

ISSN 2434-1088

KURNS-EKR- 2

第7回「炉物理専門研究会」

**Proceedings of 7th Reactor Physics Workshop
(RPW2018)**

編集：卞 哲浩

Edited by : Cheol Ho Pyeon

京都大学複合原子力科学研究所

Institute for Integrated Radiation and Nuclear Science, Kyoto University

要 旨

本研究会は、京都大学臨界集合体実験装置（KUCA）で行われた共同利用研究者による実験および解析結果を内外に広く公表し、その成果を多くの研究者たちと議論することによって、KUCAの共同利用実験の発展に資することを目的としている。京都大学複合原子力科学研究所では、KUCA（A 架台）と FFAG 加速器を組み合わせる加速器駆動システム（以下 ADS: Accelerator-Driven System）を構成し、核変換技術への適用性に関する基礎研究を行っている。特に、KUCA で行われている Pb-Bi に関連する ADS 実験は、日本原子力研究開発機構（JAEA）の J-PARC 施設のひとつとして建設が検討されている核変換実験施設 TEF（Transmutation Experimental Facility）を用いた ADS 研究に対して、炉物理研究および核データ研究の基盤基礎強化に大きく貢献することが期待されている。これらの実験結果が外部の研究者たちによって客観的に評価され、意見交換を積極的に行うことによって、ADS 研究のさらなる発展が研究会を通して行われている。

原子炉物理実験の解析を精度良く行うためには、計算科学および核データ分野との連携は極めて重要である。核計算および核データ関連の研究者たちによる広範な視点から、これまで得られた研究成果を活発に議論し、ADS 研究における計算科学および核データ分野の研究課題を互いに共有することが本研究会において可能になっている。原子炉物理の研究成果を国内で議論する機会が原子力学会および炉物理夏期セミナーなどに限られていることから、参加者の研究成果が第三者により評価される機会として、また、原子炉物理研究をさらに発展させる場としてこの研究会が大いに活用され、さらに、産学官の研究機関の若手研究者および学生たちのスキルアップの機会となれば幸いである。

最後に、本研究会の開催に向けてご尽力いただいた名古屋大学・山本章夫教授、北海道大学・千葉豪准教授、名古屋大学・遠藤知弘助教、東北大学・相澤直人助教、大阪大学・竹田敏助教、JAEA・山根祐一氏および京都大学複合原子力科学研究所・山中正朗氏に心より感謝申し上げます。

卞 哲浩

2018 年 12 月

Preface

The objective of this workshop is to open all the results of experiments carried out at the Kyoto University Critical Assembly (KUCA) and develop all future activities of joint use at KUCA through the discussion about the experimental topics together with all researchers and engineers. In the Institute for Integrated Radiation and Nuclear Science, Kyoto University (KURNS), the accelerator-driven system (ADS) is composed of the KUCA core and the fixed-field alternating gradient (FFAG) accelerator, and the research and development of ADS are being conducted to examine the feasibility of the application of ADS to the nuclear transmutation techniques.

It is very important to share the experimental field with the mathematical and computational (M&C), and nuclear data (ND) fields in terms of the analyses of reactor physics experiments. From this context, another purpose of this workshop is to share the results of experimental data with the researchers in the M&C and nuclear data fields through the discussion with them.

Further, it is expected that this workshop could be contributed to the human resource training for young researchers and students in domestic, through their research presentations.

Finally, we would like to give special thanks for their support and patience, by Prof. Akio Yamamoto of Nagoya University, Prof. Go Chiba of Hokkaido University, Prof. Tomohiro Endo of Nagoya University, Prof. Naoto Aizawa of Tohoku University, Prof. Satoshi Takeda, Dr. Yuichi Yamane of JAEA, and Dr. Masao Yamanaka of KURNS, to hold this workshop.

Cheol Ho Pyeon

December 2018

Keywords:

Reactor physics, KUCA, M&C, Nuclear data, ADS

目次

1. 人生 100 年時代の炉物理キャリアパス 山崎正俊 (Studsvik Japan)	
2. Adaptive smooth-lasso を用いた感度係数評価に関する検討 方野量太 (JAEA)	1
3. 水素の熱中性子散乱則の違いによる軽水炉体系での影響 竹田 敏 (大阪大学)	13
4. KUCA 固体減速架台の数値計算ベンチマーク問題 千葉 豪 (北海道大学)	22
5. Effect of Differences Fuel Materials on Neutronic Parameters in Kartini Research Reactor Argo Satrio Wicaksono (大阪大学大学院)	41
未臨界施設での炉物理実験の検討 中込宇宙 (東芝 ESS)	
6. KUCA における外部中性子源を用いた逆動特性解析の検討 山中正朗 (京都大学複合研)	
7. 様々な核種の崩壊や生成などを考慮した福島第一原子力発電所内部の放能インベントリ解析 石井亮憲 (北海道大学大学院)	49
8. 臨界シナリオに基づくデブリ取り出し作業を想定した臨界挙動解析 木村 礼 (東芝 ESS)	
9. Supercritical transient analysis using Multi-region Integral Kinetic code: Basics and applications Delgersaikhan Tuya (東京工業大学)	62
10. ブートストラップ法を活用した Feynman- α 法の実験共分散評価 遠藤知弘 (名古屋大学)	73
11. 臨界近接監視システムの開発(1) KUCA を用いた臨界近接監視システムの検証 加納慎也 (東芝 ESS)	
12. 臨界近接監視システムの開発(2) MVP 2.0.33 - Time-list モードの検証 和田怜志 (東芝 ESS)	
13. KUCA における鉛とビスマスの Al 置換反応度値の測定 大泉昭人 (JAEA)	
14. KUCA 実験データを利用した粒子フィルタ法による未臨界度推定 池田卓弥 (名古屋大学大学院)	84
15. 核破碎中性子源によるウラン-鉛ゾーン炉心 ADS 体系における放射化反応率への中性子スペクトルの影響 相澤直人 (東北大学)	97

Contents

1. Nuclear Physics Career Path: Working in the Age of 100-year Life (Studsvik, Japan) Masatoshi Yamasaki	
2. A Study for the Estimation of the Sensitivity Coefficients using Adaptive Smooth-Lasso (JAEA) Ryota Katano	1
3. Study on Impact of Thermal Scattering Law Data Improvements on Nuclear Calculation for Light Water Reactor (Osaka Univ.) Satoshi Takeda	13
4. Benchmark Problems for Neutron Transport Calculations about KUCA Solid-Moderated Cores (Hokkaido Univ.) Go Chiba	22
5. Effect of Differences Fuel Materials on Neutronic Parameters in Kartini Research Reactor (Osaka Univ.) Argo Satrio Wicaksono	41
6. Nuclear Facility for Subcritical Reactor Experiment (Toshiba ESS) Hiroshi Nakagomi	
7. Reactivity Measurement by Inverse Point Kinetics Method with External Neutron Source at KUCA (Kyoto Univ.) Masao Yamanaka	
8. Radioactivity Inventory Analysis in the Fukushima Daiichi NPP Considering such as Various Nuclides Generation and Decay (Hokkaido Univ.) Akinori Ishii	49
9. Criticality Behavior Analyses based on Criticality Scenario during Fuel Debris Retrieval Process (Toshiba ESS) Rei Kimura	
10. Supercritical transient analysis using Multi-region Integral Kinetic Code: Basics and applications (Tokyo Inst. Technol.) Delgersaikhan Tuya	62
11. Estimation of Experimental Covariance in the Feynman- α Method using the Bootstrap Method (Nagoya Univ.) Tomohiro Endo	73
12. Development of Sub-Criticality Monitoring System for Fukushima Daiichi Fuel Debris (1) Verification of Sub-Criticality Monitoring System using KUCA (Toshiba ESS) Shinya Kano	

13. Development of Sub-Criticality Monitoring System for Fukushima Daiichi Fuel Debris
 (2) Verification of Time-List Mode of MVP 2.0.33
 (Toshiba ESS) Satoshi Wada
14. Sample Worth Measurement with Systematically Changed Mixing Ratio of Lead and Bismuth
 in KUCA
 (JAEA) Akito Oizumi
15. Estimation of Subcriticality and Neutron Generation Time using the Particle Filter Method
 (Nagoya Univ.) Takuya Ikeda 84
16. Effect of Neutron Spectrum on Reaction Rate in ADS Experiment with U-Pb Zoned Core and
 Spallation Source
 (Tohoku Univ.) Naoto Aizawa 97

第7回「炉物理専門研究会」のご案内

日時：2018年11月26日（月）および11月27日（火）
場所：京都大学 複合原子力科学研究所 事務棟大会議室
参加費：11/26の懇親会費1,500円、11/27の昼食代500円

2018年11月26日（月）

12:30 受付

13:00 - 13:05 開会（敬称略、名大・山本章夫）

13:05 - 14:05 **Session I** : Special session（阪大・竹田 敏）

山崎正俊（Studsvik Japan）

「人生100年時代の炉物理キャリアパス」

14:15 - 15:45 **Session II** : 核データおよび不確かさ解析（北大・千葉 豪）

方野量太（JAEA）

「Adaptive smooth-lasso を用いた感度係数評価に関する検討」

竹田 敏（阪大）

「水素の熱中性子散乱則の違いによる軽水炉体系での影響」

千葉 豪（北大）

「KUCA 固体減速架台の数値計算ベンチマーク問題」

16:00 - 17:30 **Session III** : 炉物理一般（名大・遠藤知弘）

Argo Satrio Wicaksono（阪大）

「Effect of Differences Fuel Materials on Neutronic Parameters in Kartini Research Reactor」

中込宇宙（東芝 ESS）

「未臨界施設での炉物理実験の検討」

山中正朗（京大複合研）

「KUCA における外部中性子源を用いた逆動特性解析の検討」

17:45 - 20:00 懇親会

2018年11月27日(火)

9:00 - 10:30 **Session IV** : 臨界安全・燃料デブリ (JAEA・山根祐一)

石井亮憲 (北大)

「様々な核種の崩壊や生成などを考慮した福島第一原子力発電所内部の放能インベントリ解析」

木村 礼 (東芝 ESS)

「臨界シナリオに基づくデブリ取り出し作業を想定した臨界挙動解析」

Delgersaikhan Tuya (東工大)

「Supercritical transient analysis using Multi-region Integral Kinetic code: Basics and applications」

10:45 - 12:15 **Session V** : KUCA 実験 I (東北大・相澤直人)

遠藤知弘 (名大)

「ブートストラップ法を活用した Feynman- α 法の実験共分散評価」

加納慎也 (IRID/東芝 ESS)

「臨界近接監視システムの開発(1) KUCA を用いた臨界近接監視システムの検証」

和田怜志 (IRID/東芝 ESS)

「臨界近接監視システムの開発(2) MVP 2.0.33 - Time-list モードの検証」

13:15 - 14:45 **Session VI** : KUCA 実験 II (京大複合研・山中正朗)

大泉昭人 (JAEA)

「KUCA における鉛とビスマスの Al 置換反応度価値の測定」

池田卓弥 (名大)

「KUCA 実験データを利用した粒子フィルタ法による未臨界度推定」

相澤直人 (東北大)

「核破砕中性子源によるウラン-鉛ゾーン炉心 ADS 体系における放射化反応率への中性子スペクトルの影響」

14:45 閉会 (京大複合研・卞 哲浩)

Adaptive smooth-lasso を用いた感度係数評価に関する検討

A study for the estimation of the sensitivity coefficients using adaptive smooth-lasso

*方野 量太¹

¹JAEA

Forward 計算のみで核特性の感度係数を評価する手法として、筆者は罰則化線形回帰手法である adaptive smooth-lasso を提案した[1]。本検討は、本手法の更なる適用性評価として、加速器駆動システム(ADS)のビーム電流値の感度係数を評価したものである。

キーワード：感度係数、ランダムサンプリング、罰則化線形回帰、L1 ノルム

1. 緒言 通常、核反応数に比べ微視的多群断面積数が大きい場合、感度係数は(一般化)摂動論を用いて評価される。しかし、複雑な解析システムに対する一般化随伴方程式ソルバーの実装は多大な労力を要し、また核特性数の数が増えるほど摂動論による計算コストは増大する。そこで筆者は、Forward 計算のみを用いる感度係数評価手法として、adaptive smooth-lasso を提案した[1]。本手法はランダムサンプリングで得られる断面積摂動と核特性との罰則化回帰分析を通じて感度係数を評価するもので、感度係数の特徴である 1)多くは非常に小さい(スパースである)、2) 炉型に応じてあるエネルギー領域にまとまるが共鳴や閾値反応によってそのエネルギー依存性は複雑である、ということ considering して罰則項を設定するものであり、従来の罰則化回帰分析法である lasso や smooth-lasso を改良したものである。本検討は、出力 800MW の ADS 初期炉心のビーム電流値の感度係数評価を通じ、本手法の更なる適用性評価を行ったものである。

2. 計算条件 ADS 未燃焼炉心($k_{eff} = 0.97$)について、固定源計算を実施し、炉心熱出力が 800MW となる陽子ビーム加速器の電流値の感度係数を評価した。考慮した微視的多群断面積数は 13286 個 (73 群、26 核種、7 反応) であり、ランダムサンプリングは断面積間の相関を考慮せず±5%の範囲で一様にサンプリングした。参照解は直接法で算出し、本手法、lasso、smooth-lasso を用いて感度係数を推定した。

3. 計算結果 図 1 は 750 サンプルによる Pu-239 の核分裂断面積に対する感度係数の推定結果である。参照解と比較して、lasso や smooth-lasso はやや絶対値を過小評価する傾向にあるが、提案手法の結果は同じサンプル数で絶対値と形状をよく再現しており、ビーム電流値の感度係数に対しても従来法と比べてより良い性能を持つことを示した。但し、提案手法は 4 つのユーザ定義の調整パラメータを有しており、パラメータの自動最適化が今後の課題である。

参考文献

[1] R. Katano, et al., *J. Nucl. Sci. Technol.*, **55**, 1099-1109, (2018).

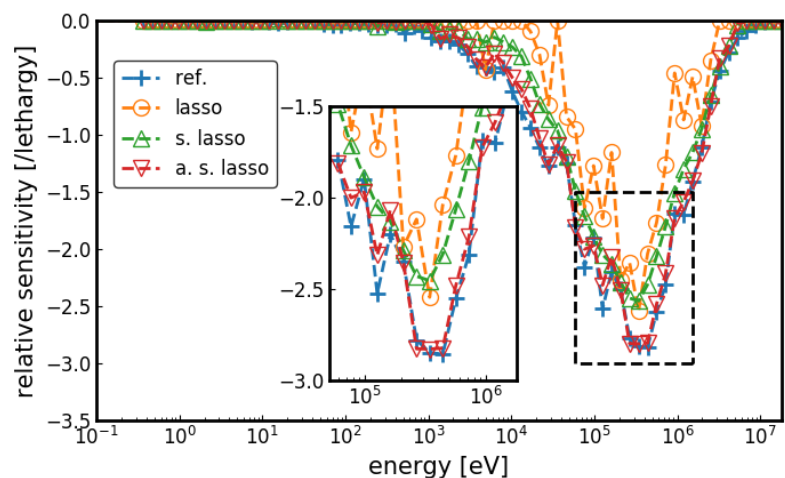


図 1 Pu-239 核分裂断面積に対する感度係数

*Ryota Katano¹

¹JAEA

Adaptive smooth-lassoを用いた 感度係数評価に関する検討



(JAEA) 方野 量太

第7回炉物理専門研究会
2018年11月26日

1

背景



- 感度係数
 - 不確かさ評価、断面積調整法に利用
 - (一般化)摂動論を用いて評価
 - 核特性毎に Forward/Adjoint 方程式の2つを解けばよい
 - 実装は煩雑...
 - 燃焼感度→複雑 非線形フィードバック→???
 - 複数コードによる炉心解析への適用は簡単ではない
- ランダムサンプリング (RS)
 - Forward計算のみで不確かさ評価
 - 計算コスト < 直接法
 - 断面積調整法も提案 [1]
 - 複雑な処理の不要、実行が簡単

[1] T. Watanabe, et al. *J. Nucl. Sci. Technol.*, **51**, (2014).

2

- RSによる感度係数評価
 - いくつか提案されている
 - 一般化逆行列法[2], L1ノルム最小化法[3]
 - 新たに線形回帰分析法を提案 [4]
 - Adaptive smooth-lasso と命名、後程説明
 - シンプルながら従来法より高精度
 - 未燃焼keffは検証済み、更なる検討の必要性

■ 本検討

- 加速器ビーム電流値の感度係数を評価
 - 固定源+拘束条件(定格出力)
- **提案手法の更なる検証**

[2] G. Chiba, et al. *Ann. Nucl. Energy.*, **75**, (2015).
[3] T. Watanabe, et al. *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **111**, (2014).
[4] R. Katano, et al. *J. Nucl. Sci. Technol.*, **55**, (2018).

- RSによる感度係数評価
 - 断面積摂動と核特性摂動の連立方程式
 - 核特性摂動 = 断面積摂動・感度係数

$$\begin{pmatrix} \Delta R_1 \\ \Delta R_2 \\ \vdots \\ \Delta R_M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta T_{11} & \Delta T_{12} & \cdots & \Delta T_{1N} \\ \Delta T_{21} & \Delta T_{22} & \cdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Delta T_{M1} & \cdots & \cdots & \Delta T_{MN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_1 \\ g_2 \\ \vdots \\ g_N \end{pmatrix}$$

■ RSによる感度係数評価

□ 断面積摂動と核特性摂動の連立方程式

➤ 核特性摂動 = 断面積摂動・感度係数

$$\begin{pmatrix} \Delta R_1 \\ \Delta R_2 \\ \vdots \\ \Delta R_M \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \Delta T_{11} & \Delta T_{12} & \cdots & \Delta T_{1N} \\ \Delta T_{21} & \Delta T_{22} & \cdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Delta T_{M1} & \cdots & \cdots & \Delta T_{MN} \end{pmatrix}}_{\text{断面積数}} \begin{pmatrix} g_1 \\ g_2 \\ \vdots \\ g_N \end{pmatrix}$$

■ RSによる感度係数評価

□ 断面積摂動と核特性摂動の連立方程式

➤ 核特性摂動 = 断面積摂動・感度係数

$$\begin{matrix} \text{サンプル数} \\ \left\{ \begin{pmatrix} \Delta R_1 \\ \Delta R_2 \\ \vdots \\ \Delta R_M \end{pmatrix} \right. \end{matrix} = \begin{pmatrix} \Delta T_{11} & \Delta T_{12} & \cdots & \Delta T_{1N} \\ \Delta T_{21} & \Delta T_{22} & \cdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Delta T_{M1} & \cdots & \cdots & \Delta T_{MN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_1 \\ g_2 \\ \vdots \\ g_N \end{pmatrix}$$

■ RSによる感度係数評価

□ 断面積摂動と核特性摂動の連立方程式

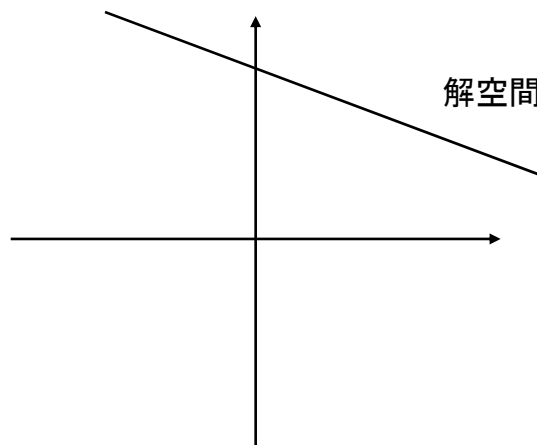
➢ 核特性摂動 = 断面積摂動・感度係数

$$\begin{pmatrix} \Delta R_1 \\ \Delta R_2 \\ \vdots \\ \Delta R_M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta T_{11} & \Delta T_{12} & \cdots & \Delta T_{1N} \\ \Delta T_{21} & \Delta T_{22} & \cdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Delta T_{M1} & \cdots & \cdots & \Delta T_{MN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_1 \\ g_2 \\ \vdots \\ g_N \end{pmatrix}$$

- サンプル数 < 断面積数なら**計算コスト削減**
- 劣決定系となり**一意に決定できない**
- 拘束条件 or 罰則化回帰分析が必要
 - L2 ノルム最小化 [2]
 - L1 ノルム最小化 [3]
 - ridge, lasso, smooth-lasso

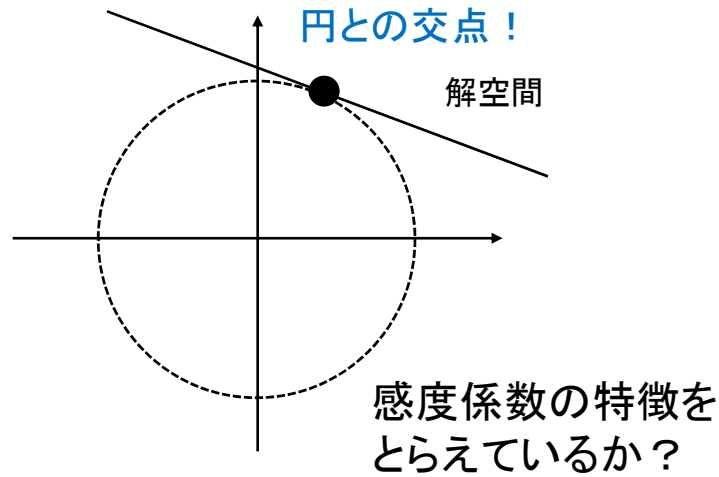
■ 解をどうやって決める？

- 例) 断面積が2つ、計算回数1回の場合
- 解は直線上の点のどこか



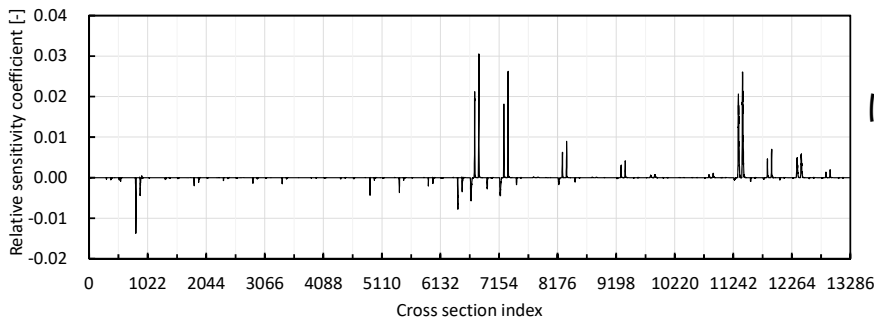
■ 解をどうやって決める？

- 例) 断面積が2つ、計算回数1回の場合
- 解は直線上の点のどこか
 - 例: "一番小さい"ものを選ぶ

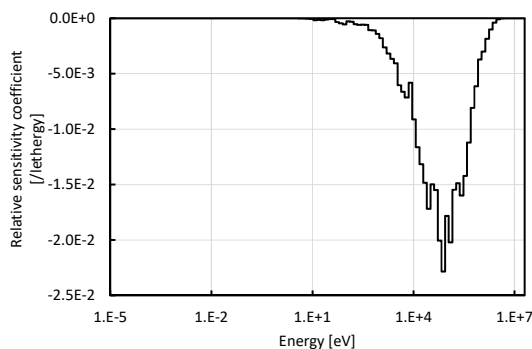


■ 感度係数の特徴

- 例) 未燃焼ADS keffの感度 (下図: Np-237 cap.)



ほとんどゼロ、スパース



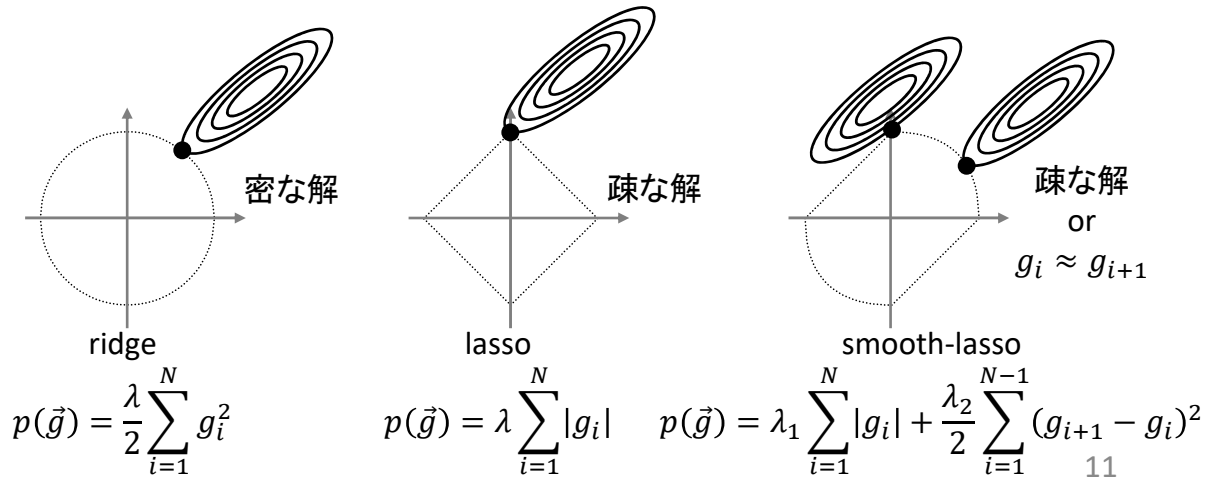
高エネルギーにまとまる
滑らかでない、急峻な変化

■ 罰則化線形回帰

□ 残差 + 罰則項を最小化

➤ 罰則項: 不自然に大きな解は選択しない

$$r(\vec{g}) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^M \left(\Delta R_i - \sum_{j=1}^N \Delta T_{ij} g_j \right)^2 + p(\vec{g})$$



■ Adaptive smooth-lasso

□ smooth-lasso の $p(\vec{g})$ に重みづけ

$$p(\vec{g}) = \lambda_1 \sum_{i=1}^N u_i |g_i| + \frac{\lambda_2}{2} \sum_{i=1}^{N-1} v_i (g_{i+1} - g_i)^2$$

□ 罰則を弱める、大きい値、急峻な変化を許す

➤ 大きい感度 or 変化が大きい感度で小さい値

$$u_i = \frac{1}{1 + c |g_i|^\gamma}, v_i = \frac{1}{1 + c |0.5 \cdot (|g_{i+1}| + |g_i|)|^\gamma}$$

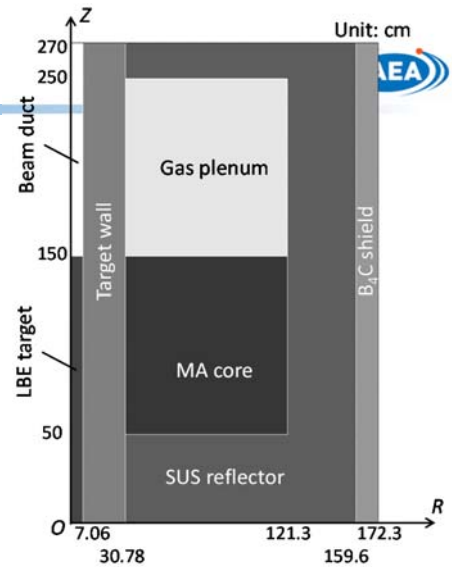
□ smooth-lasso で粗く推定 → 重み決定

➤ 重み: (0, 1] の範囲

検証計算

■ ADS加速器ビーム電流値

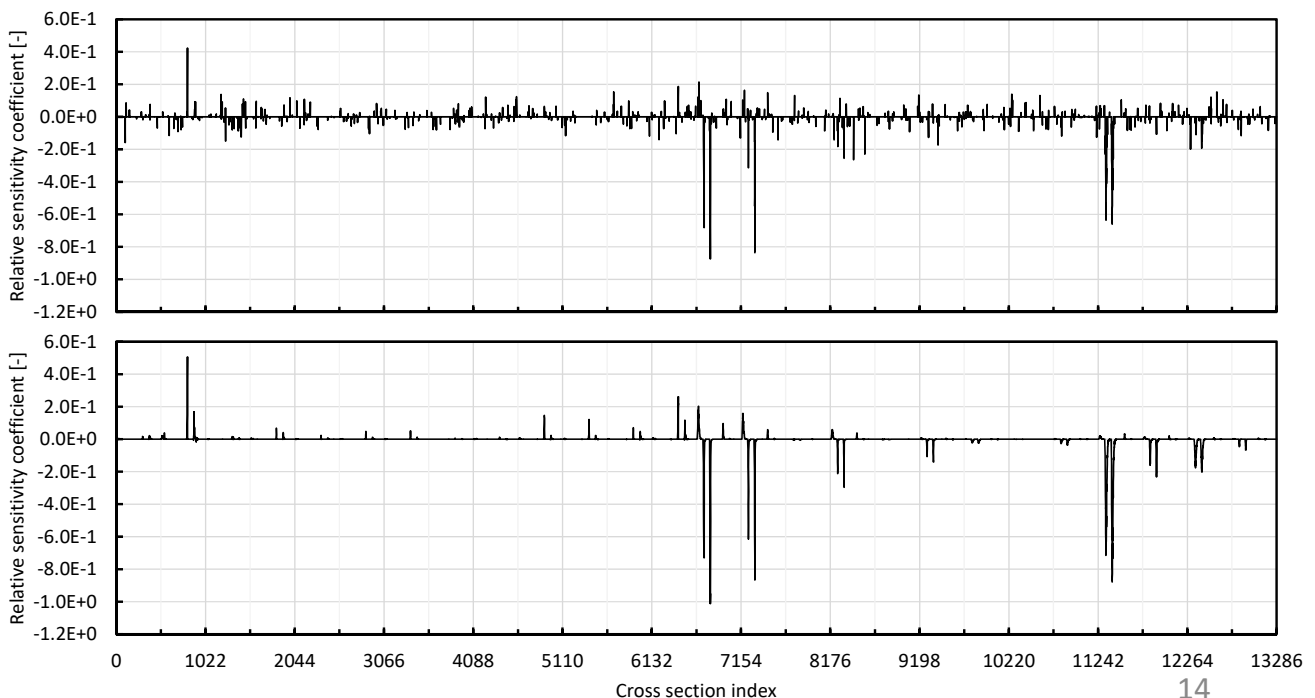
- keff = 0.97, 未燃焼
- 熱出力: 800MW
- 断面積数: 13286
 - 26核種、7反応、73群
- サンプルング: ±0.5% で一様分布
- 参照値: 中央差分近似
 - 13286 x 2 回 forward 計算
- 重みパラメータ: 参照値と合うように設定
 - $\lambda_1 = 0.01, \lambda_2 = 0.4, c = 50.0, \gamma = 0.8$
 - 自動最適化は今後の課題
- lasso, smooth-lasso も比較
 - lasso: $\lambda_2 = 0.0, c = 0.0$
 - smooth-lasso: $c = 0.0$



検証計算

■ 相対感度係数 (750サンプル)

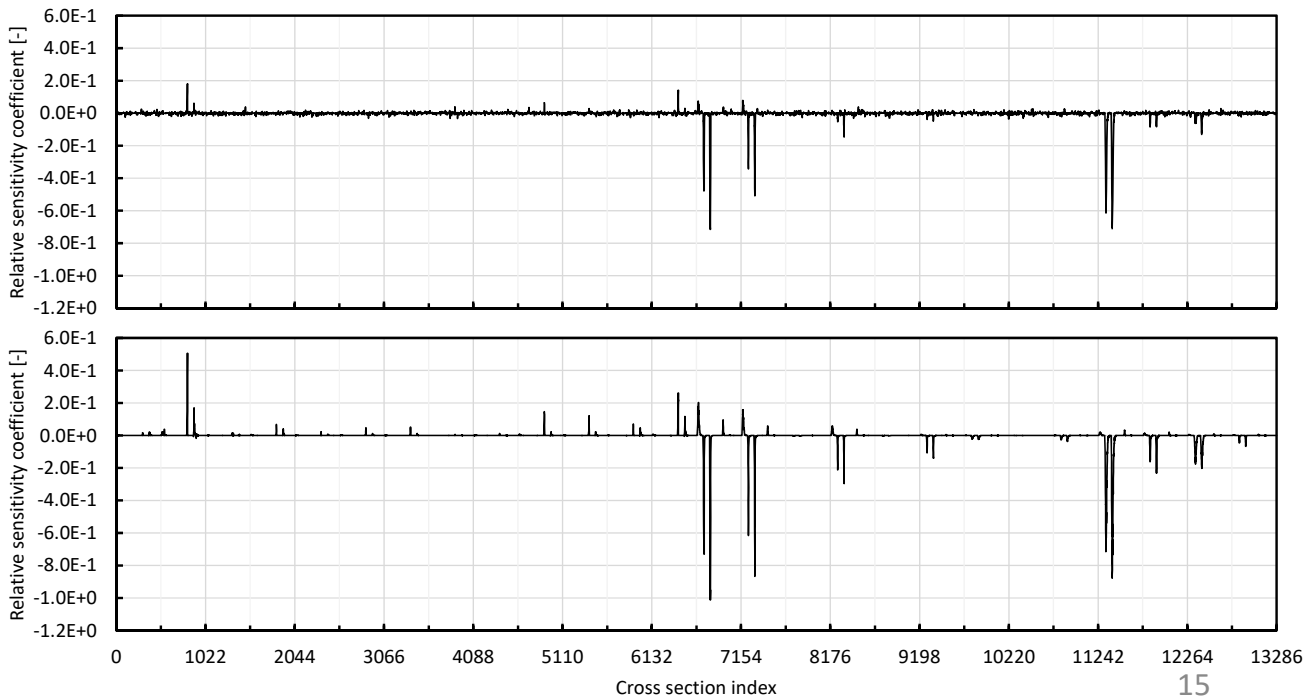
- 上: lasso, 下: 参照値



検証計算

■ 相対感度係数 (750サンプル)

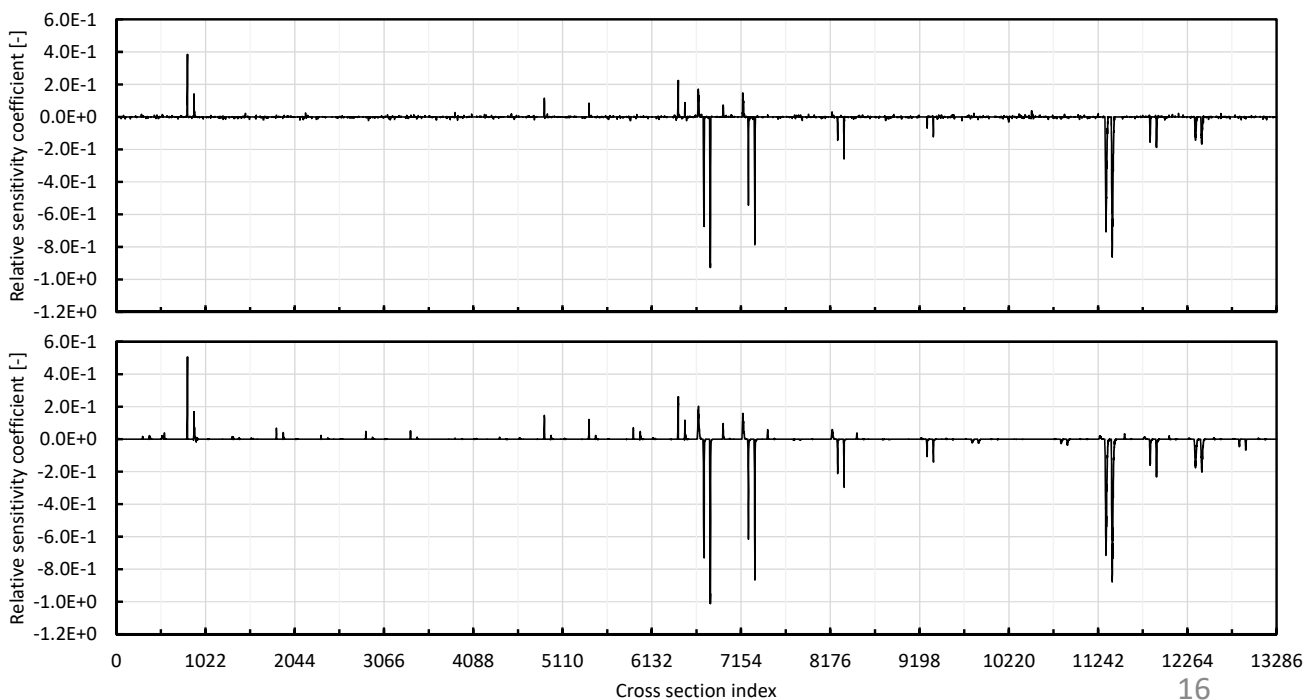
□ 上: smooth-lasso, 下: 参照値



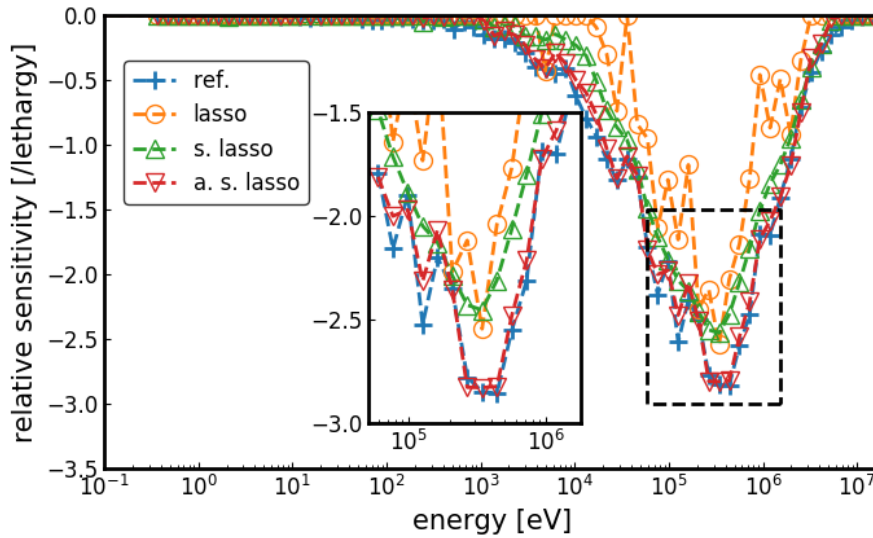
検証計算

■ 相対感度係数 (750サンプル)

□ 上: 提案法, 下: 参照値



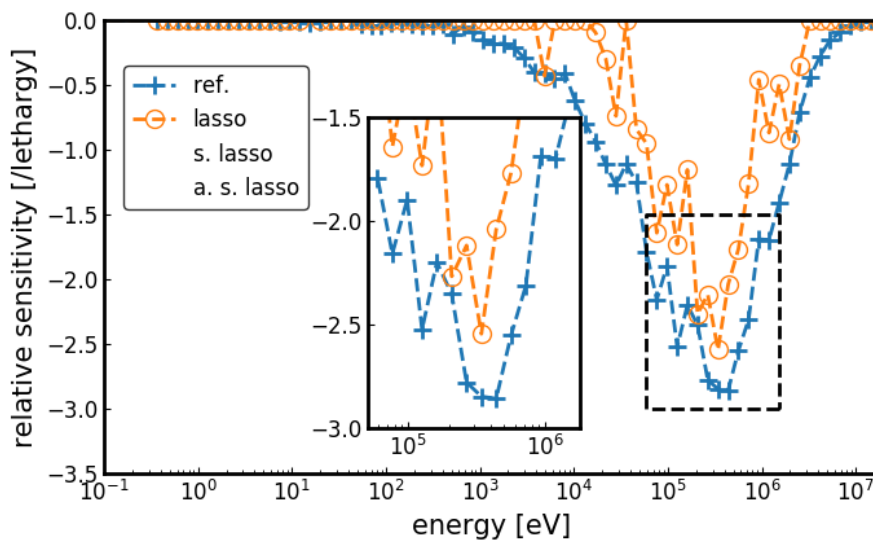
■ Pu-239 Fis. (750サンプル)



17

■ Pu-239 Fis. (750サンプル)

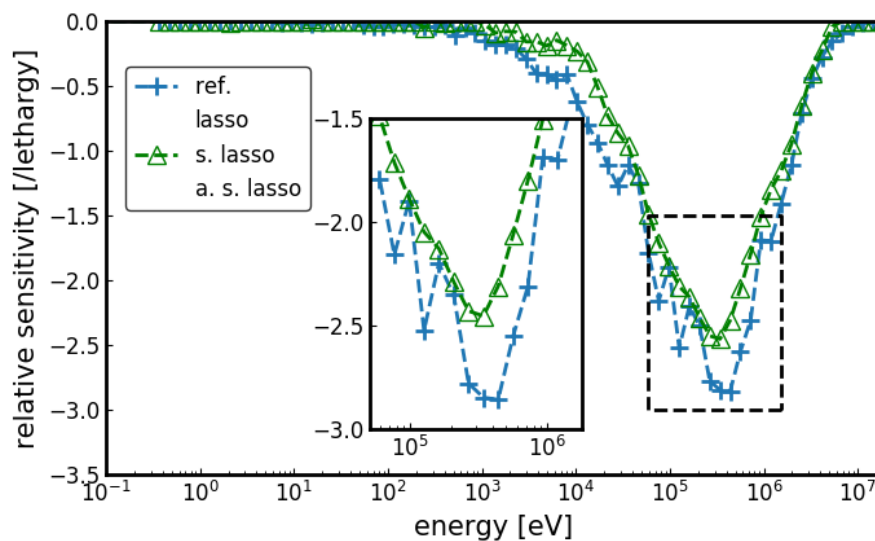
□ lasso : 特に裾で過小評価



18

■ Pu-239 Fis. (750サンプル)

