## <u>修士論文</u>

## 気泡間の相互干渉と動的特性

## <u>通し番号 1-69 完</u>

## <u>平成 13 年 2 月 16 日提出</u>

## 指導教官 庄司正弘教授

## 86919 佐井正子

### <u>目次</u>

### 第1章 序論

- 1.1. はじめに
- 1.2. 従来の研究
  - 1.2.1. 古典的な研究
  - 1.2.2. 非線形力学の研究
- 1.3. 本研究の目的

### 第2章 実験

- 2.1. 実験装置
- 2.2. 実験方法及び実験条件

第3章 実験結果・考察

- 3.1. 実験 1の結果と考察
  - 3.1.1. 実験 1の結果
  - 3.1.2. 実験 1 の考察

#### 3.2. 実験 - 2の結果

- **3.2.1.** 臨界流量の存在
- 3.2.2. 時間 気泡発生 周期 直径の時系列
- 3.2.3. Re V 平面上の分布
- 3.2.4. 気泡形状
- 3.2.5. 周期のリターンマップ
- 3.2.6. 気泡干涉

#### 3.3. 実験 - 2の考察

- 3.3.1. 臨界流量の理論解析
- 3.3.2. 低流量の単一気泡の挙動
- 3.3.3. 高流量の対気泡の挙動
- 3.3.4. 実験 1と実験 2の比較

## 第4章 結論

- 4.1. 本研究の結論
- 4.2. 今後の課題

謝辞

#### 参考文献

# 第1章

## 序論

1.1. はじめに
 1.2. 従来の研究
 1.3.本研究の目的

#### 1. 序論

#### 1.1. はじめに

液中の気泡は,外部から強制的に気体を供給することにより生成するものと, 液体が相変化をおこして発生する場合に大別される.前者では通常,ノズルやオ リフィスから気泡が形成され,気体塔,攪拌塔などの化学プラントで多用されて いるが,気液の物性は勿論として,ノズルやオリフィスのサイズや形状,あるい は気体供給系の特性(空気溜の大きさ等)が関係して複雑である.また,後者は, 沸騰あるいは沸騰二相流に関連してボイラや原子炉などの熱機器で重要であるが, 加熱面の発泡核(キャビティ)や気泡界面の熱伝達等が関係して気泡(蒸気泡) の発生と成長は非常に複雑なものとなる.このように,気泡に関わる物理(気泡 力学)は複雑であるため,未だ不明の部分が少なくない.

本研究室の気泡研究は沸騰気泡の理解を進めるために,また特に,気泡の動的 挙動,非線形特性に注目して開始された.しかし本研究は,その前段階として, より簡明な系,つまり相変化をともなわない等温系における気泡を研究の対象と している.そこで以下では,2成分2相気泡生成系(等温系)に関する従来の研 究を述べ,本研究の目的について記す.

1.2. 従来の研究

等温系の気泡生成(気泡力学)に関する従来の研究は,化学工学,機械工学の 方面で多数発表されている<sup>[1]</sup>が,ほとんどの研究は一個の気泡(単一気泡)の生成 や挙動に関するものである.

1.2.1. 古典的な研究

1950 年代から多くの研究者は単一のノズルやオリフィスから発生する気泡について,さまざまな条件下で発生周期や気泡体積を測定している.そして,次のような事柄を明らかにしている.

- (1)気泡の発生挙動は,気体を流量一定下で供給する場合と,圧力一定下で供給する場合で大きく異なる.
- (2)流量一定下における気泡の生成特性は、気体流量の大きさにより二つの領域に大別される.流量(オリフィスレイノルズ数)が小さい場合は気泡の大きさは浮力と表面張力の釣り合いで定まる.そして、流量を変化させていった場合は、気泡の大きさはほぼ一定で発生周期が変化する.他方、高流量(高レイノルズ数)では、浮力と慣性が気泡の発生を支配し、流量が変化した場合、発生周期がほぼ一定に保たれ、気泡の大きさ、形状が変化する.

Fig.1-2-1 は,流量一定条件でなされた実験における発生体積の流量(レイノルズ数)による変化を整理したものである.図には,本実験で得られた結果の一

部も参考に加えてある.気泡の体積は,浮力と表面張力で定まる値(低レイノル ズ数下での気泡体積)で規格化し,また流量はノズル(オリフィス)レイノルズ 数で表している.各人のデータ間には多少のばらつきはあるが,全体によく整理 されている.

1.2.2. 非線形力学の研究

上記の結果は気泡の時間的平均特性であって,個々の気泡が一様な大きさと周期をもって発生するものではない.気泡は液体の運動の影響を強く受ける.そして,気泡の生成と液体の運動は,基本的に非線形の形で結ばれているために,個々の気泡の運動についてみるとサイズや形状,離脱の周期は一定せず,その特性は流量によって大きく異なる.Fig.1-2-2 は一例として,Fig.1-1-1の本実験データについて実際の個々の気泡がどのような値であったかを示したものである.これからも明白なように,気泡発生挙動はきわめて複雑である.

