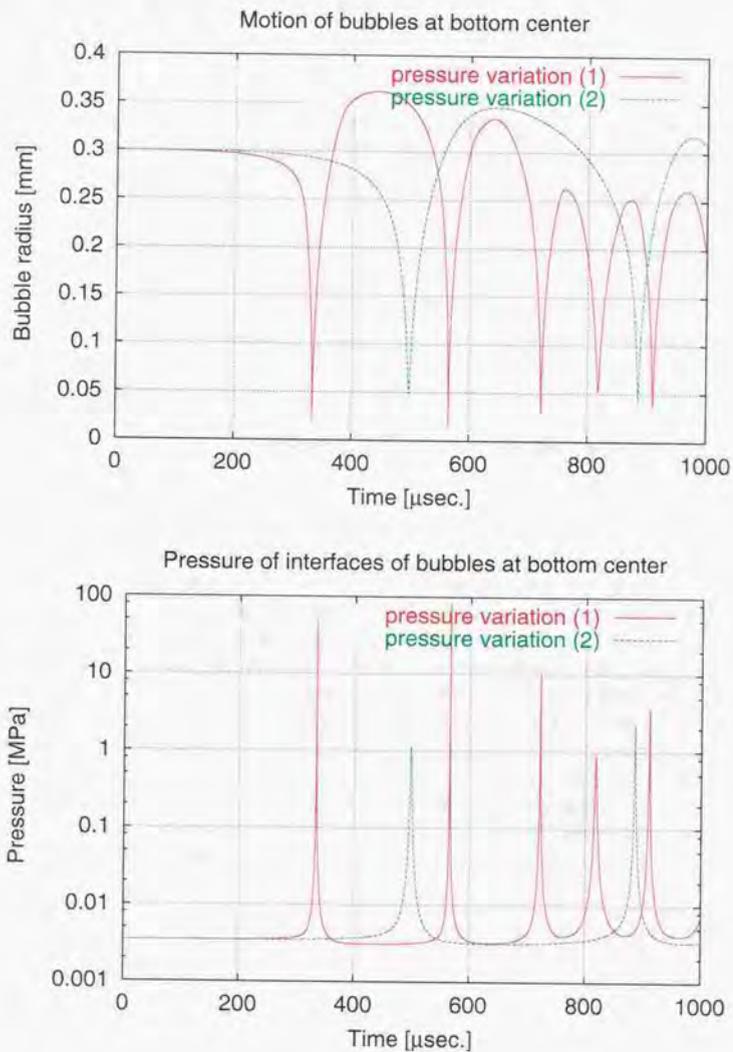


Fig. 15.9: Time variation of bubble radii and pressures with different pressure variations

## 第16章 第III部のまとめ

第III部では高比良 [104, 106, 107] によって導かれた、多数の球形気泡の相互干渉を考慮した運動方程式を数値的に解くプログラムを作成した。そしてこのプログラムを、第II部での実験に対応する境界条件下での気泡群の崩壊問題に適用した。得られた知見は以下の通りである。

1. 気泡群はほぼ同時に一斉に収縮し、その後リバウンドする。この傾向は、第II部の第11章で述べたキャビティのボイド率を間接的に表す、キャビティの明るさの尺度の時間変化と定性的に一致する。
2. 対称軸上壁面寄りの気泡が最も収縮し、瞬間的に最も大きな気泡壁圧力を見せる。つまり気泡群の内面壁寄りで、最も大きな衝撃的圧力が発生する。また、片対数グラフでなく線形にプロットすると、計測される衝撃力は事実上1つのピークとして計測されることが分かる。これは第II部での計測結果に対応していると言える。
3. 最初の崩壊のあと気泡群はリバウンドし、その後崩壊とリバウンドを繰り返しながら減衰振動する。この結果は、過去のほとんどの数値シミュレーションの結果(第13章を参照)と同様である。しかし実際の現象ではこれほど速いリバウンド→崩壊の振動は見られない。したがって計測される衝撃力もほとんどが単一のピークである。
4. 本シミュレーションの結果では、気泡が最も収縮し気泡壁圧力が最大になる瞬間は、気泡群のボイド率が最小になる瞬間ではなく、それよりも後である。Fig. 15.4からも分かるように、気泡群の内側、壁寄りの部分で最大圧力が発生しているとき、周囲の気泡はすでに膨張をはじめている。
5. 本シミュレーションの結果は、定性的な傾向は実現象に対応しているが、気泡群は計算が始まってからわずか350  $\mu\text{sec}$ . で最初の崩壊をしているなど、気泡の挙動時間のオーダーが大きく異なる。
6. 気泡の数密度が上がれば、気泡間の相互干渉が強くなるため崩壊までの時間が遅れるので、より高い気泡数密度の計算が行えれば、実現象に近づくと思われる。しかし本研究で用いた気泡群の運動方程式は気泡間の相互干渉の線形性を仮定しているため、気泡同士の距離が近づくこと仮定が成り立たなくなり計算が破綻するため、気泡数密度を上げた計算を行うことはできなかった。
7. クラウドキャビテーションの放出現象は、大規模で非定常・周期的な現象なので、その圧力変動は一様ではない。また、クラウドキャビテーションの周囲の圧力を直接計測するのは事実上不可能なので、どのような圧力変化を与えるのが妥当なのかは現時点では分からない。圧力分布を適切に与えることで、実現象により近いシミュレーションを行える可能性がある。

## 第IV部

### 結言

## 第17章 本研究の結論

本研究では、キャビテーションによる壊食現象(エロージョン)の機構を知り、壊食量を推定しようとする研究活動の一環として、流体力学的な視点からキャビテーションの崩壊挙動とその崩壊によって発生する衝撃的圧力を実験的に調べると同時に、数値シミュレーションによる解析を試みた。その概要と得られた結果は、以下の通りである。

