

JAERI-M

9 4 7 3

ガス冷却高速炉における水蒸気の炉心
侵入による反応度効果

1981年5月

吉田 弘幸・飯島 進・太田 文夫*・堀田 雅一**

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

ガス冷却高速炉における水蒸気の炉心侵入による反応度効果

日本原子力研究所動力炉開発・安全性研究管理部

吉田弘幸・飯島 進・太田文夫*・堀田雅一**

(1981年4月9日受理)

水蒸気侵入反応度効果は、仮想的事故の際に2次冷却系の水蒸気が冷却材チャンネルを通してGCFRの炉心とブランケットに侵入することによって生ずる反応度効果である。この反応度効果は、LMFBRのNaボイド反応度効果と同様に、GCFRのもっとも重要な安全性関連物理パラメータの1つと考えられている。

GA社の設計になる300MWe GCFRと1000MWe GCFRについて、燃焼、燃料温度、制御棒などの影響を考慮しながら、水蒸気侵入反応度効果の検討評価を行なった。この計算は、R-Z体系に対するexact perturbation theoryに基き、核断面積としてJAERI-Fast 25群定数セットVersion IIを用いた。また、採用したデータと解析方法による不確さを評価するため、燃料ピンの非均質配列の効果、核データとその群定数作成処理方法の相違による効果についての詳細な検討を行なうと共に、予測精度を把握するためにZPR-9での水蒸気侵入反応度効果の実験結果を解析した。

この結果、以下に述べる結論が得られた。

(1) 燃料温度の低いコールドクリーン状態において、制御棒挿入がなければ、水蒸気侵入反応度効果はBOLにおける1000MWe GCFRに対して非常に大きな正の値となるが、300MWe GCFRに対しては負である。この正の反応度効果は、侵入する水蒸気密度の増加と共に、益々大きくなる。

(2) 炉心内に制御棒が挿入されていれば、上述の1000MWe GCFRに対する大きな正の反応度効果は非常に減少する。

(3) 燃料温度が高温となる全出力運転状態では、上述の正の反応度効果の問題は、更に一層緩和される。これは、 ^{238}U 中性子捕獲断面積のドップラー効果による低エネルギー領域の中性子吸収増加によって生ずる。

* 外来研究員；東北経営計算センター（株）

** 外来研究員；情報システム研究所（株）

(4) 燃焼に伴って、300 MWe GCFR と 1000 MWe GCFR 共に、炉心に制御棒が挿入されていなくても、その水蒸気侵入反応度効果は益々負になる。これは、燃焼に伴う核分裂生成物蓄積による低エネルギー領域での中性吸収増加によって生ずる。

実験結果と解析結果の比較を含むより詳細な検討によると、上に得られた基準計算による結果は正の方向に 1% $\Delta K/K$ 以上動かす必要があるが、それを考慮しても、水蒸気侵入反応度効果は、以前考えられていたほど GCFR における重要な物理量ではありえない。

この論文には、また、ウラン・サイクルとトリウム・サイクルに基づく GCFR の水蒸気侵入反応度効果について比較検討している。

The Reactivity Effects of Steam Ingress into the Core
of Gas-Cooled Fast Reactors

Hiroyuki YOSHIDA, Susumu IIJIMA, Fumio OHTA* and Masakazu HOTTA**

Division of Power Reactor Projects, JAERI

(Received April 9, 1981)

Steam ingress reactivity effect is caused by steam ingress into the core of GCFRs through coolant channels from the secondary coolant system during a hypothetical accident. This reactivity effect in GCFR can be considered one of the most important safety-related physics parameters as is the sodium void reactivity effect in LMFBR.

The steam ingress reactivity effects have been studied for 300 MWe and 1000 MWe GCFR designed at General Atomics in US., taking account of the influences of fuel burnup, fuel temperature and the presence of control rods. The calculations have been made basing on the exact perturbation theory in R-Z geometry together with JAERI-Fast 25 group constants set Version 2. In addition, to asses the uncertainties associated with the data and methods, some detailed investigations have been made on the influences of heterogeneous arrangement of fuel pins in a subassembly, and of differences in nuclear data and their processing methods to produce group constants. And also the measurements of the concerned reactivity effects at ZPR-9 have been analysed to understand our predicting accuracy.

From this study, the following conclusions were drawn :

- (1) In the cold clean state at low fuel temperature with no control rods present, the steam ingress reactivity effect is most positive for 1000 MWe GCFR at BOL but is negative for 300 MWe GCFR. The positive reactivity effect increases as the steam density increases.
- (2) The presence of control rods in the core significantly reduces the large positive reactivity effect for 1000MWe GCFR mentioned above.

* On leave from Tohoku Management Computing Centre Ltd.

** On leave from Information System Laboratory Ltd.

(3) In the full power operating state at high fuel temperature, further reduction of the positive reactivity effect can be expected mainly due to increase of neutron absorption in the lower energy region through Doppler effect of ^{238}U capture cross-sections.

(4) The steam ingress reactivity effect becomes much more negative for 300 MWe and 1000 MWe GCFRs as fuel burnup proceeds, even if no control rods is inserted in the core. This is also due to increase of neutron absorption in the lower energy region through fission product accumulation with burnup.

Although the detailed investigations including analysis of experiments indicate that the reactivity effects obtained by the basic calculations should be moved toward positive direction by more than 1 % $\Delta k/k$, the steam ingress reactivity effect could not be so important in GCFRs as previously considered.

The present paper also includes a comparison of the steam ingress reactivity effect between GCFRs with uranium and thorium cycles.

Keywords: Gas Cooled Fast Reactors, Reactivity Effects, Steam Ingress, Exact Perturbation Theory, Reactor Constants, Fuel Temperature, Burnup, Diffusion Equation, Thorium Cycles, Comparative Evaluations, Computer Codes

目 次

1. 序 論	1
2. 炉心侵入水蒸気量モデルと水蒸気侵入反応度効果の解析法	2
2.1 原子炉体系のモデル化	2
2.2 炉心侵入水蒸気量モデル	3
2.3 水蒸気侵入反応度効果の解析法	4
3. 水蒸気侵入反応度効果の炉運転状態依存性	11
3.1 水蒸気侵入反応度効果の燃焼依存性	11
3.2 水蒸気侵入反応度効果の運転温度依存性	13
3.3 水蒸気侵入反応度効果の制御棒挿入効果	15
3.4 ま と め	16
4. 水蒸気侵入反応度効果の燃料非均質配列効果	35
4.1 非均質効果の解析方法	35
4.2 解析結果と検討	38
5. 水蒸気侵入反応度効果に対する群定数の影響	51
5.1 エネルギー群数に関する検討	51
5.2 核データと水蒸気侵入反応度効果	54
6. GCFRの水蒸気侵入反応度に関する実験解析	69
6.1 実験の概要と実験値	69
6.2 解析手順	70
6.3 解析結果と検討	70
7. Th利用GCFRの水蒸気侵入反応度効果	79
7.1 原子炉モデルと計算方法	79
7.2 Th利用GCFRの一般的核特性	80
7.3 Th利用GCFRの水蒸気侵入反応度効果	81
8. 結 論	95
参考文献	97
Appendix	99

Contents

1.	Introduction	1
2.	Amount of steam ingress into GCFR core and calculational method of steam ingress reactivity effect	2
2.1	GCFR models	2
2.2	Amount of steam ingress into GCFR core	3
2.3	Calculational method	4
3.	Dependence of reactor operational conditions on steam ingress reactivity effect	11
3.1	Burnup effect on steam ingress reactivity effect	11
3.2	Reactor operation temperature effect on steam ingress reactivity effect	13
3.3	Effect of control rod insertion on steam ingress reactivity effect	15
3.4	Summary	16
4.	Effects of heterogeneous fuel pin arrangement on steam ingress reactivity effects	35
4.1	Calculational method of heterogeneity effect	35
4.2	Results and discussions	38
5.	Influence of selected group constants set on steam ingress reactivity effect	51
5.1	Investigation on number of energy groups of cross-section set	51
5.2	Effect of different nuclear data library on steam ingress reactivity effect	54
6.	Analysis of steam ingress reactivity effect measurements	69
6.1	Outline of experiments and measured values	69
6.2	Analytical method	70
6.3	Analysed results and discussions	70
7.	Steam ingress reactivity effects of Th-fuelled GCFRs	79
7.1	Reactor model and calculational method	79
7.2	General neutronics of Th-fuelled GCFRs	80
7.3	Steam ingress reactivity effects of Th-fuelled GCFRs	81
8.	Conclusions	95
	References	97
	Appendix	99

1. 序 論

ガス冷却高速炉 (GCFR) は He を冷却材とする高速炉である。この He は化学的に不活性であり、かつ放射化されない物質であることから、GCFR には LMFBR で設けられる中間熱交換器を必要としない。このことは、1 次系の冷却材 He によって運ばれる熱は蒸気発生器の伝熱管を介して直接 2 次系の高圧水蒸気に伝達されることを意味する。したがって、蒸気発生器伝熱管の破損によって、2 次系のより高圧の水蒸気が 1 次系に流入し、炉心を侵す可能性がある。このことによって、GCFR の持つ反応度が大きく変化する。この反応度変化は水蒸気侵入反応度効果 (Steam Ingress Reactivity Effect) と称され、多量の水蒸気侵入によっては非常に大きな正の効果をもたらす可能性があり、LMFBR における Na ボイド反応度効果と同様に、GCFR における安全性に対する重要因子であると考えられている。この意味で、米国の ZPR-9 臨界実験装置⁽¹⁾⁻⁽³⁾、スイスの PROTEUS 炉⁽⁴⁾ において水蒸気侵入反応度効果の実験が実施されてきた。

本論文では、水蒸気侵入反応度効果が GCFR の安全性上重要な因子になりうるかを、燃焼状態、運転温度、制御棒挿入状態を考慮しながら、総合的な検討を加えている。また、解析手法、核断面積を検討すると共に、実験結果の解析を行なうことによって、水蒸気侵入反応度効果の予測精度を明確にするよう努めた。

本論文を構成する各章の概要は以下の通りである。

第 2 章においては、炉心サイズの異なる 300 MWe と 1000 MWe の GCFR の 2 次元 R-Z 核計算モデルを作成し、水蒸気がどの程度炉心に侵入する可能性があるかを Torri, Eisemann の推定に基きモデル化をすると共に、状態の相違を明らかにできる水蒸気侵入反応度効果の 1 次摂動論に基き定式化を行なった。

第 3 章においては、第 2 章において導出した解析法を用い、水蒸気の炉心侵入量の関数として炉の燃焼状態、運転温度、制御棒挿入状態が水蒸気侵入反応度効果に与える影響を解析した。これらの解析の基本は、我国の代表的核断面積セットである JAERI-Fast 25 群セット・Version 2⁽⁵⁾ (以後 JFS-V2-25 と略称) と 2 次元 R-Z 拡散理論である。

第 4 章では、第 3 章の解析が炉内の燃料、冷却材、構造材が均質に混り合っているとする均質モデルの仮定に基いたものであったのに対して、それらの物質が現実には非均質に配列されていることを考慮し、水蒸気侵入反応度効果を解析した。この結果、均質モデルと非均質モデルによる結果を比較することによって、水蒸気侵入反応度効果に対する非均質効果を定量化する。

第 5 章では、解析に用いた 25 群構造の JFS-V・2-25 は水素による中性子減速に伴なう中性子スペクトル軟化を十分に考慮できるエネルギー群数を有しているかどうかを、同じ核データに基き 70 群構造の JFS-V・2-70⁽⁵⁾ によって得られる結果と比較し、検討した。また JFS セット自身の有する核データの妥当性についても、ENDF/B-IV による結果と比較することによって検討を加えた。この核データの相違による水蒸気侵入反応度効果に与える影響は、次章において実験解析の面から詳細に検討する。

第 6 章では、GA 社が設計した 300 MWe GCFR に対するモックアップ炉物理実験の一環とし

て米国 ANL の ZPR-9 において実施された水蒸気侵入反応度効果に関する実験を解析し、この反応度効果の予測精度を解析手法および核データの面から検討した。

第7章では、これまで対象としてきたUサイクルに基く GCFR と比較しながら、Th サイクルに基く GCFR における水蒸気侵入反応度効果の解析をし、両サイクルにおけるこの反応度効果の相違を明らかにした。

2. 炉心侵入水蒸気量モデルと水蒸気侵入反応度効果の解析法

水蒸気侵入反応度効果は物理的に考えると水蒸気が炉心に入ることによって生ずる中性子漏洩を減少させる効果と主に水素による中性子減速の増加に伴う実効的 η 値の減少の効果の相殺作用によって決定される。したがって、この反応度効果は、炉心に侵入する水蒸気量と共に炉心規模に大きく依存するものと考えられる。ここでは、炉心規模の異なる 300 MWe GCFR と 1000 MWe GCFR の2つの GCFR R-Z モデルを設定し、炉心に侵入する水蒸気量とそれが生ずる原因を明らかにすることによって、解析する水蒸気侵入量の範囲を設定する。また、その結果生ずる水蒸気侵入反応度効果の解析法を導出する。

2.1 原子炉体系のモデル化

GCFR の設計を実施している機関は多々あるが、代表的な機関として米国 GA 社とベルギーに本拠を持つ GBRA (European Association of Gas Breeder Reactor) がある。GA 社は原型炉として 300 MWe GCFR⁽⁶⁾、実証炉として 1000 MWe GCFR⁽⁷⁾ を設計し、GBRA はそれぞれに対応し 600 MWe GCFR⁽⁸⁾、1200 MWe GCFR⁽⁸⁾ を設計している。両機関の設計を比較することによって、その類似性より同規模の GCFR 設計例のいずれを採用しても予想される炉心核特性に大差がないと考えることができる。したがって、いずれかの設計例に対して得られる炉心核特性に関する結論は、同規模の GCFR に対する普遍性のある結論となると考えることができる。

第3章から第5章までは、炉心規模範囲を広くとる意味から、GA 社の設計した 300 MWe GCFR と 1000 MWe GCFR に基きモデル化したものを使用することにした。第6章での実験解析が GA 社の 300 MWe GCFR に対するモックアップ実験を対象としていることから、GA 社の設計例を採用する価値がある。第7章での Th サイクルに基く GCFR については、第7章において原子炉モデルを説明する。

本研究は、2次元円筒体系に基く拡散理論による解析を主としている。したがって、すべての原子炉モデルは2次元 R-Z モデルである。

Fig. 2.1 に 300 MWe GCFR の原子炉モデルを示した。このモデルでは、炉心内出力平坦化を達成することを考え、炉心を Pu 富化度の異なる4領域に分割している。この Pu 富化度分布は、初装荷時 (BOL) において、平衡サイクル末期 (EOEC) で4つの炉心領域の最高出力密度が等しくかつその時点での実効増倍率が 1.0 になるとする条件の下に、出力平坦化コード FLAT-P⁽⁹⁾ を用いて設定した。この結果得られた BOL での Pu 富化度 (Pu/Pu+U)、Pu 量お

て米国 ANL の ZPR-9 において実施された水蒸気侵入反応度効果に関する実験を解析し、この反応度効果の予測精度を解析手法および核データの面から検討した。

第7章では、これまで対象としてきたUサイクルに基く GCFR と比較しながら、Th サイクルに基く GCFR における水蒸気侵入反応度効果の解析をし、両サイクルにおけるこの反応度効果の相違を明らかにした。

2. 炉心侵入水蒸気量モデルと水蒸気侵入反応度効果の解析法

水蒸気侵入反応度効果は物理的に考えると水蒸気が炉心に入ることによって生ずる中性子漏洩を減少させる効果と主に水素による中性子減速の増加に伴う実効的 η 値の減少の効果の相殺作用によって決定される。したがって、この反応度効果は、炉心に侵入する水蒸気量と共に炉心規模に大きく依存するものと考えられる。ここでは、炉心規模の異なる 300 MWe GCFR と 1000 MWe GCFR の2つの GCFR R-Z モデルを設定し、炉心に侵入する水蒸気量とそれが生ずる原因を明らかにすることによって、解析する水蒸気侵入量の範囲を設定する。また、その結果生ずる水蒸気侵入反応度効果の解析法を導出する。

2.1 原子炉体系のモデル化

GCFR の設計を実施している機関は多々あるが、代表的な機関として米国GA社とベルギーに本拠を持つ GBRA (European Association of Gas Breeder Reactor) がある。GA 社は原型炉として 300 MWe GCFR⁽⁶⁾、実証炉として 1000 MWe GCFR⁽⁷⁾ を設計し、GBRA はそれぞれに対応し 600 MWe GCFR⁽⁸⁾、1200 MWe GCFR⁽⁸⁾ を設計している。両機関の設計を比較することによって、その類似性より同規模の GCFR 設計例のいずれを採用しても予想される炉心核特性に大差がないと考えることができる。したがって、いずれかの設計例に対して得られる炉心核特性に関する結論は、同規模の GCFR に対する普遍性のある結論となると考えることができる。

第3章から第5章までは、炉心規模範囲を広くとる意味から、GA社の設計した 300 MWe GCFR と 1000 MWe GCFR に基きモデル化したものを使用することにした。第6章での実験解析がGA社の 300 MWe GCFR に対するモックアップ実験を対象としていることから、GA社の設計例を採用する価値がある。第7章での Th サイクルに基く GCFR については、第7章において原子炉モデルを説明する。

本研究は、2次元円筒体系に基く拡散理論による解析を主としている。したがって、すべての原子炉モデルは2次元 R-Z モデルである。

Fig. 2.1 に 300 MWe GCFR の原子炉モデルを示した。このモデルでは、炉心内出力平坦化を達成することを考え、炉心を Pu 富化度の異なる4領域に分割している。この Pu 富化度分布は、初装荷時 (BOL) において、平衡サイクル末期 (EOEC) で4つの炉心領域の最高出力密度が等しくかつその時点での実効増倍率が 1.0 になるとする条件の下に、出力平坦化コード FLAT-P⁽⁹⁾ を用いて設定した。この結果得られた BOL での Pu 富化度 (Pu/Pu+U)、Pu 量お

よび構成物質の原子数密度を Table 2.1 に示した。

Fig. 2.2 には、1000 MWe GCFR の 2 次元 R-Z モデルを示した。この炉心は、300 MWe GCFR と同思想で設計されたものであり、Pu 富化度の異なる 4 領域から構成されている。300 MWe GCFR と比較すると、炉心直径と高さ、軸方向ブランケット高さ、径方向ブランケット厚さ、共に大きくなっている。300 MWe GCFR と同様の手順によって得られた BOL での Pu 富化度、Pu 量、構成物質の原子数密度を Table 2.2 に示した。

Table 2.1 と Table 2.2 から明らかであるが、装荷 Pu は約 30,000 MWD/T の燃焼度で LWR が取出された Pu である。その Pu の同位元素組成比は、 $^{239}\text{Pu}/^{240}\text{Pu}/^{241}\text{Pu}/^{242}\text{Pu} = 56.0/23.7/15.0/5.3$ 、である。

2.2 炉心侵入水蒸気量モデル

水蒸気侵入反応度効果は、2 次系の高圧水蒸気が炉心に流入する量に大きく依存する。ここでは、A. Torri および E. Eisemann の考え方に基き、解析を進めるに要する炉心侵入水蒸気量の範囲を設定する。

