

4.4.3 被覆管機械特性試験

RIA 時に膨張したペレットから被覆管が受ける応力は周方向及び軸方向の二軸性を有しており、RIA 時の燃料破損挙動を適切に解析及び評価するためには、この応力二軸性が被覆管の変形・破損挙動に及ぼす影響を把握する必要がある。この影響を調べるため、二軸応力条件下での被覆管機械特性試験が可能な試験機⁽⁵⁾⁽⁶⁾を用い、また Zry-4 被覆管の最終処理条件として応力除去焼鈍を施した材料 (SR 材*)、再結晶焼鈍を施した材料 (RX 材**) 及び冷間加工まま材料 (CW 材***) を準備し、これらを対象とした二軸負荷試験を平成 23 年度から実施してきた⁽⁷⁻¹³⁾。平成 24、25 年度には製造時の加工度を変えた被覆管 (Q 値変更被覆管) の SR 材及び RX 材を対象とした試験、平成 26 年度には SR 材を対象に高温条件 (100°C、150°C 及び 200°C) にて試験を実施した。平成 27 年度に水素吸収させた被覆管 (SR、RX 材及び CW 材) を対象とした試験を開始し、平成 28、29 及び 30 年度には水素吸収させた被覆管 (SR 材) に析出した水素化物の方位を再配向させた被覆管を作製し、これを対象とした試験を実施した。

令和元年度からは、過去の RIA 模擬試験で観察された高燃焼度燃料被覆管の軸方向亀裂が周方向に回り込む現象^(14,15)のメカニズムを調べるため、炉外機械特性試験 (二軸応力負荷試験) により RIA 時高燃焼度燃料被覆管の特徴的要素 (主に水素化物、二軸応力条件) が被覆管破損形態に及ぼす個別効果を確かめることとした。令和元年度及び 3 年度は Q 値 2 の CW 材及びその水素吸収材、追加熱処理材を対象として試験を実施したが、200 wppm 以上の水素濃度の試料、1 付近のひずみ比条件については有効データを取得できなかった。

本年度は、水素吸収方法を工夫し、試料中央部に水素が集まる試料を製作し、200 wppm 以上の水素濃度の Q 値 2 の CW 材試料を用いて 1 付近のひずみ比の場合の破損形態を確認した。

(* SR: stress-relieved、** RX: recrystallized、***CW: cold-worked)

(1) 試験方法

二軸応力条件下での被覆管機械特性試験は、コンピューター数値制御 (CNC) サーボ型二軸応力負荷制御試験機⁽⁵⁾⁽⁶⁾により実施した。この試験機の特徴は単位時間あたりの軸及び周方向の応力や歪みの増分を制御した負荷を試験片にかけられることであり、今年度は歪み比 (軸方向ひずみ/周方向歪み) を試験中に一定に制御する条件で実施した。試料は、外径 10.7 mm、肉厚 0.66 mm の Q 値変更被覆管 (Q=2) CW 材であり、同水素吸収材を製作し、歪み比 0.5、0.75、1、及び 1.25 の条件で二軸応力負荷試験を実施した。水素吸収材は水素-アルゴン混合ガス中で熱処理することで水素を吸収させた。R3 年度以前の方法では、試料をエタノールで洗浄し、水素吸収中酸化膜が付かないようにガス管路にフィルターを追加する工夫をしていたが、その結果、酸化膜形成による水素吸収妨害はなくなった一方で、両端の水素濃度が高く中央部の水素濃度が低い分布になり、有効データとしては採用し辛い試料チャック部での破損が多く発生した。そこで、薄い酸化膜が水素吸収の妨害になる点を逆に利用し、水素吸収方法を次の通り改良した。(1)空気中で、400 °C/30 min の昇温プログラムの下、試料を室温から 380~390°C まで昇温させる (予め空気中で青色に変色する程度まで軽く酸化させる)。(2)試料を取り出し、中央部のひずみケージ接着区域である 3 cm 程度の部分を研磨紙で金属色が戻るまで軽く研磨する。(3)真空中で試料を 400 °C/30 min で昇温させ、400 °C で 20 分保持し、

水素—アルゴン混合ガスを導入した後、炉の自然冷却により降温させる。（R3 年度以前の方法ではステップ(3)のみ）

図 4.4.3-1 に従来法と改良法により製作した試料の水素量分布を示す。水素量分布を検証するため、ここでは相対的に入手しやすい PWR17×17φ9.5 mm の被覆管を使用している。従来法で作られた試料は中央部の水素量が低く両端部が高いが、改良法ではその逆になる。

(2) 試験結果

表 4.3.3-1 に本年度実施した試験の試験条件及び破損時ひずみの結果を示す。また、図 4.4.3-2 に本年度実施した試験の破損形態を集約した。Q 値 2 の CW 材の水素吸収量は、上記水素吸収方法のステップ(3)を実施時、水素—アルゴン混合ガス 90 kPa を充填し、ステップ(3)の繰り返し回数を変更することによって調整した。水素量測定は次年度に予定しており、現状はノミナル値であるが、2 回では約 400 wppm、3 回では約 550 wppm、4 回では約 700 wppm 程度と推定する。水素吸収を 4 回繰り返した試料のひずみ比 0.75、1、1.25 で軸方向亀裂が斜め周方向に回り込む現象が観察された。この 3 試料の破損時周ひずみは 2%以下であり RIA 模擬試験時の破損時ひずみ評価値と概ね同水準である。そのうち、ひずみ比が 0.75 の二回目試験では軸方向亀裂のみ観察された。この試料の破損時周ひずみは 9.12%であり、上記 3 試料より有意に大きい。水素吸収を 3 回繰り返した試料のひずみ比 1 及び 1.25 の場合破裂に伴う破断の現象が観察された。そのうちひずみ比が 1 の二回目試験では軸方向亀裂のみが観察された。水素吸収を 2 回繰り返した試料のひずみ比 1 及び 1.25 の場合は一回目では両方軸方向亀裂のみ観察されたが、二回目では両方周方向亀裂のみ観察された。これらの試料も、破損時ひずみの水準は大きかった。

(3) まとめ

図 4.4.3-2 に示す破損形態の変化から以下の推論ができる。

- RIA 模擬試験で見られる PCMI 時の軸方向亀裂が斜め周方向に回り込む現象は軸/周ひずみ比、水素量両方に依存する。
 - ひずみ比が 0.75 以上、水素量が約 700 wppm の場合（つまり脆性的に破損する場合）、回り込みがみられる可能性が高い。
 - 水素量が約 400 wppm から約 550 wppm の場合はひずみ比が 1 以上になると破断の可能性はあるが、軸方向亀裂が斜め周方向に回り込む可能性は低い。
 - ひずみ比、水素濃度が低い場合は軸方向亀裂のみの可能性が高い。

ただし、同じ条件でも異なる破損形態が出現する場合があるので、複数回の実験により上記判断の妥当性を確認する必要がある。また、同じ水素吸収工程でも水素量の誤差が存在するため、次年度測定予定の水素量データを含めて検討する必要がある。

4.6.4 章の 3 次元亀裂進展解析結果では、内面ひずみ比を 1 程度で解析した条件で、複数の周方向亀裂が形成されており、その内軸方向と垂直程度のものもあれば斜めの物もあった。この要因として、解析ではペレットモデルが被覆管内に存在し、摩擦による軸方向引張の作用が亀裂進展開始後も存在しており、時間・空間により複雑なプロファイルを取ったことが考えら

れる。RIA 模擬試験や二軸応力負荷試験では、最初の破損が起きた後、燃料放出やオイル放出による比較的短い時定数での応力緩和が起こり、回り込みは解析に比して起こりづらくなっていることが考えられる。

次年度は図 4.4.3-2 に示す試験の 2 回目のデータ取得を完了し、また水素分析、微細組織観察試験を実施する予定である。

表 4.4.3-1 二軸応力負荷試験の条件および結果

日付	試料番号	軸/周 ひず み比	外観	水素吸収 工程	水素量	破損時 外面軸 歪み	破損時 外面周 歪み
					[wppm]	[%]	[%]
20221028_1	CWQ1023-14	0.50	裂	90kPa×2 回	未測定	4.41	8.80
20221024_1	CWQ1023-07	0.50	裂	90kPa×3 回	未測定	0.89	1.81
20221012_1	CWQ1023-04	0.50	裂	90kPa×4 回	未測定	2.45	4.91
20221104_1	CWQ1023-15	0.75	裂	90kPa×2 回	未測定	6.56	8.69
20221101_1	CWQ1023-08	0.75	裂	90kPa×3 回	未測定	5.96	7.95
20221020_1	CWQ1023-06	0.75	裂→断	90kPa×4 回	未測定	1.22	1.64
20221207_1	CWQ1023-16	0.75	裂	90kPa×4 回	未測定	6.85	9.12
20220422_1	CWQ1023-02	1.00	裂	90kPa×2 回	422	2.97	2.96
20230111_1	CWQ1023-20	1.00	断	90kPa×2 回	未測定	7.09	7.09
20221108_1	CWQ1023-09	1.00	裂→断	90kPa×3 回	未測定	6.96	6.96
20221219_1	CWQ1023-11	1.00	裂	90kPa×3 回	未測定	7.88	7.81
20220412_1	CWQ1024-21	1.00	裂→断	90kPa×4 回	589	0.92	0.93
20221115_1	CWQ1023-18	1.25	裂	90kPa×2 回	未測定	9.66	7.70
20230106_1	CWQ1023-19	1.25	断	90kPa×2 回	未測定	6.68	5.34
20221110_1	CWQ1023-10	1.25	裂→断	90kPa×3 回	未測定	8.43	6.74
20221223_1	CWQ1023-12	1.25	裂→断	90kPa×3 回	未測定	5.54	4.44
20220418_1	CWQ1023-01	1.25	裂→断	90kPa×4 回	699	0.85	0.71

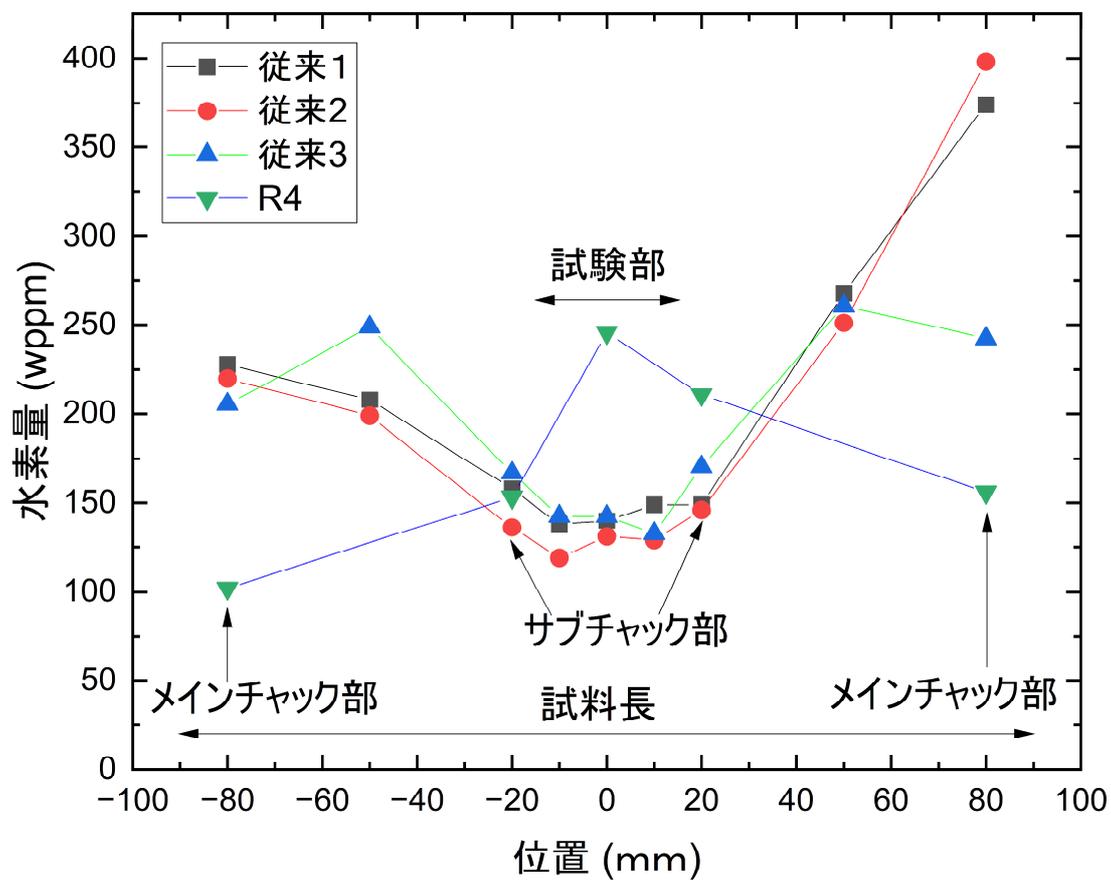


図 4.4.3-1 R3 年度以前と本年度の水素吸収方法による水素量分布の比較

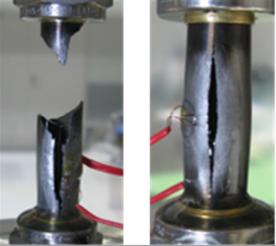
水素吸収回数 軸/周ひずみ比	2(~400ppm)	3(~550ppm)	4(~700ppm)	
0.5				
0.75				
1				
1.25				

図 4.4.3-2 CW 材の二軸応力負荷試験結果

4.4.4 224-2 実験の照射後試験

濃縮度 1.51%及び 0.72%の UO_2 未照射燃料を対象とした室温大気圧条件下での反応度事故模擬実験 224-2 実験を令和 3 年 9 月 17 日に実施した。本実験は、低濃縮度 UO_2 燃料(濃縮度 2%未満)を対象として、NSRR パルス照射時の実験燃料の発熱量評価に資する知見の取得を目的としたものである。パルス照射中の過渡記録及び一部の照射後試験(外観、濃縮度 1.51%の燃料ペレット及びその溶解液の発熱量評価)の結果については既に報告した⁽⁴⁾。本報告では、追加で取得した照射後試験の結果を示す。

(1) 試験燃料棒

図 4.4.4-1 に試験燃料棒の構造概略を示す。試験燃料は、発熱量を評価する過程で燃料溶解を行う計画であったため、この作業を効率的に実施できるよう、また照射後試験を実施した第 4 研究棟施設での取扱い許可量等も考慮し、一部燃料ペレットについては PWR/BWR 燃料高さより低い設計とした。さらに、濃縮度 1.51%の UO_2 ペレットに加えて、より濃縮度の低い 0.72%の UO_2 ペレットも用いた。

(2) 実験条件および計装

パルス照射実験の条件を以下に示す。

実験カプセル：	I-S 型 (室温大気圧・未照射燃料用)
パルス照射時冷却水条件：	室温大気圧の静止水
投入反応度：	\$3.55

(3) パルス照射後試験

(a) パルス照射時の燃料発熱量の評価

パルス照射後の濃縮度 0.72%燃料ペレット及びその溶解液をフィルタに一部分取した試料に対し、Ge 検出器による γ 線計測を行い、パルス照射時に生じた核分裂生成物 (FP) の放射能を評価し、それを基に燃料発熱量を評価した。FP については、従来、評価上用いていた Ba-140 ⁽¹⁶⁾に着目し、 γ 線計測上 Ba-140 の放射能評価が難しい場合は、別の核種 Cs-137 に着目した。

なお、両核種の放射能評価が可能なもの(ピーク検出されたもの)については、両核種に着目した発熱量評価を行った。

燃料ペレット溶解については、今回、 γ 線計測を行った高さ 4.69 mm (試料番号 1)、3.66 mm (試料番号 2)、2.69 mm (試料番号 3)、9.50 mm (試料番号 4) の 4 ペレットのうち、高さ 4.69 mm の燃料ペレットのみを対象に、8 M 硝酸約 20 ml を加えて 5 日間程度放置し、概ね溶解したことを目視にて確認した。その際、溶解残渣が確認されたため、溶解液をろ過し、そのろ液をフィルタに一部分取した試料を 2 試料作製し(試料番号 5、6)、それぞ

れ 2 回ずつ（試料番号 5 の 1 回目測定を 5a、2 回目測定を 5b とし、試料番号 6 の 1 回目測定を 6a、2 回目測定を 6b とした。） γ 線計測を行った。溶解した燃料重量は、溶解前の燃料ペレット重量（2.6000 g）から溶解残渣重量（0.0319 g）を差し引いて評価した。

測定試料の詳細情報、 γ 線計測・発熱量評価の結果、試料重量及びガンマ線計測に係る測定誤差評価結果についてそれぞれ表 4.4.4-1、表 4.4.4-2、表 4.4.4-3 に示す。燃料ペレットの外観及び燃料溶解ろ液浸透フィルタの γ 線計測の様子をそれぞれ図 4.4.4-2、図 4.4.4-3 に示す。試料の γ 線計測にあたっては、Ge 検出器の不感時間が数%程度内に収まるように Ge 検出器から距離を離れた（燃料ペレット-Ge 検出器表面間距離：約 170 mm、燃料溶解液浸透フィルタ-Ge 検出器表面間距離：約 19 mm）。Ge 検出器における Ba-140 の検出効率については、標準線源（Ba-133、Eu-152、Cs-137、Co-60。試料厚さ 0.8 mm）を用い、302 keV から 1408 keV（計 11 点、放出率が 10%以上のガンマ線に着目）のガンマ線エネルギー領域におけるエネルギーと γ 線強度の関係式を fitting して求めた（(1)式）のち、Ba-140 の γ 線エネルギー 537.27 keV における検出効率を算出して用いた。Ba-140 の同エネルギーにおいて計数率が極端に小さいあるいはピーク検出できなかった試料（特に燃料溶解ろ液浸透フィルタ）については、Cs-137 に着目することとし、その検出効率については、Cs-137 の γ 線エネルギー 661.66 keV における値を算出して用いた。ただし、前述のとおり、両核種のピーク検出できた試料については、それぞれについて発熱量評価を行った。

なお、検出効率のエラーは fitting 関数と標準線源により得られた計 11 点のデータのバラつきを考慮し算出したが、試料のジオメトリの違いについては考慮していない。

Ba-140 に着目したガンマ線計測による燃料ペレットの発熱量評価の結果、高さ 4.69 mm、3.66 mm、2.69 mm、9.50 mm の各燃料ペレットでそれぞれ 50 cal/g（誤差 \pm 1 cal/g 未満）、55 \pm 1 cal/g、59 \pm 1 cal/g、38 cal/g（誤差 \pm 1 cal/g 未満）、同様に Cs-137 に着目した発熱量評価結果は、それぞれ 56 \pm 1 cal/g、59 \pm 1 cal/g、64 \pm 1 cal/g、44 cal/g（誤差 \pm 1 cal/g 未満）となった。ただし、Cs-137 については、バックグラウンドにおいてもピークが検出されたため、試料における Cs-137 の計数率からバックグラウンドにおける Cs-137 の計数率を差し引いて評価した。Ba-140 及び Cs-137 による評価の両者で、ペレットの高さが大きくなるにつれ、発熱量の値が小さく評価されている。これは、評価上、自己吸収の効果を考慮していないためである。自己吸収については、試料の媒体（元素組成、密度）、試料形状など幾何学的条件だけでなく、Ge 結晶の形状や大きさなど多くの要因が関係する複雑さから、正確な補正は難しいことが知られている⁽¹⁷⁾。表 4.4.4-4 に示すとおり、ガンマ線計測ソフト（ミリオンテクノロジーズ・キャンベラ社製 Spectrum Explorer Ver.2.18）の機能を用いて簡易的に評価した燃料ペレットの自己吸収補正係数を考慮すると、Ba-140 に着目した発熱量はそれぞれ、70 cal/g、72 cal/g、72 cal/g、69 cal/g で、Cs-137 に着目した発熱量は、73 cal/g、72 cal/g、74 cal/g、71 cal/g となり、Cs-137 の方が若干高い傾向にあるものの異なる高さのペレットにおいてもほぼ同等の値が得られた。本発熱量評価パラメータの一つである核分裂収率（Ba-140 及び Cs-137）については、熱中性子による U-235 の核分裂の

みを仮定した評価値^(18, 19)を考慮し、それぞれ 6.20%、6.18%とした。

燃料ペレット溶解ろ液浸透フィルタ試料（試料番号 5a、5b、6a、6b。フィルタ厚さは 0.22 mm。）については、Ba-140 のピークが検出された試料が試料番号 5a のみであったため、5a のみ Ba-140 に着目した発熱量評価を行った。その結果、 42 ± 6 cal/g であった。一方、Cs-137 に着目した発熱量は、5a 含むその他 5b、6a、6b について、 70 ± 1 cal/g (5a)、 72 ± 1 cal/g (5b)、 69 ± 2 cal/g (6a)、 70 ± 1 cal/g (6b) となり、それぞれほぼ同等の値が得られ、再現性が高いことがわかった。5a の Ba-140 に着目した発熱量評価結果は、計数率がその他試料に比べ大幅に低く、正味のカウントに対するカウントエラー (962 ± 176 counts) を考慮すると cooper 法による検出限界⁽²⁰⁾カウント (922 counts) を下回るため、信頼性が低いと考えられる。燃料ペレット形状の Ba-140、Cs-137 に着目した発熱量評価において自己吸収補正の有無を不確かさとみなせば、フィルタ試料の Cs-137 に着目した評価値は、この不確かさ範囲内に入り、両者は矛盾していない。なお、溶解ろ液浸透フィルタ試料については、母材が非常に薄い紙であること、浸透させた溶解ろ液が硝酸ベースで自己吸収が無視しうることから、評価上、自己吸収はないものとした。

以上の検討から、フィルタ形状試料の評価値は、ペレット形状試料の評価値より信頼性が高いと考えられ、また、中性子輸送計算コード TWODANT⁽²¹⁾を用いて評価された値（解析評価値）66 cal/g（換算係数 0.789 cal/g/MJ、3.304 J/g/MJ）と比較すると、解析評価に関して従来評価されていた不確かさの範囲内である。これにより、図 4.4.4-4 及び図 4.4.4-5 に示すとおり、濃縮度 0.72%を含む濃縮度 5%未満の低濃縮度（fissile 比）条件範囲における解析評価値の信頼性を確認することができた。

$$\ln(\varepsilon) = A + B \times \ln(E_\gamma) + C \times \ln(E_\gamma)^2 \quad (1)$$

ε : Ge 検出器の検出効率

E_γ : γ 線エネルギー

① 燃料ペレット測定時の (1) 式の定数

A : 3.75257

B : -2.46715

C : 1.10150×10^{-1}

② 溶解ろ液浸透フィルタ測定時の (1) 式の定数

A : 3.55858

B : -1.46316

C : 3.13112×10^{-2}

表 4.4.4-1(1) 燃料ペレット試料情報

試料番号	1	2	3	4
試料名	燃料ペレット 4.69mm	燃料ペレット 3.66 mm	燃料ペレット 2.69mm	燃料ペレット 9.50 mm
種類	濃縮度 0.72% UO ₂			
ディッシュ/チャンファー	なし			
外径(mm)	8.19	8.19	8.19	8.19
試料高さ(mm)	4.69	3.66	2.68	9.50
パルス照射前試料重量(gUO ₂)	2.600	2.033	1.496	5.234
パルス照射後試料重量(gUO ₂)	2.6000	2.0333	1.4964	5.2288

表 4.4.4-1(2) 燃料溶解ろ液浸透フィルタ

試料番号	5		6	
	a	b	a	b
試料名	燃料ペレット 4.69 mm 溶解ろ液浸透 フィルタ (測定1回目)	燃料ペレット 4.69 mm 溶解ろ液浸透 フィルタ (測定2回目)	燃料ペレット 4.69 mm 溶解ろ液浸透 フィルタ (測定1回目)	燃料ペレット 4.69 mm 溶解ろ液浸透 フィルタ (測定2回目)
溶解した燃料ペレット	燃料ペレット 4.69 mm			
試料形状	セルロース繊維ろ紙			
仕様	No.5C			
	外径(mm)			
	φ25			
厚さ(mm)				
0.22				
溶解ろ液試料分取重量(g)	1.365×10^{-1}	1.365×10^{-1}	1.380×10^{-1}	1.380×10^{-1}
溶解ろ液全量(g)	2.768×10^1		2.740×10^1	
溶解ろ液分取率 (分取量/溶解ろ液全量)	0.005	0.005	0.005	0.005

表 4.4.4-2(1) 燃料ペレットのガンマ線計測及び発熱量評価結果【核種：Ba-140】

試料番号		1	2	3	4
測定機器		Ge検出器			
パルス照射日		2021/9/17 14:30			
測定開始日		2021/12/9 17:31	2021/12/20 15:45	2021/12/9 10:58	2021/12/21 16:59
測定終了日		2021/12/10 10:45	2021/12/21 16:01	2021/12/9 17:19	2021/12/22 16:31
核種	測定核種	Ba-140			
	E γ (keV)	537.65※1			
	放出率(%)	24.4※1			
測定時間	Live Time(s)	61200	86400	22650	82969
	Real Time(s)	62078	87370	22876	84709
測定結果	ネット面積(Counts)	293695	44798	17463	68203
	計数率(cps)	1.093	0.518	0.771	0.822
	検出効率※2	5.865×10^{-4}	5.913×10^{-4}	5.958×10^{-4}	5.653×10^{-4}
	半減期(d)	12.75※1			
	崩壊定数(1/s)	6.291×10^{-7}			
	測定試料放射能量(Bq)	7.138×10^5	6.132×10^5	4.824×10^5	1.076×10^6
	燃料重量あたりのBa-140生成数(個/g-fuel)	4.364×10^{11}	4.794×10^{11}	5.126×10^{11}	3.267×10^{11}
	核分裂収率(%)	6.20%※3			
	燃料重量あたりの核分裂数(fission/g-fuel)	7.039×10^{12}	7.733×10^{12}	8.268×10^{12}	5.269×10^{12}
	燃料発熱量(cal/g)	50	55	59	38
	※1 Table of Isotopesより参照 ※2 537.65 keVにおける検出効率を算出 ※3 JENDL-4.0 Fission Yield Sublibrary及びJAERI-Research-98-052を参考に熱中性子によるU-235の核分裂のみを仮定した評価値				

表 4.4.4-2(2) 燃料ペレットのガンマ線計測および発熱量評価結果【核種：Cs-137】

試料番号		Blank※4	1	2	3	4
測定機器		Ge検出器				
パルス照射日		—	2021/9/17 14:30			
測定開始日		2022/2/16 10:23	2021/12/9 17:31	2021/12/20 15:45	2021/12/9 10:58	2021/12/21 16:59
測定終了日		2022/2/24 10:31	2021/12/10 10:45	2021/12/21 16:01	2021/12/9 17:19	2021/12/22 16:31
核種	測定核種	Cs-137				
	E γ (keV)	661.66※1				
	放出率(%)	—	85.1※1			
測定時間	Live Time(s)	690877	61200	86400	22650	82969
	Real Time(s)	691678	62078	87370	22876	84709
測定結果	ネット面積(Counts)	754	22895	26409	5579	47317
	計数率(cps)	0.0011	0.373	0.305	0.245	0.569
	検出効率※2	—	4.748×10^{-4}	4.777×10^{-4}	4.805×10^{-4}	4.619×10^{-4}
	半減期(d)	—	10976※1			
	崩壊定数(1/s)	—	7.308×10^{-10}			
	測定試料放射エネルギー(Bq)	—	9.280×10^2	7.537×10^2	6.029×10^2	1.457×10^3
	燃料重量あたりのCs-137生成数(個/g-fuel)	—	4.884×10^{11}	5.073×10^{11}	5.514×10^{11}	3.809×10^{11}
	核分裂収率(%)	—	6.18%※3			
	燃料重量あたりの核分裂数(fission/g-fuel)	—	7.909×10^{12}	8.215×10^{12}	8.930×10^{12}	6.169×10^{12}
	燃料発熱量(cal/g)	—	56	59	64	44
※1 Table of Isotopesより参照 ※2 661.66 keVにおける検出効率を算出 ※3 JENDL-4.0 Fission Yield Sublibrary及びJAERI-Research-98-052を参考に熱中性子によるU-235の核分裂のみを仮定した評価値 ※4 Blank測定で得られたCs-137カウント値から計数率を算出。算出した計数率をバックグラウンド補正として使用						

表 4.4.4-2(3) 燃料溶解ろ液浸透フィルタ試料のガンマ線計測及び発熱量評価結果
【核種：Ba-140】

燃料ペレット溶解ろ液測定結果	試料番号		5
			a
	測定機器		Ge検出器
	パルス照射日		2021/9/17 14:30
	核種	測定核種	Ba-140
		E γ (keV)	537.65 ^{※1}
		放出率(%)	24.4 ^{※1}
	測定開始日		2022/2/1 15:41
	測定終了日		2022/2/3 23:47
	測定時間	Live Time(s)	201600
		Real Time(s)	201917
		ネット面積(Counts)	962
		計数率(cps)	0.0048
		検出効率※2	1.225 $\times 10^{-2}$
		半減期(d)	12.75 ^{※1}
		崩壊定数(1/s)	6.291 $\times 10^{-7}$
		測定試料放射エネルギー(Bq)	2.922 $\times 10^3$
		溶解UO ₂ 重量あたりの放射エネルギー(Bq/溶解試料重量g)	5.926 $\times 10^5$
		燃料重量あたりのBa-140生成数(個/g-fuel)	3.670 $\times 10^{11}$
		核分裂収率(%)	6.20% ^{※3}
燃料重量あたりの核分裂数(fission/g-fuel)		5.919 $\times 10^{12}$	
燃料発熱量(cal/g)		42	
<p>※1 Table of Isotopesより参照 ※2 537.65 keVにおける検出効率を算出 ※3 JENDL-4.0 Fission Yield Sublibrary及びJAERI-research-98-052を参考に熱中性子によるU-235の核分裂のみを仮定した評価値</p>			

表 4.4.4-2(4) 燃料溶解ろ液浸透フィルタ試料のガンマ線計測及び発熱量評価結果
【核種 : Cs-137】

試料番号	Blank※4	5		6		
		a	b	a	b	
測定機器		Ge検出器				
パルス照射日		2021/9/17 14:30				
核種	測定核種	Cs-137				
	E _γ (keV)	661.66 ^{※1}				
	放出率(%)	85.1 ^{※1}				
測定開始日		2022/2/16 10:23	2022/2/1 15:41	2022/2/7 11:29	2022/2/24 11:06	2022/2/25 14:39
測定終了日		2022/2/24 10:31	2022/2/3 23:47	2022/2/9 19:33	2022/2/25 11:07	2022/2/28 14:11
測定時間	Live Time(s)	690877	201600	201600	86400	257054
	Real Time(s)	691678	201917	201860	86486	257508
ネット面積(Counts)		754	9604	9864	4131	12444
計数率(cps)		0.0011	0.0466	0.0478	0.0467	0.0473
検出効率※2		—	9.819×10 ⁻³			
半減期(d)		—	10976 ^{※1}			
崩壊定数(1/s)		—	7.308×10 ⁻¹⁰			
測定試料放射能 (Bq)		—	5.620	5.777	5.648	5.721
溶解UO ₂ 重量 あたりの放射能 (Bq/溶解試料重量g)		—	1.140×10 ³	1.172×10 ³	1.122×10 ³	1.136×10 ³
燃料重量あたりの Cs-137生成数 (個/g-fuel)		—	6.077×10 ¹¹	6.247×10 ¹¹	5.979×10 ¹¹	6.056×10 ¹¹
核分裂収率(%)		—	6.18% ^{※3}		6.18% ^{※3}	
燃料重量 あたりの核分裂数 (fission/g-fuel)		—	9.842×10 ¹²	1.012×10 ¹³	9.682×10 ¹²	9.807×10 ¹²
燃料発熱量 (cal/g)		—	70	72	69	70

※1 Table of Isotopesより参照
 ※2 661.66 keVにおける検出効率を算出
 ※3 JENDL-4.0 Fission Yield Sublibrary及びJAERI-Research-98-052を参考に熱中性子によるU-235の核分裂のみを仮定した評価値
 ※4 Blank測定で得られたCs-137カウント値から計数率を算出。算出した計数率をバックグラウンド補正として使用

表 4.4.4-3(1) 試料重量及びガンマ線計測に係る測定誤差評価結果【核種：Ba-140】

試料番号		1	2	3	4	5
						a
試料名		燃料ペレット 4.69 mm	燃料ペレット 3.66 mm	燃料ペレット 2.69 mm	燃料ペレット 9.50 mm	燃料ペレット 4.69mm 溶解ろ液 浸透フィルタ
重量測定	試料重量(g)	2.6000	2.0333	1.4964	5.2288	2.6000
	残渣重量(g)	—	—	—	—	0.0319
	溶解ろ液重量(g) ※1	—	—	—	—	0.1365
	溶解ろ液全量(g)	—	—	—	—	27.6828
	分取率	—	—	—	—	4.93×10^{-3}
絶対誤差※2		$\pm 8 \times 10^{-4}$	$\pm 6 \times 10^{-4}$	$\pm 5 \times 10^{-4}$	$\pm 2 \times 10^{-3}$	$\pm 1 \times 10^{-6}$
相対誤差		0.03%	0.03%	0.03%	0.03%	0.03%
ガンマ線計測カウント	ネットカウント	66884	44798	17463	68203	962.4
	ネットカウント絶対誤差※3	± 544	± 525	± 267	± 713	± 176
	相対誤差	0.81%	1.2%	1.5%	1.0%	15%
検出効率	検出効率	5.971×10^{-4}	5.995×10^{-4}	5.958×10^{-4}	5.854×10^{-4}	1.225×10^{-2}
	相対誤差※4	0.37%	0.37%	0.37%	0.37%	0.85%
全体の相対誤差		0.89%	1.2%	1.5%	1.1%	15%
※1 溶解ろ液の分取重量 ※2 試料番号1から4はペレット重量の標準誤差を算出 試料番号5aは試料重量、残渣重量、溶解ろ液重量と溶解ろ液全量の標準誤差を算出 ※3 ミリオンテクノロジーズ・キャンベラ社製 Spectrum Explorer Ver.2.18 により、ネットカウント誤差を算出 (取扱説明書参照) ※4 標準線源により得たデータ点とそれに基づき導出したフィッティング関数とのバラつきから標準誤差を算出						

表 4.4.4-3(2) 燃料ペレットの重量及びガンマ線計測に係る測定誤差評価結果
【核種 : Cs-137】

試料番号		1	2	3	4
試料名		燃料ペレット 4.69 mm	燃料ペレット 3.66 mm	燃料ペレット 2.69 mm	燃料ペレット 9.50 mm
重量 (g)	試料重量(g)	2.6000	2.0333	1.4964	5.2288
	絶対誤差	$\pm 8 \times 10^{-4}$	$\pm 6 \times 10^{-4}$	$\pm 5 \times 10^{-4}$	$\pm 2 \times 10^{-3}$
	相対誤差	0.03%	0.03%	0.03%	0.03%
ガンマ線計測 カウント	ネットカウント	22895	26409	17463	47317
	ネットカウント絶対誤差 ※1	± 386	± 273	± 129	± 268
	相対誤差	1.2%	1.0%	0.73%	0.81%
検出効率	検出効率	4.748×10^{-4}	4.777×10^{-4}	4.805×10^{-4}	4.619×10^{-4}
	相対誤差 ※2	0.37%	0.37%	0.37%	0.37%
全体の相対誤差		1.2%	1.1%	0.82%	0.89%
※1 ミリオンテクノロジーズ・キャンベラ社製解析ソフト Spectrum Explorer Ver.2.18 により、 ネットカウント誤差を算出（取扱説明書参照） ※2 標準線源により得たデータ点とそれに基づき導出したフィッティング関数とのバラつきから標準誤差を算出					

表 4.4.4-3(3) 燃料ペレット溶解ろ液浸透フィルタ試料の重量及びガンマ線計測に係る測定誤差評価結果【核種：Cs-137】

試料番号		5		6	
		a	b	a	b
試料名		燃料ペレット 4.69mm 溶解ろ液-1 浸透フィルタ (測定1回目)	燃料ペレット 4.69mm 溶解ろ液-1 浸透フィルタ (測定2回目)	燃料ペレット 4.69mm 溶解ろ液-2 浸透フィルタ (測定1回目)	燃料ペレット 4.69mm 溶解ろ液-2 浸透フィルタ (測定2回目)
重量測定	試料重量(g)	2.6000			
	残渣重量(g)	0.0319			
	溶解ろ液重量(g) ※1	0.1365		0.1380	
	溶解ろ液全量(g)	27.6828		27.3963	
	分取率	4.93×10^{-3}		5.04×10^{-3}	
絶対誤差※2		$\pm 1 \times 10^{-5}$		$\pm 8 \times 10^{-6}$	
相対誤差		0.03%		0.03%	
ガンマ線計測カウント	ネットカウント	8850	9110	3377	11690
	ネットカウント絶対誤差 ※3	± 101	± 106	± 50	± 113
	相対誤差	1.1%	1.2%	1.5%	0.96%
検出効率	検出効率	9.819×10^{-3}		9.819×10^{-3}	
	相対誤差 ※4	0.85%		0.85%	
全体の相対誤差		1.4%	1.4%	1.7%	1.3%
※1 溶解ろ液の分取重量 ※2 試料重量、残渣重量、溶解ろ液重量と溶解ろ液全量の標準誤差を算出 ※3 ミリオンテクノロジーズ・キャンベラ社製 Spectrum Explorer Ver.2.18 により、ネットカウント誤差を算出（取扱説明書参照） ※4 標準線源により得たデータ点とそれに基づき導出したフィッティング関数とのバラつきから標準誤差を算出					

