

ISSN 2189-7107

KURRI-EKR-17

# 第 5 回「炉物理専門研究会」

**Proceedings of 5th Reactor Physics Workshop (RPW 2016)**

平成 28 年 11 月 30 日、12 月 1 日 開催  
( November 30 & December 1, 2016 )

編集：卞 哲浩

Edited by : Cheol Ho Pyeon

京都大学原子炉実験所  
Research Reactor Institute, 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。原子炉実験所では、KUCA（A 架台）と FFAG 加速器を組み合わせて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、福井大・Wilfred van Rooijen 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・小嶋健介氏および京都大学原子炉実験所・佐野忠史助教に心より感謝申し上げます。

卞 哲浩

2016 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 Kyoto University Research Reactor Institute (KURRI), 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. Wilfred van Rooijen of Fukui University, Prof. Tomohiro Endo of Nagoya University, Prof. Naoto Aizawa of Tohoku University, Prof. Satoshi Takeda, Dr. Kensuke Kojima of JAEA, and Prof. Tadafumi Sano of KURRI, to hold this workshop.

Cheol Ho Pyeon

December 2016

***Keywords:***

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

## 目 次

1. 炉物理を巡る最近の動向、そして若手の皆さんに伝えたいこと 佐治悦郎 (MHI NS エンジ) .....	1
2. KUCA 固体減速架台における反応度評価の不確かさに関する研究 伊藤誠人(京都大学大学院) .....	12
3. トリウム燃料装荷による PWR 炉特性への影響評価 小林千将 (大阪大学大学院) .....	22
4. 燃料メーカーにおける核データ不確かさ評価研究の位置付け 山本賢治郎 (GNF-J) .....	23
5. 小型分散電源用原子炉システム 木村 礼 (東芝) .....	24
6. 三次元多群燃料棒単位詳細炉心計算を再現する高速炉心計算の実現に向けた検討 辻田浩介 (NEL) .....	25
7. 高レベル放射性廃棄物の多様化にむけた処分場中性子場解析システムの開発 前田大輝 (東北大学大学院) .....	26
8. 特異値分解を用いた Ringhals 1 号機の炉雑音解析 正部川英亨 (北海道大学大学院) .....	38
9. 長寿命超ウラン元素を燃焼可能な軽水炉 RBWR の開発 光安 岳 (日立製作所) .....	53
10. 燃焼度確証時に利用可能な $^{106}\text{Ru}/^{144}\text{Ce}$ 放射能比の測定と燃焼解析 佐藤駿介 (電力中央研究所) .....	54
11. ADS サイクルを用いた MA 低減と Pu-238 生成に関する研究 小川健斗 (北海道大学大学院) .....	55
12. 軽水炉を用いた放射性毒性低減サイクルの検討 和田怜志 (東芝) .....	72
13. 中性子随伴輸送計算により得た検出確率を用いる未知放射線源の放射能強度推定 菅谷信二(名古屋大学大学院) .....	73
14. 輸送方程式とは何か？ 坂本浩紀 (トランスニュークリア) .....	82
15. 輸送方程式をどのように数値的に解けるか？ Wilfred van Rooijen (福井大) .....	90

## Contents

1. Current Status on Reactor Physics and Message to Young Generation (MHI NS Engineering) Etsuro Saji	1
2. Uncertainty Analysis of Reactivity Measured in Solid-Moderated and -Reflected Core at Kyoto University Critical Assembly (Kyoto Univ.) Makoto Ito	36
3. Study on impact of loading thorium fuel on PWR core-characteristics (Osaka Univ.) Kazumasa Kobayashi	37
4. A Scope of Research on Fuel and Core Design Uncertainty Analyses in a BWR Fuel Vendor (GNF-J) Kenjiro Yamamoto	54
5. Small Nuclear Reactor for Dispersed Power Systems (Toshiba) Rei Kimura	69
6. High Speed Core Calculation Reproducing 3-dimensional, Multi-group, Pin-by-pin Core Calculation (NEL) Kosuke Tsujita	80
7. Development of Neutron Field Analysis System on Geological Repository for Diversification of High Level Radioactive Waste (Tohoku Univ.) Daiki Maeda	96
8. Reactor Noise Analysis of Ringhals Unit 1 with Singular Value Decomposition and Mode Expansions (Hokkaido Univ.) Hideyuki Shobukawa	04
9. Development of RBWR for Long-lived Transuranium Elements Burner (Hitachi) Takeshi Mitsuyasu	05
10. Measurement and Burnup Analysis of $^{106}\text{Ru}/^{144}\text{Ce}$ Activity Ratio for Burnup Confirmation (CRIEPI) Shunsuke Sato	06
11. Study on MA Reduction and Pu-238 Generation using the ADS Cycle (Hokkaido Univ.) Kento Ogawa	07
12. Study on Reduced-Radiotoxicity-Production LWR-based Fuel Cycle System (Toshiba) Satoshi Wada	08
13. Inverse Estimation of Unknown Radioactive Source using Detection Probability based on Neutron Transport Calculation (Nagoya Univ.) Shinji Sugaya	08
14. What is the Transport Equation?	

	(TNT) Hiroki Sakamoto	.....	38
15.	How to Solve the Transport Equation with Numerical Analysis		
	(Univ. Fukui) Wilfred G. van Rooijen	.....	48

## 第5回「炉物理専門研究会」

日時：2016年11月30日（水）および12月1日（木）

場所：京都大学原子炉実験所 事務棟大会議室

### 2016年11月30日（水）

12:30 受付

13:00 - 13:05 開会の挨拶（以下敬称略、山本章夫・名大）

#### **Session I: Special session**（竹田 敏・阪大）

13:05 - 14:05 佐治悦郎（MHI NS エンジ）

「炉物理を巡る最近の動向、そして若手の皆さんに伝えたいこと」

14:05 - 14:15 Coffee break

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

14:15 - 14:45 伊藤誠人（京都大学大学院）

「KUCA 固体減速架台における反応度評価の不確かさに関する研究」

14:45 - 15:15 小林千将（大阪大学大学院）

「トリウム燃料装荷による PWR 炉特性への影響評価」

15:15 - 15:45 山本賢治郎（GNF-J）

「燃料メーカーにおける核データ不確かさ評価研究の位置付け」

15:45 - 16:00 Coffee break

#### **Session III**：核計算（小嶋健介・JAEA）

16:00 - 16:30 木村 礼（東芝）

「小型分散電源用原子炉システム」

16:30 - 17:00 辻田浩介（NEL）

「三次元多群燃料棒単位詳細炉心計算を再現する高速炉心計算の実現に向けた検討」

17:00 - 17:30 前田大輝（東北大大学院）

「高レベル放射性廃棄物の多様化にむけた処分場中性子場解析システムの開発」

17:45 - 20:00 懇親会

## 2016年12月1日(木)

### Session IV : 炉物理一般 I (遠藤知弘・名大)

9:00 - 9:30 正部川英亨 (北海道大学大学院)

「特異値分解を用いた Ringhals 1 号機の炉雑音解析」

9:30 - 10:00 光安 岳 (日立製作所)

「長寿命超ウラン元素を燃焼可能な軽水炉 RBWR の開発」

10:00 - 10:30 佐藤駿介 (電力中央研究所)

「燃焼度確証時に利用可能な  $^{106}\text{Ru}/^{144}\text{Ce}$  放射能比の測定と燃焼解析」

10:30 - 10:45 Coffee break

### Session V : 炉物理一般 II (相澤直人・東北大)

10:45 - 11:15 小川健斗 (北海道大学大学院)

「ADS サイクルを用いた MA 低減と Pu-238 生成に関する研究」

11:15 - 11:45 和田怜志 (東芝)

「軽水炉を用いた放射性毒性低減サイクルの検討」

11:45 - 12:15 菅谷信二 (名古屋大学大学院)

「中性子随伴輸送計算により得た検出確率を用いる未知放射線源の放射能強度推定」

12:15 - 12:20 閉会の挨拶 (卞 哲浩・京大炉)

12:20 - 13:15 昼休み

### Session VI : チュートリアル (佐野忠史・京大炉)

13:15 - 14:15 坂本浩紀 (トランスニュークリア)

「輸送方程式とは何か？」

14:15 - 15:15 Wilfred van Rooijen (福井大)

「輸送方程式をどのように数値的に解けるのか」



## 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 Kyoto University Research Reactor Institute (KURRI), 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. Wilfred van Rooijen of Fukui University, Prof. Tomohiro Endo of Nagoya University, Prof. Naoto Aizawa of Tohoku University, Prof. Satoshi Takeda, Dr. Kensuke Kojima of JAEA, and Prof. Tadafumi Sano of KURRI, to hold this workshop.

Cheol Ho Pyeon

December 2016

***Keywords:***

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

## 目 次

1. 炉物理を巡る最近の動向、そして若手の皆さんに伝えたいこと 佐治悦郎 (MHI NS エンジ) .....	1
2. KUCA 固体減速架台における反応度評価の不確かさに関する研究 伊藤誠人 (京都大学大学院) .....	12
3. トリウム燃料装荷による PWR 炉特性への影響評価 小林千将 (大阪大学大学院) .....	22
4. 燃料メーカーにおける核データ不確かさ評価研究の位置付け 山本賢治郎 (GNF-J) .....	23
5. 小型分散電源用原子炉システム 木村 礼 (東芝) .....	24
6. 三次元多群燃料棒単位詳細炉心計算を再現する高速炉心計算の実現に向けた検討 辻田浩介 (NEL) .....	25
7. 高レベル放射性廃棄物の多様化にむけた処分場中性子場解析システムの開発 前田大輝 (東北大学大学院) .....	26
8. 特異値分解を用いた Ringhals 1 号機の炉雑音解析 正部川英亨 (北海道大学大学院) .....	38
9. 長寿命超ウラン元素を燃焼可能な軽水炉 RBWR の開発 光安 岳 (日立製作所) .....	53
10. 燃焼度確証時に利用可能な $^{106}\text{Ru}/^{144}\text{Ce}$ 放射能比の測定と燃焼解析 佐藤駿介 (電力中央研究所) .....	54
11. ADS サイクルを用いた MA 低減と Pu-238 生成に関する研究 小川健斗 (北海道大学大学院) .....	55
12. 軽水炉を用いた放射性毒性低減サイクルの検討 和田怜志 (東芝) .....	72
13. 中性子随伴輸送計算により得た検出確率を用いる未知放射線源の放射能強度推定 菅谷信二 (名古屋大学大学院) .....	73
14. 輸送方程式とは何か？ 坂本浩紀 (トランスニュークリア) .....	82
15. 輸送方程式をどのように数値的に解けるか？ Wilfred van Rooijen (福井大) .....	90

## Contents

1. Current Status on Reactor Physics and Message to Young Generation (MHI NS Engineering) Etsuto Saji	1
2. Uncertainty Analysis of Reactivity Measured in Solid-Moderated and -Reflected Core at Kyoto University Critical Assembly (Kyoto Univ.) Makoto Ito	12
3. Study on impact of loading thorium fuel on PWR core-characteristics (Osaka Univ.) Kazumasa Kobayashi	22
4. A Scope of Research on Fuel and Core Design Uncertainty Analyses in a BWR Fuel Vendor (GNF-J) Kenjiro Yamamoto	23
5. Small Nuclear Reactor for Dispersed Power Systems (Toshiba) Rei Kimura	24
6. High Speed Core Calculation Reproducing 3-dimensional, Multi-group, Pin-by-pin Core Calculation (NEL) Kosuke Tsujita	25
7. Development of Neutron Field Analysis System on Geological Repository for Diversification of High Level Radioactive Waste (Tohoku Univ.) Daiki Maeda	26
8. Reactor Noise Analysis of Ringhals Unit 1 with Singular Value Decomposition and Mode Expansions (Hokkaido Univ.) Hideyuki Shobukawa	38
9. Development of RBWR for Long-lived Transuranium Elements Burner (Hitachi) Takeshi Mitsuyasu	53
10. Measurement and Burnup Analysis of $^{106}\text{Ru}/^{144}\text{Ce}$ Activity Ratio for Burnup Confirmation (CRIEPI) Shunsuke Sato	54
11. Study on MA Reduction and Pu-238 Generation using the ADS Cycle (Hokkaido Univ.) Kento Ogawa	55
12. Study on Reduced-Radiotoxicity-Production LWR-based Fuel Cycle System (Toshiba) Satoshi Wada	72
13. Inverse Estimation of Unknown Radioactive Source using Detection Probability based on Neutron Transport Calculation (Nagoya Univ.) Shinji Sugaya	73
14. What is the Transport Equation?	

	(TNT) Hiroki Sakamoto	.....	82
15.	How to Solve the Transport Equation with Numerical Analysis		
	(Univ. Fukui) Wilfred G. van Rooijen	.....	90

## 第5回「炉物理専門研究会」

日時：2016年11月30日（水）および12月1日（木）

場所：京都大学原子炉実験所 事務棟大会議室

### 2016年11月30日（水）

12:30 受付

13:00 - 13:05 開会の挨拶（以下敬称略、山本章夫・名大）

#### **Session I: Special session**（竹田 敏・阪大）

13:05 - 14:05 佐治悦郎（MHI NS エンジ）

「炉物理を巡る最近の動向、そして若手の皆さんに伝えたいこと」

14:05 - 14:15 Coffee break

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

14:15 - 14:45 伊藤誠人（京都大学大学院）

「KUCA 固体減速架台における反応度評価の不確かさに関する研究」

14:45 - 15:15 小林千将（大阪大学大学院）

「トリウム燃料装荷による PWR 炉特性への影響評価」

15:15 - 15:45 山本賢治郎（GNF-J）

「燃料メーカーにおける核データ不確かさ評価研究の位置付け」

15:45 - 16:00 Coffee break

#### **Session III : 核計算**（小嶋健介・JAEA）

16:00 - 16:30 木村 礼（東芝）

「小型分散電源用原子炉システム」

16:30 - 17:00 辻田浩介（NEL）

「三次元多群燃料棒単位詳細炉心計算を再現する高速炉心計算の実現に向けた検討」

17:00 - 17:30 前田大輝（東北大大学院）

「高レベル放射性廃棄物の多様化にむけた処分場中性子場解析システムの開発」

17:45 - 20:00 懇親会

## 2016年12月1日(木)

### Session IV : 炉物理一般 I (遠藤知弘・名大)

9:00 - 9:30 正部川英亨 (北海道大学大学院)

「特異値分解を用いた Ringhals 1 号機の炉雑音解析」

9:30 - 10:00 光安 岳 (日立製作所)

「長寿命超ウラン元素を燃焼可能な軽水炉 RBWR の開発」

10:00 - 10:30 佐藤駿介 (電力中央研究所)

「燃焼度確証時に利用可能な  $^{106}\text{Ru}/^{144}\text{Ce}$  放射能比の測定と燃焼解析」

10:30 - 10:45 Coffee break

### Session V : 炉物理一般 II (相澤直人・東北大)

10:45 - 11:15 小川健斗 (北海道大学大学院)

「ADS サイクルを用いた MA 低減と Pu-238 生成に関する研究」

11:15 - 11:45 和田怜志 (東芝)

「軽水炉を用いた放射性毒性低減サイクルの検討」

11:45 - 12:15 菅谷信二 (名古屋大学大学院)

「中性子随伴輸送計算により得た検出確率を用いる未知放射線源の放射能強度推定」

12:15 - 12:20 閉会の挨拶 (卞 哲浩・京大炉)

12:20 - 13:15 昼休み

### Session VI : チュートリアル (佐野忠史・京大炉)

13:15 - 14:15 坂本浩紀 (トランスニュークリア)

「輸送方程式とは何か？」

14:15 - 15:15 Wilfred van Rooijen (福井大)

「輸送方程式をどのように数値的に解けるのか」

# 炉物理を巡る最近の動向、 そして若手の皆さんに伝えたいこと

佐治 悦郎

2016年11月30日  
第5回炉物理専門研究会  
京都大学原子炉実験所



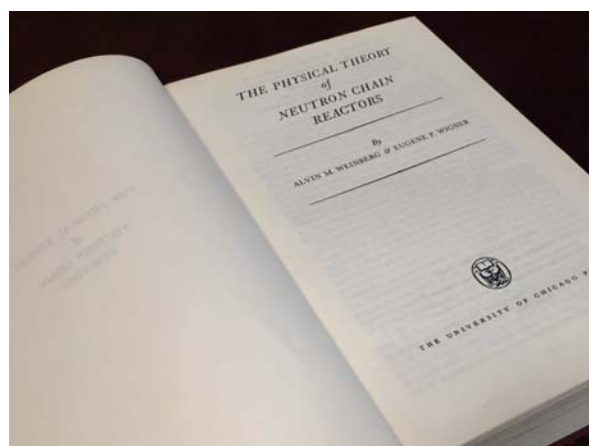
MHI NS ENG MHIニュークリアシステムズ・ソリューションエンジニアリング株式会社

MHI  
/GROUP MITSUBISHI  
HEAVY  
INDUSTRIES

## 目次

MHI  
/GROUP MITSUBISHI  
HEAVY  
INDUSTRIES

1. はじめに
2. 最近の炉物理の動向
3. これからの炉物理の方向性
4. 若手の皆さんに伝えたいこと



## ● 「炉物理」とは何か？

- ➔ しばしば蒸し返される問いかけ
- ➔ 「物理学」の一分野？
- ➔ 目的は、原子炉内の中性子の振る舞いや核反応を正確に表現し予測すること

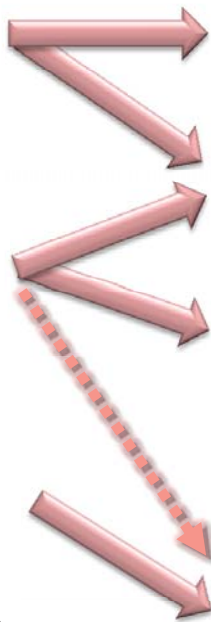
## ● 「炉物理」は「工学」である

- ➔ 核反応を断面積で表現することで、中性子の振る舞いを記述する方程式はシンプルなバランス式となる
  - 物理学としての興味はここまで？
- ➔ 中性子輸送方程式を如何に精度良く解くか？
  - 最終目標は社会への貢献

# 2. 最近の炉物理の動向 (1/2)

## 背景

- 計算機性能向上 (昔から継続)
- 東電福一事故・新規制基準等
- 米国輸出規制 (2009年～10CFR810適用)



## 動向

- 計算手法精緻化
  - ✓ 大規模シミュレーション
- 説明性・透明性向上
  - ✓ 不確かさ定量化
- 適用範囲拡充
  - ✓ 設計拡張事象
  - ✓ 長期停止
  - ✓ 燃料デブリ
- 国産コード開発



- 国内：
  - 東電福一事故を受けて (2.1)
  - 国産コード開発 (2.2)
  
- 国内外共通：
  - 大規模シミュレーション (2.3)
  - 不確かさ定量化 (2.4)

### 2.1 国内:東電福一事故を受けて(1/3)

- 新規制基準対応
  - 設計拡張事象(DEC\*)への評価範囲の拡張
    - ✓ PWRでのボイドの発生
    - ✓ 例: PWRプラントのATWS\*\*評価へのSPARKLE-2コードの適用(MHI,PWR電力)
  
  - 不確かさの定量化(⇒ 2.4)
    - ✓ 審査過程における説明性向上
    - ✓ 原子力学会シミュレーションガイドラインへの対応を見越した不確かさの定量化の要求

\* DEC: Design Extension Condition

\*\* ATWS: Anticipated Transient Without Scram

- 再稼働の遅れ
  - 長期停止：燃料中のMA/FP壊変の影響
    - ✓ 例：長期停止が炉心特性に与える影響の評価（中部電力、CTI、NFI）
- 安全性向上
  - 停止時未臨界監視手法：深い未臨界での異常検知
    - ✓ 例：原子力発電所等における停止時未臨界監視手法の開発（GNF-J、福井大）
- 東電福一廃炉
  - 燃料デブリの臨界監視：対象の性状不明確
    - ✓ 例：燃料デブリの臨界管理手法の開発（IRID,東電）

- 原子力規制庁（NRA）による原子炉システム解析コードの整備・開発
  - 目的：原子力安全規制等を実施する際の判断に必要な技術的知見の取得、技術基盤の維持・構築
    - ✓ 原子力規制委員会における安全研究について（平成27年度版） H27.4.22 原子力規制委員会
  - 解析手法/コード
    - ✓ 炉心核・熱・動特性コードとして、実績があるCASMO/SIMULATE、TRACE/PARCSを導入・整備
    - ✓ 国産コード化：炉心核・熱評価手法の精緻化を目指し、燃料棒単位解像度の解析技術の調査を実施

- 米国輸出規制強化により、NJOY2012、MCNP6のソースコード非公開
  - 核データライブラリ作成はNJOYに強く依存
  - MCNPを炉物理計算参照解コード、遮蔽計算等に利用



- NJOY、MCNPに対応する国産代替コードが必要
  - 国産核データ処理プログラムFRENDYの開発(JAEA)
  - 連続エネルギーモンテカルロコードMVPは国内で炉物理計算参照解コードとしての地位を確立済み(JAEA)
  - 粒子・重イオン挙動解析コードPHITSの開発(JAEA, KEK)、原子力以外へも適用(医療・理学・工学)

## 2.3 国内外共通：大規模シミュレーション(1/2)

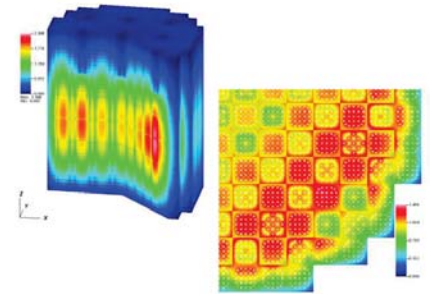
### 近似を極力排除した解析を志向

- 3次元全炉心Characteristics法(MOC)の実用化(日,米,韓,中・・・)
  - 2次元MOC+1次元ノード法 (静特性/動特性)
    - ✓ 例: A Multilevel Quasi-Static Kinetics Method for Pin-Resolved Transport Transient Reactor Analysis (University of Michigan)
  - MOC 3次元化 (静特性)
    - 四電, 四E (SHIKOKU)、名大(GENESIS)
      - ✓ 例: 決定論的手法に基づく3次元非均質輸送計算コードGENESISの開発(名大)
- 連続エネルギーモンテカルロ動特性(韓国,欧州・・・)
  - ✓ 例: Nuclear Reactor Transient Analysis by Continuous-Energy Monte Carlo Calculation Based on Predictor-Corrector Quasi-Static Method (KAIST)



- 2段階計算(核定数計算コード⇒炉心計算コード)の排除

- MOCやモンテカルロ法を用いた3次元非均質炉心計算/動特性計算コードの開発(前頁)
- Virtual Reactorの実現に向けて ~ 関連要素技術(計算技術含む)の高度化
  - CASL(Consortium for Advanced Simulation of Light Water Reactors)プロジェクト(米国DOE/ORNL他)
    - ✓ 核熱結合を考慮した3次元非均質全炉心計算が可能なVERA-CSコードの開発
    - ✓ 例: Full-core 3D MOC Transport (2D/1D, Pin-resolved) Capability with T-H coupling
    - ✓ MOC solver : DeCART(KAERI/SNU), MPACT(University of Michigan)



Testing of MPACT  
<http://www.casl.gov>より

## 2.4 国内外共通：不確かさ定量化(1/2)

- 核断面積共分散データの充実+計算手法起因の誤差縮小 ⇒ 核データ起因の不確かさ定量化
- 一般化摂動論とランダムサンプリング法
  - 一般化摂動論の例
    - ✓ TSUNAMI(SCALE)の連続エネルギーへの拡張(ORNL)
    - ✓ PWR炉心における核特性パラメータの不確かさ解析(福井大、MHI)
    - ✓ 原子炉崩壊熱の不確かさの定量化(北大)
  - ランダムサンプリング法の例
    - ✓ Sampler(SCALE)の開発(ORNL)
    - ✓ ランダムサンプリング法による炉心安全性パラメータの不確かさと相関の評価(名大、NFI)
    - ✓ 共分散核データを起源とするBWR炉心特性不確かさ評価システムの整備(GNF-J)

- 実測値データとの比較 ⇒ 不確かさ低減
  - 実測値のばらつきと計算で求めた不確かさの比較
    - ✓ 例：原子炉崩壊熱の不確かさの定量化(北大)
  - 実験データによる不確かさ低減
    - ✓ 例：Feasibility study of decay heat uncertainty reduction using nuclear data adjustment method with experimental data (北大)
  - 高速炉で実績のある断面積調整法を感度係数評価が困難な軽水炉体系にランダムサンプリング法(感度係数不要)を用いて適用
    - ✓ 例：ランダムサンプリング法を用いた断面積調整法(名大、NFI)

## 3. これからの炉物理の方向性(1/2)

- 計算手法起因の誤差低減
  - モンテカルロ、3D-MOCによる全炉心静特性計算/動特性計算/燃焼計算
  - 核反応を左右する物理現象を同時に解析評価 ⇒ Virtual Reactor(CASL)



- 不確かさ定量化の進展
  - 核データ起因の不確かさ定量化の進化 ⇒ 残っている誤差/不確かさの低減への努力





- 実用の場合での「安全裕度を見込んだ保守的評価」の圧縮、「Best Estimate+不確かさ」評価の拡大
  - ⇒ 過度な設計余裕の排除 ~ 運転範囲の拡大、設備の合理化
  - ⇒ リスクの定量化(安全の説明性の向上、見える化)

参考: 佐治、“安全管理・安全規制の最新動向を踏まえた核データ・炉物理研究の課題”、*炉物理の研究(炉物理部会報)*第57号、8~12 (2005).

- 解析評価による実験代替
  - 新型燃料/新型炉心開発
  - 事故時の挙動解析

<背景>  
実験施設の減少

### 4. 若手の皆さんに伝えたいこと(1/5)

- 解析には必ずモデル化(近似)が付きまとうという現実 ~ 物理的考察の重要性
  - (そのことを思い知らされた事例を口頭で2~3件紹介)

参考: 佐治、岩本、丸山、田原、森、“商業用軽水炉核計算手法の高度化”、*日本原子力学会誌*、36, 484 (1994).

- 実用に供する原子炉の設計、運転管理を念頭におく ~ 社会への貢献
  - 日本社会の要請は安全確保、安全性向上
  - 設計、運転管理の現場のニーズをくみ取る ~ 産業界とアカデミアの交流

## 4. 若手の皆さんに伝えたいこと(2/5)

- 3次元連続エネルギーモンテカルロ計算は核計算としては究極の方法だが、
  - 解析結果は核断面積を別にしても、計算モデル構築のインプットに左右される
  - 実用炉の解析には、燃料温度(燃料の機械的挙動)、減速材温度/密度(熱水力特性)、燃焼度(ヒートバランス)、幾何形状(温度、照射による変化)等、多種多様なインプットが介在 ~ 非線形な影響



炉物理を狭く捉えず、「原子炉内の核反応を軸にすべての物理現象を扱う」(Multi-physicsとしての炉物理)くらいの広い視野で捉えなおす

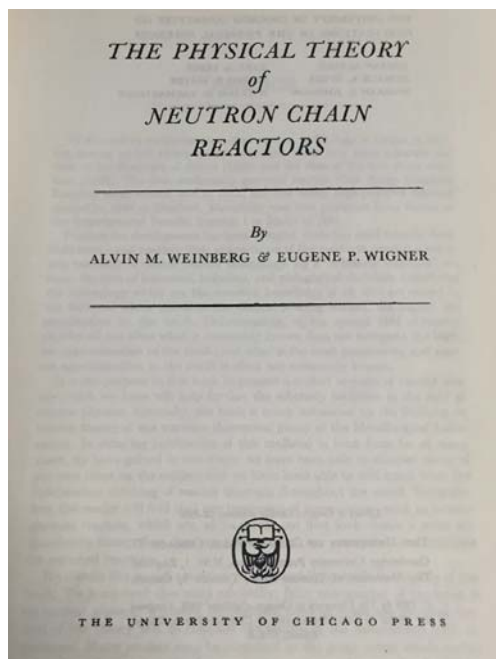
## 4. 若手の皆さんに伝えたいこと(3/5)

### Weinberg博士の関心の推移

1958年



1972年



Science and Trans-Science

ALVIN M. WEINBERG

MUCH has been written about the responsibility of the scientist in resolving conflicts which arise from the interaction between science and society. Ordinarily the assumption is made that a particular issue on which scientific knowledge is drawn into the resolution of a political conflict—for example, whether or not to build a supersonic transport (SST) or whether or not to proceed with a trip to the moon—can be neatly divided into two clearly separable elements, one scientific, the other political. Thus the scientist is expected to say whether a trip to the moon is feasible or whether the SST will cause additional skin cancer. The politician, or some other representative of society, is then expected to say whether the society ought to proceed in one direction or another. The scientist and science provide the means; the politician and politics decide the ends.

This view of the role of the scientist, and indeed of science itself, is, of course, oversimplified, in particular because even where there are clear scientific answers to the scientific questions involved in a public issue, ends and means are hardly separable. What is thought to be a political or social end turns out to have numerous repercussions, the analysis of which must fall into the legitimate jurisdiction of the scientist, and each of these repercussions must also be assessed in moral and political terms; or what is thought to be a scientific means has non-scientific implications which also must be assessed in these terms. The relationship between the scientist and the politician is thus far more complicated than the simple model described above.

In this paper I shall be concerned with a somewhat different aspect of the relation between scientific knowledge and decisions on social questions. Many of the issues which arise in the course of the interaction between science or technology and society—e.g., the deleterious side effects of technology, or the attempts to deal with social problems through the procedures of science—hang on the answers to questions which can be asked of science and yet *which cannot be answered by science*. I propose the term *trans-scientific* for these questions since, though they are, epistemologically speaking, questions of fact and can be stated in the language of science, they are unanswerable by science; they transcend science. In so far as public policy involves trans-scientific rather than scientific issues, the role of the scientist in contributing to the promulgation of such policy must be different from his role when the issues can be unambiguously answered by science. It will be my purpose to examine this role of the scientist, and particularly to explore the problems which arise when scientists can offer only trans-scientific answers to questions of public [210] policy in situations in which laymen, politicians, civic leaders, etc., look to scientists to provide scientific answers.

Minerva, 10, 209-222 (1972)

### ● *Trans-Science*

- “...questions which can be asked of science and yet which cannot be answered by science.”
- 「(科学の問題として)科学に問うことはできるが、科学によって答えることができない問題」
- 例として以下を挙げている
  - 生物への低線量放射線影響
  - ほとんど起こりそうもない事象、たとえば破局的な原子炉事故や巨大地震

原子力利用は本質的にTrans-Scienceの領域を避けて通れない

- 「科学的合理的に安全性を確認」といった表現だけでは**ミスリード**の恐れ
  - 再び同じ失敗を繰り返さないか? ~ **真のリスクから目を逸らしてしまう**
- どんなにがんばってもリスクは残る
  - “How safe is safe enough?” ⇒ 安全目標
  - リスクの定量化は大きな不確かさを伴う(ex. 地震)
  - そうした不確かさを伴いつつ意思決定をしなければならない ~ 社会学の領域

原子力に携わる研究者、技術者はこのような社会情勢を踏まえつつ、**リスクとその不確かさの低減**に向けて努力し続けることが肝要





## (参考) *Minerva*



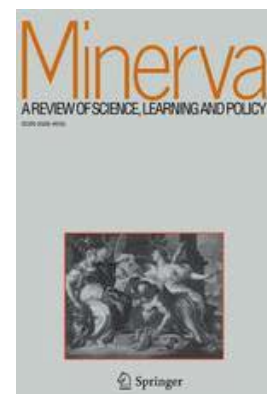
### *Minerva: A Review of Science, Learning and Policy*

“Minerva is devoted to the study of ideas, traditions, cultures, and institutions in science, higher education, and research. It is equally focused on historical as well as present practices and on local as well as global issues. Moreover, the journal does not represent one single school of thought, but rather welcomes diversity within the rules of rational discourse.

The journal features peer reviewed articles and essay reviews. In addition, special issues are periodically published on themes of topical importance.”

1963年創刊、現在、Vol. 54

<http://link.springer.com/journal/11024> より



# KUCA 固体減速架台における反応度評価の不確かさに関する研究

京大院エネ科<sup>1</sup>  
京大炉<sup>2</sup>

○伊藤 誠人<sup>1</sup>  
Makoto ITO

卞 哲浩<sup>2</sup>  
Cheol Ho PYEON

三澤 毅<sup>2</sup>  
Tsuayoshi MISAWA

京都大学臨界集合体実験装置(KUCA)の固体減速架台(A 架台)における実験精度を明らかにするために、A 架台で行われた実験の中で、典型的な炉心を対象に臨界点、余剰反応度および制御棒価値の測定値のばらつきを用いて誤差を評価した。実験値がばらつき要因として構成部材の製造公差および組成の公差が考えられるため、計算によってこれらの要因を特定することを念頭に置き、計算における核データに起因する不確かさを決定論的手法(MARBLE コードシステム)によって評価することを今後の目標としている。

**キーワード** : MCNP6.1、不確かさ解析、KUCA、固体減速架台

**1. 緒言** KUCA-A 架台では、スペクトルの硬い EE1 炉心およびスペクトルの柔らかい E3 炉心において、余剰反応度、制御棒価値、反応率分布などが多数回測定されている。しかし、実験値の誤差については、検出器の計数および測定に用いられる核定数の計算誤差のみが反映されている。これらの実験値には本来、構成部材の形状および組成のばらつきから KUCA-A 架台固有の誤差が含まれており、これから新たに構成される炉心において KUCA-A 架台固有の実験誤差を評価し、実験値の測定精度を明らかにすることが必要になると考えられる。そこで、実験回数の多い EE1 炉心および E3 炉心を誤差評価の対象炉心とし、過去の実験から実験値のばらつきを求めた。本研究では、実験の誤差解析に用いられる核データに起因する計算の不確かさを明らかにすることを目的に、決定論的手法による不確かさ解析に先立って、モンテカルロ計算から得られる臨界バイアスと実験値と計算値(MCNP6.1)の比 (C/E)を用いた JENDL-4.0 と ENDF/B-VII.0 とのライブラリ間差異を求めた。

**2. 解析** EE1 炉心および E3 炉心について、実験で得られた余剰反応度と制御棒価値を用いて、臨界状態における制御棒位置の記録からそれぞれの平均値およびばらつきを求めた。ここで、実験の不確かさは実験値の標準偏差と燃料板の製造および組成の公差を用いて評価した。この実験値に対して MCNP6.1 および核データライブラリとして JENDL-4.0 および ENDF/B-VII.0 を用いて実験解析を行った。ライブラリ間差異の要因となる核種を同定するため、ライブラリを核種ごとに変更して余剰反応度と制御棒価値を計算した。

**3. 結果** 臨界バイアスおよび C/E の結果を表 1 に示す。実験値の不確かさは約 5%であった。また、EE1 炉心の臨界バイアスは E3 炉心のそれよりも大きいことが分かった。C/E において、JENDL-4.0 を用いた計算では、余剰反応度も制御棒価値も共に 7%以内の精度で実験値を再現した。一方、ENDF/B-VII.0 を用いた計算では余剰反応度は最大 20%の過小評価、制御棒価値については最大 18%の過大評価が見られた。この差異の要因を特定することを試みたが、統計誤差による計算誤差が大きいため、モンテカルロ計算での特定は困難であった。

**4. 結言** 実験値についての誤差評価を行い、MCNP6.1 による C/E およびライブラリ間差異を計算した。今後は MARBLE コードシステムにより核データに起因する誤差を評価し、その後、実験誤差の要因を特定することを予定している。

表 1 臨界バイアスおよび C/E の結果

EE1 core					
Reactivity	experiment [pcm]	critical bias [pcm]		C/E	
		JENDL-4.0	ENDF/B-VII.0	JENDL-4.0	ENDF/B-VII.0
Excess	202 ± 11 (5.3%) †	425 ± 9	663 ± 9	0.93 ± 0.08	0.80 ± 0.08
C1 rod	807 ± 37 (4.6%)	425 ± 9	663 ± 9	1.05 ± 0.05	1.08 ± 0.05
C2 rod	139 ± 7 (5.0%)	425 ± 9	663 ± 9	1.03 ± 0.10	1.18 ± 0.11
C3 rod	502 ± 23 (4.7%)	427 ± 9	674 ± 9	1.03 ± 0.05	1.07 ± 0.06
E3 core					
Reactivity	experiment [pcm]	critical bias [pcm]		C/E	
		JENDL-4.0	ENDF/B-VII.0	JENDL-4.0	ENDF/B-VII.0
Excess	252 ± 11 (4.4%)	-144 ± 8	37 ± 8	1.05 ± 0.06	0.95 ± 0.06
C1 rod	526 ± 24 (4.5%)	-103 ± 8	22 ± 8	1.06 ± 0.05	1.05 ± 0.05
C2 rod	410 ± 18 (4.5%)	-144 ± 8	37 ± 8	1.03 ± 0.05	1.10 ± 0.06
C3 rod	314 ± 14 (4.6%)	-144 ± 8	37 ± 8	1.07 ± 0.06	1.06 ± 0.06

† Relative error in %

第5回炉物理専門研究会  
2016年11月30日

## KUCA固体減速架台における反応度評価の 不確かさに関する研究

京都大学エネルギー科学研究科  
京都大学原子炉実験所

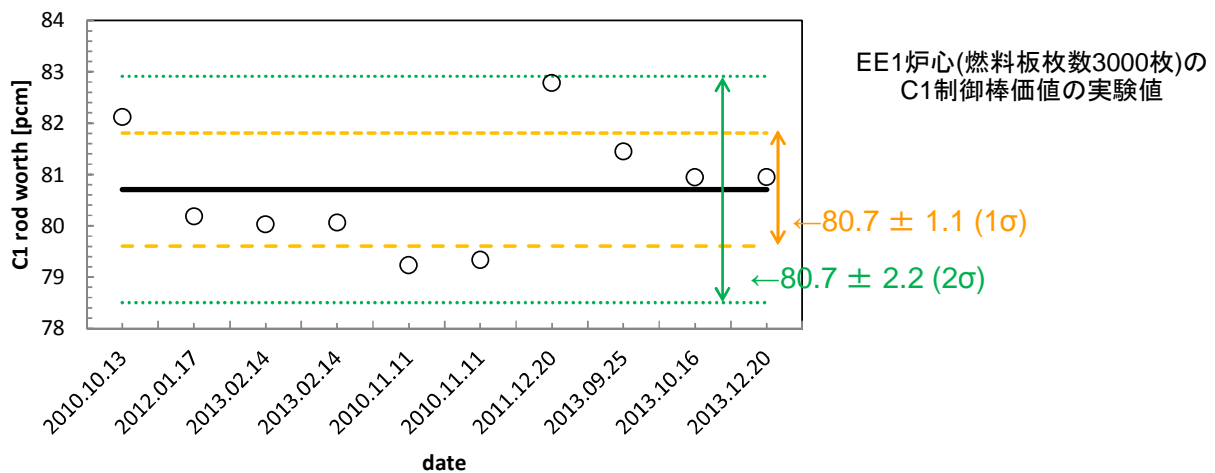
○伊藤 誠人  
卞 哲浩  
三澤 毅

### 背景

京都大学臨界集合体実験装置  
(KUCA)の固体減速架台  
(A架台)で行われてきた実験

測定される実験値

- ・余剰反応度・制御棒価値
- ・反応率分布・中性子スペクトル



実験の精度・新たに測定される実験値の不確かさの見積もり  
→実験値に対して**不確かさ**が必要

# 目的

## 京都大学臨界集合体実験装置(KUCA)の固体減速架台における 反応度評価の不確かさ解析

### (1) 実験に起因する不確かさ解析

- ・燃料板の製造公差・燃料板の組成の公差
- ・動特性パラメータの不確かさ・出力倍化時間の不確かさ・検出器の誤差

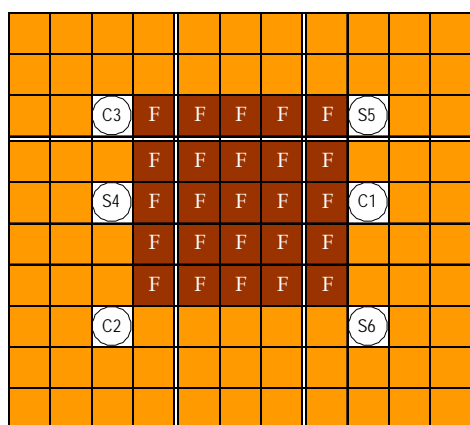
### (2) 計算手法に起因する不確かさ解析

- ・決定論的手法
- ・確率論的手法

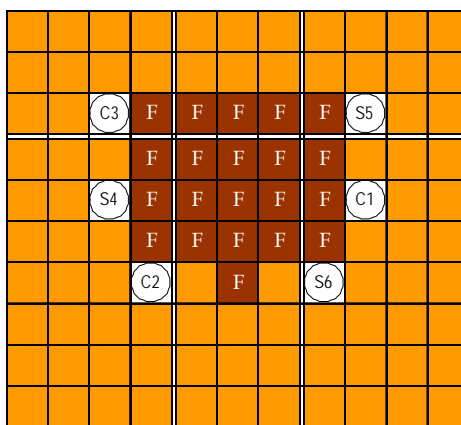
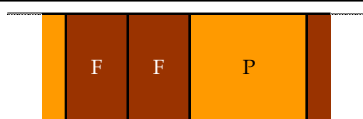
### (3) 核データに起因する不確かさ

