平成 27 年度

原子力施設等防災対策等委託費

(シビアアクシデント時格納容器内溶融炉心冷却性評価技術高度化)事業

成果報告書

国立研究開発法人 日本原子力研究開発機構

平成 28 年 3 月

目次

1. は	じめに ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 1	-1
2. 従	来の研究 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 2	2-1
2.1	ジェットのブレークアップに係わる従来研究 ・・・・・・・・・・・・・・・ 2	-1
2.2	デブリベッドの床面上の拡がりに係わる従来研究 ・・・・・・・・・・・ 2	-9
2.3	JASMINE コードの概要 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 2-	21
3. 溶	融炉心ジェットブレークアップ及び凝集 ・・・・・・・・・・・・・・・・・ 3	-1
3.1	ブレークアップ及び凝集評価の概要 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 3	-1
3.2	JASMINE コードへの分裂粒子径分布モデルの組み込み・・・・・・・・・・・3	-2
3.3	DEFOR-A 実験について ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 3	-6
3.4	DEFOR-A 実験解析・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 3-	10
3.5	まとめ ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 3-	34
4 デ	ブリベッドの床面上の拡がり ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 4	-1
4 1	IASMINE コードの改造 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 4	-1
4.2	PIII iMS 実験の解析 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 4-	15
4.2 4.3		13 27
т.5		21
5. RE	MCOD 実験の概要 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 5	-1
5.1	背景及び目的 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 5	-1
5.2	REMCOD 実験装置の概要 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 5	-1
5.3	実験条件の検討 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 5	-3
6.	おわりに ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 6	-1
付録	A DEFOR-A 実験解析結果 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ A・	·1
Α.	l 発生粒子の累積質量割合 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ A-	-2
Α.	2 水及び蒸気の質量 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ A-	-6
Α.	3 各物性のエネルギ量 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ A-	-8
A.4	4 エネルギバランス ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ A-	10
A.:	5 メルトジェット及びメルト粒子の先端位置 ・・・・・・・・・・・ A-	14
Α.	6 ボイド率及びメルト粒子分布図 ・・・・・・・・・・・・・・・ A-	16
A.'	7 代表的な粒子グループの軌跡図 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ A-	34

付録 B	半無限二物体間の界面温度・・・・・・・・・・・・・・・・・・・B-	-1
B.1	相変化が生じない場合 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・ B-	·1
B.2	相変化のある時 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ B-	·2
B.3	床材がコンクリートの場合 ・・・・・・・・・・・・・・・・ B-	.5
付録 C	PULiMS 実験解析における計算結果のグラフ・・・・・・・・・・・・・ C	2-1
C.1	全体の分布を示す図 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ C	-1
C.2	クラスト厚さの変化 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ C	-5
C.3	溶融物の拡がりの変化 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ C	-6
C.4	温度分布と溶融部厚さの分布 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・ C	2-7

1. はじめに

軽水炉のシビアアクシデント時において、原子炉(圧力)容器の下部ヘッドが溶融炉心との 相互作用により破損すると、溶融炉心が格納容器の原子炉キャビティ(PWR)あるいはペデス タル(BWR)に移行し、これらの構造材であるコンクリートとの相互作用が発生し得る。この 溶融炉心/コンクリート相互作用(MCCI: Molten Core/Concrete Interaction)が継続すると、コ ンクリートの溶融浸食あるいはそれに伴う非凝縮性気体や可燃性気体(二酸化炭素、一酸化炭 素及び水素)の発生による過圧等に起因して格納容器の健全性が脅かされる。東京電力福島第 一原子力発電所(1F)の事故においては、長時間にわたり炉心の冷却が確保できなかったため、 相当量の溶融炉心がペデスタルに移行したと推定されている[1.1]。

IF 事故を踏まえて原子力規制委員会により新たに策定された規制基準では、申請者に対して、 シビアアクシデント(重大事故)に適切に対応することを求めている。MCCIに係わる対策は、 溶融炉心が格納容器に移行した後に溶融炉心上に注水する対策と溶融炉心が格納容器に落下 する前に格納容器内に先行的に注水する対策に大別され、我が国の事業者は後者を採ることと している。この対策は、溶融炉心が格納容器内の水プール中を落下する間に、その全てあるい は一部がブレークアップ(粒子化)し、冷却可能なデブリベッドが格納容器の床面上に形成さ れることを期待するものである。

しかしながら、現時点では、この対策による溶融炉心の冷却性を評価する科学的・合理的な 手法は確立されていない。このような状況を鑑み、本事業においては、図 1.1 に示すようなア プローチに基づいて、格納容器内における溶融炉心の冷却性を評価する手法の構築を目指す。 具体的には、以下の項目を進める計画である。



図 1.1 格納容器内溶融炉心冷却性評価のアプローチ及びアウトプット

- ① 機構論的な溶融炉心/冷却材相互作用解析コード JASMINE[1.2]を改良し、溶融炉心の冷却性を支配すると考えられる水プール中における溶融炉心ジェットのブレークアップ、ブレークアップした粒子の凝集(塊状物質の生成)及び溶融炉心の床面上における拡がり挙動に係わる予測性能の向上を図る。
- ② 特に重要と考えられる塊状の溶融炉心及び床面に拡がって連続層状に堆積する溶融炉心の総重量(体積)を JASMINE コードの解析により求める。複雑な溶融炉心の堆積状態を単純かつ保守的な体系に置き換えて、溶融炉心とコンクリートとの境界における最高温度あるいは溶融炉心の堆積深さを算出する。
- ③ JASMNEコードによる解析には、初期及び境界条件や解析モデルに含まれる不確かさが存在するため、これらの不確かさを考慮して②の解析を繰り返し実施する。一連の解析により、溶融炉心とコンクリートとの境界における最高温度あるいは堆積深さの不確かさ分布を得る。この分布とコンクリートの溶融浸食温度あるいは冷却可能な最大堆積深さを比較することにより、溶融炉心の冷却に成功する確率を評価する。
- ④ 上記の②及び③を格納容器内に形成される水プールの水深をパラメータとして実施する ことにより、溶融炉心の冷却性を高い確度で達成するために必要な水プールの水深を評 価する。

今年度の事業においては、JASMINE コードの高度化に向けて、水プール中における溶融炉 心のブレークアップ及び格納容器床面上における溶融炉心の拡がりに係わるモデルの改良を 進めた。また、JASMINE コードを用いた解析の初期条件及び境界条件に関連する原子炉容器 内の現象を対象とした実験について調査を実施した。具体的な実施項目は以下のとおりであ る。

- ① ブレークアップした溶融炉心粒子の粒径分布を考慮できるよう JASMINE コードのブレークアップモデルを改良するとともに、スウェーデン王立工科大学(KTH)で実施された高温溶融酸化物ジェットブレークアップ実験(DEFOR-A 実験)[1.3]の解析を行い、ブレークアップした粒子に占める溶融粒子の割合とブレークアップした粒子の凝集割合の関係を検討した。
- ② JASMINE コードの溶融炉心床面上拡がりモデルについて、拡がり過程における溶融 炉心上下面のクラスト形成を考慮できるよう改良し、拡がり面積と堆積深さに着目し て、KTHで実施された高温溶融酸化物ジェットの水中床面拡がり実験(PULiMS 実験) [1.4]の解析を進めた。
- ③ 溶融炉心と原子炉容器下部ヘッドとの熱的な相互作用や原子炉容器から格納容器に 移行する溶融炉心の性状(成分や過熱度)に係わる技術的な知見を取得することを目

的に、KTH において実施される多成分固体粒子再溶融実験(REMCOD 実験)について調査を行なった。

次年度以降、原子力規制庁と KTH が共同で行う DEFOR-A 実験及び PULiMS 実験の解析を 通じて、JASMINE コードの検証と更なる改良を行うとともに、実機におけるシビアアクシデ ント条件を想定して、格納容器内における溶融炉心の冷却性を評価するための解析を進める予 定である。

参考文献

- [1.1] M. Pellegrini, et al., "Benchmark Study of the Accident at the Fukushima Daiichi NPS Best Estimate Case Comparison", NURETH-16, 13743, Chicago, IL, August 30-September 4, 2015.
- [1.2] K. Moriyama, Y. Maruyama and H. Nakamura, "Steam Explosion Simulation Code JASMINE v.3 User's Guide", JAEA-Data/Code 2008-014, Japan Atomic Energy Agency, July, 2008.
- [1.3] P. Kudinov and M. Davydov, "Development and Validation of Conservative-Mechanistic and Best Estimate Approaches to Quantifying Mass Fractions of Agglomerated Debris", Nucl. Eng. Des., Vol. 262, pp. 452-461, 2013.
- [1.4] A. Konovalenko, A. Karbojian and P. Kudinov, "Experimental Results on Pouring and Underwater Liquid Melt Spreading and Energetic Melt-coolant Interaction", NUTHOS-9, N9P0303, Kaohsing, Taiwan, September, 2012.

2. 従来の研究

ここでは、ジェットのブレークアップ及び、デブリベッドの床面上の拡がりのそれぞれの分野 について、実験による研究と解析による研究についてまとめた。

2.1 ジェットのブレークアップに係わる従来研究

2.1.1 実験による研究

(1) FARO, KROTOS 実験

FARO 及び KROTOS は JRC と Ispra により 1991 年と 1999 年に実施された FCI (Fuel-Coolant Interaction) 実験である[2.1.1]。ウラン、ジルコニウム酸化物混合物 (UO₂-ZrO₂、UO₂-ZrO₂-Zr) を加圧容器内でメルトジェットとして水プールに落下させるものである。図 2.1.1 に FARO 実験と KROTOS 実験装置図を示す。FARO 実験のパラメータはメルト質量、メルト温度、ジェット 直径、圧力、水深さ、水サブクール度等である。(表 2.1.1 参照)



図 2.1.1 FARO 及び KROTOS 実験装置[2.1.1]

parameters	L-06	L-08	L-11	L-14	L-19	L-20	L-24	L-27	L-28	L-29	L-31	L-33
Melt mass,	18	44	151	125	157	96	177	117	175	39	92	100
kg												
Melt temp.,	2923	3023	2823	3123	3073	3173	3023	3023	3052	3070	2990	3070
K												
Jet diam.,	100	100	100	100	100	100	100	100	50	50	50	50
mm												
Jet fall	1.83	1.53	1.09	1.09	1.99	1.12	1.07	0.73	0.89	0.74	0.77	0.77
height, m												
System	5	5.8	5	5	5	2	0.5	0.5	0.5	0.2	0.2	0.4
press., MPa												
Pool depth,	0.87	1	2	2.05	1.1	1.97	2.02	1.47	1.44	1.48	1.45	1.6
m												
Water initial	539	536	535	537	536	486	425	424	424	297	291	293
temp., K												
Water	0	12	2	0	1	0	0	1	1	97	104	124
subcool, K												
Mean debris	4.5	3.8	3.5	4.8	3.7	4.4	2.6	Na	3	-	3.4	2.6
size, mm												

表 2.1.1 FARO 実験条件表[2.1.1]

[2.1.1]では主に FARO 実験の 12 ケース(L-33 は水蒸気爆発)について紹介されており、形成されたデブリベッドの状態について観察された。実験条件によってデブリベッドの状態はさまざまであった。メルトの種類の違う L-11 とサブクール条件である L-31 では、すべて粒子化し、ケーキ状のデブリベッドが生成されないという結果になった。これらの条件では、容器の底に熱的な負荷がかかっておらず、ジェットがすべてブレークアップしていたと考えられている。L-29 もサブクール条件であるが、メルトの落下中ほとんど冷却なかったと考えられ、ケーキが形成された。L-24 と L-28 の差は、ジェット直径、プールの深さであるが、デブリの堆積の様相が異なる。ジェット直径が大きく、プールが深い L-24 ではデブリは半径方向にほぼー様に分布し、ジェットの中心位置付近にケーキ状のデブリが薄く堆積した。対して L-28 では、ジェット中心位置にケーキ状のデブリが堆積し、ケーキの中央部はジェットの貫入によると思われるへこみが生じた。L-33 では水蒸気爆発が生じ、粒子径が小さくなる傾向があるが、ケーキ状のデブリも堆積した。

また、ジェットから分裂した粒子径についても検討された。実験条件に対して、粒子径に対 する、その径よりも小さな粒子の累積質量割合の分布に大きな変化は見られなかった。また、 プール深さの条件に対しては、累積質量分布に大きな影響はなかった。図 2.1.2 に FARO およ び KROTOS の水蒸気爆発の生じなかった試験での粒子径に対する累積質量分布を示している。 縦軸が粒子径、横軸がその粒子径より小さな粒子の累積質量分布である。条件よらず、累積質 量分布の形状について同様の傾向を示すことが確認できる。



(2) GPM 実験

GPM 実験は JAEA (旧 JAERI) により、ジェットブレークアップ長さ、粒子径分布、材料 物性などのデータの取得を目的として実施された[2.1.2]。図 2.1.3 に実験装置の概要図を示す。 溶融物 (メルト) として ZrO₂-Al₂O₃ (49:51 wt%) 30[kg]、SUS304 70[kg]をジェット状に水プー ルへ落下させた。実験パラメータは、ジェットの直径 (~17 [mm])、速度 (~7.8[m/s])、プール 深さ (2.1[m]、0.6[m])、サブクール度 (0~93[K]) などである。ジェットが全て分裂する長さを ブレークアップ長さと呼ぶが、ブレークアップ長さよりもプールが浅い条件では、メルトはジ ェット状のままプールの底に到達するため、ブレークアップ割合のデータが取得された。実験 の結果、ジェットのブレークアップ長さ、プール深さとジェットブレークアップ割合の相関式、 粒子径分布のデータ等が得られた。



図 2.1.3 GPM 実験概要図[2.1.2]

ブレークアップ現象は以下の式で表されるジェットの Bo 数(ボンド数)により特徴づけられると考えられた。

$$Bo_J = \frac{\rho_m g D_{J_i}^2}{\sigma_m} \tag{2.1.1}$$

ここで、 σ_m は表面張力、 ρ_m はメルトの密度、gは重力加速度、 D_{J_i} はジェットの入水直径を表す。GPM 実験と他の実験(FARO, KROTOS 等)のデータから、ジェットの Bo 数によって 2 種類のブレークアップ長さの相関式が適用できることが確認された。まず、Bo>50 に対しては以下の Taylor の式が適用できるとされた。

$$\frac{L_{brk}}{D_{Ji}} = C N_{\rho}^{1/2}$$
(2.1.2)

$$N_{\rho} = \frac{\rho_m}{\rho_l} \tag{2.1.3}$$

ここで、 L_{brk} がブレークアップ長さ、Cは~10の定数、 ρ_l は周囲の水の密度である。また、Bo<50 に対しては Saito の式が適用できるが、この研究では、Saito の式を改良し、サブクール度の影響も考慮した次式が提案された。

$$F_{sb} = 1.25 + \exp(-13N_{sb}) \tag{2.1.4}$$

$$N_{sb} = \frac{c_{pl}\Delta T_{sub}}{\Delta h_{fg}} \tag{2.1.5}$$

$$\frac{L_{brk}}{D_{,i}} = F_{sb} N_{\rho}^{1/2} F r^{1/2}$$
(2.1.6)

$$Fr = \frac{V_{J_i}^2}{gD_{J_i}} \tag{2.1.7}$$

ここで、 c_{pl} は水の比熱、 Δt_{sub} はサブクール度、 Δh_{fg} は蒸発熱を表す。この相関式によるブレークアップ長さの評価を図 2.1.4 に示す。4 グラフより、GPM 実験および他の実験について、Bo数がどの領域でも概ね良好にブレークアップ長さを評価できていることがわかる。



図 2.1.4 ジェットブレークアップ長さ相関式(2.1.7)による評価[2.1.2]

また、実験で得られた粒子の直径に対する累積質量割合は Rosin-Rammler 分布に従うことが 確認された。Rosin-Rammler 分布は以下の式で表される。

$$F = 1 - \exp\left\{-\left(\frac{D_p}{D_e}\right)^n\right\}$$
(2.1.8)

ここで、Dp は粒子直径、De とn はそれぞれ absolute size constant、distribution constant と呼ばれ る分布を特徴づけるパラメータ定数である。この実験と他の実験で得られたジェットから分裂 した粒子径に対する累積質量割合のグラフを図 2.1.5 に示す。横軸は粒子直径、縦軸はその粒 子直径より小さい粒子の累積質量割合である。また、縦軸は Rosin-Rammler 分布が直線になる 以下に示す式でスケールが変換されている。

$$\log\left\{\log\left(\frac{1}{1-F}\right)\right\} = n \cdot \log D_p - n \cdot \log D_e + \log\left(\log\left(e\right)\right)$$
(2.1.9)

グラフより、どのケースでも Rosin-Rammler 分布で良好に表されることが確認された。



図 2.1.5 各実験の粒子直径に対する累積質量割合[2.1.2]

2.1.2 解析による研究

(1) IKEJET/IKEMIX コード によるジェットブレークアップ実験解析

IKEJET/IKEMIX はドイツの IKE (Institute of Nuclear Technology and Energy Systems) により 開発されたジェットブレークアップ、ブレークアップ粒子の冷却、粒子デブリベッドの生成な どが扱えるカップリングコードである。このコードを用いて、ジェットブレークアップ実験、 実機規模の解析が行われた^[2.1.3]。カップリングコードでは、IKEJET モジュールが

Kelvin-Helmholtz 不安定性アプローチのモデルを使用してジェットとそのブレークアップを計算する。そして、IKEMIX モジュールが3相(メルト、水、水蒸気)を2次元、円筒座標系で それぞれの速度、温度などの計算をする。ジェットから分裂した粒子はラグランジュ方程式に 従って、流体中の運動が計算される。解析では FARO 実験のうち、水飽和条件である L-28 と サブクール条件の L-31 が対象とされた。他に PREMIX 実験(PM-16)と実機規模の仮想事象 が対象とされた。

ボイドの発生量に対してボイドの離脱が少ないことによる、圧力と水への熱伝達の予測の高度化のため、水 - 蒸気の摩擦モデルの改良が行われた。図 2.1.6、図 2.1.7 に圧力履歴と水への熱伝達量の履歴を示す。改良コードによる解析の結果は高さ方向に対するボイド率の分布に変化が現れ、圧力履歴は実験を再現したが、熱伝達量については課題があることがわかる。

2-6



また、底面に達したメルトはデブリベッドを形成するが、ケーキ状のデブリベッドでも、ジ ェットがそのまま到達したものではなく、分裂した液体粒子がくっついたことによるものとさ れた。そのため、粒子の冷却や、粒子表面から成長するクラストについて考慮することの重要 性が指摘された。

(2)MC3D コードによる FCI 実験解析

MC3D コードはフランス CEA により開発された。MC3D コードにメルト粒子内温度のモデ ルの追加が行われ、KROTOS 実験の解析が行われた[2.1.4]。このコードでは混相流について多 次元オイラー型の方程式を解き、FCI 現象を2ステップで計算する。まず、1ステップは Premix と呼ばれるメルトジェットが分裂し、粒子化をするという水蒸気爆発の初期条件を作る数秒間 の現象を対象とする。もうひとつのステップはExplosion と呼ばれる水蒸気爆発の過程であり、 粒子がさらに小さい粒子になる細粒化過程とともに圧力の伝播が計算され、数 msec.の時間オ ーダーの現象を対象とする。粒子温度については、従来はバルク温度を固化温度と比較して、 粒子の状態を判断していたが、追加されたのは粒子内の温度分布を仮定し、粒子内表面境界層 で温度が低下するというモデル (Improved Solidification Influence Modelling) である。このモデ ルでは、粒子の中心温度がバルク温度よりも高くなり、粒子表面温度がバルク温度より低くな るという特徴がある。

水蒸気爆発の過程が含まれる、KROTOS 実験の K44, K53 の2 ケースが解析の対象とされた。 ここでは、ジェットのブレークアップに関係する Premix 過程について述べる。K44 は酸化ア ルミナ、K53 はコリウムがメルト物質として使用された。水蒸気爆発の強さに関係するため、 ジェットのブレークアップ、固化挙動、ボイドの生成を含む Premix の過程でも粒子温度分布 モデルの組み込み前と組み込み後の比較が行われた。また、不確かさの要因としてジェットの 入水速度、粒子化速度などがパラメータとされた。計算セルの影響についてはある一定程度の 詳細さがあれば、影響がないことが確認された。

水蒸気爆発の強さは、水中に存在するメルト粒子の質量に依存する。そのため、計算条件ご とに、爆発に寄与できる液体粒子の質量の評価が行われた。解析の結果として、不確かさの要 因とされた、メルトジェットの入水速度と、発生粒子直径は粒子化速度に対して、固化とボイ ド生成に影響が大きいとされた。 図2.1.8はISIMモデルと従来モデルにより計算された、液体粒子質量の時間履歴である。ISIM のケースでは従来のモデルに比べて、液体粒子量を少なく評価するという結果となった。これ はバルクの温度で評価する従来のモデルより、ISIMのモデルでは表面温度が低く評価され、 固化が進行するためと考えられた。また、K44のケースでは床に達してから近くの粒子とくっ ついてから固化したのに対して、K53のケースでは落下中に固化が進行しており、粒子温度の モデルの差が顕著に見られた。



図 2.1.8 液体粒子質量履歴(K53, STD: 従来モデル、ISIM: 改良モデル)

参考文献

- [2.1.1] D. Magallon, "Characteristics of corium debris bed generated in large-scale fuel-coolant interaction experiments", Nucl. Eng. Design, 236, 1998-2009, 2006
- [2.1.2] K. Moriyama, et al., "Coarse break-up of a stream of oxide and steel melt in a water pool", JAERI-Reseach 2005-017, 2005
- [2.1.3] Georg Pohlner., et al., "Simulation of melt jet breakup and debris bed formation in water pools with IKEJET/IKEMIX", Nucl. Eng. Design, 236, 2026-2048, 2006
- [2.1.4] Mitja Ursic, Matjaz Leskovar, Borut Mavko, "Simulations of KROTOS alumina and corium steam explosion experiments: Applicability of the improved solidification influence modeling", Nucl. Eng. Design, 246, 163-173, 2012

2.2 デブリベッドの床面上の拡がりに係わる従来研究

日本原子力学会が、2001年3月に原子炉シビアアクシデント時の溶融物の床面上の拡がりに 関する研究状況をまとめている[2.2.1]。そこで本報告では、その後に報告された試験・解析の 研究成果について記述する。これまでに行われた研究の多くは、注水の無いドライな条件での 試験及び解析であり、蓄積した水プールに溶融物が落下する現象に主眼を置いているのは、ス ウェーデン王立工科大学(KTH)における研究だけである。

2.2.1 実験による研究

(1) VULCANO 試験

CEA は Cadarache において VULCANO 試験装置[2.2.2]を用いて、EPR のコアキャッチャー実 証のために溶融物の拡がりを調べている。試験装置は図 2.2.1 に示すように、炉内でプラズマ トーチにより生成された溶融物を試験部に供給する構造となっている。試験部は、四角または 図 2.2.2 に示すようなセクターモデルであり、注水の無いドライ試験となっている。

酸化ハフニウムを主成分とした模擬流体を用いた VE-01~-07 試験に続き、UO2 を含む実機 相当のコリウムを用いた VE-U1、-U3、-U5、-U7、-U8 試験を実施した。このシリーズの試験 条件を表 2.2.1 に示す。EPR では、水冷のコアキャッチャーの上面に敷かれた犠牲コンクリー トの上を、炉心溶融物が流れ拡がるようにしており、この概念を実証するため、溶融物として は試験 VE-U8 以外は、コンクリート成分である SiO₂ を含んでいる。







図 2.2.2 VULCANO 装置テストセクション

表 2.2.1 VULCANO 装置における溶融物拡がり試験

Physical and chemical characteristics of prototypic contain spreading tests

Test	Composition (w1.%)	Mass (kg)	Flow rate (1/s)	Pouring temperature (°C)	Liquidas- solidus (°C)	Main results
VE-UI	44% UO2, 23% ZrO2, 21% SiO2, 12% FeO,	38.8	0.6	1820	1975-1030	Spreading over 1.2 m, several tongues, large voids
VE-U3	63% UO2, 22% ZrO2, 8% SiO2, 7% FeO	15.6	0.3	2130	2375-1050	Spreading over 33 cm, usuall porosity
VE-05	46% UO2, 10 wt.% ZrO2, 24 wt.% FeO, 20% SiO3 + zirconium metal	36	0.5	1530	1940-1100	Successive sprends
VE-U?	61 wt% UO2, 30 wt% ZrO2, 3 wt% FeO, 2 wt% Fe, 2 wt% SiO2, 2 wt% CaSiO3, 0.6 wt% CaO, 0.4 wt% Al2O,	26	0.71's divided in two channels	2175	2375-1000	Parallel flows on ceramic and silicocus concrete, similar length (36/45 cm) and porosity for both substrates
VE-U8	80% UO2, 20% ZrO2	30	115	2660	2650-2610	40 cm length, solid crusts on surface 2 cm ablation of 80% allica-20% limestone concrete

Uncertainties are around ±70 K for the temperatures and around ±20% for pouring rates.