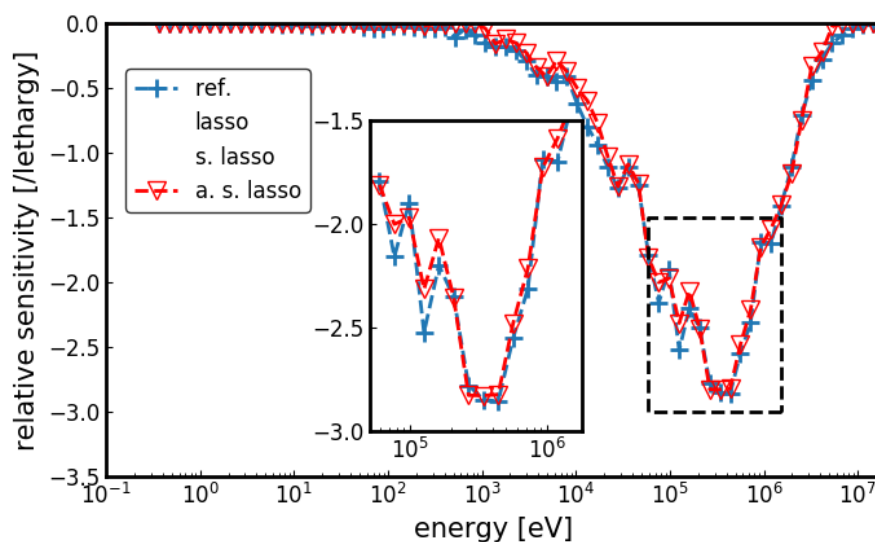
- lasso : 特に裾で過小評価
- s. lasso : 不自然に滑らか、過小評価



19

■ Pu-239 Fis. (750サンプル)

- lasso : 特に裾で過小評価
- s. lasso : 不自然に滑らか、過小評価
- 提案法 : 形状、大きさともによく再現



20

- RSによる感度係数評価の改良手法を提案
 - 核特性の感度係数の特徴を考慮
 - 論文[1]では k_{eff} のみ検討
- ADSビーム電流値の感度係数評価
 - 固定源+拘束条件(定格出力)
 - 提案手法の性能を示した。
- 今後の課題
 - パラメータ自動最適化
 - 複雑な炉心解析、様々な核特性、核特性以外の検討

軽水炉における水の熱中性子散乱則データの違いによる核計算結果への影響評価

Study on the Impact of Thermal Scattering Law Data Improvements on Nuclear Calculation for Light Water Reactor

*竹田 敏¹, 牟田 幹彦¹, 山口 光¹, 北田 孝典¹, 大岡 靖典², 松岡 正悟², 長野 浩明²

¹大阪大学, ²原子燃料工業株式会社

JENDL-4.0、ENDF/B-VIII、JEFF-3.2、阿部氏の作成された水の熱中性子散乱則データ^[1]を用いて、水の熱中性子散乱則データを変更したことによる軽水炉での核計算結果への影響を評価した。

キーワード：軽水炉, 熱中性子散乱則, $S(\alpha, \beta)$, JENDL-4.0, JEFF-3.2, ENDF/B-VIII

1. 緒言

水の熱中性子散乱則データ $S(\alpha, \beta)$ は軽水炉において重要な核データである。JENDL-4.0に含まれる水の $S(\alpha, \beta)$ は1960年代から検討されてきた GA モデルに基づいて作成され、JEFF-3.2に含まれる水の $S(\alpha, \beta)$ は1980年代に発案された IKE モデルを改良して作成されている。ENDF/B-VIII では、近年検討されている分子動力学に基づいて水の $S(\alpha, \beta)$ が整備されている。日本においても、阿部氏により分子動力学に基づいた水の $S(\alpha, \beta)$ (以下、Abe) が整備されている^[1]。上記に示したように、様々なモデルに基づいて水の $S(\alpha, \beta)$ が整備されていることをふまえ、本研究では水が多く含まれる軽水炉体系において、水の $S(\alpha, \beta)$ を変更したことによる核計算結果への影響を評価した。

2. 計算条件

ベースとなる評価済み核データライブラリは JENDL-4.0 とし、水の $S(\alpha, \beta)$ のみを変更して SRAC 詳細群構造の 107 群断面を作成した。評価対象は UO_2 燃料ピンセル体系と MOX 燃料ピンセル体系とし、GMVP により計算を実施した。

3. 計算結果と考察

Abe を用いた場合の無限増倍率と、他の $S(\alpha, \beta)$ を用いた場合の無限増倍率を比較した (表 1)。 UO_2 燃料ピンセル体系では無限増倍率の相対差は 0.05% 以下となった。一方、MOX 燃料ピンセル体系では、JENDL-4.0 との相対差が約 0.2% となることが確認された。

表 1 ピンセル体系における無限増倍率の比較

	UO ₂ 燃料		MOX 燃料	
	k-infinity*	Abe との相対差 [%]	k-infinity*	Abe との相対差 [%]
Abe	1.39093	—	1.17039	—
JENDL-4.0	1.39050	-0.031	1.16796	-0.208
JEFF-3.2	1.39076	0.019	1.17015	-0.021
ENDF/B-VIII	1.39097	0.015	1.17085	0.039

*統計誤差(1 σ)は 0.00002 以下

MOX 燃料ピンセル体系での無限増倍率の差異をふまえ、MOX 燃料ピンセル体系で無限増倍率の差異を特に生じさせる入射エネルギー 1eV の散乱断面について、Abe から JENDL-4.0 の $S(\alpha, \beta)$ に変更した場合の反応度を厳密摂動により評価した。散乱断面の差を図 1 に、投入される反応度を図 2 に示す。図 1 及び図 2 より、1eV から 0.1eV 付近に下方散乱される断面の差異は比較的小さいものの、反応度としては有意な影響を及ぼすことが明らかになった。

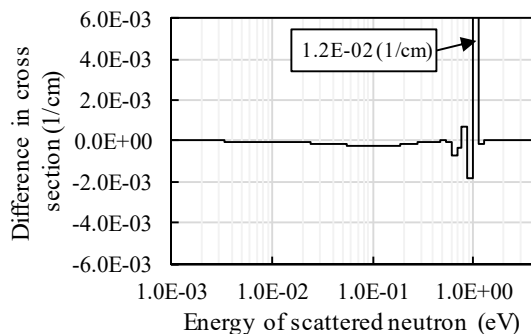


図 1 入射エネルギー1eV の散乱断面差 (JENDL-4.0 - Abe)

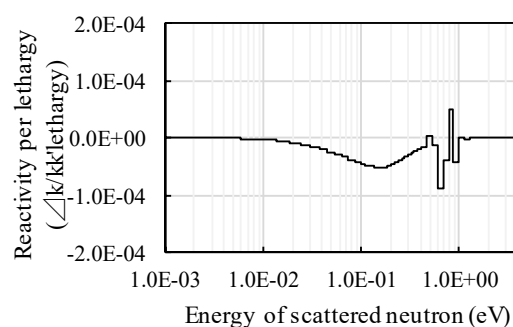


図 2 入射エネルギー1eV の散乱断面変更により投入される反応度 (Abe → JENDL-4.0)

4. まとめ

本検討では UO_2 燃料及び MOX 燃料ピンセル体系において $S(\alpha, \beta)$ の違いによる影響を評価した。他の $S(\alpha, \beta)$ と比べ、JENDL-4.0 では MOX 燃料体系での無限増倍率が約 0.2% 低くなることが確認された。

参考文献

[1] Y. Abe, T. Tsuboi, S. Tasaki, "Evaluation of the neutron scattering cross-section for light water by molecular dynamics," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 735, Pages 568-573, (2014).

*Satoshi TAKEDA¹, Mikihiro MUTA¹, Hikaru YAMAGUCHI¹, Takanori KITADA¹, Yasunori OHOKA², Shogo MATSUOKA², Hiroaki NAGANO². ¹Osaka University, ²Nuclear Fuel Industries, Ltd.

水素の熱中性子散乱則の違いによる軽水炉体系での影響

*竹田 敏¹、牟田 幹彦¹、山口 光¹、北田 孝典¹、
大岡 靖典²、松岡 正悟²、長野 浩明²
(1. 大阪大学、2. 原子燃料工業)

1

背景～水の熱中性子散乱則データの開発～

- ✓ 熱中性子散乱則データは評価済み核データライブラリで整備されてきている。
 - ENDF/B: ENDF/B-IIIから熱中性子散乱則のデータが整備されており、ENDF/B-VIIIでは分子動力学のシミュレーション結果に基づき整備(CABモデル)
 - JENDL: JENDL-4.0ではENDF/B-VI.8から引用(GAモデル)
 - JEFF: JEFF-3.1.1にて熱中性子散乱則データを整備(IKEモデル)
 - 近年では京大安部先生が分子動力学のシミュレーション結果に基づき整備*

ENDF/B

	熱中性子散乱則データ
ENDF/B-III	水の分子振動を考慮するためのモデルを整備(GAモデル)
ENDF/B-VI.2	実験値をふまえてモデルに用いるパラメータを整備(GAモデル)
ENDF/B-VI.8	↑
ENDF/B-VII.0	水分子のクラスタを考慮するなど、モデルを大幅に変更(IKEモデル)
ENDF/B-VII.1	↑
ENDF/B-VIII	分子動力学に基づきパラメータを整備するモデルを採用(CABモデル)

JENDL

	熱中性子散乱則データ
JENDL-3.3	評価済み核データライブラリの中には存在しない。
JENDL-4.0	ENDF/B-VI.8から引用(元はENDF/B-VI.2)

JEFF

	熱中性子散乱則データ
JEFF-3.1.1	IKEモデルに基づき整備
JEFF-3.2	↑

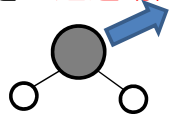
*Y.Abe, T.Tsuboi,S.Tasaki, "Evaluation of the neutron scattering cross-section for light water," 735, 568–573, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2014.

背景～分子動力学の応用の違い～

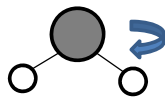
- ✓ ENDF/B-VIIIと安部先生の熱中性子散乱則データはどちらも分子動力学に基づくシミュレーション結果を応用している。

ENDF/B-VIII

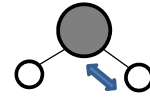
- 散乱則を非干渉性散乱近似で表し、ガウス近似により表された自己中間散乱関数を並進運動、分子回転、分子内振動に分離してモデル化している。



並進運動



分子回転



分子内振動

各モデルの入力パラメータとして、分子動力学のシミュレーション結果を活用

安部先生

- 散乱則を非干渉性散乱近似で表し、ガウス近似により表された自己中間散乱関数で用いられる速度の自己相関関数を分子動力学のシミュレーションにより直接求める。

$$S(\kappa, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int e^{-i\omega t} \exp\left(-\frac{\kappa^2 \hbar}{2m} \int_0^\infty \frac{g(\omega)}{\omega} \left\{ \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2kT}\right) (1 - \cos(\omega t)) \right\} - i \sin(\omega t) \right) d\omega$$

$g(\omega)$: 速度の自己相関関数を余弦変換させた関数

κ : 散乱前後の運動量変化, ω : 散乱前後のエネルギー変化

3

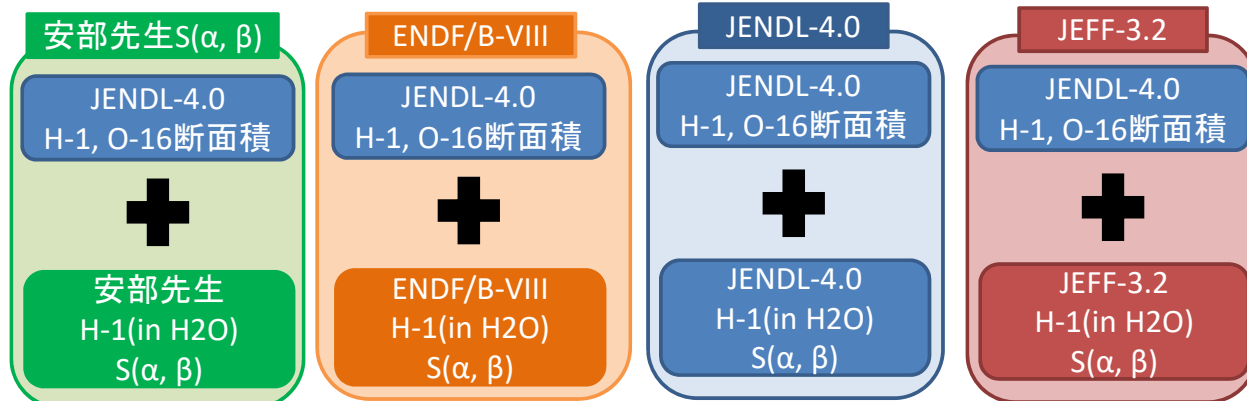
本検討の目的

軽水炉において核計算結果は水の熱中性子散乱則に強く依存



安部先生、ENDF/B-VIII、JEFF-3.2、JENDL-4.0の熱中性子散乱則データを用いて、水の熱中性子散乱則データを変更したことによる核計算結果への影響を評価

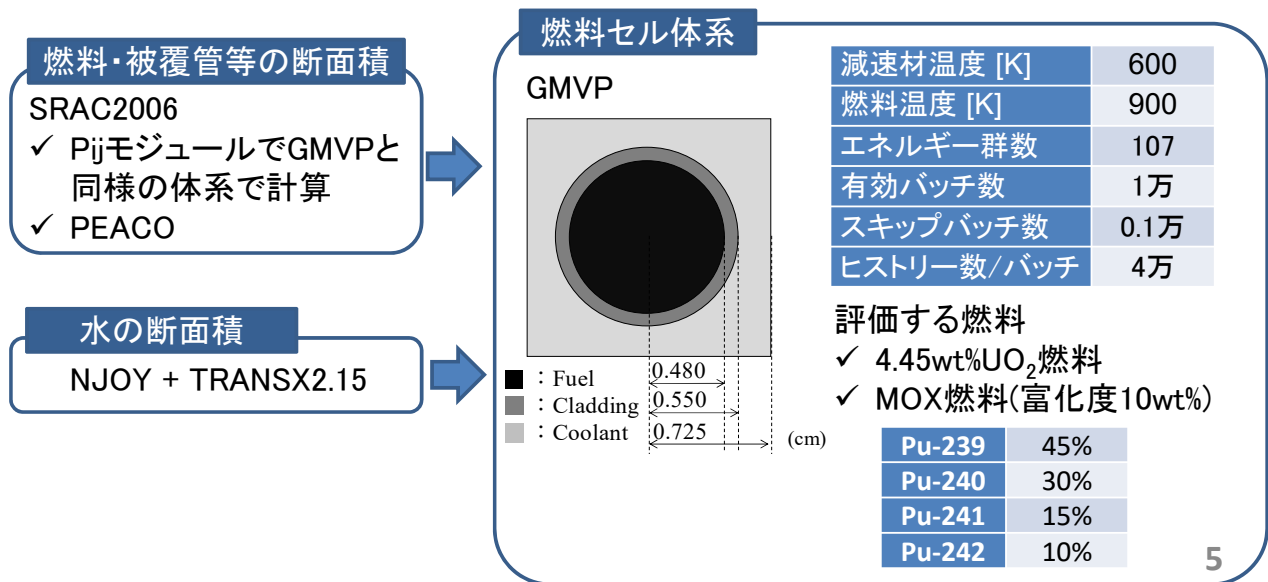
- ✓ ベースとなる評価済み核データライブラリはJENDL-4.0として、水の熱中性子散乱則データのみ変更させて定数を用意し、結果を比較する。



4

計算方法

- ✓ GMVPにより107群のBWR燃料セル体系を計算する。
- ✓ 燃料・被覆管の断面積についてはJENDL-4.0に基づきSRAC2006を用いて作成する。
- ✓ 水の断面積については、NJOY(ver. 99.396)で多群断面積を作成し、断面積変換プログラムTRANSX2.15を用いてGMVP用の断面積形式に変換させる。



結果～ウラン燃料体系での無限増倍率～

- ✓ ウラン燃料体系におけるボイド率0, 40, 70%での無限増倍率を求めた。各ボイド率について、安部先生の熱中性子散乱則データを用いる場合(Abe)を基準として、無限増倍率の比較を行った。
- ✓ ENDF/B-VIIIとJEFF-3.2についてはAbeとの相対差は0.010%程度以下であった。
- ✓ JENDL-4.0との相対差は比較的大きく0.030%程度以下となった。

	Void = 0%	Void = 40%	Void = 70%
① Abe	1.39093	1.25200	1.04144
② ENDF/B-VIII	1.39097	1.25205	1.04153
③ JENDL-4.0	1.39050	1.25163	1.04123
④ JEFF-3.2	1.39076	1.25188	1.04145
(② - ①) / ① (%)	0.003	0.005	0.009
(③ - ①) / ① (%)	-0.031	-0.030	-0.020
(④ - ①) / ① (%)	-0.012	-0.010	+0.001

※無限増倍率の標準偏差σは0.002%以下

結果～MOX燃料体系での無限増倍率～

- ✓ MOX燃料体系についても同様に、Abeを基準として、無限増倍率の比較を行った。
- ✓ ENDF/B-VIIIとJEFF-3.2についてはAbeとの相対差の大きさは0.040%程度以下となり、ウラン燃料よりも相対差は大きくなる傾向が確認された。
- ✓ JENDL-4.0については特に相対差が大きくなり、ボイド率0%の場合、Abeとの相対差の大きさは0.200%を超えた。

	Void = 0%	Void = 40%	Void = 70%
① Abe	1.17039	1.09226	1.03691
② ENDF/B-VIII	1.17085	1.09263	1.03715
③ JENDL-4.0	1.16796	1.09040	1.03611
④ JEFF-3.2	1.17015	1.09204	1.03689
(② - ①) / ① (%)	0.039	0.034	0.023
(③ - ①) / ① (%)	-0.208	-0.170	-0.077
(④ - ①) / ① (%)	-0.021	-0.020	-0.002

※無限増倍率の標準偏差σは0.002%以下



AbeとJENDL-4.0の結果の差異について考察

7

考察～摂動論～

- ✓ AbeとJENDL-4.0の無限増倍率を比較した結果、ウラン燃料体系では相対差が小さく、MOX燃料体系では相対差が大きくなる傾向が確認された。
- ✓ 散乱断面積の違いが反応度に与える影響を考察するため、摂動論により反応度を評価した。
- ✓ AbeからJENDL-4.0に散乱断面積を変更することを考えると、反応度の散乱成分は下記のように示すことができる。

$$\frac{\sum_g \int_V dr \phi^g(r) \sum_{g'} \left(\Sigma_s^{*g \rightarrow g'}(r) - \Sigma_s^{g \rightarrow g'}(r) \right) \left(\varphi^{*g'}(r) - \varphi^{*g}(r) \right)}{\sum_g \int_V dr \chi^g(r) \varphi^{*g}(r) \sum_{g'} \nu \Sigma_f^{g'}(r) \phi^{g'}(r)}$$

φ: 中性子束

φ: 随伴中性子束

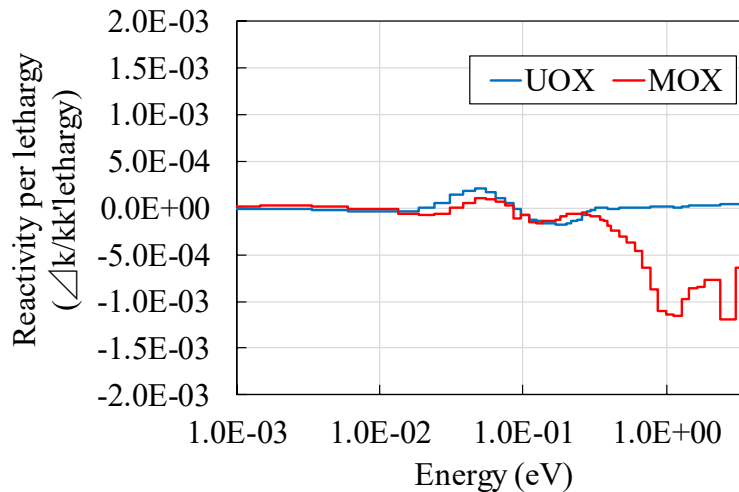
*: 摂動後(=JENDL-4.0の場合)のパラメータを示す。

- ✓ 散乱成分を分析することで、MOX体系で実効増倍率の相対差が大きくなった原因を調査し、反応度に与える影響が大きい散乱断面積差異を明らかにする。

8

考察～ウラン燃料/MOX燃料の反応度差異～

- ✓ 摂動論により散乱断面積の変更(Abe→JENDL-4.0)により投入される反応度を求め、投入される反応度を中性子の入射エネルギーで整理した。
- ✓ ウラン燃料と比較して、MOX燃料では1eV付近以上の散乱断面積を変更することにより大きな負の反応度が投入されることが確認された。



散乱断面積の変更(Abe→JENDL-4.0)により投入される反応度

9

考察～反応度の算出式～

- ✓ MOX燃料では、1eV付近以上の散乱断面積が変更されることにより負の反応度が投入されることが分かった。この要因を考察するため、反応度の算出式に立ち戻る。
- ✓ 規格化された条件下では、反応度は中性子束($\phi^g(r)$)、散乱断面積の差($\Sigma_s^{*g \rightarrow g'}(r) - \Sigma_s^{g \rightarrow g'}(r)$)、散乱前後の随伴中性子束の差($\varphi^{*g'}(r) - \varphi^{*g}(r)$)の積で求まる。

$$\frac{\sum_g \int_V dr \underbrace{\phi^g(r)}_{\text{中性子束}} \sum_{g'} \underbrace{\left(\Sigma_s^{*g \rightarrow g'}(r) - \Sigma_s^{g \rightarrow g'}(r) \right)}_{\text{散乱断面積の差}} \underbrace{\left(\varphi^{*g'}(r) - \varphi^{*g}(r) \right)}_{\text{随伴中性子束の差}}}{\sum_g \int_V dr \chi^g(r) \varphi^{*g}(r) \sum_{g'} \nu \Sigma_f^{g'}(r) \phi^{g'}(r)}$$

- ✓ 上記の三つのうち、散乱断面積の差(AbeとJENDL-4.0の散乱断面積差)については、ウラン燃料とMOX燃料で同等となる。このため、ウラン燃料とMOX燃料で反応度が異なる要因としては、**中性子束**と**随伴中性子束**が考えられる。

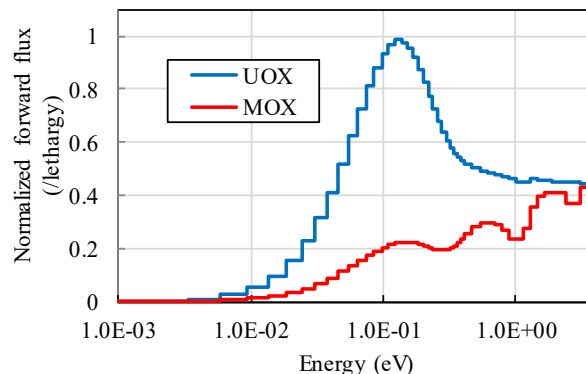
10

考察～中性子束の確認～

- ✓ ウラン燃料体系とMOX燃料体系の水領域の中性子束を比較した。
- ✓ 比較のため、中性子束は体系における生成率が1になるよう規格化している。

$$\sum_g \int_V \nu \Sigma_f^g(r) \phi^g(r) dr = 1$$

- ✓ ウラン燃料と比較して、MOX燃料では1eV付近以上の中性子束が同程度以下となることが確認された。このため、中性子束の大きさの違いは、反応度の違いを引き起こす主要因でないことがわかった。



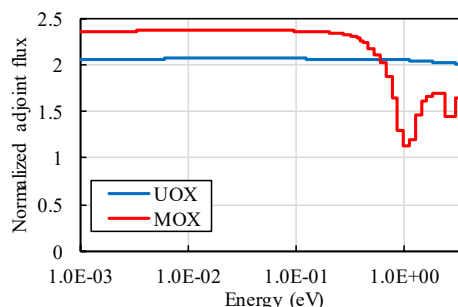
水領域における中性子束の比較

考察～随伴中性子束の確認～

- ✓ ウラン燃料体系とMOX燃料体系の水領域の随伴中性子束を比較した。
- ✓ 比較のため、随伴中性子束は以下の式により規格化している。

$$\sum_g \int_V \chi^g(r) \phi^g(r) dr = 1$$

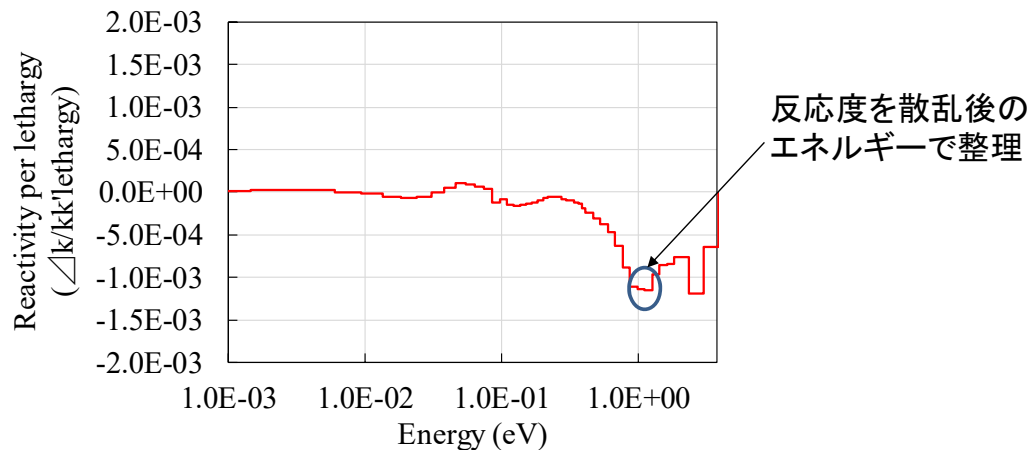
- ✓ ウラン燃料と比較して、MOX燃料では1eV付近の前後で随伴中性子束が変化することが確認できる。
- ✓ 反応度は散乱前後の随伴中性子束の差($\phi^{*g'}(r) - \phi^{*g}(r)$)により計算できることから、散乱前後での随伴中性子束の差により、MOX燃料ではウラン燃料と比較して大きな反応度が投入されることがわかった。



水領域における随伴中性子束の比較

考察～散乱後のエネルギーでの分解①～

- ✓ AbeからJENDL-4.0へ散乱断面積を変更することにより投入される反応度を分析した結果、MOX燃料では1eV付近の随伴中性子束の変化傾向により反応度が投入されることが確認できた。
- ✓ 散乱前後の随伴中性子束の差が反応度に寄与することをふまえ、入射エネルギー1eV付近(0.99 - 1.13 eV)の散乱断面積を変更した場合に投入される反応度について、散乱後のエネルギーで整理して考察を深める。

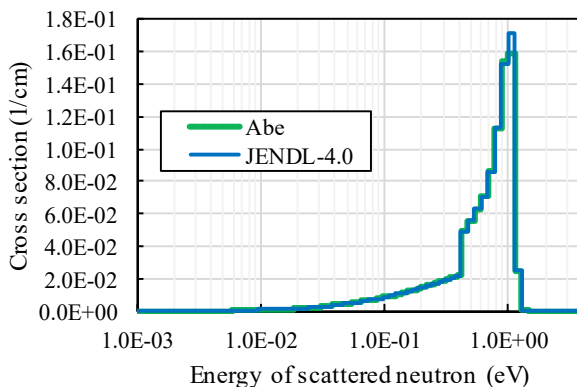


散乱断面積の変更(Abe→JENDL-4.0)により投入される反応度

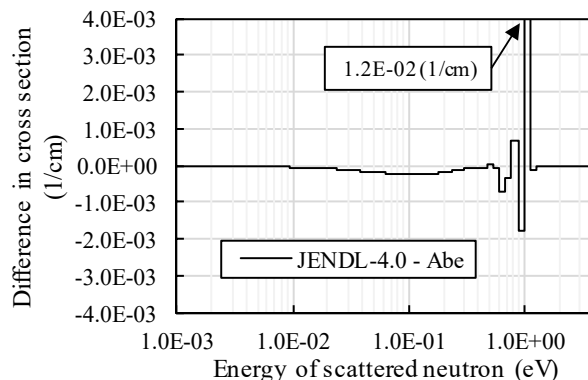
13

考察～散乱後のエネルギーでの分解②～

- ✓ 入射エネルギーが1eVの散乱断面積を確認した。断面積の大きさとしては1eV付近でピークをもつことが確認できる。
- ✓ 散乱断面積の差(JENDL-4.0 - Abe)としては、1eV付近で大きく、1→0.1eVの散乱断面積の差は相対的に小さいことが確認できる。



入射エネルギー1eV付近の散乱断面積

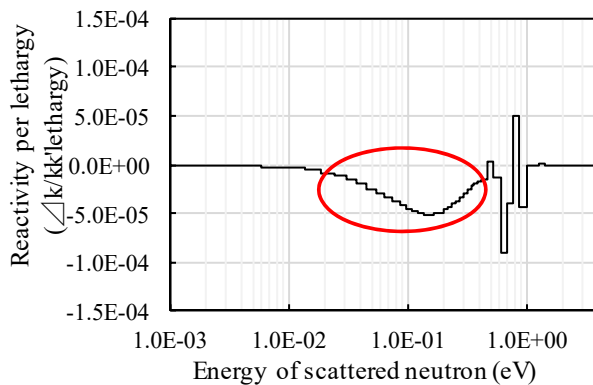


入射エネルギー1eV付近の散乱断面積の差

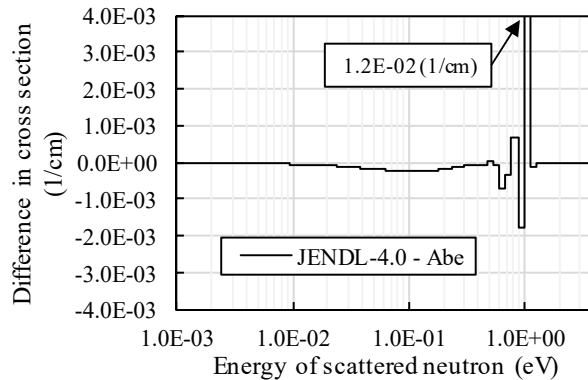
14

考察～散乱後のエネルギーでの分解③～

- ✓ 入射エネルギー1eV付近の散乱断面積を変更した場合に投入される反応度を評価すると、1→0.1eV 付近の散乱断面積の変更による反応度が負側に大きいことが確認できる。
- ✓ 散乱断面積の差が小さい場合でも、散乱前後で随伴中性子束の差が大きくなる場合は、投入される反応度が大きくなることが確認された。



入射エネルギー1eV付近の散乱断面積を変更(Abe→JENDL-4.0)した場合に投入される反応度



入射エネルギー1eV付近の散乱断面積の差

15

まとめ

- ✓ 安部先生、ENDF/B-VIII、JEFF-3.2、JENDL-4.0の熱中性子散乱則を用いて、水の熱中性子散乱則データを変更したことによる核計算結果への影響を評価した。
- ✓ MOX燃料体系において、安部先生の熱中性子散乱則データを用いた場合とJENDL-4.0のデータを用いた場合の結果を比較すると、ボイド率0%の場合では無限増倍率の相対差の大きさは0.200%を超えた。
- ✓ 摂動論により、用いる熱中性子散乱則データを安部先生のデータからJENDL-4.0に変更した場合の反応度を分析した。分析の結果、MOX燃料では1eV付近の随伴中性子束の変化傾向により比較的大きな反応度が投入されることが確認できた。
- ✓ さらに、散乱先のエネルギーで整理して分析した結果、1eVから0.1eV付近への散乱断面積の差異について、差異の大きさは比較的小さいものの、反応度へは有意な影響を及ぼすことが明らかになった。

16

KUCA 固体減速架台の数値計算ベンチマーク問題

Benchmark problems for neutron transport calculations about KUCA solid-moderated cores

*千葉 豪¹, 遠藤 知弘²,

¹北海道大学, ²名古屋大学

KUCA 固体減速架台における濃縮ウラン燃料を用いた臨界実験体系に関する数値計算ベンチマーク問題の整備状況について報告する。

キーワード：KUCA、固体減速架台、濃縮ウラン、ベンチマーク問題

1. 背景：京都大学臨界実験装置（KUCA）の固体減速架台では近年、加速器駆動システム（ADS）の核特性に関わる基礎データが精力的に取得されており、そのいくつかは公開され ADS 開発に関わる研究者に広く利用されている（文献[1]など）。公開データには、余剰反応度や反応率分布に加えて、ゾーン物質置換反応度や動特性に関わるデータも含まれており、その実験解析においては統計論的手法と同様に決定論的手法も有用となる。決定論的手法による KUCA 固体減速架台の実験解析においては、実験体系のモデル化・簡略化が必要となるため、その影響を定量的に把握しておくことが重要となる。そのような観点から、現在、KUCA 固体減速架台の数値計算のためのベンチマーク問題の整備を進めている。

2. ベンチマーク問題：1/16 インチの濃縮ウラン（EU）板 2 枚と 1/8 インチのポリエチレン（PE）板 1 枚からなる単位燃料セル、及びポリエチレン板で構成される単位反射体セルの 2 種類を考え、それらがアルミニウム製の鞘管に格納されて炉心に配置されるものとした。なお、固体減速架台特有の鞘管間の空隙も考慮した。XY 平面上での炉心配置図を図 1 に示す。この体系を Phase III とした。また、これに加えて、鞘管を EU 板、PE 板に希釈させて単位燃料セルを 1 次元でモデル化可能とした Phase II、Phase II において鞘管間の空隙を無視した Phase I、Phase I において単位燃料セルを体積荷重で平均化した Phase 0 の体系を設定した。各 Phase について連続エネルギーモンテカルロコードにより参照解を与えることで、ベンチマーク問題の利用者が自らの決定論的手法の妥当性をより詳細に吟味することが可能となる。

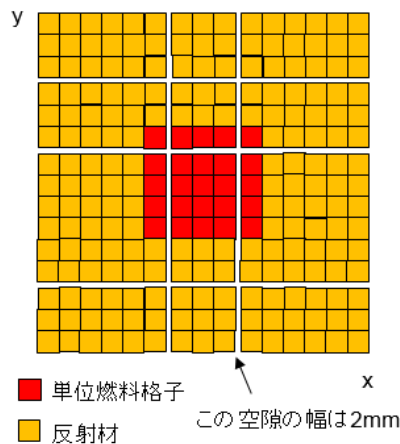


図 1 Phase III の炉心配置図

3. 解析例：連続エネルギーモンテカルロコード MVP による解析結果を表 1 に示す。使用した核データは JENDL-4.0 である。単位燃料セルを均質モデルから 1 次元モデルにすることにより実効増倍率は 0.6% 程度低下した。これは断面積の空間的な自己遮蔽効果によりセル平均の核分裂断面積が低下することに由来する。また、鞘間の空隙を考慮することにより 0.8% 程度の実効増倍率の減少が見られた。2mm 程度の空隙であるが、中性子のストリーミングパスとなるため、中性子の漏洩が大きくなり実効増倍率が減少したものと考えられる。単位燃料セルを 1 次元から 2 次元モデルにすることによる実効増倍率への影響は 0.1% 未満であった。当日は決定論コードによる解析例も併せて示す。

表 1 モンテカルロコードによる解析結果

Phase	MVP	
0	1.03457	Homogeneous cell model, no gap
I	1.02859	1D cell model, no gap
II	1.02070	1D cell model
III	1.02028	(Reference)

参考文献：[1] C.H.Pyeon, KURRI-TR-444 (2012).

* Go Chiba¹, Tomohiro Endo²

¹Hokkaido Univ., ²Nagoya Univ.,

Roko

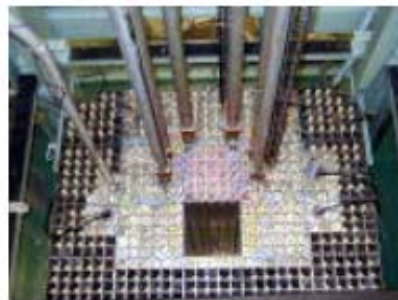
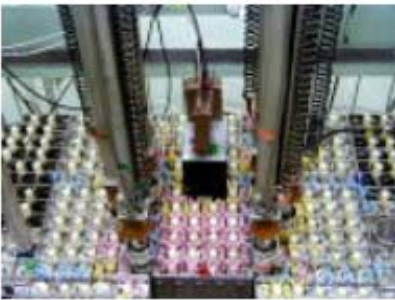
北海道大学原子炉工学研究室

KUCA固体減速架台の 数値計算ベンチマーク問題

北大 千葉 豪
名大 遠藤 知弘

1

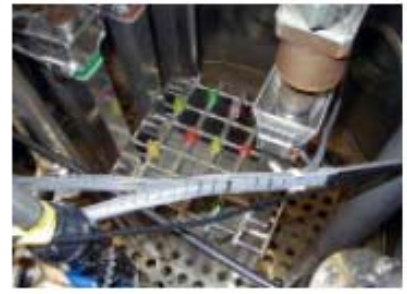
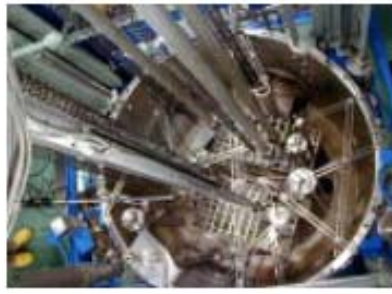
KUCA固体減速架台(A・B架台)



今回の発表はA架台に関するものです。

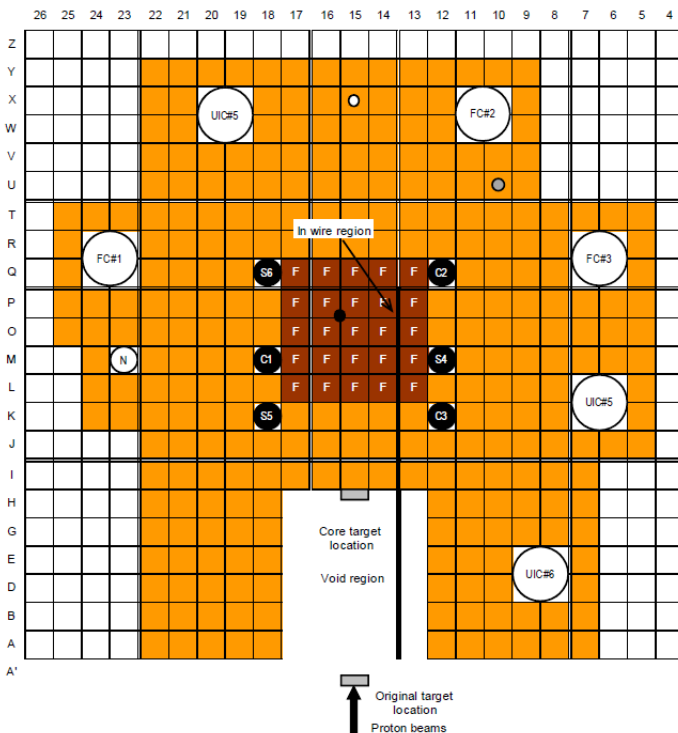
2

KUCA軽水減速架台(C架台)



3

A架台における種々のADS核特性に関する実験データ



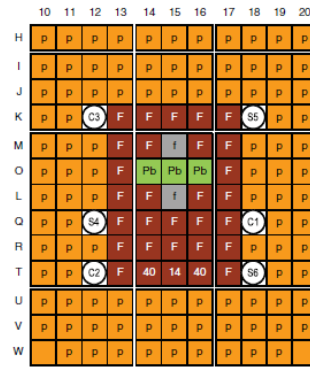
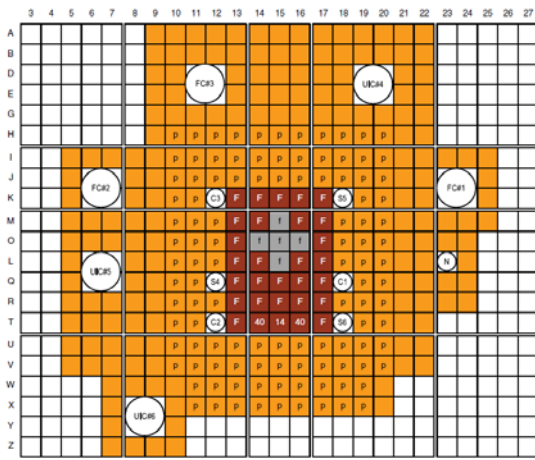
100MeV陽子入射の未臨界実験により以下の核特性パラメータが取得:

- ・絶対反応率
- ・Cd比
- ・反応率空間分布
- ・即発減衰定数
- ・未臨界度

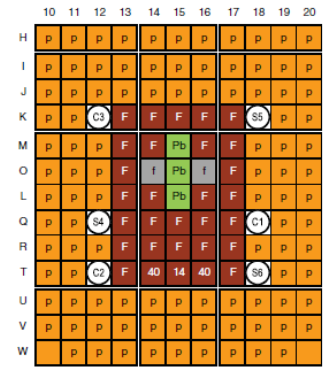
4

A架台における種々のADS核特性に関する実験データ

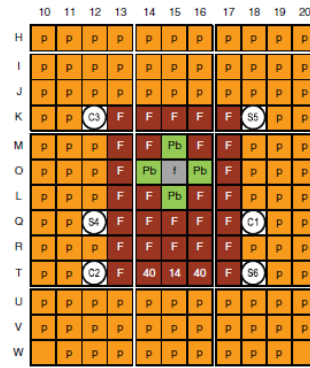
鉛・ビスマスの置換反応度実験



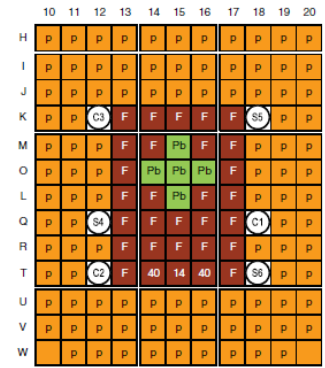
(a) Case 1



(b) Case 2



(c) Case 3



(d) Case 4

*C.H.Pyeon, et al., JNST, 53, p.602-612 (2016)