### 17.1 小型衝撃力センサの開発と、キャビティ気泡群崩壊時の衝撃力の測定

本論文の第I部では、2次元有限モデルを用いた試験を行いキャビテーションを発生させ、これが崩壊するときに発生する衝撃力を、実際に測定することを試みた。そのために、まず小型衝撃力センサの開発を行った。本研究では過去にいくつかの研究で用いられ実績のあるセンサ1種(センサA)と、著者が開発したセンサ2種(センサB、C)、あわせて3種類の衝撃力センサを用いて実験を行い、またセンサの性能と有用性について検討した。その結果、以下の結論を得た。

1. 3種類の衝撃力センサを用いて計測した、衝撃力の累積頻度分布は、お互いによく一致することから、これら3種の衝撃力センサは、衝撃力をよい精度で計測していると言える。したがって、センサ自体、および、計測された累積頻度分布の信頼性が確認された。
2. 衝撃力センサを鋼球落下によって検定するという手法も、信頼できる検定法だと言える。
3. 計測された衝撃力は、センサの感圧面におよそ均等に加わるような“圧力的な”現象ではなく、点衝撃に近いものだと考えられる。
4. センサCによる計測では、衝撃力のおよそ7割は、単一のスパイク状の波形として観測される。また強い衝撃力は単一ピークの形で計測されることが多い。
5. 実験に供した3種類のセンサは、鋼球落下による検定に対し、すべてよい線形性を示した。同じ条件での検定に対する、応答の再現性も良好であった。また、実験期間中に感度の劣化などは見られなかった。
6. センサの作成と取り扱いが容易なことから、翼面にセンサを埋めて実験する場合には、特にPVDFセンサ(センサC)が優れていると言える。単一の衝撃力に対する出力が単一のスパイク状の波形になることも、計測に都合がよい。
7. センサCをさらに改良するとすれば、エポキシ系接着剤をより固く、かつ水分を吸収しにくい(ふやけにくい)種類に変えることが考えられる。

### 17.2 キャビティ気泡群の崩壊挙動の観察

本論文の第II部では衝撃力発生時の気泡群崩壊の挙動を、毎秒最大40,500フレームの撮影が可能な高速度デジタルビデオカメラで観察し、同時に上で述べたセンサを用いて、衝撃力を計測した。そしでの映像を観察・解析し、発生する衝撃力との関係を調べることで衝撃力の発生メカニズムを考察した。そして以下の結論を得た。

1. 衝撃力は常にクラウドキャビティが崩壊するときのみ発生し、キャビティ崩壊が無いときに衝撃力が観察されることは無い。

2. 衝撃力が観測されるとき、キャビティが翼面に接した場所で崩壊している。翼面から離れた位置での崩壊によって衝撃力が計測されたケースはない。
3. 高速度ビデオカメラで気泡群の崩壊の様子を観察すると、気泡群が崩壊してその体積が最小になる以前に、衝撃力が発生している。その時間差は、本実験の条件下では平均  $94.5 \mu\text{sec.}$  であった。
4. このような現象が発生する原因として、2通りのメカニズムが考えられる。まず、衝撃力の発生の原因がキャビティ気泡群全体の挙動ではなく、局所的な崩壊に関連しているためだと考えることができる。あるいは、キャビティ内を圧力が伝播する際に衝撃波が形成され、衝撃波の後ろで気泡が速やかにリバウンドするため、衝撃波が収斂して高い衝撃的圧力を発生するときには、その周りをリバウンドした気泡群が覆っており、見掛け上まだ崩壊が終わっていないように見えている可能性もある。より高性能な高速度ビデオカメラの開発を含め、この現象のさらなる検証と研究が必要である。
5. キャビティの崩壊パターンを調べると、逆放射線状にほぼ一点に向かって球状または半球状に潰れる場合がもっとも多い。また、崩壊パターンと発生する衝撃力との間には、明確な相関は見られない。
6. キャビティの大きさをその投影面積を指標として表すと、投影面積と衝撃力との間には正の相関が見られる。つまりキャビティが大きいほど大きな衝撃力が発生している。また、キャビティ投影面積の時間変化率と衝撃力との間には負の相関関係が見られる。つまりキャビティの崩壊速度が速いほど、大きな衝撃力が発生している。
7. キャビティのボイド率をキャビティの見掛けの明るさを指標として表すと、この明るさの指標と衝撃力との間には相関が見られない。
8. 以上の画像解析の結果を総合すると、衝撃的圧力が発生するメカニズムとしては、上に述べた2つのシナリオのどちらも考えられるものの、衝撃波説の方がいくぶん妥当に思われる。

### 17.3 気泡群の崩壊挙動の数値シミュレーション

本論文の第III部では、キャビティ気泡群の崩壊挙動の数値シミュレーションに取り組んだ。多数の気泡群の相互干渉を考慮した運動方程式を数値的に解き、その結果について検証した。そして以下の知見を得た。

1. 気泡群はほぼ同時に一斉に収縮し、その後リバウンドする。この傾向は、第II部の第11章で述べたキャビティのボイド率を間接的に表す、キャビティの明るさの尺度の時間変化と定性的に一致する。
2. 対称軸上壁面寄りの気泡が最も収縮し、瞬間的に最も大きな気泡壁圧力を見せる。つまり気泡群の内面壁寄り、最も大きな衝撃的圧力が発生する。また、片対数グラフでなく線形にプロットすると、計測される衝撃力は事実上1つのピークとして計測されることが分かる。これは第II部での計測結果に対応していると言える。
3. 最初の崩壊のあと気泡群はリバウンドし、その後崩壊とリバウンドを繰り返しながら減衰振動する。この結果は、過去のほとんどの数値シミュレーションの結果(第13章を参照)と同様である。しかし実際の現象ではこれほど速いリバウンド→崩壊の振動は見られない。したがって計測される衝撃力もほとんどが単一のピークである。
4. 本シミュレーションの結果では、気泡が最も収縮し気泡壁圧力が最大になる瞬間は、気泡群のボイド率が最小になる瞬間ではなく、それよりも後である。Fig. 15.4からも分かるように、気泡群の内側、壁寄りの部分で最大圧力が発生しているとき、周囲の気泡はすでに膨張をはじめている。
5. 本シミュレーションの結果は、定性的な傾向は実現象に対応しているが、気泡群は計算が始まってからわずか  $350 \mu\text{sec.}$  で最初の崩壊をしているなど、気泡の挙動時間のオーダーが大きく異なる。
6. 気泡の数密度が上がれば、気泡間の相互干渉が強くなるため崩壊までの時間が遅れるので、より

