

<第39回炉物理夏期セミナー報告>

若手研究会報告

(1) 詳細メッシュ BWR 炉心計算手法への多項式解析的ノード法の適用とその精度

名古屋大学大学院 工学研究科 マテリアル理工学専攻
修士課程 2 年 多田健一

1. 序論

以前の研究では燃料棒単位詳細メッシュ炉心計算に用いる計算手法として拡散計算¹⁾及び Simplified P3(SP3)法²⁾を比較した³⁾。また、メッシュ不整合領域を取り扱い可能な SP3 法計算コードの検討を行った⁴⁾。これらの研究では燃料セル内を分割しない 1mesh/pin では十分な計算精度が得られず、高い計算精度を得るためには燃料セル内をさらに詳細に分割する必要があることが分かった。しかし、計算機容量の観点から実機全炉心体系において燃料セル内をさらに詳細に分割することは困難である。

以前の研究では有限差分法を用いて計算していた。有限差分法はメッシュ誤差の影響が大きいので、高い計算精度を得るためには燃料セル内を分割する必要がある。そのため、1mesh/pin で高い計算精度を得るためには、メッシュ誤差の影響が小さい、より高精度な計算手法を用いる必要がある。

本研究では詳細メッシュ BWR 炉心計算手法に多項式解析的ノード法⁵⁾を適用することを検討した。多項式解析的ノード法は有限差分法に比べてメッシュ誤差が小さいため、少ないメッシュ数で同等の計算精度が得られると考えられる。実際、PWR においては多項式解析的ノード法を適用することで少ないメッシュ数で同等の計算精度が得られることが示されており⁶⁾、BWR においても多項式解析的ノード法を用いることで高い計算精度が得られることが期待できる。

また、通常が多項式解析的ノード法に加えて scattered source subtraction 法(SSS 法)⁷⁾についても BWR 炉心計算への適用を検討した。SSS 法は SP3 法方程式中の散乱源の空間分布のメッシュ効果を低減させるもので、PWR においては多項式解析的ノード法に比べさらにメッシュ誤差を低減できることが示されている⁸⁾。そのため、BWR においても SSS 法を適用することで高い計算精度が得られると期待できる。

本研究では 10×10 の MOX 燃料集合体と 9×9 の UO₂ 燃料集合体から構成される体系について計算を行い、その計算精度を比較した。本研究で取り扱った体系はメッシュ不整合領域の存在する体系である。メッシュ不整合体系における多項式解析的ノード法及び SSS

法の計算精度については未知であり、その計算精度の検証は BWR 炉心計算に詳細メッシュ炉心計算手法を適用する場合に重要である。

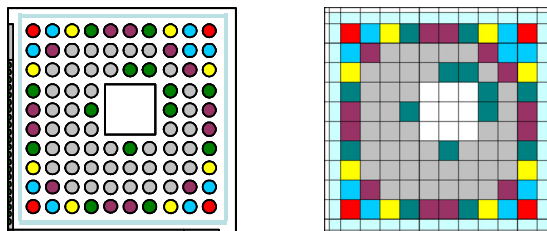
2. BWR における各計算手法の計算精度比較

1) 計算体系及び計算条件

計算に用いた体系は MOX 燃料集合体⁸⁾ (10×10 燃料集合体) と UO₂ 燃料集合体⁸⁾ (9×9 燃料集合体) から構成される 2×2 燃料集合体である。

図 2.1 及び図 2.2 に MOX 燃料集合体と UO₂ 燃料集合体の単一集合体体系における幾何形状及びその濃縮度分布を、図 2.3 に 2×2 燃料集合体体系の幾何形状をそれぞれ示した。

10×10 MOX燃料集合体 (Atrium 10)



均質体系

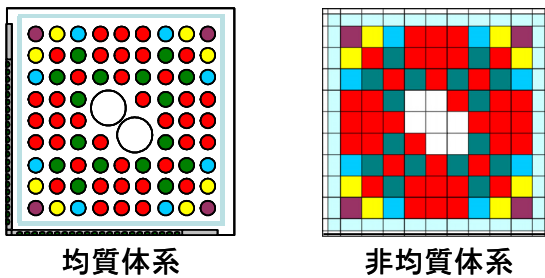
非均質体系

MOX燃料集合体中の各燃料ピンの濃縮度

	²³⁵ U濃縮度[wt%]	Pu-f[wt%]	燃料密度[g/cc]	Gd密度[wt%]	ピン本数
	0.2%	10.2%	10.0	0.0%	43
	0.2%	7.7%	10.0	0.0%	13
	0.2%	6.4%	10.0	0.0%	8
	0.2%	3.8%	10.0	0.0%	9
	0.2%	2.6%	10.0	0.0%	4
	3.5%	0.0%	9.8	4.0%	14

図 2.1 10×10MOX 燃料集合体の幾何形状及び濃縮度分布

9×9 UO₂燃料集合体 (GE11)



UO₂燃料集合体中の各燃料ピンの濃縮度

	²³⁵ U濃縮度[wt%]	Pu-f[wt%]	燃料密度[g/cc]	Gd密度[wt%]	ピン本数
■	6.3%	0.0%	10.1	0.0%	38
■	5.0%	0.0%	10.1	0.0%	8
■	4.0%	0.0%	10.1	0.0%	8
■	3.0%	0.0%	10.1	0.0%	4
■	5.0%	0.0%	9.8	6.0%	16

図 2.2 9×9UO₂燃料集合体の幾何形状及び濃縮度分布

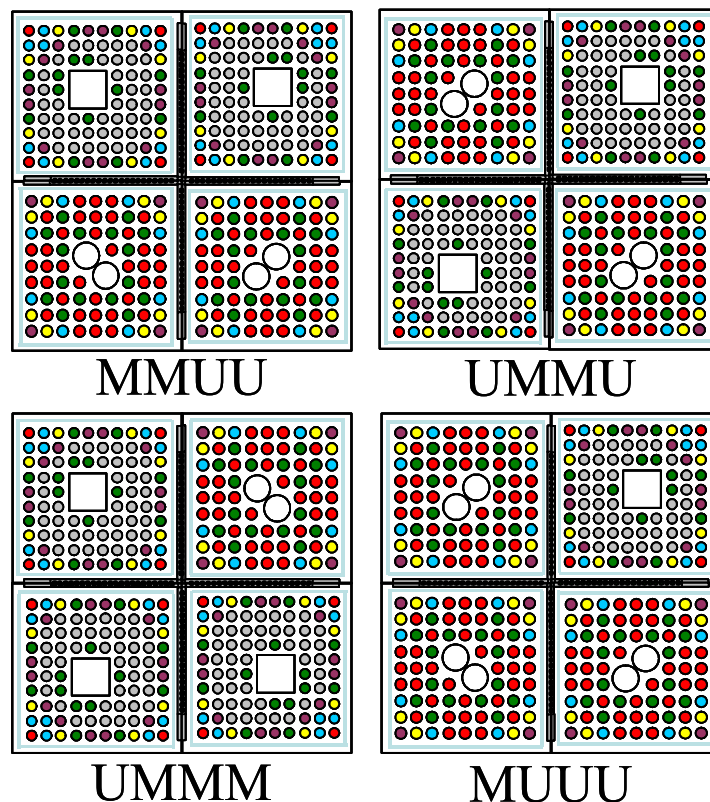


図 2.3 2×2 燃料集合体体系の幾何形状

有限差分法、多項式解析的ノード法、多項式解析的ノード法+SSS 法それぞれの計算には自作の計算コードを用いた。また、非均質体系の断面積の作成には SRAC95⁹⁾衝突確率モジュールを、非均質体系の計算及び断面積の均質化には AEGIS コード¹⁰⁾を用いた。