5

実験解析を行うにあたって

炉物理計算のややこしさ

1. 変数の数

- ✓ 空間 x, y, z (3変数)、エネルギー E (1変数)、
中性子飛行方向 $\vec{\Omega} = (\theta, \varphi)$ (2変数)、時間 t (1変数)

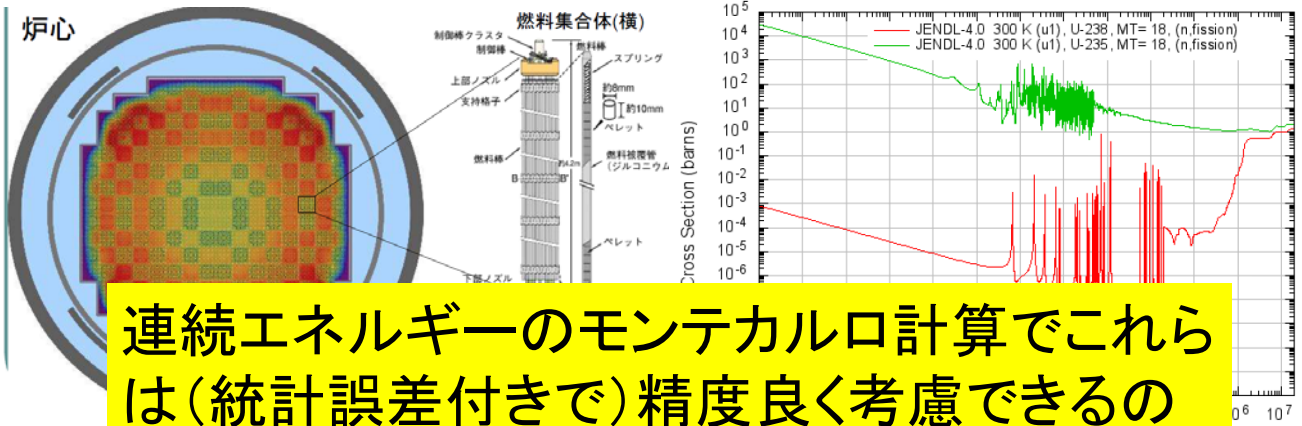
2. 空間的な非均質性

3. 広範囲な中性子エネルギー

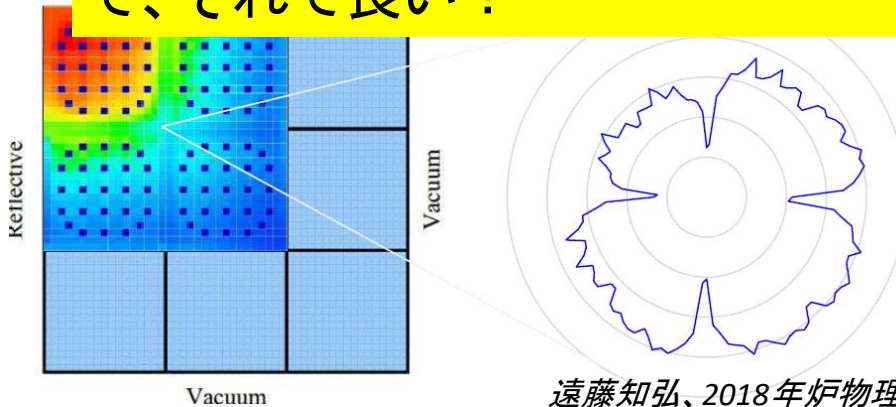
4. 核反応断面積 $\Sigma_x(E)$ のエネルギー依存性

5. 時間スケール(即発/遅発中性子、運転期間)

実験解析を行うにあたって



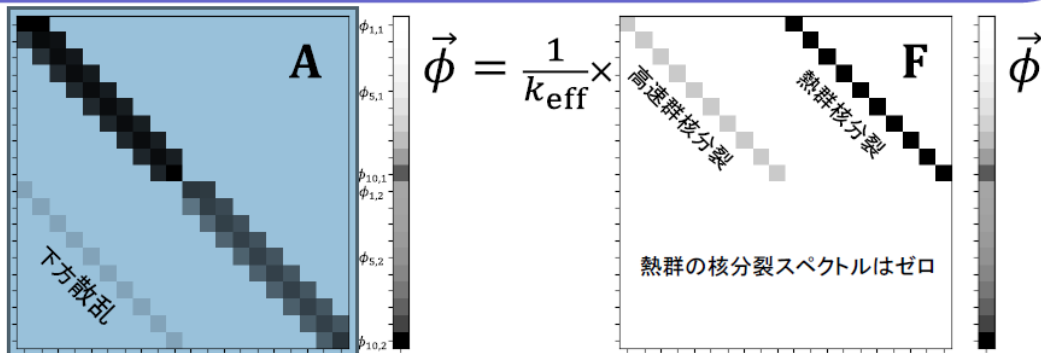
連続エネルギーのモンテカルロ計算でこれらは(統計誤差付きで)精度良く考慮できるので、それで良い？



遠藤知弘、2018年炉物理夏期セミナー講演資料 7

実験解析を行うにあたって

決定論的手法とは？



◆ 方程式の数値解を統計的な不確かさ無しで一意に求める手法

- ✓ 中性子輸送方程式を差分化・離散化、関数展開
- ✓ 利点: 高速な計算が可能
- ✓ 欠点: 離散化誤差が生じる

遠藤知弘、2018年炉物理夏期セミナー講演資料 8

決定論的手法とは？

$$\vec{\phi} = \frac{1}{k_{\text{eff}}} \times \begin{matrix} \text{高速群核分裂} \\ \text{熱群核分裂} \end{matrix} \vec{\phi}$$

A

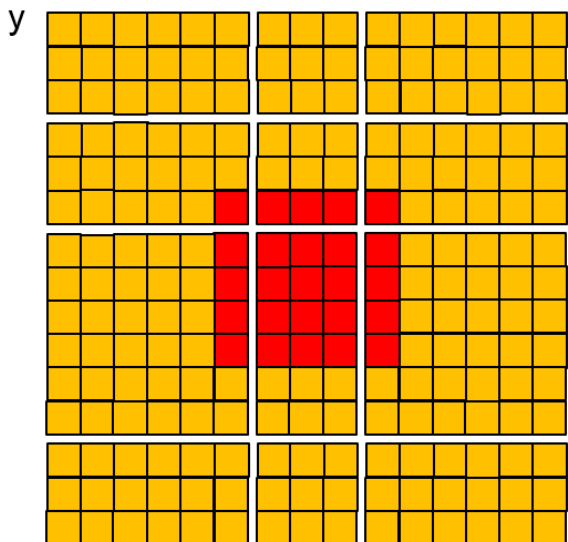
小回りの効く決定論的手法の役割はまだまだ残っており、決定論的手法でKUCAの実験解析を行う人のためのベンチマーク問題があると便利と考えた。

に求める手法

- ✓ 中性子輸送方程式を差分化・離散化、関数展開
- ✓ 利点: 高速な計算が可能
- ✓ 欠点: 離散化誤差が生じる

遠藤知弘、2018年炉物理夏期セミナー講演資料 9

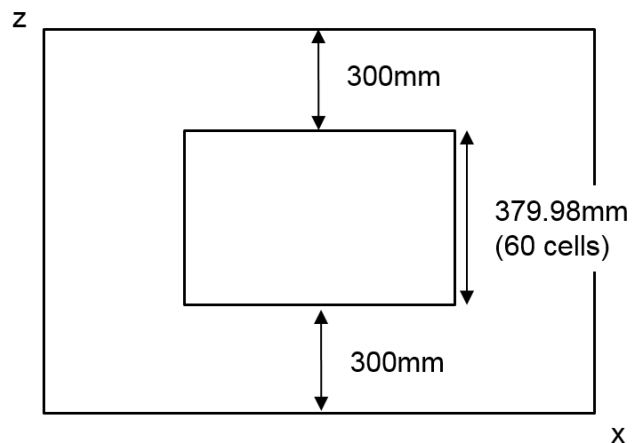
今回設定したベンチマーク問題



■ 単位燃料格子

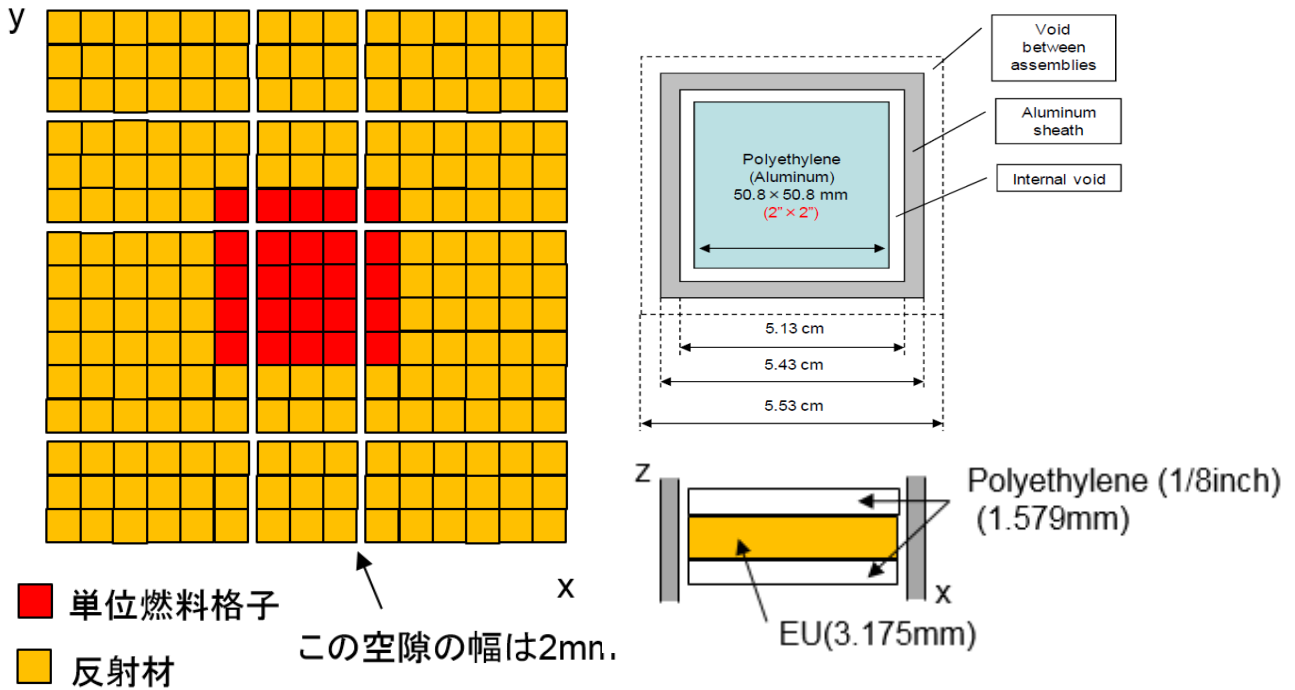
■ 反射材

この空隙の幅は2mm



燃料と反射体からなる体系を設定。

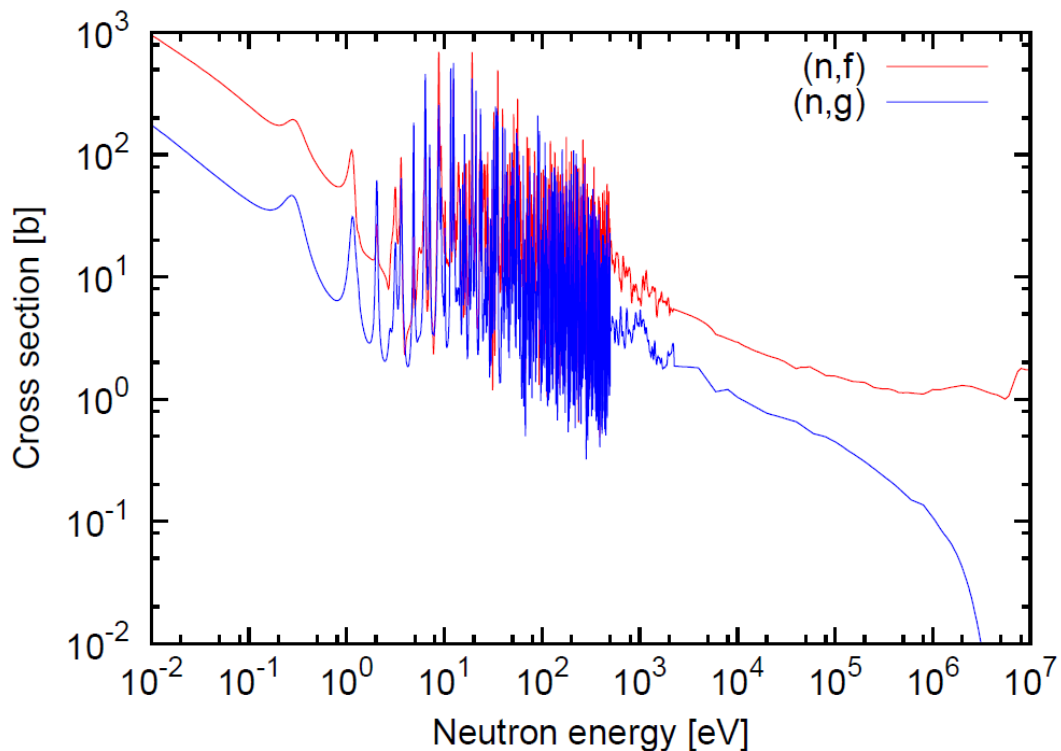
今回設定したベンチマーク問題



単位燃料格子は、アルミニウムの鞘管に93%濃縮ウラン・Al合金板とポリエチレン板が規則的に配列しているものとする。

11

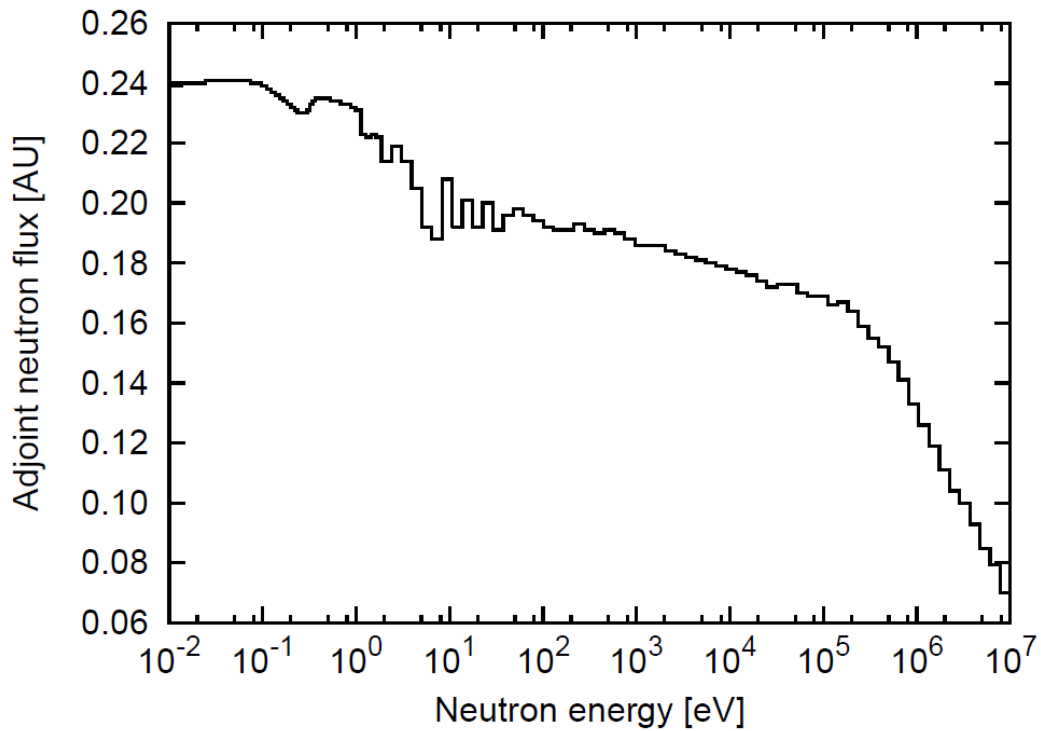
U-235の反応断面積



単位燃料格子の均質モデルで評価すると、核分裂反応率は捕獲反応率の4倍程度。

12

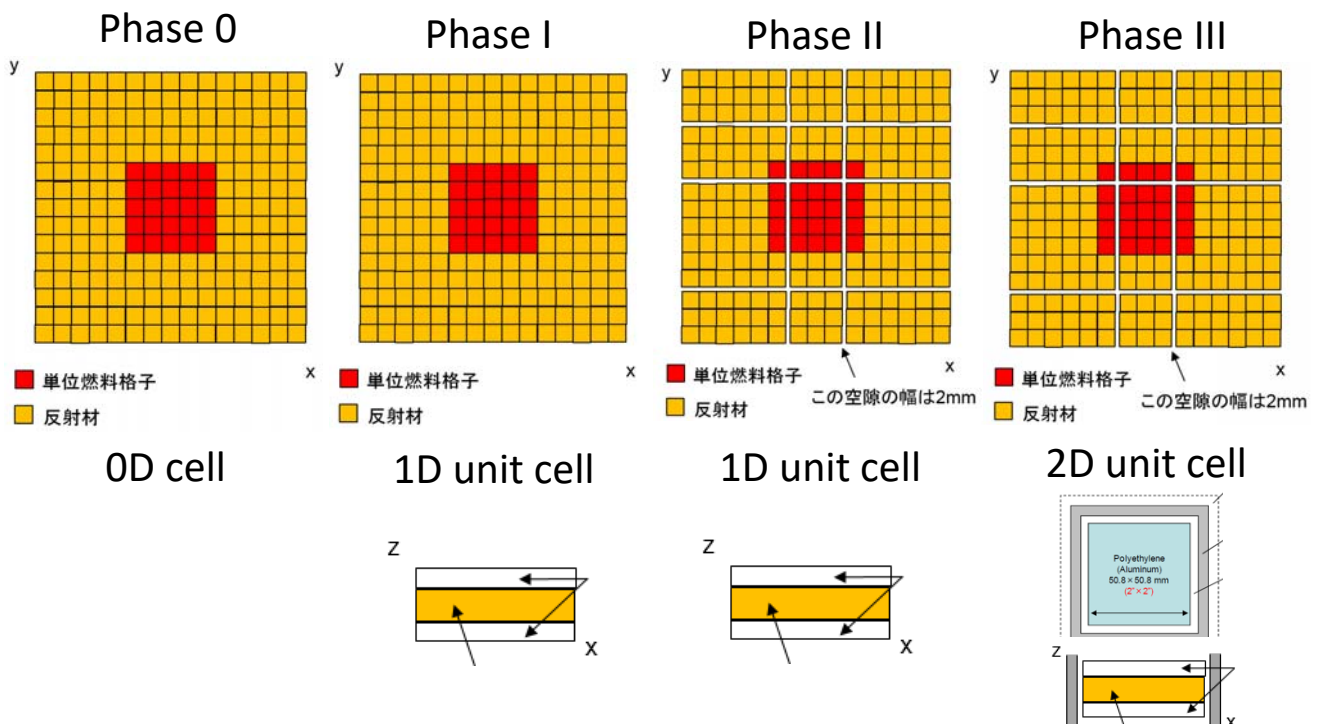
HEU燃料を用いた実験での随伴中性子束エネルギースペクトル



濃縮ウラン燃料使用、かつ高漏洩体系であることにより、エネルギーに対して単調に減少する形状となっている。

13

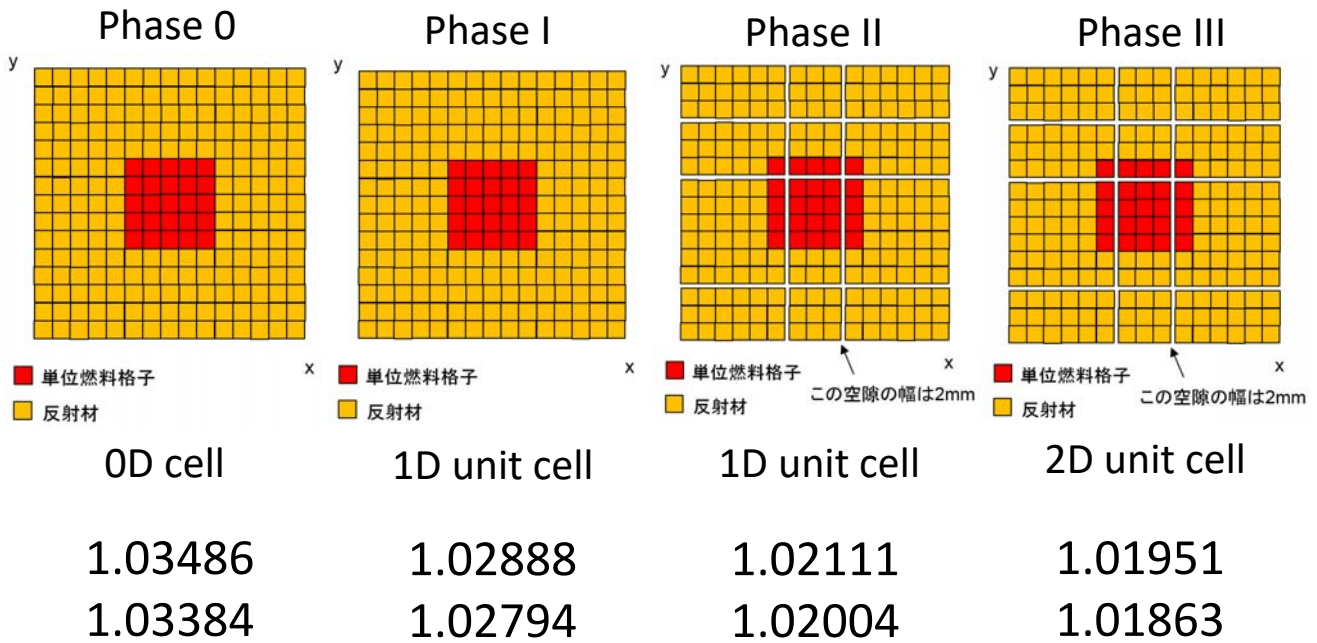
今回設定したベンチマーク問題



Phase IIIに対して、モデルを簡略化したPhase 0~IIを追加で設定 (Phase IVでは制御棒を導入する予定)。

14

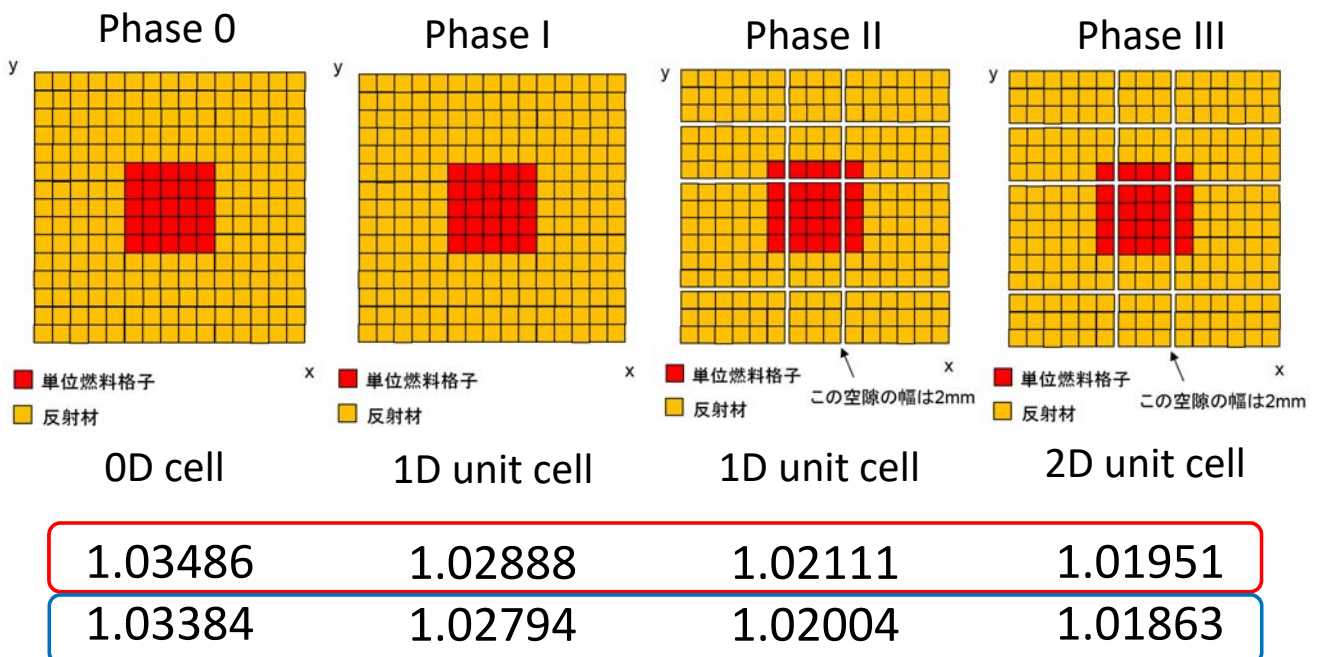
連続エネルギーモンテカルロコードによる参照解



上段はMVP-3、下段はMCNP-6.2計算値。JENDL-4.0使用。
統計誤差は0.00004程度。予稿の数値と異なることに注意。

15

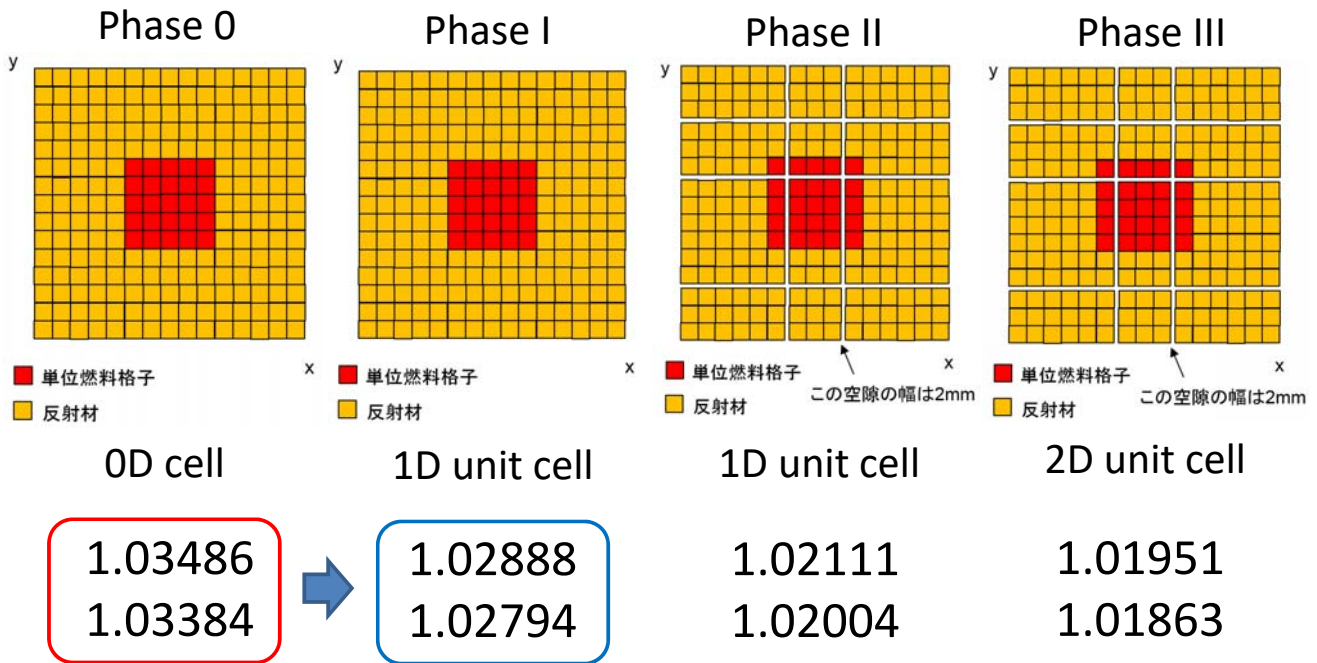
連続エネルギーモンテカルロコードによる参照解



MVP-3とMCNP-6.2とで統計誤差(0.00004)を超える有意な差が見られた → 現在確認中。

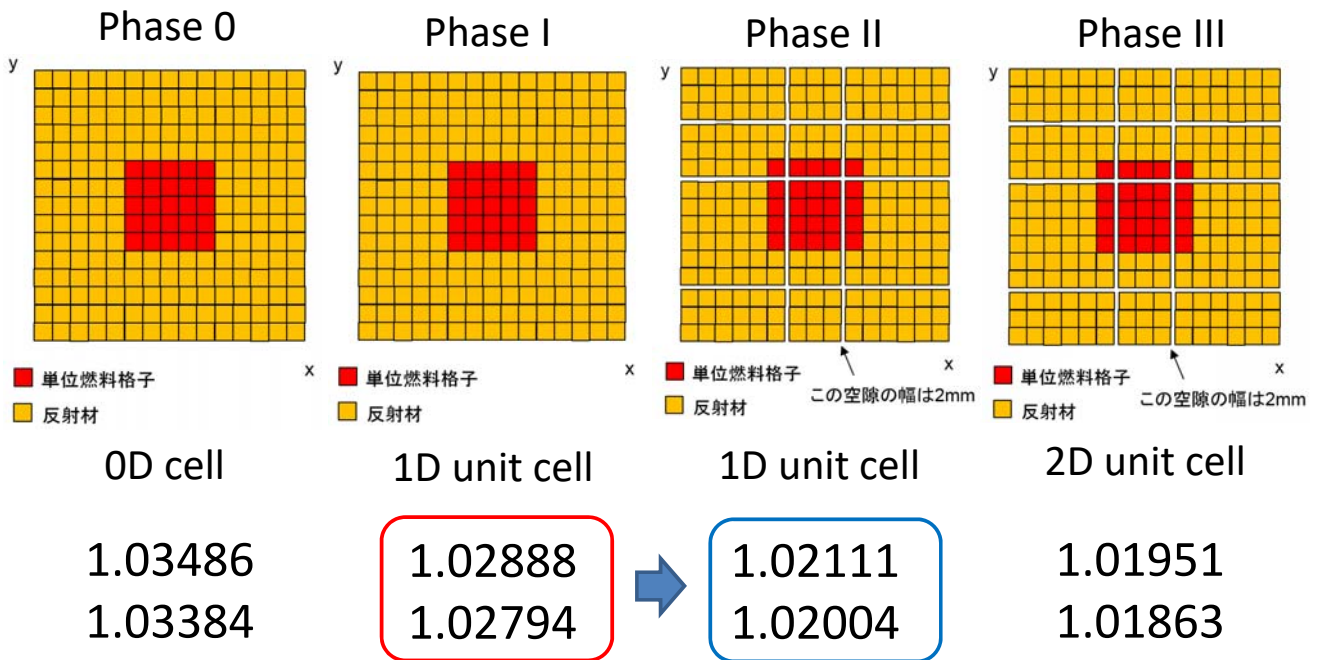
16

連続エネルギーモンテカルロコードによる参照解



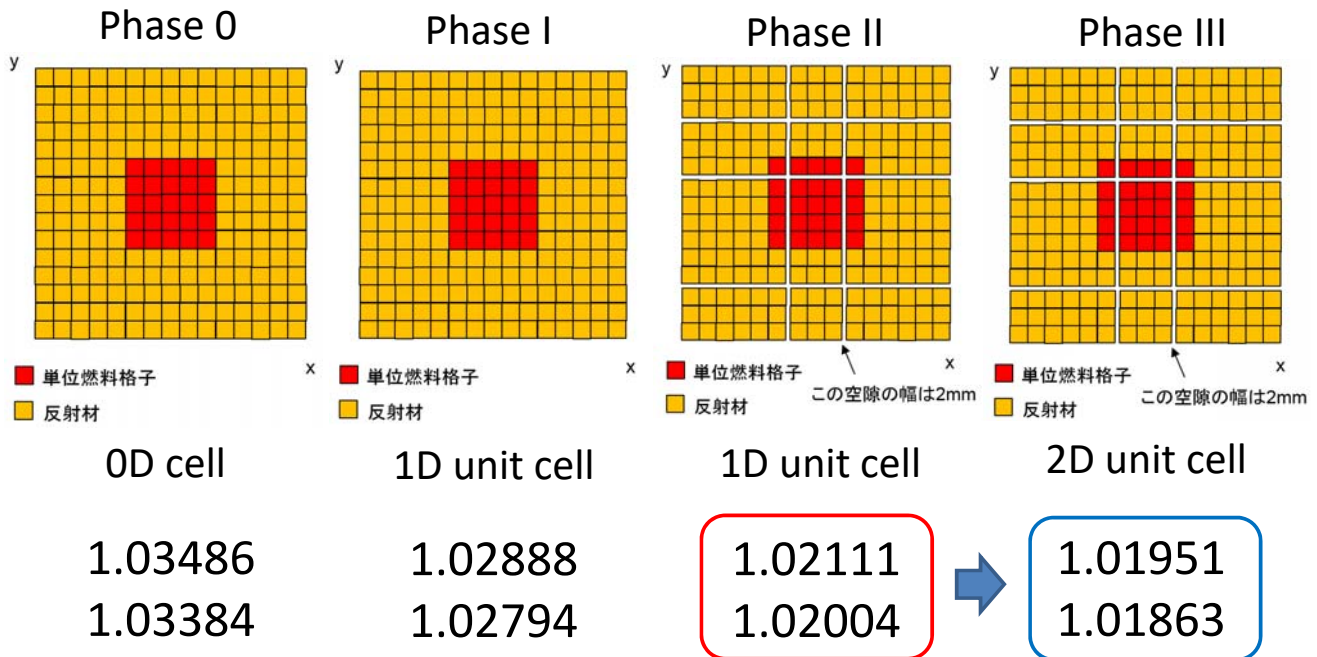
均質格子モデルから非均質格子モデルに変更することで実効増倍率が低下。

連続エネルギーモンテカルロコードによる参照解



2mmの空隙を考慮することで0.8%弱もの実効増倍率の低下が見られた。

連続エネルギーモンテカルロコードによる参照解



格子モデルで鞘管を陽に考慮することで実効増倍率が低下。主に反射体領域のモデル化の影響の様様。

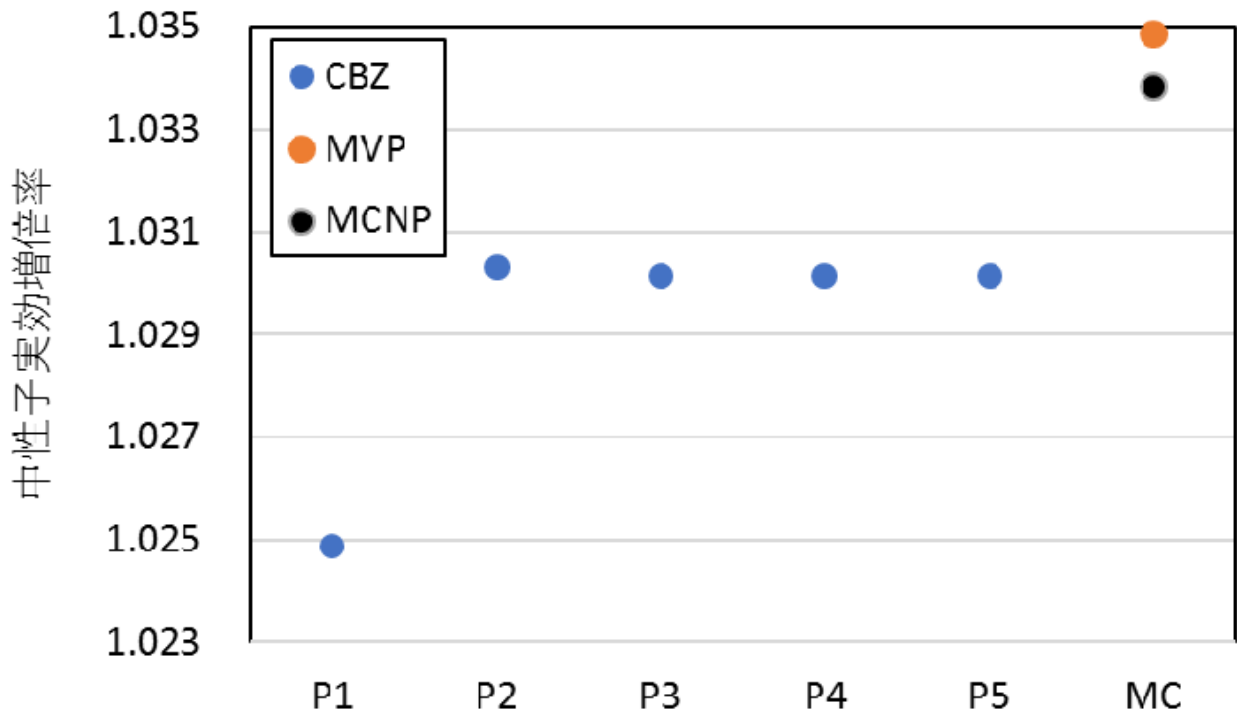
19

CBZによる計算

- ・JENDL-4.0に基づく107群のライブラリを使用。
- ・単位燃料セルは1次元平板でモデル化し、実効断面積は東捻の方法で計算。衝突確率法で中性子束分布を計算し均質化を行う。
- ・KUCAのA架台特有のギャップは炉心計算で直接考慮。
- ・炉心計算は三次元Sn輸送計算で実施(CBZ/SNT)。