試験結果として

Table 3

- (a) いずれの試験条件に於いても溶融物は十分に広がり、EPR のコアキャッチャー概念の妥当 性を確認できた。
- (b) コンクリート成分を含まない VE-U8 試験のクラストでは、表面に固いクラストが形成され 溶融物上に浮遊する。このクラストが時折破損するので"stop and go"的な流動をする。コリ ウムの表面は極めてラフとなる。
- (c) コンクリート成分を含んだコリウムの場合には、滑らかであるが皺の寄った表面となる。 流動時には表面は前縁速度よりも速い速度で移動した。
- (d) 床面と溶融物下側クラスト間には、直接接触よりもはるかに大きな熱抵抗(3×10⁻³~6×10⁻³ Km2/W)が生じた。これは、クラスト固相の収縮によるものと説明されている。

- (e) 溶融物には不均質性の兆候は見られなかった。また、低温部からの樹枝状結晶の成長は見られず、溶融物中に懸濁する固相がふえて固化に至ったようである。
- (f) コンクリート成分を含んだ VE-U1, -U5, -U7 試験では、凝固物のポロシティが大きくなるな ど気体の発生が見られた。
- (g) 今後の課題として、水中での溶融物拡がり試験、と長期効果を調べるための崩壊熱を模擬 した試験が必要としている。

近年、VULCANO装置では、OECD-MCCIプロジェクトで発見された MCCI 時のコンクリート 侵食異方性のメカニズム解明のための試験を進めている。[2.2.3]

(2) ECOKATS 試験

本試験は、カールスルーエ研究所で行われている Ex-vessel での溶融物の拡がり現象を解明 するための研究で、粘性係数の固相率(すなわち温度)依存性と溶融物の拡がりの関係に注目 した。セラミック製の樋状の流路を用いた予備的試験である ECOKATS-V1 試験と、コンクリ ート上での 2 次元拡がりを調べた ECOKATS-1 試験[2.2.4]及びさらに溶融物が広がった直後に 注水し冷却性を調べた ECOKATS-2 試験[2.2.5]を行った。模擬溶融物は、Al₂O₃- FeO- CaO-SiO₂ の混合物であり、テルミット反応を利用して生成した。溶融物の凝固温度範囲(液相線・ 固相線温度の差)が、約 450 ℃と大きいのが特徴である。

ECOKATS-1 試験では、図 2.2.3 に示すようなテストセクションを用い、模擬溶融物が樋から 出てコンクリート床上を広がる様子を調べた。注水は行われず、溶融物量は、547kg(約 168 0) であり、供給速度は約 2 0/s であった。溶融物が流動の途中で凝固が始まるように、スーパ ーヒートの小さい条件(1873±10 K、液相線温度 1822 K)で供給された。

溶融物供給初期に拡がりの先端部にクラストが生じたが、流れがクラストを押しのける 形で溶融物が拡がった。流下初期(~18 s)には図 2.2.4 左に示すように樋部から等方的に 拡がっているが、末期には(100 s)には同図右のような不均一な拡がりがみられた。



図 2.2.3 ECOKATS-1 試験テストセクション



Fig. 6. Melt configuration at t = 18.4 s (infrared cantera). Fig. 8. Melt configuration at t = 100 s (infrared cantera).

図 2.2.4 ECOKATS-1 試験における溶融物拡がりの進展

拡がり挙動には表面で成長するクラストの影響が大きく、溶融物のフロントを停止させることもあったが、底部に形成されるクラストの影響は小さかった。

また、ECOKATS-2 実験では、溶融物が拡がった直後に注水し冷却性を調べた。テストセクションは2×2mのコンクリート製であり、模擬溶融物量は3.2 ton であった。単純計算すると、一様に拡がった場合、液深は約25 cm であり(ECOKATS-1 では1.4 cm)、溶融物の拡がり範囲より MCCIの解明に重点がある。供給温度は2100K であり、流量は20~30 ℓ/s であった。供給終了の30 s 後に上部から注水が40/s で開始された。表面にクラストが形成され、周囲の壁面に固着した(図2.2.5)。中央部は、図2.2.6 に示すように MCCI によって発生したガスの影響により~20 cm ほど膨らみ、また melt eruption も 16 箇所観察されたが、冷却への寄与は少なかった。また、溶融物の内部ではクラックや開口したボイドは少なく、侵水による冷却の効果あまりなかった。



図 2.2.5 ECOKATS-2 試験において凝固した模擬溶融物の状況



図 2.2.6 ECOKATS-2 試験後の固化物のポロシティ

(3) PULiMS 実験

本研究は、スウェーデン王立工科大学(KTH)で行われている水プール内での melt spread 実験である[2.2.6]。この実験では、2×1 m のステンレス製床面を有する深さ 0.2 m の水プールに、 7.5~78.1 kg の高温の模擬溶融物を落下させた。試験装置の外観写真を図 2.2.7 に示す。床面近傍には図 2.2.8 に示すような多数の熱電対が設けられており、この中央部に電気炉で溶融させた模擬溶融物を、漏斗を通じて落下させた。漏斗の下部の出口ノズルの径は 0.02 m であり、水面からノズル下端までの距離は 0.2 m となっている。

実験は、模擬溶融物の種類、量、温度を変えてこれまでに6回行われた。模擬溶融物の種類 としては、Bi₂O₃-WO₃、B₂O₃-CaO、ZrO₂-WO₃が使用されたが、B₂O₃-CaOの試験では、溶融物



正面からの撮影

上方からの撮影

図 2.2.7 PULiMS 実験装置

は水プールに落下後、数 cm の粒子ができその内部が多孔質のため水面上に浮遊し、期待した melt spread の状況は生じなかった。各実験の条件及び結果の概略について表 2.2.2 に示す。

6回の実験のうち、Run E-3, E-5, E-6 の 3 実験では水蒸気爆発が生じた[2.2.7] [2.2.8]。この水 蒸気爆発は、これまで多くの研究がされてきた溶融物ジェットからの溶融物液滴の分離―トリ ガー圧力波の発生―溶融物液滴の微粒化―圧力波の増幅・伝播という現象とは異なったメカニ ズムによると考えられているが、これらの Run では溶融物のスーパーヒートが他の Run よりも 大きく、それが水蒸気爆発の有無に関係していると推定されている。

実験後の床面上には、粒子状となった模擬溶融物と、床面上を液体が流れ拡がった後に固化 したと考えられる cake 状の模擬溶融物が残されており、表 2.2.2 に示すように水蒸気爆発の生 じなかった Run E-1、E-4 では粒子状固化物 (デブリ)の割合は全固化物の 6.8~20% であった。 また、cake 状固化物の拡がりは 0.3~0.7 m 程度であり、その面積は 0.14~0.43 m² であった。

固化後の模擬溶融物の写真を Run E-4 のものについて、図 2.2.9 に示す。cake 状の固化物の 上に溶融物が噴出(melt eruption)したと思われる塔のように高くなっている部分が観察され た。その高さは、デブリ平均高さの 2~3 倍に及ぶ。この塔は固化過程において表面にある固 化層(クラスト)を突き抜けて噴出したものと推定されている。

固化物の垂直断面の写真を図2.2.10に示す。写真からわかるように多数の空孔を含んでおり、 そのボイド率(ポロシティ)は、表2.2.2に示したように0.36に達する。固化物は高さ方向に 三層に分けられるとしている。最下層は2~3 mmの厚みでポロシティは小さく、上の部分には 縦長の細かい空孔がある。中間層は1~2 cmの厚みで、大きな(~1 cm)の空孔があり、上の 部分には水平方向に延びた大きな(最大10 cm)空孔・流路がある。最上部は、不規則な構造 をしており閉じた空孔を有する。



図 2.2.8 PULiMS テストセクション平面図



図 2.2.9 PULiMS E4 実験後の模擬溶融物



図 2.2.10 PULiMS E4 実験後の溶融物の縦断面写真

Run 番号	E1	E2	E3	E4	E5	E6
溶融物成分	Bi ₂ O ₃ -WO ₃	B ₂ O ₃ -CaO	Bi ₂ O ₃ -WO ₃	Bi ₂ O ₃ -WO ₃	ZrO ₂ -WO ₃	Bi ₂ O ₃ -WO ₃
如武	42.64-57.36	20-70	42.64-57.36	42.64-57.36	15.74-84.26	42.64-57.36
邢山刀头	eutectic	30-70	eutectic	eutectic	eutectic	eutectic
溶融物ジェット径 mm	20	20	20	20	20	20
ジェット自由落下距離 mm	200	200	200	200	200	200
溶融物初期体積(1)	3	3	10	6	6	10
初期質量(kg)	23.4	7.5	78.1	46.9	41.2	78.1
Tsol °C	870	1027	870	870	1231	870
Tliq °C	870	1027	870	870	1231	870
funnel 内溶融物温度 ℃	1006	1350	1076	940	1531	1049
水深 mm	200	200	200	200	200	200
水温 ℃	79	78	75	77	72	75
溶融物放出時間 s	10		15	12	~ 8.7	40.2
水蒸気爆発までの放出時間			14.8		3.8	6.82? 8.9?
Total size x $ imes$ y, mm	460 x 440		\sim 750 x 750	740 x 560		\sim 400 x 450
Cake size x \times y, mm	$\sim \! 430 \ge 320$		\sim 750 x 750	711 x 471	$\sim 400 \ge 420$	663 x 854
デブリ最大厚さ mm	93		不明	106	50	
面積平均デブリ厚さ mm	31		~ 30	30	22	~ 30
体積平均デブリ厚さ mm	50		不明	41	28	
ジェット直下の厚さ mm	48		不明	50	39	
cakeの面積 m ²	0.14		~ 0.44	0.30	0.14	0.43
粒子状デブリの質量 kg	~ 4		不明	2.9	—	14.9
粒子状デブリの割合 %	~ 20		不明	~ 6.8	—	
cake の質量 kg	~ 20		不明	39.5	13.6	54.6
デブリベッドの体積 (0)	~ 4.2		不明	8.9	~3.1	
cake のポロシティ	0.29		-	0.36	0.37	
溶融物スーパーヒート ℃	136		206	70	300	179
プール中での溶融物スーパーヒート	121		77	48	90	
ジェットの冷却 ℃	15		129	22	210	
水蒸気爆発時の溶融物質量 kg			~ 72		~ 15	18.7

表 2.2.2 PULiMS 試験装置で行われた melt spread 実験

2.2.2 解析による研究

(1) MELTSPREAD $\neg \neg \vdash ee$

MELTSPREADは、ANLのM.T. Farmer らが開発を進めてきたコードである[2.2.9]。当初はBWR Mark-1のドライウェルにおける溶融物拡がりを解明することを目的としていた。その後 EPR の米国導入の検討のために、コアキャッチャーの性能評価に適用した[2.2.10]。MELTSPREAD は、1次元浅水方程式を解いており、濡れ縁長さ(床面上で、拡がり流れの方向に直交する曲 線の長さ)を座標の関数として導入することにより、軸対称・並進対称の形状やMARK-1ペデ スタルの doorway などに対応できるようになっている。

EPR 評価に適用するに当たり、極めて広範な試験との比較によりコードの検証を行っている。 それらは、Theofanous Run No.1, No.2 試験、Corine Water and HEC Spreading Tests、KATS-12, -13, -14, -15 試験、ECOKATS-V1, -1, -2 試験、RIT Calcia-Boria Simulant Spreading Tests、VULCANO VE-U7 試験 日立 test 15, test 21、FARO L-26S, L-32S 試験、COMAS-5a -EU2b 試験などであり、 良好な結果であったとしている。これらの解析をするに当たり多くの模擬溶融物の物性を扱え るようにした。また、固相率と粘性係数の関係のモデルを改良した。特に、溶融物と床面との 熱抵抗の処理の組み込みが重要であると述べている。

(2) THEMA コード

CEA Grenoble の B. Spindler らが、1990年代から開発を進めているコードで、金属、酸化物の溶融物に対する1次~2次元平面での浅水方程式(流速、圧力、エネルギー等の変数の高さ方向の分布を積分して、それぞれ一つの数値で表す)を、有限差分法メッシュで半陰解法を用いて解いている[2.2.11]。2次オーダー空間離散化を用いることで計算精度の向上を図っている。

クラストは、図 2.2.11 に示すように溶融物の表面と底部に形成されるとしている。また、 床材内の熱伝導だけでな

くコンクリートの浸食も 考慮できる。

溶融物の粘性係数を固 相体積率の関数として表 す相関式が複数個組み込 まれているほか

Bingham 流体の扱いも できる。さらに、床材の 熱分解反応によって生じ た気相ボイドによる圧力 損失係数への影響につい ても考慮している。 コード検証のため、 CORINE 試験、KATS 試験、ECOKATS 試験、 COMAS 試験、FARO 試



Fig. 1. Spatial distribution of the solid and the liquid phases and corresponding temperature profiles. T₈ is the solidus temperature of the nielt.

図 2.2.11 THEMA コードの溶融部の成層化モデル

験、VULCANO 試験の溶融物先端位置の測定値と計算値を比較した。これらの解析ではコ ードのバージョンを固定し、また fitting parameter による調節も行わないようにした。 解析結果は、多くのケースで比較的良好に実測値に一致し、結論として、THEMA コード は実機適用に十分なレベルに達しているとしている[2.2.12]。

(3) 三次元解析コード

日立製作所の日高らが、NUPEC が作成した SAMPSON コードの計算モジュールとして開発 した Melt Spread 部解析コードについて報告している[2.2.13]。溶融部を 3 次元で扱い、ナビエ ストークス方程式と溶融物液位の輸送方程式を解いている。クラストのあるメッシュを考 慮しており、数値解法には SMAC を採用し、溶融物液面・クラスト位置の変化を求める ため Free surface tracking model を導入した。

日立製作所で行われた、溶融ステンレスを BWR Mark I 格納容器を縮小模擬したコンク リート床上に流出させた実験 case 1(溶融物量 63.6kg)、case 2(同 108.8kg)と比較した結果 を図 2.2.12 に示す。右端の図に実線で記入したものが、実験で観察された冷却後の溶融物 拡がりである。溶融物の拡がり面積は-8~11%の誤差で実験値と一致しており、本解析コ ードが melt spread 解析に有効な手法であると結論している。



図 2.2.12 溶融ステンレス 2 次元拡がり試験との比較

(4) 解析解の応用

カールスルーエ研究所の J.J.Foit が、Melt Spread 現象に関する解析解を用いて、実験での melt 拡がりから粘性係数を推定する方法について報告している[2.2.14]。低レイノルズ数(慣性項を 無視)、層流の一次元流れ(重力と粘性で流体の拡がりが決まる)に関する微分方程式は、以 下の式で表される。

$$\frac{\partial h}{\partial t} - \frac{1}{3} \frac{g}{\mu} \frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial h}{\partial x} \right) = 0$$

ここで、h: melt の液位、t: 時間、x: 水平方向座標、 $\mu:$ 粘性係数、g: 重力加速度。

この式で、粘性係数が指数関数で変化すると仮定し、また初期条件としてδ関数型の melt 分布を仮定するか、melt 供給速度が指数関数で表されるかの仮定により、極めて煩雑である が解析解及び近似解を得ることができる。ここで、粘性係数が指数関数で変化するとの仮定は、 melt が冷えることにより粘性が増すことを近似したもので、指数を0とすれば、粘性係数が 一定の場合を表現できる。得られた解析解から、複雑な関数形であるが melt の拡がりの先端 の位置を時間の関数とした式が導かれ、またその式と melt spread 試験の拡がりの実測値から、 使用された流体の粘性係数を求める式が導かれる。この式を CORINE 試験の高粘性流体の拡 がり試験と比較して、流体の粘性係数の決定が可能なことを示した。

このように、melt 拡がりの実測値から粘性係数を求める手法を開発したのは、実験で使用 される非ニュートン流体や液相線温度と固相線温度が異なる高温酸化物の固液二相流及びコ ンクリート上の高温流体試験のように熱分解ガスが下方から上昇してくる気液二相状態の実 効粘性係数を、melt 拡がりの測定結果から推定しようとしたものである。

(5) KTH における水中 melt spread 解析

スウェーデン王立工科大学(KTH)の A. Konovalenko らは,水中で溶融物が拡がるときの固 化後の厚さを予測する方法を検討した[2.2.15]。溶融物が凝固するまでに放出する熱量と除熱 速度で決まる無次元時間、溶融物厚みを表面張力と重力が釣り合う基準厚みに対する比で表し た無次元厚みを導入している。この、無次元厚みが、無次元時間の平方根に比例することを示 している。ただし、解析解と実験値との比較による経験パラメータを含む。また、モデルに溶 融物の熱伝導率の影響が入っていない。

参考文献

[2.2.1] 社団法人 日本原子力学会 "シビアアクシデント熱流動現象評価", 平成 13 年 3 月

- [2.2.2] C. Journeau et al., "Ex-vessel corium spreading: results from the VULCANO spreading tests", Nucl. Eng. Des. 223 (2003) 75-102.
- [2.2.3] C. Journeau et al., "Contributions to the VULCANO Experimental Programme to the understanding of MCCI Phenomena", Nucl. Eng. Technol., Vol.44 No.3 (apr.2012) 261-272
- [2.2.4] J.J. Foit, "Large-scale ECOKATS experiments: Spreading of oxide melt on ceramic and concrete surface", Nucl. Eng. Des. 236 (2006) 2567-2573.
- [2.2.5] H. Alsmeyer et al. "Experiment ECOKATS-2 on Melt Spreading and Subsequent Top Flooding", FZKA 7084, January 2005
- [2.2.6] A. Konovalenko, A. Karbojian, P. Kudinov, "Experimental Results on Pouring and Underwater Liquid Melt Spreading and Energetic Melt-coolant Interaction", NUTHOS-9, Kaohsing, Taiwan, (Sep. 2012),N9P0303
- [2.2.7] P. Kudinov et al., "Investigation of Steam Explosion in Stratified Melt-Coolant Configuration",

NUTHOS-10, Okinawa, Japan, (Dec. 2014), NUTHOS10-1316

- [2.2.8] D.Grishchenko et al., "Insight into Steam Explosion in Stratified Melt-Coolant Configuration", NURETH-15, Pisa, Italy, (May 2013) NURETH15-599
- [2.2.9] M. T. Farmer, J. J. Sienicki, B. W. spencer, "The MELTSPREAD-1 Computer Code for the Analysis of Transient Spreading in Containments", ANS Winter Meeting, Washington, D. C. (Nov. 1990)
- [2.2.10] M. T. Farmer, "Melt Spreading Code Assessment, Modifications, and Applications to the EPR Core Catcher Design, ANL-09/10, (Mar. 2009), ML063100157
- [2.2.11] B. Spindler, J. M. Veteau, "The simulation of melt spreading with THEMA code, Part 1: Model, assessment strategy and assessment against analytical and numerical solutions", Nucl. Eng. Des., 236 (2006) 415-424
- [2.2.12] B. Spindler, J. M. Veteau, "The simulation of melt spreading with THEMA code, Part 2: Assessment against spreading experiments", Nucl. Eng. Des., 236 (2006) 425-441
- [2.2.13] M. Hidaka, N. Sato, H. Ujita, "Verification for Flow Analysis Capability in the Model of Three-Dimensional Natural Convection with Simultaneous Spreading, Melting and Solidification for the Debris Coolability Analysis Module in the Severe Accident Analysis Code 'SAMPSON',(II) ", J. Nucl. Sci. Technol., 39[5], 520-530 (May 2002)
- [2.2.14] J.J.Foit, "Spreading under variable viscosity and time-dependent boundary conditions: estimate of viscousity from spreading experiments", Nucl. Eng. Des., 227 (2004) 239-253
- [2.2.15] A. Konovalenko, P. Kudinov," Development of Scaling Approach for Prediction of Terminal Spread Thickness of Melt Poured into a Pool of Water", Proceedings of The 9th International Topical Meeting on Nuclear Thermal-Hydraurics, Operation and Safety(NUTOS-9), Kaohsiung, Taiwan, (Sep 2012) N9P0302

2.3 JASMINE コードの概要

JASMINE コード (JAeri Simulator for Multiphase INteraction and Explosion) は、1994 年から 開発が行われているが、ここでは詳細な解析モデルを記載した user's Guide[2.3.1]が発行されて いる JASMINE v.3 について説明する。

2.3.1 コードの目的と対象とする現象

JASMINE コードは軽水炉シビアアクシデント時に溶融炉心と水との相互作用した時の水蒸 気爆発現象を解析することを目的としている。

水蒸気爆発は、炉心溶融物が水中に落下して、その一部または全部が液滴となって水中に分散する粗混合過程と、次に生じる爆発過程があるとされている。その概略と JASMINE でのモデル化を図 2.3.1 に示す。粗混合過程では、高温の溶融物液滴は膜沸騰状態であり周囲に蒸気



図 2.3.1 水蒸気爆発現象と JASMINE コードの解析モデル

膜を伴っている。爆発過程では、何らかのきっかけで発生した圧力波が液滴に到達したときに、 蒸気膜を不安定化させて液滴を微粒化させることにより液滴からの熱伝達を急増させ、このと きに発生する蒸気が圧力波をさらに増幅又は維持伝播させる。

予混合過程において液滴とならなかった溶融物は、床面に達すると横方向に拡がり、溶融物 のプールを形成する。また、トリガーが生じなかった場合や、圧力波を維持できるほどの量の 液滴が生じなかった場合、又は液滴が冷却されて圧力波によっては微粒化できないほど表面に 厚い固化層が形成された場合には水蒸気爆発は生じず、溶融物液滴は冷却固化されて落下し、 やがては溶融物プールに取り込まれる。溶融物プール表面に厚い固化層(クラスト)が形成さ れている場合には、この上に粒子層(デブリベッド)が形成される。

水プールが十分に深い場合には、溶融物ジェットは全て液滴となり、また液滴も水プール中 で固化し、床面上に堆積してデブリベッドを形成する。デブリベッド層が厚い場合には、崩壊 熱の冷却が不十分となりやがて水の浸透し難い部分で再溶融が生じる恐れがある。また、堆積 した液滴の固化が十分でない場合には液滴は相互に癒着し凝集物を作る。

JASMINE 3 には、デブリベッドの形成・凝集・冷却・再溶融のモデルは組み込まれていない。

2.3.2 基本モデルと計算式

JASMINE コードは軸対称二次元コードであり、溶融物は体系の中心で落下するとし、また、 溶融物、プール水の旋回運動成分を考慮していない。予混合過程及び爆発過程は時間スケール が異なるものの、溶融物ジェット・液滴・プールの流動・伝熱と水蒸気二相流の挙動で表され るため同様のモデルを使用している。以下に各部分でのモデル詳細を述べる。

JASMINE コードの構成は、溶融物計算部と水-蒸気挙動計算部(水プール)とに大別される。 また、溶融物計算部は、溶融物ジェット挙動、溶融物プール挙動、溶融物液滴挙動に分けられ る。本項に記述した式中の記号の説明は(5)に記載した。

(1) 溶融物ジェット

以下に示すオイラー座標で記述された高さ方向一次元の質量保存則、エネルギー保存則、運動量保存則を CIP 法で積分し、流速変化・温度変化・ジェットの径の変化を計算する。

質量保存則:

$$\frac{\partial A_J \rho_J}{\partial t} + v_J \frac{\partial A_J \rho_J}{\partial z} = -\sqrt{2\Theta A_J} m_e - A_J \rho_J \frac{\partial v_J}{\partial z}$$

エネルギー保存則:

$$\frac{\partial e_J}{\partial t} + v_J \frac{\partial e_J}{\partial z} = -\sqrt{\frac{2\Theta}{A_J} \frac{q}{\rho_J}}$$

運動量保存則:

$$\frac{\partial v_J}{\partial t} + v_J \frac{\partial v_J}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_J} \frac{\partial p_a}{\partial z} + K_f (v_a - v_J) + g$$

質量保存式中の*m_e*が予混合過程における液滴発生量であり、ジェットのブレークアップ長さ*L_{brk}*(ジェットのコアがプール水中で到達する深さ)から計算する。ブレークアップ長さは 基本的には次に示す Saito の式を用いて計算する。

$$\frac{L_{brk}}{D_{Ji}} = 2.1 \left(\frac{\rho_J}{\rho_l}\right)^{1/2} \left(\frac{V_{Ji}^2}{gD_{Ji}}\right)^{1/2}$$

液滴発生量は、ジェットの径が深さに対し て一定の速度で減少していくという仮定に基 づき計算する。すなわち

$$V_e = \frac{v_J}{2} \frac{D_{Ji}}{L_{brk}}$$

により、ジェット表面での溶融物剥離速度を 求めさらに

$$m_e = C_{ent} \rho_J V_e$$

として質量速度に換算する。ここで C_{ent} は、
入力パラメータであり、Default値は1である。

(2) 溶融物プール

半径方向一次元の浅水方程式を有限差分法により解く。オイラー座標で記述し、エネルギー 保存則、運動量保存則は非保存形である。すなわち、質量保存則:

$$\frac{\partial w h_P \rho_P}{\partial t} + \frac{\partial (w h_P \rho_P v_P)}{\partial x} = w m_s$$

エネルギー保存則:

$$\frac{\partial e_P}{\partial t} + v_P \frac{\partial e_P}{\partial x} = \frac{q}{h_P \rho_P} + \frac{(e_{ms} - e_P)max(m_s, 0)}{h_P \rho_P}$$

運動量保存則:

$$\frac{\partial v_P}{\partial t} + v_P \frac{\partial v_P}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_P} \left[\frac{\partial p_a}{\partial x} + \frac{g}{2} \frac{\partial h_P \rho_P}{\partial x} \right] + K_{fa} (v_a - v_P) - K_{fw} v_P + \frac{(v_{ms} - v_P)max(m_s, 0)}{h_P \rho_P}$$

となっている。

溶融物プールの表面温度 T_{sf} は、 e_p から計算した平均温度 T_{av} と水温 T_c を用いて、プール高さ方向の温度分布を二次関数で表されると仮定して次式で計算する。

$$T_{sf} = \frac{T_{av} + T_c \frac{h_p H}{6\lambda_p}}{1 + \frac{h_p H}{6\lambda_p}}$$

ここで、Hは溶融物表面の水側熱伝達率である。

(3) 溶融物液滴

離散要素法を採用し、ラグランジュ座標で記述された運動量・エネルギー保存則を解く。全 ての液滴について計算するのではなく、同様な条件のいくつかの液滴(グループ)を代表して 計算させ、その計算結果値にグループ内の液滴数を乗じて水との交換熱量、堆積溶融物量等と する。また、液滴初速の決定に乱数を使用しており、液滴が水プールに及ぼす影響及び溶融物 プールへの流入量に関してはモンテカルロ法を使用していることになる。

