

<第 47 回炉物理夏期セミナー報告>

若手研究者報告

## RELAP/SCDAPSIM を搭載した グラフィカルなシミュレータによる過酷事故時の BWR プラントの挙動解析

東海大学 工学研究科 応用理学専攻  
亀山研究室 修士 2 年 布川大樹

### 1. 緒言

2011 年 3 月に発生した東日本太平洋沖地震により、東京電力福島第一原子力発電所は、地震による鉄塔の倒壊などで外部電源を喪失した。その後、津波による浸水で非常用ディーゼル発電機を喪失し、全交流電源喪失に陥った。結果として原子炉は冷やす機能を喪失し、計 3 基の沸騰水型原子炉（以下、BWR）で炉心溶融に至った。この事故以降、国内では新しい原子炉規制基準が実施され、炉心溶融を防止するための措置を講ずることが急務となっている。そのような措置を講ずるには、事故時の複雑な挙動を明らかにしていくことが不可欠である。

今後、軽水炉を対象とした重大事故解析のシナリオ/プロセスを明らかにしていくのにあたり、機構論的コード RELAP5/SCDAPSIM mod 3.5<sup>[1]</sup>を採用している原子炉シミュレータ<sup>[2]</sup>の計算結果の妥当性を確認する。解析としては、沸騰水型原子炉（BWR）の軽水炉モデルを使用して原子炉設置許可申請書<sup>[3]</sup>に記載された代表ケースや過酷事故解析を実施することで、RELAP5/SCDAPSIM の特性や特徴を把握することを目的とする。

### 2. シミュレータの構成

本シミュレータは、RELAP5/SCDAPSIM mod3.5 を解析エンジンとし、実機プラントを対象にした炉心溶融に至る事故の解析を目的としている原子炉シミュレータである。本シミュレータは、異常な過渡変化や制御系の動作確認や、SA 時における炉心の損傷状態の評価や事態の収束のために必要な対策の検討など、幅広い用途に応用できる。また、GUI 画面上では、入力データを作成し、結果を表示することが可能である。プラントのモデル化は、コンポーネントと呼ばれる機能毎の構成単位とそれらの動作条件を定義する制御ロジックを組合せ、最終的に計算コードへの入力カードに変換することで実施される。

計算モジュールは図 1 に示すように、プラント熱水力を評価する RELAP、SA 時に炉心の燃料や制御棒の損傷を評価する SCDAP、損傷した燃料が炉心下部ドームに落下した時の挙動を評価する COUPEL が用いられる。これらのモジュールがシステム内で統合され、一つの入力ファイル中に各モジュールに対する計算条件を含むことが可能となっている。

RELAP は、液相と気相それぞれに対して、速度(V)と温度(T)を個別に評価するモデル(2V2T モデル)を用いて、原子炉内の冷却材挙動を模擬している。これにより、液相と気相が平衡状態の事象だけでなく、LOCA (Loss of Coolant Accident) などの気相と液相が大きく過渡変化する事象にも適用可能である。なお、原子炉の出力変化に対する取り扱いは「一点炉動特性モデル」を搭載している。

SCDAP は炉心の燃料/制御棒の温度や酸化率からこれらの状態を評価し、SA 時には被覆管のバルーニングや燃料溶解による流路閉塞を評価し、RELAP の熱水力解析にフィードバックする機能を持つ。炉心支持板より下に落下した溶融物については COUPLE にて評価する。

COUPLE コードは、炉心下部ドームに落下した溶融物の組成や、溶融物と冷却材、圧力容器の温度変化を二次元有限要素法で計算する。体型の最外周は鋼鉄の圧力容器下部ドーム（溶融燃料の温度が高くなっても、圧力容器底を貫通することはない。格納容器内での挙動については再現していない）で、外部境界条件は空気または水による冷却を考慮する。

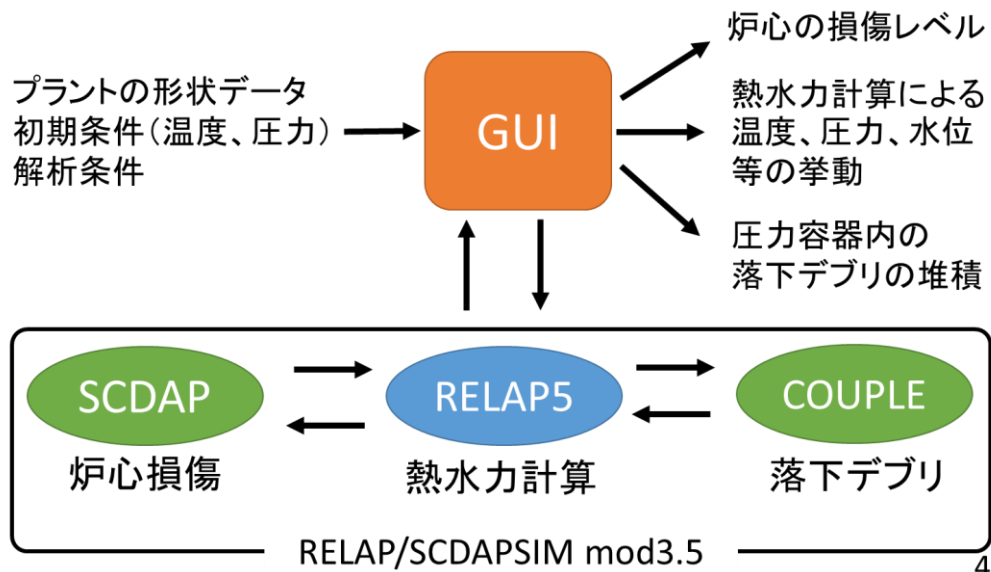


図 1 : SURS の計算モジュールの構成

### 3. プラントモデル

モデル化の対象にしたプラントは、GE 社設計の BWR-5 プラントであるメキシコ国 Laguna Verde 発電所 1/2 号機(LVNPP)であり、その主要諸元を表 1-1、原子炉圧力容器及び非常用原子炉冷却系の概略を図 1-1、原子炉圧力容器及び非常用原子炉冷却系 (ECCS) の概略を図 1-1 に示す。

表 1-1 BWR モデルプラント主要諸元

項目	本シミュレータモデル	
基本仕様	プラントタイプ	BWR-5 (GE 社設計)
	炉心	燃料集合体 444 体 制御棒 109 本
	原子炉再循環系	再循環ポンプ 2 台 ジェットポンプ 20 台 (解析上 2 系統)
	主蒸気系	主蒸気管 4 系統 タービン系 2 系統 バイパス系 1 系統
定格熱バランス	原子炉熱出力	1931MW
	ドーム圧力	7.03MPa [abs]

	炉心流量	27.9 kt/h
	主蒸気流量	3.77 kt/h
	再循環流量	9.57 kt/h
	給水温度	215.6 °C
主要な注水系	高压炉心スプレイ系 (HPCS)	1 系統
	低压炉心スプレイ系 (LPCS)	1 系統
	低压炉心注入系 (LPCI)	3 系統 (解析上 1 系統)
	原子炉隔離時冷却系 (RCIC)	1 系統
原子炉水位低 ダウンコマ下端 0.0m	レベル 8 (L8)	11.720 m
	レベル 4 (L4)	11.135 m
	レベル 3 (L3)	10.630 m
	レベル 2 (L2)	9.383 m
	レベル 1 (L1)	6.878 m

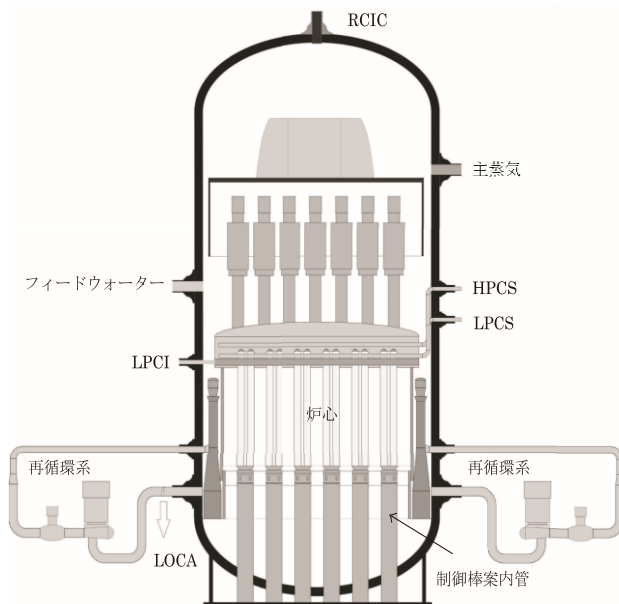


図 2 : 沸騰水型原子炉 (BWR) の概略 [4]

炉心は 444 体の燃料集合体で構成され、設計当初の定格熱出力は 1931MW、運転開始後に 2027MW、2317MW、と段階的に出力向上されている。

原子炉圧力容器に接続する主要配管は原子炉再循環系、主蒸気系及び給水系である。原子炉再循環系は、再循環ポンプ 2 台及びジェットポンプ 20 台で構成され、炉心の冷却に必要な冷却水を循環させる。炉心で発生した蒸気は主蒸気系を経てタービンに供給され、復水器で凝縮後に給水として圧力容器に戻る。

また、主要な注水系として高压スプレイ系、低压スプレイ系、低压炉心注入系、原子炉隔離時冷却系を有する。

解析モデルは、炉心、原子炉圧力容器、炉内構造物、再循環系、主蒸気系、給水系等の構造物を表現する各種コンポーネントと、弁やポンプ等の駆動部の操作やトリップ信号の扱いに必要な制御系ロジックから構成される。

コンポーネントはその役割に応じて、熱水カボリューム (体積が定義されるコンポーネントの総称)、熱水カジャンクション (熱水カボリューム間の接続を定義するコンポーネントの総称)、伝熱体 (熱水力学ボリュームに対する熱源を定義する RELAP ヒートストラクチャと SCDAP コンポーネントの総称) の 3 つに分類される。各コンポーネントにおけるノードやコンポーネント間の接続関係を示す図をノーディング図と呼ぶ。図 1-2 に本解析で使用した LVNPP のノーディングを示す。

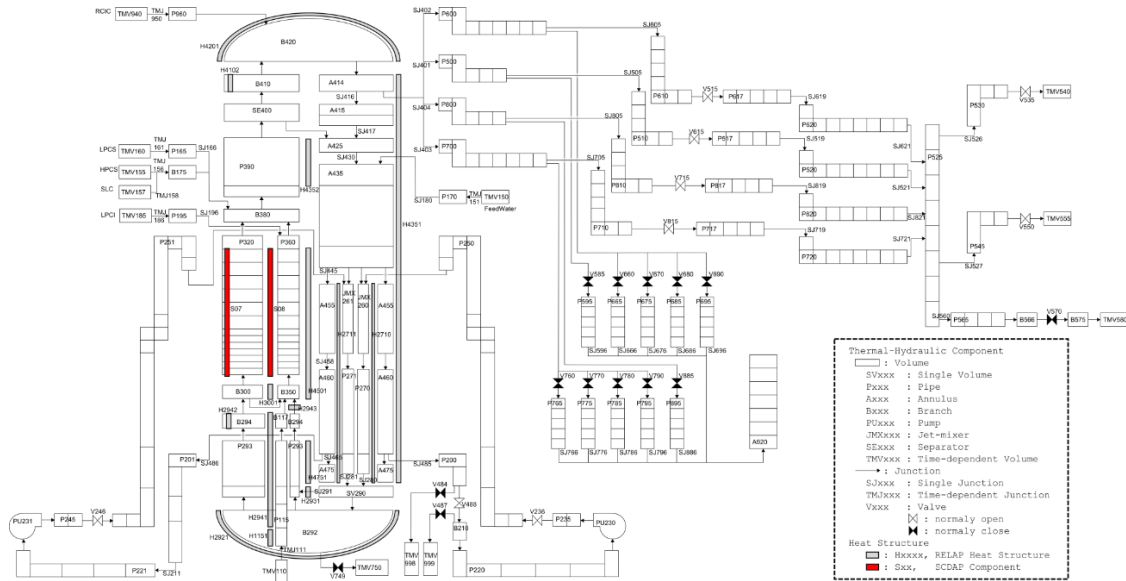


図 3 : RELAP/SCDAP LVNPP ノーディング [1]