- ・ライブラリ間の差異
- ・感度解析

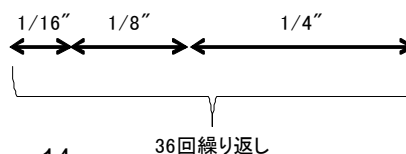
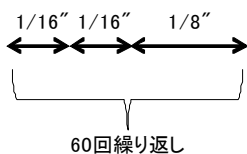
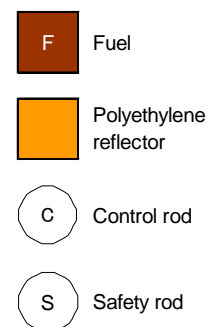
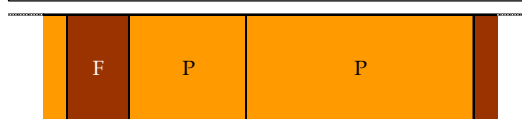
## 解析対象とする炉心



A1/8" P60EU-EU(3)炉心 (EE1炉心)  
装荷燃料板枚数: 3000枚



A3/8" P36EU(3)炉心 (E3炉心)  
装荷燃料板枚数: 756枚



# 実験に用いられる定数の更新

実効遅発中性子割合・即発中性子平均寿命：林正俊氏による計算  
崩壊定数などの核的定数：Keepinの値

➡ MCNP6.1による計算で、実験値が増加する方向へ改善

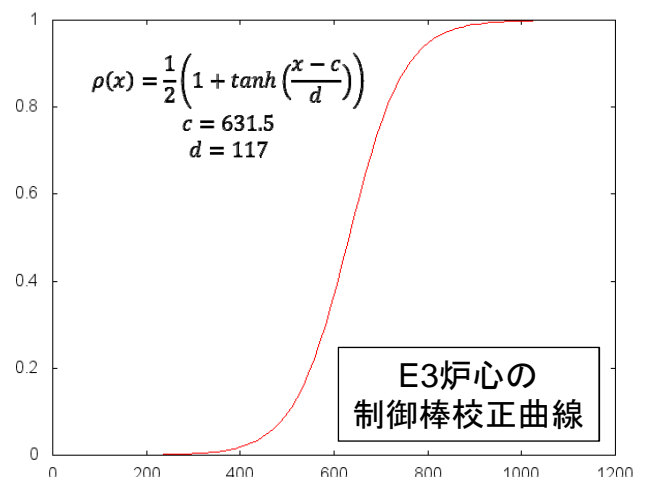
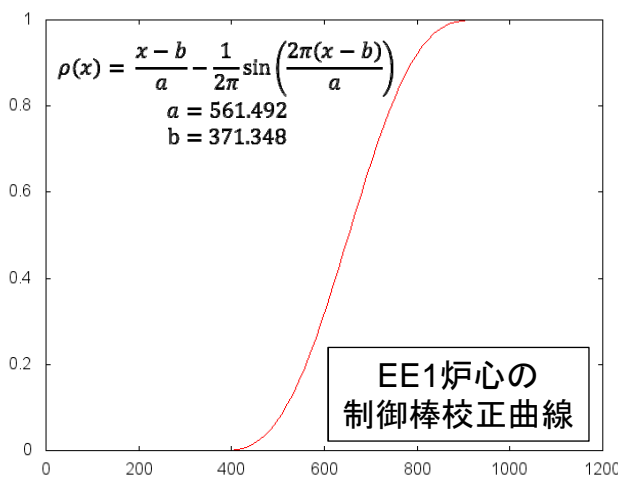
EE1 core			
precursor	beta-eff [pcm]	lambda-i [1/sec]	generation time [μsec]
1	26	0.0124	-
2	170	0.0305	-
3	152	0.111	-
4	306	0.301	-
5	89	1.14	-
6	33	3.01	-
sum	774	-	43.0

EE1 core			
precursor	beta-eff [pcm]	lambda-i [1/sec]	generation time [μsec]
1	28 ± 2	0.01244 ± 0.00000	-
2	172 ± 5	0.03054 ± 0.00000	-
3	159 ± 5	0.11142 ± 0.00000	-
4	312 ± 7	0.30144 ± 0.00000	-
5	95 ± 4	1.13636 ± 0.00004	-
6	34 ± 2	3.01559 ± 0.00025	-
sum	800 ± 11	-	31.1 ± 0.1

E3 core			
precursor	beta-eff [pcm]	lambda-i [1/sec]	generation time [μsec]
1	25	0.0124	-
2	167	0.0305	-
3	149	0.111	-
4	301	0.301	-
5	88	1.14	-
6	32	3.01	-
sum	763	-	43.0

E3 core			
precursor	beta-eff [pcm]	lambda-i [1/sec]	generation time [μsec]
1	29 ± 2	0.01244 ± 0.00000	-
2	173 ± 5	0.03054 ± 0.00000	-
3	148 ± 4	0.11141 ± 0.00000	-
4	299 ± 6	0.30141 ± 0.00000	-
5	85 ± 3	1.13608 ± 0.00002	-
6	35 ± 2	3.01421 ± 0.00009	-
sum	769 ± 10	-	49.5 ± 0.1

## 実験値の改善 – 臨界点の平均値の導出 (1)



制御棒校正曲線

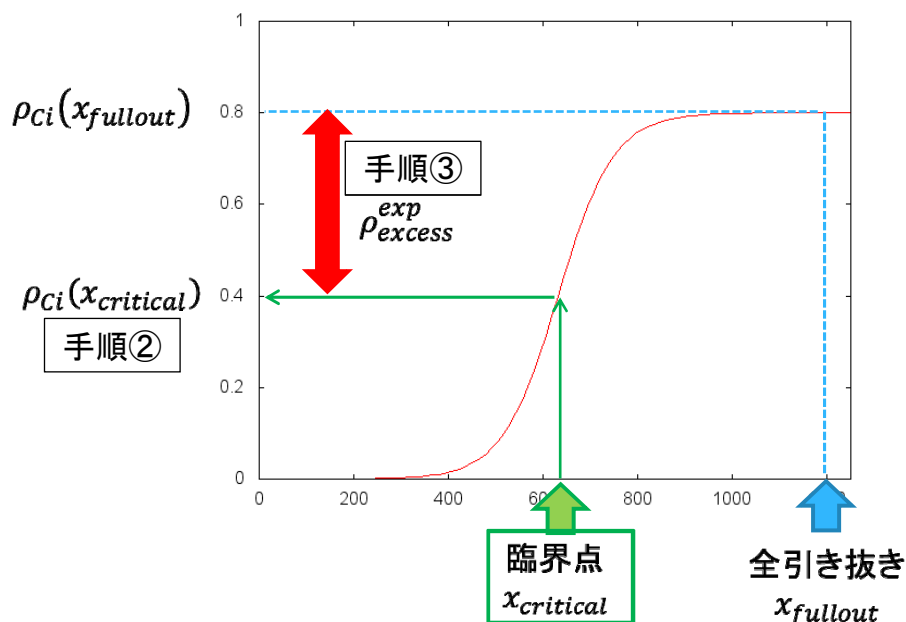
$$\left. \begin{aligned} \text{EE1炉心: } \rho(x) &= \frac{x-b}{a} - \frac{1}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi(x-b)}{a}\right) \quad (a=561.492, b=371.348) \\ \text{E3炉心: } \rho(x) &= \frac{1}{2} \left(1 + \tanh\left(\frac{x-c}{d}\right)\right) \quad (c=631.5, d=117) \end{aligned} \right\} \dots(1)$$

① 式(1)にCi(i=1,2,3)の制御棒値の実験値 $\rho_{Ci}^{exp}$ を掛け、Ciに関する制御棒校正曲線 $\rho_{Ci}(x)$ を得る。

$$\rho_{Ci}(x) = \rho_{Ci} \times \rho(x) \dots (2)$$

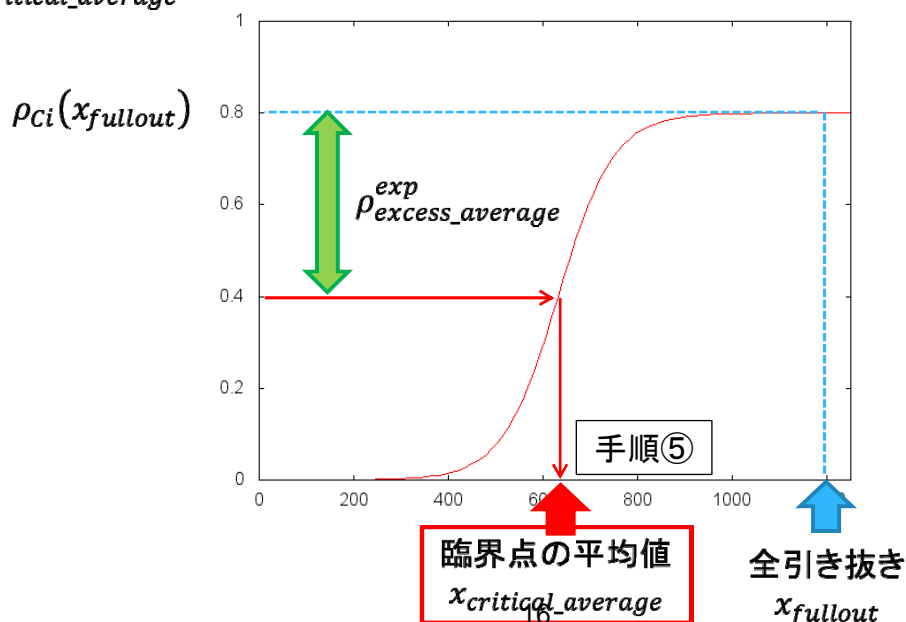
## 実験値の改善- 臨界点の平均値の導出 (2)

- ② 式(2)を用いて、臨界状態における制御棒位置 $x_{critical}$ での反応度 $\rho_{Ci}(x_{critical})$ を求める。
- ③  $C_i$ を全引き抜きした時の反応度 $\rho_{Ci}(x_{fullout})$ と臨界点における反応度 $\rho_{Ci}(x_{critical})$ との差をとり、これを余剰反応度の実験値 $\rho_{excess}^{exp}$ とする。



## 実験値の改善- 臨界点の平均値の導出 (3)

- ④ ①②③の処理を同じ炉心、同じ燃料板枚数の実験に対して行い、余剰反応度の実験値 $\rho_{excess}^{exp}$ を求め、それらの平均値を実験値の平均値 $\rho_{excess\_average}^{exp}$ とする。
- ⑤ 余剰反応度の実験値の平均値 $\rho_{excess\_average}^{exp}$ となるときの $C_i$ の制御棒位置を式(2)の校正曲線から求め、これを臨界状態における $C_i$ の制御棒位置の平均値 $x_{critical\_average}$ とする。



## 実験値の不確かさ

実験値の不確かさの要因として用いるパラメータ

### ①燃料板の製造公差

長辺方向:0.20% 短辺方向:0.20% 厚み:3.14%

→ それぞれの公差の誤差伝播から製造全体の公差:3.16%

### ②燃料板の組成の公差

公差が3.00%以下となるように製造される

→ 組成の公差を3.00%とする

複数の実験値の標準偏差 [%]		
Reactivity	EE1 core	E3 core
Excess	3.05	0.82
C1 rod	1.37	1.19
C2 rod	2.37	0.99
C3 rod	1.65	1.41

### ③複数の実験値から求められる標準偏差 →

実験値の誤差 [%]			
	Reactivity	EE1 core	E3 core
Excess		5.32	4.43
C1 rod		4.56	4.52
C2 rod		4.96	4.47
C3 rod		4.66	4.58

各反応度に対して  
約5%の誤差

①②③のパラメータの  
二乗和で実験値の  
誤差を評価

➤ モンテカルロ計算に  
よる統計処理でこの  
評価手法の妥当性  
の確認が必要

## 実験値と計算値の比較 – モンテカルロ計算

$$\text{余剰反応度: } \rho_{excess}^{cal} = \rho_{clean}^{cal} - \rho_{critical}^{cal} = \frac{1}{k_{critical}^{cal}} - \frac{1}{k_{fullout}^{cal}} \dots (3)$$

$$\text{制御棒価値: } \rho_{worth}^{cal} = \rho_{critical}^{cal} - \rho_{drop}^{cal} = \frac{1}{k_{drop}^{cal}} - \frac{1}{k_{critical}^{cal}} \dots (4)$$



誤差伝播則に従い  
実効増倍率の計算値の標準偏差を考慮

$$\text{余剰反応度: } \rho_{excess}^{cal} = \frac{1}{k_{critical}^{mean}} - \frac{1}{k_{fullout}^{mean}} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_{cri}}{k_{critical}^{mean^2}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{clean}}{k_{fullout}^{mean^2}}\right)^2} \dots (3)'$$

$$\text{制御棒価値: } \rho_{worth}^{cal} = \frac{1}{k_{drop}^{mean}} - \frac{1}{k_{critical}^{mean}} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_{drop}}{k_{drop}^{mean^2}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{cri}}{k_{critical}^{mean^2}}\right)^2} \dots (4)'$$

## 実験値と計算値の比較 – 決定論的手法

$$\text{余剰反応度: } \rho_{excess}^{cal} = \rho_{clean}^{cal} - \rho_{critical}^{cal} = \frac{1}{k_{critical}^{cal}} - \frac{1}{k_{fullout}^{cal}} \quad \dots (5)$$

$$\text{制御棒価値: } \rho_{worth}^{cal} = \rho_{critical}^{cal} - \rho_{drop}^{cal} = \frac{1}{k_{drop}^{cal}} - \frac{1}{k_{critical}^{cal}} \quad \dots (6)$$



臨界状態における実効増倍率を1とする

$$\text{余剰反応度: } \rho_{excess}^{cal} = 1 - \frac{1}{k_{fullout}} \quad \dots (5)'$$

$$\text{制御棒価値: } \rho_{worth}^{cal} = \frac{1}{k_{drop}} - 1 \quad \dots (6)'$$

## 臨界バイアスの計算

決定論的手法とモンテカルロ計算(MCNP6.1)との間の差異を  
臨界バイアスによって評価する

$$\text{臨界バイアス: } \Delta\rho_{bias} = \left(1 - \frac{1}{k_{fullout}^{cal}}\right) - \left(\frac{1}{k_{critical}^{MCNP}} - \frac{1}{k_{fullout}^{MCNP}}\right) \quad \dots (7)$$



$k_{critical}^{cal}$ をMCNP6.1による固有値計算の値  
 $k_{critical}^{MCNP}$ として臨界バイアスを計算

$$\begin{aligned} \text{臨界バイアス: } \Delta\rho_{bias} &= \left(1 - \frac{1}{k_{fullout}^{MCNP}}\right) - \left(\frac{1}{k_{critical}^{MCNP}} - \frac{1}{k_{fullout}^{MCNP}}\right) \\ &= \left(1 - \frac{1}{k_{critical}^{MCNP}}\right) \quad \dots (7)' \end{aligned}$$



# MCNP6.1によるC/E

## 評価式

$$\text{余剰反応度: } \rho_{excess}^{cal} = \frac{1}{k_{critical}^{mean}} - \frac{1}{k_{fullout}^{mean}} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_{cri}}{k_{critical}^{mean}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{clean}}{k_{fullout}^{mean}}\right)^2} \dots (3)'$$

$$\text{制御棒価値: } \rho_{worth}^{cal} = \frac{1}{k_{drop}^{mean}} - \frac{1}{k_{critical}^{mean}} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_{drop}}{k_{drop}^{mean}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{cri}}{k_{critical}^{mean}}\right)^2} \dots (4)'$$

## 解析条件

- ・バッチサイズ:  $5 \times 10^4$  サイクル数:  $2 \times 10^3$
- ・総ヒストリ:  $1 \times 10^8$  ヒストリ
- ・核データライブラリ: JENDL-4.0とENDF/B-VII.0
- ・熱中性子領域において $S(\alpha, \beta)$ 散乱則を使用

EEI core				
Reactivity	experiment [pcm]	C/E		
		JENDL-4.0	ENDF/B-VII.0	
Excess	202 ± 11 (5.3%) †	0.93 ± 0.08	0.80 ± 0.08	
C1 rod	807 ± 37 (4.6%)	1.05 ± 0.05	1.08 ± 0.05	
C2 rod	139 ± 7 (5.0%)	1.03 ± 0.10	1.18 ± 0.11	
C3 rod	502 ± 23 (4.7%)	1.03 ± 0.05	1.07 ± 0.06	

E3 core				
Reactivity	experiment [pcm]	C/E		
		JENDL-4.0	ENDF/B-VII.0	
Excess	252 ± 11 (4.4%)	1.05 ± 0.06	0.95 ± 0.06	
C1 rod	526 ± 24 (4.5%)	1.06 ± 0.05	1.05 ± 0.05	
C2 rod	410 ± 18 (4.5%)	1.03 ± 0.05	1.10 ± 0.06	
C3 rod	314 ± 14 (4.6%)	1.07 ± 0.06	1.06 ± 0.06	

JENDL-4.0:  
5%前後の精度で実験値を再現

ENDF/B-VII.0:  
実験値を最大で20%過小評価

† Relative error in %

# MCNP6.1による臨界バイアス

## 評価式

$$\text{余剰反応度: } \rho_{excess}^{cal} = 1 - \frac{1}{k_{fullout}^{mean}} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_{clean}}{k_{fullout}^{mean}}\right)^2} \dots (5)''$$

$$\text{制御棒価値: } \rho_{worth}^{cal} = \frac{1}{k_{drop}^{mean}} - 1 \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_{drop}}{k_{drop}^{mean}}\right)^2} \dots (6)''$$

$$\text{臨界バイアス: } \Delta\rho_{bias} = \left(1 - \frac{1}{k_{critical}^{MCNP}}\right) \dots (7)'$$

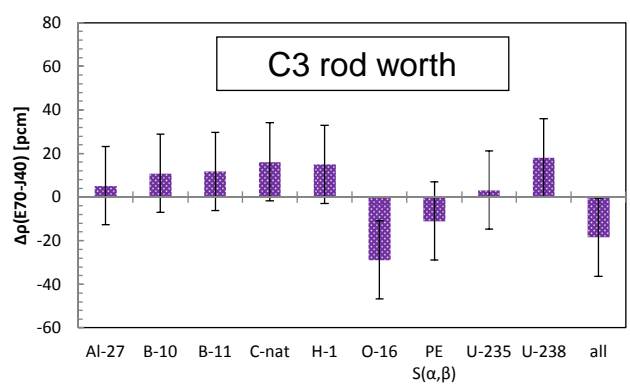
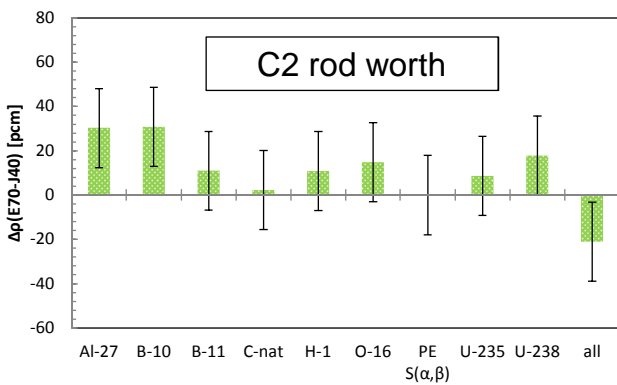
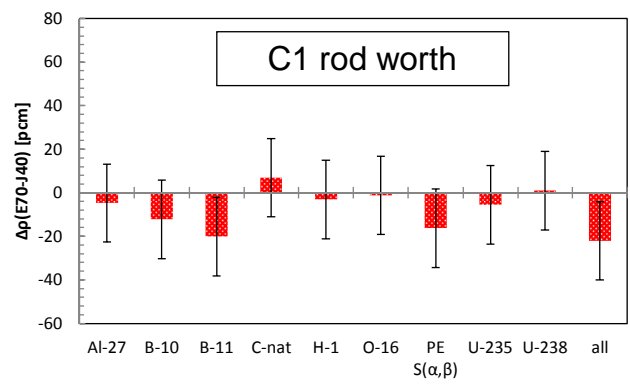
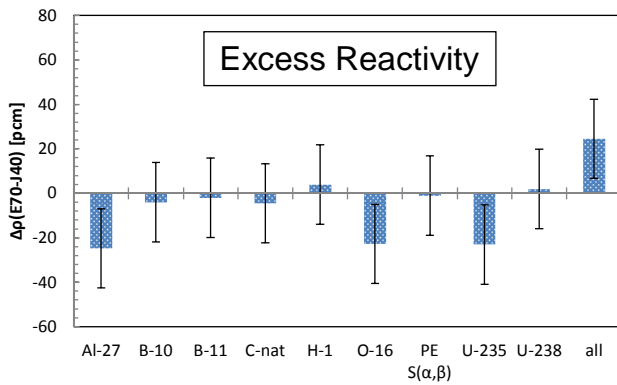
EEI core				
Reactivity	critical bias [pcm]		式(5)'' 式(6)''によるC/E	
	JENDL-4.0	ENDF/B-VII.0	JENDL-4.0	ENDF/B-VII.0
Excess	425 ± 9	663 ± 9	3.03 ± 0.17	4.08 ± 0.22
C1 rod	425 ± 9	663 ± 9	0.52 ± 0.03	0.25 ± 0.02
C2 rod	425 ± 9	663 ± 9	-2.04 ± 0.12	-3.60 ± 0.19
C3 rod	427 ± 9	674 ± 9	0.18 ± 0.02	-0.28 ± 0.02

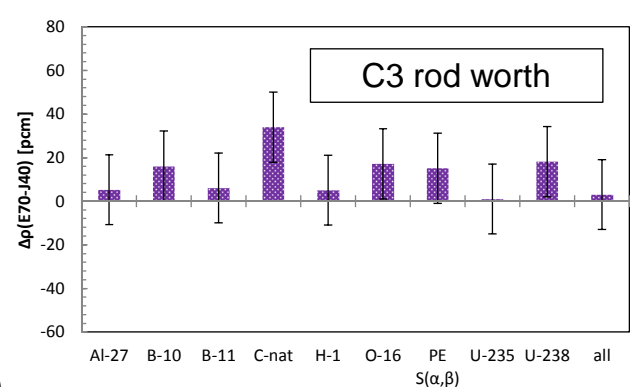
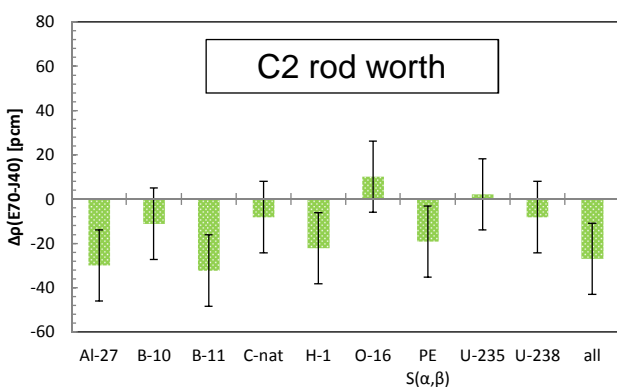
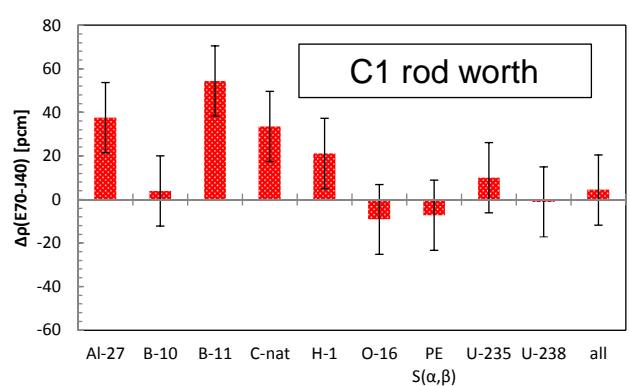
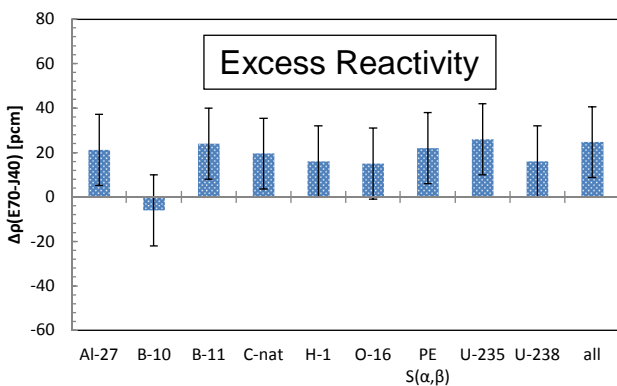
E3 core				
Reactivity	critical bias [pcm]		式(5)'' 式(6)''によるC/E	
	JENDL-4.0	ENDF/B-VII.0	JENDL-4.0	ENDF/B-VII.0
Excess	-144 ± 8	37 ± 8	0.59 ± 0.04	1.09 ± 0.06
C1 rod	-103 ± 8	22 ± 8	1.25 ± 0.06	1.01 ± 0.05
C2 rod	-144 ± 8	37 ± 8	1.31 ± 0.06	1.01 ± 0.05
C3 rod	-144 ± 8	37 ± 8	1.44 ± 0.07	0.95 ± 0.05

➤ 中性子スペクトルに  
対する臨界バイアス  
の傾向の確認が必要

## ライブラリ間差異の結果 (EE1炉心)



## ライブラリ間差異の結果 (E3炉心)



## まとめと今後の予定

### 実験値の誤差

- ✓ 固体減速架台の余剰反応度および制御棒価値の測定値には約5%の誤差が生じる
- この評価手法の整合性を裏付けるため、モンテカルロシミュレーションによる統計処理が必要

### MCNP6.1によるC/Eおよび臨界バイアスの計算

- ✓ 核データライブラリとしてJENDL-4.0を用いた計算では5%前後の精度で実験値を再現したが、ENDF/B-VII.0を用いた計算では実験値と大きくずれるケースがあった
- ✓ スペクトルが硬いEE1炉心の方が臨界バイアスが大きくなる
- 別の中性子スペクトルの炉心について同様の解析を行い、スペクトルに対する臨界バイアスの依存性の確認が必要

### ライブラリ間差異の要因となる核種の特定

- ✓ モンテカルロ計算では計算誤差が大きく、ライブラリ間差異の要因となる核種を特定することは困難
- 決定論的手法による特定が必要

### 今後の予定

- MARBLEコードによる感度解析および炉定数調整で、核データライブラリに起因する実験誤差の要因を特定する

# トリウム燃料装荷による PWR 炉心特性への影響評価

大阪大学 ○小林 千将      竹田 敏      北田 孝典  
 Kazumasa KOBAYASHI    Satoshi TAKEDA    Takanori KITADA

PWR へのトリウム燃料の利用を目的として、トリウム燃料を一部装荷した炉心と従来のウラン燃料炉心の炉心特性を比較し、トリウム燃料装荷による炉心特性への影響評価を行った。

**キーワード：** 炉心特性、トリウム燃料

**1. 緒言** 近年、トリウム燃料の軽水炉での利用が注目されている。そこで本研究では現行の軽水炉 (PWR) をモデルにウラン燃料のみで構成された PWR 平衡炉心 (U 炉心) と、U 炉心のウラン燃料の一部をトリウムが 7 wt% 添加されたトリウム燃料に置き換えた PWR 平衡炉心 (U-Th 炉心) について、計算コード CASMO-4E, SIMULATE-3 を用いて炉心特性を計算し、トリウム燃料装荷による PWR 炉心特性への影響を評価した。

**2. 解析** 本研究において、U 炉心、U-Th 炉心ともに中性子の漏れが少なくなる集合体配置を求め、そして減速材温度係数 (MTC)、ホウ素値 (BOR)、ドップラー温度係数 (DTC)、アキシアルオフセット (AO) の 4 つの炉心特性について U 炉心、U-Th 炉心で比較を行った。MTC、BOR はホウ素濃度にも依存するため、U 炉心と U-Th 炉心において同じホウ素濃度の条件下で比較した。

**3. 結果・考察** 表 1 に U 炉心、U-Th 炉心それぞれの MTC、BOR、DTC を示す。MTC については、U-Th 炉心の方が絶対値は大きい結果となる。減速材の温度変化に伴って減速

表 1 U 炉心と U-Th 炉心の MTC, BOR, DTC

	MTC (pcm / K)		BOR (pcm / ppm)		DTC (pcm / K)	
	BOC	EOC	BOC	EOC	BOC	EOC
U 炉心	-22.27	-67.09	-6.46	-7.84	-2.54	-2.74
U-Th 炉心	-26.19	-70.04	-6.26	-7.46	-2.61	-2.88

材の密度が変化すると、炉心内に反射される中性子数も変化し炉心外に漏れ出る中性子数が変化する。つまり減速材温度変化に伴う炉心外に漏れる中性子数の変化量が、U-Th 炉心の方が U 炉心より大きいいため MTC の絶対値が大きくなったと考えられる。BOR については U-Th 炉心の方が絶対値は小さい結果となる。これは、<sup>232</sup>Th のほうが <sup>238</sup>U よりも熱領域での吸収断面積が大きいいため、U-Th 炉心において熱領域の中性子が U 炉心と比較して少なくなりホウ素濃度変化の影響が小さくなることが原因であると考えられる。DTC については U-Th 炉心の方が絶対値は大きい結果となる。これは <sup>232</sup>Th のほうが <sup>238</sup>U よりも温度変化による中性子吸収の変化が大きいためであると考えられる。次に図 1 に U 炉心と U-Th 炉心の燃焼度による AO の変化を示す。

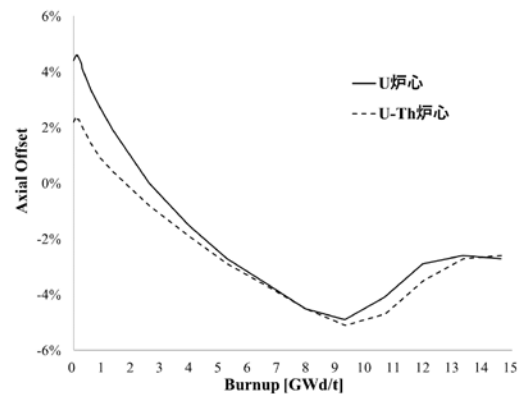


図 1 U 炉心と U-Th 炉心の AO 変化

AO は BOC において U-Th 炉心の方が 2%ほど改善される。炉心上部に対して炉心下部では減速材密度が高く、中性子が減速されやすくなる。このとき新燃料の場合では、燃料上部に対する燃料下部の共鳴吸収が減少するが、減少の程度はトリウム燃料の方がウラン燃料と比較して大きい。そのためトリウム燃料の燃料上部に対する燃料下部の出力はウラン燃料と比較して大きくなる。このことから U-Th 炉心の AO が U 炉心と比較して、負側にシフトしたと考えられる。

**4. 結言** 本研究では PWR にトリウム燃料を装荷した場合の影響を評価した。MTC、BOR、DTC に関しては U 炉心 U-Th 炉心で多少の変化はあるが、大きな影響は無いと考えられる。AO に関しては U-Th 炉心では U 炉心より 2%ほど改善されることが分かった。今後はトリウム添加量、装荷量を変化させた場合の炉心について検討を行っていく予定である。

## 5. 参考文献

[1] C. W. Lau, et al., "Investigating of the Equilibrium Core Characteristics for the Ringhals-3 PWR with Improved Thermal Margins Using Uranium-thorium Fuel", ICAPP 2013, Jeju Island, Korea, April 14-18, 2013

# 燃料メーカーにおける核データ不確かさ評価研究の位置付け

GNF-J ○山本 賢治郎, 池原 正, 金子 浩久, 山名 哲平

Kenjiro YAMAMOTO, Ikehara TADASHI, Kaneko HIROHISA, Yamana TEPPEI

GNF-J では V&V の考え方に基づき、格子計算コード LANCR-炉心シミュレータ AETNA-三次元核熱結合動特性解析コード TRACG の不確かさについて検討を進めている。その一環として、核データライブラリの不確かさが燃料・炉心核特性・安全評価パラメータにもたらす影響をランダムサンプリング法により評価するシステムを整備している。その概要について紹介するとともに、当社における核データ不確かさ評価研究の位置付けについて示す。

**キーワード** : BWR、V&V、共分散、ランダムサンプリング法、感度解析、LANCR、AETNA、TRACG

**1. 緒言** 福島事故以降、新規規制基準の施行に伴い 3 次元動特性解析コードによる最適安全評価は重要性を増している。最適安全評価では、最適評価コード+不確かさ解析を実施することで解析結果が統計的な広がりをもつことから、ある確信度をもつ評価値を設定し、この値が判断基準を超えないことを以て設計の妥当性を判断するため、不確かさの定量化が必須となる。ここで、「シミュレーションの信頼確保に関するガイドライン：2015」において、モデル V&V について不確かさとは、“不確かさには偶発的な不確かさ”と“知識不足による不確かさ”の 2 つに分類されている。ここで、“知識不足による不確かさ”は知識レベルの向上などにより減少させることができる成分とみなされている。“知識不足による不確かさ”にはインチャンネルポイド率分布、チャンネル曲がり、核データなどがあり、その定量化を進めている。その一環として核データライブラリの不確かさが燃料特性・炉心特性及び安全評価パラメータに対する影響を定量的に評価するシステムを構築している。

**2. システム** 核データ不確かさを評価するシステムを整備した。BWR 解析コードシステムは（格子計算→定常炉心計算→過渡）と多段の解析となり不確かさの伝播を評価するにはランダムサンプリング法が摂動法に対し、手法の簡便性や摂動近似に起因する誤差がないことから、ランダムサンプリング法を選択した。本システムでは、格子計算コード LANCR の段階で取り込んだ不確かさを、炉心シミュレータ AETNA に伝搬させることで、BWR 炉心体系での炉心特性不確かさが評価できる。さらに、三次元核熱結合動特性解析コード TRACG を結合することで、炉心の過渡・事故解析における核データライブラリ起因の不確かさが評価できる（図 1）。

**3. 評価・課題・予定** 上述システムを使用して、BWR 平衡炉心計算を実施し格子計算から定常炉心計算への不確かさの伝播について検討した。今後、炉心の過渡・事故解析における核データライブラリ起因の不確かさ評価を実施する予定である。また、核データの不確かさ解析において、評価済み核データライブラリ中に欠けている不確かさ（水の散乱  $S(\alpha, \beta)$  の不確かさ）や崩壊、核分裂収率の不確かさを取り込めていない課題があり、これらについても検討を進める予定である。

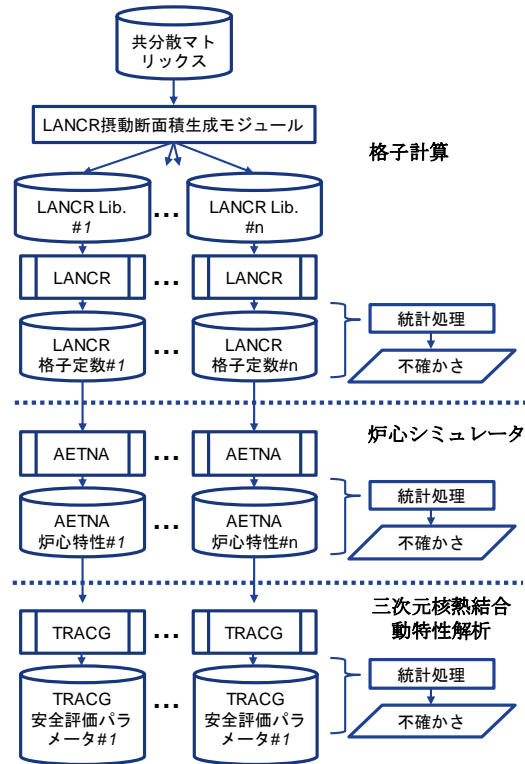


図1. 不確かさ評価システム概要

# 小型分散電源用原子炉システムの開発 -月面・火星ミッションを想定した原子炉炉心の核熱設計-

Small nuclear reactor for dispersed power systems

1): Neutronics-Thermal coupling design of the reactor core for Luna and Mars surface missions

\*木村 礼<sup>1</sup>, 和田 怜志<sup>1</sup>, 吉田 大志<sup>1</sup>, 西岡 佳朗<sup>1</sup>, 兵藤 義浩<sup>1</sup>,  
<sup>1</sup>東芝

将来の月面・火星探査において、小型原子炉を熱源とした電源システムの利用が考えられており、小型軽量かつ高い自律制御性・臨界安全性・核セキュリティ性が求められる条件を想定して新たな分散電源用システムの開発を行っている。本発表では原子炉の各熱設計について評価を行う。

**キーワード**：小型炉，宇宙炉，システム設計，熱電発電，自律制御，核熱連成，臨界安全，核セキュリティ

## 1. 緒言

International Space Exploration Coordination Group (ISECG)<sup>[1]</sup>では、月面や火星において国際宇宙探査を行うにあたって電源として原子炉が必要であることが認識されている。このような原子炉では、打ち上げのために小型軽量かつ高い臨界安全性・核セキュリティ性・自律制御性が求められる。また、2035年までに予定されている火星有人探査では、システム要件として電気出力 10-100kWe・運転期間 8年以上・比出力 5We/kg 以上が求められる<sup>[2]</sup>。本研究はこれらの条件を満たす原子炉システムの開発を通じ、新しい分散電源用原子炉概念を構築することを目的とする。

## 2. システムコンセプト

本システムの構成及び熱・温度条件を図 1 に示す。炉心で発生した熱はヒートパイプにより熱電モジュールへ輸送され、熱電モジュール内を流れた熱量のうち 20kW が電力として取り出され、最終的に放熱パネルから放熱される。放熱パネルの重量低減のために放熱パネル温度を高くし、かつ熱電変換効率向上のために熱電モジュール温度差を拡大する。熱効率の良いシステムを構築するためには炉心温度を可能な限り高める必要がある。

## 3. 炉心核熱設計

図 2 に本システムの炉心レイアウトを示す。臨界安全性・核セキュリティ性を満たすため、20wt%以下の低濃縮ウラン及び水素化カルシウム減速材(使用温度 800℃以下)を用いた熱中性子炉とした。また、炉心を軽量化する為に Be の増倍材を用いた。この際、

Be は燃料に隣接する様に配置し、高速中性子を効率よく増殖・減速する様に配置した。更に、本 Be 層は熱拡散層として炉心温度を平坦化させる役割も持たせた。加えてヒートパイプ周辺に出力ピークを持たせて減速材最高温度を抑制する炉心レイアウトを採用し、炉心出力密度向上・システム効率向上を図った。

## 参考文献

[1] “ISECG Global Exploration Roadmap”, <http://www.globalspaceexploration.org>, 20 August, 2013

[2] “NASA Technology Roadmaps TA3: Space Power and Energy Storage”, NASA (2015).

