

第 45 回炉物理夏期セミナー 若手研究会 議事録

日時：8 月 1 日 (木) 19:30 ~ 21:30 (夏期セミナー2 日目)

内容：若手研究者の研究発表 (発表 約 15 分、質疑 約 10 分)

若手研究者の代表として 4 名の学生から研究内容の紹介があり、その発表内容に対してそれぞれ質疑応答を通して議論を実施した。以下に、各発表における研究内容の概要や主な質問・コメントを示す。

● 核燃料に内在する固有中性子源の評価と未臨界度測定への応用

(名古屋大学大学院 塩澤武司)

<研究概要>

未臨界度の測定には一般的に中性子源として Am-Be や Cf252 を使用するが、これらの核燃料取扱施設への持ち込みは好ましくないため、燃料に内在する固有中性子源を利用する手法を検討する。炉雑音解析に応用した場合、浅い未臨界度であれば 1 分測定であっても参照解と同等の評価が可能であるものの、未臨界度が 2%以上になると 1 分測定結果と参照解の差異は極めて大きくなる。中性子源増倍法への応用についてはまだ検討できていないが、原理的には計算で事前に評価した固有中性子源成分と核分裂成分割合を用いることにより、計数率からほぼ直接的に実効増倍率を評価できる可能性がある。

<質問>

- ・ 臨界管理への適用を考えた場合に、1 分という測定時間は長いように感じるが、どの程度の測定時間まで許容なのか？
- ・ 事前に計算で固有中性子源成分と核分裂成分を求めているが、それをするのであれば、はじめから計算で実効増倍率を求めればいいのか？
- ・ この手法を未臨界度測定に適用する場合、ターゲットの未臨界度の範囲としてどこまでを想定しているのか？
- ・ 固有中性子源以外の中性子源、例えば宇宙線のような自然の線源は考慮しているか？

<コメント>

- ・ この手法での測定結果は検出器の位置に依存するように思う。高次モードを使って適切な検出器位置を評価する方法もあるが、その手法に少し疑問もあるので、この点について十分注意した方がよいと思う。

- トリウム装荷加速器駆動システムの実現にむけた Th 箔および炉内中性子束の反応率測定

(京都大学大学院 山中正朗)

<研究概要>

トリウム燃料を装荷する加速器駆動未臨界炉を実現するため、Th232 放射化箔の捕獲・核分裂反応率と、炉内中性子束分布を測定する。臨界体系での反応率（各反応によって生成される核種からの γ 線を測定し反応率を評価）について実験結果と MCNP の計算結果を比較したところ、概ね良好な一致が見られた。外部中性子源による Th 装荷 ADS 実験においては、熱中性子束の空間分布を測定し、MCNP での計算結果と比較した。D-T 中性子源を使用した場合は実験と計算で良好な一致が見られたが、核破砕中性子源を使用した場合には実験と計算で大きく異なる結果が得られた。この主要因として、Th の核データが 60MeV 以上のエネルギーに対して整備されていないことが挙げられる。

<質問>

- ・ MCNP の計算に使用する核データライブラリとして JENDL と ENDF が混在している理由は？
- ・ 核破砕中性子源のときに実験と計算の差異が大きい理由として 60MeV の核データが整備されていない点を挙げているが、実際に 60MeV 以上の中性子の持つ寄与・影響度は大きいのか？
- ・ 臨界実験における γ 線測定結果に関して、Sr-91 の結果のみ他核種と比較し、計算結果との差異が大きい。この理由は？

- トリウムサンプルワース実験解析によるトリウムの断面積の妥当性評価

(大阪大学大学院 三代卓司)

<研究概要>

トリウムは様々な有用性からウランに替わる燃料として注目を浴びている。しかし、照射実績が少なく、核データの評価が不十分とされているため、KUCA での実験結果と MVP の計算結果を比較し、断面積の妥当性を検証する。スペクトルの異なる 2 種類の体系において Th サンプルワースを測定し、計算値との比較を実施した。いずれの体系においても、C/E 値は 0.94 程度である。この結果の原因を探るため、各断面積に対して、それぞれ標準偏差分を変化させた計算を実施し、どの反応の断面積を変化させた場合に C/E 値が改善するかを調査した。その結果、捕獲断面積のみ変化させた場合の感度は大きく、標準偏差以内の変動により C/E 値が 1 に近い値になる可能性が示された。この結果より、Th-232 の捕獲断面積が現在過小評価されている可能性が考えられる。

<質問>

- ・ 大規模体系計算に対してモンテカルロを適用した場合、適切な解を得るのが難しい。もう少し小さい体系で実験・計算をするか、決定論コードで計算をすべきではないのか？
- ・ C/E が 1 でない原因を核データに押し込もうとしていないだろうか。手法の妥当性は確認しているのか？この手法で断面積等に誤差がなければ C/E=1 となるのか？
- ・ Th ワースはどのくらいで、どのようにして評価したのか？

<コメント>

- ・ JENDL-3.3 と JENDL-4.0 を比較すれば JENDL-3.3 の方が良く合っていたのではないか。JENDL-4.0 はネガティブレゾナンスが原因で過小評価になるはずだと思う。
- ・ C/E よりも、 $\Delta k/k$ で評価したほうが良い。
- ・ 解析の妥当性を制御棒値から確認してみてもどうか。

● 群構造・縮約法に関する検討

(大阪大学大学院 和田怜志)

<研究概要>

単一集合体体系で作成した少数群断面積を用いて、異なる燃料が隣接した体系を計算した場合であっても、多群計算との差異が小さくなるような群構造・拡散係数の算出法を検討する。異種燃料によるスペクトル干渉が小さいエネルギー領域を 1 つのエネルギー群とすれば、群縮約誤差を低減することが可能である。また拡散係数の縮約方法として、調和平均（輸送断面積×中性子束）および算術平均（拡散係数×中性子束）の両方を試したところ、算術平均の方が縮約誤差が小さいことが判明した。これは、拡散計算における中性子流保存の観点から考えても妥当な結果である。

<質問>

- ・ 特定の燃料の組み合わせにおいてスペクトル干渉効果を見てエネルギー群構造を決めた場合、カラーセットの隣接によっては最適な群構造が変わってしまう。隣接する燃料の組み合わせによらない群構造を評価することは可能か？
- ・ 群縮約に SPH 因子は適用しているのか？
- ・ 無限増倍率だけでなく、核分裂率分布などは見ているか？

<コメント>

- ・ SPH 因子や不連続因子は簡単に導入できるので、特別な意図がないのであればぜひ試してほしい。この研究ではスペクトルの変化を基に群構造を決めるアプローチであったが、例えば SPH 因子を使って SPH 因子が全体的に 1.0 に近い

値になるような群構造を探索するというアプローチによっても良好な群構造が得られる可能性はあると思う。

● 講評 (京都大学 堀助教)

昼間の講義の中でも誤差評価の話がありましたが、やはり実験において適切な誤差評価は極めて重要なことだと考えております。今回の若手研究会の発表においても、いくつか実験結果が示されていましたが、やはり良好な実験結果と呼ぶには適切な誤差評価が必須だと考えております。まさに今回の夏期セミナーにおける講義内容とリンクしておりますが、講義の内容も参考にしながら誤差評価について考えていただければと思います。

全体的に活発な議論があり、炉物理の未来は明るいと感じました。また、発表者の方々からは最新の研究内容を紹介いただいてとても良かったと思います。今後の皆様の活躍に期待しています。

以上

核燃料に内在する固有中性子源の評価と未臨界度測定への応用

名古屋大学大学院工学研究科
 マテリアル理工学専攻
 塩澤武司

1. 背景と目的

再処理工場のように核燃料を大量に取扱う施設では、貯蔵してある核燃料が技術的に想定されるいかなる場合でも臨界に達しないように安全管理をする必要がある。従来の臨界安全は、核燃料の取扱量や形状といった値に大幅な安全余裕を見込んで制限することで確保されてきた。これに加え、核燃料が実際にどの程度臨界未満であるかを測定することで、従来の安全管理に対する信頼性の向上や、より合理的な制限値の設定といったことが可能になる。そこで、体系がどれだけ臨界状態から離れているかを示す未臨界度($-ρ$)を測定・監視する手法が検討されている¹⁾。