#### 4. 原子炉の安全審査に関わる解析

解析条件は原子炉設置許可変更申請書<sup>[3]</sup>に記載されている高圧・低圧注水喪失、全交流電源喪失を選定した。申請書では、ガスタービン発電機・蓄電池の給電による原子炉隔離時冷却系や既存設備の代替注水が仮定されているため、本解析では申請書の条件を模擬した解析を行った。

表 2 : 解析条件

解析項目	作動を仮定する既存の設備※
①高圧・低圧注水喪失	高圧代替注水系 (高圧炉心スプレイ系) 低圧代替注水系 (補助給水ポンプ 3 台)
②全交流電源喪失	原子炉隔離時冷却系 低圧代替注水系 (補助給水ポンプ 3 台)

##### 4.1 高圧・低圧注水喪失

表 3 に発生イベント、図 4, 5, 6 に圧力、ダウンカマ水位、被覆管最高温度の時間変化の結果を示す。まず、給水ポンプトリップによる給水流量の全喪失によって原子炉水位が低下し、水位低レベル 3 で原子炉スクラム、水位低レベル 2 で主蒸気隔離が発生する。15 分後に高圧代替注水系が作動することにより、燃料域の水位は一定に保たれることで、崩壊熱による温度上昇は抑えられる。5.9 時間にサプレッションプール水温が 80 度を越えるため、運転員による手動減圧が行なわれ、減圧沸騰に伴い水位の変動が大きくなることが確認できる。減圧前の添付資料十の結果とよく一致しているのに対し、減圧後は特に水位で大きく挙動が異なることが確認できた。

表 3 : 主な発生イベント (高圧・低圧注水喪失)

発生イベント	発生時刻
給水流量の全喪失	0.0 s
原子炉スクラム(L3) タービントリップ	24.3 s
主蒸気隔離弁閉止(L2)	44.1 s
高圧代替注水作動開始	1500.0 s
手動減圧開始	21240.0 s (5.9h)

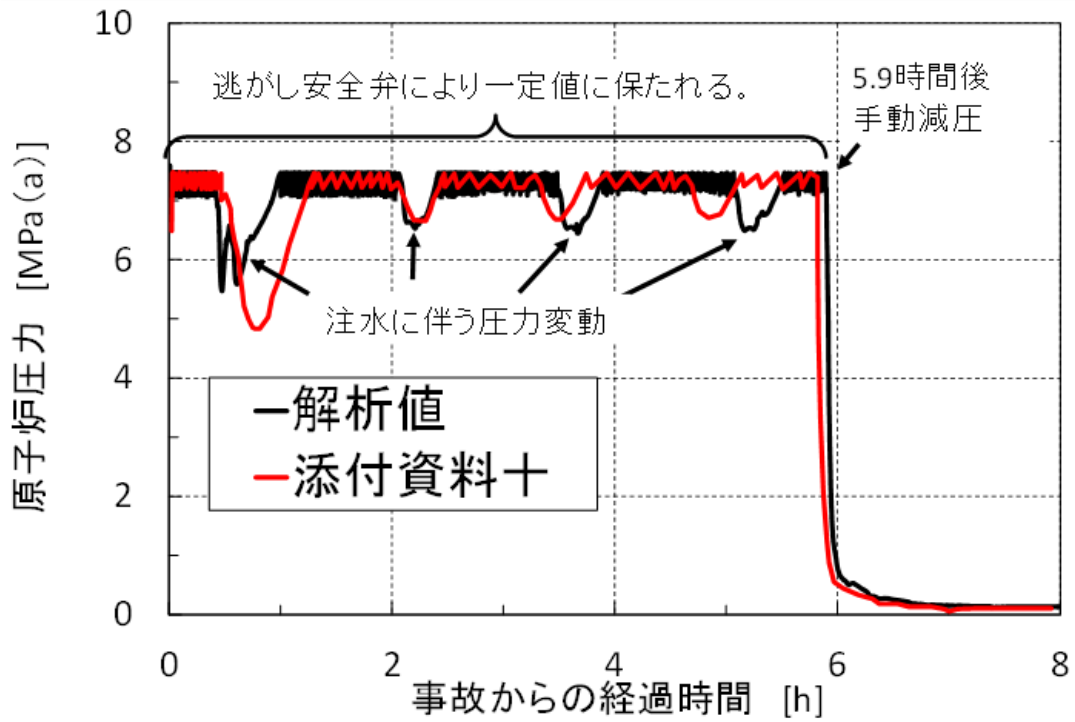


図 4 原子炉圧力の時間変化

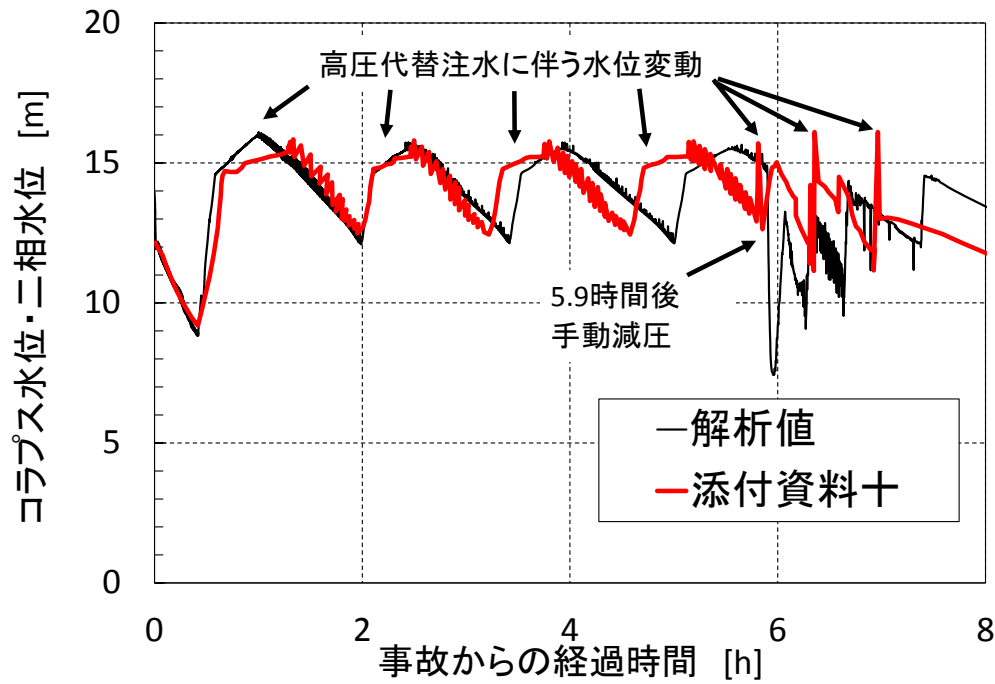


図5 ダウンカマ水位の時間変化

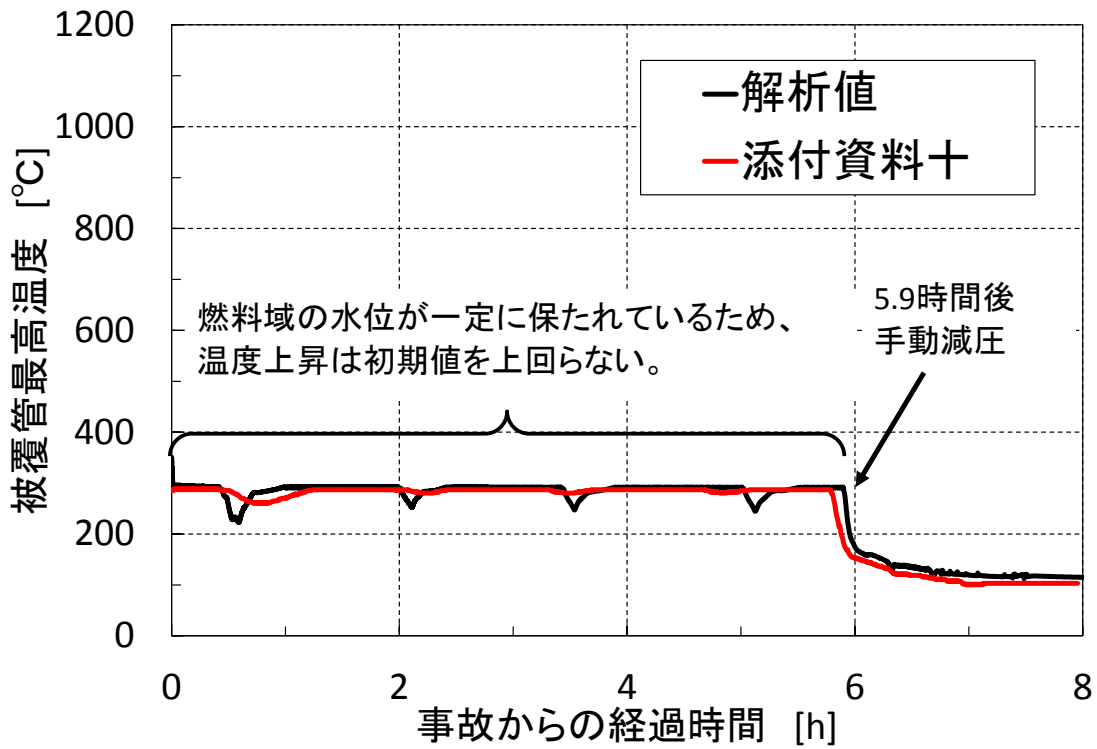


図6 被覆管最高温度の時間変化

## 4.2 全交流電源喪失

表4に発生イベント、図7、8、9に圧力、ダウンカマ水位、被覆管最高温度の時間変化の結果を示す。まず、全交流電源喪失により給水ポンプがトリップすることで給水流量が喪失することにより原子炉の水位が低下する。水位低レベル3で原子炉スクラム、水位低レベル2で主蒸気隔離弁が閉止し、同時にRCICが起動する。RCICにより、燃料域の水位は一定に保たれることで、崩壊熱による温度上昇は抑えられる。その後、24時間後に補助バッテリーの喪失でRCICが不動作になるため、逃がし安全弁の開操作により急速減圧を実施することで低圧注水が開始される。減圧前の添付資料十の結果とよく一致しているのに対し、減圧後は特に水位で大きく挙動が異なることが確認できた。

表4：主な発生イベント（全交流電源喪失）

発生イベント	発生時刻
全交流電源喪失	0.0 s
原子炉スクラム(L3) タービントリップ	38.3 s
RCIC 作動開始	106.7 s
手動減圧開始	86400.0 s (24.0h)