\*Rei Kimura<sup>1</sup>, Satoshi Wada<sup>1</sup>, Taishi Yoshida<sup>1</sup>, Yoshiro Nishioka<sup>1</sup> and Yoshihiro Hyodo<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Toshiba Corporation

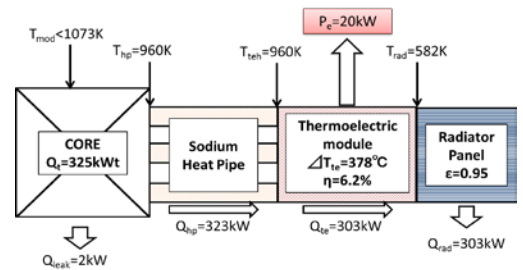


図 1：システム構成

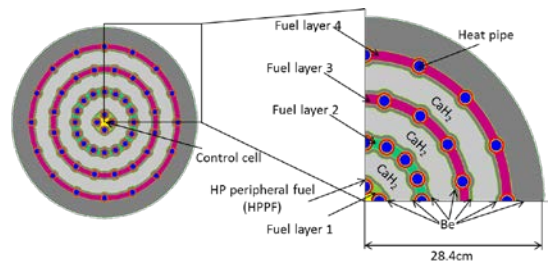


図 2：炉心レイアウト



# 三次元多群燃料棒単位詳細炉心計算を再現する 高速炉心計算の実現に向けた検討

NEL ○辻田 浩介, 田淵 将人, 巽 雅洋

Kosuke TSUJITA, Masato TABUCHI, Masahiro TATSUMI

三次元燃料棒単位多群中性子輸送計算に基づく炉心計算コード SCOPE2 の計算結果を再現する高速な炉心計算の実現に向け、均質化手法の検討及び提案手法の検証を実施した。

## キーワード：SCOPE2, RAMBO-T, 不連続因子

**1. 背景** NEL/NFI では炉心設計の品質・信頼性の向上に向け、極めて詳細な計算モデルに基づく次世代炉心計算コードシステム『AEGIS/SCOPE2』を開発してきた。特に SCOPE2 においては、燃料棒単位詳細メッシュの多群輸送計算やマイクロ燃焼計算等により極めて高精度な解析を実現している。一方、その計算量は非常に膨大であり、感度解析や過渡解析等、多数の計算を要する場合には、各種収束加速法や並列計算を活用してもなお計算時間に課題が残る。ゆえに、SCOPE2 の計算結果を再現する、より計算コストの低い解析手法に関する需要が高まっている。本検討では、二群拡散計算理論に基づく炉心解析コード RAMBO-T を用いた SCOPE2 の計算結果の再現に関する検討を実施した。

**2. 計算理論** 従来の集合体計算・炉心計算を用いて RAMBO-T で SCOPE2 の計算結果を再現する場合、隣接集合体からの中性子の流れ込みの有無により集合体計算と炉心計算で中性子スペクトルが異なるため、両者の差異を低減することが極めて困難である。ゆえに本検討では、RAMBO-T の二群拡散計算用の断面積を、集合体体系ではなく炉心体系で計算する。具体的には、SCOPE2 の燃料棒単位多群中性子輸送計算で得られた全ノードの反応率及び中性子流を保存するようにノード平均断面積と不連続因子を計算する。上記を使用することで、RAMBO-T は SCOPE2 の計算結果を完全に再現する。(図 1)

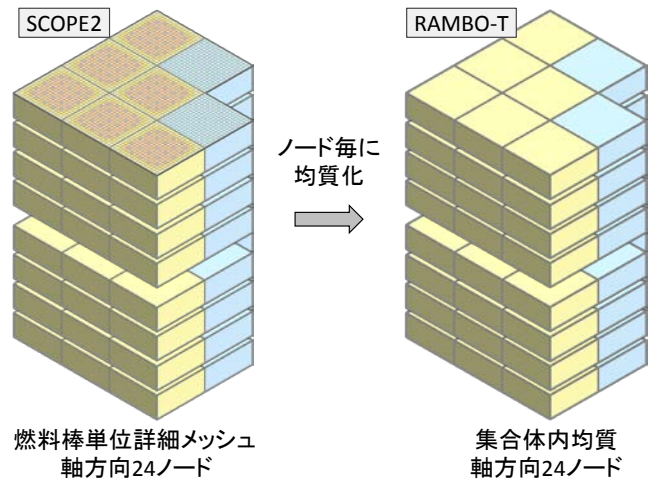


図 1 炉心体系における均質化断面積の計算

**3. 検証** 3 ループ PWR 初装荷炉心の高温全出力条件における SCOPE2 と RAMBO-T の比較を実施した。表 1 に示す通り、RAMBO-T が SCOPE2 の計算結果を極めて高速かつ高精度に再現することを確認した。

**4. まとめ** SCOPE2 の計算時間に関する課題を克服するため、より計算コストの低い二群拡散計算を用いて SCOPE2 の燃料棒単位多群中性子輸送計算を再現する方法に関する検討を実施した。結果として、

燃料棒単位多群中性子輸送計算にて得られた反応率／中性子流を保存するように均質化断面積／不連続因子を計算することで、計算結果を再現できることを確認した。今後は、SCOPE2 で断面積セットが用意されていないオフノミナル条件の取り扱いに関する検討を実施する予定である。

表 1 3 ループ PWR 高温全出力条件における比較\*

	SCOPE2	RAMBO-T	(R-S)/S
$k_{inf}$	0.92269	0.92266	-3pcm
最大相対出力	1.654	1.654	0%
最小相対出力	0.148	0.148	0%
出力分布 RMS	-	-	0%
計算時間	130 sec (@24 コア)	1 sec (@1 コア)	-

\* R : RAMBO-T, S : SCOPE2, 境界条件 : 全面完全反射境界

# 高レベル放射性廃棄物の多様化に向けた 処分場中性子場解析システムの開発

東北大学 ○前田 大輝 大和田 賢治 相澤 直人 岩崎 智彦

Daiki MAEDA Kenji Owada Naoto Aizawa Tomohiko Iwasaki

高レベル放射性廃棄物の地層処分における人工バリアの中性子照射損傷に関して燃焼条件や燃料組成の変化、それによる中性子スペクトルの変化などを詳細に考慮した解析システムの設計開発を行った。

**キーワード：**地層処分、照射損傷、燃焼計算、中性子スペクトル計算

**1. 緒言** 現在、我が国では、核燃料サイクルにおいて発生する高レベル放射性廃棄物は、ガラス固化後に地層処分する方針である。しかしながら、燃料の高燃焼度化や MOX 燃料の使用により廃棄物組成が変化し、廃棄物からの放出中性子が増加すると、材料の照射損傷による人工バリアの機能喪失が懸念される。そこで、東北大学では、様々な燃料の燃焼条件に応じた廃棄物に対して、地層処分時の多様な処分環境における中性子場を詳細に解析し、バリア機能の健全性を評価するためのコードシステム開発を行っている[1]。本研究では、廃棄体埋設後の処分場における中性子場の可視化と廃棄物組成に応じた中性子スペクトルの解析の詳細化を行った。

**2. スペクトル解析部および中性子場解析部の開発** 中性子場解析システムは主に廃棄体組成解析部、放出中性子スペクトル解析部、処分場中性子場解析部で構成されている。廃棄体組成解析では東北大学で開発された統合燃焼計算コード HIDECA を用いて燃料の燃焼計算および処分後の崩壊計算により廃棄物の組成を導出する。放出中性子スペクトル解析では、従来は $(\alpha, n)$ 反応と自発核分裂反応それぞれに寄与する各種のうち、最も質量の大きい核種の反応による放出中性子スペクトルを代表していたが、より詳細な解析のために中性子源スペクトル解析コード SOURCES-4C[2]を用いて放出中性子スペクトルを解析した。処分場中性子場解析では、従来は MVP2.0 を用いて処分場の中性子場を解析していたが、中性子場の可視化のために放射線挙動解析コード PHITS[3]を用いて処分場の中性子場の解析を行った。

**3. 従来手法との比較** PWR の燃焼度 45GWd/t の UOX 燃料について、従来手法と新規手法それぞれで中性子フルエンスの解析を行った。処分期間を 1000 年とし、0、30、50、100、300、500、1000 年を計算ステップとしてそれぞれのステップの中性子束を時間で積分することで、処分後の中性子フルエンスを計算した。解析体系は第 2 次取りまとめと同様の処分場体系とした。図 1 に新規手法での解析結果を示す。PHITS では画像データが出力されるため中性子場を空間的に認識しやすくなっている。中性子フルエンスの最大値は従来手法で  $7.75 \times 10^{13} [\text{n}/\text{cm}^2]$ 、新規手法で  $9.29 \times 10^{13} [\text{n}/\text{cm}^2]$ であり、新規手法は従来手法よりも大きく評価した。これは、新規手法が従来手法より放出中性子スペクトルを硬く評価しており、照射損傷に影響する中性子として設定した 1MeV 以上の中性子が増加したためと考えられる。

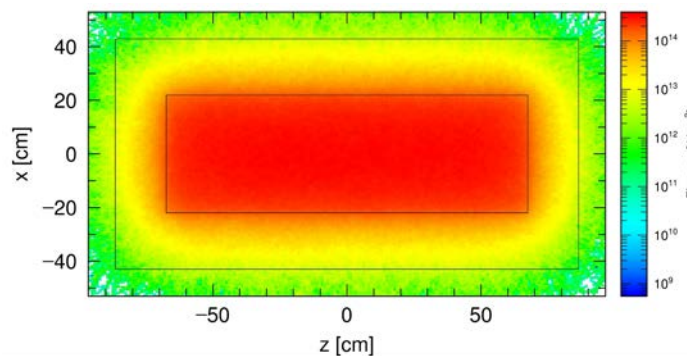


図 1 処分後 1000 年での中性子フルエンス

**4. 結言** 処分場中性子場解析システムにおいて、放出中性子スペクトル解析部の詳細化と中性子場の可視化を行った。今後は、 $\gamma$ 線の影響を考慮するための $\gamma$ 線場の解析および $\gamma$ 線スペクトルの解析を行う予定である。

[参考文献]

[1]大和田賢治, 春藤史帆, 岩崎智彦, 相澤直人, 「ガラス固化体からの放出中性子による地層処分環境に対する影響解析」, 原子力学会 2016 年春の年会, 2016/03/26

[2] "SOURCES 4C: A Code for Calculating  $(\alpha, n)$ , Spontaneous Fission, and Delayed Neutron Sources and Spectra", LA-UR-02-1839 (2002)

[3] T. Sato, K. Niita, N. Matsuda, S. Hashimoto, Y. Iwamoto, S. Noda, T. Ogawa, H. Iwase, H. Nakashima, T. Fukahori, K. Okumura, T. Kai, S. Chiba, T. Furuta and L. Sihver, Particle and Heavy Ion Transport Code System PHITS, Version 2.52, J. Nucl. Sci. Technol. 50:9, 913-923 (2013)



# 高レベル放射性廃棄物の多様化に向けた 処分場中性子場解析システムの開発

2016/11/30

東北大学大学院工学研究科

○前田大輝 大和田賢治  
相澤直人 岩崎智彦

## 目次

2

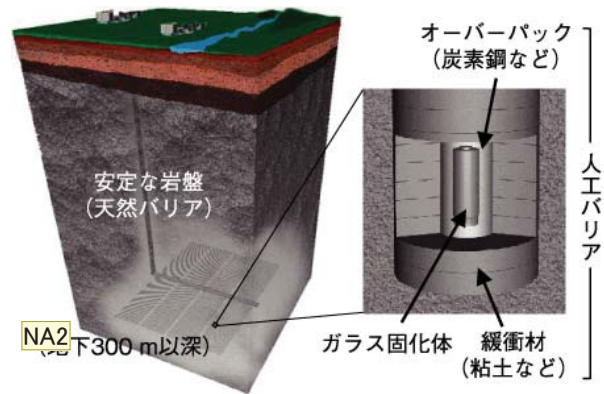
- 1.背景
- 2.新規システムの開発
- 3.従来システムとの比較
- 4.結言

## 高レベル放射性廃棄物の地層処分

原子力発電によって発生した高レベル放射性廃棄物（HLW）はガラス固化後に「地層処分」される予定

**地層処分**：HLWを地下深くに埋設

- 天然バリアと人工バリアから成る多重バリアシステムを構築
- 生物の生活圏からHLWを隔離し、長期間保管



**HLWを安全かつ長期的に処分**

## 人工バリアと天然バリア

### 人工バリア

#### ■ ガラス固化体

HLWを熔融ガラスとともに固化したものの放射性核種を均一かつ安定に固定

#### ■ オーバーパック

ガラス固化体を覆う金属容器

ガラス固化体の地下水の接触を防ぐ・強度の補強

#### ■ 緩衝材

オーバーパックを覆う粘土質

物理的・化学的緩衝機能でガラス固化体を保護

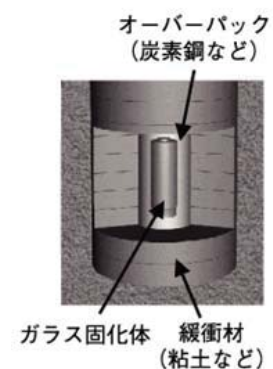
NA4

### 天然バリア：岩盤

廃棄物を埋設する安定な地質環境

放射性核種を生物の生活圏から隔離

NA5



## 放射線による人工バリアへの影響

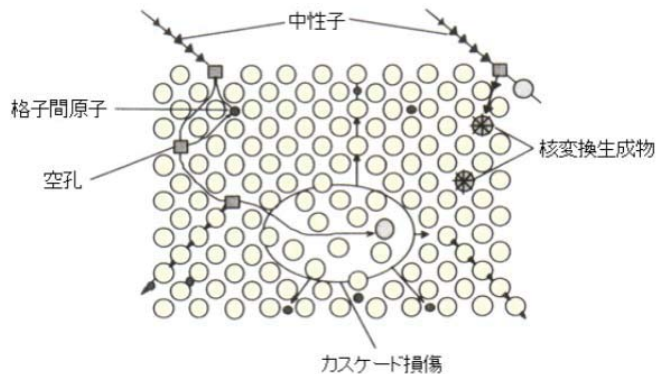
材料が放射線の照射を受けると物理的・機械的性質が変化し脆化する

### はじき出し損傷

原子がはじき出され格子欠陥が生成  
はじき出しが連鎖しカスケード損傷

### 核変換損傷

核変換により不純物原子が生成  
水素やヘリウムの気泡が発生



オーバーパックが脆化すると機械的強度・耐衝撃性が低下し  
人工バリアの機能が維持できなくなることが懸念される

NA6

## 放射線による人工バリアの照射損傷の調査・検討が重要

## 高レベル放射性廃棄物の多様化の影響

### 燃料組成および燃焼条件の変化

MOX燃料や高燃焼度燃料の使用量増加が予想される  
ガラス固化体中のMA量増加に伴う放射線量増加

NA7

### 直接処分における高レベル放射性廃棄物

使用済み燃料を再処理せずに直接処分することが検討  
UやPuを大量に含むため放射線量増加

オーバーパックの設計は通常の高レベル放射性廃棄物に対してのみ

多様な高レベル放射性廃棄物を考慮した健全性評価が必要  
東北大学では処分場放射線場解析システムを開発中

## 研究目的

多様な高レベル廃棄物における人工バリア健全性評価のための  
処分場放射線場解析システムの開発

材料の照射損傷において特に重要な中性子場の解析システムの開発

- ・従来システムより詳細なスペクトル解析部の開発
- ・中性子空間分布を直感的に把握できる中性子場解析部の開発

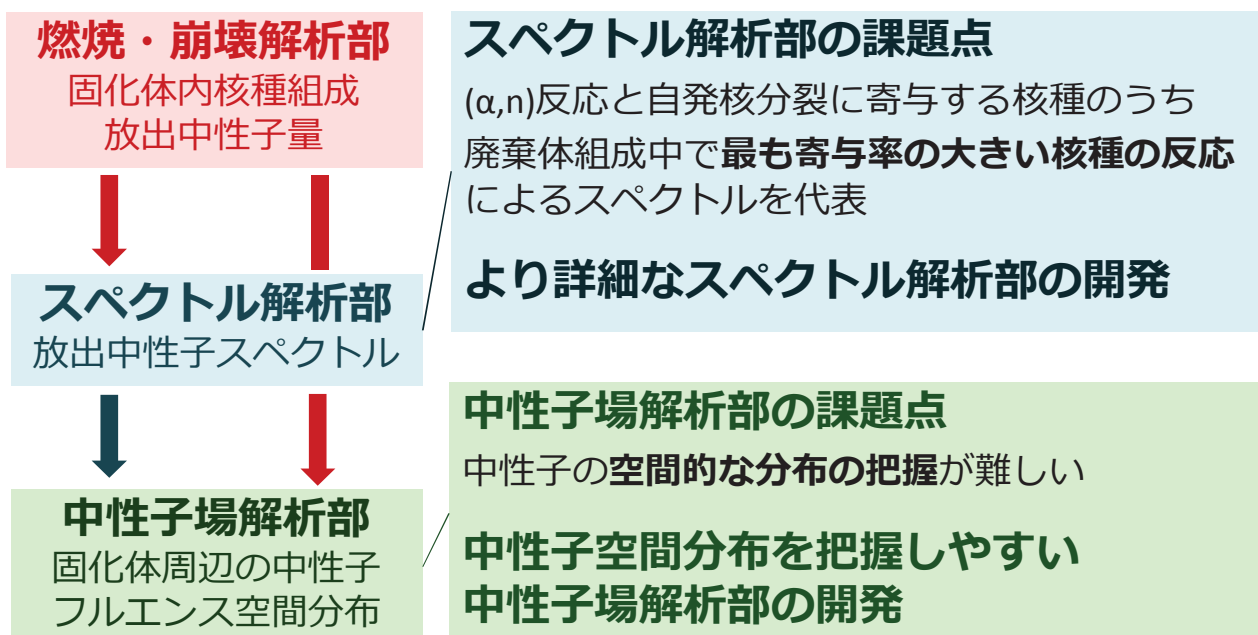
## 研究概要

2. 新規システムの開発
3. 従来システムとの比較
4. 結言

# 2.新規システムの開発

## 東北大学で開発中の処分場中性子場解析システム\*

NA9



\*大和田賢治, 春藤史帆, 岩崎智彦, 相澤直人, 「ガラス固化体からの放出中性子による地層処分環境に対する影響解析」 NA8  
原子力学会2016年春の年会, 2016/03/26

## スペクトル解析部の課題点

### 従来システムの解析手順

例：45GWd/tのUOX燃料について埋設後300年時点での中性子スペクトル

1. 各核種の放出中性子数より各中性子放出反応の割合を導出

( $\alpha, n$ ) : 54.4%、自発核分裂 : 45.6%

2. 各核種の放出中性子数より各反応での最大寄与核種を選出

( $\alpha, n$ ) : Am241、自発核分裂 : Cm246

3. JANISデータベースから最大寄与核種の放出中性子スペクトルを参照する

4. それぞれの反応の割合と中性子スペクトルをMVPに入力する

### 廃棄体組成内のアクチノイドの比率

NA1

核種	割合
U	1.42%
Np	53.48%
Pu	0.03%
Am	40.51%
Cm	4.56%

NA11

考慮されていない核種の影響を詳細に解析

## スペクトル解析部の開発

### SOURCES-4C<sup>NA12</sup>利用

与えられた組成に対して( $\alpha, n$ )反応、自発核分裂反応、遅発中性子を考慮した放出中性子スペクトルを生成するコード

#### ( $\alpha, n$ )反応

与えられた組成から以下を求め中性子スペクトルを導出

- $\alpha$ 線阻止断面積
- 放出 $\alpha$ 線スペクトル
- ( $\alpha, n$ )反応断面積

詳細な放出中性子スペクトルを生成できる

#### 自発核分裂

崩壊データライブラリを用いてWatt型核分裂スペクトルから中性子スペクトルを導出

#### 遅発中性子

組成と崩壊データライブラリより中性子スペクトルを導出

\*"SOURCES 4C: A Code for Calculating ( $\alpha, n$ ), Spontaneous Fission, and Delayed Neutron Sources and Spectra", LA-UR-02-1839 (2002)

## 中性子場解析部の課題点

### 中性子場解析部の役割

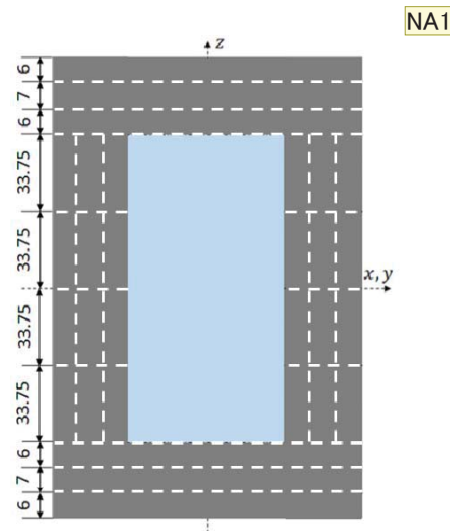
- ①人工バリア内の中性子空間分布の解析
- ②解析体系に対する中性子空間分布の描写

### 従来システム

体系内をメッシュで区切りMVP2.0でメッシュごとの中性子束を解析

MVP2.0は①までしか行えないため解析結果を描画する工程が必要

**中性子の空間分布の描画まで  
行えるコードを選定**



従来手法でのメッシュ

## 2.新規システムの開発

## 中性子場解析部の開発

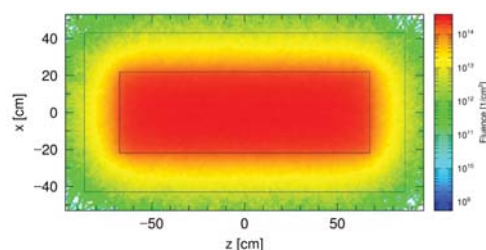
### PHITS<sup>NA14</sup>の利用

任意の体系中における様々な放射線の挙動を核反応モデルや核データを用いて模擬するモンテカルロ計算コード

### PHITS利用のメリット

- 解析体系に対して中性子場を描画することが可能
- 中性子場に加え放射線による発熱やDPA（弾き出し数）の評価も可能
- 陽子やα線、二次粒子の挙動まで解析することができる

**中性子場の描画機能に加え、  
評価システムの拡張にも対応できる**



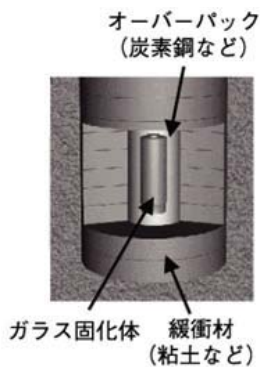
\*T.Sato,K.Niita,N.Matsuda,S.Hashimoto,Y.Iwamoto,S.Noda,T.Ogawa,H.Iwase,H.Nakasima,T.Fukahori,K.Okumura,T.Kai,S.Chiba,T.FUruta and L.Silver, Particle and Heavy Ion Transport Code System PHITS, Version 2.52, J.Nucl. Sci. Technol. 50:9,913-923(2013)

スペクトル解析部と中性子場解析部について従来方法との比較を行う

## 共通の解析条件

基本的な解析条件は  
先行研究と同様

解析体系は処分場の  
基本的な体系とした



燃焼条件	
炉型	PWR
燃料	UOX, MOX <sup>NA15</sup>
燃焼度 [GWd/t]	45, 70

各燃焼条件における処分直後のアクチニド組成[%]

	UOX		MOX	
	45GWd/t	70GWd/t	45GWd/t	70GWd/t
U	2.16E-02	3.28E-02	1.82E-02	1.11E-02
Np	8.14E-01	2.26E+00	2.29E-01	2.03E-01
Pu	4.59E-04	9.25E-04	3.10E-03	2.73E-03
Am	6.17E-01	1.60E+00	7.69E+00	6.85E+00
Cm	6.94E-02	3.54E-01	1.11E+00	1.32E+00

NA19

# 3.従来システムとの比較

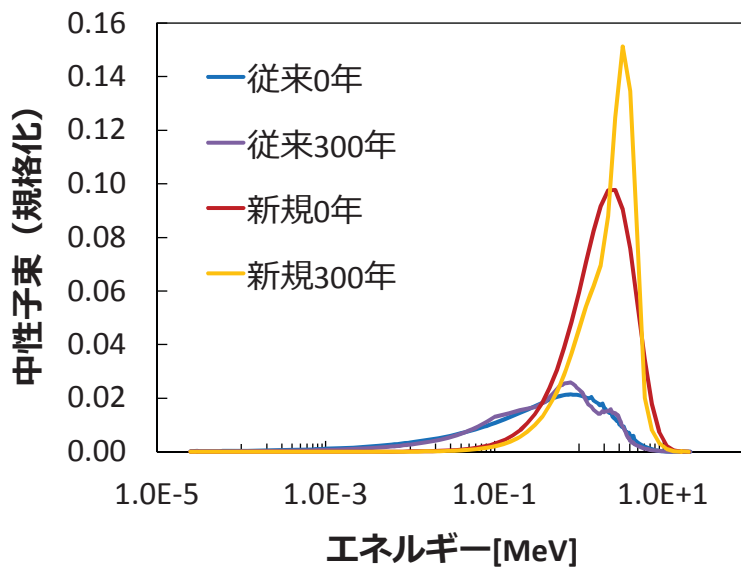
## スペクトル解析部の解析条件

d1

<b>α線阻止断面積</b>	廃棄体組成中で数密度の多い20核種を入力 Kr, Rb, Sr, Y, Zr, Mo, Tc, Ru, Rh, Pd, Xe, Cs, Ba, La, Ce, Pr, Nd, Sm, U, Am
<b>エネルギー群数</b>	69群 最大エネルギー20MeV <sup>NA16</sup>
<b>α線源核種</b>	59核種 ライブラリ中で20MeVまで有効なもの (一部の核種は6.5MeV以上のデータが不十分)
<b>自発核分裂線源核種</b>	32核種 同様
<b>(α,n)ターゲット核種</b>	9核種 廃棄体組成中でライブラリのあるもの <sup>NA18</sup>
<b>各種ライブラリ</b>	SOURCES-4C標準(実験値と解析値で構成)
<b>遅発中性子</b>	考慮しない



## スペクトル解析部の解析結果



燃焼度45GWd/tのUOX燃料における  
新規手法と従来手法のスペクトル

NA22

NA20  
支配的な反応 NA21

処分直後

Cm244の自発核分裂98%

処分後300年

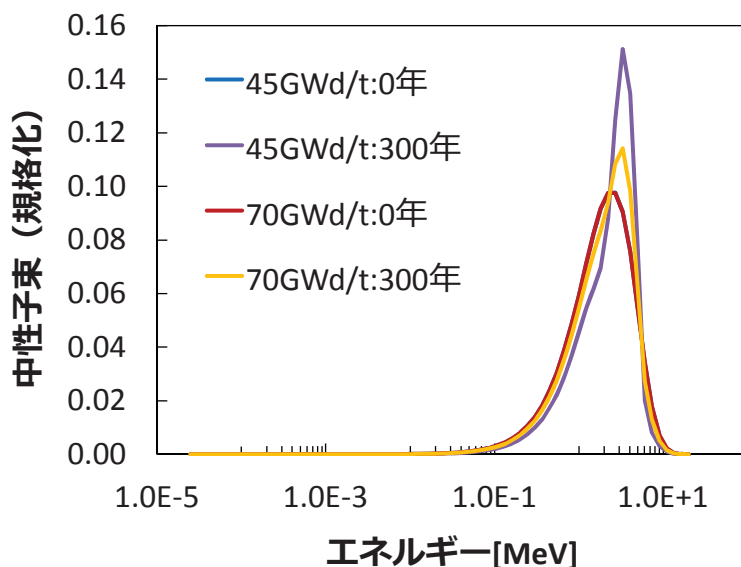
Am241の(α,n)反応54%

新規手法は従来手法より  
スペクトルを硬く評価

導出過程の違いによる  
新規手法：Watt型近似式  
従来手法：JANISデータ

# 3.新規システムによる解析

## 新規手法でのスペクトル解析部の解析結果



新規手法における燃焼度45GWd/tと  
70GWd/tのUOX燃料のスペクトル

処分直後ではスペクトルが  
ほぼ一致

Cm244の自発核分裂が98%

処分後300年では45GWd/t  
の方が鋭いピーク

支配的な反応 NA24

45GWd/t

Am241の(α,n)反応56%

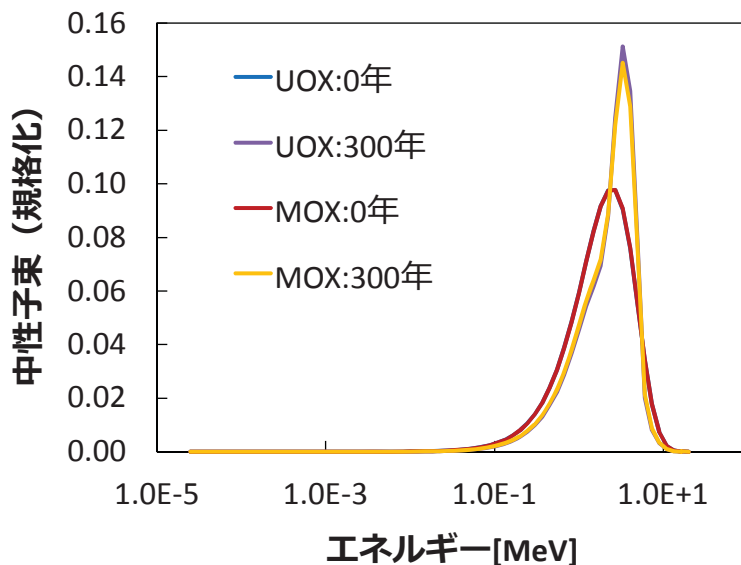
70GWd/t

Cm244の自発核分裂72%

4MeV周辺の鋭いピークは  
Am241の(α,n)反応のピーク



## 新規手法でのスペクトル解析部の解析結果



処分直後、処分後300年で  
スペクトルが一致

支配的な反応 NA26

処分直後：

**Cm244の自発核分裂98%**

処分後300年：

**Cm246の自発核分裂52%**

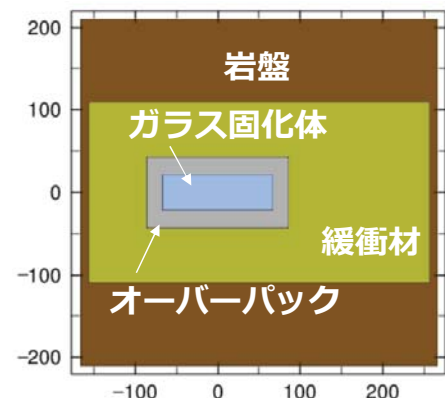
**Am241の(α,n)反応44%**

新規手法における燃焼度45GWd/tの  
UOX燃料とMOX燃料のスペクトル

# 3.従来システムとの比較

## 中性子場解析部の解析条件

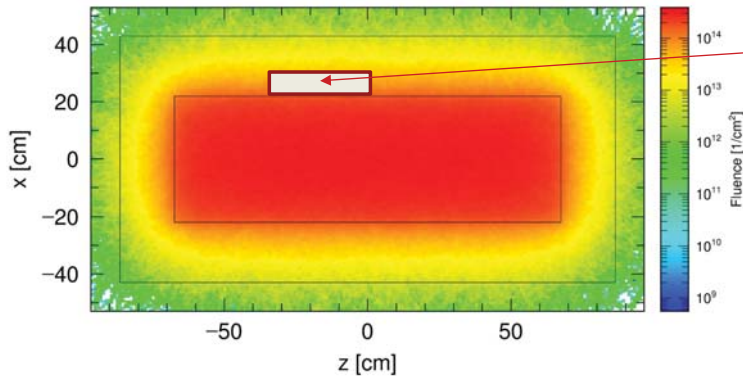
使用コード	PHITS
使用ライブラリ	JENDL-4.0 <span style="border: 1px solid black; padding: 2px;">NA28</span>
総ヒストリ数	1,200,000 <span style="border: 1px solid black; padding: 2px;">NA27</span>
廃棄体組成	燃焼・崩壊解析部より
中性子源スペクトル	新規手法と従来手法
解析体系 <span style="border: 1px solid black; padding: 2px;">NA29</span>	右上図



各物質の材質

固化ガラス	ホウケイ酸 ガラス
オーバーパック	純鉄
緩衝材	ベントナイト +ケイ砂
岩盤	花崗岩

## 中性子場解析部の解析結果



中性子フルエンス最大値

従来手法：

$7.75 \times 10^{13} [n/cm^2]$

新規手法：

$9.29 \times 10^{13} [n/cm^2]$

NA30

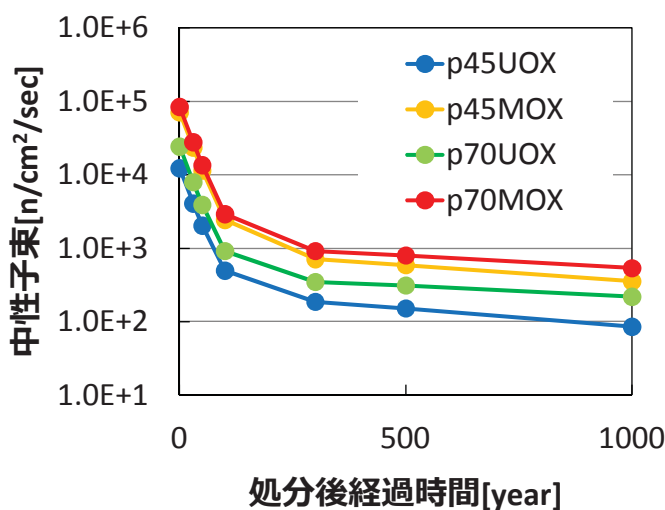
燃焼度45GWd/tのUOX燃料の廃棄体  
中性子フルエンス分布

照射損傷への影響が大きい

1MeV以上の中性子を計測

新規手法では1MeV以上の中性子束がすべての計算ステップで大きかったため、中性子フルエンスも大きくなった

## 新規手法での各燃焼条件の解析結果



各燃焼度・燃料組成での  
中性子束の時間変化

NA34 中性子束を時間で積分することで  
中性子フルエンスを計算

解析結果：MOX>UOX

70GWd/t>45GWd/t

従来手法と同じ結果

Cmの割合が大きいものほど  
中性子フルエンスも大きい

NA32

処分後1000年時点での  
中性子フルエンス最大値

70GWd/tのMOX燃料

$1.093 \times 10^{15} [n/cm^2]$

**多様な高レベル廃棄物における人工バリア健全性評価のための  
処分場中性子場解析システムの改良およびその影響解析**

## 2.従来システムとその改良

従来システムの解析手法の課題点を挙げ、その改良を行った

- ・スペクトル解析部では解析方法としてSOURCES-4Cを選択した
- ・中性子場解析部では解析手法としてPHITSを選択した

## 3.従来手法との比較

従来手法と同様の解析条件で処分場の中性子場を解析した

- ・スペクトル解析では従来手法よりもスペクトルを硬く評価した
- ・中性子場解析では従来手法よりも中性子フルエンスを大きく評価した

**新規手法でも人工バリアの健全性が保障された**

# 特異値分解とモード展開法を用いた Ringhals1 号機の炉雑音解析

北海道大学 ○正部川 英亨、千葉 豪

Hideyuki SHOBUKAWA、Go CHIBA

Ringhals1 号機の BOC14~17 の LPRM データから領域振動成分を取り出した後に特異値分解を適用し、炉心安定性に関わる成分を抽出して、その自己相関関数から沸騰水型原子炉の減幅比を推定した。

**キーワード：**沸騰水型原子炉、Ringhals1 号機、局所出力領域モニター、減幅比、特異値分解

## 1. 緒言

沸騰水型原子炉においては局所出力領域モニター(LPRM)雑音信号に自己相関関数(ACF)法や自己回帰モデルを使用して出力振動を減幅比として評価する。また、この手法に様々な信号処理を加える事で減幅比をより正確に評価する方法が提案されている。本研究では、炉心一体振動成分と領域振動成分を分離した後に特異値分解(SVD)を適用する方法で、Ringhals1 号機の BOC14~17 の実験データの領域振動成分の減幅比・周波数を解析した。

## 2. 解析手順

LPRM は軸方向 Level2 と Level4 の高さにそれぞれ 36 点分布し、全部で 72 点ある。炉心一体振動と領域振動成分の分離には Van Der Hagen らの方法 [2]を用いた。この方法では同一高さに分布する LPRM 信号を利用し、領域振動成分は LPRM の位置ごとに評価される。分離後、領域振動成分に SVD を適用し、信号を抽出して ACF を求めた。

データのサンプリング周期は 0.08[s]である。出力振動の周期は 2[s]前後であるので、SVD 適用時における共分散の次元数は過去の研究結果から振動の 2 周期分に対応する 48 と設定した。また、減幅比を評価する適切な分解信号を抽出するために次のアルゴリズムを定めた。①ACF の 2 番目の極大値が出力振動の 2 周期分を超えない位置にある。②ACF の 2 番目の極大値が正である。③振動数が 0.4~0.55[Hz]である。④極大値と極小値が減衰している。⑤減幅比が 1.0 を超えない。なお、①~⑤を満たすものが複数ある場合は特異値が最大のものを選ぶこととした。以上に基づいて抽出した分解信号の ACF において

2 番目の極大値から 5 番目までのデータに最小二乗法を適用し、減幅比・周波数を評価した。

## 3. 結果

BOC14~17 の領域振動の減幅比・周波数の評価結果を図 1, 2 に示す。参照解は OECD/NEA の Ringhals1 号機安定性ベンチマーク最終報告書と東芝の竹内らによる解析結果[3]で評価されたものを引用した。本解析・アルゴリズムでは求めることのできない領域振動成分の結果があり、それらを除いて高さごとの結果を平均し、減幅比・周波数を求めている。BOC15 において結果は一致せず、アルゴリズムを適用できた領域振動成分のデータも少なかった。BOC14、16、17 の全体的に参照解より減幅比は大きくなり、周波数はおおむね一致する結果となった。

### 参考文献

- [1] M. Tsuji, Y. Shimazu, J. Nucl. Sci. Technol., 42[2], 169-182(2005)
- [2] T. Van Der Hagen, I. Pazsit, and O. Thomson, Nucl. Technol., 107, 193-214(1994)
- [3] Y. Takeuchi, Y. Takigawa, Nucl. Technol., 128, 257-275(1999)

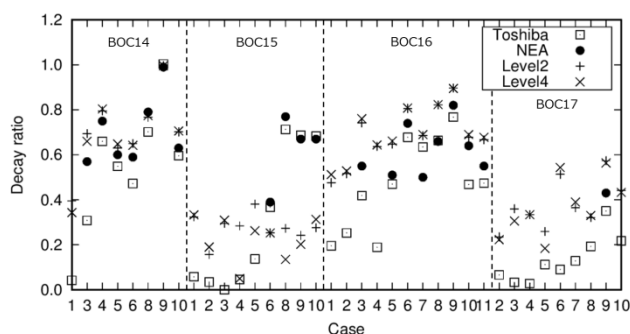


図 1 領域振動成分の減幅比評価結果

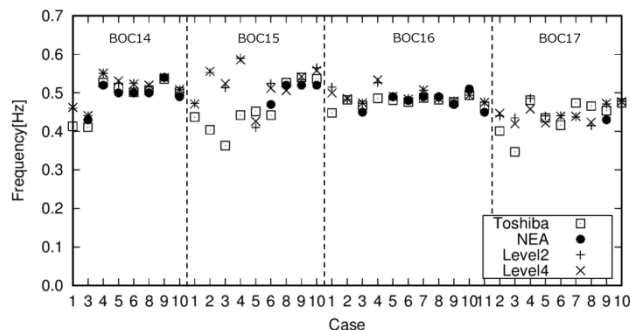


図 2 領域振動成分の周波数評価結果



# 特異値分解とモード展開法を用いた Ringhals1号機炉雑音解析

2016年12月1日

原子炉工学研究室

正部川 英亨、千葉 豪

## 背景

1

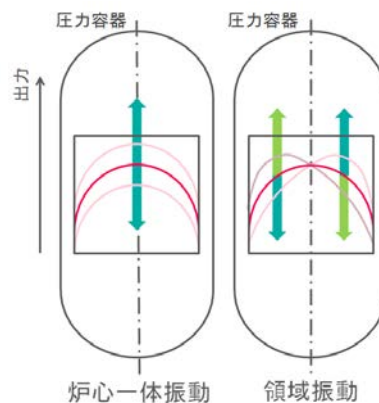
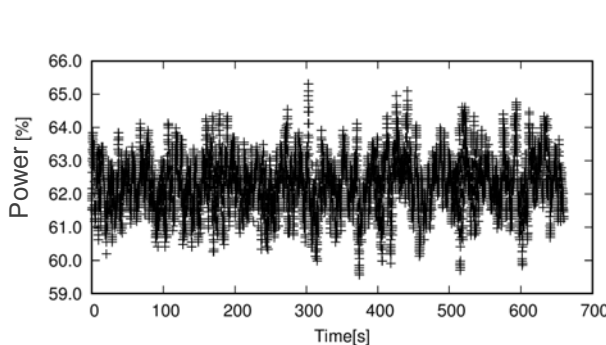
### ● 原子炉雑音