従来,こうした複雑で分布を持つ現象は,時間平均値をもって整理するのが通 例であった.平均操作は理解や利用のし易さで便利ではあるが,反面,動力学を 考えないものであるため,個々の気泡が示す複雑な気泡挙動を解明するにはすで に不適である.すなわち,実際の気泡の発生や運動を明らかにするには動的挙動 について,非線形力学的立場から研究する必要がある.しかしながら,この種の 研究はごく最近始まったばかりであり,非常に少ない.

Tritton et al. (1993)らはグリセリン水溶液中に窒素ガスを吹き込み気泡を生成 し、気泡生成に伴う液体の動きをホットフィルムで測定し、周期倍加現象、間欠 カオスを観察している.Mittoni,L.J. et al らはノズル径、液体粘度、容器体積、 気体流量を広く変えた実験でノズル内の圧力がカオティックな変動を示すことを 示し、周期倍加などのカオス特性について論じている.また、庄司らは沸騰の基 礎研究としてオリフィスから水に空気泡を発生させて、オリフィス出口の水の流 速変動を熱線流速計で計測して分岐図を作成するとともに、時系列の非線形解析 を行って、スペクトル分布、リターンマップ、アトラクタを描き、フラクタルを 計算して、特に低流量下では低次元カオスが存在することを示している.

本研究室(庄司研究室)では,これまで,水中におかれた単一パイプ,オリフィ スから生成する空気泡について,その発生周期や気泡サイズ,気泡近傍の水の動 きを測定することにより,気泡生成周期の分岐現象などの非線形特性について研 究を行なってきた(前田,久島,阿部)<sup>(2)-(4)</sup>.

## 1.3. 本研究の目的

気泡の力学は,上記のように,たとえ単一気泡に関するものであっても複雑, 難解である.このため,従来のほとんどの研究は単一気泡を対象としている.し かし,実際の応用では,単一気泡を採用することはほとんどなく,多数のマルチ なノズル(オリフィス)から気泡を一緒に発生させる.この場合は,新たに気泡 相互の干渉の問題が生じる.この気泡干渉に関しては,従来研究例がほとんどな い.そこで本研究では,もっとも簡単な対オリフィス,対気泡の場合の気泡発生 と気泡間干渉について実験的に調べることとした.



Fig.1-2-1 Bubble volume and Reynolds number (average) at single orifice up to now



Fig.1-2-2 Bubble volume and Reynolds number (actual) at single orifice up to now

# 第2章

# 実験

## 2.1. 実験装置

2.2. 実験方法及び実験条件

本研究で使用した実験装置の写真を Fig.2-1-1 に示す.コンプレッサ内に圧縮され た空気が、流量計を通じて、黄銅面上の単一,隣接する二つのオリフィスに供給さ れ、そこから生成する気泡の挙動を高速度ビデオカメラを用いて記録する.空気流 量とオリフィス間距離を様々に変化させることで、単一気泡と気泡の干渉現象を 観察する.

#### <u>実験装置系</u>

- (1) 小型コンプレッサ(日立ベビコン)(Fig.2-1-2) 空気を圧縮して溜めて、送気管を通して空気を送る機械
- (2) 流量計 (OMEGA製) (Fig.2-1-3)

浮き子式流量計 .流量レンジが50-500cc/minのもので送気管を通してきた空気の流量を調節するもの.

(3) キャピラリーチューブ

コンプレッサにより圧縮された空気の流量を一定に保つためにオリフィス直前に内径0.3mmの毛細管を用いて非常に大きな抵抗を与える.

- (4) 高速ビデオカメラ(FASTCAM-Net 500/1000/Max)
   撮影速度は1000frame/secで約8.7秒間.
   オリフィスからの気泡離脱を撮影するもの.
- (5) 実験 1(空気個別供給系)の装置

コンプレッサから二つの流量計,毛細管を通し,流量一定で,各オリフィスの供給系を独立にする.概略図を Fig.2-1-4 に示す.

(6) 実験 - 2(空気分岐供給系)の装置

コンプレッサから一つの流量計,毛細管を通し,流量一定で,各オリフィスの供給系を共通として分岐タイプとする.概略図を Fig.2-1-5 に示す.

(7) 水槽

深さ 28cm,幅,奥行きともに 20cmm のアクリル製水槽で,オリフィス表面から深さ約 18cm になるように蒸留水を満たして実験をする.



