<u>修士論文</u>

気泡の生成と周辺流体の挙動

<u>通し番号 1-87 完</u>

<u>平成 13 年 2 月 16 日 提出</u>

指導教官 庄司 正弘

<u>96171 野上 重利</u>

<u>目次</u>

1. 序論	
1.1. 背景	4
1.2. 従来の研究	5
1.3. 従来の研究(動的挙動について)	
1.4. 本研究の目的	
2. 実験	14
2.1. 実験概要	
2.2. 実験装置	
3. 実験結果,及び考察	21
3.1. 信号時系列と気泡との関係	
3.1.1. 気泡挙動とホットフィルム信号との関係	
3.1.2. 気泡運動と圧力信号との関係	
3.1.3. 単一発泡から連続発泡への信号挙動	
3.2. 信号の空間性	
3.3. 周波数分岐図	
3.3.1. オリフィス径をパラメータにした場合	
3.3.2. チャンバー容量をパラメータにした場合	
4. 結論	
付録 A	72
A-1 記号表	
A-2 圧力校正曲線	74
A-3 多孔質の圧力抵抗	
A-4 画像解析プログラム	
A-5 壁面からの気泡成長におけるポテンシャル流れれ	
参考文献	
謝辞	

1. 序論

1.1. 背景

伝熱において沸騰は通常の気液熱伝達より相変化を伴う分,より高い熱伝達率を達成すること ができ,効率のよい熱交換が必要である種々のエネルギー機関では当然その現象に対する需要は 大きい.また今日,日進月歩で進歩するマイクロマシンや苛酷な環境に置かれる宇宙機器の冷却 など,将来より問題になるであろう現象にも応用が考えられるなど,工学上非常に重要な現象で ある.その沸騰挙動は複雑な特性をしめすことが知られているが,その複雑さは沸騰が相変化, 気泡変形,周辺流体変動等が複雑に絡み,その時空間分布が不規則な現象だからである.それゆ えに従来から沸騰現象に対するアプローチは巨視的な統計量を数多くの実験データから得て必要 な実験式を得るという方法が用いられてきた.その典型である沸騰曲線は工学的な応用上重要な 意味を持っている.数十年に及ぶ沸騰の研究によって多くの成果を得ることができたが,その理 論的な扱いにおいて,依然として数多いモデルがあるということは,現象に対して十分な理解が 得られたとは言い難い証拠である.またそのモデルの多くは時空間に平均なモデルであり,例え ば沸騰面の動的な制御を行うためには,時間的な平均値である統計量を用いることは適当でない. 沸騰現象の動的な挙動に関する研究は当研究室^[1-3]や世界各所^[4,5]で積極的に行われ,一定の成果を 得てきた.しかしカオス解析に代表される非線形解析で得られる値,例えば相関次元やコルモゴ ロフエントロピーは,その値から物理的考察を行うことはまた別の作業となる.

また当研究室では,過去に沸騰現象における発泡挙動のみを観察することを目的として,空気 水系における水中単ーオリフィスから気泡を生成しその動的挙動を調べる実験が行われた^[6]-8]. その実験によれば,気泡周辺におけるホットフィルムプローブによる測定から,出力信号の周期 が分岐していく現象が確認された.すなわち,沸騰とは異なり発泡開始が規則的である現象でも 複雑な挙動を示すことがわかった.しかしホットフィルムプローブの信号,つまり気泡周辺流れ 場と気泡自身の挙動は明らかにされず,結果についての物理的な考察についてはほとんど行われ ず,現象の理解には至っていない.

1.2. 従来の研究

ここでは単一気泡生成についての従来の研究について述べる.単一気泡生成についての研究は 化学反応塔や分離機など,主に化学の分野において工業的な背景より1950年代から始められ,数 多くの実験的,理論的研究が行われてきた.水中単一オリフィスから気泡を生成させる実験の主 な測定パラメータは,平均離脱気泡径,平均気泡離脱周期である.通常,実験でその値を求める |場合は,離脱周期を測定して入口流量を離脱周期で割ることで離脱体積を求めている.直接画像 から離脱気泡体積を求めている研究は少ない.パラメータはオリフィス径,オリフィス下部に設 置するチャンバー容量,及び流入空気流量が重要であると言われるが^[9]完全に一意に定まってお らず,さらに粘性,オリフィスにかかる静圧^[10],重力の影響^[11]等,多くのパラメータに関しても 研究が行われている.重要なパラメータである流入空気には主に,空気流量一定条件(チャンバ ー系ではない),オリフィス下部のチャンバー内圧力一定条件,あるいはチャンバー入口空気流量 一定条件^[12]とあり,無次元数にまとめても異なる実験結果を示す.チャンバー系ではない流量一 定条件はオリフィス下部にキャピラリーチューブや焼結金属によって圧力抵抗をつくり,これが 気泡の生成による圧力変化よりはるかに大きければ条件は達成される.また圧力一定条件はオリ フィス下部にチャンバーを設け,高圧力状態をつくり実験を行う.対してチャンバー入口流入条 件はチャンバー内をそのような高圧力状態にはならず,チャンバーに流入してくる空気流量をパ ラメータとして実験を行う、通常、工業的に多く利用されているのはチャンバーを設けた場合で あり数多くの実験が行われてきた.特に weeping,もしくは dripping と呼ばれる,気泡発生後に液 体がチャンバーに逆流するという現象については,多くの実験報告がある.

流量一定条件は気泡成長を考える上で扱いやすく,多くの理論的研究において用いられている. Davidson(1960)^[13,14]は,気泡が球形成長すると仮定して,気泡における運動方程式をたて,そこか ら気泡の離脱周期や離脱気泡径の算出を試みている.この運動方程式では上昇方向に主に浮力, 逆に気泡を留めようとする力に表面張力と気泡成長における慣性力をおいている.慣性力におけ る付加質量をオリフィスの場合,ポテンシャル理論と鏡像法における算出より係数を 11/16 と求 め、以降の論文ではオリフィスからの発泡において必ずこの付加質量の係数が用いられている。 さらに 1970 年前後は Kumor と Kuloor のグループが積極的な実験を行っており, 理論では2 step model^[15,16](Fig.1.2.1)を提案した.このモデルは画像からの観察結果に基づき,まず成長過程で上述 の Davidson らの式を用い,次に成長した気泡が離脱するまでに上昇しネッキング(necking)という 現象を起こして最後に離脱する過程との2つの状態にわけて計算を行う.以降,このモデルを修 正する形で研究が進んだが, Marmur et al.(1976)^[9]はまず成長段階での球形仮定を問題とし,次に ネッキングから離脱をするときのパラメータを実験から得た離脱気泡体積に合うように設定する ことを疑問視し,この解決を試みた.すなわち成長段階から気泡変形を考慮して気泡表面を要素 に分割してそれぞれの境界における圧力式をたて,離脱は気泡の表面変形によって一つの気泡塊 ができたところで生じるとして、それまで離脱条件に実験値を与えなければならなかった不満を 取り除いた.その後,この気泡変形モデルの修正版が多く出現することになり^[17,18],チャンバー 系でもチャンバー内圧力変動を考慮することにより、計算で対応できるようになってきた (Fig.1.2.2).しかし以上の研究は通常単一気泡であり,また前方気泡や周辺流体の影響を入れてい るものは少なく、その連続的発泡について深く研究したものはなかった.しかし液滴落下の実験 で,離脱時間間隔にカオス性が発見されている^[19]ことを受けて,Tritton et al.(1992)^[20]により,気 泡周辺流速変動が周期倍分岐と間欠性を経てカオスに至る複雑な分岐現象が報告され,この報告

以後,気泡列の通過時間間隔におけるカオス性^[21]など,様々な気泡のカオス性について報告がな された^[22].現在は気泡の非線形性について新しい研究も進められている.



Fig. 1.2.1. Schematic of two step model. Ramakrishnan, et al. (1969)^[15]



Fig. 1.2.2. Schematic of finite element method on bubble surface. Pinczewski (1981)^[17]



Fig. 1.2.3. Chaotic change of intervals of bubbles. Nguyen,N., et al.(1996)^[21]

1.3. 従来の研究(動的挙動について) ここでは気泡の動的挙動に注目した論文について,本研究と関連があるものについて紹介する.

Tritton et al.(1992)^[20]の研究

実験装置は 51 の水槽に内径 1.2mm のガラス管を壁面より十分はなれた位置に設置し,ホットフィルムプローブをガラス管出口から水平方向に 3.0mm, 垂直方向に 4.0mm の位置に固定した.画像については信号の大まかな挙動をストロボ等で確認するにとどまっている.流体は体積濃度 24%のグリセリン水溶液,気体は窒素を用い,流量一定条件で気泡生成させた場合の信号を調べた.その結果を,Fig.1.3.1 に示す.Fig1.3.1 (Left)は信号の時系列を示し,Fig.1.3.1(Right)はその時系列の極大値のリターンマップを示す.図より周期倍分岐現象(Period Doubling)と間欠的分岐現象(Intermittency)の 2 種類が混在した信号時系列と分岐現象が得られ,その各領域を特徴する状態を8つにわけた.

流量を上げていくにともなって,始め1周期だった信号が2周期になり,4周期まで現れた.8 周期については,確証はない.2周期の信号にやや複雑な挙動が混じった状態を限定カオス(limited chaos)としている.そこから間欠的な現象が確認された後,先ほどの限定カオスより複雑な不規則 信号が得られ,これを大規模カオス(large scale chaos)としてその後,3周期現象が現れるとしている.

これまで気泡離脱現象で平均的なものでしか扱わなかったところから,動的な変動に注目し, その現象について示した.その現象についての理解は後の考察課題として,深く触れられていない.例えば信号の極大値でリターンマップを得ているが,それぞれの極大値が物理的に何を表すか.また大きな振幅での極大値と小さな振幅の極大値を同様に扱ってよいのか,信号の強さでリ ターンマップを描いているが当然時間情報が失われるので,時間についてはどのような結果が現 れるのか,など信号の意味についての考察が必要であると思われる.オリフィスと管という出口 状態が異なるが,今回行った実験に非常に近い実験系であるので,今回の実験データの検証に使 用する.

• Mittomi, et al.(1994)^[22]

実験装置は 181 の水槽に,内径 0.8mm~1.4mm の様々なガラス管を設置する.オリフィス直下 はチャンバー系になっており,その容量は 0~400cc で可変である.液体に蒸留水,気体に窒素を 用いる.入口空気流量は質量流量制御装置により任意に変えることができる.チャンバー内圧力 変動を測定し,その極大値を得てリターンマップを作成し(Fig.1.3.2 左),また横軸を流量,もし くはチャンバー容量,縦軸を極大値の分岐図(Fig.1.3.2 右),(Fig.1.3.3)を得た.

リターンマップについて Fig.1.3.2 (左)より周期倍分岐により 4 周期までが現れており,8 周期ま で確認したと報告されている.ノズル径をパラメータにした場合も考察しているが,これは同一 流量で比較して無次元化を行っておらず,適当な考察対象にはならない.また Fig.1.3.2 (右)では 液体を体積濃度 72%のグリセリン水溶液を用いることで粘性と表面張力の影響を考察した.この 場合両方が変化してしまうので影響を特定することはできないが,特に倍分岐現象がグリセリン 水溶液のほうが大きく出てくることが現れている.Fig.1.3.3 ではチャンバー容量をパラメータに した場合,分岐特性は低い流量では現れたが,大きい流量では現れなかった.

前述の Tritton, et al.(1992)^[20]のホットフィルムプローブ信号が気泡の運動の何を表しているのか

不明であるとして,チャンバー内圧力変動であればより気泡成長運動に注目することになり,気 泡のカオス性の観点で正確であろうということで行われた実験である.リターンマップについて はその4周期,あるいは8周期までの周期倍分岐現象を確認しており,それはTritton, et al.(1992)^[20] の実験結果に一致する.また分岐図を示して,流量やチャンバー容量をパラメータにした場合の 分岐について実験結果を示している.しかしここでも圧力の極大値が具体的に何を示しているか 物理的な解釈は示されておらず,Tritton, et al.(1992)^[20]で生じた問題点はそのまま残っている.

庄司,前田らの研究(1997)^[7]

実験装置は前述の Tritton., et al^[20]. のそれとほぼ同じ系である.約71 程度の水槽にガラス管(内径0.7,外径2.0mm)を壁面より十分離れたところに設置し,ガラス管出口から水平方向に0.5mm, 垂直方向にほぼ0mmの位置にホットワイヤプローブを設置した.画像撮影は高速度ビデオカメラを用い,2066Frames/sec で撮影したが,画像と信号の詳細な比較は行っていない.流体は蒸留水, 気体は空気を用い,流量一定条件で気泡生成させた場合の信号を調べた.ここでは各流量での時系列信号の極大値をとった分岐図を Fig.1.3.4 に示す.