運動量保存則は、速度について:



図 2.3.2 JASMINE の溶融物 Jet のモデル

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}_p}{\partial t} = \mathbf{g} - \frac{\boldsymbol{\nabla} p_a}{\rho_p} + \frac{\boldsymbol{F}_{hy}}{m_p}$$

液滴位置について:

$$\frac{\partial \boldsymbol{x}_p}{\partial t} = \boldsymbol{v}_p$$

エネルギー保存則:

$$\frac{\partial e_p}{\partial t} = \frac{q}{m_r}$$

液滴と水との相互作用の計算は、ジェットからの発生時に直ちに始めるのではなく、 pre-particle という group を考え、この中にある程度の質量が蓄積した時に real-group として 水との相互作用の計算を始める。この条件は

(a) 液滴数が所定の値に達した時

- (b) グループの存在する領域の x 方向の大きさが x 方向分割メッシュ最小サイズの 1/4 を超え たとき
- (c) グループの存在する領域の外側が x 方向第1メッシュに達した時
- (d) 所定の時間が経過した時

となっている。

液滴の初期径は、バージョン 3.3bまでは、入力で与える固定値である。

液滴発生時の初速(x、z方向成分をvex、vezとする)は、次式で計算する。

$$v_{ex} = C_{vx}(2V_e)\{0.02 + 0.98\phi_r\}$$

$$v_{ez} = C_{vzwt}v_J + (1 - C_{vzwt})v_d$$

ここで、 C_{vx} 、 C_{vzwt} は、入力で与える定数で default 値はそれぞれ 5.0、0.5 である。 また、 ϕ_r は 0~1 の一様乱数である。

液滴の表面温度は、温度境界層の考えを取り入れプロフィル法を用いて次式で計算する。す なわち温度境界層内部の温度分布は二次関数で近似し、内部の温度と滑らかに接続されるとい う条件から、温度境界層厚さ**δ**の変化は次式で与えられる。

$$\delta\left\{1 - \frac{3}{4}\frac{\delta}{R} + \frac{1}{5}\left(\frac{\delta}{R}\right)^2\right\}d\delta = 3\kappa dt$$

また、表面温度T_{sf}は液滴平均温度T_{av}と液滴半径から次式で決定される。

$$T_{av} - T_{sf} = \frac{q\delta}{2\lambda} \left[1 - \frac{\delta}{R} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \frac{\delta}{R} + \frac{1}{10} \left(\frac{\delta}{R} \right)^2 \right\} \right]$$

(4) 水プール

水プールの温度・流動挙動は、多流体モデルの圧縮性二相流に関する質量・運動量・エネル ギー保存則について有限差分法を用いて計算する。座標系はオイラー座標軸対称二次元(並進 対称二次元の機能も有する)であるが、プログラミング上は円筒座標三次元となっており、 方向1セルについて計算するセクターモデルである。セクター角度は入力(通常 0.1 ラディア ン)である。旧日本原子力研究所で作製された ACE-3D コードをしている。気相・液相ごとに 以下の基本式を適用する。

質量保存則:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \boldsymbol{v}_k) = \gamma_k$$

エネルギー保存則:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k e_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k e_k v_k) = -p \left[\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k v_k) \right] + q_{ik} + q_{mk} + q_{wk} + \sum_{j \neq k} q_{jk} + \gamma_k h_k$$

運動量保存則:

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}_k}{\partial t} + \boldsymbol{v}_k \cdot \boldsymbol{\nabla} \boldsymbol{v}_k = -\frac{1}{\rho_k} \boldsymbol{\nabla} p - [K_{ik}(\boldsymbol{v}_k - \boldsymbol{v}_i)]_{i \neq k} - \frac{\gamma_k^+}{\alpha_k \rho_k} (\boldsymbol{v}_k - \boldsymbol{v}_i)_{i \neq k} + \frac{f_{mk}}{\alpha_k \rho_k} + \boldsymbol{g}$$

水・蒸気の物性については、fittingにより求めた蒸気表関数を使用している。また、非凝縮 性ガスの物性については理想気体としている。

溶融物プール・液滴の表面と水・蒸気間の摩擦力・熱伝達の評価に使用される相関式を以下 にまとめる。

表 2.3.1 JASMINE で使用される水・蒸気と溶融物との相互作用の相関式

項目	溶融物プールの表面	溶融物液滴の表面
摩擦抗力	無	球の抗力係数f = max(24/Re,18.5/ <i>Re</i> ^{0.6} ,0.44)
対流熱伝達	水平平面自然対流熱伝達式	球まわりの対流熱伝達Nu = 2 + $0.6Re^{1/2}Pr^{1/3}$
核沸騰熱流	Kutateladze	Kutateladze
限界熱流束	Zuber	Zuber
膜沸騰熱伝達	Berenson	Liu-Theofanous
極小熱流束	Berenson	Kondo et al.

水のボイド率に応じて上記の式に補正項を掛ける。

(5)記号の説明

以上の JASMINE 計算式の説明に使用された記号・添字の定義を以下に示す。

- 記号
- A:断面積
- e:比内部エネルギー
- g:重力加速度
- *h*:液深または比エンタルピ
- K:摩擦係数
- m: 質量または質量速度
- **p**: 圧力
- *R*:半径
- *t*:時間
- *v*:速度

 $w: セクターモデルの周方向分割メッシュ幅長さ(w = x \theta)$

- x:水平方向座標
- z:高さ方向座標
- $\alpha: ボイド率$

 γ_{μ} :単位体積当たり質量変化

- κ:熱拡散率
- λ:熱伝導率
- *ρ*:密度
- Θ:セクターモデルの周方向分割メッシュ幅角度
- 添字
- a:水プールを表す
- *av*: 平均を表す
- e:エントレインメント
- J:溶融物ジェット(Jiは、水面高さでの値を示す)
- k: 流体の種類
- l:
- **P**:溶融物プール
- p:溶融物液滴
- *sf*:表面

2.3.3 プログラミング上の特徴

(1) 計算手順

予混合過程と爆発過程を同一のコードで解析する。爆発過程計算時には、予混合過程計算時 に作成されたファイルから指定された時刻のデータを読み出し、リスタート機能を使用して非 常に細かい計算ステップ幅で計算を行う。この時、爆発過程計算を指示するフラグとトリガー となるセルの状態を入力する。

- (2) Jasmine で使用している物性値
- (a) 溶融物

溶融物の物性値としては、実機解析、実験解析に備えて、以下の物質に対する function が用 意されている。

名称	物質
corium	UO_2 80 : ZrO_2 20 wt% (FARO/KROTOS \mathcal{O} corium)
corium2	=tsol/tmelt/tliq を 2420/2545/2670 とする corium
corium3	UO2 70:ZrO2 30 wt% (TROI-13 の corium:共晶点近傍)
alumina	アルミナ
alumina2	SERENA-T3のアルミナ
zirconia	ジルコニア
ss304	304L ステンレススチール

表 2.3.2 JASMINE で使用される模擬溶融物

このうち、実機解析に使用される corium, corium3 について、具体的な数値を表 2.3.3 に示しておく。固相線温度と液相線温度の間にある温度の場合は以下のように補間する。

密度は、固相線温度、液相線温度の値を cos 関数で補間した値とする。温度一内部エネルギ ーの換算に使用する内部エネルギーの温度微係数(いわゆる比熱に相当)については、温度の 一次関数で表し(固相・液相線温度の平均温度で折れ曲がる)、温度による積分値が凝固潜熱 と一致するように決定する。伝熱計算相関式に使用される比熱については、固相・液相線温度 の平均温度との大小比較で固相のものと液相のものを使い分ける。corium3の熱伝導率につい ては、密度と同様、cos 関数で補間する。

変 数	タイプ	説 明	corium	corium3
			UO ₂ -ZrO ₂	UO ₂ -ZrO ₂
			80:20wt%	70:30wt%
tmelt	実数	溶融物融点[K]	2840	2811
tsoli	実数	溶融物固相線温度[K]	2830	2806
tliqu	実数	溶融物液相線温度[K]	2850	2816
rhosol	実数	固相密度[kg/m ³]	9430	8285.1
rholiq	実数	液相密度[kg/m ³]	7960	7121.6
cpsol	実数	固相比熱[J/kg/K]	445	566.2
cpliq	実数	液相比熱[J/kg/K]	565	680.7
lheat	実数	凝固潜熱[J/kg]	362.0E3	428.0E3
lamsol	実数	固相熱伝導率[W/m/K]	2.88	1.911
lamliq	実数	液相熱伝導率[W/m/K]	2.88	3.601
viscmm	実数	粘性係数[Pa·s]	4.23E-3	3.489E-3
sftnmm	実数	表面張力[N/m]	0.45	0.45
emssmm	実数	輻射率[-]	0.79	0.79
cf_visc	実数	粘性係数の温度依存性の 係数(温度の1次式の係 数)	0	0
cf_sftn	実数	表面張力の温度依存性の 係数(温度の1次式の係 数)	0	0
cf_emss	実数	輻射率の温度依存性の係 数(温度の1次式の係数)	0	0

表 2.3.3 JASMINE で使用されるコリウムの物性値

(b) 蒸気表

JASMINE では、計算速度の高速化を図るために、蒸気表関数を fitting により作成し組み 込んでいる。この関数がどの程度の精度を有するか確認するため、機械学会が公表している蒸 気表[2.3.2]の数値と比較した。図 2.3.3 ~図 2.3.7 に順に、飽和温度、蒸発潜熱、蒸気密度、 粘性係数、熱伝導率の比較を示してある。JASMINE には、サブクール水及び過熱蒸気に対す る計算機能もあるが、ここでは、沸騰現象を支配する飽和状態に対するものを比較した。

いずれの数値も、臨界点近傍を除き良好な精度で一致しており、低圧での現象を扱う液滴微 粒化・melt spread の解析には問題がないと判断できる。

(c) 沸騰熱伝達

使用されている沸騰曲線の値の一例をグラフ化して示した。雰囲気圧力を大気圧とし、水プ ールのサブクール度をパラメータとして、溶融物の表面温度を変化させて熱流束を計算・出力 した。図 2.3.8 が液滴表面に対するもの、図 2.3.9 が溶融物プールと水プール界面に対するも のである。液滴についての計算では、液滴径は3 mm、液滴と水との相対速度は 0.3 m/s とし た。

溶融物プールの上面の膜沸騰熱流束や、極小熱流束に対する水温度のサブクール度の差異が ほとんどないことが分かる。極小熱流束に対する水サブクールの効果のモデルについてはまだ 確立されておらず、正しいか否かは判定できないが、JASMINEにより melt spread 解析を行 った時に水サブクール度の影響がきわめて小さいことが予想される。






2.3.4 コードの履歴と検証

JASMINE コードの開発・改良は長期間にわたり行われている。これまでの開発の経緯とコードバージョン名及び解析・比較の対象とした実験を表 2.3.4 に示す。JASMINE 3 で、コードの基本式・計算手法・構成が固まり、その後、予混合過程での溶融物液滴の粒径分布考慮機能などの追加が行われてきた。本報告書の3章、4章に示す改良作業で作製されるバージョンをJASMINE 4.0 とする。

バージョン名	発行/	内容・参考文献	比較対象実験
	実施年月		
JASMINE	1994	開発着手。混相流解析コード	Gilbertson らの非加
		MISTRALを元に予混合過程の解析部	熱体系での実験
		を作成	MAGICO 実験
		[2.3.3]	
JASMINE Pro	2000/12	爆発過程の解析部を作成。ユーザー	
		マニュアルを発行。	
		[2.3.4]	
JASMINE-pre	2004/1	水―蒸気系の計算に ACE-3D を利用	FARO-L24, -L31
		した予混合過程計算部を作成。論文	
		発行。	
		[2.3.5]	
JASMINE 3	2008/07	予混合過程・爆発過程を同一の計算	FARO-L14, -L28,
		プロセスで扱うバージョンを作成。	-L31, -L33
		ユーザーズマニュアルを発行。	
		[2.3.1]	KROTOS-K44, -42,
			-K37
JASMINE 3.3b	2010/07	プログラムの構成・変数名、説明文書	OECD/NEA
		等整理	SERENA Project
			Phase-1
JASMINE_NRA	2014/10	予混合過程の液滴粒径分布考慮	OECD/NEA
		ジェットの流動抵抗計算式変更	SERENA Project
		溶融物の物性値入力を可能とする	Phase-2
JASMINE 3.3NW	2015/07	OSをLINUX(UNIX)から	
		WINDOWSとする。コンパイラ変更	
		(→インテル Visual Fortran	
		Composer XE)	
		入力マニュアル改訂。TeX→Word	
JASMINE 4.0	これからの	プロジェクトにおける改良で作成	DEFOR-A
			PULiMS

表 2.3.4 JASMINE 開発・改良の経緯

2.3.5 参考文献

- [2.3.1] Kiyofumi MORIYAMA, Yu MARUYAMA, Hideo NAKAMURA:"Steam Explosion Simulation Code JASMINE v.3 User's Guide", JAEA-DATA/Code 2008-014, July 2008, Japan Atomic Energy Agency
- [2.3.2] 日本機械学会、"1999 日本機械学会蒸気表"、(1999-11月)
- [2.3.3] 森山清史ら,"水蒸気爆発解析コード JASMINE の開発", JAERI-Data/Code 95-016 (1995-11 月) 日本原子力研究所
- [2.3.4] Y. Yang, et al., "JASMINE-PRO: a Computer Code for the Analysis of Propagation Process in Steam Explosions—User's Manual", JAERI-Data/Code 2000-035 (Sep. 2000) Japan Atomic Energy Agency
- [2.3.5] K. Moriyama, H. Nakamura, Y. Maruyama, "Analytical tool development for coarse break-up of a molten jet in a deep water pool", Nucl. Eng. Des. 236(2006) 2010-2025

- 3. 溶融炉心ジェットブレークアップ及び凝集
- 3.1 ブレークアップ及び凝集評価の概要

原子炉圧力容器(RPV)破損時に格納容器内へ放出された溶融コリウムはジェット状に落下 する可能性が高い。RPV下方のキャビティには、注水による水の蓄積の可能性がある。また、 北欧諸国のBWRでは、アクシデントマネジメント(AM)として積極的に水を貯めておくこ とが考えられている。[3.1.1]によれば落下したジェットは以下のような過程をたどると考えら れている。

溶融ジェットはキャビティ内の水との相互作用により、ブレークアップ(分裂:粒子化)し ながら落下する。ジェットが全て分裂する長さをブレークアップ長さと呼ぶ。ブレークアップ 長さより浅いプールでは、床面に到達した溶融物はケーキ状のデブリベッドとして堆積する。 図 3.1.1 はジェットブレークアップ試験である DEFOR-E 実験[3.1.2]により得られたケーキ状の デブリの写真である。この試験で用いられた溶融模擬物質は CaO-B₂O₃ である。ケーキ状のデ ブリベッドは、隙間なくコリウムが固まっており水の浸入がほとんど無い。また、床面との接 触面も同様であるため冷却性が悪いため溶融炉心/コンクリート相互作用(MCCI)に至る可 能性が高くなる。ジェットから分裂した粒子は表面からの冷却を受けながら水中を落下する。 冷却により表面から固化が進み、十分冷却されたものは固化粒子となるが、床面に到達した分 裂粒子は固化の進行具合によっては近くの粒子と接触したときに結合し粒塊化する。これをア グロメレーションデブリと呼ぶ。図 3.1.2 に DEFOR-E 実験で得られたアグロメレーションデブ リの写真を示す。アグロメレーションデブリは粒子の形状がある程度残っているため、水の浸 入が生じることなどからケーキ状のデブリベッドとは冷却性が異なる。



図 3.1.1 ケーキ状デブリ[3.1.2]

図 3.1.2 アグロメレーションデブリ[3.1.2]

水に落下したジェットがどの形態になるかは MCCI の評価に影響する。プールが浅いほど、 ケーキ状デブリ、アグロメレーションデブリの割合が多くなり、MCCI の可能性が高くなる。 プールが深いほど、デブリの冷却性には有利だが、水蒸気爆発の可能性が大きくなると考えら れる。

デブリの冷却性の評価は MCCI に至るかどうかの評価上重要であるが、ジェットのブレーク アップに関連するパラメータは、プールの深さ、水の温度(サブクール度)、溶融ジェット直 径、溶融コリウム温度(スーパーヒート)等多数存在する。また、事故の進展や RPV 破損も 様々な状況が考えられるため、不確かさも大きい。また、その範囲を実験で再現することは困 難であるため、計算コードによる評価が有用であると考えられる。2章3節で解説したJASMINE コードは、水蒸気爆発の解析を目的としたものだが、デブリの冷却性評価に必要な情報が得ら れると考えられる。

本章では、デブリの冷却性に関連して、ジェットのブレークアップ現象及び分裂粒子のアグ ロメレーション割合に注目し、JASMINE コードを用いてジェットのブレークアップ計算を行 い、ブレークアップに関連したパラメータとアグロメレーション割合の関係性の評価を行うこ とでコードの特徴を把握し、課題点の抽出を行うこととする。

解析の対象は、スウェーデン王立工科大学(KTH)で行われた DEFOR-A 実験である。これ はジェットブレークアップの結果生じるデブリに注目した実験で、水プール中にキャッチャー が設けられており、深さ方向のアグロメレーション割合のデータが得られている。

本事業では JASMINE コードの発生分裂粒子径分布についての改造を行い、DEFOR-A 実験の 計算を実施した。計算結果を用いて液体粒子割合に対するアグロメレーション割合の関係性に ついての評価を行った。

3.2 JASMINE コードへの分裂粒子径分布モデルの組み込み

本節では JASMINE コードへの分裂粒子径分布の組み込みについて述べる。本解析ではメルトジェットから分裂して生じる分裂粒子の直径に対する累積質量割合が Rosin-Rammler 分布に従うとしている。そのための JASMINE コードの改造を行う。

3.2.1 Rosin-Rammler 分布について

本事業で導入する Rosin-Rammler 分布は Weibull 分布とも呼ばれる。本解析では、粒子の直径が D_p より小さい粒子の累積質量割合 F が Rosin-Rammler 分布に従うとする。その分布関数は次式で表される。

$$F = 1 - \exp\left\{-\left(\frac{D_p}{D_e}\right)^n\right\}$$
(3.1)

この式で D_e とnはそれぞれ absolute size constant、distribution constant と呼ばれる分布を特徴づけるパラメータである。

ジェットのブレークアップにより生じる粒子径については、過去の研究で検討されている。 森山らのジェットのブレークアップ実験[2.2.1]では、粒子の直径に対する累積質量割合が Rosin-Rammler 分布に従うことが示されている。そのとき、分布を表すパラメータとして De は 8 [mm]、n は 1.5 で代表できるとされた。また、FARO 実験や KROTOS 実験によると、実験 によって粒子径の分布は大きく変化しないことが示されている[2.2.2]。

本解析の対象となる DEFOR-A 実験で得られた累積質量割合グラフを図 3.2.1 に示す。同時に De を 8 [mm]、n を 1.5 とした累積分布関数のグラフ(赤色の直線)も表示する。このグラフの 軸は以下の2式を用いて、Rosin-Rammler 分布が直線に乗るようなスケールに変換されている。

(横軸) $\log(Dp)$ (3.2)

(縦軸)
$$\log\left\{\log\left(\frac{1}{1-F}\right)\right\}$$
 (3.3)

グラフから、DEFOR-A 実験で採取された粒子直径も Rosin-Rammler 分布に従っているとみな せるものと考える。



図 3.2.1 粒子直径と累積質量割合(DEFOR-A 実験、Rosin-Rammler 分布)

3.2.2 JASMINE コードでの粒子径の扱い

JASMINE コードでは、メルトジェットから分裂した粒子は粒子群(粒子グループ)として 扱われる。ジェットからの分裂質量が決まったら、pre 粒子群に加えられる。pre 粒子群はジェ ットモデルと二相流中に存在する粒子群の間のバッファ領域の働きをするもので、以下に示す 4つの条件うちのいずれかを満たしたとき、real 粒子群として水中に粒子群として放出される。 4 つの条件とは、本報告書 2.3.2 (2)で挙げられている(a)~(d)である。

ある粒子群に含まれる粒子径は全て単一の値を持つが、この値は real 粒子になるときに与え られる。粒子径を与える方法はいくつか用意されており、モンテカルロ法により対数正規分布 に従う直径を与える方法や、複数に分割した代表粒子径とその質量割合を入力で与える方法が ある。表 3.2.1 に JASMINE コードにおける粒子直径の発生方法を示す。

No.	モンテカルロ法によって計算する方法(正規分布、または Rosin-Rammler 分布)							
	次の入力データを与える							
1	・正規分布: 乱数のシード値、粒子の平均直径と標準偏差							
	・Rosin-Rammler 分布: absolute size constant、distribution constant							
2	モンテカルロ法により、初期設定にて確保している配列分の直径分布を計算							
Z	(対数正規分布または Rosin-Rammler 分布)							
3	pre-group から real-group に開放される、メルト総質量を計算							
4	代表粒子径の質量を計算							
5	メルト総質量/代表粒子径質量を、代表粒子径の粒子数とする							
6	粒子は生成位置とタイミング毎に、1 つの粒子グループが生成される							
No.	代表粒子径と質量割合を入力で与える方法							
1	入力データで与える数値は、代表粒子径と質量割合							
2	pre-group から real-group に開放される、メルト総質量を計算							
3	代表粒子径毎に、質量を計算							
4	メルト総質量/代表粒子径質量×質量割合を、代表粒子径の粒子数とする							
5	粒子は生成位置とタイミング毎に、複数粒子が生成される							

表 3.2.1 粒子発生モデルの具体的な計算方法

本改造では、前者の方法の拡張を行った。Rosin-Rammler分布に従う粒子直径は、逆関数を 用いて一様乱数を変換するという逆関数法により生成される。以下に示す累積分布関数の逆関 数を示す。

$$D_p = \left(-D_e \ln\left(1-u\right)\right)^{1/n}$$

(3.4)

式中のuは一様乱数を表す。この式により得られる直径の分布は、累積粒子数割合となるが、 仮に発生粒子数が一定と仮定すると、累積質量割合とみなすことができる。JASMINE コード では上記のような条件を満たしたときに real 粒子群となり、直径が与えられる。上記の仮定に ついては粒子群の質量がほぼ一定であると仮定することで満たせるとして粒子群の発生を扱 うこととした。

3.2.3 発生粒子径分布の確認

JASMINE コードで発生させた粒子直径となる乱数のリストを出力させて、粒子直径分布の 妥当性の検証を行う。ここで検証するのは前項で示した通り、直接には直径に対する粒子数割 合であるが、発生粒子群の質量を一定だと仮定すると、累積質量割合とみなすことのできるも のである。ここでは、(1) n=1.5、 De=0.008 [m]、(2) n=1.6、De=0.0095 [m]の2ケースを検証に 用いる。図 3.2.2 と図 3.2.3 に各ケースで発生した粒子直径分布の累積分布関数、及びヒストグ ラムを示す。それぞれの図中の左図は、Rosin-Rammler 累積分布関数とそれに相当するサンプ リング集計値、右図は下式で表される関数とそれに相当するサンプリング集計値である。

$$\Delta F = F_a - F_b \tag{3.5}$$

式中の添え字 a、b は D_p の値を示し、本図では a、bの間隔は 0.5 [mm]とする。同図より、十分 大きなサンプリング数としたとき、累積分布関数は Rosin-Rammler 分布を良好に再現すること が確認できる。



図 3.2.2 直径分布の累積分布関数、及びヒストグラム (n=1.5、De=0.008[m])

3-5



図 3.2.3 粒子直径分布の累積分布関数、及びヒストグラム(n=1.6、De=0.0095[m])

3.3 DEFOR-A 実験について

3.3.1 DEFOR-A 実験の概要

DEFOR-A 実験は KTH の Division of Nuclear Power Safety によって実施された、DEFOR (Debris Bed Formation) 試験装置を用いた実験プログラムである[3.3.1, 2, 3, 4, 5]。これまでに DEFOR-E、 DEFOR-S、 DEFOR-A と数種類の実験が行われた。 DEFOR-E[3.1.2]は DEFOR 装置による実験 によるデブリベッドの形成について、DEFOR-S[3.3.6]はデブリベッドやブレークアップ粒子の 形態について着目した実験であった。DEFOR-A 実験では、4 層のキャッチャーの設置によりデ

ブリの捕集を行い、堆積したデブリの分析を行うというものであった。実験はA1~A9の9ケ ースが行われ、メルトジェット直径、メルト温度(過熱度)、水プール深さ、水プール温度(サ ブクール度)などがパラメータとされた。堆積したデブリは粒子直径に対する累積質量割合や 粒塊化したアグロメレーション割合が測定された。

3.3.2 DEFOR-A 実験装置

DEFOR-A 試験装置を図 3.3.1 に示している。試験装置は主に高周波誘導加熱炉、漏斗、水プ ールから構成される。高周波誘導加熱炉は SiC により作成され、45 [kW](30 [kHz])の出力を持 ち、容量は 15 L である。炉内で溶融物を発生させ、傾けることでジェットを放出するための 円錐形の漏斗へ移す。漏斗の下部には円形のノズルが取り付けられており、ここから重力の働 きによりジェットが落下する。ノズルは最大 25 [mm]まで用意されていた。ノズル先端とプー ル底面の距離は 1.7 [m]となっている。プール容器は透明で、底面が 0.45 [m]、0.5 [m]、高さが 2 [m]である。



図 3.3.1 DEFOR-A 試験装置[3.3.1]