Fig.2-1-1 The picture of experiment apparatus



Fig.2-1-2 The picture of compressor



Fig.2-1-3 The picture of flow meter



Fig.2-1-4 Experimental Apparatus of Experiment-1



Fig.2-1-5 Experimental Apparatus of Experiment-2

#### 2.2. 実験方法及び実験条件

(1) 実験方法

#### 準備

オリフィスをテストセクションに取り付け,水槽下部にセットする.

コンプレッサで空気を圧縮し,出口圧力は3~5気圧に調節して,実験を行う. 流量計を開放する.

空気をある程度流しておき,水槽に蒸留水を入れる.

高速ビデオカメラを気泡発生部に焦点をあわせセットする.

#### 実験開始

流量計で空気流量を調節する.

空気流量が安定してから、高速ビデオカメラで実験現象を撮影して、記録する. 実験終了

水槽から蒸留水を流す.高速ビデオカメラの電源を切る.

コンプレッサの中の空気を出して,空気泡を止める.

(2) 実験 - 1の条件

単一気泡の実験が終了後、干渉の実験に移る。その際の条件として、以下のものである。

実際の沸騰現象において、隣り合う気泡同士の体積に殆ど差がない為、本実験で は二つのオリフィスから流れ出る空気量が同じになるように、調節し実験を行う。

オリフィス間の間隔は気泡径の2倍前後の 5mm, 10mm, 15mm の三つをとる。それ ぞれの実験条件に対して流量を様々に変え実験を行う.全実験条件を Table2-2-1 に示す.

D=2.0mm	Single		Twin-S=5mm		Twin-S=10mm		Twin-S=15mm	
	P(f)	d	P(f)	d	P(f)	d	P(f)	d
Q-30cc/min		×	×	×	×	×	×	×
Q-50cc/min								
Q-60cc/min								
Q-70cc/min								
Q-80cc/min								
Q-100cc/min								
Q-120cc/min								
Q-140cc/min								
Q-160cc/min								
Q-200cc/min								
Q-300cc/min								
Q-400cc/min								
Q-500cc/min								

Table2-2-1 Conditions of Experiment-1

(3) 実験 - 2の条件

本実験ではオリフィス間隔(S)、オリフィス径(d)を様々に変える. 全実験条件 をTable2-2-2に示す.

それぞれの実験条件に対して流量を様々に変え現象を観察する.

d	S	単一		双オリフィス				
d	S	オリフィス	単気泡域	対気泡域	(超臨界)			
		Q	(亜臨界)					
			$\mathbf{Q}$	Q/2	Q			
	<u> </u>							
~ <b>-</b>	Single							
0.5	1.5							
	2.5							
	3.5							
	Single	200						
1.0		150						
	1.5		200	150	300			
	2.5		200	150	300			
	3.5		200	150	300			
	Single	100						
1.5	3.0							
	4.0		100	250	500			
	6.0		100	250	500			
	Single							
2.0	5.0							
	7.0							
	9.0							
	Single	300						
2.5	5.0							
	7.0		300	300	600			
	9.0		300	300	600			

Table2-2-2 Conditions of Experiment-2

1個の気泡に注目した整理:単一オリフィスQ、単気泡Q、対気泡の左右Q/2

## 第3章

## 実験結果・考察

- 3.1. 実験 1 結果と考察
- 3.2. 実験 2の結果
- 3.3. 実験 2の考察
- 3.4. 実験 1と実験 2の比較

#### **3.** 実験結果・考察

ここでは前章で述べた2種類の実験の結果を示し、その考察を行う.

#### 3.1. 実験 - 1の結果と考察

実験 - 1 は, すなわち空気個別供給系で発生気泡の特性はオリフィス間隔によっ て違う影響を受けることを調べる.

3.1.1. 離脱周期分布とリターンマップ

オリフィス間隔 s が 5mm, 10mm の場合,気泡の発生周期(流量一定であるから 気泡径も同様)の分布は単一オリフィスの場合に比べ範囲が広がる.しかし,間隔 s が 15mm になると,ほとんど影響が無く,逆に単一オリフィスの場合よりも一様 で周期的な挙動となる.Fig.3-1-1,Fig.3-1-2 に示しているのは流量 Q=200cc/min と Q=300cc/min の離脱周期分布図である.いずれも上述した影響を見られる.

また,その離脱周期のリターンマップ Fig.3-1-3, Fig.3-1-4 にも同様な影響が見られる.



Fig.3-1-1 Distribution of bubble departure period (Q=200cc/min)



Fig.3-1-2 Distribution of bubble departure period (Q=300cc/min)



Fig.3-1-3 Return map of bubble departure period (Q=200cc/min)



Fig.3-1-4 Return map of bubble departure period (Q=300cc/min)

#### 3.1.2. 考察

単一気泡の無次元数解析.