A. Torri は GA 社の 300 MWe GCFR (1 次系圧力：90 気圧、2 次系圧力：120 気圧) に関して現実的に起ると考えられる炉心侵入水蒸気量を推定した⁽¹⁰⁾。彼によると、1 つの過熱器案内管の仮想的破損によって生ずる 1 次系への最大水蒸気侵入率は 19 kg/sec である。このような水蒸気漏洩を検出し、自動的にループ停止、蒸気発生器ダンプ、出力低減を開始するに要する時間は約 10 秒であるとしている。したがって、この間に 1 次系に侵入する水蒸気量は約 200 kg である。また、漏洩を起した蒸気発生器の水蒸気を完全にダンプするに要する時間は約 25 秒であり、この間の 1 次系への侵入水蒸気量は約 500 kg となる。この結果、上記のように安全系が完全に作動すると考えると、1 基の蒸気発生器の事故によって 1 次系に侵入する水蒸気量は高々 700 kg であり、密度にして、 0.0009 g/cm^3 に相当する。ループ運転停止、出力低減を開始したとしても、1 基の蒸気発生器の水蒸気をダンプすることが不可能である場合を仮想すると、約 3200 kg の水蒸気が 1 次系に侵入することになるが、その時の 1 次系の水蒸気密度は 0.006 g/cm^3 である。以上の観点に立ち、A. Torri は 300 MWe GCFR に関して、現実的に考えられる 1 次系への侵入水蒸気最大密度は 0.006 g/cm^3 であるとしている。

一方、仮想的な最大水蒸気密度に関しては、E. Eisemann らが 1200 MWe GCFR に関して推定している⁽¹¹⁾。彼らによれば、仮想的な最大水蒸気密度は、2 次系の水蒸気圧力が 1 次系の He 圧力と等しくなる時に 1 次系への水蒸気侵入が止るとして設定した。この計算によると、1200 MWe GCFR での仮想的な最大水蒸気密度は $0.04 \sim 0.05 \text{ g/cm}^3$ であるとしている。

以上の結果を考慮すれば、1 次系への水蒸気侵入量の最大値は、現実的に考えて、高々 0.015 g/cm^3 程度の水蒸気密度に相当し、それ以上の水蒸気密度に達するには、2 基以上の蒸気発生器に同時に重大な事故が発生し、かつそれら蒸気発生器の水蒸気をダンプする安全系が作動しないことを仮定しなければならない、と云える。

本研究では、可能性のあるかぎり広範囲の水蒸気炉心侵入量に対してそれによって生ずる反応度効果がどのように変化するかを明らかにし、その物理的意味を明確にすることを目的の 1 つと

しているので、炉心に侵入する水蒸気は、冷却材チャンネルにおいて最大 0.05 g/cm^3 の水蒸気密度を有するものとした。したがって、解析においては、冷却材チャンネル中の水蒸気密度を 0.01 g/cm^3 , 0.03 g/cm^3 , 0.05 g/cm^3 とし、それぞれの密度に対する反応度効果を評価することとした。

2.3 水蒸気侵入反応度効果の解析法

水蒸気侵入反応度効果は、1次系と2次系熱移送物質の伝熱面破損によって、より高圧の2次系水蒸気が炉心に侵入することによって生ずる反応度の変化である。この反応度変化は、水蒸気の侵入していない炉心（基準系）の反応度と水蒸気の侵入している炉心（侵入系）の反応度の差として表わされる。すなわち、水蒸気侵入密度 x の反応度効果を $\rho(x)$ 、実効増倍率を $K(x)$ とすると、

$$\rho(x) = \frac{K(x) - 1}{K(x)} - \frac{K(o) - 1}{K(o)} \quad (1)$$

となる。

侵入系においては、特に水素の減速効果によって、基準系と比較すると、中性子スペクトルはかなり軟化することになる。加えて、水蒸気の侵入によって中性子の漏洩しにくい炉心になっている。中性子スペクトルの軟化は実効的な η 値を低下させることにつながり、実効増倍率を低下させるように働らく。一方、中性子漏洩を減少することは、中性子消滅率を小さくすることに相当するので、実効増倍率を上昇させるように働らくことになる。したがって、侵入系の $K(x)$ は、炉の運転状態、採用した核断面積データ、侵入水蒸気量に対し、中性子スペクトル軟化と中性子漏洩の効果の競合によって、基準系の $K(o)$ より大きくも小さくもなる。この結果、反応度効果 $\rho(x)$ は正にも負にもなりうることを意味している。

一般に、高速炉の反応度効果の解析には1次摂動論を用いることが多い。しかし、水蒸気侵入反応度効果の解析では、基準系（非摂動系）と侵入系（摂動系）での中性子スペクトルの相違が著しく、特に水蒸気侵入量 x の大きい場合には、1次摂動論では正しく評価できない。したがって、一般にこのような場合には、Exact Perturbation 法、あるいは両系の実効増倍率 $K(o)$, $K(x)$ から(1)式によって直接求める方法を採用する必要がある。

拡散理論に基づく Exact perturbation 法によると、反応度効果 $\rho(x)$ は、

$$\begin{aligned} \rho(x) = & \frac{1}{F} \sum_g \int \nabla \phi_g^*(o, r) \delta D_g(x, r) \nabla \phi_g(x, r) dv \\ & - \frac{1}{F} \sum_g \int \phi_g^*(o, r) \delta \Sigma_a(x, r) \phi_g(x, r) dv \\ & + \frac{1}{F} \sum_g \sum_{g'=g+1} \int (\phi_{g'}^*(o, r) - \phi_{g'}^*(x, r)) \delta \Sigma_{g \rightarrow g'}(x, r) \phi_g(x, r) dv \\ & + \frac{1}{F \cdot K(o)} \sum_g \sum_{g'} \int \phi_{g'}^*(o, r) X_{g'} \cdot \delta \nu \Sigma_{f, g}(x, r) \phi_g(x, r) dv \end{aligned} \quad (2)$$

$$F = \frac{1}{K(0)} \sum_g \sum_{g'} \int \phi_{g'}^*(0, r) X_{g'} \cdot \nu \Sigma_{f, g}(x, r) \phi_g(x, r) dv \quad (3)$$

とかける。xは水蒸気侵入密度(g/cc)，gはエネルギー群，積分は原子炉全体にわたって実施する。 $\phi_g^*(0, x)$ ， $\phi_g(x, r)$ は，エネルギー群g，空間点rにおける，基準系の随伴中性子束と侵入系の中性子束をそれぞれ示している。断面積の変化 δD ， $\delta \Sigma_a$ ， $\delta \Sigma_{g \rightarrow g'}$ ， $\delta \nu \Sigma_f$ はそれぞれ，拡散係数，吸収断面積，散乱断面積，中性子放出断面積に対するものであり，

$$\begin{aligned} \delta D_g(x, r) &= D_g(x, r) - D_g(0, r) \\ \delta \Sigma_{a, g}(x, r) &= \Sigma_{a, g}(x, r) - \Sigma_{a, g}(0, r) \\ \delta \Sigma_{g \rightarrow g'}(x, r) &= \Sigma_{g \rightarrow g'}(x, r) - \Sigma_{g \rightarrow g'}(0, r) \\ \delta \nu \Sigma_{f, g}(x, r) &= \nu \Sigma_{f, g}(x, r) - \nu \Sigma_{f, g}(0, r) \end{aligned} \quad (4)$$

で表わす。これらの変化は，水蒸気H₂Oの増加による水素と酸素の原子数密度変化，特に燃料核種のバックグラウンド断面積の変化，群定数縮約を必要とする場合には中性子スペクトルの変化，等によって生じる。

水蒸気侵入反応度効果の解析は，主に2次元拡散コードCITATION⁽¹²⁾の $\phi_g(x, r)$ ， $\phi_g^*(0, r)$ を用いた(2)~(4)式によるExact perturbation法によっている。摂動計算には2次元摂動論コードPERKY⁽¹³⁾を用いている。

ある基準となる運転状態にある炉とそれと異なる運転状態にある炉における水蒸気侵入反応度効果の相違を検討したい場合，ある基準とする断面積データとそれと異なる断面積データによる水蒸気侵入反応度効果の相違を検討したい場合，等が応々にしてある。これら異なる計算条件によって求められる水蒸気侵入反応度効果を相互に比較するために(2)~(4)式を用いるとすれば，各計算条件に対して，基準系と侵入系の中性子バランスを解く必要がある。このことは，計算条件の相違は，すべて中性子束と随伴中性子束の中に完全に吸収され，計算条件の相違がどのように水蒸気侵入反応度効果に影響を与えるかは表立って表面にあらわれてこない。運転状態の相違

(温度状態，燃焼状態)にしても，断面積データの相異にしても，計算条件の相違は実効断面積の相違に相当すると考えられるので，実効断面積の異なる系における水蒸気侵入反応度効果がどのようになるかという観点から公式化できれば，上述の詳細な検討が可能となる。

このような検討には，汎関数に対する一般化摂動論(Generalised perturbation theory)が有効であると考えられるが，この場合，着目する反応度効果自身は1次摂動論で表示されなければならない。水蒸気侵入反応度効果は，上述の理由によって，1次摂動論で表示することは無理である。したがって，一般化摂動論を水蒸気侵入反応度効果の上述の検討に用いることは不適当である。

計算条件の異なる水蒸気侵入反応度効果を $\rho_1(x)$ ， $\rho_2(x)$ とし，その相違を $\Delta\rho(x)$ とする。再びxは水蒸気侵入量である。この時， $\Delta\rho(x)$ は，

$$\Delta\rho(x) = \rho_2(x) - \rho_1(x)$$

$$= \frac{K_2(x) - K_2(o)}{K_2(x) \cdot K_2(o)} - \frac{K_1(x) - K_1(o)}{K_1(x) \cdot K_1(o)}$$

となる。\$K_1, K_2\$ は、計算条件 1, 2 に対する系の実効増倍率である。上式を変形すると、容易に、

$$\Delta \rho(x) = \frac{K_2(x) - K_1(x)}{K_2(x) \cdot K_1(x)} - \frac{K_2(o) - K_1(o)}{K_2(o) \cdot K_1(o)} \quad (5)$$

となる。右辺第 1 項は、異なる計算条件によって生じる侵入系の実効増倍率の相違を表わし、右辺第 2 項は、異なる計算条件によって生じる基準系の実効増倍率の相違を表わしている。

これまでの多くの経験から、運転状態および断面積データの相違が実効増倍率に与える影響の多くは、摂動が小さいので、1 次摂動論によって解析可能である。したがって、この仮定に立って、(5)式の右辺第 1 項、第 2 項に 1 次摂動論を適用する方法を考える。

(5)式を、

$$\Delta \rho(x) = \Delta H(x) - \Delta H(o) \quad (6)$$

と簡単にあらわすと、\$\Delta H(x)\$ は、

$$\begin{aligned} \Delta H(x) = & \frac{1}{F(x)} \sum_g \int \nabla \phi_g^*(x, r) \delta D_g(x, r) \nabla \phi_g(x, r) dv \\ & - \frac{1}{F(x)} \sum_g \int \phi_g^*(x, r) \delta \Sigma_{a, g}(x, r) \phi_g(x, r) dv \\ & + \frac{1}{F(x)} \sum_g \sum_{g' \neq g+1} \int (\phi_{g'}^*(x, r) - \phi_{g'}^*(x, r)) \delta \Sigma_{g \rightarrow g'}(x, r) \phi_g(x, r) dv \\ & + \frac{1}{F(x) \cdot K(x)} \sum_g \sum_{g'} \int \phi_{g'}^*(x, r) X_{g'} \delta \nu \Sigma_{f, g}(x, r) dv \end{aligned} \quad (7)$$

$$F(x) = \frac{1}{K(x)} \sum_g \sum_{g'} \int \phi_{g'}^*(x, r) X_{g'} \nu \Sigma_{f, g}(x, r) \phi_g(x, r) dv \quad (8)$$

である。\$x\$ は \$0 \le x \le x_{max}\$。 (7), (8)式は(2), (3)式と同様の形がとられているが、(2), (3)式が Exact perturbation 法に基き、(7), (8)式が 1 次摂動論に基いていること以外に、以下の点で、(7), (8)式の表示は(2), (3)式で定義した量と異なっている。

(1) \$\phi_g(x, r)\$ と \$\phi_g^*(x, r)\$ は、基準とする計算条件に対する水蒸気侵入量 \$x\$ 時の中性子束と随伴中性子束である。

(2) \$\delta D_g(x, r)\$, \$\delta \Sigma_{a, g}(x, r)\$, \$\delta \Sigma_{g \rightarrow g'}(x, r)\$, \$\delta \nu \Sigma_{f, g}(x, r)\$ は、水蒸気侵入量 \$x\$ 時の基準となる計算条件とそれと異なる計算条件との拡散係数、吸収断面積、散乱断面積、中性子放出断面積の差である。

(3) \$K(x)\$ と \$\nu \Sigma_{f, g}(x, r)\$ は、基準となる計算条件で得られる水蒸気侵入量 \$x\$ 時の実効増倍率と中性子放出断面積である。

計算条件の相違がどのように水蒸気侵入反応度効果に影響を及ぼすかを(2), (3)式によって解析すると、計算条件の相違はすべて中性子束と随伴中性子束の中に暗に含まれることになり、(4)式の水蒸気侵入による断面積変化では、\$H_2O\$ が加わる \$\delta D\$, \$\delta \Sigma_{g \rightarrow g'}\$ は計算条件によって若干差が

でてくるが、 $\delta \Sigma_a$, $\delta \nu \Sigma_f$ は計算条件によって変わらないことになる。一方、(6)~(8)式を用いると、基準系と侵入系、それぞれの中性子束、随伴中性子束は計算条件によって不変であるが、断面積の差は計算条件の相違によってのみ決定される量となる。この意味で、(6)~(8)式を用いると、計算条件の相違の水蒸気侵入反応度効果に与える影響を直接に見ることができる。

(6)~(8)式は、計算条件の相違を実効断面積の相違の形にまとめたものであるので、各核種の実効断面積の相違に関する検討が容易になる。(7)式の $\Delta H(x)$ は

$$\Delta H(x) = \Delta H^L(x) + \Delta H^{NL}(x)$$

のように、Leakage 項と Non-Leakage 項の和として表わされる。前者は(7)式の右辺第1項、後者は右辺のその他の項の和、でそれぞれ表わされる。

核種 m の Leakage 項と Non-Leakage 項をそれぞれ $\Delta H_m^L(x)$, $\Delta H_m^{NL}(x)$ とすると、

$$\Delta H(x) = \sum_m \Delta H_m^L(x) + \sum_m \Delta H_m^{NL}(x) \quad (9)$$

となる。 $\Delta H_m^{NL}(x)$ を(7)式の形と若干変えて、

$$\begin{aligned} \Delta H_m^{NL}(x) = & -\frac{1}{F(x)} \sum_g \int \phi_g^* \delta \Sigma_{c,g}^m \phi_g \, dv \\ & + \frac{1}{F(x)} \sum_g \sum_{g'=g+1} \int (\phi_{g'}^* - \phi_g^*) \delta \Sigma_{g \rightarrow g'}^m \phi_g \, dv \\ & + \frac{1}{F(x)} \sum_g \int \left(\frac{\nu_g}{K(0)} \sum_{g'} X_{g'} \phi_{g'}^* - \phi_g^* \right) \delta \Sigma_{f,g}^m \phi_g \, dv \quad (10) \end{aligned}$$

とする。 $\delta \Sigma_{c,g}^m$, $\delta \Sigma_{g \rightarrow g'}^m$, $\delta \Sigma_{f,g}^m$ は相異なる計算条件による核種 m 中性子捕獲断面積、散乱断

面積、核分裂断面積に生じる差である。この意味で、(10)式の右辺第1項、第2項、第3項を、それぞれ捕獲項、散乱項、核分裂項と呼ぶことにする。

Table 2.1 Atomic Number Densities in 300 MWe GCFR

(Unit : $10^{24}/\text{cm}^3$)

Region Nuclide	Core 1	Core 2	Core 3	Core 4	A.Blanket	R.Blanket	Reflector
Pu-239	8.500 -4	9.716 -4	1.074 -3	1.321 -3	0	0	0
240	1.646 -4	1.883 -4	2.080 -4	2.559 -4	0	0	0
241	2.656 -5	3.036 -5	3.355 -5	4.127 -5	0	0	0
242	2.125 -5	2.429 -5	2.684 -5	3.301 -5	0	0	0
U-235	1.241 -5	1.166 -5	1.130 -5	1.140 -5	1.572 -5	2.402 -5	0
238	4.892 -3	4.595 -3	4.455 -3	4.491 -4	6.194 -3	9.468 -3	0
Cr	2.310 -3	2.310 -3	2.310 -3	2.310 -3	2.310 -3	1.964 -3	1.063 -2
Fe	9.170 -3	9.170 -3	9.170 -3	9.170 -3	9.170 -3	8.450 -3	4.577 -2
Ni	1.810 -3	1.810 -3	1.810 -3	1.810 -3	1.810 -3	1.670 -3	9.045 -3
Mo	2.660 -4	2.660 -4	2.660 -4	2.660 -4	2.660 -4	2.450 -4	1.327 -3
He	4.941 -4	4.941 -4	4.941 -4	4.941 -4	4.941 -4	3.748 -4	1.757 -4
0	1.193 -2	1.164 -2	1.161 -2	1.230 -2	1.184 -2	1.898 -2	0
$\frac{241\text{Pu}+239\text{Pu}}{\text{Pu}+\text{U}}$ (a/o)	14.69	17.21	19.07	22.14	—	—	—
$239\text{Pu}+241\text{Pu}$ (kg)	320.1	282.4	392.3	529.7	—	—	—

Table 2.2 Atomic Number Densities of 1000 MWe GCFR

(Unit : $10^{24}/\text{cm}^3$)

Nuclide	Region	Core 1	Core 2	Core 3	Core 4	A.Blanket	R.Blanket	Reflector
Pu-239		4.7481 -4	6.7829 -4	7.8464 -4	9.7937 -4	0	0	0
240		1.6581 -4	2.3686 -4	2.7400 -4	3.4200 -4	0	0	0
241		9.0440 -5	1.2920 -4	1.4946 -4	1.8655 -4	0	0	0
242		2.2609 -5	3.2300 -5	3.7363 -5	4.6636 -5	0	0	0
U-235		1.1330 -5	1.0684 -5	1.0346 -5	9.7284 -6	1.2745 -5	2.2004 -5	0
238		5.6538 -3	5.3314 -3	5.1628 -3	4.8544 -3	6.3596 -3	1.0980 -2	0
Cr		1.8773 -3	1.8773 -3	1.8773 -3	1.8773 -3	1.8773 -3	2.1542 -3	9.9761 -3
Fe		7.3073 -3	7.3073 -3	7.3073 -3	7.3073 -3	7.3073 -3	8.3851 -3	3.8832 -2
Ni		1.1736 -3	1.1736 -3	1.1736 -3	1.1736 -3	1.1736 -3	1.3467 -3	6.2369 -3
He		5.9940 -4	5.9940 -4	5.9940 -4	5.9940 -4	5.9940 -4	3.6782 -4	3.6782 -4
0		1.2838 -2	1.2838 -2	1.2838 -2	1.2838 -2	1.2838 -2	2.2004 -2	0
$\frac{239\text{Pu}+241\text{Pu}}{\text{Pu}+\text{U}}$ (a/o)		8.81	12.64	14.55	18.16	—	—	—
$239\text{Pu}+241\text{Pu}$ (kg)		636.2	911.9	525.2	658.2	—	—	—

