

蒸気爆発現象のトリガリングにおける
蒸気膜崩壊過程に関する研究

新井 崇洋

システム情報工学研究科
筑波大学

2010年3月

目次

1. 緒言	1
1.1. 蒸気爆発現象に関する研究の背景	1
1.2. 蒸気爆発の素過程	2
1.3. 蒸気爆発トリガリングにおける蒸気膜崩壊過程	5
1.4. 本研究の目的および論文構成	9
1.4.1. 本研究の目的	9
1.4.2. 本論文の構成	9
2. 異なる接触体系における蒸気爆発発生機構	11
2.1. 蒸気爆発現象の分類	11
2.2. 小規模蒸気爆発実験	13
2.2.1. 分散混合体系に対する蒸気爆発実験	13
2.2.2. ベーストリガ体系に対する蒸気爆発実験	15
2.3. 画像解析手法	20
2.3.1. PIV による二次元速度場解析	20
2.3.2. デジタル相関法による界面位置・界面速度解析	22
2.3.3. 界面追跡法による溶融金属挙動解析	25
2.4. 実験結果	27
2.4.1. 分散混合蒸気爆発実験結果	27
2.4.2. ベーストリガ蒸気爆発実験結果	30
2.5. 蒸気爆発発生時の溶融金属挙動の評価	37
2.5.1. 分散混合体系における蒸気爆発	37
2.5.2. ベーストリガ体系における蒸気爆発	41
2.6. 蒸気爆発におけるエネルギー変換効率の評価	49
2.7. まとめ	52
3. 溶融金属変形挙動による蒸気膜崩壊機構	53
3.1. 溶融銅液滴を用いた小規模蒸気爆発実験	53
3.1.1. 実験装置	53
3.1.2. 実験方法	53
3.2. 実験結果	55
3.3. 高サブクール条件下におけるフィラメントトリガモデル	58
3.4. まとめ	75

4.	異なる冷却材に対する蒸気膜崩壊機構	76
4.1.	高温固体球クエンチ実験	76
4.1.1.	実験装置	76
4.1.2.	実験方法	78
4.2.	画像解析による蒸気膜厚さの評価方法	80
4.3.	冷却材を変えたときの高温固体球クエンチ実験結果	81
4.3.1.	塩添加の影響	81
4.3.2.	ナノ粒子懸濁の影響	99
4.4.	冷却材を変えたときの気液界面における蒸発特性の評価	104
4.4.1.	実験方法および実験条件	104
4.4.2.	実験結果ならびに考察	105
4.5.	まとめ	114
5.	蒸気膜安定解析による蒸気爆発発生条件および蒸気膜崩壊機構の評価	115
5.1.	蒸気爆発の発生モデル	115
5.1.1.	自発核生成モデル	115
5.1.2.	熱的デトネーションモデル	118
5.2.	熱的相互作用領域(TIZ)	122
5.2.1.	均質核生成温度	123
5.2.2.	蒸気膜の安定境界温度	124
5.2.3.	最小膜沸騰温度	128
5.3.	蒸気爆発発生条件の評価	131
5.3.1.	分散混合蒸気爆発実験結果と TIZ の比較	131
5.3.2.	ベーストリガ蒸気爆発実験結果と TIZ の比較	133
5.4.	塩水およびナノ流体に対する蒸気膜崩壊機構	137
5.4.1.	膜沸騰蒸気膜の安定性に及ぼす影響因子の評価	137
5.4.2.	塩水およびナノ流体の蒸気膜崩壊機構	146
5.5.	まとめ	149
6.	産業における蒸気爆発の予測と利用	150
6.1.	はじめに	150
6.2.	溶融金属の急冷微粒化技術に対する塩水を用いた蒸気爆発促進効果の利用	151
6.2.1.	錫を用いた小規模蒸気爆発実験	151
6.2.2.	実験結果および考察	152
6.3.	産業プラントで扱う溶融物に対する蒸気爆発発生条件の評価	159
6.3.1.	TIZ に基づく蒸気爆発発生条件の評価	159
6.3.2.	小規模蒸気爆発実験	161

6.3.3. 小規模蒸気爆発実験結果	167
6.3.4. 実験結果と TIZ の比較	174
6.3.5. 蒸気爆発時のエネルギー変換効率の評価	182
6.4. まとめ	184
7. 結言	185

謝辞

参考文献

業績リスト

図表リスト

Tables

2.2.1	Experimental conditions in coarse-mixing vapor explosion	15
2.2.2	Properties of U-Alloy95 and Sn	15
2.2.3	Experimental conditions in base-triggered vapor explosion	19
3.1.1	Experimental conditions of evaporation experiment at room temperature	54
3.2.1	Effect of molten copper filament growth on spontaneous vapor explosion	56
3.3.1	Calculation conditions to evaluate filament growth at vapor bubble condensation	64
3.3.2	Condensation heat transfer coefficient in existing experiments	66
4.1.1	Experimental conditions in the case of salt solution	78
4.1.2	Experimental conditions in the case of nanofluid	79
4.1.3	Thermophysical properties of Al_2O_3 nanofluid	79
4.3.1	Comparison of experimental conditions between present experiment and existing experiment	97
4.4.1	Experimental conditions of evaporation experiment at room temperature	105
5.3.1	Emissivity of Pb and Bi	132
6.2.1	Experimental conditions of small scale experiment using Sn droplets	152
6.3.1	Thermophysical properties of materials	160
6.3.2	Thermophysical properties of simulant material	160
6.3.3	Experimental conditions of coarse-mixing vapor explosion experiment	164
6.3.4	Experimental conditions of base-triggered vapor experiment	166

Figures

1.2.1	Schematic of vapor explosion	2
1.3.1	Schematic of triggering in vapor explosion process	5
1.3.2	Flowchart of triggering in vapor explosion process	6
1.3.3	Factors on vapor film collapse process	6
2.1.1	Classification of vapor explosion based on contact mode	12
2.2.1	Experimental apparatus of coarse-mixing vapor explosion	14
2.2.2	Experimental apparatus of base-triggered vapor explosion	16
2.2.3	Test section of base-triggered vapor explosion experiment	17
2.2.4	Schematic of visual observation system from bottom of test section	18
2.3.1	Classification of flow velocity measurement with image processing	20
2.3.2	Principle of cross-correlation PIV	21

2.3.3	Schematic of PIV analysis system · · · · ·	22
2.3.4	Calculation of interfacial position by digital correlation method · · · · ·	24
2.3.5	Outline extraction of molten metal by image processing · · · · ·	26
2.4.1	Experimental results of coarse-mixing vapor explosion · · · · ·	27
2.4.2	Observation images of coarse-mixing vapor explosion experiment (U-Alloy95: 100°C, 3g; Water: 23°C; Falling distance: 150mm) · · · · ·	28
2.4.3	Observation images of coarse-mixing vapor explosion experiment (U-Alloy95: 300°C, 3g; Water: 23°C; Falling distance: 150mm) · · · · ·	29
2.4.4	Observation images of coarse-mixing vapor explosion experiment (U-Alloy95: 600°C, 3g; Water: 20°C; Falling distance: 150mm) · · · · ·	29
2.4.5	Solidified metal of coarse-mixing vapor explosion experiment (Falling distance: 150mm) · · · · ·	30
2.4.6	Experimental result of base-triggered vapor explosion · · · · ·	31
2.4.7	Experimental results of base-triggered vapor explosion (U-Alloy95: 400°C, 3g; Water: 40°C; Hole: $\phi 20 \times 10\text{mm}$; Water depth: 10mm) · · ·	33
2.4.8	Experimental results of base-triggered vapor explosion (U-Alloy95: 600°C, 3g; Water: 40°C; Hole: $\phi 20 \times 10\text{mm}$; Water depth: 10mm) · · ·	34
2.4.9	Photo of solidified metal in base-triggered vapor explosion experiment (U-Alloy95 : 3g; Hole : $\phi 20 \times 10\text{mm}$; Water depth : 10mm) · · · · ·	35
2.4.10	Photo of solidified metal in base-triggered vapor explosion experiment (U-Alloy95 : 3g; Hole : $\phi 20 \times 10\text{mm}$; Water depth : 2mm) · · · · ·	36
2.5.1	Interfacial behavior at coarse-mixing vapor explosion (U-Alloy95: 600°C, 3g; Water: 20°C; Falling distance: 150mm) · · · · ·	38
2.5.2	Bottom position and settle velocity of molten metal in water pool · · · · ·	39
2.5.3	Comparison of interfacial velocity between PIV result and outline extraction method result at coarse-mixing vapor explosion (U-Alloy95: 600°C, 3g; Water: 20°C; Falling distance: 150mm) · · · · ·	40
2.5.4	Bottom position of molten metal during free-fall · · · · ·	41
2.5.5	PIV analysis result at base-triggered vapor explosion on floor · · · · ·	44
2.5.6	Interfacial position and velocity of molten metal on floor at base-triggered vapor explosion · · · · ·	45
2.5.7	Interfacial position of blowout behavior at base-triggered vapor explosion (U-Alloy95 : 600°C, 3g; Water : 30°C; Water depth : 10mm) · · · · ·	47
2.5.8	Interfacial position of blowout behavior at base-triggered vapor explosion (U-Alloy95 : 600°C, 3g; Water : 30°C; Water depth : 2mm) · · · · ·	48
2.6.1	Conversion ratio based on blowout velocity of molten metal · · · · ·	50
2.6.2	Relationship of conversion ratio to initial mass ratio · · · · ·	51
3.1.1	Schematic of experimental apparatus for small scale vapor explosion · · · · ·	54
3.2.1	Successive images of molten copper droplet released into water pool · · · · ·	55
3.2.2	Schematic of filament growth and vapor film condensation · · · · ·	57

3.3.1	Schematic of Kim-Corradini model • • • • •	58
3.3.2	Schematic of FCI model by Nelson et al. • • • • •	59
3.3.3	Schematic of Ciccarelli-Frost model • • • • •	60
3.3.4	Schematic of Inoue-Lee model • • • • •	61
3.3.5	Schematic of filament growth of molten copper caused by rapid condensation of vapor bubble • • • • •	62
3.3.6	MEB regime map • • • • •	63
3.3.7	Schematic of filament growth model caused by vapor bubble condensation • • • • •	64
3.3.8	Behavior of molten copper interface at vapor bubble condensation ($Dv = 1.0\text{mm}$, $H = 0.5\text{mm}$, $h = 10^4\text{W/m}^2/\text{K}$) • • • • •	68
3.3.9	Behavior of molten copper interface at vapor bubble condensation ($Dv = 1.0\text{mm}$, $H = 0.5\text{mm}$, $h = 10^5\text{W/m}^2/\text{K}$) • • • • •	69
3.3.10	Behavior of molten copper interface at vapor bubble condensation ($Dv = 1.0\text{mm}$, $H = 0.5\text{mm}$, $h = 10^6\text{W/m}^2/\text{K}$) • • • • •	70
3.3.11	Behavior of molten copper interface at vapor bubble condensation ($Dv = 0.5\text{mm}$, $H = 0.25\text{mm}$, $h = 10^5\text{W/m}^2/\text{K}$) • • • • •	71
3.3.12	Behavior of molten copper interface at vapor bubble condensation ($Dv = 0.1\text{mm}$, $H = 0.05\text{mm}$, $h = 10^5\text{W/m}^2/\text{K}$) • • • • •	72
3.3.13	Behavior of molten copper interface at vapor bubble condensation ($Dv = 1.0\text{mm}$, $H = 0.75\text{mm}$, $h = 10^5\text{W/m}^2/\text{K}$) • • • • •	73
3.3.14	Behavior of molten copper interface at vapor bubble condensation ($Dv = 1.0\text{mm}$, $H = 1.0\text{mm}$, $h = 10^5\text{W/m}^2/\text{K}$) • • • • •	74
4.1.1	Experimental apparatus of solid sphere quenching • • • • •	77
4.1.2	Detail of solid sphere • • • • •	77
4.2.1	Extraction of vapor film with image processing • • • • •	80
4.3.1	Successive images of vapor film collapse behavior • • • • •	81
4.3.2	Quenching curves and contact signals between solid sphere and solution • • • • •	82
4.3.3	Comparison of surface heat flux between present experiment and existing experiment • • • • •	83
4.3.4	Frequency spectrum of contact signal between solid sphere and 30wt% CaCl_2 solution • • • • •	84
4.3.5	Successive images of vapor film behavior during film boiling • • • • •	85
4.3.6	Surface temperature and vapor film thickness during film boiling • • • • •	86
4.3.7	Comparison of vapor film thickness between water and CaCl_2 solution • • • • •	87
4.3.8	Frequency spectrum of vapor film thickness • • • • •	87
4.3.9	Schematic of vapor transition into atmosphere • • • • •	88
4.3.10	Surface heat flux equivalent to vapor transition into atmosphere • • • • •	89
4.3.11	Surface heat flux of water based on cooling curve and vapor film thickness • • • • •	91
4.3.12	Surface heat flux during film boiling based on natural convection in vapor film and radiation • • • • •	92

4.3.13	Condensation heat transfer coefficient during film boiling based on natural convection in vapor film and radiation · · · · ·	93
4.3.14	Effect of solution concentration on quenching curve · · · · ·	94
4.3.15	Effect of solution concentration on quenching temperature and cooling rate · · · · ·	95
4.3.16	Effect of solution concentration on boiling curve · · · · ·	96
4.3.17	Effect of solution concentration on quenching temperature · · · · ·	96
4.3.18	Successive images of vapor film collapse behavior · · · · ·	97
4.3.19	Quenching curves and contact signals between solid sphere and solution for various solutions · · · · ·	98
4.3.20	Successive images of vapor film collapse behavior · · · · ·	99
4.3.21	Quenching curves and contact signals between solid sphere and coolant · · · · ·	100
4.3.22	Effect of Al_2O_3 nanofluid concentration on quenching curve · · · · ·	101
4.3.23	Effect of Al_2O_3 nanofluid concentration on surface heat flux · · · · ·	101
4.3.24	Comparison of quenching curve between CaCl_2 solution and Al_2O_3 nanofluid · · · ·	102
4.3.25	Effect of Al_2O_3 nanofluid concentration on quenching temperature · · · · ·	103
4.4.1	Schematic of evaporation experiment at room temperature · · · · ·	104
4.4.2	Effect of solution concentration on ratio of cumulative evaporation · · · · ·	106
4.4.3	Effect of nanofluid concentration on ratio of cumulative evaporation · · · · ·	108
4.4.4	Comparison of normalized evaporation among coolants · · · · ·	108
4.4.5	Number density ratio of additive to water molecules in coolant · · · · ·	109
4.4.6	Volume fraction of additive in 1nm thickness of liquid interface · · · · ·	110
4.4.7	Schematic of Volume fraction of additive in 1nm thickness of liquid interface · · · ·	111
4.4.8	Volume fraction of additive in 1nm thickness of liquid interface · · · · ·	112
4.4.9	Comparison of vaporization and condensation on vapor-liquid interface among various coolants · · · · ·	113
5.1.1	Temperature distribution by heat conduction · · · · ·	116
5.1.2	Interfacial temperature T_i between hot liquid and cold liquid · · · · ·	117
5.1.3	Schematic of shock wave · · · · ·	118
5.1.4	Schematic of C-J point · · · · ·	120
5.1.5	Schematic of thermal detonation model · · · · ·	121
5.2.1	Experimental result of small scale vapor explosion using molten tin droplet · · · · ·	122
5.2.2	Schematic of Thermal Interaction Zone (TIZ) · · · · ·	123
5.2.3	Schematic of vapor film stability model · · · · ·	124
5.3.1	Thermal Interaction Zone (TIZ) between U-Alloy95 and water · · · · ·	131
5.3.2	Comparison of coarse-mixing experimental result with TIZ · · · · ·	132
5.3.3	Comparison of base-triggered experimental result with TIZ · · · · ·	133
5.3.4	Successive images at base-triggered vapor explosion experiment (No explosion) (U-Alloy95: 600°C, 3g; Water: 60°C; Hole: $\phi 20 \times 10\text{mm}$, Water depth: 10mm) · · ·	135
5.3.5	Successive images at base-triggered vapor explosion experiment (Explosion) (U-Alloy95: 600°C, 3g; Water: 60°C; Hole: $\phi 20 \times 10\text{mm}$, Water depth: 10mm) · · ·	136

5.4.1	Normalized thermophysical properties of CaCl_2 solution · · · · ·	137
5.4.2	Comparison of surface tension between CaCl_2 solution and Al_2O_3 nanofluid · · · · ·	138
5.4.3	Comparison of thermal conductivity between salt solution and Al_2O_3 nanofluid · · · · ·	139
5.4.4	Effect of coolant density on vapor film stability · · · · ·	141
5.4.5	Effect of coolant viscosity on vapor film stability · · · · ·	142
5.4.6	Effect of coolant surface tension on vapor film stability · · · · ·	143
5.4.7	Effect of coolant boiling point on vapor film stability · · · · ·	144
5.4.8	Effect of condensation heat transfer coefficient on vapor film stability · · · · ·	145
5.4.9	Schematic of quenching mechanism in each coolant · · · · ·	148
6.2.1	Schematic of experimental apparatus · · · · ·	151
6.2.2	Successive images of molten tin behavior (Water) · · · · ·	153
6.2.3	Successive images of molten tin behavior (5wt% CaCl_2 solution) · · · · ·	154
6.2.4	Successive images of molten tin behavior (20wt% CaCl_2 solution) · · · · ·	154
6.2.5	Effect of solution concentration on particle distribution · · · · ·	155
6.2.6	Histogram of particle distribution for each solution · · · · ·	157
6.2.7	Comparison of particle distribution between experiment and fitting distribution · · ·	158
6.3.1	Comparison of existing experimental results using Sn with TIZ · · · · ·	159
6.3.2	Thermal Interaction Zone (TIZ) between water and alloy · · · · ·	162
6.3.3	Schematic of coarse-mixing vapor explosion experiment · · · · ·	163
6.3.4	Schematic of base-triggered vapor explosion experiment · · · · ·	166
6.3.5	Schematic of test section in base-triggered vapor explosion experiment · · · · ·	166
6.3.6	Molten material behavior in the case of Fe-Cu-Si · · · · ·	167
6.3.7	Molten material behavior in the case of Ca-Si-Al · · · · ·	167
6.3.8	Experimental results of coarse-mixing vapor explosion with Fe-Cu-Si (Molten material: 1500°C, 5g; Water: 20°C) · · · · ·	170
6.3.9	Experimental results of base-triggered vapor explosion with Fe-Cu-Si (Molten material: 1500°C, 3g; Hole: $\phi 20 \times 10\text{mm}$; Water depth: 10mm) · · · · ·	171
6.3.10	Experimental results of base-triggered vapor explosion with Fe-Cu-Si (Molten material: 1500°C, 3g; Water: 20°C; Hole: $\phi 5 \times 2\text{mm}$; Water: 2mm) · · · · ·	172
6.3.11	Experimental results of base-triggered vapor explosion with Fe-Cu-Si (Molten material: 1500°C, 5g; Water: 20°C; Hole: $\phi 5 \times 2\text{mm}$; Water depth: 2mm) · ·	173
6.3.12	Comparison of experimental results with TIZ · · · · ·	176
6.3.13	Effect of condensation heat transfer coefficient on stability boundary of vapor film · · ·	177
6.3.14	Effect of emissivity on stability boundary of vapor film · · · · ·	179
6.3.15	Viscosity of various molten materials · · · · ·	181
6.3.16	Flowchart of triggering in vapor explosion process · · · · ·	181
6.3.17	Relationship of conversion ratio to blowout velocity of molten material · · · · ·	183

記号表

Alphabets

a	音速	m/s
c	冷却速度	K/s
c_p	定圧比熱	$J/kg/K$
d	ノズル直径	m
D	直径	m
	爆速	m/s
E	内部エネルギー	J
f	周波数	$Hz(=1/s)$
g	重力加速度	m/s^2
I	輝度	
h	熱伝達率	$W/m^2/K$
h_{gl}	蒸発潜熱	J/kg
H	高さ	m
	比エンタルピー	J/kg
i	電流	A
k	モル沸点上昇係数	-
L	深さ	m
m	質量	kg
M	質量モル濃度	mol/kg
N	個数	-
P	圧力	$Pa(=N/m^2=kg/m/s^2)$
	パワースペクトル	-
q''	熱流束	W/m^2
Q	反応熱	J
r	半径	m
R	半径	m
	相互相関係数	-
R_g	気体定数	$J/kg/K$
RH	相対湿度	%
S	断面積	m^2
t	時間	s
T	温度	$^{\circ}C$
U	衝撃波速度	m/s
v	速度	m/s
V	体積	m^3

w	蒸気膜厚さ	m
W	重量パーセント濃度	$wt\%$
X	体積モル濃度	mol/L
Z	全イオンモル濃度	mol/L

Subscripts

c	低温物質
$crit$	臨界
d	球
h	高温物質
hn	均質核生成
i	界面
max	最大
min	最小
m	固化
NF	ナノ流体
p	ナノ粒子
q	クエンチ
sat	飽和
sub	サブクール
s	表面
v	蒸気
$water$	水
∞	無限遠

Greek symbols

α	熱拡散率	m^2/s
γ	表面張力	N/m
ε	放射率	-
ζ	累積蒸発量割合	-
η	エネルギー変換効率	-
θ	角度	deg
λ	熱伝導率	$W/m/K$
μ	粘性係数	$Pa\ s$
ρ	密度	kg/m^3
σ	ステファンボルツマン定数($=5.67 \times 10^{-8}$)	$W/m^2/K^4$
ϕ	体積割合	-
ψ	気液熱伝導率の比	-

Dimensionless numbers

Fo	フーリエ数
Gr	グラスホフ数
Nu	ヌッセルト数
Ra	レイリー数
Re	レイノルズ数
We	ウェーバー数

Abbreviations

PIV	Parcile Image Velocimetry
TIZ	Thermal Interaction Zone

1. 緒言

1.1. 蒸気爆発に関する研究の背景

近年、地球温暖化による生態系の変化や海面上昇による島国の侵食など、地球環境ならびに人間の生活環境を取り巻く問題が深刻化してきている。この地球温暖化を抑制するためには、CO₂などの地球温暖化ガスの大きな排出源である化石燃料の消費を削減することが必要とされる。しかしながら、我々の生活環境が豊かで便利になるのに伴い、電力消費をはじめとしたエネルギー消費量は増加の一途である。電力分野においては 1kWh 当りの CO₂ 排出量が小さい、太陽光、風力、原子力などが注目されてきている。なかでも、発電電力量やスケールメリットで優位な原子力が見直されてきている。2005 年には原子力政策大綱が閣議決定されたことをうけ、2006 年には原子力立国計画が取りまとめられた。今後は、発電電力量に占める原子力発電の割合がより一層高まることが予想される。

原子力発電は核分裂物質を扱うため、火力発電など他の発電プラントと比較して、より高い安全性や信頼性が求められる。特に、多量の放射性物質を扱う特性上重要視されたのは、核分裂反応の暴走(反応度事故)および原子炉停止後の核分裂生成物(FP)による崩壊熱の除去である。後者について、万が一制御棒の誤引き抜きなどにより炉心の温度が急激に上昇し、燃料が溶融する事態が生じた場合、溶融した燃料が冷却材である水との相互作用によって原子炉に大きなダメージを与える可能性がある。このような事象はシビアアクシデントと呼ばれており、燃料と冷却材の相互作用いわゆる蒸気爆発は、シビアアクシデントで想定される事象のひとつである。

蒸気爆発とは、溶融燃料のような高温液体と冷却材のような低温液体が直接接触した場合に低温液体が急激な蒸発を起こし、大きな衝撃を伴う圧力波を発生する現象である。実際に、1950 年代から 1960 年代にかけて軍用や研究用の原子炉において溶融燃料と冷却材による相互作用に起因した事故が報告された。1954 年には米国の沸騰水型原子炉 BORAX-1 において、制御棒の急速な引き抜きによる破壊実験が実施された。この実験の結果、溶融燃料と水の大規模な接触が起こり、約 65MPa もの高い圧力波が発生し、実際に原子炉において蒸気爆発が発生することが確認された。さらに、1961 年に米国の軍用沸騰水型原子炉 SL-1 では、制御棒の誤引き抜きにより原子炉が暴走し、燃料の半分が溶融して蒸気爆発に至った。原子力分野では初めての死者 3 名を伴う事故となってしまった。そのため、1960 年代から原子力分野を中心として蒸気爆発メカニズムやエネルギーの変換効率に関する研究が精力的に行われるようになった。

蒸気爆発現象は、原子力分野だけでなく温度差が大きい 2 種類の液体を扱う工業設備や自然現象で発生する可能性がある。例えば、鉄鋼業や製紙工業といった産業分野、そして火山といった自然現象など、さまざまな環境下で起こり得る現象である。飯田らによれば、1935 年から 1965 年にかけて、国内で 262 件の蒸気爆発事故があり、死者 80 名、重軽傷者に至っては 800 名以上に達しているのが現状である^[1]。

以上のような蒸気爆発に起因する事故や産業災害を契機として、蒸気爆発メカニズムを解明するための研究が精力的に行われるようになった。次節では、蒸気爆発の発生メカニズムや既存の研究について述べる。

1.2. 蒸気爆発の素過程

蒸気爆発の研究は 1960 年代からはじめられ、現在においても各段階での詳細な部分は未解明な部分が多く残されているが、大規模な蒸気爆発は以下の 4 段階からなることが経済協力開発機構 (OECD) の「原子炉安全に関する専門会議」^[2]において合意された。蒸気爆発の素過程を概略化したものを図 1.2.1 に示し、以下に各段階について述べる。

① 初期粗混合(Pre-mixing)

高温液体が何らかの形で低温液体中へ落下し、さまざまな形状の液滴に分裂し、ほぼ定常な状態である。このとき、高温液滴周囲は膜沸騰状態である。

② 蒸気膜崩壊と液液直接接触(Triggering and Liquid Direct Contact)

粗混合状態で安定していた蒸気膜が、高温液体温度の低下や外部圧力波などによって局所的に崩壊する。そのために、高温液体と低温液体の直接接触が起こり、急激な伝熱が行われる。この蒸気膜崩壊をトリガリングと呼ぶ。

③ 微粒化と急速伝熱(Fragmentation and Rapid Heat Transfer)

トリガリングによって両液体が接触すると、高温液体から低温液体への伝熱が急激に行われる。急激に熱量を得ることによって、低温液体は自発核生成によって急激に蒸発する。この過程にお

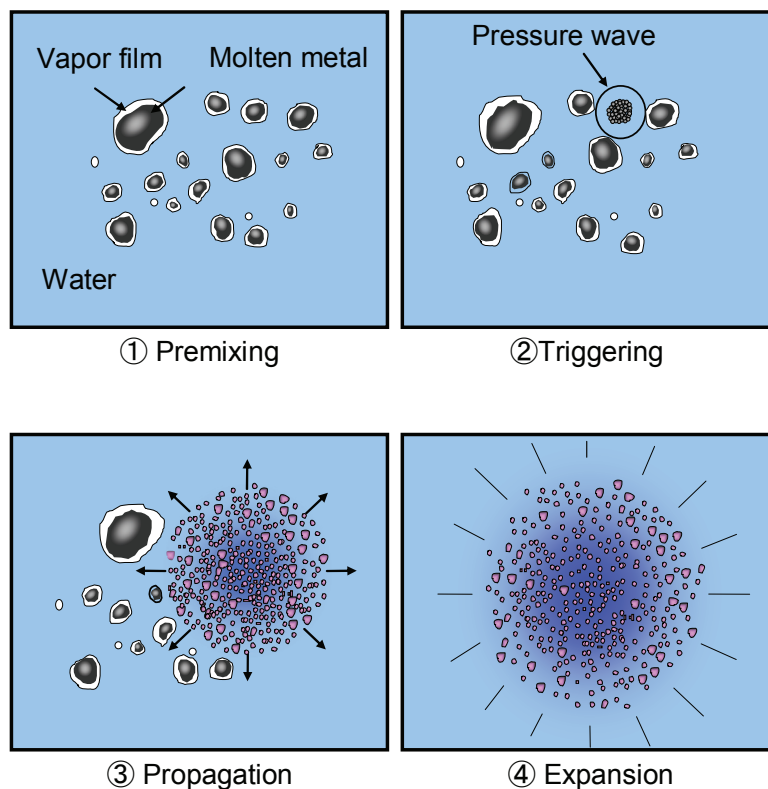


Figure 1.2.1 Schematic of vapor explosion

いて、高温液体が μm オーダーにまで微粒化するのが特徴である。

④ 急速伝熱域の拡大と伝播(Expansion and Propagation)

局所的に行われていたこれまでの過程が、全体へコヒーレント(coherent)に拡大・伝播する。つまり、最初の蒸気膜崩壊は、自発あるいは強制トリガリングによるものであるが、その後の拡大・伝播の過程では、最初の蒸気膜崩壊によって生じた圧力波による強制トリガリングによって蒸気膜崩壊し、現象が拡大していく。

このような大規模蒸気爆発を対象とした大規模実験は、原子力分野において原子力発電プラントの圧力容器および格納容器における現象をマクロ的な観点から明らかにすることを目的として実施されてきた。また、大規模蒸気爆発発生時の熱エネルギーから機械的エネルギーへの変換効率など安全評価に必要とされるデータの取得がなされてきた。代表的な研究の概要およびエネルギー変換効率の評価について以下に示す。

ALPHA 実験^{[3],[6]}は日本原子力研究所で実施されており、格納容器内の諸現象を明らかにするために行われている。10~20kg のアルミナ溶融物であるテルミットを内径 4m、高さ 5m の耐圧容器である模擬格納容器内に設置した冷却水プールに落下させる体系である。蒸気爆発によって衝撃波が発生し、衝撃波の伝播速度が 300~600m/s のオーダーになり、溶融物の噴出速度も 40~100m/s であったと報告された。ALPHA 実験における変換効率は蒸気爆発時の耐圧容器内の圧力変化ならびに温度変化から求めており、およそ 1~5% であると評価されている^[6]。

COTELS 実験^{[7],[8]}は原子力発電技術機構で実施されており、圧力容器底部が破損して格納容器内の冷却水に落下した場合を想定している。最大 60kg の酸化ウラン溶融物である溶融コリウムを内径 0.8m、高さ 2.5m の耐圧試験容器に落下させ、水蒸気爆発で見られるような大きな圧力スパイクは観測されず、粒子径は数 mm から 10mm 以上であったことを報告している。

FARO 実験^{[9]-[13]}は JRC-Ispra 研究所で実施されており、圧力容器内での相互作用を調べることを目的としている。FARO 試験は、冷却材としてナトリウム系、水系の両方を扱うことが可能であり、ナトリウム系では 100kg の酸化ウラン溶融物を落下させる大規模実験が実施された。その結果、ナトリウムと溶融物との蒸気爆発が発生し、そのときのエネルギー変換効率は 0.03% 程度であると評価された。また、水系では 40kg 程度の溶融コリウムを用いた大規模試験が実施された。

KROTOS 実験^{[9]-[13]}は、FARO 実験と同様に JRC-Ispra 研究所で実施されており、一次元体系を対象としている。FARO 実験よりも比較的小規模な実験であり、直径 9cm の試験部に水深 1m の水を満たし、錫およびアルミナ溶融物を投入し、外部トリガによって蒸気爆発を発生させている。蒸気爆発の発生に伴い、溶融錫の場合には 150-270m/s、アルミナ溶融物の場合には 650-1000m/s の伝播速度を有する衝撃波が観測された。実験で得られた固化粒子のうち、蒸気爆発に関与したとされる粒径 250mm 以下の固化粒子の熱エネルギーに基づくエネルギー変換効率は 0.8-1.3% であった。

FITS 実験^{[14],[15]}は SNL で実施されており、格納容器内での相互作用を調べることを目的としている。10~20kg のアルミナ溶融物であるテルミットによる落下実験を行っている。雰囲気圧力の制御、デブリ回収、エネルギー変換効率などを報告しており、エネルギー変換効率は周囲雰囲気の圧縮仕事からの算出を試みている。実験結果として、自発的蒸気爆発が発生するためにはある程度以上の溶融物質量が必要であり、蒸気爆発が発生したときのエネルギー変換効率は、溶融物

と水の質量比が 1/3-1/15 の範囲では大きく変化せず、およそ 1%であった。

一方、蒸気爆発の個々の素過程を解明することを目的とした小規模実験も数多く実施されてきた。小規模実験は、一般的に数 g 程度の高温度融液滴を扱った蒸気爆発実験であり、蒸気爆発トリガリングメカニズムの解明が主な目的とされた。代表的な研究例について以下に示す。

Nelson と Duda は、酸化鉄の単一液滴を水中に落下させ、ブリッジワイヤーによる外部トリガを与えたときの蒸気爆発を観測した^[16]。蒸気膜崩壊および蒸気爆発の発生に対して、非凝縮性ガスの混入は蒸気膜を安定させ、蒸気爆発を阻害することを示した。エネルギー変換効率は、溶融液滴の初期熱エネルギーに対する蒸気生成に伴う体積変化から算出し、2-3%と評価された。Dullforce らは、溶融錫を水中に落下させて、両液体がある温度範囲にあるときは自発的蒸気爆発が発生する熱的相互作用領域 (TIZ) があることを示し、両液体の温度の増加に伴い蒸気爆発が発生するまでの時間遅れが存在することを明らかにした^[17]。庄司らは、溶融錫-水での実験を行い、Dullforce らと同様の結果を得ている^[18]。また、流水実験についても実施し、溶融錫がクエンチされていく過程の温度を測定し、蒸気爆発発生時の錫の上限温度は Dhir らの固-液系の実験によって得られたクエンチ温度とほぼ一致し、膜沸騰領域から遷移沸騰領域に移るときに蒸気爆発が発生するものとした。飯田らは、溶融錫-水系による自発的蒸気爆発実験を行い、膜沸騰状態の溶融錫の一端から蒸気膜の崩壊と微粒化が始まり、周囲全体に伝播して崩壊してゆく過程を明らかにした^[19]。松村と成合は錫-水系における少量の高温度融液滴を用いた実験を行い、熱的相互作用領域 (TIZ) について調べるとともに、蒸気膜の安定性解析を行い、高温度融液滴と低温液の直接接触を説明している^[20]。

以上のように、大規模実験ならびに小規模実験によって、蒸気爆発の発生条件やエネルギー変換効率、そして蒸気爆発の個々の素過程についての知見が得られ、蒸気爆発を記述するモデルが提案されてきた。代表的なのは、1970 年代に提唱された自発核生成モデル^[21]と熱的デトネーションモデル^[22]である。それぞれのモデルの詳細は第 5 章で述べる。

1.3. 蒸気爆発トリガリングにおける蒸気膜崩壊過程

蒸気爆発の素過程のひとつであるトリガリングは、蒸気爆発が発生するきっかけとなる重要なプロセスである。トリガリングをより詳細なプロセスとして示したのが図 1.3.1 である。水中の熔融金属は、周囲に蒸気膜が形成されており、何らかの要因によってその蒸気膜が崩壊する。そして蒸気膜が崩壊した箇所で直接接触が発生する。その接触界面において水の自発核生成が生じることで界面が不安定になり、熔融金属が微細化する。それにより新たな接触界面が生成され、再び自発核生成が発生するという正のフィードバックが働くとされる。このトリガリング過程をフローチャートとして示したのが、図 1.3.2 である。熔融金属が膜沸騰状態の後に、蒸気膜崩壊、液液直接接触、熔融金属界面の微細化のすべてのプロセスが成立することによって、はじめてトリガリングに至る。

なかでも、蒸気膜崩壊はトリガリングのきっかけとなる重要なプロセスである。図 1.3.3 は、蒸気膜崩壊過程に対する影響因子である。蒸気膜崩壊過程には接触体系、熔融金属、冷却材の 3 つの要素が関与する。すなわち、熔融金属と冷却材が、どのような接触を生じるかを検討することが、蒸気膜崩壊過程を評価する上で重要である。以下にそれぞれの影響因子について、概略を述べるとともに既存の研究について示す。

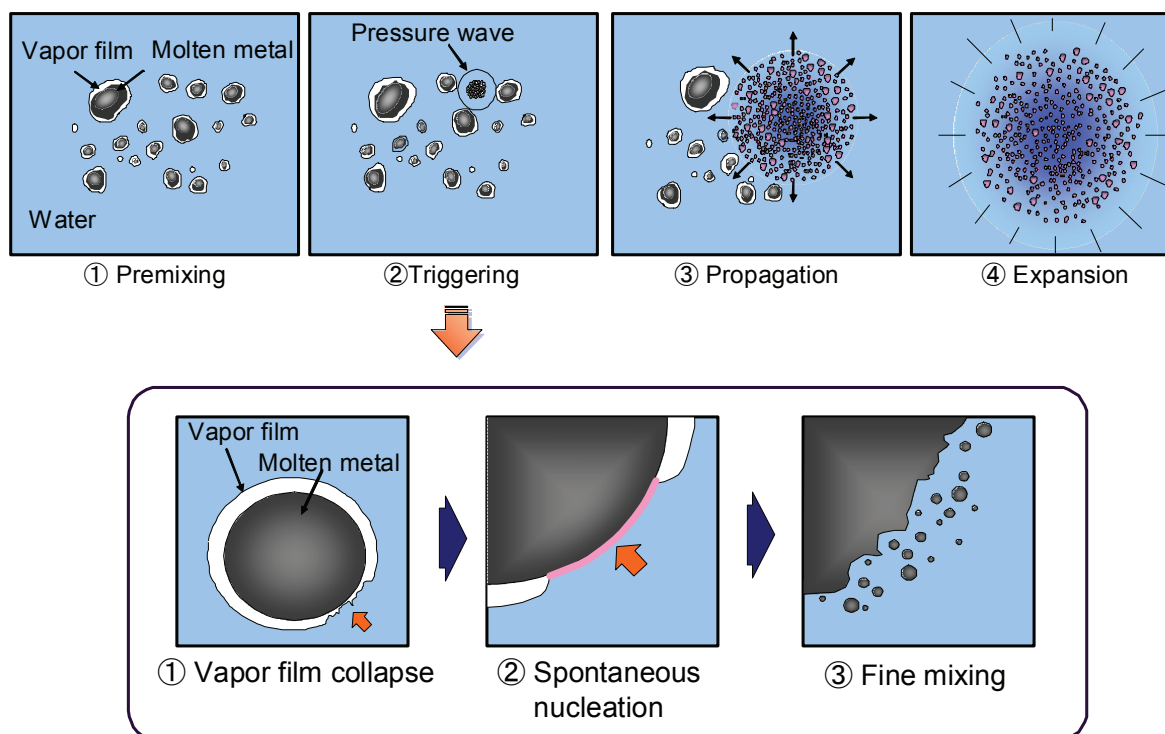


Figure 1.3.1 Schematic of triggering in vapor explosion process

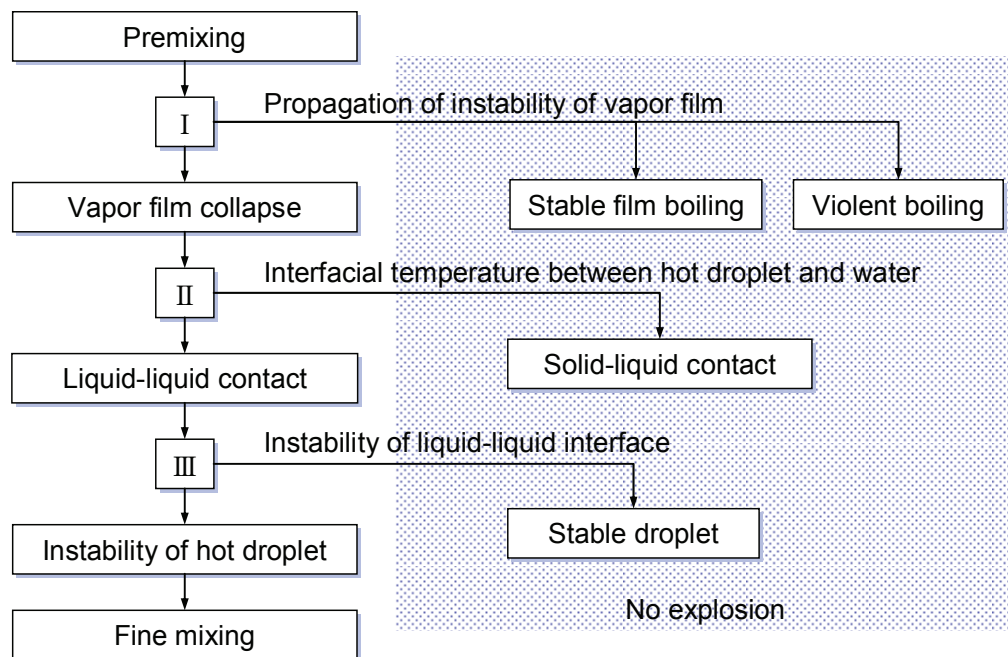


Figure 1.3.2 Flowchart of triggering in vapor explosion process

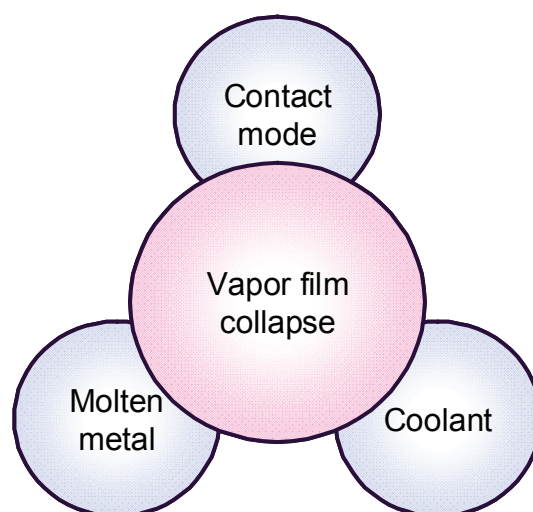


Figure 1.3.3 Factors on vapor film collapse process

接触体系に関して、蒸気膜崩壊には、機械的な蒸気膜崩壊と熱的な蒸気膜崩壊の2つがある。機械的な蒸気膜崩壊は蒸気膜に対して外力を加えることで機械的に蒸気膜を崩壊させることを指す。これを強制的蒸気膜崩壊と呼ぶこととする。また、熱的な蒸気膜崩壊は、蒸気膜の凝縮により蒸気膜自身で崩壊させることを指す。これを自発的蒸気膜崩壊と呼ぶこととする。1.2節で示したように、従来の知見は水プールに溶融金属が落下する体系を対象とした蒸気爆発実験が中心的であった。このとき、溶融金属の温度降下ともなって蒸気膜が凝縮して発生する場合を自発的蒸気膜崩壊、それによって発生する蒸気爆発を自発的蒸気爆発と呼ぶ。一方、圧力波などの外力を与えたことによって発生する場合を強制的蒸気膜崩壊、それによって発生する強制的蒸気爆発と

呼ぶ。この強制的蒸気膜崩壊には、水深が浅く床面のような固体壁による拘束が働く体系で蒸気膜崩壊が生じ、トリガリングに至る、いわゆるベーストリガ蒸気爆発という分類がある。ベーストリガ蒸気爆発について代表的な研究例を以下に示す。Long はアルミニウムと水による実験を行い、容器底部におけるトリガリングに関して容器底面と熔融アルミニウムとの間で水を囲い込んで蒸気爆発が発生するというエントラップ機構を提唱した^[23]。また、成合と松村は、熔融錫と水による小規模実験を行うことによってベーストリガ蒸気爆発の発生条件の評価を行った^[24]。しかしながら、全体としてベーストリガ蒸気爆発に対する実験的研究知が少なく、エントラップ機構を含めた可視観測結果など、十分な知見が得られていないのが現状である。

熔融金属に関して、これまでもさまざまな種類の熔融金属を用いた小規模蒸気爆発実験が実施されてきた。高島は、それらの実験結果に基づき、金属別に自発的蒸気爆発の発生の有無を整理している^[25]。それによると、Sn, Pb, Bi は自発的な蒸気爆発が発生することが確認されている。それに対して、Fe, Cu などは自発的な蒸気爆発は確認されていない。自発的な蒸気爆発が確認されている Sn, Pb, Bi は、比較的低融点の金属であり、蒸気膜崩壊をはじめとした蒸気爆発の必要条件を満たしやすいといえる。それに対して、Fe, Cu などの比較的高融点の金属では、冷却材中で安定した蒸気膜に覆われやすく、たとえ蒸気膜が崩壊しても固化してしまつて液液直接接触に至りにくく、結果として蒸気爆発が発生しにくいことが考えられる。しかしながら、原子力をはじめとした産業分野では、高融点の金属で自発的蒸気爆発が発生している可能性がある。Sn, Pb, Bi といった低融点金属に対する知見は多く得られているものの、高融点金属の自発的蒸気爆発に関するトリガリングの個々のプロセスに対する詳細な知見は少ない。

冷却材に関して、熔融金属と同様にさまざまな冷却材を用いた小規模実験が実施されてきた。なかでも多いのは、蒸気爆発を抑制することを目的としたいわゆる蒸気爆発抑制材に関する研究である。蒸気爆発を抑制するための手段として、これまでに界面活性剤^{[26]–[30]}や粘性剤^{[31]–[37]}を水に添加することが提案されている。粘性剤については主に高分子重合体(ポリマー) が使用されており、例えばポリエチレンオキシドについて比粘度が $\eta=2.0$ 以上では蒸気爆発が抑止されるが、低濃度溶液($\eta=2.0$) では、添加しない場合よりも激しい蒸気爆発が発生したという報告がある^{[31]–[33]}。古谷らは、大気圧力下の飽和温度以下で曇点を生じる平均分子量 4×10^6 のポリエチレングリコールを用いることで、蒸気膜崩壊時に蒸気膜近傍で溶質が析出することによって、比較的少量(200wppm) の添加においても蒸気爆発を抑止できることを明らかにした^[34]。界面活性剤については、Groenveld^[28] は、蒸気膜との界面に吸着された界面活性剤が膜沸騰を安定化させると考えて、蒸気爆発抑制効果を最初に提唱した。しかしながら最近の研究では、界面活性剤による蒸気爆発の抑制および緩和効果がない^{[26],[37]}、並びに添加による緩和効果が現れるものの表面張力の減少に伴う緩和効果の変化は認められないことも報告されている^[36]。

一方、冷却材の種類によっては、蒸気膜をより高温で崩壊させる条件が得られる場合もある。例えば鋼の焼き入れにおいては、水に塩を添加することによって蒸気膜崩壊が促進されることが実験的に示されている。多賀谷らは銀細線浸漬実験を実施することによって、さまざまな水溶液に対する冷却能を比較し、水に塩を添加することによって冷却性能が向上することを示した^{[38],[39]}。Ohnaka らは直径 0.1mm および 0.2mm の高温白金細線を水および塩類水溶液中に浸漬冷却させる実験を行い、塩水によって冷却特性が向上することを示した^[40]。本田らは CaCl_2 水溶液を冷却液

とした白金細線の浸漬急冷実験を行い、 CaCl_2 水溶液の伝熱促進効果を実験的に確認した^[41]。松村らは、 NaCl 水溶液を冷却液とした高温固体球による浸漬実験を行い、 NaCl 水溶液濃度の増大とともに蒸気膜崩壊温度、いわゆるクエンチ温度が上昇することを示した^[42]。また、塩水が蒸気爆発に及ぼす影響について、小規模蒸気爆発実験も行われている。Takigahira らは、 NaCl 水溶液ならびに CaCl_2 水溶液を冷却液とした銅円柱の浸漬実験を行うとともに、それらの水溶液に亜鉛ならびに銅の液滴を落下させる自発的蒸気爆発実験を行い、水の場合では蒸気爆発が発生しない条件下でも塩水を用いることで蒸気爆発が発生することを示した。^[43]

最近では、冷却材に関して伝熱促進を目的としてナノ粒子を懸濁させたいわゆるナノ流体も注目されている。原子力分野においては、ナノ流体が有する熱伝達向上効果の軽水炉プラントへの適用可能性を評価されている^[44]。ナノ粒子の懸濁による熱物性向上効果は、松田らによって報告された^{[45],[46]}。その後の研究により、ナノ流体による伝熱促進は、流体の熱伝導率向上や表面張力低下といった熱物性に起因するとされてきた。しかしながら、最近ではナノ流体による伝熱促進の要因は、熱物性値の向上ではなく、ナノ粒子が伝熱面上に付着することによる濡れ性の向上、毛細管効果などが支配的であるとの報告もある。Kim らが飽和プール沸騰実験を行った結果によると、加熱面上にナノ粒子が付着することによって、加熱面の濡れ特性が向上し、沸騰熱伝達率が向上するとしている^{[47],[48]}。現状では対流熱伝達や沸騰熱伝達への影響が主に議論されているが、軽水炉プラントへの適用が検討されていることから、今後は膜沸騰熱伝達や蒸気膜崩壊特性、いわゆるクエンチ特性に及ぼす影響も評価する必要があると考える。

1.4. 本研究の目的および論文構成

1.4.1. 本研究の目的

本研究は、蒸気爆発トリガリングのきっかけとなる蒸気膜崩壊現象に着目する。前節で述べた蒸気膜崩壊過程に及ぼすそれぞれの影響因子の中から重要である課題を以下のとおり抽出し、明らかにすることとした。

接触体系に関して、蒸気爆発のトリガリング発生体系の違いとして機械的な拘束力が働くベーストリガ体系に着目し、小規模蒸気爆発実験を実施する。従来から知見が多く得られている水プール中で発生する蒸気爆発との対比によって検証するとともに、ベーストリガ蒸気爆発の発生機構を明らかにする。そして、得られた知見に基づき、エネルギーの変換効率の評価を行う。

熔融金属に関して、熔融金属種類が変わると熱物性値が大きく異なり、蒸気膜崩壊ならびに蒸気爆発トリガリングに影響を及ぼす。特に、蒸気膜崩壊過程に関して、産業災害としての蒸気爆発は 1000℃を大幅に超える熔融金属が水と接触して自発的蒸気爆発に至る場合があることから、熔融金属挙動が蒸気膜崩壊およびトリガリングに及ぼす影響を明らかにすることが重要である。そこで、より高い固化温度を有する金属として銅を用いて、蒸気膜崩壊ならびに蒸気爆発に至るメカニズムを明らかにする。

冷却材に関して、水に対する塩の添加やナノ粒子の懸濁がクエンチ特性に及ぼす影響に着目する。塩水やナノ流体を冷却材として用いることにより伝熱促進効果が得られる実験報告があることから、クエンチ特性をはじめ、蒸気爆発のトリガリングに及ぼす影響を評価する。

以上、蒸気膜崩壊過程に対する個々の影響因子について得られた知見をもとに、膜沸騰安定性モデルに基づく蒸気膜の線形安定解析を実施し、蒸気膜安定性に及ぼす影響因子を明らかにし、蒸気爆発発生条件の評価および蒸気膜崩壊発生機構を明らかにする。

最後に、本研究で得られた知見の産業応用の観点として、実際の産業プラントを想定した蒸気爆発発生条件の評価ならびに蒸気爆発を利用した熔融金属の急冷微粒化技術に対する蒸気膜崩壊促進効果の利用など、今後の展開について述べる。

1.4.2. 本論文の構成

本論文は以下の 7 章から構成される。

第 1 章では、原子力分野および他の産業分野における蒸気爆発の発生事例を挙げながら、蒸気爆発および本研究で着目する蒸気膜崩壊過程の概要を述べた。そして、蒸気膜崩壊過程に対して解明すべき影響因子について述べ、本研究の目的を記した。

第 2 章では、蒸気膜崩壊過程に及ぼす影響因子である接触体系に着目し、蒸気爆発のトリガリングに及ぼす発生体系の影響を実験的に明らかにした。熔融金属として模擬物質の U-Alloy95 を用いた分散混合蒸気爆発実験を行い、模擬物質 U-Alloy95 による実験結果が既存の知見の適用可能性を評価した。ベーストリガ体系の実験が可能となる実験装置を構築し、U-Alloy95 を用いたべ

ーストリガ蒸気爆発実験を行い、既存の研究によって提唱されている蒸気爆発のメカニズムならびに発生条件の評価手法のベーストリガ蒸気爆発に対する適用可能性を評価した。ベーストリガ蒸気爆発実験の観測結果から、画像解析によってベーストリガ蒸気爆発挙動を明らかにし、蒸気爆発エネルギーの評価を行った。

第 3 章では、熔融金属挙動に起因する蒸気膜崩壊発生機構ならびに蒸気爆発発生機構に着目した。自発的蒸気爆発が発生しにくいとされてきた融点の高い Cu を用いた小規模実験を実施し、既存の知見と比較検討することによって蒸気爆発の発生可能性ならびに発生メカニズムについて考察した。熔融金属が 1000℃を超える極めて蒸気膜が安定して存在しやすい温度条件であっても、高サブクール条件の場合には熔融 Cu 液滴からのフィラメント生成という急激な変形を伴うことによって、局所的な蒸気膜崩壊から全体的な蒸気膜崩壊に伝播することを提案した。

第 4 章では、異なる冷却材としてさまざまな塩水およびナノ流体に着目し、蒸気膜崩壊過程に及ぼす影響を評価した。熔融金属を模擬した高温固体球を冷却材プールに浸漬させるクエンチ実験を実施し、塩水ならびにナノ流体に対する蒸気膜崩壊挙動の可視観察、固体球表面温度変化、そして固体球と冷却材の固液接触挙動を計測することによってクエンチ特性を明らかにした。

第 5 章では、蒸気爆発の発生条件ならびに蒸気膜崩壊機構を明かにするため、膜沸騰安定性モデルに基づく蒸気膜の線形安定解析を実施した。蒸気膜安定境界の評価結果に基づき、TIZ 理論を適用することにより蒸気爆発の発生条件を評価した。また、冷却材の熱物性値を解析パラメータとした感度解析を行うことにより、塩水およびナノ流体といった異なる冷却材に対する蒸気膜崩壊機構を提案した。

第 6 章では、本研究で得られた知見の産業利用について述べた。蒸気爆発は、工業利用と産業災害という 2 つの側面を有する。そこで、熔融金属の急冷微粒化技術としての積極的な工業利用と産業災害予測としての産業プラントにおける蒸気爆発の発生条件評価に対する適用性を検証した。蒸気爆発の工業利用に関して、塩の添加による蒸気膜崩壊促進ならびに蒸気爆発促進効果を、小規模蒸気爆発実験により検証し、熔融金属の急冷微粒化技術に対する適用性を評価した。産業災害としての蒸気爆発に関しては、実際の産業プラントで扱う熔融物として Fe-Cu-Si などの合金を対象とした小規模蒸気爆発実験を実施し、蒸気爆発の発生条件を評価した。

第 7 章では、第 2 章から第 6 章までに得られた結論の総括を行った。

2. 異なる接触体系における蒸気爆発発生機構

概要

熔融金属と冷却材の接触体系において、固体壁による拘束力の有無は、蒸気爆発の発生条件に影響を及ぼし、かつ異なる蒸気爆発メカニズムを有する可能性がある。そこで、固体壁による拘束力の有無に着目して蒸気爆発の分類を行い、それぞれの体系に対して小規模蒸気爆発実験を実施した。蒸気爆発発生時のトリガリング機構を解明するとともに、蒸気爆発の発生エネルギーを評価した。

2.1. 蒸気爆発現象の分類

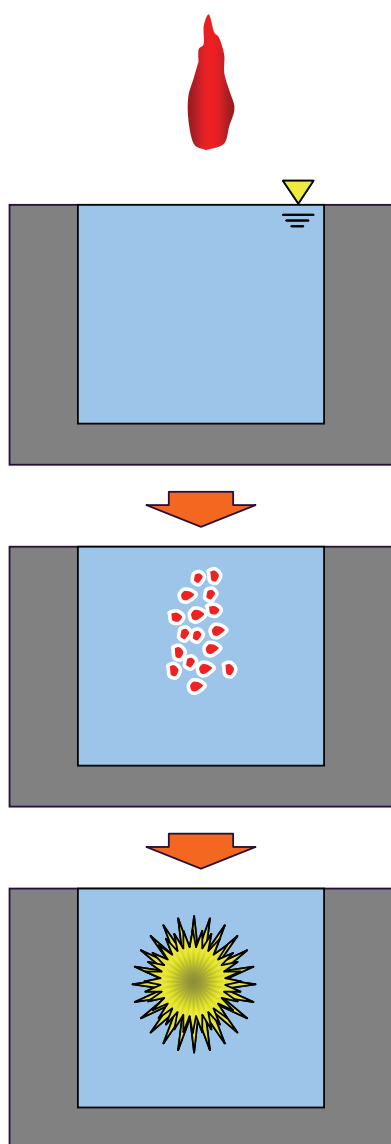
蒸気爆発の発生体系の影響について、固体壁の拘束力の有無によって図 2.1.1 に示す 2 つのタイプに分類した。

図 2.1.1(a) は、水プールが熔融金属に対して十分大きく、かつ水深が深い体系である。水深が深いため、水中で熔融金属が分散、混合しながら落下してゆき、床面に達する前にトリガリングが発生して蒸気爆発にいたる。これを分散混合蒸気爆発と呼ぶ。

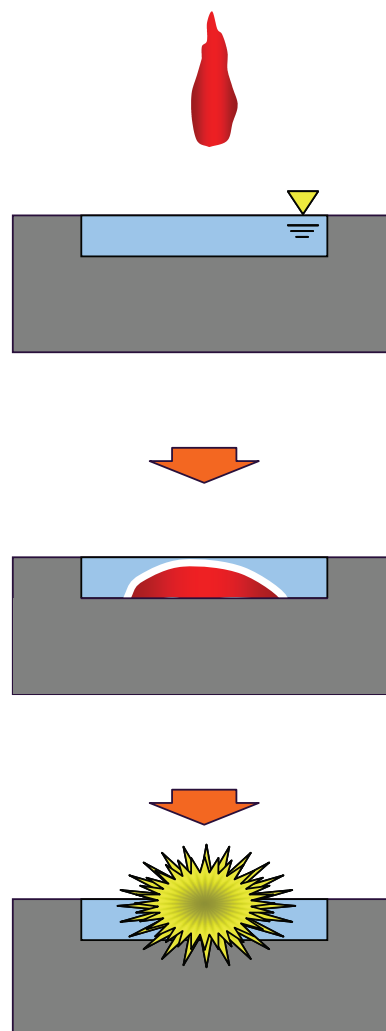
図 2.1.1(b) は、水プールの水深が極めて浅い体系である。固体壁による機械的拘束力が働くことから、固体壁と熔融金属の間に水をトラップし、急激な沸騰による体積膨張、あるいは熔融金属上部と水との相互作用による蒸気爆発が考えられる。これをベーストリガ蒸気爆発と呼ぶ。

これら 2 つに分類した蒸気爆発のうち、分散混合蒸気爆発は既存の研究が対象とした体系である。それに対して、ベーストリガ蒸気爆発については、第 1 章で述べたように水のエントラップ機構をはじめとしたメカニズムについて十分な知見が得られていないのが現状である。そこで本研究では、主にベーストリガ体系に着目することとした。

本実験では、U-Alloy95 という低融点金属を模擬物質として取り扱う。そこで、まずは分散混合蒸気爆発を対象とした小規模蒸気爆発実験を行い、U-Alloy95 に対する従来の知見の適用可能性を検証した。そして、分散混合蒸気爆発に対する評価結果に基づき、ベーストリガ蒸気爆発実験を行い、機械的拘束力が熔融金属挙動ならびに蒸気爆発のトリガリングに及ぼす影響を評価した。



(a) Coarse-mixing vapor explosion



(b) Base-triggered vapor explosion

Figure 2.1.1 Classification of vapor explosion based on contact mode

2.2. 小規模蒸気爆発実験

2.2.1. 分散混合体系に対する蒸気爆発実験

(1) 実験装置

図 2.2.1 に実験装置を示す。図 2.2.1(a) は実験装置の概要図であり、図 2.2.1(b) は実験装置の写真である。実験装置は、試験金属を加熱・溶融させる加熱部、溶融金属を落下させるテストセクション、温度計測ならびに可視観測を行う計測システムに大別される。

加熱部は、試験金属を加熱溶融させるために高周波誘導加熱炉を中心に構成されている。直径 30mm で底部に直径 6mm の穴を開けたカーボン製溶解坩堝を高周波誘導コイルにセットする。高周波誘導加熱によって溶解坩堝が加熱され、試験金属が間接加熱される仕組みである。加熱・溶解時は溶解坩堝底部の穴はステンレス製プラグによって塞いでおき、プラグを DC ソレノイド (CKD 株式会社製 DS-12A) によって上部に引き抜くことで溶融金属が落下する構造とした。本加熱炉は大気雰囲気による加熱であり、最大 1600℃まで加熱可能である。

テストセクションは、80×80×600mm のステンレス製耐圧水槽である。水槽の 4 つの側面のうち 1 組の対面が可視観測用としてポリカーボネイト板を取り付け可能な構造となっている。水槽下部は、実験後に水槽内の水と分離して固化粒子の回収が可能となるように、仕切りバルブならびに回収容器を設けている。

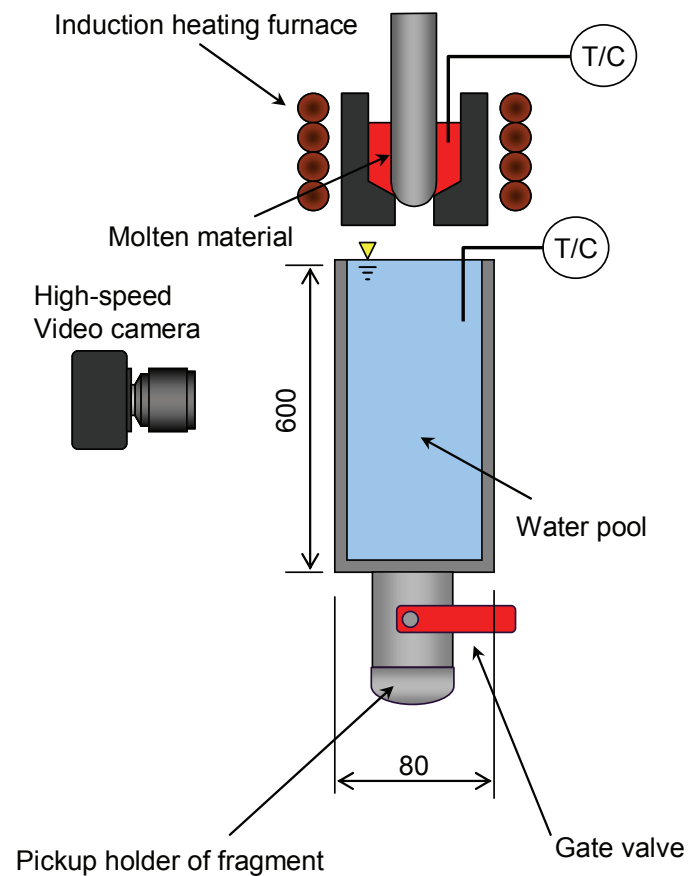
計測項目は、溶融金属と水の温度、水槽側面からの高速度ビデオカメラによる可視観測とする。高速度ビデオカメラによる可視観測は、半透明の拡散シートを通して照明をバックライトとすることで、観測部分に均一かつ高輝度の照明を当てることとした。本実験において高速度ビデオカメラは(株)フォトン製 FAST CAM MAX (フルフレーム 2000fps、最高 120000fps、最大解像度 1024×1024pixel)、照明には(株)フォトン製メタルハライドライト HVC-SL を使用した。

(2) 実験方法

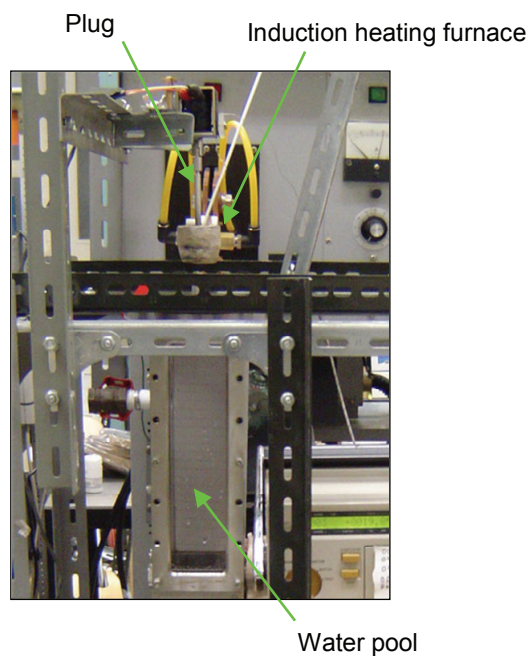
水を水槽内に入れて所定の温度に調節する。試験金属を溶解坩堝に入れて所定の温度まで大気加熱する。溶融金属温度が所定の条件に達したところで、プラグを DC ソレノイドによって電磁的に引き抜いて溶融金属を落下させる。その時の様子を水槽側面から可視観測した。実験終了後は得られた固化粒子を水槽下部より回収し、固化形状を観察する。

(3) 実験条件

実験条件を表 2.2.1 に示す。模擬金属として U-Alloy95 を使用する。単一溶融金属液滴の質量は 3g とし、水面から 150mm の高さから落下させた。試験パラメータは溶融金属の初期温度および水の初期温度とした。溶融金属の初期温度は 200–600℃、水の初期温度は 30–80℃の範囲で変化させた。表 2.2.2 に本実験で用いた U-Alloy95 ならびに既存の実験で一般的に用いられた金属として錫の物性値を比較して示した。U-Alloy95 の融点が錫よりも低いため、実験の取り扱いが比較的容易である。



(a) Schematic of experimental apparatus



(b) Photo of experimental apparatus

Figure 2.2.1 Experimental apparatus of coarse-mixing vapor explosion

2.2.2. ベーストリガ体系に対する蒸気爆発実験

(1) 実験装置

図 2.2.2 に実験装置を示す。図 2.2.2(a) は実験装置の概要図であり、図 2.2.2(b) は実験装置の写真である。実験装置は、試験金属を加熱・溶融させる加熱部、溶融金属を落下させるテストセクション、温度計測ならびに可視観測を行う計測システムに大別される。

加熱部は、試験金属を加熱溶融させるために高周波誘導加熱炉を中心に構成されている。直径 30mm で底部に直径 6mm の穴を開けたカーボン製溶解坩堝を高周波誘導コイルにセットする。高周波誘導加熱によって溶解坩堝が加熱され、試験金属が間接加熱される仕組みである。加熱・溶解時は溶解坩堝底部の穴はステンレス製プラグによって塞いでおき、プラグを DC ソレノイド (CKD 株式会社製 DS-12A) によって上部に引き抜くことで溶融金属が落下する構造とした。本加熱炉は大気雰囲気による加熱であり、最大 1600℃ まで加熱可能である。

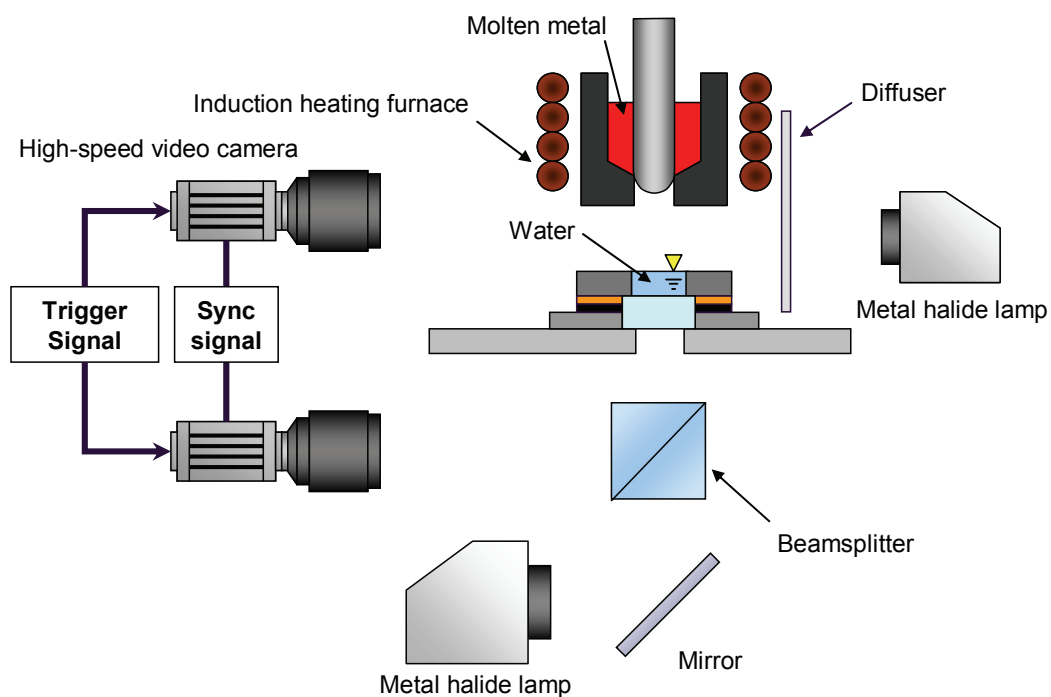
テストセクションの概略を図 2.2.3 に示す。本実験ではベーストリガ蒸気爆発現象なかでも可視観測が行われていない床面下部における溶融金属挙動に着目した。床面での溶融金属挙動を捉えるために、床面部分に石英ガラスを用いて、床面下部からの可視観測が可能となる構造とした。また、水溜りを模擬するために中心に穴をあけたステンレス板を石英ガラスと接着させて Hole を形成させる。異なる穴径を有するステンレス板を用いることで、水と溶融金属の体積比や水深をパラメータとした実験が可能である。

Table 2.2.1 Experimental conditions in coarse-mixing vapor explosion

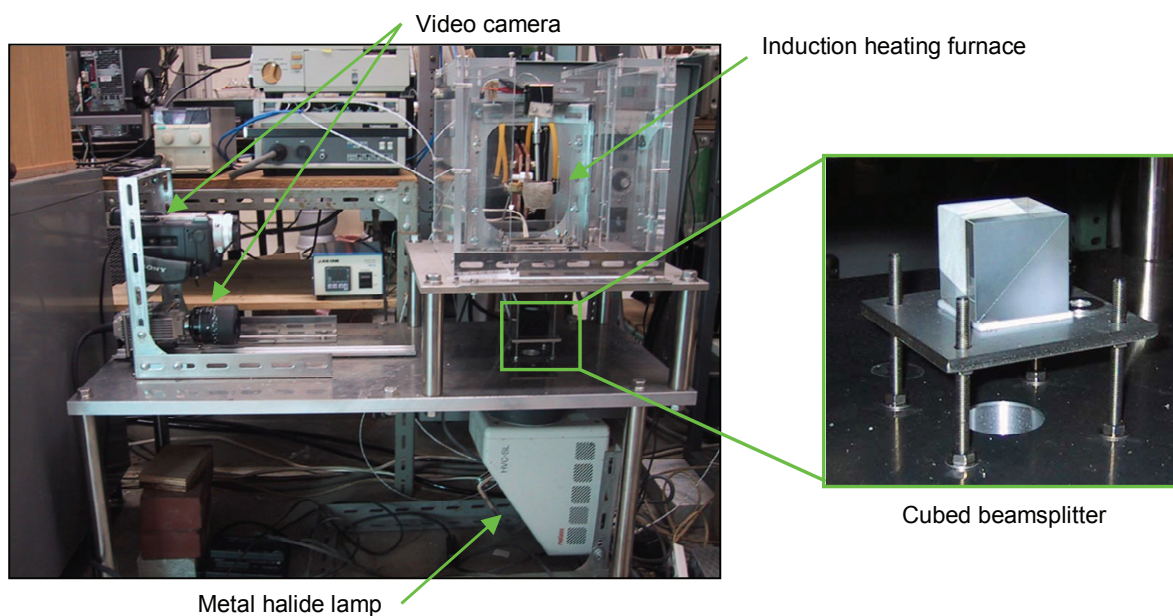
Parameters	Legend	Unit	Value
Molten metal	-	-	U-Alloy95
Initial temperature of molten metal	T_h	°C	200, 300, 400, 500, 600
Initial temperature of water	T_c	°C	30, 50, 60, 70, 80
Mass of molten metal	m	g	3
Falling distance of molten metal	H	mm	150

Table 2.2.2 Properties of U-Alloy95 and Sn

Properties (25°C)	Legend	Unit	Value	
			U-Alloy95	Sn
Density	ρ	kg/m ³	9840	6980
Specific heat	c_p	kJ/kg/K	0.15	0.242
Thermal conductivity	λ	W/m/K	15	33.5
Thermal diffusivity	α	m ² /s	0.102×10^{-4}	0.198×10^{-4}
Viscosity	μ	Pa·s	2.6×10^{-3}	1.91×10^{-3}
Surface tension	γ	N/m	0.544	0.544
Melting point	T_m	°C	95	232



(a) Schematic of experimental apparatus



(b) Photo of experimental apparatus

Figure 2.2.2 Experimental apparatus of base-triggered vapor explosion

溶融金属の直径に対する Hole 形状を設計するにあたり、以下の評価を行った。溶融金属 10g が球体となって落下すると仮定した場合、その球体半径 r は以下のとおりである。

$$V = \frac{m}{\rho} = \frac{4}{3}\pi r^3 \quad (2.2.1)$$

この球体状の溶融金属が、直径を保持しながら円柱形状に変形したとすると、そのときの高さ H は次式から求められる。

$$V = \pi r^2 H \quad (2.2.2)$$

本実験で用いる模擬金属を U-Alloy95 とするとき、10g の溶融金属に対する広がりベースとなる値は $r=6.2\text{mm}$ となり、そのときの高さは $H=8.3\text{mm}$ と評価される。ただし、実際に落下する溶融金属は球体ではなく縦に長い形状となるため、評価した半径よりも小さくなることも考慮する必要がある。

計測項目は、溶融金属と水の温度、テストセクション側面ならびに床面下部からの高速度ビデオカメラによる可視観測である。可視観測には、2 台の高速度ビデオカメラを用いて、溶融金属が落下して蒸気爆発に至る高速流動現象を捉える。床面の高速度ビデオカメラによる可視観測を可能にするために、キューブ型ビームスプリッターを使用する。本実験における撮影領域は、最小直径が 10-20mm と小さく、かつ観測面が周囲よりもくぼんだ位置にあるために照明を斜めから当てることはできない。仮に斜め方向から照明を当てることも可能であったとしても反射光を効率よく撮影に使えないため、最も効率よく光量を得るために、カメラレンズと同軸上に照明を配置する必要がある。また、高速度ビデオカメラによる撮影を行うことから、1 フレームあたりの露光時間が短く、より輝度の高い照明を効率的に利用できる光学システムが必要となる。図 2.2.2(b) に実験装置で用いたビームスプリッターを示す。キューブ型ビームスプリッターは、2 個

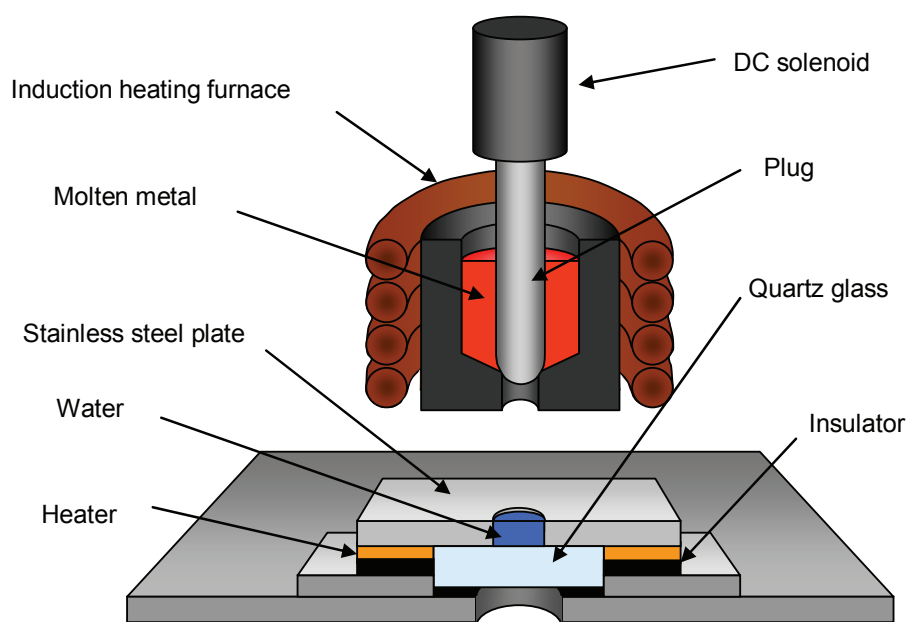


Figure 2.2.3 Test section of base-triggered vapor explosion experiment

の直角プリズムによって構成され、一方の直角プリズムの斜面に、ハーフミラーとして機能するための適当な膜を蒸着後、接合してキューブ型としたものである。本実験装置には透過／反射比が 1 : 1 となるものを使用する。図 2.2.4 はビームスプリッターを用いた可視観測の仕組みを示している。Fig. 2.2.7 のような配置にすることで、仮にミラーとテスト部での光の反射率が 100% であるとする、ライトから出た光の 1/2 がビームスプリッターを通過してテスト部に到達し、テスト部で反射された光の 1/2 がカメラに到達する。よって、ライトから出た光の最大で 1/4 が可視観測に利用可能となる。なお、高速度ビデオカメラは(株)フォトン製 FAST CAM MAX (フルフレーム 250fps、最高 120000fps、最大解像度 1024×1024pixel)ならびに FAST CAM-Net(フルフレーム 2000fps、最高 10000fps、最大解像度 512×1480pixel)、照明には(株)フォトン製メタルハライドライト HVC-SL、キューブ型ビームスプリッターはエドモンドオプティクス・ジャパン製キューブ型ビームスプリッター(30×30×30mm)を使用した。

(2) 実験方法

テストセクションの Hole に所定の水深まで水を注ぎ、Hole を形成するステンレスプレート下部に設置したヒーターによって水温を調節する。試験金属を加熱炉内のカーボン坩堝に入れて所定の温度まで加熱する。温度条件が達成されたところでプラグを DC ソレノイドによって電磁的に引き抜いて溶融金属を落下させる。その時の様子をテストセクション側面および床面下部から 2 台の高速度ビデオカメラによって同期撮影を行う。実験後には固化物を回収して固化形状や粒子直径を評価する。

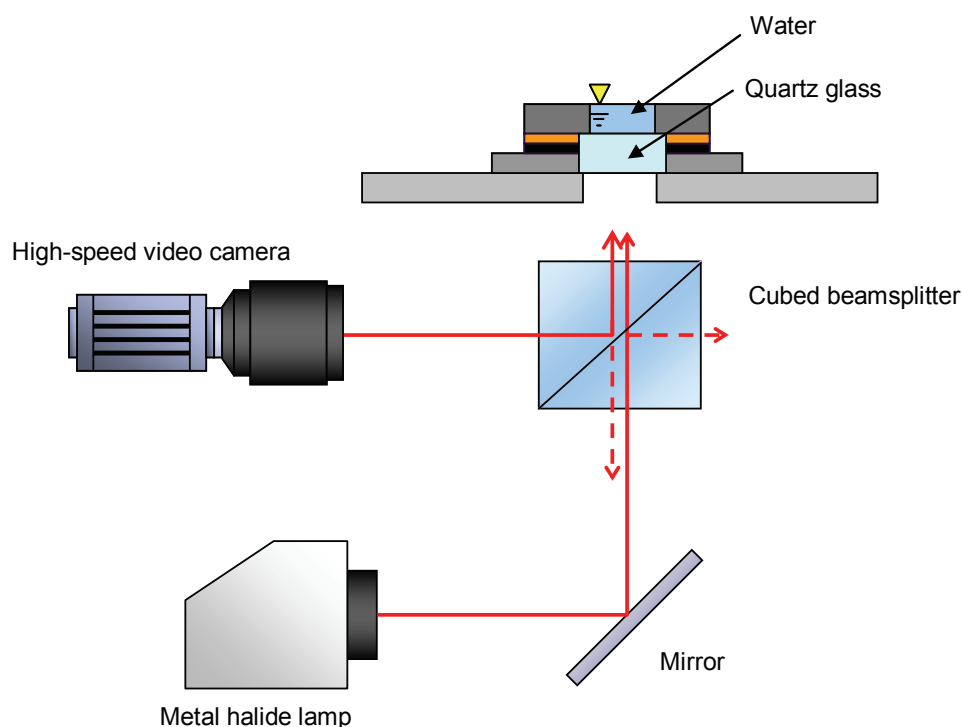


Figure 2.2.4 Schematic of visual observation system from bottom of test section

(3) 実験条件

実験条件を表 2.2.3 に示す。模擬金属には分散混合蒸気爆発実験と同様に U-Alloy95 を使用する。単一熔融金属液滴の質量は 3g とし、水面上方 30mm の高さから熔融金属を落下させた。試験パラメータは熔融金属の初期温度、水の初期温度、水たまりの直径および水深である。熔融金属の初期温度は 200 – 600℃、水の初期温度は 10 – 70℃、水たまりの直径は 5 – 20mm、水深は 2 – 10mm の範囲で変化させた。

Table 2.2.3 Experimental conditions in base-triggered vapor explosion

Parameters	Legend	Unit	Value
Initial temperature of molten metal	T_h	°C	200, 300, 400, 500, 600
Initial temperature of water	T_c	°C	10, 20, 30, 40, 50, 60, 70
Mass of molten metal	m	g	3
Falling distance of molten metal	H	mm	30
Diameter of hole	D	mm	5, 10, 20
Water depth	L	mm	2, 10

2.3. 画像解析手法

2.3.1. PIV による二次元速度場解析

PIV(Particle Image Velocimetry)とは粒子画像流速測定法と呼ばれる流速計測方法の一つである。この方法は、可視化技術にデジタル画像処理技術を加えることで、ある流れ場の多点の速度情報を抽出でき、流れの定性的把握と定量測定が同時に可能である。

図 2.3.1 に流れの画像解析手法の分類を示す。一般に、流れの可視画像を得るために流れの中にトレーサー粒子を注入することからこのトレーサー粒子の種類や密度によって解析手法が分類される。本実験のように、対象となるながれや物体の挙動に対して得られた時系列画像データをもとに解析する場合には相関 PIV が用いられる。相関 PIV には自己相関 PIV と相互相関 PIV があるが、本実験では極めて短い時間間隔で連続する観測画像を得られることから、連続する 2 枚の観測画像を用いた相互相関 PIV を使用する。

本研究で用いた相互相関 PIV の原理について説明する。PIV は流れに追従するトレーサー粒子の分布パターンの移動量を評価するのが本来の計測手法である。ここでは、トレーサー粒子によって形成される粒子分布パターンを画像の輝度分布として考えることで、トレーサー粒子だけでなく、熔融金属の界面形状など対象としたい輝度分布の移動先を相互相関によって求めることが可能である。

図 2.3.2 には、画像の輝度分布を対象とした相互相関 PIV による速度ベクトルの算出について概略を示す。短い時間間隔で撮影された 2 枚の画像があるとし、短い時間で撮影したために両者の画像で見られる輝度分布が保たれたままある方向に移動したとする。このとき、第 1 画像で四角

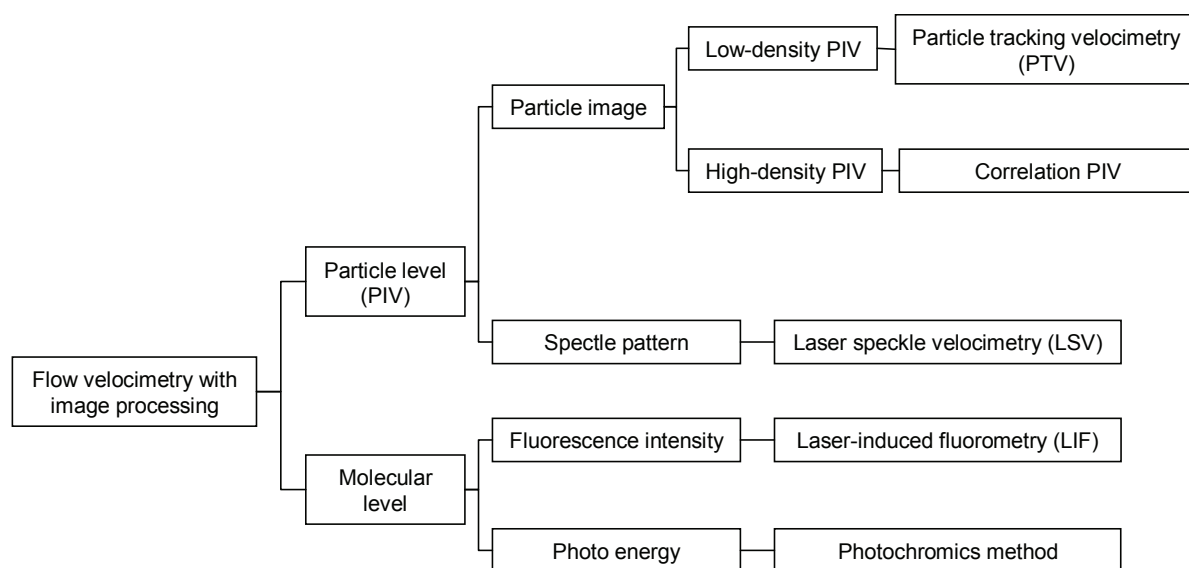


Figure 2.3.1 Classification of flow velocity measurement with image processing

く囲んだ領域を相関領域と呼び、速度ベクトルを算出したい輝度分布領域を表している。第 2 画像において、第 1 画像で相関領域として定めた輝度分布に最も近い領域を、検査領域として設定した領域のなかから相関係数を用いて探す。その検査領域のなかで相関係数が最も高くなる位置が相関領域の移動先であると決定され、速度ベクトルが算出される。この速度ベクトル算出手順を式によって示すと以下になる。連続する 2 枚の画像のうち、第 1 画像において p 点を中心とする $n \times n$ の領域をとり、これと第 2 画像との間で相互相関係数 $R_{fg}(k, l)$ を計算する。それぞれの画像における輝度値を f_i 、 g_i 、 $n \times n$ の領域における平均値を \bar{f} 、 \bar{g} とするとき、相互相関係数は次式で計算できる。

$$R_{fg}(k, l) = \frac{\sum_{i=1}^{n^2} \{f_i - \bar{f}\} \{g_i - \bar{g}\}}{\left(\sum_{i=1}^{n^2} (f_i - \bar{f})^2 \cdot \sum_{i=1}^{n^2} (g_i - \bar{g})^2 \right)^{1/2}} \quad (2.3.1)$$

相関係数のもっとも大きい場所 $q(k_s, l_s)$ 、すなわち濃淡分布が p と最もよく似ている場所が第 1 画像の移動先と考える。

図 2.3.3 に、本解析で用いた PIV 解析システムの概要を示す。ハイスピードカメラより得られた 2 枚の時間的に連続した一組のデジタル画像を画像処理した後、PIV 解析ソフトウェア「VISIFLOW」を用いて解析する。このことにより、連続した 2 枚の画像データから速度場情報を得ることができる。本解析において用いた画像・界面情報（輪郭）は整数ピクセル精度であり、流れ場の変動が数ピクセル程度ある場合であれば精度の良い解析が行えるものとする。

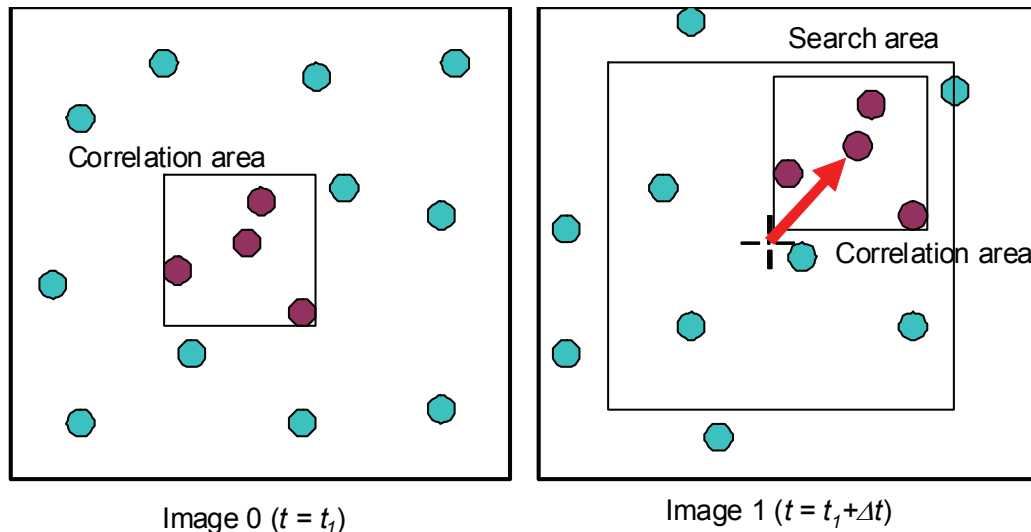


Figure 2.3.2 Principle of cross-correlation PIV

2.3.2. デジタル相関法による界面位置・界面速度解析

PIV 解析では変位が数ピクセルである溶融物挙動に対して 2 次元的速度場計測を行うことが可能である。これらは、数ピクセル単位の変化を広い観測領域に対して評価する場合には有効な手段であると考ええる。しかしながら、いずれも整数ピクセル単位の計測であり、サブピクセル（1 ピクセル以下）単位の変動を定量評価することは困難である。

そこで、1 次元的速度場と仮定できる対象領域を可視画像から抽出することで、1 ピクセル以下の微小な変動を 1 次元的速度場として詳細に評価する方法の適用性を検討する。本手法をデジタル相関法と呼ぶ。例えば、溶融物と水との接触界面の速度場の解析として、1 次元に変化する接触界面付近の連続画像を抽出することによって、本手法を適用できるものと考えられる。以下に本手法の解析原理について述べる。

(1) デジタル相関法における相互相関

移動関数を解析的に求めることよりは、統計的に局所パターンの一致を探す方が良い。このため、離散相互相関法が用いられる。

$$R_{II'}(x, y) = \sum_i \sum_j I(i, j) I'(i + x, j + y) \quad (2.3.2)$$

I と I' は画像中の輝度値である。I' のサイズは I よりも小さい。特に I は I' の周囲をシフトさせてマッチングを行う。あるシフト(x, y)に対して、重なったピクセルの輝度をすべて考慮し、1 つの

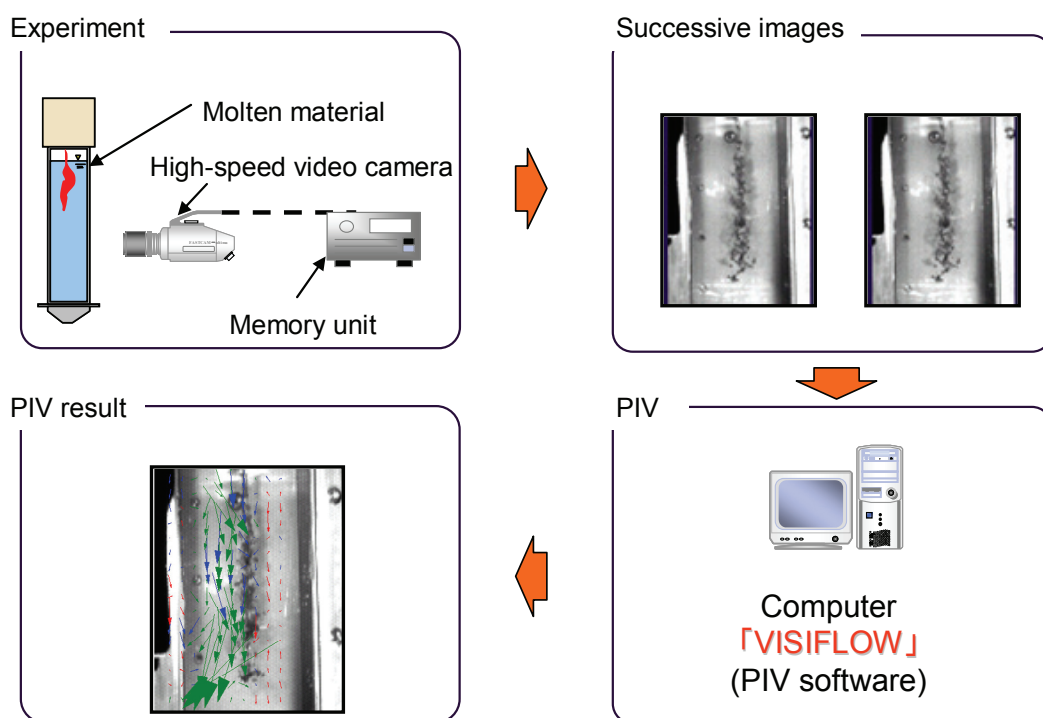


Figure 2.3.3 Schematic of PIV analysis system

相互相関係数 $R_{II'}(x, y)$ が得られる。対応するパターンのシフト量において、輝度値の積の和は最も大きくなり、相互相関係数 $R_{II'}$ は大きくなる。

(2) 相関係数の計算

多くの場合、2 画像間の相関の度合いを定量化することが有効である。直接相関である式(2.3.2)は規格化されていないので同じ適合度合いでも相関値が異なる場合がある。例えば、数の多い（または明るい）粒子画像の場合は数の少ない（または暗い）粒子画像よりも相関値が大きくなる。このことから、複数の領域における相関量を比べることの意味がなくなる。相互相関係数は、相互相関式である式(2.3.2)を規格化することにより得られる。

$$r_{II'}(x, y) = \frac{R_{II'}(x, y)}{\sqrt{\sigma_I(x, y)}\sqrt{\sigma_{I'}(x, y)}} \quad (2.3.3)$$

ここで、

$$R(x, y) = \sum_{i=0}^M \sum_{j=0}^N [I(i, j) - \mu_I][I'(i + x, j + y) - \mu_{I'}(x, y)] \quad (2.3.4)$$

$$\sigma_I(x, y) = \sum_{i=0}^M \sum_{j=0}^N [I(i, j) - \mu_I]^2 \quad (2.3.5)$$

$$\sigma_{I'}(x, y) = \sum_{i=0}^M \sum_{j=0}^N [I'(i, j) - \mu_{I'}(x, y)]^2 \quad (2.3.6)$$

である。上式より、相互相関に起因する人工的な誤差を考慮に入れながら、相関値のピークを探索する。

(3) ピーク探索と変位予測

入力データそのものは量子化されているため、相関値は整数移動量のところにしか存在しない。よって、最大値は $\pm 1/2\text{pixel}$ の範囲でしか決定できない。しかし、統計的な計測値である相互相関係数そのものが重要な情報を持っているので、相関値に隠れている情報を効果的に利用することで検査窓内の平均粒子移動量を予測できる。デジタル画像処理の最も重要な点は、相関ピークの位置がサブピクセルで決定されるということである。8bit のデジタル画像においては、 $1/10 \sim 1/20\text{pixel}$ 程度の予測まで可能である。

相関ピーク位置を予測するための様々な方法が提案されてきている。1 次モーメントの 0 次モーメントに対する比を求める重心法は良く利用されているが、相関ピークの範囲を適切に設定する必要がある。さらに有用な方法は相関データを何らかの関数で近似する方法である。ガウス近似は最も良く使われる 3 点近似法で、特に相関ピークが狭い場合に 3 点しか用いる必要がないと

いう利点は大きい。本研究においてもこの近似法を用いた。

(4) デジタル相関法による界面位置および速度算出方法

本手法で画像解析した条件の一例を示す。解析対象は溶融物と水の接触界面付近の連続画像であり、解像度 $64 \times 64 \text{ pixel}$ 、撮影速度 2000 fps 、デジタルイメージの 1 pixel あたりのスケールは 0.000083 m である。

図 2.3.4 に、デジタル相関法による輝度値と相関をとる参照関数 $g(x)$ との相関係数分布算出方法を示す。ここで用いた $g(x)$ は、輝度値が最も急激に変化した個所（暗いところから明るいところへ変わった個所）を想定したものを仮定し、ステップ関数で与えた。画像解析の流れは以下のとおりである。

- ① 画像ファイルの読み込み、および配列の組み替え
- ② 相互相関をとる参照関数 $g(x)$ 、解析領域、および解析条件の決定
- ③ デジタルイメージの輝度情報と $g(x)$ との相関関数 $r(x, y)$ （相関関数分布）の算出
- ④ 3点近似法（ガウス近似）による相関係数分布のピーク予測
- ⑤ 界面位置ならびに界面速度場の評価