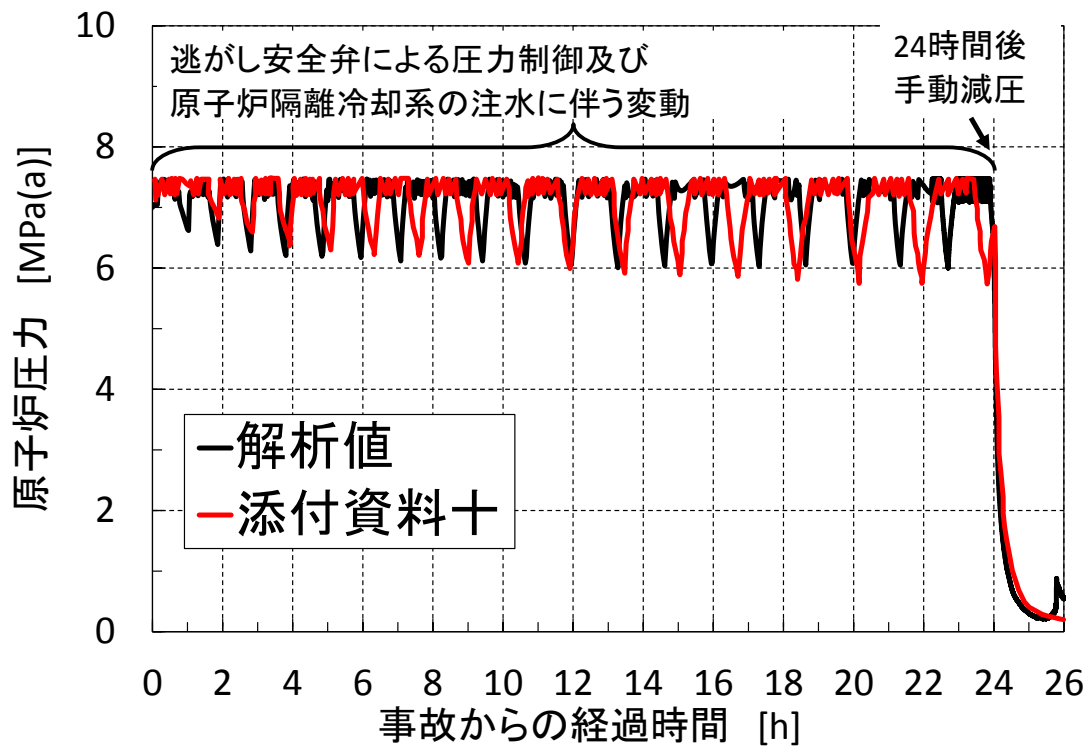


図7 原子炉圧力の時間変化

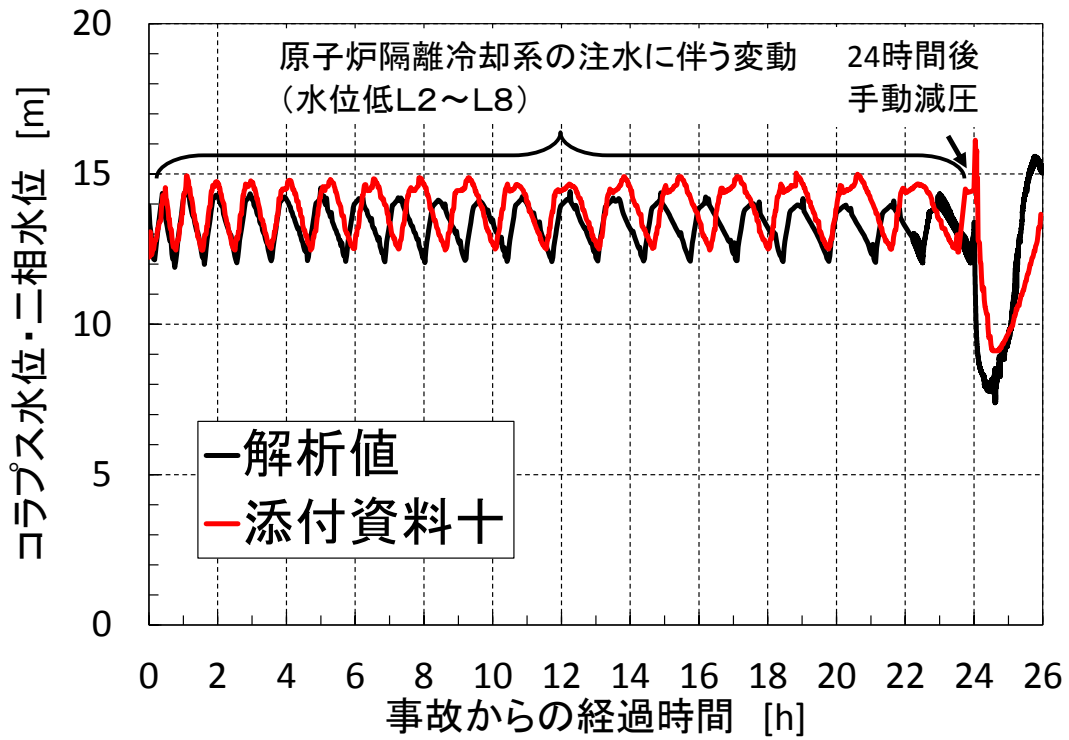


図8 ダウンカマ水位の時間変化

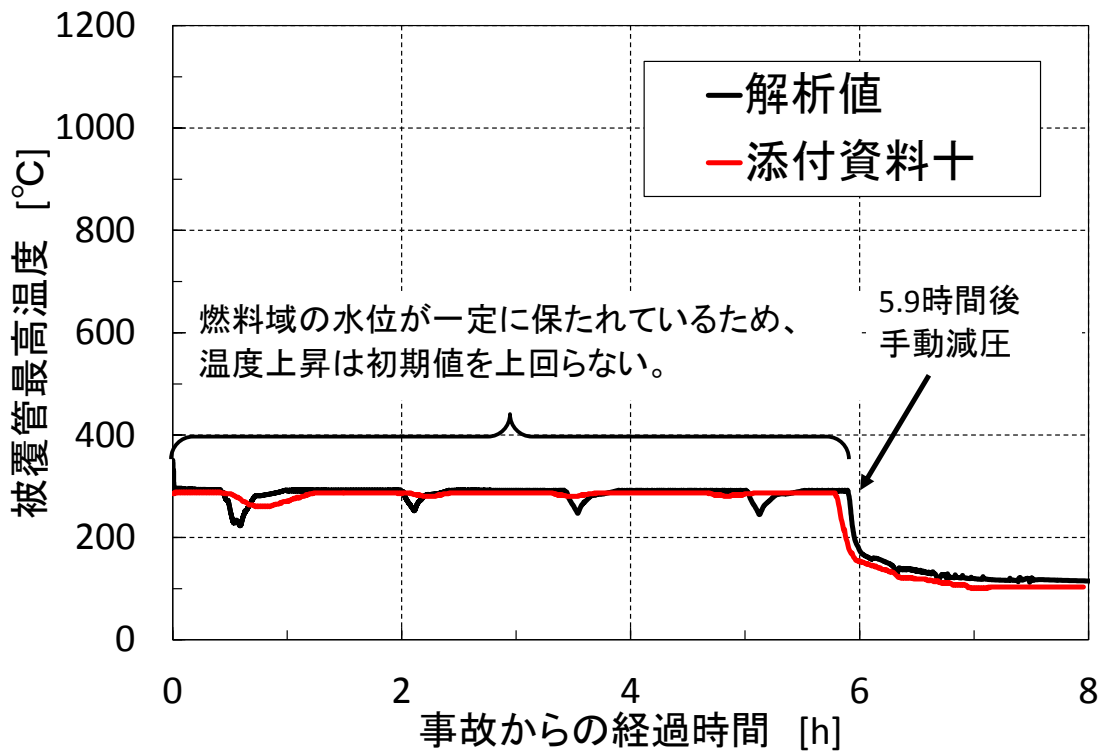


図9 被覆管最高温度の時間変化



## 5. 過酷事故時の解析

解析条件は原子炉設置許可変更申請書<sup>[3]</sup>に記載されている高圧・低圧注水喪失に注水機能を全て不作動の条件を加えた炉心溶融に至る過酷な条件とした。

評価項目としては、軽水炉の安全指針の以下の点とした。

(1) 炉心燃料の健全性判定基準

- ① 燃料被覆管の最高温度が 1473K 以下であること。
- ② 燃料被覆管の酸化量は初期の被覆管厚さの 15%以下であること。

(2) 原子炉圧力容器の健全性判定基準

冷却材圧力が最高使用圧力 (8.62MPa[gage]) の 1.2 倍の圧力以下であること。

解析結果として、解析で発生した主要なイベントを表 5 に、炉心崩壊熱の時間変化を図 10 に、原子炉圧力とダウンカマ水位の結果を図 11 に、被覆管最高温度と炉心水素生成量の積分値の結果を図 12 に示す。また、図 13 には、SCDAP による炉心損傷分布の時間変化の結果を示す。給水の喪失後、原子炉の水位が低下し、水位低レベル 3 まで低下することで、原子炉はスクラムする。炉心の崩壊熱は 7%から数分で 2%程度に減少するが、非常用炉心冷却系による注水が作動しないため、水位は減少し続け、露出した燃料から温度の上昇が開始する。被覆管の温度が 1000K を超過した部分からジルコニウムと蒸気とが反応し水素が生成し始める。その反応が 1800K を超過したあたりで加速し、急激な温度上昇をもたらす。燃料の温度が 2800K を超過した部分から溶融が開始し、重力により上部から下部に侵食するように進展していく。その後、燃料プールを支えている固化した溶融物 (クラスト) が破損することで、下部プレナムに溶融プールが落下する。

表 5 : 主な発生イベント (過酷事故時)

項目	本解析結果	備考
給水ポンプトリップ	0.0秒	起因事象
原子炉スクラム タービントリップ	24.3秒	原子炉水位低信号 (L3)
主蒸気隔離弁閉止 非常用炉心冷却系不作動	51.2秒	原子炉水位低信号 (L2)
炉心水素発生開始	2977秒 (50分)	
被覆管最高温度 1473 K到達	3851秒 (64分)	
溶融燃料生成開始	5197秒 (87分)	
クラストの破壊	6830 (114分)	
燃料デブリ落下開始	6960秒 (116分)	
解析停止	7200秒 (120分)	解析終了