これまでに検討されてきた未臨界度測定手法は、一般的に Am-Be 線源や Cf 線源などの外部中性子源を用いることが多い。しかし、実際の核燃料取扱施設では、外部中性子源を持ち込むことは施設の運用上望ましいことではない。そこで、核燃料から発生する中性子、すなわち固有中性子源に着目し、これを未臨界度測定に使用することで、外部中性子源を用いずに未臨界度を測定することを目的とした研究を進めている。

2. 固有中性子源について

本研究で検討を実施する未臨界度測定手法の大きな特徴は、核燃料内に内在する固有中性子源を利用するという点である。固有中性子源とは、核燃料内で起こる核反応によって発生する中性子のことである。固有中性子源としては、例えば、 α 崩壊によって生じた α 粒子が軽元素と衝突することにより中性子が放出される(α,n)反応や、原子核が中性子などの粒子の衝突を受けずに自然に核分裂反応を起こす自発核分裂などが挙げられる。

固有中性子源を未臨界度測定に用いる場合には、その強度が問題となる。あまりに強度が低い場合には、固有中性子源のみで未臨界度を測定することは困難になると予想される。そこで本研究では、未臨界度測定実験を実施した京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA) の固体減速架台で用いられている燃料板を対象とし、固有中性子源の強度を推定するという検討を行った。計算体系は A3/8” P36EU-NU と呼ばれる燃料体内の1つの燃料セルであり、この模式図を Fig. 2.1 に示す。

まず、(α,n)反応については、重イオン粒子計算コードシステム PHITS を使用して評価を実施した。PHITS を用いることにより、燃料板から放出する α 粒子の挙動を模擬することができる。ただし PHITS には、(α,n)反応による中性子源強度を直接求められるような機能が備わっていないため、次の Fig. 2.2 に

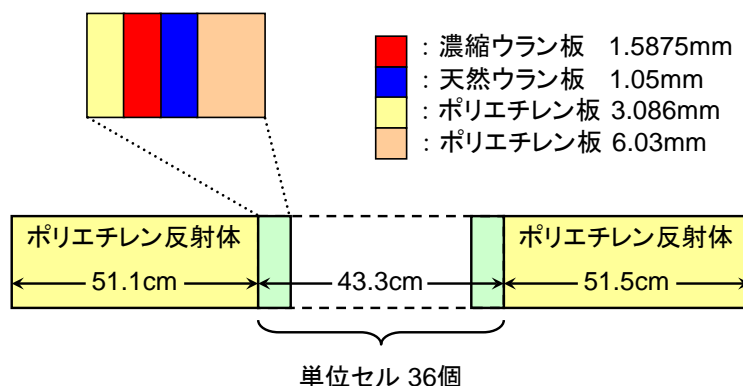


Fig. 2.1 固有中性子源強度の評価対象の模式図

示すような計算フローで、燃料板一枚あたりに (α, n) 反応で発生する中性子生成率を求めた。なお、 (α, n) 反応断面積や、反応当たりに放出される中性子数などのデータは、TENDL-2011のalpha sub libraryからそれぞれ引用した。また、計算体系はA3/8”P36EU-NUと呼ばれる燃料体内

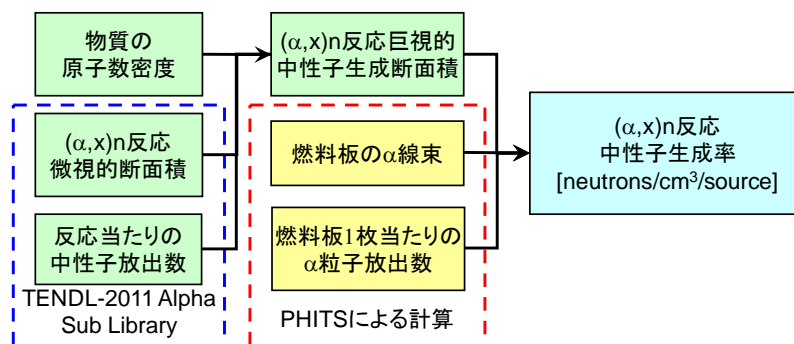


Fig. 2.2 PHITS を用いた (α, n) 反応中性子生成率の計算フロー

の1つの燃料セルであった。この模式図を Fig. 2.2 に示す。以上の計算により、 (α, n) 反応による中性子生成率が最も高いのは濃縮ウラン板であることがわかった。これは、濃縮ウラン板内の ^{27}Al の反応によるものである。その次に反応率が高かったのは、燃料の両端に配置されているポリエチレン板であり、天然ウラン板は (α, n) 反応を起こすような軽元素が存在していないので、反応率は0であった。 (α, n) 反応による中性子源強度は、上記のように計算された中性子生成率に、体系の体積を掛けることで計算した。続いて、自発核分裂の強度に関しては、体系の原子数密度と半減期、及び自発核分裂の割合を用いて計算した。以上の計算の結果求められた固有中性子源強度を燃料板ごとにまとめ、Table 2.1 に示す。表より、濃縮ウラン板の固有中性子源は (α, n) 反応によるものが、天然ウラン板の固有中性子源は自発核分裂によるものが支配的であるということがわかる。また、固有中性子源強度としては、天然ウラン板の方が濃縮ウラン板に比べておよそ10倍大きいということがわかった。

Table 2.1 燃料板ごとの固有中性子源強度 [neutrons/sec]

燃料板の種類	$(\alpha, x)n$ 反応による 中性子源強度	自発核分裂による 中性子源強度	合計中性子源強度
濃縮ウラン板	8.60×10^{-2}	2.81×10^{-3}	8.88×10^{-2}
天然ウラン板	0.0	8.22×10^{-1}	8.22×10^{-1}

3. 未臨界度測定への応用① 炉雑音測定

2章で強度を推定した固有中性子源を用いて、KUCAにおいてFeynman- α 法²⁾による炉雑音測定実験を実施した。Feynman- α 法では、ある時間幅 T 内で検出された中性子数 $C(T)$ の時系列データを測定することで、検出された中性子の相関を表す2次相関量 Y 値を求める。 Y 値は式(3.1)のように定義される。

$$Y(T) \equiv \left(\langle C^2(T) \rangle - \langle C(T) \rangle^2 \right) / \left(\langle C(T) \rangle - 1 \right), \quad (3.1)$$

ここで、 $\langle C(T)^2 \rangle - \langle C(T) \rangle^2$ 、 $\langle C(T) \rangle$ はそれぞれ $C(T)$ の真の分散と平均を表している。従って式(3.1)は $C(T)$ のポアソン分布からのずれを表していると言える。一点炉近似に基づくことで、 Y 値と未臨界度 $(-\rho)$ の理論式は以下の式(3.2)及び(3.3)のように表すことができる。

$$Y(T) = Y_{\infty} \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right), \tag{3.2}$$

$$(-\rho) = \frac{1 - k_{eff}}{k_{eff}} = \alpha \Lambda - \beta_{eff}, \tag{3.3}$$

ここで Y_{∞} は Y 値の飽和値、 α は即発中性子減衰定数、 k_{eff} は実効増倍率、 Λ は中性子生成時間、 β_{eff} は実効遅発中性子割合である。以上より、実験で得られた検出中性子のデータを使用して、(3.1)式に基づいて検出時間幅 T に対する Y 値の変化を測定し、これに(3.2)式をフィッティングして得られた α を(3.3)式に代入することで、 $(-\rho)$ を推定することができる。

炉雑音測定実験は、KUCA の A 架台において A3/8”P36EU-NU(3)炉心を構築し、制御棒や中心架台の位置を変化させることで構成した4種類の未臨界体系において実施した。実験体系の模式図を Fig. 3.1 に示す。この炉心は、Fig. 2.1 に示した A3/8” P36EU-NU 燃料体31体と、燃料を半分にした A3/8” P18EU-NU 燃料体1体を使用していた。2章での検討結果から、この炉心の固有中性子源強度は約 1000 [neutrons/sec] と見積もられた。中性子の検出には、燃料の周囲に配置した4つの ^3He 検出器を使用した。なお、比較のために、Cf 線源を炉心中心に設置した場合の実験についても同様に実施した。Cf 線源の強度は 1.02×10^4 [neutron/second] であった。また、 $(-\rho)$ の参照値を落下法により得られた制御棒値から評価した。

ここでは、例として検出器#2の結果のみを示す。固有中性子源のみの体系に対して、炉雑音測定で得られた時系列データからバンチング法を利用して Y 値を分析した⁶⁾。このうち、10分測定と1分測定の結果について、Fig. 3.2 に示す。Figure 3.2 より、未臨界度が浅くなるにつれ、 Y 値の高さが大きくなり、また T に対する立ち上がりが遅くなっていることが分かる。