ある領域における輝度値と $g(x)$ との相関係数を式(2.3.7)により計算する。それを、可視観測画像領域全体に対して行うことにより、図 2.3.4 右に示した相関係数分布を計算することができる。

$$r(x) = \frac{\sum_j \sum_i [g(x, y)][f(i + x, j + y)]}{\sqrt{\sum_j \sum_i [g(x, y)]^2} \sqrt{\sum_j \sum_i [f(i + x, j + y)]^2}} \quad (2.3.7)$$

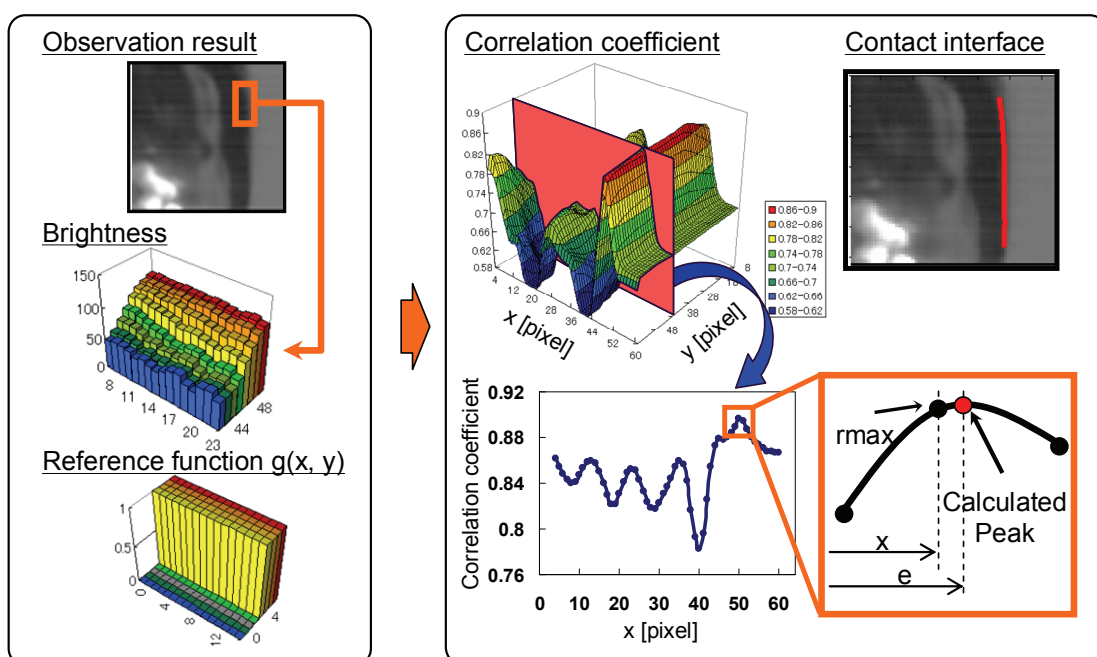


Figure 2.3.4 Calculation of interfacial position by digital correlation method

図 2.2.4 の右に界面位置の決定方法を示す。相関係数分布から相関係数ピークをガウス近似式 (2.3.8)により予測し、その位置を界面位置とする。画像全体の相関係数分布に対してピークを求めることにより、連続した界面位置が求められることになる。

$$e = ii + Window / 2 + \frac{\ln r_{(i-1,j)} - \ln r_{(i+1,j)}}{2 \ln r_{(i-1,j)} - 4 \ln r_{(i,j)} + 2 \ln r_{(i+1,j)}} \quad (2.3.8)$$

一連の画像解析処理を連続画像に対して行い、その位置の差を求めることによって界面移動の速度を求めることができる。

$$u(y)(m/s) = (x_2 - x_1) \times 0.000083(m) \times 2000(1/s) \quad (2.3.9)$$

ここで、 x_1 、 x_2 はそれぞれ、時刻 t_1 、 t_2 (連続した時刻) における界面位置(pixel)である。

以上により、1 次元的な界面変動に限られるものの、サブピクセル精度の速度場を評価することが可能である。

2.3.3. 界面追跡法による溶融金属挙動解析

前節で述べたデジタル相関法は、溶融金属と冷却材の界面位置を局所領域ではあるもののサブピクセル精度で求めることができ、一次元速度場を求めるためには有効な手法である。しかしながら界面変形が複雑である場合あるいは画像の画素数が非常に少ない場合にはデジタル相関法による評価が困難である。このような場合には、必要とする任意の界面位置を抽出し、界面変化を評価できる画像解析手法が有効である。

図 2.3.5 は、界面追跡法によって観測画像から溶融金属の輪郭のみを抽出するプロセスを示している。まずは、界面抽出対象の画像と背景のみの画像の 2 枚を用意し、この 2 枚の輝度情報の差をとることで、背景を除去して対象物部分のみが抽出された画像を得る。背景除去によって抽出された対象物に対して 2 値化処理を行い、最終的に輪郭情報のみを取り出す。

画像処理によって、背景除去と 2 値化処理によって対象画像から溶融金属などの対象物の界面を特定し、抽出することが可能である。観測画像に対する画像処理によって界面を抽出することができれば、界面位置の時間変化を数値的に評価することが可能となる。界面位置の時間変化が定量的に評価できれば、速度の時間変化や界面位置の時間変化に対するスペクトル解析などさまざまな評価手法が適用可能である。以下に、界面位置の追跡パターンの例をあげる。

画像解析手順について、はじめに対象画像の各ピクセルにおける輝度データを 2 次元配列 $img[y][x]$ に格納する。例えば、8 ビット BMP ファイルの場合には、あらかじめ 2 値化処理を行っておくことにより、 $img[y][x]$ には黒色を表す 0、白色をあらわす 255 の 2 つの値のみが格納されていることになる。この 2 次元配列 $img[y][x]$ を用いることで、さまざまな界面位置の追跡パターンを構築することが可能である。

以下に本解析プログラムにおいて算出可能な界面位置追跡パターンを示す。

- ① 対象物における最下部界面位置の時間変化
- ② 対象物における任意の y 座標軸上での最下部界面位置の時間変化
- ③ 対象物における任意の x 座標軸上での最右部界面位置の時間変化
- ④ 対象物における任意の x 座標軸上での最左部界面位置の時間変化
- ⑤ 対象物における垂直方向両端部の界面位置に基づく最大直径
- ⑥ 対象物における水平方向両端部の界面位置に基づく最大直径
- ⑦ 対象物における水平方向両端部の界面位置を直径と仮定した円柱体積

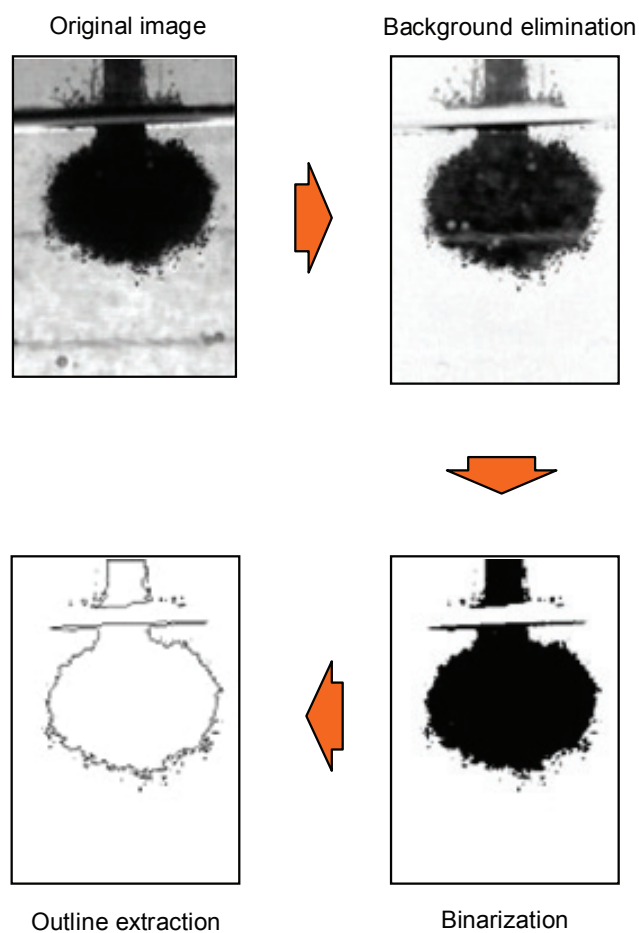


Figure 2.3.5 Outline extraction of molten metal by image processing

2.4. 実験結果

2.4.1. 分散混合蒸気爆発実験結果

図 2.4.1 は U-Alloy95 を用いた分散混合蒸気爆発実験の実験結果を縦軸に初期水温、横軸に熔融金属の初期温度として示した。●は蒸気爆発が発生した温度条件、▼は爆発には至らないものの激しい沸騰がみられた温度条件、△は蒸気爆発が発生しなかった温度条件を示している。熔融金属温度がおおよそ 400℃以上の場合に蒸気爆発の発生が確認された。また、水温が 60℃以上となった場合には、熔融金属温度が 400℃で蒸気爆発が確認されたのみで、ほとんど蒸気爆発が発生しなくなった。

図 2.4.2 は、蒸気爆発が確認されなかった観測事例である。実験条件は、水温が 23℃、U-Alloy95 が 100℃、3g、落下距離が 150mm である。図 2.4.2(a)は、テストセクション側面からの観測画像である。熔融金属が水面に到達した時刻を 0.0ms とした。熔融金属が水中に入ると、熔融金属先端がきのこの傘の形状のように徐々に広がりながら落下していく様子が観測された。図 2.4.2(b)は、実験後に回収された固化物の写真である。落下した熔融金属はおおよそ直径 5mm 程度のおはじき状もしくは球形になって固化したことがわかる。

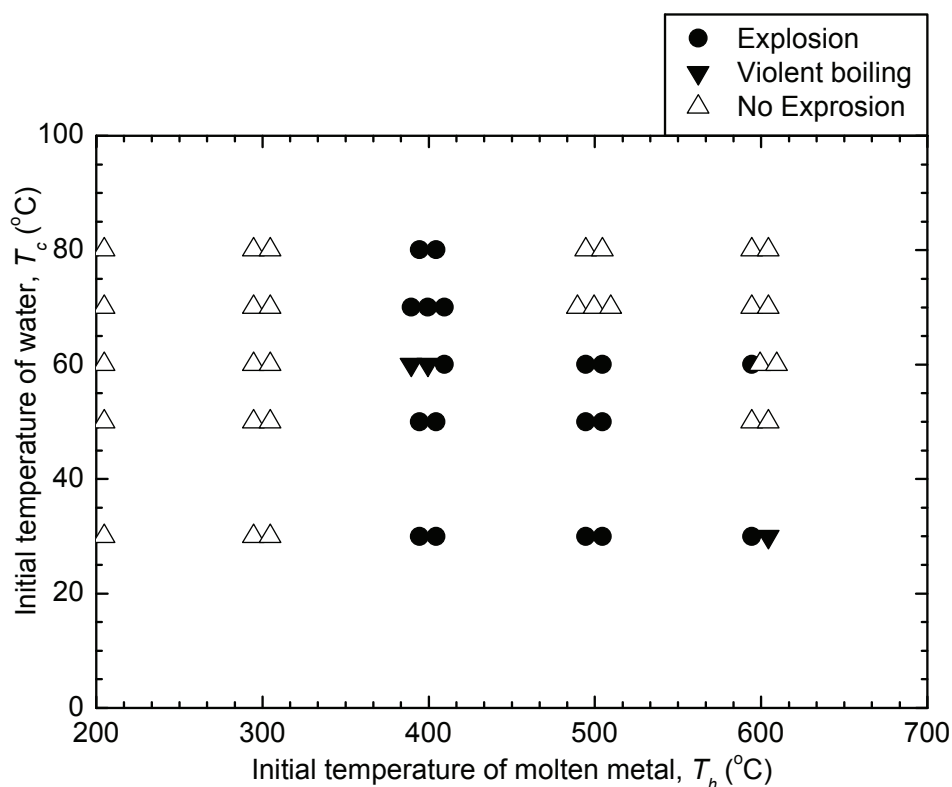
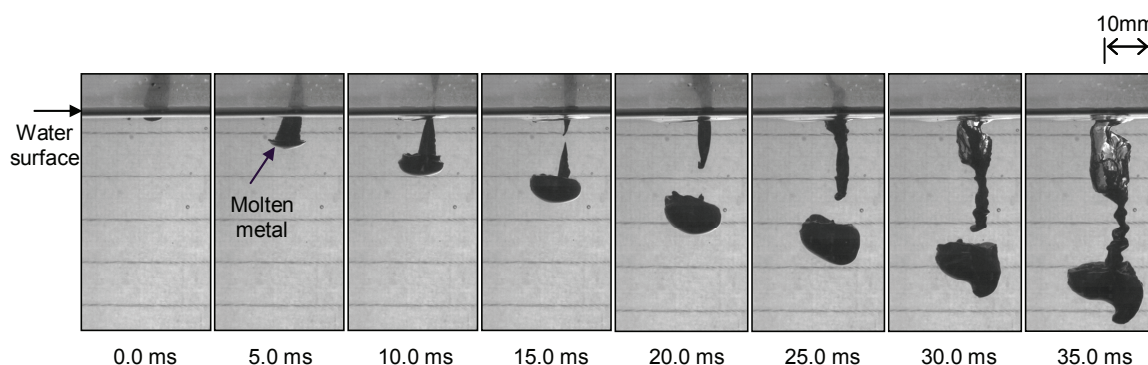


Figure 2.4.1 Experimental results of coarse-mixing vapor explosion

図 2.4.3 は、比較的厚い蒸気膜が熔融金属周囲に形成され、蒸気爆発には至らなかった観測事例である。実験条件は水温が 23℃、U-Alloy95 が 300℃、3g、落下距離が 150mm である。図 2.4.3(a) はテストセクション側面からの観測画像である。熔融金属が水面に到達した時刻を 0.0ms とした。熔融金属が水中に入ると、熔融金属全体を蒸気が覆い、特に熔融金属側面には極めて厚い蒸気層が形成されていることがわかる。その蒸気の中を熔融金属が落下していく様相が観測された。蒸気爆発が確認されなかった図 2.4.2 でもみられたように、熔融金属先端が徐々に変形しながら落下していった。図 2.4.3(b) は、実験後に回収された固化物の写真である。落下した熔融金属は、およそ直径 5mm になっておはじき状もしくは不定形として固化したことが確認された。

図 2.4.4 は、蒸気爆発が確認された観測事例である。実験条件は水温が 20℃、U-Alloy95 が 600℃、3g、落下距離が 150mm である。図 2.4.4(a) はテストセクション側面からの観測画像である。熔融金属が水面に到達した時刻を 0.0ms とした。熔融金属が水中に入り、時刻 4.0ms において熔融物先端で蒸気爆発のきっかけとなる小さなトリガリングがみられた後に全体に伝播した。その後 2～3ms の間に数回トリガリングが発生し、フラグメントが水中を飛散、沈降する様子が確認された。図 2.4.4(c) は、実験後に回収された固化物の写真である。蒸気爆発が発生した条件においては、図中にみられるような数十～数百 μm オーダーのフラグメントが生成していた。

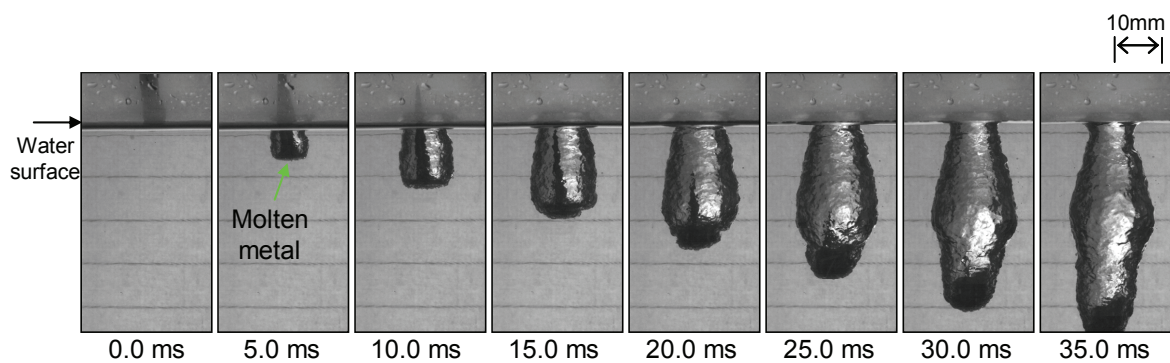


(a) Observation images of molten metal behavior



(b) Solidified metal

Figure 2.4.2 Observation images of coarse-mixing vapor explosion experiment
(U-Alloy95: 100℃, 3g; Water: 23℃; Falling distance: 150mm)

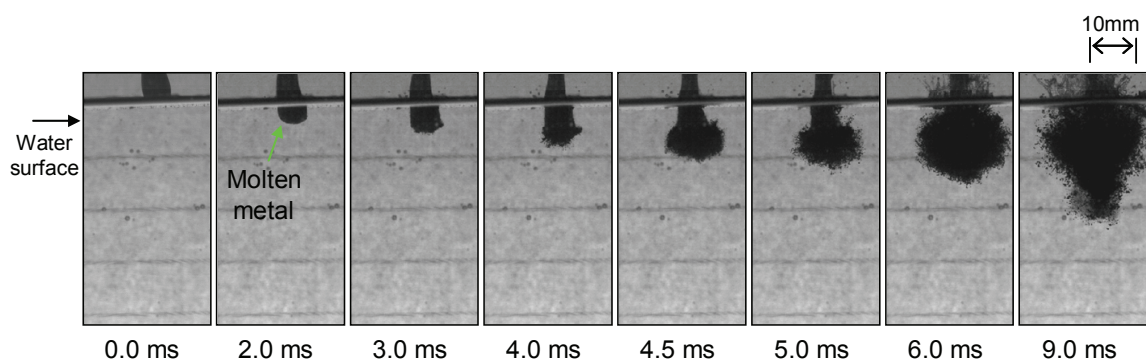


(a) Observation images of molten metal behavior

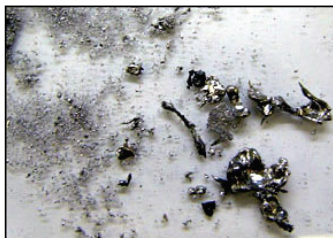


(b) Photo of solidified metal

Figure 2.4.3 Observation images of coarse-mixing vapor explosion experiment
(U-Alloy95: 300°C, 3g; Water: 23°C; Falling distance: 150mm)



(a) Observation images of molten metal behavior



(b) Photo of solidified metal

Figure 2.4.4 Observation images of coarse-mixing vapor explosion experiment
(U-Alloy95: 600°C, 3g; Water: 20°C; Falling distance: 150mm)

図 2.4.5 は、実験後に回収された固化物の写真を、横軸に熔融金属の初期温度、縦軸に初期水温をとった一覧として示した。蒸気爆発が発生した温度条件の固化物を赤線にて示した。蒸気爆発が発生しなかった温度条件の固化物は、水中を沈降している過程もしくは床面に達した後に固化しているため、直径が数 mm 程度の塊として固化する様子が確認された。図 2.4.2 のように、水の沸点に対して熔融金属温度が低い場合には固化物はキノコの傘のような形状であった。また、蒸気爆発が発生した条件においては $10 - 10^2 \mu\text{m}$ 程度の極めて細かい粒子が生成された。

2.4.2. ベーストリガ蒸気爆発実験結果

図 2.4.6 は U-Alloy95 を用いたベーストリガ蒸気爆発実験の実験結果を縦軸に初期水温、横軸に熔融物の初期水温として示した。●は蒸気爆発が発生した温度条件、△は蒸気爆発が発生しなかった温度条件を示している。また、記号の色の違いによって、水たまりの形状の違いを表している。熔融物温度がおよそ 400°C 以上かつ水温が 60°C 以下の範囲において蒸気爆発が発生する傾向にあった。

図 2.4.7 は、蒸気爆発が発生しなかった観測事例である。実験条件は、水温が 40°C 、U-Alloy95 が 400°C 、3g、Hole 形状が $\phi 20 \times 10\text{mm}$ 、水深が 10mm、落下距離が 30mm である。図 2.4.7(a) はテストセクション側面からの観測画像であり、図 2.4.7(b) は、床面下部からの観測画像である。熔融金属先端が水面上方 10mm に位置した時刻を 0.0ms とし、両者の観測画像の時刻は同期してい

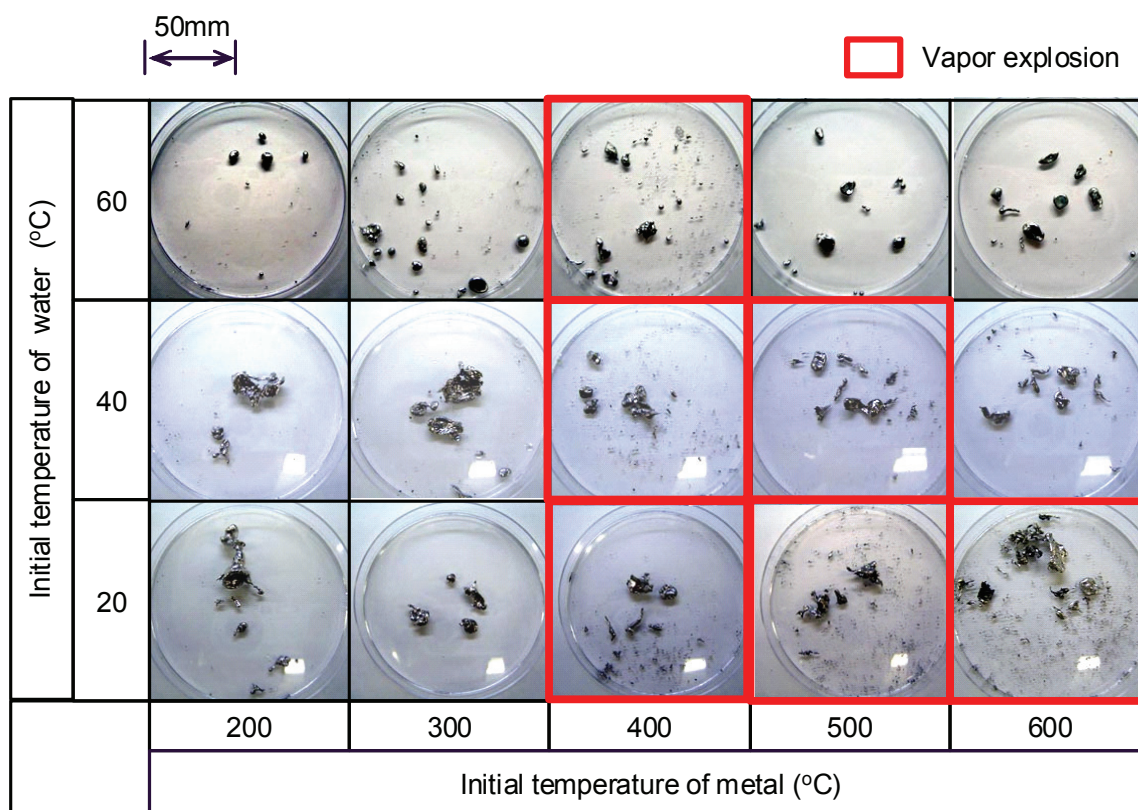


Figure 2.4.5 Solidified metal of coarse-mixing vapor explosion experiment
(Falling distance: 150mm)

る。側面からの観測画像においては、熔融金属が水中に入ることにより、体積増加分もしくは沸騰による体積膨張の影響によって水面が押し上げられて盛り上がる様子が確認された。床面下部からの観測画像において、赤丸で囲った部分が Hole つまり水たまりである。そして水たまり内部の黒色部分は水が床面に接している部分を示し、白く反射しているところは熔融金属が床面に接している部分である。水中に入った熔融金属が 26ms において床面に達し、その後床面と熔融金属の間に水をトラップしながら床面を覆っていく様子が確認された。そのトラップされた水は激しく沸騰していた。図 2.4.7(c)は、実験後に回収された固化物の写真である。(i)は固化物上面の様子であり、(ii)は床面に接していた面の様子である。全体形状としては、水たまりの中央に落下した熔融金属が床面に衝突し、周囲に広がったようなドーナツ状をしていた。また、床面に接していた面をみると、表面にくぼみが多く存在していることがわかる。これは熔融物が床面を覆っていく過程に水または蒸気をトラップしていたことを示唆する結果である。

図 2.4.8 は、蒸気爆発が確認された観測事例である。実験条件は水温が 40℃、U-Alloy95 が 600℃、3g、Hole 形状が $\phi 20 \times 10\text{mm}$ 、水深が 10mm、落下距離が 30mm である。図 2.4.8(a)はテストセクション側面からの観測画像であり、図 2.4.8(b)は、床面下部からの観測画像である。熔融金属先端が水面上方 10mm に位置した時刻を 0.0ms とし、両者の観測画像の時刻は同期している。側面からの観測画像において、熔融金属が 26.2ms までは水中を沈降していき、27.8ms において水面が盛り上がりはじめ、29.4ms では水と熔融金属が上方へ激しく吹き飛ぶ様子が確認された。それに対して、床面下部からの観測画像において、26.2ms までは熔融金属が床面を徐々に覆っていく様子

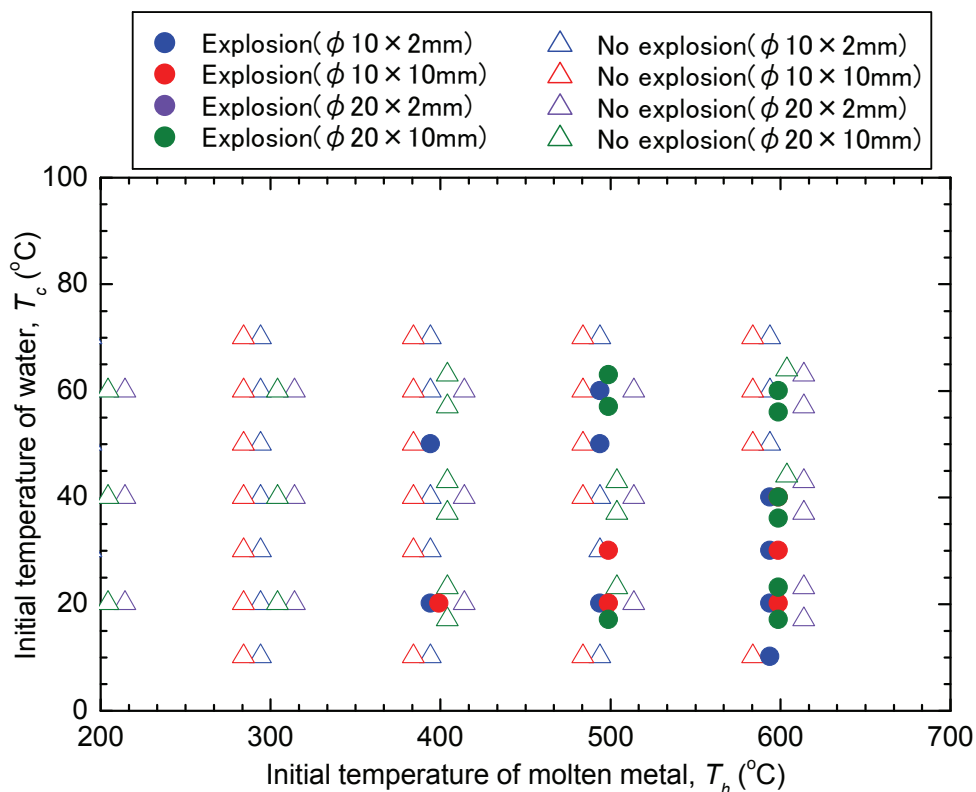
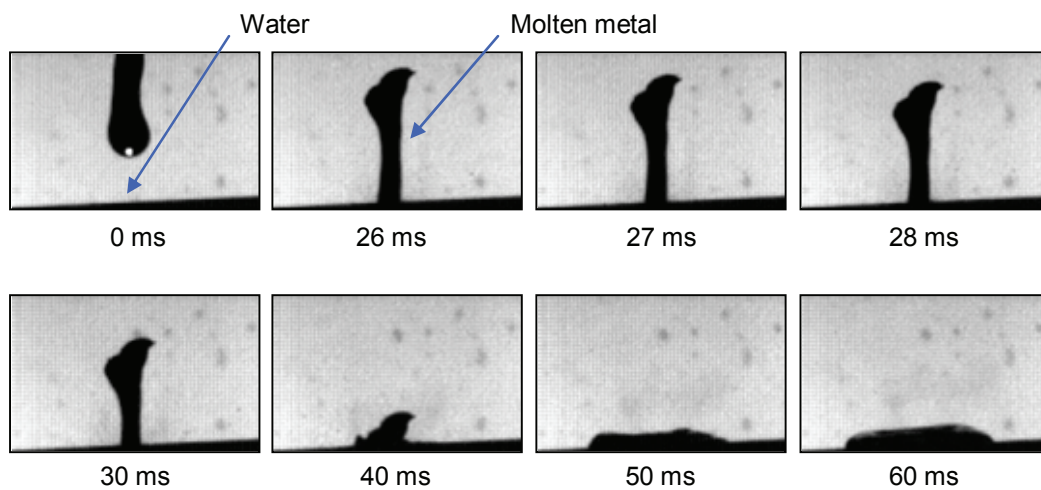


Figure 2.4.6 Experimental result of base-triggered vapor explosion

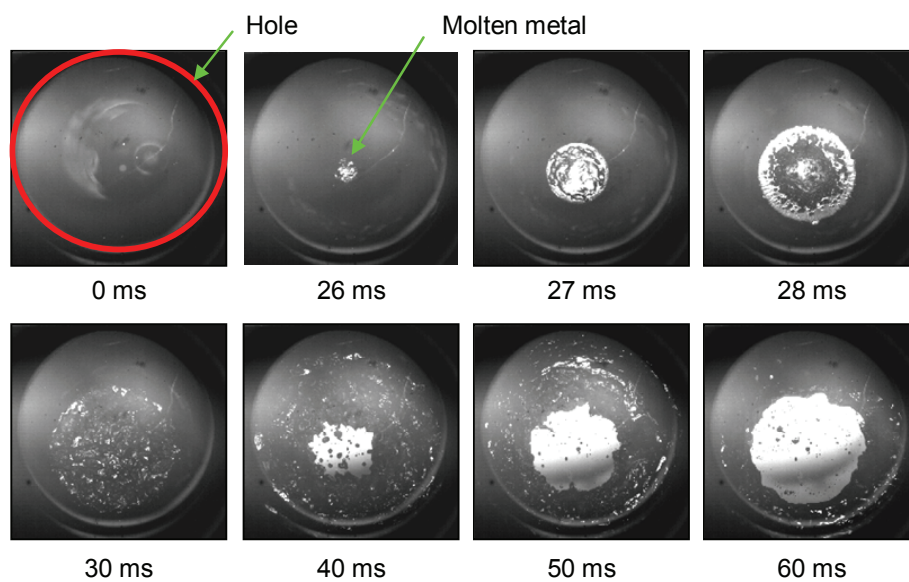
がみられるが、27.8ms のときに熔融金属中央部分のが急激に変形し、その後床面を覆っていた熔融金属全体が床面からほとんどなくなる様子が確認された。図 2.4.8(c) は実験後に回収された固化物の写真である。(i)は蒸気爆発時に外部に吹き飛ばずに水たまりに堆積した固化物の上面の様子であり、(ii)はその堆積した固化物の床面に接していた面の様子を示している。(iii)は蒸気爆発によって外部に飛散したフラグメントである。水たまりに堆積した固化物において、局所的に微粒子状の固化物が表面に固着していた。残りの部分については床面を覆った熔融金属がそのまま固化に至ったままであることから、微粒子の固着が顕著にみられた部位で蒸気爆発のトリガリングが発生した可能性がある。蒸気爆発により生じたフラグメントは、 $10 - 10^2 \mu\text{m}$ 程度の非常に細かい粒子も確認された。

図 2.4.9 は、実験後に回収された水たまり内の堆積固化物の様子を縦軸に初期水温、横軸に熔融物の初期水温として示した。実験条件は Hole 形状が $\phi 20 \times 10\text{mm}$ 、水深が 10mm、つまり水深が深い場合である。図 2.4.9(a) が固化物上面、図 2.4.9(b) が固化物下面すなわち床面に接した面の様子である。赤線で囲んだ温度条件は蒸気爆発が発生したことを示している。蒸気爆発が発生した条件においては、図中の写真には示していないものの、水たまりに堆積した固化物のほかに直径が 1mm 以下のフラグメントも生成された。固化物上面の様子において、熔融金属温度が高くなるにつれて固化するまでの時間が長くなり、表面張力による変形できる時間が長くなることで、固化物の形状がドーナツ上からおはじき状に変化していることがわかる。また、床面に接した面の様子から、固化物表面にくぼみが多数存在していることがわかる。これは、床面と熔融金属の間に水または蒸気をトラップしていたことを示唆する結果である。

図 2.4.10 は、実験後に回収された水たまり内の固化物の様子を縦軸に初期水温、横軸に熔融物の初期水温として示した。実験条件は、Hole 形状が $\phi 20 \times 10\text{mm}$ 、水深が 2mm、つまり水深が浅い場合である。図 2.4.10(a) が固化物上面、図 2.4.10(b) が固化物下面すなわち床面に接していた面の様子である。蒸気爆発が発生した実験結果はなく、青線で示した温度条件は激しい沸騰がみられたことを示している。固化物上面の様子において、熔融金属温度が 200°C という低い場合を除いて多くの条件でおはじき状に丸まった固化形状であることがわかる。これは、熔融金属に対する水の体積比が小さいために熔融金属が固化するまでの時間が長くなり、表面張力によって変形したことによる。床面に接した面の様子からは、固化物表面にほとんどくぼみがないことがわかる。これについても、熔融金属に対する水の体積比が小さいために、熔融金属が床面に接触して広がる過程に影響を及ぼす水の量が少なかったためであると考えられる。



(a) Observation images from side view



(b) Observation images from bottom view

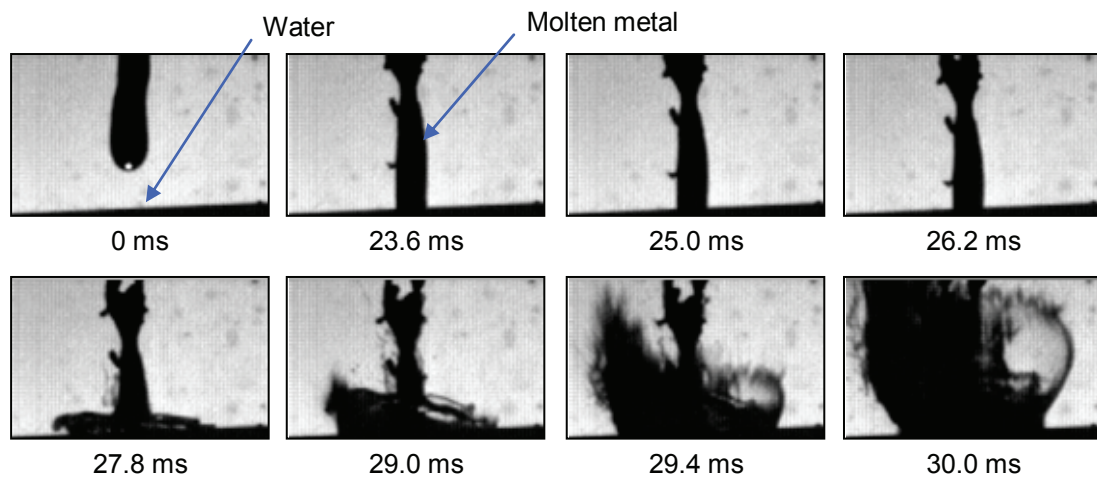


(i) Top view

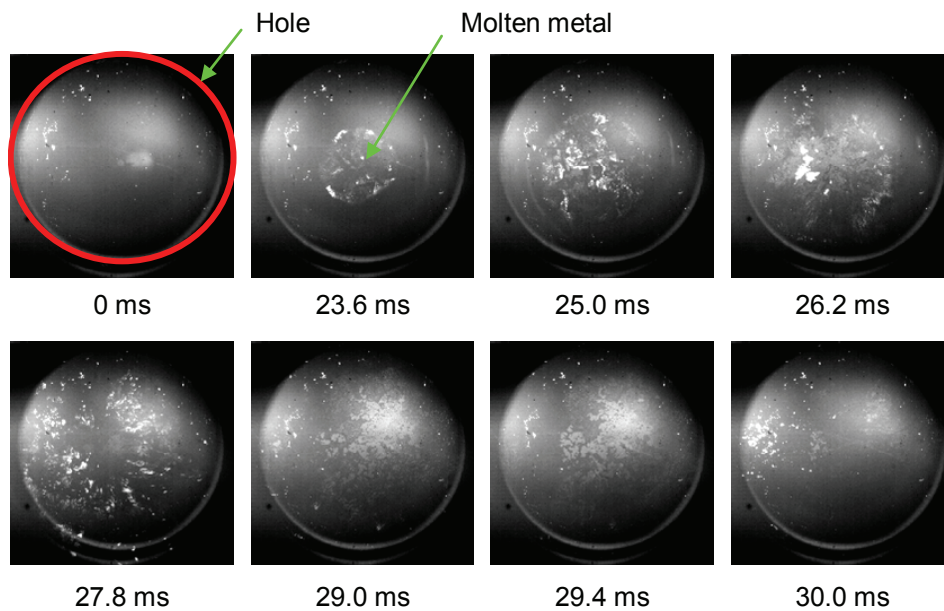
(ii) Bottom view

(c) Solidified metal

Figure 2.4.7 Experimental results of base-triggered vapor explosion
(U-Alloy95: 400°C, 3g; Water: 40°C; Hole: $\phi 20 \times 10\text{mm}$; Water depth: 10mm)



(a) Observation images from side view



(b) Observation images from bottom view

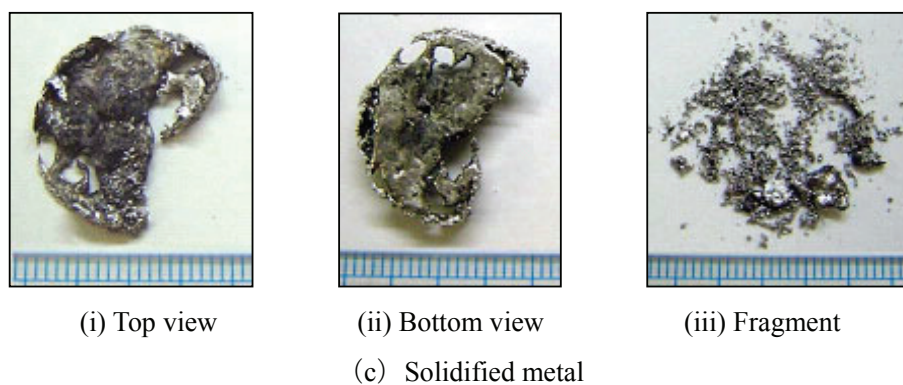
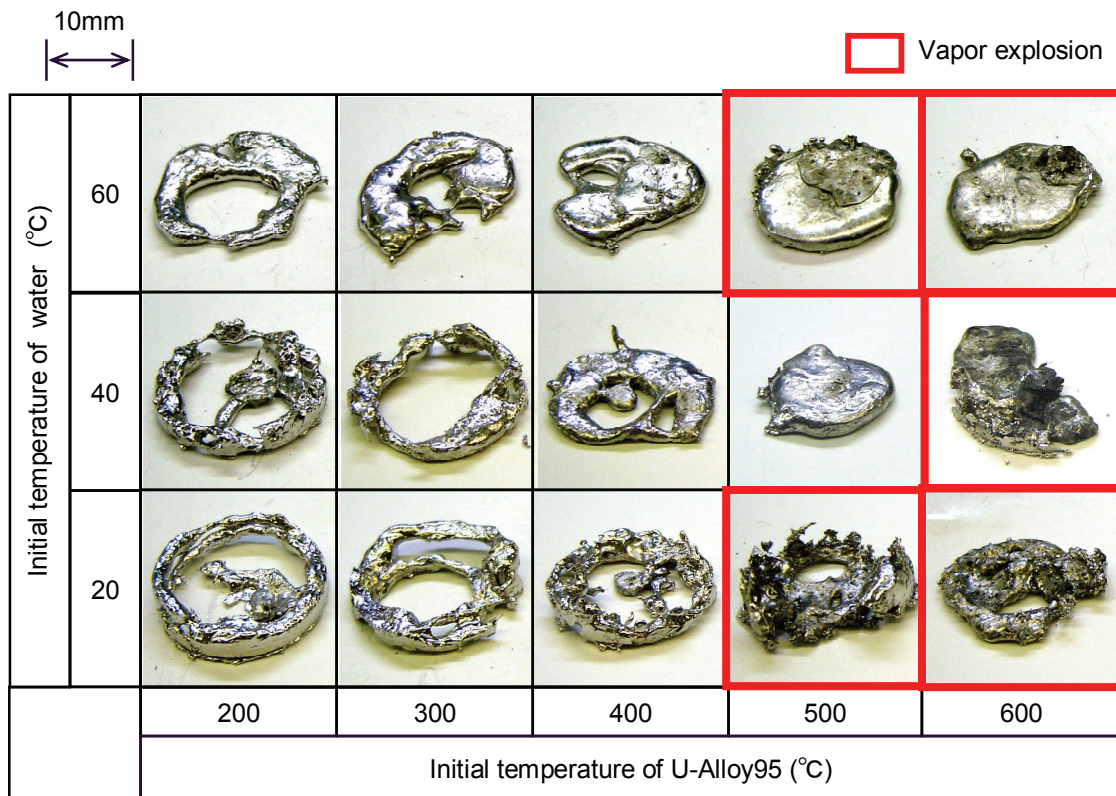
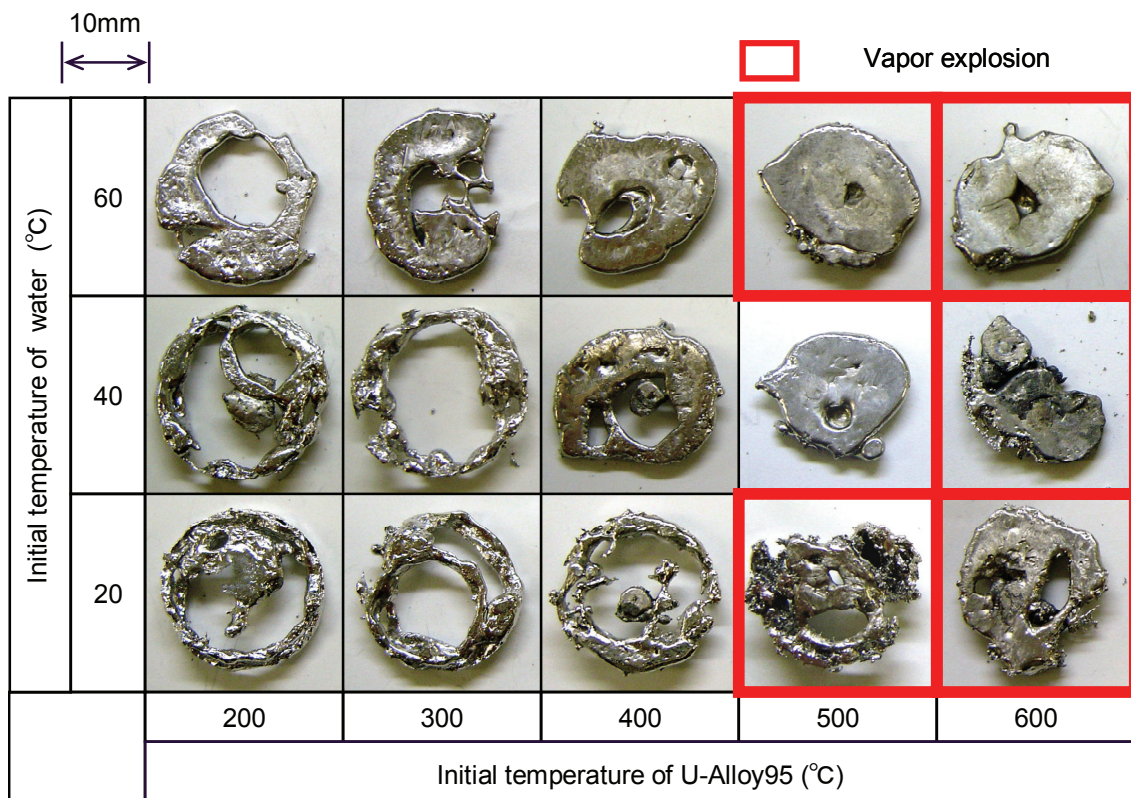


Figure 2.4.8 Experimental results of base-triggered vapor explosion
(U-Alloy95: 600°C, 3g; Water: 40°C; Hole: $\phi 20 \times 10\text{mm}$; Water depth: 10mm)

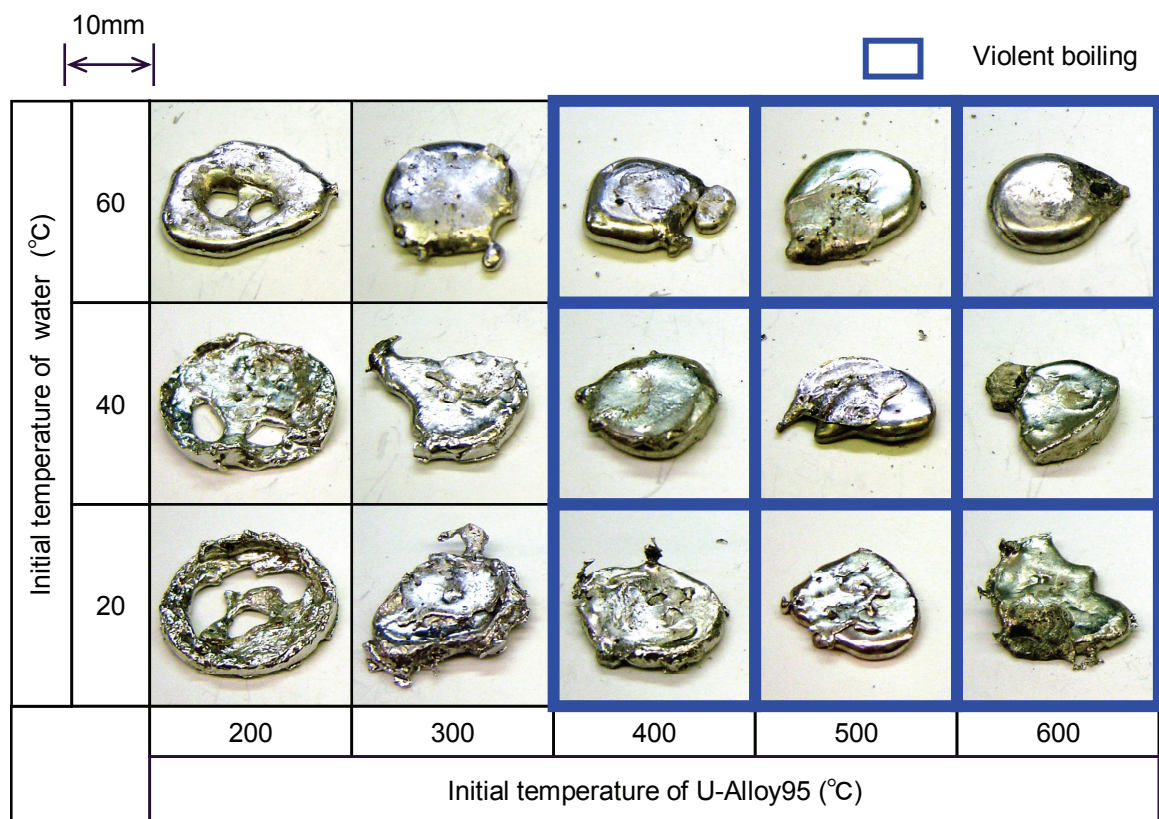


(a) Top view of solidified metal

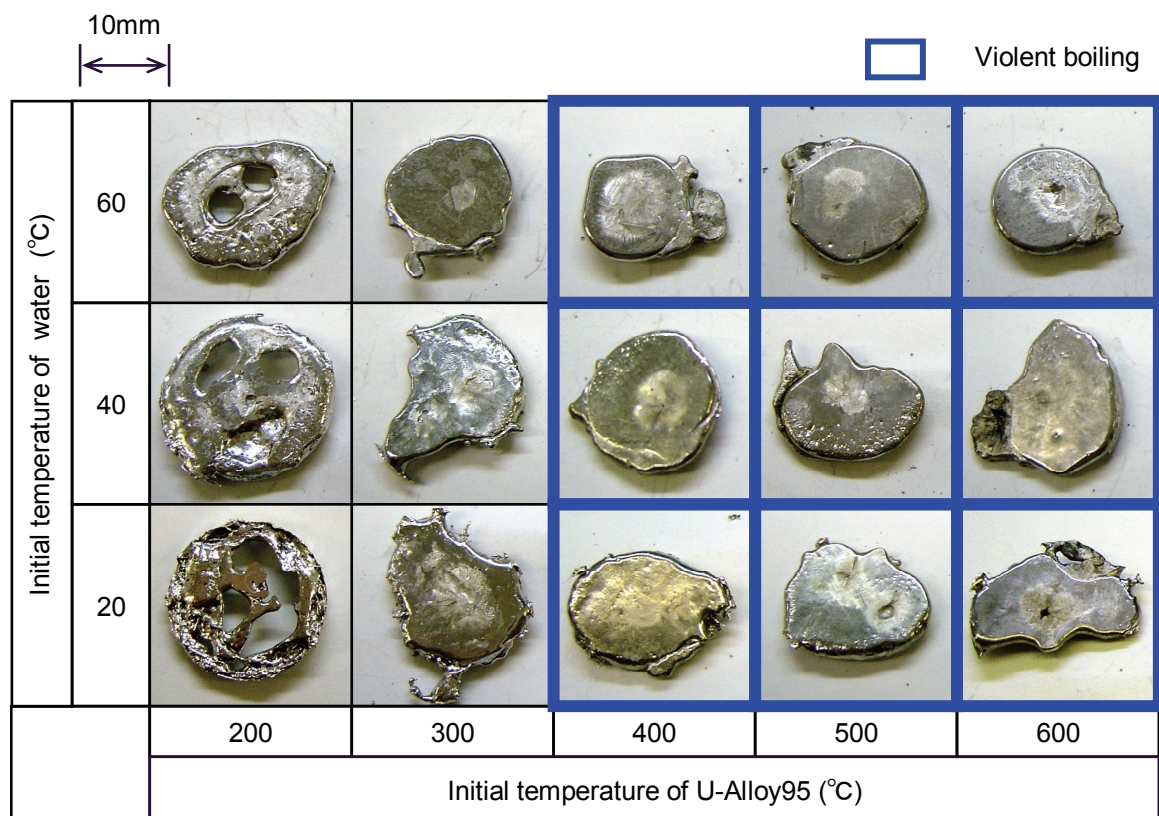


(b) Bottom view of solidified metal

Figure 2.4.9 Photo of solidified metal in base-triggered vapor explosion experiment
(U-Alloy95 : 3g; Hole : $\phi 20 \times 10\text{mm}$; Water depth : 10mm)



(a) Top view of solidified metal



(b) Bottom view of solidified metal

Figure 2.4.10 Photo of solidified metal in base-triggered vapor explosion experiment
(U-Alloy95 : 3g; Hole : $\phi 20 \times 10\text{mm}$; Water depth : 2mm)

2.5. 蒸気爆発発生時の熔融金属挙動の評価

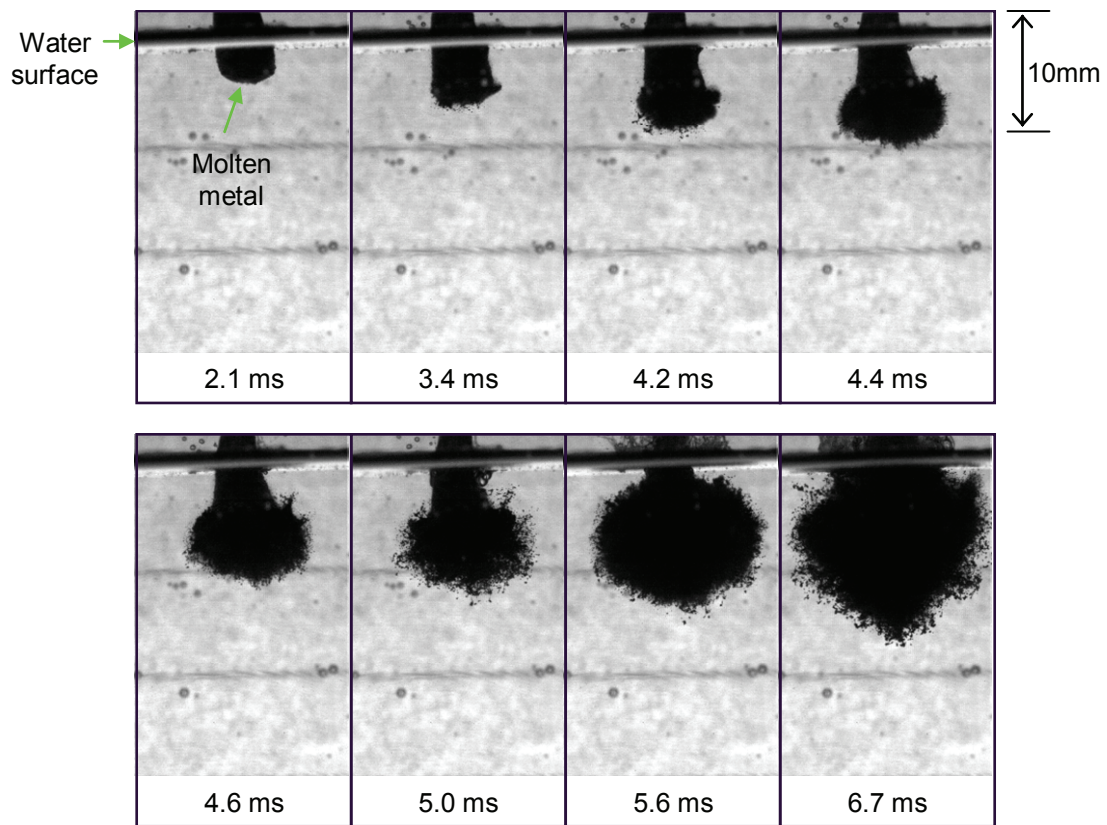
2.5.1. 分散混合体系における蒸気爆発

分散混合蒸気爆発実験によって得られた観測画像に対して、PIV 解析および界面追跡法による画像解析を行い、熔融金属の沈降ならびに蒸気爆発発生時の熔融金属挙動を評価した。

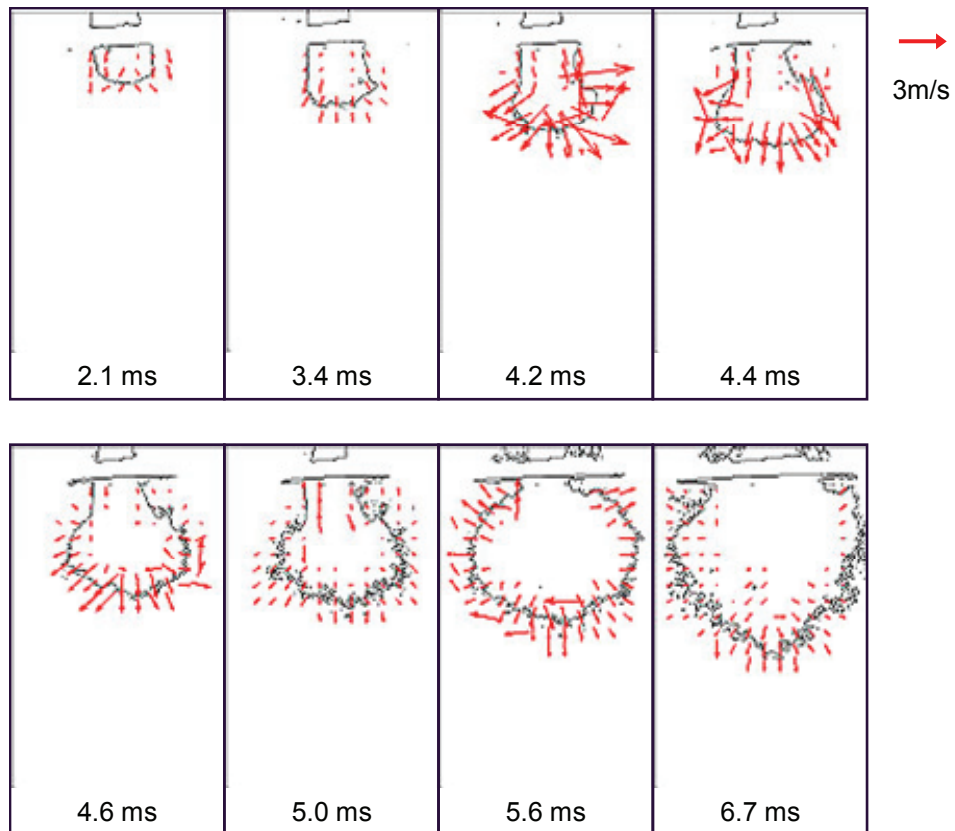
まずは、PIV 解析によって分散混合蒸気爆発時の全体的な熔融金属挙動を評価することとした。図 2.5.1 は、蒸気爆発発生時の観測画像ならびに熔融金属の界面速度分布の評価結果である。図 2.5.1(a) は、蒸気爆発を観測した原画像である。図 2.4.4 で示した観測画像における蒸気爆発時の様子をより詳細に示している。実験条件は、U-Alloy95 が 600℃、3g、水温が 20℃、落下距離が 150mm である。熔融金属下端が水面に到達した時刻を 0ms とした。熔融金属が水中を沈降してから 3.4ms 経過すると、熔融金属下端付近で局所的に熔融金属界面が乱れて微粒化し始めた。その後、熔融金属界面の不安定、微粒化が全体に伝播してトリガリングに至った。5.0ms において、膨張していた熔融金属界面が一旦収縮するような様相がみられ、その後再び蒸気爆発によって熔融金属界面が拡大していく様子が観測された。図 2.5.1(b) は、PIV 解析による熔融金属界面の移動速度分布の評価結果である。蒸気爆発による水中での熔融金属の膨張過程に着目するため、観測画像から熔融金属の界面のみを画像処理によって抽出し、その界面抽出画像に対して PIV 解析を行った。4.2–4.4ms において界面移動速度がおおよそ 6m/s まで急激に上昇し、その後時刻 5.0ms 付近で 1m/s 程度まで減少し、再び時刻 5.6ms でおおよそ 4m/s まで上昇する、熔融金属界面の膨張・収縮過程が PIV 解析によって定量的に評価することができた。

次に、界面追跡法を用いて水中における熔融金属の沈降および蒸気爆発時の膨張挙動を評価する。熔融金属の沈降方向に対応する鉛直方向および水平方向にそれぞれ着目し、熔融金属界面位置の時間変化を評価した。

図 2.5.2 は、図 2.4.2、図 2.4.3、図 2.4.4 に示した観測画像に対して、鉛直方向の熔融金属界面位置ならびに界面移動速度の時間変化を示している。蒸気爆発が発生した場合と発生しなかった場合について比較した。図 2.5.2(a) は、それぞれの実験条件における熔融金属下端位置の時間変化である。熔融金属下端が水面に到達した時刻を 0ms とした。熔融金属温度が 100℃ の場合には、蒸気爆発の発生ならびに蒸気膜の生成もなく、蒸気爆発が発生した場合は爆発に伴う圧力の増加によってより早い時間に深い水深まで熔融物が到達していることがわかる。また、蒸気爆発が発生しなかった条件においても、熔融金属温度が 100℃ の場合よりも 300℃ の場合のほうがより深い位置に熔融金属が到達している。これは熔融金属温度が 300℃ の場合には熔融金属周囲に蒸気膜が形成されており、熔融金属表面が水から受けるせん断力が相対的に小さくなったことに起因すると考える。図 2.5.2(b) は、熔融金属下端位置の時間変化から、垂直方向の 1 次元界面移動速度を求めた結果である。蒸気爆発が発生しなかった場合は、おおよそ 1.2m/s の一定速度で熔融金属が水中を沈降することがわかった。それに対して、蒸気爆発が発生した場合には 0.5–5.4m/s の範囲で界面移動速度の激しい変動がみられた。これは、蒸気爆発における蒸気の膨張、収縮挙動に対応している。特に、蒸気爆発が発生した 4ms 付近からは界面移動速度が顕著に増大した。

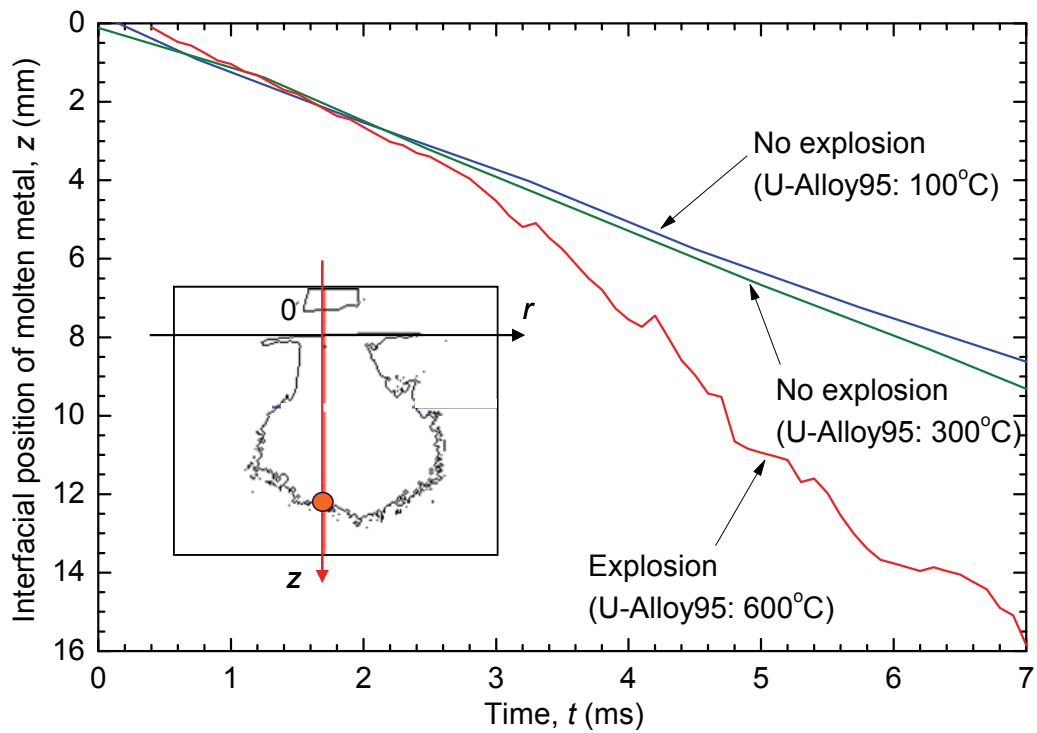


(a) Original images at coarse-mixing vapor explosion

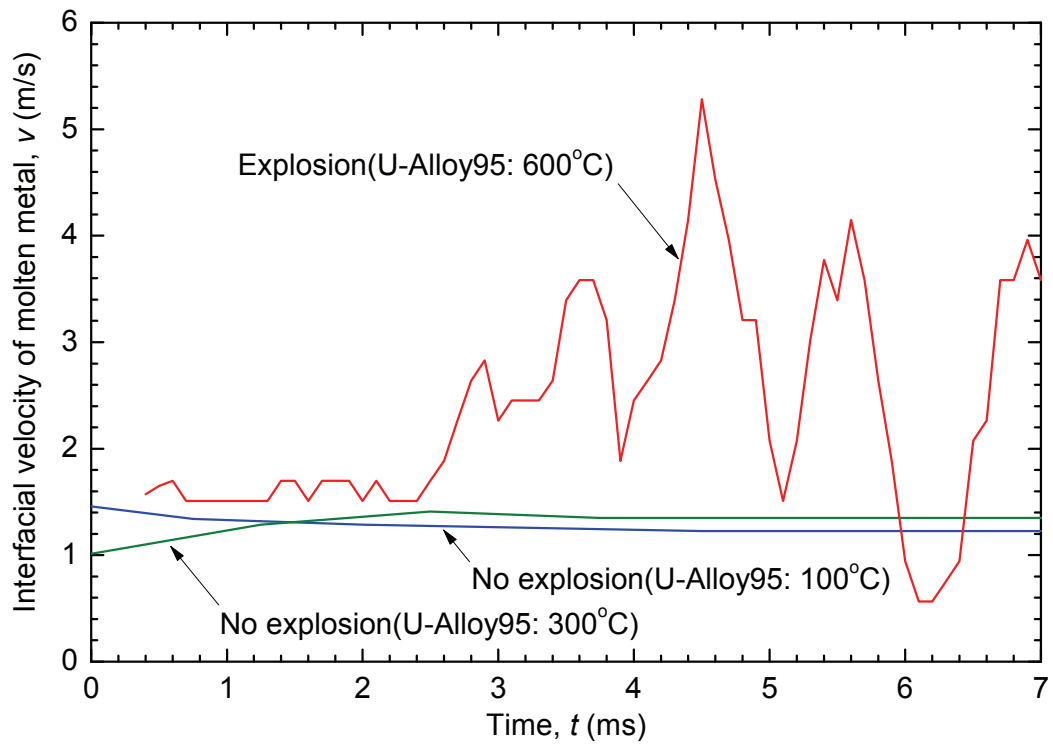


(b) Result with PIV analysis

Figure 2.5.1 Interfacial behavior at coarse-mixing vapor explosion
(U-Alloy95: 600°C, 3g; Water: 20°C; Falling distance: 150mm)



(a) Bottom position of molten metal in water pool



(b) Settling velocity of molten metal in water pool

Figure 2.5.2 Bottom position and settle velocity of molten metal in water pool

図 2.5.3 は、PIV 解析ならびに界面追跡法によって求めた界面移動速度の比較結果である。PIV 解析結果における界面移動速度は、界面全体の平均値として示した。界面追跡法における界面移動速度は、蒸気爆発による体積膨張の中心を原点としたときの鉛直方向の界面移動速度を 5 点の移動平均値として示した。両者の界面移動速度を比較すると、界面全体の平均速度と鉛直下向きの 1 次元速度という評価の違いはあるものの、定量的にもほぼ同様の傾向として評価できることがわかった。3ms 付近から熔融金属界面の乱れや微粒化が開始したことによって、界面移動速度が 2-3 倍に増大した。蒸気爆発のトリガリングが発生した 4ms 付近で第 1 の膨張過程において最大の界面移動速度を示し、両者の評価方法で約 5m/s であった。その後は蒸気の収縮ならびに再膨張過程を示していることが分かる。

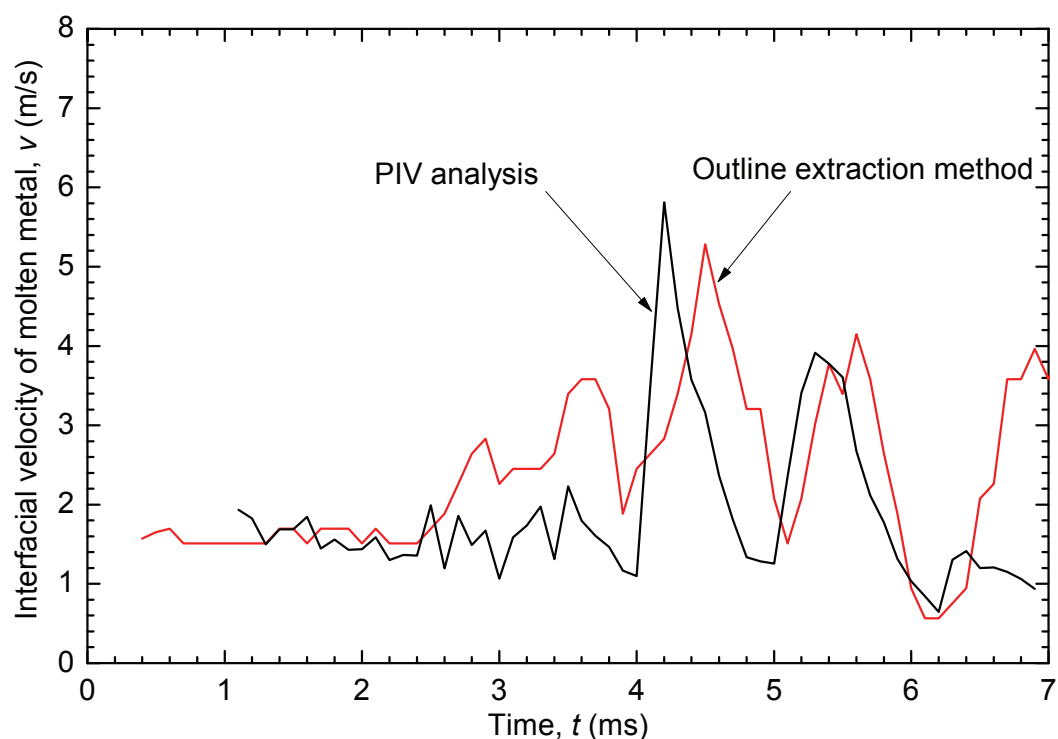


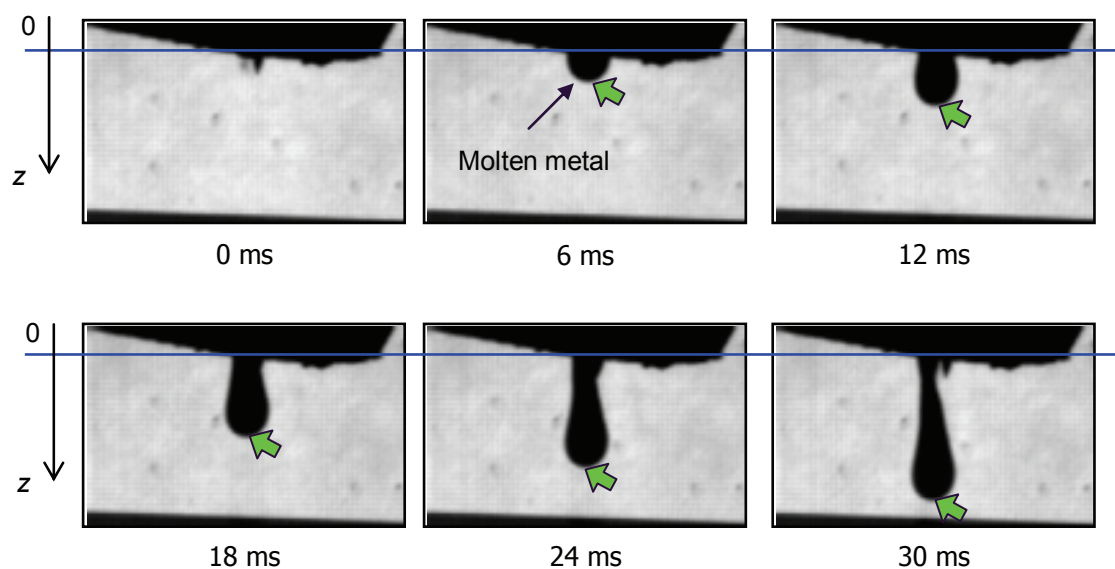
Figure 2.5.3 Comparison of interfacial velocity between PIV result and outline extraction method result at coarse-mixing vapor explosion
(U-Alloy95: 600°C, 3g; Water: 20°C; Falling distance: 150mm)

2.5.2. ベーストリガ体系における蒸気爆発

(1) 溶融金属の落下速度評価

本実験においては溶融物を自然落下させている。これは実際のプラントにおいて蒸気爆発が発生しうる場合には溶融金属が自重落下することを想定しているためである。本実験体系では自重落下ではあるものの、落下距離が小さいために落下速度は比較的小さいと考えられる。そこで、まずは本実験体系における溶融金属の落下速度を観測画像から求めることとした。

図 2.5.4 は、加熱炉から落下する溶融金属の落下挙動ならびに落下位置の評価結果を示している。図 2.5.4(a) は、テストセクション側面より溶融金属が落下する様子を観測した画像である。画像上部の影は加熱炉下端であり、加熱炉下端面を 0 として鉛直方向に z 軸を定義し、 z 軸方向の移動距離を求める。加熱炉下端から溶融金属が落下し始める時刻を 0ms とした。時間経過とともに溶融金属が加熱炉から落下している様子が確認された。図 2.5.4(b) は、溶融金属下端の位置の時間変化を示している。溶融金属が落下する時間スケールにおいてはほぼ一定速度で溶融物が落下しているとみなせる。よって、直線近似することで傾きから溶融物の落下速度を求めると、0.56m/s であった。



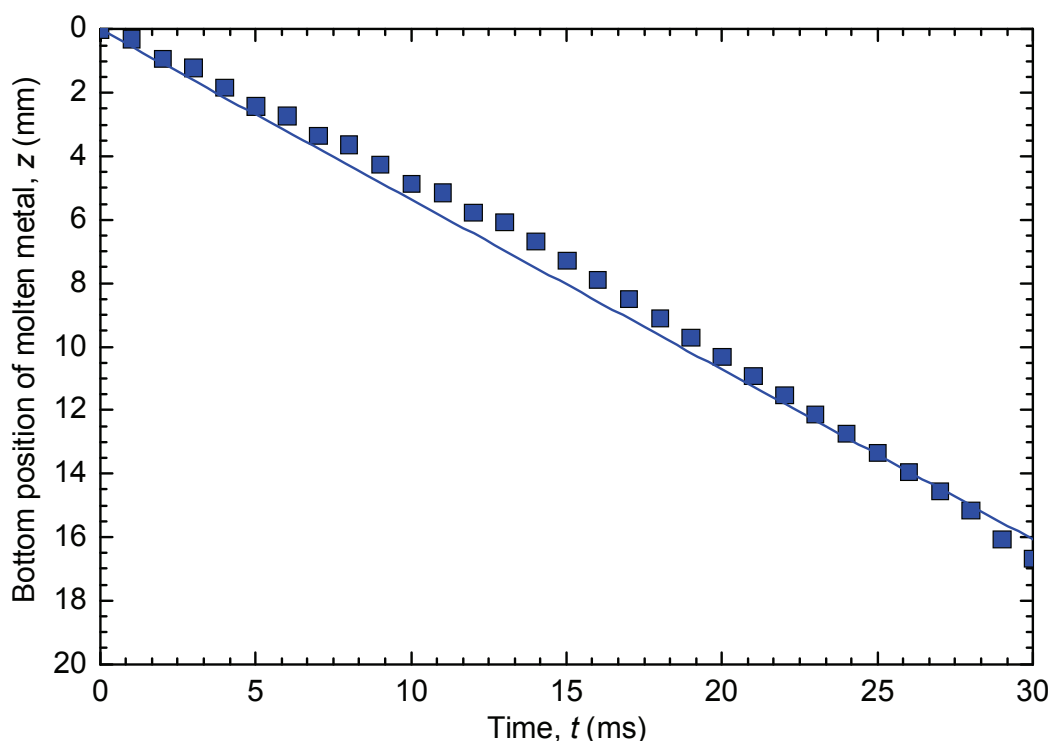
(a) Original images at molten metal fall

Figure 2.5.4 Bottom position of molten metal during free-fall (Cont'd)

(2) 床面観測による溶融物挙動評価

ベーストリガ蒸気爆発の観測結果より、床面と溶融金属の間に水がトラップされることがわかった。本節では、水たまりに落下した溶融金属の床面における挙動に対して PIV 解析およびデジタル相関法を適用することにより、トリガリングにおける溶融金属の全体挙動および着目する局所界面挙動を定量的に評価する。

図 2.5.5 は、ベーストリガ蒸気爆発が発生した時の床面を広がる溶融金属挙動に対する PIV 解析結果である。図 2.5.5(a) は、蒸気爆発が発生したときの床面下部からの観測画像である。実験条件は、水温が 20℃、U-Alloy95 が 600℃、3g、水たまりが直径 10mm、水深が 10mm である。図中の赤丸で囲った部分が Hole つまり水たまりに相当する。また、水たまりの内部の黒い部分は水が床面に接している部分であり、白く反射しているところは溶融金属が床面に接している部分である。溶融金属が床面に到達した時刻を 0.0ms とした。溶融金属が床面に達した後、床面を覆うように広がってゆき、5.5ms においてトリガリングが発生した。図 2.5.5(b)は、蒸気爆発前後の様相を比較するために観測画像の中から 0.5ms ならびに 5.0ms を取り出して PIV 解析を実施した結果である。PIV 解析を行うにあたり、床面に接している溶融金属の情報のみを抽出するために、画像処理によって 2 値化して溶融金属部分のみを抽出した。0.5ms では、溶融金属が床面に到達した直後であるため、溶融金属が放射状に広がる様子がわかる。床面における溶融金属の界面が放射状に広がる速度はおよそ 0.7m/s であった。それに対して、蒸気爆発が発生した時刻である 5.0ms では、溶融金属の界面移動速度の急激な増大がみられ、代表的な速度値としては 1.62m/s であった。よって、溶融金属が床面を覆っていく過程と比較して、蒸気爆発発生時にはおよそ 3 倍程度



(b) Bottom position of molten metal

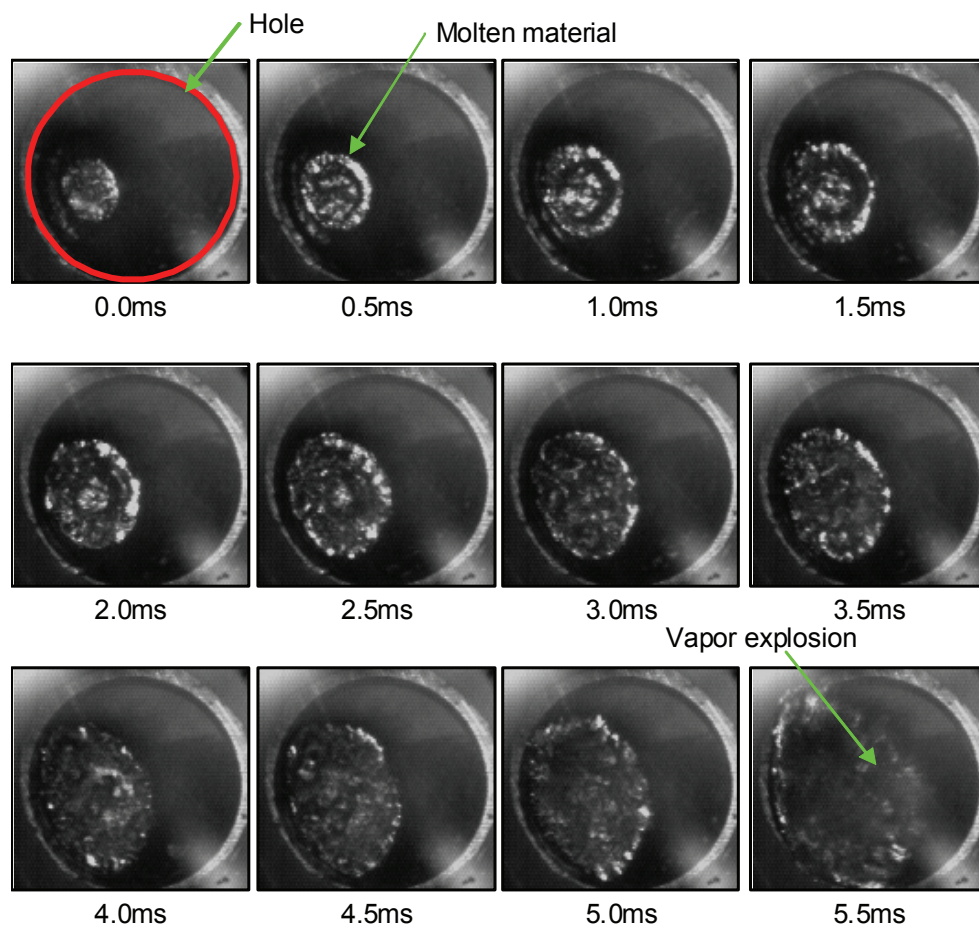
Figure 2.5.4 Bottom position of molten metal during free-fall

の速度で熔融金属が急膨張しながら、最終的には外部へ飛散していくことがわかった。

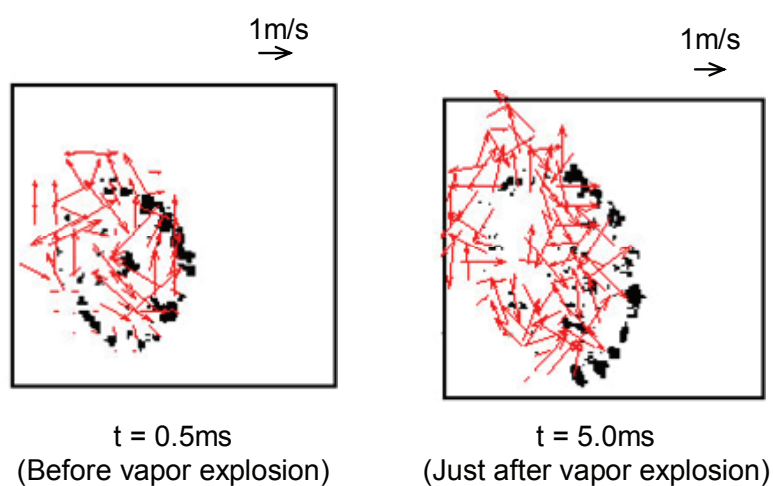
以上の PIV 解析によって、熔融金属の全体的な挙動に対しては定量的な評価を行うことができた。しかしながら、本実験によって得られた観測画像の解像度が低いことにも起因しているが、熔融金属と水との接触界面のような着目したい局所的な挙動については十分な PIV 解析を行うこと困難である。そこで、サブピクセル精度変位で界面挙動の定量評価を行うために、デジタル相関法による界面移動速度解析を行った。

図 2.5.6 は、蒸気爆発前後の熔融金属界面位置および界面移動速度をデジタル相関法によって求めた結果を示している。図 2.5.6(a) の左図は、図 2.5.5 に示した観測画像のうち、0.0ms、2.5ms、5.0ms における 2 枚の連続画像である。これらの観測画像の中から、蒸気爆発の発生に至る熔融金属界面に対応する部位を抽出し、デジタル相関法を用いて界面挙動を評価した。図 2.5.6(a) の右図は、着目した熔融金属の界面挙動ならびに、デジタル相関法によって求めた界面位置を示している。各画像の赤線が界面位置に対応する。蒸気爆発発生以前は、界面形状を保ったまま、右方向へ一次元的に移動していることが分かる。蒸気爆発の発生とともに、界面形状が急激に乱れ、熔融金属が膨張していく様子が確認された。図 2.5.6(b) は、①から③までの各時刻における 2 枚の連続画像の界面位置変化から、右方向への 1 次元的な界面移動速度として求めた結果を示している。界面移動速度は 0.0ms、2.5ms、5.0ms に対してそれぞれ 1.0m/s、0.5m/s、3 - 5m/s となり、蒸気爆発の発生とともに急激に増大していることがわかる。

以上の評価結果に基づき、熔融金属が床面に到達した直後には、ある界面移動速度で床面を広がっていたものが、一旦停滞もしくは減速したのちに蒸気爆発にいたることがわかった。つまり、熔融金属周囲には蒸気膜が存在した、いわゆる膜沸騰状態が形成されていると考えられる。その蒸気膜が何らかのトリガがかかることによって崩壊し、蒸気爆発に至るという熱的デトネーションモデルがこのベーストリガ蒸気爆発に対しても成立していることが考えられる。図 2.5.6(a) の観測画像からは明確な蒸気膜の存在はみることはできないものの、時刻 5.0ms までは熔融金属界面が安定した形状を保ったまま移動していることから、熔融金属は蒸気膜で覆われており、5.0 - 5.5ms の間で蒸気膜が何らかの要因で崩壊し、液液直接接触が起こることで蒸気爆発に至ったと考える。

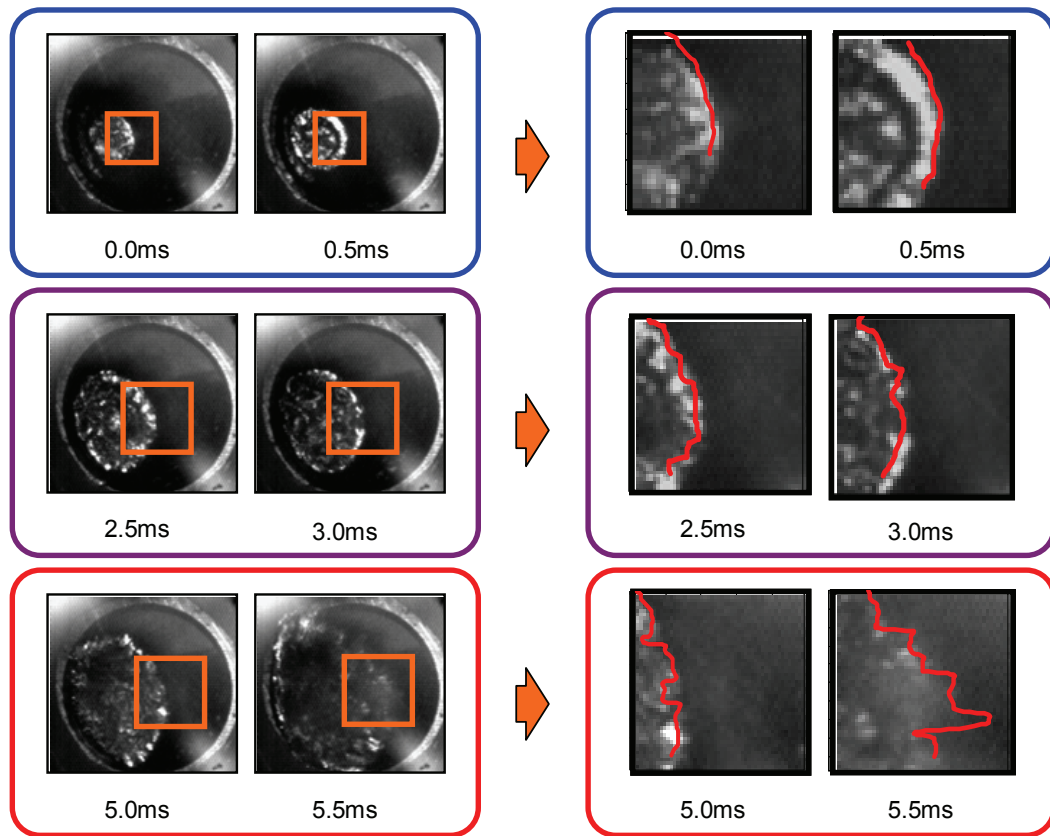


(a) Original images from bottom view at base-triggered vapor explosion

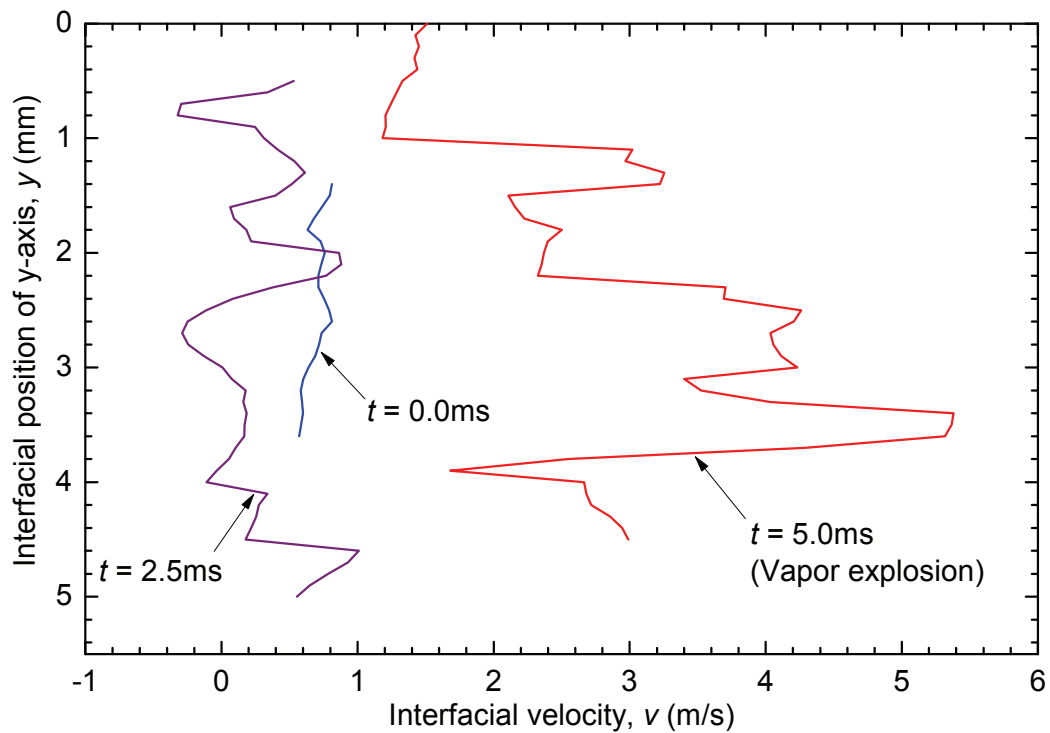


(b) PIV analysis result around base-triggered vapor explosion

Figure 2.5.5 PIV analysis result at base-triggered vapor explosion on floor



(a) Original images and result of interfacial position of molten metal on floor



(b) One-dimensional interfacial velocity of molten metal on floor

Figure 2.5.6 Interfacial position and velocity of molten metal on floor at base-triggered vapor explosion

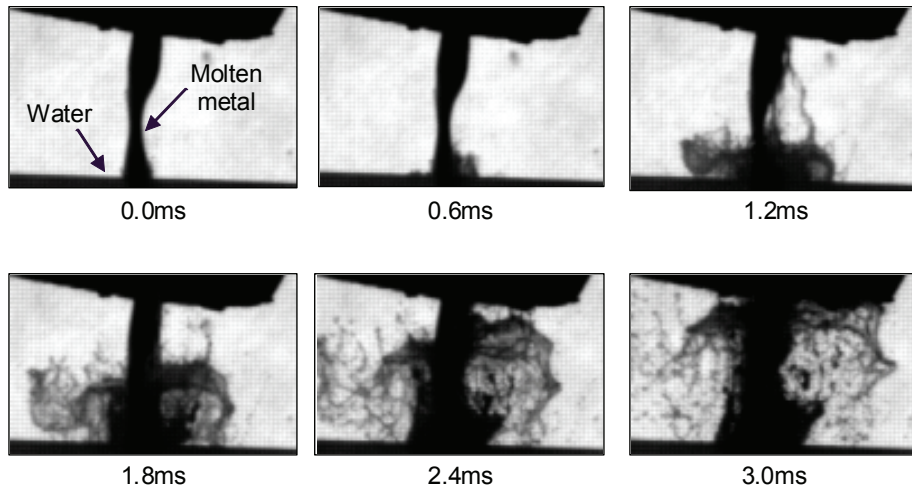
(3) 側面観測による溶融金属挙動の評価

ベーストリガ蒸気爆発においては、水たまり上方へ激しく溶融金属が噴出する様子が観測され。そこで、ベーストリガ蒸気爆発発生時の溶融金属噴出挙動を溶融金属の界面位置変化に基づき評価し、界面位置の移動量から噴出速度の算出を検討した。

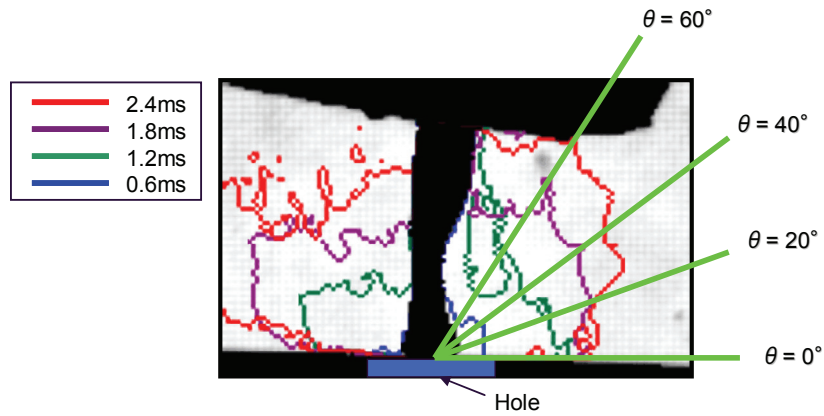
図 2.5.7 は、ベーストリガ蒸気爆発発生時の側面観察画像ならびに噴出速度の評価結果である。実験条件は水温が 30℃、U-Alloy95 が 600℃、3g、Hole 形状が $\Phi 10 \times 10\text{mm}$ 、水深が 10mm であり、水深が深く水面が周囲と同じ高さの条件においてベーストリガ蒸気爆発が発生した時の様相である。図 2.5.7(a)は、ベーストリガ蒸気爆発発生時の側面観測画像を示している。蒸気爆発により、水たまりから溶融金属が噴出し始める時刻を 0.0ms とした。蒸気爆発の発生に伴って、水と溶融金属が周囲に放射状に吹き飛んでいる様子が観測された。図 2.5.7(b) は、観測画像から画像処理によって溶融金属の界面のみを抽出し、重ね合わせた様子を示している。この実験条件では噴出物が放射状に拡大していることから、噴出物が水たまりの中心から放射状に広がると仮定して噴出速度を算出する。図中には、床面水平方向から 20°、40°、60° の角度を示している。それぞれの角度における噴出物界面位置の変化から噴出速度を求める。図 2.5.7(c) は、噴出物の界面位置の時間変化を示している。縦軸が半径方向の界面位置、横軸は経過時間である。この時間スケールにおいては、界面位置がほぼ一定速度で移動していることから、直線近似によって噴出速度を算出した。その結果、噴出速度は 7.3m/s であった。

図 2.5.8 は、ベーストリガ蒸気爆発発生時の側面観察画像ならびに噴出速度の評価結果である。実験条件は水温が 30℃、U-Alloy95 が 600℃、3g、Hole 形状が $\Phi 10 \times 10\text{mm}$ 、水深が 2mm であり、水深が浅く水面が周囲よりも低い条件においてベーストリガ蒸気爆発が発生した時の様相である。図 2.5.8(a) は、ベーストリガ蒸気爆発発生時の側面観測画像を示している。蒸気爆発により、水たまりから噴出し始める時刻を 0.0ms とした。蒸気爆発の発生に伴って水と溶融金属が上方に噴出する様子が観測された。図 2.5.8(b) は、観測画像から画像処理によって噴出物の界面のみを抽出し、重ね合わせた様子を示している。この実験条件では噴出物界面が上方に 1 次元的に移動していることから、溶融金属が水たまりから鉛直上向き方向に一次元的に噴出すると仮定して噴出速度を算出することとした。図中には、水たまりの中心から半径方向に 2.5mm、5.0mm の位置を示した。この半径方向 2 点の界面位置の移動量から噴出速度を求める。図 2.5.8(c) は、噴出物界面位置の時間変化を示している。縦軸が噴出物の界面位置、横軸が経過時間である。図 2.5.7 と同様に、この時間スケールにおいては界面位置がほぼ一定速度で移動していることから、直線近似によって噴出速度を算出した。その結果、噴出速度はおよそ 14m/s であった。