プール内には深さ方向に4層のキャッチャーが備えられている。キャッチャーは1層でプー ル容器の4分の1の面積を占めるようになっており、分裂粒子は各キャッチャーにデブリとし て捕集されるようになっている。キャッチャーがジェットの分裂に影響がしないように1番上 層のキャッチャーはジェットが完全に分裂する深さ以下に設置された。これは、以下に示す Saito 式[3.3.7]によるメルトジェットのブレークアップ長さの推定値を参考に決められた深さ である。

$$\frac{L_{br}}{D_{jet}} = 2.1 \sqrt{\frac{\rho}{\rho_w} \frac{U_{jet}^2}{g D_{jet}}}$$
(3.6)

式中において L_{br} : ブレークアップ長さ、 D_{jet} : ジェットの入水直径、 ρ : メルト密度、 ρ_w : 水 密度、 U_{jet} : ジェット入水速度、g: 重力を表す。[3.3.3]によると推定値はジェット直径として メルト射出時の直径を用いて、10 [mm]のとき 0.38 [m]、25 [mm]のとき 0.60 [m]となり、一 番上のキャッチャーの水面からの深さである 0.6 [m]と同程度となる。水面到達までにジェッ トは加速により断面積が減ることで直径が小さくなることを考慮すると、キャッチャー高さに おいてジェットは分裂しきっていると考えられる。

3.3.3 DEFOR-A 実験条件と主な結果

本事業で解析の対象とする DEFOR-A 実験の条件について述べる。DEFOR-A 実験は A1~A9 の 9 ケースが実施された。溶融コリウムの模擬物質として、ビスマス酸化物とタングステン酸 化物の共晶点混合物 (Bi₂O₃-WO₃)が用いられた。実験のパラメータはメルトの温度(過熱度)、 メルトジェット直径、水の温度(サブクール度)などである。表 3.3.1 に DEFOR-A 実験の条件 を表としてまとめる。

Parameters	A1	A2	A4	A5	A6	A7	A8	A9
Melt temperature, K	1253	1246	1221	1245	1279	1349	1255	1343
Melt superheat, K	110	103	78	102	136	206	112	200
Melt jet initial diameter, mm	10	20	20	10	12	25	25	20
Duration of melt release	38	11	11	38	20	10	10	11
Elevation of melt release, m	1.7	1.7	1.7	1.7	1.7	1.62	1.62	1.7
Jet free fall height, m	0.18	0.18	0.2	0.18	0.18	0.2	0.2	0.18
Total water pool depth, m	1.52	1.52	1.5	1.52	1.52	1.42	1.42	1.52
Water initial temperature, K	346	366	346	364	346	356	355	355
Water subcooling, K	27	7	27	9	27	17	18	18
Mass average particle size, mm	4	3.7	3	4.4	3.1	4.8	3.9	4.3

表 3.3.1 DEFOR-A 実験条件

4層のキャッチャーに堆積したデブリの分析が行われた。粒子状のデブリはふるいにかけられ、粒子直径に対する累積質量割合として整理された(表 3.3.2、図 3.2.1 参照)。また、各キャッチャーにおけるアグロメレーション割合を表 3.3.3、プール深さとアグロメレーション割合の 相関関係を図 3.3.2 に示す。

	Mass fraction of debris with sizes smalller than specified size, %								
Size, mm	A1	A2	A4	A5	A6	A7	A8	A9	
7.10	97.9	98.2	98.9	93.1	99.4	92.3	96.7	95.9	
5.60	86.7	88.3	95.4	82.2	95.3	74.6	86.5	91.4	
4.75	79.3	81.5	93.1	75.0	90.7	62.0	79.7	64.8	
4.00	62.0	68.0	88.8	60.7	82.3	48.6	64.7	49.1	
3.55	54.6	59.7	84.2	51.7	76.0	41.0	57.9	39.1	
2.80	36.5	44.2	51.5	32.6	54.9	28.8	38.3	30.1	
2.36	28.3	32.6	46.2	24.7	44.8	22.0	30.3	22.9	
2.00	18.5	24.5	30.9	17.5	29.7	18.6	21.0	17.4	
1.80	15.7	19.8	27.4	15.5	26.9	14.5	18.7	12.6	
1.40	9.2	11.4	16.5	8.7	14.4	7.4	10.2	9.1	
1.00	4.0	5.5	8.5	4.2	7.5	3.9	4.9	6.1	
0.50	1.2	1.3	3.0	1.0	2.6	1.2	1.3	3.3	
0.25	0.4	0.3	1.1	0.3	0.9	0.5	0.5	1.5	
0.10	0.1	0.1	0.3	0.1	0.2	0.1	0.1	0.3	

表 3.3.2 粒子直径と累積質量割合一覧

表 3.3.3 アグロメレーション割合

	Tests								
	A1	A2	A3	A4	A5	A6	A7	A8	A9
Melt superheat [K]	110.0	103.0	-	78.0	102.0	136.0	206.0	112.0	200.0
Melt jet initial diameter [mm]	10.0	20.0	20.0	20.0	10.0	12.0	25.0	25.0	20.0
Water subcooling [K]	27.0	7.0	28.0	27.0	9.0	27.0	17.0	18.0	18.0
Catcher 1, [%]	81.9	43.4	44.0	23.9	26.5	80.9	79.5	78.8	70.0
Catcher 2, [%]	14.5	7.5	14.2	6.1	8.3	10.5	91.1	15.8	89.8
Catcher 3, [%]	3.7	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	67.0	8.2	82.3
Catcher 4, [%]	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	21.0	0.0	5.8



図 3.3.2 アグロメレーション割合

A3 のケースではメルトが高周波誘導加熱炉の SiC るつぼを浸食し、また、漏斗の出口をブ ロックしたためメルトの放出が止まったと報告されている。そのため、A3 のデータについて は本解析の対象から外した。

3.4 DEFOR-A 実験解析

DEFOR-A 実験を JASMINE コードで解析するための条件設定について述べ、その後解析結果 について述べる。

3.4.1 解析条件

(1) 解析体系

DEFOR-A 試験装置のテストセクション断面は 0.5 [m]×0.45 [m]となっている。JASMINE コ ードではこれを半径方向と高さ方向の 2 次元円筒座標で模擬しなければならない。ここでは、 テストセクション直径を水プール体積が実験時と等しくなるように決定する。

図 3.4.1 に DEFOR-A2 の解析体系を示す。解析体系は A1、A2、A5、A6、 A9 で共通である。 A4、A7、A8 のケースはプールの水深の条件が異なるため、軸方向のメッシュが異なる。表 3.4.1 に軸方向、表 3.4.2 に半径方向のそれぞれのメッシュ分割位置を示す。



図 3.4.1 DEFOR-A1 解析体系

表341 軸方向メッシュ分割

	dz	Z
0		0.00
1	0.10	0.10
2	0.10	0.20
3	0.10	0.30
4	0.10	0.40
5	0.10	0.50
6	0.10	0.60
7	0.10	0.70
8	0.10	0.80
9	0.10	0.90
10	0.10	1.00
11	0.10	1.10
12	0.10	1.20
13	0.10	1.30
14	0.10	1.40
15	0.12	1.52
16	0.09	1.61
17	0.09	1.70
18	0.20	1.90
19	0.20	2.10
20	0.20	2.30
21	0.20	2.50
22	0.20	2.70

± 5.1.1 +		• ~)111
	dz	Z
0		0.00
1	0.10	0.10
2	0.10	0.20
3	0.10	0.30
4	0.10	0.40
5	0.10	0.50
6	0.10	0.60
7	0.10	0.70
8	0.10	0.80
9	0.10	0.90
10	0.10	1.00
11	0.10	1.10
12	0.10	1.20
13	0.10	1.30
14	0.12	1.42
15	0.09	1.51
16	0.09	1.60
17	0.10	1.70
18	0.20	1.90
19	0.20	2.10
20	0.20	2.30
21	0.20	2.50
22	0.20	2.70
	(A4 試験)	

	dz	Z
0		0.00
1	0.10	0.10
2	0.10	0.20
3	0.10	0.30
4	0.10	0.40
5	0.10	0.50
6	0.10	0.60
7	0.10	0.70
8	0.10	0.80
9	0.10	0.90
10	0.10	1.00
11	0.10	1.10
12	0.10	1.20
13	0.10	1.30
14	0.10	1.40
15	0.10	1.50
16	0.10	1.60
17	0.10	1.70
18	0.20	1.90
19	0.20	2.10
20	0.20	2.30
21	0.20	2.50
22	0.20	2.70

(A1, A2, A5, A6, A9 試験)

(A7,A8 試験)

	dr	r
0		0.00
1	0.04	0.04
2	0.04	0.08
3	0.10	0.11
4	0.10	0.13
5	0.10	0.15
6	0.10	0.17
7	0.10	0.19
8	0.10	0.21
9	0.10	0.90
10	0.10	1.00
11	0.10	1.10
12	0.10	1.20
13	0.10	1.30
14	0.10	1.40
15	0.10	1.50
16	0.10	1.60
17	0.10	1.70
18	0.20	1.90
19	0.20	2.10
20	0.20	2.30
21	0.20	2.50
22	0.20	2.70

表 3.4.2 半径方向メッシュ分割

また、テストセクションの上部は大空間へ開放されており、実験中に発生した気体はテスト セクション外へ放出される。放出された気体がテストセクションへ顕著な影響を及ぼさないよ うに、テストセクション外の領域を設け、解析体系は、半径 1.367 [m]、高さ 2.7 [m]とした。

(2) 溶融物物性値の設定

JASMINE コードでは、インプットファイルで指定された物質に対応した Function を呼び出 すようになっている。既に存在している物質の指定方法に準じて、Bi₂O₃-WO₃の物性値を組み 込んだ。物性値は DEFOR-A 実験に関する参考文献等で確認できたものを使用し、表 3.4.3 にま とめた。

⁽A1~9 試験)

変数名	説明 [単位]	値
TMELT	溶融物融点 [K]	1143
TSOLI	溶融物固相線温度 [K]	1138
TLIQU	溶融物液相線温度 [K]	1148
CPLIQ	液相比熱 [J/kg/K]	280.0
CPSOL	固相比熱 [J/kg/K]	390.6
LHEAT	凝固潜熱 [J/k]	170000.0
RHOLIQ	液相密度 [kg/m ³]	6876
RHOSOL	固相密度 [kg/m ³]	7811
LAMLIQ	液相熱伝導率 [W/m/K]	5.3
LAMSOL	固相熱伝導率 [W/m/K]	5.3

表 3.4.3 Bi₂O₃-WO₃ 物性值

[3.3.2, 3.3.3, 3.3.4]

(3) Rosin-Rammler 分布パラメータの決定

メルトジェットから分裂する粒子直径は、3.2.1 で述べたとおり Rosin-Rammler 分布に従うものとする(図 3.2.1 参照)。ここでは、分布の特徴を決める 2 つのパラメータである absolute size constant (De)と distribution constant (n)の決定方法を示す。

図 3.4.2 に DEFOR-A 実験によるデブリ粒子直径と累積質量割合の関係図を示す。グラフの横軸と縦軸は、Rosin-Rammler 分布が直線となるように以下の式で定義されている。

(横軸) log(Dp)

(3.7)

(縦軸)
$$\log\left\{\log\left(\frac{1}{1-F}\right)\right\}$$
 (3.8)

このグラフ上で近似曲線を作成すると、以下の式で表される。この式による直線も図 3.4.2 に 表示している。

y = 1.8711x - 1.4875

一方、Rosin-Rammler 分布関数は以下の式で表される。

$$F = 1 - \exp\left\{-\left(\frac{D_p}{D_e}\right)^n\right\}$$
(3.9)

これを変形すると次式のようになる。

$$\log\left\{\log\left(\frac{1}{1-F}\right)\right\} = n \cdot \log D_p - n \cdot \log D_e + \log\left(\log(e)\right)$$
(3.10)

この式から、左辺は図 3.4.2の縦軸、右辺の一項目の n は傾き、logD_pは横軸、二項目は切片を示すことがわかる。前掲の近似式と比べると、n と D_eの値が以下のように決まる。

$$n = 1.8711 \approx 1.87 \tag{3.11}$$

$$D_e = 10 \frac{1.4875 + \log(\log(e))}{n} = 3.993949 \approx 4.0$$

(3.12)

図3.4.3にDEFOR-A実験とここで求めた関係式による粒子直径に対する累積質量割合のグラフを示す。



図 3.4.2 粒子直径と累積質量割合の相関関係(近似線含む)



図 3.4.3 粒子直径と累積質量割合の相関関係(Rosin-Rammler 分布式含む)

3.4.2 解析結果、考察

DEFOR-A 実験解析の結果をブレークアップの形態が特徴的な A1 と A2 のケースを代表として主に示すこととする。その他のケースの詳細な結果については、付録にて紹介する。

(1) 発生粒子径分布

発生粒子の直径に対する累積質量割合をA1とA2のケースについてそれぞれ図3.4.4、図3.4.5 に示す。横軸は発生粒子の直径、縦軸はその直径以下の粒子の質量割合である。紫の直線が Rosin-Rammler 分布の式 (n = 1.87, De = 4 [mm])、青色の点は実験データ、赤色の点は実験解析 結果から求めた分布を示している。A1、A2ともに、解析による分布はおおむね Rosin-Rammler 分布を再現できていることが確認できた。他のケースについても同様であった。



図 3.4.4 発生粒子の累積質量割合(A1)



図 3.4.5 発生粒子の累積質量割合(A2)

(2) 質量バランス及び熱バランス

A1、A2における放出された水、蒸気の質量グラフを図 3.4.6、図 3.4.7 に示す。高温のメルトが水と接触することで水蒸気が発生し、水が減少している。サブクール度の小さい A2 のケースでは最終的な水蒸気の発生量が多くなっている。残りのケースのうち、サブクール度の小さいケースである A5 でも他のケースと比べて水蒸気の発生量が多い傾向が現れている。図 3.4.8、図 3.4.9 に各物性のエネルギ履歴のグラフを示す。また、表 3.4.4、表 3.4.5 に各エネルギバランスを示す。系に流入したエネルギはほぼ等しいが、最終的にサブクール度の小さい A2 のケースで比較的大きい熱量が蒸気に移動していることがわかる。



図 3.4.6 水、及び発生水蒸気の質量(A1)











図 3.4.9 各物性のエネルギ量(A2)

	0.0 s	20.0 s	48.0 s	48.0 s-0.0 s
水の内部エネルギ	1619300	1666200	1718200	98900
蒸気の内部エネルギ	0.441	14607.000	34654.000	34653.559
非凝縮性ガスの内部エネルギ	61777.0	63516.0	66220.0	4443.0
メルトの内部エネルギ	0.0	48767.0	75155.0	75155.0
流体の運動エネルギ	0.000	0.065	0.033	0.033
合計	1681077.4	1793090.1	1894229.0	213151.6
エネルギの増加量	0.0	112012.6	213151.6	
流入分メルトのエンタルピ	0.0	112441.3	213600.9	
当头	0.0	-428.7	-449.3	
砕左	0.00%	-0.02%	-0.02%	

表 3.4.4 エネルギバランス(A1)

単位:[J]

表 3.4.5 エネルギバランス(A2)

	0.0 s	10.0 s	21.0 s	21.0 s-0.0 s
水の内部エネルギ	2038400	2076500	2079000	40600
蒸気の内部エネルギ	0.441	34267.000	59226.000	59225.559
非凝縮性ガスの内部エネル ギ	61777.0	66343.0	68842.0	7065.0
メルトの内部エネルギ	0.0	115910.0	106020.0	106020.0
流体の運動エネルギ	0.000	0.067	0.043	0.043
合計	2100177.4	2293020.1	2313088.0	212910.6
エネルギの増加量	0.0	192842.6	212910.6	
流入分メルトのエンタルピ	0.0	190820.4	209805.0	
	0.0	2022.2	3105.6	
砕左	0.00%	0.09%	0.13%	

単位:[J]

(3) メルトジェット、粒子及び発生蒸気

A1 におけるメルトジェットと分裂粒子の先端位置を図 3.4.10 に示す。また、A1、A2 ケース のボイド率及びメルト粒子分布図を図 3.4.11、図 3.4.12 に示す。図中の赤色の粒子は液体粒子 (1143°C以上)、黒色が固化粒子(1143°C未満)を表している。背景色の青色はボイド率 0、 黄色がボイド率 1.0 を示す。A1、A2 のケースで発生した代表的な粒子グループの軌跡図を図 3.4.13、図 3.4.14 にそれぞれ示す。粒子群の位置を 0.1 秒間隔でプロットしたものである。

メルトジェットの先端位置から、1段目のキャッチャーに到達する前にメルトジェットがす べて分裂し、粒子化したことがわかる。これはすべてのケースで同様であった。メルト粒子は、 その先端位置から発生後速やかに落下して、プールの床に達したことを示している。

ボイド率及びメルト粒子分布図と粒子グループの軌跡図より粒子挙動が2パターンあること がわかる。一つはA1のように粒子が下方へ一定速度で落下するパターンである。こちらは蒸 気の発生量がA2に比べて少なく、半径方向の移動は0.05[m]以下になっている。もう一つは A2のように粒子が比較的滞留するパターンや、上方への巻き上がり、径方向への広がりのあ るパターンである。滞留する粒子の軌跡はプロットの密度が大きくなる。こちらは比較的蒸発 量が多く、巻き上がりを受ける粒子は蒸気の発生する領域に存在する。



図 3.4.10 メルトジェット、及びメルト粒子の先端位置(A1)





図 3.4.11 (1/3) ボイド率及びメルト粒子分布図(A1)





図 3.4.11 (2/3) ボイド率及びメルト粒子分布図(A1)





図 3.4.11 (3/3) ボイド率及びメルト粒子分布図(A1)





図 3.4.12 (1/2) ボイド率及びメルト粒子分布図(A2)





図 3.4.12 (2/2) ボイド率及びメルト粒子分布図(A2)





図 3.4.13 代表的な粒子グループの軌跡図(A1)



(b) A2, 粒子グループ番号 201~291 図 3.4.14 代表的な粒子グループの軌跡図(A2)

(4) アグロメレーション割合と液体粒子割合の関係

アグロメレーション割合と液体粒子の関係を図 3.4.15 に示す。横軸を解析による各キャッチ ャー高さを通過する全粒子に対する液体粒子の質量割合とし、縦軸は実験によるアグロメレー ション割合である。JASMINE コードでの粒子は粒子内部の表面近傍に境界層があり、それよ り内側は一定温度を持つというモデルになっており、粒子の平均温度、内部温度、表面温度が 計算される。ここでは、液体粒子として、粒子の内部温度が融点以上の粒子を選択した。図中 の Formula は参考文献の[3.3.2]で示された KTH による VAPEX-P コードによる液体粒子割合に 対するアグロメレーション割合の関係式を表す。

$$m_{aggl} = \alpha \cdot m_{lig} \tag{3.13}$$

$$\alpha(m_{liq}) = \begin{cases} 2 \cdot (m_{liq})^2, & m_{liq} \le 0.795 \\ 1/m_{liq}, & m_{liq} \ge 0.795 \end{cases}$$
(3.14)

1.1 1.0 0.9 Praction of Agglomerates [-] 0.8 A1 0.7 A2 0.6 × A4 0.5 × A5 A6 0.4 + A7 0.3 A8 A A9 0.2 --- JASMINE 0.1 ---Formula 0.0 0.1 0.2 0.3 0.4 0.5 0.6 0.7 0.8 0.9 0.01.0 Fraction of liquid particle [-]

ここで、mageloはアグロメレーション割合、mliaは液体粒子の質量割合である。

図 3.4.15 アグロメレーション割合と液体粒子割合の関係

図 3.4.15 から、A2、A4、A5、A8のケースでは概ね似たような傾向を示しているが、残りの A1、A6、A7、A9のケースでは、液体粒子の割合が小さく評価されている。A1とA6試験は、 1段目のアグロメレーション割合が比較的大きく2段目が小さいケースである(表 3.3.3)。A7 及び、A9試験では1段目よりも2段目、3段目のキャッチャーのアグロメレーション割合が大 きくなっている。

JASMINE コードによる液体粒子割合に対するアグロメレーション割合の関係をここでは2 次関数であるとして以下の近似曲線を求め、図 3.4.15 に赤線で示した。

$$m_{aggl} = \alpha \cdot m_{liq} \tag{3.15}$$

$$\alpha(m_{liq}) = \begin{cases} 1.541 \cdot m_{liq} + 0.2645, & m_{liq} \le 0.7243 \\ 1/m_{liq}, & m_{liq} \ge 0.7243 \end{cases}$$
(3.16)

次にここで得た関係式を用いて、計算による液体粒子割合からアグロメレーション割合を求 めた。結果を図 3.4.16 から図 3.4.23 に示す。A1、A6 のケースでは 1 段目のキャッチャーにつ いてアグロメレーション割合を過小評価している。これら 2 つのケースでは水プールのサブク ール度が比較的大きく、ジェット直径が小さいケースで 1 段目と 2 段目のアグロメレーション 割合が大きく変化するケースである。 A7 と A9 は他のケースに比べて、メルトの過熱度が大 きいケースであるが、1 段目より 2 段目のアグロメレーション割合が大きいこと、3 段目まで のアグロメレーション割合が大きいという特徴がある。しかしながら、JASMINE コードによ る評価では、そのような特徴は現れなかった。A2 と A5 はサブクール度が小さい条件、A4 は 過熱度が小さい条件、A8 はジェット直径が大きい条件であるが、これらのケースではアグロ メレーション割合を過大に評価する傾向となった。以上より、実験とのかい離の大きなケース では共通の条件が存在しているものがあり、それらについて JASMINE コードで十分に現象を とらえられていない可能性がある。














3.5 まとめ

デブリ冷却性の評価に関して、JASMINE コードに分裂粒子径分布モデルの組み込みとブレ ークアップ実験の解析を行った。分裂粒子径分布としては粒子の直径に対する累積質量割合が Rosin-Rammler 分布となるようにモンテカルロ法を用いて発生させた。ブレークアップ実験は スウェーデン王立科学大学で実施された DEFOR-A 実験を対象とした。

まず、Rosin-Rammler 分布の累積分布関数の逆関数を利用し、モンテカルロ法による粒子径 発生の方法について示し、組み込みを行った JASMINE コードの妥当性を確認した。

次に、解析条件として、解析体系、溶融物物性値を設定し、Rosin-Rammler 分布の2つのパ ラメータを決定した後、JASMINE コードを用いた DEFOR-A 実験の解析を行った。A1、A2 試 験の比較を中心に、分裂粒子の広がりのパターンについて検討し、広がりのあるパターンでは 粒子の巻き上がりや滞留が生じていることが示された。アグロメレーション割合と液体粒子割 合の関係については、JASMINE コードによる解析と実験結果に基づいて液体粒子割合とアグ ロメレーション割合の関係に関する評価式を構築し、プールの深さ方向に対するアグロメレー ション割合の評価を行った。その結果、評価式からかい離のあるケースにおいては共通の現象 が存在することが示唆された。この点は、今後の評価において考慮すべき課題であると考えら れる。

参考文献

- [3.1.1] Bal Raj Sehgal, "NUCLEAR SAFETY IN LIGHT WATER REACTORS", Academic Press, 2012
- [3.1.2] A. Karbojian, W.M. Ma, P. Kudinov, T.N. Dinh, "A scoping study of debris bed formation in the DEFOR test facility", Nucl. Eng. Des., 239, 1653-1659, 2009
- [3.3.1] P. Kudinov, M. Davydov, "Prediction of mass fraction of agglomerated debris in a LWR severe accident", In: The 14th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics, NURETH-14, 543, Toronto, Ontario, Canada, Sep. 25-30, 2011
- [3.3.2] P. Kudinov, M. Davydov, "Development and validation of conservative-mechanistic and best estimate approaches to quantifying mass fractions of agglomerated debris", Nucl. Eng. Des., 262, 452-461, 2013
- [3.3.3] P. Kudinov, et al., "Agglomeration and size distribution of debris in DEFOR-A experiments with Bi₂O₃–WO₃ corium simulant melt", Nucl. Eng. Des., 263, 284-295, 2013
- [3.3.4] L. Manickam, P. Kudinov, S. Bechta, "On the influence of water subcooling and melt jet parameters on debris formation", In: The 15th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics, NURETH-15, 512, Pisa, Italy, May 12-17, 2013
- [3.3.5] P. Kudinov, et al., "Validation of the FCI codes against DEFOR-A data on the mass fraction of agglomerated debris", In: 5th European Review Meeting on Severe Accident Research (ERMSAR-2012), Clogne, Germany, March 21-23, 2012
- [3.3.6] P. Kudinov, A. Karbojian, W. Ma, "The Defor-S experimental study of debris formation with corium simulant materials", Nucl. Technol., 170, 219-230, 2010
- [3.3.7] M. Saito, K. Sato, S. Imahori, "Experimental study on penetration behaviors of water jet into Freon-11 and liquid nitrogen [I]", PNC SN9410, 88-014, 1988

- 4. デブリベッドの床面上の拡がり
- 4.1 JASMINE コードの改造
- 4.1.1 基本方針と解析モデル

原子力発電所の過酷事故時に床面まで液滴化せずに到達した炉心溶融物の冷却可能性を評価できるようにすることを目的として、第2.3節で説明した溶融燃料と水の相互作用解析コード JASMINE を改造する。これまで JASMINE コードは溶融物と水との間の急速な熱伝達いわゆる水蒸気爆発過程の解明を目的に開発されてきたが、これを格納容器床上に広がる炉心溶融物の冷却挙動の解明に適用できるようにする。