ここでは分岐の領域を主に3つにわけ,現象の分類を行っている.即ち,50~150cc/minの領域 では単周期運動であり,160~200cc/min では合体が見られ,分岐図にばらつきの様子が表れる. 220cc/min 以降ではさらに複雑な合体が生じ,前の領域のような信号に極大点のばらつきはみられ ず,不規則な信号が現れている.またそれぞれの領域について相関次元を求め,それぞれ,1.1~ 1.3,2.1~2.9,収束せずという結果を得た.またこれ以外に特例として,q=80cc/min では7個に1 個の合体のために7周期運動が生じると報告している.この結果から,動的モデルにおいて前方 気泡の引き込みの重要性を主張し,モデルにその影響を加えて検討し,離脱径の一致を試みてい る.なお,気泡離脱体積は入口流量からプローブ信号周期を割ることでその値を得ている.

前述の Tritton, et al.(1992)^[20]とオリフィス径とプローブ位置が異なるだけの実験だが, さらに結 果から現象のモデル化により理解しようと試みている.時系列から intermittency に相当するよう な波形が得られており,これは実験結果より合体によるところがあると推測される.極大値のリ ターンマップをしかし Tritton, et al.(1992)^[20]らと同様に報告しているが,参考にしているデータを 液滴落下実験(Shaw, 1984^[19])であったので,リターンマップの詳細な検討は行っていない.しかし リターンマップには Tritton, et al.(1992)^[20]と同様に 3 周期をあらわす現象が報告されており,同一 性があると思われる.阿部によれば^[8],時系列データを極大値のみにとることが適当でないとし ている.すなわち時間データが損失することで現象を正しく理解できない点が問題であるとして いる.

庄司,阿部らの研究(1999)^[8]

実験装置は同様.ただし空気供給に管ではなくオリフィスを使用しており,径は0.5mm,2.0mm である.ホットワイヤプローブをオリフィス出口から水平方向に3.0mm,垂直方向に0.5mmに設 置して,信号を取り込んだ.画像撮影は高速度ビデオカメラを用い,2066frames/sec で撮影して, 画像と信号の詳細な比較を行った.流体は蒸留水,気体は空気を用い,多孔質を圧力抵抗として オリフィス直下に設置したが,これが希望の圧力抵抗になっておらず,入口空気流量条件につい ては不明としている.

阿部らは1周期,2周期,4周期,8周期の現象を確認し,また6周期の現象を報告している.

ここで重要な要素は,引き込み,あるいは合体であるとし,また同時に各周期をあらわす高速度 ビデオ画像も同時に掲載した.前述した問題点,すなわちリターンマップの時間データの損失を 解消するために,阿部はスペクトログラムを用いた.これはスペクトルの時間変化を表す方法で 横軸を時間,縦軸を周波数としてその強度を例えば色で表現することでスペクトルの時間変化を 表す.これを,横軸を流量として新しく縦軸を極大値ではなく周波数として分岐図を得た.Fig.1.3.5. にオリフィス径 0.5mm, 2.0mmの結果を示す.

スペクトログラムで時間項も含めた現象を表現しようと試みているが,実際スペクトログラム で表現される周波数分岐図は信号の極大値で描いた分岐図に相当している.また画像との対応を 示し,特に1周期,2周期の違いについて時系列と比較し気泡の引き込みが重要であると具体的 に指摘している点がこれまでの研究にと比べて重要な点である.ホットフィルムプローブ信号の 基本周波数が離脱間隔を示し,また合体のときに値が大きくなるなど,気泡との関連についても 考察している.しかし気泡の挙動と"ある程度の対応"という表現を用いていることから,実際 に気泡のどのような運動を直接あらわしているかはわからない.



Fig.1.3.1. (Left) Hot film probe signals. Flow rates $q/(d^5g)^{1/2}$. (a) 37; (b) 60; (c) 83; (d) 110; (e) 130; (f) 165; (g) 205; (h) 225; (i) 345; and (j) 405. Time span is 1.43 sec for (e) and (g);0.43 sec for all other cases. (Right) Return map based on maxima of records such as left hand side figure. Flow rates $q/(d^5g)^{1/2}$. (a) 77; (b) 95; (c) 130; (d) 155; (e) 205; (f) 225; (g) 270; (h) 365; and (i) 405. (Tritton, et. al. 1992)



Fig.1.3.2. (Left) Return maps based on differential pressure signals. (a) 1.0mm nozzle, 0.2l/min; (b) 1.0mm nozzle, 0.3l/min; (c) 1.0mm nozzle, 0.45l/min; (d) 1.0mm nozzle, 0.6l/min; (e) 1.0mm nozzle, 0.8l/min; (f) 0.8mm nozzle, 0.7l/min; (g) 1.0mm nozzle, 0.8l/min; (h) 1.2mm nozzle, 0.7l/min; and (i) 1.4mm nozzle, 0.7l/min. (Right) Bifurcation diagram based on local maximum values of pressure signals. 0.16l chamber for (a) distilled water, and (b) 72% glycerol-water solution. Inset (c) shows an enlargement of the period-two window section observed in the glycerol mixture.(Mittoni, et. al. 1994)



Fig.1.3.3. Bifurcation diagram against chamber volume for gas injection rates of (a) 0.3, (b) 0.42, (c) 0.52, and (d) 0.65 l/min using a 1.0 mm diameter injection nozzle(Mittoni, et. al. 1994)



Fig.1.3.4. Bifurcation diagram based on local maximum values of hot film outputs against flow rate. (Shoji, et. al. 1997)



Fig.1.3.5. Spectrogram. *d*= 2.0mm, flow rate 150-500cc/min (Abe 1999)

1.4. 本研究の目的

本研究は単一オリフィスからの連続発泡挙動についての研究である.前項で示した通り,発泡 挙動から得られる信号は周期倍分岐現象を示すことはわかっているが,その現象の理解には至っ ていない.例えば,周期倍分岐現象はカオスに至るルートとして典型であり,決定論的な式に何 らかの非線形項が含まれている可能性があるが,その非線形項が物理的に何の要素であるかは現 在のところ不明である.また注意しなければならないのは,頻繁に使用されるホットフィルムプ ローブが物理的に何を示しているかが不明な点である.測定しているのは自由度が大きい周辺流 体の流速であって,気泡運動に対して周辺流体はどのような流れ場を形成しているか,具体的な 気泡運動との関連は未だ不明である.これは Mittoni, et al.(1994)^[22]の実験についても同様のことが 言える.すなわち,オリフィス直下の圧力変動が気泡運動の何を示しているか,その極大値の検 出が物理的にどのような意味を持つかは具体的には示されていない.現状では現象の何らかのモ デル化を行う上で必要なデータがそろっているとは言えない.

したがって本研究ではまずホットフィルムプローブやチャンバー内圧力変動と気泡との関係を 明らかにする.その過程で発泡気泡周辺流れ場の様相を推測する.そして流速,及びチャンバー 容量をパラメータとして分岐現象がどのように変化していくか,信号の分岐が物理的にどのよう な意味を持つかを調べる.

実験はこれまでの種々の実験と同様に,空気-水系において発泡させその挙動をホットフィル ムプローブ,チャンバー内圧力変動,及び高速度ビデオカメラからの撮影で時系列データを求め, 分岐現象について考察する.

2.実験

2.1. 実験概要

実験装置の概略図を Fig.2.1.1 に示す.210mm×210mm×200mmの水槽底部に径 1.0mm または 2.0mmのオリフィス部を取り付ける.水槽には蒸留水を高さ 160mm まで入れる.水槽側面には大 きな流動を抑える目的で金網を設置し,また水面の変動を抑える目的で水槽内高さ 140mm に抑制 板を設置している.流入空気は実験開始前にコンプレッサにゲージ 3 気圧までためた空気を使用 する.実験中はコンプレッサを作動させない.オリフィス下部のチャンバー容量は装置の組換え で変化できる.チャンバーの入口部は変動を抑え一定流量で流入させる目的で多孔質を設置して いる.チャンバー系を使用しない場合にはオリフィス直下に多孔質を設置する.測定機器として 熱線流速計,差圧変換器,高速度ビデオカメラを使用する.熱線流速計は電圧値を流速に変換せ ず電圧値を用いる.ホットフィルムプロープ位置は系によって変化するが基本位置をオリフィス 中心から水平方向に 3.0mm,垂直方向に 1.0mmの位置とする.この位置でない場合は予め特記す る.圧力値は予備実験で作成した校正曲線で電圧値を圧力値に変換する(付録 A-2).高速度ビデオ カメラは 1000Frames/sec で撮影する.これらはデジタルレコーダのトリガ設定で同時測定が可能 である.差圧に関してはチャンバー容量 0cc の場合,実験装置の構造上測定することができない. また差圧の参照圧力については差圧計の項(章 2.2)で述べる.

本実験系において,系としてのパラメータはオリフィス径,チャンバー容量であり,状態を変 化させるパラメータとしては空気流量である.しかしオリフィス径は基本的に 1.0mm を用いる. オリフィス径 2.0mm を用いるとチャンバー容量を増加させた場合,weeping,もしくは dripping と呼ばれる,気泡離脱後に液体がオリフィスからチャンバーに逆流する現象が起こり,分岐現象 など長時間の測定を必要とする実験においてチャンバー容量が変化してしまうので適さない.し たがってオリフィス径の違いはチャンバー容量 0cc,すなわち流量一定条件においてのみ比較する.

実験は基本的に個々のチャンバー容量で空気流量を逐次変化させその信号を計測する実験と, 分岐図を得るための実験の2種類を行う.分岐図を得るための実験は,予めコンプレッサの圧力 を上げた状態から,長時間かけて発泡させ,コンプレッサ内の圧力の低下させる.コンプレッサ 内の圧力が低下すれば空気流量も低下するので,その間連続して信号を取り込むことで流量を連 続的に変化させた場合の信号を取り込むことが可能である.その時間はおよそ 30分から1時間程 度である.なお,この程度の時間をかければ,流量の低下速度の違いは分岐現象に影響を与えな いことは事前に確認した.

解析方法は基本的に測定データの各要素との対応,即ち高速度ビデオ画像とホットフィルムプ ローブ,もしくは差圧信号との対応をとった.高速度ビデオカメラの画像は付録 A-4 の条件を満 たす限り画像解析を行い,気泡輪郭線のデータから必要な解析を行った.分岐現象の表現にはス ペクトログラム解析を用いた.スペクトログラム解析は時系列の周波数変移を見る方法であり, 本実験においては流量を連続的に変化させた場合に周波数特性がどのように変化するかをみる. 具体的な方法は,長時間の時系列から2048 点(サンプリングが1kHz なので約2秒)を抜き出し, 高速フーリエ変換するという操作を0点のずらしで計算した.ウィンドウは抜き出したデータと 同じ長さのハニングウィンドウを用いた.この方法と従来の極大値での分岐図との比較は章3.3.1 で行った.



- 1: Compressor
- 2: Needle valve
- 3: Flow meter
- 4: Porous media
- 5: Chamber
- 6: Orifice
- 7: Wire netting
- 8: Surface wave buffer
- 9: Water tank
- 10: Digital recorder

- 11: Hot film probe
- 12: Position adjustor
- 13: Anemometer
- 14: Air tank
- 15: Pressure transducer
- 16: Carrier demodulator
- 17: High speed video camera
- 18: Video recorder
- 19: Light

Fig.2.1.1 Experimental apparatus

2.2. 実験装置

以下に具体的な実験装置の説明をする.数字は Fig.2.1.1 中の番号に対応している.

● コンプレッサ(日立製 型番不明)

最大 7kg/cm²までの性能をもつ.普段の実験では約 3kg/cm²程度まで圧力を上げた後,圧縮動作 を停止してから実験を行う.したがって実験を行うにしたがって圧力は低下していくが,個々の 気泡発生による圧力変動は,空気配管にある多孔質,流量計等の抵抗によってコンプレッサに影 響を与えない.

● 流量計(小野製作所 OMEGA)

浮き子式流量計であり,使用する供給空気流量によって 5-50cc/min,50-500cc/min,500-5000cc/min の3種類の流量計を用いた.最小目盛りはそれぞれ,5,50,500であるが,その間にある流量につい ては定規で間隔を測定して逆算して求めた.したがって最小目盛りの倍数にならない値について は値に約(最小目盛り×0.1)程度の誤差は含んでいるとしている.

● 多孔質(セイワ株 IC ローラー)

下流で起きた空気圧力変動(気泡発生)の影響を上流側に伝えないようにするために,チャン バー流入口,あるいは実験条件によってはオリフィス流入口に多孔質を設置した.これの性能に ついては付録 A-3 を参照.