また、均質化誤差を低減させるため、Superhomogenization (SPH) 法¹¹⁾を用いた。SPH 法は非均質体系の計算結果を再現させるように断面積を補正する手法である。本研究では単一集合体体系において SPH 法を適用した。

実際の炉心計算では非均質体系の単一集合体計算の結果から均質体系の断面積を作成している。そのため、単一集合体体系において SPH 法を適用し、均質化誤差を低減させることは実際の炉心計算においても妥当であると考えられる。

それぞれの計算コード及び SPH 法の収束条件等は以下の通りである。

- ・ AEGIS コード
 - 中性子束 : 1.0×10^{-4}
 - 無限増倍率 : 1.0×10^{-5}
 - Ray trace 方法 : Flux region macroband¹²⁾
 - Ray trace 幅 : 0.1cm 以下
 - 方位角方向分割数 : 96
 - 極角方向分割数 : 2 (TY optimum¹³⁾)
- ・ SP3 法計算コード
 - 中性子束 : 1.0×10^{-10}
 - 無限増倍率 : 1.0×10^{-10}
- ・ SPH 法
 - SPH 因子 : 1.0×10^{-3}

表 2.1 に計算に用いたエネルギー群数を示した。本研究ではエネルギー群数を 8 群とした。また、メッシュ誤差を低減させるため、図 2.4 に示すように非均質体系は燃料セル内を径方向に八分割して計算を行っている。なお、全ての単一集合体体系、2×2 集合体体系共に完全反射境界条件を用いた。

表 2.1 計算に用いたエネルギー群構造

Upper limits(eV)	1.00E+07	8.21E+05	5.53E+03	3.93E+00	9.93E-01	6.02E-01	1.37E-01	5.45E-02
Lower limits(eV)	8.21E+05	5.53E+03	3.93E+00	9.93E-01	6.02E-01	1.37E-01	5.45E-02	1.00E-05

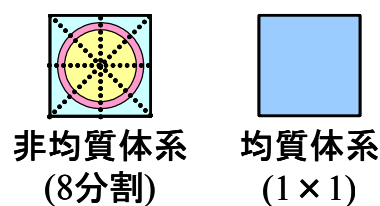


図 2.4 非均質体系における燃料セル内のメッシュ分割例

2) 計算過程

本研究では前章と同様に均質化誤差を低減させるため、単一集合体体系において SPH 法を適用した。以下に計算過程のフローチャートを示す。

- ・ 単一集合体体系において MOC を用いて非均質体系を計算(参照解)
- ・ 単一集合体体系において非均質体系の結果を参照解として SPH 法を適用し、均質化誤差を低減した均質断面積を作成
- ・ SPH 法を適用した均質断面積を用いて有限差分法、多項式解析的ノード法、多項式解析的ノード法+SSS 法の三通りの手法において 2×2 集合体体系をそれぞれ計算
- ・ 非均質体系において同様の 2×2 集合体体系を MOC で計算(参照解)
- ・ 非均質体系を MOC で計算した結果と均質体系を有限差分法、多項式解析的ノード法、多項式解析的ノード法+SSS 法の各手法で計算した結果とを比較
- ・ 有限差分法、多項式解析的ノード法、多項式解析的ノード法+SSS 法の各計算手法の計算精度をそれぞれ比較

3) 計算結果

表 2.2 に制御棒挿入時の計算結果を、表 2.3 に制御棒非挿入時の計算結果をそれぞれ示す。表 2.2 及び表 2.3 に示されるように、多項式解析的ノード法+SSS 法を用いることで高い計算精度が得られることが分かった。しかし、有限差分法と多項式解析的ノード法での計算精度を比較すると、PWR に適用した場合の結果 9) に比べ大きな違いは見られない。

BWR 燃料集合体は中央にウォータロッドがあることや、集合体境界にウォーターギャップがあることなどから PWR 燃料集合体に比べメッシュ誤差が大きい。本研究で用いた多項式解析的ノード法はメッシュ内の中性子源分布が一定であると仮定している。この仮定は PWR 燃料集合体のようにメッシュ誤差が小さな体系では高い計算精度を示すが、BWR 燃料集合体のようにメッシュ誤差の大きな体系ではうまく成立せず、十分な計算精度が得られないと考えられる。SSS 法を適用した場合、中性子源の効果を低減させることが出来るため、高い計算精度が得られると考えられる。

また、SPH 法を用いることで高い計算精度が得られることが示された。

ただ、制御棒が挿入されていない場合の UMMM 体系のように有限差分法の方が多項式解析的ノード法+SSS 法の結果に比べ燃料棒出力分布の計算精度が高くなっている場合もある。しかし、実効増倍率を見ると解析的ノード法+SSS 法の方が有限差分法に比べて計算精度が高い。また表 2.4 に示すようにメッシュサイズを詳細にした場合に有限差分法の計算精度が悪化している。このことから有限差分法での燃料棒出力分布の計算精度はメッシュ誤差とメッシュ誤差以外の誤差が打ち消し合って見かけ上高い計算精度が得られていると考えられる。

また、この体系ではメッシュ不整合領域が存在しているが、そのような体系においても多項式解析的ノード法+SSS 法を用いることで高い計算精度が得られることが分かった。

これらのことから BWR における燃料棒単位詳細メッシュ炉心計算手法に多項式解析的ノード法+SSS 法を用いることで少ないメッシュ分割数で高い計算精度が得られると期待できる。

表 2.2 各計算手法の計算精度比較(制御棒挿入時)

体系	計算手法	無限増倍率					燃料棒出力分布			
		非均質体系 MOC 参照解	均質体系		誤差		RMS		最大誤差	
			NoSPH	SPH	(NoSPH-Ref)/Ref	(SPH-Ref)/Ref	NoSPH	SPH	NoSPH	SPH
MMUU	FD	0.90582	0.91493	0.90534	0.996%	-0.053%	2.08%	0.19%	-4.89%	0.94%
	Node		0.89193	0.90560	-1.557%	-0.025%	2.23%	0.20%	8.94%	-0.85%
	SSS		0.89419	0.90549	-1.300%	-0.037%	1.13%	0.14%	3.95%	-0.68%
UMMU	FD	0.90484	0.91441	0.90417	1.046%	-0.074%	2.01%	0.27%	4.68%	1.28%
	Node		0.89006	0.90469	-1.660%	-0.016%	2.30%	0.20%	8.05%	-0.72%
	SSS		0.89268	0.90449	-1.362%	-0.039%	1.18%	0.18%	3.73%	0.78%
UMMM	FD	0.92506	0.92958	0.92480	0.486%	-0.029%	2.04%	0.27%	4.11%	1.07%
	Node		0.91564	0.92504	-1.030%	-0.002%	2.59%	0.33%	-5.67%	1.25%
	SSS		0.91599	0.92494	-0.990%	-0.013%	2.03%	0.28%	-3.89%	1.10%
MUUU	FD	0.88479	0.89968	0.88428	1.655%	-0.057%	2.29%	0.29%	-4.94%	1.46%
	Node		0.86538	0.88456	-2.243%	-0.025%	2.35%	0.22%	8.26%	-0.72%
	SSS		0.87017	0.88444	-1.680%	-0.039%	1.22%	0.19%	4.35%	0.75%