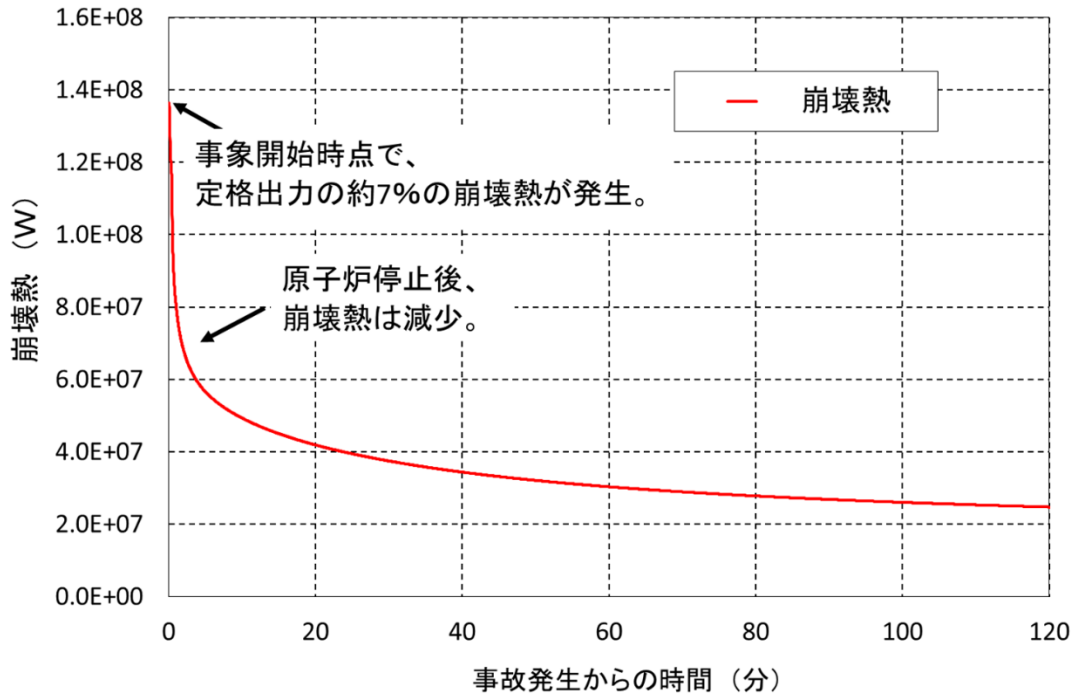


図 10 崩壊熱の時間変化

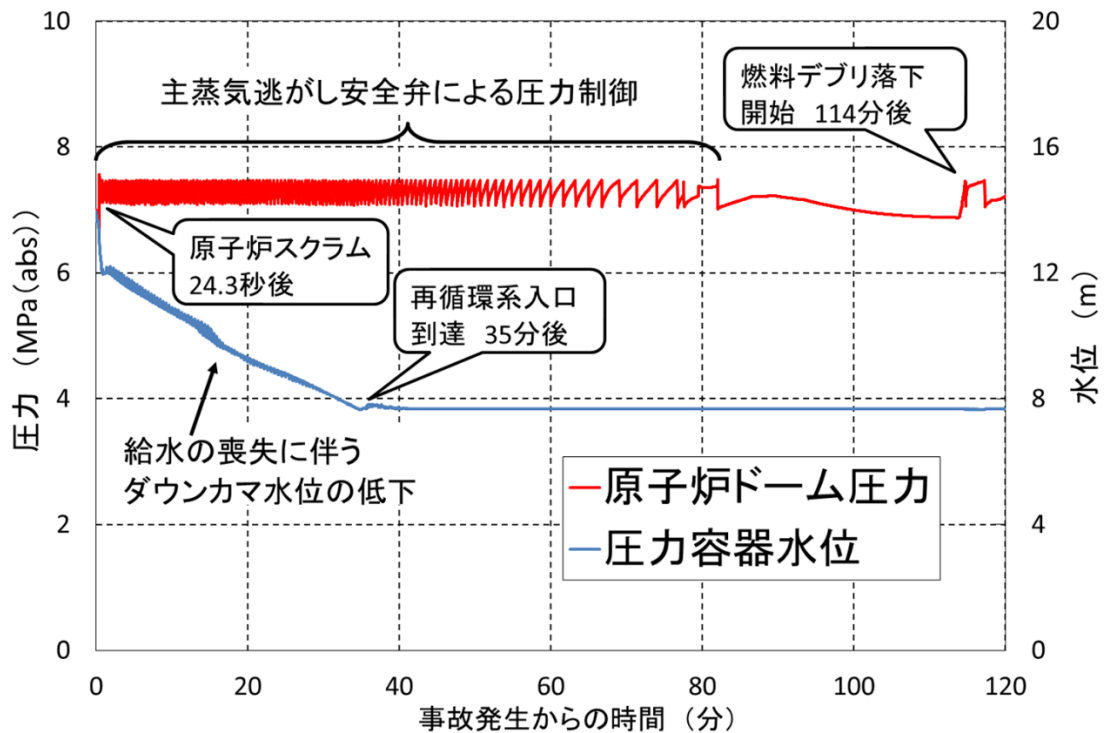


図 11 原子炉圧力とダウンカマ水位の時間変化

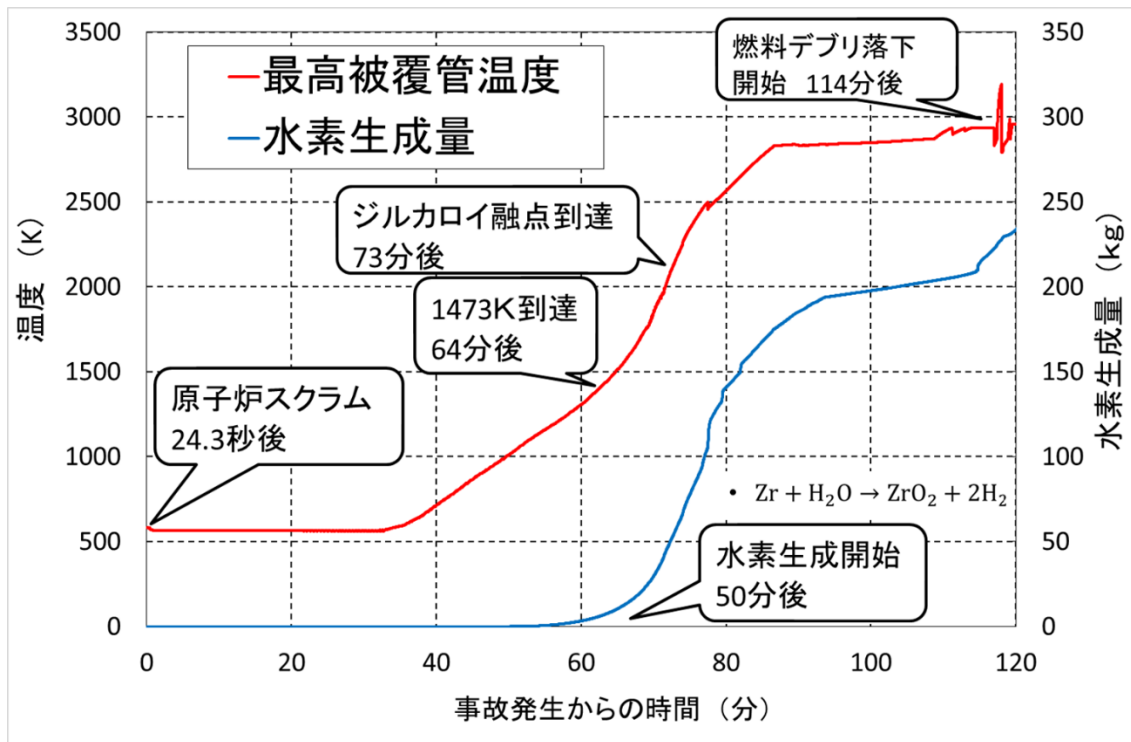


図 12 被覆管最高温度と炉心水素生成量の時間変化

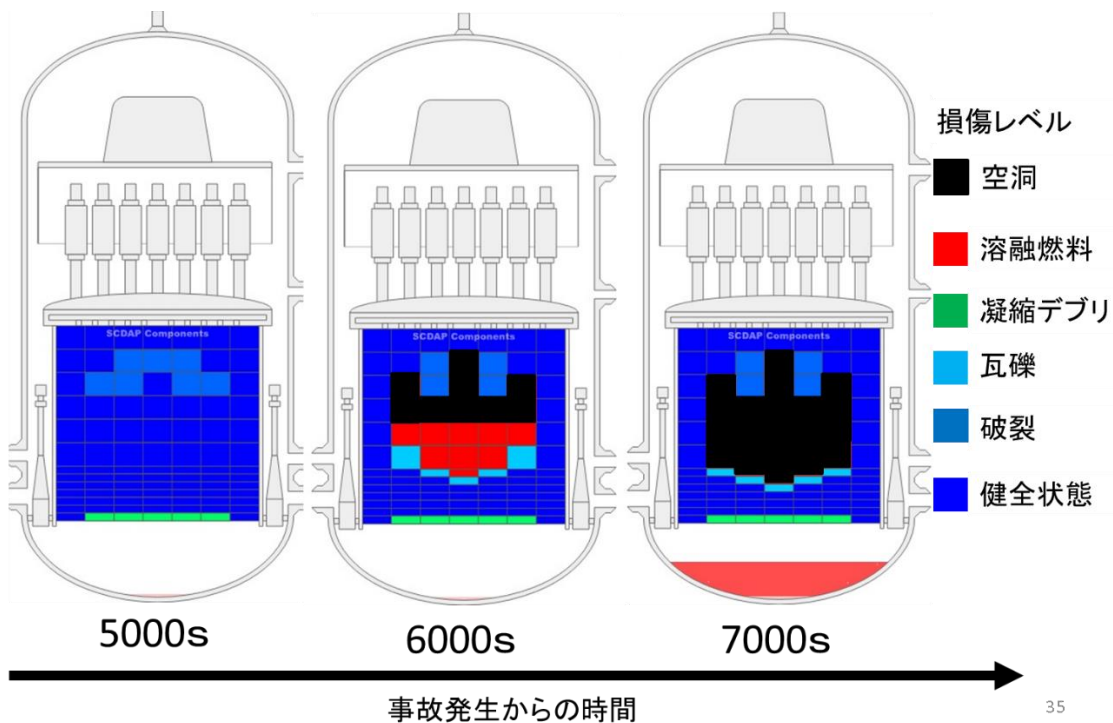


図 13 炉心損傷分布の時間変化

## 6. 結言

前半の解析では、本シミュレータの妥当性を確認するために、原子炉設置許可変更申請書に沿った2つの解析を実施した。その結果、文献値で示された結果との一致を確認し、妥当性を確認することができた。

後半の解析では、原子炉設置許可変更申請書の条件をより過酷にするために、全て安全注水系の不作動を仮定した。その結果、被覆管温度や酸化膜の厚さが制限値を超え、炉心溶融に至ることを確認した。

以上により、本シミュレータがBWRの過酷事故時の挙動解析に有用であることを示すことができた。今後は、このシミュレータを用いて、安全策の提案やコードの精度検証等を実施していく予定である。

### 参考文献

- ① SCDAP/RELAP5/MOD3.2 CODE MANUAL VOLUME III USER'S GUIDANCE AND INPUT MANUAL (Idaho National Engineering and Environmental Laboratory, 1997)
- ② 日本原子力学会「2015年秋の大会」D19、D20 (NEL)
- ③ 中部電力「平成27年度 浜岡原子力発電所3号機の発電用原子炉設置許可変更申請書 添付資料十。」
- ④ GE-Paredes, et al., "Severe Accident Simulation of the Laguna Verde Nuclear Power Plant", Science and Technology of Nuclear Installations Volume 2012 Article ID 209420, 2012

## 2次元非均質体系におけるモンテカルロ法の統計誤差過小評価の予測

名古屋大学大学院 工学研究科 マテリアル理工学専攻  
修士課程2年(山本研究室) 林 幸司

### 1. 序論

原子炉の安全性評価は、数値シミュレーションを利用して出力分布などの炉心特性を予測し、それらを実験することで行われる。その計算手法の一つにモンテカルロ法がある。モンテカルロ法は、乱数を用いて中性子の振る舞いを確率的に再現し、その挙動を追跡して物理量を評価する手法であるが、この手法は乱数を用いるため、計算結果には必ず統計誤差が付随する。

モンテカルロ法による固有値計算においては、核分裂源分布を介して世代間に相関が生じるため、各世代の計算結果の平均値に付随する統計誤差を計算するときには、この相関を考慮する必要がある。しかし、従来のモンテカルロコードでは無相関を前提とした中心極限定理によって統計誤差を推定しているため、世代間の相関が強い体系の場合、出力される統計誤差が過小に評価されていることがある[1]。

過小評価されていない“真の統計誤差”を求める方法の一つに、初期乱数を変えた多数回のモンテカルロ計算を実施し、その結果を統計処理する手法がある。しかし、大型の体系において、詳細な計算条件を設定した場合、1回のモンテカルロ計算に数日かかることも珍しくないため、この方法は現実的ではなく、別の方法で真の統計誤差を求めることが望まれている。

本研究では、中性子束を固有関数展開した時の展開係数の世代推移を Autoregressive (AR)モデルに近似することで、真の統計誤差を理論的に導出した。若手研究会では、提案手法を2次元非均質体系に適用し、多群モンテカルロコードGMVP[2]を使って得られた参照値と比較した結果について報告した。

### 2. 統計誤差過小評価の予測手法

モンテカルロ法では、ある統計量 $R$ を計算する場合、それを(1)式のように固有関数展開し、べき乗法により真の分布に収束させる。

$$R^{(i)}(\vec{r}) = \sum_n a_n^{(i)} \mathbf{R} \psi_n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (1)$$

$$\mathbf{R} \equiv \int_{\frac{\pi}{4}}^{\pi} d\vec{\Omega} \int_0^{\infty} dE \Sigma_x(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (2)$$

$R^{(i)}$ は $i$ 世代目の統計量分布、 $a_n^{(i)}$ は $i$ 世代目の $n$ 次モード展開係数、 $\psi_n$ は $n$ 次モード中性子束分布、 $\Sigma_x$ はある反応の巨視的断面積である。ここで、展開係数の世代推移をARモデルに近似する[3]。

$$a_n^{(i+1)} \approx \rho_n a_n^{(i)} + d_n^{(i+1)} \quad (3)$$

$$\rho_n \equiv k_n/k_0 \quad (4)$$

ここで、 $d_n^{(i+1)}$ は統計的に発生するノイズ項、 $k_n$ は $n$ 次モード固有値である。参考文献[2]では、(3)式から出発して、 $n$ 次モード展開係数の統計誤差を理論的に導出し、それを全ての次数について誤差伝播

することで真の統計誤差 $\sigma_{true}$ を得た. また, 中心極限定理に従い有限の世代数から推定された統計誤差 $\sigma_{calc}$ も理論的に導出した. この2つの統計誤差の比を取ることで, 統計誤差過小評価割合の理論式を(5)式のように得た[3][4].

$$\frac{\sigma_{calc}}{\sigma_{true}} \approx \sqrt{\frac{\sum_{n=0}^{\infty} \frac{w_{n,v}^2 \sigma_{dn}^2}{1 - \rho_n^2}}{\sum_{n=0}^{\infty} \frac{w_{n,v}^2 \sigma_{dn}^2 (1 + \rho_n)}{1 - \rho_n^2}}} \quad (5)$$

$$w_{n,v} \equiv \int_v \mathbf{R} \psi_n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) dV \quad (6)$$

ここで $\sigma_{dn}^2$ はノイズ項の分散である. 領域積分値 $w_{n,v}$ や固有値比 $\rho_n$ は高次モードの固有値・固有関数を使って計算することができる. しかし, ノイズ項の分散 $\sigma_{dn}^2$ をどのようにして計算するのが問題となる. 参考文献[4]においては, 自作モンテカルロコードで各世代の中性子束を計算し, 展開係数の定義((7)式)より各世代の展開係数を求め, その分散から(8)式を使いノイズ項の分散を得た.

$$a_n^{(i)} \equiv \frac{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{F} \phi^{(i)} \rangle}{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{F} \psi_n \rangle} \quad (7)$$

$$\sigma_{dn}^2 = (1 - \rho_n^2) \sigma_{a_n}^2 \quad (8)$$

この方法では各世代の中性子束の情報が必要であるが, 本検討で使用する GMVP ではこの情報は得られない. そこで, 本研究ではノイズ項を理論的に導出することを試みた.