高い気泡数密度の計算が行えれば、実現象に近づくと思われる。しかし本研究で用いた気泡群の運動方程式は気泡間の相互干渉の線形性を仮定しているため、気泡同士の距離が近づくると仮定が成り立たなくなり計算が破綻するため、気泡数密度を上げた計算を行うことはできなかった。

7. クラウドキャビテーションの放出現象は、大規模で非定常・周期的な現象なので、その圧力変動は一様ではない。また、クラウドキャビテーションの周囲の圧力を直接計測するのは事実上不可能なので、どのような圧力変化を与えるのが妥当なのかは現時点では分からない。圧力分布を適切に与えることで、実現象により近いシミュレーションを行える可能性がある。

## 第18章 将来の課題

これまでに述べてきた本研究の結果と経験を踏まえ、本研究の対象とした分野の今後の課題について、著者なりに考察する。

### 18.1 衝撃力センサの開発

衝撃力センサに関する研究は、著者を含め現在でも継続的に研究しているグループがあり、その完成度は少しずつ高まっている。第1部の最後で述べたように、著者は現在の衝撃力センサ技術は、ほぼ完成したと言ってよいと考えている。小さな技術的進歩はあっても、大きな技術革新は期待しにくい。しかしセンサの検定手法には、まだ新しいアイデアが出てくる可能性があるだろう。

著者がこの研究をはじめた1993年頃には、まだ衝撃力センサ自体の信頼性が問題となり、なかなかその先の議論へと進むことができなかった。しかし今後は、衝撃力センサ自体の研究よりも、むしろセンサを活用してどのような実験を行うかの方が重要になると思われる。

### 18.2 高速度撮影によるキャビティ崩壊挙動の観察

キャビテーションの収縮・崩壊現象を対象とする研究は、純粋な科学的興味もさることながら、塊食現象との関連という工学技術面からの要請がある。したがってキャビティ崩壊挙動の高速度撮影は、その際に発生する衝撃的圧力と関連して議論される。衝撃的圧力が発生する前後の様子を撮影するためには、高速度デジタルビデオカメラが事実上必須である。

本研究で著者が用いた高速度ビデオカメラの毎秒40,500フレームという速度は、本稿執筆時点の1999年7月の段階でも、市販品のデジタルビデオカメラとしては世界最高速度である。しかしその後、毎秒125,000フレーム、画像サイズ180×180ピクセルという超高速CCDカメラを開発し、キャビテーションの観察に供した例が報告されている[42]。技術は着実に進歩している。著者が行ったようなキャビティ気泡群の挙動と発生する衝撃力との同時計測は、現時点では他に佐藤らのグループによる観察[70,97-100]があるだけでまだ例が少ないが、今後は多くの計測例が報告されると思われる。

この際に重要なポイントとなるのは、著者は2つあると考える。まず1つは、撮影された映像の解析と定量的な要約だと思われる。本研究ではごく簡単な指標として、キャビティの潰れ方を観察・分類し、またキャビティの投影面積と明るさを計量(測定可能な尺度)として導入し、統計解析を試みた。映像の解析手法が研究され、さらに詳しい情報を引き出せるようになることが望まれる。

2つめは、映像と気泡分布との関連である。この関連が何らかの方法で求められると、クラウドキャビテーションの構造の理解に非常に貢献するであろう。しかしこれは多くの困難がある。まずそもそも、気泡数密度分布を求めること自体が困難であることは第9章で述べた通りである。また、高速度ビデオカメラでの撮影は強力な光源を必要とするのに対し、気泡数密度の計測は装置周辺を真っ暗に行わなければならないので、同時撮影はできない。何らかの間接的指標を用いることになるだろう。

とはいえどのような形であっても、高速度ビデオカメラの映像から気泡数密度分布が推定できるようになるなら、それは大きな進歩であり、その後の研究を大幅に加速する。有効な手法が求められる。

### 18.3 気泡群の崩壊挙動の数値シミュレーション

本研究では数値シミュレーションにも手を染めた。用いた方程式は、気泡間の相互干渉とを厳密に考慮しつつ、個別の気泡の運動を記述する運動方程式である。この運動方程式は、その前提条件から来る気泡間距離の制限から、気泡数密度が非常に低い条件での計算しか行うことができない。このためシミュレーションの結果は、いくつかの点で定性的に実現象との対応が取れたものの、よく一致するとは言えない結果となった。

この気泡群の運動方程式に関する研究は、著者の知る限り高比良がほぼ独力で進めた分野で、その詳細は高比良の博士論文 [104] に詳しい。しかしこれ以外の研究者には利用されず、そのため発展していない。気液 2 相流によるモデル化など、計算効率の良い手法の研究はかなり進んでいるので、それとの対比のためにも、またキャピティを構成する気泡の挙動を詳細に追跡するためにも、個々の気泡を追う運動方程式と、その数値シミュレーション手法も発展が望まれると著者は考えている。

これに関連して、数値シミュレーションのためのプログラムが一般に公開され、多くの研究者がそれを利用、改造できるような体制が望まれる。幸運にもここ数年、インターネットを代表とする通信技術は大幅に発展し、またソフトウェアを無償で公開する機運が高まっている。著者の拙いプログラムは現在は著者ひとりが保守、利用しているが、将来は公開できるようにしたい。また著者だけでなく、多くの研究者が自分のプログラムを、研究成果の一部として公開することを、著者は期待している。