FD: 有限差分法、Node: 多項式解析的ノード法、SSS: 多項式解析的ノード法+SSS法

表 2.3 各計算手法の計算精度比較(制御棒挿入時)

体系	計算手法	無限増倍率					燃料棒出力分布			
		非均質体系 MOC 参照解	均質体系		誤差		RMS		最大誤差	
			NoSPH	SPH	(NoSPH-Ref)/Ref	(SPH-Ref)/Ref	NoSPH	SPH	NoSPH	SPH
MMUU	FD	1.08253	1.09118	1.08266	0.792%	0.011%	1.50%	0.22%	3.88%	0.74%
	Node		1.06939	1.08268	-1.229%	0.014%	2.41%	0.32%	5.51%	-1.02%
	SSS		1.07199	1.08249	-0.984%	-0.005%	0.84%	0.20%	-1.77%	-0.57%
UMMU	FD	1.08179	1.08179	1.08206	0.000%	0.024%	1.57%	0.32%	3.63%	0.73%
	Node		1.06875	1.08204	-1.221%	0.023%	2.45%	0.33%	5.08%	-0.98%
	SSS		1.07119	1.08168	-0.990%	-0.010%	0.82%	0.21%	-1.94%	-0.44%
UMMM	FD	1.08823	1.09198	1.08837	0.343%	0.013%	1.84%	0.33%	4.03%	-0.84%
	Node		1.08092	1.08837	-0.676%	0.013%	2.20%	0.47%	-5.05%	1.81%
	SSS		1.08068	1.08819	-0.698%	-0.004%	2.14%	0.41%	4.04%	1.57%
MUUU	FD	1.07650	1.09034	1.07663	1.269%	0.012%	1.57%	0.32%	3.93%	0.74%
	Node		1.05693	1.07664	-1.852%	0.013%	2.56%	0.41%	6.11%	-1.59%
	SSS		1.06270	1.07645	-1.299%	-0.005%	0.88%	0.26%	-1.86%	-0.92%

FD: 有限差分法、Node: 多項式解析的ノード法、SSS: 多項式解析的ノード法+SSS法

表 2.4 制御棒非挿入時におけるメッシュ分割数と各計算手法の計算精度

計算 手法	メッシュ 分割数	無限増倍率						燃料棒出力分布			
		非均質体系 MOC 参照解	均質体系 有限差分法		誤差		RMS		最大誤差		
			NoSPH	SPH	(NoSPH-Ref)/Ref	(SPH-Ref)/Ref	NoSPH	SPH	NoSPH	SPH	
FD	1×1	1.08823	1.09198	1.08837	0.343%	0.013%	1.84%	0.33%	4.03%	-0.84%	
	2×2		1.08485	1.08826	-0.312%	0.003%	1.11%	0.20%	3.63%	0.85%	
	4×4		1.08081	1.08821	-0.687%	-0.001%	2.03%	0.31%	5.10%	1.04%	
Node	1×1		1.08092	1.08837	-0.676%	0.013%	2.20%	0.47%	-5.05%	1.81%	
	2×2		1.07954	1.08824	-0.805%	0.001%	2.10%	0.40%	-4.05%	1.41%	
	4×4		1.07880	1.08820	-0.874%	-0.003%	2.42%	0.37%	5.40%	1.20%	
SSS	1×1		1.08068	1.08819	-0.698%	-0.004%	2.14%	0.41%	4.04%	1.57%	
	2×2		1.07991	1.08819	-0.770%	-0.003%	2.21%	0.38%	4.71%	1.29%	
	4×4		1.07894	1.08819	-0.861%	-0.003%	2.45%	0.36%	5.71%	1.16%	

3. まとめ

BWR における燃料棒単位詳細メッシュ炉心計算手法におけるメッシュ誤差を低減させるため、従来用いていた、有限差分法に加え、多項式解析的ノード法及び多項式解析的ノード法+SSS 法を用い、それぞれの計算精度を比較した。

計算体系には MOX 燃料集合体(10×10)及び UO₂ 燃料集合体(9×9)からなる 2×2 燃料集合体体系において計算を行った。

その結果、BWR 燃料集合体においても多項式解析的ノード法+SSS 法を用いることで高い計算精度が得られることが分かった。また、多項式解析的ノード法を用いた場合の計算精度は有限差分法に比べて大きな差異がないことが分かった。これは PWR での結果と異なっており、この結果は BWR 燃料集合体が PWR 燃料集合体に比べメッシュ誤差が大きいために起こるものと考えられる。

このことから BWR における燃料棒単位詳細メッシュ炉心計算手法に多項式解析的ノード法+SSS 法を用いることで高い計算精度が得られることが期待できる。

4. 参考文献

1. 小林啓祐, 「原子炉物理」, コロナ社, (1996).
2. E. W. Larsen, J. E. Morel, John M. McGhee, “Asymptotic Derivation of the Multigroup P1 and Simplified PN Equations with Anisotropic Scattering,” *Nucl. Sci. Eng.*, **123**, 328, (1996).

3. K. Tada, A. Yamamoto *et al.*, "Applicability of The Diffusion and Simplified P3 Theories for BWR Pin-by-pin Core Analyses," *Proc. ICONE-15*, Nagoya, Japan, April 22-26, 2007, (2007). [CD-ROM]
4. K. Tada, A. Yamamoto *et al.*, "Treatment of Staggered Mesh in BWR Pin-by-pin Fine Mesh Core Analysis," *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **96**, 508, (2007).
5. Y. A. Chao, "A Theoretical Analysis of the Coarse Mesh Finite Difference Representation In Advanced Nodal Methods," *Proc. Int. Conf. Mathematical and Computation, Reactor Physics and Environmental Analysis in Nuclear Applications (M&C'99)*, Madrid, Spain, September 1999, Vol. 1, 117 (1999).
6. M. Tatsumi, and A. Yamamoto, "Advanced Core Calculation Based on Multi-group Nodal Transport Method in Three-dimensional Pin-by-pin Geometry," *J. Nucl. Sci. Technol.*, **40**, 376, (2004).
7. A. Yamamoto, and M. Tatsumi, "Improvement of Spatial Discretization Error on the Semi-analytic Nodal Method Using the Scattered Source Subtraction Method," *J. Nucl. Sci. Technol.*, **43**, 1481, (2006).
8. A. Yamamoto, T. Ikehara, T. Ito, and E. Saji, "Benchmark Problem Suite for Reactor Physics Study of LWR Next Generation Fuels," *J. Nucl. Sci. Technol.*, **39**, 900 (2002).
9. K. Tsuchihashi, *et al.*, Revised SRAC Code System, JAERI 1302, Japan Atomic Energy Research Institute, (1986).
10. N. Sugimura, A. Yamamoto, T. Ushio, M. Mori, M. Tabuchi, and T. Endo, "Neutron Transport Models of AEGIS: An Advanced Next-Generation Neutronics Design System," *Nucl. Sci. Eng.*, **155**, 276 (2007).
11. A. Hebert, "A Consistent Technique for the Pin-by-pin Homogenization of a Pressurized Water Reactor Assembly," *Nucl. Sci. Eng.*, **113**, 227, (1993).
12. A. Yamamoto, M. Tabuchi, N. Sugimura, and T. Ushio, "Non-equidistant Ray Tracing for the Method of Characteristics," *Proc. M&C2005*, Avignon, France, September 12-15, 2005 (2005). [CD-ROM]
13. A. Yamamoto, M. Tabuchi, N. Sugimura, T. Ushio, and M. Mori, "Derivation of Optimum Polar Angle Quadrature Set for the Method of Characteristics Based on Approximation Error for the Bickley Function," *J. Nucl. Sci. Technol.*, **44**, 129 (2007).