表 4.4.4-4(1) 燃料ペレットの自己吸収補正【核種：Ba-140】

試料番号		1	2	3	4	
試料名		燃料ペレット 4.69mm	燃料ペレット 3.66 mm	燃料ペレット 2.69mm	燃料ペレット 9.50 mm	
自己吸収パラメータ	高さ (mm)	4.69	3.66	2.69	9.50	
	燃料ペレット密度	理論密度	96.0%	96.2%	96.3%	96.6%
		UO ₂ 密度 (g/cm ³)	10.97			
		自己吸収計算に用いた密度 (g/cm ³)	10.53	10.55	10.56	10.60
	試料の組成式	UO ₂				
自己吸収補正係数※		0.692	0.746	0.803	0.502	
自己吸収補正後発熱量(cal/g)		70	72	72	69	
※Ba-140 (537.65 keV) の自己吸収補正係数						

表 4.4.4-4(2) 燃料ペレットの自己吸収補正【核種：Cs-137】

試料番号		1	2	3	4	
試料名		燃料ペレット 4.69mm	燃料ペレット 3.66 mm	燃料ペレット 2.69mm	燃料ペレット 9.50 mm	
自己 吸収 パラ メータ	高さ (mm)	4.69	3.66	2.69	9.50	
	燃料 ペ レ ッ ト 密 度	理論 密度	96.0%	96.2%	96.3%	96.6%
		UO ₂ 密度 (g/cm ³)	10.97			
		自己吸収計算 に用いた密度 (g/cm ³)	10.53	10.55	10.56	10.60
	試料の組成式	UO ₂				
自己吸収補正係数※		0.755	0.800	0.847	0.586	
自己吸収 補正後 発熱量(cal/g)		73	72	74	71	
※Cs-137 (661.66 keV) の自己吸収補正係数						

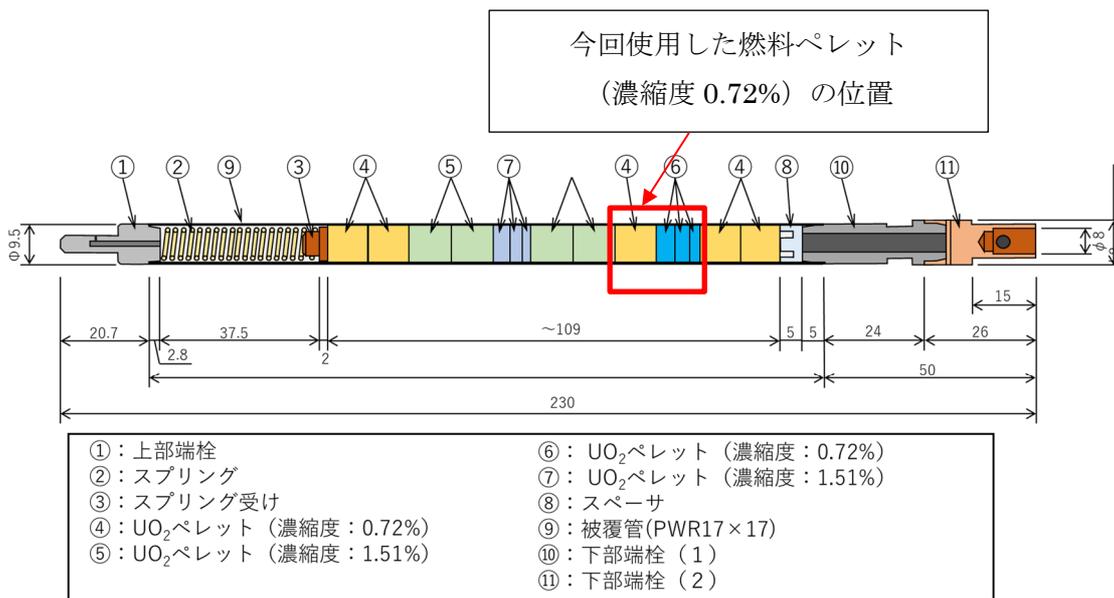


図 4.4.4-1 224-2 試験燃料棒の構造概略

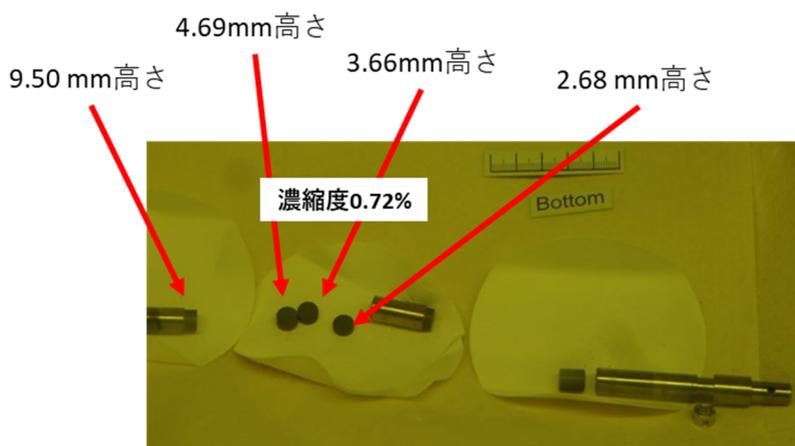


図 4.4.4-2 224-2 実験後燃料ペレット(濃縮度 0.72%)の外観

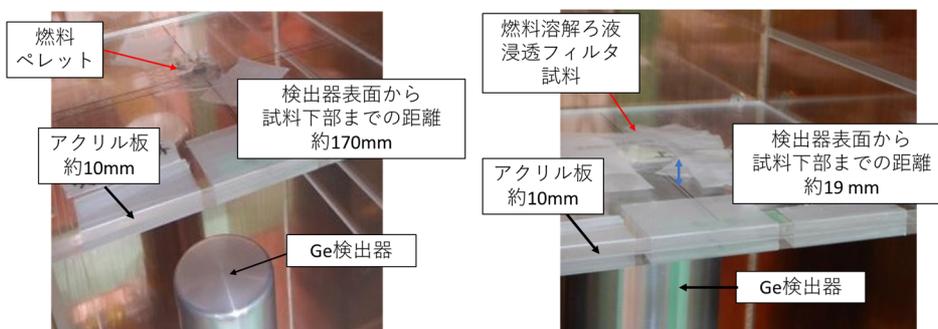


図 4.4.4-3 224-2 実験後燃料ペレット及び燃料溶解ろ液浸透フィルタ試料の γ 線計測時、試料セット状況

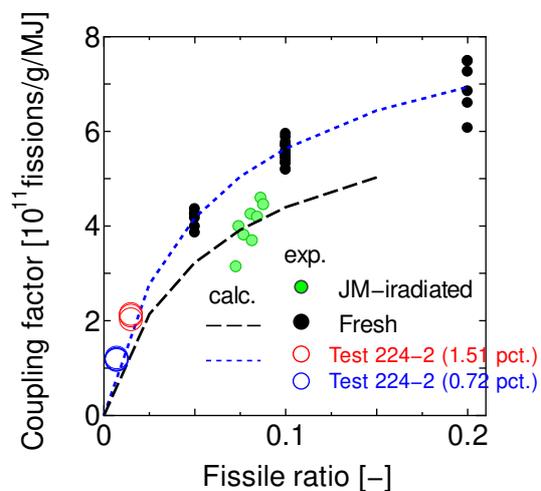


図 4.4.4-4 fissile ratio と coupling factor の関係^(16, 22)

【224-2 実験溶解液浸透フィルタ試料の評価値追加】

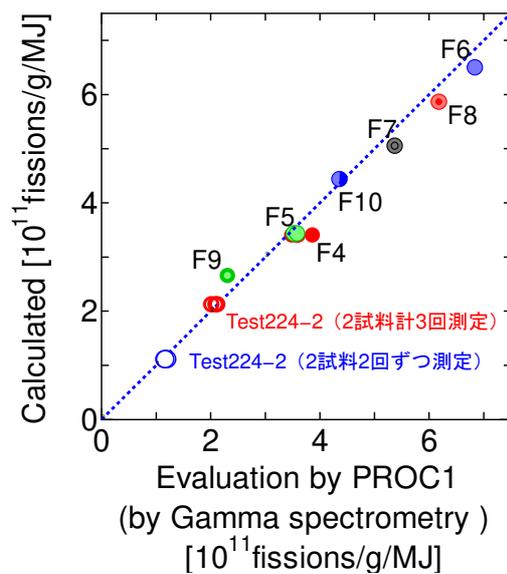


図 4.4.4-5 ガンマ線計測による実験値及び解析コードによる評価値の比較^(16, 22)

【224-2 実験溶解液浸透フィルタ試料の評価値追加】

4.5 事故時の燃料損傷挙動

米国原子力学会（ANS）他が主催する国際会議 TopFuel 2022 に出席し、事故耐性燃料（ATF：Accident Tolerant Fuel）に関する海外の開発動向について情報を入手した。

4.5.1 事故耐性燃料の開発動向

報告件数は、会議全体で 103 件であった。ATF 関係が約 40 件、ペレット細片化、細片化、燃料棒外放出（FFRD）挙動を含む LOCA 関係が約 15 件、RIA 関係が約 10 件、Fuel Operation 関係が約 30 件、使用済燃料貯蔵関係が約 10 件であった。事故耐性燃料に関して、開発を牽引している Westinghouse、Framatome 等のメーカーからの発表が約 30 件で、全体の 1/3 を占めており、ATF への関心が高い状況が継続している。

下記に ATF の動向を記載する。

タイトル	THE U.S. ACCIDENT TOLERANT FUELS PROGRAM Transforming the Future of LWR Fuels
著者	F. GOLDNER (DOE)

DOE より 2012 年以降の ATF 開発概要について報告があり、2022 年度末までに LTA（Lead Test Assembly、商用炉での先行照射試験）を目標に進めていたが、当初予定より 3 年早い 2019 年に目標を達成したこと、この要因として、産業界（下記表の主要ベンダー Westinghouse、GE、Framatome）及び事業者の取り組みに加え、アイダホ国立研究所（INL）やオークリッジ国立研究所（ORNL）の米国国立研究所の協力が強調された。最近では、燃焼度 75GWD/MTU に対する利用支援（高濃縮度化）や関連する R&D に拡張されつつある。また、OECD-NEA FIDES HERA プロジェクトの次期フェーズに向け、中～高燃焼度の ATF 燃料棒の米国内輸送が計画されているとの言及があった。

メーカー	フラマトム	ゼネラル・エレクトリック	ウエスチングハウス
被覆管	-Crコーティング M5被覆管	-コーティング Zr被覆管(ARMOR™)	-Crコーティング Zirlo被覆管
	-SiC被覆管	-FeCrAl被覆管 (IronClad™) 強度を向上させた- FeCrAlの酸化物 分散強化型(ODS)	-SiC 被覆管
ペレット	-熱伝導率と燃料性能を 向上させた 添加物入り UO ₂	—	-添加物入り UO ₂ (ADOPT™) 熱伝導率を向上させた -高密度燃料（UNな ど）

タイトル	Westinghouse EnCore Accident Tolerant Fuel And High Energy Program
著者	Zeses Karoutas (WEC)
タイトル	Accident Tolerant and High Burnup Hotcell PIE at ORNL
著者	Luke Olson (WEC)
タイトル	Poolside Visual Inspection of Cr-Coated Lead Test Rods at Doel 4 after One Irradiation Cycle
著者	Lucile Fallot (ENUSA Industrias Avanzadas)

Westinghouse より ATF の先行照射試験について報告があり、2021 年に米国 Byron 炉 2 号機から 1 サイクル照射 (18 カ月運転) 後の 3 本の Cr コーティング燃料棒 (燃燒度約 30 MWd/kgU) を ORNL ホットセルに輸送し、2025 年まで照射後試験 (PIE) を予定していること、並行して 2020 年にベルギー-Doel 炉 4 号機で 4 体の燃料集合体に 32 本の Cr コーティング燃料棒を装荷し、1 サイクル照射 (18 カ月運転) 後のオンサイト検査を実施し、いずれの照射試験においても良好な結果が得られていることが報告された。

Cr コーティングはコールドスプレー法 (CS) を用いて、opt-ZIRLO 被覆管全長に対して上下の端栓溶接部付近を除き、厚さ 25 μm でコーティングされた。コールドスプレー法は、他製法として比較して硬いため燃料取扱いや製造時の表面傷を軽減できる利点もあり、現在コーティング厚さの最適化を含めて検討中である。

Byron 2 号機での先行照射試験試験 (LTR) は、2019 年春に開始され、 UO_2 または添加物入りの ADOPT ペレットを用いた Cr コーティング opt-ZIRLO 燃料棒 16 本と、革新燃料のウランシリサイド (U_3Si_2) ペレットを用いた燃料棒 4 本の合計 20 本が照射されている。2020 年 11 月に 1 サイクル照射後のプールサイド検査を実施し、良好な結果が得られている。

ORNL で実施中の照射後試験に関して、外観観察において Cr コーティングの摩耗や損傷は観察されず、非常に良好な状態であり、非コーティング領域の溶接部との境界も鮮明であった。燃料棒長さに関して、添加物入りの ADOPT ペレットの燃料棒では、 UO_2 燃料棒と比較して伸びが大きい傾向であり、製造時のペレット密度に起因した焼きしまりの影響と示唆とされた。被覆管金相観察を実施し、Cr コーティング層の良好な密着性と保護性を確認した。

ベルギー-Doel-4 炉での先行照射試験に関して、2020 年夏に 4 体の先行照射試験用燃料集合体 (LTA) が装荷された。1 サイクル後となる 2021 年 11 月に 4 体の燃料集合体に対してプールサイド検査を実施し、Cr コーティングの健全性を確認し、全ての燃料を継続照射のために再装荷した。次回検査は、2023 年春の定期検査中に行う予定であり、最終的には 3 サイクルまでの照射試験を予定している。

今後の計画として、濃縮度 5%超 ADOPT ペレット、Cr コーティング被覆管を組み込ん

だ Vogtle 2 号機の燃料集合体の先行照射試験 (LTA) を 2023 年に計画している。

タイトル	PROtect: The E-ATF solution by Framatome – overview of recent achievements and next steps
著者	N. Vioujard (Framatome)
タイトル	Framatome’s Evolutionary E-ATF Solution: Feedback from the irradiation programs on PROtect Cr-coated M5 Framatome Cladding
著者	K. Nimishakavi (Framatome)

Framatome より、Cr コーティング被覆燃料の照射試験プログラムの概要について報告があった。

2019 年に米国 Vogtle 炉で最初の照射試験を実施し、2 サイクル後 (2022 年春) までのプールサイド試験において Cr コーティング層の剥離や劣化はなく、強固に密着していることが確認された。また 2019 年にスイス Gösgen 炉と米国 ANO 炉の 2 つの照射キャンペーンが開始されており、Gösgen 炉の 1 サイクル照射済燃料棒 (1 本) をスイスの国立研究所 (PSI) に輸送し、照射後試験を実施中である。さらに、2021 年に米国 Calvert Cliffs 炉で集合体ベースの照射試験が開始された。並行して、コーティング層の微細構造の変化に着目した試験が、ORNL の HFIR 試験炉を用いて実施中である。

被覆管製造工場の仏国 Paimboeuf サイトに Cr コーティング用プロトタイプ機が設置され、製造確認試験が完了したとの報告があった。

タイトル	Limiting degradation mechanisms for high-temperature oxidation resistance of promising ATF cladding solutions
著者	Martin Steinbrück (KIT)

Cr コーティング被覆管の高温酸化特性を把握するために、Opt-ZIRLO 被覆管試料に対して異なる厚さのコーティング層 (25 μm と 10 μm) を CS (Cold Spray) 及び PVD (Physical Vapor Deposition) 法にて施し、高温酸化を実施した。1100°C の試験では、コーティングは少なくとも 1 時間保護状態を維持し、1200°C の試験では、厚い CS コーティングは 1 時間状態を維持し、薄い PVD コーティングは、約 20 分後に保護性を失い、酸化速度は非コーティングと同レベルであったが、水素放出量は抑制される傾向であった。

800°C から 1500°C までの過渡試験では、約 1350°C までは非コーティング材と比較してコーティング材の酸化速度は低く、それ以上の温度では、コーティング材の酸化速度は、非コーティング材よりも高くなり、共晶温度以降の Cr コーティング層の破壊によるものと考えられた。

タイトル	Use of Chromium Coating to Provide Protection of Zirconium Cladding at DNB Conditions
著者	Zeses Karoutas (WEC)

WALT (Westinghouse Advanced Loop Tester) ループ試験設備とウィスコンシン大学マディソン校 (UWM) の高圧熱伝達設備を用いて、Cr コーティング被覆管の DNB 試験を実施した。Cr コーティング被覆管では、1037°Cの DNB 条件で2~3分間保持され、被覆管に損傷は観察されなかった。一方、非コーティング被覆管の DNB 試験では、酸化損傷が激しいため、1037°Cの DNB 条件の保持時間は9秒で、被覆管酸化反応により1315°Cまで被覆管温度が上昇した。金相観察結果からもCr コーティングの DNB 条件下での酸化抑止効果が確認された。製法 (コールドスプレー、PVD (Physical Vapor Deposition) プロセス) による挙動の違いは観察されなかった。

タイトル	Out-Of-Reactor Creep Analysis Of Chromium Surface-Coated Optimized ZIRLO™ Cladding
著者	J.M. Vidal (ENUSA Industrias Avanzadas)

Cr コーティングは、被覆管クリープ挙動に大きな影響を与える可能性がある。ZIRLO 及び Opt-ZIRLO 被覆管のコーティング有無の試料を用いた熱クリープ試験で、Cr コーティング被覆管においてクリープ速度の減少が認められた。被覆管のクリープ挙動は燃料棒の機械設計に影響するため、クリープ挙動に対するCr コーティングの影響を定量化、応力再分配を考慮したモデルを検討し、コーティング被覆管のクリープ挙動を評価した。コーティング被覆管の応力状態に関して、応力はコーティング層と基材の弾性特性差及びクリープ速度によって再分配される。初期応力はコーティング層の方が大きく、コーティング層のクリープ速度は小さいため、基材が外側にクリープするのを防ぐ。しかし、基材のクリープ速度が高いため、応力緩和によりコーティング層に応力が再配分され、コーティング層のクリープ速度も増加し、ある時点で基材のクリープ速度に到達し、それ以降は両者が同様にクリープ変形する。コーティング層の有無で被覆管クリープ特性を比較した場合、コーティング層のクリープ速度の低下は、ギャップ閉鎖の時間遅れ、接触圧力の低下、被覆管応力の低下に寄与していると考えられ、被覆管リフトオフ基準の観点 (ペレットと被覆管のギャップ拡大防止) からも有効との報告があった。

タイトル	Effect of Microstructure, Manufacturing Method and Composition on Corrosion Behavior of FeCrAl alloys
著者	Rajnikant V. Umretiya (GE Research)

合金組成の異なる 3 種類の FeCrAl について BWR 模擬環境下の腐食試験を実施し、合金成分の影響として、Cr、Al が重要で、Mo はあまり影響しないことを確認した。また、水化学に関して水素注入時に腐食量が大きいことが観察された。さらに製造方法を合理化するために粉末冶金及び金属積層造形法 (additive fabrication) により製作された FeCrAl 試料を用いた事故時及び通常時環境を模擬した腐食試験を実施し、概ね同等の傾向であることを確認した。

タイトル	On the Role of Microstructure on the Burst Properties of Oxide Dispersion Strengthened FeCrAl Alloys during Simulated Loss-of-Coolant Accident Conditions
著者	Caleb P. Massey (ORNL)

ODS FeCrAl 被覆管の強度に及ぼす最終熱処理条件の影響について検討したもので、再結晶焼鈍を施し、結晶粒径が大きくなると、低温における強度は低下するが、高温時のクリープ特性が向上し、破裂時の膨れ発生を抑制し、受入材 (熱処理無し材) と比較して破裂温度が 200°C 程度上昇することが確認された。

タイトル	TESTING OF SILICON CARBIDE AS A NUCLEAR FUEL CLADDING
著者	LUKE CZERNIAK (WEC)

Westinghouse 社と GA (General Atomics) 社は、SiC 被覆管の課題である腐食特性の改善に関して研究を継続しており、微細構造、CVD 層の厚さや均一性、気孔率、端栓接合プロセスの更なる最適化を行い、現時点において最終結論には至っていないが、炉外腐食試験、試験炉照射試験において SiC サンプルの耐腐食性は、開発初期よりも大幅な向上が認められた。

タイトル	Westinghouse Advanced Doped Pellet Technology (ADOPT™) Fuel for PWR Applications
著者	Luther Hallman (WEC)

ウエスチングハウスは、集合体内のウラン重量の増加、耐食性の向上、核分裂性ガス放出の低減、ペレット被覆管相互作用 (PCI) マージンの改善のために、ADOPT 燃料 (アルミナとクロミアを添加し、結晶粒径を粗大化したもの) と呼ばれている改良ペレットの研究開発を 1999 年に着手し、現在までに多くの照射データが蓄積されており、特徴として以下が挙げられる。

- ・ 結晶粒径は現行ペレットの 3-5 倍程度に粗大化、ウラン重量を 2% ほど増加 (高密度化)

- ・ 炉外での高温水蒸気雰囲気での腐食試験において現行 UO_2 と比較して腐食量が低減
- ・ 燃焼度 62GWd/t までの FP ガス放出率データが取得されているが、現行 UO_2 と比較して大きな違いはない。ただし、出力急昇時の FP ガス放出率の低減効果を確認。
- ・ 照射初期のペレット焼きしまり量が小さいためにペレットと被覆管が早期に接触して、燃料棒の伸びを増加させるが、それ以降の傾きは UO_2 と同等

4.5.2 燃料損傷挙動

炉心の著しい損傷開始温度として LOCA 基準の 1200℃が用いられており、高温時のジルカロイと水蒸気との酸化反応による反応熱を考慮すると定性的には妥当と考えられるが⁽¹⁾、より定量的な検討として、MELCOR コードを用いて被覆管の昇温特性及び注水効果を解析評価した。

(1) 解析条件

解析コードは、MELCOR 2.2⁽²⁾を用いた。表 4.5.2-1 及び表 4.5.2-2 に炉心体系及び入力条件、図 4.5.2-1 に炉心モデルを示す。炉心体系は BWR-3 として、炉心領域を径方向に 2 分割、軸方向に 4 分割の合計 8 領域に分割して解析を実施した。MELCOR コードではジルカロイ被覆管と水蒸気との酸化反応式は Urbanic-Heidrich の式を用い、1100 K から酸化反応を考慮している⁽²⁾⁽³⁾。解析では、比較として被覆管の酸化反応を考慮しないケース、つまり崩壊熱のみを考慮した解析も実施した。

図 4.5.2-2 に事故シナリオを示す。スクラム直後に RCIC（原子炉隔離時冷却系、Reactor Core Isolation Cooling system）が作動し、1.5 時間後に RCIC を含む全電源喪失事故を想定し、その時点において急速減圧、減圧沸騰による水位低下が発生することを仮定した。1.5 時間後の崩壊熱は、定格出力の約 1%まで低下している。さらに注水の影響を評価するために注水タイミング、注水量をパラメータとした解析を実施した。注水量は、公開データ⁽⁴⁾⁽⁵⁾を参考にして表 4.5.2-3 に示す 50、100、150、200 m³/h とし、被覆管温度が最も厳しくなる 109 領域（図 4.5.2-1 の赤枠領域）において被覆管温度が各 1200℃、1300℃、1400℃のタイミングで注水した。

(2) 解析結果

図 4.5.2-3 に酸化反応有無それぞれの条件について被覆管温度及び昇温速度を示す。酸化反応無しでは、崩壊熱により被覆管温度は直線的に上昇する傾向となるのに対して、酸化反応有りでは、酸化反応が開始する 823℃より被覆管温度が上昇し、1200℃付近より加速傾向を示した。

図 4.5.2-4 は、図 4.5.2-3 より評価した各被覆管温度における昇温速度を示す。酸化反応無しでは、昇温速度は~0.5℃/s で被覆管温度に対してほぼ一定であった一方、酸化反応有りでは被覆管温度の上昇に伴い、昇温速度も高くなり、1200℃付近より、加速的に増加する傾向が認められ、1400℃では酸化反応無と比較して、酸化反応有りの昇温速度は 5 倍ほど高くなった。

図 4.5.2-5 は、1200℃からの各被覆管温度（1300℃ / 1400℃ / 1500℃）までの到達時間を示す。1200℃から 1400℃までの到達時間は、酸化膜無しで約 2 分、酸化膜有りでは約 10 分であった。

図 4.5.2-6~図 4.5.2-8 は、酸化反応有無における各被覆管温度（1200 °C / 1300 °C / 1400 °C）時点で表 4.5.2-3 に示す流速で注水した場合の被覆管温度上昇を示す。図 4.5.2-9~図 4.5.2-11 に解析結果を整理したものを示す。図 4.5.2-12(1)~(3)は、注入時の炉心水位変化を示す。再冠水に要する時間は、各注入量において 0.3 時間（200 m³/h）~1.5 時間（50 m³/h）であった。図 4.5.2-13 に注水以降の被覆管最高温度をまとめたものを示す。酸化反応有りのとき、注入量 50 m³/h では 1200 °C から 1400 °C のいずれの被覆管温度で注入しても被覆管温度は 2000 °C まで達した。また、被覆管温度が 1400 °C に達した条件では、注入量 100 m³/h でも被覆管温度の急昇が認められた。注水量 150、200 m³/h では、被覆管温度は 1600 °C を超えることはなかった。一方、酸化膜無しでは、注入量 50 m³/h の低い流速においても被覆管温度は 1500 °C を超えることはなかった。

今回の解析では、スクラム後 1.5 時間のタイミングで減圧を行っており、被覆管温度や昇温速度はこのタイミングに対する評価値である。減圧タイミングが変わるとこれらの温度特性も変わってくる。スクラム後の減圧までの時間が長くなると、崩壊熱も減衰し、昇温速度が小さくなるため酸化膜厚さが厚くなり、酸化反応熱も減少する。今回の解析では、ジルカロイの酸化反応速度定数は、下記の Urbanic-Heidrich の式⁽²⁾⁽³⁾を用いている。

$$\frac{dw^2}{dt} = K(T)$$

	酸化反応速度定数
ジルカロイ-水蒸気 反応	$K(T) = 29.6 \exp\left(\frac{-16820.0}{T}\right) \text{ (kg}^2/\text{m}^4\cdot\text{sec)}$

酸化反応定数の温度依存性を図 4.5.2-14 に示す。これより、酸化反応速度定数は 1200 °C より増加傾向となる。減圧タイミングの影響を確認するためにスクラム後 24 時間で減圧を行った酸化反応有りの解析を実施し、スクラム後 1.5 時間減圧の昇温速度を比較したものを図 4.5.2-15 に示す。また、図 4.5.2-16 は、酸化反応有無における昇温速度比で整理した図を示す。減圧タイミング 1.5 時間及び 24 時間の両ケースにおいて 1200 °C 付近より加速傾向で、昇温速度に対する酸化反応の寄与は崩壊熱と比較して数倍であることが分かる。図 4.5.2-15 より 24 時間で減圧した場合の昇温速度は、1.5 時間と比較して昇温速度は小さくなっているものの、1300 °C 付近での昇温速度は 1°C/s 前後であり、これは 10 分程度で被覆管融点に達することになる。総じて、被覆管昇温特性の観点では、減圧タイミング 1.5 時間と 24 時間の間に大きな違いはなかった。

(3) まとめ

炉心の著しい損傷開始温度として LOCA 基準の 1200°C が用いられており、その妥当性を検討するために MELCOR コードを用いて被覆管の昇温特性及び注水効果に関する解析を実施した。解析は、酸化反応を考慮したケースと考慮しないケースで実施した。酸化反

応無しでの被覆管の昇温速度は、被覆管温度に対してほぼ一定で $0.5^{\circ}\text{C}/\text{s}$ 以下であったのに対して酸化反応有りでは被覆管温度の増加に伴い昇温速度も増加傾向にあり、酸化反応速度定数に対応して被覆管温度 1200°C 付近より昇温速度は $1^{\circ}\text{C}/\text{s}$ 近くに達し、 1200°C 以降ではさらに加速する傾向が認められた。

注水効果に関して、注水する被覆管温度をパラメータ ($1200^{\circ}\text{C}/1300^{\circ}\text{C}/1400^{\circ}\text{C}$) とした解析を実施し、例えば、注水量 $100\text{ m}^3/\text{h}$ では 1200°C 、 1300°C では注水が間に合うが、 1400°C では間に合わず被覆管温度は融点以上となり、被覆管の温度上昇は、注水の観点からも厳しくなる傾向であることを確認した。

以上の結果を踏まえると現行の炉心損傷基準 1200°C は妥当と考えられた。

表 4.5.2-1 炉心体系

項目	条件
炉心	BWR-3
原子炉出力	1380 MW
原子炉圧力	7.0 MPa

表 4.5.2-2 入力条件

計算条件項目	条件
崩壊定数	ORIGEN 計算に基づく崩壊熱曲線
燃料ロッド	ペレット半径 約 5 mm 被覆管半径 約 6 mm 燃料ピッチ 約 16 mm
炉心領域径方向及び 軸方向分割数	径方向 2 軸方向 4
金属-水反応	Zr 酸化膜計算式 : Urbanic-Heidrich 酸化膜計算開始温度 : 1100 K (827°C)
被覆管破損条件	被覆管温度 : 1173 K (900°C)
炉心溶融落下条件	被覆管落下温度 : 2500 K (2227°C) 被覆管(ジルカロイ)融点 : 2093 K (1820°C) 酸化ジルカロイ融点 : 2502 K (2229°C) 二酸化ウラン融点 : 2503 K (2230°C)

表 4.5.2-3 注水量について

ケース No.	注水量 (m ³ /h)
1	0.0
2	50.0
3	100.0
4	150.0
5	200.0

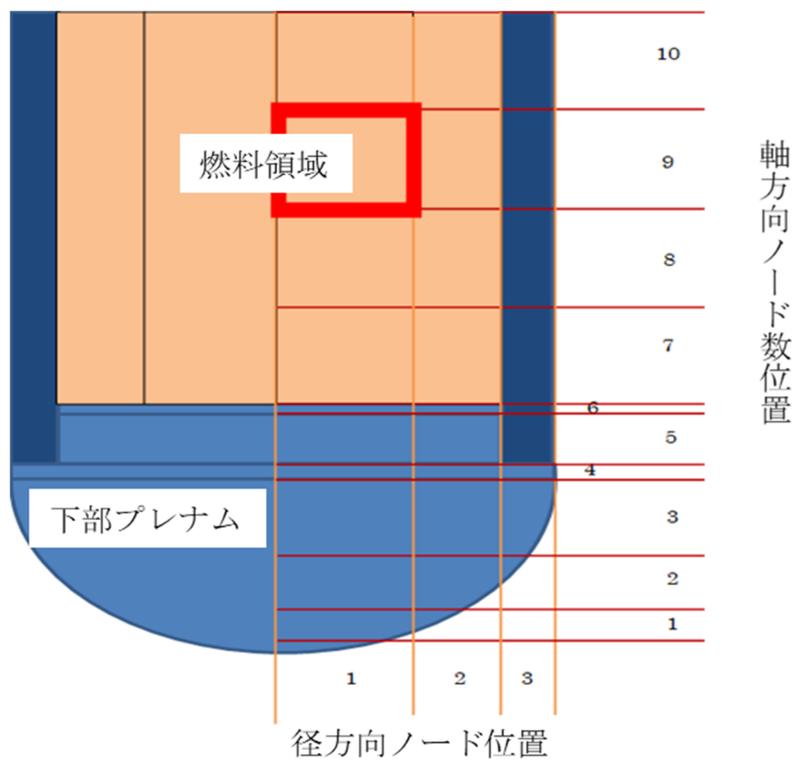
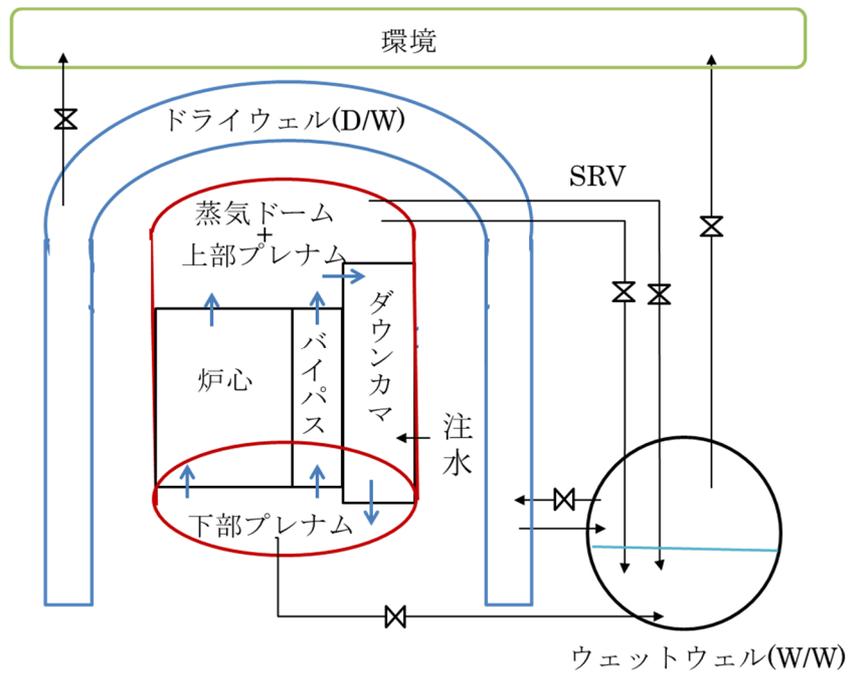
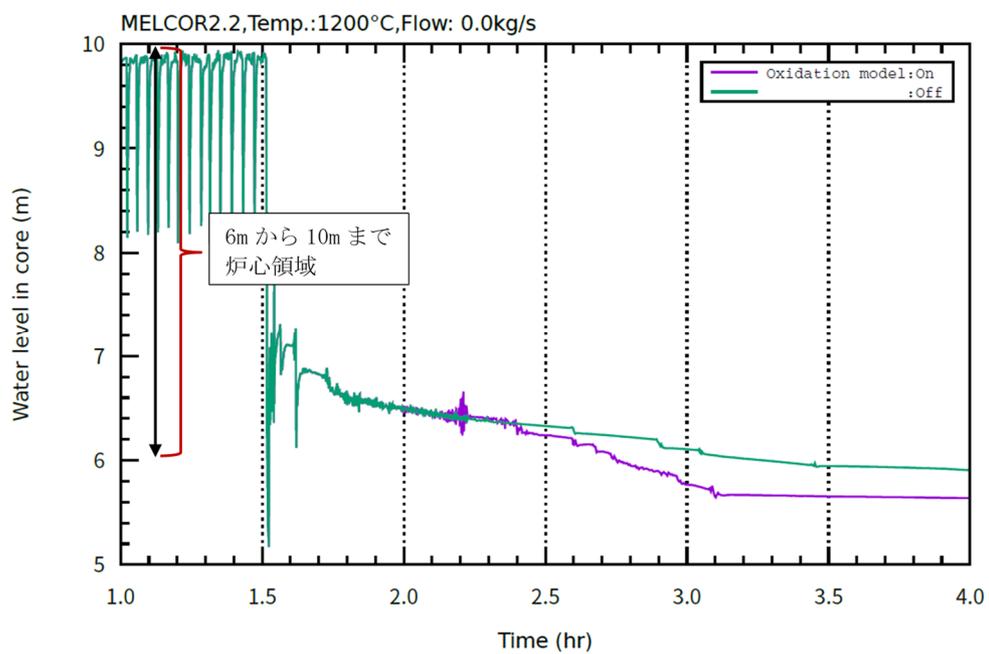
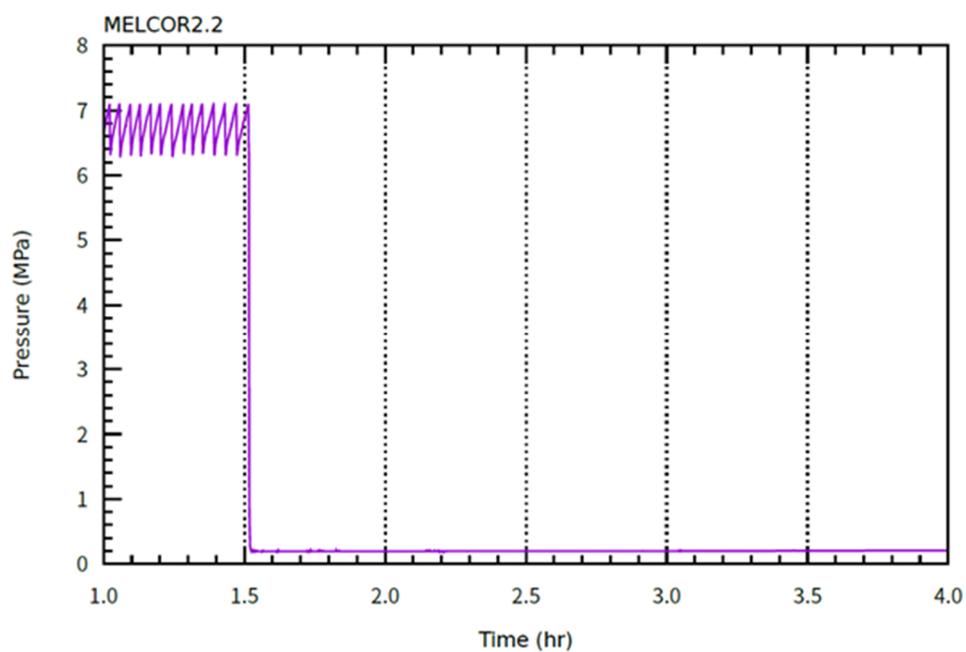


