

ISSN 2434-1088

KURNS-EKR-9

第8回「炉物理専門研究会」

**Proceedings of 8th Reactor Physics Workshop
(RPW2020)**

著者：卞 哲浩

Author : 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（以下、Kyoto University Critical Assembly: KUCA）で行われた共同利用実験を内外に広く公表し、その解析結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。この研究会を通して KUCA における共同利用での実験結果についての率直な意見交換を行うことで、本研究会は複合原子力科学研究所内外の研究グループと共同で行っている炉物理研究の今後の進展を議論する重要な機会となる。

炉物理研究の基礎基盤強化において、原子炉物理実験の解析に不可欠とされる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の研究成果を精査し、炉物理研究において未解決とされてい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も本研究会の目的である。他方、KUCA 以外の研究炉および臨界集合体における実験および解析結果を、本研究会に参加した研究者とともに共有し、かつ活発に議論することは、KUCA のみならず日本の原子炉物理分野の実験研究の発展に寄与すると考えられる。本研究会は、産学官の研究機関の若手研究者および学生たちが研究成果を発表する重要な機会でもある。原子炉物理の研究成果を国内で議論する機会は原子力学会および炉物理夏期セミナーなどに限られており、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、2020 年の開催はコロナ禍の影響によりリモートでの開催であったが、本研究会の開催に向けてご尽力いただいた JAEA・辻本和文氏、北海道大学・千葉豪准教授、名古屋大学・遠藤知弘准教授、大阪大学・竹田敏助教および東北大学・相澤直人助教に心より感謝申し上げます。

卞 哲浩

2020 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.

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.

Furthermore, 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 Dr. Kazufumi Tsujimoto of JAEA, Prof. Go Chiba of Hokkaido University, Prof. Tomohiro Endo of Nagoya University, Prof. Satoshi Takeda of Osaka University and Prof. Naoto Aizawa of Tohoku University, to hold this workshop.

Cheol Ho Pyeon

December 2020

Keywords:

Reactor physics, M&C, Nuclear data, KUCA

目 次

1. 核種生成量不確かさ評価における核データに想定する確率分布の影響の評価 木村遼太郎（北海道大学大学院）	1
KUCA-C 架台における推定臨界下限増倍率の妥当性確認 林 卓人（名古屋大学大学院）	
機械学習を用いた核データの評価研究 岩元大樹（JAEA）	
可燃性毒物を含む体系に対する燃焼計算手法の高度化 流石淳平（北海道大学大学院）	
2. 核熱ロケット推進用原子炉における Pu 燃料の利用 岡垣昌樹（福井大学大学院）	15
3. Research on the self-shielding calculation with a computer code based on the IGA method Matthias Nezondet（福井大学大学院）	27
4. 加速器駆動核変換システム用解析コード ADS3D の計算条件の違いに由来する影響の評価 阿部拓海（東北大学大学院）	35
5. 中性子毒物を用いた軽水炉トリウム燃料の転換比向上に向けた検討 竹石太一（大阪大学大学院）	43
固有直交分解法を用いた次元圧縮モデルによる時間依存輸送計算の高速な再現 辻田浩介（NEL）	
MCNP6.2 を用いた KUCA-C 架台の臨界性に対する数値解析 森岡洸太（京都大学大学院）	
パルス中性子源駆動下の極めて深い未臨界炉体系に対する即発中性子減衰定数測定 中嶋國弘（近畿大学大学院）	
6. Dynamic Mode Decomposition を用いた即発中性子減衰定数 α 推定手法の開発 西岡楓賀（名古屋大学大学院）	55

Contents

1. Evaluation of the effect of probability distribution assumed on nuclear data in nuclides generation uncertainty quantification (Hokkaido Univ.) Ryotaro Kimura	1
Validation of estimated criticality lower-limit multiplication factor for KUCA-C Core (Nagoya Univ.) Takuto Hayashi	
Study of nuclear data evaluation using machine learning (JAEA) Hiroki Iwamoto	
Improvement of burnup calculation methods for nuclear fuels including burnable absorbers (Hokkaido Univ.) Junpei Sasuga	
2. Study on application of reprocessed Pu to nuclear thermal propulsion reactors (Univ. of Fukui) Masaki Okagaki	15
3. Research on the self-shielding calculation with a computer code based on the IGA method (Univ. of Fukui) Matthias Nezonet	27
4. Evaluation of the effects caused by different calculation conditions in the ADS3D analysis code for accelerator-driven system (Tohoku Univ.) Takumi Abe	35
5. Study to improvement of conversion ratio of thorium fuel in LWR by adding neutron absorber (Osaka Univ.) Taichi Takeishi	43
Fast reproduction of time-dependent MOC calculations using the reduced order model based on the proper orthogonal and singular value decompositions (NEL) Kosuke Tsujita	
Numerical analysis of criticality by MCNP6.2 in the KUCA-C core (Kyoto Univ.) Kota Morioka	

Measurement of prompt neutron decay constant for an extremely deep subcritical system driven by a pulsed neutron source

(Kindai Univ.) Kunihiro Nakajima

6. Development of estimation method for prompt neutron decay constant α using dynamic mode decomposition

(Nagoya Univ.) Fuga Nishioka 55

第 8 回「炉物理専門研究会」のご案内

日時：2020 年 12 月 2 日（水）

時間：9:00 – 16:00

場所：Zoom 会議（主催：京都大学 複合原子力科学研究所）

9:00 - 9:05 開会（JAEA・辻本和文）

9:05 - 10:30 **Session I**：核データおよび不確かさ解析（北大・千葉 豪）

講演者 I-1 木村遼太郎（北大）

「核種生成量不確かさ評価における核データに想定する確率分布の影響の評価」

講演者 I-2 林 卓人（名大）

「KUCA-C 架台における推定臨界下限増倍率の妥当性確認」

講演者 I-3 岩元大樹（JAEA）

「機械学習を用いた核データの評価研究」

10:30 - 12:00 **Session II**：炉物理一般（名大・遠藤知弘）

講演者 II-1 流石淳平（北大）

「可燃性毒物を含む体系に対する燃焼計算手法の高度化」

講演者 II-2 岡垣昌樹（福井大）

「核熱ロケット推進用原子炉における Pu 燃料の利用」

講演者 II-3 Matthias Nezondet（福井大）

「Research on the self-shielding calculation with a computer code based on the IGA method」

12:00 - 13:00 休憩

13:00 - 14:30 **Session III**：数値解析（阪大・竹田 敏）

講演者 III-1 阿部拓海（東北大）

「加速器駆動核変換システム用解析コード ADS3D の計算条件の違いに由来する影響の評価」

講演者 III-2 竹石太一（阪大）

「中性子毒物を用いた軽水炉トリウム燃料の転換比向上に向けた検討」

講演者 III-3 辻田浩介（NEL）

「固有直交分解法を用いた次元圧縮モデルによる時間依存輸送計算の高速な再現」

14:30 - 16:00 **Session IV**：炉物理実験（東北大・相澤直人）

講演者 IV-1 森岡洸太（京大）

「MCNP6.2 を用いた KUCA-C 架台の臨界性に対する数値解析」

講演者 IV-2 中嶋國弘 (近大)

「パルス中性子源駆動下の極めて深い未臨界炉体系に対する即発中性子減衰定数測定」

講演者 IV-3 西岡楓賀 (名大)

「Dynamic Mode Decomposition を用いた即発中性子減衰定数 α 推定手法の開発」

16:00 閉会 (京大複合研・卞 哲浩)

核種生成量不確かさ評価における核データに想定する確率分布の影響の評価

Evaluation of the effect of probability distribution assumed on nuclear data
in nuclides generation uncertainty quantification

*木村 遼太郎, 千葉 豪

北海道大学

半減期に対数正規分布を想定して核種生成量不確かさ評価を行う。その不確かさ評価結果と正規分布を想定した場合の結果を統計量に着目し比較を行い、想定する確率分布の差異が不確かさ評価結果に与える影響について明らかにする。

キーワード：半減期, 対数正規分布

1. 背景と目的：核データの不確かさの情報は評価済み核データファイルには共分散データのみが定義されており、核データが従う確率分布は明示されていない。一般的には最大エントロピーの原理より正規分布が想定されているが、正規分布を想定したランダムサンプリングでは不確かさが大きいと物理的にあり得ない負値が出現する問題があるなど、想定する確率分布ごとに特有の問題がある。そのため炉物理パラメータの不確かさ評価においては核データに想定すべき確率分布には任意性が存在する。そこで想定する確率分布を変更した場合、不確かさ評価結果がどのように変化するか統計量に着目することで定量的に比較し、核データに想定する確率分布が核種生成量の計算値に与える影響を明らかにする。

2. 解析手法：正規分布と比較する確率分布として対数正規分布[1]を用いた。燃焼計算において半減期の不確かさに、正規分布を想定する場合と対数正規分布を想定する場合の2ケースでランダムサンプリングを行った。2つの核種生成量の不確かさ評価結果を比較し差異とその原因について明らかにすることで、想定する確率分布の差異が核種生成量の不確かさに与える影響について評価した。本研究において燃焼計算や核種数密度の出力は当研究室で開発中の汎用炉物理解析コードCBZを用いて行った。また対象とする体系は濃縮度4.1%の酸化ウラン燃料軽水炉の無限配列単ピンセルモデルとした。

3. 結果：半減期に正規分布を想定した場合（負値は許容する）と対数正規分布を想定した場合の45GWd/tでの核種数密度の歪度の値の比較をFig.1に示す。対数正規分布を想定した場合、一部の核種で歪度が減少し、尖度についても同様の差異がみられた。差異がみられた核種はEu-151、Eu-152、Gd-152、Gd-153の4核種であり、これら4核種のうちEu-151を除いた3核種は分裂片として直接生じるほかにEu-151を起

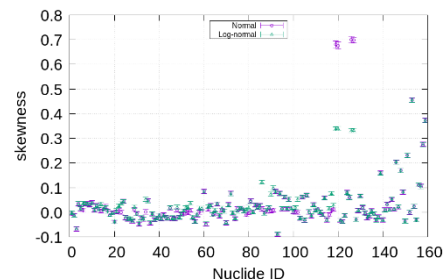


Fig1. Difference of skewness

点とする(n, γ)反応や核壊変によって生じる割合が大きい。そのため、Eu-151を除いた3核種はEu-151の変化に追従していると考えられる。Eu-151は主に核分裂とSm-151の β 崩壊によって生じている。本研究では不確かさは半減期のみを考慮しているため、核分裂による影響は無視できるものとして考えると、Eu-151の核種生成量はSm-151の半減期の逆数と考えることができ、また対数正規分布は正規分布と比較すると歪度と尖度は増加する。そのため半減期に対数正規分布を想定した場合、逆数となる核種生成量は尖度と歪度が減少する。差異がみられた4つの核種は正規分布を想定した場合、半減期と核種数密度の非線形性により尖度と歪度が大きいいため、「尖度と歪度の減少」という影響をより大きく受けるのではないかと考えられる。

参考文献：[1]Sébastien Lahaye, "Transformation of correlation coefficients between normal and lognormal distribution and implication for nuclear application" Service d'études des réacteurs et de mathématiques appliquées (SERMA), CEA, Université Paris-Saclay (2018)

謝辞 本研究は原子力規制庁の委託事業の成果である。

*Ryotaro Kimura, Go Chiba

Hokkaido Univ.

Roko

北海道大学原子炉工学研究室

核種生成量不確かさ評価における核データに 想定する確率分布の影響の評価

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

木村 遼太郎、千葉 豪

2020/12/02

研究背景

Roko
北海道大学原子炉工学研究室

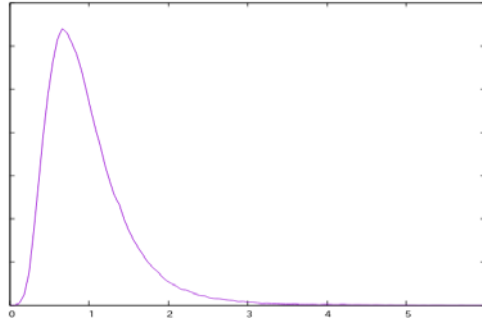
- 核データの不確かさの情報は評価済み核データファイルには共分散データのみが定義されており、核データが従う確率分布は明示されていない。
- そのため核データの不確かさに起因する燃焼後組成の不確かさ評価のためのランダムサンプリングでは、一般的に最大エントロピーの原理より正規分布が想定されている。

- 核データの標準偏差が大きい場合には、想定する確率分布の違いが炉物理パラメータの不確かさに大きく影響する。
- 例えば正規分布を想定したランダムサンプリングでは標準偏差が大きい場合、物理的にあり得ない負値が出現する問題がある。
- 以上より炉物理パラメータの不確かさ評価においては核データに想定すべき確率分布には任意性が存在する。

- 核データに想定する確率分布の任意性が炉物理計算における不確かさ評価結果にどの程度の影響を及ぼすか定量的な評価を行いたい。
- そこで負値が検出されない確率分布である対数正規分布や切断正規分布を想定してランダムサンプリングを行い、その結果を正規分布を想定した場合の結果と比較し、核データに想定する確率分布の違いが核種生成量の不確かさ評価結果に与える影響に関する知見を得る。

対数正規分布とは

- 確率分布の一種で、この分布に従う確率変数の対数が正規分布に従うことから名づけられたものであり、右に裾の広がった形をしている。
- そのため正規分布と比較すると歪度と尖度が大きい。



平均値：1、標準偏差：1の対数正規分布の図

対数正規分布の作成手法

- 対数正規分布を考える場合、基の確率変数 X の平均値と標準偏差のほかに、確率変数の対数 Y が従う正規分布の平均値と標準偏差も考える必要がある。
- X の平均値を μ 、標準偏差を σ としたとき、対数 $Y = \log X$ が従う正規分布の平均値 m と標準偏差 s は以下のように表される。

$$m = \log \mu - \frac{1}{2} \log \left(1 + \frac{\sigma^2}{\mu^2} \right)$$

$$s = \sqrt{\log \left(1 + \frac{\sigma^2}{\mu^2} \right)}$$

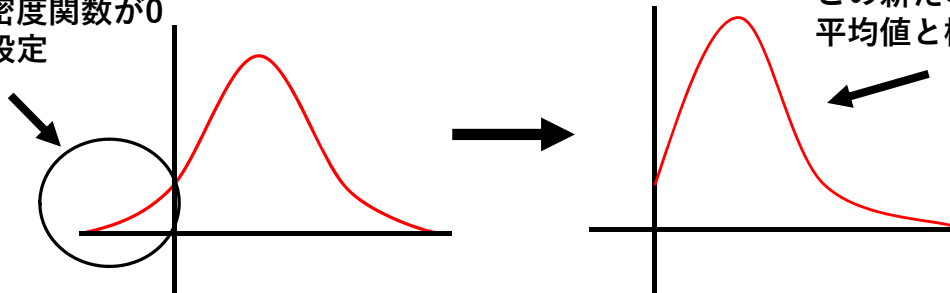
対数正規分布の確率密度関数

- 対数正規分布に従う確率変数を X 、その対数を $Y = \log X$ とすると、 Y は正規分布に従うため負の値をとりうるが、基の確率変数は $X = e^Y$ となるため負の領域では確率密度関数は0になる。
- そのため、対数正規分布に従う確率変数は標準偏差の大きさによらず常に正の値をとることが保証されている。

切断正規分布とは

- 正規分布と形状はほぼ同一だが確率変数 x の定義域が決まっている確率分布。
- 本研究では下限を0と設定することで、切断正規分布に従う確率変数 x の値が常に正の値になることを保証している。

負値では確率密度関数が0になるように設定



この新たな確率分布が目的の
平均値と標準偏差を持つ

切断正規分布の作成手法

- 目的とする確率分布の平均値を μ 、標準偏差を σ とする。この時、以下の式を満たすような新たな平均値 $\tilde{\mu}$ 、標準偏差 $\tilde{\sigma}$ を算出する。 [1]

$$\tilde{\mu} = \frac{\mu^2 + \sigma^2 - \tilde{\sigma}^2}{\mu}$$

- この平均値 $\tilde{\mu}$ 、標準偏差 $\tilde{\sigma}$ を持つ正規分布を作成し、0以下の値を棄却することで平均値 μ 、標準偏差 σ をもつ切断正規分布に従う確率変数を得ることができる。

[1] Sébastien Lahaye "Transformation of correlation coefficients between normal and lognormal distribution and implication for nuclear application" Service d'études des réacteurs et de mathématiques appliquées (SERMA), CEA, Université Paris-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France (2018)

切断正規分布の確率密度関数

- 切断正規分布の確率密度関数は以下の式のようにあらわされる。 [1]

$$p(x) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\tilde{\sigma}\beta} e^{-\frac{(x-\tilde{\mu})^2}{2\tilde{\sigma}^2}} & (x > 0) \\ 0 & (x < 0) \end{cases}$$

なお、式 $p(x)$ 中における β は以下の式で算出される。

$$\beta = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\tilde{\mu}\sqrt{2}}{\tilde{\sigma}} \right) \right)$$

[1] Sébastien Lahaye "Transformation of correlation coefficients between normal and lognormal distribution and implication for nuclear application" Service d'études des réacteurs et de mathématiques appliquées (SERMA), CEA, Université Paris-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France (2018)

切断正規分布の問題点

- 不確かさに切断正規分布を想定する場合、
相対標準偏差が0.75以上になると0以上の値
を得るための計算コストが大きくなる。
- そのため、これまでは標準偏差が定義され
てない場合、相対標準偏差を1.0としていた
が、本検討においては0.7とにおいて計算して
いる。

$\frac{\sigma}{\mu}$	Modified Gaussian law		
	$\frac{\bar{\sigma}}{\bar{\mu}}$	$\frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}}$	$\frac{\bar{\sigma}}{\bar{\mu}}$
0.00	0.00	1	0.00
0.05	0.05	1	0.05
0.1	0.1	1	0.1
0.15	0.15	1	0.15
0.2	0.20000	1	0.200001
0.25	0.25007	0.99997	0.25008
0.3	0.30080	0.99952	0.30095
0.35	0.35378	0.99734	0.35472
0.4	0.41117	0.99094	0.41493
0.45	0.47535	0.97655	0.48676
0.5	0.54897	0.94864	0.57869
0.55	0.63526	0.89895	0.70666
0.6	0.73845	0.81469	0.90641
0.65	0.86452	0.67510	1.28059
0.7	1.02249	0.44452	2.30025
0.75	1.22698	0.057029	21.5150
0.8	1.50413	-0.62242	-2.41659
0.85	1.90733	-1.91541	-0.99578
0.9	2.57152	-4.80274	-0.53543
0.95	4.01884	-14.2486	-0.28205
1	7.68560	-57.0684	-0.13467

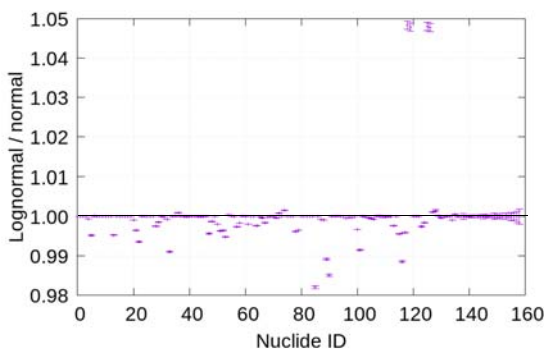
計算・比較における条件

- 本研究では酸化ウラン燃料(濃縮度4.1%)を装荷した加圧水型
軽水炉を無限配列単ピンセルモデルとして考えた。
- 燃焼度は45GWD/tとした。
- ピンセルの境界条件は等方反射、燃料半径は0.412cm、ピン
ピッチは1.247cm、線出力は179W/cmと設定した。

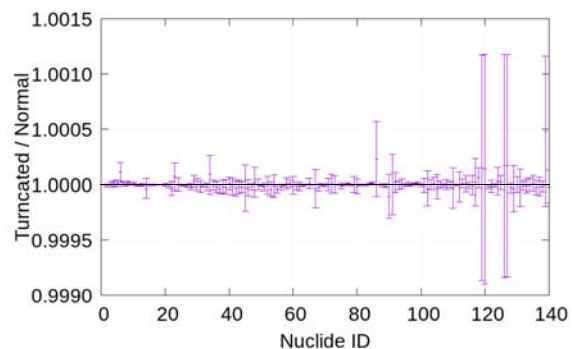
- 本研究では半減期に正規分布・対数正規分布・切断正規分布を想定してランダムサンプリングを行い、それぞれの核種数密度の不確かさ評価結果を比較する。
- 平均値、標準偏差は核種ごとに値のオーダーが大きく異なる。そのため対数正規分布と切断正規分布を想定した場合の不確かさ評価結果をそれぞれ正規分布を想定した場合の不確かさ評価結果で除した比を示す。
- 歪度、尖度は計算により得た値をそのまま比較する。

計算結果(平均値)

