

JAERI-Tech
2005-008



JP0550101



CANDLE燃烧方式の種々の
原子炉への適応に関する研究

(原子力基礎研究 H13-002)

(委託研究)

2005年3月

関本 博*

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公開している研究報告書です。
入手の問い合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2005

編集兼発行 日本原子力研究所

CANDLE 燃焼方式の種々の原子炉への適応に関する研究
(原子力基礎研究 H13-002)
(委託研究)

日本原子力研究所大洗研究所核熱利用研究部
関本 博*

(2005年1月18日受理)

CANDLE 燃焼は原子炉の新しい燃焼法であり、これを採用すると、燃焼領域は、燃焼に伴い核種数密度や出力の空間分布を変えることなく、軸方向に出力と比例した速さで移動していく。燃焼反応度制御のための装置は不要であり、燃焼が進んでも反応度も炉特性も変化しない。安全はもとより安心を与える原子炉と言えるであろう。この燃焼法を中性子経済に優れる高速炉に適用すると、取替新燃料として濃縮ウランやプルトニウムを必要としなくなり、新燃料として用いた天然ウランや劣化ウランの約40%が燃える。我々は既に大量の劣化ウランを保有しているが、これを用いれば、ウラン採鉱も濃縮施設も再処理施設も無しに、何百年も原子力を利用し続けることができる。また燃焼度の高い分、使用済み燃料の量も飛躍的に少なくなる。このような高燃焼度を達成するためには革新的な燃料を開発する必要がある。これには多くの時間がかかるであろうが、被覆材を交換するだけの簡易再処理を採用すれば、上記のシナリオは容易に達成できる。高速炉への本燃焼法の適用にはいくつかの技術開発を必要とするが、ブロック燃料を用いた高温ガス炉なら殆ど技術開発無しに適用することが可能である。本書では、具体的な例として、高温ガス炉と中性子経済に優れる高速炉への適用についての研究について説明する。

本研究は、日本原子力研究所の「原子力基礎研究推進制度」に基づいて平成13,14,15年度に実施した研究の成果である。

編集：核熱利用研究部 将来型高温ガス炉システム開発グループ 国富 一彦
大洗研究所：〒311-1394 茨城県東茨城郡大洗町成田町新堀 3607

* 東京工業大学

Study on the Application of CANDLE Burnup Strategy to Several Nuclear Reactors
(JAERI's Nuclear Research Promotion Program,H13-002)
(Contract Research)

Hiroshi SEKIMOTO*

Department of Advanced Nuclear Heat Technology
Oarai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Oarai-machi,Higashiibaraki-gun,Ibaraki-ken

(Received January 18, 2005)

The CANDLE burnup strategy is a new reactor burnup concept, where the distributions of fuel nuclide densities, neutron flux, and power density move with the same constant speed from bottom to top (or from top to bottom) of the core and without any change in their shapes. Therefore, any burnup control mechanisms are not required, and reactor characteristics do not change along burnup. The reactor is simple and safe. When this burnup scheme is applied to some neutron rich fast reactors, either natural or depleted uranium can be utilized as fresh fuel after second core and the burnup of discharged fuel is about 40%. It means that the nuclear energy can be utilized for many hundreds years without new mining, enrichment and reprocessing, and the amount of spent fuel can be reduced considerably. However, in order to perform such a high fuel burnup some innovative technologies should be developed. Though development of innovative fuel will take a lot of time, intermediate re-cladding may be easy to be employed. Compared to fast reactors, application of CANDLE burnup to prismatic fuel high-temperature gas cooled reactors is very easy. In this report the application of CANDLE burnup to both these types of reactors are studied.

This research was performed by the JAERI's Nuclear Research Promotion Program (JANP) in 2001 to 2003.

Editor : Kazuhiko KUNITOMI

Department of Advanced Nuclear Heat Technology , Advanced High Temperature
Gas-cooled Reactor Development Group

* Tokyo Institute of Technology

Keywords: CANDLE Burnup, Nuclide Densities, Neutron Flux, Power Density, Fast Reactor, Prismatic Fuel High-temperature Gas Cooled Reactor, Enrichment, Reprocessing, Re-cladding, Disposal

This is a blank page.

目 次

1. 序論	1
1.1 CANDLE 燃焼の概念	1
1.2 燃焼方式の特長と問題点	2
2. CANDLE 燃焼制御方式の計算方法	6
2.1 支配方程式	6
2.2 反復スキーム	7
2.3 炉心軸方向長さの設定	9
3. 天然ウラン装荷型高速炉の解析	10
3.1 緒言	10
3.2 定常状態解析	10
3.3 シミュレーション（時間依存解析）	18
3.4 結言	25
4. 核分裂性物質装荷型ブロック型・高温ガス炉の解析	27
4.1 緒言	27
4.2 定常状態解析	27
4.3 シミュレーション（時間依存解析）	29
4.4 結言	35
5. 結論	37
参考文献	38
付 録 研究成果一覧	109

Contents

1. Introduction	1
1.1 CANDLE Burnup	1
1.2 Feature and Demerit of CANDLE Burnup	2
2. Calculation Method of CANDLE Burnup	6
2.1 Basic Equations	6
2.2 Iteration Scheme	7
2.3 Determination of Core Height	9
3. Application of Natural Uranium Fueling-type Fast Reactor	10
3.1 Introduction	10
3.2 Steady State Analysis	10
3.3 Simulation (Time Dependent Analysis)	18
3.4 Conclusion	25
4. Application of Block-type High Temperature Gas Cooled (Thermal) Reactor	27
4.1 Introduction	27
4.2 Steady State Analysis	27
4.3 Simulation (Time Dependent Analysis)	29
4.4 Conclusion	35
5. Conclusion	37
References	38
Appendix List of Publications	109

1. 序 論

1. 1 CANDLE 燃焼の概念

まず CANDLE 燃焼法¹⁾とはどういうものかについて説明する。CANDLE とは Constant Axial Shape of Neutron Flux, Nuclide Densities and Power Shape During Life of Energy Production の頭文字から作られた造語であるが、あたかも蠟燭のように燃えることを表してもいる。即ち、この燃焼法を採用すると、Fig. 1.1 に示すように燃焼に伴い燃焼領域は、核種や中性子束や出力の空間分布を変えることなく、軸方向に出力と比例した速さで移動していく。ここで重要なのは、燃料は従来の設計と同じように固定されたままであるにもかかわらず、制御棒や反射体制御のような可動式燃焼反応度制御は一切不要であるということである。なお炉心高さは本燃焼法の特徴を解りやすくするため、極端に長くとってある。通常の炉心では燃焼済み領域と新燃料領域を合わせた長さは燃焼領域の長さ比べてかなり短くとられる。実際の炉のイメージは後で示す Fig. 1.4 の方が適切である。Fig. 1.4 ですら移動距離は大きめに描いてある。なおこの図では燃焼領域は上から下へ移動しているが、もちろん下から上への移動でも可能である。

これが可能なのは、燃料の無限体系中中性子増倍係数 k_g が燃焼とともに Fig. 1.2 に示すような特別な変化をするように設計されているためである。ここで横軸は中性子束を時間で積分した中性子フルエンスという量になっている。この量は燃焼度と比例すると考えてよい。CANDLE の新燃料の k_g は 1 以下だが、燃焼とともに増大しやがて 1 以上となる。最大に達するとそこからは減少し始め、やがて 1 以下となる。このような燃料を作ることができれば、燃焼領域の新燃料側では k_g が増加し、その反対側（使用済み燃料側）では減少していくことになる。

Fig. 1.2 では横軸を中性子フルエンスにとったが、これを炉心の中心軸（Z 軸）座標にとると Fig. 1.3 のようになる。左が新燃料側であり、右側が燃焼済みということになる。図の矢印で示すとおり、ピークより左側では燃焼とともに k_g が増加し、右側では減少する。このためピークは左側、即ち新燃料側にシフトすることになる。 k_g がピークをとるあたりで中性子束もピークをとる。ピークから離れると k_g は小さな値をとりやがて 1 以下となるので、中性子束もゼロに近づく。このため燃焼が起こらないので、左端及び右端では k_g は一定の値を示すようになる。平衡状態になると k_g の空間分布は時間とともに変化しなくなり、形を変えずに新燃料側にシフトしていくだけということになる。 k_g に Fig. 1.2 のような変化をさせるのはそれほど困難なことではない。具体的な方法は原子炉の形式によって異なるので、後で説明する。

付け加えると、出力レベルが変化したとしても出力分布は絶対値が変化するだけで、その相対的な形は変化しない。燃焼領域の移動速度は出力レベルに比例する。これについては「2. CANDLE 燃焼制御方式の計算方法」で原理を説明する。

炉心の高さは実際には有限である。燃焼領域が炉心の端に達したら、燃料交換しなければならない。この様子を Fig. 1.4 に示す。燃焼領域が炉心の端に達したら、燃焼済み領域を取り除き、燃焼の進行方向に新燃料を加える。こうすると CANDLE 燃焼を再開できる。新燃料は軸方向に一樣な組成でよく、製作は簡単になる。

いったん第 1 炉心がうまくできたら、第 2 炉心からの新燃料の製作は簡単となる。但し、第 1 炉心の燃焼領域を構成するのは難しい問題になるかもしれない。第 1 炉心では、理想的な炉心構成がうまくできなくて、燃焼に伴う余剰反応度の大きな変化が生じ、制御棒等を必要とするようになるかもしれない。このような場合、第 1 炉心のためだけの特別な原子炉をつくるのが適当かもしれない。この炉には余剰反応度制御のための制御棒等をつけておく。これを燃焼させれば、第 2 炉心用の燃料ができあがる。この組成は理想的な CANDLE 炉心の組成に近いはずである。これを余剰反応度制御のない通常の CANDLE 炉に移すようにするわけである。このようにして、第 1 炉心用の原子炉 1 基だけで、多くの CANDLE 炉心を運転することができる。もし第 2 炉心

でも理想の CANDLE 燃焼の組成とかなり異なり、余剰反応度の変化が大きい場合は、更に同じ第1炉心専用原子炉で、満足できる組成が得られるまで燃焼を続ければよい。

1. 2 燃焼方式の特長と問題点

1. 2. 1 一般的特長と問題点

どのようにすれば Fig. 1.3 のような k_g の燃焼に対する変化が得られ CANDLE 燃焼が可能になるかを先に説明すべきであるが、具体的な方法は原子炉の形式によって異なるので、後回しにし、このような燃焼が可能となると一般的にどのような特長が期待できるかということから説明する。一般的考察から次のようなことが期待される。

1) 燃焼制御のための制御装置が不要となる。

現在使用されている一般的な原子炉では、燃料交換をするとその後一定期間運転を続けた後、再び燃料交換をして、更に運転を続けるといったことになっている。燃料を炉心に入れたまま運転を続けると核分裂性物質は消費され、中性子を無駄食いする核分裂生成物が蓄積する。このため臨界特性が悪くなっていく。燃料交換の間隔を充分長く取るためには、燃料交換直後の実効中性子増倍係数を1より充分大きくとっておく必要がある（反応度を充分大きな正の値にしておくのと同じ意味）。これだけだと超臨界になるので、制御棒を挿入するなどして原子炉をちょうど臨界になるように調節している。これでは中性子の無駄食いが大きくなり、しかも制御棒の故障や誤操作が重大な事故に繋がる可能性がある。CANDLE 燃焼では燃焼反応度調節のための制御棒といったものを必要とせず、次のような特長が期待できる。

- 中性子の無駄食いが無くなる。これは余剰中性子が少ないという状況で極めて望ましいことである。
- 燃焼制御が不要となり、運転が簡単で容易となる。
- 燃焼のための制御棒が無く、制御棒誤引き抜き事故は排除される。
- 原子炉に入れっぱなしの制御棒はその能力が低下していく、このような変化に対する対策が不要となる。

2) 燃焼に伴う炉心特性の変化がない。

炉物理計算（臨界特性、出力分布、反応度出力係数などを計算する）の精度は、核反応に関するデータの精度や計算手法の精度が高くなっただけでなく、多数の臨界実験を通じて極めて高精度になっている。しかし燃焼が進んだ場合の炉物理計算は実験による検証が難しく、新燃料の炉物理計算に比べて誤差がかなり大きい。このため従来の炉では、燃焼にともなう出力密度ピーキングファクターや反応度出力係数の変化といったものに、安全ファクターを掛けたりして十分な注意を払う必要があった。CANDLE ではこのような原子炉特性パラメータが燃焼を通じて一定なので、運転方法は変化せず、極めて簡単で信頼性のあるものになる。

3) オリフィスによる燃焼に伴う流量調整の必要がない。

一般の原子炉では燃焼に伴って軸と垂直な平面での出力分布も変化する。このため燃焼開始時に冷却材（軸と平行に流す）出口温度を一定になるように冷却材流量を調節しておいても、燃焼が進むとともに違いが大きくなっていく。あまり大きくなるようだと、炉心冷却材チャンネルの冷却材流量を再調整することになる。例えばアウト・イン燃焼方式による長寿命炉が提案されているが、その場合は出力ピーキングが外側から中心部に移行しており、その冷却を最適化しようとする、最初はオリフィスの外側を開けておいて、その後絞り込む、中心部では最初絞り込んでから開けるというような方法を採用する。CANDLE 燃焼では、軸と垂直な平面での軸方向積分出力分布は燃焼とともに変化しないので、燃焼にしたがって流量調整を行う必要がなく、運転が容易となり運転ミスを少なくすることができる。

4) 半径方向出力分布の最適化に優れる。

すでに述べたごとく、今までの炉では、燃焼とともに出力分布が複雑に変化するもので、ある時点で最適化されていた分布も、異なる時点では最適なものからかなり外れた分布になることがある。このため寿命全体を考え、全体として最適化する必要がある。CANDLE では一旦最適化されると寿命全体に亘って最適であり、高度で確実な最適化が図れる。

- 5) 炉心の高さを大きくすることにより、原子炉の寿命を簡単に長くできる。
 軽水炉等では濃縮度を高くして燃焼度を上げることにより炉心寿命を長くしている。この場合、寿命はもっぱら材料健全性と許容余剰反応度で決まる。これ以上寿命を延ばそうとすると出力密度を低くすることになる。いわゆる長寿命炉は一般にこのようなことになっている。こうすれば燃焼度が同じでも運転年数を長くすることができる。この場合全出力が同じで、寿命をM倍するとすると、体積もM倍しなければならないことになる。CANDLE も長寿命にするときには炉心高さを大きくするわけだから体積を大きくすることになる。元の設計で燃焼領域の動く距離をDとすると、寿命をM倍するためには炉心高さを $(M-1) \times D$ だけ足してやればよいことになる。即ち、出力密度方式では掛け算になる。ところが CANDLE 方式では足し算になるのである。このため一般的に CANDLE 方式は出力密度方式に比べ体積増加が少ない。この効果はMが大きくなるほど大きくなる。Dが大きければ CANDLE 方式でも大きくなると考えられるが、一般にDは極めて小さい。これを前提とした上で、以下に特長を示しておく。
- 燃焼領域の移動速度は一般に極めて遅い。このため超長寿命炉の設計が容易である。
 - 炉心高さを変えることにより、炉心寿命を簡単に変更できる。
 - 小型長寿命炉が可能となった場合、原子炉を工場で作り、サイトに運搬して据え付け、そこで燃料交換無しに長期に運転した後、また工場に戻す(新しい原子炉と取り替える)といったことが可能となる。このため次のような特長を期待できる。
 - ・ 燃料交換は通常作業で最も難しいものであり、高度な技術を期待できないような場所で使用する場合、燃料交換を必要としないことは大きな利点となる。
 - ・ 燃料を炉心に閉じ込めたままの原子炉は核拡散抵抗性も高い。

- 6) 取替新燃料の無限体系中中性子増倍係数が1以下となる。
 Fig. 1.2 に示したように、新燃料の無限体系中中性子増倍係数が1以下であり(設計によっては少し1を超えても可能である)、これが燃焼とともに増加し、やがて1よりも大きくなるというところが CANDLE 燃焼を成立させるための重要な条件である。ところで新燃料の無限体系中中性子増倍係数が1以下というのは安全上極めて望ましいことである。このため新燃料をたくさん集めても臨界になる可能性が小さく、新燃料の輸送や貯蔵が簡単で安全になる。

一方、問題点としては次のようなことがあげられる。

- 1) 軸方向に長い炉心になりやすく、冷却材の圧力損失が大きくなりやすい。
 長寿命にしようと思えば、軸方向に長くすればよいとは言うものの、軸方向に長くすれば、それだけ冷却材の流路が長くなるので圧力損失が大きくなり、ポンプを強力にする必要が生じる。しかし、極端な長寿命でなければ問題とならない。また燃焼領域の移動速度が非常に遅ければ、それほど長い炉心にしなくてもかなりの長寿命を達成することができる。例えば大型高速炉での移動速度は、典型的には4 cm/y 程度である。1年間にわずか4 cm しか進まないから10年間でも40cm、20年間でも80cm であり、通常のポンプでも圧力損失の増加の影響を受けない範囲である。
- 2) 軸方向出力分布の調整の自由度が少ない。
 軸方向は CANDLE 固有の分布になってしまう。ただし、半径方向の出力分布は特長の4)で述べたように、高度に最適化できるので、総合的に考えると、全体的な出力分布はかなり良い分布になっていると考えられる。

3) 初期炉心の構成が困難である。

取替え燃料の製作は簡単になるが、初期炉心は燃焼領域をうまく模擬する燃料を製作しなければならない。燃焼領域には放射性物質がたくさん入っているが、これを容易に手に入る物質で模擬するのは難しいと考えられる。要求されることは次のようなことである。

- 平衡炉心の実効中性子増倍係数を1にしなければいけない。
- 平衡炉心になるまでの実効中性子増倍係数の変化を小さくする。
- 平衡 CANDLE 炉心に速やかに移行させる。

初期炉心の実効中性子増倍係数の変化が大きい場合は制御装置を必要とするかもしれない。この場合は2. 1で述べたように、平衡炉心燃料作成のための原子炉を特別に作るのもひとつの方法である。

1. 2. 2 CANDLE 燃焼を高速炉に適用した場合の特長と問題点

以上の説明で、CANDLE 燃焼が極めて優れた燃焼法であることをわかっていただけたであろうか。それぞれの炉型で更に特筆すべき特長が現れるのだが、これについての研究が本報告の主題である。本報告ではこの燃焼法をブロック燃料型高温ガス炉及び鉛ビスマス冷却金属燃料高速炉に適用した場合についての計算結果を示す。どのような結果が得られるかは、そこを読むとわかるが、序ということで、重要な結果を少し示しておく。

中性子経済の極めて優れた高速炉に CANDLE 燃焼を適用した場合の特長について纏めておく。これらの結果は今までの原子炉の常識を覆すような次のような特長を示している。

1) 最初の炉以外には核分裂性燃料を必要としないような設計が可能となる。

従って、第2炉心以降の燃料は天然ウランまたは劣化ウランだけでよい。即ち、第1炉心の核分裂性物質があれば、濃縮施設や再処理施設を必要としない。言うまでも無いが、これらの施設に伴う廃棄物も無くなる。

2) この炉における使用済み燃料の燃焼度は40%程度になる。

- この値は現在世界で計画されている代表的な高速炉+再処理システム(70%)に匹敵する。
- 天然ウラン資源の40%が濃縮も再処理もせずにエネルギーに変換できるわけである。今まで軽水炉用の濃縮ウラン燃料を作ってきたが、これに伴い劣化ウランが多量に残っている。これだけでも数百年のエネルギーを供給できる。即ち採鉱をする必要がなくなる。
- 単純なワンスルーサイクルを考えると、現在の軽水炉(4%燃焼度)に比べて、資源量は60倍になり、地層処分用廃棄物は1/10になる。雑廃棄物は極端に少なくなる。

3) 燃焼速度は4cm/年程度であり、超長寿命炉の設計が容易。

この場合、炉心寿命を20年あるいは30年としても炉心高さをそれぞれ0.8mあるいは1.2m増やすだけである。

4) CDA が発生したとしても再臨界事故になりにくい。

余剰反応度制御のための吸収材や反射体がなく、炉心に余剰反応度を確保するための余分の核分裂性物質が無い場合、炉心が壊れて燃料の再配置が起こったとしても再臨界事故が発生しにくい。

但し、次のような問題点が考えられる。

1) 優れた中性子経済を得るための設計が必要である。

重要な課題であるが、多くの解決法が考えられる。少なくともここで紹介したような設計例があり、これらの設計は現在可能と考えられる設計となっている。優れた中性子経済を有する高速炉は一般に負の出力反応度係数を得る設計が難しい。このようなこともよく検討する必要がある。

2) 高燃焼に伴う材料健全性を保証する必要がある。

現状の材料では40%の燃焼度は無理である。かなりの研究開発が必要であろう。照射実験をする必要がある。燃料そのものの開発も必要であるが、大きな高速中性子フルエンス（高速中性子照射量）に耐える被覆材の開発が必要である。また高燃焼度に伴い核分裂生成物の蓄積量が極めて大きくなる。圧力が高くなりすぎるのでガスは燃料要素から放出する必要が生じる。これは大きな設計変更を必要とする。固体成分の量も大きくなるので、新燃料の密度を低くして、これらの蓄積に対しても対応できるようにする必要がある。これらの問題は揮発性核分裂生成物を除き被覆管だけを新しくする簡易再処理を導入することにより解決できる。

1. 2. 3 CANDLE 燃焼をブロック燃料型高温ガス炉に適用した場合の特長と問題点

ブロック燃料型高温ガス炉に CANDLE 燃焼を適用した場合²⁾の特長について纏めると次のようになる。

- 1) ペブルベッド炉の重要な特長を有する。
 - 燃焼制御のための制御棒等を必要としない。
 - 原子炉特性が時間とともに変化しない。運転が簡単で信頼性の高いものになる。
- 2) ペブルベッド炉に比べ多くの利点を有する。
 - 出力時燃料交換の為に複雑な設備が不要。
 - ペブルベッド炉では燃料の燃焼履歴がペブル毎にランダムに異なり、コントロールできず、予測不能であるが、CANDLE 炉心では個々の燃料の燃焼を完全にコントロールでき予測できる。
 - ペブルベッド炉では燃料が積み重なりながら動くので破損しやすいが、ここではそのようなことがない。
- 3) 燃焼領域の進行方向と逆方向に冷却材を流すことにより、燃料最高温度を低くできる。出力分布が燃焼領域の進行方向にシフトしており、かつ後方に指数関数的に減少している。このような分布に対して燃焼領域の進行方向と逆方向に冷却材を流すことにより、燃料最高温度を低くできる。

これ以外に1. 2. 1で述べた特長はもちろんそのまま成立する。

2. CANDLE 燃焼制御方式の計算方法¹⁾

2. 1 支配方程式

本節では、CANDLE 定常状態解析の手法について述べる。ここで定常状態とは、核種密度の時間変化が無い状態ではなく、核種密度分布が炉心軸方向に一定速度で移動する状態を指す。解析の入力条件である炉心サイズ、新燃料組成、全出力等に基づいて、定常状態における核種数密度分布を求めることが、CANDLE 定常状態解析の目的となる。

炉心内の核種数密度の時間変化は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} = & -\lambda_i N_i - \sum_g \sigma_{a,i} \phi_g N_i + \sum_{j,g} \lambda_{g,j} \alpha_{j \rightarrow i} N_j \\ & + \sum_{j,g} \beta_{j \rightarrow i} \sigma_{a,g,j} \phi_g N_j + \sum_{j,g} \gamma_{j \rightarrow i} \sigma_{f,g,j} \phi_g N_j \end{aligned} \quad (2.1)$$

ここで、各文字式の意味は以下の通りである。

- $\phi_g = \phi_g(r, z, t)$: 第 g 群の中性子束
- $N_i = N_i(r, z, t)$: 核種 i の核種数密度
- r : 炉心内半径方向位置
- z : 炉心内軸方向位置
- λ_i : 核種 i の崩壊定数
- $\sigma_{a,g,i}$: 核種 i の第 g 群における吸収ミクロ断面積
- $\sigma_{f,g,i}$: 核種 i の第 g 群における核分裂ミクロ断面積
- $\alpha_{j \rightarrow i}$: 核種 j が崩壊して核種 i になる確率
- $\beta_{j \rightarrow i}$: 核種 j が中性子を吸収して核種 i になる確率
- $\gamma_{j \rightarrow i}$: 核種 j の核分裂による核種 i の収率

通常の燃焼計算では核種数密度に初期値が与えられ、中性子束分布の計算と連動してこれらの式が解かれる。

式(2.1)に対してガリレイ変換

$$\begin{aligned} r' &= r \\ z' &= z + v_z t \\ t' &= t \end{aligned}$$

を行うことで、式(2.2)が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{dN'_i}{dt'} \Big|_{+v_z} \frac{dN'_i}{dz'} = & -\lambda_i N'_i - \sum_g \sigma_{a,i} \phi'_g N'_i \\ & + \sum_{j,g} \lambda_{g,j} \alpha_{j \rightarrow i} N'_j + \sum_{j,g} \beta_{j \rightarrow i} \sigma_{a,g,j} \phi'_g N'_j + \sum_{j,g} \gamma_{j \rightarrow i} \sigma_{f,g,j} \phi'_g N'_j \end{aligned} \quad (2.2)$$

式(2.2)は、速度 v_z で移動する座標系から体系を見た場合の核種数密度の時間変化を記述したもので、式の意味するところは式(2.1)と等価である。CANDLE 燃焼解析では、式(2.2)に拘束条件

$$\left. \frac{dN'_i}{dt'} \right| = 0 \quad (\text{移動座標系からみた核種数密度の時間変化はゼロ})$$

を付加した次式

$$\begin{aligned} v_z \frac{dN'_i}{dz'} = & -\lambda_i N'_i - \sum_g \sigma_{a,i} \phi'_g N'_i \\ & + \sum_{j,g} \lambda_{g,j} \alpha_{j \rightarrow i} N'_j + \sum_{j,g} \beta_{j \rightarrow i} \sigma_{a,g,j} \phi'_g N'_j + \sum_{j,g} \gamma_{j \rightarrow i} \sigma_{f,g,j} \phi'_g N'_j \end{aligned} \quad (2.3)$$

を解く。

式(2.3)は、拘束条件を付加したことで、速度 v_z で移動している座標系から体系を見ると、見かけ上核種密度分布に時間的変化がないという、特殊な状況における核種数密度の空間分布を記述した式になっている。この様な状態は第1章に述べた CANDLE 燃焼の定常状態そのものであり、従って式(2.3)を満足する核種数密度分布が、求めるべき CANDLE 定常状態の核種数密度分布である。中性子束分布や出力密度分布は、核種密度分布の変化に付随するので、式(2.3)を解いて得られた核種数密度分布を持つ炉心について通常の燃焼解析（式(2.1)に対応）を行うことで、第1章に述べた CANDLE 燃焼方式の性質が成立することを確認できる。

中性子束分布は次式の中性子拡散方程式により決定される。

$$-\nabla D_g \nabla \phi_g + \Sigma_{a,g} \phi_g + \sum_{s=g+1}^G \Sigma_{s,g \rightarrow g'} \phi_{g'} = \frac{1}{k_{eff}} \chi_g \sum_{g'=1}^G v_{g'} \Sigma_{f,g'} \phi_{g'} + \sum_{s=g+1}^{g-1} \Sigma_{s,g' \rightarrow g} \phi_{g'} \quad (2.4)$$

ここで、各文字式の意味は以下の通りである。

- D_g : 第 g 群の拡散係数
- $\Sigma_{a,g}$: 第 g 群吸収マクロ断面積
- $\Sigma_{s,g \rightarrow g'}$: 第 g 群から第 g' 群への散乱マクロ断面積
- $v_g \Sigma_{f,g}$: 第 g 群生成断面積
- χ_g : 第 g 群核分裂スペクトル

式(2.3)を核種数密度について解くには、係数として表れる中性子束が必要であるが、一方式(2.4)を中性子束について解く際に必要となる係数のマクロ断面積は、核種数密度に依存する。従ってこの問題は強い非線形性を持つ連立微分方程式であり、収束解を得るためには適切な初期条件(中性子束分布)を与え、次項に示す反復過程に沿って計算を行わねばならない。

2. 2 反復スキーム

2. 2. 1 反復スキーム

定常状態にある程度近い仮の中性子束分布 $\phi(r, z, g)$ が得られていると仮定する。以下の手順に従い反復計算を行うことで、核種密度と中性子束分布について CANDLE 定常状態の収束解を得ることができる。

1. 適当な方法により仮の中性子束分布 $\phi(r, z, g)$ を決定する。
2. 適当な方法により分布移動速度 v を仮定する。
3. 仮の中性子束分布 ϕ と仮定した分布移動速度 v を用いて、式(3)を炉心端（新燃料状態の領域）側から逐次的に解くことが出来、核種密度分布 $N'_i(r, z)$ が求まる。

4. 核種密度分布 N_i を用いて拡散方程式 (式(4)) を解くことができ、中性子束分布 ϕ_{next} が求まる。
5. 仮の中性子束分布 ϕ と ϕ_{next} の重心位置を比較する。
 - ・ 仮定した分布移動速度 v が、仮の中性子束分布 ϕ に対する真の分布移動速度 V に等しいものであった場合、両者の重心位置は一致する。このとき中性子束分布 ϕ_{next} を新しい仮の中性子束分布 ϕ として、1～4を繰り返す。
 - ・ 仮定した分布移動速度が真の分布移動速度と異なる場合には、両者の重心位置は一致しない。このとき、仮の中性子束分布 ϕ の更新は行わず、 ϕ に対して重心が一致する中性子束分布 ϕ_{next} が求められるまで、2～4を繰り返す。

上記手順を、中性子束分布、実効増倍率、分布移動速度に有意な変化が見られなくなるまで繰り返す。対応するフローチャートを Fig. 2.1 に示す。

2. 2. 2 仮の中性子束分布の決定

前項に述べたように、CANDLE 燃焼解析で収束解を得る上で、反復過程の初期条件として与える仮の中性子束分布が非常に重要である。Fig. 2.1 における仮の中性子束分布 ϕ の決定は、解析の最初を除いては、手順5の、重心が一致した場合の中性子束分布更新という形で行われるが、解析の最初に与える仮の中性子束分布 (初期中性子束分布) については、何らかの方法により適切な分布を用意する必要がある。この初期中性子束分布の良否が、収束解が得られるかを左右するが、本研究で行った解析の多くでは、従来の研究において得られた類似の体系に対する定常状態の中性子束分布を初期分布として充てることで、収束解が得られた。

本研究で作成したコード中では、類似の体系における解析例がない場合について、以下の手順に従い初期中性子束を生成し、収束解を得ることに成功している。

1. 炉心高さを H とすると、初期中性子束の軸方向分布を次式で定め、半径方向は一様分布とする (炉心軸方向中心位置を $z=0$ とおいた)。

$$\begin{cases} \phi(z) = \cos\left(\frac{2\pi}{H}\left(z - \frac{H}{2}\right)\right) & \text{for } \frac{1}{4}H < z < \frac{3}{4}H \\ \phi(z) = 0 & \text{else} \end{cases}$$

2. 初期中性子束分布を用いて式(2.3)を解くが、この際、得られた核種数密度分布に基づいて新たに計算された中性子束分布が旧燃料側に移動し、且つその反値幅が広がらない様、分布移動速度 v を十分小さくとる。条件を満足するまで v を変え、燃焼計算→拡散計算を繰り返す。
3. 手順2の条件を満足する v を用いた燃焼計算 (式(2.3)) で得られた核種数密度分布に基づき、中性子束分布を計算し、これにより得られた中性子束分布を、新たな初期中性子束分布と定める。
4. 手順2、3を数回反復する。

2. 2. 3 分布移動速度の決定

ある仮の中性子束分布 ϕ に対する分布移動速度 v を仮定する際には、以下のことが指標となる。

- ・ 仮定した分布移動速度 v が真の分布移動速度 V に対して大きかった場合、炉心内のフルエンスは全体的に低下する。これは式(3)において、旧燃料側への変位 dz' が、フルエンス $\sum_g \phi'_g / v_z$ の増加に対応することから類推される。このとき無限増倍率がピークを迎えるのが遅くなるため、燃焼計算後の中性子束分布は仮の中性子束分布よりも旧燃料側にシフトする。

仮定した分布移動速度 v が真の分布移動速度 V に対して小さかった場合、炉心内のフルエンスは全体的に増加する。このとき無限増倍率がピークを迎えるのが早くなるため、燃焼計算後の中性子束分布は仮の中性子束分布よりも新燃料側にシフトする。

2. 3 炉心軸方向長さの設定

式(2.3)が厳密な意味で成立する可能性があるのは、軸方向に無限の広がりを持つ炉心が存在する体系という限られた条件下においてのみである。これは、定常状態に近い状態に一旦炉心が到達したとしても、一定速度で分布が移動する以上、有限の体系ではいずれ炉心端に到達してしまうことを考えれば明らかである。従って数値解析を行う上でも、無限長の炉心に近い条件を整えることが、解析を安定させる上で重要となる。具体的には、中性子束が有意な大きさを持つ領域を十分包含する長さの炉心を用意し、炉心軸方向の中性子の漏れを小さくすることである。これにより軸方向の境界条件が解析に及ぼす影響は小さくなる。今迄の解析により、8 mという炉心高さは十分に大きく、炉心端の境界条件に有意な影響を受けないことがわかっている。そこで本章における解析でも、炉心高さを8 mとした。

即ち、新燃料領域を $z = 0$ 、旧燃料領域を $z > 0$ にとった場合、仮定した分布移動速度 v と、燃焼計算後の中性子束分布の重心位置の変化とは、負の相関を持っている。従って、中性子束分布が旧燃料側にシフトした場合にはより小さい分布移動速度を、新燃料側にシフトした場合にはより大きい分布移動速度を仮定すればよい。

本研究で作成したコード中ではこの点を踏まえ、2分探索により分布移動速度を仮定している。

3. 天然ウラン装荷型高速炉の解析

3. 1 緒言

天然ウランはエネルギーの高い中性子で照射した場合、中性子無限増倍係数が Fig. 1.2 で示したような変化をする。このことから、天然ウラン装荷型高速炉の実現可能性が考えられる。この場合実効増倍係数を 1 以上にすることが難しい問題になると考えられるので、できるだけ中性子経済に優れた原子炉を採用する必要がある。

これらの予備的な解析は本研究前に既になされており、ここではこの解析に用いられた近似等について検討する。

CANDLE 解析は中性子輸送と燃焼を同時に扱うため多大な時間を要する。このため多群マイクロ断面積を空間的に変化しないものとして扱ってきた。それぞれの位置で温度や燃焼度が違っており、このため中性子スペクトルが変化するので、厳密にはこれを正確に扱う必要がある。まずはこれについて検討する。

CANDLE 燃焼の平衡状態をいきなり求めるコードを作成したため、本研究はスムーズに進展している。しかしこのコードは独自に作成されたものであり、プログラムミス等が無い正しいコードになっていることを確かめておかねばならない。このため、通常の拡散方程式と燃焼方程式を組み合わせたシミュレーションコードを作成し、同じ平衡解を与えることを示すことにより、コードの正しさを実証することとした。

また作成したシミュレーションコードを使って種々の過渡応答を解析した。これより多くの知見が得られた。これについても紹介する。

3. 2 定常状態解析

3. 2. 1 温度及び燃焼度の効果を考慮した CANDLE 燃焼解析^{3,4)}

本節では、前節で述べた手順により行われる従来の CANDLE 定常状態解析が持つ問題点と、これを解決するために導入した温度及び燃焼度の効果を考慮した CANDLE 燃焼解析手法についてまとめる。

3. 2. 1. 1 従来手法の問題点

従来手法の問題点は、拡散計算中で参照されるマイクロ群定数が、解析終了まで変化しないものとしていることである。マイクロ群定数は計算開始時点で新燃料の組成をもつ燃料セルに対して計算され、この値が一貫して用いられる。しかし、燃焼が進行すれば燃料の組成は変化し、これに伴ってマイクロ群定数にも変化が生じる。また拡散計算により得られる出力密度分布も、燃料と冷却材の温度を通してマイクロ群定数に影響を与える。マイクロ群定数の変化はマクロ断面積の変化を通じて拡散計算の結果に影響を与える。

燃焼・拡散計算中で計算される反応率の大小は、燃料組成や温度変化によるマイクロ群定数の相対変化よりも、燃焼による核種数密度変化に強く依存する。従ってマイクロ群定数の変化を無視することが一回の拡散計算の結果に与える影響は、さほど大きくないものと予想でき、従来手法では取り扱いを省略している。しかし、前述のように、CANDLE 燃焼解析では拡散計算で得られた中性子束分布が次のステップの燃焼計算に及ぼす影響が大きい。このため、マイクロ群定数の相対変化が小さいことをもって、燃焼解析で最終的に得られる核種密度分布に対する影響が小さいとは断定できない。

以上に述べた様に、従来手法では比較的高速に定常状態解析を行うことができるが、温度及び燃焼度の効果が定常状態の核種密度分布に有意な影響を持つ可能性がある。この場合には、従来手法の結果を核設計等にそのまま用いることはできず、何らかの方法で同効果を考慮した解析を行う必要が生じる。

3. 2. 1. 2 テーブル内挿によるマイクロ群定数再計算手法

本章における解析の目的は、燃焼度と温度の効果を考慮に入れた CANDLE 燃焼解析を行い、この結果と従来手法による解析結果との比較を行うことで、従来手法の妥当性を検証することである。このためには、前節に述べた反復計算で、燃焼・拡散計算の結果起こる核種組成・温度分布の変化に基づき、群定数を再計算する必要がある。

最も単純かつ高い精度で解析を行うことができる方法は、燃焼計算・拡散計算が終了する毎にマイクロ群定数の再計算を行うことである。具体的には、拡散メッシュ毎に、最新の核種組成と温度の下で SRAC-PIJ (衝突確率法)⁵⁾ を実行し、マイクロ群定数を更新する。この場合、燃焼度と温度の影響を厳密に考慮した解析結果を得ることができるであろう。しかし、現行の計算環境では現実的な時間でこのような解析を実行することは不可能である。

そこで本解析では、炉心で成立しうる温度・燃焼度条件を包含する複数のケースについてマイクロ群定数を作成してマイクロ群定数セットを予め用意し、炉心の状態変化に応じて群定数セットをテーブル内挿することで、燃焼度と温度の効果を考慮した解析を試みた。

内挿に用いるパラメータとしては燃料温度、冷却材温度、フルエンスを選んだ。以下に、各パラメータの計算手順、内挿手法、テーブル作成手順についてまとめる。

3. 2. 1. 3 出力分布に基づく燃料・冷却材温度分布の計算 (定常状態の熱流動解析)

テーブル内挿のパラメータとして用いる燃料温度・冷却材温度は、全炉心空間メッシュ (r, z) について、以下の様に算出した。

炉心冷却材温度は、冷却材流路を軸方向 1 次元モデルで扱った、次の式(3.1)の差分化式に基づいて計算される。

$$CG \frac{\partial T}{\partial z} = Q \quad (3.1)$$

ここで、各文字式の意味は以下の通りである。

C : 冷却材熱容量[J/kg/K]

G : 単位面積当りの冷却材質量流量[kg/s/m²]

T : 冷却材温度[K]

z : メッシュ軸方向位置 : [m]

Q : 単位体積あたりの発熱量[J/m³]=該当メッシュの炉心出力密度

出力密度分布は拡散計算で得られた中性子束分布と全出力から決定される。冷却材は炉心下部から流入し、炉心上部から流出するものとする。境界条件として、炉心入口温度に既定値を与えた。全出力、炉心入口温度、炉心出口最高温度を Table 3.1 に示す。

質量流量 G は、次の手順に従い、全冷却材流路の摩擦圧力損失が一定となるよう定めた。

1. 炉心 r 方向メッシュについて、流路直径と冷却材流速、摩擦圧力損失の関係から、各メッシュの摩擦圧力損失が一定になるように、冷却材流速のメッシュ間の比を決定する。(流路直径が異なる領域が 2 領域以上存在する場合)
2. 手順 1 で定めた比を持った流速を式(5)に適用した場合に、出口温度が最大になる r 方向メッシュを探索する。この際流速の絶対値は適当な値でよい。
3. 手順 2 で決定した温度上昇が最大となるメッシュの出口温度が、Table 3.1 で与えた出口最高温度に一致する様に、同メッシュの流速の絶対値を決定する。
4. 手順 3 で決定したメッシュの流速と、流速比を元に、全流路の流速の絶対値を決定する。
5. 手順 4 で決定した各メッシュの流速と流路直径から、質量流量が決定できる。

式(3.1)により計算された各メッシュの冷却材温度を、それぞれの群定数のテーブル内挿パラメータとして用いる。

燃料温度は、冷却材流路を燃料セルの径方向 1 次元モデル (Fig.3.1 参照) で扱った、式(3.2)の

差分方程式に基づいて計算される。但し、Fig. 3.1 に示した様に、六角形セル形状の正確な取り扱いには2次元の計算が必要となるため、コード中では、燃料領域が等面積となるような円周境界 (Fig. 3.1 の B3) を仮定している。

$$Q + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[rk \frac{\partial T}{\partial r} \right] = 0 \quad (3.2)$$

ここで、各文字式の意味は以下の通りである。

k : 燃料の熱伝導率[W/m/K]

T : 燃料温度[K]

r : 径方向位置 (冷却材流路中心からの距離) [m]

Q : 単位体積あたりの発熱量[J/m³] = (該当メッシュの炉心出力密度) ÷ (燃料体積割合)
 径方向位置 r は炉心半径方向位置ではなく、セル計算モデルの半径方向位置であることに注意すべきである。出力密度分布は拡散計算で得られた中性子束分布と全出力から決定され、核分裂による発熱は燃料スラグ中で一様に生じるものとする。境界条件として、被覆管との境界温度はギャップコンダクタンスと被覆管の燃料側境界 (Fig. 3.1 の B2) の温度から決定され、燃料中心 (Fig. 3.1 の B3) の温度勾配はゼロであるとした。

炉心内燃料領域の被覆管温度は、式(3.2)で出力密度をゼロと置いた、次の式(3.3)の差分方程式に基づいて計算される。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[rk \frac{\partial T}{\partial r} \right] = 0 \quad (3.3)$$

ここで k は被覆管の熱伝導率である。境界条件として、燃料との境界温度はギャップコンダクタンスと燃料の被覆管側境界 (Fig. 3.1 の B2) の温度から決定され、被覆管表面 (Fig. 3.1 の B1) の温度は式(3.3)により求めた冷却材バルク温度と表面の対流熱伝達から決定される。

ギャップコンダクタンスは次の式(3.4)により決定する。

$$h_{gap} = \frac{k}{\delta} \quad (3.4)$$

ここで、各文字式の意味は以下の通りである。なお、ボンド層厚さは 0.12mm と設定した。

h_{gap} : ギャップコンダクタンス[W/m²K]

k : ボンド層の熱伝導率[W/m K] (ナトリウム : 70[W/m K])

被覆管表面の対流熱伝達決定に必要なヌセルト数の計算には、次の式(3.5)を用いた。

$$Nu = 3.0 + 0.014(Re \cdot Pr)^{0.8} \quad (3.5)$$

ここで Re は冷却材のレイノルズ数、Pr はプラントル数である。

燃料温度の計算にあたっては、まず冷却材バルク温度を計算したのち、被覆管温度、燃料温度と燃料側に向かい逐次的に計算を進める。中心 (Fig. 3.1 の B3) メッシュまでの燃料温度を計算した後、計算対象である (炉心スケールの) メッシュの燃料平均温度として、(燃料セルスケールの) メッシュ体積で重み付け平均した燃料温度を計算する。この平均温度を、同 (炉心スケールの) メッシュの群定数テーブル内挿パラメータとして用いる。

3. 2. 1. 4 中性子束分布に基づくフルエンス分布の計算

テーブル内挿のパラメータとして用いるフルエンス分布は、全炉心空間メッシュ (r, z) について、以下の様に算出した。

CANDLE 炉心においては炉心領域について式(2.3)が成立しているので、燃料が受けたフルエンスは、軸方向に次の式(3.6)で表される関係を持っている。

$$F(z + dz) = F(z) + \frac{dz}{v} \phi(z) \quad (3.6)$$

ここで、各文字式の意味は以下の通りである。

$F(z)=F(r,z)$: 炉心内半径方向位置 r , 軸方向位置 z におけるフルエンス [cm^{-2}]

$\phi(z)=\phi(r,z)$: 位置 r , z における全群中性子束 [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]

v : 分布移動速度 [m/s]

従って、拡散計算で得られた中性子束分布に基づき、式(3.6)により各メッシュにおけるフルエンスが決定される。このフルエンスを、群定数テーブル内挿パラメータとして用いる。

3. 2. 1. 5 ミクロ群定数のテーブル内挿による再計算

燃料温度、冷却材温度、フルエンスをパラメータとする3次元のミクロ群定数テーブルを作成し、これを各拡散メッシュの燃料温度、冷却材温度、フルエンスを用いて内挿することにより、メッシュ毎にミクロ群定数を再計算する。

内挿方法として線形補間を用いた。以下、 σ_x は反応 x のミクロ群定数、 x_k, y_l, z_m は k, l, m 番目のサンプリング点におけるパラメータ (燃料温度, 冷却材温度, フルエンス) の値、 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ は計算対象の燃料セルにおけるパラメータ x, y, z と x_k, y_l, z_m との差と表す。即ち

$$\Delta x = x - x_k, \quad \Delta y = y - y_l, \quad \Delta z = z - z_m$$

一次元の線形補間は次式で行われる。

$$\sigma_x(x_k + \Delta x) \approx \sigma_x(x_k) + \Delta x \times \frac{\sigma_x(x_{k+1}) - \sigma_x(x_k)}{x_{k+1} - x_k} \quad (3.7)$$

二次元の線形補間は次式で行われる。

$$\sigma_x(x_k + \Delta x, y_l + \Delta y) \approx \sigma_x(x_k + \Delta x, y_l) + \Delta y \times \frac{\sigma_x(x_k + \Delta x, y_{l+1}) - \sigma_x(x_k + \Delta x, y_l)}{y_{l+1} - y_l} \quad (3.8)$$

三次元の線形補間は次式で行われる。

$$\begin{aligned} & \sigma_x(x_k + \Delta x, y_l + \Delta y, z_m + \Delta z) \\ & \approx \sigma_x(x_k + \Delta x, y_l + \Delta y, z_m) \\ & \quad + \Delta z \times \frac{\sigma_x(x_k + \Delta x, y_l + \Delta y, z_{m+1}) - \sigma_x(x_k + \Delta x, y_l + \Delta y, z_m)}{z_{m+1} - z_m} \end{aligned} \quad (3.9)$$

線形補間を用いたのは、計算負荷が小さく、また上の式からわかるように再帰的アルゴリズムを用いての実装が容易であることによる。

Fig. 3.2 に、テーブル内挿による群定数再計算処理を組み込んだ本手法の計算フローを示す。同図の「テーブル内挿」の箇所において、式(3.9)を適用してテーブル内挿が行われるのは、以下の項目である。

全拡散メッシュ, 全エネルギー群, 全核種について

- ・核分裂断面積
- ・捕獲断面積

- ・散乱断面積（散乱マトリクス）
- ・ $(n, 2n)$ 断面積
- ・輸送断面積

全拡散メッシュ、全エネルギー群、全セル領域について

- ・中性子束体積積分値

更新された群定数は、次のステップの拡散・燃焼計算中で用いられる。ここで、中性子束体積積分値とは、各メッシュの均質化マクロ断面積を算出する際に、重み付けの係数として用いられる量であり、燃料セルの各領域（燃料、被覆管、冷却材）体積に、それぞれの領域の中性子束を乗じた量である。

上にあげた群定数は、全て、SRAC-PIJ（衝突確率法）を実行して得られる107群の詳細群群定数を、詳細群スペクトルにより縮役して得られる、少数群群定数である。本研究では全解析に共通して21群少数群構造を用いた。

3. 2. 1. 6 ミクロ群定数テーブルの作成

ミクロ群定数テーブルは、以下のような手順で作成した。

1. 予め解析対象炉心における燃料温度、冷却材温度、フルエンスの3要素の分布範囲を特定する。これは従来手法による燃焼解析を実行して得られる中性子束分布と出力密度分布から上述の手順により算出した温度・フルエンス分布を調べることで決定することが出来る。
2. 3要素それぞれについて分布範囲からのサンプリング点を決める。燃料温度の分布範囲が600[K]~900[K]でサンプリング数が4だとするならば、600, 700, 800, 900[K]の4条件についてセル計算の対象とすればよい。冷却材温度についても同様である。フルエンスに関しては、温度とは異なる取り扱いを要する。セル計算に与えるインプットは、フルエンスに対応する核種組成（核種密度）であって、フルエンスそのものではない。従って、例えば $2.0e+24[\text{cm}^{-2}]$ をフルエンスのサンプリング点として定めた場合には、炉心中央軸上にあるメッシュ（メッシュのインデックス $[r,z]$ で表すと $[0,0] \sim [0,z_{\text{max}}]$ に相当）の中から、 $2.0e+24[\text{cm}^{-2}]$ に最も近いフルエンスを持つメッシュを選び、このメッシュの核種組成をセル計算のインプットとして用いる。
3. サンプリング点の燃料温度、冷却材温度、フルエンスを持った燃料セルについて、それぞれSRAC-PIJ（衝突確率法）を実行し、ミクロ群定数セットを用意する。（例：燃料温度、冷却材温度、フルエンスのサンプリング点の数がそれぞれ4, 3, 5であるならば、計 $4 \times 3 \times 5 = 60$ ケースのセル計算を実行し、これを群定数セットとして用いることになる。）

3. 2. 2 テーブル内挿パラメータのサンプリング数決定と燃焼履歴効果確認の為の予備解析

本節の目的は、従来手法によるCANDLE燃焼解析と、温度及び燃焼度の効果を考慮した解析との差異を比較・検討するところにあるが、本節ではこれに先立ち、以下2通りの予備解析を行う。第1には、高い精度で温度及び燃焼度の効果を取り扱うために、適切な内挿パラメータのサンプリング数を決定するための解析である。第2には、テーブル内挿手法の性質上確認しておく必要のある、燃焼履歴の効果を調べるための解析である。

3. 2. 2. 1 解析方法

本節で行う予備解析は、全て窒化物燃料炉心について行ったものである。

燃料セルモデルからのミクロ群定数作成には、SRAC-PIJ（衝突確率法）を用いた。断面積ライブラリは、JENDL-3.2⁶⁾である。

Table 3.1 に、解析対象炉心の仕様を示す。炉心半径と高さ、反射体厚さは、過去の研究において金属燃料炉心・窒化物燃料炉心共にCANDLE燃焼の成立が確認されている値として同表の通

り設定した。Fig. 3.3 に、拡散・燃焼計算に用いる炉心R-Zモデルを示す。冷却材流路直径は、金属・窒化物燃料それぞれに対して、炉心が臨界するに十分な燃料体積割合が確保できるように定めた。

Fig. 3.4 に示したように、本研究においては、燃料棒を被覆管が覆い、外側を冷却材が流れる一般的な燃料ピンタイプではなく、冷却材流路が内側にあり、外側に燃料要素が配置されているチューブインシェルタイプ⁷⁾を全解析に渡り使用した。これは、チューブインシェルタイプの燃料では、ピンタイプに比べ、燃料体積割合が大きくとり易い幾何学上の構造であることが第1の理由である。新燃料として核分裂性物質の装荷を必要としないことが大型高速炉 CANDLE の炉心大きな長所であり、このために、臨界性を維持するに十分な燃料体積割合を確保する必要がある。第2には、チューブインシェルタイプでは、燃料棒内での FP 閉じ込めを行わず、ガス除去システムを採用することで、CANDLE 炉心の高燃焼度に見合うガスプレナム長さを確保する必要性がなくなる可能性があることによる。

Fig. 3.3 の炉心計算モデルについても、本研究の全ての炉心解析に共通である。炉心領域のセルは Fig. 3.3 に示した通りである。Pool 及び Radial-Shield 領域は、共に鉛ビスマスで一樣に満たされている領域であり、核計算では反射体として働く。炉心上部のプレナム領域では、Fig. 3.1 と同じ径/厚さを持つ被覆管の内側に冷却材（鉛ビスマス）が流れ、外側にやはり鉛ビスマスが満たされている。本来プレナム領域で燃料セルに相当する部位は He 等の不活性ガス及び FP ガスで占められているため、このようなモデリングは厳密には正しくない。しかし、プレナム領域の上部に存在する冷却材プール領域まで炉心計算モデルに含め、プレナム部には He が充填されているとして行った臨界計算との間に有意な差が見られなかったため、計算コスト節約の観点から上述のモデルを採用した。