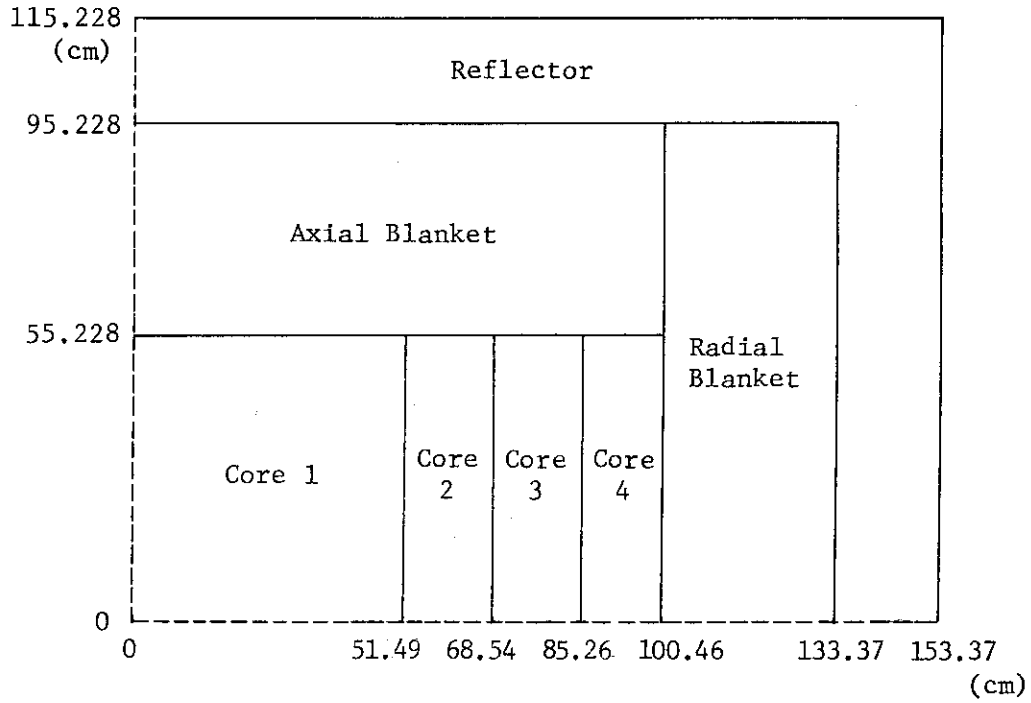


Fig. 2.1 R-Z Model of 300 MWe GCFR

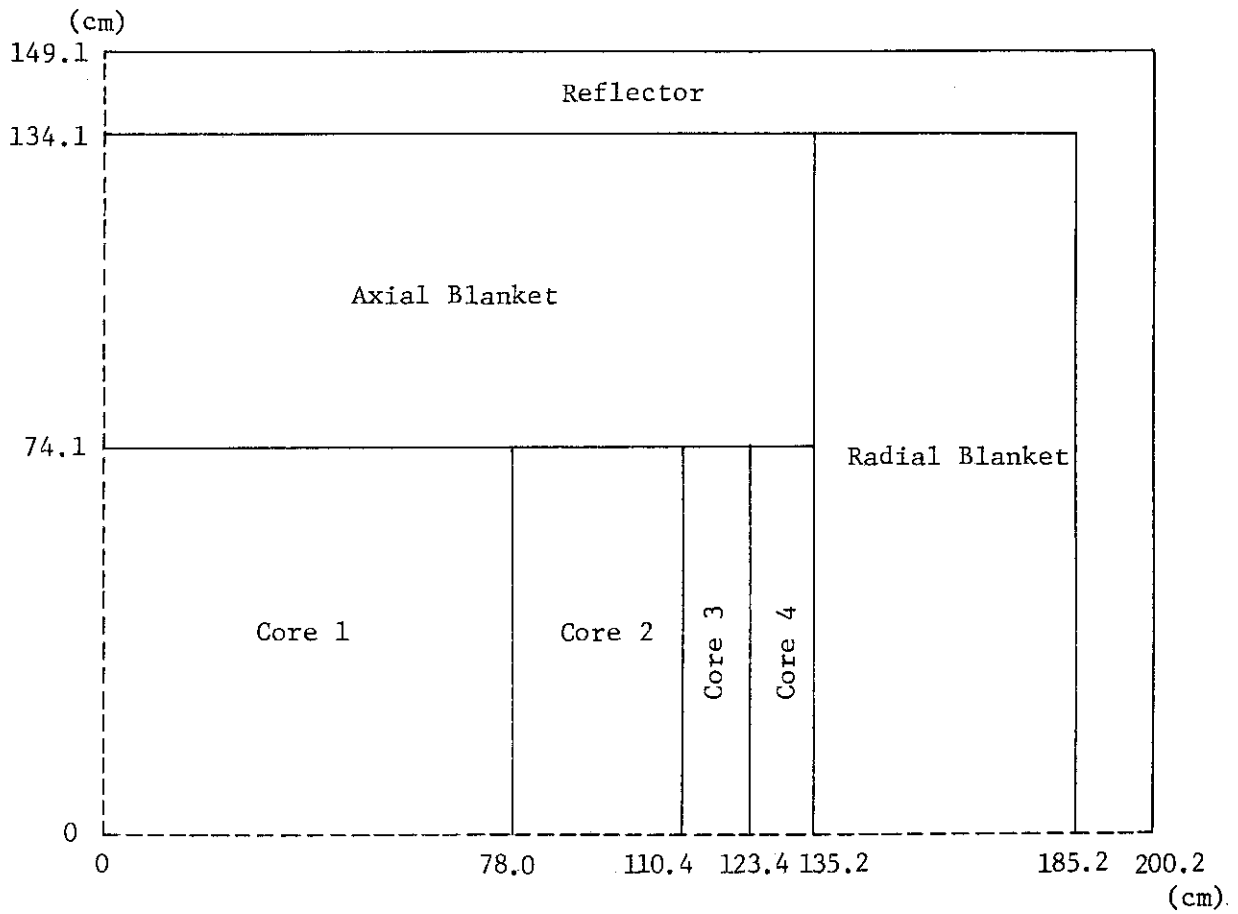


Fig. 2.2 R-Z Reactor Model of 1000 MWe GCFR

3. 水蒸気侵入反応度効果の炉運転状態依存性

水蒸気侵入反応度効果は、炉の運転状態、例えば、燃焼状態、運転温度、制御棒挿入状態、によって大巾に変化する可能性があり、加えて炉心に侵入する水蒸気量にも大きく依存する可能性がある。この章では、個々の運転状態について水蒸気侵入反応度効果を計算し、その運転状態依存性の詳細な検討を行ない、水蒸気侵入反応度効果が GCFR の安全性を考える上で重要な因子となりうるかどうかを検討する。この章の検討はすべて25エネルギー群構造を持つ断面積セット JFS-V・2-25 に基くものである。対象とする原子炉モデルは Fig. 2.1 と Fig. 2.2 に示した 300 MWe GCFR と 1000 MWe GCFR の 2次元円筒モデルである。

3.1 水蒸気侵入反応度効果の燃焼依存性

原子炉の燃焼を問題にする場合には、燃焼による反応度損失を補償する制御棒の配置、挿入状態を十分に考慮する必要がある。そのためには、原子炉炉心モデルとして円筒モデルを採用することでは不十分であり、3次元の現実的なモデルを設定する必要があるが、解析が複雑を極めることになる。

本節では、原子炉の燃焼として、核燃料物質の燃焼による変化と核分裂生成物の蓄積、のみを考慮し、これらの物質構成の燃焼に伴う変化が水蒸気侵入反応度効果にどのように影響を及ぼすかを検討した。したがって、制御棒はすべて炉外にあり、制御棒に関する配慮は、系の実効増倍率に考慮していることを除くと、一切されていない。

燃焼ステップにおける核燃料物質の量は、Fig. 2.1 と Table 2.1 に示した 300 MWe GCFR モデル、Fig. 2.2 と Table 2.2 に示した 1000 MWe GCFR モデルを用い、2次元拡散近似に基く燃焼計算コード APOLLO⁽⁴⁾ によって求めた。初装荷時 (Beginning of Life; BOL) では、Table 2.1 と Table 2.2 によって、核燃料物質量は明らかであるが、平衡サイクル時の核燃料物質量を求めるためには若干複雑になる。本論文では、以下に述べるように、適当な近似を行なって平衡サイクル時点を設定した。

平衡サイクル初期 (Beginning of Equilibrium cycle; BOEC) では、炉心と軸方向ブランケットにおける1年の燃料交換期間、3バッチ燃料交換方式を考慮すると、両領域には、 $\frac{1}{3}$ の新燃料、 $\frac{1}{3}$ の1年燃焼燃料、 $\frac{1}{3}$ の2年燃焼燃料、が混在することになる。したがって、供給する新燃料が常に同一の同位元素組成比を持つ Pu であると仮定すると、BOEC での炉心と軸方向ブランケットは、平均的に1年燃焼燃料によって構成されることができると考えることができる。同様に考えると、平衡サイクル中期 (Middle of Equilibrium Cycle; MOEC)、平衡サイクル末期 (End of Equilibrium Cycle; EOEC) における炉心と軸方向ブランケットは、それぞれ平均的に1.5年燃焼燃料、2年燃焼燃料によって構成されることになる。一方、径方向ブランケットの燃料交換は、炉心と軸方向ブランケットとは独立に行なわれる。したがって、径方向ブランケットを含めた系の平衡サイクルを設定することは、極めて複雑になる。一般的に、径方向ブランケットの組

成が炉心核特性に与える影響は小さいので、本論文では、炉心の平衡サイクルによって、系の平衡サイクルを代表することとした。

Fig. 3.1 および Fig. 3.2 に、300 MWe GCFR, 1000 MWe GCFR に関する燃焼に伴う水蒸気侵入反応度効果の変化を図示した。燃焼ステップは、上に定義した BOL と BOEC および EOEC であるが、MOEC における水蒸気侵入反応度効果は BOEC と EOEC の中間に位置すると考えることができる。

300 MWe GCFR においては、BOL, BOEC, EOEC のすべての燃焼状態について、水蒸気侵入反応度効果は負である。しかも、燃焼状態が進むにしたがって、その絶対値は増加する。

1000 MWe GCFR においては、BOL 近傍において炉心侵入水蒸気密度が 0.03 g/cc 以上の場
合について、水蒸気侵入反応度効果は正となるが、BOEC, EOEC においては負となる。したがって、燃焼状態の進行に伴って、水蒸気侵入反応度効果はより負の値を取ることは、300 MWe GCFR に関して見てきた結果と同傾向である。

(2) および (3) 式に従って、(2) 式の右辺第 1 項を Leakage, その他の項を Non-Leakage として整理した結果を 300 MWe GCFR について Table 3.1 へ、1000 MWe GCFR について Table 3.2 へ、それぞれ示した。これらの Table の中の Non-Leakage 項は主に水素の挿入による散乱項、すなわち (2) 式の右辺第 2 項が寄与している。水蒸気侵入反応度効果は、系の負の Non-Leakage 項と正の Leakage 項の競合によって決まり、Leakage 項は燃焼の進行に伴って大きく変化しないが、Non-Leakage 項は益々負の方向に大きくなること、これらの Table の結果から明らかである。この結果、先に見たように、300 MWe, 1000 MWe 両 GCFR 共に、その水蒸気侵入反応度効果は、燃焼の進行に伴って益々負となることになっている。

次に、燃焼の進行に伴って、水蒸気侵入反応度効果の Non-Leakage 項が何故に益々負になるのかを考えてみよう。燃焼状態の相違は、炉心、ブランケット中に含まれる燃料核種の存在量の相違である。したがって、燃料核種の存在量の相違が、Non-Leakage 項にどのように影響を与えているかを考えればよいことになる。この検討を (6), (9), (10) 式の Non-Leakage 項を用いて行なう。

この場合、(10) 式の $\phi_g(x, r)$, $\phi_g^*(x, r)$ はそれぞれ BOL の水蒸気侵入量 x における中性子束とその随伴中性子束であり、 $\delta \Sigma_{a, g}(x, r)$, $\delta \Sigma_{g \rightarrow g'}(x, r)$, $\delta \Sigma_{f, g}(x, r)$ は、水蒸気侵入量 x に対する燃焼進行時期 T と BOL の巨視断面積の差である。すなわち、これらの断面積は、反応 y に関して、

$$\begin{aligned} \delta \Sigma_y^m(x, r) \equiv & N^m(x, r, T) \sigma_y^m(x, r, T) \\ & - N^m(x, r, 0) \sigma_y^m(x, r, 0) \end{aligned} \quad (11)$$

と書くことができる。ここで N^m , σ_y^m は燃焼によって変化する核種 m の原子数密度と微視断面積である。したがって、(10) 式の Non-Leakage 項は、燃焼によって変化する核種の Non-Leakage 項の和で表わすことができる。すなわち、

$$\text{Non-Leakage} = \sum_m (\Delta H_m^{\text{NL}}(x) - \Delta H_m^{\text{NL}}(0))$$

である。

Table 3.3 に、 0.05 g/cm^3 の水蒸気侵入に対する反応度効果の BOL と EOEC との相違を示した。Non-Leakage 項の燃焼による変化は、炉心領域では水蒸気侵入反応度効果をより負にするように働き、ブランケットでは逆である。ここでは、全体系の傾向と同傾向となる炉心の1つの特定の領域に対する検討で、一般的な結論が得られると考えられる。炉心領域、Core-1、水蒸気侵入量 $x = 0.05 \text{ g/cc}$ 、燃焼時期 BOL ($T=0$) と EOEC ($T=2 \text{ year}$) に対する計算結果を Table 3.4 と Table 3.5 に 300 MWe、1000 MWe GCFR について示した。

これらの Table の結果によれば、燃焼に伴って Non-Leakage 項が益々負になる主な原因は、燃焼に伴って蓄積する核分裂生成物の中性子捕獲の増大によるものであることが明らかとなる。また、燃焼に伴って 1000 MWe GCFR の水蒸気侵入反応度効果が 300 MWe GCFR のものと比較してより負となることは、両 GCFR の内部転換比の相違によって生ずる、特に Pu-239 の存在量変化による効果が顕著であることがその大きな一因となっている。ブランケットでの水蒸気侵入反応度効果の燃焼依存性は、Pu-239 蓄積によることが上述の議論から推論できる。

LMFBR における重要な安全性炉物理因子である Na ボイド反応度効果は、良く知られているように、大型炉では正であり、しかも、燃焼の進行に伴って益々正となる。これと比較して、GCFR における唯一の安全性炉物理因子である水蒸気侵入反応度効果は、大型炉での初装荷状態において正になる可能性があるが、燃焼の進行に伴って大きな負の値をとることになる。

3.2 水蒸気侵入反応度効果の運転温度依存性

水蒸気が炉心に侵入すると、水素の中性子減速効果によって、中性子スペクトルは大きく軟化する。このことから、水蒸気の侵入した炉心の特性は中性子共鳴領域の影響を大きく受け、したがって、共鳴領域の中性子断面積を大きく変化させる炉心燃料温度に依存すると考えることができる。

最初に、基準系と侵入系の中性子スペクトルの比較をし、その相違を明らかにしておく。Table 3.6 に、1000 MWe GCFR の Core-1 について、BOL における中性子スペクトルを水蒸気侵入量に関して示した。この傾向は、GCFR の型式、炉心領域にも依存せず、一般的傾向である。この結果から、水蒸気侵入量の増加に伴って、高エネルギー領域 ($10.5 \text{ MeV} - 0.4 \text{ MeV}$) および低エネルギー領域 (4.65 KeV 以下) の中性子スペクトルが相対的に高くなっていることが明らかである。前者は核分裂スペクトル領域であり、低エネルギー領域での核分裂確率の増大による中性子源の増加を意味し、後者は水素の減速効果による増加を意味している。特に、水蒸気侵入によって、共鳴領域を含む低エネルギー領域の中性子スペクトル増加が顕著である。

本来、炉物理特性の温度依存性の検討では、上述の断面積変化に加えて、物質の密度変化、寸法変化等を考慮しなければならないが、本節では断面積温度依存性のみを検討対象としている。

前節での検討は、炉心燃料平均温度 1500°K 、軸および径方向ブランケット燃料温度 800°K 、に対して実施した。本節では、炉心燃料およびブランケット燃料温度共に 600°K 、 300°K とした 2 ケースについて検討を加え、全出力運転時の結果と比較してみる。 600°K は冷却材 He 入口温度が 260°C であることを考えると、ほぼ炉がコールドクリーン状態であることを意味し、 300°K は炉が室温の状態にある仮想的状態を表わしている。

(2), (3)式の Exact perturbation 法による結果を Fig. 3.3 に 300 MWe GCFR, 1000 MWe GCFR の BOL について図示した。コールドクリーン状態 (600°K) では、すべての水蒸気侵入量に対して水蒸気侵入反応度効果は正となり、300°K では非常に大きな正の値を持つことになる。このことから、GCFR における水蒸気侵入反応度効果は、共鳴断面積の温度依存性によって、大きく影響を受けることがわかる。

Table 3.7 と Table 3.8 に、300 MWe GCFR と 1000 MWe GCFR の BOL における水蒸気侵入反応度効果の温度依存性 (300°K, 600°K) を、領域別に、Non-Leakage 項と Leakage 項に分けて、記載している。Table 3.1-1, Table 3.2-1 とこの結果から、水蒸気侵入反応度効果の温度依存性は、炉心の Non-Leakage 項によって支配されていることが明らかである。すなわち、温度が上昇すると、この Non-Leakage 項が益々負の方向に変化し、水蒸気侵入反応度効果も益々負の方向に変化することになる。

では、この大きな Non-Leakage 項の温度依存性は、どの核種の断面積温度依存性によって生ずるのであろうか。それを検討してみよう。(6), (9), (10)式を用いると、

$$\begin{aligned}\delta \Sigma_a^m(x, r) &= N^m(x, r) (\sigma_a^m(x, r, t) - \sigma_a^m(x, r, t_0)) \\ \delta \Sigma_f^m(x, r) &= N^m(x, r) (\nu \sigma_f^m(x, r, t) - \nu \sigma_f^m(x, r, t_0)) \\ \delta \Sigma_{g \rightarrow g'}^m(x, r) &\approx 0\end{aligned}\quad (12)$$

ここで、 t_0, t は基準とする温度 (t_0) と着目する別の温度 (t) を意味している。また (10) 式の $\phi(x, r), \phi^*(x, r)$ は基準とする温度 (t_0) の水蒸気侵入量 x に関する系の中性子束分布およびその随伴中性子束分布である。

上のように定義すると、(10) 式の Non-Leakage 項は、前節と同じように、それぞれの核種の Non-Leakage 項の和として表わすことができる。

基準となる温度 $t_0 = 300^\circ\text{K}$ (炉心, ブランケット共に同温度とし), 着目する別の温度を $t = 1500^\circ\text{K}$ (炉心), $t = 800^\circ\text{K}$ (ブランケット) とし、Core-1 についてのみ上述の検討を進めても一般性を失わない。

Table 3.9 に、常温時 ($t_0 = 300\text{ K}$) に対する全出力運転時の水蒸気侵入反応度効果の相違を核種毎の寄与の形で整理した。

摂動論の式から明らかなように、温度変化による水蒸気侵入反応度効果に与える影響は、温度変化によって生ずる侵入系と基準系のドップラー反応度効果の差によって表わされている。大型高速炉 (LMFBR, GCFR 共) のドップラー反応度効果は、一般的に負である。侵入系の方が、基準系よりも中性子スペクトルが軟化し、共鳴エネルギー領域の中性子存在比がはるかに多くなる。したがって、侵入系のドップラー反応度効果は、基準系のそれと比較して、より負になる。このことが、温度上昇によって、水蒸気侵入反応度効果がより負になる理由である。Table 3.9 から明らかであるが、水蒸気侵入反応度効果の温度上昇によって生ずる変化は、主に U-238 のドップラー反応度効果の温度依存性に依っている。

LMFBR の Na ボイド反応度効果の温度依存性は、上記の解釈を適用すると、Na ボイド系のドップラー反応度効果と Na のボイドしない系のドップラー反応度効果の差として考えることができる。後者のドップラー反応度効果は前者のそれと比較して、中性子スペクトルがより軟いこ