- 対数正規分布を想定した場合のみ、正規分布と比較するとEu-151、Eu-152、Gd-152、Gd-153において平均値は増加していた。



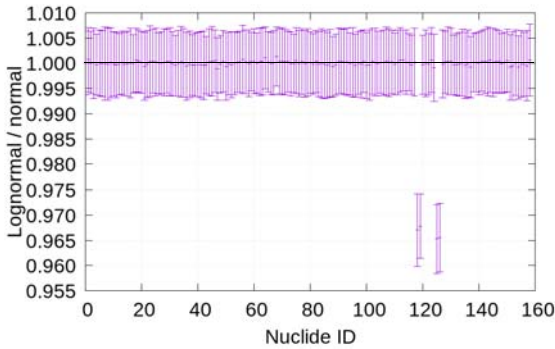
対数正規分布を想定した場合の平均値の比



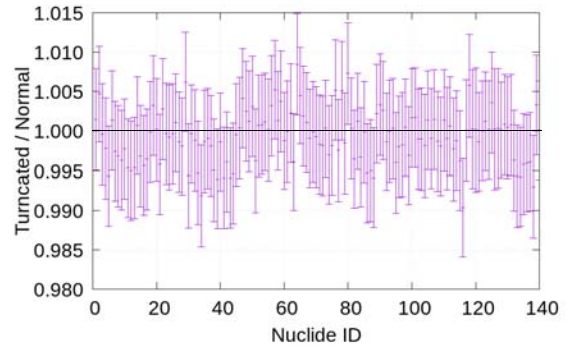
切断正規分布を想定した場合の平均値の比

計算結果 (標準偏差)

- 対数正規分布を想定した場合のみ、Eu-151、Eu-152、Gd-152、Gd-153において標準偏差は減少していた。



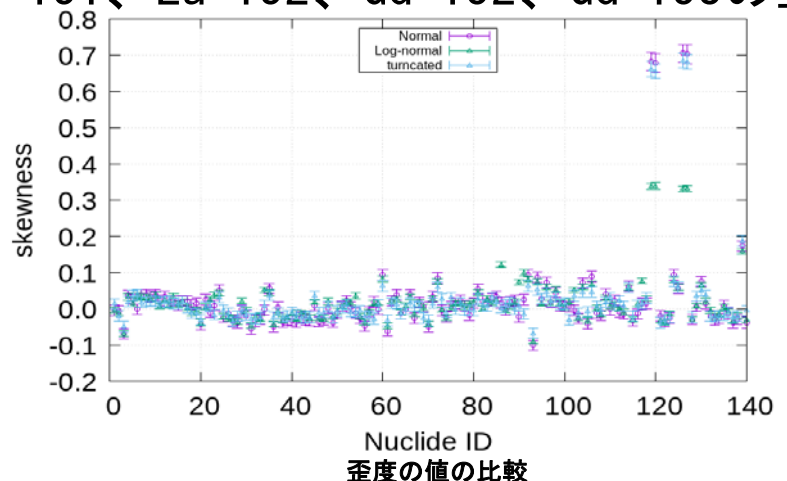
対数正規分布を想定した場合の標準偏差の比



切断正規分布を想定した場合の標準偏差の比

計算結果 (歪度)

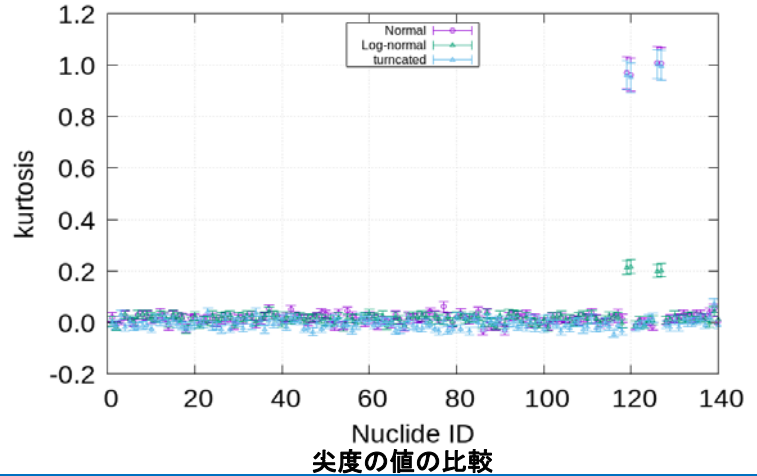
- 正規分布を想定した場合に比べ、対数正規分布と切断正規分布を想定した場合は、Eu-151、Eu-152、Gd-152、Gd-153の歪度が減少していた。



歪度の値の比較

計算結果(尖度)

- 歪度と同様に対数正規分布と切断正規分布を想定した場合、Eu-151、Eu-152、Gd-152、Gd-153の尖度が減少していた。



計算結果のまとめ

- 半減期に対数正規分布と切断正規分布を想定した場合、正規分布を想定した場合とくらべると、核種数密度の平均値は増加し、標準偏差・歪度・尖度は減少している。
- 歪度と尖度が減少して0に近づいているのは、半減期に対数正規分布や切断正規分布を想定してランダムサンプリングを行った場合の方が、核種数密度の頻度分布は正規分布に近い分布になることを意味している。

- Eu-152、Gd-152、Gd-153は核分裂連鎖反応において、分裂片として直接生じるほかにEu-151を起点とする核壊変によって生じる割合が大きい。そのためEu-152、Gd-152、Gd-153の3核種についてはEu-151の変化に追従していると考えられる。
- Eu-151は主に核分裂とSm-151の β 崩壊によって生じている。本研究では不確かさは半減期のみを考慮しているため、核分裂による影響は無視できるものとして考える。

- Sm-151の半減期を $T_{1/2}$ とするとt秒後のSm-151の原子数 $N(t)$ は初期原子数を N_0 とすると下式で表される。

$$N(t) = N_0 e^{-t \frac{\ln 2}{T_{1/2}}}$$

そのためt秒後に生成するEu-151の原子数を $N_{\text{Eu-151}}$ とすると

$$N_{\text{Eu-151}}(t) = N_0 \left(1 - e^{-t \frac{\ln 2}{T_{1/2}}} \right)$$

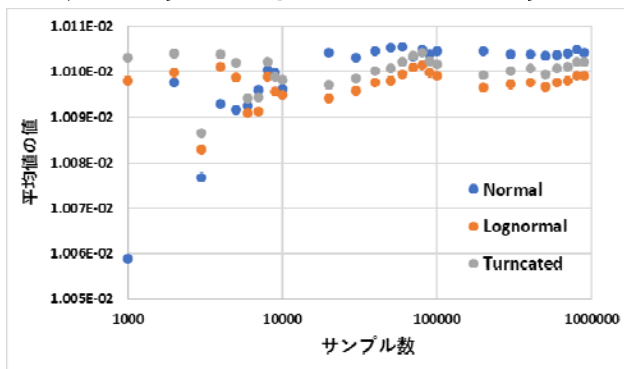
となる。

- ここで、Sm-151の半減期は約90年であり、燃焼の期間と比べて長い、すなわち $t \ll T_{\frac{1}{2}}$ であることを考慮して $N_{\text{Eu-151}}$ をテーラー展開すると下式のように記述できる。

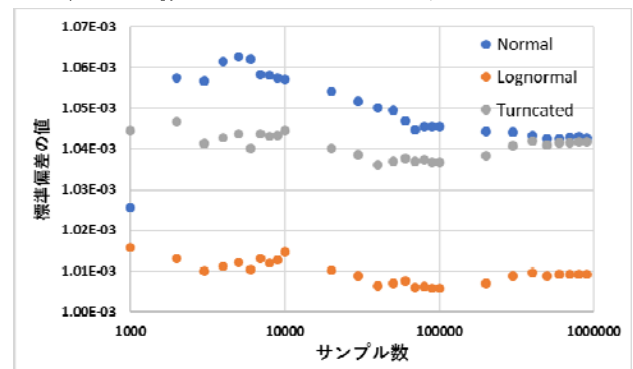
$$N_{\text{Eu-151}}(t) = N_0 \frac{\ln 2}{T_{\frac{1}{2}}} t$$

- そのため $N_{\text{Eu-151}}(t)$ は $T_{\frac{1}{2}}$ の逆数であるといえる。
- このEu-151の核種数密度はSm-151の半減期の逆数であることが傾向の原因ではないかと推測した。

- そこでサンプル数を1000~900000の間で変化させながら、平均値100、標準偏差10(相対標準偏差=0.1)をもつ正規分布・対数正規分布・切断正規分布の逆数の統計量の比較を行った。

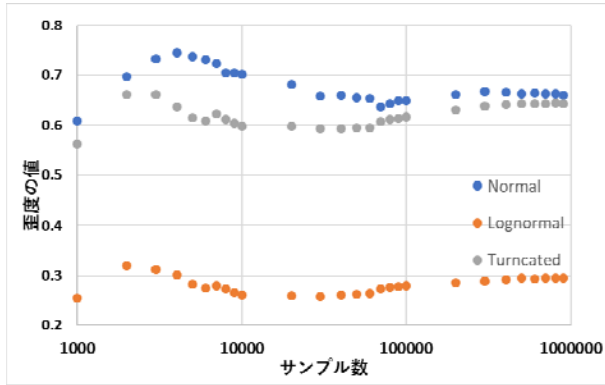


平均値の値の比較

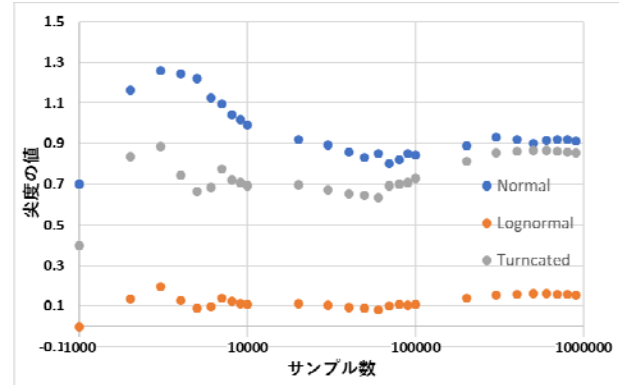


標準偏差の値の比較

- 歪度と尖度については正規分布の逆数が一番大きく、次いで切断正規分布の逆数、最少は対数正規分布の逆数となる。



歪度の値の比較



尖度の値の比較

- それぞれの確率分布の逆数は核種数密度の結果とほとんど同様の結果であった。
- そのためEu-151の核種数密度の傾向についてはSm-151の半減期の逆数であること原因であると考えられる。

- 核データに想定する確率分布の違いが核種生成量の不確かさ評価結果に与える影響について知見を得るため半減期に正規分布・対数正規分布・切断正規分布を想定してランダムサンプリングを行い、核種数密度の不確かさ評価結果を比較した。
- Eu-151、Eu-152、Gd-152、Gd-153にて有意な差異がみられた。
- Eu-151については、Eu-151の核種数密度がSm-151の半減期の逆数であることが差異の原因だと考えられる。その他3核種についてはEu-151の変化に追従しているのだと考えられる。
- なお平均値については現在調査中である

核熱ロケット推進用原子炉における再処理 Pu の利用

Study on Application of Reprocessed Pu to Nuclear Thermal Propulsion Reactors

*岡垣 昌樹¹, ファン=ローイエン ウィレム¹

¹福井大学

抄録

核熱ロケット推進は、次世代の推進機関として開発が進められている。本研究では、燃料に再処理 Pu を利用することによる性能への影響を調査するため、燃料を変更した3つのモデルを作成し、SCALE コードシステムを用いて解析した。そして、その結果を基に再処理 Pu を用いたモデルに最適化を行った。

キーワード: 核熱ロケット, 核熱推進, SULEU, 再処理 Pu

1. 緒言

核熱ロケット推進の燃料として高濃縮 U 燃料が過去に使用されていたが、核保障の観点から低濃縮 U 燃料の使用が望まれている。そして日本のような非核兵器保有国では低濃縮 U 燃料の使用は絶対である。しかし、低濃縮 U 燃料では、性能の低下は免れない。そこで、現在提案されている低濃縮 U 燃料モデルに再処理 Pu を利用することによる性能への影響を解析し、最適化を行うことで、利用の可能性を探る。

2. 解析

SULEU model^[1] を基にした体系に解析を実施した。解析には、一次元決定論的計算コードを用いるために体系を多層円筒状に再定義したモデルを製作し、それを基にして燃料に再処理 Pu を混合したモデルと再処理 Pu-U 燃料を使用したモデルを製作した。一次元決定論的計算コードは、SCALE code system の XSDRNPM を使用し、KENO-VI も原子炉のデータ取得に使用した。本研究では、燃料-減速材比や温度、冷却材流量が実効増倍率に与える影響および制御棒価値、実効遅発中性子割合などを解析し、最適化を図った。

3. 結果

Fig. 1 は、3つのモデルにおける燃料-減速材比率を変更した際の実効増倍率を示している。これより、元のモデルは既に最適化が完了していることが確認でき、再処理 Pu を用いた体系では、中性子の減速が不足しており、減速材比を高めることで実効増倍率の最適化が可能である。その他に中性子エネルギー分布や「解析」の項で述べた事項の結果を得ることができ、それらを用いて最適化を実施した。

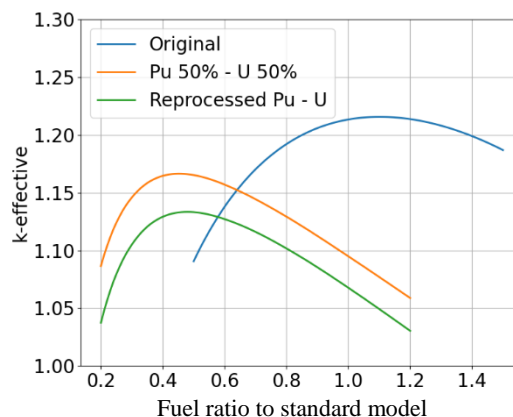


Fig. 1: k_{eff} to Fuel-Moderator ratio

4. 結言

本研究では、各モデルにおける燃料-減速材比と温度、冷却材流量による影響および制御棒価値、実効遅発中性子割合を解析し、最適化を行った。結果として設計の改良により再処理 Pu を利用した体系を利用できる可能性が見いだされた。今後は他の項目を解析することで、さらに詳細な解析および最適化を実施していく。

参考文献

[1] P. F. Venneri, Y. Kim, P. Husemeyer and S. Howe. Development of the 900 Second Specific Impulse Carbide Low Enriched Uranium Nuclear Thermal Rocket. PHYSOR 2014. on CD-ROM

* Masaki Okagaki¹ and Willem F.G. van Rooijen¹

¹University of Fukui

核熱ロケット推進用原子炉 における 再処理プルトニウムの利用

* 岡垣 昌樹¹ ; Van Rooijen, W.F.G.²

- 1: 福井大学 原子力・エネルギー安全工学専攻
2: 福井大学附属国際原子力工学研究所

1

目次

1. 背景・目的
2. 核熱ロケット推進
3. 解析
4. 結果・考察
5. まとめ・今後

2

背景・目的

核熱ロケット推進

深宇宙探査に用いる次世代推進機関として研究

核保障の問題により、既存の高濃縮 U 燃料の使用が難しい



代替として低濃縮 U 燃料の体系が考えられる。
しかし、理論的には性能が低下する。

核分裂性核種比の高い再処理 Pu の利用を検討

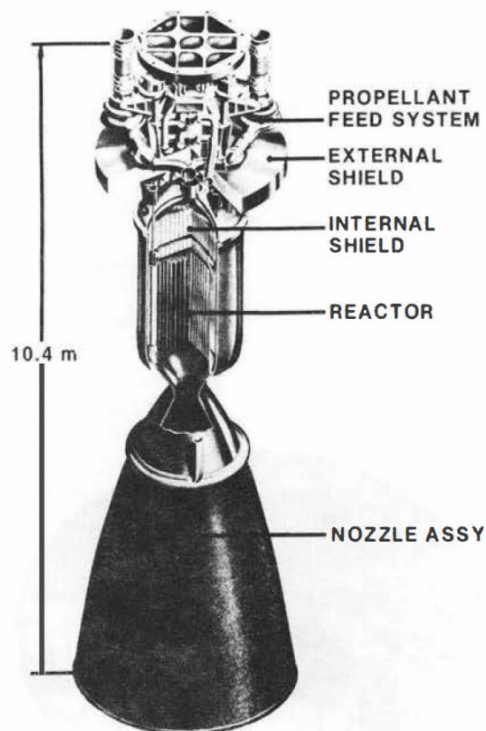
低濃縮 U・再処理 Pu 混合燃料の
性能を調査し、利用の可能性を探る。

3

核熱ロケット推進

NTP: Nuclear Thermal Propulsion

- 原子炉によって加熱された推進剤を噴射することで推力を得るロケット
- 高温ガス炉の類縁
- 1950年代から研究されている推進方式
 - Rover / NERVA (USA)
 - РД-0410 (CCCP)



引用 "Koenig, D. R., Experience Gained from the Space Nuclear Rocket Program (Rover). Los Alamos National Laboratory, 1983, 57 p. (LA-10062-H)"

核熱ロケット推進

化学ロケット



燃焼反応を利用

推進剤 燃焼物 (e.g. H₂O)

比推力 約 **400 sec**

核熱ロケット



核分裂反応を利用

推進剤 冷却材 (H₂)

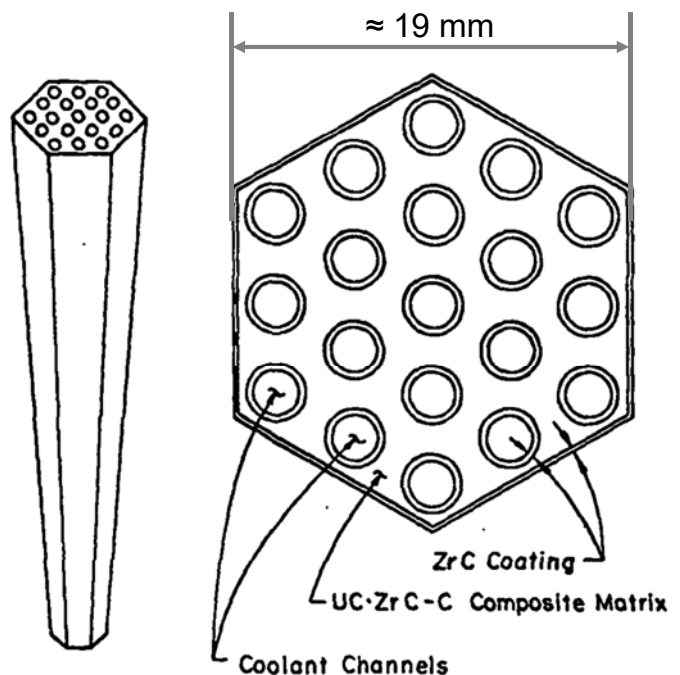
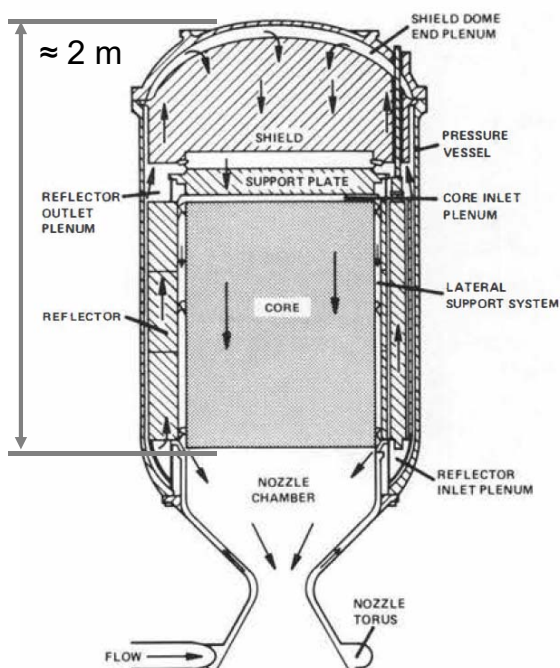
比推力 約 **900 sec**

比推力： $I_{sp} = \frac{1}{g_c} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{R_u}{mw} T_c \left(1 - \frac{T_a}{T_c}\right)}$

↑ 推進剤の分子量

軽い分子量の
推進剤が良い

核熱ロケット推進



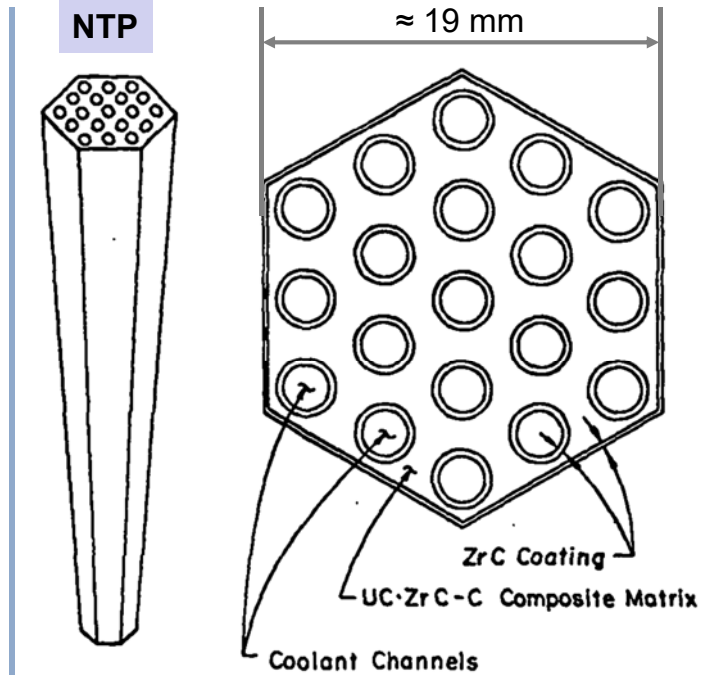
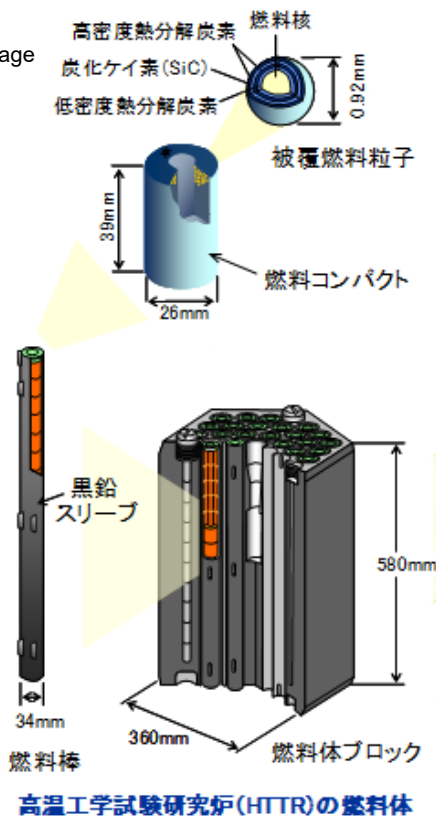
引用 "Koenig, D. R., Experience Gained from the Space Nuclear Rocket Program (Rover). Los Alamos National Laboratory, 1983, 57 p. (LA-10062-H)"

