

### 3. 蒸気膜の崩壊挙動に関する実験結果

#### 3.1. 本章の目的

本章では、2章で構築した実験装置を用いて蒸気膜の崩壊現象について調べることにする。従来の液滴を用いた実験では、低温液体のサブクーリングが高くなるにつれて蒸気爆発の発生の確率が高くなることが報告されている。すなわち、蒸気膜の崩壊挙動は低温液体のサブクーリングに大きく影響を受けるということが示唆されている。

そこで本章では、まず初めに自発的な蒸気膜の崩壊挙動を、水中投入時の鋼球表面温度ならびに水のサブクーリングを変化させて実験を行い、蒸気膜の崩壊挙動に及ぼすサブクーリングの影響ならびに崩壊のメカニズムを解明することを目的とする。また、圧力パルスを用いて蒸気膜を強制的に崩壊させた場合の強制的な蒸気膜の崩壊挙動を水のサブクーリングを変化させて実験を行い、蒸気膜の崩壊挙動に及ぼすサブクーリングの影響ならびに崩壊のメカニズムを解明することを目的とする。

さらに、蒸気膜を強制的に崩壊させた場合については非常に興味深い結果が得られたので、さらに蒸気膜崩壊の微視的なメカニズムを調べるために熱伝導解析ならびにPIV法による解析を行い、気液界面温度ならびに気液界面の微視的な挙動を評価することとする。

## 3.2. 自発蒸気膜崩壊実験

### 3.2.1. 蒸気膜の崩壊挙動に対する初期鋼球表面温度の影響

鋼球表面上に形成された蒸気膜を自発的に崩壊させた場合の実験結果を図 3.2.1 に示す。左の図は鋼球表面温度の時間変化を示している。縦軸は鋼球表面温度、横軸は時間を s スケールで示している。本実験では水のサブクーリングを  $8^{\circ}\text{C}$  と設定し、初期鋼球表面温度を  $500$ 、 $600$ 、 $700^{\circ}\text{C}$  と変化させて実験を行った（表 2.4.2 の Run No. 1）。この結果より、どの鋼球表面温度においても温度の降下率は一定で、温度が急激に降下し始める温度もほぼ同じであることが示された。

また、右の図は初期鋼球表面温度  $700^{\circ}\text{C}$  の条件で同時に撮影した可視観測画像を示している。この実験では水のサブクーリングが低く、蒸気膜が崩壊するのに時間を要したため 30fps で撮影を行った。この画像の下の記号 A~F は左のグラフ中における記号に対応している。この画像より、時刻 A~C において安定な蒸気膜が観測された。温度が急激に降下し始める時刻 D においては、時刻 A~C の状態とは対照的に蒸気膜が不安定な状態となることが観測され、その後、時刻 E、F に示されているようにさらに不安定な状態となることが観測された。

### 3.2.2. 蒸気膜の崩壊挙動に対するサブクーリングの影響

図 3.2.2 に、異なるサブクーリング条件で蒸気膜を自発的に崩壊させた場合の鋼球表面温度の時間変化を示す。初期鋼球表面温度は  $700^{\circ}\text{C}$  で、サブクーリングはそれぞれ  $10.0^{\circ}\text{C}$ 、 $17.2^{\circ}\text{C}$ 、 $24.2^{\circ}\text{C}$  である（表 2.4.2 の Run No. 2）。この結果より、サブクーリングが高くなるにつれ温度が急激に降下し始める温度も高くなることが示された。また、サブクーリングが高くなるにつれ蒸気膜崩壊時の温度降下の度合いも大きくなることが示された。

図 3.2.3 はこの実験において撮影した可視観測画像を示している。これらの画像は 750fps で撮影され、温度が急激に降下し始めた点を 0ms としている（図 3.2.2 に矢印で示す）。温度が急激に降下し始めた時刻 0ms ではどの条件においても透明で穏やかな界面を有する蒸気膜が観測された。しかしながら、時刻 1.33ms 以降ではサブクーリングの違いによって蒸気膜の気液界面の挙動に明瞭な違いが現れた。サブクーリング  $10.0^{\circ}\text{C}$  では、時間の経過とともに気液界面における微小気泡の発生が鋼球下部から上方に向かってゆっくりと伝播する様子が見られた。サブクーリング  $17.2^{\circ}\text{C}$  ではサブクーリング  $10.0^{\circ}\text{C}$  の場合と同様に、時間の経過とともに気液界面における微小気泡の発生が鋼球下部から上方に向かって伝播する様子が見られたが、その伝播の速度は速くなっていた。また気液界面の変動も大きくなっていることが観測された。サブクーリング  $24.2^{\circ}\text{C}$  では時刻 1.33ms において鋼球全体が気泡の発生領域で覆われていることが観測された。この条件では、本実験の画像の撮影速度では蒸気膜の変動の非一様性を確認できなかった。

図 3.2.4 は、これらの実験における平均蒸気膜厚さの時間変化を示している。蒸気膜厚さは 2.2.3 節の手法を用いて評価を行った。この図において、温度が急激に降下し始めた点を 0ms としている。時刻 0ms 以前では高サブクーリングにおける蒸気膜厚さは低サブクーリングにおけるものよりも小さいことが評価された。これに対し、時刻 0ms 以降では高サブクーリングにおける蒸気膜厚さの方が大きくなることが示され、蒸気膜厚さも振動的に増加することが示された。

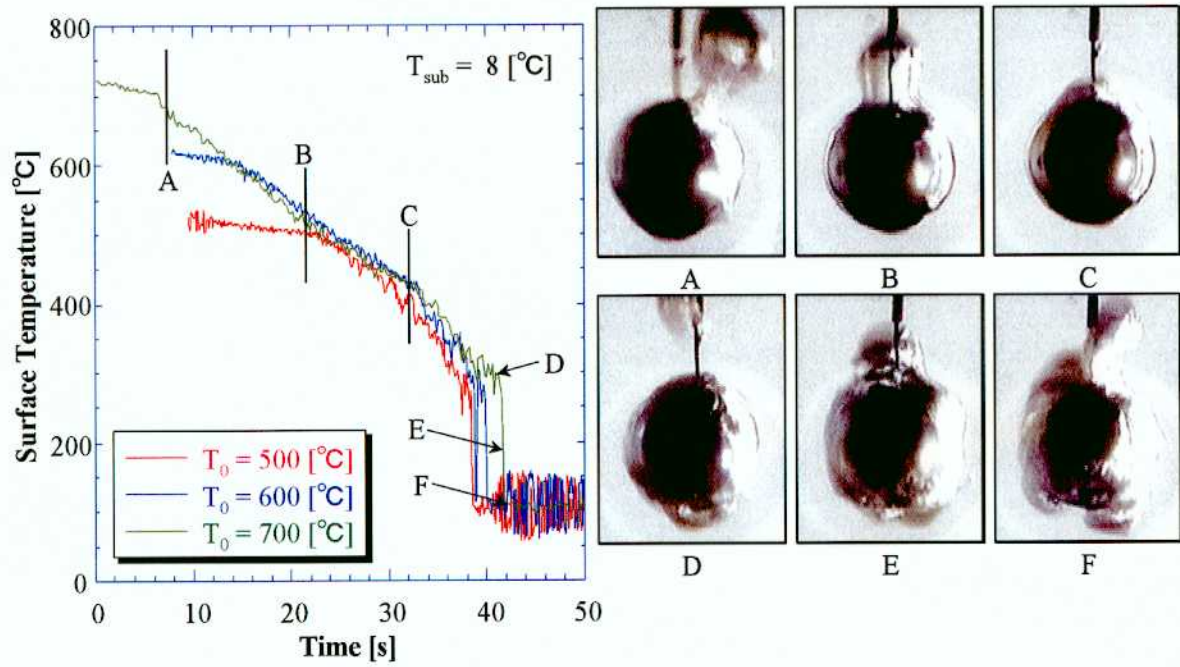


Fig. 3.2.1 Time variation of surface temperature and visual observation result in self-collapse experiment

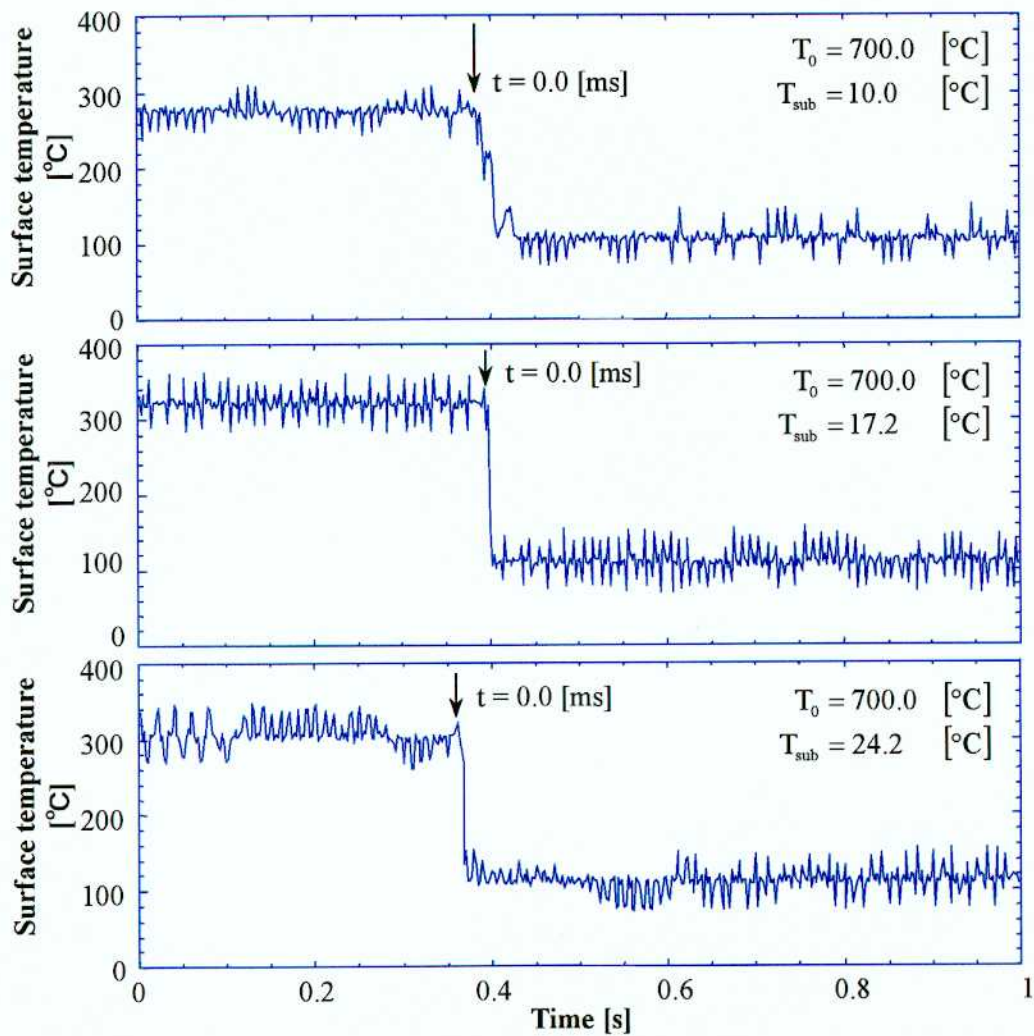


Fig. 3.2.2 Time variation of surface temperature for different subcooling condition in self-collapse experiment