拡散計算・燃焼計算・熱計算で用いられる炉心部分の空間メッシュは、径方向、軸方向共等間隔であり、メッシュ幅は径方向 5.0cm、軸方向 8.0cm である。これらのメッシュの空間的な配置は、拡散計算・燃焼計算・熱計算で一致している。

Table 3.2 には、拡散・燃焼計算に用いたエネルギー群構造を示した。

Table 3.3～3.5 には、各材料の核種組成を示した。

Table 3.6～3.8 には、各材料の物性値を示した。

Table 3.9 に、本項の解析で実行したケース (Case 3.2-1～Case 3.2-21) を示す。Case 3.2-1～Case 3.2-6 は、燃料温度のサンプリングが CANDLE 燃焼解析結果に及ぼす影響を調べるため、冷却材およびフルエンスのサンプリング数は 1 としてテーブルを作成した。同様に、Case 3.2-7～Case 3.2-11 は冷却材温度、Case 3.2-12～Case 3.2-21 はフルエンスの影響を調べるために行った解析である。

燃料温度のサンプリング範囲は、燃料温度が実際の運転に当たっては広範囲に分布することから、SRAC-PIJ で指定する最低温度・最高温度をそのまま用いた。サンプリング点はサンプリング範囲の最小値・最大値の区間を等分割したものではなく、CANDLE 燃焼解析時に重要となるとおもわれる、定常運転時の燃料温度周辺で精度が高くなるよう定めたものである。

冷却材温度のサンプリング範囲は、最小値については燃料温度と同様に可能な最小の温度であり、最大値については、鉛ビスマスの沸点 (Table 3.8) に基づいて定めた。サンプリング点の決定方針は燃料温度と同様である。

フルエンスのサンプリング範囲は、本項の解析に共通の解析対象である窒化物燃料炉心について、予め実行した従来手法による CANDLE 定常状態解析 (Case 3.2-27) の結果に基づいて定めた。即ち、Case 3.2-27 で得られたフルエンス分布の内、炉心中心軸上のフルエンス分布の最小値と最大値を充てた。サンプリング点はサンプリング範囲の最小値・最大値の区間を等分割したものである。

3. 2. 2. 2 テーブル内挿パラメータのサンプリング数決定

テーブル内挿によって群定数の更新をおこなう本手法では、計算機のメモリによる制約はあるものの、原理的にはサンプリング点の数が十分に多ければ、その数に応じて温度・燃焼度の効果を厳密に扱うことができる。

本項では、3.2.2.1に示した解析条件は共通のものを用い、内挿パラメータ毎にサンプリング数を変化させた複数ケースのCANDLE 燃焼解析を実行した。各結果の実効増倍率を比較し、サンプリング数の増加に対する実効増倍率の変化を調べることで、各内挿パラメータの適切なサンプリング数を決定することができる。

3.2.3 解析結果

Fig. 3.5 に、解析結果を示す。同図は、各内挿パラメータ毎に、サンプリング数に対して実効増倍率の変化をプロットしたものである。燃料温度については、サンプリング数が1～6で比較的大きく変動し、6～12では安定している。冷却材温度については、サンプリング数との間に明確な相関は見られなかった。フルエンスについては、1～6にかけて大きく変動し、6～8にかけて変化が飽和し始めている様子が見られるが、8以降でも漸増の傾向は続いている。以上の結果から、以下のことが言える。

マイクロ群定数を通じてCANDLE 燃焼解析結果に及ぼす影響は、フルエンス、燃料温度、冷却材温度の順に大きい。冷却材温度のマイクロ群定数変化による影響は他の2パラメータに比べて非常に小さく、同程度のサンプリング数を充てるのはメモリ容量の無駄である。これから、冷却材温度の効果については、高々サンプリング数2を確保すれば十分であるとした。燃料温度については、実効増倍率の変動が安定したとみなせるサンプリング数6を確保した。フルエンスについては、増倍率変化の勾配が十分小さくなったサンプリング数8を確保することとした。

以上から、温度及び燃焼度効果を考慮したCANDLE 燃焼解析に用いる群定数テーブルとして、燃料温度6、冷却材温度2、フルエンス8、計96ケースのセル計算を実行、群定数セットを用意した。Table 3.10 に、テーブル内挿を用いた次節のCANDLE 燃焼解析 (Case 3.2-25, Case 3.2-27) で用いるテーブルのサンプリング点を示す。

3.2.4 燃焼履歴の効果

群定数テーブル作成にあたっては、サンプリング点のフルエンスを持った燃料セルにおける核種組成を、セル計算のインプットとして与えるが、炉心内の各メッシュにおけるフルエンスと核種組成は、未照射状態では同じでもその照射履歴が異なれば、メッシュ毎に異なる関係を持つ。式(3.6)より、CANDLE 炉心の定常状態においては、ある径方向メッシュに属する燃料(例：径方向 r 番目、軸方向 z 番目のメッシュを $[r,z]$ とするならば、 $[r,0],[r,1],[r,2] \cdots [r,z] \cdots$) はほぼ共通の照射履歴を辿ることになるので、ここでは1つの径方向メッシュが1つの照射履歴に対応する。即ち、炉心径方向メッシュと同数の照射履歴が、1つのCANDLE 炉心について存在する。

前述した様に、燃焼度の効果については、 r 方向メッシュと同数存在する照射履歴を、炉心中央におけるフルエンスに対する核種組成の関係という単一の照射履歴で代表しているため、フルエンスのサンプリング点を増やしても、炉心における1つの燃焼の履歴しか考慮したことにはならない。燃焼の履歴が違えば核種組成も異なるので、同じフルエンスでも燃焼の履歴が互いに大きく異なる2つのメッシュが炉心内に存在する場合には、どちらか一方のマイクロ群定数は厳密に扱ってはいないことになる。

このような照射履歴の効果まで厳密に取り扱うためには、各 r 方向メッシュについてそれぞれ独立した群定数テーブルを作成する必要が生じる。しかし、以下の点からこの様な取り扱いは適当ではない。

- ・ CANDLE 炉心では異なる半径方向位置のメッシュ同士が、似通った照射履歴を持っている。
- ・ 照射履歴により大きく異なってくるのは、炉心寿命に比較して短い半減期を持つ核種の数密度であり、反応の中心となる核種の数密度は照射履歴によりさほど差が無い。
- ・ 数十の群定数テーブルを取り扱うことは、メモリの制限から不可能

炉心中央軸上における核種組成のフルエンス依存性をもって、全炉心を代表したものとして扱っているのは上記の理由による。

本項では、照射履歴による主要核種の核種組成の差が小さいこと、照射履歴の違いをある程度

考慮に入れた CANDLE 燃焼解析の結果と、炉心中央の照射履歴のみに基づく解析の結果の差が、十分に小さいことを確認するための解析を行った。

3. 2. 5 燃焼履歴によるフルエンス-核種組成の関係の違い

Table 3.11 に、従来手法による CANDLE 燃焼解析 (Case 3.2-27) により得られた、定常状態における捕獲反応率及び核分裂反応率の上位核種を示す。ここに挙げた核種が、CANDLE 炉心の核反応の中心であり、実効増倍率や燃焼度等、定常状態の炉心特性に主たる影響を持つと言える。これらの主要核種について、燃焼履歴毎にフルエンス-核種密度の関係をプロットしたものを、Fig. 3.6~Fig. 3.11 に示す。本項冒頭に述べたように、CANDLE 炉心では炉心径方向メッシュと同数の燃焼履歴があるとみなすことができる。Case 3.2-27 では径方向 40 メッシュに分割された炉心を扱っており、同図のグラフは 40 通りのフルエンス-核種密度の関係を示している。どの核種についても、燃焼前半~中盤にかけてはほぼ同一線を描き、燃焼末期において若干の枝分かれが見られた程度であった。特に重要な核種である ^{238}U , ^{239}Pu 等は半減期も大きいため、ほぼ同一の曲線となっている。 ^{240}Pu では他の核種に比べ燃焼中盤から比較的大きな枝分かれが見られるが、これも炉心径方向外側の 3 メッシュ分の関係に過ぎず、残り大部分の曲線は一致している。以上から、主要核種の組成については、炉心中央の照射履歴に基づくフルエンス-核種組成で全炉心を代表することは、妥当であると言える。

3. 2. 6 2 通りの照射履歴を考慮した場合との比較

Table 3.11 より、核分裂反応については表に挙げた核種のみで炉心全体の反応の 98% を占めるが、捕獲反応については 70% 程度である。これは、同程度の寄与を持つアクチノイドや核分裂生成物が多数存在するためであり、半減期が短く照射履歴により大きく異なるフルエンス-核種密度の関係を持つ核種もある。これらの Table 3.11 には表れない核種の効果が複合して、CANDLE 燃焼解析結果に有意な影響を及ぼす可能性がある。

そこで、Table 3.12 に示すように、①炉心中央 (r 方向メッシュ 1 番目) に加えて②中央と炉心-反射体境界の中間にあたる位置 (r 方向メッシュ 21 番目) の 2 通りの照射履歴を考慮した解析を併せて行い、結果を比較した。

群定数テーブルは、①と②について、同じサンプリング点でそれぞれ作成した。この際、照射履歴の効果はフルエンスがマイクロ群定数に及ぼす影響を通じて表れるものであるため、燃料温度及び冷却材温度のサンプリング数は共に 1 とした。Table 3.13 に、これらのテーブル作成時に使用したサンプリング数を示す。

Case 3.2-22 では、本研究の他の解析と同様に、①のテーブルを炉心全域の群定数再計算に使用した。Case 3.2-23 では、②のテーブルを炉心全域に使用した。Case 3.2-24 では、炉心内側の群定数計算には①を、外側には②を使用した。1 通りの燃焼履歴で全炉心を代表している Case 3.2-22、Case 3.2-23 に比べ、Case 3.2-24 では 2 通りの燃焼履歴を用いており、燃焼履歴の扱いに関する精度はある程度高いといえる。

中~短半減期核種のフルエンス-核種組成の関係における差が、CANDLE 燃焼解析結果に有意な影響を及ぼす場合には、ここで行った 3 ケースの解析結果にも有意な差が見られる筈である。しかし、Table 3.12 に見られる通り、3 ケースの実効増倍率に大きな違いはなく、これらの間の差は、Fig. 3.5 における冷却材温度のサンプリング数による実効増倍率変化と同程度であり、燃料温度やフルエンスのサンプリング数の影響に比較すれば無視しうるものであった。

本項の解析により、炉心中央のフルエンス-核種組成の関係に基づいて作成したテーブルを、全炉心に適用することの妥当性が確認された。

本節で行った予備解析の結果に基づき、テーブル内挿に用いる群定数セット作成の基本的な方針は以下のように決定された。

- ・ サンプリング数は、燃料温度について 6、冷却材温度について 2、フルエンスについて 8 とする。

- フルエンスのサンプリングについては、1種類の燃料領域に対して、その燃料領域が分布する最も内側の径方向メッシュから行い、同じ種類の燃料領域に対しては全て同一のテーブルを用いて群定数計算を行うものとする。

本論文における以降の全解析は、上の方針に従って群定数テーブルを用意した。但し、新燃料の組成或いはピン直径等のセル計算モデルが互いに異なる領域が存在するケース、即ち燃料領域が1炉心内に2領域以上存在する様なケースについては、それぞれの燃料領域毎に独立に群定数テーブルを作成して解析を行った。

3. 2. 7 従来手法との比較

本節では、金属燃料炉心及び窒化物燃料炉心について、温度及び燃焼度効果の取り扱いを省略した従来手法による CANDLE 解析と、テーブル内挿による群定数の再計算を通じ温度及び燃焼度効果を扱った CANDLE 解析とを実行し、結果を比較した。

Fig. 3.12～Fig. 3.18 は、各分布を炉心中央のみについて示したものである。出力分布はほぼ一致しており、燃料温度、冷却材温度の分布もこれに対応して一致している。一方フルエンスはテーブル内挿ケースで若干高くなっており、炉心全体の中性子束レベルが高いことになる。全出力は一定であるので、親物質の転換に寄与する中性子数が増加する。これは ^{238}U 数密度がテーブル内挿ケースでより大きく減少しており、逆に ^{239}Pu がより多く生成されていることから確認できる。

Table 3.14 には、金属及び窒化物燃料炉心それぞれについて従来手法ケースとテーブル内挿ケースを実行して得られた、実効増倍率、燃焼領域移動速度、出力密度反値幅、燃焼度を示す。出力等の分布に殆ど差が見られなかったことから予想された通り、これらの量についても従来手法結果との間に大きな差はなく、両燃料炉心共にその誤差は1～2%であった。実効増倍率の増加、分布移動速度の減少、出力反値幅増加、燃焼度の増加等の、温度及び燃焼度の効果を考慮した場合の傾向についても、両体系で一致している。

Fig. 3.12 に示した各内挿パラメータの影響の度合いから、テーブル内挿ケースの従来手法ケースからの特性変化においては、フルエンス分布を考慮したことが主要な役割を果たしているものと思われる。フルエンスの大きい、即ち照射の進んだ燃料セルに対するセル計算では、主な核分裂性核種である ^{238}U 、 ^{239}Pu の実効的な捕獲対核分裂比が減少する傾向が見られた。このため、全炉心に渡り、新燃料状態のスペクトルに基づいてマクロ断面積を計算していた従来手法に比べ、テーブル内挿ケースでは、 ^{238}U の転換にまわる中性子が増大したと考えられる。テーブル内挿ケースで ^{239}Pu が増加している一方、 ^{240}Pu が減少している点からも、同様の事が言える。フルエンスについて影響の大きかった燃料温度は、実効的に従来手法における扱いよりも高くなっており、ドップラー広がりによるミクロ吸収断面積上昇が、U238 の反応率増加をもたらしたものと考えられる。

3. 3 シミュレーション（時間依存解析）⁸⁾

CANDLE 炉心の定常運転状態において、燃焼に伴う実効増倍率、出力分布等の変化は非常に小さいものであり、燃焼領域が炉心端境界条件の影響を受ける位置に達するまでは、炉心内流量分布の調整や制御棒の操作などが殆ど不要である。原子力発電はベースロード電源として扱われることが一般的であるため、CANDLE 炉心の運転も、その炉心寿命の大部分は、定格出力前後で行われると考えられる。しかし、何らかの理由で炉心を一旦停止する、あるいは定格出力よりも低い出力で一定期間運転を行う必要が生じた場合には、以下に述べるように問題が生じる可能性がある。

CANDLE の定常状態は、中性子核反応と核種の崩壊による核種数の増加分と減少分が、炉心内の大部分でつりあうことにより維持されている。炉心全出力が減少あるいはゼロになると、中性子束レベルが低下し、一方で核種の崩壊は変わらず起こるため、定常運転時に保たれていた核種数の増加と減少のバランスが崩れることとなる。このとき炉心は CANDLE 定常状態を離れ、以後時間経過と共に各分布の変化が進行する。出力の変動からの時間経過が少ないほど炉心は定常

状態に近く、時間経過が多くなるほど定常状態との分布の差は広がるものと考えられるが、この出力変動が炉心に及ぼす影響の程度が問題となる。核種分布や臨界性が著しく変動することがあれば、運転操作はより難しくなる。また、そもそも出力変動や炉心停止を行った後に、再び元の定常状態に炉心を到達せしめることができるのか否かを確認する必要がある。

本章では、このような出力変動下における CANDLE 炉心の挙動を調べることを目的として、CANDLE 定常状態における燃料配置を初期核種密度分布にとった、時間依存の燃焼解析を行った。解析対象は、前章と同様、金属及び窒化物燃料、鉛ビスマス冷却の大型高速炉である。

本章の解析では、CANDLE 定常状態を記述した式(2.3)ではなく、静止座標系における核種密度の時間変化を記述した式(2.1)を用いる。これは核種密度の初期条件を与えて式(2.1)を時間発展させる燃焼解析であり、通常の原子炉の燃焼特性を解析する際に用いられるものと同様である。

Fig. 3.19 に、時間依存の燃焼解析（シミュレーション）のフローチャートを示す。初期核種密度分布を読み込んだ後は、指定した計算ステップが終了するまで、拡散計算による中性子束分布更新と、燃焼計算による核種密度分布更新を反復する計算となる。1 タイムステップは 20 日として解析を行った。拡散・燃焼計算に用いる空間メッシュ、エネルギー群構造は、全て前節と共通である。

本章における解析対象炉心の仕様を、Table 3.15 に示す。前章とは異なり、本章では、炉心軸方向長さを 4m、炉心半径を 2.4m とし、また燃料体積割合の異なる 2 種類の燃料を炉心半径方向内側と外側に配した。これは、次章で行う事故解析における解析対象炉心の、基本的な仕様である。後述する様に、停止・再起動に係る CANDLE 炉心の性能を評価する上では、出力反応度係数が重要な指標となるため、より現実の設計に近い仕様に対する解析を行うことが望ましいと考え、このような仕様を用いることとした。

Fig.3.20 と Fig. 3.21 に、Table 3.15 の仕様に基づく CANDLE 定常解析で得られた、金属燃料体系（Case 3.3-1）と窒化物燃料体系（Case 3.3-6）の出力密度分布を示す。本解析で実行した解析ケースを Table 3.16 に示す。以下に、各ケースの解析内容及び結果について述べる。

3. 3. 1 定常運転状態シミュレーション

出力変動時の CANDLE 炉心の挙動を調べる解析に先立ち、CANDLE 定常解析で得られた核種密度分布を入力として、全出力での定常運転時のシミュレーションを行った。これは、一連のシミュレーションの初期条件となる、CANDLE 定常状態における核種密度分布の妥当性を確認するためである。

Fig. 3.22 に、窒化物燃料体系の定常状態・炉心中央における全群中性子束と主要核分裂核種密度分布の、燃焼に伴う変動を示す。同図は、CANDLE 定常解析で得られた核種密度分布を初期条件として読み込んだ直後をタイムステップ 0 とし、以後燃焼開始から 2000 日後、4000 日後、6000 日後の計 4 時点における各量の軸方向分布をプロットしたものである。いずれの量についても分布のピーク位置は変動しているが、分布形状、絶対値共に有意な変化は見られない。また各曲線間の間隔が等しいことから、分布の移動速度が一定に保たれていることがわかる。

Fig. 3.27 と Fig. 3.28 に、それぞれ金属燃料体系（Case 3.3-1）と窒化物燃料体系（Case 3.3-6）の各シミュレーションケースにおける、実効増倍率の時間変化を示す。CANDLE 定常状態のシミュレーションでは、燃焼期間 6000 日で実効増倍率に変動は殆どなく、金属で 0.0001 の上昇、窒化物で 0.000015 の上昇が見られた程度であった。

この様に、定常解析のシミュレーションでは、CANDLE 燃焼方式の特性が成立していることが確認できた。

3. 3. 2 出力変動・炉停止シミュレーション

(1) 熱出力が半分に減少した場合のシミュレーション

出力変動ケース（Case 3.3-2, Case 3.3-7）として、全出力（3000 MWth）から出力を 2 分の 1 に減少させた場合のシミュレーションを行った。定常状態シミュレーションと同様の入力から

計算を開始し、燃焼開始から200日目に炉心出力を半減し、以降出力を1500MWthに維持して計算を続行している。

Fig. 3.23に、出力変動時、窒化物燃料体系の炉心中央における、全群中性子束と主要核分裂核種密度分布の、燃焼に伴う変動を示す。全出力時に比較して、分布に有意な変化が見られたのは、全群中性子束と ^{241}Pu の分布のみであった。中性子束分布の絶対値は、全出力によって規格化されているため、出力の減少に応じて直ちに2分の1に減少したもので、分布形状自体に変化は見られない。 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{240}Pu の3核種については、いずれも半減期が5000年以上と、炉心寿命のスケール(～数十年)に比して非常に大きい。このため、核種崩壊の核種密度変化への寄与は無視できる程度であり、核種密度の変動速度は出力レベルに比例していると見てよい。3核種の分布移動の様子を定常運転ケースのFig. 3.22と比較すると、Fig. 3.23ではFig. 3.22よりも同じ燃焼期間に対する移動幅が小さく、出力レベルに応じた分布移動速度となっていることがわかる。これに対し、 ^{241}Pu は、半減期が約14年と短いため、崩壊の効果が分布変化に表れている。 ^{241}Pu の数密度が全体的に全出力時の8割強まで減少するのは、 ^{240}Pu の中性子捕獲反応による生成率が出力半減により減少する一方、崩壊による減少率は変化しないことによる。燃焼期間4000日から6000日にかけては ^{241}Pu 分布の変動も安定し、出力レベルに応じた新たな生成・減少のバランスが成立している。

Fig. 3.27とFig. 3.28で、金属、窒化物何れの体系においても、実効増倍率は出力変動直後から減少し、3000～4000日程度で再び安定するという挙動を示す。減少幅は、金属燃料で0.002、窒化物燃料で0.0025程度であった。実効増倍率の変動は、定常状態の炉心内で4番目の核分裂反応率をもつ ^{241}Pu の減少が主たる要因となっていると考えられる。

このように、出力変動ケースでは、中性子束分布と共に半減期の短い核種の分布が出力に追従して変動し、燃焼と共に出力レベルに応じた新たな定常状態に収束するという振る舞いが見られた。

(2) 炉停止シミュレーション

炉心停止ケース(Case 3.3-3, Case 3.3-8)として、全出力(3000MWth)から出力をゼロとした場合のシミュレーションを行った(マクロ断面積作成処理の必要から、数値計算上では出力はゼロではなく 1.0×10^{-30} としている)。定常状態シミュレーションと同様の入力から計算を開始し、燃焼開始から200日目に炉心出力をゼロとし、以降出力を0MWthに維持して計算を続行している。

Fig. 3.24に、炉心停止時、窒化物燃料体系の炉心中央における、全群中性子束と主要核分裂核種密度分布の、燃焼に伴う変動を示す。各分布の変動は、炉心変動ケースの傾向がそれぞれ強くなったものであると言える。全群中性子束分布は出力に応じてゼロとなり、長半減期の3核種の分布には全く変動が見られなくなる。また ^{241}Pu については生成率がほぼゼロとなったために、燃焼期間6000日時点で全出力時の半分程度まで減少しており、なお減少傾向が続いている。

Fig. 3.27とFig. 3.28で、炉心停止時の実効増倍率の減少率は、両体系共に出力変動時よりも大きく、燃焼期間6000日時点においては定常状態には達していない。停止時点での傾きより反応度の変化率を計算すると、金属燃料で 2.1×10^{-6} [dk/k/day]、窒化物燃料で 2.8×10^{-6} [dk/k/day]であった。金属燃料、窒化物燃料体系における主要核分裂核種は、本解析の炉心仕様についてもTable 3.15(窒化物炉心の例)と同様であるが、金属燃料体系では窒化物燃料体系に比べ、 ^{241}Pu の占める割合が若干(～1%)小さいことが、反応度減少率が異なる原因の1つと考えられる。

(3) 炉停止後再起動シミュレーション

炉心再起動ケース(Case 3.3-4, Case 3.3-5, Case 3.3-9, Case 3.3-10)として、炉心停止状態から全出力に戻した場合のシミュレーションを行った。炉心停止から200日後、2000日後の核種密度分布をそれぞれ入力とし、出力を3000MWthに維持して計算を行った。

Fig. 3.25, Fig. 3.26に、炉心再起動時、窒化物燃料体系の炉心中央における、全群中性子束と主要核分裂核種密度分布の、燃焼に伴う変動を示す。全群中性子束分布及び長半減期核種について

は、分布形状に変化はなく、一定速度で移動しており、炉心停止を介さない定常状態の解析結果である Fig. 3.22 との間には差は見られない。 ^{241}Pu の核種密度は、全出力運転時とほぼ同じ生成率と、停止により小さくなった減少率とにより、徐々に増大し、再起動から 4000 日後には何れのケースでも元のレベルに戻っている。

Fig. 3.27 と Fig. 3.28 より、再起動と共に実効増倍率は停止時の減少率を上回る勾配で上昇を始め、全出力時のレベルに漸近する。但し、最終的に全出力時の実効増倍率に達するまでには、減少時より長時間を要する。

このように、再起動ケースでは、炉心停止が長期（2000日：5～6年）に亘っても、全出力による運転を再開することで、炉心を CANDLE 定常状態に復帰させることがわかった。

(4) 再起動可能な期間の計算

炉心停止・再起動シミュレーションの結果より、CANDLE 高速炉の臨界性は炉心停止により減少するが、再起動により再び上昇し、定常運転時のレベルに戻ることがわかった。しかし、実際の運転時には、実効増倍率が 1 以下となれば炉心の再起動は不可能となる。運転時の実効増倍率は 1 であり、炉心を停止した時点で出力反応度分の実効増倍率上昇が起こるので、炉心再起動が可能な期間は、炉心停止後の燃料組成変化によってこの反応度がゼロとなるまでの間となる。

炉心停止時に、出力調整目的とは別に、炉心に正の反応度を投入する設備（定常運転時に炉心に入っていた制御要素等）がある場合にはこの限りではないが、このような設備は、定常運転時の中性子経済を損ない、炉心の基本的な性能を低下させる要素ともなるため、最小限に留めるべきものである。

以上より、炉心停止時に加わる出力反応度は、停止・再起動に係る CANDLE 炉心の性能を評価する上で、重要な指標と言える。ここでは、停止状態における温度分布を 450K として算出した出力反応度と、炉心停止シミュレーションで求めた炉心停止時の反応度減少率から、再起動可能期間の概算を行った。反応度は、定常状態における温度分布と、停止状態における温度分布とについて、それぞれ拡散計算を実行し、実効増倍率の差を取ることで算出している。反応度を算出するために考慮した要素は、ドップラー効果、冷却材密度効果、軸方向燃料膨張効果、半径方向炉心膨張効果の 4 つである。再起動可能期間は、次のように計算される。

$$T = \frac{\Delta\rho}{R} \quad (3.1)$$

ここで、各文字式の意味は以下の通りである。

- T : 再起動可能期間[day]
- $\Delta\rho$: 出力反応度 [dk/k]
- R : 反応度減少率[dk/k/day]

Table 3.17 に、計算結果を示す。再起動可能期間は、金属燃料体系で約 390 日、窒化物燃料体系で約 810 日であった。金属燃料体系ではドップラー効果が小さく且つ冷却材密度係数が正の側に大きいいため、停止時に加わる反応度は、窒化物燃料体系にくらべ約 3 分の 1 と小さい。窒化物燃料体系の反応度減少率は金属燃料よりも大きい、出力反応度の差が大きいため、金属燃料体系の約 2 倍の再起動可能期間があることがわかった。

3. 3. 3 初期炉心の構築

3. 3. 3. 1 核分裂生成物置換ケースの解析結果

CANDLE 炉の特徴である中性子束分布形状を保持したままの移動を実現させるためには定常状態の燃焼領域及び燃焼済み領域において中性子を吸収しても核分裂せず、また核分裂性物質に転換されることもないという意味で核分裂生成物の存在は必要不可欠である。しかし、実際の CANDLE 炉心の実現性を考えると、初期燃料として核分裂生成物を装荷するという事は極めて

非現実的である。そこで、どのようにこの定常状態を実現させる初期装荷燃料分布を与えるかということが課題となってくる。

その解決法の一つとして定常状態の核分裂生成物を他の安定核種に置き換えて燃焼を開始するという方法が考えられる。この方法によって炉内に核分裂性物質が存在しない状態から運転を開始することができる。さらに燃焼を開始しできる限り実効中性子増倍率の変化を小さくして定常状態に達することができれば、CANDLE 炉起動の可能性を示すことができると考えられる。

(1) ニオブ置換ケース

まず、1群縮約したマイクロ吸収断面積が核分裂生成物のものと近いニオブのみで置き換え、初期炉心を構成した。

- ・ Case 3.3-11 全領域
- ・ Case 3.3-12 燃焼領域のみ
- ・ Case 3.3-13 燃焼済み領域のみ

核分裂生成物をニオブに置き換えた結果を Fig. 3.29 に示す。

T=0 から上の3つのケースについて燃焼を進展させていくと、燃焼初期において Case 3.3-11 の全領域と Case 3.3-12 の燃焼領域の実効中性子増倍率が徐々に下がっておりほぼ同じ実効中性子増倍率の時間変化を示していることがわかる。

Case 3.3-13 は燃焼済み領域と考えられる部分のみを置き換えたため、ほぼ変化していない。燃焼の進展に伴って中性子経済に影響を与えるのは、燃焼による核種密度の変化である。

CANDLE 炉心の定常状態では燃焼領域における核種密度の時間変化は無い ($dN/dt=0$)。そのため中性子スペクトルの変化も無いので前章のように実効中性子増倍率は変化しない。しかし、核分裂生成物をニオブで置き換えているケースは当然定常状態ではないので燃焼領域における核種密度の時間変化があり、中性子経済に影響を与えることになる。

これらの結果から核分裂性物質をニオブのみに置き換えたケースにおいて燃焼が長期間進展した場合、燃焼初期の実効中性子増倍率の下降を経て 0.21%dk/k の実効中性子増倍率変化で炉内は定常状態に達することが明らかになった。

(2) タングステン置換ケース

次に FP をタングステンに置き換え、タングステンが燃焼する場合 (Case 3.3-14) と、仮想的に燃焼しないという条件で計算を行い、それらを比較した。結果を Fig. 3.30 に示す。結果からわかるように、タングステンの燃焼の有無による実効中性子増倍率に大きな変化は無い。この原因としては次のような要素が考えられる。天然に存在する ^{182}W が中性子を吸収して転換する ^{183}W は ^{182}W よりもマイクロ吸収断面積は小さいが 100keV~1MeV の領域にマイクロ散乱断面積の大きな領域が存在するため結果的に中性子経済を悪くしている。しかし、 ^{183}W が中性子を吸収して転換する ^{184}W のマイクロ吸収断面積は小さくマイクロ散乱断面積も ^{183}W よりも小さいため結果的に中性子経済を良くしている。この2つの効果がほぼ相殺し合い結果的に実効中性子増倍率はタングステンの燃焼によっては変化していないと考えられる。

核分裂生成物の増加過程はニオブのケースと同様に燃焼の進展に伴って中性子束分布とほぼ相似形の核分裂生成物が生成されている。

これらの結果から核分裂性物質をタングステンのみに置き換えたケースにおいて燃焼が長期間進展した場合、燃焼初期の実効中性子増倍率の上昇を経て 0.55%dk/k の実効中性子増倍率変化で炉内は定常状態に達することが明らかになった。

(3) ニオブ、タングステン合金置換ケース

前項の2つの核種をそれぞれ核分裂生成物と置き換えたケースにおいて以下のことがわかった。

1. ニオブのケースは燃焼が進むにつれて主に $^{93}\text{Nb} \rightarrow ^{94}\text{Nb}$ の転換によって中性子経済が悪

くなる。

2. タングステンのケースは燃焼が進むにつれてスペクトルが硬くなることによって中性子経済が良くなる。

3. 燃焼が長期に渡ると置き換えた核種の影響は徐々に無くなり定常状態へ近づいていく。

ここで1、2は中性子経済に対して正反対の性質である。この2つの性質の存在は複数の核種を混合して核分裂生成物と置き換えることによって定常状態に近づくまでの反応度を平坦化させる可能性を示している。長期運転中の反応度の平坦化は原子炉の安全性においても非常に重要である。

上記の理由から、ニオブとタングステンを混合して核分裂生成物を置き換えた。これまでの結果からタングステンに比べてニオブの方が中性子経済に与える影響が小さいことが明らかになっているので、ニオブをベースとしてタングステンを混合しパラメトリックに混合比または混入位置を変えて解析を行った。

Case 3.3-11, 12, 13 の結果から実効中性子増倍率の変化に影響を与える領域はほぼ燃焼領域のみであるため2核種混合領域は燃焼領域のみとし、新燃料領域と燃焼済み領域に含まれる核分裂生成物は全てニオブのみで置き換えた。

結果を Table 3.18 と Fig. 3.31 に示す。まず、Case 3.3-15, 16 において燃焼領域に一定の割合でニオブとタングステンを混合した結果、共に反応度変化が約 0.13%dk/k まで減少した。これはニオブのみで置き換えた場合に比べるとかなり燃焼の進展に伴う実効中性子増倍率の平坦化が成功していると考えられる。しかし、これらの結果をよく見ると、燃焼がある程度進展すると実効中性子増倍率の最大値に達し、そこから最小値まで下降する部分が存在するということであり、その値%dk/k が非常に近い値をとっているということである。これを改善するための一つとして燃焼の進行方向に実効中性子増倍率を上げる要素、つまり燃焼初期においてスペクトルが柔らかくなる領域を実現すればよいことになる。

そこで、これらの結果を踏まえ、燃焼領域の最も新燃料領域側をタングステンのみで核分裂生成物を置き換える領域とした。その結果反応度変化が約 0.09%dk/k まで減少した。

中央部の中性子束分布の形状はほぼ変化せず、一定の形状分布を保って移動しているということが出来る。炉心全体で考えるとニオブの量が圧倒的に多いため、 ^{238}U や ^{239}Pu のような数密度の大きな核種はニオブのケースと非常に近い形状であるが、数密度の小さい ^{241}Pu , ^{242}Pu 等の核種には局所的に確実にタングステンによる熱化の影響が見られる。核分裂生成物は他のニオブ、タングステンを1核種で置き換えたケースと同様に燃焼に伴って中性子束分布とほぼ相似形の核分裂生成物が生成されていく。

3. 3. 3. 2 アクチノイド(^{235}U , ^{238}U を除く)及び核分裂生成物置換ケースの解析結果

(1) アクチノイド (^{235}U , ^{238}U を除く) 置換ケース

前節において核分裂生成物を他の安定核種に置き換えて、長期運転下で最小 0.09%dk/k の反応度変化で平衡状態に達することができた。しかし、核分裂生成物を安定核種に置き換えたとしても平衡状態における CANDLER 炉心のアクチノイドの核種密度分布は鋭いピークをもった中性子束分布の形状の移動とそれがもたらす高い燃焼度のため非常に複雑である。

現実の原子炉の起動状態に近づけるために、炉内のアクチノイドを濃縮及び劣化ウランと軽水炉使用済みプルトニウムに置換して燃料分布を変え、前章と同様に長期運転下で実効中性子増倍率をできる限り平坦化して定常状態に達するように試みた。

まず、ウラン以外のアクチノイドを軽水炉使用済みプルトニウムへ置き換えた初期炉心の起動シミュレーションを Case 3.3-19 として行った。

実効増倍率の径時変化を Fig. 3.32 から燃焼初期において実効中性子増倍率が下降し、約 1000 日付近で最小値をとりその後急激に上昇し、約 5000 日付近で最大値をとり、下降して定常状態に達していることがわかる。

これらの原因は置き換えたプルトニウムの組成と定常状態におけるプルトニウムの組成の違いであると考えられる。定常状態では核分裂反応を起こしてなくなる ^{239}Pu , ^{241}Pu の総量と主に ^{238}U

の中性子捕獲反応によって生成される ^{239}Pu 、及び ^{242}Pu の中性子捕獲反応によって生成される ^{241}Pu の総量がバランスしていた。しかし、置き換えによってこのバランスが崩れ、核分裂断面積が ^{239}Pu よりも大きい ^{241}Pu が増加したために生成される ^{239}Pu と ^{241}Pu の総量よりも両者の減少量の方が多くなっている。このために燃焼初期における実効中性子増倍率の低下が生じると考えられる。中心部の核種密度分布を見ると約 1000 日後では ^{241}Pu が急激に減少しているのがわかる。

その後の実効中性子増倍率の上昇は主に ^{241}Pu がある程度減少して平衡値に近づいてくると今度は生成される ^{239}Pu と ^{241}Pu 総量の方が多くなるために起こると考えられる。そして燃焼が進むにつれて生成と減少の収支が平衡に近づき、やがて定常状態に達すると考えられる。

また、燃焼が進んだ後 ^{239}Pu の軸方向の中心部に見られる小さな肩がある。これは炉心全領域を軽水炉使用済みプルトニウムで置き換えたため、定常状態の ^{239}Pu の数密度よりも小さい値になっていることが原因であると考えられる。そのため燃焼を開始し ^{238}U の捕獲反応によって ^{239}Pu が生成するとその数密度は燃焼済み領域の数密度よりも大きくなる。

(2) アクチノイド (^{235}U , ^{238}U を除く) 置換及び ^{235}U 装荷ケース

前項の Case 3.3-19 において燃焼初期の実効中性子増倍率の低下の原因が生成される ^{239}Pu よりも減少する ^{239}Pu と ^{241}Pu の方が多くなっているということであり、それが運転期間全体における反応度変化を大きくする原因となっていた。燃焼初期の段階で ^{241}Pu の急激な減少による実効中性子増倍率の極小値を上昇させることができれば、反応度の平坦化につながると考えられる。

そのため ^{235}U を ^{239}Pu の 0.8% の数密度で Pu 239 と同様の分布において装荷しシミュレーションを Case 3.3-20 として行った。その結果と Case 3.3-19 の結果の比較を Fig. 3.33 に示す。

装荷した ^{235}U の影響によって運転期間 0 日での実効中性子増倍率が上昇し、その後の減少による極小値が上昇していることがわかる。しかし、一度極小値をとってから上昇した後の極大値の値はほとんど変化していない。これは極大値付近での実効中性子増倍率の変化が運転期間 0 日における燃焼領域との相関が小さいことを示唆している。

燃焼が進み実効中性子増倍率が極小値をとった後極大値をとり定常状態に達する過程で、(1) の Case 3.3-19 と Case 3.3-20 で極大値に大きな変化は無かった。この過程は ^{241}Pu が燃焼して平衡状態に近づき、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu の生成量が両者の減少量よりも多くなるために実効中性子増倍率は上昇すると考えられる。ここで Case 3.3-20 において ^{235}U が Case 3.3-19 に比べて増加したとしても、生成、消費される ^{239}Pu 、 ^{241}Pu の核種数密度にはほとんど影響を与えていない。そのため ^{235}U が燃焼しほぼなくなると中性子経済は Case 3.3-19 とほぼ同じになると考えられる。定常状態への過程における Case 3.3-19 と今回の Case 3.3-20 の極大値の一致は、この極大値が軽水炉使用済みプルトニウムの組成比特有の実効中性子増倍率の変化であることを示している。

両結果から軽水炉使用済みプルトニウムを初期燃料として装荷してもやがて定常状態に達することがわかった。しかし核分裂生成物を置き換えたケースと比べて大幅に燃焼に伴う反応度変化が最小で 0.61%dk/k と非常に大きくなった。

(3) アクチノイド (^{235}U , ^{238}U を除く) 核分裂生成物置換及び ^{235}U 装荷ケース

前項の Case 3.3-20 の結果からさらに核分裂生成物の置き換えを行うことによって反応度の平坦化を試みる。しかし Case 3.3-20 からこれ以上のアクチノイドの置き換えによる反応度の平坦化は期待しにくい。そこで前節同様核分裂生成物を置き換えて反応度の平坦化をはかる。燃焼初期において実効中性子増倍率が下降する場合、核分裂生成物を置き換える対象としてタングステン混合することにより燃焼初期の実効中性子増倍率の低下を妨げる効果があった。これを利用してアクチノイドの置き換えは Case 3.3-20 の値を用いて核分裂生成物の置き換えをパラメトリックに行った。ここで前節においては燃焼領域を(281cm~400cm)としたが今回のケースでは実効中性子増倍率の変化が大きいとより大きい正の反応度を期待して(281cm~480cm)に設定した。

その結果を Table 3.19 と Fig. 3.34 に示す。Case 3.3-21 において燃焼領域で全ての核分裂生成物をタングステンに置き換えてシミュレーションを行った結果、燃焼初期における実効中性子増倍率の低下は抑制できたが、極小値をとった後の実効中性子増倍率の上昇が大きすぎ、結果、反応

度変化 0.46%dk/k に留まった。これには前項にて考察した極大値付近での実効中性子増倍率の変化が、運転期間 0 日における燃焼領域と相関が多少あるということと拡大した燃焼領域の影響の 2 つの原因が考えられる。

まず燃焼領域の影響を確認するため燃焼領域を FP 置換ケースの (3) の場合と同様にとり、Case 3.3-22 のシミュレーションを行った。結果から実効中性子増倍率の時間変化の形状には大きな変化は無く、全体的な実効中性子増倍率が多少低下しているのがわかる。

次に実効中性子増倍率の極大値と初期の燃焼領域との相関を確認するため燃焼領域の最も新燃料領域側をニオブと置き換えて Case 3.23 を行った。

その結果実効中性子増倍率の極大値は FP 置換ケースの (1)、(2) の場合とほぼ一致した。燃焼初期の実効中性子増倍率の低下は Case 3.3-21, 22 よりもやや大きくなったが極小値が定常状態での実効中性子増倍率とほぼ等しくなり、反応度変化を 0.37%dk/k まで小さくすることができた。

ウラン、プルトニウム、アメリシウム等の核種密度分布も Case 3.3-14 と同様なタングステンによる熱化の影響がタングステンを置き換えた運転期間 0 日の燃焼領域において局所的に現れている。(ただしこれらの変化は分布形状からは判断しにくい変化である。Case 3.3-14 のような定常状態の核分裂生成物のみの置き換えた場合は各核種共に一定の形状分布を保ったまま移動しているが、Case 3.3-23 ではアクチノイドを置き換えているため形状分布は燃焼に伴って大きく変化するので Case 3.3-23 のタングステンの影響は核種数密度の絶対値の変化でのみ判断する)

3. 4 結言

本章では、まず、CANDLE 定常状態解析において、一定温度・新燃料組成に対して作成したミクロ群定数を、解析中一貫して用いるという手法を行い、成立性を確認した。その後、何らかの手法により温度及び燃焼度の効果を考慮した CANDLE 燃焼解析を行い、従来手法の結果と比較することで、比較的高速な解析が可能である従来手法の結果にどの程度の誤差があるかを確認することを目標とした。

次に CANDLE 燃焼解析の原理についてまとめ、次いで本解析で温度及び燃焼度の効果を群定数に反映するために採用した、ミクロ群定数のテーブル内挿法について述べた。

この手法を用いた結果と従来手法との比較に先立ち、適切な解析を実行するための予備解析を行った。テーブル内挿パラメータのサンプリング数決定にあたっては、各パラメータのサンプリング数が異なる複数の群定数テーブルを作成した。サンプリング数の増加に伴い、CANDLE 燃焼解析で得られる実効増倍率変化が飽和する様子を調べることで、パラメータ毎のミクロ群定数に対する影響の程度を見積もり、それぞれ必要十分なサンプリング数を決定することができた。更に、燃焼履歴による核種組成の違いを無視することによる解析結果への影響を調べるために、1 通り及び 2 通りの燃焼履歴を反映した CANDLE 燃焼解析を行った。この結果、燃焼履歴については炉心中央のもので全炉心を代表しても、十分に精度の良い解析となることを確認できた。

予備解析に基づき、金属燃料炉心及び窒化物燃料炉心について、それぞれ燃料温度 6, 冷却材温度 2, フルエンス 8, 計 96 の群定数セットから成るテーブルを作成し、これを用いてテーブル内挿を組み込んだ CANDLE 燃焼解析を実行した。従来手法と比較を行った結果、金属、窒化物いずれの体系においても、出力、主要核種の数密度、温度、フルエンスの分布形状は大差ないものであることがわかった。また温度及び燃焼度の効果を取り入れた結果として、臨界性や燃焼度の上昇が両体系に共通して見られたが、照射が進んだ燃料で実効的に捕獲対核分裂割合が低下したことや、断面積のドップラー広がりにより吸収断面積が増加したこと等から説明できる変化であり、定性的に見ても妥当な結果を得ることができた。

従来手法とテーブル内挿ケースとの誤差は実効増倍率にして 1% 程度の小さいものであった。この大小の判断は解析の目的によっても異なるが、出力、核種密度等の分布が形状を保ったまま炉心軸方向を移動する、燃料の生成と消費が平衡した状態を見出すという、CANDLE 燃焼解析の基本的な目的に照らせば、従来手法は温度及び燃焼度の効果を省略しても十分に誤差の小さい、適切な手法であると結論付けることができる。

本節の解析ではまず、解析対象の炉心について CANDLE 定常解析を実行し、これより得られ

た核種密度分布を入力としてシミュレーションを行った際に、燃焼特性が実際に CANDLE 燃焼の性質を示すことを確認した。次いで、出力減少時、炉心停止時、停止状態からの炉心再起動時についてシミュレーションを行い、中性子束分布、核反応の中心となる核種の核種密度分布、実効増倍率の燃焼に伴う変化を調べた。

解析の結果、定常状態にある CANDLE 炉心の出力が変動したとき、炉心は一旦定常状態を離れ、変動後の出力に応じた、変動前とは若干異なる定常状態に向かい、最終的には安定することがわかった。また実効増倍率は出力レベル低下後徐々に減少し、再起動した場合には徐々に全出力時のレベルまで上昇するという挙動を示した。これより、CANDLE 炉心には、炉心仕様により定まる、炉心停止から再起動可能な期間が存在することがわかった。本解析では、炉心停止から金属燃料体系で約 1 年、窒化物燃料体系で約 2 年の期間内であれば、再起動可能という結果であった。

以上の様に、出力変動時における CANDLE 炉心の燃焼挙動を調べ、その傾向を明らかにした。また、初期炉心を構築し、起動シミュレーションを行った。本研究では大別して

- ・ 定常状態における核分裂生成物を他の安定核種（ニオブ、タングステン）に置き換えて燃焼を開始し、再び定常状態に達する過程における反応度の平坦化。
- ・ 更に置き換え対象核種にアクチノイド(^{235}U , ^{238}U を除く)を加え、同様の反応度の平坦化。

における解析を行った。結果、定常状態の核分裂生成物を安定核種（ニオブ、タングステン）に置き換えたケースにおいては、0.09%dk/k であった。置き換え直後又は燃焼の進展に伴う中性子経済への影響を考慮して核種を混合することによって 0.09%dk/k の反応度変化で平衡状態に達する初期燃料分布を決定することができた。また、定常状態の核分裂生成物を安定核種（ニオブ、タングステン）、アクチノイド(ウランを除く)を軽水炉使用済みプルトニウムに置き換えたケースでは、0.37%dk/k であった。軽水炉使用済みプルトニウムに置き換えると定常状態に比べて燃焼初期において中性子経済が悪くなるため、それを補うタングステンを多く核分裂生成物と置き換えることによって 0.37%dk/k の反応度変化で定常状態に達する初期燃料分布を決定することができた。

結果から CANDLE 燃焼制御方式において燃焼開始時に定常状態とは異なる初期燃料分布の燃料を装荷しても、燃焼の進展に伴って中性子束分布が燃焼開始時における新燃料領域に達すると燃焼領域は定常状態に達するということがわかった。

そして定常状態のアクチノイド (^{235}U , ^{238}U を除く) を軽水炉使用済みプルトニウム、核分裂生成物をタングステン及びニオブに置き換えて燃焼を開始したケースにおいて 0.37%dk/k という小さな反応度変化で定常状態に達することがわかり、CANDLE 炉起動の可能性を示すことができた。

4. 核分裂性物質装荷型ブロック型・高温ガス炉の解析²⁾

4. 1 緒言

高速炉の炉心は冷却材流路と同軸になる燃料集合体からできている。このため CANDLE 燃焼を適用するには、単に前章でのべたような材料に関することばかりでなく、燃料交換に対応するため、かなりの設計変更を必用とする。

これに対しブロック型高温ガス炉は軸方向に別れており、CANDLE 燃焼に伴う燃料交換を極めて容易に行うことができる。ここでは CANDLE 燃焼高温ガス炉の特性について研究する。なおこの場合は取替燃料として濃縮ウラン燃料を用い、これに可燃性毒物をうすく混ぜることにより CANDLE 燃焼を実現する。

4. 2 定常状態解析

4. 2. 1 炉心半径、径方向反射体厚さを HTTR に揃えた場合の定常状態パラメトリック解析

解析体型は、日本原子力研究所の高温工学試験研究炉 HTTR⁹⁾を参考に決定した。解析した炉心の仕様を Fig. 4.1 に、燃料セルモデルを Table 4.1 に示す。炉心は r-z 体系とし、径方向にのみ反射体が付いているような、燃焼方向は $z=800\text{cm}$ から $z=0\text{cm}$ へ向かうものとした。また、エネルギー群構造は Table 4.2 に示したとおり、高速群、減速群、散乱群、熱群の 4 群とした。

半径 115cm、径方向反射体厚さ 100cm という HTTR 炉心寸法に揃え計算した。ただし、HTTR は環状炉心を構築するが、本計算では内側が全て炉心として扱うため、炉心内側部分の制御棒領域も炉心となってしまう。

ここでは、まず基本設計として、ウラン濃縮度 15%、天然ガドリニウム濃度 3.0%、燃料セルピッチ 6.6cm として、CANDLE 定常状態を解析した。解析結果を Table 4.3 に示す。また、無限体系中中性子増倍率の空間分布を Fig. 4.2、中性子束の空間分布を Fig. 4.3、出力密度の空間分布を Fig. 4.4、中心軸上の核種数密度分布を Fig. 4.5、燃焼度の径方向分布を Fig. 4.6 に示す。Table 4.2 より、無限体系中中性子増倍率は未燃焼領域と燃焼済み領域で 1 以下となり、燃焼領域で 1 以上にピークを持っていることが解る。反射体効果により径方向の反射体境界で大きくせり上がってしまっている。Fig. 4.3 より、未燃焼領域と燃焼済み領域で中性子束は非常に小さく、燃焼領域にのみ大きなピークを持つ事が解る。このように中性子束分布は軸方向両側が窪んだ形となるのが CANDLE 燃焼制御方式炉心の特徴であり、これから CANDLE 燃焼は成立しているといえるであろう。Fig. 4.4 にも反射体効果がみられる。このため半値幅や 10 分の 1 幅が中央部と炉心全域で異なったものとなる。Fig. 4.5 はそれぞれの核種の数密度の桁が異なることから左側の縦軸を対数で示し、右側の縦軸である中性子束は普通軸で示した。天然ガドリニウムのうち 5 核種 (^{154}Gd , ^{155}Gd , ^{156}Gd , ^{157}Gd , ^{158}Gd) は本解析で使用した核分裂生成物 (FP) チェーンに組み込まれているため、可燃性毒物としての核種と FP 核種とが重複しているが、分別せずにそのまま示した。Fig. 4.6 より、径方向に燃焼度のばらつきがあることが解るが、反射体効果により、少し改善されている事が解る。

(1) 天然ガドリニウム混入濃度を変化させた場合

まず、変数としてカーネルに混入する天然ガドリニウム濃度について調査した。天然ガドリニウム濃度を 2%、3%、4% と変化させた結果を Table 4.4 に示す。また、Fig. 4.7 に中心軸上の無限体系中中性子増倍率分布、Fig. 4.8 に中性子束分布を示す。Fig. 4.7 より、濃度を大きくすることにより無限体系中中性子増倍率が 1 以上の領域が狭くなるものの、初期燃料の無限体系中中性子増倍率とピークとの高低差が大きく、それに伴い Fig. 4.8 より中性子束分布もよりシャープになり、CANDLE 燃焼制御方式にふさわしい形になっていることが解る。

(2) ウラン濃縮度を変化させた場合

次に、変数としてウラン濃縮度について調査した。10%、15%、20%と変化させた結果を Table 4.5 に示す。また、Fig. 4.9 に中心軸上の無限体系中中性子増倍率分布、Fig. 4.10 に中性子束分布を示す。ウラン濃縮度が大きいほど、移動速度は遅く、燃焼度は大きく出来るが、中性子束も広がってしまっていた。逆に濃縮度が小さすぎると、定常状態の実効中性子増倍率が1以下となってしまう、これもまた成立しなくなっていた。

(3) 燃料セルピッチを変化させた場合

次に、変数として燃料セルのピッチ、つまり減速比変化の影響について調査した。他のパラメータを固定したまま、6.2cm, 6.6cm, 7.0cm と 4mm 毎に大きくした結果を Table 4.6 に示す。また、Fig. 4.11 に中心軸上の無限体系中中性子増倍率分布、Fig. 4.12 に中性子束分布を示す。ピッチを大きくすることにより、中性子スペクトルは柔らかくなり、熱群の吸収断面積が大きくなるため、実効中性子増倍率や燃焼度は上がっているものの、セル全体がスミアされることから、燃焼速度も速くなってしまっている。ピッチが小さすぎると、スペクトルが硬くなることから、実効中性子増倍率も小さく、1以下となっている。