一定の出力で運転している原子炉であるが、実際は流量、温度、出力の値が「ゆらぎ(小さな変動)」をもっている。

「ゆらぎ」が原子炉雑音であり、これを原子炉の異常診断に利用することができる。

### ● 出力振動現象

出力振動が原因で出力が過大になって燃料を破損する可能性がある。



炉心一体振動  
核・熱水力

領域振動  
核・熱水力

高出力・低流量で発振

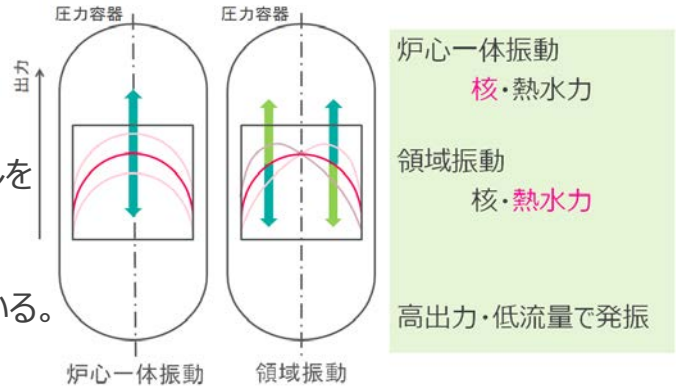


## ● ノイズが多く出力振動現象の正確な評価が難しい。

– BWRは構造上、出力振動が発生する場合があります、発振により燃料を破損する可能性がある。炉心の安定性を減幅比で評価します。

– 領域振動の発見が難しい。

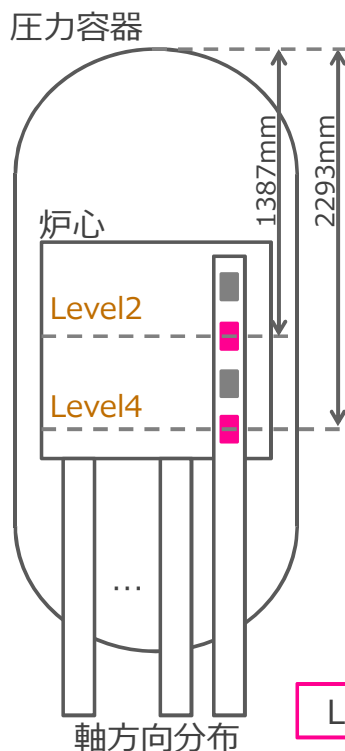
– 自己相関関数法や自己回帰モデルを適用する従来方法に加え、様々な信号処理を適用することで、正確な減幅比を求める方法が提案されている。



– 特異値分解とモード展開法を用いてRinghals1号機の炉心一体振動成分と領域振動成分減幅比を評価した。



# Ringhals1号機LPRM分布



## LPRM(局所出力領域モニター)分布

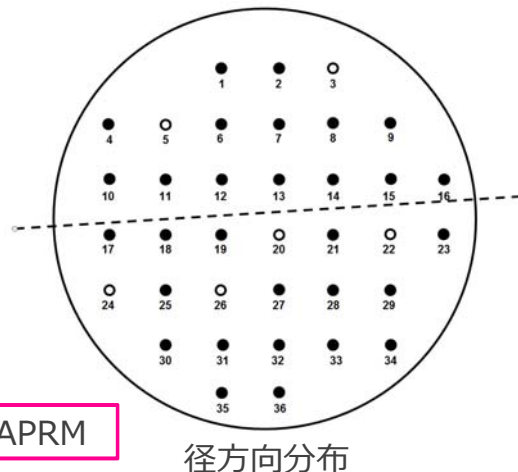
軸方向2点、径方向36点(全部で72点)

サンプリング周期 0.08[s]

データ点 8250

BOC 14-17 cycle

Case 9-11



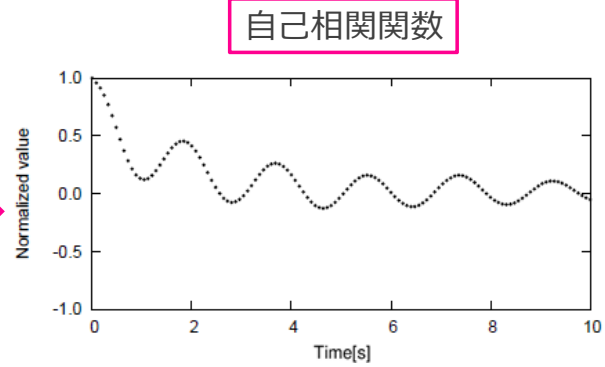
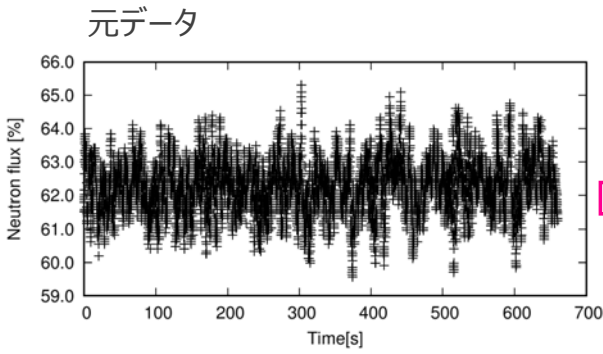
LPRMの平均がAPRM



- **Ringhals1号機データBOC14-17の減幅比を特異値分解(共分散次元:48)を用いて導く。**
  - APRM信号に用いて炉心一体振動成分を評価した。
- **Van der Hagenらの方法その1 + 特異値分解を適用し減幅比を求めた。**
  - すべてのLPRM信号を用いて炉心一体振動成分と領域振動成分の減幅比を評価した。
- **Van der Hagenらの方法その2 + 特異値分解を適用し減幅比を求めた。**
  - すべてのLPRM信号を用いて領域振動成分の減幅比を評価した。

- **Ringhals1号機データBOC14-17の減幅比を特異値分解(共分散次元:48)を用いて導く。**
  - APRM信号に用いて炉心一体振動成分を評価した。
- **Van der Hagenらの方法その1 + 特異値分解を適用し減幅比を求めた。**
  - すべてのLPRM信号を用いて炉心一体振動成分と領域振動成分の減幅比を評価した。
- **Van der Hagenらの方法その2 + 特異値分解を適用し減幅比を求めた。**
  - すべてのLPRM信号を用いて領域振動成分の減幅比を評価した。





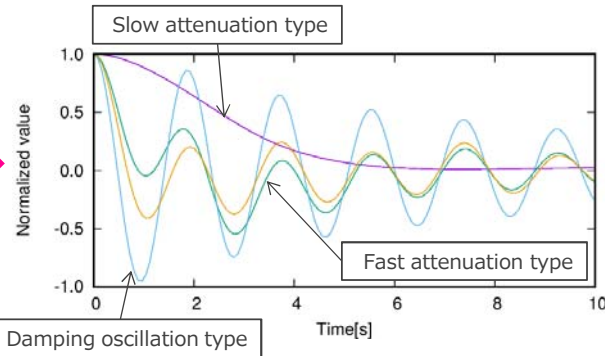
特異値分解を適用

信号を分解(それぞれが特異値を持つ)



特異値の大きいものほど元の信号の主成分と考えることができる。

特異値分解 + 自己相関関数



## 特異値分解について(主成分分析法)

ランダム変数 $x(t_i)$ がサンプリング周期 $\Delta t$ 、 $t_i = i\Delta t$ 、 $\{i = 0, 1, 2, \dots, N_d - 1\}$ のデータ

共分散行列

$$C = \frac{1}{N} \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^N x(t_i)x(t_i) & \sum_{i=1}^N x(t_i)x(t_{i+1}) & \cdots & \sum_{i=1}^N x(t_i)x(t_{i+n-1}) \\ \sum_{i=1}^N x(t_{i+1})x(t_i) & \sum_{i=1}^N x(t_{i+1})x(t_{i+1}) & \cdots & \sum_{i=1}^N x(t_{i+1})x(t_{i+n-1}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \sum_{i=1}^N x(t_{i+n-1})x(t_i) & \sum_{i=1}^N x(t_{i+n-1})x(t_{i+1}) & \cdots & \sum_{i=1}^N x(t_{i+n-1})x(t_{i+n-1}) \end{bmatrix}$$

} n

$N = N_d - n + 1$   
 $n$ : 共分散行列次元  
 $N_d$ : データ数  
 $\Delta t = 0.08$ : サンプリング周期

n

これを特異値分解する。

n=48としてBOC14に適用した研究が過去に行われている。  
 この手法を様々なデータにも適用できるように新たに出力安定性解析コードをつくり、今回はBOC14-17に適用した。





# 特異値分解について(主成分分析法)

8

ランダム変数 $x(t_i)$ がサンプリング周期 $\Delta t$ 、 $t_i = i\Delta t$ 、 $\{i = 0, 1, 2, \dots, N_d - 1\}$ のデータ

共分散行列

$$C = \frac{1}{N} \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^N x(t_i)x(t_i) & \sum_{i=1}^N x(t_i)x(t_{i+1}) & \cdots & \sum_{i=1}^N x(t_i)x(t_{i+n-1}) \\ \sum_{i=1}^N x(t_{i+1})x(t_i) & \sum_{i=1}^N x(t_{i+1})x(t_{i+1}) & \cdots & \sum_{i=1}^N x(t_{i+1})x(t_{i+n-1}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \sum_{i=1}^N x(t_{i+n-1})x(t_i) & \sum_{i=1}^N x(t_{i+n-1})x(t_{i+1}) & \cdots & \sum_{i=1}^N x(t_{i+n-1})x(t_{i+n-1}) \end{bmatrix}$$

n=48

$N = N_d - n + 1$   
 $n$ : 共分散行列次元  
 $N_d$ : データ数  
 $\Delta t = 0.08$ : サンプリング周期

n=48

これを特異値分解する。

出力振動の周期は2秒前後

$$0.08[s] \times 48 = 3.84[s]$$

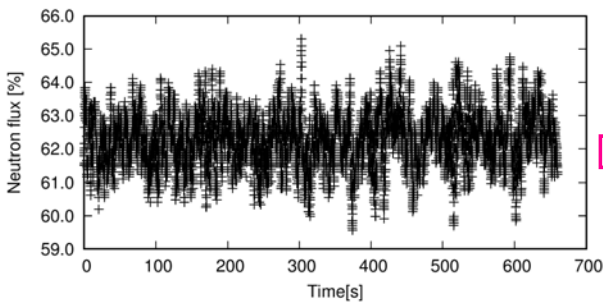
つまり、出力振動の約二倍を考えた次元数。



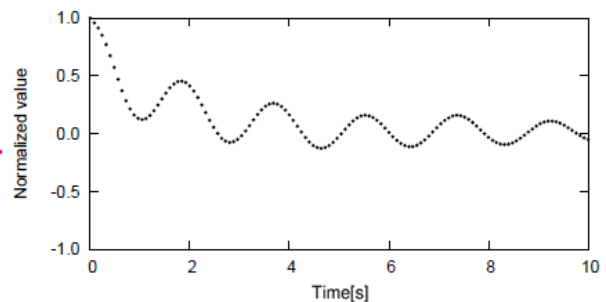
# 計算の流れ

9

元データ



自己相関関数



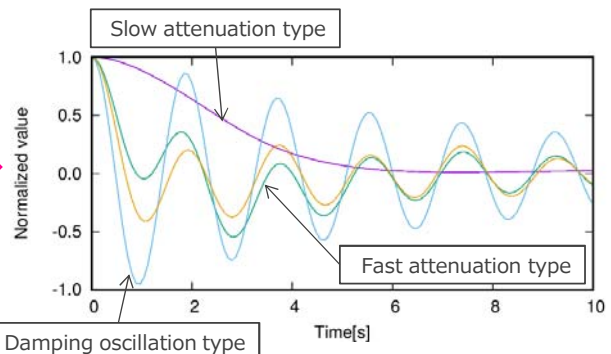
特異値分解を適用

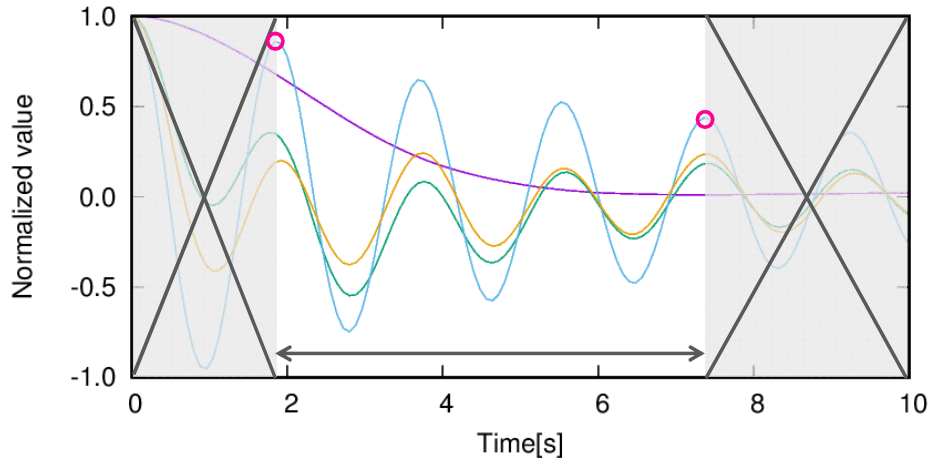
信号を分解(それぞれが特異値を持つ)



特異値の大きいものほど元の信号の主成分と考えることのできる。

特異値分解 + 自己相関関数





2番目の極大値から5番目までのデータに  
最小二乗法でフィッティング

$$y = Ae^{Bt} \cos(Ct + D)$$

減幅比  $\rightarrow e^{\frac{B}{C}}$   
周波数  $\rightarrow \frac{C}{2\pi}$

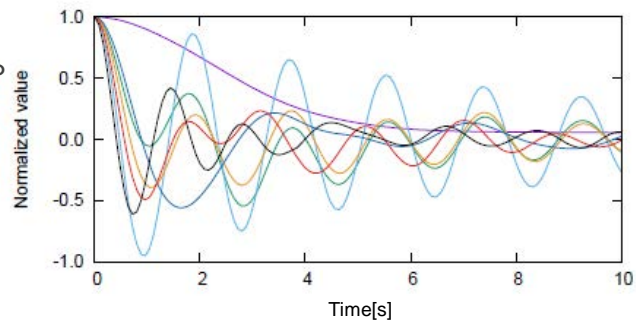


## 評価結果抽出条件

BOC14に適用した過去の研究の評価結果を満たすようにアルゴリズムを設定した。

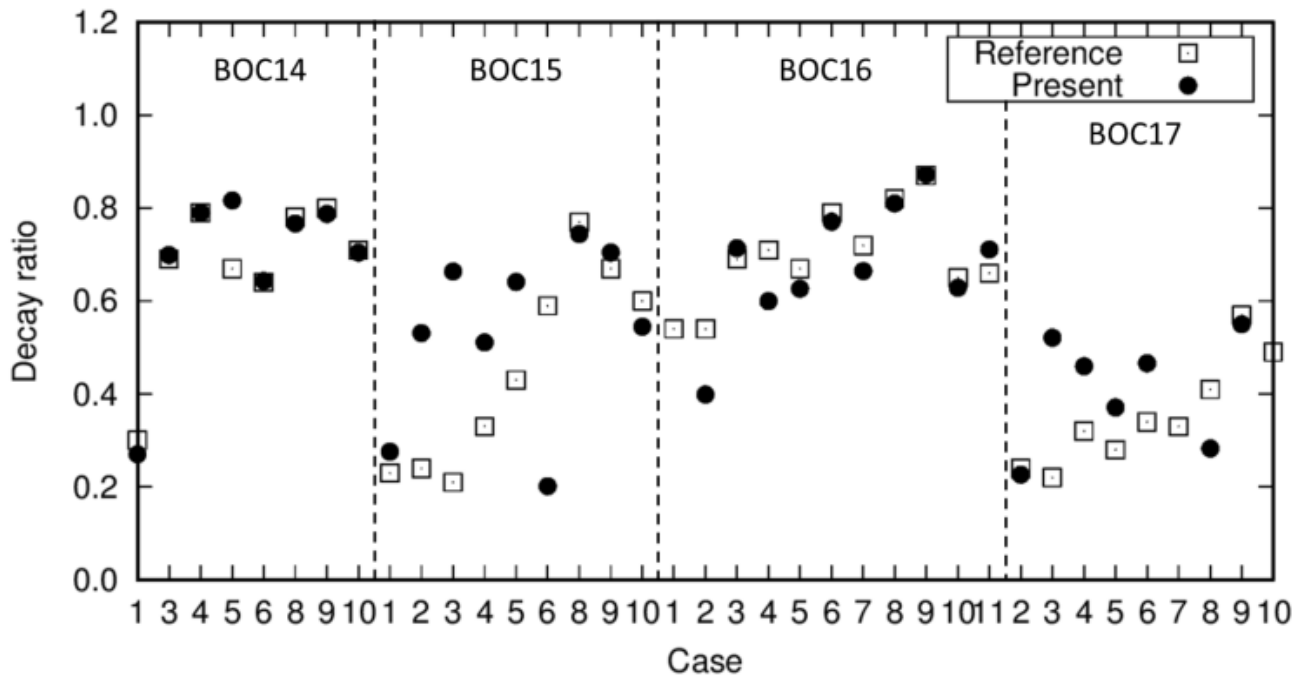
次のアルゴリズムのもと自動的に出力安定性に関わる信号を抽出

- 特異値の大きい順から10番目までを評価。
- ACF2番目の極大値が2周期分(出力安定性に関わる信号の周期は2秒)より前にある。
- ACF2番目の極大値が0.3以上。
- 周波数が0.4~0.6[Hz]。
- 極大値と極小値が減衰している。
- 減幅比が1より小さい。



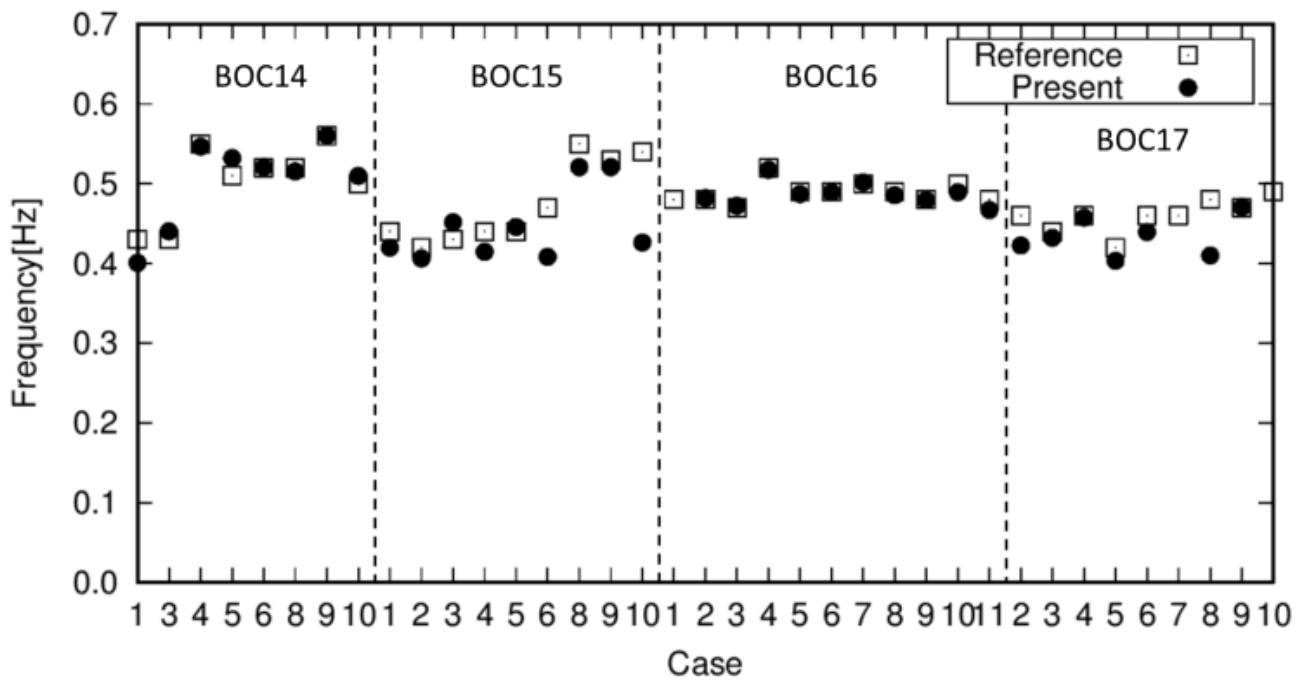
以上を満たすものが複数あるときは特異値の一番大きいものを採用する。





参照解は以下より引用

OECD/NEA, "Ringhals 1 Stability Benchmark Final Report", NEA/NSC/DOC(96)22, 1996



参照解は以下より引用

OECD/NEA, "Ringhals 1 Stability Benchmark Final Report", NEA/NSC/DOC(96)22, 1996



- Ringhals1号機データBOC14-17の減幅比を特異値分解(共分散次元:48)を用いて導く。
  - APRM信号に用いて炉心一体振動成分を評価した。
- Van der Hagenらの方法その1 + 特異値分解を適用し減幅比を求めた。
  - すべてのLPRM信号を用いて炉心一体振動成分と領域振動成分の減幅比を評価した。
- Van der Hagenらの方法その2 + 特異値分解を適用し減幅比を求めた。
  - すべてのLPRM信号を用いて領域振動成分の減幅比を評価した。



## Van der hagenらの方法その1

LPRM信号を $\phi(r, t)$ としたとき

$$\delta\phi(r, t) = \phi(r, t) - \phi_0(r) \quad \text{とする。}$$

$$\phi_0(r) = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \delta\phi(r, t) dt$$

$\delta\phi(r, t)$ が炉心一体振動成分と領域振動成分からなるとすると

$$\delta\phi(r, t) = \delta P(t)\phi_0(r) + \delta\psi(r, t)$$

炉心一体振動成分

領域振動成分

両辺に $\phi_0(r)$ を乗じて全空間で積分すると  $\int \phi_0(r)\delta\psi(r, t)dr = 0$  より

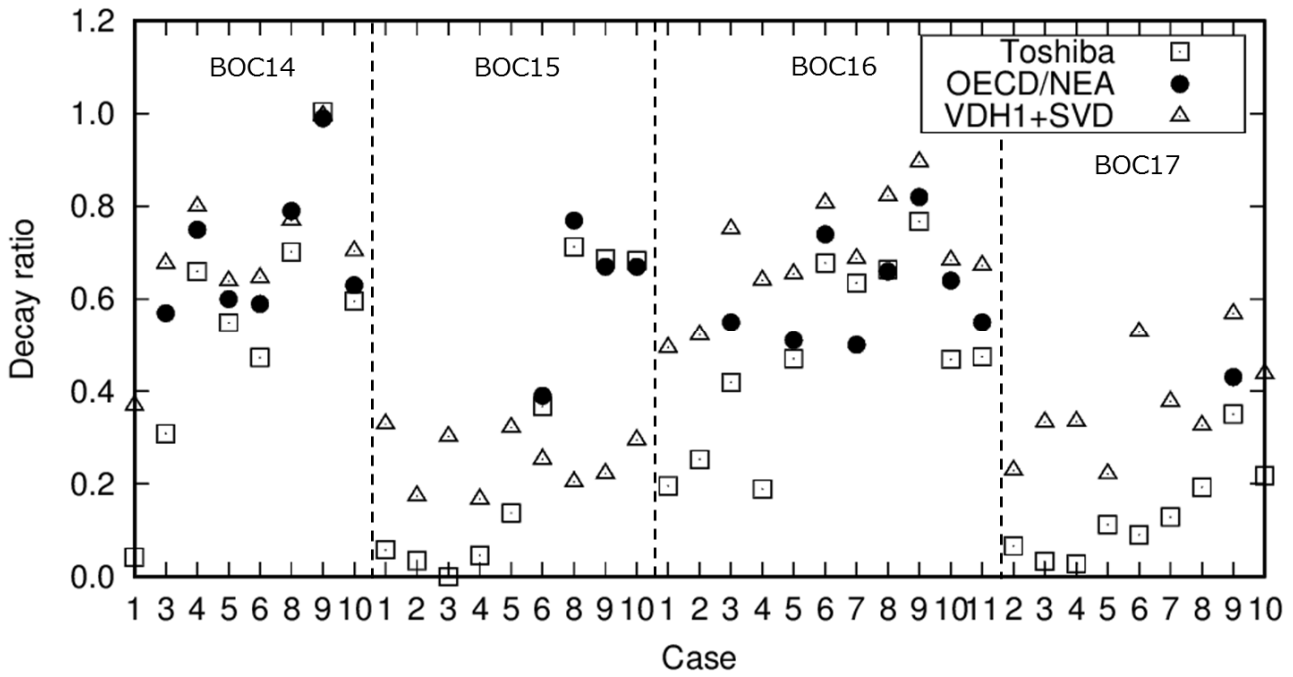
炉心一体振動成分

$$\delta P(t) = \frac{\int \delta\phi(r, t)\phi_0(r) dr}{\int \phi_0^2(r) dr}$$

領域振動成分

$$\delta\psi(r, t) = \delta\phi(r, t) - \delta P(t)\phi_0(r)$$

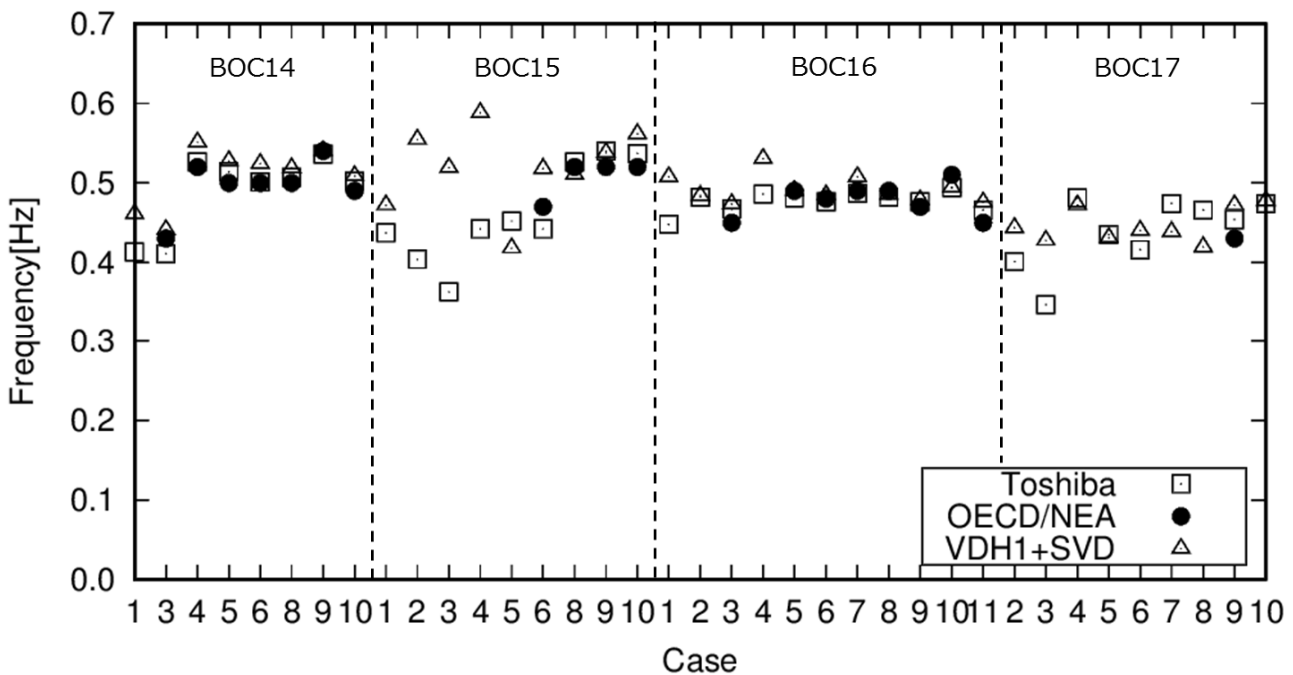




参照解は以下より引用

Y. Takeuchi, Y. Takigawa, Nucl. Technol., 128, 257-275, 1999

OECD/NEA, "Ringhals 1 Stability Benchmark Final Report", NEA/NSC/DOC(96)22, 1996



参照解は以下より引用

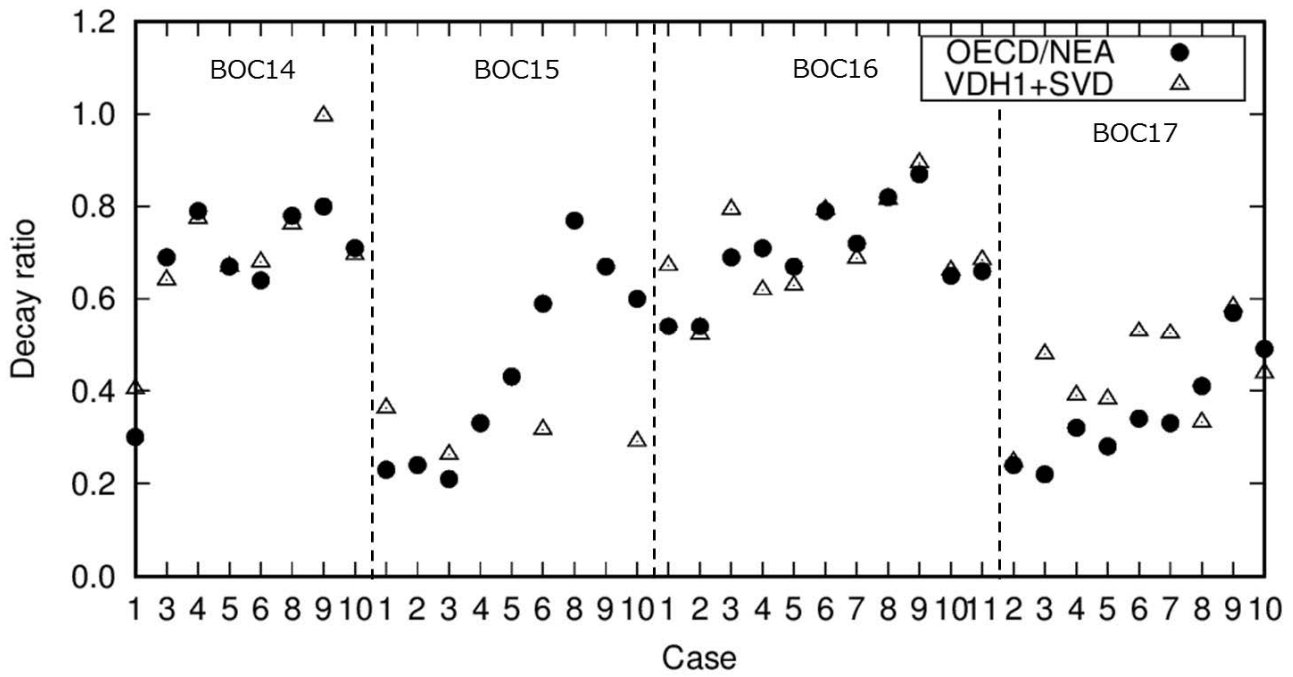
Y. Takeuchi, Y. Takigawa, Nucl. Technol., 128, 257-275, 1999

OECD/NEA, "Ringhals 1 Stability Benchmark Final Report", NEA/NSC/DOC(96)22, 1996



# 炉心一体振動成分の減幅比評価結果

18



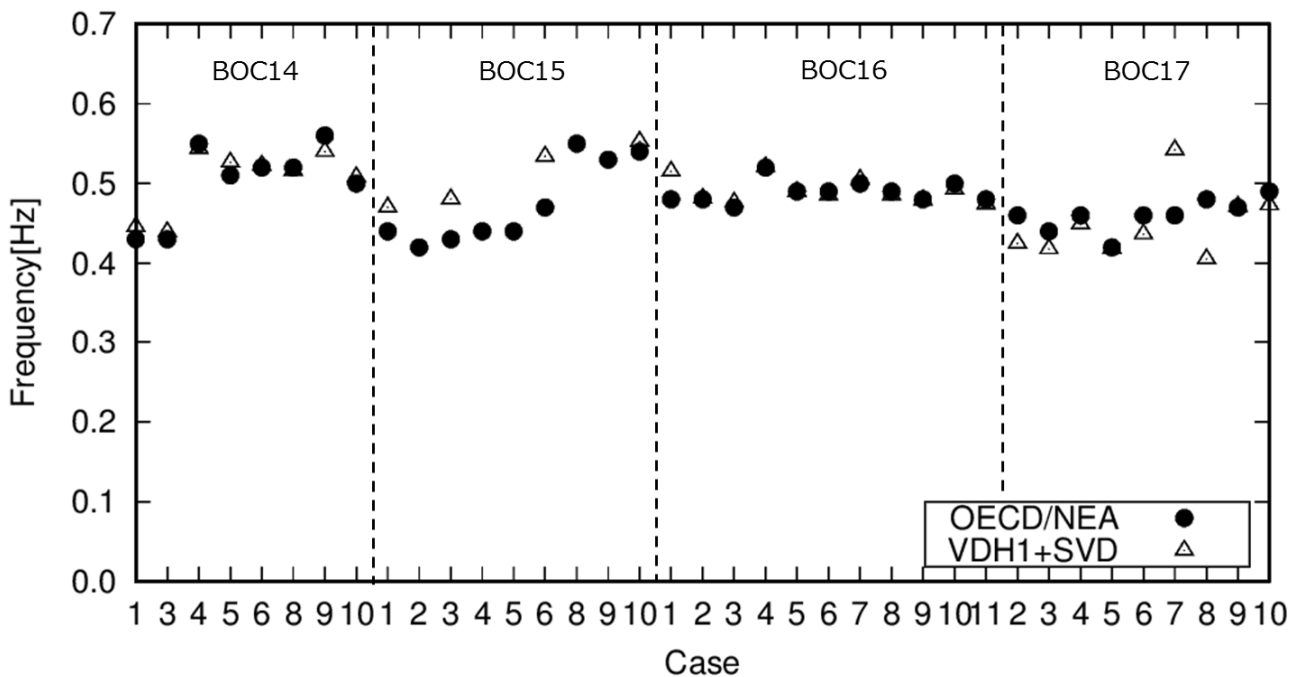
参照解は以下より引用

OECD/NEA, "Ringshals 1 Stability Benchmark Final Report", NEA/NSC/DOC(96)22, 1996



# 炉心一体振動成分の周波数評価結果

19

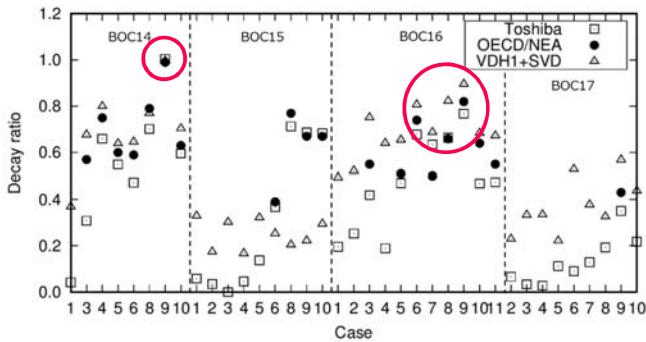


参照解は以下より引用

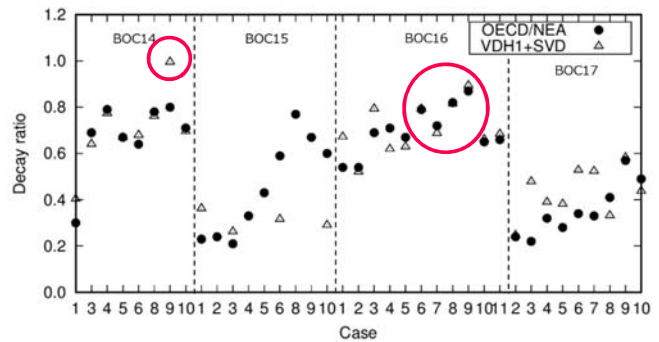
OECD/NEA, "Ringshals 1 Stability Benchmark Final Report", NEA/NSC/DOC(96)22, 1996



領域振動成分



炉心一体振動成分



領域振動成分と炉心一体振動成分がきれいに分かれていない可能性がある。

参照解は以下より引用

Y. Takeuchi, Y. Takigawa and O. Thomson, Nucl. Technol., 107, 193-214, 1994

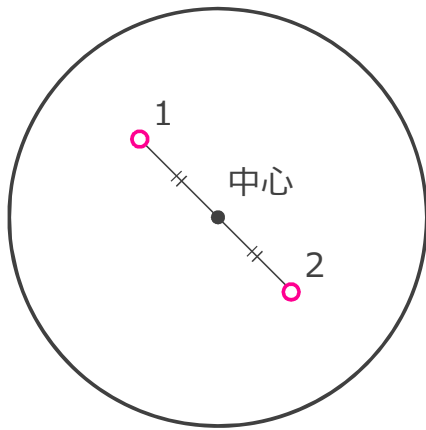
OECD/NEA, "Ringhals 1 Stability Benchmark Final Report", NEA/NSC/DOC(96)22, 1996



- Ringhals1号機データBOC14-17の減幅比を特異値分解(共分散次元:48)を用いて導く。
  - APRM信号に用いて炉心一体振動成分を評価した。
- Van der Hagenらの方法その1 + 特異値分解を適用し減幅比を求めた。
  - すべてのLPRM信号を用いて炉心一体振動成分と領域振動成分の減幅比を評価した。
- Van der Hagenらの方法その2 + 特異値分解を適用し減幅比を求めた。
  - すべてのLPRM信号を用いて領域振動成分の減幅比を評価した。







1の位置のLPRM信号を $\phi_1$ 、対称位置2にあるLPRM信号を $\phi_2$ とする。

$$\frac{\delta\phi_1(t)}{\phi_{1,0}} = I(t) + O(t)$$

炉心一体振動成分

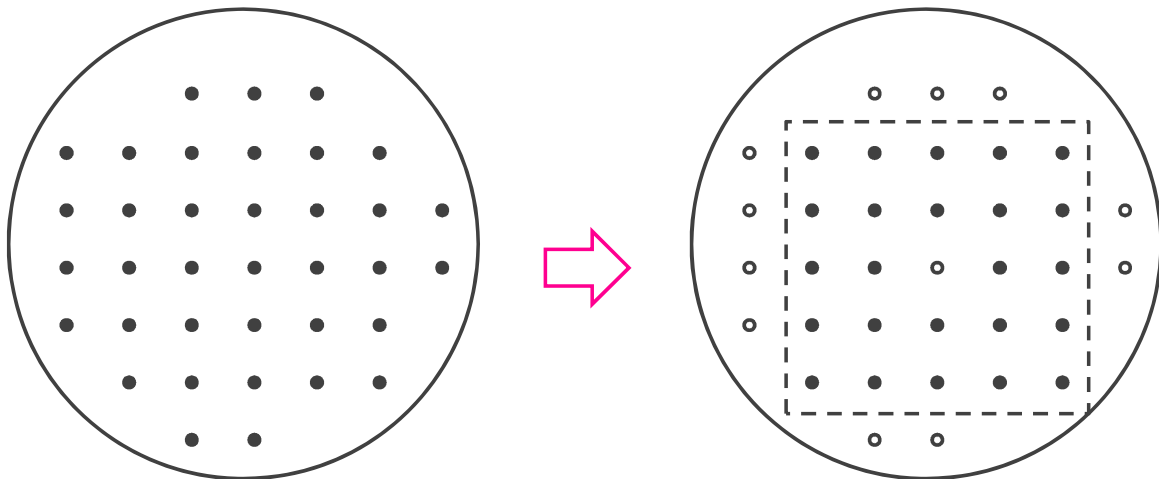
領域振動成分

対称位置では領域振動成分の位相が180度ずれるので

$$\frac{\delta\phi_2(t)}{\phi_{2,0}} = I(t) - qO(t)$$

この差とすることで領域振動成分をとりだせる

$$\Rightarrow \frac{\delta\phi_1(t)}{\phi_{1,0}} - \frac{\delta\phi_2(t)}{\phi_{2,0}} = (1 + q)O(t)$$