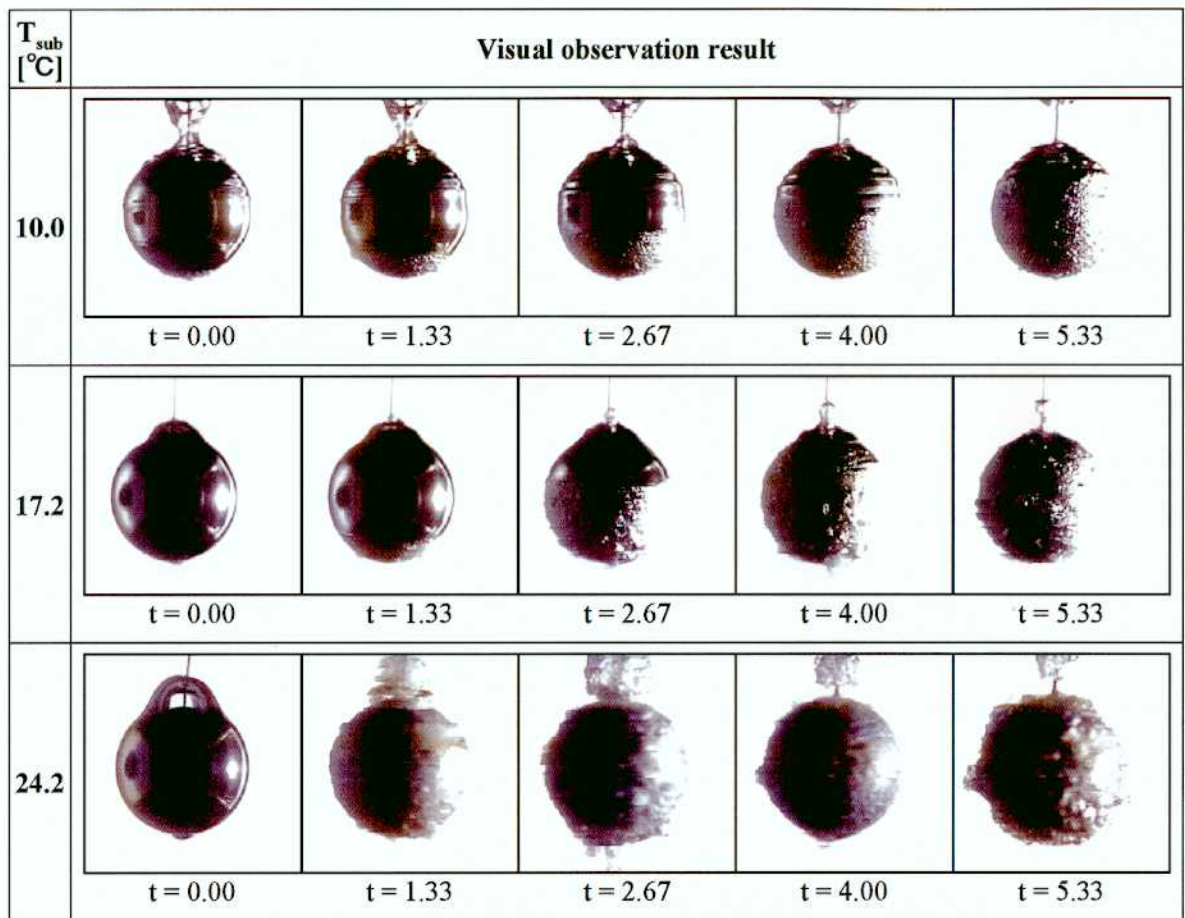


Fig. 3.2.3 Visual observation results for different subcooling condition in self-collapse experiment (unit:ms)

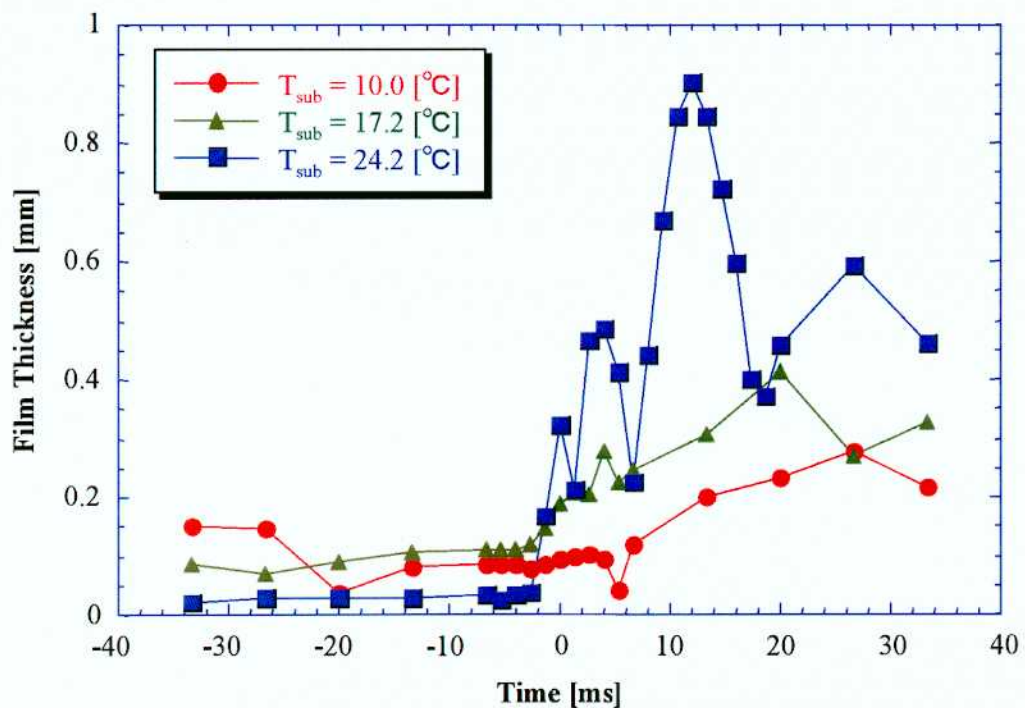


Fig. 3.2.4 Time variation of vapor film thickness for different subcooling condition in self-collapse experiment

### 3.3. 圧力パルスを用いた強制的蒸気膜崩壊実験

#### 3.3.1. 可視観測結果ならびに計測結果

鋼球表面上に形成された蒸気膜に圧力パルス当て、蒸気膜を強制的に崩壊させた場合の実験結果を図 3.3.1 に示す。左の図は鋼球表面温度と圧力の時間変化を示している。縦軸は鋼球表面温度、圧力を示し、横軸は時間を ms スケールで示している。本実験では水のサブクーリングを  $6.7^{\circ}\text{C}$ 、初期鋼球表面温度を  $700^{\circ}\text{C}$ 、圧力パルス発生装置の窒素ガスの圧力を  $0.5\text{MPa}$  と設定した。(表 2.4.3 の Run No. 1)。圧力パルスが到来する以前では鋼球表面温度はほぼ一定値となっていたが、圧力パルスが到来するのと同様に鋼球表面温度が低下することが観測された。

また、右の図は同時に撮影した可視観測画像を示している。本実験では  $4,500\text{fps}$  で撮影を行った。この画像の下の記号 A~F は左のグラフ中における記号に対応している。圧力パルスが到来する以前の時刻 A において、鋼球表面上に透明で穏やかな界面を有する蒸気膜が観測された。圧力パルスが到来した時刻 B において、鋼球表面上の蒸気膜が白く濁る白濁現象が観測された。圧力パルスのピークが通過した時刻 C 以降、鋼球表面全体にわたって一様で急激な蒸気の生成が起こっていることが確認された。

#### 3.3.2. 蒸気膜の崩壊挙動に対するサブクーリングの影響

図 3.3.2 に、異なるサブクーリング条件で蒸気膜を自発的に崩壊させた場合の可視観測画像を示している。初期鋼球表面温度は  $700^{\circ}\text{C}$  で、サブクーリングはそれぞれ  $8.3^{\circ}\text{C}$ 、 $18.0^{\circ}\text{C}$ 、 $24.7^{\circ}\text{C}$  である(表 2.4.3 の Run No. 2)。本実験では崩壊挙動を  $4,500\text{fps}$  で撮影した。図中において、圧力パルスのピークが到達した時刻を  $0\text{ms}$  としている。

圧力パルスが到来する以前では、どの条件においても鋼球表面上に透明で穏やかな界面を有する蒸気膜が見られた。圧力パルスのピークが到達した時刻  $0\text{ms}$  において、どの条件においても蒸気膜が白く濁る白濁現象が見られた。圧力パルスが通過した後はどの条件においても急激な蒸気の生成が見られたが、低サブクーリングにおける挙動と高サブクーリングにおける挙動で差異が見られた。低サブクーリングでは鋼球全体にわたって一様に蒸気泡が生成しているのに対し、高サブクーリングでは生成した蒸気と液相の界面に波のようなものが見られる非一様な蒸気泡の生成が見られた。

図 3.3.3 に圧力パルス当てて蒸気膜を強制的に崩壊させたときの圧力、鋼球表面温度、蒸気膜厚さならびに可視観測画像を示す。蒸気爆発のトリガとして重要となる圧力パルスが到来した前後に注目し、圧力パルス到来前後  $1.5\text{ms}$  の結果を示している。初期鋼球表面温度は約  $700$  度、圧力パルス発生装置の窒素ガスの圧力を  $0.5\text{MPa}$ 、サブクーリングはそれぞれ(a) $12.4^{\circ}\text{C}$ 、(b) $18.9^{\circ}\text{C}$ 、(c) $26.7^{\circ}\text{C}$  に対する結果である。本実験では蒸気膜の崩壊挙動を  $40,500\text{fps}$  で撮影した。蒸気膜厚さは 2.2.3 節に示した手法で評価を行った。

圧力パルスが到来する以前の時刻 A において、どの条件においても蒸気膜厚さはほぼ一定の値であり、また鋼球表面温度もほぼ一定の値であった。圧力パルスが到来した時刻 B において、どの条件においても蒸気膜が白く濁る白濁現象が見られた。また、鋼球表面温度が低下し始め、蒸気膜厚さも減少し始めた。圧力パルスのピークが到来した時刻 C において、蒸気膜厚さは最小の値となることが示された。圧力パルスが通過した時刻 E 以降、どの条件においても急激な蒸気の生成が見られ、蒸気膜厚さも増加することが示された。