とを考慮すると、より負になっていると考えることができる。したがって、LMFBRのNaボイド反応度効果は、温度上昇によって、より正になることが予想できる。しかし、Naのボイドによって生ずる中性子スペクトルの変化は、水蒸気の侵入によって生ずる中性子スペクトルの変化と比較すると、かなり小さいと考えられるので、LMFBRでのNaボイド反応度効果の温度依存性は、GCFRでの水蒸気侵入反応度効果の温度依存性より小さいと考えることができる。

3.3 水蒸気侵入反応度効果の制御棒挿入効果

前節までの検討は、簡単化のために制御棒の挿入状態を考慮せず、すべて制御棒が引き抜かれた状態を仮定して、行なってきた。したがって、EOECを除くと、制御棒挿入を考慮すれば実効増倍率が1になるように、すべての燃焼状態で実効増倍率 $K_{eff} > 1$ の体系を想定している。しかし、このような体系と制御棒挿入体系とでは、中性子のバランスが異なり、したがって、中性子スペクトルおよび中性子束空間分布も異なることになる。これらの相異は、特に水蒸気侵入反応度効果のように敏感な炉物理特性に大きく影響を及ぼすと考えられる。

一般的に、GCFRはその内部転換比が大きいくともあって、燃焼に伴う反応度損失は小さく、したがってそれを補償する制御棒本数も少なくすむ、と考えられている。例えば、GBRAの設計になる1200 MWeのGBR-4では、19本の制御棒を考えている。これは若干少な過ぎる感じではあるが、最近のLMFBR商用炉の制御棒本数と比較すると、かなり少なくすむことは確実のようである。

この制御棒配置を正しく考慮して水蒸気侵入反応度効果を検討するためには、核計算に3次元体系を適用する必要があることになり、中性子スペクトルも詳細に考慮する必要もあることを考慮すると、この3次元体系に関する計算は実際上無理である。ここでは、水蒸気侵入反応度効果の中性子スペクトルの影響を26エネルギー群の取扱いで詳細に考慮するため、本節の検討も前節までと同じく、2次元R-Z体系に関する核計算に基いている。したがって、制御棒の挿入した体系は、炉心領域(Core-1, -2, -3, -4)に制御棒を構成する B_4C が均一に、他の燃料および構造材物質と混合させることで、模擬している。

検討の対象とした体系は、制御棒挿入本数をもっとも多いBOLでの300 MWe GCFRと1000 MWe GCFRである。この運転状態は、全出力運転温度状態であり、炉心の平均温度1500°K、ブランケット平均温度800 Kである。制御棒挿入系の制御物質 B_4C の量は、300 MWe GCFRでは、余剰反応度5.97% $\Delta K/K$ 、1000 MWe GCFRでは余剰反応度3.41% $\Delta K/K$ 、をそれぞれ相殺するように定めた。すなわち、制御棒の挿入しない系では、300 MWe GCFRと1000 MWe GCFRの実効増倍率がそれぞれ $K_{eff} = 1.0597$ 、 $K_{eff} = 1.0341$ であるのに対し、制御棒挿入系では、両GCFR共に $K_{eff} = 1$ である。

制御棒の挿入しない系と制御棒挿入系における水蒸気侵入反応度効果の相違を、水蒸気侵入量の関数として、300 MWe GCFRと1000 MWe GCFRについてFig. 3.4に示した。この計算は(2)、(3)式のExact Perturbation法を用いて行なったものである。この計算結果によって、制御棒挿入を考慮することによって、1000 MWe GCFRでは、0.03 g/cc以上の水蒸気侵入量で正で大きくなる水蒸気侵入反応度効果の傾向が消え、水蒸気侵入量と共に水蒸気侵入反応度効果

は益々負になり、その絶対値が非常に大きくなることが期待できる。また、300 MWe GCFR においても 1000 MWe GCFR と同傾向が期待できる。

この理由は、燃焼が進み中性子吸収材である核分裂生成物の蓄積によって、水蒸気侵入反応度効果が水蒸気侵入量の増加と共に益々負となる理由と同じである。すなわち、制御棒の吸収材である ^{10}B は、その核断面積として $1/v$ の形をしているので、水蒸気侵入量の増大による中性子スペクトルの軟化に伴って、その中性子吸収確率が増大することになる。この結果、(5)式において、基準系での制御棒反応度価値(5)式右辺第2項)より侵入系での制御棒反応度価値(5)式右辺第1項)の方が水蒸気侵入量の増大と共に益々大きく、負となる。したがって、制御棒挿入系と制御棒の挿入のない系の水蒸気侵入反応度効果の相違 $\Delta\rho(x)$ は、負で、水蒸気侵入量 x の増大と共に益々負となることになる。

LMFBR の Na ボイド反応度効果は、GCFR の水蒸気侵入反応度効果とは傾向が逆であり、制御棒挿入状態を考慮すると益々正となる。Na ボイド系は、Na のボイドしない系と比較して、中性子スペクトルが硬く、したがって制御棒反応度価値も小さくなる。(4)式に当てはめると、右辺第1項(Na ボイド系の制御棒反応度価値)より右辺第2項(Na ボイドのない系の制御棒反応度価値)の方がより負であることから、 $\Delta\rho > 0$ となる。

3.4 まとめ

本章では、GCFR での最も重要な安全性炉物理パラメータと考えられている水蒸気侵入反応度効果について、種々の運転状態を考慮して、総合的に検討を加えた。得られた結果をまとめると以下の通りとなる。

- (1) 初装荷状態(BOL)において、制御棒挿入を考慮しないと、1000 MWe GCFR において 0.03 g/cc 以上の水蒸気侵入量に対して正の水蒸気侵入反応度効果が得られる可能性がある。
- (2) 燃焼の進行に伴って、水蒸気侵入反応度効果は、水蒸気侵入量の増加と共に、一様に益々負となり、燃焼の進行した状態では、水蒸気侵入反応度効果を安全性に関する重要因子として考慮する必要はない。この原因は、低エネルギー領域で高い中性子吸収断面積を持つ核分裂生成物が燃焼と共に蓄積されることにある。
- (3) 低温状態では、300 MWe GCFR, 1000 MWe GCFR 共に、正の水蒸気侵入反応度効果を有し、その正の効果は水蒸気侵入量の増加と共に増加する。これは、低温状態であるので、特に ^{238}U のドップラー効果が小さく、中性子吸収確率が小さいことが原因となっている。しかし、制御棒の挿入を考慮すれば充分大きな負となる。
- (4) 制御棒の挿入を充分考慮すれば、いずれの運転状態においても、GCFR の水蒸気侵入反応度効果は、充分大きな負となり、安全性に関する重要な炉物理パラメータとはなりえない。この反応度効果が GCFR の安全性で問題となるとすれば、内部転換比が非常に 1 に近く、燃焼補償用制御棒をほとんど必要としない GCFR を設計した場合、しかも初装荷時、低温運転時という特殊な状態を考えた場合のみであろう。
- (5) 一方、LMFBR での安全性に関する重要な炉物理パラメータである Na ボイド反応度効果は、

燃焼の進行，高温状態，制御棒の挿入，によって益々正で大きくなる。この点がGCFRの水蒸気侵入反応度効果と大きく異なる点である。

この章の結論は，核断面積データとしてJAERI-Fast 26群セットを用いて得られたものである。核断面積データの妥当性，計算手法の妥当性を詳細に検討し，実験データの解析を通してこの章で得られた結論を再検討する必要がある。その検討を次章以降で行なう。

Table 3.1-1 Steam Ingress Reactivity Effects Calculated by Exact Perturbation Theory for 300 MWe GCFR at BOL.

(Unit : % ΔK/K)

Steam Comp. Region	0.01 g/cm ³		0.03 g/cm ³		0.05 g/cm ³		ρ
	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	
Core 1	-0.2467	0.0046	-0.4718	0.0563	-0.5230	0.0984	-0.4246
Core 2	-0.1059	0.0039	-0.1790	0.0440	-0.1616	0.0762	-0.0854
Core 3	-0.0582	0.0057	-0.0770	0.0630	-0.0269	0.1087	0.0818
Core 4	-0.0490	0.0028	-0.0831	0.0806	-0.0622	0.1428	0.0806
A.Blanket	-0.3869	0.0108	-0.8821	0.0975	-1.1429	0.1615	-0.9814
R.Blanket	-0.2015	0.0042	-0.4892	0.0549	-0.6580	0.0926	-0.5653
Reflector	-0.0069	0.0007	-0.0134	0.0020	-0.0155	0.0026	-0.0129
Sum	-1.0551	0.0327	-2.1955	0.3985	-2.5901	0.6828	-1.9073
Direct cal.	—	—	—	—	—	—	-1.9167

ρ = Non-Leak.+ Leak.

Table 3.1.1-2 Steam Ingress Reactivity Effects Calculated by Exact Perturbation Theory for 300 MWe GCFR at BOEC.

(Unit : % $\Delta K/K$)

Steam Comp. Region	0.01 g/cm ³		0.03 g/cm ³		0.05 g/cm ³		ρ
	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	
Core 1	-0.3440	0.0044	-0.7660	0.0509	-0.9830	0.0867	-0.8963
Core 2	-0.1586	0.0037	-0.3429	0.0400	-0.4240	0.0678	-0.3562
Core 3	-0.0922	0.0055	-0.1881	0.0580	-0.2092	0.0983	-0.1109
Core 4	-0.0586	0.0030	-0.1131	0.0769	-0.1142	0.1350	0.0208
A.Blanket	-0.3272	0.0109	-0.7135	0.0958	-0.8721	0.1579	-0.7142
R.Blanket	-0.1775	0.0044	-0.4224	0.0559	-0.5502	0.0945	-0.4557
Reflector	-0.0065	0.0009	-0.0139	0.0028	-0.0176	0.0040	-0.0136
Sum	-1.1628	0.0329	-2.5599	0.3804	-3.1703	0.6443	-2.5260
Direct cal.	—	—	—	—	—	—	—

Table 3.1-3 Steam Ingress Reactivity Effects Calculated by Exact Perturbation Theory for 300 MWe GCFR at EOEK.

(Unit : % ΔK/K)

Region	0.01 g/cm ³		0.03 g/cm ³		0.05 g/cm ³		ρ
	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	
Core 1	-0.4319	0.0041	-1.0173	0.0459	-1.3638	0.0772	-1.2866
Core 2	-0.2088	0.0035	-0.4924	0.0363	-0.6565	0.0061	-0.5957
Core 3	-0.1286	0.0053	-0.2996	0.0531	-0.3871	0.0891	-0.2980
Core 4	-0.0673	0.0031	-0.1495	0.0727	-0.0174	0.1270	-0.4779
A.Blanket	-0.2886	0.0110	-0.6302	0.0940	-0.7659	0.1544	-0.6115
R.Blanket	-0.1605	0.0046	-0.3858	0.0052	-0.5036	0.0956	-0.4080
Reflector	-0.0068	0.0011	-0.0156	0.0037	-0.0206	0.0054	-0.0152
Sum	-1.2925	0.0328	-2.9905	0.3623	-3.8724	0.6094	-3.2630
Direct cal.	---	---	---	---	---	---	-3.278

Table 3.2-1 Steam Ingress Reactivity Effects Calculated by Exact Perturbation Theory for 1000 MWe GCFR at BOL.

(Unit : % ΔK/K)

Region	0.01 g/cm ³		0.03 g/cm ³		0.05 g/cm ³		ρ
	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	
Core 1	-0.0783	0.0019	-0.1160	0.0415	-0.0630	0.0717	0.0088
Core 2	0.0744	0.0018	0.2851	0.0523	0.5455	0.0912	0.6367
Core 3	0.0581	0.0015	0.1750	0.0385	0.3007	0.0669	0.3677
Core 4	0.0213	-0.0033	0.0703	0.0515	0.1378	0.0943	0.2320
A.Blanket	-0.1846	0.0032	-0.4125	0.0514	-0.5194	0.0849	-0.4345
R.Blanket	-0.1372	0.0005	-0.3445	0.0367	-0.4717	0.0641	-0.4076
Reflector	-0.0007	0.0002	-0.0013	0.0004	-0.0014	0.0005	-0.0008
Sum	-0.2470	0.0058	-0.3437	0.2723	-0.0714	0.4736	0.4022
Direct cal.	---	---	---	---	---	---	0.4046

ρ = Non-Leak.+ Leak.

Table 3.2-2 Steam Ingress Reactivity Effects Calculated by Exact Perturbation Theory for 1000 MWe GCFR at BOEC.

(Unit : % $\Delta K/K$)

Steam Comp. Region	0.01 g/cm ³		0.03 g/cm ³		0.05 g/cm ³		ρ
	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	
Core 1	-0.3380	0.0019	-0.8119	0.0411	-1.0649	0.0693	-0.9956
Core 2	-0.1708	0.0021	-0.4122	0.0489	-0.5130	0.0830	-0.4300
Core 3	-0.0155	0.0013	-0.0375	0.0339	-0.0269	0.0580	0.0311
Core 4	-0.0130	-0.0025	-0.0297	0.0439	-0.0179	0.0793	0.0614
A.Blanket	-0.1488	0.0033	-0.3177	0.0514	-0.3698	0.0849	-0.2849
R.Blanket	-0.1030	0.0006	-0.2576	0.0321	-0.3443	0.0562	-0.2882
Reflector	-0.0005	0.0003	-0.0012	0.0009	-0.0015	0.0012	-0.0003
Sum	-0.7897	0.0070	-1.8677	0.2521	-2.3384	0.4319	-1.9065
Direct cal.	—	—	—	—	—	—	-1.9173

Table 3.2-3 Steam Ingress Reactivity Effects Calculated by Exact Perturbation Theory for 1000 MWe GCFR at EOEC.

(Unit : % $\Delta K/K$)

Region	0.01 g/cm ³		0.03 g/cm ³		0.05 g/cm ³		ρ
	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	
Core 1	-0.6027	0.0017	-1.4969	0.0408	-2.0338	0.0679	-1.9659
Core 2	-0.3577	0.0021	-0.9245	0.0461	-1.2727	0.0769	-1.1958
Core 3	-0.0682	0.0011	-0.1858	0.0301	-0.2525	0.0509	-0.2015
Core 4	-0.0383	-0.0020	-0.1025	0.0377	-0.1308	0.0676	-0.0632
A.Blanket	-0.1292	0.0033	-0.2836	0.0512	-0.3328	0.0846	-0.2481
R.Blanket	-0.0829	0.0007	-0.2124	0.0286	-0.2865	0.0501	-0.2364
Reflector	-0.0004	0.0004	-0.0013	0.0014	-0.0020	0.0020	0.0000
Sum	-1.2794	0.0074	-3.2071	0.2360	-4.3111	0.4001	-3.9110
Direct cal.	---	---	---	---	---	---	-3.9315

Table 3.3 Difference of Steam Ingress Reactivity
Effect of GCFRs at BOL and EOEC Obtained
Basing on Exact Perturbation Theory

(Unit : % $\Delta K/K$)

(a) 300 MWe GCFR

Region	Non-Leak.	Leak.	$\Delta\rho$
Core 1	-0.8408	-0.0212	-0.8620
Core 2	-0.4949	-0.0701	-0.5650
Core 3	-0.3602	-0.0196	-0.3798
Core 4	-0.1127	-0.0158	-0.1285
A.Blanket	0.3770	-0.0071	0.3699
R.Blanket	0.1544	0.0030	0.1574
Reflector	-0.0051	0.0028	-0.0023
Sum	-1.2823	-0.2105	-1.0718

(b) 1000 MWe GCFR

Region	Non-Leak.	Leak.	$\Delta\rho$
Core 1	-1.9708	-0.0038	-1.9747
Core 2	-1.8182	-0.0143	-1.8325
Core 3	-0.5532	-0.0160	-0.5692
Core 4	-0.2686	-0.0267	-0.2952
A.Blanket	0.1866	-0.0003	0.1864
R.Blanket	0.1852	-0.0140	0.1712
Reflector	-0.0006	0.0015	0.0008
Sum	-4.2397	-0.0735	-4.3132

$$\Delta\rho = \text{Non-Leak.} + \text{Leak.}$$

Table 3.4 Isotope Contribution to Difference of Steam Ingress Reactivity Effect in Core 1 of 300 MWe GCFRs at BOL and EOEC.

	235U	236U	238U	239Pu	240Pu	241Pu	242Pu	241Am	F.P.	Sum	
$\Delta H_m^{NL}(0)$	Capture	0.0096	-0.0020	0.2362	0.1606	-0.0587	0.0015	0.0004	-0.5783	-0.2158	
	Fission	-0.0645	-0.0006	-0.1095	-1.7762	0.1482	-0.0212	-0.0010	0	-1.8300	
	Scattering	0.0010	-0.0003	0.0782	0.0152	-0.0045	0.0002	0.0000	-0.1225	-0.0329	
	Sum	-0.0539	-0.0029	0.2277	-1.6032	0.0850	-0.0195	-0.0006	-0.0105	-0.7008	-2.0787
$\Delta H_m^{NL}(x)$	Capture	0.0180	-0.0044	0.1684	0.2853	-0.1341	0.0032	0.0010	-1.4619	-1.1427	
	Fission	-0.0708	-0.0006	-0.1095	-1.6694	0.1259	-0.0258	-0.0009	0	-1.7518	
	Scattering	0.0007	-0.0002	0.0556	0.0105	-0.0035	0.0001	0.0000	-0.0881	-0.0250	
	Sum	-0.0514	-0.0052	0.1146	-1.3736	-0.0117	-0.0225	0.0-01	-0.0206	-1.5500	-2.9195
$\Delta \rho(x)$	Capture	0.0845	-0.0024	-0.0906	0.1247	-0.0754	0.0017	0.0006	-0.8836	-0.9269	
	Fission	-0.0056	0.0000	0.0000	0.1096	-0.0223	-0.0047	0.0001	0	0.0782	
	Scattering	-0.0003	0.0001	-0.0226	-0.0047	0.0010	-0.0001	0.0000	0.0002	0.0344	0.0079
	Sum	0.0025	-0.0023	-0.1132	0.2296	-0.0967	-0.0031	0.0007	-0.0100	0.8492	0.8408

$\Delta \rho(x) = \Delta H_m^{NL}(x) - \Delta H_m^{NL}(0)$ [x = 0.05 g/cm³] (Unit : % $\Delta K/K$)

Table 3.5 Isotopic Contribution to Steam Ingress Reactivity Effect
in Core 1 of 1000 MWe GCFRs at BOL and EOEC.