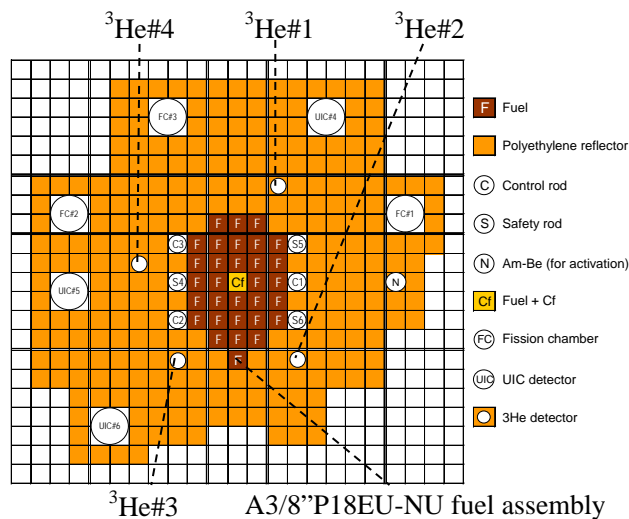
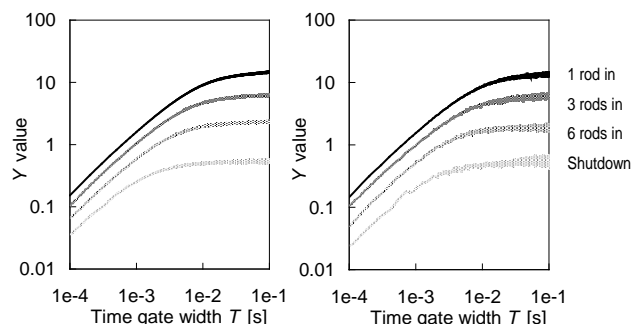


Fig. 3.1 実験体系の模式図



(b) 10分測定 (a) 1分測定
Fig. 3.2 各未臨界体系に対する Y 値

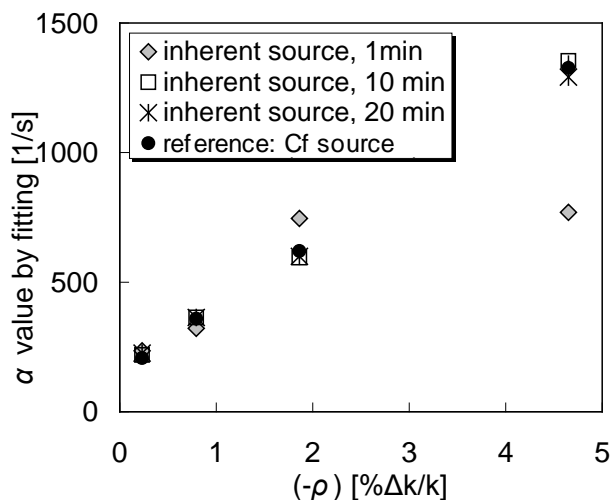


Fig. 3.3 各未臨界体系に対する α 値

従って、十分な測定時間をとれば、固有中性子源のみでも Y 値の測定が可能であることを確認した。次に Fig. 3.2 のように分析された $Y(T)$ に対して、式(3.2)をフィッティングすることで得られた α 値を、 $(-\rho)$ に対してプロットしたグラフを Fig. 3.3 に示す。Figure 3.3 で示したように、固有中性子源を使用した場合には、Cf 線源を利用した場合に比べて、1分測定のような短い測定時間の Y 値をフィッティングした場合に α 値が正確に求められていない。これは Fig. 3.2 のように、1分間の Y 値では統計的な揺らぎが大きく、フィッティングで得られた α 値の誤差が大きいためである。一方、固有中性子源を用いた10分間の測定結果は、Cf 線源を用いた場合とよく一致している。以上より、固有中性子源を用いた場合でも、約10分程度の測定時間で、外部中性子源を用いた場合と同様に、即発中性子減衰定数 α を測定することが可能であるという見通しを得た。ただし、例えば $k_{\text{eff}} < 0.95$ のような深い未臨界体系における適用性については、今回の実験では不明であった。また、フィッティングにより求められた α 値から、未臨界度 $(-\rho)$ を如何に推定するかについては、今後の課題である。

4. 未臨界度測定への応用② 固有中性子源増倍法

固有中性子源増倍法とは、中性子検出器により得られた計数率のうち、固有中性子源由来の中性子による成分を分離し、これを利用して体系の実効増倍率を簡易的に評価する手法である。

まず、中性子検出器を用いて、未臨界体系を外部中性子源なしで測定したときの計数率 C は、固有中性子源成分 C_{source} と炉心での増倍成分 C_{fission} によって構成されていると考えられる。これは式(4.1)のように表すことができる。

$$C = C_{\text{source}} + C_{\text{fission}}, \quad (4.1)$$

ここで、実効増倍率が k_{eff} である未臨界体系において、固有中性子源から発生した S 個の中性子は、未臨界増倍によって $1/(1-k_{\text{eff}})$ 倍になる。このことから、検出器の計数率を C 、検出効率を ε とするとき、次の式(4.2)が成り立つ³⁾。

$$C = \frac{\varepsilon S}{1 - k_{\text{eff}}}, \quad (4.2)$$

式(4.2)において、 εS は検出器で測定された計数率のうちの固有中性子源成分とほぼ等しいと考えられる。従って、次の式(4.3)が得られる。

$$C \approx \frac{C_{\text{source}}}{1 - k_{\text{eff}}}, \quad (4.3)$$

式(4.3)を用いることにより、体系の計数率から未知の実効増倍率 k_{eff} を求めることができる。

ここで、計数率の固有中性子源成分については、MVP による固定源計算を利用して求める。まず、MVP において、2章で固有中性子源を初期中性子源として設定した固定源計算を実施する。このとき、同じ体系において、核分裂反応あり (FISSION) と核分裂反応なし (NOFISSION) の2種類の計算を実施し、計算結果として ^3He 検出器の検出反応率を算出する。FISSION 計算で得られた反応率を R_{FISSION} 、NOFISSION 計算で得られた反応率を $R_{\text{NOFISSION}}$ 計算とすると、 $R_{\text{NOFISSION}}$ は固有中性子源由来の中性子検出、 R_{FISSION} は固有中性子源と炉心での増倍由来の中性子検出の和に対応しているといえる。従って、これらの比を全計数率 C にかけることで各成分を分離することができ

ると考えられる。以上を式で表すと次の式(4.4)のようになる。

$$C_{source} = C \times \frac{R_{NOFISSION}}{R_{FISSION}}, \quad (4.4)$$

この方法の問題として、固有中性子源から発生する中性子のスペクトルが不明であるという点が挙げられる。現在のところ、強度の低い(α, n)反応による中性子を無視し、自発核分裂による中性子のスペクトルを全て ^{238}U の核分裂による中性子スペクトルで近似して検討を行っている。加えて、外部中性子源と異なり、炉心全体に中性子源が分布しているため、これを再現するのも工夫が必要である。

固有中性子源増倍法は、最終的に、1cm 周辺線量当量を用いた簡易的な実効増倍率評価手法に発展させたいと考えている。これは、MVP による NOFISSION の固定源計算で得られた中性子束から基準となる線量当量 H_0 を求め、実効増倍率が未知の k_{eff} である体系で線量当量 H を実測し、次の式(4.5)を用いて増倍率を簡易的に評価する手法である。

$$H \propto \frac{H_0}{1 - k_{eff}}, \quad (4.5)$$

これにより、一般的な中性子検出器であるレムカウンタを用いた、簡易的な増倍率の評価を実施したいと考えている。

5. 結論

今回の若手研究会では、従来の未臨界度測定手法を実際の核燃料貯蔵施設でも適用することができるよう、Am-Be や Cf などの外部中性子源の代わりに核燃料に内在する固有中性子源に着目し、これを利用した未臨界度測定の研究について報告した。

まず、PHITS 等を用いて、KUCA 実験体系内の固有中性子源強度を評価することができた。これを用いて Feynman- α 法による炉雑音測定実験を実施し、5[% $\Delta k/k$]程度の比較的浅い未臨界体系においては、測定時間が十分であれば Cf 線源を用いた場合と同様に α 値の測定が可能であるという見通しを得た。一方で、より深い未臨界体系への適用性についてはさらに考察する必要がある。これに加えて、計数率の中の固有中性子源成分を利用した固有中性子源増倍法に関する検討を、現在実施中である。

参考文献

- 1) 羽様平, 毛利智聡, 相原永史, 未臨界度測定技術の開発, サイクル機構技報, 14 (2002), pp.115-123.
- 2) R. P. Feynman, F. Hoffmann, and R. Serber, "Dispersion of the Neutron Emission in U-235 Fission", *J. Nucl. Eng.*, 3 (1956), pp. 64-69.
- 3) 三澤毅, 宇根崎博信, 卞哲浩, 原子炉物理実験, 京都大学学術出版会, 日本, (2010), ISBN 9784876989775.