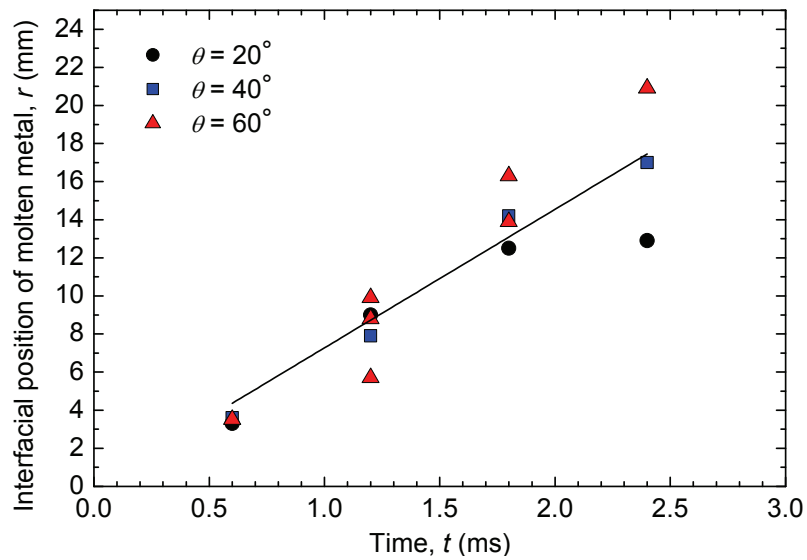
以上の 2 ケースにおける噴出速度の算出結果より、放射状に噴出した場合の観測結果よりも鉛直上方に一次元的に噴出した場合の観測結果の方が、噴出速度が大きかった。これは、水面の位置により、溶融金属が噴出する表面積が異なったことに起因する。例えば、溶融金属が放射状もしくは一次元的に噴出するときの代表半径が同じである場合、溶融金属が噴出する表面積は放射状のほうが大きくなる。両者ともに同様の駆動力が生じたと仮定すると、溶融金属の噴出速度は放射状に噴出するほうが減少する。よって、水深が浅く、Hole の壁面に拘束されて溶融金属が一次元的に噴出する体系の方が、噴出速度が大きくなったと考えられる。



(a) Original images at base-triggered vapor explosion



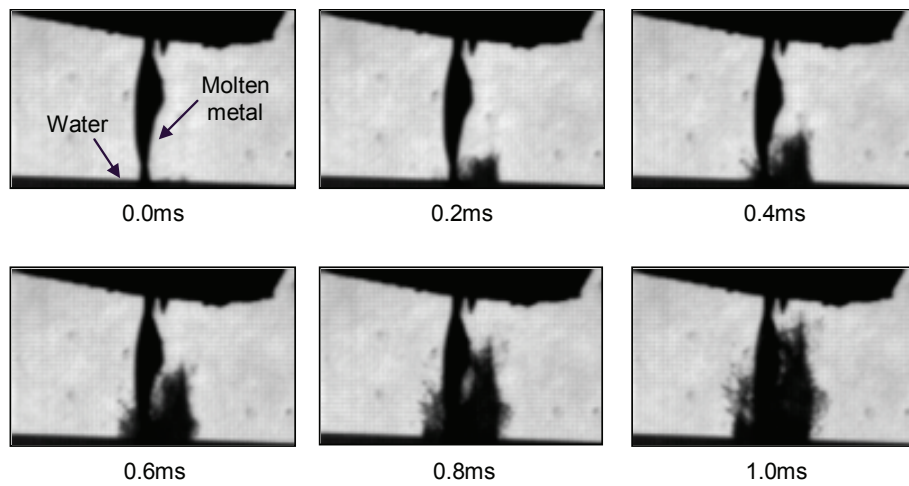
(b) Interfacial position of blowout behavior



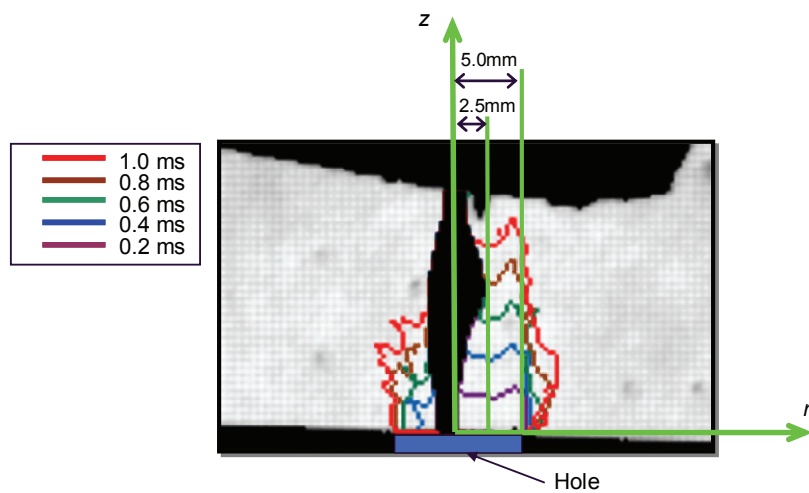
(c) Interfacial position of blowout behavior for each angle

Figure 2.5.7 Interfacial position of blowout behavior at base-triggered vapor explosion

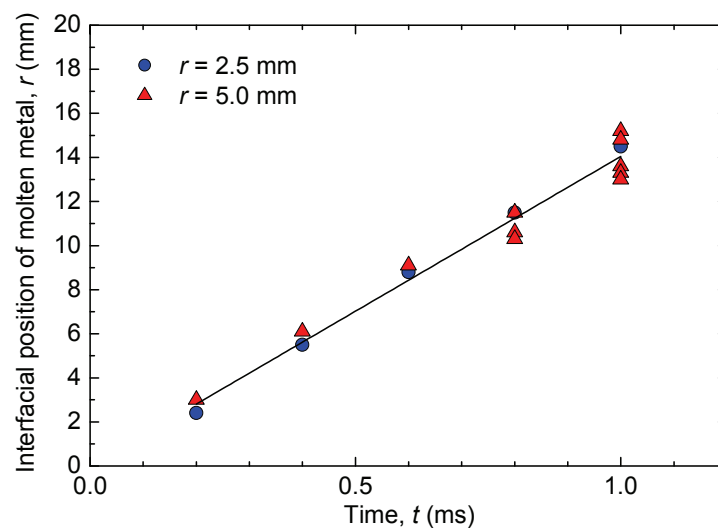
(U-Alloy95 : 600°C, 3g; Water : 30°C; Water depth : 10mm)



(a) Original images at base-triggered vapor explosion



(b) Interfacial position of blowout behavior



(c) Interfacial position of blowout behavior for each axis

Figure 2.5.8 Interfacial position of blowout behavior at base-triggered vapor explosion
(U-Alloy95 : 600°C, 3g; Water : 30°C; Water depth : 2mm)

2.6. 蒸気爆発におけるエネルギー変換効率の評価

実際のプラントにおいて蒸気爆発の安全評価を行う場合には、蒸気爆発の発生条件を評価するだけでなく、万が一発生した場合の蒸気爆発エネルギーを評価することが重要となる。そこで、本節では蒸気爆発発生時の熔融金属の噴出速度に基づくエネルギー変換効率の評価を行い、既存の知見との比較検討を行った。

まず、エネルギー変換効率の定義について述べる。本研究においては、熔融金属が有する初期熱エネルギーのうち、蒸気爆発時における熔融金属の運動エネルギーに変換された割合として定義する。エネルギー変換効率を式で示すと次のようになる。

$$\eta = \frac{\frac{1}{2}mv^2}{mc_p\Delta T} \quad (2.6.1)$$

$$\Delta T \equiv T_h - T_m \quad (2.6.2)$$

ここで、 m は蒸気爆発に関わった熔融金属質量、 v は噴出速度、 c_p は熔融金属の比熱である。 ΔT は、熔融金属の初期温度と熔融金属の融点の温度差として定義する。蒸気爆発には熔融金属と水が液液直接接触することが必要条件とされる。よって、熔融金属の熱エネルギーのうち蒸気爆発における運動エネルギーに変換されるのは、熔融金属の融点までの熱エネルギーであると考えられる。

図 2.6.1 は、熔融金属の噴出速度 v に対するエネルギー変換効率 η を、蒸気爆発前後の熔融金属温度差 ΔT に対して示している。熔融金属の噴出速度の増加とともに変換効率が上昇する。熔融金属の噴出速度として図 2.5.8 の観測事例より求めた噴出速度 14m/s の場合の変換効率を求めると、0.13%となる。

既存の研究におけるエネルギー変換効率が大規模実験、小規模実験ともに 0.1 - 数%のオーダーであることと比較すると、同等もしくは小さい値であることがわかる。例えば、ALPHA 実験においては、変換効率が 1~5%であると評価されている^[6]。本実験と ALPHA 実験のような大規模実験を比較すると、実験スケールやエネルギー変換効率の評価方法など異なる点がある。ALPHA 実験におけるエネルギー変換効率は、蒸気爆発時の耐圧容器内の圧力変化ならびに温度変化から変換効率を算出している。また、2700K という高温熔融物を 10-20kg 落下させる体系であることから、強い衝撃波が発生し、衝撃波の伝播速度が 300~600m/s のオーダーになり、熔融物の噴出速度も 40~100m/s であったと報告されている。図 2.6.1 に示した本実験におけるエネルギー変換効率の評価に対して、仮に熔融金属が 100m/s 近い噴出速度として飛散する場合には、ALPHA 実験と同様に 3%程度の変換効率として評価されることになる。

また、エネルギー変換効率に及ぼす影響が大きいのは、スケール効果に相当する蒸気爆発規模だけでなく、水と熔融金属の質量比が重要であるとの報告もある。図 2.6.2 は、FITS 実験におけるエネルギー変換効率を水と熔融金属の初期質量比に対してプロットしている^[49]。熔融金属質量に対して 10 倍の水が存在する場合には、およそ 1%というエネルギー変換効率となる結果が得

られている。熔融金属質量に対して 10 倍以上の水が存在する場合にもエネルギー変換効率はおよそ 1%であることから、熔融金属質量に対して 10 倍程度の質量の水が周囲に存在することで、投入された熔融金属が作用できるだけの蒸気爆発が生じうる可能性が示唆された。それに対して、熔融金属質量に対する水の質量が 10 倍以下になる範囲において水の質量が減少するにつれて、エネルギー変換効率は急激に低下する傾向を示す。仮に熔融金属質量と水の質量が同等である場合、エネルギー変換効率が 0.2%程度になる可能性が示唆された。これは、熔融金属周囲に十分な水量が供給されるまでに至らず、蒸気爆発に関与できなかった熔融金属が増えたためであると考えられる。

以上より、本実験体系であるベーストリガ蒸気爆発において、図 2.6.1 で示したようにエネルギー変換効率を 0.1%程度であったのは、水と熔融金属の初期質量比が 1 程度という、熔融金属に対して水が十分に供給されにくい実験条件であったこと、そして機械的拘束力が働く壁面や底面があるために熔融金属と水の接触面積が制限されたことによると考える。

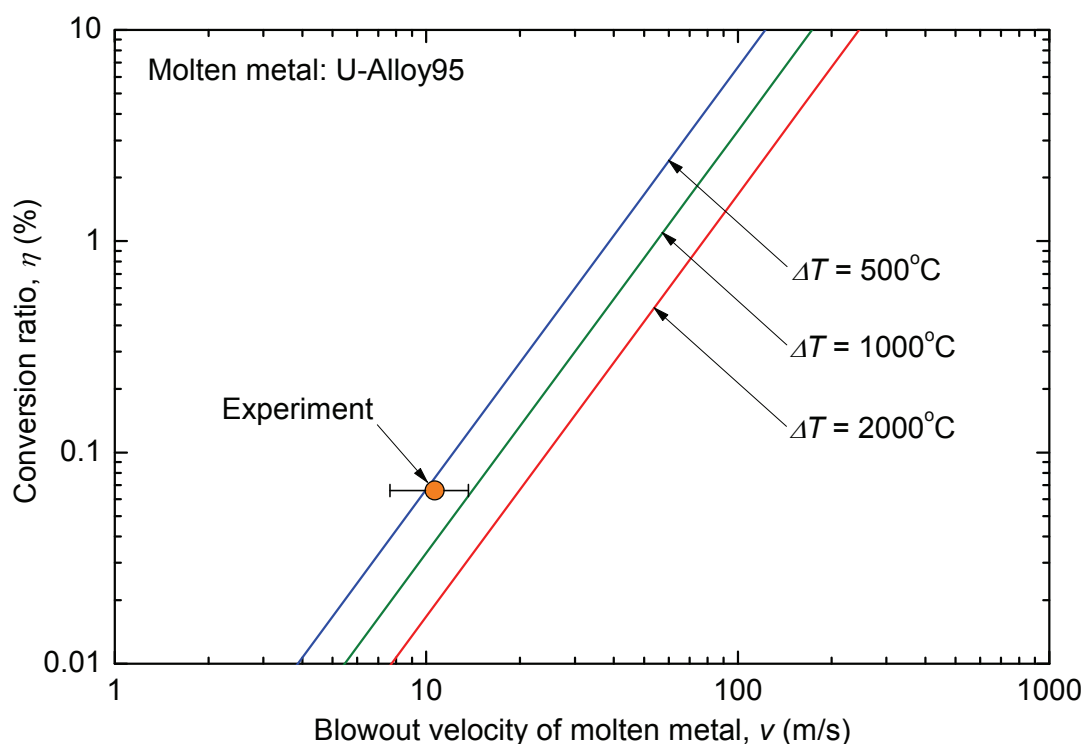


Figure 2.6.1 Conversion ratio based on blowout velocity of molten metal

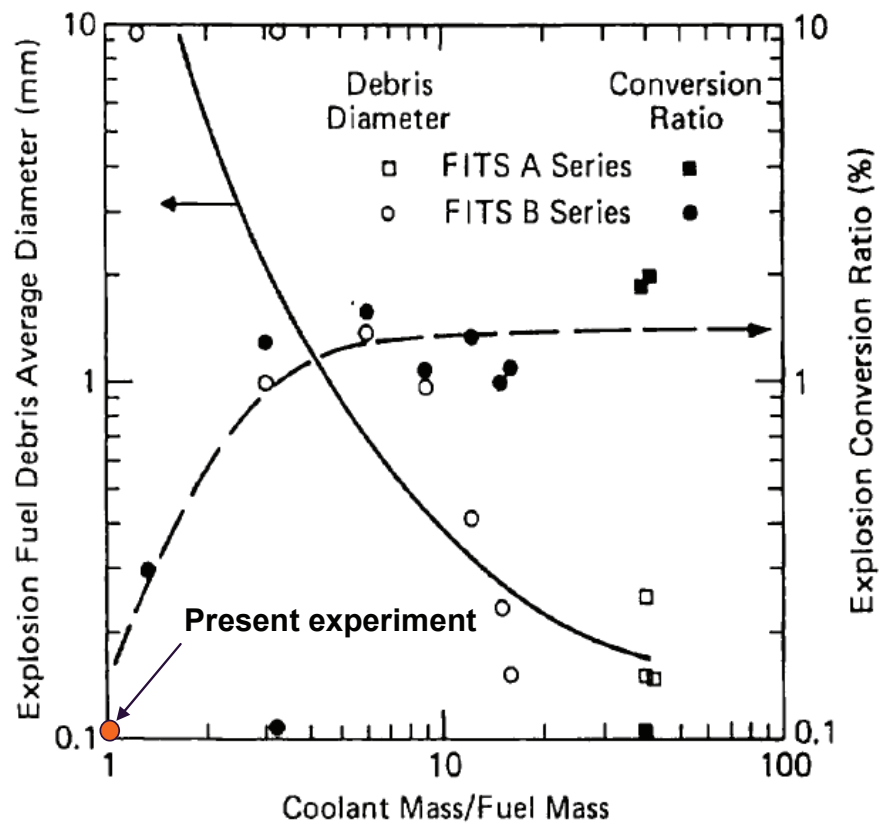


Figure 2.6.2 Relationship of conversion ratio to initial mass ratio^[49]

2.7. まとめ

自然環境や工業施設など様々な発生体系における蒸気爆発の発生機構を明らかにするため、蒸気爆発の発生体系を2つに分類し、低融点金属 U-Alloy95 を用いた小規模蒸気爆発実験を実施した。得られた実験結果に基づき、蒸気爆発発生時の溶融金属挙動ならびにエネルギー変換効率を評価した結果、以下の知見を得た。

(1) 蒸気爆発発生時の溶融金属挙動

分散混合蒸気爆発の場合、蒸気膜が相対的に薄い溶融金属下端付近で局所的な溶融金属界面の乱れならびに微粒化が開始された。溶融金属界面の不安定、微粒化が全体に伝播し、全体のトリガリングに至った。急速な蒸気生成ならびに蒸気凝縮に伴う微粒化した溶融金属の膨張収縮挙動が観測された。よって、低融点金属 U-Alloy95 においても従来から提唱されている熱的デトネーションモデルが成立することが示唆された。

ベーストリガ蒸気爆発の場合、床面下部からの観測において溶融物と床面との間に水や蒸気をトラップする様子が確認された。溶融金属が床面に到達した直後には、ある界面移動速度で床面を広がっていたものが、減速もしくは一旦停滞したのちに蒸気爆発にいたることがわかった。つまり、溶融金属周囲には蒸気膜が存在する、いわゆる膜沸騰状態が形成されていたと考えられる。その蒸気膜が何らかのトリガがかかることによって崩壊し、蒸気爆発に至るという、熱的デトネーションモデルがベーストリガ蒸気爆発に対しても成立している可能性が示唆された。

(2) 蒸気爆発発生時のエネルギー変換効率

溶融金属の初期熱エネルギーのうち、蒸気爆発時に溶融金属が噴出する運動エネルギーに変換された割合をエネルギー変換効率として定義して評価を行った。ベーストリガ蒸気爆発実験で得られた溶融金属の噴出速度を用いて運動エネルギーを評価した場合、本実験体系におけるエネルギー変換率はおよそ 0.1% であることがわかった。

エネルギー変換率には、水と溶融金属の質量比が影響を及ぼす。特に、溶融金属質量に対して水の質量が減少し、仮に溶融金属質量と水の質量が同等になった場合、エネルギー変換率が 0.1% 程度まで低下する傾向が既存の大規模実験結果として報告されている。ベーストリガ蒸気爆発実験においても、水と溶融金属の初期質量比は 1 程度の実験条件であり、エネルギー変換率が約 0.1% であったことから、水と溶融金属の初期質量比に基づく従来の知見と同様の傾向であることが分かった。

3. 溶融金属変形挙動による蒸気膜崩壊機構

概要

溶融金属の融点が高い場合、蒸気膜崩壊前に溶融金属が固化することで蒸気爆発が発生しにくくなるとされる。しかしながら、溶融銅液滴の場合、高サブクール条件下においては自発的に蒸気膜崩壊ならびに蒸気爆発が発生した。そこで、溶融銅液滴のトリガリング機構を明らかにするために小規模蒸気爆発実験を実施した。その結果、高サブクール条件では溶融銅液滴から溶融銅フィラメントが蒸気膜を突き破って成長し、このフィラメントを起点に蒸気膜凝縮が発生することで蒸気膜崩壊が溶融銅液滴全体へ伝播することを示した。

3.1. 溶融銅液滴を用いた小規模蒸気爆発実験

3.1.1. 実験装置

図 3.1.1 に実験装置の概念図を示す。実験装置は還元炎を用いた加熱部、一辺が 200mm、水深が 200mm としたアクリル製水槽、そして高速度カメラを用いた観測部からなる。加熱部は還元炎バーナーを 2 本使用し、逆 V 字型に配置することで、安定した加熱領域を形成した。その加熱領域に銅棒先端を挿入することによって銅液滴として水プールへ滴下した。銅棒は垂直方向のモーター駆動が可能な保持機構に固定し、一定速度で下降させることによって同一条件の銅液滴を一定間隔で滴下することが可能な構造とした。可視観測システムに関して、高速度カメラは Vision Research 社製の Phantom Version 5.0 を使用し、照明としてナショナル製のハンディーストロボ PE-5651 を 9 台並列使用した。水槽上部に設置したフォトセンサーのレーザーを、滴下してきた銅液滴が遮光することによってトリガー信号を発生させ、遅延回路を介して高速度カメラと照明の同期制御を行った。遅延回路には、スタンフォード・リサーチ・システム社製のディレイ・パルスジェネレータ DG535 を使用した。また、溶融銅液滴の温度はチノー社製放射温度計 IR-CA を用いて計測した。

3.1.2. 実験方法

直径 3mm の銅棒をバーナーによる加熱領域上部に設置した上下駆動機構に取り付ける。銅棒を鉛直上方より加熱領域にゆっくりと降下させ、銅棒先端を加熱・溶融する。銅棒先端が溶融した後、所定の温度まで過熱された約 6mm の単一溶融銅液滴が水プールに滴下する。水面下における溶融銅液滴挙動は、水プール測方から高速度ビデオカメラを用いて可視観測した。撮影条件は撮影速度が 22 000 fps、シャッター速度が 1/100 000s とした。

実験条件を表 3.1.1 にまとめた。実験パラメータは、水温および溶融銅温度とした。表中の衝突

Weber 数は次式で定義される。

$$We = \frac{\rho v^2 D}{\gamma} \quad (3.1.1)$$

ここで、 ρ は溶融銅の密度、 γ は溶融銅の表面張力である。高速度ビデオカメラによる観測画像から求めた溶融液滴衝突速度 v ならびに溶融液滴径 D は、それぞれ 2.9 m/s、6mm であった。

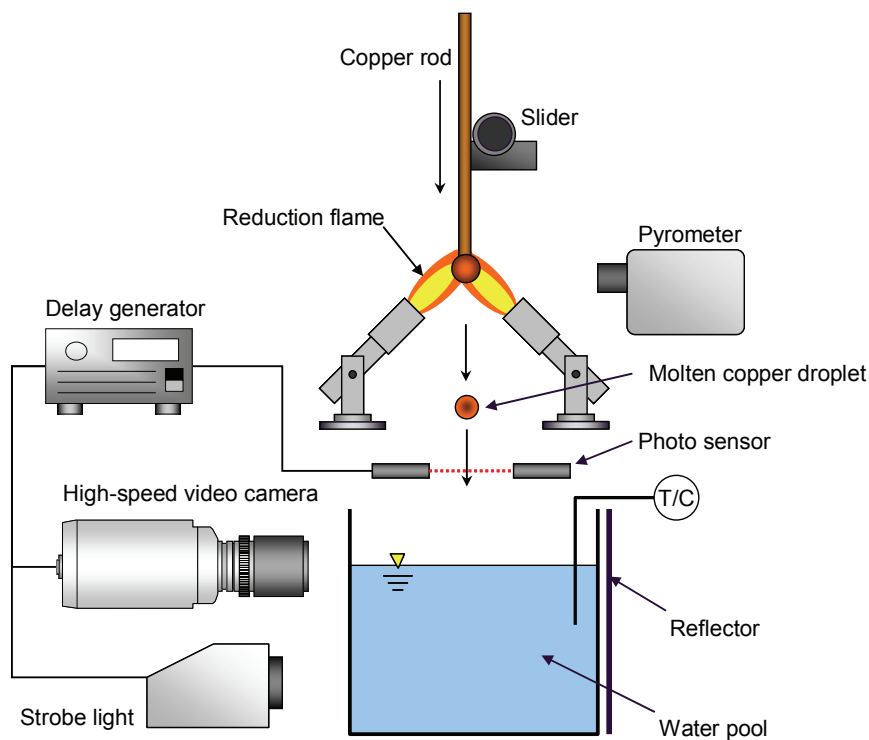


Figure 3.1.1 Schematic of experimental apparatus for small scale vapor explosion

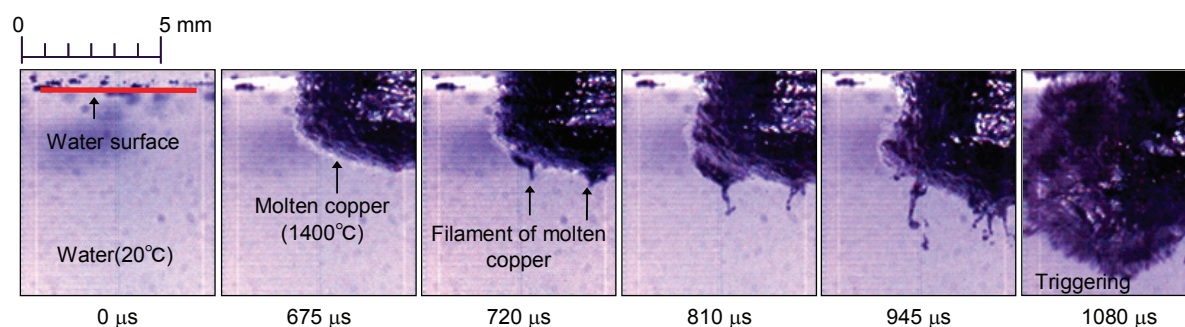
Table 3.1.1 Experimental conditions

Parameters	Legend	Unit	Value
Molten metal	-	-	Copper (m.p.: 1083°C)
Initial temperature of molten metal	T_m	°C	1200-1600°C
Diameter of molten metal droplet	D	mm	6
Coolant	-	-	Water
Initial temperature of coolant	T_c	°C	5-70
Falling distance	H	mm	500
Weber number	We	-	3.5×10^2

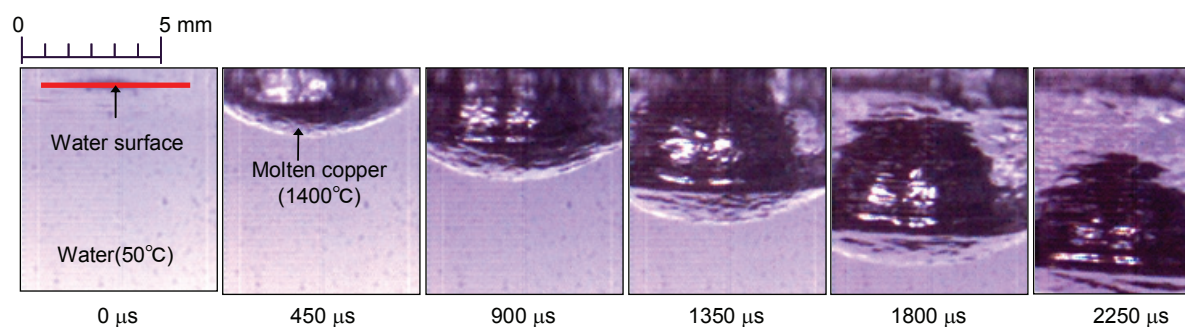
3.2. 実験結果

図 3.2.1 は、溶融銅液滴を水プールへ落下させ、水中を沈降する様相を水プール側面から観察した連続画像である。画像上端が水面である。溶融銅液滴が水面に到達した時刻を $0\mu\text{s}$ とした。

図 3.2.1(a)は 20°C の水中に 1400°C の溶融銅液滴を落下させて蒸気爆発に至る過程を水プール側面から観察した連続画像である。 $675\mu\text{s}$ の画像右上に、水中を沈降する溶融銅液滴が確認できる。その後、溶融銅液滴は周囲を蒸気膜で覆われたまま、水中を 2.9 m/s で沈降した。溶融銅液滴を覆う蒸気膜の厚さは数百 μm のオーダーであり、蒸気膜界面が波立っている様子が輝度変化からわかる。この輝度変化で、隣り合う明るい箇所の間隔が蒸気 - 水界面の不安定波長の一波長分に相当すると仮定すると、蒸気 - 水界面の不安定波長は約 $500\mu\text{m}$ であった。 $720\mu\text{s}$ において、溶融銅液滴表面の溶融銅液滴下端ならびに左下面よりフィラメントが、沈降速度より速い 7.6 m/s で成長し始め、左側のフィラメントは最長 1.7mm に成長し、 $945\mu\text{s}$ にかけてフィラメント先端が分断されていった。また、 $720 - 810\mu\text{s}$ にかけてフィラメントの根元で発生、膨張していた蒸気が、 $810 - 945\mu\text{s}$ において急激に収縮している様子が観測された。このフィラメントの根元における蒸気の急激な凝縮後もフィラメント自体が存在していることから、このフィラメントは蒸気ではなく溶融銅により形成されていると考えられる。 $1080\mu\text{s}$ には溶融銅フィラメントが成長していた箇所を起点として、気液界面の界面に垂直方向の移動速度が約 45 m/s という急激な膨張が発生した。このときのフィラメント成長開始から蒸気爆発トリガリング発生までの所要時間は $315\mu\text{s}$ であった。この結果から、溶融銅フィラメントを起点に自発的蒸気爆発のトリガリングに至ったことが示唆された。



(a) Triggering of spontaneous vapor explosion



(b) Formation of stable vapor film (No explosion)

Figure 3.2.1 Successive images of molten copper droplet released into water pool

図 3.2.1(b)は、水温 50℃の水中に 1400℃の熔融銅液滴を落下させた様子を水プール側面から観察した連続画像である。熔融銅液滴が水面到達以降、熔融銅液滴の落下方向界面には安定した蒸気膜が生成されており、2250 μ s まで約 3.0 m/s の一定速度で熔融銅液滴が安定して落下した。また、蒸気膜の乱れやフィラメントの成長は観測されなかった。その後、熔融銅液滴は水槽に着底して固化に至り、蒸気爆発は観測されなかった。

水温条件を 5, 20, 30, 40, 50, 60, 70℃と変化させて同様の実験を実施した。その結果、本実験条件範囲の熔融銅滴温度において、水温が 5 - 40℃までの場合、水温の上昇と共に発生頻度は若干減少したものの、総じて自発的蒸気爆発が発生しやすい傾向が得られた。例えば水温が 20℃の場合には約 7 割の確率で自発的蒸気爆発が発生した。一方、水温が 40℃を超えると急激に自発的蒸気爆発が発生しにくくなる傾向がみられた。そして、水温が 50℃に達すると、本実験条件範囲の熔融銅滴温度において、自発的蒸気爆発はほぼ発生しなくなり、水温 60 - 70℃では自発的蒸気爆発は全く確認されなかった。

表 3.2.1 は、水温条件を 20, 50℃として実施した実験のうち、高速度ビデオカメラによって観測した 35 ケースを、熔融銅液滴からのフィラメント成長の有無ならびに自発的蒸気爆発発生の有無によって場合分けした結果を示している。この結果より、フィラメントの成長が見られた場合には自発的蒸気爆発が発生し、逆にフィラメントの成長が見られなかった場合には蒸気爆発に至らなかったことがわかる。フィラメントの成長が見られたにもかかわらず蒸気爆発に至らなかった 1 ケースについては、観測されたフィラメントがきわめて小さく、蒸気膜界面からわずかに突出したものの、すぐに蒸気膜内に取り込まれてしまった。比較的安定した蒸気膜が周囲を覆っている条件においては蒸気膜崩壊を誘起できなかったと考えられる。一方、フィラメントの成長が見られずに蒸気爆発に至った 1 ケースについては、熔融フィラメントの生成がみられないうちに蒸気膜崩壊が伝播し、自発的蒸気爆発に至った可能性、あるいは可視観測で捉えきれなかった可能性も考えられる。熔融フィラメントの生成は決まった箇所から生じるのではなく、沈降する熔融液滴下端あるいは側面などあらゆる場合が存在する。そのため、一方向からの二次元的可視観測ではすべての熔融フィラメントの生成を捉えることは困難である。

図 3.2.2 は、図 3.2.1(a)の自発的蒸気爆発観測結果における、熔融銅フィラメントの発生部位の拡大図および模式図である。高サブクール条件下では蒸気膜界面が不安定であるために極めて不均一で、かつ薄い蒸気膜によって熔融液滴が覆われている(i)。ある時刻で熔融液滴の一部が突出し、熔融フィラメントが生成される(ii)。その熔融銅フィラメントは成長していくものの(iii)、フィラメント自体は熔融液滴と比較して熱容量が小さいため、急速に冷却されることで蒸気膜凝縮に至る(iv)。最終的に、この蒸気膜凝縮が起点となって蒸気膜崩壊が熔融液滴全体に伝播し、自発的蒸気爆発に至ったと考える。

Table 3.2.1 Effect of molten copper filament growth on spontaneous vapor explosion

	Spontaneous vapor explosion	Stable film boiling (No explosion)
Filament	28 cases	1 case
No filament	1 case	5 cases

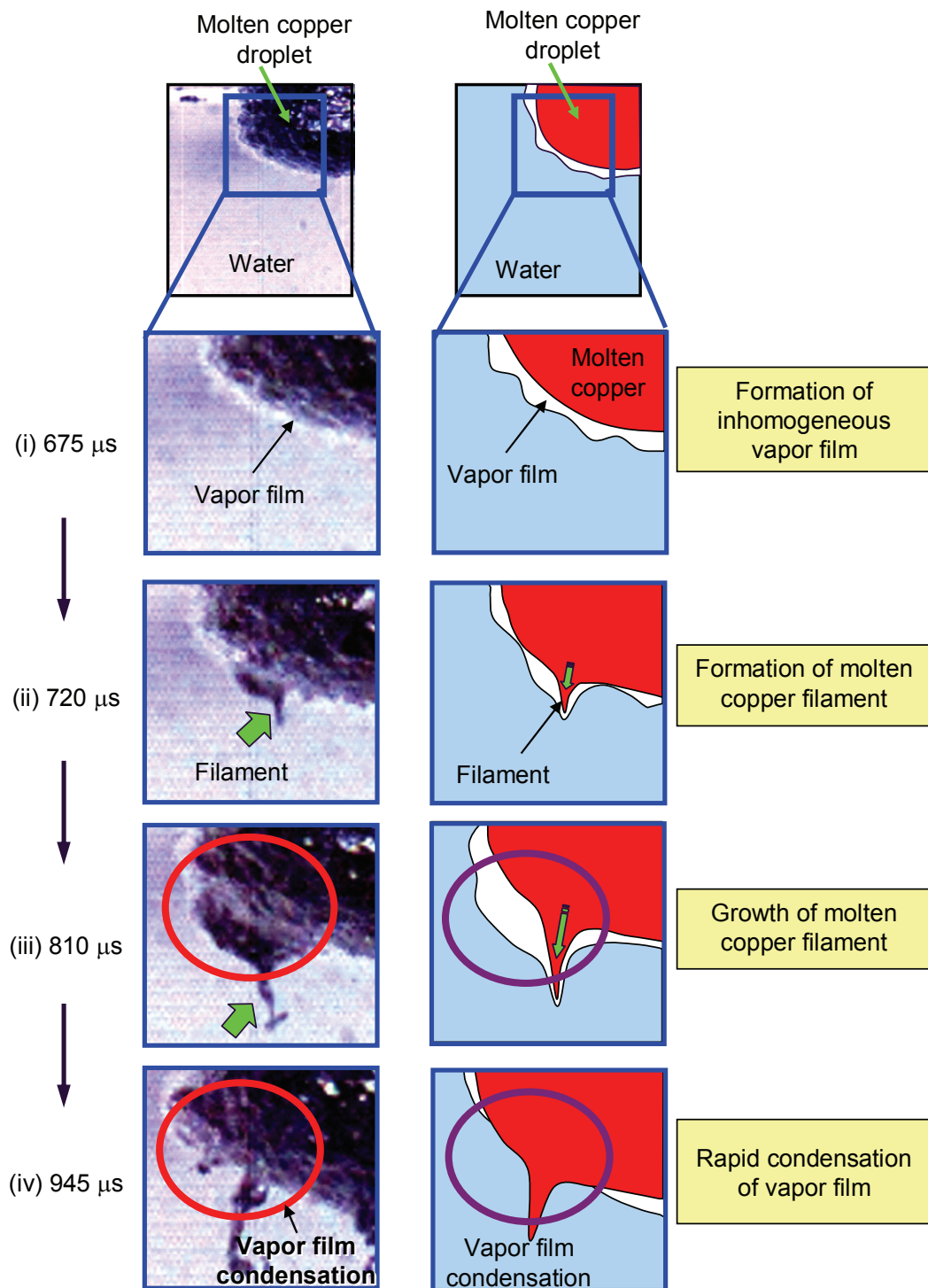


Figure 3.2.2 Schematic of filament growth and vapor film condensation

3.3. 高サブクール条件下におけるフィラメントトリガモデル

蒸気爆発の発生過程において、トリガリングは蒸気爆発の発生の有無を決定付ける重要な過程である。そこで、これまでに提唱された蒸気爆発のトリガリング過程に関するモデルを考慮し、フィラメントの生成・成長を含めた自発的な蒸気爆発発生機構について、より詳細な考察を行うこととした。

既存の小規模蒸気爆発実験および解析結果をもとに、さまざまなモデルが提唱されてきた。これらのモデルの多くは、外部から衝撃波などの外乱を加えることによって初期の蒸気膜崩壊が発生することを前提とした強制的蒸気爆発を対象としている。そのため、本研究で対象とする自発的な蒸気爆発とは初期条件が異なるが、蒸気爆発のトリガリング過程を議論するためには重要な知見であると考える。

図 3.3.1—図 3.3.4 は蒸気爆発トリガリング過程に関する代表的なモデルを示している。以下に、それぞれのモデルの概略について示す。

図 3.3.1 は Corradini らが解析結果に基づいて提唱した「Entrapment model」いわゆる Kim-Corradini モデルである^[50]。冷却材プール内に溶融燃料液滴が落下することで、液滴周囲に膜沸騰が生じる (a)。衝撃波など何らかのトリガリング機構により蒸気膜が崩壊して再成長しているとき、冷却材と蒸気膜の界面が不安定になる (b)。これらの界面不安定性により、溶融燃料界面向かう冷却材ジェットが形成される (c)。ジェットが貫入して溶融燃料内にトラップされる。このジェット貫入によって、大量の冷却材微小液滴が、燃料界面付近にトラップされる。トラップされた冷却材が急速に蒸発し、燃料が微粒化する。トラップされた冷却材液滴が激しく蒸発することで、周囲の燃料に向かって混合部が膨張する。燃料の一部は溶融燃料液滴本体から分離し、蒸気膜によってどちらの面も覆われた溶融燃料シェルを形成する (d)。混合部が膨張を続ける間、この溶融

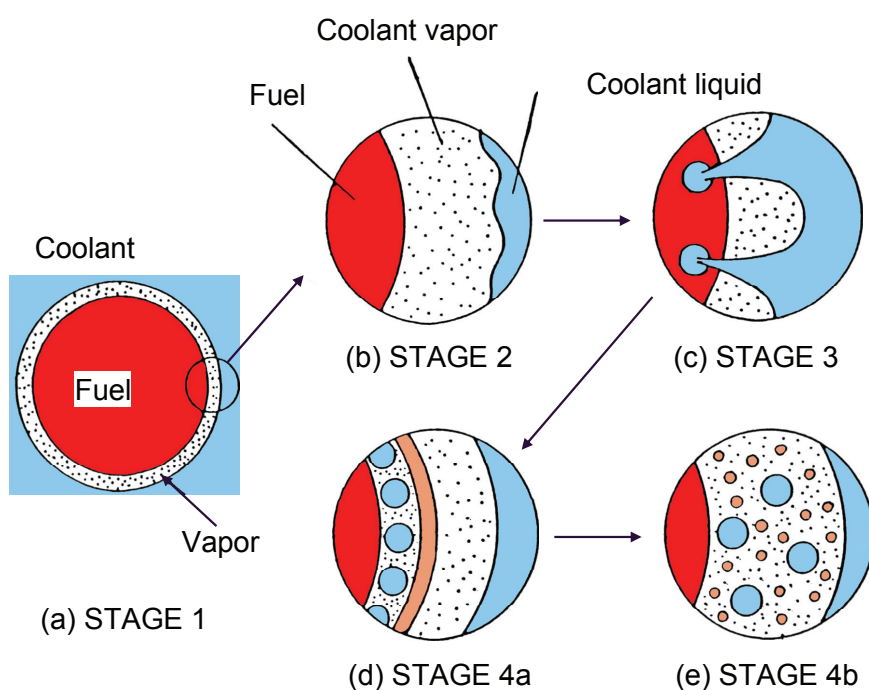


Figure 3.3.1 Schematic of Kim-Corradini model^[50]

燃料シェルは膨張し、界面の不安定性が増長されることでブレイクアップする。これにより、冷却材液滴と微粒化された燃料が蒸気内に存在する混合部が形成される (e)。この混合部は、急速な燃料と冷却材の熱伝達によって発生する圧力上昇のため、蒸気気泡のように著しく成長する。このサイクルは、熔融燃料が固化する、あるいは冷却材ジェットが貫入がなくなる限り、熔融燃料が完全に微粒化されるまで繰り返される。

図 3.3.2 は Nelson らが提唱する熔融液滴の微粒化モデルである^[51]。この実験では高温の錫ならびに酸化鉄の熔融液滴を水中に投入し、圧力波を当ててそのときの挙動を高速度カメラならびに高速度写真を用いて観測を行った結果に基づいて提唱したモデルである。まず、圧力波によって周りを覆っている蒸気膜が崩壊するとき (Stage 2, 3)、低温液体のジェットが熔融物の中に貫入し、液滴の微粒化・蒸気膜の膨張を引き起こす (Stage 4)。その後、凝縮によって蒸気膜が崩壊して圧力波が発生し (Stage 5)、2 度目のより細かな微粒化ならびに圧力波が発生する (Stage 6, 7)。このモデルは、蒸気膜崩壊時に冷却材ジェットが貫入する、Kim-Corradini モデルを支持する実験結果として示されている。

図 3.3.3 は Ciccarelli らが提唱する実験結果に基づく微粒化モデルである^[52]。この実験では、高温の Bi-Pb-In 合金の熔融液滴を水中に投入して圧力波を当て、そのときの挙動を X 線写真で観察したものである。この結果より、下方より圧力波が到来したときに、外側に向かって針状の熔融物のスパイク飛び出している様子が見られた。この実験を元に構築されたのが Ciccarelli-Frost モデルである。水中の高温熔融液滴に圧力波が到来したとき、気液界面に Rayleigh-Taylor 不安定性による波が発生する (b)。その不安定性が成長し (c)、気液界面と熔融液滴表面が接触する (d)。

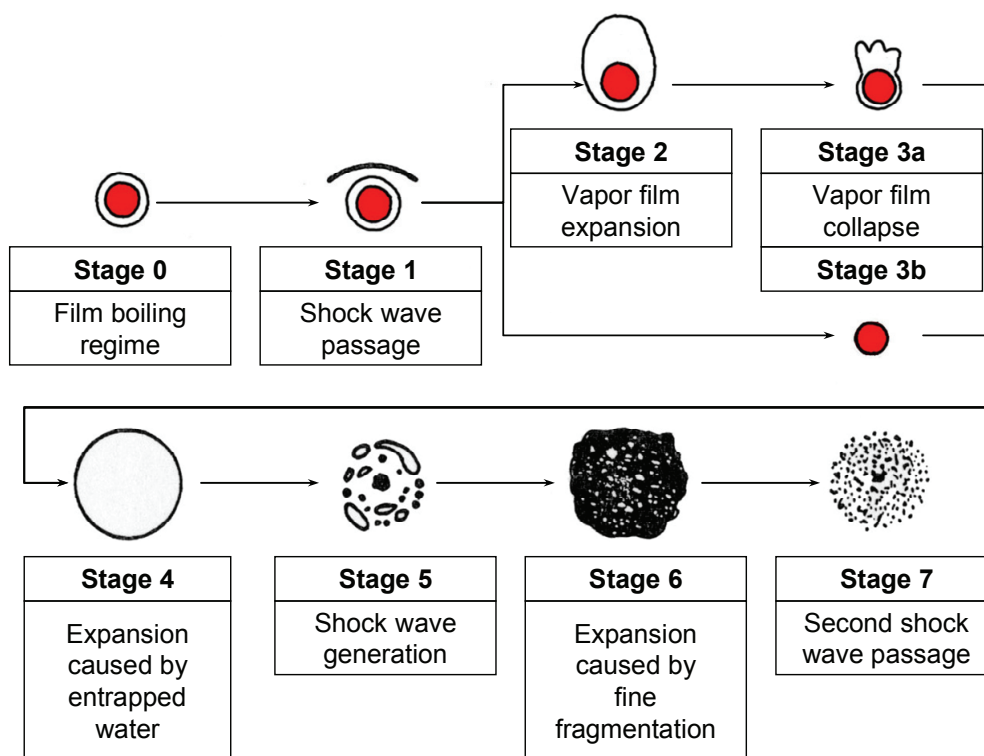


Figure 3.3.2 Schematic of FCI model by Nelson et al. ^[51]

その際、低温液への急速な熱の移動が生じて高圧の蒸気が発生する。その高圧の蒸気によって熔融液滴表面に表面波が発生し (e)、熔融液滴が搾り出されてスパイク状の突起物を形成する (f)。この先端が分裂してフラグメントとなり、そのフラグメントが気液界面に貫入後 (g)、蒸気膜の崩壊・液滴の微粒化を引き起こすというものである。

図 3.3.4 は、Inoue らが数値解析結果に基づいて提唱したいわゆる Inoue-Lee モデルである^[53]。このモデルでは、初期の波状の蒸気膜が高温液体を覆い(1)、低温液体のマイクロジェットが形成される(2)。このマイクロジェット先端が高温液体表面に衝突し、そこにクレーターが成長し始め、衝突によって生じた表面波が、中央領域に向かって移動する(3)。両側からの表面波が中央部で衝突し、そこに小さなクレスト(熔融マイクロジェット)を生成する(4)。そのクレストや高温蒸気の内部流れ、低圧スポットが存在することによって蒸気膜は完全には崩壊しない。水のマイクロジェット間の中央領域において気泡が激しく成長する(5)。蒸発が始まるとテイラー不安定が生成する。このことにより、界面における熱伝達や蒸気生成が促進される。気泡内の高温熔融金属表面は、蒸気生成の反力によって掘り下げられる。高温液体の新たなクレストが水マイクロジェットと中央領域の間で成長し始める(6)。気泡はマイクロジェット領域で成長を始める。高温液体のクレストは気泡間で成長する。気泡が合体して蒸気膜を形成するとき、高温液体のクレストはすば

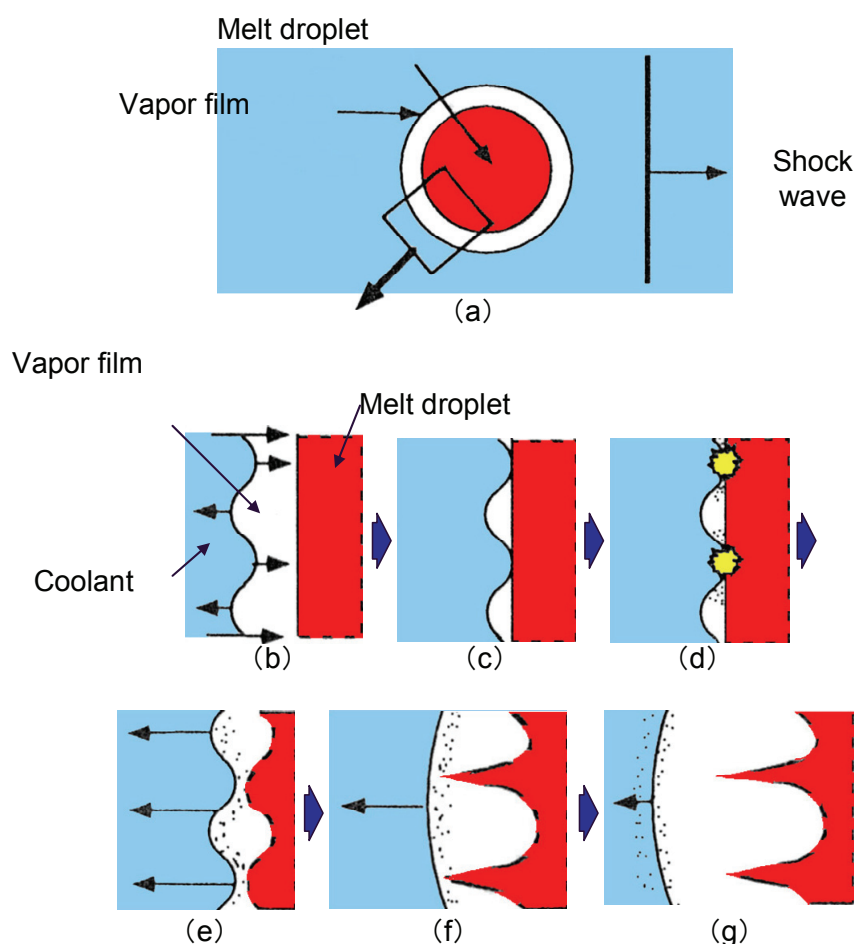


Figure 3.3.3 Schematic of Ciccarelli-Frost model^[52]

やく成長し、クレスト先端より微小液滴を生成する(7)。**Ciccarelli-Frost** モデルと同様に、局所的な蒸気膜崩壊に伴う非均一圧力分布によって熔融フィラメントが生成されるとしている。ただし、特徴的な考察として、熔融フィラメントの成長が、高压スポットに挟まれた低压スポットでの急激な蒸気生成によって進展するとしている。そして、気液界面不安定によって形成された冷却材マイクロジェットが熔融液滴表面に衝突することによって生じる熔融液滴の表面波と、熔融液滴界面における蒸気の急激な再生成によって熔融液滴フィラメントが成長する。局所的な蒸気膜崩壊に伴う熔融液滴表面の非均一圧力分布によって熔融フィラメントが生成される点では **Ciccarelli-Frost** モデルと同様である。ただし、非均一圧力分布の形成過程について、**Ciccarelli-Frost** モデルでは急速な蒸気生成による局所高压部が起因であるとしているのに対して、**Inoue-Lee** モデルでは冷却材マイクロジェットの衝突による表面波が起因になるものの、その後の熔融フィラメントの成長は急速な蒸気生成によるとしている。

以上のようにさまざまなモデルが提案されているが、いずれの場合も熔融フィラメントが生成されるために何らかの駆動力が熔融液滴に対して加えられたはずである。**Kim-Corradini** モデルならびに **Nelson** らによる **FCI** モデルでは、冷却材ジェットによってトラップされた水の体積膨張が駆動力であるとする。しかし、本実験結果で観測された高サブクール条件での膜沸騰の界面不安定では、熔融銅液滴界面にトラップされる水の存在までは判別できないので詳細は不明である。また、**Ciccarelli-Frost** モデルならびに **Inoue-Lee** モデルでは、局所的な液液直接接触による蒸気膜崩壊が起因となって生じる非均一圧力分布によって熔融銅フィラメントが成長するとしている。本実験結果では、図 3.2.2 に示した $810\mu\text{s}$ で熔融銅フィラメントの成長とともに急速な蒸気生成もみられることから、瞬時局所で熱流束が高い箇所あるいは液液直接接触に近い状態になる箇所

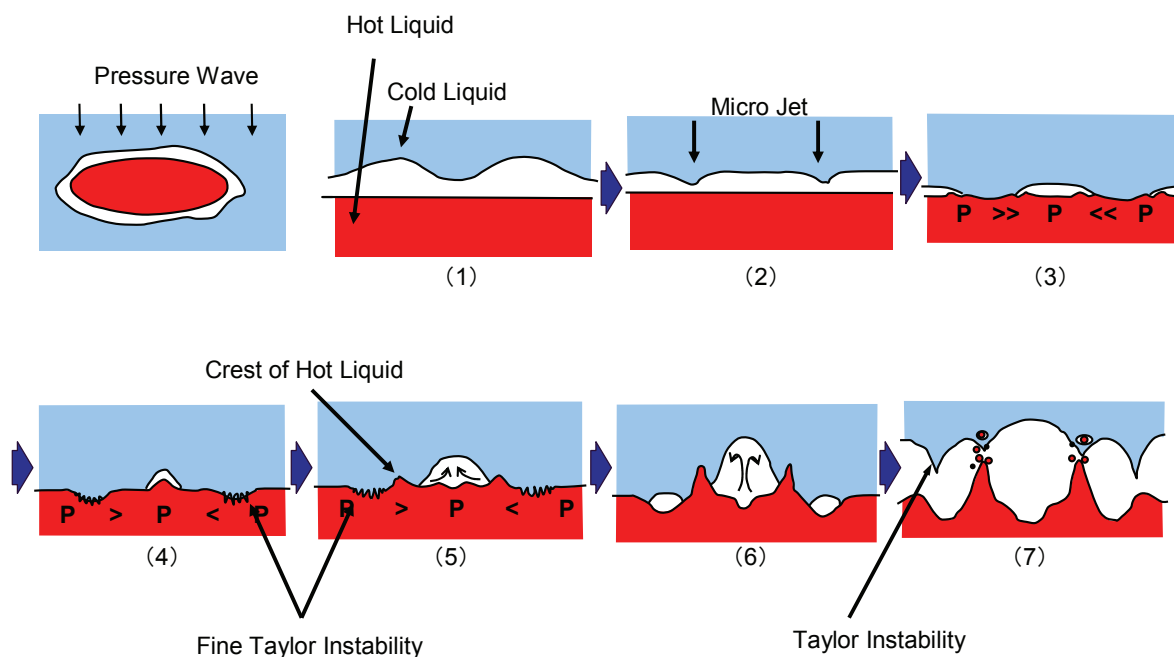


Figure 3.3.4 Schematic of Inoue-Lee model ^[53]

が存在し、急速な蒸気生成が生じた可能性がある。Inoue-Lee モデルでは、蒸気膜崩壊により液液直接接触が発生してから熔融銅フィラメントが成長するのに要する時間は、数百 μs のオーダーであることが示されている。本実験結果では、熔融銅フィラメントの成長過程に要した時間が約 300 μs であったことから、時間スケールは両者でおおよそ一致している。一方、圧力波や冷却材マイクロジェットなどの外力に起因する非均一圧力分布によって熔融フィラメントが生成する場合には複数のフィラメントが同時に生成されることが考えられる。本実験結果ではひとつの熔融フィラメントが生成、成長する様相が数多く観測されている点で異なるメカニズムが生じている可能性がある。

そこで、熔融銅液滴表面が高サブクール沸騰であるという観点から熔融銅フィラメントの生成について考察する。

図 3.3.5 に、サブクール水による蒸気の急激な凝縮に伴うフィラメントトリガモデルを提案する。

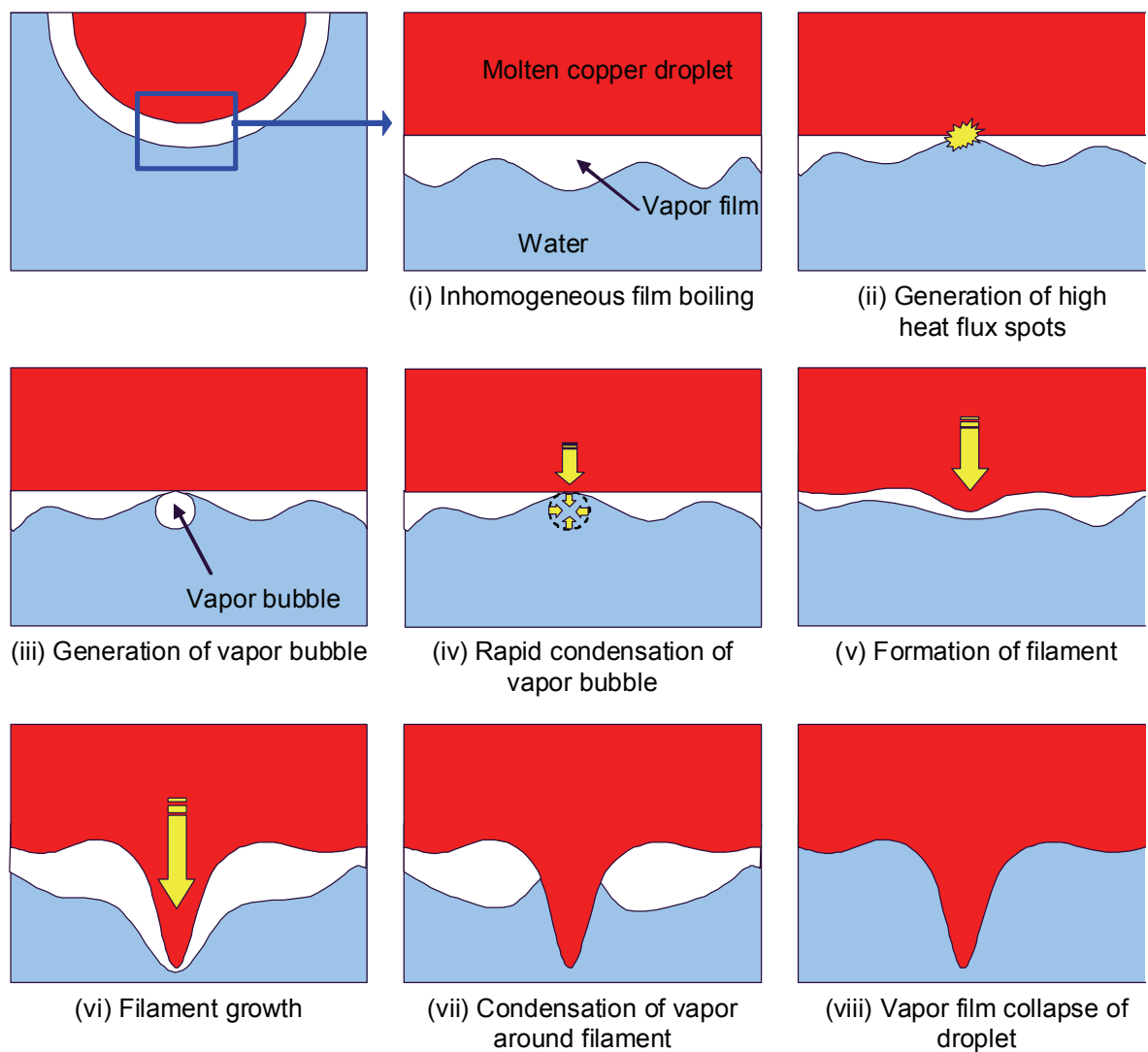


Figure 3.3.5 Schematic of filament growth of molten copper caused by rapid condensation of vapor bubble

高サブクール条件下では蒸気膜界面が不安定であるために極めて不均一で、かつ薄い蒸気膜によって熔融液滴が覆われている (i)。そのため、瞬時局所では液液直接接触に近い状態になり、高い熱流束を生じる箇所が存在する(ii)。その箇所において急激に蒸気が生成され、蒸気泡としてサブクール水中へ成長していく(iii)。その蒸気泡が熔融銅界面近傍でサブクール水によって急激に凝縮したとき(iv)、蒸気泡の体積減少に伴って熔融銅界面の変形が誘起されて熔融銅フィラメントが生成される(v)。その熔融銅フィラメントは、蒸気泡の凝縮ならびに慣性力によって成長する(vi)。しかしながら、熔融銅フィラメントは、熔融銅液滴に対して熱容量が小さいため、フィラメントの成長に伴って急速に冷却され、フィラメント周囲の蒸気膜が先行的に凝縮する (vii)。最終的には熔融銅フィラメントにおける蒸気膜凝縮が起点となり、蒸気膜崩壊が熔融液滴全体に伝播し (viii)、蒸気爆発に至ったと考える。

蒸気爆発が発生したときの観測結果では、1400℃の高温熔融銅液滴が 20℃という高サブクール水中を 2.9m/s で沈降していた。この実験条件は、安定した膜沸騰というよりも、いわゆる「微細化沸騰」と呼ばれる沸騰現象が発生する条件に類似している。微細化沸騰とは、サブクール条件下において核沸騰領域と膜沸騰領域の中間領域である遷移沸騰領域に相当する伝熱面過熱度で、伝熱面から微細気泡が激しく生成され、核沸騰の限界熱流束を超える熱流束が得られる現象である。微細化沸騰の発生条件として、久保らは壁面噴流実験装置を用いて、冷却材の流動条件とサブクール度が微細化沸騰に及ぼす影響を評価している^[54]。図 3.3.6 は、噴流速度とサブクール度による沸騰形態の判別結果である。壁面噴流実験装置を用いて、熱流束が 10MW/m² の条件下のもと、微細化沸騰の発生条件に及ぼす流動条件の影響を調べたものである。なかでも、噴流速度が 0.2m/s を超え、かつサブクール度が 40K 以上では激しい微細化沸騰が発生することを示した。つまり、

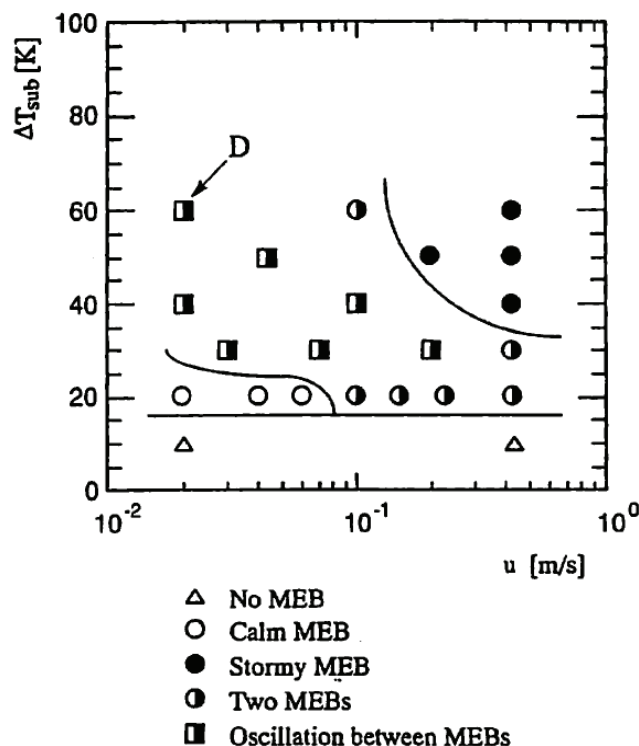


Figure 3.3.6 MEB regime map^[54]

伝熱面に十分な冷却材の供給がなされる流動条件であれば、蒸気膜が凝縮により薄くなり、かつ高いサブクール度によって固液接触が促されることによって微細化沸騰が発生したとされる。また、微細化沸騰で生じた蒸気泡の崩壊挙動に関して、キャビテーション気泡の崩壊や冷却材の微小噴流の発生との類似性について研究がされている^{[55], [56]}。それらの研究の知見として、キャビテーション気泡の崩壊時には冷却材の微小噴流が発生するとしている。Plesset-Chapman による非粘性・非圧縮性を考慮した理論的研究結果によると、固体壁に接した気泡が崩壊する場合には微小噴流が 130m/s の速度に達することが報告されている^[57]。また、Shima らは粘性を考慮した微小噴流速度に関する計算結果を示しており、例えば水中の半径 1mm の気泡が 0.1MPa の圧力条件下で崩壊する場合の微小噴流速度は 60m/s であることを示した^[58]。非粘性・非圧縮性の場合と比較すると遅くなっているものの、本実験における熔融フィラメントの生成速度と比較すると極めて速いことがわかる。

そこで、熔融銅液滴からの熔融フィラメントの発生機構について、以下に示すモデルを仮定し、熔融フィラメントの生成挙動について考察する。

図 3.3.7 は、熔融銅液滴が水と直接接触して蒸気泡が発生したときの様相を示している。このとき、局所領域であることから熔融銅表面は平面であると仮定した。水、蒸気ならびに熔融銅液滴

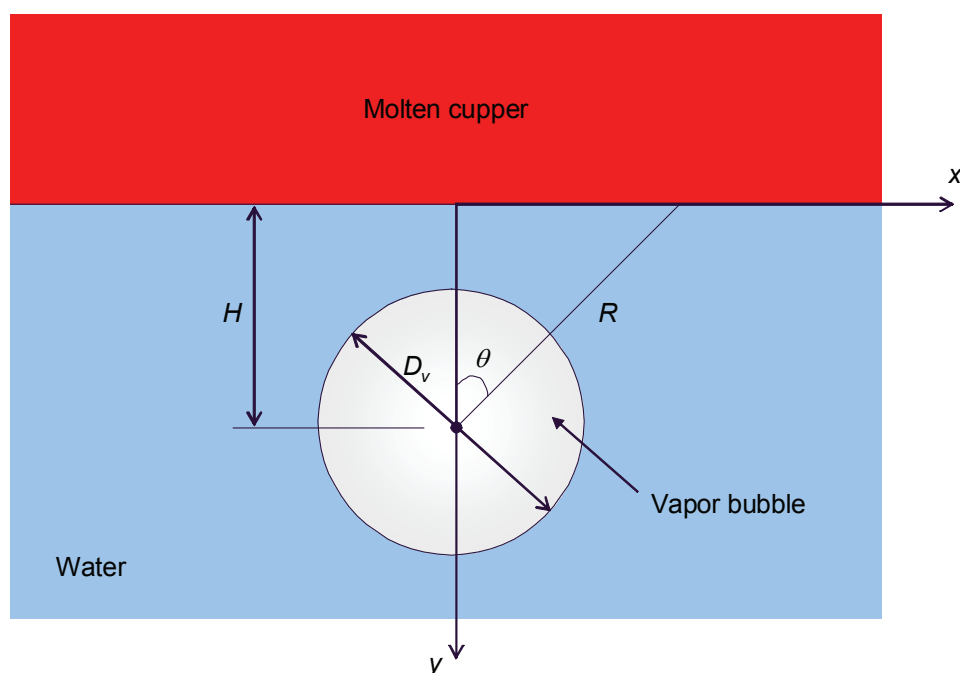


Figure 3.3.7 Schematic of filament growth model caused by vapor bubble condensation

Table 3.3.1 Calculation conditions to evaluate filament growth at vapor bubble condensation

Parameters	Legend	Unit	Value
Diameter of high-pressure vapor bubble	D_v	mm	0.1-1.0
Distance of vapor bubble to molten copper interface	H	mm	0.05-1.0
Condensation heat transfer coefficient	h	W/m ² /K	10 ⁴ - 10 ⁶

は非粘性・非圧縮性流体として扱う。このとき、蒸気泡を形成する蒸気は、蒸気泡界面における熱伝達によって凝縮されると仮定すると以下のように表される。

$$\frac{d}{dt}(\rho_v V h_{gl}) = h \pi D_v^2 \Delta T_{sub} \quad (3.3.1)$$

よって、蒸気泡の体積変化は次式のとおりである。

$$\frac{dV}{dt} = \frac{h \pi D_v^2 \Delta T_{sub}}{\rho_v h_{gl}} \quad (3.3.2)$$

ここで、蒸気泡中心から半径 R の位置において、蒸気泡の体積変化に相当する溶融銅界面位置の変化が生じると仮定し、溶融銅液滴界面の変位を求める。このとき、蒸気泡中心から半径 R の位置において Δt の間の体積変化 ΔV は以下のように表せる。

$$\Delta V = \frac{4}{3} \pi \{R^3 - (R - \Delta R)^3\} \quad (3.3.3)$$

$$R = \sqrt{x^2 + (H - y)^2} \quad (3.3.4)$$

ここで、 ΔR は蒸気泡中心に対する溶融銅液滴界面位置の変位である。式(3.3.2)、式(3.3.3)に基づき、時間 Δt の間に蒸気泡中心から半径 R の位置における溶融銅液滴界面位置の変化には以下の関係が成り立つ。

$$\frac{h \pi D_v^2 \Delta T_{sub}}{\rho_v h_{gl}} \Delta t = \frac{4}{3} \pi \{R^3 - (R - \Delta R)^3\} \quad (3.3.5)$$

以上より、蒸気泡中心に対する溶融銅液滴界面位置の変位ならびに、その変位の x 軸、 y 軸方向成分は次式のとおりである。

$$\Delta R = R - \sqrt[3]{R^3 - \frac{3hD_v^2 \Delta T_{sub} \Delta t}{4\rho_g h_{gl}}} \quad (3.3.6)$$

$$\begin{cases} \Delta x = \Delta R \sin \theta \\ \Delta y = \Delta R \cos \theta \end{cases} \quad (3.3.7)$$

以上のように、蒸気泡が等方的に体積減少するものとして、蒸気泡周囲に存在する溶融銅や水が蒸気泡の体積変化分に相当する移動が生じると仮定している。そのため、実際には溶融銅界面の変形だけでなく、蒸気泡周囲の水も移動する。ここでは、溶融銅界面の変位に着目して示す。

図 3.3.7 に示したモデルにおいて、溶融銅液滴界面挙動に影響を及ぼす因子としては、蒸気泡の初期気泡径 D_v 、蒸気泡界面における凝縮熱伝達率 h 、溶融銅液滴界面と蒸気泡中心との距離 H を考える。表 3.3.1 に計算条件を示す。蒸気泡の初期気泡径および溶融銅液滴界面と蒸気泡中心との距離は、実験結果から推定される範囲をパラメータとした。蒸気泡界面における凝縮熱伝達率に関しては、例えば亀井らによる単一蒸気泡の水中凝縮実験^[59]によると、凝縮熱伝達率は $10^4 \text{ W/m}^2\text{K}$

のオーダーであるとされる。他の系で得られた結果も含めて、凝縮熱伝達率について表 3.3.2 に示す。凝縮熱伝達率は最大でも $10^5 \text{ W/m}^2/\text{K}$ 程度であることが考えられることから、それらを包含する範囲として $10^4 - 10^6 \text{ W/m}^2/\text{K}$ と定めた。

図 3.3.8 - 図 3.3.14 は、蒸気泡が凝縮によって消滅する過程における溶融銅界面挙動の計算結果である。(a)は各時刻における溶融銅界面形状を示しており、(b)はそのときの蒸気泡直径ならびに溶融銅フィラメント先端速度の時間変化を示している。

蒸気泡界面における凝縮熱伝達率の影響として、図 3.3.8、図 3.3.9、図 3.3.10 を比較する。共通な初期条件として、蒸気泡直径を 1.0mm、蒸気泡中心と溶融銅界面の距離を 0.5mm つまり蒸気泡が溶融銅界面に接していることとした。このときの凝縮熱伝達率をそれぞれ 10^4 、 10^5 、 $10^6 \text{ W/m}^2/\text{K}$ と変化させた。凝縮熱伝達率が $10^4 \text{ W/m}^2/\text{K}$ の場合、蒸気泡がほぼ消滅する時刻 $278 \mu\text{s}$ までに溶融銅フィラメントが約 0.5mm まで成長した。このときのフィラメント先端速度も最大でも 10m/s 未満であった。凝縮熱伝達率が $10^5 \text{ W/m}^2/\text{K}$ の場合、蒸気泡がほぼ消滅する $27.8 \mu\text{s}$ までに溶融銅フィラメントが約 0.5mm まで成長した。このときのフィラメント先端速度は、フィラメント生成初期から 10m/s 程度を有しており、 $27.8 \mu\text{s}$ のときには 75m/s になった。凝縮熱伝達率が $10^6 \text{ W/m}^2/\text{K}$ の場合、蒸気泡がほぼ消滅する $2.78 \mu\text{s}$ までに溶融銅フィラメントが約 0.5mm まで成長した。このときのフィラメント成長速度は、フィラメント生成初期から 60m/s 以上であり、 $2.78 \mu\text{s}$ のときには 100m/s を超える結果となった。この結果から、凝縮熱伝達率がフィラメントの生成に要する時間やフィラメント生成速度に及ぼす影響が極めて大きいことがわかった。表 3.3.2 に示した凝縮熱伝達率が大きくても $10^5 \text{ W/m}^2/\text{K}$ 程度であること、そして実験結果におけるフィラメントの成長挙動を考慮すると、凝縮熱伝達率としては $10^5 \text{ W/m}^2/\text{K}$ が妥当である可能性が示唆された。よって、以下に述べる蒸気泡直径および蒸気泡の位置の影響の評価には、凝縮熱伝達率として $10^5 \text{ W/m}^2/\text{K}$ を用いることとする。

蒸気泡直径の影響として、図 3.3.9、図 3.3.11、図 3.3.12 を比較する。共通な初期条件として、蒸気泡が溶融銅界面に接しているものとし、凝縮熱伝達率を $10^5 \text{ W/m}^2/\text{K}$ とした。このときの蒸気泡の初期直径をそれぞれ 1.0、0.5、0.1mm と変化させた。蒸気泡初期直径が 1.0mm の場合、蒸気泡がほぼ消滅する $27.8 \mu\text{s}$ の間に溶融銅フィラメントが約 0.5mm まで成長した。このときのフィラメント先端速度は、フィラメント生成初期段階から 10m/s 程度を有しており、 $27.8 \mu\text{s}$ のときには 75m/s に達した。蒸気泡初期直径が 0.5mm の場合、蒸気泡がほぼ消滅する $13.9 \mu\text{s}$ の間に溶融銅フィラメントが約 0.2mm まで成長した。このときのフィラメント先端速度は、フィラメント生成初期段階から 10m/s 程度を有しており、 $13.9 \mu\text{s}$ のときには 75m/s に達した。蒸気泡初期直径が 0.1mm

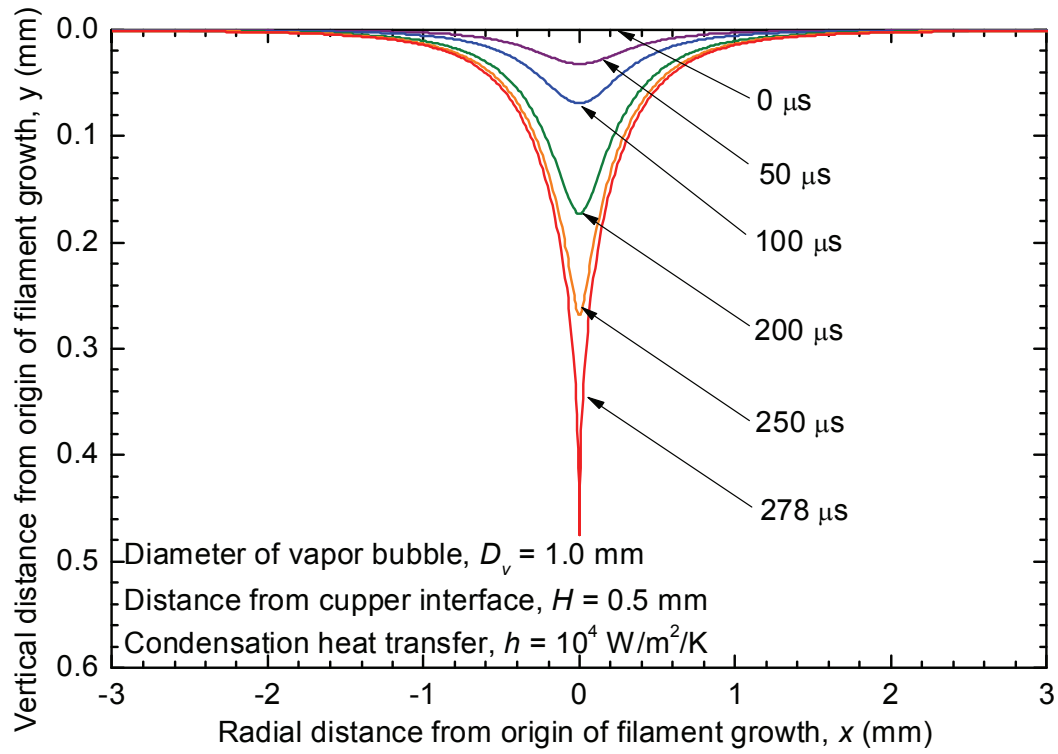
Table 3.3.2 Condensation heat transfer coefficient in existing experiments ^{[59]-[62]}

Authors	Condensation heat transfer coefficient ($\text{W/m}^2/\text{K}$)
Kamei-Hirata	2×10^4
Bankoff-Mason	$0.73 - 16 \times 10^5$
Grassman-Wyss	$6.0 \times 10^4 - 1.0 \times 10^5$
Brucker-Sprrow	$0.6 - 2.5 \times 10^4$

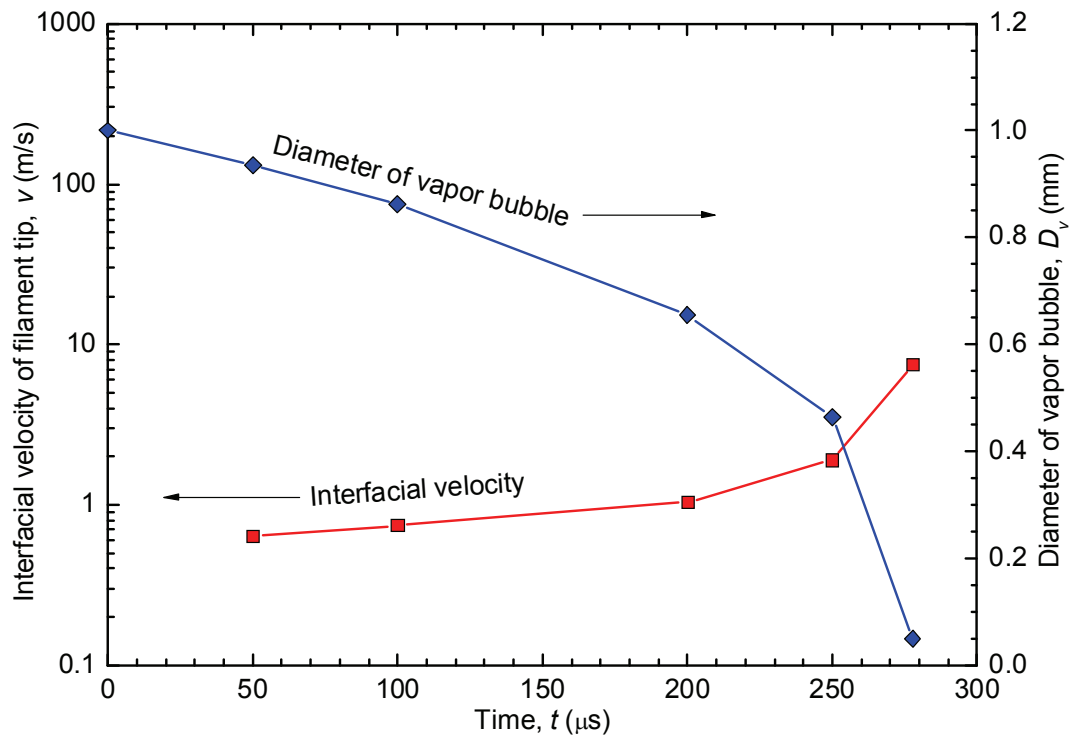
の場合、蒸気泡がほぼ消滅する $2.78\mu\text{s}$ の間に溶融銅フィラメントが約 0.05mm しか成長しなかった。このときのフィラメント先端速度は、フィラメント生成初期段階から 10m/s 程度であり、 $2.78\mu\text{s}$ のときには 75m/s に達した。以上より、本実験結果で溶融フィラメントが 1mm 以上成長したことを考えると、蒸気泡直径が少なくとも 0.5mm 以上の体積に相当する変化がなければ、本計算条件範囲であっても有為なフィラメントの生成が発生しにくい可能性が示唆された。

蒸気泡の位置の影響として、図 3.3.9、図 3.3.13、図 3.3.14 を比較する。共通な初期条件として、蒸気泡直径を 1.0mm 、凝縮熱伝達率を $10^5\text{W/m}^2/\text{K}$ とした。このときの蒸気泡中心から溶融銅界面までの距離を 0.5 、 0.75 、 1.0mm と変化させた。蒸気泡中心から溶融銅界面までの距離が 0.5mm すなわち蒸気泡が溶融銅界面と接している場合、蒸気泡がほぼ消滅する $27.8\mu\text{s}$ の間に溶融銅フィラメントが約 0.5mm まで成長した。このときのフィラメント先端速度は、フィラメント生成初期段階から 10m/s 程度を有しており、 $27.8\mu\text{s}$ のときには 75m/s に達した。蒸気泡中心から溶融銅界面までの距離が 0.75mm の場合、蒸気泡がほぼ消滅する $27.8\mu\text{s}$ の間に溶融銅フィラメントが約 0.1mm 成長した。このときのフィラメント先端速度は、フィラメント生成初期段階から蒸気泡消滅時まで約 4m/s であった。蒸気泡中心から溶融銅界面までの距離が 1.0mm の場合、蒸気泡がほぼ消滅する $27.8\mu\text{s}$ の間に溶融銅フィラメントが約 0.05mm しか成長しなかった。このときのフィラメント先端速度も、フィラメント生成初期段階から蒸気泡消滅時まで 2m/s 程度であった。以上より、蒸気泡が溶融銅界面からわずかに離れるだけでも溶融銅界面の変形に及ぼす影響が極めて小さくなることがわかった。本実験で得られたようなミリメートルサイズの溶融フィラメントを生成させるためには、蒸気泡が溶融銅界面に接するもしくは極めて界面近傍で急激に凝縮することが必要であることが示唆された。

以上の計算結果に対して、実験結果からは図 3.2.1(a)に示したように $50\mu\text{s}$ の間に 7.6m/s でフィラメントが成長する結果が得られている。フィラメントが生成・成長する時間スケールを考慮して計算結果と実験結果を比較すると、少なくとも直径が 0.5mm 以上に相当する蒸気が溶融銅界面に接するような近傍に存在し、凝縮熱伝達率が $10^5\text{W/m}^2/\text{K}$ の条件下で凝縮することが必要であると考えられる。ただし、このときのフィラメント成長速度を比較すると、計算結果では図 3.3.9(b)で示したように実験結果よりも最大で 1 桁大きい値として評価された。図 3.3.7 に基づく溶融銅界面位置の計算においては、溶融金属および水は非粘性流体であること、溶融銅界面におけるすべりは考慮していないこと、そして密度の異なる溶融金属および水が同様に移動することなど、仮定した条件の影響が考えられる。ただし、それらの影響因子はいずれも溶融銅界面の変位を抑制する効果として作用すると考えられる。よって、計算結果から得られたフィラメントの成長長さおよび成長速度は、実際のフィラメント成長挙動に対する最大値を示したと考える。ゆえに、実験結果で得られたフィラメントの成長過程に対して、時間スケールならびに空間スケールともに図 3.3.5 で示したモデルが成立する可能性が示唆された。



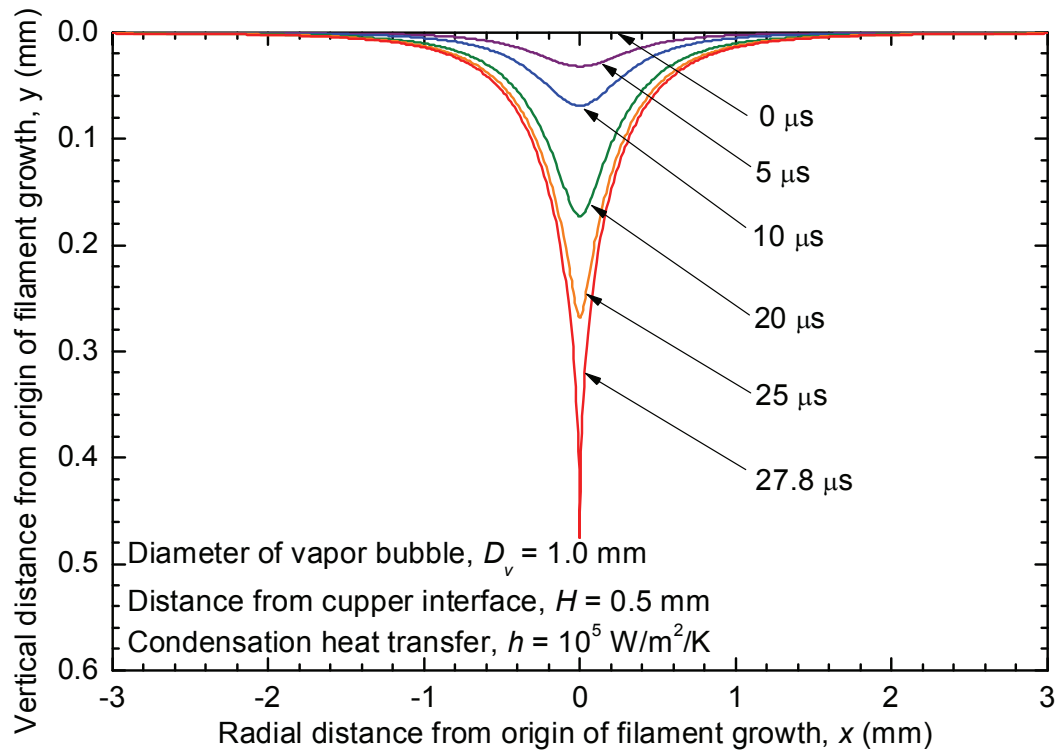
(a) Interfacial shape of molten copper



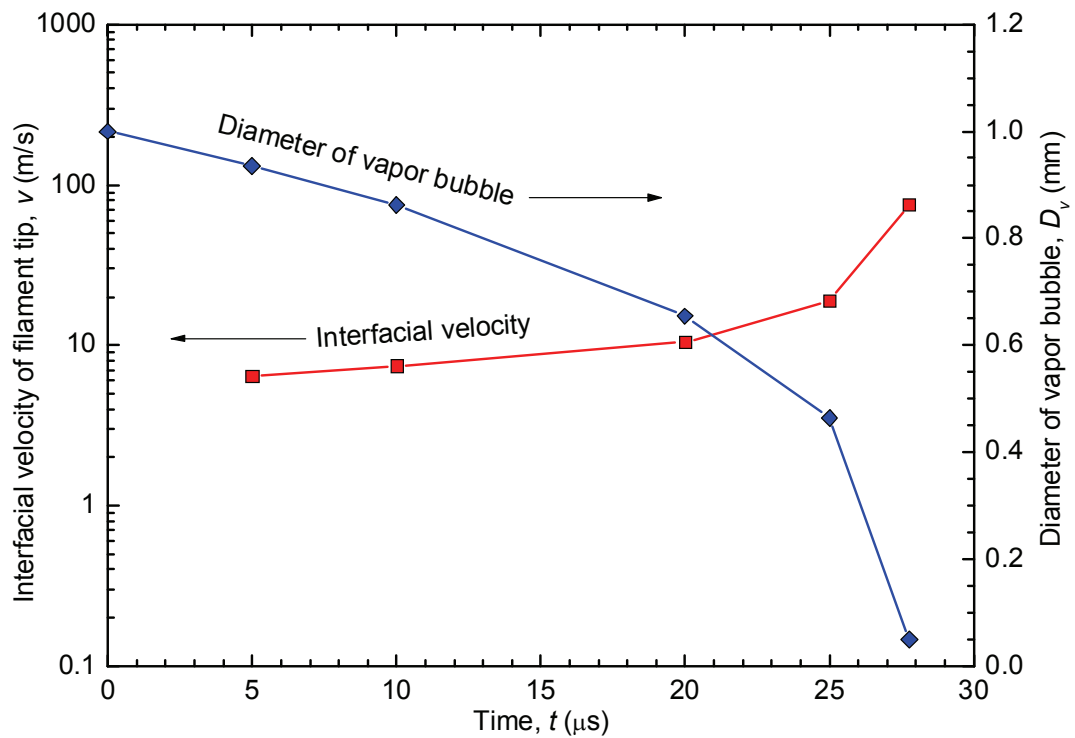
(b) History of vapor bubble diameter and interfacial velocity of filament

Figure 3.3.8 Behavior of molten copper interface at vapor bubble condensation

$$(D_v = 1.0\text{mm}, H = 0.5\text{mm}, h = 10^4\text{W/m}^2/\text{K})$$



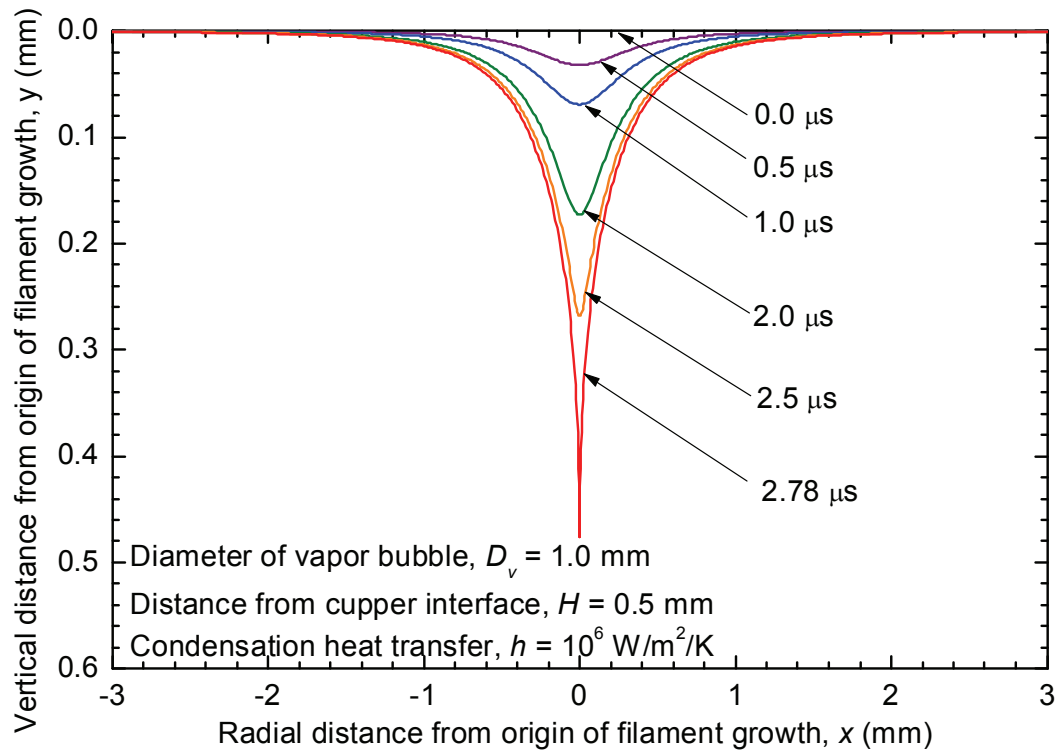
(a) Interfacial shape of molten copper



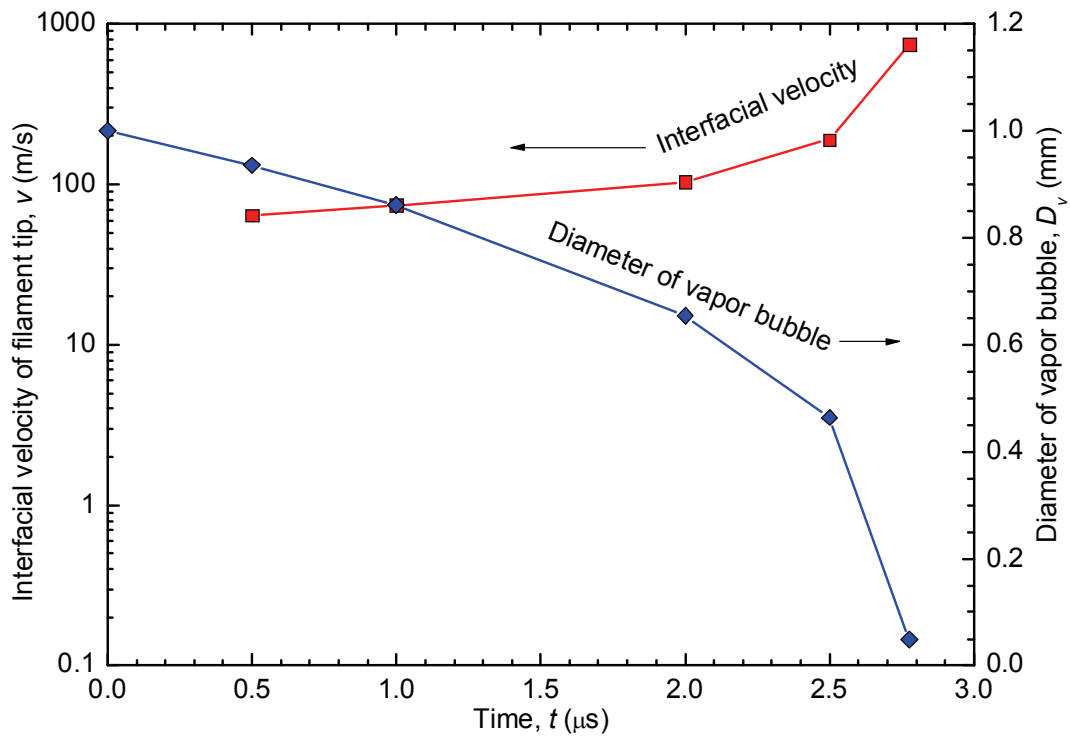
(b) History of vapor bubble diameter and interfacial velocity of filament

Figure 3.3.9 Behavior of molten copper interface at vapor bubble condensation

$$(D_v = 1.0\text{mm}, H = 0.5\text{mm}, h = 10^5\text{W/m}^2/\text{K})$$



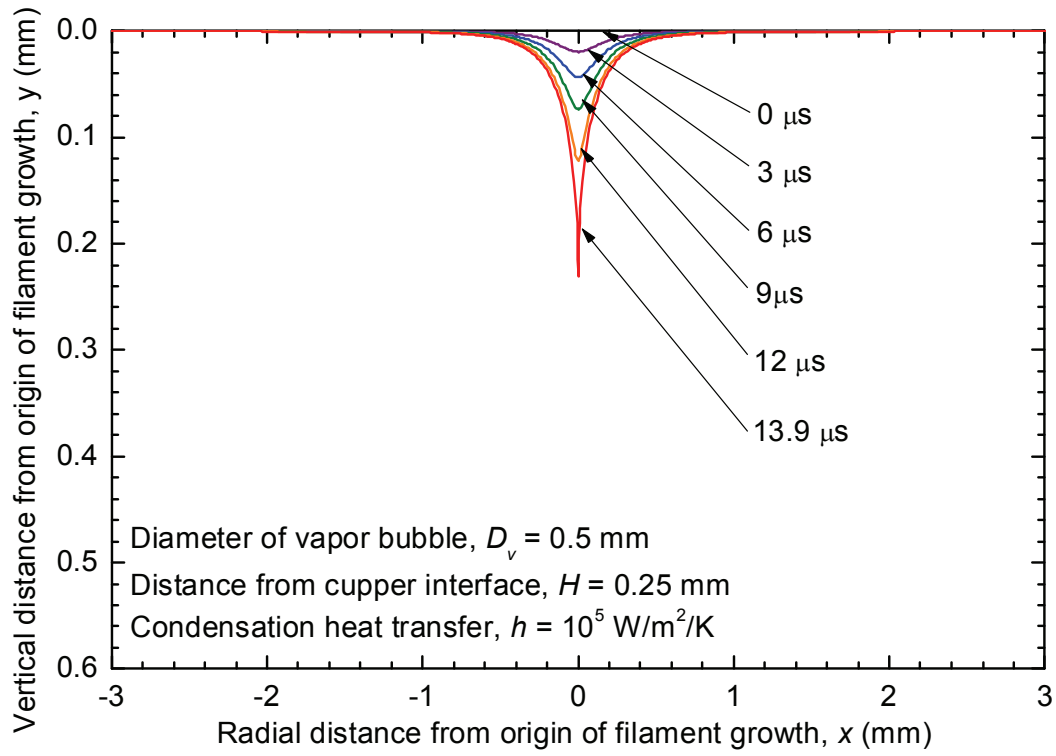
(a) Interfacial shape of molten copper



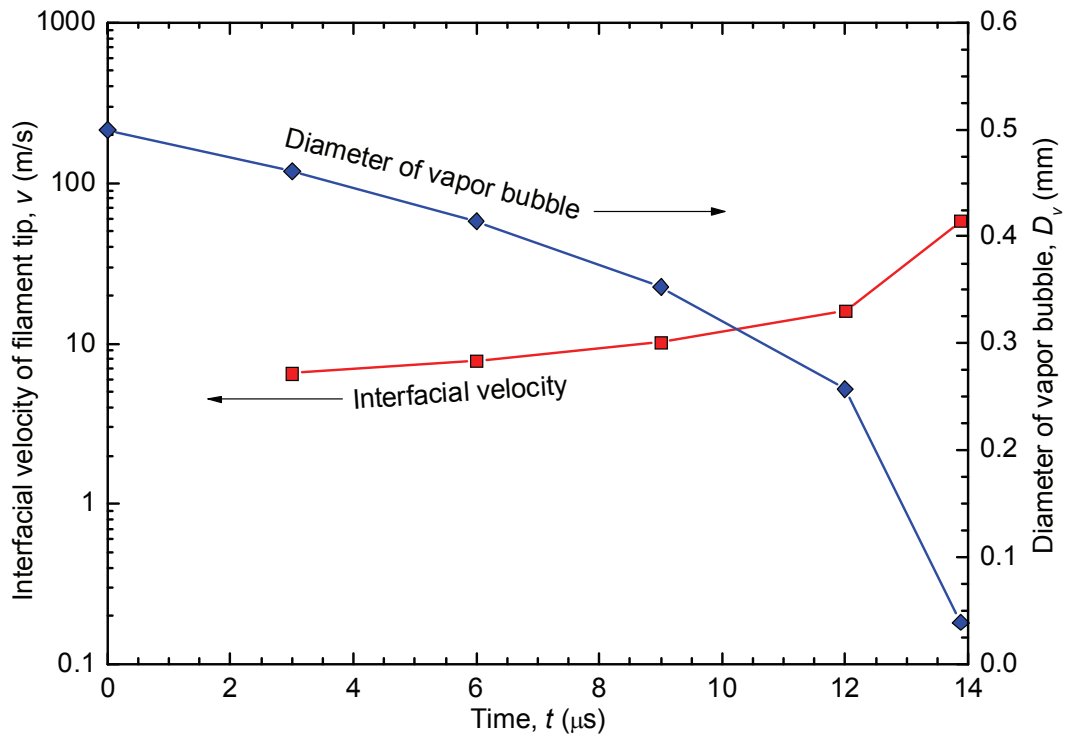
(b) History of vapor bubble diameter and interfacial velocity of filament