チャンバー(製作)

チャンバーは真鍮製で,1/8 inch のテーパ穴が圧力測定用と供給流量用に複数個空けてある.実 験中使用しない穴についてはプラグで塞いであり,実験中の漏れはない.またチャンバー容量は 装置の組み立てによって大きく 5cc,60cc,460cc に変えることができ,それ以外の容量について は容器内に適当な大きさの発泡スチロールや粘土で流れを遮らないように詰めて容量を調節する.

● オリフィス(製作済)

アクリル製で径がそれぞれ 1.0mm,2.0mm を中心に用いた.厚さは前者が 10mm, 後者が 20mm である.厚さの違いが結果に影響を与えるかどうかは今回の実験では検証できない.

● 水槽(製作済)

深さ 210mm,幅,奥行きともに 200mm のアクリル製水槽で,気泡生成の撮影が可能になって いる.通常の実験では水槽底面から 160mm の蒸留水を満たして実験を行った.

● 金網(製作済)

大きな流れの整流,および水面変動がホットフィルムプローブの信号に影響を与えないように するため,水槽内に金網を入れた.金網の線の間隔は約1.0mm,厚さ約0.3mmで,アルミを土台 にして組まれている.金網を入れようが入れまいが気泡生成についてはほとんど影響はないは事 前に確認してあり,これを使用するのはプローブの信号を安定させるためである.効果は金網よ り,その上部に設置した水面の波を抑えるための遮蔽板の方が大きかった.実験結果の気泡の絵 では背面に金網が写っているのと写っていないものがあるが,このことによる信号の影響は考え なくてよい.また気泡の輪郭を画像解析によって求める場合,解析領域に気泡以外の物体がある ことは解析を困難にするので,画像解析の結果についてはすべて背面に金網が写っていない絵を 用いた(付録 A-4).

● デジタルレコーダ (TEAC DR-M3a MK2)

ホットフィルムプローブ信号,及び圧力信号を記録する.通常,サンプリング周波数は1kHz で 実験を行った.入力電圧は±1,±2,±5,±10V であり,それぞれ実験条件によって適宜適当な 値を用いた.チャンネル数は8ch あり,今回の実験のように2ch であれば,時間遅れがなく,か つ連続的な記録が可能である.またトリガ出力端子からトリガを高速度ビデオ装置に打ち,高速 度ビデオカメラの画像と遅れのない同時測定が可能になっている.

• 熱線流速計(KANOMAX Constant Temperature Anemometer, MODEL 1010 and MODEL 21-1312)

定温度型熱線流速計.ブリッジ回路においてプローブ部における流体の流速変動によってプロ ーブの温度が変化し,その結果抵抗が変化する.その変化分を検出しアンプで増幅しフィードバ ックをかける.出力はアンプで増幅した後の電圧値である.アネモメータは2種類あり通常は MODEL 21-1312の方を用いて,その変動分(V)を検出器(Signal Indicator MODEL 21-1211)で出力 してデジタルレコーダに入力する.対して MODEL 1010 は生の電圧値が出力されるのでデジタル レコーダで記録するとき前者は±1,±2Vで行うに対して,±10Vで記録するようになるだけであり, 本質に違いはない.出力は校正を入れていないので,m/s などの速度次元に変換することはできな い.また熱線流速計の電圧-流量の校正曲線は2次曲線になるため,値は大小の比較は可能であ るが,その大きさの定量的な比較はできない.

ホットフィルムプローブ及びサポート(TSI MODEL 1210-20W and Probe Support 0103)
センサ部に白金フィルムを使用した液体用円筒型標準直線プローブ.サポートはオリフィス部
に近づけるよう,L字型になっている.

● ホットフィルムプローブ調節台(製作済)

ホットフィルムプローブを固定する.それぞれ3方向に目盛りがついてあり,正確なプローブの移動が可能になっている.移動の最小目盛りは0.5mmとしている.プローブの中心合わせは毎回実験を行う前に目視によって行っている.そのため中心においては±0.5mm程度の誤差は含んでいると考えられる.

● 差圧計(Validyne 社製 DP45 - CD15)

差圧計は差圧トランスジューサとキャリア・ディモジュレータで構成されており,電気回路図 は Fig.2.2.1(Right)のようになっており,差圧トランスジューサは可変リラクタンスで構造は Fig2.2.1(Left)に示す.透磁ステンレス製のダイアフラムが E 型のインダクタンスコイルにはさま れている.キャリア・ディモジュレータのオスシレータ回路によってサイン波が励振され,ダイ アフラムにおいて両側の圧力の不一致が生じた場合コイルの磁気リラクタンスが変化し,ブリッ ジのバランスが崩れて不平衡電圧が生じ,その電圧が出力される.圧力に対する感度は SPAN ツ マミにより変更が可能であり,予備実験から各 SPAN における電圧 - 圧力校正値を求めた(付録 A-2).感度は最大 550 Pa である.固有振動数は約 400Hz であり,測定対象との配管によっても変 化するが基本的に 100Hz 以下の振動であればゲインを損なわない測定が可能である.圧力室容積 は 0.15 cc で最大変化量は 0.015 cc となっている.

本実験ではチャンバー内圧力を測定するが,チャンバー内圧力はほぼ水槽に入れた水柱分の圧 力になっているので,水槽内の静圧との差圧を取ることが最も適当である^[18].しかし実際には水 の圧力室混入にしたがい固有振動数が低下し,特に気泡が連続的に発泡する流量では発泡挙動に 対応した圧力波形が得られなかった.したがって,本実験では参照圧力側には水を用いず空気溜 を用意して固有振動数の低下を抑えた.差圧トランスデューサの仕様から,圧力室は最大で0.015 cc 変化するが通常の変化量を0.01 cc として,必要な空気溜容量は大気圧下で1000cc 程度あれば 圧力室の容量変化に対しての空気溜の圧力上昇が1Pa 程度に抑えられるので,空気溜はこの容量 とした.また空気溜は60cc 程度容量を変えることが可能である.圧力信号の0点設定は測定が最 も容易であるような値を毎回実験開始前に適宜設定している.よって実験結果の圧力信号出力に おいて,0点が実験条件によって変化するので本実験において圧力値そのものは重要でなく,主 にその振幅のみに注目する.

● 高速度ビデオカメラ装置(フォトロン(株)製 FASTCAM-Net Max)

すべての実験条件において,画像画面 254×240Pixel,フレームレート 1000Frames/sec,シャッ タースピード 1000 1/sec で撮影した.解像度は撮影条件によって変わるが,おおむね 12pixel/mm 程度である.



Fig. 2.2.1 (Left) Schematic of differential pressure transducer (Right) Circuit of differential pressure measurement.

3. 実験結果,及び考察

3.1. 信号時系列と気泡との関係

3.1.1. 気泡挙動とホットフィルム信号との関係

Fig.3.1.1(上)にオリフィス径 d=1.0mm, チャンバー容量 $V_c=0$ cc, 流量 q=15cc/min(Re=20)にお けるホットフィルム信号と気泡容量変化を示す.プローブ位置は,基本位置とは異なりオリフィ ス中心から水平方向に 2.0mm, 垂直方向に 1.0mm とする.気泡容量は画像解析プログラム(付録 A-4)で求めた気泡輪郭線から算出した.同様に Fig3.1.1(下)に重心速度,気泡成長速度も求めた がこれについては算出した生データを隣接 1 個で平均して求めた.また付録 A-4 で述べた通り, 値にある程度の誤差を含む.Fig.3.1.2 は 0.01sec 毎に画像解析プログラムで求めた気泡輪郭線を示 す.

通常チャンバー容量 V_c=0cc の場合,流量一定条件になるはずであるが(付録 A-3),低流量においては多孔質の圧力抵抗が低下し,流量一定条件が保てなくなっている.気泡が生成しない場合に水の逆流がないことは実験後,多孔質や空気配管の濡れがないことから確認した.即ち,オリフィス部における表面張力が充分に大きいため,気泡が発泡しない段階でも逆流は起こらないと説明できる.

ホットフィルム信号の波形より、1つの気泡成長に対して信号に2つの極大値が現れることがわかる.プローブの波形の変化は気泡の成長開始と一致する.若干のずれはオリフィス近傍の小さな気泡成長がプログラムで検出できないためであると推測される.気泡の成長の仕方については、気泡の成長が0.04sec程度であるのに対して(Fig.3.1.2,(a)~(e))、離脱過程は0.01secと速く、特にネッキングと呼ばれる現象(Fig.3.1.2,(e)~(f))(Fig.3.1.3)の後、急激に気泡が変形して離脱している様子がわかる.それは重心速度の急激な変化からもわかる.しかしこの過程で気泡容量には大きな変化は見られず(Fig3.1.1)、気泡成長速度に関しても若干の影響が見られるが、重心ほど極端な変化はせず、最後の離脱の瞬間も一定流量に近い状態で流れている様子が現れている(Fig.3.1.2).

2つの極大値が現れたことは,主に気泡が成長して押しのけることによって生じる流れと,また, 気泡が離脱する段階で生じるネッキング現象によって今度は逆に流体の引き込みが起こり,その 結果ホットフィルム信号に2つの極大値が現れたと考えられる.しかし具体的に成長段階での極 大値と極小値についての説明は難しい.渦を考えなければ定性的に,気泡の水平方向の変化量が 小さいか,もしくは気泡の変化がプローブから離れたところで起こるようになれば,気泡に付随 する流体の流れは遅くなる.2つの要素が組み合わさっているので,例えばプローブと同じ高さ での水平方向の気泡径の変化とプローブ信号とを比較しても,特に離脱過程では一致は見られな かった(Fig.3.1.4).付録 A-5 から気泡成長に関する詳細なデータを用いれば,2つの極大値につい ては成長段階と離脱段階での2つのポテンシャルを組み合わせることで説明が可能であるが厳密 な計算はここでは行わない.

気泡成長に関して,重心は早い段階で一定速度に近い状態になることがわかる.これは気泡成 長の圧力と気泡成長に伴う流体の慣性力がバランスしていると推測できるが,従来の2ステップ モデル(章 1.2)で説明するには成長段階と離脱段階に中間領域(Fig.3.1.1,(b)~(e))を設ける必要があ る.気泡成長に関してはさらに充分な物理的考察が必要である.

気泡離脱に関して,力のバランスが崩れることによる離脱より,Fig.3.1.3 のネッキングの様子から,表面張力の不安定波長からの気泡形状からの離脱と考えることは適当であると思われる^[6]. その場合,オリフィス径の違いは離脱気泡容量等に大きな影響を与えると推測できるが,これについては章 3.3.1 で検討する.



Fig.3.1.1 (Upper) Hot film signals and bubble volume against time. (Lower) Velocity of center of mass and bubble growth against time. d=1.0mm, Vc=0cc and q=15cc/min. (Re=20).



Fig.3.1.2 Snapshots of bubble. Origin is the center of orifice. d=1.0mm, Vc=0cc, q=15cc/min (Re=20). (a) 0.044sec; (b) 0.054sec; (c) 0.064sec; (d) 0.074sec; (e) 0.084sec; (f) 0.094sec; (g) 0.104sec; and (h) 0.114sec.



Fig.3.1.3 Snapshots of bubble. Figures show detachment stage. Origin is the center of orifice. d=1.0mm, Vc=0cc, q=15cc/min (Re=20). ~ from 0.084 ~ 0.094sec at every 0.001sec.



Fig.3.1.4 Hot film output and horizontal radius of bubble at the height of probe (y=0.5 mm). d=1.0mm, Vc=0cc, q = 15cc/min (Re=20).

3.1.2. 気泡運動と圧力信号との関係

先の系では実験装置の構造上,圧力を求めることができないので,近い系であるオリフィス径 *d*=1.0mm,チャンバー容量 *V*_c=6cc,流量 *q*=20cc/min(*Re*=26.8)における圧力波形を求めた.Fig.3.1.5 (上)に差圧波形と気泡容量変化を示す.また Fig.3.1.5(下)に重心速度と気泡成長速度のグラフを 示す.気泡容量や重心速度に関しての導出は前項と同様である.

チャンバー流出速度を q_b , チャンバー容量を V_c , 体積弾性率 K として, 密度は圧力の1価関数 とすれば, チャンバー内質量保存の関係式から以下のようにあらわせられる.

$$\frac{\partial p_c}{\partial t} = -\frac{K}{V_c} (q_b - q) \tag{3.1}$$

即ちチャンバー内に流入する空気流量と気泡成長流量の不一致が生じた場合,チャンバー内に 圧力変動が生じることになる.チャンバーに流入する空気流量は一定と考えてよいから(付録A-3) この関係から現象を考察することは容易であるが,式の適用における問題点は₉か実際に気泡成 長に一致するのか,画像に表れない流量波形の振動が表れていないか等である.チャンバーから 実際のオリフィス出口まで10mm 程度距離があり,その細管における動的挙動について詳細な検 討が必要である.したがってまずは気泡成長と信号の位相との関係について調べる.