ノズル-レイノルズ数Re:

$$Q = \frac{\pi}{4}d^2u \qquad \therefore u = \frac{4Q}{\pi d^2}$$

10

$$\operatorname{Re} = \frac{ud}{v} = \frac{\frac{4Q}{\pi d^2}d}{v} = \frac{4Q}{\pi dv}$$

$$Q(cc/min.) = \frac{10^{-6}}{60}Q(m^3/s) = \frac{10^{-7}}{6}Q(m^3/s)$$

したがって、 Re =  $\frac{2 \times 10^{-7}}{3 \pi v d} Q$ , ここに $Q(m^3/s)$ 

空気の動粘性係数は、  $v=15.6\times 10^{-6}(m^{-2}/s)$  であるから、

$$\operatorname{Re} = \frac{2 \times 10^{-7} Q}{3\pi \times 15.6 \times 10^{-6} d} = 1.360 \times 10^{-3} \frac{Q}{d}$$

パイプ (オリフィス)の直径が d=2(mm)=2×10<sup>-3</sup>(m) の場合は、 Re=0.680Q

ゆえに、*d* = 2*mm* のとき

Q	50	60	70	80	100	120	140	160	180	200	300	400	500
Rе	34	40	47	54	68	81	95	108	122	136	204	272	340

流量Qが小さいときの、表面張力と浮力の釣り合いで定まる気泡径 $D_o$ : 浮力と表面張力の釣り合いから、  $\frac{4\pi}{3} \left(\frac{D_o}{2}\right)^3 (\rho_L - \rho_v)g = \pi d\sigma$ したがって、  $D_o^3 = \frac{6\sigma}{(\rho_L - \rho_v)g} d$ 、  $D_o^{-3} \sqrt{\frac{6\sigma}{(\rho_L - \rho_v)g}} d^{1/3}$ 水、空気(20°C)の物性値は  $\sigma = 72.5 \times 10^{-3} (N/m) = 72.5 \times 10^{-3} (kgm/s^2/m) = 0.0725 (kg/s^2)$   $\rho_L = 998.2 (kg/m^3)$ 、  $\rho_V = 1.166 (kg/m^3)$ 、  $g = 9.80 (m/s^2)$ であるから、  $D_o^{-3} \sqrt{\frac{6 \times 0.0725}{(998.2 - 1.166) \times 9.8}} d^{1/3} = 0.03544 d^{1/3}$ d = 2(mm) = 0.002(m)の場合は、

 $D_o = 0.03544\sqrt[3]{0.002} = 4.465 \times 10^{-3} (m) = 4.465 (mm)$ 

流量Qが大きい場合の、浮力と慣性から定まる気泡径D: V = Qt

気泡の重心位置を x とおくと、運動方程式は  $\frac{d}{dt} \left[ (\rho_v + \xi \rho) V \frac{dx}{dt} \right] = (\rho_L - \rho_V) V g$ 

 $\xi$ は付加質量であり、オリフィスの場合  $\xi = \frac{11}{16}$ 、 *Q*は一定であるから、運動方程 式は

$$\left(\rho_{V} + \frac{11}{16}\rho_{L}\right)\frac{d}{dt}\left[t\frac{dx}{dt}\right] = \left(\rho_{L} - \rho_{V}\right)tg$$
$$\frac{d}{dt}\left[t\frac{dx}{dt}\right] = \frac{\left(\rho_{L} - \rho_{V}\right)}{\left(\rho_{V} + \frac{11}{16}\rho_{L}\right)}tg$$

2回積分し、初期条件 t=0 t=0 で x=0,  $\frac{dx}{dt}=0$  を用いると

$$x = \frac{(\rho_L - \rho_V)g}{4\left(\rho_V + \frac{11}{16}\rho_L\right)}t^2$$

離脱するとき、気泡は球形であり、気泡半径をRとすると、

$$V = \frac{4\pi R^3}{3} = Qt \quad \text{ftab5}, \quad t = \frac{4\pi R^3}{3Q}$$

そして、x = R となったときに離脱すると考えると、

$$R = \frac{(\rho_L - \rho_V)g}{\left(\rho_V + \frac{11}{16}\rho_L\right)} \left(\frac{4\pi R^3}{3Q}\right)^2 = \frac{4\pi^2(\rho_L - \rho_V)g}{9\left(\rho_V + \frac{11}{16}\rho_L\right)} \times \frac{R^6}{Q^2}$$

これから、

$$R^{5} = \frac{9\left(\rho_{V} + \frac{11}{16}\rho_{L}\right)}{4\pi^{2}(\rho_{L} - \rho_{V})g} \times Q^{2}, \quad \text{$\texttt{stats}$}, \qquad R = \left[\frac{9\left(\rho_{V} + \frac{11}{16}\rho_{L}\right)}{4\pi^{2}(\rho_{L} - \rho_{V})g}\right]^{1/5} \times Q^{2/5}$$

$$D = 2R = \left[\frac{72\left(\rho_{V} + \frac{11}{16}\rho_{L}\right)}{\pi^{2}(\rho_{L} - \rho_{V})g}\right]^{1/5} \times Q^{2/5}$$