Figure 3.3.10 Behavior of molten copper interface at vapor bubble condensation

$$(D_v = 1.0\text{mm}, H = 0.5\text{mm}, h = 10^6\text{W/m}^2/\text{K})$$



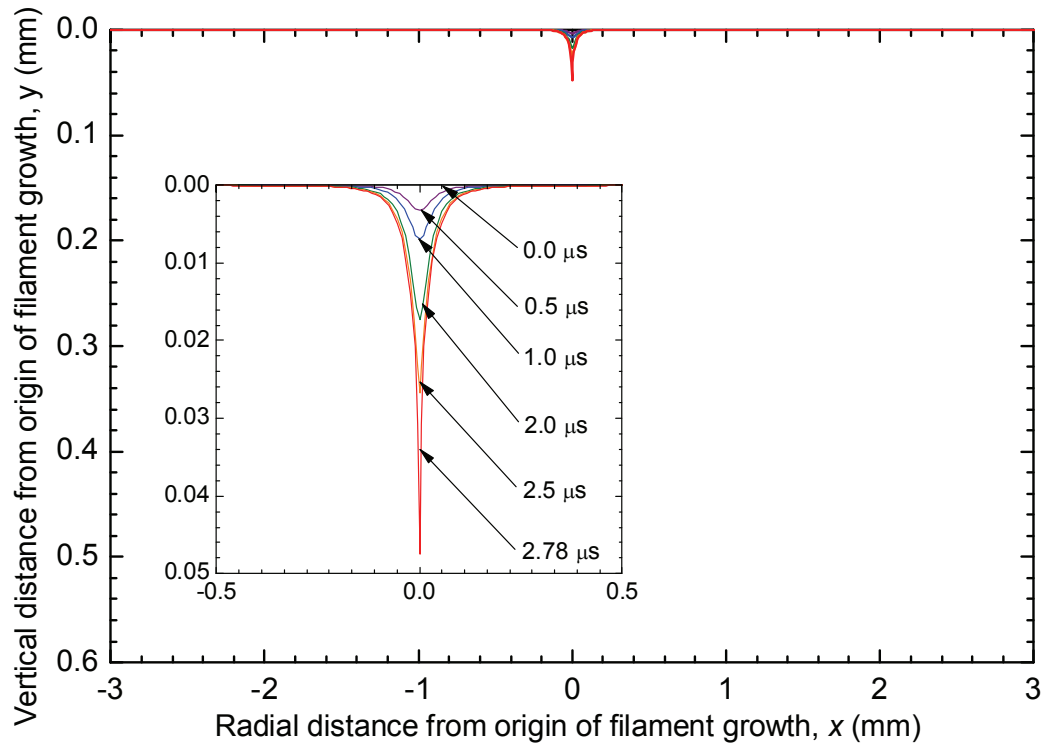
(a) Interfacial shape of molten copper



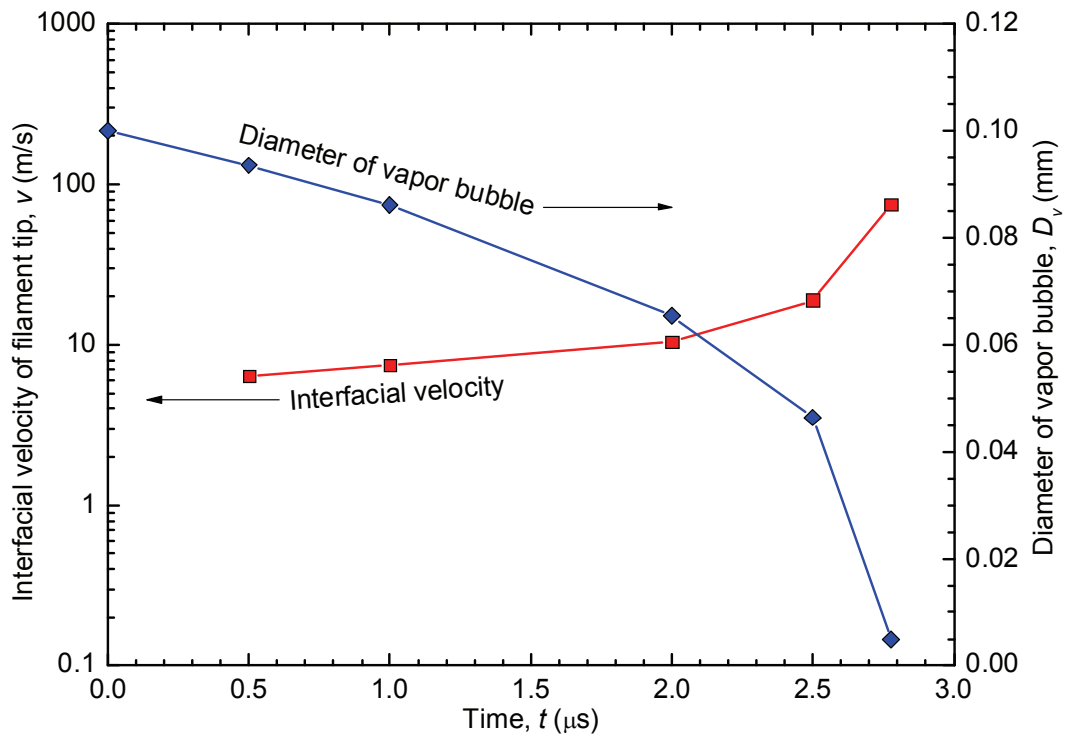
(b) History of vapor bubble diameter and interfacial velocity of filament

Figure 3.3.11 Behavior of molten copper interface at vapor bubble condensation

($D_v = 0.5$ mm, $H = 0.25$ mm, $h = 10^5$ W/m²/K)



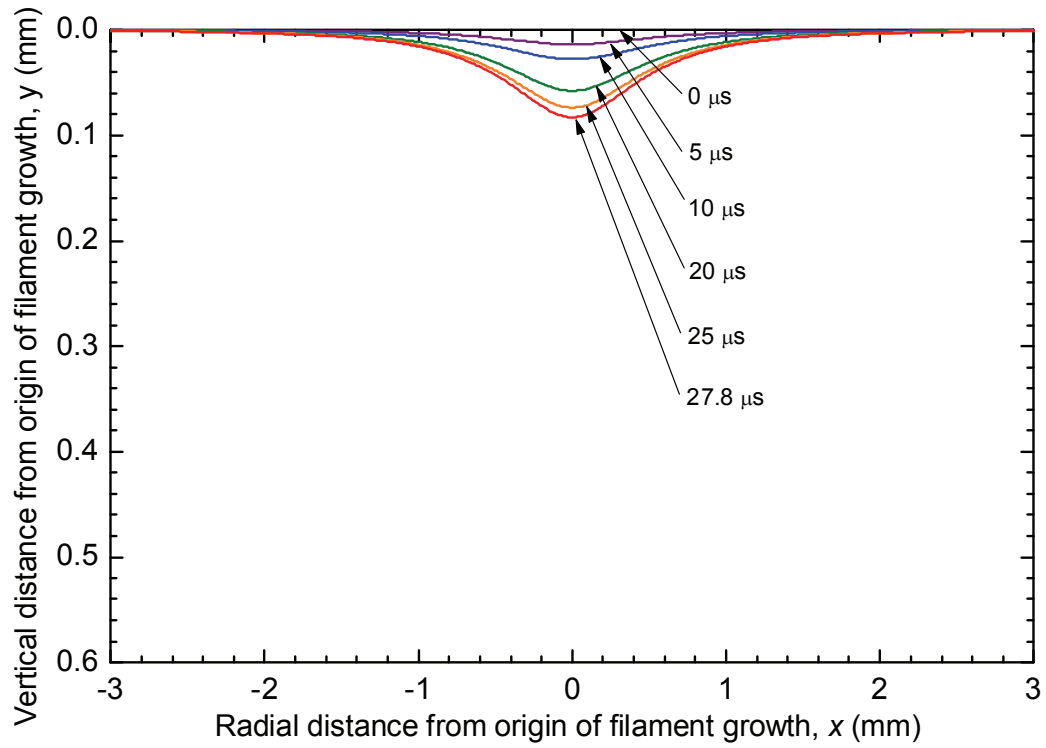
(a) Interfacial shape of molten copper



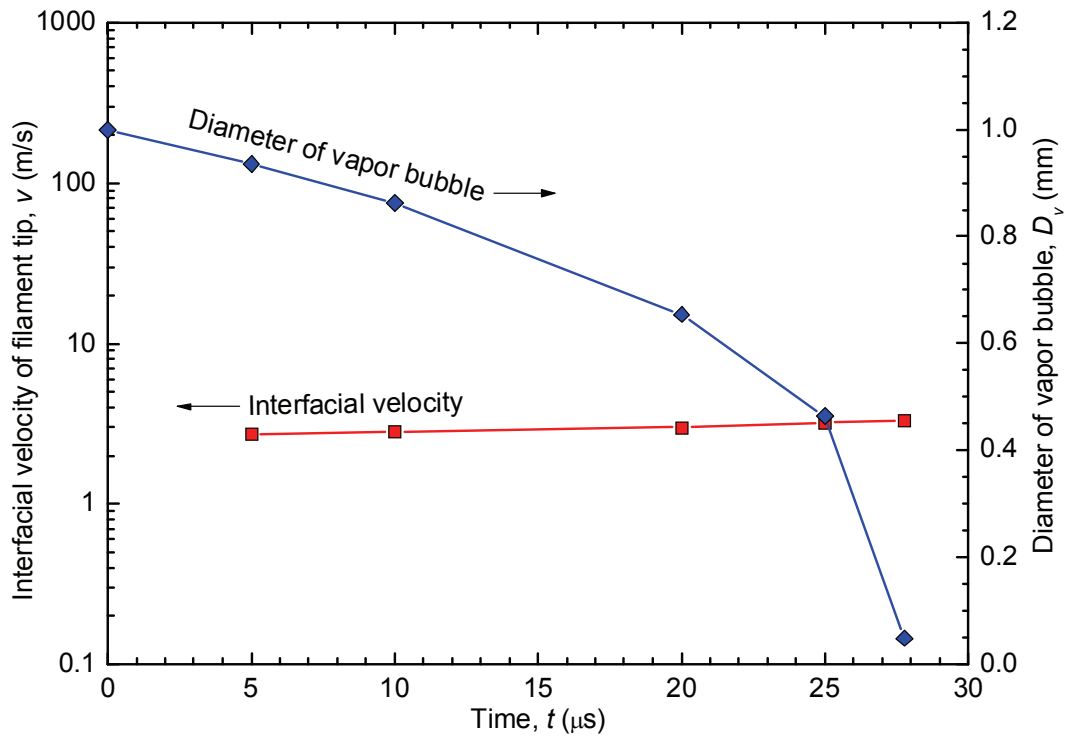
(b) History of vapor bubble diameter and interfacial velocity of filament

Figure 3.3.12 Behavior of molten copper interface at vapor bubble condensation

$$(D_v = 0.1 \text{ mm}, H = 0.05 \text{ mm}, h = 10^5 \text{ W/m}^2/\text{K})$$



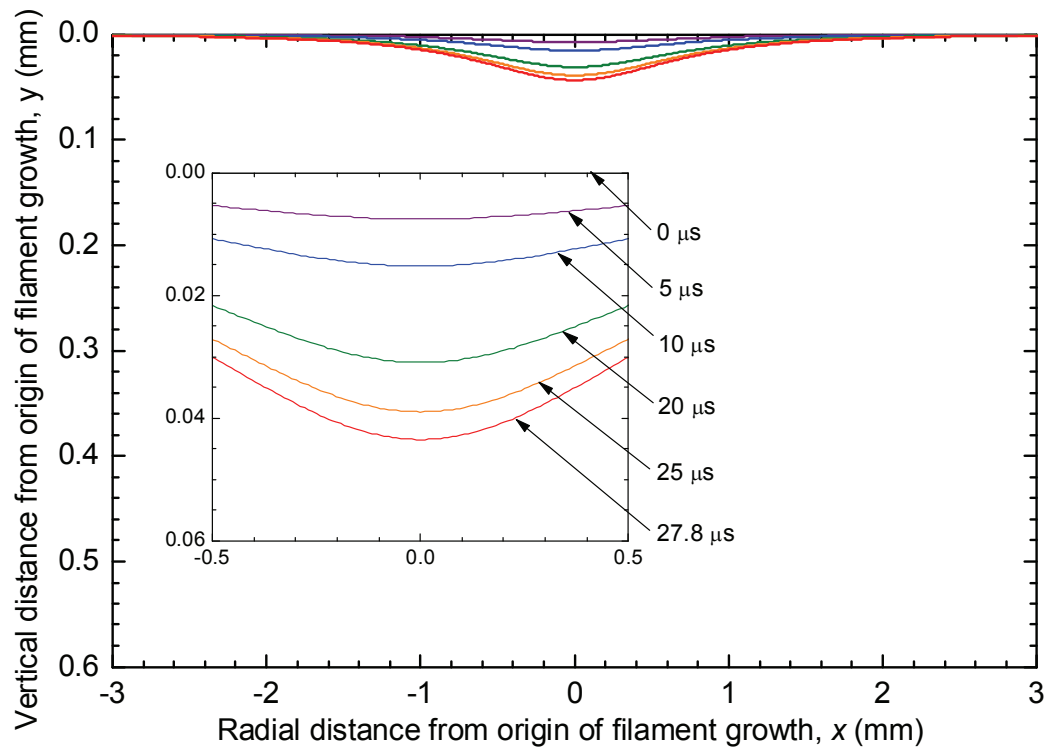
(a) Interfacial shape of molten copper



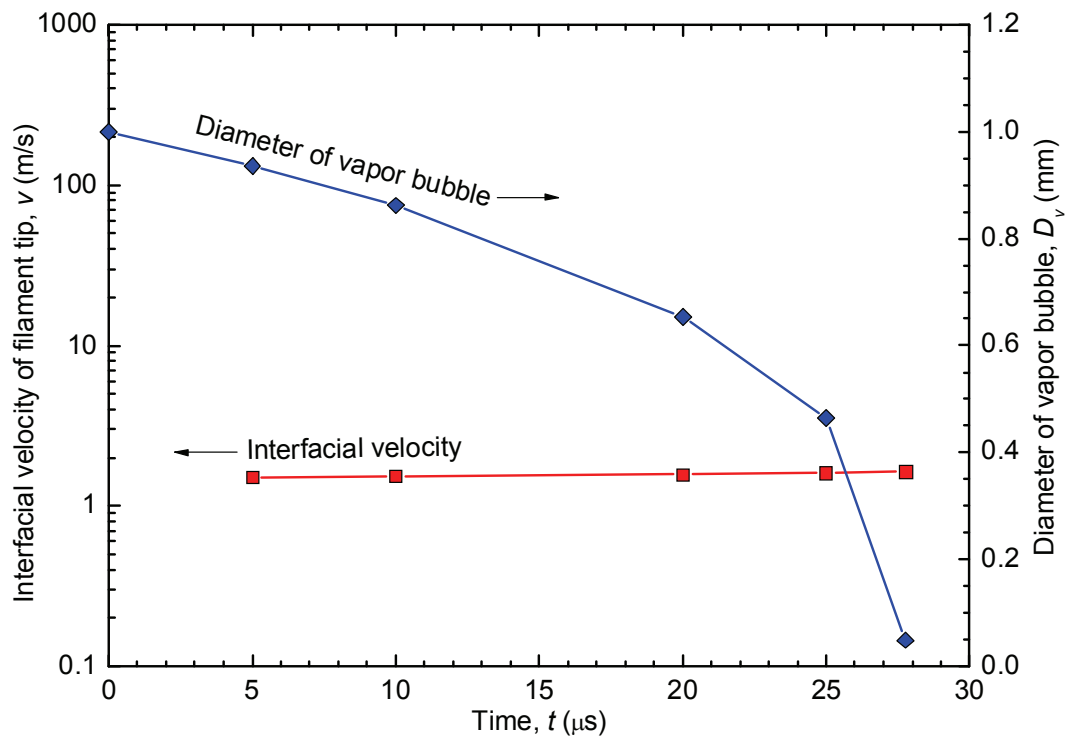
(b) History of vapor bubble diameter and interfacial velocity of filament

Figure 3.3.13 Behavior of molten copper interface at vapor bubble condensation

$$(D_v = 1.0 \text{ mm}, H = 0.75 \text{ mm}, h = 10^5 \text{ W/m}^2/\text{K})$$



(a) Interfacial shape of molten copper



(b) History of vapor bubble diameter and interfacial velocity of filament

Figure 3.3.14 Behavior of molten copper interface at vapor bubble condensation

$$(D_v = 1.0 \text{ mm}, H = 1.0 \text{ mm}, h = 10^5 \text{ W/m}^2/\text{K})$$

3.4. まとめ

実用的な金属材料と同程度の高い融点を有する銅を熔融金属として、単一熔融銅液滴を水プールに滴下させる小規模蒸気爆発実験を実施した。高速度ビデオカメラによる可視観測画像に基づき蒸気膜崩壊ならびに蒸気爆発発生機構を提案した。

低サブクール条件では、熔融金属が安定した厚い蒸気膜に覆われた。この安定した蒸気膜により、銅の固化温度以上の高温条件で熔融金属と水の液液直接接触が妨げられ、蒸気爆発に至らなかったと考える。

サブクール度の増大に伴って、熔融金属の自発的蒸気爆発の発生頻度が増大し、水温が 20℃という高サブクール条件下では、およそ 7 割の確率で自発的蒸気爆発が発生するようになった。自発的蒸気爆発が発生した場合の熔融金属挙動の観測結果より、トリガリング以前に熔融銅フィラメントが成長している様子がみられ、この熔融銅フィラメントが成長した場合には、ほぼ全ての場合で自発的蒸気爆発に至っていることが分かった。

蒸気爆発が発生した高サブクール条件下では、蒸気膜界面が不安定であるために極めて不均一で、かつ薄い蒸気膜によって熔融液滴が覆われている。そのため、瞬時局所では液液直接接触に近い状態になり、高い熱流束を生じる箇所が存在する。その箇所において急激に蒸気が生成され、その蒸気泡が熔融銅界面近傍でサブクール水によって急激に凝縮した場合には、蒸気泡の体積減少に伴って熔融銅界面の変形が誘起されて熔融銅フィラメントが生成される可能性が考えられる。しかしながら、その熔融銅フィラメントは熱容量が小さいため、フィラメントの成長に伴って急速に冷却され、フィラメント周囲の蒸気膜が先行的に凝縮する。最終的には熔融銅フィラメント周囲の蒸気膜凝縮が起点となり、蒸気膜崩壊が熔融液滴全体に伝播し、蒸気爆発に至る。

4. 異なる冷却材に対する蒸気膜崩壊機構

概要

塩水およびナノ流体を冷却材とした場合のクエンチ特性を明らかにするため、高温固体球を冷却材に浸漬させるクエンチ実験を実施し、固体球周囲の沸騰様相の可視観察、固体球表面温度計測、固体球と冷却材の接触様相の計測を実施した。塩水の場合には、安定した膜沸騰段階から断続的な固液接触様相が見られ、塩の種類によらず水溶液濃度の増大と共にクエンチ温度が上昇することを明らかにした。ナノ流体の場合には、膜沸騰時の冷却特性は水とほぼ同等であり、クエンチ温度についても本実験条件範囲においては Al_2O_3 ナノ流体濃度によらず、水の場合とほぼ同様の傾向を示すことを明らかにした。

4.1. 高温固体球クエンチ実験

4.1.1. 実験装置

図 4.1.1 は実験装置の概要図である。試験部は加熱部ならびに冷却材プールからなる。加熱部は内径 40 mm の円筒状電気炉である。試験固体球である直径 30 mm ステンレス(SUS304)製固体球は、電気炉内で大気加熱される。固体球表面温度を計測するために固体球に直径 1.6 mm 接地 K 型シース熱電対を挿入した。この熱電対は固体球の昇降および支持のためにも利用した。固体球は加熱炉上部に設置された駆動機構によって上下に駆動される。冷却材プールは 200mm×200mm×200mm の耐熱ガラス製水槽である。冷却材量は 2.4 L として水槽下部の温度制御スターラーによる加熱・攪拌を行い、冷却材温度は水槽内に挿入された熱電対の指示値に基づいて PID 制御した。

図 4.1.2 は本実験で用いる試験固体球の詳細図である。固体球表面温度を計測する熱電対の時間定数は約 0.1 s である。熱電対先端は固体球下部において TIG 溶接し、バフ研磨を行うことで球表面の凹凸を最小限に抑え、穴の貫通部分が気泡核となって蒸気膜の崩壊挙動に影響を与えないように配慮した。固体球と水溶液の直接接触を検出するために、冷却材プール中に電極を挿入し、固体球を含む回路に流れる電流を測定した。

温度計測誤差に関して、K 型シース熱電対は JIS クラス 1 であり、許容差は測定温度の $\pm 0.4\%$ である。また、Yokogawa 社製データロガー DL750 の計測誤差は測定温度の $0.1\% + 1.5\text{ }^\circ\text{C}$ である。よって、本実験におけるクエンチ温度測定値の温度計測誤差は最大 $\pm 3.6\text{ }^\circ\text{C}$ である。

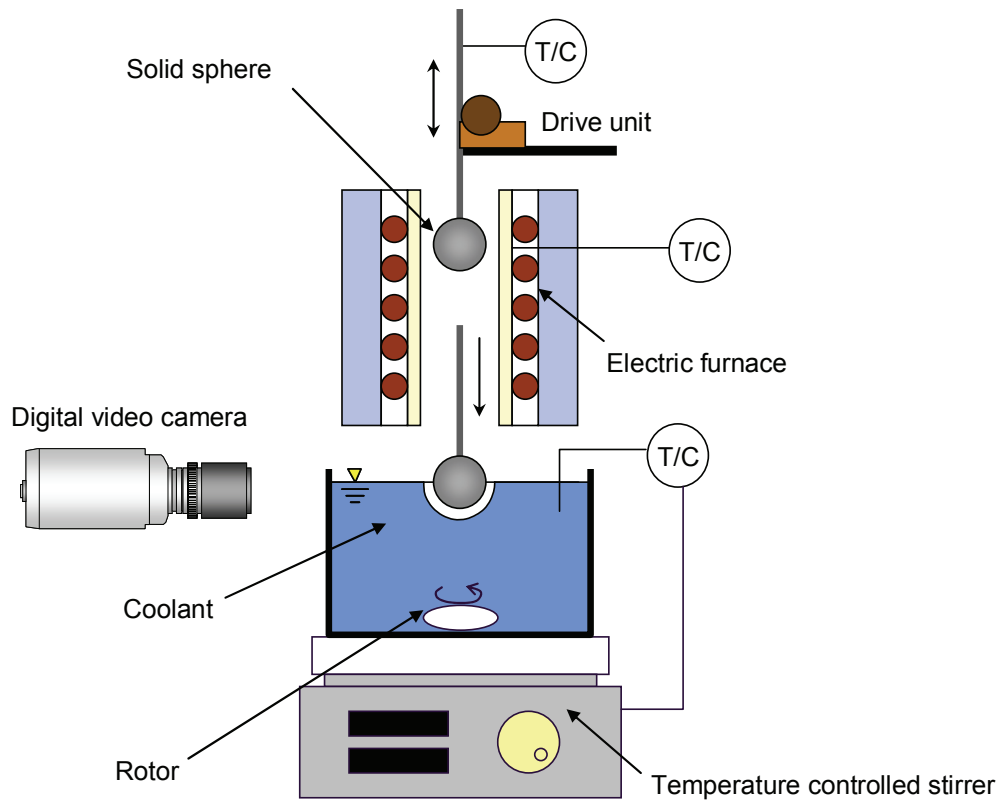


Figure 4.1.1 Experimental apparatus of solid sphere quenching

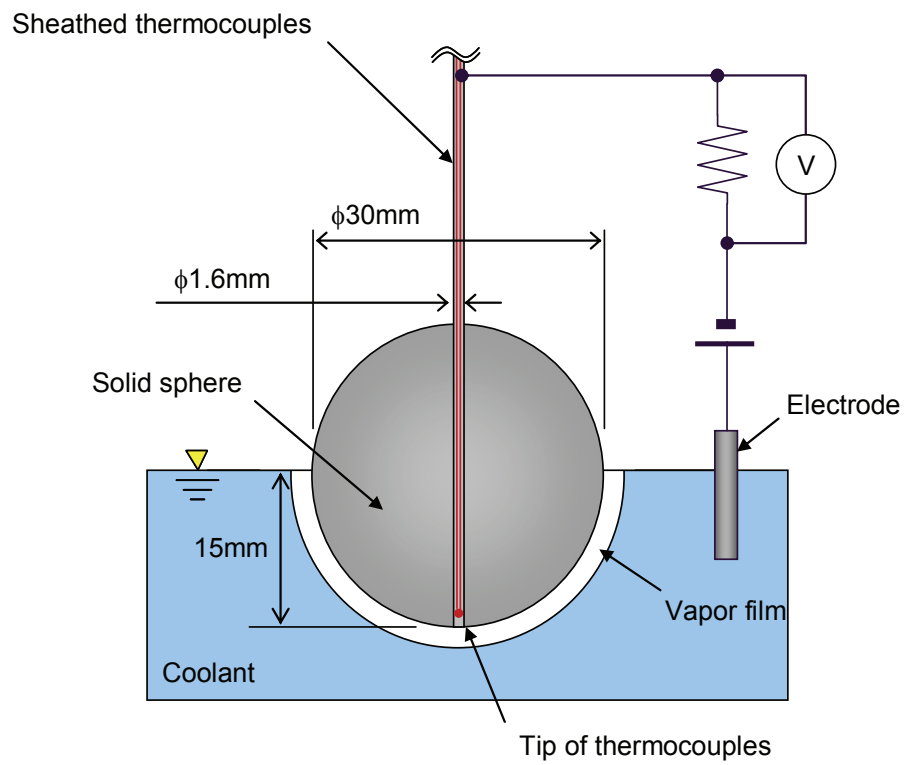


Figure 4.1.2 Detail of solid sphere

固体球表面温度および電流の計測は同じデータロガーを使用し、10 k samples/s で行った。ただし、表面温度の測定値更新は測定機器の仕様により 20 samples 毎に行われる。固体球と水溶液の接触電流を計測する際に電気伝導度を増大させるために、物性を大きく変化させることのない 0.001N NaOH 水溶液を使用した。使用する水はイオン交換水とし、各浸漬実験前に十分な脱気を行った。

4.1.2. 実験方法および実験条件

実験手順を以下に示す。まず固体球を電気炉の中心部分で所定の温度まで加熱・保持し、モーター駆動装置によって冷却材プールに浸漬させる。このときの冷却に伴う固体球表面温度変化を熱電対により測定した。固体球と冷却材の初期接触および膜沸騰蒸気膜挙動に対する外乱を極力抑制するために固体球降下速度は約 20mm/s とした。固体球浸漬時の沸騰様相はデジタルビデオカメラ(Panasonic 社製、SDR-S100)によって観察した。デジタルビデオカメラの撮影条件は、撮影速度 30 fps、シャッター速度 1/8000 s とした。

本実験は、大別すると塩の添加による影響とナノ粒子懸濁による影響の 2 つの観点に着目した。以下に、対象となるそれぞれの冷却材における実験条件を示す。

表 4.1.1 に塩水を用いたときの実験条件を示す。実験パラメータは、水溶液種類ならびに水溶液濃度とした。固体球初期温度は実験条件によって 600°C、700°C の場合があるが、本実験において固体球初期温度が 700°C 以下であれば、クエンチ特性が固体球初期温度に依存しないことを事前に確認している。固体球浸漬深さは、球直径 D に対して浸漬深さ H を $0.5D$ 、すなわち 15 mm とし、熱電対挿入部上端が蒸気膜崩壊挙動に与える影響を排除した。また、固体球の初期表面性状を一定に保つため、実験前に球表面をアセトンにより脱脂洗浄を行い、実験毎に新品と交換することとした。

表 4.1.2 にナノ流体を用いたときの実験条件を示す。ナノ粒子を購入して自ら懸濁処理するために用いたのは、和光純薬製 Al_2O_3 粒子であり、メジアン径は 80nm である。一方、市販のスラリーとして用いたのは、シーアイ化成社製の NanoTek スラリーであり、懸濁されている Al_2O_3 粒子のメジアン径は 30nm である。主な実験パラメータは Al_2O_3 ナノ流体濃度である。固体球の初期温度や冷却材初期温度、固体球浸漬深さはそれぞれ 700°C、15mm の一定値とした。表 4.1.3 は Al_2O_3 ナノ流体の主な熱物性値^[63]である。

Table 4.1.1 Experimental conditions in the case of salt solution

Parameters	Legend	Unit	Value
Solution	-	-	CaCl_2 , LiCl , NaCl , MgCl_2 , KCl , LiNO_3 , NaNO_3 , Li_2SO_4 , MgSO_4
Concentration of solution	W	wt%	0, 10, 20, 30, 40
Initial temperature of coolant	T_c	°C	80
Initial temperature of solid sphere	T_h	°C	600, 700
Immersion depth of solid sphere	L	mm	$0.5D$ (=15 mm)

Table 4.1.2 Experimental conditions in the case of nanofluid

Parameters	Legend	Unit	Value
Coolant	-	-	Water Al ₂ O ₃ nanofluid(A) ¹⁾ Al ₂ O ₃ nanofluid(B) ²⁾
Concentration of nanofluid	W	wt%	0-15 (0-5 vol%)
Initial temperature of coolant	T_c	°C	80
Initial temperature of solid sphere	T_h	°C	700
Immersion depth of solid sphere	L	mm	0.5D (=15 mm)

1) prepared from powders, 2) commercial slurry

Table 4.1.3 Thermophysical properties of Al₂O₃ nanofluid^[63]

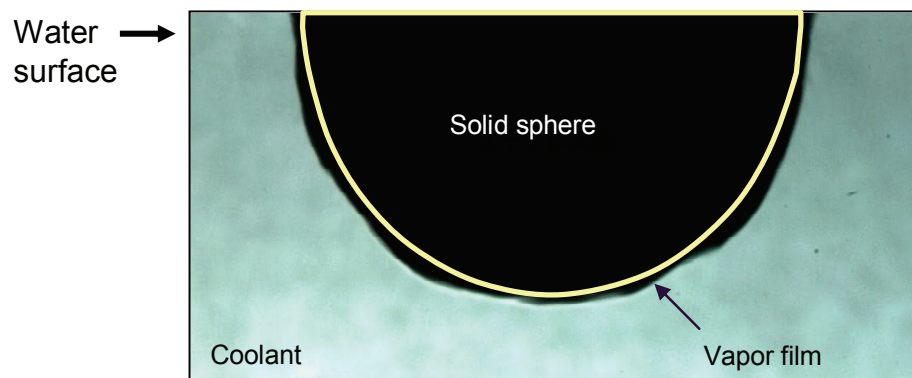
Concentration of Al ₂ O ₃ nanofluids (vol%)	Thermal conductivity (W/m/K)	Kinematic viscosity (mm ² /s)	Surface tension (mN/m)
Deionized water	0.60±0.0067	0.8900	67.7±1.2
0.001	0.61±0.0067	0.913 ±0.0098	67.0±0.2
0.01	0.62±0.0110	0.903 ±0.0002	47.6±1.1
0.1	0.58±0.0133	0.922 ±0.0016	40.9±0.3

4.2. 画像解析による蒸気膜厚さの評価方法

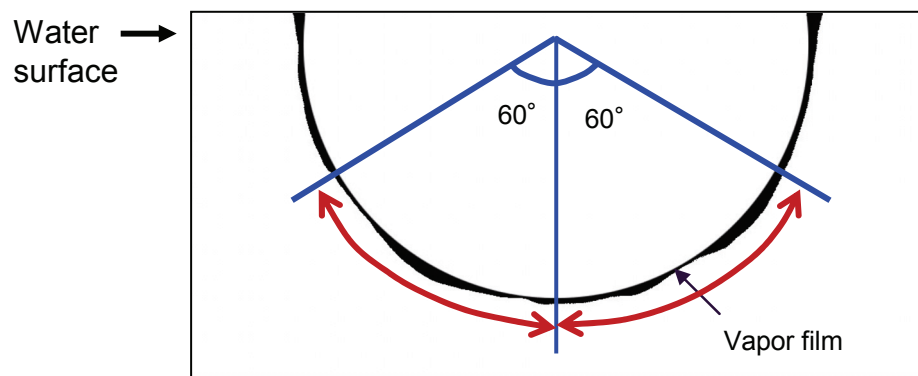
膜沸騰時の蒸気膜挙動を定量的に評価するために、高速度カメラによる可視観測結果をもとに画像処理によって膜沸騰蒸気膜厚さを算出した。

図 4.2.1 に画像処理された観察画像例を示す。まずバックライトによって固体球および膜沸騰蒸気膜がシャドーイメージとして観測された原画像(図 4.2.1(a))を用意する。その画像の固体球部分ならびに背景を除去し、2 値化処理を行うことで、蒸気膜部分のみの画像(図 4.2.1(b))として抽出する。水面の影響を排除した平均値として評価するため、抽出した蒸気膜のうち固体球下端から $\pm 60^\circ$ の範囲の平均値を蒸気膜厚さとして算出した。

観測画像を取得する際に、蒸気膜厚さの誤差になりうる影響因子として、固体球の揺れおよび固体球の軸方向変動がある。固体球の揺れは、固体球支持棒であるシース熱電対を、浸漬後に冷却材プール上端面で固定することによって抑制した。固体球の軸方向変動は、固体球支持棒の熱膨張によって生じる。そのため、熱膨張による変位量をあらかじめ測定し、補正した。



(a) Original image



(b) Elimination of background and sphere by image processing

Figure 4.2.1 Extraction of vapor film with image processing

4.3. 冷却材を変えたときの高温固体球クエンチ実験結果

4.3.1. 塩添加の影響

(1) 塩水における蒸気膜崩壊挙動

図 4.3.1 は側面からの固体球周囲の膜沸騰挙動観測結果である。上段が水、下段が 30wt%CaCl₂ 水溶液の場合である。観測画像の上端が液面であり、水溶液中に固体球の下半球が浸漬されている状態を表している。

図 4.3.2 は固体球表面温度および固体球-水溶液接触電流の時間変化を示している。図 4.3.2 (a) が水の場合、図 4.3.2 (b) が 30wt%CaCl₂ 水溶液の場合の実験結果である。青線が固体球表面温度であり、赤線が固体球-水溶液接触電流、いわゆる固液接触電流である。固液接触電流が検出された場合は、固体球と水溶液が直接接触した、いわゆる固液接触が発生したことを示している。固体球を浸漬した時刻を 0 s とした。図中にプロットした点は、図 4.3.1 に示した観測画像の時刻における固体球表面温度を示している。

水の場合、固体球浸漬後から安定した比較的厚い膜沸騰蒸気膜が固体球周囲に形成された。画像 A の膜沸騰状態が、画像 B の 178.30 s において蒸気膜崩壊に至った。膜沸騰蒸気膜の崩壊温度いわゆるクエンチ温度は、膜沸騰状態と核沸騰状態の冷却曲線を延長した交点として定義した。このときのクエンチ温度は 194℃であった。蒸気膜崩壊後は、画像 C, D のように大量の蒸気泡を生成しながら核沸騰を開始した。膜沸騰段階において固体球と水の接触、いわゆる固液接触による有為な電流は検出されず、蒸気膜崩壊が開始した 178.30 s に顕著な固液接触電流が検出された。固体球と水溶液の接触を検知する電流は、両者が膜沸騰蒸気膜によって完全に隔てられている状態では無視できるほど小さい。固体球が水溶液と局所的に直接接触する、いわゆる固液接触が発生する場合には固液接触電流が有為に検出される。

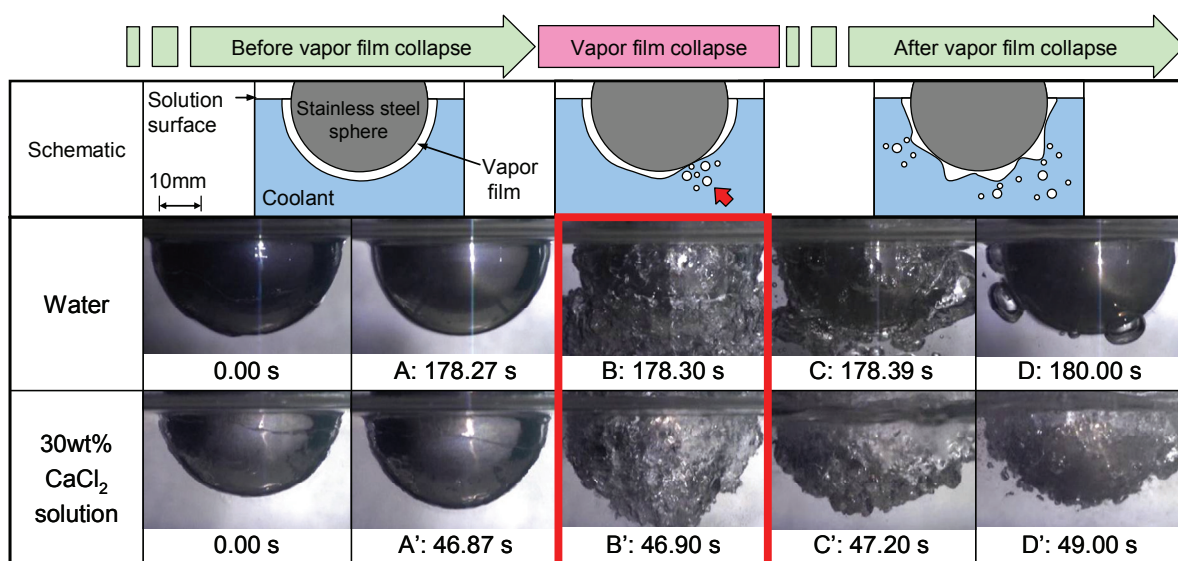


Figure 4.3.1 Successive images of vapor film collapse behavior

30wt% CaCl_2 水溶液の場合、画像 A' の膜沸騰状態が、画像 B' の 46.90 s において蒸気膜崩壊が開始した。このときのクエンチ温度は 368℃であった。蒸気膜崩壊後は、画像 C', D' のように大きな蒸気泡だけでなく微小な蒸気泡も大量に生成しながら、核沸騰に移行した。固液接触電流は膜沸騰段階から確認され、スパイク状の断続的な電流が検出された。これは、固体球と水溶液との直接接触が間欠的に発生していることを示唆している。また、接触信号のパルス幅は数 ms であり、極めて短時間に固液接触した後に再び安定な膜沸騰状態に回帰することを示唆している。固液接触挙動に関して、膜沸騰持続時間が 46.85s であったのに対して、固液接触回数は 56 回であり、固液接触時間はのべ 0.308s であった。ゆえに、固液接触時間は膜沸騰持続時間に対して極めて短い時間であったことがわかる。

図 4.3.3 は水と 30wt% CaCl_2 水溶液に対する沸騰曲線である。固体球の表面熱流束は、図 4.3.2 の冷却曲線に基づき、固体球を集中熱定数系と近似して冷却材中に浸漬される固体球下半球からのみ冷却され、固体球上半球は断熱されていると仮定して次式により算出した。

$$q_s'' = \frac{\rho_h c_{p,h} \frac{dT_h}{dt}}{\frac{\pi D^2}{2}} \quad (4.3.1)$$

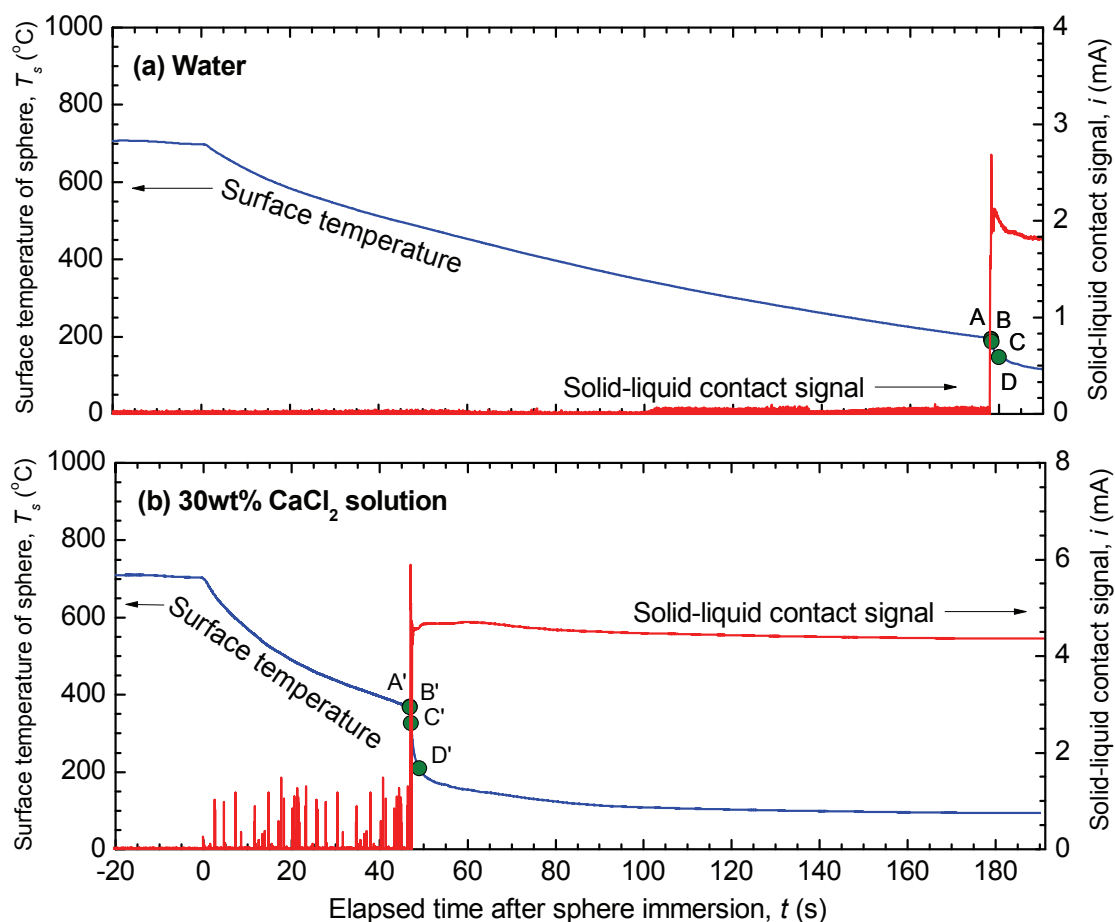


Figure 4.3.2 Quenching curves and contact signals between solid sphere and solution

ρ_h は固体球の密度、 $c_{p,h}$ は固体球の比熱、 T_h は固体球表面温度、 D は固体球直径を表す。比較として示した西尾らによる実験は、 $\phi 10\text{mm}$ の白金球をサブクール度 30K の水プール中に $0.75D$ 浸漬させる体系である^[64]。サブクール度は本実験結果より 10K 低いものの、ほぼ同様の実験条件である。膜沸騰段階の表面熱流束および極小熱流束点は、西尾らの実験結果とも定量的によく一致しており、本実験結果の定量的な妥当性が確認できたと考える。ただし、極大熱流束は本実験結果のほうが大きい。これは、固体球温度の計測位置の違いによって説明される。本実験における固体球感温部は固体球表面にあるのに対して、西尾らの実験における固体球感温部は固体球中心にある。そのため、本実験結果のほうが蒸気膜崩壊による急激な温度変化に対する応答が速く、極大熱流束が大きくなったものと考えられる。30wt% CaCl_2 水溶液の場合、膜沸騰段階における表面熱流束が水の場合のおよそ2倍であり、膜沸騰熱伝達が向上していることがわかった。過熱度の減少に伴って表面熱流束は減少し、極小熱流束付近では水の表面熱流束とほぼ同様となった。クエンチ後の極大熱流束は水の場合のおよそ2倍であった。これは、クエンチ時の過熱度が CaCl_2 水溶液の方が高く、より高い熱伝達が生じたためであると考えられる。

図 4.3.4 は、30wt% CaCl_2 水溶液において膜沸騰段階から検出された固液接触電流に対してスペクトル解析した結果である。唯一のピークとしてみられるのは 50Hz であり、これは外部ノイズとしての交流周波数成分を検出してしまったことに起因する。ただし、この外部ノイズは固液接触様相が検出されていない場合に 0.01mA 程度の極めて微小電流として検出されており、スペクトル解析には現れたものの、固液接触電流の検出に対する影響は無視できるほど小さい。本実験結果からは膜沸騰段階の断続的な固液接触に対応する卓越した周波数は検出されなかったことから、顕著な周期性のない固液接触が固体球表面全体として検出された可能性が示唆された。

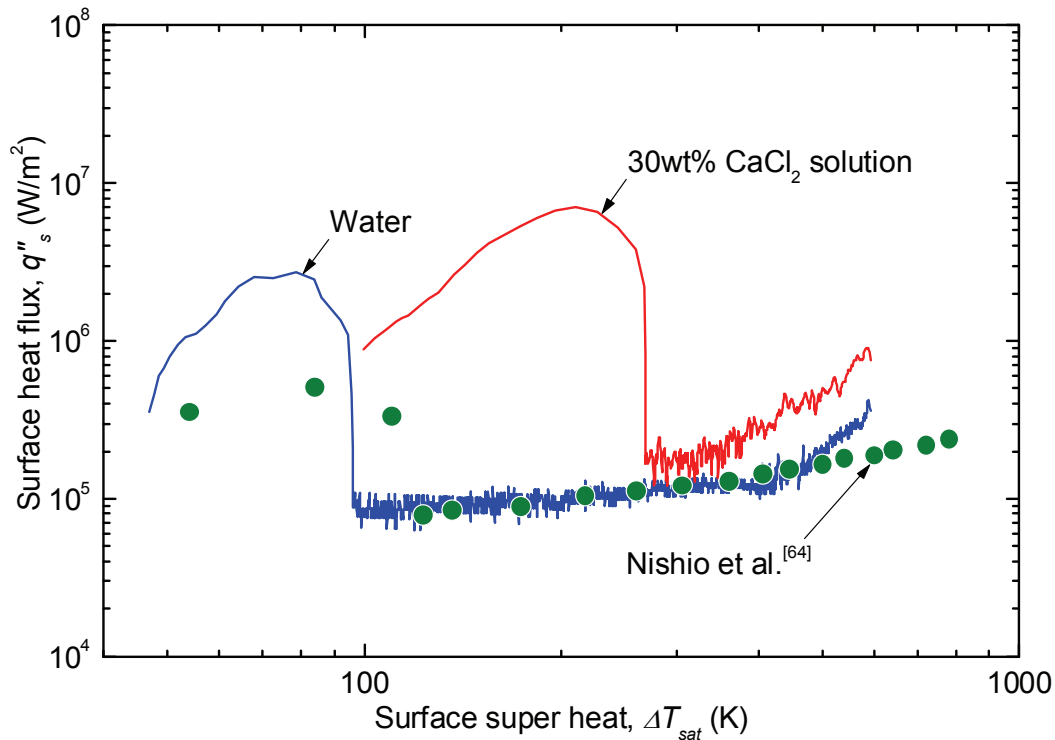


Figure 4.3.3 Comparison of surface heat flux between present experiment and existing experiment

図 4.3.5 は、安定した膜沸騰挙動をテスト部側面から高速度ビデオからによってシャドーイメージとして観察した画像である。図 4.3.5(a)が水の場合、図 4.3.5(b)が 20wt%CaCl₂ 水溶液の場合を示す。水の場合、比較的厚い蒸気膜が形成されており、局所的に大量の蒸気生成が確認できる。ほぼ一様な厚さの蒸気膜に固体球は覆われ、蒸気の生成ならびに凝縮、そして水面へ蒸気のまま抜けていく流れによって蒸気膜界面が変動していた。局所的に大量の蒸気が生成されたとき、蒸気膜厚さは一時的に厚くなるものの、水面に向かう蒸気流れ、あるいは気液界面における凝縮によって元の蒸気膜厚さに回帰した。図中の矢印は局所的に大量の蒸気が生成された気液界面の波が固体球に沿って移動する様子を示している。この気液界面波の移動速度は約 0.2m/s であった。20wt%CaCl₂ 水溶液の場合、水と比較して薄い蒸気膜が形成され、気液界面変動は極めて小さかった。固体球下端部の蒸気膜厚さが最も薄く、水面に近づくにつれてわずかに厚くなる傾向がみられた。

図 4.3.6 は、図 4.3.5 で示した実験結果における蒸気膜厚さと固体球表面温度の時間変化である。蒸気膜厚さは、観測画像に対して画像処理によって蒸気膜のみを抽出し、固体球下端から±60 度の範囲の平均厚さとして求めた。図 4.3.6(a)が水の場合、図 4.3.6(b)が 20wt%CaCl₂ 水溶液の場合を示す。図中右上には、蒸気膜厚さの変動の拡大図を示した。水の場合、約 0.5mm の比較的厚い蒸気膜に覆われており、固体球のあらゆる部位において局所的に大量の蒸気が生成されるため、蒸気膜界面の変動振幅が大きかった。固体球表面温度が 600℃程度まで低下する温度範囲においては、ほぼ同様の蒸気膜厚さを保ったまま、約±0.1mm の振幅で変動していた。それに対して、20wt%CaCl₂ 水溶液の場合、固体球下端部分での蒸気膜厚さが約 0.3mm と比較的薄い蒸気膜が形成されていた。気液界面変動は極めて小さく、約±0.03mm の振幅で変動していた。

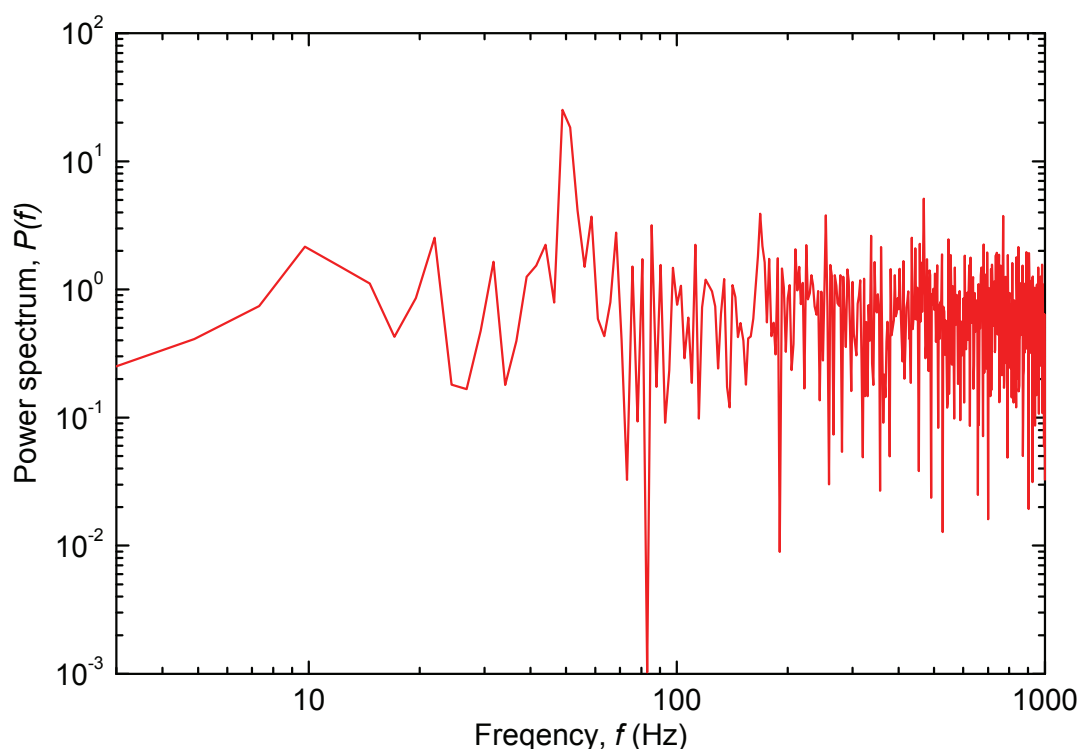
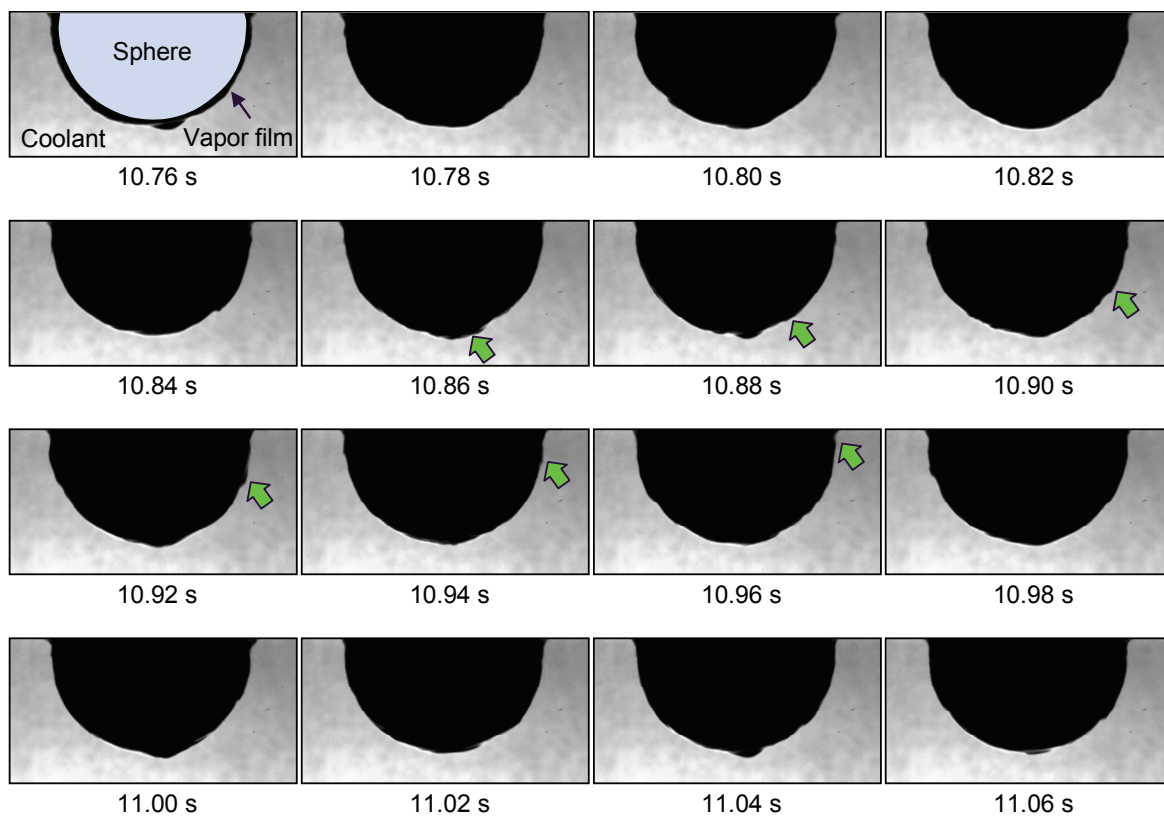
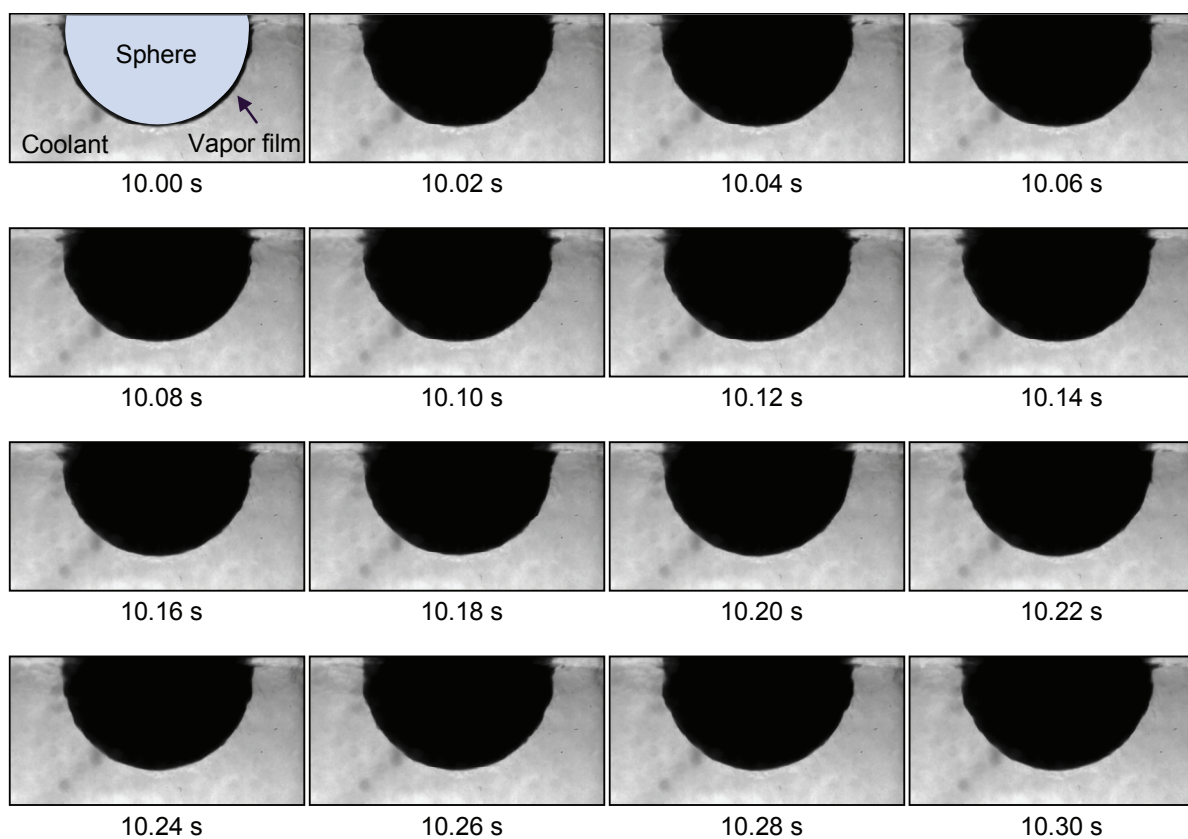


Figure 4.3.4 Frequency spectrum of contact signal between solid sphere and 30wt% CaCl₂ solution



(a) Water



(b) 20wt% CaCl_2 solution

Figure 4.3.5 Successive images of vapor film behavior during film boiling

図 4.3.7 は、同一の温度条件で水、20wt%CaCl₂ 水溶液における蒸気膜厚さを比較するため、固体球表面温度に対して蒸気膜厚さを示した。水の場合には約 0.5mm の比較的厚い蒸気膜に覆われており、約±0.1mm の振幅で変動していた。それに対して、20wt%CaCl₂ 水溶液の場合には約 0.3mm と比較的薄い蒸気膜が形成されており、約±0.03mm の振幅で変動していた。両者を比較すると、水の場合には気液界面の変動は大きいものの、蒸気膜厚さが最小になったとしても CaCl₂ 水溶液の場合よりも厚い蒸気膜が形成されていることがわかる。

図 4.3.8 は、観測画像から求めた蒸気膜厚さの時間変動をスペクトル解析した結果である。水の場合には、4.9Hz と 14.2、17.2Hz に卓越した周波数が見られた。大量に発生した蒸気が固体球を沿って水面へ向かうような固体球全体に関わる蒸気膜厚さの変動が 4.9Hz に対応すると考える。また、局所的に蒸気が生成するような蒸気膜厚さの局所変動が 14.2、17.2Hz に対応すると考える。それに対して、20wt%CaCl₂ 水溶液の場合には、2.0、2.3Hz に比較的卓越した周波数が見られたものの、水の場合ほど顕著な蒸気膜厚さ変動がないために明瞭なピークは得られなかった。

以上より、水の場合には気液界面の変動振幅を十分に許容できる厚い蒸気膜が形成されるため、安定した膜沸騰段階では顕著な固液接触は検出されなかった結果に対応する。それに対して、CaCl₂ 水溶液の場合には気液界面の変動振幅は小さいものの、極めて薄い蒸気膜であることから固液接触しやすい状態であり、膜沸騰段階からパルス状の断続的な固液接触が検出された結果に対応する。その結果として、より高温条件で固液接触頻度が増大し、蒸気膜崩壊に至った、すなわちクエンチ温度が上昇したと考える。

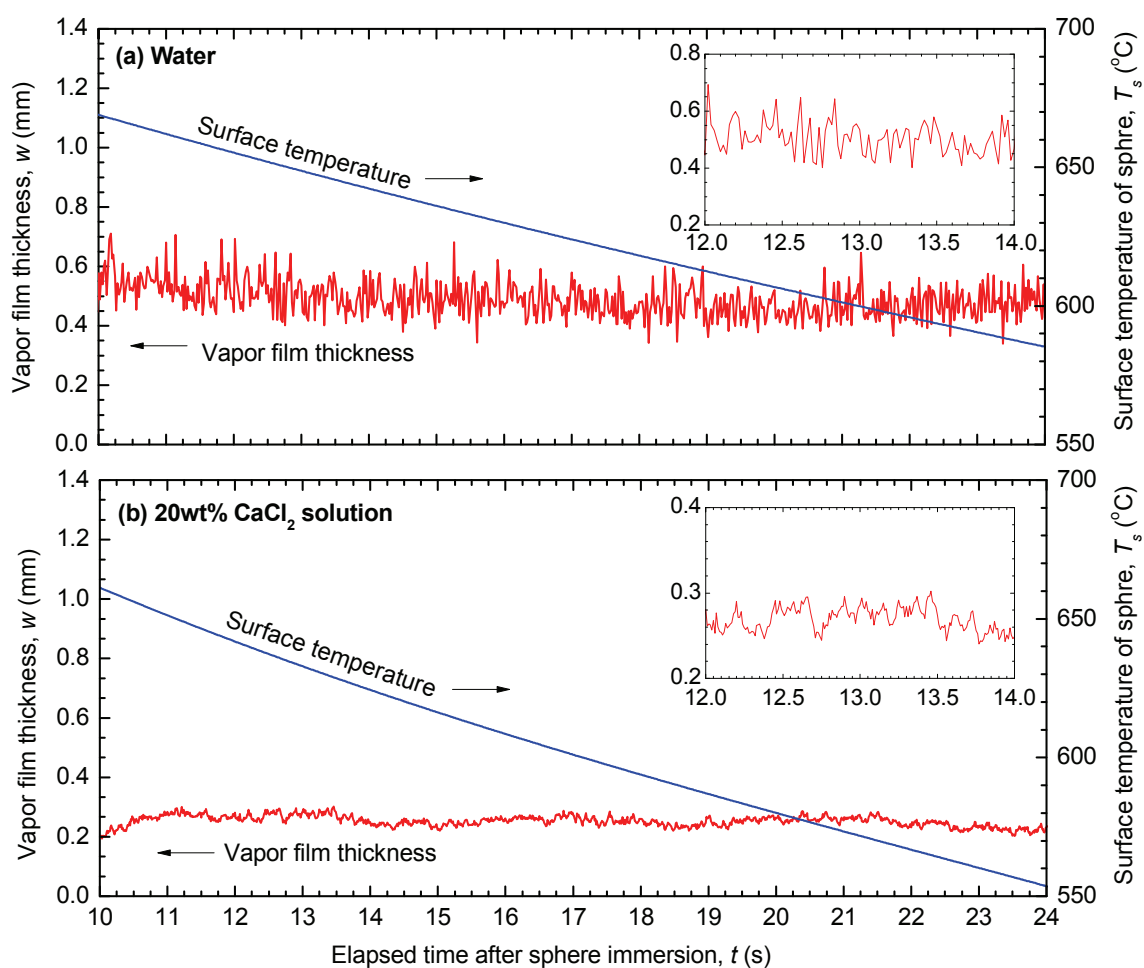


Figure 4.3.6 Surface temperature and vapor film thickness during film boiling

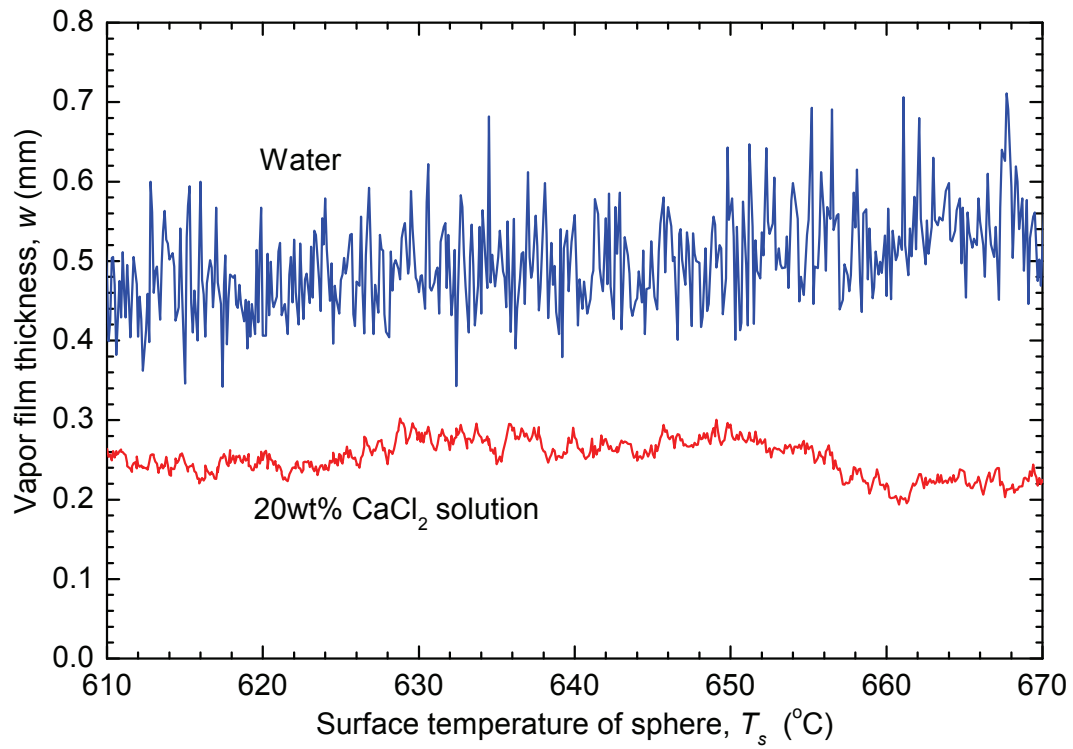


Figure 4.3.7 Comparison of vapor film thickness between water and CaCl_2 solution

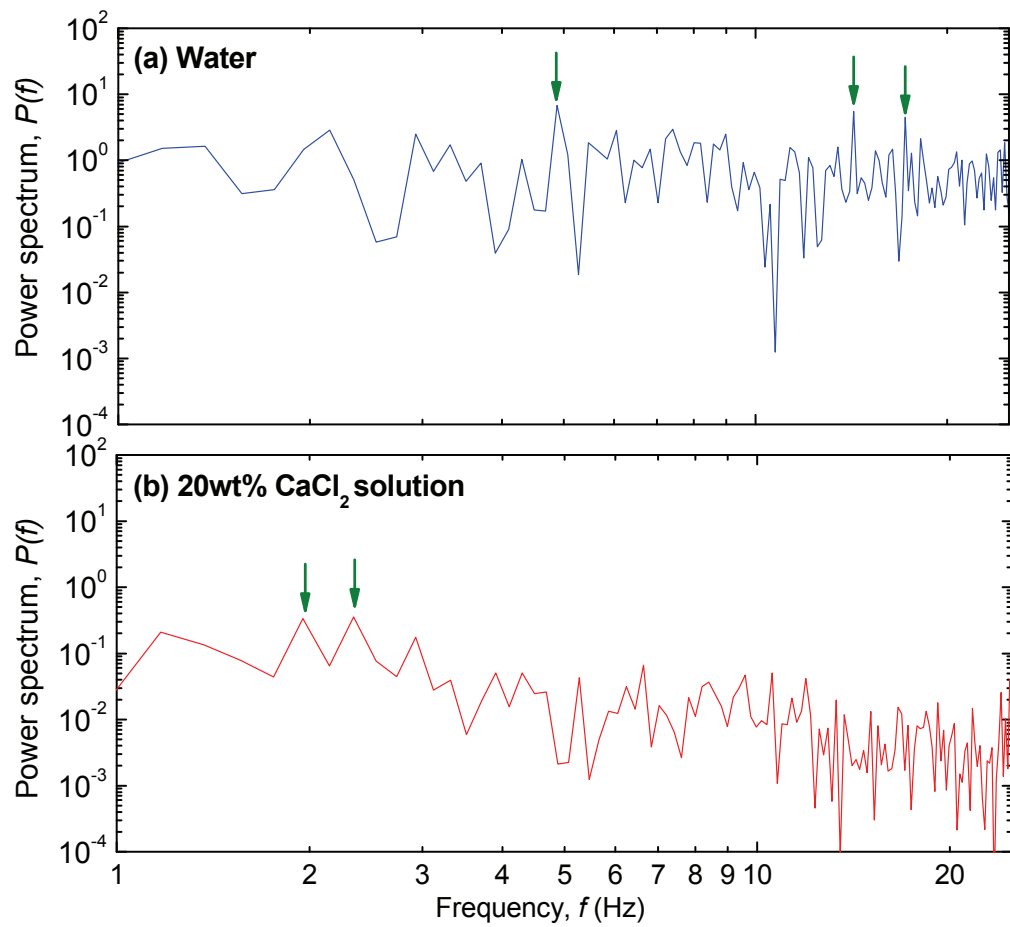


Figure 4.3.8 Frequency spectrum of vapor film thickness

本実験において、膜沸騰蒸気膜厚さを定量的に評価できたことから、この蒸気膜厚さに基づき熱流束および気液界面における熱伝達率すなわち凝縮熱伝達率を評価する。

本実験体系における熱伝達は、蒸気層における対流熱伝達、固体球からの放射、気液界面からの凝縮そして固体球表面を沿って大気中へ抜けていく蒸気の質量移行に分類できる。蒸気層における対流熱伝達、固体球からの放射は蒸発に相当する。これらの蒸発、凝縮、そして大気中へ抜けていく蒸気の質量移行が平衡する位置として蒸気膜厚さが定まる。

まず、固体球表面を沿って大気中へ抜けていく蒸気の質量移行に伴う熱輸送に相当する固体球の表面熱流束を評価する。

図 4.3.9 は、固体球周囲に蒸気膜が形成された膜沸騰様相の模式図である。ある蒸気膜厚さ w を有する蒸気層内を、固体球表面に沿って飽和蒸気が速度 v_g にて大気中へ放出されると仮定した。このときの蒸気の質量移行に伴う熱輸送に相当する固体球の表面熱流束は次式にて表される。

$$q_s'' = \frac{\rho_g S v_g h_{gl}}{\frac{\pi D^2}{2}} \quad (4.3.2)$$

$$S = \frac{\pi}{4} \left\{ (D + 2w)^2 - D^2 \right\} \quad (4.3.3)$$

図 4.3.10 は、蒸気流速に応じた蒸気の質量移行に相当する表面熱流束について、蒸気膜厚さをパラメータとして示した。蒸気流速の増大に伴って、表面熱流束は増大する傾向を示す。しかしながら、蒸気膜厚さが 0.7mm となる場合でも表面熱流束としては 10^4 W/m^2 のオーダー程度である。本実験における蒸気膜厚さは図 4.3.7 で評価したとおり最大でも 0.5mm 程度である。また、蒸気流速は図 4.3.5(a)における気液界面波の移動速度であるとするれば約 0.2m/s となる。実際の蒸気流速は気液界面波の移動速度よりも速いと考えられるが、1m/s を超えるような条件には至らな

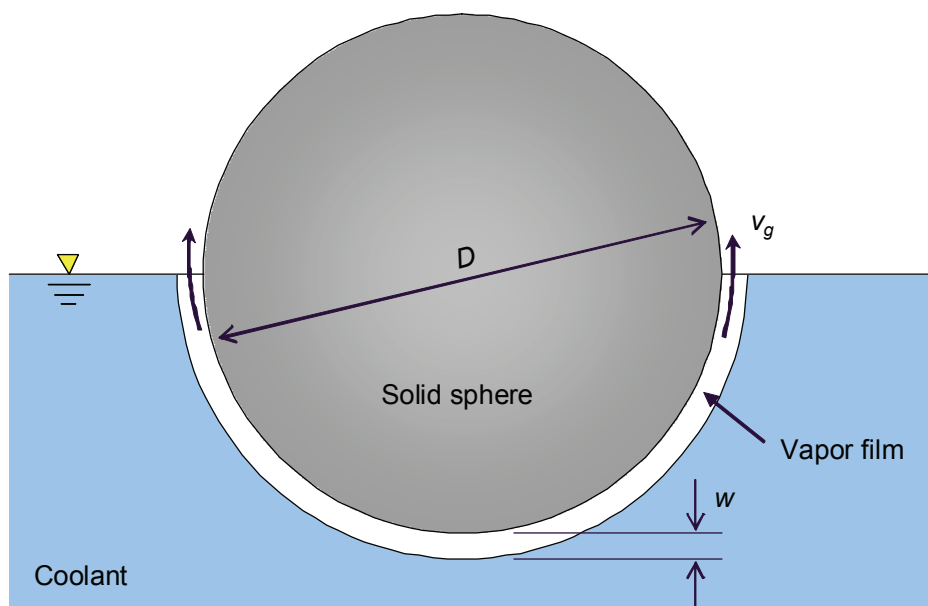


Figure 4.3.9 Schematic of vapor transition into atmosphere

いものとする。図 4.3.3 に示した表面熱流束と比較した結果、大気中へ抜けていく蒸気の質量移行は十分小さく無視できると考え、気液界面における表面熱流束ならびに熱伝達率の評価を行うこととした。

蒸気層の熱伝達が蒸気の自然対流によってされるとした場合、気液界面の熱流束ならびに熱伝達率は次式にて表される。

$$q_s'' = Nu \frac{\lambda}{w} (T_h - T_{sat}) + \varepsilon \sigma (T_h^4 - T_{sat}^4) \quad (4.3.4)$$

$$h = \frac{Nu \frac{\lambda}{w} (T_h - T_{sat}) + \varepsilon \sigma (T_h^4 - T_{sat}^4)}{T_{sat} - T_c} \quad (4.3.5)$$

このとき、固体球の放射率は 0.4 とした。ヌッセルト数は、固体球周りの蒸気が層流自然対流であると仮定した。これは、蒸気膜厚さが約 0.2mm、蒸気膜内の蒸気速度が約 0.2m/s である蒸気流れに対するレイノルズ数が 9.4 であったことに基づく。自然対流熱伝達は、一様伝熱面温度の球周りの層流の自然対流平均熱伝達率を表す Fujii らの式^[65]を用いて算出した。固体球温度は 600℃とし、蒸気の物性値は、球温度と水の飽和温度の平均値を用いたときのヌッセルト数は 8.2 であった。

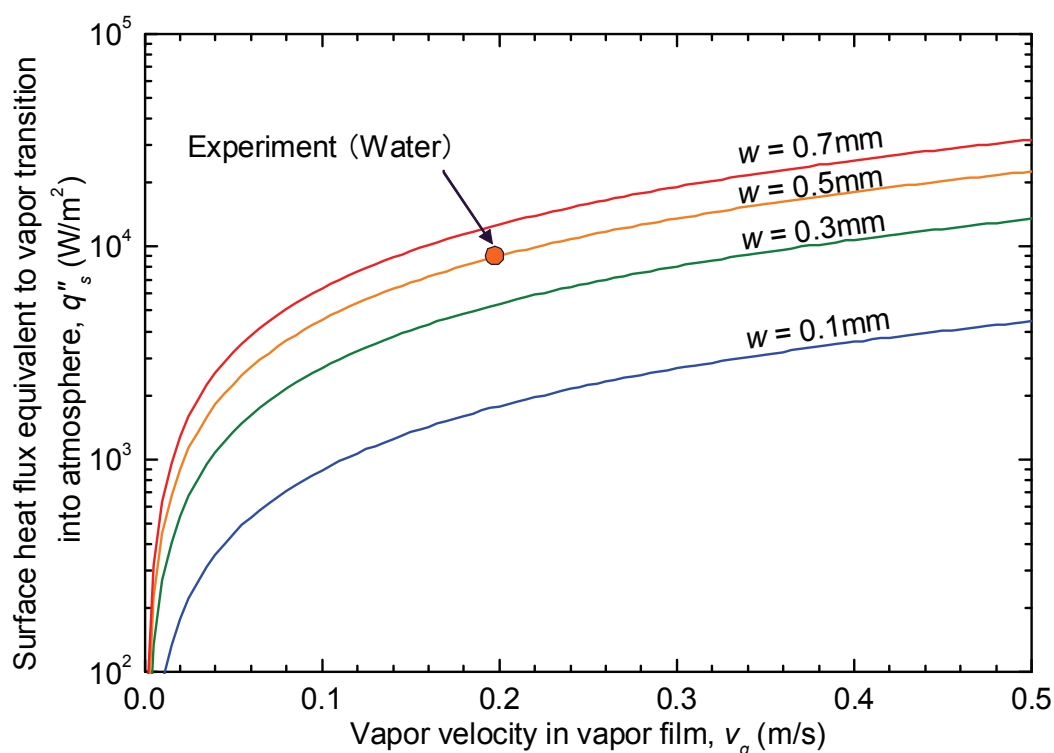


Figure 4.3.10 Surface heat flux equivalent to vapor transition into atmosphere

$$\overline{Nu_d} = 2 + 0.760 C_1 Ra_d^n \quad (0 \leq Ra_d \leq 10^7) \quad (4.3.6)$$

$$n = \frac{1}{4} + \frac{1}{4 + 8.2 Ra_d^{0.095}} \quad (4.3.7)$$

$$C_1 = \frac{3}{4} \left(\frac{Pr}{2.4 + 4.9 \sqrt{Pr} + 5 Pr} \right) \quad (4.3.8)$$

$$Ra_d = Gr_d \cdot Pr \quad (4.3.9)$$

$$Gr_d = \frac{g \beta (T_s - T_\infty) D^3}{\nu^2} \quad (4.3.10)$$

$$\beta = \frac{1}{T_\infty} \quad (4.3.11)$$

図 4.3.11 は、式(4.3.1)により固体球表面温度から求めた表面熱流束と、式(4.3.4)により蒸気膜厚さから求めた表面熱流束の比較を示した。両者がよく一致する結果が得られたことから、固体球は蒸気層の自然対流熱伝達によって冷却されたという仮定が妥当であることが示唆された。

図 4.3.12 は、式(4.3.4)により蒸気膜厚さに基づいて算出した表面熱流束である。水の場合、蒸気層の自然対流による影響が固体球からの放射の影響よりも一桁大きくなり、大半を占めることがわかる。全体としての表面熱流束は約 $2.5 \times 10^5 \text{ W/m}^2\text{K}$ であった。20wt%CaCl₂ 水溶液の場合、蒸気層の自然対流による影響が増大し、全体としての表面熱流束は約 $4.8 \times 10^5 \text{ W/m}^2\text{K}$ であった。

図 4.3.13 は、式(4.3.5)により蒸気膜厚さに基づいて算出した凝縮熱伝達率である。蒸気層の自然対流による影響と固体球の放射による影響の割合は図 4.3.12 と同様の傾向を示した。固体球表面過熱度が 510-570K の範囲における凝縮熱伝達率の平均値は、水の場合は $1.3 \times 10^4 \text{ W/m}^2\text{K}$ 、20wt%CaCl₂ 水溶液の場合は $2.7 \times 10^4 \text{ W/m}^2\text{K}$ であった。

凝縮熱伝達率に関する既存の知見は表 3.3.2 において示したように、凝縮熱伝達率は 10^4 - $10^5 \text{ W/m}^2\text{K}$ のオーダーであるとされる。また、Furuya らは蒸気膜安定境界の解析結果と既存の小規模蒸気爆発実験結果の比較することにより、凝縮熱伝達率が $10^3 \text{ W/m}^2\text{K}$ のときに良い一致が得られたとしている^[66]。本実験結果は $10^4 \text{ W/m}^2\text{K}$ のオーダーであることから、既存の実験結果とほぼ同様の値として評価された。

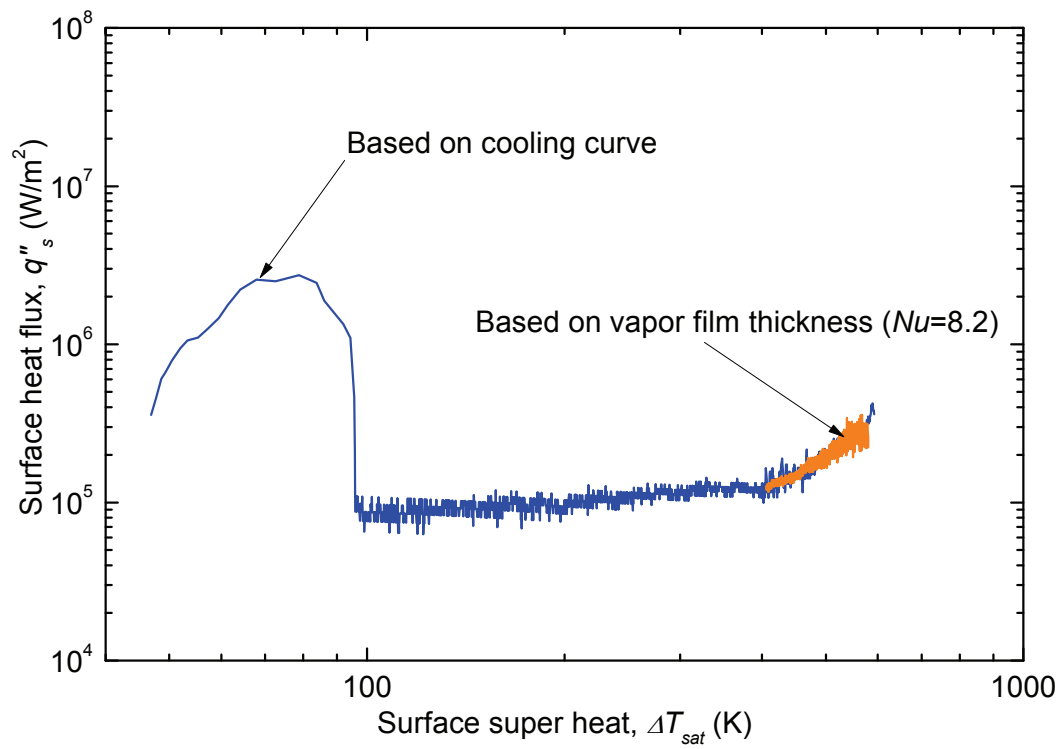
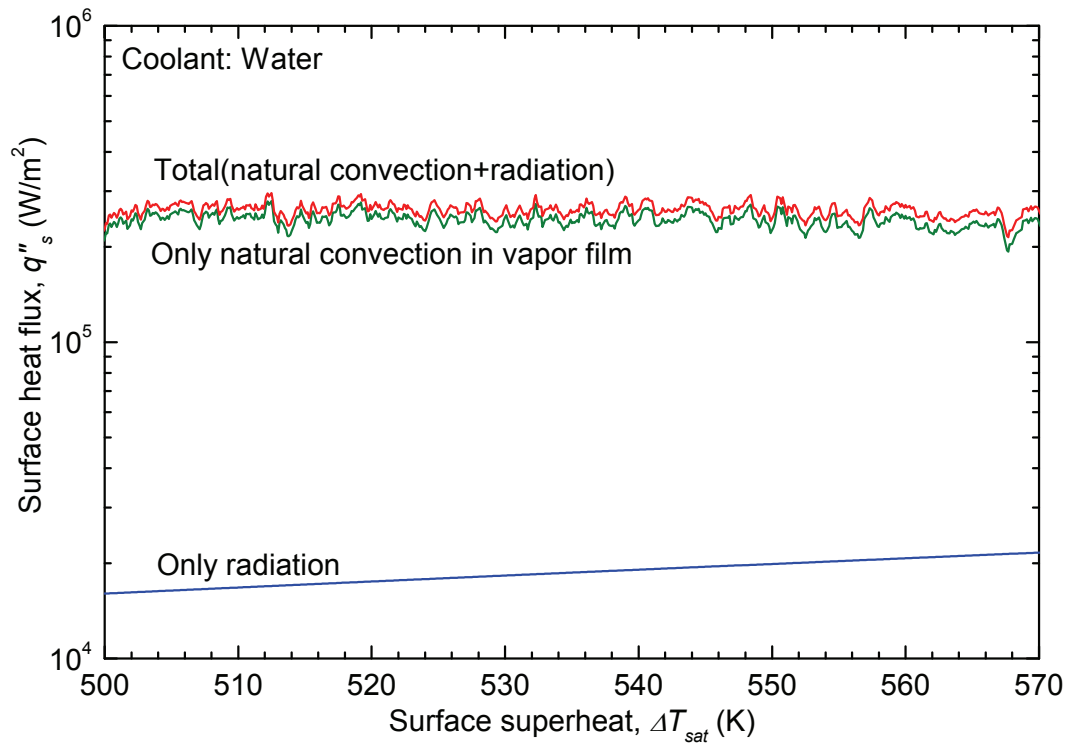
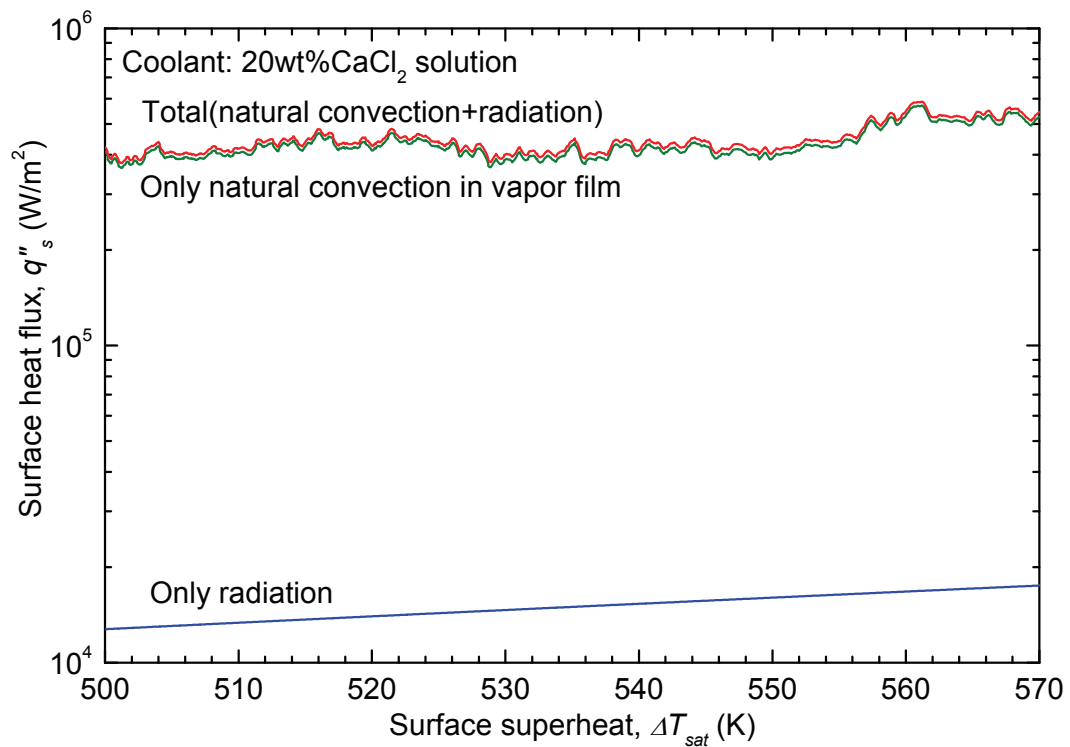


Figure 4.3.11 Surface heat flux of water based on cooling curve and vapor film thickness

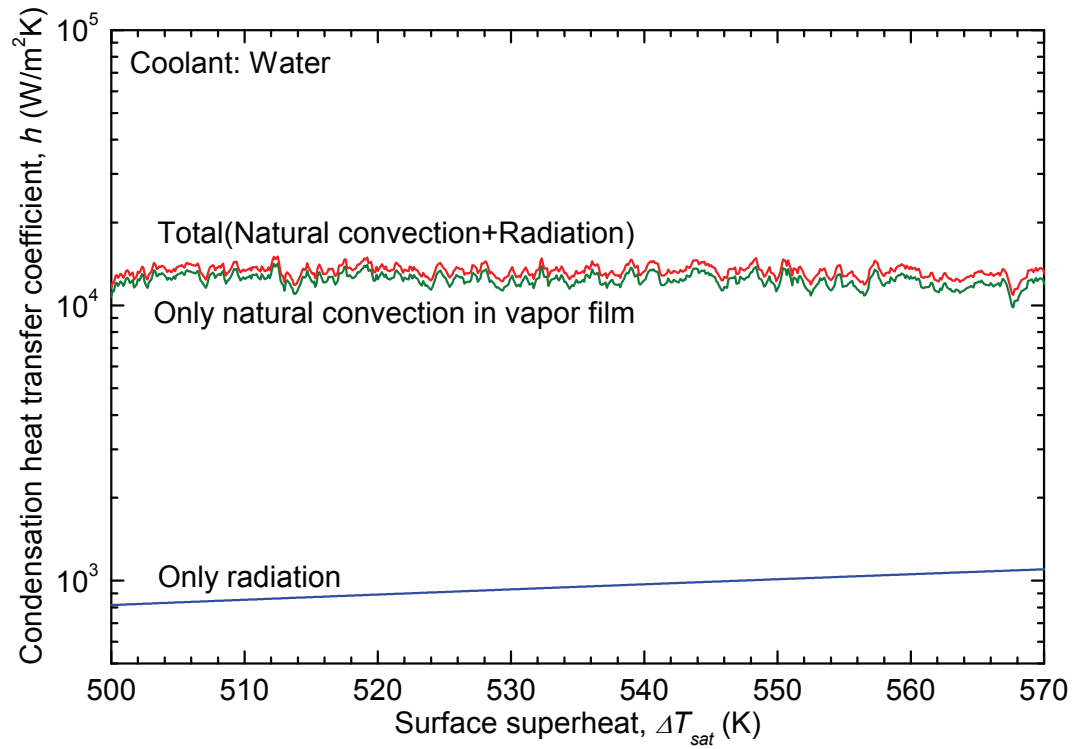


(a) Water

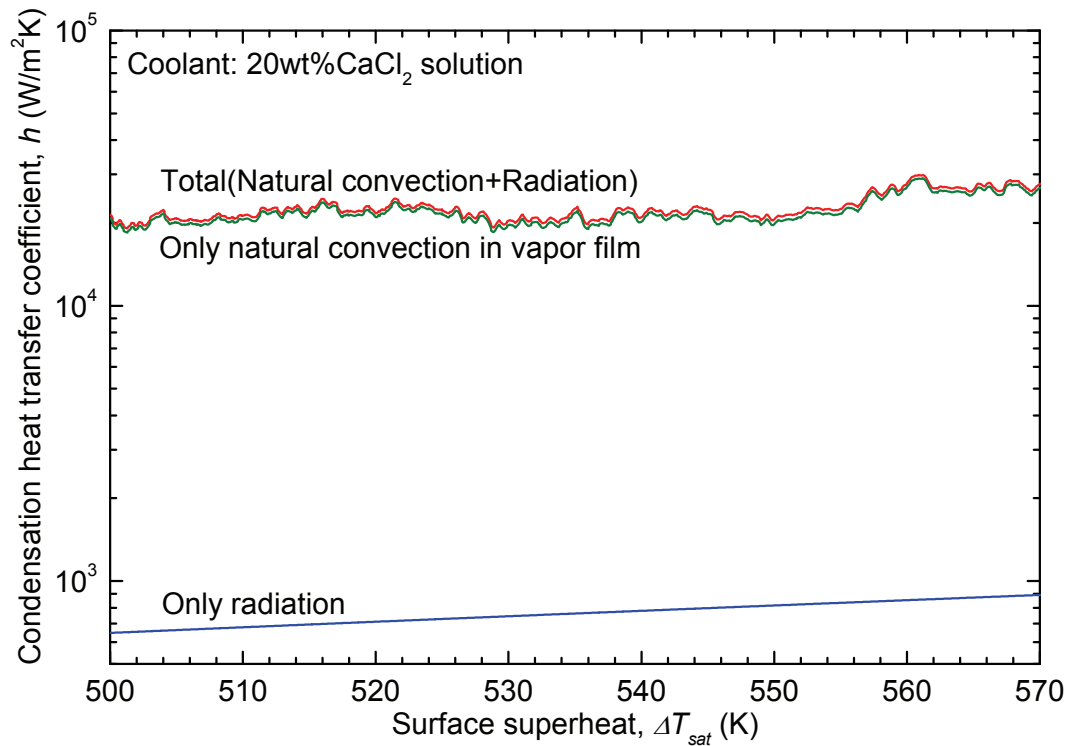


(b) 20wt% CaCl₂ solution

Figure 4.3.12 Surface heat flux during film boiling based on natural convection in vapor film and radiation



(a) Water



(b) 20wt% CaCl₂ solution

Figure 4.3.13 Condensation heat transfer coefficient during film boiling based on natural convection in vapor film and radiation

(2) 水溶液濃度および塩の種類の影響

図 4.3.14 は、水と 10wt%、20wt%、30wt%および 40wt%の CaCl_2 水溶液に対する冷却曲線である。固体球の浸漬開始時刻を 0 s とし、このときの固体球表面温度は約 700°Cである。水溶液濃度の増大に伴い、冷却速度ならびにクエンチ温度が上昇した。

図 4.3.15 は、 CaCl_2 水溶液濃度に対する冷却速度ならびにクエンチ温度である。固体球浸漬直後の膜沸騰状態における冷却速度を比較すると、水、10wt%、20wt%、30wt%および 40wt% CaCl_2 水溶液はそれぞれ、9.0 K/s、9.0 K/s、13.0 K/s、20.4 K/s、29.2 K/s であった。クエンチ温度は、水、10wt%、20wt%、30wt%および 40wt% CaCl_2 水溶液においてそれぞれ、194°C、220°C、308°C、368°C、588°Cであった。水溶液濃度の増大とともにクエンチ温度ならびに冷却速度はいずれも上昇した。

図 4.3.16 は CaCl_2 水溶液濃度に対する沸騰曲線である。固体球の表面熱流束は、固体球を集中熱定数系と近似し、冷却材中に浸漬される固体球下半球からのみ冷却され、固体球上半球は断熱されていると仮定して算出した。蒸気膜崩壊過程で得られる極大表面熱流束は、水溶液濃度の増大に伴って増大した。40 wt% CaCl_2 水溶液のときには、水の場合の 3.7 倍の極大表面熱流束が得られた。他の塩についても同様の傾向が得られた。