4. 2. 2 温度分布、燃焼による数密度分布の影響

従来の定常状態解析（例えば4. 2. 1節）では、炉心内の温度、燃焼度分布のマイクロ群定数に対する影響を無視し、新燃料において作成されたマイクロ群定数を解析終了まで一貫して用いてきた。そこで、本節では温度、燃焼度の炉心内の空間分布を考慮し、マイクロ群定数にフィードバックすることにより、それらの影響を調査した。前述の高速炉における影響評価では、温度、燃焼度を変数としマイクロ断面積をテーブル化し、内挿により行っているが、高温ガス炉においては、従来法では新燃料において自己遮蔽効果により可燃性毒物のマイクロ吸収断面積を小さくしているが、燃焼領域から燃焼済み領域では可燃性毒物が無くなる事により、自己遮蔽効果が薄れ、マイクロ吸収断面積が大きくなる。そのため、燃焼度の影響が顕著となり、従来法の結果からそのままテーブル補間による内挿法はふさわしくない。とはいえ、拡散計算におけるメッシュ毎に温度、燃焼度の影響を考慮した燃焼セル計算を行うことは、現在の計算環境では不可能である。CANDLE 燃焼制御方式の炉心において、燃焼度は燃焼領域でのみ大きくなり、未燃焼領域、燃焼済み領域ではほとんど変化がない。そこで、燃焼領域のみを詳細に区切る事で燃料セルポイントを設け、温度、燃焼度を考慮した燃料セル計算を行いマイクロ群定数を作成し、拡散メッシュにおいて、それを取り囲む4点の燃料セル計算ポイントにおけるマイクロ群定数を径方向・軸方向の2次元補間し、その拡散メッシュにおけるマイクロ群定数とした。これで作成されたマイクロ群定数による定常状態解析を収束するまで繰り返し行うことで、温度、燃焼度の分布がフィードバックされた定常状態解析結果を得た。この燃料セル計算ポイントのモデルを Fig. 4.13 に示す。また、温度分布計算における物性値、計算式等は日本原子力研究所 JAERI-memo63-325 「高温工学試験研究炉炉心熱流力設計用データ集」¹⁰⁾を参考にした。燃料セル中の熱伝導モデルを Fig. 4.14 に示す。

計算対象は4.1.1節で示された基本設計（定常状態解析結果 Table 4.3）とした。10分の1幅が約320cmであり、Fig. 4.5により $z=2.4\text{m}$ から 5.6m に中性子束が集中していることから、この間を燃焼領域として、径方向を4点($r=2.5, 37.5, 77.5, 112.5\text{cm}$)、軸方向を11点(4, 244, 284, 324, 364, 404, 444, 484, 524, 564, 796cm)とり、それぞれの交点を燃料セル計算ポイントとした。

(1) 燃焼による核種数密度分布の影響

まず上記の方法により燃焼による核種変化の影響のみを考慮した解析を行った。この場合、各領域の温度は、従来の解析と同様、900Kで一定とした。定常状態解析結果を Table 4.7 に示す。また、 ^{235}U , ^{157}Gd の核種数密度、中性子束の中心軸上の分布を Fig. 4.15 に示す。結果、燃焼度分布を考慮しない場合に比べ、実効増倍率が4%程度上昇し、移動速度は17%程度遅くなり、他の

特性も 10%前後からそれ以上の変化が見られ、影響は非常に大きいことが解る。これは前述の通り、可燃性毒物である ^{157}Gd の自己遮蔽効果の燃焼に伴う減少のためであり、これは Fig. 4.15 の ^{157}Gd の数密度分布にもはっきり現れている。

(2) 温度分布の影響

CANDLE 燃焼制御方式において、燃焼方向に対する冷却材の流れ方向、すなわち向流、並流は軸方向温度分布に顕著に影響があり、安全上重要なパラメータとしてあげられる。それぞれの流れにおいて炉内の温度分布を計算し、前述の方法から温度フィードバックのみを考慮した定常状態解析を行った。また、それぞれの燃料セル領域（燃料コンパクト、黒鉛スリーブ、冷却材ヘリウム、黒鉛ブロック）のみの効果も調査した。なお、この場合、対象となる燃料セル領域以外の領域における温度は、従来の解析と同様、900K で一定とした。解析結果を Table 4.8 に示す。また、Fig. 4.16 に、それぞれの冷却材流れ方向における中心軸上の各燃料セル領域の温度分布を示す。結果から、温度分布の CANDLE 燃焼制御方式の定常状態への影響は燃料コンパクト領域にのみよるものであり、温度分布を考慮しない基本設計 (Table 4.3) と比較して、実効増倍率は向流で 1%程度、並流で 1.3%程度の減少が見られた。また、Fig. 4.16 より、並流と向流では軸方向温度分布に大きな違いが有ることが解る。これらの違いは、冷却材を燃焼済み領域から流すか未燃焼領域から流すかであるが、向流では新燃料における発熱がないため、燃焼領域において急激に温度が上昇しているが、並流では燃焼済み領域に出力分布のテイルが残ることにより徐々に温度が上昇していることが解る。これにより、並流では蓄積温度が大きくなり、向流に比べ燃料最高温度が高くなっている。

(3) 温度分布・燃焼による核種数密度分布の影響

前節までで、温度、燃焼度のそれぞれの影響を調査した。そこで、両者の影響を考慮して解析を行った。解析結果を Table 4.9 に示す。また、Fig. 4.17 にそれぞれの場合における中心軸上の中性子束分布、Fig. 4.18 に中心軸上の各燃料セル領域における温度分布を示す。何も効果を考慮しない結果と比較して、燃焼度の効果のみを考慮した場合、実効増倍率は 4%弱も正となったが、温度分布の効果のみを考慮した場合、実効増倍率は 1%程度の負であったため、両者の影響を考慮した場合、2~3%程度の正となった。燃焼度の効果は温度の効果に比べて大きいため、温度・燃焼度の両分布を考慮した場合の中性子束分布は燃焼度の効果のみを考慮した場合とほとんど変わらないことが解る。また、Fig. 4.18 より、燃料最高温度は温度のみの効果を考慮した場合と同じように燃焼方向に対して向流の場合の方が大きくなる。更に、燃焼度の効果による出力密度の上昇により、両冷却材の流れ方向で最高温度が 50℃程度上昇していることが解る。

4. 3 シミュレーション (時間依存解析)

本解析における炉心体系は無限長さ体系における理想的な CANDLE 燃焼制御方式炉心を対象としている。基本的な解析体型は、前節までの平衡計算と同様である。ただし、高温ガス炉の場合、高速炉に比べ移動速度が速く、中性子束分布の半値幅が広いため、炉心高さ 800cm ではシミュレーション解析において比較的速く軸方向境界の影響を受ける領域に到達するため、いくつかの事象において定常運転状態に戻る前に炉心端に到達してしまう場合があった。そのため、本解析では高さを 1200cm として計算を行った。なお、この場合の平衡計算結果は Table 4.3 の結果と同じであり、体系は 800cm で十分正確な軸方向無限長さ体系炉心における解析が行われていることが解る。なお、前述の通り、実際の設計においては炉心の高さは原型炉程度を考えているが、今回は初めの解析のため、計算上容易な軸方向無限長さ炉心を採用している。また 4. 2. 2 節において解析された温度、燃焼度の影響は、計算が非常に複雑になるため無視した。

4. 3. 1 定常運転状態シミュレーション

まず、平衡計算で用いたマイクロ定数、得られた定常状態における核種数密度分布を入力し、時

間依存の拡散・燃焼計算を行うことで、CANDLE 燃焼制御方式の定常運転状態を模擬し、実際に燃焼に伴う余剰反応度が無いかを調査した。この場合、時間メッシュは平衡計算の燃焼メッシュを平衡計算により解析された燃焼領域移動速度を割った時間を採るのが最も定常状態の模擬に適していると考えられる。本計算において、平衡計算の軸方向燃焼メッシュは 0.1cm、時間に換算すると約 30 時間 (1.25 日) であるため、これを時間メッシュとして解析を行った。解析結果を Table 4.10 に示す。また、実効増倍率の時間変化を Fig. 4.19 に、 ^{235}U 、 ^{157}Gd の核種数密度、中性子束の中心軸上の分布の時間変化を Fig. 4.20 に示す。Fig. 4.19 を見ると、計算開始時の時間ゼロにおいては平衡計算結果と同じになるものの、その後僅かなスイングの後、定常状態解析結果より小さい実効増倍率で落ち着いている。これは平衡計算における燃焼メッシュ (0.1cm) と拡散計算のメッシュ (8cm) の違い (燃焼計算 80 回の核種数密度代表値による拡散計算という不確定性) によるものと考えられ、時間依存解析においては 1 回の燃焼計算に対して 1 回の拡散計算を行っているため、その差は徐々に修正され、最終的には時間依存解析における定常状態の実効増倍率に落ち着くと考えられる。本解析において、これらの影響も含めた燃焼に伴う余剰反応度は 12 年運転で 0.02% 程度、ほぼゼロである。また Fig. 4.20 より中性子束分布、核種数密度分布も形状を保ちながら軸方向を進んでいることが解り、これらのことから、CANDLE 燃焼制御方式の定常状態が成立していることが確認された。

4. 3. 2 出力変動・炉停止シミュレーション

定常運転状態において、熱出力が変動した場合におけるシミュレーションを行った。熱中性子炉において、出力の変動は熱群に大きな吸収断面積を持つ ^{135}Xe の定常運転状態における平衡濃度が崩れる。これは ^{235}U の FP として大きな核分裂収率 (約 6.3%) を持つ ^{135}Te が 11 秒という短い半減期により ^{135}I に β 崩壊し、この ^{135}I の 6.5 時間で ^{135}Xe に β 崩壊する。 ^{135}Xe は非常に大きな吸収断面積を持つため、蓄積・消費による大きな反応度の変動が生じる。本計算モデルでは、燃焼チェーンは ^{135}Te が直ちに ^{135}I に崩壊することから、 ^{135}I が核分裂から生成されると近似し、一連のチェーンの始まりの FP 核種となっている。本解析における基本設計の場合の一連のチェーンと FP 核種の核分裂収率と半減期、熱群のミクロ吸収断面積を Fig. 4.21 に示す。このことから時間依存解析のシミュレーションにおける時間メッシュは 6.55 時間以内で詳細に見る必要があるため、本研究では 1 時間で行った。しかしそれだけでは 1 ステップにおける移動距離が小さすぎ、年オーダーの計算になると計算機時間への負担が大きいため、更に前節と同様の 1.25 日における解析も行った。

(1) 熱出力が半分に減少した場合のシミュレーション

まず、基本設計における定格出力 (30MWth) の定常運転状態から、熱出力が半分 (15MWth) に減少した場合のシミュレーションを行った。まず、時間メッシュ 1 時間におけるケースで定常運転の 2 日目に出力が半分に減少した場合をシミュレーションした。なお、ここでは、出力が半減された 2 日目を便宜上時間ゼロとする。Fig. 4.22 に出力密度最大値と実効増倍率の経時変化を示す。また、Fig. 4.23 に中心軸上の ^{135}I 数密度分布のの経時変化、Fig. 4.24 に中心軸上の ^{135}Xe 数密度分布のの経時変化を示す。

Fig. 4.22 に見られるように、出力が半減した場合、約 8 日間で最大 0.29%dk/kk' という大きな正の反応度が入る事が解る。これは Fig. 4.23, Fig. 4.24 における ^{135}I 、 ^{135}Xe の減少からも明らかである。なお、出力変動直後の ^{135}Xe の蓄積に伴う負の反応度は、本計算体系において定常運転時の中性子束が小さいため、1 時間後に 0.0016% 減少したものの、すぐに増加の方向に向かった。これを確認するため、 ^{135}I と ^{135}Xe の核種数密度が最大である拡散メッシュ位置 (径方向中心部、未燃焼領域端から 548cm) における核種数密度の経時変化を調査した。結果を Fig. 4.25 に示す。出力半減後、 ^{135}I はすぐに減少し始め、それに伴い ^{135}Xe は僅かに増加するものの、3 時間程度経つと減少に移る。このため、 ^{135}Xe による大きな負の反応度が入らず、 ^{135}Xe の数密度が減少することによる正の反応度が入ることで、実効増倍率は大きく上昇する。

次に同様の解析を時間メッシュ 1.25 日で、60 日後に出力が半減した場合のシミュレーション

を行い、長期的な特性の変化を調査した。実効増倍率の経時変化を Fig. 4.26 に示す。出力の変動と共に大きな正の反応度が入った後、構成核種はこの出力における平衡核種濃度に向かい、実効増倍率は徐々に減少する。基本的に CANDLE 燃焼制御方式の定常状態は、中性子束を全出力で規格化しているため、出力と燃焼領域の移動速度は比例の関係にあり、他の特性はほとんど影響を受けないと考えられる。実際、出力を 15MWth としたときの平衡計算結果と出力半減シミュレーションにおける平衡時の平均値を Table 4.11 に示す。

次に半減した出力が定格出力に戻る場合を考える。この場合、出力が半減している時間により、特性の変動は異なると思われるが、今回は 1 時間メッシュにおいて出力半減後 10 日後に復帰、1.25 日メッシュにおいて出力半減後 300 日後に復帰の 2 点について行った。Fig. 4.27 に 10 日後に復帰した場合の実効増倍率の経時変化、Fig. 4.28 に ^{135}I と ^{135}Xe の核種数密度が最大である拡散メッシュ位置（径方向中心部、未燃焼領域端から 548cm）における核種数密度の経時変化を示す。出力が復帰することで、大きな負の反応度が入り、定格出力の定常運転時の実効増倍率に速やかに戻っていることが解る。また、Fig. 4.27 より、出力復帰と共に ^{135}I の数密度が増加し、それにより ^{135}Xe の数密度も徐々に増加していることが解る。また、これを巨視的な時間で見るため、Fig. 4.29 に 300 日後に復帰した場合における実効増倍率の経時変化を示す。出力半減の後、ある程度時間が進んでいるため、核種は出力半減状態の平衡濃度にある程度近づいているが、定格出力に戻すと、大きな負の反応度が入り、一度定常状態の実効増倍率を下回った後、徐々に上昇し定常状態に戻っている。

(2) 炉停止シミュレーション

次に原子炉停止のシミュレーションを行った。炉停止は熱中性子炉において ^{135}Xe の蓄積による再起動不能時間を招く重要な事象である。本解析では前節の出力半減事象と同じく、基本設計の定格出力（30MWth）の定常運転状態からシミュレーション解析を開始し、熱出力がゼロ（0.001Wth）になった場合のシミュレーションを行った。本計算においても ^{135}Xe の影響、長い時間での特性の変化を調査するため、時間メッシュを 1 時間と 1.25 日の二通りで行った。なお、この場合においても、前節と同様、便宜上、事象が起きた時間をゼロとした。

まず、時間メッシュ 1 時間で、定常運転状態開始 2 日後に出力がゼロになった場合をシミュレーションした。Fig. 4.30 に実効増倍率と出力密度最大値の経時変化、Fig. 4.31 に中心軸上の ^{135}I 数密度分布のの経時変化、Fig. 4.32 に中心軸上の ^{135}Xe 数密度分布のの経時変化を示す。また Fig. 4.33 に ^{135}I 、 ^{135}Xe の核種数密度が最大である拡散メッシュ位置（径方向中心部、未燃焼領域端から 548cm）における核種数密度の経時変化を示す。Fig. 4.30 より、前節の出力変動の場合と同様、炉停止後に大きな正の反応度が入り、約 8 日間で最大 0.64%dk/kk' の上昇を招いている。これは Fig. 4.31、Fig. 4.32 から明らかであり、 ^{135}I の減少と共に ^{135}Xe も徐々に減少していることが解る。また、Fig. 4.33 より、炉停止 1 時間後、Xe-135 の僅かな増加により実効増倍率も 0.0032% 減少しているが、やはり前節の出力変動の場合と同様、全出力が 30MWth であり、中性子束が小さいため、すぐに実効増倍率は上昇へ向かう。本来、大型の熱中性子炉などで問題になる再起動不能時間は、この ^{135}Xe に蓄積による負の反応度によるものであるが、本解析体系では全く問題にならなかった。

次に時間メッシュ 1.25 日で、定常運転状態開始 60 日後に出力がゼロに成った場合をシミュレーションした。Fig. 4.34 に実効増倍率と出力密度最大値の経時変化を示す。これより、炉停止後、10 日程度実効増倍率が上昇した後、減少の一途をたどっていることが解る。

(3) 炉停止後再起動シミュレーション

次に、炉停止後、再び定格出力（30MWth）に戻った場合をシミュレーションする。前節において解析されたとおり、本解析体系において、再起動不能時間を生じさせるような大きな負の反応度は入らないことが解ったため、炉停止後の時間に制限は無い。本解析では、前節と同様、時間メッシュ 1 時間において炉停止後 10 日後に再起動、1.25 日メッシュにおいて炉停止後 300 日後の他、炉心停止により実効増倍率 0.99715 という未臨界炉心となった炉停止後 2000 日後に再起

動した場合の3点について解析を行った。

まず、時間メッシュ1時間において、炉停止後10日後に再起動した場合の、実効増倍率と出力密度最大値の経時変化を Fig. 4.35 に、Fig. 4.36 に ^{135}I と ^{135}Xe の核種数密度が最大である拡散メッシュ位置（径方向中心部、未燃焼領域端から548cm）における核種数密度の経時変化を示す。再起動することで、大きな負の反応度が入り、定格出力の定常運転時の実効増倍率に速やかに戻っていることが解る。これは、Fig. 4.36 から明らかで、再起動と共に ^{135}I の数密度が増加し、それにより ^{135}Xe の数密度も徐々に増加しているためであることが解る。

次に、時間メッシュ1.25日において、炉停止後300日後に再起動した場合について、実効増倍率と出力密度最大値の経時変化を Fig. 4.37 に示す。この結果も、前節の出力変動の場合と同様、再起動後実効増倍率が1メッシュで0.63%と大きく減少した後、徐々に上昇し、800日程度で定常状態に戻っていることが解る。

最後に、未臨界炉心からの再起動をシミュレーションするため、時間メッシュ1.25日において、炉停止後2000日後に再起動した場合をシミュレーションした。実効増倍率と出力密度最大値の経時変化を Fig. 4.38 に示す。この場合も、再起動後実効増倍率が1メッシュで0.64%と大きく減少した後、徐々に上昇し、185日後に1を超え、約1000日後には定常状態時の実効増倍率を超過し、ピークにおいて定常状態から0.043%程度大きく変わった後、定常状態時の実効増倍率に向け減少していることが解る。

4. 3. 3 初期炉心の構築（起動シミュレーション）

CANDLE 燃焼制御方式において、起動時の炉心、つまり“初期炉心”の構築は非常に難しい研究項目である。CANDLE 燃焼制御方式は定常運転時において燃焼に伴う余剰反応度が無いという利点を持つ炉心であり、初期炉心においても出来るだけ燃焼反応度が無いまま、出来るだけ速やかに定常運転状態に移行する必要がある。この達成には定常炉心の核種数密度分布の主要核種以外を、同程度の燃焼特性（ミクロ群常数）を持つ安定核種で置き換えるのという方法が考えられる。実際、前述の報告の中に、天然ウラン装荷型高速炉において、定常状態炉心の核分裂生成物（FP）を安定核種（ニオブ、タングステン）、ウラン以外の重金属核種（HM）を軽水炉取り出しプルトニウムに置き換えることで、1\$程度の反応度変化で定常状態炉心に達する初期炉心を構築出来たことが示してある。本解析の対象である核分裂性物質装荷型高温ガス炉において、定常状態炉心は ^{235}U と可燃性毒物（BP）である ^{157}Gd の核種数密度分布が成立性に大きく関係しているため、これらの数密度分布を基本として、安定核種による置き換えによる初期炉心の構築を試みる。本解析において、実際の初期炉心構築時の便宜を考え、次のような初期設定を設けた。

1. 基本的な構造材（ブロック、スリーブ、バッファー層、マトリクス等の黒鉛、SiC）、冷却材ヘリウム等、燃焼による数密度変化が無い核種は初めから装荷している。
2. BPである ^{157}Gd の定常状態数密度分布から天然比で他のガドリニウム核種の数密度分布を構築した。
3. ブロック、スリーブ、バッファー層、マトリクス等、黒鉛中の不純物については、定常状態炉心において換算ホウ素量に数密度分布が存在するが、本解析では未燃焼材料における不純物濃度で一定とした。

（1）予備解析

まず、除去しなければならない余剰反応度を調査するため、以下の3ケースを解析した。

- ① HM の炉内数密度分布を定常状態炉心のものとし、FP を完全に取り除いたもの。このとき Gd 核種は初期設定に沿う。
- ② ^{235}U , ^{238}U , FP の炉内数密度分布を定常状態炉心のものとし、他の HM を完全に取り除いたもの。このときの FP に属している Gd 核種は上記初期条件の Gd 数密度ではなく、定常状態の時の分布とした。
- ③ ^{235}U , ^{238}U の炉内数密度分布を定常状態炉心のものとし、他の HM, FP を完全に取り除いたもの。このとき Gd 核種は初期設定に沿う。

以上の炉内数密度分布を構築し、時間メッシュ 1.25 日でシミュレーション解析した場合の実効増倍率の経時変化を Fig. 4.39 に、それぞれの炉心における時間ゼロにおける中心軸上の中性子束分布を Fig. 4.40 に示す。それぞれの最大反応度は、①において 11.7%dk/kk'、②において 2.7%dk/kk'、最終的に取り除かなければならない反応度である③においては 18.6%dk/kk' と非常に大きなものとなっている。また定常状態への以降時間は①において約 2800 日（約 7.5 年）、②において約 1500 日（約 4 年）、③において約 3500 日（約 10 年）と、これもまた非常に長期となっている。①と③の FP を完全に取り除いたケースにおいて、時間メッシュゼロから 1 メッシュの間で 1%程度の負の反応度が生じているが、これは ^{135}Xe の生成による吸収のためであり、熱中性子炉のクリーン炉心からの起動時には必ず生じる反応度であり、完全に取り除くことは出来ない。①のケースにおいて、起動から約 800 日までは移動速度が定常状態の 3 分の 1 程度であり、2m 弱の広い出力密度分布半値幅と 3.5W/cc 程度の低い最大出力密度となっているが、その後定常状態時の炉心特性に向け徐々に調整されるという結果がみられる。つまり、定常状態において FP による吸収で小さくなっていった燃焼済み領域の中性子束が大きくなるため、中性子束分布は広がってしまっている。これは FP が定常状態炉心分布である②において反応度が小さくなっている事からも解る。なお、②においては起動後から、定常状態との特性の差はほとんど無いという結果がみられる。ただし、Fig. 4.40 から解るように、燃焼領域における中性子束は定常状態炉心より大きくなっていて、それによる定常状態より過剰な核反応により、①においては見られなかった正の反応度が見られる。③においては、起動後 2 年程の間、移動速度が負であり、半値幅は 2.0~2.5m、出力密度最大値は 2.1~3W/cc と、出力密度分布、中性子束分布は完全に広がってしまっている。これについては①の FP による燃焼済み領域の吸収が無くなったのが支配的な理由であるが、①との反応度の差として考えられる HM の影響に関しては、②における反応度の小ささから説明が付かない。ただし、②における Gd 核種は定常状態炉内分布が用いられている事から、②における反応度を小さくしている事の説明は出来る。本計算における燃焼チェーンでは FP の Gd と BP として混入する Gd を区別することは出来ないため、そのみの効果を調査することが出来ないが、 ^{157}Gd を基準とした天然ガドリニウムの数密度分布と定常状態における数密度分布は異なるため、やはり影響は無視できない。本件については、可燃性毒物を燃料カーネル以外に配置することで調査可能になるため、今後の課題である。

(2) FP を安定核種に置き換えることによる反応度の減少

前節より、定常状態炉内分布の FP を完全に除去した①、③において、非常に大きな反応度が生じていた。そこで、まずはこの FP を適切な安定核種に置き換えることで、反応度を減少させる可能性を調査した。

まず、この置き換えに使用される適切な安定核種がどの程度のマイクロ吸収断面積を要求されているのかを概算するため、FP 核種を 1 核種とした模擬核種 (DNFP; Displace Nuclide of FP) を仮定し、その核種に必要な捕獲マイクロ断面積を以下の手順により計算した。

まず、以下の式より全 FP による換算捕獲マイクロ断面積を算出する。

$$\sigma_{c,g,AllFP} = \frac{\sum_{i \in AllFP} \sigma_{c,g,i} N_i}{\sum_{i \in AllFP} N_i} \quad (4.1)$$

ここで、定常状態分布を作成するのに可燃性毒物は不可欠なので、本解析ではその最重要核種 ^{157}Gd は定常状態解析により得られた分布を作成し、その数密度分布から混入するガドリニウム核種 (^{152}Gd , ^{154}Gd , ^{155}Gd , ^{156}Gd , ^{157}Gd , ^{158}Gd , ^{160}Gd , うち ^{154}Gd , ^{155}Gd , ^{156}Gd , ^{157}Gd , ^{158}Gd は FP である) を天然比で分布を作り混入。その影響を式 (4.1) からうち消す。

$$\sigma_{c,g,Gd(FP)} = \frac{\sum_{i \in Gd(FP)} \sigma_{c,g,i} N_i}{\sum_{i \in Gd(FP)} N_i} \quad (4.2)$$

$$\sigma_{c,g,DNFP} = \sigma_{c,g,DNFP} - \sigma_{c,g,Gd(FP)} \quad (4.3)$$

これより、未燃焼領域と燃焼済み領域で以下のような結果となった。

	未燃焼領域	燃焼済み領域
高速群	0.15~0.2 barn	0.06 barn
減速群	8~11	3~4
散乱群	40~50	17~18
熱群	100~150	12~13

なお、燃焼領域においては、この間の値となる。それぞれの領域において、同程度のマイクロ断面積を持つ核種を探し、FP核種と置換することで、定常状態におけるFPと同程度の燃焼反応度となると考えられる。しかし、この結果はあくまでも目安であり、このような理想的な捕獲断面積を持つ安定核種が見つかったとしても、その核種の散乱特性、天然組成での他の同位体核種の特性や燃焼チェーンにより不確実性が強く、実際はうまくいかない。また、行き先核種の核データが用意されていないなどの問題も出てくる。

結果通りの核種を JENDL-3.2 ライブラリから探した。熱群において、比較的近い核種を見つけても、燃料セル計算において ^{157}Gd による強い吸収により、実効マイクロ断面積では小さくなってしまい、困難な作業である。また、上記の問題などによりふさわしいものは見あたらなかった。

そこで、模索研究として、まずは反応度粗調整に一般に用いられている可燃性毒物である、ホウ素やエルビウムを用いた。実効増倍率の経時変化を Fig. 4.41 に示す。なお、このとき、単純にFPの数密度で置き換えると、可燃性毒物の大きなマイクロ吸収断面積により炉心が未臨界になってしまうため、ホウ素に関してはFP数密度の0.15倍、エルビウムに関してはFP数密度の0.07倍とし、初期炉心の実効増倍率を調整した。この結果から、可燃性毒物が無くなるのが速すぎ、ホウ素において4.93%、エルビウムにおいて6.92%の反応度が生じた。

これをふまえ、次に天然比で存在している核種のマイクロ吸収断面積が比較的小さく、燃焼チェーン中に熱群マイクロ捕獲断面積が比較的理想的置換核種のものに近い Nd-147 がある天然ネオジウムを用いてみた。核種組成とマイクロ捕獲断面積を Table 4.12、燃焼チェーンを Fig. 4.42 に示す。なお、一部の核種は本解析で用いられているFPであり、Fig. 4.42の燃焼チェーンの一部はFPの燃焼チェーンに組み込まれている。また、装荷した天然ネオジウムの数密度は、初期炉心の実効増倍率の調整のため、FP数密度の2.2倍となった。実効増倍率の経時変化を Fig. 4.43 に示す。結果、実効増倍率の変動は比較的小さく、反応度を1.02%と小さくすることが出来た。

(3) HM と FP を置き換えることによる反応度の減少

次に、 ^{235}U 、 ^{238}U 以外の HM と FP を同時に考える。まず、理想的な置換核種のマイクロ吸収断面積を、前節のFPの場合と同じ考え方による以下の式により計算した。

$$\sigma_{a,g,ADN} = \frac{\sum_{i \in (FP+HM - U5,8-Gd(FP))} \sigma_{a,g,i} N_i}{\sum_{i \in (FP+HM - U5,8-Gd(FP))} N_i}$$

結果、次のようになった。

	未燃焼領域	燃焼済み領域
高速群	130 barn	0.17 barn
減速群	12	4.1
散乱群	41	30
熱群	130	53

これに関しても JENDL-3.2 を探したが、ふさわしいものは見あたらなかった。まず、前節で用いられ、比較的良好な結果を得た天然ネオジムを用いて解析を行ってみた。実効増倍率の経時変化を Fig. 4.44 に示す。なお、ネオジムは置き換え元の HM、FP 核種数密度の 1.85 倍という大きな数密度となっている。結果、燃焼反応度は 2.28% と大きくなってしまっている。この理由としてマイクロ吸収断面積が大きいことにより、早く無くなっているためと考えるのが自然であるが、実際、核種数密度分布と中性子束分布を調査してみたところ、燃焼済み領域において置換核種による吸収が大きすぎ、中性子束分布が燃焼領域において鋭く、ピークが大きくなっていて、中性子バランスが崩れ、それに伴う ^{157}Gd の過剰な燃焼によるものであることが解った。これを Fig. 4.45 に示す。

この中性子束分布を定常状態のものに出来るだけ近づけるため、燃焼領域のウラン濃縮度を大きくし、燃焼領域における中性子束ピークを小さくすることを試みる。まず定常状態の全 HM のマクロ核分裂断面積から ^{235}U のマクロ核分裂断面積に等しくなるよう、 ^{235}U の数密度を換算し、全体の HM の数密度を調整するため、定常状態の ^{235}U の数密度より超過した分は ^{238}U から除くことで調整した。この手法により構築された初期炉心の起動シミュレーション結果の実効増倍率の経時変化を Fig. 4.46 に示す。この結果、反応度は 1.70% と比較的小さくすることが出来たが、この操作により臨界性が向上するため、実効増倍率の調整に FP の 4.1 倍という大量の置換核種を加えることとなり、結局中性子束分布の燃焼領域におけるピークの減少効果は僅かであった。定常状態とこの初期炉心における中性子束と核種数密度分布を Fig. 4.47 に示す。このことから、更に中性子束分布を調整する必要が有ることが解る。

残る反応度減少の追求方法として、置換核種や ^{235}U 、 ^{157}Gd の核種数密度分布に、領域に応じて人工的に調整した分布を付けることが考えられるが、これは非常に労力のいる仕事であり、また本検討仕様において追求しても汎用的では無いため、設計仕様が変わるだけでまた一からやり直す事となる。従って、これに関しては最終的な設計仕様が決してから取り組むこととし、今回はこれで終了とした。

4. 4 結言

3 章で論じた高速炉の場合と同様、熱中性子炉である高温ガス炉においても、可燃性毒物を使用する事により、CANDLE 燃焼制御方式が成立する事が分かった。また、定常状態解析において、可燃性毒物濃度、ウラン濃縮度、減速比を変える事により、燃焼領域移動速度や中性子束分布幅、燃焼度などの CANDLE 燃焼特性が変化した。これらのパラメータはどれも核分裂性物質や可燃性毒物の実効マイクロ断面積を変化させるものであり、この変化が特性を変化させている。つまりこれらのパラメータを調整する事により、目的に応じた炉心設計が可能となる。

また、燃焼度や温度の分布を計算し、定常状態解析に組み込むため、本研究では適当に炉心を区切り、領域ごとに燃料セル計算を計算し、また 2 次元補間する事で詳細な CANDLE 燃焼炉心特性を得た。結果、従来の計算とは燃焼度の影響による違いが顕著に現れ、従来法では不十分である事が分かった。また温度の影響は燃料コンパクト領域でのみ変化が見られた。冷却材の流れ方向により、燃料最高温度は異なり、燃焼領域移動方向に対して向流とした方が、並流の場合より小さく出来、安全上優れている事が分かった。

シミュレーション解析では、定常運転状態、出力変動・炉停止・再起動、初期炉心による起動のシミュレーションを行った。定常運転状態シミュレーションは定常状態解析の信頼性を調査する意味でもあったが、両方法のメッシュの違いによる誤差が僅かにあったものの、信頼性は確認された。出力変動シミュレーションにおいては、主にキセノンの影響を調査したが、出力半減後

の大きな負の反応度や炉停止後の再起動不能時間は無く、大型炉のような大きな影響は見受けられなかった。構築した初期炉心による起動シミュレーションは、除くべき余剰反応度が大きく、HM, FP 核種の吸収断面積が定常状態の炉心に等しくなるよう入手が可能な核種から構築したものの、1.7%程度の大きな反応度が残ってしまった。目的は余剰反応度1 \$ 以下であり、この研究は非常に困難であるため、今後の最重要課題となるものである。

5. 結 論

CANDLE 燃焼を高速炉及び高温ガス炉に適用することが可能であることを示した。

CANDLE 燃焼は

- ① 燃焼制御のための制御装置が不要となることから、同装置の導入に伴う中性子経済の悪化や同装置のトラブルに伴う安全性の低下の虞がない。
- ② 燃焼に伴う炉心特性（反応度係数や出力ピークの数・位置など）の変化がなく、運転が容易で信頼性が高い。
- ③ 冷却材チャンネル毎の出力は燃焼が進んでも変化しないので、オリフィスによる燃焼に伴う流量調整の必要がない。
- ④ 半径方向出力分布の最適化に優れる。
- ⑤ 炉心の高さを増すことにより、原子炉の寿命を簡単に長くできる。
- ⑥ 新燃料の無限増倍率が1以下であり、新燃料の輸送や貯蔵における臨界事故が排除される

といった優れた特長を有する。問題に関しては

- ① 炉心の高さを増すことにより、原子炉の寿命を長くできるが、寿命を長くしすぎると軸方向に長い炉心になり、冷却材の圧力損失が大きくなりやすい。
- ② 軸方向出力分布の調整の自由度が少ない。
- ③ 初期炉心の構成が困難である。

といったもので、その解決に大きな支障を伴うものではない。

これを中性子経済の極めて優れた高速炉に適用すると、

- ① 初期炉心を臨界とするに必要な量の核分裂性物質さえあれば、以後は自然の摂理に従って燃料の転換が行われるので、濃縮施設や再処理施設を必要としない。
- ② 燃料の燃焼度は平均40%程度に達する。
- ③ 燃焼速度は4cm/年程度であり、超長寿命炉の設計が容易。

といった優れた特長があらわれる。但し、

- ① 燃焼に対して余剰反応度が変化しない設計をする必要があり、このため高速炉では従来の高速炉で必用とされた余剰中性子以上の余剰中性子が必要となり、熱中性子炉では燃焼に伴う可燃性毒物の減少を核分裂性物質の減少より極めて早くなるようにする必要がある。
- ② 高燃焼の下で材料健全性を保持し、FP蓄積に対処する必要がある。

といった厳しい問題があることがわかった。②の問題点に対しては簡易再処理のような方法も考えられるが、材料開発や革新的設計の採用といった本質的な解決を目指した研究が重要である。

これを可燃性毒物を混ぜた濃縮ウランを取替新燃料とすることにより、ブロック燃料型高温ガス炉に容易に適用できることを示した。この場合、冷却材出口温度を高くするのに適した出力分布をえることができた。またブロック燃料型高温ガス炉では制御棒飛び出し事故を防ぐのが重要な問題になっているが、CANDLE燃焼を採用すれば、運転中に炉心に制御棒が入っていないので、このような事故を排除できる。

本研究では更に計算精度の検討や初期炉心の構成に関する検討を行い、いずれに関しても満足のいく結果を得た。

参考文献

- 1) Sekimoto, H. et al. : Nucl. Sci. Engin., 139, 306 (2001).
- 2) Ohoka, Y. et al. : Nucl. Engin. Design., 229, 15 (2004).
- 3) Sekimoto, H. et al. : Trans. American Nuclear Society, 92 (CD) (2004).
- 4) Sekimoto, H. et al. : J. Nucl. Sci. Technol. (査読中).
- 5) Okumura, K. et al. : JAERI-Data/Code 96-015, “SRAC95; General Purpose Neutronics Code System” (1996)
- 6) Nakagawa, T. et al. : J. Nucl. Sci. Technol., 32, 1259 (1995).
- 7) Hiraoka, T. et al. : Nucl. Technol., 93, 305 (1991).
- 8) Sekimoto, H. et al. : “Proc. of GLOBAL 2003”, (2003).
- 9) Yamashita, K. et al. : Nucl. Sci. Engin., 22, 212 (1996).
- 10) Maruyama, S. et al. : JAERI-memo 63-325, “Database for Thermal and Hydraulic Design of High Temperature Engineering Test Reactor (HTTR),” (1988).

図表リスト

- Table 3.1 Basic Design Parameters of Fast Reactor Steady State Analysis
 Table 3.2 Neutron Energy Group Structure
 Table 3.3 Nuclide Composition of Fuel Material
 Table 3.4 Nuclide Composition of Cladding Material (HT-9)
 Table 3.5 Nuclide Composition of Coolant Material (Pb-Bi)
 Table 3.6 Property of Fuel Material
 Table 3.7 Property of Cladding (HT-9)
 Table 3.8 Property of Coolant (Pb-Bi)
 Table 3.9 Steady State Analysis Case
 Table 3.10 Number of Sampling Point by pre-Analysis
 Table 3.11 Higher Nuclide of Capture and Fission Reaction Rate
 Table 3.12 Effects of the Burnup History for Table Interpolation
 Table 3.13 The sampling point of using for table creation of Case 3.2-22 - Case 3.2-24
 Table 3.14 Effects of Temperature and Burnup for the CANDLE Characteristics
 Table 3.15 Basic Design Parameters for Simulation Analysis
 Table 3.16 Simulation Analysis Case
 Table 3.17 Restartable Period
 Table 3.18 Reactivity of Case 3.3-15, 16, 17, 18
 Table 3.19 Reactivity of Case 3.3-21, 22, 23
- Table 4.1 Basic Design Parameters of High Temperature Gas Cooled Reactor
 Table 4.2 Neutron energy group structure (4-group)
 Table 4.3 Basic Design Characteristics
 Table 4.4 Effect of Different Natural Gadolinium Concentration
 Table 4.5 Effects of Different Uranium Enrichments
 Table 4.6 Effects of Different Fuel Cell Pitches
 Table 4.7 Effects of Burnup Distribution
 Table 4.8 Effects of Temperature Distribution
 Table 4.9 Effects of Burnup and Temperature Distributions
 Table 4.10 The CANDLE Core Steady State Characteristics of Both Analyses
 Table 4.11 The Simulation of Transient Change from Steady State Power to Half Power and Half Power Steady State Analysis
 Table 4.12 Neodymium Isotopes and Effective Microscopic Capture Cross Sections
- Fig. 1.1 CANDLE burnup (Moving direction can be chosen either way. The core height is chosen extremely long to realize ideal CANDLE burnup, though actual core height is usually chosen much shorter.)
- Fig. 1.2 Change of Infinite Medium Neutron Multiplication Factor along Neutron Fluence
 Fig. 1.3 Change of Infinite Medium Neutron Multiplication Factor along Axial Position
 Fig. 1.4 CANDLE Burnup and Refueling Scheme
- Fig. 2.1 Flowchart of CANDLE Burnup Analysis (Uniform Group Constant)
- Fig. 3.1 Fuel Cell Model
 Fig. 3.2 Flowchart of CANDLE Burnup Analysis with Detail Group Constant

- Fig. 3.3 R-Z Core Model
- Fig. 3.4 Fuel Assembly of Tube in Shell Type
- Fig. 3.5 Effective Neutron Multiplication Factor for Different Number of Each Abscissa of the Interpolation Table
- Fig. 3.6 Effect on the Fluence of Nuclides by Burnup History. (^{235}U)
- Fig. 3.7 Effect on the Fluence of Nuclides by Burnup History. (^{238}U)
- Fig. 3.8 Effect on the Fluence of Nuclides by Burnup History. (^{239}Pu)
- Fig. 3.9 Effect on the Fluence of Nuclides by Burnup History. (^{240}Pu)
- Fig. 3.10 Effect on the Fluence of Nuclides by Burnup History. (^{103}Rh)
- Fig. 3.11 Effect on the Fluence of Nuclides by Burnup History. (^{99}Tc)
- Fig. 3.12 Power Density Distributions on the Reactor Core Axis (Nitride Fuel Case , Case 3.2-27, 28)
- Fig. 3.13 ^{235}U Nuclide Density Distributions on the Reactor Core Axis (Nitride Fuel Case , Case 3.2-27, 28)
- Fig. 3.14 ^{239}Pu Nuclide Density Distributions on the Reactor Core Axis (Nitride Fuel Case , Case 3.2-27, 28)
- Fig. 3.15 ^{240}Pu Nuclide Density Distributions on the Reactor Core Axis (Nitride Fuel Case , Case 3.2-27, 28)
- Fig. 3.16 Fuel Temperature Distributions on the Reactor Core Axis (Nitride Fuel Case , Case 3.2-27, 28)
- Fig. 3.17 Coolant Temperature Distributions on the Reactor Core Axis (Nitride Fuel Case , Case 3.2-27, 28)
- Fig. 3.18 Fluence Distributions on the Reactor Core Axis (Nitride Fuel Case , Case 3.2-27, 28)
- Fig. 3.19 Flowchart of Simulation Analysis
- Fig. 3.20 Power Density Distribution on the Reactor Core Axis and Radius of Center Axis Position (Metallic Fuel Case, Case 3.3-1)
- Fig. 3.21 Power Density Distribution on the Reactor Core Axis and Radius of Center Axis Position (Nitride Fuel Case, Case 3.3-6)
- Fig. 3.22 Distributions of Neutron Flux and Nuclide Densities on the Reactor Core Axis for the Steady State Simulation (Nitride Fuel Case, Case 3.3-6)
- Fig. 3.23 Distributions of Neutron Flux and Nuclide Densities on the Reactor Core Axis for the Thermal Power half-down Simulation (Nitride Fuel Case, Case 3.3-7)
- Fig. 3.24 Distributions of Neutron Flux and Nuclide Densities on the Reactor Core Axis for the Shutdown Simulation (Nitride Fuel Case, Case 3.3-8)
- Fig. 3.25 Distributions of Neutron Flux and Nuclide Densities on the Reactor Core Axis for the Restart from 200 days After Shutdown Simulation (Nitride Fuel Case, Case 3.3-9)
- Fig. 3.26 Distributions of Neutron Flux and Nuclide Densities on the Reactor Core Axis for the Restart from 2000 days After Shutdown Simulation (Nitride Fuel Case, Case 3.3-10)
- Fig. 3.27 Effective Neutron Multiplication Factor for Each Simulation (Metallic Fuel Case, Case 3.3-1~Case 3.3-5)
- Fig. 3.28 Effective Neutron Multiplication Factor for Each Simulation (Nitride Fuel Case, Case 3.3-6~Case 3.3-10)
- Fig. 3.29 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (FP; Displaced by Nb for Each Region, Case 3.3-11~Case 3.3-13)
- Fig. 3.30 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (FP; Displaced by Burnable W (Case 3.3-14) and Unburnable (ideal) W)
- Fig. 3.31 Effective Neutron Multiplication Factor for Each Startup Simulations (Case 3.3-15~Case 3.3-18)
- Fig. 3.32 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (Case 3.3-19)

- Fig. 3.33 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (Case 3.3-19, Case 3.3-20)
- Fig. 3.34 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (Case 3.3-21~Case 3.3-23)
- Fig. 4.1 Fuel Cell Model
- Fig. 4.2 Infinite Neutron Multiplication Factor Distribution
- Fig. 4.3 Neutron Flux Distribution
- Fig. 4.4 Power Density Distribution
- Fig. 4.5 Distributions of Nuclide Densities and Neutron Flux on the Reactor Core Axis
- Fig. 4.6 Burnup Distribution on the Reactor Core Radius
- Fig. 4.7 Infinite Neutron Multiplication Factor Distributions for Different Gadolinium Concentrations on the Reactor Core Axis
- Fig. 4.8 Neutron Flux Distributions for Different Gadolinium Concentrations on the Reactor Core Axis
- Fig. 4.9 Infinite Neutron Multiplication Factor Distributions for Different Uranium Enrichments on the Reactor Core Axis
- Fig. 4.10 Neutron Flux Distributions for Different Uranium Enrichments on the Reactor Core Axis
- Fig. 4.11 Infinite Neutron Multiplication Factor Distributions for Different Fuel Cell Pitches on the Reactor Core Axis
- Fig. 4.12 Neutron Flux Distributions for Different Fuel Cell Pitches on the Reactor Core Axis
- Fig. 4.13 Fuel Cell Calculation Mesh Point
- Fig. 4.14 The Heat Transfer Model of the Fuel Cell
- Fig. 4.15 Distributions of Nuclide Densities and Neutron Flux for the Burnup Effect on the Reactor Core Axis
- Fig. 4.16 Distributions of temperatures of each cell regions with Temperature Distributions Effects on the Reactor Core Axis
- Fig. 4.17 Neutron Flux Distributions of Each Effects on the Reactor Core Axis
- Fig. 4.18 Distributions of temperatures of each cell regions with Burnup and Temperature Distributions Effects on the Reactor Core Axis
- Fig. 4.19 Effective Neutron Multiplication Factor along Burnup for the Steady State Simulation
- Fig. 4.20 Nuclides Densities and Neutron Flux on the Reactor Core Axis for the Steady State Simulation
- Fig. 4.21 Nuclides Burnup Chain Model from ^{135}I to ^{135}Xe
- Fig. 4.22 Effective Neutron Multiplication Factor and Maximum Power Density for the Thermal Power Half-down Simulation (mesh=1hour)
- Fig. 4.23 ^{135}I Nuclide Density Distribution on the Reactor Core Axis for the Thermal Power Half-down Simulation (mesh=1hour)
- Fig. 4.24 ^{135}Xe Nuclide Density Distribution on the Reactor Core Axis for the Thermal Power Half-down Simulation (mesh=1hour)
- Fig. 4.25 ^{135}I and ^{135}Xe Nuclide Densities on Maximum Value Position (on the Reactor Core Axis on 548cm from Spent Fuel Side) for the Thermal Power Half-down Simulation (mesh=1hour)
- Fig. 4.26 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Thermal Power Half-down Simulation (mesh=1.25day)
- Fig. 4.27 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Thermal Power Return from Half-down Simulation (mesh=1hour)
- Fig. 4.28 ^{135}I and ^{135}Xe Nuclide Densities on Maximum Value Position (on the Reactor Core Axis , 548cm from Spent Fuel Side) for the Thermal Power Return from Half-down Simulation (mesh=1hour)

- Fig. 4.29 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Thermal Power Half-down and Return Simulation (mesh=1.25 days)
- Fig. 4.30 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Shutdown Simulation (mesh=1 hours)
- Fig. 4.31 ^{135}I Nuclide Density Distribution on the Reactor Core Axis for the Shutdown Simulation (mesh=1hour)
- Fig. 4.32 ^{135}Xe Nuclide Density Distribution on the Reactor Core Axis for the Shutdown Simulation (mesh=1hour)
- Fig. 4.33 ^{135}I and ^{135}Xe Nuclide Densities on Maximum Value Position (on the Reactor Core Axis , 548cm from Spent Fuel Side) for the Shutdown Simulation (mesh=1hour)
- Fig. 4.34 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Shutdown Simulation (mesh=1.25 days)
- Fig. 4.35 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Restart Simulation (mesh=1 hours)
- Fig. 4.36 ^{135}I and ^{135}Xe Nuclide Densities on Maximum Value Position (on the Reactor Core Axis , 548cm from Spent Fuel Side) for the Restart Simulation (mesh=1hour)
- Fig. 4.37 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Shutdown and Restart (from critical condition) Simulation (mesh=1.25 days)
- Fig. 4.38 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Shutdown and Restart (from sub critical condition) Simulation (mesh=1.25 days)
- Fig. 4.39 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (Investigation of the reactivity which must be removed)
- Fig. 4.40 Neutron Flux on the Reactor Core Axis for the Startup Simulation (Investigation of the reactivity which must be removed)
- Fig. 4.41 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (FP; Displaced by Boron or Erbium)
- Fig. 4.42 Nuclide Burnup Chain Model for Neodymium
- Fig. 4.43 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (FP; Displaced by Neodymium)
- Fig. 4.44 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (HM and FP; Displaced by Neodymium)
- Fig. 4.45 Distributions of Nuclide Densities and Neutron Flux for the Startup Simulation (HM and FP; Displaced by Neodymium)
- Fig. 4.46 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (HM; Displaced by ^{235}U same as Fission Cross Section of Steady State HM, FP; Displaced by Neodymium)
- Fig. 4.47 Distributions of Nuclide Densities and Neutron Flux for the Initial Core (1: Steady State, 2: HM; Displaced by ^{235}U same as Fission Cross Section of Steady State HM, FP; Displaced by Neodymium, 3: HM and FP; Displaced by Neodymium)

Table 3.1 Basic Design Parameters of Fast Reactor Steady State Analysis

Core Height [cm]	800
Core Radius [cm]	200
Radial Reflector Thickness [cm]	50
Coolant Hole Diameter [cm]	Metallic Fuel 0.808 / Nitride Fuel 0.668
Cladding Thickness [cm]	0.035
Coolant Pin Pitch [cm]	1.132
Fuel Material	Metallic Fuel (U-Zr(10%), 75%TD) Nitride Fuel (99% ¹⁵ N, 81%TD)
Cladding Material	HT-9
Coolant Material	Pb-Bi (44.5%-55.5%)
Inlet Coolant Temperature [K]	600
Outlet Coolant Temperature [K]	770
Thermal Power [MW _{th}]	3000

Table 3.2 Neutron Energy Group Structure

Group Index	Upper Energy Boundary [eV]	Lower Energy Boundary [eV]
1	0.10000E+08	0.60653E+07
2	0.60653E+07	0.36788E+07
3	0.36788E+07	0.22313E+07
4	0.22313E+07	0.13534E+07
5	0.13534E+07	0.82085E+06
6	0.82085E+06	0.38774E+06
7	0.38774E+06	0.18316E+06
8	0.18316E+06	0.86517E+05
9	0.86517E+05	0.40868E+05
10	0.40868E+05	0.19304E+05
11	0.19304E+05	0.91188E+04
12	0.91188E+04	0.43074E+04
13	0.43074E+04	0.20347E+04
14	0.20347E+04	0.96112E+03
15	0.96112E+03	0.45400E+03
16	0.45400E+03	0.21445E+03
17	0.21445E+03	0.10130E+03
18	0.10130E+03	0.23824E+01
19	0.23824E+01	0.41399E+00
20	0.41399E+00	0.64017E-01
21	0.64017E-01	0.10000E-04

Table 3.3 Nuclide Composition of Fuel Material

Metallic Fuel		Nitride Material	
Nuclide	Nuclide Density [cm ⁻³]	Nuclide	Nuclide Density [cm ⁻³]
²³⁵ U	1.96e+20	²³⁵ U	1.93e+20
²³⁸ U	2.67e+22	²³⁸ U	2.74e+22
Zr	7.50e+21	¹⁴ N	2.76e+20
-	-	¹⁵ N	2.73e+22

Table 3.4 Nuclide Composition of Cladding Material (HT-9)

Nuclide	Nuclide Density [cm ⁻³]	Nuclide	Nuclide Density [cm ⁻³]
⁵⁴ Fe	4.12e+21	⁹⁵ Mo	1.33e+20
⁵⁶ Fe	6.46e+22	⁹⁶ Mo	1.39e+20
⁵⁷ Fe	1.49e+21	⁹⁷ Mo	7.97e+19
⁵⁸ Fe	1.99e+20	⁹⁸ Mo	2.01e+20
⁵⁰ Cr	4.35e+20	¹⁰⁰ Mo	8.03e+19
⁵² Cr	8.39e+21	Ni (Natural ratio)	4.17e+20
⁵³ Cr	9.51e+20	¹² C	1.67e+20
⁵⁴ Cr	2.37e+20	⁵⁵ Mn	5.01e+20
⁹³ Nb	2.50e+20	Si (Natural ratio)	2.50e+20
⁹² Mo	1.24e+20	⁵¹ V	2.50e+20
⁹⁴ Mo	7.72e+19		

Table 3.5 Nuclide Composition of Coolant Material (Pb-Bi)

Nuclide	Nuclide Density [cm ⁻³]
Pb	1.325e+22
Bi	1.653e+22

Table 3.6 Property of Fuel Material

	Metallic Fuel	Nitride Fuel
	U-19%Pu-10%Zr	(U-20%Pu)N
Theoretical Density: ρ [g/cm ³]	14.32	15.9
Heavy Metal Density: [g/cm ³]	13.52	14.2
Thermal Conductivity: k [W/m K]	500 [°C] 18	15
	1000 [°C] 31	18
Melting Point: [°C]	2780	1057
Expansion Coefficient: α [-10 ⁻⁶ /K]	10~14	15~23

Table 3.7 Property of Cladding (HT-9)

Phase	martensitic BCC
Density: ρ [g/cm ³]	7.82
Thermal Conductivity: k [W/m K]	25 up to 700°C
Expansion Coefficient: α [10 ⁻⁶ /K]	10 to 14 between 20 and 700°C
Melting Point: [°C]	1420
Young's Modulus: E [GPa]	180 at 20°C
Poisson's Modulus: ν	0.3 at 20°C

Table 3.8 Property of Coolant (Pb-Bi)

Temperature T [K]	Density ρ [kg/m ³]	Viscosity μ [mPa s]	Specific Heat Cp[kJ/kg K]	Thermal Conductivity [W/m K]	Prandtl Number Pr [-]
400	10574	3.38	0.1465	10.9	0.045
500	10453	2.33	0.1465	11.9	0.029
600	10331	1.83	0.1465	12.9	0.021
800	10087	1.33	0.1465	14.9	0.013
Mass Number	s_a^* [mb]	Melting Point [K]	Boiling Point [K]	Chemical Reactivity (with oxygen and water)	
~208	3.820	397	1943	Inert	

Table 3.9 Steady State Analysis Case

Case	Sampling Point		
	Fuel Temperature [K]	Coolant Temperature [K]	Fluence [cm^{-2}]
Case 3.2-1	724	450	2.1e+17
Case 3.2-2	450,2100	450	2.1e+17
Case 3.2-3	450,850,1500,2100	450	2.1e+17
Case 3.2-4	450,650,850,1050,1500,2100	450	2.1e+17
Case 3.2-5	450,550,650,750,850,950,1050,1500,2100	450	2.1e+17
Case 3.2-6	450,550,650,700,750,800,850,900,950,1050,1500,2100	450	2.1e+17
Case 3.2-7	450	685	2.1e+17
Case 3.2-8	450	450,1900	2.1e+17
Case 3.2-9	450	450,650,850,1900	2.1e+17
Case 3.2-10	450	450,550,650,750,850,1900	2.1e+17
Case 3.2-11	450	450,550,650,700,750,800,850,1900	2.1e+17
Case 3.2-12	450	450	2.1e+17
Case 3.2-13	450	450	2.5e+18,3.3e+24
Case 3.2-14	450	450	2.5e+18,1.3e+24,2.3e+24,3.3e+24
Case 3.2-15	450	450	2.1e+17,8.7e+23,1.7e+24,2.6e+24,3.3e+24
Case 3.2-16	450	450	2.6e+18,7.4e+23,1.5e+24,2.1e+24,2.6e+24,3.3e+24
Case 3.2-17	450	450	2.1e+17,6.4e+23,1.1e+24,1.7e+24,2.4e+24,2.9e+24,3.3e+24
Case 3.2-18	450	450	2.1e+17,6.4e+23,1.1e+24,1.7e+24,2.0e+24,2.4e+24,2.9e+24,3.3e+24
Case 3.2-19	450	450	2.1e+17,4.4e+23,8.7e+23,1.4e+24,1.7e+24,2.2e+24,2.6e+24,2.9e+24,3.3e+24
Case 3.2-20	450	450	2.1e+17,4.4e+23,8.7e+23,1.1e+24,1.4e+24,1.7e+24,2.2e+24,2.4e+24,2.8e+24,3.1e+24,3.3e+24
Case 3.2-21	450	450	2.1e+17,3.0e+23,6.4e+23,8.7e+23,1.1e+24,1.4e+24,1.7e+24,1.7e+24,2.0e+24,2.2e+24,2.4e+24,2.8e+24,2.9e+24,3.1e+24,3.3e+24

Table 3.10 Number of Sampling Point by pre-Analysis

Metallic Fuel (Case 3.2-26)			Nitride Fuel (Case 3.2-28)		
Fuel Temperature [K]	Coolant Temperature [K]	Fluence [cm ⁻²]	Fuel Temperature [K]	Coolant Temperature [K]	Fluence [cm ⁻²]
450	450	4.6e+23	450	450	2.1e+17
550	1900	1.2e+24	550	1900	6.4e+23
650	-	1.7e+24	650	-	1.1e+24
750	-	2.2e+24	750	-	1.7e+24
850	-	2.7e+24	850	-	2.0e+24
1900	-	3.2e+24	1900	-	2.4e+24
-	-	3.8e+24	-	-	2.9e+24
-	-	4.2e+24	-	-	3.3e+24

Table 3.11 Higher Nuclide of Capture and Fission Reaction Rate

Capture Reaction		Fission Reaction	
Nuclide	Ratio of All Nuclides Reaction Rate [%]	Nuclide	Ratio of All Nuclides Reaction Rate [%]
²³⁸ U	54.9	²³⁹ Pu	73.9
²³⁹ Pu	8.8	²³⁸ U	16.2
²⁴⁰ Pu	3.0	²⁴⁰ Pu	4.5
¹⁰³ Rh	2.8	²⁴¹ Pu	3.0
⁹⁹ Tc	2.2	²³⁵ U	1.2

Table 3.12 Effects of the Burnup History for Table Interpolation

Case	Radial Mesh Point of Nuclide Densities Sampling Point	Tabling Coverage	Effective Neutron Multiplication Factor [-]
Case 3.2-22	1(Center Position)	All Core (1~40)	1.00679
Case 3.2-23	21	All Core (1~40)	1.00683
Case 3.2-24	Table I r=1 Table II r=21	I 1~20 II 21~40	1.00676

* Core Mesh is 5 cm, Number of Radial Core is 40.