図 3.3.4 は、図 3.3.3 の実験における蒸気膜厚さの時間変化を示している。縦軸は蒸気膜厚さを示して

おり、横軸は時間を ms スケールで示している。また、この図において圧力パルスのピークが到達した時刻を 0ms としている。圧力パルスのピークが到達する以前の時刻においては、低サブクーリングにおける蒸気膜厚さは高サブクーリングにおけるものよりも大きかった。どの条件においても、圧力パルスのピークが到達して蒸気膜が白濁する時刻 0ms において、蒸気膜厚さは最小値となることが示された。その後、どの条件においても急激に蒸気膜厚さが増加することが示された。



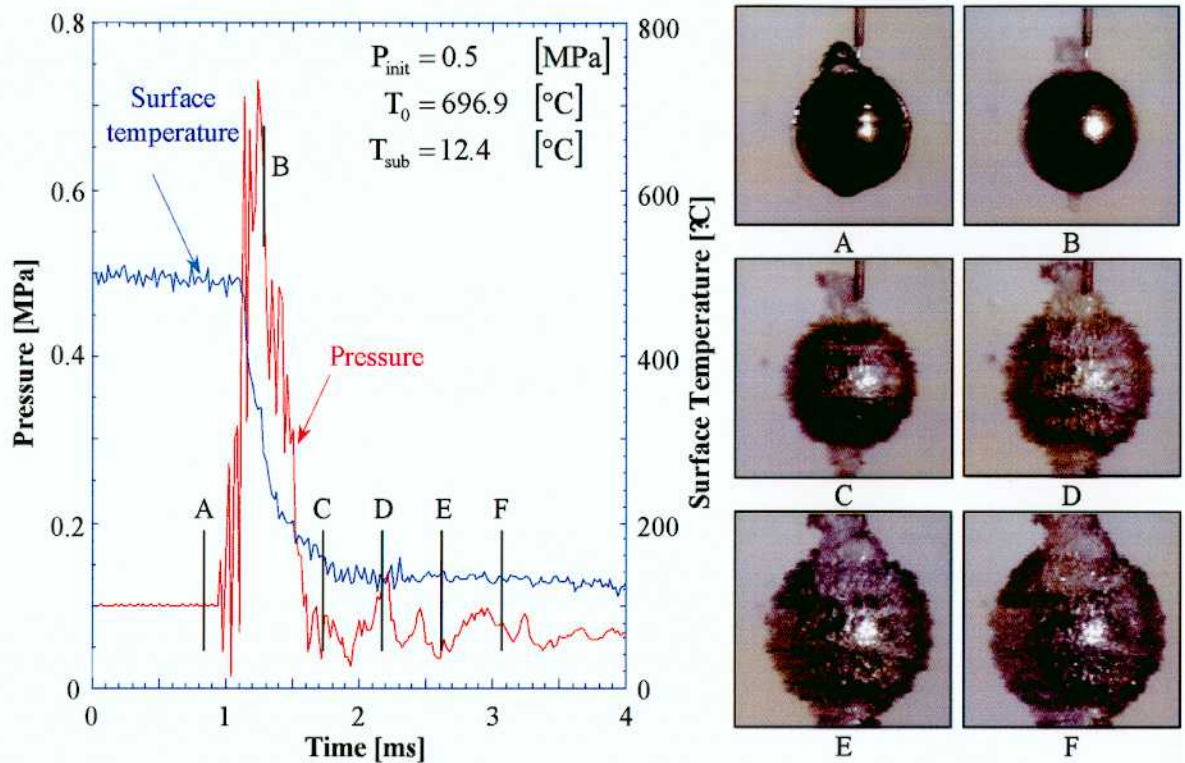


Fig. 3.3.1 Time variation of surface temperature, pressure and visual observation result in forced-collapse experiment

$T_{sub}$ [°C]	Visual observation result				
8.3					
	t = -0.88	t = 0.00	t = 0.78	t = 1.16	t = 1.38
18.0					
	t = -0.95	t = 0.00	t = 0.69	t = 1.07	t = 1.39
24.7					
	t = -0.97	t = 0.00	t = 0.69	t = 1.17	t = 1.34

Fig. 3.3.2 Visual observation results for different subcooling condition in forced-collapse experiment (unit:ms)

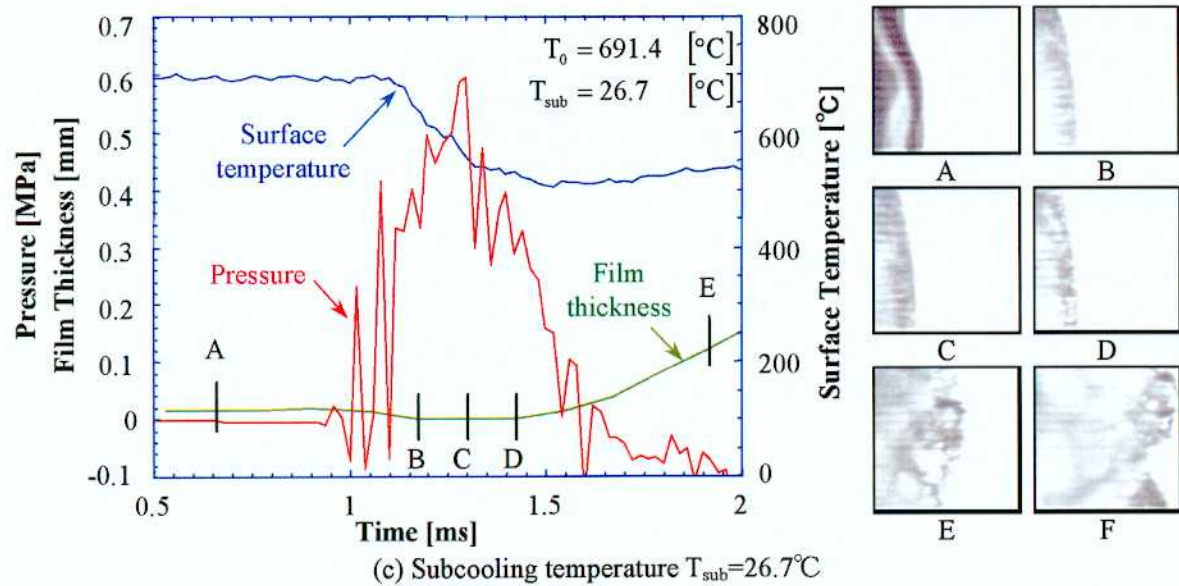
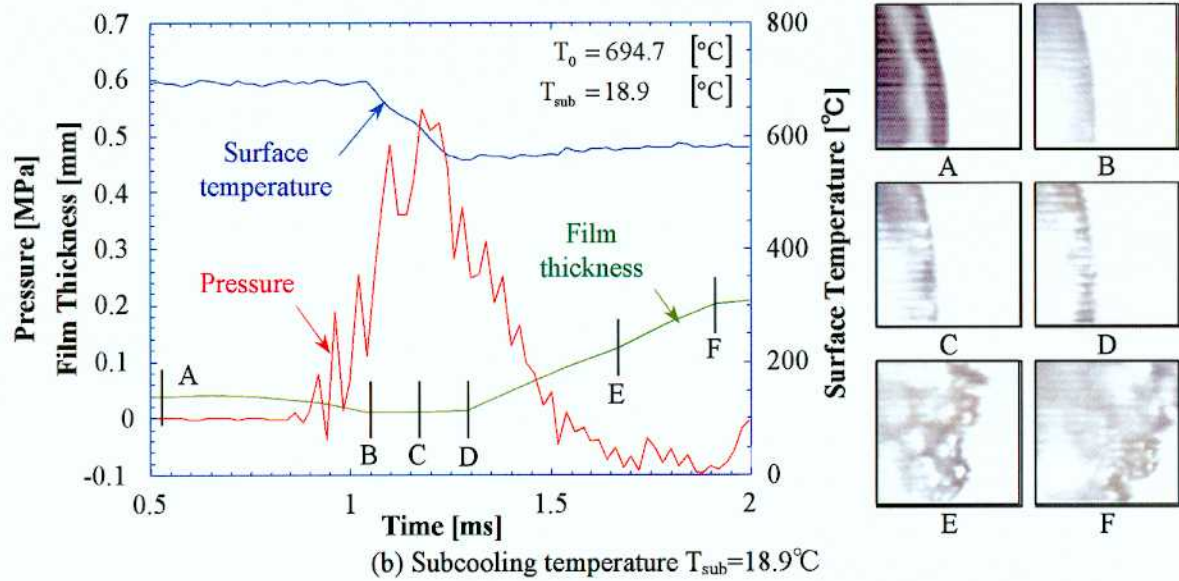
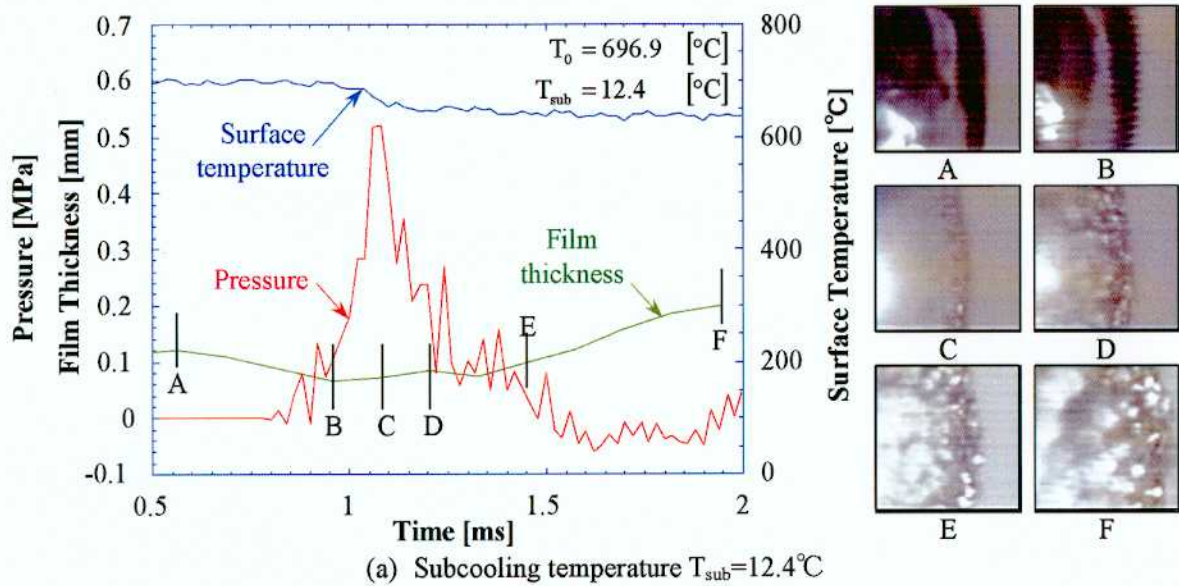