実験によって得られたクエンチ温度に対して塩の種類や水溶液濃度が及ぼす影響を考察する。同一の重量パーセント濃度の水溶液に対してクエンチ温度を比較した場合、塩の種類によって、定量的な差異が生じた。そこで、塩が水溶液中にイオンとして存在していることに着目する。塩を水に水和させた場合、水溶液中で陽イオンと陰イオンに解離する。水溶液濃度を表す指標として、水溶液中に存在するすべてのイオンの数密度を表す全イオンモル濃度 Z により整理することとした。全イオンモル濃度は次式として定義する。

$$Z = nX \quad (4.3.12)$$

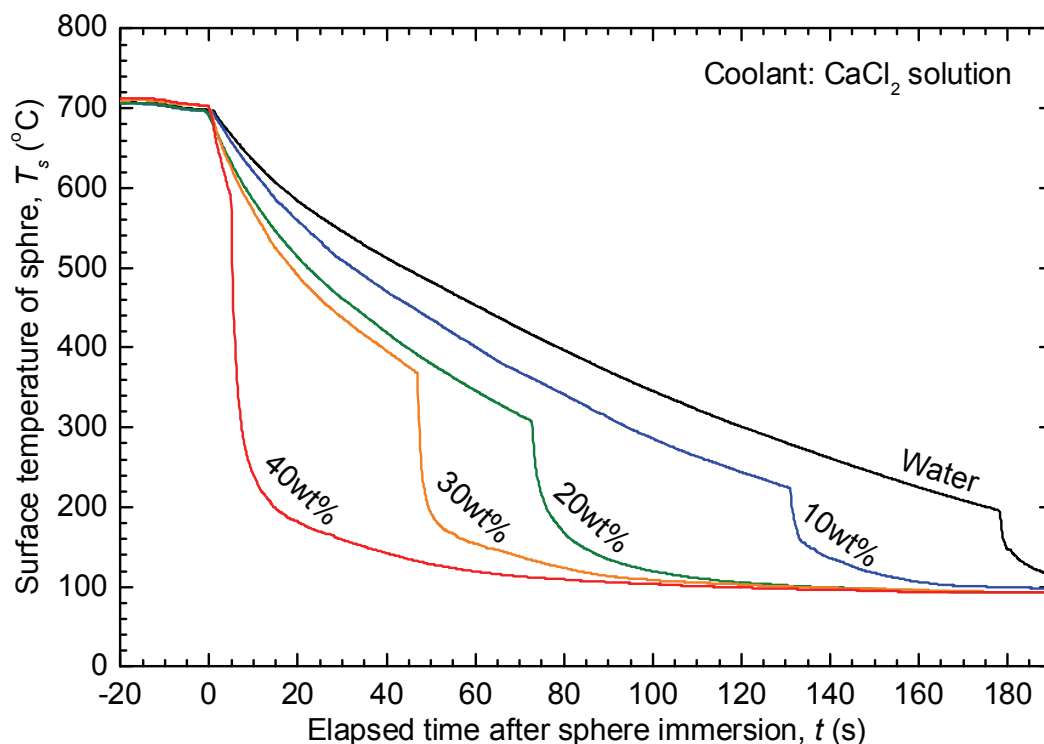


Figure 4.3.14 Effect of solution concentration on quenching curve

n は塩の陽イオンと陰イオンの和であり、例えば NaCl では 2 であり、 CaCl_2 では 3 に対応する。 X は水溶液の体積モル濃度である。

図 4.3.17 は、クエンチ温度を水溶液中の全イオンモル濃度によって整理した結果である。既存の実験より Matsumura らによるステンレス球クエンチ実験^[42]および Takigahira らによる銅円筒クエンチ実験^[43]の結果から本実験条件に比較的近い実験結果をあわせてプロットした。表 4.3.1 は、図 4.3.17 に示したそれぞれのクエンチ実験の実験条件を示す。本実験結果は、水の場合のクエンチ温度を基準として、全イオンモル濃度の増大に伴い、クエンチ温度が線形的に上昇することがわかった。また、水溶液濃度として全イオンモル濃度を用いることによって、塩の種類に依存せずにクエンチ温度を統一的に整理できる可能性が示唆された。既存の実験結果においても同様に、水溶液濃度とクエンチ温度に相関がみられる。しかしながら、クエンチ温度および水溶液濃度に対するクエンチ温度の上昇割合が、本実験結果よりも高く評価されていた。クエンチ実験の実験条件のなかでクエンチ温度に及ぼす影響が大きいと考えられるのは、試験体の初期温度、試験体形状および浸漬深さである。いずれのクエンチ実験も大気雰囲気加熱であり、試験体を高温にするほど酸化が著しくなると考えられる。本実験においても、著しく酸化させた固体球を用いた場合にはクエンチ温度が高くなることを確認している。そのため、本実験では固体球初期温度がクエンチ特性に及ぼす影響が顕著でない 700°C 以下に設定し、酸化の影響を抑制した。試験体形状に関して、滑らかな曲面で接続されていない部位が存在するような試験体形状の場合には、その部位が蒸気膜崩壊の起点となりやすくクエンチ温度が上昇すると考えられる。例えば、球形状の場合であっても熱電対を挿入している固体球上端部まで浸漬させると、その部位が蒸気膜崩壊点となりやすいことが報告されている^[64]。よって、試験体形状に起因する蒸気膜崩壊を抑制する必要がある場合には、適切な試験体形状および浸漬深さを選択することが重要であると考えられる。

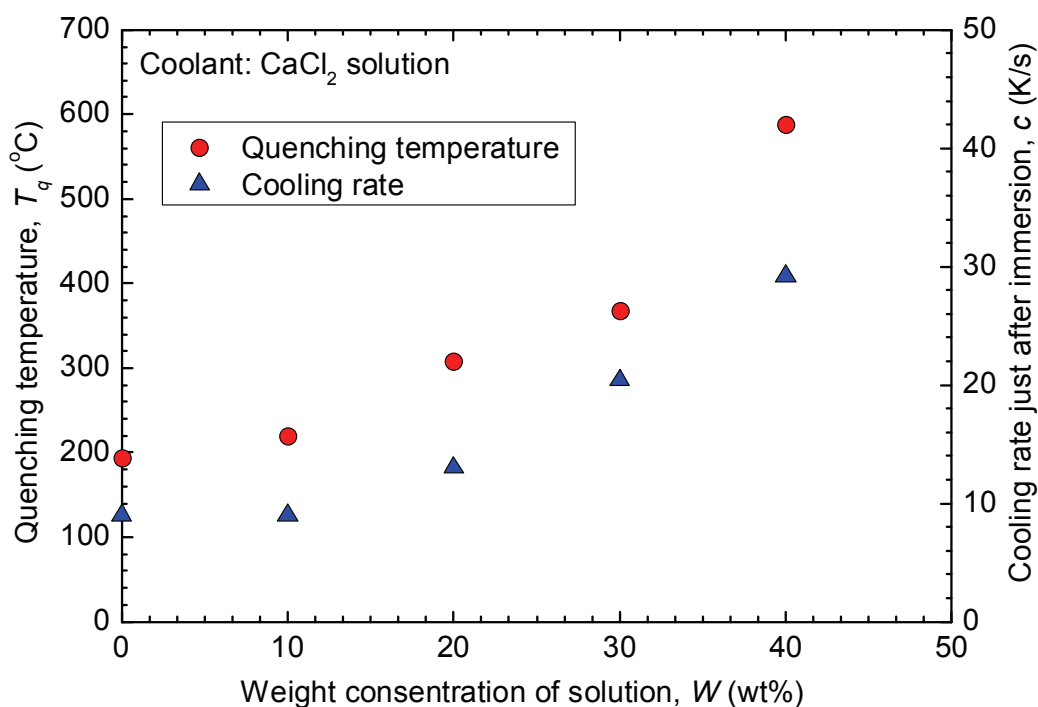


Figure 4.3.15 Effect of solution concentration on quenching temperature and cooling rate

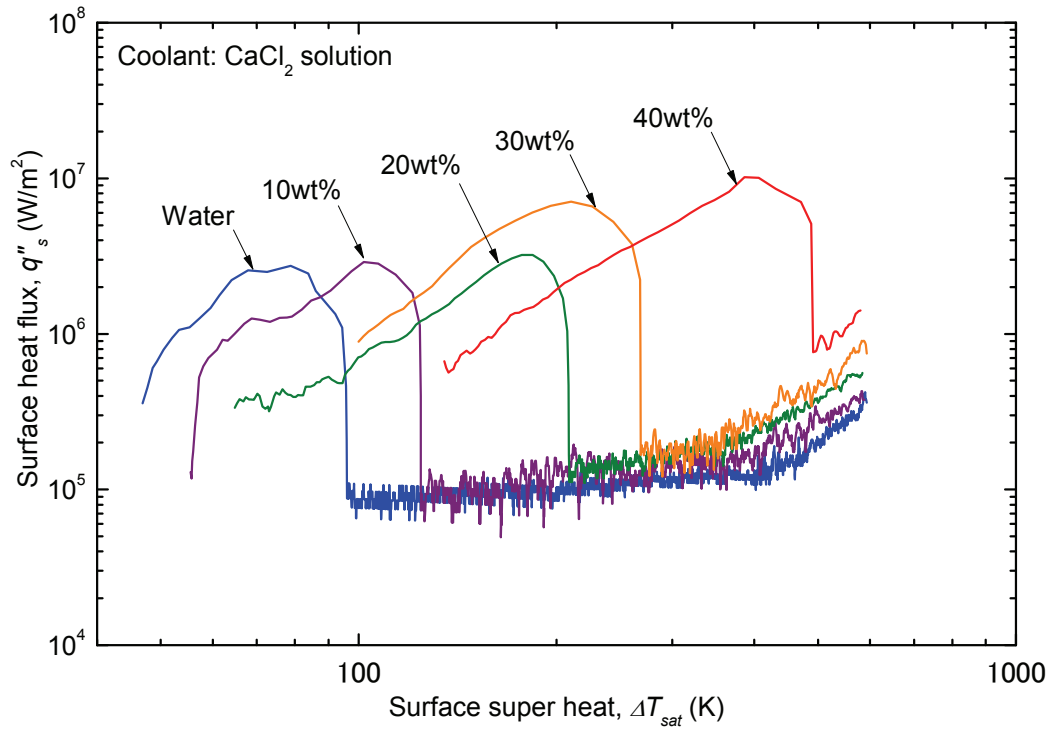


Figure 4.3.16 Effect of solution concentration on boiling curve

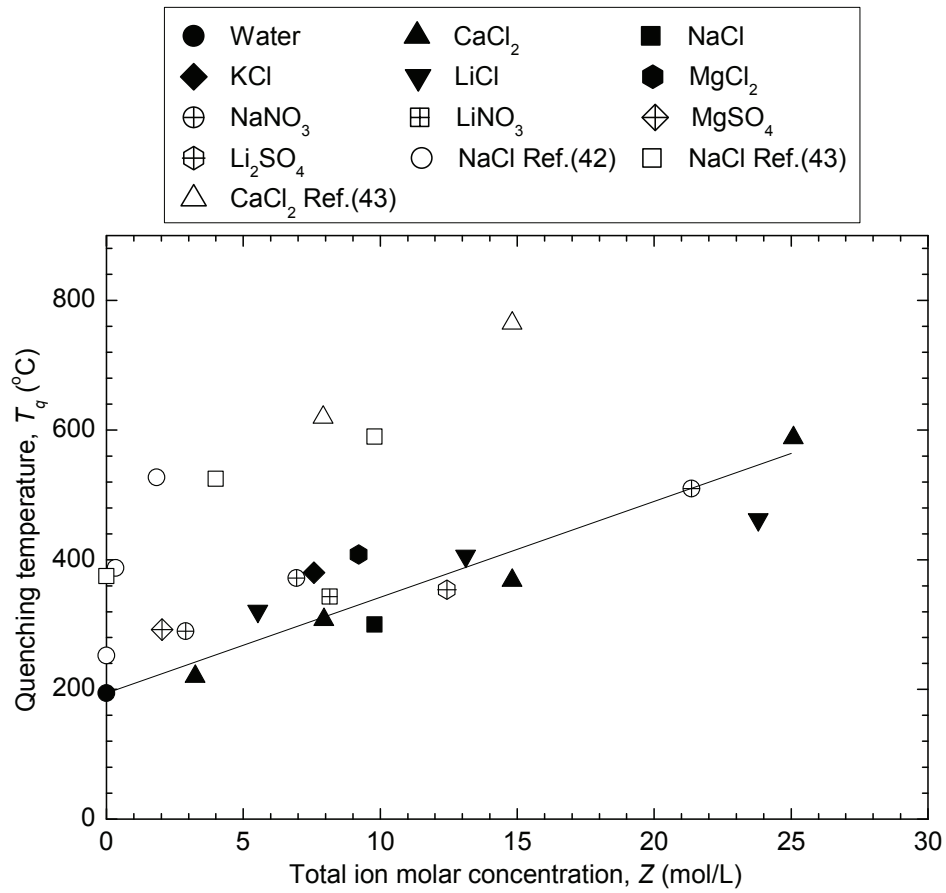


Figure 4.3.17 Effect of solution concentration on quenching temperature

(3) 塩析出が蒸気膜崩壊に及ぼす影響

塩を水に添加することによって、膜沸騰蒸気膜が薄くなり、安定した膜沸騰段階から固体球と水が局所的に直接接触することがわかった。このとき、 CaCl_2 などの過飽和によって塩が析出する水溶液の場合には、固液接触時の蒸発によって固体球表面に塩が析出し、クエンチ温度に影響を及ぼす可能性が考えられる。そこで、塩の析出がクエンチ温度に及ぼす影響を評価するため、過飽和により塩が析出しない H_2SO_4 水溶液と塩が析出する CaCl_2 水溶液を比較した。

図 4.3.18 は側面からの固体球周囲の膜沸騰挙動観測結果である。上段が水、中段が 30wt% CaCl_2 水溶液、下段が 30wt% H_2SO_4 水溶液の場合である。観測画像の上端が液面であり、水溶液中に固体球の下半球が浸漬されている状態を表している。水および 30wt% CaCl_2 水溶液の観察結果は、

Table 4.3.1 Comparison of experimental conditions between present experiment and existing experiments

	Present	Matsumura et al. ^[42]	Takigahira et al. ^[43]
Test piece	Stainless-steel sphere	Stainless-steel sphere	Copper cylinder
Diameter of test piece D (mm)	30	19.5	20
Initial temperature of test piece ($^{\circ}\text{C}$)	600, 700	997	1000
Immersion depth	0.5D	0.5D	>D
Solution	CaCl_2 , LiCl , NaCl MgCl_2 , KCl , LiNO_3 , NaNO_3 , Li_2SO_4 , MgSO_4	NaCl	NaCl , CaCl_2
Concentration of solution (wt%)	0 - 40	0 - 5	0 - 40
Subcooling (K)	20	20	20

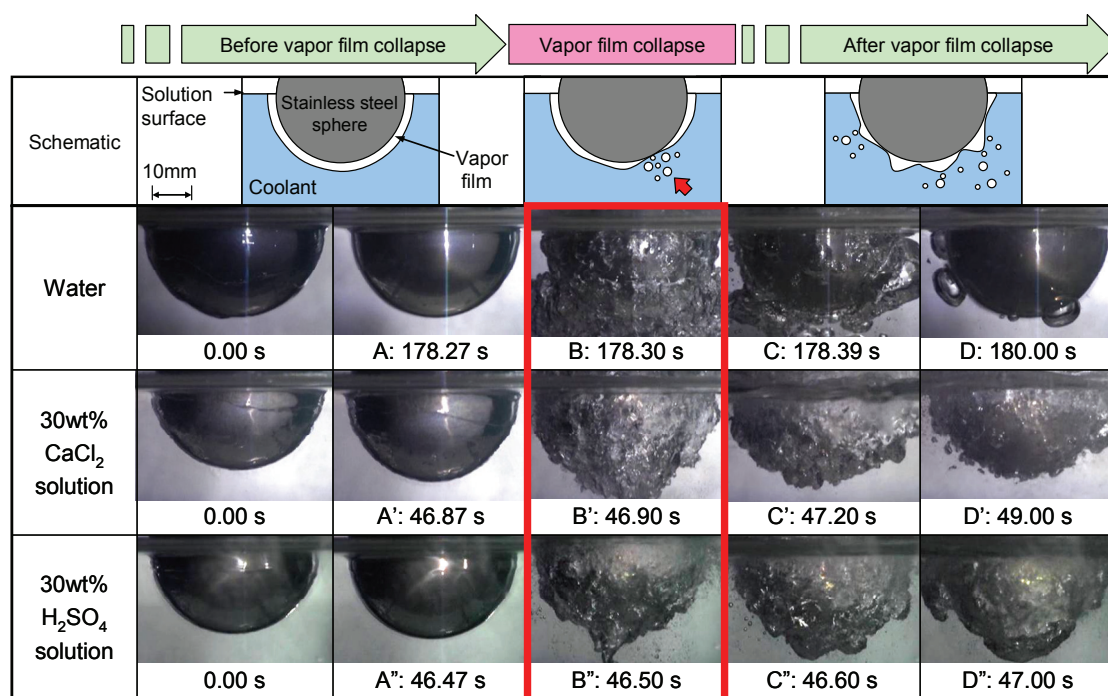


Figure 4.3.18 Successive images of vapor film collapse behavior

図 4.3.1 と同様である。

図 4.3.19 は固体球表面温度および固液接触電流の時間変化を示している。(a)、(b)、(c)はそれぞれ水、30wt%CaCl₂水溶液、30wt% H₂SO₄水溶液を冷却材とした実験結果である。固体球を浸漬した時刻を 0 s とした。図中にプロットした点は、図 4.3.18 に示した観測画像の時刻における固体球表面温度を示している。水および 30wt%CaCl₂水溶液の観察結果は、図 4.3.1 と同様である。

30wt% H₂SO₄水溶液の場合、画像 A'で示した固体球浸漬から 46.47 s までは安定した膜沸騰状態が形成され、画像 B'で示した 46.50 s において蒸気膜崩壊に至った。このときのクエンチ温度は 338℃であった。H₂SO₄水溶液は CaCl₂水溶液の場合と同様に、膜沸騰熱伝達が向上し、クエンチ温度が上昇した。固体球と水溶液の接触を示す有為な電流も膜沸騰初期段階から断続的に検出された。すなわち、過飽和によって塩が析出しない H₂SO₄水溶液であっても、塩が析出する CaCl₂

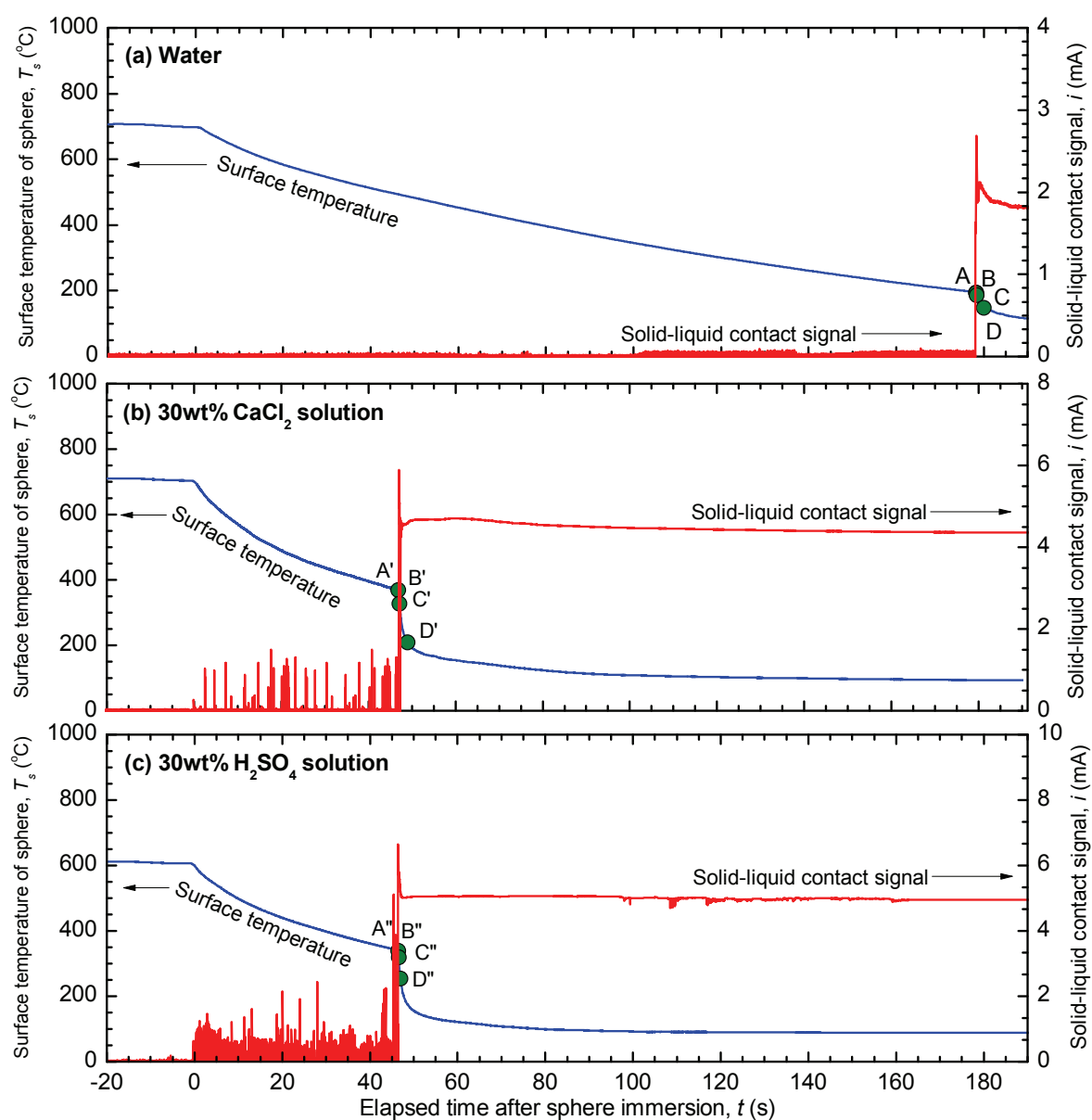


Figure 4.3.19 Quenching curves and contact signals between solid sphere and solution for various solutions

水和塩水溶液と同様の膜沸騰蒸気膜の崩壊挙動が得られたことから、塩の析出が蒸気膜崩壊の直接的な要因とならない可能性が示唆された。

4.3.2. ナノ粒子懸濁の影響

図 4.3.20 は水の場合における固体球の観測画像である。図 4.3.1 で示した水の場合と同様である。 Al_2O_3 ナノ流体の場合には、冷却材が白濁しており、側面からの可視観測が困難であるため、観測画像は示していない。

図 4.3.21 は固体球の冷却曲線および固液接触電流である。図 4.3.21(a)が水の場合、図 4.3.21(b)が 5wt% Al_2O_3 ナノ流体の場合である。有為な固液接触電流が検出されていることは、固体球と冷却材が直接接触していることをに対応する。

水の場合、図中の冷却曲線上に示した点 A、B、C、D および E は図 4.3.20 の観測画像に対応する。固体球表面温度が 700°C になる時刻を 0.0 s とした。画像 A に示すように、固体球浸漬後から安定した比較的厚い膜沸騰蒸気膜が固体球周囲に形成された。その後、画像 B の 178.30 s において蒸気膜崩壊に至った。膜沸騰蒸気膜の崩壊温度いわゆるクエンチ温度は、膜沸騰状態と核沸騰状態の冷却曲線を延長した交点として定義した。このときのクエンチ温度は 194°C であった。蒸気膜崩壊後は、画像 C、D のように大量の蒸気泡を生成しながら核沸騰を開始した。膜沸騰段階において固体球と水の接触、いわゆる固液接触による有為な電流は検出されず、蒸気膜崩壊が開始した 178.30 s に顕著な固液接触電流が検出された。固体球と水溶液の接触を検知する電流は、両者が膜沸騰蒸気膜によって完全に隔てられている状態では無視できるほど小さい。固体球が水溶液と局所的に直接接触する、いわゆる固液接触が発生する場合には固液接触電流が有為に検出される。

5wt% Al_2O_3 ナノ流体の場合、水の場合と同様に固体球浸漬直後から安定した膜沸騰状態が形成された。固液接触電流も蒸気膜崩壊以前には顕著には検出されなかった。175.1 s に蒸気膜崩壊が発生し、そのときのクエンチ温度は 225°C であった。蒸気膜崩壊後は核沸騰へ遷移しながら固体球温度が急激に低下した。水と Al_2O_3 ナノ流体の実験結果を比較すると、クエンチ温度はわずかに異なるものの、定性的にはほぼ同様の傾向を示した。

図 4.3.22 は、ナノ流体濃度に対する固体球の冷却曲線である。水の場合、固体球浸漬後は安定

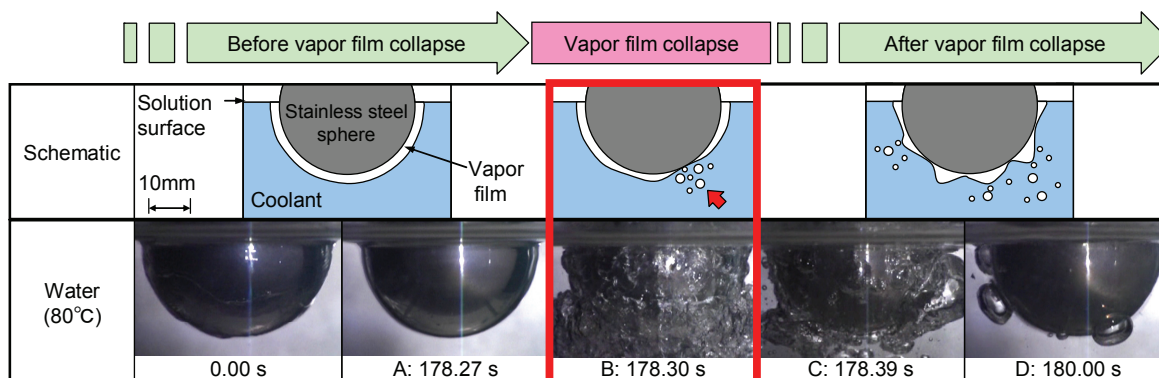


Figure 4.3.20 Successive images of vapor film collapse behavior

した膜沸騰状態を維持しながらゆっくりと冷却される。178.30 s に蒸気膜崩壊が発生し、クエンチ温度は 194℃であった。0.1wt% Al_2O_3 ナノ流体の場合、膜沸騰時の冷却速度は水とほぼ同様であり、クエンチ温度も 203℃と水とほぼ同様であった。 Al_2O_3 ナノ流体濃度が 1wt%までは、濃度の上昇とともにわずかながら冷却速度が低下する傾向がみられ、クエンチ温度も低下した。0.5 および 1wt% Al_2O_3 ナノ流体のクエンチ温度はそれぞれ 193, 159℃であった。それに対して、 Al_2O_3 ナノ流体濃度が 1wt%を超えると、冷却速度はほとんど変化しないものの、クエンチ温度は上昇した。ナノ流体濃度が 2、5 および 15wt%の場合、クエンチ温度はそれぞれ 208, 225, 231℃であった。

図 4.3.23 は Al_2O_3 ナノ流体濃度に対する固体球の沸騰曲線である。沸騰曲線は、図 4.3.22 の冷却曲線を用いて、式(4.3.1)によって求めた。前後 2 点ずつの移動平均をとることにより計測ノイズの影響を除去した。水の場合、浸漬直後の表面過熱度 580K のときに表面熱流束は $3.5 \times 10^5 \text{W/m}^2$ であった。過熱度が減少するとともに表面過熱度も減少傾向を示し、極小熱流束点では $8.8 \times 10^4 \text{W/m}^2$ となった。蒸気膜崩壊によって固体球表面と冷却材が直接接触することで表面熱流束が急激に増大し、極大熱流束点に至った。極大熱流束は $2.7 \times 10^6 \text{W/m}^2$ であった。膜沸騰時の表面熱流束は、 Al_2O_3 ナノ流体濃度によらずほぼ同様である。ただし、極大熱流束は、極大熱流束が得られる過熱度によって異なる。クエンチ温度が高い、すなわち高過熱度で蒸気膜崩壊した場合には極大熱流束は大きく、クエンチ温度が低い、すなわち低過熱度で蒸気膜崩壊した場合には極大熱流束は小さい傾向を示した。

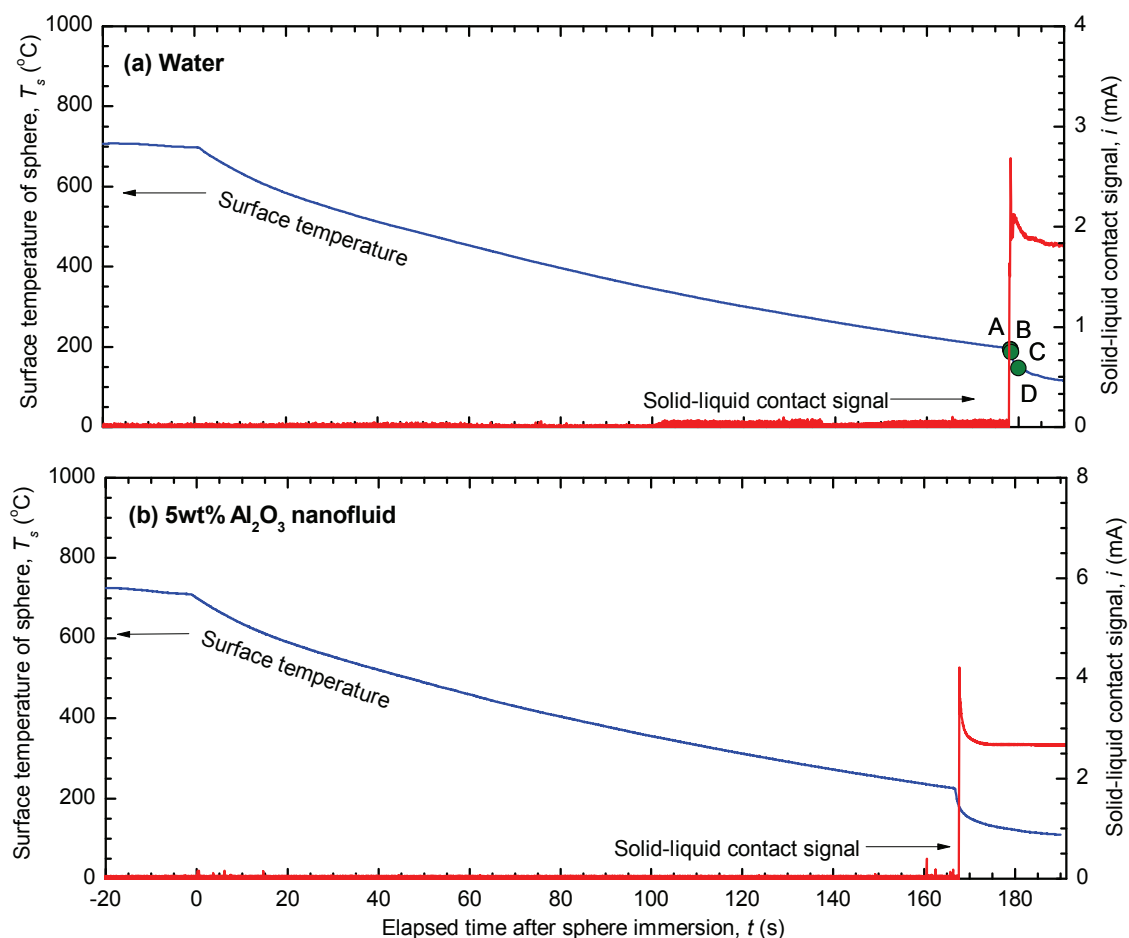


Figure 4.3.21 Quenching curves and contact signals between solid sphere and coolant

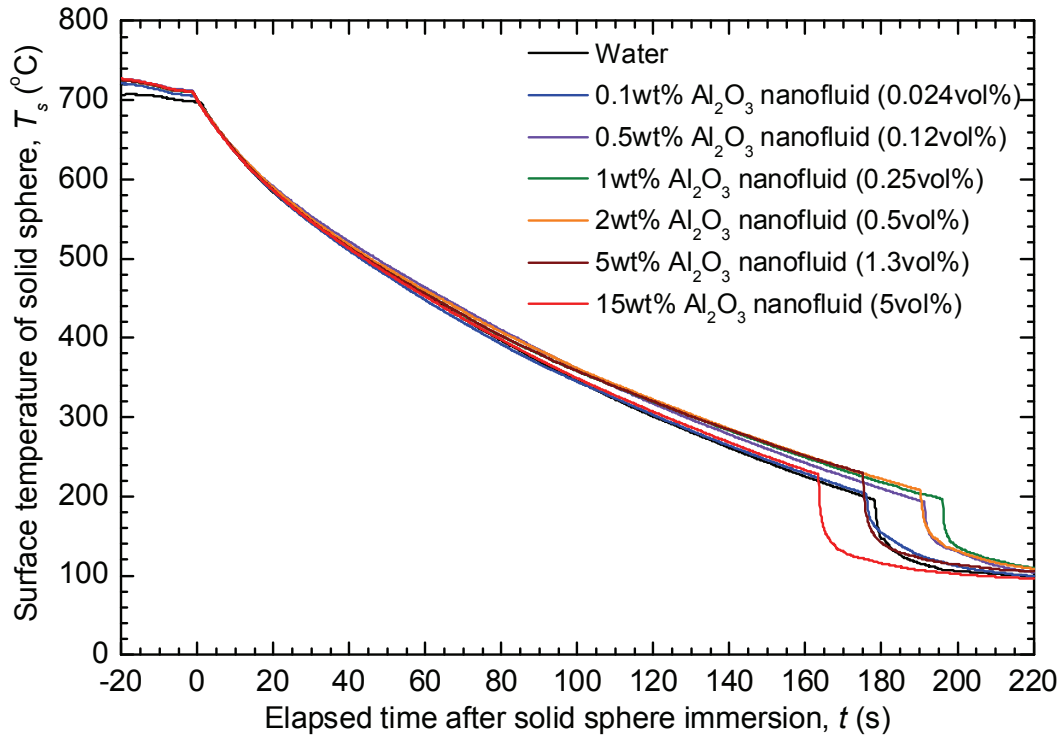


Figure 4.3.22 Effect of Al_2O_3 nanofluid concentration on quenching curve

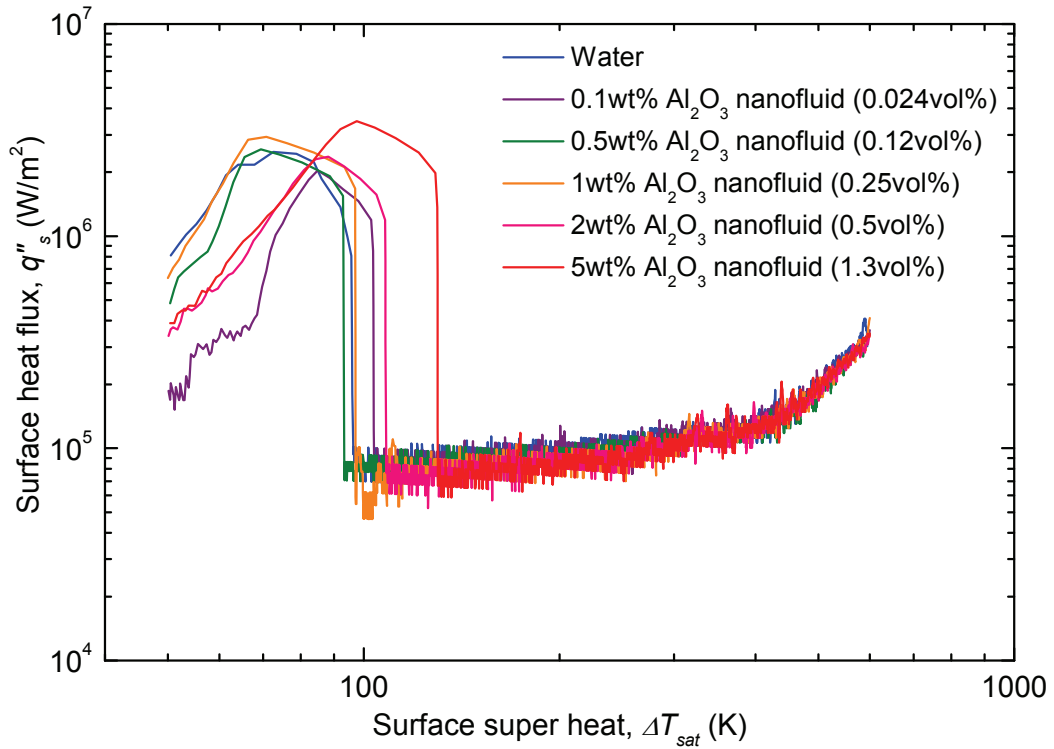


Figure 4.3.23 Effect of Al_2O_3 nanofluid concentration on surface heat flux

図 4.3.24 は Al_2O_3 ナノ流体の実験結果を、水および CaCl_2 水溶液の実験結果と比較した結果である。安定した膜沸騰段階において、 CaCl_2 水溶液の場合には水溶液濃度の増大とともに膜沸騰熱伝達が向上し、固体球表面温度の冷却特性が向上しているのに対して、 Al_2O_3 ナノ流体は、ナノ流体濃度によらず、冷却曲線は水とほぼ同様の傾向を示した。

図 4.3.25 は、冷却曲線から得られたクエンチ温度を冷却材濃度に対してプロットした図である。縦軸は、それぞれの冷却材に対して得られたクエンチ温度と基準である水のクエンチ温度の差であり、次式のとおりである。

$$\Delta T_q = T_q - T_{q,\text{water}} \quad (4.3.13)$$

T_q はそれぞれの冷却材に対するクエンチ温度であり、 $T_{q,\text{water}}$ は基準となる水の場合のクエンチ温度である。すなわち、 $\Delta T_q = 0$ であることは、水と同じクエンチ温度であることを表している。塩を添加した冷却材として CaCl_2 水溶液と LiCl 水溶液を示したが、両者とも水溶液濃度の増大とともにクエンチ温度が顕著に上昇する傾向を示す。それに対して、 Al_2O_3 ナノ流体は、ナノ流体濃度によってばらつきはあるもののクエンチ温度に対する顕著な差異は見られなかった。ナノ流体においてクエンチ温度がばらつきやすい要因として、クエンチ点近傍でのナノ粒子挙動がある。高過熱度における膜沸騰段階では、固液接触信号からもわかるように、顕著な固液接触がなく安定した膜沸騰が維持されていると考えられる。しかしながら、クエンチ点近傍の低過熱度においては、膜沸騰蒸気膜が薄くなり、固液接触が発生しやすい状況になる。最終的なクエンチは全体的な蒸気膜崩壊につながる局所的な固液接触が発生するかどうかで決まる。このようなクエンチ直前の膜沸騰挙動に対しては、冷却材中のナノ粒子が局所的な固液接触によって固体球表面に付着するなど、クエンチ挙動に対して少なからず影響を及ぼしている可能性が考えられる。Kim ら

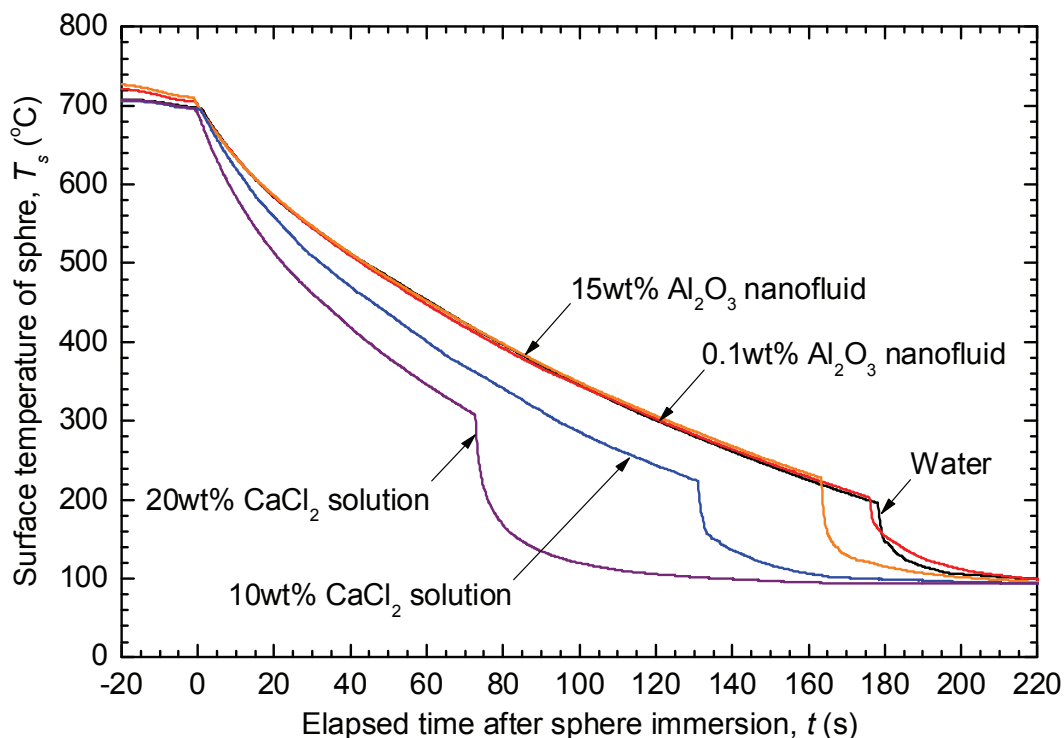


Figure 4.3.24 Comparison of quenching curve between CaCl_2 solution and Al_2O_3 nanofluid

は本実験体系と同様の高温固体球クエンチ実験を実施し、膜沸騰段階における冷却特性は水とナノ流体で同様であること、蒸気膜崩壊挙動には固体球表面へのナノ粒子付着の有無が大きく影響を及ぼすことを示した^[67]。これは、クエンチ温度付近の固体球と冷却材による固液接触が生じやすい段階においては、固体球へのナノ粒子付着に伴う伝熱面粗さの増大や濡れ性の向上がクエンチ温度の上昇に寄与していることを示唆している。

以上より、 Al_2O_3 ナノ流体の場合、膜沸騰熱伝達は水とほぼ同様の傾向を示すことが分かった。固体球とナノ流体の固液接触挙動は水とほぼ同様の傾向を示し、クエンチ温度はもナノ流体濃度の増大に対してもほとんど変化しなかった。既存のプール沸騰体系においては、対流熱伝達の向上や限界熱流束の向上といった熱伝達の向上効果が実験的に確認されていたが、これらの伝熱促進効果は伝熱表面へのナノ粒子付着による表面粗さの増大や濡れ性の向上が要因であったことが考えられる。本実験対象であるクエンチ体系では、蒸気膜崩壊時まで有為な固液接触が発生しなかったため、伝熱表面表面へのナノ粒子の付着の影響が顕著でなかったと考える。

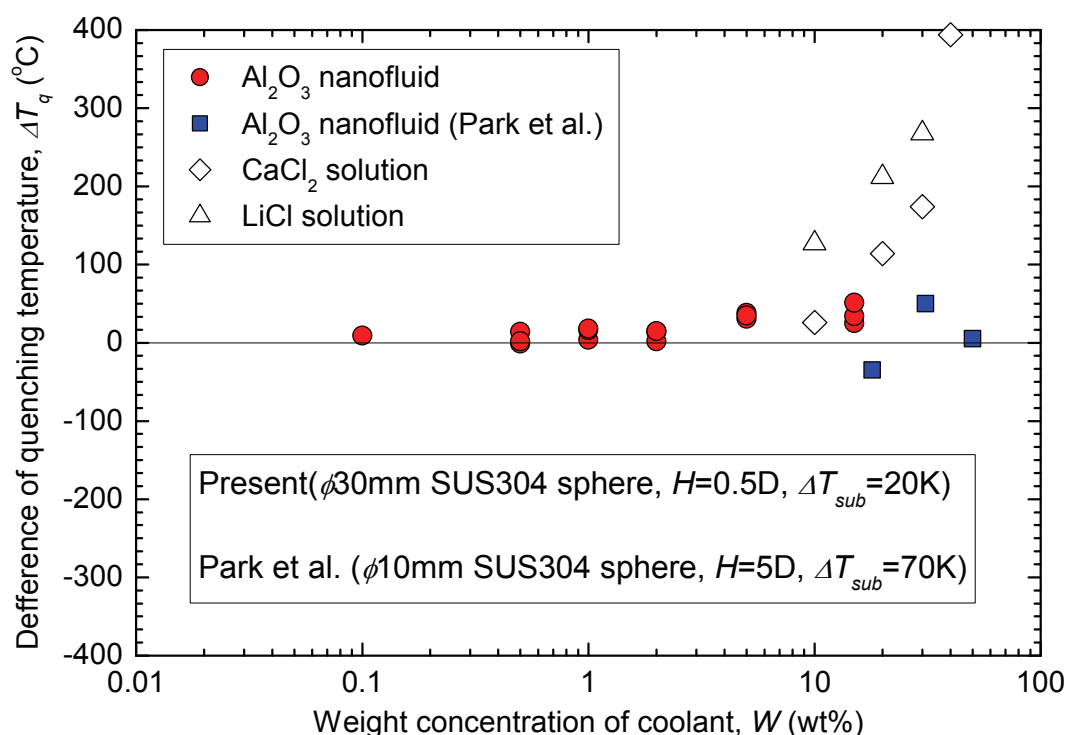


Figure 4.3.25 Effect of Al_2O_3 nanofluid concentration on quenching temperature

4.4. 冷却材を変えたときの気液界面における蒸発特性の評価

前節では、高温固体球クエンチ実験によって、特に塩水において水溶液濃度の増大とともに膜沸騰熱伝達が向上し、クエンチ温度が上昇することを述べた。このクエンチ体系における高温固体球からの熱伝達は、固体球からの放射、蒸気層における対流熱伝達、気液界面からの凝縮、そして固体球表面を沿って大気中へ抜けていく蒸気の質量移行に大別される。固体球からの放射ならびに蒸気層における対流熱伝達は、蒸発に相当する。この蒸発、凝縮、そして大気中へ抜けていく蒸気の質量移行が平衡する位置として蒸気膜厚さが定まる。これらの熱バランスを考える場合、蒸発と凝縮のバランスに対して塩添加やナノ粒子の懸濁がどのような影響を及ぼすのかを明らかにすることが重要である。

本節では、気液界面における蒸発・凝縮量に及ぼす塩およびナノ粒子の影響に着目する。常温常圧環境下において気液界面を通した蒸発量を計測することにより、水に対する塩添加やナノ粒子懸濁が気液界面における蒸発量に及ぼす影響を評価した。

4.4.1. 実験方法および実験条件

図 4.4.1 に本実験体系の概略図を示す。基準となる水および比較対象である水溶液およびナノ流体をそれぞれガラスビーカーに入れ、温度ならびに湿度の変化が小さい常温常圧雰囲気の屋内空間に設置した。各冷却材の蒸発量の時間変化を電子はかりによって計測し、実験開始から最大 300 時間経過までの蒸発量変化を計測した。

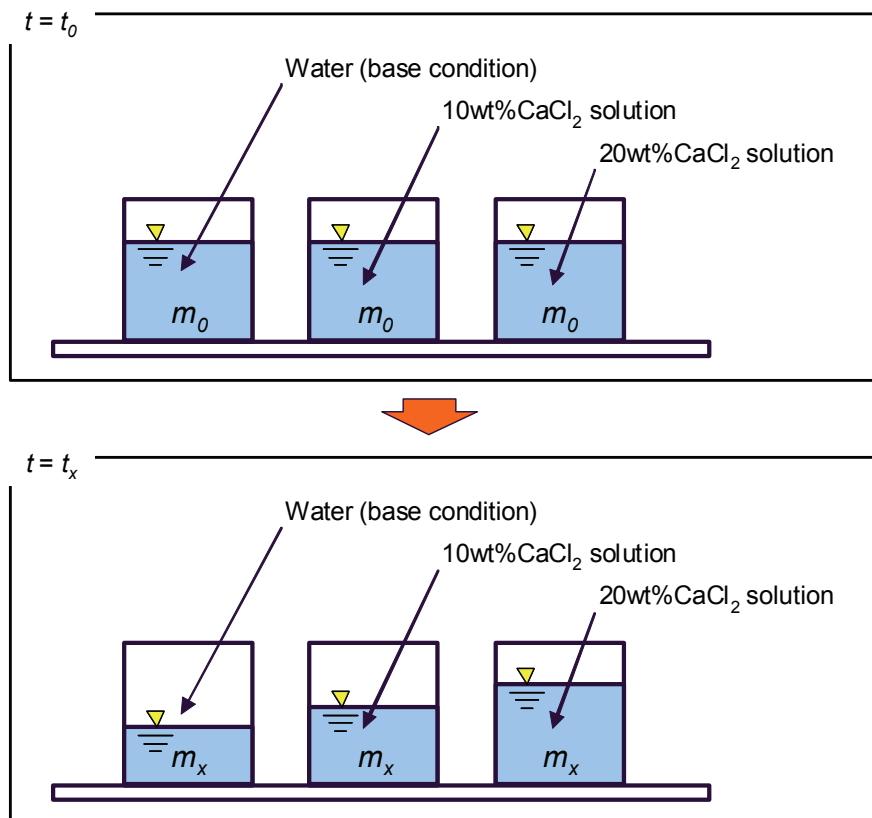


Figure 4.4.1 Schematic of evaporation experiment at room temperature

表 4.4.1 に本実験条件を示す。冷却材は、基準となる水のほかに、塩水として CaCl_2 水溶液、 LiCl 水溶液、ナノ流体として Al_2O_3 ナノ流体を用いた。水溶液濃度およびナノ流体濃度は、飽和溶解度や粒子の分散性を考慮して、安定して実験可能な濃度範囲を選択した。冷却材の質量は、水の蒸発によって水溶液やナノ流体の濃度変化が極力小さく、最大でも 5% 以内の変化にとどまることを考慮して 300g とした。ガラスピーカーを設置した環境は、常温常圧条件下であり、温度ならびに湿度は天候によらず比較的安定する場所を選択した。

4.4.2. 実験結果ならびに考察

図 4.4.2 は、水溶液の初期質量に対する累積蒸発量割合の時間変化を、水溶液濃度に対して示した。図 4.4.2(a) は NaCl 水溶液、図 4.4.2(b) は CaCl_2 水溶液、図 4.4.2(c) は LiCl 水溶液の場合を示している。初期水溶液質量を m_0 、ある時刻における水溶液質量 m_x としたとき、縦軸の累積蒸発量割合 ζ は次式により求めた。

$$\zeta = 1 - \frac{m_x}{m_0} \quad (4.4.1)$$

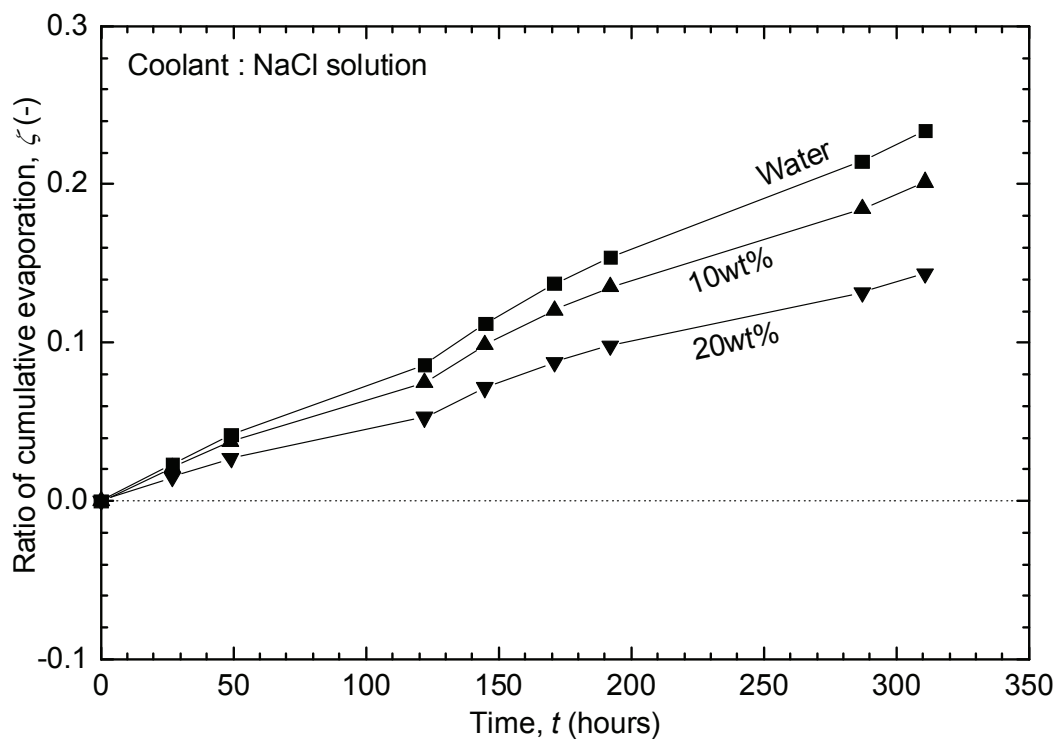
NaCl 水溶液の場合、水溶液濃度の増大にともなって蒸発量が減少、つまり気液界面における蒸発が相対的に抑制されることがわかった。蒸発の抑制は、水溶液濃度が高くなるほど顕著であった。 CaCl_2 水溶液の場合、 NaCl 水溶液と同様に水溶液濃度の増大にともなって気液界面における蒸発が抑制される傾向を示した。水溶液濃度が 30wt% のときには蒸発による質量減少がほとんど生じなかった。さらに水溶液濃度が 40wt% のときには、蒸発量が負、つまり凝縮が相対的に上回り、質量が増加する結果を得た。 LiCl 水溶液の場合、 NaCl 水溶液ならびに CaCl_2 水溶液と同様に水溶液濃度の増大にともなって気液界面における蒸発が抑制される傾向を示した。水溶液濃度が 30wt% を超えると、蒸発量が負、つまり凝縮が相対的に上回り、重量が増加する結果を得た。本

Table 4.4.1 Experimental conditions of evaporation experiment at room temperature

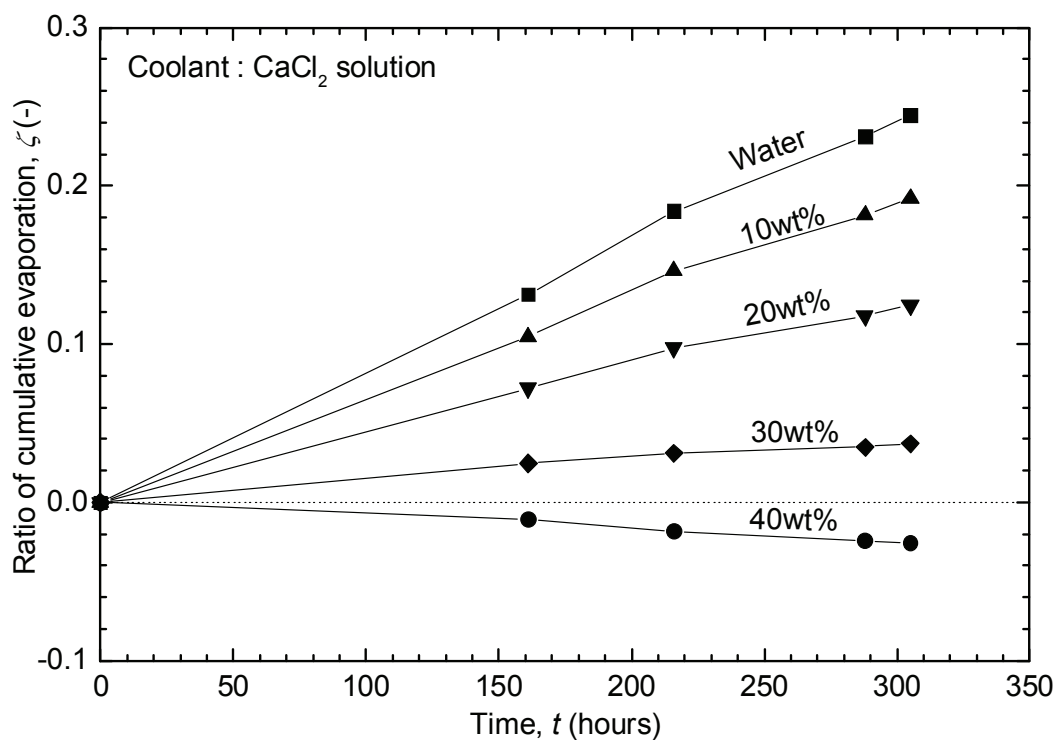
Parameters	Legend	Unit	Value
Coolant	-	-	Water CaCl_2 solution LiCl solution NaCl solution Al_2O_3 nanofluid
Concentration of solution or nanofluid	W	wt%	0, 10, 20, 30, 40 (CaCl_2 and LiCl solution) 0, 10, 20 (NaCl solution) 0, 5, 10, 15 (Al_2O_3 nanofluid)
Initial mass of coolant	m	g	300
Pressure of test section	P	MPa	0.1 (atmospheric pressure)
Temperature of test section	T	°C	18-22 (room temperature)
Humidity of test section	RH	%	40-50

実験で用いた水溶液のなかでは、LiCl 水溶液がいずれの水溶液濃度においても最も蒸発が抑制される結果を得た。

図 4.4.3 は、 Al_2O_3 ナノ流体の初期質量に対する累積蒸発量割合の時間変化を、ナノ流体濃度に



(a) NaCl solution



(b) CaCl_2 solution

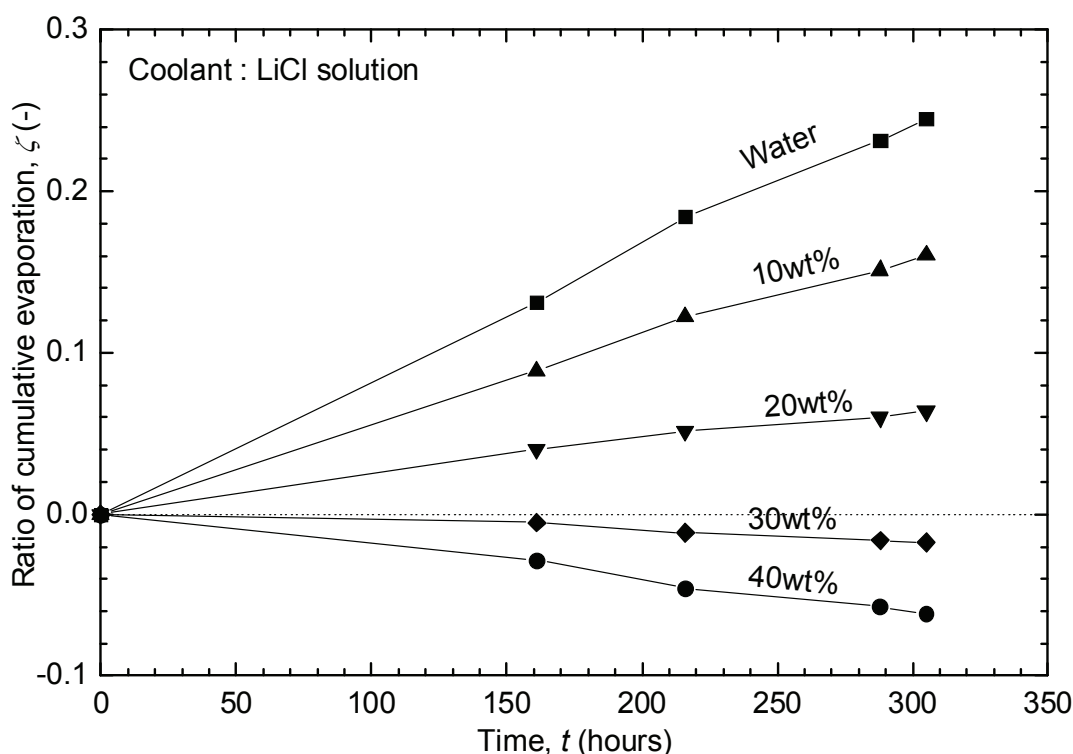
Figure 4.4.2 Effect of solution concentration on ratio of cumulative evaporation (Cont'd)

対して示した。縦軸の累積蒸発量割合は、初期ナノ流体質量 m_0 、ある時刻におけるナノ流体質量 m_x に対して塩水と同様に式(4.4.1)により算出した。水の場合と比較すると、 Al_2O_3 ナノ粒子を懸濁させることによって気液界面における蒸発がわずかながら抑制される傾向を示した。しかしながら、本実験条件範囲ではいずれのナノ流体濃度に対しても、塩水でみられたような顕著な蒸発の抑制は確認されなかった。

図 4.4.4 は、実験開始から約 300 時間後の累積蒸発量を CaCl_2 水溶液、 LiCl 水溶液そして Al_2O_3 ナノ流体の濃度に対して示した。横軸は水溶液およびナノ流体の重量濃度である。縦軸は規格化された蒸発量 κ であり次式のとおりである。

$$\kappa = \frac{m_x}{m_{x,\text{water}}} \quad (4.4.2)$$

m_x はある時刻における冷却材の累積蒸発量であり、 $m_{x,\text{water}}$ はある時刻における水の累積蒸発量である。 κ が 1.0 であることは、対象となる冷却材の蒸発量が水の場合と同等であったことに相当し、 κ が 1.0 より小さくなるにつれて水の場合よりも蒸発が抑制されたことを表す。塩水の場合、水溶液濃度の増大とともに蒸発が抑制される傾向を得た。また、40wt% CaCl_2 水溶液ならびに 30wt% 以上の LiCl 水溶液値では値が負であり、冷却材重量が実験開始時より増加した、つまり蒸発が更に抑制されて凝縮が相対的に上回ったことを示している。水の場合の蒸発量に対して蒸発量の減少幅が大きかったのは、 LiCl 、 CaCl_2 、 NaCl の順序であった。この 3 種類の塩のなかでは、 LiCl が同一重量を溶解した場合に最も蒸発を抑制する効果が大きかったことになる。この結果は、図



(c) LiCl solution

Figure 4.4.2 Effect of solution concentration on ratio of cumulative evaporation

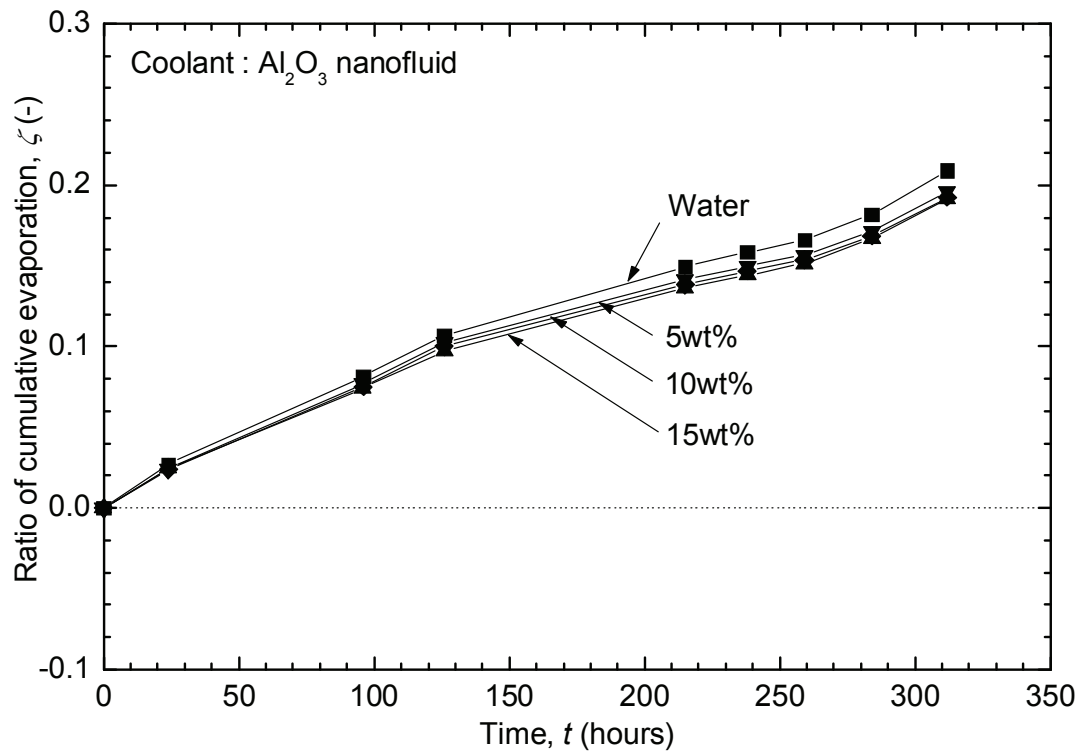


Figure 4.4.3 Effect of nanofluid concentration on ratio of cumulative evaporation

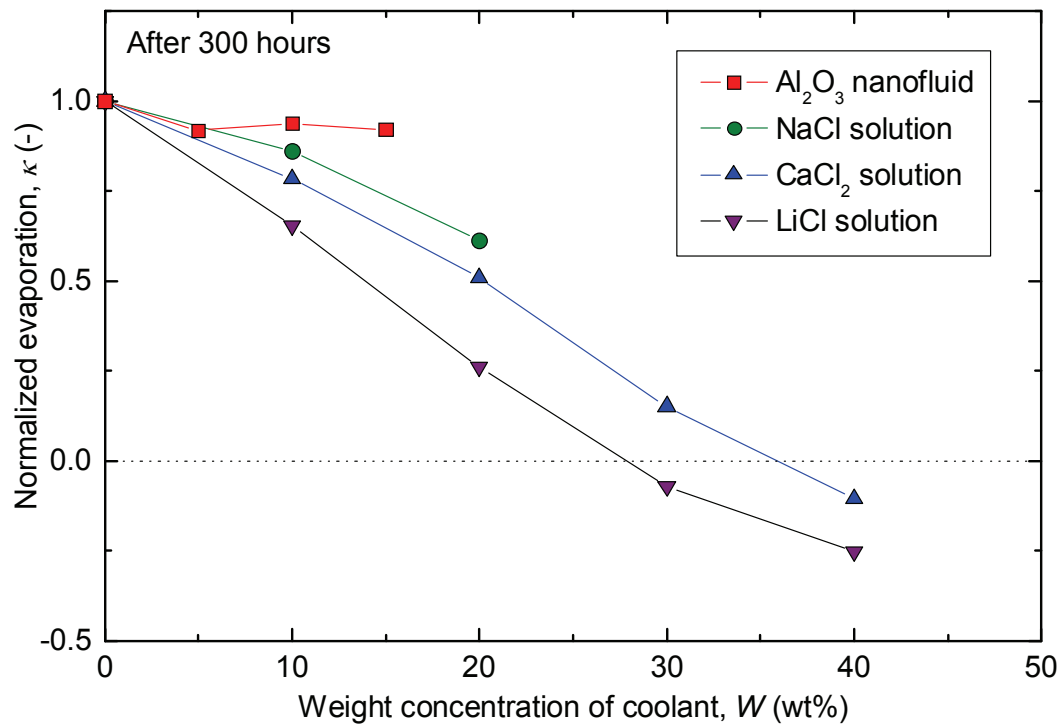


Figure 4.4.4 Comparison of normalized evaporation among coolants

4.3.25 で示した異なる塩水に対するクエンチ温度の上昇度の序列と相間があることがわかった。本実験は常温常圧条件下における蒸発のため、クエンチ実験と時間スケールや温度条件は異なるものの、気液界面における蒸発の抑制が、蒸気膜厚さの減少やクエンチ温度の上昇に寄与している可能性が示唆された。

蒸発・凝縮に及ぼす影響度について、ここまでは水溶液およびナノ流体の重量濃度に対して比較してきた。しかしながら、固体球クエンチ実験において塩水に対して得られたクエンチ温度が全イオンモル濃度により相関がみられたことからわかるように、水に対して添加した塩やナノ粒子の数密度が影響している可能性が考えられる。そこで、塩水とナノ流体における気液界面の蒸発・凝縮に及ぼす影響として、水中に存在する塩やナノ流体の数密度および体積割合の観点から考察する。

図 4.4.5 は、 CaCl_2 水溶液、 LiCl 水溶液、および Al_2O_3 ナノ流体中に存在する H_2O 分子に対するイオンもしくは Al_2O_3 ナノ粒子の数密度の比である。 N_{ion} は単位体積あたりの陽イオン数と陰イオン数の和であり、 N_{water} は単位体積あたりの H_2O 分子数である。塩水の場合の数密度比は、式(4.3.12)に示した全イオンモル濃度に対する H_2O 分子の体積モル濃度の比と同等であるとした。それに対して、 Al_2O_3 ナノ流体の場合は、単位体積あたりの H_2O 分子数に対するナノ粒子数の割合とした。このとき、ナノ粒子は直径が 10、30、100nm の球形粒子であると仮定して粒子数を算出した。その結果、 CaCl_2 水溶液や LiCl 水溶液などの塩水中のイオン数密度は、 H_2O 分子数密度と比較して少なくとも 100 分の 1 程度であり、より高濃度になるにしたがって 10 分の 1 程度にまで増大することがわかった。それに対して、 Al_2O_3 ナノ流体中に存在するナノ粒子の数密度は、 H_2O 分子数密度と比較すると本実験で用いた直径 30nm のナノ粒子の場合で 10^{-7} 程度であり、直径 10nm のナノ粒子であっても 10^{-6} 程度しか存在しないことがわか

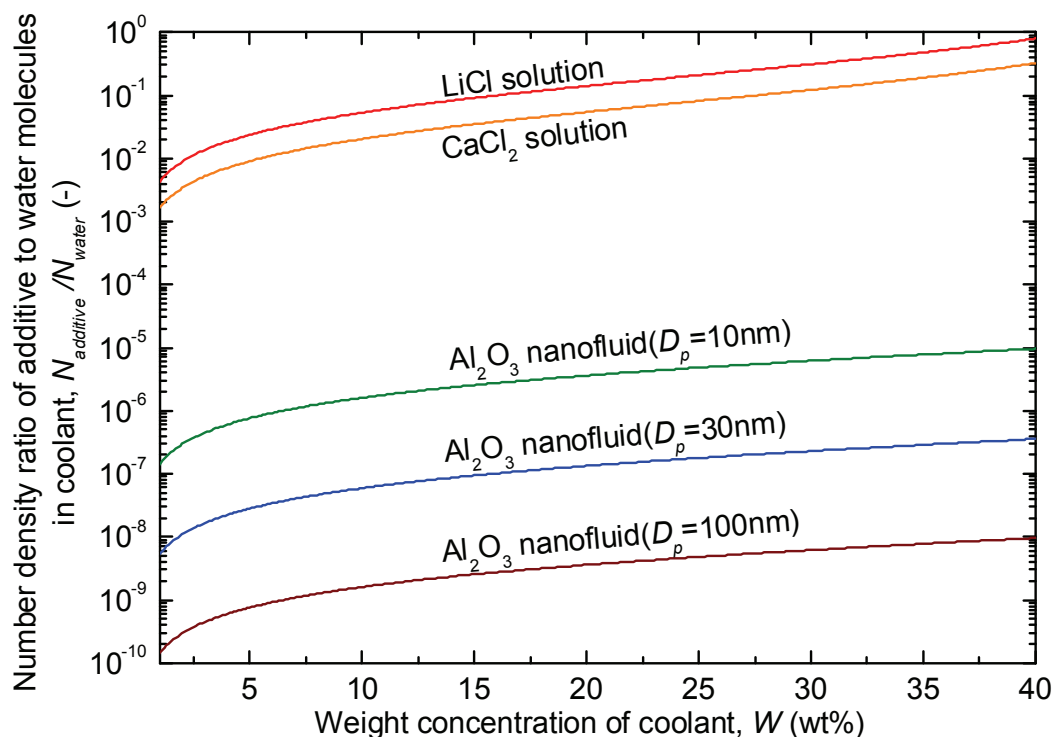


Figure 4.4.5 Number density ratio of additive to water molecules in coolant

る。

図 4.4.6 は、 CaCl_2 水溶液、 LiCl 水溶液、および Al_2O_3 ナノ流体中に存在する塩のイオンおよびナノ粒子の体積割合である。塩水の場合、次式により塩水中のイオンの体積割合を求めた。

$$\phi = \frac{N_{ion}}{N_{water}} \cdot \left(\frac{D_{ion}}{D_{water}} \right)^3 \quad (4.4.3)$$

N_{ion} は単位体積あたりの陽イオン数と陰イオン数の和であり、 N_{water} は単位体積あたりの H_2O 分子数である。 D_{ion} はイオン直径、 D_{water} は H_2O 分子直径である。 H_2O 分子の大きさが約 0.3nm であるのに対して、例えば塩化物イオンは 0.18nm であることから、ここでは H_2O 分子は直径 0.3nm の球形粒子、塩のイオンはすべて 0.2nm の球形粒子であると仮定して体積割合を求めた。それに対して、ナノ流体の場合は、次式により体積割合を求めた。

$$\phi = \frac{1}{\left(\frac{1 - W_{NF}}{W_{NF}} \right) \frac{\rho_p}{\rho_{NF}} + 1} \quad (4.4.4)$$

その結果、水溶液およびナノ流体濃度の増大とともに塩およびナノ粒子の体積割合は増大するが、本実験条件範囲の体積割合は 10% 程度であった。また、塩水とナノ流体は体積割合として比較すると大きな差異はないことがわかる。

しかしながら、気液界面における蒸発・凝縮の観点からは、気液界面における蒸発と凝縮に寄与するいわゆる界面層における塩およびナノ粒子の体積割合を比較することが重要である。ここでの界面層は、

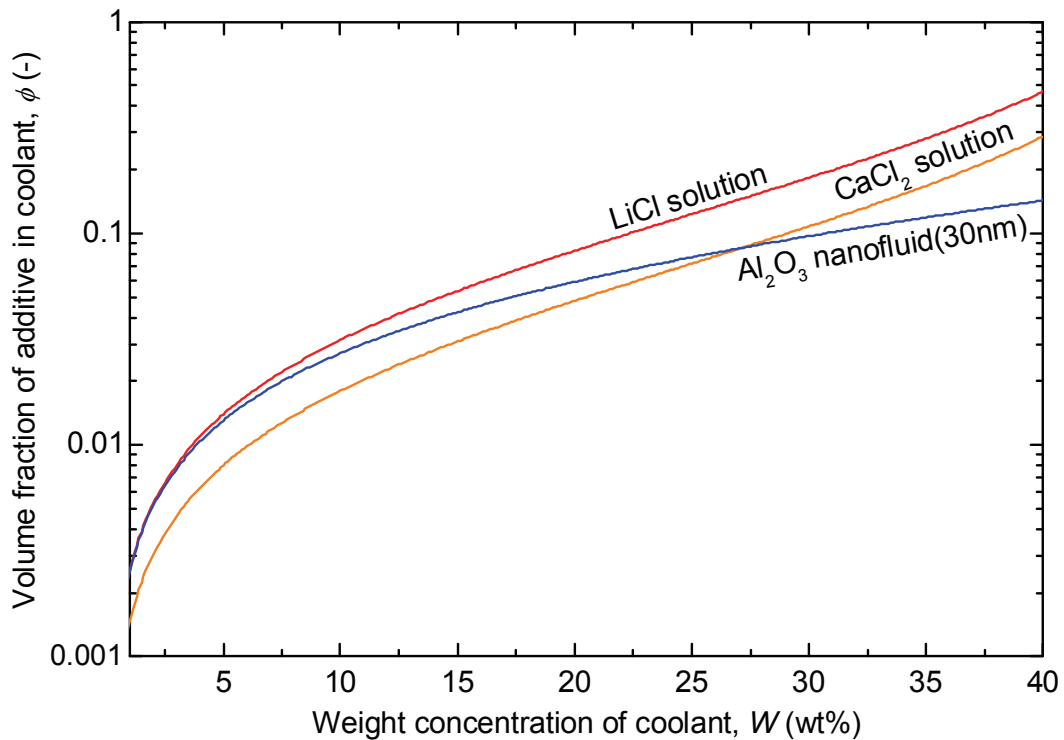


Figure 4.4.6 Volume fraction of additive in 1nm thickness of liquid interface

H₂O 分子の平均自由行程を考慮して 1nm と定めた。

図 4.4.7 は、水に対する塩の溶解およびナノ粒子の懸濁の様子を概念図として示した。図 4.4.7 の(a)は CaCl₂ などの塩水の場合であり、(b)はナノ流体の場合である。粒子が密に存在している領域が液体を表し、H₂O 分子が疎に存在している領域が蒸気を表している。塩水の場合、H₂O 分子の大きさが約 0.3nm であるのに対して、例えば塩化物イオンは 0.18nm と厳密には大きさが異なるが、ほぼ同様なサイズであることから図中では模式的に同一の大きさの H₂O 分子とイオンが均一に存在しているとして示した。それに対してナノ流体の場合、H₂O 分子の大きさが約 0.3nm であるのに対して、本実験で用いたナノ粒子直径は 30nm 程度であることから、実際には H₂O 分子の 100 倍程度の大きさを有する。気液界面近傍におけるナノ粒子の体積割合は、ナノ粒子表面が気液界面に接するように露出していると仮定し、ナノ流体体積に占めるナノ粒子の割合として計算することとした。

気液界面からの厚さ 1nm に含まれる塩のイオンおよびナノ粒子の体積割合を図 4.4.8 に示す。塩水における体積割合は、式(4.4.3)を用いて求めた。それに対して、ナノ粒子の体積割合は、気液界面か

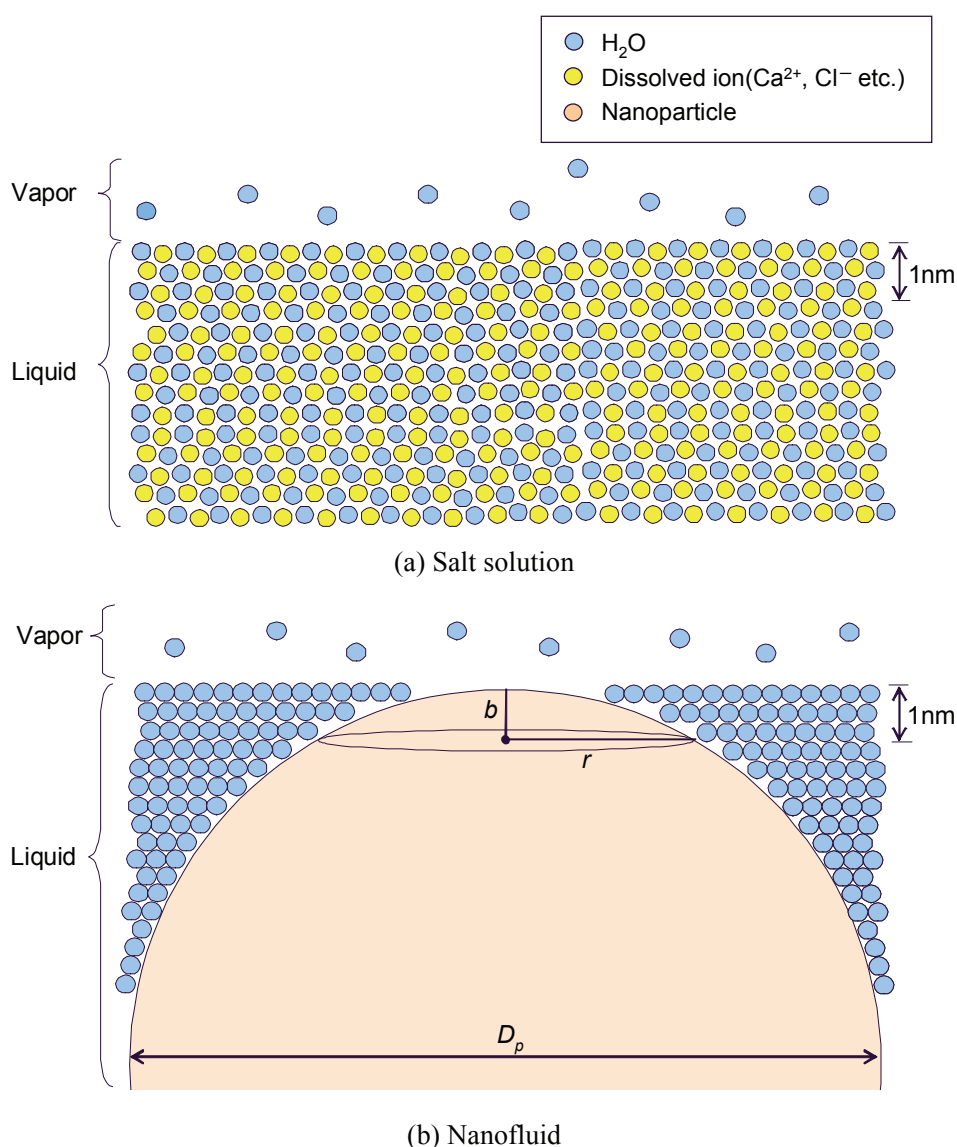


Figure 4.4.7 Schematic of Volume fraction of additive in 1nm thickness of liquid interface

らの厚さ 1nm に含まれるナノ粒子体積 V_p は、図 4.4.7 に示したように球の一部の体積であるとして次式により算出した。

$$V_p = \frac{\pi}{6} b (3r^2 + b^2) \quad (4.4.5)$$

$$r = \sqrt{b(D_p - b)} \quad (4.4.6)$$

塩水の場合、気液界面における液相厚さ 1nm は約 3 分子層であり、分子が均一に存在していることから図 4.4.6 で示した冷却材全体における体積割合と同様の値である。それに対して、ナノ流体の場合には、気液界面のほとんどを H_2O 分子が占めることになるため、ナノ粒子の体積割合は 1% 程度まで低下する。よって、ナノ流体の場合には気液界面における蒸発・凝縮に対してナノ粒子の存在が大きく影響しなかったと考える。

以上より、それぞれの冷却材に対して気液界面における蒸発ならびに凝縮に着目して示した概念図を図 4.4.9 に示す。(a) は $CaCl_2$ などの塩を添加した水溶液の場合と水の場合の比較である。 H_2O 分子が密に存在している領域が液相を表し、 H_2O 分子が疎に存在している領域が気相を表している。(b) はナノ粒子を懸濁させたナノ流体の場合と水の場合の比較である。水の場合を基準として考えた場合、塩を添加するとイオン数密度が増大し、水溶液中に存在する H_2O 分子の数密度、そして気液界面における H_2O 分子の面密度を相対的に減少させることになる。それにより、気液

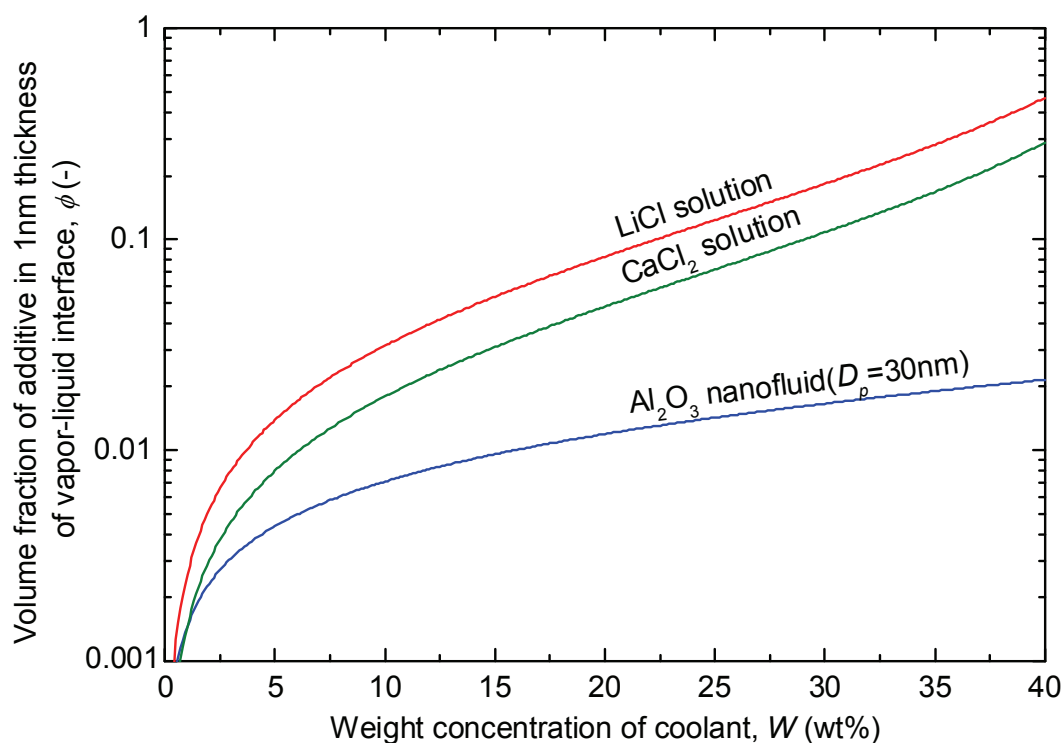


Figure 4.4.8 Volume fraction of additive in 1nm thickness of liquid interface

界面における蒸発が抑制されたと推察される。それに対してナノ粒子を懸濁させた場合、ナノ粒子は H_2O 分子と比較すると100倍程度の大きさを有しているため気液界面近傍に占める体積割合は1%程度と極めて小さい。それにより、気液界面における蒸発・凝縮は水の場合とほとんど変わらなかったと推察される。

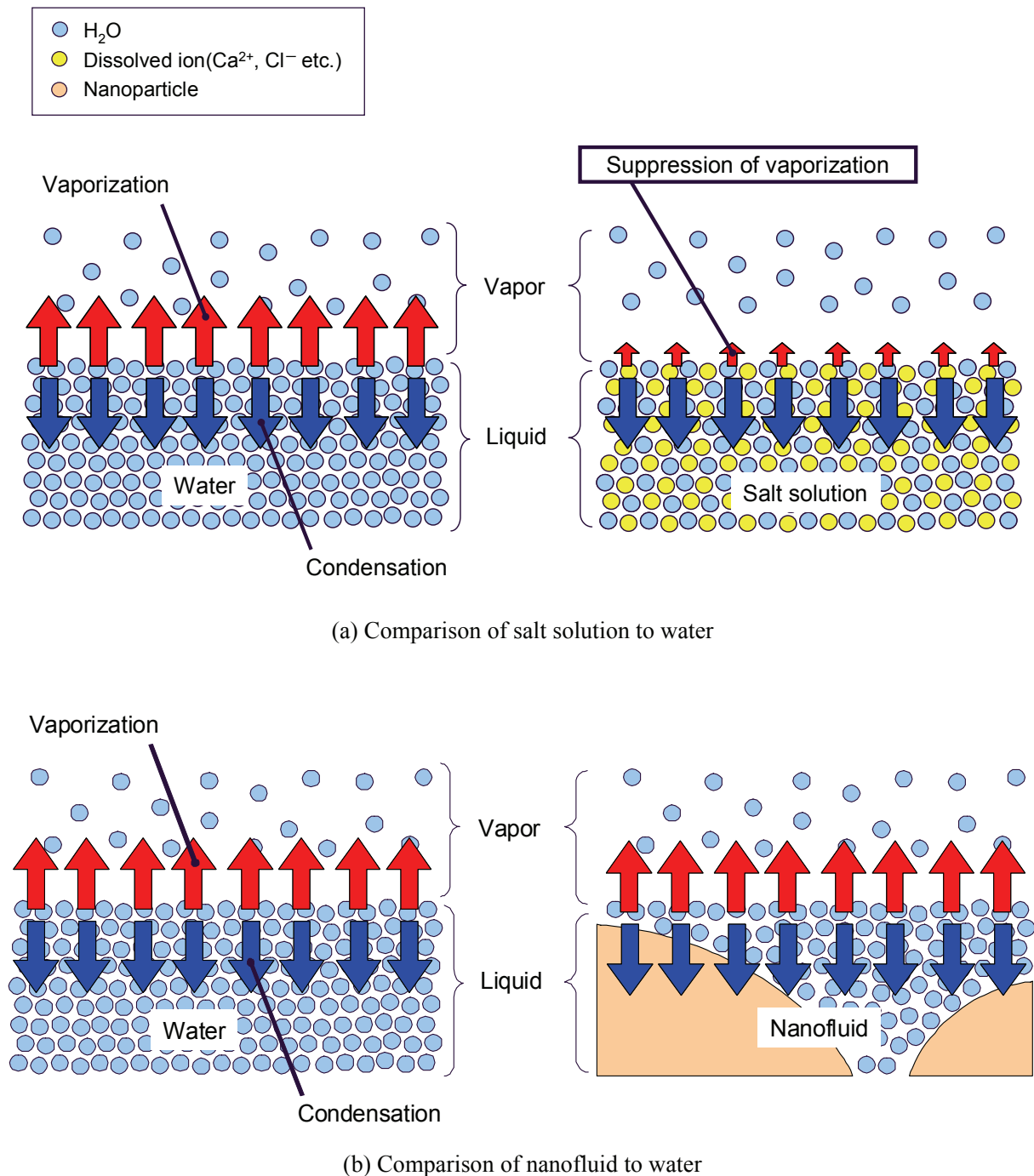


Figure 4.4.9 Comparison of vaporization and condensation on vapor-liquid interface among various coolants

4.5. まとめ

塩水およびナノ流体を冷却材として用いたときのクエンチ特性を明らかにするため、高温固体球を冷却材中に浸漬させるクエンチ実験ならびに気液界面における蒸発量計測実験を実施し、以下の知見を得た。

(1) 水に対する塩添加の影響

塩水の場合には、膜沸騰熱伝達が向上し、より高温でも断続的な固液接触が発生しやすくなる傾向を得た。また、水溶液濃度の増大と共にクエンチ温度が上昇し、塩の種類によらず同様の傾向を示すことが分かった。このクエンチ温度は、塩の種類や水溶液濃度によらず水溶液中の全イオンモル濃度によって統一的に整理できる。

過飽和により塩が析出しない H_2SO_4 水溶液であっても、塩が析出する CaCl_2 水溶液と同様の膜沸騰蒸気膜の崩壊挙動が得られたことから、塩の析出が蒸気膜崩壊の直接的な要因とならないことが示唆された。

水溶液濃度の増大と共に気液界面における蒸発が相対的に抑制されることから、結果として膜沸騰蒸気膜が薄くなり固液接触頻度が増大して高温でのクエンチに至ると推察される。

(2) 水に対するナノ粒子懸濁の影響

固体球と冷却材の直接接触を示す有為な固液接触は、水、 Al_2O_3 ナノ流体ともに蒸気膜崩壊以前には検出されなかった。そのときのクエンチ温度は、本実験条件範囲においては Al_2O_3 ナノ流体濃度によらず、水の場合とほぼ同様の値を示した。

クエンチ体系に対するナノ粒子懸濁の影響は、既存のプール沸騰体系に対するナノ粒子懸濁による伝熱促進効果ほど顕著ではなかった。プール沸騰体系におけるナノ粒子懸濁による伝熱促進は、伝熱表面へのナノ粒子付着による表面粗さの増大や濡れ性の向上が主な要因とされる。本実験体系のように蒸気膜崩壊後まで有為な固液接触が発生しない体系では、ナノ粒子懸濁の影響が小さかったと考える。また、ナノ粒子は H_2O 分子と比較すると 100 倍程度の大きさを有しているため、気液界面の界面層に占める体積割合は最大でも 1%程度と極めて小さい。よって、ナノ粒子の懸濁は気液界面における蒸発に及ぼす影響が小さいため、水の場合とほぼ同様のクエンチ特性であったと推察される。

5. 蒸気膜安定解析による蒸気爆発発生条件および 蒸気膜崩壊機構の評価

概要

熱的相互作用領域(TIZ)に基づく蒸気爆発発生条件を評価するため、膜沸騰蒸気膜の線形安定解析を実施した。その結果、U-Alloy95 を用いた分散混合蒸気爆発実験およびベーストリガ蒸気爆発実験ともに TIZ によって蒸気爆発の発生条件を推定できる可能性が示唆された。また、塩水およびナノ流体に対する蒸気膜崩壊機構を明らかにするため、蒸気膜安定性に及ぼす影響因子を線形安定解析によって評価した。本実験のクエンチ体系の場合、蒸気膜安定性に対して気液界面の凝縮熱伝達率の影響が顕著にみられ、冷却材物性の影響は小さいことを明らかにした。

5.1. 蒸気爆発の発生モデル

蒸気爆発の発生メカニズムについては 1.2 節で述べたように、蒸気爆発の素過程として①初期粗混合、②蒸気膜崩壊と液液直接接触、③微粒化と急速伝熱、④急速伝熱域の拡大と伝播の 4 つの段階を経るとされている。さらに細分化された個々のプロセスについては、これまでも数多くのモデルが提案されている。代表的なモデルとして Fauske らが提案した、蒸気爆発の発生条件に関する自発核生成モデル^[21]、いわゆる温度しきい値モデルと、Board と Hall らが蒸気爆発の伝播・拡大、微粒化過程を説明するために提案した熱的デトネーションモデル^[22]を以下に示す。

5.1.1. 自発核生成モデル

Fauske らは均質核生成理論を蒸気爆発に適用して自発核生成モデルを提唱した。このモデルは大きな過熱度を持った低沸点液体は、均質核生成温度を超えると急激な気泡核の増加が急速な発泡と高圧の発生に主要な役割を果たしていると考えている。

まず、均質核生成温度 T_{hn} は、液体同士の伝熱面のように気泡核が存在しない場合、低温液体側が飽和温度以上にまで加熱されていき、自発的に核が生成され、瞬間的に激しく気泡が発生するときの温度である。この温度は低沸点液体によって決まり、その温度は熱力学的な相の安定性によって求められた Lienhard の半理論式^[68]を用いて導かれる。

$$T_{hn} = T_{sat} + (0.905 - g_{sat} + 0.095 g_{sat}^8) T_{crit} \quad (5.1.1)$$

ただし、 $g_{sat} = \frac{T_{sat}}{T_{crit}}$

ここで、 T_{sat} は飽和温度(K)、 T_{crit} は臨界温度(K)である。よって、大気圧下での水の均質核生成温度は $T_{hn}=587.1(K)$ となる。

この概念により自発核生成モデルは蒸気爆発発生の必要条件として接触界面温度により温度しきい値を与えた温度しきい値モデルとして広く知られている。

この接触界面温度は以下に示すように導かれる。図 5.1.1 に示すように、最初は温度 T_0 にある半無限物体表面温度を温度 T_s に保持したとすると熱伝導方程式は次のように表せる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (5.1.2)$$

初期条件 : $T = T_0 \ (t = 0)$

境界条件 : $T = T_s \ (x = 0)$ 、 $T = T_0 \ (x = \infty)$

式(5.1.2)において位置並びに時間の無次元数から代表長さを消去した常微分方程式は、

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} + 2\xi \frac{\partial T}{\partial \xi} = 0 \quad (5.1.3)$$

$$\xi = \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}}$$

で示され、積分した一般解は次のように表される。

$$T = C_1 \operatorname{erf}(\xi) + C_2 \quad (5.1.4)$$

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

ここで、 C_1 、 C_2 は未定定数、 $\operatorname{erf}(\xi)$ は誤差関数である。

式(5.1.2)に示した初期並びに境界条件から決定すると $C_1 = T_0 - T_s$ 、 $C_2 = T_s$ となる。

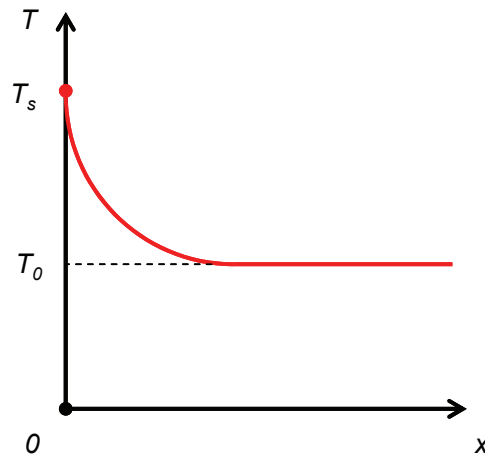


Figure 5.1.1 Temperature distribution by heat conduction

即ち、半無限物体内温度は、

$$T = T_s + (T_o - T_s) \operatorname{erf}(\xi) \quad (5.1.5)$$

で与えられる。

図 5.1.2 に、温度が T_h 、 T_c の 2 つの半無限物体が接触した時の温度分布を示す。位置座標をそれぞれ χ_1 、 χ_2 、接触面の界面温度を T_i とすると、式(5.1.5)より、接触後の経過時間を t としてそれぞれの温度分布は次のように表せる。

$$T_h(\chi.t) = T_i + (T_h - T_i) \operatorname{erf}\left(\frac{\chi_1}{2\sqrt{\alpha_h t}}\right) \quad (5.1.6)$$

$$T_c(\chi.t) = T_i + (T_c - T_i) \operatorname{erf}\left(\frac{\chi_2}{2\sqrt{\alpha_c t}}\right) \quad (5.1.7)$$

ここで、 α_h は高温液体の温度伝導率であり、 α_c は低温液体の温度伝導率である。

接触界面での熱流束は界面での発熱がない限り連続している。即ち、 $\chi_1 = \chi_2 = 0$ で

$$-\lambda_h \left(\frac{\partial T_h(\chi.t)}{\partial \chi_1} \right) = \lambda_c \left(\frac{\partial T_c(\chi.t)}{\partial \chi_2} \right) \quad (5.1.8)$$