図 4.5.2-1 炉心モデル



(a) 水位



(b) 圧力

図 4.5.2-2 炉心の圧力及び水位変化

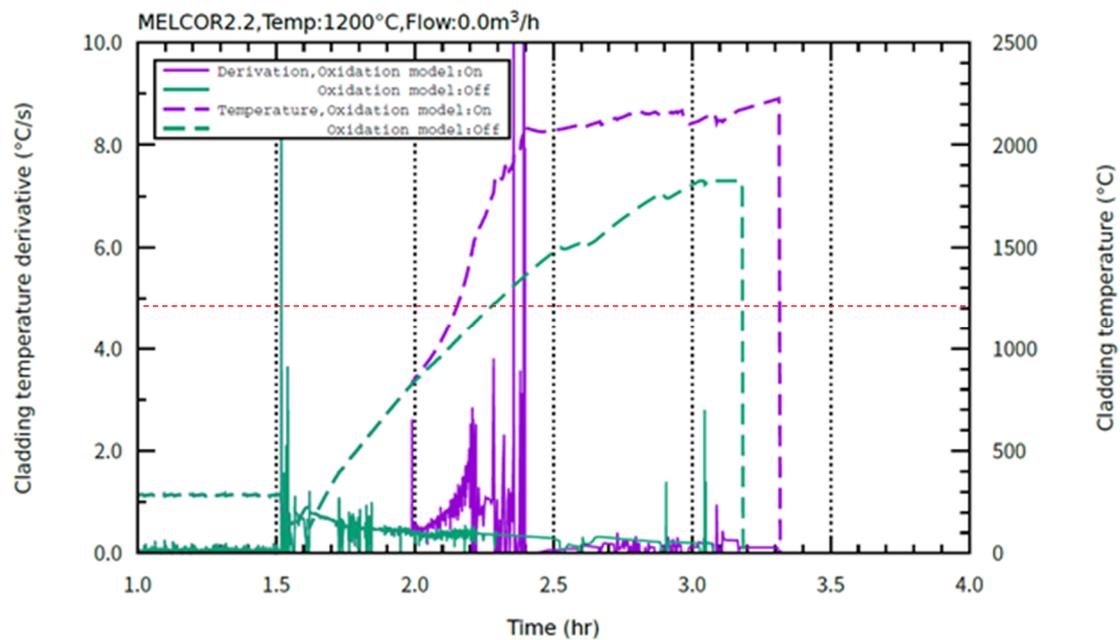


図 4.5.2-3 酸化反応有無における被覆管の温度上昇

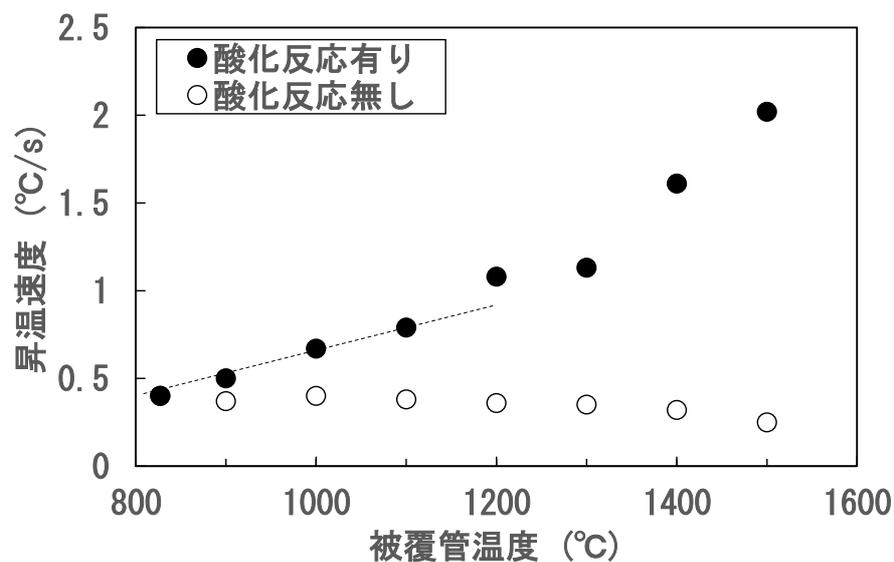


図 4.5.2-4 各被覆管温度における昇温速度
(スクラム後約 1.5 時間で減圧)

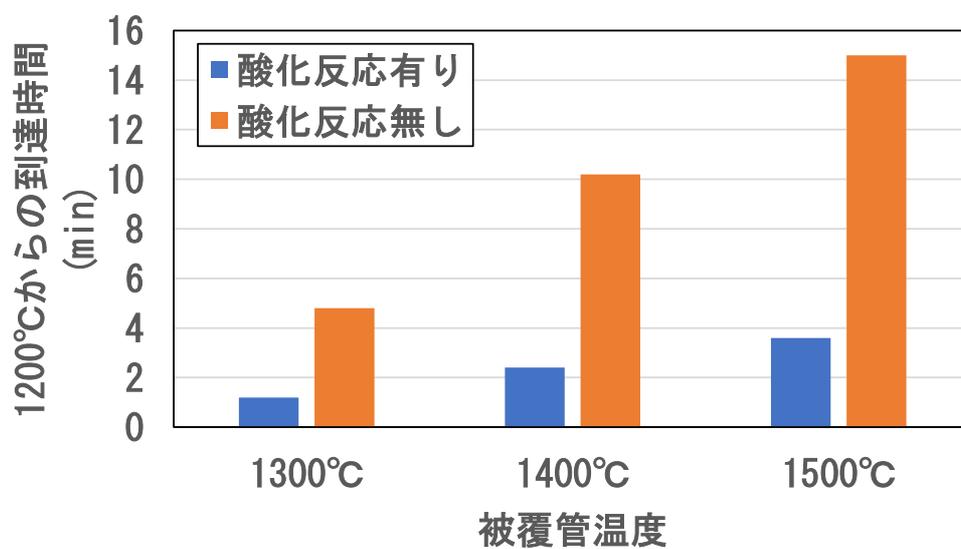


図 4.5.2-5 1200°Cからの各被覆管温度 (1300°C/1400°C/1500°C) までの到達時間
(スクラム後約 1.5 時間で減圧)

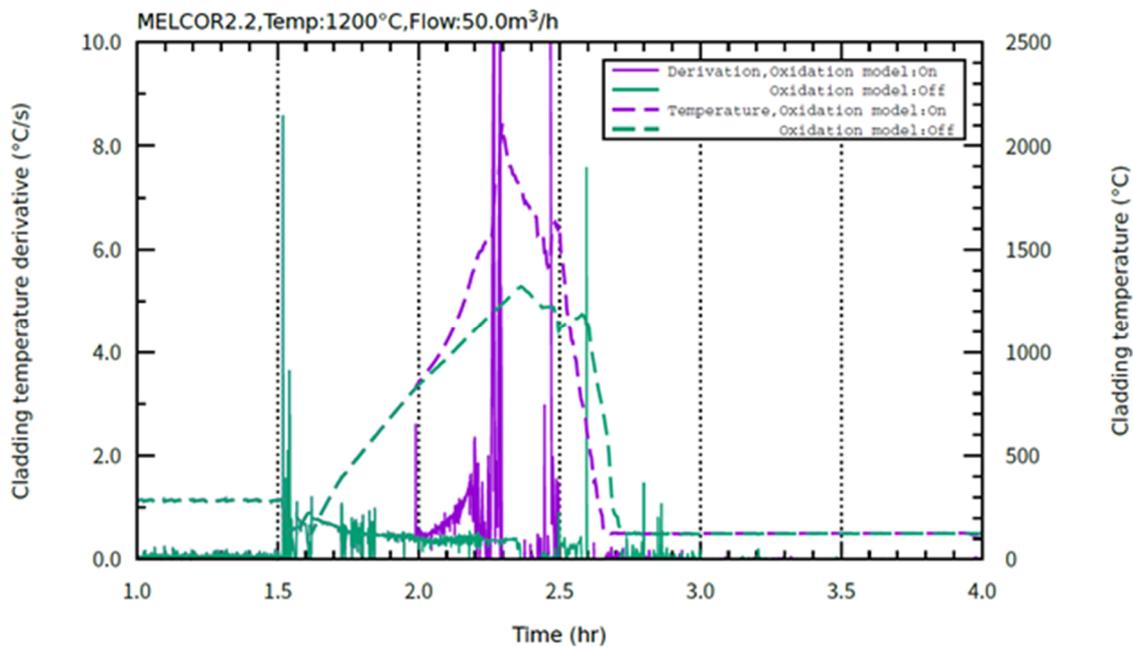
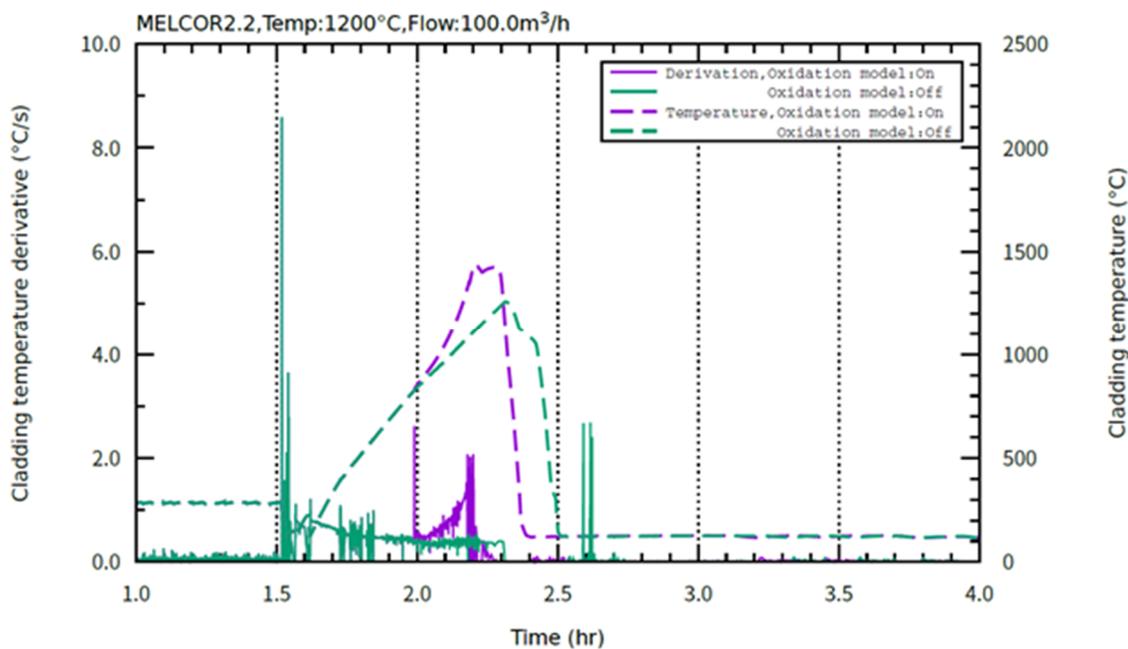
(a) 注水量 50.0 m³/h(b) 注水量 100.0 m³/h

図 4.5.2-6(1) 酸化反応有無における被覆管温度 1200°C 時点で注水した場合の被覆管温度上昇

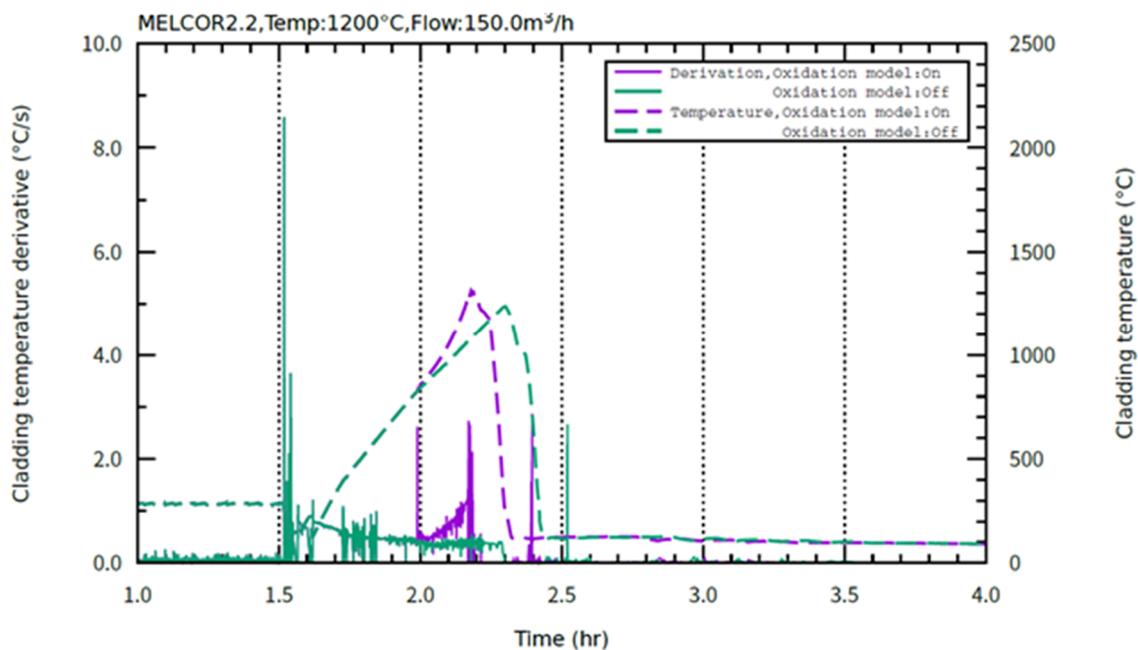
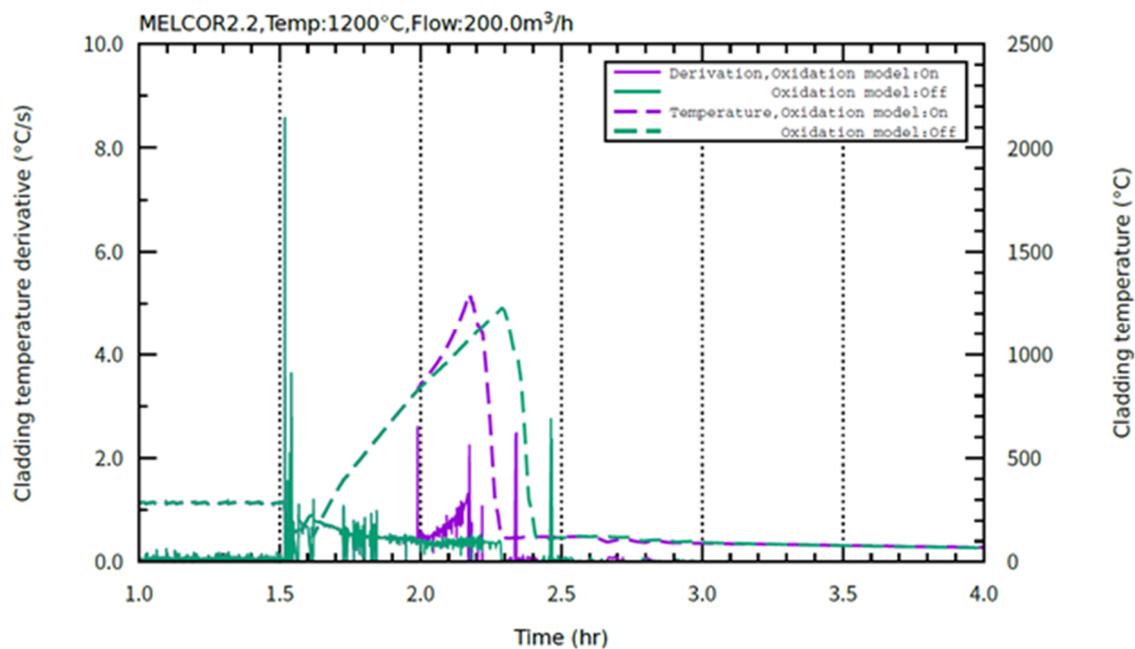
(c) 注水量 150.0 m³/h(d) 注水量 200.0 m³/h

図 4.5.2-6(2) 酸化反応有無における被覆管温度 1200°C 時点で注水した場合の被覆管温度上昇

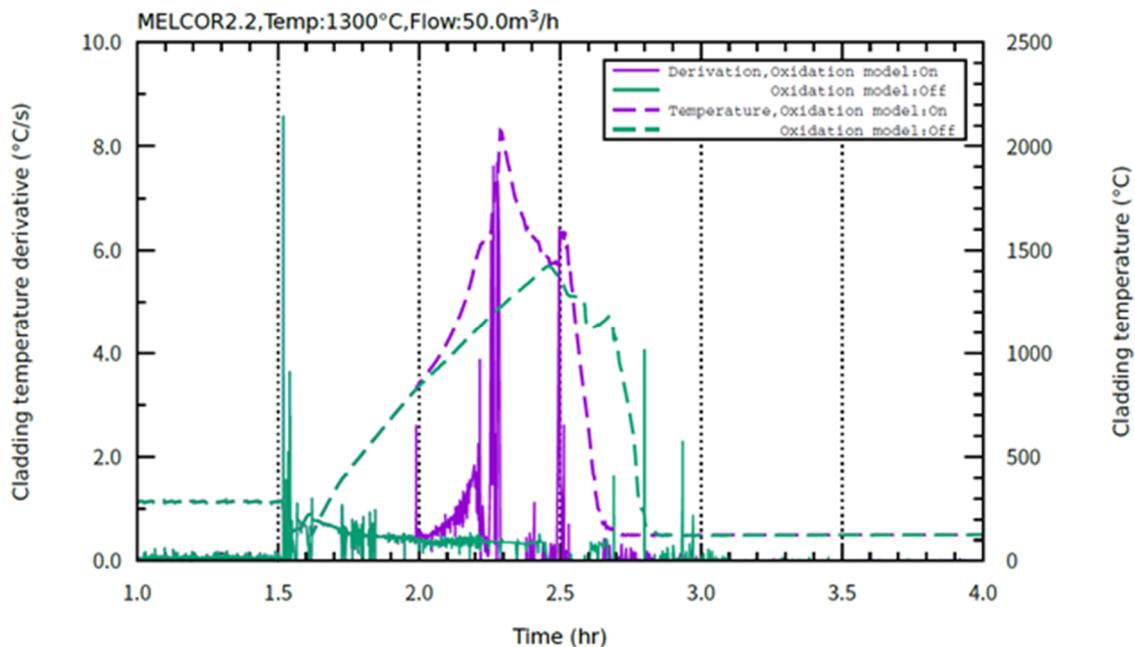
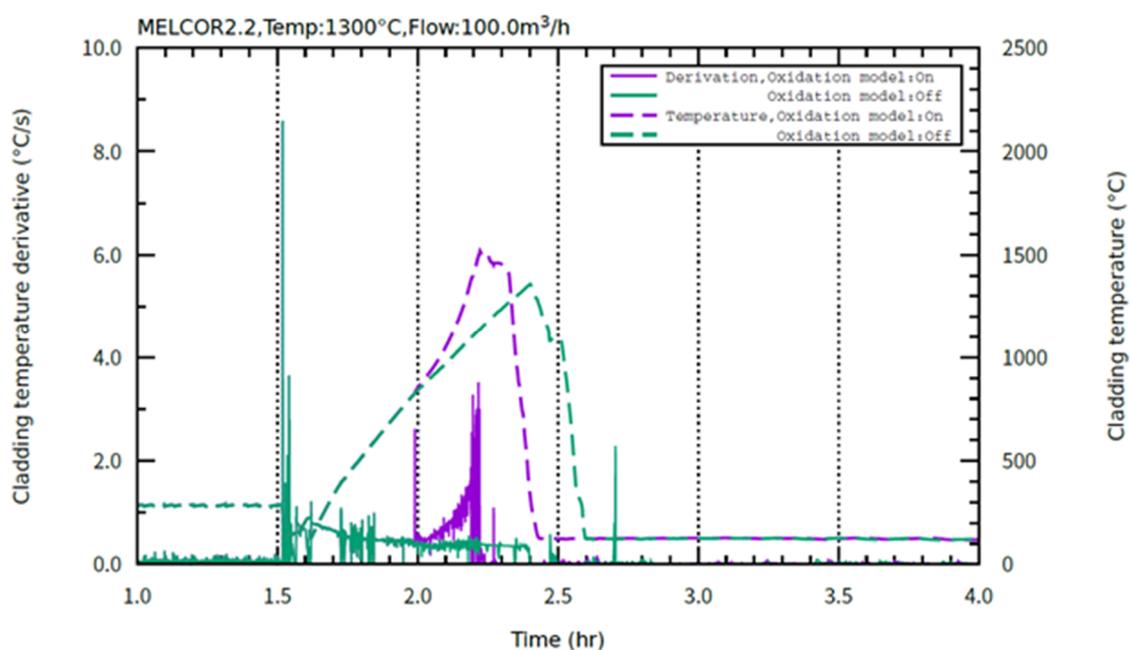
(a) 注水量 50.0 m³/h(b) 注水量 100.0 m³/h

図 4.5.2-7(1) 酸化反応有無における被覆管温度 1300°C 時点で注水した場合の被覆管温度上昇

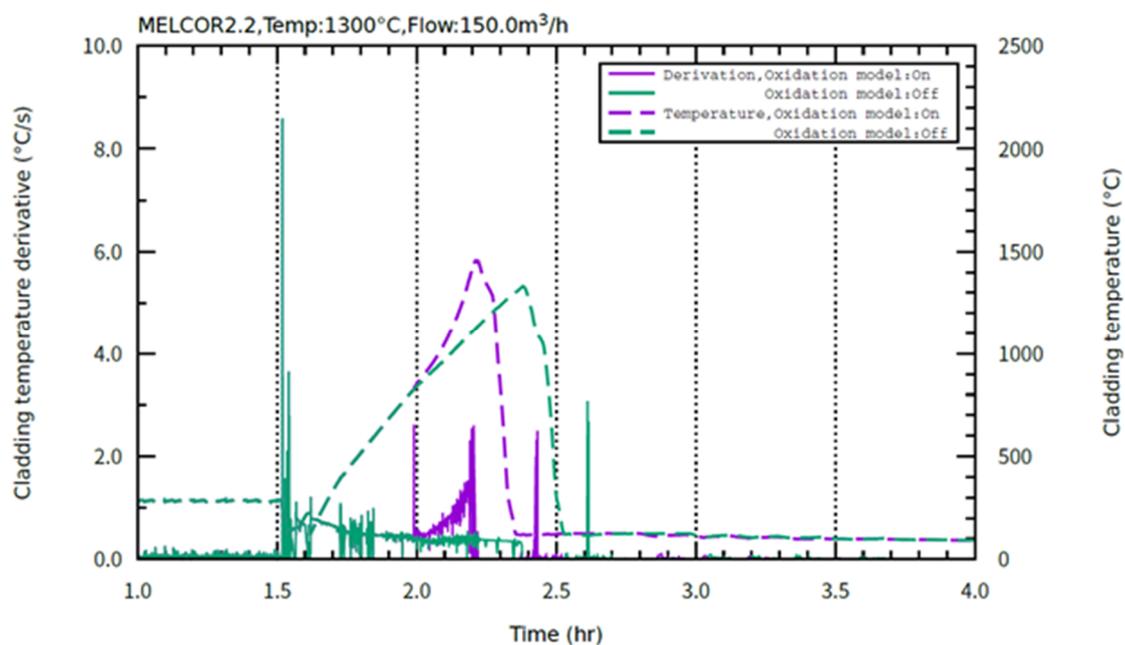
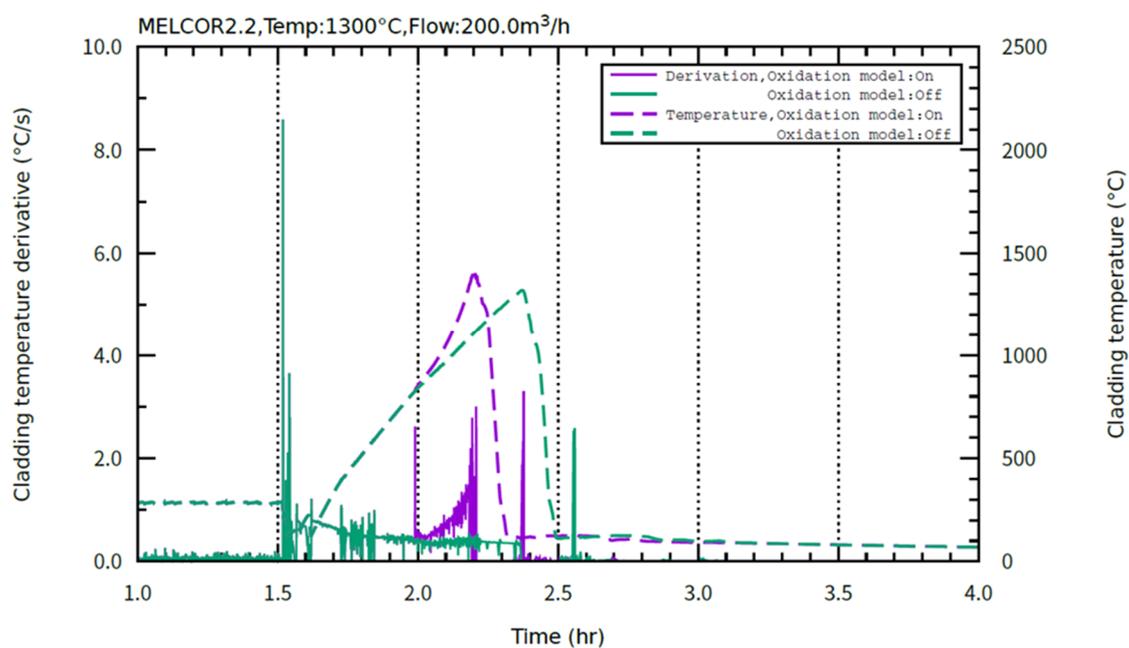
(c) 注水量 150.0 m³/h(d) 注水量 200.0 m³/h

図 4.5.2-7(2) 酸化反応有無における被覆管温度 1300°C 時点で注水した場合の被覆管温度上昇

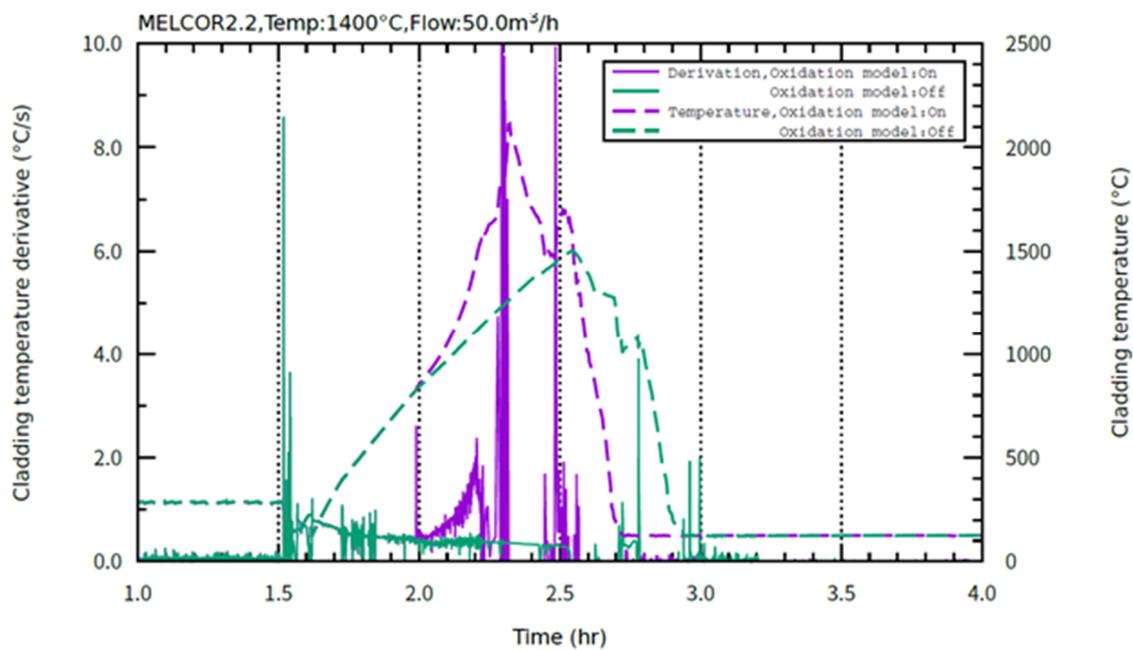
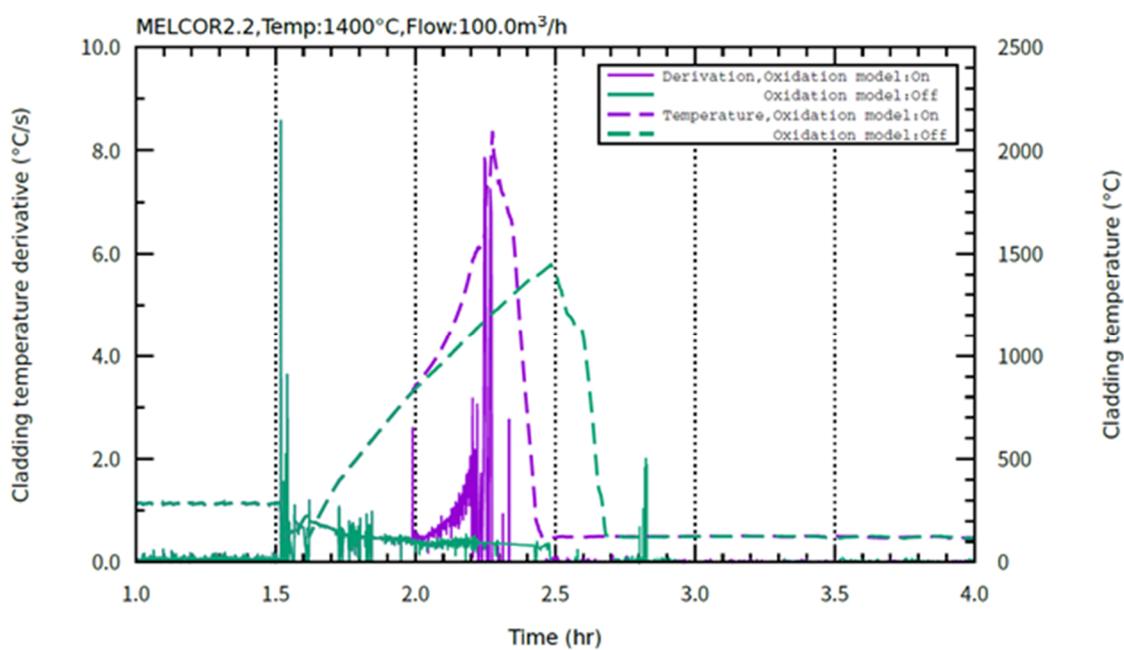
(a) 注水量 50.0 m³/h(b) 注水量 100.0 m³/h

図 4.5.2-8(1) 酸化反応有無における被覆管温度 1400°C 時点で注水した場合の被覆管温度上昇

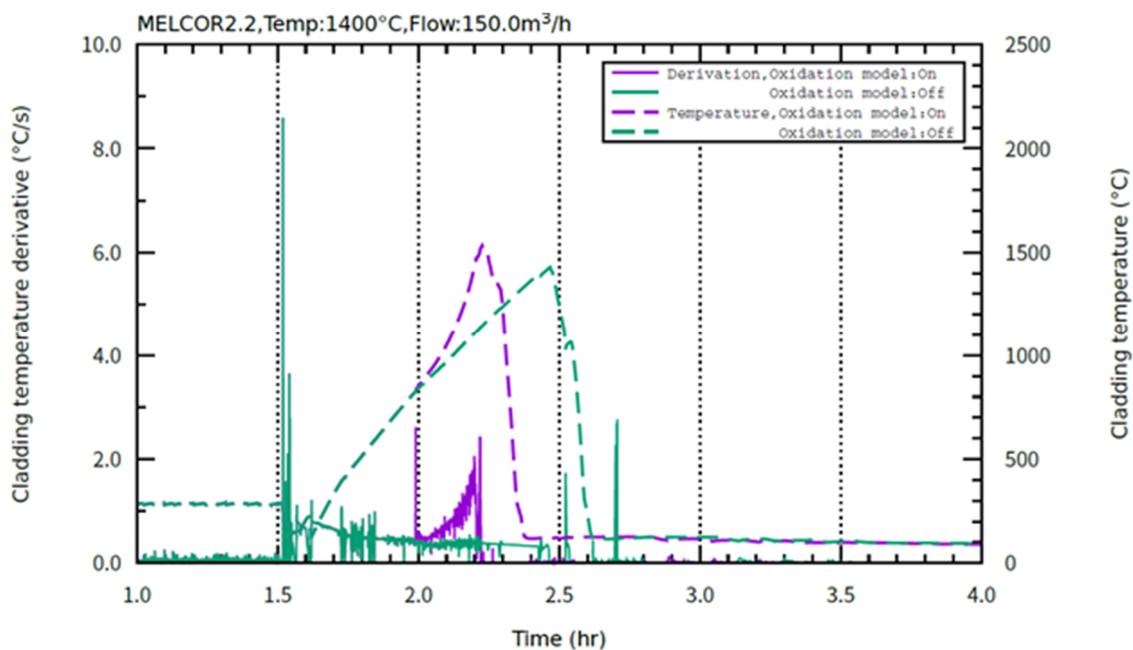
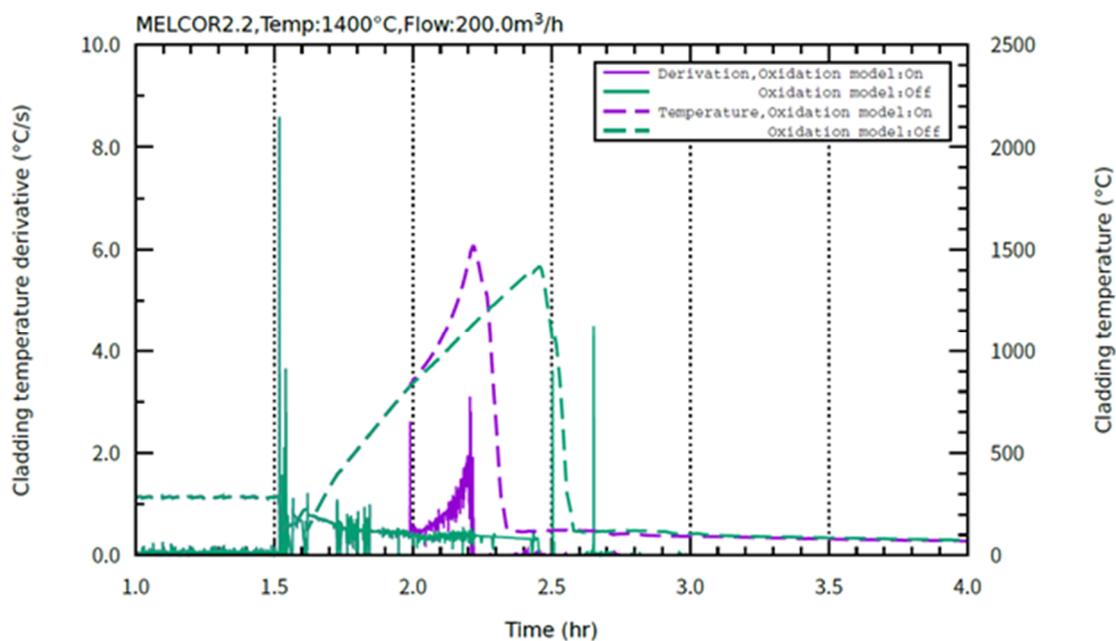
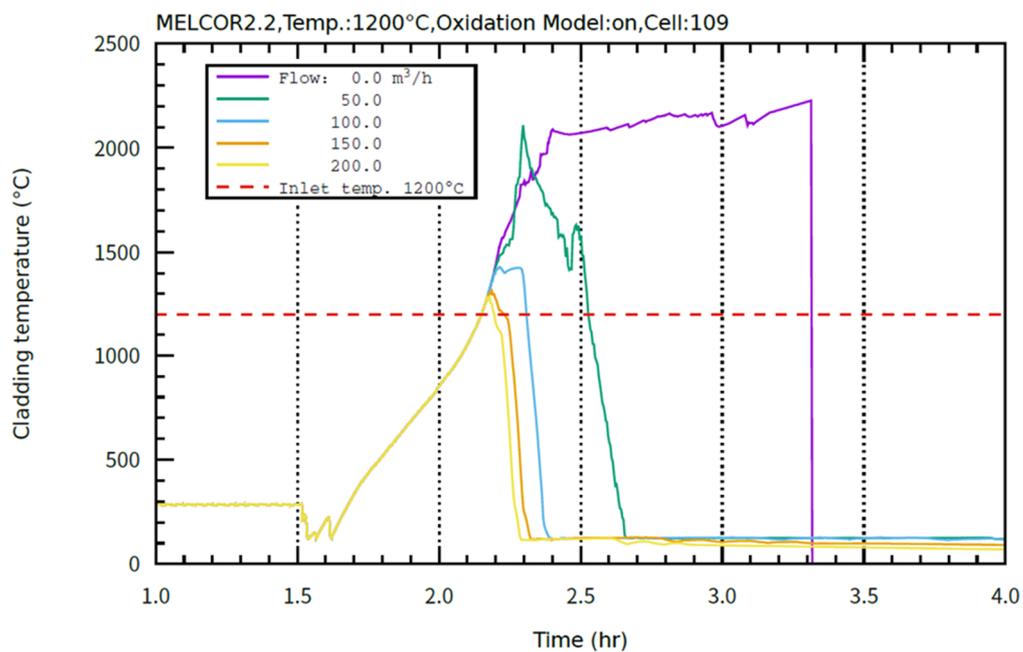
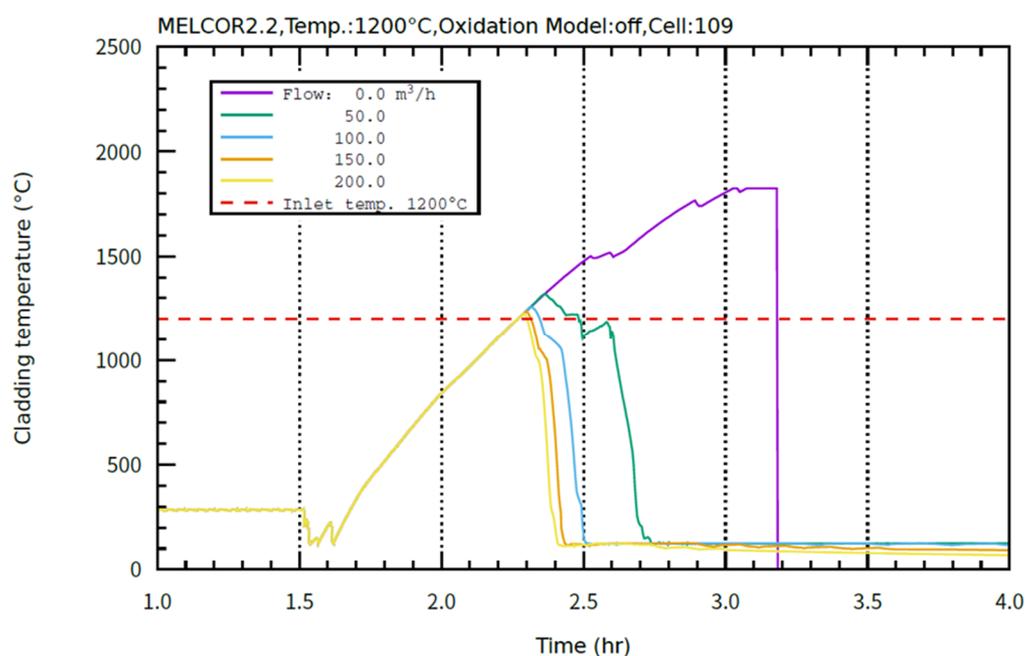
(c) 注水量 150.0 m³/h(d) 注水量 200.0 m³/h