Fig. 3.3.3 Time variation of surface temperature, pressure, vaporfilm thickness and visual observation result in forced-collapse experiment



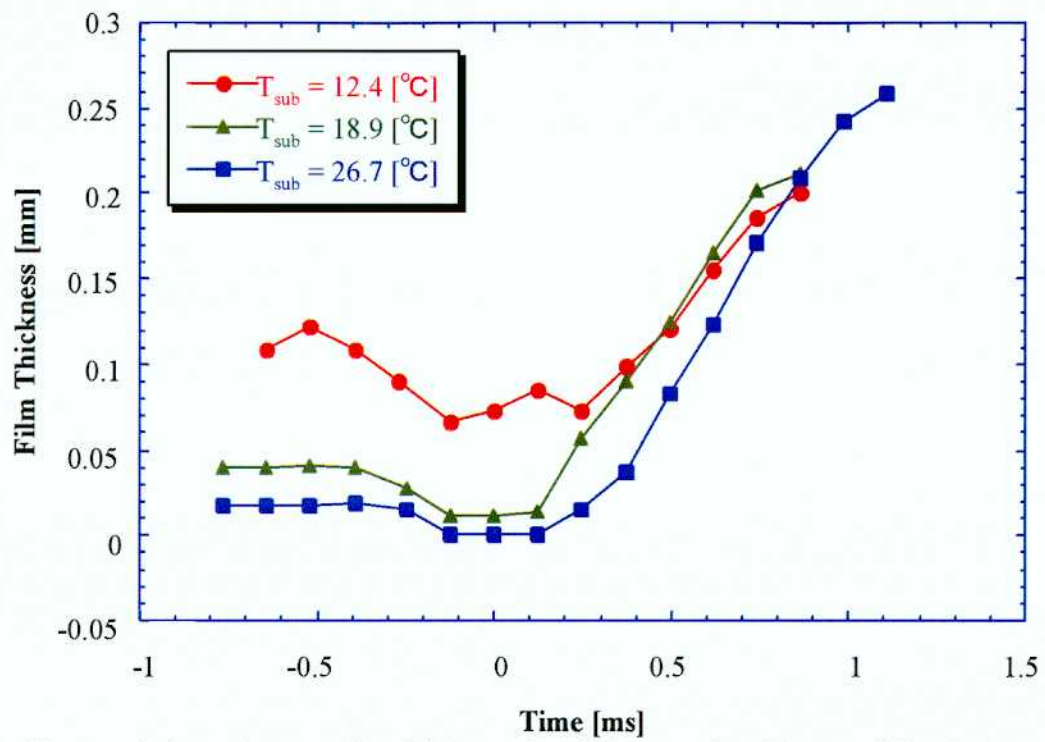


Fig. 3.3.4 Time variation of vapor film thickness for different subcooling condition in forced-collapse experiment

### 3.4. 実験ならびに解析に対する総合結果ならびに考察

#### 3.4.1. 低サブクーリングに対する結果

本節では、図 3.3.3(a)に示す圧力パルスを用いて蒸気膜を強制的に崩壊させた実験結果に対して解析を行った。以下に解析結果を示す。

図 3.4.1 に鋼球内、蒸気膜内ならびに液相内温度分布の解析結果を示す。縦軸は温度を示しており、横軸は半径方向位置を示している。この図において、圧力パルスのピークが到達した時刻を 0ms としている。図中の黒の矢印は鋼球表面位置を、色のついた矢印はそれぞれの時刻に対応した気液界面の位置を表している。本解析では黒の矢印で示される鋼球表面における温度が実験結果より境界条件として与えられている。鋼球表面温度と気液界面温度の変動を比較してみると、鋼球表面温度は時間で大きく変動しているのに対し、気液界面温度にはそれほど変動が見られなかった。また、蒸気膜内の温度分布を見ると、温度が急激に降下する温度境界層のような効果が見られず、ほぼ線形的に降下している結果となった。

図 3.4.2 に鋼球表面ならびに気液界面における熱流束の時間変化を示す。図 3.4.2 の上の図は鋼球表面より放出する熱流束の時間変化を示し、下の図は蒸気膜より液相側に放出する熱流束の時間変化を示している。両図において、圧力パルスのピークが到達した時刻を 0ms としている。圧力パルスのピークが到達した時刻において、鋼球表面で大きい熱の放出が起きていることが示された。また、蒸気膜より液相に放出される熱流束は鋼球表面におけるものより 3 オーダー小さく評価された。ここで熱放射による熱流束の評価を行うこととする。熱放射による熱流束  $E$  は以下の式より求められる。

$$E = \varepsilon \cdot \sigma_{SB} \cdot (T_w^4 - T_l^4) \quad (3.4.1)$$

ここで用いている記号は以下に示すとおりである。

- $\varepsilon$  : 放射率 (ステンレス鋼の場合 0.8)
- $\sigma_{SB}$  : Stefan-Boltzmann 定数 ( $5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$ )

実験条件  $T_w=700.0^\circ\text{C}$ 、 $T_l=90.0^\circ\text{C}$  の場合を考えると以下のようなになる。

$$\begin{aligned} E &= 0.8 \cdot 5.67 \times 10^{-8} \cdot \{(700.00 + 273.15)^4 - (90.00 + 273.15)^4\} \\ &= 39.9 \text{ kW/m}^2 \end{aligned} \quad (3.4.2)$$

よって、熱放射による熱流束は評価された鋼球表面より流出する熱流束に比べて小さく、無視できるものと考えられる。

図 3.4.3 に気液界面における熱流束と蒸気膜厚さの関係を示す。縦軸は蒸気膜より液相側に放出される熱流束を示しており、横軸は蒸気膜厚さを示している。図中の矢印は時間の進展方向を示している。初め、蒸気膜厚さの減少とともに熱流束は増加しており、蒸気膜厚さが最小となったときに蒸気膜より液相側に放出される熱流束が最大となった。その後、蒸気膜厚さの増加とともに熱流束が減少する結果となった。この結果より、本解析では蒸気膜より液相に放出される熱流束は蒸気膜厚さと反比例の関係にあることが示された。

図3.4.4に本解析より評価された鋼球より放出される熱流束を用いて描いた沸騰曲線を示す。図中の理論沸騰曲線は、以下に示すJens-Lottesの核沸騰平均熱流束の式(3.4.3)、Kutateladzeのバーンアウト熱流束の式(3.4.4)、Zuberらの膜沸騰最小熱流束の式(3.4.5)、Bromleyらの膜沸騰平均熱流束の式(3.4.6)、(3.4.7)を用いた。また遷移領域は、式(3.4.3)と式(3.4.4)の交点および式(3.4.5)と(3.4.6)、(3.4.7)の交点を補間することによって求めた。

$$q_{Nu} = 2.56 \cdot T_{sup}^4 \cdot \exp\left(\frac{p}{1.6954 \cdot 10^6}\right) \quad (3.4.3)$$

$$q_{Bo} = 0.16 \cdot L \rho_v \cdot \left(\frac{\sigma g \Delta \rho}{\rho_v^2}\right)^{1/4} \quad (3.4.4)$$

$$q_{Bo} = 0.157 \cdot L \rho_v \cdot \left(\frac{\sigma g \Delta \rho}{\rho_l^2}\right)^{1/4} \quad (3.4.5)$$

$$q_{Fi} = \frac{\lambda_v}{D} \cdot Nu_{Fb} \cdot T_{sup} \quad (3.4.6)$$

$$Nu_{Fb} = 0.62 \left\{ \frac{g \cdot \Delta \rho \cdot D^3 \text{Pr}_v \cdot (L + 0.5 \cdot C_{pv} \cdot T_{sup})}{C_{pv} \rho_v \cdot T_{sup} \cdot v_v^2} \right\}^{1/4} \quad (3.4.7)$$

ここで使われている記号は以下の通りである。

$C_p$ : 定圧比熱	[J/kg·K]	$q$ : 熱流束	[W/m <sup>2</sup> ]
$D$ : 鋼球直径	[m]	$T$ : 温度	[°C]
$g$ : 重力加速度	[m/s <sup>2</sup> ]	$\nu$ : 動粘性係数	[m <sup>2</sup> /s]
$L$ : 蒸発潜熱	[J/kg]	$\sigma$ : 表面張力	[N/m]
$Nu$ : Nusselt 数	[-]	$\lambda$ : 熱伝導率	[W/m·K]
$p$ : 圧力	[Pa]	$\rho$ : 密度	[kg/m <sup>3</sup> ]
$Pr$ : Prandtl 数	[-]	$\Delta \rho$ : = $\rho_l - \rho_v$	

記号についている添字は以下の通りである。

$l$ : 液相	$s$ : ステンレス鋼球
$sat$ : 飽和	$sup$ : 過熱
$v$ : 蒸気	:

この結果より、本解析より評価された熱流束はプール沸騰の限界熱流束を大幅に上回る結果となった。解析より鋼球より放出される熱流束が理論曲線上で変化しないのは、これらの理論曲線が定常実験の結果に基づいて

開発されているのに対し、本解析で扱っている現象はmsという非常に短い時間で急激に変化する非定常現象であるためと考えられる。

ここで、本実験において熱電対を伝って放熱される熱量を評価することとした。圧力パルスのピークが到達した時刻において熱電対を流れる熱量を評価する。その時の条件ならびに計算に用いた値を以下に示す。

熱電対の径	d	: 0.55	[mm]	気液界面温度	$T_i$	: 114.5	[°C]
鋼球の径	D	: 15.0	[mm]	蒸気膜厚さ	$\delta$	: 0.0725	[mm]
鋼球より放出される熱流束	$q_s$	: 32.7	[MW/m <sup>2</sup> ]	熱電対の熱伝導率	$\lambda_{TC}$	: 16.8	[W/m <sup>2</sup> ·K]
鋼球表面温度	$T_w$	: 664.2	[°C]				

熱電対を伝う熱量 $Q_{TC}$ は次式で与えられる

$$Q_{TC} = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \lambda_{TC} \cdot \frac{T_w - T_i}{\delta} = 30.1752 \text{ W} \quad (3.4.8)$$

また、鋼球表面より放出される熱流束 $Q_{SP}$ は次式で与えられる

$$Q_{SP} = 4\pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 \cdot q_s = 23115.6 \text{ W} \quad (3.4.9)$$

この比を求めてみると、

$$\frac{Q_{TC}}{Q_{SP}} = 1.31 \times 10^{-3} = 0.131 \% \quad (3.4.10)$$

よって、鋼球より放出される熱量に対して熱電対より放出される熱量は無視できるものと考えられる。

図3.4.5に実験より得られた結果、熱伝導解析の結果ならびにPIVによる解析の結果を総合した結果を示す。この図には、本実験ならびにそれに基づいた解析の結果の全て、すなわち、測定された圧力および評価された蒸気膜厚さ、鋼球表面温度、測定された圧力より評価した飽和温度、熱伝導解析より評価された界面温度、可視観測画像およびPIV解析を用いて評価した気液界面の変動速度情報が示されている。