### 3. ノイズ項の理論式

モンテカルロ法では, 中性子のランダムウォークの時, 乱数を使ってその挙動が決定される. 発生する乱数によって, 中性子は体系内, もしくは体系外で衝突して吸収・散乱反応を起こすなど, 異なる結果が得られる. つまり, 中性子が衝突する度に結果に統計的なノイズが発生していると考えることができる. このモデルを数式化するために, 以下のように中性子束 $\phi^{(i)}$ を原子核との衝突回数で成分分解する.

$$\phi^{(i)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \sum_{j=0}^{\infty} \phi^{(i,j)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (9)$$

$\phi^{(i,j)}$ は $j$ 回衝突した中性子束成分である.  $\phi^{(i,j)}$ について, その収支バランスを考えることで以下の式が得られる.

$$\mathbf{T} \phi^{(i+1,0)} = \frac{1}{k_0} \mathbf{F} \phi^{(i)} = \sum_n \frac{k_n}{k_0} a_n^{(i)} \mathbf{A} \psi_n \quad (10)$$

$$\mathbf{T} \phi^{(i+1,j+1)} = \mathbf{S} \phi^{(i+1,j)} \quad (11)$$

$$\mathbf{A} = \mathbf{T} - \mathbf{S} \quad (12)$$

$$\mathbf{T} \equiv \vec{\Omega} \mathbf{V} + \Sigma_t(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (13)$$

$$\mathbf{S} \equiv \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \quad (14)$$

$$\mathbf{F} \equiv \frac{\chi(\vec{r}, E)}{4\pi} \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' \nu \Sigma_f(\vec{r}, E') \quad (15)$$

ここで,  $\phi^{(i,j)}$ が以下のように固有関数展開できると仮定する.

$$\varphi^{(i,j)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \sum_n b_n^{(i,j)} \psi_n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (16)$$

(16)式を(10), (11)式に代入し, さらに両辺に左から adjoint 中性子束 $\psi_n^\dagger$ をかけて全位相積分することで, 展開係数 $b_n^{(i,j)}$ の漸化式を以下のように得ることができる.

$$b_n^{(i+1,0)} \approx \frac{k_n \langle \psi_n^\dagger \mathbf{A} \psi_n \rangle}{k_0 \langle \psi_n^\dagger \mathbf{T} \psi_n \rangle} a_n^{(i)} \quad (17)$$

$$b_n^{(i+1,j+1)} \approx \frac{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{S} \psi_n \rangle}{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{T} \psi_n \rangle} b_n^{(i+1,j)} \quad (18)$$

ただし, 下式の関係を保定した.

$$\left| \frac{\langle \psi_m^\dagger \mathbf{S} \psi_n \rangle}{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{T} \psi_n \rangle} \right| = \left| \frac{\langle \psi_m^\dagger \mathbf{T} \psi_n \rangle}{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{T} \psi_n \rangle} \right| \ll 1 \quad (19)$$

次に, (17), (18)式に一回の衝突で発生するノイズ成分 $\delta_n^{(i,j)}$ を導入する.

$$b_n^{(i+1,0)} \approx \frac{k_n \langle \psi_n^\dagger \mathbf{A} \psi_n \rangle}{k_0 \langle \psi_n^\dagger \mathbf{T} \psi_n \rangle} a_n^{(i)} + \delta_n^{(i+1,0)} \quad (20)$$

$$b_n^{(i+1,j+1)} \approx \frac{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{S} \psi_n \rangle}{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{T} \psi_n \rangle} b_n^{(i+1,j)} + \delta_n^{(i+1,j+1)} \quad (21)$$

上式を全ての衝突回数 $j$ についての和を取ることで, AR モデルの式に帰着する.

$$a_n^{(i+1)} = \frac{k_n}{k_0} a_n^{(i)} + \frac{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{T} \psi_n \rangle}{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{A} \psi_n \rangle} \sum_{j=0}^{\infty} \delta_n^{(i+1,j)} \quad (22)$$

ここで, 以下の関係を利用した.

$$a_n^{(i)} = \sum_j b_n^{(i,j)} \quad (23)$$

(3)式と(22)式を比較することで, ノイズ項 $d_n^{(i+1)}$ の理論式が以下のように求められる.

$$d_n^{(i+1)} = \frac{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{T} \psi_n \rangle}{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{A} \psi_n \rangle} \sum_{j=0}^{\infty} \delta_n^{(i+1,j)} \quad (24)$$

(5)中のノイズ項の分散は, (24)式より以下のように求められる.

$$\begin{aligned} \sigma_{d_n}^2 &= E \left[ d_n^{(i+1)2} \right] - E \left[ d_n^{(i+1)} \right]^2 \\ &= E \left[ d_n^{(i+1)2} \right] \\ &= \left( \frac{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{T} \psi_n \rangle}{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{A} \psi_n \rangle} \right)^2 E \left[ \left( \sum_{j=0}^{\infty} \delta_n^{(i+1,j)} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (25)$$

ここで,  $E \left[ \left( \sum_{j=0}^{\infty} \delta_n^{(i+1,j)} \right)^2 \right]$ が次数に依存しないと仮定すれば, ノイズ項の分散は上式の比例係数部分

$\left( \frac{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{T} \psi_n \rangle}{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{A} \psi_n \rangle} \right)^2$ のみで評価することができる.

## 4. 検証計算

本章では, (5)式で得られる統計誤差過小評価割合の予測値と, 初期乱数を変えて 1000 回実施した GMVP の結果を統計処理することで算出される参照値を比較し, 提案手法の妥当性を検証する.

今回, 検証対象としたのは C5G7 ベンチマーク問題[5]を参考にした 2x2 集合体体系である.

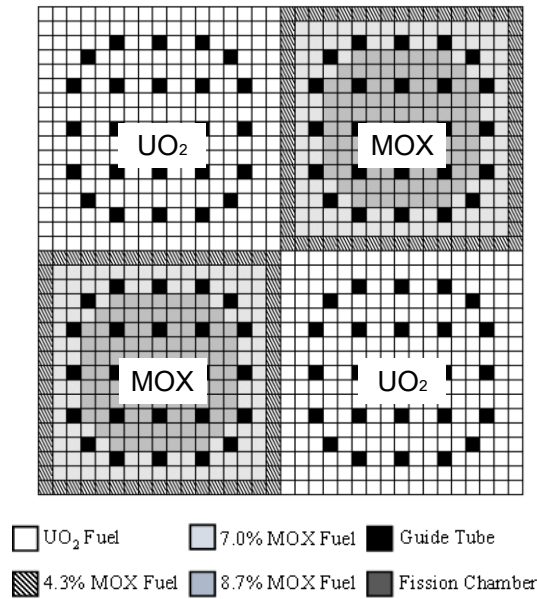


Fig. 1 UO<sub>2</sub>-MOX 2x2 集合体体系

境界は全て完全反射条件とし、対象とした統計量は燃料セル単位の全中性子束である。ただし、ここで中性子束とは角度中性子束を全飛行方向と全エネルギーで積分したものを指す。予測値の計算に必要な高次モードの固有値・固有関数は、集合体ごとに均質化した7群断面積を使い、多群・拡散近似に基づいて数値的に計算した。次数は1156次まで考慮した。なお、断面積の均質化には非均質輸送計算コード AEGIS[6]を利用した。また、ノイズ項の分散の計算において、(25)式のままでは微分項を含んでいるため、以下のように微分項が登場しない形に変形して計算した。

$$\sigma_{d_n}^2 \propto \left( \frac{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{T} \psi_n \rangle}{\langle \psi_n^\dagger \mathbf{A} \psi_n \rangle} \right)^2 = \left( \frac{\langle \psi_n^\dagger \left( \frac{1}{k_n} \mathbf{F} + \mathbf{S} \right) \psi_n \rangle}{\langle \psi_n^\dagger \left( \frac{1}{k_n} \mathbf{F} \right) \psi_n \rangle} \right)^2 \quad (26)$$

以上のようにして計算した統計誤差過小評価割合の予測値と、GMVP を使って算出した参照値を比較した結果を Fig. 2 に示す。

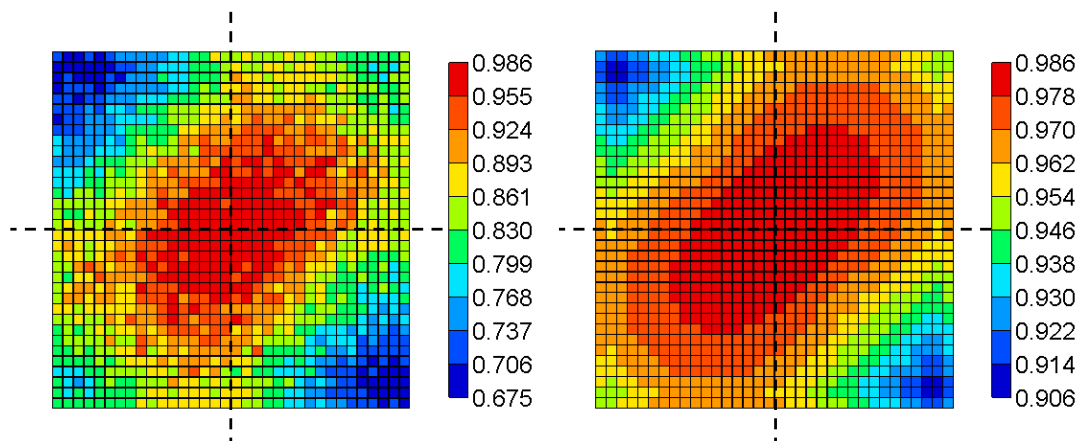


Fig. 2 統計誤差過小評価割合 (左：参照値, 右：予測値)

凡例のスケールが予測値と参照値で異なることに注意されたし。赤色は統計誤差過小評価割合が1に近い、すなわち、過小評価されていないことを示しており、青色は過小評価の効果が強く表れていることを示している。予測値と参照値を比較すると、両者ともに体系中央で過小評価の効果は弱く、体