## あとがき

本研究は多くの方のご指導とご協力によってなったものである。ここに記して謝意を表する。

- 加藤洋治教授(現、名誉教授)、山口一助教授には、卒業研究、修士課程に引続き、指導教官として公私に渡ってご指導いただいた。実に6年以上もご迷惑をお掛けしている。
- 本研究は主に実験的な研究だが、実験の全ての面で前田正二助手、宮永大技官にお世話になった。例えば衝撃力センサの開発は、論文中には著者が設計したと書いたが、事実上は前田助手のアイデアや工夫が元になっている。
- 本論文第I部の研究にあたり、服部修次教授(福井大学)に衝撃力センサ(センサA)を提供していただいた。また祖山均助教授(東北大学)には、PVDF膜を提供していただいた他、センサCの開発にあたり有益な助言を何度もいただいた。
- 衝撃力センサBの手本となった三菱型衝撃力センサは、三菱重工業(株)高砂研究所ターボ研究室において開発されたもので、同研究所の前田学研究員が、我々の実験のために一つ一つ手作業で組み立て、無償で提供していただいたものである。
- (株)理研電子には、計測装置がトリガ出力を出すように無償で改造していただいた。
- 本論文第III部の数値シミュレーションプログラムを作成する初期の段階で、高比良裕之助教授(大阪府立大学)に親切で有益な助言を得た。
- 応用流体工学研究室に所属する学生の皆さんには、論文提出にあたって多くの作業を助けていただいた。特にいつもあれこれと押し付けた難しい作業をこなしてくれた松沢君、図面の作成などたくさんさんの仕事の肩代りをしてくれた薬師寺君ありがとう。
- 川並康剛君(現、船舶技術研究所)は、卒業研究時から博士課程まで同じ研究室で6年間、共に研究を続けてきて、非常にお世話になった。
- 本研究の一部は、文部省科学研究補助金(国際学術研究・共同研究)研究課題番号07044124の補助を受けている。関係各位に謝意を表する。
- 本研究ではデータの整理や要約、論文の執筆に多数のフリーソフトウェアを利用している。特にデータの解析と画像処理には、PerlとImageMagickを頻繁に利用した。
- 松本洋一郎教授、宮田秀明教授、佐藤徹助教授には、論文審査員として本論文をお読みいただき、多くの有益なご意見を頂戴した。また松本教授には気泡崩壊のメカニズムの新しい考え方をご示唆いただいた。

怠惰な著者が拙いながらもこのような論文をまとめるに至ったのは、ここに記した皆様のお蔭です。本当にありがとうございました。

著者は何事でも人任せにできない性格で、実験をするときは必ず自分がついていて仕切ろうとするし、データ処理もすべて自分でやる。プログラムも自分で書く。という立派なことのようにだが、要する

に人を信用していないということで、一種のわがままである。全部自分でやらないと不安だし、他人の実験結果は信用していない。著者の指導教官である加藤先生、山口先生はこのへんを見抜いていたらしく—それだけでなく指導力にも疑問を持ったのかもしれないが—修士課程、博士課程を通して一度も卒業研究の補佐を担当することはなかった。もし著者が卒論生の補佐を担当していたとしても、その結果を著者が自分の研究に生かすことはなかっただろう。両先生の配慮と、そのぶんいつも卒論生の指導・補佐をしていた同学年の川並君にはとても感謝している。

本論文は拙い出来映えで、著者自身にも不満が残る。特に第 III 部は結局不完全のまま、手打ちにせざるを得なかったのが非常に残念である。しかし本論文中の実験結果はすべて著者の実験結果であり、本論文は著者の論文である。高速度ビデオカメラを研究に利用できるようになり、そのおかげでまだ世に知られていなかった興味深い現象を見いだせたことも幸運だった。不満な部分もあるけれども、著者はこの論文が気に入っている。

## 参考文献

- [1] Ira H. Abbott and Albert E. von Doenhoff. *Theory of Wing Sections, Including a Summary of Airfoil Data*. Dover Publications, Inc., 180 Varick Street, New York, 10014, 1959. ISBN0-486-60586-8.
- [2] T. B. Benjamin and A. T. Ellis. The collapse of cavitation bubbles and the pressures thereby produced against solid boundaries. *Philosophical transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and physical sciences*, Vol. 260, pp. 221-240, 1966.
- [3] A. Biesheuvel and L. van Wijngaarden. Two-phase flow equations for a dilute dispersion of gas bubbles in liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 148, pp. 301-318, 1984.
- [4] J. R. Blake, P. B. Robinson, A. Shima, and Y. Tomita. Interaction of two cavitation bubbles with a rigid boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 255, pp. 707-721, October 1993.
- [5] J. R. Blake, B. B. Taib, and G. Doherty. Transient cavities near boundaries. Part 1. Rigid boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 170, pp. 479-497, September 1986.
- [6] J. R. Blake, B. B. Taib, and G. Doherty. Transient cavities near boundaries. Part 2. Free surface. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 181, pp. 197-212, August 1987.
- [7] M. Ceschia and R. Naberghj. On the motion of a nearly spherical bubble in a viscous liquid. *The Physics of Fluids*, Vol. 21, No. 1, pp. 140-142, January 1978.
- [8] G. L. Chahine. Cloud cavitation theory. In *14th Symposium on Naval Hydrodynamics*, pp. 165-195, Ann Arbor, Michigan, August 1982. National Academy Press.
- [9] G. L. Chahine and A. G. Bovis. Pressure field generated by nonspherical bubble collapse. *Transactions of the ASME: Journal of Fluids Engineering*, Vol. 105, No. 3, pp. 356-363, September 1983.
- [10] Georges L. Chahine and Han Lih Liu. A singular-perturbation theory of the growth of a bubble cluster in a superheated liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 156, pp. 257-259, July 1985.
- [11] R. B. Chapman and M. S. Plesset. Nonlinear effects in the collapse of a nearly spherical cavity in a liquid. *Transactions of the ASME: Journal of Basic Engineering*, Vol. 94, pp. 142-146, March 1972.
- [12] Luca d'Agostino and Christopher E. Brennen. Linearized dynamics of spherical bubble clouds. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 199, pp. 155-176, 1989.
- [13] M. K. De and F. G. Hammitt. Instrument system for monitoring cavitation noise. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, Vol. 15, pp. 741-745, 1982.