図 3.4.5の上図は、実験で測定された圧力および画像解析より評価された蒸気膜厚さの時系列変化を示している。縦軸は各々圧力と蒸気膜厚さを示し、横軸に時間をmsスケールで示している。図3.4.5の中央の図は、鋼球表面温度、飽和温度、界面温度の時系列変化を示している。縦軸は温度を示し、横軸に時間をmsスケールで示している。これら2つの図において、圧力パルスのピークが到来した時刻を0msとしている。図3.4.5の下図は、実験で得られた可視観測画像、気液界面の輪郭および気液界面の変動の速度場情報が示されている。これらの図の上に示されている記号A~Eは、上図ならびに中央の図の記号に対応している。



圧力パルスが到達する以前の時刻Aにおいて、界面温度は飽和温度より高く評価された。また鋼球表面上に透明で穏やかな界面を有する蒸気膜が可視観測で観測された。この時、PIVの解析結果より気液界面の変動はあまり見られなかった。

圧力パルスが到達し始めた時刻である時刻Bにおいて、蒸気膜厚さは最小の値に到達した。可視観測では蒸気膜が白く濁る白濁現象が見られ始めた。この時、飽和温度が上昇し始め、界面温度と交差し、界面温度より高くなることが示された。また、PIVの解析結果より水平方向の気液界面の変動はあまり見られなかった。

圧力パルスのピークが到達した時刻Cにおいて、可視観測より蒸気膜は白く濁ったままであった。また、蒸気膜厚さも時刻Bにおける蒸気膜厚さとほぼ同じ値であった。また、飽和温度は界面温度よりはるかに高い温度となっていた。この時、気液界面は水平方向に鋼球外側に向かって動いていることが示された。

圧力パルスのピークが通過した時刻Dにおいて、可視観測より鋼球表面上で沸騰が始まったことが観測された。この時、飽和温度は低下し始めて界面温度と再び交差する結果となった。また、水平方向の気液界面の変動はあまり見られなかった。

圧力パルスが通過した時刻Eにおいて、可視観測より鋼球表面上で激しい沸騰が観測された。また、蒸気膜厚さも急激に増加し始めた。これに対応するように、PIV解析より気液界面は水平方向に鋼球外側に向かって動いていることが評価された。この時、再び界面温度は飽和温度より高くなり始めた。

以上の結果より、圧力パルスが到達した時刻において界面温度以下であった飽和温度が上昇し、圧力パルス通過後に再び界面温度以下に降下することが示された。すなわち、これらの結果は気液界面近傍において凝縮が起きており、白濁現象は凝縮に起因する現象であるという可能性を示唆していると考えられる。

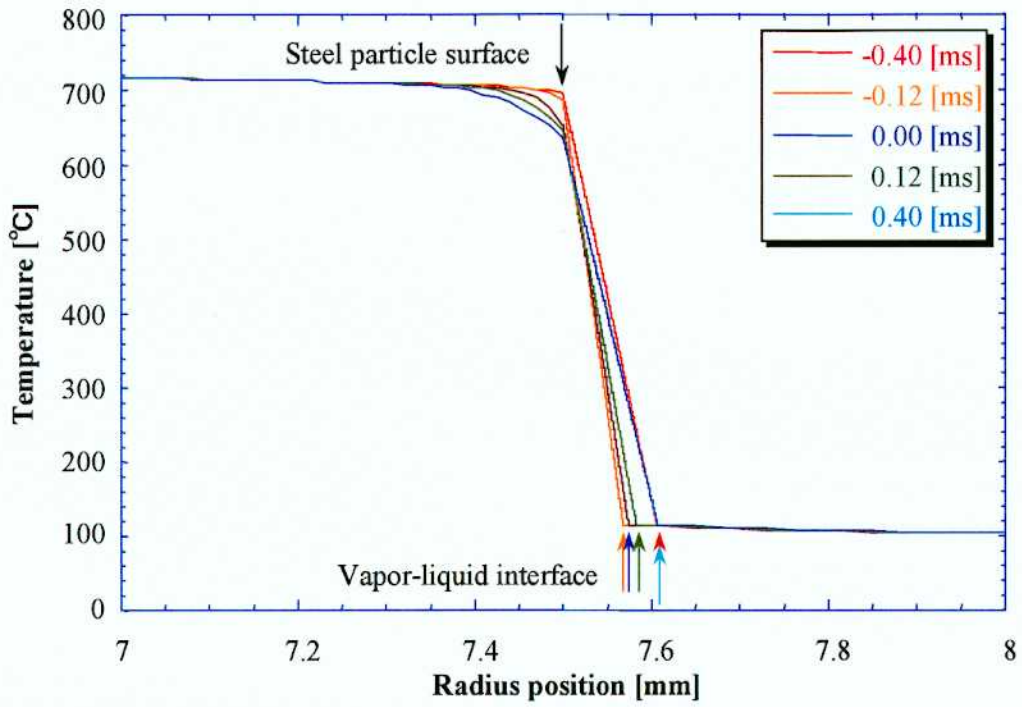


Fig. 3.4.1 Temperature distribution in steel particle, vapor film and liquid phase ( $T_{\text{sub}}=12.4^{\circ}\text{C}$ )

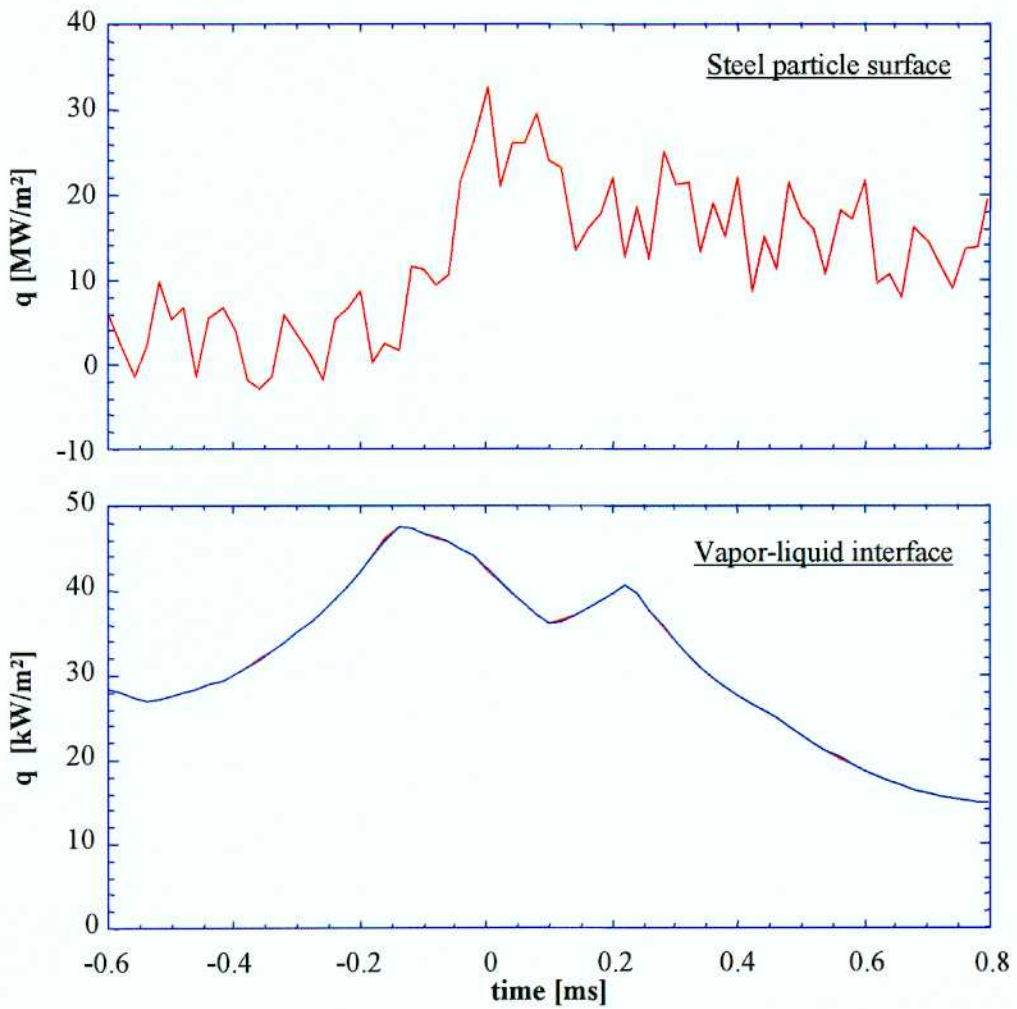


Fig. 3.4.2 Time variation of heat flux ( $T_{\text{sub}}=12.4^{\circ}\text{C}$ )

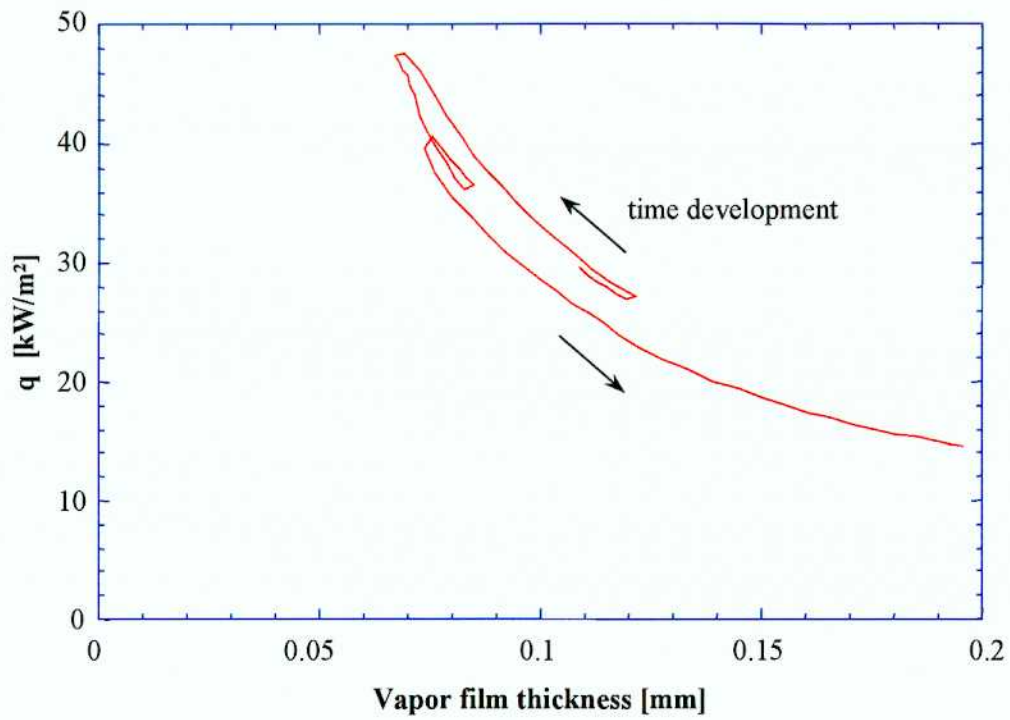


Fig. 3.4.3 Relationship between vapor film thickness and heat flux at vapor-liquid interface ( $T_{\text{sub}}=12.4^{\circ}\text{C}$ )