プログラム作成の前提とモデルの仮定を以下に示す。

- ① JASMINE に組み込むことを考える。したがって軸対称モデルとする。また、床面上の溶 融物の挙動は浅水方程式により記述される。
- ② 炉心溶融物の凝固時刻(すなわち溶融物の広がりなど)を正確に評価すること、すなわち 水プールへの伝熱を正確に求めるのが主目的である。このために溶融物表面に形成される クラストの上面の沸騰冷却モード(上面の温度)とクラストの厚さを決定するモデルが必 要である。(従来の JASMINE では、溶融物厚み方向に2次関数を仮定して表面温度を決定 していた。)
- ③ 床上に落下した炉心溶融物のプールは、表面に形成される表面クラスト、溶融部、床面すなわち溶融部底部に形成される底クラストからなるとする。表面クラスト、溶融部、底クラストの組成は同一で、一様であるとする。又、発熱密度も同一であるとする。
- ④ 表面クラストは、溶融部の表面温度が融点Tmまで冷却されると生じるとする。
- ⑤ クラストの真密度は溶融部よりも大きいと想像されるので、上面で形成された表面クラストは溶融物内へ沈む可能性がある。実際には、クラストに生じるクラック(温度降下に伴う体積減少による。内部には水蒸気が入る。)や、溶融物との接触で生じるであろうガス(床ペイントの熱分解ガスや、そのほか構造物に吸着していたガス)を閉じ込めてしまうことにより形成されるクラスト内のボイドの影響で表面クラストは沈まないと仮定する。
- ⑥ 表面クラストの速度は溶融物速度と同一又は表面クラストは移動しないと仮定する。表面 クラストは「常に溶融部と同じ速度」又は「常に移動しない」又は「形成初期には溶融部 と同じ速度であるが所定の厚みになると移動しなくなる」の何れかとし、これを入力で選 択する。また、移動しなくなる所定の厚みも入力で与える。
- 底クラストは移動しないとする。
- ⑧ 表面クラスト、底クラストとも水平方向の熱伝導現象は無視できるものとし、厚み方向だけの熱伝達・熱伝導を考慮する。
- ⑨ 床面(底クラストの下面)は、断熱又は一定温度とし、入力で選択する。断熱の場合には、 底クラストは形成されないとする。一定温度の場合は、その値を入力するが、コンクリートの融点又は二つの異なる温度の非流動半無限一次元物体の接触点の温度を与えることが 考えられる。
- ⑩ 溶融部に関する計算式は従来(改良前の JASMINE)のものと基本的に同一である。液深、 エネルギ、平均流速に関する方程式を解く。今回加わるのは表面温度(クラスト上面温度) の算出と、そのために必要なクラスト厚みの計算式及び床方向への伝熱・クラスト形成で ある。また、長時間の現象を対象とするため従来無視されていた溶融物の内部発熱(崩壊)

熱)の影響も考慮できるようにする。

- ① 軸対称の条件で固体の表面クラストが移動するとその形状は保てないはずである。半径方向に移動することにより、隙間が空くのでその隙間に下から溶融物が上昇してきて固化して一様なクラストになると考える。溶融凝固がないときにクラストが半径方向に移動すると厚みが薄くなるという計算となる。
- ② 表面クラストの伝熱機構は下記の i~iii とする。①の現象を考慮するとクラスト内は熱伝 導だけではないが、今回の改良モデルでは熱伝導だけを仮定する。クラスト上面温度が飽 和温度近傍となり熱流束がドライアウト熱流束以下となった時にはクラスト侵水も考慮す る。
 - i. クラスト上面: 放射及び沸騰熱伝達
 - ii. クラスト内部:熱伝導+クラスト侵水
 - iii. クラスト下面:対流熱伝達(溶融部からの伝熱)

クラスト侵水時の最大除熱量(ドライアウト熱流束)は一定値とし、入力で与える。

- ③ 表面クラストと溶融物の相対速度がないと仮定するとクラストの下面に対流熱伝達があるのは矛盾するが、ある程度の速度差を仮定し熱伝達率を算出する。
- ⑭ 底クラストの伝熱機構は下記のi~iiiとする。
 - i. クラスト上面:対流熱伝達(溶融部からの伝熱)
 - ii. クラスト内部:熱伝導
 - iii. クラスト下面:入力で与えられる一定値の温度
- ⑤ クラストと溶融部の界面温度は、溶融物の融点(Tm)とする。液相線温度 Tliq、固相線 温度 Tsol との関係は、Tliq>Tm>Tsol とする。
- ⑥ 溶融物が広がり壁面に達すると表面クラストの移動も止まる。この後クラストは上下方向 にだけ移動するとする。
- 4.1.2 クラストの温度の計算式の導出

溶融物の拡がる範囲の長さに対して液深が小さいことから、本来3次元に分布する物理量を 高さ方向に積分して又は平均値で表して記述する浅水方程式により溶融物のエネルギー(温度) を計算する。一方溶融物プールの上面の冷却は沸騰熱伝達により行われるため伝熱量を正確に 評価するためにはクラストの表面温度を厳密に計算しなければならない。そこで、まず、保有 する内部エネルギーからクラスト表面温度を計算する式を導いておく。

(1) 変数の定義

従来の式で使われていたメルトプールに関する変数(プール高さ h_p 、内部エネルギー e_p 、流速 v_p)は、今回のモデルでは溶融部だけに関する数値とする。表面クラストに関しては厚さ d_{cr} 、単位質量当たり保有平均内部エネルギー e_{cr} 、速度 v_{cr} を変数とする。底クラストに関しては厚さを d_b とする。計算モデルと変数の説明を図 4.1.1 に示す。

(2) 温度とエネルギーの関係

(a) 溶融部の温度

溶融部の平均温度T_{av}は内部エネルギーから与えられる。この関係は物性値だけの関数であ

る。

$$T_{av} = f(e_P) \tag{1}$$

(b) 表面クラストの温度

表面クラスト内部エネルギー e_{cr} から温度分布 $T_{cr}(z_{cr})$ への換算に関しては、クラスト侵水がない部分では熱流束 $q_{cr}(z_{cr})$ が一次関数であると仮定する(z_{cr} は、クラスト下面を0とする高さ方向の局所座標)。熱流束の高さ方向の分布を次式で表し、

$$q_{cr}(z_{cr}) = a * z_{cr} + b \tag{2}$$

未知数a、b及び表面クラスト上面温度T_{sf}は、次の関係から決定する。

温度勾配と熱流束の関係は

$$\lambda \frac{\partial T_{cr}}{\partial z_{cr}} = -q_{cr}(z_{cr})$$
(3)

保有熱量の関係は

$$\int_{0}^{d_{cr}} f^{-1}(T_{cr}) * \rho_{cr} \, dz_{cr} = e_{cr} Mass_{cr} \tag{4}$$

ここで $f^{-1}(T)$ は、 $f(e_p)$ の逆関数で、温度から内部エネルギーを与える。また、 $Mass_{cr}$ は、 単位面積当たりの表面クラスト質量で、クラスト密度 ρ_{cr} が定数であれば、 $d_{cr} * \rho_{cr}$ である。 クラスト下面温度がメルトの融点となる。

$$T_{cr}(z_{cr}=0) = T_m \tag{5}$$

クラスト上面の温度と熱流束を与える。

$$T_{cr}(z_{cr} = d_{cr}) = T_{sf} \tag{6}$$

$$\lambda \frac{\partial T_{cr}}{\partial z_{cr}}|_{z_{cr}=d_{cr}} = -q_{cr}(d_{cr}) = -q_{boil}(T_{sf})$$
⁽⁷⁾



図 4.1.1 溶融物の拡がりとクラストの形成の模式図

 $q_{boil}(T)$ は、沸騰曲線(これには放射伝熱の熱流束も考慮されているとする)であり、 JASMINE に既存の関数を利用する。 λ は熱伝導率である。

以上のように、(4),(6),(7)式を連立させて解くことにより、未知数T_{sf},a,bを求める。ここで、 (4)式に代入する温度を与える(3)式の積分に必要な積分定数を定めるため、(5)式を使用する。 表面温度計算結果が水飽和温度T_{sat}に近く、且つ対流熱伝達熱流束又は沸騰熱伝達熱流束が

ドライアウト熱流東以下になった時に、クラスト侵水が生じていると判断する。

(c) 表面クラスト温度の計算例(単純化した例)

クラスト内の熱流束を1次関数と仮定した場合、クラストの物性値が一様であれば温度分布は2次関数となる。(2)式を積分して(3)(5)式を使用すると

$$\mathbf{T} = -\frac{a}{2\lambda}z^2 - \frac{b}{\lambda}z + T_m \tag{(6) 1)}$$

(4)式から、定積比熱を C_v として($e_{cr} = C_v T$ とする)。

$$C_{v}\left(-\frac{a}{6\lambda}d_{cr}^{3}-\frac{b}{2\lambda}d_{cr}^{2}+T_{m}d_{cr}\right)=d_{cr}*e_{cr} \qquad (\emptyset|\ 2)$$

(6)式から

$$-\frac{a}{2\lambda}d_{cr}^{2} - \frac{b}{\lambda}d_{cr} + T_{m} = T_{sf} \tag{(Ø3)}$$

(7)式から

$$a * d_{cr} + b = q_{boil}(T_{sf}) \tag{(6)} 4)$$

(例 2) 式、(例 3) 式からa,bを求め(例 4) 式に代入すると

$$\frac{\lambda}{d_{cr}} \left(-2T_m - 4T_{sf} + 6\frac{e_{cr}}{c_v} \right) = q_{boil} \left(T_{sf} \right) \tag{(6) 5}$$

 T_m は物性値であり、 $\frac{e_{cr}}{c_v}$ はクラストの平均温度である。横軸に表面温度 T_{sf} 、縦軸に熱流束を取ると、沸騰曲線と(例 5)式の左辺の直線の交点が求めるクラスト表面の状態である。

(d) クラスト内侵水

高温の溶融物が凝固してクラストを形成すると、その後にも続く上面の水による冷却のため クラストは熱収縮し、内部にクラックが生じる。このクラックに水か侵入して蒸発することに より冷却される[4.1]。表面クラストに浸水が生じているときは、未知数がa、b及びクラスト侵 水深さ*d_{ingr}と*なる。熱流束が一次関数で表される範囲が未侵水領域までとなり、それより上部 は飽和温度となる。

保有熱量の関係式は

$$\int_{0}^{d_{cr}-d_{ingr}} f^{-1}(T_{cr}) \, dz_{cr} + \int_{d_{cr}-d_{ingr}}^{d_{cr}} f^{-1}(T_{sat}) \, dz_{cr} = d_{cr} * e_{cr} \tag{8}$$

表面クラスト上端で飽和温度とドライアウト熱流束 q_{dry} を与える。クラスト内発熱 (Q:単位質量あたり発熱量)を考慮すると侵水部下端では熱流束は $q_{dry} - Q\rho_{cr}d_{ingr}$ となる。 $T_{cr}(z_{cr} = d_{cr} - d_{ingr}) = T_{sat}$ (9)

$$\lambda \frac{\partial T_{cr}}{\partial z_{cr}} |_{z_{cr}=d_{cr}-d_{ingr}} = -q_{cr} (d_{cr}-d_{ingr}) = -(q_{dry}-Q\rho_{cr}d_{ingr})$$
(10)

以上のようにクラスト内の熱流束分布の関数形を仮定すれば、クラスト厚さ*d_{cr}、*単位質量 当たり保有平均内部エネルギー*e_{cr}から、*クラスト表面温度が局所的な計算で定まる。 クラスト の移動による温度履歴の影響等は*d_{cr}、e_{cr}により伝わることになる。*

(3) クラストの形成と成長速度

(a) 表面クラストの形成と成長

表面クラストがまだ存在しない時刻、計算セルでは、溶融物の融点 Tm に対応する除熱量 $q_{boil}(T_m)$ と、溶融部内部からの伝熱量 $h_{conv}(T_{av} - T_m)$ を計算して比較し、除熱量が多ければこの時刻にクラストが形成されると判定する。ここで、 h_{conv} は、溶融部からクラスト下面への熱伝達率である。クラストの初期条件として

$$q_{boil}(T_{sf}) = h_{conv}(T_{av} - T_m) = \frac{\lambda}{d_{cr}}(T_m - T_{sf})$$
(11)

となる表面温度T_{sf}、クラスト厚みd_{cr}を求め、形成されるクラストの初期値とする。

表面クラストの成長速度(単位面積、単位時間当たりの質量増加:質量フラックス)を m_{cr} とする。溶融物の凝固潜熱を Δh_{mls} とすると、成長速度はクラスト内の冷却熱流束と溶融部からの伝熱量の差で決まるから、

$$\Delta h_{mls}m_{cr} = q_{cr}(0) - h_{conv}(T_{av} - T_m) - C_v m_{cr}(T_{av} - T_m)$$
 (12)
右辺第3項は凝固する溶融物異動に伴う顕熱を表す(この項が必要になるのは、対流熱伝達
率が0の場合には、溶融物を融点まで冷やす冷却量もクラスト側熱伝導に期待しなければなら
ないことからわかる)。溶融部の内部エネルギーを e_p 、凝固点における溶融物の内部エネルギ
ーを e_{freeze} とすると、結局

$$\left(e_P - e_{freeze} + \Delta h_{mls}\right)m_{cr} = q_{cr}(0) - h_{conv}(T_{av} - T_m)$$
⁽¹³⁾

溶融物は純物質や共晶組成でなく混合物の場合には、凝固潜熱は、 T_{liq} から T_{sol} への冷却に伴って徐々に生じるので、見かけの比熱が増加したとして扱う場合が多い。こうすると、温度 T_m における潜熱は 0 となり $e_p \approx e_{freeze}$ の時には上式が適用できない。実際には mushy zone や温度境界層などが生じるのであろうが、簡単のため、凝固潜熱のうち T_{liq} から T_m に相当する固相率までの潜熱がクラスト下面で生じるとし、 T_m から T_{sol} までの残りの潜熱がクラスト内で生じるとする。

(b) 底クラスト

底面を断熱と入力した場合には底クラストは形成されない。底面温度を一定値と指定した場合には、底クラストの成長速度*m*bも表面クラストの場合と同様に決定する。底クラストと溶融部との境界でのクラスト内の熱伝導熱流束を*q*bmとして、

$$\left(e_P - e_{freeze} + \Delta h_{mls}\right)m_b = q_{bm} - h_{cbottom}(T_{av} - T_m) \tag{14}$$

クラス内の熱伝導率を一様とみなし、内部発熱を考慮してこの熱流束を次式で与える。

$$q_{bm} = \lambda \frac{(T_m - T_{fix})}{d_b} - \frac{Q\rho_{cr}d_b}{2} \tag{15}$$

ここで T_{fix} は、入力した一定値温度である。 $T_{fix} > T_m$ という入力が与えられた場合には、底クラストは形成されない。

4.1.3 流動に伴う変化を記述する微分方程式

表面クラストの厚み変化に関する微分方程式は、

$$\frac{\partial w d_{cr} \rho_{cr}}{\partial t} + \frac{\partial w d_{cr} \rho_{cr} v_{cr}}{\partial x} = w m_{sc} + w m_{cr}$$
(16)

底クラストの厚み変化に関する微分方程式は、

$$\frac{\partial d_b \rho_{cr}}{\partial t} = m_b \tag{17}$$

溶融部の高さの変化に関する微分方程式は

$$\frac{\partial wh_P \rho_P}{\partial t} + \frac{\partial wh_P \rho_P v_P}{\partial x} = wm_{sP} - wm_{cr} - wm_b \tag{18}$$

ここで m_{sc} 、 m_{sP} は、溶融物液滴の質量フラックスで m_{sc} がクラストへ付着するもの、 m_{sP} がクラスト薄いときにクラストを突き破り溶融部に入ってくるものを表す。 $m_s = m_{sc} + m_{sP}$ が、従来の液滴フラックスである。 v_{cr} 、 v_p は、表面クラスト、溶融部の半径方向流速であり、xは半径方向座標また、wは,計算領域の幅(xの位置に於いて= x Θ 、 Θ は定数)である。

内部エネルギーの変化については表面クラストに関して

$$\frac{\partial e_{cr}}{\partial t} + v_{cr} \frac{\partial e_{cr}}{\partial x} = \frac{e_{ms} - e_{cr}}{d_{cr}\rho_{cr}} m_{sc} + \frac{e_P - e_{cr}}{d_{cr}\rho_{cr}} m_{cr} - \frac{q_{boil}}{d_{cr}\rho_{cr}} + \frac{h_{conv}(T_{av} - T_m)}{d_{cr}\rho_{cr}} + Q \quad (19)$$

$$\hat{s} \hat{e} \hat{m} \hat{s} \hat{u} \hat{t} \hat{x} \geq \xi \xi \hat{s} \hat{s} \hat{k} \hat{s} \hat{s}$$

$$\frac{\partial e_P}{\partial t} + v_P \frac{\partial e_P}{\partial x} = -\frac{h_{conv}(T_{av} - T_{sf})}{h_P \rho_P} + \frac{(e_{ms} - e_P)max(m_{sP}, 0)}{h_P \rho_P} + Q - \frac{h_{cbottom}(T_{av} - T_m)}{h_P \rho_P}$$

表面温度 T_{sf} については、クラストがあるときは $T_{sf} = T_m$ とし、クラストがないときは、 $h_{conv}(T_{av} - T_{sf}) = q_{boil}(T_{sf})$ (21)

となる温度を収束計算により求める。

底面を断熱と入力したときは $h_{cbottom} = 0$ とする。また、底面温度一定で且つ $T_{fix} > T_m$ という入力が与えられた場合には(20)式の右辺第4項にある T_m の代わりに T_{fix} を使用する。

速度についてはクラストに関しては仮定により

$$v_{cr} = v_P \tag{22}$$

又は

$$v_{cr} = 0 \tag{23}$$

溶融部の運動方程式については、クラストとのスリップがないと仮定した場合には、クラスト - 水間の摩擦力を溶融部側で負担することになる。また、クラストは自立することなく溶融部 に浮いていることとし、それに加わる重力は溶融部に伝えられる。したがって

$$\frac{\partial v_P}{\partial t} + v_P \frac{\partial v_P}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_P} \left[\frac{\partial p_{Pa}}{\partial x} + g \frac{\partial (h_P \rho_P + d_{cr} \rho_{cr} + d_b \rho_{cr})}{\partial x} \right] + \frac{K_{a-cr}}{h_P} (v_a - v_{cr}) |v_a - v_{cr}| - \frac{f_w}{h_P} \frac{1}{2} v_P |v_P| + \frac{(v_{ms} - v_P)max(m_{s,0})}{h_P \rho_P}$$
(24)

また、クラストが動かないとすると溶融部上端の摩擦力がクラストに対するものとなるから、

$$\frac{\partial v_P}{\partial t} + v_P \frac{\partial v_P}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_P} \left[\frac{\partial p_{Pa}}{\partial x} + g \frac{\partial (h_P \rho_P + d_{cr} \rho_{cr} + d_b \rho_{cr})}{\partial x} \right] - \frac{f_{cr}}{h_P} \frac{1}{2} v_P |v_P| - \frac{f_W}{h_P} \frac{1}{2} v_P |v_P| + \frac{(v_{ms} - v_P)max(m_{sp}, 0)}{h_P \rho_P}$$
(25)

となる。液滴流入量のうちクラストが吸収する運動量が減るので右辺第4項も異なる。 また、表面クラストが存在しない場合には基本的には従来のものと同様であるが、底クラスト の勾配の影響の項が加わり、また上面の摩擦力の表現が異なる。

$$\frac{\partial v_P}{\partial t} + v_P \frac{\partial v_P}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_P} \left[\frac{\partial p_{Pa}}{\partial x} + g \frac{\partial (h_P \rho_P + d_b \rho_{cr})}{\partial x} \right] - \frac{K_{a-p}}{h_P} (v_a - v_p) |v_a - v_p| - \frac{f_W}{h_P} \frac{1}{2} v_P |v_P| + \frac{(v_{ms} - v_P)max(m_s, 0)}{h_P \rho_P}$$
(26)

ここで、*K_{a-cr}、K_{a-p}*は、クラスト又は溶融物表面と水 - 蒸気側との摩擦力に関する係数、*f_{cr}、 <i>f_w*は表面クラスト又は底クラストと溶融物との間の摩擦係数である。従来は、摩擦力を無視し ていたが、今回はクラストが、溶融部厚さが薄くなった時の流動を停止させる主要な要因とな るのでなるべく厳密に扱う。そのために無次元の摩擦力係数*f_w*等を導入する。

4.1.4 構成方程式

(1) 流動抵抗

(a) 水---蒸気側との相互作用

水一蒸気側との摩擦力に関する係数*K_{a-cr}、K_{a-p}*については、伝熱モードによって異なる値 を与える。膜沸騰時には粘性係数の小さな蒸気膜が界面に存在することから、流動摩擦は極め て小さいと考え

$$K_{a-cr} = K_{a-p} = 0 \tag{27}$$

とする。遷移沸騰、核沸騰、水侵水時には、溶融物側の方が密度も粘性係数も大きいことから 界面の速度は溶融物側に近い値となり、水一蒸気側に大きな速度勾配が生じ、水蒸気側での現 象が摩擦力を支配すると考えられる。したがって、JASMINEの水一蒸気側の計算結果から単 位面積当たりの摩擦力 F_a を求め、

$$K_{a-cr} = F_a / (v_a - v_{cr})^2$$
(28)

$$K_{a-p} = F_a / (v_a - v_p)^2$$
(29)

として、係数を決定する。ただし、これまでの JASMINE では、水一蒸気側の計算において壁 面摩擦を無視しており、当面は両方とも=0 として扱う。

- (b) 固体表面と溶融物の界面
- (b.1) 層流と乱流の判定
- (i) 表面クラストがある場合
- 以下の場合に層流と判断し、それ以外は乱流とする[4.2]。

Re < 2600
$$\pm 7$$
 Re < $1.1 \times 10^4 (0.30 - \epsilon/h_p)$ (30)

ここで、Reは、レイノルズ数であり、Re = $\frac{v_p D_H}{v}$ である。 v は動粘性係数である。また、εは絶対粗度(m)であり、εの値及びε/ h_p の最大値 (default 値を 0.5 とする)を入力で与える。 D_H は、水力直径(m)であり、

$$D_H = 2 h_p \tag{31}$$

の関係がある。

(ii) 表面クラストがない場合

以下の場合に層流と判断し、それ以外は乱流とする[4.3]。
Re < 1500 且つ Re <
$$2.2 \times 10^4 (0.30 - \epsilon/2h_p)$$
 (32)

ここで、Reは、レイノルズ数であり、Re = $\frac{v_p D_H}{v}$ である。 D_H は、水力直径(m)であり、

$$D_H = 4 h_p \tag{33}$$

の関係がある

(b.2) 摩擦係数の定義

固定された表面クラストや底クラストとの摩擦係数 f_{cr} 、 f_w は、単位面積当たりの摩擦力を τ_w として

$$\tau_w = f_{cr} \frac{1}{2} \rho_p v_p^2 \tag{34}$$

で定義する (fwも同様)。

(b.3) 表面クラストがあり、クラストが固定されている場合(i)層流の場合:高さ方向流速分布が2次関数で近似できるとして、

$$f_{cr} = \frac{24}{Re} \tag{35}$$

(ii)乱流の場合:コールブルックの式から求める。

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_f}} = -2 \log_{10} \left(\frac{\varepsilon/D_H}{3.71} + \frac{2.51}{Re \sqrt{\lambda_f}} \right)$$
(36)

ここで、 λ_f は圧力損失係数であり、

$$f_{cr} = \frac{\lambda_f}{4} \tag{37}$$

の関係がある。

また、 ϵ/h_p の最大値を入力で与える(default 値を 0.5 とする)。 D_H は、水力直径(m)であり、 $D_H = 2 h_p$ (38)

の関係がある。

コールブルックの式は陰表現となっているので収束計算により λ_f を決定する。

fwについても同様であるが、粗度を表面クラストとは別な値を入力できるようにする。

(b.4) クラストがない場合、またはクラスト速度が溶融物速度と同じ場合 (i)層流の場合:高さ方向流速分布が2次関数で近似できるとして、

$$f_w = \frac{24}{Re} \tag{39}$$

(ii)乱流の場合:自由表面流れのコールブルックの式を使用する。

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_f}} = -2 \log_{10} \left(\frac{\varepsilon/R_H}{12} + \frac{2.51}{Re \sqrt{\lambda_f}} \right)$$
(40)

ここで、 R_H は径深(m)と呼ばれる数値であるが今回は溶融物プール液深 h_p に等しい。また、レイノルズ数を計算するときの代表長さとして

$$D_H = 4 R_H \tag{41}$$

を使用する。摩擦力係数と圧力損失係数との関係はクラストのある場合と同様である。

$$f_w = \frac{\lambda_f}{4} \tag{42}$$

(b.5) 実測値との比較

(30)式の乱流遷移臨界レイノルズ数の相関式は、宮内らの実験結果に基づく[4.2]。この実験 は、岩盤内の亀裂内の浸透流の挙動の解明を目的としており、図 4.1.2 に示すような砂粒を貼 り付けた流路に水を流し、その時の圧力損失(動水勾配)と流量の関係を測定した。実験範囲 は、流路の幅 t は 0.65~3.25 mm、砂粒粒子径 d は 0.097~0.5 mm の範囲である。

実験値を整理して得られた臨界レイノルズ数の相対粗度(d/t)依存性を示したのが図 4.1.3 であり、この実線を数式にしたのが(30)式である。





同報告には動圧勾配と流速の関係の測定結果の例も図 4.1.4 のように示されている。この図 に上記の計算式で得られた圧力損失の計算結果を重ねて示した。ここで、実験条件は t=0.65 mm, d=0.097 mm であり、また、圧力勾配を次式により動圧勾配 i に変換した。

$\mathbf{i} = \frac{1}{\rho g} \frac{dp}{dx}$

計算では、砂粒が壁面に隙間なく正方形に配列されていると仮定して、流路の幅h_pを流体の体積から計算している。すなわち

 $h_p = t - 2\frac{\pi}{6}d$

としており、これが層流と乱流の遷移点の差となっている。乱流域の圧力損失の流速依存性は、 実験結果では、2乗ではなく~2.5乗に比例しており、また、層流域から乱流域まで滑らかに 接続されている。これは、層流から乱流への遷移に助走区間があることが原因の一つと考えら れ、これが計算結果との差の一因である。