トリウム装荷加速器駆動システムの実現にむけた

Th 箔および炉内中性子束の反応率測定

京都大学大学院エネルギー科学研究科

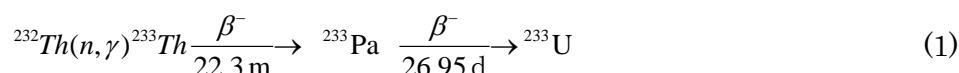
エネルギー基礎科学専攻

山中 正朗

1. はじめに

未臨界の炉心に外部から中性子を供給することで構成される加速器駆動システム(ADS)は、未臨界で運転されることから反応度事故のリスクやボイド係数に対して裕度が大きいため安全性が高く、装荷される燃料に対する制限が少ないといった利点を有する。一方、核燃料物質としてのトリウムは、古くから式(1)によって U-233 に転換されることから原子炉への利用が提唱されており [1]、①埋蔵量が豊富であること②燃焼によってマイナーアクチノイドの発生量がウランやプルトニウムの燃焼によるものと比べて少ないことが魅力である。しかし、トリウムはその系列の崩壊生成物に Tl-208 など短寿命かつ高エネルギーの γ 線を放出する核種を含み、原子炉の事故でトリウムが周囲に拡散したときのリスクが大きくなるため、より安全性の高い原子炉での利用が望まれる。

このような観点から本報告はトリウムを装荷した ADS について、①トリウムの捕獲および核分裂反応率を臨界体系で測定することで解析の指標を取得すること、②D-T 中性子または核破砕中性子と未臨界の炉心を組合せて ADS を構成し炉内中性子束の反応率を測定することで、炉内中性子束分布のスペクトルおよび外部中性子源スペクトルの依存性を明らかにすることを目的とした。



2. Th 箔の反応率測定

トリウムは捕獲反応によって U-233 に転換され、トリウム装荷 ADS はここで生成された U-233 によって運転される。したがって、この挙動を特長づける転換係数の変化をさまざまな炉心スペクトルの下で把握することはトリウム装荷 ADS の実現にむけて重要な役割を担い、実験によって転換係数を測定されることが求められる。転換係数はトリウムの捕獲反応率とそこから生成される U-233 の核分裂反応率の比で算出されるため、まずは、転換のきっかけとなるトリウムの捕獲反応率の測定精度を実験と計算で検証することが必要となる。本実験は、転換係数の測定および ADS 体系へのトリウム装荷に先駆け、Th 箔を臨界集合体に設置してトリウムの捕獲反応率およびもう一つの重要な反応である 1.2MeV に閾値をもつ核分裂反応率の測定を臨界体系行うことで、実験手法と解析手法の精度を検証し、未臨界体系である ADS 実験における実験および計算精度の指標を取得することを目的とした。

2.1 実験および解析手法

トリウムの捕獲反応率測定は、捕獲反応($^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$)が起りやすいスペクトルの柔らかい炉心の中央に Th 箔を設置し照射終了後 Ge 検出器によって Pa-233 の崩壊で放出される γ 線を測定することで行った。反応率測定実験に使用した炉心の配置図と燃料体構成を図 2.1 に示す。高濃縮ウランと減速材にポリエチレンを使用した燃料体を炉中心に設置し、その周囲にポリエチレン反射体で覆うことで炉心を構成した。照射実験で用いられた放射化箔の諸元を表 2.1 に示す。本実験では裸 (Bare) およびカドミウムカバー付き (Cd) の金箔および Th 箔を使用した。異なる中性子スペクトルに対する反応率を測定するために Th 箔にもカドミウムカバーを使用した。これらの放射化箔を 2 W の出力のもとで 1 時間照射し、約 12 時間後に γ 線計測を行った。

本実験の解析には MCNPX2.5.0[2] を使用し、核データには ENDF/B-VII.0[3] を、反応率の計算に JENDL/D-99 [4](トリウムの核分裂反応率計算は ENDF/B-VII.0) を使用した。

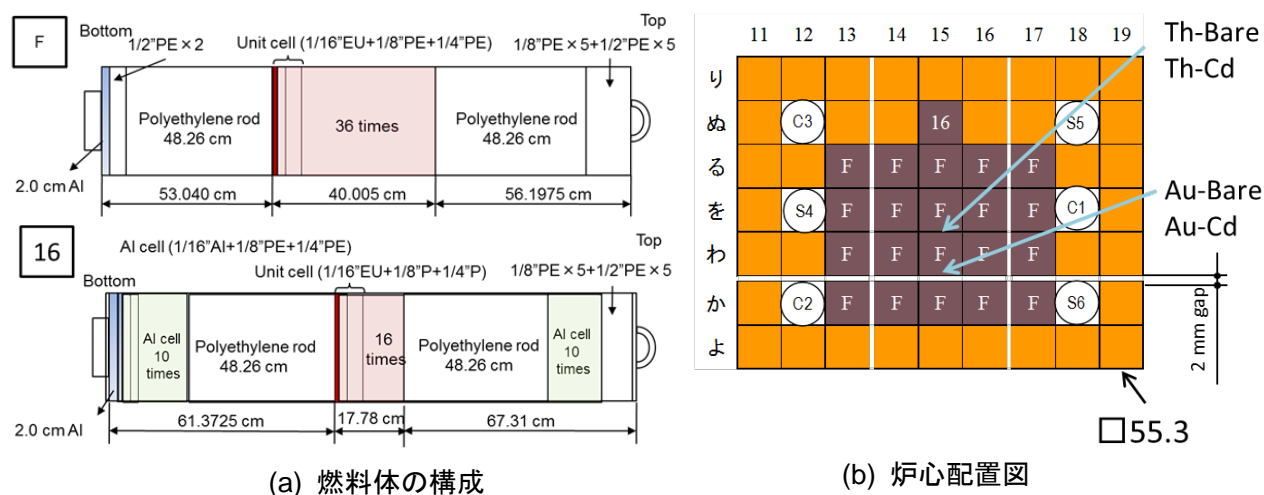


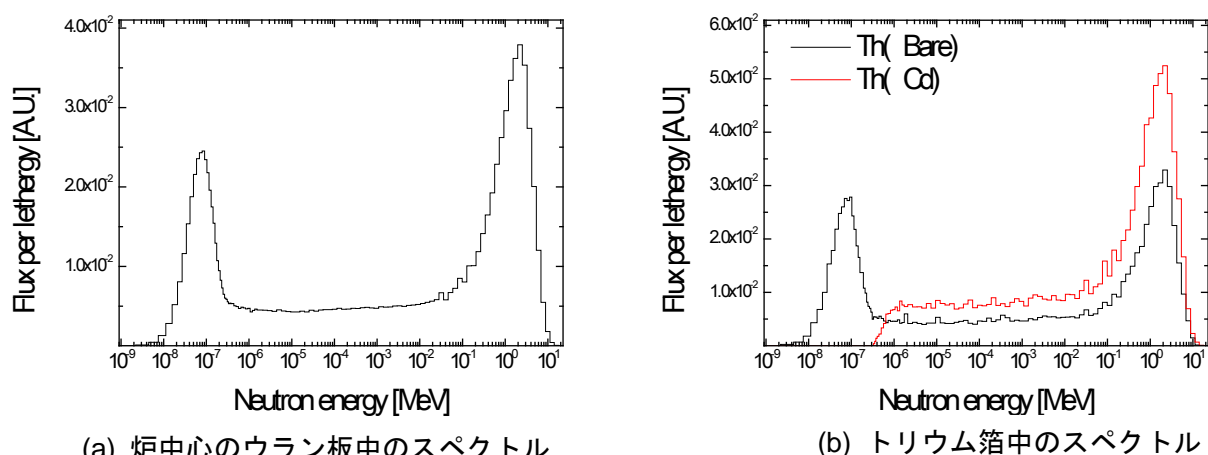
図 2.1 照射実験に使用した炉心の構成

表 2.1 放射化箔の諸元

Nuclide	Dimension [mm ³]	Isotopic Abundance [%]	Reaction	Target nuclide		γ -ray energy [keV]	Emission rate [%]	Yield of fission products [%]
				for γ ray measurement	Half life			
^{197}Au	$\phi 10 \times 0.05$	100	Capture	^{198}Au	2.698 d	411.9	95.51	-
				^{233}Pa	27.0 d	311.9	38.60	-
^{232}Th	$\phi 1/2''$ $\times 0.005''$	100	Fission	^{97}Zr	17 h	743.4	94.60	4.43
				^{91}Sr	9.48 h	1024.3	34.01	7.36
				^{135}I	6.7 h	1260.5	30.26	5.52