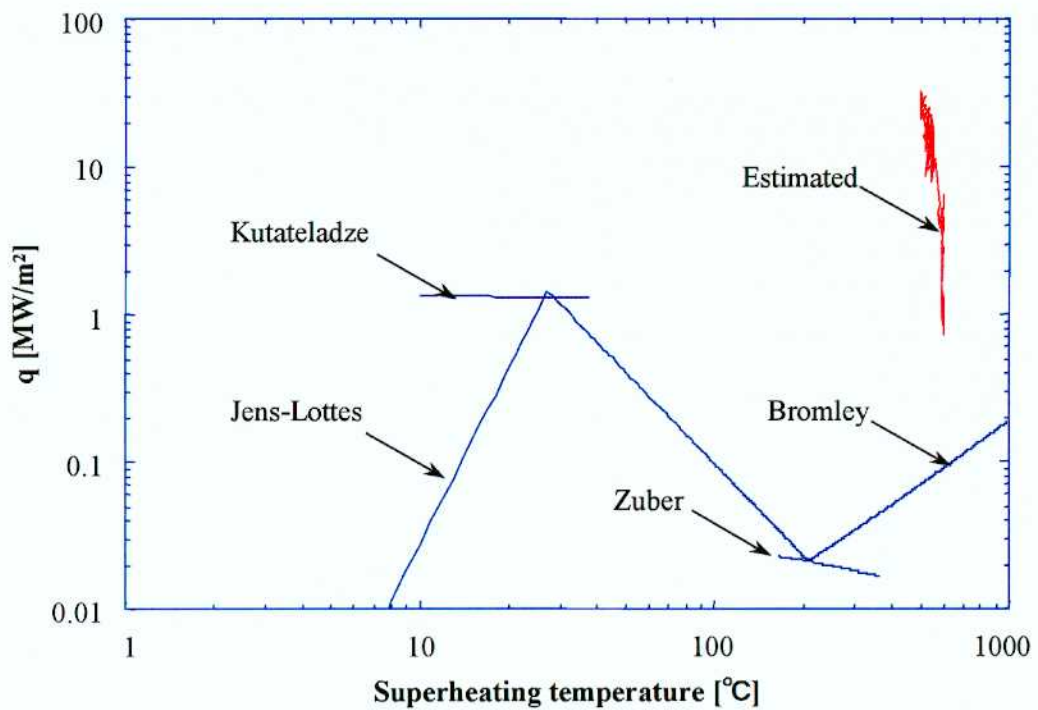


Fig. 3.4.4 Comparison with existing boiling curve ( $T_{\text{sub}}=12.4^{\circ}\text{C}$ )

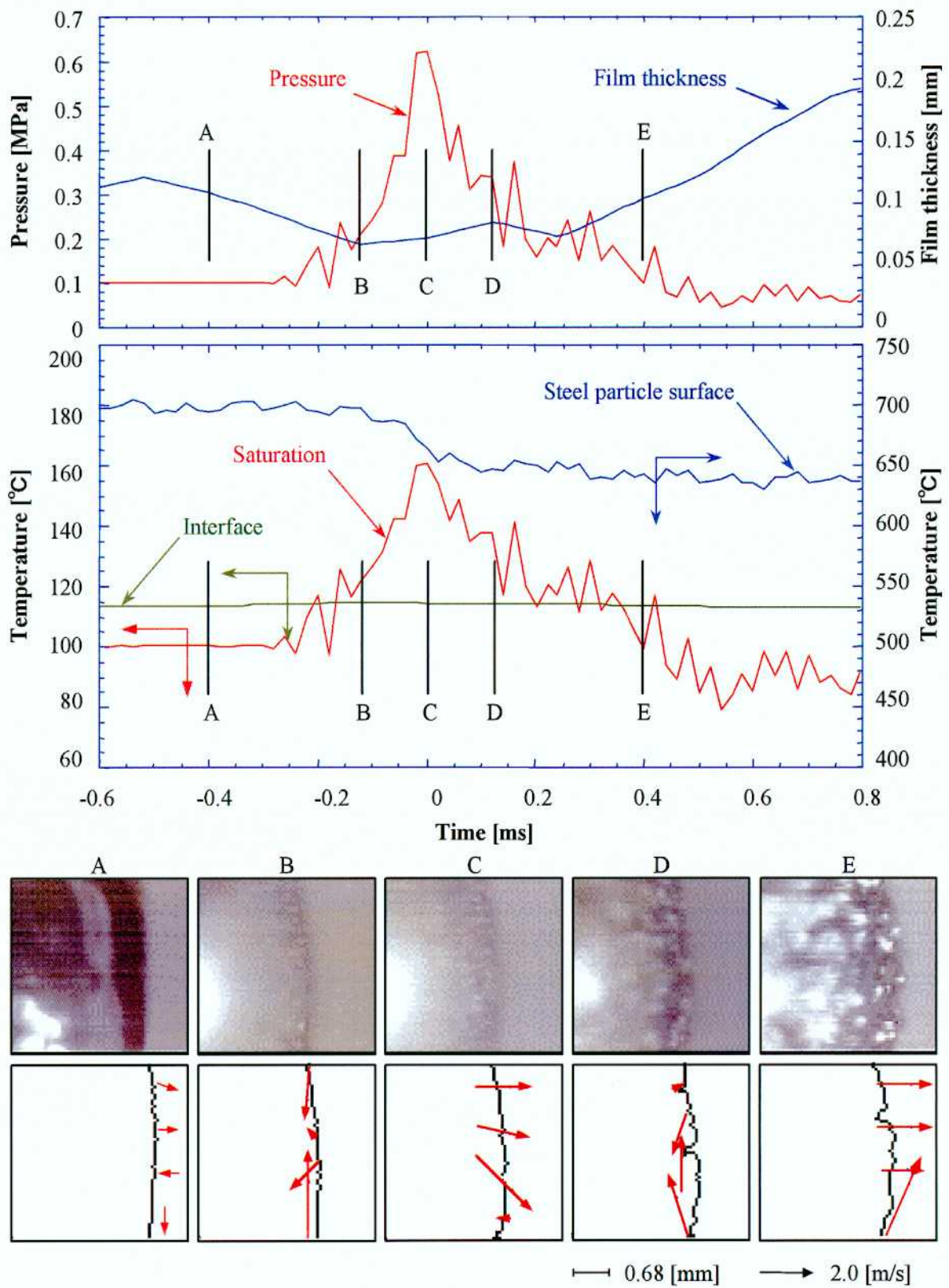


Fig. 3.4.5 Synthesis results from experiment and analysis ( $T_{\text{sub}}=12.4^{\circ}\text{C}$ )



### 3.4.2. 高サブクーリングに対する結果

本節では、図 3.3.3(c)に示す圧力パルスを用いて蒸気膜を強制的に崩壊させた実験結果に対して解析を行った。以下に解析結果を示す。

図 3.4.6 に鋼球内、蒸気膜内ならびに液相内温度分布の解析結果を示す。縦軸は温度を示しており、横軸は半径方向位置を示している。この図において、圧力パルスのピークが到達した時刻を 0ms としている。図中の黒の矢印は鋼球表面位置を、色のついた矢印はそれぞれの時刻に対応した気液界面の位置を表している。本解析では黒の矢印で示される鋼球表面における温度が実験結果より境界条件として与えられている。鋼球表面温度と気液界面温度の変動を比較してみると、鋼球表面温度は時間で大きく変動しているのに対し、気液界面温度にはそれほど変動が見られなかった。また、蒸気膜内の温度分布を見ると、温度が急激に降下する温度境界層のような効果が見られず、ほぼ線形的に降下している結果となった。これらの傾向は図 3.4.1 に示されている低サブクーリングの場合の結果とほぼ変わらなかった。しかしながら気液界面における界面温度が低サブクーリングの場合より高く評価され、液相における温度分布の勾配は大きくなっていった。界面温度が高く評価されたのは、蒸気膜厚さが低サブクーリングの場合に比べて薄く、鋼球表面に近づいたためであると思われる。

図 3.4.7 に鋼球表面ならびに気液界面における熱流束の時間変化を示す。図 3.4.7 の上の図は鋼球表面より放出する熱流束の時間変化を示し、下の図は蒸気膜より液相側に放出する熱流束の時間変化を示している。両図において、圧力パルスのピークが到達した時刻を 0ms としている。圧力パルスのピークが到達した時刻において、鋼球表面で大きい熱の放出が起きていることが示された。また、蒸気膜より液相に放出される熱流束は鋼球表面におけるものより 3 オーダー小さく評価された。これらの傾向は図 3.4.2 に示されている低サブクーリングの場合の結果とほぼ変わらなかった。しかしながら、両方の熱流束とも低サブクーリング場合より大きく評価された。これは、鋼球表面温度の温度降下が大きく鋼球表面において温度勾配が大きくなったため、また低サブクーリングの場合より蒸気膜厚さが薄くなり、蒸気膜内の温度勾配が高くなったためであると思われる。

図 3.4.8 に気液界面における熱流束と蒸気膜厚さの関係を示す。縦軸は蒸気膜より液相側に放出される熱流束を示し、横軸は画像解析より評価された蒸気膜厚さを示す。図中の矢印は時間の進展方向を表している。初め、蒸気膜厚さが減少するにつれて熱流束が増加している。そして、蒸気膜厚さが最小となった時、蒸気膜より液相に放出される熱流束が最大となる。その後、膜厚の増加とともに熱流束が減少してゆく結果となった。この結果より、本解析では蒸気膜より液相に放出される熱流束は蒸気膜厚さと反比例の関係にあることが明らかとなった。この傾向はサブクーリングが変化しても定性的には変わらなかったが、低サブクーリングの場合に比べるとその振舞いが顕著に見られるようになった。