今回使用するコールブルックの式は、土木工学に適用するような大きな体系にたいして導か れたものであるが、ここに示したようにきわめて狭い流路にも成立することが確認された。

(2) 熱伝達

(a) 底面の熱伝達率*h_{cbottom}*(溶融部と底クラストの界面)
 (i)層流の時:2次関数温度分布を仮定し、また、溶融部上下にクラストがあって同じ温度*T_m*であるとする。

$$h_{cbottom} = 6\,\lambda\,/h_p \tag{43}$$

熱流束を計算するときの温度差は、中央部温度ではなくて(平均温度―表面温度)を使用する。

(ii)乱流の時

運動量輸送とエネルギー輸送のアナロジを利用して、摩擦力の計算結果から熱伝達率を計算する。

Pr ≤ 5の時、カルマンのアナロジ[4.4]による。

$$h_{cbottom} = \frac{C_p \tau_w}{v_p} \frac{1}{1 + 5\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho v_p 2}} \left[(Pr-1) + ln \frac{1+5Pr}{6} \right]}$$
(44)

 $Pr \ge 200$ の時[4.5]:

$$\operatorname{Nu} \equiv \frac{h_{cbottom} h_p}{\lambda} = \frac{2\sqrt{2}n}{\pi} \frac{\sqrt{\tau_w/\rho_p} h_p}{\nu} P r^{1/4}$$
(45)

ここでn = 0.124、νは溶融部の動粘性係数である。

5 < Pr < 200の時:上2式を用いてPr = 5、Pr = 200の時の値を求め、Pr、 $h_{cbottom}$ の自然対数を取って線形補間する。

参考のため、それぞれの式を用いたときの摩擦力と熱伝達率の関係を図 4.1.5 に示す。ここで使用した流体の物性値は、 ρ =8800 kg/m3, λ =2 W/m K, Cp=800 J/kg K, fcr=0.02 とした。



(b) 上辺の熱伝達率*h*conv:

(b.1) クラストのある場合(溶融部と表面クラストの熱伝達率):以下の①~④のうち最も大きいもの

① 自然対流熱伝達率:

$$Nu \equiv \frac{h_{conv}h_p}{\lambda} = 0.14(Gr \cdot Pr)^{1/3}$$
(46)

ここで、代表長さを液深 h_p としており、Grはグラスホフ数 (= $\frac{h_p^3 g \beta (T_{av} - T_m)}{v^2}$) である。 ② 強制対流熱伝達率 クラストが固定されている場合:底面と同一の式

クラストと溶融物との相対速度が0と指定した場合:仮想相対速度を溶融物速度 v_p の η 倍 ($\eta < 1$ 、入力で指定、default 値=0.1)として、底面と同じ式を適用する。

③ 過渡的熱伝達率:

$$h_{conv} = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi \kappa t_{el}}} \tag{47}$$

ここでt_{el}は表面が形成されてからの経過時間であり、これは近似的にその点のジェットからの距離と流速から

$$t_{el} = \frac{x}{v_p} \tag{48}$$

で求められるとする。

この式は界面温度一定の仮定の下で得られた高さ方向一次元熱伝導方程式の解の表面近傍の温度勾配から決定したものである。

④ 温度分布を2次関数で近似した時の熱伝達率

$$h_{conv} = 6\,\lambda\,/h_p \tag{49}$$

(b.2) クラストの無い溶融部表面:以下の①~③のうち最も大きいもの

① 自然対流熱伝達率:

$$Nu \equiv \frac{h_{conv}h_p}{\lambda} = 0.14(Gr \cdot Pr)^{1/3}$$
(50)

ここで、代表長さを液深 h_p としており、Grはグラスホフ数 (= $\frac{h_p^3 g\beta(T_{av}-T_{sf})}{v^2}$) である。 ② 過渡的熱伝達率:

$$h_{conv} = \frac{2\lambda}{\sqrt{6\kappa t_{el}}} \tag{51}$$

ここで t_{el} は表面が形成されてからの経過時間であり、これは近似的にその点のジェットからの距離と流速から $t_{el} = \frac{x}{v_n}$ で求められるとする。

この式は熱流束一定の仮定の下で高さ方向一次元熱伝導方程式をプロフィル法で近似解を得て、表面近傍の温度勾配から決定したものである。

③ 温度分布を2次関数で近似した時の熱伝達率

$$h_{conv} = 6\,\lambda \,/h_p \tag{52}$$

4.1.5 数值計算式

流動、エネルギー輸送に関する偏微分方程式を数値計算するための計算メッシュや計算アル ゴリズムは従来の JASMINE と同様とする。

溶融物の先端位置を明確にするために、数値拡散を回避する目的で溶融物先端位置座標X_{melt}を、図 4.1.6 に示すようなモデルに基づき計算する。流れが常流であり(射流でない)また溶融物のジェットや液滴が到達しない計算メッシュに於いて、X_{melt}の計算を行う。また溶融物先端の最小液深h_{min}が次式で与えられると仮定する。

$$h_{min} = \sqrt{\frac{4\sigma}{(\rho_p - \rho_a)g}} \tag{53}$$

この式は、重力により液体が広がろうとする力と表面張力が釣り合うと仮定し得られたもので あり、溶融物表面は膜沸騰状態であり、先端下面にも蒸気膜があると考え、接触角は180°と した。



図 4.1.6 溶融物拡がりの先端近傍と計算メッシュ

先端の移動速度は直近の溶融物速度から与えられる。

$$\frac{dX_{melt}}{dt} = v_{p,i-1/2} \tag{54}$$

X_{melt}より下流側(i+1/2以降)の計算点における溶融物液深は0として、計算を行わない。質量保存則で計算されるコントロールボリュームiでの溶融物平均液深が、h_{min}を超えたときに(すなわち i+1/2 点の上流側のコントロールボリュームがh_{min}の溶融物で満たされたと判定さ

れた時)

$$X_{melt} = x_{i+1/2} \tag{55}$$

として、次のメッシュにおける計算をおこなう。i-1/2 点、i 点の偏微分方程式の数値計算に於いて必要となる差分は、i+1/2 点における値の代わりに、*X_{melt}における液深や状態量を*用いて 算出する。

流れが射流であるか否かの判定は以下の式による。 表面波の最小伝播速度

$$c_{min} = \sqrt{2} \left[\frac{\sigma g(\rho_p - \rho_a)}{\left(\rho_p + \rho_a\right)^2} \right]^{1/4} \tag{56}$$

重力波の伝播速度

$$c_g = \sqrt{gh_p \frac{(\rho_p - \rho_a)}{(\rho_p + \rho_a)}} \tag{57}$$

のいずれよりも溶融物速度が小さいとき常流(射流でない)と判定する。

$$v_p < c_{min} \quad \square \supset \quad v_p < c_p \tag{58}$$

射流と判定された時の数値計算法は従来通りとする。また、溶融物先端が壁面にまで到達したとき以降は、X_{melt}を壁面座標と固定する。

4.1.6 溶融物拡がりの停止

表面クラストと底クラストが成長し接触すると、その点で拡がりが停止すると見なす。実際の計算では、計算オーバーフロー防止のために溶融部の厚みが微小有限値(10⁻³m)よりも小さくなった時に溶融物が凝固したとし、その計算セルの高さ方向全体のクラスト・溶融物を伝熱計算の対象から排除する。現実には底クラストと表面クラストが接続され熱伝導と侵水冷却は生じるはずであるが、二つの計算対象を一つにまとめるという煩雑な計算プログラムを作成する必要が生じる。この部分の伝熱現象の解析を行わなくても溶融物拡がり計算には影響しないので、今回のバージョンでは無視することとした。そのため、高さ方向に全体が凝固した部分の顕熱が無視されることになり、上下クラストが接触するほど溶融物量が少なく且つ長時間の現象の計算を行った時の水への伝熱量が少なく計算される可能性は残る。

4.1.7 半無限固体接触時の一次元熱伝導方程式の解

床面以下の伝熱現象は扱っておらず、床面と底部クラスト(又は溶融物下面)の境界の条件 を与えて計算する。この条件としては、①断熱の仮定、②温度の指定(一定値)、が選択できる。 温度を指定する場合、次のものが考えられる。

i、床材(コンクリート、金属)の融点

ii、2 つの半無限物体が接触した時の温度。この場合、物体が流体であっても、また相変化により潜熱が生じても、物体が移動せず熱伝導だけで熱が輸送される場合には接触点の温度は 一定に保たれる。

これらの温度が、入力値の候補となるのでiiに関する計算式及び物性値をPULiMS実験及び溶融炉心とコンクリートとした場合の計算例を付録Bに示す。

4.2 PULiMS 実験の解析

4.2.1 実験の概要

2.2.1 (3)節に、PULiMS 実験の装置の概要及び6回の実験について記載した。これらの実験のうち、水蒸気爆発が生じなかった E1、E4 実験及び水蒸気爆発後も長時間溶融物の供給が行われた E6 実験を解析の対象とした。

4.2.2 入力値の説明

実験は床の形状が1×2mの長方形である。これを軸対称2次元コードであるJASMINEで 解析するため、計算体系は床面積が実験と同一となるように選定した。これにより初期水位 を実験と同一とさせることにより、水の全量と溶融物の量の比を解析と実験で一致させるこ とができる。すなわち、床半径を0.8mとした。

$$R = \sqrt{1 \times 2/\pi} = 0.79788 \approx 0.8 m$$
 (59)

溶融物の量、供給時間、プール初期水温等は実験に合わせてあり、表 2.2.2 の数値を使用 した。

使用された模擬溶融物は、Bi₂O₃-WO₃の混合物であり、共晶を形成する混合比(42.64-57.36 wt%)である。JASMINE による計算に使用した物性値を表 4.2.1 に示す。これらの値は JASMINE 入力の datain オプションを利用して指定した。固相線温度と液相線温度は、溶融物

が共晶体であるから一致するはずであるが、JASMINEの計算が不安定となるため、融点に対してそれぞれ1Kの差を設けた。

溶融物の温度は、供給に使用した漏斗及びテストセクションで測定されている。この両者 の差がプール中を落下するときの冷却効果であるとも考えられるが、それだけでは説明でき ない大きな差がある。また、この温度は溶融物拡がりに大きな影響を持つと考えられる。そ こで、溶融物初期温度として、この両方を使用した計算を行うこととした。

前述のように E6 実験では水蒸気爆発後の状態を初期条件として計算を行う。そこでプー ル水深、供給溶融物量は、100 mm、59.4 kg とした。また、プール中溶融物温度が報告され ていないので、E4 と同様の温度降下があったものと仮定してスーパーヒートを 157 K と した。計算ケース数は全部で6ケースとなる。この計算条件の主要なものを表 4.2.2 にまと めて示す。

変 数	タイプ	説明	Bi ₂ O ₃ -WO ₃
			42.64:57.36wt%
tmelt	実数	溶融物融点[K]	1143
tsoli	実数	溶融物固相線温度[K]	1142
tliqu	実数	溶融物液相線温度[K]	1144
rhosol	実数	固相密度[kg/m ³]	7811
rholiq	実数	液相密度[kg/m ³]	6876
cpsol	実数	固相比熱[J/kg/K]	390.6
cpliq	実数	液相比熱[J/kg/K]	280
lheat	実数	凝固潜熱[J/kg]	170E3
lamsol	実数	固相熱伝導率[W/m/K]	5.3
lamliq	実数	液相熱伝導率[W/m/K]	5.3
viscmm	実数	粘性係数[Pa·s]	1.5E-2
sftnmm	実数	表面張力[N/m]	0.18
emssmm	実数	輻射率[-]	0.7
cf_visc	実数	粘性係数の温度依存性の係数 (温度の1次式の係数)	0
cf_sftn	実数	表面張力の温度依存性の係数 (温度の1次式の係数)	0
cf_emss	実数	輻射率の温度依存性の係数 (温度の1次式の係数)	0

表 4.2.1 PULiMS 実験の解析で使用した物性値

表 4.2.2 PULiMS 実験解析計算入力値のまとめ

解析ケース	水プール温度	溶融物温度	溶融物量	ノズル出口流速	流出時間
	(K)	(K)	(kg)	(m/s)	(s)
E1_1	352.15	1279	23.4	1.08	10
E1_2	352.15	1264	23.4	1.08	10
E4_1	350.15	1213	46.9	1.81	12
E4_2	350.15	1191	46.9	1.81	12
E6_1	348.15	1322	59.4	0.82	33.38
E6_2	348.15	1300	59.4	0.82	33.38

4.2.3 解析結果と試験結果の比較

本解析の入力値のうち、ドライアウト熱流束、床面条件、クラスト拘束条件などが不明確である。そのためドライアウト熱流束を10 kW/m²~500 kW/m²,床面温度を723 K~1023 K, クラスト拘束条件を固定の場合と流動の場合にそれぞれパラメータを振り解析を行ったが、 いずれのケースに関しても最大溶融物先端位置に変化は見られず、溶融物の拡がり挙動に対 してほとんど影響が確認できなかった.そのため、ドライアウト熱流束 500 kW/m²、床面温 度723 K、クラスト拘束条件は流動として、以後の解析を進めた.

解析ケース E1_1 の計算結果を図 4.2.1 に示す。この図は、横軸に中心点(ジェットの落下 点)からの距離、縦軸に床面からの高さの座標を取り(単位はいずれも m)、水のボイド率 とジェットの形状、クラストの形状と溶融物の先端位置を時刻 0、10、20、100 s について示 している。溶融物やクラストは極めて薄いので右側の図に拡大して示してある。時間の経過 とともに、溶融物が拡がって行き、また底部及び表面にクラストが形成されているのが分か る。底部の方が、成長速度が大きく厚くなっている。

図 4.2.2 に溶融物先端位置の時間変化を示した。液滴が到達するとその計算セルには直ち に液膜が生じる、また液膜が(53)式で示した最小液膜厚さより厚くならないと次の計算セル には液膜が進まない、という仮定となっているので、液膜先端は step wise の変化を示す。溶 融物の供給は 10 s までであるが、溶融物の拡がりは 20 s 程度まで継続するのが分かる。

図 4.2.3 にクラスト厚みの時間変化を示す。これは、溶融物全体の平均値であり、前述の ようにメッシュ点位置で溶融物拡がり速度が急変する計算結果となっているため、平均値と して計算されたクラスト厚さの増加はなめらかでなくなる。この図にあるように、底クラス トの厚みの方が表面クラストより大きい。なお、実験においては図 2.2.10 の写真に示したよ うに、表面クラストの方が底クラストより厚い。

同様に E4_1 の計算結果を図 4.2.4 及び 4.2.6 に示す。溶融物量が多いため拡がり範囲が大きくなっているがほぼ同様な結果を示す。

溶融物量が最も多く、かつ高温であり、また供給時間の長かった E6_1 について、溶融物 液深と表面クラスト上面温度の半径方向分布の変化を図 4.2.7 に示す。ここで示した液深は 溶融部だけの深さであり、これ以外に下側には底クラスト、上側には表面クラストが存在す る。供給開始初期(10s)には、溶融物拡がり範囲は 0.18mと狭いが、供給部である中心部 分での液深は 0.025mと大きい。時間の経過とともに溶融物は拡がっていくが、クラストが 次第に成長するので溶融部の液深は小さくなっていく。クラストは溶融物の到達から成長を 開始するので同じ時刻で比較すると先端部の方が液深が大きくなる傾向がある。表面温度は 溶融物供給部である中心が最も高いが、先端部もクラストが薄いので中間部(0.2~0.3m) よりも高くなる。50 s になると冷却が進み、0.12~0.38mの範囲の溶融部が限界厚さ 10³mよ りも薄くなり伝熱計算が行われなくなる。そのためこの部分についてはプロットしていない。 このように溶融物が残っている限り、表面温度は核沸騰熱伝達が生じる低温(飽和温度+数

+度)まで下がらない。 全ての計算ケースの溶融物拡がりの結果をまとめると表 4.2.3 のようになる。ここに記載

しなかった解析ケースの結果は付録 C.に示す。

これらの結果及び実験値との比較から以下のことが言える。

① 今回採用したモデルは溶融部の上面に表面クラスト、底部に底クラストが形成されると

いう3層構造を仮定したが、第2.2節の図2.2.10の写真に示した実験結果と一致している。

- ② 今回の改良で組み込んだモデルでは、溶融物の拡がり面積を1.65~2.35倍に大きく計算し、 デブリ厚さは0.33~0.38倍と小さく評価する。
- ③ JASMINE による計算では、溶融物の拡がり面積に対して溶融物の初期スーパーヒートの 影響は極めて小さい。
- ④ JASMINE の計算では床面上のクラストが、表面クラストより厚い。
- ⑤ 第 2.2 節の図 2.2.10 の写真に示したように、固化溶融物中には 0.29~0.37 のポロシティが 観察されたが、今回のモデルではこのような気泡については考慮されていない。
- ⑥ PULiMS 実験の体系を JASMINE の現モデルで計算すると溶融部が存在する限り、その計 算セルでのクラスト表面温度は高温であり、クエンチしない。

上記④について定量的に考察するため、E1 実験とE4 実験についてヒートバランスを概算 する。床材の温度上昇の仮定については付録B、表B.2の結果を利用した。また、水側熱流 束は、図2.3.9の膜沸騰領域の値からかなり大きめに仮定した。結果は表4.2.4 に示す通りで、 溶融物を凝固させるのに要する冷却熱量が3.68MJ(E1)であるのに対して、床板が372K 一 様に上昇した場合に吸収可能な熱量が2.10MJと同程度になるが、膜沸騰で冷却可能な熱量 は時間を溶融物注入時間とすると0.28MJと一桁小さい。(冷却が完了するまでの時間はこれ より長いが、床板の温度上昇も372Kというのは無限厚さの床材の表面を想定したもので実 際にはこれより高くなる。)このことから、PULiMS実験の解析では、床方向に逃げる熱量 の評価が最重要であり、床内部の深さ方向の熱伝導を計算することや、クラストと床面の接 触熱抵抗の評価が必要となる。また、実験においては

・床材の温度変化の測定

・溶融物の拡がりの速度(流動停止までの時間)の測定 が重要となる。

前述のように、実際の実験結果では底クラストより表面クラストの方が厚かった。溶融物 拡がりが停止しまた底クラストの成長速度も遅くなった後で、上方にある水の冷却により表 面クラストがゆっくりと成長した可能性もあるが、溶融物拡がり面積が実測値よりも大きか ったことを考えると、水への熱流束が今回の解析によるものよりもはるかに大きかったこと が推測される。今回使用している沸騰曲線は、滑らかな金属面に対して作成されているもの で、Melt Spread 現象のように酸化物が凝固した表面とは条件が異なる恐れがある。すなわち、 溶融物が凝固した表面には凹凸があり、固相の熱伝導率も小さい。さらにクラストは多孔質 であり、大きなボイドがある可能性がある。したがって、クラストの凸部の先端(又は内部 表面近くにボイドが存在する部分)が、局部的に温度が低くなり膜沸騰から核沸騰に遷移す ると、核沸騰の領域がその部分から次第に広がっていく可能性がある。この場合には、平均 値熱流束が最小熱流束を上回る条件でも核沸騰冷却モードへ移行して、冷却が進む可能性も 考えられる。

次に上記⑤が溶融物の拡がりに及ぼす影響について検討する。溶融物の拡がり速度は流動 抵抗と、溶融物の液位勾配に基づく駆動力のバランスで決まる。駆動力は(密度×重力加速 度)に比例するが水の浮力を考慮すると $(\rho_m - \rho_{H20})g$ となる。ここで ρ_m はボイド(ボイド率 α)を含んだ見かけ密度である($\rho_m = (1 - \alpha)\rho$)。ボイドを含まないときの駆動力との 比は、ボイド率を実験で観察された最大値 0.37、溶融物、水の密度を 6876kg/m³、971kg/m³ とすると、

$$\frac{(\rho_m - \rho_{H2O})g}{(\rho - \rho_{H2O})g} = \frac{1 - \alpha - \rho_{H2O}/\rho}{1 - \rho_{H2O}/\rho} = 0.57$$

となり、拡がりはかなり小さくなると予測される。ただし、床単位面積当たりの溶融物存在 質量が同じ場合、ボイドが含まれる場合には液位 h は、無い場合の液位 H に対して

$$(1-\alpha)$$
 h=H

の関係より、 $h/H=1/(1-\alpha)$ 倍大きくなるので、この場合には駆動力の減少は次式で示すように比較的小さくなる。

$$\frac{1 - \alpha - \rho_{H2O}/\rho}{1 - \rho_{H2O}/\rho} \cdot \frac{1}{1 - \alpha} = 0.90$$

溶融物中のボイドの成因としては次のものが挙げられる。

(a) 原材料に不純物として含まれていた又は原材料粉末粒子の表面に吸着していたガス。

(b) 溶融物は漏斗を通じて供給されているがこの時に漏斗内で巻き混んだ空気

(c) 床表面に吸着していたガス成分

(d) 凝固するときの引け巣

(e) 溶融物が床面上を流れるときに巻き混む水

などが考えられる。このほかに実機の場合、床がコンクリートであると、コンクリートの熱 分解により多量の水蒸気、CO₂ガスが発生して溶融物中に流入すると考えられる。

(d)の引け巣は、固液の密度差によるものと、溶融物中に溶けていたガス成分が凝固に伴い 気化して生じるものがある。密度差によるもののボイド率αの上限を、固液の密度比から推 定する。溶融物が占めていた容積を気泡と固相で埋めるとすると質量が保存されるから、

$$\rho_l = (1 - \alpha)\rho_s$$

より、実験で使用した溶融物の固液密度 ($\rho_s = 7811$ 、 $\rho_l = 6876$ kg/m3) を代入すると

$$\alpha = 1 - \rho_l / \rho_s = 0.12$$

となり、実験で観察されたボイド率をすべて説明できるほど大きくはない。

次に(e)について定量的に検討する。

溶融物が拡がるときに先端の下部に残る水膜の厚みを求める(図 4.2.8 参照)。 溶融物が存在することによる圧力は: $(\rho_m - \rho_{H20})$ gH

水しかない部分と上記圧力が生じる部分との距離を $0 \ge 16 = \pi 4$ 程度である。したが って厚さdの水膜に加わる力(水膜単位幅・水膜単位長さ当たり=床単位面積当たり)は、 圧力勾配×厚みであるから: $d \frac{(\rho_m - \rho_{H2O})gH}{\sigma}$

水膜の流動抵抗は床単位面積当たり: $\mu \frac{\partial v_{H2O}}{\partial y} = \mu \frac{v_{surf}}{d} = \mu \frac{v}{d/2}$

ここで溶融物に押されて水膜から水が逃げていく速度(右方向への水平速度)は、溶融物の 拡がり速度に等しいとし、これは液膜中央の速度と一致するとした。 定常を仮定すれば両者は等しいから

$$d\frac{(\rho_m - \rho_{H2O})gH}{\ell} = \mu \frac{v}{d/2}$$

より、

$$d^2 = \frac{2\mu\nu\ell}{(\rho_m - \rho_{H2O})gH}$$

 $\ell = \frac{H}{2}$ を仮定すると、

$$d^{2} = \frac{\mu v}{(\rho_{m} - \rho_{H2O})g}$$
(60)

となり、溶融物深さに依らない。

溶融物拡がり速度を5cm/sとすると、大気圧の飽和水の物性値を代入して、

 μ =281.7 μ Pa.s、 ρ_{H20} =958.4 kg/m³、 ρ_m =6876 kg/m³ と仮定すると、d=1.6×10⁻⁵ m と 小さいが、残された水膜が蒸発して溶融物中に入ると飽和蒸気になるだけで体積が 1600 倍 となるので 0.025m の蒸気層を溶融物中に形成することが可能である。溶融物中で高温とな るとこの数倍の体積となりうるので、melt spread 実験のように薄い溶融物層の場合には無 視できないボイドを形成することが分かる。

水膜は、溶融物が接近することにより蒸発する可能性がある。一方、初期水温にサブクー ルがあれば、床面も飽和温度以下であり、水膜が薄くなった時には冷却効果がある。蒸気膜 を介して溶融物から伝わる熱量は膜沸騰時の熱流束と同様と考えられ、従って、10⁵~10⁶ W/m²である。一方床面への伝熱は水膜表面が飽和温度であり、床面と水膜との接触面を初 期温度とすると、

$$q = \lambda \frac{T_s - T_i}{d}$$

熱伝導率λは 0.678 W/m.K であるから、上記水膜厚さを代入すると($T_s - T_i$ =初期サブクー ル:20℃と仮定)、q=8.5×10⁵ W/m² であり、加熱量と同程度かそれより大きい。したがっ て床面の昇温を無視すれば、PULiMS 実験の温度条件では水膜厚さは流動条件だけで決まる。 以下に本節で使用した記号の説明を記す。

g:重力加速度

- H:溶融物液深
- T:温度
- v:溶融物拡がり速さ
- v_{surf}:水膜表面速度
- *ρ*:密度
- μ:粘性係数
- 添え字

m:溶融物を表す

H2O: 水を表す

s:飽和条件

i:初期条件



4-21





図 4.2.3 クラストの厚さの変化 (PULiMS 実験解析 E1_1)









図 4.2.6 クラスト厚さの変化 (PULiMS 実験解析 E4_1)



図 4.2.7 表面クラスト上面温度と溶融部厚さの分布の変化(E6_1)