Table 3.13 The sampling point of using for table creation of Case 3.2-22 - Case 3.2-24

Case	Sampling Point		
	Fuel Temperature [K]	Coolant Temperature [K]	Fluence [cm ⁻²]
Case 3.2-22 ~Case 3.2-24	724	685	2.1e+17
	-	-	8.7e+23
	-	-	1.7e+24
	-	-	2.6e+24
	-	-	3.3e+24

Table 3.14 Effects of Temperature and Burnup for the CANDLE Characteristics

Case			Effective Multiplication Factor [-]	Burning Region Moving Speed [cm/year]	Power Density Half Width [cm]	Burnup [%]
Case 3.2-25	Metallic Fuel	Constant	1.0015	4.67	89.5	39.8
Case 3.2-26		This Study	1.0026	4.63	89.8	40.1
Case 3.2-27	Nitride Fuel	Constant	1.0035	3.17	62.6	42.3
Case 3.2-28		This Study	1.0082	3.10	63.1	43.2

Table 3.15 Basic Design Parameters for Simulation Analysis

Core Height [cm]	400
Core Inner Radius / Outer Thickness [cm]	Metallic Fuel 168 / 72 Nitride Fuel 180 / 60
Radial Reflector Thickness [cm]	50
Coolant Hole Inner Diameter / Outer Diameter [cm]	Metallic Fuel 0.788 / 0.748 Nitride Fuel 0.688 / 0.668
Cladding Thickness [cm]	0.035
Coolant Pin Pitch [cm]	1.132
Fuel Material	Metallic Fuel U-10%Zr, 75%TD Nitride Fuel 99% ¹⁵ N, 81%TD
Cladding	HT-9
Coolant	Pb-Bi (44.5%-55.5%)
Core Inlet Temperature [K]	600
Core Outlet Temperature [K]	Metallic Fuel 770 / Nitride Fuel 800
Thermal Power [MW _{th}]	3000

Table 3.16 Simulation Analysis Cass

Case	Fuel	Analysis Topics
Case 3.3-1	Metallic	Steady State
Case 3.3-2		Thermal Power Half-down from Steady State
Case 3.3-3		Shutdown from Steady State
Case 3.3-4		Restart from 200 days after Shutdown
Case 3.3-5		Restart from 2000 days after Shutdown
Case 3.3-6	Nitride	Steady State
Case 3.3-7		Thermal Power Half-down from Steady State
Case 3.3-8		Shutdown from Steady State
Case 3.3-9		Restart from 200 days after Shutdown
Case 3.3-10		Restart from 2000 days after Shutdown

Table 3.17 Restartable Period

	Metallic Fuel	Nitride Fuel
Shutdown Reactivity [dk/k]	8.3×10^{-4}	2.3×10^{-3}
Reactivity Decreased Rate [dk/k/day]	2.1×10^{-6}	2.8×10^{-6}
Restartable Period [day]	3.9×10^2	8.1×10^2

Table 3.18 Reactivity of Case 3.3-15, 16, 17, 18

	Fresh Fuel Region (0~280 cm)	Burning Region 1 (288~320 cm)	Burning Region 2 (328~400 cm)	Spent Fuel Region (408~800 cm)	%dk/k
Case 3.3-15	A	B	B	A	0.13
Case 3.3-16	A	C	C	A	0.13
Case 3.3-17	A	D	B	A	0.09
Case 3.3-18	A	D	C	A	0.10

A: Nb : W=1.0 : 0.0

B: Nb : W=1.0 : 0.116

C: Nb : W=1.0 : 0.27

D: Nb : W=0.0 : 1.0

Table 3.19 Reactivity of Case 3.3-21, 22, 23

	Fresh Fuel Region (0~ 280 cm)	Burning Region 1 (281 ~320 cm)	Burning Region 2 (321 ~400 cm)	Burning Region 3 (401 ~480 cm)	Spent Fuel Region (481 ~800 cm)	%dk/k
Case 3.3-21	A	B	B	B	A	0.46
Case 3.3-22	A	B	B	A	A	0.43
Case 3.3-23	A	A	B	B	A	0.37

A: Nb : W = 1.0 : 0.0

B: Nb : W = .0 : 1.0

Table 4.1 Basic Design Parameters of High Temperature Gas Cooled Reactor

Thermal power [MW _{th}]		30
Coated fuel particle	Fuel	UO ₂
	uranium enrichment [%]	15.0
	Type	TRISO
	kernel diameter [mm]	0.608
	particle diameter [mm]	0.940
	coating material	PyC / PyC / SiC / PyC
	thickness [mm]	0.060 / 0.030 / 0.030 / 0.046
	density [g/cm ³]	1.143 / 1.878 / 3.201 / 1.869
	gadolinium concentration [%]	3.0
Fuel compact	packing fraction [%]	30.0
	inner diameter [cm]	1.00
	outer diameter [cm]	2.60
Coolant hole	inner diameter [cm]	3.40
	outer diameter [cm]	4.10
Fuel cell	pitch [cm]	6.60
Core	diameter [cm]	230
	height* [cm]	800
Radial reflector	thickness [cm]	100
Coolant	pressure [MPa]	4.0
	inlet temperature [K] ([degree C])	673 (400)
	outlet temperature [K] ([degree C])	1223 (950)

* This value is only for the calculation to obtain ideal CANDLE shape. In the real design much smaller values are employed.

Table 4.2 Neutron energy group structure (4-group)

Group number		Energy [eV]		Lethergy [-]	
		Upper	Lower	Upper	Lower
1	Fast	1.0000E+07	1.1109E+05	0.000	4.500
2	Slowdown	1.1109E+05	2.9023E+01	4.500	12.750
3	Resonance	2.9023E+01	2.3824E+00	12.750	15.250
4	Thermal	2.3824E+00	1.0000E-05	15.250	27.631

Table 4.3 Basic Design Characteristics

Infinite Medium Neutron Multiplication Factor of Initial Fuel [-]	0.5780	
Effective Neutron Multiplication Factor [-]	1.0074	
Burning Region Moving Speed [cm/year]	29.2	
Burnup of Center Position	[%-HM]	12.1.
	[GWd/t-HM]	115.2
Average Burnup	[%-HM]	10.7
	[GWd/t-HM]	100.3
Max Power Density of Core [W/cm ³]	4.76	
Half Width of Axial Power Shape [cm]	153.9	
Tenth Width of Axial Power Shape [cm]	317.2	

Table 4.4 Effect of Different Natural Gadolinium Concentration

Natural Gadolinium Concentration [%]	2.0	3.0	4.0	
Infinite Medium Neutron Multiplication Factor of Initial Fuel [-]	0.6478	0.5780	0.5310	
Effective Neutron Multiplication Factor [-]	1.0734	1.0074	0.9555	
Burning Region Moving Speed [cm/year]	34.4	29.2	26.3	
Burnup of Center Position	[%-HM]	10.3	12.1	13.7
	[GWd/t-HM]	96.9	115.2	129.0
Average Burnup	[%-HM]	9.0	10.7	12.0
	[GWd/t-HM]	84.2	100.3	112.4
Max Power Density of Core[W/cm ³]	4.30	4.76	5.16	
Half Width of Axial Power Shape [cm]	171.5	153.9	141.5	
Tenth Width of Axial Power Shape [cm]	351.7	317.2	292.7	

Table 4.5 Effects of Different Uranium Enrichments

Uranium Enrichment [%]	10	15	20	
Infinite Medium Neutron Multiplication Factor of Initial Fuel [-]	0.4212	0.5780	0.7089	
Effective Neutron Multiplication Factor [-]	0.9223	1.0074	1.0678	
Burning Region Moving Speed [cm/year]	34.3	29.2	26.3	
Burnup of Center Position	[%-HM]	12.1	12.1	13.4
	[GWd/t-HM]	115.2	115.2	125.8
Average Burnup	[%-HM]	10.7	10.7	11.8
	[GWd/t-HM]	100.3	100.3	111.3
Max Power Density of Core[W/cm ³]	5.20	4.76	4.43	
Half Width of Axial Power Shape [cm]	144.6	153.9	162.6	
Tenth Width of Axial Power Shape [cm]	297.2	317.2	340.3	

Table 4.6 Effects of Different Fuel Cell Pitches

Fuel Cell Pitch [cm]	6.2	6.6	7.0	
Infinite Medium Neutron Multiplication Factor of Initial Fuel [-]	0.6058	0.5780	0.5522	
Effective Neutron Multiplication Factor [-]	0.9798	1.0074	1.0306	
Burning Region Moving Speed [cm/year]	26.1	29.2	32.8	
Burnup of Center Position	[%-HM]	12.1	12.1	12.4
	[GWd/t-HM]	115.2	115.2	116.8
Average Burnup	[%-HM]	10.7	10.7	10.7
	[GWd/t-HM]	100.3	100.3	100.4
Max Power Density of Core[W/cm ³]	4.53	4.76	4.93	
Half Width of Axial Power Shape [cm]	159.0	153.9	150.2	
Tenth Width of Axial Power Shape [cm]	332.2	317.2	310.1	

Table 4.7 Effects of Burnup Distribution

	Results	Relative Error [%]
Infinite Medium Neutron Multiplication Factor of Initial Fuel [-]	0.5777	-0.06
Effective Neutron Multiplication Factor [-]	1.0490	+3.92(dk/kk')
Burning Region Moving Speed [cm/year]	25.0	-16.6
Burnup of Center Position [%-HM]	13.7	+10.5
[GWd/t-HM]	127.9	+ 9.9
Average Burnup [%-HM]	12.4	+14.2
[GWd/t-HM]	116.2	+13.7
Max Power Density of Core[W/cm ³]	5.53	+13.9
Half Width of Axial Power Shape [cm]	124.9	-2.1..3
Tenth Width of Axial Power Shape [cm]	265.2	-19.6

Table 4.8 Effects of Temperature Distribution

Coolant Flow Direction		Counter Flow for Burnup direction			
Temperature change fuel cell region *	All region	Fuel Compact	Graphite Sleeve	Coolant He	Graphite Block
Infinite Medium Neutron Multiplication Factor of Initial Fuel [-]	0.5670	0.5670	0.5780	0.5780	0.5780
Effective Neutron Multiplication Factor [-]	0.9980	0.9984	1.0074	1.0074	1.0074
(Error [%dk/kk'])	-0.94	-0.89	0.00	0.00	0.00
Burning Region Moving Speed [cm/year]	29.2	29.3	29.2	29.2	29.2
Burnup of [%-HM]	12.1.	12.2	12.1.	12.1.	12.1.
Center Position [GWd/t-HM]	114.5	114.0	114.5	114.5	114.5
Average [%-HM]	10.7	10.6	10.7	10.7	10.7
Burnup [GWd/t-HM]	99.7	99.3	99.7	99.7	99.7
Max Power Density of Core[W/cm ³]	4.67	4.64	4.76	4.76	4.76
Half Width of Axial Power Shape [cm]	157.2	158.4	153.9	153.9	153.9
Tenth Width of Axial Power Shape [cm]	324.4	327.2	317.1	317.1	317.1
Coolant Flow Direction		Parallel Flow for Burnup direction			
Temperature change fuel cell region *	All region	Fuel Compact	Graphite Sleeve	Coolant He	Graphite Block
Infinite Medium Neutron Multiplication Factor of Initial Fuel [-]	0.5918	0.5918	0.5780	0.5780	0.5780
Effective Neutron Multiplication Factor [-]	0.9947	0.9942	1.0074	1.0074	1.0074
(Error [%dk/kk'])	-1.27	-1.31	0.00	0.00	0.00
Burning Region Moving Speed [cm/year]	28.3	28.2	29.2	29.2	29.2
Burnup of [%-HM]	12.6	12.7	12.1.	12.1.	12.1.
Center Position [GWd/t-HM]	117.9	118.5	114.5	114.5	114.5
Average [%-HM]	11.0	11.1	10.7	10.7	10.7
Burnup [GWd/t-HM]	102.8	103.4	99.7	99.7	99.7
Max Power Density of Core[W/cm ³]	4.57	4.60	4.76	4.76	4.76
Half Width of Axial Power Shape [cm]	160.6	159.5	153.9	153.9	153.9
Tenth Width of Axial Power Shape [cm]	328.7	329.4	317.1	317.1	317.1

Table 4.9 Effects of Burnup and Temperature Distributions

Coolant Flow Direction	Counter Flow	Parallel Flow
Infinite Medium Neutron Multiplication Factor of Initial Fuel [-]	0.5667	0.5915
Effective Neutron Multiplication Factor [-] (Error [%dk/kk'])	1.0346 (2.59)	1.0307 (2.24)
Burning Region Moving Speed [cm/year]	25.5	24.1
Burnup of [%-HM]	13.5	14.2
Center Position [GWd/t-HM]	125.7	132.7
Average Burnup [%-HM]	12.2	12.9
	[GWd/t-HM]	114.3
Max Power Density of Core [W/cm ³]	5.40	5.11
Half Width of Axial Power Shape [cm]	127.5	134.8
Tenth Width of Axial Power Shape [cm]	279.0	293.5

Table 4.10 The CANDLE Core Steady State Characteristics of Both Analyses

	Steady State Analysis	Simulation Analysis (Average of 12 years)
Effective neutron multiplication factor	1.00742	1.00730
Burning region moving speed [cm/year]	29.2	29.1
Maximum power density [W/cm ³]	4.76	4.76
Power density distribution half width [cm]	153.9	153.7

Table 4.11 The Simulation of Transient Change from Steady State Power to Half Power and Half Power Steady State Analysis

	Steady State Analysis	Simulation Analysis
Effective neutron multiplication factor	1.00846	1.00839
Burning region moving speed [cm/year]	14.91	14.95
Maximum power density [W/cm ³]	2.43	2.43
Power density distribution half width [cm]	151.4	151.3

Table 4.12 Neodymium Isotopes and Effective Microscopic Capture Cross Sections

	Ratio [%]	Effective Microscopic Capture Cross Sections [barn]				
		Fast	Slowdown	Resonance	Thermal	
Nd-142	27.13	0.05019681	0.1379997	1.058306	4.437769	
Nd-143	12.18	0.09612019	6.466879	4.904306	0.6661649	FP
Nd-144	23.80	0.03573591	0.3340198	0.2024953	0.8545792	
Nd-145	8.30	0.1307113	9.713526	39.61998	10.51386	FP
Nd-146	17.19	0.05184379	0.2673891	0.07490379	0.3309781	
Nd-147	0	0.1906829	26.74742	125.9142	86.57644	FP
Nd-148	5.76	0.04422846	1.583945	0.1521972	0.5940216	FP
Nd-150	5.64	0.03976795	1.750033	0.03749551	0.2661393	

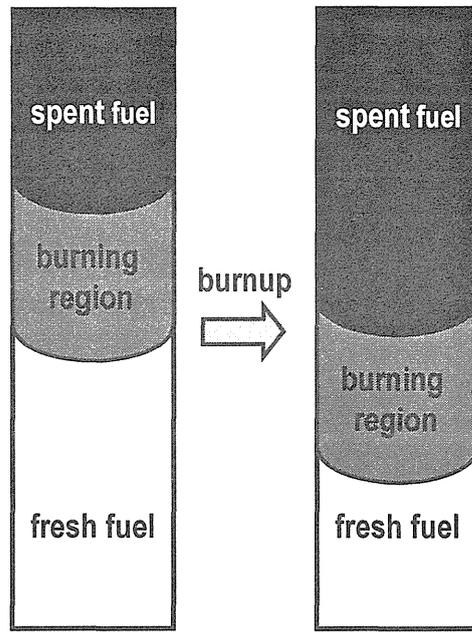


Fig. 1.1 CANDLE burnup (Moving direction can be chosen either way. The core height is chosen extremely long to realize ideal CANDLE burnup, though actual core height is usually chosen much shorter.)

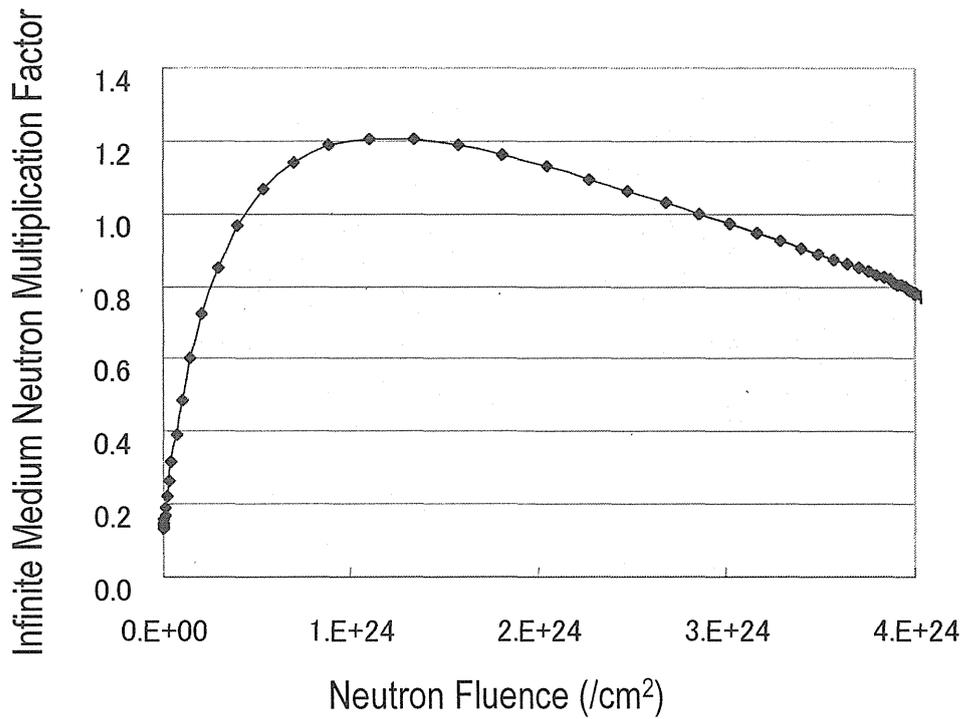


Fig. 1.2 Change of Infinite Medium Neutron Multiplication Factor along Neutron Fluence

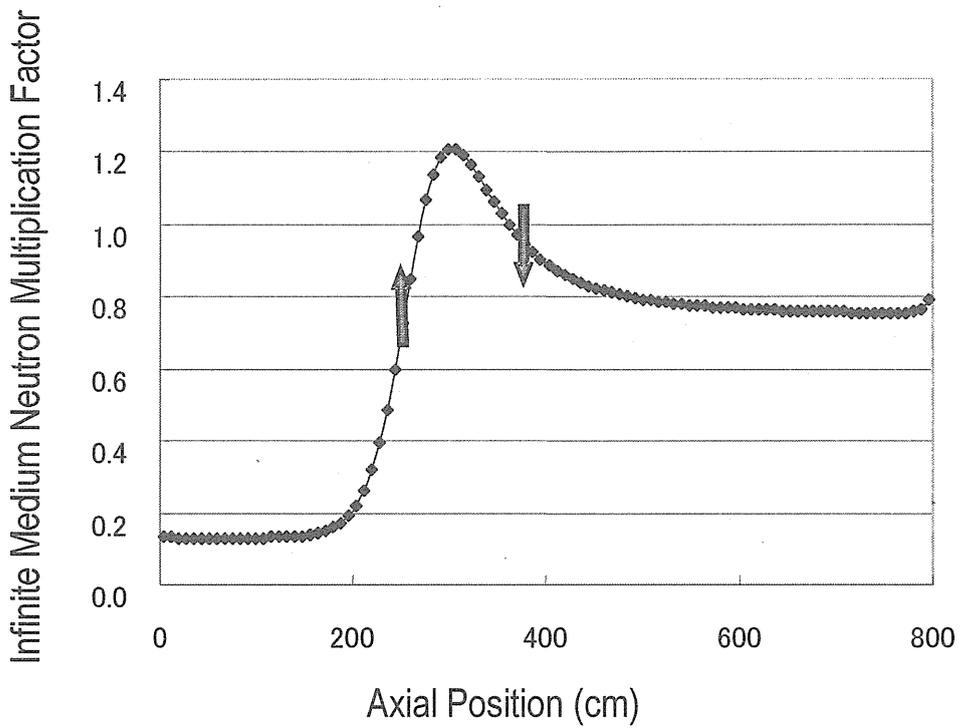


Fig. 1.3 Change of Infinite Medium Neutron Multiplication Factor along Axial Position

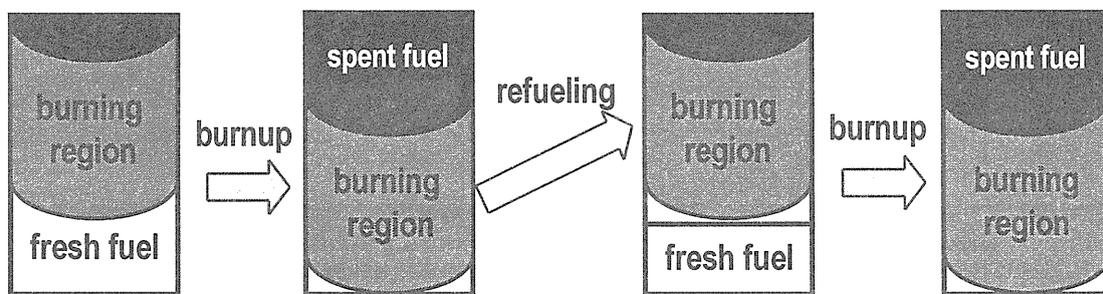


Fig. 1.4 CANDLE Burnup and Refueling Scheme

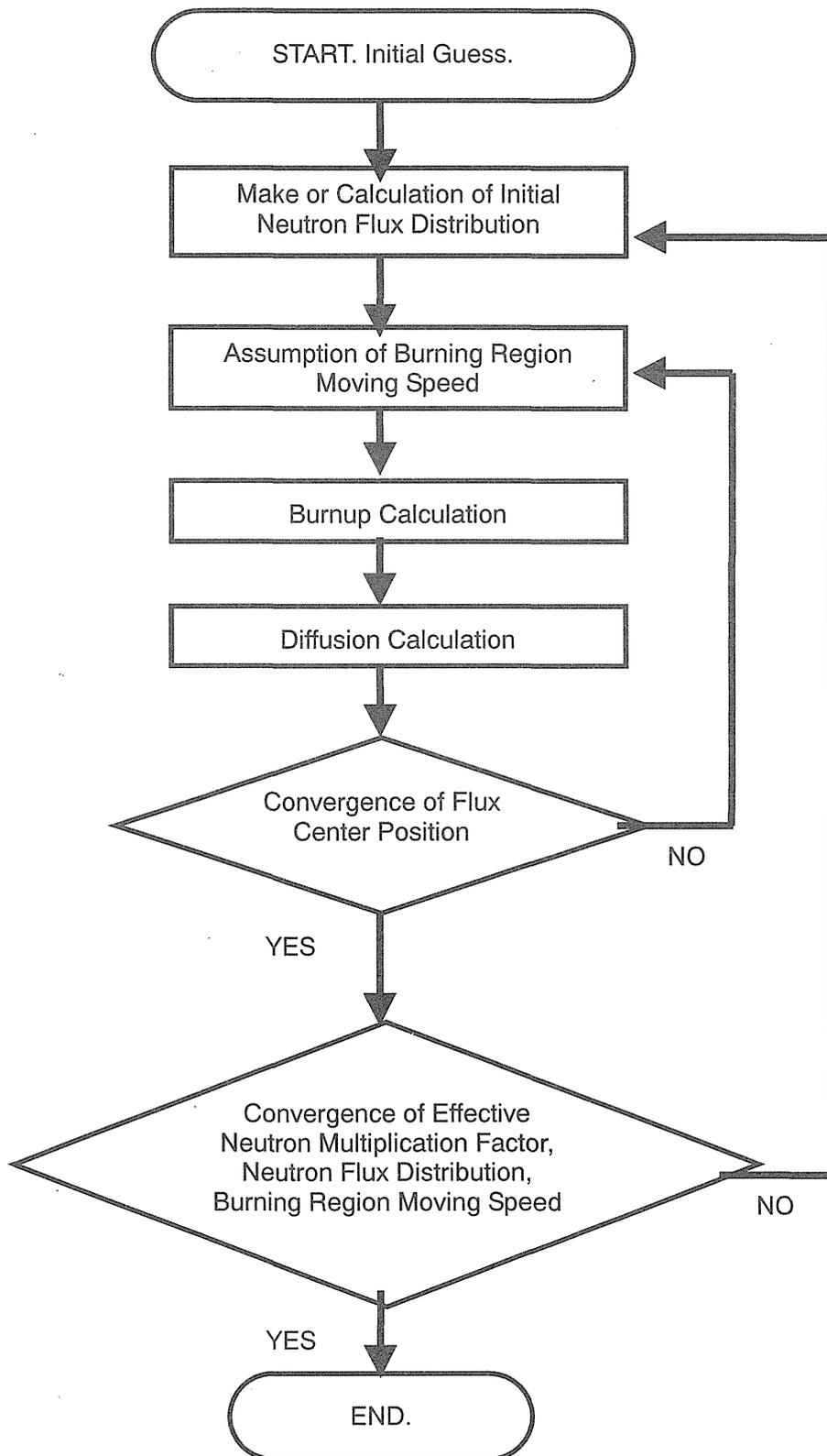


Fig. 2.1 Flowchart of CANDLE Burnup Analysis (Uniform Group Constant)

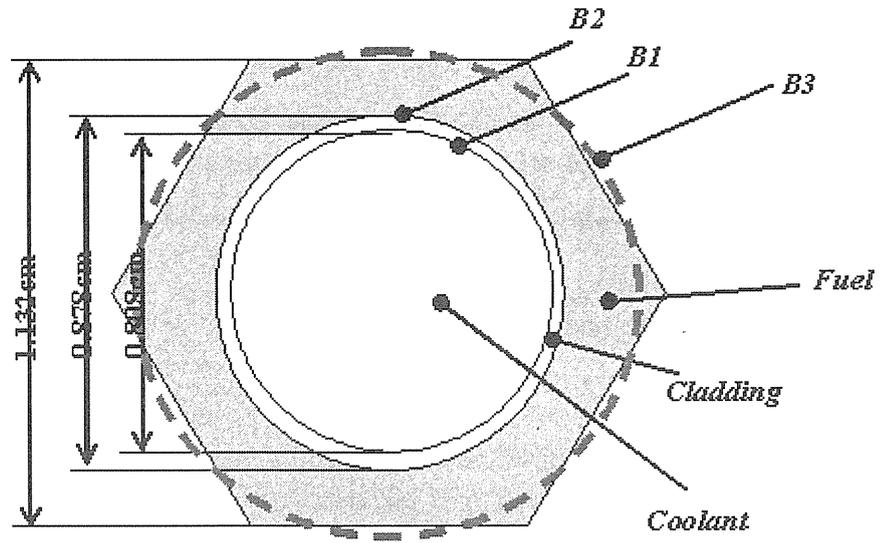


Fig. 3.1 Fuel Cell Model

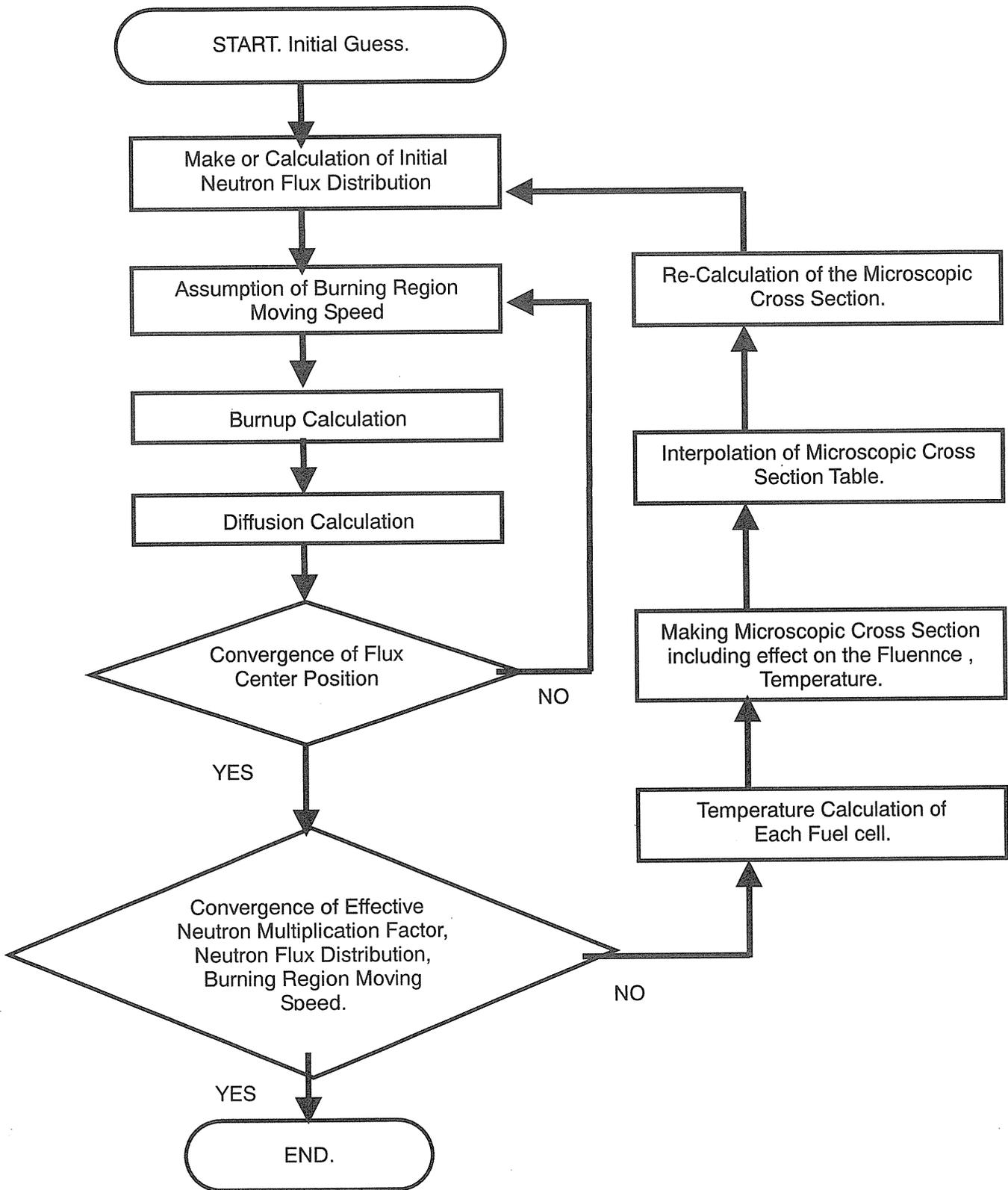


Fig. 3.2 Flowchart of CANDLE Burnup Analysis with Detail Group Constant

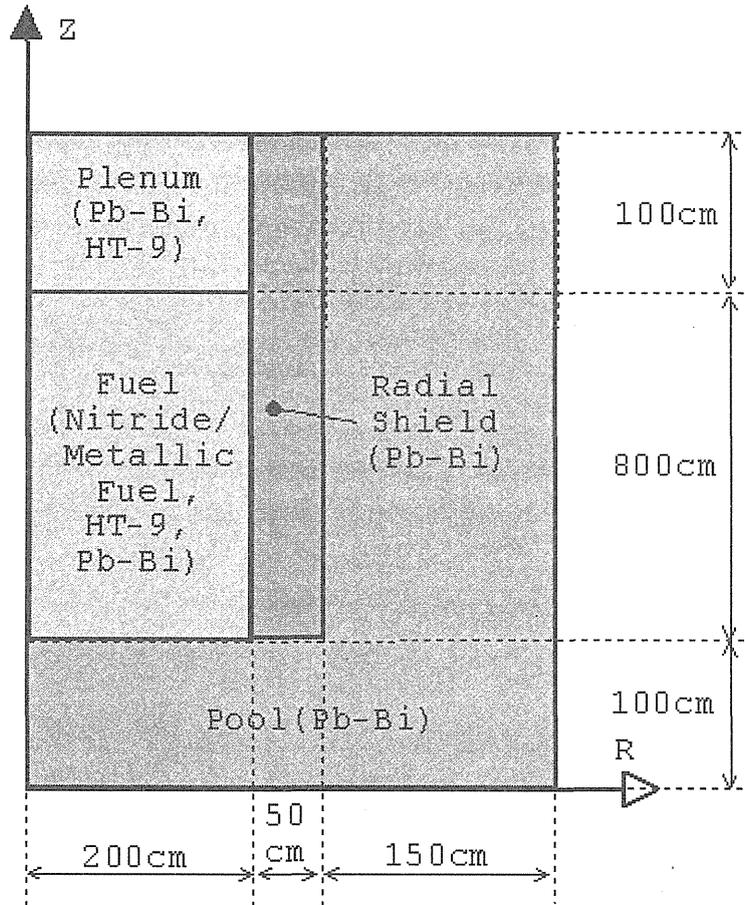


Fig. 3.3 R-Z Core Model

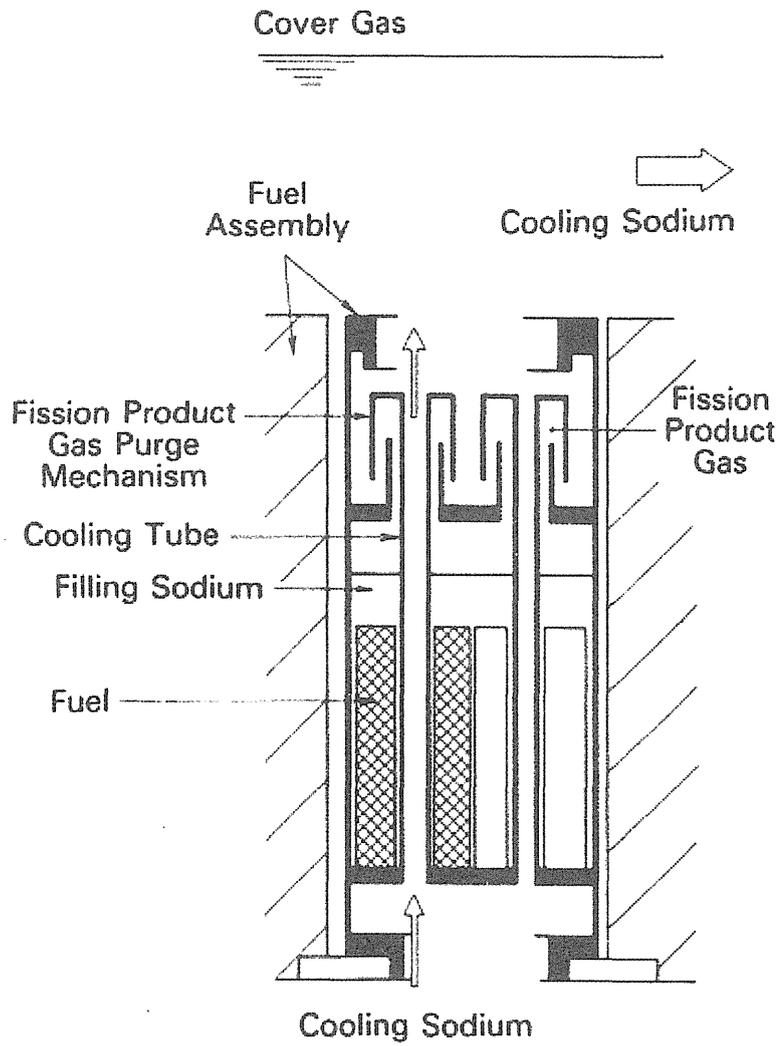


Fig. 3.4 Fuel Assembly of Tube in Shell Type

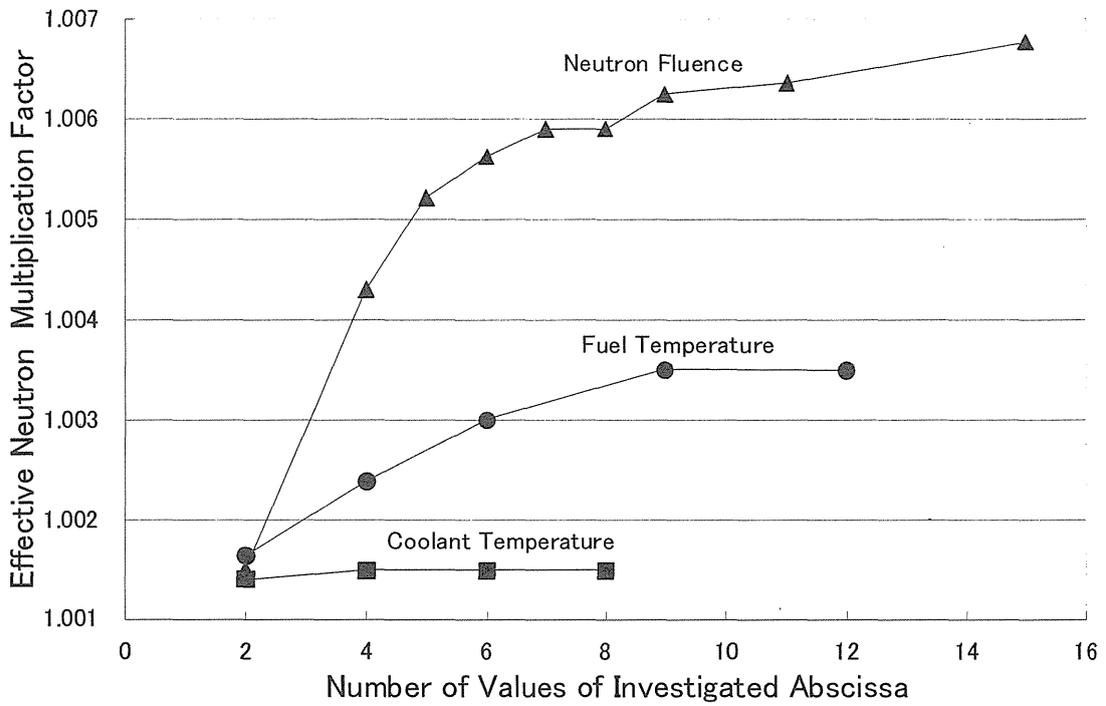


Fig. 3.5 Effective Neutron Multiplication Factor for Different Number of Each Abscissa of the Interpolation Table

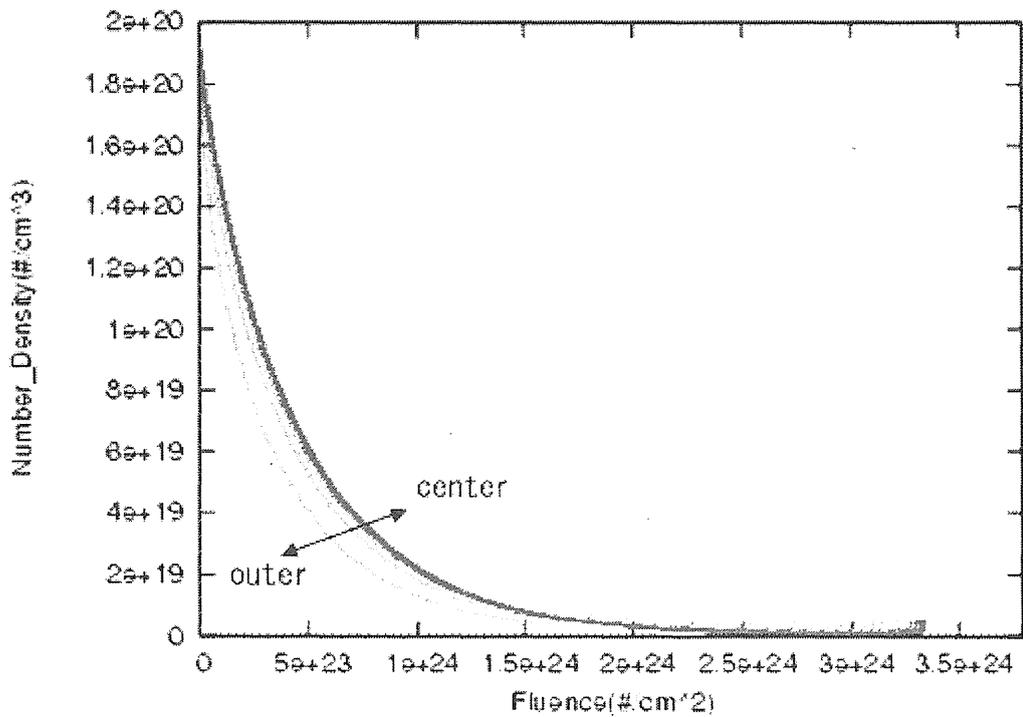


Fig.3.6 Effect on the Fluence of Nuclides by Burnup History. (²³⁵U)

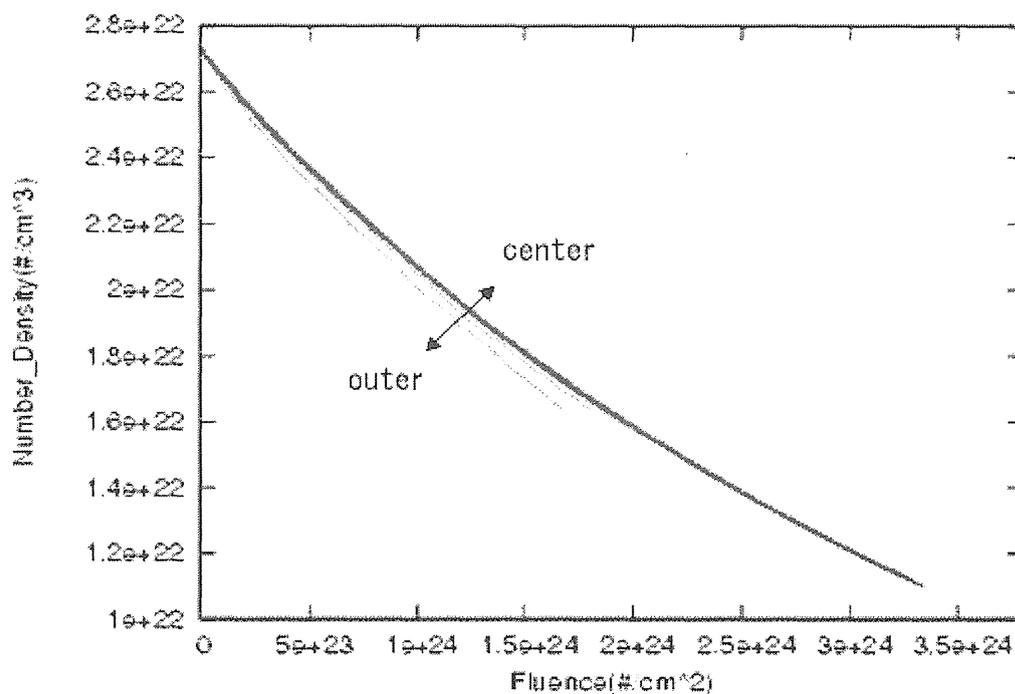


Fig.3.7 Effect on the Fluence of Nuclides by Burnup History. (^{238}U)

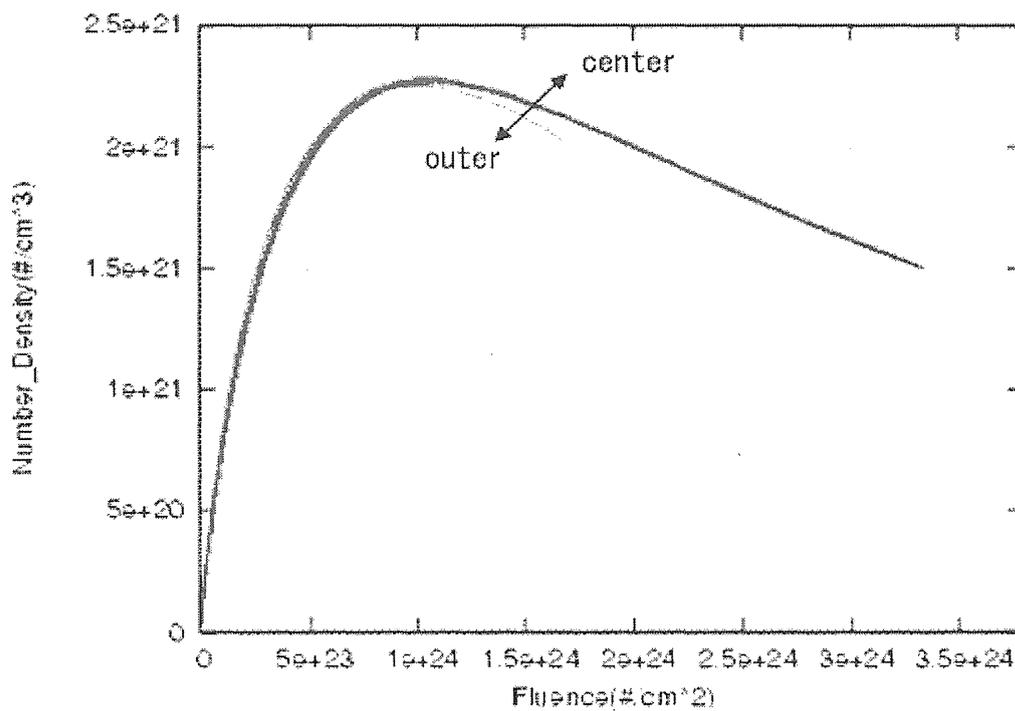


Fig.3.8 Effect on the Fluence of Nuclides by Burnup History. (^{239}Pu)