2.2 反応率測定の結果

解析で得られた炉中心および Th 箔中のスペクトルを図 2.2 に示す。図 2.2(a)より実験に使用した炉心は柔らかいスペクトルの炉心であることがわかる。また、図 2.2(b)のカドミウムカバー付き Th 箔中のスペクトルは裸の Th 箔中のそれと比較して熱中性子が遮断されていることから熱外中性子による反応が期待される。表 2.2 に本実験で Th 箔の各反応率を金箔の反応率で規格化された反応率および実験値に対する計算値の比(C/E)を示す。表より、カドミウムカバー付き Th 箔の捕獲反応率は裸のものと比較して約 40%であった。また、Cd 比(裸の金箔の捕獲反応率/カドミウムカバー付き金箔の捕獲反応率)、Th 箔の捕獲反応率および核分裂反応率の計算値は実験値と 10%以内の精度で一致した。



(a) 炉中心のウラン板中のスペクトル

(b) トリウム箔中のスペクトル

図 2.2 ADS 実験に使用した炉心の構成

表 2.2 Th 箔の各反応における反応率および Cd 比の測定・解析結果

Foil	Reaction	Nuclide	Normalized reaction rate[-] (Experiment)	C/E of Reaction rate
Th (Bare)	Capture	Pa-232	$(5.92 \pm 0.01) \times 10^{-2}$	0.92 ± 0.04
Th (Cd)	Capture	Pa-232	$(2.52 \pm 0.01) \times 10^{-2}$	1.00 ± 0.07
		Sr-91	$(3.51 \pm 0.17) \times 10^{-4}$	0.76 ± 0.05
Th (Bare)	Fission	Zr-97	$(4.42 \pm 0.31) \times 10^{-4}$	0.95 ± 0.07
		I-135	$(4.35 \pm 0.28) \times 10^{-4}$	0.94 ± 0.07
Cd ratio	-	-	3.07 ± 0.18	1.07 ± 0.07

3. 加速器駆動システムにおける炉内の反応率測定実験

これまでトリウムが装荷された ADS では減速材でスペクトルを変化させたときのトリウムの核分裂反応率分布が明らかにされてきた[5]。ここではトリウムと減速材で燃料体が構成されており、実効増倍率は極めて低い($k_{\text{eff}} < 0.05$)。そこで本実験では実効増倍率をさらに増加させた、2種類のスペクトルの異なる炉心と D-T 中性子または核破砕中性子の外部中性子源を組合せてトリウム装荷 ADS を構成し、炉心の反応率分布を測定することで炉心特性の評価を行った。

3.1 実験および解析手法

ADS 実験で使用した炉心の配置図および燃料棒の構成を図 3.1 に示す。燃料体には Th 箔の照射に用いたものを基にトリウム、高濃縮ウランおよびポリエチレンで構成される柔らかいスペクトルの Th-HEU-5PE 燃料体とトリウム、高濃縮ウラン、黒鉛および実効増倍率が大きく低下しないようにわずかにポリエチレンを含んだ硬いスペクトルの Th-HEU-Gr-PE 燃料体を使用した。これらの燃料体を 25 体配置し、反射体にポリエチレンを用いて炉心を構成した。外部中性子源として、図 3.1(b) の下方より D-T 反応で得られる 14 MeV の中性子と、FFAG 加速器で 100 MeV に加速された陽子をタングステンターゲットに衝突させることで核破砕中性子を使用した。本実験で使用した放射化箔の諸元を表 3.1 に示す。In 箔および Nb 箔は In 線の反応率分布を外部中性子の反応率で規格化するために使用した。「ろ、の 15」に Cd 比を測定するためにカドミウムカバー付きと裸の金箔を炉中心からそれぞれ上下 5 cm 離れた位置に設置した。

解析には照射実験と同様に MCNPX2.5.0 を用いた。解析に使用した核データライブラリーを表 3.2 に示す。

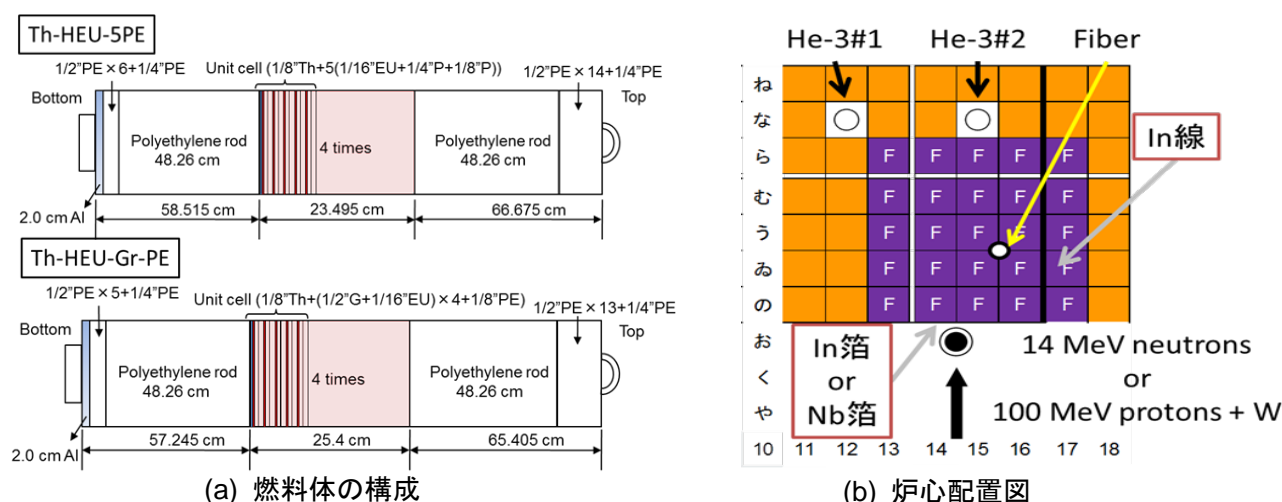


図 3.1 ADS 実験に使用した炉心の構成

表 3.1 ADS 実験に用いた放射化箔の諸元

Reactions	Dimension [mm ³]	Isotopic Abundance [%]	Half life	γ-ray energy [keV]	Emission rate [%]	Threshold [MeV]
¹⁹⁷ Au(n, γ) ¹⁹⁸ Au	φ10 X 0.05	100	2.698 d	411.9	95.51	-
⁹³ Nb(n, 2n) ^{92m} Nb (14MeV neutrons)	10 X 10 X 1	100	10.15 d	934.3	99.22	8.9
¹¹⁵ In (n, γ) ^{116m} In	φ1.5 X 500	95.71	54.12 m	1097.3 1293.54	55.7 85	-
¹¹⁵ In(n, n') ^{115m} In (100MeV protons)	10 X 10 X 1	95.71	4.486 h	336.2	45.08	0.4

表 3.2 解析に用いた核データライブラリーの一覧

	Neutrons		Protons
	Transport	Reaction rate	Transport
14 MeV neutrons	ENDF/B-VII.0	JENDL/D-99 ENDF/B-VII.0(Th(n,f))	-
100 MeV protons	JENDL/HighEnergy ENDF/B-VII.0(Th(n,f))	JENDL/D-99 ENDF/B-VII.0(Th(n,f))	JENDL/HighEnergy