この値を無次元化すると、

$$\frac{D}{D_o} = \left[\frac{48\left(\rho_v + \frac{11}{16}\rho_L\right)^3 (\rho_L - \rho_v)^2 g^2}{\pi^6 \sigma^5}\right]^{1/5} \times \frac{Q^{2/5}}{d^{1/3}}$$

水、空気(20°C)の場合は、  $\frac{D}{D_o} = 0.01957 \frac{Q^{2/5}}{d^{1/3}}$ 

特に、 d = 2(mm) = 0.002(m) のときは、

$$\frac{D}{D_o} = 0.1553 Q^{2/5} (Q:m^3 / s)$$

d=2mm=0.002m の場合

Q	50	60	70	80	100	120	140	160	180	200	300	400	500
D/Do	0.74	0.79	0.84	0.89	0.97	1.05	1.11	1.13	1.24	1.23	1.52	1.71	.86

以上のまとめ: データの整理:D/Do vs. R e のグラフは、測定値をD(mm)として  $D_{D_o}^{\prime} = 0.0282 \frac{D}{d^{1/3}}$ 、特に、d = 2 mmのときは  $D_{D_o}^{\prime} = \frac{D}{4.465}$ 理論は理論値をD(mm)として、

低Reで、  $\frac{D}{D_o} = 1$ 高Reで、  $\frac{D}{D_o} = 0.01957 \frac{Q^{2/5}}{d^{1/3}}$ 、 特にd = 2 mmのときは  $\frac{D}{D_o} = 0.1553 Q^{2/5}$  3.2. 実験 - 2の結果 1

実験-2は空気分岐供給系で,流量一定で,気泡発生の特性又は発生気泡の特性 がオリフィス間隔sによって,違う影響を調べる.

実験 2は臨界流量を発見し、これについて次の節に詳しく述べる.

また,様々な実験条件で取ったデータを整理し,実験結果として分類した時系列, レイノルズ数-気泡体積曲線上の分布,気泡形状,周期のリターンマップなどの図 を以下の節に示している.

3.2.1. 臨界流量の存在

(1) 臨界流量について

オリフィスに様々な流量の空気を流していくと、初めは二つのオリフィスから 気泡が生成していたが、空気の流量を徐々に下げていくにつれ、片方のオリフィ スからしか気泡が生成しなくなる.このように気泡が二つ生成していたが、ある流 量あたりで一つとなるような流量を本研究では、臨界流量と呼ぶことにする.

(2) 臨界流量の範囲(実験結果)

臨界流量はある流量と一つに決まるのではなく、ある程度範囲を持ったものと して定義する.そしてこの臨界流量は、高流量 低流量、低流量 高流量と流量の 変化の仕方によっても変化する.この臨界流量の値は,Table3-2-1に見るように, 流量を上げていった場合と下げていった場合で異なり,ヒステリシス現象を示す.

その臨界流量の範囲の上限値を超えると、完全に両側のオリフィスから気泡が 発生する.この場合は高流量域と呼ぶ.その範囲の下限値以下の場合は完全に片 方のオリフィスから気泡が発生する.この場合は低流量域と呼ぶ.その範囲の間 は遷移域とよぶ.Fig.3-2-1にこの範囲の領域を示している.

また,オリフィス直径dとオリフィスの間隔sによって,Fig.3-2-1,Fig.3-2-1に示 すように,臨界流量の値が違う.

オリフィス径d=1.5(mm)の時は、オリフィス間隔Sによらずほぼ一定の値をとっている.d=2.5(mm)の時は、Sが大きくなるにつれて、臨界流量値は高流量へと推移している.注目すべきはd=1.0(mm)の時で、Sが2.5(mm)の時に最も低い流量で臨界値になり、Sが1.5(mm)、3.5(mm)の時には、それよりも大きな値で臨界値をとっている.このようにSが大きくなると臨界流量が高くなりそうだが、実際の結果はそれとは異なる傾向を示している.

臨界流量のビデオ写真は付録A,B,Cに載せている.

d	s	Q(cc/min):	Increasing	Q(cc/min):Decreasing			
mm	mm	${ m Qc}_{,{ m h}}$	Qc,l	Qc,h	Qc,l		
	1.5	280	270	270	260		
1.0	2.5	210	200	200	190		
	3.5	280	250	240	230		
1.5	4.0	450	440	400	390		
	6.0	440	435	400	390		
2.5	7.0	520	460	500	460		
	9.0	580	500	600	520		

Table 3-2-1Critical Air Flow Rate



Fig.3-2-1 Critical flow rate dependence on orifice distance



Fig.3-2-2 Critical flow rate dependence on orifice diameter

3.2.2. 時間 気泡発生,時間 周期 直径の時系列

次の図は単一オリフィスからの単一気泡,二つのオリフィスからの単一気泡(低流量域)と対気泡(高流量域)の気泡発生時系列また周期,直径の時系列を示している.