引用 "Lyon, L. L., Performance of (U,Zr)C-Graphite (Composite) and of (U,Zr)C (Carbide) Fuel Elements in the Nuclear Furnace 1 Test Reactor. Los Alamos National Laboratory, 1973, 63 p. (LA-5398-MS)"

核熱ロケット推進

引用
JAEA WebPage

高温工学試験炉



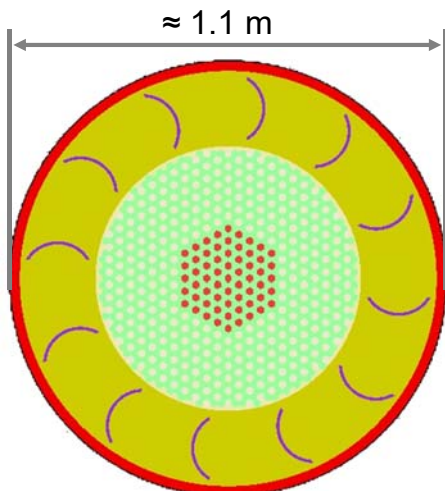
引用 "Lyon, L. L., Performance of (U,Zr)C-Graphite (Composite) and of (U,Zr)C (Carbide) Fuel Elements in the Nuclear Furnace 1 Test Reactor. Los Alamos National Laboratory, 1973, 63 p. (LA-5398-MS)"

解析

SULEU: Superb Use of Low Enriched Uranium

KAIST (韓国科学技術院) が提唱する低濃縮 U 燃料を使用した体系

U - 235 濃縮率: 20%



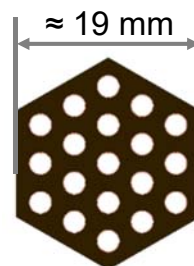
Cross section of SULEU model

炉心 **燃料 : 減速材 = 1 : 2**

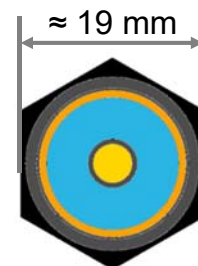
- 燃料要素: (U, Zr)C - C
- 減速要素: $ZrH_{1.8}$ を含む複合材

反射材と制御筒

- 炉心を囲む Be 反射材
- 反射材中に B_4C 制御筒



Fuel element



Moderator element

解析

低濃縮 U 燃料に再処理 Pu を添加した体系

SULEU で使用する U-235 濃縮 20% の低濃縮 U 燃料に再処理 Pu を添加し、原子炉の特性を解析

なぜ再処理 Pu ?

- ✓ 低濃縮 U と比べて核分裂性核種比が高い
- ✓ 兵器級 Pu と比べて核保障に係る対応が容易

表 1. 再処理 Pu の核種比率

Pu	238	239	240	241	242
%	2.3	55.3	23.6	12.5	6.3

日本原子力学会『核燃料サイクル』より

表 2. それぞれの核分裂性核種比

	核分裂性核種比
低濃縮 U	0.20
再処理 Pu	0.68
50% 混合	0.44

解析

低濃縮 U 燃料に再処理 Pu を添加した体系

解析項目

1. 実効増倍率
 - a. 再処理 Pu 燃料の混合比
 - b. 燃料・減速材比
 - c. 温度影響
 - d. 冷却材流量
 2. 出力分布
 3. 遅発中性子割合
 4. 制御棒価値
- XPROC
XSDRNPM
- CSAS6
KENO-VI
- XPROC
XSDRNPM

解析

SCALE code system

原子力分野での様々な計算が可能なモジュールを擁する
統合計算コード群

機能

- 統合 UI
- 複合計算
- 可視化
- 検証と確認

計算

- 核データ
- 炉物理
- 臨界安全
- 放射線遮蔽
- 不確かさ

使用モジュール

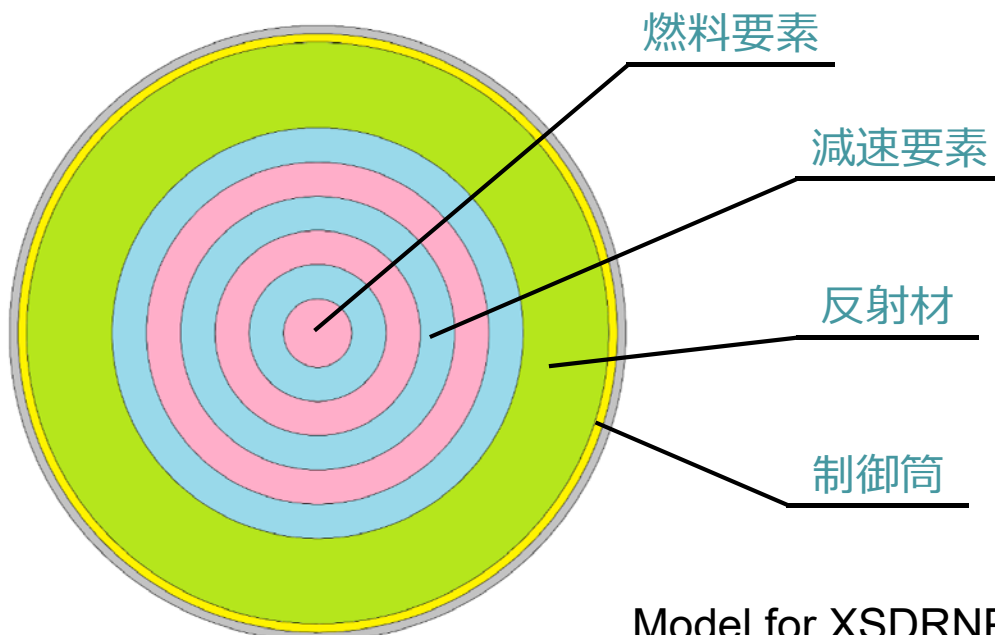
XSPROC & XSDRNPM : 一次元離散座標中性子輸送計算

CSAS6 = KENO-VI : モンテカルロ中性子輸送計算

11

解析

一次元計算コード用 SULEU モデル
(多層円筒体系)



12

結果・考察

低濃縮 U 燃料に再処理 Pu を添加した体系

実効増倍率は減少

再処理 Pu の吸収が大きく影響しているのが分かる。
炭素により共鳴域にいる中性子数が大きくなり、
吸収されやすくなっている。

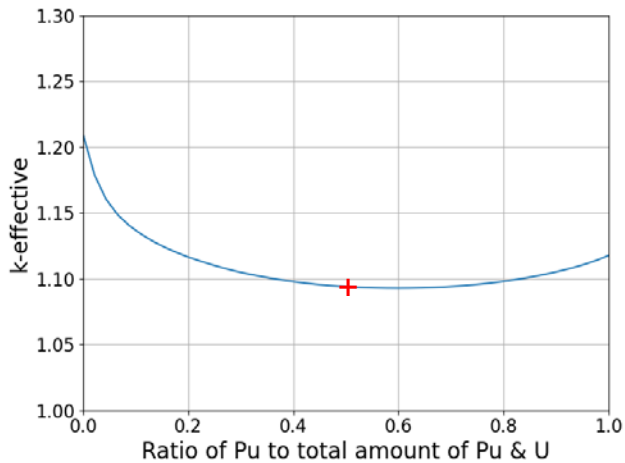


図 1a. 体系に再処理 Pu を追加した時の実効増倍率

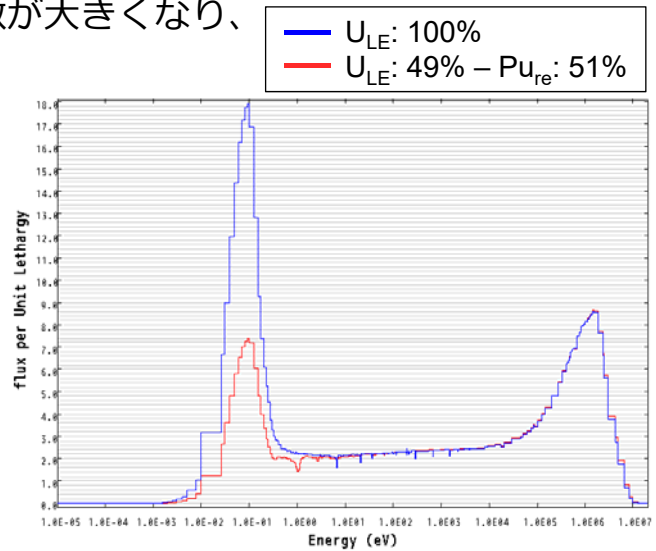
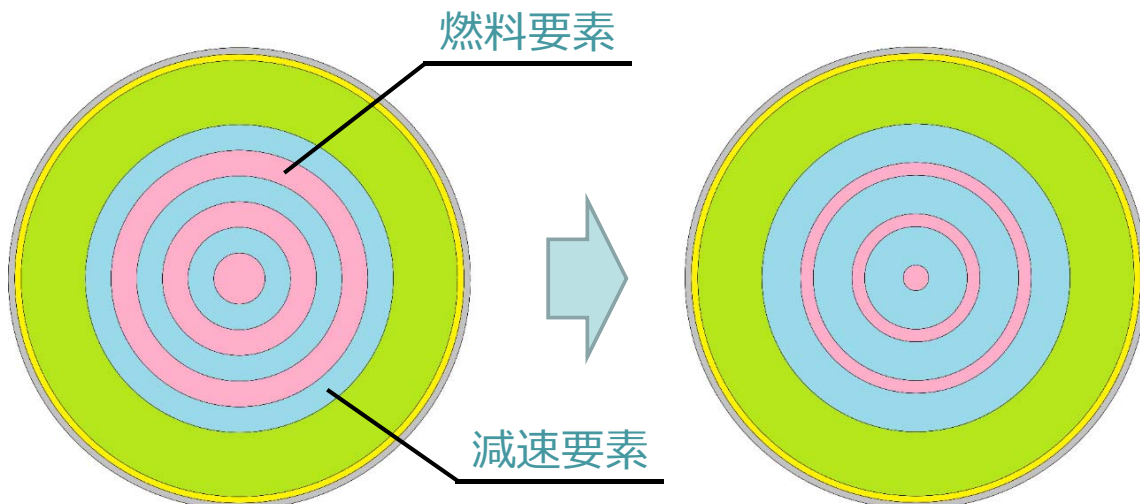


図 1b. 体系における中性子束分布 ¹³

結果・考察

低濃縮 U 燃料に再処理 Pu を添加した体系 (50%混合) 体積が一定で燃料要素と減速要素の体積比を変えた影響



体系の体積をそのままに燃料要素と減速要素の比を変える。

結果・考察

低濃縮 U 燃料に再処理 Pu を添加した体系 (50%混合) 体積が一定で燃料要素と減速要素の体積比を変えた影響

燃料を4割強まで減らせば最も実効増倍率が良い。

— 燃料要素 1.30
— 燃料要素 1.00
— 燃料要素 0.70

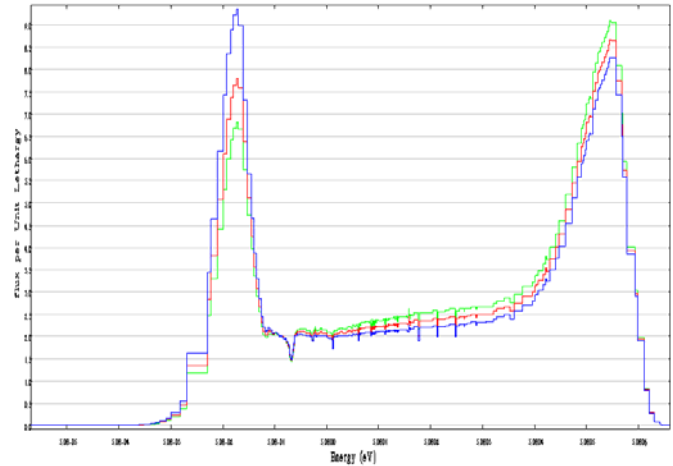
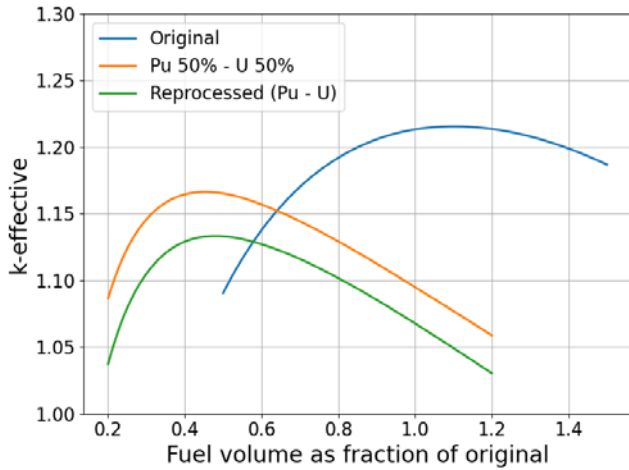
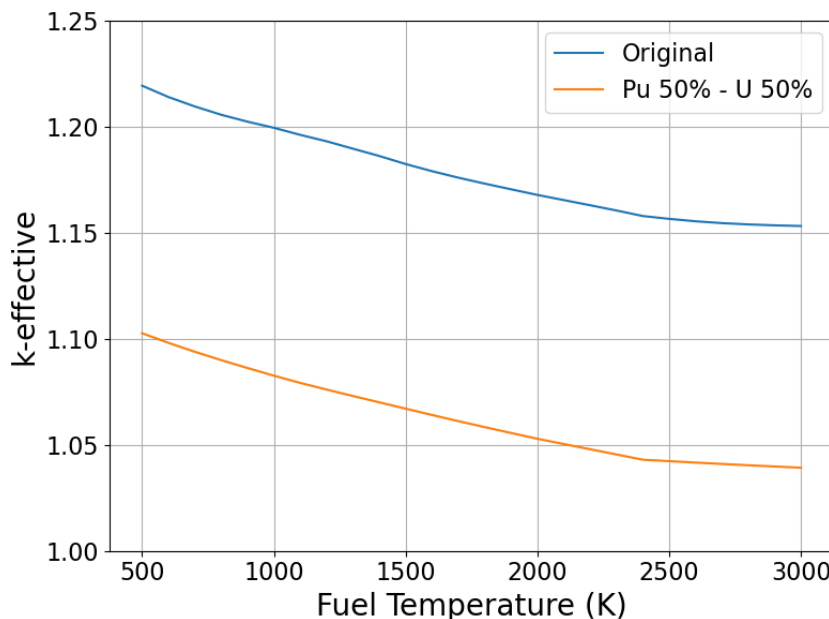


図 2a. 一定体積の体系で燃料要素と減速要素の体積比を変えた時の実効増倍率

図 2b. Pu 50% - U 50% 体系における中性子束分布

結果・考察

低濃縮 U 燃料に再処理 Pu を添加した体系 (50%混合) 温度の変化による影響



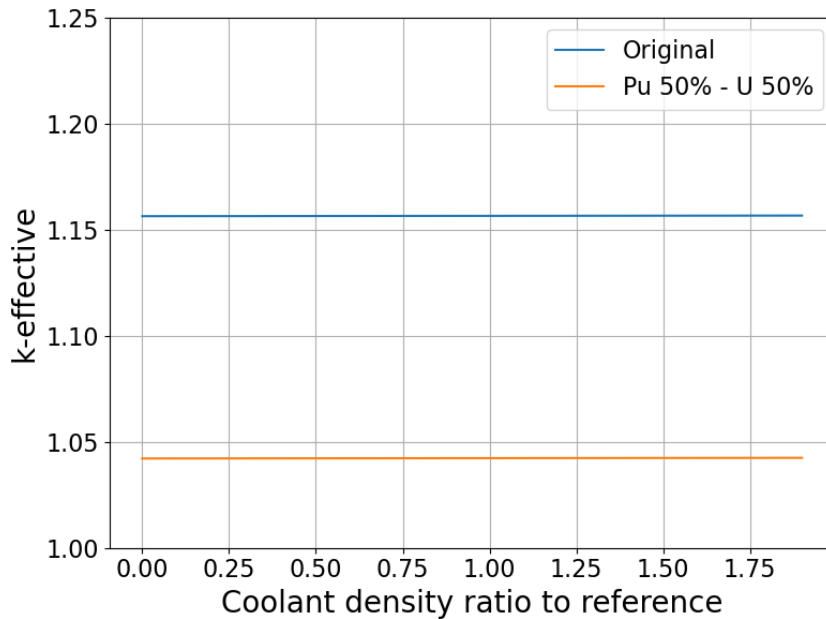
受ける影響は、
ほぼ同じである。

しかしながら、再処理 Pu を利用した体系は、実効増倍率の値が小さいため、臨界の維持に大きな影響を与える。

図 3. 各温度における実効増倍率

結果・考察

低濃縮 U 燃料に再処理 Pu を添加した体系 (50%混合)
 冷却材流量 (水素ガス) の変化による影響



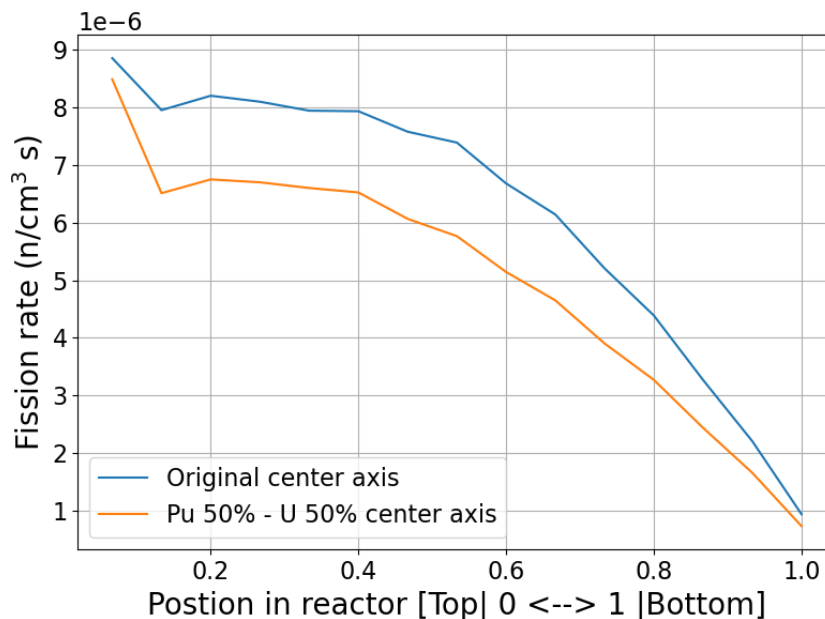
受ける影響は、
ほぼ同じである。

双方とも、冷却材流量による実効増倍率への大きな影響は認められない。

図 4. 各冷却材流量における実効増倍率

結果・考察

低濃縮 U 燃料に再処理 Pu を添加した体系 (50%混合)
 出力分布



構造として、
 ◆ 上部に反射体あり
 ◆ 下部に構造材無し

温度は、
 ◆ 上部が低く
 ◆ 下部が高い

その為、出力分布 (核分裂反応率) は、
上部が高く
下部が低い

図 5. 円柱軸の位置における実効増倍率

結果・考察

低濃縮 U 燃料に再処理 Pu を添加した体系 (50%混合) 遅発中性子割合・制御筒価値の調査

表 3. 各核種における規格化核分裂比と遅発中性子割合

	U-235	U-238	Pu-238	Pu-239	Pu-240	Pu-241	Pu-242
Normalized fission rate	0.1396	0.0015	0.0010	0.6704	0.0024	0.1846	0.0005
Delayed neutron rate	0.0065	0.0199	0.0016	0.0022	0.0032	0.0054	0.0053

実効遅発中性子割合 : 0.0034 (0.34%)