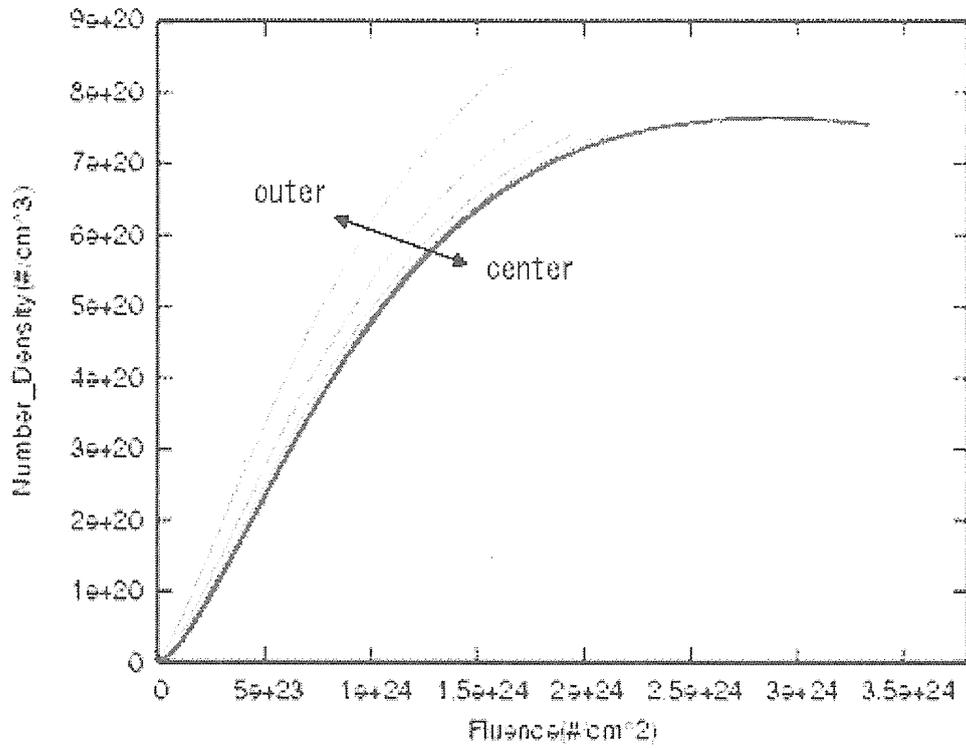


Fig.3.9 Effect on the Fluence of Nuclides by Burnup History. (^{240}Pu)

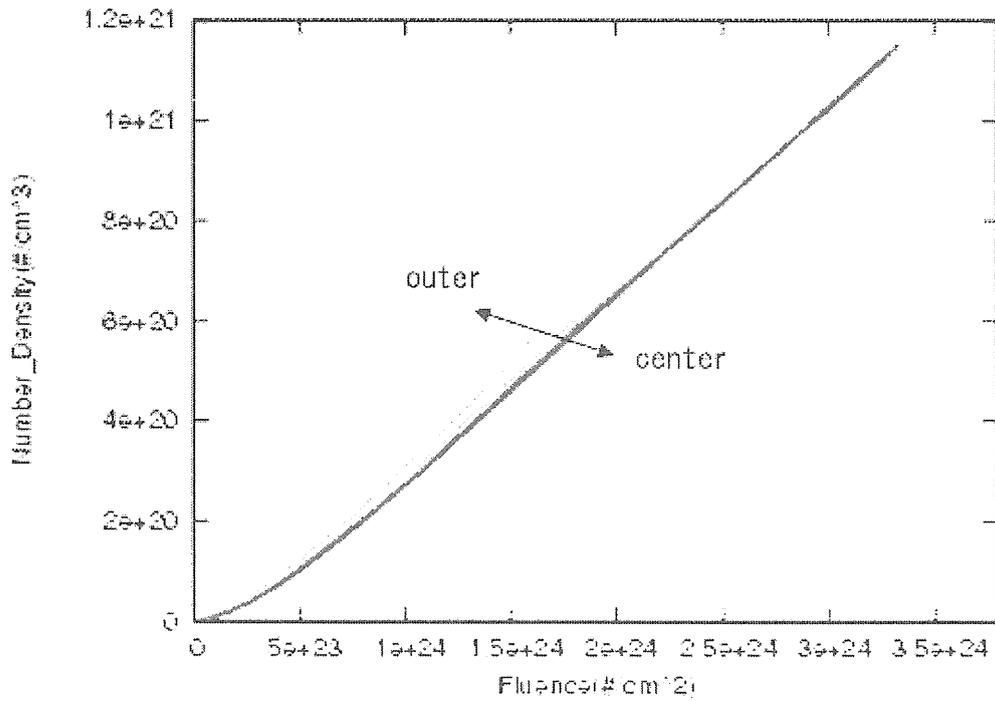


Fig.3.10 Effect on the Fluence of Nuclides by Burnup History. (^{103}Rh)

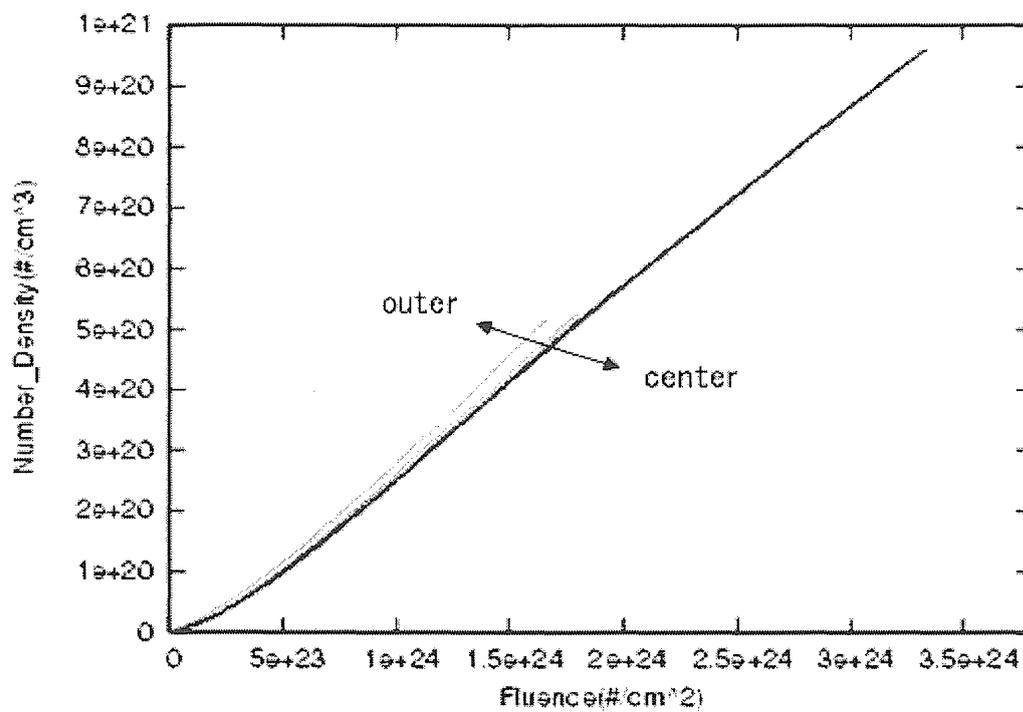


Fig.3.11 Effect on the Fluence of Nuclides by Burnup History. (⁹⁹Tc)

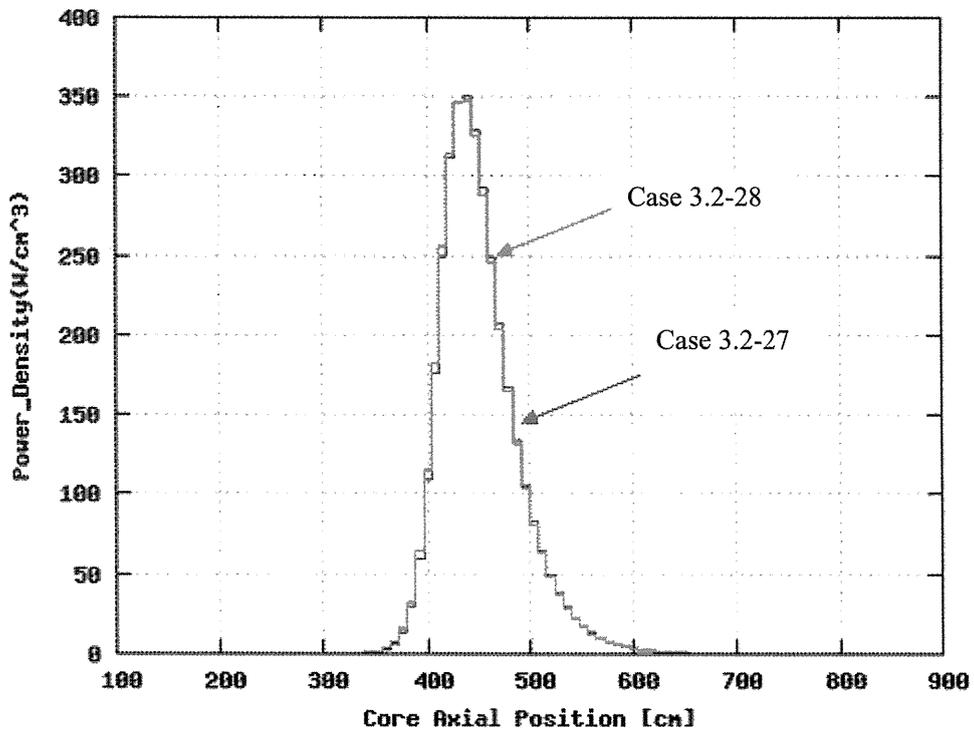


Fig.3.12 Power Density Distributions on the Reactor Core Axis
(Nitride Fuel Case , Case 3.2-27, 28)

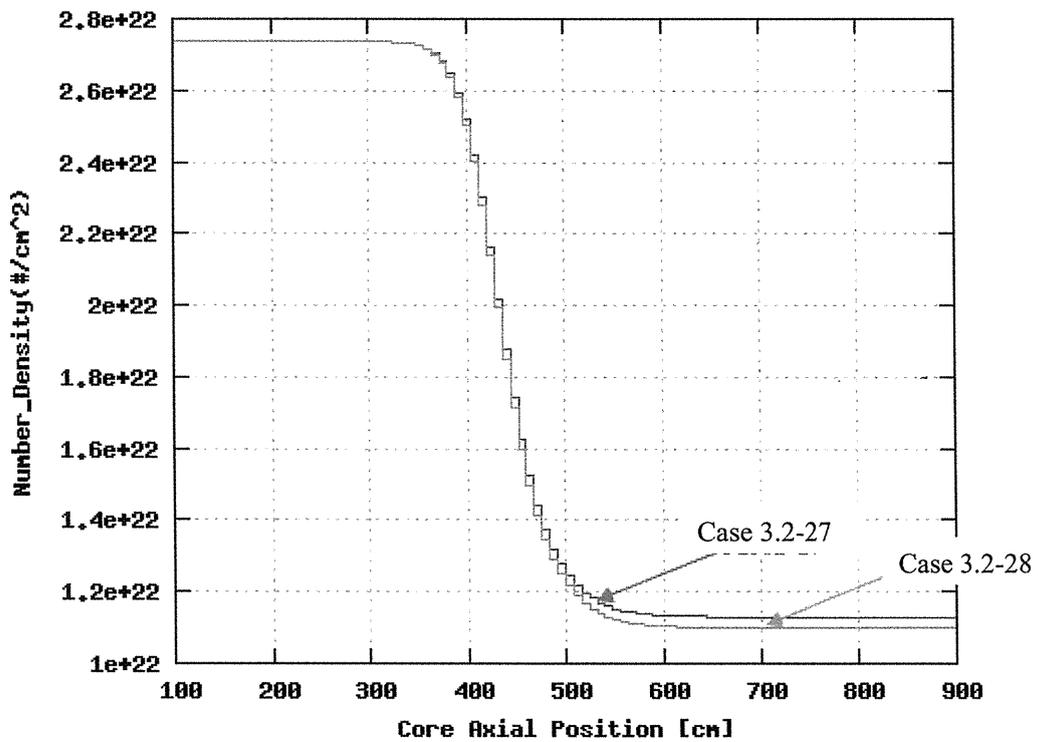


Fig.3.13 ²³⁵U Nuclide Density Distributions on the Reactor Core Axis
(Nitride Fuel Case , Case 3.2-27, 28)

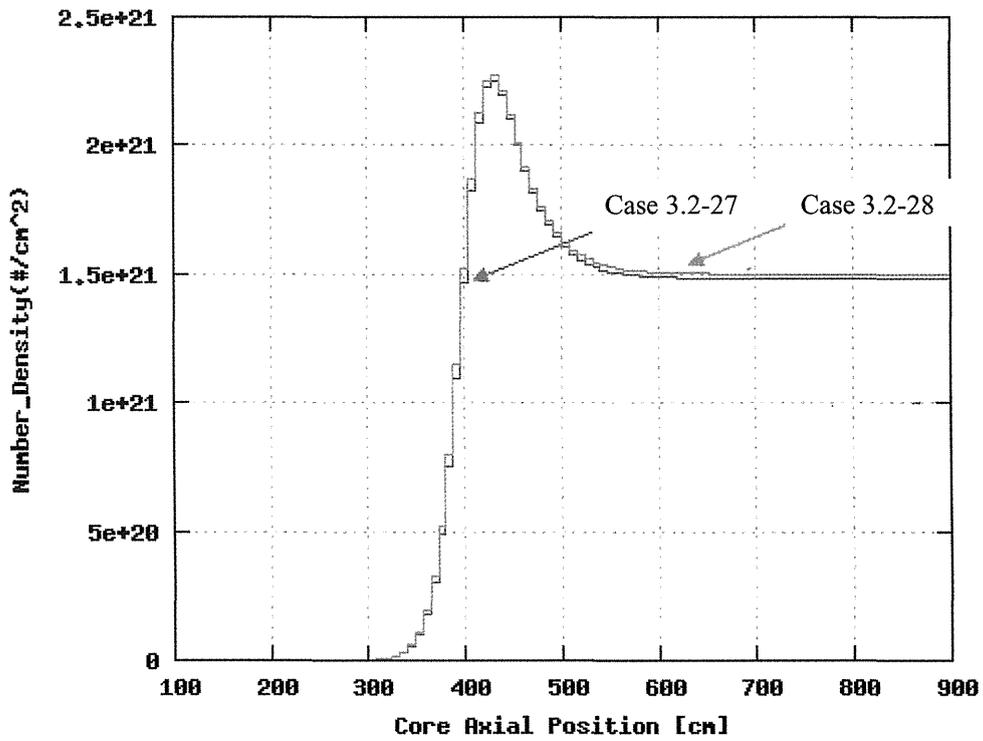


Fig.3.14 ^{239}Pu Nuclide Density Distributions on the Reactor Core Axis
(Nitride Fuel Case , Case 3.2-27, 28)

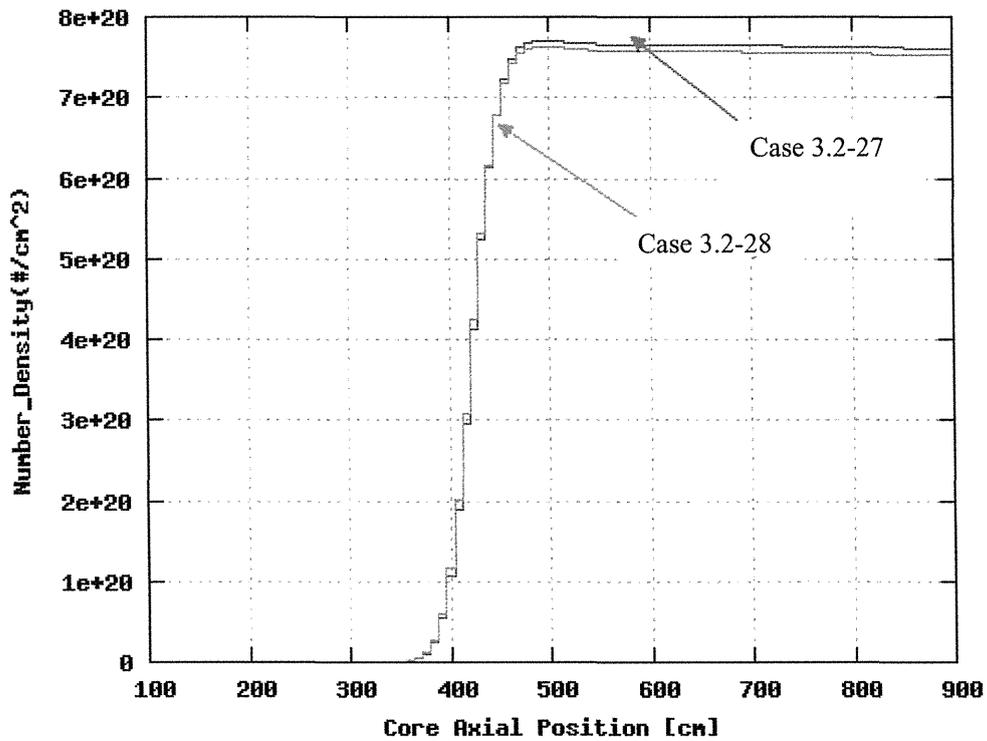


Fig.3.15 ^{240}Pu Nuclide Density Distributions on the Reactor Core Axis
(Nitride Fuel Case , Case 3.2-27, 28)

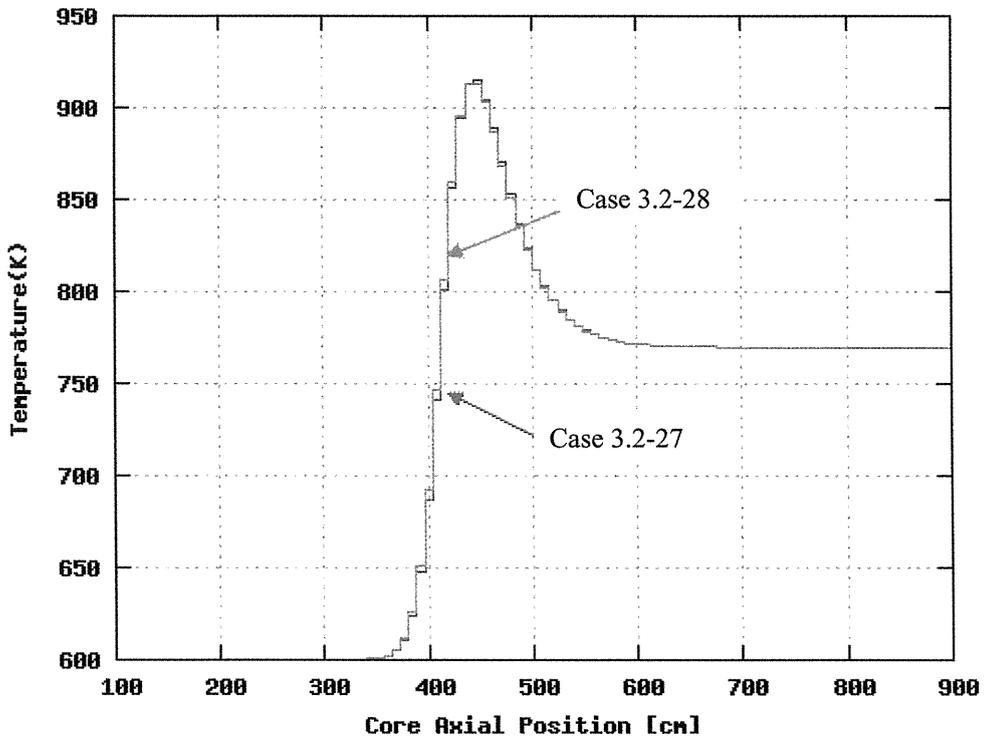


Fig.3.16 Fuel Temperature Distributions on the Reactor Core Axis
(Nitride Fuel Case , Case 3.2-27, 28)

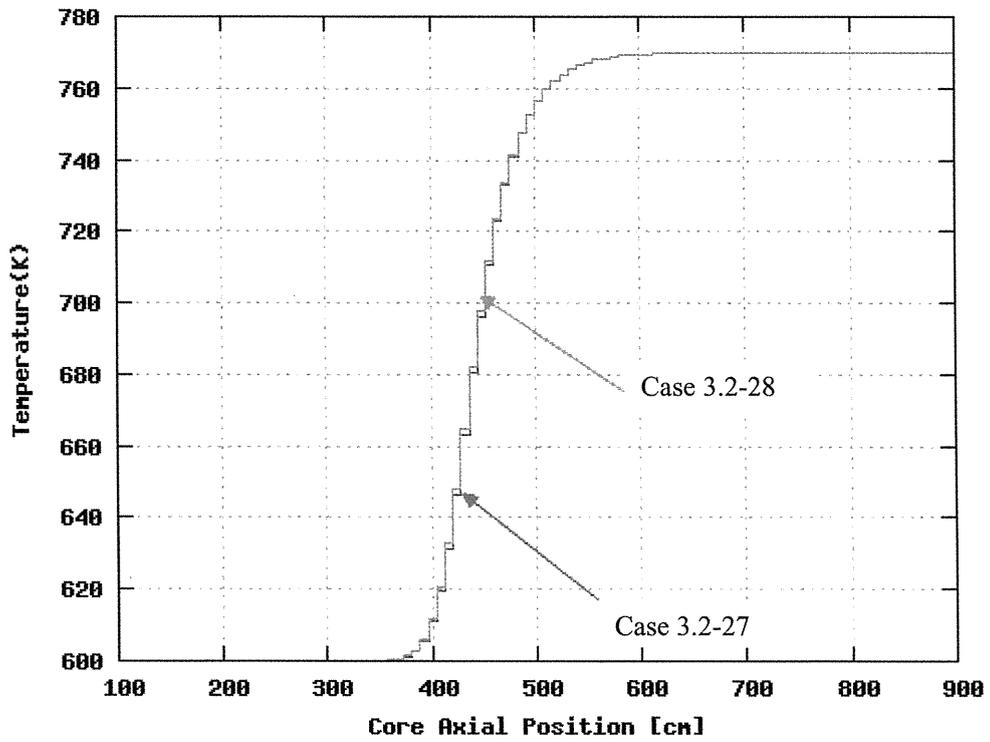


Fig.3.17 Coolant Temperature Distributions on the Reactor Core Axis
(Nitride Fuel Case , Case 3.2-27, 28)

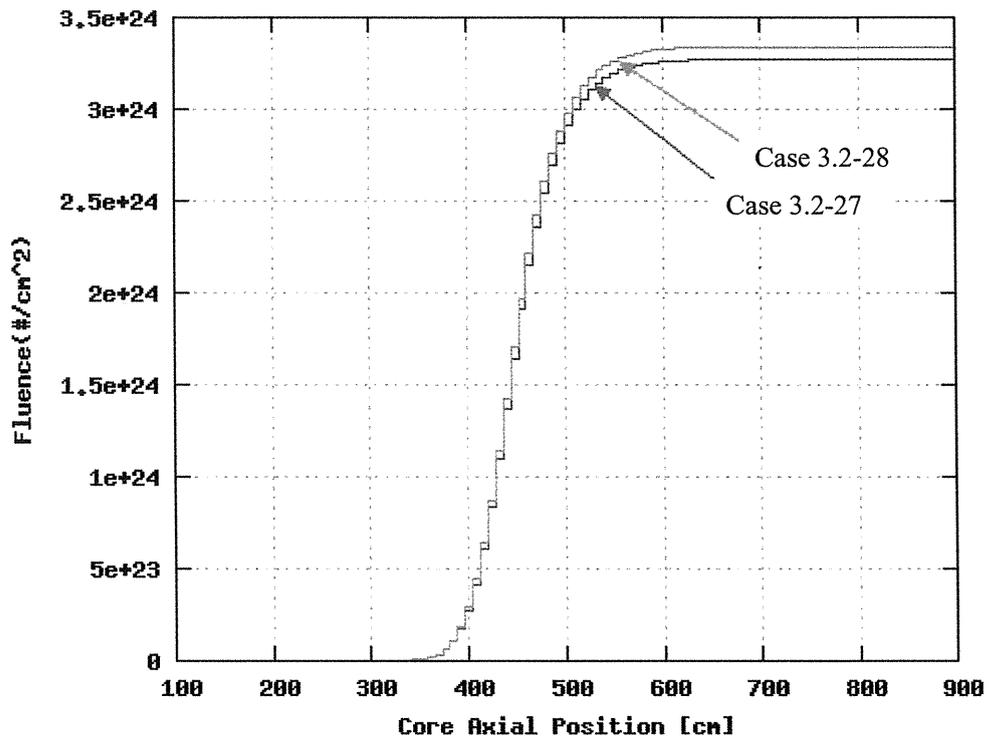


Fig.3.18 Fluence Distributions on the Reactor Core Axis
(Nitride Fuel Case , Case 3.2-27, 28)

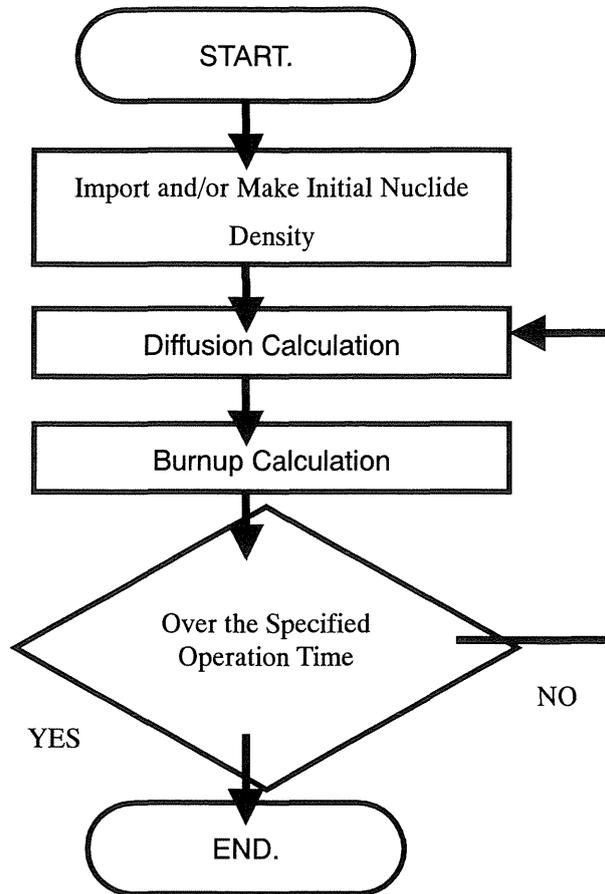


Fig. 3.19 Flowchart of Simulation Analysis

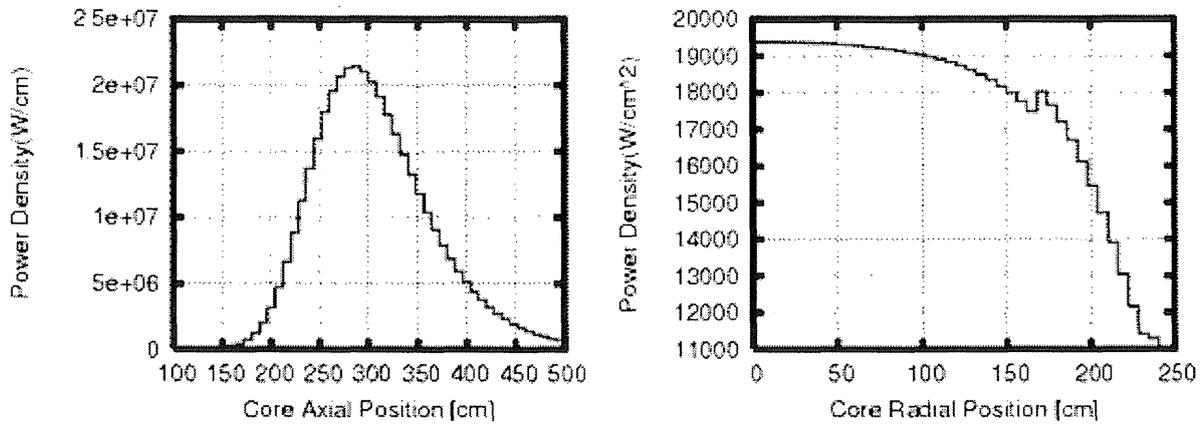


Fig. 3.20 Power Density Distribution on the Reactor Core Axis and Radius of Center Axis Position
(Metallic Fuel Case, Case 3.3-1)

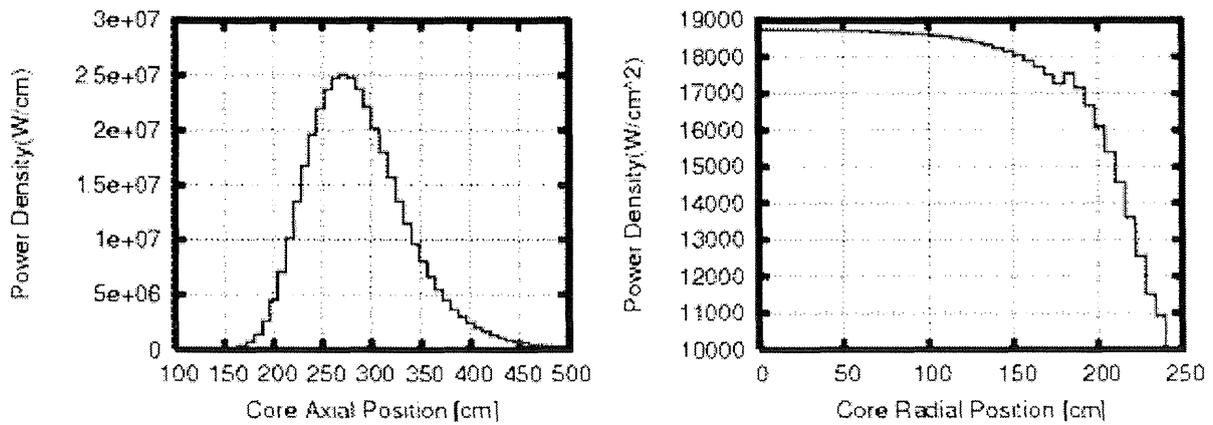


Fig. 3.21 Power Density Distribution on the Reactor Core Axis and Radius of Center Axis Position
(Nitride Fuel Case, Case 3.3-6)

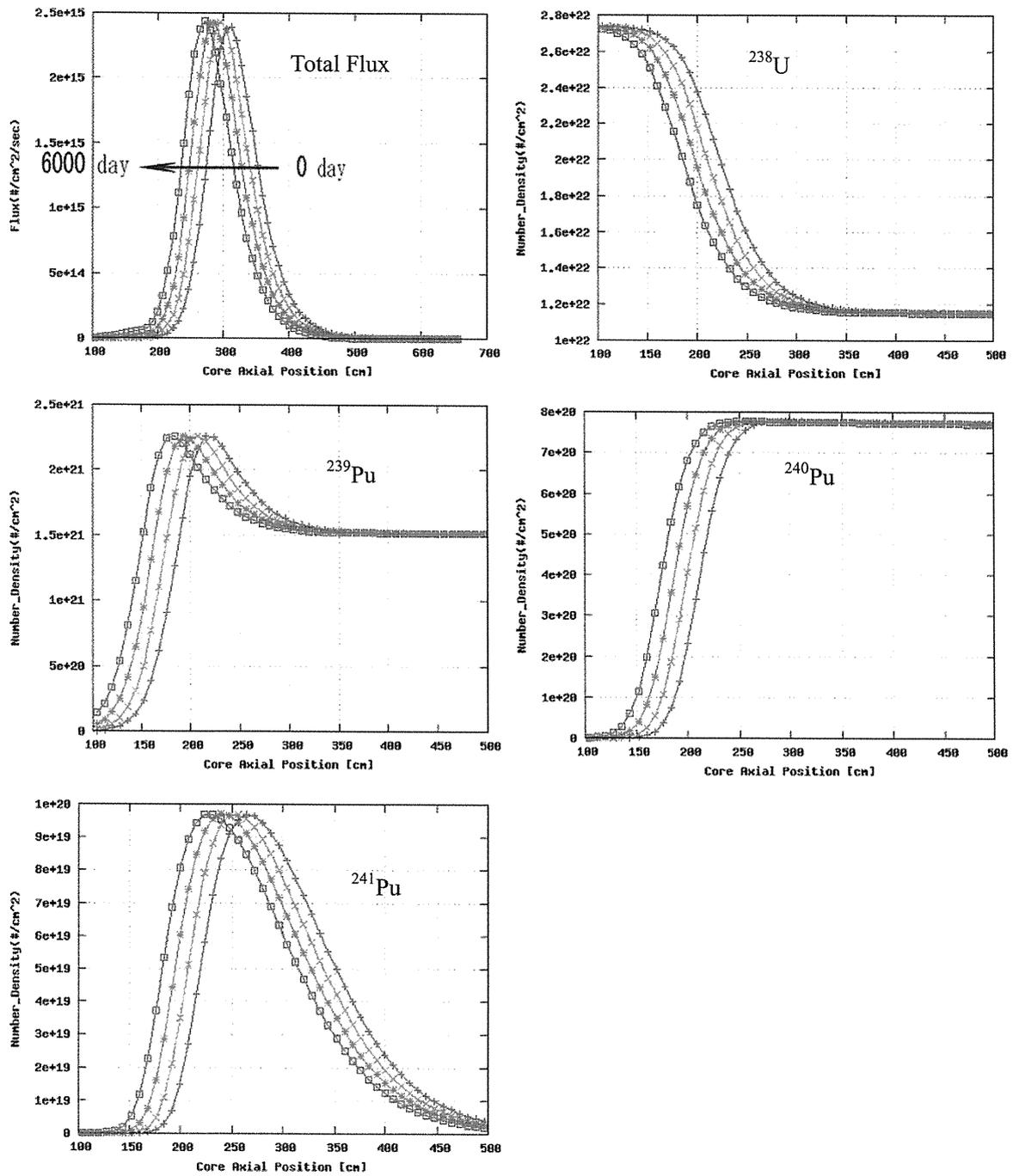


Fig. 3.22 Distributions of Neutron Flux and Nuclide Densities on the Reactor Core Axis for the Steady State Simulation (Nitride Fuel Case, Case 3.3-6)

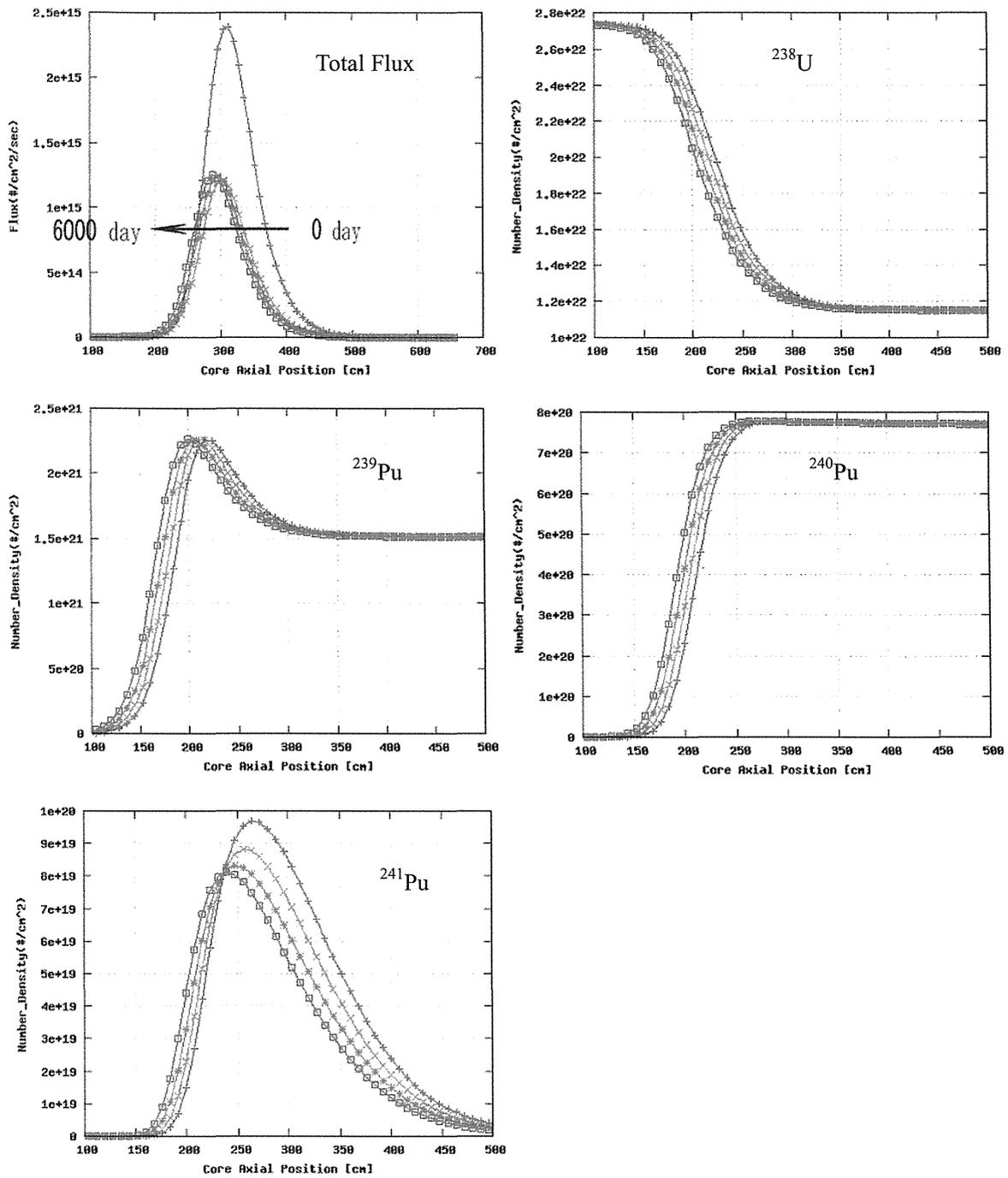


Fig. 3.23 Distributions of Neutron Flux and Nuclide Densities on the Reactor Core Axis for the Thermal Power half-down Simulation (Nitride Fuel Case, Case 3.3-7)

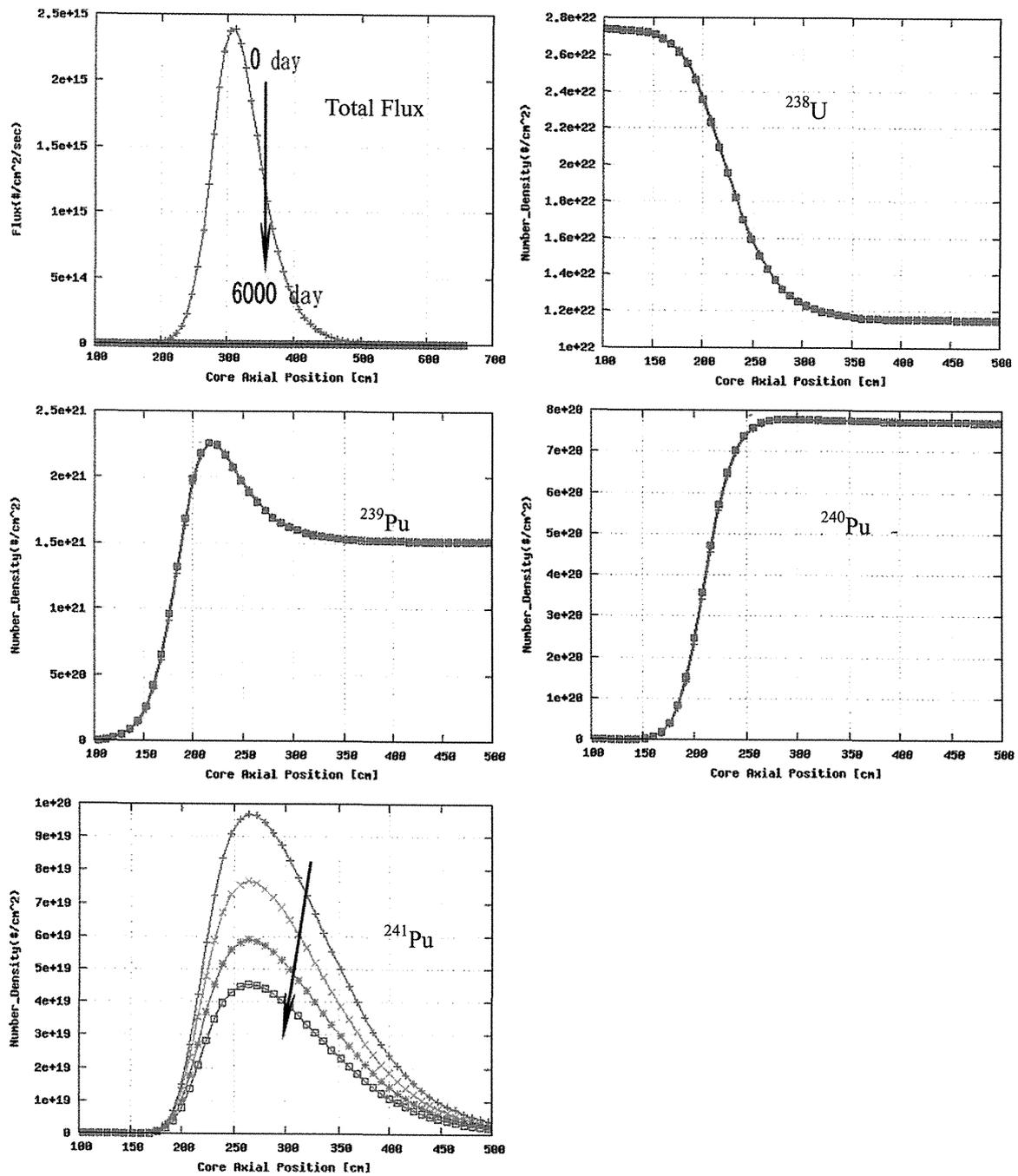


Fig. 3.24 Distributions of Neutron Flux and Nuclide Densities on the Reactor Core Axis for the Shutdown Simulation (Nitride Fuel Case, Case 3.3-8)

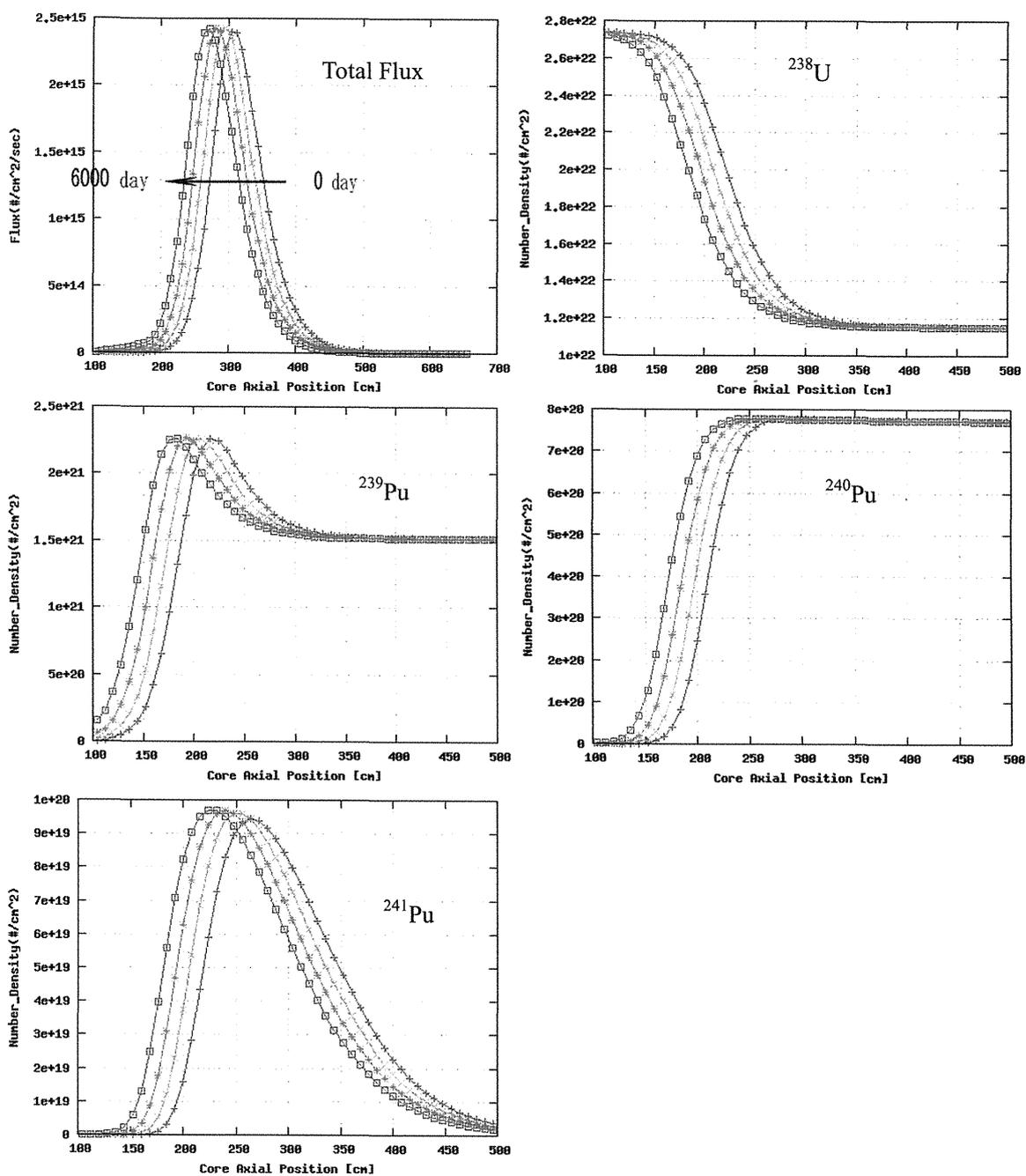


Fig. 3.25 Distributions of Neutron Flux and Nuclide Densities on the Reactor Core Axis for the Restart from 200 days After Shutdown Simulation (Nitride Fuel Case, Case 3.3-9)

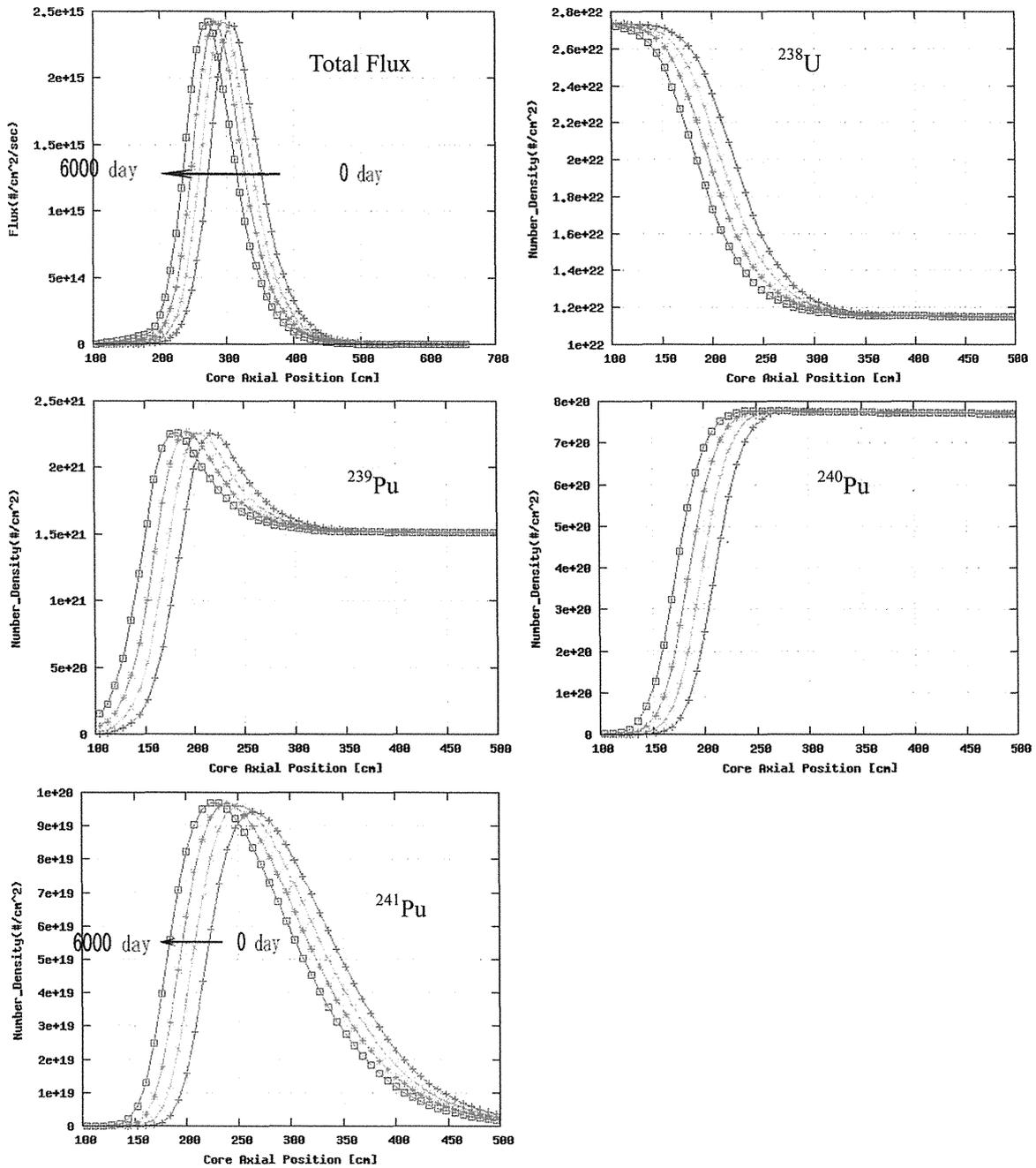


Fig. 3.26 Distributions of Neutron Flux and Nuclide Densities on the Reactor Core Axis for the Restart from 2000 days After Shutdown Simulation (Nitride Fuel Case, Case 3.3-10)

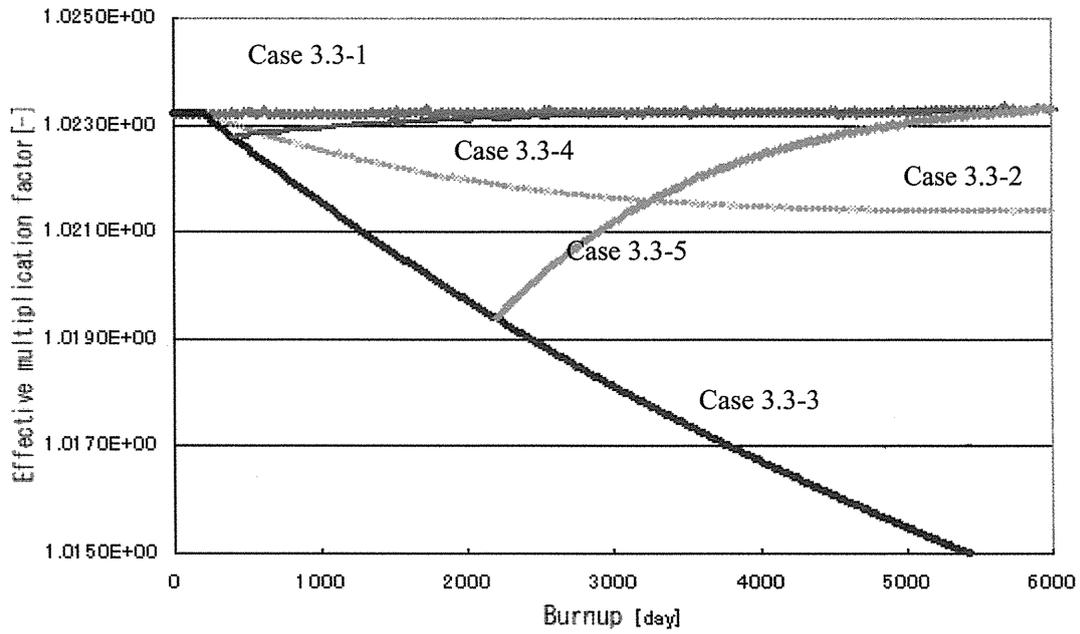


Fig. 3.27 Effective Neutron Multiplication Factor for Each Simulation
(Metallic Fuel Case, Case 3.3-1~Case 3.3-5)