<第39回炉物理夏期セミナー報告>

若手研究会報告

(2) Pu を用いた溶融塩炉における中性子束分布平坦化の検討

北海道大学大学院 工学研究科 エネルギー環境システム専攻
原子炉工学研究室 修士課程 2 年 本間悠斗

背景

Th はそれ自身は核分裂反応を起こさないが、中性子を一個吸収すると核分裂性の ^{233}U に変わるのでこれを燃料として利用することができる。また Th 資源は熱量換算で原油の 40 倍と、重要なエネルギー源と考えられる。Th を効率よく利用できる原子炉のひとつに、Th-U サイクルを用いる溶融塩炉 MSR(Molten-Salt-Reactor)がある。

溶融塩炉とは、親物質としてトリウムを ThF_4 の形で混入したフッ化物の混合溶融塩 $\text{LiF-BeF}_2\text{-ThF}_4$ に、核分裂性物質として少量（重量で約 1%）の UF_4 を混合したものを燃料とする液体燃料炉で、この燃料塩と黒鉛減速材及び数本の制御棒（多くは黒鉛製）を並存させて炉心を構成し、通常、燃料塩自体を炉心外に循環させ、熱交換器を介して除熱する方式を取る炉である。炉心で発生した熱は、循環により炉外の熱交換器を介して $\text{NaBF}_4\text{-NaF}$ 溶融塩からなる二次冷却材に伝熱し、さらにこれを熱源とする蒸気発生器によって発電用水蒸気を作る。この上記熱交換器は中間熱交換器と呼ばれ、ナトリウム冷却高速炉と似た構成となるが、溶融塩炉では高速炉以上の水蒸気温度（538℃位）と熱効率（44%位）が期待できる

また、溶融塩炉では ^{233}U を含んだ溶融塩燃料を使用しており、以下に示されるトリウム-ウランサイクルを採用している。



このように溶融塩炉は、液体燃料であり、親物質として ^{232}Th を用いることにより、従来の低濃縮ウラン型固体燃料炉とは違った特徴を持っている。利点としては、炉心構造が簡単であること、燃料装荷、取換えなどが運転中にポンプのみで可能であることなどがあげられる。また、問題点としては、燃料の密度・濃度の変化による反応度変動のおそれ、炉心を離れる燃料中の遅発中性子による中性子損失などが考えられている。

この溶融塩炉に関する研究としては、1971 年にアメリカの ORNL によって 1000MWe の溶融塩増殖炉の設計がまとめられたが、アメリカの増殖炉開発政策の変更と、それに続く在来技術（軽水炉）重視および核融合炉開発優先の風潮により、1976 年以降この炉型は顧みられぬ状態となった。しかし、近年では、安全性、核拡散抵抗性、少廃棄物などの点か

ら軽水炉に比べて優れていることから、次世代原子炉の候補の一つとして考えられるようになってきた。日本では小型の熔融塩炉 Fuji12 が提案されている。この Fuji12 に関して、豊橋技術大学の三田地らによって改良、研究が行われている。Fuji12 に関して改良すべき点として、高速中性子による照射損傷により 15 年ごとに黒鉛減速材の交換をしなければならないことがあげられる。そこで三田地らは、高速中性束の最大値を低減させることによって、黒鉛減速材の長寿命化を目的とした Fuji-U3 を提案されている。根本的な改良点は 3 領域の核設計の概念であり、Fuji-U3 の 30 年間の運転において、黒鉛減速材の交換は必要ないという結論を出している。

目的

効率的な手法を用いることで、以前提案された Fuji-U3 よりも単純な 2 領域炉心で、高速中性束の最大値を低減し、さらなる黒鉛減速材の長寿命化を目的としている。

また、この炉心は自然界には存在しない ^{233}U を用いるため、実用化を考えた場合、十分に ^{233}U が生成されるまで ^{233}U に変わる燃料が必要になると考えられる。そこで、本研究では同様の手法を用いて Pu と Th を用いた炉心の設計も行った。

手法

解析手順を図 1 に示す。高速中性子束を低減するために、高速中性子束分布の平坦化を二領域の炉構造をとることによって検討した。Core 1, 2 それぞれにおいて 1 次元 1 群の拡散方程式を適用し、円筒形炉心であることから 0 次の Bessel 関数を用いて、Bessel 関数の第三ゼロ点を炉心右端の中性子束とし、そのひとつ前のピークを平坦中性子束と接続できるように、Core 1 の径の大きさ (r_1) と、Core 1, 2 それぞれの領域における無限増倍係数を決定した (図 2)。ここで得られた Core 1 の径の大きさ ($r_1=240\text{ cm}$) は固定し、無限増倍係数の値を初期値として、詳細な計算を SRAC2002 を用いて行った。この解析では、最も中性子束分布が平坦になるような各領域のセルの無限増倍係数を決定した。また、各領域の無限増倍係数を決定する際には、燃料塩と黒鉛減速材の割合を変化させることで調整した。

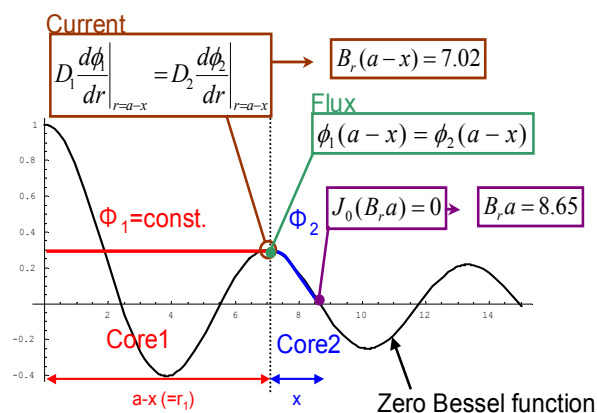
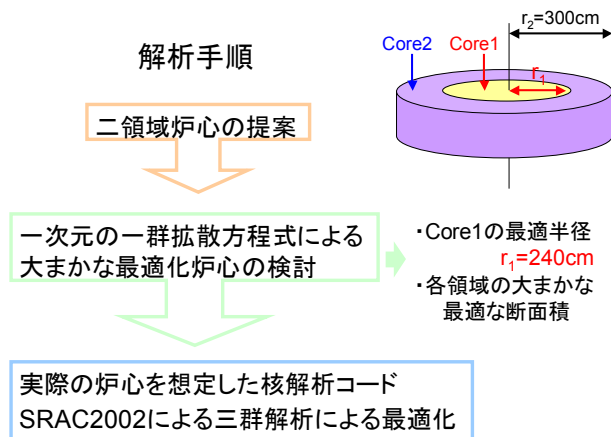