系端で過小評価の効果が強く表れており，相対的な空間分布は一致している．次に，予測値と参照値の差異の絶対値を取った結果を Fig. 3 に示す．

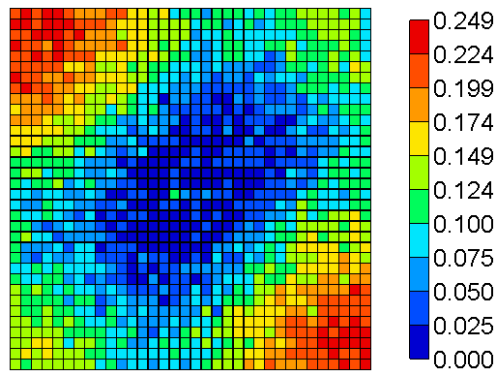


Fig. 3 予測値と参照値の差異

赤色は差異が大きいことを表しており，青色は差異が小さいことを表している．体系中央では予測値と参照値は良く一致しているが，体系端では 0.1~0.25 程度の差異が見られた．この原因としては，高次モード計算やノイズ項の分散の計算に使用した断面積を均質化したことによる影響や，(25)式における  $\left[ \left( \sum_{j=0}^{\infty} \delta_n^{(i+1,j)} \right)^2 \right]$  が次数に依存しないという仮定が成り立っていないことなどが考えられる．これについては今後，検討を進めていく．

## 5. まとめ

本稿では，モンテカルロ法で出力される統計誤差の過小評価割合について，固有関数展開と AR モデルに基づいて導出した理論式を 2x2 集合体体系に適用した結果について報告した．

予測値の計算で必要となるノイズ項の分散について，「統計的なノイズは中性子が原子核と衝突する度に発生する」，というモデルを考えることでノイズ項を理論的に導出した．この理論式によりノイズ項の分散を評価し，統計誤差過小評価割合の予測値を計算した．

結果として，過小評価割合の予測値は参照値の相対的な空間分布を再現することができたが，体系端において 0.1~0.25 程度の差異が生じた．今後は，この原因について検討を行う．

## 6. 参考文献

- 
- [1] A. YAMAMOTO, R. NAKAMURA, “Examination of Pin-by-pin Fission Rate Distribution in Large Geometry Evaluated by the Monte Carlo Method,” *Ann. Nucl. Energy*, **36**, p.1726 (2009).
  - [2] Y. NAGAYA, K. OKUMURA, T. MORI, et al., “MVP/GMVP II: General Purpose Monte Carlo Codes for Neutron and Photon Transport Calculations Based on Continuous Energy and Multigroup Methods,” 1348, JAERI (2005).
  - [3] T. ENDO, A. YAMAMOTO, K. SAKATA, “Theoretical Prediction on Underestimation of Statistical Uncertainty for Fission Rate Tally in Monte Carlo Calculation,” *Proc. Physor2014*, Kyoto, Japan, Sep 28-Oct 3, 2014, (2014). (CD-ROM).
  - [4] K. HAYASHI, T. ENDO, A. YAMAMOTO, “Underestimation of Statistical Uncertainty of Monte Carlo Method with Non-Analog of Fission Source Sampling,” *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **113**, 1153, (2015).
  - [5] “Benchmark on Deterministic Transport Calculations without Spatial Homogenisation,” Nuclear Energy Agency, Organisation for Economic Co-operation and Development, (2003).
  - [6] A. YAMAMOTO, T. ENDO, M. TABUCHI, et.al., “AEGIS: An Advanced Lattice Physics Code for Light Water Reactor Analyses,” *Nucl. Eng. Technol.*, **42**, 5, pp.500 (2010).

第 48 回炉物理夏季セミナー報告  
若手研究会報告

原子力発電比率目標の達成と維持のための軽水炉・増殖炉導入シナリオ

東京都市大学 原子力安全工学科 原子力システム研究室  
学部 4 年 (高木研究室) 辻 晃慶

## 1. 序論

日本政府は 2015 年 (平成 27 年) 7 月 16 日公表の長期エネルギー需給見通しにおいて、安全性、安定供給、経済効率性、環境適合性に関する政策目標を達成する中で、原子力発電については、東日本大震災前に 3 割を占めていた原子力発電比率を 20~22%程度へと大きく低減するとした。

しかし震災以後およそ 5 年半を経ても、高浜 3、4 号機については今年 3 月の大津地裁の仮処分により再び運転停止となり、行政あるいは司法の壁を一因として営業運転再開まで至った原子炉は 4 基に、営業運転中の原子炉は 3 基にとどまっている。

また、ウラン資源も化石燃料と同様に有限量の資源であり、OECD/NEA によるウラン資源の評価報告書 Uranium2014 で示されている 2013 年における既知資源量は、2012 年の需要量をおよそ 120 年満たすが、世界全体の原子力発電の需要の伸びを考慮した時、増殖炉に早期に移行することが必要となる可能性も十分に考えられる。

上に述べた政府目標の達成、そして原子力発電を持続可能なエネルギー源とするための将来的な資源の節減を鑑みて、第一に政府目標を達成するために必要な原子力発電設備の再稼働、あるいは新規導入シナリオを算定した。

## 2. 本論

### 2.1 電力需要量の推移

図 1 に示すように、電力需要は人口より経済状態に対して強い相関を見て取ることができる。ここで政府は年率 1.7%の経済成長と 1,961 億 kWh 程度の徹底した省エネを行うことによって、2030 年度における電力需要を 9,808 億 kWh 程度、その供給に必要な総発電電力量を 10,650 億 kWh 程度とそれぞれ推定している。

したがって、10,650 億 kWh の発電電力量の 20~22%であることから、GW 換算で 25.5 ± 1 GW 程度の電気供給が原子力発電に求められていることとなる。

### 2.2 既存設備の発電容量の推移

現在我が国は 42 基の運転中の発電用の原子炉、41,482MW の設備容量を擁しているが前述の 25.5GW の電力供給を達成するにあたり、図 2 に示す設備利用率、図 3 に示す設備利用率と必要な設備容量の関係より、仮に営業上の判断等による廃炉が行われず、設置地域自

治体との協調がなされ、現在運転中の42基が並べて再稼働を果たしたとしても、原子力発電全体で61.47%以上の設備利用率が求められる。

現実には、再稼働までの期間が延びるに伴い、廃炉という選択肢の比重が大きくなること十分に想定できる。その場合、震災直前と同等の設備利用率70%であった場合、必要な原子力発電の発電容量は36.5GW程度であり、2003年以前の稼働率80%を基準にすれば32GW程度の設備容量が必要ということになる。

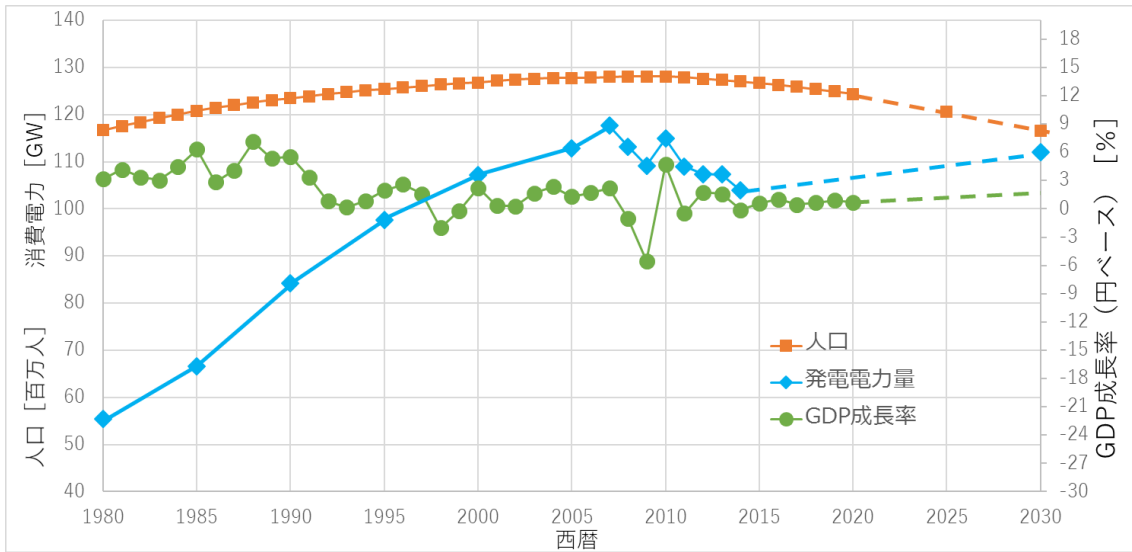


図1：発電電力量とGDP成長率、人口動態の関係(GDP,人口は2014年以降推定値)

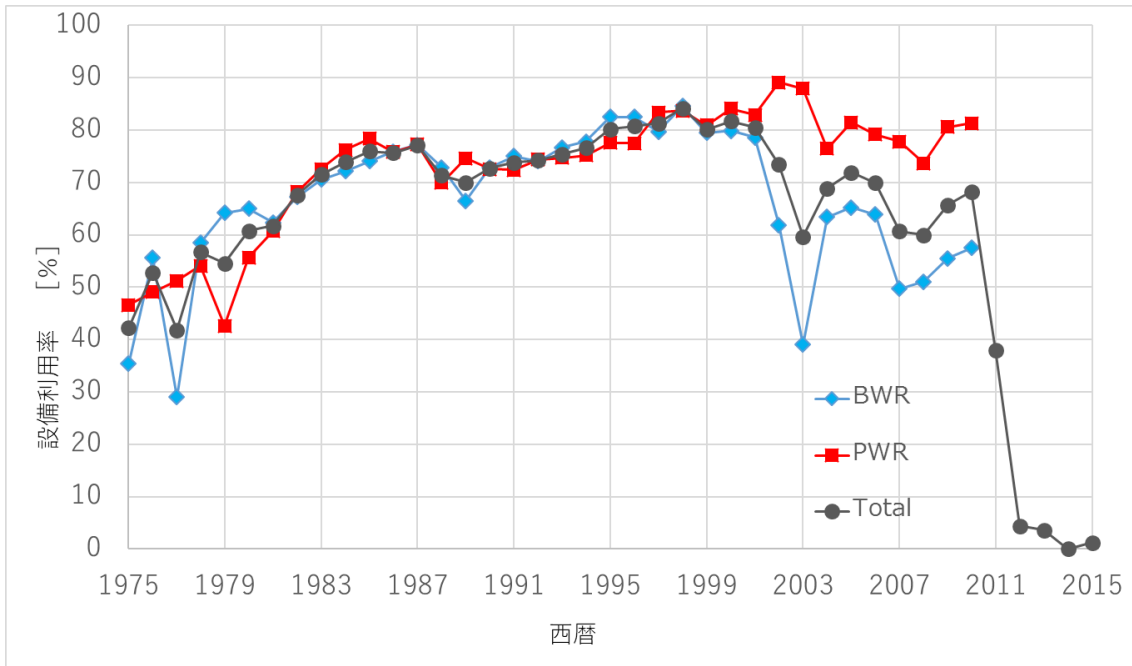


図2：設備利用率

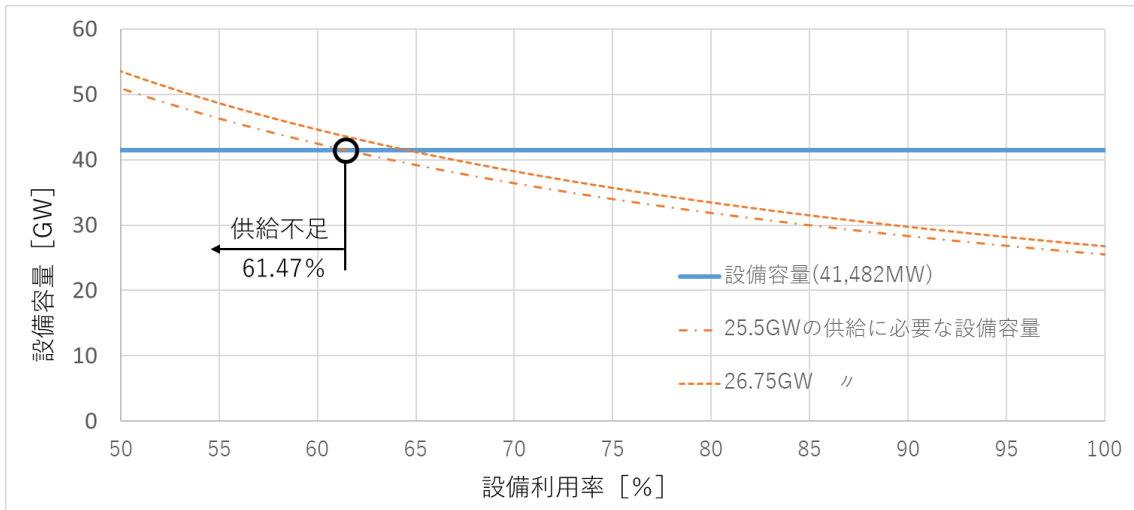


図3 設備利用率と必要な設備容量の関係

### 3. まとめと今後の課題

#### 3.1 まとめ

図4に40年原則の下、原子炉を運用した場合と、2020年以降、現在建設中・計画中の原子炉の後に150万kWe級の原子炉が毎年1基設置された場合と、20年運転期間を延長し60年運転とした場合のそれぞれの供給能力の推移を示す。