	Component	²³⁵ U	²³⁶ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴² Pu	²⁴¹ Am	F.P.	Sum
$\Delta H_m^{NL}(0)$	Capture	0.0150	-0.0028	0.5477	-0.1814	-0.0651	0.0843	-0.0055	-0.0281	-0.8623	-0.4983
	Fission	-0.1076	-0.0007	-0.2058	1.9520	0.1505	-1.2400	0.0122	-0.0071	0	0.5535
	Scattering	0.0016	-0.0004	0.1837	-0.0171	-0.0055	0.0116	-0.0007	-0.0009	-0.1689	-0.0179
	Sum	-0.0910	-0.0039	0.5256	1.7535	0.0799	-1.1442	0.0060	-0.0362	-1.0523	0.0373
$\Delta H_m^{NL}(x)$	Capture	0.0279	-0.0067	0.3301	-0.3719	-0.1556	0.1727	-0.0177	-0.0659	-2.2157	-2.2997
	Fission	-0.1054	-0.0006	-0.1932	0.1822	0.1147	-1.3335	0.0101	-0.0066	0	0.3079
	Scattering	0.0011	-0.0003	0.1259	-0.0115	0.0041	0.0066	-0.0004	0.0005	-0.1322	-0.0163
	Sum	-0.0764	-0.0076	0.2658	1.4390	-0.0450	-1.1542	-0.0080	-0.0731	-2.3487	-2.0081
$\Delta \rho(x)$	Capture	0.0130	-0.0039	-0.2146	-0.1905	-0.0906	0.0885	-0.0121	-0.0378	-1.3534	-1.8014
	Fission	0.0023	0.0001	0.0126	-0.1297	-0.0358	-0.0935	-0.0021	0.0005	0	-0.2456
	Scattering	-0.0006	0.0001	-0.0578	0.0056	-0.0014	-0.0049	0.0003	0.0041	0.0367	-0.0016
	Sum	0.0147	0.0037	-0.2598	0.3146	-0.1249	-0.0099	-0.0139	0.0369	1.2964	-1.9708

$\Delta \rho(x) = \Delta H_m^{NL}(x) - \Delta H_m^{NL}(0)$ [x = 0.05 g/cm³] (Unit : % $\Delta K/K$)

Table 3.6 Variation of Neutron Spectra in Core 1 of 1000 MWe GCFR at BOL with Steam Density

Group	Steam		0.0	0.01 g/cm ³	0.03 g/cm ³	0.05 g/cm ³
	Energy range					
1	10.5	~ 6.5 MeV	2.08522E-03	2.37796E-03	2.85134E-03	3.25260E-03
2	6.5	~ 4.0 MeV	9.64535E-03	1.09875E-02	1.31135E-02	1.48927E-02
3	4.0	~ 2.5 MeV	2.34950E-02	2.67414E-02	3.15634E-02	3.54824E-02
4	2.5	~ 1.4 MeV	4.45019E-02	5.08065E-02	5.89374E-02	6.52325E-02
5	1.4	~ 0.8 MeV	6.36135E-02	7.37466E-02	8.20469E-02	8.76259E-02
6	0.8	~ 0.4 MeV	9.72107E-02	1.03583E-01	1.09239E-01	1.11849E-01
7	0.4	~ 0.2 MeV	1.57087E-01	1.53462E-01	1.44586E-01	1.36627E-01
8	0.2	~ 0.1 MeV	1.50966E-01	1.37554E-01	1.19502E-01	1.07767E-01
9	100	~ 46.5 KeV	1.53471E-01	1.30898E-01	1.07047E-01	9.40828E-02
10	46.5	~ 21.5 KeV	1.28117E-01	1.06739E-01	8.71323E-02	7.70948E-02
11	21.5	~ 10 KeV	7.75645E-02	7.12175E-02	6.48375E-02	6.05171E-02
12	10	~ 4.65 KeV	4.17907E-02	4.59968E-02	4.87310E-02	4.85363E-02
13	4.65	~ 2.15 KeV	2.76743E-02	3.62206E-02	4.25924E-02	4.40465E-02
14	2.15	~ 1.0 KeV	1.36022E-02	2.27327E-02	3.14893E-02	3.49667E-02
15	1000	~ 465 eV	6.04960E-03	1.37272E-02	2.28666E-02	2.74688E-02
16	465	~ 215 eV	2.27812E-03	7.50092E-03	1.54069E-02	2.03176E-02
17	215	~ 100 eV	6.58929E-04	3.40350E-03	8.85390E-03	1.30518E-02
18	100	~ 46.5 eV	1.51866E-04	1.35753E-03	4.53120E-03	7.55553E-03
19	46.5	~ 21.5 eV	3.03782E-05	5.58167E-04	2.35262E-03	4.38675E-03
20	21.5	~ 10 eV	4.52920E-06	1.82129E-04	9.49931E-04	1.98593E-03
21	10	~ 4.65 eV	8.24805E-07	8.71554E-05	5.34854E-04	1.21240E-03
22	4.65	~ 2.15 eV	4.37601E-07	7.96260E-05	5.20829E-04	1.21313E-03
23	2.15	~ 1 eV	1.61686E-07	3.28460E-05	2.45649E-04	6.22573E-04
24	1	~ 0.465 eV	2.38036E-08	5.36358E-06	5.15713E-05	1.54019E-04
25	0.465	~ 0.215 eV	4.48863E-09	1.37504E-06	1.73397E-05	5.90501E-05

Table 3.7-1 Steam Ingress Reactivity Effect of 300 MWe GCFR at BOL
with Uniform Temperature of 300°K.

(Unit : % ΔK/K)

Region	0.01 g/cm ³			0.03 g/cm ³			0.05 g/cm ³		
	Non-Leak.	Leak.	ρ	Non-Leak.	Leak.	ρ	Non-Leak.	Leak.	ρ
Core 1	0.0061	0.0051	0.0112	0.1144	0.0578	0.1723	0.2467	0.1012	0.3479
Core 2	0.0342	0.0043	0.0385	0.1558	0.0451	0.2009	0.2866	0.0782	0.3648
Core 3	0.0565	0.0062	0.0627	0.2024	0.0643	0.2667	0.3519	0.1108	0.4627
Core 4	0.0155	0.0031	0.0186	0.0724	0.0081	0.1535	0.1471	0.1435	0.2906
A.Blanket	-0.3549	0.0118	-0.3430	-0.8354	0.1008	-0.7347	-1.0994	0.1665	-0.9329
R.Blanket	-0.1822	0.0182	-0.1774	-0.4525	0.0562	-0.3964	-0.6166	0.0944	-0.5222
Reflector	-0.0073	0.0008	-0.0065	-0.1428	0.0022	-0.1208	-0.1645	0.0028	-0.0136
Sum	-0.4321	0.0360	-0.3961	-0.7572	0.4074	-0.3498	-0.7001	0.6974	-0.0027
Direct cal.	—	—	-0.3962	—	—	-0.3509	—	—	0.0023

ρ = Non-Leak.+ Leak.

Table 3.7-2 Steam Ingress Reactivity Effect of 300 MWe GCFR at BOL with Uniform Temperature of 600°K.

(Unit : % $\Delta K/K$)

Steam Comp. Region	0.01 g/cm ³		0.03 g/cm ³		0.05 g/cm ³		ρ
	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	
Core 1	-0.0965	0.0049	-0.1182	0.0575	-0.0529	0.1006	0.0477
Core 2	-0.0233	0.0041	0.0217	0.0448	0.1104	0.0777	0.1881
Core 3	0.0087	0.0060	0.0891	0.0640	0.2012	0.1104	0.3115
Core 4	-0.0130	0.0030	0.0060	0.0812	-0.0599	0.1438	0.2036
A.Blanket	-0.3715	0.0113	-0.8584	0.0992	-1.1196	0.1642	-0.9554
R.Blanket	-0.1923	0.0044	-0.4704	0.0554	-0.6355	0.0933	-0.5422
Reflector	-0.0070	0.0007	-0.0137	0.0021	-0.0158	0.0027	-0.0131
Sum	-0.6950	0.0346	-1.3439	0.4042	-1.4525	0.6926	-0.7598
Direct cal.	—	—	—	—	—	—	-0.7641

Table 3.8-1 Steam Ingress Reactivity Effect of 1000 MWe GCFR at BOL with Uniform Temperature of 300°K.

(Unit : % $\Delta K/K$)

Steam Comp. Region	0.01 g/cm ³		0.03 g/cm ³		0.05 g/cm ³		ρ
	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	
Core 1	0.3171	0.0026	0.7143	0.0439	0.9469	0.0757	1.0226
Core 2	0.3992	0.0027	1.0230	0.0545	1.4948	0.0946	1.5894
Core 3	0.1576	0.0020	0.4072	0.0396	0.6048	0.0686	0.6735
Core 4	0.0804	-0.0028	0.2076	0.0515	0.3171	0.0938	0.4109
A.Blanket	-0.1667	0.0042	-0.3915	0.0545	-0.5032	0.0895	-0.4138
R.Blanket	-0.1173	0.0011	-0.3035	0.0373	-0.4229	0.0646	-0.3583
Reflector	-0.0009	0.0002	-0.0015	0.0005	-0.0015	0.0006	-0.0009
Sum	0.6694	0.0100	1.6556	0.2818	2.4360	0.4874	2.9233
Direct cal.	---	---	---	---	---	---	2.9450

 ρ = Non-Leak. + Leak.

Table 3.8-2 Steam Ingress Reactivity Effect of 1000 MWe GCFR at BOL with Uniform Temperature of 600°K.

(Unit : % ΔK/K)

Steam Comp. Region	0.01 g/cm ³		0.03 g/cm ³		0.05 g/cm ³		ρ
	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	Non-Leak.	Leak.	
Core 1	0.1663	0.0023	0.4053	0.0431	0.5801	0.0745	0.6546
Core 2	0.2737	0.0023	0.7459	0.0538	1.1459	0.0936	1.2396
Core 3	0.1183	0.0018	0.3184	0.0393	0.4909	0.0682	0.5591
Core 4	0.0553	-0.0029	0.1514	0.0518	0.2454	0.0945	0.3399
A.Blanket	-0.1757	0.0037	-0.4010	0.0531	-0.5098	0.0874	-0.4224
R.Blanket	-0.1272	0.0008	-0.3222	0.0368	-0.4438	0.0640	-0.3798
Reflector	-0.0008	0.0002	-0.0013	0.0005	-0.0014	0.0005	-0.0009
Sum	0.3100	0.0083	0.8964	0.2784	1.5073	0.4828	1.9900
Direct cal.	---	---	---	---	---	---	2.0037

Table 3.9 Isotopic Contribution of Steam Ingress Reactivity Effect Difference in Core 1 of GCFRs at Operating Temperatures of T = 1500°K and T = 300°K.

Component	300 MWe GCFR				1000 MWe GCFR			
	238U	239Pu	240Pu	241Pu	238U	239Pu	240Pu	241Pu
$\Delta H_m^{NL}(0)$	-0.3725	-0.0354	-0.0059	0.0000	-0.6591	-0.0234	-0.0106	-0.0007
Fission	0	0.0520	0.0004	0.0003	0	0.0277	0.0012	0.0033
Sum	-0.3729	0.0166	-0.0055	0.0003	-0.6597	0.0044	-0.0094	0.0026
$\Delta H_m^{NL}(x)$	-1.2958	-0.3763	-0.0914	-0.0006	-1.6921	-0.2751	-0.1362	-0.0111
Fission	0	0.5066	0.0008	0.0024	0	0.3623	0.0010	0.0300
Sum	-1.2958	0.1303	-0.0907	0.0018	-1.6925	0.0873	-0.1351	0.0189
$\Delta \rho(x)$	-0.9233	-0.3409	-0.0855	-0.0006	-1.0330	-0.2517	-0.1256	-0.0105
Fission	0	0.4546	0.0004	0.0021	0	0.3346	-0.0002	0.0267
Sum	-0.9229	0.1137	-0.0851	0.0015	-1.0328	0.0829	-0.1257	0.0163

[Unit : % ΔK/K]

$$\Delta \rho(x) = \Delta H_m^{NL}(x) - \Delta H_m^{NL}(0) \quad [x = 0.05 \text{ g/cm}^3]$$

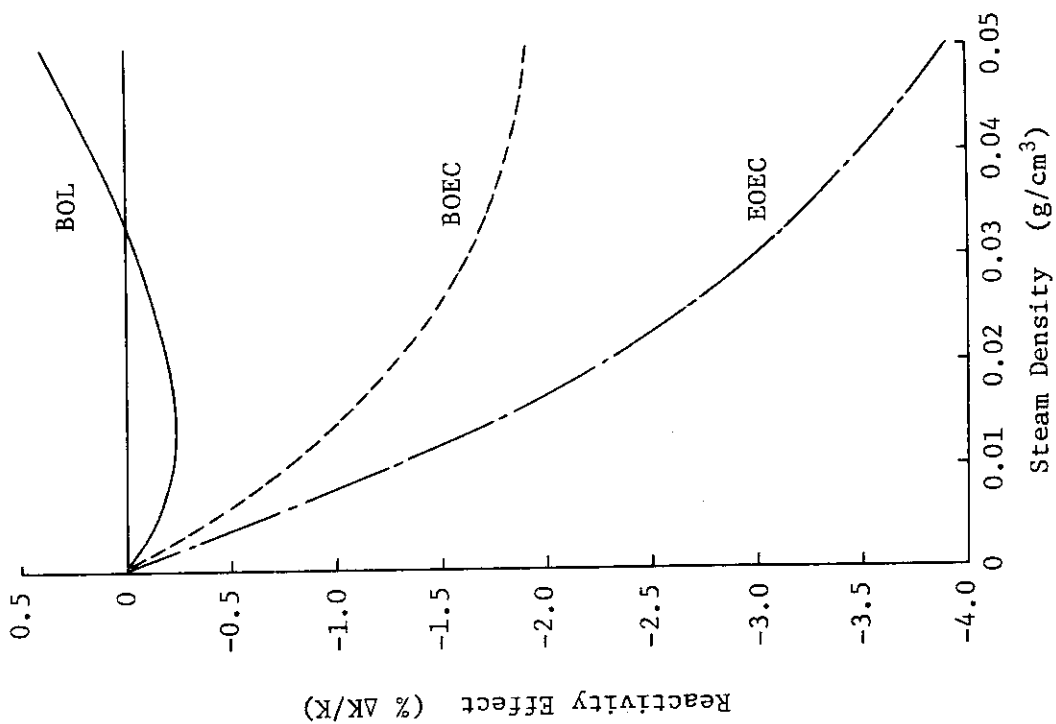


Fig. 3.2 Burnup Dependence of Steam Ingress Reactivity Effect of 1000 MWe GCFR

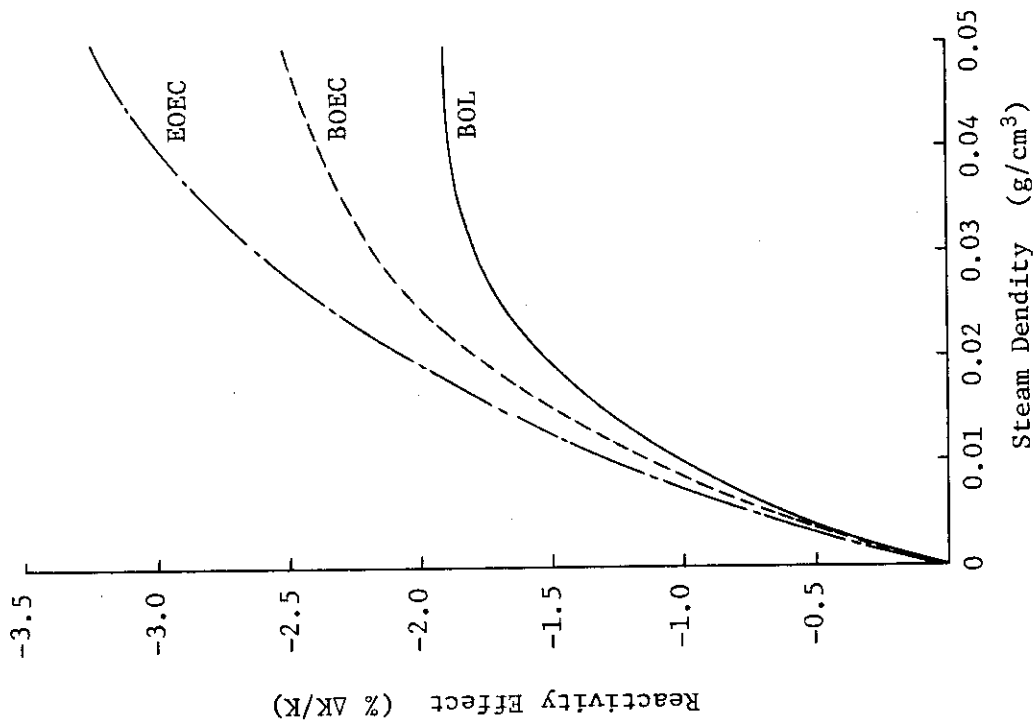


Fig. 3.1 Burnup Dependence of Steam Ingress Reactivity Effect of 300 MWe GCFR

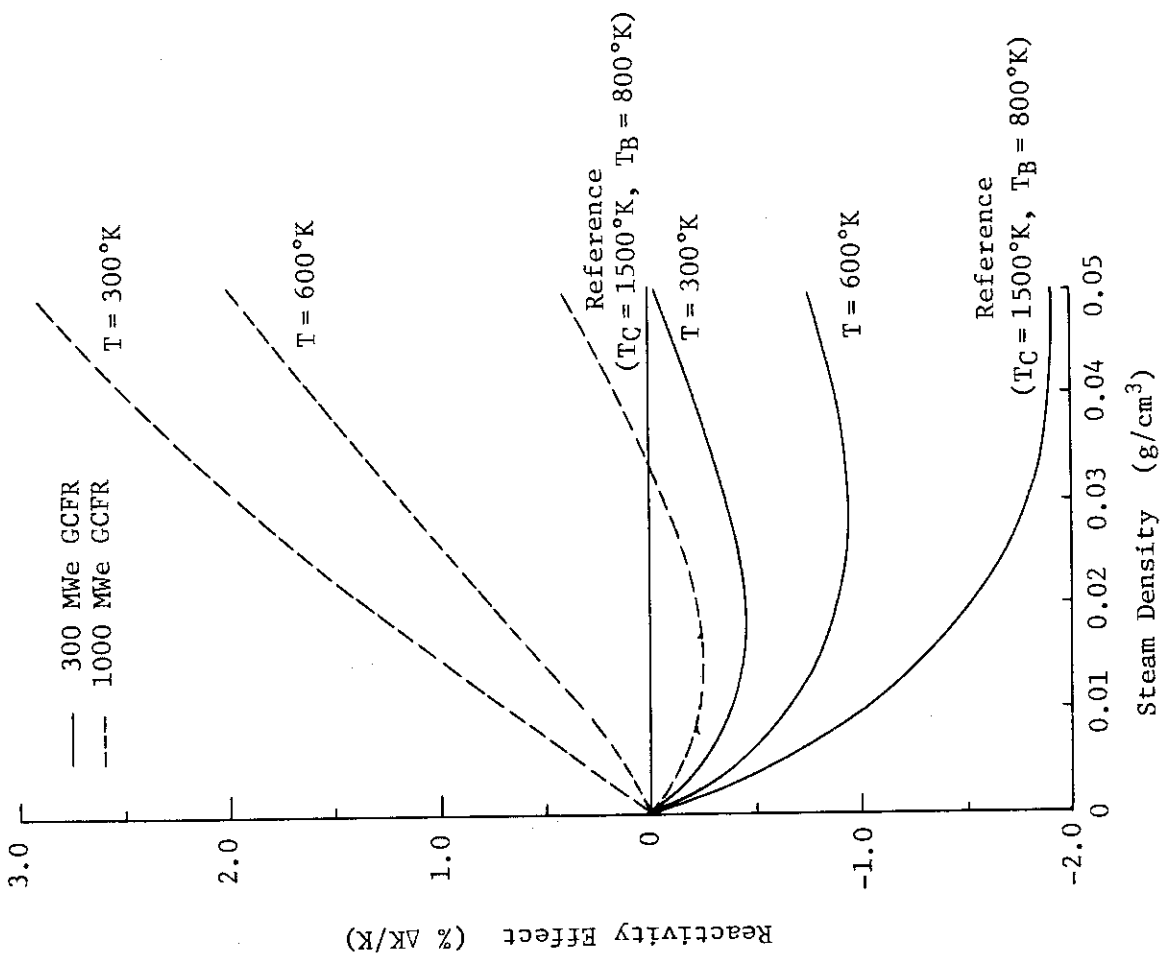


Fig. 3.3 Temperature Dependence of Steam Ingress Reactivity Effect of 300 MWe and 100 MWe GCFRs at BOL