(1) 気泡発生時系列



Fig.3-2-3 Bubble-point time series of single orifice







Fig.3-2-6 Bubble-point time series of two orifice in super-critical region



Fig.3-2-7 Departure period and diameter time series of single orifice



Fig.3-2-8 Departure period and diameter time series of two orifice in sub-critical region



Fig.3-2-9 Departure period and diameter time series of two orifice in super-critical region

3.2.3. Re V 平面上の分布 本研究は従来と違い,データを平均化せず,Re V 平面上にプロットする.



Fig.3-2-10 Distribution on Re-V flat

3.2.4. 気泡形状

従来の単一気泡の研究はほとんど気泡形状が球形として解析してる.干渉の影響 を受けると,気泡の形状は実験条件によって,変化している.下記の図は気泡の横 と縦の長さをプロットして気泡形状を示している.



Fig.3-2-11 Bubble shape of single orifice



Fig.3-2-12 Bubble shape of two orifice in sub-critical region



Fig.3-2-13 Bubble shape of two orifice in super-critical region

3.2.5. 周期のリターンマップ 本研究は非線形力学の観点から,周期のリターンマップを以下の図に示している.



Fig.3-2-14 Return map of bubble departure period of single orifice



Fig.3-2-15 Return map of bubble departure period of two orifice in sub-critical region



Fig.3-2-16 Return map of bubble departure period of two orifice in super-critical region

#### 3.2.6. 気泡干涉

二つのオリフィスから発生する気泡はどのような干渉特性があるのかを次の図 で表している.







Fig.3-2-18 Time difference between two bubbles in super-critical region(d=1mm s=2.5,3.5mm)



Fig.3-2-19 Time difference between two bubbles in super-critical region(d=1.5mm s=4,6m)



Fig.3-2-20 Time difference between two bubbles in super-critical region(d=2.5mm s=7,9mm)

3.3. 実験 - 2の考察

前述の臨界流量について理論解析を下記のように行っている.

(1) 無次元数によるデータ整理

臨界流量Qc が粘性によらないとすると,  $Qc = F(\sigma, \rho, (\rho_i - \rho)g, d)$ これから、次元解析により

$$\sqrt{\frac{\rho}{\sigma}} \frac{Qc}{d^{3/2}} = f\left(\frac{d}{lc}\right), \quad \exists \exists lc = \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho)g}}$$

水、空気(20°C)の物性は

$$\rho = 1.166 \ kg \ / \ m^{3}$$

$$\rho_{l} = 998.2 \ kg \ / \ m^{3}$$

$$\sigma = 0.072 \ N \ / \ m = 0.072 \ kg \ / \ s$$

$$\sqrt{\frac{\rho}{\sigma}} = \sqrt{\frac{1.166}{0.072}} = 4.024 [s/m\sqrt{m}]$$

$$lc = \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho - \rho)g}} = \sqrt{\frac{0.072}{(998.2 - 1.166) \times 9.8}} = 2.715 \times 10^{-3} [m]$$

$$\therefore \quad \sqrt{\frac{\rho}{\sigma}} \frac{Qc}{d^{3/2}} = 4.024 \times \frac{10^{-6}/60}{(10^{-3})^{3/2}} \frac{Qc}{d^{3/2}} = 2.121 \times 10^{-3} \frac{Qc}{d^{3/2}} \quad Qc : [cc/\min], d : [mm]$$

 $\therefore \quad d/lc = 0.8683d \quad d:[mm]$ 

これにより,実験データを整理し,Fig.3-3-1を作成する.

オリフィスの間隔 s を考慮すると,

$$\sqrt{\frac{\rho}{\sigma}} \frac{Qc}{d^{3/2}} = f\left(\frac{d}{lc}, \frac{s}{lc}\right)$$

この形は

$$\sqrt{\frac{\rho}{\sigma}} \frac{Qc}{lc^{3/2}} = f\left(\frac{d}{lc}, \frac{s}{lc}\right)$$

とも書ける.データはこの形で図示する Fig.3-3-2 とわかりやすい.