表 4. 制御筒の反応度とドル

	総反応度	\$
オリジナル	0.0717	11.03
Pu 50% - U 50%	0.0600	17.65
比率 (対オリジナル)	0.8371	1.5998

制御筒価値は、オリジナルの体系と比較して 80% 程度であった。

結果・考察

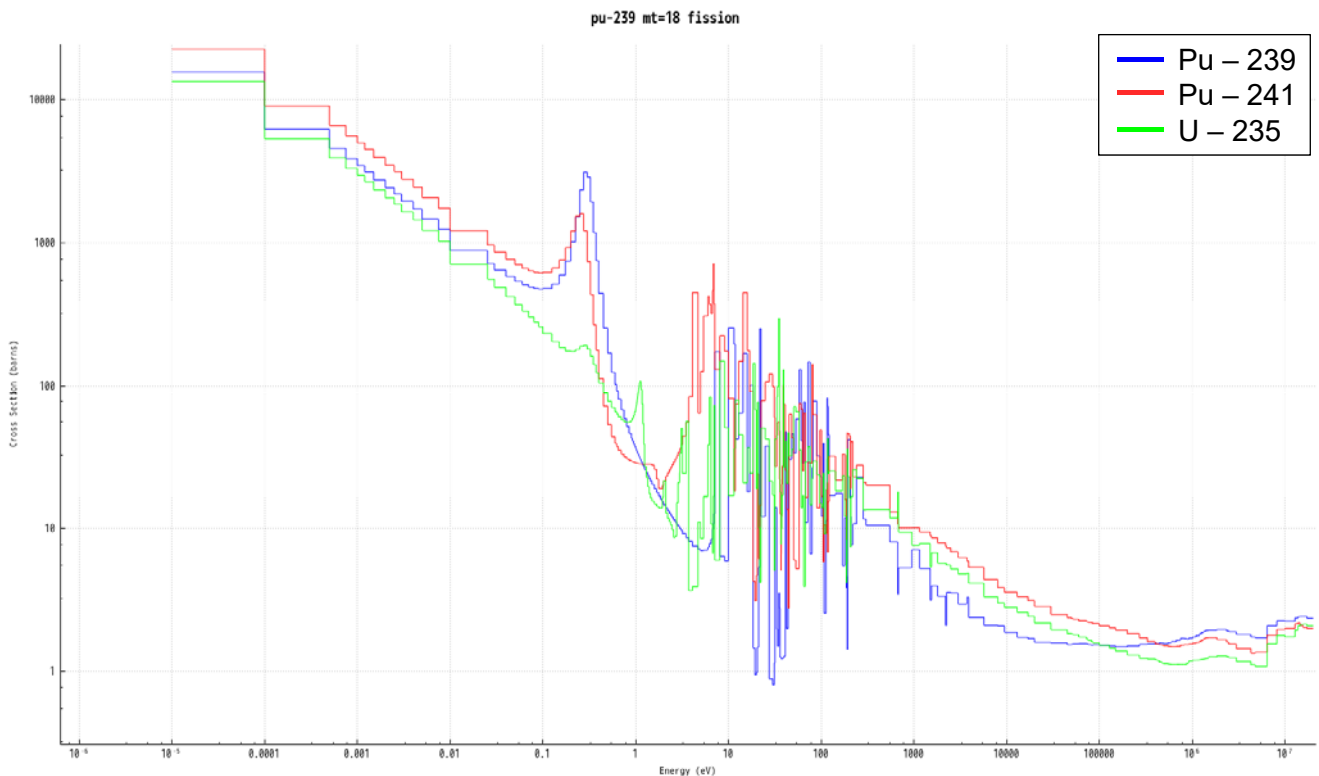


図 6. 核分裂性核種の核分裂断面積

まとめ・今後

今回の解析により、設計を最適化すれば低濃縮 U・再処理 Pu 混合燃料の体系における利用が可能であると判明した。

特に高温になる下部の出力と制御筒価値の
2点に注意しながら設計する必要がある。

今後は、熱流動と燃焼、温度を
フィードバックした追加の解析を実施



長期に及ぶ運用期間と短期の運転期間に適応し得る設計

21

ご清聴ありがとうございました

追加で

ご意見、ご質問等がございましたら

岡垣 昌樹

Mail: jn190032@u-fukui.ac.jp

まで、よろしくお願いいたします。

22

Research on the self-shielding calculation with a computer code based on the IGA method

*Matthias Nezonet¹, W.F.G Rooijen²

¹University of Fukui - Graduate School of Engineering, ²Research Institute of Nuclear Engineering

We are developing a simulation code based on IsoGeometric Analysis (IGA) to resolve neutron transport equation for any geometrical domains with the multi-group "Sn" formalism. Indeed it is necessary to treat the cross section resonances with self-shielding calculation. The goal is to develop a self-shielding method for any arbitrary geometrical domains.

Keywords: Self Shielding Calculation, Sub-group Method, Cross Section, SCALE6.2, NJOY21, Probability Table, CAL-ENDF2011

1. Introduction: There are two main self-shielding method : the equivalent method (and/or Bondarenko model) and the sub-group method. With the IGA approach, the goal is to perform calculation for any kind of geometrical domains so the equivalent method could not be applied. That's why we chose to use the sub-group method [1] as basis because it does not rely on particular shape and it can be used with any resolution method such as "Sn" formalism.

2. Self-shielding calculation: With the sub-group method, the method to get the probability table is linked to the self-shielding calculation. Indeed, it is necessary to perform some calculation and compare it to a reference case to validate our sub-group method. To do that we will make calculation for an homogeneous system with a resonant isotope (Pu239) and a non-resonant isotope (H1). The transport equation to resolve is the following:

$$[N_{H^1} \sigma_{t,H^1}^g + N_{Pu^{239}} \sigma_{t,Pu^{239}}^g] \Psi^g = F^g + S^g + Q^g \quad (1)$$

where F^g is the fission source, S^g is the scattering source, Q^g is the external source

As a reference, we will use SCALE6.2 to compare the calculation using the sub-group method. For our sub-group calculation we need different types of cross section :

- Multi-group cross section coming from SCALE6.2 to make less mistakes with the comparison.
- Scattering matrix from NJOY21 (not possible to get it from SCALE6.2), then adjust the matrix to have the same scattering group cross section than SCALE6.2.
- Probability Table (PT) from CALENDF2011 [2], need to be adjust for the same reason than scattering matrix.

To perform the sub-group calculation, we coded a python program to resolve the transport equation and to perform the self-shielding calculation. The transport equation to solve become :

$$[N_{H^1} \sigma_{t,H^1}^g + N_{Pu^{239}} \sigma_{t,Pu^{239}}^g] \Psi_k^g = F^g + S^g + Q^g \quad (2) \quad \sigma_{x,Pu^{239}}^g = \frac{\sum_{k=1}^K w_k \sigma_{x,k}^g \Psi_k^g}{\sum_{k=1}^K w_k \Psi_k^g} \quad (3)$$

where

$\sigma_{x,k}$ = discrete value for the reaction x of the probability table

w_k = discrete weight of the probability table

The calculation pattern is the following:

Adjusting the cross section \Rightarrow Inner Loop : Resolving the group transport equation Eq.(1) until convergence \Rightarrow Outer Loop : Performing self-shielding calculation with the subgroup method Eq.(2) and update the cross section Eq.(3).

The pattern is repeated until the difference of the resonant isotope cross section is negligible between two iterations.

3. Sub-group validation: To validate our sub-group method, we compare the self-shielded cross section in the resolved and un resolved resonance range calculated with the sub-group method and the self-shielded cross section from SCALE6.2. The graphic 1 shows the self-shielded effect on Pu²³⁹ for the two methods ($f = 1 - \frac{\sigma_{c,SCALE}}{\sigma_{c,SCALE}}$ and $g = 1 - \frac{\sigma_{c,SubG}}{\sigma_{c,SubG}}$) and the relative error of the self-shielded and the non self-shielded cross section ($Rel.Err. = \frac{\sigma_{c,SCALE} - \sigma_{c,SubG}}{\sigma_{c,SCALE}}$).

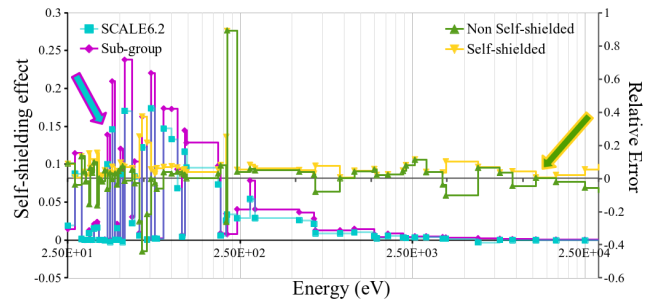


Figure 1: Self-shielding effect Pu239 capture cross section

4. Conclusion: From this point we validated the self-shielding method that we will implement in our IGA based code. The next steps are to develop some routine to be able to use the different types of cross section for our IGA based code than to develop the sub-group method.

References

- [1] Levitt L.B. The probability table method for treating unresolved neutron resonances. Nucl.Sci.Eng., 49(450), 1972.
 [2] SUBLET Jean-Christophe, RIBON Pierre, and COSTE Mireille. "CALENDF-2010 : User manual", CEA-R-6277 (2011)

Research on self-shielding calculation for a computer code based on the IGA method

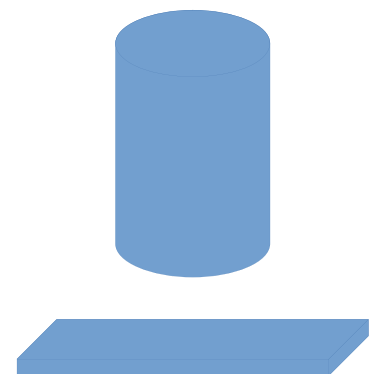
Matthias Nezonet, University of Fukui, Graduate School of Engineering

W.F.G Van Rooijen, Research Institute of Nuclear Engineering

1

Reactor Physics and Simulation Method

- Conventional calculation methods are limited to “Simple” shapes such as plate, sphere, cylinder, ...
 - However in reality core or not simple shapes → Need to simplify the geometry so that it is possible to make simulations
 - Difficult to take into account some phenomena such as thermal expansion or mechanical deformation
- Indeed it has an impact on the accuracy of the results
- In our laboratory, we are developing a neutron transport calculation to perform calculation for any arbitrary shape using Iso-Geometric Analysis



2

Neutron Transport Equation

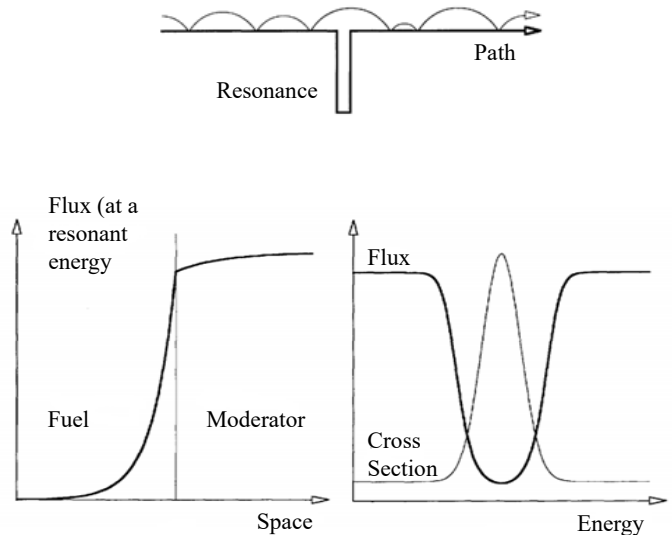
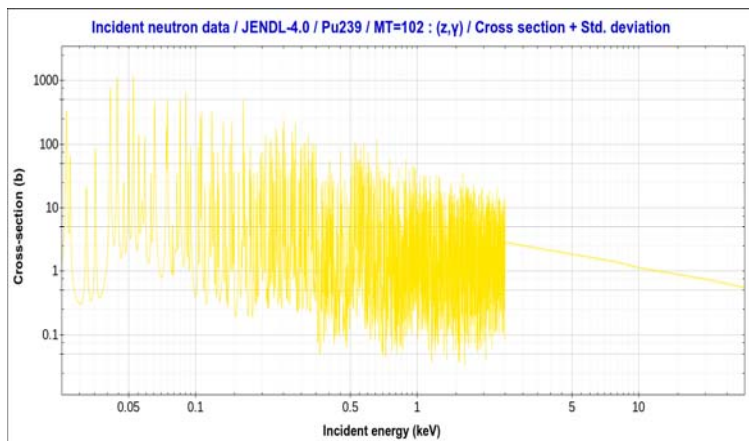
$$\hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \Phi(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}) = \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega}) \Phi(\mathbf{r}, E', \hat{\Omega}') + \frac{1}{k} \frac{X(E)}{4\pi} \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E', \hat{\Omega}')$$

Φ : neutron flux
 Σ_t : total cross section
 Σ_s : scattering cross section
 Σ_f : fission cross section
 k : k-effective
 X : neutron spectrum
 ν : average number neutrons production per fission

\mathbf{r} : space	→	IGA method
E : energy	→	Multi-group
$\hat{\Omega}$: direction	→	S_n method

3

Cross section and resonances



4

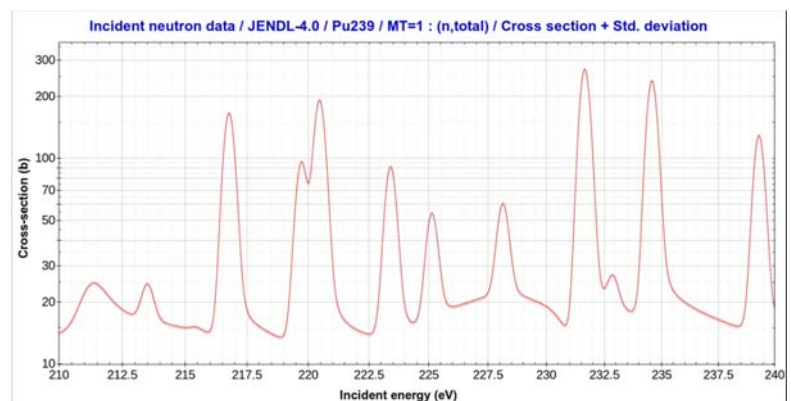
Objective

- For energy discretization we use Multi-group method which means we have to take into account self-shielding calculation to treat the resonances of microscopic cross section
- Indeed, the goal is to define a self-shielding method that can be use for any arbitrary shapes and more specifically compatible with IGA method
- Develop the method and implement it in the neutron transport calculation code based on IGA method that we are developing in our laboratory

5

Self-shielding calculation

- An adequate treatment of self-shielding is essential for the correct prediction of the safety parameters of a nuclear reactor (Doppler coefficient, void coefficient, etc)
 - The interaction between neutrons and atomic nuclei has so-called resonances, where the reaction rate can vary over several orders of magnitude in narrow range of energy
 - In our case we need to use a self-shielding method that can be used for any arbitrary shapes
- The “Sub-group” method

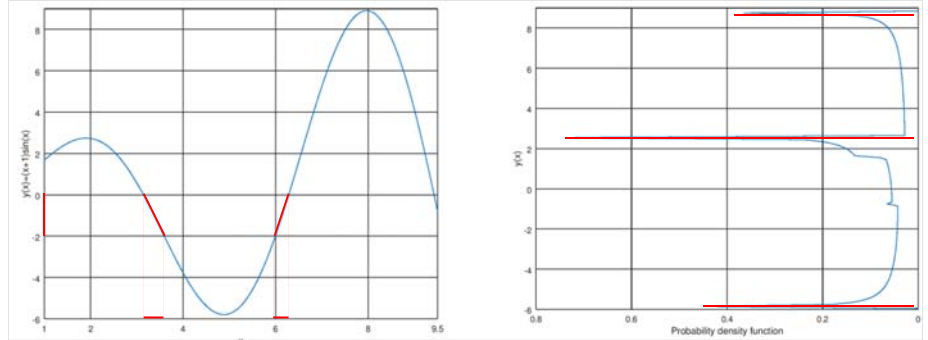


6

Sub-group method

- The “Sub-group” method consist of using the probability density of the microscopic cross section of the resonant isotopes

$$\frac{1}{\Delta u_g} \int_{u_{g-1}}^{u_g} f[\sigma(u)] du = \int_{\min(\sigma)}^{\max(\sigma)} \Pi(\sigma) f(\sigma) d\sigma$$



- The probability density can be approximated by a series of δ -functions centered at discrete values σ_k characterized by discrete weights w_k . $\{\sigma_k, w_k, k = 1..K\}$ are called Probability Table

$$\Pi(\sigma_t) f(\sigma_t) \rightarrow \sum_{k=1}^K \sigma_k w_k f(\sigma_{t,k})$$

7

Sub-group method

- The sub-group method consists of resolving the neutron transport equation using the discrete values $\{\sigma_k, w_k, k = 1..K\}$ instead of using the multi-group cross section
- If you can resolve the neutron transport equation, it is also possible to resolve this equation using the discrete values ((+) and (*) correspond to the non-resonant isotope and the resonant isotope) and calculate the flux Ψ_k^g

$$\widehat{\Omega}_n \nabla \Psi_k^g + [N^* \sigma_{t,k} + N^+ \sigma_t^+] \Psi_k^g = Q^g$$

- Then the method consists of recalculated the average value of the cross section in the group g

$$\sigma_\chi^g = \frac{\frac{1}{\Delta u_g} \int_{u_g}^{u_{g-1}} \sigma_\chi(r, E) \Psi^g(u) dE}{\frac{1}{\Delta u_g} \int_{u_g}^{u_{g-1}} \Psi^g(u) dE} = \frac{\sum_{k=1}^K \sigma_{\chi,k} w_k \Psi_k^g}{\sum_{k=1}^K w_k \Psi_k^g}$$

8

Presentation of the problem

- With sub-group method, the method to get the probability table and the self-shielding calculation are linked
 - => Use CALENDF-2011 to calculate the probability tables
 - => Need to perform some calculation and compare it to a reference calculation
- Make the reference calculation
 - => Use SCALE6.2 to calculate self-shielding cross section
- Compare the results with the self-shielded cross section calculated with the sub-group method
- The system we used to test the sub-group method is the following:
 - => Homogeneous system composed of a resonant isotope (Pu^{239}) and a non-resonant isotope (H^1)

9

Calculation pattern

- First step: Resolve the neutron transport equation in the S_n formalism for an infinite homogeneous mixture of a resonant isotope (Pu^{239}) and a non-resonant isotope (H^1)

$$(\Sigma_{t,\text{Pu}^{239}} + \Sigma_{t,\text{H}^1}) \Psi^g = \frac{1}{k} \chi^g \sum_{g'=1}^G \Sigma_{f,\text{Pu}^{239}}^{g'} \Psi^{g'} + \sum_{g' \rightarrow g} \left[\Sigma_{s,\text{Pu}^{239}}^{g' \rightarrow g} + \Sigma_{s,\text{H}^1}^{g' \rightarrow g} \right] \Psi^{g'}$$

=> the flux Ψ^g for each group g

- Second step: Resolve the sub-group equation

$$\left[N_{\text{Pu}^{239}} \sigma_{tk,\text{Pu}^{239}}^g + N_{\text{H}^1} \sigma_{t,\text{H}^1}^g \right] \Psi_k^g = \frac{1}{k} \chi^g \sum_{g'=1}^G \nu^{g'} N_{\text{Pu}^{239}} \sigma_{f,\text{Pu}^{239}}^{g'} \Psi^{g'} + \sum_{g' \rightarrow g} \left[N_{\text{Pu}^{239}} \sigma_{s,\text{Pu}^{239}}^{g' \rightarrow g} + N_{\text{H}^1} \sigma_{s,\text{H}^1}^{g' \rightarrow g} \right] \Psi^{g'}$$

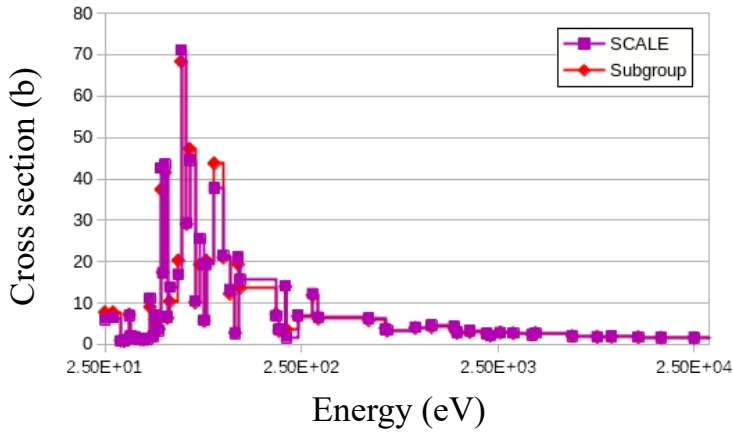
=> the flux Ψ_k^g in each band k for each group g

- Third step: Update Pu^{239} cross section $\sigma_{x,\text{Pu}^{239}}^g = \frac{\sum_{k=1}^K w_k \sigma_{x,k}^g \Psi_k^g}{\sum_{k=1}^K w_k \Psi_k^g}$