仮に40年原則が厳格に適用されると、設備利用率70%で運用していた場合2019年に、80%で運用した場合は2024年に必要な設備容量を割り込み、政府目標として掲げる2030年時点においては必要とする設備容量の半分程度までその供給能力を減退させることとなる。仮に新たな原子炉の新規設置が容易となる社会環境となり、積極的なリプレースが行われればこの限りではないが、おおよそ現実的とは考え難い。

したがって、政府案である「2030年時点において原子力発電比率20~22%」を達成するためには、安全性の確保は厳としつつも、図5より、設備利用率70%を想定する場合37~38基、80%を想定する場合33~34基の原子炉に対して20年の運転年長の延命措置をとることが求められる。

#### 3.2 今後の課題

現在40年を目途として運用されている原子力発電設備の運転期間を60年、80年と伸ばせば、炉の新規設置を行わずとも既存の炉によって電力供給を行うことは可能ではあるが、背景でも述べたようにウラン資源は有限量の資源であり、またOECD/NEAの報告書Uranium2014によれば低価格帯のウラン資源は急速に減少傾向にあることから、将来において増殖炉の運用が必要となってくると考えられる。

したがって、震災以後我が国の原子力政策が大きく変化した中において、将来的にウラン資源が枯渇する前に増殖炉に移行するために、どのようなシナリオで導入していくか、また導入の期限はいつ頃かということ算定することが課題として考えられる。

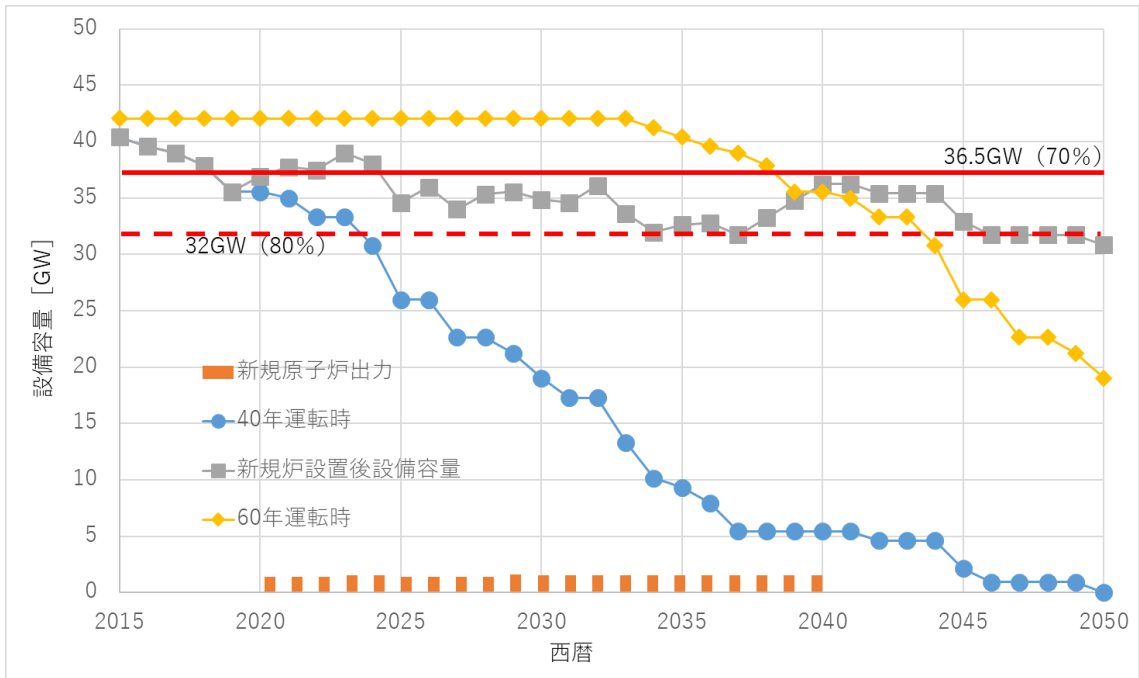


図 4：電源設備容量の推移

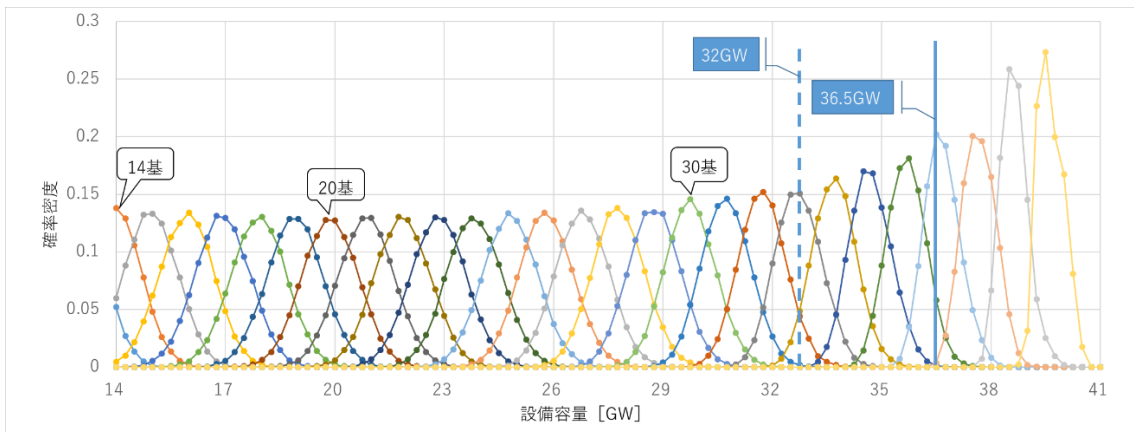


図 5:既存の原子炉の基数による、発電設備容量の確率密度分布

参考文献

- [1] 経済産業省 平成 27 年 7 月 長期エネルギー需給見通し
- [2] 一般社団法人 日本原子力産業協会 原子力発電所の運転・建設状況  
2016 年 9 月 8 日現在
- [3] IMF World Economic Outlook Databases  
World Economic Outlook Database October 2015
- [4] 電気事業連合会 日本の消費電力
- [5] ATOMICA 原子力発電所の運転実績
- [6] OECD/NEA Uranium2014:Resources, Production and Demand

若手研究会報告

## 統合炉心設計コードシステム HANCS の

### 商業規模軽水炉に対する適用性の研究

東北大学 量子エネルギー工学専攻 中性子デバイス工学科  
修士課程 1年 新井陽大

#### 1. 序論

##### 1.1 炉心設計システム

原子炉を安全かつ効率的に運転するために炉心管理業務が行われる。炉心管理業務は運転開始前に最適な燃料取替計画、制御棒の運用計画、出力上昇計画などの運転計画を作成することである。さらに実際の運転時に原子炉の状況を測定や解析で常に監視し、事前予測との差を評価し、制御棒の挿入パターンや冷却材流量の操作に反映して、出力を調整し定格出力運転を行う。炉心管理業務は、炉心設計システムと呼ばれるコード群を用いて行われる。炉心設計システムとは、原子炉に対して三次元核熱水力特性解析を行うことができるシステムであり、高精度の解析結果が要求される。このシステムを用いて燃料設計や炉心設計が行われることにより、炉心に装荷する燃料集合体の健全性や炉心の安全性が評価される。

##### 1.2 HANCS

わが研究室ではこれまでの研究において、商用のコードシステムと同程度の性能を目指して統合炉心設計システム HANCS が開発されており、商用炉心設計システムとの比較により検証が行われてきた。しかし、炉心計算コード NORMA は拡散近似を使用しており、材質が異なる燃料が隣り合う体系や、制御棒が存在する体系では中性子束の勾配がきつくなり計算精度が悪化する可能性がある。そこで炉心核計算部の計算精度向上を目指して拡散近似をしない計算手法としてモンテカルロ法輸送計算を炉心計算に導入したモンテカルロモジュール MCM が開発された。

##### 1.3 本研究の目的と取組み

HANCSにおけるこれまでの研究の取組みとしてBWRおよびPWRの小規模な模擬炉心に対する解析が行われておりその適用性が示されたが、実機規模での模擬炉心における解析は行われておらず、実機炉心管理にも用いられているC/Sに対して実用性の面で未だ課題が残っている。

以上より本研究ではHANCSを用いて実機規模のBWR及びPWRの解析を行い、HANCSにおける商業規模軽水炉の適用性に関する知見を得ることを目的とする。

## 2. 解析体系の設定

### 2.1 BWRの解析体系

実機炉心の運転データは公開されていないためBWR-3, BWR-4, BWR-5の実機炉心を模した。このときBWR-3, 4, 5の燃料集合体数はそれぞれ400, 560, 764体である。燃焼度を持つ集合体解析では、軸方向と径方向に燃料温度分布、冷却材温度分布、燃焼度分布、ボイド率分布が存在するため、MVP2.0やMVP-BURNでは考慮することが困難であるため、未燃焼度(0GWd/t)を使用する。さらに、商業規模軽水炉では詳細ピン体系の場合計算コストが膨大になるため、相対出力を算出するときのMVP2.0の体系のみ燃料を均質化して計算した。ただしガドリニウムピンを均質化すると自己遮蔽効果が失われてしまい、炉心の反応度に大きな影響を与えると考えられるのでガドリニウムピンのみは均質化を行わず、ピンとして扱うことにした。

また、評価基準としてMVP2.0と比較して、実効増倍率、軸方向出力分布及び径方向出力分布について検証する。実効増倍率を $1.0\% \Delta k/k$ 以内、相対出力分布についてMVP2.0との平均二乗誤差RMS値が5.0%以内を評価基準とする[使用する燃料は8×8タイプ3燃料であり、高さは371.04cmとし、軸方向の分割数は12領域(12×30.92cm)とする。境界条件はx-方向とy-方向で完全反射、x+方向とy+方向及びz方向で漏れとする。

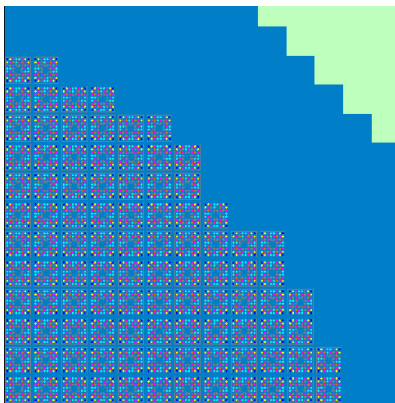


図1 MVPを用いた模擬炉心モデル(BWR-3)

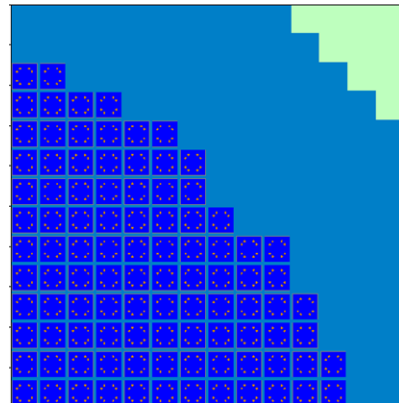


図2 MVPを用いて均質化した模擬炉心モデル(BWR-3)