Fig.3.1.5(下)より,この場合は気泡成長流量が離脱前に減少していて前系とは異なる挙動を見せているが,これはチャンバー容量を増やしたため,即ち系そのものが変化したためであると思われる.しかしそのような気泡容量変化が,途中から圧力値が上昇するという現象に合うことから,圧力波形,即ち q_b が気泡の挙動をよく表していることが示されている.信号の極大値は気泡の成長開始に近いが厳密に一致するかどうかは定かではない.系によっては気泡離脱後に 1~2mm 程度,液体が逆流している場合があり,この段階で水を吐き出している様子は画像解析プログラムでは検出できず,したがって気泡容量変化の図(Fig.3.1.5)にもその様子は現れない.またその場合気泡成長途中が最も気泡表面の曲率が大きくなる,即ち表面張力が大きくなることがあり,0.005~0.01sec程度ずれる場合がある.したがって圧力信号の極大値については気泡成長開始と一致すると結論付けるには注意が必要であるが,少なくとも本系ではよく一致しており,式中 q_b を気泡成長としても構わないとし,また q_b に気泡成長以外の情報は含んでいないとする.

信号の位相と気泡成長の様子についてはよく一致しているが,圧力振幅値に関しては疑問が残る.今回約 0.01sec で 100 Pa の変動が生じているわけだが,この値を式 3.1 に代入して求めると,

$$q_b = q + \frac{V_c}{K} \frac{\partial p_c}{\partial t} = 0.33 + \frac{6}{1.1 \times 1.0 \times 10^5} \frac{100}{0.01} = 0.87 [\text{cc/s}]$$

となり,値のオーダが合わない.(*比熱比が完全気体の 1.4 でなくて 1.1 になっているが,これは Park, et. al.(1977)^[23]に従った.)逆に Fig.3.1.5(下)のように 7cc/sec の流量を得るための圧力変動は 0.01sec で 1000 Pa もの変動が必要になる.あるいは *q*b との関係を考えないように気泡が生成しな い状態で検討すると,圧力上昇速度は式(3.1),もしくはボイルの法則から単純に求めることがで き,

$$\frac{\partial p_c}{\partial t} = \frac{K}{V_c} q = \frac{1.1 \times 1.0 \times 10^5}{6} \times \frac{20}{60} = 6.1 \times 10^3 \text{ [Pa/s]}$$

となるが,実験値はせいぜい 1.0 × 10³ Pa/s であるので,値があわない.圧力値の不一致は今回の 実験のあらゆる系でみられ,原因としては圧力測定において測定部から差圧トランスデューサに つなげる配管の影響や何らかの漏れ等が考えられる.しかし今回の研究では原因と特定すること ができなかった.少なくとも以上の結果を踏まえて,気泡の成長と信号の位相が充分に合ってい とし,今後の考察にホットフィルムプローブと同様に圧力波形を用いる.



Fig.3.1.5 (Upper)Differential pressure signals and bubble volume against time.(Lower) Velocity of center of mass and bubble growth against time.d = 1.0mm, Vc=6cc and q = 20cc/min. (Re=26.8)..



Fig.3.1.6 Snapshots of bubble. Origin is the center of orifice. d = 1.0mm, Vc=6cc, q = 20cc/min (*Re*=26.8). (a) 0.100sec; (b) 0.105sec; (c) 0.110sec; (d) 0.115sec; (e) 0.120sec; (f) 0.125sec; (g) 0.130sec; and (h) 0.135sec.

3.1.3. 単一発泡から連続発泡への信号挙動

次に単一発泡状態から連続発泡状態に遷移していく場合の信号の挙動について調べた.Fig.3.1.7 はオリフィス径 d=1.0mm,チャンバー容量 V_c=0cc の系で各流量に対するホットフィルム信号と気 泡容積変化を示す.流量が増加するにしたがって気泡の離脱間隔が狭くなっていく様子が現れて いる.流量の増加に伴い離脱気泡も大きくなっているが,それにも関わらず離脱間隔が狭くなっ ていくので流量変化に伴う気泡容量の変化率は小さいことがわかる.離脱間隔が狭くなるにした がって,単一の時のホットフィルム信号を重ね合わせたような波形が現れてくる.(Fig.3.1.7 (c),(d))少なくともこの波形を見る限り,その気泡の成長と離脱によって現れる2つの極大値が非 線形的な干渉をしているようには見えず,むしろ単純な重ね合わせに近い状態になっている.こ の結果によれば,気泡周辺流れ場をポテンシャル流れで表せられるように思われる.流量を上げ ていくにしたがって,離脱時の極大値が大きくなっていく.さらに流量を上げていくと,成長過 程で現れる極大値は完全に離脱時によって生じる流れに埋もれてしまう.すなわち連続的な発泡 状態では信号の極大値は気泡の離脱を示す.

Fig.3.1.8(上)はチャンバー容量 V_c =6cc に変えた場合の Fig3.1.7 と同様の図である.Fig3.1.8(下)は 同様に圧力波形を示す.ホットフィルムプローブは Fig.3.1.7 と比較した場合,系の違いにより, 気泡の成長段階で極大値が非常に強く現れている.離脱気泡容量には極端に大きな違いはみられ ないが,気泡が成長して離脱するまでの時間が異なる.しかし流量を増加させた場合の定性的な 傾向は先の系と同様である.即ち,流量の増加にしたがい離脱間隔が短くなり,また気泡の離脱 過程で現れる極大値が大きくなっていく.2つの極大値が互いに接するような状態であっても線 形的な作用,すなわち信号の重ね合わせしか見られない.しかしこの場合は成長過程での極大値 が非常に大きいので,離脱過程での極大値に埋もれることはない.この場合でも信号に非線形的 な干渉はみられない.

圧力波形は,流量の増加に離脱しない段階での時間間隔が狭くなっていくが圧力振幅値は流量 によらず 100 Pa 程度を示す.成長速度が速いために,チャンバー容量 Vc が 0cc である場合と異な り,流量が増加するにも関わらずなかなか連続的な発泡状態にはならない.成長に必要な速度に も流量に関して変化が小さいことが表れている.



Fig. 3.1.7 Hot film output and bubble volume against time. Continuous line indicates hot film output, and dot line indicates bubble volume. Black arrow indicates bubble growth sage, and red arrow indicates bubble detachment stage d=1.0mm, $V_c=0$ cc, flow rate q= (a) 15 (Re=20); (b) 30 (Re=40); (c) 40 (Re=53.6); (d) 50 (Re=67); (e) 100 (Re=134); and (f) 150 cc/min (Re=201).



Fig. 3.1.8 (Upper)Hot film outputs and bubble volume against time. Continuous line indicates hot film output, and dot line indicates bubble volume. Black arrow indicates bubble growth sage, and red arrow indicates bubble detachment stage. (Lower) Differential pressure and bubble volume against time. d=1.0mm, $V_c=6$ cc, Flow rate q=, (a) 20 (Re=26.8); (b) 40 (Re=53.6); (c) 50 (Re=67); and (d) 100cc/min (Re=134)

3.2. 信号の空間性

基本的にホットフィルムはオリフィスの極近傍に位置して(オリフィス中心から水平方向に 3.0mm,垂直方向に1.0mmが基本位置),成長中の気泡の挙動をよりよく捉えようとしている.し かし同時に流れ場全体がどのようになっているかを知ることも重要である.したがって流速を空 間の様々な位置で測定し,流れ場の様相について調べた.

Fig.3.2.1 ~ Fig.3.2.3 はオリフィス径 *d*=2.0mm, チャンバー容量 *V_c*=0 cc, 流量 *q*=100cc/min (*Re*=67) での信号の空間分布を示す.この系では信号が単周期になることは事前に確認している.Fig.3.2.1 では信号の最大値と最小値の差を,オリフィス中心を原点として水平方向に*x*, 垂直方向に*y*をとり信号強度の分布を示した.Table 3.2.1 ではその値を V で示した.表中の値の 0 は気泡が近すぎるために測定ができなかったことを示す.また Fig.3.2.2 ではオリフィス中心から水平方向に5.0mmの位置で垂直方向にプローブ位置を変化させた場合の信号分布を示す.同様に Fig.3.2.3 では垂直方向 1.0mm の位置にプローブを固定してプローブを水平方向に変化させた.一つのプローブでそれぞれの地点を測定したので,各地点での時系列の位相が一致するわけではない.

この条件で測定した場合,すべての測定地点で,周期22Hz で同周波数ピークを示した.このような連続的に発泡する系では周波数は離脱周期に一致することをビデオ画像から確認した. Fig.3.2.1 より明らかな通り,気泡に近ければ近いほど信号は強くなる.周波数は一致したが,時系列の信号形状は各地点で異なる.Fig.3.2.2 では垂直方向に高くなるほど,信号が三角関数的な,元の時系列をなましたような波形になる.対してFig.3.2.3 では信号の減衰の様子が顕著に表れているが,時系列の形状は垂直方向に変化させた場合ほど変化しない.基本位置での極大値は離脱地点であったが,例えば,垂直方向に5.0mmにおける極大値はもはや離脱時を表すものではなく,プローブ付近の気泡変化によく対応する.しかし章3.1.1 で述べた通り,例え流れがポテンシャル的であっても,水平方向の気泡径の変化と厳密に一致するとは限らない.

同様の測定を今度は 2 周期が現れる条件で行った.オリフィス径 *d*=2.0mm, チャンバー容量 *V*c=0cc,流量 *q*=300cc/min (*Re*=201).Fig.3.2.4 は信号強度の空間分布(信号強度の定義は Fig.3.2.1 と同様),Table.3.2.2 はその数値データ,Fig.3.2.5 はオリフィス中心を原点として水平方向に 6.0mm で固定し垂直方向にプロ - ブを変化させた場合のホットフィルム信号と周波数分布,Fig.3.2.6 は オリフィス中心を原点として垂直方向に 1.0mm に固定して,水平方向に変化させた場合のホット フィルム信号と周波数分布を示す.図中の'f'は基本周波数であり,周期倍分岐現象ではこの周波 数の 1/2,1/4 周波数が表れることで生じる.これでも同様にすべての地点で約 15Hz と 30Hz (基 本周波数)でピークを示した.基本周波数は気泡の離脱周期に一致する.また Fig3.2.5, Fig3.2.6 の信号分布の傾向も前述の単周期の場合と一致する.

これらの結果より,流量の変化によって生じた周期倍分岐現象が局所の現象でなく気泡周辺流 れ場で等しく生じる現象であることがわかった.また周辺流体は気泡運動に対して独立ではなく 非常に強く依存していることがわかった.したがって今後の分岐現象を考察する場合,ホットフ ィルム信号の分岐現象であってもその重要な支配因子である気泡運動にのみ注目し考察を行う. 流体との対応はポテンシャル理論等(付録 A-5)で別に行うことができるものとする.



Fig.3.2.1 Spatial distribution of hot film probe signal intensities. Signals are single period on this condition.. d=2.0mm, $V_c=0$ cc, q=100cc/min (Re=67). Intensity is defined as differences between maximum and minimum of signal.

Table.3.2.1 Intensity data of hot film probe signals[V]. d=2.0mm, $V_c=0$ cc, q=100cc/min (Re=67).

y/x	3.0mm	3.5mm	4.0mm	4.5mm	5.0mm	5.5mm	6.0mm	6.5mm
1.0mm	1.343	1.027	0.804	0.616	0.447	0.310	0.276	0.215
1.5mm	0.000	1.016	0.800	0.644	0.476	0.405	0.300	0.264
2.0mm	0.000	0.985	0.789	0.617	0.524	0.418	0.309	0.245
2.5mm	0.000	0.000	0.978	0.792	0.580	0.402	0.347	0.245
3.0mm	0.000	0.000	0.978	0.847	0.657	0.467	0.377	0.297
3.5mm	0.000	0.000	0.886	0.901	0.681	0.505	0.466	0.328
4.0mm	0.000	0.000	0.000	0.875	0.764	0.525	0.420	0.314
4.5mm	0.000	0.000	0.000	0.900	0.755	0.650	0.414	0.365
5.0mm	0.000	0.000	0.000	0.000	0.810	0.664	0.495	0.357
5.5mm	0.000	0.000	0.000	0.000	0.847	0.648	0.591	0.374
6.0mm	0.000	0.000	0.000	0.000	0.710	0.714	0.489	0.392
6.5mm	0.000	0.000	0.000	0.000	0.459	0.657	0.578	0.456
7.0mm	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.660	0.648	0.429



Fig.3.2.2 Hot film output and FFT. Probe position in lower right. d=2.0mm, $V_c=0$ cc, q=100cc/min (Re=67).



= 100 cc/min (Re=67).