解析	溶融物	JASMINE 解析結果			PU	LiMS 実験値	<u>i</u>
ケース	初期	溶融物拡	溶融物拡	溶融物厚	cake	cake	デブリ
	スーハ゜ーヒー	がり直径	がり面積	さ(m)	拡がり	面積(m2)	厚さ(m)
	├ (K)	(m)	(m2)	(中央部)	(m)		(面積平均)
E1_1	136	0.65	0.329	0.01028	0.43×0.32	0.14	0.031
E1_2	121	0.65	0.328	0.01047	0.43×0.32		
E4_1	70	0.85	0.567	0.01123	0.711×0.471	0.20	0.030
E4_2	48	0.85	0.567	0.01132	0./11 \0.4/1	0.30	
E6_1	179	0.95	0.709	0.01120	0 663 × 0 854	0.43	0.020
E6_2	157	0.95	0.709	0.01132	0.003 \ 0.834		0.030

表 4.2.3 PULiMS 実験解析結果のまとめ

PULiMS 試験番号			E1	E4
溶融物質量(cake)		kg	20	39.5
溶融物スーパーヒート		kg	121	48
溶融潜熱		J/kg	1.50E+05	1.50E+05
溶融物比熱		J/kg K	280	280
凝固までに溶融物の放出 ⁻	する熱量	J	3.68E+06	6.46E+06
cake の拡がり面積(試験結	課) S	m2	0.1400	0.3000
床材(ステンレス)密度	ρ	kg/m3	7890	7890
床材比熱	Ср	J/kg K	511	511
温度上昇(仮定)	ΔT	К	372	358
床厚さ	d	m	0.01	0.01
床材温度伝導率	а	m2/s	4.06E-06	4.06E-06
床温度変化に伴う吸熱量	$S\rho$ Cp d Δ T	J	2.10E+06	5.44E+06
流出時間	t	S	10	12
水側熱流束(仮定)	q	W/m2	2.00E+05	2.00E+05
水側除熱量	Sqt	J	2.80E+05	7.20E+05

表 4.2.4 PULiMS 実験におけるヒートバランス概算



図 4.2.8 溶融物による水の巻き込みモデル

4.3 技術的課題

JASMINE コードの溶融物プールの計算モデルを改良し、Melt Spread 現象の解析精度を向 上させた。今回の作業では、表面クラスト、底クラストの熱的挙動を考慮できるようにした が、床内部の熱伝導現象は計算対象としておらず、床表面での温度・断熱条件を指定するよ うになっている。また、水プールへの伝熱評価式は JASMINE のものを踏襲している。

KTH で行われた PULiMS 試験 E1、E4、E6 ケースの解析を行い、溶融物の拡がり面積を実験値と比較した。その結果 JASMINE による溶融物拡がり面積は、実験値よりもかなり大きくなることが分かった。解析モデルと実験条件とで異なるものとして次のものが挙げられる。

- (1) 床面への伝熱
- (2) 溶融物中の気泡の影響
- このほか解析結果に大きな影響を与えそうな現象として表面クラスト上面のrewettingがある。 今後に残された技術的課題として以下のものが挙げられる。
- (a) JASMINEコードの改良:上記の現象をモデル化し、コードに組み込む。すなわち、床面 深さ方向の熱伝導の計算、溶融物中を上昇する気泡による流動伝熱への影響の評価、で ある。特に実機解析で床面をコンクリートと想定したときには、熱分解ガスが溶融物中 に流入するだけでなく、コンクリート成分が溶融物中に混入することにより、融点等が 著しく低下する可能性があるのでこれらの点の検討も必要となる。
- (b) JASMINEの検証:原子力規制庁とKTHが共同で実施する水中床面溶融物拡がり実験 (PULiMS 実験)等の解析を実施し、コードの検証を行う。本解析の結果に基づいて、 同モデルの残された課題を同定し、課題を解決するための方策を検討する。
- (c) 実機の解析:シビアアクシデント時に想定される条件下の実機解析を行ない、溶融炉 心の格納容器床面堆積状態に及ぼす主要パラメータ(格納容器内に流出する溶融炉心 の量や温度、溶融炉心ジェットの径、格納容器内の水位や水温等)の影響を調査・整 理する。

参考文献

- [4.1] S. Lomperski, M. T. Farmer, "Experimental evaluation of the water ingression mechanism for corium cooling", Nucl. Eng. Des. vol. 237, issue 9, (May 2007) 905-917.
- [4.2] 宮内、吉田、安田, "粗度を有する平行平板間流れの層流・乱流特性"、土木学会第55 回年次学術講演会(平成12年9月),Ⅲ-A232
- [4.3] R. B. Bird, W. E. Stewart, E. N. Lightfoot, "Transport Phenomena Second Edition", John Wiley & Sons, Inc,
- [4.4] 甲藤, "伝熱概論"、養賢堂, P.116
- [4.5] 甲藤, "伝熱概論"、養賢堂, P.122

5. REMCOD 実験の概要

5.1 背景及び目的

原子炉容器の下部プレナムや格納容器(原子炉キャビティまたはペデスタル)内において 溶融炉心が水プール中に落下すると、溶融炉心のブレークアップによりデブリベッドが形成 される。デブリベッドの冷却が維持されない場合には、デブリベッド内のドライアウトに引 き続き酸化物及び金属を含む多成分デブリの再溶融が生じ得る。これは、下部ヘッドの熱的 な破損や溶融炉心/コンクリート相互作用(MCCI)に関連する重要な現象であるが、これ までは、系統的な実験は十分に行われていない。デブリベッド内においてドライアウトが生 じた場合、融点が低い金属の先行溶融、多成分物質の共晶や溶融金属中への酸化物の溶解、 低温領域における溶融デブリの固化等、非常に複雑な現象の発生が予想される。また、溶融 したデブリが下方に移行することに伴って崩壊熱の空間分布が変化することにより、下部ヘ ッドへの熱負荷が増大し、下部ヘッドの破損を引き起こすことも想定される。この場合、破 損口の大きさやデブリの性状に依存して、破損口の拡大や溶融デブリの再固化よる閉塞が生 じる可能性がある。

このような現象に関して、現在、スウェーデン王立工科大学(KTH)において、REMCOD (REmelting of Multi-COmponent Debris)実験が計画されている。本実験は、多成分デブ リベッドの再溶融とデブリベッド内における溶融物の移行、原子炉容器構造物との相互作用 等に着目し、多次元伝熱流動モデルの妥当性確認のための可視化、デブリベッド内部の温度 分布、局所物質分析を含むデータベースを得ることを目的とする。具体的には、得られたデ ータベースに基づいて以下の項目を明らかにする。

- 固体のデブリベッド内に保持される溶融デブリの質量割合
- デブリベッド内における溶融デブリの多次元的な拡がり速度及び度合い
- デブリベッド内への溶融デブリ浸入によるクラストの形成及びその形態
- 過渡的な温度場におけるデブリの再溶融、移行及び固化を伴うデブリベッドの溶融進 展挙動

5.2 REMCOD 実験装置の概要

REMCOD 実験においては、沸騰水型原子炉(BWR)の計装案内管(IGT)や制御棒案内管 (CRGT)を含む原子炉容器下部の複雑な構造を考慮する。デブリベッドの形態としては、 以下の3種類を想定する。

- 単一成分の均質デブリベッド(金属または酸化物相当)
- 融点の異なる2成分の均質デブリベッド内
- 層状デブリベッド(低融点金属相当物質の割合が高い下層と高融点酸化物相当物質の 割合が高い上層)

REMCOD 実験装置は、比較的単純な構成でデブリベッドの伝熱流動に係わる特性の把握 や実験技術の蓄積に重点をおいた REMCOD-1 実験から、BWR の構造を模擬したより複雑な 体系の REMCOD-2 実験, REMCOD-3 実験のように、観察対象の現象や模擬する実機形状の 複雑さに対応して、実験装置を3 段階のステップで発展・改良していくというプロセス採る 予定である。現時点においては詳細が公開されていないため、ここでは概要のみを記載する。

5.2.1 REMCOD-1 実験

REMCOD-1 実験は、REMCOD 実験の最初のステップであり、デブリベッドの再溶融に係わる基礎的な現象や模擬デブリ材の特性に関するデータを取得し、後に続く REMCOD-2 実験及び REMCOD-3 実験の装置設計及び実験手法の検討に活用する。

REMCOD-1 実験に用いる装置は、デブリベッドを一定幅の矩形状スライスにより模擬する。 側面には観察用の透明板(石英ガラス等)または加熱用のヒーターを設置する。高温の実験 を行う場合には、誘導加熱等の技術を活用することを考える。また、別途、溶融炉を設け、 上方からデブリベッドに溶融物を注ぐことができる構造とする。REMCOD-1 実験の要な計測 項目は以下の通りである。

- デブリベッドに注がれる溶融物の流量(溶融炉内の液位変化)
- デブリベッド内の温度分布や溶融物の移行挙動(熱電対)
- デブリベッド内溶融物移行挙動の可視観察
- デブリベッド特性の実験後観察

5.2.2 REMCOD-2 実験及び REMCOD-3 実験の概要

BWR では、4本の CRGT で囲まれた正方形の中心に IGT が配置されており、これらは原 子炉容器下部ヘッドを貫通している。REMCOD-2 実験及び REMCOD-3 実験においては、IGT とそれを囲む4本の CRGT 及び下部ヘッドを含む構造を模擬し、デブリベット及び溶融デブ リと構造材との熱的な相互作用を着目点に含める。両実験から、より実機に近い条件におけ るデータを取得できる。REMCOD-1 実験と比較すると、REMCOD-2 実験及び REMCOD-3 実 験では、以下の効果に係わる知見の取得が期待できる。

- より高温の状態を維持したデブリベッド
- より融点の高いデブリ模擬材
- デブリ再溶融過程におけるデブリの拡がりや構造材との相互作用
- デブリ再溶融と冷却(空気及び水)の相互作用

上記に係わる知見を得るために、REMCOD-2 実験及び REMCOD-3 実験においては、以下のような工夫を施すこととしている。

- より高温の状態を維持したデブリベッドの模擬
- より融点の高いデブリ模擬材の使用
- デブリ再溶融過程におけるデブリの拡がりや構造材との相互作用
- デブリ再溶融と冷却(空気及び水)の相互作用

REMCOD-2 実験あるいは REMCOD-3 実験の装置が有する主要な特徴として、以下の点が 挙げられる。

- 石英ガラス製の観測窓を通じたデブリ再溶融過程の可視化
- デブリの再溶融と下部ヘッド貫通部との相互作用を制御する加熱
- デブリと IGT 及び CRGT を伴う下部ヘッドとの相互作用を調査する性能
- CRGT 内部の冷却

両実験装置の設計における主な違いは温度分布の取り扱いにある。崩壊熱によるデブリの 加熱によって、当初は低温状態にある原子炉容器下部ヘッド壁面近傍のデブリベッドには軸 方向の温度勾配が形成される。また、CRGT内の水によって複雑な温度分布が生じることが 考えられる。このような温度分布を模擬するため、REMCOD-2 実験では CRGTの冷却機能を 付与する。一方、REMCOD-3 実験においては、試験部を高温炉(最大1800℃程度)内で上 下に移動させて軸方向の温度分布をコントロールする機構とカンタル(Kanthal)ヒーターを 併用することとしている。

5.3 実験条件の検討

REMCOD 実験の目的と照らし合わせると、以下のような条件を適切に考慮することが重要であると考えられる。

- デブリベッドの均一または非均一加熱(冷却)
 - ▶ クラスト下側の温度勾配
 - ▶ 加熱または冷却の速度
- 溶融物と固体粒子の接触角
 - ▶ 非濡れ性(~120 度)から濡れ性(~20 度)を示す広い範囲
- デブリベッドの粒子径及び形態
 - ▶ 粒子の比表面積や粒子及び気孔の特性長さ(1~10mm 程度)
 - ▶ 粒子の形態(滑らかな球体から粗い表面を有する不規則形状)
- デブリベッドの初期形態
 - ▶ 均質及び成層化
 - ▶ 低融点デブリの質量割合
- 溶融デブリの供給
 - ▶ 供給流量
 - ▶ 供給時における溶融デブリの流れ(一次元的あるいは二次元的な流れ)
 - ▶ 初期の過熱度

上記の条件を考慮して実験マトリックスを構築することになるが、全ての組み合わせを網 羅するためには相当数の実験を実施する必要である。そのため、予備的な基礎実験を含めた 支配的パラメータの事前検討を十分に行い、効率的かつ効果的に実験データを取得すること が重要である。 一方で、一組のデブリ模擬材(金属質及び酸化物質に相当する物質)のみでは、実機で想 定される条件を満たすことはほぼ不可能であると予想できるため、実験の目的や着目する現 象に適したデブリ模擬材の組合せを複数検討する必要があると考えられる。その際、デブリ 粒子に対する溶融物の接触角及びデブリ粒子の大きさや形態の想定範囲を包含するとともに、 例えば、以下のような実験実施上あるいは実機模擬性に係わる点を勘案してデブリ模擬材を 選定することが求められる。

- 溶融時におけるデブリ模擬材や構造材の揮発性
 - ▶ エアロゾルの生成とその石英ガラス窓への沈着により可視化が阻害される可能性の排除
- デブリ模擬材を構成する物質の密度や融点の際
 - ▶ 高融点の酸化物を模擬するデブリ模擬材の粒子が金属に相当する溶融物に浮遊する現象の回避

6. おわりに

本事業においては、シビアアクシデント時に MCCI を回避あるいはその影響を緩和する対策 の有効性を評価する手法を高度化し、安全審査等における規制判断の根拠となる技術的知見 を提供することを目的に、溶融炉心が格納容器に落下する前に格納容器内に先行的に注水する 場合における溶融炉心の冷却性を科学的・合理的に評価する手法を構築する。今年度の事業で は、主に、格納容器内溶融炉心冷却性評価手法において中心的な役割を果たす溶融炉心/冷却 材相互作用解析コード JASMINE の高度化に向けて、水プール中における溶融炉心ジェットの ブレークアップ(粒子化)及び格納容器床面上における溶融炉心の拡がりに係わるモデルの改 良を進めた。主要な成果は以下のとおりである。

6.1 溶融炉心ジェットブレークアップ及び凝集

JASMINE コードを用いて、スウェーデン KTH で行われた高温溶融酸化物ジェットのブレー クアップ現象を対象とした DEFOR-A 実験の解析を行った。この解析では、ブレークアップに より生じた粒子に占める液体粒子の割合とブレークアップした粒子のアグロメレーション割 合(粒子が凝集して塊状になる割合)の関係に着目した。

本解析を実施するに当たり、先ず、ブレークアップした粒子の粒径分布を考慮できるよう JASMINE コードを改良した。具体的には、先行研究に基づいて、ブレークアップ時に生じる 粒子の直径に対する累積質量分布が Rosin-Rammler 分布に従うとして、粒子が発生するたびに Rosin-Rammler 分布の累積分布関数の逆関数を使い一様乱数を与える手法を採った。粒子の発 生数が十分に多ければ、この手法により Rosin-Rammler 分布を再現できることを確認した。 JASMINE コードを用いて 8 ケースの DEFOR-A 実験を解析した。矩形の実験体系を 2 次元円筒 形で模擬するとともに、DEFOR-A 実験のデータに基づいて、Rosin-Rammler 分布に含まれる 2 つのパラメータを設定した。上記の手法により、実験から得られた粒子の粒径分布を良好に再 現できることが確認できた。

DEFOR-A 実験の解析においては、サブクール度の条件に対し、水蒸気発生によるボイド率 が異なる結果となり、それに伴って粒子の空間分布に変化が現れた。ボイド率の大きい条件で は粒子の半径方向への広がりが大きくなった。また、粒子の軌跡に関しては、ボイドの発生し ている領域において滞留や半径方向への移動が生じていた。逆にボイド率の小さい条件では、 粒子は比較的狭い範囲に分布し、一定速度で落下した。これらの結果は実験と定性的に一致し ている。

JASMINE コードによる解析結果と DEFOR-A 実験の結果に基づいて、ブレークアップにより 生じた粒子に占める液体粒子の割合とブレークアップした粒子のアグロメレーション割合の 関係を表わす相関式を構築した。この相関式を用いて、解析による液体粒子の割合から水プー ル深さ方向のアグロメレーション割合を評価した。現状では実験結果とのかい離が見られるケ ースがあるが、それらのケースでは、実験条件に共通点があり、JASMINE コードにおいてモ デル化が不十分な点が存在することが示唆された。

6.2 プール床面上における溶融炉心の拡がり

格納容器床上の水プール中に溶融物が落下した時の溶融物の拡がり現象を解明するため、

JASMINE コードの溶融物プール計算モデルを改良し、水中での溶融物伝熱流動の解析の精度 を向上させた。採用した計算モデルの特徴は次のとおりである。①二次元軸対称を仮定し、ま た床面はフラットであるとする。②溶融物プールは床面上に形成される底クラスト、水・蒸気 との接触面に形成される表面クラストを考慮した三層構造とする。③浅水方程式を解いて溶融 部の平均流速、平均内部エネルギーを求める。また、伝熱は高さ方向にだけ生じるとする。④ 表面クラスト上面における沸騰伝熱による伝熱量を正確に評価するために、平均内部エネルギ ーから表面温度を算出する計算式を組み込む。⑤表面クラストの移動は、固相の強度、亀裂の 発生、板状クラストの分離・衝突・重畳・変形が組み合わさった極めて複雑な状況が生じるた め取り扱いが難しい。そのため、今回のモデルでは、表面クラストは固定されているか、溶融 部と同一の速度で移動するとする。⑥床面は、断熱または一定温度の境界条件を指定すること とする。

JASMINE コードを用いて、KTH が実施した PULiMS 実験3ケースの解析を行い、溶融物の 拡がり面積を実験値と比較した。これらの実験は、辺長1×2m、厚さ1cmのステンレス床を有 する水深 0.2mの水プールに、940℃~1049℃の高温溶融酸化物 23~78kg を、20mm 径のノズル から流下させたものである。JASMINE コードによる溶融物拡がり面積の計算値は、実験値の 1.65~2.35 倍となり過大評価することが示された。解析モデルと実験条件とで異なるもののうち、 両者の差の原因となり得る主な事項として、床面への伝熱及び溶融物中における気泡の影響が 挙げられる。この他に解析結果に大きな影響を与え得る現象として、表面クラスト上面のリウ ェットがある。

今後に残された技術的課題として以下が考えられる。

- (a) JASMINE コードの改良:上記の現象をモデル化し、コードに組み込む。すなわち、床面 深さ方向の熱伝導の計算、溶融物中を上昇する気泡による流動伝熱への影響の評価であ る。特に実機解析で床面をコンクリートとした場合には、コンクリートの熱分解気体が 溶融物中に流入するだけでなく、コンクリート成分が溶融物中に混入することにより、 融点等が著しく低下する可能性があるのでこれらの点の検討も必要となる。
- (b) JASMINE コードの検証:原子力規制庁と KTH が共同で実施する水中床面溶融物拡がり 実験(PULiMS 実験)等の解析を実施し、JASMINE コードの検証を行う。本解析の結果 に基づいて、同コードの残された課題を同定し、課題を解決するための方策を検討する。
- (c) 実機解析:シビアアクシデント時に想定される条件下の実機解析を行ない、溶融炉心の 格納容器床面堆積状態に及ぼす主要パラメータ(格納容器内に流出する溶融炉心の量や 温度、溶融炉心ジェットの径、格納容器内の水位や水温等)の影響を調査・整理する。

付録 A. DEFOR-A 実験解析結果

付録 A では、3. ブレークアップ及び凝集評価において実施した JASMINE コードによる DEFOR-A 実験計算の結果得られた解析結果を掲載する。掲載するのは DEFOR-A3 を除く A1~A9 のケースについて以下に示すデータである。(以下のデータ項目 A1~A6 の A は付録 A を示すもので、実験のケースを示すものではない。)

A.1	発生粒子の累積質量割合	. A-2
A.2	水及び蒸気の質量	A-6
A.3	各物性のエネルギ量	. A - 7
A.4	エネルギバランス表	. A-9
A.5	メルトジェット及びメルト粒子の先端位置	4-13
A.6	ボイド率及びメルト粒子分布図	4-15
A.7	代表的な粒子グループの軌跡図	4-33

A.1 発生粒子の累積質量割合







図 A1.2 発生粒子の累積質量割合(A2)














図 A1.7 発生粒子の累積質量割合(A8)





A-6



A.3 各物性のエネルギ量





A.4 エネルギバランス

	0.0 s	20.0 s	48.0 s	48.0 s-0.0 s
水の内部エネルギ	1619300	1666200	1718200	98900
蒸気の内部エネルギ	0.441	14607.000	34654.000	34653.559
非凝縮性ガスの内部エネルギ	61777.0	63516.0	66220.0	4443.0
メルトの内部エネルギ	0.0	48767.0	75155.0	75155.0
流体の運動エネルギ	0.000	0.065	0.033	0.033
合計	1681077.4	1793090.1	1894229.0	213151.6
エネルギの増加量	0.0	112012.6	213151.6	
流入分メルトのエンタルピ	0.0	112441.3	213600.9	
<u>зп</u>	0.0	-428.7	-449.3	
	0.00%	-0.02%	-0.02%	

表 A4.1 エネルギバランス(A1)

単位:[J]

	0.0 s	10.0 s	21.0 s	21.0 s-0.0 s
水の内部エネルギ	2038400	2076500	2079000	40600
蒸気の内部エネルギ	0.441	34267.000	59226.000	59225.559
非凝縮性ガスの内部エネル ギ	61777.0	66343.0	68842.0	7065.0
メルトの内部エネルギ	0.0	115910.0	106020.0	106020.0
流体の運動エネルギ	0.000	0.067	0.043	0.043
合計	2100177.4	2293020.1	2313088.0	212910.6
エネルギの増加量	0.0	192842.6	212910.6	
流入分メルトのエンタルピ	0.0	190820.4	209805.0	
部共	0.0	2022.2	3105.6	
砄左	0.00%	0.09%	0.13%	

A4.2 エネルギバランス(A2)

単位:[J]

	0.0 s	10.0 s	21.0 s	21.0 s-0.0 s
水の内部エネルギ	1598000	1677000	1699400	101400
蒸気の内部エネルギ	0.441	8697.400	17621.000	17620.559
非凝縮性ガスの内部エネル ギ	61795.0	62772.0	63933.0	2138.0
メルトの内部エネルギ	0.0	99409.0	85388.0	85388.0
流体の運動エネルギ	0.000	0.107	0.031	0.031
合計	1659795.4	1847878.5	1866342.0	206546.6
エネルギの増加量	0.0	188083.1	206546.6	
流入分メルトのエンタルピ	0.0	189031.3	207963.2	
	0.0	-948.2	-1416.6	
砄左	0.00%	-0.05%	-0.08%	

表 A4.3 エネルギバランス(A4)

単位:[J]

表 A4.4	エネルギバランス(A5)

	0.0 s	20.0 s	48.0 s	48.0 s-0.0 s
水の内部エネルギ	1997100	2008900	2034600	37500
蒸気の内部エネルギ	0.441	36109.000	74991.000	74990.559
非凝縮性ガスの内部エネル ギ	61777.0	66418.0	70245.0	8468.0
メルトの内部エネルギ	0.0	58939.0	91057.0	91057.0
流体の運動エネルギ	0.000	0.042	0.057	0.057
合計	2058877.4	2170366.0	2270893.1	212015.6
エネルギの増加量	0.0	111488.6	212015.6	
流入分メルトのエンタルピ	0.0	111678.0	212384.4	
当光	0.0	-189.4	-368.7	
· 快左	0.00%	-0.01%	-0.02%	

単位:[J]

	0.0 s	20.0 s	30.0 s	30.0 s-0.0 s
水の内部エネルギ	1619300	1720100	1726400	107100
蒸気の内部エネルギ	0.441	17138.000	24614.000	24613.559
非凝縮性ガスの内部エネル ギ	61777.0	63858.0	64786.0	3009.0
メルトの内部エネルギ	0.0	96258.0	80975.0	80975.0
流体の運動エネルギ	0.000	0.085	0.028	0.028
合計	1681077.4	1897354.1	1896775.0	215697.6
エネルギの増加量	0.0	216276.6	215697.6	
流入分メルトのエンタルピ	0.0	216937.3	216965.5	
卸業	0.0	-660.6	-1267.9	
砕左	0.00%	-0.03%	-0.07%	

表 A4.5 エネルギバランス(A6)

単位:[J]

		-		
	0.0 s	10.0 s	20.0 s	20.0 s-0.0 s
水の内部エネルギ	1710100	1780400	1785200	75100
蒸気の内部エネルギ	0.441	16743.000	30592.000	30591.559
非凝縮性ガスの内部エネル ギ	61866.0	64088.0	65842.0	3976.0
メルトの内部エネルギ	0.0	127980.0	108180.0	108180.0
流体の運動エネルギ	0.000	0.104	0.033	0.033
合計	1771966.4	1989211.1	1989814.0	217847.6
エネルギの増加量	0.0	217244.7	217847.6	
流入分メルトのエンタルピ	0.0	215885.2	215871.8	
誤差	0.0	1359.4	1975.8	
	0.00%	0.07%	0.10%	
	•			

表 A4.6 エネルギバランス(A7)

単位 : [J]

	0.0 s	10.0 s	20.0 s	20.0 s-0.0 s
水の内部エネルギ	1690500	1761800	1769000	78500
蒸気の内部エネルギ	0.441	15875.000	30022.000	30021.559
非凝縮性ガスの内部エネル ギ	61866.0	63948.0	65759.0	3893.0
メルトの内部エネルギ	0.0	118320.0	94664.0	94664.0
流体の運動エネルギ	0.000	0.150	0.031	0.031
合計	1752366.4	1959943.2	1959445.0	207078.6
エネルギの増加量	0.0	207576.7	207078.6	
流入分メルトのエンタルピ	0.0	207222.0	207242.8	
卸業	0.0	354.7	-164.2	
砕左	0.00%	0.02%	-0.01%	

表 A4.7 エネルギバランス(A8)

単位:[J]