図 4.5.2-8(2) 酸化反応有無における被覆管温度 1400°C 時点で注水した場合の被覆管温度上昇

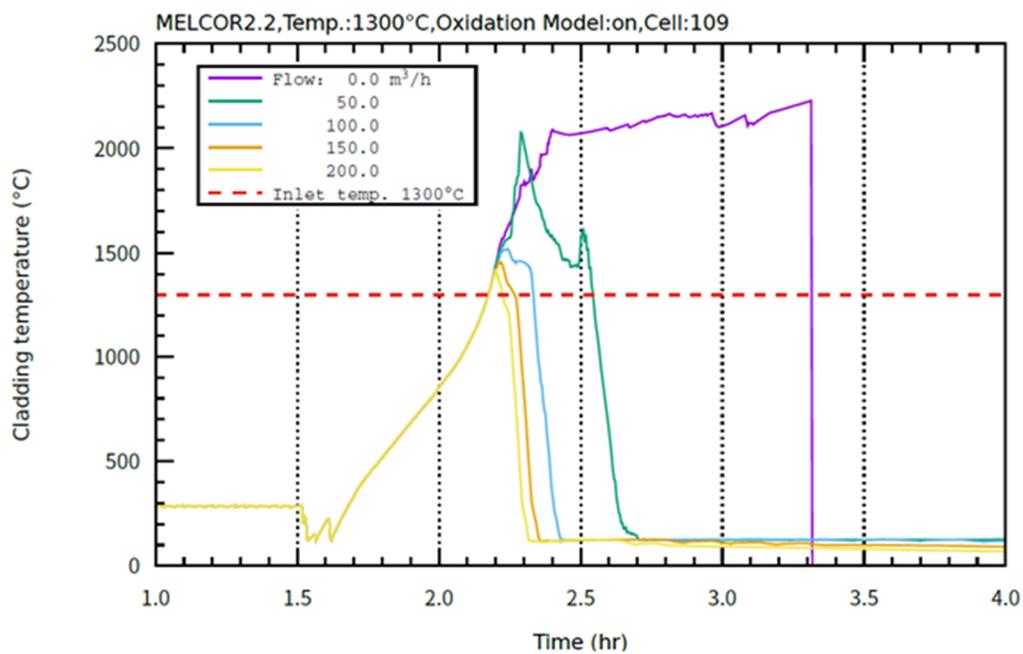


(a) 酸化反応有り

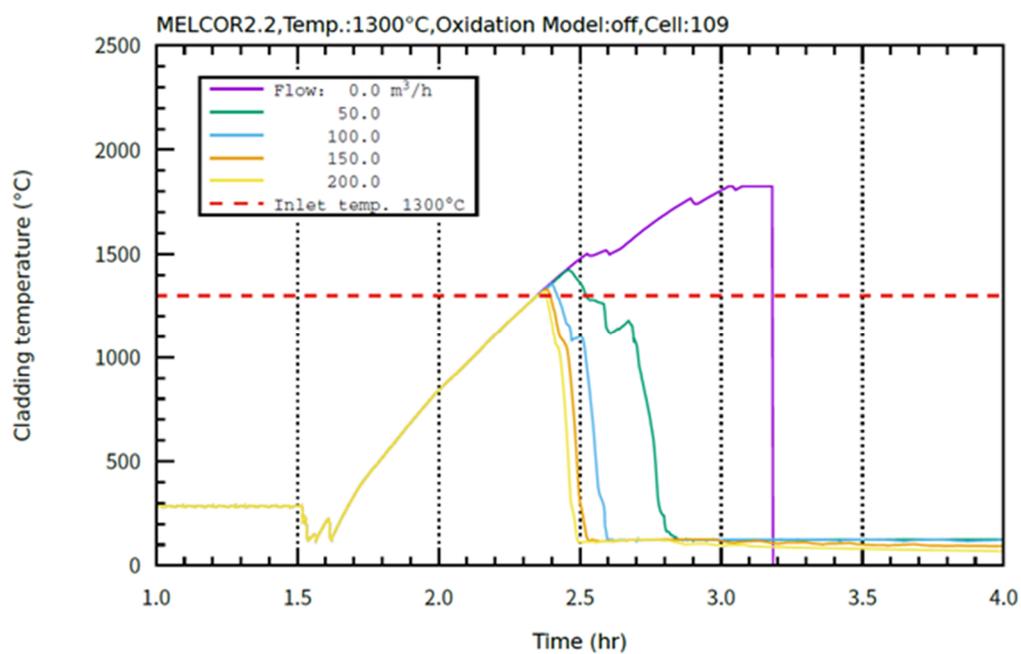


(b) 酸化反応無し

図 4.5.2-9 被覆管温度 1200°C時点における注水効果 (被覆管温度)

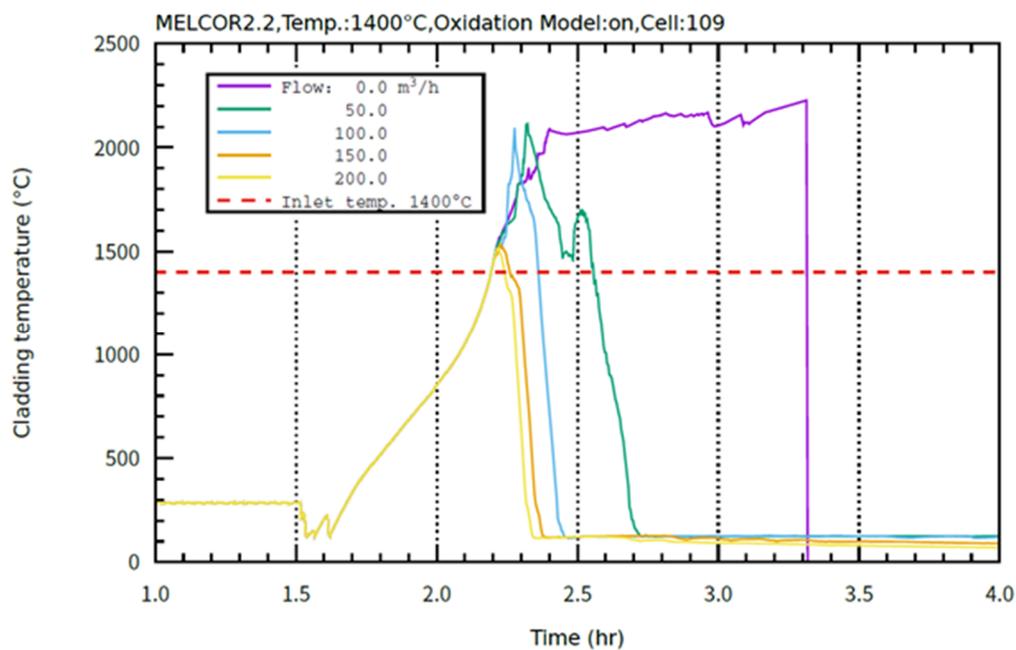


(a) 酸化反応有り

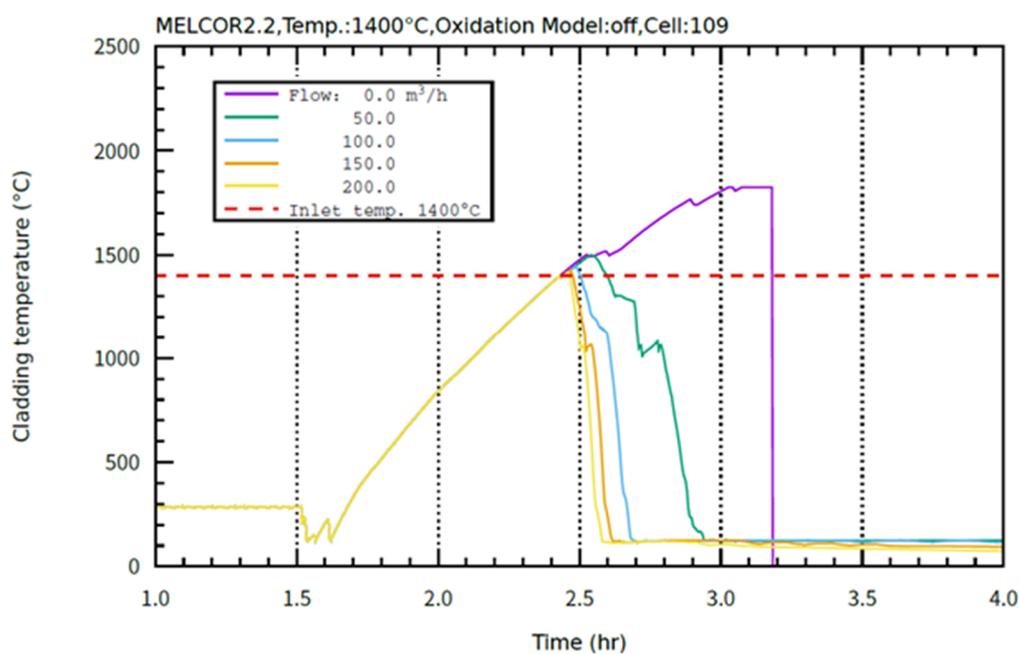


(b) 酸化反応無し

図 4.5.2-10 被覆管温度 1300°Cにおける注水効果 (被覆管温度)

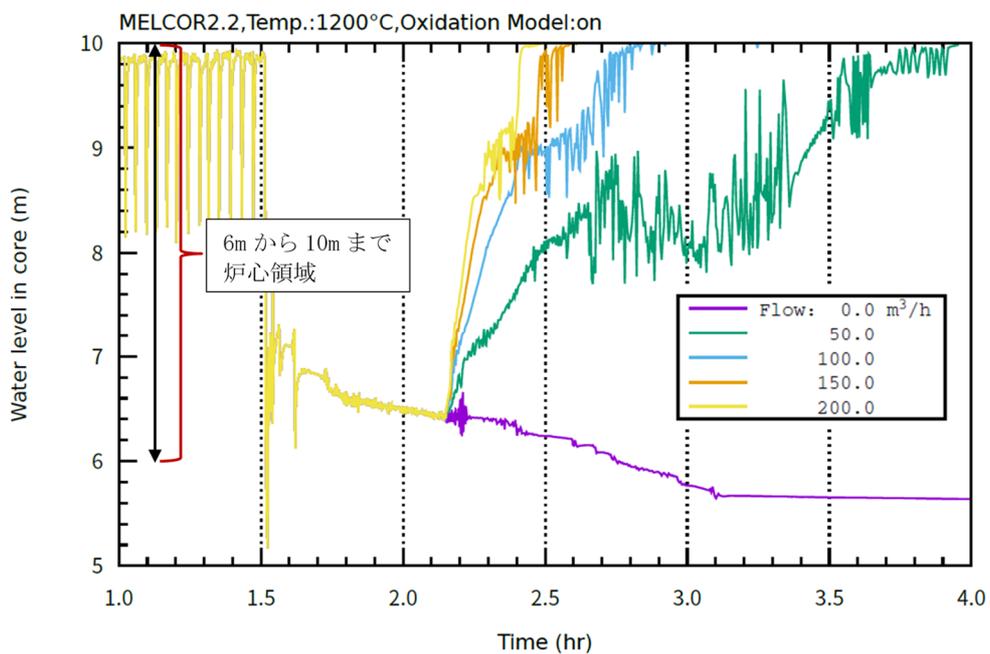


(a) 酸化反応有り

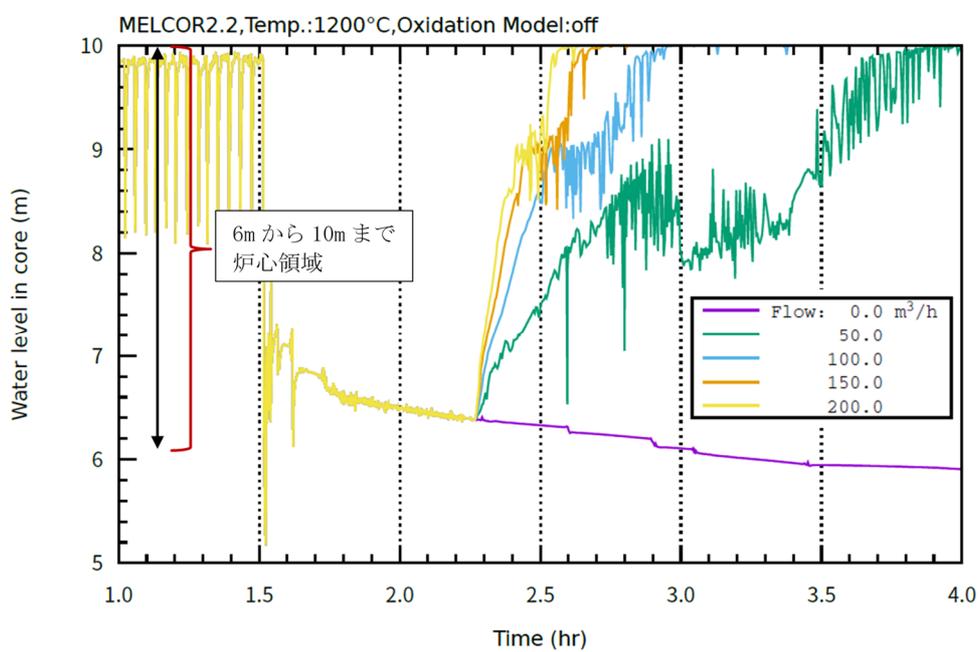


(b) 酸化反応無し

図 4.5.2-11 被覆管温度 1400°Cにおける注水効果 (被覆管温度)

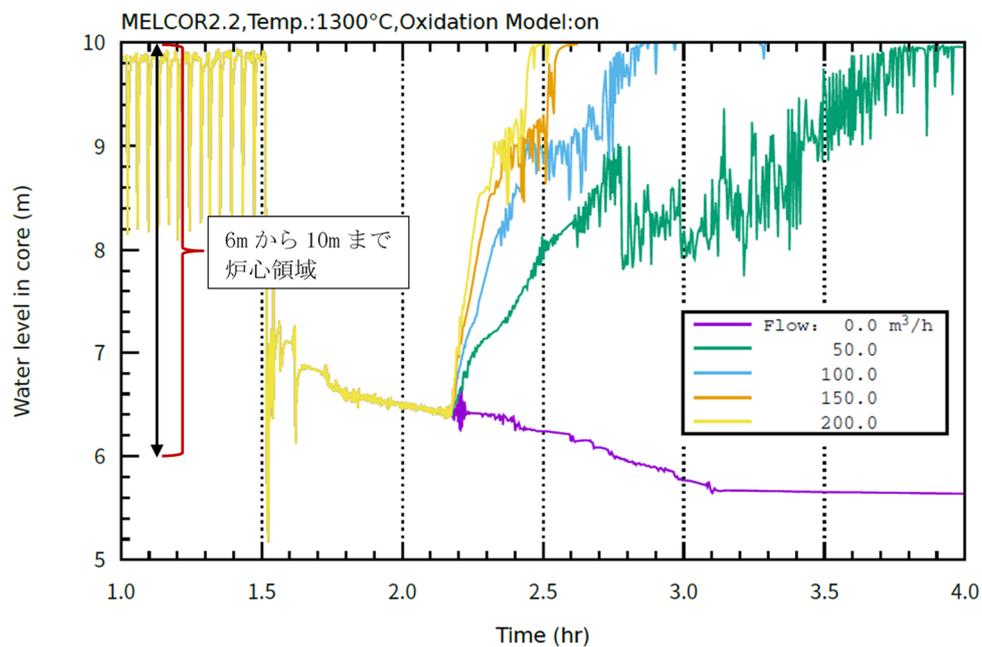


(a) 酸化反応有り

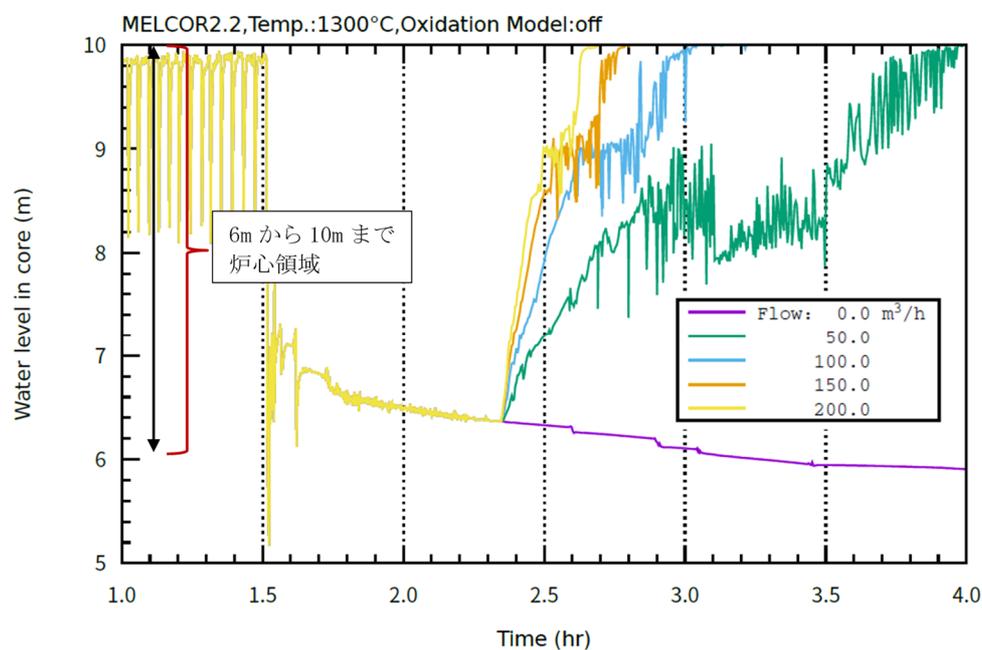


(b) 酸化反応無し

図 4.5.2-12(1) 被覆管温度 1200°C 時点で注水した場合の炉心水位変化

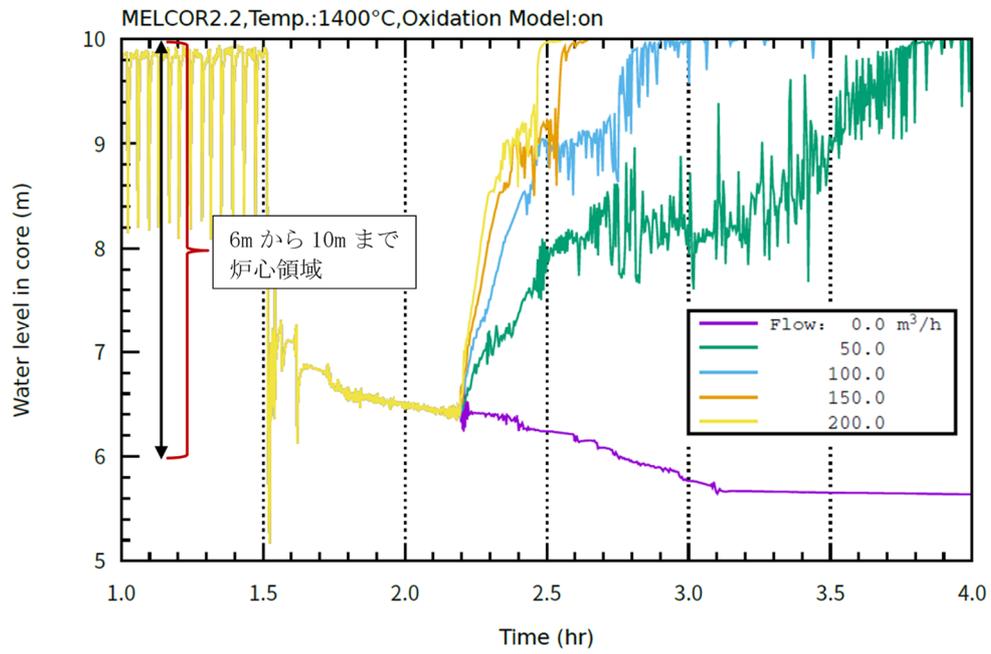


(a) 酸化反応有り

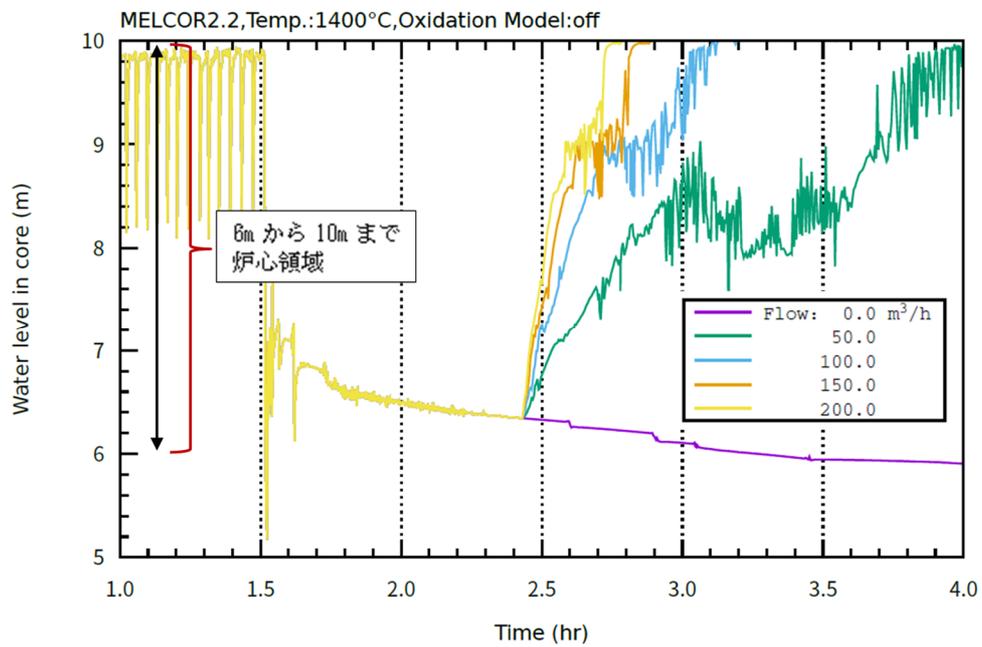


(b) 酸化反応無し

図 4.5.2-12(2) 被覆管温度 1300°C時点で注水した場合の炉心水位変化

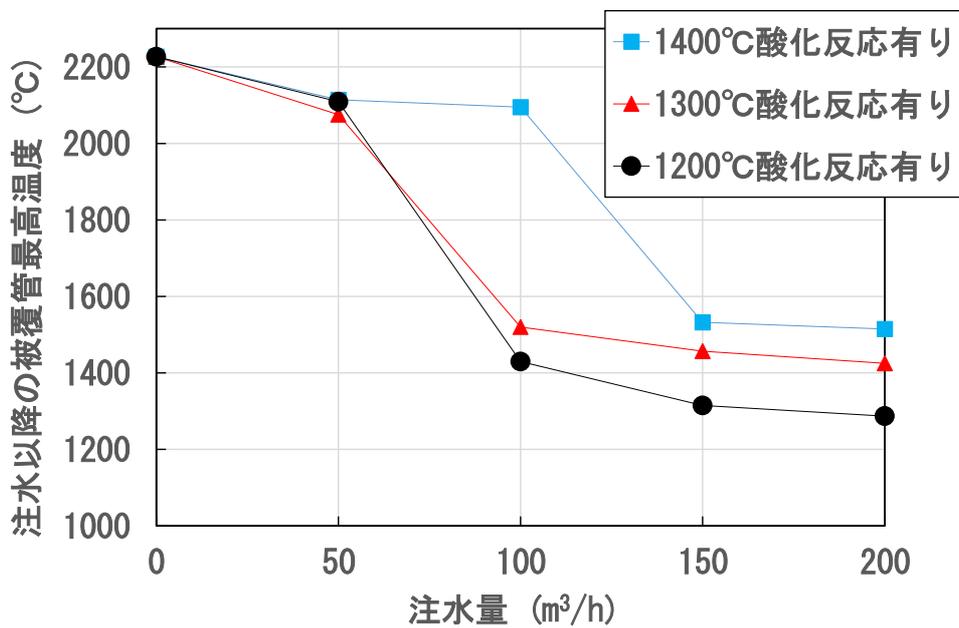


(a) 酸化反応有り

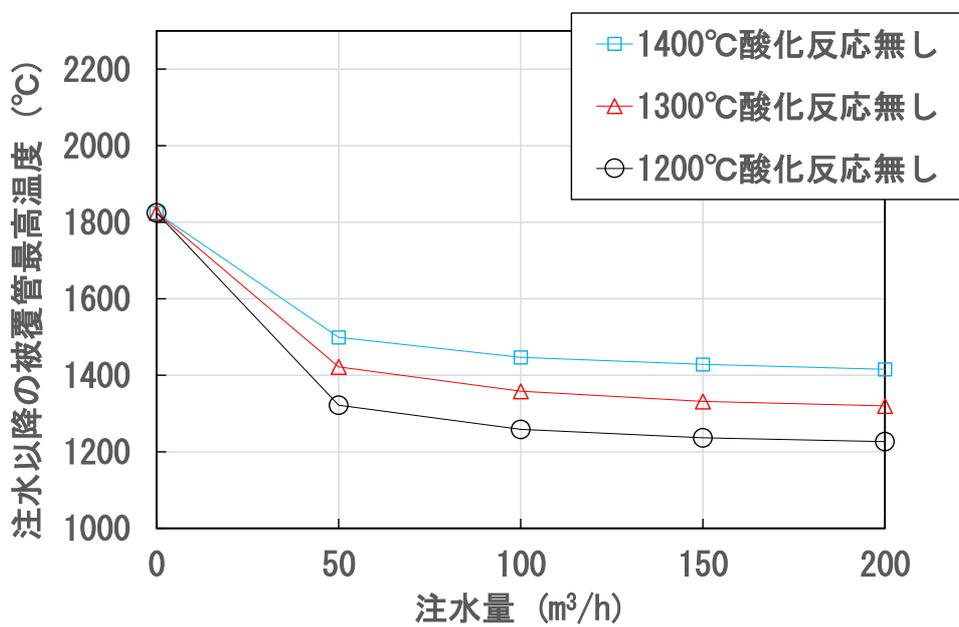


(b) 酸化反応無し

図 4.5.2-12(3) 被覆管温度 1400°C時点で注水した場合の炉心水位変化



(a) 酸化反応有り



(b) 酸化反応無し

図 4.5.2-13 被覆管温度 (1200°C、1300°C、1400°C) における注水量の効果
(縦軸は注水以降の被覆管最高温度を示す)

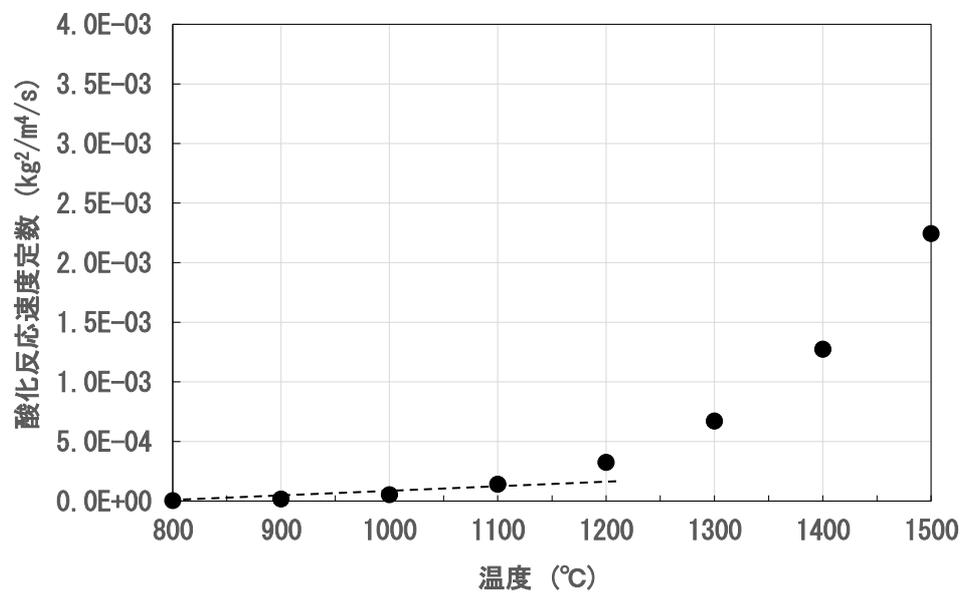


图 4.5.2-14 酸化反应速度定数

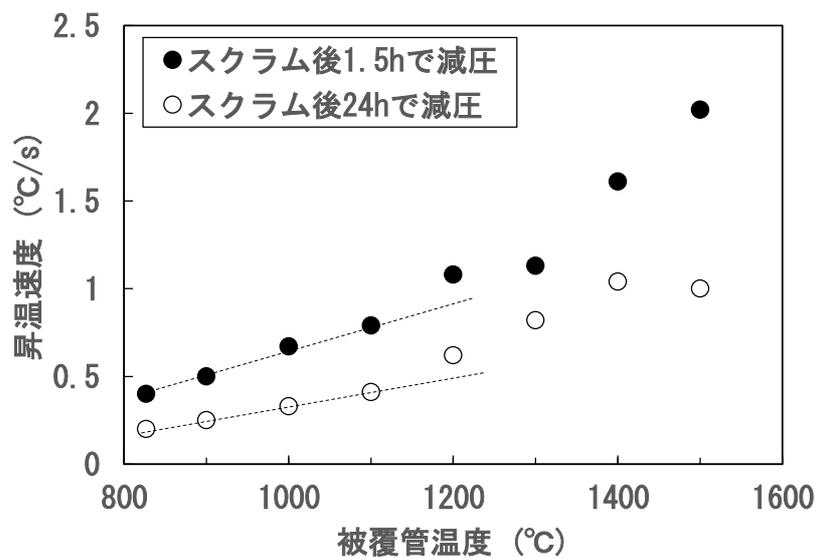


図 4.5.2-15 スクラム後の減圧タイミングをパラメータとした感度解析（酸化反応有り）

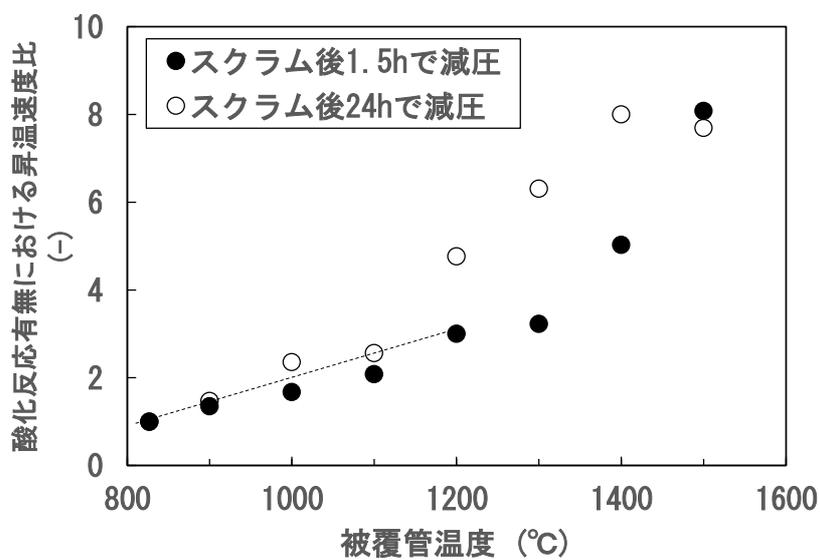


図 4.5.2-15 スクラム後の減圧タイミングをパラメータとした感度解析（酸化反応有無における昇温速度比）

4.6 解析評価

4.6.1 CN-1 実験解析による高温破裂発生予測指標の検討

高燃焼度改良型燃料の RIA 模擬実験により取得されたデータ・知見の解釈及びこれに基づく評価・議論の補完、並びに今後の実験条件検討等に資する観点から、同燃料の同実験条件下における伝熱、変形挙動特性を把握するため、事故時燃料挙動解析コード RANNS⁽¹⁾による解析を行った。RANNS コードは、平成 14 年に最初のバージョンが開発され、NSRR 実験の解析に用いられている。同コードにおいては、ペレットスタック及び被覆管に対して円筒座標系で一次元の熱解析（伝熱及び内圧変化計算）を行い、得られた温度分布を用いて、有限要素法による一次元及び二次元の力学解析、すなわち PCMI (Pellet-Cladding Mechanical Interaction) や被覆管の高温クリープ変形などの解析を行うことが可能である。但し、これらの解析は全て、燃料棒が棒状の試験前形状を維持することを前提としており、燃料破損が生じて初期形状が大きく損なわれた後の燃料挙動については取り扱っていない。

本年度は、CN-1 実験で観察された高温破裂の発生に関して、同破損モード発生条件の特定に向け、破裂発生予測の指標を検討した。同実験では、高燃焼度燃料で支配的な破損モードとして知られるペレット-被覆管機械的相互作用 (PCMI) とは異なる破損モードが観察されており、外観上の特徴から、高温破裂が生じたと考えられている。この RIA 時の高温破裂に関しては、未照射燃料を対象とした RIA 模擬実験 (NSRR 未照射燃料実験) の結果に基づき、現行の規制基準 (燃料棒の許容設計限界) が策定されている⁽²⁾ (図 4.6.1-1) が、一方で高燃焼度燃料において重要な要素の一つである FP ガス放出の効果、とりわけ RIA 時に生じる過渡的な FP ガス放出の影響が十分考慮されていない。同設計限界においては、燃料棒内外圧差 0.6 MPa が境となり、それ以下の領域 (①領域) は被覆管脆性破損、それを超える領域 (②領域) は被覆管高温破裂の破損モードに対応しているが、CN-1 実験では、①領域において高温破裂が生じており、RIA 時の過渡的な FP ガス放出に伴う内圧上昇が影響したと考えられる。高燃焼度燃料の高温破裂限界を適切に評価する上では、過渡 FP ガス放出の効果を検討する必要がある。本解析では、CN-1 実験に加え、照射済燃料を供した RIA 模擬実験のうち、非破損ケースであったものの、高温破裂に近い条件に達していたと考えられた TK-1 及び BZ-3 実験 (CN-1 実験と同じく高エンタルピで内圧上昇によると思しき変形が確認されたケース) をその比較対象として、実験条件下の燃料挙動解析を行い、応力等被覆管の力学挙動に関わるパラメータにより解析結果を整理して高温破裂予測の指標として有効なものを調査した。

(1) FEMAXI-8/RANNS 解析モデル

表 4.6.1-1 に解析対象実験燃料の主要な条件を、図 4.6.1-2 に本解析で用いた FEMAXI-8/RANNS の燃料棒一次元円筒体系モデルを示す。ペレットスタックは熱計算で

は 9 等体積リング要素、力学計算では 3 等体積リング要素によりモデル化している。また被覆管のジルコニウム合金金属層は 8 等厚みリング要素、外面酸化膜層は 2 リング要素によりモデル化し、内面酸化膜は考慮していない。