Fig.3.2.4 Spatial distribution of hot film probe signal intensities. Signals are two periods on this condition. d=2.0mm, $V_c=0$ cc, q=300cc/min (Re=201). Intensity is defined as differences between maximum and minimum of signal.

v/x	4.0mm	4.5mm	5.0mm	5.5mm	6.0mm	6.5mm	7.0mm
1.0mm	1.596	1.277	1.020	0.790	0.599	0.458	0.410
1.5mm	1.662	1.311	1.074	0.779	0.682	0.553	0.423
2.0mm	0.000	1.338	0.963	0.844	0.630	0.540	0.476
2.5mm	0.000	1.302	0.999	0.841	0.625	0.553	0.483
3.0mm	0.000	0.000	1.109	0.870	0.698	0.590	0.492
3.5mm	0.000	0.000	1.310	1.001	0.845	0.694	0.578
4.0mm	0.000	0.000	1.420	1.191	0.987	0.778	0.627
4.5mm	0.000	0.000	1.633	1.308	1.075	0.868	0.662
5.0mm	0.000	0.000	0.000	1.456	1.143	0.970	0.869
5.5mm	0.000	0.000	0.000	1.512	1.260	1.093	0.838
6.0mm	0.000	0.000	0.000	0.000	1.366	1.217	1.081
6.5mm	0.000	0.000	0.000	0.000	1.437	1.349	1.096
7.0mm	0.000	0.000	0.000	0.000	1.282	1.360	1.195
7.5mm	0.000	0.000	0.000	0.000	1.358	1.329	1.351
8.0mm	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	1.433	1.303
8.5mm	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	1.076	1.281
9.0mm	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	1.201	1.173
9.5mm	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	1.100
10.0mm	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	1.082

Table.3.2.2 Intensity data of hot film probe signals. d=2.0mm, $V_c=0$ cc, q=300cc/min (Re=201).



Fig.3.2.5 Hot film output and FFT. Probe position in lower right. 'f' in figures is fundamental frequency. *d*=2.0mm, *V*c=0cc, *q*=100cc/min (*Re*=201).


Fig.3.2.6 Hot film output and FFT. Probe position in lower right . 'f' in figures is fundamental frequency. *d*=2.0mm, *V*c=0cc, *q*=300cc/min (*Re*=201).

3.3. 周波数分歧図

本実験系ではオリフィス径, チャンバー容量, 空気流量と3つのパラメータがある.系のパラ メータはオリフィス径とチャンバー容量であるが,章 2.1 でも述べた通り,オリフィス径が2.0mm の系ではチャンバー容量が0以外の系では気泡離脱後に水がチャンバーに逆流する都合上,パラ メータとはできない.したがって,本実験では特にチャンバー容量 V_cが0ccの状態で,オリフィ ス径を変化させた場合と,オリフィス径を1.0mmの状態でチャンバー容量を変化させた場合と2 つに分けて結果を述べる.結果は後述するが,2つの実験で全く異なる分岐現象が確認された.

3.3.1. オリフィス径をパラメータにした場合

ここではチャンバー容量 V_c =0 とし,流量一定条件でオリフィス径,空気流量を変化させて場合 に現れる分岐現象について調べる.Fig.3.3.1(q=50~500cc/min),Fig3.3.2(q=500~1500cc/min)にオ リフィス径 d=2.0mm でのスペクトログラムを示す.stc Fig.3.3.3(q=100~500cc/min)にオリフィス 径 d=1.0mm のスペクトログラムを示す.Fig.3.3.4 はホットフィルム信号の極大値を横軸流量とし て描いた分岐図を示し,Fig.3.3.5,Fig.3.3.6 は特定の流量での極大値,及びそのときの時間におけ るリターンマップを示す.前者がオリフィス径 d=2.0mm,後者が d=1.0mm である.Fig.3.3.7~ Fig.3.3.13 は特徴的な流量における画像を時系列に合わせて載せる.Fig.3.3.7~Fig.3.3.10 は画像解 析プログラムから算出したデータを用いて,その解析結果も合わせて載せている.それ以外につ いては時系列と周波数解析について載せている.

Fig.3.3.1, Fig.3.3.2, Fig.3.3.3 より *d*=2.0mm, 1.0mm で共に流量をパラメータとして周期倍分岐 現象が確認された.周期倍分岐現象とは基本周波数 f がある非線形に関わるパラメータの変化に より 1/2 波長,1/4 波長と分数調波数が現れ,最終的にカオスに至る現象である.基本周波数 f が 気泡の離脱周期に一致することは章 3.2 で示したが,ここでも例えば,Fig.3.3.7 等の図からでも確 認できる.なお基本周波数より高い周波数は高調波と呼ばれ,これは例えばノコギリ波が基本的 な正弦波にその基本周波数の整数倍の波形で得られるように,正弦波にならない時系列信号を整 えるために必要な周波数と考えられ,物理的な考察対象にはならない.あくまで基本周波数,も しくはそれ以下の周波数のみに注目する.*d*=2.0mm の場合 *q*=240cc/min(*Re*=137)で単周期から 2 周 期になり,*q*=380cc/min(*Re*=255)付近で 4 周期が確認された.しかしさらに流量を上げると *q*=450cc/min 付近(*Re*=302)では再び 2 周期がみられる.*q*=600cc/min(Re=402)では再び 4 周期が現れ (Fig.3.3.2),そのまま全体的に複雑になっていく.対して 1.0mm の場合,*q*=230cc/min(Re=308)付近 で単周期から 2 周期に周期倍分岐する.しかし,*q*=380cc/min(Re=509)付近では 3 周期現象がみら れ,*q*=430cc/min(Re=576)付近ではそのまま複雑な波形が現れた.両方の流量で生じている 20Hz の信号は本実験ではノイズと考えられる.これは電気的な信号によるものか,あるいは長時間測 定による水面の波の影響等物理的な影響なのか特定はできなかった.

Fig.3.3.4 は分岐図を時系列信号の極大値を抜き出して描いたものであり,ここでは Fig.3.3.1 ~ Fig.3.3.2 で用いた時系列と全く同様の時系列を用いた.*d*=2.0mm での分岐図からは *q*=380cc/min(*Re*=255)付近での4周期は確認できない.2周期の値の幅が広がっているようには見 える.q=700cc/min(Re=469)付近ではさらに大きな分岐が起きているように見えるが,この流量域 で0 V付近の信号について,これは極大値を抜き出すプログラムのミスで本質の極大値ではない ことを確認した.この辺りの流量域では4周期運動がスペクトログラムからは確認できるが (Fig.3.3.2),極大値の図からは確認できない.これは周期倍分岐を示す各極大値の幅が低周波の流 量振動に消されるくらい小さなものであるためである.この点でスペクトログラムはノイズに対 して強く分岐現象を他の方法に比べて表しやすいといえる.また信号極大値のリターンマップを 作成した(Fig.3.3.5, Fig.3.3.6).点数はそれぞれ約200~300点程度(8秒間の時系列信号の極大値は この程度の数)であり,信号の極大値とそのときの時間によって作成した.ここでも*d*=2.0 mm に おいて4周期が現れた流量域(Fig.3.3.5(上)(e))で4周期は確認できない.これから単周期から2周 期への変化は容易に見られる(Fig.3.3.5(上)(a),(b),(c)).一見3周期にも見られるが,等周期間隔で 現れる信号の数は非常に少ないので,ここでは2周期とみなす.さらに大きな流量域では4周期 がみられる(Fig.3.3.5(上)(g)).それ以降の高流量ではでは徐々に形が崩れていく様に乱雑になる様 子がみられる(Fig.3.3.5(上)(h,i)).またその極大値を表す時間のリターンマップを見ると,こちら も流量の分岐に合わせて,極わずかではあるが分岐が見られる.これは非常に小さく,例えば流 量 350cc/min(*Re*=235)では平均0.037secの離脱時間間隔であるが,ここで現れた差は約0.002 sec である.例えば周期倍分岐現象が前方気泡の離脱による引き込みが原因の一つと考えられるが, それは気泡の離脱自身には強い影響を与えているとは言い難い.倍分岐時に離脱周期も極わずか に変化しているが,これはスペクトログラムには反映していない.スペクトログラムはあくまで 基本周波数f近くで現れる信号の値の変化が2回ごとに変わることを反映しているだけである. 対して高流量での4周期は離脱時間間隔も大きく変わり,同様の信号の極大値と似た4周期を表 している.

一般的な周期倍分岐現象,例えば強制力が働く線形仮定のない振り子,あるいは熱流体におけ るレイリー・ベナール対流などでは理論的にも実験的にも周期倍分岐現象が確認されているが, その際の周期倍分岐を起こすパラメータは強制力のパラメータ,例えば振り子系での強制周波数 ではなく,その現象の復元性を表す重力加速度などであり,レイリー・ベナール対流でも基本的 な周期倍分岐現象はレイリー数,すなわち粘性などの物性値を変えることでプラントル数の変化 ではない.液滴落下現象^[19]については上述の現象とは異なり,流量の変化によって液滴の離脱時 間間隔の変化し,単周期→周期倍分岐→カオス的→単周期を複雑に繰り返し特殊な分岐である. 物理的な側面を抜きにして周期倍分岐現象を考えるのであれば,周期倍分岐現象で基本周波数が 変化する場合は単純な分岐が起こりにくくなると考えられる.

しかるに本実験では、基本周波数は気泡の離脱周期に依存しており、気泡の離脱周期は気泡の 入口流量と離脱気泡容量に依存している.また基本周波数が変化しなくなった状態になって初め て周期倍分岐現象が生じたことを考えると、気泡容量と流量の関係が周期倍分岐現象には重要で あると思われる.この点で液滴落下現象における周期倍分岐現象とは本質的にことなるのではな いかと推測する.Fig.3.3.14 に横軸流量 cc/min,縦軸平均離脱気泡容量の図を,オリフィス径をパ ラメータとして示す.また Fig.3.3.15 はオリフィス径が異なる離脱直前の気泡形状を示す.この場 合気泡径は画像解析プログラムからの数値データをもとに算出した.ちなみに平均気泡離脱容量 は入口流量を基本周波数で割ることでも計算上求めることが可能であり、その値とよく一致した. 気泡容量の変動については誤差の範囲内であり、動的特性については調べることができない、少 なくとも周期倍分岐時に気泡容量が規則的に変化している様子は見られなかった . Fig.3.3.14 によ れば,オリフィス径 d による違いは離脱気泡容量に強い影響を与えていない.これが無次元数で まとまらなかった原因であると思われる.幾何的一致を目指すには,オリフィス径の違いは流速 と長さの関係から単純比例しなければならない. Fig.3.3.15から,離脱時における気泡の高さはオ リフィス径によって大きく異なるが、ネッキング部分より上方の気泡形状は非常に似た形状を示 した.よって気泡形状の違いがネッキング部分だけであるので,離脱気泡容量に大きな違いが現 れなかったと思われる.離脱気泡容量がオリフィス径によらない,また流速によらないというこ とは,気泡離脱容量に関して重要な要素は,浮力というよりは気泡成長速度(オリフィス出口にお ける流速ではない),及びそれに対する反力としての流体側からの慣性力であると推測される.流 体側の基本物性としてレイノルズ数,あるいはウェーバ数を用いることは非常に有効であると思 われるが、代表長さをどのようにとるかが重要であると思われる、仮に離脱気泡径とするなら、 離脱気泡径に関する物理的考察をさらに行う必要がある.これは今後の課題である.

実際に倍分岐を起こすとき,即ち信号が基本周波数にしたがって大小を繰り返す状態での気泡 形状を信号が大きいとき,小さいときと比較した.これまでの結果を踏まえ,流れがポテンシャ ル的であるとするならば,気泡形状の違いは信号に大きな差を生むことになる.しかし信号が大 きいときと小さいときのプローブ付近の気泡形状に0.1mm以上の差は見られなかった.また実際 の信号の差はネッキングを開始してから初めて生じる.しかしネッキングの形状に差はほとんど なかった.Fig.3.3.8 は 2 周期を表すが,差があるとすれば先行気泡の位置である.先行気泡が近 いと引き込みが生じるのではなく,逆に気泡頂上での運動が妨げられることがわかった.したが ってホットフィルムプローブ信号を周期倍分岐させるモデルを考えるには,ポテンシャル流れで 先行気泡の運動を含めたモデル化が適当であり,それは引き込み作用より,先行気泡が存在する ことによる流線の変化を捉えるべきであると思われる.その手法の1つについては付録 A-5 に示 す.また周期倍分岐を起こすには気泡離脱径と周期に特定の関係があると思われるが,それにつ いては完全にわからなかった.

オリフィス径 d=1.0mm で 4 周期が現れなかったのはその前に基本周波数が崩れたためではない かと推測されるが,オリフィス径 d=2.0mm での 4 周期に 2 周期との違いが気泡形状からはわから なかったので,そもそも 4 周期現象が判然としないので断定はできない.また 1mm における特殊 な現象として 3 個に 1 個の合体現象が見られた.その様子を Fig.3.3.12 に示す.合体は離脱後の先 行気泡の運動,及びその距離が重要であると思われるが,単純に 2 つの気泡巻距離が近ければ合 体するというものでなく,先行気泡の変形にと深いかかわりがあると思われる.それについては さらに物理的な考察が必要であり,ここではこれ以上の言及は避ける.