図 3.4.9 に本解析より評価された鋼球より放出される熱流束を用いた沸騰曲線を示す。図中の理論沸騰曲線は以下に示す Jens-Lottes の核沸騰平均熱流束の式(3.4.3)、Kutateladze のバーンアウト熱流束の式(3.4.4)、Zuber らの膜沸騰最小熱流束の式(3.4.5)、Bromley らの膜沸騰平均熱流束の式(3.4.6)、(3.4.7)を用いた。また遷移領域は、式(3.4.3)と式(3.4.4)の交点および式(3.4.5)と(3.4.6)、(3.4.7)の交点を補間することによって求めた。この結果より、本解析より評価された熱流束はプール沸騰の限界熱流束を大幅に上回る結果となった。解析より鋼球より放出される熱流束が理論曲線上で変化しないのは、これらの理論曲線が定常実験の結果に基づいて開発されているのに対し、本解析で扱っている現象は ms という非常に短い時間で急激に変化する非定常現象であるためと考えられる。また低サブクーリングの場合と比べて熱流束の変動幅が大きくなったことが評価された。

図 3.4.10 に実験より得られた結果、3 相熱伝導解析の結果および PIV による解析の結果を総合した結果

を示す。この図には、本実験およびそれに基づいた解析の結果の全て、すなわち、測定された圧力および評価された蒸気膜厚さ、鋼球表面温度、測定された圧力より評価した飽和温度、熱伝導解析より評価された界面温度、可視観測画像およびPIV解析を用いて評価した気液界面の変動の速度の情報が示されている。

図3.4.10の上図は、実験で測定された圧力および画像解析より評価された蒸気膜厚さの時系列変化を示している。縦軸は各々圧力と蒸気膜厚さを示し、横軸に時間をmsスケールで示している。

図3.4.10の中央の図は、鋼球表面温度、飽和温度、界面温度の時系列変化を示している。縦軸は温度を示し、横軸に時間をmsスケールで示している。これら2つの図において、圧力パルスのピークが到来した時刻を0 msとしている。

図3.4.10の下図は、実験で得られた可視観測画像、気液界面の輪郭および気液界面の変動の速度場情報が示されている。これらの図の上に示されている記号A~Eは、上図および中央の図の記号に対応している。

圧力波が到来する前、すなわち時刻Aにおいて、低サブクーリングの場合とは異なり界面温度は飽和温度よりはるか高く評価された。また鋼球表面上に透明で穏やかな界面を有する蒸気膜が可視観測で観測された。この時、PIVの解析結果より気液界面の変動はあまり見られなかった。

圧力パルスが到来し始めた時刻、すなわち時刻Bにおいて蒸気膜厚さは最小の値に到達した。可視観測では蒸気膜が白く濁る白濁現象が見られ始めた。この時、飽和温度が上がり始めるが界面温度もそれにつれて上がり始め、交差はしなかった。また、PIVの解析結果より水平方向の気液界面の変動はあまり見られなかった。

圧力パルスのピークが到来し始めた時刻、すなわち時刻Cにおいて、可視観測より蒸気膜は白く濁ったままであった。また、蒸気膜厚さも時刻Bにおける蒸気膜厚さとほぼ同じ値であった。また、飽和温度は界面温度よりはるかに高い温度となることが評価された。この時、気液界面は水平方向に鋼球外側に向かってほとんど動いておらず、鉛直方向に動いていることが評価された。

圧力パルスのピークが通過した時刻、すなわち時刻Dにおいて、可視観測より鋼球表面上で沸騰が始まったことが観測された。この時、飽和温度は低下し始めて界面温度と再び交差することが評価された。また、水平方向の気液界面の変動はあまり見られなかった。

圧力パルスが通過した時刻、すなわち時刻Eにおいて、可視観測より鋼球表面上で激しい沸騰が観測された。また、蒸気膜厚さも急激に増加し始めた。これに対応するように、PIV解析より気液界面は水平方向に鋼球外側に向かって動いていることが評価された。この時、再び界面温度は飽和温度より高くなり始めることが評価された。

本条件で得られた界面温度が、先の図3.4.5に示されている低サブクーリングの場合とは異なり、はるか高い温度となったのは、温度境界層の影響があると考えられる。水のサブクーリングが小さい場合には温度境界層は薄く、その影響を考慮していない本解析でも界面温度の算出が可能であったが、本節のようにサブクーリングが大きくなった場合には温度境界層厚さが厚くなり、その効果を考慮していない本解析では界面温度が高くなってしまったものと思われる。

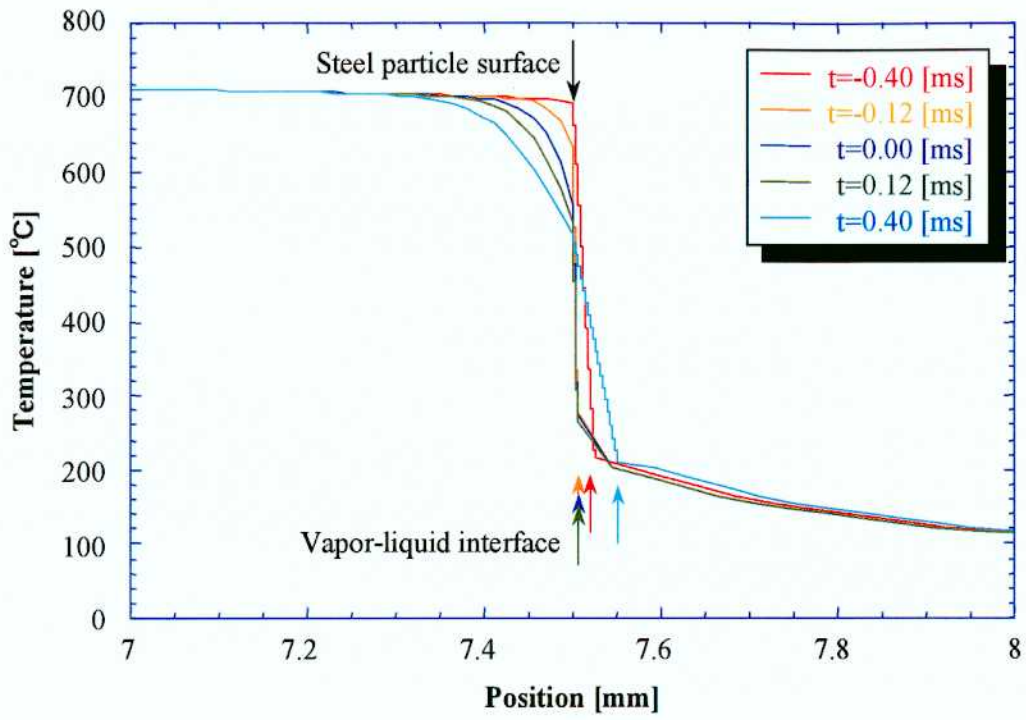


Fig. 3.4.6 Temperature distribution in steel particle, vapor film and liquid phase ( $T_{\text{sub}}=26.7^{\circ}\text{C}$ )

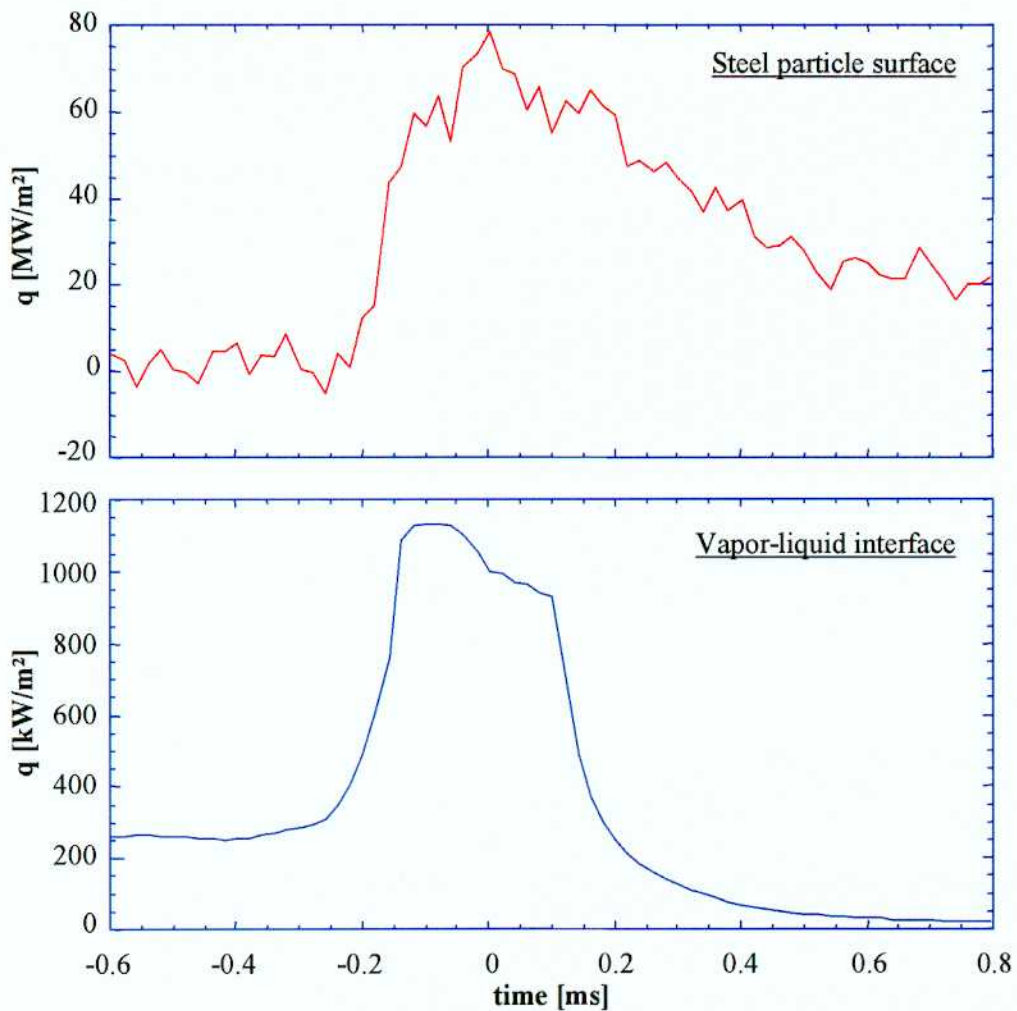


Fig. 3.4.7 Time variation of heat flux ( $T_{\text{sub}}=26.7^{\circ}\text{C}$ )

