複雑形状を有する革新炉の炉心解析コードの開発

名古屋大学工学部　物理工学科　量子エネルギー工学コース　佐々木　貴浩

序論　革新炉の一つである高速増殖炉は、現在主流の原子炉である軽水炉において効率的に燃やすことのできない ^{238}U を効率的に利用することができるため、少ない燃料から多くのエネルギーを取り出すことが可能となる。そのため、日本のエネルギーの安定供給とエネルギー自給率の向上という二点で注目を集めている。軽水炉の燃料配置を決定する際には、安全性と経済性を両立させるために炉心内の中性子束分布を精度良く計算する必要がある。また、炉心の安全性評価のため、多数の炉心状態を評価する必要があり、計算時間をできる限り短くすることが求められる。従って、将来、高速増殖炉が実用化された際も同様の計算が行われることが予想される。しかし、定常状態の原子炉中で中性子の振る舞いを記述するボルツマン輸送方程式は７個の自由変数を持つ偏微分方程式になっており、全ての変数を単純に離散化した（S_N 法）だけでは十分な精度を得るための計算時間は非常に長いものとなってしまう可能性がある。また、高速増殖炉の炉心は上から見ると正六角形をしており、炉心を構成する燃料集合体もまた正六角柱という複雑な構造になっている。例として検証計算で用いた Takeda Benchmark 問題[1][2]の model4 の断面図の一部を図１に示す。そこで本研究では、ボルツマン輸送方程式の近似として比較的計算量の少ない SP_3 法を用いた、複雑形状を有する炉心の炉心解析コードの開発を試みた。

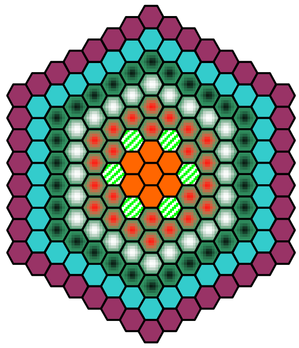

図１　Takeda Benchmark model4 の炉心断面図

SP_3 方程式　SP_3 方程式は一次元無限平板体系で輸送方程式をエネルギーに関して離散化、中性子の飛行方向についてルジャンドル多項式で三次の項まで展開、式中の位置を表すスカラー変数を三次元ベクトルに、位置に関する偏微分を∇に置き換えるという三つの近似を用いて導出される連立偏微分方程式である。解として得られる $\phi_g^0(\vec{r})$ と k_{eff} はそれぞれ全中性子束、実効増倍率を表しており重要な炉物理パラメータとなっている。

$$-\nabla D_g(\vec{r})\nabla\left(\phi_g^0(\vec{r})+2\phi_g^2(\vec{r})\right)+\Sigma_{r,g}(\vec{r})\left(\phi_g^0(\vec{r})+2\phi_g^2(\vec{r})\right) = \frac{\chi_g(\vec{r})}{k_{eff}}\sum_{g'}\nu\Sigma_{f,g'}(\vec{r})\phi_{g'}^0(\vec{r})+\sum_{g'\neq g}\Sigma_{s,g'\to g}(\vec{r})\phi_{g'}^0(\vec{r})+2\Sigma_{r,g}(\vec{r})\phi_g^2(\vec{r})$$

$$-\frac{27}{35}\nabla D_g(\vec{r})\nabla\phi_g^2(\vec{r})+\Sigma_{t,g}\phi_g^2(\vec{r}) = \frac{2}{5}\left(\Sigma_{r,g}(\vec{r})\phi_g^0(\vec{r})-\left(\frac{\chi_g}{k_{eff}}\sum_{g'}\nu\Sigma_{f,g'}\phi_{g'}^0(\vec{r})+\sum_{g'\neq g}\Sigma_{s,g'\to g}(\vec{r})\phi_{g'}^0(\vec{r})\right)\right)$$

検証計算に用いた体系　開発したコードの検証を行うため、Takeda Benchmark 問題[1][2] の model 4 を用いた（以下 model 4）。model 4 は KNK-Ⅱの高速炉炉心をモデルとしており、炉心が小さく、局所的に制御棒を入れるため、中性子の飛行方向の非等方性が大きくなり輸送効果が強く出るという特徴を持つ。model 4 は制御棒の挿入状態が未挿入(case1)、半分挿入(case2)、全挿入(case3)という三つのケースに分かれており、それぞれについてメッシュ形状を正六角柱、直方体、正三角柱という三種類で計算を実行した。１メッシュの体積は正六角柱、直方体、正三角柱の順で小さくなっており、直方体は幾何形状の近似を伴う。また、中性子の飛行方向について一次の項まで展開した近似式である拡散(Diffusion)法も、複雑形状を扱えるものを比較のために開発し、同様の計算を行った。

計算結果と考察　表１は各ケースの実効増倍率を纏めたものである。参照解には文献中に掲載されていたモンテカルロ法による計算結果[1][2]を用いた。メッシュを詳細に切るにしたがって、拡散法では誤差が大きくなってしまう場合があったが、SP3 法ではどのケースでも一様に誤差が小さくなった（メッシュ効果）。しかし case3 においては詳細なメッシュを用いた場合でも他のケースと比較して大きな誤差が残った。これは中性子の強吸収体である制御棒が炉心中心付近に存在するため、輸送効果が強くなり、SP3 法で用いた角度の展開次数ではこの輸送効果を表現しきれなかったものと考えられる。

表1　実効増倍率の計算結果

Mesh	Method	case1	case2	case3
Reference	Reference	1.0951	0.9833	0.8799
正六角柱	Diffusion	1.0964	1.0076	0.9381
	Diffusion 相対誤差	0.12%	2.47%	6.61%
	SP3	1.1135	1.0299	0.9647
	SP3 相対誤差	1.68%	4.74%	9.64%
直方体	Diffusion	1.0790	0.9735	0.8785
	Diffusion 相対誤差	−1.47%	−0.99%	−0.16%
	SP3	1.0958	0.9956	0.9050
	SP3 相対誤差	0.07%	1.25%	2.86%
正三角柱	Diffusion	1.0778	0.9701	0.8716
	Diffusion 相対誤差	−1.58%	−1.34%	−0.94%
	SP3	1.0947	0.9921	0.8978
	SP3 相対誤差	−0.04%	0.89%	2.04%

今後の課題　加速法の適用による収束速度の向上、ノード法の適用によるメッシュ効果低減、中性子飛行方向に関して展開次数を SP_3 法より高次化した SP_N 法の適用による輸送効果に関する誤差の低減を行いたい。

[1] T.Takeda, H.Ikeda, “3-D Neutron Transport Benchmarks,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **27**[9], pp.656~669, (1991)
[2] T.Takeda, H.Ikeda, “3-D Neutron Transport Benchmarks,” *NEACRP*, (1991)