FEMAXI-8 によるベース照射解析では、RIA 試験燃料棒相当部を含むマザーロッド全体を対象とし、照射中の軸方向出力分布を考慮して適宜軸方向ノードを分割した。RIA 試験燃料棒長さ分に相当する軸方向範囲内において、軸方向出力分布はベース照射時、RIA 試験時を通じほぼ平坦とみなせることから、RIA 試験解析時に更に軸方向セグメント分割することはしていない。即ち 1 本の試験燃料棒を軸方向 1 要素のみの一次元円筒モデルにより取り扱った。燃料仕様や照射条件等今回の解析対象に特有の条件を除くレファレンスケースの解析条件については、FEMAXI-8 の標準的なモデルパラメータセット 00029wnZuhG から FEMAXI-8 のバグフィックスに伴って生じた解析結果の変化に対応した修正に加え、主に RIA 時の過渡 FP ガス放出挙動の再現性を改善するための調整を施した 00030xtjvkd を適用した。同モデルパラメータセットのうち、FP ガス放出挙動モデルに関して 00029wnZuhG から更新されているパラメータセットを表 4.6.1-2 に示す。

(2) 解析手順

まず、燃料棒の初期仕様及びベース照射が行われた原子炉における照射履歴等を入力として、FEMAXI-8⁽³⁾による解析を行った。この解析により、照射によって燃料の各要素に生じる変化（被覆管、燃料ペレットの寸法変化、FP ガスの移行、被覆管水側酸化など）が得られる。これらベース照射後の燃料状態に関する情報をファイル化し、RANNS コードへ入力の一部として与えることにより、RIA 試験解析の燃料棒初期状態を決定した。

RANNS による RIA 試験解析では、ベース照射解析の結果に加えて試験燃料棒仕様、NSRR のパルス出力（線出力）履歴、冷却材初期条件（温度、圧力）、燃料スタックの半径方向発熱密度分布を入力として与え、パルス照射による燃料温度上昇、熱膨張、それに伴う被覆管の温度、応力、ひずみ、高温破裂発生の有無、FP ガス放出等の挙動を計算した。

FEMAXI-8/RANNS で必要となるペレット半径方向発熱密度分布については、ペレットを 9 等体積リング要素でモデル化し、RODBURN コード⁽⁴⁾（FEMAXI 解析で使用）、SWAT コード⁽⁵⁾（RANNS 解析で使用）を用いて計算した。

TK-1 実験と BZ-3 実験における RIA 時の過渡 FP ガス放出率については、各 RIA 模擬実験後の照射後試験により取得された値を概ね再現するよう過渡 FP ガス放出モデルの調整パラメータ NL_f_scl_FGR をそれぞれ 1.34, 1.21 とした。CN-1 実験における同放出率については、未測定であるため、同モデルの調整を行わないケースと、20%となるよう調整パラメータを 0.62 としたケースの 2 ケースで解析を行った。この 20%の値は、より低い燃焼度である TK-1 で観測された放出率に相当し、この水準は上回った可能性が高いと考えられる。

各ケースの被覆管最大表面温度についても、同様に、実験時の過渡計測により取得された値を概ね再現する調整とし、被覆管表面沸騰熱伝達モデルの調整パラメータ NL_RIA_DNB(4)を TK-1 では 1.50×10^6 、BZ-3 では 2.7×10^6 、CN-1 では 0.20×10^6 とした。さらに、CN-1 については NL_RIA_DNB(4)のみの調整では再現出来なかったため、追加で同モデル調整パラメータ NL_RIA_DNB(5)及び NL_RIA_DNB(6)をそれぞれ 0.001×10^6 、0.7 とした。

被覆管塑性モデルについては、米国の燃料挙動解析コード `fraptran` で用いられている M5™ 推奨モデル (Zry-4 推奨モデルにおいてコールドワークを 0 としたモデル) ⁽⁶⁾ 及び Zry-4 推奨モデル⁽⁶⁾をそれぞれ CN-1 及び TK-1/BZ-3 に適用した。

以上の調整を施した解析の結果について、応力等被覆管の力学挙動関連パラメータを整理した。

(3) 解析結果

ベース照射解析の主要な計算条件を表 4.6.1-3 に示す。ベース照射解析により得られた RIA 試験直前の燃料状態を入力として、RIA 模擬実験 CN-1、TK-1、BZ-3 について RANNS コードによる RIA 試験解析を行った。解析に反映した RIA 試験条件を表 4.6.1-4 に示す。表に示していない条件、燃焼に伴う燃料ペレットや被覆管の熱的及び機械的特性、実験直前の応力及びひずみ条件等については、FEMAXI-8 の入力条件及び計算結果を読み込んで使用している。

RIA 試験解析により出力されたパルス照射実験時の試験燃料棒中線出力及び燃料ペレットエンタルピの時間履歴、ペレット温度及び被覆管温度の時間履歴、被覆管温度と過渡 FGR の関係をそれぞれ図 4.6.1-3~4.6.1-5 に示す。

高温破裂発生の弁別の検討にあたって、まず、被覆管肉厚平均温度と被覆管周方向応力をパラメータに取る既存の高温破裂モデル⁽⁶⁾ (`fraptran` で用いられているモデル) と各実験ケースの解析値を比較した (図 4.6.1-6)。この高温破裂モデルは、解析値が同モデルを上回った時点で破裂が発生したと判断される。400-500 °C 付近において非破損ケース (TK-1、BZ-3) で高温破裂モデルを上回り、また 500 °C-600 °C 付近において CN-1 のケースも (FGR~20%, ~35%の両者とも) 上回った。このことから、応力ベースの高温破裂モデルでは破損及び非破損ケースともに破裂と判定され、破裂発生の有無と対応しないことがわかった。なお、400°C 付近において、CN-1 (FGR~35%) の値が急激に低下している原因としては、過渡 FGR に伴う内圧上昇により急激な塑性変形が生じたため、解析上不安定になっていることによると考えられる。

次に、局所的な膨れを伴う破裂を考える上で重要な、塑性不安定の発生について着目した。塑性不安定とは、変形が進むにつれ変形抑止力が低下する状態であり、その発生予測には燃料被覆管の相当応力と降伏応力の相当ひずみ変化率の比が用いられている⁽⁷⁾⁽⁸⁾ (式 1)。本解析では、被覆管金属層内面よりも低い水準で温度が推移し、強度低下の度合い

が小さい外面部の塑性不安定が被覆管破裂を左右すると考え、被覆管金属層外面部の相当応力と降伏応力の相当ひずみ変化率の比をパラメータとして各ケースを比較した（図 4.6.1-7）。横軸については、応力ベースの破裂モデルによる整理と同様、被覆管温度（金属層外面部の温度）を取った。CN-1（破裂ケース）と TK-1、BZ-3（非破損ケース）の間の大小関係は、高温破裂発生の有無に比較的良好に対応しており、相当応力と降伏応力の相当ひずみ変化率の比は、高温破裂予測の指標として有効であると考えられる。この指標によれば、CN-1 は非破損ケースの最大値（TK-1 の最大値）～2.4 を超える領域で破裂が生じたと判断される。

CN-1（FGR～20%）ケースについて、被覆管塑性モデルの感度を調べるため、fraptran コードで用いられている M5™ 推奨モデル^⑥、Zry-2 推奨モデル^⑥、Zry-4 推奨モデル^⑥をそれぞれ適用し比較したところ、Zry-4 モデル適用ケースは M5™ モデル適用ケースと大きな差は生じなかった一方、Zry-2 モデル適用ケースと M5™ モデル適用ケースでは前者の方が有意に大きい値となった。また、CN-1 の過渡 FGR の感度は当然大きく、～20%と～35%の間で後者が有意に破損側に傾く結果となった。

燃料棒プレナムへのガス移行のしやすさもまた、破裂の要因となる燃料棒内圧の上昇に影響する（つまり、過渡 FGR の効果、大小を左右する）と考えられる。そこで、パラメータ KGAS（軸方向セグメント間ガス原子移行速度定数、デフォルト値 2.0×10^{-11} ）を変化させ、相当応力と降伏応力の相当ひずみ変化率の比がどの程度増減するかを確認した（図 4.6.1-8）。KGAS=0（プレナムへのガス移行無し）の時の解析結果及び KGAS の値を変化させたときの解析結果を比較すると、CN-1 と TK-1、BZ-3 の大小関係は変わっていない。すなわち KGAS に依らず、塑性不安定パラメータの大小は高温破裂発生の有無に比較的良好に対応していた。

現在までの RIA 模擬実験データベースに即して、MOX 燃料の方が UO₂ 燃料よりも過渡 FP ガス放出率が高いことを示唆するデータが得られている。^{⑨(35)}仮に両燃料タイプの間でガス放出やプレナムへの移行のタイミングに有意な差が無いとすると、MOX 燃料で高温破裂が生じる可能性が高いこととなることから、動的な放出挙動の解明が今後重要な課題の一つとなる。

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} \rightarrow z \quad (1)$$

σ :相当応力 (MPa)

σ_y :降伏応力 (MPa)

ϵ :相当ひずみ(-)

z :応力比及びランクフォード値で定められる関数 (-)

表 4.6.1-1 CN-1 実験・比較対象実験条件及び実験結果⁽¹⁰⁾⁻⁽¹³⁾

実験ID	CN-1	TK-1	BZ-3
燃料タイプ	PWR 17×17型 MOX	PWR 17×17型 UO ₂	PWR 14×14型 MOX
被覆管材料	M5 TM	Zry-4	Zry-4
燃焼度 [GWd/tU]	64	38	59
初期冷却水条件	~20 °C 0.1 MPa	~20 °C 0.1 MPa	281 °C 6.6 MPa
ピーク燃料エンタルピ増分 [J/g]	670	753	528 [*]
過渡FPガス放出率 [%]	未測定	20	39.4
被覆管最大表面温度 [°C]	~790	~590	~830
被覆管最大残留ひずみ [%]	5%以上 ^{**}	25	4.4
破損/非破損	破損	非破損	非破損
*初期燃料エンタルピ70 [J/g]、**外観からの大まかな評価			

表 4.6.1-2 FP ガス放出挙動モデルに関して 00029wnZuhG から更新されている
パラメータセット

Namelist 及び設定値	概要
FSIGM = 0.8,	粒界バブルにかかる圧力PextをFSIGM倍する調整パラメータ
GBFIS = 41,	粒内ガスバブルモデルのオプション。低バブル密度の場合でも常微分方程式によるバブル密度の更新を継続する
IGRAIN = 6,	粒径成長物性式。 Itoh (modified Ainscough)に対し照射依存性を変更
NL_GBGS_ANIS_PARAM(1) = 1d-20,	粒界境界でのガスバブルによるスウェリングの調整パラメータ
NL_GBMT_I_PARAM(1) = 43,	Matthews/White 型粒界 FP 移行モデルの整数パラメータ
NL_GBMT_PARAM(1) = 0.7,	Matthews/White 型粒界 FP 移行モデルの実数パラメータ (1)原子のうち、バブル圧に寄与するものの割合
NL_GBMT_PARAM(10) = 8.38d+4,	空孔拡散係数相関式 低温側比例係数の値
NL_GBMT_PARAM(11) = 7.5d4,	空孔拡散係数相関式 低温側活性化エネルギーの値
NL_GBMT_PARAM(18) = 1473,	空孔拡散係数相関式において、この値以上で高温側相関式が適用される
NL_GBMT_PARAM(20) = 0.75,	外圧に乗じる係数。
NL_GBMT_PARAM(7) = 2000,	この温度(K)以上では,frac_gfa_in_gfb を介したポロシティ変化率評価への介入を行わない
NL_GBMT_PARAM(8) = 1.6d-7,	空孔拡散係数相関式高温側比例係数
NL_GBMT_PARAM(9) = 3.752d4,	空孔拡散係数相関式高温側活性化エネルギー
NL_HFP_IP(2) = 1,	Griesmeyer 型粒内 FP 移行モデルの整数パラメータ。 細粒放出率は計算中維持される
NL_HFP_PARAM(9) = 1.0d11,	Griesmeyer 型粒内 FP 移行モデルの実数パラメータ。 GBFIS=41 で参照する低密度バブル密度の閾値
NL_ITRG_PARAM(3) = 1300,	粒内の FP 挙動評価モデルに関する実数パラメータ。 beff_mtem ピーク温度域上側遷移温度域の下側境界温度(K)
NL_ITRG_PARAM(4) = 1500,	粒内の FP 挙動評価モデルに関する実数パラメータ。 beff_mtem ピーク温度域上側遷移温度域の上側境界温度(K)
NL_ITRG_PARAM(8) = 0.35,	polygonize された領域(mtem)の実効粒径 ds0(um)

表 4.6.1-3 ベース照射解析の主要な計算条件 (概略値)

項 目	単 位	CN-1	TK-1	BZ-3
試験部燃焼度	(GWd/tU)	64	38	59
燃料棒				
燃料有効長	(cm)	358.9	360.0	360.0
上部プレナム容積	(cm ³)	7.39	13.1	13.1
下部プレナム容積	(cm ³)	0.0	0.0	0.0
初期内圧	(MPa)	2.6	3.2	2.3
初期ガス組成	—	He:96.2% N ₂ :3.8%	He:100%	He:96.0% Ar:4.0%
冷却材				
入口温度	(°C)	280	289	284
圧力	(MPa)	15.5	15.5	15.5
流速	(m/s)	4.00	4.50	4.70
流路断面積	(cm ²)	0.879	0.879	1.092
燃焼後冷却期間				
冷却期間	(day)	4770	2287	3899

表 4.6.1-4 解析に反映した RIA 試験条件

項 目	単 位	CN-1	TK-1	BZ-3
燃料棒				
プレナム容積	(cc)	3.80	3.80	1.14
初期内圧	(MPa)	0.1	0.1	0.1
初期ガス組成	—	He 100%	He 100%	He 100%
冷却材				
入口温度	(°C)	20	20	281
圧力	(MPa)	0.1	0.1	6.6
流速	(m/s)	0.01	0.01	0.01
流路断面積	(cm ²)	112.0	112.0	112.0

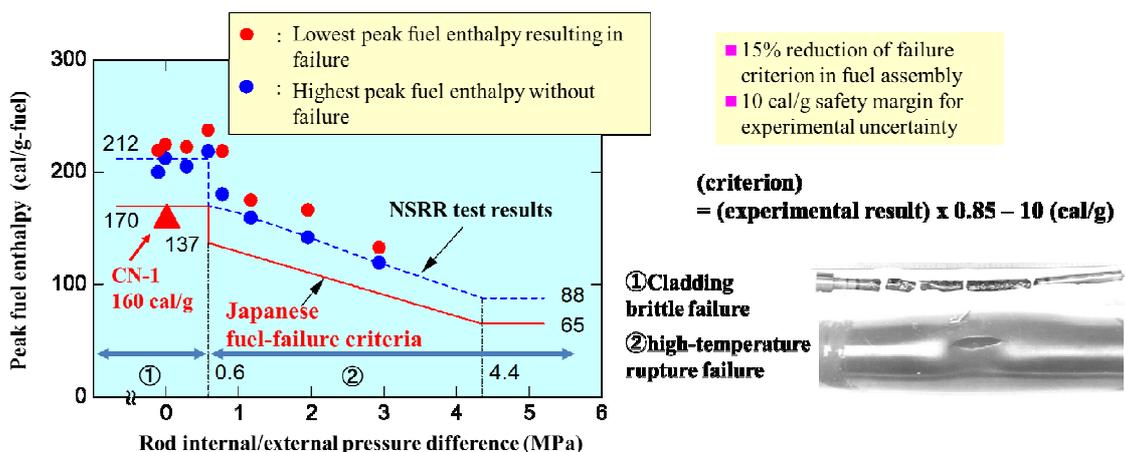


図 4.6.1-1 許容設計限界 (CN-1 追加プロット)

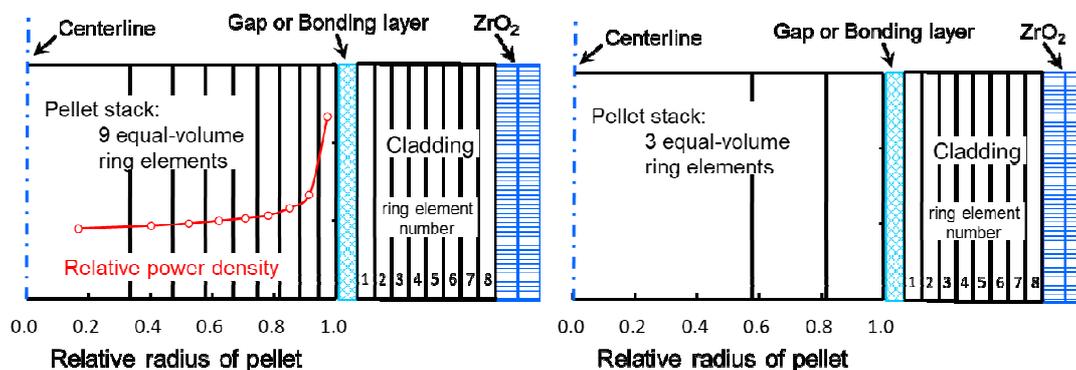


図 4.6.1-2 本解析で用いた FEMAXI-8/RANNS の解析体系 (mesh=15)

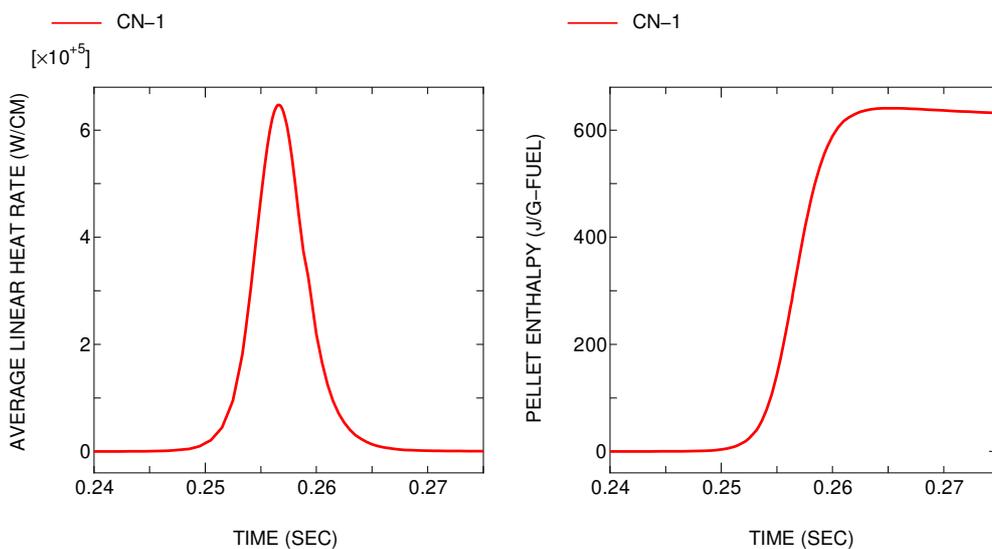


図 4.6.1-3(1) RIA 時平均線出力及び燃料ペレットエンタルピの時間履歴 (CN-1)

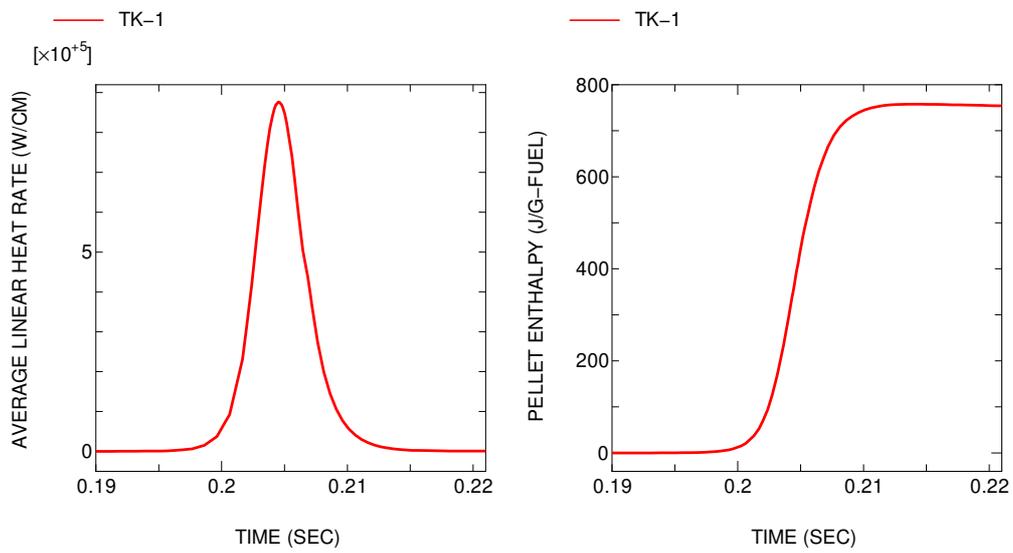


図 4.6.1-3(2) RIA 時平均線出力及び燃料ペレットエンタルピの時間履歴 (TK-1)

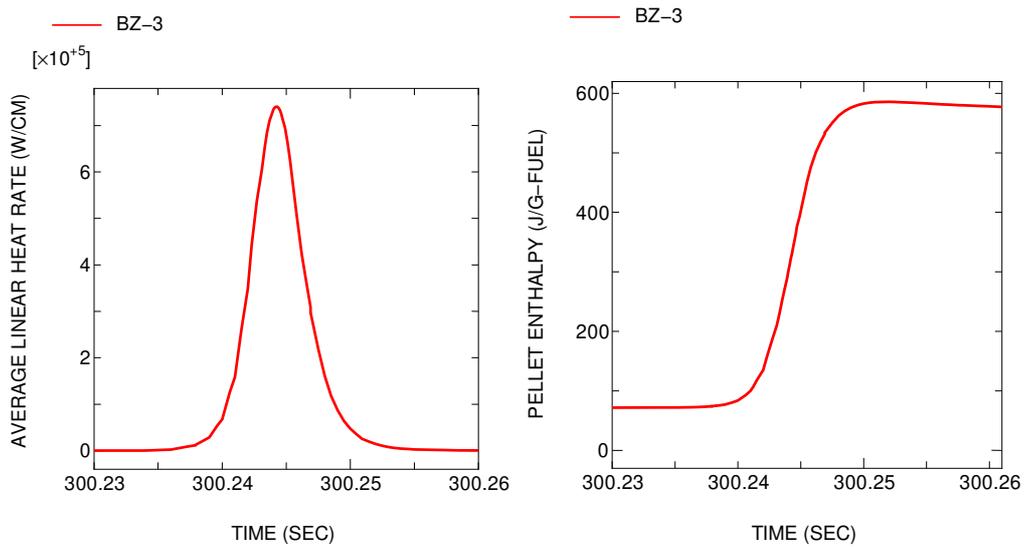


図 4.6.1-3(3) RIA 時平均線出力及び燃料ペレットエンタルピの時間履歴 (BZ-3)

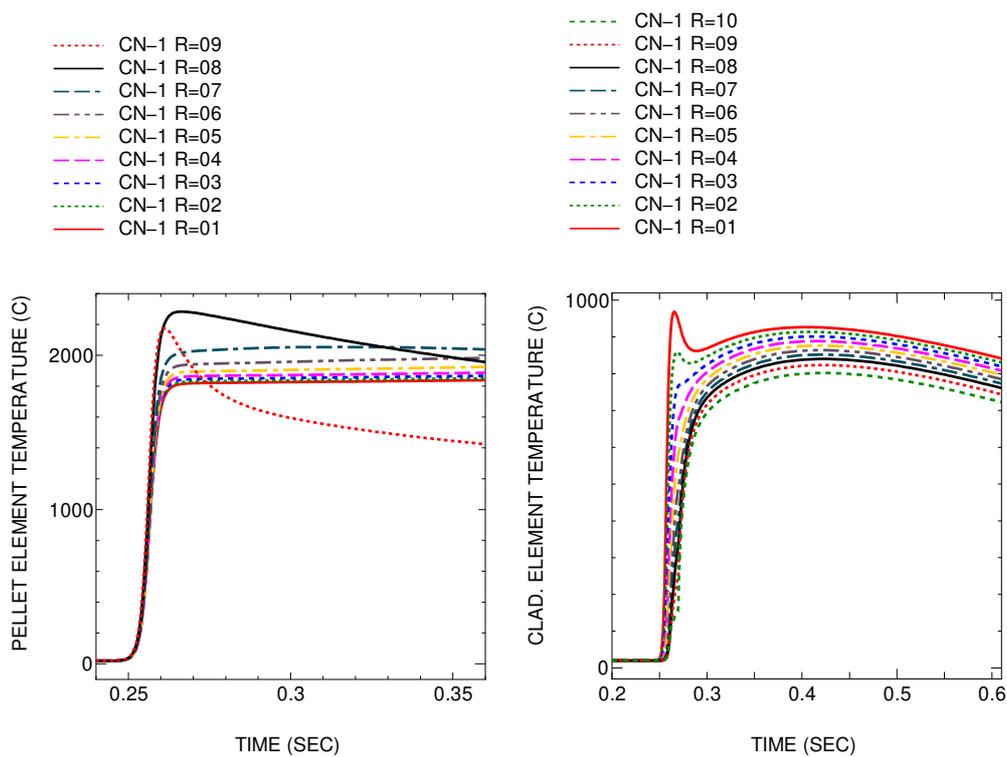


図 4.6.1-4(1) RIA 時燃料ペレット及び燃料被覆管温度の時間履歴 (CN-1)

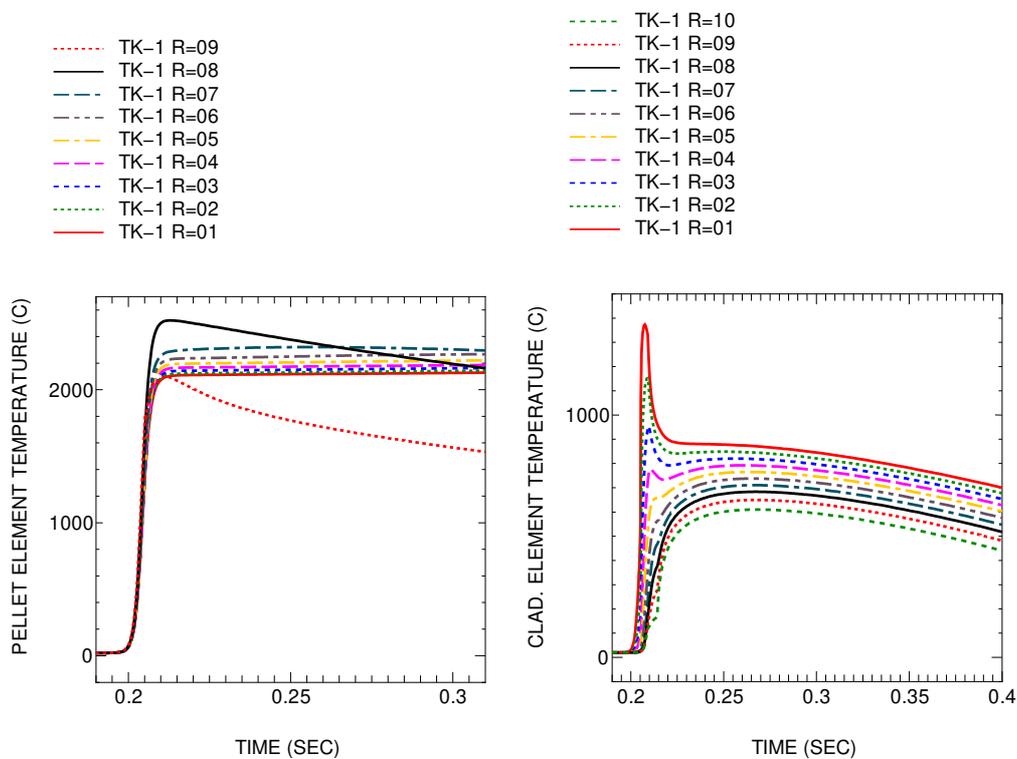


図 4.6.1-4(2) RIA 時燃料ペレット及び燃料被覆管温度の時間履歴 (TK-1)

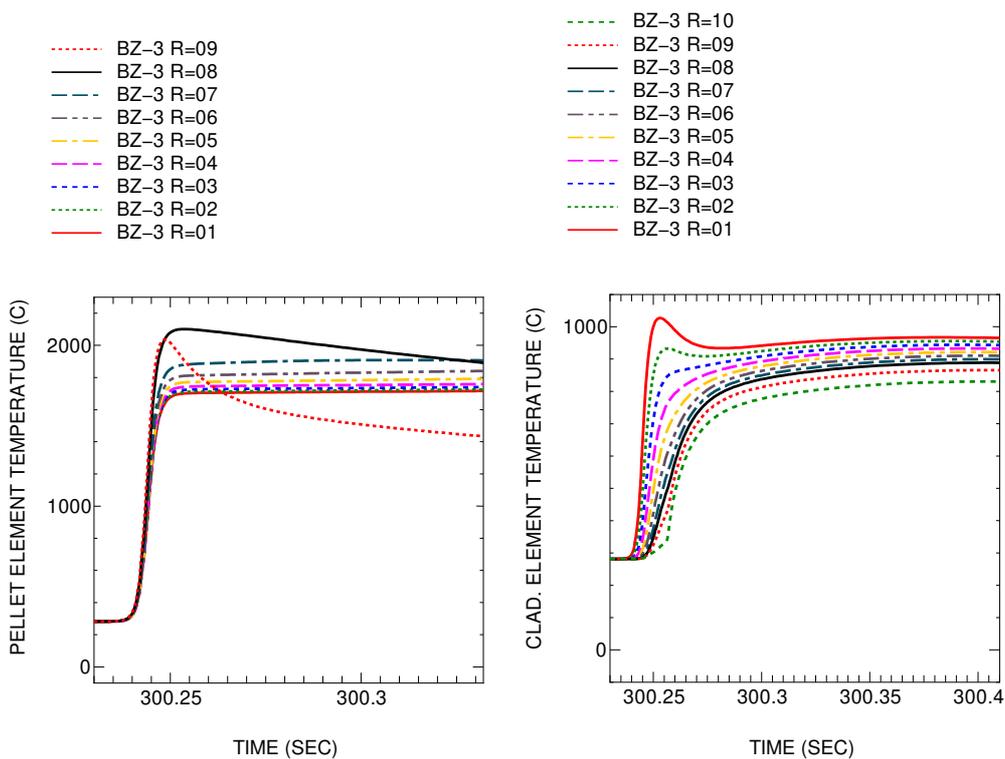


図 4.6.1-4(3) RIA 時燃料ペレット及び燃料被覆管温度の時間履歴(BZ-3)

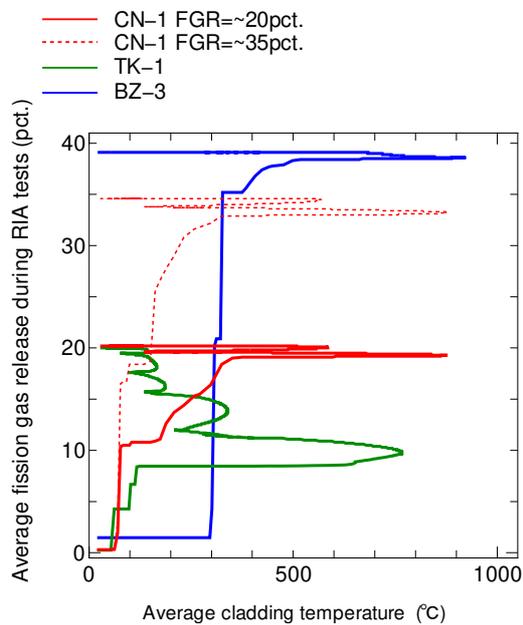


図 4.6.1-5 RIA 時燃料被覆管温度及び過渡 FGR の関係

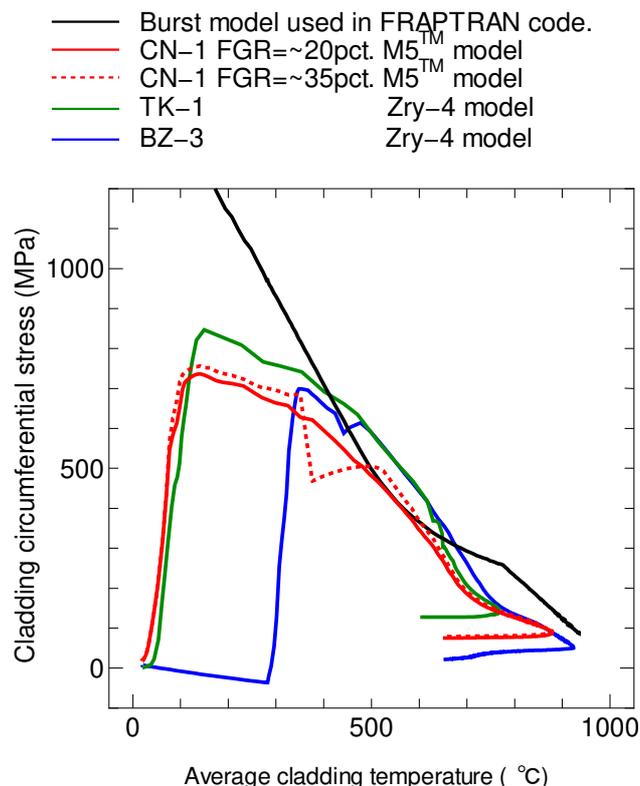


図 4.6.1-6 RIA 時燃料被覆管温度及び平均周方向応力の関係

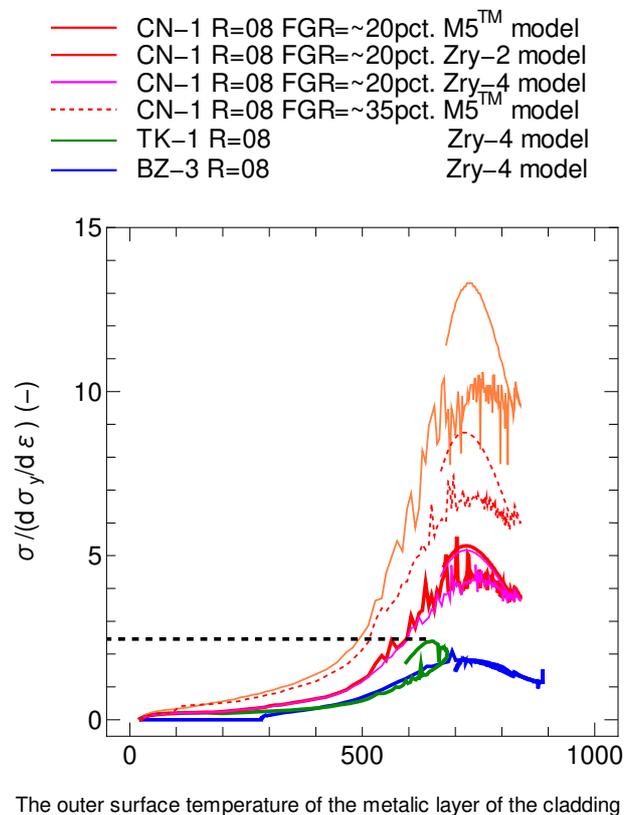


図 4.6.1-7 RIA 時燃料被覆管金属層表面温度及び $\sigma/(d\sigma_y/d\epsilon)$ の関係

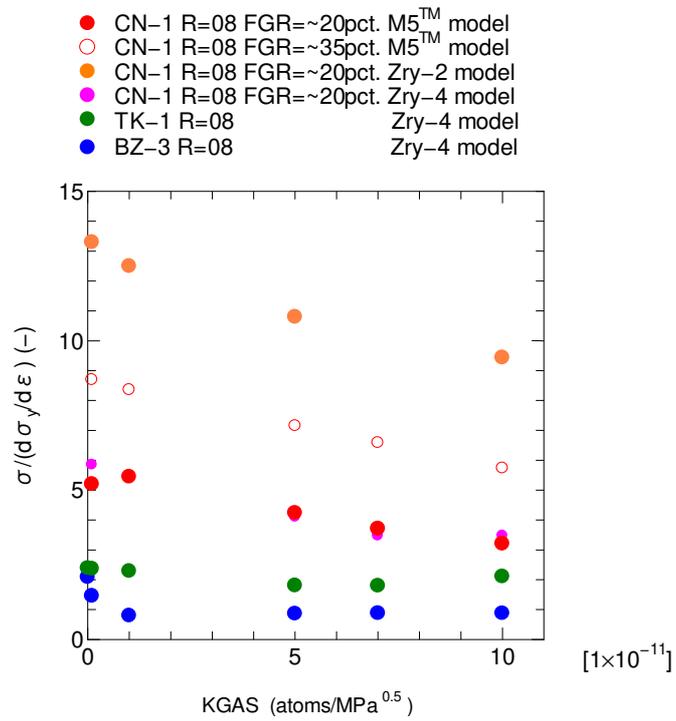


図 4.6.1-8 RIA 時燃料棒プレナムへのガス移行のしやすさを示すパラメータ (KGAS) の相当応力と降伏応力の相当ひずみ変化率の比 ($\sigma/(d\sigma_y/d\epsilon)$) に対する感度解析結果

4.6.2 LOCA バースト時の燃料放出率に関するベイズ推定モデルの検討

(1) 背景

燃料被覆管の破裂開口部からの細片化した燃料ペレットの放出は、FFRD に伴い想定される現象の内最も直接的に炉心冷却性に影響を及ぼし得る要素であることから、燃料被覆管の破裂に伴う燃料放出量の確率論的推定モデル確立は優先度が高い。

燃料被覆管の破裂については実験データも多く、既往の研究⁽¹⁴⁾により信頼に足るモデル式が提案されている。他方、破裂開口部から放出される燃料の量あるいは割合については、既往の数理モデルは少数の実験データを単純にカーブフィットしたものが主であり、物理的根拠に乏しく、内外挿の妥当性を評価し辛いことに加え、そこで見込むべき不確かさも明確でない。