20

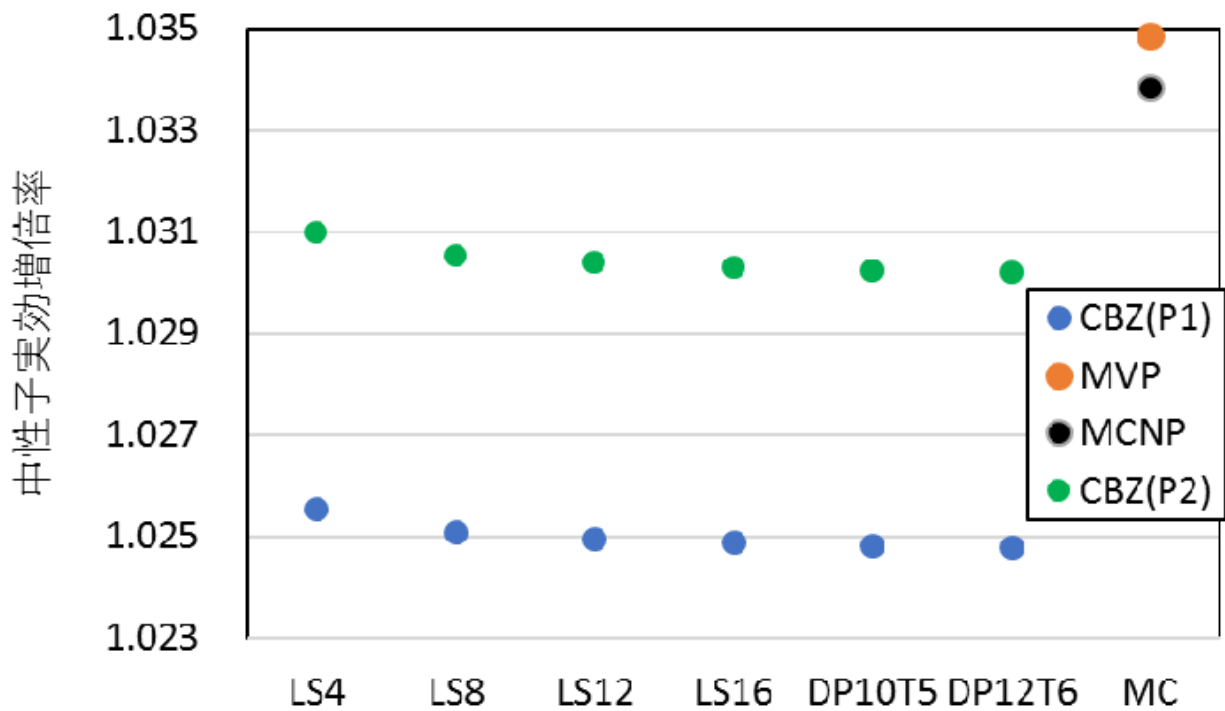
計算結果 : Phase 0



非等方散乱についてはP2程度まで考慮する必要がある。

21

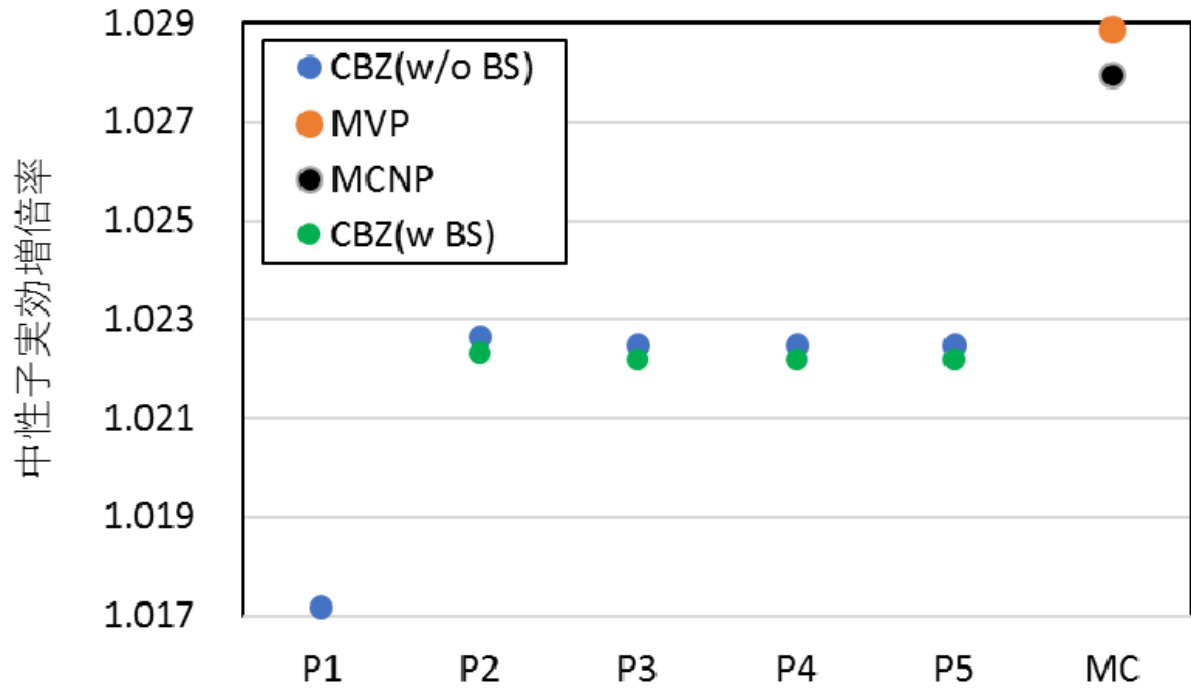
計算結果 : Phase 0



角度求積背セットについてはLS12程度まで考慮すればよい。P2S12で0.4%程度の過少評価が見られる(後で議論)。

22

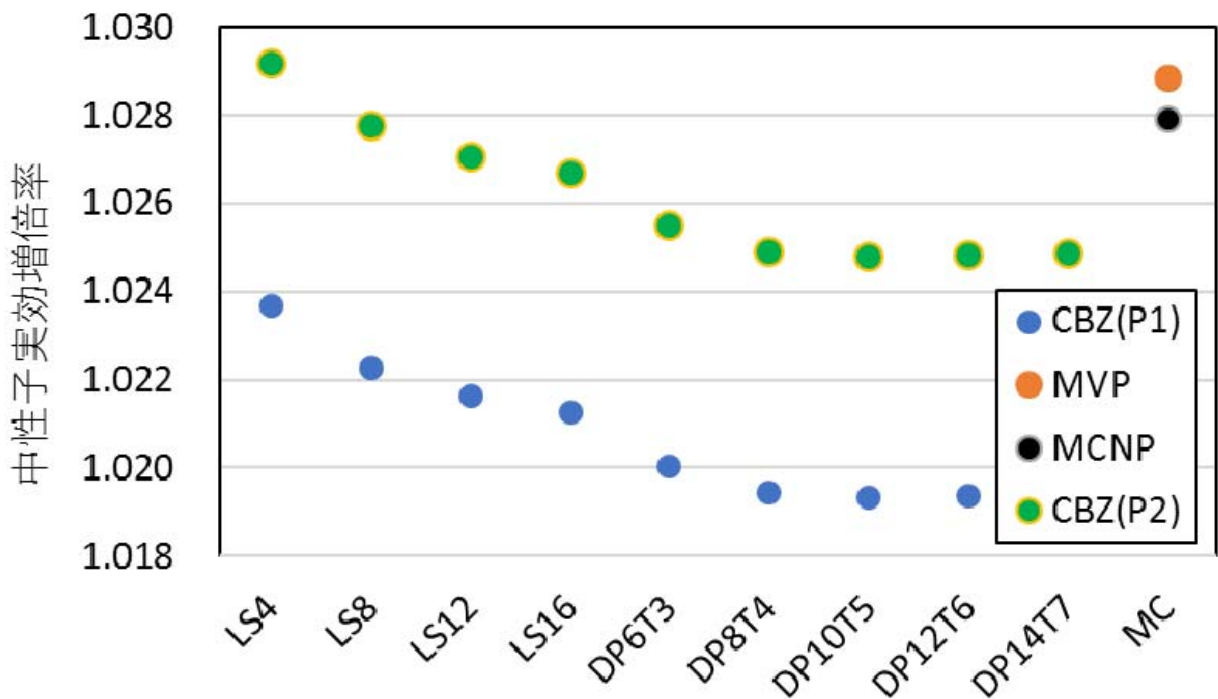
計算結果: Phase I



P2計算では参照値との差異が0.6%程度まで拡大
→均質化の影響？

23

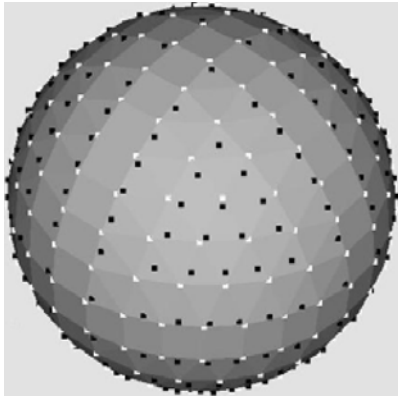
計算結果: Phase I



均質化を行わない場合は、参照値との差異は0.4%程度となった。ただし、かなり詳細な角度分点が必要。

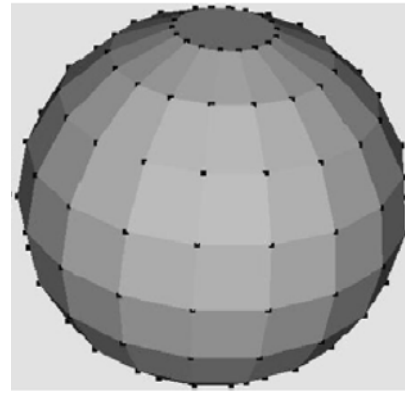
24

角度求積セット



Level symmetric

(黒点がEven moment condition、白点はLevel moment condition)

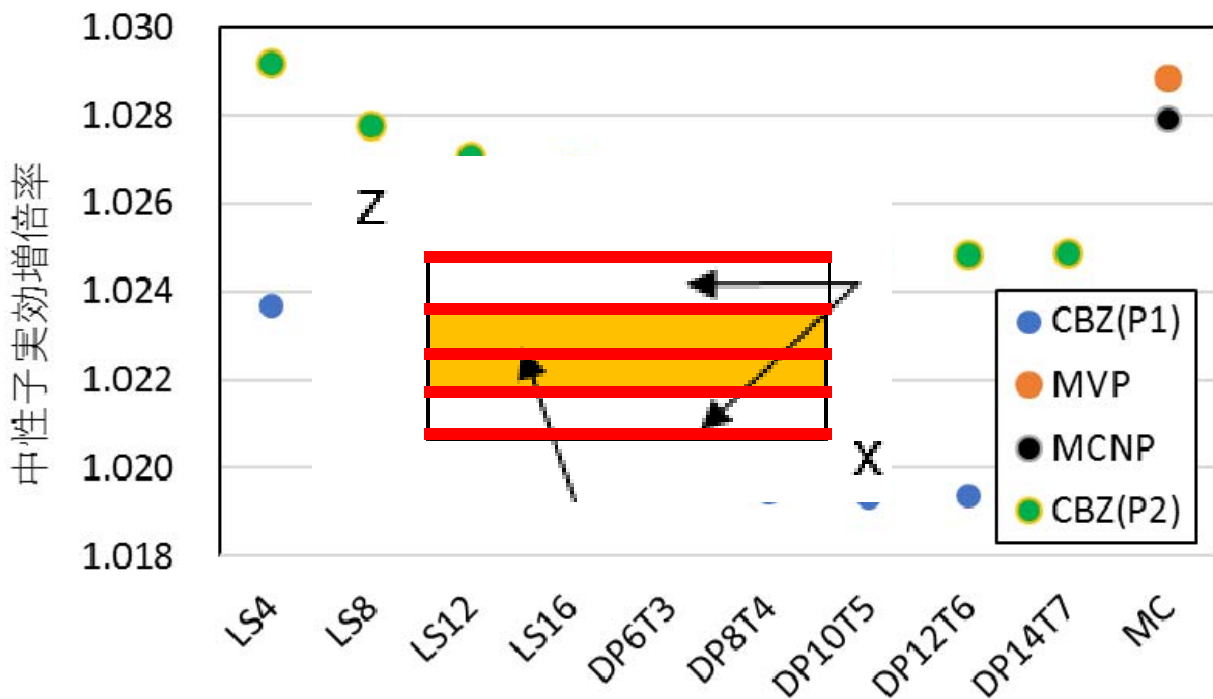


Legendre-Chebyshev product quadrature

・Product quadratureについては、Double Legendre-Chebyshev quadratureを使用。「DPnTn」という呼称とし、この場合は1/8象限に対して $n \times n$ の離散点が配置されることとする。

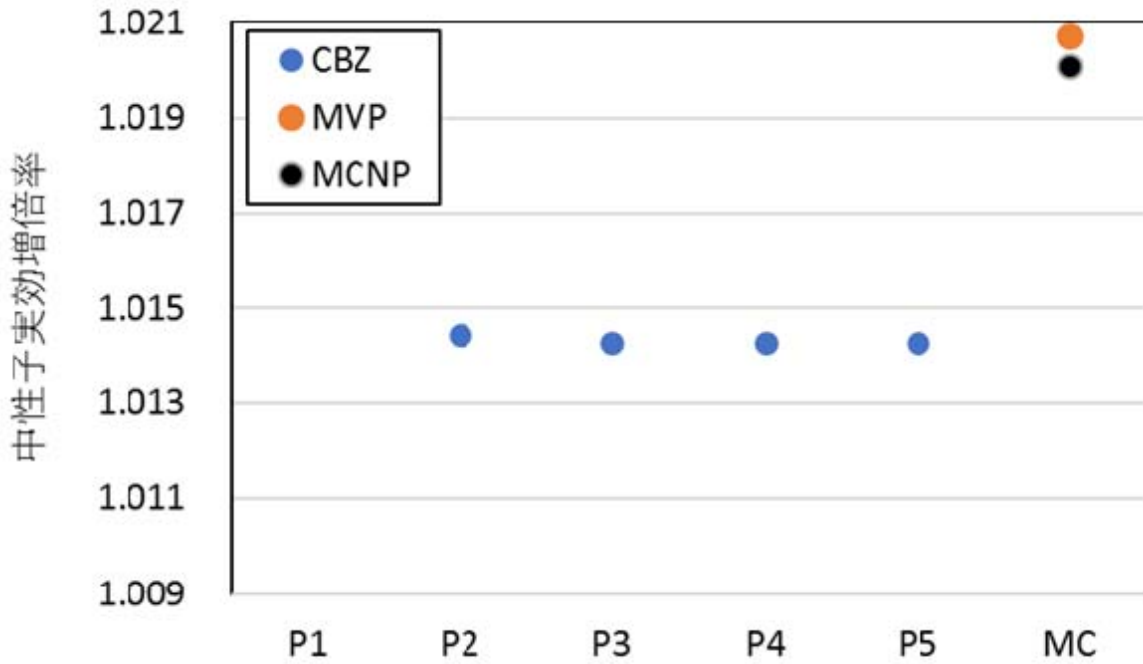
*C.Rabiti, at al., ANS transaction, 96, 2007. 25

計算結果: Phase I



空間に関しても、詳細なメッシュ分割が必要となる。

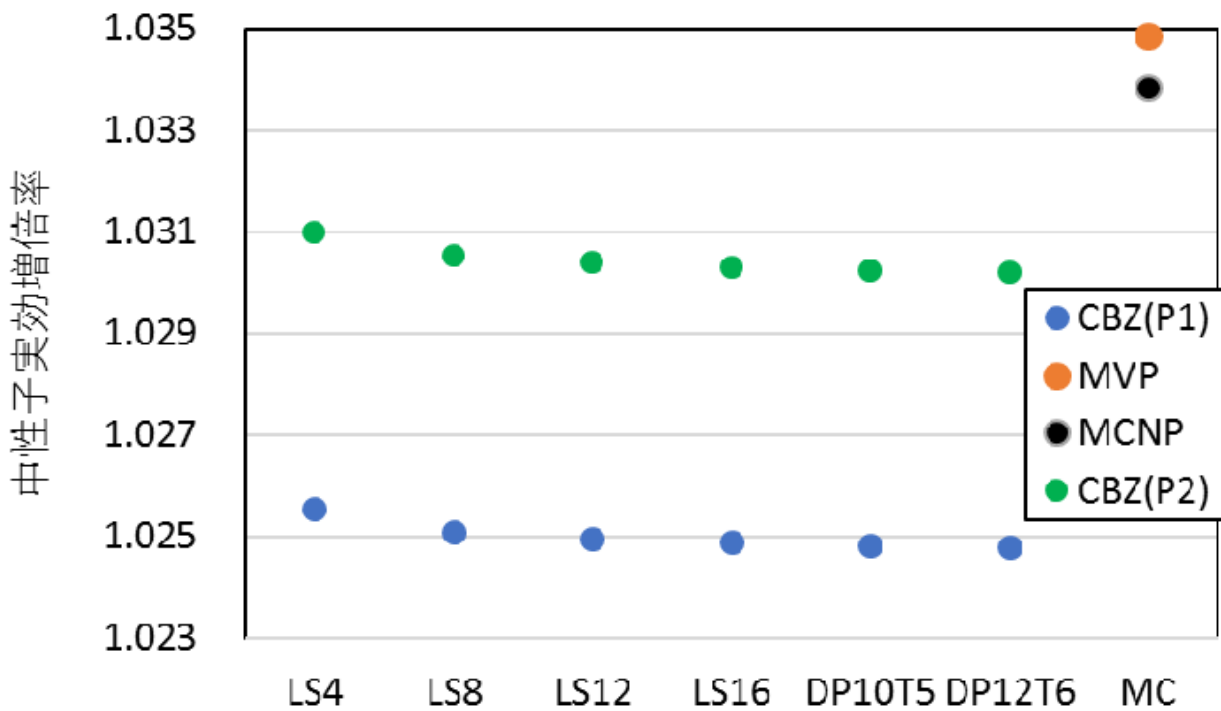
計算結果: Phase II



CBZのバイアスはPhase Iと同様に0.6%程度のため、0.2mmの間隙による中性子ストリーミング効果は決定論で考慮できていると考えられる。

27

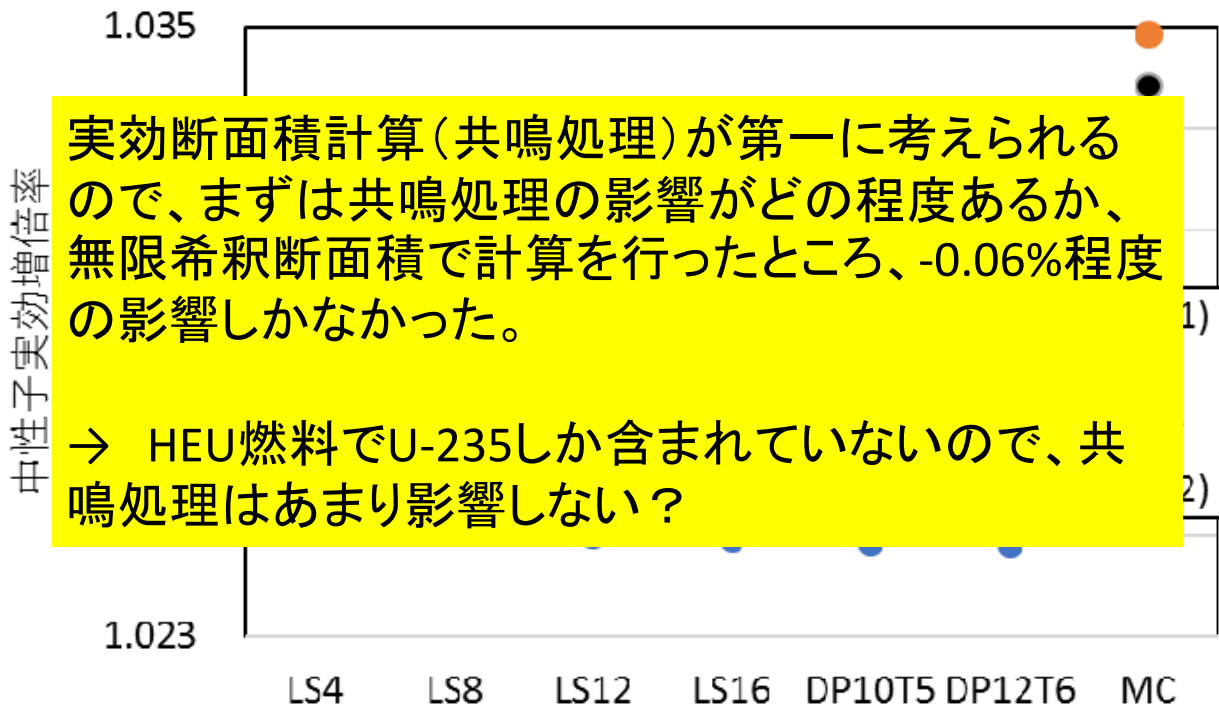
計算結果: Phase 0



このシンプルな問題での0.4%の過小評価の原因は何だろうか？

28

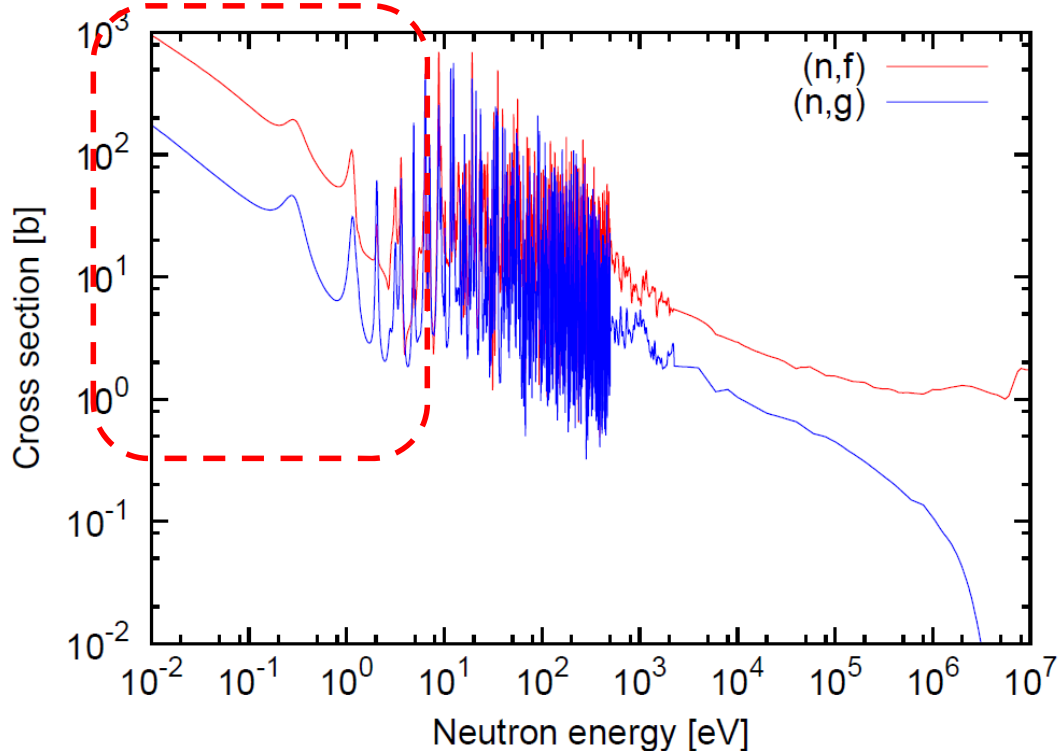
計算結果: Phase 0



このシンプルな問題での0.4%の過小評価の原因は何だろうか？

29

U-235の反応断面積



単位燃料格子の均質モデルで評価すると、核分裂反応率は捕獲反応率の4倍程度。

30

計算結果 : Phase 0

中性子実効増倍率

実効断面積計算(共鳴処理)が第一に考えられるので、まずは共鳴処理の影響がどの程度あるか、無限希釈断面積で計算を行ったところ、-0.06%程度の影響しかなかった。

念のため、実効断面積を無限希釈断面積に置換したときの反応度を摂動計算により要因別に求めたところ、以下の結果を得た。

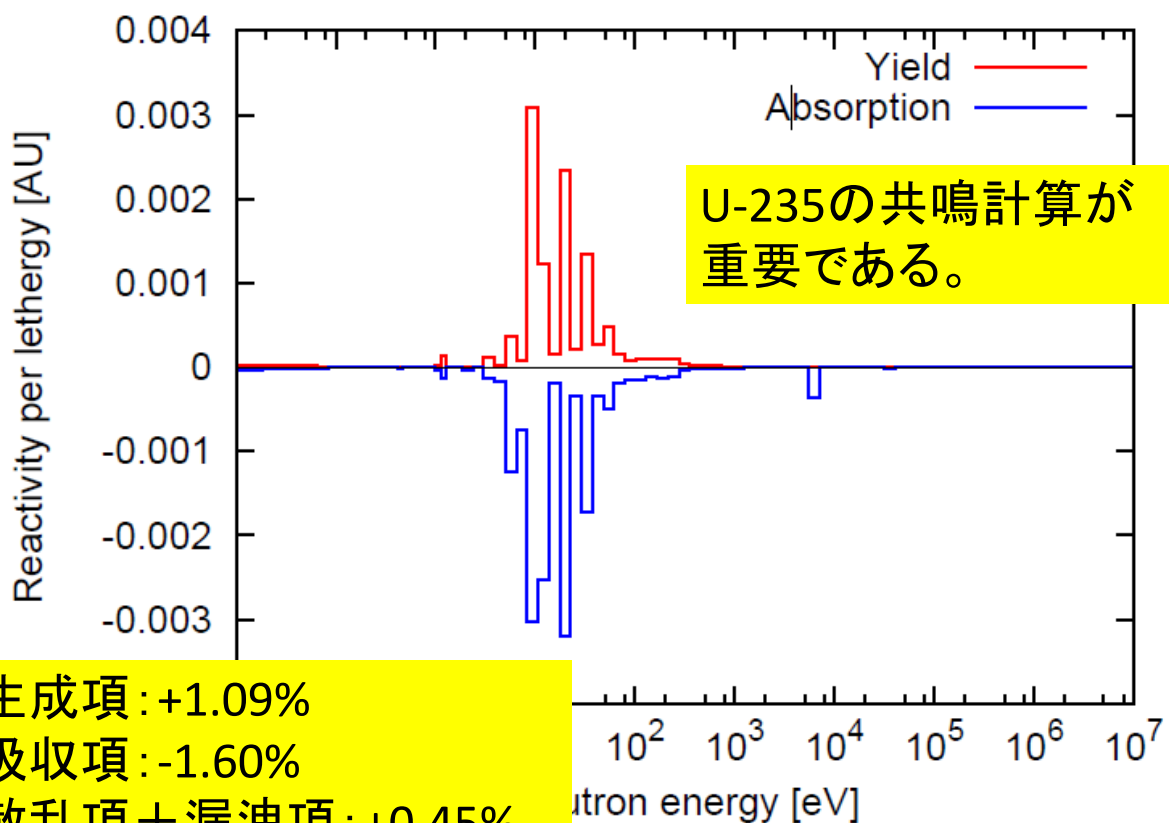
- ・生成項 : +1.09%
- ・吸収項 : -1.60%
- ・散乱項 + 漏洩項 : +0.45%

1)

2)

31

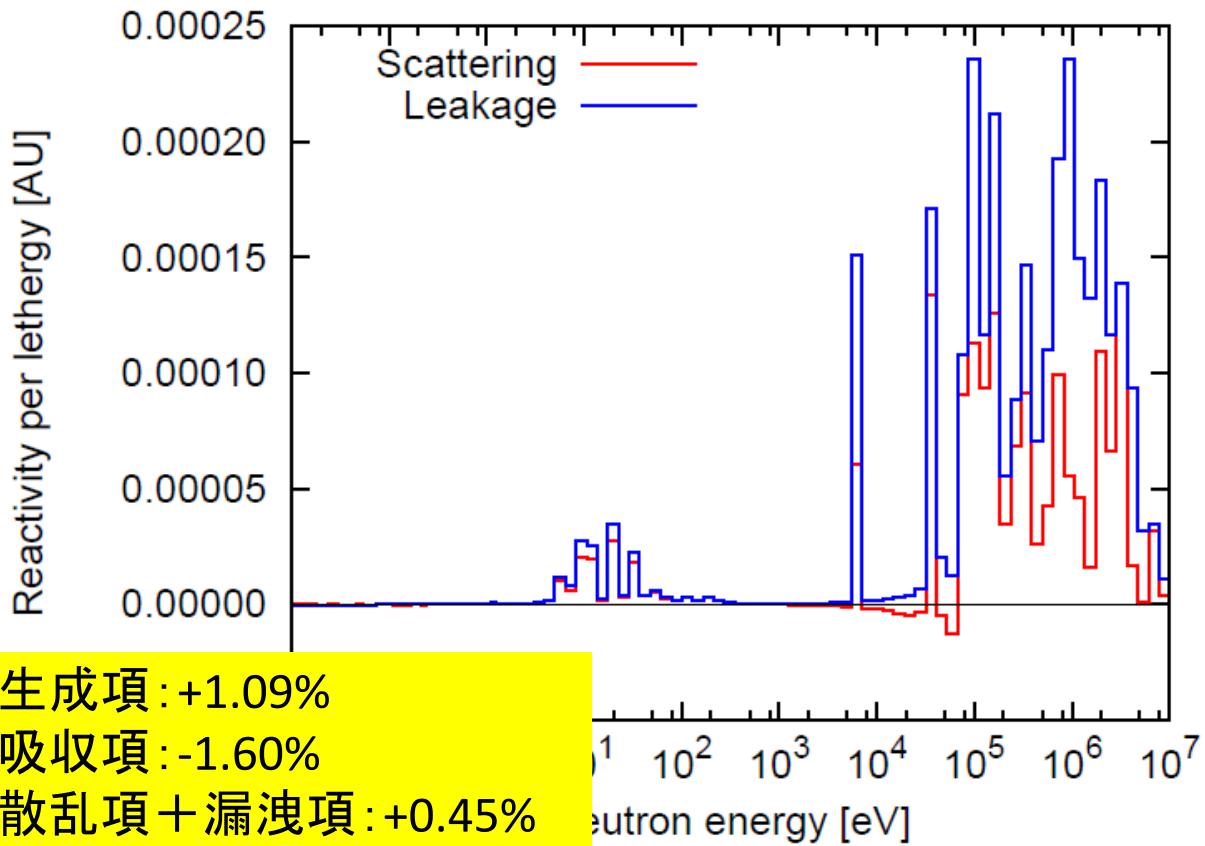
摂動計算結果 : 生成項と吸収項



- ・生成項 : +1.09%
- ・吸収項 : -1.60%
- ・散乱項 + 漏洩項 : +0.45%

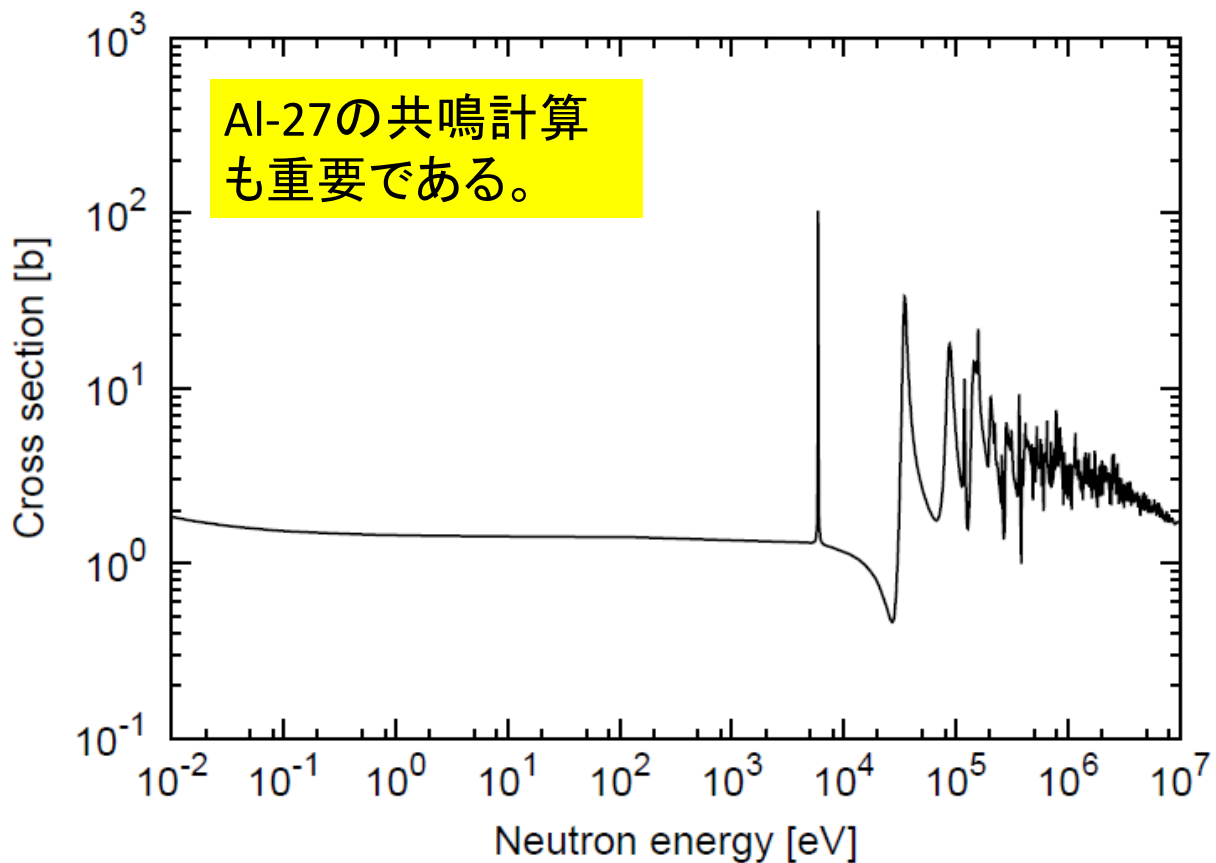
32

摂動計算結果：散乱項と漏洩項



33

Al-27の全反応断面積



34

まとめ

- ・KUCAの固体減速架台(A架台)における高濃縮ウランを用いた実験の数値解析のためのベンチマーク問題を作成している。
- ・決定論コードを用いた実験解析にとって有用となるものと考ええる。
- ・高濃縮ウラン燃料を使用した高漏洩体系であり、他の原子炉とは異なる特性が観察された。
- ・高エネルギー領域の共鳴計算方法が重要となることが示唆された。

Effect of Differences Fuel Material on Neutronic Parameters in Kartini Research Reactor

*Argo Satrio Wicaksono¹, Takanori Kitada¹, Satoshi Takeda¹

¹Osaka University.

This research offers a possibility fuel material conversion from TRIGA standard fuel assembly, U-ZrH_{1.65} to others fuel materials for solving the operation problem in many TRIGA reactors. In this work, neutronic parameters assessment of TRIGA Kartini reactor's core is loaded by U₃Si₂-Al, U₃O₈-Al, and UO₂ then simulated using SRAC2006. The neutronic parameters of each fuel materials were compared based on the calculation of parameters for utilization of reactor and safety operation.

Keywords: TRIGA reactor, SRAC2006, neutronic parameters

1. Introduction: Fuel fabrication of TRIGA standard fuel assembly has been suspended, it is important to get a solution for TRIGA reactor with alternative fuel assembly. A reliable estimation of neutronic parameters, for each of fuel materials will play important role in decision making of selecting suitable alternative fuel materials. In order to get exact information about core characteristic, the standard reactor analysis code SRAC[1] was chosen because of its general geometry modeling capability, and provide multi-dimensional diffusion code. The objective in this research is to study the possibility of TRIGA Kartini reactor's core that loaded by others fuel materials and to select the optimum based on the calculation of neutronic parameters for utilization of reactor and safety operation.

2. Methodology: The collision probability method lattice transport code SRAC-PIJ and the SRAC-CITATION code are used to perform global core calculations of Kartini reactor. The TRIGA standard fuel geometry and original core configuration are used for U-ZrH_{1.65}, U₃Si₂-Al, U₃O₈-Al, and UO₂ respectively. Since the alternative fuel materials are in the under-moderated situation, fuel geometry changed by increasing the Moderator To Fuel Ratio (MTFR) from 0.226-4.291 (Fig.1). Neutronic analysis of the U₃Si₂-Al and U₃O₈-Al are carried out when the reactor core is in a critical condition, MTFR = 0.330.

3. Result and Discussion: Neutronic parameters of U₃Si₂-Al and U₃O₈-Al, as alternative fuel materials have been compared with U-ZrH_{1.65} as the TRIGA standard fuel material. Safety parameters such as power peaking factor, core excess, and shutdown margin have been compared with the limit value in the safety analysis report. Total flux distribution at irradiation facilities (Fig.2) shows the higher result in U₃Si₂-Al and U₃O₈-Al than U-ZrH_{1.65} materials. However, at the center core region and edge core position still needs moderation to change fast to be thermal neutron by increasing the MTFR at fuel regions.

4. Conclusion: The parameters for utilization of reactor and safety operation for each fuel materials are evaluated using a comprehensive neutronic code, SRAC2006. U₃Si₂-Al and U₃O₈-Al, can be utilized as TRIGA Kartini reactor alternative fuel materials by considering MTFR.

References [1] K. Okumura, T. Kugo, K. Kaneko, and K. Tsuchihashi, SRAC2006: A Comprehensive Neutronics Calculation Code System, JAEA-Data/Code 2007-004, 2007.

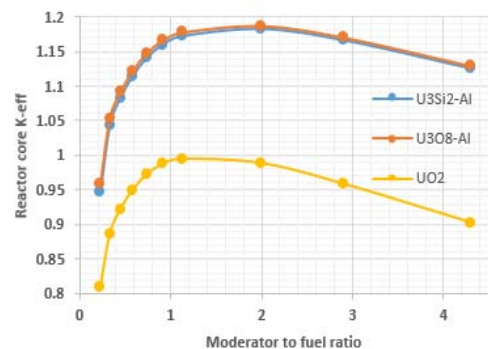


Fig.1 Relation between MTFR and K-eff

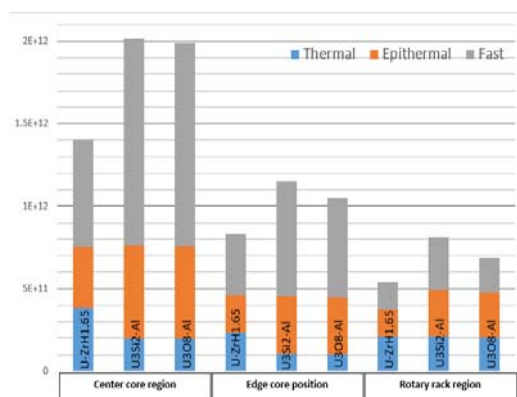


Fig.2 Flux distribution at irradiation facilities

Effect of Differences Fuel Material on Neutronic Parameters in Kartini Research Reactor

○Argo S. Wicaksono, Takanori Kitada, Satoshi Takeda
Division of Sustainable Energy and Environmental Engineering,
Graduate School of Engineering, Osaka University, Japan

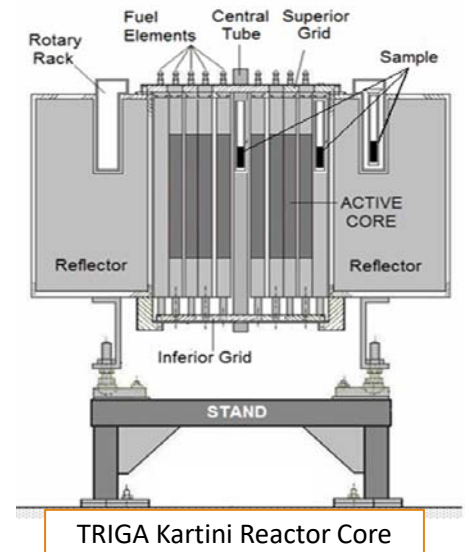
Contents

- I. Introduction**
- II. Calculation techniques and tools**
- III. Result and Discussion**
- IV. Summary**
- V. Future Work**

I.Introduction

Kartini Research Reactor Profile

- 1 of 70 TRIGA reactors in the world (35 in US, 3 in JPN).
- Commissioned at the National Nuclear Energy Agency of Republic Indonesia (BATAN), Yogyakarta on March 01, 1979.
- Operates steady state at 100 kwth and since 1994 using TRIGA standard fuel elements U-ZrH (type 104 and 204) manufactured by General Atomics (US).
- Used for neutron activation analysis, sample irradiation, and nuclear physics experiment utilizations.



I.Introduction

Reactor Fuel Materials and TRIGA Kartini Problems

~ Fuel Shortage ~

Fuel fabrication of TRIGA standard fuel assembly has been suspended.

~ Requirements for alternative fuel assembly ~

Fabricated in domestically or many are produced globally.

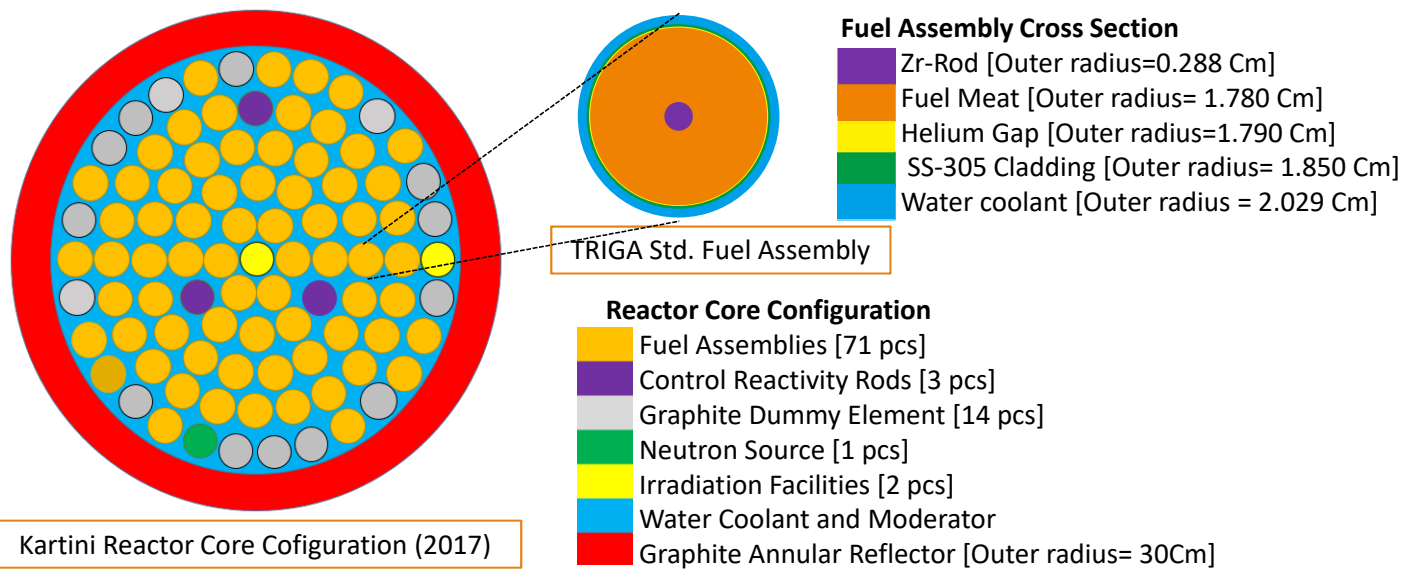
Material Compound	U-ZrH _{1.65}	U ₃ Si ₂ -Al	U ₃ O ₈ -Al	UO ₂
Utilizing	TRIGA	MTR	MTR	LWR
Fabricated	US (suspended)	INA, etc.	INA, etc.	US, JPN, etc.

~ Desirable alternative fuel assembly ~

- I. Sufficient excess reactivity.
- II. Produces the high neutron fluxes.
- III. Power peaking factor for thermal-hydraulic
- IV. Nuclear fuel life time for the long operation period.

I. Introduction

Kartini Reactor Core Conf. and Fuel Assembly Dim.