図 1：中性子束平坦化のための解析手順

図 2：1 群の拡散方程式を用いた解析

実際に燃料塩と減速材（黒鉛）の割合(wt%)を調整する際には、各領域の燃料塩の流路半径（図 3 における d cm）を調整した。また、図 4 に本研究での炉心体型を示す。図 2 における手法を用いた場合、Bessel 関数のピークとゼロ点の位置の割合で領域の大きさが決定するため、この体型は用いる燃料組成によらず一定である。

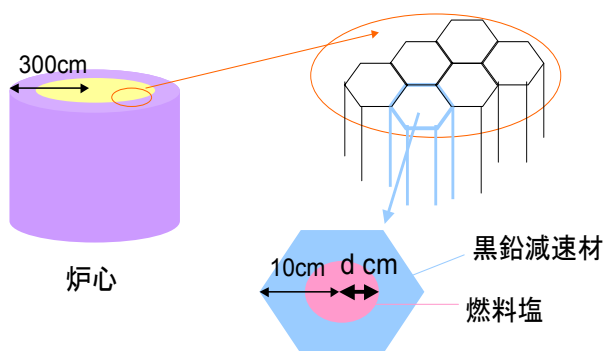


図 3：燃料塩と減速材の割合

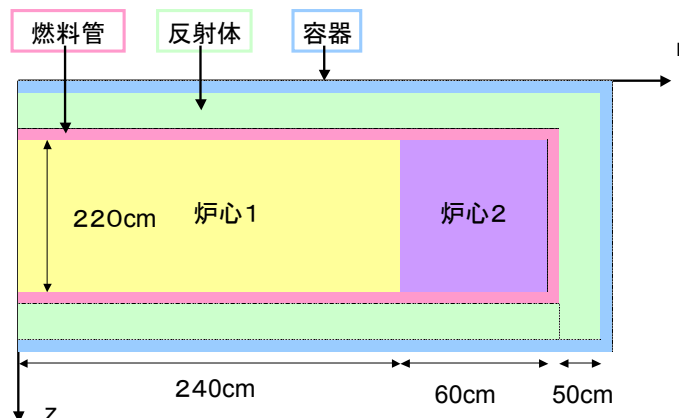


図 4：SRAC2002 における炉心体型

表 1, 2 に ^{233}U を用いた溶融塩炉と、 Pu を用いた溶融塩炉の燃料組成を示す。表 2 においては、 Pu の同位体比は現在の軽水炉からの取り出し燃料に近い mol 比となるようにした。また、 U-238 と Pu はほぼ同じ mol 比になるように設定し、現在再処理工場で混合されているものに近い状態としている。

表 1 : ^{233}U を用いた溶融塩炉の燃料組成

燃料組成	(mol%)
LiF	71.76
BeF ₂	16.0
ThF ₄	12.0
$^{233}\text{UF}_4$	0.24

表 2 : Pu を用いた溶融塩炉の燃料組成

燃料組成	(mol%)
LiF	71.76
BeF ₂	16.0
ThF ₄	9.0
$^{238}\text{UF}_4$	1.51
$^{238}\text{PuF}_4$	0.034
$^{239}\text{PuF}_4$	1.09
$^{240}\text{PuF}_4$	0.33
$^{241}\text{PuF}_4$	0.20
$^{242}\text{PuF}_4$	0.068

結果と考察

本研究で、最も高速中性子分布を平坦化可能であった、それぞれの最適化セルの設計値と全炉心計算における k_{eff} の値を表 3 に示す。FUJI-U2 は ^{233}U を用いた炉心、FUJI-PU2 は Pu を用いた炉心である。また、この表における“d cm”とは図 3 における燃料塩の流路半径である。

表 3 : 最適化セルの設計値

	FUJI-U2	FUJI-PU2
k_{eff} 全炉心	1.003	1.003
k_{inf} 炉心 1	1.027	1.019
k_{inf} 炉心 2	1.117	1.087
流路半径 d(cm) 炉心 1	5.10	4.75
流路半径 d(cm) 炉心 2	3.95	4.40
燃料塩割合(vol%) 炉心 1	31.5	27.3
燃料塩割合(vol%) 炉心 2	18.9	23.4

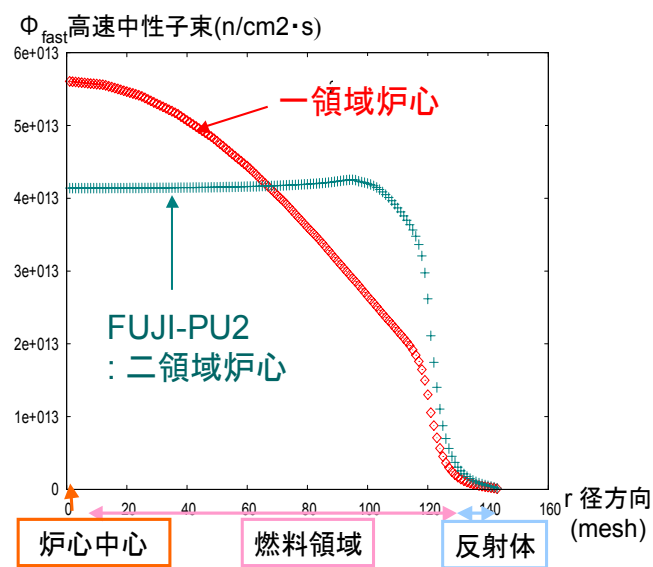
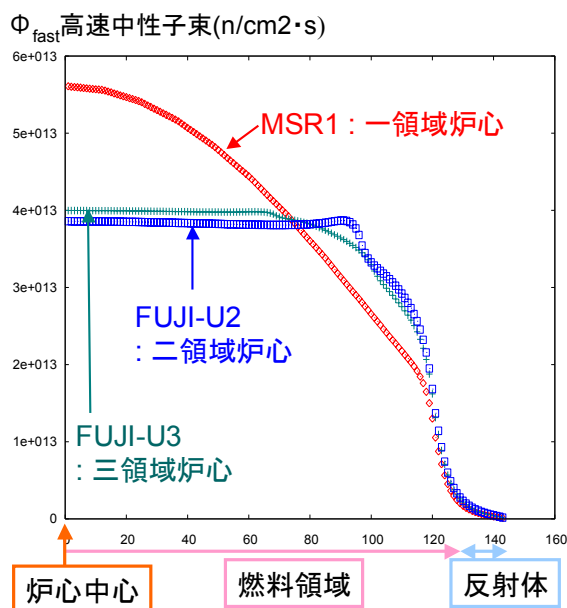


図 5 : ^{233}U 炉心の径方向の最大高速中性子束分 図 6 : Pu 炉心の径方向の最大高速中性子束分布

(52keV 以上)

(52keV 以上)

また、平坦化された高速中性子束分布を図 5、6 に示す。図 5 において、MSR1 は単純な一領域炉心、FUJI-U3 は豊橋技術大学の三田地らが、三領域炉心をとることによって平坦化したもの、そして FUJI-U2 は本研究で平坦化したものである。二領域という単純な炉心体型でありながら、より平坦化することに成功した。また、図 6 も同様に MSR1 は単純な一領域炉心、FUJI-PU2 は本研究で最適化したものである。Pu を用いた炉心であっても、同様の手法で平坦化することが可能であった。(この解析では、全て同じ形状の炉心で、熱出力を 450MWth と設定し、計算したものである。)