そこで本事業では、まず流体力学および粉体力学的な考察により、破裂時の条件によって燃料が放出される割合を定式化することを目指した。その上で、得られた定式の下で実験データに対するベイズ推定計算を行うことで、その不確かさを評価した。得られた予測式とベイズ推定結果を燃料挙動解析コード FEMAXI/RANNS⁽¹⁵⁾等挙動解析コードから利用可能なよう、サンプリングされたモデルパラメータを電子ファイルとしてまとめ、令和3年度までに整備した LOCA 時燃料被覆管膨れ破裂判定モデルと併せての放出量評価を可能とした。

(2) LOCA バースト時の燃料放出率の予測式

まず燃料放出率を以下のように定義する。

$$R_{\text{release}} = \frac{M_{\text{release}}}{M_{\text{uppen}}}$$

ここで M_{release} はバースト時の細粒化燃料の被覆管外部への放出質量、 M_{uppen} は破裂開口部下端より上側に存在していた燃料の総質量である。

バースト時の細粒化燃料粒子の被覆管内部からの放出現象は、被覆管内外圧差を主たる駆動力とする被覆管内部から外部への流体（内部ガス）の移動によって引き起こされるものとする。すると、流体の流速の方程式を燃料粒子による圧力損失を考慮して記述することで、想定する物理過程に即した放出率の定式化が可能になる。

一方で、燃料ペレットが細粒化していなければ、流速が大きくとも、またギロチン破断によってペレットが丸ごと脱落するといった極端な状況を除けば、被覆管外部への燃料放出はほとんど起こらないと考えられる。また、破裂開口部の大きさによっては、そもそもそこを通り抜けられないという細粒化燃料粒子のサイズも、上限として存在するはずである。

そこで流速による放出率を R_{rlsNSL} 、細粒化燃料の粒子サイズと破裂開口部サイズの関係で規定される放出率の上限（物理的に放出可能な最大質量の割合）を R_{rlsSL} と置くと、放出率 R_{release} は以下の式で表される。

$$R_{\text{release}} = \min(R_{\text{rlsNSL}}, R_{\text{rlsSL}})$$

以下ではこの R_{rlsNSL} と R_{rlsSL} をそれぞれいくつかの仮定に基づいて導出し、ベイズ推定により係数を推定可能にすることを試みる。

① 流速による放出率 R_{rlsNSL} の導出

破裂時の被覆管内部の気体の挙動を考える場合、外力の存在は無視できるので、圧力関数を P とすると流体の運動方程式は

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\text{grad } P$$

となる。

また破裂開口部から噴出する流体に含まれる粉体（細粒化した燃料）の体積割合を $r_{f,\text{vol}}$ 、破裂開口面積を S とすると、単位時間に開口部を通過する気体体積は

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} S (1 - r_{f,\text{vol}})$$

その質量は被覆管内部の気体の密度を $\rho_{g,\text{in}}$ とすると

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} S (1 - r_{f,\text{vol}}) \rho_{g,\text{in}}$$

である。したがって破裂時刻 $t = 0$ から t 秒後までに流出した気体質量は

$$M_{g,\text{loss}}(t) = \int_0^t \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} S (1 - r_{f,\text{vol}}) \rho_{g,\text{in}} dt$$

となる。ただしここで \mathbf{n} は破裂開口面の法線ベクトルである。

ここで被覆管内部の初期気体質量を $M_{g,0}$ と置き、被覆管内部の気体体積を $V_{g,\text{in}}$ とすると、ある時刻 t における被覆管内部の気体密度 $\rho_{g,\text{in}}$ は

$$\rho_{g,\text{in}}(t) = \frac{M_{g,0} - M_{g,\text{loss}}}{V_{g,\text{in}}}$$

と表すことができる。

一般に気体がバロトロピー性を持つと仮定すると圧力方程式 P は以下の式で表される。

$$\int \frac{dp}{\rho} = P$$

細粒化燃料の噴出は短時間で終わるので理想気体で断熱変化を仮定すると、 k を比例定数として

$$p = k\rho^\gamma$$

$$\gamma = \frac{f+2}{f}$$

ただし f は自由度である。したがって

$$\frac{dp}{d\rho} = \gamma k \rho^{\gamma-1}$$

$$P(p) = \int \frac{dp}{\rho} = \int \gamma k \rho^{\gamma-2} d\rho = \frac{\gamma}{\gamma-1} k \rho^{\gamma-1} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho}$$

・細粒化燃料粒子による圧力損失を考慮した流体の運動方程式

粉体層（細粒化した燃料の体積部）の圧力損失は気体速度が最低流動化速度未満であれば速度に比例して増加する一方、同速度以上では一定値を取ると考えられる（図 4.6.2-1）。ここでは細粒化燃料が放出される場合（流動状態）を考えるので圧力損失を一定とする。

被覆管内部では気体密度は $\rho = \rho_{g,in}$ で時間の関数として減少し、外部では被覆管内部の空間に比べて外部の空間が十分広いことから外部における気体密度 $\rho_{g,out} = \text{一定値}$ と見なせる。

また破裂開口面において被覆管厚さ分の厚みを持つ体積部分に注目し、一次元的な流れを仮定すると、

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{du}{dt} + u \frac{du}{dx}$$

ただしここで破裂開口面の中心を通る被覆管の径を x 軸に取り、 u は \mathbf{v} の x 成分である。したがって運動方程式

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\text{grad}P$$

に圧力関数

$$P(p) = \int \frac{dp}{\rho} = \int \gamma k \rho^{\gamma-2} d\rho = \frac{\gamma}{\gamma-1} k \rho^{\gamma-1} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho}$$

を代入して整理すると

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} + u \frac{du}{dx} &= - \left\{ \frac{1}{w} \frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{p_{g,out} - \Delta p_{pow}}{\rho_{g,out}} - \frac{p_{g,in}}{\rho_{g,in}} \right) \right\} \\ &= \left(\frac{1}{w} \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_{g,in}}{\rho_{g,in}} + C \right) \\ &= \left(\frac{1}{w} \frac{\gamma}{\gamma-1} k \rho_{g,in}^{\gamma-1} + C \right) \end{aligned}$$

となる。ただし Δp_{pow} は粉体層による圧力損失、 C は定数、 w は被覆管の厚みであり、

$$C = - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{1}{w} \frac{p_{g,out} - \Delta p_{pow}}{\rho_{g,out}}$$

である。

これと

$$\rho_{g,in}(t) = \frac{M_{g,0} - M_{g,loss}}{V_{g,in}} = \frac{1}{V_{g,in}} \left(M_{g,0} - \int_0^t u S (1 - r_{f,vol}) \rho_{g,in} dt \right)$$

より、 $\rho_{g,in}$ を消去し、 $\rho_{g,in0}$ を初期の被覆管内部の気体密度とすると

$$\left\{ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{du}{dt} + u \frac{du}{dx} - C \right) \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

$$= \rho_{g,in0} - \frac{1}{V_{g,in}} \int_0^t u S (1 - r_{f,vol}) \left\{ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{du}{dt} + u \frac{du}{dx} - C \right) \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}} dt$$

ゆえに

$$\left\{ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{du}{dt} + u \frac{du}{dx} - C \right) \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}} = \rho_{g,in0} - \frac{S(1 - r_{f,vol})}{V_{g,in}} \int_0^t u \left\{ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{du}{dt} + u \frac{du}{dx} - C \right) \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}} dt$$

となる。

このままでは解けないので w (被覆管の厚み) が十分小さく、 $0 \leq x \leq w$ の範囲で u は一定であるとすると

$$\left\{ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{du}{dt} - C \right) \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}} = \rho_{g,in0} - \frac{S(1 - r_{f,vol})}{V_{g,in}} \int_0^t u \left\{ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{du}{dt} - C \right) \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}} dt$$

両辺を t で微分すると

$$\frac{d}{dt} \left\{ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{du}{dt} - C \right) \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}} = - \frac{S(1 - r_{f,vol})}{V_{g,in}} u \left\{ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{du}{dt} - C \right) \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

左辺の微分を実行して

$$\left\{ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{du}{dt} - C \right) \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}-1} \frac{d}{dt} \left\{ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{du}{dt} - C \right) \right\} = - \frac{S(1 - r_{f,vol})}{V_{g,in}} u \left\{ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{du}{dt} - C \right) \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

続いて両辺を $\left\{ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{du}{dt} - C \right) \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}-1}$ で割ると

$$\frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{d^2u}{dt^2} - C \right) = - \frac{S(1 - r_{f,vol})}{V_{g,in}} u \left\{ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{du}{dt} - C \right) \right\}$$

したがって

$$\frac{d^2u}{dt^2} - C = - \frac{S(1 - r_{f,vol})}{V_{g,in}} u \left(\frac{du}{dt} - C \right)$$

となる。

・ $C=0$ のときの微分方程式の解

参考までに粉体による圧力損失と被覆管外部の気体圧力を無視できる場合、上記微分方程式は

$$\frac{d^2u}{dt^2} = - \frac{S(1 - r_{f,vol})}{V_{g,in}} u \frac{du}{dt}$$

ここで

$$u = \frac{\alpha}{t}$$

とすると

$$\frac{du}{dt} = -\frac{\alpha}{t^2}$$

$$\frac{d^2u}{dt^2} = 2\frac{\alpha}{t^3}$$

$$u\frac{du}{dt} = -\frac{\alpha^2}{t^3}$$

なので

$$2\frac{\alpha}{t^3} = \frac{S(1-r_{f,vol})\alpha^2}{V_{g,in}t^3}$$

ゆえに

$$\alpha = \frac{2V_{g,in}}{S(1-r_{f,vol})}$$

となる。

・ $C \neq 0$ のときの微分方程式の解

運動方程式を整理すると

$$\frac{d^2u}{dt^2} + Au\frac{du}{dt} + (1-A)C = 0$$

ただし

$$A = \frac{S(1-r_{f,vol})}{V_{g,in}}$$

ここで B_1 を積分定数とすると

$$\frac{du}{dt} + \frac{A}{2}u^2 = (A-1)Ct + B_1$$

$t = 0$ のとき $u = 0$ なので

$$\frac{du}{dt} = B_1$$

したがって元の運動方程式

$$\left\{ \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{du}{dt} - C \right) \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}} = \rho_{g,in0} - \frac{S(1-r_{f,vol})}{V_{g,in}} \int_0^t u \left\{ \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{w}{k} \left(\frac{du}{dt} - C \right) \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}} dt$$

より

$$\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{w}{k} \{ (A-1)C + B_1 - C \} = \rho_{g,in0}^{\gamma-1}$$

であるから

$$B_1 = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{k}{w} \rho_{g,in0}^{\gamma-1} - AC$$

ここでリッカティの微分方程式の公式より B_2 を適当な定数として

$$U = e^{-\int \left(-\frac{A}{2}\right) u dt + B_2}$$

と置いて両辺の \log を取ると

$$\log U = -\int \left(-\frac{A}{2}\right) u dt + B_2$$

両辺を微分して整理すると

$$u = \frac{2 U'}{A U}$$

さらに微分すると

$$u' = \frac{2 U'' U - (U')^2}{A U^2}$$

これを

$$u' = -\frac{A}{2} u^2 + c(t)$$

ただし

$$c(t) = (A - 1)Ct + B_1$$

に代入して整理すると

$$\frac{2 U'' U - (U')^2}{A U^2} = -\frac{A}{2} \left(\frac{2 U'}{A U}\right)^2 + c(t)$$

$$\frac{2 U''}{A U} = c(t)$$

$$U'' - \frac{A}{2} c(t) U = 0$$

ゆえに

$$U'' - \frac{A}{2} (A - 1)(Ct + B_1) U = 0$$

となり、これは変数定数の 2 階線形微分方程式なのでべき級数展開で解くことができる。

ゆえに

$$C' = \frac{A}{2} (A - 1) C$$

$$B' = \frac{A}{2} (A - 1) B_1$$

として $t = 0$ の周りにおいて

$$U(t) = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + \cdots + a_n t^n + \cdots$$

と置くと

$$\begin{aligned}
U' &= a_1 + 2a_2t + \cdots + (n+1)a_{n+1}t^n + \cdots \\
U'' &= 1 \cdot 2a_2 + 2 \cdot 3a_3t + \cdots + (n+1)(n+2)a_{n+2}t^n + \cdots \\
C'tU' &= C'a_1t + 2C'a_2t^2 + \cdots + nC'a_nt^n + \cdots \\
B'U' &= B'a_1 + 2B'a_2t + \cdots + (n+1)B'a_{n+1}t^n + \cdots
\end{aligned}$$

よので

$$U' - \frac{A}{2}(Ct + B_1)U = 0$$

$$\begin{aligned}
&\Leftrightarrow U'' = 1 \cdot 2a_2 + 2 \cdot 3a_3t + \cdots + (n+1)(n+2)a_{n+2}t^n + \cdots \\
&\quad - C'a_1t - 2C'a_2t^2 - \cdots - nC'a_nt^n - \cdots \\
&\quad + B'a_1 - 2B'a_2t - \cdots - (n+1)B'a_{n+1}t^n - \cdots \\
&\Leftrightarrow U'' = (1 \cdot 2a_2 - 0 - B'a_1) + (2 \cdot 3a_3 - C'a_1 - 2B'a_2)t + \cdots + \{(n+1)(n+2)a_{n+2} - nC'a_n \\
&\quad - (n+1)B'a_{n+1}\}t^n + \cdots
\end{aligned}$$

この式が任意の t について成り立つので

$$(n+1)(n+2)a_{n+2} - (n+1)B'a_{n+1} - nC'a_n = 0$$

この特性方程式の解は

$$x = \frac{(n+1)B' \pm \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)}$$

であるから

$$\begin{aligned}
&(n+1)(n+2)a_{n+2} - (n+1)B'a_{n+1} - nC'a_n = 0 \\
&\Leftrightarrow a_{n+2} - \left\{ \frac{(n+1)B' + \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\} a_{n+1} \\
&\quad = \left\{ \frac{(n+1)B' - \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\} \left\{ a_{n+1} \right. \\
&\quad \quad \left. - \frac{(n+1)B' + \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} a_n \right\} \\
&\Leftrightarrow a_{n+2} - \left\{ \frac{(n+1)B' - \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\} a_{n+1} \\
&\quad = \left\{ \frac{(n+1)B' + \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\} \left\{ a_{n+1} \right. \\
&\quad \quad \left. - \frac{(n+1)B' - \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} a_n \right\}
\end{aligned}$$

ゆえに a_0 、 a_1 を定数とすると

$$\begin{aligned}
a_{n+1} &= \frac{(n+1)B' + \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} a_n \\
&= \left\{ \frac{(n+1)B' - \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} a_1 \\
&\quad - \left\{ \frac{(n+1)B' - \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} \frac{1}{2} B' a_0
\end{aligned}$$

かつ

$$\begin{aligned}
a_{n+1} &= \frac{(n+1)B' - \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} a_n \\
&= \left\{ \frac{(n+1)B' + \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} a_1
\end{aligned}$$

となるので、辺々引くと

$$\begin{aligned}
&\frac{(n+1)B' + \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} a_n \\
&\quad - \frac{(n+1)B' - \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} a_n \\
&= \left\{ \frac{(n+1)B' + \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} a_1 \\
&\quad - \left\{ \frac{(n+1)B' - \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} a_1 \\
&\quad + \left\{ \frac{(n+1)B' - \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} \frac{1}{2} B' a_0 \\
&\Leftrightarrow \frac{\sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{(n+1)(n+2)} a_n \\
&= \left\{ \frac{(n+1)B' + \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} a_1 \\
&\quad - \left\{ \frac{(n+1)B' - \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} a_1 \\
&\quad + \left\{ \frac{(n+1)B' - \sqrt{(n+1)^2B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} \frac{1}{2} B' a_0
\end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow a_n$$

$$= \frac{(n+1)(n+2)}{\sqrt{(n+1)^2 B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}} \left[\left[\left\{ \frac{(n+1)B' + \sqrt{(n+1)^2 B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} \right. \right. \\ \left. \left. - \left\{ \frac{(n+1)B' - \sqrt{(n+1)^2 B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} \right] a_1 \right. \\ \left. + \left\{ \frac{(n+1)B' - \sqrt{(n+1)^2 B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} \frac{1}{2} B' a_0 \right]$$

したがって

$$a_n$$

$$= \frac{(n+1)(n+2)}{\sqrt{(n+1)^2 B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}} \left[\left[\left\{ \frac{(n+1)B' + \sqrt{(n+1)^2 B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} \right. \right. \\ \left. \left. - \left\{ \frac{(n+1)B' - \sqrt{(n+1)^2 B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} \right] a_1 \right. \\ \left. + \left\{ \frac{(n+1)B' - \sqrt{(n+1)^2 B'^2 + 4n(n+1)(n+2)C'}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} \frac{1}{2} B' a_0 \right] \\ = \frac{(n+1)(n+2) \{(n+1)B'\}^{n-2}}{\sqrt{1 + \frac{4n(n+2)C'}{(n+1)B'}}} \left[\left[\left\{ \frac{1 + \sqrt{1 + \frac{4n(n+2)C'}{(n+1)B'}}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} \right. \right. \\ \left. \left. - \left\{ \frac{1 - \sqrt{1 + \frac{4n(n+2)C'}{(n+1)B'}}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} \right] a_1 + \left\{ \frac{1 - \sqrt{1 + \frac{4n(n+2)C'}{(n+1)B'}}}{2(n+1)(n+2)} \right\}^{n-1} \frac{1}{2} B' a_0 \right]$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{2 \sqrt{1 + \frac{4n(n+2)C}{(n+1)B_1}}} \left\{ \frac{A(A-1)B_1}{4(n+2)} \right\}^{n-2} \left[\left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{4n(n+2)C}{(n+1)B_1}} \right\}^{n-1} \right. \\
&\quad \left. - \left\{ 1 - \sqrt{1 + \frac{4n(n+2)C}{(n+1)B_1}} \right\}^{n-1} \right] a_1 \left[\left\{ 1 - \sqrt{1 + \frac{4n(n+2)C}{(n+1)B_1}} \right\}^{n-1} \right] \frac{1}{2} \frac{A}{2} (A \\
&\quad - 1) B_1 a_0 \quad \because \frac{C'}{B'} = \frac{C}{B_1}
\end{aligned}$$

ただし

$$\begin{aligned}
A &= \frac{S(1 - r_{f,vol})}{V_{g,in}} \\
B_1 &= \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{k}{w} \rho_{g,in0}^{\gamma-1} - AC \\
C &= -\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{1}{w} \frac{p_{g,out} - \Delta p_{pow}}{\rho_{g,out}}
\end{aligned}$$

である。

・燃料の放出率

破裂時の撃力（瞬間的に生じた圧力差）によって破裂開口部からの気体の噴出速度は瞬間的に最小流動化速度 u_{min} を超えたとする。

そこから時間とともに被覆管内部圧力が低下し、噴出速度が u_{min} を下回るまでの間、流動化状態の燃料は気体の噴出速度 $u(t)$ と同じ速度で放出されるので、噴出速度が u_{min} に下がる時刻を t_{end} とすると燃料放出量は

$$\begin{aligned}
M_{rlsNSL} &= \rho_{pellet} \int_0^{t_{end}} u S r_{f,vol} dt \\
&= \rho_{pellet} S r_{f,vol} \frac{2}{A} \int_0^{t_{end}} \left(\frac{U'}{U} \right) dt \\
&= \rho_{pellet} S r_{f,vol} \frac{2}{A} [\log(U)]_0^{t_{end}} \\
&= \rho_{pellet} S r_{f,vol} \frac{2}{A} \log(a_0 + a_1 t_{end} + a_2 t_{end}^2 + \dots + a_n t_{end}^n + \dots) \\
&= 2 \rho_{pellet} \frac{r_{f,vol}}{(1 - r_{f,vol})} V_{g,in} \log(a_0 + a_1 t_{end} + a_2 t_{end}^2 + \dots + a_n t_{end}^n + \dots)
\end{aligned}$$

ここで D_{pellet} をペレット径、 ρ_{pellet} をペレット密度、 L_{uppen} を破裂開口部下端から被覆管上端までの長さとする、

$$V_{g,in} = \frac{\pi}{2}(D_{clad}^2 - D_{pellet}^2)L_{clad}$$

であり、破裂開口部下端より上に存在する燃料の質量は

$$\begin{aligned} M_{uppen} &= 2\pi \left(\frac{D_{pellet}}{2}\right)^2 L_{f,uppen} \rho_{pellet} \\ &= \frac{\pi}{2} D_{pellet}^2 L_{f,uppen} \rho_{pellet} \end{aligned}$$

なので燃料放出率は

$$\begin{aligned} R_{rlsNSL} &= \frac{M_{rlsNSL}}{M_{uppen}} \\ &= 2\rho_{pellet} \frac{r_{f,vol}}{(1-r_{f,vol})} \frac{\pi}{2} (D_{clad}^2 - D_{pellet}^2) L_{clad} \frac{1}{\frac{\pi}{2} D_{pellet}^2 L_{f,uppen} \rho_{pellet}} \log(a_0 + a_1 t_{end} + a_2 t_{end}^2 \\ &\quad + \dots + a_n t_{end}^n + \dots) \\ &= 2 \frac{r_{f,vol}}{(1-r_{f,vol})} \frac{D_{clad}^2 - D_{pellet}^2}{D_{pellet}^2} \frac{L_{clad}}{L_{f,uppen}} \log(a_0 + a_1 t_{end} + a_2 t_{end}^2 + \dots + a_n t_{end}^n + \dots) \end{aligned}$$

特に破裂開口部が被覆管の上下方向中点に存在していた場合、 L_{burst} を破裂開口長さ（上下方向）として

$$L_{uppen} = \frac{1}{2}(L_{clad} + L_{burst})$$

なので

$$R_{rlsNSL} = 4 \frac{r_{f,vol}}{(1-r_{f,vol})} \frac{D_{clad}^2 - D_{pellet}^2}{D_{pellet}^2} \frac{L_{clad}}{L_{clad} + L_{burst}} \log(a_0 + a_1 t_{end} + a_2 t_{end}^2 + \dots + a_n t_{end}^n + \dots)$$

ここで t_{end} は 0 近辺で考えているため、3 次以上の項を無視すると

$$R_{rlsNSL} = 4 \frac{r_{f,vol}}{(1-r_{f,vol})} \frac{D_{clad}^2 - D_{pellet}^2}{D_{pellet}^2} \frac{L_{clad}}{L_{clad} + L_{burst}} \log(a_0 + a_1 t_{end} + a_2 t_{end}^2)$$

となる。

・ $a_0 \sim a_2$ の導出

$t_{end} = 0$ のとき $M_{release} = 0$ であるから $a_0 = 1$ 。

また放出速度 u の初速を u_0 と置くと

$$u = \frac{2U'}{AU}$$

$$U(0) = a_0$$

$$U'(0) = a_1$$

より

$$u_0 = \frac{2 a_1}{A a_0}$$

ゆえに

$$a_1 = \frac{A a_0 u_0}{2} = \frac{A}{2} u_0$$

これを a_n の漸化式に代入すると

$$\begin{aligned} a_2 &= a_1 \frac{1}{2 \sqrt{1 + \frac{32 C}{3 B_1}}} + \left(1 - \sqrt{1 + \frac{32 C}{3 B_1}} \right) \frac{1 A}{2 \cdot 2} (A - 1) B_1 a_0 \\ &= \frac{A u_0}{2} \frac{1}{8} + \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{32 C}{3 B_1}}} - 1 \right) A (A - 1) B_1 \\ &= \frac{A}{2} u_0 + A_2 \end{aligned}$$

ただし

$$A_2 = \frac{1}{8} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{32 C}{3 B_1}}} - 1 \right) A (A - 1) B_1$$

である。

・ t_{end} の導出

$$u = \frac{2 U'}{A U}$$

$$U(t) = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + \dots + a_n t^n + \dots$$

なので t^2 までを考慮すると

$$u = \frac{2}{A} \frac{a_1 + 2 a_2 t}{a_0 + a_1 t + a_2 t^2}$$

$u = u_{min}$ のとき

$$A u_{min} (a_0 + a_1 t_{end} + a_2 t_{end}^2) = 2 (a_1 + 2 a_2 t_{end})$$

$$\Leftrightarrow a_2 t_{end}^2 + (A u_{min} a_1 - 2 a_2) t_{end} + A u_{min} a_0 - 2 a_1 = 0$$

この解は

$$t_{end} = \frac{-(A u_{min} a_1 - 2 a_2) \pm \sqrt{(A u_{min} a_1 - 2 a_2)^2 - 4 a_2 (A u_{min} a_0 - 2 a_1)}}{2 a_2}$$

$a_0 = 1$ 、 $a_1 = \frac{A}{2} u_0$ 、 $a_2 = \frac{A}{2} u_0 + A_2$ なので

t_{end}

$$\begin{aligned}
 &= \frac{-(A^2 u_{min} u_0 - 2(Au_0 + 2A_2)) \pm \sqrt{(A^2 u_{min} u_0 - 2(Au_0 + 2A_2))^2 - 8(Au_0 + 2A_2)(Au_{min} - Au_0)}}{2(Au_0 + 2A_2)} \\
 &= - \left\{ \frac{A^2}{2(Au_0 + 2A_2)} u_{min} u_0 - 1 \right\} \\
 &\quad \pm \sqrt{\left\{ \frac{A^2}{2(Au_0 + 2A_2)} u_{min} u_0 - 1 \right\}^2 - 4 \frac{A}{2(Au_0 + 2A_2)} (u_{min} - u_0)}
 \end{aligned}$$

である。ここで第二項が負であると $t_{end} < 0$ となって不適なので、結局

$$\begin{aligned}
 t_{end} &= - \left\{ \frac{A^2}{2(Au_0 + 2A_2)} u_{min} u_0 - 1 \right\} \\
 &\quad + \sqrt{\left\{ \frac{A^2}{2(Au_0 + 2A_2)} u_{min} u_0 - 1 \right\}^2 - 4 \frac{A}{2(Au_0 + 2A_2)} (u_{min} - u_0)}
 \end{aligned}$$

となる。

・初速 u_0 の導出

気体の運動方程式

$$\frac{\delta u}{\delta t} + u \frac{\delta u}{\delta x} = -grad P$$

$$P = \int \frac{1}{\rho} dp$$

より微小な時間 τ について極限を取ると

$$\begin{aligned}
 u_0 &= - \lim_{\tau \rightarrow 0} \int_0^\tau grad P dt \\
 &= - grad \lim_{\tau \rightarrow 0} \int_0^\tau P dt
 \end{aligned}$$

ここで p を破裂開口部の微小な被覆管内側境界部分 $p_{g,in}$ と外側境界部分 $p_{g,border}$ に分けて考えると $t = 0$ のとき気体圧力は空間について一定なので

$$p_{g,border} = \begin{cases} p_{g,in}, & t = 0 \\ p_{g,out}, & t = \tau \end{cases}$$

したがって $p_{g,in}$ の $t = 0$ での値を $p_{g,in0}$ として

$$\frac{dp_{g,border}}{dt} = \frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\tau}$$

$$\Leftrightarrow dp_{g,border} = \frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\tau} dt$$

また $t = 0$ の気体密度は $\rho_{g,in0}$ 、微小時間後の気体密度は連続方程式より

$$\rho_{g,in} = \rho_{g,in0} - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \rho_{g,in0} t$$

なので

$$\begin{aligned} P &= \int \frac{1}{\rho} dp \\ &= \frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\tau} \int \frac{1}{\rho} dt \\ &= \frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\tau} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_{g,in0}} + \frac{1}{\rho_{g,in0} - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \rho_{g,in0} t} \right) t \\ &= \frac{1}{2} \frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\rho_{g,in0}} \frac{1}{\tau} \left(t + \frac{1}{1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 t} t \right) \end{aligned}$$

ゆえに P を積分すると部分積分の公式により

$$\int_0^\tau P dt = \frac{1}{2} \frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\rho_{g,in0}} \frac{1}{\tau} \left(\frac{1}{2} \tau^2 - \frac{1}{\frac{\delta}{\delta x} u_0} \tau \log \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau \right) - \int_0^\tau \frac{1}{\frac{\delta}{\delta x} u_0} \log \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 t \right) dt \right)$$

ここで

$$1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 t = T$$

と置くと

$$\begin{aligned} -\frac{\delta}{\delta x} u_0 &= \frac{dT}{dt} \\ \Leftrightarrow dt &= -\frac{1}{\frac{\delta}{\delta x} u_0} dT \end{aligned}$$

であり、 $t = 0$ のとき $T = 1$ 、 $t = \tau$ のとき $T = 1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau$ である。ゆえに

$$\begin{aligned} \int_0^\tau \frac{1}{\frac{\delta}{\delta x} u_0} \log \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 t \right) dt &= \frac{1}{\left(\frac{\delta}{\delta x} u_0 \right)^2} \int_{1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau}^1 \log(T) dT \\ &= \frac{1}{\left(\frac{\delta}{\delta x} u_0 \right)^2} \left\{ 1 \cdot \log 1 - 1 - \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau \right) \log \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau \right) + \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau \right) \right\} \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{\left(\frac{\delta}{\delta x} u_0\right)^2} \left\{ - \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau\right) \log \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau\right) + \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau \right\}$$

以上により

$$\begin{aligned} \lim_{\tau \rightarrow 0} \int_0^\tau P dt &= \lim_{\tau \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{2} \frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\rho_{g,in0}} \frac{1}{\tau} \left(\frac{1}{2} \tau^2 - \frac{1}{\frac{\delta}{\delta x} u_0} \tau \log \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau\right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \int_0^\tau \frac{1}{\frac{\delta}{\delta x} u_0} \log \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 t\right) dt \right) \right\} \\ &= \lim_{\tau \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{2} \frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\rho_{g,in0}} \frac{1}{\tau} \left(\frac{1}{2} \tau^2 - \frac{1}{\frac{\delta}{\delta x} u_0} \tau \log \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau\right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{\left(\frac{\delta}{\delta x} u_0\right)^2} \left\{ \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau\right) \log \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau\right) - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau \right\} \right) \right\} \\ &= \lim_{\tau \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{2} \frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\rho_{g,in0}} \left(\frac{1}{2} \tau - \frac{1}{\frac{\delta}{\delta x} u_0} \log \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau\right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{\left(\frac{\delta}{\delta x} u_0\right)^2} \left\{ \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau\right) \frac{\log \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau\right)}{\tau} - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \right\} \right) \right\} \\ &= \lim_{\tau \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{2} \frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\rho_{g,in0}} \left(\frac{1}{\left(\frac{\delta}{\delta x} u_0\right)^2} \left\{ \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau\right) \frac{\log \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau\right)}{\tau} - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \right\} \right) \right\} \end{aligned}$$

ここで $\frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau = T$ と置くと

$$\begin{aligned} \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\log \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau\right)}{\tau} &= \frac{\delta}{\delta x} u_0 \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\log \left(1 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau\right)}{\frac{\delta}{\delta x} u_0 \tau} \\ &= \frac{\delta}{\delta x} u_0 \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\log(1 - T)}{T} \\ &= - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \end{aligned}$$

したがって

$$\begin{aligned} \lim_{\tau \rightarrow 0} \int_0^\tau P dt &= \left\{ \frac{1}{2} \frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\rho_{g,in0}} \left(\frac{1}{\left(\frac{\delta}{\delta x} u_0\right)^2} \left\{ -\frac{\delta}{\delta x} u_0 - \frac{\delta}{\delta x} u_0 \right\} \right) \right\} \\ &= -\frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\rho_{g,in0}} \frac{1}{\frac{\delta}{\delta x} u_0} \end{aligned}$$

ゆえに

$$\begin{aligned} u_0 &= -grad \lim_{\tau \rightarrow 0} \int_0^\tau P dt \\ &= grad \frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\rho_{g,in0}} \frac{1}{u_0'} \\ &= -\frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\rho_{g,in0}} \frac{u_0''}{u_0'^2} \end{aligned}$$

両辺に u_0' をかけると

$$u_0' u_0 = -\frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\rho_{g,in0}} \frac{u_0''}{u_0'}$$

両辺を積分して

$$\begin{aligned} u_0^2 &= -2 \frac{p_{g,out} - p_{g,in0}}{\rho_{g,in0}} \log(C_U u_0') \\ \Leftrightarrow \log(C_U u_0') &= -\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,in0}}{p_{g,out} - p_{g,in0}} u_0^2 \\ \Leftrightarrow u_0' &= C_U' e^{-\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,in0}}{p_{g,out} - p_{g,in0}} u_0^2} \\ \Leftrightarrow u_0' \left(e^{-\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,in0}}{p_{g,out} - p_{g,in0}} u_0^2} \right)^{-1} &= C_U' e^{-\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,in0}}{p_{g,out} - p_{g,in0}} u_0^2} \left(e^{-\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,in0}}{p_{g,out} - p_{g,in0}} u_0^2} \right)^{-1} \\ \Leftrightarrow u_0' e^{\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,in0}}{p_{g,in0} - p_{g,out}} u_0^2} &= C_U' \\ \Leftrightarrow e^{\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,in0}}{p_{g,in0} - p_{g,out}} u_0^2} \delta u_0 &= C_U' \delta x \end{aligned}$$

ここで

$$u_0 \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,in0}}{p_{g,in0} - p_{g,out}}} = j_0$$

と置くと

$$\sqrt{\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,in0}}{p_{g,in0} - p_{g,out}}} = \frac{dj_0}{du_0}$$

$$\Leftrightarrow du_0 = \frac{dj_0}{\sqrt{\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,ino}}{p_{g,ino} - p_{g,out}}}}$$

ゆえに

$$e^{-j_0^2} \delta j_0 = C'_U \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,ino}}{p_{g,ino} - p_{g,out}}} \delta x$$

であり、両辺を積分すると左辺は誤差関数である。したがって

$$\int e^{-j_0^2} \delta j_0 = C'_U \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,ino}}{p_{g,ino} - p_{g,out}}} \int \delta x$$

$$\Leftrightarrow \text{erf}(j_0) = C'_U x \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,ino}}{p_{g,ino} - p_{g,out}}} + C_e$$

$$\Leftrightarrow j_0 = \text{erf}^{-1} \left(C'_U x \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,ino}}{p_{g,ino} - p_{g,out}}} + C_e \right)$$

$$\Leftrightarrow u_0 = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,ino}}{p_{g,ino} - p_{g,out}}}} \text{erf}^{-1} \left(C'_U x \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,ino}}{p_{g,ino} - p_{g,out}}} + C_e \right)$$

となる。

・ 最小流動化速度 u_{min} と圧力損失 Δp_{pow} の導出

一般に急激な圧力変化により動き出した流体の当初の流動形態は層流に近似できる。放出持続時間 t_{end} がその範囲に十分収まるという根拠はないものの、流速は $t = 0$ のとき最大値 u_0 を取り、その後時間とともに減少していくことから、燃料放出量への寄与は初期の方が大きくなる。そのため、簡単のために層流のみを考えることにしても実際の現象から大きく外れることはないと期待できる。そこで流動化前の燃料粉体中を移動する気体が受ける粉体層長さ当たりの圧力損失を、エルガンの式の層流項より

$$\frac{\Delta p_{pow}}{\Delta x} = 150 \frac{(1 - \epsilon)^2 \mu_g u}{\epsilon^3 d_f^2}$$

と表すことにする。

ただしここで

d_f は細粒化燃料粒子径

ϵ は粉体の空間率

μ_g は気体の粘度
である。

ここで

$$\epsilon = 1 - r_{f,vol}$$

なので $u = u_{min}$ で破裂開口部の圧力損失は

$$\Delta p_{pow} = 150 \frac{r_{f,vol}^2 \mu u_{min}}{(1 - r_{f,vol})^3 d_f^2} w \quad (1)$$

となる。

また粉体層が流動化するには各粒子が浮き上がる必要があるので、鉛直方向の釣り合いの式より

$$\left\{ \frac{150(1 - \epsilon_{mf})}{\Psi_c^2 \epsilon_{mf}^3} \right\} Re_{mf}^2 = Ar$$

$$Re_{mf} = \frac{d_f \rho_f u_{vmin}}{\mu_g}$$

$$Ar = \frac{d_f^3 \rho_{g,in} (\rho_f - \rho_{g,in}) g}{\mu_g^2}$$

ただしここで

Ψ_c はカルマンの形状係数

ϵ_{mf} は流動化開始時の空間率

Re_{mf} は粒子レイノルズ数

Ar はアルキメデス数

ρ_f は燃料物質の密度

g は重力加速度

u_{vmin} は u_{min} の鉛直方向成分

である。

ゆえに k_u を定数として

$$u_{min} = k_u u_{vmin} = \frac{k_u}{\rho_f} \sqrt{\frac{d_f \rho_{g,in} (\rho_f - \rho_{g,in}) g \Psi_c^2 \epsilon_{mf}^3}{150(1 - \epsilon_{mf})}}$$

これにより圧力損失は式(1)より

$$\Delta p_{pow} = 150 \frac{r_{f,vol}^2 \mu_g}{(1 - r_{f,vol})^3} w \frac{k_u}{\rho_f} \sqrt{\frac{\rho_{g,in} (\rho_f - \rho_{g,in}) g \Psi_c^2 \epsilon_{mf}^3}{150(1 - \epsilon_{mf}) d_f^3}}$$

となる。

・流体中の燃料の体積割合 $r_{f,vol}$ に関する仮定

さらに $r_{f,vol}$ についてローラーの式より細粒化燃料の充填領域の空間率（気体体積割合） ϵ_{mf} は d_{fc} を限界粒子径、 ϵ_c 、 n を定数とした場合、

$$\epsilon_{mf} = \begin{cases} \epsilon_c, & (d_{fc} \leq d_f) \\ \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\epsilon_c} - 1\right) \left(\frac{d_f}{d_{fc}}\right)^n} \epsilon_c, & (d_{fc} \geq d_f) \end{cases}$$