- [14] M. K. De and F. G. Hammitt. New method for monitoring and correlating cavitation noise to erosion capability. *Transactions of the ASME: Journal of Fluids Engineering*, Vol. 104, pp. 434-442, 1982.
- [15] H. G. Flynn. Cavitation dynamics. I. A mathematical formulation. *Journal of Acoustical Society of America*, Vol. 57, No. 6, Part 1, pp. 1379-1396, June 1975.
- [16] R. Fortes-Patella and J.-L. Reboud. A new approach to evaluate the cavitation erosion power. In *Proceedings of International Symposium on Cavitation*, pp. 233-240, Deauville, France, May 1995. DCN Bassin d'Essais des Carènes.
- [17] R. Fortes-Patella and J.-L. Reboud. A new approach to evaluate the cavitation erosion power. *Transactions of the ASME: Journal of Fluids Engineering*, Vol. 120, No. 2, pp. 335-344, 1998.
- [18] J.-P. Franc and J.-M. Michel. Cavitation erosion research in France: the state of the art. *Journal of Marine Science and Technology*, pp. 233-244, 1997.
- [19] J.-P. Franc, J.-M. Michel, H. Trong N'Guyen, and A. Karimi. From pressure pulses measurements to mass loss prediction: The analysis of a method. In H. Kato, editor, *Proceedings of The Second International Symposium on Cavitation*, pp. 231-236, Tokyo, Japan, April 1994.
- [20] S. Fujikawa and T. Akamatsu. Effects of the non-equilibrium condensation of vapour on the pressure wave produced by the collapse of a bubble in a liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 97, pp. 481-512, 1980.
- [21] Shigeo Fujikawa and Hiroyuki Takahira. Dynamics of two nonspherical cavitation bubbles in liquids. *Fluid Dynamics Research*, Vol. 4, pp. 179-194, 1988.
- [22] F. R. Gilmore. The collapse and growth of a spherical bubble in a viscous compressible liquid. Report 26-4, California Institute of Technology Hydrodynamics Laboratory, 1952.
- [23] L. Guèrri, G. Lucca, and A. Prosperetti. A numerical method for the dynamics of non-spherical cavitation bubbles. In *Proceedings of 2nd International Colloquium on Drops and Bubbles*, pp. 175-181, 1981.
- [24] Frederick G. Hammitt. *Cavitation and Multiphase Flow Phenomena*. McGraw-Hill Book Co., 1980.
- [25] I. Hansson and K. A. Mørch. The dynamics of cavity clusters in ultrasonic (vibratory) cavitation erosion. *Journal of Applied Physics*, Vol. 51, No. 9, pp. 4651-4658, September 1980. (Erratum in *J. Appl. Phys.* 52(2) 1981, p. 1136).
- [26] S. Hattori. Measurement of impact loads due to cavitation bubble collapse and related erosion. Workshop on Cavitation Erosion Research, Tokyo, 1994.
- [27] C. Herring. Theory of the pulsations of the gas bubble produced by an underwater explosion. OSRD Report 236, The Office of Scientific Research and Development, 1941.
- [28] Robert Hickling and Milton S. Plesset. Collapse and rebound of a spherical bubble in water. *The Physics of Fluids*, Vol. 7, No. 1, pp. 7-14, January 1964.

- [29] Y. Iwai, T. Okada, N. Nashiya, and Y. Fukuda. Formation and progression of vibratory cavitation erosion. In *Proceedings of Cavitation '91 Symposium*, Vol. 116, pp. 119-125. ASME FED, 1991.
- [30] W. E. Jahsman. Collapse of a gas-filled spherical cavity. *Transaction of the ASME Series E: Journal of Applied Mechanics*, Vol. 35, pp. 579-587, 1968.
- [31] M. Kameda and Y. Matsumoto. Shock waves in a liquid containing small gas bubbles. *Physics of Fluids*, Vol. 8, No. 2, pp. 322-335, 1996.
- [32] H. Kato. Recent advances and future proposal on cavitation erosion research. In *International Symposium on Propulsors and Cavitation*, Vol. STG-Nr.3007, Hamburg, Germany, 1992.
- [33] H. Kato, A. Konno, M. Maeda, and H. Yamaguchi. Possibility of quantitative prediction of cavitation erosion without model test. In *Proceedings of International Symposium on Cavitation*, pp. 289-296, Deauville, France, May 1995. DCN Bassin d'Essais des Carènes.
- [34] H. Kato, A. Konno, M. Maeda, and H. Yamaguchi. Possibility of quantitative prediction of cavitation erosion without model test. *Transactions of the ASME: Journal of Fluids Engineering*, Vol. 118, pp. 582-588, September 1996.
- [35] Joseph B. Keller and Ignace I. Kolodner. Damping of underwater explosion bubble oscillations. *Journal of Applied Physics*, Vol. 27, No. 10, pp. 1152-1161, October 1956.
- [36] Joseph B. Keller and Michael Miksis. Bubble oscillations of large amplitude. *Journal of Acoustical Society of America*, Vol. 68, No. 2, pp. 628-633, August 1980.
- [37] J. G. Kirkwood and H. A. Bethe. The pressure wave produced by an underwater explosion. OSRD Report 558, The Office of Scientific Research and Development, 1942.
- [38] C. L. Kling and F. G. Hammitt. A photographic study of spark-induced cavitation bubble collapse. *Transactions of the ASME: Journal of Basic Engineering*, Vol. 94, No. 4, pp. 825-833, December 1972.
- [39] R. T. Knapp, J. W. Daily, and F. G. Hammitt. *Cavitation*. McGraw-Hill Book Co., 1970.
- [40] A. Konno, H. Kato, H. Yamaguchi, and M. Maeda. Observation of cavitation bubble collapse by high-speed video. In *Proceedings of The Fifth Asian Symposium on Visualization*, pp. 134-139, 1999.
- [41] Sanjay Kumar and Christopher E. Brennen. Some nonlinear interactive effects in bubbly clouds. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 253, pp. 565-591, 1993.
- [42] K. R. Laberteaux, S. L. Ceccio, V. J. Mastrocola, and J. L. Lowrance. High speed digital imaging of cavitating vortices. *Experiments in Fluids*, Vol. 24, pp. 489-498, 1998.
- [43] W. Lauterborn and H. Bolle. Experimental investigations of cavitation-bubble collapse in neighbourhood of a solid boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 72, part 2, pp. 391-399, 1975.
- [44] Q. Le, J.-P. Franc, and J.-M. Michel. Partial cavities: Global behavior and mean pressure distribution. *Transactions of the ASME: Journal of Fluids Engineering*, Vol. 115, pp. 243-248, 1993.