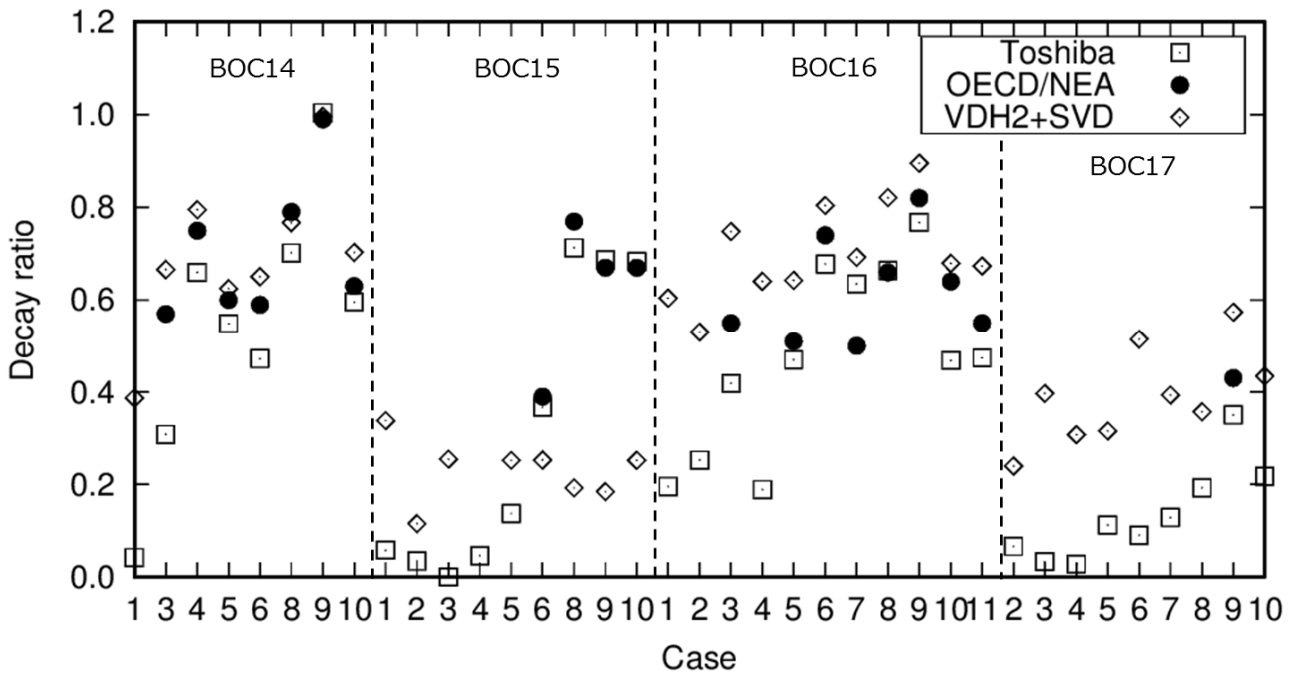


点線内を対象として評価した。

LPRM24個を用いて12個の領域振動成分の減幅比を求め、その平均を求めた。



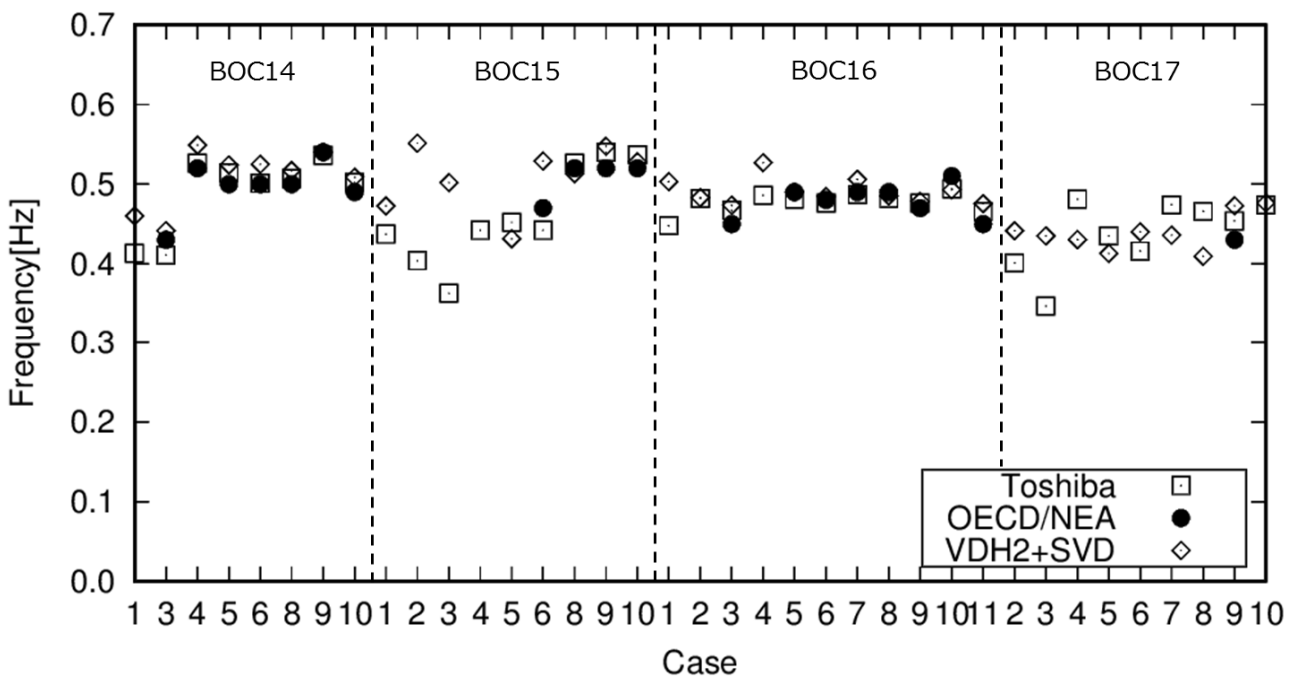




参照解は以下より引用

Y. Takeuchi, Y. Takigawa, Nucl. Technol., 128, 257-275, 1999

OECD/NEA, "Ringhals 1 Stability Benchmark Final Report", NEA/NSC/DOC(96)22, 1996



参照解は以下より引用

Y. Takeuchi, Y. Takigawa, Nucl. Technol., 128, 257-275, 1999

OECD/NEA, "Ringhals 1 Stability Benchmark Final Report", NEA/NSC/DOC(96)22, 1996



- **Ringhals1号機データBOC14-17の減幅比を特異値分解(共分散次元:48)を用いて導いた。**
  - 減幅比が大きなケースで再現性が高い一方、減幅比が小さなケースでは再現性はあまりよくない。
- **Van der Hagenらの方法に特異値分解を適用し、減幅比を求めた。**
  - 方法その1では領域振動成分と炉心一体振動成分がはっきりと分かれていない。
  - 方法その2でも評価結果も参照解と一致するとはいえない。
  -
- **今後**
  - その2では独自のほう方法で対となるLPRMを定めたため、元の方法でも試す。
  - 評価結果をもっともらしいと判断することを参照解に頼っているため、どのように結果をよみとるのかを考えなければいけない。

# 長寿命超ウラン元素を燃焼可能な軽水炉 RBWR の開発

(株) 日立製作所 光安岳

超ウラン元素の高レベル廃棄物化を抑制し、処分負担を低減することを目的として、超ウラン元素 (TRU) を燃焼しながら多重リサイクルできる沸騰水型軽水炉 RBWR を開発している。本報では RBWR 開発の概要と、RBWR に適した炉心解析手法について報告する。

**キーワード：**沸騰水型軽水炉、核変換、TRU 燃焼、炉心

## 1. 緒言

TRU を燃焼可能な沸騰水型軽水炉 RBWR (資源再利用型 BWR: Resource-renewable BWR) を開発している。現行の軽水炉 BWR/PWR と併用しながら、BWR/PWR および自分自身の使用済燃料に含まれる TRU を多重リサイクルすることで、高レベル廃棄物への TRU の移行を抑制できる TRU 燃焼サイクルの実現をめざすものである (図 1) <sup>1)</sup>。

## 2. RBWR 開発

RBWR は冷却水割合を減らし低減速化した稠密燃料構造とすることで、TRU の燃焼を促進させる。また、軸方向に内部ブランケットを設けた軸方向非均質な燃料構成 (図 2) とすることで、安全性の指標である負のボイド反応度係数を達成する。過渡時の余剰中性子を吸収するために、上下に中性子吸収領域を設置している。このような非均質な燃料は、軸方向に大きな出力差および中性子エネルギースペクトル差があることから、軸方向の出力分布・スペクトルを精度良く解析する手法の開発をすすめている <sup>2)</sup>。

## 3. 炉心解析手法開発

軽水炉解析に用いられる 2 段階の炉心解析手法では、1 段階目の格子計算から得られた核特性を燃料集合体毎に均質化する。軽水炉で燃料集合体径方向の出力分布を精度良く解析するため、一般的な解析手法では燃料集合体径方向の不連続因子が導入されている。RBWR では軸方向の出力差が大きくなるため、軸方向不連続因子 (ZDF) を導入した <sup>3)</sup>。さらに、TRU とブランケット境界における燃焼スペクトルを再現するため、従来の 2 次元の格子計算のかわりに、燃料集合体毎に解析する 3 次元の格子計算を導入し、TRU とブランケット境界を直接計算する手法を採用した。この 3 次元計算により、軸方向の TRU とブランケット境界の条件が定義され、前述の ZDF を 3 次元格子計算結果から算出することができる。燃料集合体 1 体を対象として、モンテカルロコードによる直接計算と比較した結果、実効増倍率の誤差が 0.1%dk 以下であることを確認した <sup>4)</sup>。本炉心解析手法を用いて RBWR の炉心特性を評価し、ボイド反応度係数を確保できる見通しを得た。

## 4. 結言

軸方向に非均質な燃料に適した炉心解析手法を開発し、RBWR のボイド反応度係数が負であることを確認した。今後は設計裕度を適正化し、炉心成立性の確度を向上させていく。

## 参考文献

- 1) T. Hino et. al., ICAPP2015, Paper 15502, (2015)
- 2) 日立製作所リリース 2014/8/28, <http://www.hitachi.co.jp/New/cnews/month/2014/08/0828.html>
- 3) A. Hall et al., ICAPP2014, Paper 14293, (2014)
- 4) A. Hall, PhD Thesis, University of Michigan, (2015)

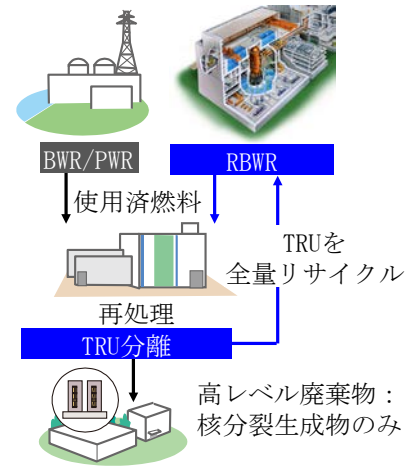


図1 TRU燃焼サイクル

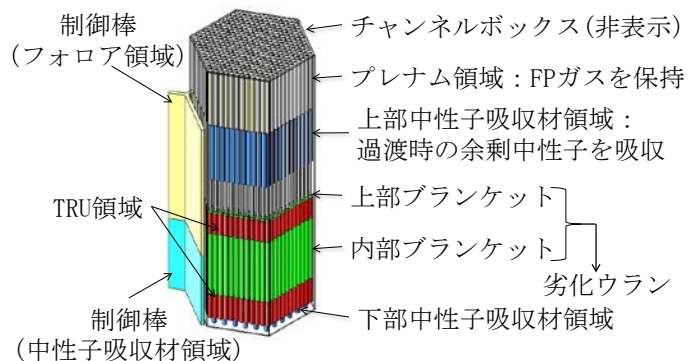


図2 RBWRの燃料構成

# 燃焼度確証時に利用可能な $^{106}\text{Ru}/^{144}\text{Ce}$ 放射能比の測定と燃焼解析

電中研 ○佐藤駿介、名内泰志、量研機構 早川岳人、原子力機構 木村康彦、  
須山賢也

Shunsuke SATO, Yasushi NAUCHI, Takehito HAYAKAWA, Yasuhiko KIMURA and Kenya  
SUYAMA

10年以上冷却した使用済燃料に対して、ポリエチレン透過ガンマ線を測定することにより  $^{106}\text{Ru}$  と  $^{144}\text{Ce}$  の相対放射能を定量した。また、燃焼度に対応する  $^{106}\text{Ru}/^{144}\text{Ce}$  放射能比が燃焼解析結果と測定の不確かさの範囲内で一致したため、燃焼度クレジット適用時の燃焼度確証に利用可能であることを確認した。

## キーワード：燃焼度クレジット、使用済燃料、ガンマ線計測、放射能比、燃焼計算

**1. 緒言** 燃焼度クレジット適用時には炉管理データの燃焼度を実測により確証することが求められる[1]。燃焼度確証時には、 $^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$  放射能比に代表される燃焼度指標を測定するが、本研究では、従来とは異なる新たな燃焼度指標として  $^{106}\text{Ru}/^{144}\text{Ce}$  放射能比に着目し、本放射能比が燃焼度に対して一意の関係性を示すこと、また  $^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$  放射能比とは異なり、高燃焼度で放射能比が飽和する傾向を示さないことを見出した。ただし、両核種の半減期が比較的短い( $^{106}\text{Ru} = 372 \text{ d}$ ,  $^{144}\text{Ce} = 285 \text{ d}$ )ため、10年以上冷却した燃料に対しては、計数率上の S/N が悪化し、測定が困難になることが想定される。実際に、過去に実施した気中測定では約 12 年冷却した燃料に対して両核種の放射能を定量することはできなかった。本測定では、両核種が主要な FP 核種の中でも比較的高いエネルギーのガンマ線を放出することに着目し、ポリエチレン透過線を測定することにより、S/N の向上を図るとともに、燃焼度指標測定時の実環境として想定される水中における測定を模擬した。

**2. 実験** JAEA の燃料試験施設にて、HP-Ge 検出器を用いて使用済燃料から放出されるガンマ線の波高スペクトルを測定した。本燃料試料は、国内 BWR プラントにて先行照射された高燃焼度 9×9 燃料(B 型)の  $\text{UO}_2$  燃料棒から切り出されており、実験時には取り出しから約 12 年が経過している。検出器と燃料試料の間に 60cm のポリエチレンブロックを設置し、低エネルギーのガンマ線を高エネルギーのガンマ線と比較して相対的に減衰させた。また、気中測定時よりも大口径のコリメータを使用することにより、ポリエチレンブロックによる計数率の低下を補い、気中測定時と同等の計数率を維持した。この測定により得られたピーク面積とその放出確率、PHITS により計算した相対検出効率から両核種の相対放射能を求め、 $^{106}\text{Ru}/^{144}\text{Ce}$  放射能比を導出した。

**3. 解析** MVP-BURN により、出力履歴[2]をトレースした 2 次元集合体無限体系の燃焼計算を実施した。燃焼領域の設定は、 $\text{UO}_2$  燃料棒は径方向 4 分割、 $\text{UO}_2\text{-Gd}_2\text{O}_3$  燃料棒は径方向 8 分割とし、集合体の 1/8 対称性を考慮した。試料高さにおけるボイド率は、軸方向出力分布を仮定し、推定した。核データライブラリには JENDL-4.0 と ENDF/B-VII.0 を使用し、燃焼チェーンには ChainJ40 の汎用チェーンを使用した。その結果、両ライブラリ共に  $^{106}\text{Ru}/^{144}\text{Ce}$  放射能比の実験値(E)と計算値(C)は  $C/E=1.046\pm 0.063$  で一致した。また、燃焼解析の結果、本放射能比はボイド率に対する感度が  $^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$  放射能比や  $^{154}\text{Eu}/^{137}\text{Cs}$  放射能比よりも小さいことがわかった。これは、両核種ともに核分裂により生成し、崩壊により消滅する成分が支配的であるためである。

**4. 結言** 約 12 年冷却した燃料に対しても、ポリエチレン透過線を測定することにより  $^{106}\text{Ru}$  と  $^{144}\text{Ce}$  の定量が可能となることを示した。また、 $^{106}\text{Ru}/^{144}\text{Ce}$  放射能比の測定値は、燃焼計算結果と不確かさの範囲内で一致し、燃焼度指標として利用可能であることを確認した。

## 参考文献

- [1] IAEA, Regulations for the Safe Transport of Radioactive Material, TS-R-1.
- [2] JNES, 高燃焼度 9×9 型燃料信頼性実証成果報告書, 07 基炉報-002.

# ADS サイクルを用いた MA 低減と Pu-238 生成に関する研究

北海道大学 ○小川 健斗, 千葉 豪

Hokkaido University, Kento OGAWA, Go CHIBA

加速器駆動システム (ADS) の燃料サイクルに Pu-238 抽出機能を加え、放射性廃棄物の低減と Pu-238 の生成を可能としたシステムを提案した。

**キーワード:** ADS, 原子力バッテリー, マイナーアクチニド (MA), Pu-238

**1. 緒言** 使用済み燃料中で長期間大きな放射能を持つ MA を消滅させるため、ADS の研究開発が進められている。このシステムにペースメーカーや原子力バッテリーに用いられる Pu-238 を抽出するという新たな機能を追加し、より高性能な ADS サイクルを提案することとした。

**2. 解析** 本研究室で開発中の汎用炉物理コード CBZ に、様々な燃料サイクル計算が可能な ADS 燃焼解析モジュールを新たに作成し、それを用いて解析を行った。解析する ADS は JAEA で考案された 800MWth・Pb-Bi 冷却 ADS を参考にした。JAEA の設計では、ADS の MA 燃料は燃焼後、炉心から取り出され、生成された核分裂生成物を除去しその分の MA を軽水炉の使用済み燃料から加える。その後次のサイクルへと送られる。新たな ADS サイクルの機能である Pu-238 抽出機能は、燃料中の Cm を再処理過程で分離し、ある適当な時間、冷却し Pu への崩壊を促す。その後 Cm と Pu を分離し Pu-238 を獲得する。またこの方法とは別に Np だけからなる特殊集合体を ADS に装荷し Pu-238 を獲得する方法も検討した。本研究では、抽出できる Pu-238 純度や受け入れ可能な MA 量、炉心特性を評価しその実現性を検証する。

**3. 結果** まず ADS サイクルに Cm 分離サイクルを適用してみたところ、Pu-238 純度約 40% の Pu が約 5kg 抽出出来た。しかし Pu-238 純度が 80% 以上でなければバッテリーとして使用できない。そこで再処理前の冷却期間を短くすることで純度約 80% 以上の Pu が抽出出来た。実用的な純度の Pu が抽出可能となったが、冷却期間を短くしたため再処理前の燃料崩壊熱が従来よりも約 3 倍の値になった。この結果を Fig. 1 に示す。Cm を利用する方法ではこのような問題点があることが判明した。次に Np 集合体を利用した方法の解析を行った。Np 集合体を高速中性子の領域に装荷した解析を行いその時抽出される Pu-238 の純度の結果を Cm 分離サイクル、改良した Cm 分離サイクルと共に Fig. 2 に示す。今後は Np 集合体に減速材を用いてより高純度の Pu-238 抽出を目指す予定である。

**4. 結言** 本研究では MA の消滅と Pu-238 の生成が可能な ADS 燃料サイクルを実現するため主に Cm を利用した方法について検討した。その結果、理論上そのような ADS 燃料サイクルは成立するが、現実的に困難な問題があることが判明した。今後はもう一つの Np 集合体を利用する方法について検討・解析を進める予定である。

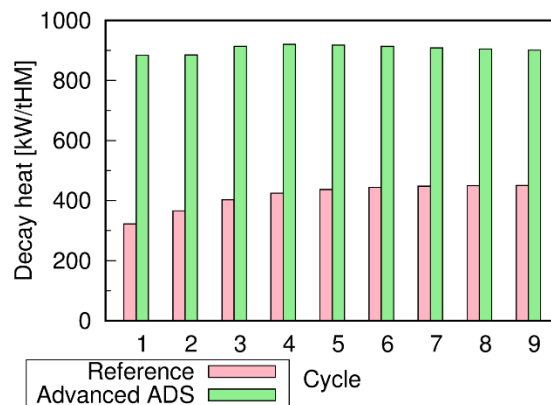


Fig. 1 再処理前の崩壊熱の比較

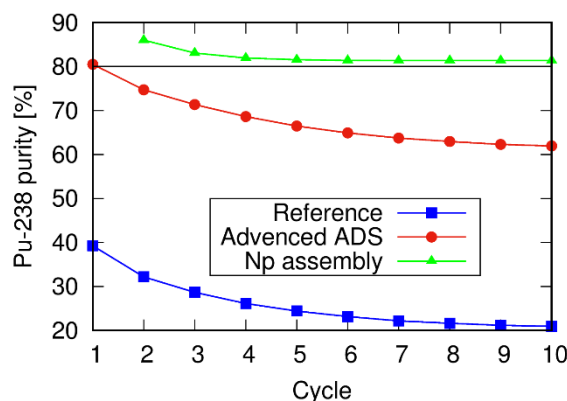


Fig. 2 抽出される Pu 中の Pu-238 の純度



# ADSサイクルを用いたMA低減とPu-238生成に関する研究

北海道大学・工学院・エネルギー環境システム  
原子炉工学研究室  
小川健斗、千葉豪、奈良林直  
2016年12月1日



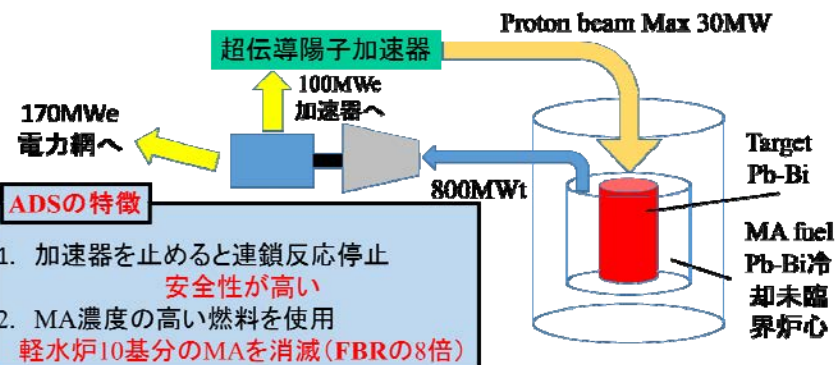
## 背景

1

### MAを消滅させるADS

現在日本には17000tのHLWがあり、それを低減するべくADSやFBRの研究が進んでいる

#### MAを核変換し消滅させるシステム



### 需要の高まる原子力バッテリー



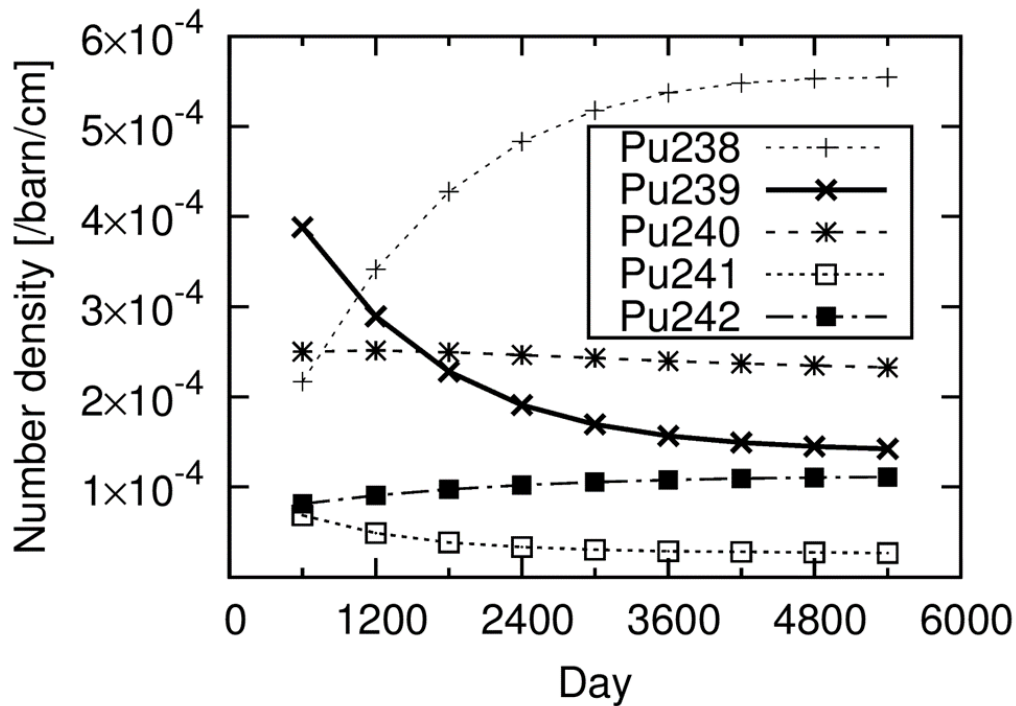
#### ペースメーカー



Voyager, Galileo, Cassini







## 目的

放射性廃棄物であるMAを低減させるADS

➡ 長寿命核種を消滅・短半減期核種へと変換

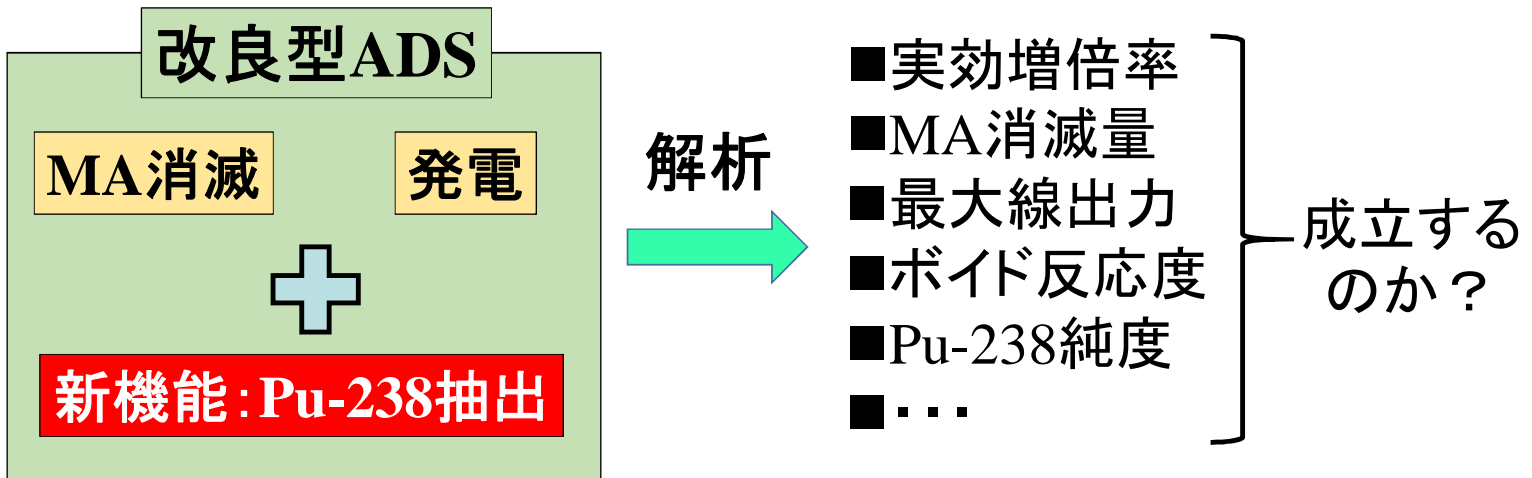
長寿命電源として研究開発が進むPu-238バッテリー

➡ 専用の原子炉や長距離輸送が必要

ADSにPu-238生成・抽出という機能を付加

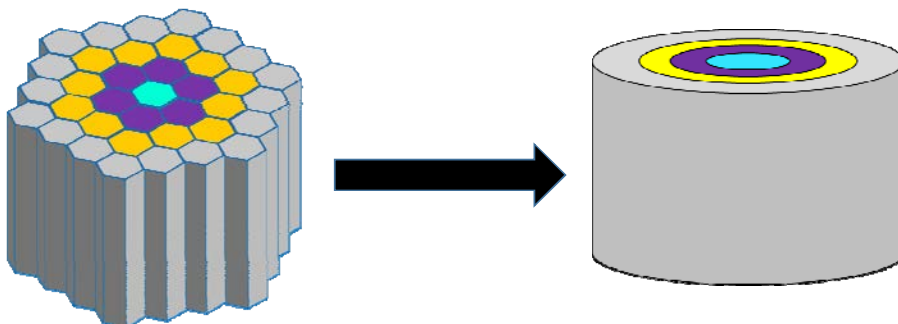


ADSにPu-238生成・抽出機能を追加した時の炉特性を評価



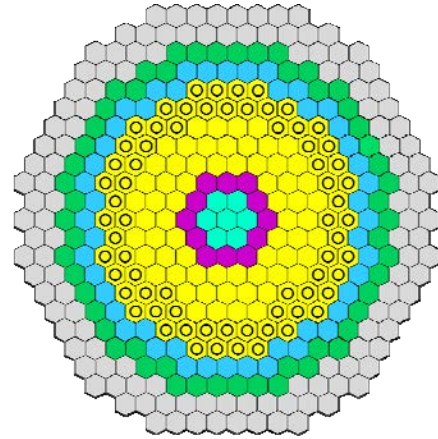
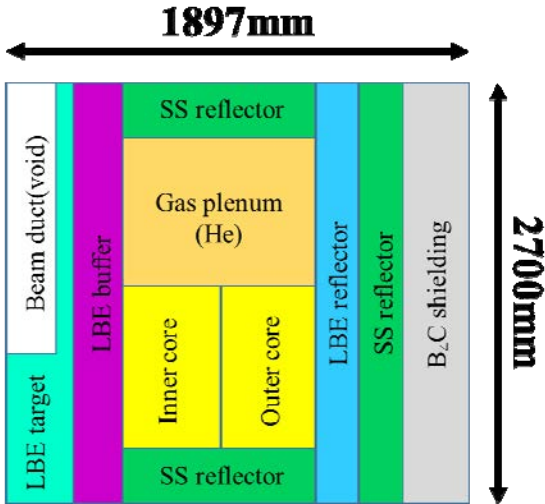
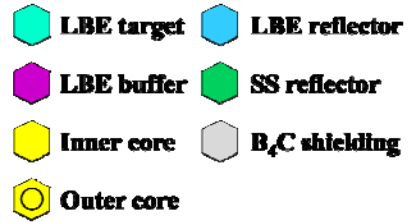
## 解析方法

- 炉物理解析コードCBZ(燃焼計算)  
計算速度向上のため、体積を保存するよう二次元RZ体系に近似して中性子拡散方程式を解く
- JENDL-4.0





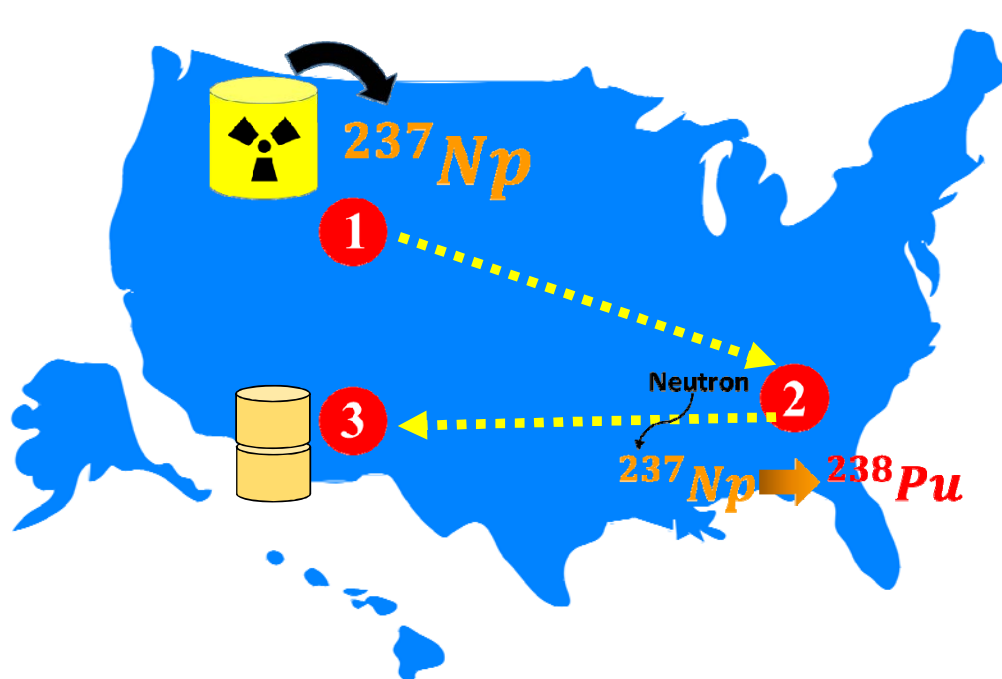
- ✓ 鉛ビスマス冷却800MW ADS\*参考にした
- ✓ MA燃料は45GWd/tのPWR使用済み燃料を想定している



\* K. Tsujimoto, T. Sasa, K. Nishihara, H. Oigawa, H. Takano, Journal of "Neutronics Design for Lead-Bismuth Cooled Accelerator-Driven System for Transmutation of Minor Actinide" Journal of NUCLEAR SCIENCE and TECHNOLOGY, Vol. 41, No. 1, p. 22 (2004)



# これまでのPu-238生成方法



- 1 Idaho national laboratory  
✓ 使用済み燃料から<sup>237</sup>Npを抽出
- 2 Oak Ridge national laboratory  
✓ Npは炉心装荷用チューブに成型、照射されPu-238へ崩壊  
✓ 酸化Puの粉が作られる
- 3 Los Alamos national laboratory  
✓ バッテリー用ペレットの製造

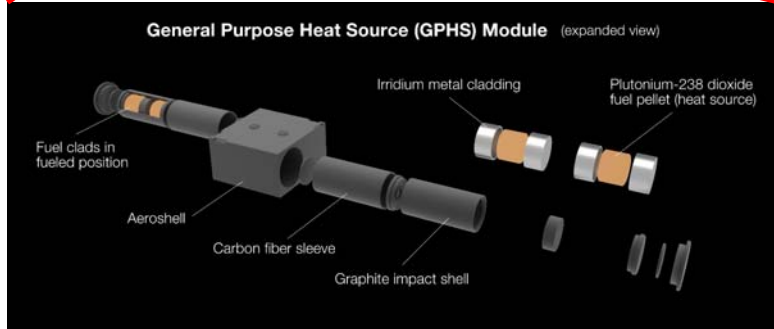
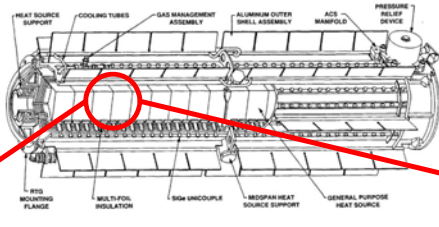
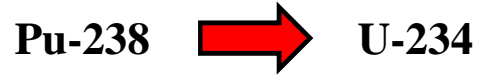


# 原子カバタテリ用Puの同位体組成

RTGの熱源として利用されるPuは**Pu-238純度80%以上**

RTG(Radioisotope Thermoelectric Generator)

$\alpha$  decay (0.5Wth/g)



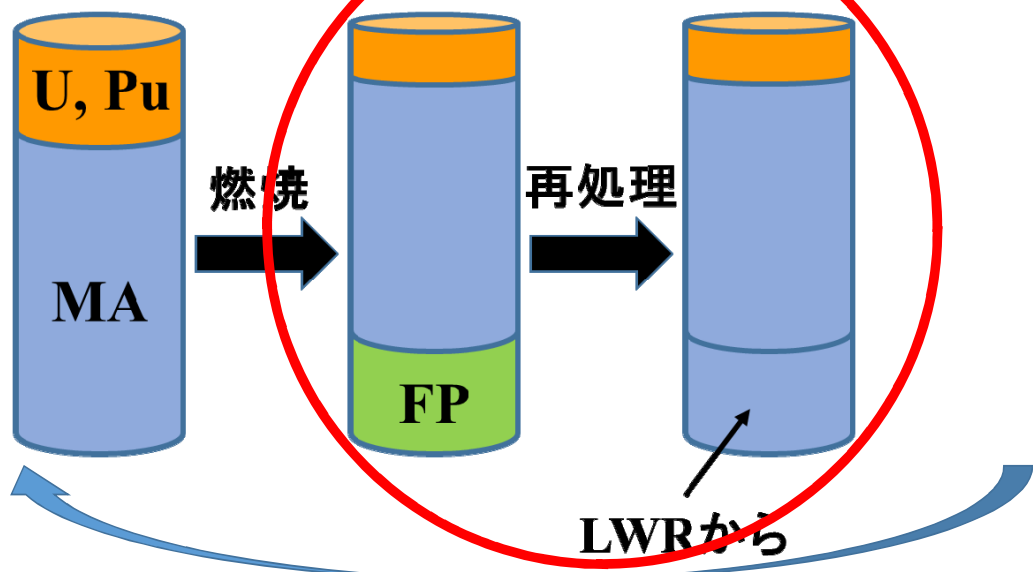
Based on 4.8kg of PuO<sub>2</sub> Percentage

Plutonium	83.630
Pu-236	1.100E-06
Pu-238	69.294
Pu-239	12.230
Pu-240	1.739
Pu-241	0.270
Pu-242	0.095
Actinide Impurities	4.518
Oxygen	11.852
<b>Total</b>	<b>100.000</b>