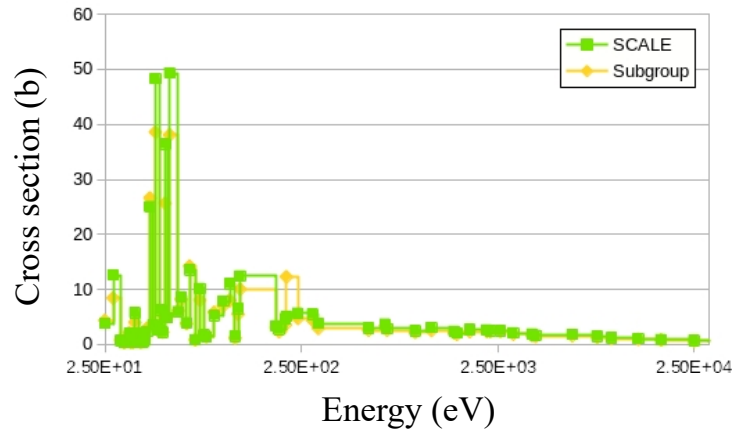
10

Calculation Results

Self-shielded Pu239 fission cross section



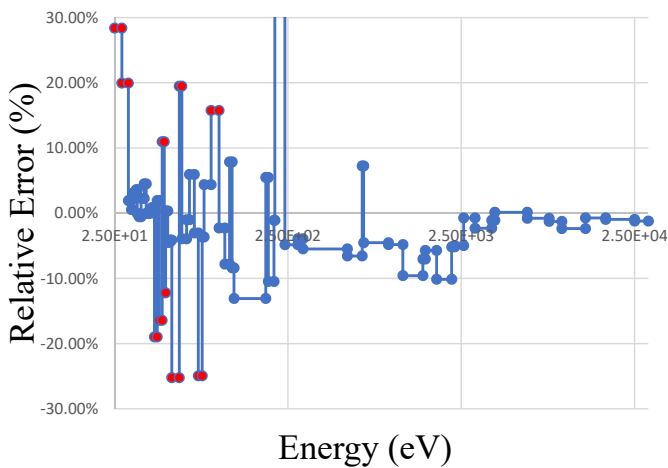
Self-shielded Pu239 capture cross section



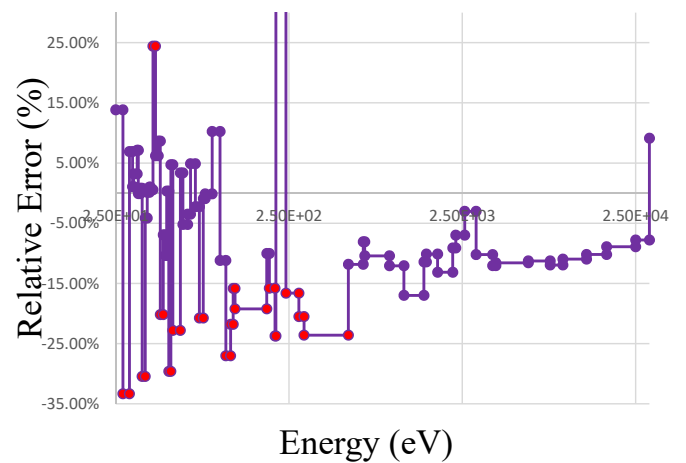
11

Calculation Results

Relative error of Pu239 fission cross section



Relative error of Pu239 capture cross section



12

Conclusion

- From now, we validated the sub-group method that we will implement in our IGA code
 - However at low energy sub-group method cannot be applied
- => Need to use a different energy mesh so we don't need to perform self-shielding calculation at low energy
- The next steps are the following
 - Developing some routine to be able to use cross section coming from different type of files and the probability table
 - Developing the sub-group method for our IGA code
 - Performing some calculations and compare them with reference calculation

13

Thank you for your listening
If you have any questions

14

加速器駆動核変換システム用解析コード ADS3D の 計算条件の違いに由来する影響の評価

Evaluation of the effects caused by different calculation conditions
in the ADS3D analysis code for Accelerator-Driven System

*阿部 拓海¹ 菅原隆徳²

¹東北大学 ²日本原子力研究開発機構

加速器駆動核変換システム(ADS)のための決定論に基づく炉心解析コード ADS3D について、計算モデルにおけるメッシュ分割数や燃焼ステップ数などを変え、実効増倍率と核変換量を比較した。特に、反応度はメッシュ数を減少した場合に燃焼計算によって過大評価される一方、中性子輸送計算では過小評価されることが明らかとなった。

キーワード：加速器駆動システム(ADS)，核変換，数値解析，ADS3D

1. 緒言

JAEA にて、ADS 特有の燃料交換を考慮した ADS 用三次元炉心解析コード ADS3D が整備された[1]。文献[1]において、ADS3D はモンテカルロコード MVP と比較され、検証されたものの、ADS3D の計算条件の違いにより生じる差異は未検証であったことから、計算条件に由来する差異の評価並びに計算時間を考慮した条件詳細化の妥当性判断を行った。

2. 解析条件及び評価指標

JAEA 提案 ADS 炉心[2]を 3 次元 R0Z 体系でモデル化し、燃焼計算および中性子輸送計算メッシュ分割数や燃焼計算タイムステップ数を変更し、実効増倍率、核変換量および計算時間を比較する。参照ケースの燃焼計算メッシュは(R×θ×Z)で(4×3×10)個、中性子輸送計算メッシュは(8×10×12)個、タイムステップ数は 200 日×3 回である。

3. 解析結果および妥当性評価

結果の一例として、Fig.1 に R 方向の燃焼計算メッシュ数を 4 から 2 および 8 に変化させたときの実効増倍率の差を示す。燃焼計算メッシュ分割数が小さい場合に実効増倍率は 200pcm 以上過大評価されることがわかった。これはメッシュ内での平均化によって炉心中央部における燃料消費量が過小評価されることに由来すると考えられる。燃焼計算メッシュ分割数を増加させても計算時間の増加は大きくないことから、(8×3×10)個の分割が妥当と考えた。

参考文献

- [1]. T. Sugawara, K. Nishihara, H. Iwamoto, et al., "Development of three-dimensional reactor analysis code system for accelerator-driven system, ADS3D and its application with subcriticality adjustment mechanism", J. Nucl. Sci. and Technol., 53(12), pp.2018-2017, (2016).
- [2]. T. Sugawara, R. Katano, K. Tsujimoto, "Impact of impurity in transmutation cycle on neutronics design of revised accelerator-driven system", Annals of Nuclear Energy, 111, pp.449-459, (2018).

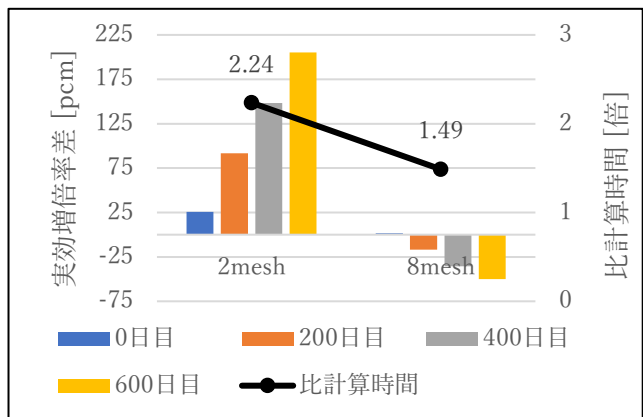


Fig. 1 R 方向燃焼計算メッシュ数と参照ケースの実効増倍率との差の関係

*Takumi Abe¹ Takanori Sugawara²

¹Tohoku Univ.

²Japan Atomic Energy Agency

加速器駆動核変換システム用解析コードADS3Dの 計算条件の違いに由来する影響の評価

*阿部拓海¹ 菅原隆徳²

¹東北大学大学院 ²日本原子力研究開発機構

1

目次

1. 諸言
2. 解析条件および評価指標
3. 解析結果及び妥当性評価
4. 結論

2

1. 諸言

1.1. ADSとADS3D

地層処分の負担軽減



MA等長寿命核種の分離変換技術

MA分離変換技術の研究開発

→高速増殖炉(FBR)で再利用

→**加速器駆動システム(ADS)**
で核変換

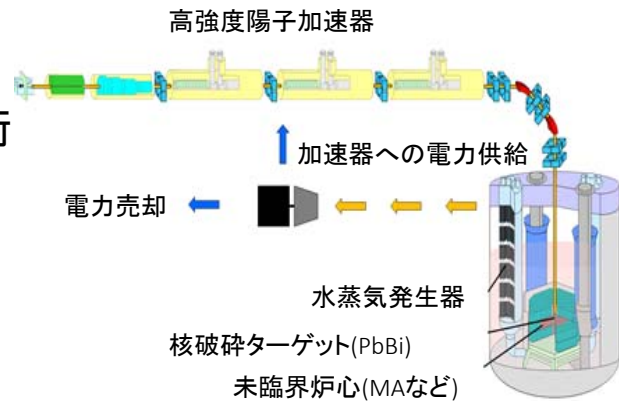


Fig.1 ADS概要図

➡ **研究課題の1つ**
必要な陽子ビーム電流値の低減

➡ 未臨界度調整機構(制御棒)を有する新しい炉心概念の設計
→ 従来の2次元(RZ)計算コードでは困難

➡ **3次元計算可能な決定論的コードシステム ADS3Dが整備[1]**

[1] T. Sugawara, K. Nishihara, H. Iwamoto, et al., "Development of three-dimensional reactor analysis code system for accelerator-driven system, ADS3D and its application with subcriticality adjustment mechanism", J. Nucl. Sci. and Technol., 53(12), pp.2018-2017, (2016).

3

1. 諸言

1.2. ADS3Dの概要

MARBLE

- ・包括的かつ汎用的な炉心解析システム
- ・高い拡張性・既存コードを使用可能



ADS3D

MARBLE実装済

ADS3Dにおける計算内容

- ・陽子・中性子の輸送計算 ... PARTISN(<20MeV) ←PHITS(>20MeV)
- ・燃焼計算 ... BURNUPソルバ
- ・実効断面積計算 ... SLAROM-UF
- ・燃料交換機能

➡ 燃焼・冷却期間後、核分裂生成物を除去、新燃料(MAのみ)を追加
希釈材ZrNの量を調整し、次の燃焼サイクルの目標 k_{eff} を得る

4

1. 諸言

1.3. ADS3Dの計算メッシュ

ADS3Dでは中性子輸送計算
コードとして

XYZ, ROZ計算が行える

PARTISNを採用

一般的な六角形モデルを
XYZ、ROZモデルに変換

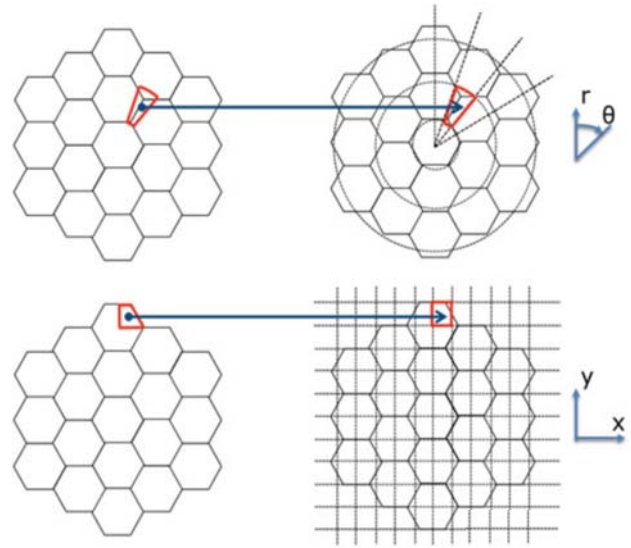


Fig.2 六角形からXYZ、RZ θ への変換[1]

→ 燃烧計算を行う粗メッシュをさらに
中性子輸送計算を行う詳細メッシュ
の2重に分割

→ メッシュ分割数など計算条件に
より計算結果に差が生じる

→ ADS3D内での差の評価は未実施

5

1. 諸言

1.4. ADS3Dと修士研究

修士研究の内容

→ マルチサイクルに対応したPu変換ADS炉心の設計及びシナリオ解析

しかし

- ・マルチサイクルの解析を行うにあたり、従来のようなMVPを用いた場合は
計算コストが著しく、サイクルごとの組成入力が煩雑
- ・また、制御棒や毒物を有する場合には3次元体系の解析が必要

→ ADS3Dを使用

→ Pu変換炉心は燃料消費が激しく、メッシュ分割数による計算結果への影響が大きい可能性

ADS3D内での
差の評価が未実施



正確性、計算時間を考慮した
適切なメッシュ分割数の把握、
今後のADS炉心解析のために
評価を実施

6

2. 解析条件および評価指標

2.1. 計算体系並びに計算条件

使用する体系

- ・LBE冷却2領域炉心ADS[2]を円筒体系でモデル化
- ・熱出力800MWt
- ・初期実効増倍率 : 0.98
- ・運転日数 : 600日、1サイクルのみ
- ・核変換量 : 500 kg/サイクル
- ・ライブラリ : JENDL-4.0
- ・チェーン : ChainJ40
- ・Sn数 : 8

参照ケース

- ・燃料メッシュ分割数 (粗, 詳細)
 - ・R方向 : 4, 8
 - ・Z方向 : 10, 10
 - ・θ方向 : 3, 12
- ・タイムステップ数 : 200日 × 3回

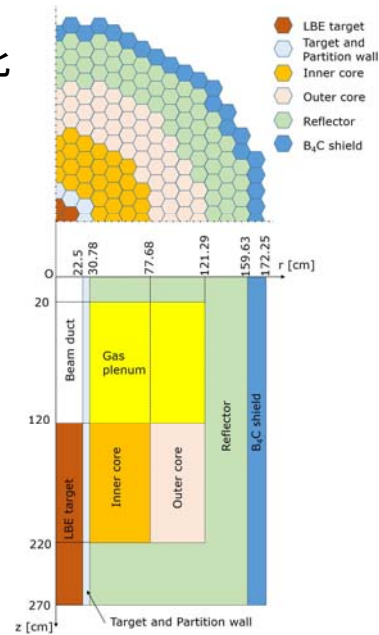


Fig.3 ADS炉心断面図[2]

[2]T. Sugawara, R. Katano, K. Tsujimoto, "Impact of impurity in transmutation cycle on neutronics design of revised accelerator-driven system," Ann. Nucl. Energy, 111, 449-459 (2018).

7

2. 解析条件および評価指標

2.2. 評価指標

計算条件により**計算結果に差が生じる**

→以下の条件を変化させ、結果に生じる差を3次元RθZ体系で調査

計算条件

発表項目

1. 燃料領域メッシュ分割数

R, Z方向 { 粗 : 1/2倍, 2倍
 { 詳細 : 2倍, 4倍, 10倍

θ方向 → ほとんど差が生じないため省略

2. タイムステップ数

4, 6, 12回

調査項目

1. 実効増倍率
2. 核変換量
3. 計算時間

8

3. 解析結果及び妥当性評価

3.1.粗メッシュ分割数

参照ケース:(R,Z)=4,10 → 631秒 参照ケースとの実効増倍率の差をpcm単位で表示

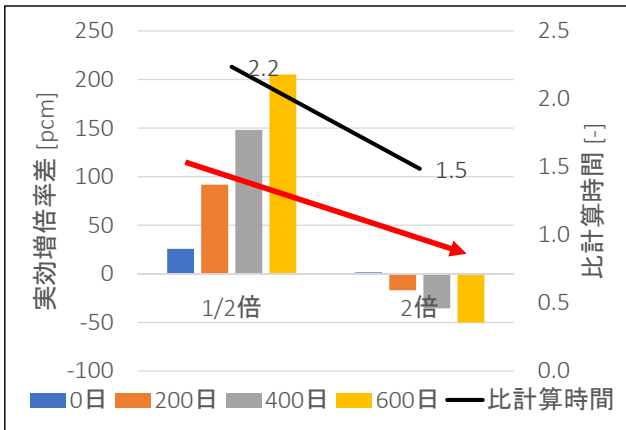


Fig.4 R方向粗メッシュ分割数変化

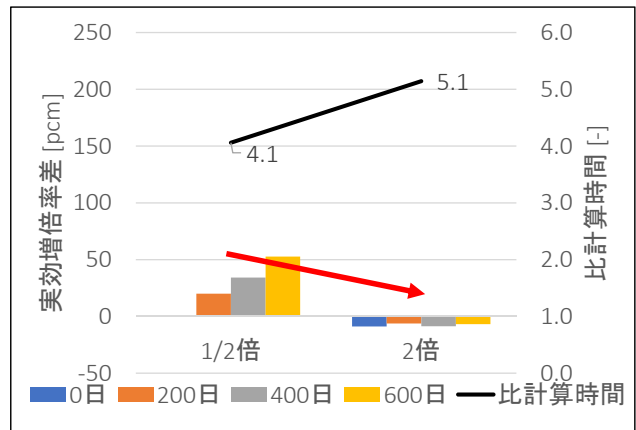


Fig.5 Z方向粗メッシュ分割数変化 基準:10×2

粗メッシュ分割数増加により、差は負へ転じた

- 燃烧計算により参照ケースは実効増倍率を過大評価している
- ・ステップが進むにつれ差が大きくなる
- R方向は8分割以上が好ましいが、Z方向は10分割で十分

9

3. 解析結果及び妥当性評価

3.2.詳細メッシュ分割数

参照ケース:(R,Z)=8,10 → 631秒 参照ケースとの実効増倍率の差をpcm単位で表示

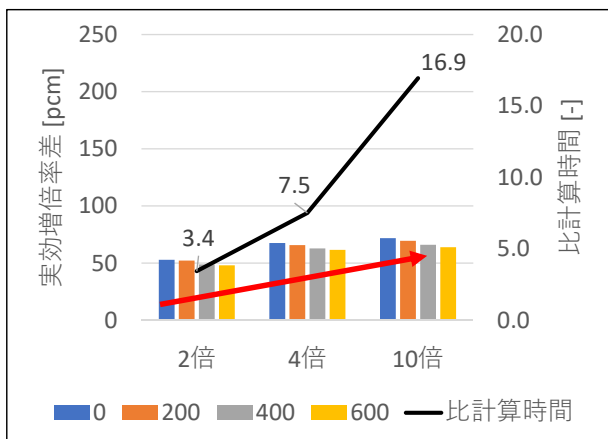


Fig.6 R方向詳細メッシュ分割数変化

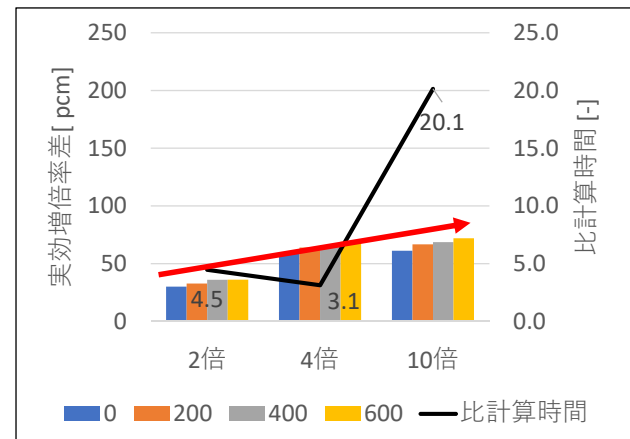


Fig.7 Z方向詳細メッシュ分割数変化

詳細メッシュ分割数増加により、差は増加

- 中性子輸送計算により参照ケースは実効増倍率を過小評価している
- 計算時間の長化が大きい一方で分割数2倍以上のケースの差は小さく、
- 詳細メッシュ分割数はR方向に最大でも16、Z方向に20が適切

10

3. 解析結果及び妥当性評価

3.3.メッシュ分割数による差に関する考察

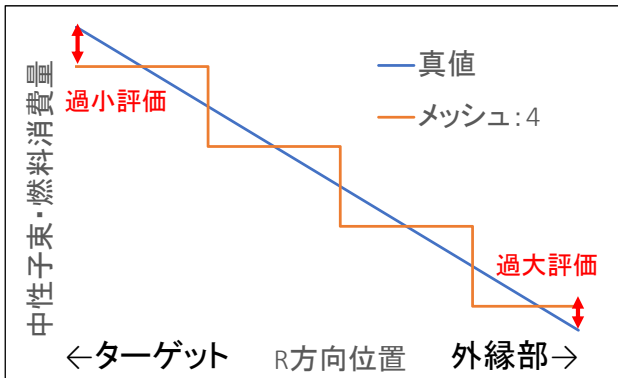


Fig.8 R方向平均化模式図

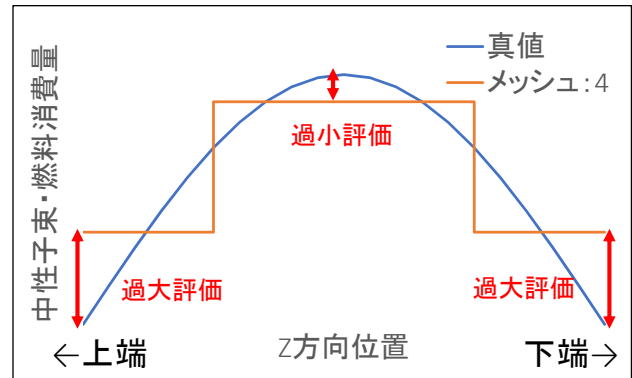


Fig.9 Z方向平均化模式図

粗メッシュ内で燃料消費量が平均化

→R方向ターゲット付近部及びZ方向中央部で実際の炉心より燃料が残存する

→生じた差異がのちの燃焼ステップで顕著になる上、伝播

→**実効増倍率の過大評価**

詳細メッシュ内で中性子束が平均化され、

・核反応が活発なターゲット付近部及びZ方向中央部で過小評価

・R方向およびZ方向外縁部で過大評価

→実際の炉心よりも核分裂数が少なく、中性子の漏れが多い

→**実効増倍率の過小評価**

11

3. 解析結果及び妥当性評価

3.4.タイムステップ数

参照ケース : 200日×3 631秒

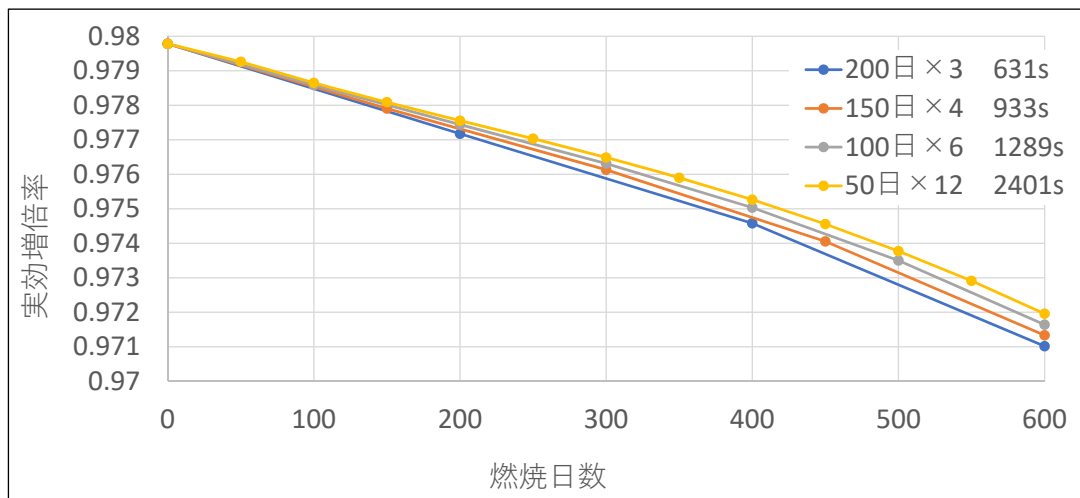


Fig.10 タイムステップ数と実効増倍率の変化

タイムステップ数を増加させると実効増倍率の変化は緩やかになった
600日目時点で最大94pcmの差が生じていた

→タイムステップ数が小さい場合は**実効増倍率を過小評価**する

12

3. 解析結果及び妥当性評価

3.5.核変換量の差

特徴的であった条件・核変換量が1kg以上の核種を抜粋、核変換量の差

表1.核変換量差 (各ケースー参照ケース) [g]