- [45] Q. Le, J.-P. Franc, and J.-M. Michel. Partial cavities: Pressure pulse distribution around cavity closure. *Transactions of the ASME: Journal of Fluids Engineering*, Vol. 115, pp. 249-254, 1993.
- [46] A. Lezzi and A. Prosperetti. Bubble dynamics in a compressible liquid. Part 2. Second-order theory. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 185, pp. 289-321, 1987.
- [47] M. Maeda, I. Yamada, et al. The prediction of cavitation erosion on pump impeller by measuring of cavitation bubble collapse impact loads (second report). In *16th Symp. of The IAHR*, pp. 681-690, 1992.
- [48] M. Maeda, I. Yamada, and M. Tagawa. The prediction of cavitation erosion on pump impeller by measuring of cavitation bubble collapse impact loads. In *Proceedings of The Second International Symposium on Cavitation*, pp. 243-248, Tokyo, Japan, April 1994.
- [49] M. Maeda, H. Yamaguchi, and H. Kato. Laser holography measurement of bubble population in cavitation cloud on a foil section. *Cavitation '91*, Vol. 116, pp. 67-75, 1991. ASME FED.
- [50] Y. Matsumoto. Bubble dynamics in cavitation. In *Proceedings of The Third International Symposium on Cavitation*, pp. 3-8, 1998.
- [51] Y. Matsumoto and A. E. Beylich. Influence of homogeneous condensation inside a small gas bubble on its pressure response. *Transactions of the ASME: Journal of Fluids Engineering*, Vol. 107, pp. 281-286, June 1985.
- [52] Y. Matsumoto and F. Takemura. Influence of internal phenomena on gas bubble motion (effects of thermal diffusion, phase change on the gas-liquid interface and mass diffusion between vapour and noncondensable gas in the collapsing phase). *JSME International Journal, Series B*, Vol. 37, No. 2, pp. 288-296, 1994.
- [53] Measurement Specialties Inc. *Piezo Film Sensors Technical Manual Internet Version*, 1998. [http://www.msiusa.com/piezo\\_film\\_manual.htm](http://www.msiusa.com/piezo_film_manual.htm) からダウンロード可能 (1999年7月現在).
- [54] T. Momma and A. Lichtarowicz. A new calibration method for dynamically loaded transducers. In *Fluid Measurement and Instruction*, Vol. 183, pp. 103-107. ASME FED, 1994.
- [55] K. A. Mörch. Cavity cluster dynamics and cavitation erosion. In *Proceedings of ASME Cavitation and Polyphase Flow Forum*, pp. 1-10. ASME, 1981.
- [56] Charl F. Naudé and Albert T. Ellis. On the mechanism of cavitation damage by nonhemispherical cavities collapsing in contact with a solid boundary. *Transactions of the ASME: Journal of Basic Engineering*, Vol. 83, pp. 648-656, December 1961.
- [57] Roelof Omta. Oscillations of a cloud of bubbles of small and not so small amplitude. *Journal of Acoustical Society of America*, Vol. 82, No. 3, pp. 1018-1033, September 1987.
- [58] M. S. Plesset. The dynamics of cavitation bubbles. *Transactions of the ASME: Journal of Applied Mechanics*, Vol. 16, pp. 228-231, 1949.
- [59] M. S. Plesset. On the stability of fluid flows with spherical symmetry. *Journal of Applied Physics*, Vol. 25, No. 1, pp. 96-98, January 1954.

- [60] M. S. Plesset and T. P. Mitchell. On the stability of the spherical shape of a vapor cavity in a liquid. *Quarterly of Applied Mathematics*, Vol. XIII, No. 4, pp. 419-430, 1955.
- [61] Milton S. Plesset and Richard B. Chapman. Collapse of an initially spherical vapour cavity in the neighbourhood of a solid boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 47, part 2, pp. 283-290, 1971.
- [62] H. Poritsky. The collapse or growth of a spherical bubble or cavity in a viscous fluid. In *Proceedings of the first U.S. National Congress of Applied Mechanics*, pp. 813-821. ASME, 1952.
- [63] William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, and Brian P. Flannery. Numerical Recipes in C [日本語版] C言語による数値計算のレシピ. 技術評論社, 1993. 丹慶 勝市, 奥村 晴彦, 佐藤 俊郎, 小林 誠 共訳.
- [64] A. Prosperetti and A. Lezzi. Bubble dynamics in a compressible liquid. Part 1. First-order theory. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 168, pp. 457-478, 1986.
- [65] Andrea Prosperetti. Viscous effects on perturbed spherical flows. *Quarterly of Applied Mathematics*, pp. 339-352, January 1977.
- [66] Andrea Prosperetti and Giovanni Seminara. Linear stability of a growing or collapsing bubble in a slightly viscous liquid. *The Physics of Fluids*, Vol. 21, No. 9, pp. 1465-1470, September 1978.
- [67] J. Quang, J.-P. Franc, and J.-M. Michel. Pressure pulse distribution around cavity closure. In *International Symposium on Cavitation Noise and Erosion in Fluid Systems*, Vol. 88, pp. 111-118. ASME FED, 1989.
- [68] Lord Rayleigh. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Philosophical Magazine*, Vol. 34, No. 200, pp. 94-98, August 1917. (文献 [69], Article 423 に収録されている).
- [69] Lord Rayleigh. *Scientific Papers by John William Strutt, Baron Rayleigh*, Vol. 6 (1911-1919). Cambridge University Press, 1920.
- [70] K. Sato and N. Ogawa. Collapsing behavior of vortex cavitation bubbles in the wake of a circular cylinder. *Cavitation and Gas-Liquid Flow in Fluid Machinery and Devices*, Vol. 226, pp. 119-125, 1995. ASME FED.
- [71] A. Shima. The natural frequencies of two spherical bubbles oscillating in water. *Transactions of the ASME: Journal of Basic Engineering*, Vol. 93, pp. 426-432, September 1971.
- [72] A. Shima and K. Nakajima. The collapse of a non-hemispherical bubble attached to a solid wall. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 80, part 2, pp. 369-391, 1977.
- [73] H. Soyama, A. Lichtarowicz, and T. Momma. Vortex cavitation in a submerged jet. In *Proceedings of the ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Volume 1*, Vol. 236, pp. 415-422. ASME FED, 1996.
- [74] F. Takemura and Y. Matsumoto. Influence of internal phenomena on gas bubble motion (effects of transport phenomena and mist formation inside bubble in the expanding phase). *JSME International Journal, Series B*, Vol. 37, No. 4, pp. 736-745, 1994.