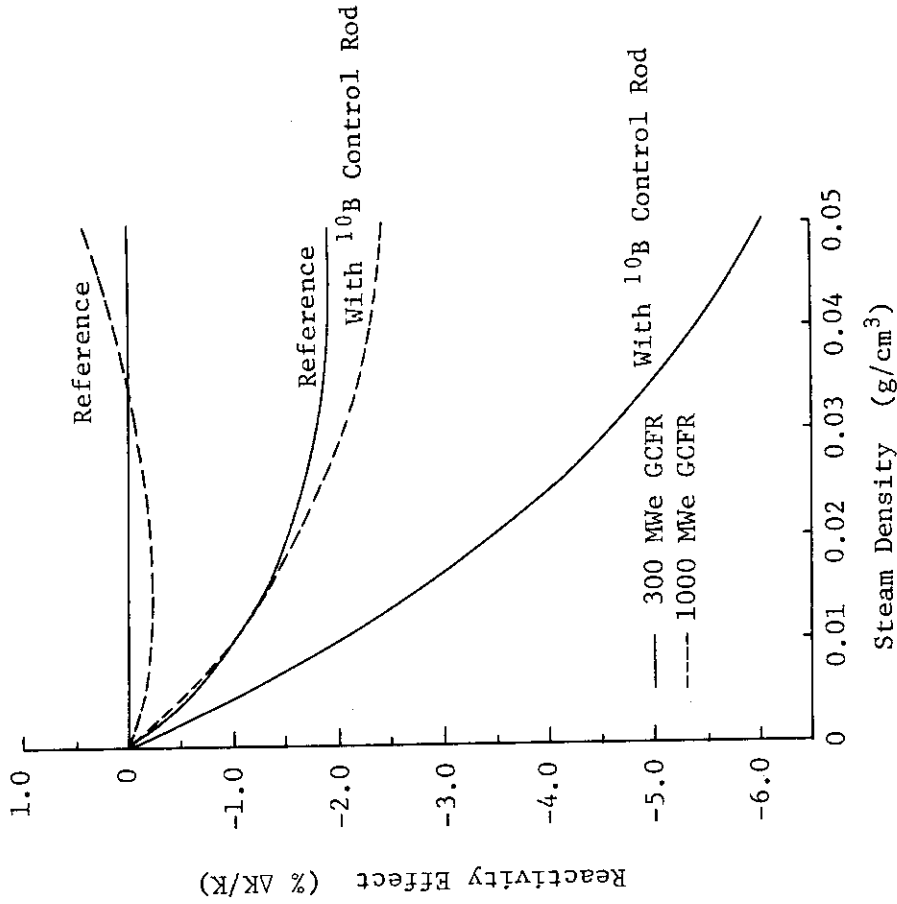


Fig. 3.4 Effect of ¹⁰B Control Rod Insertion on Steam Ingress Reactivity Effect of GCFRs at BOL

4. 水蒸気侵入反応度効果の燃料非均質配列効果

前章の解析は、炉心およびブランケット燃料集合体の構成物質が均質に混じり合っているという均質系に対して行なわれた。しかし、実際の GCFR の燃料集合体は、Fig. 4.1 で見られるように、燃料を中心に持ち被覆管で取囲まれた多数の燃料要素とその囲りを流れる冷却材および燃料集合体の構造材、から構成され、上述の均質系とはなっていない。この燃料非均質配列が、均質系の取扱いに対して、種々の炉物理特性に与える効果を燃料非均質効果、簡単に非均質効果 (Heterogeneity Effect) と呼ぶことにする。

非均質効果は、大別して3つの要素に分けることができる。それは、共鳴領域の自己遮蔽効果、中性子束分布微細構造効果および中性子ストリーミング効果である。GCFR では、LMFBR と比較して、

- (1) 冷却材 He の中性子反応断面積が非常に小さい、
- (2) 冷却材チャンネルの He の原子数密度が低い、
- (3) 冷却材流路断面積が大きい、

等の理由によって、特に中性子ストリーミング効果が重要になると考えられる。

水蒸気侵入反応度効果は、水蒸気が炉心内に侵入することによって、衝突断面積の増大に伴う中性子漏洩の減少による正の反応度効果と水素の中性子減速効果の増大に伴う中性子スペクトルの軟化による負の反応度効果によって決定される。したがって、この反応度効果は、中性子ストリーミング効果および共鳴領域における自己遮蔽効果と中性子束分布微細構造効果によって影響を及ぼされると考えることができる。

本章では、水蒸気侵入反応度効果に対して、非均質効果が侵入する水蒸気量と共にどのように変化するかを明らかにし、その変化のメカニズムを明確にする。

4.1 非均質効果の解析方法

非均質効果は、均質系で得られる特性を基準とした非均質系の特性との相対的相違で表わされる。したがって、この効果の計算には、均質系と非均質系の特性を何らかの方法によって求めておく必要がある。ここでは、水蒸気侵入反応度効果の非均質効果を、(6)~(10)式に基く1次摂動論によって検討する観点に立ち、非均質効果の定式化、実効断面積の作成、について概説する。

(1) 非均質効果の定式化

水蒸気侵入反応度効果に対する非均質効果を、(6)~(10)式に適用する場合、各式に含まれる要素がどのような意味を持っているかを考えてみる。ここで、水蒸気の侵入していない系を基準系、水蒸気の侵入した系を侵入系と呼ぶことにする。

(6)式の右辺第1項は、侵入系の実効増倍率に対する非均質効果であり、第2項は基準系の実効増倍率に対する非均質効果となる。再記すると、

$$\Delta \rho(x) = \Delta H(x) - \Delta H(0) \quad (13)$$

となる。

実効増倍率に対する非均質効果 $\Delta H(x)$, $\Delta H(o)$ は、通常の1次摂動論によって十分な精度で求めることができるので、(6)~(10)式が適用可能となる。すなわち、 $\Delta H(o)$ と $\Delta H(x)$ は、基準系と侵入系の均質計算で求めた中性子束と随伴中性子束と、それぞれの系の均質および非均質断面積の差とによって、計算することが可能となる。

(2) 実効断面積とセルモデル

原子炉内に配列された物質が均質に混合していると近似して作成する均質断面積、配列された物質の効果を取入れて作成する非均質断面積、この両者を総称して実効断面積と呼ぶことにする。実効断面積は、基本となる核断面積データ、物質の存在量、物質の空間分布が与えられることによって、領域および物質について実効的に定められるものである。したがって、実効断面積は、採用した核断面積データと作成方法に大きく依存する。

本章の解析に用いた核断面積データは、前章と同じく JAERI-Fast 25 群セット Version II (JFS-V2-25) である。核断面積データの不確かさが水蒸気侵入反応度効果自身の計算結果に与える影響は非常に大きい(第5章参照)が、水蒸気侵入反応度効果に対する非均質効果の計算結果への影響は比較的小さいと考えられる。一般的に考えても、実効増倍率の非均質効果(7)式への核断面積データの不確かさの影響は2次のオーダーであると考えられるからである。したがって、本章における JFS-V2-25 による水蒸気侵入反応度効果に対する非均質効果に関して得られる結論は、選択した核断面積データに依存せず、一般的なものであると考えることができる。

均質断面積は、反応 y について、

$$\Sigma_y = \sum_m N^m \sigma_y^m \quad (14)$$

である。 N^m は均質に混合した核種 m の原子数密度であり、 σ_y^m は核種 m の微視実効断面積である。 σ_y^m に共鳴領域がある場合には、 σ_y^m は Background cross-section σ_0^m の関数となる。

σ_0^m は、

$$\sigma_0^m = \frac{\sum_{m' \neq m} N^{m'} \sigma_t^{m'}}{N^m} \quad (15)$$

である。 σ_t は微視全断面積である。この場合の拡散係数 D は、輸送断面積の逆数として与えられ、

$$D = \frac{1}{3 \Sigma_{tr}} = \frac{1}{3 \sum_m N^m \sigma_{tr}^m} \quad (16)$$

である。

非均質断面積は、原子炉内に配置された物質の非均質配列を十分に考慮して作成する必要がある。通常、このためにセルモデルが用いられる。本論文では、この非均質性を2つのセルモデルを設定し、検討することとした。1つは2領域からなる円筒セルモデルで、これを Hetero-2R モデルと呼ぶ。もう1つは4領域から構成される円筒セルモデルであり、Hetero-4R と呼ぶ。

Fig. 4.2 から明らかのように、Hetero-2R は中心の燃料領域とそれを取囲む被覆管、冷却材、構造材の混合領域の2領域から構成されている。このモデルでは、燃料の実効断面積は比較的正しく求められるが、冷却材チャンネルを通る中性子ストリーミングを過小評価する可能性がある。

一方, Hetero-4R は中心から燃料領域, 被覆管領域, 冷却材領域, 構造材領域の4領域からなるセルモデルであり, 中性子ストリーミングを比較的正しく評価できるモデルであると考えられる。両モデル共に, 燃料集合体外側の構造材の取扱いが不十分である。本論文での非均質効果の検討は, 主に Hetero-2R モデルにより, その妥当性のチェックに Hetero-4R モデルを用いることとした。

非均質断面積は, Fig. 4.2 に示したセルの外側境界で中性子の等方反射の境界条件の下に, 衝突確率法に基ずく PIGEON コード⁽¹⁵⁾を用い, セル内中性子束分布を求め, それを重みとして作成した。

反応 y の非均質断面積 $\tilde{\Sigma}_y$ は, PIGEON では,

$$\tilde{\Sigma}_y = \frac{\sum_j \sum_m N^{m,j} \sigma_y^m \varphi^j}{\sum_j \varphi^j} \quad (17)$$

で与えられている。 $N^{m,j}$ はセル内領域 j , 核種 m の原子数密度, σ_y^m はセル内に存在する核種 m の微視断面積, φ^j はセル内領域 j の体積積分中性子束である。ここで, σ_y^m はセル内領域で平均された実効断面積であり, セル内領域に依存しない量として与えられている。これは, 非均質断面積の共鳴の自己遮蔽効果をセル平均 Background cross-section 中に包含するよう近似しているからである。すなわち, 均質断面積でみた σ_o^m と同様に,

$$\sigma_o^m = \frac{\sum_{m' \neq m} \tilde{N}^{m'} \sigma_t^{m'}}{N^m} \quad (18)$$

とする。 \tilde{N}^m はセル平均の実効的原子数密度であり, エネルギー群に依存する量であり,

$$\tilde{N}^m = \frac{\sum_j N^{m,j} \varphi^j}{\sum_j \varphi^j} \quad (19)$$

で与えられている。

非均質断面積の拡散係数は, 中性子ストリーミングに方向依存性があるため, 方向依存性を持つことになる。Benoist の公式⁽¹⁶⁾にしたがうと, n 方向の拡散係数 D^n は,

$$D^n = \frac{\sum_j \sum_i \varphi^i P_{ij}^n / \sum_{tr}^j}{3 \sum_j \varphi^j} \quad (20)$$

で表わされる。ここで, P_{ij}^n は領域 i で発生した中性子が領域 j で衝突する確率の n 方向成分であり, \sum_{tr}^j は領域 j の輸送断面積である。(16)式の均質拡散係数に相当する非均質拡散係数 \tilde{D} は, (20)式を方向について平均することによって求められる。着目する体系を円筒形とすると,

$$\tilde{D} = \frac{1}{3} (2D^r + D^z)$$

となる。しかし, 本章の解析では, D^n ($n=r, z$) を用いることとし, \tilde{D} を用いていない。

(7)式に相当する摂動計算に現われる実効断面積の相違 $\delta \Sigma_y$ は, 基準系と侵入系のそれぞれに対して求められた非均質断面積と均質断面積の差である。すなわち,

$$\delta \Sigma_y = \tilde{\Sigma}_y - \Sigma_y \quad (21)$$

である。ただし、(7)式中の拡散項は若干複雑になるので、それを書くと、

$$\begin{aligned} & \int \phi_g^* \delta D_g \phi_g dv \\ & \equiv \int \phi_g^* (D_g^z - D_g) \frac{\partial^2 \phi_g}{\partial z^2} dv + \int \phi_g^* (D_g^r - D_g) \frac{\partial^2 \phi_g}{\partial r^2} dv \end{aligned} \quad (22)$$

となる。 D_g^z 、 D_g^r は(20)式の拡散係数であり、 D_g は(16)式の拡散係数である。

4.2 解析結果と検討

解析の対象とした GCFR は Fig. 2.2 に示した GA 社設計の 1000 MWe GCFR である。Fig. 4.2 のセルモデルは Fig. 4.1 の燃料集合体を基本として作成したものである。本節では、水蒸気侵入反応度効果に対する非均質効果を初装荷状態 (BOL) について水蒸気侵入量の関数として詳細に検討し、燃焼状態についても検討を加える。また、セルモデルの相違による非均質効果への影響について考察すると共に、1000 MWe GCFR との比較のために Fig. 2.1 に示した 300 MWe GCFR に関する非均質効果の解析も行なっている。

(1) 一般的炉物理特性に対する非均質効果

水蒸気侵入反応度効果の非均質効果を検討する前に、それ以外の炉物理特性の非均質効果についてまとめておこう。前に述べたように、GCFR は中性子の洩れ易い体系になっているので、GCFR の炉物理特性は特に中性子ストリーミングによって影響を受けるものと予想できる。ここでは、実効増倍率、増殖比、冷却材 He ボイド反応度効果、中性子束分布に与える非均質効果をまとめた。

Table 4.1 には、1000 MWe GCFR と 300 MWe GCFR の実効増倍率、増殖比、冷却材 He ボイド反応度効果、ドップラー反応度効果の非均質効果を示し、Table 4.2 には、1000 MWe GCFR の炉心中心軸方向中性子束分布の非均質効果を示した。非均質効果解析に用いたセルモデルは Hetero-4R と Hetero-2R である。

非均質効果を考慮すると、基準系の均質計算で得られた実効増倍率をかなり低めることになる。すなわち、非均質効果を考慮すれば、負の中性子ストリーミング効果が正の自己遮蔽効果と中性子束分布微細構造効果以上に大きくなるからである。1000 MWe GCFR と 300 MWe GCFR の実効増倍率の非均質効果を比較すると、前者は約 10% 後者より大きくなる。これは、1000 MWe GCFR の冷却材流路断面積がより広がっていることによる。

増殖比の非均質効果は、1000 MWe GCFR についてのみ与えられているが、均質計算の結果を若干増加させている。これは、低エネルギー領域の中性子ストリーミングの増加によって、炉心内の中性子スペクトルを硬化させ、結果として内部転換比を下げる以上に、中性子ストリーミングによって炉心からブランケットへ中性子が流れ、結果として外部転換比を増加させたことによると思われる。

ドップラー反応度効果については、炉心のみについて 1000 MWe GCFR で $1500^\circ\text{K} \rightarrow 2100^\circ\text{K}$,

300MWe GCFR で $300^{\circ}\text{K} \rightarrow 900^{\circ}\text{K}$, それぞれ温度を上昇させることで, 計算した。この反応度効果の非均質効果は, 無視できるほど小さいが, 若干正である。正となる理由は, 上述の低エネルギー領域の中性子ストリーミングの増加による炉心内中性子スペクトルの硬化によると考えることができる。

He ボイド反応度効果に関する検討は, 炉心と軸方向ブランケットから 90 気圧の冷却材 He が抜けた場合について行なった。この反応度効果の非均質効果は, 均質計算で求めた正の反応度効果を 3~4% 低くするように働いている。He ボイド反応度効果は, LMFBR の Na ボイド反応度効果と同様に, 冷却材の喪失によって, 負の中性子漏洩項と正の中性子スペクトル硬化項の相関で決まるものである。したがって, 上に見た He ボイド反応度効果の非均質効果の傾向は, 非均質効果を考慮することによって, 反応度効果の負の中性子漏洩項を強調している結果であると考えられる。

炉心中心軸方向中性子束分布を均質計算と非均質計算について比較すると Table 4.2 から明らかのように, 非均質計算結果は, 中性子ストリーミングによって, 特に軸方向ブランケット末端から反射体にかけて 5~10%, 均質計算と比べて高くなる。

以上の結果, GCFR の炉物理特性に与える非均質効果は, 実効増倍率 (炉の臨界性) に関してのみ充分な考慮を必要とするが, その他の増殖比, ドップラー反応度効果, He ボイド効果および中性子束分布については考慮を必要としないことが明らかになった。

(2) 水蒸気炉心侵入反応度効果に対する非均質効果の水蒸気侵入量依存性

水蒸気侵入反応度効果の非均質効果は, (6)~(10) 式で表わされるように, 侵入系と基準系の実効増倍率の非均質効果の差である。(7) 式の右辺第 1 項を Leakage 項, その他を Non-Leakage 項とすると, Leakage 項は水蒸気侵入量 x の増加に伴って, 中性子ストリーミングが減少することによって, 0 に近づくことになる。Non-Leakage 項は, 共鳴領域の自己遮蔽効果, セル内中性子束微細構造が水蒸気侵入量の変化に伴って, 変化する。この結果, 水蒸気侵入反応度効果の非均質効果は, 水蒸気侵入量に依存すると考えられる。ここでは, その依存性を定量的に検討すると共に, 依存性の起る主要原因を明らかにする。

解析対象としては, 1000MWe GCFR の初装荷状態 (BOL), 全出力運転状態, を想定した。Table 4.3 に, 均質と非均質計算によって得られた水蒸気侵入反応度効果を示した。この反応度効果の非均質効果は, 均質と非均質計算結果の差として与えられる。いずれの GCFR も, 非均質計算結果は均質計算結果より高くなり, したがって水蒸気侵入反応度効果の非均質効果は正であることがわかる。また 300MWe GCFR の非均質効果は 1000MWe GCFR のものと傾向も変わらず, 値自身もほぼ同程度である。⁽¹⁷⁾

Table 4.3 では, 非均質効果自身の傾向を把握しにくいので, 非均質効果のみを 1000MWe GCFR について Fig. 4.3 に図示した。この場合, 実際には起り得ない水蒸気侵入量 $x = 0.1\text{g/cc}$ についても計算している。Fig. 4.3 から, 水蒸気侵入反応度効果の非均質効果は, 全水蒸気侵入量に対して正の値を持つが, 侵入量 $0.03\text{g/cc} \sim 0.05\text{g/cc}$ において最大値を持つ上に凸の関数となっている。非均質効果は, 小さい水蒸気侵入反応度効果の場合にはかなり大きな影響がみられ, 補正項として取扱うには大きい。

上に見た傾向を理解するために, 非均質効果を領域別, Leakage 項と Non-Leakage 項に分

離し、Table 4.4 に示した。水蒸気侵入量が 0 から 0.05 g/cc まで増加するにつれて非均質効果がより正となることは、主に Leakage 項によることが理解できる。しかし、その非均質効果の増加傾向がにぶくなるのは、Non-Leakage 項によっていることも理解できる。領域別に見ると、軸および径方向ブランケットの非均質効果が非常に大きく、全体の50%以上を占めていることが特徴的である。その理由は、炉心では逆の符号を持つ Non-Leakage 項と Leakage 項が相殺し、非均質効果は小さくなるが、軸および径ブランケットでは正の Leakage 項が常に支配的である、ことにある。また、水蒸気侵入量の増加にしたがい正の非均質効果の増加傾向がにぶる大きな原因は、水蒸気侵入量の増加にしたがって炉心の負の Non-Leakage 項が急激に支配的になり、非均質効果が下がることにある。

水蒸気侵入効果の非均質効果の Leakage 項について、(6)、(7)式から考えると、(11)式の第1項は x が増加するにしたがって、中性子ストリーミングが小さくなり、均質と非均質拡散係数の差 δD が小さくなる。したがって $x \rightarrow \infty$ とすれば $\delta D \rightarrow 0$ となるであろう。このように考えると、Leakage 項は、(6)式から考えて、中性子ストリーミングの観点から、 $x = 0$ の(7)式の第1項の値を最大とする x に対する増加曲線を描くことになる。