3.2 実験結果

図 3.2 に固有値計算による燃料体の変化にともなう炉心中央のスペクトルの変化を示す。これより、減速材にポリエチレンを用いた炉心と比較して黒鉛を用いた燃料体は炉心スペクトルが非常に硬くなることがわかった。なお、実効増倍率 k_{eff} は Th-HEU-PE および Th-HEU-Gr-PE 燃料体でそれぞれ 0.85 および 0.35 であった。図 3.3 に炉心のスペクトルおよび外部中性子源を変化させたときの In 線 ($^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116\text{m}}\text{In}$) を用いて測定された反応率分布を示す。スペクトルの違いに依らず反応率分布は D-T 中性子から核破砕中性子を用いたときの方がターゲット位置からの反応率の増加割合が大きくなった。これは核破砕中性子の平均数 MeV の中性子が増倍に寄与した結果と考えられる。特に、この変化はスペクトルの硬い炉心で顕著に見られた。また、スペクトルが硬い炉心は柔らかい炉心と比べ反応率の値が小さくなった。炉心内における反応率分布の計算値は炉心スペクトルおよび外部中性子源に依らず実験値をよく再現したが、スペクトルの硬い炉心において反射体領域で反応率に差異が見受けられた。

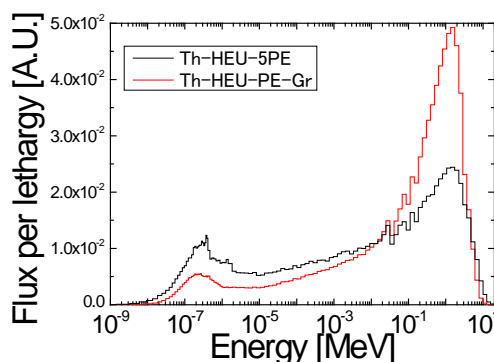


図 3.2 燃料体による炉中心スペクトルの変化

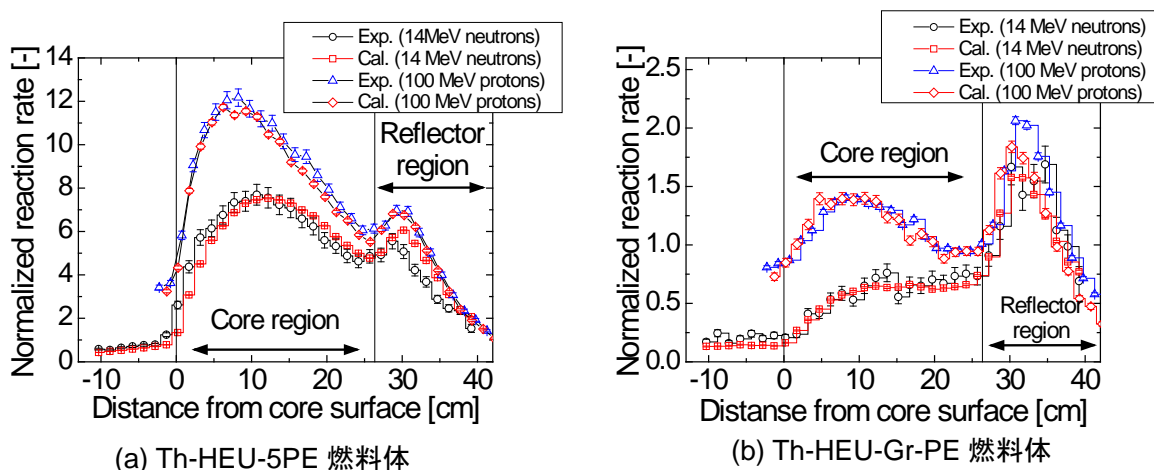


図 3.3 炉心スペクトルおよび外部中性子源の変化にともなう中性子束分布

4. まとめ

ADS 実験に先駆けて行われた Th 箔の照射実験では捕獲・核分裂反応率が実験と計算で約 10%以内で一致した。ADS 実験では異なるスペクトルの炉心に 2 種類の外部中性子を供給し、炉心の中性子束分布を In 線により測定した。反応率分布は、D-T 中性子と比較してエネルギーの低い核破砕中性子を用いた方が炉内で増倍を起こさせたため大きな傾きをもった。反応率分布の解析結果は実験をよく再現したが、硬い炉心において反射体で差異が見受けられた。

参考文献

- [1] D. B. Trauger, "Thorium Utilization," *Ann. Nucl. Energy*, **5**, 375 (1978).
- [2] J. S. Hendricks, G. W. McKinney, L. S. Waters *et al.*, "MCNPX User's Manual, version 2.5.0," LA-UR-05-2675, Los Alamos National Laboratory (2005).
- [3] M. B. Chadwick, P. Oblozinsky, M. Herman *et al.*, "ENDF/B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology," *Nucl. Data Sheets*, **102**, 2931 (2006).
- [4] K. Kobayashi, T. Iguchi, S. Iwasaki, T. Aoyama, S. Shimakawa, Y. Ikeda, N. Odano, K. Sakurai, K. Shibata, T. Nakagawa and A. Zukeran, "JENDL Dosimetry File 99 (JENDL/D-99)," JAERI 1344 (2002).
- [5] C. H. Pyeon, J. Y. Lim, Y. Takemoto *et al.*, "Preliminary Study on the Thorium-Loaded Accelerator-Driven System with 100 MeV Protons at the Kyoto University Critical Assembly," *Ann. Nucl. Energy*, **38**, 2298 (2011).
- [6] Y. Watanabe, T. Fukahori, K. Kosako *et al.*, "Nuclear Data Evaluation for JENDL High-Energy File," Proceedings of International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Santa Fe, New Mexico, Sep. 26 - Oct. 1, 2004, Vol. 1, p.326 (2004).

トリウムサンプルワース実験解析によるトリウムの断面積の妥当性評価

大阪大学大学院 工学研究科 環境・エネルギー工学専攻

博士課程前期 1 年 三代卓司

1. 背景・目的

現在、軽水炉の主な燃料は低濃縮ウラン(U)である。トリウム (Th) は現行燃料の U と比較して、資源の埋蔵量が多くまたその分布も広範であること、U よりも原子番号が小さいため高レベル放射性廃棄物である超ウラン元素の生成量が少ないことといった特長があり、そのため Th は次世代の核燃料として注目されている。しかしながら、Th 燃料の実用化にあたって、Th は U に比べて核データの精度が不十分であるという問題が挙げられる。そのため、本研究では、過去に京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA) で行われた Th サンプルワース測定実験の結果と計算値との比較を行い最新の断面積ライブラリである JENDL-4.0^[1] の Th-232 の断面積の妥当性の評価を行うことを本研究の目的とする。

2. Th サンプルワース測定実験

2.1 概要

図 1 に示すように KUCA^[2]の炉心は、炉心燃料部分とポリエチレンから成る反射体部分から構成されている。また、燃料の高さ方向については、中央付近に Th 板、濃縮ウラン (EU) 板、ポリエチレン(Poly)板から構成される単位燃料セルを繰り返している燃料領域とその上と下に反射体であるポリエチレンから構成されている。この実験では、中心燃料体の高さ方向の中心部分の単位燃料セルの Th 板をアルミニウム (Al) 板へと置換する。この置換によって変化する余剰反応度の差を本研究ではサンプルワースとしている。また、Th 板の置換枚数は 4 枚で行った。

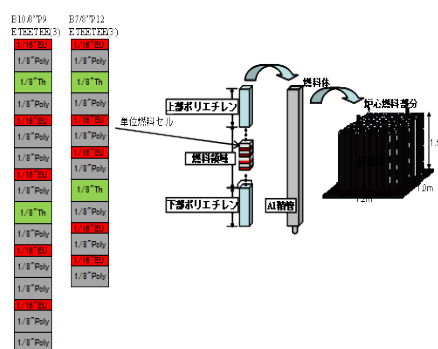


図 1 KUCA 炉心概略図

2.2 実験体系

本研究では、2011 年度に実地された B7/8”P12ETEETEE(3)炉心 (以降 H/U=140 炉心) と B10/8”P9ETEETEE(3)炉心 (以降 H/U=210 炉心) で Th サンプルワース測定実験を行った。図 1 の左に示している 2 種類の単位セル燃料のうち左の方が H/U=210 炉心のもので右の方が H/U=140 炉心のものである。また、各体系の Th 板置換前後の余剰反応度とサンプルワースの値をそれぞれ表 1 に示す。また、表中の誤差は 1σ である。

表 1 各体系のサンプルワース測定実験値

体系	Th 板置換前の 余剰反応度[Δk/k]	Th 板置換後の 余剰反応度[Δk/k]	サンプルワース [Δk/k]
H/U=140 炉心	4.35E-4±3.06E-6	2.44E-3±1.11E-5	2.00E-3±1.15E-5
H/U=210 炉心	4.92E-4±4.42E-6	3.03E-3±9.56E-6	2.54E-3±1.05E-5