と表されることから、仮に $r_{f,vol} \simeq 1 - \epsilon_{mf}$ とすると

$$\begin{aligned} r_{f,vol} &= 1 - \epsilon_{mf} \\ &= \begin{cases} 1 - \epsilon_c, & (d_{fc} \leq d_f) \\ 1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\epsilon_c} - 1\right) \left(\frac{d_f}{d_{fc}}\right)^n} \epsilon_c, & (d_{fc} \geq d_f) \end{cases} \end{aligned}$$

となる。ただし d_{fc} は一般に数十 μm ～数 mm 、 n は一般に0～1の範囲である。

・燃焼度と細粒化燃料粒子径 d_f に関する仮定

仮に、細粒化した燃料の総表面積 S_f は核反応によって生じた格子欠陥の数に比例すると考えると、格子欠陥の数は概ね燃焼度 G に比例し、粒子1個の表面積 s_f は粒子径の2乗に比例する一方で同じ体積から生じる粒子の個数 N_f は粒子径の逆数の3乗に比例することから、結局

$$\begin{aligned} S_f &\propto G \\ s_f &\propto d_f^2 \\ N_f &\propto d_f^{-3} \\ S_f &= s_f \times N_f \end{aligned}$$

から

$$\begin{aligned} d_f^2 &\propto \frac{S_f}{N_f} \propto G d_f^3 \\ \Leftrightarrow d_f &\propto \frac{1}{G} \end{aligned}$$

ゆえに

$$d_f = A_d G^{-1}$$

となる。

実際には細粒化は出力履歴や温度等多数の因子に影響されることから、 d_f は必ずしも G の -1 乗にはならない。しかし乗数が極端に大きな数字（ -100 や -20 等）になることもまたないと考えられることから、 α を期待値1程度で十分な裾野の広さを持つ対数正規分布とし

$$d_f = A_d G^{-\alpha} + B_d$$

とすることで燃料細片化に不確かさを見込んだ現実的な計算が可能になると思われる。

② 細粒化燃料粒子サイズと破裂開口部サイズによる最大放出率 R_{rlSSL} の導出

ここまで細粒化燃料の粒子サイズには特に分布を想定せず単一の粒子径 d_f によって議論を進めたが、実際には細粒化燃料の粒子サイズにはばらつきがあり、それが破裂開口部を通過可能な質量割合にも関わると考えられる。そこで以後は粒子径 d_f をその期待値 \hat{d}_f に置き換えて考える。

ここで簡単のため、暫定的に燃料細粒の形状が全て球で表せるとし、その粒子径の分布を μ 、 σ をパラメータに持つ対数正規分布とすると、対数正規分布の期待値は $e^{\mu+\sigma^2/2}$ であるから

$$e^{\mu+\sigma^2/2} = \hat{d}_f$$

ゆえに

$$\mu = \log(\hat{d}_f) - \frac{1}{2}\sigma^2$$

また細粒化燃料の粒子数 N_f は

$$N_f = A_N \hat{d}_f^{-3}$$

であり、その総質量 M_{frag} は

$$\begin{aligned} M_{frag} &= \rho_f N_f \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma x}} \exp\left(-\frac{(\log x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \cdot \frac{4}{3}\pi x^3 dx \\ &= \frac{4\sqrt{\pi}}{3\sqrt{2\sigma}} \rho_f N_f \int_0^\infty x^{\frac{5}{2}} \exp\left(-\frac{(\log x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) dx \end{aligned}$$

と表される。

ここで

$$t = \frac{\log x - \mu}{\sqrt{2}\sigma}$$

と置くと

$$x = e^{t\sqrt{2}\sigma + \mu}$$

であり

$$dx = \sqrt{2}\sigma e^{t\sqrt{2}\sigma + \mu} dt$$

また

$$x \rightarrow 0 \text{ のとき } t \rightarrow -\infty$$

$$x \rightarrow \infty \text{ のとき } t \rightarrow +\infty$$

ゆえに

$$M_{frag} = \frac{4\sqrt{\pi}}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f N_f \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{5}{2}t\sqrt{2}\sigma + \frac{5}{2}\mu} e^{-t^2} dt$$

$$= \frac{4\sqrt{\pi}}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f N_f e^{\frac{25}{8}\sigma^2 + \frac{5}{2}\mu} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(t - \frac{5}{4}\sqrt{2}\sigma)^2} dt$$

ここでさらに

$$s = t - \frac{5}{4}\sqrt{2}\sigma$$

と置くと $ds = dt$ であり、積分範囲は共通である。

ゆえにガウス積分の公式により

$$\begin{aligned} M_{frag} &= \frac{4\sqrt{\pi}}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f N_f e^{\frac{25}{8}\sigma^2 + \frac{5}{2}\mu} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-s^2} ds \\ &= \frac{4\sqrt{\pi}}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f N_f e^{\frac{25}{8}\sigma^2 + \frac{5}{2}\mu} \sqrt{\pi} \\ &= \frac{4\pi}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f N_f e^{\frac{25}{8}\sigma^2 + \frac{5}{2}\mu} \end{aligned}$$

ここで

$$\begin{aligned} \mu &= \log(\hat{d}_f) - \frac{1}{2}\sigma^2 \\ N_f &= A_N (\hat{d}_f)^{-3} \end{aligned}$$

より

$$\begin{aligned} M_{frag} &= \frac{4\pi}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f (A_N \hat{d}_f^{-3}) e^{\frac{25}{8}\sigma^2 + \frac{5}{2}\{\log(\hat{d}_f) - \frac{1}{2}\sigma^2\}} \\ &= \frac{4\pi}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f A_N \hat{d}_f^{-3} \hat{d}_f^{\frac{5}{2}} e^{\frac{15}{8}\sigma^2} \\ &= \frac{4\pi}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f A_N \hat{d}_f^{-\frac{1}{2}} e^{\frac{15}{8}\sigma^2} \end{aligned}$$

実際に必要なのは細粒化燃料のうち粒子径が $\min(D_{burst}, L_{burst})$ より十分小さいものの総質量である。

これは $x = \beta \min(D_{burst}, L_{burst})$ ($0 < \beta < 1$) のとき

$$\begin{aligned} s &= t - \frac{5}{4}\sqrt{2}\sigma \\ &= \frac{\log x - \mu}{\sqrt{2}\sigma} - \frac{5}{4}\sqrt{2}\sigma \\ &= \frac{\log(\beta \min(D_{burst}, L_{burst})) - \mu}{\sqrt{2}\sigma} - \frac{5}{4}\sqrt{2} \end{aligned}$$

であるから

$$\begin{aligned} s' &= -s \\ \Leftrightarrow -ds' &= ds \end{aligned}$$

と置くと相補誤差関数の定義により

$$\begin{aligned}
M_{frag, d_f < \min(D_{burst}, L_{burst})} &= \frac{2\pi}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f N_f e^{\frac{25}{8}\sigma^2 + \frac{5}{2}\mu} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\frac{\log(\beta \min(D_{burst}, L_{burst})) - \mu}{\sqrt{2}\sigma} - \frac{5}{4}\sqrt{2}\sigma} e^{-s^2} ds \\
&= \frac{2\pi}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f N_f e^{\frac{25}{8}\sigma^2 + \frac{5}{2}\mu} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\infty}^{\frac{\log(\beta \min(D_{burst}, L_{burst})) - \mu}{\sqrt{2}\sigma} - \frac{5}{4}\sqrt{2}\sigma} -e^{-s'^2} ds' \\
&= \frac{2\pi}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f N_f e^{\frac{25}{8}\sigma^2 + \frac{5}{2}\mu} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{\log(\beta \min(D_{burst}, L_{burst})) - \mu}{\sqrt{2}\sigma} - \frac{5}{4}\sqrt{2}\sigma}^{\infty} e^{-s'^2} ds' \\
&= \frac{2\pi}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f N_f e^{\frac{25}{8}\sigma^2 + \frac{5}{2}\mu} \operatorname{erfc} \left(-\frac{\log(\beta \min(D_{burst}, L_{burst})) - \mu}{\sqrt{2}\sigma} + \frac{5}{4}\sqrt{2}\sigma \right)
\end{aligned}$$

ゆえに

$$\begin{aligned}
M_{frag, d_f < \min(D_{burst}, L_{burst})} &= \frac{2\pi}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f (A_N \hat{d}_f^{-3}) e^{\frac{25}{8}\sigma^2 + \frac{5}{2}(\log(\hat{d}_f) - \frac{1}{2}\sigma^2)} \operatorname{erfc} \left(-\frac{\log(\min(D_{burst}, L_{burst})) - (\log(\hat{d}_f) - \frac{1}{2}\sigma^2)}{\sqrt{2}\sigma} \right. \\
&\quad \left. + \frac{5}{4}\sqrt{2}\sigma \right) \\
&= \frac{2\pi}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f (A_N \hat{d}_f^{-3}) e^{\frac{25}{8}\sigma^2 + \frac{5}{2}(\log(\hat{d}_f) - \frac{1}{2}\sigma^2)} \operatorname{erfc} \left(-\frac{\log(\min(D_{burst}, L_{burst})) - \log(\hat{d}_f)}{\sqrt{2}\sigma} - \frac{1}{4}\sqrt{2}\sigma \right. \\
&\quad \left. + \frac{5}{4}\sqrt{2}\sigma \right) \\
&= \frac{2\pi}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f A_N \hat{d}_f^{-\frac{1}{2}} e^{\frac{15}{8}\sigma^2} \operatorname{erfc} \left(-\frac{1}{\sqrt{2}\sigma} \log \left(\frac{\beta \min(D_{burst}, L_{burst})}{\hat{d}_f} \right) + \sqrt{2}\sigma \right)
\end{aligned}$$

となる。

ここで

$$\begin{aligned}
A_N &= A'_N 2\pi \left(\frac{D_{pellet}}{2} \right)^2 L_{uppen} \frac{1}{\frac{4}{3}\pi \left(\frac{1}{2} \right)^3} \\
&= A'_N 3D_{pellet}^2 L_{uppen}
\end{aligned}$$

とすると

$$\begin{aligned}
M_{uppen} &= 2\pi \left(\frac{D_{pellet}}{2} \right)^2 L_{uppen} \rho_f \\
&= \frac{\pi}{2} D_{pellet}^2 L_{uppen} \rho_f
\end{aligned}$$

であるから

$$\begin{aligned}
R_{rlsSL} &= \frac{M_{frag, d_f < \min(D_{burst}, L_{burst})}}{M_{uppen}} \\
&= \frac{1}{\frac{\pi}{2} D_{pellet}^2 L_{uppen} \rho_f} \frac{2\pi}{3\sqrt{2}\sigma} \rho_f A'_N 3D_{pellet}^2 L_{uppen} \hat{d}_f^{-\frac{1}{2}} e^{\frac{15}{8}\sigma^2} \operatorname{erfc} \left(-\frac{1}{\sqrt{2}\sigma} \log \left(\frac{\beta \min(D_{burst}, L_{burst})}{\hat{d}_f} \right) \right. \\
&\quad \left. + \sqrt{2}\sigma \right) \\
&= \frac{4}{\sqrt{2}\sigma} A'_N \hat{d}_f^{-\frac{1}{2}} e^{\frac{15}{8}\sigma^2} \operatorname{erfc} \left(-\frac{1}{\sqrt{2}\sigma} \log \left(\frac{\beta \min(D_{burst}, L_{burst})}{\hat{d}_f} \right) + \sqrt{2}\sigma \right)
\end{aligned}$$

となる。

③ 予測式のまとめ

以上により LOCA バースト時の燃料放出率の予測式は以下のようにまとめることができる。

$$\begin{aligned}
R_{release} &= \min(R_{rlsNSL}, R_{rlsSL}) \\
R_{rlsNSL} &= 4 \frac{r_{f,vol}}{(1 - r_{f,vol})} \frac{D_{clad}^2 - D_{pellet}^2}{D_{pellet}^2} \frac{L_{clad}}{L_{clad} + L_{burst}} \log \left(1 + \frac{A}{2} u_0 t_{end} + \left(\frac{A}{2} u_0 + A_2 \right) t_{end}^2 \right) \\
r_{f,vol} &= \begin{cases} 1 - \epsilon_c, & (d_{fc} \leq \hat{d}_f) \\ 1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\epsilon_c} - 1 \right) \left(\frac{\hat{d}_f}{d_{fc}} \right)^n} \epsilon_c, & (d_{fc} \geq \hat{d}_f) \end{cases} \\
\hat{d}_f &= A_d G^{-\alpha} + B_d \\
A &= \frac{S(1 - r_{f,vol})}{V_{g,in}} \\
u_0 &= \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,in0}}{\rho_{g,in0} - \rho_{g,out}}}} \operatorname{erf}^{-1} \left(C'_U x \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,in0}}{\rho_{g,in0} - \rho_{g,out}}} + C_e \right) \\
t_{end} &= - \left\{ \frac{A^2}{2(Au_0 + 2A_2)} u_{min} u_0 - 1 \right\} \\
&\quad + \sqrt{\left\{ \frac{A^2}{2(Au_0 + 2A_2)} u_{min} u_0 - 1 \right\}^2 - 4 \frac{A}{2(Au_0 + 2A_2)} (u_{min} - u_0)} \\
u_{min} &= \frac{k_u}{\rho_f} \sqrt{\frac{\hat{d}_f \rho_{g,in} (\rho_f - \rho_{g,in}) g \Psi_c^2 (1 - r_{f,vol})^3}{150 r_{f,vol}}}
\end{aligned}$$

$$A_2 = \frac{1}{8} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{32C}{3B_1}}} - 1 \right) A(A-1)B_1$$

$$B_1 = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{k}{w} \rho_{g,in0}^{\gamma-1} - AC$$

$$C = -\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{1}{w} \frac{p_{g,out} - \Delta p_{pow}}{\rho_{g,out}}$$

$$\Delta p_{pow} = 150 \frac{r_{f,vol}^2 \mu_g}{(1 - r_{f,vol})^3} w \frac{k_u}{\rho_f} \sqrt{\frac{\rho_{g,in}(\rho_f - \rho_{g,in}) g \Psi_c^2 \epsilon_{mf}^3}{150 r_{f,vol} \hat{d}_f^3}}$$

$$R_{rlSSL} = \frac{4}{\sqrt{2}\sigma} A'_N \hat{d}_f^{-\frac{1}{2}} e^{\frac{15}{8}\sigma^2} \operatorname{erfc} \left(-\frac{1}{\sqrt{2}\sigma} \log \left(\frac{\beta \min(D_{burst}, L_{burst})}{\hat{d}_f} \right) + \sqrt{2}\sigma \right)$$

(3) LOCA バースト時の燃料放出率の予測式のベイズ推定

前節までの考察により LOCA バースト時の燃料放出率の予測式を確立できたことから、既往の実験データ⁽¹⁶⁾を用いてベイズ推定によるパラメータフィッティングを行った。ただし式が複雑であるため、そのまま用いた場合計算が困難である。本年度は(2)の予測式をさらに大幅に簡略化して推定計算を行うこととした。

ベイズ更新に伴う積分計算はマルコフ連鎖モンテカルロ法⁽¹⁷⁾の一種である NUTS (No-U-Turn Sampler) 法⁽¹⁷⁾により行った。実際の手順としては NUTS が標準的なアルゴリズムとして実装されている確率的プログラミング言語である Stan⁽¹⁸⁾を使用し、Python 向けライブラリである PyStan⁽¹⁹⁾を Python コードから適宜呼び出して行った。

計算の収束性向上のため、各パラメータはあらかじめ簡単な計算により値の見当をつけておき、それを期待値とする対数正規分布を事前分布として設定した。その際、計算の収束性が悪化しない範囲で分散を可能な限り大きく取るよう留意した。

また既往の実験データには破裂時内圧の測定値が含まれていなかったため、膨れ量分の最大径を持つ円錐台の容積を仮定し、それと破裂温度、昇温前内圧から計算して求めた。外圧は 1 bar とした。さらに破裂開口部サイズ (長さ、幅) の欠損値について別途予測式を立てることで補完を試みた。理由は不明ながら収束性が改善したことから、燃料放出率の予測式のベイズ推定では破裂開口部サイズの測定値が存在するデータについても予測式の値を代入して用いることとした。

① 予測式の簡略化

噴出流の初速の予測式

$$u_0 = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,ino}}{p_{g,ino} - p_{g,out}}}} \operatorname{erf}^{-1} \left(C_U' x \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\rho_{g,ino}}{p_{g,ino} - p_{g,out}} + C_e} \right)$$

について破裂前の被覆管内において理想気体の状態方程式より

$$p_{g,ino} = \rho_{g,ino} R T_{g,ino}$$

ヘリウムの気体定数は

$$R = 8.314/4.003 = 2.077 \text{ [J/(kg} \cdot \text{K)]}$$

であるから

$$\rho_{g,ino} = \frac{1}{2.077} \cdot \frac{p_{g,ino}}{T_{g,ino}}$$

ゆえに

$$\begin{aligned} \frac{\rho_{g,ino}}{p_{g,ino} - p_{g,out}} &= \frac{\frac{1}{2.077} \cdot \frac{p_{g,ino}}{T_{g,ino}}}{p_{g,ino} - p_{g,out}} \\ &= \frac{1}{2.077 T_{g,ino} \left(1 - \frac{p_{g,out}}{p_{g,ino}}\right)} \\ &= \frac{1}{2.077 T_{g,ino} (1 - p_{ratio})} \end{aligned}$$

であることから

$$u_0 = \sqrt{2 \cdot 2.077 T_{g,ino} (1 - p_{ratio})} \operatorname{erf}^{-1} \left(C_U' x \sqrt{\frac{1}{2} \frac{1}{2.077 T_{g,ino} (1 - p_{ratio})} + C_e} \right)$$

さらに燃料の放出持続時間の予測式

$$\begin{aligned} t_{end} = - \left\{ \frac{A^2}{2(Au_0 + 2A_2)} u_{min} u_0 - 1 \right\} \\ + \sqrt{\left\{ \frac{A^2}{2(Au_0 + 2A_2)} u_{min} u_0 - 1 \right\}^2 - 4 \frac{A}{2(Au_0 + 2A_2)} (u_{min} - u_0)} \end{aligned}$$

は

$$\begin{aligned} A &= \frac{S(1 - r_{f,vol})}{V_{g,in}} \\ A_2 &= \frac{1}{8} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{32}{3} \frac{C}{B_1}}} - 1 \right) A(A - 1) B_1 \end{aligned}$$

$$B_1 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{k}{w} \rho_{g,in0}^{\gamma-1} - AC$$

$$C = -\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{1}{w} \frac{p_{g,out} - \Delta p_{pow}}{\rho_{g,out}}$$

において

$$A_2 = \frac{1}{8} \left(\frac{\sqrt{B_1}}{\sqrt{B_1 + \frac{32}{3}C}} - 1 \right) A(A-1)B_1$$

$$C = \Delta p_{pow} \text{の一次式}$$

であり、 B_1 は C の一次の項を含むので A_2 は $\sqrt{\Delta p_{pow}}$ と Δp_{pow} の式である。

ここで簡単のため、暫定的に $\sqrt{\Delta p_{pow}}$ の方が支配的であり、 Δp_{pow} は

$$\Delta p_{pow} = 150 \frac{r_{f,vol}^2 \mu_g}{(1 - r_{f,vol})^3 w} \frac{k_u}{\rho_f} \sqrt{\frac{\rho_{g,in}(\rho_f - \rho_{g,in})g \Psi_c^2 \epsilon_{mf}^3}{150 r_{f,vol} \hat{d}_f^3}}$$

より \hat{d}_f の $-\frac{3}{2}$ 乗の式であるから、 A_2 は \hat{d}_f の $\frac{1}{2} \times -\frac{3}{2} = -\frac{3}{4}$ 乗の式であるとする。また t_{end} の

$$\frac{A^2}{2(Au_0 + 2A_2)} u_{min} u_0$$

についても分子分母にともに u_0 の一次の項を含むので暫定的にその影響を無視するもの

とし、 t_{end} を $\frac{u_{min}}{A_2}$ の式と見なし、 u_{min} と A_2 はそれぞれ \hat{d}_f の $\frac{1}{2}$ 乗と $-\frac{3}{4}$ 乗であることから t_{end} は

\hat{d}_f の $\frac{1}{2} - \left(-\frac{3}{4}\right) = \frac{5}{4}$ 乗の式であるとする。これにより

$$t_{end} = A_t (\hat{d}_f)^{\frac{5}{4}} + B_t$$

と簡易的に表すことができる。

以上に加えて R_{rlsNSL} についても時間の一次の項まで考慮するものとし、 R_{rlsSL} の σ 、 β についても定数として扱うものとする、最終的に放出率の予測式は

$$R_{release} = \min(R_{rlsNSL}, R_{rlsSL})$$

$$R_{rlsNSL} = A_r \log(1 + u_0 t'_{end})$$

$$u_0 = \sqrt{2 \cdot 2.077 T_{g,in0} (1 - p_{ratio})} \operatorname{erf}^{-1} \left(-C'_U \sqrt{\frac{1}{2 \cdot 2.077 T_{g,in0} (1 - p_{ratio})}} + C_e \right)$$

$$t'_{end} = -A'_t (\hat{d}_f)^{\frac{5}{4}} + B'_t$$

$$\hat{d}_f = A_d G^{-\alpha} + B_d$$

$$R_{rlSSL} = A_N'' \hat{d}_f^{-\frac{1}{2}} \operatorname{erfc} \left(-A_\sigma \log \left(\frac{\min(D_{burst}, L_{burst})}{\hat{d}_f} \right) + B_\sigma \right)$$

のように簡略化される。

ただしここで A_r 、 C_U' 、 C_e 、 A_t'' 、 B_t' 、 A_d 、 B_d 、 α 、 A_N'' 、 A_σ 、 B_σ はパラメータである。また NUTS の収束性を高める意図から全てを正の実数としている。

②事前の簡易的なフィッティング

・平均粒子径の予測式

平均粒子径の予測式を既往の実験データ⁽¹⁶⁾にフィッティングした結果を 4 に示す。ただしここで平均粒子径は、細粒化燃料の粒子形状を球体とし、全ての粒子が階級の中点（2-4 mm [%]なら 3 mm）の径を持つものとして計算した。両端の階級は「> 4 mm [%]」は「4-8 mm [%]」、「< 0.125 mm [%]」は「0.0625 - 0.125 mm [%]」として計算した。

・流速による放出率 R_{rlNSL} の予測式

A_d 、 B_d を図 4.6.2-2 の回帰直線の値とし、 $A_r = 7$ 、 $C_U' = 3$ 、 $C_e = 0.46017$ 、 $A_t'' = 0.1$ 、 $B_t' = 0.00899$ と置き、温度を 75 °C、燃焼度を 70GWd/MTU とした時の圧力比 0~0.99 の範囲における R_{rlNSL} の計算値と放出率実験データの比較を図 4.2.6-3 に示す。ただしここで C_e 、 B_t' は C_U' 、 A_t'' を適当に 3、0.1 とした時に u_0 が圧力比 0.99（外圧と内圧がほぼ等しい）のとき、および t'_{end} が燃焼度 40GWd/MTU の時にそれぞれ 0 となるように値を置いた。また特に圧力比が小さい領域において R_{rlNSL} の値が R_{rlSSL} を大きく上回るように留意して値を置いた。参考までにこのときの u_0 の計算値は図 4.2.6-4 のようになった。

・細粒化燃料粒子サイズと破裂開口部サイズによる最大放出率 R_{rlSSL} の予測式

$A_N'' = 0.1$ 、 $A_\sigma = 1.3$ 、 $B_\sigma = 5.5$ とした置いた時の実験データと R_{rlSSL} の計算値の比較は図 4.2.6-5 のようになった。

③破裂開口部サイズの予測式

既往の実験データ⁽¹⁶⁾に NUREG-2121⁽²⁰⁾のデータを追加した燃焼度と破裂開口サイズの関係は図 4.2.6-6 のようであり、原理は不明なものの燃焼度 > 40GWd/MTU の範囲において破裂開口サイズは指数関数的に上昇しているように見える。そこで破裂開口長さ、幅ともに燃焼度の指数関数とした。燃料放出率予測式のパラメータと同様、Stan によるベイズ推定を行う際にはここでの回帰曲線の係数値をパラメータの事前分布の期待値として用いた。

なお 40GWd/MTU 未満の領域ではそのような明確な相関は見られなかった（図 4.2.6-7）。FFRD では燃料の細粒化が起こり始める 40GWd/MTU 以降が重要なので今回はこち

らのデータは無視することとした。

④各種確率モデル

放出率は0～1の範囲に収まると考えられることから、Stanによるベイズ推定での確率モデルにはベータ分布を使用した。同分布の2パラメータをそれぞれ a 、 b とし、その期待値が燃料放出率予測式の期待値に一致するものとする、ベータ分布の期待値は

$$\frac{a}{a+b}$$

であることから、

$$R_{\text{release}} = \frac{a}{a+b}$$

である。

ここで $a+b=d$ と置くと

$$\begin{aligned} a &= R_{\text{release}}d \\ b &= (1 - R_{\text{release}})d \end{aligned}$$

であり、実験データ $\mathbf{D}_{rls,observed}$ に対して確率モデルを

$$\mathbf{D}_{rls,observed} \sim \text{Beta}(R_{\text{release}}d, (1 - R_{\text{release}})d)$$

と置くことでベータ分布によるベイズ推定が可能となる。

また平均粒子径予測モデル、破裂開口部サイズ予測モデルにはいずれも正の実数が予測値であることから対数正規分布を用いた。平均粒子径 \hat{d}_f については(2)の議論の一部繰り返しとなるが、これも2つのパラメータ μ 、 σ に対して放出率予測モデルと同様にそれぞれの分布の期待値が予測式の計算値と一致するものと考え、

$$\hat{d}_f = e^{\mu + \sigma^2/2}$$

と置く

$$\mu = \log(\hat{d}_f) - \frac{\sigma^2}{2}$$

であり、実験データ $\mathbf{D}_{\hat{d}_f,observed}$ に対して

$$\mathbf{D}_{\hat{d}_f,observed} \sim \text{Lognormal}\left(\log(\hat{d}_f) - \frac{\sigma^2}{2}, \sigma\right)$$

が推定すべき平均粒子径の確率モデルとなる。破裂開口部サイズについても同様である。

以上により Stan を用いたベイズ推定においては以下の4つの確率モデルを並立して推定した。

$$\begin{aligned} \mathbf{D}_{rls,observed} &\sim \text{Beta}(R_{\text{release}}d, (1 - R_{\text{release}})d) \\ \mathbf{D}_{\hat{d}_f,observed} &\sim \text{Lognormal}\left(\log(\hat{d}_f) - \frac{\sigma^2}{2}, \sigma\right) \end{aligned}$$

$$D_{D_{burst,observed}} \sim \text{Lognormal} \left(\log(D_{burst}) - \frac{\sigma_D^2}{2}, \sigma_D \right)$$

$$D_{L_{burst,observed}} \sim \text{Lognormal} \left(\log(L_{burst}) - \frac{\sigma_L^2}{2}, \sigma_L \right)$$

ただしここで $D_{D_{burst,observed}}$ 、 $D_{L_{burst,observed}}$ 、破裂開口部幅、長さの実験データであり、 σ_D 、 σ_L はそのそれぞれのパラメータである。

⑤ LOCA バースト時の燃料放出率の予測式のベイズ推定結果

以上の考察に基づき、LOCA バースト時の燃料放出率の予測式のベイズ推定を行ったところ、結果は図 4.2.6-8 のようになった。

(4) 燃料挙動解析コードへの組み込みに必要なデータ整備

令和 3 年度までに開発した確率論的破裂判定モデルと同様、FEMAXI/RANNS の様な燃料挙動解析コードからベイズ推定で得られたモデルを利用できるよう、サンプリングされたモデルパラメータのデータを電子ファイルとして整備した。これにより、破裂判定モデルで破裂が検出された場合に(3)で作成した燃料放出率予測モデルを呼び出すといった燃料挙動解析コード上の運用が可能となる。

(5) 今後

破裂判定モデル、今回作成した燃料放出率予測モデル、および PWR 炉心解析結果を組み合わせることで炉心スケールでの LOCA 時燃料放出量の不確かさ解析を行う。

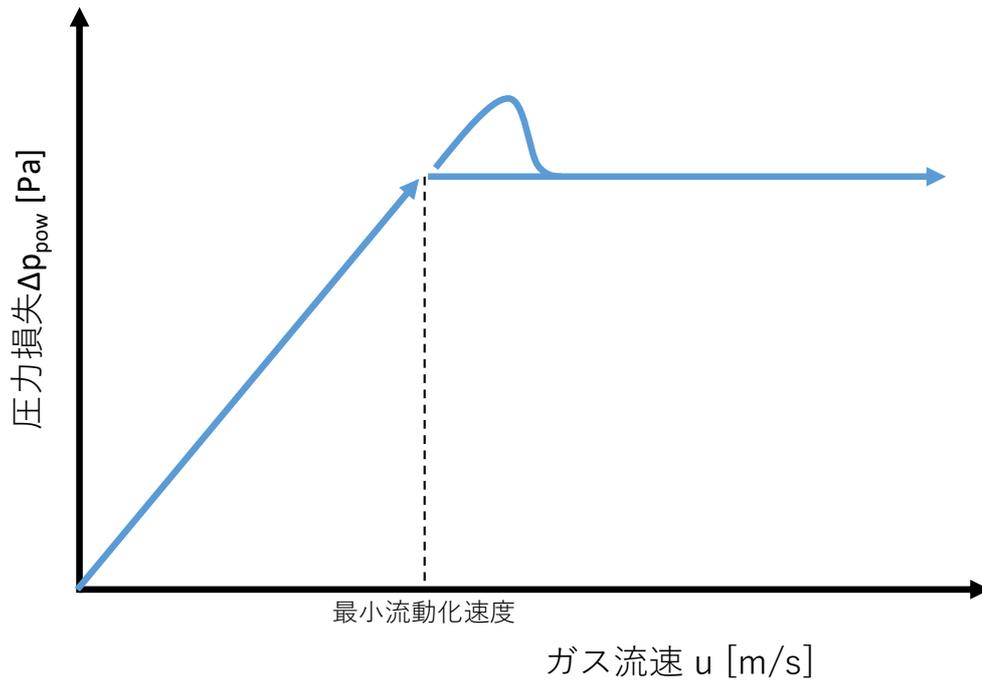


図 4.6.2-1 粉体層を通過する気体の圧力損失
(椿淳一郎『入門粒子・粉体工学』⁽²¹⁾p188 図 5.28 を参考に作成)

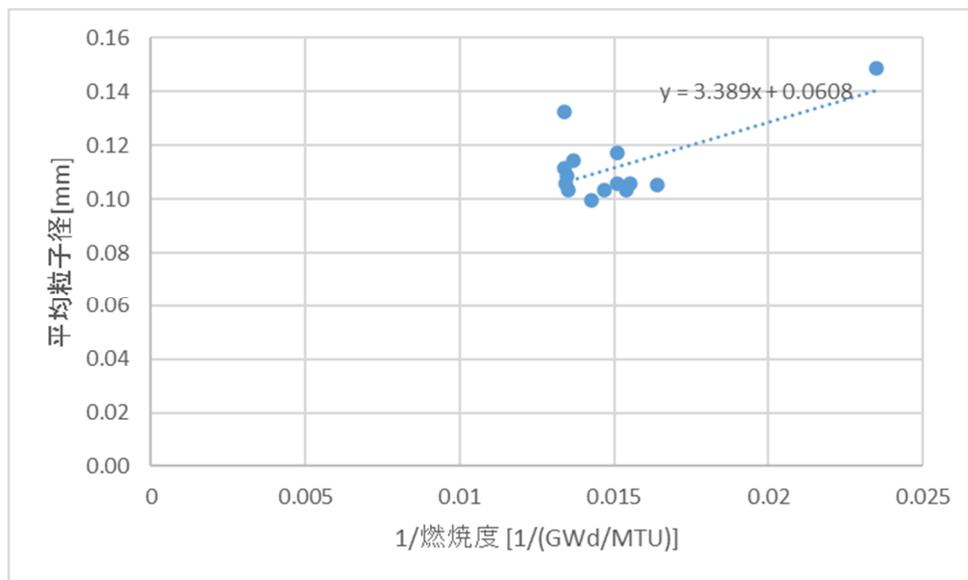


図 4.6.2-2 平均粒子径の予測式の簡易的なフィッティング

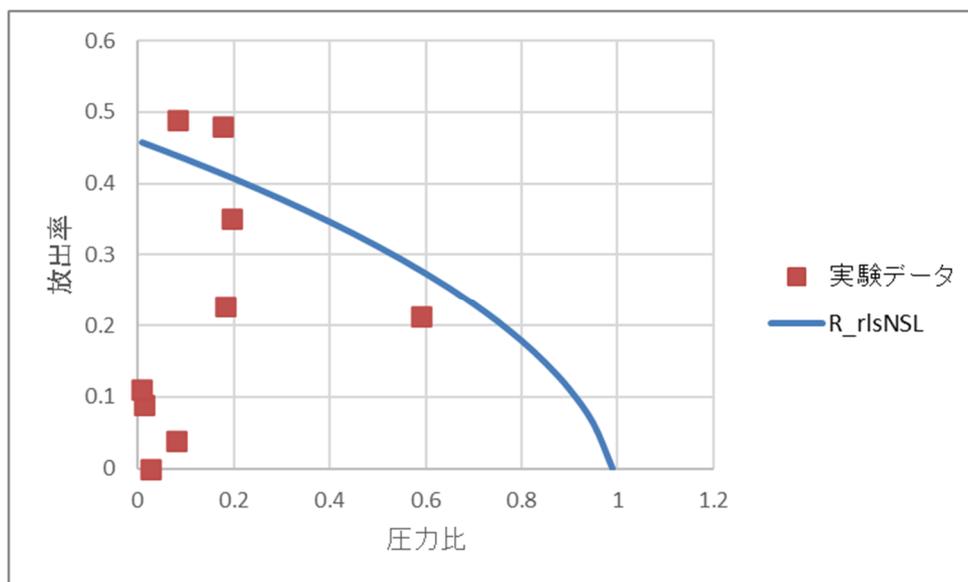


図 4.2.6-3 流速による放出率 R_{rlsNSL} の計算値と実験データ放出率の比較
 (ただし $A_d = 3.389$ 、 $B_d = 0.0608$ 、 $A_r = 7$ 、 $C'_U = 3$ 、 $C_e = 0.46017$ 、 $A'_t = 0.1$ 、 $B'_t = 0.00899$ と置き、温度を $75\text{ }^\circ\text{C}$ 、燃焼度を 70GWd/MTU とした)

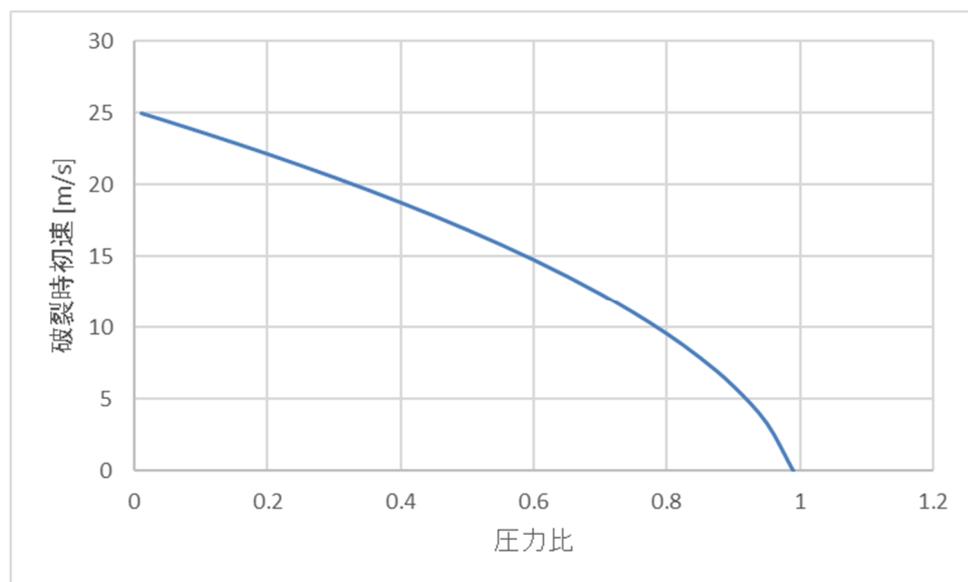


図 4.2.6-4 図 4.2.6-3 における LOCA バースト時噴出流の初速の計算値

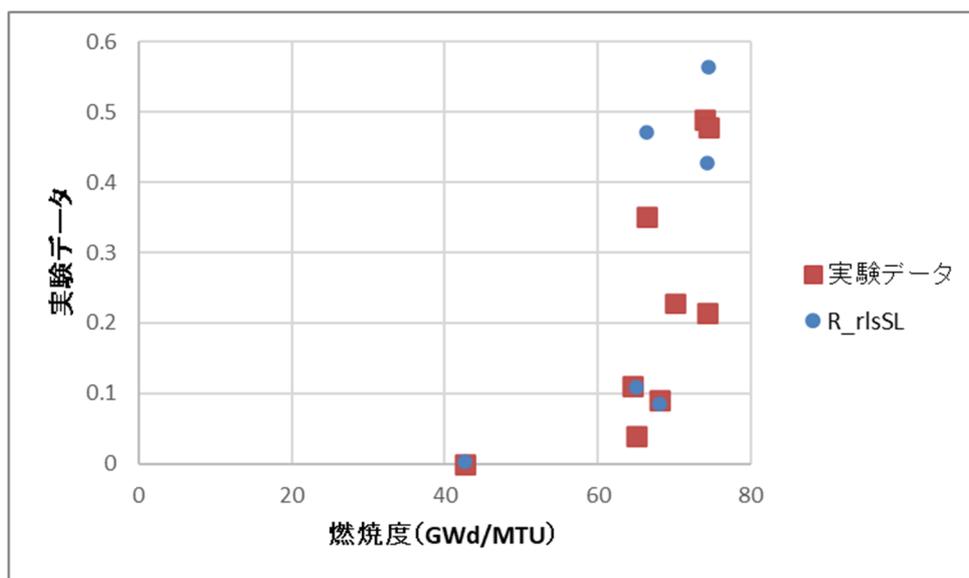


図 4.2.6-5 細粒化燃料粒子サイズと破裂開口部サイズによる最大放出率 R_{rlSL} の計算値と実験データ放出率の比較

(ただし $A_N'' = 0.1$ 、 $A_\sigma = 1.3$ 、 $B_\sigma = 5.5$ とした。また一部データについては破裂開口部サイズが欠損値となっていたため、 R_{rlSL} が計算されていない)