- [75] P. Tetsud-Gioanneschi, A. P. Alloncle, and D. Dufresne. Collective effects of cavitation: Experimental study of bubble-bubble and bubble-shock wave interactions. *Journal of Applied Physics*, Vol. 67, No. 8, pp. 3560-3564, April 1990.
- [76] Y. Tomita and A. Shima. On the behaviour of a spherical bubble and the impulse pressure in a viscous compressible liquid. *Bulletin of the JSME*, Vol. 20, No. 149, pp. 1453-1460, November 1977.
- [77] Y. Tomita and A. Shima. Mechanics of impulsive pressure generation and damage pit formation by bubble collapse. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 169, pp. 535-564, 1986.
- [78] Y. Tomita and A. Shima. High-speed photographic observations of laser-induced cavitation bubbles in water. *Acustica*, Vol. 71, pp. 161-171, 1990.
- [79] Leon Trilling. The collapse and rebound of a gas bubble. *Journal of Applied Physics*, Vol. 23, No. 1, pp. 14-17, January 1952.
- [80] Jan H. J. van der Meulen. On laser-induced cavitation bubbles and the impact on nearby solid boundaries. In H. Kato, editor, *Proceedings of The Second International Symposium on Cavitation*, pp. 249-256, Tokyo, Japan, April 1994.
- [81] Y. C. Wang and C. E. Brennen. Shock wave development in the collapse of a cloud of bubbles. *Cavitation and Multiphase Flow*, Vol. 194, pp. 15-19, 1994. ASME FED.
- [82] A. E. Wraith and T. Kakutani. The pressure beneath a growing rising bubble. *Chemical Engineering Science*, Vol. 29, No. 1, pp. 1-12, 1974.
- [83] H. Yamaguchi. Hydrodynamics characteristics of a two-dimensional foil or cascade in steady incompressible uniform flow with boundary layer effects taken into account. Internal software, 1988.
- [84] H. Yamaguchi, H. Kato, M. Maeda, and A. Kamijo. Development of a laser holography system for the measurement of cavitation bubble clusters. In *Proceedings of ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum*, Vol. 98, pp. 115-119, Toronto, Canada, 1990. ASME FED.
- [85] H. Yamaguchi, H. Kato, A. Sugatani, A. Kamijo, T. Honda, and M. Maeda. Development of marine propellers with better cavitation performance (3rd report: Pressure distribution to stabilize cavitation). *Journal of Society of Naval Architecture Japan*, Vol. 164, pp. 28-42, 1988.
- [86] Hajime Yamaguchi and Hiroharu Kato. On application of nonlinear cavity flow theory to thick foil sections. In *Second International Conference on Cavitation*, pp. 167-174, Edinburgh, September 1983. IMechE conference publications.
- [87] P. Yu and S. L. Ceccio. Diffusion induced bubble populations downstream of a partial cavity. In *Proceedings of the ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Volume 1*, Vol. 236, pp. 345-355. ASME FED, 1996.
- [88] P. Yu and S. L. Ceccio. Diffusion induced bubble populations downstream of a partial cavity. *Transactions of the ASME: Journal of Fluids Engineering*, Vol. 119, pp. 782-787, 1997.
- [89] 岡田脩敬, 服部修次, 鈴木文規. マグネシア単結晶を用いたキャビテーション浸食挙動の基礎的研究. 日本機械学会論文集 (A 編), 60 卷 569 号, pp. 147-152, 1994.