3. 計算

3.1 計算条件

本研究では、実験値との比較を行うために連続エネルギーモンテカルロコード MVP-2.0^[3](総ヒストリー数 1 億)を使用して実験体系を模擬した計算を行った。計算対象としては Th 板置換前後の実効増倍率とし、式 1 を用いてサンプルワースを算出した。式中の k は Th 板置換前の実効増倍率を、 k' は Th 板置換後の実効増倍率をそれぞれ表している。また、図 2 に示すように 2 種類の体系で熱中性子のスペクトルの山の高さが異なっていることがわかる。

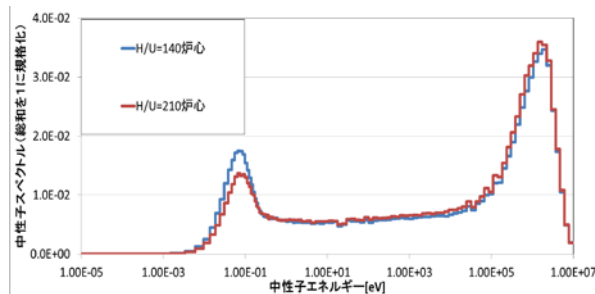


図 2 置換を行う Th 板での中性子スペクトル

$$\text{サンプルワース} = \frac{1}{k} - \frac{1}{k'} \dots (\text{式 1})$$

3.2 実験値との比較

本研究では、各体系のサンプルワースの値を計算値/実験値(C/E 値)という形で評価を行った。その結果を図 3 に示す。図を見ると、各体系とも C/E 値が 1 を下回っていることがわかる。

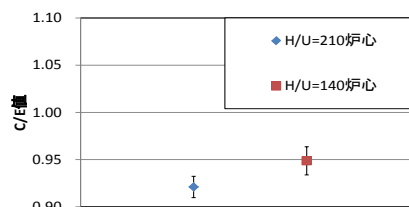


図 3 サンプルワースの C/E 値

4. 感度係数

Th のどの反応の影響により、サンプルワースの計算値が実験値を下回っていたかを評価するために本研究では感度解析を行った。

4.1 計算条件

感度解析には一般化摂動論に基づく感度解析コード SAGEP を使用した。計算条件としては、エネルギー群は 107 群とした。計算対象としては、実効増倍率に対する感度係数で、式 2 を用いてサンプルワースに対する感度係数を算出した。式中の S_w はサンプルワースに対する感度係数、 S_k は Th 板置換前の実効増倍率に対する感度係数、 $S_{k'}$ は Th 板置換後の実効増倍率に対する感度係数をそれぞれ表しており、 k, k' は式 1 と同様である。また、算出したサンプルワースに対する感度係数は捕獲断面積、核分裂断面積、弾性散乱断面積、非弾

性散乱断面積、(n,2n)反応断面積の5種類の反応断面積に対するものである。

$$S_W = -\frac{\left(\frac{S_k}{k} - \frac{S_{k'}}{k'}\right)}{\left(\frac{1}{k} - \frac{1}{k'}\right)} \dots (式2)$$

4.2 評価手法

Th の各反応のサンプルワースに対する影響を見るために本研究では、各反応断面積の分散とサンプルワースに対する感度係数を掛けて各反応のサンプルワースに対する不確かさを算出し、C/E 値で評価を行った。

4.3 結果

各反応断面積の不確かさを考慮したサンプルワースの C/E 値を表 2 に示す。この表から捕獲断面積のサンプルワースの C/E 値への寄与が大きいことがわかる。捕獲断面積のどのエネルギー領域が C/E 値に対する寄与が大きいかを見るために本研究では、断面積の不確かさを参考に断面積を図 4 のように 6 領域に分割した。また、低エネルギー領域から領域名を A,B,C,D,E,F とする。各領域のサンプルワースの C/E 値への寄与を表 3 に示す。表から C,E 領域の C/E 値への寄与が大きいことがわかる。そのためこの領域において Th の捕獲反応が過小評価されている可能性が高い。

表 2 Th-232 の各反応のサンプルワースの C/E 値への寄与

体系	捕獲断面積	核分裂断面積	弾性散乱断面積	非弾性散乱断面積	(n,2n)反応断面積	補正前
H/U=140 炉心	1.085	0.923	0.922	0.925	0.921	0.921
H/U=210 炉心	1.122	0.951	0.951	0.953	0.949	0.949

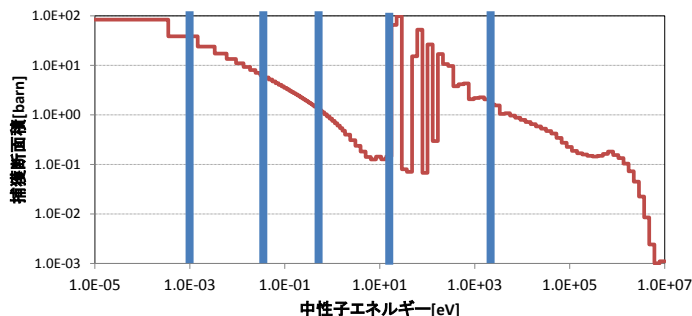


図 4 Th-232 の捕獲断面積

表 3 各領域のサンプルワースの C/E 値への寄与

体系	A	B	C	D	E	F
H/U=140 炉心	0.922	0.930	0.997	0.941	0.975	0.924
H/U=210 炉心	0.949	0.956	1.021	0.973	1.013	0.953

5. まとめ

本研究では、Th232 の断面積の妥当性評価を行うために Th サンプルワース測定実験の実験値と計算値の比較を行い、0.0458 eV~0.389 eV もしくは 17.6 eV~3350 eV のエネルギー範囲において Th232 の捕獲断面積が過小評価されている可能性が判明した。

参考文献

- [1] K. Shibata, O. Iwamoto, T. Nakagawa, N. Iwamoto, A. Ichihara, S. Kunieda, S. Chiba, K. Furutaka, N. Otuka, T. Ohsawa, T. Murata, H. Matsunobu, A. Zukeran, S. Kamada, and J. Katakura: "JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering," J. Nucl. Sci. Technol. 48(1), 1-30 (2011).
- [2] 三澤毅, 宇根崎博信, 卞哲浩 “原子炉物理実験” 京都大学学術出版会(2010)
- [3] Y. Nagaya, K. Okumura, T. Mori et al., “MVP/GMVP Version 2 : General Purpose Monte Carlo Codes for Neutron and Photon Transport Calculations based on Continuous Energy and Multigroup Methods”, JAERI 1348 (2005).

群構造・縮約法に関する検討

大阪大学大学院工学研究科
環境・エネルギー工学専攻
原子力社会工学領域
和田 怜志

1. 背景・目的

UO₂燃料と MOX 燃料といった核特性の異なる燃料が隣接する非均質体系において、断面積をエネルギー縮約する際に使用する中性子スペクトルが干渉することにより、実際の体系の中性子スペクトルと縮約に用いた単一集合体系の中性子スペクトルに差異が生じる。この干渉による中性子スペクトルの変化が燃料集合体の境界部において多群計算と少数群計算に差異をもたらす。そこで多群計算と少数群計算の差異を低減させるため、本研究ではエネルギー群構造、拡散係数の縮約方法について検討した。

2. 計算体系及び計算コード

縮約による出力分布への影響を検討するため、UO₂燃料 0MWd/t と MOX 燃料 0MWd/t 及び 45000MWd/t の断面積を用い、図 1 に示す体系を対象に計算を実施した。172 群 XMAS エネルギー群構造¹⁾の断面積によって得られた結果を参照解とし、少数群での計算結果と比較し検討した。本検討では拡散計算コード MOSRA-Light²⁾を使用し、縮約計算は中性子束重み法である(1)式を用いた。

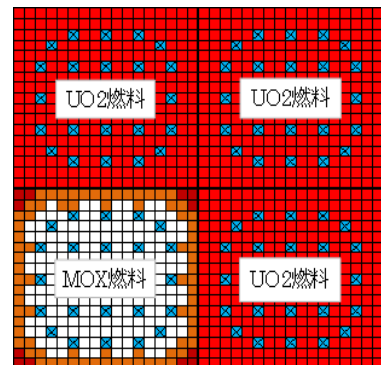


図 1 検討計算体系
(B.C.=periodic)

$$\Sigma^G = \frac{\sum_{g \in G} \Sigma^g \phi^g}{\sum_{g \in G} \phi^g}, \quad (1)$$