Fig.3.3.1 Spectrogram. *d*=2.0mm, *V*c=0cc,*q*= 50 ~ 500cc/min (*Re*=34 ~ 335).



Fig.3.3.2 Spectrogram. *d*=2.0mm, *V*c=0cc,*q*= 500 ~ 1500cc/min (*Re*=335 ~ 1005).



Fig.3.3.3 Spectrogram. d=1.0mm, $Vc=0cc, q=100 \sim 500cc/min (Re=134 \sim 670)$.



Fig.3.3.4 Local maximum of hot film outputs against flow rate (Upper) d=2.0 mm, q=50-500 cc/min (Re=34-335). (Lower) d=1.0 mm, q=100-500 cc/min (Re=134-670).



Fig. 3.3.5 Return maps. (Upper) Local maximum of hot film outputs. $\Delta V=0.5$ V. (Lower) Time at local maximum of hot film signal. $\Delta t=0.01$ sec. d=2.0 mm, $V_c=0$ cc, q=(a) 100 (Re=67); (b) 200 (Re=134); (c) 270 (Re=181); (d) 350 (Re=235); (e) 400 (Re=267); (f) 450 (Re=302); (g) 680 (Re=456); (h) 1000 (Re=1340); and (i) 1300 (Re=871).



Fig. 3.3.6 Return maps. (Upper) Local maximum of hot film outputs. $\Delta V=0.02$ V. (Lower) Time at local maximum of hot film signal. $\Delta t=0.005$ sec. d=1.0 mm, $V_c=0$ cc, q=(a) 150 (Re=134); (b) 230 (Re=308); (c) 300 (Re=402); (d) 350 (Re=469); (e) 400 (Re=536); and (f) 450 (Re=603).



Fig.3.3.7 Period one motion. d=2.0 mm, $V_c=0$ cc, q=100 cc/sec (Re=67). (Left Upper) Hot film output and bubble volume against time. (Left Lower) Velocity of center of mass and bubble growth against time. (Right) Snapshots of bubble. From 0.040sec to 0.080sec at every 0.01sec.



Fig.3.3.8 Period two motion. d=2.0 mm, $V_c=0 \text{ cc}$, q=270 cc/sec (Re=181). (Left Upper) Hot film output and bubble volume against time. (Left Lower) Velocity of center of mass and bubble growth against time. (Right) Snapshots of bubble. From 0.015sec to 0.085sec at every 0.01sec.



Fig.3.3.9 Period four motion. d=2.0 mm, $V_c=0$ cc, q=350 cc/sec (Re=235). (Upper) Hot film output and bubble volume against time. (Middle) Velocity of center of mass and bubble growth against time. (Lower) Snapshots of bubble. From 0.015sec to 0.165sec at every 0.01sec.



Fig.3.3.10 Period one motion. d=1.0 mm, $V_c=0$ cc, q=100 cc/sec (Re=134). (Left Upper) Hot film output and bubble volume against time. (Left Lower) Velocity of center of mass and bubble growth against time. (Right) Snapshots of bubble. From 0.030sec to 0.060sec at every 0.01sec.



Fig.3.3.11 Period two motion. d=1.0 mm, $V_c=0$ cc, q=300 cc/sec (Re=402). (Left) Hot film output and bubble volume against time. (Right) Snapshots of bubble. From 0.025sec to 0.085sec at every 0.01sec.



Fig.3.3.12 Coalescence motion. d=1.0 mm, $V_c=0$ cc, q=400 cc/sec (Re=536). (Left Upper) Hot film output and bubble volume against time. (Left Lower) Power spectra. (Right) Snapshots of bubble. From 0.020 sec to 0.070 sec at every 0.010 sec.



Fig.3.3.13 Complicated motion. d=1.0 mm, $V_c=0$ cc, q=500 cc/sec (Re=670). (Left) Hot film output and bubble volume against time. (Right) Snapshots of bubble. From 0.025sec to 0.085sec at every 0.01sec.



Fig.3.3.14 Mean bubble volume against flow rate. $V_c=0$ cc.



Fig.3.3.15 Bubble outline at detachment. (Left) *d*=2.0 mm, *V*_c=0 cc, *q*=100 cc/sec (*Re*=67). (Right) *d*=1.0 mm, *V*_c=0 cc, *q*=100 cc/sec (*Re*=134)

3.3.2. チャンバー容量をパラメータにした場合

ここではオリフィス径を 1.0mm に固定し, チャンバー容量を変化させて場合にホットフィルム 信号, 圧力信号がどのような挙動を示すかについて調べる.Fig.3.3.16~Fig.3.3.20 ではそれぞれ *V*_c=6, 60, 100, 200, 460cc におけるホットフィルム信号,及び差圧信号のスペクトログラムを示す. また Fig.3.3.21~Fig.3.3.30 までは各チャンバー容量で代表的な流量におけるホットフィルム信号, 差圧信号,及びそれらのフーリエスペクトルを示す.

Fig.3.3.16~Fig.3.3.20 からわかる通り, すべての系でホットフィルム信号のスペクトログラムと 圧力波形のスペクトログラムは特に基本周波数の点で一致した.ただし周期倍分岐現象を示す系 (*V*c=6, Fig.3.3.16)での圧力信号のスペクトログラムにおいて,分数波長の周期は非常に強度として 小さくしか現れなかった.即ち周期倍分岐現象については流体側は強く挙動を示すが,圧力波形, すなわち成長段階の気泡波形は表しにくいことがわかる.

チャンバー容量 V_c=6cc の場合(Fig.3.3.21, Fig.3.3.22),離脱気泡容量はチャンバー容量 V_c=0cc の 場合とほとんど変わらなかった.分岐現象についてもよく似ているが,気泡成長の速度が異なる ため時系列は全く異なる.また倍分岐後にさらに信号が分岐していく様子も観察された.極わず かなチャンバー容量変化に対しても発泡挙動は大きく変化することがわかった.

チャンバー容積 V_c =60cc の場合(Fig.3.3.23, Fig.3.3.24), ほとんど単調に周波数は増加していき, 際立った分岐は示さずに複雑な波形が表れた.ここでは V_c =0 の場合と比較して大きな気泡が生成 され、気泡の先端が尖ったような成長をする.これはオリフィスからの流速が強く、空気の動圧 が無視できないためである. V_c =0 の場合でも q=500cc/min 以上の大きな流量では空気流入の影響 が強く現れていたが, q=40cc/min など低い流量では現れなかった.

チャンバー容積 V_c =100cc の場合(Fig.3.3.25, Fig.3.3.26), 200cc/min までは気泡は1個ずつしか離脱しなかったものが2個連続で離脱する状態と発泡しない状態とが交互に表れるようになった. この場合,基本周波数fは気泡の離脱周期を示すものではなく,気泡が連続的に出るその組の時間間隔を示すものになる.このように連続的に出るときは圧力波形にも表れている.すなわち最初の発泡で圧力が低下した後,わずかに圧力上昇をした後,再び下がり,今度は最初に発泡したときの圧力まで発泡しなくなる.その過渡的な状態,すなわち1度の圧力上昇に対して気泡が1個生成するか,2個生成するか定まらない間を示していると思われる.

チャンバー容積 V_c=200cc の場合(Fig.3.3.27, Fig.3.3.28)も同様の傾向を示す.例えば 200cc/min では 3 個の気泡が生成する.Fig.3.3.31(Right)では q=100cc/min において 1 回の圧力上昇に対して 2 個連続して発泡する様子が現れている.

チャンバー容積 V_c=460cc の場合(Fig.3.3.29, Fig.3.3.30)はさらに複雑な発泡を示し,完全な再現性 を得ることができなかった.1回の圧力上昇に対して何個発泡するかが安定しておらず,これま での系に比べて非常に不安定であった.しかし連続的に発泡しだすと,(流量 230cc/min)付近で は逆に規則的な発泡をしていることを示す波形になる.この傾向については毎回確認できた.

V_c=100cc あるいは V_c=200cc の場合のスペクトログラム(Fig.3.3.18, Fig.3.3.19)を一見した場合,周 期倍分岐現象のように見られるが,上述の通り時系列を検討した結果,基本周波数の遷移であっ て周期倍分岐現象とは異なる.逆に V_c=0 の時のような周期倍分岐現象はチャンバー系では現れな かった.これは気泡容量とその気泡間距離に関してチャンバー系の場合 V_c=0cc と比べて大きく, プローブに必要な影響が出なかったためではないかと推測されるが,どちらにしても物理的な考 察が不十分であるので,さらに詳しい検討を要する. Fig3.3.32 はチャンバー容量をパラメータに横軸流量 cc/min 縦軸平均離脱気泡容量の図を示す. この図より平均離脱気泡容量が同流量のチャンバー容積 V_c=0cc に比べて大きいことがわかる.またこの気泡容量が流量の増加に対して変化が弱い.この現象について以下のように考察する.

チャンバー系では多くの場合、液体はオリフィスに約1mm 程度進入することが画像からわかっ ている.これは連続的に発泡せず,また1度の発泡による圧力低下が非常に大きくなるためであ ると思われる.1度オリフィス中部まで逆流した液体を押し戻して発泡するためには表面張力分 に相当する圧力を蓄える必要がある.しかし蓄えられた圧力は連続的に発泡する場合に比べて非 常に大きくなるために成長するときの瞬間的な速度が大きくなる.これは気泡の先端が大きく伸 びるように発泡していく成長の画像からでも明らかである.1度発泡してから離脱するときの形 状は章 3.1.1にも示した通り,ある程度の大きな曲率をたもっており,それは即ち最初に必要なほ ど圧力がなくても発泡することを示す.しかし離脱後にチャンバー容量内の圧力が小さくなりす ぎると,曲率は逆転し,今度は成長するまでに必要な圧力が連続的に発泡する場合よりも大きく なる.チャンバー系はかなり大きな流量でないと連続発泡は保てず,従って毎回同じ高さの圧力 が必要になり,毎回同じ離脱気泡容積になると思われる.

流量によらない離脱気泡容積であるので,流量の増加に伴い基本周波数が増加していく.また チャンバーの増加に伴い,1個の発泡による圧力減少は小さくなる.これが適当な値になったと きに,1度の圧力上昇で2個発泡したり,3個発泡したりするようになると思われる.本研究では その臨界的な量については求められなかった.差圧測定に対してさらなる工夫が必要であると思 われる.



Fig.3.3.16 Spectrogram. d=1.0mm, $V_c=6cc$, $q=50 \sim 400$ cc/min, (Re=67 ~ 536). (Upper) Hot film probe signal, (Lower) Differential pressure signal.



Fig.3.3.17 Spectrogram. d=1.0mm, $V_c=60$ cc, $q=50 \sim 400$ cc/min, (Re=67 ~ 536). (Upper) Hot film probe signal. (Lower) Differential pressure signal.



Fig.3.3.18 Spectrogram. d=1.0mm, $V_c=100$ cc, $q=50 \sim 400$ cc/min, (Re=67 ~ 536). (Upper) Hot film probe signal. (Lower) Differential pressure signal.



Fig.3.3.19 Spectrogram. d=1.0mm, $V_c=200$ cc, $q=50 \sim 400$ cc/min, (Re=67 ~ 536). (Upper) Hot film probe signal. (Lower) Differential pressure signal.



Fig.3.3.20 Spectrogram. d=1.0mm, $V_c=460$ cc, $q=50 \sim 400$ cc/min, (Re=67 ~ 536). (Upper) Hot film probe signal. (Lower) Differential pressure signal.



Fig.3.3.21 (Left) Hot film outputs and differential pressure signals. (Right) Power spectra. Continuous line indicates hot film outputs, and dot line indicates differential pressure signals. d=1.0mm, $V_c=6cc$, q is shown upper right on figure.



Fig.3.3.22 (Left) Hot film outputs and differential pressure signals. (Right) Power spectra. Continuous line indicates hot film outputs, and dot line indicates differential pressure signals. d=1.0mm, $V_c=6cc$, q is shown upper right on figure.



Fig.3.3.23 (Left) Hot film outputs and differential pressure signals. (Right) Power spectra. Continuous line indicates hot film outputs, and dot line indicates differential pressure signals. d=1.0mm, $V_c=60$ cc, q is shown upper right on figure.



Fig.3.3.24 (Left) Hot film outputs and differential pressure signals. (Right) Power spectra. Continuous line indicates hot film outputs, and dot line indicates differential pressure signals. d=1.0mm, $V_c=60$ cc, q is shown upper right on figure.



Fig.3.3.25 (Left) Hot film outputs and differential pressure signals. (Right) Power spectra. Continuous line indicates hot film outputs, and dot line indicates differential pressure signals. d=1.0mm, $V_c=100$ cc, q is shown upper right on figure.