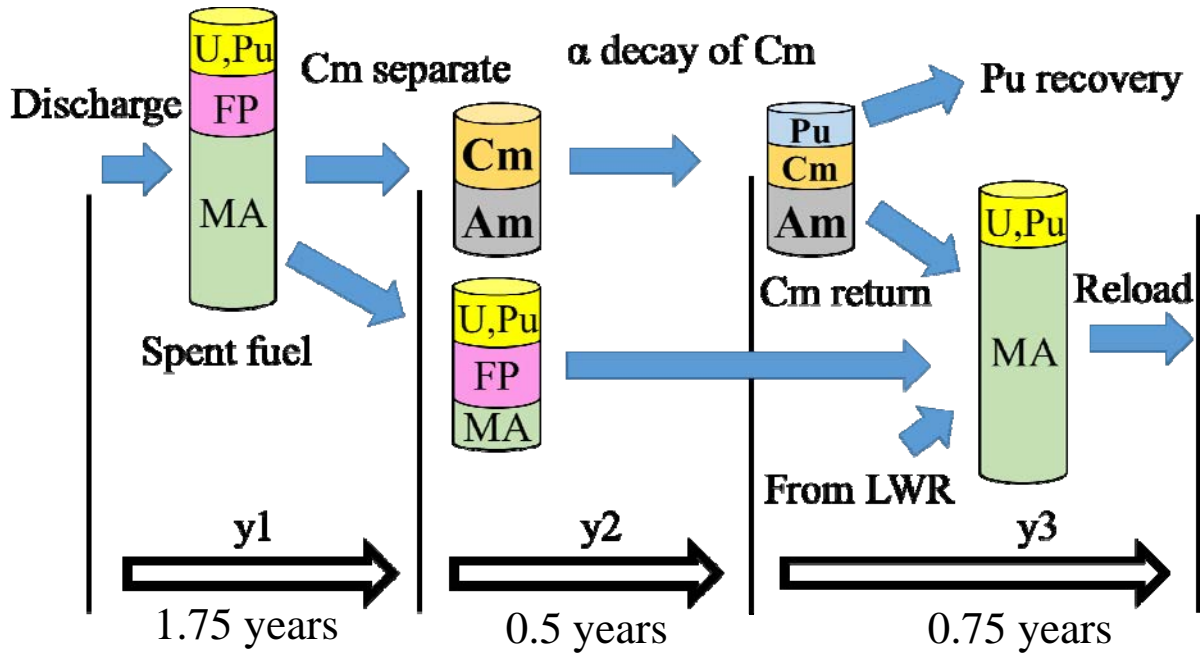
# Pu-238抽出方法

ADSの燃料再処理時にPu-238生成・抽出機能を加える



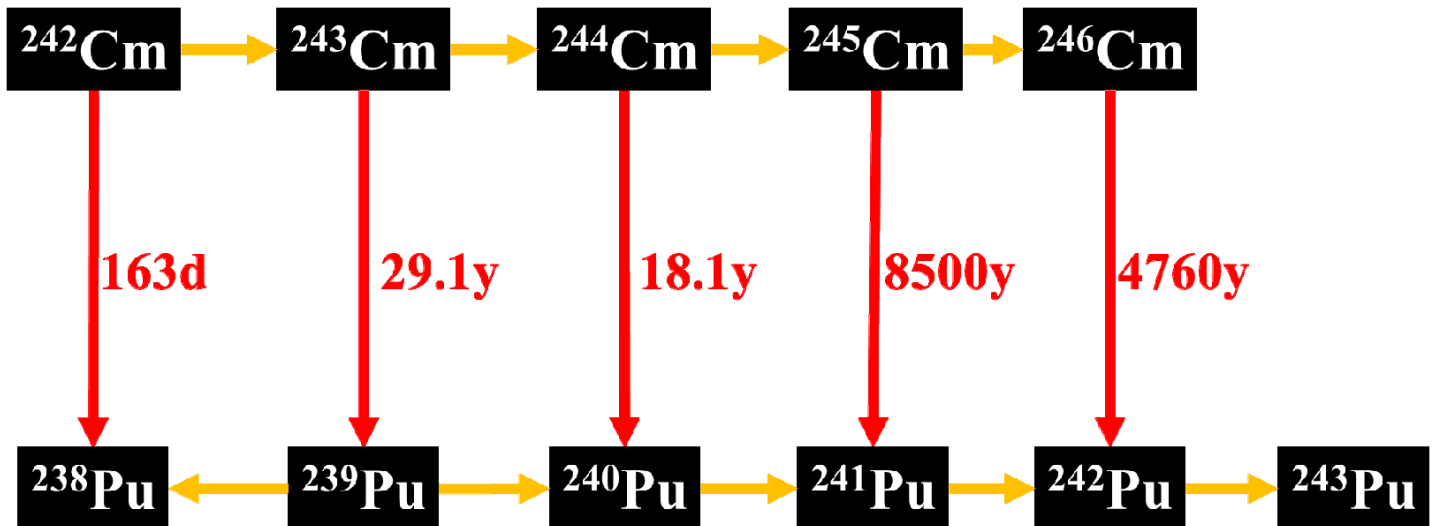
# Pu-238抽出方法

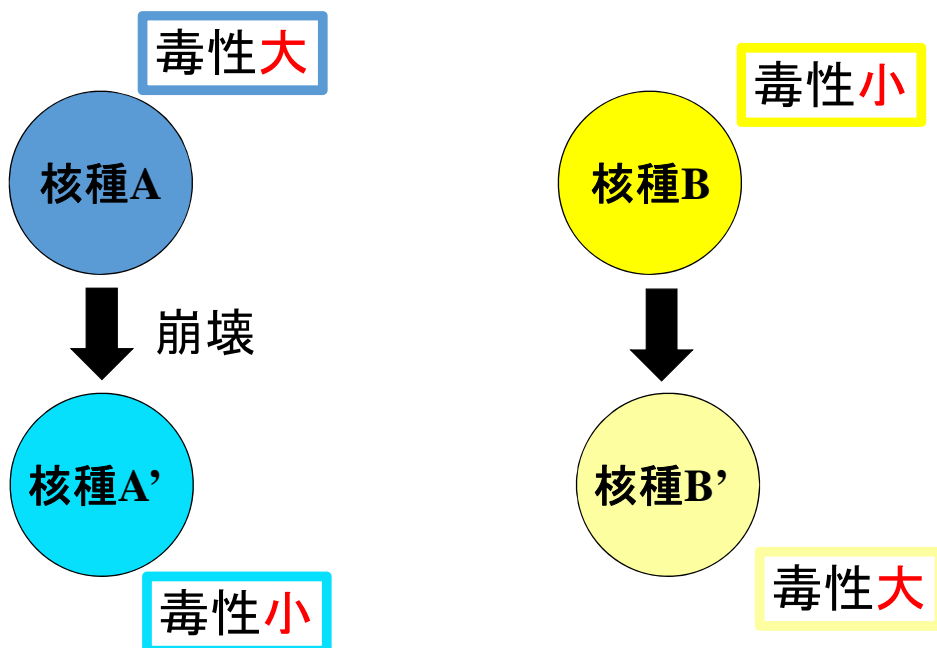
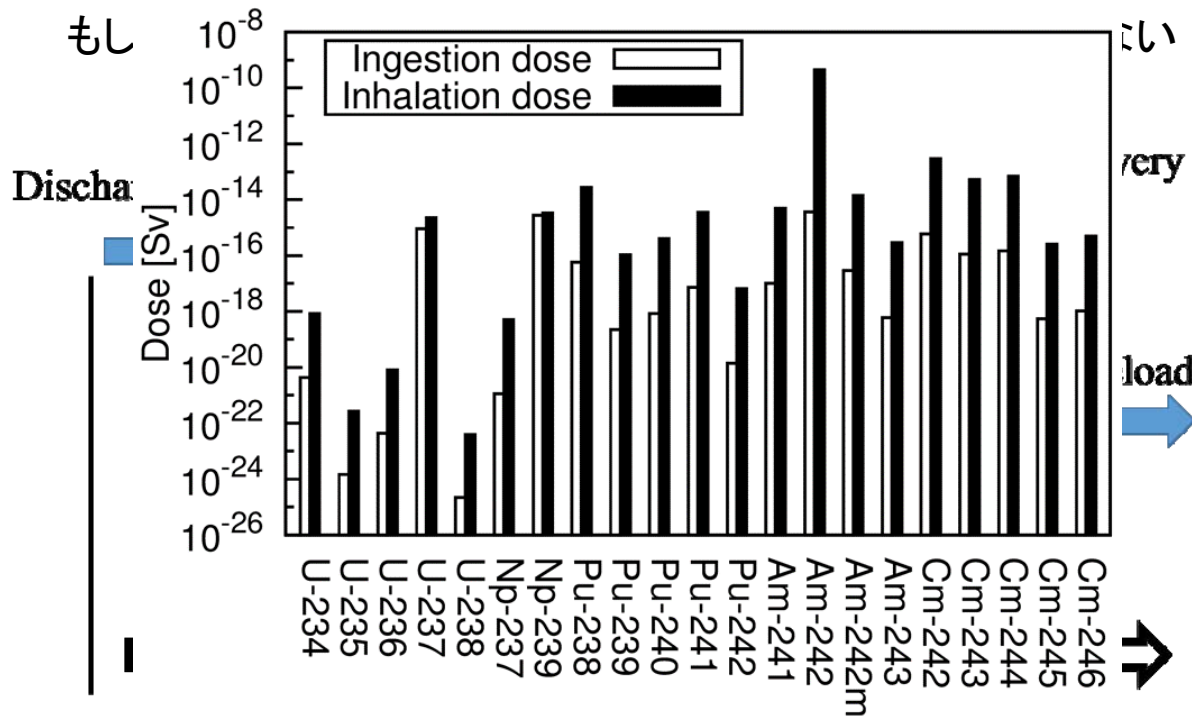
燃料再処理期間中にy1,y2,y3という期間を設定し以下のようにPuを抽出



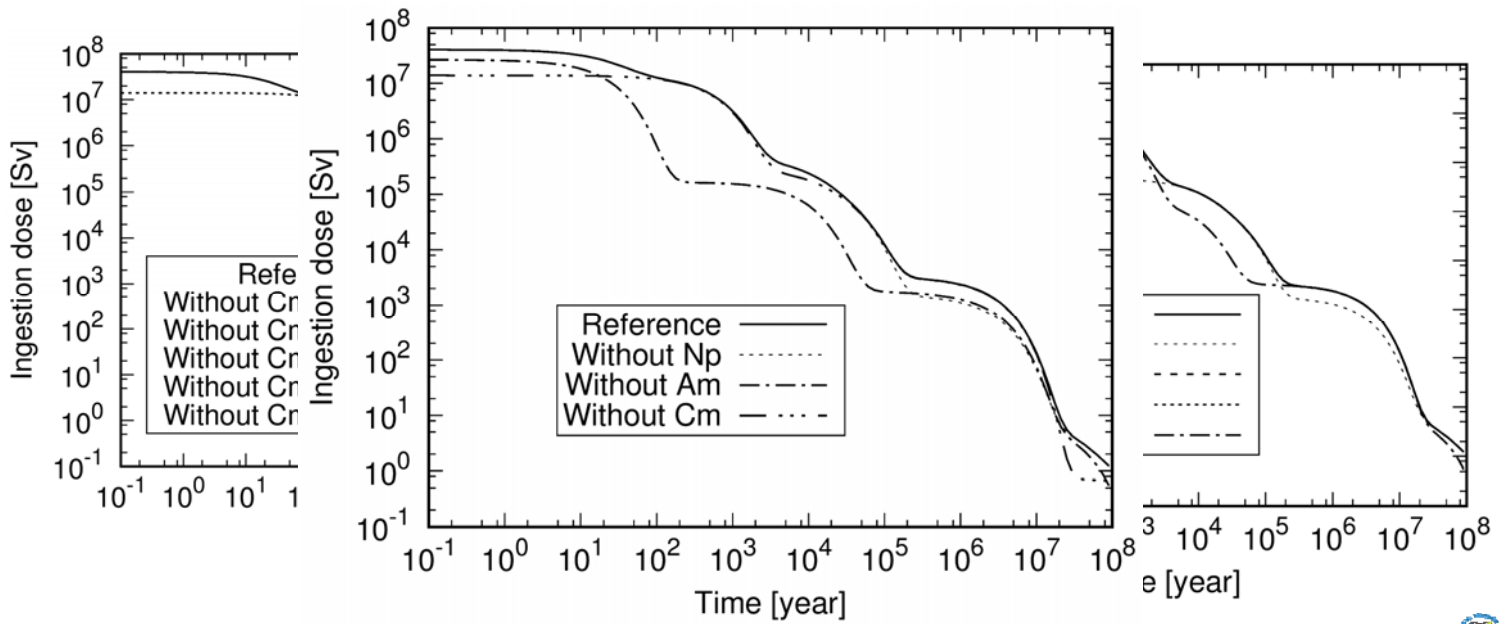
# Pu-238抽出方法

冷却期間y2の間に、半減期が短いCm-242がPu-238に壊変し、高純度のPu-238が得られる



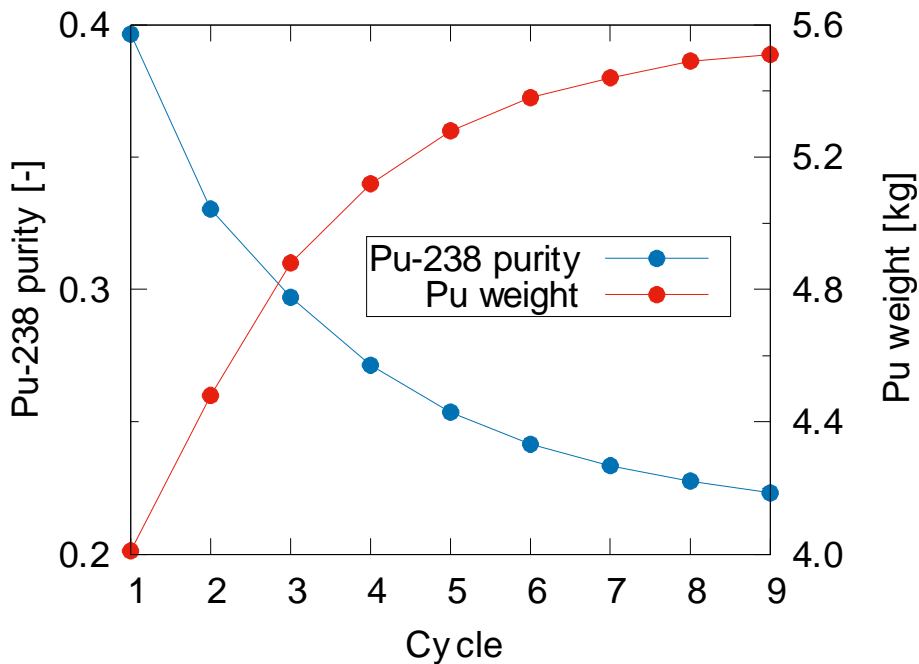


U、Puを取り出し後の使用済み燃料で経口線量を評価

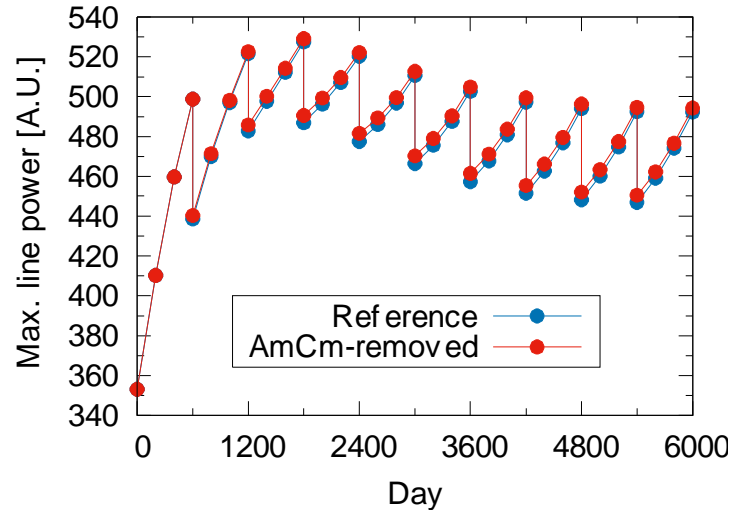
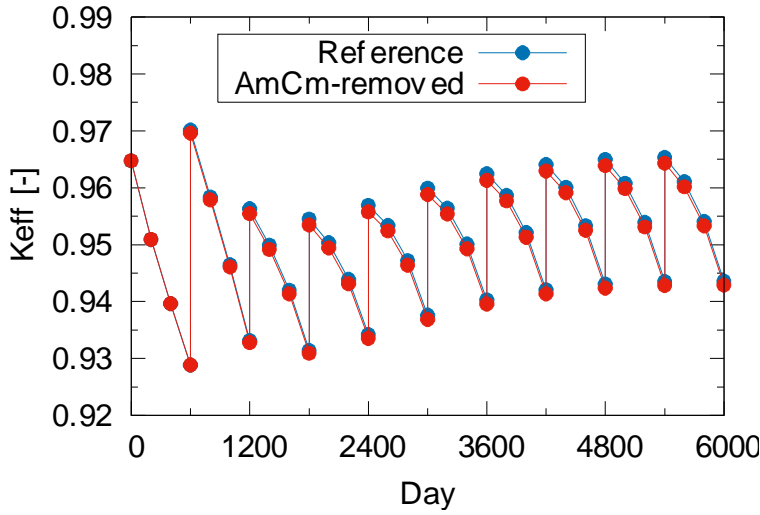


## 解析結果(Pu-238の純度)

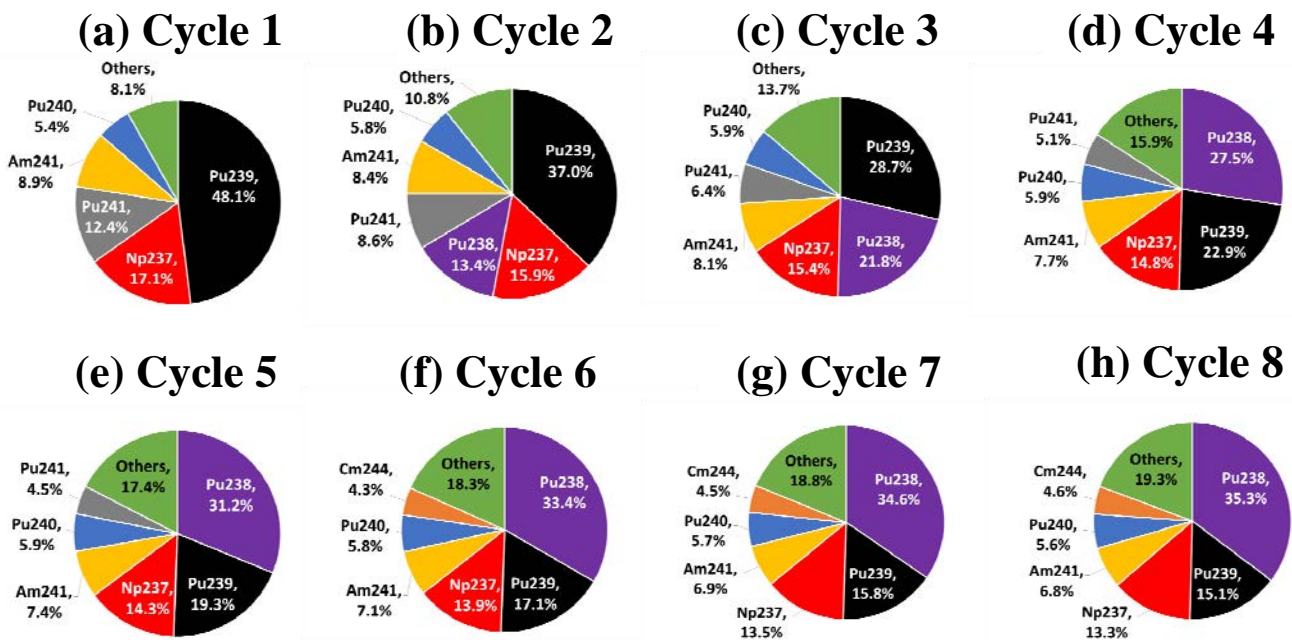
抽出されるPu-238の純度がバッテリーの条件(80%以上)を満たさない



実効増倍率・最大線出力ともに変化はほとんど無し

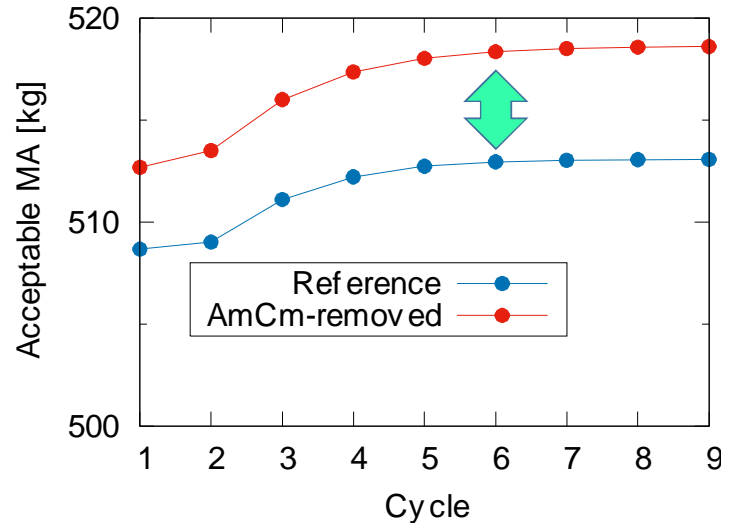
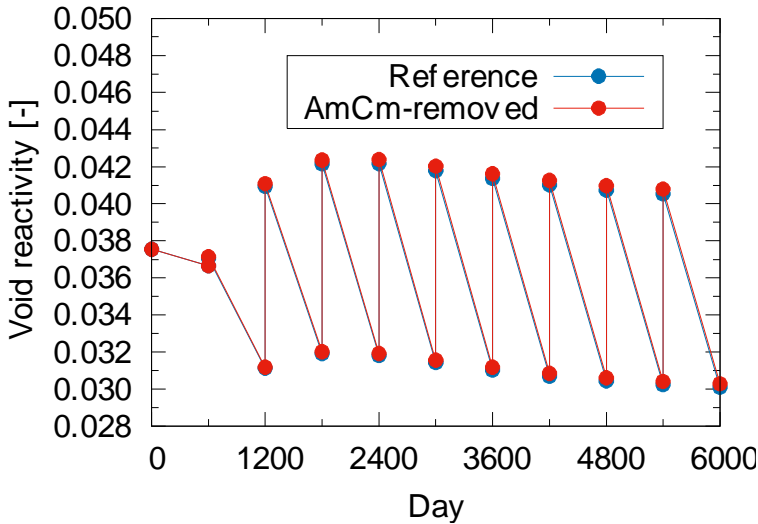


# 核分裂に寄与する核種の割合

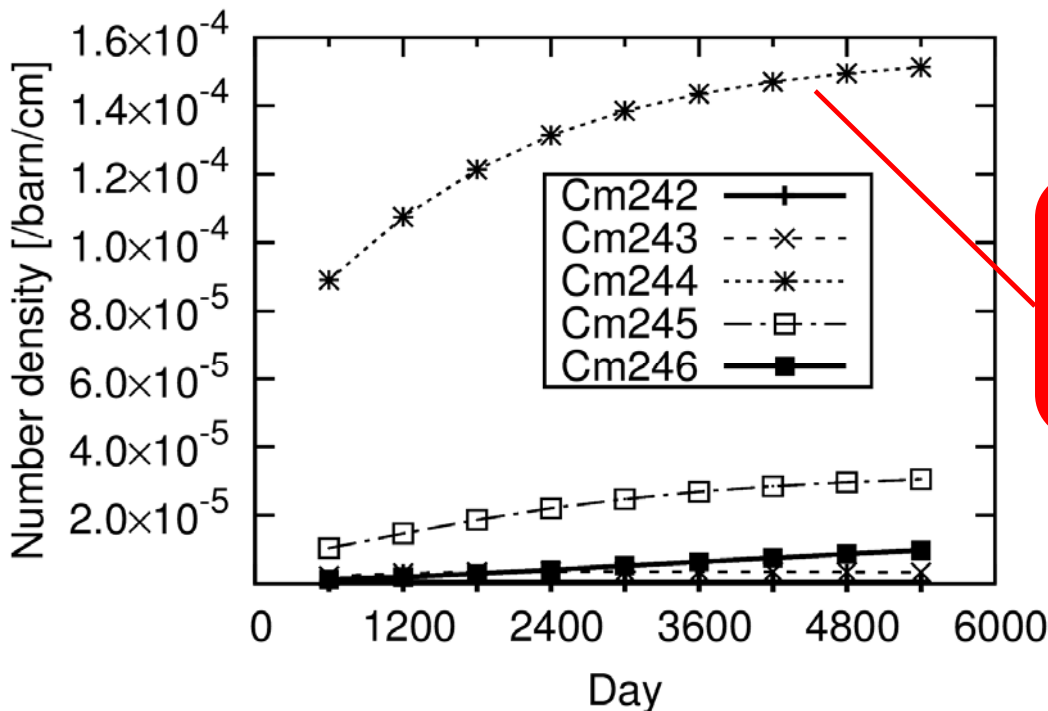




## ボイド反応度は増加、MA消滅量は増加

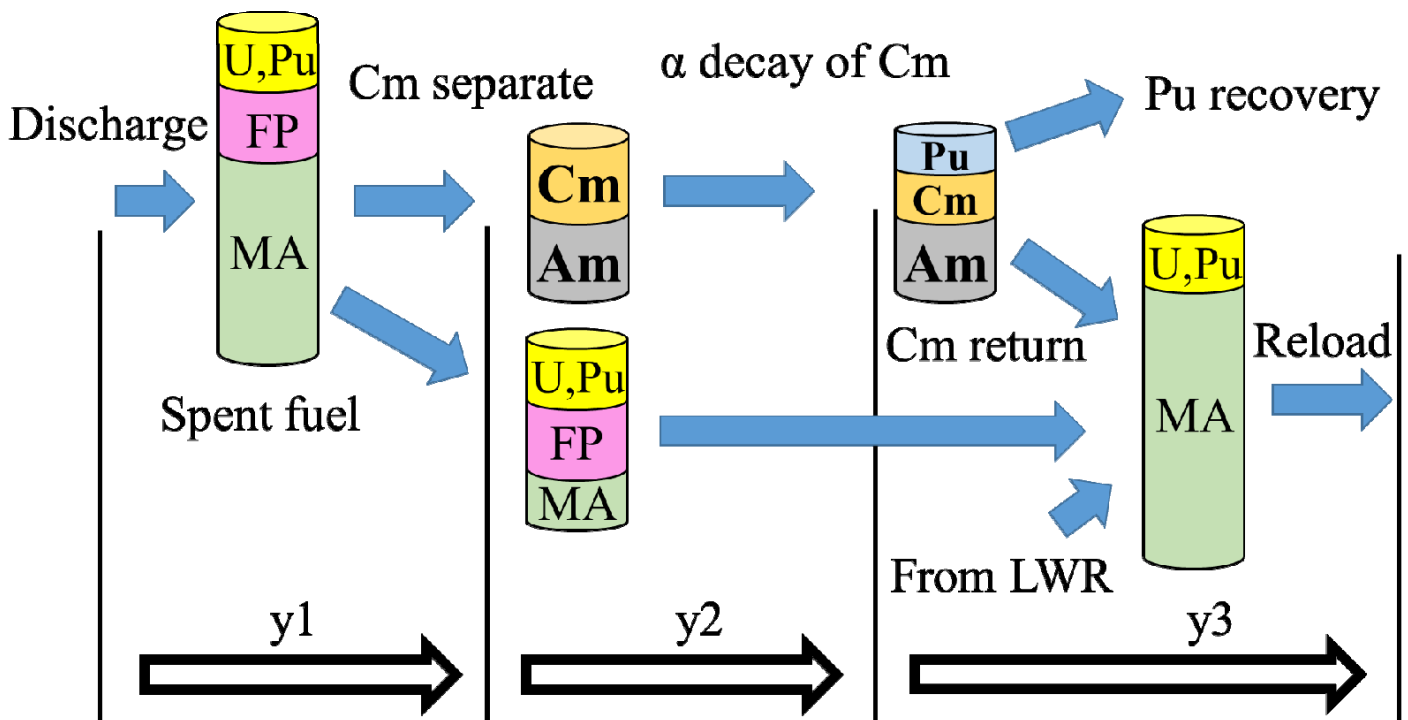


# Pu-238の純度が小さい理由

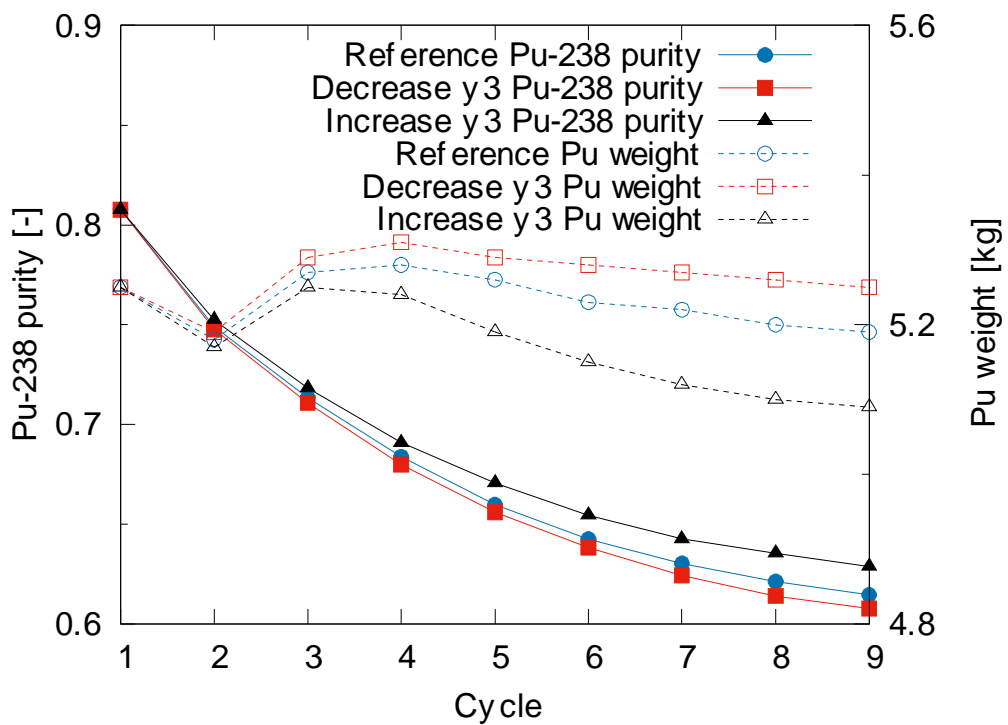


**Cm-244の量が  
多く、崩壊してで  
きるPu-240も多  
くなる**

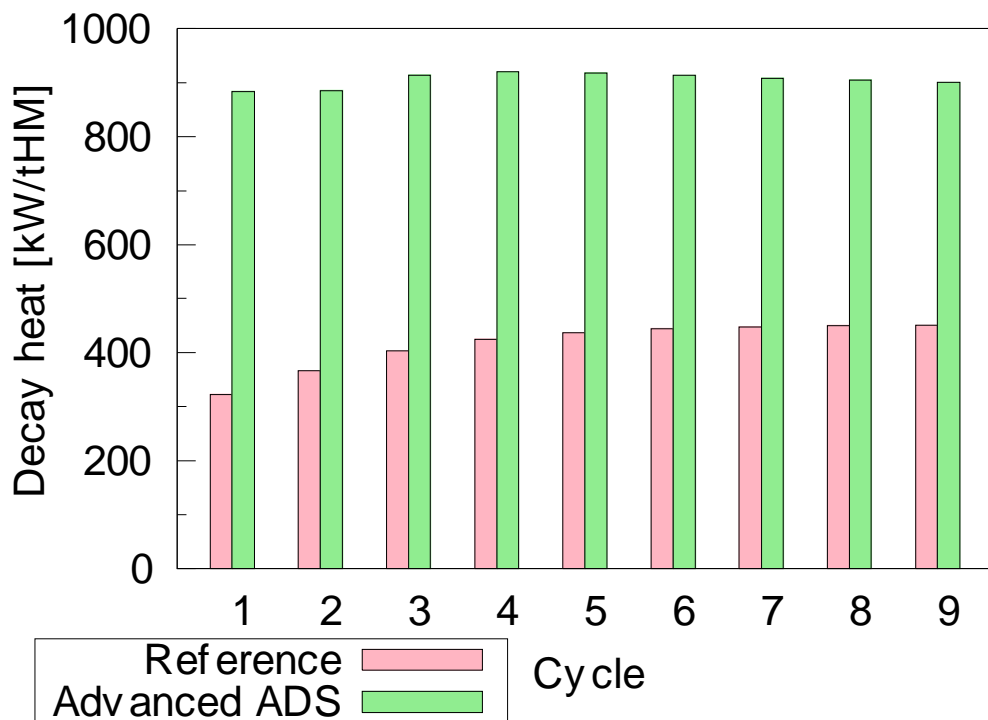
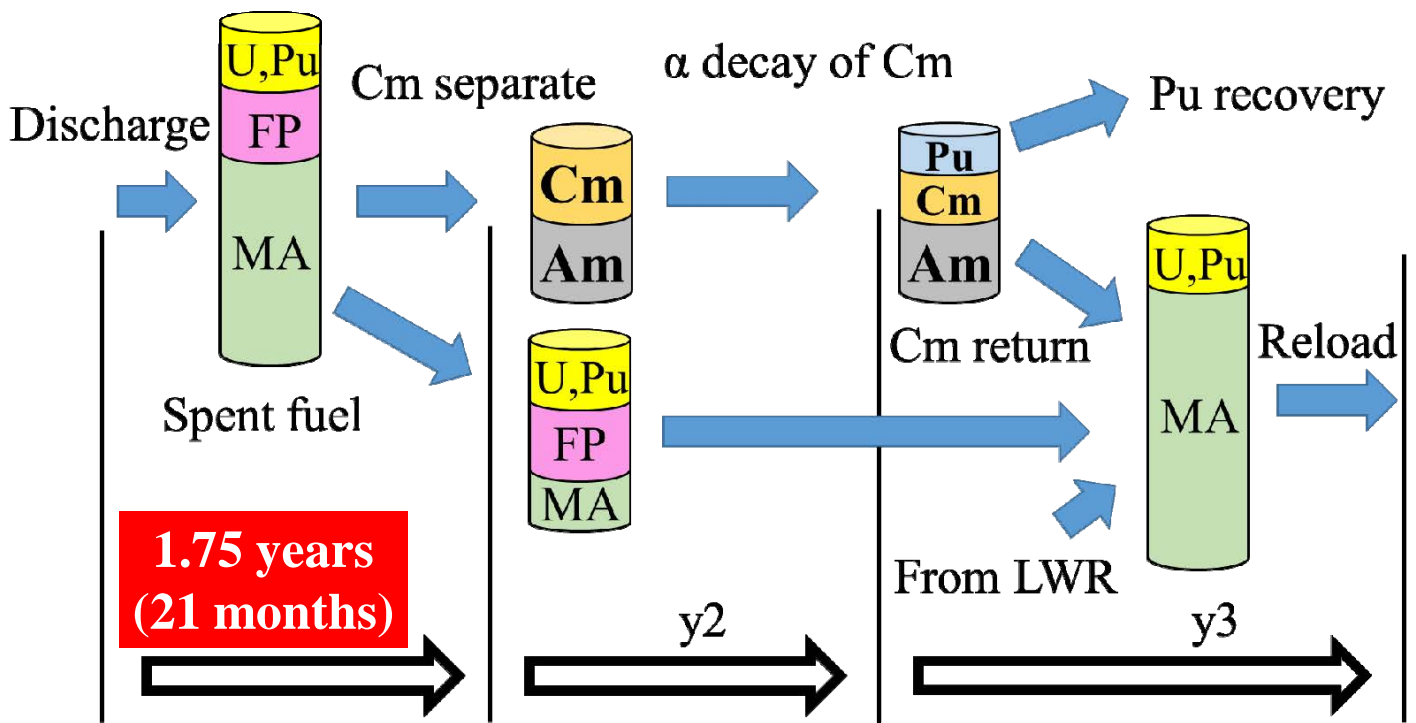


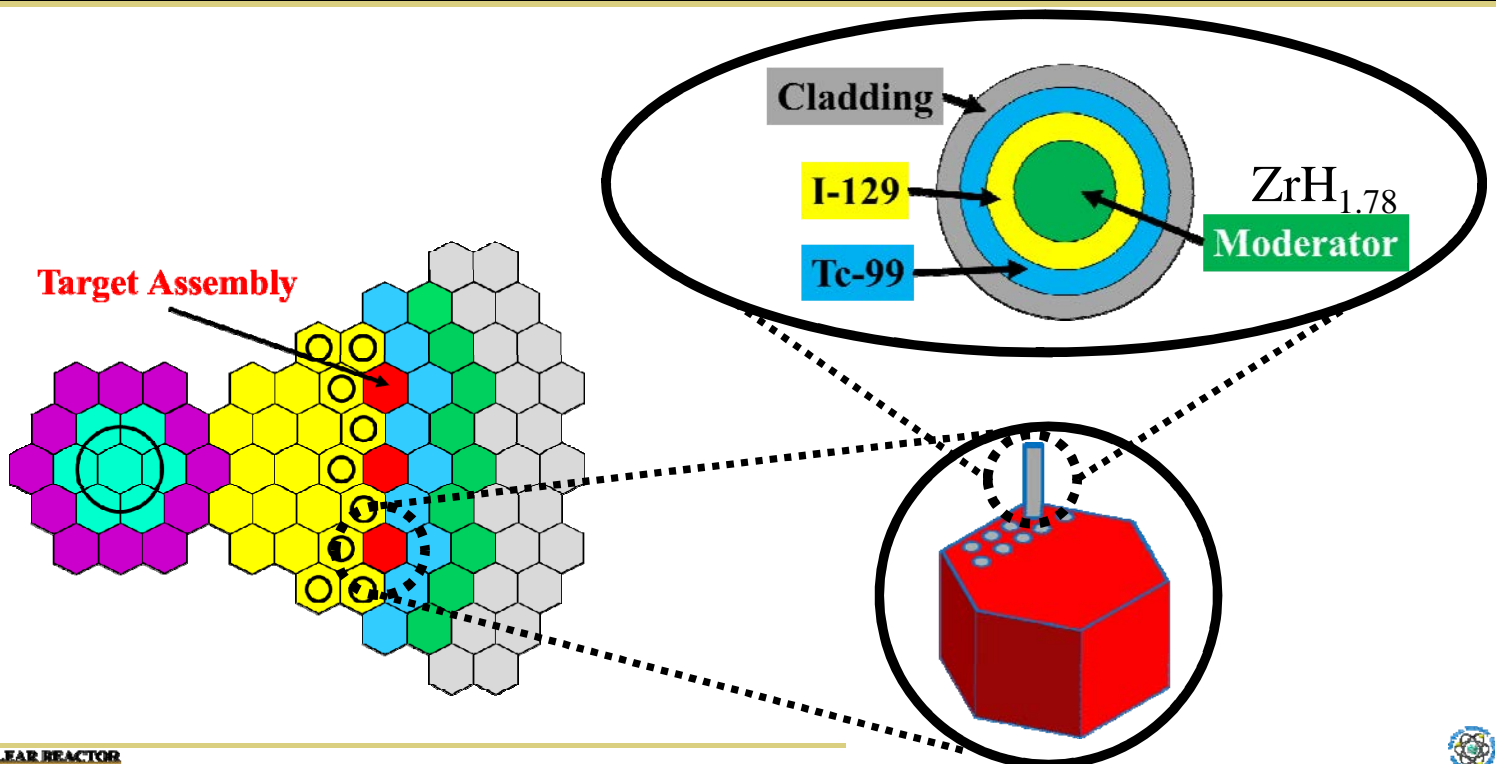
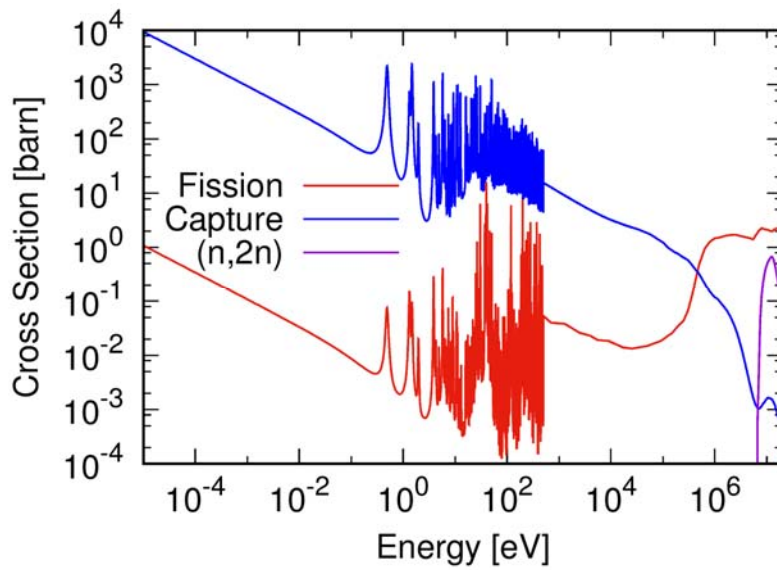