一方、水蒸気侵入効果の非均質効果の Non-Leakage 項は、水蒸気侵入量によって共鳴領域の自己遮蔽効果、セル内中性子束微細構造に影響を与えることに関連し、したがって含まれる核種の実効断面積と関係づけることができる。この観点に立って、(6)、(9)、(10)式の意味での Non-Leakage 項を核種毎の寄与の形で Table 4.5 にまとめた。領域は 1000 MWe GCFR の Core-1 に対してのみ考慮しているが、得られる傾向に関する結論は、いずれの領域に対しても適用できる。

Table 4.5 で見ると、Fig. 4.2 のセル第1領域に存在する U-235, U-238, Pu-239, Pu-240, Pu-241, Pu-242, O-16 に関して、中性子捕獲項(10式右辺1項に相当)は正、核分裂項(3項に相当)は負、散乱項(2項に相当)は負となり、セル第2領域に存在する Cr, Fe, Ni, H に関しては、第1領域とは逆傾向にある。このことは、セル内中性子束微細構造の点から考えると、水蒸気侵入により、セル内第2領域の中性子衝突確率が増大し、第1領域と比較して第2領域の中性子存在確率が高くなることに対応すると考えることができる。すなわち、侵入系の第1領域存在核種のセル平均実効断面積は、基準系の対応するセル平均実効断面積より低くなることを意味している。

このような現象を踏まえ、核種毎に非均質効果の Non-Leakage 項への寄与の程度を見ると、負の寄与を持つ U-235, Pu-239, Pu-241 の核分裂性核種と正の寄与を持つ U-238, Pu-240 の親核種が大きな効果を与えることがわかる。中でも負の寄与を持つ Pu-239 と Pu-241 の効果は、水蒸気侵入量に対して顕著な増加傾向を示している。したがって、前に見た水蒸気侵入量の増加に伴って非均質効果の負の Non-Leakage 項が急激に増加することは、Pu-239, Pu-241 の効果であることが明らかとなった。

(3) 水蒸気侵入反応度効果に対する非均質効果の燃焼依存性

燃焼によって水蒸気侵入反応度効果は大きく変化し、水蒸気侵入量と共に益々負となる傾向を示すことを 3.1 において明らかにした。ここでは、この反応度効果の非均質効果が燃焼の進行に伴って変化するかどうかを検討してみる。

解析対象とした炉心は 1000 MWe GCFR であり、燃焼計算自体には非均質効果を考慮せず、3.1 で得られた燃焼各ステップの組成を用いることとした。初装荷状態の非均質効果については、本節の(2)で詳細な検討を行なったが、初装荷状態と燃焼状態の非均質効果に相違があるとすれば、燃焼状態のセル内第 1 領域の燃料組成、核分裂生成物蓄積の点で初装荷状態のセルと異なる点にある。

初装荷状態を含めて、燃焼の進行と共に水蒸気侵入反応度効果の非均質効果がどのように変化するかを、Fig. 4.4 に示した。3.1 での議論と同様に、燃焼時点 $T=0$ year, $T=1$ year, $T=1.5$ year, $T=2$ year はそれぞれ初装荷時 (BOL), 平衡サイクル初期 (BOEC), 平衡サイクル中期 (MOEC), 平衡サイクル末期 (EOEC), に対応している。Fig. 4.4 によると、水蒸気侵入効果の非均質効果は各燃焼時点、各水蒸気侵入量に対して全て正の値を持ち、燃焼の進行に対して増加する。この非均質効果は初装荷時と比較して、BOEC で 7~13%, EOEC で 15~27% 大きくなる。

水蒸気侵入反応度効果の非均質効果は、燃焼の進行に伴って、上に見たように変化するが、Fig. 3.2 と Fig. 4.4 を比較することによって、この非均質効果の燃焼依存性は、水蒸気侵入反応度効果自身の燃焼依存性と比較すると相対的に急激に小さくなると云える。したがって、反応度効果自身の燃焼依存性を考えると、反応度効果の非均質効果は、初装荷状態において精度よく求め、燃焼状態においては無視、あるいは初装荷状態の非均質効果を用いることで充分であると云える。

(4) セルモデルによる影響の検討

これまでの非均質効果の解析は、燃料集合体内の物質の非均質配列を Fig. 4.2 に示した Hetero-2R セルモデルによって模擬したことに基いている。Hetero-2R は 2 領域セルモデルであり、前述のように中性子ストリーミングを過小評価したモデルである。Fig. 4.2 に示したもう一つのセルモデル Hetero-4R は、まだ近似的なモデルであるが、冷却材チャンネルを第 3 領域に独立してモデル化したことによって、中性子ストリーミングを適正に評価しているものと考えられる。ここでは、Hetero-4R に基く水蒸気侵入反応度効果の非均質効果を解析し、Hetero-2R によって得られた結果と比較する。

Table 4.6 で 1000 MWe GCFR の初装荷状態、全出力運転の水蒸気侵入効果に対する非均質効果を Hetero-2R と Hetero-4R について比較した。セルモデルの相違による非均質効果の相違をみると、Hetero-2R モデルの方が Hetero-4R モデルよりも水蒸気侵入量 0.01 g/cc に対して約 14%, 0.03 g/cc に対して約 20%, 0.05 g/cc に対して約 30%, 過小評価している。(10)式において、Hetero-2R, Hetero-4R に基く水蒸気侵入反応度効果の非均質効果を $\Delta\rho^{2R}(x)$, $\Delta\rho^{4R}$ とすると、

$$\Delta\rho^{2R}(x) = \Delta H^{2R}(x) - \Delta H^{2R}(0)$$

$$\Delta\rho^{4R}(x) = \Delta H^{4R}(x) - \Delta H^{4R}(0)$$

となる。Hetero-2R と Hetero-4R の反応度効果に対する非均質効果の相違は、 $\Delta\rho^{4R}(x) - \Delta\rho^{2R}(x)$ である。 $\Delta H^{2R}(x)$, $\Delta H^{4R}(x)$ ($0 \leq x$) は、(7)式によって、水蒸気侵入量 x における系の実効増倍率の Hetero-2R と Hetero-4R に対する非均質効果である。したがって、 $\Delta H^{2R}(x)$

と $\Delta H^{4R}(x)$ の中性子束, 随伴中性子束は同じであり, 加えて, 実効断面積の差をとった $\delta \Sigma_y$ の基準断面積は均質断面積で共通となる。その結果, $\Delta \rho^{4R}(x) - \Delta \rho^{2R}(x)$ も, (6), (7) 式のように書いて,

$$\Delta \rho^{4R}(x) - \Delta \rho^{2R}(x) = \Delta G(x) - \Delta G(o) \quad (23)$$

となる。 $\Delta G(x)$ は (7) 式の $\Delta H(x)$ と同様な形を持ち, 中性子束, 随伴中性子束, $\nu \Sigma_f(x)$, K は (11) 式の定義と同じであるが, 実効断面積の差 $\delta D(x)$, $\delta \Sigma_y(x)$ は Hetero-2R と Hetero-4R の実効断面積の差と解釈することになる。ここで, (23) 式の $\Delta G(x)$ と $\Delta G(o)$ の内 Non-Leakage 項はほぼ 0 と仮定する。すなわち, Hetero-2R と Hetero-4R 間の実効断面積の相違 $\delta \Sigma_y$ は 0 であると仮定する。この仮定は, Hetero-2R と Hetero-4R のセルモデル上の相違は中性子ストリーミングのモデル化の相違のみにあることに基いているが, まず妥当な仮定であると云える。この仮定に立つと, (23) 式の $\Delta G(x)$, $\Delta G(o)$ は, Hetero-2R と Hetero-4R の拡散係数の相違 δD にのみ関係することになる。水蒸気侵入量の増加にしたがって, Hetero-2R と Hetero-4R の拡散係数は共に均質の拡散係数に近ずき, 水蒸気侵入量 $x \rightarrow \infty$ の時 $\delta D \rightarrow 0$ となる。すなわち, $|\delta D(x)|$ は x の増加にしたがって単調に減少すると考えることができる。一般に, 中性子ストリーミングの強い Hetero-4R の拡散係数は Hetero-2R のそれよりも大きいことを考えると, $\delta D(x) \geq 0$ ($x \geq 0$) となる。これらのことから, 容易に,

$$\Delta G(x) \geq \Delta G(o), \quad \delta G(x) \leq 0 \quad (x \geq 0)$$

と考えることができる。したがって, (23) 式は

$$\rho^{4R}(x) - \rho^{2R}(x) \geq 0 \quad (x \geq 0)$$

となる。

これらの推論から, Hetero-2R モデルによって得られる正の水蒸気侵入反応度効果の非均質効果は, Hetero-4R モデルによって得られる対応する正の非均質効果を過小評価し, 水蒸気侵入量の増加に伴って過小評価の程度が増加するという前に得た結果が理解できる。すなわち, Hetero-2R と Hetero-4R に基く水蒸気侵入反応度効果の非均質効果の相違は, 両モデルの中性子ストリーミングの相違によっていると考えることができる。

300 MWe GCFR と 1000 MWe GCFR の他の特性 (実効増倍率, He ボイド反応度効果, ドプラー反応度効果) に与えるセルモデルによる影響は Table 4.1 と Table 4.2 から見られる。

4.3 まとめ

本章では, 水蒸気侵入反応度効果を中心とし GCFR の炉物理特性に対する燃料非均質配列の効果 (非均質効果) について検討した。この検討は, 基本的には, JAERI-Fast Version II 25群断面積セット, 2次元 R-Z 拡散計算と摂動計算, に基いている。非均質効果を推定するために, セル平均実効断面積, Benoist 公式に基く方向依存拡散係数を多数のセル計算によって準備した。

本章で得られた結果をまとめると以下ようになる。

- (1) 実効増倍率に非均質効果を考慮すると、均質計算の結果は0.3-0.5% $\Delta K/K$ 減少する。これは主に中性子ストリーミングの効果である。
 - (2) 増殖比に対する非均質効果は無視できるほど小さいが、中性子束分布に関し、特に原子炉外側境界を考える時、非均質効果の考慮を必要とする可能性がある。
 - (3) ドップラー反応度効果およびHe ボイド反応度効果の解析は、均質計算で充分であるが、後者の非均質効果は、正の均質計算結果を3-5%下げるように働らく。
 - (4) 水蒸気侵入反応度効果の非均質効果は正であり、他の特性の非均質効果と比較して大きい。正の非均質効果は、中性子ストリーミングの効果と関連して、水蒸気侵入量と共に増加する。しかし、この増加曲線は、0.03-0.05g/ccの範囲で最大値を持つ曲線となる。この原因は、水蒸気侵入量が一定以上になると、燃料ペレット内の中性子束が相対的に下がり、特にPu-239、Pu-241の負のNon-Leakage項効果が支配的になることにある。
 - (5) 水蒸気侵入反応度効果の非均質効果は、燃焼の進行に影響されず、この反応度効果自身が燃焼の進行によって大きく負となることを考えると、相対的に非均質効果は燃焼の進行に伴って小さくなると云える。
 - (6) 水蒸気侵入反応度効果を含む炉物理特性に対して非均質効果を考慮しなければならないとすれば、通常用いられる2領域からなるセルモデルで充分である。
- (6)に関する結論に関し、最近Butland¹⁸⁾、亀井¹⁹⁾等は、燃料ピンに対する非均質効果と共に、燃料要素の集合とラッパーチューブからなる燃料集合体の非均質効果が重要となると、LMFBRに関して述べている。本研究は、この燃料集合体の非均質効果を含んでいないので、解析方法を含めて今後の検討課題となる。

核断面積セットの相違による非均質効果に対する影響については、2次の微量であると考えられる。

Table 4.1 Nuclear Characteristics of GCFRs Obtained by Homogeneous Calculation and Their Heterogeneity Effects

Item	300 MWe GCFR	1000 MWe GCFR
(1) K_{eff}	1.0597	1.0341
Hetero. effect : % K/K		
Hetero-4R	—	-0.448
Hetero-2R	-0.302	-0.331
(2) Breeding ratio	—	1.527
Hetero. effect :		
Hetero-4R	—	0.012
Hetero-2R	—	0.009
(3) Doppler Reactivity : % K/K	-0.499 ^a	-0.240 ^b
Hetero. effect : % K/K		
Hetero-4R	—	0.002
Hetero-2R	0.002	0.001
(4) He-loss Reactivity : % K/K	0.246	0.551
Hetero. effect : % K/K		
Hetero-4R	—	-0.018
Hetero-2R	-0.011	-0.017

a ; 300 - 900°K in core, b ; 1500 - 2100°K in core.

Table 4.3 Steam Ingress Reactivity Effect of 1000 MWe GCFR at BOL Obtained by Homogeneous and Heterogeneous Calculations

(Unit : % $\Delta K/K$)

Steam (g/cm ³)	HOM	HETERO-2R	Difference*
0.01	-0.2414	-0.1964	0.0450
0.03	0.0717	0.1657	0.0940
0.05	0.4046	0.5066	0.1020

* Difference = HETERO-2R - HOM

Table 4.2 Total Neutron Flux Distributions along Centre Axis
of 1000MWe GCFR obtained by Homogeneous and
Heterogeneous Calculations

	Flux Point		HOMO	HETERO-4R	HETERO-2R
	Point Num.	Distance from Core Center(cm)			
Core-1	1	2.470	1.0	1.0	1.0
	2	7.410	0.99406	0.99414	0.99412
	3	12.350	0.98224	0.98246	0.98240
	4	17.290	0.96460	0.96506	0.96493
	5	22.230	0.94130	0.94205	0.94184
	6	27.170	0.91250	0.91361	0.91331
	7	32.110	0.87844	0.87998	0.87957
	8	37.050	0.83939	0.84143	0.84089
	9	41.990	0.79571	0.79830	0.79761
	10	46.930	0.74781	0.75099	0.75015
	11	51.870	0.69618	0.69998	0.69899
	12	56.810	0.64142	0.64586	0.64472
	13	61.750	0.58426	0.58934	0.58805
	14	66.690	0.52561	0.53129	0.52988
	AX.BL.	15	71.630	0.46665	0.47283
16		76.600	0.40865	0.41515	0.41368
17		81.600	0.35417	0.36094	0.35944
18		86.600	0.30428	0.31123	0.30969
19		91.600	0.25936	0.26636	0.26480
20		96.600	0.21948	0.22640	0.22484
21		101.600	0.18448	0.19122	0.18967
22		106.600	0.15409	0.16056	0.15904
23		111.600	0.12793	0.13407	0.13260
24		116.600	0.10561	0.11138	0.10997
25		121.600	0.08674	0.09213	0.09078
26		126.600	0.07941	0.07397	0.07467
Ref1.		27	131.600	0.05791	0.06260
	28	137.850	0.04187	0.04551	0.04454
	29	145.350	0.01939	0.02109	0.02065

Table 4.4 Heterogeneity Effect on Steam Ingress Reactivity
in 1000MWe GCFR, divided into Two Components

(Unit ; % $\Delta k/k$)

(1) Steam of 0.01 g/cc

<u>Region</u>	<u>Non-Leakage</u>	<u>Leakage</u>	<u>Total</u>
Core 1	- 0.0047	0.0093	0.0046
Core 2	- 0.0043	0.0111	0.0068
Core 3	- 0.0015	0.0067	0.0052
Core 4	- 0.0037	0.0087	0.0050
Ax. Bl	0.0001	0.0148	0.0149
Rd. Bl	- 0.0001	0.0086	0.0085
Sum	- 0.0142	0.0592	0.0450

(2) Steam of 0.03 g/cc

<u>Region</u>	<u>Non-Leakage</u>	<u>Leakage</u>	<u>Total</u>
Core 1	- 0.0171	0.0233	0.0063
Core 2	- 0.0162	0.0273	0.0111
Core 3	- 0.0053	0.0158	0.0105
Core 4	- 0.0098	0.0212	0.0114
Ax. Bl	0.0005	0.0347	0.0352
Rd. Bl	0.0001	0.0195	0.0196
Sum	- 0.0478	0.1418	0.0940

(3) Steam of 0.05 g/cc

<u>Region</u>	<u>Non-Leakage</u>	<u>Leakage</u>	<u>Total</u>
Core 1	- 0.0335	0.0343	0.0007
Core 2	- 0.0369	0.0399	0.0030
Core 3	- 0.0124	0.0223	0.0099
Core 4	- 0.0171	0.0314	0.0143
Ax. Bl	0.0007	0.0469	0.0476
Rd. Bl	0.0004	0.0262	0.0266
Sum	- 0.0989	0.2009	0.1020

Table 4.5 Contribution of Material to Non-Leakage Term of Heterogeneity Effect on Steam Ingress Reactivity in Core-1 of 1000MWe GCFR

	Steam Density in Coolant Channel (g/cc)		
	0.01	0.03	0.05
<u>U-235</u>			
Capture	0.0004	0.0012	0.0017
Fission	- 0.0010	- 0.0026	- 0.0039
Scatter	- 0.0000	- 0.0000	- 0.0000
Sum	- 0.0006	- 0.0014	- 0.0022
<u>U-238</u>			
Capture	0.0253	0.0568	0.0742
Fission	0.0003	0.0031	0.0049
Scatter	- 0.0008	- 0.0022	- 0.0027
Sum	0.0248	0.0577	0.0764
<u>Pu-239</u>			
Capture	0.0170	0.0544	0.0986
Fission	- 0.0379	- 0.1138	- 0.1917
Scatter	- 0.0000	- 0.0000	- 0.0000
Sum	- 0.0209	- 0.0594	- 0.0931
<u>Pu-240</u>			
Capture	0.0058	0.0203	0.0387
Fission	0.0003	0.0012	0.0017
Scatter	- 0.0000	- 0.0000	- 0.0000
Sum	0.0061	0.0215	0.0404
<u>Pu-241</u>			
Capture	0.0031	0.0098	0.0169
Fission	- 0.0158	- 0.0474	- 0.0777
Scatter	- 0.0000	- 0.0000	- 0.0000
Sum	- 0.0127	- 0.0376	- 0.0608
<u>Pu-242</u>			
Capture	0.0007	0.0021	0.0033
Fission	0.0000	0.0001	0.0002
Scatter	- 0.0000	- 0.0000	- 0.0000
Sum	0.0007	0.0022	0.0035
<u>Cr</u>			
Capture	- 0.0002	- 0.0005	- 0.0007
Scatter	0.0001	0.0002	0.0001
Sum	- 0.0001	- 0.0003	- 0.0006
<u>Fe</u>			
Capture	- 0.0004	- 0.0013	- 0.0019
Scatter	0.0004	0.0006	0.0005
Sum	0.0000	- 0.0007	- 0.0014
<u>Ni</u>			
Capture	- 0.0002	- 0.0004	- 0.0005
Scatter	0.0001	0.0001	0.0001
Sum	- 0.0001	- 0.0003	- 0.0004
<u>O</u>			
Capture	- 0.0000	- 0.0000	- 0.0000
Scatter	- 0.0037	- 0.0042	- 0.0032
Sum	- 0.0037	- 0.0042	- 0.0032
<u>H</u>			
Capture	- 0.0000	- 0.0000	- 0.0001
Scatter	0.0019	0.0054	0.0082
Sum	0.0019	0.0054	0.0081
Non-Leakage	- 0.0047	- 0.0171	- 0.0335

Table 4.6 Dependence of Cell Models on Heterogeneity Effect of Steam Ingress Reactivity Effect in 1000 MWe GCFR at BOL.

Steam Density (g/cm ³)	Steam Ingress Reactivity Effect (% $\Delta K/K$) [*]	Heterogeneity Effect (% $\Delta K/K$)	
		HETERO-2R	HETERO-4R
0.01	-0.2414	0.0451	0.0523
0.03	0.0717	0.0940	0.1176
0.05	0.4046	0.1020	0.1427

* Values are obtained by homogeneous calculation.