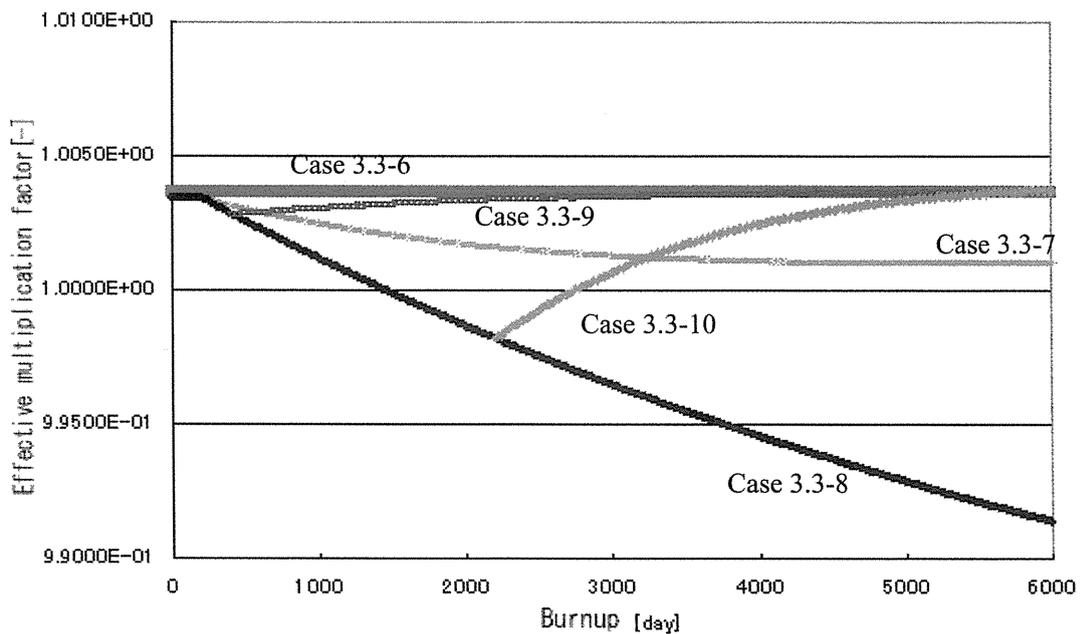


Fig. 3.28 Effective Neutron Multiplication Factor for Each Simulation
(Nitride Fuel Case, Case 3.3-6~Case 3.3-10)

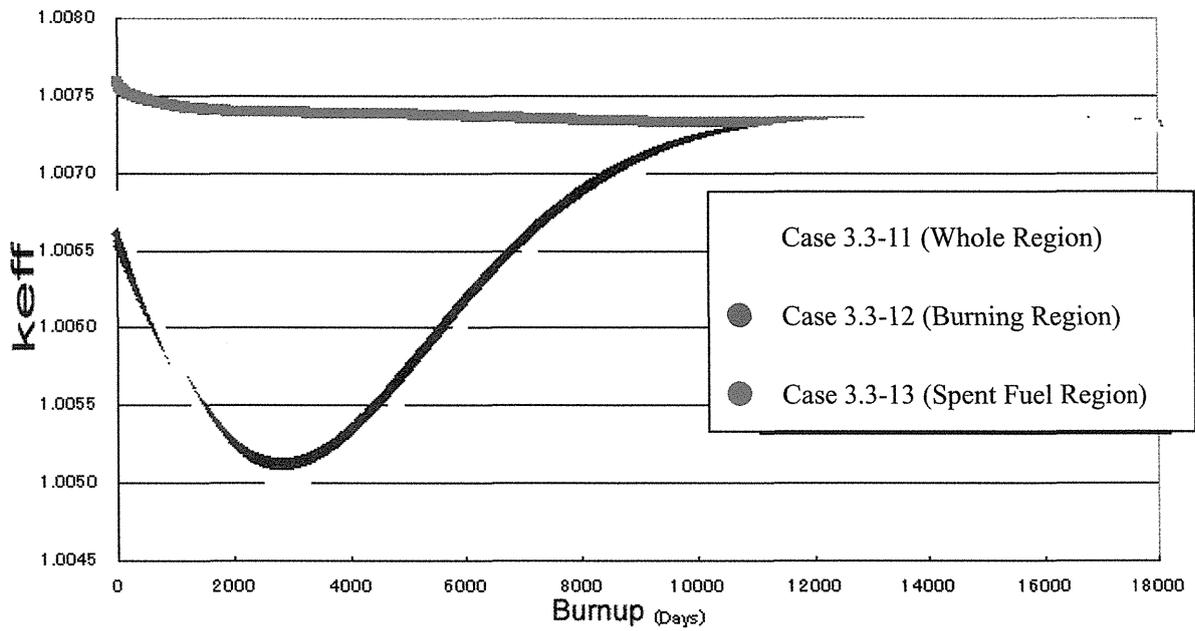


Fig. 3.29 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation
(FP; Displaced by Nb for Each Region, Case 3.3-11~Case 3.3-13)

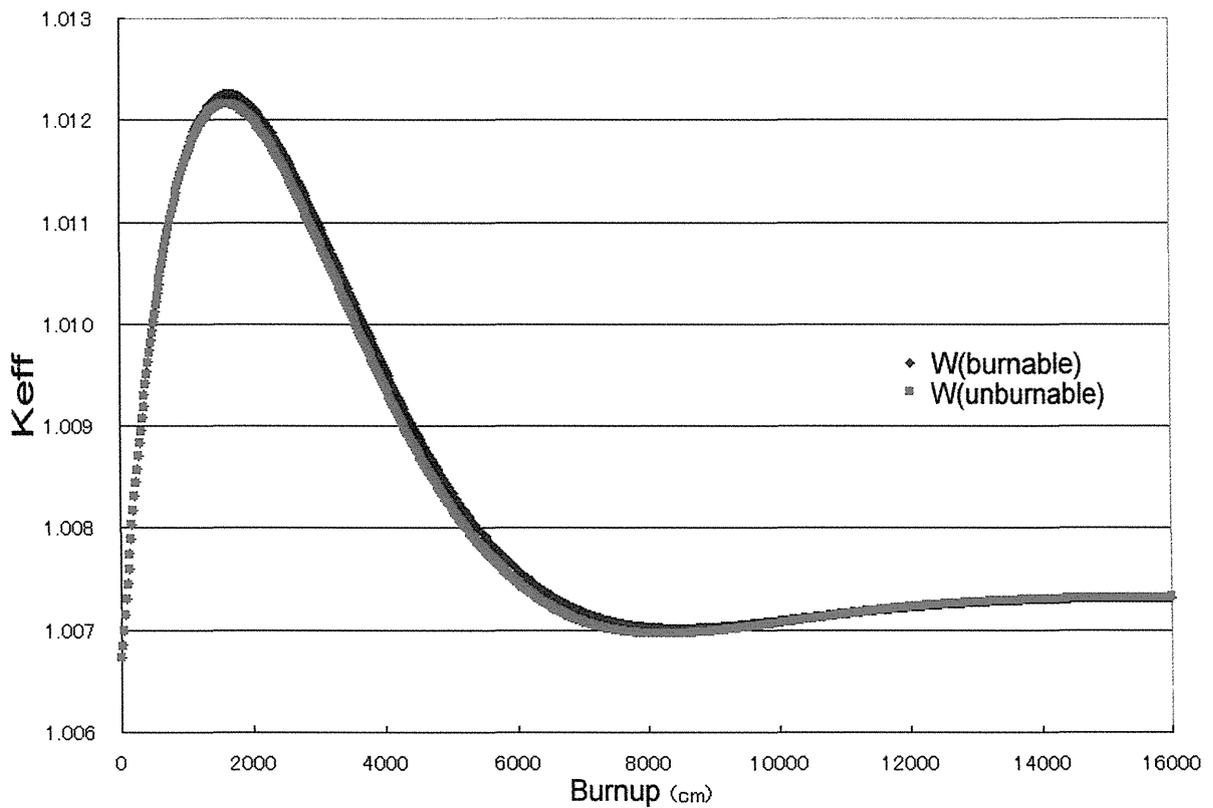


Fig. 3.30 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation
(FP; Displaced by Burnable W (Case 3.3-14) and Unburnable (ideal) W)

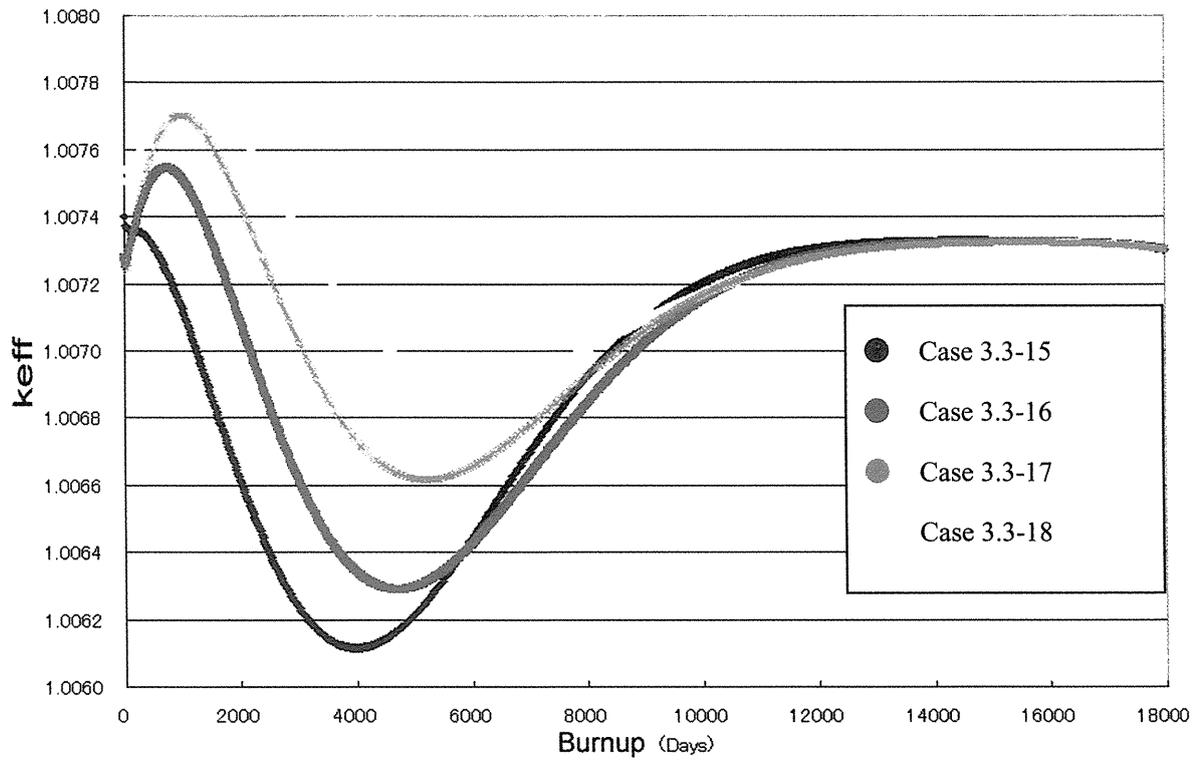


Fig. 3.31 Effective Neutron Multiplication Factor for Each Startup Simulations
(Case 3.3-15~Case 3.3-18)

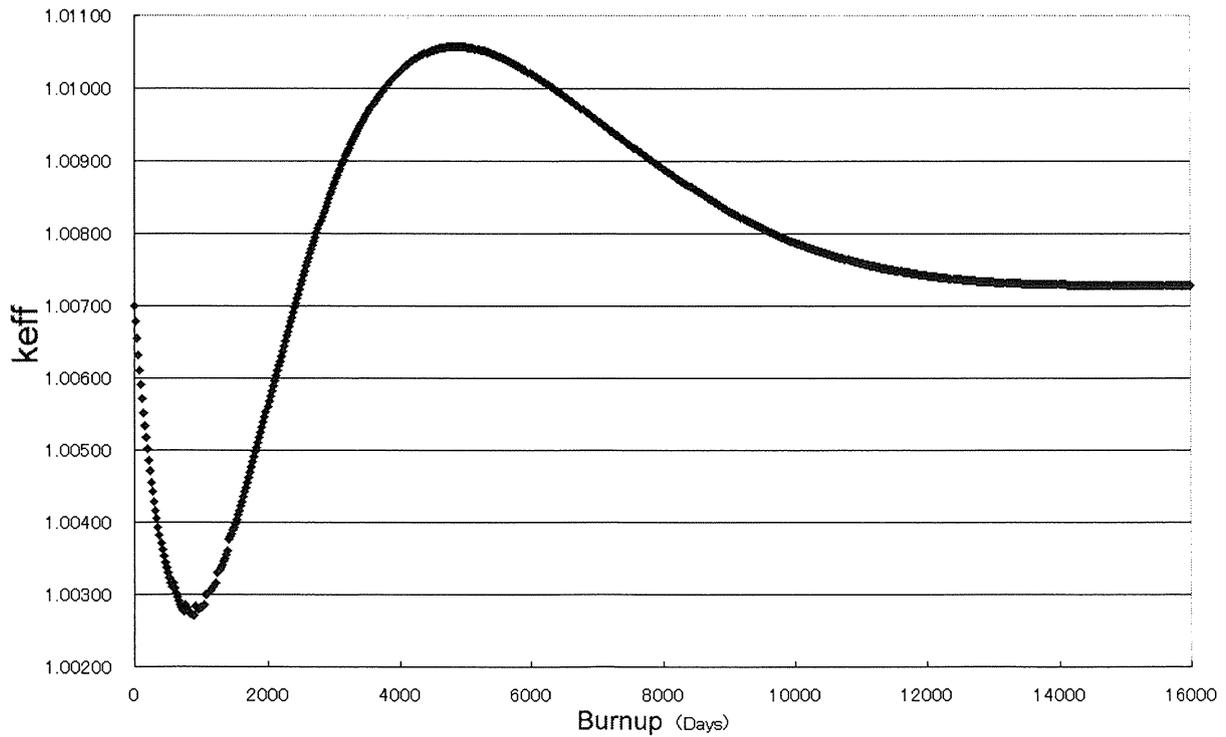


Fig. 3.32 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (Case 3.3-19)

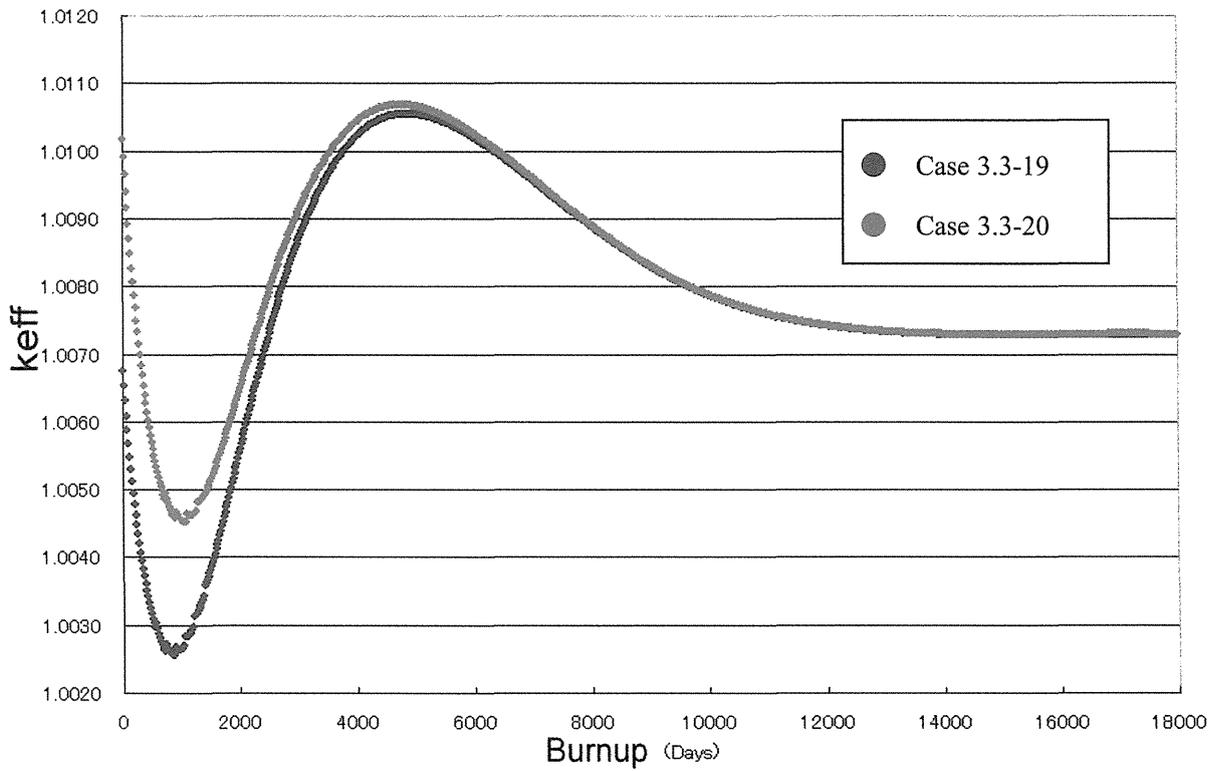


Fig. 3.33 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (Case 3.3-19, Case 3.3-20)

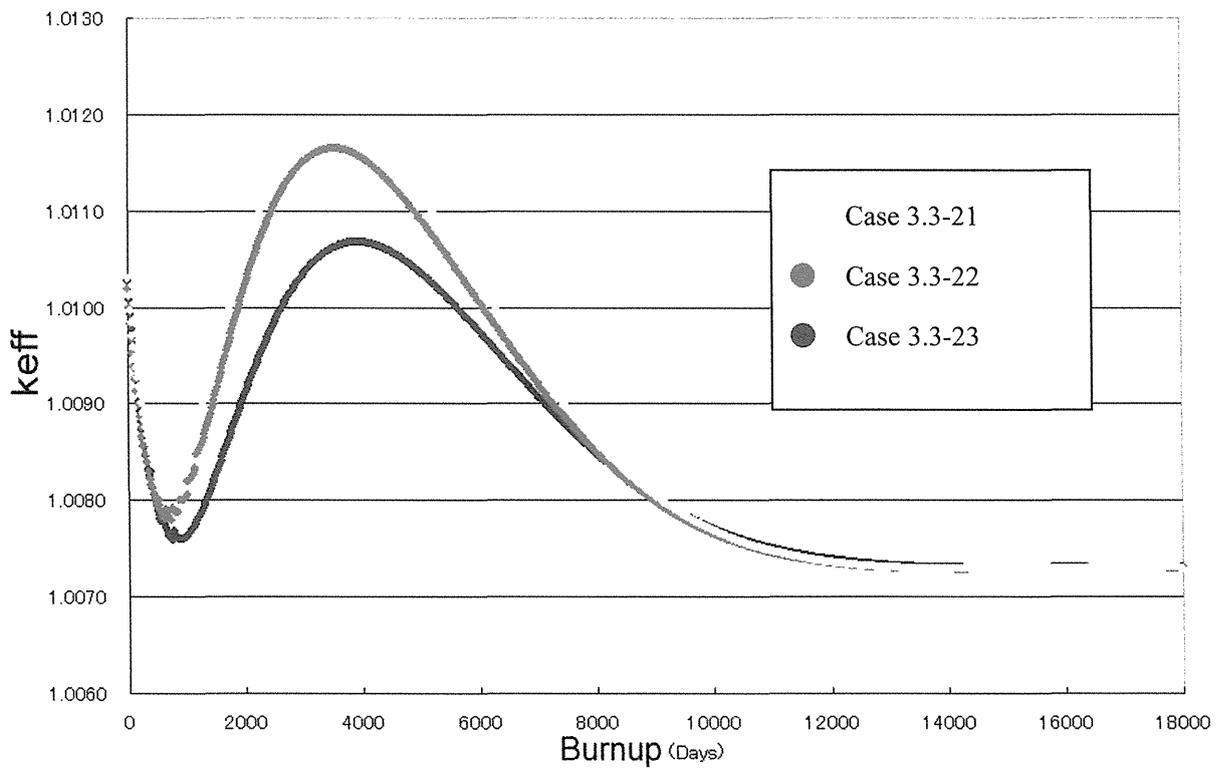


Fig. 3.34 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (Case 3.3-21~Case 3.3-23)

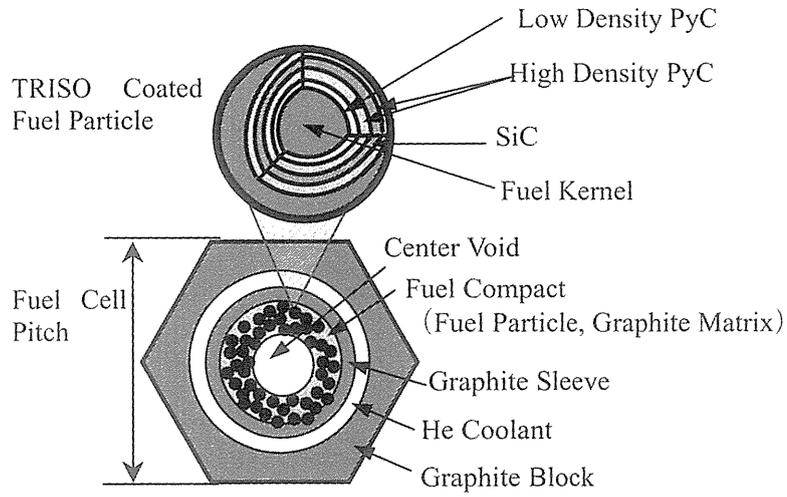


Fig. 4.1 Fuel Cell Model

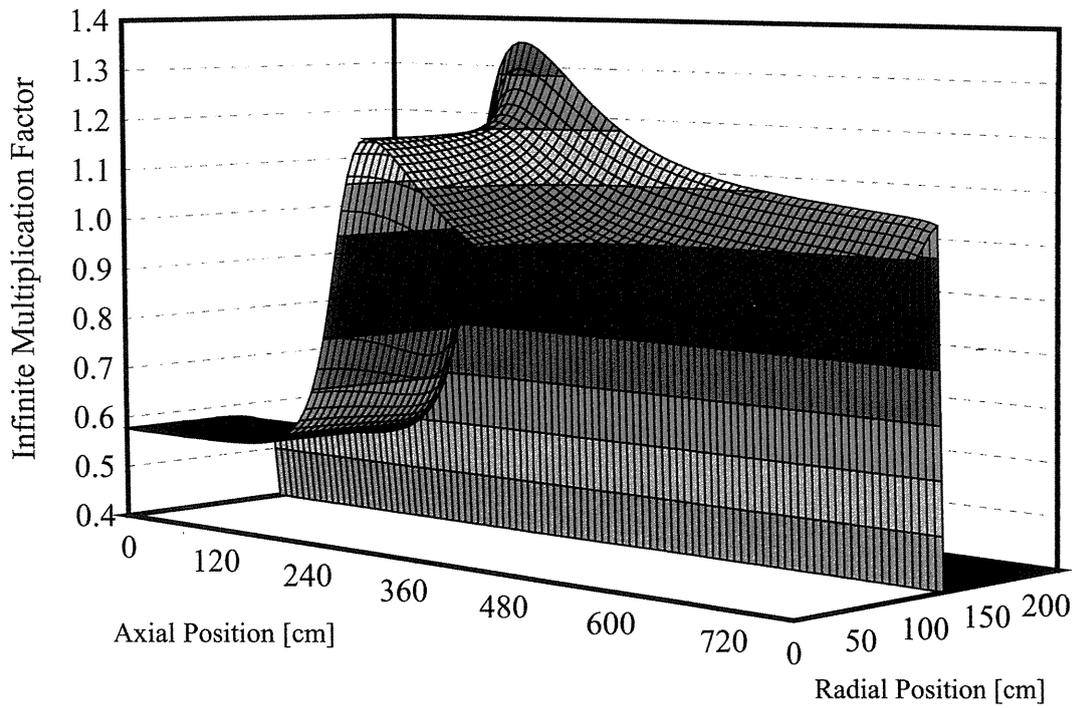


Fig. 4.2 Infinite Neutron Multiplication Factor Distribution

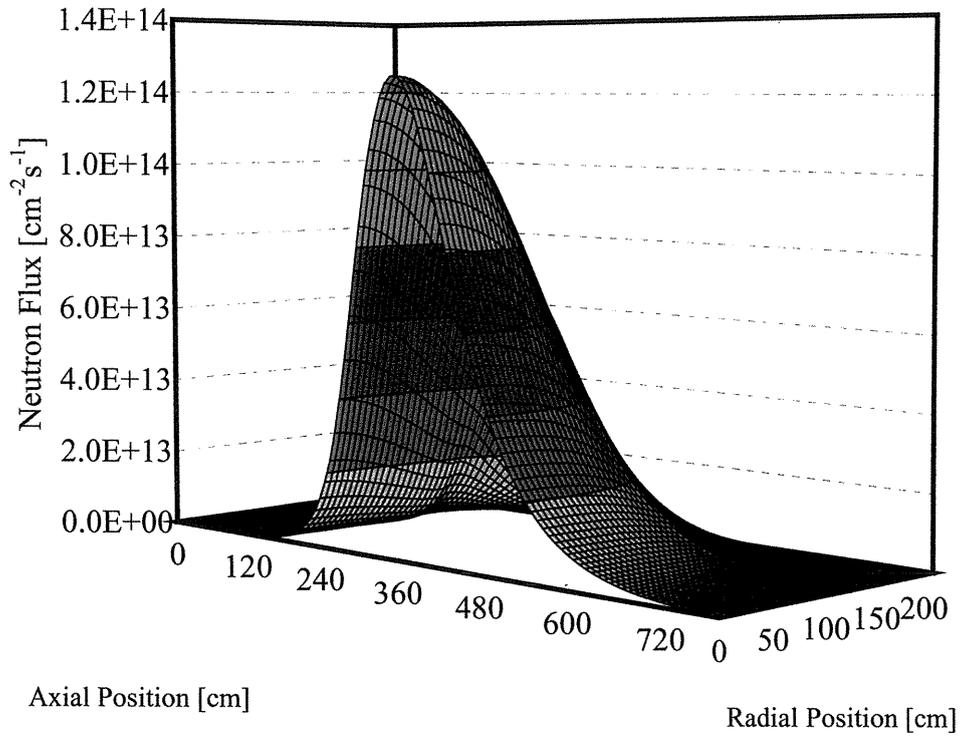


Fig. 4.3 Neutron Flux Distribution

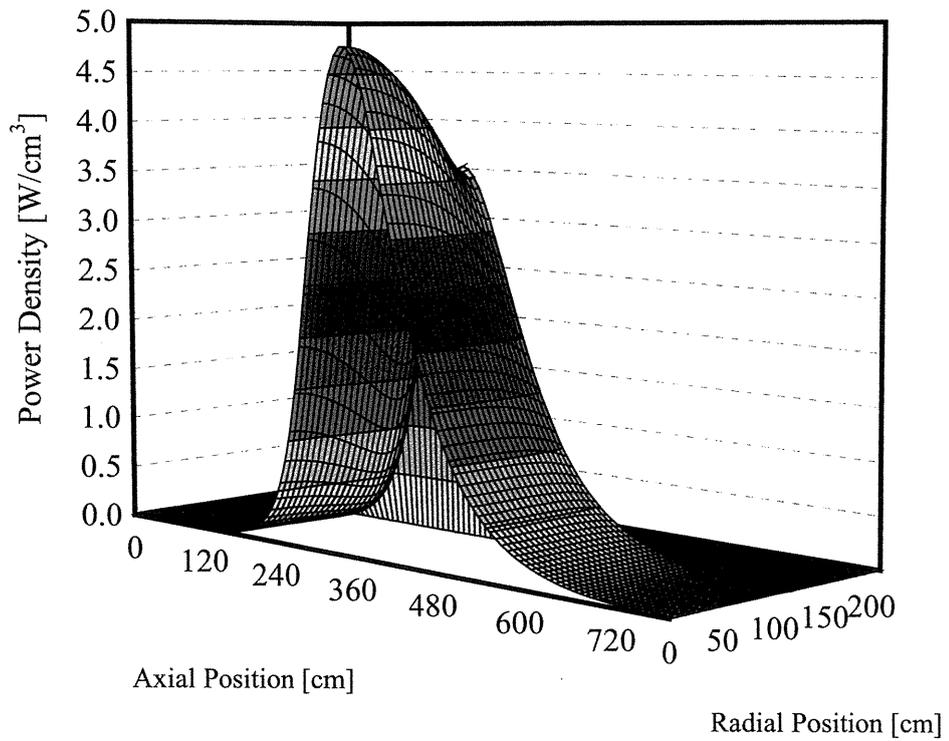


Fig. 4.4 Power Density Distribution

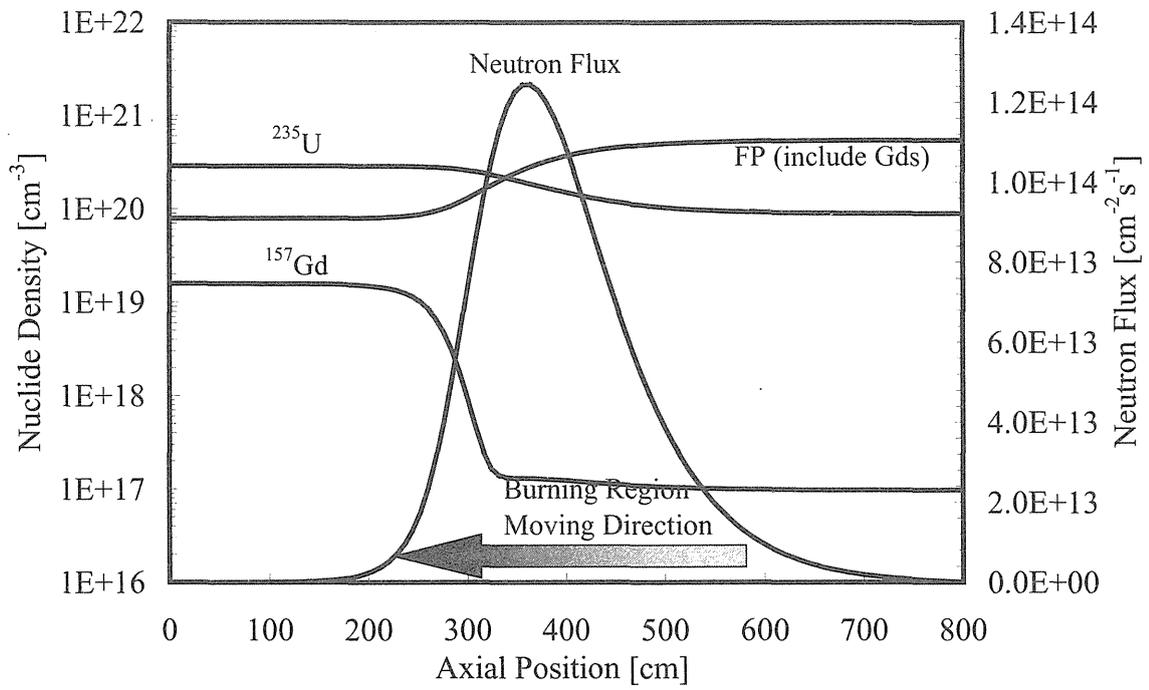


Fig. 4.5 Distributions of Nuclide Densities and Neutron Flux on the Reactor Core Axis

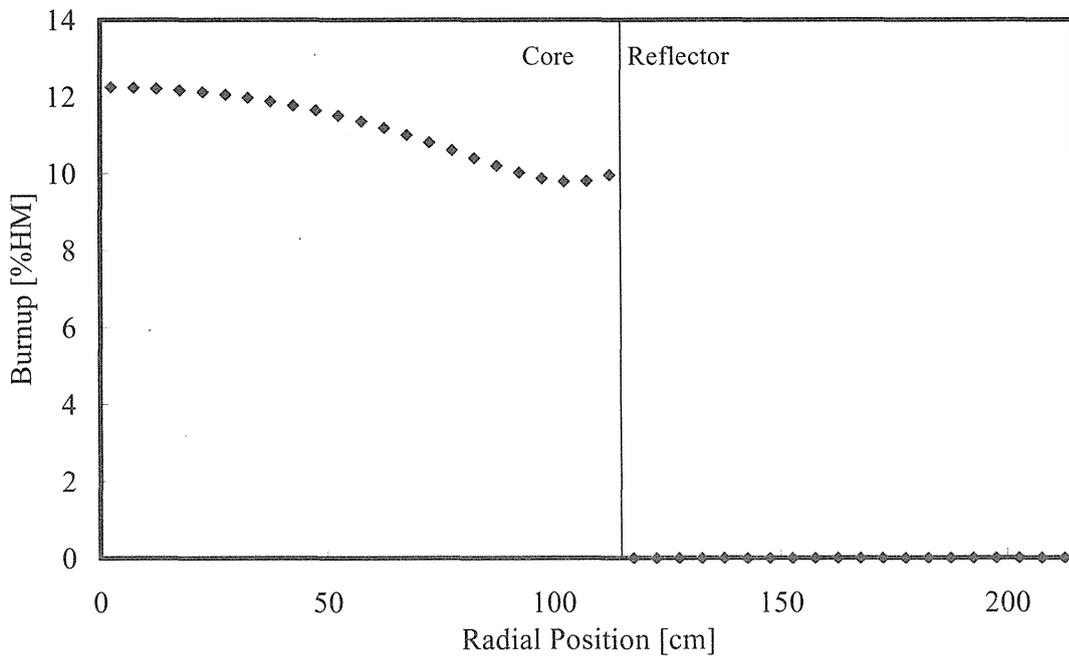


Fig. 4.6 Burnup Distribution on the Reactor Core Radius

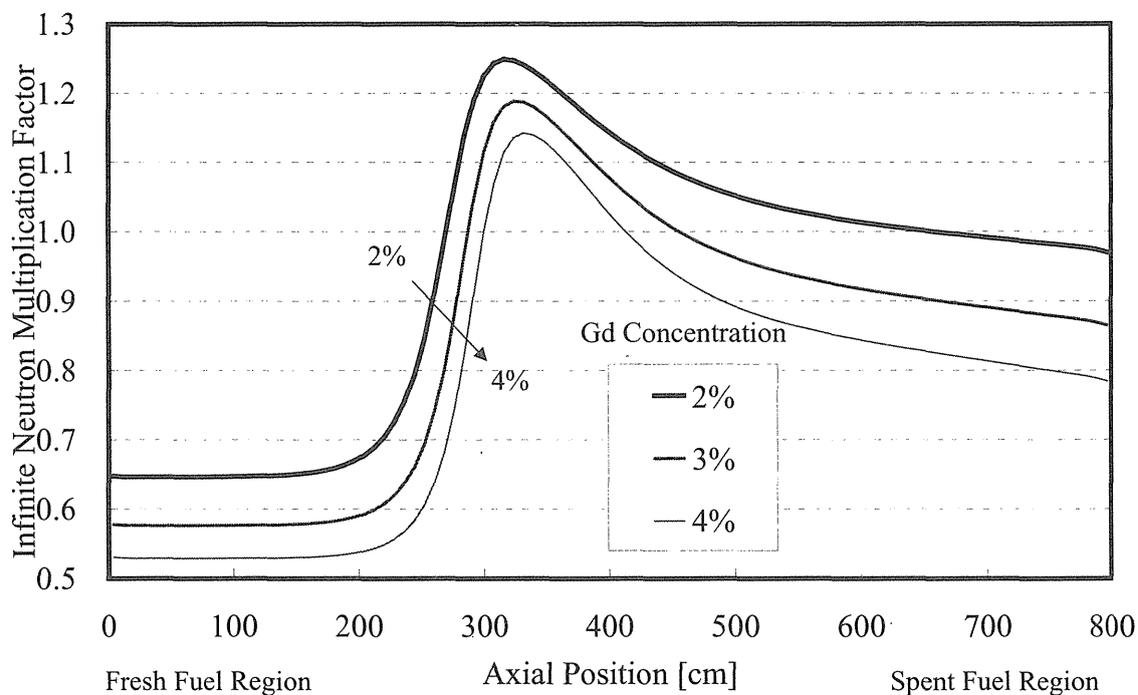


Fig.4.7 Infinite Neutron Multiplication Factor Distributions for Different Gadolinium Concentrations on the Reactor Core Axis

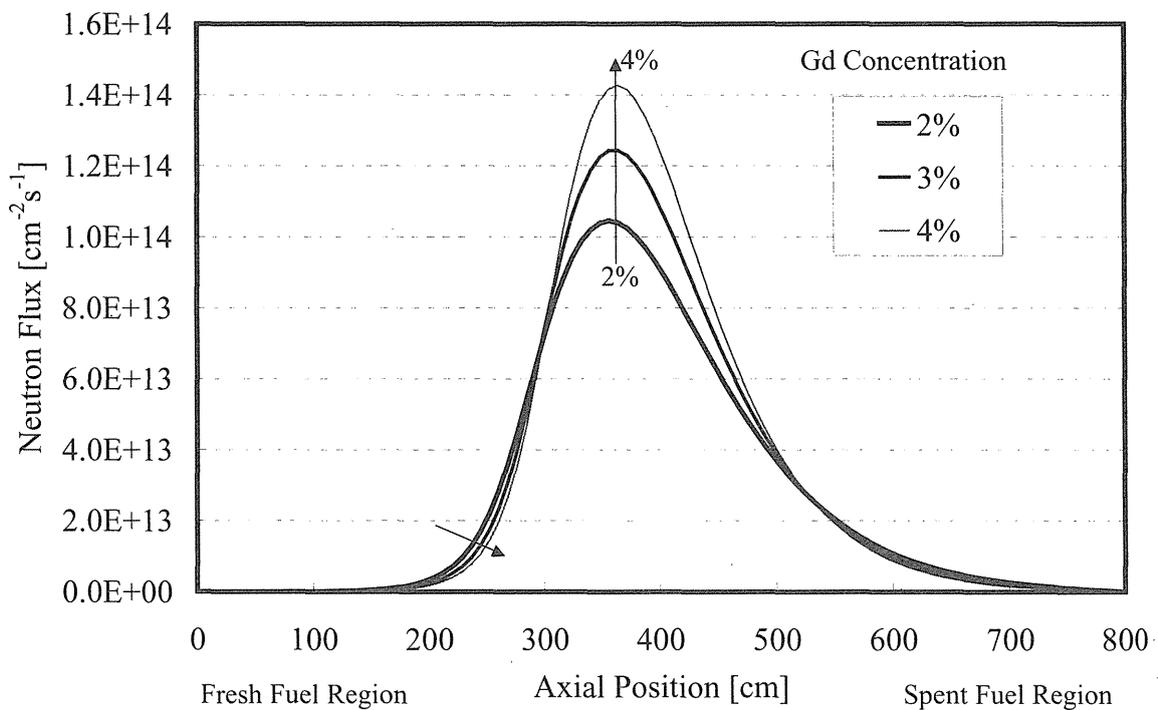


Fig. 4.8 Neutron Flux Distributions for Different Gadolinium Concentrations on the Reactor Core Axis

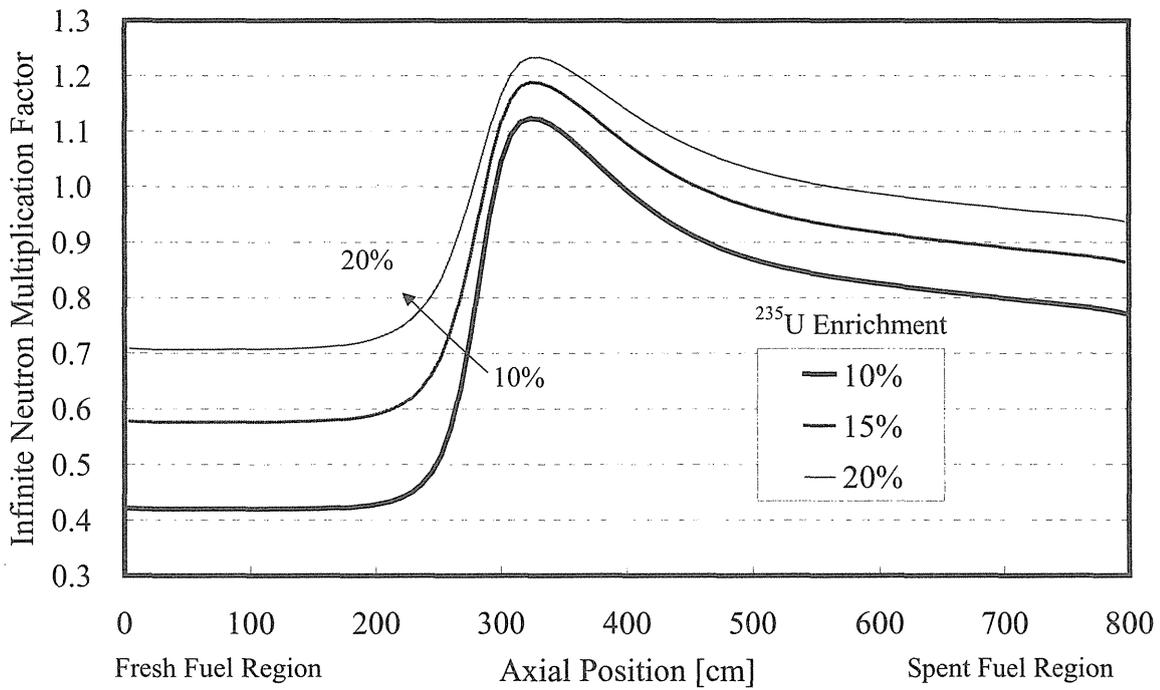


Fig. 4.9 Infinite Neutron Multiplication Factor Distributions for Different Uranium Enrichments on the Reactor Core Axis

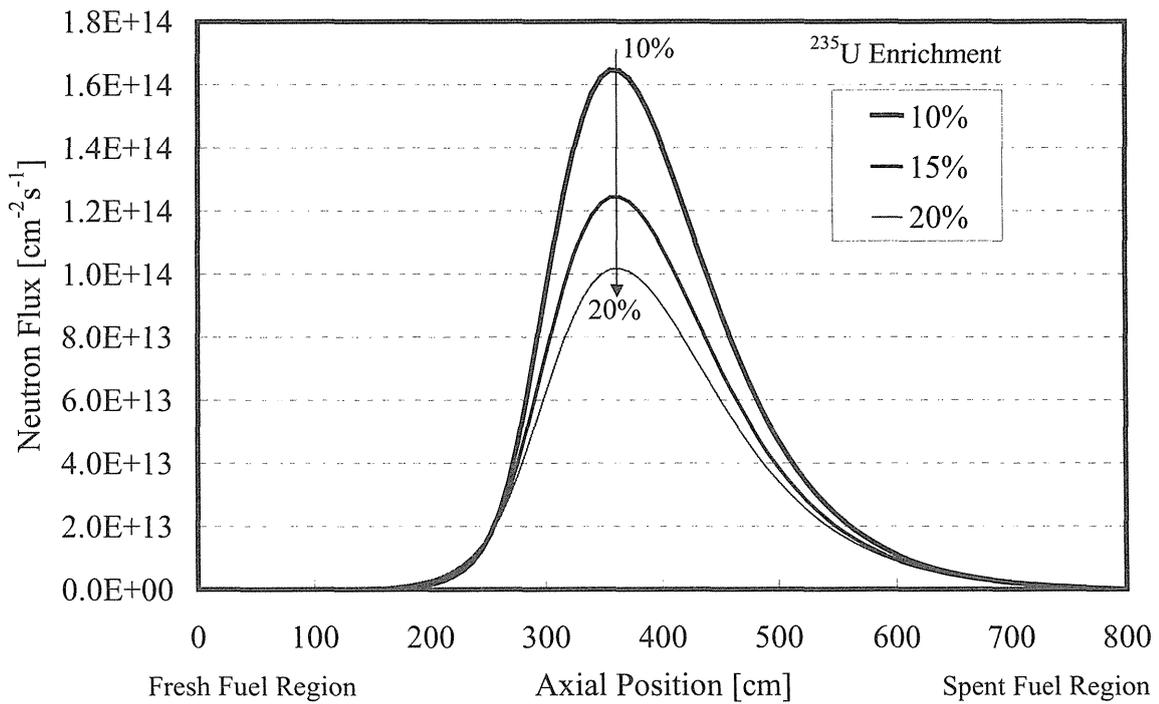


Fig. 4.10 Neutron Flux Distributions for Different Uranium Enrichments on the Reactor Core Axis

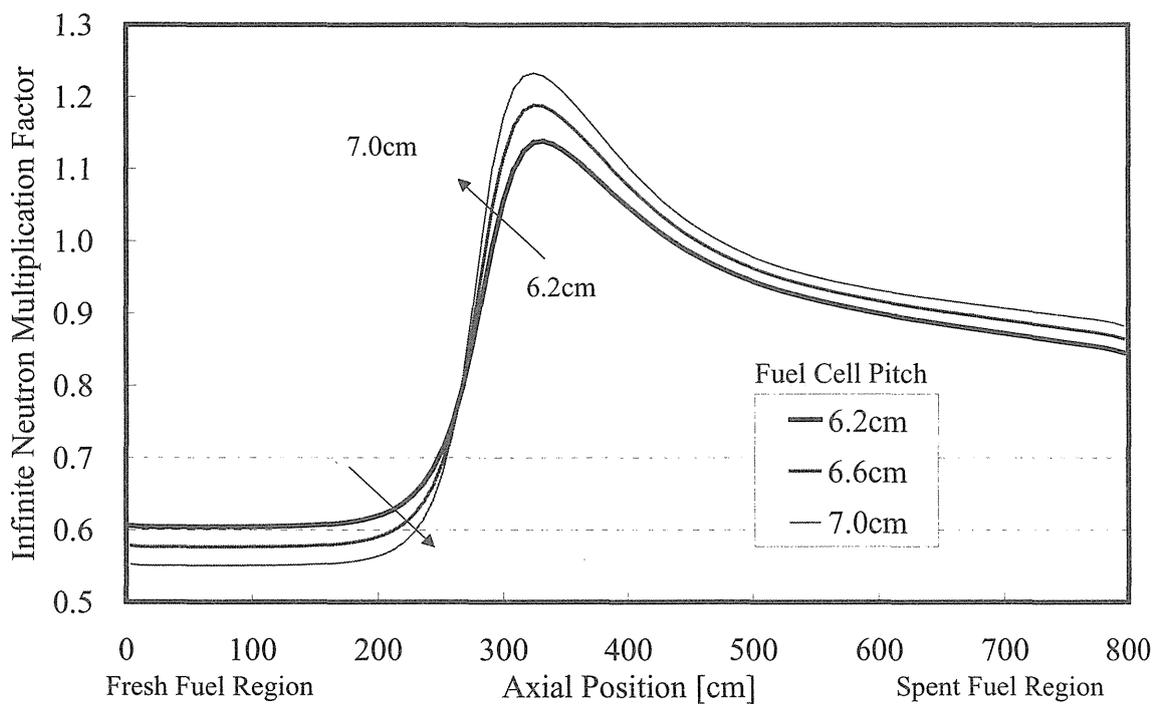


Fig. 4.11 Infinite Neutron Multiplication Factor Distributions for Different Fuel Cell Pitches on the Reactor Core Axis

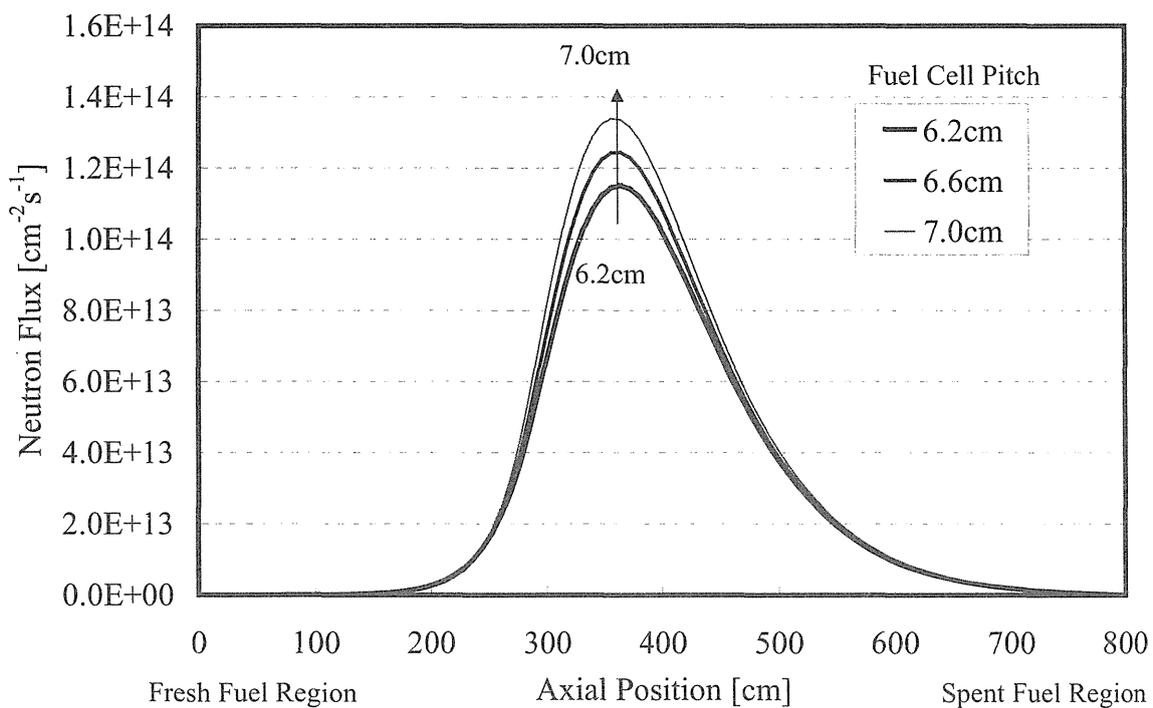


Fig. 4.12 Neutron Flux Distributions for Different Fuel Cell Pitches on the Reactor Core Axis