Fig.3.3.26 (Left) Hot film outputs and differential pressure signals. (Right) Power spectra. Continuous line indicates hot film outputs, and dot line indicates differential pressure signals. d=1.0mm, $V_c=100$ cc, q is shown upper right on figure.



Fig.3.3.27 (Left) Hot film outputs and differential pressure signals. (Right) Power spectra. Continuous line indicates hot film outputs, and dot line indicates differential pressure signals. d=1.0mm, $V_c=200$ cc, q is shown upper right on figure.



Fig.3.3.28 (Left) Hot film outputs and differential pressure signals. (Right) Power spectra. Continuous line indicates hot film outputs, and dot line indicates differential pressure signals. d=1.0mm, $V_c=200$ cc, q is shown upper right on figure.



Fig.3.3.29 (Left) Hot film outputs and differential pressure signals. (Right) Power spectra. Continuous line indicates hot film outputs, and dot line indicates differential pressure signals. d=1.0mm, $V_c=460$ cc, q is shown upper right on figure.



Fig.3.3.30 (Left) Hot film outputs and differential pressure signals .(Right) Power spectra. Continuous line indicates hot film outputs, and dot line indicates differential pressure signals. d=1.0mm, $V_c=460$ cc, q is shown upper right on figure.



Fig.3.3.31 Figure of bubble at detachment. d=1.0, q=100cc/min, $V_c=$ (Left) 60cc; (Middle) 100cc; and (Right) 200cc



Fig.3.3.32 Mean bubble volume against flow rate. d= 1.0mm. Dot line shows chamber 0cc.

4. 結論

単一オリフィスからの気泡生成実験から以下の結論を得た.

- オリフィス近傍のホットフィルム信号は1つの気泡生成に対して2つの極大値を示し,連続的に発泡すると単一波形を重ね合わせた波形になる.
- チャンバー内圧力波形は気泡成長の様子を正確に捉える.
- ホットフィルム信号波形の周期は発泡周辺流域で同一のピークを示し,信号は気泡変形に強く依存している.
- 気泡周辺の流体変動は壁面等の存在に関わらず,ポテンシャル的である.
- チャンバー容量をパラメータとして流体変動,及び圧力変動の分岐現象が変化する.チャンバー容量が 0cc の場合は流体側に強く周期倍分岐が表れるが,成長している気泡には表れにくい.チャンバー容量が大きくなると,気泡の離脱挙動が複数個連続して発泡した後,発泡しない状態が続く状態が繰り返されることによる分岐現象が現れる.その場合基本周波数そのものの変化が見られる.

付録 A
A-1 記号表

d	orifice diameter	[mm]
f	fundamental frequency	[Hz]
g	gravitational acceleration	$[m/s^2]$
Κ	bulk modulus of elasticity. κp_c	[Pa]
L	distance between two points	[mm]
l	liter	
r	bubble diameter	[mm]
t	time	[sec]
p_c	pressure in chamber	[Pa]
q	inlet gas flow rate	[cc/min]
$q_{ m b}$	bubble growth speed	[cc/sec]
$q_{ m in}$	inlet gas flow rate	[cc/sec]
Re	Reynolds number	
s	center of mass of bubble	[mm]
V	volt	[V]
$V_{\rm b}$	bubble volume	[cc]
V _c	chamber volume	[cc]
x	horizontal axis	[mm]
у	vertical axis	[mm]

Greeks:

	velocity potential	
	stream function	
κ	specific heat coefficient	
ξ	added mass coefficient	
ρ	density	

Subscripts:

gas	gas
l	liquid

差圧変換器から取り出された電圧信号を圧力信号に変換するための校正曲線を得るために,以下の実験を行った(図A-21).電圧-圧力の勾配は,キャリアディモジュレータのスパンの設定から変えることができる.差圧トランスジューサの+側に水を挿入し,-側は大気圧の状態にしておく.ここに予め水を貯めた状態から水を数 mm ごとに抜き,その状態での電圧値を測定した. 1cm 水柱0として圧力に換算し,電圧との関係を求めた.0 点については調節せず,その勾配のみに注目した.その結果を図A-22に示す.また各スパンに対する電圧-圧力の勾配値の図を図A-23に示す.その結果はほぼ1/xに相当し,フィッティングの結果,式(A-2.1)を得た.

$$y = \exp(6.0) \times x^{-0.99}$$
 (A-2.1)

いずれのスパンでもよい直線性が得られた.これは 0 点付近以外(オーバープレッシャーにならない程度)や-側でも同様の結果が得られるので,実験で圧力測定を行う場合,-側の波形でも直線性が得られるとして,この校正曲線(直線)の値をそのまま用いた.今回の実験ではスパン4,または8を用いたが,その他のスパンを用いる場合は,図A-23を用いる予定であった.



Fig. A-2.1 Schematic of experimental apparatus for pressure calibrations.



Fig. A-2 2 Water height against volt [V].



Fig. A-2 3 Fraction of pressure and volt against SPAN. Exponential function is applied for original data.

多孔質の圧力抵抗が下流側圧力信号より大きければ流量一定条件は達成される.実際流量一定 条件が達成されているかは重要であり,条件が達成されれば圧力信号の解析が容易になり物理的 考察も行える.したがって予備実験として多孔質の圧力抵抗値を求めた.通常多孔質による圧力 損失についてはしばしば圧力と流速について1次の関係式がなりたつ.したがって多孔質による 圧力損失を Δp とすると,

$$\frac{\Delta q}{q} = \frac{\Delta(\Delta p)}{\Delta p} << 1$$

という関係式が成り立てば,流量一定条件が成り立つ.即ち,下流側圧力変動がポーラスによる圧力損失より充分小さいことが条件である.

多孔質の圧力損失を求めるために以下の実験を行った(Fig.A-3.1).流量計から多孔質までの流路 にマノメータを設置した.マノメータ内の作動流体には水銀を用いた.チャンバー容量 0cc の場 合は抵抗1を,それ以外のチャンバー容量では抵抗2を用いて実験を行った.実験結果を Fig.A-3.2 に示す.

抵抗1は昨年度の阿部氏が行った実験で用いたものである.昨年度はこの圧力抵抗値が当初の 予定よりはるかに小さく,上記の式に当てはめるとき,気泡による圧力変動を表面張力の変化と 同等に扱った場合,ゲージ0.1気圧程度の圧力損失が必要である.実際はその10分の1程度であ り,これが入口流量条件が不明であるとした理由であった.しかし流量一定条件は充分満たされ ているのでこの程度の圧力損失で充分であるという結論になる.

また新しい多孔質についてはゲージ 0.1 気圧程度の圧力損失を有するので実験中は間欠的に発 泡する場合でもチャンバー内に流入する流量は一定であるとしている.



Fig.A-3.1 Schematic of experiment to measure the pressure resistance in porous medium



Fig.A-3.2 Pressure resistance [Pa] of porous medium against inlet flow rate [cc/min].

本プログラムは在ドイツ,カールスルーエ研究所研究員,山口康隆氏に作成していただいた. アルゴリズムを以下に示す.

気泡画像は全体が白色で気泡輪郭部が影で黒色になる.本プログラムはこの黒色を検出するようになっている.まずビデオデータをアプリケーションから予めビットマップシーケンスに変換しておく.ビットマップシーケンスをプログラムで開くとき,カラー情報は8ビットグレースケールに変換される.開いた画像はまず中心線と下限を目視で決定する(Fig.A-4.1).プログラムは水平方向に画面右端から画像データをピクセル単位で走査する.走査中に予め設定した基準値以上のグレースケールの画像データ(0~255.255が黒色)が初めて検出されたとき,その位置情報をテキストデータで出力する.これを設定した下限線から1行ずつ上方へ移動して指定された全範囲を走査する.この結果1つのビットマップから1つの位置情報をもったテキストデータが出力される.

プログラムは気泡がオリフィスに対して左右対称であることを前提にしている.これは概ね本 実験のあらゆる系で満たされている.また気泡の影を検出しているので,照明によっては気泡の 輪郭を影が正確にあらわしていない場合がある.気泡離脱後の運動に関しては,照明の関係上, 追跡できなかったが,オリフィスから成長している状態では充分適用可能であった.また画面右 端から走査するので,合体かそうでないかの判定はできない(Fig.A-4.2).この場合は成長中の気 泡容積を求めることはできない.また今回の実験では画面サイズに対して気泡が小さく,ピクセ ルから実際の距離に変換して体積を求める場合,大きな誤差が出てしまう.例えば,1mm あたり 12 ピクセルであるとして,±0.5 ピクセルの誤差があったら,体積換算で±10%の誤差が生じる. 本実験では求めた気泡体積に予めこの程度の誤差があるものとして研究を行う.



Fig. A-4.1 (Left) Schematic of video analysis program. Center line and bottom line on bitmap sequence are defined by hand. Blue arrow indicates scanning direction. (Right) Result of the program. Output is the position data.



Fig. A-4.2 (Left) Bitmap figures at bubble collision. (Right) Result of the program.

A-5 壁面からの気泡成長におけるポテンシャル流れ

過去の研究^[8],及び本研究の予備的な段階において,気泡挙動とホットフィルム信号との対応は 非常に困難であった.その原因は気泡の複雑な変形,及び壁面の存在によって流れ場に微小渦を 生み,それがホットフィルム信号と気泡挙動との単純な対応を困難にしているためであると推測 した.しかし本研究を通して気泡周り流れ場がポテンシャル的であると結論付けた.これは連続 的な発泡におけるホットフィルム信号が単一発泡における信号を線形的に重ね合わせた波形であ ったこと,連続的な発泡状態における周辺流体の信号強度が気泡距離に関して単調な関係がみら れたこと,また同時に信号周波数分布が同一極値を示したことから推測される.逆に過去の研究 ^[8]においてビデオと信号の対応が困難であったのは,信号と画像の同期について疑問が残ったこ と,ホットフィルムプローブの位置と気泡変形との詳細な対応についての考察が不十分であった ためである.

実際に流れ場がポテンシャル的であれば,流体の計算は非常に容易になる.本研究とは系が異 なるが,オリフィスからではなく管からの発泡現象において,流れ場をポテンシャルとして気泡 の複雑な変形を考慮した場合についても,グリーン関数等を用いて気泡表面における圧力方程式 を計算する研究は行われている(Prosperetti 1993^[28]).この結果を Fig.A-5.1 に示す.Fig.A-5.1 より 実験結果と非常によく一致し,細かい気泡変形もよく表現できていることがわかる.しかしこの 系においてはポテンシャルが容易であること(オリフィス系とは異なり鏡像法を用いる必要がな い),前方気泡の影響は入っていない等の点で本研究における系とは異なり単純な適用はできない. しかし流れ場がどのようになっているかを推測するには,気泡挙動に関する詳細な情報があれば, さらに単純な計算が可能になる.以下に気泡運動を球形成長と仮定し,また気泡離脱運動を球形 離脱とした場合の計算方法を述べる.この計算については原(1963)^[24]に詳しい.

上述した通り以下の運動では気泡の発泡運動を成長過程,離脱上昇過程にわけて計算を行う. それぞれの場合についてポテンシャルは鏡像法を用いる.(鏡像法については Lamb^[25]を参照).

成長過程において気泡は球形に成長する.壁面が存在する場合は Fig.A-5.?にしたがい,2 重湧き 出しを2点おき,式は以下のようになる.

$$\phi_1 = b \left(\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} + 0.41 \frac{r(y-r)}{L_1^3} + 0.41 \frac{r(y+r)}{L_2^3} \right)$$
(A-5.1)

それぞれ記号は Fig.A-5.2 の表記にしたがう.すなわち r は成長気泡半径, L₁, L₂ はそれぞれ Fig.A-5.2 のように湧き出し Q 及び Q ´から流体中の任意の点 P までの距離を示す.右辺第3項, 第4項は鏡像による境界面のずれを修正する項である.式中 b は気泡成長速度を示し以下のよう に表される.

$$b = r^2 \frac{dr}{dt} = -\frac{1}{3} \frac{dr^3}{dt}$$
(A-5.2)

同様にして気泡の離脱過程を考える場合,円柱周り流れ場を考えればよいから速度ポテンシャル,流れ関数は以下のようになる.

$$\phi_2 = -\frac{U_0}{2} \left(y - h \right) \left(\frac{r_0}{L_1} \right)^3 + \frac{U_0}{2} \left(y + h \right) \left(\frac{r_0}{L_2} \right)^3$$
(A-5.3)

$$\varphi_2 = \pi U_0 x^2 \left\{ 1 - \left(\frac{r_0}{L_1}\right)^3 + \left(\frac{r_0}{L_2}\right)^3 \right\}$$
(A-5.4)

U₀は先行気泡の下端速度を表す.以上の速度ポテンシャルから実際に流速の式を求める.まず 式(A-5.1)から y≪ rとして展開すると下式のようになる.

$$u_{1} = bx \left\{ -\frac{2}{\left(r^{2} + x^{2}\right)^{3/2}} + \frac{2.46r^{2}}{\left(r^{2} + x^{2}\right)^{5/2}} \right\}$$

$$v_{2} = by \left\{ -\frac{2}{\left(r^{2} + x^{2}\right)^{3/2}} + \frac{13.4r^{2}}{\left(r^{2} + x^{2}\right)^{5/2}} - \frac{12.3r^{4}}{\left(r^{2} + x^{2}\right)^{7/2}} \right\}$$
(A-5.5)

離脱から浮上過程においては式(A-5.3),式(A-5.4)において y《 hとして展開すると

$$u_{2} = -3U_{0}r_{0}^{3}hx \frac{1}{(h^{2} + x^{2})^{5/2}}$$

$$v_{2} = U_{0}r_{0}^{3}hy \left\{ -\frac{9}{(h^{2} + x^{2})^{5/2}} + \frac{15h^{2}}{(h^{2} + x^{2})^{7/2}} \right\}$$
(A-5.6)

と求めることが可能である.