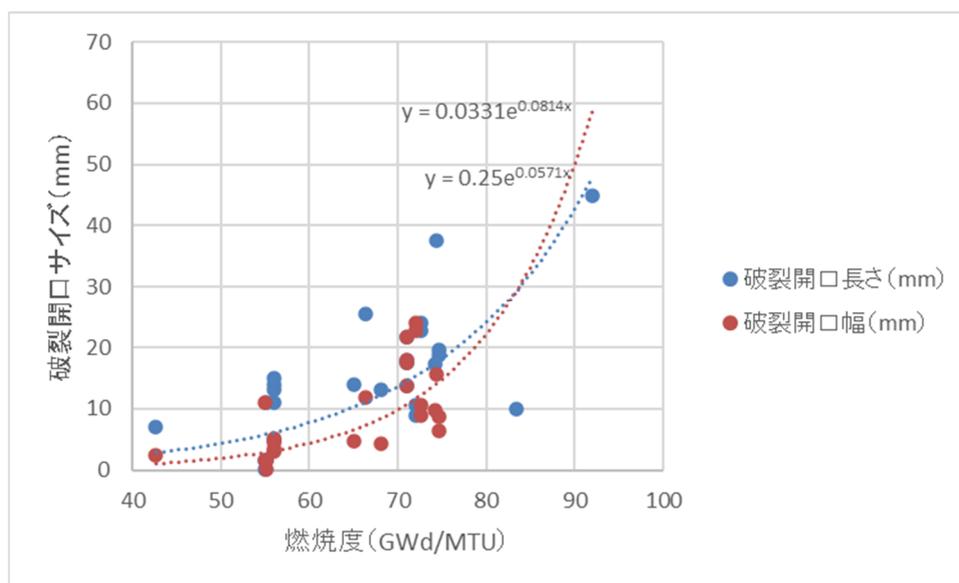


図 4.2.6-6 破裂開口部サイズの回帰分析結果

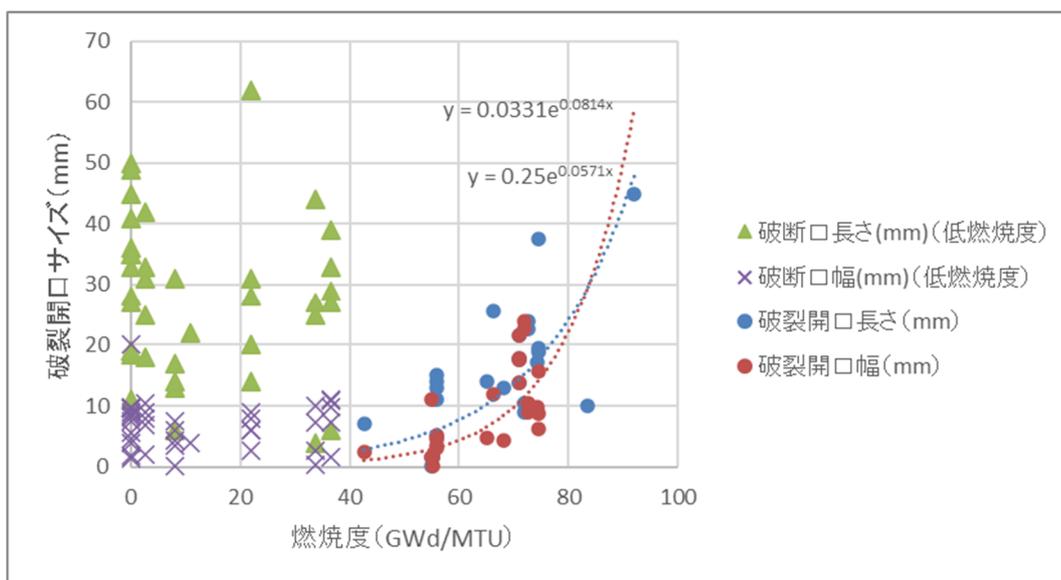


図 4.2.6-7 破裂開口部サイズの回帰分析結果
(燃焼度 < 40GWd/MTU の領域のデータを追加)

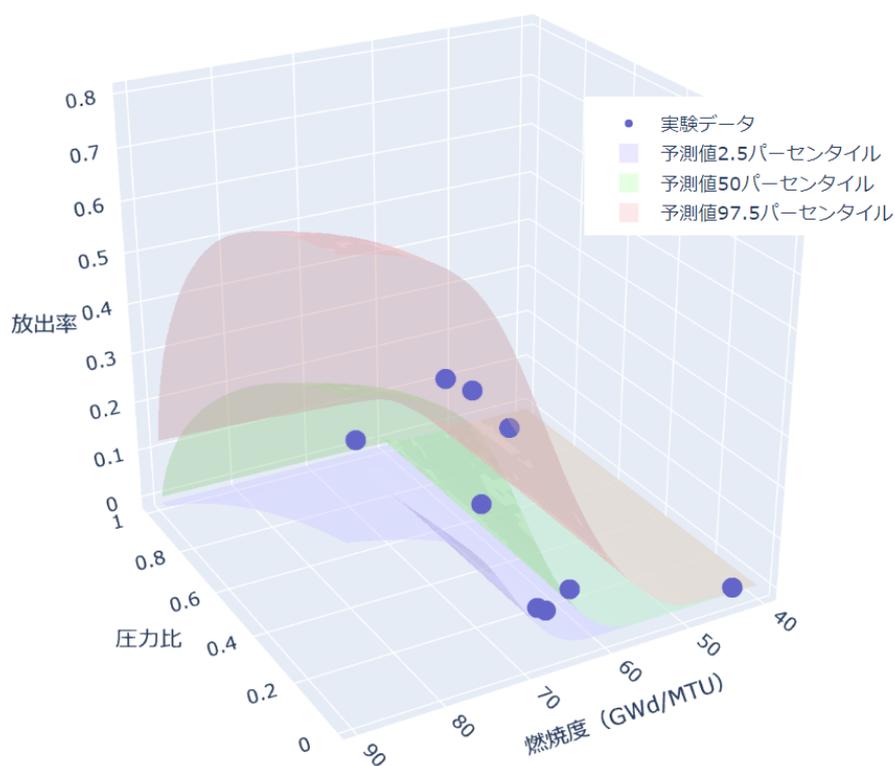


図 4.2.6-8 LOCA バースト時の燃料放出率の予測式のベイズ推定結果
(予測値の回帰曲面各パーセンタイルは破裂温度 = 751.1969°C として計算)

4.6.3 PWR の平衡炉心における燃焼度及び出力分布の解析

我が国における FFRD 時リロケーションの PCT に対する影響評価の取り組みとして、熱流動解析コード TRACE と燃料挙動解析コード FRAPCON/FRAPTRAN のカップリングによる解析評価が H31 年度までに原子力規制庁において実施され、FFRD 影響評価ツールとしての同システムの整備と改良が続けられている⁽²²⁾。本事業において R2 年度より開始した実燃料入り条件での LOCA 模擬実験や継続実施している燃料ペレットの加熱試験は、このような PCT 影響評価に関して、支配因子となる被覆管バースト挙動（バースト有無や変形量）、燃料の細片化挙動、バースト部充填率（ポロシティ）の評価に適用されるべきモデルの検証に不可欠なデータ、及び、モデリング自体の改良や不確かさ低減に資する知見をそれぞれ提供するものである。また本事業の総合評価の一環として、LOCA 模擬実験で得られたデータ、知見を考慮し、これらを反映した形で FFRD 時リロケーションの PCT 影響評価を改めて実施する。

令和 2 年度はこのような解析評価の準備として、ハルデン炉において FFRD 挙動の解明を目的として実施された LOCA 模擬実験の内、顕著な FFRD とこれに伴う PCT 上昇効果が確認された代表的な実験ケースである IFA-650.9 について、TRACE コード¹による解析を実施した⁽²³⁾。同実験ケースでは、被覆管の高温破裂に伴い形成した膨れ部への燃料ペレット片の顕著なリロケーションと燃料ペレット片堆積部での有意な被覆管温度上昇が確認されている。令和 2 年度の解析⁽²⁴⁾は、原子力規制庁において整備された TRACE/FRAPTRAN コードシステムにより実施、報告された解析⁽²⁵⁾の、TRACE コード単独での再解析に相当した。これにより、同実験ケースにおける燃料棒の熱的な挙動を燃料挙動解析コードにより解析する際必要となる線出力、冷却材条件、被覆管表面の熱伝達係数等を、各部の時系列データとして把握し、また TRACE/FRAPTRAN コードシステム外でも利用可能な形で整理した。ここでは、実測値との比較から、燃料ペレット片のリロケーションが生じたと考えられる時刻以前の燃料棒表面伝熱挙動を TRACE 解析によりよく再現出来ていることが確認された。

令和 3 年度は、整理した IFA-650.9 の時系列データを、後述する FFRD 時リロケーションモデルの整備を施した事故時燃料挙動解析コード RANNS コードの入力/熱的境界条件として適用し、同モデルの動作検証に利用した。これにより、TRACE/RANNS で構成する解析システムが、FFRD の内細片化ペレットのリロケーションに関する影響を熱計算上取り扱えること、採用する FFRD 時リロケーションモデルの違いによって解析結果に表れた被覆管到達温度の差は、物理的に説明でき、定性的に妥当であることを確認することができた。並行して、バースト発生等確率的な要素を多く伴う FFRD 影響の定量的かつ合理的な評価を進める観点から、被覆管 LOCA 時高温バーストの確率論モデル⁽²⁴⁾、燃料ペレット放出挙

¹本事業における解析評価実施のため、原子力規制庁より原子力機構へ貸与された。

動の確率論モデル（4.6.2 節）開発を進めており、最終的には上記 FFRD 時リロケーションの熱的影響評価モデルと結合することで、FFRD 影響のより合理的な評価を可能とする一体の解析システムとして整備する予定である。

令和 4 年度は、同じく並行して進めるべき取り組みとの一環として、PWR の平衡炉心における燃焼度及び出力分布の解析評価を実施した。NRC による解析評価⁽²⁶⁾を始めとし既に様々な取り組みの中で定性的に理解されている通り、LOCA 条件下で FFRD のトリガとなるバーストが発生する温度域に燃料棒が達するには一定以上の残留熱及び崩壊熱、従って運転時の出力レベルが必要で、他方 FFRD 自体は線出力レベルの低下する高燃焼度域で顕在化する現象であるため、現在の標準的な軽水炉燃料の運用条件範囲内（集合体燃焼度 55 GWd/tU）において、炉心全体で典型的な FFRD 挙動を示す燃料棒の割合は大きなものではない。炉心内のごく一部の燃料棒の破断やこれに伴う燃料放出が直ちに炉心全体の冷却性に影響を及ぼすとは考えられず、従って、FFRD の最終的な影響について科学的により合理的な判断を下す上では、どの程度の燃料放出が生じれば炉心冷却性への影響が顕在化するかの評価、また、現実的な軽水炉運用条件においてどの程度の燃料放出が想定されるかの評価、これらの双方が不可欠である。そこで、後者の観点、すなわち炉心全体としての燃料放出量を見積もる上で必要な要素となる、炉心内燃焼度及び出力の分布について、一定の代表性が期待される情報を取得するため、軽水炉炉心設計コードシステム CASMO/SIMULATE を用いて、国内 PWR の原子炉設置許可申請書等を入力情報とした炉心計算を実施した。

(1) 解析条件

解析対象は、国内 4 ループ PWR プラント、17×17 燃料とした。表 4.6.3-1～4.6.3-3 に、炉心、燃料棒、燃料集合体の諸元及び条件を示す。図 4.6.3-1～4.6.3-3 に、燃料棒、燃料集合体及び炉心の断面図を、図 4.6.3-4 に平衡装荷パターンを示す。なお、断面積ライブラリは「ENDF/B-VII.1」を使用した

(2) 平衡炉心解析

CASMO/SIMULATE コードシステムを用いて、(1)の解析対象について、平衡炉心の作成、出力や燃焼度分布等炉心特性の評価をそれぞれ実施した。平衡炉心の装荷パターン作成の過程について図解したものを図 4.6.3-5 に、作成した平衡炉心の装荷パターン及び移動情報を図 4.6.3-6 に示す。解析結果の内、炉心平均軸方向出力分布及び炉心平均軸方向燃焼度分布を表 4.6.3-4 に、サイクル末期の径方向集合体平均出力分布及び平均燃焼度分布を図 4.6.3-7 及び図 4.6.3-8 にそれぞれ示す。

(3) 崩壊熱解析結果

前節で作成した 4 ループプラントの平衡炉心について、SNF コードシステムを用いて、

サイクル初期及びサイクル末期で炉心がスクラムした場合の径方向集合体平均崩壊熱分布の時間推移の解析を実施した。ただし、新燃料はサイクル初期では燃焼しておらず、崩壊熱が生じていないため評価の対象外とした。

サイクル初期及びサイクル末期で径方向集合体平均燃焼度が最大となった H8 位置集合体の集合体平均崩壊熱の時間推移を図 4.6.3-9 に示す。

表 4.6.3-1 炉心諸元

項 目		値	出 典	
炉心タイプ		4 ループ	参考文献 (27)	
熱出力 [MW]		3411		
1 次冷却材圧力 [MPa]		15.4		
1 次冷却材入口温度 [°C]		289		
1 次冷却材出口温度 [°C]		325		
1 次冷却材流量 [kg/h]		60.1×10^6		
集合体体数 [体]	新燃料	標準燃料		28
		Gd 燃料		32
	1 回燃焼済燃料	標準燃料		28
		Gd 燃料		32
	2 回燃焼済燃料	標準燃料		28
		Gd 燃料		32
	3 回燃焼済燃料	標準燃料		13
		Gd 燃料		0
合計		193		
バーナブルポイズン棒本数 [本]		0		
所要サイクル長 [GWd/t]		15.5		
取替炉心の安全性 確認項目制限値	燃料集合体最高燃焼度 [GWd/t]	≤ 55		
	F_{XY}^N	≤ 1.52		
炉心有効長 [m]		3.66	参考文献 (28)	

表 4.6.3-2 燃料棒諸元

項 目		値	出 典	
燃料棒、案内管及び制御棒	燃料棒ピッチ [mm]		12.6	参考文献(27)
	UO ₂ 燃料棒	ウラン濃縮度 [wt%]	4.8	
		ペレット密度 [g/cm ³]	10.6	
	ガドリニア入り燃料棒	ウラン濃縮度 [wt%]	3.2	
		ガドリニア濃度 [wt%]	10.0	
		ペレット密度 [g/cm ³]	10.2	
	ペレット	直径 [mm]	8.19	
	被覆管	外径 [mm]	9.5	
		厚さ [mm]	0.57	
		材質	ジルカロイ	
	制御棒案内管及び炉内計装用案内管	外径 [mm]	12.2	
		厚さ [mm]	0.41	
		材質	ジルカロイ	
	制御棒	直径 [mm]	8.7	
		材質	銀・インジウム・カドミウム合金	
	制御棒被覆管	厚さ [mm]	0.5	
材質		ステンレス鋼		

表 4.6.3-3 燃料集合体諸元

項 目		値	出 典	
燃 料 集 合 体	燃料棒配列	17×17	参考文献 (27)	
	燃料棒本数 [本]	264		
	断面寸法 [mm]	214×214		
	集合体-集合体間隙 [mm]	1	参考文献 (28)	
	燃料集合体ピッチ [mm]	215		
	中間部グリッド 及びスリーブ (有効長内に限る)	重量 [g]		1169.23
		材質		ジルカロイ
		密度 [g/cm ³]		6.55
	上下部グリッド (有効長内に限る)	重量 [g]		780.273
		材質		インコネル
		密度 [g/cm ³]		8.2
	上下部スリーブ (有効長内に限る)	重量 [g]		91.0329
		材質	ステンレス鋼	
密度 [g/cm ³]		8.03		
支持格子熱膨張係数 [1/K]	6.1×10 ⁻⁶	参考文献 (29)		

表 4.6.3-4 軸方向炉心平均出力分布及び炉心平均燃焼度分布

軸方向ノード	炉心平均出力分布※		炉心平均燃焼度分布※ [GWd/t]	
	BOC	EOC	BOC	EOC
1 (上端)	0.57	0.80	11.9	23.1
2	0.99	1.01	17.6	33.5
3	1.16	1.01	18.5	35.0
4	1.23	1.01	18.8	35.4
5	1.25	1.03	19.0	35.7
6	1.22	1.06	19.4	36.4
7	1.10	1.08	19.3	36.1
8	0.92	1.10	18.8	35.3
9 (下端)	0.55	0.91	13.6	25.9

※ 各軸方向ノードにおける径方向全集合体平均値を記載

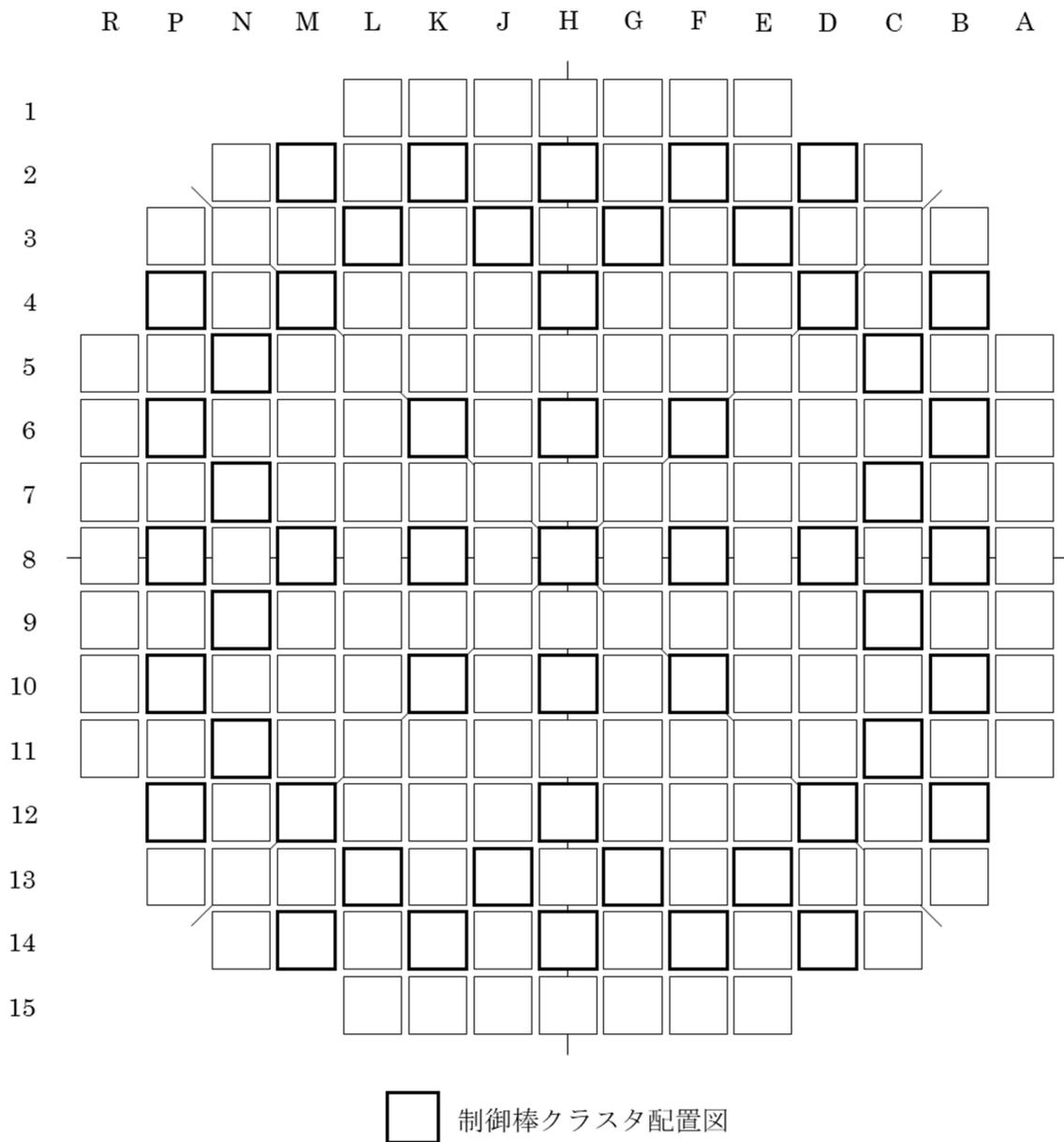


図 4.6.3-3 炉心断面図

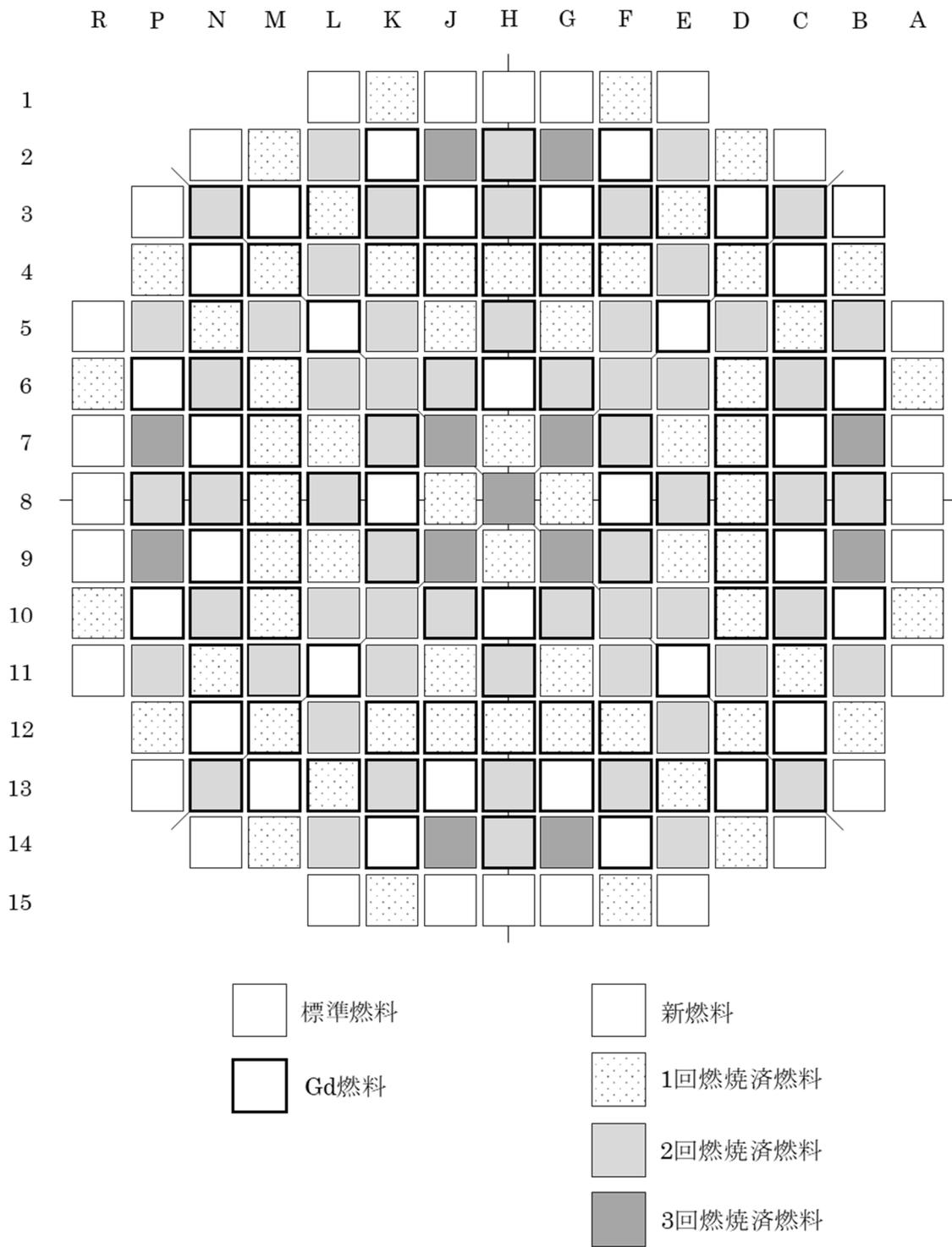


図 4.6.3-4 平衡炉心装荷パターン

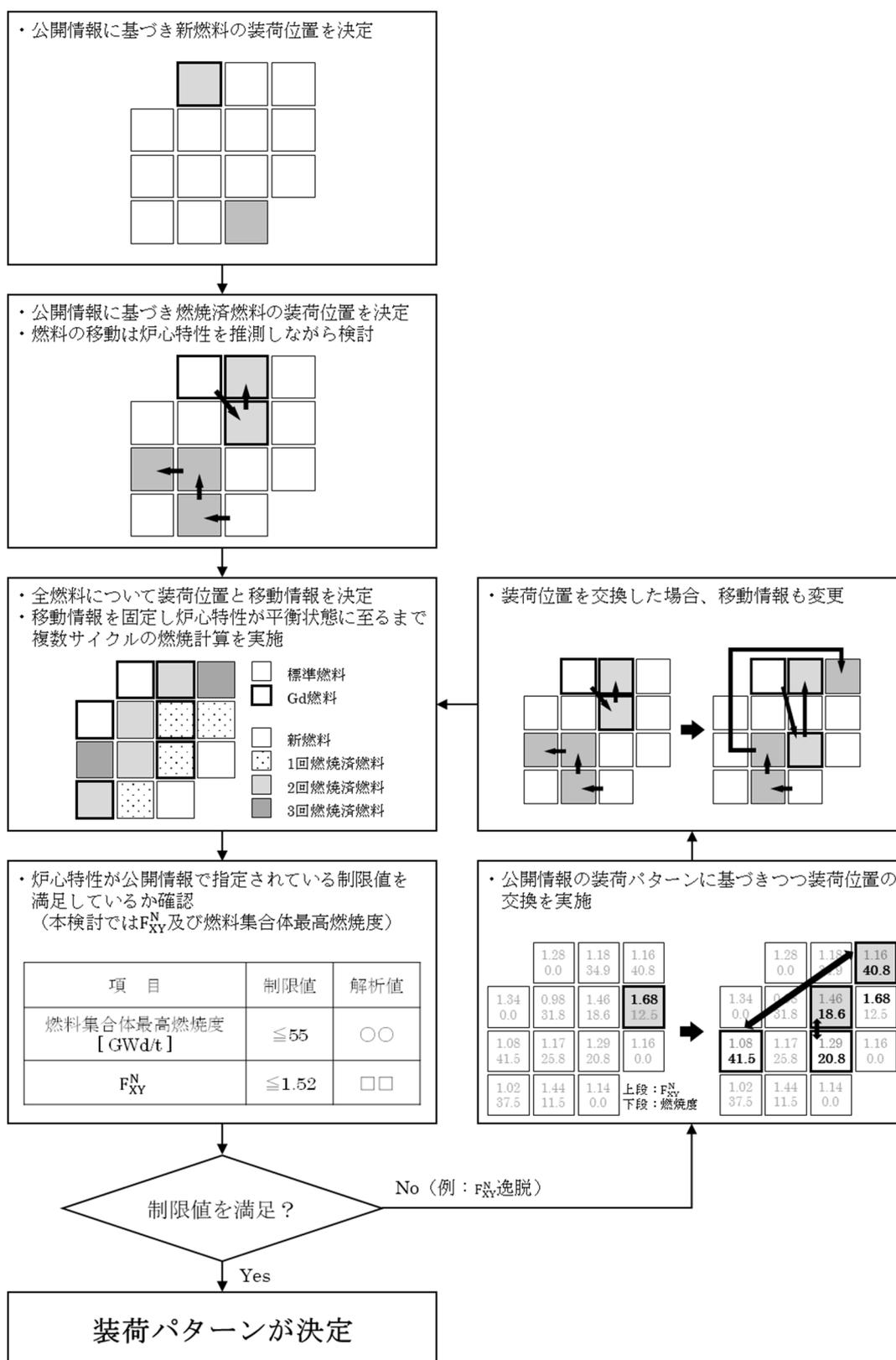


図 4.6.3-5 平衡炉心の装荷パターン作成過程

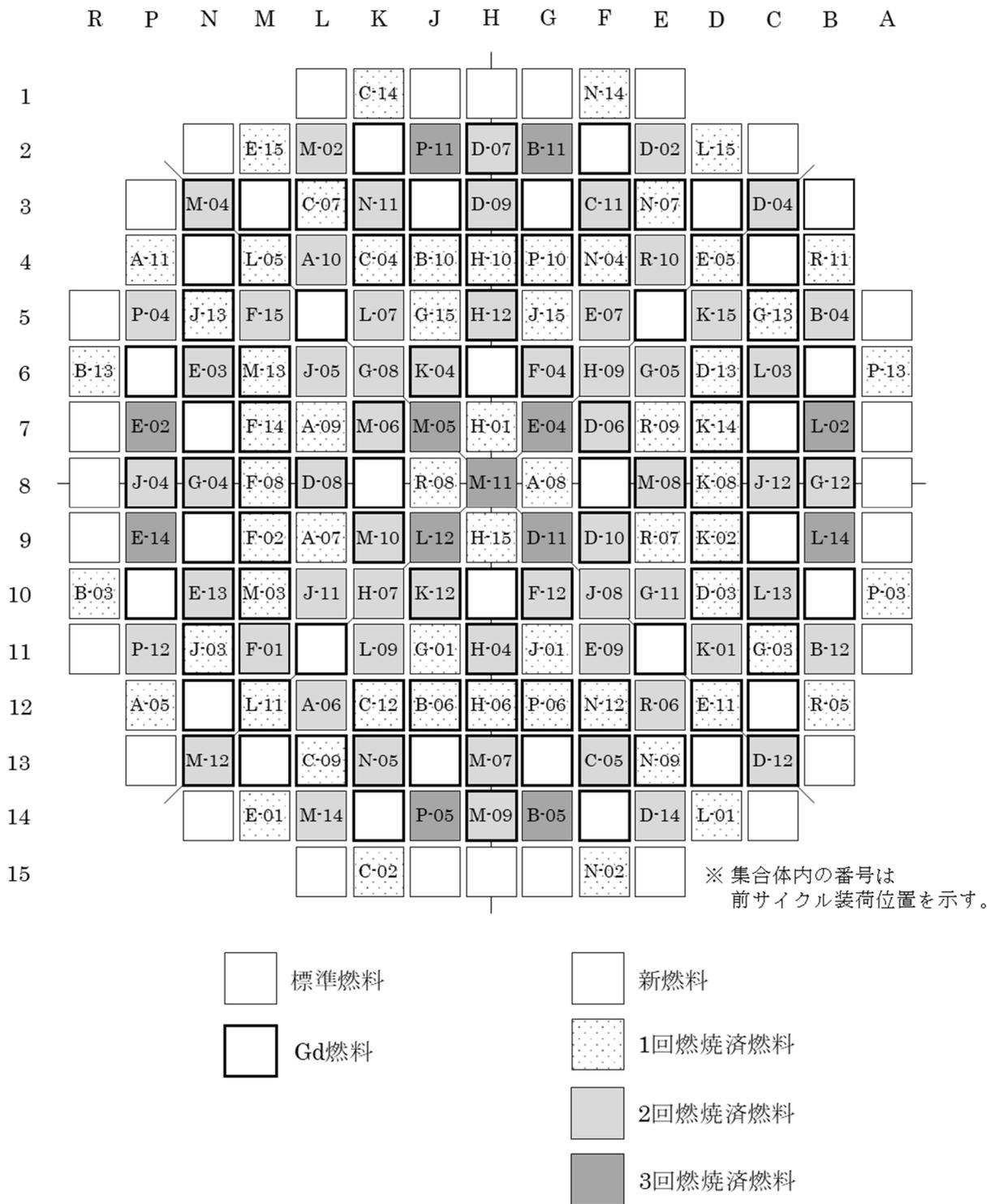


図 4.6.3-6 平衡炉心の装荷パターン図及び移動情報

	H	G	F	E	D	C	B	A
8	0.80	1.02	1.15	0.93	1.07	0.93	0.85	0.91
9	1.02	0.81	0.85	1.09	1.12	1.23	0.89	0.93
10	1.15	0.85	0.89	0.97	1.11	0.98	1.19	0.85
11	0.93	1.09	0.97	1.29	1.13	1.13	0.97	0.74
12	1.07	1.12	1.11	1.13	1.16	1.27	0.92	
13	0.93	1.23	0.98	1.13	1.27	0.83	0.72	
14	0.85	0.89	1.19	0.97	0.92	0.72		
15	0.91	0.93	0.85	0.74	※ 軸方向平均値を記載 最大はE-11位置（着色箇所）			

図 4.6.3-7 サイクル末期の径方向集合体平均出力分布

	H	G	F	E	D	C	B	A
8	54.4	31.3	17.4	50.7	35.3	49.8	48.5	14.8
9	31.3	54.3	50.1	33.2	35.4	17.7	52.7	14.7
10	17.4	50.1	45.8	49.0	36.2	50.6	16.8	23.4
11	50.7	33.2	49.0	19.4	41.5	35.5	39.5	11.1
12	35.3	35.4	36.2	41.5	37.6	17.9	24.8	
13	49.8	17.7	50.6	35.5	17.9	49.6	10.5	
14	48.5	52.7	16.8	39.5	24.8	10.5		
15	14.8	14.7	23.4	11.1	※ 単位 : GWd/t 軸方向平均値を記載 最大はH-08位置 (着色箇所)			

図 4.6.3-8 サイクル末期の径方向集合体平均燃焼度

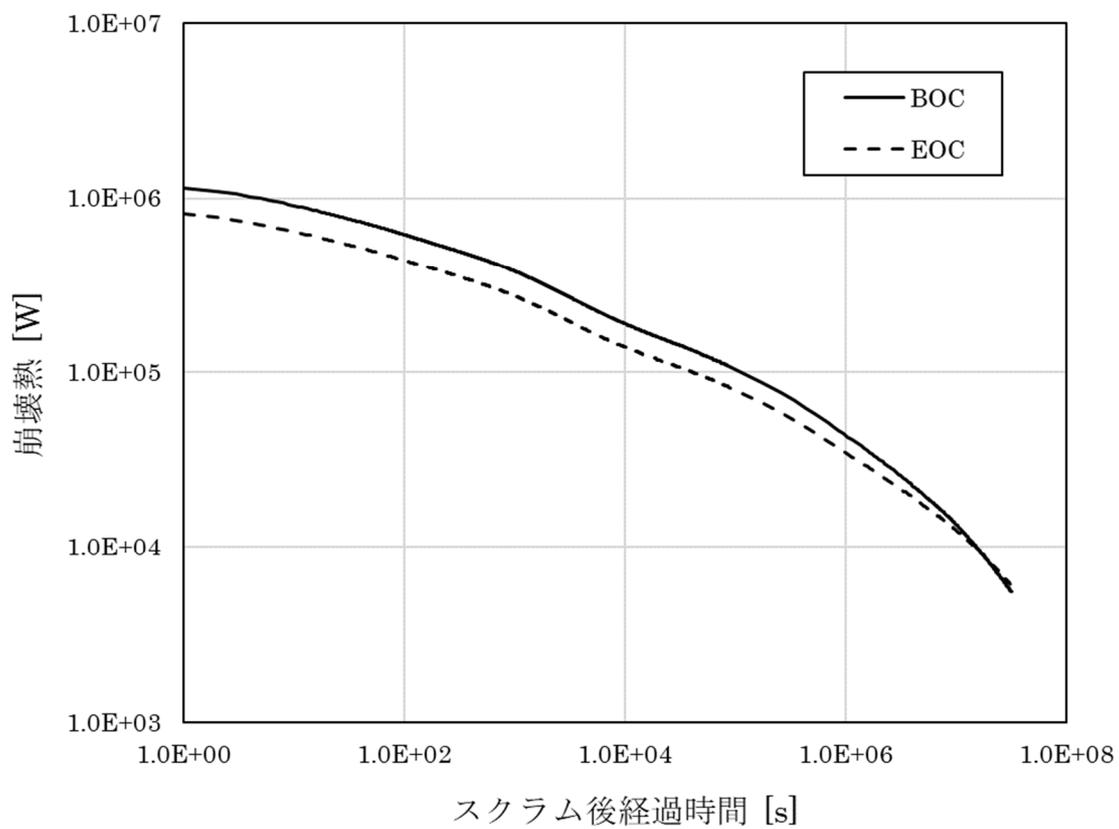


図 4.6.3-9 集合体平均崩壊熱の時間推移 (H08 位置)