ここで、

- Σ^g : 多群断面積
- Σ^G : 縮約群断面積
- ϕ^g : 多群中性子束

である。

3. 検討と結果

干渉効果によるスペクトル変化に鈍感な群構造を作成することを考える。このような群構造は、(1)式より少数群を構成する多群のスペクトルが変化しない、または多群の断面積が一定であるエネルギー領域を少数群のひとつの群とすることによって作成できると考えられる。

そこで、干渉によるスペクトルの変化を示すため、 UO_2 燃料と MOX 燃料が隣接する体系のスペクトルとそれぞれに対応する単体系におけるスペクトルの比を図2に示す。図2より、燃料の中心部においては干渉の効果が見られないこと、 UO_2 燃料と MOX 燃料の境界部では、約0.1~1eVにおいて干渉によるスペクトルの変化が大きいことから、0.1~1eVのエネルギー領域に着目し検討を行った。

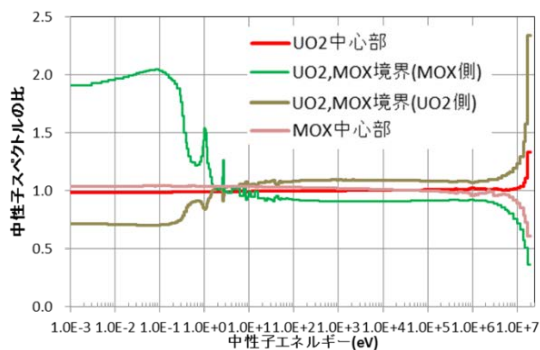


図2 中性子スペクトルの比

このエネルギー領域を2つの群とし、これらの群の境界が0.4eV付近にある場合と0.6eV付近にある場合を比較し検討を行った。ここで、0.1~1eVのエネルギー領域におけるスペクトルの比を図3に、核分裂断面積を図4に示す。

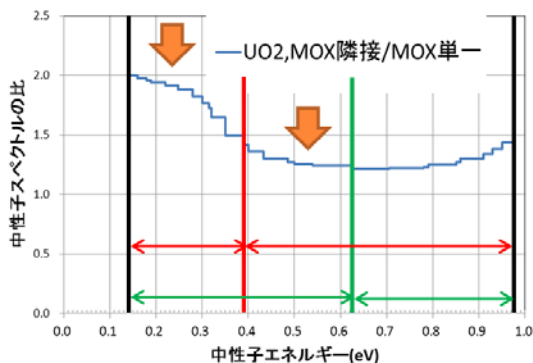


図3 中性子スペクトルの比と群構造

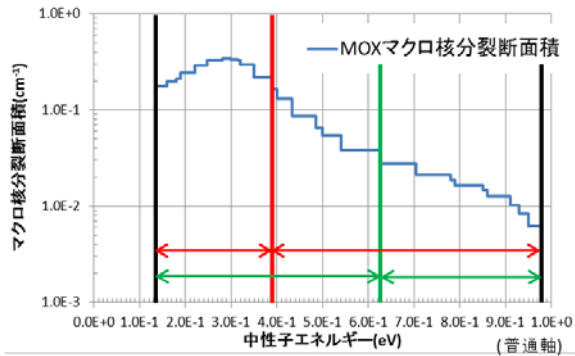


図4 核分裂断面積と群構造

図3及び図4より、0.6eV付近に群の境界がある場合と比較すると、0.4eV付近に群の境界がある場合ではスペクトルの比が大きく変化しているエネルギー領域を分けることができ、かつ断面積が山と谷になるエネルギー領域を分けることができる。このため、0.4eV付近に群の境界がある場合のほうが、計算精度に対するスペクトル干渉の影響が小さくなると考えられる。

0.6eV付近に群の境界がある場合と0.4eV付近に群の境界がある場合について、参照解との出力の相対差を算出した結果を図5に示す。図5より、0.4eV付近に群の境界がある場合では、 UO_2 燃料と MOX 燃料の境界部における差異が小さくなることを確認できる。

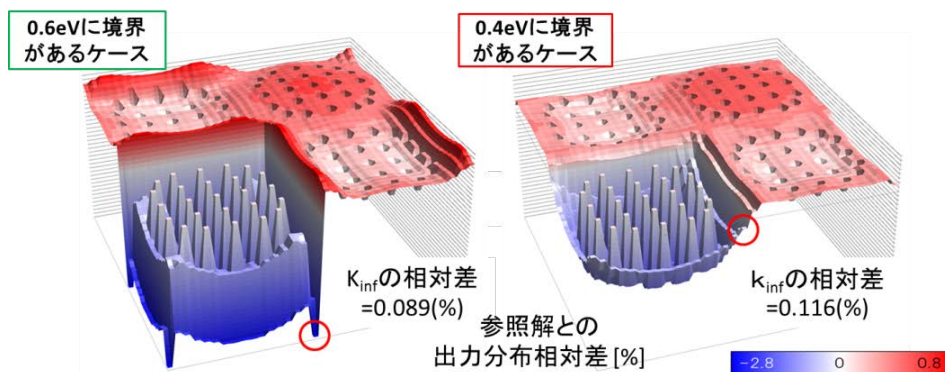


図5 多群計算との比較

集合体の隣接部における差異低減に加え、拡散係数の縮約方法の変更により、燃料中心部における差異を低減した。拡散計算において、中性子流は(2)式で求められている。この式より、中性子流は $D\phi$ の傾きであることから、拡散係数を縮約する際には $\Sigma_{tr}\phi$ よりも $D\phi$ を保存して縮約する必要があると考えられる。そこで、輸送断面積を縮約したのちに拡散係数へ換算する方法から、輸送断面積を拡散係数へ換算したのちに縮約する方法に変更した。図6に示す結果より、拡散係数の縮約方法を変更することで、燃料集合体中心部で見られていた出力誤差が低減されることが考えられる。

$$J^g = -D^g \frac{d\phi^g(x,y)}{dx} \Bigg|_{x=i+\frac{1}{2}, y=j} \quad (2)$$

ここで、
 J^g : 中性子流
 D^g : 拡散係数
 である。

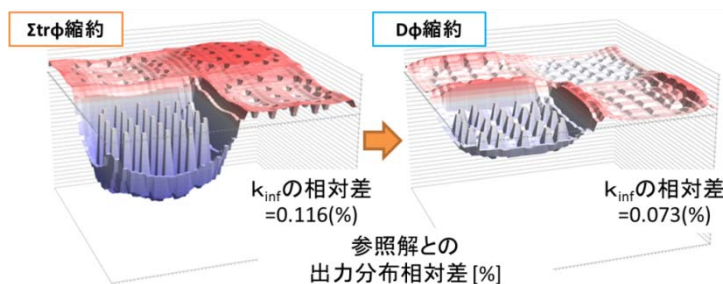


図6 多群計算との比較

4. まとめ

本研究では断面積を単一燃料集合体の中性子スペクトルでエネルギー縮約した際に生じる縮約誤差の低減を目的として、エネルギー群構造及び拡散係数の縮約方法について検討した。

まず、スペクトル干渉に鈍感である群構造を作成することを目的として、スペクトルの比が同程度のエネルギー領域とスペクトルの比が大きく変化しているエネルギー領域の境界を群構造の境界にした。UO₂燃料とMOX燃料が隣接する集合体体系において本研究で作成した群構造の検証を行ったところ、集合体境界部における多群と縮約群の出力の差を低減できていることが確認できた。

また、拡散係数の縮約方法について、輸送断面積を縮約したのちに拡散係数へ換算する方法から、輸送断面積を拡散係数へ換算したのちに縮約する方法を用いることにより、燃料集合体中心部で見られていた出力誤差が低減された。

このことから、エネルギー群構造及び拡散係数の縮約方法の変更が縮約誤差の低減に有効であることがわかった。

なお、本研究は阪大と原燃工との共同研究で実施した成果である。

参考文献

- 1) E.Sartori, "Standard Energy Group Structures of Cross Section Libraries for Reactor Shielding, Reactor Cell and Fusion Neutronics Applications: VITAMIN-J, ECCO-33, ECCO-2000, and XMAS, JEF/DOC-315, Revision 3," NEA Data Bank (1990)
- 2) K. Okumura, "MOSRA-Light: High Speed Three-Dimensional Nodal Diffusion Code for Vector Computers," JAERI-Data/Code 98-025 (September 7, 1998).