黒鉛減速材の交換無しに 30 年間運転を行うためには 52keV 以上の高速中性子束は $4.2 \times 10^{13} \text{n/cm}^2 \cdot \text{s}$ 以下でなければならない。FUJI-U3 は $4.1 \times 10^{13} \text{n/cm}^2 \cdot \text{s}$ であり、約 31 年間が運転の限界であるのに対して、FUJI-U2 は $3.8 \times 10^{13} \text{n/cm}^2 \cdot \text{s}$ であり、約 33 年間の期間、黒鉛減速材の交換無しに運転が可能だと考えられる。また、同様の手法で平坦化した FUJI-PU2 は $4.2 \times 10^{13} \text{n/cm}^2 \cdot \text{s}$ であり、約 30 年間が運転の限界であると考えられる。

結論

本研究では、黒鉛減速材の長寿命化のために、高速中性子束分布を平坦化するための解析を行った。その手法としては、はじめに 1 次元 1 群の拡散方程式を用いた解析をすることで、Core 1 の径の大きさと、詳細な解析をするための初期値となる無限増倍係数の値を決定でき、効率よく中性子束分布が平坦になるような各領域のセルの無限増倍係数を決定することができた。さらに、単純な二領域炉心という構造でありながら、以前考案された三領域炉心も、より平坦な高速中性子束分布をもつ炉心の設計を達成した。

参考文献

1. 鈴木伸英：「熔融塩炉の事故解析」、北海道大学工学部 原子工学科 修士論文 (2003)
2. 鈴木勝己：「熔融塩炉の自動制御系の研究」、北海道大学工学部 原子工学科 卒業論文 (2003)
3. 鈴木勝己：「小型熔融塩炉 Fuji12 の反応度制御システムに関する研究」、北海道大学工学部 原子工学科 修士論文 (2005)
4. 三田地紘史、他：「Performance of a 200 MWe molten-salt reactor operated in Thorium-Uranium fuel-cycle」(global2005)
5. 三田地紘史、他：「小型熔融塩発電炉の核的特性」、日本原子力学会誌、vol42,No9,(2000)
6. 三田地紘史、他：「小型熔融塩発電炉の核特性の再評価」、日本原子力学会誌、vol32,No4,(1990)
7. 熔融塩増殖炉研究専門委員会：「熔融塩増殖炉」、日本原子力学会(1981)
8. 奥村啓介、金子邦男、土橋敬一郎：「SRAC95;汎用核計算コードシステム」、JAERI-Data/Code 96-015(1996)

<第39回炉物理夏期セミナー報告>

若手研究会報告

(3) 改良バイアス因子法について

ー 一般化バイアス因子法を用いた実機核特性予測誤差の低減 ー

大阪大学大学院工学研究科 環境・エネルギー工学専攻

野中伸仁

1. 背景

新型炉を設計する場合、検討する炉心をモデル化して臨界実験を実施し、その核特性を把握することは重要である。バイアス因子法による実機核特性予測¹⁾では、1つの臨界実験の結果と解析からバイアス因子を決定している。しかし、1つの臨界実験で実機炉心を完全に模擬することは困難である。

ここでは、複数の実験から実機に対する実効的なバイアス因子、つまり一般化バイアス因子²⁾を決定する方法と、一般化バイアス因子法を適用した場合の実機核特性の予測誤差低減について述べる。

2. 理論

今、N個の臨界実験を実施したとするとi番目の臨界実験より得られたバイアス因子は

$$f_i = \frac{R_{ci}^e}{R_{ci}^c} \quad (1)$$

となる。ここで、上付添え字の e、c は、それぞれ実験値、計算値を示す。また、下付添え字の ci は i 番目の実験体系を示す。一般化バイアス因子は従来の各々のバイアス因子の線形結合として表すものである。

$$\tilde{f} = \sum_{i=1}^N C_i f_i \quad (2)$$

下付添え字の r は実機炉心を表す。ここで、 C_i は i 番目の実験に対する重み係数である。従来法と同様に実機核特性は次式によって計算できる。

$$\tilde{R}_r^c = R_r^c \times \tilde{f} \quad (3)$$

次に、一般化バイアス因子法によって計算される実機核特性の不確かさについて検討する。実機核特性には、断面積誤差 ($\Delta\sigma$)、計算手法誤差 (ΔM_{cr}) に起因する不確かさが含まれている。

$$R_r^c = R_r (1 + S_r \Delta\sigma + \Delta M_{cr}) \quad (4)$$

臨界集合体 i も同様に

$$R_{ci}^c = R_{ci}(1 + S_i \Delta\sigma + \Delta M_{ci}) \quad (5)$$

一方、臨界実験データ i には実験誤差 (ΔE_i) が含まれているので、

$$R_{ci}^e = R_{ci}(1 + \Delta E_i) \quad (6)$$

式(1)～(6)より次式を得る。

$$\tilde{R}_r^c = R_r(1 + S_r \Delta\sigma + \Delta M_{cr}) \times \sum_{i=1}^N \left(C_i \frac{1 + \Delta E_i}{1 + S_i \Delta\sigma + \Delta M_{ci}} \right) \quad (7)$$

ここで、 $S_i \Delta\sigma$ と ΔM_{ci} は小さいとすると、式(9)より、実機核特性の分散は次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} V(\tilde{R}_r^c) = R_r^2 \times & \left[\left\{ S_r - \sum_{i=1}^N C_i S_i \right\} V_x \left\{ S_r - \sum_{i=1}^N C_i S_i \right\}^t \right. \\ & + V \left(\Delta M_{cr} - \sum_{i=1}^N C_i \Delta M_{ci} \right) \\ & \left. + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N C_i C_j V(\Delta E_i \cdot \Delta E_j) \right] \quad (8) \end{aligned}$$

ただし、 V_x は断面積共分散を表す。また、添え字 t は転置行列を意味する。

実機核特性予測精度を向上させる為には、式(8)で与えられる実機核特性の分散を最小化することが望ましい。このため重み係数 C_i は以下のようにして決定できる。

$$\frac{d V(\tilde{R}_r^c / R_r)}{d C_i} = 0 \quad (9)$$

ただし、条件として

$$\sum_{i=1}^N C_i = 1 \quad (10)$$

とする。また、 C_i が負の場合 $C_i = 0$ とし、 $C_i > 1$ の場合 $C_i = 1$ とする。

式(8)～(10)より C を解とする $N-1$ 個の連立方程式を得る。

$$\begin{aligned} & (S_r - S_1) V_x (S_i - S_1)^t + V(\Delta E_1) - V(\Delta E_1 \cdot \Delta E_i) \\ & + V(\Delta M_1) + V(\Delta M_{cr} \cdot \Delta M_i) - V(\Delta M_{cr} \cdot \Delta M_1) - V(\Delta M_1 \cdot \Delta M_i) \\ & = \sum_{j=2}^N C_j \left\{ (S_j - S_1) V_x (S_i - S_1)^t \right. \\ & + V(\Delta E_1) - V(\Delta E_1 \cdot \Delta E_j) - V(\Delta E_1 \cdot \Delta E_i) + V(\Delta E_i \cdot \Delta E_j) \\ & \left. + V(\Delta M_1) - V(\Delta M_1 \cdot \Delta M_j) - V(\Delta M_1 \cdot \Delta M_i) + V(\Delta M_i \cdot \Delta M_j) \right\} \quad (11) \\ & (i = 2, 3, \dots, N) \end{aligned}$$