- [90] 加藤洋治. キャビテーション (増補版). 槓書店, 1990. (絶版).
- [91] 加藤洋治ほか. キャビテーション壊食の機構とその予測法の研究. 文部省科学研究費補助金 (国際学術研究・共同研究) 研究成果報告書 07044124, 1994.
- [92] 川並康剛. 翼型に発生するキャビテーションの構造と気泡崩壊衝撃圧の推定. 博士論文, 東京大学 大学院工学系研究科 船舶海洋工学専攻, 1999.
- [93] 川並康剛, 加藤洋治, 山口一, 前田正二. クラウド・キャビティ内の気泡分布について. キャビテーションに関するシンポジウム (第9回), pp. 131-134, 1997.
- [94] 金野祥久. キャビテーション気泡崩壊衝撃力の計測法に関する研究. 修士論文, 東京大学 大学院工学系研究科 船舶海洋工学専攻, 1996.
- [95] 金野祥久, 加藤洋治, 山口一, 前田正二. キャビテーション壊食量の推定法 第1報: 気泡崩壊による衝撃圧スペクトル. 日本造船学会論文集, 177巻, pp. 81-89, 1995.
- [96] 金野祥久, 加藤洋治, 山口一, 前田正二. キャビテーション壊食量の推定法 第2報: 気泡群崩壊による衝撃力頻度分布計測の信頼性評価. 日本造船学会論文集, 184巻, pp. 15-26, 1998.
- [97] 佐藤恵一, 近藤伸司. 流れ中での固体壁近くの渦キャビテーション気泡の崩壊・衝撃挙動 (特に、壁面方向への気泡様相). 日本機械学会論文集 (B編), 63巻606号, pp. 372-377, 1997.
- [98] 佐藤恵一, 杉本康弘. キャビテーション壊食に関連する渦キャビティ圧挙動の観察 (特に、三角柱まわりの near-wake において). 日本機械学会論文集 (B編), 63巻616号, pp. 3815-3821, 1997.
- [99] 佐藤恵一, 杉本康弘, 近藤伸司, 新谷一博. 渦キャビテーション気泡崩壊挙動と壊食との同時計測. 日本機械学会論文集 (B編), 64巻622号, pp. 1683-1688, 1998.
- [100] 佐藤恵一, 星野宏介, 太田博章. 流路壁面近傍での剥離渦キャビテーション気泡の分裂・崩壊過程 (円柱まわりの流れ). 日本機械学会論文集 (B編), 64巻622号, pp. 1689-1696, 1998.
- [101] 真田徳雄, 高山和嘉, 小野寺取, 池内淳. 水中衝撃波を受けて崩壊する空気泡挙動の実験的研究. 日本機械学会論文集 (B編), 52巻480号, pp. 2779-2786, 1986.
- [102] 島田正仁, 松本洋一郎, 小林孝. クラウドキャビテーションの動力学とキャビテーションエロージョン. 日本機械学会論文集 (B編), 65巻634号, pp. 1934-1941, 1999/6.
- [103] 仙石栄二, 寺崎高嗣, 高杉信秀, 藤川重雄. ウォータージェット計測用小型高速応答衝撃圧力計の開発とその特性. 日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集, No. 98-15, 長野市, 1998.
- [104] 高比良裕之. 気泡群の力学に関する研究. 博士論文, 京都大学 工学部, 1992.
- [105] 高比良裕之. キャビテーションと気泡力学に関する用語. 混相流, Vol. 11, No. 1, pp. 66-69, 1997/3.
- [106] 高比良裕之, 赤松映明, 藤川重雄. 液体中での気泡群の力学 (第1報, 理論解析). 日本機械学会論文集 (B編), 58巻548号, pp. 1267-1274, 1992.
- [107] 高比良裕之, 赤松映明, 藤川重雄. 液体中での気泡群の力学 (第2報, 数値解析). 日本機械学会論文集 (B編), 58巻548号, pp. 1275-1282, 1992.

- [108] 高比良裕之, 藤川重雄, 赤松映明, 許斐謙二. 圧縮性液体中の2個の非球形気泡の相互作用(気泡の変形機構). 日本機械学会論文集(B編), 53巻491号, pp. 1901-1908, 1987/7.
- [109] 織修広, 金野祥久. 衝撃圧計測によるキャビテーション・エロージョン機構の研究. 卒業論文, 東京大学工学部船舶海洋工学科, 1994.
- [110] 寺崎尚嗣, 白井崇, 仙石栄二, 高杉信秀, 彭國義, 藤川重雄. 水中ウォータージェットのキャビテーションとその能動制御. キャビテーションに関するシンポジウム(第9回), pp. 17-20, 1997.
- [111] 寺崎尚嗣, 和田英典, 高杉信秀, 藤川重雄. ウォータージェット計測用小型高速応答衝撃力計の開発. 日本機械学会第74機通常総会講演会講演論文集(III), No. 97-1, pp. 410-411, 東京, 1997.
- [112] 寺崎尚嗣, 和田英典, 高杉信秀, 藤川重雄, 杉野芳宏. 水中ウォータージェットにおけるキャビテーション衝撃力に関する研究. 日本機械学会論文集(B編), 64巻623号, pp. 2004-2010, 1998.
- [113] 講習会「圧力変換器製作技術と実習—低圧から超高压まで」教材. 日本機械学会 通計番号: No.940-66, 1994.
- [114] 服部修次, 岡田庸敬, 鈴木文規. キャビテーション気泡崩壊圧による塑性変型挙動(マグネシア単結晶を用いた基礎的研究). 日本機械学会論文集(A編), 56巻527号, pp. 1617-1622, 1990.
- [115] 服部修次, 鈴木寿治, 岡田庸敬. キャビテーション気泡崩壊圧が材料表面に作用したときの圧力分布. キャビテーションに関するシンポジウム(第9回), pp. 35-38, 1997.
- [116] 藤川重雄, 田原晴男, 高杉信秀, 石倉昌典, 和田英典. キャビテーション衝撃圧と壊食の相関に関する研究(衝撃圧計測用微小圧力計の試作, 検定, 応用). キャビテーションに関するシンポジウム(第8回), pp. 45-46. 日本学術会議, 1995.
- [117] 前田学, 山田績, 川上孝, 吉田義樹. ポンプ翼面におけるキャビテーション気泡崩壊衝撃パルスの計測. 日本機械学会講演論文集, No. 924-2, pp. 7-9, 1992/3.
- [118] 南茂夫. 科学計測のための波形データ処理. CQ出版株式会社, 1986.
- [119] 森啓之, 柴田勝博, 岡田庸敬, 服部修次. キャビテーション気泡崩壊圧の伝ば挙動と壊食量(三層型制振材料を用いた結果). 日本機械学会論文集(A編), 62巻600号, pp. 1820-1826, 1996.
- [120] 森啓之, 岡田庸敬, 服部修次, 水島一寿. キャビテーション気泡崩壊圧と壊食量に関する一考察. 日本機械学会論文集(A編), 62巻602号, pp. 2326-2332, 1996.
- [121] 山口一. 翼型に発生する部分キャビテーションの非線形理論と耐キャビテーション性能の優れた翼型の開発. 博士論文, 東京大学大学院工学系研究科船舶工学専攻, 1983.
- [122] 山口一, 加藤洋治. 翼型に発生する部分キャビテーションの非線形理論. 日本造船学会論文集, 152巻, pp. 117-124, 1983.