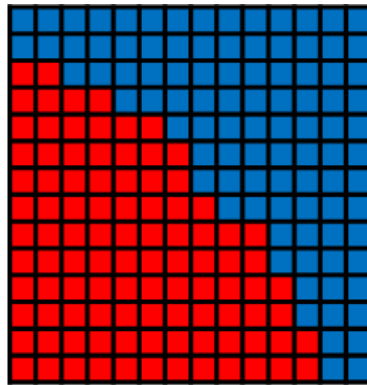


図3 NORMA-MCM を用いた模擬炉心モデル(BWR-3)

## 2.2 PWR の解析体系

BWRと同じように、912MW級、1150MW級PWRの実機炉心を模した。このとき912MW級、1150MW級PWRの燃料集合体数はそれぞれ152、192体である。ここでも3章と同じく炉心の燃焼度は未燃焼度(0GWd/t)を使用し、さらにガドリニウムピンのみは均質化を行わず、ピンとして扱うことにした。

評価基準として MVP2.0 と比較して、実効増倍率、軸方向出力分布及び径方向出力分布について検証する。実効増倍率を  $1.0\% \Delta k/k$  以内、相対出力分布について MVP2.0 との平均二乗誤差 RMS 値が 5.0%以内を評価基準とする

使用する燃料は  $17 \times 17$  燃料であり、解析炉心モデルも 2 章で示した 912MW 級、1150MW 級 PWR の模擬炉心体系である。高さは 366.00cm とし、軸方向の分割数は 12 領域( $12 \times 30.50$  cm) とする。境界条件は x-方向と y-方向で完全反射、x+方向と y+方向及び z 方向で漏れとする。

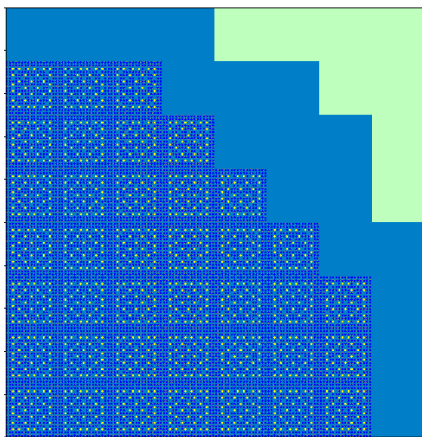


図4 MVPを用いた模擬炉心モデル(912MW)

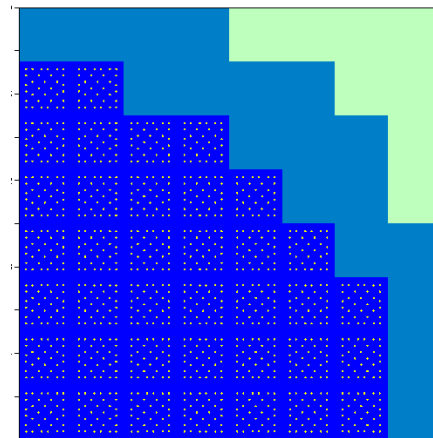


図5 MVPを用いて均質化した模擬炉心モデル(912MW)

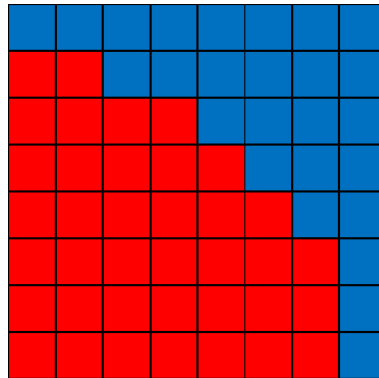


図6 NORMA-MCM を用いた模擬炉心モデル(912MW)

### 3. BWR の結果

#### 3.1 実行増倍率

BWR-3の場合MVP2.0は1.03434, MCMは1.03434(0.00% $\Delta k/k$ ), NORMAは1.03774(0.33% $\Delta k/k$ )となった.

BWR-4の場合MVP2.0は1.03663, MCMは1.03689(0.03% $\Delta k/k$ ), NORMAは1.04020(0.34% $\Delta k/k$ )となった.

BWR-5の場合MVP2.0は1.03891, MCMは1.03866(-0.02% $\Delta k/k$ ), NORMAは1.04220(0.32% $\Delta k/k$ )となった.

全てのケースで基準値1%以内を満たすことを確認した. また, NORMAよりもMCMの方が常に参照値との差が少なかった. これはNORMAは拡散近似を用いて計算しているがMCMはモンテカルロ法により計算を行っているためであると考えられる

#### 3.2 軸方向相対出力

結果を表2に示す.実効増倍率の結果と同様にMCMの方がNORMAよりも参照値に近い結果となり, これも拡散近似を使用せず, モンテカルロ法を用いた結果であると考えられる.

MCM, NORMAともにすべてのケースで軸方向のRMS値は基準値である5%を満たせなかった, これはMCMの場合は燃料集合体の均質体系が1領域であるため, ウォーターギャップあるBWR燃料集合体では均質化誤差が大きくなってしまうためであると考えられ, NORMAの場合は不連続因子を考慮していないためだと考えられる.

以上よりMCMによる計算精度向上は確認されたが, より精度の高い計算を行うにはより高度な計算手法を取り入れる必要があると考えられる.

表1 軸方向RMS値

	BWR3	BWR4	BWR5
MCM	5.9%	6.3%	11.3%
NORMA	16.0%	16.4%	15.1%

### 3.3 径方向相対出力

軸方向相対出力分布においてノード5 の位置において出力がピークであるため、ノード5 の径方向相対出力分布に注目する。

BWR-3 の場合、MCM の出力の最大差は 20.9%、NORMA は 25.8%。BWR-4 の場合 MCM の出力の最大差は 27.6%、NORMA は 32.3%。BWR-5 の場合 MCM の出力の最大差は 21.8%、NORMA は 43.4%となった。これまでと同様に MCM は全てのケースで NORMA よりも参照値に近い値を出し、モンテカルロ法の有用性が示せた。一方いずれの場合でも出力の最大差が基準値の 10%以内に収まらなかった、これは燃料の均質化による影響や、中性子エネルギーを 2 群で扱っていることによる誤差の現出であると考えられる。

### 3.4 まとめ

実効増倍率の点ではMCM、NORMAともに評価基準値であるMVP2.0との差1%以内に収めることが出来た。さらにMCMによる計算精度の向上も確認された。これはNORMAの拡散近似による燃料集合体ごとの中性子流勾配の影響がMCMではあらわれなかったことが精度の向上につながったのだと考えられる。よって実効増倍率ではHANCSの炉心設計部が有効であることが示され、MCMによりさらに精度よく解析できることが示せた。

次に、軸方向相対出力では全てのケースでMCM、NORMAはMCMによる計算精度向上は見られたが、評価基準値である参照値とのRMS値5%以内を満たすことが出来なかった。これはBWR燃料集合体の場合燃料集合体の周りにはウォーターギャップが有り、燃料設計部にて均質化した際に1領域として燃料集合体を近似したためその影響による点が大きいと考えられる。

径方向相対出力でも軸方向相対出力と同様に全てのケースで MCM、NORMA は MCM による計算精度向上は見られたが、評価基準値である参照値との最大出力差 10%以内を満たすことが出来なかった。これは MVP2.0 は中性子エネルギーを連続群として計算するが、MCM の場合今回の研究では 2 群計算をしたことの影響が炉心外縁部と中心部の差が大きく出たことの原因であると考えられ、NORMA の場合は不連続因子なしの多群拡散計算を行ったため、拡散近似の際にさらなる誤差が出現したためであると考えられる。以上より商業規模軽水炉の相対出力の導出では

MCM, NORMA とともにさらなる計算方法の高度化が, HANCS をより実用的な炉心設計システムにするために必要な課題である. 一方参照解として用いた MVP2.0 の均質化についてもさらに高度な均質化の方法などでその信頼性を向上させる必要があると考えられる.

#### 4. PWR の結果

##### 4.1 実行増倍率

912MW級の場合MVP2.0は1.11257, MCMは1.10896(-0.32%  $\Delta k/k$ ), NORMAは1.09303(-1.76%  $\Delta k/k$ )となった.

1150MW級の場合MVP2.0は1.11413, MCMは1.11094(-0.29%  $\Delta k/k$ ), NORMAは1.09546(-1.684%  $\Delta k/k$ )となった.

以上よりMCMの場合はこちらも基準値1%以内を満たせたがNORMAはこちらも基準値を満たせなかった. これによりモンテカルロ法を使用したMCMによって計算精度が向上し良い一致が得られるようになったことが示された.

##### 4.2 軸方向相対出力

実効増倍率の結果と同様にMCMの方がNORMAよりも参照値に近い結果となり, これも拡散近似を使用せず, モンテカルロ法を用いた結果であると考えられる.

MCM, NORMA共にすべてのケースで軸方向のRMS値は基準値である5%を満たした. これによりMCM, NORMAはPWR炉心の軸方向出力において良い一致を得ることができることを示した.

また, BWRと異なり今回良い一致を示せたのはPWRはウォーターギャップがないため燃料の均質化の影響が少ないためであると考えられる.

表1 軸方向RMS値

	912MW	1150MW
MCM	2.7%	0.7
NORMA	5.0%	4.4%

##### 4.3 径方向相対出力

軸方向相対出力分布においてノード6の位置において出力がピークであるため, ノード6の径方向相対出力分布に注目する. 912MW級PWRの場合, MCMの出力の最大差は9.6%, NORMAは10.9%. 1150MW級PWRの場合MCMの出力の最大差は13.7%, NORMAは15.1%. 1150MW級では最大出力差が基準値を超えてしまったがこの理由は不明であり, 今後の追求が必要となる.

#### 4.3 まとめ

実効増倍率の点ではMCMは評価基準値であるMVP2.0との差1%以内に収めることが出来た。一方NORMAは基準値外という結果になった。よってモンテカルロ法による精度向上によってHANCSの炉心設計部はPWR炉心の実効増倍率を精度よく計算することが可能となったと示せた。NORMAがPWR炉心ではBWR炉心に比べてやや精度が落ちているが、この理由は不明であり今後の課題となるであろう。

軸方向相対出力では全てのケースではMCMによる計算精度向上は見られ、NORMA, MCM共に評価基準値である参照値とのRMS値5%以内を満たせた。BWRとは違いPWRでは基準値が満たせた理由は、PWRはウォーターギャップがなく、燃料集合体の均質化による炉心設計部の影響が少なかったためだと思われる。以上より軸方向出力の導出においてHANCSの適用性は高いといえる。

径方向相対出力ではMCMの炉心境界部の参照値との差が大きくなり、出力の最大差が大きくなってしまった。はっきりとした理由は不明だが、エネルギー群数による影響が大きくなってしまったのではないかと考えられる。よって径方向出力の算出には炉心境界部での大きな誤差を改善する必要があると考えられる。

#### 5. 結言

本研究では、HANCSの商業規模軽水炉の適用性の調査に取り組んだ。

第2章では今回考慮する商業規模炉心モデルの設定を行った

第3章ではHANCSが商業規模BWRに対して適用性があるかを検証した。ここで2章で設定したBWR商業規模模擬炉心をMCM, NORMAで解析し、MVP2.0での解析結果と比較して評価基準値と照らしあわせた。その結果、NORMA, MCM共に実効増倍率は評価基準値内に収まり、軸方向相対出力、径方向相対出力は評価基準値外であった、またMCMによる計算精度向上はすべてのケースで見られた。これは、MCMは拡散計算を用いず、モンテカルロ法を使用しているので計算精度の向上が見られたためである。今後の課題としてMCMの2領域化やNORMAの不連続因子の考慮により、相対出力を基準値内に収めることが考えられる。

第4章では、3章と同様にHANCSが商業規模PWRに対して適用性があるかを検証した。これより、実効増倍率、軸方向出力は基準値内に収まったが径方向出力は基準値外という結果になった。実効増倍率が基準値内であったのはBWRと同様であるが軸方向出力も基準値を満たすことが出来たのは、PWRはウォーターギャップがないため均質化による影響が少ないためであると考えられる。一方径方向出力についてはMCMがNORMAよりも出力の最大差が大きくなるということが起こった。これはMCMが炉心境界部では出力を過小評価しているためである。

以上よりHANCSの商業規模軽水炉への適用は計算手法の改善が必要だという結論を得た。