Fig.3-3-1 Dimensionless critical flow rate and orifice distance



Fig.3-3-2 Dimensionless critical flow rate and orifice diameter

オリフィス径が小さく、発生気泡も小さいため、流量の時間的変動は小さい場合 空気溜(チャンバー)の値を添え字0、オリフィス出口を e で表すと、ベルヌーイの 式から

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial t} + \frac{p_0}{\rho} + \frac{1}{2} u_0^2 = \frac{\partial \phi_e}{\partial t} + \frac{p_e}{\rho} + \frac{1}{2} u_e^2 + \frac{\xi}{2} u_e^2 + \Delta h_f \qquad (1)$$

ここに、損失ξはオリフィス内の速度助走、縮流、オリフィスからの排出に伴うもので、ほぼ次のような値をとると考えられる、

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 + \xi_3 = 2.2 + 0.4 + 0.4 = 3.0$$
 (2)

時間的変化はないのでポテンシャルの項を除き、また空気溜内の流速は小さいので 無視し、粘性損失はハーゲンポアゼイユの式で表される(レイノルズ数(付録参照) は100のオーダで小さく流れは層流であるから)とすると

$$\frac{p_0}{\rho} = \frac{p_e}{\rho} + \frac{1}{2}u_e^2 + \frac{\xi}{2}u_e^2 + \frac{128\nu l}{\pi d^4}Q \qquad (3)$$

ここに、1はオリフィス部の長さである。流量と流速の関係は

$$u = \frac{4Q}{\pi d^2} \qquad (4)$$

出口の圧力は発生気泡の各ステップで変化するが、一方のオリフィスからは気泡が出 ないので

$$p_o \leq \frac{4\sigma}{d}, \quad 0 < p_e \leq \frac{4\sigma}{d}$$
 (5)

したがって、

$$(1+\xi)u_e^2 + \frac{64\nu l}{d^2}u_e - \frac{4\sigma}{\rho d} \le 0$$
 (7)

式(7)は正負の2根をもつ。正の根をとすると、

$$u_{e} \leq \alpha \quad (8)$$

$$\alpha = \frac{1}{2(1+\xi)} \left[ \sqrt{\left(\frac{64\nu l}{d^{2}}\right)^{2} + \frac{16(1+\xi)\sigma}{\rho d}} - \frac{64\nu l}{d^{2}} \right]$$

$$= \sqrt{\left(\frac{32\nu l}{d^{2}(1+\xi)}\right)^{2} + \frac{4\sigma}{\rho d(1+\xi)}} - \frac{32\nu l}{d^{2}(1+\xi)}$$

空気と水(20°C)の物性は

$$\rho = 1.166 kg / m^3$$
,  $\sigma = 0.072 N / m$ ,  $v = 15.6 \times 10^{-6} m^2 / s$ 

であり、オリフィス長さは l = 10mm = 0.01m として計算すると、

$$\frac{32\nu l}{d^2(1+\xi)} = \frac{32\times15.6\times10^{-6}\times0.01}{(0.001)^2(1+3)} = 1.248$$
$$\frac{4\sigma}{\rho d(1+\xi)} = \frac{4\times0.072}{1.166\times0.001\times(1+3)} = 61.75$$

したがって、オリフィス径が1mmの場合は

$$u_{\text{max}} = \alpha = \sqrt{1.248^2 + 61.75} - 1.248 = 7.957 - 1.248 = 6.71$$
$$Qc = \frac{\pi d^2}{4}u = \frac{\pi d^2}{4}\alpha = \frac{3.1416 \times (0.001)^2}{4} \times 6.71 = 5.27 \times 10^{-6} \, m^3 \, / \, s = 316 \, cc \, / \, min$$

となり、実験値と近いことが分かる

低臨界流量以下の流量域では一方のオリフィスから単気泡が生成するが, Fig.3-3-3, Fig.3-3-4, Fig.3-3-5からわかるように,単一オリフィスの結果(オリフィ スの片方を封じ,同一流量で実験した場合)とは挙動が明らかに異なっている.これ は,反対側の気液の界面がオリフィス出口あるいは内部で複雑に運動するため,供給 空気の圧力が微妙に変動するためと考えられる.すなわち,双オリフィスの片側から だけ発生する気泡の周期および気泡径は単一オリフィスから発生する単気泡に比べ, 広い分布を持ち,より複雑な挙動を示すことがわかる.



Fig.3-3-3 Distribution of departure period (d=1.5mm)



Fig.3-3-4 Distribution of departure period (d=2.5mm)

高臨界流量以上の流量域では,気泡は両方のオリフィスから発生するが,気泡相 互の干渉によってその挙動は非常に複雑となる.Fig.3-2-5,Fig.3-2-6,Fig.3-2-7 に,各々のオリフィスから発生する気泡を,流量が半分であるときの単一オリフィ スから発生する単気泡と比較した.対気泡の間隔,つまりオリフィス間隔が気泡の 発生周期や大きさに強く影響することがわかる.オリフィス間隔が広いと分布は一 様に大きく広がるのに対し,間隔が狭いと複雑な分布になる.