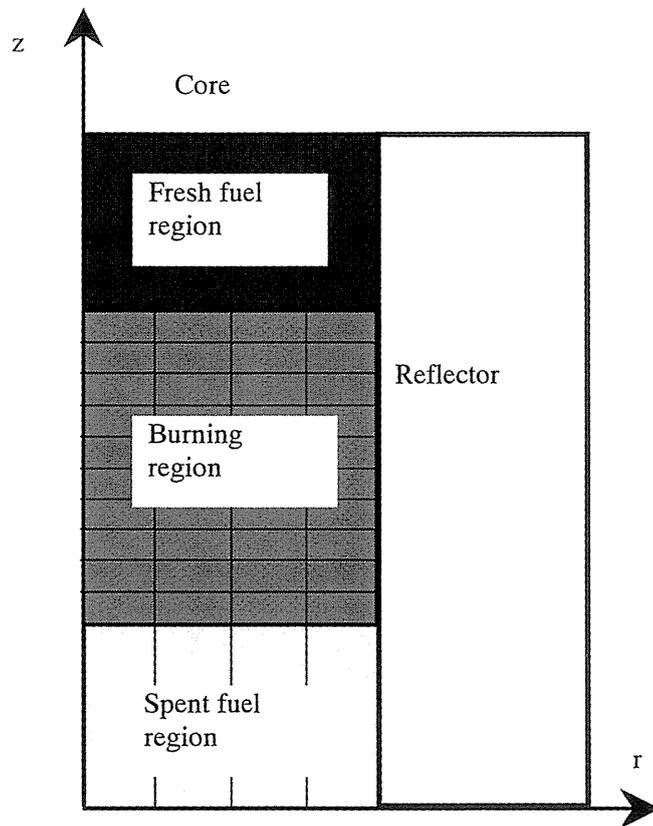


Fig. 4.13 Fuel Cell Calculation Mesh Point

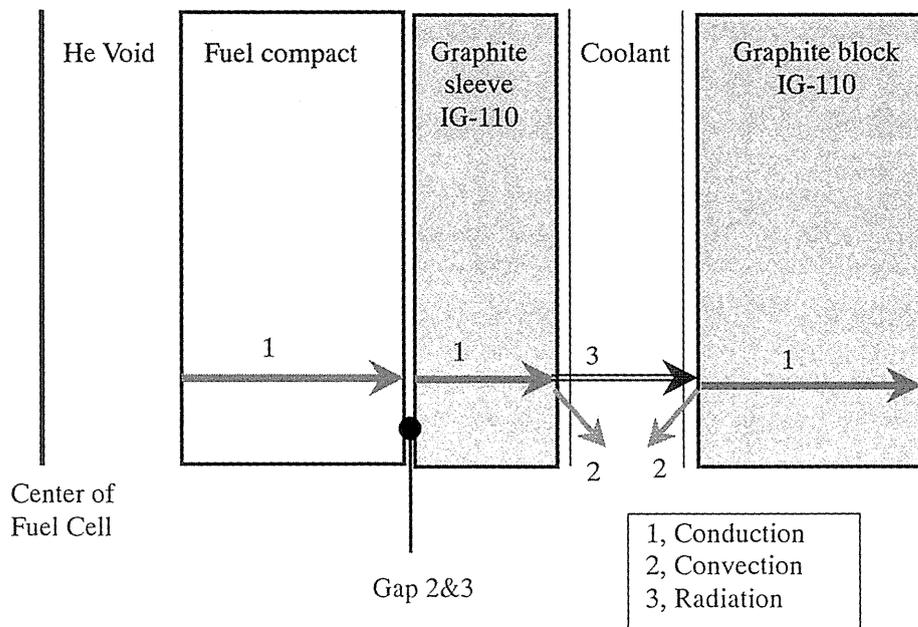


Fig. 4.14 The Heat Transfer Model of the Fuel Cell

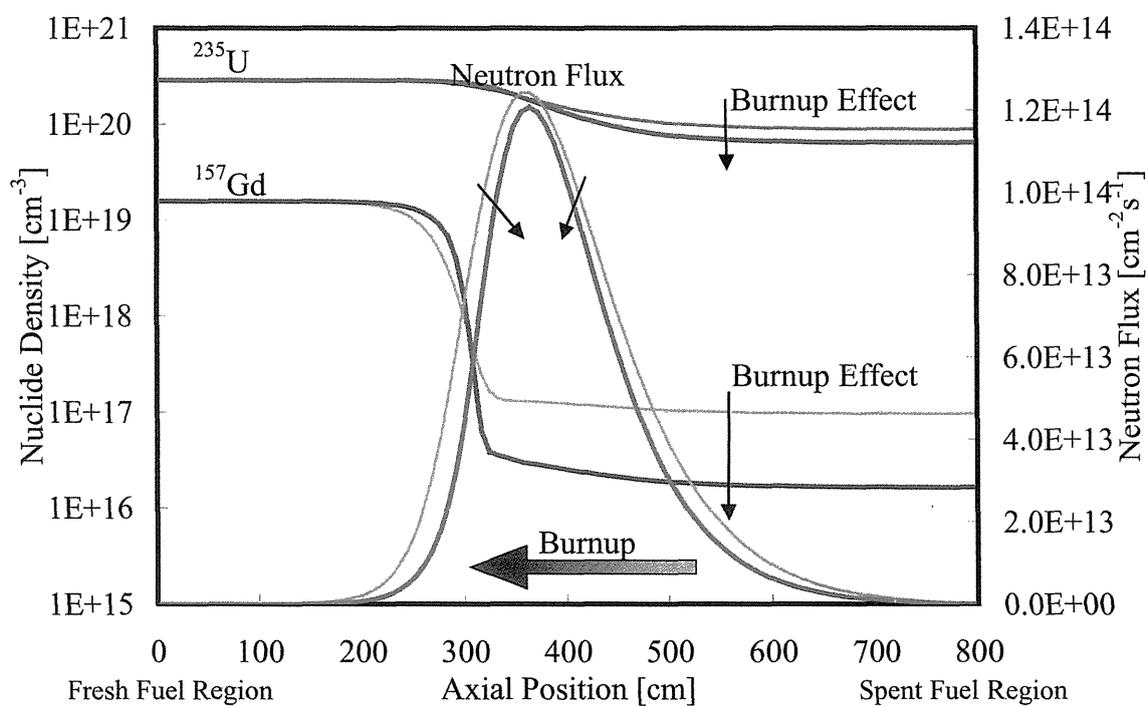
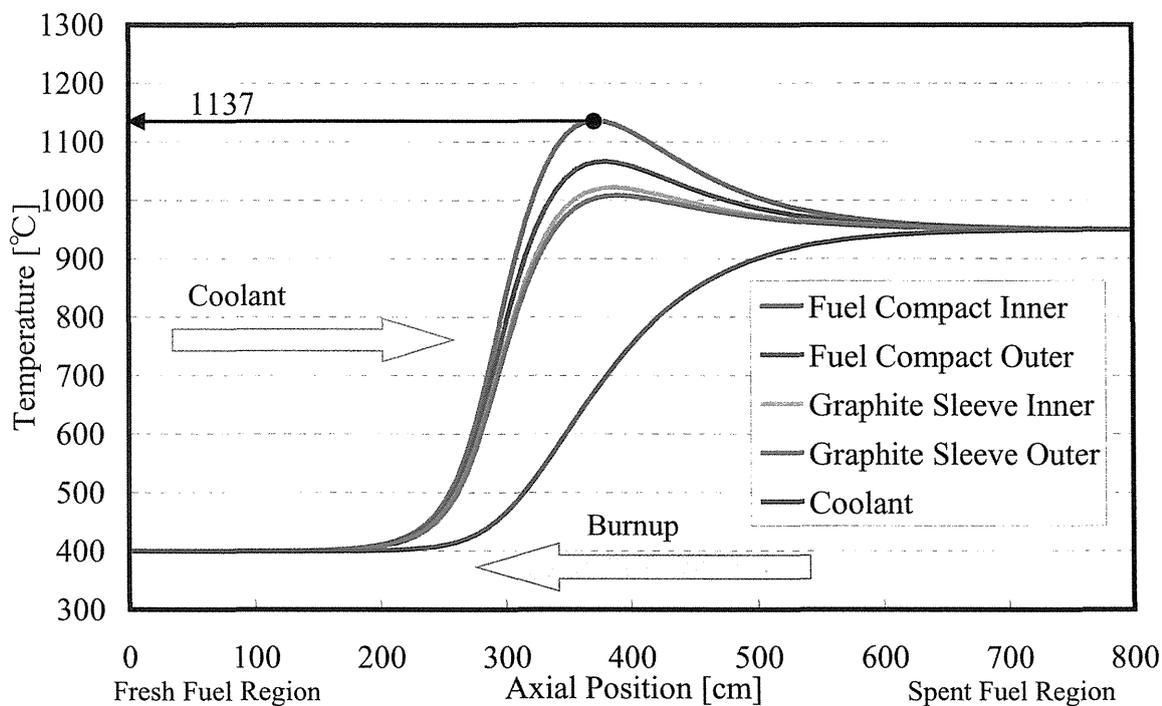
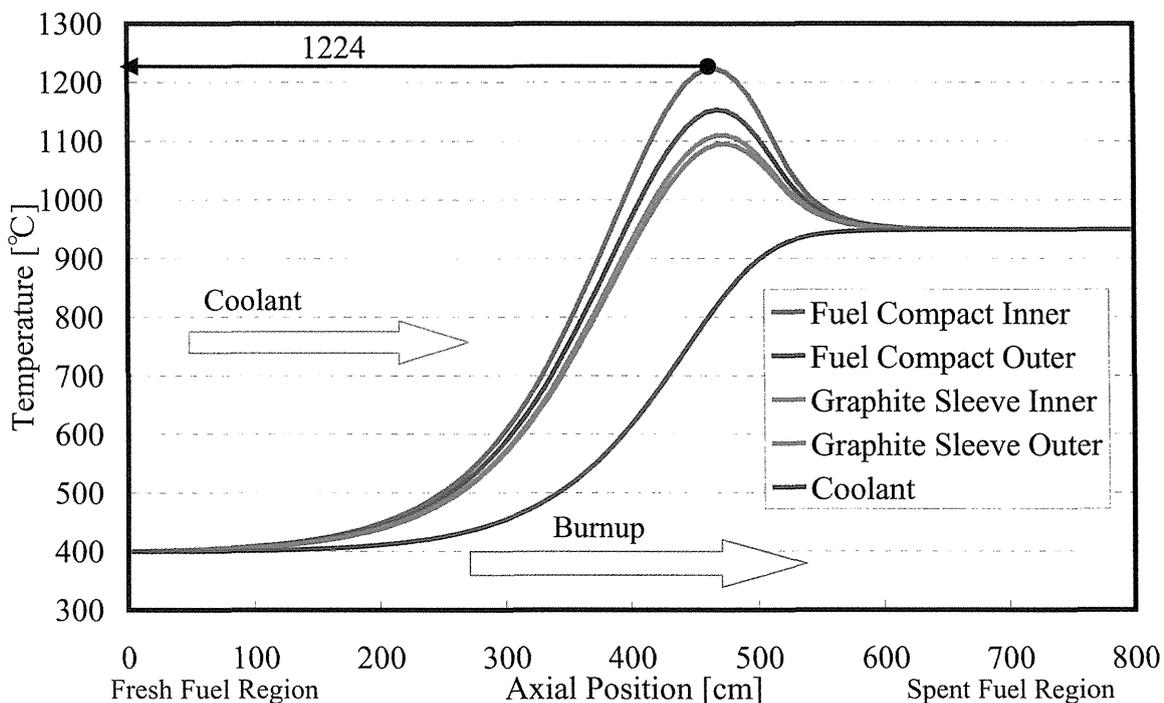


Fig. 4.15 Distributions of Nuclide Densities and Neutron Flux for the Burnup Effect on the Reactor Core Axis



(a) Counter Flow Direction Case



(b) Parallel Flow Direction Case

Fig. 4.16 Distributions of temperatures of each cell regions with Temperature Distributions Effects on the Reactor Core Axis

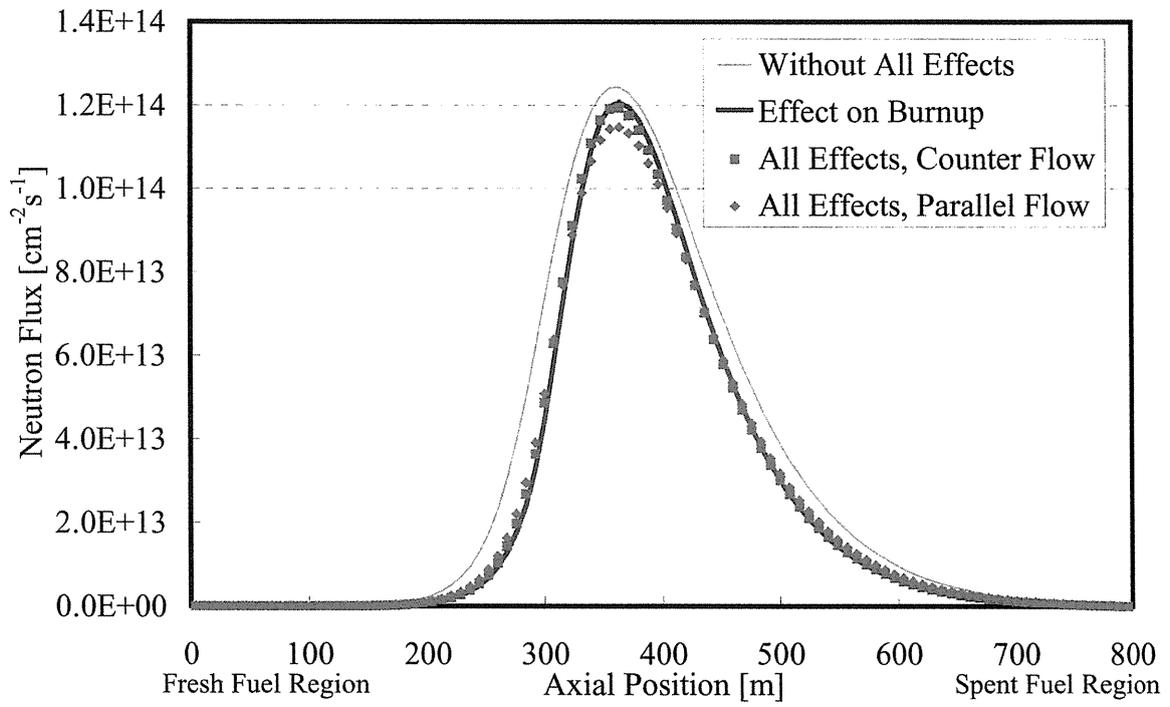
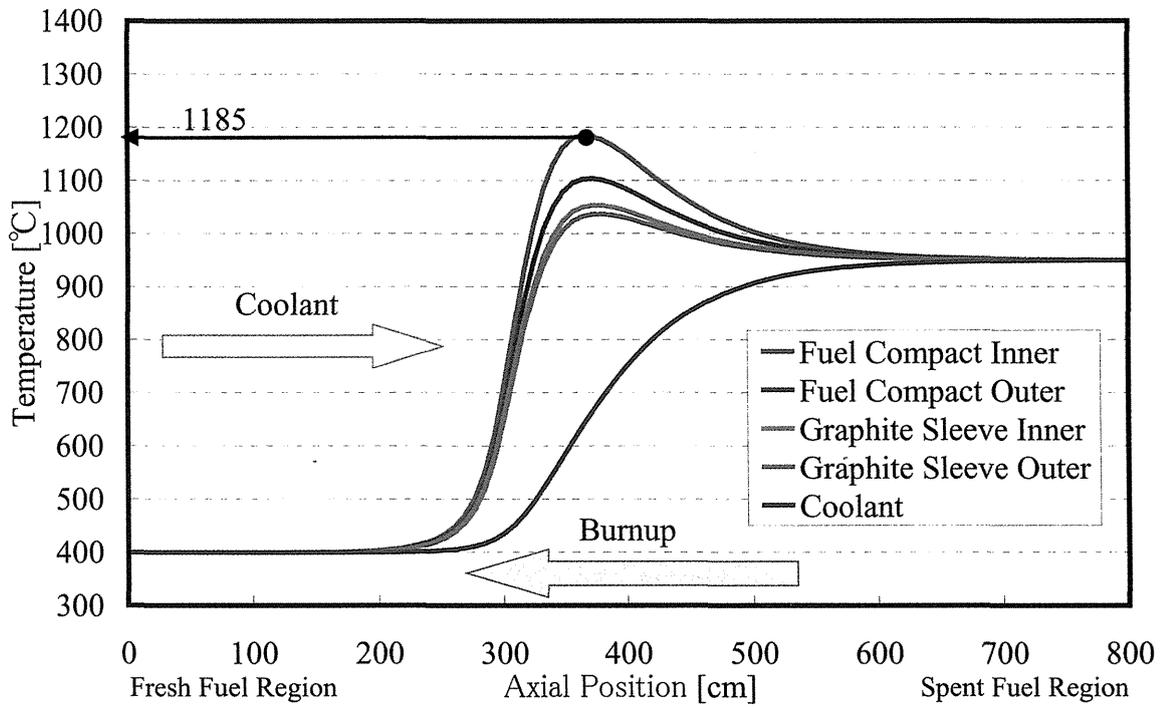
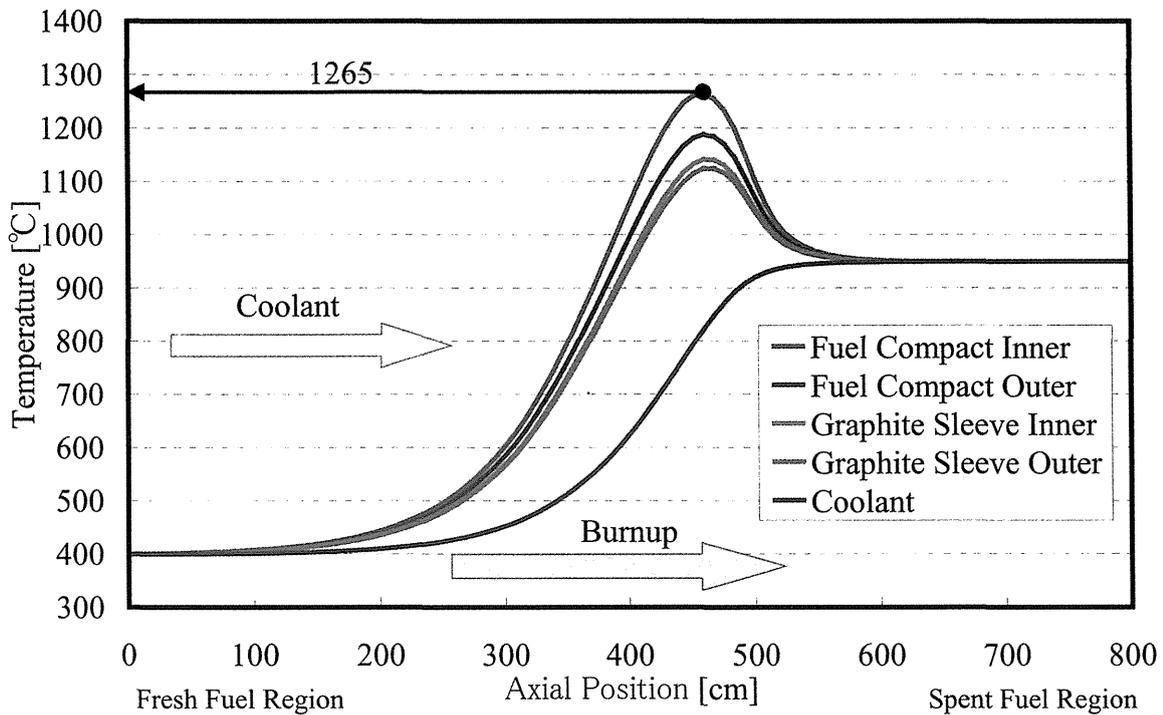


Fig. 4.17 Neutron Flux Distributions of Each Effects on the Reactor Core Axis



(a) Counter Flow Direction Case



(b) Parallel Flow Direction Case

Fig. 4.18 Distributions of temperatures of each cell regions with Burnup and Temperature Distributions Effects on the Reactor Core Axis

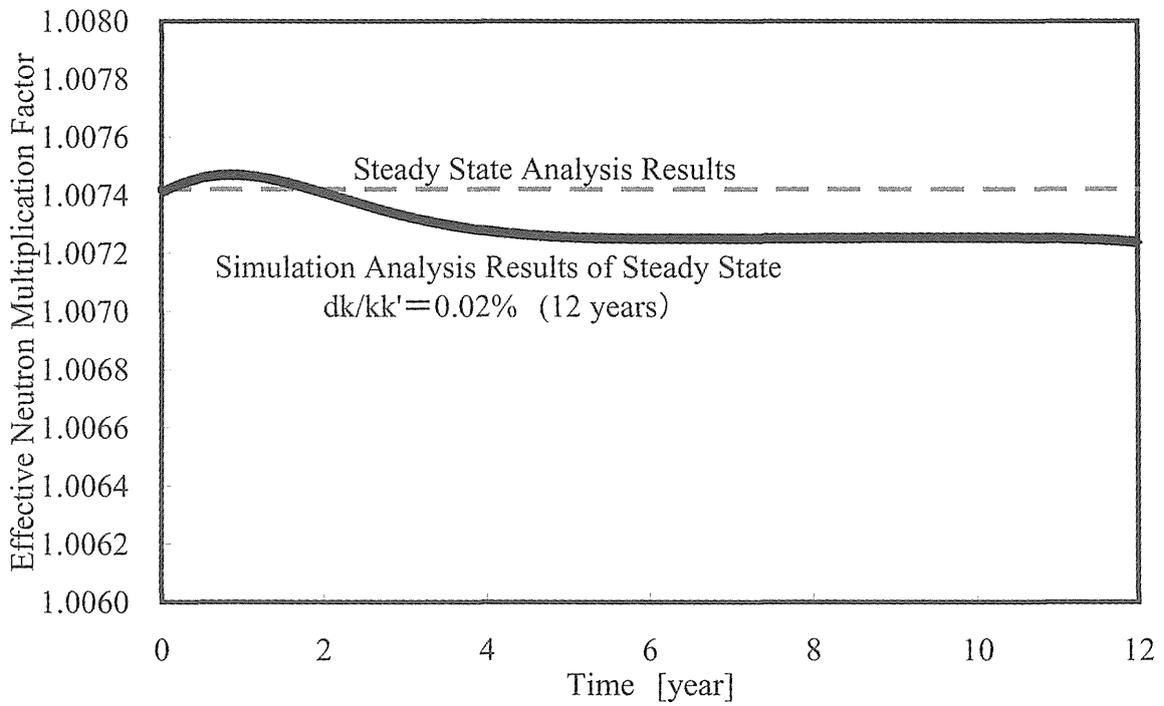


Fig. 4.19 Effective Neutron Multiplication Factor along Burnup for the Steady State Simulation

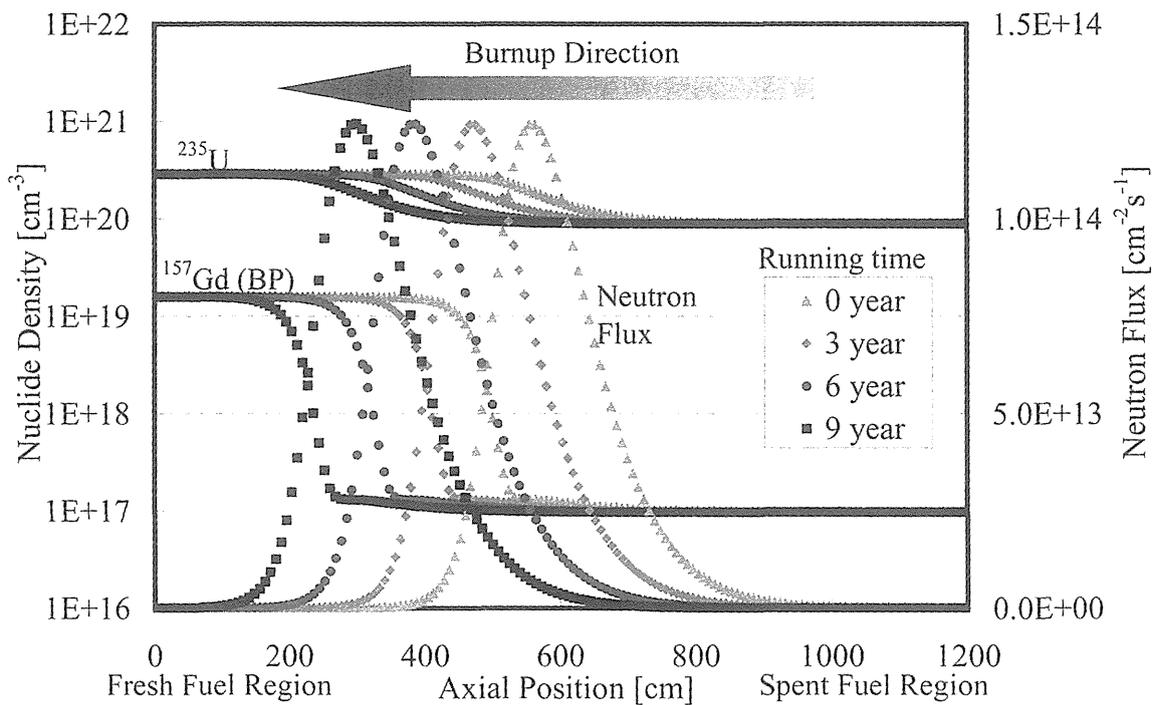


Fig. 4.20 Nuclides Densities and Neutron Flux on the Reactor Core Axis for the Steady State Simulation

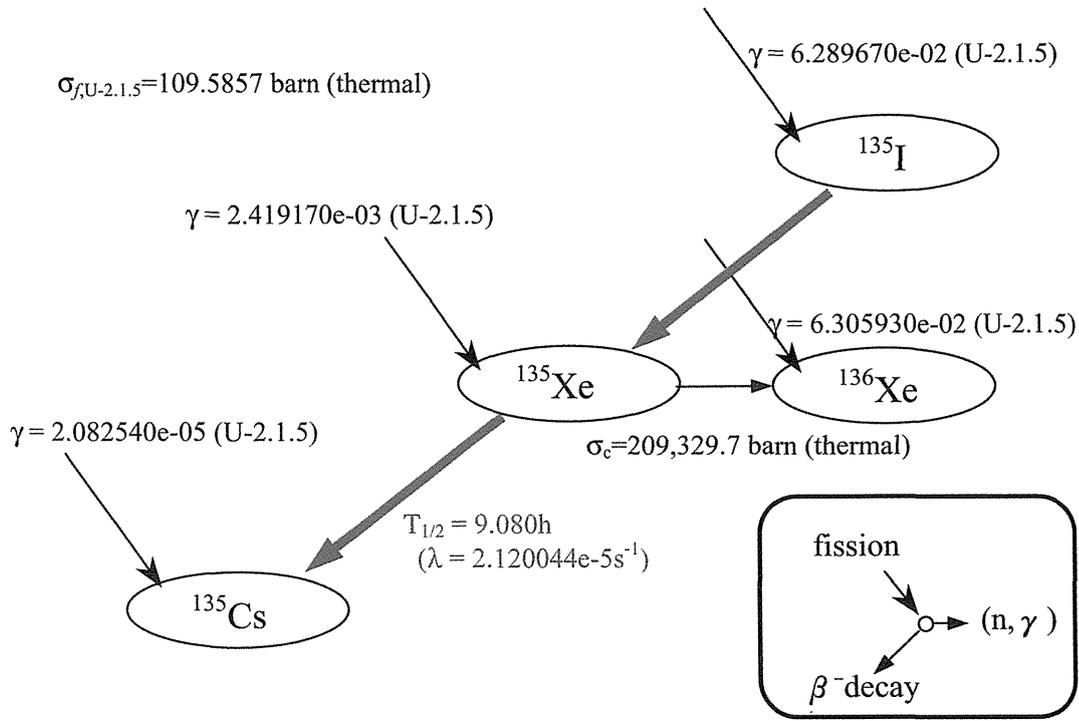


Fig. 4.21 Nuclides Burnup Chain Model from ^{135}I to ^{135}Xe

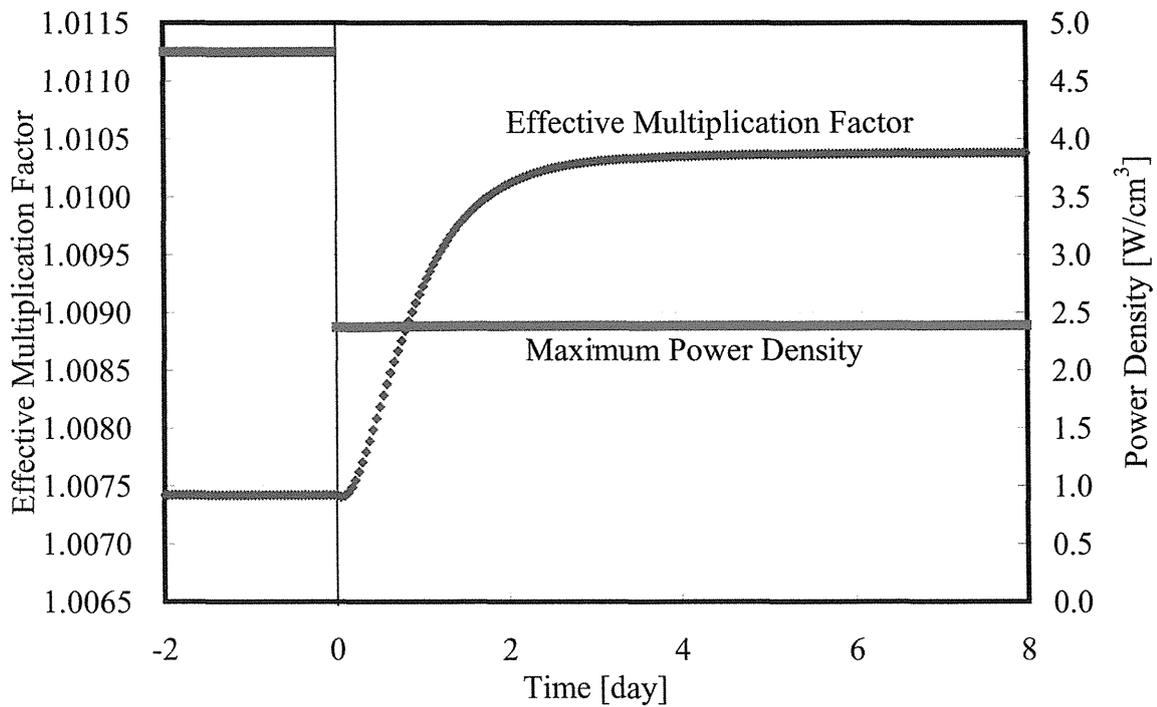


Fig. 4.22 Effective Neutron Multiplication Factor and Maximum Power Density for the Thermal Power Half-down Simulation (mesh=1 hour)

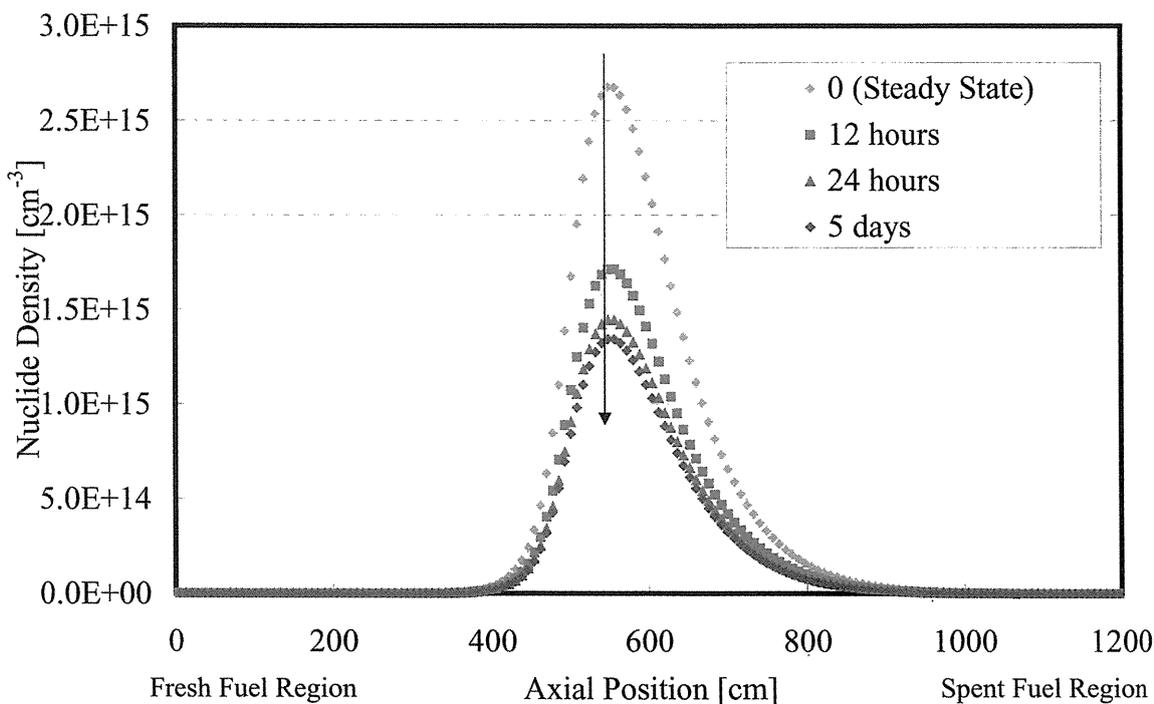


Fig. 4.23 ¹³⁵I Nuclide Density Distribution on the Reactor Core Axis for the Thermal Power Half-down Simulation (mesh=1hour)

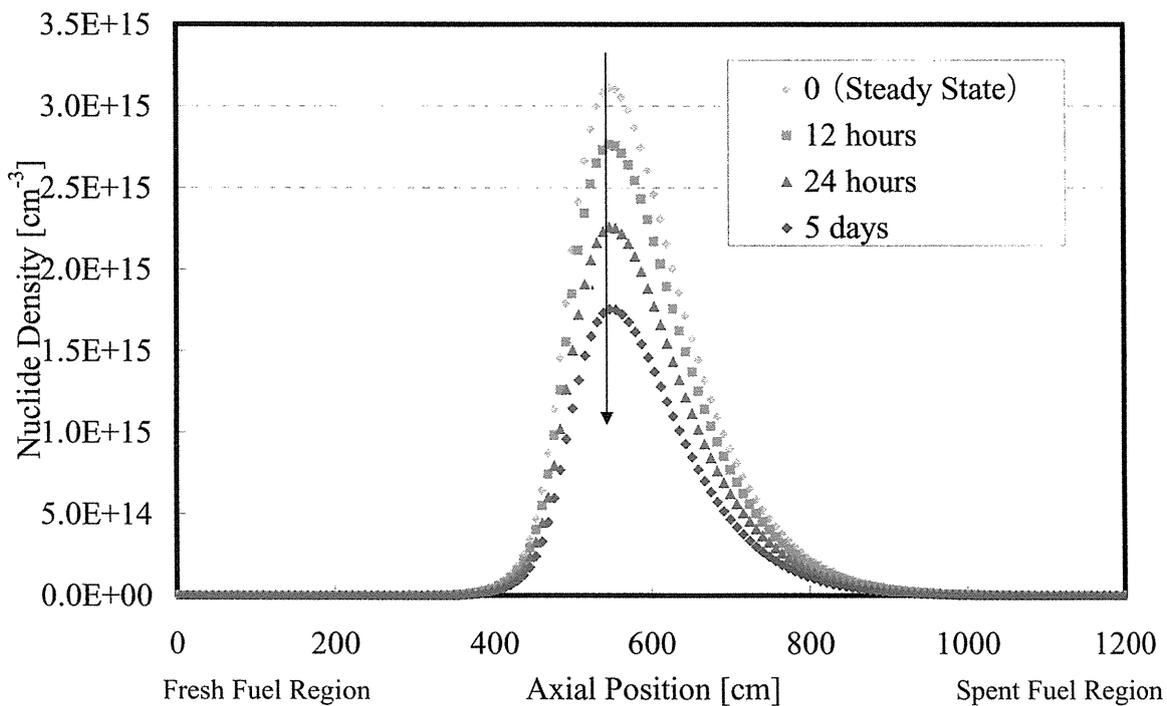


Fig. 4.24 ¹³⁵Xe Nuclide Density Distribution on the Reactor Core Axis for the Thermal Power Half-down Simulation (mesh=1hour)

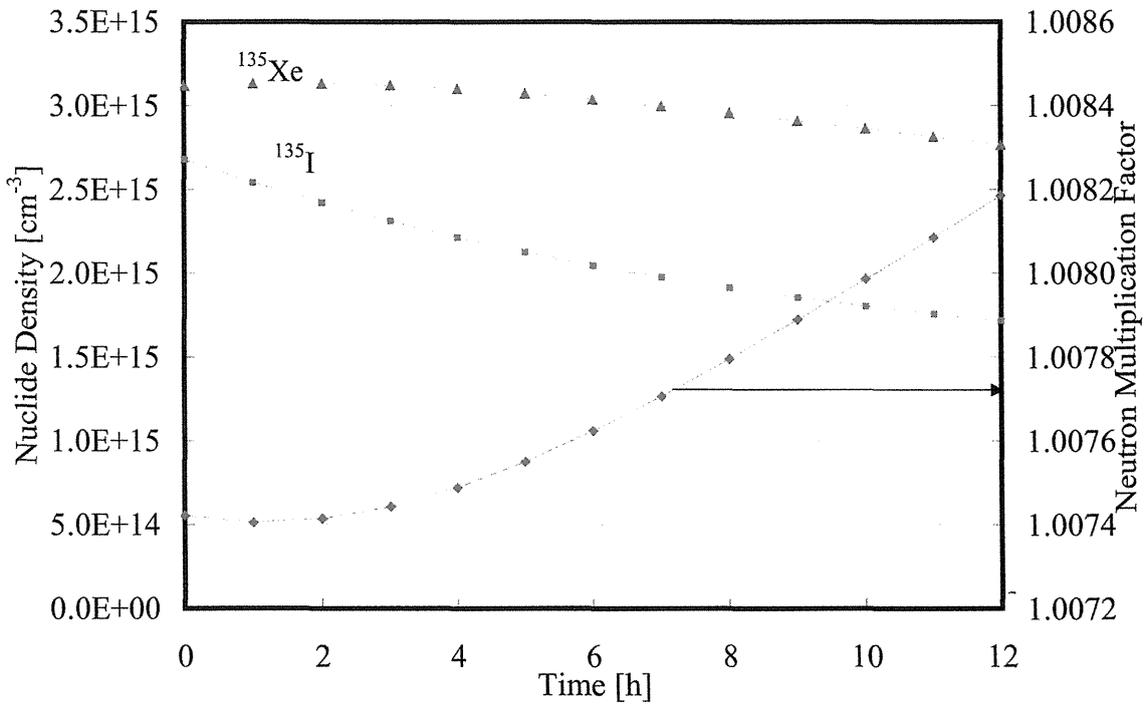


Fig. 4.25 ¹³⁵I and ¹³⁵Xe Nuclide Densities on Maximum Value Position (on the Reactor Core Axis on 548cm from Spent Fuel Side) for the Thermal Power Half-down Simulation (mesh=1hour)

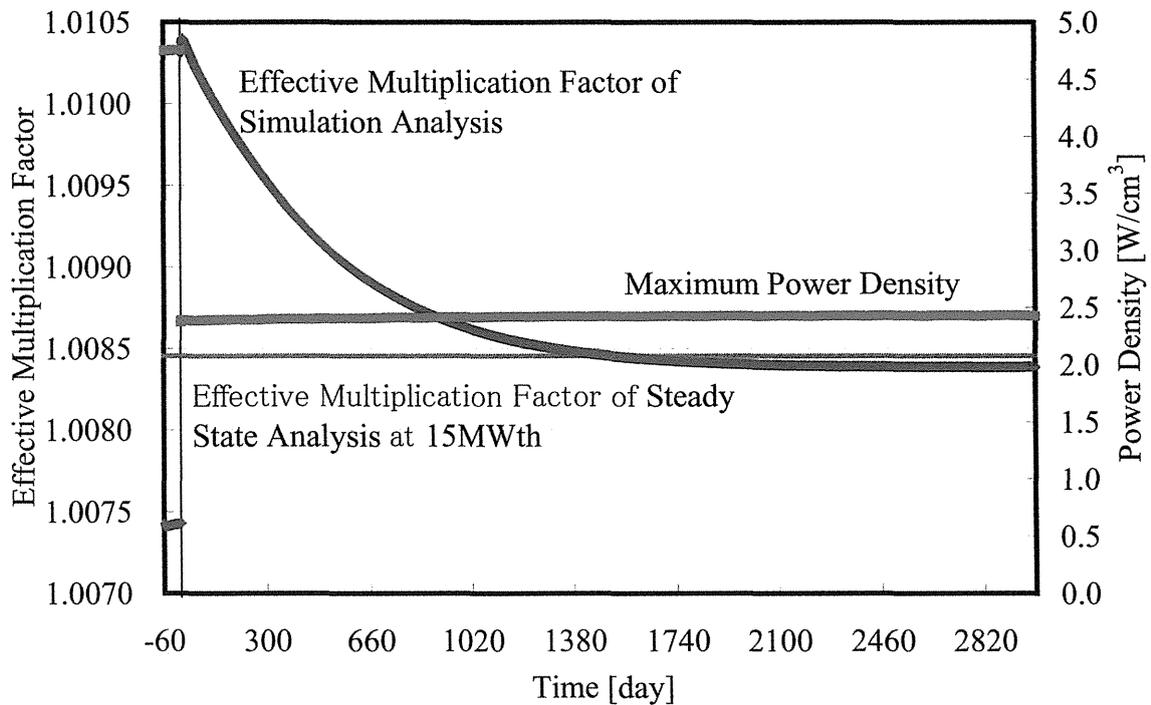


Fig. 4.26 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Thermal Power Half-down Simulation (mesh=1.25day)

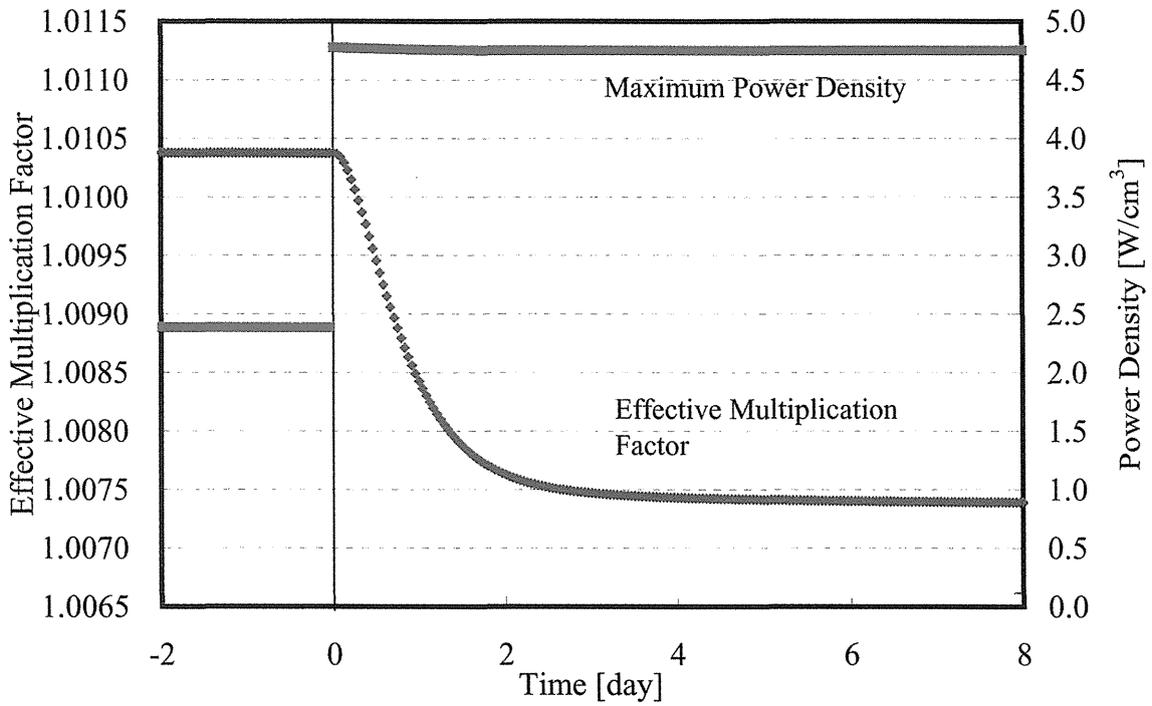


Fig. 4.27 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Thermal Power Return from Half-down Simulation (mesh=1 hour)

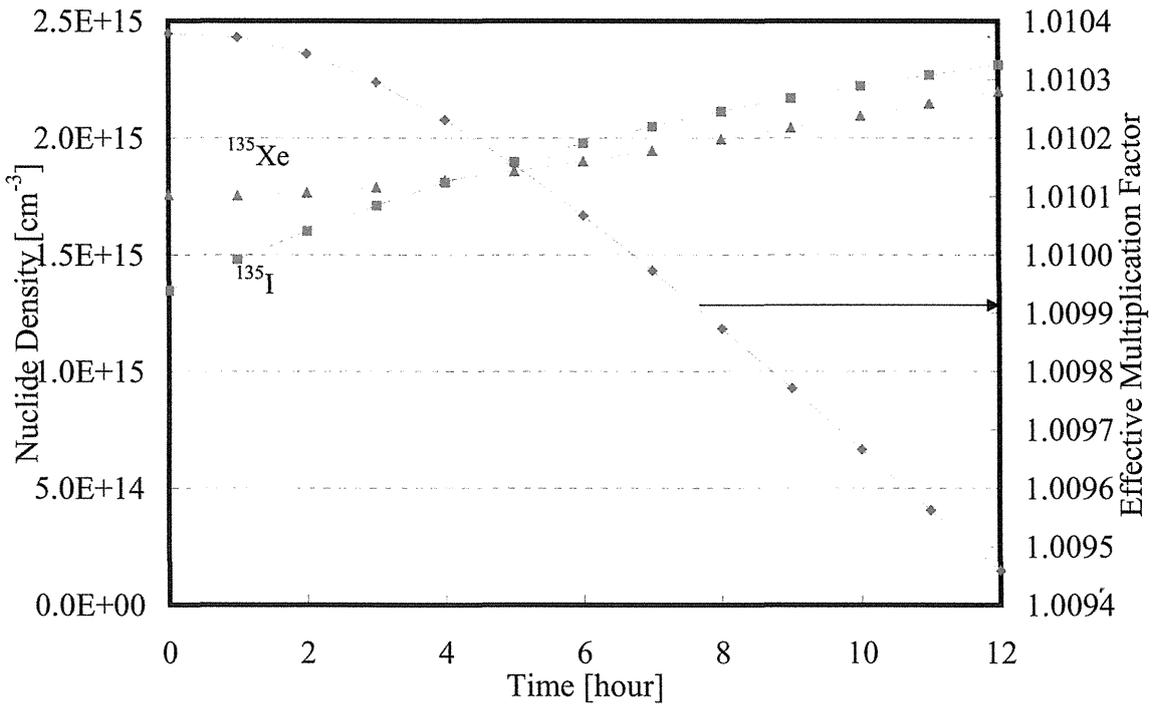


Fig. 4.28 ¹³⁵I and ¹³⁵Xe Nuclide Densities on Maximum Value Position (on the Reactor Core Axis , 548cm from Spent Fuel Side) for the Thermal Power Return from Half-down Simulation (mesh=1 hour)

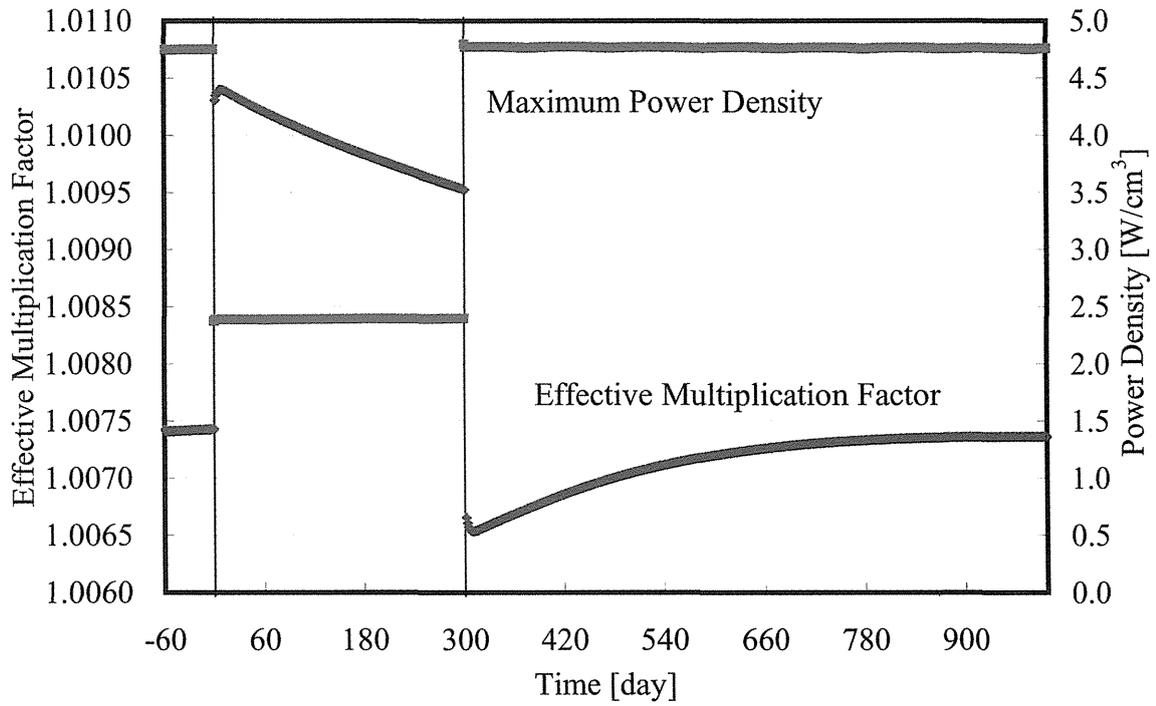


Fig. 4.29 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Thermal Power Half-down and Return Simulation (mesh=1.25 days)

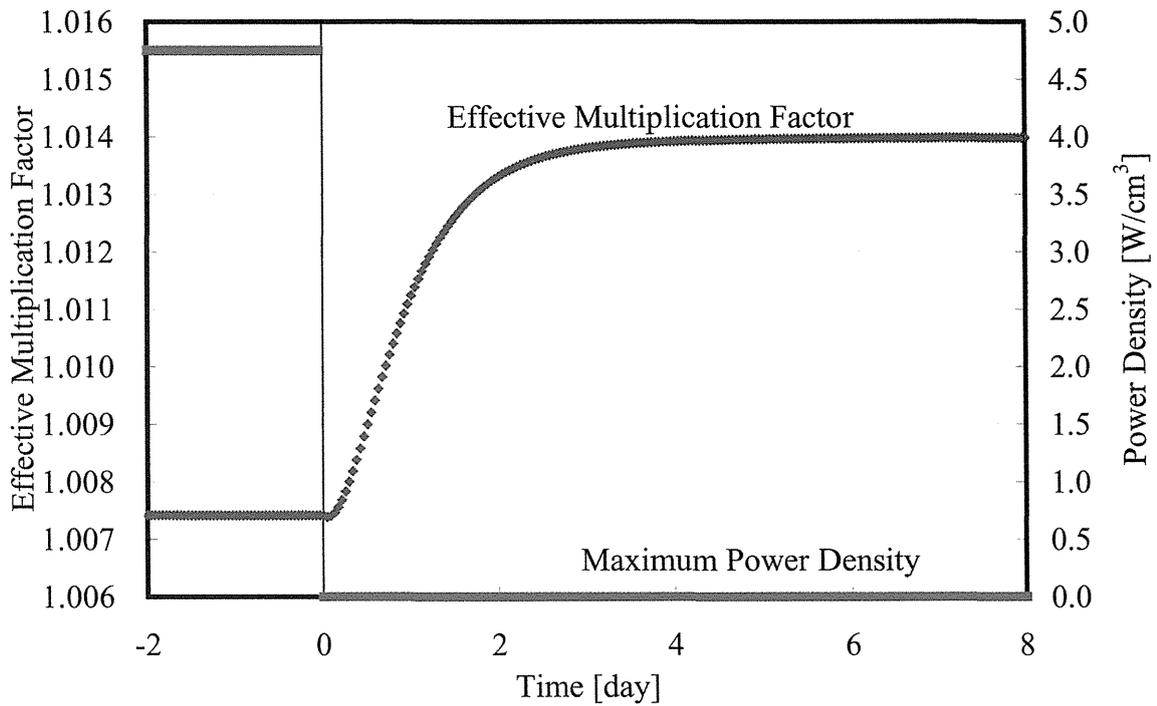


Fig. 4.30 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Shutdown Simulation (mesh=1 hours)

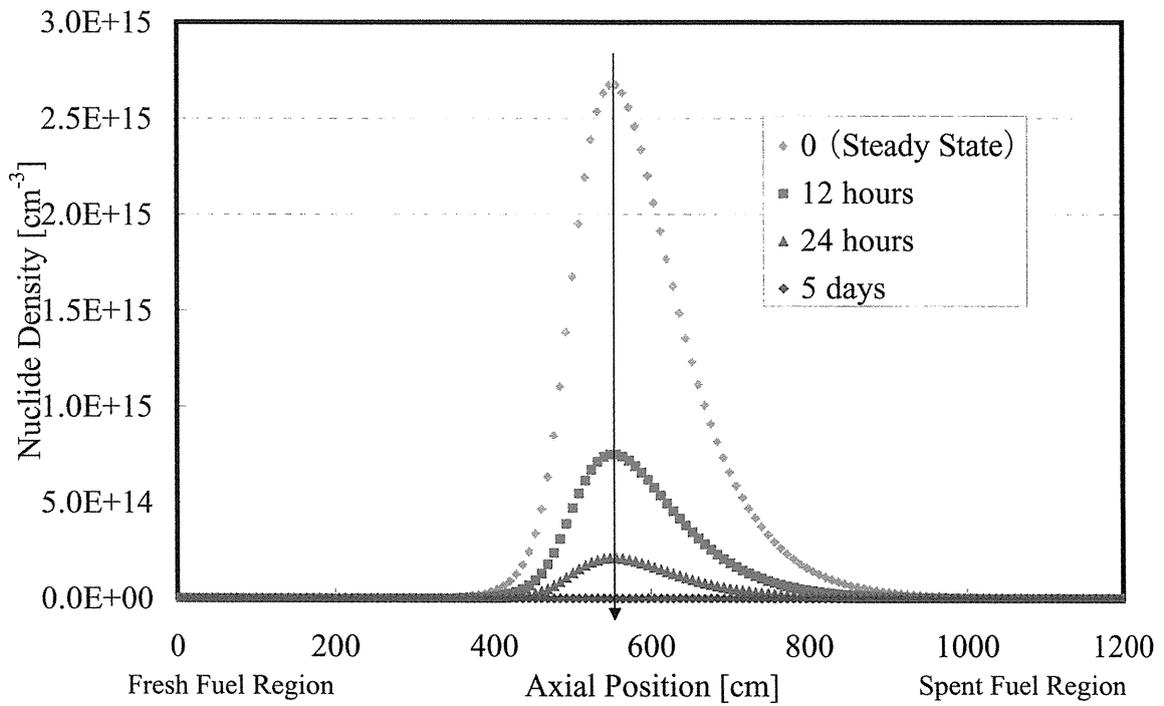


Fig. 4.31 ^{135}I Nuclide Density Distribution on the Reactor Core Axis for the Shutdown Simulation (mesh=1 hour)