ここで、 λ_h は高温液体の熱伝導率、 λ_c は低温液体の熱伝導率である。

式(5.1.6)、(5.1.7)を式(5.1.8)の条件に代入し、整理すると、接触界面温度は次のように求まる。

$$T_i = \frac{T_h - T_c}{1 + \sqrt{\varphi}} + T_c \quad (5.1.9)$$

ここで、 $\varphi = \frac{(\rho c_p \lambda)_c}{(\rho c_p \lambda)_h}$ である。

ρ_h は高温液体の密度、 ρ_c は低温液体の密度、 c_{ph} は高温液体の比熱、 c_{pc} は低温液体の比熱である。

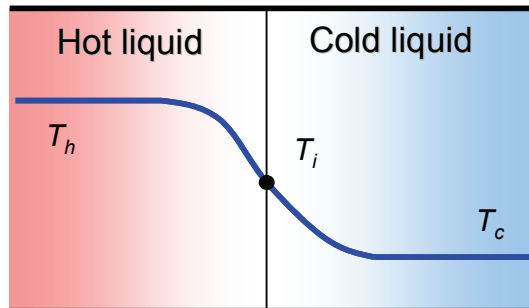


Figure 5.1.2 Interfacial temperature T_i between hot liquid and cold liquid

自発核生成モデルは、式(5.1.9)で示した接触した瞬間の接触界面温度が低沸点液体の均質核生成温度以上($T_i \geq T_{hm}$)になることにより、蒸気爆発が生じる必要条件であると説明している。接触界面温度が均質核生成温度であるとする式(5.1.9)は次式として表される。

$$T_h = -\sqrt{\phi} \cdot T_c + (1 + \sqrt{\phi})T_{hm} \quad (5.1.10)$$

このモデルは、 T_h を高温液体の初期投入温度とし、 T_c を低沸点液体の温度としている。 T_i は膜沸騰蒸気膜が崩壊した瞬間の両液体の接触界面温度としている。接触界面温度並びに均質核生成温度の決定には物性値を含むため両液の組み合わせによって発生条件が異なることとなる。また高温液体が熔融金属の場合は、接触界面温度が高温液体の固化温度以上($T_i \geq T_m$)であることも考慮しなくてはならない。

5.1.2. 熱的デトネーションモデル

はじめに、燃焼学におけるデトネーション理論^[69]について述べる。衝撃波は媒質の音速を越える為に不連続的な圧力隆起を持つ波であるため気体力学の連続流体の式はそのままでは適用できない。図 5.1.3 のように圧力 P_1 、密度 ρ_1 、温度 T_1 、流速 v_1 の媒質中を速度 U の衝撃波が進むとし、その波面直後の状態を添え字 2 で表すと質量保存則、運動量保存則は、

$$\rho_1(U - v_1) = \rho_2(U - v_2) \quad (5.1.11)$$

$$P_1 + \rho_1(U - v_1)^2 = P_2 + \rho_2(U - v_2)^2 \quad (5.1.12)$$

エネルギー保存則より、 H を比エンタルピーとして、

$$H_1 + \frac{1}{2}(U - v_1)^2 = H_2 + \frac{1}{2}(U - v_2)^2 \quad (5.1.13)$$

内部エネルギーを E とすれば $H = E + pv$ と式(5.1.11)–(5.1.13)を整理することによって一次元定常流れに対する式(5.1.14)で示される Rankine-Hugoniot の式を導くことができる。

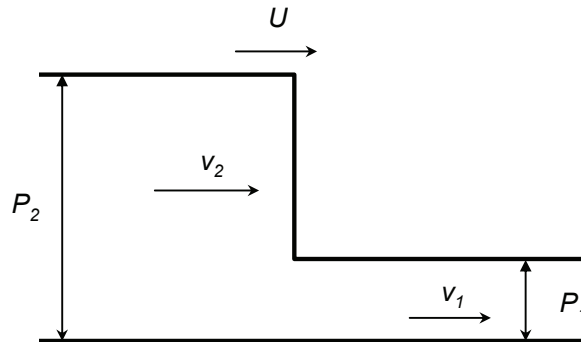


Figure 5.1.3 Schematic of shock wave

$$E_2 - E_1 = \frac{1}{2}(v_1 - v_2)(P_2 + P_1) \quad (5.1.14)$$

爆轟波は化学反応熱で衝撃波を定常的に保持している波であるから爆轟波=衝撃波+燃焼波、と書くことができ、反応熱 Q を内部エネルギー変化から別に取り出して式(5.1.15)で示される爆轟波に対する Rankine-Hugoniot の式を導くことができる。

$$E_2 - E_1 = Q + \frac{1}{2}(P_1 + P_2)(v_1 - v_2) \quad (5.1.15)$$

式(5.1.11)、(5.1.12)において $v_1 = 0$ とし、 $U \equiv D$ (爆速)、 $v_2 \equiv W_2$ (粒子速度)と書き直せば、

$$D = v_1 \sqrt{\frac{P_2 - P_1}{v_1 - v_2}} \quad (5.1.16)$$

$$W_2 = (v_1 - v_2) \sqrt{\frac{P_2 - P_1}{v_1 - v_2}} \quad (5.1.17)$$

が得られる。この式(5.1.15)、(5.1.16)、(5.1.17)が爆轟波の基礎式になるが、この他に爆発生成ガスの熱力学的状態を決める関係式として反応方程式、状態方程式、エネルギー状態方程式の 3 式によるため未知量は $P_2, v_2, n_2, T_2, E_2, D, W$ の 7 個となり、もう一つの関係式がなければ特性値が定まらない。それを与えるのが Chapman-Jouguet 条件(C-J 条件)である。上記 6 基礎式から理論的に与えられる爆速値のうち最小速度のものが最も安定であるという仮説のものとして提案された。式(5.1.15)を $p-v$ グラフに示したものが、図 5.1.4 である。

初期値(P_1, v_1)を通る衝撃波は $(R-H)_1$ 曲線により、また反応熱 Q を放出した後の爆発生成ガスの衝撃関係は $(R-H)_2$ 曲線によって与えられる。C-J 条件によれば、安定爆轟波を示す点は A 点より $(R-H)_2$ 曲線への接線の接点 C である。即ち式(5.1.16)から傾斜角 θ とすれば、

$$D = v_1 \sqrt{\tan \theta} \quad (5.1.18)$$

が最小爆速であることはすぐわかる。この C 点を C-J 点と呼ぶ。

図 5.1.4 は C 点を通る断熱線が点線で示されているが、AC 直線は同時に C 点で断熱線にも接しており、

$$\tan \theta = -\left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_{ad.} \quad (5.1.19)$$

音速は一般的に

$$a = v \sqrt{-\left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_{ad.}} \quad (5.1.20)$$

で与えられるが、C点での音速を C_2 で表すと、

$$C_2 = v_2 \sqrt{\tan \theta} \quad (5.1.21)$$

従って、C-J 条件式は、式(5.1.16)、(5.1.17)より、

$$D = C_2 + W_2 \quad (5.1.22)$$

爆速は C-J 面での粒子速度と音速の和で与えられることを示す。これが C-J 条件式である。

Boad、Hall らは、この燃焼学のデトネーション理論を蒸気爆発に適用した熱的デトネーションモデルを提唱した。燃焼のデトネーションでは燃焼熱が衝撃波を維持し増幅するエネルギー源になり、気体の現象であるのに対して、熱的デトネーションモデルは高温融体から低沸点液体への熱の移動が衝撃波を維持し増幅するエネルギー源になっていると考えている。また、蒸気膜を含む両液の混合状態である 2 成分(高温融体と低沸点液体)3 相(固相、液相、気相)系を対象としており現象は複雑である。図 5.1.5 に熱的デトネーションモデルの概略図を示す。まず、粗混合領域の膜沸騰蒸気膜を破壊するのに十分な圧力波が到来する。つづいて蒸気膜が崩壊され、高速の圧力波が加わると高温融体と低沸点液体の密度差の相違に基づいて加速度の差が顕著になる。そのため高温融体は不安定となり、微粒化する。その微粒化が伝熱面積を増大させ、直接接触によって急速な熱の移動が生じる。その結果、蒸気の発生によって圧力が上昇し、蒸気爆発となる。そして、この過程が連続的に持続すれば、下流にいくにつれて圧力波は成長し高められることとなる。

爆発が定常的に維持されるには背面の膨張波が衝撃波に到達し、衝撃波を減衰させないために C-J 条件が満足されなければならない。通過する短時間に液液間の急激な熱移動と蒸発がどこまで達成されるかが熱的デトネーションモデルの重要なポイントとなっている。

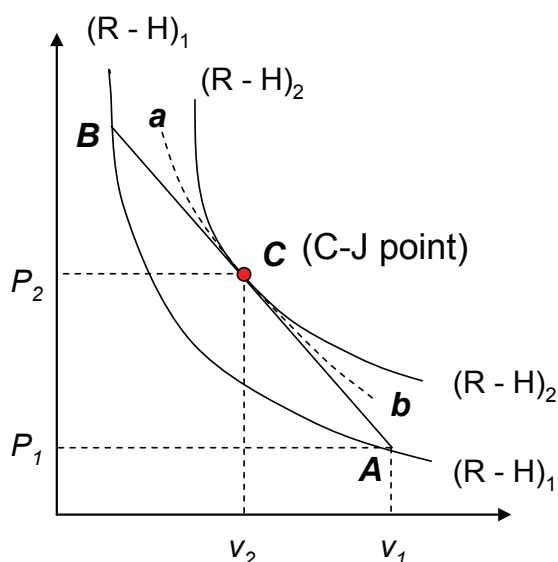


Figure 5.1.4 Schematic of C-J point

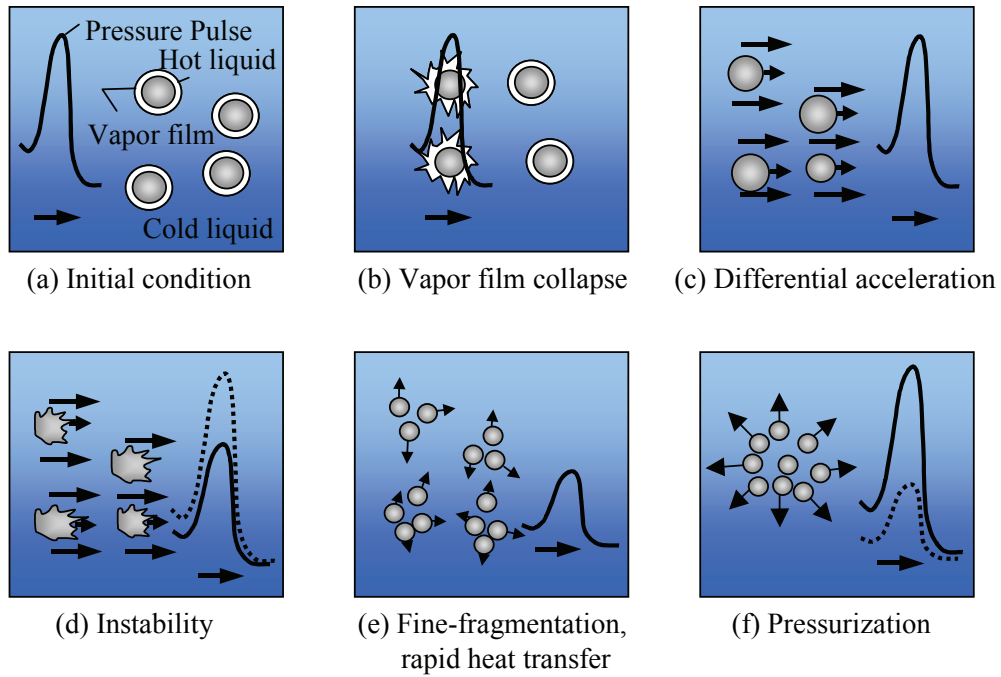


Figure 5.1.5 Schematic of thermal detonation model^[22]

5.2. 熱的相互作用領域 (TIZ)

従来の研究において蒸気爆発の発生条件を明らかにするための小規模蒸気爆発実験が数多く行われてきた。例えば、Abe らは「錫－水」体系における蒸気爆発実験結果を温度条件によって図 5.2.1 のように示した^[70]。実験結果から、熔融金属と水の温度に境界があることは明確である。このように、蒸気爆発の発生条件を評価するために横軸を高温液体温度、縦軸を低温液体温度としたグラフを用いた場合、蒸気爆発の起こる可能性の高い温度領域が存在する。この領域は熱的相互作用領域(TIZ)と呼ばれており、図 5.2.1 に TIZ の概念図を示す。

TIZ を理論的に推定するための境界条件としては、高温液体と低温液体の接触界面温度が低温液体の均質核生成温度以上もしくは固化温度以上であること、そして蒸気膜の安定境界温度以下であることである。次節において、TIZ の境界条件について述べる。

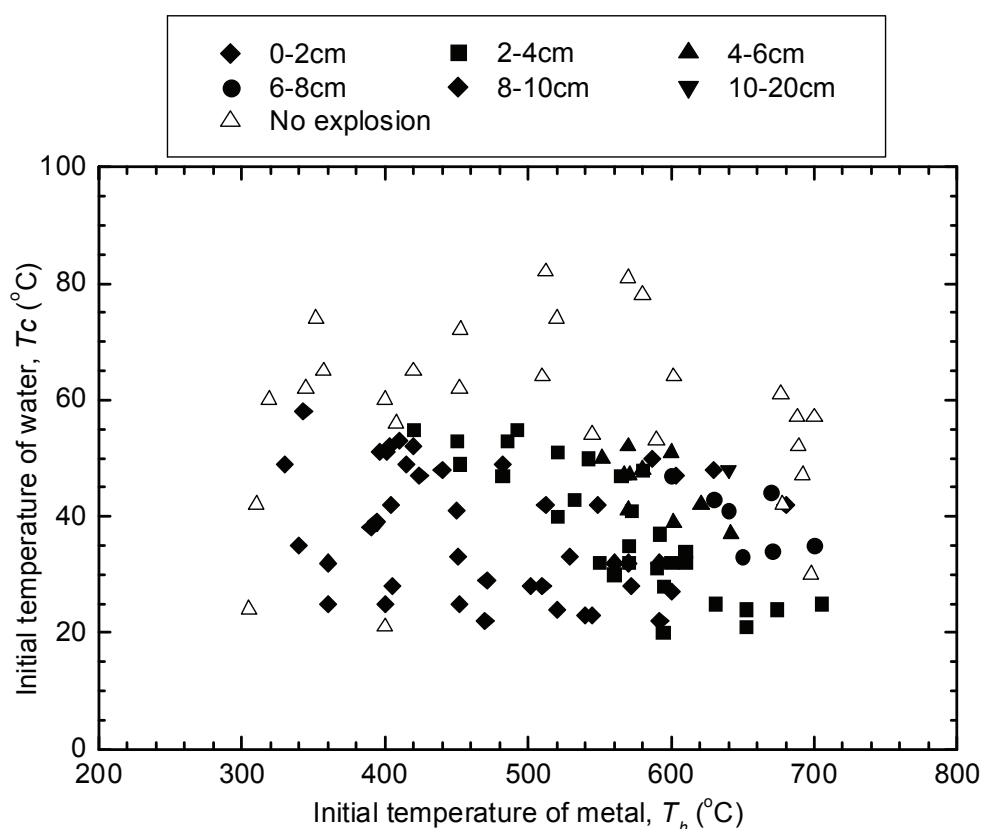


Figure 5.2.1 Experimental result of small scale vapor explosion using molten tin droplet^[70]

5.2.1. 均質核生成温度

液体同士の伝熱面のように気泡核が存在しない場合、低温液体側が飽和温度以上にまで加熱されていき、自発的に核が生成されることを自発核生成と呼ぶ。この自発核生成には均質核生成と非均質核生成の 2 つの場合がある。均質核生成とは液体中に不純物が存在せず、液体同士の接触角が 0° という極めて濡れ性のよい理想的な場合である。そのため、実際には非均質核生成によって蒸気泡は生成される。

均質核生成温度 T_{hm} は、液体同士の伝熱面のように気泡核が存在せず、濡れ性のよい理想的な場合において、低温液体側が飽和温度以上にまで加熱されていき、自発的に核が生成され、瞬間的に激しく気泡が発生するときの温度と定義される。理論的には式(5.1.1)に示したように大気圧条件下における水の均質核生成温度は 587.1K とされる。低温液体と高温液体の接触界面温度が均質核生成温度以上 ($T_i \geq T_{hm}$) のときには、接触界面において急激な気泡核の増大によって急速な発泡と高圧領域が発生するため、この接触界面温度が均質核生成温度以上になることが蒸気爆発の必要条件とされている。ただし、高温液体の固化温度が低温液体の均質核生成温度を上回る場合、接触界面温度が高温液体の固化温度以上であることが必要条件となる。

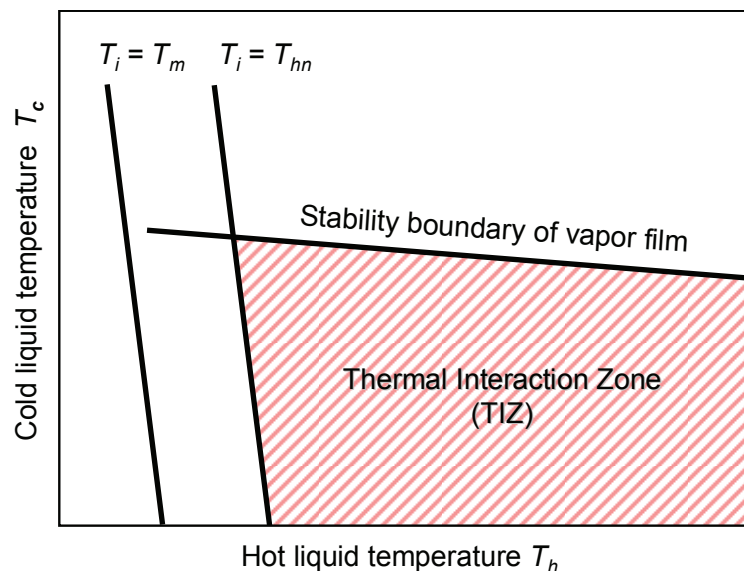


Figure 5.2.2 Schematic of Thermal Interaction Zone (TIZ)

5.2.2. 蒸気膜の安定境界温度

蒸気爆発のトリガリングの発生に至るためには、高温液と低温液を隔てている膜沸騰蒸気膜が崩壊して高温液と低温液が直接接触する必要がある^[71]。これには外部からの圧力波の到来や初期粗混合状態における両液の相対運動が外乱となって蒸気膜が崩壊する場合と、熱バランスなどの内的要因により蒸気膜自体が不安定化する場合がある。

Fruya らは、粘性力や表面張力の影響を考慮した膜沸騰安定性モデルを導出し、各パラメータが蒸気膜の安定性に及ぼす影響を評価した^[66]。図 5.2.3 は蒸気膜崩壊モデルの解析体系である。流れのない低温液中に半径 R の高温液が球状に静止して存在し、両液体は低温液の蒸気膜で分離されている体系を対象とする。この気液界面における蒸発と凝縮の変動による界面の安定性を評価する。解析においては以下の仮定をしている。

- (1) 蒸気膜における圧力分布は考慮せず、Rayleigh- Lamb- Plesset の気泡成長理論により計算される値を蒸気膜の代表圧力とする。
- (2) 高温液からの熱伝導および放射伝熱により低温液の気液界面は加熱され、低温液への凝縮伝熱により冷却されるとする。これらの伝熱過程を経た正味の受熱量が蒸気膜の質量移行に寄与すると考える。
- (3) 蒸気は理想気体の状態方程式に従うとする。
- (4) 蒸気密度以外の物性値は、その圧力および温度の依存性を無視し、飽和状態の物性値を参照

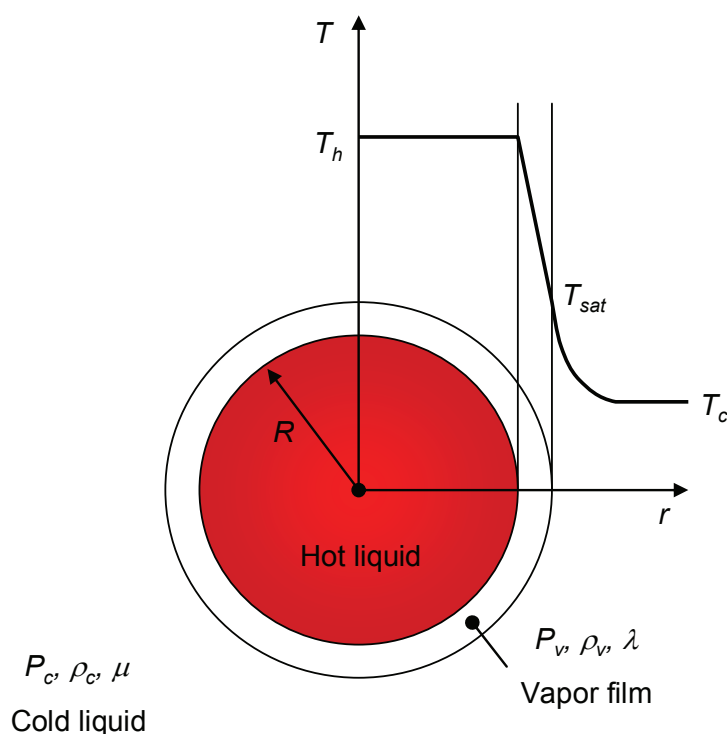


Figure 5.2.3 Schematic of vapor film stability model ^[66]

する。

- (5) 圧力は臨界圧力より十分小さい場合を想定する。従って低温液の密度に対して蒸気密度は十分小さいとする
- (6) 高温液温度は一定とする。
- (7) 気液界面の乱れはなく、蒸気膜は一様に変動する。

まず、気泡の表面張力と周囲液体の粘性の効果を考慮するために、以下の Rayleigh - Lamb - Plesset の式から、

$$\rho_c \left[\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{\partial r}{\partial t} \right)^2 \right] = P_v - P_c - \frac{2\gamma}{r} - \frac{4\mu}{r} \frac{\partial r}{\partial t} \quad (5.2.1)$$

ここで、 r は低温液と接する気液界面の半径である。従って蒸気膜の厚さは、 $r - R$ になる。 μ は低温液の粘性係数、 ρ_c は密度、 γ は表面張力である。また、 P_v は蒸気膜の代表圧力、 P_c は低温液の周囲圧力である。

この式においては、気液界面の表面張力(右辺第三項)と界面の変動による粘性力(右辺第四項)による寄与が考慮されている。 V_v を蒸気膜体積、 λ を蒸気相の熱伝導率、 h を低温液への凝縮熱伝達率とすると、蒸気膜の質量保存式は次のようになる。

$$\frac{\partial \rho_v V_v}{\partial t} = \frac{4\pi r^2}{h_{gl}} \left[\frac{\lambda}{r - R} (T_h - T_{sat}) + \varepsilon \sigma (T_h^4 - T_{sat}^4) - h (T_{sat} - T_c) \right] \quad (5.2.2)$$

$$\text{ただし } V_v = \frac{4\pi}{3} (r^3 - R^3)$$

式(5.2.2)中の右辺括弧内第一項は高温液からの伝導による入熱を表しており、図 5.2.3 に示したように蒸気膜内の温度分布が線形と近似することにより得られる。この種の解析では一般的に用いられる仮定である。第二項は高温液からの放射伝熱を表している。 σ は Stephan - Boltzmann 定数、 ε は放射率である。式(5.2.2)の第三項は低温液との気液界面を通じた凝縮伝熱を表している。 h は気液界面以遠の低温液温度 T_l に基づく凝縮熱伝達係数で、 R 、 P_c 、 ε と同様に本解析の主要なパラメータの一つである。

気泡成長の式とエネルギー式には、四つの独立変数(r, P_v, ρ_v, T_{sat})が含まれるため、方程式系を閉じるためには更に二つの構成方程式が必要になる。そこで、Clausius - Clapeyron の式と理想気体の状態方程式を用いる。飽和曲線上の圧力と温度の間には Clausius - Clapeyron の関係式より、

$$\frac{\partial P_v}{\partial T} = \frac{h_{gl}}{\left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_c} \right) T} \quad (5.2.3)$$

が成立する。また低温液の蒸気を理想気体と見なせば、理想気体の状態方程式

$$P_v = \rho_v R_g T \quad (5.2.4)$$

を構成方程式に用いることができる。仮定より低温液の密度は蒸気の密度に比べて大きい ($\rho_c \gg \rho_v$) 場合を対象とするので、式(5.2.3)は式(5.2.4)を用いて以下のように変形される。

$$\frac{dP_v}{P_v} = \frac{h_{gl} dT}{R_g T^2} \quad (5.2.5)$$

四つの独立変数(r, P_v, ρ_v, T_{sat})を以下のように定常成分(添え字 0 を付与する)と定常周りの微小変動(δ を付与する)に分解する。

$$r = r_0 + \delta r \quad (5.2.6)$$

$$P_v = P_{v0} + \delta P_v \quad (5.2.7)$$

$$\rho_v = \rho_{v0} + \delta \rho_v \quad (5.2.8)$$

$$T_{sat} = T_{sat0} + \delta T_{sat} \quad (5.2.9)$$

これらを、式(5.2.1)、(5.2.2)、(5.2.4)、そして式(5.2.5)に代入してラプラス変換を行う。ラプラス変換後の変数を \tilde{r} , \tilde{P}_v , $\tilde{\rho}_v$, \tilde{T}_{sat} と書くことにすると、四行四列の正方係数行列 A を用いて以下のようにまとめられる。

$$A \begin{pmatrix} \tilde{r} \\ \tilde{P}_v \\ \tilde{\rho}_v \\ \tilde{T}_{sat} \end{pmatrix} = 0 \quad (5.2.10)$$

上述の連立方程式が自明な解以外の解を持つためには行列式 $|A|$ が零になる必要がある。その方程式をラプラスパラメーター s の多項式で表すと、以下のようなになる。

$$a_3 s^3 + a_2 s^2 + a_1 s + a_0 = 0 \quad (5.2.11)$$

ここで、多項式の係数 $a_0 \sim a_3$ は、

$$a_0 = \frac{R_g T_{sat0}}{h_{gl}} \left[\frac{p_v h_{gl} \lambda r_0^2 (T_h - T_{sat0})}{w_0^2} - 2\gamma R_g T_{sat0}^2 \left(\frac{\lambda}{w_0} + 4\varepsilon \sigma T_{sat0}^3 + h \right) \right] \quad (5.2.12)$$

$$a_1 = R_g T_{sat0} \left[p_{v0} h_{gl} \rho_{v0} r_0^2 + \frac{4\mu R_g T_{sat0}^2 r_0}{h_{gl}} \left(\frac{\lambda}{w_0} + 4\varepsilon\sigma T_{sat0}^3 + h \right) + 2\rho_{v0} \gamma w_0 (T_{sat0} R_g + h_{gl}) \right] \quad (5.2.13)$$

$$a_2 = p_{v0} r_0 \left[4\mu w_0 (h_{gl} - R_g T_{sat0}) + \frac{R_g T_{sat0} r_0}{h_{gl}} \left(\frac{\lambda}{w_0} + 4\varepsilon\sigma T_{sat0}^3 + h \right) \right] \quad (5.2.14)$$

$$a_3 = \rho_l p_{v0} r_0^3 w_0 (h_{gl} - R_g T_{sat0}) \quad (5.2.15)$$

ここで、 w_0 は定常状態における蒸気膜の厚さで、次式で表される。

$$\begin{aligned} w_0 &= r_0 - R \\ &= \frac{\lambda(T_h - T_{sat0})}{h(T_{sat0} - T_l) - \varepsilon\sigma(T_h^4 - T_{sat0}^4)} \end{aligned} \quad (5.2.16)$$

式(5.2.11)は s の三次式であるので直接解を求めることが可能であり、それらの解より減幅比と振動数が求まる。減幅比が 1 を越えると微小外乱が成長するので蒸気膜は不安定になると判別できる。

もう一つの手法は Routh - Hurwitz の線形系の解の安定判別法である。この手法を適用すると、各係数 $a_0 - a_3$ が全て正でかつ、 $a_1 a_2 - a_0 a_3 > 0$ のとき蒸気膜は安定に、 $a_1 a_2 - a_0 a_3 < 0$ のとき不安定になる。故に安定境界において各パラメータは $a_1 a_2 - a_0 a_3 = 0$ を満足する。これを詳細モデルに基づく安定境界と呼ぶ。

安定境界を簡便に求められるように、低温液の粘性と表面張力を無視し、蒸気膜厚さが高温液滴径に対して十分小さい ($r \approx R$) という仮定をおいた簡略モデルに基づく安定境界における低温液のサブクール度は、次式で表される。

$$\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_l = \frac{T_{sat} \left(1 + \frac{4\varepsilon\sigma T_{sat}^3}{h} \right)}{\frac{h_{gl}}{R_g T_{sat}} - \frac{T_h}{T_h - T_{sat}}} + \frac{\varepsilon\sigma}{h} (T_h^4 - T_{sat}^4) \quad (5.2.17)$$

上式は、高温液滴の半径によらず安定境界が定まることを示している。

この簡略モデルによる解析結果では以下のことが示されている。

- (1) 低温液の粘性力および表面張力は蒸気膜を安定化させる効果があるが、高温液滴径が 1mm 以上の場合には、これらが蒸気膜安定境界条件に及ぼす影響は小さい。
- (2) 本解析に基づく蒸気膜の安定境界における低温液温度は、他の研究者の実験による蒸気爆発

発生境界より、約 10 °C 低く見積もる。

- (3) 安定境界における低温液温度を詳細評価式と比較すると、凝縮熱伝達係数が $10^4 W/m^2 K$ 以上かつ高温液温度が 2000°C 以下の場合には、1°C 以内の精度に収まる。

図 5.2.2 において TIZ を構成する蒸気膜安定境界温度がこの線形安定解析に対応する。この境界線よりも水温が高い条件においては蒸気膜が安定であるとされ、蒸気爆発が発生しにくいとされる。

5.2.3. 最小膜沸騰温度

最小膜沸騰温度とは膜沸騰が起こるための最小温度である。この温度以上では領域全体として膜沸騰が起こりうる温度条件を満たしているが、この最小膜沸騰温度以下であっても局所的に見ると膜沸騰は起こりうると考えられる。しかしながら領域全体としては膜沸騰が維持されうる条件ではないために蒸気膜が崩壊しやすく蒸気爆発が起こりうると考えられる。本研究における TIZ の評価には最小膜沸騰温度は用いていないが、関連する知見として述べておく。

Kondo らは蒸気爆発の発生を実験によって検証し、蒸気爆発の有無の境界線を与えるものとして、最小膜沸騰温度の式を用いている^[72]。以下に Kondo らによって既存の理論の検討から導かれた最小膜沸騰温度に関する式について述べる。

最小膜沸騰温度を定義する上で現在流体力学的、そして熱力学的な理論の 2 つが存在する。流体力学的な理論は Berenson によって提案された^[73]。その後 Henry によって一時的な濡れの効果をふまえた理論となった^[74]。この理論モデルではテ일러不安定性によって蒸気膜が除去されるといわれている。Henry の相関において、Farahat のナトリウム沸騰データ^[75]ともよい一致が見られている。しかし、この流体力学的モデルは数センチ以下の直径の球体では適用が難しいので、さらに Spiegler らによって提案され^[76]、その後 Baumeister と Simon、Gunnerson と Cronenberg によって詳細に述べられた熱力学的理論^{[77], [78]}に注目する。この理論には核生成のための核が存在しない領域での沸騰温度として定義される最大過熱度の効果が含まれている。膜沸騰が起こりうる状況には、冷却材の最大過熱度を壁面温度が超える場合が考えられている。ここで、液体の最大過熱度を最も簡単な形で表すと、

$$T_{\max} = \frac{27}{32} T_{\text{crit}} \quad (5.2.18)$$

となる。この式は膜沸騰を開始することが可能となる最大壁面温度である。実際には、膜沸騰はこの温度よりも低い場合でも起こりうる。それゆえ、最小膜沸騰温度は実験的に決定された単一パラメータの関数で定義したのが次式である。

$$\Delta T_{\min} = T_s - T_{\text{sat}} = C(T_{\max} - T_{\text{sat}}) \quad (5.2.19)$$

ここで、 ΔT_{\min} は蒸気膜安定最小温度差、 C は実験的定数、 T_s は高温溶融物の表面温度、 T_{sat} は冷却材の飽和温度である。

Olek らの実験的な相関では、固体に対しては $C = 0.6$ 、水に対しては $C = 0.64$ であるとしている^[79]。式(5.2.19)にみられる最小膜沸騰温度の簡易的な基準は、液体温度が飽和温度に近いときに、固体を含む多くの液体に対して適用できる。Dhir と Purohit は、さまざまなサブクール度において水中での高温溶融金属球のクエンチでの最小膜沸騰温度測定を行った^[80]。その実験データから式(5.2.18)で考慮していない液体のサブクール度に対して最小膜沸騰温度が明確に依存していることを示している。この効果は膜沸騰熱伝達を考えることで説明できる。冷却材が飽和温度に達すると、蒸気膜を移動するすべての熱は冷却材を蒸発させ、蒸気膜を維持するために使用される。一方、冷却材によって移動した熱のうち、少量は気液界面から取り除かれる。それゆえ蒸気膜を通して移動する熱は、表面から冷却材のバルクへの熱伝達より大きくなるべきであるという熱平衡に基づく膜沸騰を維持するためのある基準が存在する。この関係は次式に示す。

$$\left(\frac{D}{w} + Nu_r \right) \Delta T_v > \psi Nu_c \Delta T_{sub} \quad (5.2.20)$$

ここで、 ΔT_{sub} は冷却材のサブクール度、 D は球の直径、 w は蒸気膜厚さ、 Nu_r は蒸気膜の半径方向のヌッセルト数、 ΔT_v は蒸気膜の温度差、 ψ は冷却材の気液熱伝導率の比、そして Nu_c は冷却材中での熱伝達ヌッセルト数である。

サブクール度が増加するにつれて蒸気が生成されなくなるため、蒸気膜厚さが減少しない限り蒸気膜が維持されなくなる。結局、蒸気膜が非常に薄ければ、安定な蒸気膜は維持できなくなる。このようにして最小蒸気膜厚さというものが存在すると仮定すると、物理的に球の表面粗さや気液界面での乱れを表現できるのではないと思われる。

これらをもとに、最小膜沸騰温度に対する式を式(5.2.18)、式(5.2.19)を組み合わせで表現したのが次式である。

$$\Delta T_{min} = C(T_{max} - T_{sat}) + \frac{\psi Nu_c \Delta T_{sub}}{\left(\frac{D}{w_{min}} + Nu_r \right)} \quad (5.2.21)$$

ここで、 w_{min} は最小蒸気膜厚さである。

式(5.2.21)の第1項は、液体中でのその液体の飽和温度での最小膜沸騰温度を表す。第2項は、冷却材のサブクール度に対する最小膜沸騰温度の依存性を表す相関係数である。基本的にこの式には実験データから決定される2つのパラメータがある。まず、実験的定数の C だが、0.6 という値は水や溶融金属を含めてさまざまな液体に対して最小膜沸騰温度を再現している。最小蒸気膜厚さ w_{min} は、Dhir、Purohit の水に対する実験データ^[80]から最もよいとされる $100\mu\text{m}$ という値を選択した。

式(5.2.21)を適用する上でもうひとつ考慮すべき重要な点は、表面温度をどのように定義するかである。もし最小膜沸騰温度において頻繁に冷却材によって高温表面の一時的な濡れが生じると仮定すると、その表面はかなり冷却されることになる。現在の実験的な証拠では、このような一時的な濡れが飽和沸騰の間に生じることが示されている。この場合では、表面温度は式(5.2.9)における接触界面温度によって置き換えるのがよい。しかし、界面温度が冷却材の最大過熱度を超え

てしまうとこのような一時的な濡れや、結果として生じる良好な熱接触は起こりえない。この温度より上では、一時的な濡れは不可能であり、ゆえに表面は蒸気膜を通る熱伝達によってのみ冷却される。

ここで落下させる熔融金属の直径を 10mm として適切な物性値を選択し、水の飽和温度を 100℃ とすると、式(5.2.21)は次式として表される。

$$\Delta T_{\min} = 101 + 4.1(T_v - T_c)^{\frac{5}{4}} \quad (5.2.22)$$

5.3. 蒸気爆発発生条件の評価

5.3.1. 分散混合蒸気爆発実験結果と TIZ の比較

蒸気爆発の発生条件について、熱的相互作用領域(TIZ)を用いて評価する。TIZ は分散混合蒸気爆発の体系に対して提唱されている理論である。しかしながら、本実験で用いた模擬物質 U-Alloy95 に対する評価結果はこれまでには存在しない。よって、まずは U-Alloy95 の TIZ に対する適用可能性を評価する必要がある。

図 5.3.1 に「U-Alloy95－水」系における TIZ を示す。縦軸を初期水温、横軸を初期熔融金属温度としている。赤線と青線で囲まれた右下の領域が TIZ である。TIZ の推定には溶融物の接触界面温度が水の均質核生成温度以上である条件ならびに蒸気膜の安定境界温度以下である条件の 2 つを適用した。接触界面温度が水の均質核生成温度以上である条件($T_i \geq T_{hn}$)という条件を考慮する場合に接触界面温度が熔融金属の固化温度以上である条件($T_i \geq T_m$)について考える必要がある。しかしながら「U-Alloy95－水」系においては $T_i = T_m$ が $T_i = T_{hn}$ よりも左側にあるため $T_i \geq T_{hn}$ が条件として適当であると考えられる。また、蒸気膜安定境界温度を求める場合には、凝縮熱伝達率ならびに熔融金属の輻射率を定める必要がある。凝縮熱伝達率に関しては従来からさまざまな体系に関する研究が多くなされており、そのうち代表的なものについて表 3.3.2 に示す。また、U-Alloy95 を構成している主な物質である Pb、Bi の輻射率から U-Alloy95 の輻射率を推定するために表 5.3.1 には Pb、Bi の輻射率を示した。以上より、保守的な値として凝縮熱伝達率は $10^4 \text{ W/m}^2/\text{K}$ 、輻射率は 0.1 と定めた。

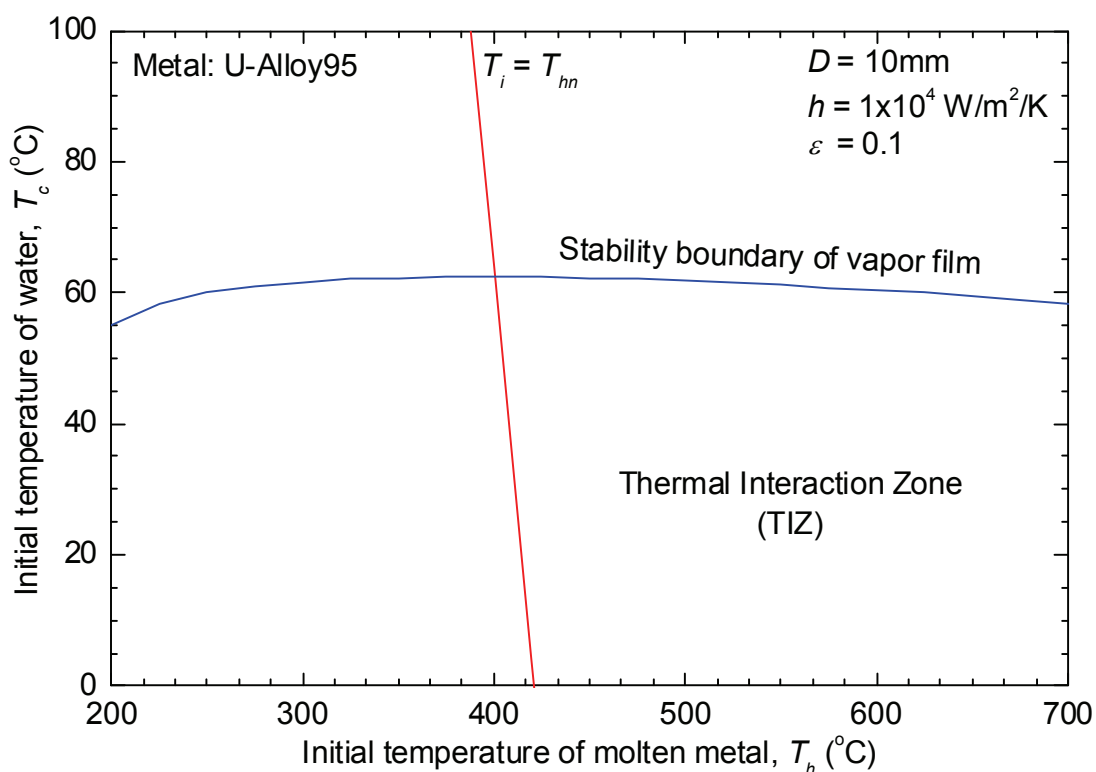


Figure 5.3.1 Thermal Interaction Zone (TIZ) between U-Alloy95 and water

図 5.3.2 が分散混合蒸気爆発実験結果と TIZ の比較結果である。●は蒸気爆発が発生した温度条件、▼は爆発には至らないものの激しい沸騰がみられた温度条件、△は蒸気爆発が発生しなかった温度条件を示している。溶融金属温度がおよそ 400℃以上の場合に蒸気爆発の発生が確認された。また、水温が 60℃以上となった場合では、溶融金属温度が 400℃で蒸気爆発が確認されたのみで、ほとんど蒸気爆発が発生しなくなった。蒸気爆発が発生した条件は TIZ 領域内にはほぼ含まれる結果が得られたことから、TIZ は U-Alloy95 に対しても適用できる可能性が示唆された。

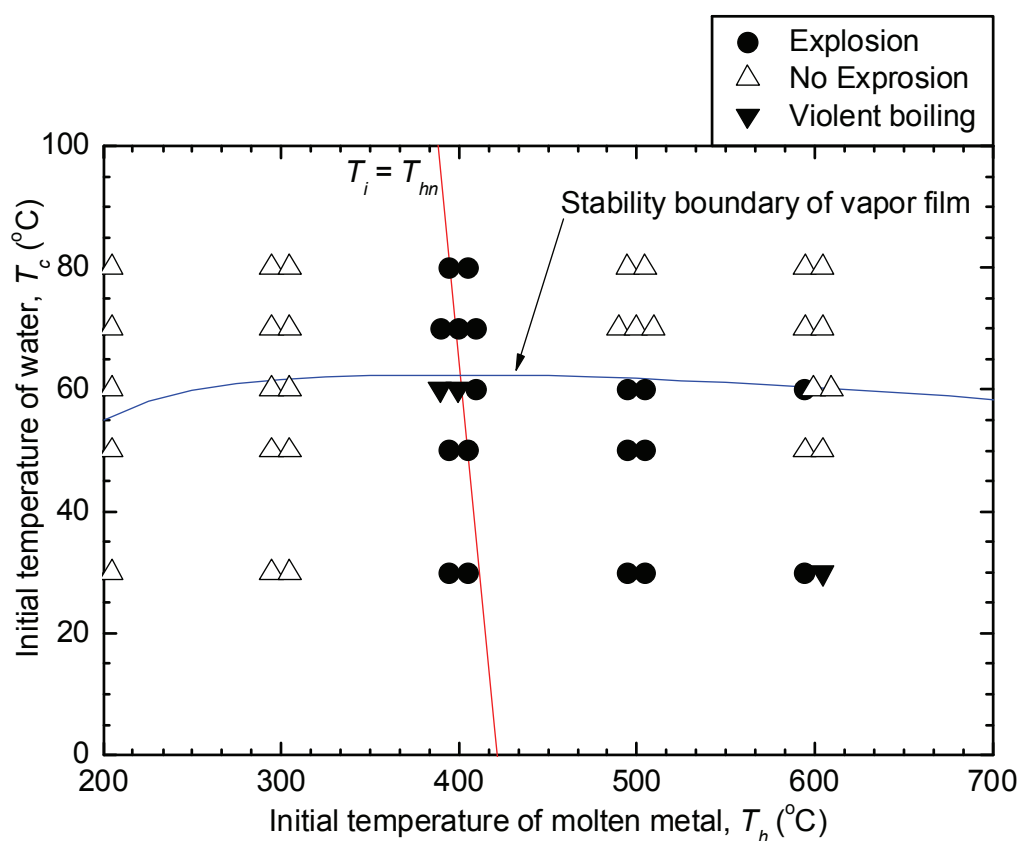


Figure 5.3.2 Comparison of coarse-mixing experimental result with TIZ

Table 5.3.1 Emissivity of Pb and Bi ^[81]

Metal	Emissvity
Pb (Oxidized)	0.63
Bi	0.048—0.061

5.3.2. ベーストリガ蒸気爆発実験結果と TIZ の比較

本節では、ベーストリガ蒸気爆発現象に対して TIZ の適用可能性について実験結果との比較によって評価し、蒸気爆発の発生条件の評価を行うこととした。

図 5.3.3 は U-Alloy95 によるベーストリガ蒸気爆発実験結果と TIZ の比較結果である。●は蒸気爆発が発生した温度条件、△は蒸気爆発が発生しなかった温度条件を示している。熔融物温度がおよそ 400℃以上かつ水温が 60℃以下の範囲において蒸気爆発が発生する傾向にあった。蒸気爆発が発生した温度条件が TIZ の範囲内にほぼ含まれる結果が得られ、ベーストリガ蒸気爆発に対しても TIZ が適用できる可能性が示唆された。

しかしながら TIZ の範囲内にある温度条件について複数回実験を行った場合に、同条件にもかかわらず蒸気爆発が発生する場合としない場合があった。これは温度条件としては蒸気爆発が発生する条件を満たしていたが、他の蒸気爆発が発生するための必要条件が満たされていないと考えられる。そこで、同一の実験条件でありながら蒸気爆発が発生した場合と発生しなかった場合の 2 つの観測結果について比較する。

図 5.3.4 は、蒸気爆発が発生しなかったときの観測結果である。実験条件は U-Alloy95 が 600℃、3g、水温が 60℃、水たまりが φ20×10mm である。側面からの観測画像は、熔融金属が熔融坩堝から落下し始めた時刻を 0ms とし、床面からの観測画像は、水面に到達した時刻を 0.0ms とした。側面からの観測結果において、水たまりの外へ熔融金属や水が飛び出す様子は全く観測されなかった。床面下部からの観測結果においては、熔融金属が床面を覆っていきながら、床面と熔融金

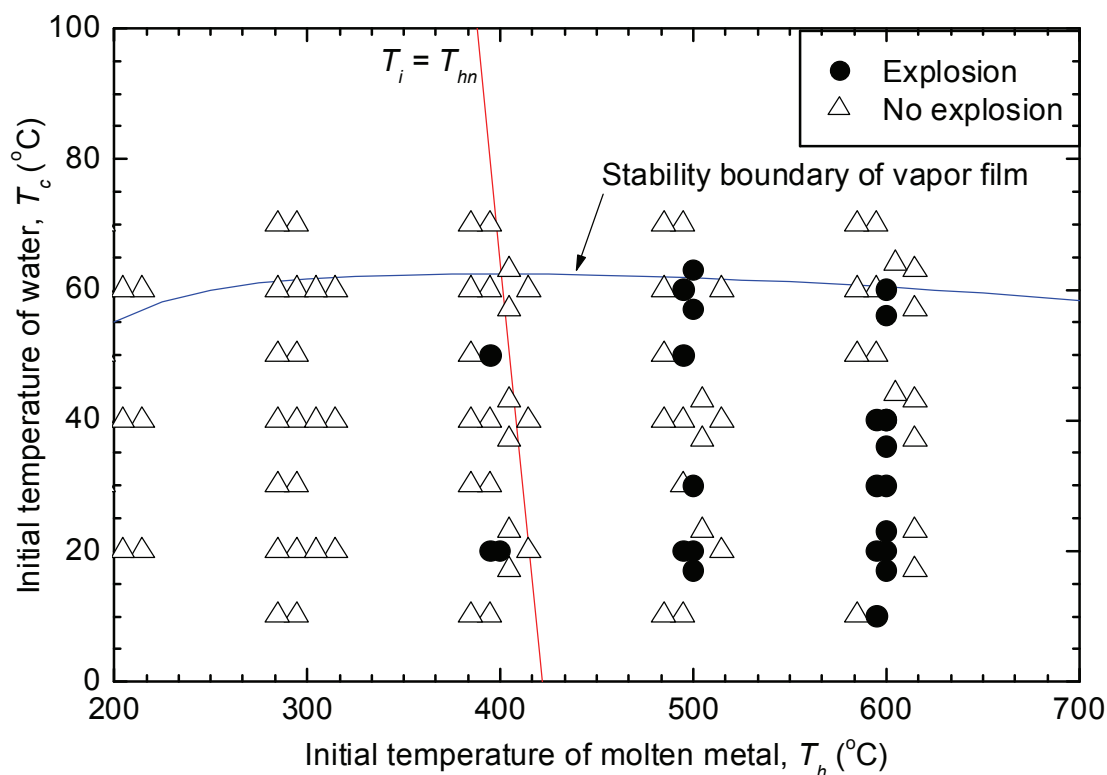
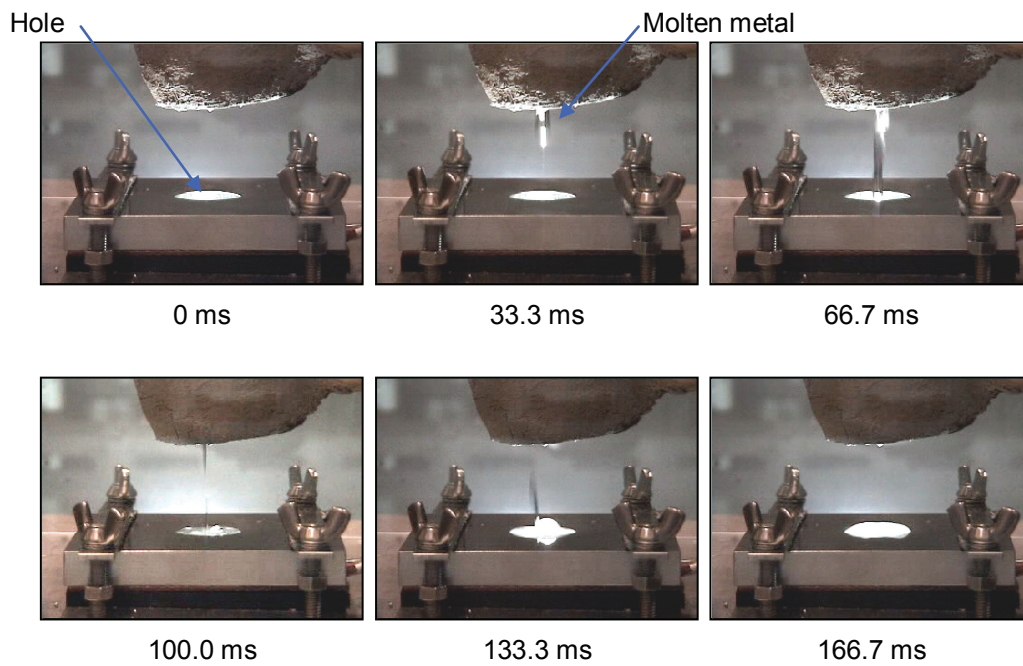


Figure 5.3.3 Comparison of base-triggered experiment with TIZ

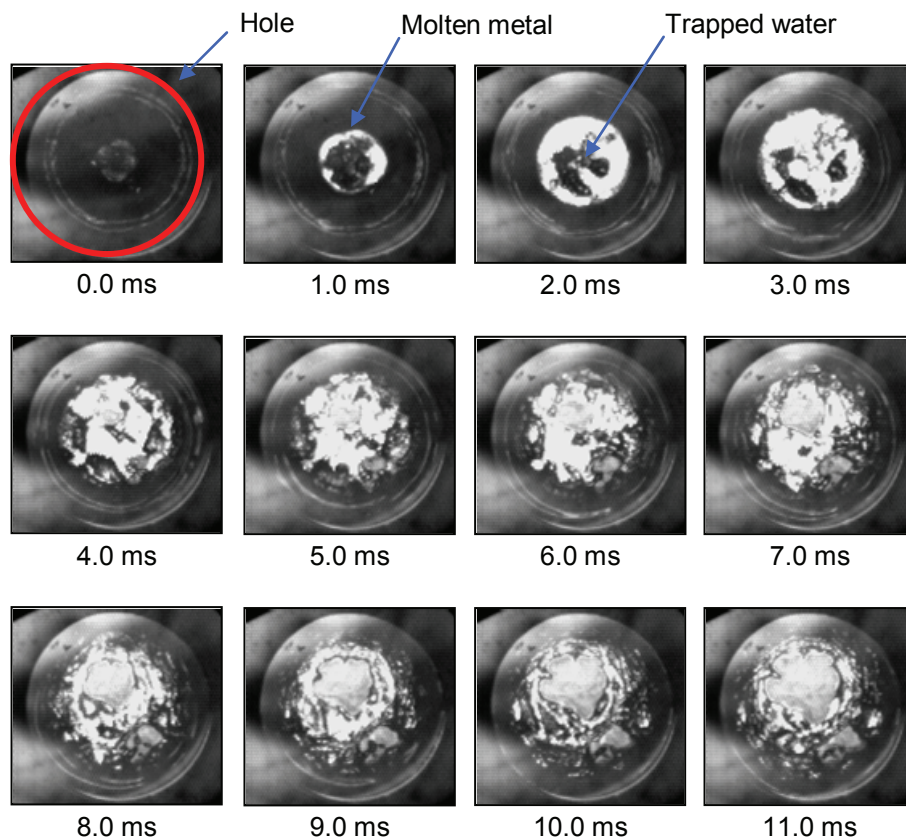
属に挟まれた水が沸騰する様子がみられたのみである。

図 5.3.5 は、蒸気爆発が発生したときの観測結果である。実験条件は図 5.3.4 と同様であり、U-Alloy95 が 600℃、3g、水温が 60℃、水たまりが $\phi 20 \times 10\text{mm}$ である。側面からの観測画像は、熔融金属が熔融坩堝から落下し始めた時刻を 0ms とし、床面からの観測画像は、水面に到達した時刻を 0.0ms とした。側面からの観測結果において、67ms のときに熔融金属や水が水たまりの上方に激しく噴き出している様子が観測された。床面からの観測結果において、3.0ms のときに熔融金属界面が急に不明瞭になり、その後に熔融金属部分が周囲に飛散する様子が観測された。

両者を比較すると、同一条件でありながら蒸気爆発の有無の違いが生じた原因のひとつに Hole の壁面の影響が考えられる。しかし図 5.3.5 で示した実験においては、熔融金属が床面に達してからおよそ 2ms 後には Hole 壁面に接していることがわかる。つまり熔融金属が Hole 壁面に衝突することが蒸気膜崩壊に対する外乱となり、トリガリングが生じた可能性が考えられる。

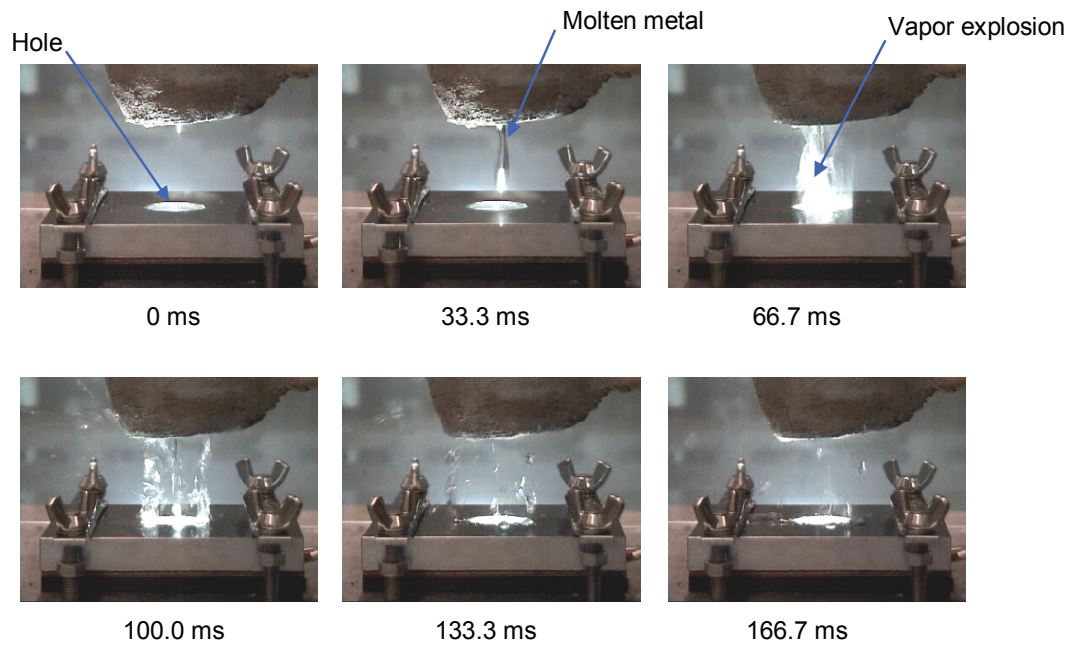


(a) Observation images from side view

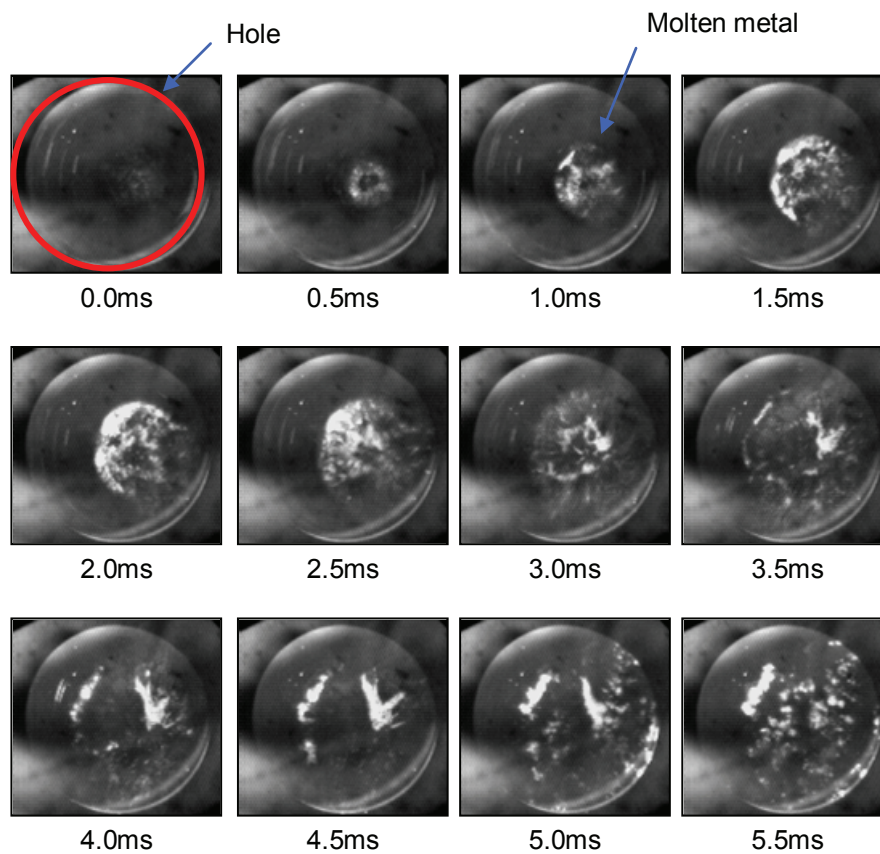


(b) Observation images from bottom view

Figure 5.3.4 Successive images at base-triggered vapor explosion experiment (No explosion)
(U-Alloy95: 600°C, 3g; Water: 60°C; Hole: $\phi 20 \times 10\text{mm}$, Water depth: 10mm)



(a) Successive images from side view



(b) Successive images from bottom view

Figure 5.3.5 Successive images at base-triggered vapor explosion experiment (Explosion)
(U-Alloy95: 600°C, 3g; Water: 60°C; Hole: $\phi 20 \times 10\text{mm}$, Water depth: 10mm)

5.4. 塩水およびナノ流体に対する蒸気膜崩壊機構

第4章では、塩の添加やナノ粒子の懸濁がクエンチ特性に及ぼす影響を実験的に明らかにした。塩を添加した場合には、水溶液濃度の増大に伴ってクエンチ温度が上昇する結果が得られ、そのクエンチ温度の上昇度は水溶液中に存在するイオン数密度を示す全イオンモル濃度によって整理できることを示した。ナノ粒子を水に懸濁した場合には、ナノ流体濃度が増大してもクエンチ特性に及ぼす影響は小さかった。

本節では、冷却材に塩やナノ粒子を添加したときの冷却材物性値の変化に着目した。膜沸騰蒸気膜の線形安定解析を行うことにより、蒸気膜安定性に及ぼす影響因子を明らかにし、冷却材を変えたときの蒸気膜崩壊機構について提案する。

5.4.1. 膜沸騰蒸気膜の安定性に及ぼす影響因子の評価

水に対して塩の添加やナノ粒子の懸濁をすることにより、冷却材の熱物性値の変化や、水溶液の質量モル濃度変化に伴う沸点の上昇などが生じる。そこで、冷却材を変えたときに変化する物性値を抽出し、蒸気膜安定性に影響を及ぼす影響を膜沸騰蒸気膜の線形安定解析によって評価することとした。

図 5.4.1 は、 CaCl_2 水溶液の水溶液濃度に対する物性値の変化を示している。それぞれの物性値は、 20°C における水の物性値との比として示した。 CaCl_2 水溶液の粘性係数および動粘性係数は水溶液濃度とともに顕著に増大するものの、それ以外の水溶液密度、表面張力および熱伝導率はほ

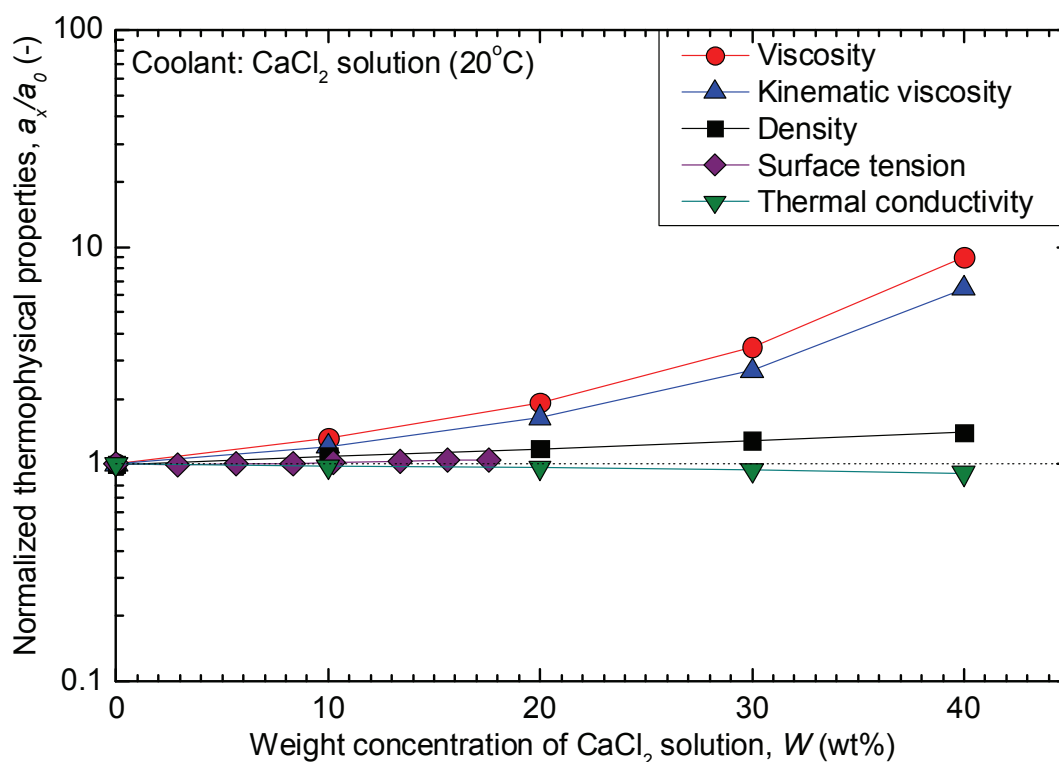


Figure 5.4.1 Normalized thermophysical properties of CaCl_2 solution [82]

とんど変化しない。

図 5.4.2 は、 CaCl_2 水溶液と Al_2O_3 ナノ流体の表面張力を示している。流体温度が 25°C のときの値である。 CaCl_2 水溶液の表面張力は、水溶液濃度の増大に伴って増大する傾向であるが、変化量は小さい。それに対して、 Al_2O_3 ナノ流体の表面張力はほとんど変化しないことが分かる。

図 5.4.3 は、 CaCl_2 水溶液、 LiCl 水溶液および Al_2O_3 ナノ流体の熱伝導率を示している。塩の水溶液については流体温度が 25°C のときの値であり、 Al_2O_3 ナノ流体については、流体温度が 20°C と 50°C の場合を示した。 Al_2O_3 ナノ流体の熱伝導率はナノ流体濃度の増大とともに向上する傾向がみられるが、逆に塩の水溶液の熱伝導率は、水溶液濃度の増大とともに低下する傾向であった。

水溶液の沸点上昇度は、比例定数をモル沸点上昇定数 k として以下の式で表わされる。

$$\Delta T = k \cdot M \quad (5.4.1)$$

ここで、 M は質量モル濃度 (mol/kg) である。モル沸点上昇は、溶質の種類に依存せず、溶媒の種類により一定である。希薄溶液の測定値から求めた水の場合のモル沸点上昇定数は 0.515 である。例えば、 80°C の $20\text{wt}\%$ 塩化リチウム水溶液の沸点上昇度 ΔT は、 6.1°C であり、 80°C の $20\text{wt}\%$ 塩化カルシウム水溶液の沸点上昇度 ΔT は、 3.5°C となる。飽和溶解度の場合、 80°C の塩化リチウム水溶液の沸点上昇度 ΔT は、飽和溶解度 (80°C) : $111.9(\text{g}/100\text{g 水})$ に対して 27.1°C であった。 80°C の塩化カルシウム水溶液の沸点上昇度 Δt は、飽和溶解度 (80°C) : $111(\text{g}/100\text{g 水})$ に対して 15.5°C である。

凝縮熱伝達率に関して、図 4.3.13 で示したようにクエンチ実験結果によれば、凝縮熱伝達率は $10^4 \text{W}/\text{m}^2/\text{K}$ 程度である。また、古谷らは蒸気膜安定解析結果と小規模蒸気爆発実験結果を比較す

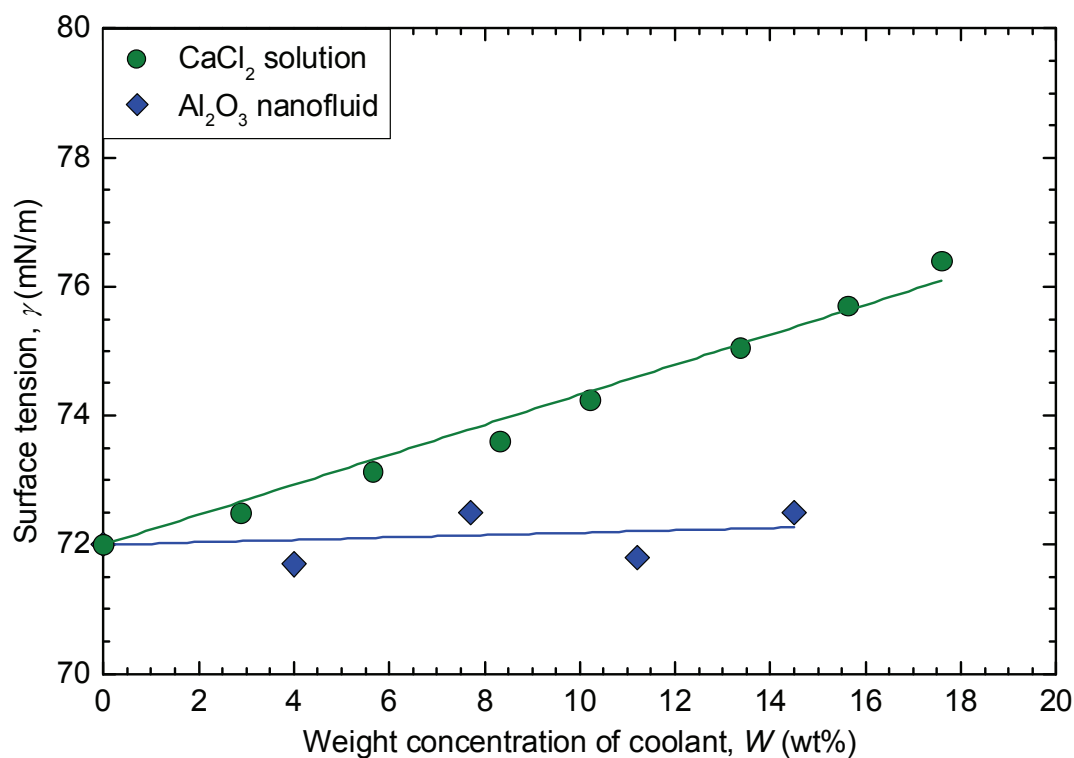


Figure 5.4.2 Comparison of surface tension between CaCl_2 solution and Al_2O_3 nanofluid ^{[82], [83]}

ることにより凝縮熱伝達率が $10^3 \text{ W/m}^2/\text{K}$ のときのよい一致がみられるとしている。よって、本解析体系における凝縮熱伝達率はおよそ $10^3 - 10^4 \text{ W/m}^2/\text{K}$ であると考えられる。

以上より、冷却材の熱物性値および凝縮熱伝達率といった解析パラメータ範囲を定め、膜沸騰安定性モデルによる蒸気膜の線形安定解析を実施し、それぞれの物性値が蒸気膜の安定境界温度に及ぼす影響を検討した。共通の解析条件として、周囲圧力は 0.1 MPa 、熔融金属を模擬した高温固体球の直径は 30 mm 、高温固体球の放射率は 0.40 とした。解析パラメータは冷却材密度、粘性係数、表面張力、沸点、そして気液界面における凝縮熱伝達率とした。

図 5.4.4 は、冷却材の密度を解析パラメータとしたときの蒸気膜安定境界温度ならびに蒸気膜厚さである。冷却材の密度は、水の密度を基準として、 0.5 、 1.5 、 2.0 倍の密度を仮定して解析した。本解析体系における冷却材の密度変化は、蒸気膜安定境界ならびに蒸気膜厚さに対して全く影響を及ぼさないことが示唆された。

図 5.4.5 は、冷却材の粘性係数を解析パラメータとしたときの蒸気膜安定境界温度ならびに蒸気膜厚さである。冷却材の粘性係数は、水の粘性係数を基準として、 0.1 、 10 、 100 倍の密度を仮定して解析した。本解析体系における冷却材の粘性係数変化は、蒸気膜安定境界ならびに蒸気膜厚さに対して全く影響を及ぼさないことが示唆された。

図 5.4.6 は、冷却材の表面張力を解析パラメータとしたときの蒸気膜安定境界温度ならびに蒸気膜厚さである。冷却材の表面張力は、水の表面張力を基準として、 0.1 、 10 、 100 倍の密度を仮定して解析した。本解析体系における冷却材の表面張力変化は、蒸気膜安定境界ならびに蒸気膜厚さに対して全く影響を及ぼさないことが示唆された。

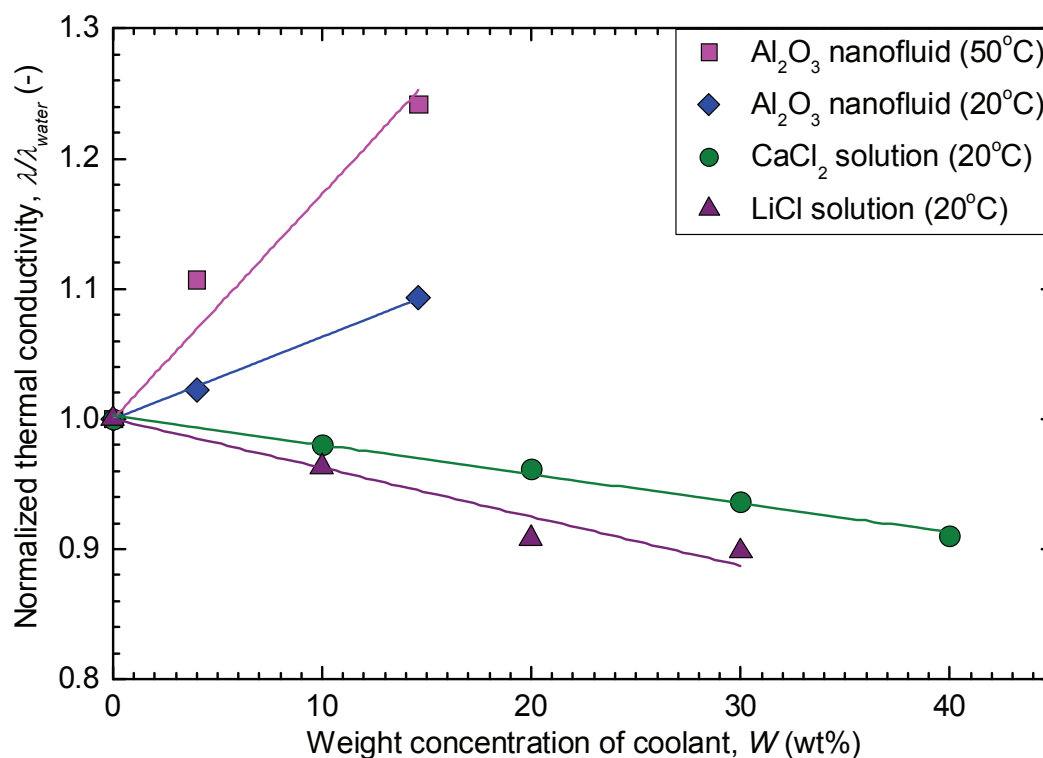


Figure 5.4.3 Comparison of thermal conductivity between salt solution and Al_2O_3 nanofluid [82], [83]

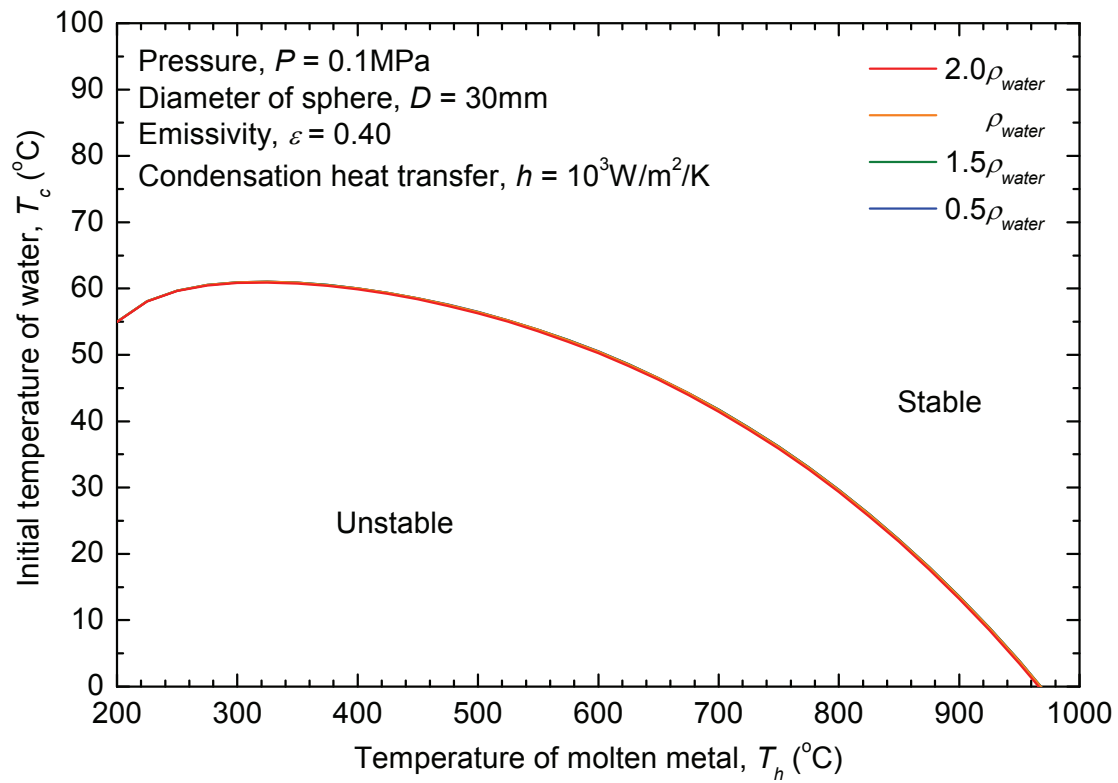
図 5.4.7 は、冷却材の沸点を解析パラメータとしたときの蒸気膜安定境界温度ならびに蒸気膜厚さである。沸点を 100、110.120、130℃と変化させて、蒸気膜安定境界に及ぼす影響を示した。沸点の上昇とともに、蒸気膜の不安定温度範囲が高温側へ拡大する傾向を示した。

図 5.4.8 は、冷却材の凝縮熱伝達率を解析パラメータとしたときの蒸気膜安定境界温度ならびに蒸気膜厚さである。凝縮熱伝達率を 1×10^3 、 3×10^3 、 1×10^4 、 5×10^4 W/m²K と変化させて、蒸気膜安定境界に及ぼす影響を示した。凝縮熱伝達率の増大とともに、蒸気膜の不安定温度範囲が高温側へ拡大し、蒸気膜厚さも顕著に減少した。

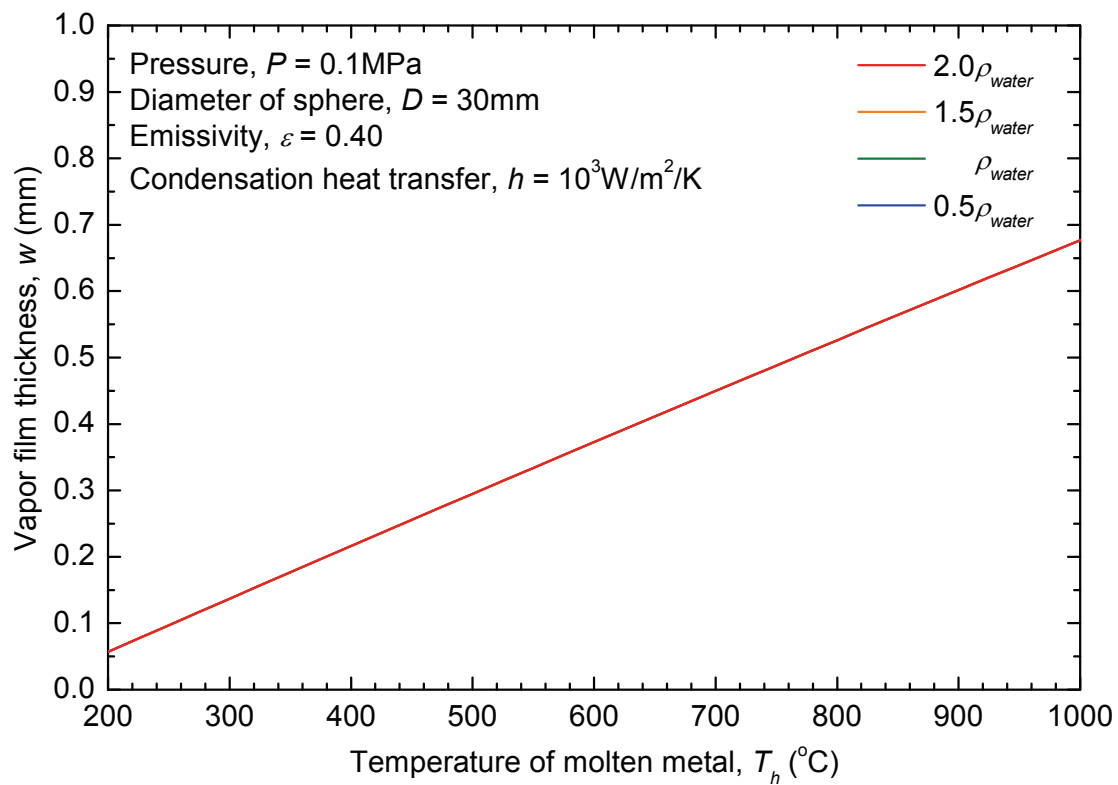
以上より、冷却材の物性である密度、粘性係数、表面張力については、本解析条件の範囲における蒸気膜の安定性にほとんど影響を及ぼさないことが示唆された。冷却材の粘性力および表面張力は、蒸気膜の線形安定解析の基礎方程式中では、Rayleigh-Lamb-Plesset の式のみに項として表されている。いずれも蒸気膜厚さの変動を減衰させる働きを有している。古谷らが高温液滴径に対する冷却材の粘性力および表面張力の影響を評価した結果によると、高温液滴径が 1mm 以上で蒸気膜厚さに対して十分に大きい場合には、粘性力および表面張力の影響は無視できるほど小さいとしている^[66]。本解析体系は高温固体球直径が 30mm であり、蒸気膜厚さに対して十分大きいことから、冷却材の粘性力や表面張力の影響がほとんどあられなかったものと考える。

冷却材の沸点上昇に関して、沸点が上昇することは、一定水温の実験条件の場合にはサブクール度を増大させたことに対応する。サブクール度の増大は蒸気膜の不安定領域が拡大させ、蒸気膜厚さを減少させることから、沸点上昇を仮定した場合にも同様の傾向があらわれることになる。ただし、本実験条件における水溶液濃度に対する沸点上昇度の範囲は解析パラメータ範囲に対して小さく、蒸気膜安定境界に及ぼす影響は顕著でないと考える。また、蒸気膜厚さの変化に関して、クエンチ実験において 20wt%CaCl₂ 水溶液の場合に水の場合のおよそ半分の蒸気膜厚さになっていたのに対して、図 5.4.7 における解析結果において沸点上昇度が 30℃の場合にも蒸気膜厚さの減少が 2 割程度にとどまっていることから、沸点上昇だけでは蒸気膜厚さの変化を説明できないと考える。

気液界面の凝縮熱伝達率に関して、本実験条件で想定される凝縮熱伝達率の範囲では、凝縮熱伝達率が蒸気膜安定境界ならびに蒸気膜厚さに及ぼす影響が最も顕著であった。クエンチ実験における、塩の添加に伴う蒸気膜厚さの減少についても、図 5.4.8 の解析結果で凝縮熱伝達率の増大とともに蒸気膜厚さが顕著に減少することと一致する。ゆえに、凝縮熱伝達率が蒸気膜の安定境界ならびに蒸気膜厚さの変化に及ぼす影響は大きいと考える。

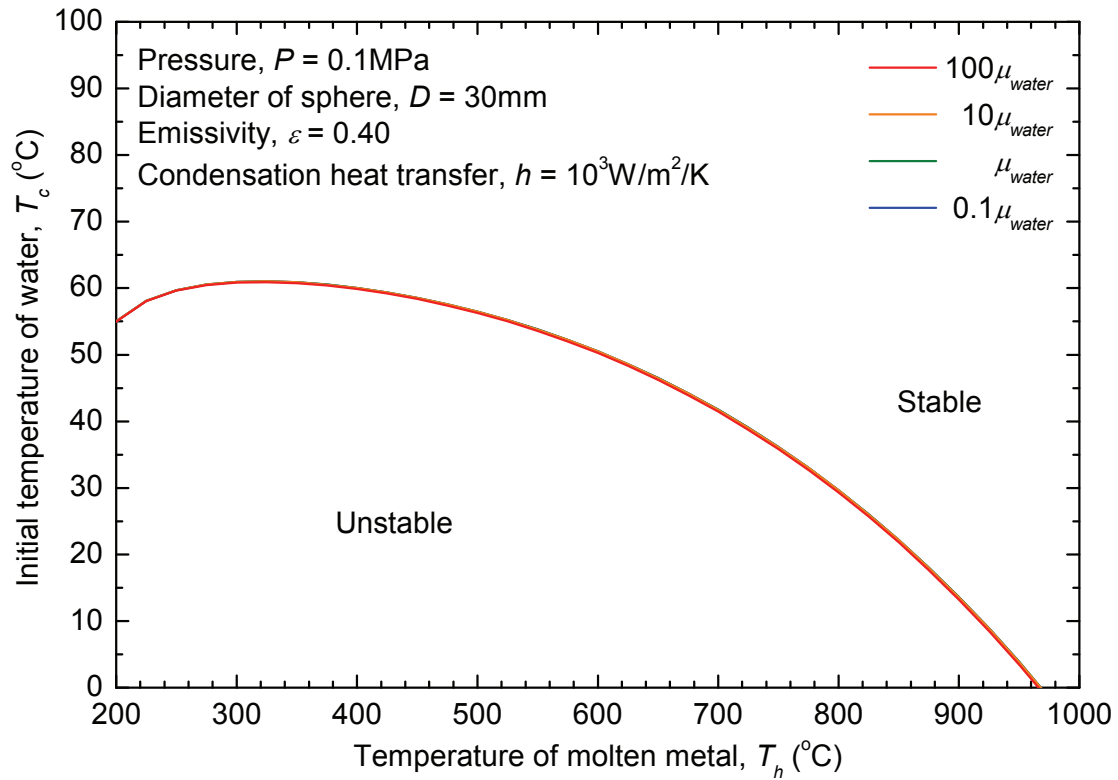


(a) Stability boundary of vapor film

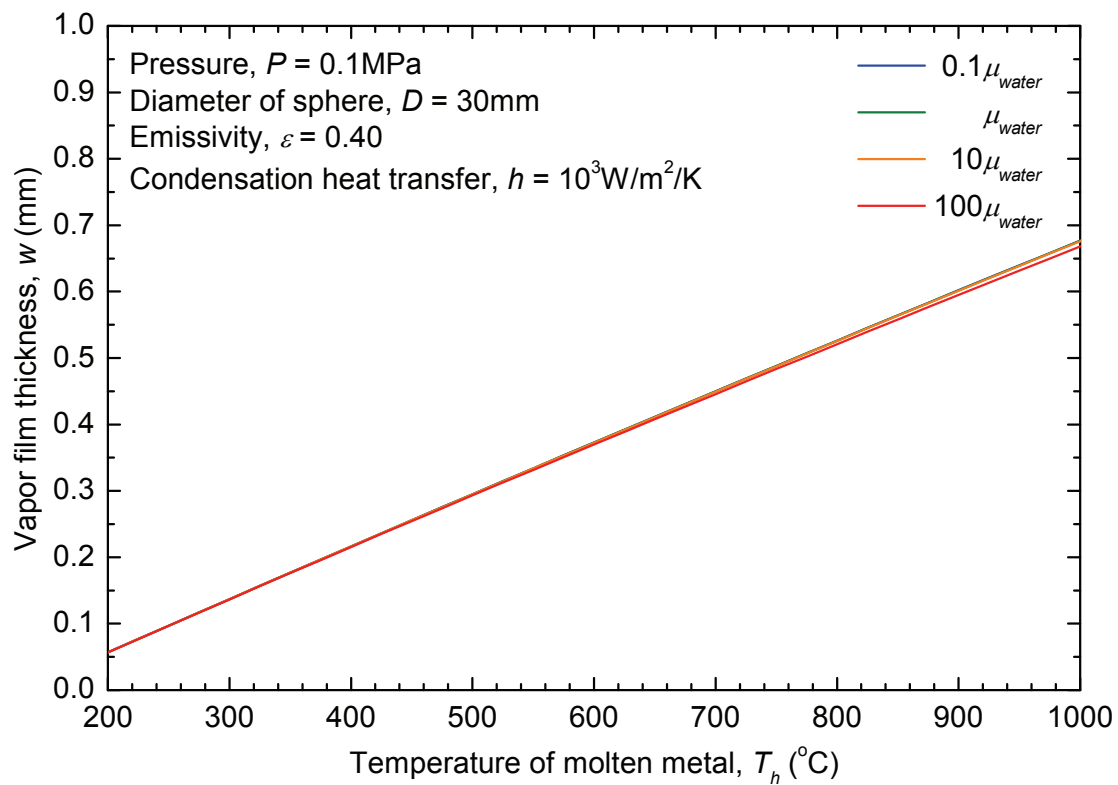


(b) Vapor film thickness on stability boundary

Figure 5.4.4 Effect of coolant density on vapor film stability

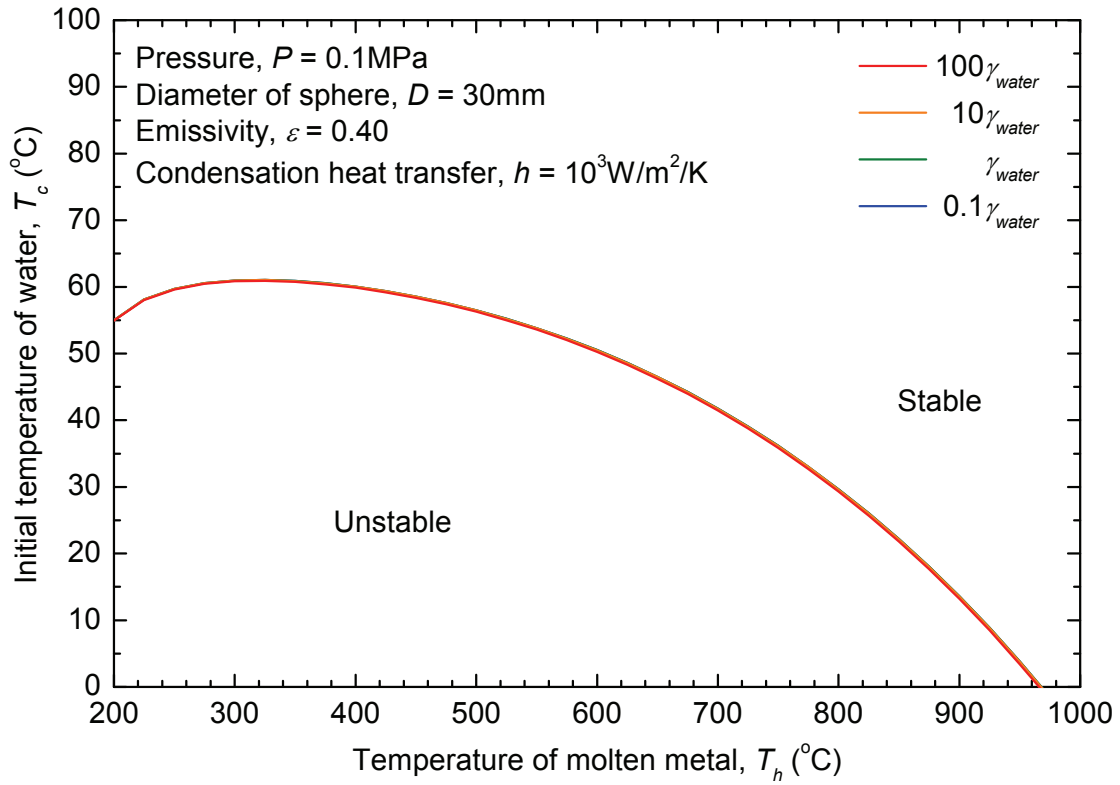


(a) Stability boundary of vapor film

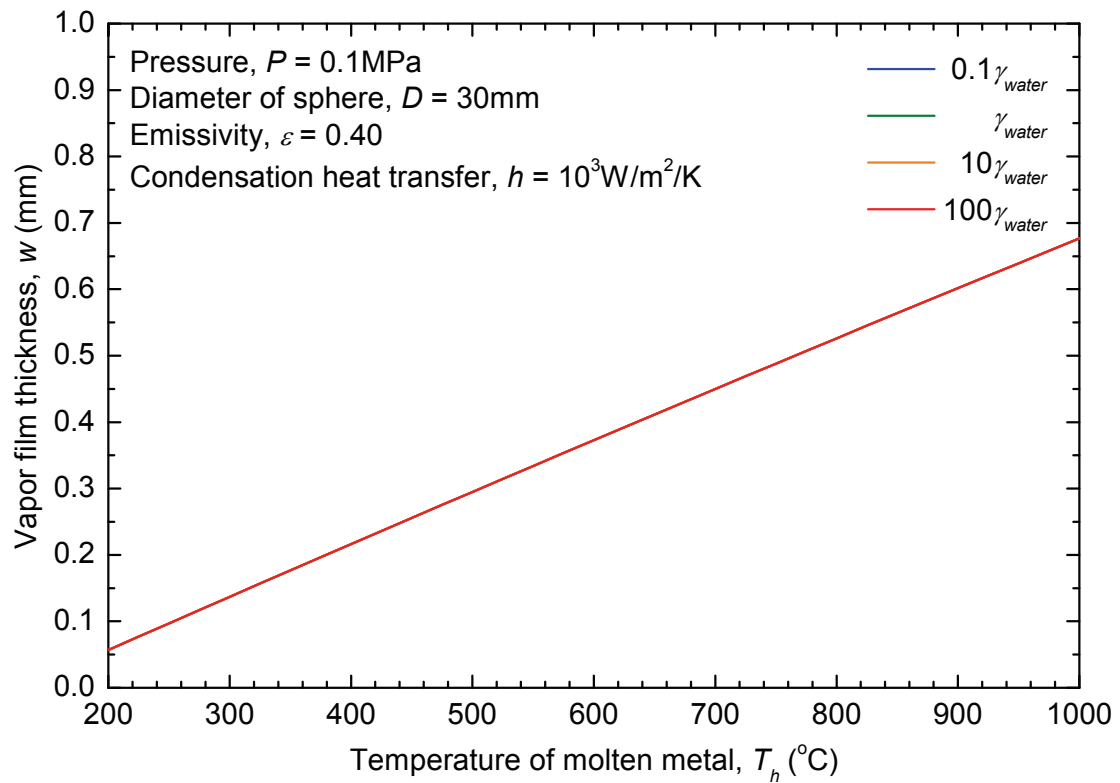


(b) Vapor film thickness on stability boundary

Figure 5.4.5 Effect of coolant viscosity on vapor film stability

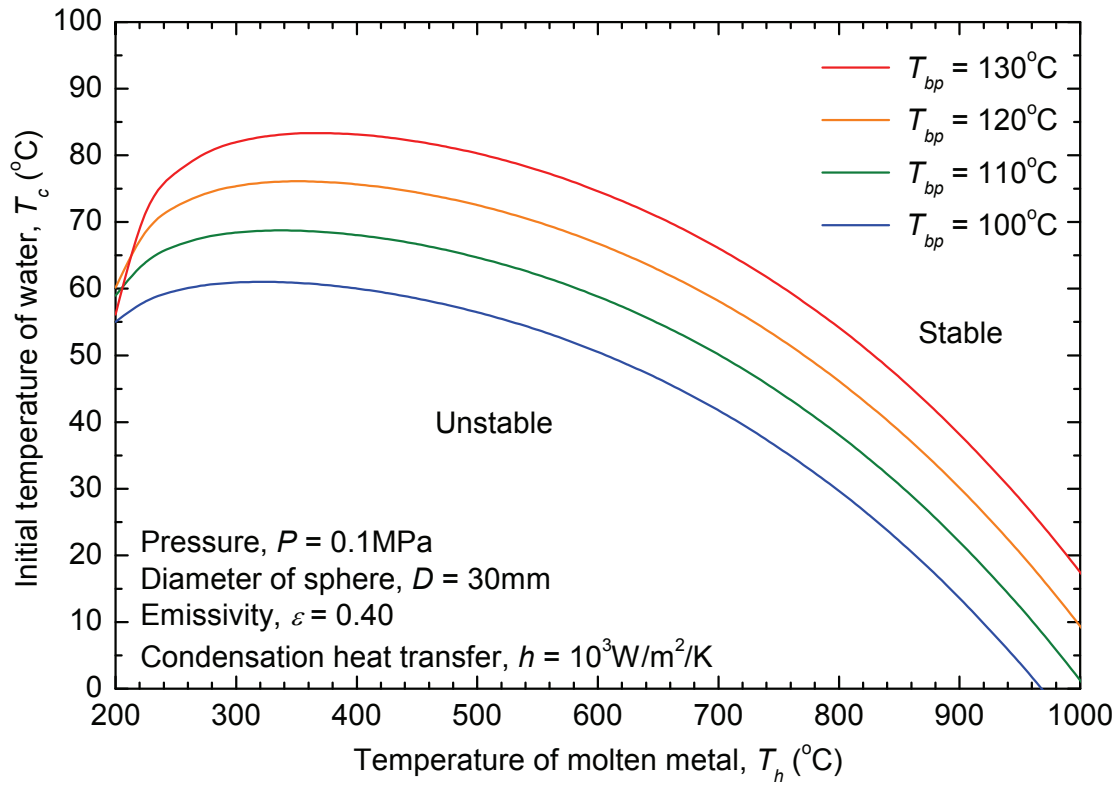


(a) Stability boundary of vapor film

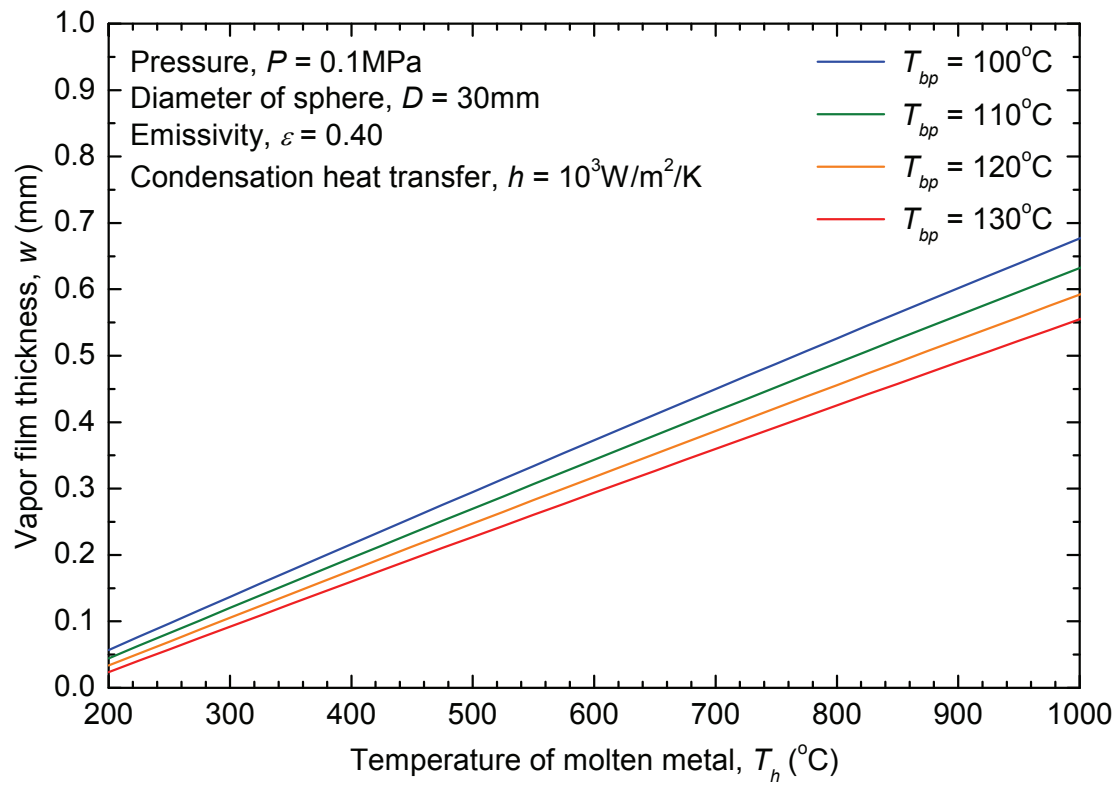


(b) Vapor film thickness on stability boundary

Figure 5.4.6 Effect of coolant surface tension on vapor film stability

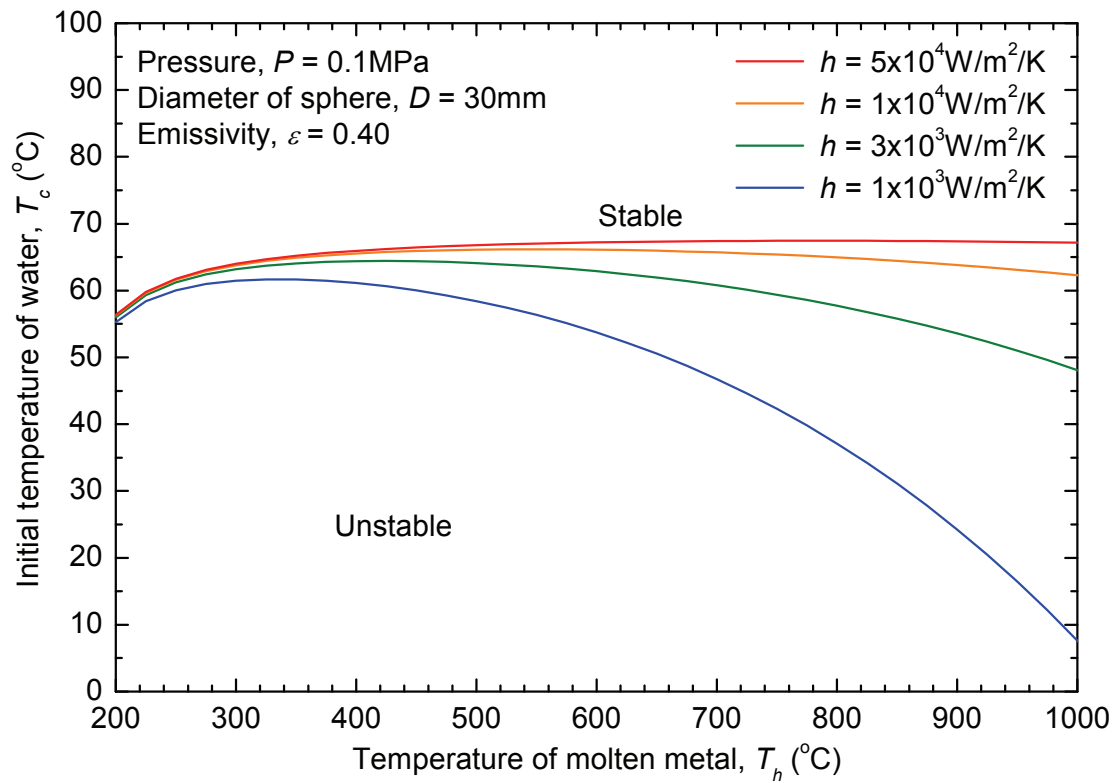


(a) Stability boundary of vapor film

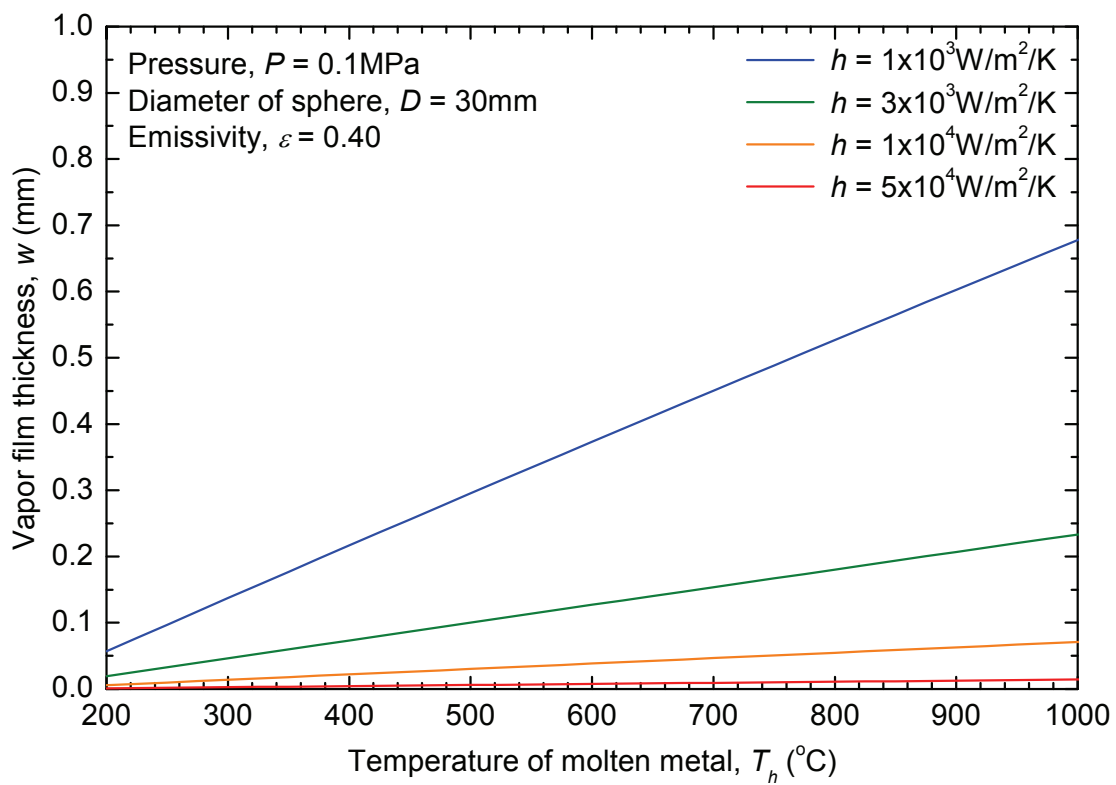


(b) Vapor film thickness on stability boundary

Figure 5.4.7 Effect of coolant boiling point on vapor film stability



(a) Stability boundary of vapor film



(b) Vapor film thickness on stability boundary

Figure 5.4.8 Effect of condensation heat transfer coefficient on vapor film stability