Fig.3-3-5 Distribution of departure period (d=1mm)



Fig.3-3-6 Distribution of departure period (d=1.5mm)



Fig.3-3-7 Distribution of departure period (d=2.5mm)

### 3.3.4. 実験 - 1,実験 - 2の比較

本研究は二種類の干渉実験を行った.その干渉現象の違いを次の図に示す. (1)実験 - 1の気泡発生時系列



Fig.3-3-8 Time series of experiment-1 (d=2mm Q=200cc/min)



Fig.3-3-8 Time series of experiment-1 (d=2mm Q=300cc/min)



Fig.3-3-9 Departure period time series and return map of experiment-1



Fig.3-3-10 Difference between two bubbles (d=2mm s=5mm)



Fig.3-3-11 Difference between two bubbles (d=2mm s=10mm)



Fig.3-3-12 Difference between two bubbles (d=2mm s=15mm)

(4) 実験 - 2の気泡発生時系列



Fig.3-3-13 Time series of experiment-2



Fig.3-3-14 Departure period time series and return map of experiment-2(d=1mm)



Fig.3-3-15 Departure period time series and return map of experiment-2(d=1.5mm)



Fig.3-3-16 Departure period time series and return map of experiment-2(d=2.5mm)



Fig.3-3-16 Difference between two bubbles of experiment-2 (d=1mm)



Fig.3-3-17 Difference between two bubbles of experiment-2 (d=1.5mm)



Fig.3-3-18 Difference between two bubbles of experiment-2 (d=2.5mm)

# 第4章

# 結論

# 4.1 本研究の結論

4.2 今後の課題

#### 4. 結論

- 4.1. 本研究の結論
  - (1) 空気供給系が違うと、気泡発生の特性が違う.独立供給系は臨界流量が不存在ということ、また、共通分岐供給系は臨界流量が存在することを明らかにした.
     共通分岐供給系の臨界流量がオリフィス直径とオリフィスの間隔によって、異なることが明らかになった.
  - (2) 共通単一オリフィスと対オリフィス系の気泡の発生挙動が違うことを実験的に明らかにした.
  - (3) 気泡の干渉特性は独立供給系と共通分岐供給系の場合とでは違うことが 明白となった.

- 4.2. 今後の課題
  - (1) 共通分岐供給系としては,低流量域,遷移域,高流量域について,詳し く調べる.
  - (2) 干渉については独立供給系と共通供給系のオリフィス径等のパラメータ を同じにして,実験をし,定量的に気泡の干渉のモデルを構築する.

## 参考文献

[1]世古口言彦, 気液二相流 伝熱工学の進展 Vol.1, pp173-285
[2]Tritton,D.J., "Chaotic Bubbling", Phys. Fluids, A5(2), pp.503-505,1993.
[3]Mittoni,L.J. et al., "Deterministic Chaos in the Gas Inlet Pressure of Gas-Liquid Bubbling System", Phys. Fluids, A7(4), pp.891-893, 1995.
[4]阿部憲幸,徐嵐,小島亮祐,陳誌毅,庄司正弘,"気泡の生成と干渉の非線形特性に関する実験的研究",第37回日本伝熱シンポジウム講演論文集,B212(2000).

#### 謝辞

本論文作成に当たり親身なご指導をいただきました庄司正弘教授に心から感謝 いたします.また貴重なご意見を頂きました丸山茂夫助教授,日頃から多くの面で 協力,指導して頂いた横谷定雄助手,井上満助手,渡辺誠技官に感謝いたします.

辛苦をともにした D1 の伊藤さん,研究のこと大変お世話になりました.博士課 程でも頑張ってください.

今年同様の修士課程を頑張っていた M2 の野上さんにもお世話になって,感謝いたします.

今ドイツにいる研究室を卒業した博士山口さんが特別なクリスマスプレゼント (データ処理するプログラム)をくださってありがとうございました.外国での研 究生活は良い経験になりますようにお祈り申し上げます.

また,共に研究をしてくれた4年生小川さんに感謝し,これからの就職を頑張って下さい.

フランスにいるM2の安井君,研究員の柴立和さん,D1の汪双風さん,姜玉雁 さん,張蕾さん,M1の横田さん,坂田さん,連さん,研究室の4年生,一緒に楽 しい研究生活を過ごせて感謝いたします.これからの研究もより一層のご活躍をさ れることをお祈り申し上げます.



Fig.A Bubble picture of sub-critical region (d=1.5mm,s=4mm,Q=100cc/min)



Fig.B Bubble picture of transition region (d=1.5mm,s=4mm,Q=450cc/min)



Fig.C Bubble picture of super-critical region (d=1.5mm,s=4mm,Q=500cc/min)

## <u>通し番号 1-69 完</u>

## <u>修士論文</u>

## <u>平成 13 年 2 月 16 日提出</u>

## 86919 佐井正子