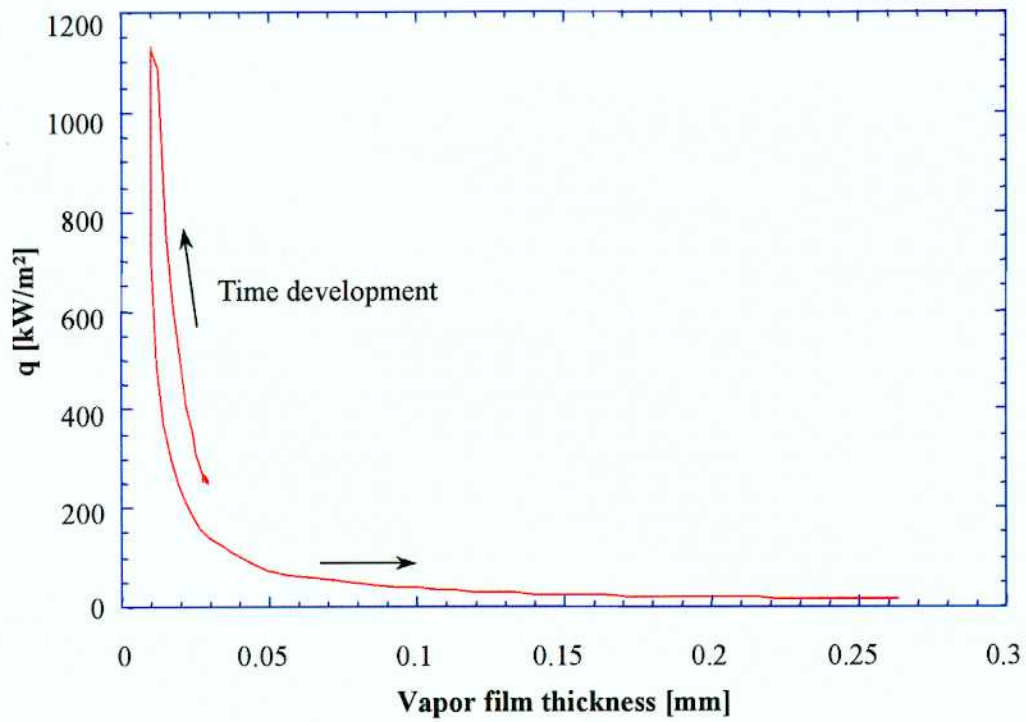


Fig. 3.4.8 Relationship between vapor film thickness and heat flux at vapor-liquid interface ( $T_{\text{sub}}=26.7^{\circ}\text{C}$ )

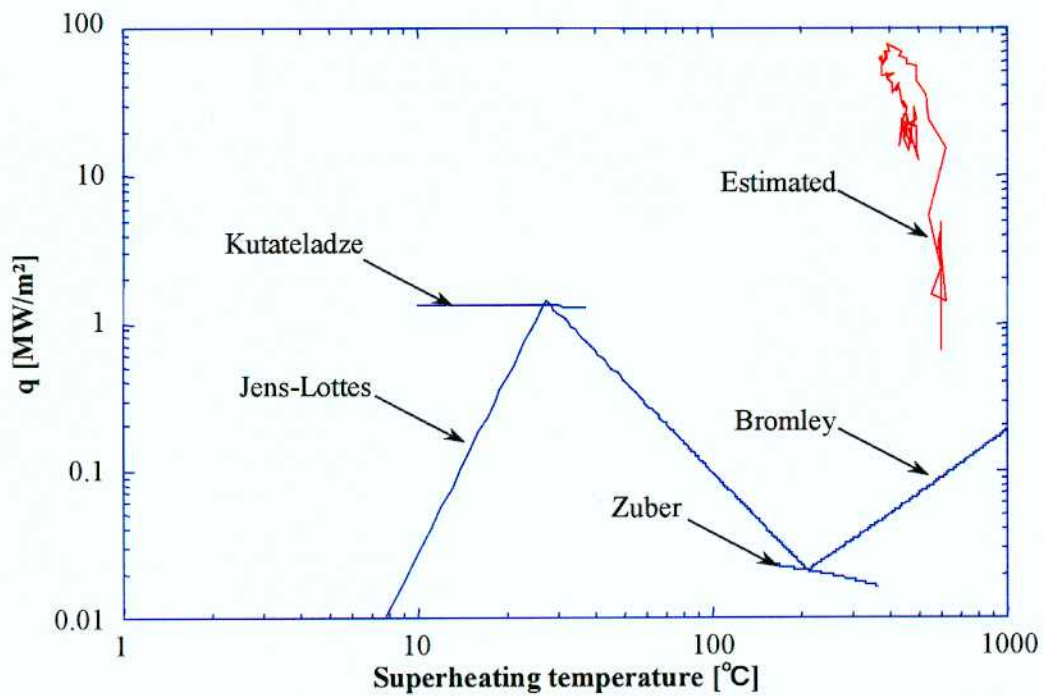


Fig. 3.4.9 Comparison with existing boiling curve ( $T_{\text{sub}}=26.7^{\circ}\text{C}$ )



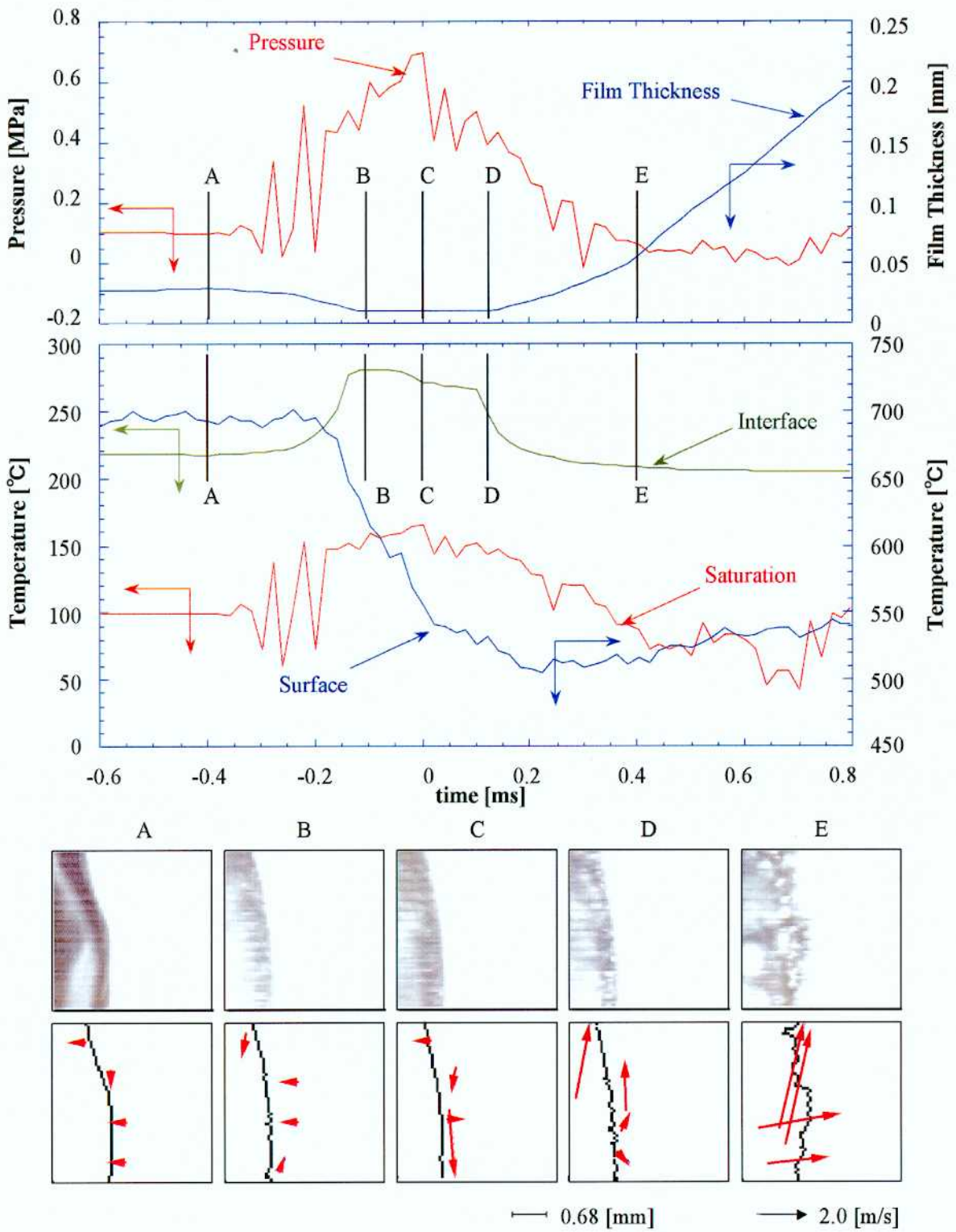


Fig. 3.4.10 Synthesis results from experiment and analysis ( $T_{\text{sub}}=26.7^{\circ}\text{C}$ )

### 3.5. 本章のまとめ

本章では、自発的に蒸気膜を崩壊させた場合の崩壊挙動、ならびに圧力波を用いて蒸気膜を強制的に崩壊させた場合の崩壊挙動を実験的に調べた。そして、以下の知見を得た。

蒸気膜を自発的に崩壊させる実験では以下の知見を得た。

- 温度が急激に低下し始める時刻において、低サブクール条件では蒸気泡の生成領域が鋼球下部から上部へ伝播しているのに対し、高サブクール条件では鋼球全体にわたって急激に蒸気泡が生成する様子が観測された。
- 温度が急激に低下し始める時刻以前では、低サブクール条件における蒸気膜厚さは高サブクール条件におけるものより大きかった。これに対し、温度が急激に低下した時刻以降は高サブクール条件におけるものが大きく、その大きさも振動的に増加していることが示された。

圧力波を用いて蒸気膜を強制的に崩壊させる実験では以下の知見を得た。

- どのサブクール条件においても、圧力パルスが到来したときに蒸気膜が白く濁る白濁現象が観測され、圧力波通過後は急激に蒸気泡が生成する様子が観測された。このとき、低サブクール条件では鋼球全体にわたって一様に蒸気泡が生成しているのに対し、高サブクール条件では気液界面に波のようなものが見られる非一様な蒸気泡の生成が観測された。
- 圧力パルスが到来する以前では低サブクール条件における蒸気膜厚さは高サブクール条件におけるものより大きかった。圧力パルスが到達した時刻には、どの条件においても蒸気膜厚さは最小となり、圧力パルス通過後は急激に増加することが示された。

次に、圧力波を用いて蒸気膜を強制的に崩壊させた場合に、圧力波到来時に起きている現象を解明するために界面温度ならびに気液界面の挙動を評価することとした。そのために熱伝導解析ならびにPIV解析を行った。そして以下の知見を得た。

- 鋼球内、蒸気膜内ならびに液相内における熱伝導解析を行った。その結果、各相内部の温度分布、気液界面温度、各相を移動する熱流束を評価することが出来た。
- PIVを用いた解析結果より、本研究で用いているPIV解析手法は定性的に気液界面の変動を追従できる可能性が示された。
- 圧力パルス到来以前では界面温度は飽和温度よりも高い状態であったが、圧力パルスが到来したときに、蒸気膜は白く濁り、飽和温度は界面温度以上に上昇した。圧力波通過後、飽和温度は再び界面温度以下に低下し、蒸気膜は急激に膨張し始めた。このことより、圧力パルス到来時において気液界面近傍で凝縮が起きており、蒸気膜が白く濁る白濁現象は凝縮に起因する現象であるということが示唆された。