		参照 生成・消滅量	r方向分割数(粗,詳細)			タイムステップ数		
			2,80	4,80	8,80	150日×4	100日×6	50日×12
U-234	生成	14389	28	2.9	-18	68	129	190
Np-237	消滅	376220	-40	-270	-600	1400	2960	4520
Pu-238	生成	358255	780	89	-489	1932	3647	5354
Pu-239	消滅	195078	759	328	132	883	1426	1966
Pu-240	生成	24992	-173	-196	-247	-92	-3.0	87
Pu-241	消滅	59369	118	70	52	121	175	228
Pu-242	生成	27853	-8.0	-47	-94	111	258	405
Am-241	消滅	259891	82	-141	-377	1030	2140	3247
Am-242m	生成	24512	99	8.2	-36.6	103	193.5	283.5
Am-243	消滅	92734	-29	-77	-151	327	711	1093
Cm-243	生成	2230	-26	0.26	2.7	31	58	84
Cm-244	生成	13811	80	37	-37	314	571	828
Cm-245	生成	5137	-15	4.9	2.5	57	103	149

- ・粗メッシュ分割数を増やすと核変換量は減少する傾向だが、差は小さい
 - ・タイムステップ数を多くとると核変換量は増加
- 可能であれば12ステップとりたい

13

4. 結論

表2. 計算条件による違いのまとめ

	メッシュ分割数増加						タイムステップ数
	R方向		Z方向		θ方向		
	粗	詳細	粗	詳細	粗	詳細	
keff	↓↓↓	↑↑	↓	↑↑	↓	↑	↑↑
核変換量	↑	↑	↑	↑	↑	↑	↑↑↑
計算時間	↓	↑↑↑	↑	↑↑↑	↓	↑↑↑	↑↑
	↑、↓十分小さい		↑↑、↓↓考慮が好ましい			↑↑↑、↓↓↓考慮が必要	

ADS3Dのメッシュ分割数、タイムステップ数の違いによる 実効増倍率や核変換量への影響を調査した

- ・メッシュ分割数は計算結果に影響を与え、特にR方向粗メッシュが重要である
- ・詳細メッシュ分割数増加は計算時間が著しく伸びる

(R,θ,Z)で 粗メッシュは(8,3,10)
 詳細メッシュは(16,12,20)にて十分な精度
 タイムステップ数は12ステップとりたい

14

中性子毒物を用いた軽水炉トリウム燃料の転換比向上に向けた検討

Study to improvement of conversion ratio of Thorium fuel in LWR by adding neutron absorber

*竹石 太一¹, 竹田 敏¹, 北田 孝典¹

¹大阪大学

Pa233 の中性子捕獲反応を阻害することもしくは Th232 の中性子捕獲反応を促進することで、トリウム燃料の転換比の向上が期待できる。そこで、MVP を用いて毒物を加えた燃料を用いた未燃焼計算を実施したところ、Th232 の中性子捕獲反応を促進することができた。

キーワード：軽水炉、トリウム燃料サイクル、転換比、中性子毒物

1. はじめに

トリウム燃料の転換比は Pa233 と Th232 の中性子捕獲反応に依存する。そこで、本検討では、Pa233, Th232 の捕獲断面積のピークに影響を与えるような断面積を持つ毒物を選定し、燃料中に添加することで Pa233, Th232 の捕獲反応をどれほど変化させることができるか、検討を行った。

2. 計算方法

MVP を用いて PWR のピンセル条件を設定し、未燃焼計算を行った。U233 を 10wt%, Th232 を 90wt% で構成した酸化燃料と、この燃料を母材として無限増倍率が 1.3 になるよう毒物の添加量を調整した燃料を準備し、Pa233, Th232 の捕獲率を比較した。

3. 計算結果

Eu153 を添加した場合のそれぞれの捕獲率のスペクトルの比較を図 1, 2 に示す。反応率はトリウムとウランの核分裂率の和で規格化している。図 1 より Pa233 では 8eV 付近のピークを削れていることが確認できるが、スペクトルの硬化により Pa233 の捕獲率のエネルギー総和では低下が現れない。一方、図 2 より、Th232 はスペクトルの硬化により熱外中性子での捕獲反応率が増加した。

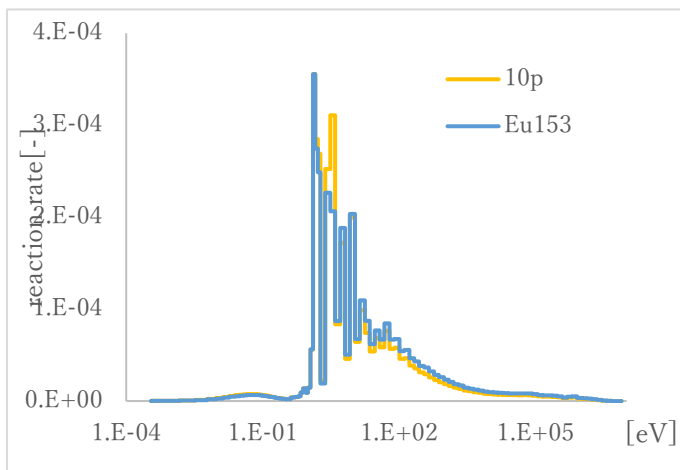


図 1 Pa233 捕獲率スペクトルの比較

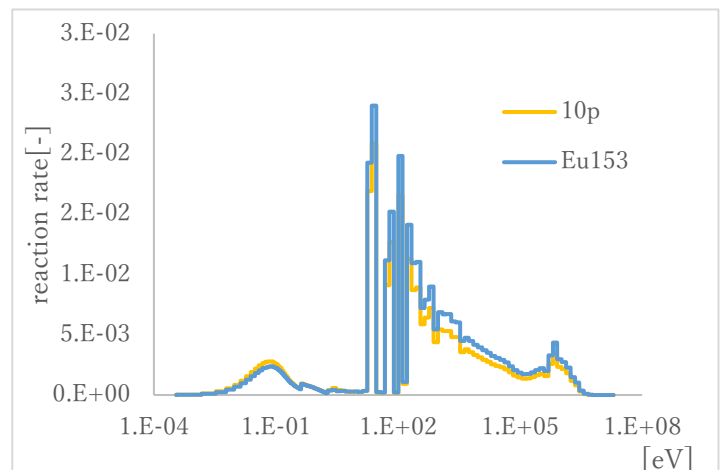


図 2 Th232 捕獲率スペクトルの比較

4. 結論

毒物を添加することで Pa233 の中性子吸収反応スペクトルのピークを抑えることはできるが、Pa233 の捕獲率のエネルギー総和は増加した。一方で、Th232 は硬化したスペクトルにより捕獲率が増加した。今後は Th232 の捕獲により注目して検討を進める。

*Taichi Takeishi¹, Satoshi Takeda¹ and Takanori Kitada¹

¹Osaka Univ.

中性子毒物を用いた軽水炉トリウム燃料の転換比向上に向けた検討

大阪大学大学院工学研究科 環境エネルギー工学専攻

原子力社会工学領域

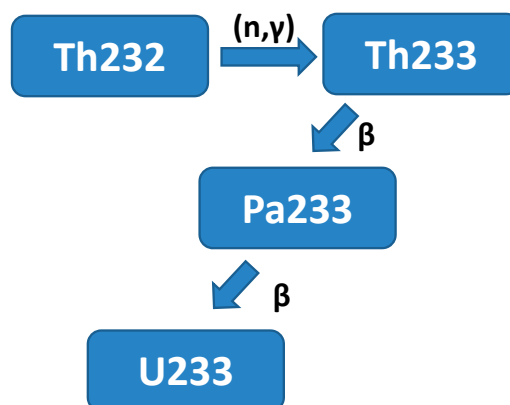
竹石太一 北田孝典 竹田敏

1

背景

燃料の枯渇問題の解決策として増殖炉の実現が挙げられる。

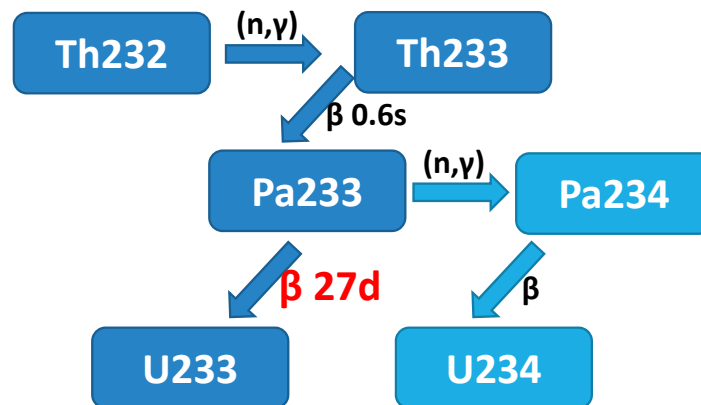
軽水炉を用いて熱中性子で転換可能なサイクルであるトリウム燃料サイクルが存在する。



2

背景

Th232がU233に変化する際、中間物質であるPa233が中性子を捕獲してU234になってしまう。Pa233は半減期を27日程度持つので体系にたまりやすいため、中性子捕獲の可能性が高い。



また、軽水炉でトリウム燃料を使用することを考えるとPa233を中性子環境から取り出し隔離するなどの対策は取りにくい。

背景

先行研究*において、

- ・U233の添加度
- ・MFR(Moderator to Fuel Ratio)
- ・燃焼度

が転換比に与える影響は考えられている。

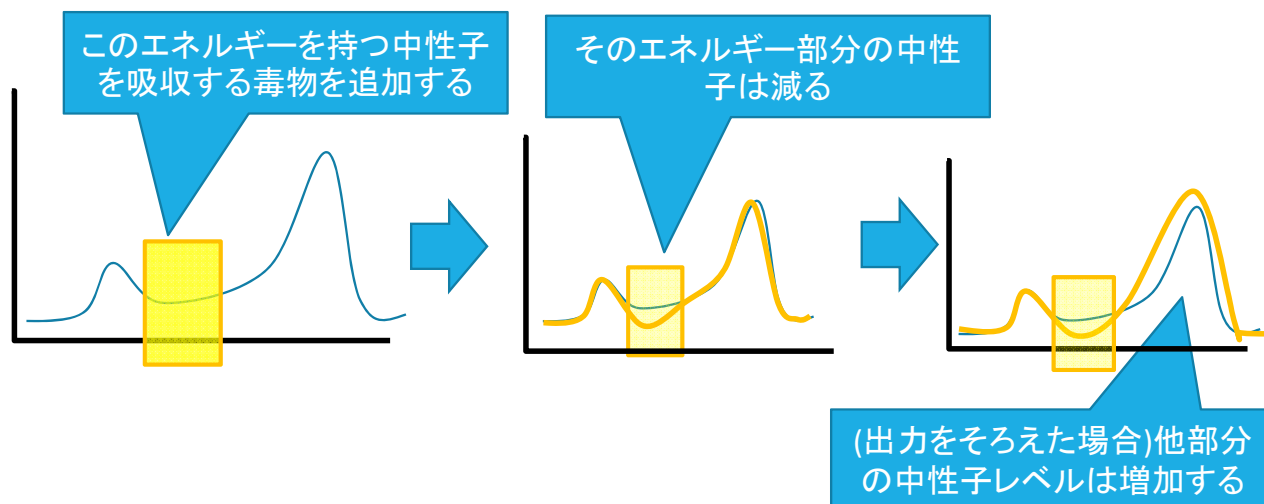
だが、 $MFR \leq 0.3$ で増殖可能という結果になっており、現行軽水炉の $MFR=1.67$ とは大きく乖離している。

この検討では中性子吸収材(毒物)を用いたアプローチで転換比の向上を考える。

*Sidik PERMANA, Naoyuki TAKAKI and Hiroshi SEKIMOTO(2007), Feasible Region of Design Parameters for Water Cooled Thorium Breeder Reactor, *Journal of Nuclear Science and Technology*

方針

燃料中に中性子吸収材(毒物)を加えることで体系中の中性子スペクトルを変化させることができる。



この性質を利用してPa233の捕獲反応を低下、Th232の捕獲反応を増加させることが可能ではないかと考えた。

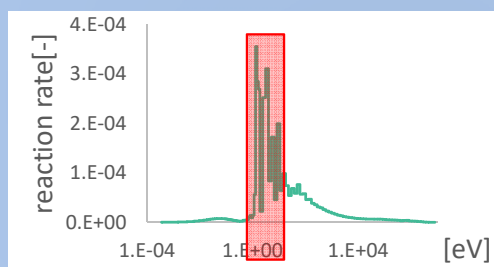
5

方針

中性子毒物を添加して体系の中性子スペクトルを変化させることで反応の阻害や促進を狙う。

Pa233に対し、

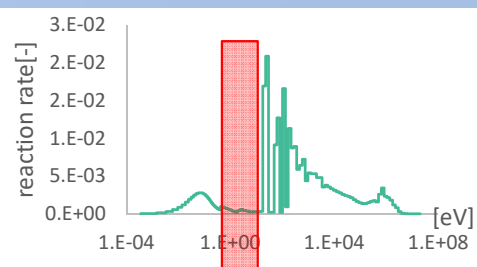
熱外中性子領域で現れる捕獲率のピークを低下するために、その部分の中性子を選択的に減らす。