5

II. Calculation techniques and Tools

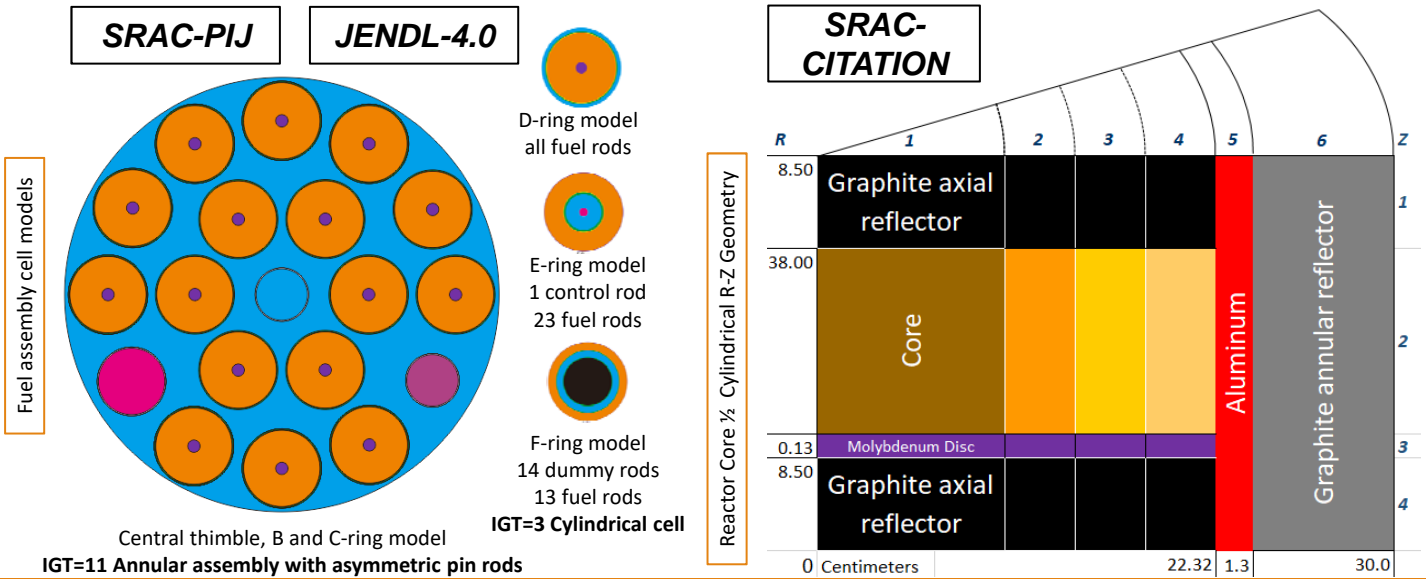
Fuel Materials and Core parameters

Material Specifications	U-ZrH _{1.65}	U ₃ Si ₂ -Al	U ₃ O ₈ -Al	UO ₂
U235 enrich. (%)	19.75%	19.75%	19.75%	3.0%
Material density (gr/cc)	5.96	12.2	8.3	10.96
Core Parameters				
Thermal Power	100 kW			
Active core dia.	43.81 Cm			
Active core height	38 Cm			
Annular reflector	30 Cm			
Fuel Temperature	403 K			
Water Temperature	313 K			

6

II. Calculation techniques and Tools

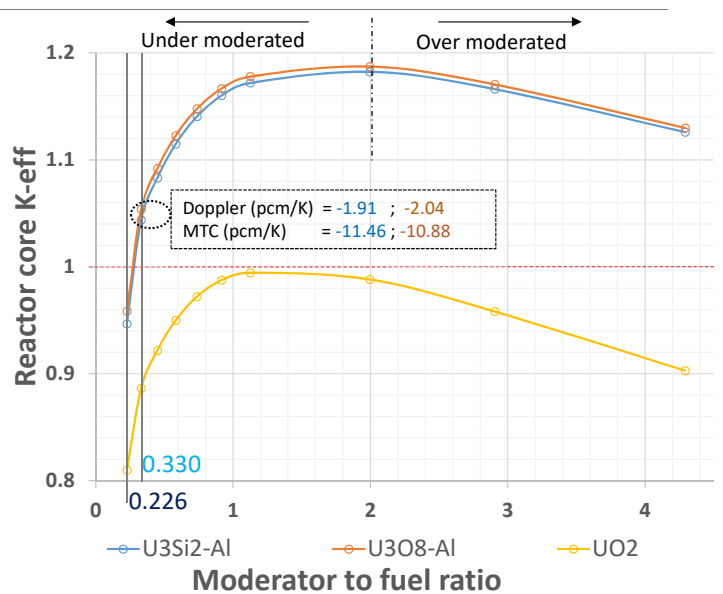
Simulation Methodology



III. Result and Discussion

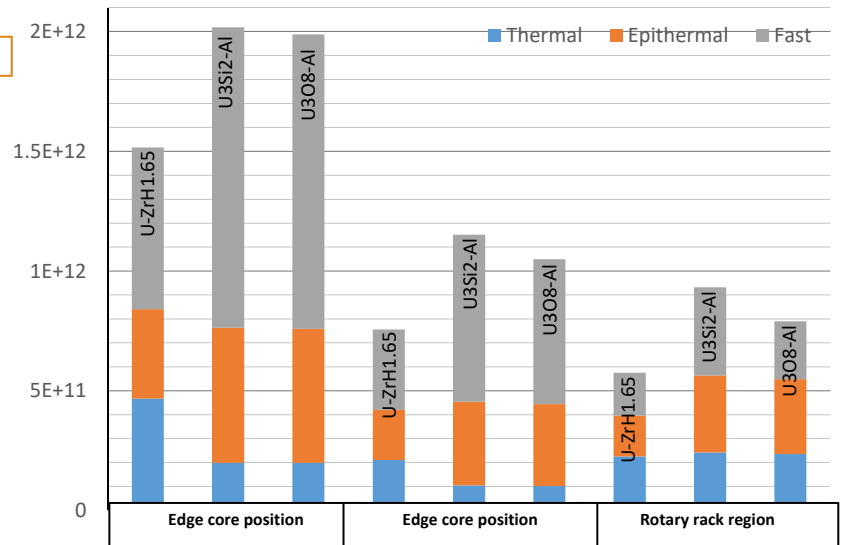
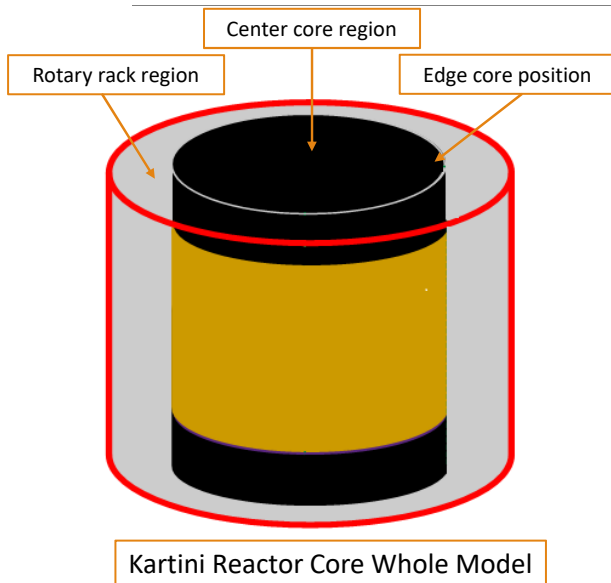
Multiplication factor (Reactor Criticality)

Fuel Material	Multiplication Factor	
Moderator to Fuel Ratio	0.226	0.330
U-ZrH _{1.65}	1.0346	-
U ₃ Si ₂ -Al	0.9469	1.0438
U ₃ O ₈ -Al	0.9587	1.0540
UO ₂	0.8100	0.8864



III. Result and Discussion

Neutron Flux at Irradiation Facilities



III. Result and Discussion

Power peaking analysis

The power peaking factors have been defined and analyzed in terms of the following parameters:

[a] Hot rod power peaking factor

$$f_{HR} = \frac{(P_{rod,ave})_{max}}{P_{core,ave}}$$

= hot rod factor determines the power generation in the hottest fuel element

[b] Axial power peaking factor

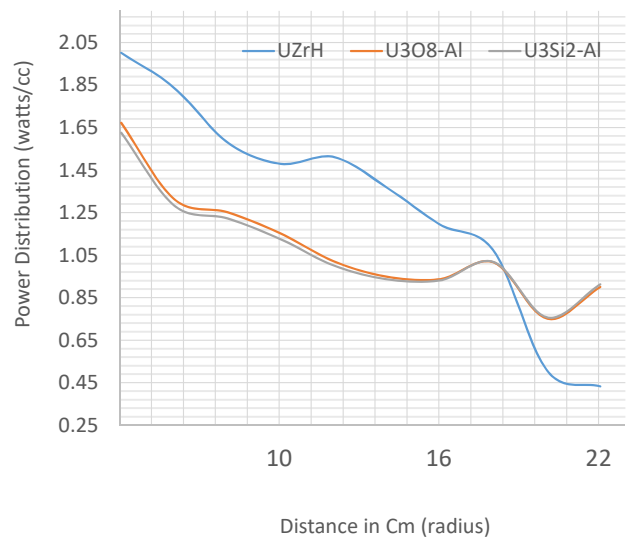
$$f_z = \frac{P_{peak}}{P_{ave}}$$

= axial peak to average power ratio.

The total peaking factor f_T defined as a product of hot rod factor and axial peaking factor are found to be:

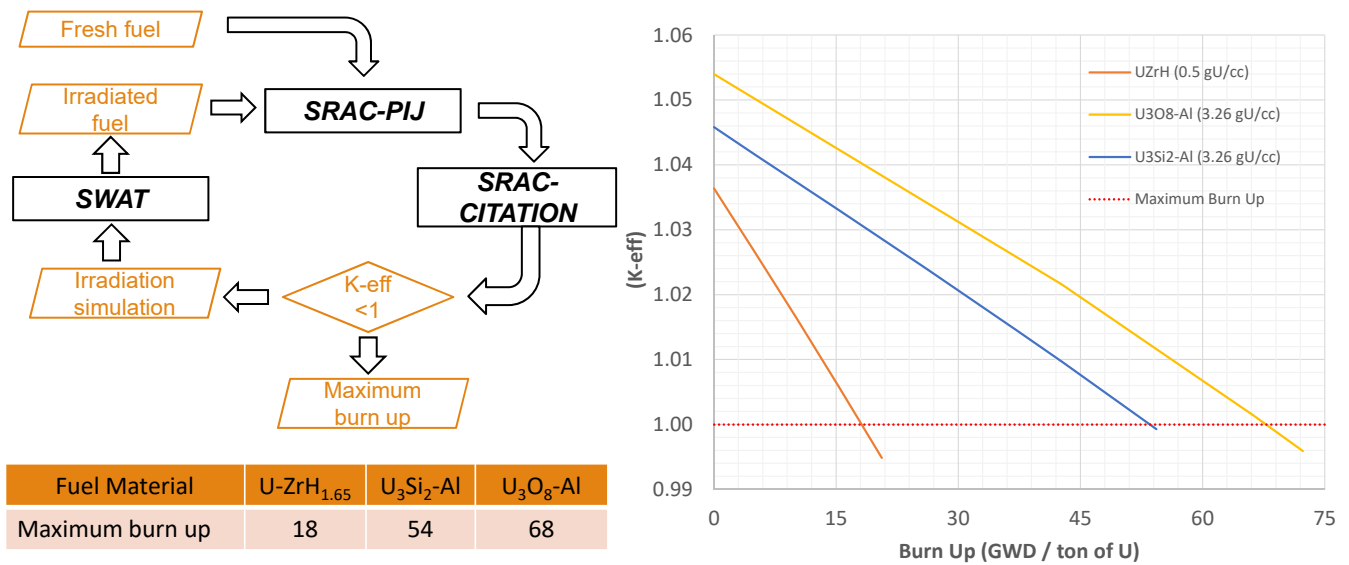
$$f_T = f_{HR} \times f_z$$

Type of peaking	Limit value	U-ZrH _{1.65}	U ₃ Si ₂ -Al	U ₃ O ₈ -Al
f_{HR}	1.7908	1.536	1.510	1.529
f_z	1.4050	1.281	1.155	1.166
f_T	2.5161	1.968	1.744	1.783



III. Result and Discussion

Nuclear fuel life time and burn up



11

IV. Summary

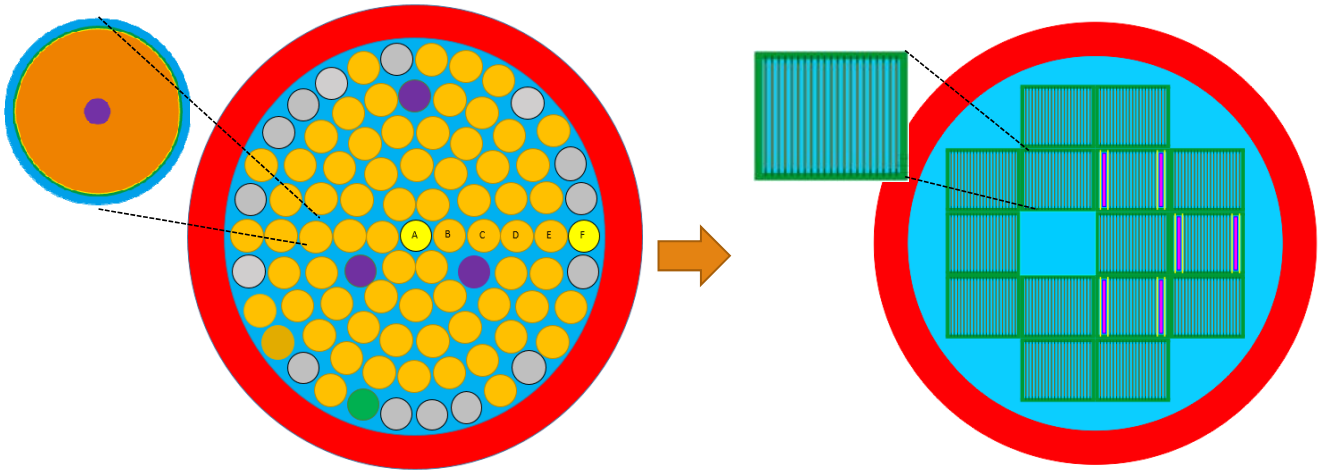
- Neutronic parameter calculations, such as multiplication factor, power peaking factor, neutron flux, nuclear life time and burn up have been performed for alternative fuel materials on TRIGA Kartini reactor core:
- Especially for UO₂ the reactor core is still in a subcritical situation on the all geometry changes.
- For the excess reactivity U₃O₈-Al > U₃Si₂-Al > U-ZrH_{1.65}.
- For total neutron flux U₃Si₂-Al > U₃O₈-Al > U-ZrH_{1.65}. However, U-ZrH_{1.65} can produce the highest thermal neutron flux at all irradiation facilities.
- All fuel materials produce power densities that are still in accordance with the peaking factor safety standards.
- The high level of uranium content makes the U₃O₈-Al and U₃Si₂-Al fuel life longer than U-ZrH_{1.65}.
- Based on utilization and safety criteria, U₃O₈-Al and U₃Si₂-Al can be utilized as fuel materials alternative but with different fuel density and different MTR.

12

V. Future Work

New core design of kartini reactor using alternative material fuel element plate type.

- Study the fuel type conversion, from TRIGA fuel rod type to the fuel plate type with the alternative fuel materials, U_3O_8 -Al and U_3Si_2 -Al from the neutronic point of view, as a solution to the fuel shortage.



End of this presentation

様々な核種の崩壊や生成などを考慮した 福島第一原子力発電所内部の放射能インベントリ解析

Radioactivity inventory analysis in the Fukushima Daiichi NPP

considering such as various nuclides generation and decay

*石井 亮憲¹, 千葉 豪¹

¹北海道大学

汎用炉物理解析コード CBZ を用いて、福島第一原子力発電所内部に存在する放射能インベントリ解析を行った。この解析では様々な領域へ放射性物質が移行することを簡易的なモデルによって扱いつつ、自発核分裂による短半減期 FP の生成の影響なども詳細に想定し、定量的な評価を行った。

キーワード： 廃炉、福島第一原子力発電所、自発核分裂、未臨界中性子増倍

1. 結言：原子力発電所の廃炉作業では、作業員の被曝防止が重要である。本研究で取り扱う福島第一原子力発電所(以下 1F)は過酷事故を起こした発電所であり、健全な原子炉には存在しない箇所にも放射性物質が漏洩している。そこで現在では、SAMPSON や MAAP といった SA 解析コードによって、1F 内部の放射能インベントリ解析が進められている。本研究の主目的は従来炉物理解析コードとして使用されていた CBZ を活用し、発電所内部をいくつかの領域に簡易的に分割し、なおかつ実際の事故状況を踏まえ放射性物質の移行条件などを詳細に設定しインベントリ解析を行うことである。また、インベントリ解析を行う中で、自発核分裂由来の中性子による未臨界核分裂連鎖反応によって生成された短半減期 FP の影響評価などにも取り組む。

2. 研究の内容：本解析では、事故以降に各領域中の放射能インベントリがそれぞれの領域間を移行することを想定している。発電所内部を J 個の空間領域に分割した場合、ある時刻 t で各領域 j における核種 i の単位体積当たりの数密度 $N_{i,j}(t)$ が従う微分方程式を以下のように定義する。ここで V は体積、 λ は崩壊定数、 C は各領域間の移行係数、 P は崩壊による核種の遷移確率を表す。本研究では、移行係数 C を元素ごとに与えて評価を行うが、この移行係数については、事故後報告されている様々な測定結果や研究結果を踏まえて設定する。

$$V_j \frac{dN_{i,j}(t)}{dt} = -\lambda_i N_{i,j}(t) V_j - \sum_{j'} C_{i,j \rightarrow j'} N_{i,j}(t) V_j + \sum_{i'} \lambda_{i'} N_{i',j}(t) V_j P_{i' \rightarrow i} + \sum_{j'} C_{i,j' \rightarrow j} N_{i,j'}(t) V_{j'}$$

3. 計算結果：本解析では原子炉内部を燃料、ペDESTAL、ドライウェル、ウェットウェル、建屋、オペレーションフロア、外部環境の 7 領域に分割して評価した。本解析はセシウムの移行挙動をエネ総研の解析結果や、大気中への放出の推定結果などに基づいて再現[1]し、その後他の元素については、フランスで行われた過酷事故実験結果を引用した[2]。図 1 に各領域でのセシウムの存在割合の解析結果を示す。本結果から外部環境への放出と、またオペレーションフロア内への漏洩も少ないことが確認できた。

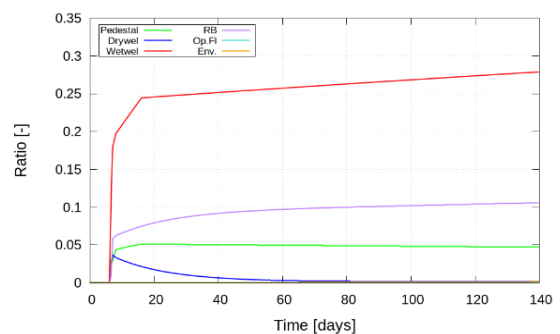


図 1 セシウムの初期インベントリ
に対する各領域での存在割合

4. 結言：今後は、更に事故進展状況や、事故後の放射性物質の大気中への拡散のデータなどを統合して解析を行い、より詳細なインベントリ解析を行う。

参考文献：[1] 白井博嗣(エネルギー総合工学研究所)、日本原子力学会 2015 年春の大会予稿集 H26

[2] 日本原子力学会「水化学」部会、Phébus FP プロジェクトにおける核分裂生成物挙動のまとめ

* Akinori Ishii¹, Go Chiba²

¹Hokkaido Univ.

様々な核種の崩壊や生成などを考慮した 福島第一原子力発電所内部の放射能インベントリ解析

Radioactivity inventory analysis in the Fukushima Daiichi NPP
considering such as nuclides generation and decay



北海道大学
HOKKAIDO UNIVERSITY

平成30年11月27日

Session IV: 臨界安全・燃料デブリ

北海道大学大学院工学院

エネルギー環境システム専攻

原子炉工学研究室

○石井亮憲 千葉豪

石井 亮憲¹
石井⁵

研究背景

1

- 福島第一原子力発電所の廃炉作業において、
放射能インベントリの解析が必要である。
- そこで、過酷事故解析コードを用いて事故後から、
原子炉内部の放射能インベントリの解析が各所で行われている。
- 事故直後から現在までに、放射性物質の漏洩のしかたなどについては、
多くの調査結果が存在しており、これらも活用することによって、
より信頼できるインベントリ解析が行えると考えられる。
- 本研究室で使用している、1400核種程度の解析が可能な
炉物理解析コードCBZを用いて、発電所内部の領域分けなどを
設定しインベントリ評価が行えるようになった。

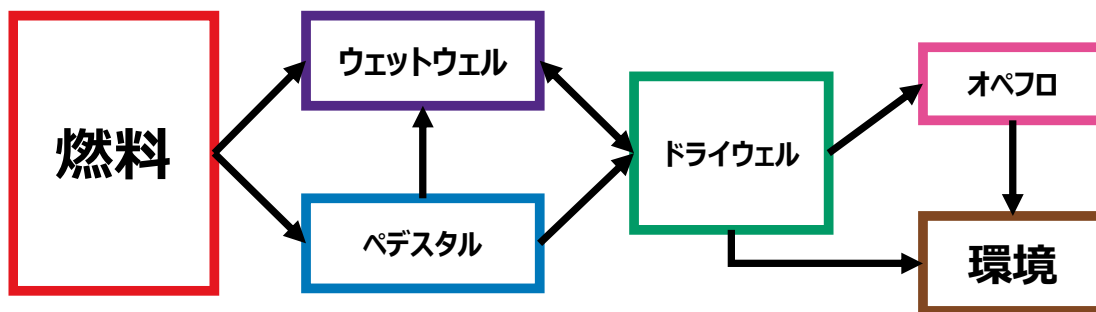
石井 亮憲1 一番最後について、前々から1400核種程度のインベントリ解析はできているので、それをノーディングすることによって、発電所内部の解析ができるようになったというイメージ
石井 亮憲, 2018/09/01

石井5 編集済み
石井 亮憲, 2018/09/02

CBZコードシステムで用いられている 核種の崩壊と移行の計算モデル1

2

ある解析結果における放射性物質の移動の流れ



※矢印は放射性物質の流れ

放射性物質がどのぐらいの時間にどの程度移動するかの設定が重要

CBZコードシステムで用いられている 核種の崩壊と移行の計算モデル2 3

ある時刻t、あるノードjにおける、原子核iのインベントリの従う微分方程式

$$V_j \frac{dN_{i,j}(t)}{dt} = \underbrace{-\lambda_i N_{i,j}(t) V_j}_{\text{半減期に従う崩壊}} - \underbrace{\sum_{j'} C_{i,j \rightarrow j'} N_{i,j}(t) V_j}_{\text{他領域}j' \text{へ核種}i \text{が移行することによる減少分}} + \underbrace{\sum_{i'} \lambda_{i'} N_{i',j}(t) V_j P_{i' \rightarrow i}}_{\text{他の核種}i' \text{が崩壊したことによる生成}} + \underbrace{\sum_{j'} C_{i,j' \rightarrow j} N_{i,j'}(t) V_{j'}}_{\text{他領域}j' \text{からの移行による核種}i \text{の増加分}}$$

CBZコードシステムで用いられている 核種の崩壊と移行の計算モデル3 4

ある時刻t、あるノードjにおける、原子核iのインベントリの従う微分方程式

$$V_j \frac{dN_{i,j}(t)}{dt} = -\lambda_i N_{i,j}(t) V_j - \sum_{j'} C_{i,j \rightarrow j'} N_{i,j}(t) V_j + \sum_{i'} \lambda_{i'} N_{i',j}(t) V_j P_{i' \rightarrow i} + \sum_{j'} C_{i,j' \rightarrow j} N_{i,j'}(t) V_{j'}$$

**この移行係数Cを、元素ごとに設定する。
このCはさまざまな実験結果や事故報告を踏まえて設定する**

CBZ内で行われる自発核分裂ならびに、 中性子による未臨界核分裂連鎖反応の計算1

5

本計算に使う方程式(自発核分裂を考えない場合)

$$V_j \frac{dN_{i,j}(t)}{dt} = -\lambda_i N_{i,j}(t) V_j - \sum_{j'} C_{i,j \rightarrow j'} N_{i,j}(t) V_j + \sum_{i'} \lambda_{i'} N_{i',j}(t) V_j P_{i' \rightarrow i} + \sum_{j'} C_{i,j' \rightarrow j} N_{i,j'}(t) V_{j'}$$

この方程式が核種*i*ごとにあるので、それをまとめたものをA行列とすると

$$A = \begin{pmatrix} A_{11} & C_{12} & \dots & C_{1n} \\ C_{21} & A_{22} & \dots & C_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{m1} & C_{m2} & \dots & A_{mn} \end{pmatrix} \quad \Rightarrow \quad \frac{dn}{dt} = A \mathbf{n}(t)$$

nは数密度

$$\mathbf{n}(t) = e^{At} \mathbf{n}(0)$$

このnを解いていくことによって、数密度(インベントリ)がわかる
↓ 続いて、この計算に自発核分裂の影響を考慮する ↓

CBZ内で行われる自発核分裂ならびに、 中性子による未臨界核分裂連鎖反応の計算2

6

自発核分裂による生成 $\lambda N P Y$

未臨界中性子増倍による生成 $\lambda N Y$

$$\frac{2.5^{k_{eff}}}{(1 - k_{eff}) \nu}$$

1回の核分裂によって生成される平均の中性子数

自発核分裂性核種が、自発核分裂を起こすことによって生じる平均の中性子数

※今回は自発核分裂性核種として Cm-242, Cm-244を採用

$$A = \begin{pmatrix} A_{11} & C_{12} & \dots & C_{1n} \\ C_{21} & A_{22} & \dots & C_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{m1} & C_{m2} & \dots & A_{mn} \end{pmatrix}$$

上記2つの影響をA行列に組み込み、計算を行う

研究目的

本研究のメインテーマ

福島第一原子力発電所内部の 放射能インベントリの定量的な評価

また、この研究を進めるにあたり、以下のようなデータを活用する

1. 東電や学会などが提示している1Fの事故報告書
2. 各地で行われている過酷事故実験などの調査結果
3. 他の過酷事故解析コードで出力された結果
4. そのほか、事故後に1Fに関して報告されたデータ(例えば事故後のCs-137の大気中への拡散状況など)

さらに、このようにインベントリ解析を進めながら自発核分裂の影響などについても評価する。

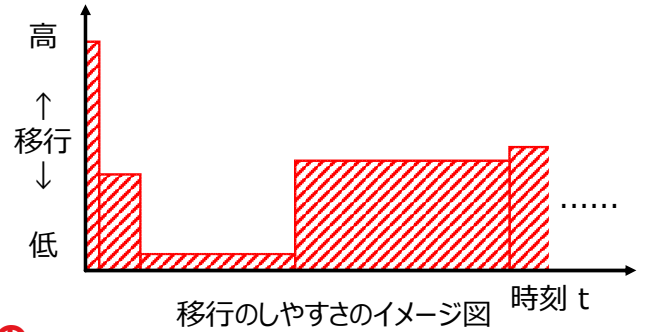
長期間解析(3領域解析)-1

1. 燃料の損傷度合いについては、95%が損傷していると仮定する。
2. まず、エネ総研での解析結果に基づいて汚染水中のCs-137の移行を再現する。
3. Cs-137の挙動を再現するために設定したセシウムの移行係数を踏まえて、他の元素の移行係数を設定する。他の元素については、Phébus原子炉のFPT3の実験結果をもとにして設定する。
4. FPT3の結果を踏まえて設定するが、FPT3で移行が確認された元素の中で水溶性のある物質のみが移行すると仮定した場合と、非水溶性のものもすべて移行すると仮定した場合の2種類で解析

長期間解析(3領域解析)-2

セシウム(Cs-137)の移行係数(移行半減期)設定の仕方

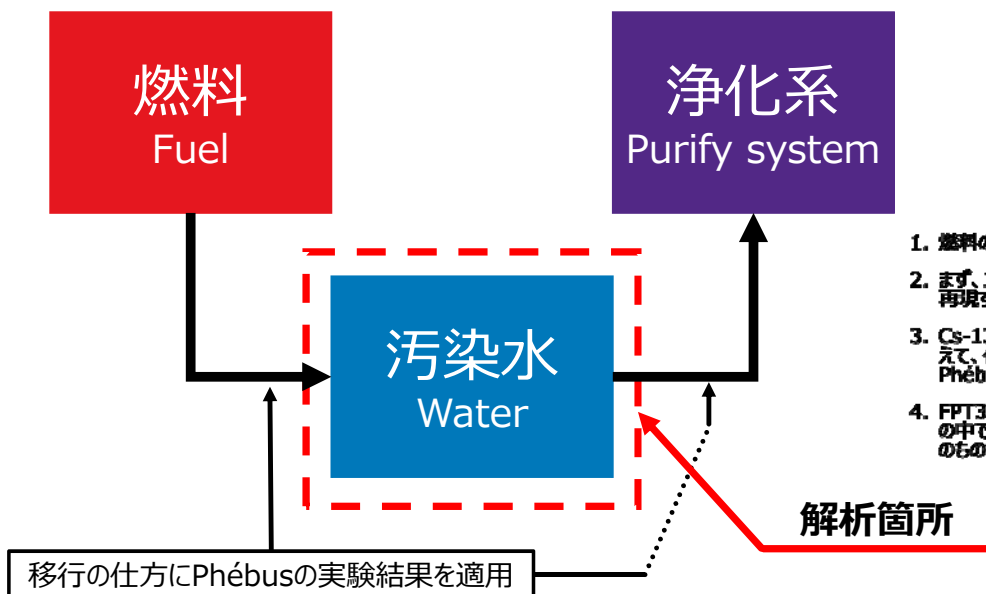
- 事故発生~10日経過 ⇒ 5時間
 - 事故後のデブリ大量放出期間
- 11日~30日 ⇒ 12時間
 - 3/23より冷却開始を受けて、それによる漏えい量の低下を考慮
- 31日~400日 ⇒ 10年
 - 注水等が完了し、また燃料が十分冷却されたとみなす
- 400日~1000日 ⇒ 1.5年
 - 燃料の劣化などによって新たに放射性物質が漏洩
- 1001日以降 ⇒ 1.35年
 - 劣化の進行



セシウム以外の元素については、過酷事故実験結果の放出量を踏まえて、セシウムの移行係数に比例する形で設定。

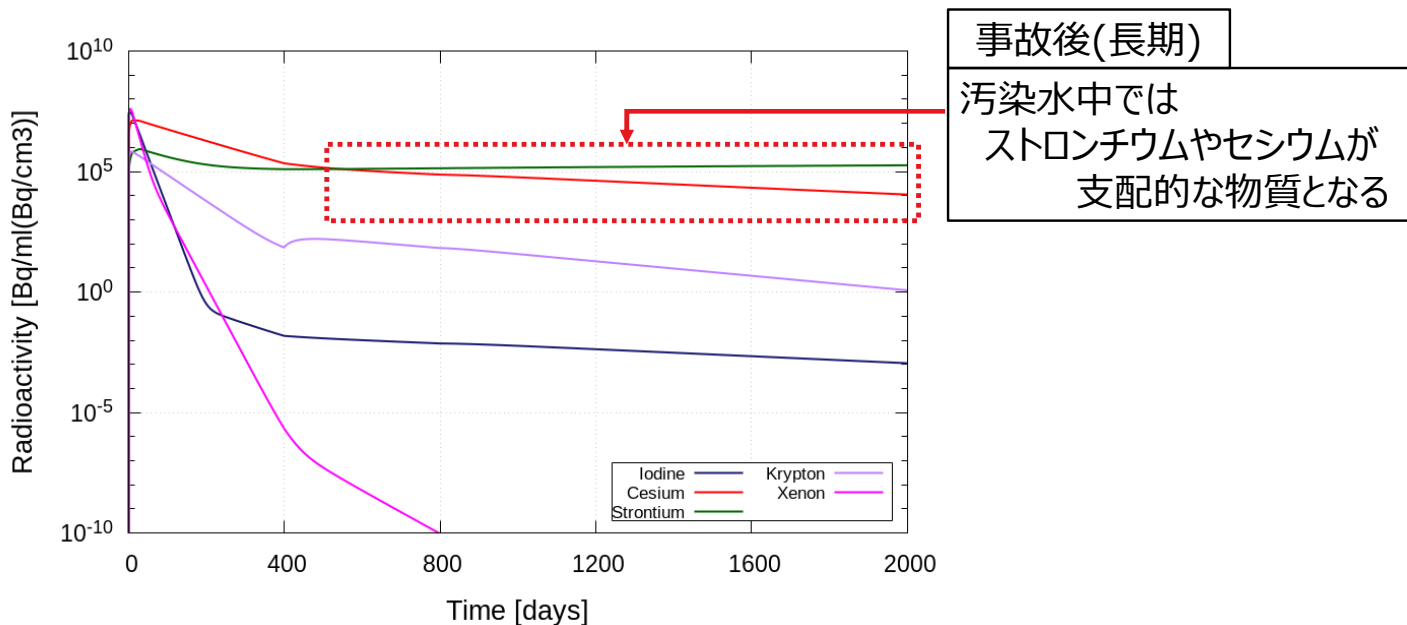
長期間解析(3領域解析)-3

長期間解析のイメージ図

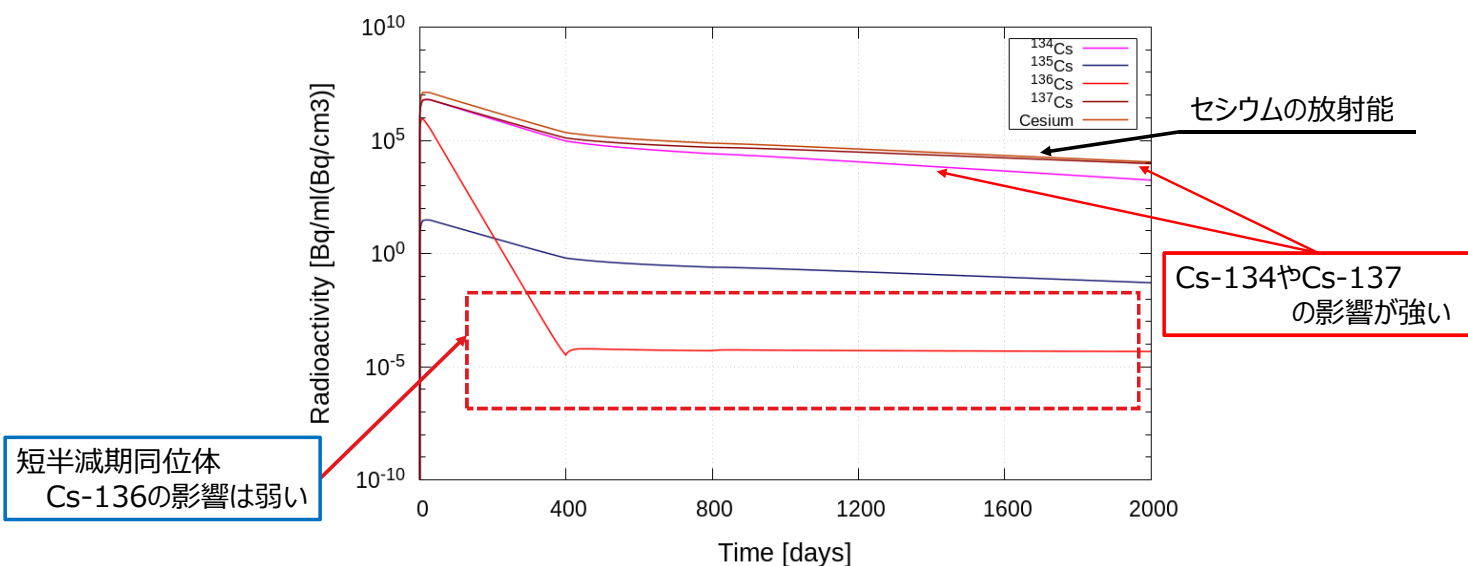


1. 燃料の損傷割合については、95%が損傷していると仮定する。
2. まず、エネ燃研での解析結果に基づいて汚染水中のCs-137の移行を再現する。
3. Cs-137の挙動を再現するために設定したセシウムの移行係数を踏まえて、他の元素の移行係数を設定する。他の元素については、Phébus原子炉のFPT3の実験結果をもとにして設定する。
4. FPT3の結果を踏まえて設定するが、FPT3で移行が確認された元素の中で水溶性のある物質のみが移行すると仮定した場合と、非水溶性のものもすべて移行すると仮定した場合の2種類で解析

汚染水中のFPT3(含非水溶性)の解析結果

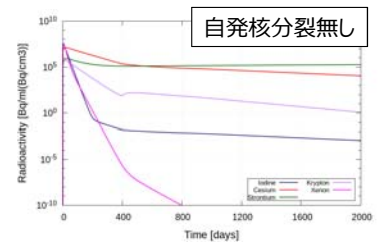
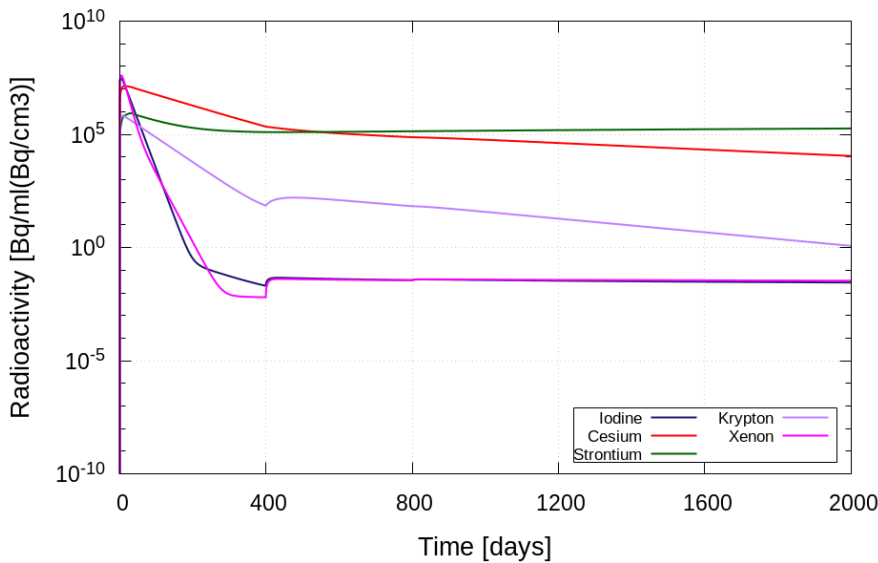


自発核分裂の影響評価1



事故から長期間が経過すると汚染水中では、自発核分裂による短半減期FPや、自発核分裂によって発生した中性子による核分裂反応の影響は少ない

自発核分裂の影響評価2



短半減期核種の多いキセノン等は
事故後自発核分裂等が発生すると
放射能濃度が増加する。

↓↓

しかしながら、汚染水中の放射能
濃度に与える影響は極めて小さい

3領域解析での結果

- これまでの、過去の事故調査結果や放射性物質の移行の仕方を取り入れ、特に汚染水について解析をした。
- 今回は特に、エネ総研Cs-137の汚染水中の放射能濃度や、Phébus原子炉での実験結果を参考にして、解析した。

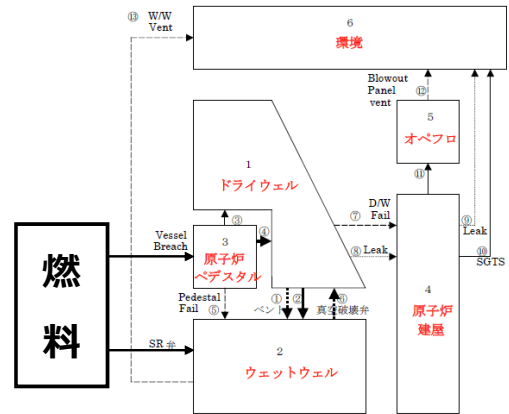
→ 今回の解析では、自発核分裂による短半減期FPが汚染水の放射能インベントリに与える影響は、現時点では少ないと考えられる。

解析体系の設定

- エネ総研の発表内容を踏まえて7領域で解析

燃料、ペDESTAL、ドライウエル、ウェットウエル、原子炉建屋、オペフロ、外部環境
 ↑
 ← CBZで新たに付け加えた箇所

- 燃料からペDESTALとウェットウエルに
漏れ出ると仮定して解析
- 移行係数なども事故後
想定されることなどを考えて
設定した。

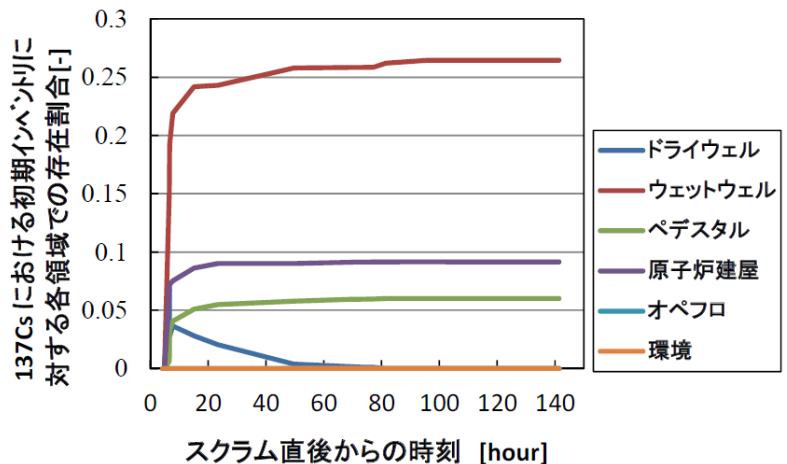


引用:原子炉過酷事故における放射性核分裂生成物挙動の評価
 6.過酷事故解析コードによる福島事故時のFP放出・移行の検討(2015年春の年会 H26)

解析シナリオ・モデルの設定

- 事故後6時間程度
 1. 溶融燃料落下開始
 2. SR弁からウェットウエルに蒸気移動
- 事故後11時間程度
格納容器から漏洩が発生(東電報告)
- 事故後18時間程度
格納容器ベント開始(東電報告)
- 事故後24時間程度

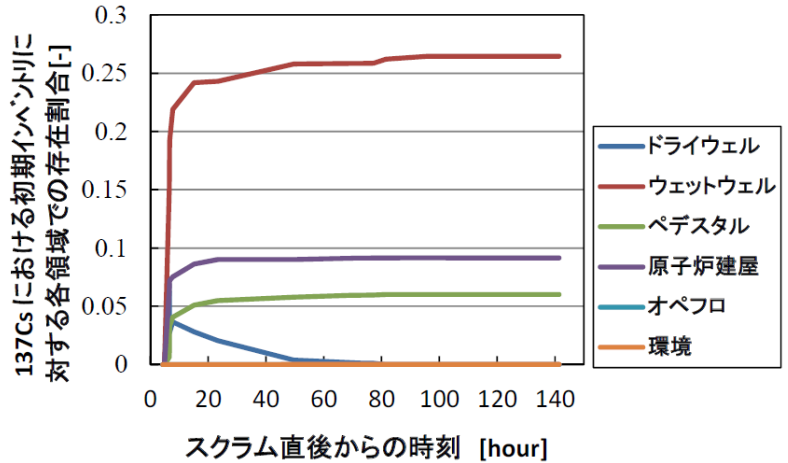
水素爆発(1号機)
 (※ ↑ エネ総研のデータでは
考慮されていないと推測)



引用:原子炉過酷事故における放射性核分裂生成物挙動の評価
 6.過酷事故解析コードによる福島事故時のFP放出・移行の検討
 (2015年春の年会 H26)