$y_1: 0.65y$   
 $y_2: 0.20y$   
 $y_3: 1.50y$

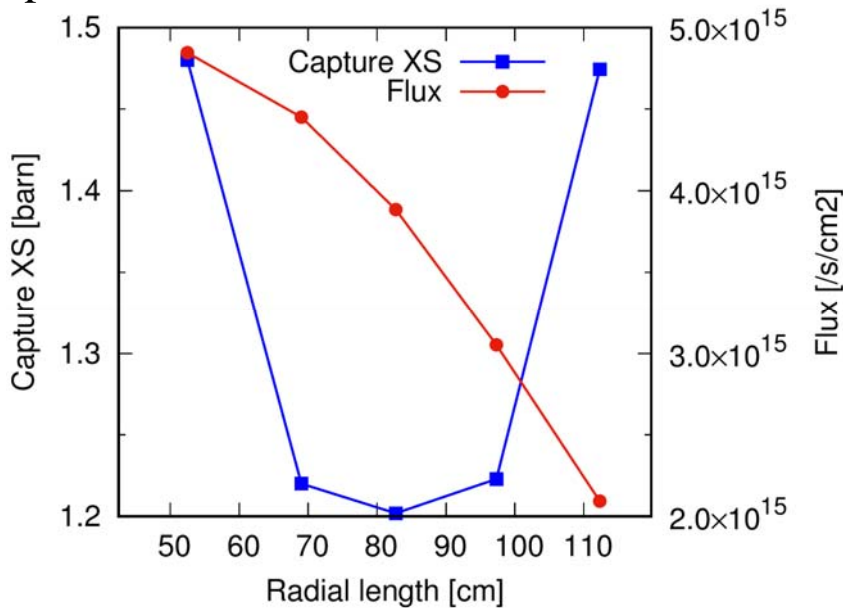








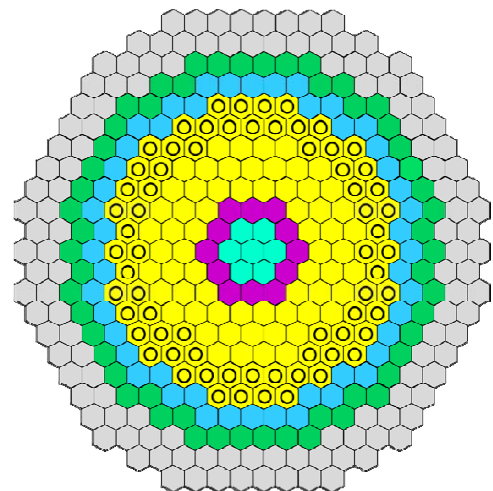
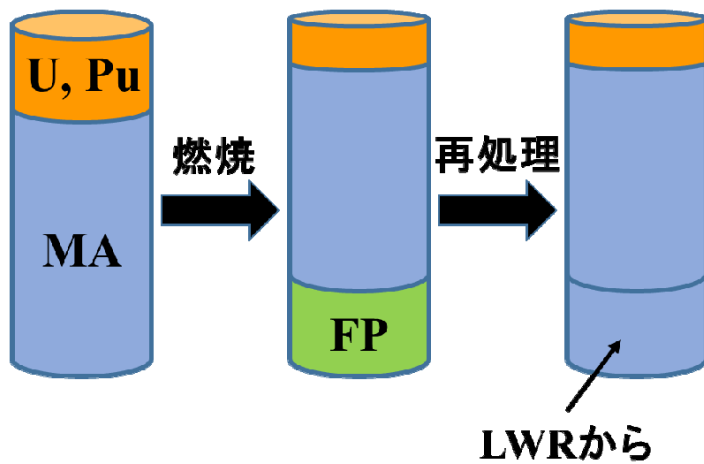
Np燃料について減速材の影響を観察するため、まずは減速材を使用せずにNp燃料を装荷した



Inner Core			Outer Core	
0	6	12	18	24
1	7	13	19	25
2	8	14	20	26
3	9	15	21	27
4	10	16	22	28
5	11	17	23	29

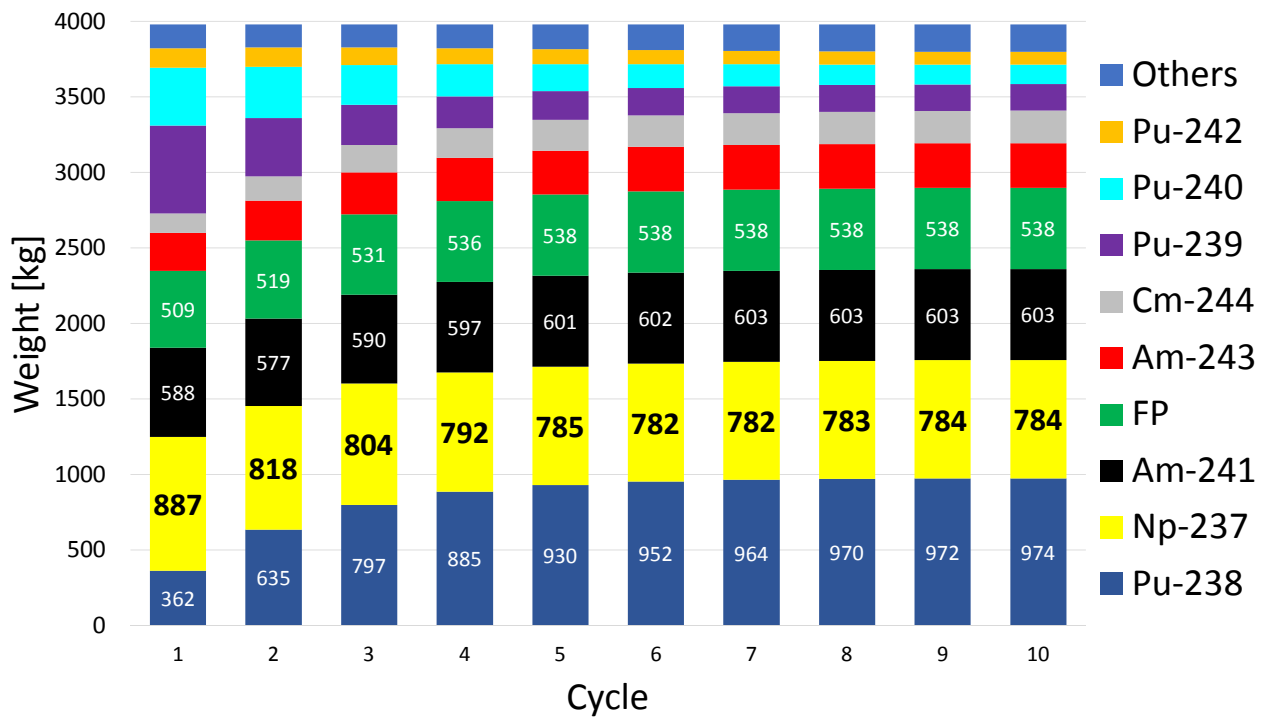


Np燃料に使うNpはADSの使用済み燃料から持ってくる



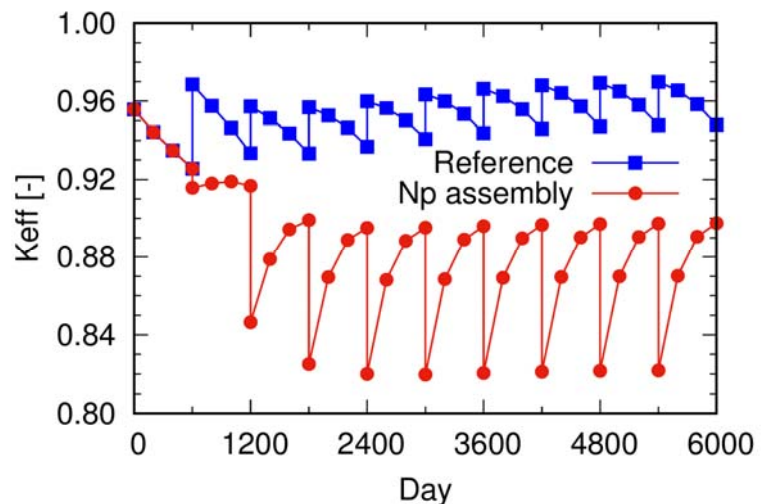
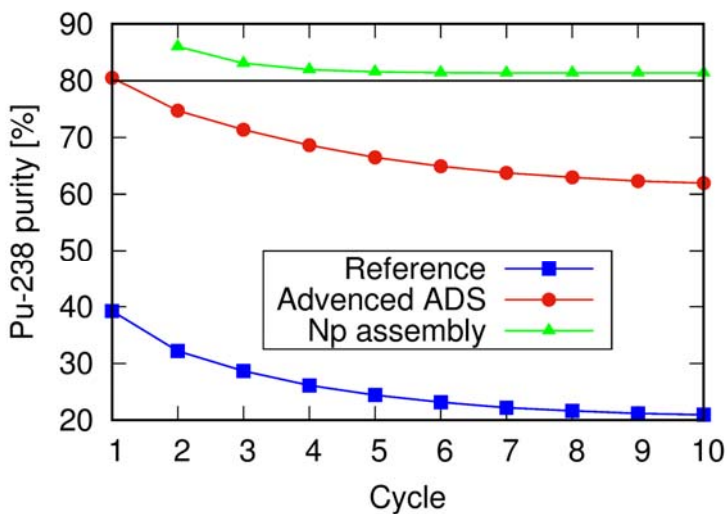
Np集合体18体  
Np重量660kg





# 解析結果

Pu-238の純度は全サイクルで80%を超えたが、Keffが極端に小さくなった



Cmを利用したPu-238抽出機能をADSに加え、核特性を評価した

Pu-238の純度が低かったため、純度を高めるべく改良を施したが、燃料再処理時に崩壊熱等が課題となった

## 今後の展望

CBZ上にNp減速集合体を計算するモジュールを整備する  
Np-237を減速集合体に装荷しPu-238を生成・抽出を試みる



# 軽水炉を用いた放射性毒性低減サイクルの検討

東芝 ○和田怜志 木村礼 松宮浩志 櫻井俊吾 吉岡研一 平岩宏司  
 Satoshi Wada, Rei Kimura, Hiroshi Matsumiya, Shungo Sakurai,  
 Kenichi Yoshioka, Koji Hiraiwa

軽水炉における TRU の核変換手法について検討を行っている。これまでの研究で、熱中性子を用いて非核分裂性核種を核分裂性核種へ変換し、TRU を核変換する手法が有効であることが分かっている。本研究では高減速化により熱中性子を増加させた燃料を用いて炉心成立性・マスバランスの評価を行っている。さらにこれらのマスバランスを用いてサイクル諸量を評価するコードを開発している。

## キーワード：超ウラン元素、軽水炉、核燃料サイクル、放射性毒性

**1. 緒言** 2014 年策定のエネルギー基本計画では、放射性廃棄物の減容化・有害度低減のための技術開発を推進するとしており、群分離や TRU 等を処理する消滅処理高速炉の研究が進められている。現在の軽水炉における発電コスト評価には、これらの放射性廃棄物減容・有害度低減に向けたコスト評価が行われておらず、軽水炉から生成した TRU の蓄積量によっては大きな発電コストを必要とする可能性がある。このため、軽水炉における TRU 生成量を抑制についての研究を行っている。このような放射性毒性を低減する軽水炉の核燃料サイクル全体のコストを評価するため、核燃料サイクル諸量を評価するコードの開発を行っている。これら開発の概要を報告する。

**2. 軽水炉での放射性毒性低減** これまで集合体系をベースとして研究を行ってきた高減速化による放射性廃棄物の減容化・有害度低減の概念を BWR 炉心設計コードにより評価することによって、炉心成立性・マスバランス評価を実施した。高減速燃料を用いた炉心の熱的制限値は、設計目標である最小限界出力比 1.35 以上(サイクル末期：1.42 以上)、最大線出力密度 40kW/m 以下を満たすことが見通せた。(図は最小限界出力比) 今後は、濃縮度や Gd 富化度設計の最適化を行い、余剰反応度を含めた炉心成立性を評価する。また、マスバランス評価では高減速化 MOX 炉心を用いることが全炉心においても TRU 低減に有効であることが示された。

**3. サイクル諸量評価コード開発** 放射性毒性を低減する軽水炉の核燃料サイクル全体に対するコスト削減量を評価するために、評価対象とする核種を必要に応じ選択するために娘核種の生成を考慮した計算を行う崩壊モデルや燃料集合体の任意の幾何形状を考慮して燃焼組成を評価できるデータベースの構築手法を開発した。<sup>[3]</sup>

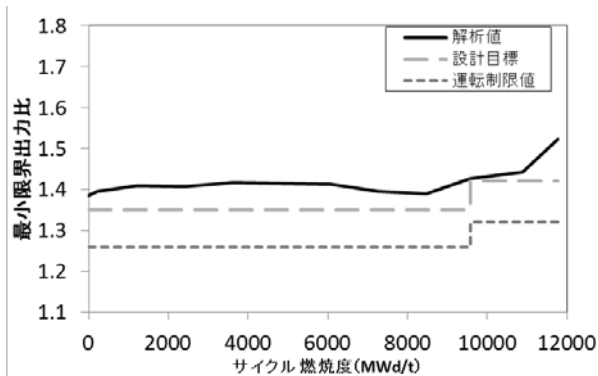


図 1 最小限界出力比

表 1 マスバランス評価

	全MOX炉心	高減速化全MOX炉心
TRU装荷量(t/GWe/y)	1.31	1.28
TRU消費量(t/GWe/y)	0.41	0.44
消費量/装荷量	0.31	0.35

## 参考文献

[1] 平岩 他, 2015 秋の大会 A01, A02, A03, [2] 櫻井 他, 2016 春の年会 3004, 3005, [3] 松宮 他, 2016 秋の大会 1L05



# 中性子輸送計算に基づく検出確率を用いた未知放射線源の放射能強度推定

名古屋大学 ○菅谷 信二 遠藤 知弘 山本 章夫

Shinji SUGAYA Tomohiro ENDO Akio YAMAMOTO

福島第一原子力発電所の燃料デブリ取り出しにおいて、放射線源分布を事前に調べる必要がある。その手法の開発に資するため、簡単な体系にて検出確率の計算と中性子放出率の推定を行い、結果の妥当性を検討した。

**キーワード**：放射能強度、逆問題、ML-EM 法、MPMI 法、検出確率

**1. 緒言** 福島第一原子力発電所では、過酷事故を起こした原子炉の廃炉が行われている。燃料デブリ取り出し工程の詳細検討や、燃料デブリの取り出し時に未臨界状態を確保するために原子炉压力容器・格納容器(RPV/CV)内の放射性物質の種類/分布を知る必要がある。1号機においては燃料デブリ取り出し工法の方針は2018年上半期に確定される予定であり、炉内状況について早急に情報を得ることが求められる。文献[1]など、容器内の状況評価の取り組みは多く行われているが、様々な手法でデブリ情報を推定することで信頼性を向上させる必要がある。本研究は、複数の位置における放射線計数から放射線源分布推定を行うことを目的とする

**2. 逆問題解決** RPV/CV内の構造や燃料デブリの分布は複雑である。また、容器の内部または周辺にて検出器を設置でき、放射線が検出可能な点は限られる。このため、拘束条件(測定点)の数より未知数(放射能強度)の数が多く、劣決定系が現れる。このような逆問題のもっともらしい解を推定する手法として①Maximum Likelihood-Expectation Maximization (ML-EM) 法、②Moore-Penrose Matrix Inverse (MPMI) 法を用いる。ML-EM 法はベイズ推定に基づく手法であるため、放射能強度推定への適用性を期待できる。

ML-EM 法においては(1)式の反復計算により、放射能強度の事前推定と放射線計数を考慮する。ここで、 $A_j$ は計測の時間幅で線源 $j$ から放出される放射線の数、 $y_i$ は検出器 $i$ に検出される放射線の数、 $C_{ij}$ は線源 $j$

$$A_j^{k+1} = \frac{A_j^k}{\sum_{i=1}^I C_{ij}} \sum_{i=1}^I \frac{y_i C_{ij}}{\sum_{j=1}^J C_{ij} A_j^k} \quad (1)$$

の放射線が検出器 $i$ に検出される確率、 $I$ は検出器の総数、 $J$ は線源の総数、 $k$ はML-EM法の反復回数を表す。一方、 $C_{ij}, A_j, y_i$ の間の関係は連立1次方程式で表される。劣決定系の場合でも一般化逆行列を用いると、ある1個の解が得られる。本研究ではMoore-Penrose逆行列を用いて、L2ノルムが最小の解を得る。

**3. 計算条件** Fig.1のような簡単なr-z体系を対象とする。円環状のコンクリート遮蔽体を想定し、他の領域は真空とする。境界条件は全て真空境界条件である。2個の円環状中性子検出器をそれぞれ $r=599\text{cm}-600\text{cm}, z=96\text{cm}-100\text{cm}(i=1)$ 、 $r=599-600\text{cm}, z=596\text{cm}-600\text{cm}(i=2)$ に設置する。放射線源は点中性子源として3個想定する。エネルギー群数は2として、これらの中性子源の中性子放出率を推定する。ある1個の検出器( $i=1$ または $i=2$ )の領域に巨視的検出断面積に対応させて、外部中性子源を $S_{g,1}=0$ 、

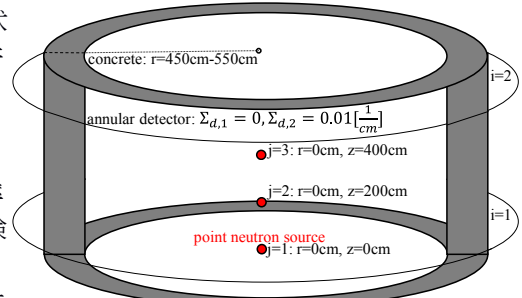


Fig.1 計算体系

$S_{g,2}=0.01[\text{neutrons}/\text{cm}^3/\text{sec}]$ と設定する。そして、中性子輸送計算コードPARTISNを用いて随伴中性子束を計算する。すると、ある1個の点中性子源に対する体系内の検出確率を、その点中性子源の位置の随伴中性子束を参照して求めることができる。縮約断面積はコンクリート内の典型的な中性子束を重みとして、SCALE6.2.1/NEWTを用いて計算する。

**4. 結果・考察** 検出確率と中性子放出率の計算値をTable 1に示す。1個の検出器と1個の点中性子源の間の距離の各場合における差異は小さく、検出確率の変化も小さい。 $i=1$ の検出器と、 $j=1$ または $j=2$ の点中性子源の距離はほぼ等しいが、コンクリート内における散乱により、 $C_{11}$ より $C_{12}$ が少し大きい。 $C_{23} > C_{22} > C_{21}$ の傾向は、 $i=2$ の検出器が全ての中性子源より上部に存在することによる。中性子放出率推定値と真値はおよそ一致し、下部の中性子放出率が大きい傾向も一致した。ML-EM

法は尤度を最大化するように推定値を得る一方、MPMI法はL2ノルムが最小であることを条件とするが、本計算結果にて推定値の差異は大きくない。MPMI法はその条件から過小に推定することが考えられるが、その傾向は本計算結果に大きく現れていない。両手法の特性を検討するため、今後は様々な計算体系による検証を行いたい。

## 参考文献

[1] 片倉純一 他, “福島第一原子力発電所廃炉のためのプラント内線量率分布評価と水中デブリ探査に係る技術開発 (1) 研究目的と全体計画,” 日本原子力学会 2016年秋の大会, 2C16, 久留米シティプラザ (2016).

Table 1 検出確率・中性子放出率

$C_{ij}$	j=1	j=2	j=3
i=1	2.63E-08	2.91E-08	2.17E-08
i=2	1.34E-08	2.29E-08	3.63E-08
$A_j[\text{n}/\text{sec}]$	j=1	j=2	j=3
ML-EM	9.43E+13	4.48E+13	1.17E+13
MPMI	7.68E+13	6.58E+13	4.88E+12
真値	9.00E+13	5.00E+13	1.00E+13



# 中性子輸送計算に基づく検出確率を用いた 未知放射線源の放射能強度推定

名古屋大学

○菅谷信二 遠藤知弘 山本章夫

第5回「炉物理専門研究会」

2016/12/1 京都大学原子炉実験所

## 目次

1

- 背景
- 目的
- 推定において想定する状況
- 計算方法—検出確率, 逆問題解法, 縮約断面積
- 計算体系
- 計算結果 > 検出確率, 中性子放出率
- 考察
- まとめ

## 福島第一原子力発電所の廃炉作業が進行中 ※1

- 原子炉圧力容器/格納容器内の燃料デブリ取り出し
- 1号機の燃料デブリ取出工法の方針:2018年上半期
- 放射線源分布、放射性物質の情報が必要

ロボット

μ粒子 などによる、炉内状況把握:現状不十分

➤異なる方法を提案



1. 東京電力(株)福島第一原子力発電所の廃止措置等に向けた中長期ロードマップ (案), TEPCO, 平成27年6月, [http://www.tepco.co.jp/nu/fukushima-np/roadmap/images/t150612\\_05-j.pdf](http://www.tepco.co.jp/nu/fukushima-np/roadmap/images/t150612_05-j.pdf)

## 福島第一原子力発電所の廃炉作業が進行中 ※1

- 原子炉圧力容器/格納容器内の燃料デブリ取り出し
- 1号機の燃料デブリ取出工法の方針:2018年上半期
- 放射線源分布、放射性物質の情報が必要

ロボット

μ粒子 などによる、炉内状況把握:現状不十分

➤異なる方法を提案

大目的

**放射線の測定情報から放射線源分布を推定**

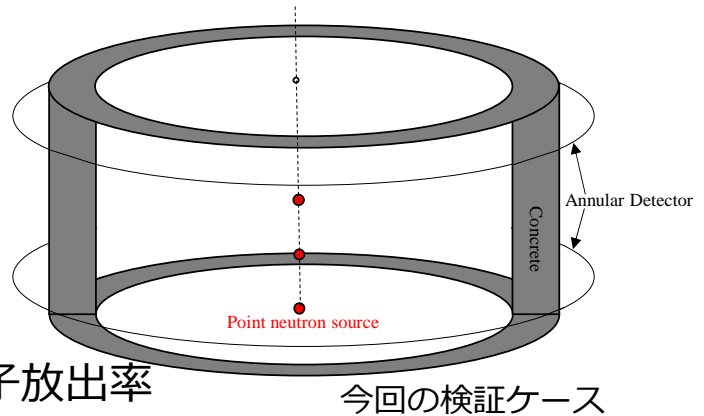
デブリを含む大まかな放射線源分布推定への活用  
気中デブリ取り出し工法において有用

1. 東京電力(株)福島第一原子力発電所の廃止措置等に向けた中長期ロードマップ (案), TEPCO, 平成27年6月, [http://www.tepco.co.jp/nu/fukushima-np/roadmap/images/t150612\\_05-j.pdf](http://www.tepco.co.jp/nu/fukushima-np/roadmap/images/t150612_05-j.pdf)

## 中性子計数の測定値を用いたRPV/CV内の放射線源分布推定手法の検討

- 手法の検討
- 簡単な体系における、検出確率計算・放射能強度推定
- 提案手法の適用性の検討

- r-z体系
- コンクリート遮蔽体
- 放射線源: 点中性子源
- 検出器、点中性子源: 少数
- 計算対象: 検出確率、中性子放出率



## 推定において想定する状況

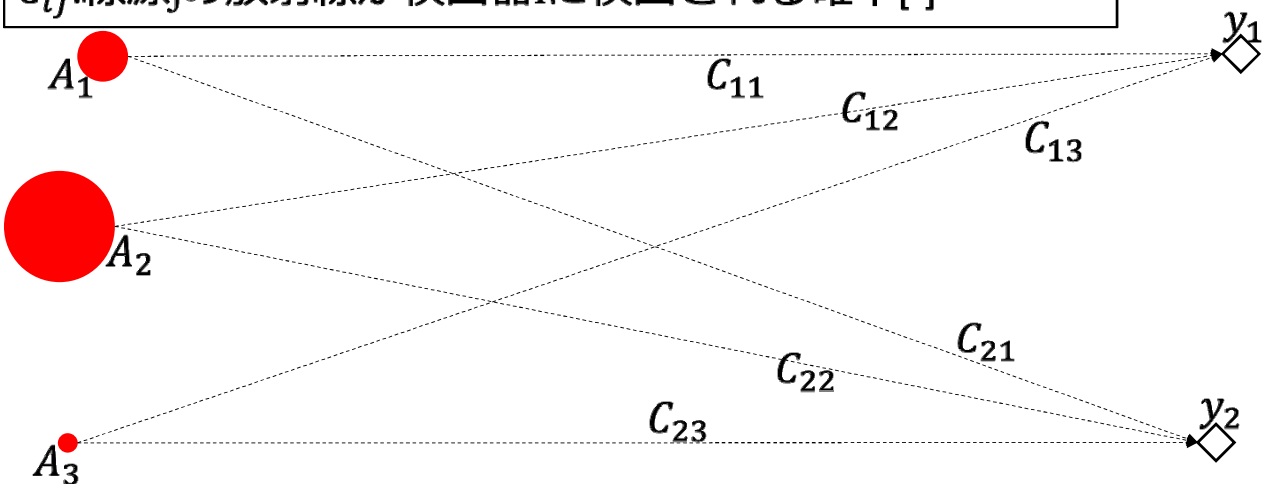
$A_j$ : 計測した時間幅で線源jから放出される放射線の数[-]

$y_i$ : 検出器iで検出される放射線の数[-]

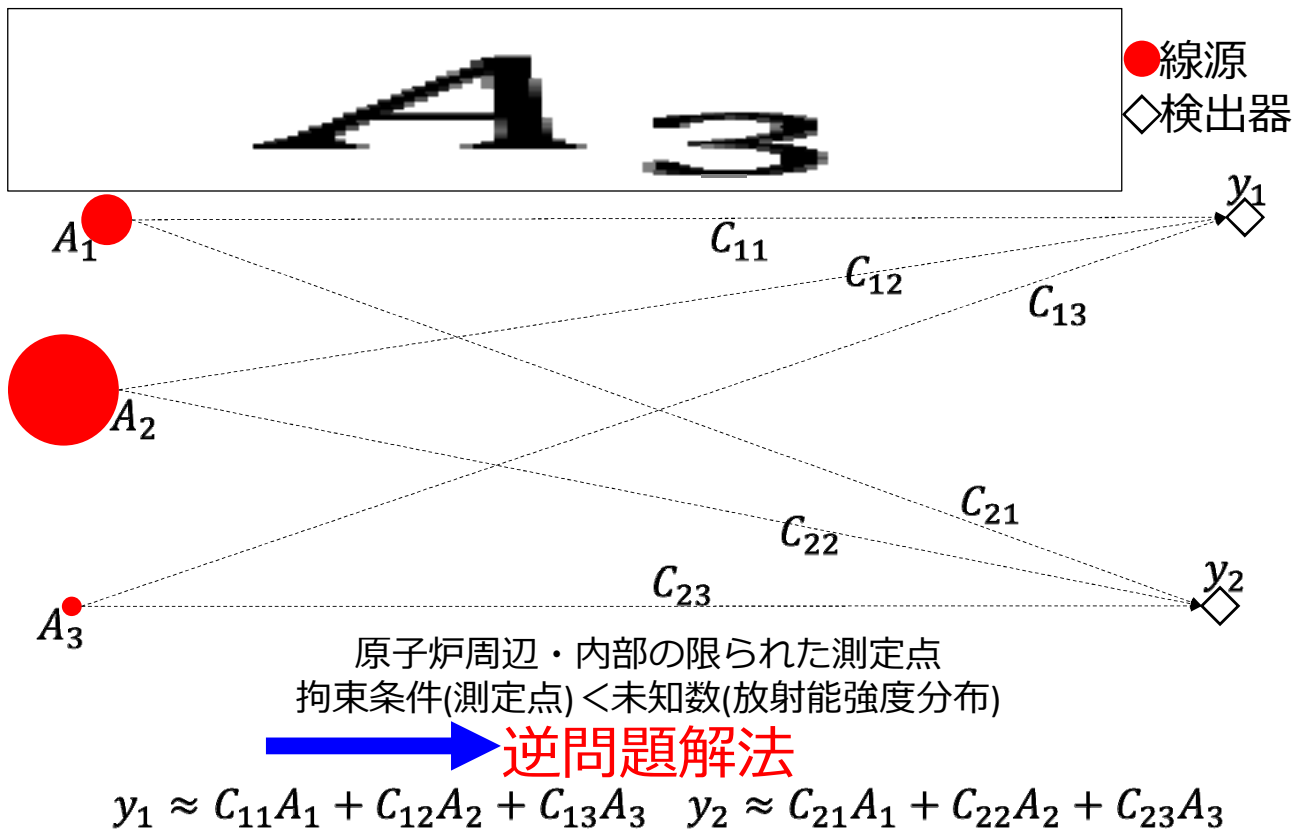
$C_{ij}$ : 線源jの放射線が検出器iに検出される確率[-]

● 線源

◇ 検出器



$$y_1 \approx C_{11}A_1 + C_{12}A_2 + C_{13}A_3 \quad y_2 \approx C_{21}A_1 + C_{22}A_2 + C_{23}A_3$$



## 逆問題解法

### • Maximum Likelihood-Expectation Maximization (ML-EM) 法

ベイズ推定に基づく

$$A_j^{k+1} = \frac{A_j^k}{\sum_i \text{測定点数 } C_{ij}} \sum_i \frac{\text{測定点数 } y_i C_{ij}}{\sum_j \text{線源数 } C_{ij} A_j^k}$$

事前推定放射能強度



事前推定放射能強度, 検出数の測定値のもとで、各線源からの検出数について実現確率が最大となる組み合わせを推定



得た組み合わせを実現する確率が最も高い、放射能強度

事前推定より“もっともらしい”

### • Moore-Penrose Matrix Inverse (MPMI) 法

一般化逆行列を用いる

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \end{pmatrix}$$

方程式を満たす解  $\vec{A}$  の内、 $\|\vec{A}\|^2$  が最小

各線源の放射能強度を推定

## 検出確率 $C_{ij}$ の計算

- Adjoint計算を利用

検出領域に検出断面積と対応した外部中性子源を配置

中性子源 (本来) の位置の随伴中性子束を使用  
 中性子源 (本来) の位置に対する重要度

$$C_{ij} = \sum_{g=1}^{NG:2} \chi_g \phi_{g,i}^+(\vec{r}_j) = \phi_{1,i}^+(\vec{r}_j) \quad (\chi_1, \chi_2 = 1.0, 0.0)$$

- Forward計算を利用

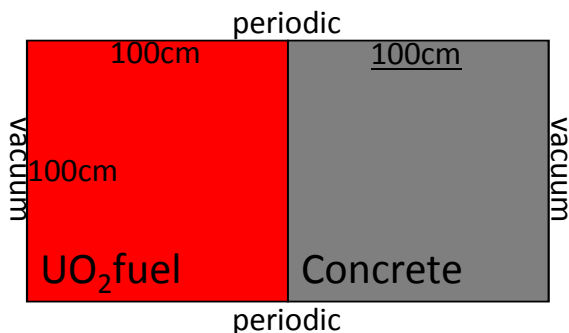
検出率 ÷ 中性子放出率

$$C_{ij} = \frac{\sum_{g=1}^{NG:2} \int \Sigma_{d,g,i}(\vec{r}_i) \phi_{g,j}(\vec{r}_i) dV}{\sum_{g=1}^{NG:2} S_{g,j}}$$

# 縮約断面積

コンクリート遮蔽体:厚さ100cm

エネルギー群数:2

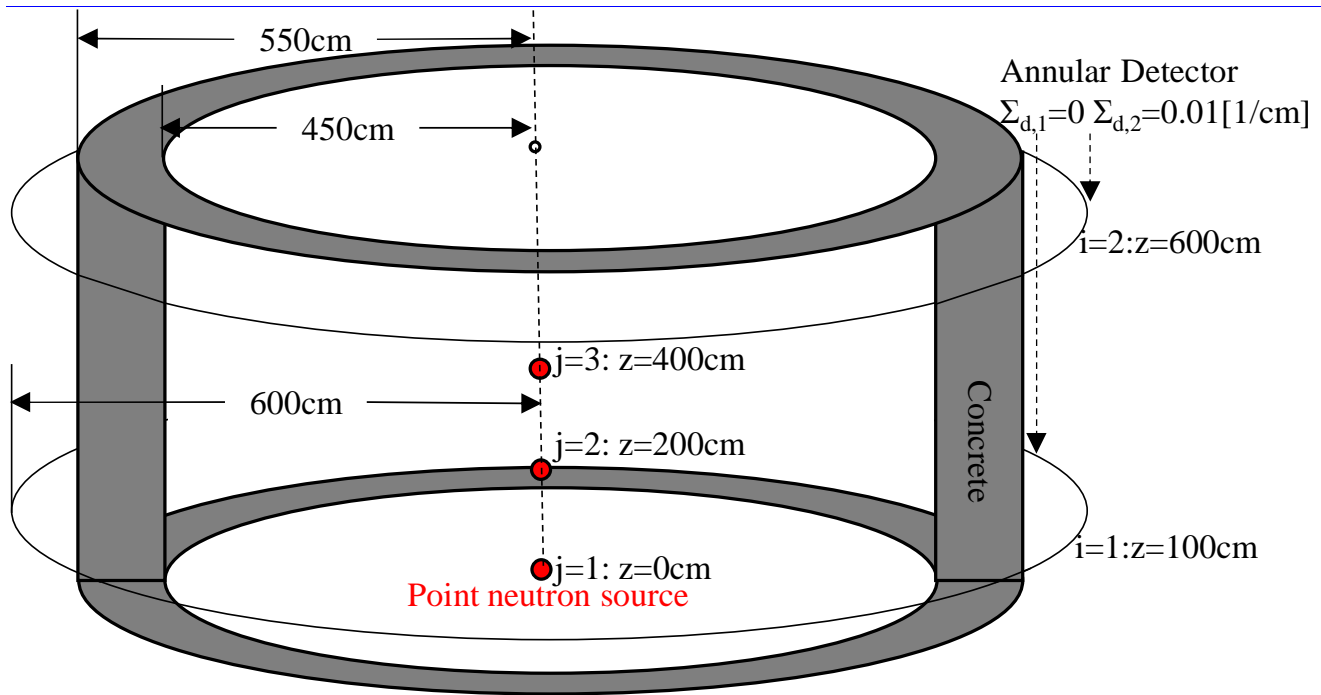


計算コード:SCALE6.2.1/NEWT  
 固有値計算  
 多群断面積:ENDF/B-VII.1 v7.1-252n

遮蔽体の厚さを考慮

コンクリート領域の2群縮約断面積を計算

$$\Sigma_{t,g} = \frac{\int \int_{E_g}^{E_{g-1}} \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) dE dV}{\int \phi_g(\vec{r}) dV}$$



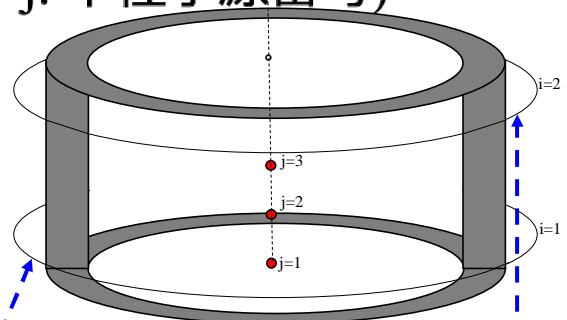
周囲：真空境界条件

中性子検出数:  $y_1 = C_{11}A_1 + C_{12}A_2 + C_{13}A_3$     $y_2 = C_{21}A_1 + C_{22}A_2 + C_{23}A_3$   
 本来は計測値だが、計算値を用いる。統計的変動は考えない。

## 計算結果・考察:検出確率

• 検出確率  $C_{ij}$  (i: 検出器番号 j: 中性子源番号)

by Adjoint	j=1	j=2	j=3
i=1	2.63E-08	2.91E-08	2.17E-08
i=2	1.34E-08	2.29E-08	3.63E-08
by Forward	j=1	j=2	j=3
i=1	2.67E-08	2.93E-08	2.22E-08
i=2	1.15E-08	1.99E-08	3.18E-08



• 検出器 i=1 (z ≈ 100cm)

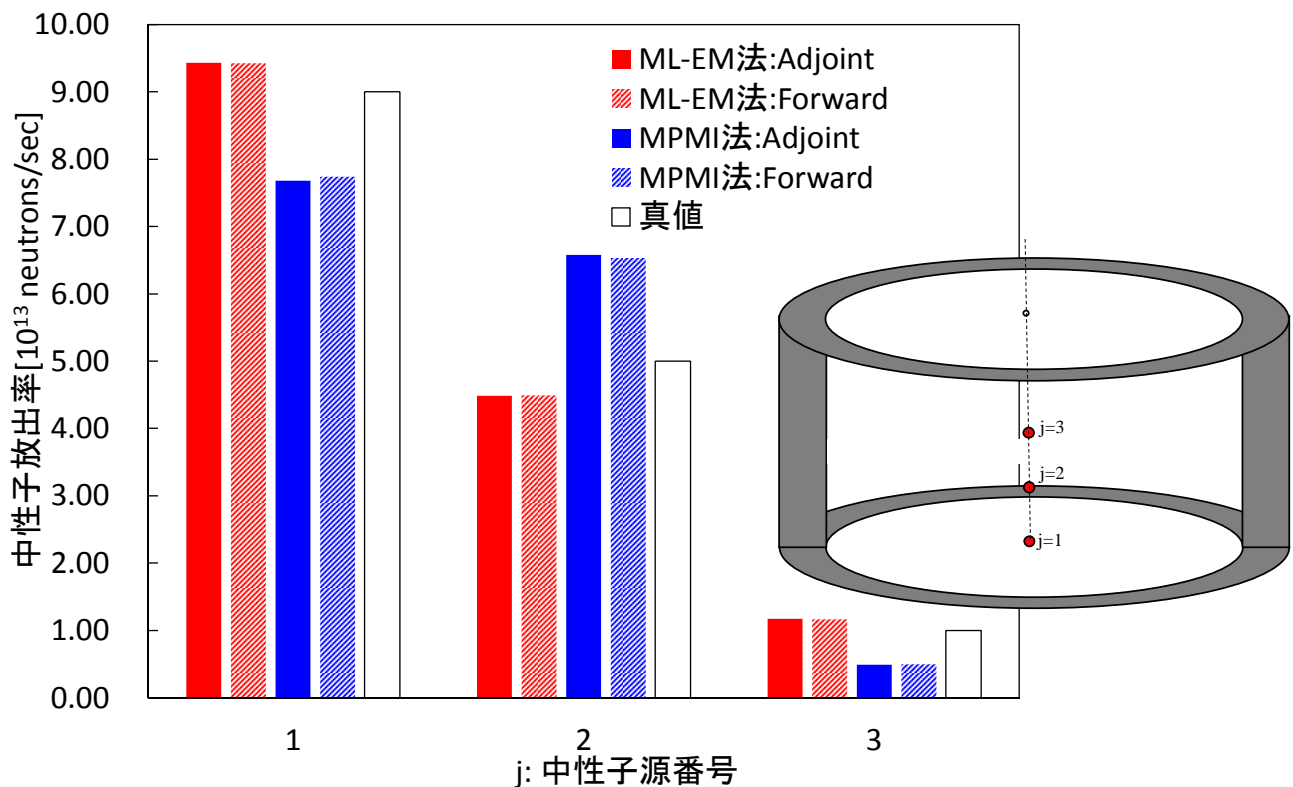
中性子源 j=1 (z=0cm) または j=2 (z=200cm) との距離: 等しい  
 中性子源 j=1 側: 真空境界条件

➤  $C_{i=1,j=1} < C_{i=1,j=2}$

• 検出器 i=2 (z ≈ 600cm)

3個全ての中性子源より高い位置

➤ (下部)  $C_{i=2,j=1} < C_{i=2,j=2} < C_{i=2,j=3}$  (上部)



## 考察:中性子放出率の推定値

- ML-EM法、MPMI法の推定値:真値と概ね一致
- 下部の中性子放出率が高い傾向も一致
  - 劣決定系における手法の有効性
  - 放射線源分布推定に適用できる可能性
- ML-EM法の方が一致が少し良い
  - 基準の相違  
(ML-EM法:尤度最大 MPMI法:L2ノルム最小)
- 今回、MPMI法にて顕著な過小評価は無い
- 一般的な傾向を示すには、根拠が不足
- 検出数 $y_i$ として計算した値を使用
  - $y_i$ の統計的変動、検出確率 $C_{ij}$ の計算値が真値と異なることが考慮されていない。



## 中性子計数の測定値を用いた放射線源分布推定手法の検討

➤実機を模擬した簡単な体系にて検証

### 得られた結果

- ML-EM法およびMPMI法が、放射線源分布の推定に適用できる可能性
- Forward/Adjoint中性子束により検出確率を計算可能

### 今後の課題

- 実験を実施可能な体系にて、計算結果と実験結果を比較する
- 計算体系・条件を実機に近づける(検出器数・線源数,構造,エネルギー)
- 計算条件の適正化(エネルギー群数、散乱次数、輸送計算の条件)
- 遮蔽体厚さ、組成、検出数の統計的変動等による不確かさ
- 両手法の特性の検討（今回はML-EM法の方が一致が少し良い）
- 断面積縮約計算体系の検討