Pa233の捕獲率エネルギー分布

Th232に対し、

捕獲率の少ないエネルギー領域の中性子を減らすことで、その部分以外の中性子スペクトルを大きくする。



Th232の捕獲率エネルギー分布

0.1~10eVの中性子を捕獲する毒物を選ぶ

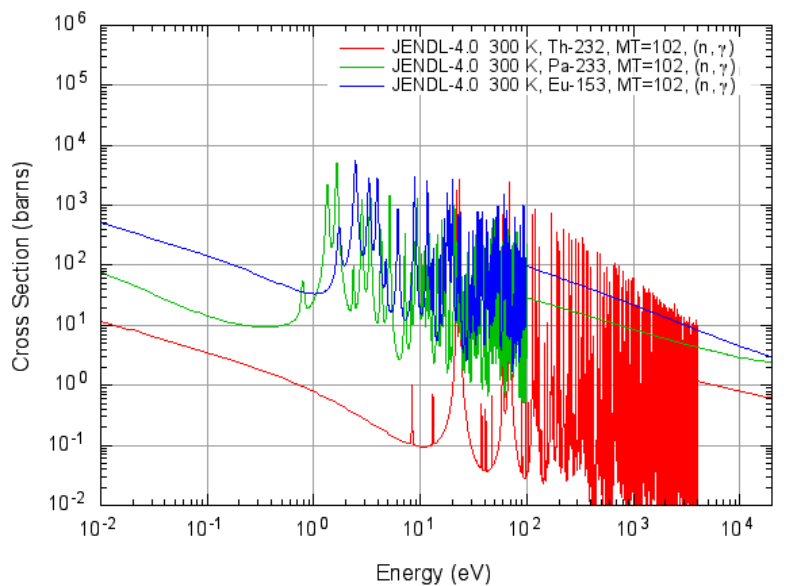
6



毒物選定

毒物の選定は、0.1~10eV付近で高い捕獲断面積を持つものを選定。

Eu153



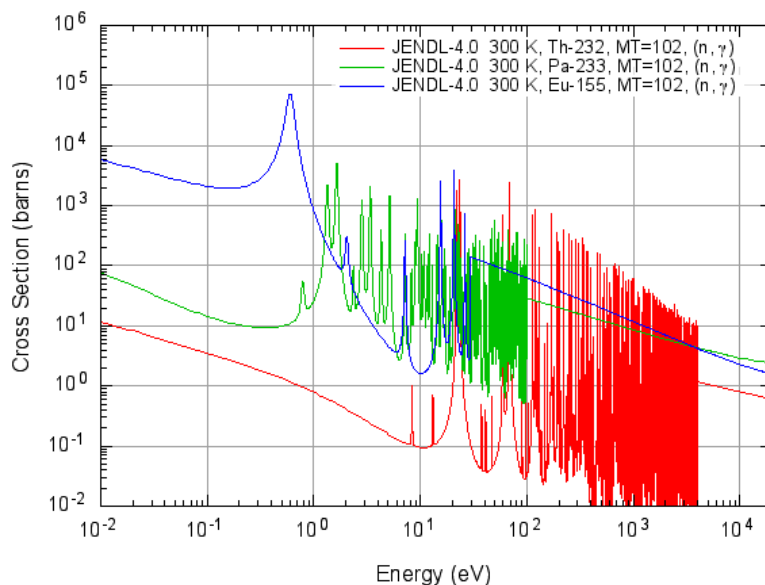
JAEA Nuclear Data Center

7

毒物選定

毒物の選定は、0.1~10eV付近で高い捕獲断面積を持つものを選定。

Eu155



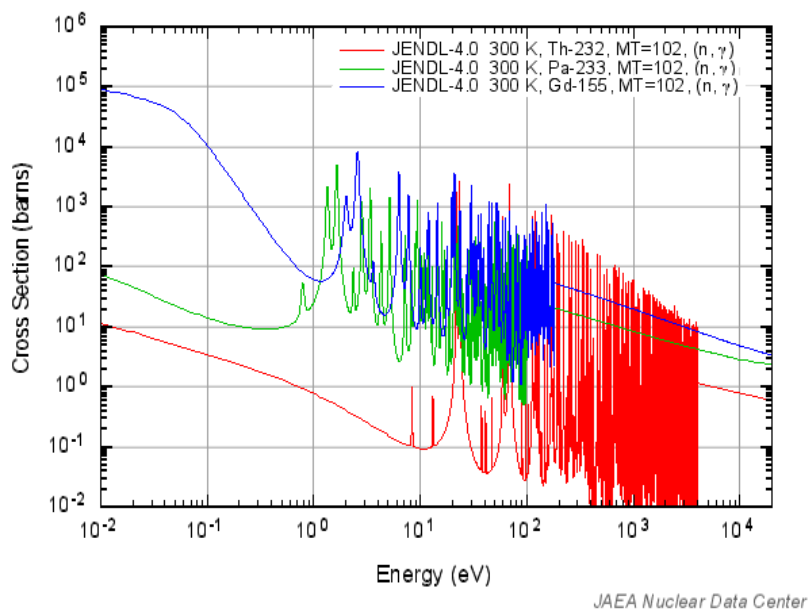
JAEA Nuclear Data Center

8

毒物選定

毒物の選定は、0.1~10eV付近で高い捕獲断面積を持つものを選定。

Gd155

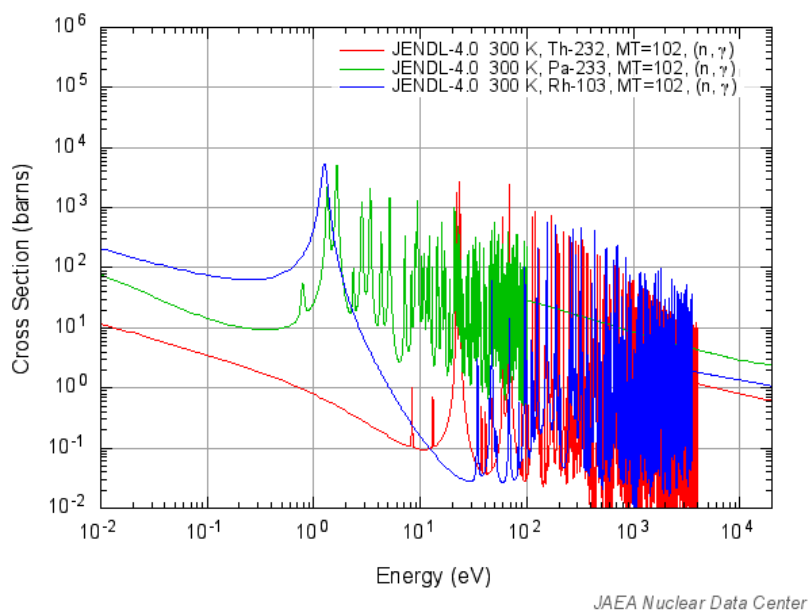


9

毒物選定

毒物の選定は、0.1~10eV付近で高い捕獲断面積を持つものを選定。

Rh103

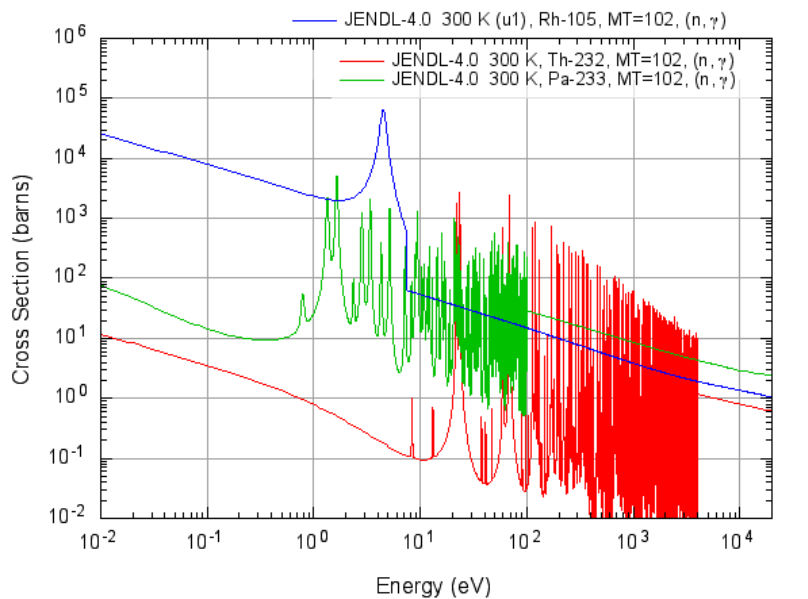


10

毒物選定

毒物の選定は、0.1~10eV付近で高い捕獲断面積を持つものを選定。

Rh105



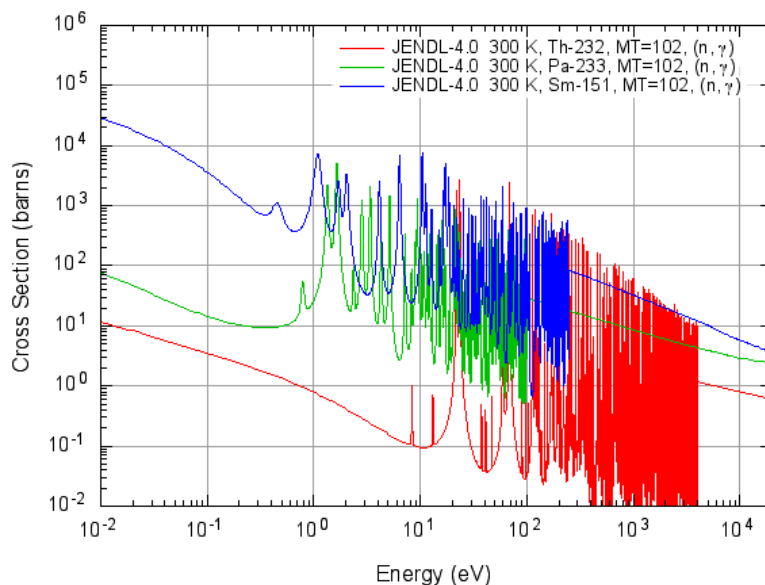
JAEA Nuclear Data Center

11

毒物選定

毒物の選定は、0.1~10eV付近で高い捕獲断面積を持つものを選定。

Sm151



JAEA Nuclear Data Center

12

計算条件

PWRのピンセル条件をMVPで設定、未燃焼計算を行った。

燃料組成は、U233を10wt%,Th232を89.95wt%,Pa233を0.05%で構成した酸化燃料、

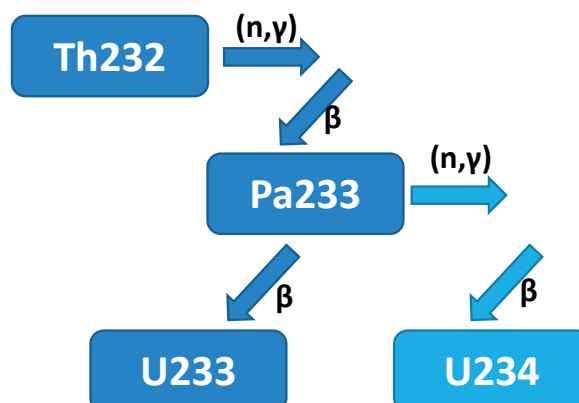
この燃料を母材として無限増倍率が1.33程度になるよう毒物の添加量を調整した燃料を準備した。

毒物核種	添加量 (wt%)	無限増倍率
Eu153	1.9	1.329
Eu155	0.38	1.329
Gd155	0.24	1.331
Rh103	4.8	1.332
Rh105	0.09	1.327
Sm151	0.34	1.326

計算条件

未燃焼計算の結果を用いるため、転換比は瞬間的な反応率を基に算出する。

$$\begin{aligned} \text{(転換比)} &= \text{(生成される核分裂性核種)} / \text{(消費される核分裂性核種)} \\ &= ((\text{Th232の捕獲率}) - (\text{Pa233の捕獲率})) / (\text{U233の吸収率}) \end{aligned}$$



結果

それぞれの核種の反応率と転換比を示す。捕獲率はU233とTh232の核分裂率の和で規格化している。

毒物核種	転換比	Pa233の捕獲率	Th232の捕獲率
毒物なし	0.243	3.38×10^{-3}	2.75×10^{-1}
Eu153	0.282	$+0.59 \times 10^{-4}$	$+4.27 \times 10^{-2}$
Eu155	0.284	$+8.08 \times 10^{-4}$	$+4.84 \times 10^{-2}$
Gd155	0.281	$+7.73 \times 10^{-4}$	$+4.56 \times 10^{-2}$
Rh103	0.275	$+2.04 \times 10^{-4}$	$+3.72 \times 10^{-2}$
Rh105	0.289	$+3.58 \times 10^{-4}$	$+5.35 \times 10^{-2}$
Sm151	0.285	$+6.20 \times 10^{-4}$	$+4.88 \times 10^{-2}$

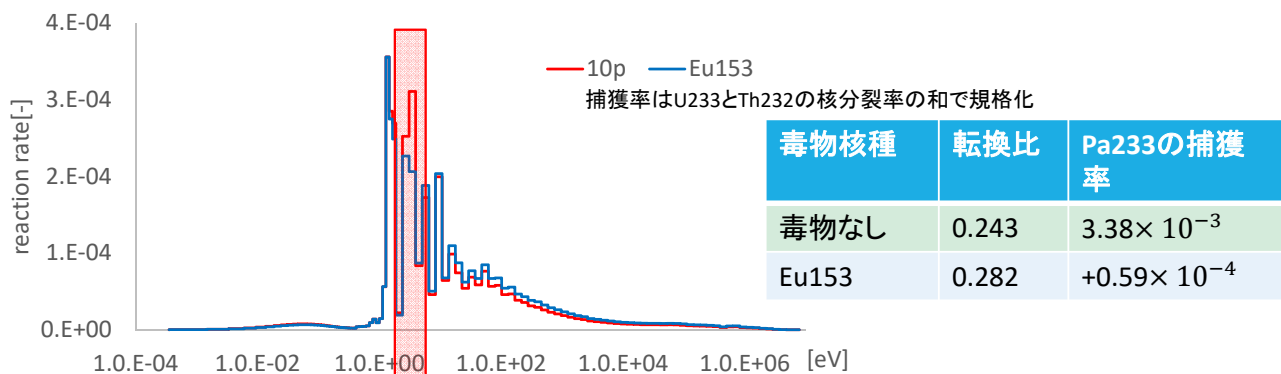
毒物によって、Pa233の捕獲率は増加している。Th232の捕獲率は増加している。捕獲率変化のスケールはTh232の方が大きく、転換比により大きな影響を与えている。

15

考察

Pa233について

毒物としてEu153を加えた条件のPa233の捕獲率を示す。



7eV付近の捕獲率ピークが低下している。それより高いエネルギー領域では捕獲率が増加している。

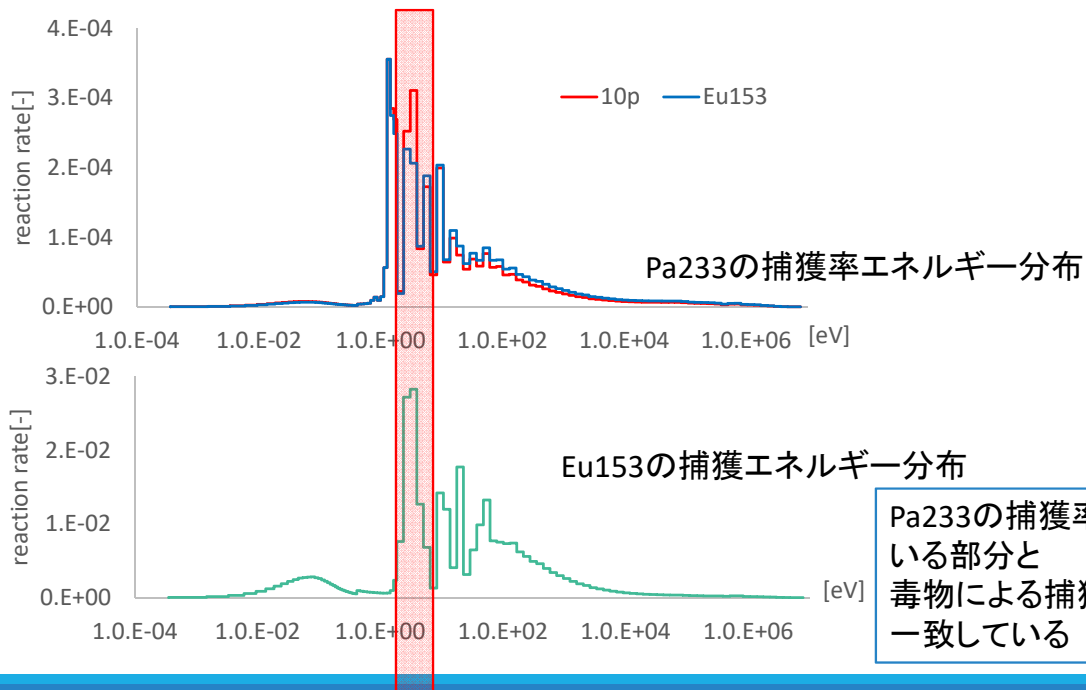
全体の捕獲率総和としては毒物なしと比べほとんど変わっていない。

16 ★

考察

Pa233について

毒物による中性子捕獲がどのエネルギーで発生しているか確認する。



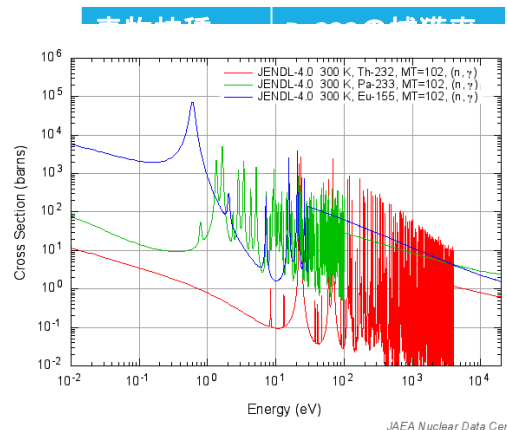
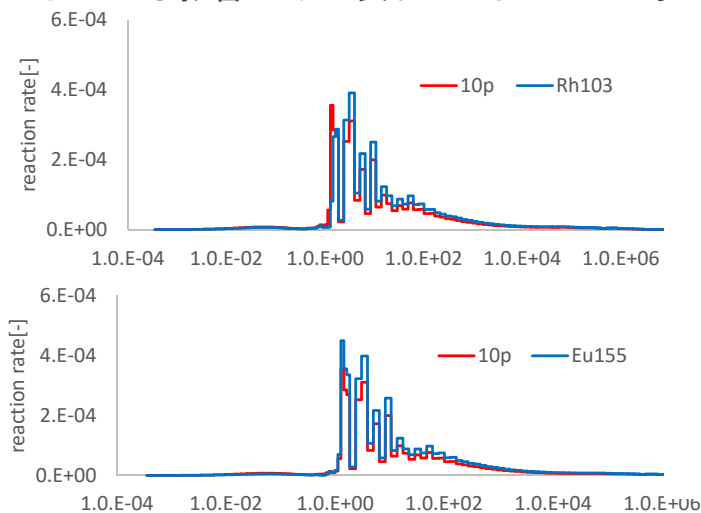
考察

Pa233について

毒物間での比較を行う。

Rh103を加えた条件でも捕獲率の2eV付近のピークが低下。

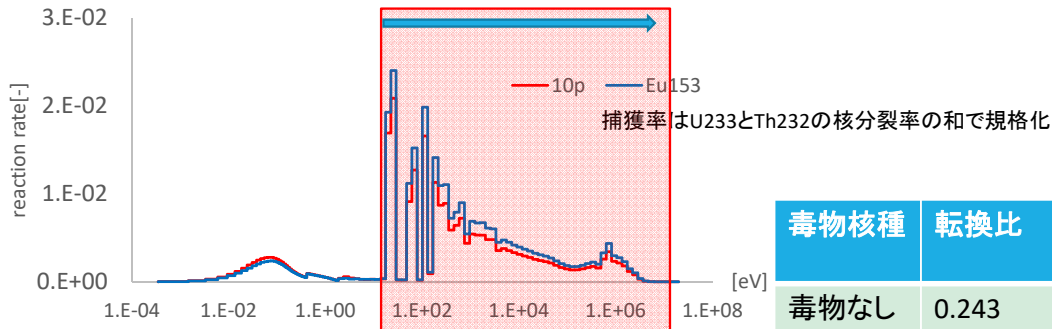
ほかの毒物ではピークの低下はみられず、全体の中性子フラックスが持ち上がる影響だけが表れてしまっていた。



考察

Th232について

毒物としてEu153を加えた条件のTh232の捕獲率を示す。



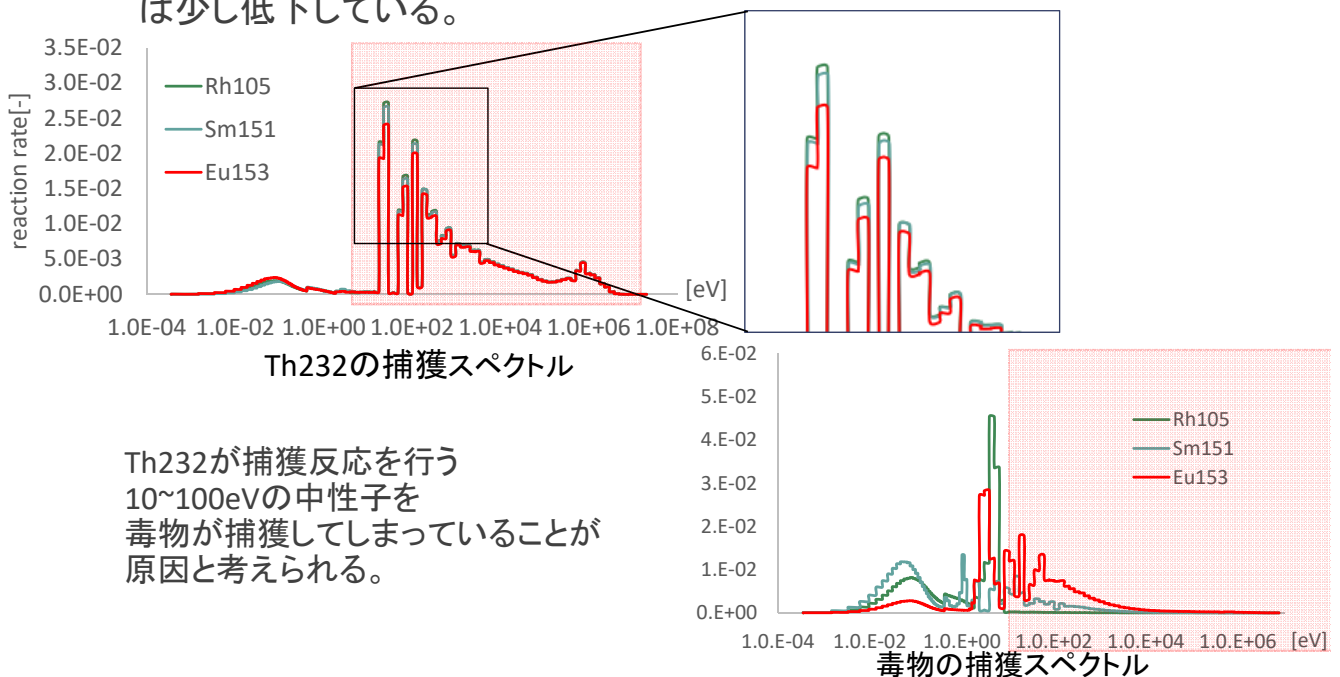
毒物核種	転換比	Th232の捕獲率
毒物なし	0.243	2.75×10^{-1}
Eu153	0.282	$+4.27 \times 10^{-2}$

スペクトルが硬化することにより10eV以上の領域で反応が促進され、捕獲が促進している。エネルギー全体でみても捕獲率の向上につながっている。

考察

Th232について

Eu153と他毒物の影響を比較すると、10~100eVの範囲でTh232の捕獲率は少し低下している。



Th232が捕獲反応を行う
10~100eVの中性子を
毒物が捕獲してしまっていることが
原因と考えられる。

総括

- 中性子毒物を用いて中性子スペクトルを変化させ、トリウム燃料の転換比を向上することができるか検討を行った。
- Pa233の捕獲反応低下、Th232の捕獲反応増加を目的として、毒物を選び加えた。
- Pa233はあるエネルギー領域の捕獲反応を部分的に低下させても、他エネルギー領域での反応増加と打ち消し合い、全体としての捕獲反応低下にはあまりつながらない。
- Th232はスペクトルの硬化によって捕獲が増加する。
- また、Th232の捕獲率増加の方がPa233に比べ大きいので転換比向上に大きな影響を示す。

- 今後はTh232の反応により注目しつつ燃焼計算での検討を進めたい。

Dynamic Mode Decomposition を用いた即発中性子減衰定数 α 推定手法の開発

Development of Estimation Method for Prompt Neutron Decay Constant α

Using Dynamic Mode Decomposition

西岡 楓賀¹, 福井 悠平¹, 遠藤 知弘¹, 山本 章夫¹, 山中 正朗^{2}, 卞 哲浩²

¹名古屋大学, 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)で得られた中性子計数の時系列データに対して Dynamic Mode Decomposition (DMD)を適用し、基本モード成分の即発中性子減衰定数 α とその統計誤差を評価した。

キーワード : 即発中性子減衰定数 α , Dynamic Mode Decomposition, ランダムサンプリング法, 基本モード, 未臨界度測定, パルス中性子法

1. 緒言 : 即発中性子減衰定数 α は体系内における即発中性子束の指数関数的減衰を表す時定数であり、基本モード成分の α を測定することで、体系の未臨界度を求めることができる。本研究では、KUCA で取得したパルス中性子法実験結果に対して、DMD[1]とランダムサンプリング(RS)法を組み合わせた手法を用いて、基本モード成分の α とその統計誤差評価を行った。

2. 解析手法 : パルス中性子打ち込み後、 m 個の検出器により時間幅 Δt 毎に中性子を計数した場合を考える。 n ステップの測定で得られた離散的時系列データを m 行 n 列の行列 \mathbf{X} に並べ、この行列 \mathbf{X} から 1 列目 $\sim(n-1)$ 列目までの時系列データを取り出した行列を $\mathbf{X}_{1:n-1}$ 、2 列目 $\sim n$ 列目を取り出した行列を $\mathbf{X}_{2:n}$ と定義する。DMD では、 $\mathbf{A}\mathbf{X}_{1:n-1} = \mathbf{X}_{2:n}$ となる時間発展行列 \mathbf{A} を、一般化逆行列を用いて推定する。この行列 \mathbf{A} を固有値分解することで、各モードの固有値 λ_i が得られ、 $\alpha_i = -\ln(\lambda_i)/\Delta t$ の関係式により各モードの即発中性子減衰定数 α_i が求められる。 α の統計誤差評価にはRS法を用いた。行列 \mathbf{X} の各要素に対して、正規乱数(平均が0、標準偏差が各要素における中性子計数の統計誤差)を加えることにより、摂動させた仮想時系列データを複数作成する。各データに対してDMDを繰り返し適用し、得られた α の分布を統計処理して統計誤差を評価する。

3. 適用結果 : 実機体系における DMD の適用性を調べるために、KUCA の A 架台 (図1) でパルス中性子法実験を行った。

BF₃ 検出器 4 個、光ファイバー検出器 4 個、核分裂電離箱 FC#1、FC#2 の 2 個で計 10 個の検出器から取得した中性子計数の時系列データに加え、遅発中性子による定常成分を差し引くため全時間ステップに対して 1 となる定常信号を \mathbf{X} に追加して DMD を適用した。DMD による基本モード成分の α 推定結果を図2に示す。図2より、DMD による α 推定結果はマスキング時間によらず $(\beta_{\text{eff}} - \rho)/\Lambda$ の実験結果と統計誤差の範囲内ではほぼ一致したが、従来フィッティング法ではマスキング時間によって α の系統的な差が大きく変動した。

参考文献 : [1] P. J. Schmid, *J. Fluid Mech.*, **656**, 5–28 (2010).