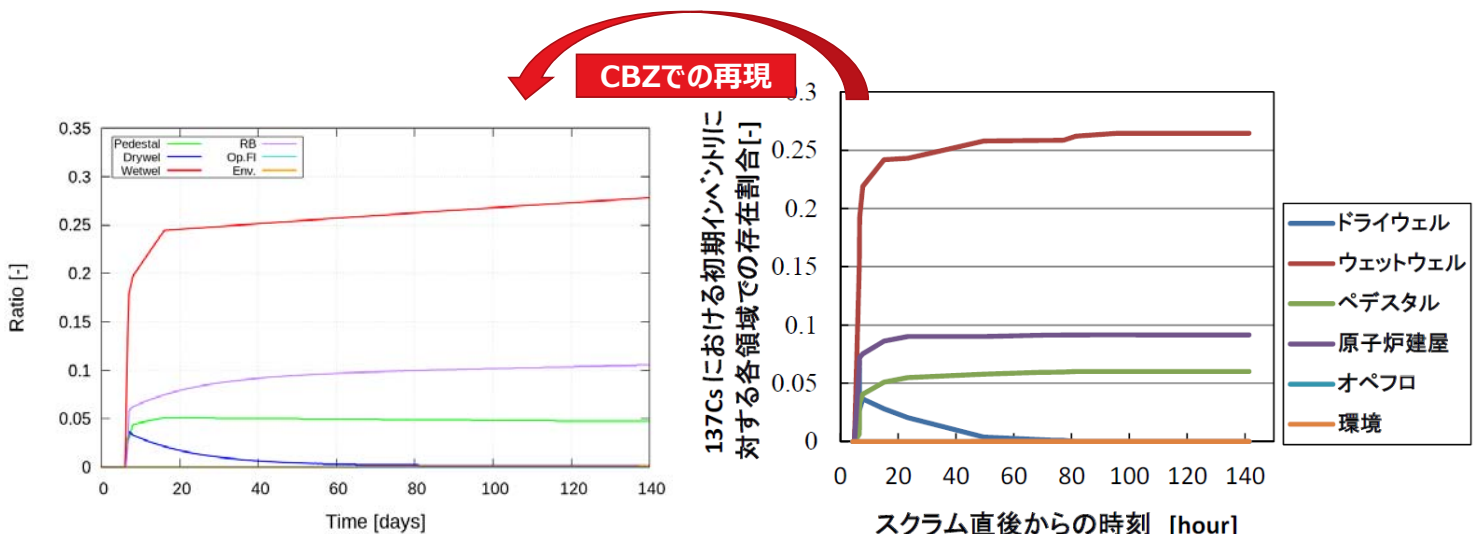
解析条件

- **今回は全燃料から移行が発生すると仮定**
- 左図のエネ総研の解析結果を基にして、セシウムの移行係数を設定。
- セシウムの移行係数に基づいて、他の元素についても移行係数を設定。これは長期間での解析と同様にPhébus FPT3の試験結果を引用
- エネ総研の解析結果では考慮されていない、水素爆発による外部環境放出の影響なども併せて考慮する。



引用: 原子炉過酷事故における放射性核分裂生成物挙動の評価
6. 過酷事故解析コードによる福島事故時のFP放出・移行の検討
(2015年春の年会 H26)

解析モデルの再現結果



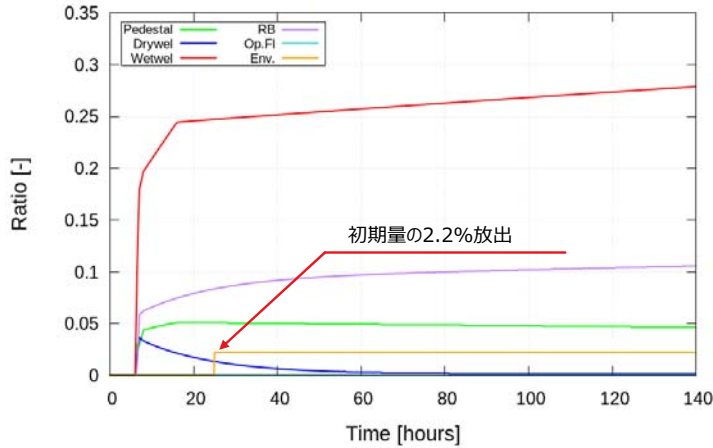
↓ 続いて、水素爆発の影響も考慮する ↓

引用: 原子炉過酷事故における放射性核分裂生成物挙動の評価
6. 過酷事故解析コードによる福島事故時のFP放出・移行の検討
(2015年春の年会 H26)

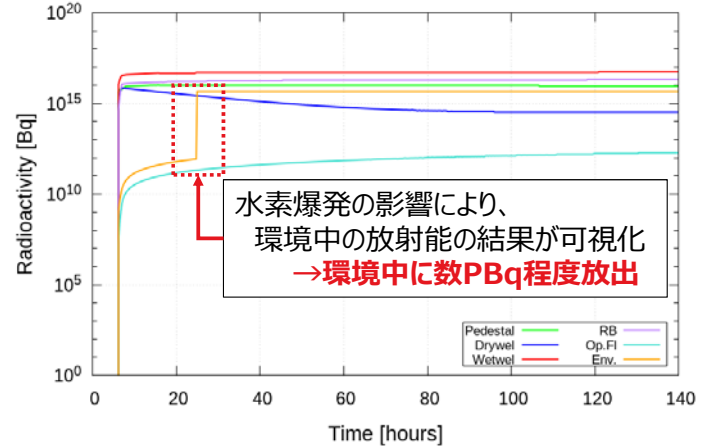
短期間解析(7領域解析)-5

19

水素爆発の影響を考慮(Cs-137)



Cs-137における
初期インベントリに対する各領域での存在割合

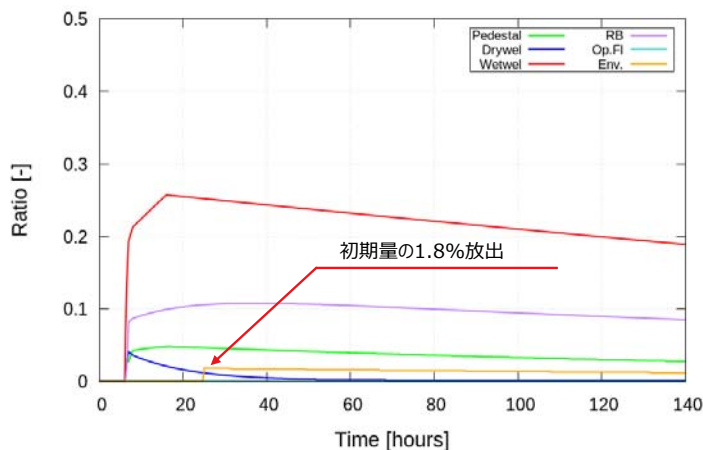


Cs-137の各領域における放射能

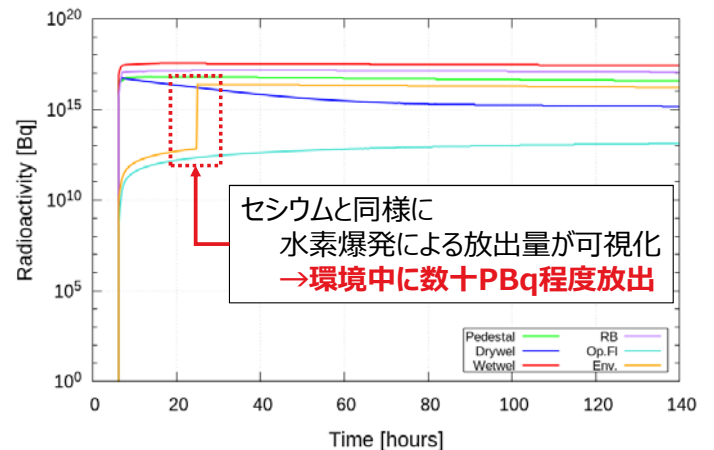
短期間解析(7領域解析)-6

20

水素爆発の影響を考慮(I-131)

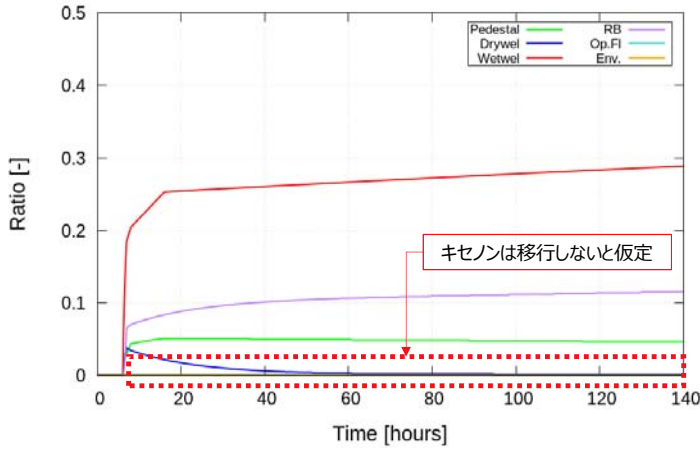


I-131における
初期インベントリに対する各領域での存在割合

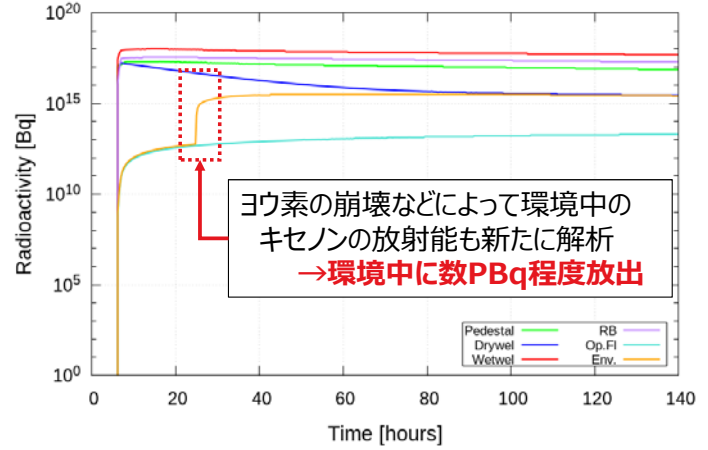


I-131の各領域における放射能

他の核種(元素)の解析結果



キセノンにおける
初期インベントリに対する各領域での存在割合



キセノンの各領域における放射能

結論・今後の研究方針

- 長期間解析の結果(再度解析を行った結果)
 - 今回の解析では、自発核分裂による短半減期FPが汚染水の放射能インベントリに与える影響は、現時点では少ないと考えられる。
- 短期間解析の結果
 - 事故後水素爆発の影響によって放出される放射性物質とエネ総研の解析結果と組み合わせることにより他元素の外部環境中の放射能の変化などを確認することができた。

今後は、事故直後から現時点までの一連の移行モデルを作成してインベントリ評価を行っていく。

Supercritical transient analysis using Multi-region Integral Kinetic code: Basics and applications

Delgersaikhan Tuyaa and Toru Obara

Laboratory for Advanced Nuclear Energy, Institute of Innovative Research, Tokyo Institute of Technology

Supercritical transient analysis in arbitrary nuclear fissile system generally requires a model that describes a time- and space-dependent power while taking related feedback phenomena in the considered system into account. Multi-region Integral Kinetic (MIK) code is a Monte Carlo neutron transport method- and integral kinetic model-based numerical tool for a supercritical transient analysis in an arbitrary fissile system. MIK code allows complicated and complex feedback mechanisms in the system to be treated through its time-dependent feedback modeling capability provided that the governing equations for feedback mechanisms are given.

Keywords : supercritical transient; criticality accident; Godiva; MIK code; integral kinetic model;

1. Introduction : MIK code [1] essentially consists of three parts: 1) an integral kinetic model (IKM), 2) Monte Carlo neutron transport code MVP2.0/3.0, and 3) a time-dependent feedback model. The IKM [2] describes a time- and region-dependent fission rate in arbitrary fissile system using secondary fission probability density functions. The Monte Carlo neutron transport code MVP2.0/3.0 [3][4] is utilized to calculate the secondary fission probability density functions at an instantaneous state of the system. The time-dependent feedback model calculates time-dependent feedback variables (e.g., region-wise temperature and density) via user-provided governing equations.

2. Methodology : MIK code has been applied to supercritical transient in Godiva core with step-wise reactivity insertion of about 8 cents above prompt-criticality as an example of application of MIK code. Furthermore, the obtained simulation results have been compared with experimental results. In the simulation, Godiva core is divided into two regions of inner sphere and outer concentric sphere. As for feedback, adiabatic temperature increase due to fission energy deposit and approximate thermal expansion are taken into account.

3. Results : The obtained results in terms of total fission rate, region-wise temperature, and region-wise density profiles are shown in Fig. 1, Fig. 2, and Fig. 3, respectively. Also shown in Fig. 1 is the total fission rate obtained from the experiment [5]. From Fig. 1, it is seen that the simulation reproduced the total fission rate quite well near the peak, but diverged after the peak. The reason is that the tail region of the experimental results was due to a short-lived delayed neutron precursors, however, this effect was not taken into account in the simulation. On the other hand, Fig. 2 and Fig. 3 showcase the time-dependent feedback capability of MIK code in case of time- and region-dependent temperature and density. As heat loss from the system was neglected, the region-wise temperature kept increasing leading to increasing thermal expansion (see Fig. 3), which in turn led to increasing negative feedback effect that eventually stopped the supercritical transient in the system.

References: [1] D. Tuyaa and T. Obara. "Development of Monte Carlo neutron transport method-based supercritical transient code with time-dependent feedback capability". *Nucl. Sci. Eng.* (submitted) (2018)
[2] H. Takezawa and T. Obara. "New approach to space-dependent kinetic analysis by the integral kinetic model". *Nucl. Sci. Eng.* **171**. p.1-12. (2012)
[3] Y. Nagaya *et al.*, "MVP/GMVP II: General purpose Monte Carlo codes for neutron and photon transport calculations based on continuous energy and multigroup method", JAERI-1348. (2005)
[4] Y. Nagaya *et al.*, "MVP/GMVP Version 3: General purpose Monte Carlo codes for neutron and photon transport calculations based on continuous energy and multigroup method", JAEA-Data/Code 2016-018. (2016)
[5] TF. Wimett *et al.*, "Time behavior of Godiva through prompt critical", LA-2029. (1956)

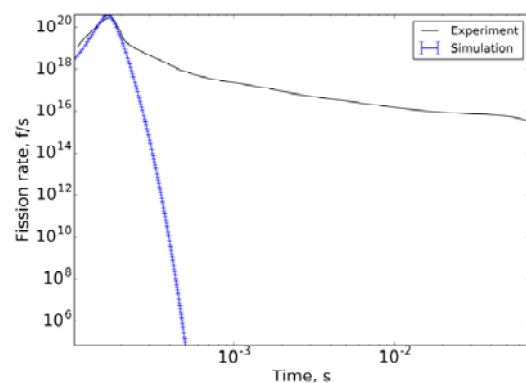


Fig. 1. Total fission rate

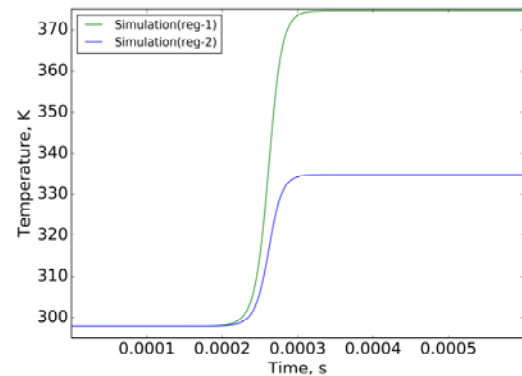


Fig. 2. Region-wise temperature

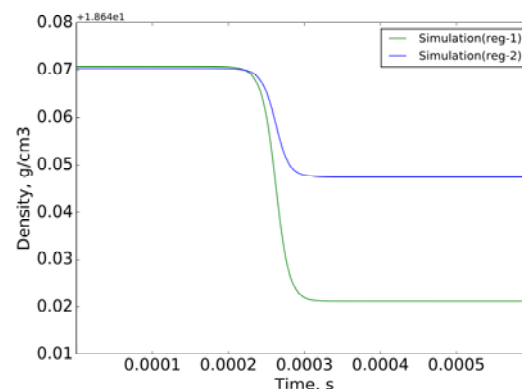


Fig. 3. Region-wise density

Supercritical transient analysis using Multi-region Integral Kinetic code: Basics and applications

Delgersaikhan TUYA and Toru OBARA



東京工業大学
Tokyo Institute of Technology

Contents

- I. Introduction
- II. Multi-region Integral Kinetic (MIK) code
- III. Example application
- IV. Conclusions
- V. Future study

Contents

- I. Introduction
- II. Multi-region Integral Kinetic (MIK) code
- III. Some applications
- IV. Conclusions
- V. Future study

3

Introduction

- Supercritical transient analysis aims to quantify a power profile, energy release, and dose release etc in a supercritical excursion.
- Supercritical transient analysis in a given system is often complicated due to a presence of complex and nonlinear feedback mechanisms, nonuniform distribution of material and other variables/parameters, and complicated geometry.
- Generally, conventional deterministic methods such as point-reactor kinetics model and multi-point kinetics model have been used.
- Recently, Monte Carlo neutron transport based methods¹ for transient/dynamic analysis are getting more practical.
- Multi-region Integral Kinetic (MIK) code is a Monte Carlo neutron transport based tool that can be used to calculate a power profile and energy release in a supercritical transient excursion, taking the relevant feedback mechanisms into account via user-defined governing equations.

¹ Sjenitzer, Bart L., and J. Eduard Hoogenboom. "Dynamic Monte Carlo method for nuclear reactor kinetics calculations." *Nuclear Science and Engineering* 175.1 (2013): 94-107.

Mylonakis, A. G., Varvayanni, M., Grigoriadis, D. G. E., & Catsaros, N. (2017). "Developing and investigating a pure Monte-Carlo module for transient neutron transport analysis". *Annals of Nuclear Energy*, 104, 103-112.

J. Leppanen, "Development of a dynamic simulation mode in SERPENT 2 Monte Carlo code," in M&C 2013, pp. 117–127, Sun Valley, Idaho (2013).

Contents

- I. Introduction
- II. Multi-region Integral Kinetic (MIK) code
- III. Example application
- IV. Conclusions
- V. Future study

5

Multi-region Integral Kinetic code – Introduction

- MIK code has been developed in Obara lab., Tokyo Institute of Technology.
- MIK code essentially calculates a time- and region-dependent fission rate (i.e., power) in arbitrary fissile system.
- MIK code allows a treatment of time- and region-dependent feedback via user-defined governing equations for update and non-update variables.
- MIK code essentially consists of 3 parts:
 - Integral Kinetic Model (IKM)
 - Monte Carlo neutron transport based method (based on MVP2.0/MVP3.0 codes)
 - Time-dependent feedback model
- MIK code can run in parallel mode using Open MPI 3.0 or higher.
- MIK code is an open source code (as of now, MIK code, Version 1.0).
- Request to use MIK code can be made to Prof. Toru OBARA of Tokyo Tech.

Multi-region Integral Kinetic code – Integral kinetic model (IKM)

- The Integral Kinetic Model (IKM) for coupled system of R fissile region is:

$$N_i(t) = \sum_{j=1}^R \int_{-\infty}^t \alpha_{ij}(t-t') N_j(t') dt'$$

Here, $N_i(t)$ is total fission rate in region i at time t (fissions / s); $\alpha_{ij}(t-t')$ is secondary prompt-fission probability density function in region i provided by the first fission in the source region j with time difference $t-t'$ (fissions in $i \cdot s^{-1}$ / source fissions in j)

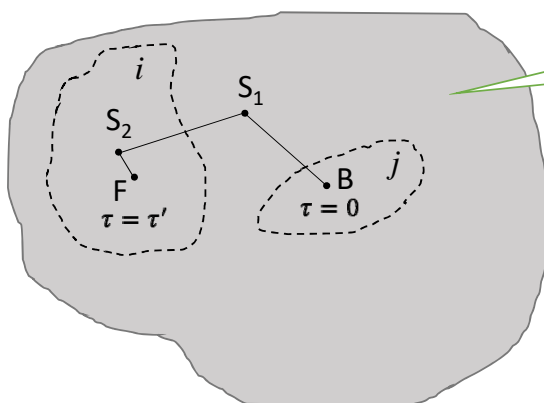
- Discretized form (with initial critical condition):

$$N_i(k\Delta t) = \sum_{j=1}^R \left\{ \tilde{N}_j [\tilde{C}_{ij}(\tau', \mathbf{S}_0)]_{k\Delta t}^{k_c \Delta t} + \sum_{k'=k-k_c}^{k-1} N_j(k'\Delta t) [C_{ij}(\tau', \mathbf{S}_k)]_{(k-k'-1)\Delta t}^{(k-k')\Delta t} \right\}$$

where, $C_{ij}(\tau) = \int_0^\tau \alpha_{ij}(\tau') d\tau' \quad \leftarrow$ Cumulative distribution function

- The key kinetic functions $\alpha_{ij}(\tau')$ or $C_{ij}(\tau)$:
 - How to obtain?

Multi-region Integral Kinetic code – Monte Carlo neutron transport based method



Arbitrary material containing fissile material(s)

B – point in region j , at which a neutron was born at $\tau=0$
S₁ and **S₂** – points at which neutron was scattered
F – point in region i , at which neutron induced a fission $\tau=\tau'$

MVP2.0/3.0 code can be used to calculate a neutron transport time- and region-dependent fission reaction per time interval/bin as:

$$f_{ij,m} = \int_{(m-1)\Delta t}^{m\Delta t} d\tau \int_{V_i} d\mathbf{r} \int_0^{E_{max}} dE \int_{V_j} d\mathbf{r}' \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \Phi(\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}, \tau, E)$$

Cumulative fission by time $k\Delta t$

$$F_{ij}(k\Delta t) = \sum_{m=1}^k f_{ij,m}$$

Cumulative fission by time entire transport time

$$F_{ij} = F_{ij}(\infty) = F_{ij}(k_c\Delta t) = \sum_{m=1}^{k_c} f_{ij,m}$$

Total fission in source region at end of generation

$$F_j = \sum_{r=1}^R F_{jr}$$

Total fission in source region at beginning of generation

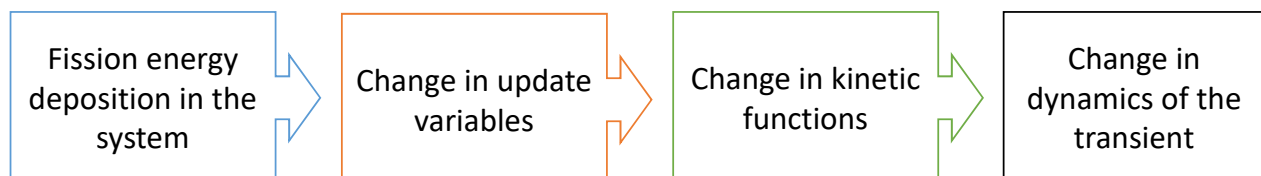
$$F'_j = \frac{F_j}{k_f} = \frac{\sum_{r=1}^R F_{jr}}{k_f}$$

Cumulative secondary fission distribution function by time $k\Delta t$

$$C_{ij}(k\Delta t) = \frac{F_{ij}(k\Delta t)}{F'_j} = k_p \frac{F_{ij}(k\Delta t)}{F_j}$$

Multi-region Integral Kinetic code – Time-dependent feedback model

- In MIK code, a state of a system is partially characterized by set of variables related to feedback – they are called update variables in the code
- Example of update variables: temperature, density etc
- These update variables change during a supercritical transient
- Accordingly, kinetic function $C_{ij}(\tau)$ changes too!



- Need to recalculate/update the kinetic functions at the instantaneous state of the system
- How often/when do we need to update the kinetic functions?

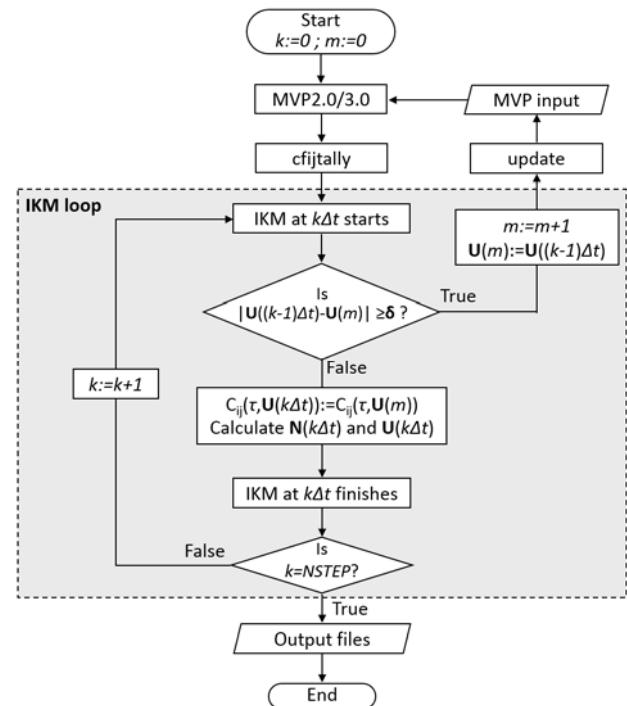
Multi-region Integral Kinetic code – Time-dependent feedback model

- The criteria to update the kinetic function is:

$$|U_{rv}(k\Delta t) - U_{rv}(k'\Delta t)| \geq \delta_{rv}$$

U_{rv}	v -th update variable in region r
k	current time step
k'	time step at which the last update was done
δ_{rv}	update criterion for v -th update variable in region r

- Update when the change in one of update variables in any region exceeds the user-defined criteria!
- User can control the trade-off between computation cost and calculation accuracy via update criteria



Contents

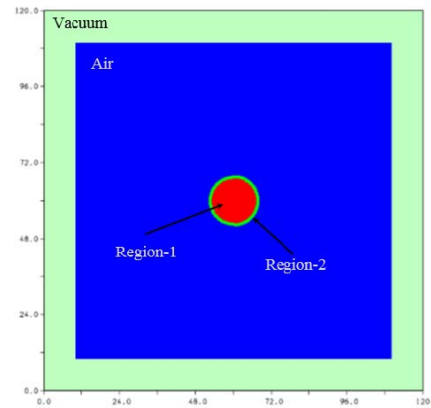
- I. Introduction
- II. Multi-region Integral Kinetic (MIK) code
- III. Example application
- IV. Conclusions
- V. Future study

Example application – Godiva supercritical transient

- A series of supercritical critical experiments¹ had been performed at Godiva facility at Los Alamos Scientific Laboratory in 1950s
- MIK code was used to simulate supercritical transient with 8.12 ϵ step-wise reactivity insertion above prompt criticality (delayed neutron effect was ignored in the simulation).
- In Godiva core, the dominant feedback is thermal expansion (although in high reactivity insertion case, there is a delay of thermal expansion)
- The thermal expansion feedback without the delay was considered in the MIK simulation



Godiva core in its disassembled state



Godiva core as a two-region system in MIK simulation (XY cross-sectional view)

Example application – Godiva supercritical transient

- Some basic parameters:

Enrichment of ²³⁵ U, wt%	93.7
Outer radius, cm	8.85
ϵ , MeV/f	178

- Time-dependent feedback:

- Update variables: temperature (K), density (g/cm³), radius (cm)
- Non-update variable: energy release (J)
- Update criteria matrix:

$$\delta = \begin{pmatrix} 2 & 0.05 & 0.005 \\ 2 & 0.05 & 0.005 \end{pmatrix}$$

- User-defined governing equations:

Temperature

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{\epsilon N_i(t)}{C_i(t)} \quad c_p = 28.4264 - 6.9587 \times 10^{-3} T_i + 29.8744 \times 10^{-6} T_i^2 - 1.1888 \times 10^{-5} T_i^{-2} \quad \text{J/K/mol}$$

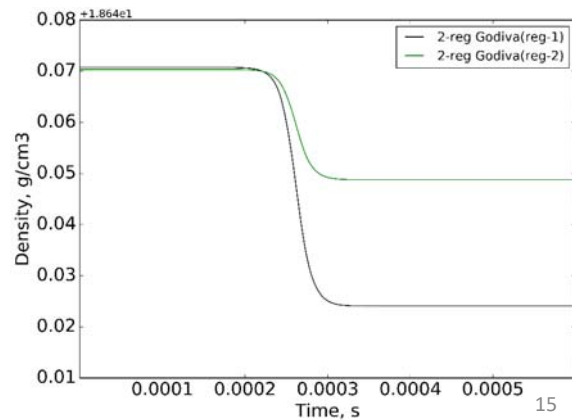
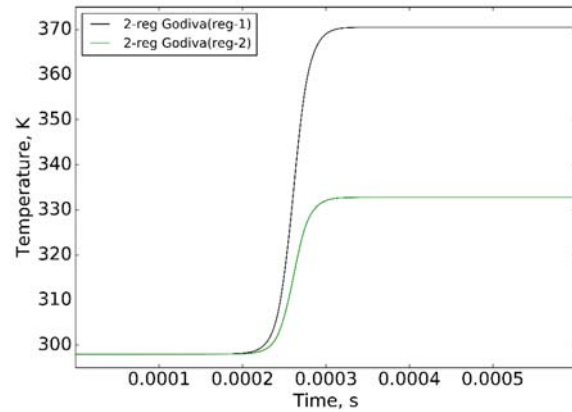
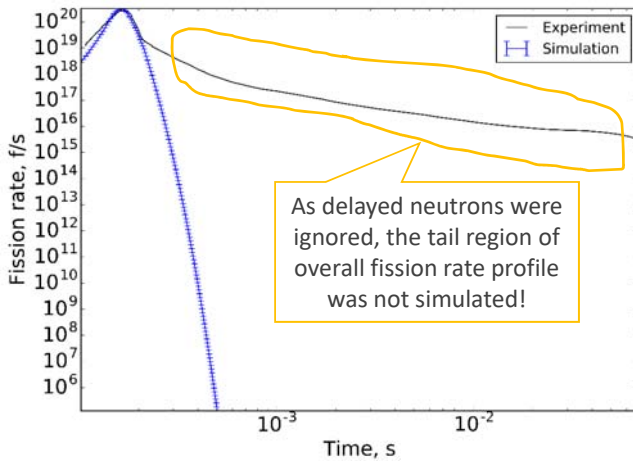
Volume expansion¹

$$V_i(T_i) = V_i(25) \left(1 + 32.03 \times 10^{-6} T_i + 32.87 \times 10^{-9} T_i^2 + 16.25 \times 10^{-12} T_i^3 \right)$$

¹ D. H. GURINSKY and G. J. DIENES, Nuclear Fuels. The Geneva Series on the Peaceful Uses of Atomic Energy, D. Van Nostrand Inc. (1956).

Example application – Godiva supercritical transient

- Obtained results:



	Experiment	Simulation
Peak fission rate, f/s	2.9×10^{20}	3.2×10^{20} f/s (1 %)
Fission release, f	1.3×10^{16}	1.2×10^{16} (1×10^{-3} %)

Example application – Some other applications

For some other applications of MIK code including TRACY and SILENE, please take look at:

Delgersaikhan Tuya and Toru Obara, "Development of Monte Carlo neutron transport method-based supercritical transient code with time-dependent feedback capability", *Nuclear Science and Engineering* (2018)

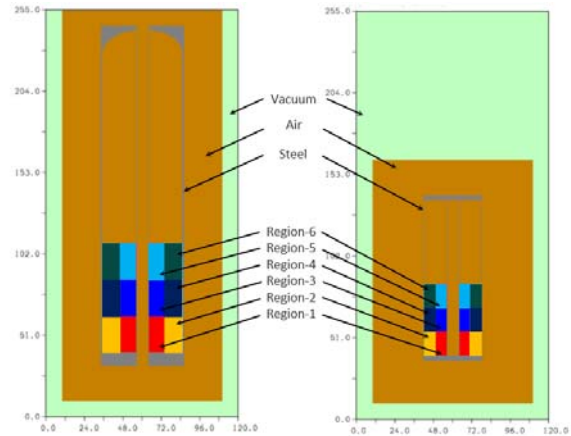
DOI: <https://doi.org/10.1080/00295639.2018.1540209>



(a) TRACY



(b) SILENE



(a) TRACY

(b) SILENE

Contents

- I. Introduction
- II. Multi-region Integral Kinetic (MIK) code
- III. Example application
- IV. Conclusions
- V. Future study

17

Conclusions

- Multi-region Integral Kinetic (MIK) code has been developed
- MIK code can calculate time- and region-dependent power in arbitrary fissile system following a reactivity insertion above prompt criticality
- MIK code allows a treatment of time-dependent feedback mechanisms via user-defined governing equations
- MIK code can run in single or parallel mode on shared-memory system using Open MPI 3.0 or higher
- MIK code is an open source code and can be requested from Prof. Toru Obara of Tokyo Institute of Technology
- MIK code was applied to Godiva supercritical transient and the obtained results were in reasonably good agreement with the experimental results
- MIK code was also applied to supercritical transient in TRACY and SILENE (not reported here)

Contents

- I. Introduction
- II. Multi-region Integral Kinetic (MIK) code
- III. Example application
- IV. Conclusions
- V. Future study

19

Future study

- Currently a work is underway to include the effect of delayed neutron in MIK code
- A work is also underway to investigate the possibility of coupling MIK code with an open source thermal hydraulics (CFD / thermo-mechanics) code to improve feedback modeling capability
- As MIK code is an open source code, if you have interest and need, please request and use it; modify/improve it; or find bugs and criticize us (not in a mean way!)

ブートストラップ法を活用した Feynman- α 法の測定共分散評価

Estimation of experimental covariance in the Feynman- α method using the bootstrap method

*遠藤 知弘¹

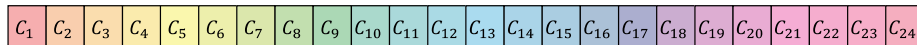
¹名古屋大学

バンチング法による $Y(T)$ の共分散を推定できるようブートストラップ法を利用した Feynman- α 法を改良した。

キーワード：Feynman- α 法、バンチング法、共分散、相関、ブートストラップ法

- 1. 緒言**：実験の測定時間は限られるため、有限の測定データに基づいて測定結果の不確かさ評価を行うことが重要となる。炉雑音解析手法の一種である Feynman- α 法の場合、中性子検出時刻情報が記録された一連の時系列データに対してバンチング法を利用することで、任意の検出時間幅 T に対する二次相関量 $Y(T)$ を求め、解析式のフィッティングにより即発中性子減衰定数 α の推定を行う。バンチング法では同じデータを再利用するため、異なる T 間の $Y(T)$ に相関(共分散 Σ_Y)が生じる。そこで本研究では Σ_Y の推定法を新たに考案した。
- 2. 改良ブートストラップ法**：図 1 で示したようにリサンプリング法を改良した[1]。元の測定結果から再標本化する際に、 N_{\max} 個の連続した時系列データを並べることでバンチング法による共分散 Σ_Y を推定する。

(a) 元の中性子検出数時系列の測定データ $\vec{c}(T_0)$



(b) 改良ブートストラップ法

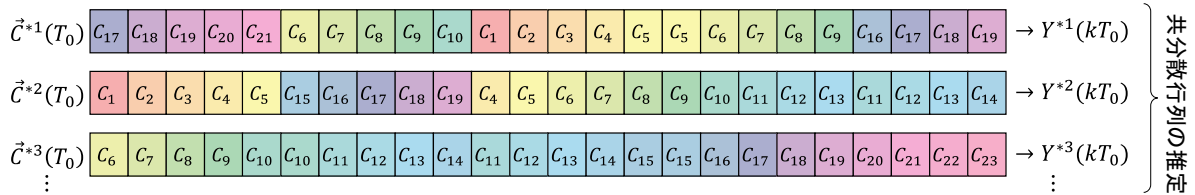


図 1 $Y(T)$ 共分散推定のためのブートストラップ法の適用例($N_{\max} = 5$ の場合)

- 3. 実験結果**：停止中 KUCA 未臨界炉心において 10 分間炉雑音測定を 93 回実施し、 $Y(T)$ の共分散の参照値を求めた。また、93 回の測定結果のうち 1 回の 10 分間炉雑音測定を選び、提案手法により共分散 Σ_Y を推定した。図 2 より、提案手法により 1 回の炉雑音測定から共分散 Σ_Y の概算が可能であることを確認できた。

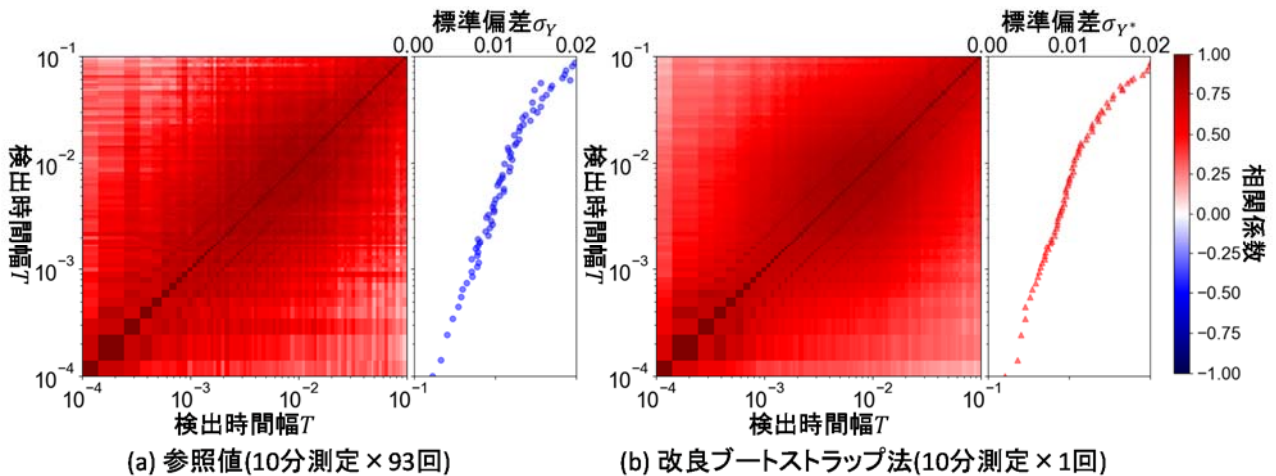


図 2 バンチング法に起因した $Y(T)$ の測定共分散行列 Σ_Y

参考文献：[1] T. Endo, A. Yamamoto, *Ann. Nucl. Energy*. **124**, pp.606–615, DOI: [10.1016/j.anucene.2018.10.032](https://doi.org/10.1016/j.anucene.2018.10.032) (2019).

謝辞：本研究は JSPS 科研費(15K18317, 17K14909)の助成を受けたものです。

* Tomohiro Endo¹

¹ Nagoya Univ.