すなわち、 C_i を決定する場合式(9)と式(11)の N 個の連立方程式を解けばよい。

また、実機核特性の不確かさ低減 (UR) は次式で定義される。

$$UR = 1 - \frac{\Delta S V_x \Delta S^t + V \left(\Delta M_{cr} - \sum_{i=1}^N C_i \Delta M_{ci} \right) + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N V(\Delta E_i \cdot \Delta E_j)}{S_r V_x S_r^t + V(\Delta M_{cr})} \quad (12)$$

$$\Delta S V_x \Delta S^t = \left(S_r - \sum_{i=1}^N C_i S_i \right) V_x \left(S_r - \sum_{i=1}^N C_i S_i \right)^t \quad (13)$$

次に重み係数 C_i について考える。臨界実験が 2 つ実施された場合の重み係数 C_i は、

$$C_1 = \frac{(S_1 - S_2) V_x (S_r - S_2)^t + V_{E1} + V_{M1}}{(S_2 - S_1) V_x (S_2 - S_1)^t + V_E + V_M} \quad (14)$$

$$C_2 = \frac{(S_2 - S_1) V_x (S_r - S_1)^t + V_{E2} + V_{M2}}{(S_2 - S_1) V_x (S_2 - S_1)^t + V_E + V_M} \quad (15)$$

である。上式の各項は次の様に表される。

$$V_E = V(\Delta E_1) + V(\Delta E_2) - 2V(\Delta E_1 \cdot \Delta E_2) \quad (16)$$

$$V_{E1} = V(\Delta E_2) - V(\Delta E_1 \cdot \Delta E_2) \quad (17)$$

$$V_{E2} = V(\Delta E_1) - V(\Delta E_1 \cdot \Delta E_2) \quad (18)$$

$$V_M = V(\Delta M_1) + V(\Delta M_2) - 2V(\Delta M_1 \cdot \Delta M_2) \quad (19)$$

$$V_{M1} = V(\Delta M_2) + V(\Delta M_{cr} \cdot \Delta M_1) - V(\Delta M_{cr} \cdot \Delta M_2) - V(\Delta M_1 \cdot \Delta M_2) \quad (20)$$

$$V_{M2} = V(\Delta M_1) + V(\Delta M_{cr} \cdot \Delta M_2) - V(\Delta M_{cr} \cdot \Delta M_1) - V(\Delta M_1 \cdot \Delta M_2) \quad (21)$$

今、各手法誤差は 0 と仮定し、次の 2 つのケースを考える。

① 各実験誤差が等しい場合

仮定として $V(\Delta E_1) = V(\Delta E_2) = V(\Delta E_1 \cdot \Delta E_2)$ とする。もし、片方の感度 (S_1) が実機核特性の感度にとっても近い場合 $C_1 \doteq 1$ 、 $C_2 \doteq 0$ となる。即ち、実機に近い感度を持つ実験データのみを使用すればよいことがわかる。また $S_r = (S_1 + S_2)/2$ のとき $C_1 = C_2 = 0.5$ となり、実機感度が臨界実験感度の平均の場合には、両ケースを重み 0.5 で使用することが望ましい事がわかる。

② 2 つの臨界集合体の感度が等しい場合

この場合、

$$C_1 = \frac{V(\Delta E_2)}{V(\Delta E_1) + V(\Delta E_2)} \quad (22)$$

$$C_2 = \frac{V(\Delta E_1)}{V(\Delta E_1) + V(\Delta E_2)} \quad (23)$$

式(22)、(23)より、 $Var(\Delta E_i)$ の小さな実験ケースの重みが大きくなる事がわかる。

3. 適用例

2 で示された理論に基づき、稠密格子炉心³⁾(MOX 燃料)の核特性不確かさ評価を行った適用例を示す。この炉心は軸方向に 0%~80%のボイド率分布を持つ。その平均ボイド率は約 60%である。図 1 に軸方向の炉心構成を示す。

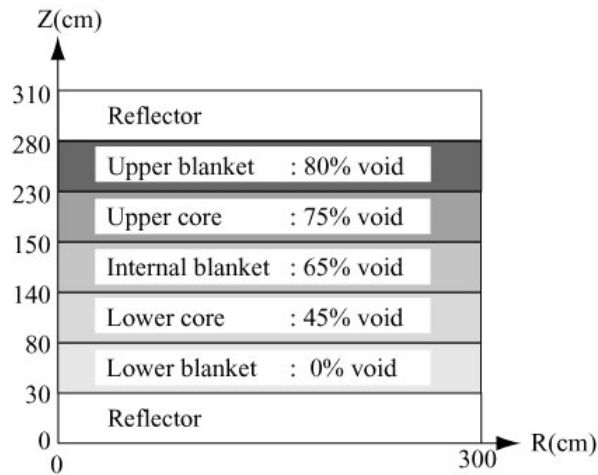


図 1 計算体系（軸方向）

臨界実験体系は Fast critical assembly で、ボイド率をパラメーターとした 3 つの炉心、45% void(C45V)、65% void (C65V)、95% void (C95V)である。

評価した核特性は、中性子実効増倍率(k_{eff})と反応率比 (^{238}U 捕獲率/ ^{239}Pu 核分裂；C28/F49)である。臨界実験体系、実機体系ともエネルギー70群であり、使用した群定数セットは JENDL-3.3⁴⁾に基づくものである。計算モデルは2次元 R-Z 体系で、感度係数は感度解析コード SAGEP⁵⁾を用いて求められている。また、手法誤差と実験誤差は 0 と仮定し重み係数 C_i と不確かさ低減を求めた時の値を示す。

1) 中性子実効増倍率(k_{eff})

表 1 に中性子実効増倍率に対する不確かさ低減を示す。従来法を使用した場合、不確かさ低減は最大で 0.533 である。一方、一般化バイアス因子法を用いた時の、不確かさ低減は 0.562 である。このケースでは C45V に対する重みが自動的に 0.0 と決定された。ここでは、一般化バイアス因子法を用いた効果はほとんど現れていない。これは、C65V の感度係数が実機体系と似ているためである。一例として、図 2 と図 3 に k_{eff} に対する ^{238}U 捕獲断面積の感度係数と ^{239}Pu 核分裂断面積の感度係数を示す。それ故に、一般化バイアス因子法による k_{eff} に対する予測精度は従来法との間に有意な差が見られない。

表 1 k_{eff} に対する不確かさ低減の比較

Critical experiment		UR	C_i
Conventional method	C45V	0.340	$C_{C45V} = 1.00$
	C65V	0.533	$C_{C65V} = 1.00$
	C95V	0.473	$C_{C95V} = 1.00$
Present method	C95V	0.562	$C_{C95V} = 0.30$
	C65V		$C_{C65V} = 0.70$
	C45V		$C_{C45V} = 0.00$