謝辞 本研究は KUCA 共同利用研究(CA3101)の成果であり、JSPS 科研費(19K05328)の助成による。

*Fuga Nishioka¹, Yuhei Fukui¹, Tomohiro Endo¹, Akio Yamamoto¹, Masao Yamanaka², Cheol Ho Pyeon²

¹Nagoya University, ²Institute for Integrated Radiation and Nuclear Science, Kyoto University, *Nuclear Engineering Ltd.

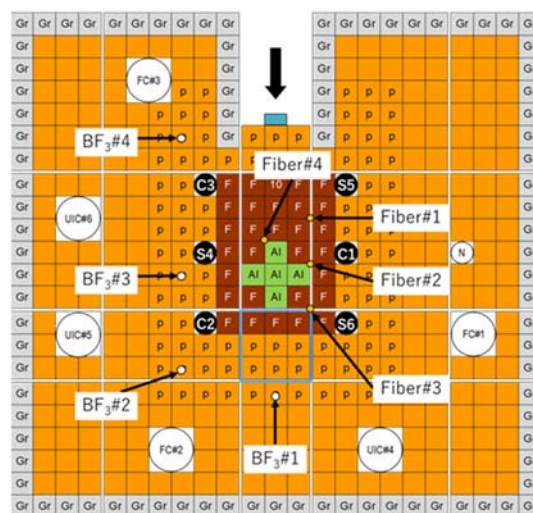


図1 全制御棒・全安全棒挿入体系

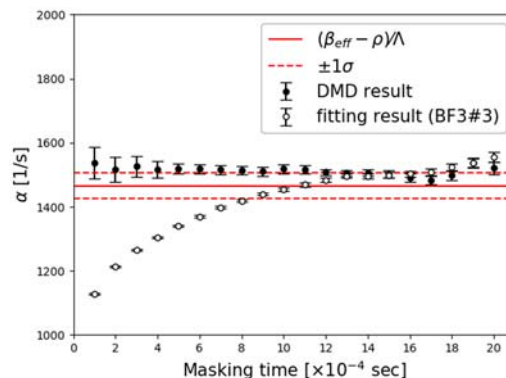


図2 DMDによる α の推定結果

Dynamic Mode Decomposition を用いた 即発中性子減衰定数 α 推定手法の開発

○西岡楓賀¹ 福井悠平¹ 遠藤知弘¹ 山本章夫¹ 山中正朗² 卞哲浩²

1. 名古屋大学
2. 京都大学複合原子力科学研究所

第8回炉物理専門研究会 12/2(水) オンライン開催

1

本発表の流れ

- i. 背景と目的
- ii. DMDの説明と適用例
- iii. KUCAにおけるパルス中性子法実験に対する
DMDの適用
- iv. まとめと今後の課題

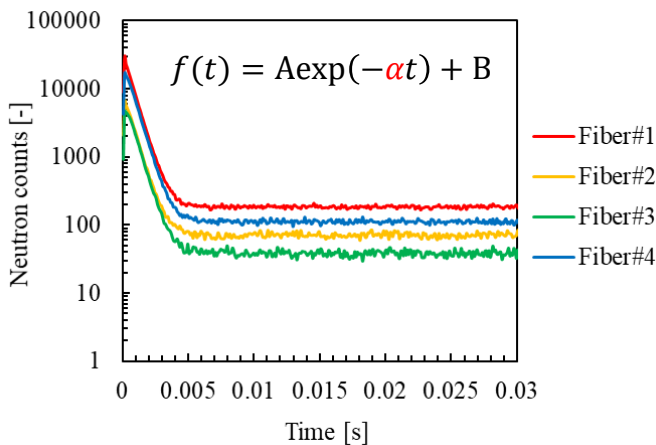
2

背景

□ パルス中性子法

- 即発中性子減衰定数 α の測定手法の1つ
- 未臨界体系にパルス中性子を打ち込んだ後の中性子数の時間変化を測定
- 従来法では中性子計数の減衰曲線をフィッティングして α を推定

中性子数の時間変化



α と未臨界度($-\rho$)の関係

$$\frac{-\rho}{\beta_{eff}} = \frac{\alpha - \alpha_c}{\alpha_c}$$

- 従来法では、**基本モード成分の α** を抽出することが困難
- **Dynamic Mode Decomposition**の適用により、基本モード成分の α を推定可能

3

発表の目的

□ Dynamic Mode Decomposition (DMD)

- ある動的な系から得られる時系列データのみから、系の振る舞いを複数のモードに分解する手法(データ駆動型)
- DMDでは、中性子計数時系列データを $f(\vec{r}, t) \approx \sum_{i=1}^r A_i \psi_i(\vec{r}) \exp(-\alpha_i t)$ に展開し、各モードの即発中性子減衰定数 α_i と固有関数 $\psi_i(\vec{r})$ を推定可能
- **ランダムサンプリング法(RS法)**と組み合わせることにより、即発中性子減衰定数 α の統計誤差評価が可能

目的

KUCAで実施したパルス中性子法実験に**DMD**を適用し、基本モード成分の**即発中性子減衰定数 α** とその**統計誤差**を評価する

4

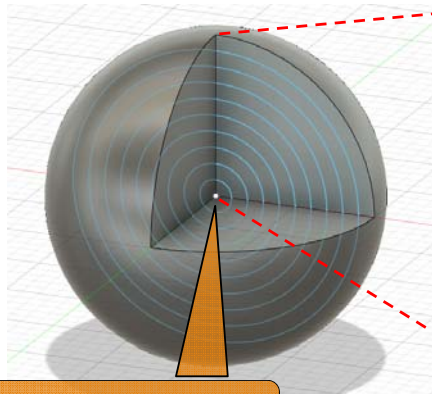
DMDの適用例

□ Godiva体系におけるパルス中性子法数値実験

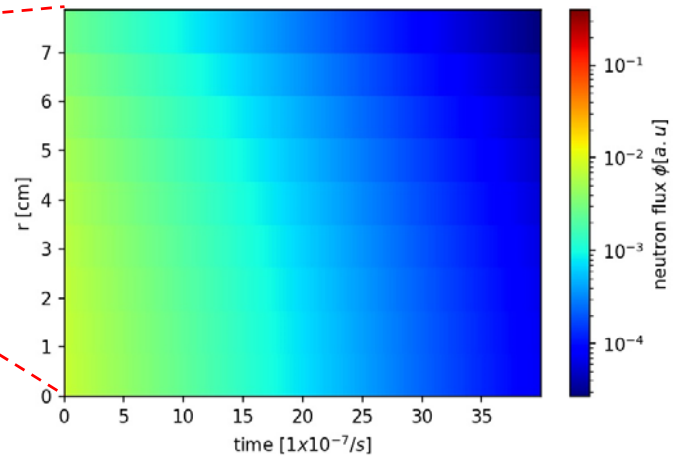
- MCNP6.2でパルス中性子実験を仮想的に実施
- Godiva球を球殻状に等幅10領域に分割
- 時間ステップ幅 $\Delta t = 5 \times 10^{-9}$ [sec]毎に中性子束の時間変化を計算

Godiva球の模式図

中性子束の時間変化



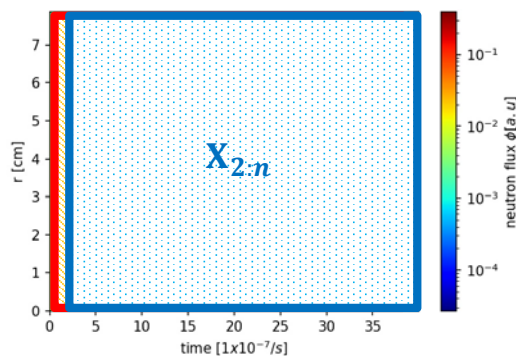
中心にパルス入力



5

DMDの計算手順(1/2)

1. 数値実験で得られた中性子束時系列データXから行列 $X_{1:n-1}$ と $X_{2:n}$ を作成する



2. 行列 $X_{1:n-1}$ と $X_{2:n}$ の関係を時間発展行列Aを用いて以下式で近似する

$$AX_{1:n-1} \approx X_{2:n}$$

3. 時間発展行列Aを $X_{1:n-1}$ のMoore-Penrose擬似逆行列 $X_{1:n-1}^+$ を用いて求める

$$A = X_{2:n}X_{1:n-1}^+ = X_{2:n}V\Sigma^{-1}U^*$$

上式は、 $X_{1:n-1}$ の特異値分解 $X_{1:n-1} = U\Sigma V^*$ を用いている

6

DMDの計算手順(2/2)

4. 時間発展行列Aの固有値分解を行い、各モードの固有値 λ_i を得る

$$A = P\Lambda P^{-1}$$

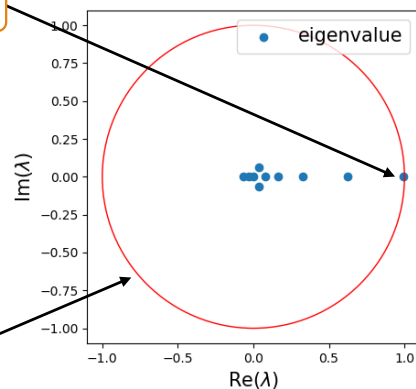
ただし、

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \lambda_2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \lambda_{10} \end{pmatrix}$$

$$P = (\vec{\psi}_1 \quad \vec{\psi}_2 \quad \dots \quad \vec{\psi}_{10})$$

基本モード

固有値分布



安定条件の単位円

5. 基本モード成分の固有値 λ_1 に対応する即発中性子減衰定数 α を算出

DMDの仮定式

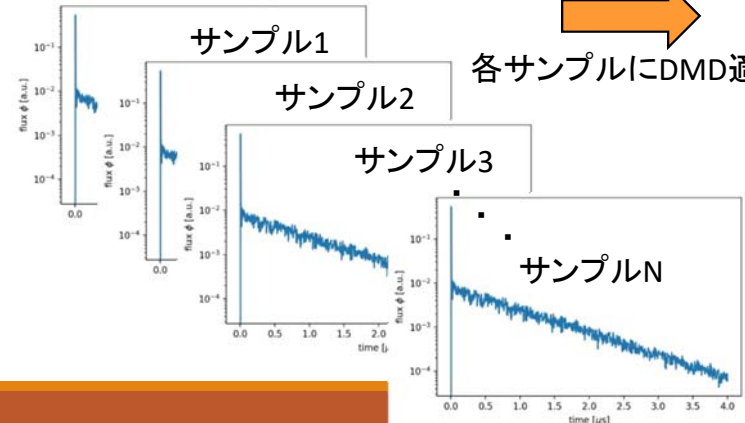
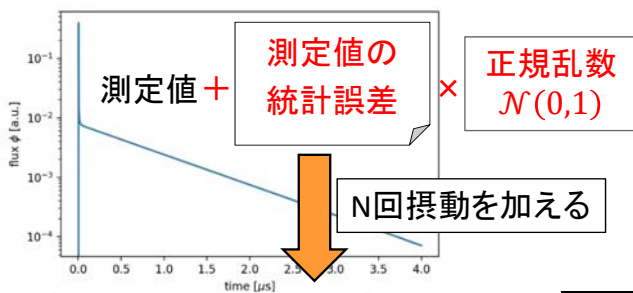
基本モード成分の α

$$\vec{x}_{i+1} \approx \begin{cases} A\vec{x}_i = \exp(-\alpha\Delta t)\vec{x}_i \\ A\vec{x}_i = \lambda_1\vec{x}_i \end{cases} \Rightarrow \alpha = -\frac{\ln(\lambda_1)}{\Delta t}$$

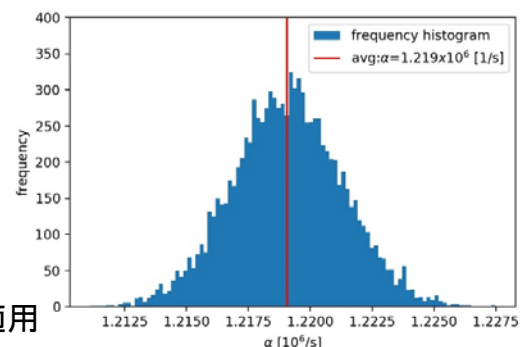
7

α の統計誤差評価

□ ランダムサンプリング法



α のヒストグラム ($N = 10,000$)



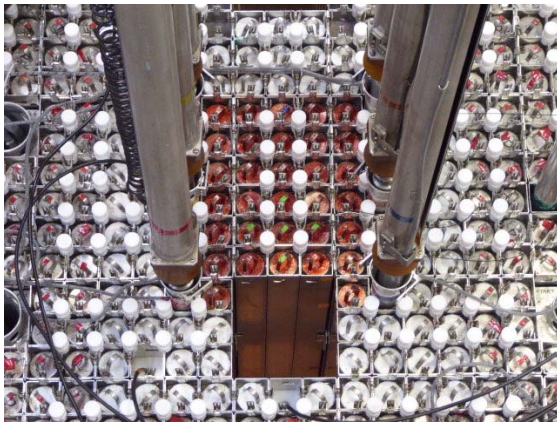
平均値: $\mu = 1.2190 [1/\mu\text{s}]$
 標準偏差: $\sigma = 0.0022 [1/\mu\text{s}]$
 $\therefore \alpha = 1.2190 \pm 0.0022 [1/\mu\text{s}]$
 MCNP6.2による参考値
 $\frac{(\beta_{\text{eff}} - \rho)}{\Lambda} = 1.1756 \pm 0.0039 [1/\mu\text{s}]$

8

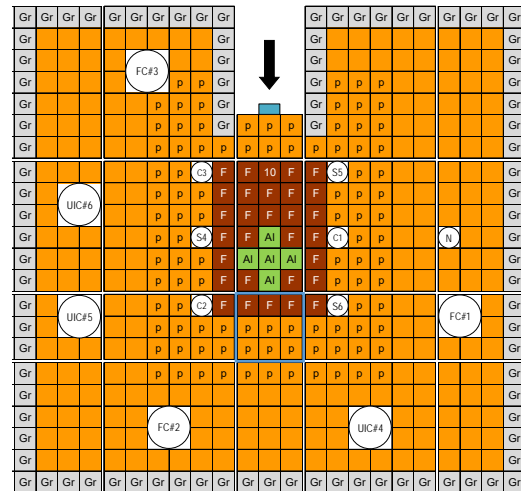
KUCAを利用したパルス中性子法実験

□ 京都大学臨界集合体実験装置(KUCA)を利用した実験

- 固体減速材を用いたA架台を使用
- FFAG加速器とPb-Biターゲットによる核破碎中性子源を用いてパルス中性子法実験を実施

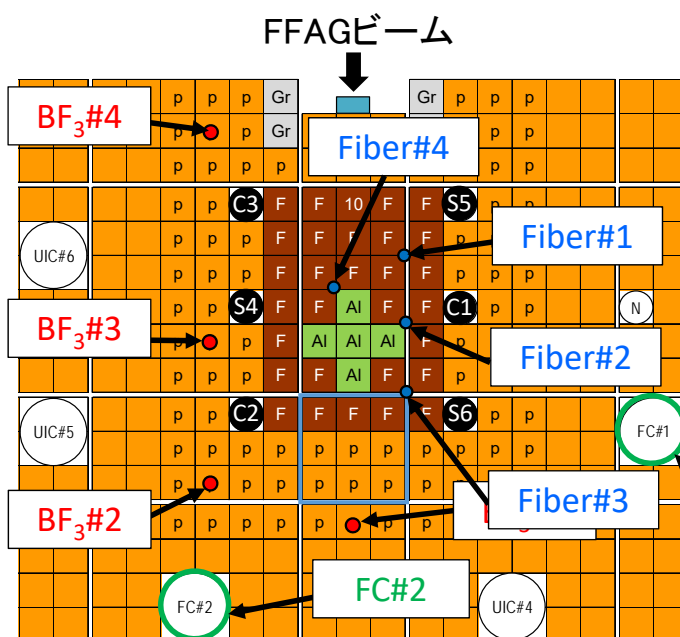


実験体系(2019年10月23日撮影)



実験体系の概略図

実験体系



全制御棒・全安全棒挿入体系

落下法・ペリオド法の測定結果

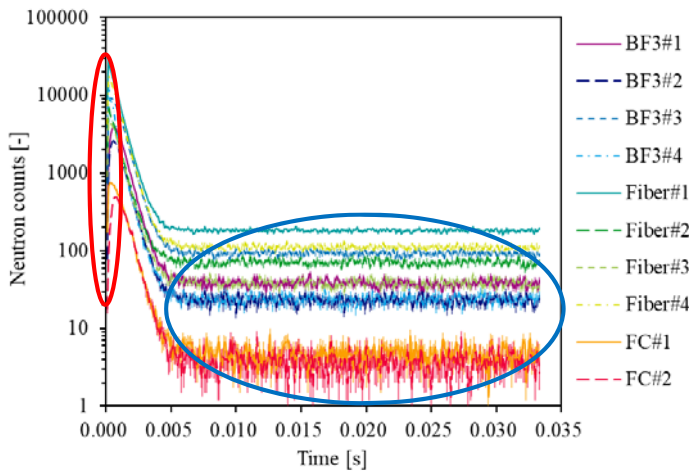
制御棒価値 [\$]	C1,S4	1.203 ± 0.041
	C2,S6	0.408 ± 0.014
	C3,S5	0.408 ± 0.014
余剰反応度 [\$]		0.036 ± 0.001
未臨界度(- ρ)[\$]		4.001 ± 0.133

使用した検出器(合計10個)

- 核分裂電離箱: 2個 (FC#1,#2)
- BF₃検出器: 4個 (BF₃#1~#4)
- 光ファイバー検出器: 4個 (Fiber#1~#4)

実験結果

パルス中性子法実験結果

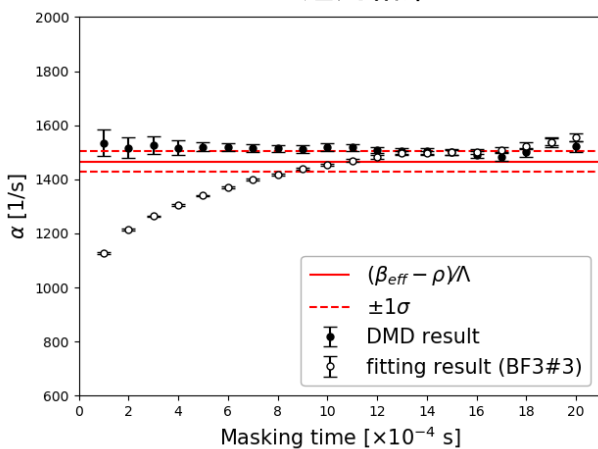


得られた時系列データ行列Xの
行列サイズは10行333列

- 合計10個の検出器を用いて、 $\Delta t = 0.0001$ [sec]の時間ステップ幅で中性子数を計測
- 各検出器の中性子計数結果には、**中性子計数の立ち上がり部分と遅発中性子による定常成分が存在**
- ✓ 中性子計数の立ち上がり部分をマスキング(削除)
- ✓ 中性子計数時系列データに全時間ステップに対して1となる定常信号をXに追加

DMDによる実験解析

DMD適用結果



- ✓ 比較として、従来フィッティング法を用いた (BF₃#3の結果を用いた)
- ✓ 参考値として、実験で得られた $(\beta_{\text{eff}} - \rho)/\Lambda$ の値を用いた

β_{eff} 、 Λ の計算結果と $(\beta_{\text{eff}} - \rho)/\Lambda$ の値

実効遅発中性子割合 β_{eff} [-]	0.00797 ± 0.00006
中性子生成時間 Λ [μs]	27.20 ± 0.04
$(\beta_{\text{eff}} - \rho)/\Lambda$ [1/s]	1466 ± 39

従来法による推定結果

- マスキング時間が小さいとき、 $(\beta_{\text{eff}} - \rho)/\Lambda$ との差異が大きい
- 高次モードによる系統的なバイアスが存在

DMDによる推定結果

- $(\beta_{\text{eff}} - \rho)/\Lambda$ の実験結果と統計誤差の範囲内でほぼ一致
- 統計誤差が最小となる α の値は 1505 ± 10 [1/s]

まとめと今後の課題

まとめ

- KUCA実験で得られた中性子計数時系列データに定常信号を加えてDMDを適用
 - α の推定結果が統計誤差の範囲内で参考値と概ね一致
- DMD適用結果と従来フィッティング法結果の比較
 - DMD適用結果の方が、マスクング時間に対して α の推定結果がほぼ一定となり、高次モード成分の影響が軽減された

今後の課題

パルス中性子源を用いない未臨界体系に対するDMDの適用