5.4.2. 塩水およびナノ流体の蒸気膜崩壊機構

クエンチ特性に関して、4.1 節の高温固体球クエンチ実験、4.4 節の気液界面における蒸発量評価、そして本節の線形安定解析による蒸気膜安定性評価において得られた知見を整理したうえで、冷却材を変えた場合の蒸気膜崩壊機構について考察する。

高温固体球クエンチ実験において蒸気膜崩壊特性を評価した結果、塩水の場合には水溶液濃度の増大と共に膜沸騰熱伝達が向上して蒸気膜が薄くなり、より高温でも断続的な固液接触が発生するようになった。クエンチ温度も水溶液濃度の増大と共に上昇し、塩の種類によらず同様の傾向を示した。このクエンチ温度は、塩の種類や水溶液濃度によらず水溶液中のすべてのイオン数密度を表す全イオンモル濃度によって統一的に整理できる。これは、塩を水和させることにより気液界面における蒸発と凝縮のうち、蒸発が相対的に抑制されて蒸気膜が薄くなり、固液接触頻度が増大して高温でのクエンチに至ったためであると考ええる。ナノ流体の場合、固体球と冷却材の直接接触を示す有為な固液接触は、水と同様に蒸気膜崩壊以前には検出されなかった。クエンチ温度も、本実験条件範囲においてはナノ流体濃度によらず、水の場合とほぼ同様の値を示した。

気液界面における蒸発量の評価結果より、塩水の場合には水溶液濃度の増大とともに蒸発が相対的に抑制されていることがわかった。常温常圧条件下の実験であり、高温固体球クエンチ実験と温度や体系などの実験条件は異なるものの、塩の添加による気液界面における蒸発の抑制効果の序列について、高温固体球クエンチ実験と同様の傾向が得られた。

蒸気膜の線形安定解析による蒸気膜安定性の評価では、塩水およびナノ粒子懸濁水の場合の物性値を考慮した解析結果より、冷却材物性としての密度、粘性係数、表面張力は、本実験体系の蒸気膜安定性には大きく影響しないことが示唆された。それに対して、気液界面の凝縮熱伝達率は蒸気膜安定境界ならびに蒸気膜厚さに及ぼす影響が最も顕著であることを明らかにした。

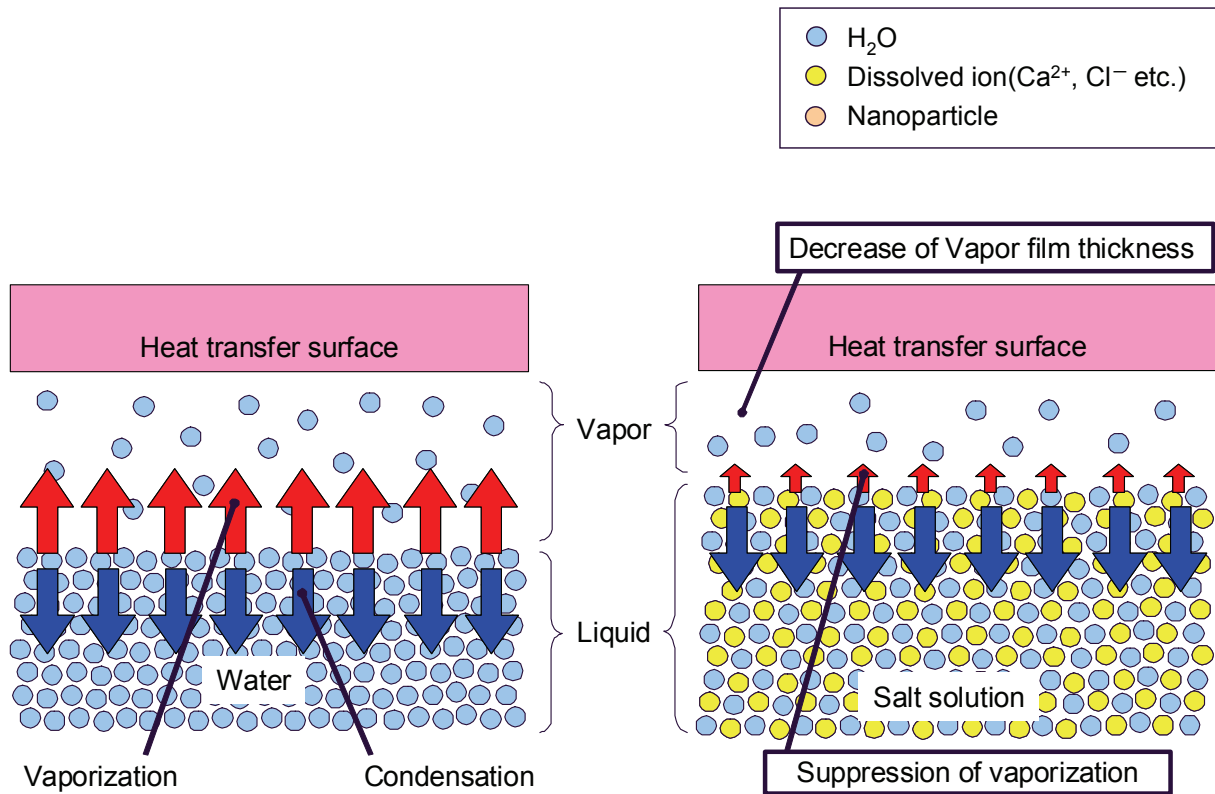
以上より、塩の添加が気液界面における蒸発特性に大きく影響を及ぼしていることが明らかである。塩の種類によって蒸発と凝縮のバランスに及ぼす影響が異なるが、高温固体球のクエンチ実験で得られたクエンチ温度と気液界面における蒸発・凝縮量評価結果を比較すると、両者で塩の種類による序列が同一傾向を示す。つまり、塩の添加による膜沸騰熱伝達の向上や膜沸騰蒸気膜厚さの減少には、気液界面における蒸発が相対的に抑制されることが大きく影響を及ぼしていると考えられる。さらに、水溶液中の溶媒である H_2O 分子と溶質である塩のイオン数密度、すなわち全イオンモル濃度は、クエンチ温度と相関があることがわかった。以上より、図 4.4.9 と同様に水溶液中の溶媒および溶質の数密度と気液界面における蒸発と凝縮に着目し、水、塩水そしてナノ流体の蒸気膜崩壊機構について考察する。

図 5.4.9 は、水溶液中に溶解したイオンおよびナノ粒子が水の中に存在する様子を模式的に示した。本体系における熱伝達は、蒸気層における対流熱伝達、固体球からの放射、気液界面からの凝縮および固体球表面を沿って大気中へ抜けていく蒸気の質量移行に分類できる。蒸気層における対流熱伝達、固体球からの放射は蒸発に相当する。これらの蒸発、凝縮、そして大気中へ抜け

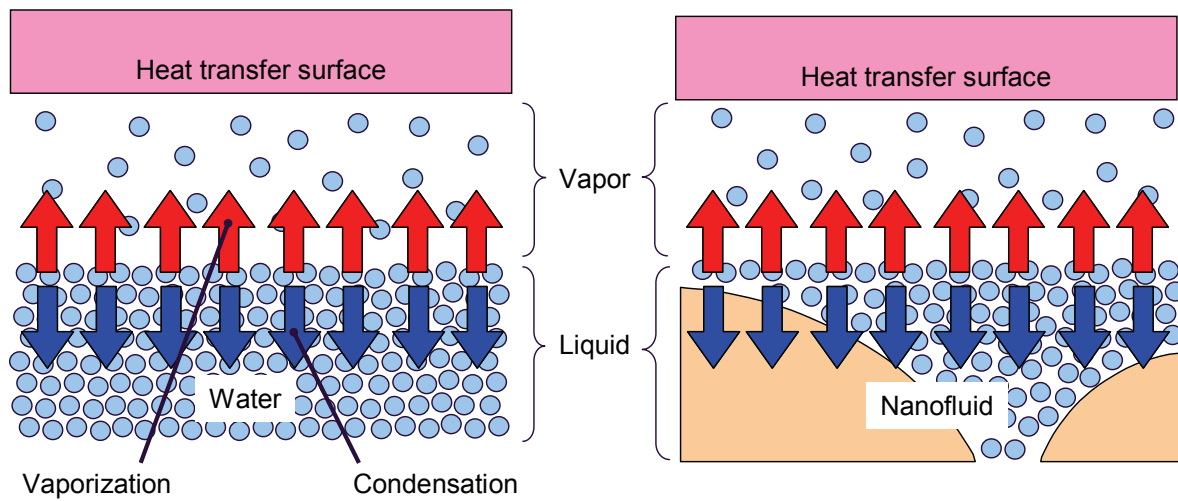
ていく蒸気の質量移行が平衡する位置として蒸気膜厚さが定まる。図中では気液界面における蒸発ならびに凝縮に着目して矢印で示した。(a)は CaCl_2 などの塩を溶解した水溶液の場合と水の場合の比較である。(b)はナノ粒子を懸濁させた場合と水の場合の比較である。 H_2O 分子、イオンおよびナノ粒子が密に存在している領域が液相を表し、 H_2O 分子が疎に存在している領域が気相を表している。 H_2O 分子の大きさが約 0.3nm であるのに対して、例えば塩化物イオンは 0.18nm であるため、図中ではほぼ同一の大きさの H_2O 分子とイオンが均一に存在しているものとした。それに対して、ナノ粒子直径は 30nm 程度であることから、 H_2O 分子の 100 倍以上の大きさを有することになる。気液界面における蒸発・凝縮において重要なのは界面層である。ここでの界面層は、 H_2O 分子の平均自由行程を考慮して約 1nm とする。

塩を添加した場合、イオン数密度が増大することは水溶液中に存在する H_2O 分子の数密度を相対的に減少させることを意味する。水溶液中のイオン数密度の増大によって蒸発が相対的に抑制されると、大気中への蒸気の質量移行が減少するとともに蒸気膜厚さも減少する。蒸気膜が薄くなった結果として、固体球と水溶液が直接接触する頻度が増大し、最終的にはより高温で蒸気膜崩壊に至ると推察される。

ナノ粒子を懸濁させた場合、ナノ粒子は H_2O 分子と比較すると 100 倍以上の大きさを有しているため、界面層に占めるナノ粒子の体積割合は 1%程度と極めて小さく、界面層のほとんどは H_2O 分子が占めていると考えられる。つまり、ナノ粒子は水中に存在しているものの、気液界面における蒸発ならびに凝縮に対して顕著な影響を及ぼさないと考えられる。これは、ナノ流体に対する固体球クエンチ実験において、水とほぼ同様の膜沸騰時の冷却特性が得られたことに対応する。ただし、蒸気膜崩壊直前の固液接触が発生しやすい状態では固液接触によってナノ粒子が固体球表面に付着する可能性もあることから、クエンチ特性に対してはナノ粒子の懸濁が少なからず影響を及ぼす可能性がある。



(a) Comparison of salt solution to water



(b) Comparison of nanofluid to water

Figure 5.4.9 Schematic of quenching mechanism in each coolant

5.5. まとめ

TIZ に基づく蒸気爆発の発生条件ならびに異なる冷却材に対する蒸気膜崩壊機構を明らかにするため、高温固体球とその周囲に形成された膜沸騰蒸気膜をモデル化した蒸気膜安定解析を実施し、以下の知見を得た。

(1) TIZ に基づく蒸気爆発発生条件の評価

本実験で新たに用いた U-Alloy95 に対する分散混合蒸気爆発実験結果と、既存の実験結果に対して提唱されている TIZ を比較した。その結果、蒸気爆発が発生した条件が TIZ の範囲内にほぼ含まれたことから、TIZ が U-Alloy95 に対しても適用できる可能性が示唆された。

ベーストリガ蒸気爆発は、分散混合蒸気爆発とは固体壁による拘束力が働くという違いがあるものの、TIZ を用いて蒸気爆発の発生条件を評価できる可能性が示唆された。これは、蒸気爆発の発生の有無を左右する支配的なメカニズムとして、分散混合蒸気爆発で提唱されている熱的デトネーションモデルが、ベーストリガ蒸気爆発においても成立している可能性が示唆されたと考える。

(2) 塩水およびナノ流体の蒸気膜崩壊機構

塩を添加した場合、イオン数密度が増大することは水溶液中に存在する H_2O 分子の数密度を相対的に減少させることを意味する。水溶液中のイオン数密度の増大によって蒸発が相対的に抑制されると、大気中への蒸気の質量移行が減少するとともに蒸気膜厚さも減少する。蒸気膜が薄くなった結果として、固体球と水溶液が直接接触する頻度が増大し、最終的にはより高温で蒸気膜崩壊に至ると推察される。

ナノ粒子を懸濁させた場合、ナノ粒子は H_2O 分子と比較すると 100 倍以上の大きさを有しているため、界面層に占めるナノ粒子の体積割合は 1%程度と極めて小さく、界面層のほとんどは H_2O 分子が占めていると考えられる。つまり、ナノ粒子は水中に存在しているものの、気液界面における蒸発ならびに凝縮に対して顕著な影響を及ぼさないと考えられる。これは、ナノ流体に対する固体球クエンチ実験において、水とほぼ同様の膜沸騰時の冷却特性が得られたことに対応する。ただし、蒸気膜崩壊直前の固液接触が発生しやすい状態では固液接触によってナノ粒子が固体球表面に付着する可能性もあることから、クエンチ特性に対してはナノ粒子の懸濁が少なからず影響を及ぼす可能性がある。

6. 産業における蒸気爆発の予測と利用

概要

蒸気爆発が有する、熔融金属の急冷微粒化技術として工業利用する観点と、産業災害のための安全評価の観点について着目し、本研究成果の適法可能性を評価した。蒸気爆発の工業利用に関しては、塩水による蒸気爆発促進効果を利用した熔融金属の急冷微粒化特性の向上を小規模蒸気爆発実験によって実証した。蒸気爆発の安全評価に関しては、実際の産業プラントにおいて扱われる熔融物に対して小規模蒸気実験を実施し、蒸気爆発の発生条件ならびに発生エネルギーの評価の適用可能性を検証した。

6.1. はじめに

第5章までは蒸気爆発トリガリングにおける蒸気膜崩壊に及ぼす影響について、模擬熔融金属や固体球を用いた基礎実験ならびに蒸気膜の安定解析によって評価を行った。これらの知見を実際に産業分野へ応用することを検討したところ、以下の2つの方向性が考えられる。

ひとつは、蒸気爆発を積極的に活用した熔融金属の急冷微粒化技術への適用である。蒸気爆発は、熔融金属が急速に微粒化させられながら冷却される現象であるといえることができる。古谷は、小規模蒸気爆発を持続的に発生させることによる、安全かつ効率的な液体微粒化手法および超急冷手法である CANOPUS (Cooling and Atomizing based on Noble Process Utilizing Steam explosion)法を考案した^[84]。CANOPUS 法では熔融材料と冷却材を少量ずつ混合して持続的に小規模蒸気爆発を発生させるため、大規模な蒸気爆発が発生することがない急冷微粒化手法である。CANOPUS 法の冷却速度は最大で $1.5 \times 10^8 \text{ K/s}$ であり、従来手法の 280 倍以上である。この極めて高い冷却速度を利用して、従来にない組成の非晶質(アモルファス)金属を作製できるようになった。近年では、半導体、磁性体、金属材料などの分野において非晶質金属が有する高い耐腐食性、強靱性、耐食性、軟磁性の特徴を生かした利用用途が拡大している。今後、より多岐にわたる金属材料を非晶質化させるためには、冷却速度をさらに向上させた冷却手法への改良が期待されている。本研究で得られた塩水による蒸気膜崩壊促進効果は、より高温での蒸気爆発促進効果に寄与することが期待できる。

もうひとつは、従来から蒸気爆発の研究目的でもある安全評価としての蒸気爆発発生条件ならびに発生エネルギーの評価である。実際の産業プラントにおいては、本研究で対象とした低融点金属や Cu などの単体だけでなく、Fe、Cu、Si といったさまざまな物質の合金が取り扱われており、融点が高く、粘性が高いなどの特徴を有する場合も想定される。そのため、模擬物質に対して得られた知見に基づいて、実際にプラントで取り扱われている熔融物に対する適用可能性を検証することが必要である。

6.2. 熔融金属の急冷微粒化技術に対する塩水を用いた蒸気爆発促進効果の利用

6.2.1. 錫を用いた小規模蒸気爆発実験

(1) 実験装置

図 6.2.1 は実験装置の概略図である。実験装置は、試験金属を真空加熱溶解するための真空溶解炉、テストセクションである冷却材プールに大別される。

真空溶解炉は直径約 350mm、高さ約 625mm の円筒形状であり、炉内中央に高周波誘導加熱炉および溶解坩堝を設置した構造である。溶解坩堝容量は鉄系合金換算で約 1kg である。溶解坩堝の底部には熔融金属滴下用ノズルがついており、溶解時にはプラグで栓をしておく。熔融金属は、プラグを上昇させることによって連続滴下される。真空溶解炉には油回転真空ポンプならびに油拡散ポンプが設置されており、1Pa 程度までの真空度を得ることが可能である。また、炉内雰囲気の不活性雰囲気置換のためにアルゴンガスを使用する。高周波誘導加熱炉は、熔融金属を最大 1600℃ まで加熱可能である。熔融金属温度の測定には、白金ロジウム 40-20 (Pt60Rh40-Pt80Rh20) 熱電対を使用し、熱電対感温部がプラグ先端になるようにプラグの中に挿入した。

冷却材プールは一辺が 200mm、深さが 500mm の矩形アクリル製容器を用いた。冷却材プール側面にデジタルビデオカメラ(Panasonic 社製, SDR-S100)ならびにメタルハライドランプを設置し、水面下の熔融金属挙動の可視観測を行った。デジタルビデオカメラの撮影条件は、撮影速度 30 fps、シャッター速度 1/8000 s とした。

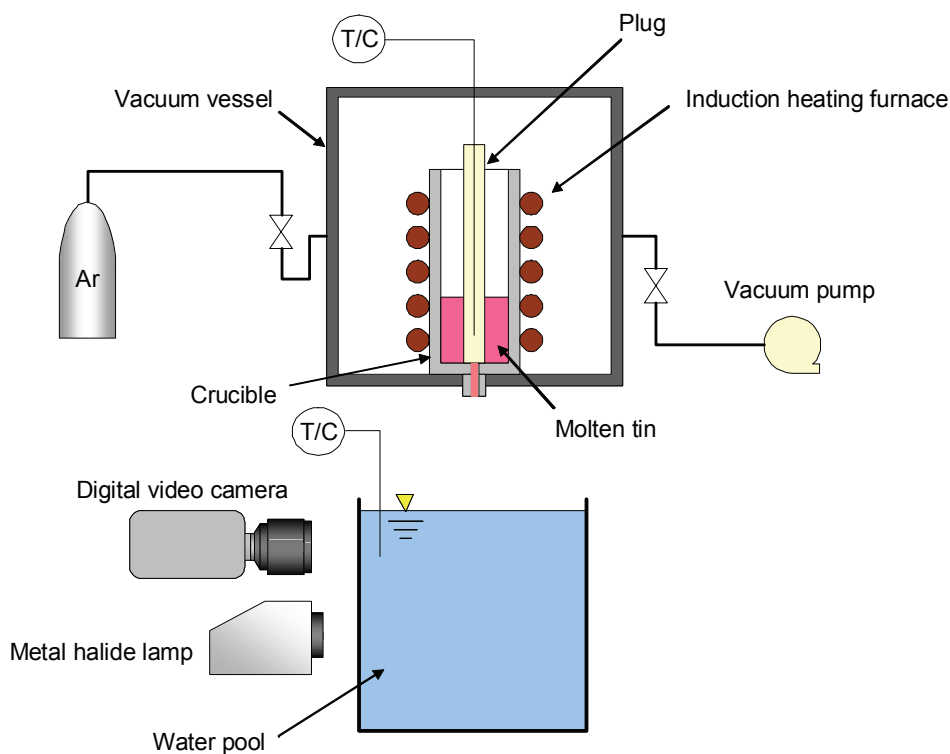


Figure 6.2.1 Schematic of experimental apparatus

(2) 実験方法

真空溶解炉に溶解坩堝ならびにプラグをセットし、試験材料を投入する。溶解炉の真空排気を行い、所定の真空度に達したらアルゴンガスに置換して炉内を不活性雰囲気にする。高周波誘導加熱を開始し、所定の温度に達したところでプラグを引き抜いて熔融金属を連続液滴列として冷却材プールに自然落下させる。このときの様子をデジタルビデオカメラによって観察する。実験後は、冷却材プール中の固化粒子を回収し、粒径分布を測定する。粒径分布の測定は、まず目開き $250\mu\text{m}$ のふるいにより分級し、ふるいを通過した粒子は日機装機製の光学式粒度分布測定装置 Microtrac MT3000 を用いて測定した。ふるいを通過しなかった粒子は、目開きがそれぞれ 0.300、0.425、0.600、0.710、0.850、1.4、2.36、3.35、4.75、8.0mm の JIS 試験用ふるいを用いて分級した。また、冷却材プール中での熔融錫液滴の微粒化の様子は、容器側面からデジタルビデオカメラによって撮影し、蒸気爆発の有無、頻度ならびに規模を観察した。

(3) 実験条件

表 6.2.1 に実験条件を示す。、150g の錫をアルミナ溶解坩堝を用いて加熱・溶解し、約 200 個の液滴列として滴下した。熔融錫液滴の落下距離、つまり溶解坩堝のノズル先端から冷却材プール水面までの距離は 400mm とした。冷却材としては、水および 5, 20wt%CaCl₂ 水溶液を使用し、冷却材初期温度は 20℃とした。実験はそれぞれの冷却材に対して 3 回実施し、合計 450g の固化粒子を得た。

6.2.2. 実験結果および考察

図 6.2.2 は水の場合の観測画像である。画像上端が冷却材プールの水面位置である。熔融錫液滴が水面に到達した時刻を 0.00s とした。水中の熔融錫液滴は安定した蒸気膜を形成したまま沈降している様子がみられた。水面下 200mm 付近において 1 秒間に 2-3 回の頻度でポンポンと小さい音を伴い蒸気爆発したものの、蒸気爆発の頻度、規模ともに小さかった。

Table 6.2.1 Experimental conditions of small scale experiment using Sn droplets

Parameters	Legend	Unit	Value
Test metal	-	-	Sn ($T_m = 231.9^\circ\text{C}$)
Diameter of molten droplet	D	mm	6
Total mass of molten droplet in each experiment	m	g	150
Initial temperature of metal	T_h	°C	1500
Coolant	-	-	Water CaCl ₂ solution (5, 20 wt%)
Initial temperature of coolant	T_c	°C	20
Nozzle diameter of crucible	d	mm	3
Falling distance	H	mm	400
Size of coolant pool	-	mm	200 x 200 x 500

一方、図 6.2.3 は 5wt% CaCl_2 水溶液、図 6.2.4 は 20wt% CaCl_2 水溶液の観測画像である。 CaCl_2 水溶液濃度の増大に伴って、蒸気爆発の発生開始位置が浅くなり、蒸気爆発頻度・規模ともに大きくなることが判明した。特に 20wt% CaCl_2 水溶液の場合には、水面下 100mm 付近において、パンパンと大きな音をたてて蒸気爆発が発生し、発生頻度は水の場合の 3 倍程度まで増大した。

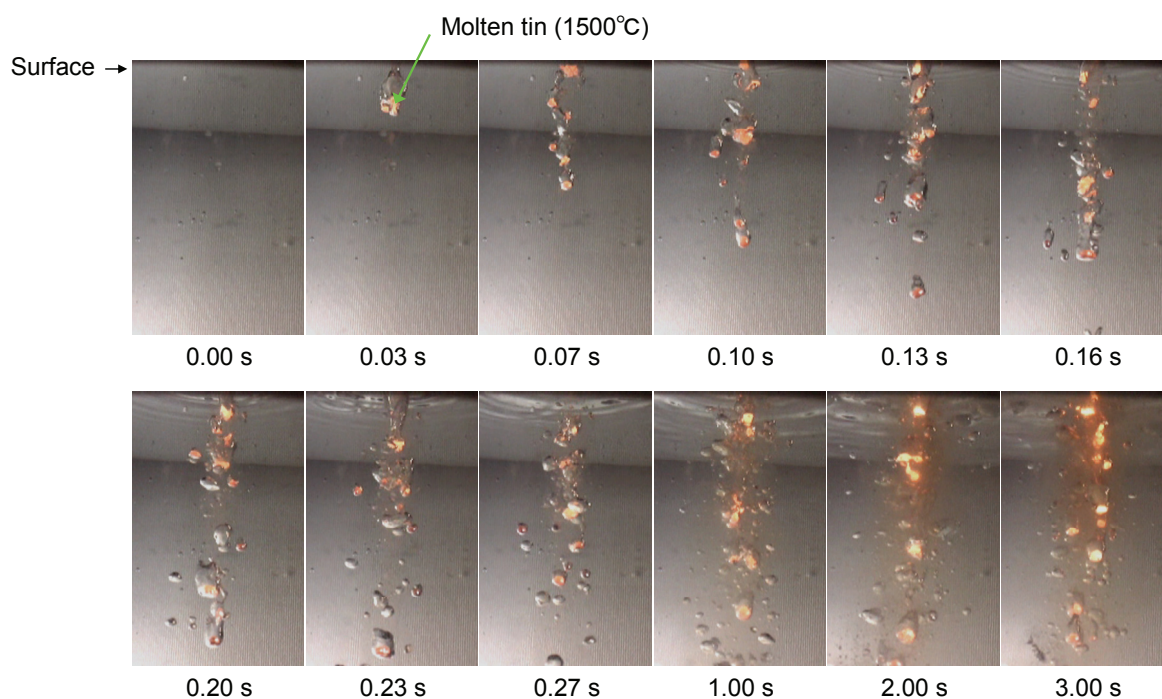


Figure 6.2.2 Successive images of molten tin behavior
(Water)

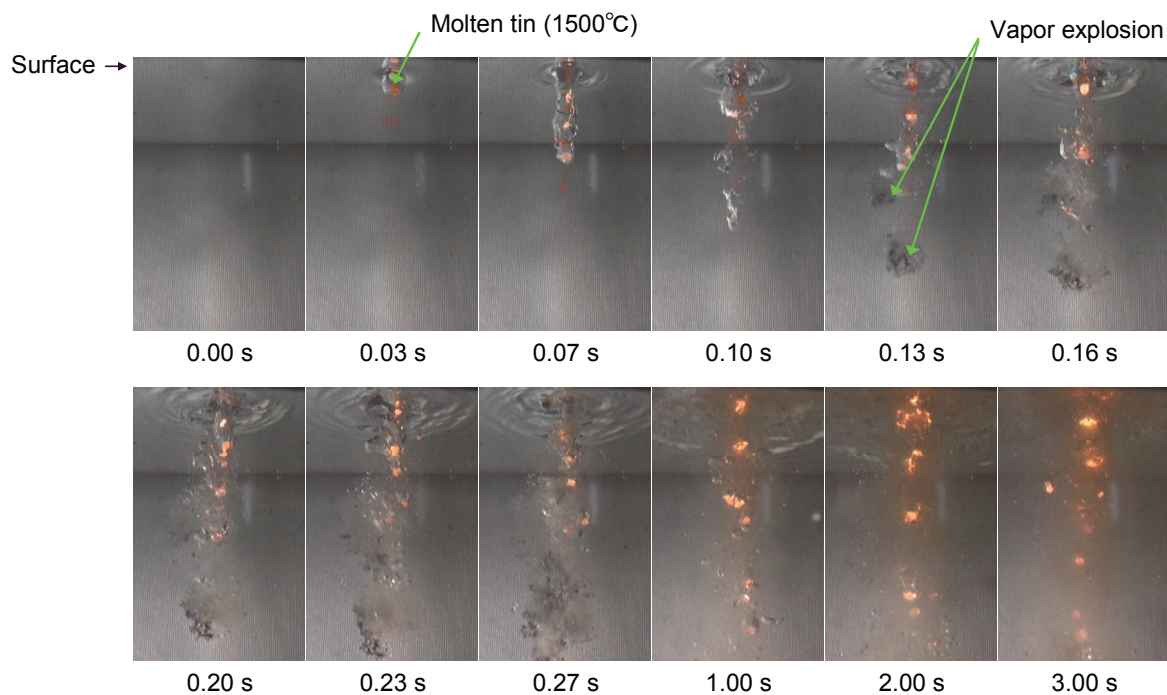


Figure 6.2.3 Successive images of molten tin behavior
(5wt%CaCl₂ solution)

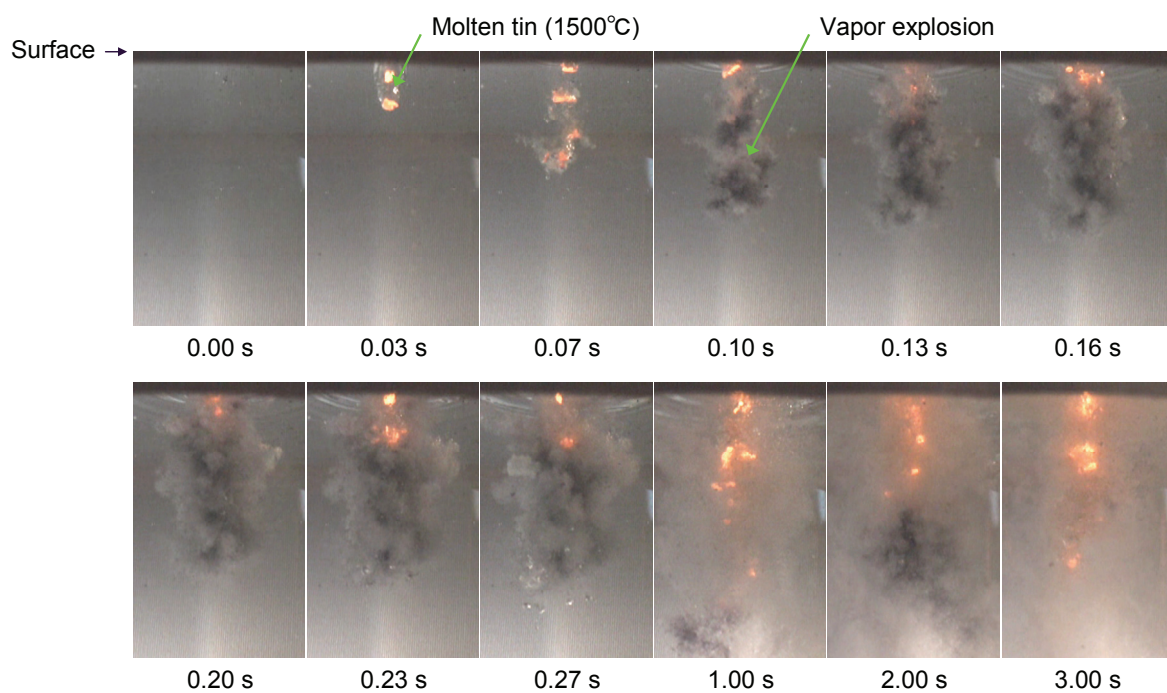


Figure 6.2.4 Successive images of molten tin behavior
(20wt%CaCl₂ solution)

図 6.2.5 は、実験で得られた固化粒子の直径を累積分布として比較した結果である。冷却材が水の場合には、蒸気爆発の頻度と規模が共に小さいため、前述したとおり得られた固化粒子の多くが初期形状を保っていたことから重量メジアン径は 3.5mm であった。一方、CaCl₂ 水溶液の場合、水溶液濃度の増大に伴って粒径分布は小粒径側に移行した。特に 20wt%CaCl₂ 水溶液濃度の場合には、直径数百μm の固化粒子が大半を占めており、重量メジアン径は 0.34mm と水の場合の 1/10 になった。

図 6.2.6 は、水、5wt%CaCl₂ 水溶液、20wt%CaCl₂ 水溶液それぞれの冷却材に対して得られた固化粒子の粒径分布測定結果である。水の場合には粒子径 2mm 以上の粒子が大半をしめている。粒径分布のピークが粒子径 4mm 付近であることから、滴下された溶融錫液滴がそのまま固化したものが多くことがわかる。CaCl₂ 水溶液濃度が増大するのに伴い、粒径分布のピークが小粒径側にシフトする。20wt%CaCl₂ 水溶液になると、粒子径 4mm 付近の頻度はさらに低下し、逆に粒子径 0.1mm 以下の微粒子が生成されるようになったことがわかる。

図 6.2.7 は、水、5wt%CaCl₂ 水溶液、20wt%CaCl₂ 水溶液それぞれの冷却材に対する粒子径の累積分布と上限付対数正規分布との比較結果である。Fletcher は MFTF 実験において UO₂/Mo と水における相互作用で得られる固化粒子の粒径分布が次式に示す上限付対数正規分布として表すことができることを示した^[85]。

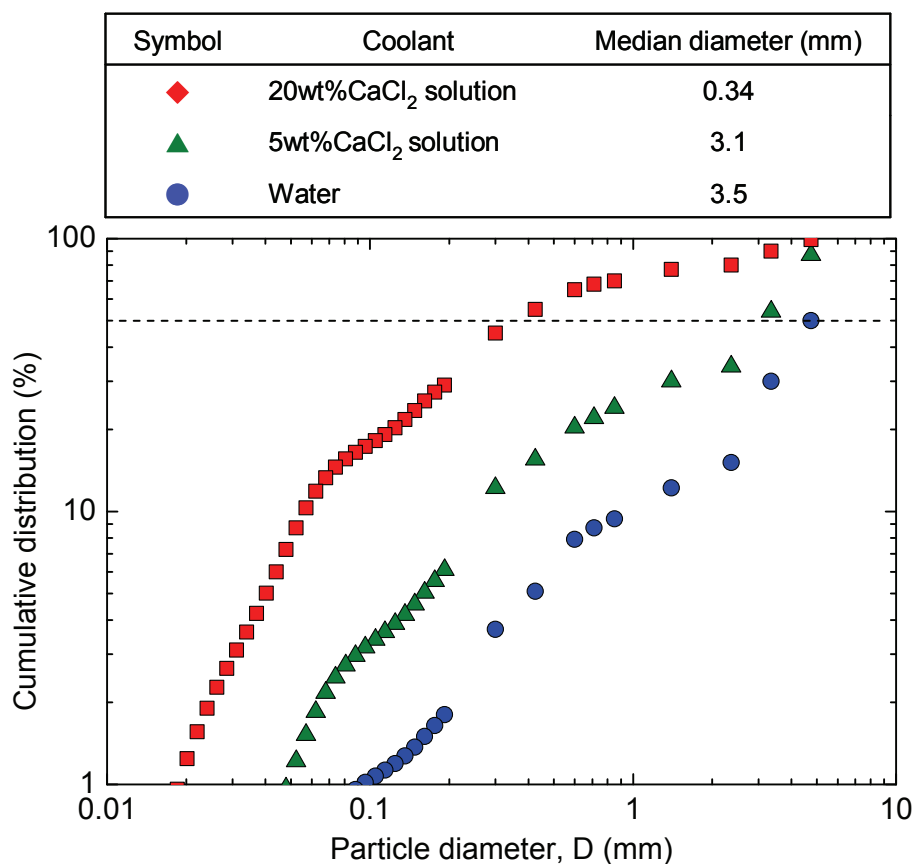


Figure 6.2.5 Effect of solution concentration on particle distribution

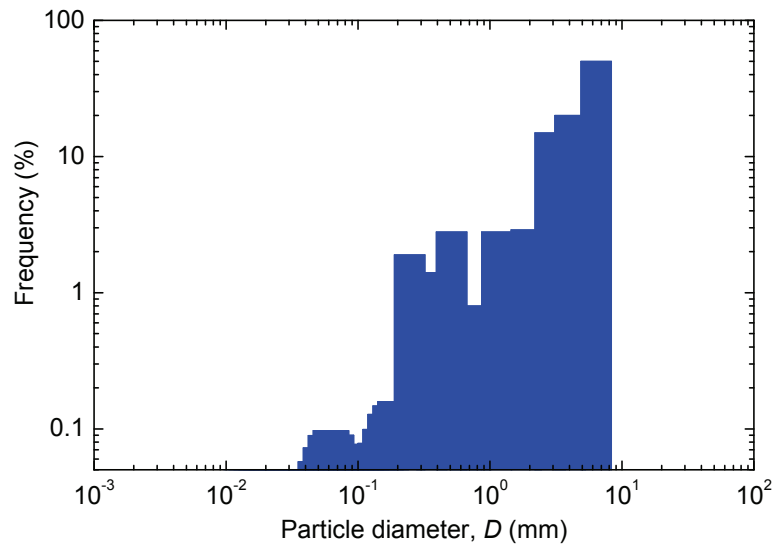
$0 \leq x \leq x_{\max}$ のとき

$$f(x) = \frac{x_{\max}}{(2\pi)^{1/2} (\ln \sigma) x (x_{\max} - x)} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{\ln(x_{\max} x / (x_{\max} - x)) - \ln \bar{x}}{\ln \sigma} \right]^2 \right\} \quad (6.2.1)$$

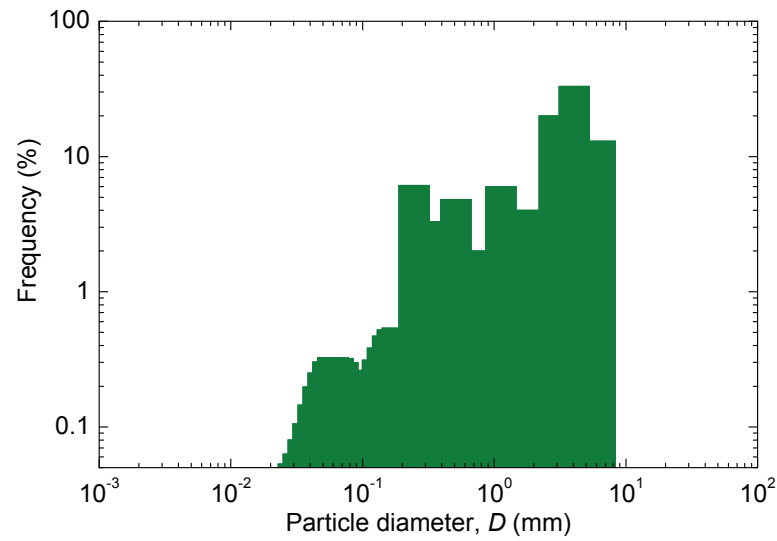
$0 \leq x \leq x_{\max}$ 以外の範囲においては $f(x) = 0$ である。ここで、 x_{\max} は固化粒子の最大直径であり、本実験では 8mm とした。 \bar{x} は固化粒子の算術平均直径であり、 σ はそのときの標準偏差である。水の場合、実際に得られた固化粒子は上限付対数正規分布よりも大きいことがわかる。これは蒸気爆発がほとんど発生せず、多くの粒子が初期粒子直径に近い状態で固化していたためである。5wt%CaCl₂ 水溶液の場合、実際に得られた固化粒子径分布を上限付対数正規分布によって良く表すことができた。観測画像からもわかるとおり、間欠的ではあるものの水の場合よりも蒸気爆発が発生しており、既存研究と同規模の相互作用が発生したためであると考ええる。20wt%CaCl₂ 水溶液の場合、実際に得られた固化粒子は上限付対数正規分布よりも小さいことがわかる。これは、水溶液濃度を高くすることによって蒸気爆発発生頻度および規模が顕著に増大し、蒸気爆発に関わる溶融金属の割合が増大したためであると考ええる。

以上より、自発的蒸気爆発が発生しにくい高温条件下でも、水に CaCl₂ を添加することによって蒸気爆発頻度ならびに規模を増大させ、より細かい固化粒子を効率的に得られることがわかった。本来、錫は自発的蒸気爆発が発生しやすい金属として知られている。しかしながら、本実験条件のように 1500℃ という高温条件では蒸気膜が安定しやすく、冷却材との直接接触することが困難であった。水に CaCl₂ を添加することによって、蒸気膜が崩壊する温度、いわゆるクエンチ温度が上昇することによって、より高温で溶融錫液滴と冷却材が液液直接接触して自発的蒸気爆発に至ったと考える。蒸気爆発発生頻度が増大し、断続的に発生するようになることで、蒸気爆発に關与する溶融錫液滴の割合も増大することになり、蒸気爆発規模も大きくなったと推察される。本実験では、飽和溶解度が大きく、比較的入手が容易な CaCl₂ を用いて実施したが、他の塩に対しても同様の効果が得られると考えられる。

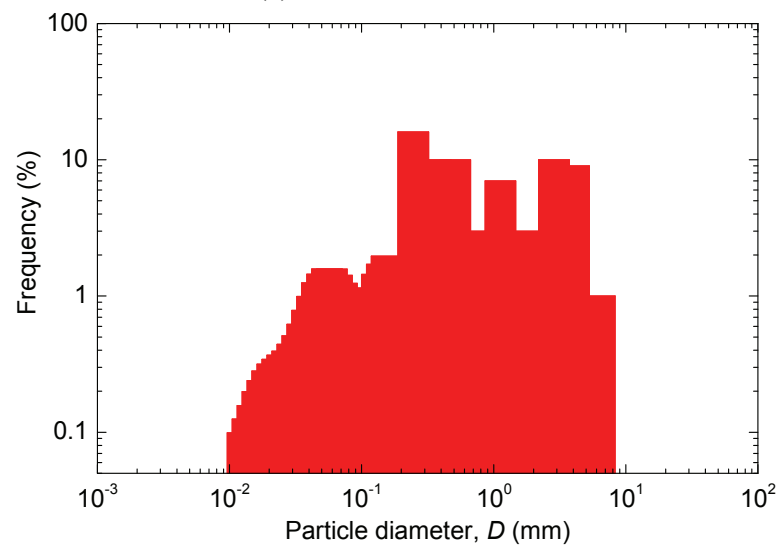
しかしながら、水に対する塩の添加は蒸気爆発促進効果が得られるメリットを有する反面、酸化や腐食といった弊害の懸念がある。例えば、CaCl₂ 水溶液の場合には塩化物イオンが溶解していることから、水と比較して腐食しやすい傾向にある。蒸気爆発を用いた急冷微粒化技術に対して適用する場合には、試験金属の種類や、得られた固化粒子の使用用途に応じて、添加する塩の種類や濃度を適切に選択することが重要である。



(a) Water

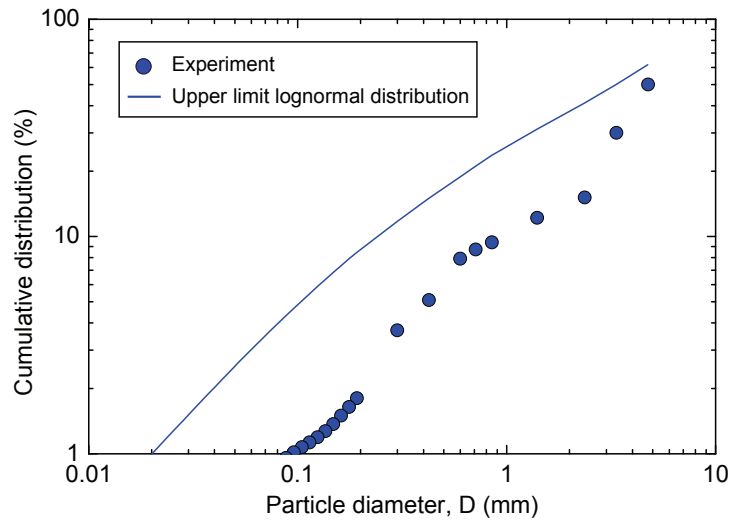


(b) 5wt%CaCl₂ solution

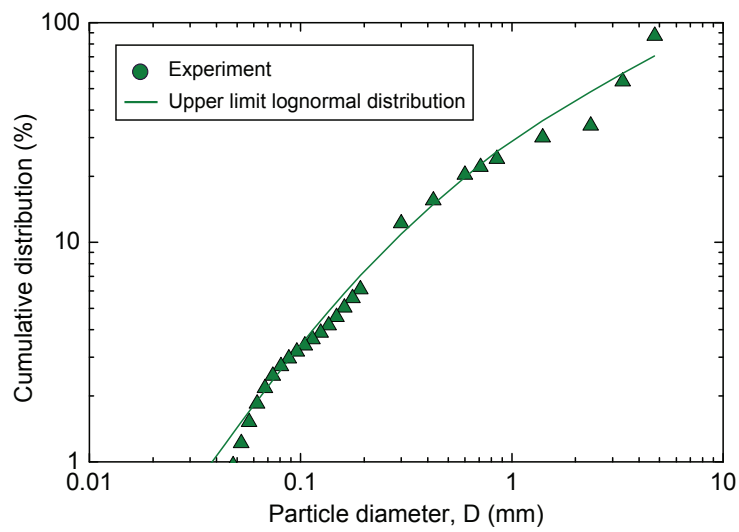


(c) 20wt%CaCl₂ solution

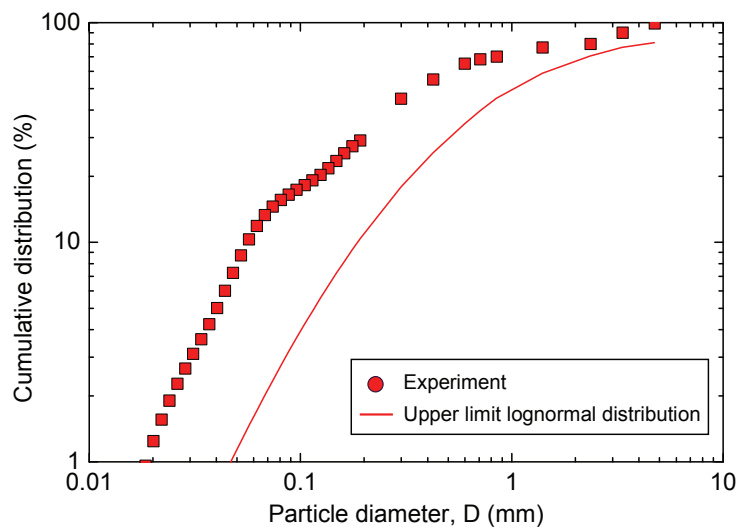
Figure 6.2.6 Histogram of particle distribution for each solution



(a) Water



(b) 5wt% CaCl_2 solution



(c) 20wt% CaCl_2 solution

Figure 6.2.7 Comparison of particle distribution between experiment and fitting distribution

6.3. 産業プラントで扱う溶融物に対する蒸気爆発発生条件の評価

6.3.1. 熱的相互作用領域(TIZ)に基づく蒸気爆発発生条件の評価

6.3.1.1. 低融点模擬金属に対する TIZ の評価

図 6.3.1 は、図 5.2.2 に示した「錫－水」体系における既存の小規模蒸気爆発実験結果^[70]に対する TIZ の評価結果である。赤線と青線で囲まれた右下の領域が TIZ である。TIZ の推定には、赤線で示した溶融物の接触界面温度が水の均質核生成温度以上である条件、ならびに青線で示した蒸気膜の安定境界温度以下である条件の 2 つを適用した。溶融錫の放射率は 0.1 とし、気液界面における凝縮熱伝達率は $10^4 \text{ W/m}^2/\text{K}$ とした。従来の分散混合蒸気爆発に対する実験結果であり、TIZ によって蒸気爆発の発生条件の評価可能であることがわかる。また、第 5 章で示した本実験結果に対する蒸気爆発の発生条件についても、図 5.3.2 ならびに図 5.3.3 に示したとおり分散混合蒸気爆発ならびにベーストリガ蒸気爆発のいずれの体系に対しても TIZ によって評価できる可能性が示唆された。

以上のように、低融点模擬金属に対する蒸気爆発の発生条件を TIZ によって評価可能であることをふまえ、産業プラントで扱う溶融物を対象とした TIZ の評価について述べる。

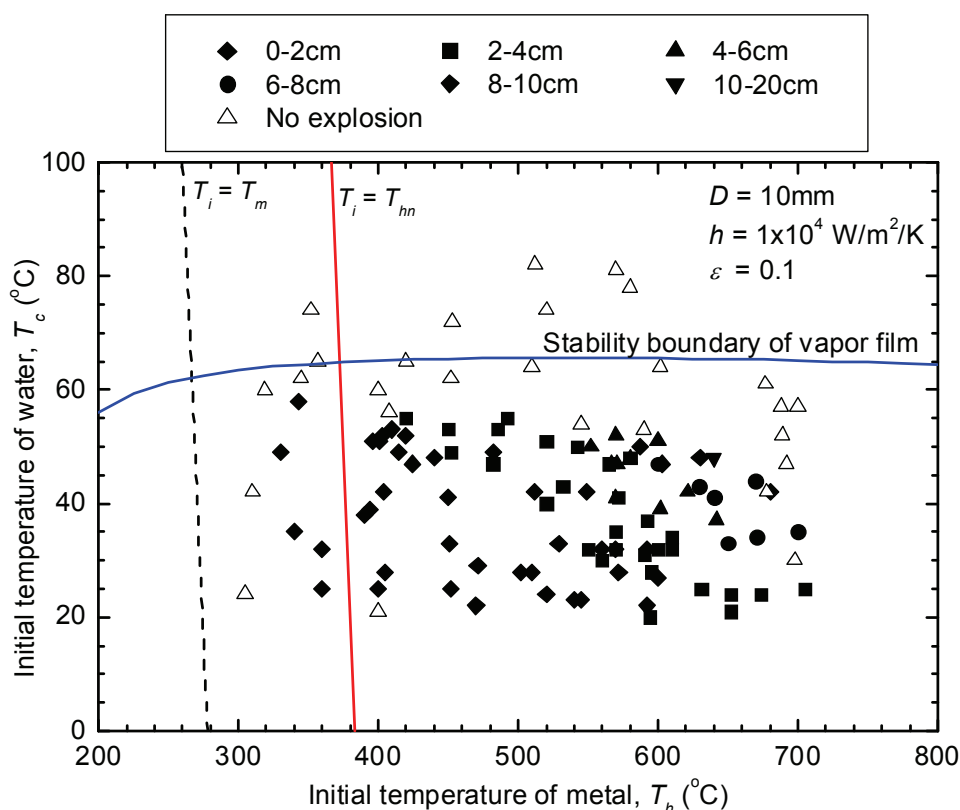


Figure 6.3.1 Comparison of existing experimental results using Sn with TIZ

6.3.1.2. 産業プラントで扱う溶融物に対する TIZ の評価

本実験で扱う溶融物は Fe、Cu、Si を主成分とする合金(Fe-Cu-Si)ならびに Ca、Si、Al を主成分とした合金(Ca-Si-Al)とした。表 6.3.1 に対象となる金属単体の物性値^{[81], [82], [86]}を示す。実際にプラントで扱われる溶融物の正確な物性値が不明のため、質量比をそれぞれ Fe: Cu: Si= 6 :3 :1、Ca: Si: Al= 5 :4 :1 と仮定することで密度を算出し、残りの物性値は質量平均値とした。ただし、粘性係数については Shaw の方法^[87]によって決定し、固化温度については状態図から算出した。表 6.3.2 に想定した Fe-Cu-Si ならびに Ca-Si-Al の物性値を示す。

Table 6.3.1 Thermophysical properties of materials ^{[81], [82], [86]}

Parameters	Legend	Unit	Material				
			Fe (1500°C)	Cu (1100°C)	Si (1700°C)	Ca (850°C)	Al (1100°C)
Density	ρ	kg/m ³	7210	7860	2570	1440	2353
Specific heat	c_p	kJ/kg/K	0.46 (20°C)	0.500	0.946	0.623 (20°C)	1.090
Thermal conductivity	λ	W/m/K	67 (20°C)	170	55	106 (20°C)	96.1 (1200°C)
Thermal diffusivity	α	m ² /s	0.19×10^{-4}	1.2×10^{-4}	0.23×10^{-4}	1.09×10^{-4} (20°C)	0.42×10^{-4}
Viscosity	μ	Pa·s	6.93×10^{-3}	4.38×10^{-3}	0.8×10^{-3}	1.01×10^{-3} (1156°C)	2.9×10^{-3} (973°C)
Surface tension	γ	N/m	1.835	1.36	0.730	0.225	0.887 (1000°C)
Melting point	T_m	°C	1539	1083	1430	850	660
Emissivity	ε	-	0.70	0.70	0.80	0.30	0.30

Table 6.3.2 Thermophysical properties of simulant material

Parameters	Legend	Unit	Material	
			Fe-Cu-Si (6:3:1)	Ca-Si-Al (5:4:1)
Density	ρ	kg/m ³	7800 (Measured value)	2210 (Measured value)
Specific heat	c_p	kJ/kg/K	0.55	0.926
Thermal conductivity	λ	W/m/K	111	82
Thermal diffusivity	α	m ² /s	0.30×10^{-4}	0.49×10^{-4}
Viscosity	μ	Pa·s	20×10^{-3}	700×10^{-3} (Measured value)
Surface tension	γ	N/m	1.46	0.4
Melting point	T_m	°C	1230	980
Emissivity	ε	-	0.70	0.50

図 6.3.2 は Fe-Cu-Si および Ca-Si-Al に対する TIZ である。赤線は溶融物と冷却材の接触界面温度が溶融物の固化温度以上である条件、青線は蒸気膜安定境界温度以下である条件をそれぞれ示している。Fe-Cu-Si および Ca-Si-Al はいずれも融点が水の均質核生成温度よりも高いため、接触界面温度が固化温度以上となる温度境界を用いて TIZ を評価した。図 6.3.2(a)は「Fe-Cu-Si-水」系における TIZ である。凝縮熱伝達率は「U-Alloy95-水」系における TIZ 評価結果と同様に $10^4 \text{W/m}^2/\text{K}$ を用いた。Fe-Cu-Si の放射率は 0.7 とした。図 6.3.2(b)は「Ca-Si-Al-水」系における TIZ である。凝縮熱伝達率は Fe-Cu-Si の場合と同様に $10^4 \text{W/m}^2/\text{K}$ を用いた。Ca-Si-Al の放射率は 0.5 とした。両者の TIZ を比較すると、Fe-Cu-Si よりも Ca-Si-Al のほうがより広範囲であることがわかる。これは、固化温度が Fe-Cu-Si より Ca-Si-Al のほうが低いこと、Ca-Si-Al の放射率が Fe-Cu-Si よりも低く推定しているために蒸気膜の不安定温度領域が拡大したことによる。

6.3.2. 小規模蒸気爆発実験

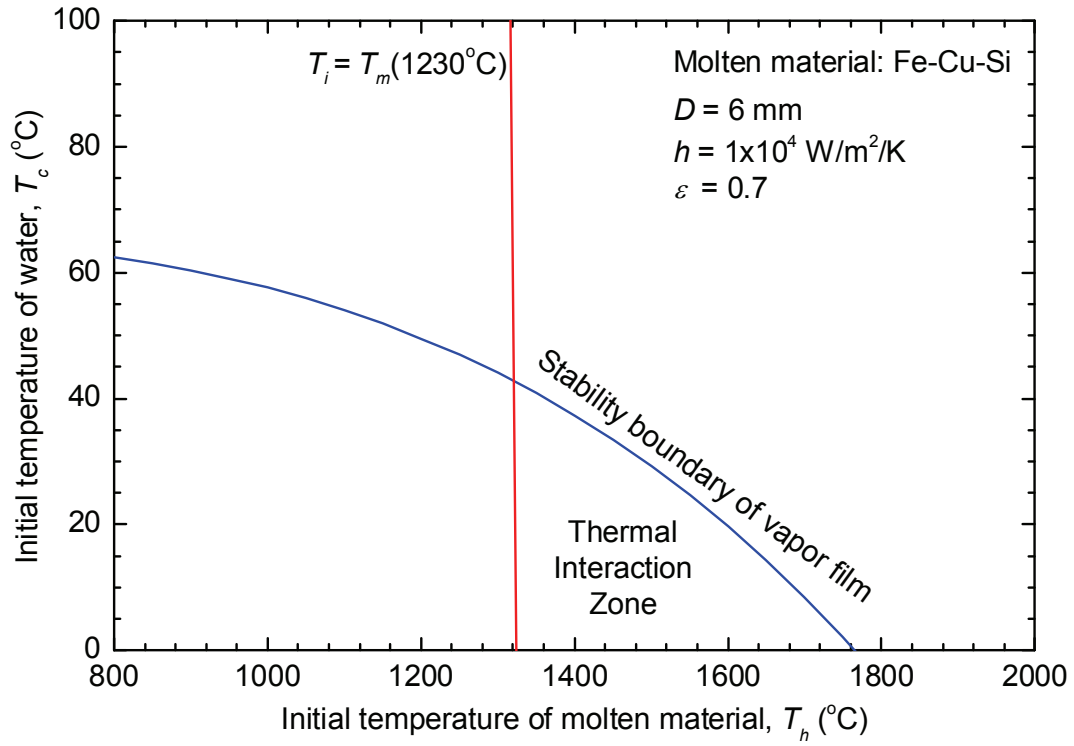
Fe-Cu-Si および Ca-Si-Al に対する TIZ の評価をふまえ、実際に対象とする合金を用いて小規模蒸気爆発実験を実施した。小規模蒸気爆発実験は、第 2 章で接触体系に基づき分類した分散混合蒸気爆発とベーストリガ蒸気爆発の両者の体系に対して実施した。それぞれの実験装置および実験条件について以下に述べる。

6.3.2.1. 分散混合体系の場合

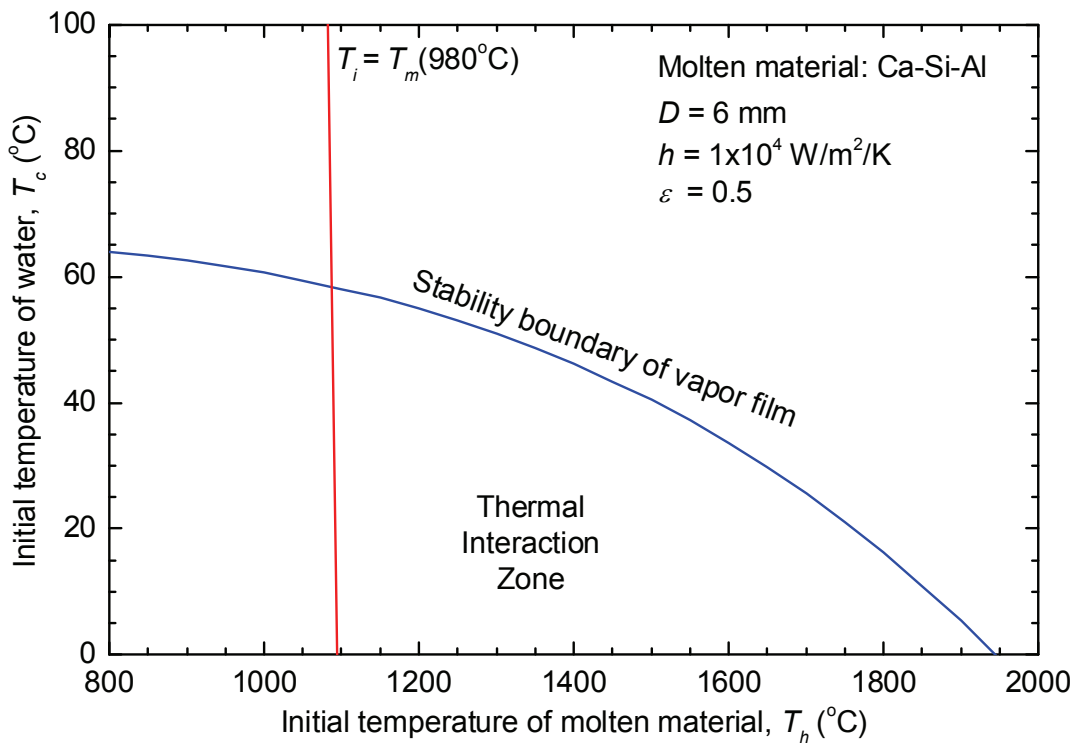
(1) 実験装置

図 6.3.3 に実験装置の概略図ならびに装置写真を示す。実験装置は、試験物質を加熱・溶融させる加熱部、溶融物を落下させるテストセクション、温度計測ならびに可視観測を行う計測システムに大別される。

加熱部は、試験物質を加熱溶融させるために高周波誘導加熱炉を中心に構成されている。直径 30mm で底部に直径 6mm の穴を開けたカーボン製溶解坩堝を高周波誘導コイルにセットする。高周波誘導加熱によって溶解坩堝が加熱され、試験物質が間接加熱される仕組みである。加熱・溶解時は溶解坩堝底部の穴はアルミナ製プラグによって塞いでおき、プラグを DC ソレノイド(CKD 株式会社製 DS-12A)によって上部に引き抜くことで溶融物が落下する構造とした。本加熱炉は大気雰囲気による加熱であり、最大 1600℃まで加熱可能である。

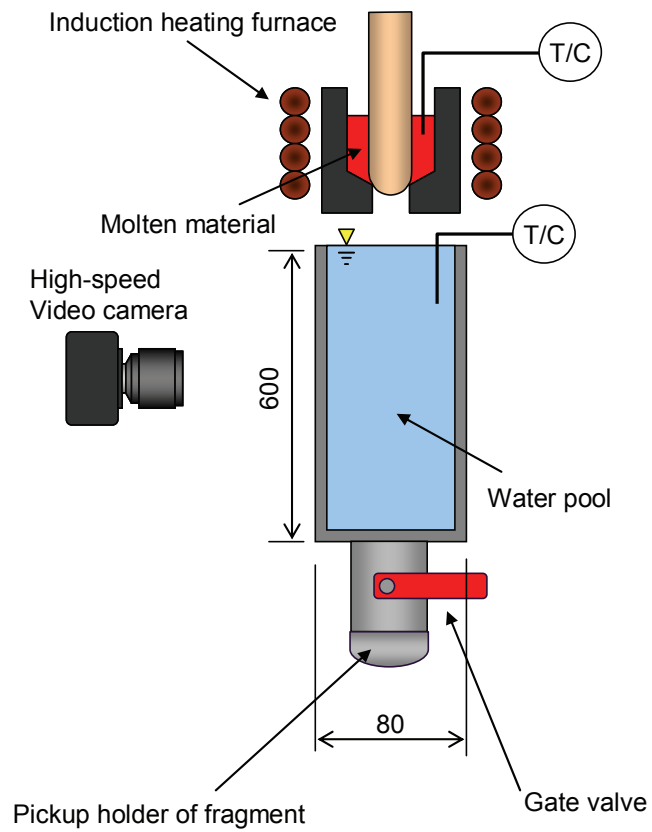


(a) Fe-Cu-Si

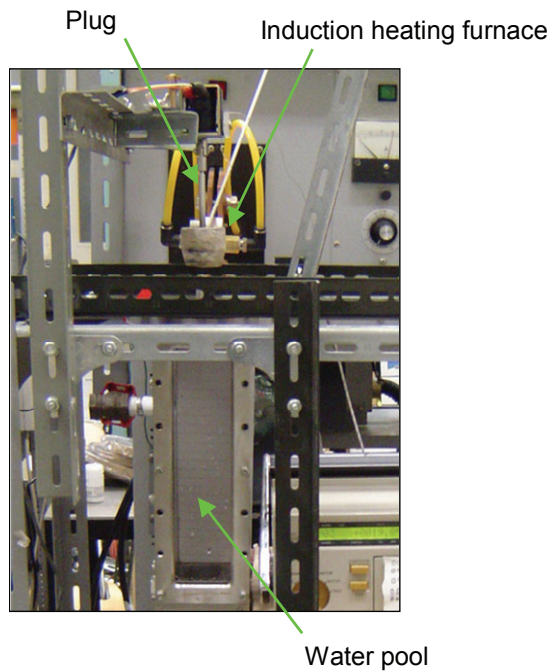


(b) Ca-Si-Al

Figure 6.3.2 Thermal Interaction Zone (TIZ) between water and alloy



(a) Schematic of experimental apparatus



(b) Photo of experimental apparatus

Figure 6.3.3 Schematic of coarse-mixing vapor explosion experiment

テストセクションは、 $80 \times 80 \times 600 \text{ mm}$ のステンレス製耐圧水槽である。水槽の 4 つの側面のうち 1 組の対面が可視観測用としてポリカーボネイト板を取り付け可能な構造となっている。水槽下部は、実験後に水槽内の水と分離して固化粒子の回収が可能となるように、仕切りバルブならびに回収容器を設けている。

計測項目は、溶融物と水の温度、水槽側面からの高速度ビデオカメラによる可視観測、そして圧力測定とする。高速度ビデオカメラによる可視観測は、半透明の拡散シートを通して照明をバックライトとすることで、観測部分に均一かつ高輝度の照明を当てることとした。本実験において高速度ビデオカメラは(株)フォトン製 FAST CAM MAX (フルフレーム 2000fps、最高 120000fps、最大解像度 $1024 \times 1024 \text{ pixel}$)、照明には(株)フォトン製メタルハライドライト HVC-SL を使用した。

(2) 実験方法

水を水槽内に入れて所定の温度に調節する。試験物質を溶解坩堝に入れて所定の温度まで大気加熱する。溶融物温度が所定の条件に達したところで、プラグを DC ソレノイドによって電磁的に引き抜いて溶融物を落下させる。その時の様子を水槽側面から可視観測する。実験終了後は得られた固化粒子を水槽下部より回収し、固化形状を観察する。

(3) 実験条件

実験条件を表 6.3.3 に示す。実際のプラントで扱われる溶融物の運用条件を想定し、初期溶融物温度は 1500°C とし、水温は常温を想定した 20°C とした。

6.3.2.2. ベーストリガ体系の場合

(1) 実験装置

実験装置は第 2 章の U-Alloy95 を用いたベーストリガ蒸気爆発実験とほぼ同様である。プラグの材質のみを耐熱性向上のためにステンレス製からアルミナ製に変更した。図 6.3.4 が実験装置の概要図であり、図 6.3.5 に実験装置のテストセクションの拡大図を示す。実験装置は、試験物質を加熱・溶融させる加熱炉、水溜りを模擬して上部から溶融物を落下させるテストセクション、温度計測および可視観測を行う計測部に大別される。

Table 6.3.3 Experimental conditions of coarse-mixing vapor explosion experiment

Parameters	Legend	Unit	Value
Initial temperature of molten material	T_h	$^\circ\text{C}$	1500
Initial temperature of water	T_c	$^\circ\text{C}$	20
Mass of metal droplet	m	g	5, 10
Falling distance	H	mm	150

加熱部は、試験物質を加熱溶融させるために高周波誘導加熱炉を中心に構成されている。直径 30mm で底部に直径 6mm の穴を開けたカーボン製溶解坩堝を高周波誘導コイルにセットする。高周波誘導加熱によって溶解坩堝が加熱され、試験物質が間接加熱される仕組みである。加熱・溶解時は溶解坩堝底部の穴はアルミナ製プラグによって塞いでおき、プラグを DC ソレノイド(CKD 株式会社製 DS-12A)によって上部に引き抜くことで熔融金属が落下する構造とした。本加熱炉は大気雰囲気による加熱であり、最大 1600℃まで加熱可能である。

テストセクションは図 6.3.5 に示すとおり、水たまりを模擬するために中心に穴をあけたステンレス板を石英ガラスと接着させて Hole を形成させた。床面部分に石英ガラスを用いたことにより、床面での熔融物挙動を床面下部から観測することを可能とした。

計測項目は、床面下部からとテストセクション側面からの 2 方向からの可視観測および熔融物と水の温度である。可視観測には、高速度ビデオカメラおよびデジタルビデオカメラを用いて、全体的または局所的な挙動を捉える。床面下部からの撮影には、狭い領域に対して同軸で照明を当てる必要があり、高速度ビデオカメラと照明の設置場所が干渉する。そこで、キューブ型ビームスプリッターを使用し、照明による光量の確保と高速度ビデオカメラによる可視観測を両立させた。高速度ビデオカメラは(株)フォトン製 FAST CAM-Net(フルフレーム 2000fps、最高 10000fps、最大解像度 512×1480pixel)、照明には(株)フォトン製メタルハライドライト HVC-SL、キューブ型ビームスプリッターはエドモンドオプティクス・ジャパン製キューブ型ビームスプリッター(30×30×30mm)を使用した。メタルやスラグの温度計測には、日本サーモセンサー製 R 熱電対を使用した。

(2) 実験方法

テストセクションの水たまり模擬部に水を注ぎ、所定の水深になるように調節する。水たまりを構成するステンレスプレート下部に設置したラバーヒータによって所定の水温になるように調節する。次に、試験物質を溶解坩堝に入れて所定の温度まで大気加熱する。所定の温度に達した後にプラグを DC ソレノイドによって電磁的に引き抜いて熔融物を自然落下させる。その時の熔融物挙動をテストセクション側面および床面下部から 2 台のビデオカメラを用いて可視観測する。実験後には固化粒子を回収して粒子形状を観察する。

(3) 実験条件

実験条件を表 6.3.4 に示す。実際のプラントで扱われる熔融物の運用条件を想定し、初期熔融物温度は 1500℃とした。水たまりの大きさや水温に関しては、実験パラメータとして扱うこととした。

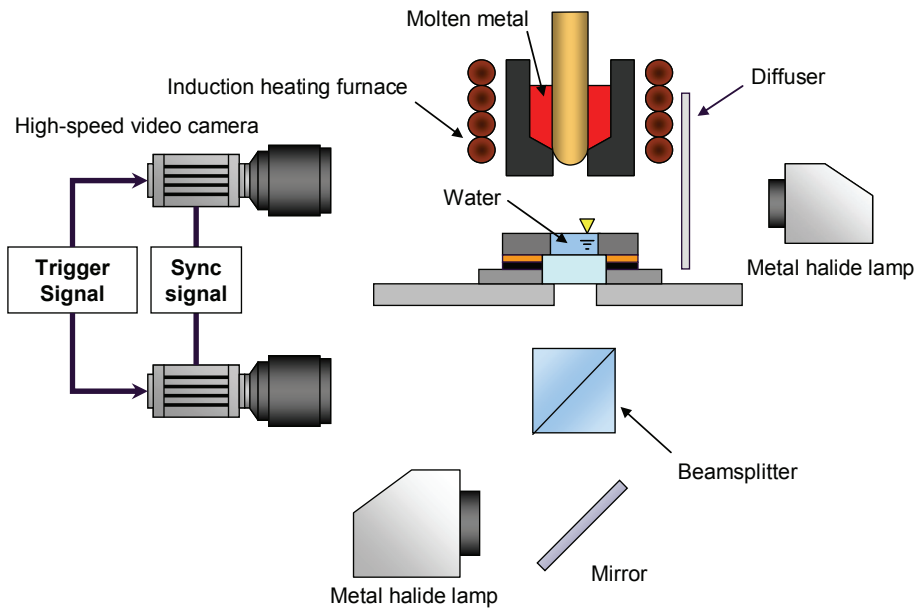


Figure 6.3.4 Schematic of base-triggered vapor explosion experiment

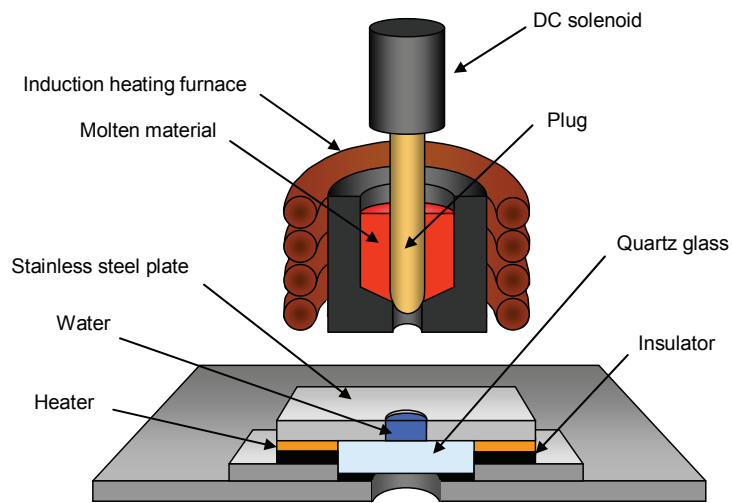


Figure 6.3.5 Schematic of test section in base-triggered vapor explosion experiment

Table 6.3.4 Experimental conditions of base-triggered vapor experiment

Parameters	Legend	Unit	Value
Hole diameter	D	mm	5, 10, 20
Water depth	L	mm	2, 10
Initial temperature of molten material	T_h	°C	1500
Initial temperature of water	T_c	°C	10, 20, 30, 40
Mass of metal droplet	m	g	5

6.3.3. 小規模蒸気爆発実験結果

6.3.3.1. 溶融・落下試験結果

はじめに、試験対象とする溶融物が実験において使用可能か検討するために、溶融・落下試験を行った。カーボン溶融坩堝に試験合金を投入し、高周波誘導加熱炉によって加熱溶融しながら、試験合金の溶融状態を目視により観察した。

Fe-Cu-Si の場合の溶融試験結果を図 6.3.6 に示す。Fe-Cu-Si が 1400℃程度まで加熱されたときの様相である。模擬物質として使用した U-Alloy95 と比較すると、粘性が比較的高めであることが確認されたが、溶融物量を多めに設定することで自重落下が可能であることがわかった。よって、Fe-Cu-Si は本実験装置で用いることが可能である。

Ca-Si-Al の場合の溶融試験結果を図 6.3.7 に示す。Ca-Si-Al が 1400℃程度まで加熱されたときの

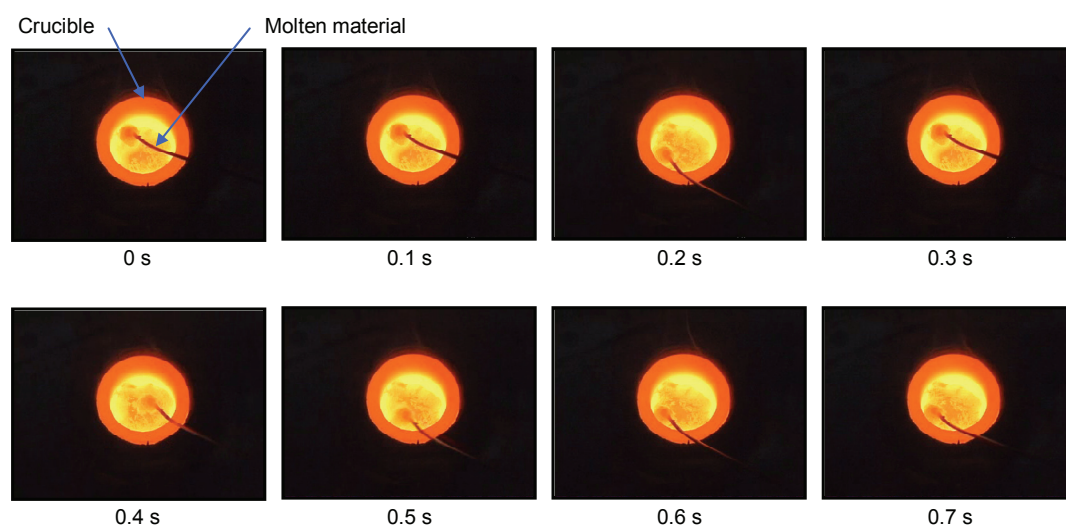


Figure 6.3.6 Molten material behavior in the case of Fe-Cu-Si

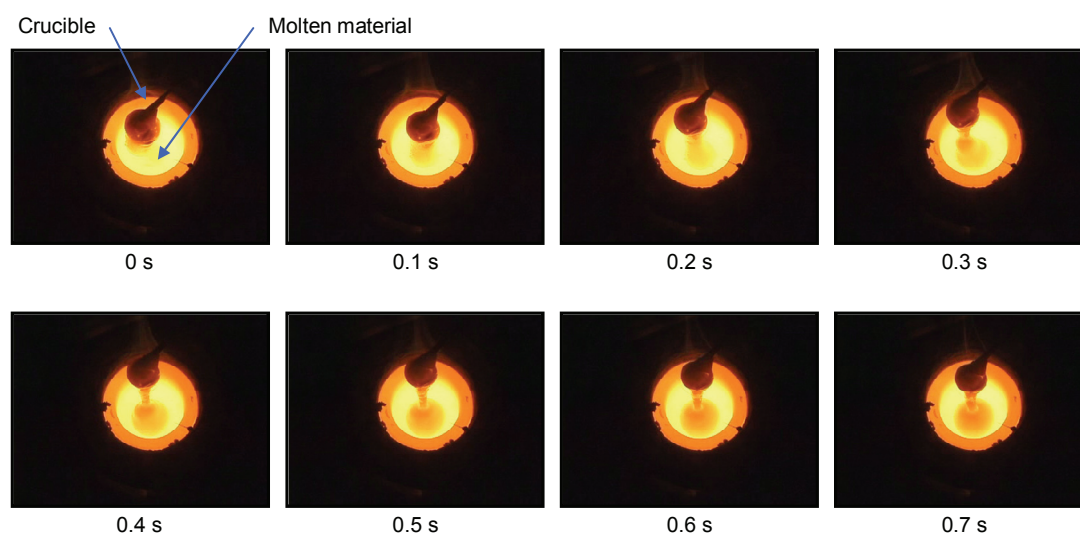


Figure 6.3.7 Molten material behavior in the case of Ca-Si-Al

様相である。Fe-Cu-Si と比較しても粘性が顕著に高く、水あめのように糸が引くような様子であった。そのため、本実験装置の射出機構では自重落下させることができなかった。よって、Ca-Si-Al に対して実験は実施せず、Fe-Cu-Si に対する実験結果ならびに評価結果をもとに検討することとした。

6.3.3.2. 分散混合蒸気爆発実験結果

図 6.3.8 は、初期溶融物温度がおよそ 1500℃、水温が 20℃、水溜りが直径 20mm、落下距離 150mm の場合の実験結果である。図 6.3.8(a)は、溶融物が水中に落下したときの様子をテストセクション側面から観測した画像である。溶融物が水中に落下すると、溶融物の周囲に蒸気膜が形成されながら落下していく様子が観測された。また、2 つ目の溶融物はちょうど蒸気中を落下することになり、周囲とのせん断力が小さくなったために 1 つ目の溶融物に追いついて、ひとつの溶融物となる様子が確認された。ただし、蒸気爆発が起こるような急激な変化は全く観測されなかった。図 6.3.8(b) は実験後に回収された固化物である。表面に凹凸は見られるが、微粒化したようなフラグメントは確認されなかった。

6.3.3.3. ベーストリガ蒸気爆発実験結果

図 6.3.9 は、初期溶融物温度がおよそ 1500℃、水温が 20℃、水溜りが直径 20mm、水深 10mm の場合の実験結果である。溶融物直径よりも水たまり直径の方が大きい条件である。この実験条件において蒸気爆発は観測されなかった。図 6.3.9(a)の側面観測結果より、溶融物が水溜り中に落下し、徐々に水が激しく沸騰する様子が確認された。また、図 6.3.9(b)の床面下部からの観測結果において、溶融物が床面を覆ってゆく過程で溶融物部分に明暗があることから、比較的暗い部分には水をトラップしたまま広がっている様子が確認できる。ただし、蒸気爆発が起こるような急激な変化は見られなかった。図 6.3.9(c)は実験後に回収された固化物である。(i)は上部からの様子、(ii)は床面に接していた下部の様子を示している。いずれの面においても滑らかであり、くぼみなどの凹凸はみられなかった。

図 6.3.10 は、初期溶融物温度がおよそ 1500℃、水温が 20℃、水溜りが直径 5mm、水深 2mm の場合の実験結果である。図 6.3.9 の実験条件より溶融物直径が水たまり直径よりも大きい、つまり水たまりを溶融物が覆ってしまう条件とした。結果としては、この実験条件においても蒸気爆発は全く観測されなかった。図 6.3.10(a)の側面観測結果より、溶融物が水たまりを覆った後はそのまま固化してしまった。図 6.3.10(b)の床面下部からの観測結果から、時刻 0.05s ではすでに上部は溶融物で覆われているとみられ、その後水たまり周囲から沸騰が始まる。そして時刻 0.40s 以降は沸騰が激しくなることで水中から蒸気泡が発生・発達する様子が観測された。図 6.3.10(c)は実験後に回収された固化物である。(i)は上部からの様子、(ii)は床面に接していた下部の様子を示している。溶融物上部は固化するまで常に大気に露出していたために顕著な酸化がみられ、固化物表面が黒くなっていた。

図 6.3.11 は、初期溶融物温度がおよそ 1500℃、水温が 20℃、水溜りが直径 5mm、水深 2mm の場合の実験結果である。これまでの実験結果と同様に蒸気爆発は発生しなかったが、溶融物が固化する過程で異なる様子が観察された。図 6.3.11(a)は側面観測結果である。溶融物が水たまりに落下した後に固化する様子が確認された。図 6.3.11(b)は床面下部からの観測結果である。時刻 0.05s では水たまりはほぼ上部から覆われていると考えられる。ここで、時刻 0.10s において溶融物の酸化膜が割れるような様子が観測された。図 6.3.11(c)は実験後に回収された固化物である。(i)は上部からの様子、(ii)は床面に接していた下部の様子を示している。固化物の様相については他の実験結果とほぼ同様であった。

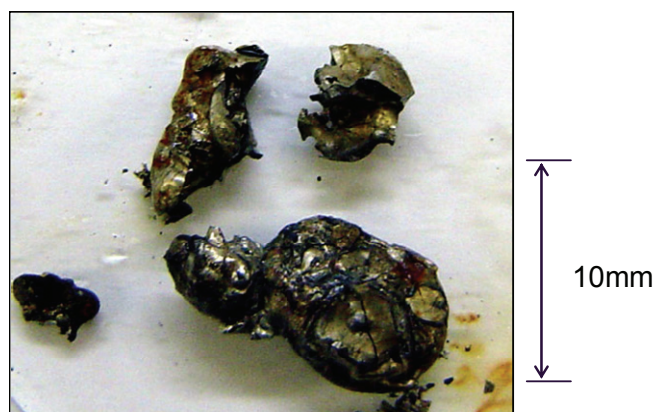
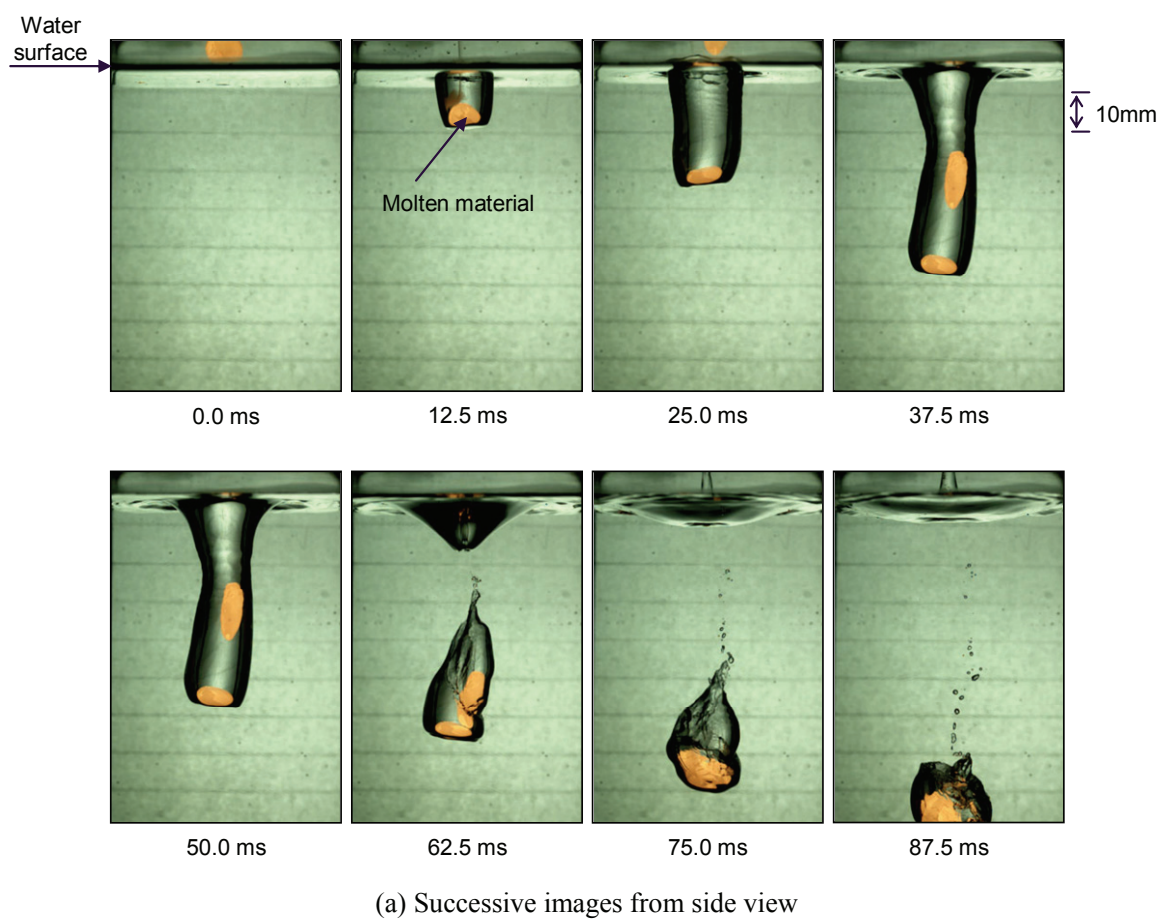
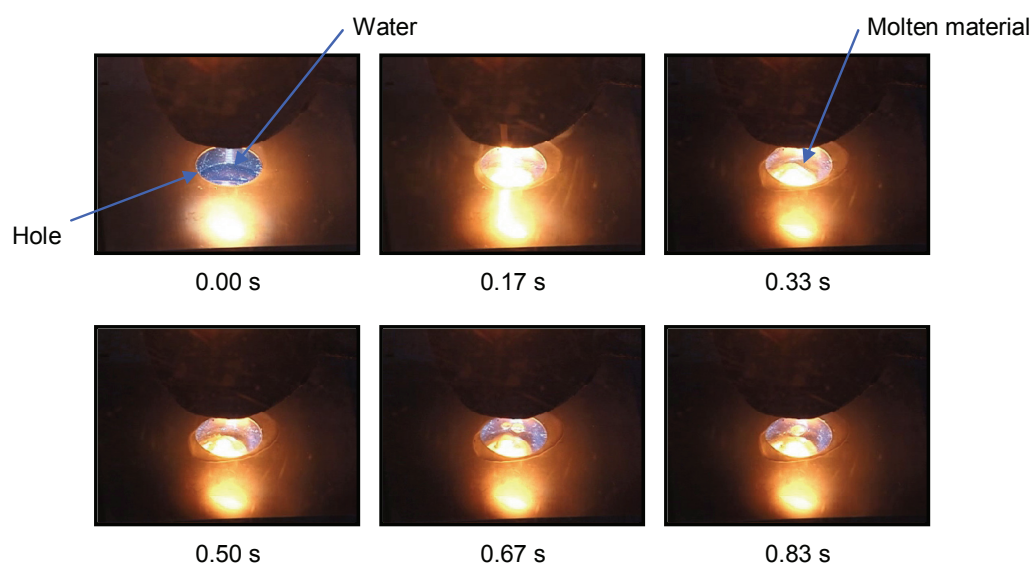
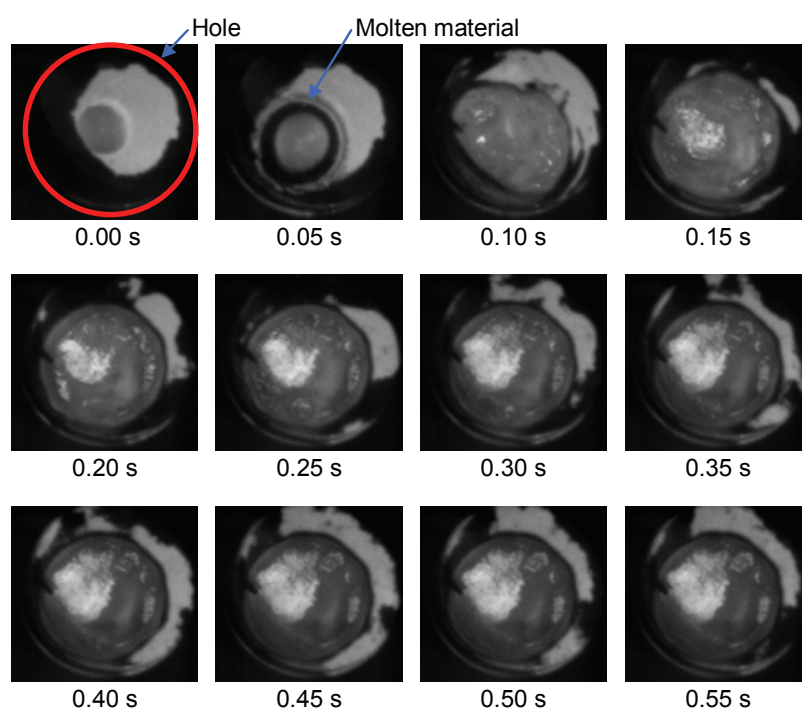