ブートストラップ法を活用した Feynman- α 法の測定共分散評価

名古屋大学
😊 遠藤 知弘

要約: バンチング法による2次中性子相関量 $Y(T)$ の共分散を推定
できるようブートストラップ法を利用したFeynman- α 法を改良した
謝辞: 本研究はJSPS科研費(15K18317, 17K14909)の助成による

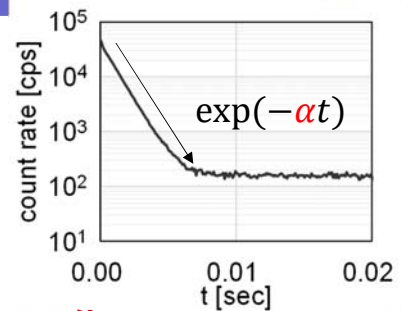
本日の発表内容

- 炉雑音解析手法
 - Feynman- α 法
- バンチング法に起因した測定共分散
 - ブートストラップ法
- KUCA実験による検証
 - 参照値(複数回測定の共分散)との比較
 - 共分散が α フィッティング結果に与える影響

背景: 未臨界実験の重要性

1. 未臨界監視技術の開発

- ✓ 加速器駆動システム
- ✓ 1F燃料デブリ取り出し時

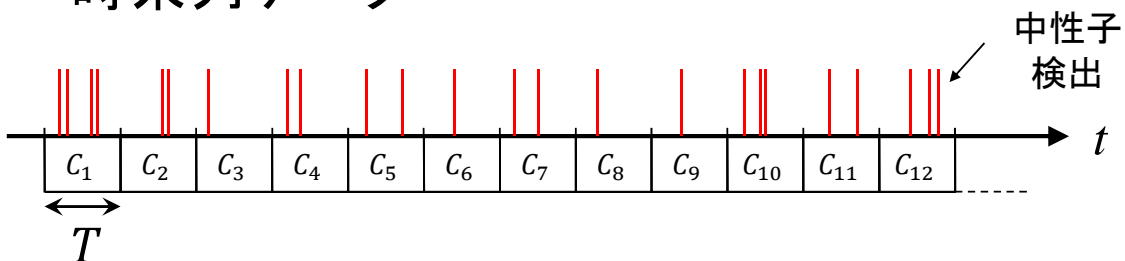


2. 未臨界実験結果を活用したデータ同化

- ✓ 停止状態の実験施設の有効活用→核データ更新
- ✓ 測定しやすい量として即発中性子減衰定数 α に注目
 - 臨界近傍: $\alpha \approx \frac{\beta_{\text{eff}} - \rho}{\Lambda}$
 - パルス中性子源を用いたパルス中性子法
 - だけでなく炉雑音測定でも測定可能

Feynman- α 法(1/2)

- 検出時間幅 T の中性子検出数 $C(T)$ の時系列データ



- $C(T)$ の平均 μ と分散 σ^2 の推定

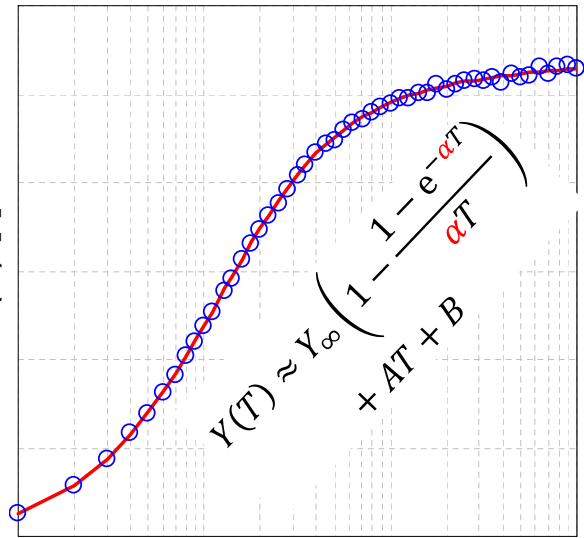
$$\mu(T) \equiv \langle C(T) \rangle \quad \sigma^2(T) \equiv \langle (C(T) - \mu(T))^2 \rangle$$

Feynman- α 法 (2/2)

$$Y(T) \equiv \frac{\sigma^2(T)}{\mu(T)} - 1$$

- $Y(T)$ 測定結果に対して解析式をフィッティング
→ 即発中性子減衰定数 α を推定

$Y(T)$ [-]

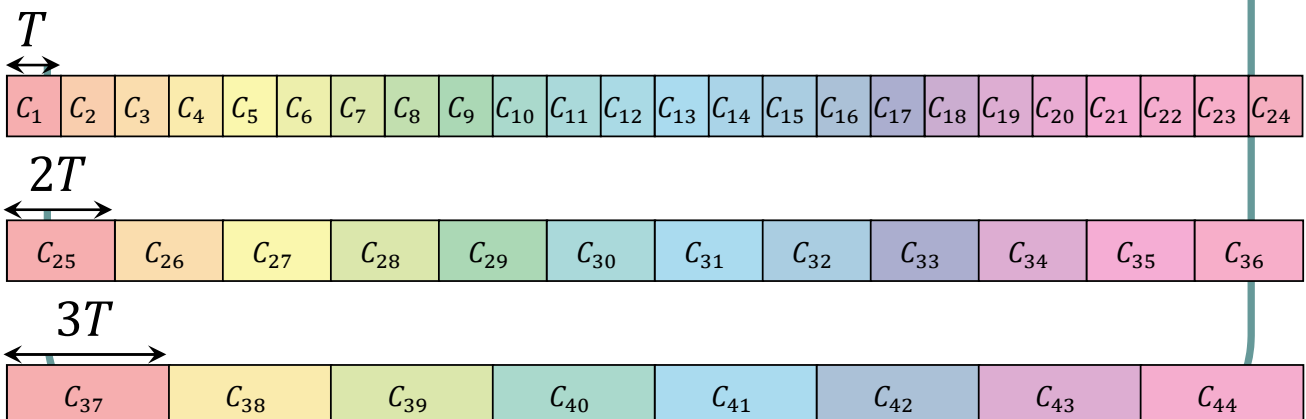


$$-\rho_{\$} \approx \frac{\alpha}{\alpha_{\text{crit}}} - 1$$

$\alpha_{\text{crit}} = \beta_{\text{eff}}/\Lambda$: 臨界時の α

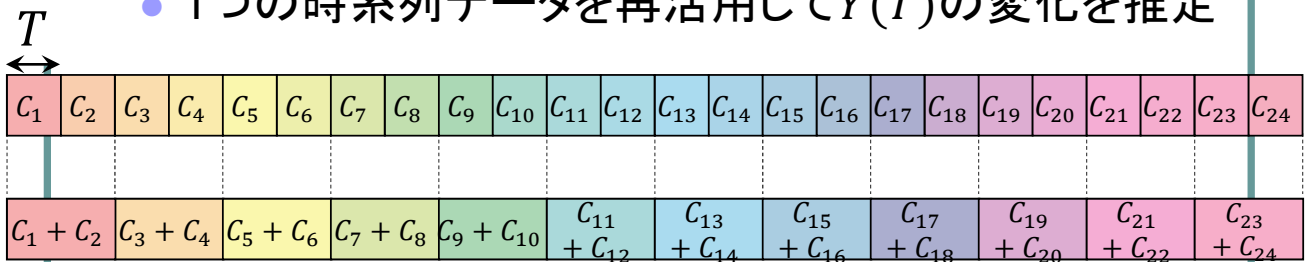
Feynman- α 法における測定共分散

- 検出時間幅 T を変えた測定のやり直し
 - T を変えるたびに長い測定時間を要する



Feynman- α 法における測定共分散

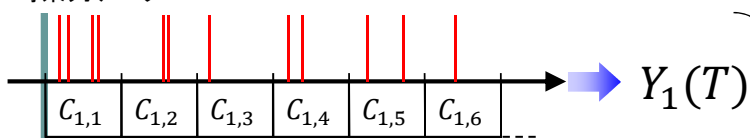
- 検出時間幅 T を変えた測定のやり直し
 - T を変えるたびに長い測定時間を要する
- **バンチング法**
 - 1つの時系列データを再活用して $Y(T)$ の変化を推定



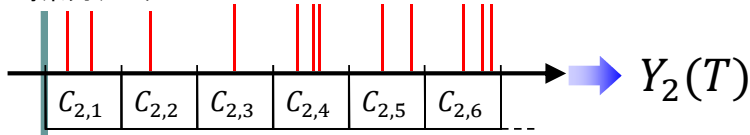
同一の時系列データに基づいて $Y(kT), Y(k'T)$ を推定するため異なる時間幅 T 間の Y 値に**相関(共分散)**が生じざるを得ない

課題: Feynman- α 法の測定共分散推定

時系列データ1

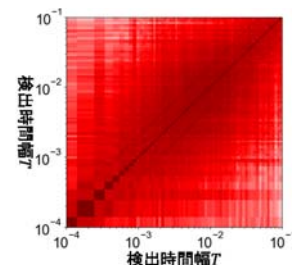


時系列データ2



$Y(T)$ 共分散行列 Σ_Y

$$= \frac{\sum_{m=1}^M (Y_m - \bar{Y})^T (Y_m - \bar{Y})}{M - 1}$$

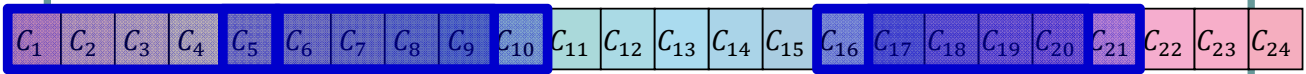


- 多数回測定によるバンチング法起因の共分散推定
 - 長い測定時間
 - 各時系列データ長さ&回数 M の設定が悩ましい

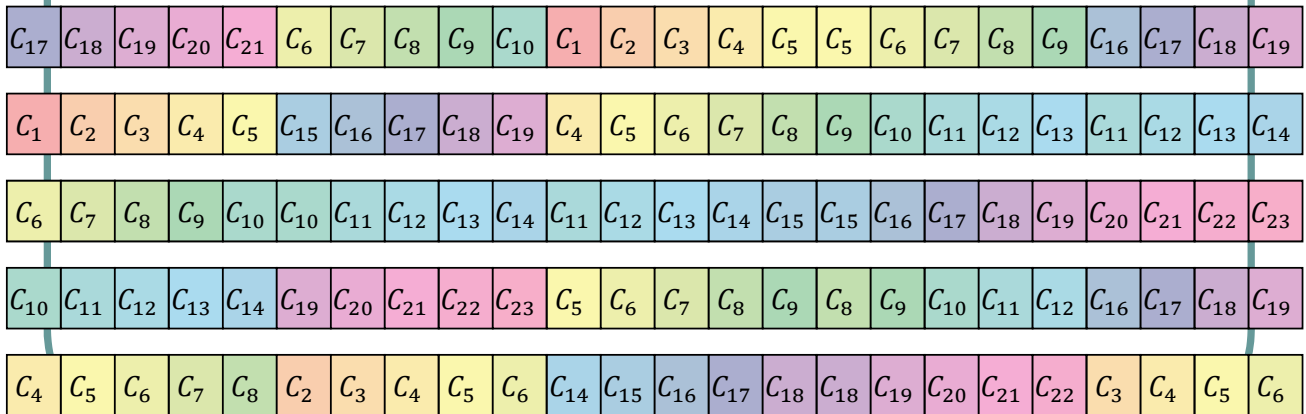
目的: 1回の時系列データから共分散 Σ_Y 推定手法の開発

ブロック・ブートストラップ法

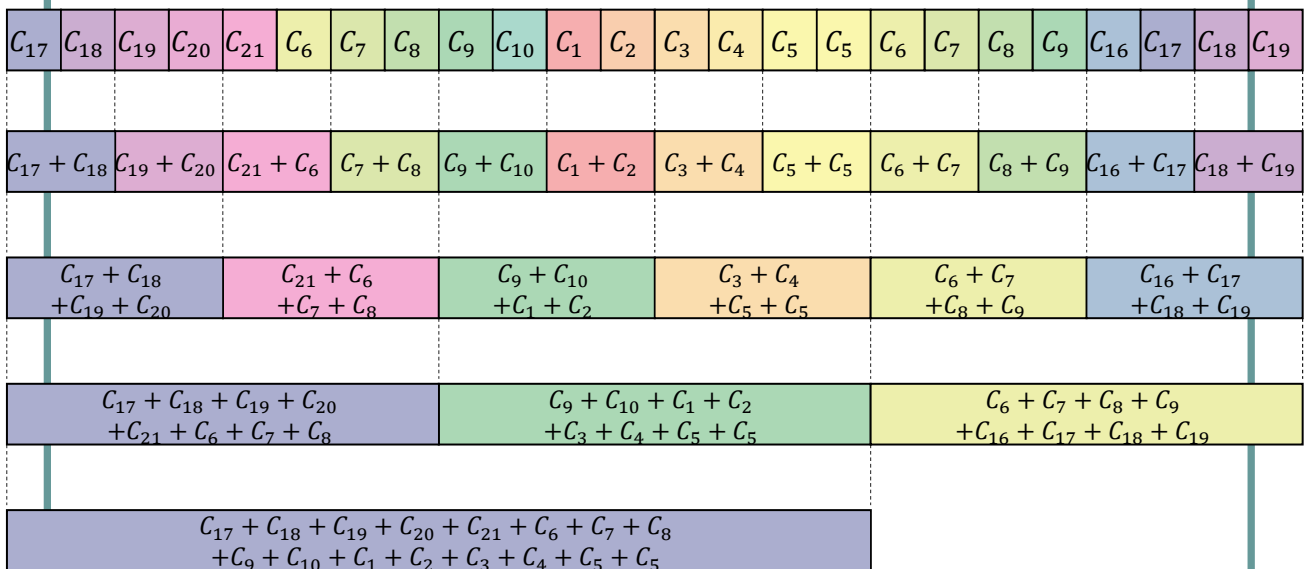
(a) 元の中性子計数・時系列データ $C(T_0)$



(b) ブートストラップ法による再標本化



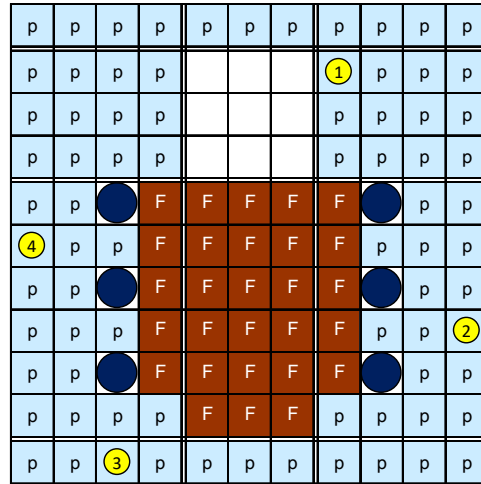
再帰バンチング法



ある時系列データを起点として再帰的に隣接する2個の和をとることで加算回数を削減→処理時間の短縮

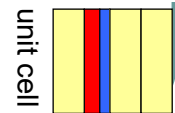
KUCAでの炉雑音測定実験

- 運転停止状態
 - 全制御棒 全挿入
 - 中心架台落下
- 外部中性子源無し
 - 燃料内の固有中性子源のみ、主に²³⁸U 自発核分裂
- ゆえに低計数率
 - #2位置のHe3検出器で
4.444 ± 0.011 [count/sec]



A3/8" p36EU-NU core

enriched U plate



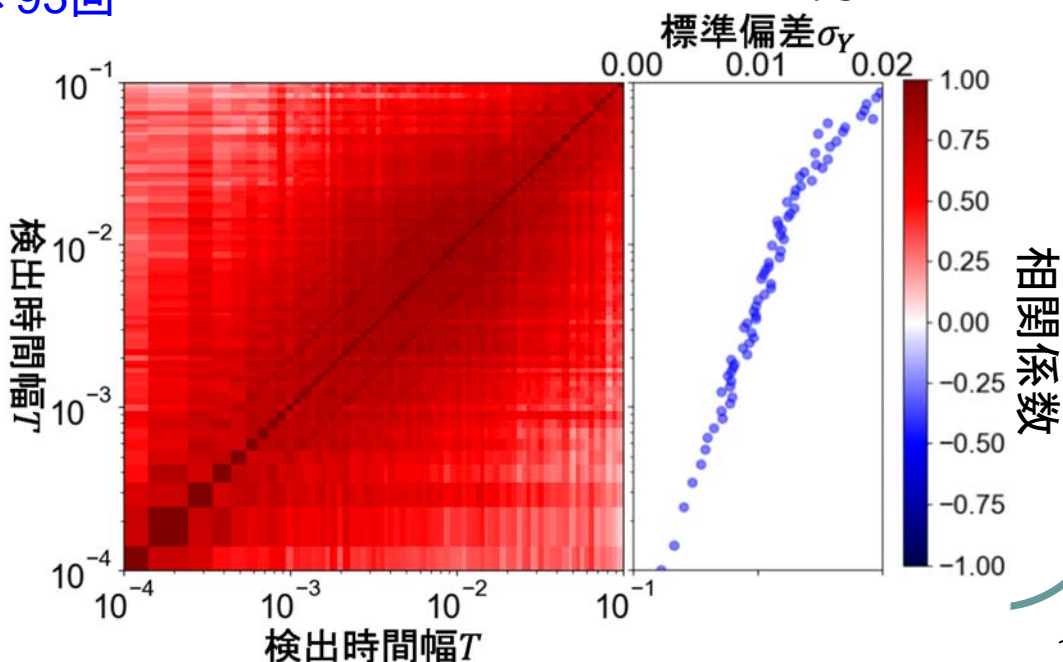
natural U plate

✓ Ave. ²³⁵U wt% : 5.4wt%
✓ H/²³⁵U ratio : 270

測定共分散の参照値

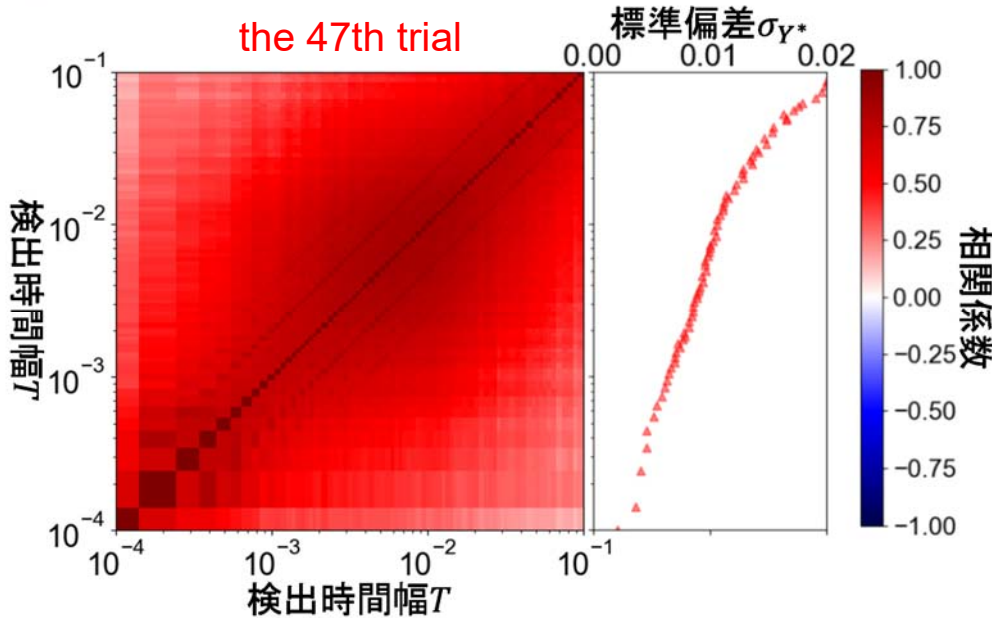
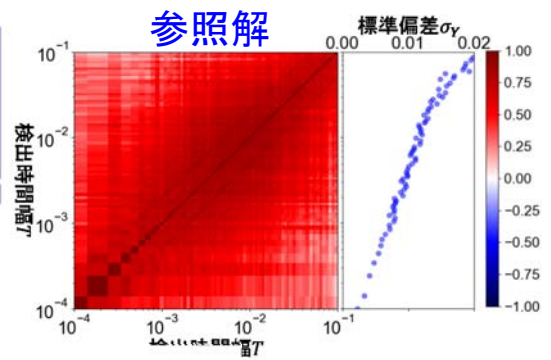
- (10分間の炉雑音測定)
× 93回

$$\Sigma_Y = \frac{\sum_{m=1}^{93} (Y_m - \bar{Y})^T (Y_m - \bar{Y})}{93 - 1}$$



ブートストラップ法による 測定共分散の推定

- 10分間の炉雑音測定1回のみ
 - リサンプリング数 $B = 1000$

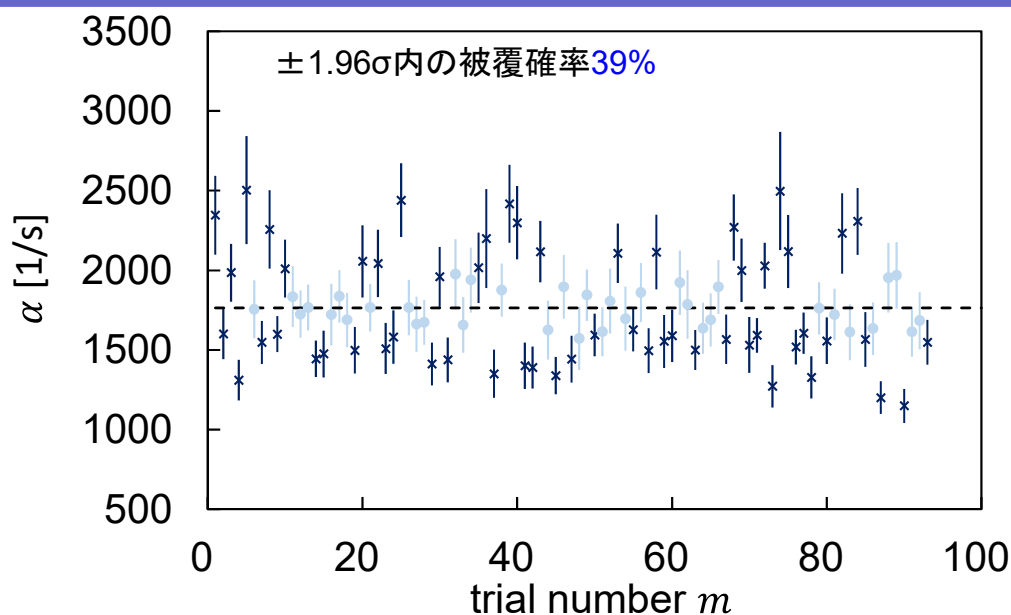


13

$Y(T)$ の共分散が与える影響

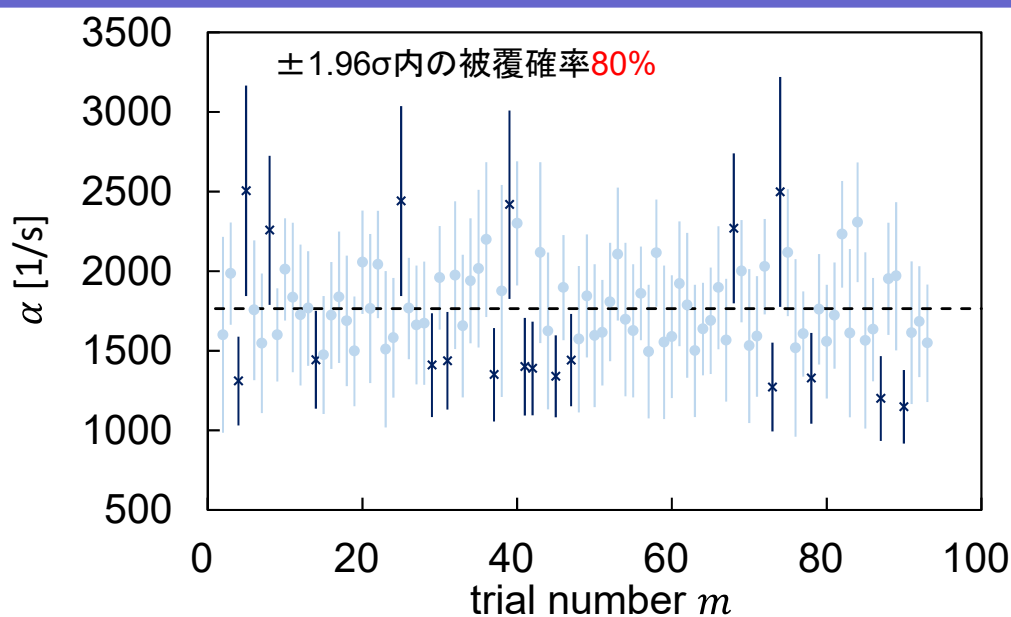
- 最小二乗法によるフィッティング
 - 「各点が独立な正規分布に従う」と仮定するが多い
 - カイ二乗値 $\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{Y_i - Y(\alpha T_i)}{\sigma_i} \right)^2$ を最小化
 - 誤差 σ_i の相対値は推定できるが絶対値が不明な場合
 - 「 $\chi^2 = \text{自由度}$ 」となるように誤差 σ_i の絶対値を規格化してフィッティング誤差を推定する場合あり
 - 例) `scipy.optimize.curve_fit`の初期設定:
`absolute_sigma=False`

$Y(T)$ の共分散を無視、相対誤差を重みとした α フィッティング結果



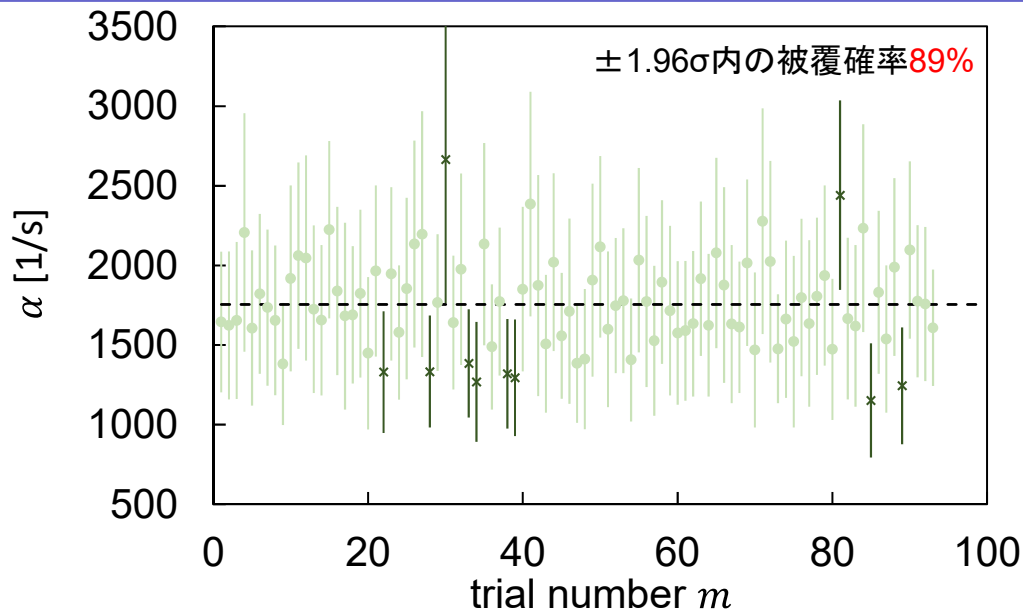
α のフィッティング誤差を過少評価

$Y(T)$ の共分散を無視、絶対誤差を与えた α フィッティング結果



被覆確率が改善 \rightarrow 共分散の影響がある場合
 χ^2 に基づき規格化すべきでない

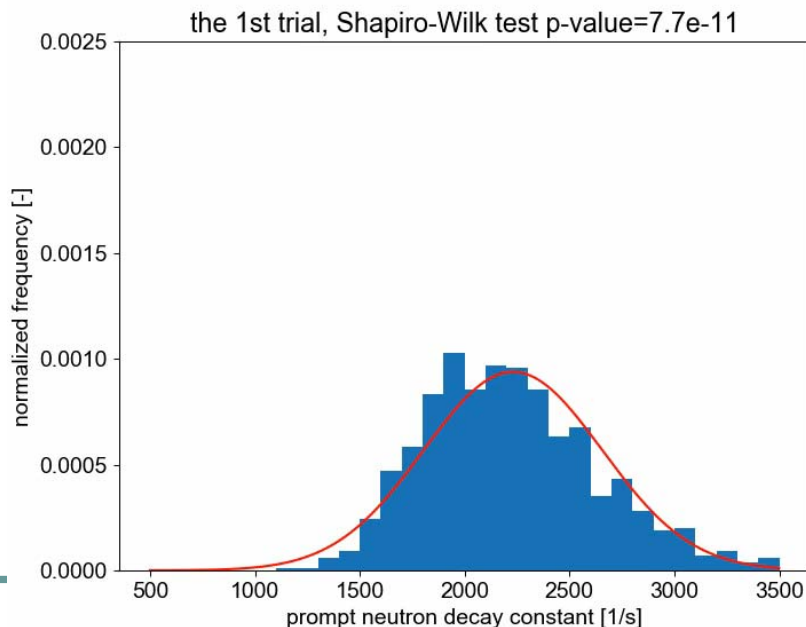
$Y(T)$ の共分散を考慮、絶対誤差を与えた α フィッティング結果



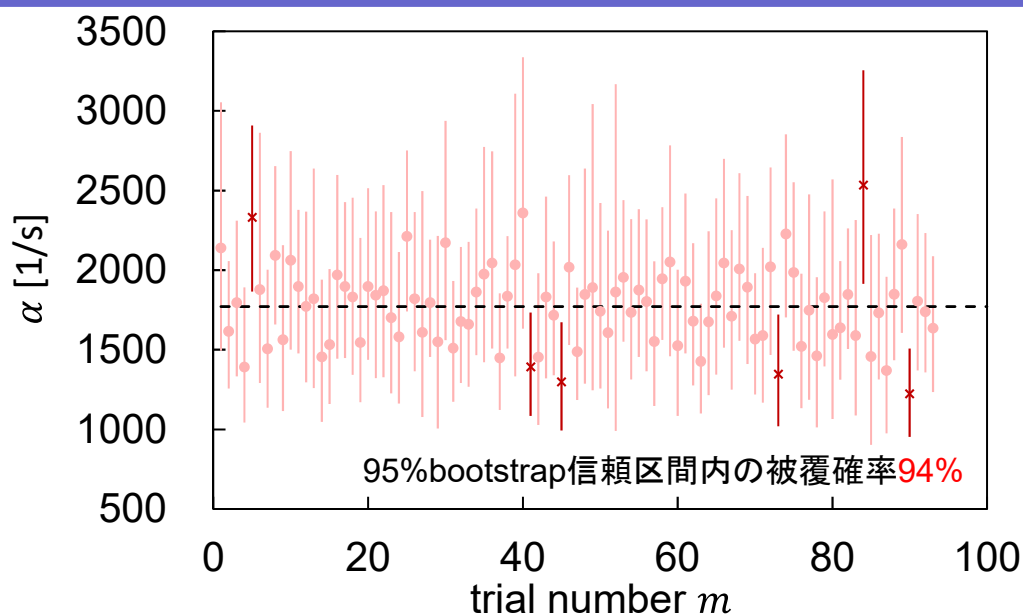
共分散 Σ_{Y^*} を考慮することで被覆確率は95%により近くなる

ブートストラップ法による α 頻度分布

- リサンプリングした各時系列データで $Y^{*b}(T)$ だけでなく即発中性子減衰定数 α^{*b} も併せて推定(共分散考慮)



ブートストラップ法による α 信頼区間 推定結果(共分散を考慮)



正規分布を仮定せずに統計誤差推定が可能

第7回炉物理専門研究会, 京都大学 複合原子力科学研究所, 2018/11/26-27

19

まとめ

- バンチング法に起因した $Y(T)$ 測定共分散推定方法
 - ブートストラップ法により概算可能
 - 参照解(多数回測定の結果)とも比較的良く一致
- 共分散 Σ_Y は即発中性子減衰定数 α の誤差推定に影響
 - 共分散 Σ_Y を考慮することで妥当な誤差推定が可能
- 今後の課題
 - バンチング法に起因した共分散 Σ_Y の理論式導出
 - \therefore ブートストラップ法には多くの処理時間が必要
 - \rightarrow 実時間での推定には不向き

第7回炉物理専門研究会, 京都大学 複合原子力科学研究所, 2018/11/26-27

20

粒子フィルタ法を用いた未臨界度と中性子生成時間の推定

Estimation of subcriticality and neutron generation time using the particle filter method

*池田 卓弥¹, 遠藤 知弘¹, 山本 章夫¹

¹名古屋大学

未臨界度および一点炉動特性パラメータの同時推定が可能な手法として、粒子フィルタ法に注目している。本手法の適用可能性検討の第一段階として、未臨界度と中性子生成時間が同時変化すると仮定した場合について、京都大学臨界集合体(KUCA)の実験で得られた中性子計数の時系列データから未臨界度を推定した。

キーワード：未臨界度、一点炉動特性方程式、粒子フィルタ法、京都大学臨界集合体(KUCA)

1. 緒言 福島第一原子力発電所のような過酷事故後の炉心を対象に、従来の逆動特性法による未臨界度推定を行う場合、一点炉動特性パラメータ($\Lambda, \beta_{\text{eff}}$)の不確かさが大きいため、その不確かさが伝播することにより、未臨界度($-\rho$)の推定結果にも大きな不確かさが生じるという問題がある。その問題を解決する手法として本研究では粒子フィルタ法[1]に着目した。粒子フィルタ法では、パラメータ(例: $-\rho, \Lambda, \beta_{\text{eff}}$)が従う確率分布を多数の”粒子”で近似する。個々の粒子における中性子数の時間変化を支配方程式(例:一点炉動特性方程式)に基づいて予測し、観測値(例:中性子計数)との差異が小さい(尤度の値が大きい)粒子をベイズ推定により優先的に残すことで、パラメータの予測結果を動的に改善する。粒子フィルタ法に着目した理由としては、行列演算を必要とせず実装が容易であり、数値モデルの非線形性が強い場合でも適用可能なことが挙げられる。 $(-\rho, \Lambda, \beta_{\text{eff}})$ の同時推定を行おうとする場合、数値モデルの非線形性が強くなることが考えられるが、粒子フィルタ法によって推定が行える可能性がある。本発表では、未臨界度と中性子生成時間が同時に変化すると仮定した場合について、粒子フィルタ法により未臨界度と中性子生成時間の逆推定を実施した結果を報告する。

2. 実験解析 10/30-11/2にKUCA-A 架台においてDT 中性子源を用いた未臨界度過渡変化実験を実施した。制御棒(C1,C2,C3)操作および中心架台落下による中性子計数の時間変化を測定し、粒子フィルタ法を適用した。粒子フィルタ法では遅発中性子6群一点炉動特性方程式に基づき中性子計数を予測し、未臨界度と中性子生成時間の逆推定を行った。

MCNP の計算結果を参照値として、粒子フィルタ法による推定結果と比較することで、粒子フィルタ法による推定の妥当性を確認する。

3. 推定結果 未臨界度推定を行った結果を図1に示す。ここで、 σ は10000個の粒子から得られた推定結果の標準偏差である。図1から、粒子フィルタ法による推定結果 $\pm 2\sigma$ の範囲内に参照値が含まれていることが確認できる。中性子生成時間の推定結果については当日の発表において報告する。

参考文献 [1] M.S. Arulampalam, et al., *IEEE Trans. Signal Processing*, **50**[2], pp.174-188, (2002).

謝辞 本研究はKUCA 共同利用研究(CA3004)の成果であり、JSPS 科研費(17K14909)の助成による。

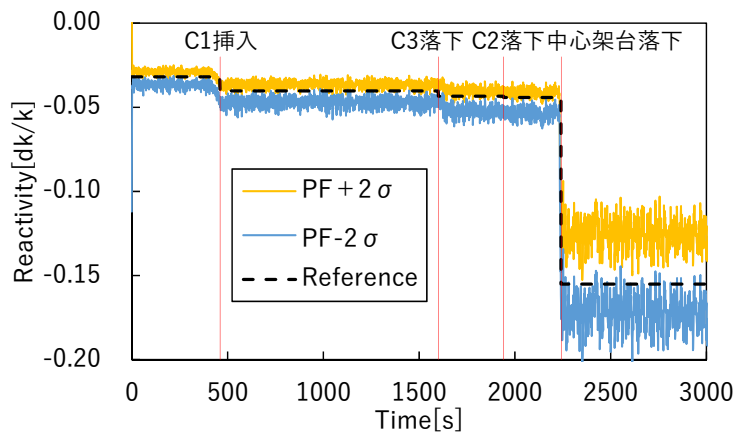


図1 粒子フィルタ法による未臨界度の推定結果

* Takuya Ikeda¹, Tomohiro Endo¹, Akio Yamamoto¹

¹Nagoya Univ.

KUCA実験データを利用した 粒子フィルタ法による 未臨界度と推定

○池田卓弥、遠藤知弘、山本章夫
名古屋大学

第7回炉物理専門研究会, 京都大学複合原子力研究施設, 2018年11月27日

謝辞

- 本研究はKUCA共同利用研究(CA3004)の成果である
- 本研究はJSPS科研費(17K14909)の助成による

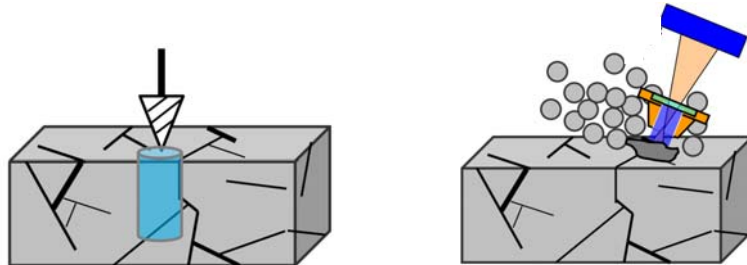
内容

2

- 背景と目的
- 粒子フィルタ法
- 未臨界度と中性子生成時間の相関
- KUCA実験解析条件
- 粒子フィルタ法による推定結果
- まとめ&今後の課題

□福島第一原子力発電所(1FNPS)の燃料デブリ取出し

- 現在の推定：炉内は未臨界状態
- 未臨界状態の燃料デブリ取出しにより、H/U比の変化が生じる可能性あり



- H/U比の変化が予期せぬ正の反応度添加を引き起こす可能性あり

□予期せぬ放射線被ばくを防ぐために、臨界近接のリアルタイム監視が必要

[1]IRID, 2016, http://irid.or.jp/_pdf/201509to10_10.pdf?v=3

背景 未臨界度推定における問題

□臨界近接検知手法の一つ

- 従来の逆動特性法

$$\rho(t) = \beta_{\text{eff}} + \frac{\Lambda}{n(t)} \left(\frac{dn(t)}{dt} - \sum_{k=1}^6 \lambda_k C_k(t) - S \right)$$

- リアルタイムでの未臨界度監視が可能

□問題点

- 適切な一点炉動特性パラメータが必要
- 1FNPS燃料デブリ取出しに逆動特性法の利用を考える
 - ◆ H/U比の変化により未臨界度と一点炉動特性パラメータの同時変化が考えられる
- 適切な一点炉動特性パラメータを用いなければ適切な未臨界度が推定できない

本研究の目的

- 適切な一点炉動特性パラメータが分からない状態で未臨界度が推定できる手法を検討すること



“粒子フィルタ法”に注目

- ◆ ロボット工学、経^{t6}学等で利用される手法

発表内容

- 粒子フィルタ法による未臨界度推定の妥当性検討
 - 未臨界度と中性子生成時間が同時変化すると仮定してKUCA実験データを利用し実験解析を実施
 - 推定結果と参照値とを比較

□利用するモデル:一点炉動特性方程式

$$\begin{cases} \frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda(t)} n(t) + \sum_{k=1}^6 \lambda_k C_k(t) + S \\ \frac{dC_k(t)}{dt} = \frac{\beta_k}{\Lambda(t)} n(t) - \lambda_k C_k(t) \quad (k = 1, 2, \dots, 6) \end{cases}$$

➤可観測な中性子数 n に対して $(\rho, \Lambda, \beta_{\text{eff}})$ が非線形な関係

□粒子フィルタ法[2]

➤非線形性の強いモデルでも利用可能

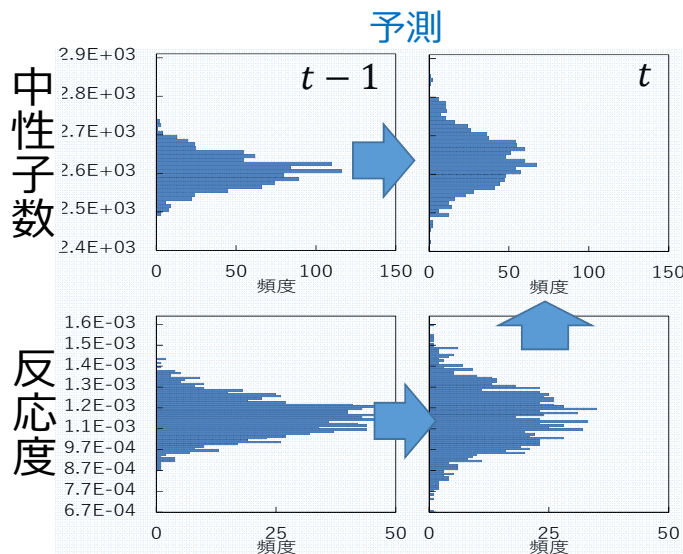
➤パラメータの確率分布を複数の“**粒子**”で近似

➤粒子：中性子数 n や反応度 ρ など推定したいパラメータを成分としてもつベクトル

$$x = [n \quad C_1 \quad \dots \quad C_6 \quad \rho \quad \Lambda]$$

[2]M.S. Arulampalam, et al., *IEEE Trans. Signal Processing*, **50**[2], pp.174-188, (2002).

粒子フィルタ法 予測

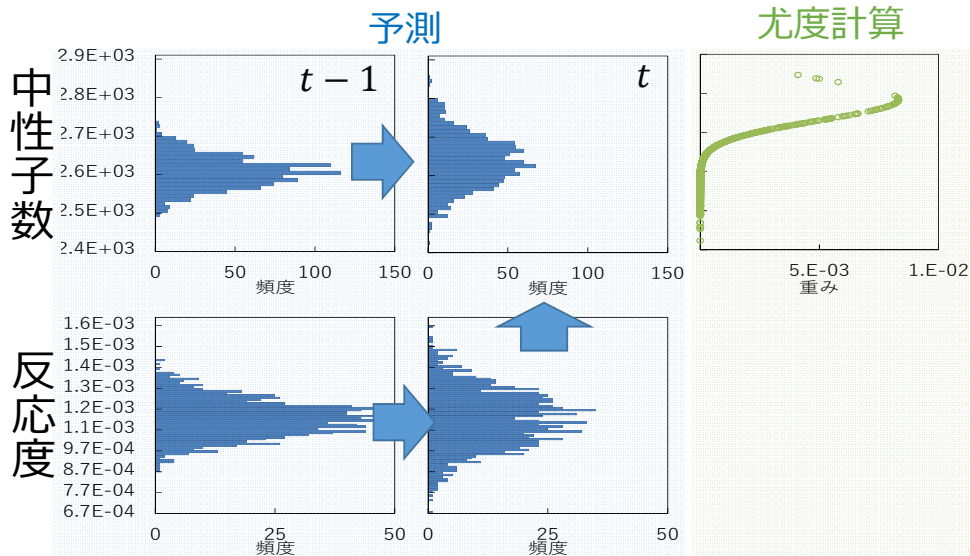


□予測

➤ 予測したいパラメータ(反応度や中性子生成時間)に“システムノイズ”を与える

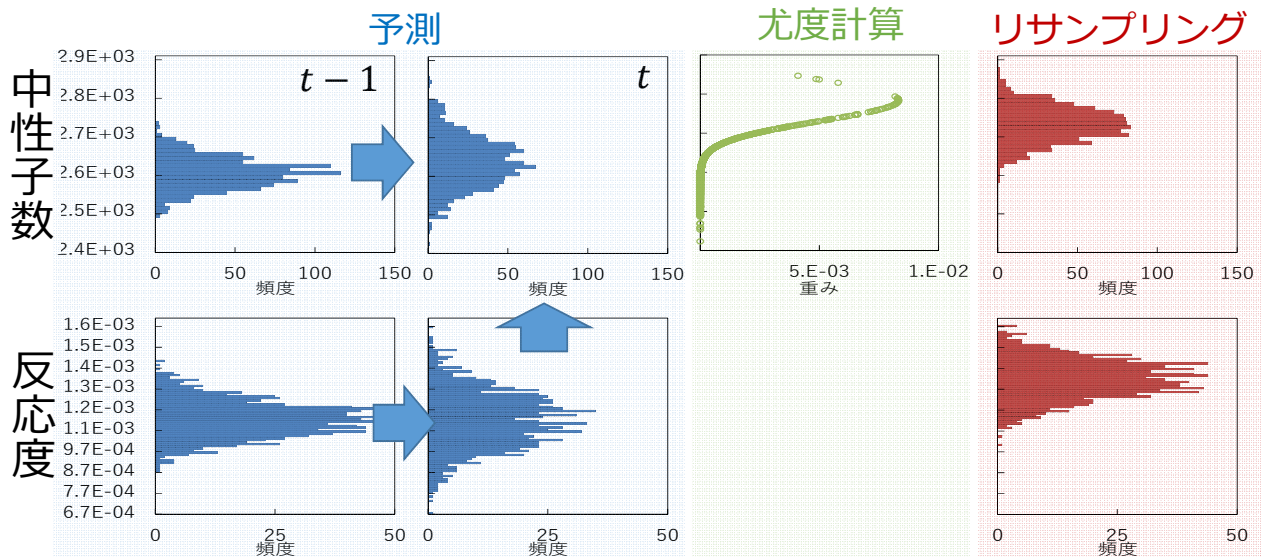
◆ システムノイズ：予測の不確かさ

➤ 一点炉動特性方程式に基づき中性子数を予測



□尤度の計算

- 尤度関数には正規分布を仮定
- 観測値に近い粒子ほど尤度が大きくなる



□リサンプリング

- 尤度の大きさを確率とみなして復元抽出
- 尤度の大きいものほど多数復元
- 粒子が0に近いものは消滅

未臨界度と中性子生成時間の相関(1/2) 10

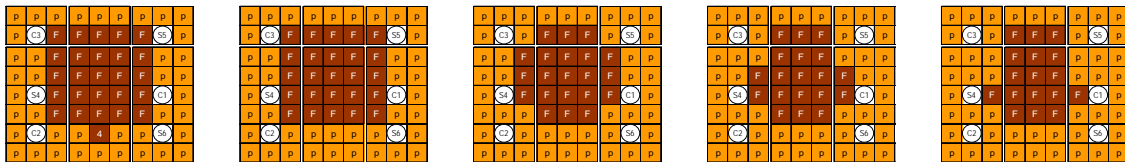
□未臨界度と中性子生成時間の相関関係のモデル化

➤連続エネルギーモンテカルロ計算コードにより
KUCA-A架台EE1炉心体系を計算

➤計算条件

計算コード	MCNP6.2[3]
核データ	JENDL-4.0[4]
ヒストリー数	100000
バッチ数	1300
捨てバッチ数	300

➤燃料枚数(3008/3000/2520/2280/2240枚)と
状態を変えて計算



[2]Christopher. J Werner, LA-UR-17-29981, (2017).