## 輸送方程式とは何か？

トランスニュークリア株式会社 坂本 浩紀



第 5 回「炉物理専門研究会」  
会期 2016 年 11 月 30 日（水）～ 12 月 1 日（木）  
於 京都大学原子炉実験所

## 概要

- 1 目的
- 2 輸送方程式の導出
- 3 まとめ

- 本講演では、あまり知られていない気体粒子や中性子、光子などの密度が従うべき方程式を導出する方法を紹介する。以下の方法は物理的にも数学的にも厳密なものではない。輸送方程式がいかなるものであるかを説明するのが目的である。
- $x = (x_1, x_2, \dots, x_N) \in \Omega \subset \mathbb{R}^N$  (ユークリッド空間の次元  $N \in \mathbb{N}$ ) : 物理的には気体粒子の位置  
 $|x| = (x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_N^2)^{1/2}$  : 原点からの距離
- $v = (v_1, v_2, \dots, v_N) \in \mathbb{R}^N$  : 気体粒子の速度  
 $|v| = (v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2)^{1/2}$  : 気体粒子の速さ
- $t \geq 0$  : 時刻
- $u = u(x, v, t)$  : 時刻  $t$  における位置  $x$ 、速度  $v$  の気体粒子の密度
- $G$  を  $x - v$  空間 (粒子の位相空間) の任意の領域  
 $(G \subset \mathbb{R}^{2N} = \mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N = \{(x, v); x \in \mathbb{R}^N, v \in \mathbb{R}^N\})$  としたとき、積分

$$\int_G u(x, v, t) dx dv \quad (1.1)$$

は時刻  $t$  に領域  $G$  の中にある気体粒子の個数を与える。ゆえに  $u(x, v, t)$  の各点における値自身は物理的には、明確な意味を持っていないことに注意しよう。数学的には  $u(x, v, t) dx dv$  は  $\mathbb{R}^{2N}$  における測度と考えればよい。

- $u(x, v, t)$  が従うべき方程式を導く。

まず初めに以下のことを仮定する。

- 気体の巨視的状态に統計的記述が許されるほど充分多数の気体粒子が存在する。
- 気体粒子はもっぱら媒質粒子とのみ相互作用 (衝突) を行い、気体粒子同士の相互作用はない (もし気体粒子同士の相互作用があれば、輸送方程式は線形方程式ではなく非線形方程式となる)。
- 媒質の巨視的状态は気体との相互作用による影響を受けない。
  - この仮定のもとで、気体の巨視的状态を気体の位置および速度に関する密度分布関数によって記述しようというのが輸送方程式を完全に定式化するためにさらに次のことを仮定する。
- 気体粒子は媒質粒子との衝突の時を除いては古典力学に従って運動する。
- 媒質の性質、特に気体粒子の媒質と衝突する確率は既知とする。
  - これらの仮定は、通常の気体平衡状態からの微小なずれ、物質 (特に原子炉等) のなかの中性子やガンマ線、あるいは光の輻射を考える場合に近似的に成り立っている。それぞれの場合、気体粒子としては、平衡状態からずれた分子や原子、中性子または光子を考える。

気体は  $n$  個の気体粒子からなるものとし、気体粒子に 1 から  $n$  までの番号をつける。  $j$  番目の気体粒子の位置を  $x^j = (x_1^j, x_2^j, \dots, x_N^j)$ 、速度を  $v^j = (v_1^j, v_2^j, \dots, v_N^j)$  と書くことにすれば、これらは時刻  $t$  の関数  $x^j = x^j(t)$ 、 $v^j = v^j(t)$  である。

気体粒子が媒質粒子と衝突していないときには、最初に述べた仮定により、 $x^j$ 、 $v^j$  はニュートンの運動方程式に従う。すなわち  $a(x) = (a_1(x), a_2(x), \dots, a_N(x))$  を気体粒子に作用している外力とすれば、気体粒子の質量 = 1 として

$$\frac{dx^j}{dt} = v^j, \quad \frac{dv^j}{dt} = a(x^j), \quad j = 1, 2, \dots, n \quad (2.1)$$

が成り立つ。

$\varphi(x, v)$  は  $(x, v)$  の関数で、 $\mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N$  で定義され、 $x$ 、 $v$  に関して何度でも微分可能で、かつ  $\mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N$  の中のある有界集合の外では恒等的に 0 となるもの ( $\varphi \in C_0^\infty(\mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N)$  を試験関数と呼ぶ) とする。次の和を考える。

$$I(t) = \sum_{j=1}^n \varphi(x^j(t), v^j(t)). \quad (2.2)$$

$I(t)$  は時刻  $t$  の関数である。 $I(t)$  の  $t$  に関する依存性を考察する。

$\Delta I = I(t + \Delta t) - I(t)$  は時刻  $\Delta t$  に対する増分である。 $\Delta t$  を十分小さく選べば、時刻  $\Delta t$  の間に媒質粒子と (一度以上) 衝突する気体粒子は、一度も衝突しない気体粒子に比べて、その数は圧倒的に少ないと考えてよいであろう。ゆえに  $\Delta I$  は  $\Delta t$  の間に一度も媒質粒子と衝突しない気体粒子からの寄与  $\Delta I_1$  と、一度以上衝突する気体粒子のそれ  $\Delta I_2$  との和で与えられる:

$$\Delta I = \Delta I_1 + \Delta I_2, \quad I_1(t) = \sum_{cl} \varphi(x^j(t), v^j(t)), \quad I_2(t) = \sum_c \varphi(x^j(t), v^j(t)). \quad (2.3)$$

ただし、 $\sum_{cl}$  は一度も衝突をしていない気体粒子についての和を取ることを意味し、 $\sum_c$  は一度以上衝突した粒子に関する和である。ここで気体粒子同士の衝突は起こらないと仮定した。

$\Delta I_1$  を計算する。テイラーの公式を使い、 $\Delta t$  の 2 次以上の項を無視すれば

$$\begin{aligned} \Delta I_1 &= I_1(t + \Delta t) - I_1(t) \\ &= \sum_{cl} (\varphi(x^j(t + \Delta t), v^j(t + \Delta t)) - \varphi(x^j(t), v^j(t))) \\ &\doteq \sum_{cl} \left( \sum_{i=1}^N \frac{dx_i^j(t)}{dt} \frac{\partial \varphi(x^j(t), v^j(t))}{\partial x_i} + \sum_{i=1}^N \frac{dv_i^j(t)}{dt} \frac{\partial \varphi(x^j(t), v^j(t))}{\partial v_i} \right) \Delta t \end{aligned} \quad (2.4)$$

を得る。(2.1) を代入すると

$$\Delta I_1 = \Delta t \sum_{cl} \left( \sum_{i=1}^N v_i^j \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} + \sum_{i=1}^N a_i(x^j) \frac{\partial \varphi}{\partial v_i} \right). \quad (2.5)$$

ところで衝突しない気体粒子の数は衝突する粒子に比べ圧倒的に多いと考えるのであったから、(2.5)において  $\sum_{cl}$  を  $\sum_{j=1}^n$  に置き換えてもよい近似となっていることが期待される。さらに  $u(x, v, t)dx dv$  が測度であったから、この和を積分に置き換えてよい。すなわち

$$\Delta I_1 \doteq \Delta t \int_{\mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N} \left( \sum_{i=1}^N v_i \frac{\partial \varphi(x, v)}{\partial x_i} + \sum_{i=1}^N a_i(x) \frac{\partial \varphi(x, v)}{\partial v_i} \right) u(x, v, t) dx dv \quad (2.6)$$

を得る。

次に  $\Delta I_2$  を計算する。一個の気体粒子が時間  $\Delta t$  の間に媒質粒子と衝突する確率は  $\Delta t$  が小さければ、 $\Delta t$  に比例する考えられる。巨視的全断面積  $\Sigma_t$  をその比例定数とする。この  $\Sigma_t$  は媒質の性質によってのみ定まる（気体は媒質に影響しないと仮定した）。 $\Sigma_t$  は  $(x, v, t)$  の関数  $\Sigma_t = \Sigma_t(x, v, t)$  と考える。媒質の性質が時刻  $t$ 、位置  $x$  及び衝突する気体粒子の速度  $v$  によって異なると考える。したがって時間  $\Delta t$  の間に  $x - v$  空間  $G$  で、媒質粒子と衝突する気体粒子の個数は

$$\Delta t \int_G \Sigma_t(x, v, t) u(x, v, t) dx dv \quad (2.7)$$

で与えられる。

気体粒子は媒質粒子と衝突すると散乱されたり、あるいは気体粒子が中性子や光子の場合には媒質粒子に吸収されることがある。さらに中性子の場合は衝突後その個数が増える（核分裂）ことがある。この場合も散乱の一種と考えることにすれば、散乱後、粒子の速度は変わる（ただし、媒質粒子の位置は変わらないとする）。速度  $v'$  の気体粒子が衝突後、散乱（および核分裂）によってその速度が  $v$  になるという（条件つき）確率を  $k_1$  とする。 $k_1$  は  $(x, v, v', t)$  の関数  $k_1 = k_1(x, v, v', t)$  である。 $k(x, v, v', t) = k_1(x, v, v', t) \Sigma_t(x, v, t)$  と定義すれば、時間  $\Delta t$  の間に、 $x - v$  空間の領域  $G$  で、衝突散乱によって増加する気体粒子の個数は

$$\Delta t \int_G \left( \int_{\mathbb{R}^N} k(x, v, v', t) u(x, v', t) dv' \right) dx dv \quad (2.8)$$

で与えられる。ゆえに  $\Delta t$  の間に  $G$  で気体粒子の正味の増加個数は (2.8) から (2.7) を差引いたものである。これより  $\Delta t$  の間に媒質粒子と衝突する気体粒子の密度は

$$\Delta t \left( -\Sigma_t(x, v, t) u(x, v, t) + \int_{\mathbb{R}^N} k(x, v, v', t) u(x, v', t) dv' \right) \quad (2.9)$$

となることがわかる。ゆえに

$$\Delta I_2 \doteq \Delta t \left[ \int_{\mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N} \left( -\Sigma_t(x, v, t) u(x, v, t) + \int_{\mathbb{R}^N} k(x, v, v', t) u(x, v', t) dv' \right) \varphi(x, v) dx dv \right] \quad (2.10)$$

である。

さらに媒質中の気体粒子の発生源（外部源）があって、気体粒子を放出しているものとしよう。 $\Delta t$  の間に領域  $G$  では  $\Delta t \int_G S(x, v, t) dx dv$  個 ( $S(x, v, t)$  は発生源の強さを表す関数) の気体粒子が放出されるものとし、 $\Delta I$  への発生源の寄与を  $\Delta I_3$  とすれば、 $\Delta I = \Delta I_1 + \Delta I_2 + \Delta I_3$  で、 $\Delta I_3$  は

$$\Delta I_3 = \Delta t \left( \int_{\mathbb{R}^N} S(x, v, t) \varphi v(x, v) dx dv \right) \quad (2.11)$$

で与えられる。

最後に (2.1) と  $u(x, v, t)$  の定義により

$$I(t) = \int_{\mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N} u(x, v, t) \varphi(x, v) dx dv \quad (2.12)$$

であるから、 $u(x, v, t)$  が  $t$  について微分可能であれば

$$\begin{aligned} \Delta I &= \int_{\mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N} (u(x, v, t + \Delta t) - u(x, v, t)) \varphi(x, v) dx dv \\ &\doteq \Delta t \int_{\mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N} \frac{\partial u(x, v, t)}{\partial t} \varphi(x, v) dx dv \end{aligned} \quad (2.13)$$

であることがわかる。

ゆえに (2.6)、(2.10)、(2.11)、(2.13) と  $\Delta I = \Delta I_1 + \Delta I_2 + \Delta I_3$  に注意すれば、結局任意の  $\varphi \in C_0^\infty(\mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N)$  に対して

$$\begin{aligned} \int_{\mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N} \frac{\partial u}{\partial t} \varphi dx dv &= \int_{\mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N} \left[ u \left( \sum_{i=1}^N v_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} + \sum_{i=1}^N a_i(x) \frac{\partial \varphi}{\partial v_i} \right) \right. \\ &\quad \left. + \left( -\Sigma_t(x, v, t) u(x, v, t) + \int_{\mathbb{R}^N} k(x, v, v', t) u(x, v', t) dv' + S(x, v, t) \right) \varphi \right] dx dv \end{aligned} \quad (2.14)$$

が成り立つことになる。この方程式を輸送方程式と考えることができる。

輸送方程式を通常積分微分方程式の形に書くために、 $u$  は  $x$  と  $v$  に関して微分可能であると仮定し、(2.14) の右辺で部分積分を行い、 $\varphi$  は  $|x|$  と  $|v|$  が大きいところで 0 となることに注意すれば境界積分は消えて

$$\begin{aligned} & \int_{\mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N} u \left[ \sum_{i=1}^N \left( v_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} + \sum_{i=1}^N a_i(x) \frac{\partial \varphi}{\partial v_i} \right) \right] dx dv \\ &= - \int_{\mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N} \left[ \sum_{i=1}^N \left( v_i \frac{\partial u}{\partial x_i} + \sum_{i=1}^N a_i(x) \frac{\partial u}{\partial v_i} \right) \right] \varphi dx dv \end{aligned} \quad (2.15)$$

となるから、(2.14) は次の形に書ける：

$$\begin{aligned} & \int_{\mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N} \left[ \frac{\partial u}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \left( v_i \frac{\partial u}{\partial x_i} + \sum_{i=1}^N a_i(x) \frac{\partial u}{\partial v_i} \right) + \Sigma_t(x, v, t) u(x, v, t) \right. \\ & \left. - \int_{\mathbb{R}^N} k(x, v, v', t) u(x, v', t) dv' + S(x, v, t) \right] \varphi dx dv = 0. \end{aligned} \quad (2.16)$$

これは任意の  $\varphi \in C_0^\infty(\mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N)$  に対して成り立つから、変分法の基本補題により、(2.16) の左辺の [ ] 内は恒等的に 0 であることを示している。すなわち

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(x, v, t)}{\partial t} &= - \sum_{i=1}^N \left( v_i \frac{\partial u(x, v, t)}{\partial x_i} + \sum_{i=1}^N a_i(x) \frac{\partial u(x, v, t)}{\partial v_i} \right) - \Sigma_t(x, v, t) u(x, v, t) \\ &+ \int_{\mathbb{R}^N} k(x, v, v', t) u(x, v', t) dv' + S(x, v, t), \quad (x, v, t) \in \mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N \times \mathbb{R}_+^1. \end{aligned} \quad (2.17)$$

方程式 (2.17) を輸送方程式と呼ぶ。

ただし、中性子や光子に対して古典的外力は働かないとしてよいから  $a(x) = 0$  であり、この場合 (2.17) は

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(x, v, t)}{\partial t} &= - \sum_{i=1}^N v_i \frac{\partial u(x, v, t)}{\partial x_i} - \Sigma_t(x, v, t) u(x, v, t) \\ &+ \int_{\mathbb{R}^N} k(x, v, v', t) u(x, v', t) dv' + S(x, v, t), \quad (x, v, t) \in \mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N \times \mathbb{R}_+^1 \end{aligned} \quad (2.18)$$

と書ける。



また、(2.17) と (2.18) の  $\Sigma$  の記号の部分の内積を用いてそれぞれ表記すると

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(x, v, t)}{\partial t} &= -(v \cdot \nabla_x u(x, v, t) + a(x) \cdot \nabla_v u(x, v, t)) - \Sigma_t(x, v, t)u(x, v, t) \\ &+ \int_{\mathbb{R}^N} k(x, v, v', t)u(x, v', t)dv' + S(x, v, t), \quad (x, v, t) \in \mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N \times \mathbb{R}_+^1 \end{aligned} \quad (2.19)$$

と

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(x, v, t)}{\partial t} &= -v \cdot \nabla_x u(x, v, t) - \Sigma_t(x, v, t)u(x, v, t) \\ &+ \int_{\mathbb{R}^N} k(x, v, v', t)u(x, v', t)dv' + S(x, v, t), \quad (x, v, t) \in \mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^N \times \mathbb{R}_+^1 \end{aligned} \quad (2.20)$$

になる。

- 通常の原子炉物理学の書籍に記載されている輸送方程式の導出方法とは全く異なる方法で輸送方程式を導出した。
- 本公演で述べた導出方法は物理的にも数学的にも厳密なものではないが、原子炉物理学で使用する輸送方程式が導出される。
- 方程式 (2.17) の導出方法は
  - T. Carleman, *Problèmes Mathématiques dans Théorie Cinétique des Gas*, Almqvist and Wiksells, AB, Uppsala, (1957).
 を参照されたい。
- ちなみに (2.20) に対する非線形中性子輸送方程式の一例をして

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(x, v, t)}{\partial t} &+ v \cdot \nabla_x u(x, v, t) + \sigma_t(x, v, u(x, v, t)) \\ &= \int_{\Omega_2} \sigma_s(x, v, v', u(x, v', t))dv' + q(x, v) \quad (x \in \Omega_1, v \in \Omega_2, t \geq 0) \end{aligned} \quad (3.1)$$

を挙げておく。(3.1) に関する参考文献は

- C.V. Pao, *On Nonlinear Neutron Transport Equations*, Journal Mathematical Analysis and Applications, 42, 578-593 (1973).

を参照されたい。この参考文献では解の存在と一意性について、非線形発展方程式理論と非線形半群理論を用いて証明している。

ご清聴ありがとうございました



ご清聴ありがとうございました



## 輸送方程式をどのように数値的に解けるのか

福井大

Wilfred van Rooijen

### **Abstract**

In numerical analysis there are two fundamental approaches: one approach is to discretize the phase space into (small) elements, and the other approach is to apply a functional expansion. In the case of transport theory, the approach through discretization results in the so-called SN method, and the approach through functional expansion leads to the so-called PN method. Both methods are discussed in the lecture. An alternative approach to transport theory is so-called integral transport theory, which leads to the method of collision probabilities (CP) and the method of characteristics (MOC). MOC will be discussed as a member of the family of SN-based methods.

# 輸送方程式をどのように数値的に解けるのか

## 輸送理論、決定論、とその数値解析

W.F.G. van Rooijen<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 福井大学附属国際原子力研究所

平成 28 年 12 月 1 日



University of Fukui

Van Rooijen (福井大学 N 研)

輸送方程式の解き方

平成 28 年 12 月 1 日

1 / 29

## Outline

- 1 基本理論
- 2 輸送理論と位相空間の離散化
- 3 輸送理論と関数展開
- 4 積分輸送理論



University of Fukui

91

Van Rooijen (福井大学 N 研)

輸送方程式の解き方

平成 28 年 12 月 1 日

2 / 29

# 輸送方程式

- 一般的な「中性子源」を考える
- 定常状態

## 輸送方程式

$$\hat{\Omega} \cdot \nabla \psi(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \psi(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}) = Q(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega})$$

## 拡散方程式

$$-\nabla \cdot D(\mathbf{r}, E) \nabla \phi(\mathbf{r}, E) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) = q(\mathbf{r}, E)$$



## 中性子源について

- 散乱による中性子源

$$Q_s(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}) = \int_0^\infty \int_{4\pi} \Sigma_s(\mathbf{r}; E' \rightarrow E, \hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega}) \psi(\mathbf{r}, E', \hat{\Omega}') d\hat{\Omega}' dE'$$

- 核分裂による中性子源

$$Q_f(\mathbf{r}, E) = \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^\infty \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \left\{ \int_{4\pi} \psi(\mathbf{r}, E', \hat{\Omega}') d\hat{\Omega}' \right\} dE' =$$
$$\frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^\infty \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') dE'$$



- 輸送理論と拡散理論の基本的な違いは：中性子の方向  $\hat{\Omega}$

輸送理論	拡散理論
$\psi(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega})$	$\phi(\mathbf{r}, E) \equiv \int_{4\pi} \psi(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}) d\hat{\Omega}$



## 数値解析の基本 - 1

- 方程式
- 問題の位相空間（英語：*phase space*）
- 境界条件

$$\hat{\Omega} \cdot \nabla \psi(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \psi(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}) = Q(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}) \quad (1)$$

$$0 \leq x \leq 100 \text{ cm}$$

$$0 \leq y \leq 75 \text{ cm}$$

$$-10 \leq z \leq 45 \text{ cm}$$

$$0 \leq E \leq 20 \text{ MeV}$$

$$0 \leq \hat{\Omega} \leq 4\pi$$



数値解析の解き方：

- 位相空間の離散化
- 位相空間に定義される基本関数に基づく関数展開



### 例：位相空間の離散化 - オイラー法

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t)$$

- 位相空間:  $0 \leq t \leq 20 \text{ s}$
- 位相空間の離散化:  $t[n] = n\Delta t$

$$\frac{N[(i+1)\Delta t] - N[i\Delta t]}{\Delta t} = -\lambda N[i\Delta t]$$

$$N[(i+1)\Delta t] = (1 - \lambda\Delta t)N[i\Delta t]$$

$$N[0] = N(0)$$





# 例：基本関数の関数展開

- フーリエ展開
- Legendre Polynomial expansion:

$$f(\mu) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l P_l(\mu)$$



## Outline

- ① 基本理論
- ② 輸送理論と位相空間の離散化
- ③ 輸送理論と関数展開
- ④ 積分輸送理論



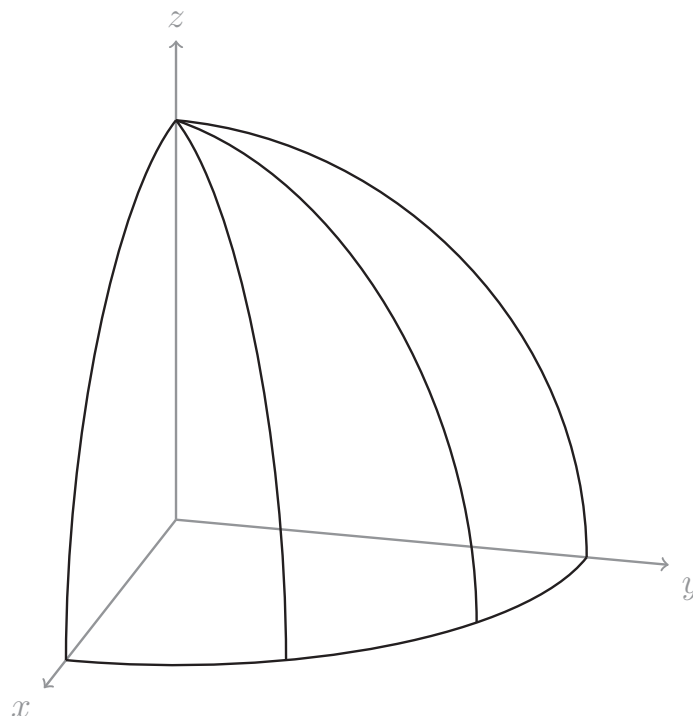
# 方向の離散化： $S_N$ 法

- $S_N$  法：「すべて」の方向から、何とか、色々な  $\hat{\Omega}$  を選択し、その方向だけで輸送方程式を解く
- 選択した方向を  $\hat{\Omega}_n$  とよぶ
- $\psi(\hat{\Omega}_n) \equiv \psi_n$
- 各方向  $\hat{\Omega}_n$  に関する重み  $w_n$  を定義する

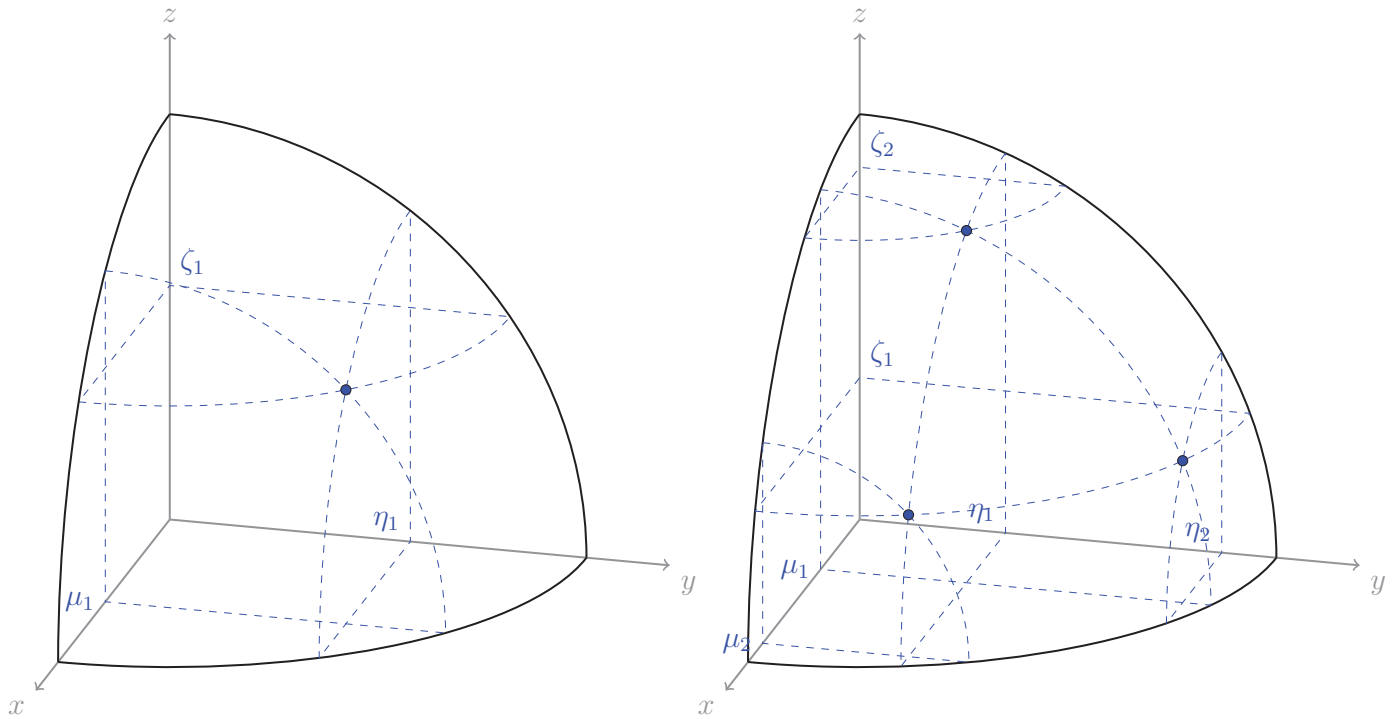
$$\int_{4\pi} \psi(\hat{\Omega}) d\hat{\Omega} \approx \sum_{n=1}^N w_n \psi_n$$



## $S_N$ 法：方向の選択

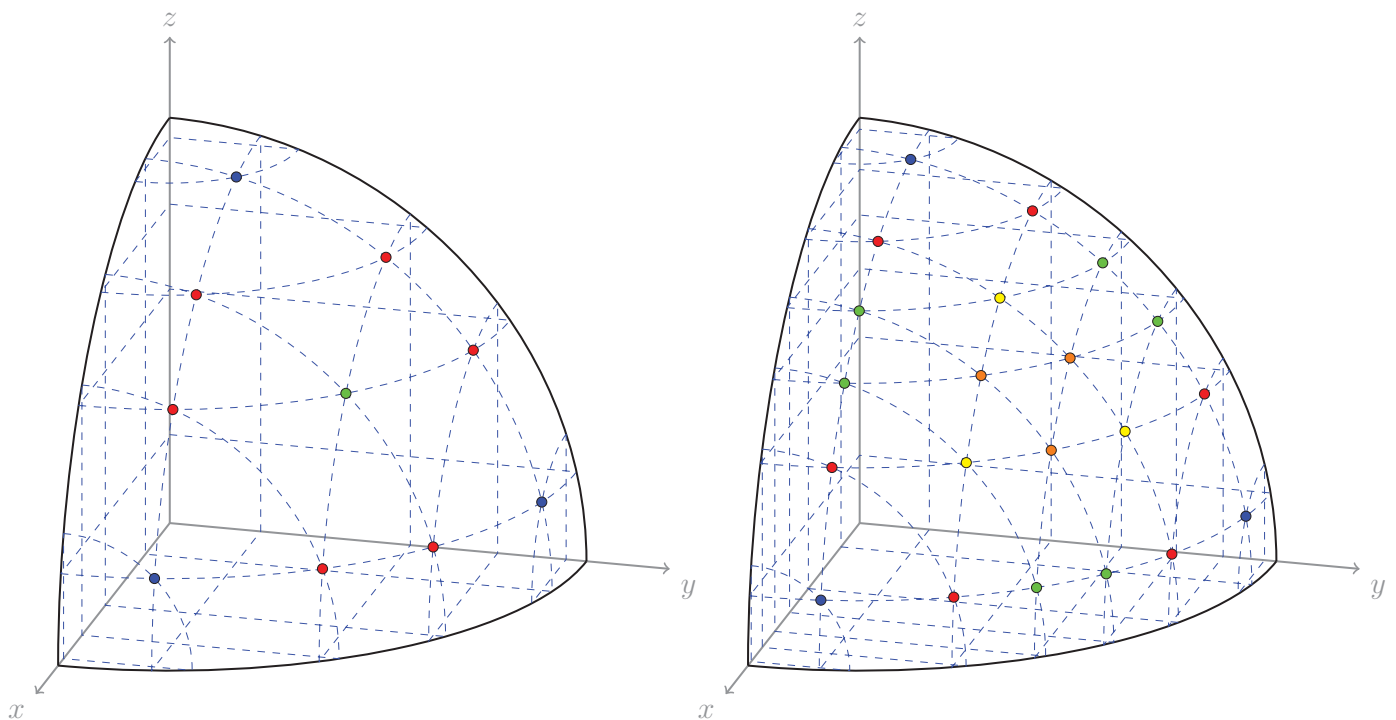


# $S_2, S_4$

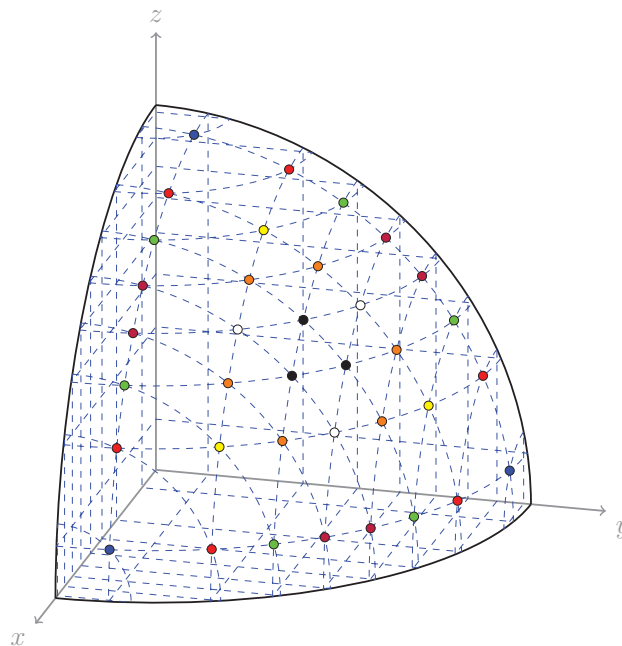


University of Fukui

# $S_8, S_{12}$



University of Fukui



$$\sum_n w_n = \frac{\pi}{2}$$



## S<sub>N</sub> 法と対称性

- 3次元の空間：8象限で計算する
- 2次元の空間：「上」と「下」は区別できないので、4象限で計算する
- 六角体系：特別な取扱いが必要



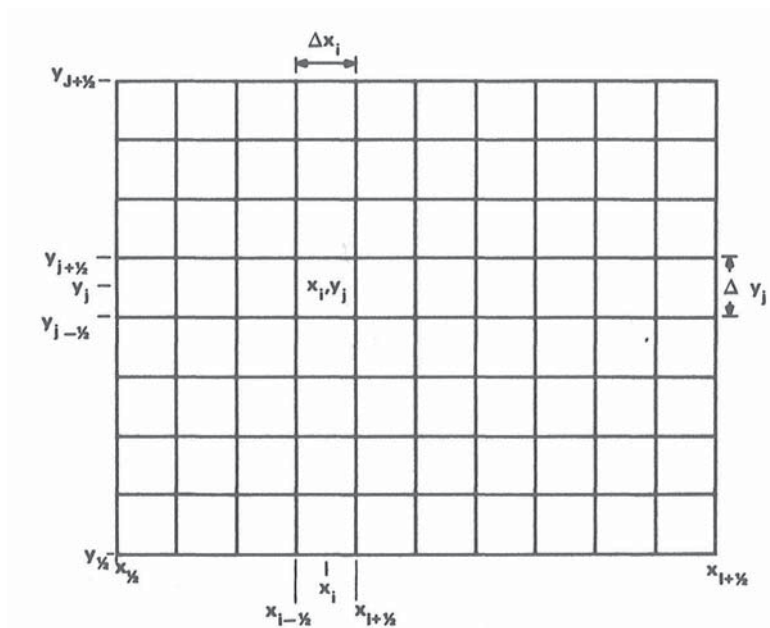
## $S_N$ 法の解き方

- 2次元の空間を考える： $(x, y)$
- ある方向  $\hat{\Omega}_n$  を選択する： $\hat{\Omega}_n = [\mu_n, \eta_n, \zeta_n]^T$

$$\mu_n \frac{\partial \psi(x, y, \hat{\Omega}_n)}{\partial x} + \eta_n \frac{\partial \psi(x, y, \hat{\Omega}_n)}{\partial y} + \sigma_t(x, y) \psi(x, y, \hat{\Omega}_n) = q(x, y, \hat{\Omega}_n)$$

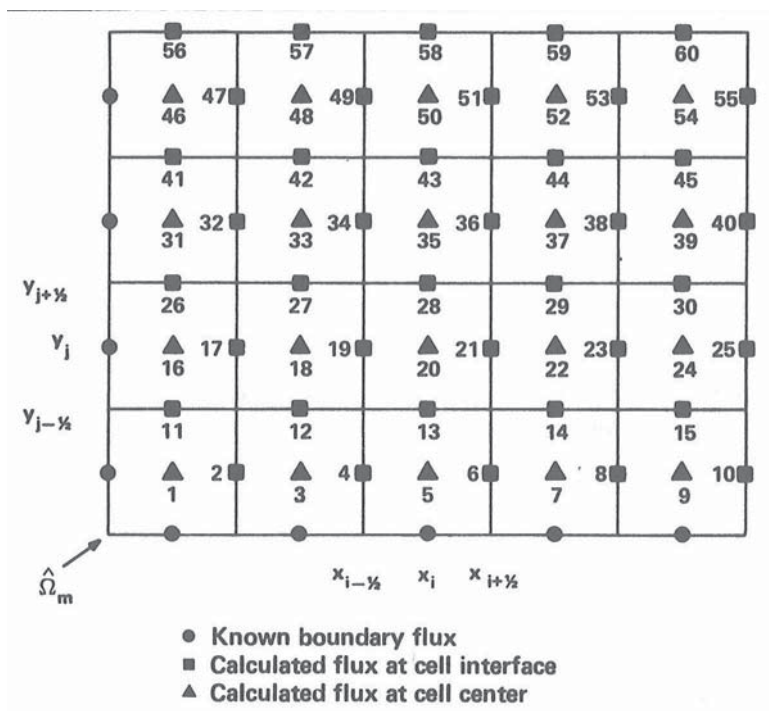


## $S_N$ 法の解き方



$$\psi_{nij} = \left[ \sigma_{ij} + \frac{2\mu_n}{\Delta x_i} + \frac{2\eta_n}{\Delta y_j} \right]^{-1} \left[ \frac{2\mu_n}{\Delta x_i} \psi_{n,i-\frac{1}{2},j} + \frac{2\eta_n}{\Delta y_j} \psi_{n,i,j-\frac{1}{2}} + q_{nij} \right]$$





Sweep order is determined by direction of solution  $\hat{\Omega}$



## Outline

- ① 基本理論
- ② 輸送理論と位相空間の離散化
- ③ 輸送理論と関数展開
- ④ 積分輸送理論



## 方向の関数展開： $P_N$ 法

- 1次元の空間を考える
- これから紹介する方法は2次元、3次元の空間でも適応できるけど、公式は読みにくい

$$f(\mu) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l P_l(\mu)$$



## Legendre 多項式で何でしたけ

$$P_0(\mu) = 0$$

$$P_1(\mu) = \mu$$

$$P_2(\mu) = \frac{1}{2}(3\mu^2 - 1)$$

$$P_3(\mu) = \frac{1}{2}(5\mu^3 - 3\mu)$$

$$P_l(\mu) = \frac{1}{2^l l!} \frac{d^l}{d\mu^l} (\mu^2 - 1)^l, \quad l = 1, 2, \dots$$

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_l(\mu) P_{l'}(\mu) d\mu = \frac{\delta_{ll'}}{2l+1}$$

$$\mu P_l(\mu) = \frac{1}{2l+1} [(l+1)P_{l+1}(\mu) + lP_{l-1}(\mu)]$$





# Legendre 多項式の特徴

$$f(\mu) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l P_l(\mu)$$

$$P_k(\mu) f(\mu) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l P_k(\mu) P_l(\mu)$$

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_k(\mu) f(\mu) d\mu = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_k(\mu) P_l(\mu) d\mu \Rightarrow$$

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_k(\mu) f(\mu) d\mu = f_k$$



## 1 次元輸送方程式

$$\mu \frac{\partial \psi(x, \mu)}{\partial x} + \sigma(x) \psi = q(x, \mu)$$

$$\psi(x, \mu) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\mu) \varphi_l(x)$$

$$\psi(x, \mu) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\mu) \varphi_l(x)$$



## Legendre 展開

$$\sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left\{ \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu P_l'(\mu) P_l(\mu) \frac{d}{dx} \varphi_l(x) d\mu + \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_l'(\mu) P_l(\mu) \sigma(x) \varphi_l(x) d\mu \right\} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 q(x, \mu) P_l'(\mu) d\mu$$



## Legendre 展開

$$\frac{l}{2l+1} \frac{d\varphi_{l-1}}{dx} + \frac{l+1}{2l+1} \frac{d\varphi_{l+1}}{dx} + \sigma\varphi_l = q_l, \quad l = 0, 1, 2, \dots$$

無限大までの合計？ 不可能！

$$\Rightarrow \varphi_{N+1} = 0$$

$$\frac{l}{2l+1} \frac{d\varphi_{l-1}}{dx} + \frac{l+1}{2l+1} \frac{d\varphi_{l+1}}{dx} + \sigma\varphi_l = q_l, \quad l = 0, 1, 2, \dots, N-1$$
$$\frac{N}{2N+1} \frac{d\varphi_{N-1}}{dx} + \sigma\varphi_N = q_N$$



- 1 基本理論
- 2 輸送理論と位相空間の離散化
- 3 輸送理論と関数展開
- 4 積分輸送理論



## 輸送演算子の意味

- $\hat{\Omega} \cdot \nabla \psi = \Omega_x \frac{\partial \psi}{\partial x} + \Omega_y \frac{\partial \psi}{\partial y} + \Omega_z \frac{\partial \psi}{\partial z}$  : 方向微分

$$\frac{d}{du} \psi(\mathbf{r} + u\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) + \sigma(\mathbf{r} + u\hat{\Omega})\psi(\mathbf{r} + u\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) = q(\mathbf{r} + u\hat{\Omega}, \hat{\Omega})$$

結局 :

$$\psi(\mathbf{r}, \hat{\Omega}) = \int_0^R dR' q(\mathbf{r} - R'\hat{\Omega}) e^{-\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r} - R'\hat{\Omega})} + \psi(\mathbf{r} - R'\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) e^{-\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r} - R'\hat{\Omega})}$$

$$\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r} - R'\hat{\Omega}) = \int_0^{R'} \sigma(\mathbf{r} - R''\hat{\Omega}) dR''$$



## “Piecewise homogeneous”領域

- 中性子は領域  $i$  に入り、距離  $l$  を飛ぶなら :

$$\tau_i(l) = \int_0^l \sigma_{t,i} dR'' = \sigma_{t,i} l$$

$$\begin{aligned} \psi(l, \hat{\Omega}) &= q_i(\hat{\Omega}) \int_0^l dR' e^{-\sigma_{t,i} l'} + \psi(0, \hat{\Omega}) e^{-\sigma_{t,i} l} = \\ &= \frac{q_i(\hat{\Omega})}{\sigma_{t,i}} \left[ 1 - e^{-\sigma_{t,i} l} \right] + \psi(0, \hat{\Omega}) e^{-\sigma_{t,i} l} \end{aligned}$$



## キャラクタリスチックス法

- Method of Characteristics (MOC、キャラクタリスチックス法)
- 計算の方向を選択しないといけない
- $S_N$  法と同様な方向はよく利用される
- MOC の特徴 : 「ある程度で任意の形状」に適応できること



KUR REPORT OF  
KYOTO UNIVERSITY RESEARCH  
REACTOR INSTITUTE

発行所 京都大学原子炉実験所  
発行日 平成 28 年 1 月  
住所 大阪府泉南郡熊取町朝代西 2 丁目  
TEL (072) 451-2300  
印刷所 和泉出版印刷 株式会社  
住所 大阪府和泉市池上 4 丁目 2 番 21 号