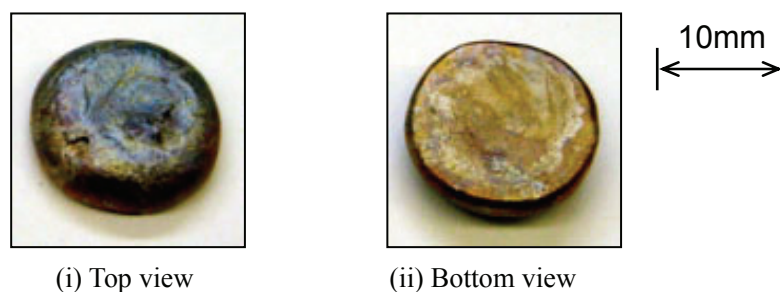
Figure 6.3.8 Experimental results of coarse-mixing vapor explosion with Fe-Cu-Si
(Molten material: 1500°C, 5g; Water: 20°C)



(a) Successive images from side view



(b) Successive images from bottom view

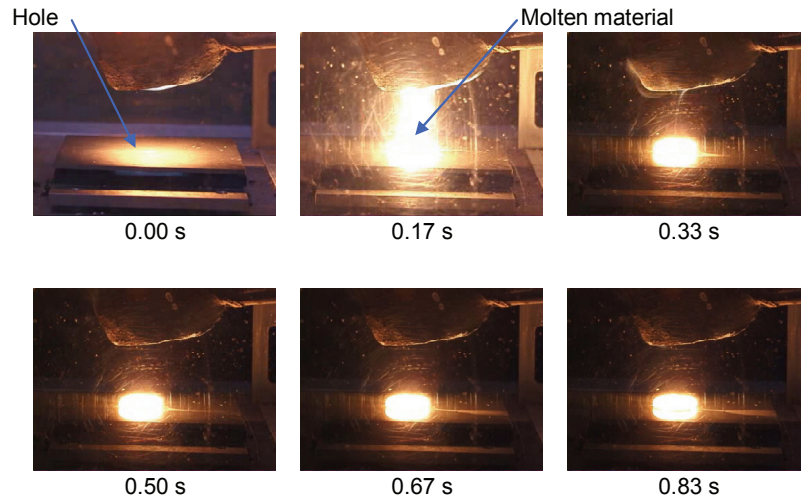


(i) Top view

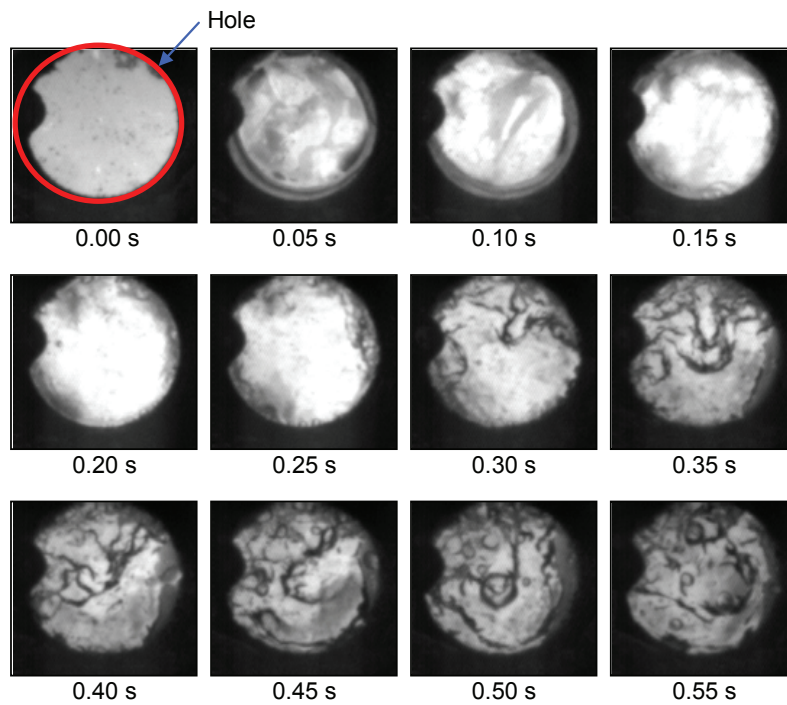
(ii) Bottom view

(c) Photo of solidified metal

Figure 6.3.9 Experimental results of base-triggered vapor explosion with Fe-Cu-Si
(Molten material: 1500°C, 3g; Hole: $\phi 20 \times 10\text{mm}$; Water depth: 10mm)



(a) Successive images from side view



(b) Successive images from bottom view

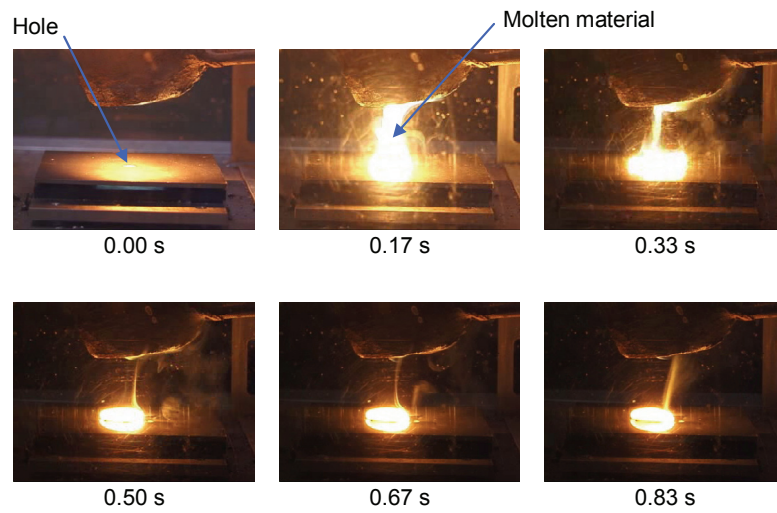


(i) Top view

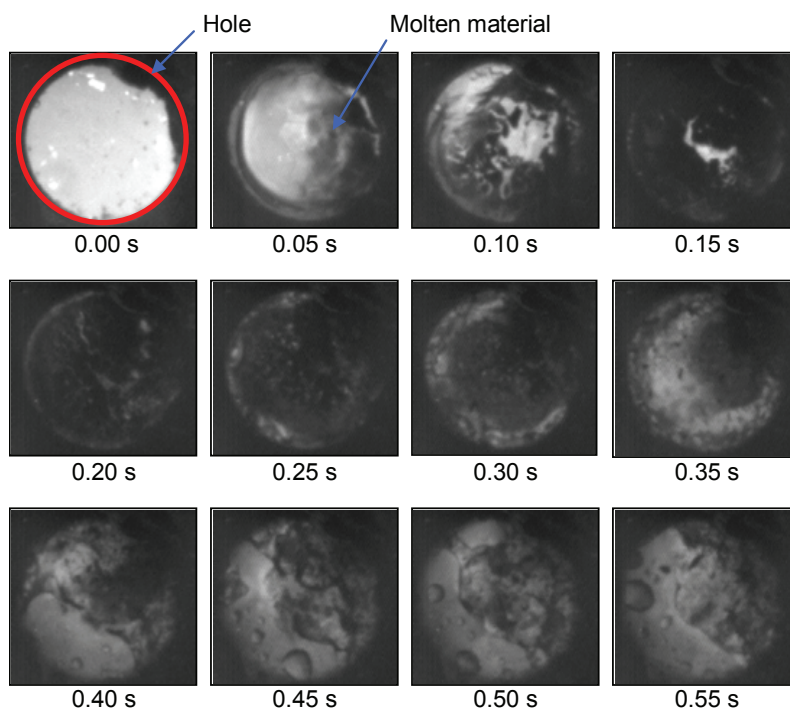
(ii) Bottom view

(c) Photo of solidified metal

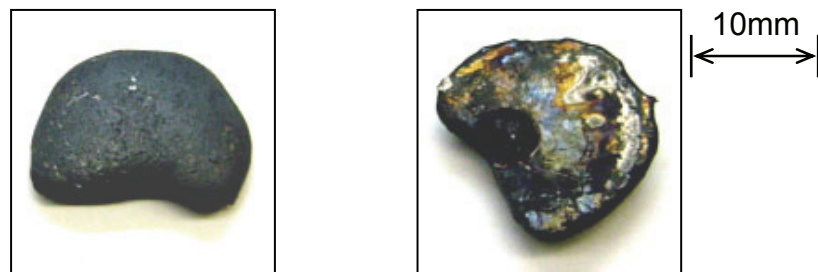
Figure 6.3.10 Experimental results of base-triggered vapor explosion with Fe-Cu-Si
(Molten material: 1500°C, 3g; Water: 20°C; Hole: $\phi 5 \times 2\text{mm}$; Water: 2mm)



(a) Successive images from side view



(b) Successive images from bottom view



(i) Top view

(ii) Bottom view

(c) Photo of solidified metal

Figure 6.3.11 Experimental results of base-triggered vapor explosion with Fe-Cu-Si (Molten material: 1500°C, 5g; Water: 20°C; Hole: $\phi 5 \times 2\text{mm}$; Water depth: 2mm)

6.3.4. 実験結果と TIZ の比較

図 6.3.12 は本実験結果と TIZ の比較結果である。図 6.3.12(a)は Fe-Cu-Si を用いた分散混合蒸気爆発実験の実験結果と TIZ の比較結果である。縦軸が水の初期温度、横軸が熔融物の初期温度である。●は蒸気爆発が発生した条件、▼は爆発には至らないものの、激しい沸騰現象が観測された条件、△は蒸気爆発が発生しなかった条件を示している。本実験条件においては蒸気爆発が発生するような傾向は全くみられなかった。図 6.3.12(b)は Fe-Cu-Si を用いたバーストリガ蒸気爆発実験の実験結果と TIZ の比較結果である。縦軸が水の初期温度、横軸が熔融物の初期温度である。●は蒸気爆発が発生した条件、▼は爆発には至らないものの、激しい沸騰現象が観測された条件、△は蒸気爆発が発生しなかった条件を示している。いずれの温度条件においても蒸気爆発が発生することはなく、図 6.3.11 で示した実験結果は熔融物が固化する過程において、突沸によって水が噴き出すような様子が見られたために激しい沸騰として分類したものの、蒸気爆発は発生しなかった。

以上の実験結果より、本実験においては実験条件が TIZ に含まれている場合も分散混合蒸気爆発、バーストリガ蒸気爆発ともに発生しなかった。これには主に 3 つの理由が考えられる。

一つ目は、TIZ の推定条件である。蒸気膜の安定境界温度を求める際に用いた凝縮熱伝達率 U-Alloy95 を用いた小規模実験および高温固体球クエンチ実験に基づいて定めた。しかしながら、凝縮熱伝達率は実験体系や実験条件によって異なる可能性があり、熔融物の放射率についても酸化など影響によって大きく左右される。そこで、凝縮熱伝達率および放射率を解析パラメータとして、TIZ に及ぼす影響を検討した。

図 6.3.13 は、熔融物の放射率を 0.1、0.3、0.5、0.7 として、凝縮熱伝達率を $10^3 - 10^5 \text{ W/m}^2/\text{K}$ の範囲で変化させたときの TIZ である。接触界面温度が熔融物の固化温度となる条件は Fe-Cu-Si、Ca-Si-Al それぞれについて示した。凝縮熱伝達率の増大および放射率の増大によって TIZ が顕著に拡大することがわかった。例えば、Fe-Cu-Si において放射率が 0.7 のとき、凝縮熱伝達率がおおよそ $5 \times 10^3 \text{ W/m}^2/\text{K}$ 以下であれば TIZ がほぼ存在しなくなる可能性が示唆された。

図 6.3.14 は、凝縮熱伝達率を 10^3 、 5×10^3 、 10^4 、 10^5 として、熔融物の放射率を 0.1-0.7 の範囲で変化させたときの TIZ である。接触界面温度が熔融物の固化温度となる条件は Fe-Cu-Si、Ca-Si-Al それぞれについて示した。図 6.3.13 と同様に、凝縮熱伝達率の増大および放射率の増大によって TIZ が顕著に拡大した。仮に凝縮熱伝達率が $10^5 \text{ W/m}^2/\text{K}$ になった場合には、放射率の影響は相対的に小さくなることがわかった。

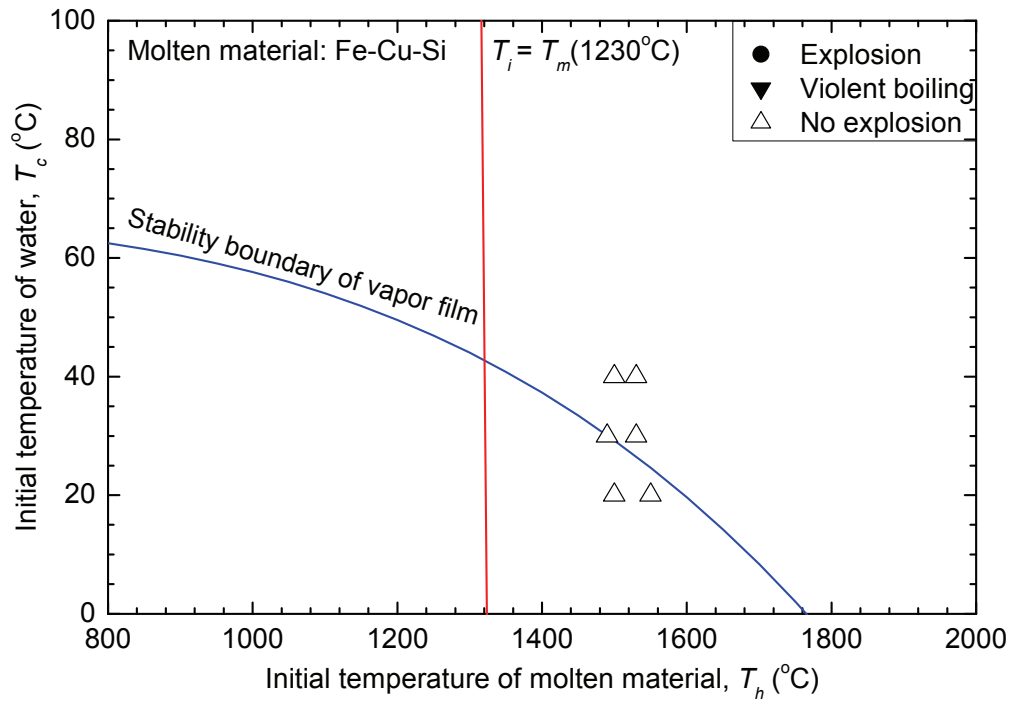
ゆえに、気液界面の凝縮熱伝達率および熔融物の放射率は TIZ の評価に大きく影響を及ぼし、条件によっては TIZ が存在しない場合もあることが示唆された。

二つ目は、酸化膜などによる表面性状の影響である。蒸気爆発の発生条件として TIZ によって評価されているのは熔融物と冷却材が液体同士で直接接触するかどうかであり、酸化膜など固体物質の存在は仮定していない。つまり、酸化膜のような固体生成物が接触界面に存在する場合には液液直接接触が妨げられるため、蒸気爆発が発生しにくいことが考えられる。酸化膜が蒸気爆発の発生条件に及ぼす影響について、古谷らは錫の熔融金属プールに液滴を滴下する小規模蒸気

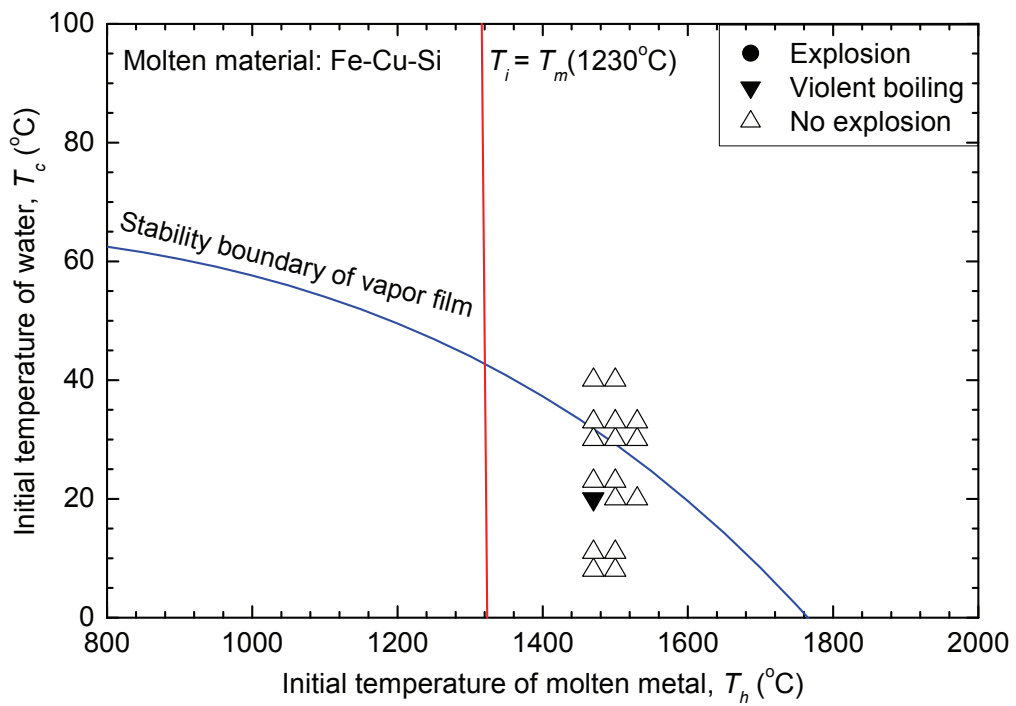
爆発実験を行い、酸化膜を模擬した金属箔が溶融金属プール表面に存在することで、蒸気爆発が全く発生しなくなることを実験的に示した^[88]。実際に、本実験においては溶融物を大気雰囲気加熱したため、溶融物は酸化し、溶融物表面には酸化膜が殻状に形成された状態になっていた。そのため、酸化膜が蒸気爆発を阻害していた可能性が考えられる。

三つ目は、溶融物の粘性など微粒化過程への影響である。図 6.3.15 は、さまざまな物質の粘性係数の比較である。溶融金属のなかでも U-Alloy95 の粘性は比較的低い。Fe-Cu-Si の粘性は、模擬材料とした U-Alloy95 の粘性の 10 倍程度であり、Ca-Si-Al に至っては最大で 100 倍程度と水あめのような粘性を有していた。図 6.3.16 に示した蒸気爆発トリガリングのフローチャートにあるように、そもそも TIZ は蒸気爆発トリガリングのうち段階 I の蒸気膜崩壊ならびに段階 II の液液直接接触の発生条件のみを評価している。つまり、TIZ は蒸気爆発発生の必要条件であって十分条件ではない。そのため、粘性が高い溶融物の場合には、液液直接接触過程の後に生じる溶融物の微混合過程が阻害され、蒸気発に至らなかった可能性が考えられる。

溶融物の微混合過程に及ぼす影響因子としては、溶融物の粘性以外にも表面張力など溶融物の物性が考えられる。しかしながら、微混合過程の発生の有無によらず、その前段階の蒸気膜崩壊過程ならびに液液直接接触過程を TIZ によって評価することは、蒸気爆発の発生条件の評価に対して保守的な評価結果を与えると考える。

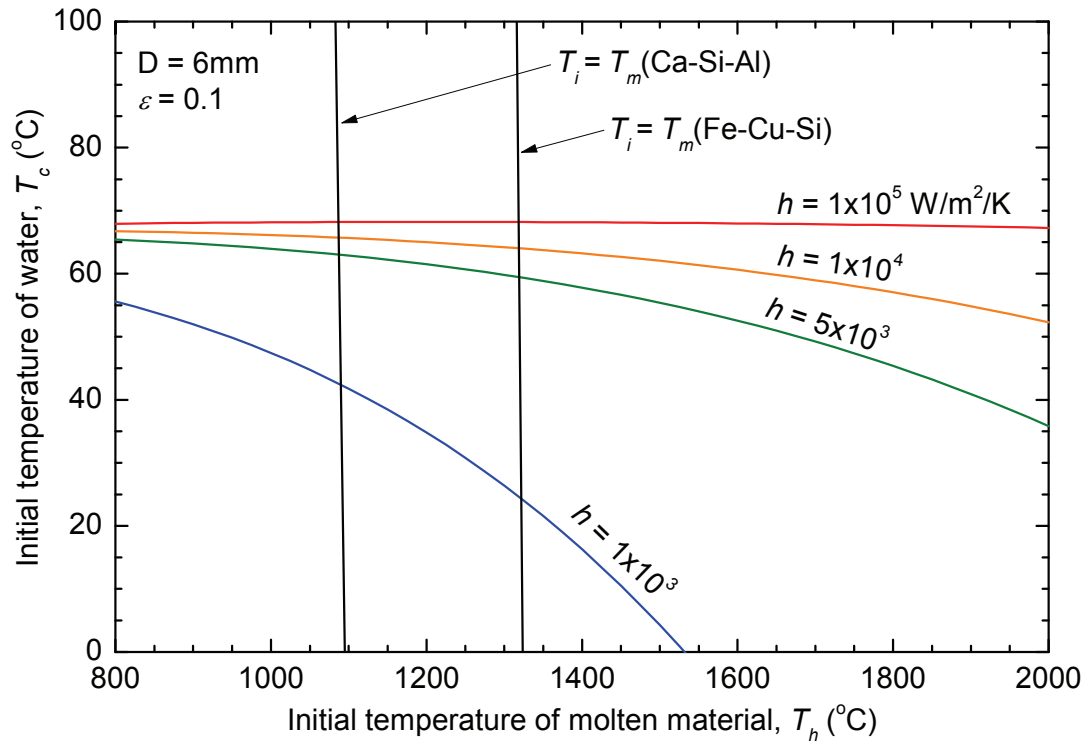


(a) Coarse-mixing vapor explosion experiment

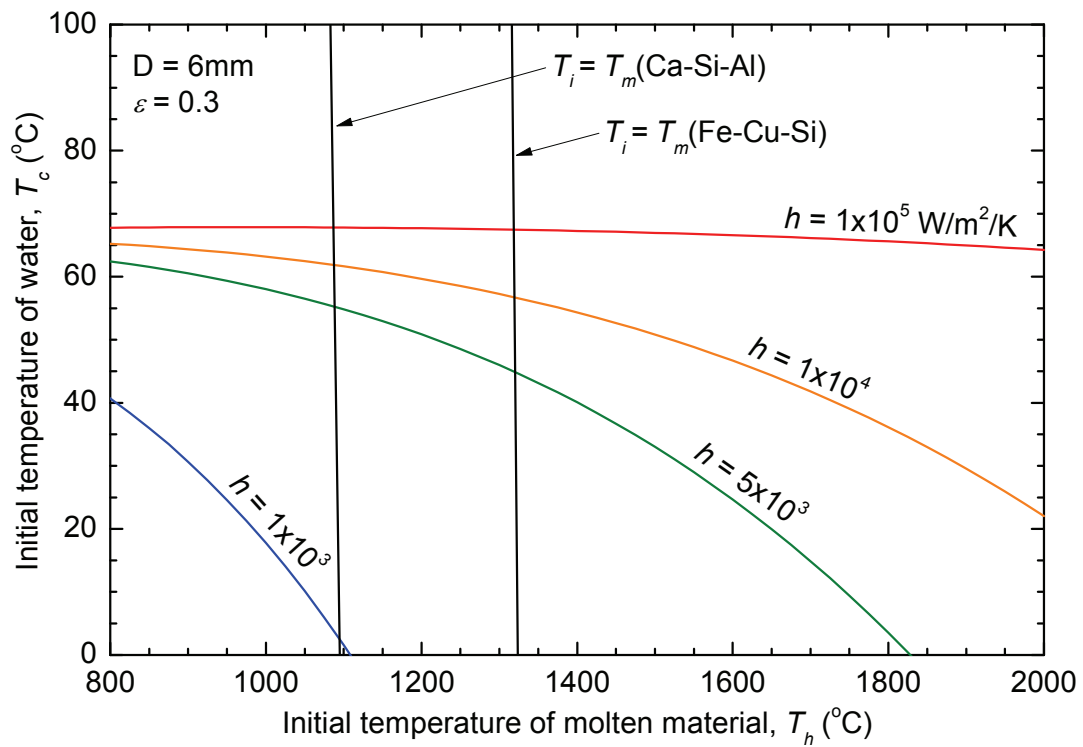


(b) Base-triggered vapor explosion experiment

Figure 6.3.12 Comparison of experimental results with TIZ

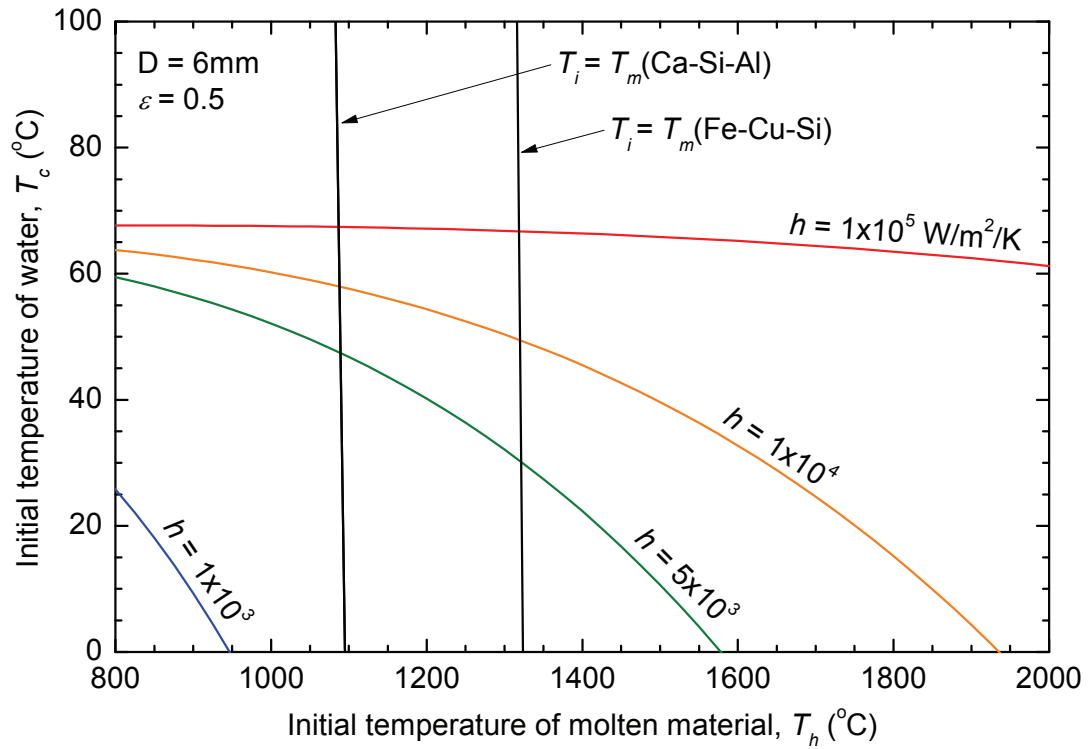


(a) $\varepsilon = 0.1$

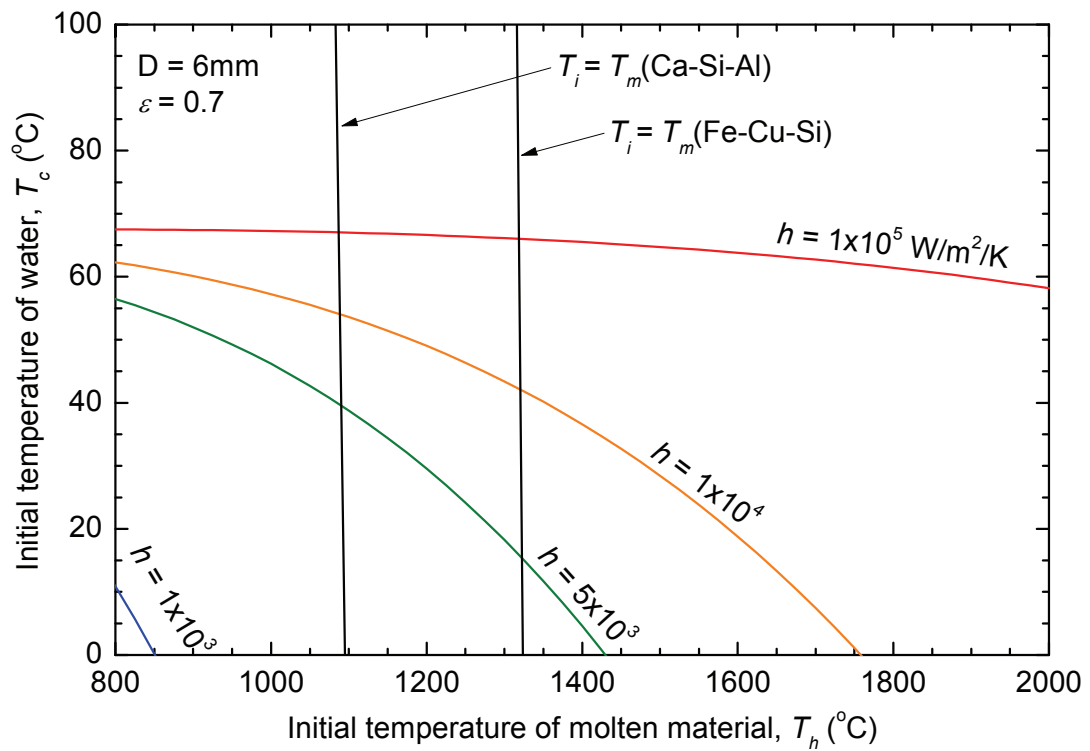


(b) $\varepsilon = 0.3$

Figure 6.3.13 Effect of condensation heat transfer coefficient on stability boundary of vapor film (Cont'd)

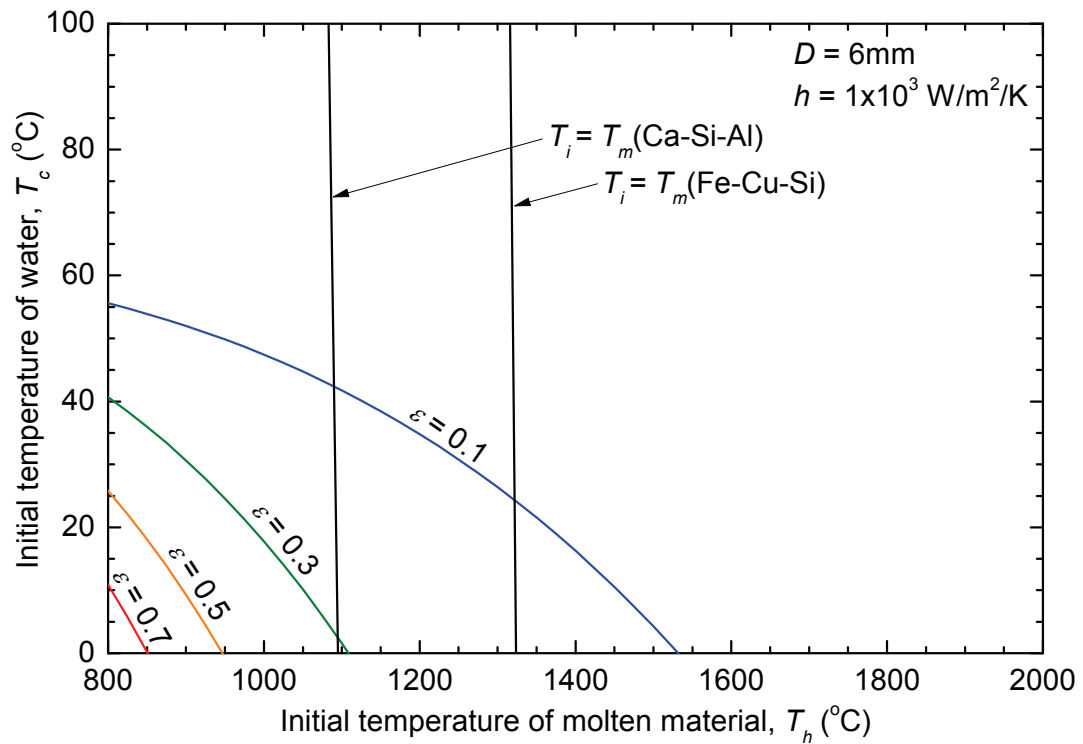


(c) $\varepsilon = 0.5$

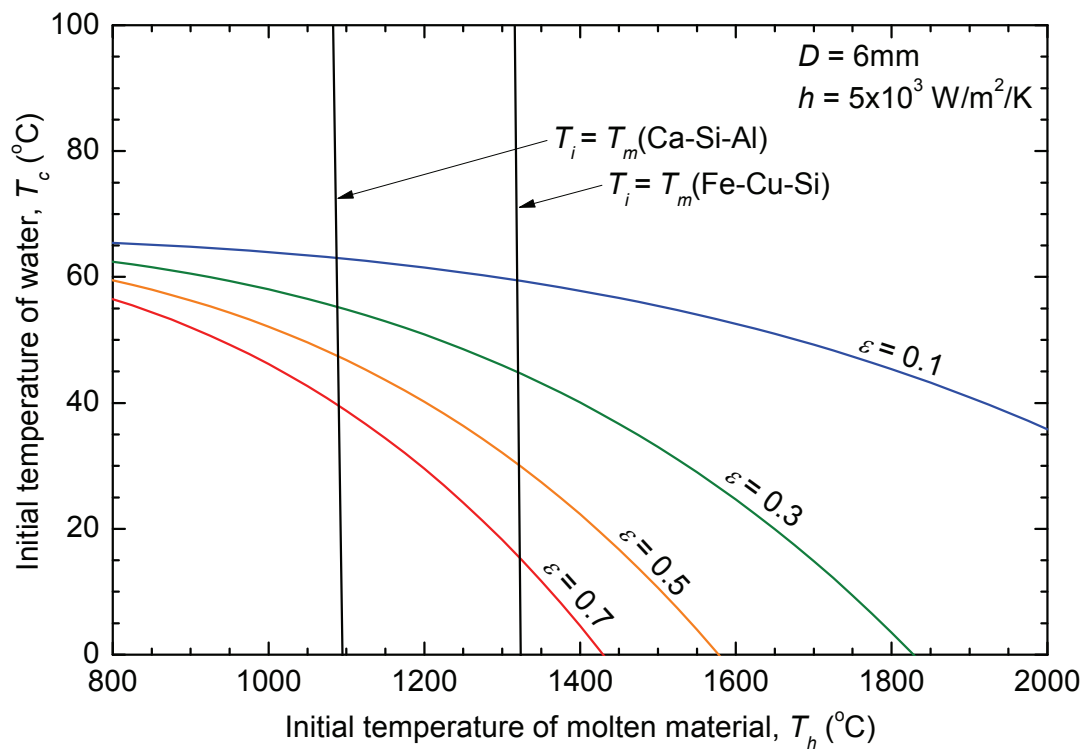


(d) $\varepsilon = 0.7$

Figure 6.3.13 Effect of condensation heat transfer coefficient on stability boundary of vapor film

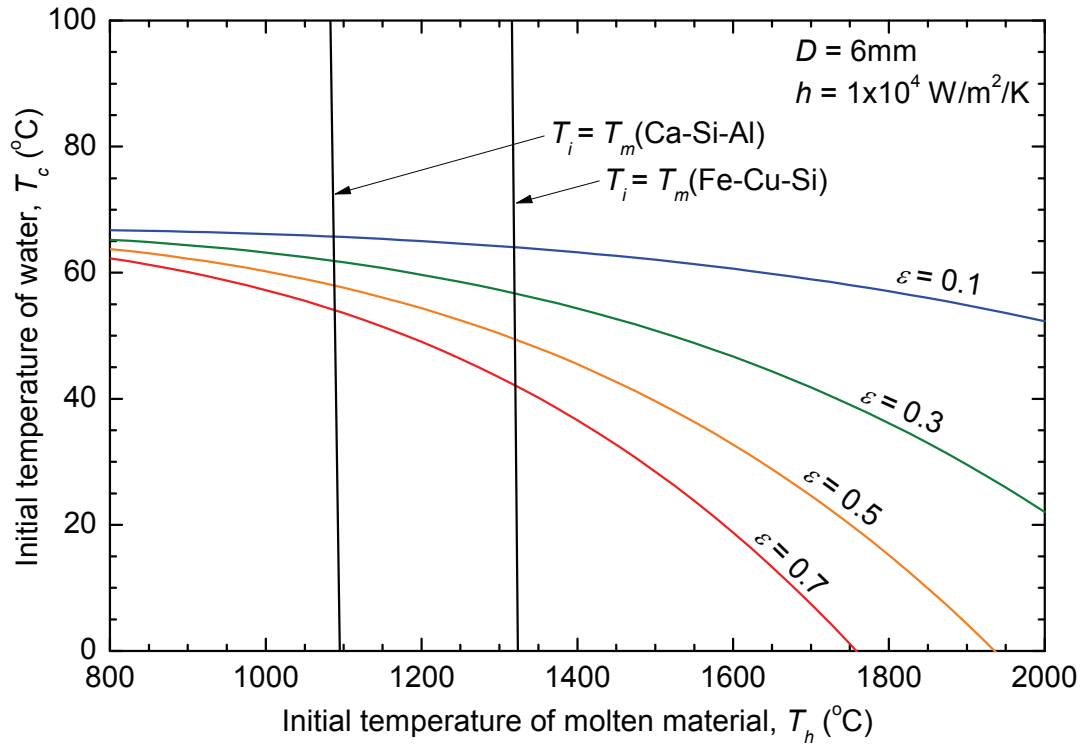


(a) $h = 1 \times 10^3 \text{ W/m}^2/\text{K}$

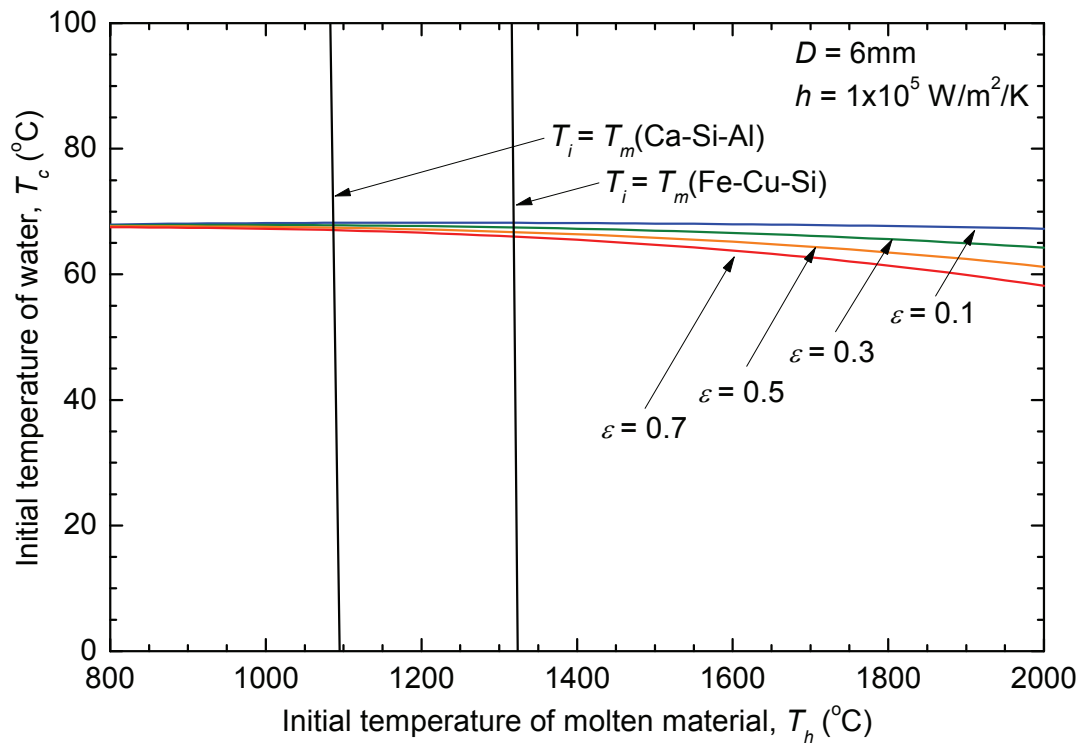


(b) $h = 5 \times 10^3 \text{ W/m}^2/\text{K}$

Figure 6.3.14 Effect of emissivity on stability boundary of vapor film (Cont'd)



(c) $h = 1 \times 10^4 \text{ W/m}^2/\text{K}$



(d) $h = 1 \times 10^5 \text{ W/m}^2/\text{K}$

Figure 6.3.14 Effect of emissivity on stability boundary of vapor film

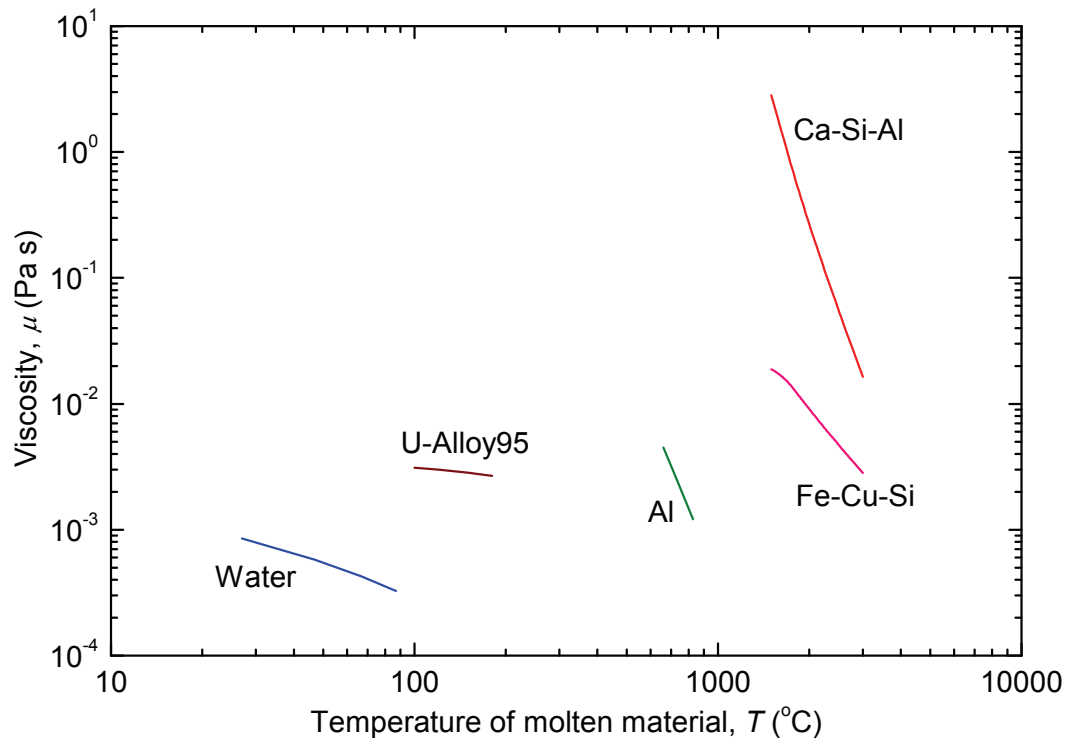


Figure 6.3.15 Viscosity of various molten materials

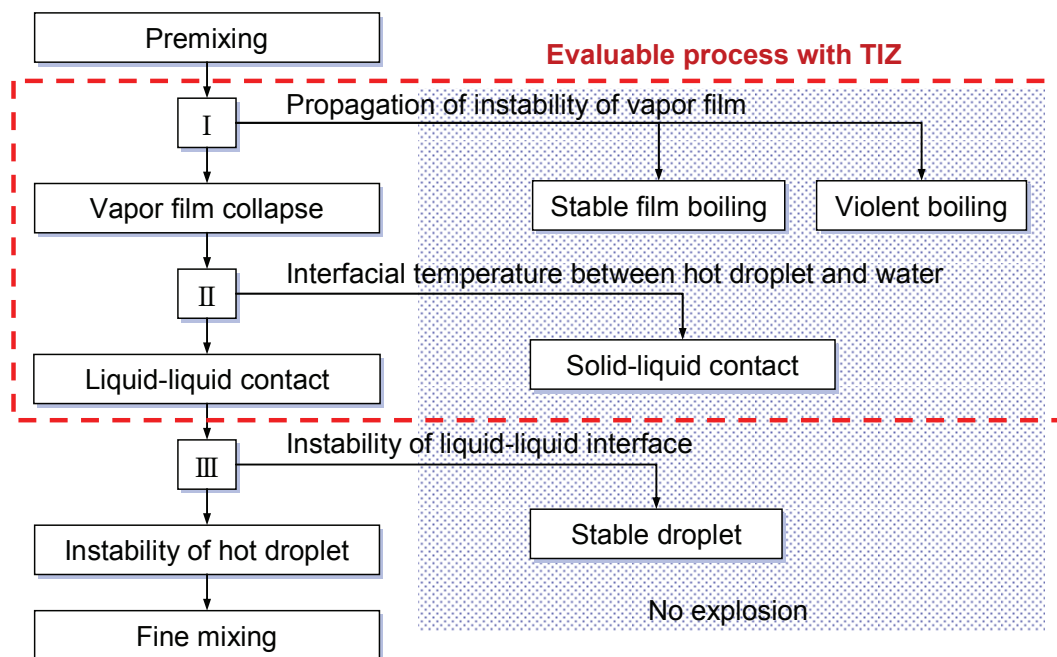
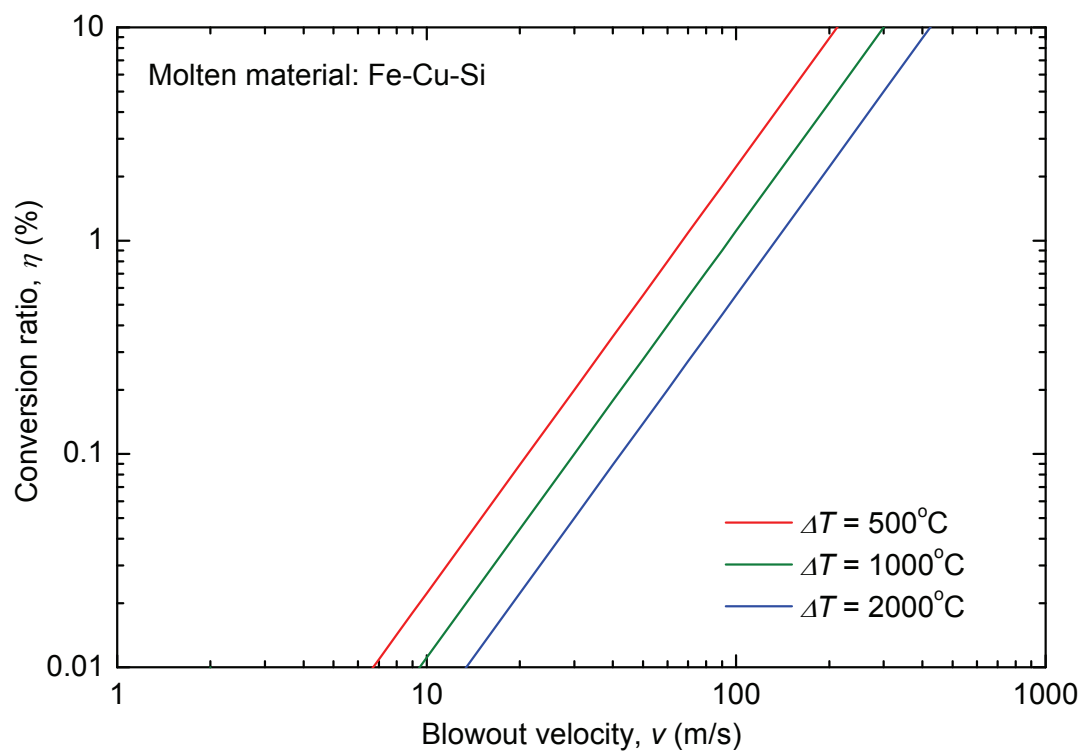


Figure 6.3.16 Flowchart of triggering in vapor explosion process

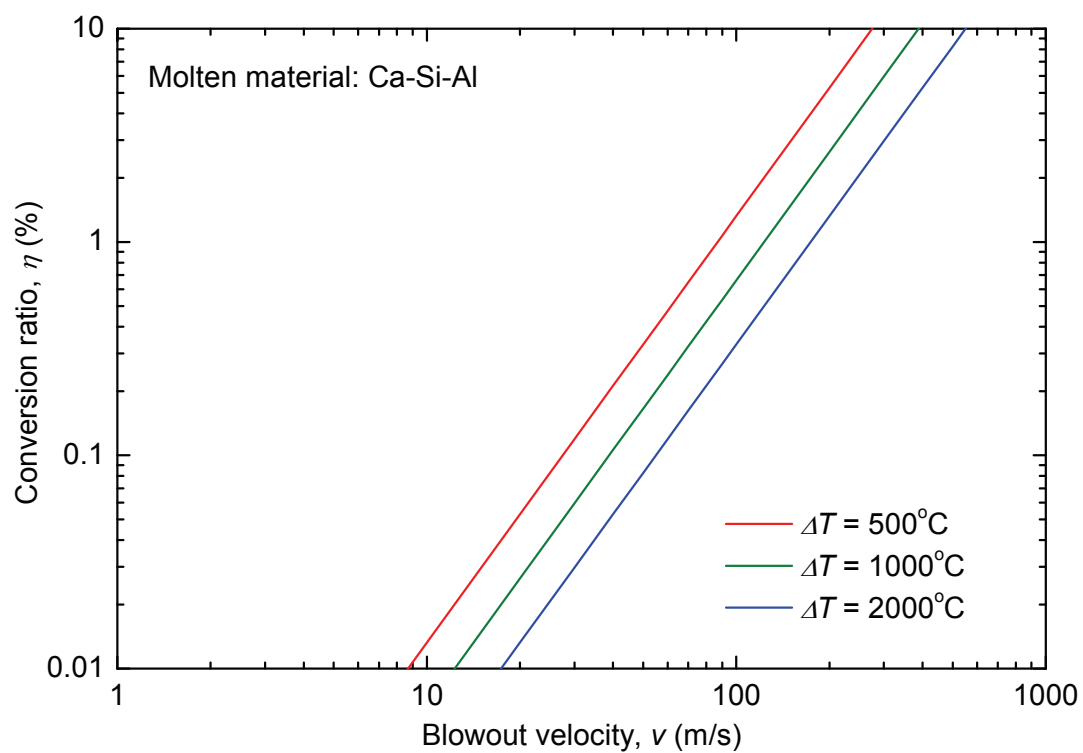
6.3.5. 蒸気爆発時のエネルギー変換効率の評価

前節で述べた蒸気爆発の発生条件の評価より、Fe-Cu-Si や Ca-Si-Al の場合には蒸気爆発は発生しにくいことが考えられる。しかしながら、万が一蒸気爆発が発生した場合の蒸気爆発エネルギーへの変換効率を評価しておくことは、安全評価上重要である。ここでは、ベーストリガ蒸気爆発が発生する体系に着目してエネルギー変換効率の評価を行った。

図 6.2.17 は、式(2.6.1)に基づく Fe-Cu-Si や Ca-Si-Al に対するエネルギー変換効率の評価結果である。図 6.2.17(a)は、Fe-Cu-Si に対するエネルギー変換効率である。投入された溶融物すべてがある噴出速度で飛散したときの熱エネルギーから機械エネルギーへ変換された割合として求めた。U-Alloy95 と比較して Fe-Cu-Si の熱容量は大きいため、エネルギー変換効率の分母にあたる初期熱エネルギーが大きくなる。そのため、同じ噴出速度を仮定した場合でもエネルギー変換効率としては小さくなる。仮に溶融物が音速に近い速度で噴出したとしても、運動エネルギーへの変換効率は1%程度である可能性が示唆された。図 6.2.17(b)は、Ca-Si-Al に対するエネルギー変換効率である。Ca-Si-Al の熱容量は Fe-Cu-Si よりもさらに大きいため、エネルギー変換効率の分母にあたる初期熱エネルギーが大きくなる。そのため、同じ噴出速度を仮定した場合でもエネルギー変換効率としては小さくなる。仮に溶融物が音速に近い速度で噴出したとしても、運動エネルギーへの変換効率は1%程度である可能性が示唆された。



(a) Fe-Cu-Si



(b) Ca-Si-Al

Figure 6.3.17 Relationship of conversion ratio to blowout velocity of molten material

6.4. まとめ

蒸気爆発が有する、急冷微粒化技術として工業利用する観点と、産業災害として安全評価を行う観点についてそれぞれ検討した。蒸気爆発を用いた急冷微粒化技術に関しては、塩水による蒸気膜崩壊促進ならびに蒸気爆発促進効果の適用性を、小規模蒸気爆発実験により検証した。産業災害としての蒸気爆発の安全評価に関しては、低融点模擬金属に対して得られた知見に基づき、実際のプラントにおいて扱われる熔融物を想定した蒸気爆発の発生条件およびエネルギー変換効率の評価を実施した。得られた知見を以下に述べる。

(1) 熔融金属の急冷微粒化技術に対する蒸気爆発促進効果の適用

自発的蒸気爆発が発生しにくい高温条件下でも、水に CaCl_2 を添加することによって蒸気爆発頻度ならびに規模を増大させ、より細かい固化粒子を効率的に得られることがわかった。これは、水に CaCl_2 を添加することによってクエンチ温度が上昇し、より高温で自発的蒸気爆発に至ったと考える。蒸気爆発発生頻度が増大し、断続的に発生するようになることで、蒸気爆発に関与する熔融錫液滴の割合も増大することになり、蒸気爆発規模も大きくなったと推察される。本実験は、飽和溶解度が大きく、比較的入手が容易な CaCl_2 を用いて実施したが、他の塩に対しても同様の効果が得られると考えられる。

水に対する塩の添加は、蒸気爆発促進効果が得られるメリットを有する反面、酸化や腐食といった弊害の懸念がある。例えば、 CaCl_2 水溶液の場合には塩化物イオンが溶解していることから、水と比較して腐食しやすい傾向にある。蒸気爆発を用いた急冷微粒化技術に対して適用する場合には、試験金属の種類や、得られた固化粒子の使用用途に応じて、添加する塩の種類や濃度を適切に選択することが重要である。

(2) 産業プラントで扱う合金に対する蒸気爆発発生条件の評価

Fe-Cu-Si および Ca-Si-Al といった実際の産業プラントで扱う合金を対象とした小規模蒸気爆発実験を実施し、蒸気爆発の発生条件の評価を行った。

Fe-Cu-Si による分散混合蒸気爆発ならびにバーストリガ蒸気爆発の実験を行った結果、実験条件が TIZ の範囲内であっても蒸気爆発の発生が確認されなかった。本実験体系のような大気雰囲気加熱である場合、熔融物が酸化しやすく、表面に形成された酸化膜が熔融物の液液直接接触を妨げることになるため、蒸気爆発に至らなかった要因のひとつであると考えられる。また、TIZ は蒸気爆発トリガリングの必要条件である蒸気膜崩壊および液液直接接触の発生条件を評価している。U-Alloy95 や錫のように比較的粘性が低い熔融物の場合には、両液体の温度条件が蒸気爆発発生条件の支配因子となったために、TIZ によって蒸気爆発の発生条件を評価できた。それに対して、Fe-Cu-Si や Ca-Si-Al のように粘性が高い熔融物の場合には、その後の微粒化過程が蒸気爆発発生条件の支配因子になっていたことが考えられる。したがって、蒸気爆発トリガリングのきっかけとなる蒸気膜崩壊ならびに液液接触を対象とした TIZ によって蒸気爆発の発生条件を評価することは、安全評価の観点からは保守的な評価であるといえる。

7. 結言

本研究は、蒸気爆発のトリガリング過程のきっかけとなる重要な必要条件である蒸気膜崩壊過程に着目した。なかでも、蒸気膜崩壊に対する影響因子として接触体系、熔融金属、冷却材の 3 つに分類し、それぞれの影響因子に対して重要となる課題について明らかにした。

接触体系に関して、固体壁による拘束力の有無に着目して分散混合蒸気爆発とベーストリガ蒸気爆発に分類し、低融点金属 U-Alloy95 を用いた小規模蒸気爆発実験を実施した(第 2 章)。分散混合蒸気爆発の場合、蒸気膜が相対的に薄い熔融金属下端付近で局所的な蒸気膜崩壊が発生し、熔融金属界面が微粒化することによって全体のトリガリングに至った。それに対して、ベーストリガ蒸気爆発の場合、床面下部からの可視観測において熔融金属と床面との間に水や蒸気をトラップする様子が確認された。熔融金属が床面に到達した直後には、ある界面移動速度で床面を広がっていたものが、一旦停滞もしくは減速したのちに蒸気爆発に至ることがわかった。つまり、熔融金属周囲には蒸気膜が存在した、いわゆる膜沸騰状態が形成されていたと考えられる。その蒸気膜は、何らかのトリガがかかることによって崩壊して蒸気爆発に至るという、いわゆる熱的デトネーションモデルがベーストリガ蒸気爆発に対しても成立している可能性が示唆された。

蒸気爆発発生時のエネルギー変換効率を評価するため、熔融金属の初期熱エネルギーのうち、蒸気爆発時に熔融金属が噴出する運動エネルギーの割合をエネルギー変換効率として定義して評価を行った。ベーストリガ蒸気爆発実験で得られた熔融金属の噴出速度を用いた場合、エネルギー変換率はおよそ 0.1% であると評価された。エネルギー変換率には、水と熔融金属の質量比の影響が顕著である。ベーストリガ蒸気爆発実験においては、水と熔融金属の初期質量比が 1 程度であり、従来の大規模蒸気爆発実験のエネルギー変換率と同様の傾向を得た。

熔融金属に関して、高い融点を有する銅における自発的蒸気爆発の発生機構を明らかにするため、単一熔融銅液滴を水プールに滴下させる小規模蒸気爆発実験を実施した(第 3 章)。低サブクール条件では、熔融銅液滴が安定した厚い蒸気膜に覆われていた。この安定した蒸気膜の形成により、銅の固化温度以上の高温条件で水との液液直接接触が阻害され、蒸気爆発には至らなかった。サブクール度の増大に伴って、熔融銅液滴の自発的蒸気爆発の発生頻度が増大し、水温が 20℃ という高サブクール条件下では、およそ 7 割の確率で自発的蒸気爆発が発生するようになることが判明した。自発的蒸気爆発が発生した時の熔融銅液滴挙動を可視観測した結果、トリガリング以前に熔融銅フィラメントが生成・成長している様子が確認された。この熔融銅フィラメントが成長した場合には、ほぼ全てのケースで自発的蒸気爆発に至っていることが分かった。

可視観測結果に基づき、フィラメントトリガモデルを以下のとおり提案した。高サブクール条件下では蒸気膜界面が不安定であるため、極めて不均一で薄い蒸気膜によって熔融銅液滴が覆われている。そのため、瞬時局所では液液直接接触に近い状態になり、高い熱流束を生じる箇所が存在する。その箇所において急激に蒸気が生成され、その蒸気泡が熔融銅界面近傍でサブクール

水によって急激に凝縮した場合には、蒸気泡の体積減少に伴って熔融銅界面の変形が誘起されて熔融銅フィラメントが生成される可能性が考えられる。その熔融銅フィラメントは、熔融銅液滴に対して熱容量が小さいため、熔融銅フィラメントの成長に伴って急速に冷却され、フィラメント周囲の蒸気膜が先行的に凝縮する。最終的には熔融銅フィラメントにおける蒸気膜凝縮が起点となり、蒸気膜崩壊が熔融液滴全体に伝播し、蒸気爆発に至ったと推察される。

冷却材に関して、塩水およびナノ流体を冷却材として用いたときのクエンチ特性を明らかにするため、高温固体球を水溶液に浸漬させるクエンチ実験を実施した(第4章)。

塩水の場合には、水溶液濃度の増大と共に膜沸騰熱伝達が向上して蒸気膜が薄くなり、より高温でも断続的な固液接触が発生することが判明した。さらに、水溶液濃度の増大と共にクエンチ温度が上昇し、塩の種類によらず同様の傾向を示すことが分かった。これは、塩を水和させることで蒸発が抑制され、蒸気膜が薄くなって固液接触頻度が増大したためであると考えられる。クエンチ温度は、塩の種類や水溶液濃度によらず水溶液中のすべてのイオン数密度を表す全イオンモル濃度によって統一的に整理できる。また、過飽和により塩が析出しない H_2SO_4 水溶液であっても、塩が析出する CaCl_2 水溶液と同様のクエンチ挙動が得られたことから、塩の析出が蒸気膜崩壊の直接的な要因とならないことが示唆された。

ナノ流体の場合には、固体球と冷却材の直接接触を示す有為な固液接触は、水の場合と同様に Al_2O_3 ナノ流体の場合もクエンチ以前には検出されなかった。クエンチ後は核沸騰への移行に伴って顕著な固液接触が観測された。クエンチ温度は、本実験条件範囲においては Al_2O_3 ナノ流体濃度によらず、水の場合とほぼ同様の値を示すことが分かった。

蒸気膜崩壊過程における接触体系、熔融金属、冷却材の3つの影響因子に対する知見に基づき、蒸気爆発発生条件および蒸気膜崩壊機構に及ぼす膜沸騰蒸気膜の安定性を評価するため、蒸気膜の線形安定解析を実施した(第5章)。

新たに模擬物質として用いた U-Alloy95 に対する熱的相互作用領域(TIZ)を評価し、本研究における分散混合蒸気爆発実験結果と比較した。その結果、蒸気爆発が発生した条件が TIZ の範囲内にほぼ含まれたことから、TIZ 理論は U-Alloy95 に対しても適用できる可能性が示唆された。また、ベーストリガ蒸気爆発実験結果に対しても同様に TIZ と比較をした結果、分散混合蒸気爆発とは固体壁による拘束力が働くという体系の違いがあるものの、TIZ を用いて蒸気爆発の発生条件を評価できる可能性が示唆された。これは、蒸気爆発の発生の有無を左右する物理的なメカニズムとして、分散混合蒸気爆発で提唱されている熱的デトネーションモデルがベーストリガ蒸気爆発においても成立している可能性が示唆されたと考えられる。

蒸気膜の安定性に及ぼす影響因子として、本研究におけるクエンチ実験体系の場合には冷却材物性の影響はほとんどなく、気液界面における凝縮熱伝達の影響が顕著であることを明らかにした。また、気液界面の蒸発特性として、塩水の場合には水溶液濃度の増大とともに蒸発が抑制されるのに対して、ナノ流体の場合には水とほぼ同様であることを蒸発量計測実験により明らかにした。以上の知見に基づき、塩水およびナノ流体の蒸気膜崩壊機構を提案した。塩水の場合、イオン数密度が増大することは水溶液中に存在する H_2O 分子の数密度を相対的に減少させることを

意味する。水溶液中のイオン数密度の増大によって気液界面の蒸発特性に寄与する界面層に占める H_2O 分子の割合が減少することで蒸発が抑制され、大気中への蒸気の質量移行が減少するとともに蒸気膜も薄くなる。蒸気膜が薄くなった結果として、固体球と水溶液が直接接触する頻度が増大し、最終的にはより高温で蒸気膜崩壊に至ると推察される。それに対してナノ流体の場合、ナノ粒子は H_2O 分子と比較すると 100 倍以上の大きさを有しているため、界面層に占めるナノ粒子の割合は極めて小さい。よって、ナノ粒子の懸濁は気液界面の蒸発特性に及ぼす影響は小さく、クエンチ特性も水の場合とほぼ同様であったと推察される。

本研究で得られた知見を産業分野に応用すべく、溶融金属の急冷微粒化技術として工業利用する観点、ならびに産業災害としての安全評価の観点について検討した(第 6 章)。

工業利用の観点として、蒸気爆発を用いた溶融金属の急冷微粒化技術へ適用するため、塩水による蒸気膜崩壊促進ならびに蒸気爆発促進効果を小規模蒸気爆発実験によって検証した。水に CaCl_2 を添加することによって 1500°C という高温溶融金属であっても蒸気爆発頻度ならびに規模を増大させ、より細かい金属粉末を効率的に得られることがわかった。ただし、水に対する塩の添加は蒸気爆発促進効果が得られる反面、酸化や腐食といった弊害の懸念がある。例えば、 CaCl_2 水溶液の場合には塩化物イオンが溶解していることから、水と比較して腐食しやすい傾向にある。蒸気爆発を用いた急冷微粒化技術に対して適用する場合には、対象とする金属の種類や、得られた固化粒子の使用用途に応じて、塩の種類や濃度を適切に選択することが必要である。

安全評価の観点として、実際の産業プラントで扱う合金 Fe-Cu-Si を対象とした小規模蒸気爆発実験を実施し、蒸気爆発の発生条件の評価を行った。Fe-Cu-Si を用いた小規模蒸気爆発実験結果と TIZ を比較したところ、実験条件が TIZ の範囲内にあるにもかかわらず蒸気爆発が発生しなかった。これは、本実験体系のような溶融物が酸化しやすい大気加熱条件下では、酸化膜が液液直接接触を妨げたことが要因のひとつである。さらに、TIZ は蒸気爆発トリガリングにおける蒸気膜崩壊および液液直接接触の発生条件のみを評価しており、蒸気爆発の必要条件ではあるものの十分条件ではない。U-Alloy95 や錫のように比較的粘性が低い溶融物の場合には、両液体の温度条件が発生条件の主な支配因子となったために、TIZ によって評価可能であった。それに対して、Fe-Cu-Si のように粘性が高い金属の場合には、TIZ で評価する蒸気膜崩壊ならびに液液接触の後のプロセスである微粒化過程が支配因子になっていると考えられる。したがって、蒸気爆発トリガリングのきっかけとなる蒸気膜崩壊ならびに液液接触について TIZ によって評価することは、安全評価の観点からは保守的な評価であるといえる。

以上、蒸気膜崩壊過程に対して溶融金属、冷却材、接触体系という 3 つの因子が及ぼす影響を明らかにし、蒸気爆発トリガリングにおける蒸気膜崩壊過程に対して有用な知見を得ることができた。そして、得られた知見を産業分野へ適用するため、蒸気爆発の工業利用と安全評価という 2 つの観点に対して検証することができた。

最後に、本研究で得られた知見をふまえて今後の検討課題について述べる。

5 章で示した蒸気膜崩壊機構では、気液界面における蒸発および凝縮に着目し、気液界面近傍に占める H_2O 分子の数密度の観点から考察した。水溶液中のイオンおよび分子について考える場合、厳密には溶質の分子やイオン同士が接近することに伴う相互作用、分子形状、電気双極子の大きさなどの影響が少なからず生じていることが考えられる。蒸気膜崩壊機構についてより定量的な議論を進めるためには、それらの影響を明らかにすることが今後の課題であるといえる。

6 章で示した実際のプラントで扱われる合金に対する蒸気爆発の発生条件を評価する場合、本研究で着目した蒸気膜崩壊過程だけでなく、粘性や表面張力など熔融物の微粒化過程が支配的となる場合も存在する。TIZ による蒸気爆発発生条件の評価は、蒸気膜崩壊過程を定量的に評価できる有用な手段である。しかしながら、熔融物の微粒化過程も含めたトリガリング全体が定量的に評価できるようになることは重要であり、今後の課題であることには違いない。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、指導教官である筑波大学大学院 システム情報工学研究科 構造エネルギー工学専攻 阿部 豊 教授には、御指導、ご鞭撻を賜り心から感謝の意を表します。本論文を提出するにあたり、副査をお引き受けくださいました、京藤 敏達 教授、石田 政義 教授、文字 秀明 准教授、金子 暁子 講師に深く御礼申し上げます。

筑波大学大学院博士後期過程の入学に際してご配慮いただきました、(財)電力中央研究所原子力技術研究所 横山 速一 所長、木下 泉 副所長に深く感謝申し上げます。そして、社会人としての研究業務と学生としての博士課程の両立によって、日々の研究業務に対してご迷惑をおかけしたにも関わらず、ご支援、ご協力いただきました(財)電力中央研究所 原子力技術研究所 植田 伸幸 原子炉システム安全領域リーダー、古谷 正裕 上席研究員に感謝の意を表します。

本論文をまとめるにあたり、常日頃から研究に関する議論をさせていただきました、(財)電力中央研究所 原子力技術研究所 安尾 明 上席研究員、稲田 文夫 上席研究員、西 義久 上席研究員、西村 聡 主任研究員、米田 公俊 主任研究員、森田 良 主任研究員、佐竹 正哲 主任研究員、本城 義夫 特別契約研究員、金井 大造 特別契約研究員に感謝の意を表します。また、本研究の遂行にあたってご指導、ご協力いただきました、原子力技術研究所 原子炉システム安全領域および発電基盤技術領域の皆様に深くお礼を申し上げます。

本論文の実験を遂行するにあたり、ご協力いただきました株式会社セレス 吉岡 武男 氏、齋藤 仁宏 氏、白川 健悦 氏、株式会社電力テクノシステムズ 白鳥 義行 氏、鎌田 裕和 氏、西山 邦彦 氏、鳥居 成介 氏、藤江 政武 氏に感謝の意を表します。

皆様のおかげで筑波大学大学院博士後期過程が有意義で充実したものになりました。本当に心より感謝申し上げます。

最後に、私をここまで育ててくれた両親に心から感謝いたします。

参考文献

- [1] 飯田, 高島, 「蒸気爆発とその機構に関する実験」, ながれ, 7 (1988), pp.203-211.
- [2] OECD/NEA, “Meeting summary”, *Proceedings of the CSNI specialists meeting on fuel-coolant interactions*, NUREG/ CP-127, NEA/ CSNI/ R (93) 8, pp. MS-1- MS-11 (1993).
- [3] Yamano, N. et al., “Study of Premixing Phase of Steam Explosion in ALPHA Program,” *Proc. CSNI Specialist Mtg. on Fuel-Coolant Interactions*, NUREG/CP-0127 (1995), pp.1-17.
- [4] Moriyama, K. et al., “ALPHA Visual Data Collection STX005-025: Melt Drop Steam Explosion Experiments,” *JAERI-DATA/CODE 99-017* (1999).
- [5] Sugimoto, J. et al., “Fuel-Coolant Interaction Experiments in ALPHA Program,” *Proc. 5th Int. Top. Mtg. on Nucl. Reactor Thermal Hydraulics* (1992), pp.890-897.
- [6] N. Yamano, Y. Maruyama, T. Kudo, A. Hidaka, J. Sugimoto, “Phenomenological studies on melt – coolant interactions in the ALPHA program,” *Nuclear Engineering and Design*, 155 (1995), pp.369-389.
- [7] Nagasaka, H. et al., “COTELS Project (1): Overview of Project to Study FCI and MCCI during Severe Accident,” *OECD Workshop on Ex-Vessel Debris Coolability* (1999), pp. 285-292.
- [8] Nagasaka, H. et al., “COTELS Project (3): Ex-vessel Debris Cooling Tests,” *OECD Workshop on Ex-Vessel Debris Coolability* (1999), pp. 302-308.
- [9] Huhtiniemi, I. et al., “Results of Recent KROTOS FCI Tests: Alumina vs. Corium Melts,” *Proc. OECD/CSNI Specialists Mtg. on Fuel-Coolant Interactions* (1997), pp.275-286.
- [10] Huhtiniemi, I. et al., “Results of Recent KROTOS FCI tests: Alumina versus Corium Melts,” *Nucl. Eng. Design*, 189 (1999), pp.379-389.
- [11] Annunziato, A. et al., “FARO and KROTOS Code Simulations and Analysis at JRC Ispra,” *Nucl. Eng. Design*, 189 (1999), pp.359-378.
- [12] Annunziato, A. et al., “FARO and KROTOS Code Simulation and Analysis at JRC Ispra,” *Proc. OECD / CSNI Specialists Mtg. on Fuel-Coolant Interactions*, 2 (1997), pp.751-768.
- [13] Magallon, D. and Hohmann, H., “Energetic Event in Fuel-Coolant Interaction Test FARO L-33,” *9th Int. Conf. on Nucl. Eng. (ICONE-9)* (2001), pp.1-8.
- [14] Marshall, B. W. et al., “Recent Intermediate-Scale Experiments on Fuel-Coolant Interactions in an Open Geometry (EXO-FITS),” *Proc. Int. ANS/ENS Top. Mtg. on Thermal Reactor Safety, SAND85-1615C*, 1 (1986), pp.2-5-1 - 2-5-8.
- [15] Mitchell, D. E. and Evans, N. A., “Steam Explosion Experiments at Intermediate Scale: FITSB Series,” *NUREG/CR-3983* (1986).
- [16] Nelson, Lloyd S. and Duda, Patricia M., “Steam explosion experiments with single drops of iron oxide melted with a CO₂ laser,” *High Temperatures - High Pressures*, 14 (1982), pp. 259-281.
- [17] Dullforce, T. A. et al., “Self-triggering of scale fuel-coolant interactions: Experiment,” *J. Phys. D*, 9 (1976), pp.1295-1303.

- [18] 庄司ら,「静止溶融すずー流水系で生じる小規模水蒸気爆発に関する実験的研究」, 日本機械学会論文集 B 編, 49, 476 (1983), pp.2190-2199.
- [19] 飯田ら,「高温液小滴と低沸点液による蒸気爆発の機構に関する研究 (第 1 報、単一液による実験)」, 日本機械学会論文集 B 編, 52, 476 (1986), pp.1777-1783.
- [20] Matsumura, K. and Nariai, H., “Self Triggering Mechanism of Vapor Explosions for the Molten Tin and Water System,” *Nucl. Sci. Tech.*, 33, 4 (1996), pp.298-306.
- [21] Fauske, H. K., “On the Mechanism of Uranium Dioxide-Sodium Explosive Interactions,” *Nuclear Science and Engineering*, 51 (1973), pp. 95-101.
- [22] Board, S. J., Hall, R. W. and Hall, R. S., “Detonation of Fuel-Coolant Explosions,” *Nature* 254 (1975), pp. 319-321.
- [23] Long, G., “The Explosions of molten aluminium in water-cause and preventions,” *Metal. Prog.*, 71, 5 (1957), pp. 107-112.
- [24] 成合, 松村,「各種条件下における自発的蒸気爆発の発生条件」, 蒸気爆発の動力学, 研究成果報告書 (1997), pp.277-284.
- [25] 高島, 「自発的蒸気爆発の挙動におよぼす高温液物性と落下条件の影響」, 第 41 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, I , G142 (2004), pp.263-264.
- [26] 宮崎, 堀池,「溶融錫-水熱水力的相互作用に対する系圧力と添加剤の影響」, 研究成果報告書, 文部省科学研究費補助金重点領域研究「蒸気爆発の動力学」研究グループ (1997).
- [27] Becker, K. M. and Lindland, K. P., “The effects of surfactants on hydrodynamic fragmentation and steam explosions,” *KTHNEL-50*, Royal Institute of Technology (1991).
- [28] Groenveld, P., “Explosive vapor explosion”, *Trans. ASME J. Heat Transfer* (1972), pp.236-238.
- [29] Becker, K. M., Engstrom, J. and Mac-Beth, R. V., “Enhancement of core debris coolability,” *KTH-NEL-51*, Royal Institute of Technology (1990).
- [30] Nelson, L. S. and Guay, K. P., “Suppression of steam explosions in tin and Fe-Al₂O₃ melts by increasing the viscosity of the coolant,” *J. High Temperatures - High Pressures*, 18 (1986), pp.107-111.
- [31] 高島, 飯田, 東山, 「逆溶解性高分子添加による蒸気爆発抑止に関する研究」, 第 35 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 3, E315, (1988), pp.813-814.
- [32] Dowling, M. F. and Abdel-Khalik, S. I., “Suppression of vapor explosion by dilute aqueous polymer solutions”, *Nucl. Sci. Engng.*, 113, (1993), pp.300-313.
- [33] Ip, B. M., Dowling, M. F. and Abdel-Khalik, S. I., “An experimental investigation of the effects of polymeric additives on the likelihood and severity of steam explosions”, *Proc. 5th Int. Topl. Mtg. Reactor Thermal Hydraulics, NURETH-5*, 3 (1992), pp.907-915.
- [34] Furuya, M., Kinoshita, I., “Effects of polymer, surfactant, and salt additives to a coolant on the mitigation and the severity of vapor explosions,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26, 2-4, (2002), pp.213-219.
- [35] Nelson, L. S. and Duda, P. M., “Photographic evidence for the mechanism of fragmentation of a single drop of melt in triggered steam explosion experiments”, *J. Non-Equilibrium Thermodynamics*, 13 (1988), pp.27-55.

- [36] Kowal, M. G. and Abdel-Khalik, M. F. D. S. I., “An experimental investigation of the effect of surfactants on the severity of vapor explosions”, *Nucl. Sci. Eng.*, 115 (1993), pp.185–192.
- [37] Chapman, R., Pineau, D. and Corradini, M., “Mitigation of vapor explosions in one-dimensional large-scale geometry with surfactant coolant additives”, *Proc. AMIGO-IMI* (1997), pp.47-58.
- [38] 多賀谷, 田村, 「焼入冷却材の研究(第 6 報)濃厚塩水溶液の冷却能」, 日本金属学会誌, B-16-2, (1952), pp.652-655.
- [39] 多賀谷, 田村, 「焼入冷却材の研究(第 4 報)水および水を主成分とする液体の冷却能」, 日本金属学会誌, B-16-2, (1952), pp.107-111.
- [40] Ohnaka, I. et al., “Production of amorphous filament by in-rotating-liquid spinning method,” *Proc. 4th Int. Conf. on Rapidly Quenched Metals*, (1981), pp.31-34.
- [41] 本田ら, 「白金細線の浸漬急速冷却過程の伝熱特性(塩化カルシウム水溶液による伝熱促進)」, 日本機械学会論文集 B 編, 58-554, (1992), pp.3135-3140.
- [42] 松村, 古谷, 神永, 「高温固体球の冷却特性に関する研究(冷却材への塩類添加の影響)」, 第 40 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, D143, (2003), pp.139-140.
- [43] Takigahira, Y., Sugiyama, K., Ishikawa, M., “Spontaneous vapor explosion of molten materials in salt solutions”, *Proceedings of the 5th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE5)*, 2307, (1997), pp.1-5.
- [44] Buongiorno, J. et al., “Nanofluids for enhanced economics and safety of nuclear reactors: an evaluation of the potential features, issues, and research gaps”, *Nuclear Technology*, 162 (2008), pp 80-91.
- [45] Matsuda, H. et al., “Alteration of Thermal conductivity and viscosity of liquid by dispersing ultra-fine particles,” *Netsu Bussei*, 7, 4 (1993), pp.227-233.
- [46] Choi, U. S., ”Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles,” *American Society of Mechanical Engineers, Fluids Engineering Division FED*, 231 (1995) pp.99-105.
- [47] Kim, H., Kim, J. and Kim, M. H., “Effect of nanoparticles on CHF enhancement in pool boiling of nano-fluids”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49 (2006), pp 5070-5074.
- [48] Kim, S J. et al., “Surface wettability change during pool boiling of nanofluids and its effect on critical heat flux”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50 (2007), pp 4105-4116.
- [49] Corradini, M. L., “Molten Fuel/Coolant Interactions: Recent Analysis of Experiments,” *Nuclear Science and Engineering*, 86 (1984), pp.372-387.
- [50] Kim, B., Corradini, M.L., “Modeling of small-scale single droplet fuel/coolant interactions”, *Nucl. Eng. Des.*, 98 (1988), pp.16-28.
- [51] Nelson, L. S. et al. “Photographic evidence for the mechanism of fragmentation of a single drop of melt in triggered steam explosion experiments”, *J. Non-Equilib. Thermodyn.*, 13, 1 (1988), pp.27-55.
- [52] Ciccarelli, G., Frost, D. L., “Fragmentation Mechanisms Based on Single Drop Steam Explosion Experiments Using Flash X-Ray Radiography,” *Nucl. Eng. Des.*, 146 (1994), pp.109-132.
- [53] Inoue, A., Lee, S., “Studies on Micro-Structures at Vapor-Liquid Interfaces of Film Boiling on Hot Liquid Surface at Arriving of a Shock Pressure,” *Proc OECD / CSNI Specialists Mtg on Fuel-Coolant Interactions*, 1, (1997), pp.410-426.

- [54] 久保, 熊谷, 「気泡微細化沸騰の発生と安定性」, 日本機械学会論文集 B 編, 58, 546 (1992), pp.497-503.
- [55] 藤川, 赤松, 「キャビテーション気泡の挙動と衝撃圧」, 日本機械学会論文集 B 編, 50, 450 (1984), pp.293-299.
- [56] 小原ら, 「弱い衝撃波と気泡の干渉に関する一実験」, 日本機械学会論文集 B 編, 56, 526 (1990), pp.1583-1587.
- [57] Plesset, M. S., Chapman, R. B., “Collapse of an initially spherical vapour cavity in the neighbourhood of a solid boundary,” *J. Fluid Mech.*, 47, 2 (1971), pp.283-290.
- [58] Shima, A., and Nakajima, K., “The collapse of a non-hemispherical bubble attached to a solid wall,” *Journal of Fluid Mechanics*, 80, 2 (1977), pp. 369-391.
- [59] 亀井, 平田, 「単一蒸気砲の水中凝縮に関する研究」, 日本機械学会論文集 B 編, 54, 53 (1988), pp.1791-1795.
- [60] Bankoff, S. G. and Mason, J. P., *AIChE J.*, 8 (1962), pp.30.
- [61] Grassman, P. and Wyss, E., *Chem. Ing. Tech.*, 34 (1962), pp.755.
- [62] Brucker, G. G. and Sparrow, E. M., “Direct contact condensation of steam bubbles in water at high pressure,” *Int. J. Heat Mass Trans.*, 20 (1976), pp.371-381.
- [63] Truong, B. H., “Determination of pool boiling critical heat flux enhancement in nanofluids,” *Proceedings of IMECE2007*, 41697 (2007), pp.1-11.
- [64] 西尾, 上村, 「サブクール沸騰における膜沸騰熱伝達と極小熱流束条件に関する研究」, 日本機械学会論文集 B 編, 52, 476 (1986), pp.1811-1816.
- [65] Fujii et al., “A numerical analysis of laminar free convection around an isothermal sphere: finite-difference solution of the full navier-stokes and energy equations between concentric spheres,” *Numerical Heat Transfer*, 7, (1984), pp.103-111.
- [66] Furuya, M., Matsumura, K., Kinoshita, I., “A linear stability analysis of a vapor film in terms of the triggering of vapor explosions,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, 39, 8 (2002), pp. 1026-1032.
- [67] Kim, H. et al., “On the quenching of steel and zircaloy spheres in water-based nanofluids with alumina, silica and diamond nanoparticles,” *Int. J. Multiphase Flow*, 35 (2009), pp.427-438.
- [68] Lienhard, J. H., “Correlation for the limiting liquid superheat”, *Chem. Eng. Sci.*, 31 (1976), pp. 847-849.
- [69] 疋田ら, 「燃焼概論」, コロナ社 (1982).
- [70] Abe, Y., Nariai, H., Hamada, Y., “The trigger mechanism of vapor explosion,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, 39, 8 (2002) pp.845-853.
- [71] Fletcher, D. F., “A review of the available information on the triggering stage of a steam explosion,” *Nuclear Safety*, 35, 1 (1994), pp. 36-57.
- [72] Kondo, S. et al, “Experimental study on simulated molten jet-coolant interactions”, *Nuclear Engineering and Design*, 155 (1995), pp. 73-84.
- [73] Berenson, P. J., “Film boiling heat transfer from a horizontal surface”, *J. Heat Transfer*, 83 (1961), pp. 351-358.

- [74] Henry, R. E., “A correlation for the minimum film boiling temperature”, *AIChE Symp. Ser.*, 70, 138 (1974).
- [75] Farahat, M. M. K. and Eggen, D. T., “Pool boiling in subcooled sodium at atmospheric pressure,” *Nucl. Sci. Eng.*, 53 (1975), pp.235-241.
- [76] Spiegler, P. et al., “Onset of stable film boiling and the foam limit,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, 6, (1963) pp. 987-994.
- [77] Baumeister, K. J. and Simon, F. F., “Leidenfrost temperature - its correlation for liquid metal, cryogenics, hydrocarbons and water,” *J. Heat Transfer* (1973), pp. 166-173.
- [78] Gunnerson, F. S. and Cronenberg, A. W., “On the thermodynamic superheat limit for liquid metals and its relation to the Leidenfrost temperature,” *J. Heat Transfer*, 100 (1978), pp. 734-737.
- [79] Olek, S. et al., “A simple correlation for the minimum film boiling temperature,” *J. Heat Transfer*, 113 (1991), pp. 263-264.
- [80] V. K. Dhir and G. P. Purohit, “Subcooled film-boiling heat transfer from spheres”, *Nuclear Engineering and Design*, 47 (1978), pp. 49-66.
- [81] 日本金属学会(編), 「金属データブック」, 丸善 (1994), pp.78-79.
- [82] 日本機械学会(編), 「流体の熱物性値集」 (1983), pp.456-481.
- [83] Das et al.,” Pool boiling characteristics of nano-fluids,” *Int. J. Heat and Mass Trans.*, 46 (2003), pp.851-862.
- [84] 古谷, 「持続的蒸気爆発による超急冷・微粒化手法 CANOPUS の開発」, 電中研報告, T01024, (2002).
- [85] Fletcher, D. F.,”The particle size distribution of solidified melt debris from molten fuel-coolant interaction experiments,” *Nucl. Eng. Des.*, 105 (1988), pp.313-319.
- [86] 日本機械学会(編), 「伝熱工学資料 改定第4版」 (1986), pp.323.
- [87] Shaw, H. R.,”Viscosities of magmatic silicate liquids,” *American Journal of Science*, 263 (1972), pp.870-893.
- [88] Furuya, M., Kinoshita, I., Nishimura, S., “Effects of surface property and thermo-physical property of hot liquid on the triggering of vapor explosions,” *ASME Symposium Series, National Heat Transfer Conference*, NTHC2000-12004 (2000).
- [89] 高島, 飯田, 「蒸気爆発の科学」, 掌華房 (1998).
- [90] (財)原子力安全研究協会(編), 「軽水炉発電所のあらまし(改訂第3版)」 (2008).

業績リスト

学術雑誌論文

1. 阿部豊, 新井崇洋, “ベーストリガ蒸気爆発のトリガ条件に関する研究”, 日本機械学会論文集B編, 71-702, (2005-2), pp.284-291
2. Takahiro ARAI, Yutaka ABE, “Thermal Hydraulic Criteria for Base-triggered Vapor Explosion”, Journal of Thermal Science and Technology, Vol.2, No.2, (2007), pp.134-145
3. 新井崇洋, 古谷正裕, “塩類添加による蒸気膜崩壊および蒸気爆発の促進効果”, Thermal Science & Engineering, Vol.15, No.3, (2007), pp.91-100
4. Takahiro ARAI, Masahiro FURUYA, “Effect of hydrated salt additives on film boiling behavior at vapor film collapse”, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol.131, No.1, (2009), pp.012902-1-012902-6
5. 新井崇洋, 古谷正裕 “塩添加による膜沸騰熱伝達向上効果とクエンチ温度上昇機構”, 日本機械学会論文集B編, 75-758, (2009-10), pp.1932-1938.
6. Takahiro ARAI, Masahiro FURUYA, Heat Transfer- Asian Research (HTAR) (投稿中)

国際会議論文(査読あり)

1. Takahiro ARAI, Tetsuya KIZU, Yutaka ABE, "Study on The Occurrence Condition of Base-Triggered Vapor Explosion", Proceedings of 11th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-11), ICONE11-36606, (2003-4), pp.1-7, (CD-ROM)
2. Takahiro ARAI, Yutaka ABE, Kenichiro SATOH, Yuji NAKAGAWA, "Study on Micro-mechanism of Base-triggered Vapor Explosion", Proceedings of 12th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-12), ICONE12-49594, (2004-4), pp.1-9
3. Takahiro ARAI, Yutaka ABE, Kenichiro SATOH, Yuji NAKAGAWA, "Study on Thermal Hydraulic Criteria for Base-triggered Vapor Explosion", Proceedings of Fourth Japan-Korea Symposium on Nuclear Thermal Hydraulic and Safety (NTHAS4), 029, (2004-11), pp.334-340
4. Takahiro ARAI, Masahiro Furuya, " Effect of Salt Additives to Water on the Triggering of Vapor Explosions and on the Collapse of Vapor Film ", Proceedings of 12th International Symposium on Flow Visualization (ISFV12), 110, (2006-9), pp.1-10, (CD-ROM)
5. Takahiro ARAI, Masahiro Furuya, " Visualization of Filament from Molten Copper Droplet before Vapor Explosion in Highly-subcooled Water Pool", Proceedings of 12th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-12), 083, (2007-9), pp.1-12, (CD-ROM)
6. Takahiro ARAI, Masahiro Furuya, "Effect of hydrated salt additives on film boiling behavior at vapor film collapse", Proceedings of 16th International Conference on Nuclear Engineering

(ICONE-16), ICONE16-48254, (2008-5), pp.1-9

7. Takahiro ARAI, Masahiro Furuya, "Effect of hydrated salt additives on film boiling behavior at vapor film collapse", Proceedings of 17th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-17), ICONE17-75764, (2009-7), pp.1-6

参考論文(査読なし)

1. 新井崇洋, 阿部豊, “ベーストリガ蒸気爆発の発生条件に関する研究”, 日本機械学会関東学生分会第42回学生員卒業研究発表講演会講演前刷集, 916, (2003-3), pp.301-302
2. 新井崇洋, 阿部豊, 佐藤健一郎, 佐伯健太郎, 中川裕二, “ベーストリガ蒸気爆発現象に関する研究”, 日本機械学会熱工学コンファレンス2003講演論文集, (2003-11), pp.335-336
3. 新井崇洋, 阿部豊, 佐藤健一郎, 中川祐二, “ベーストリガ蒸気爆発現象に関する研究”, 日本機械学会関東支部第10期総会講演前刷集, 11109, (2004-3), pp.615-616
4. 新井崇洋, 阿部豊, 佐藤健一郎, 中川祐二, “ベーストリガ蒸気爆発現象のマイクロメカニズムに関する研究”, 第41回日本伝熱シンポジウム講演論文集, B142, (2004-5), pp.67-68
5. 新井崇洋, 阿部豊, 佐藤健一郎, 中川裕二, “ベーストリガ蒸気爆発における超高速伝熱現象の可視観測”, 第32回可視化情報シンポジウム講演論文集, (2004-7), pp.269-270
6. 新井崇洋, 阿部豊, 佐藤健一郎, 中川裕二, “ベーストリガ蒸気爆発における伝熱流動挙動に関する研究”, 日本機械学会2004年度年次大会講演論文集, (2004-9), pp.221-222
7. 新井崇洋, 阿部豊, 佐藤健一郎, 中川祐二, “ベーストリガ蒸気爆発に関する基礎的研究”, 第15回廃棄物学会研究発表会講演論文集, A12-3, (2004-11), pp.381-383
8. 新井崇洋, 阿部豊, “ベーストリガ蒸気爆発における界面挙動に関する研究”, 日本機械学会2005年度年次大会講演論文集(3), (2005-9), pp.219-220
9. 新井崇洋, 古谷正裕, “高温における蒸気膜崩壊挙動と蒸気爆発の誘起”, 日本原子力学会2006年春の年会, (2006-3), pp.457
10. 新井崇洋, 古谷正裕, “塩類添加による蒸気膜崩壊および蒸気爆発の促進効果”, 第43回日本伝熱シンポジウム講演論文集, J114, (2006-5), pp.311-312
11. 新井崇洋, 古谷正裕, “高サブクール水中における銅の蒸気爆発トリガリング事象”, 日本機械学会2006年度年次大会講演論文集, 4604, (2006-9), pp.151-152
12. 新井崇洋, 古谷正裕, “塩類添加による蒸気爆発促進機構”, 日本原子力学会2006年秋の年会, N49, (2006-9), pp.770
13. 新井崇洋, 古谷正裕, “粒径分布に及ぼす蒸気爆発促進材の影響”, 日本原子力学会2007年春の年会, K38, (2007-3), pp.514
14. 新井崇洋, 古谷正裕, “膜沸騰蒸気膜の崩壊温度に対する水和塩の種類および濃度の影響”, 第44回日本伝熱シンポジウム講演論文集, A242, (2007-5), pp.339-340
15. 新井崇洋, 古谷正裕, “水和塩水溶液における膜沸騰蒸気膜の可視化と凝縮熱伝達評価”, 日本原子力学会2007年秋の年会, K18, (2007-9), pp.603

16. 新井崇洋, 古谷正裕, “水和塩水溶液における膜沸騰蒸気膜崩壊挙動ならびに水和塩析出挙動”, 日本原子力学会 2008 年春の年会, M49, (2008-3), pp.687
17. 新井崇洋, 古谷正裕, “膜沸騰蒸気膜の崩壊に及ぼす塩析出および粒子懸濁の影響”, 第 45 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, B135, (2008-5), pp.53-54
18. 新井崇洋, 古谷正裕, “水和塩種類と濃度に対する膜沸騰蒸気膜崩壊温度の相関”, 日本原子力学会 2008 年秋の年会, E55, (2008-9), pp.283
19. 新井崇洋, 古谷正裕, “溶融銅液滴からのフィラメント生成による膜沸騰蒸気膜崩壊ならびに蒸気爆発の発生”, 日本機械学会関東支部第 15 期総会講演会予稿集, 10511, (2009-3), pp.115-116
20. 新井崇洋, 古谷正裕, “膜沸騰蒸気膜崩壊過程に及ぼすナノ粒子懸濁の影響”, 第 46 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, B1-111, (2009-6), pp.1-2
21. 新井崇洋, 古谷正裕, “膜沸騰蒸気膜のクエンチ特性に及ぼす塩水およびナノ流体の影響”, 第 14 回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論文集, E210, (2009-6), pp.447-448
22. 新井崇洋, 古谷正裕, “膜沸騰安定性モデルに基づく冷却材の熱物性値が蒸気膜崩壊に及ぼす影響”, 日本原子力学会 2009 年秋の年会, C56, (2009-9), pp.139

受賞／表彰

1. 2002 年度日本機械学会畠山賞受賞 (平成 15 年 3 月)
2. 11th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-11) Excellent presentation Award 受賞 (平成 15 年 4 月)
3. 日本機械学会関東支部第 10 期総会講演会 Visual Presentation Award 受賞 (平成 16 年 3 月)
4. 第 41 回日本伝熱シンポジウム優秀プレゼンテーション賞受賞 (平成 16 年 5 月)
5. 第 32 回可視化情報シンポジウムグッドプレゼンテーション賞受賞 (平成 16 年 7 月)
6. 日本原子力学会熱流動部会部会賞優秀講演賞受賞 (平成 18 年 9 月)
7. 日本機械学会動力エネルギーシステム部門優秀講演賞 (平成 18 年 10 月)