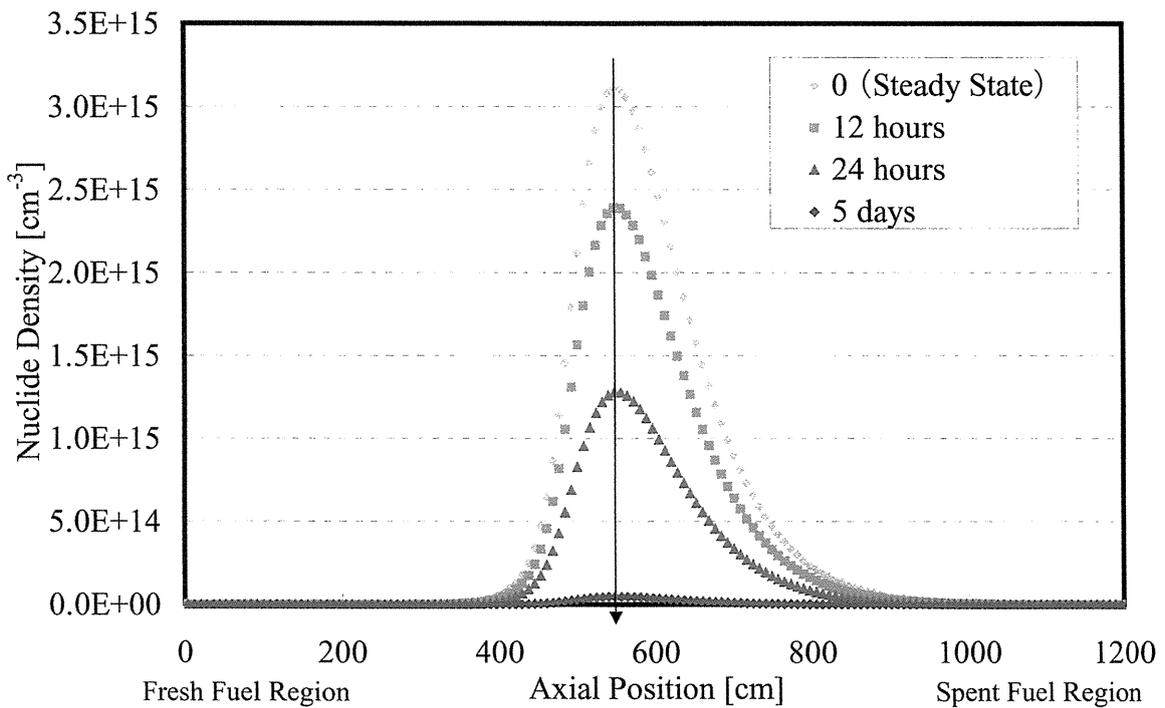


Fig. 4.32 ^{135}Xe Nuclide Density Distribution on the Reactor Core Axis for the Shutdown Simulation (mesh=1 hour)

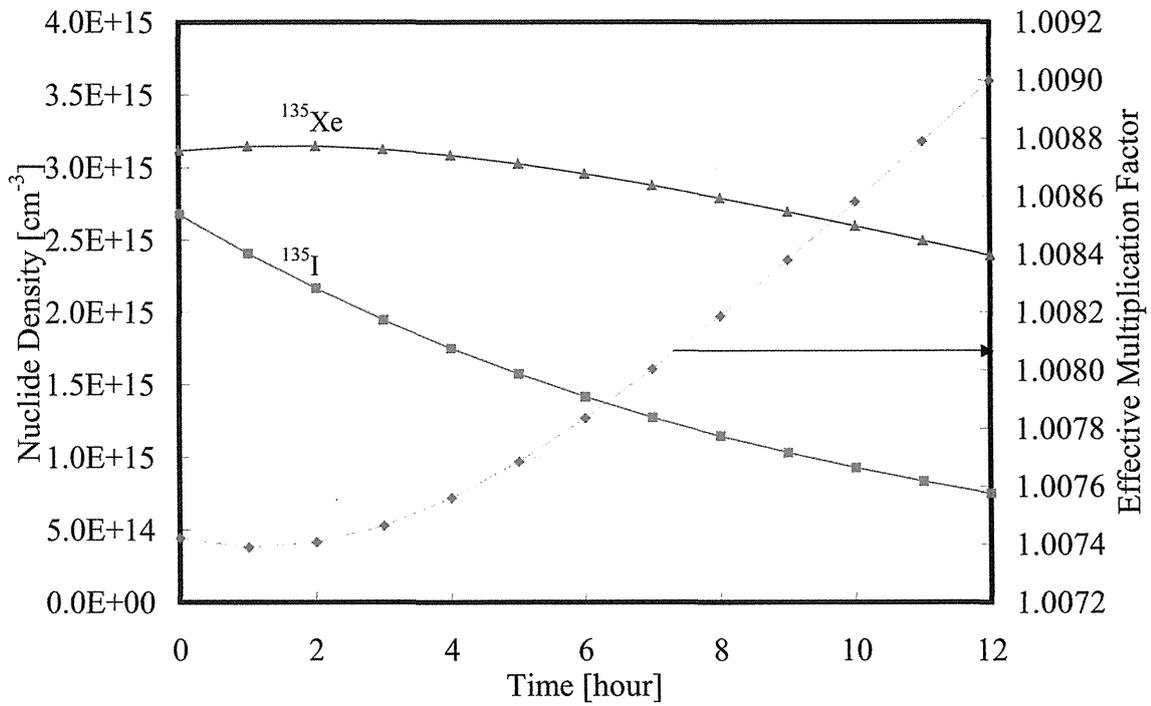


Fig. 4.33 ¹³⁵I and ¹³⁵Xe Nuclide Densities on Maximum Value Position (on the Reactor Core Axis , 548cm from Spent Fuel Side) for the Shutdown Simulation

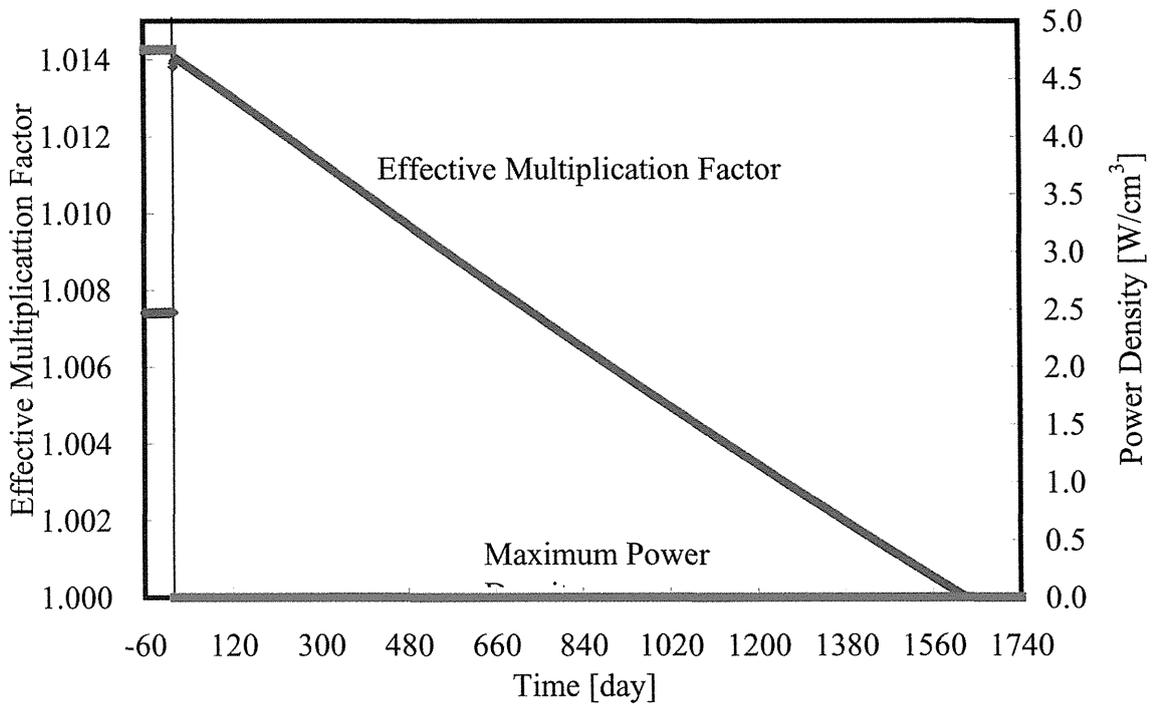


Fig. 4.34 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Shutdown Simulation (mesh=1.25 days)

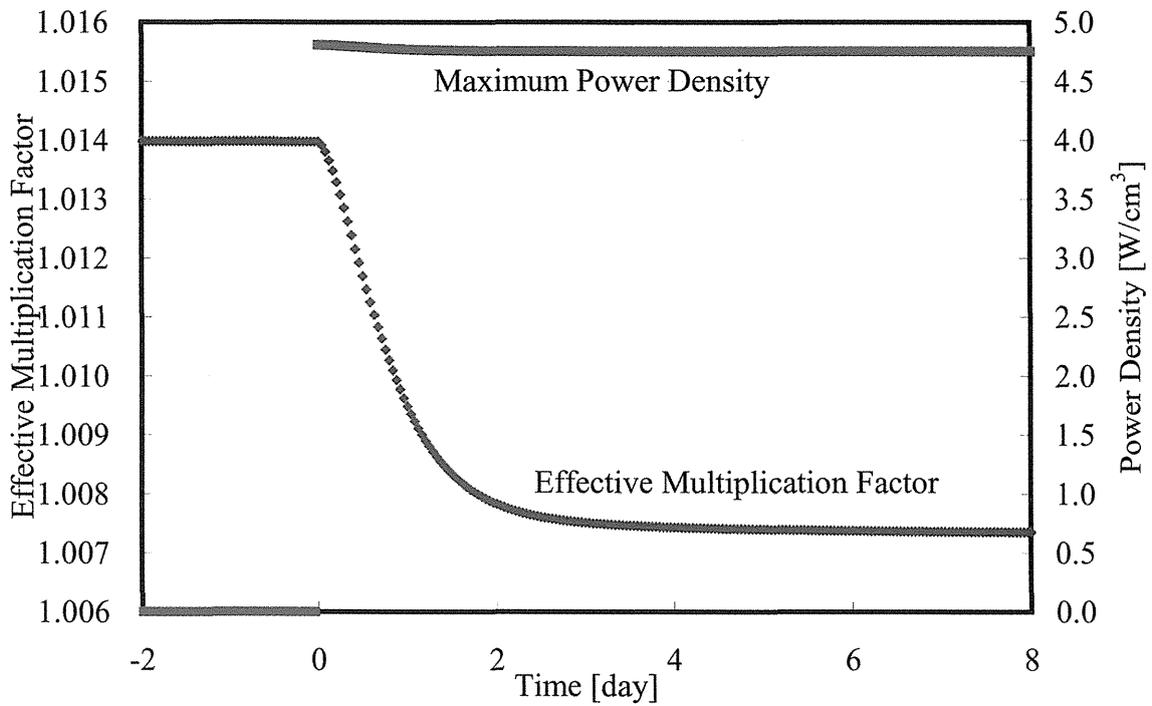


Fig. 4.35 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Restart Simulation (mesh=1 hours)

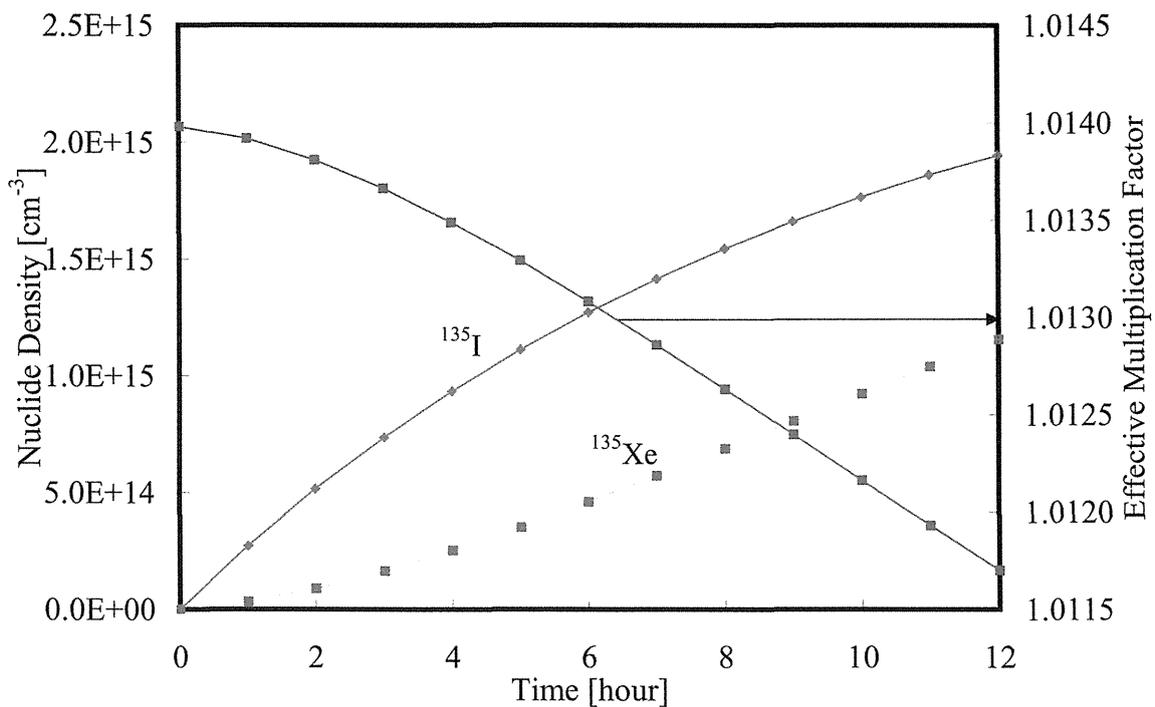


Fig. 4.36 ¹³⁵I and ¹³⁵Xe Nuclide Densities on Maximum Value Position (on the Reactor Core Axis , 548cm from Spent Fuel Side) for the Restart Simulation

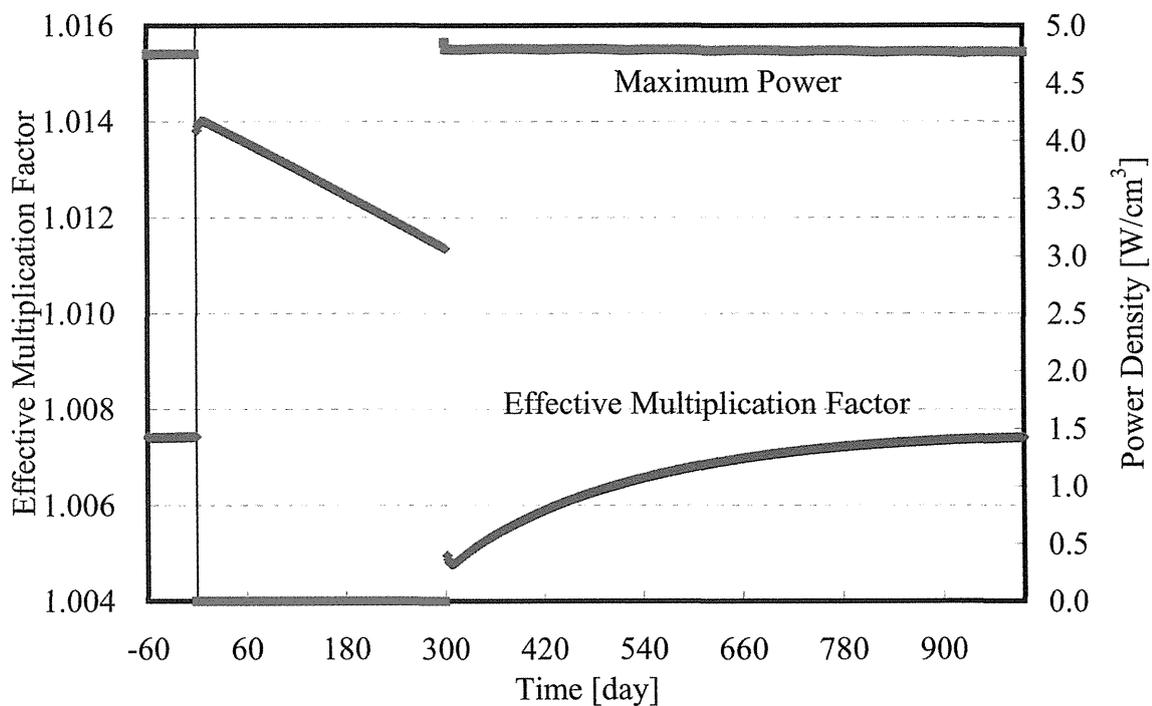


Fig. 4.37 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Shutdown and Restart (from critical condition) Simulation (mesh=1.25 days)

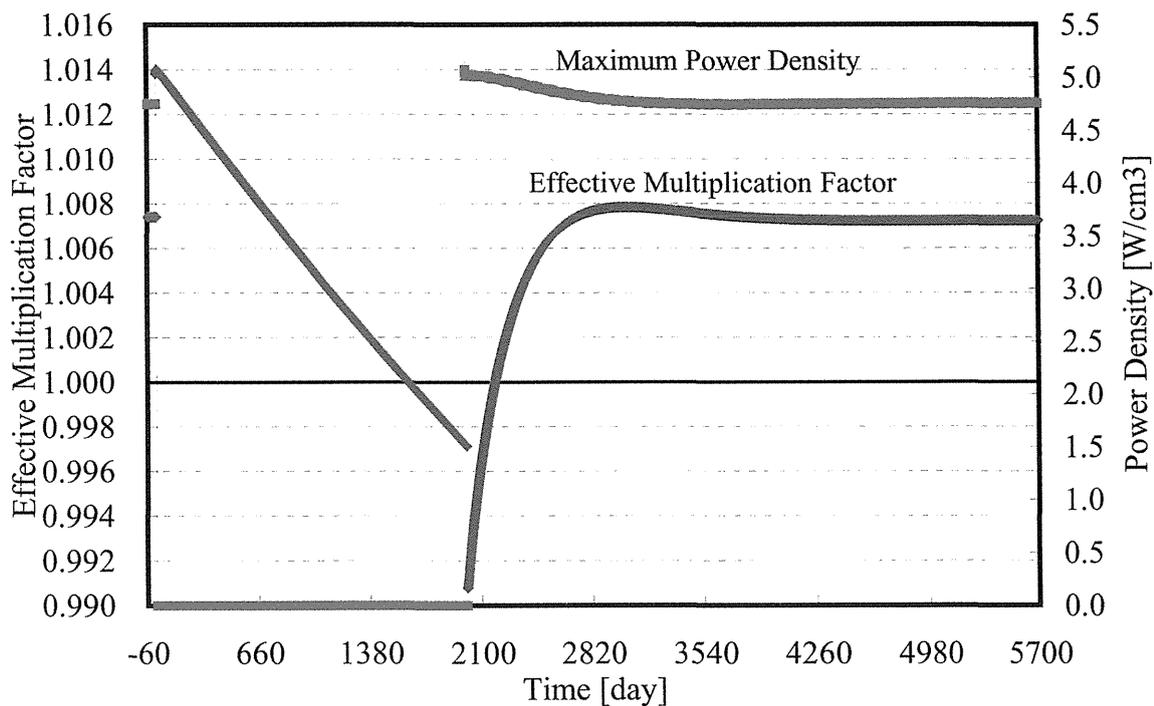


Fig. 4.38 Effective Neutron Multiplication Factor and Power Density for the Shutdown and Restart (from sub critical condition) Simulation (mesh=1.25 days)

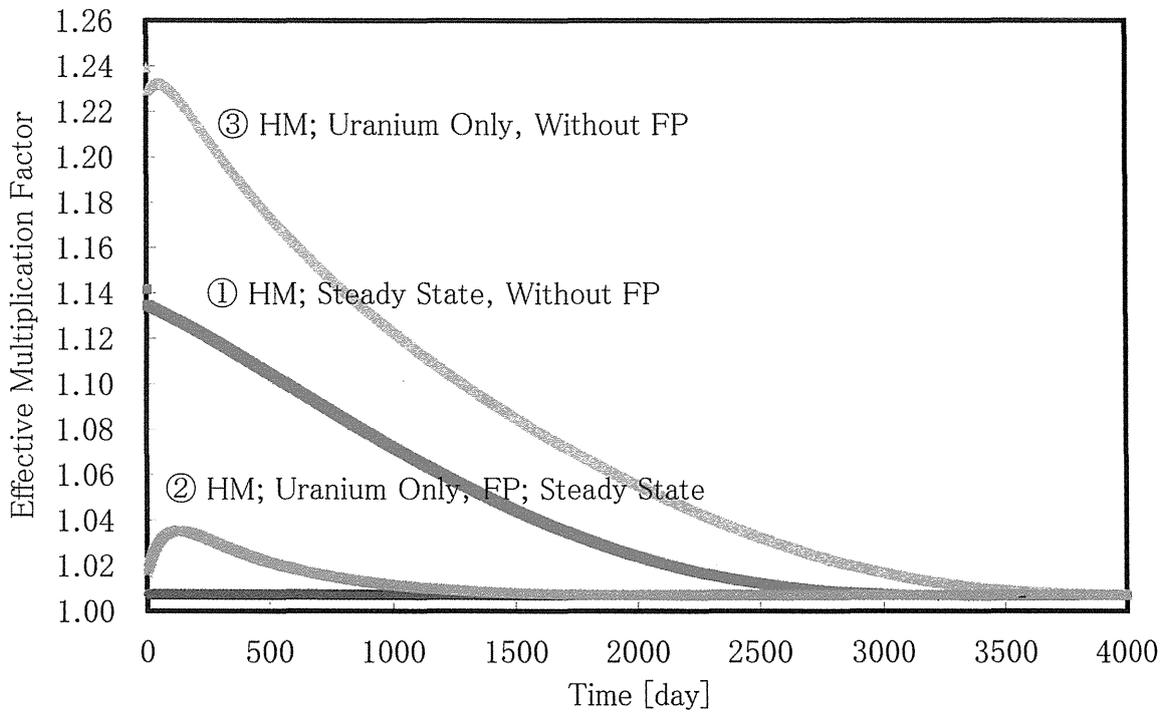


Fig. 4.39 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (Investigation of the reactivity which must be removed)

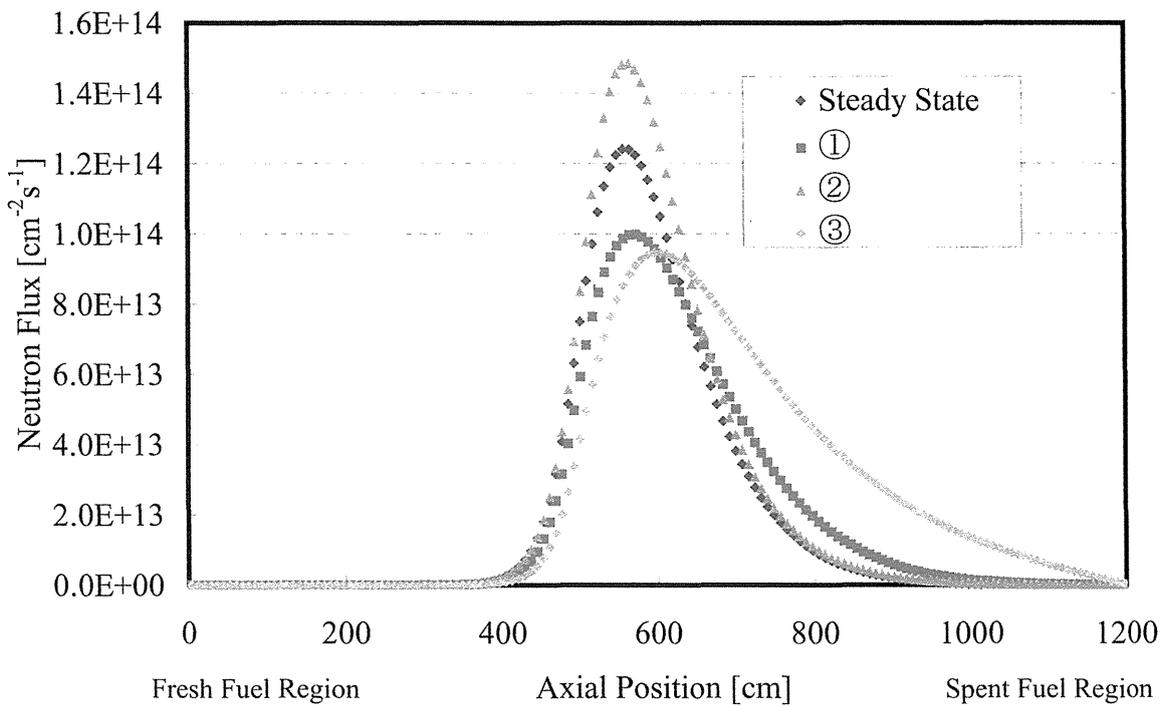


Fig. 4.40 Neutron Flux on the Reactor Core Axis for the Startup Simulation (Investigation of the reactivity which must be removed)

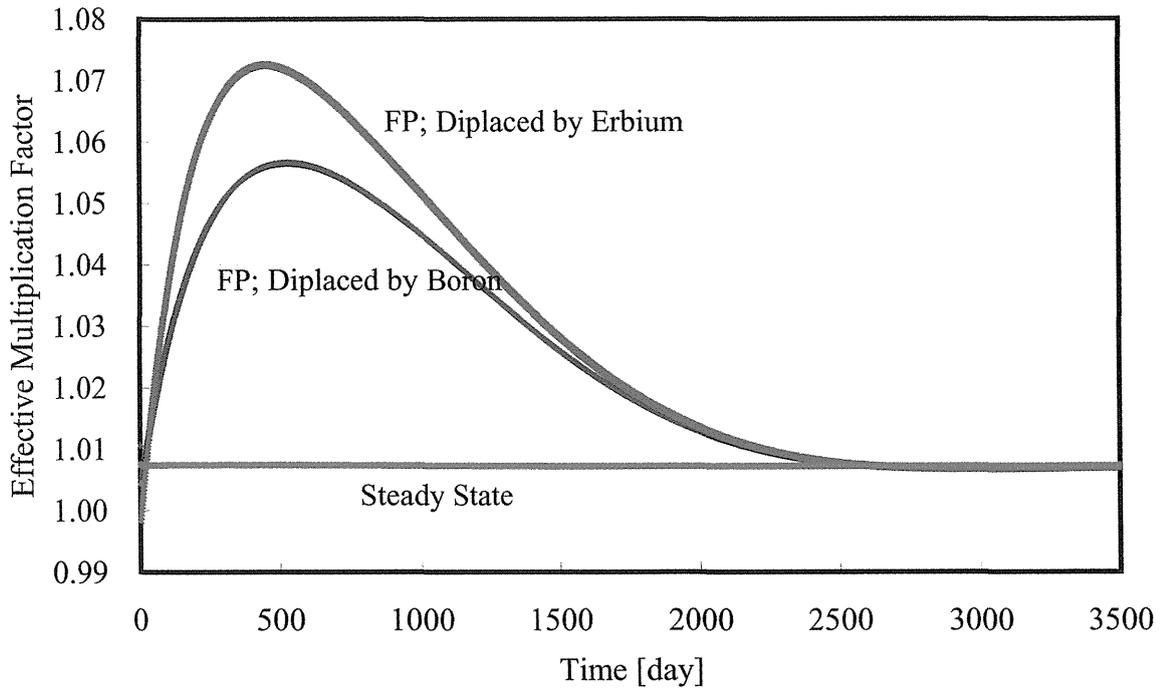


Fig. 4.41 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (FP; Displaced by Boron or Erbium)

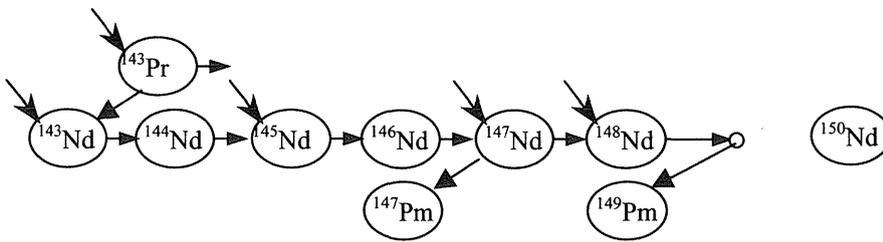


Fig. 4.42 Nuclide Burnup Chain Model for Neodymium

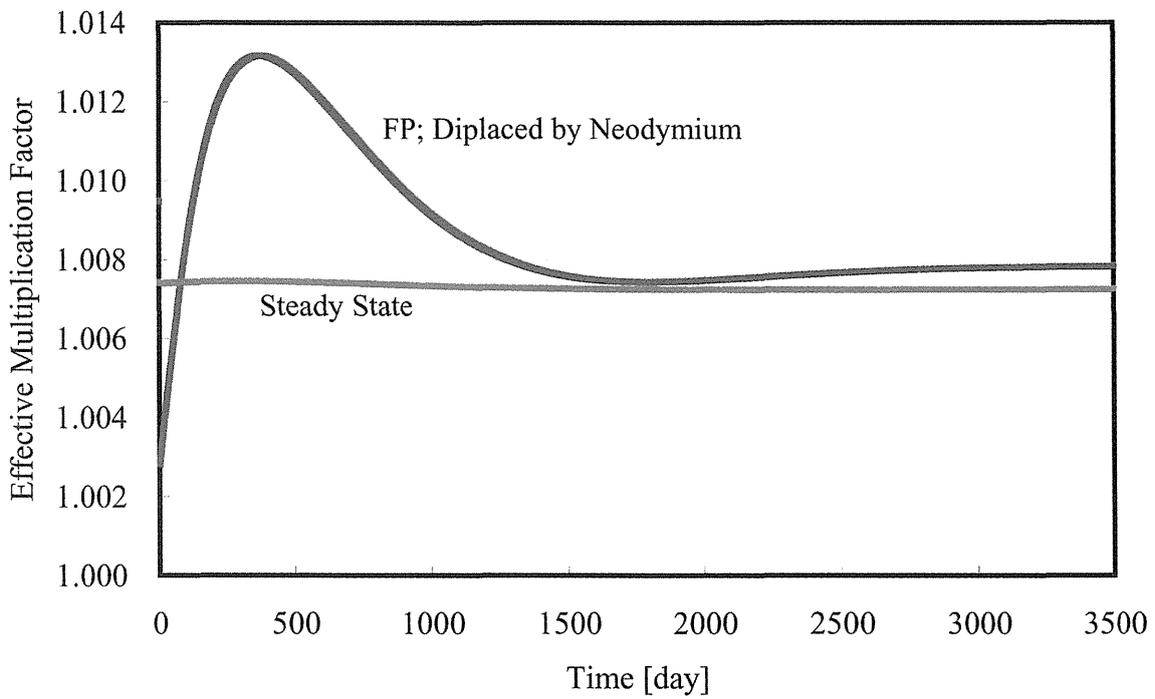


Fig. 4.43 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (FP; Displaced by Neodymium)

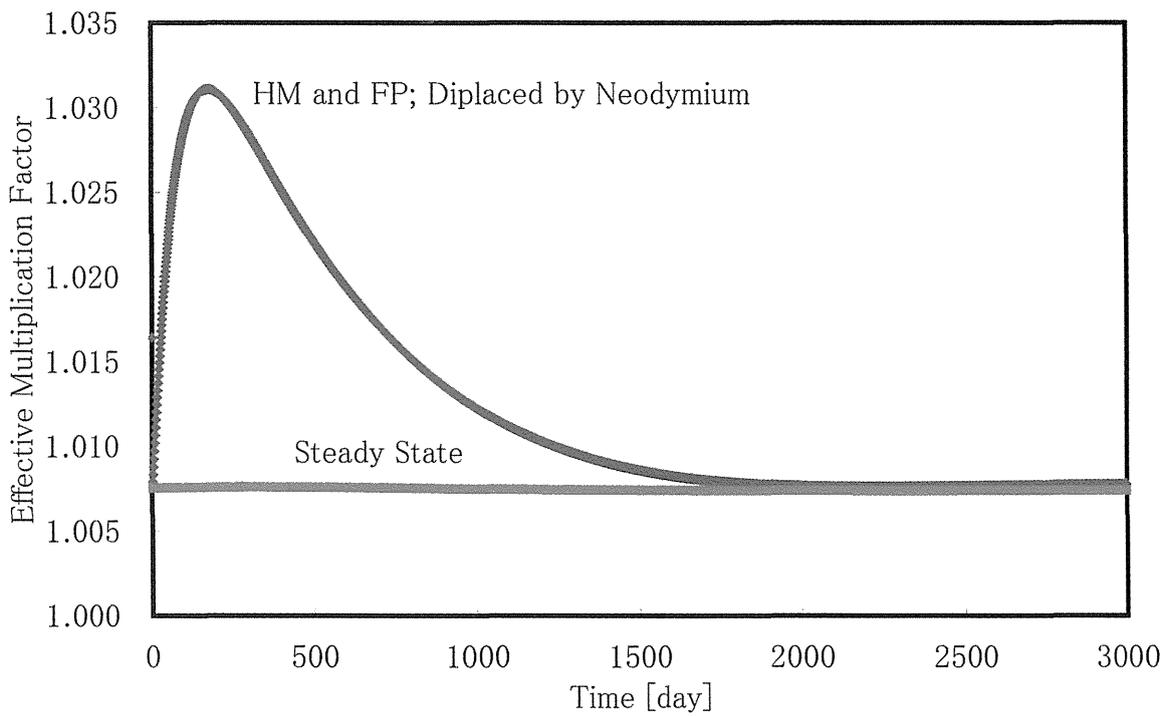


Fig. 4.44 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (HM and FP; Displaced by Neodymium)

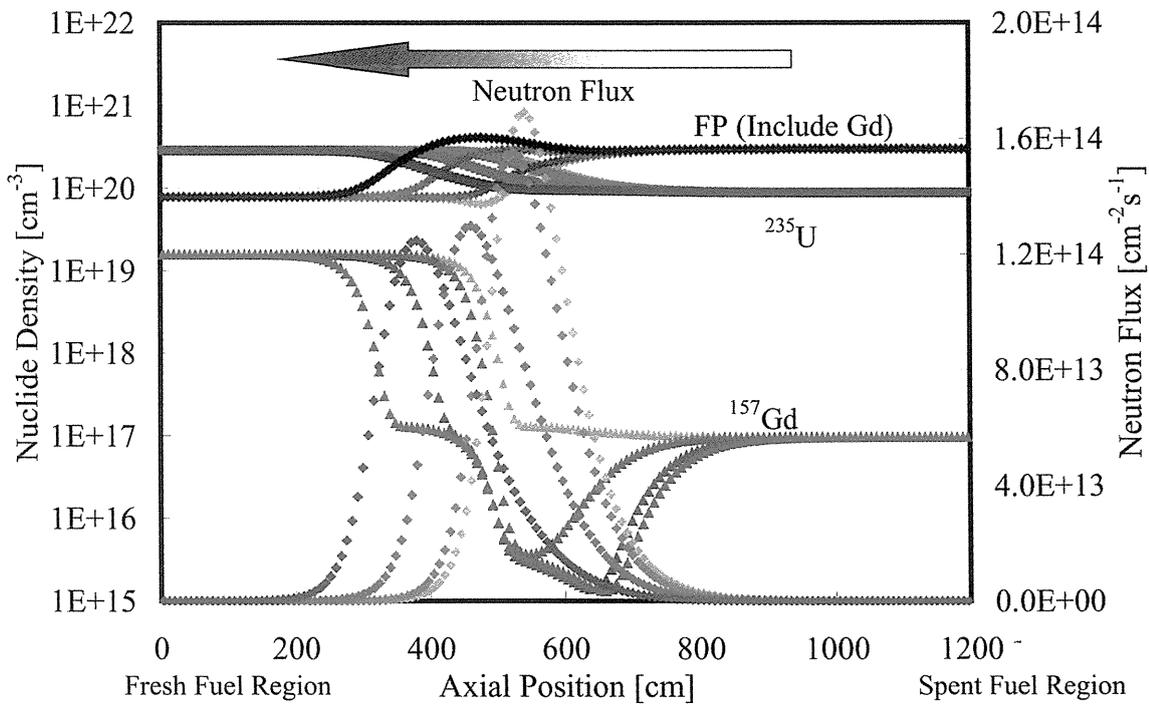


Fig. 4.45 Distributions of Nuclide Densities and Neutron Flux for the Startup Simulation (HM and FP; Displaced by Neodymium)

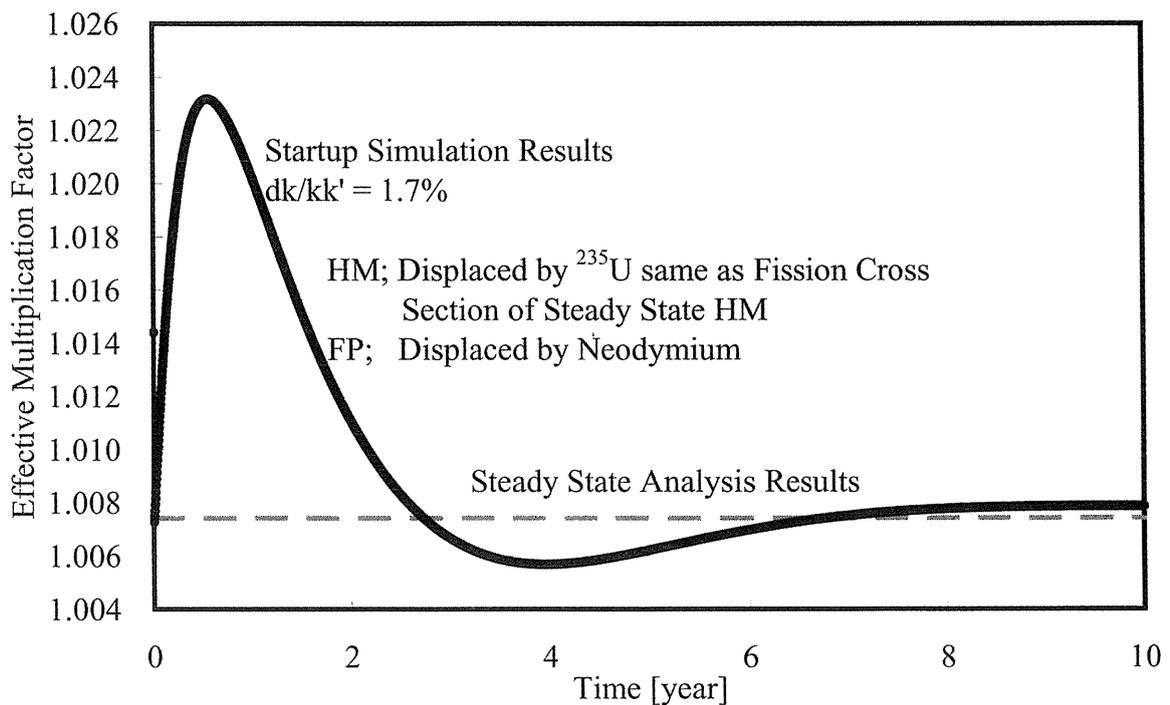


Fig. 4.46 Effective Neutron Multiplication Factor for the Startup Simulation (HM; Displaced by ^{235}U same as Fission Cross Section of Steady State HM, FP; Displaced by Neodymium)

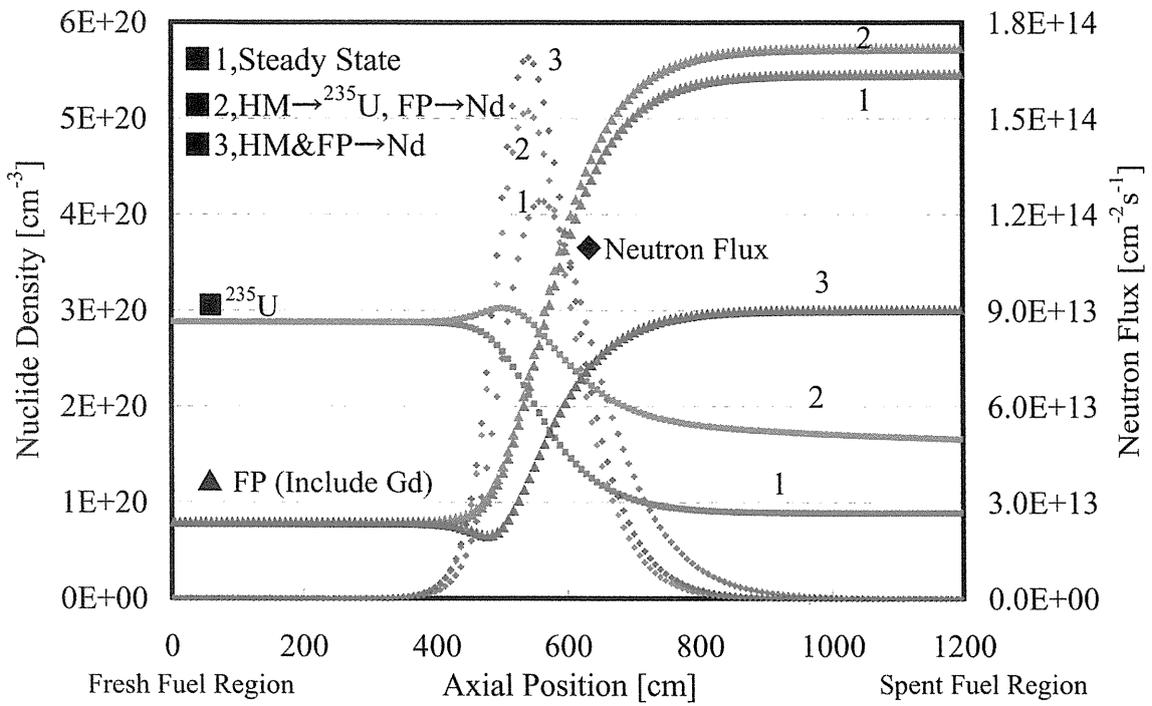


Fig. 4.47 Distributions of Nuclide Densities and Neutron Flux for the Initial Core (1: Steady State, 2: HM; Displaced by ²³⁵U same as Fission Cross Section of Steady State HM, FP; Displaced by Neodymium, 3: HM and FP; Displaced by Neodymium)

付 録

研究成果一覽

A. 投稿論文

〔平成 13 年度〕

1. Hiroshi Sekimoto, Kouichi Ryu and Yoshikane Yoshimura: CANDLE: The New Burnup Strategy; Nucl. Sci. Engin., 139 (2001) 306-317.

〔平成 16 年度〕

2. Y. Ohoka, H. Sekimoto: Application of CANDLE Burnup to Block-type High Temperature Gas Cooled Reactor; Nucl. Engin. and Design, 229[1], 15-23 (2004).
3. E. Greenspan, P. Hejzlar, H. Sekimoto, G. Toshinsky, D.C. Wade: New Fuel Cycle and Fuel Management Options in Heavy Liquid Metal Cooled Reactors; Nucl. Technol. (査読中)
4. Hiroshi Sekimoto and Yutaka Udagawa: Effects of Fuel and Coolant Temperatures and Neutron Fluence on CANDLE Burnup, J. Nucl. Sci. Technol. (査読中)

B. 口頭発表

〔平成 13 年度〕

1. Hiroshi Sekimoto: Applications of “CANDLE” Burnup Strategy to Several Reactors; Proc. of ARWIF-2001 Workshop, Chester UK, October 22-24 2001.

〔平成 14 年度〕

2. H. Sekimoto and K. Tanaka: CANDLE Burnup for Different Core Designs; Proc. of PHYSOR2002: International Conference on the New Frontiers of Nuclear Technology: Reactor Physics, Safety and High-Performance Computing, D0305, Seoul, Korea, October 7-10, 2002.
3. Hiroshi Sekimoto, Kentaroh Tanaka: Application of CANDLE Burnup Strategy to Small Reactors; Trans. American Nuclear Society, 87 (2002).

〔平成 15 年度〕

4. Y. Ohoka, H. Sekimoto: Application of CANDLE Burnup to Block-Type High Temperature Gas Cooled Reactor; Proc. of ICONE11, Tokyo, Japan, April 20-23, 2003.
5. H. Sekimoto, Y. Ohoka: Application of CANDLE Burnup to Block-Fuel High Temperature Gas Reactor; Proc. of ICAPP'03, Cordoba, Spain, May 4-7, 2003.
6. Y. Ohoka, H. Sekimoto: Application of CANDLE Burnup to Block-Type High Temperature Gas Cooled Reactor for Incinerating Weapon Grade Plutonium; Proc. of GENES4/ANP2003, Kyoto, September 15-19, 2003.
7. T. Takada, Y. Udagawa, H. Sekimoto: Simulation Study on CANDLE Burnup Applied to an LBE-Cooled Metallic Fuel Fast Reactor; Proc. of GENES4/ANP2003, Kyoto, September 15-19, 2003.
8. E. Greenspan, P. Hejzlar, H. Sekimoto, G. Toshinsky, D.C. Wade: New Fuel Cycle and Fuel Management Options in Heavy Liquid Metal Cooled Reactors; Proc of ANFM 2003, South

Carolina, October 5-8. 2003.

9. H. Sekimoto: Contribution of CANDLE Burnup to Future Equilibrium Nuclear Energy Utilization; Proc. of GLOBAL 2003, New Orleans, Louisiana, November 16-20, 2003.
10. H. Sekimoto, T. Takada, Y. Udagawa: Startup of CANDLE Burnup in an LBE-Cooled Metallic Fuel Fast Reactor; Proc. of GLOBAL 2003, New Orleans, Louisiana, November 16-20, 2003.

[平成 16 年度]

11. Hiroshi Sekimoto and Yasunori Ohoka: Burnup and Temperature Effects on CANDLE Burnup of Block-Type High Temperature Gas Cooled Reactor, Proc. of 12th International Conference on Nuclear Engineering, ICONE12-49191, April 25-29, 2004, Arlington, Virginia USA (CD) (2004).
12. Hiroshi Sekimoto: Application of "CANDLE" Burnup to Small Fast Reactor, Proc. of 5th International Conference on Nuclear Option in Countries with Small and Medium Electricity Grids, Dubrovnik, Croatia, May 16-20, 2004 (CD) (2004).
13. Yasunori Ohoka: Hiroshi Sekimoto, Simulation Study on CANDLE Burnup of High Temperature Gas Reactor, Trans. American Nuclear Society, 92 (CD) (2004).
14. Hiroshi Sekimoto: Effect of Neutron Spectra and Fuel Burnup on CANDLE Calculation, Trans. American Nuclear Society, 92 (CD) (2004).

C. 原子力学会口頭発表

[平成 13 年度]

1. 田中健太郎、吉村善謙、関本 博：CANDLE 燃焼制御方式に関する研究 (II)；プルトニウム添加燃料型高速炉の検討，日本原子力学会 2001 年秋の大会，G59 (2001)

[平成 14 年度]

2. 田中健太郎，吉村善謙，関本博：GANDLE 燃焼制御方式に関する研究 (III)；プルトニウム添加燃料型高速炉，日本原子力学会 2002 年春の年会，G41 (2002)
3. 大岡靖典，関本博：CANDLE 燃焼制御方式に関する研究 (IV)・高温ガス炉への適用，日本原子力学会 2002 年秋の大会，M23 (2002)

[平成 15 年度]

4. 高田隆史，田中健太郎，吉村善謙，関本博：GANDLE 燃焼制御方式に関する研究 (V)；天然ウラン装荷燃料型高速炉のシミュレーション，日本原子力学会 2003 年春の年会，G59 (2003)
5. 新海克知，田中健太郎，関本博：GANDLE 燃焼制御方式に関する研究 (VI)；小型長寿命高速炉への GANDLE 燃焼の適用，日本原子力学会 2003 年春の年会，G60 (2003)
6. 大岡靖典，関本博：GANDLE 燃焼制御方式に関する研究 (VII)；高温ガス炉による兵器級プルトニウム燃焼への適用，日本原子力学会 2003 年春の年会，G61 (2003)
7. 宇田川豊，関本博：CANDLE 燃焼制御方式に関する研究 (VIII)・温度及び燃焼度の影響，日本原子力学会 2003 年秋の大会，E25 (2003)
8. Ismail, Yasunori Ohoka, Toru Obara, Hiroshi Sekimoto: Temperature Effects on CANDLE Burnup of High Temperature Gas Cooled Reactor, 日本原子力学会 2003 年秋の大会，E26 (2003)

9. Marijus Svirskas, Hiroshi Sekimoto: CANDLE burnup strategy application to thorium fuel, 日本原子力学会2003年秋の大会, E27(2003)

[平成 16 年度]

- 1 0. 大岡靖典, 関本博: CANDLE 燃焼制御方式に関する研究(IX)高温ガス炉の CANDLE 燃焼シミュレーション, 日本原子力学会 2004 年春の年会, 044(2004)
- 1 1. 富田賢, 関本博: CANDLE 燃焼制御方式に関する研究(X)小型高速炉への CANDLE 燃焼方式の適応シミュレーション, 日本原子力学会 2004 年春の年会, 045(2004)
- 1 2. 山崎真, 関本博: CANDLE 燃焼制御方式に関する研究(XI)鉛ビスマス冷却高速炉の事故解析, 日本原子力学会 2004 年春の年会, 046(2004)
- 1 3. 宇田川豊, 関本博: CANDLE 燃焼制御方式に関する研究(XII)鉛ビスマス冷却・金属及び窒化物燃料高速炉の事故解析, 日本原子力学会 2004 年春の年会, 047(2004)
- 1 4. 関本博, 小原徹: CANDLE 燃焼方式の種々の原子炉への適応に関する研究, 日本原子力学会 2005 年秋の大会, C14(2004)

特許

- (1) 関本 博, 特許第 3433230 号, 原子炉の炉心およびその炉心における核燃料物質の取替方法, 平成 15 年 5 月 30 日.
- (2) 関本 博, 特許第 3463100 号, 原子炉の炉心における核燃料物質の取替方法, 平成 15 年 8 月 22 日.

This is a blank page.

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンズ	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量等量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV=1.60218×10⁻¹⁹J
1 u=1.66054×10⁻²⁷kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バーン	b
バル	bar
ガロン	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å=0.1nm=10⁻¹⁰m
1 b=100fm²=10⁻²⁸m²
1 bar=0.1MPa=10⁵Pa
1 Gal=1cm/s²=10⁻²m/s²
1 Ci=3.7×10¹⁰Bq
1 R=2.58×10⁻⁴C/kg
1 rad=1cGy=10⁻²Gy
1 rem=1cSv=10⁻²Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版, 国際度量衡局1985年刊行による。ただし, 1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里, ノット, アール, ヘクトールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは, JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令では bar, barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N(=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s(N·s/m²)=10 P(ポアズ)(g/(cm·s))

動粘度 1 m²/s=10⁴St(ストークス)(cm²/s)

圧	MPa(=10bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg(Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062×10 ³	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322×10 ⁻⁴	1.35951×10 ⁻³	1.31579×10 ⁻³	1	1.93368×10 ⁻²
	6.89476×10 ⁻³	7.03070×10 ⁻²	6.80460×10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J(=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778×10 ⁻⁷	0.238889	9.47813×10 ⁻⁴	0.737562	6.24150×10 ¹⁸
	9.80665	1	2.72407×10 ⁻⁶	2.34270	9.29487×10 ⁻³	7.23301	6.12082×10 ¹⁹
	3.6×10 ⁶	3.67098×10 ⁵	1	8.59999×10 ⁵	3412.13	2.65522×10 ⁶	2.24694×10 ²⁵
	4.18605	0.426858	1.16279×10 ⁻⁶	1	3.96759×10 ⁻³	3.08747	2.61272×10 ¹⁹
	1055.06	107.586	2.93072×10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515×10 ²¹
	1.35582	0.138255	3.76616×10 ⁻⁷	0.323890	1.28506×10 ⁻³	1	8.46233×10 ¹⁶
	1.60218×10 ⁻¹⁹	1.63377×10 ⁻²⁰	4.45050×10 ⁻²⁶	3.82743×10 ⁻³⁰	1.51857×10 ⁻²²	1.18171×10 ⁻¹⁹	1

1 cal= 4.18605J (計量法)
= 4.184J (熱化学)
= 4.1855J (15℃)
= 4.1868J (国際蒸気表)
仕事率 1 PS(馬力)
= 75 kgf·m/s
= 735.499W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270×10 ⁻¹¹
	3.7×10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58×10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

CANDLE 燃焼方式の種々の原子炉への適応に関する研究

(原子力基礎研究

H13-002)

(委託研究)