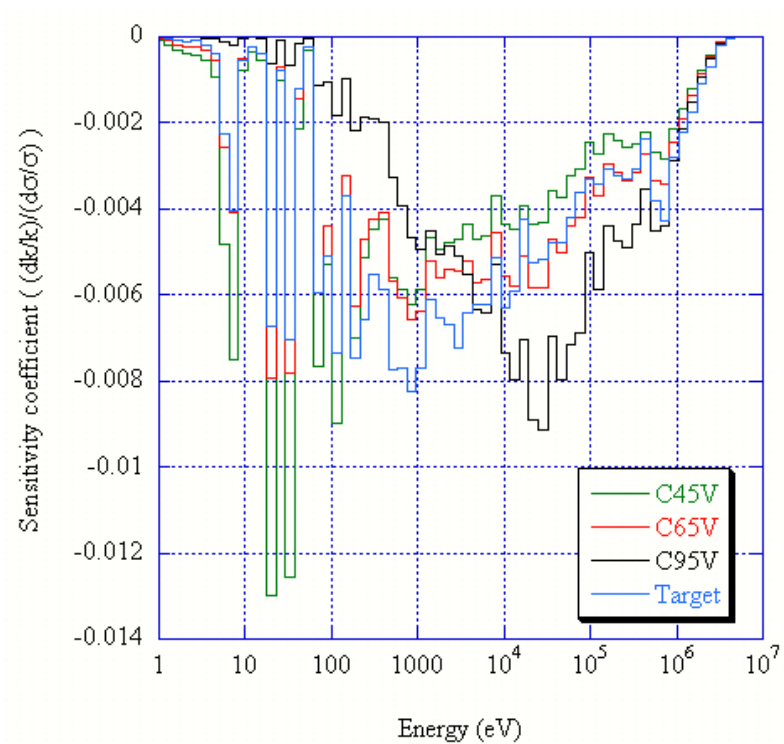


図 2 k_{eff} に対する ^{238}U 捕獲断面積の感度係数

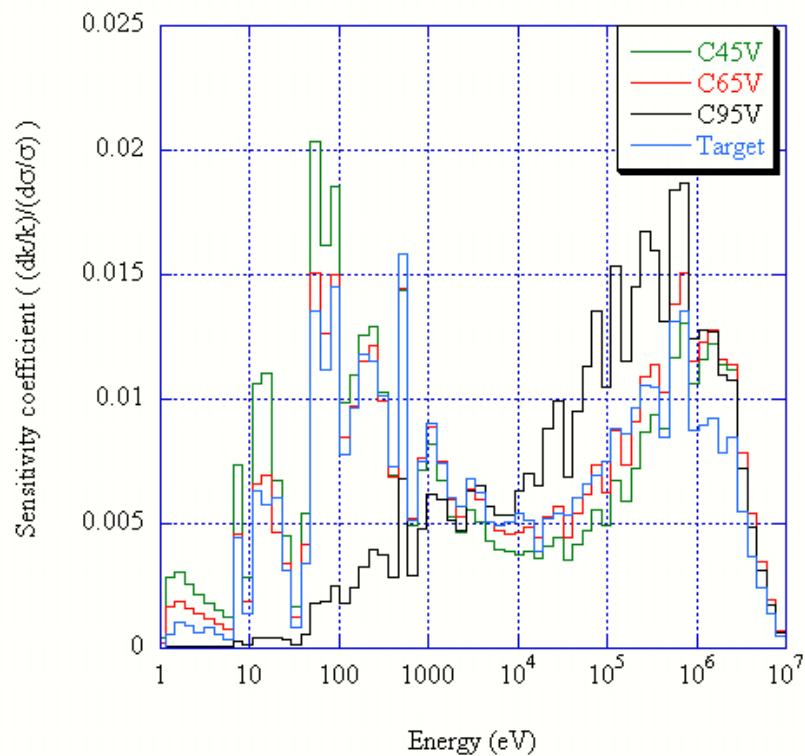


図 3 k_{eff} に対する ^{239}Pu 核分裂断面積の感度係数

2) 反応率比 (C28/F49)

表 2 に、本手法を用いた場合の反応率比 (C28/F49) に対する各領域と全炉心の不確かさ低減の評価、表 3 に従来法による不確かさ低減の評価を示す。

上部炉心において、本手法を使用した場合、不確かさ低減は 0.871 である。また、下部炉心において、不確かさ低減は 0.830 である。その他の領域では従来法とほとんど同じ値である。全炉心の反応率比に対しては、本手法を使用した場合不確かさ低減は 0.826 である。以上より、本手法の反応率比(C28/F49)に対する不確かさ低減の向上は炉心領域と全炉心に対して有効であることがわかった。

表 2 本手法による反応率比に対する不確かさ低減

Region	UR	C_i
Upper blanket	0.654	$C_{C95V} = 0.00$
		$C_{C65V} = 1.00$
		$C_{C45V} = 0.00$
Upper core	0.871	$C_{C95V} = 0.57$
		$C_{C65V} = 0.43$
		$C_{C65V} = 0.00$
Internal blanket	0.810	$C_{C95V} = 0.22$
		$C_{C65V} = 0.78$
		$C_{C65V} = 0.00$
Lower core	0.830	$C_{C95V} = 0.00$
		$C_{C65V} = 0.72$
		$C_{C45V} = 0.28$
Lower blanket	0.191	$C_{C95V} = 0.00$
		$C_{C65V} = 0.00$
		$C_{C45V} = 1.00$
Whole core	0.826	$C_{C95V} = 0.31$
		$C_{C65V} = 0.69$
		$C_{C65V} = 0.00$

表 3 従来法による反応率比に対する不確かさ低減

Region	Critical experiment	UR
Upper blanket	C65V	0.654
Upper core	C65V	0.657
Internal blanket	C65V	0.805
Lower core	C45V	0.631
Lower blanket	C45V	0.191
Whole core	C65V	0.770

4. まとめ

実機核特性予測精度向上の為に複数の臨界実験データを使用する一般化バイアス因子法を紹介した。一般化バイアス因子は各々の臨界実験に対するバイアス因子と、その重み係数から成る。本手法を用いた稠密格子炉心の核特性不確かさ低減評価の適用例を示した。

手法誤差と実験誤差を無視した場合、 k_{eff} に対する不確かさ低減は 0.562 となった。一

方で、従来法による評価は 0.533 であった。

反応率比(C28/F49)に対する不確かさ低減評価では、本手法を適用すると上部炉心において 0.871 であり、従来法では 0.657 であった。また、全炉心において、本手法による不確かさ低減は 0.826 であり、従来法によるものは 0.770 であった。

以上の結果より、本手法による反応率比に対する実機核特性予測精度は従来方と比べて向上されている。また、本手法の特徴は、実施された全ての臨界実験に対して自動的に重み係数が求まる点である。

Reference

- 1) T. Takeda and A. Yoshimura, "Prediction Uncertainty Evaluation Methods of Core Performance Parameters in Large Liquid-Metal Fast Breeder Reactors," *Nucl. Sci. Eng.*, **103**, 157 (1989).
- 2) T. Sano and T. Takeda, "Generalized Bias Factor Method for Accurate Prediction of Neutronics Characteristics," *J. Nucl. Sci. Technol.*, **43**, 1465 (2006).
- 3) T. Kugo, K. Kojima, *et al.*, "Preliminary Evaluation of Reduction of Prediction Error in Breeding Light Water Reactor Core Performance," *Proc. of ICAPP'05*, Seoul, Korea, May. 15-19, E-5250 (2005).
- 4) K. Shibata, *et al.*, "Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-3: JENDL-3.3," *J. Nucl. Sci. Technol.*, **39**, 1125 (2002).
- 5) A. Hara, T. Takeda, *et al.*, "SAGEP: Two-Dimensional Sensitivity Analysis Code Based on Generalized Perturbation theory," JAERI-M 84-065, Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI), (1984) (in Japanese).