系は異なるが,沸騰における発泡現象におけるにて,蒸気泡の離脱における流れ場の様子を捉 えた研究がある(中山)^[26].その研究では蒸気泡成長式として Hahne-Grigull の式を用い,また蒸気 泡上昇中の速度の式として Tiber の式を用いた結果を Fig.A-5.3 に示す.図より明らかな通り,実 験結果と計算結果はよく一致している.特に離脱後の運動については異なるが,これについては 離脱後の気泡変形についての情報が入れられていないためであると報告している.

この計算によって気泡成長において流れ場が2つの極大値を持つことを示すことができるが, 例えば周期倍分岐現象を説明するには上昇中の先行気泡の情報が必要であると推測される.特に 先行気泡の変形を伴いながら上昇していく情報が重要であると思われる(Fig.3.3.7).しかしこのよ うな変形を式中に入れるのは困難であり,したがって気泡変形の効果を,特に先行気泡下部の変 形速度に注目して U₀に導入することで一定の評価は可能になると思われるが現象の本質を捉え ているかどうかは定かではない.

また以上の計算はあくまで気泡の変形がわかっている場合にのみ適用が可能であって,流体や 気泡における運動方程式を解いているわけではない.実際に過去の研究において,このように流 れ場をポテンシャルとして Kupferberg(1969)^[27]が流体と気泡の運動方程式を解いているが,これは 単一のみであり,連続的な計算については考慮されていない.連続的な効果については線形的に 導入することが可能であると思われるが,分岐現象の理解,あるいはモデル化を行うには気泡の 変形挙動に関してさらなる物理的な考察が必要であり,それが本研究における今後の課題である.



Fig. A-5.1 Result from experiment and calculation. Inner tube diameter is 0.27 mm, and flow rate is 93.8cc/min.(Left) Picture from experiment. (Right) Picture from calculation. (Oguzu, et al. 1993)^[28]



Fig. A-5.2 Schematic of potential theory. (Left) Sorce potential with image at bubble growth stage. (Right) Circular cylinder potential with image at bubble detachment stage.



Fig. A-5.3 Result of the visualization experiment and calculation by potential theory. Continuous line indicates calculation data, and dot line indicates experimental data. (Nakayama)

参考文献

- [1] 河野太治、"沸騰のカオス特性に関する研究、"東京大学工学系研究科 修士論文、1994.
- [2] 根岸紀明, "水平加熱面上の飽和プール沸騰のカオス特性," 東京大学工学系研究科 修士論 文,1995.
- [3] Shoji, M., "Boiling Chaos and Modeling," Proc. of 11th International Heat Transfer Conference, Vol.1, pp.3-21, 1998.
- [4] Sadasivan, P., et al., "Nonlinear Aspects of High Heat Flux Nucleate Boiling Heat Transfer," *Journal of Heat Transfer*, Vol.117, pp.981-989, 1995.
- [5] Ellepora, J.H. and Kenning, D.B.R., "Nucleation Site Interaction in Pool Boiling," *2nd European Thermal Science and 14th UN National Heat Transfer Conference*, May 29-31, Rome, 1996.
- [6] 前田淳,"非線形気泡力学の研究," 東京大学工学系研究科 修士論文,1995.
- [7] Shoji, M., et al., "Nonlinear Bubble Dynamics," *Proceeding of 32nd Japan National Heat Transfer Symposium, Yamaguchi*, vol.1, pp.257-258, 1995.
- [8] 阿部憲幸,"発泡挙動の非線形特性に関する研究,"東京大学工学系研究科 修士論文,2000.
- [9] Marmur, A. and Rubin, E, "A theoretical Model for Bubble Formation at an Orifice submerged in an inviscid Liquid," *Chemical Engineering Science*, Vol.31, No.6-D, pp.453-463, 1976.
- [10] Kumor, R. and Kullor, N.R., "Studies in bubble formation-"," *Chemical Engineering Science*, Vol.24, pp.1711-1723, 1969.
- [11] Pamperin, O., "Infuluence of buoyancy on Bubble Formation at submerged Orifices," *Chemical Engineering Science*, Vol.50, No.19, pp.3009-3024, 1995.
- [12] Clift, R., et al., "Bubbles, Drops, and Particles," Academic Press, London, 1978, pp.320-339.
- [13] Davidson, J.F., et al., "Bubble Formation at an Orifice in a viscous Liquid," *Trans. Instn Chem. Engrs*, Vol. 38, pp.144-154, 1960.
- [14] Davidson, J.F., et al., "Bubble Formation at an Orifice in an inviscid Liquid," *Trans. Instn Chem. Engrs*, Vol. 38, pp.335-342, 1960.
- [15] Ramakrishnan, S., Kumor, R., and Kullor, N.R., "Studies in bubble formationunder constant flow conditions," *Chemical Engineering Science*, Vol.24, pp.731-747, 1969.
- [16] Satyanarayan, A. Kumor, R. and Kullor, N.R., "Studies in bubble formationunder constant pressure conditions," *Chemical Engineering Science*, Vol.24, pp.749-761, 1969.
- [17] Pinczewski, W.V., "The formation and Growth of Bubbles at a submerged Orifice," *Chemical Engineering Science*, Vol.36, pp.405-411, 1981.
- [18] Terasaka, K. and Tsuge, H., "Bubble Formation at a Single Orifice in highly viscous Liquids," J. Chem. Eng., Vol.23-2, pp.160-165, 1990.
- [19] Shaw, R., "The Dripping Faucet as a Model Chaotic System," Aerial Press, Santa Cruz, 1984.
- [20] Tritton, D.J. and Egdell, C., "Chaotic bubbling," Phys. Fluids, A 5 (2), pp.503-505, 1993.
- [21] Nguyen, N., et al., "Spatio-temporal dynamics in a train of rising bubbles," *Chemical Engineering Journal*, Vol.64:1, pp.191-197, 1996.
- [22] Mittoni, L.J. et al., "Deterministic chaos in the gas inlet pressure of gas-liquid bubbling systems," *Phys. Fluids*, Vol.7 (4), pp.891-893, 1994.
- [23] Park, K., Tyler, A.L. and de Nevers., N., Chemical Engineering Science, Vol.32, pp.907, 1977.

- [24] 原朝茂, "核沸騰現象の理論的解析,"日本機械学会論文集(第 2 部), 第 29 巻 204 号, pp.1374-1380, 昭 38-8.
- [25] Lamb, "Hydrodynamics sixth edition," Dover Publications Inc., pp.131, 1932.
- [26] 中山昭男, 鹿野松太郎, "孤立気泡域飽和プール沸騰の流体流動, および熱伝達係数の算出,"
- [27] Kupferberg, A., and Jameson, G.J., "Bubble formation at a submerged orifice above a gas chamber of finite volume," *Trans. Instn Chem. Engrs.*, Vol.47, pp.241-250, 1969.
- [28] Oguzu, H.N., and Prosperetti., A., "Dynamics of bubble growth and detachment from a needle," *J. Fluid Mech.* Vol.257, pp.111-145, 1993.

謝辞

本研究を行うに当たり,ご指導を頂いた東京大学工学系研究科,庄司正弘教授に謝意を表しま す.若輩で無知なところをご容赦いただき様々な面から研究に対する御助言を頂きました.特に 現象に対する御経験及び哲学的な御解釈は浅学な私にとって研究に対する貴重な指針となりまし た.今後益々のご発展をお祈りする次第です.

同大学工学系研究科,丸山茂夫助教授には研究会等で適切な助言を頂きました.研究室の性格 上,専門者のみに偏った狭い視点になりがちなところを律していただき,新たなる視点で研究を 継続することができました.深く感謝いたします.

また同大学工学系研究科,伝熱・蒸気工学研究室の横谷定雄助手,井上満助手,渡辺誠技官に は実験における数々の助言を頂きました.日常生活ではもちろん,特に実験結果が思わしくない とき等に親身に接していただきまして誠にありがとうございました.

庄司研の日本学術振興会博士研究員(在ドイツ,カールスルー工研究所)山口康隆氏には公私 に渡りお付き合い頂き,研究における様々な事柄についてお教え頂きました.特に当研究におき ましては気泡輪郭線を求めるプログラムを作っていただき,当初の私の予定以上の成果を上げる ことができました.またそれ以外にも理論や解析についても同様に,近くの日本においてのみな らず,遠くドイツからもご相談頂きました.氏の後輩に対する配慮の深さは常に尊敬に値し,ま た自分もそうありたいと思っておりましたが極わずかも達成できなかったのが残念でなりません. 今後ともお付き合いいただければと思います.ありがとうございました.

同大学工学系研究科 博士課程 1 年の伊藤浩二氏には,常に頼れる先輩として研究において多 くのことを御指導,御相談にのって頂きました.2 児の父親でありながら家庭と研究を両立させ, 特別なときに発揮される集中力は驚嘆の極みでした.今後の博士研究においても存分に発揮され るようご期待申し上げます.

同大学工学系研究科 修士課程,現エコール・デ・ミン・ド・ナント4年生の安井康二君は数少な い同期であり,また1年半に渡り苦楽を共にした仲です.私にはない独自の視点は常に新鮮であ り,特にこの論文製作中の不意の来訪は大きな励みになりました.同時期に卒業できないのは残 念でならず,またフランス留学中の貴重な体験は嫉妬と羨望を交えて聞かせて頂きました.その 留学で培った知見を今後の研究に活かしていける様期待しております.

同大学工学系研究科 修士課程1年,坂田晶子さん,横田正憲君には研究室の雑務全般を取り 仕切っていただきました.特に横田君には本論文作成時に大変お世話になりました.あらためて ここにお礼申し上げます.私が直接指導する機会が少なく,先輩としての私自身の役割を果たせ なかったのは残念でなりませんが,庄司研にない貴君ら独自の雰囲気を大切にして,今後の研究 に望んでいただきたいと思います.

芝浦工業大学 機械工学科 4 年生の小楠貴宏君は共同実験者として,最も辛苦を共にした仲で す.私の期待以上の活躍を果たして頂き,深く感謝します.4 年生でありながら研究に対する真 撃な態度は,今後の貴君の研究生活にも重要な役割を果たすと思われます.あえて本研究では指 針以外は与えず試練を与えることになったと思いますが,その中で充分に成果を上げることがで きました.その過程で得られた知見は紛れもなく君自身の成長の証と思います.今後の自信にし て,益々の発展を期待しております.

東京大学工学部 機械工学専攻の4年生,笑顔が素敵な小川君,ぎりぎりのお喋りが大好きな 竹村君,パソコン前寝所指定の宮崎君には忙しい最中も研究や雑談にお付き合いいただきありが とうございました.それぞれの進路がありますが,今後の各自の努力を期待しております.

また研究室の留学生,研究員の紫氏,博士過程2年の汪さん,姜氏,博士過程1年の張さん, 修士2年の徐さん(現 佐井さん),修士1年の連さんにもお世話になりました.とくに張さんに は気泡の理論的研究に関して,また徐さんには同系の実験において様々なご指摘を頂きました. ここに謝意を表します.

丸山研究室の皆様にも,平時にわたりお付き合い,またご指導を頂きました.合わせて感謝いたします.

現日本 IBM(株)の阿部憲幸氏,現荏原製作所(株)の高木祐登氏にも修士1年時に大変お世話になりました.就職なされた後も研究に対してご相談にのって頂きました.ありがとうございました.

また最後になりましたが,不規則な生活になりながら最後まで声援を頂いた家族に謝意を表しつつ結びにしたいと思います.ありがとうございました.

<u>通し番号 1-87 完</u>

<u>修士論文</u>

<u>平成 13 年 2 月 16 日 提出</u>

<u>96171 野上 重利</u>