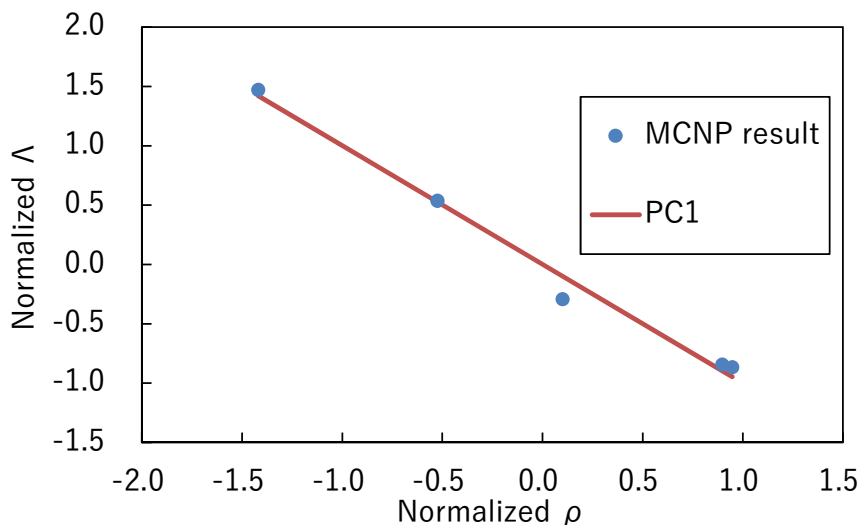
[3]K. Shibata, O. Iwamoto, *et al.*, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **48**[1], pp1-30, (2011).

t4

未臨界度と中性子生成時間の相関(2/2) 11

□未臨界度と中性子生成時間の相関関係のモデル化

➤主成分分析により相関関係をモデル化



中性子生成時間は反応度に対して負の相関

t4 載せる図間違えました。
 今回の結果を計算した際の使ったデータはこちらです。
 t-ikeda, 2018/11/23

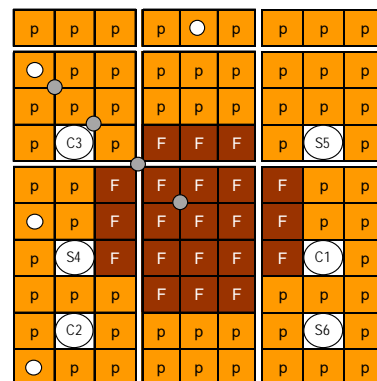
実験概要

□実験内容

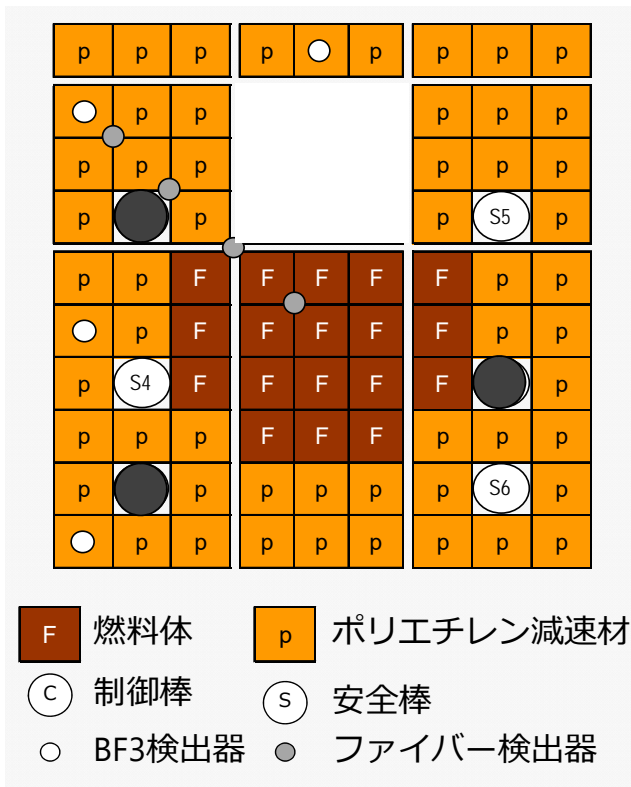
- KUCA-A架台
- 未臨界度過渡変化実験
- ADS未臨界炉心体系
- 中性子源：100 HzのDT外部中性子源
- 中性子計数の時系列データを測定→未臨界度を推定



炉心体系(2018年10月30日撮影)



炉心体系の模式図

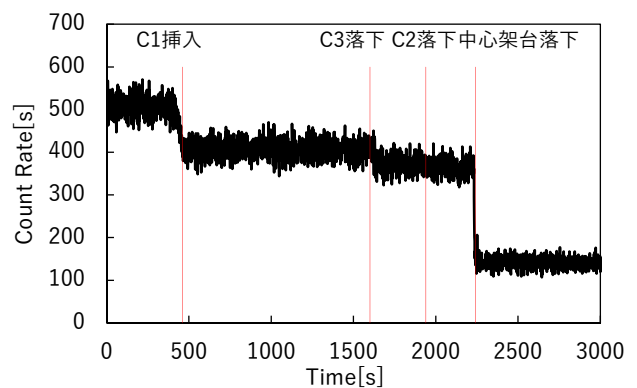
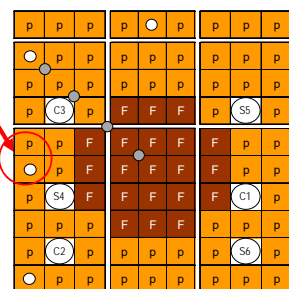


- 未臨界度過渡変化
- ① 定常状態
 ② C1制御棒挿入
 ③ C3制御棒落下
 ④ C2制御棒落下
 ⑤ 中心架台落下
 (燃料・反射体引抜)
- 小
 (-ρ)
 大

実験解析条件(1/2)

観測値

➤ BF3検出器から得られた中性子計数率



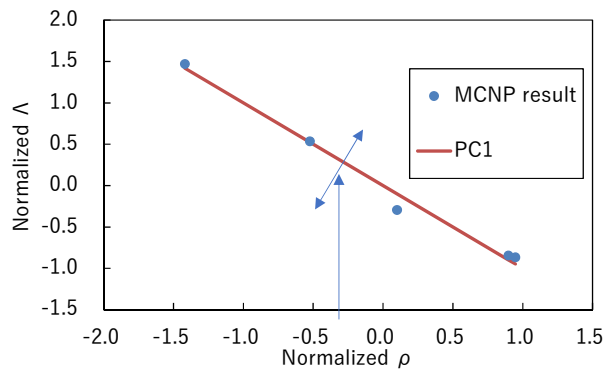
中性子計数率の時間変化

未臨界度と中性子生成時間の参照値

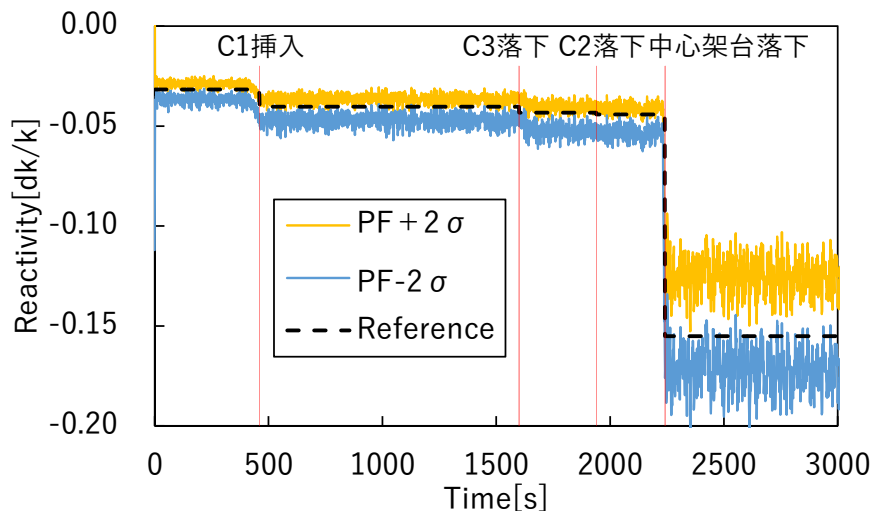
➤ MCNPによる計算結果を利用

□粒子フィルタ法の条件

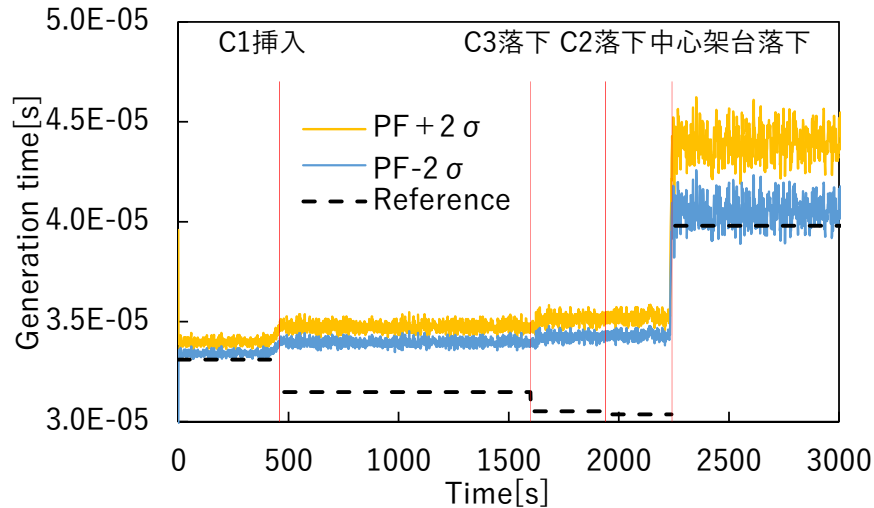
- ▶粒子数：10000 サンプル
- ▶時間ステップ幅：1.0 s
- ▶観測ノイズ分散：中性子計数に等しいと仮定
- ▶外部中性子源強度：一定と仮定
- ▶システムノイズ： ρ は正規分布を仮定
 Δ は相関関係のモデルから算出後、
 モデルとのずれに基づき正規分布で摂動



未臨界度の推定結果



- 粒子10000サンプルの標準偏差 σ
- $\pm 2\sigma$ 以内に参照値が含まれる



□現在は熱中性子の計数率のみを計測しデータ同化している

- C1挿入前、中心架台落下後のように ρ の変化により Λ が変化する場合は対応できる
- 制御棒挿入のように中性子スペクトルが変化するような場合には対応できない

まとめ

- 粒子フィルタ法を用いた未臨界度推定の妥当性を検討
- 未臨界度と中性子生成時間の同時変化を仮定して適用性検討
 - KUCA未臨界過渡変化実験で得られた計測データを利用し未臨界度逆推定を実施
 - 未臨界度は不確かさ $\pm 2\sigma$ 以内に参照値を含む
 - 未臨界度変化に伴う中性子生成時間変化には対応できるが制御棒挿入のような中性子スペクトル変化の場合には対応できない

今後の課題

- 反応度と中性子生成時間のモデルの改良
- 実効遅発中性子割合 β_{eff} や外部中性子源 S の時間変化推定

□尤度(正規分布を仮定)

$$l_t^i = \frac{1}{\sqrt{2\pi R_t}} \exp\left(-\frac{(y_t - H_t x_t^i)^2}{2R_t}\right)$$

R_t : 観測不確かさ分散、 y_t : 観測値

x_t^i : 粒子、 H_t : x_t^i を y_t と同じ物理量とするための行列

□重み(規格化された尤度)

$$w_t^i = \frac{l_t^i}{\sum_{i=1}^N l_t^i} \propto \exp\left(-\frac{(y_t - H_t x_t^i)^2}{2R_t}\right)$$

核破碎中性子源によるウラン-鉛ゾーン炉心 ADS 体系における放射化反応率への中性子スペクトルの影響

Effect of neutron spectrum on reaction rate in ADS experiment

with U-Pb zoned core and spallation neutron source

*相澤直人¹, 山中正朗², 卞 哲浩²

¹東北大学, ²京都大学複合原子力科学研究所

京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA) において、加速器中性子源によるウラン-鉛(U-Pb)ゾーン炉心 ADS (加速器駆動システム) 体系を用いて、放射化反応率測定を実施した。その結果、通常燃料ゾーンと U-Pb ゾーン間にて放射化反応率に関して中性子スペクトルの違いによる差異が測定された。

キーワード：加速器駆動システム (ADS)、中性子スペクトル、放射化反応率

1. 緒言：加速器駆動システム(ADS)において、放射化反応率の測定は、炉内のスペクトル情報の把握ならびに ADS の中性子増倍の指標を表す中性子未臨界増倍率の推定を行うために重要である。本研究では、KUCA-A 架台において、ウラン-鉛 (U-Pb)ゾーンを有する炉心と核破碎中性子源を組み合わせた ADS 体系 (Fig. 1) [1]において In 線を炉内に設置し、熱中性子に感度を持つ $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ および高速中性子に感度を持つ $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$ 反応による放射化反応率を測定し、未臨界増倍率および熱/高速中性子比のスペクトル指標である In ratio[2]の測定を行った。

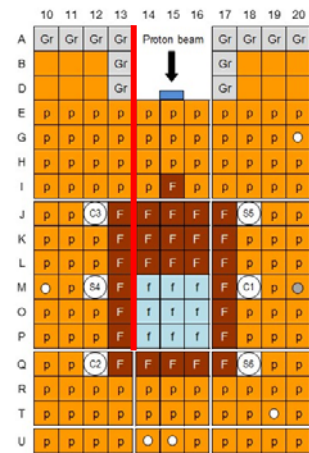


Fig. 1: U-Pb ゾーン炉心赤線部は In 線設置位置である。

2. 実験結果と数値解析との比較：実験では、ポリエチレン減速通常燃料の本数を変更することにより、実効増倍率 0.98-0.95 の範囲内で 4 つの未臨界度を設定し、In 放射化反応率の測定を行った。 $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ 反応率分布に関しては、U-Pb ゾーンにおいてスペクトル硬化の影響により反応率が低くなる傾向が全測定結果にて得られ、数値解析結果とも概ねの一致を示した。この結果を用いて従来法[2]により未臨界増倍率を求めたところ、Fig. 2 に示すように実験値と計算値での不一致が見られ、原因を調査したところ、従来法では未臨界増倍率の導出に必要な換算係数の計算において、U-Pb ゾーンのスペクトル硬化の影響を考慮できていないことが判明した。なお、スペクトル硬化の影響を考慮した換算係数を使用したところ、未臨界増倍率は実験値と計算値にて良い一致を示した。一方、 $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$ 反応率については、計算値が実験値を大幅に下回る測定結果となった。これらの結果より In ratio を求めたところ、 $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$ 反応率の差異が影響し、計算値と実験値の間に大幅な乖離が見られた。これらの要因について分析した内容については、発表にて報告の予定である。

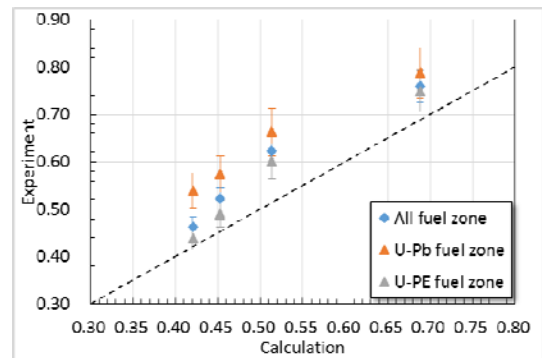


Fig. 2: 未臨界増倍率の比較

参考文献

- [1] C. H. Pyeon and M. Yamanaka, KURNS-EKR-001, Inst. for Integrated Radiat. and Nucl. Sci., Kyoto Univ. (2018).
- [2] C. H. Pyeon, et al., J. Nucl. Sci. Technol, 55(2), 190-198, 2018

* Naoto Aizawa¹, Masao Yamanaka² and Cheol Ho Pyeon²

¹Tohoku Univ., ²Institute for Integrated Radiation and Nuclear Science, Kyoto University

核破碎中性子源によるウラン-鉛ゾーン炉心ADS体系における放射化反応率への中性子スペクトルの影響

東北大学 ○相澤直人,
京都大学複合研 山中正朗、木哲浩

本研究は、平成29年度京都大学原子炉実験所(現 京都大学複合原子力科学研究所)臨界集合体実験装置共同利用研究による成果である。



研究の背景・目的

- 加速器駆動システム(ADS)における炉心特性の測定
 - 静特性実験による反応率測定
 - 炉内の中性子スペクトル情報の把握
 - 中性子束分布(反応率分布)の測定
 - 中性子未臨界増倍率 k_s の推定
- 中性子スペクトルが局所的に異なるウラン-鉛(U-Pb)ゾーン炉心と核破碎中性子源を組合せたADS実験体系において、放射化反応率測定を実施し、中性子スペクトルが放射化反応率及び反応率から求まる炉心特性に与える影響を明らかにする
 - 反応率分布
 - 未臨界増倍率 k_s
 - In ratio(スペクトルインデックス)

実験の概要・ 炉心特性の導出手法

実験の概要

• 実験体系

• 炉心・燃料:

- “F”: 1/8”p60EUEU
 - (1/8”PE+1/16”EU × 2)を60セル重ねた燃料
- “f”: 1/8”p10EUEU + 1/8”Pb40EUEU + 1/8”p10EUEU
 - ”F”の中央40セルのPEをPbに置換した燃料

- 制御棒・安全棒は全引き抜き、
“F”の本数により、 $k_{eff}=0.98\sim 0.95$ に設定

- 中性子源: 100MeV陽子ビーム+Pb-Biターゲットによる核破碎中性子源

• 放射化反応率測定

- 炉内にIn線(φ1.0mm)、ターゲットにIn箔(1 × 1 × 0.1mm)を設置、
In線は小片にカットし、放射化反応率を測定
 - $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$: 熱中性子の感度大
 - $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$: 高速中性子の感度あり
(閾エネルギー0.3MeV)

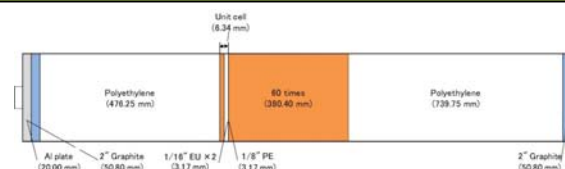


Fig. 燃料集合体 "F"

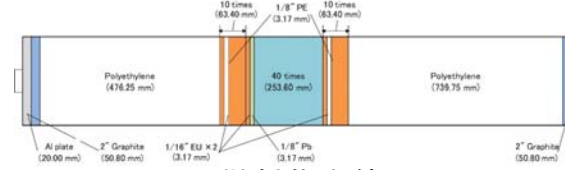


Fig. 燃料集合体 "f"

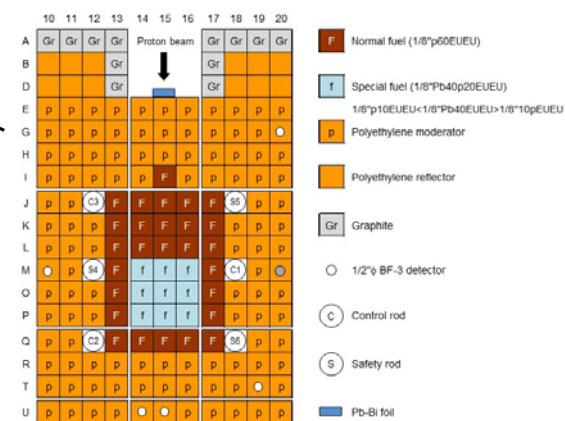


Fig. ADS実験体系図

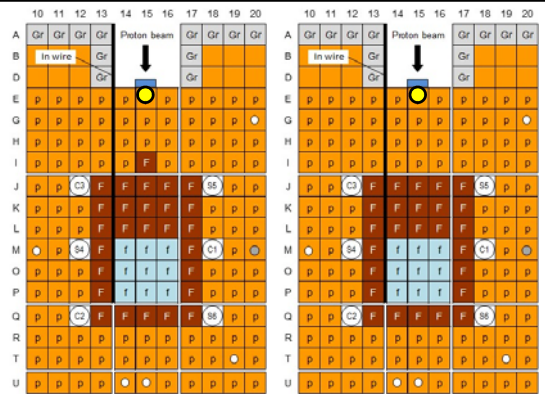
実験の概要

• 実験体系

- 炉心・燃料:
 - “F”: 1/8”p60EUEU
 - (1/8”PE+1/16”EU × 2)を60セル重ねた燃料
 - “f”: 1/8”p10EUEU + 1/8”Pb40EUEU + 1/8”p10EUEU
 - ”f”の中央40セルのPEをPbに置換した燃料
- 制御棒・安全棒は全引き抜き、
“F”の本数により、 $k_{eff}=0.98\sim 0.95$ に設定
- 中性子源: 100MeV陽子ビーム+Pb-Biターゲットによる核破砕中性子源

• 放射化反応率測定

- 炉内にIn線($\phi 1.0\text{mm}$)、ターゲットにIn箔($1 \times 1 \times 0.1\text{mm}$)を設置、
In線は小片にカットし、放射化反応率を測定
 - $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$: 熱中性子の感度大
 - $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$: 高速中性子の感度あり (閾エネルギー0.3MeV)



(a) Case A (≈ 0.98) (b) Case B (≈ 0.965)



(c) Case C (≈ 0.955) (d) Case D (≈ 0.95)

5

未臨界増倍率の導出

• 未臨界増倍率 k_s の導出^[1-3]

$$k_s = \frac{F}{F+S}$$

F : 核分裂中性子の総数, S : 源中性子の総数

• 核分裂中性子

$$F = \int_0^\infty \int_V P\phi(r, E) dr dE$$

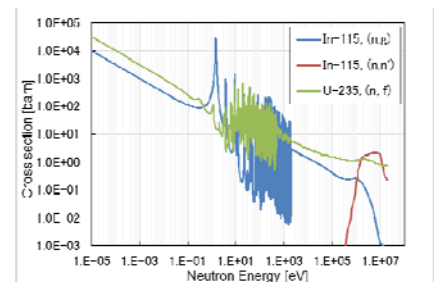
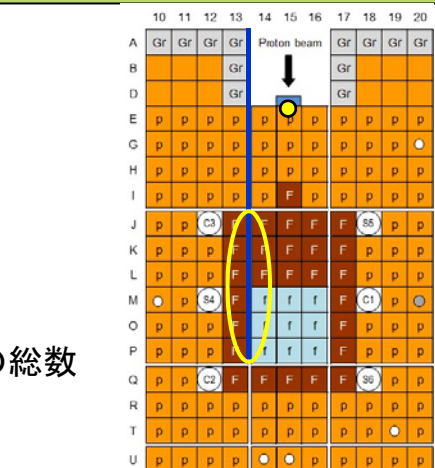
$$\approx A \cdot C_f \int_{core} RR_{In(n,\gamma)}(x_0, y, z_0) dy$$

• 源中性子

$$S = \int_0^\infty \int_V s(r, E) dr dE \approx C_s \int_{oil} RR_{In(n,n')}(r) dr$$

• C_f : $^{235}\text{U}(n,f)$ と $^{115}\text{In}(n,\gamma)$ の反応率の換算係数

- 従来手法: 熱中性子領域($< 0.1\text{ eV}$)での $^{235}\text{U}(n,f)$ と $^{115}\text{In}(n,\gamma)$ の断面積の比例関係から導出
- 比較手法: 解析による $^{235}\text{U}(n,f)$ と $^{115}\text{In}(n,\gamma)$ の反応率比から導出



[1] H. Shahbunder, et al., Ann. Nucl. Ene., 37, (2010), 592-597, [2] H. Shahbunder, et al., Ann. Nucl. Ene., 37, (2010), 1214-1222
[3] C. H. Pyeon, et al., Nucl. Technol., 192, (2015), 181-190

6

In ratioの導出

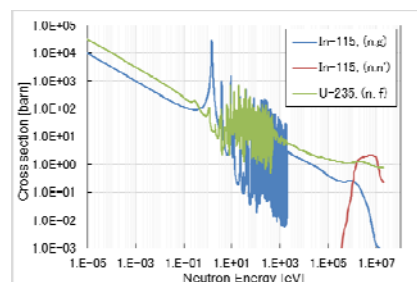
- KUCAにおけるADS炉心体系は ^{235}U 高濃縮燃料により構成
- ^{235}U における高速中性子(>0.1 MeV)および熱中性子(<0.1 eV)による核分裂比により炉心スペクトル指標を定義^[4]

$$^{235}\text{U fission ratio} = \frac{\int_{y_1}^{y_2} RR_{U-fission}^{thermal}(x_0, y, z_0) dy}{\int_{y_1}^{y_2} RR_{U-fission}^{fast}(x_0, y, z_0) dy}$$

- ^{235}U の高速/熱核分裂率の直接測定は不可能なことから、 ^{115}In の2つの反応から間接的に導出

- $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116\text{m}}\text{In}$: 熱中性子の感度大
- $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$: 高速中性子の感度あり

$$^{235}\text{U fission ratio} \approx \frac{C_{fission}^{thermal} \int_{y_1}^{y_2} RR_{In(n, \gamma)}^{thermal}(x_0, y, z_0) dy}{C_{fission}^{fast} \int_{y_1}^{y_2} RR_{In(n, n')}^{fast}(x_0, y, z_0) dy}$$



[4] C. H. Pyeon, et al., J. Nucl. Sci. Technol., 55(2), (2018), 190-198

7

第7回炉物理専門研究会, 2018年11月27日

数値解析による換算係数の導出・評価

- PHITSとMVPにより実験値を評価、換算係数の導出を行う
 - PHITS: 核破碎反応と20MeV以上の中性子輸送計算
 - MVP: 20MeV以下の中性子輸送計算および反応率計算
 - ライブラリ: ENDF/B-VII.1 (輸送計算)、JENDL/D-99 (中性子線量測定用特殊ライブラリ、反応率計算)
- PHITS+MVPの解析の妥当性の評価 (2018年秋の大会で発表)
 - 固有値計算 (MVP単独): 実験ベンチマークと概ね一致
 - 固定源計算 (PHITS+MVP、実験の模擬): 実験値を概ね再現 (後述)
 - 未臨界増倍率の導出のための換算係数の計算等に使用

8

第7回炉物理専門研究会, 2018年11月27日

放射化反応率・炉心特性の結果

$^{115}\text{In}(n,\gamma)$ 反応率分布の比較(全体)

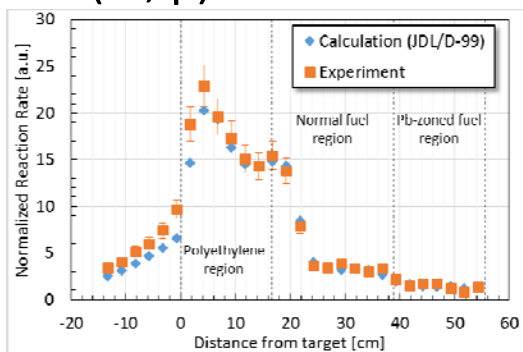


Fig. Case Aにおける反応率分布

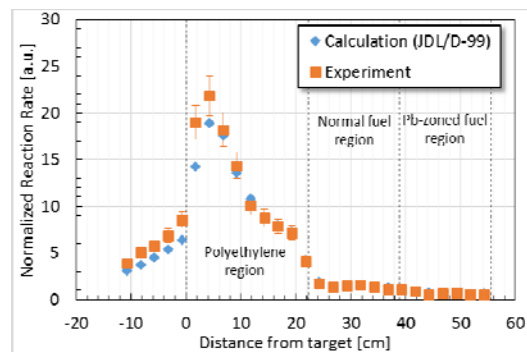


Fig. Case Bにおける反応率分布

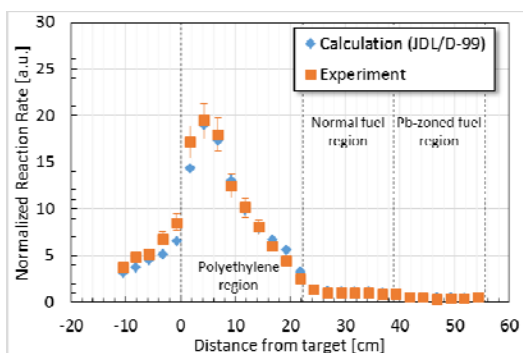


Fig. Case Cにおける反応率分布

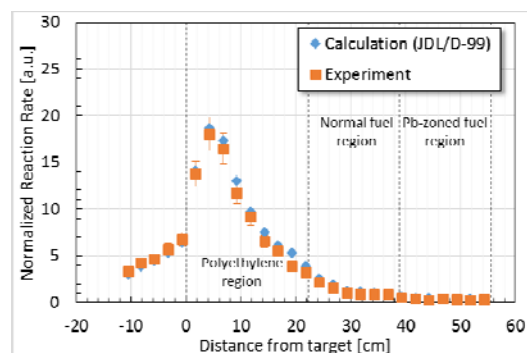
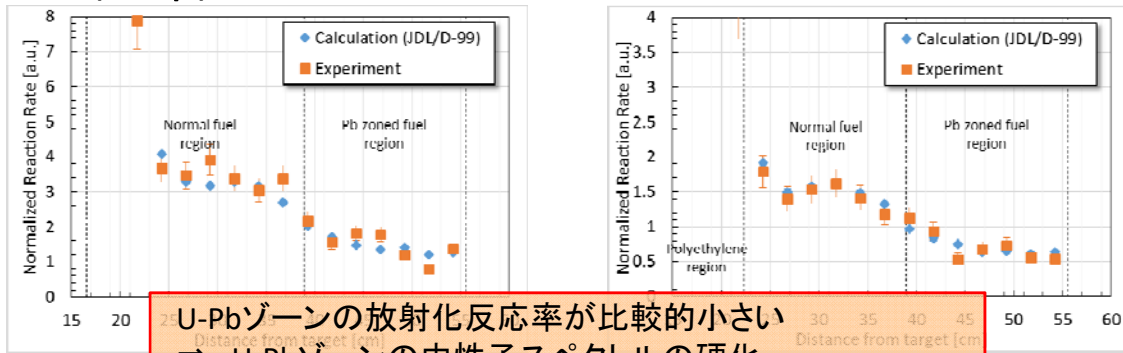


Fig. Case Dにおける反応率分布

$^{115}\text{In}(n,\gamma)$ 反応率分布の比較 (炉心)



U-Pbゾーンの放射化反応率が比較的小さい
 ⇒ U-Pbゾーンの中性子スペクトルの硬化
 炉心領域の局所的な中性子スペクトルの違いの
 影響が放射化反応率分布に反映されている

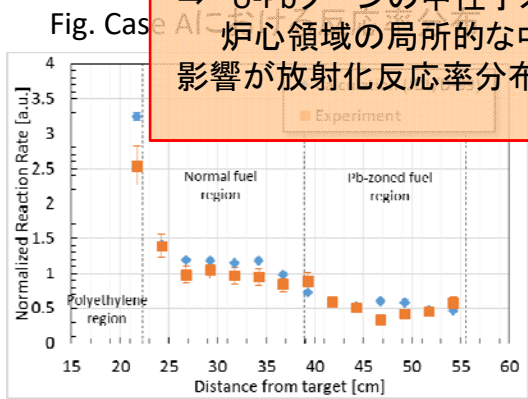


Fig. Case Cにおける反応率分布

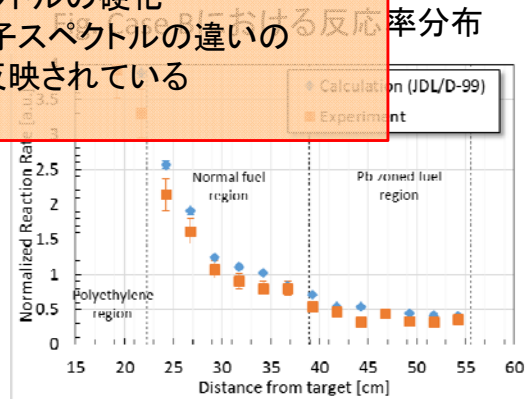


Fig. Case Dにおける反応率分布

未臨界増倍率への影響

- 領域毎に未臨界増倍率を導出
- C_f の導出手法の影響
 - 従来手法: 熱中性子領域での $^{235}\text{U}(n,f)$ と $^{115}\text{In}(n,\gamma)$ の断面積の比例関係 (≈ 0.309)
 - 実験値と計算値の不一致の程度が大きい
 - U-PEゾーンが比較的計算値に近い
 - 比較手法: $^{235}\text{U}(n,f)$ と $^{115}\text{In}(n,\gamma)$ の反応率比
 - 実験値と計算値が概ね一致
 - 燃料領域の違いに関係なく、いずれも同様の値

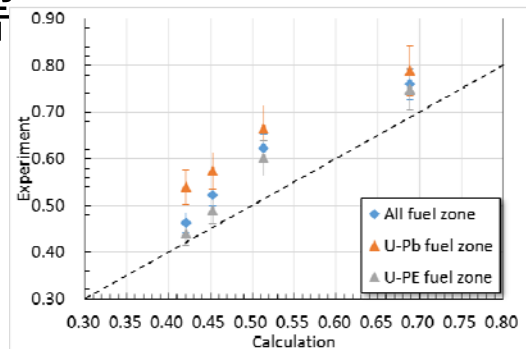


Fig. 従来手法による k_s の比較

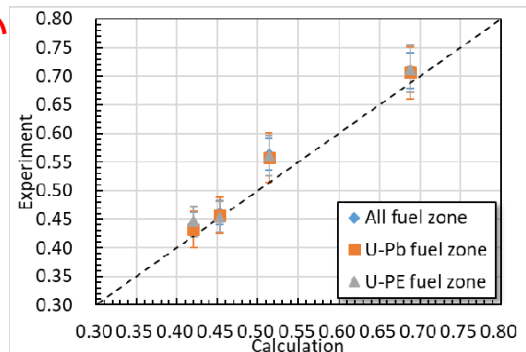


Fig. 比較手法による k_s の比較

未臨界増倍率に対する 中性子スペクトルの影響

- In線における中性子束・反応率スペクトル
 - U-Pbゾーンにおける熱中性子束が低い
 - 反応率について、2eV付近の共鳴による反応が顕著
 - 断面積の比例関係が成り立つ0.1eV以下の熱中性子による反応が支配的とはいえない
 - U-PE領域にて30~40%@In / 60~70%@U
 - U-Pb領域にて20~30%@In / 40~50%@U

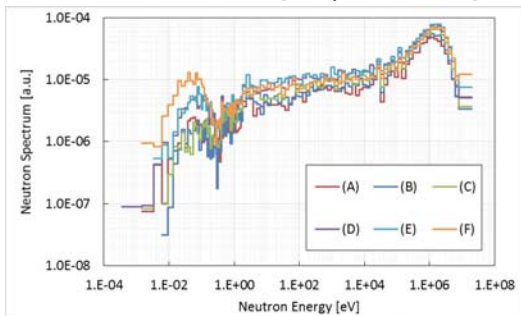


Fig. CaseAにおける中性子スペクトル

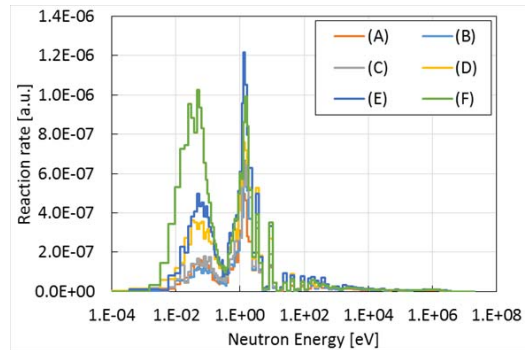
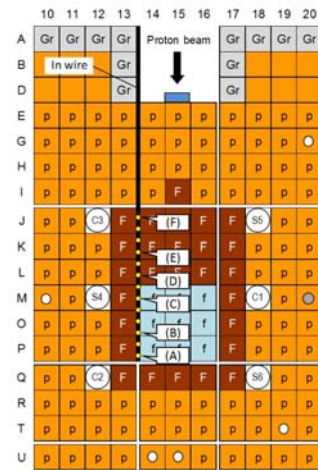


Fig. CaseAにおける $^{115}\text{In}(n,\gamma)$ の
反応率スペクトル

13

第7回炉物理専門研究会, 2018年11月27日

In ratioの導出結果

- In線の小片では $^{115}\text{In}(n,n')$ による γ 線スペクトルの検出が困難だったため、広範囲でのIn ratioを導出
 - Case B: 20サンプル分(50cm分)
 - Case C: U-Pb部 6サンプル(黄), U-PE部 7サンプル(黄緑)
 - 高速領域: $E > 0.111 \text{ MeV}$, 熱領域: $E < 5.04 \text{ eV}$ (文献[4]では $E < 0.1 \text{ eV}$)



Case B

Case C

ENDF/B-VII.1	Case B	case C (U-Pb)	case C (U-PE)	case C (All)
Calculation	$(2.54 \pm 0.03)E+2$	$(1.56 \pm 0.07)E+1$	$(3.80 \pm 0.10)E+1$	$(2.91 \pm 0.07)E+1$
Experiment	$(2.00 \pm 0.10)E+2$	$(7.91 \pm 0.66)E+0$	$(1.29 \pm 0.14)E+1$	$(1.13 \pm 0.09)E+1$
C/E	1.27 ± 0.06	1.97 ± 0.19	2.94 ± 0.34	2.57 ± 0.22

- 定性的には、熱/高速中性子比としては妥当な傾向
 - PE反射体を含むCase BでIn ratioが大きく、Case C(U-Pb)で小さな値となる
- 実験値と計算値に大きな差が存在
 - Case Cでは特に大きな隔たりが見られる

14

第7回炉物理専門研究会, 2018年11月27日

In ratioに関する考察

^{235}U fission ratio \approx

$$\frac{C_{fission}^{thermal} \int_{y_1}^{y_2} RR_{In(n,\gamma)}^{thermal}(x_0,y,z_0) dy}{C_{fission}^{fast} \int_{y_1}^{y_2} RR_{In(n,n')}^{fast}(x_0,y,z_0) dy}$$

- 計算値と実験値の不一致について、熱中性子/高速中性子の反応率を反応毎に分けて検討
 - $^{115}\text{In}(n,\gamma)$ (熱中性子が主)は、反応率分布が概ね一致のため **影響小**
 - $^{115}\text{In}(n,n')$: 高速中性子が支配的
 - **この反応に限定してC/Eを比較したところ、1を下回る結果**
 - Case B (炉心領域~PE領域の50cm分): **0.74~0.79**
 - Case C, U-Pb region: **0.53~0.56**, Case C, U-PE region: **0.36~0.38**
 - 過去のPyeonの研究^[4]において、放射化箔実験において、未臨界度が深くなるにつれてC/Eが減少する結果が得られており、測定数は少ないが同様の傾向が本研究でも得られた
 - 計算値はあくまでも20MeV以下の中性子による反応率であり、**20MeV以上の中性子による反応が寄与している可能性がある**

[4] C. H. Pyeon, et al., J. Nucl. Sci. Technol., 55(2), (2018), 190-198

結論

結論

- U-Pbゾーン炉心＋核破碎中性子源によるADS静特性実験にて反応率分布測定を実施し、測定結果を元に未臨界増倍率・In ratioの導出を行い、中性子スペクトルの影響を調査した
 - $^{115}\text{In}(n,\gamma)$ 放射化反応率分布
 - 炉心の中性子スペクトルの違いを定性的に示す分布が得られた
 - 未臨界増倍率
 - C_f の導出に従来手法(熱領域の断面積比)と比較手法(反応率比)を適用
 - 従来手法では中性子スペクトル硬化の影響により適切な未臨界増倍率の導出不可、中性子スペクトルの違いを考慮した導出が必要
 - In ratio
 - 導出した値は、定性的には適切な熱/高速中性子の比を表す数値
 - 全体的なC/Eの不一致が見られた
 - ⇒ 20MeV以上の中性子による反応の寄与を明らかにする必要がある

**KURNS REPORT OF
INSTITUTE FOR INTEGRATED
RADIATION AND NUCLEAR SCIENCE,
KYOTO UNIVERSITY**

発行所 京都大学複合原子力科学研究所

発行日 平成 30 年12月

住所 大阪府泉南郡熊取町朝代西二丁目

TEL (072) 451- 2300