	0.0 s	10.0 s	21.0 s	21.0 s-0.0 s
水の内部エネルギ	1809600	1882000	1897100	87500
蒸気の内部エネルギ	0.441	15563.000	30725.000	30724.559
非凝縮性ガスの内部エネル ギ	61777.0	63846.0	65753.0	3976.0
メルトの内部エネルギ	0.0	110940.0	98621.0	98621.0
流体の運動エネルギ	0.000	0.085	0.039	0.039
合計	1871377.4	2072349.1	2092199.0	220821.6
エネルギの増加量	0.0	200971.6	220821.6	
流入分メルトのエンタルピ	0.0	199739.7	219563.5	
誤差	0.0	1231.9	1258.1	
	0.00%	0.06%	0.06%	

表 A4.8 エネルギバランス(A9)

単位:[J]





A.6 ボイド率及びメルト粒子分布図

8.3

0.05

0



t=1.0[s] 図 A6.1 (1/3) ボイド率及びメルト粒子分布図(A1)

n

8.3 8.13 9.2 9.25

6.5

8

8

0.05

8.1 0.15

0.2

0.25

0.2

ΰł





図 A6.1 (2/3) ボイド率及びメルト粒子分布図(A1)



図 A6.1 (12/13) ボイド率及びメルト粒子分布図(A1)





図 A6.2 (1/2) ボイド率及びメルト粒子分布図(A2)





図 A6.2 (2/2) ボイド率及びメルト粒子分布図(A2)





図 A6.3 (1/2) ボイド率及びメルト粒子分布図(A4)





図 A6.3 (2/2) ボイド率及びメルト粒子分布図(A4)





図 A6.4 (1/3) ボイド率及びメルト粒子分布図(A5)





図 A6.4 (2/3) ボイド率及びメルト粒子分布図(A5)



図 A6.4 (3/3) ボイド率及びメルト粒子分布図(A5)





図 A6.5 (1/2) ボイド率及びメルト粒子分布図(A6)





図 A6.5 (2/2) ボイド率及びメルト粒子分布図(A6)





図 A6.6 (1/2) ボイド率及びメルト粒子分布図(A7)





図 A6.6 (2/2) ボイド率及びメルト粒子分布図(A7)





図 A6.7 (1/2) ボイド率及びメルト粒子分布図(A8)





図 A6.7 (2/2) ボイド率及びメルト粒子分布図(A8)





図 A6.8 (1/2) ボイド率及びメルト粒子分布図(A9)





図 A6.8 (2/2) ボイド率及びメルト粒子分布図(A9)



図 A7.1 粒子グループの軌跡(A1)



図 A7.2 粒子グループの軌跡(A2)



図 A7.3 粒子グループの軌跡(A4)



図 A7.4 粒子グループの軌跡(A5)



図 A7.5 粒子グループの軌跡(A6)


図 A7.6 粒子グループの軌跡(A7)



図 A7.7 粒子グループの軌跡(A8)



図 A7.8 粒子グループの軌跡(A9)

溶融物が床面に接触した時の界面の温度変化を検討する。溶融物及び床材が高さ方向・下方 向に半無限の長さがある非流動体と見なせる場合には、熱輸送は熱伝導によるものだけとなる ので、初期温度がそれぞれ一様であれば、界面の温度は一定であり、差分法の計算コードによ らず比較的容易に計算できる。

以下に、B.1 相変化が生じない場合、B.2 溶融物に相変化(凝固)が生じ発熱がある場合、 B.3 床材がコンクリートであり相変化(熱分解反応、吸熱)があり、且つ溶融物にも相変化が ある場合、の順に計算式の導出と計算手順を示す。

B.1 相変化が生じない場合

異なった温度(それぞれ一様)、異なった熱物性の半無限長の非流動体の接触時の温度変化 を求める。それぞれの領域の温度変化は、次の熱伝導方程式で表され、界面での境界条件は熱 流束の連続性で与えられる。また、接触熱抵抗はないとする。 基本式

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \tag{1}$$

境界条件

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x_1} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x_2}$$
 at x=0 (2)

ここで、Tは温度、tは時間、xは界面からの距離、 κ は熱拡散率、 λ は熱伝導率であり、添字は 床材、溶融物をあらわす。



図 B.1 相変化がない場合の温度分布模式図(高さ方向に空間軸、水平方向に温度座標を示す。)

これらの式から、得られた解の空間軸を \sqrt{t} 分の1にすると温度分布は常に合同となること がわかる。従って、接触界面の温度は一定値を保つ。

簡単のため、この接触点温度と原点とし、温度、空間座標とも図 B.1 に示すように物質1, 2 で逆の方向の座標で記述する。すると基本式(1)の解は誤差関数となる。

$$T_1 = \Delta T_1^0 erf \frac{x_1}{2\sqrt{\kappa_1 t}} \qquad T_2 = \Delta T_2^0 erf \frac{x_2}{2\sqrt{\kappa_2 t}}$$
(3)

ここでκは熱拡散率でありΔT⁰は初期温度と接触点温度の差である。 誤差関数の微分は次式で表されるから

$$\frac{\partial}{\partial\eta}\operatorname{erf}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}e^{-\eta^2}$$
 (4)

境界条件(2)は次のようになる。

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = \lambda_1 \frac{\Delta T_1^0}{\sqrt{\pi \kappa_1 t}} e^{-\frac{x^2}{4\kappa t}} = \lambda_1 \frac{\Delta T_1^0}{\sqrt{\pi \kappa_1 t}} = \lambda_2 \frac{\Delta T_2^0}{\sqrt{\pi \kappa_2 t}}$$
(5)

この式と、 $\kappa = \frac{\lambda}{\rho C p}$ の関係より、次式が得られる。 (ρ : 密度、C p: 比熱)

$$\sqrt{\lambda_1 \rho_1 C p_1} \Delta T_1^0 = \sqrt{\lambda_2 \rho_2 C p_2} \Delta T_2^0 \tag{6}$$

すなわち、二物体の最初の温度差を、 $\sqrt{\lambda_1 \rho_1 C p_1}$ 、 $\sqrt{\lambda_2 \rho_2 C p_2}$ で比例配分し、初期温度に加えた ものが接触面温度となる。

B.2 相変化のある時

B.2.1 計算式

相変化のある時も(上側高温側が凝固)、空間軸を \sqrt{t} 分の 1 にすると温度分布は常に合同と なるという性質は保存される。したがって、各領域(相変化前後の各領域及び床材内)におい て、温度分布は誤差関数で表される。すなわち、

$$T_{1} = -\Delta T_{1}^{0} erf \frac{x_{1}}{2\sqrt{\kappa_{1}t}} + T_{1}^{0} + \Delta T_{1}^{0}$$
(7)

$$T_2 = \Delta T_2^0 erf \frac{x_2}{2\sqrt{\kappa_2 t}} + T_1^0 + \Delta T_1^0$$
(8)

$$T_3 = \Delta T_3^0 erf \frac{x_2}{2\sqrt{\kappa_3 t}} + T_3^0 - \Delta T_3^0$$
(9)

ここで、空間座標は B.1 と同様、接触面から反対方向に x_1 、 x_2 をとるが、温度は一種類とする。 領域番号は、溶融物の下側(凝固部)を 2、その上(未凝固部)を 3 とする。初期温度、 T_1^0 , T_3^0 及び相変化の生じる温度 T_m が既知である。



図 B.2 相変化がない場合の温度分布模式図(高さ方向に空間軸、水平方向に温度座標を示す。)

B.1 での結果(6)より

ここで、*Δh*は相変化による発生熱量である。

$$\sqrt{\lambda_1 \rho_1 C p_1} \Delta T_1^0 = \sqrt{\lambda_2 \rho_2 C p_2} \Delta T_2^0$$

また、相変化点($x_2 = x_m$)における温度の連続性及び熱流束の差が相変化潜熱に等しいという接続条件から、

$$T_m = \Delta T_2^0 erf \frac{x_m}{2\sqrt{\kappa_2 t}} + T_1^0 + \frac{\sqrt{\lambda_2 \rho_2 C p_2}}{\sqrt{\lambda_1 \rho_1 C p_1}} \Delta T_2^0 = \Delta T_3^0 erf \frac{x_m}{2\sqrt{\kappa_3 t}} + T_3^0 - \Delta T_3^0$$
(10)

$$\lambda_{2} \frac{\Delta T_{2}^{0}}{\sqrt{\pi\kappa_{2}t}} e^{-\frac{xm^{2}}{4\kappa_{2}t}} = \lambda_{3} \frac{\Delta T_{3}^{0}}{\sqrt{\pi\kappa_{3}t}} e^{-\frac{xm^{2}}{4\kappa_{3}t}} + \rho \Delta h \frac{\partial x_{m}}{\partial t}$$
(11)

 $x_m \equiv \beta 2\sqrt{\kappa_2 t}$ と置き (x_m は、 \sqrt{t} に比例し、また、 $\sqrt{\kappa_2}$ を導入することにより、 β を無次元化する。)、両辺に \sqrt{t} をかけると次式が得られる。

$$\lambda_{2} \frac{\Delta T_{2}^{0}}{\sqrt{\pi\kappa_{2}}} e^{-\beta^{2}} = \lambda_{3} \frac{\Delta T_{3}^{0}}{\sqrt{\pi\kappa_{3}}} e^{-\frac{\kappa_{2}}{\kappa_{3}}\beta^{2}} + \rho \Delta h \sqrt{\kappa_{2}}\beta$$
(12)

$$\Delta T_2^0 \left(\frac{\sqrt{\lambda_2 \rho_2 C p_2}}{\sqrt{\lambda_1 \rho_1 C p_1}} + erf(\beta) \right) = T_m - T_1^0$$
(13)

$$\Delta T_3^0 \left(1 - erf\left(\sqrt{\frac{\kappa_2}{\kappa_3}}\beta\right) \right) = T_3^0 - T_m$$
(14)

(12) ~ (14) で示された β 、 ΔT_2^0 、 ΔT_3^0 に関する3連立方程式を解けばよいが、陽には解けないので、 β を仮定し、(13)、(14) 式から ΔT_2^0 、 ΔT_3^0 をもとめ、それらを用いて(12) 式の左辺を計算して比較する。これを繰り返して、第1式の残差が0となるようにする。

B.2.2 計算例

PULiMS 実験での物性値を使用して、試計算を行った。PULiMS 実験では、床板の厚さは1 cm であるが、この計算では無限大の厚さがあることを想定している。計算に使用した物性値 を表 B.1 に示す。床の初期温度は実験とほぼ同じ 80 ℃とし、溶融物の初期温度は融点より 48 ~300K 高く想定した。計算結果を表 B.2 に示す。 β の値はいずれの場合も 0.5 程度で、溶融 物のスーパーヒートがかなり大きくても溶融物に凝固層が生じることが分かる(凝固しなけれ ば β は負または計算は収束しなくなる)。

		床材 ステンレス	溶融物 Bi2O3-WO3	
		SUS304	固相	液相
密度	(kg/m3)	7890	7810	6876
比熱	(J/kg.K)	511	391	280
熱伝導率	(W/m K)	16.5	5.3	5.3
熱拡散率	(m2/s)	4.092E-06	1.74E-06	2.75E-06
融点	(K)	—	11	43
凝固潜熱	(J/kg)	_	353	
初期温度	(K)	353	-	_

表 B.1 溶融物の凝固を考慮した計算例に使用した物性値

表 B.2 溶融物の凝固を考慮した時の計算例(PULiMS 実験の物性値での計算)

溶融物の初期スーパーヒート (K)	48	121	300
β	0.588402	0.540017	0.439998
ΔT_2^0 (K)	726.17	753.68	823.4
ΔT_3^0 (K)	94.34	222.32	482.9
(12) 式左辺	1.1659 E6	1.2779 E6	1.5399 E6
(12) 式右辺	1.1659 E6	1.2779 E6	1.5399 E6
(12) 式左辺と右辺の差	-0.159	0.616	0.207
ΔT_1^0 (K)	358.18	371.75	406.12
界面温度 Tsurf (K)	711.18	724.75	759.12

B.3 床材がコンクリートの場合

B.3.1 計算式の導出

コンクリート中の相転移については以下のような例が報告されている。

n	項目	温度(℃)	ガス発生量	ガス発生に伴う
		JAEA	MCCI CCI-3	吸熱量
		福井環境分析センター	(wt%)	J/生成ガス kg
6	自由水の蒸発	$\sim \! 105$	2.293	2.22 E6
5	結合水(セメントマトリ	$\sim \! 550$	1.4	$5.67 \mathrm{E6}$
	ックス中の水分)の分離			
4	CO2 の発生	~ 898	9.8	3.81E6
3	結晶水 (骨材中の水分)	$\sim \! 1000$		
	の分離	~ 850		
2	溶融	1250(Sil)		
		1295(LCS)		

表 B.3 コンクリートの熱分解反応

相転移は、実際にはある温度範囲にわたって生じるが、簡単化のため、特定の温度に於いて 生じるとする。その温度の間では、熱伝導のみが生じるので、物性値は一定であり、誤差関数 で温度変化が記述されるとする。

領域の番号は、表面に近い所から付けてゆくので、

n=1:表面 (x=0)

n=2:溶融開始点

.....

n=7:コンクリート初期温度の部分

となり、領域1が溶融している部分、領域2が、脱水・脱 CO2 が完了している固体部分、領域3が、結晶水は残っている部分、領域4が、CO2 が残っている部分、領域5が、自由水だけが蒸発した部分、領域6が、コンクリート組成が変わらず温度だけが上昇した部分となる。 領域n(座標範囲 $x_n \sim x_{n+1}$)での温度の記述を

$$T(x) = T_n^{\ i} + \Delta T_n \, erf\left(\frac{x}{2\sqrt{\kappa_n t}}\right) \qquad (n=1\sim6)$$
(15)

とする。ここで、 T_n^i は、誤差関数を界面(<u>interface</u>)まで延長した時の仮想的な温度である。相 転移点(温度 T_n^0 、相転移潜熱 Δh_n 、位置 x_n)での温度の連続から

$$T_n^{\ 0} = T_{n-1}^{\ i} + \Delta T_{n-1} \operatorname{erf}\left(\frac{x_n}{2\sqrt{\kappa_{n-1}t}}\right) = T_n^{\ i} + \Delta T_n \operatorname{erf}\left(\frac{x_n}{2\sqrt{\kappa_n t}}\right) \qquad (n=2\sim6)$$
(16)

生成熱と熱伝導熱流束の関係から

$$\lambda_{n-1} \frac{\Delta T_{n-1}}{\sqrt{\pi\kappa_{n-1}t}} e^{-\frac{x_n^2}{4\kappa_{n-1}t}} = \lambda_n \frac{\Delta T_n}{\sqrt{\pi\kappa_n t}} e^{-\frac{x_n^2}{4\kappa_n t}} - \rho \Delta h_n \frac{\partial x_n}{\partial t} \qquad (n=2\sim6)$$
(17)

時間依存性をなくし、また、座標を無次元化するために B.2 節のときと同様に

$$x_n = \xi_n 2\sqrt{\kappa_n t} \tag{18}$$

と置く。また、記述を一般化するために、相転移点の数をnmxと書く。今回はnmx=6である。

$$T_n^{\ 0} = T_{n-1}^{\ i} + \Delta T_{n-1} \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{\kappa_n}{\kappa_{n-1}}} \,\xi_n\right) \tag{19}$$

$$T_n^{\ 0} = T_n^{\ i} + \Delta T_n \, erf\left(\xi_n\right) \tag{20}$$

$$\lambda_{n-1} \frac{\Delta T_{n-1}}{\sqrt{\pi \kappa_{n-1}}} e^{-\frac{\kappa_n}{\kappa_{n-1}} \xi_n^2} = \lambda_n \frac{\Delta T_n}{\sqrt{\pi \kappa_n}} e^{-\xi_n^2} - \rho \Delta h_n \sqrt{\kappa_n} \xi_n$$
(21)

ここでいずれの式も (n=2~nmx) である。 両端の条件は表面温度を T_s 、コンクリート初期温度を T_{c0} とすると、 $T_1^{\ i} = T_s$ (22)

$$T_{nmx}^{i} + \Delta T_{nmx} = T_{c0} \tag{23}$$

未知数は、 ξ_n (n=2~nmx)、 T_n^i (n=2~nmx)、 ΔT_n (n=1~nmx) であり、方程式(19)~(21),(23) の数は 3(nmx-1)+1 であるので一致する。



B.3.2 数値計算法

陽に解けないので Newton 法により収束計算するが、 Δh_n が小さいとき収束性が悪いので、 各点 n 毎に関連する 3 式を連立させて T_n^i , ΔT_n , ξ_n の修正量 ΔT_n^i , $\Delta \Delta T_n$, $\Delta \xi$ を求める (n=2~ nmx)。隣の点 n-1,n+1 での値との関係は、収束繰り返し計算によって定められていくことに なる。

溶融物とコンクリートの接触点の界面温度については、溶融物計算の ΔT_2^0 とコンクリート計算部の ΔT_1 の大きさの関係が、B.1 で求めた(6)式

$$\sqrt{\lambda_m \rho_m C p_m} \Delta T_2^0 = \sqrt{\lambda_c \rho_c C p_c} \Delta T_1$$
(24)

の関係を保つように収束計算に於いて、表面温度を修正していくことにより求められる。

(19)式について、点 n に関係する方程式とするために(3.1)式の n に 1 を加えた点での式として記述する。

$$T_{n+1}^{0} = T_n^{i} + \Delta T_n \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{\kappa_{n+1}}{\kappa_n}} \xi_{n+1}\right)$$
(25)

(25)、(20)、(21)式それぞれの(右辺)-(左辺)=0 となるようにする。この(右辺)-(左辺)の関数名をf、g、hとする。一次導関数微係数を用いて修正量 ΔT_n^i , $\Delta \Delta T_n$, $\Delta \xi$ を求める方程式を行列式で表せば、

$$\begin{pmatrix} 1 & a12 & 0 \\ 1 & a22 & a23 \\ 0 & a32 & a33 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta T_n^{\ i} \\ \Delta \Delta T_n \\ \Delta \xi^{\ i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -f\left(T_n^{\ i}, \Delta T_n, \xi_n^{\ old}\right) \\ -g\left(T_n^{\ i}, \Delta T_n, \xi_n^{\ old}\right) \\ -h\left(T_n^{\ i}, \Delta T_n, \xi_n^{\ old}\right) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b1 \\ b2 \\ b3 \end{pmatrix}$$

$$f\left(T_n^{\ i}, \Delta T_n, \xi_n\right) \equiv T_n^{\ i} + \Delta T_n \ erf\left(\sqrt{\frac{\kappa_{n+1}}{\kappa_n}} \ \xi_{n+1}\right) - T_{n+1}^{\ 0}$$

$$g\left(T_n^{\ i}, \Delta T_n, \xi_n\right) \equiv T_n^{\ i} + \Delta T_n \ erf\left(\xi_n\right) - T_n^{\ 0}$$

$$h\left(T_n^{\ i}, \Delta T_n, \xi_n\right) \equiv \rho \Delta h_n \sqrt{\kappa_n} \ \xi_n + \lambda_{n-1} \frac{\Delta T_{n-1}}{\sqrt{\pi \kappa_{n-1}}} e^{-\frac{\kappa_n}{\kappa_{n-1}} \xi_n^{\ 2}} - \lambda_n \frac{\Delta T_n}{\sqrt{\pi \kappa_n}} e^{-\xi_n^{\ 2}}$$

$$a12 \equiv \frac{\partial}{\partial \Delta T_n} f\left(T_n^{\ i}, \Delta T_n, \xi_n\right) = \ erf\left(\sqrt{\frac{\kappa_{n+1}}{\kappa_n}} \ \xi_{n+1}\right)$$

$$a22 \equiv \frac{\partial}{\partial \Delta T_n} g\left(T_n^{\ i}, \Delta T_n, \xi_n\right) = \Delta T_n \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\xi_n^{\ 2}}$$

$$a32 \equiv \frac{\partial}{\partial \Delta T_n} h\left(T_n^{\ i}, \Delta T_n, \xi_n\right) = -\frac{\lambda_n}{\sqrt{\pi \kappa_n}} e^{-\xi_n^{\ 2}}$$

$$a33 \equiv \frac{\partial}{\partial\xi} h\left(T_n^{\ i}, \Delta T_n, \xi_n\right)$$
$$= \rho \Delta h_n \sqrt{\kappa_n} - 2 \lambda_{n-1} \frac{\Delta T_{n-1}}{\sqrt{\pi\kappa_{n-1}}} \frac{\kappa_n \xi_n^{\ old}}{\kappa_{n-1}} e^{-\frac{\kappa_n}{\kappa_{n-1}} \xi_n^{\ old^2}} + 2 \lambda_n \frac{\Delta T_n}{\sqrt{\pi\kappa_n}} \xi_n^{\ old} e^{-\xi_n^{\ old^2}}$$

従って、収束計算における修正量は

 $\Delta T_n^{\ i} =$

$$(b1 \cdot a22 \cdot a33 + b3 \cdot a12 \cdot a23 - b1 \cdot a23 \cdot a32 - b2 \cdot a12 \cdot a33) /(a22 \cdot a33 - a12 \cdot a33 - a23 \cdot a32)$$

$$\begin{split} &\Delta\Delta T_n = (b2 \cdot a33 - b1 \cdot a33 - a23 \cdot b3)/(a22 \cdot a33 - a12 \cdot a33 - a23 \cdot a32) \\ &\Delta\xi = (a22 \cdot b3 + a32 \cdot b1 - a32 \cdot b2 - a12 \cdot b3)/(a22 \cdot a33 - a12 \cdot a33 - a23 \cdot a32) \end{split}$$

収束計算にあたっては、発散を防止するため不足緩和とする。β=0.5程度である。

$$T_n^{i^{new}} = T_n^{i^{old}} + \beta \Delta T_n^{i}$$
$$\Delta T_n^{new} = \Delta T_n^{old} + \beta \Delta \Delta T_n$$
$$\xi_n^{new} = \xi_n^{old} + \beta \Delta \xi$$

B.3.3 計算例

半無限とみなせる厚さのコンクリート床上に半無限とみなせる深さのコリウムが瞬時に堆 積した場合について計算する。コリウムは流動せず、溶融したコンクリート成分もその場にと どまりコリウム中に混入しないとする。計算に使用した床コンクリートと溶融物(コリウム) の物性値を表 B.4、B.5 に示す。計算は床側初期温度を固定し、溶融物のスーパーヒート値を 5~500K と変化させて界面温度を求めた。

表 B.4 床材相変化も含む計算例に使用した溶融物(UO2:70wt%-ZrO2:30wt%)の物性値

		床材 コンクリート	溶融物 corium3		
		珪岩質骨材	固相	液相	
密度	(kg/m3)	7890	8285.1	7121.6	
比熱	(J/kg.K)	1630	566.2	680.7	
熱伝導率	(W/m K)		1.911	3.601	
熱拡散率	(m2/s)		4.07E-07	7.43E-07	
融点	(K)	1523.15	2811		
凝固潜熱	(J/kg)	_	4.28E5		
初期温度	(K)	323	_		

n	1	2	3	4	5	6
	溶融後	济学生	結晶水	CO2	結合水	自由水
	状態	俗際	蒸発	放出	蒸発	蒸発
温度 (K)		1523.15	1123.15	1050.15	688.15	388.15
Δ h (J/gas kg)		$5.50\mathrm{E5}$	7.00E6	3.81E6	$5.67 \mathrm{E6}$	2.22 E6
gas wt 割合			0.005	0.098	0.009	0.02293
Δ h		$5.50\mathrm{E5}$	$3.50\mathrm{E4}$	3.73 E5	$5.10\mathrm{E4}$	$5.09\mathrm{E4}$
$\rho \Delta h$		1.27E9	$8.05\mathrm{E7}$	$8.59\mathrm{E8}$	$1.17\mathrm{E8}$	$1.17\mathrm{E8}$
κ	4.00E-7	3.80E-7	3.80E-7	3.80E-7	3.90E-7	6.60E-7
λ	1.5	1.5	1.5	1.5	1.1	1.5

表 B.5 床材の相変化も考慮した計算例に使用したコンクリートの物性値

計算結果を表 B.6 にまとめて示す。得られた界面温度は、コンクリートの融点よりは高く、 溶融物の凝固温度よりは低い値を示しており、スーパーヒートを大きく変化させても溶融コリ ウムの下部には凝固層(クラスト)が形成され、コンクリートの上面は溶融し内部に相変化点が 進行していくということが分かった。このように実機条件では、各部の相変化を考慮しなけれ ばならない複雑な現象が生じる。

表 B.6 床をコンクリートとした場合の計算例の結果まとめ

溶融物初期スーパーヒート (K)	5	20	50	200	500
界面温度計算結果 (K)	1978.3	1986.0	2001.7	2081.6	2249.3

スーパーヒート値を 50K としたときの収束計算の状況とコンクリート、溶融物層内の温度 分布を一例として、図 B.4、図 B.5 に示す。計算の収束状況は不足緩和としたこともあってあ まり良好でなく、集束するまでに約 60 回の繰り返し計算を要した。また、温度分布は収束し て得られた ξの値から座標値を換算により求めたもので、時刻 150 s と 1000 s のものが示し てある。界面の温度は不変で、温度分布が溶融物中、コンクリート中になだらかに拡がってい る様子が分かる。







付録 C PULiMS 実験解析における計算結果のグラフ





C-3



C.2 クラスト厚さの変化



図 C.5 クラスト厚さの変化の計算結果まとめ

C.3 溶融物の拡がりの変化



図 C.6 溶融物拡がりの変化の計算結果まとめ

C.4 温度分布と溶融部厚さの分布





図 C.8 表面クラスト上面温度と溶融部厚さの分布の変化(E1_2)



図 C.10 表面クラスト上面温度と溶融部厚さの分布の変化(E4_2)



図 C.11 表面クラスト上面温度と溶融部厚さの分布の変化(E6_2)