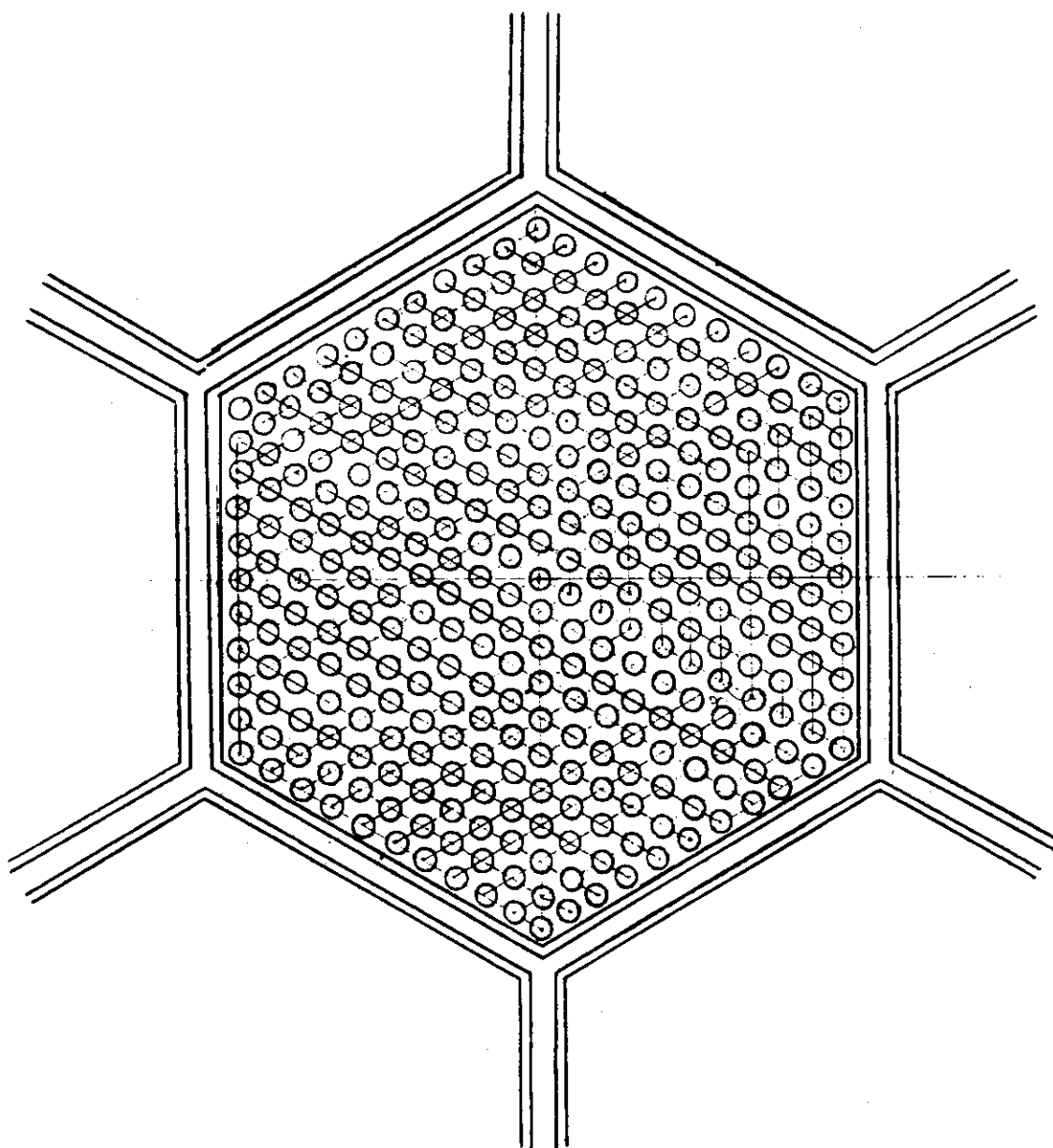


Fig. 4.1 Fuel Pin Arrangement in a Fuel Assembly of 1000MWe GCFR

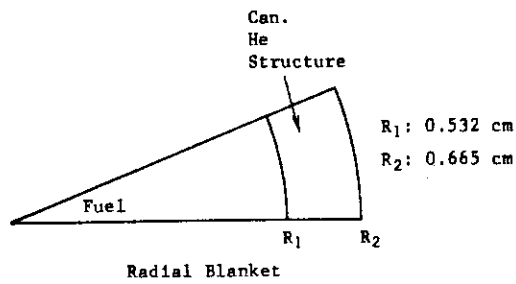
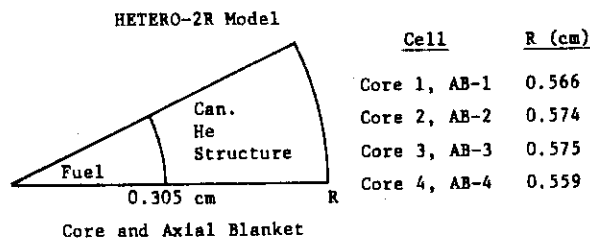


Fig. 4.2-1 Cylindrical Cell Models for 300MWe GCFR

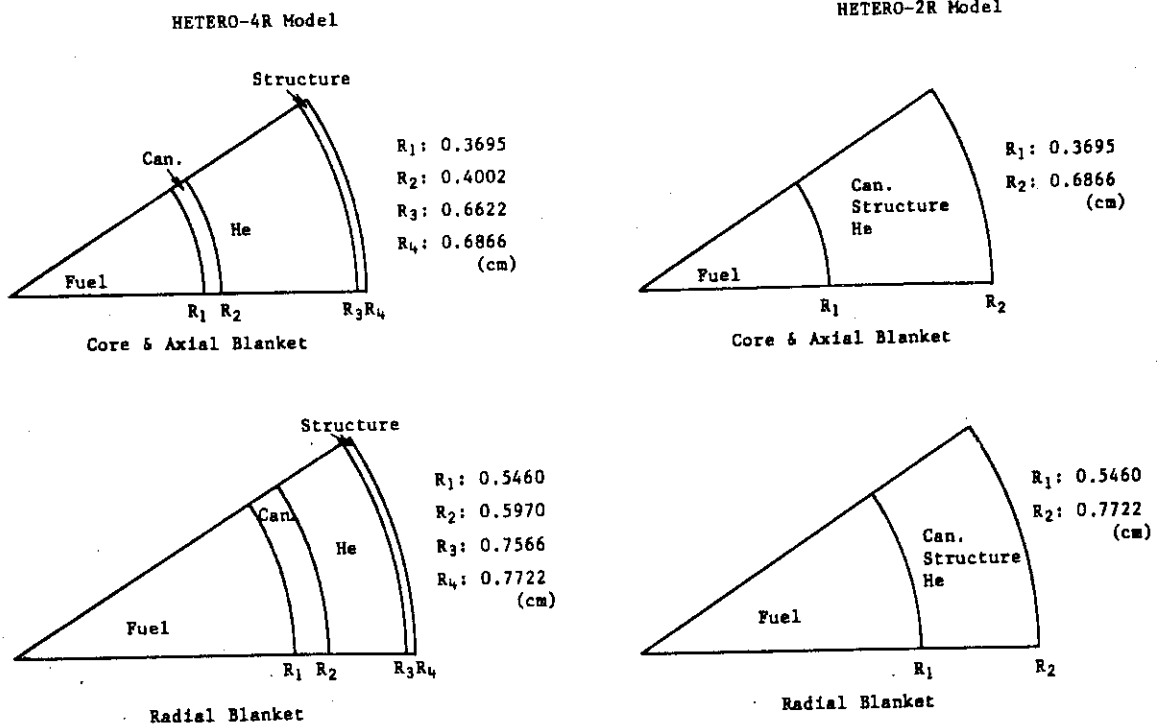


Fig. 4.2-2 Cylindrical Cell Models for 1000MWe GCFR

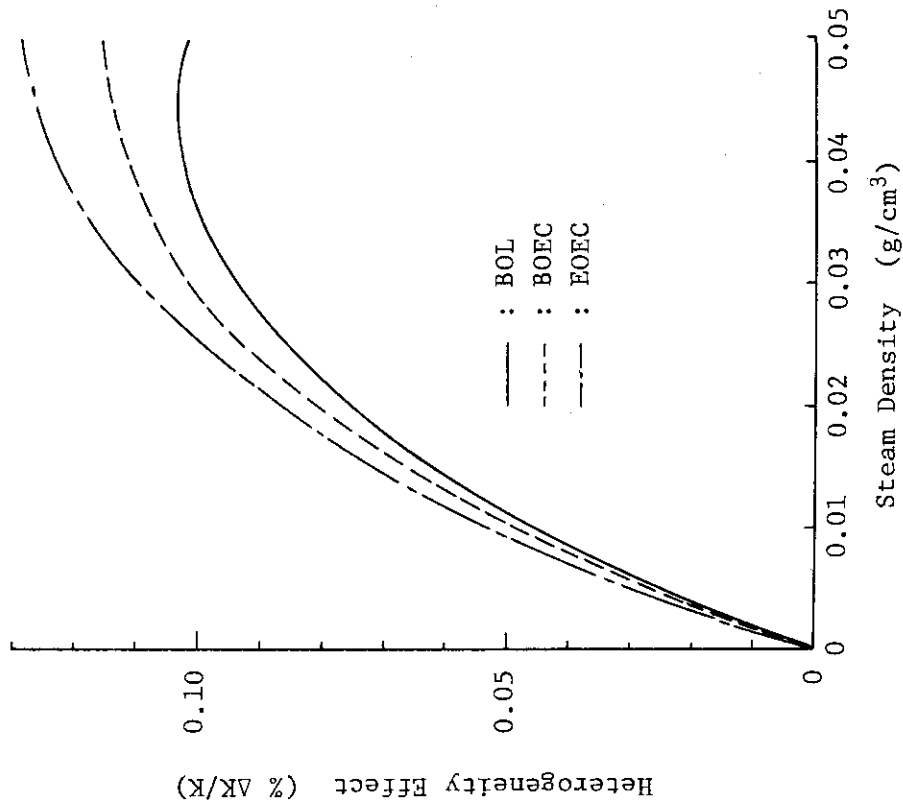


Fig. 4.4 Burnup Dependence of Heterogeneity Effect on Steam Ingress Reactivity Effect of 1000 MWe GCFR

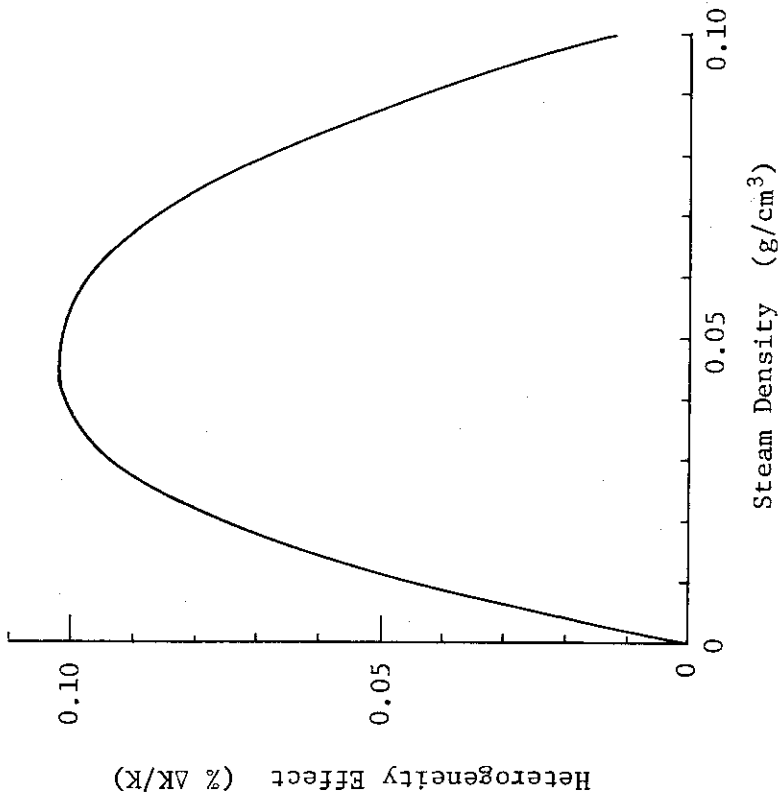


Fig. 4.3 Variation of Heterogeneity Effect on Steam Ingress Reactivity Effect of 1000 MWe GCFR at BOL, with Steam Density

5. 水蒸気侵入反応度効果に対する群定数の影響

第3章において水蒸気侵入反応度効果がGCFRの安全性に関する重要因子となりうるかの検討を行なった。そこで得られた結論は、拡散近似とABBN型25エネルギー断面積セットJFS-V2-25、に基くものであった。したがって、この結論に影響を及ぼす因子としては、解析手法と断面積セット選択に係わる問題が考えられる。

解析手法に関しては、燃料要素非均質配列による中性子ストリーミングの問題について第4章で検討し、第3章の計算結果をより正の方向に移動させるが、得られた結論を変更するほどの効果ではないことを明らかにした。残る拡散近似の採用の影響については、次章の実験解析において輸送理論との対比によって検討する。

この章では、断面積セット選択に係わる問題として、JFS-V2-25の25群構造が充分であるか、JFS-V2-25に採用されている核データが適当であるか、の2点について検討を加えた。

5.1 エネルギー群数に関する検討

水蒸気侵入反応度効果の解析では、水蒸気侵入系における水素の中性子減速によって形成される中性子スペクトルを精度よく評価することが重要となる。このことは、低エネルギー側の中性子スペクトルの精度に依存することを意味する。エネルギー群数が少なければ、共鳴エネルギー領域の中性子スペクトルの精度が落ちる。また、強い共鳴弾性散乱が1つのエネルギー群内に存在する場合、弾性除去断面積に影響し、低エネルギー側の中性子スペクトルに影響する。このように、水蒸気侵入系の実効増倍率は、エネルギー群数によって顕著に影響を受ける可能性があるため、JFS-V2-25のエネルギー群数の水蒸気侵入反応度効果に対する妥当性に関する検討を加える。

JAERI-Fast 断面積セットには、これまで用いてきた25エネルギー群構造のJFS-V2-25と70エネルギー群構造のJFS-V2-70がある。70群と25群のエネルギー群構造についてTable 5.1に比較した。両断面積セットは、同一の核データに基づき、同一の重み中性子スペクトル(核分裂スペクトルと $1/E$)により平均されたものである。したがって、両者の相違は単にエネルギー群数の相違であると考えられるので、本節の比較検討に適している。

本節では、上述のJFS-V2-25とJFS-V2-70を用い、初装荷時(BOL)の全出力運転時の1000MWe GCFRと300MWe GCFRの水蒸気侵入反応度効果を解析し、両断面積セットによる結果の相違を比較検討する。

(1) JFS-V2-70の使用に関する問題

JFS-V2-25の結果については第3章において得られた結果をそのまま使用することができるが、JFS-V2-70を用いる計算には若干の近似を必要とするので、以下に述べる。

良く知られているように、水素との弾性散乱による中性子は、衝突した時の中性子エネルギーと熱中性子エネルギーの間に、レサジーに関して等確率で減速する。したがって、JFS-V2-70

の水素の弾性散乱断面積として、 $\sigma_{i \rightarrow i}, \sigma_{i \rightarrow i+1}, \dots, \sigma_{i \rightarrow 70}$ ($i = 1, 2, \dots, 70$) を与える必要がある。これまでの対象高速炉である LMFBR においては、多量に炉心に侵入する水素を取扱うこともなく、取扱っても少量の水素であること、現在のコンピュータ容量では拡散コードでも上述の水素の弾性散乱マトリックス全体を適用することが困難であることなどの理由で、JFS-V2-70 に収納されている水素の弾性散乱断面積は、他核種と同じく、減速散乱群数30に制限されている。すなわち、 $\sigma_{i \rightarrow i}, \sigma_{i \rightarrow i+1}, \dots, \sigma'_{i \rightarrow i+30}$ ($i = 1, 2, \dots, 70$) が JFS-V2-70 に収納されている。ここで、 $\sigma'_{i \rightarrow i+30} = \sum_{j=i+30}^{70} \sigma_{i \rightarrow j}$ である。一方、JFS-V2-25 ではコンピュータ容量の問題も生じないので $\sigma_{g \rightarrow g}, \sigma_{g \rightarrow g+1}, \dots, \sigma_{g \rightarrow 25}$ ($g = 1, 2, \dots, 25$) が収納されている。

水蒸気侵入反応度効果の解析には、水素の減速散乱群数を正確に取扱う必要があり、JFS-V2-70 をそのまま使用することができない。また、減速散乱群数を正しくとれば、直接 JFS-V2-70 を用いて拡散計算することができない。したがって、ここでは以下に示す近似に基いて JFS-V2-70 による計算を行なうこととした。

まず、減速散乱群数30に制限されている JFS-V2-70 と2次元拡散計算により、Fig. 2.1 と Fig. 2.2 に示した 300MWe GCFR と 1000MWe GCFR の各領域の平均中性子スペクトルを、基準系と水蒸気密度 0.01, 0.03, 0.05 g/cm³ の侵入系に対して求めた。それぞれの領域の中性子スペクトルを重み関数として、70群の断面積を25群に縮約した。この縮約の過程において水素の弾性散乱断面積を正しく考慮した。k 領域、g 群の縮約断面積を $\langle \sigma_y \rangle_g^k$ とすると、

$$\left. \begin{aligned} \langle \sigma_{tr} \rangle_g^k &= \left(\frac{\sum_{i \in g} \frac{\phi_i^k \Delta u_i}{\sigma_{tr,i}^k}}{\sum_{i \in g} \phi_i^k \Delta u_i} \right)^{-1} \\ \langle \sigma_c \rangle_g^k &= \frac{\sum_{i \in g} \sigma_{c,i}^k \phi_i^k \Delta u_i}{\sum_{i \in g} \phi_i^k \Delta u_i} \\ \langle \sigma_f \rangle_g^k &= \frac{\sum_{i \in g} \sigma_{f,i}^k \phi_i^k \Delta u_i}{\sum_{i \in g} \phi_i^k \Delta u_i} \\ \langle \nu \sigma_f \rangle_g^k &= \frac{\sum_{i \in g} \nu \sigma_{f,i}^k \phi_i^k \Delta u_i}{\sum_{i \in g} \phi_i^k \Delta u_i} \\ \langle \sigma \rangle_{g \rightarrow g'}^k &= \frac{\sum_{i \in g} \sum_{j \in g'} \sigma_{i \rightarrow j}^k \phi_i^k \Delta u_i}{\sum_{i \in g} \phi_i^k \Delta u_i} \end{aligned} \right\} (24)$$

となる。g, g' は25群構造のエネルギー群を示し、i, j は70群構造のエネルギー群を示してい

る。 ϕ_i^k は 70 群拡散計算によって得られたエネルギー群 i の単位レサジー当りの k 領域平均中性子束、 $4u_i$ は i 群のレサジー巾である。水素の弾性散乱断面積は $\langle \sigma \rangle_{g \rightarrow g'}^k$ に考慮されているが、侵入系の重み関数である中性子スペクトルが減速散乱群数 30 の水素データを用いて求められているという意味で (24) 式は近似的なものになっている。

JFS-V2-25 には水素の減速散乱群数 25 の正しい断面積が収納されているが、(24) 式の $\langle \sigma \rangle_{g \rightarrow g'}^k$ の ϕ_i として i に依存しない量が用いられている。したがって、特に Fe, O の共鳴散乱断面積に問題があると考えられる。また、JFS-V2-70 を縮約した定数には、領域に関する空間依存性が考慮されていることで JFS-V2-25 と異なる。

(2) JFS-V2-70 と JFS-V2-25 の水蒸気侵入反応度効果の相違

Fig. 5.1 に JFS-V2-70 の 25 群縮約定数 (以下簡単に JFS-V2-70 と称する) と JFS-V2-25 によって得られた水蒸気侵入反応度効果を 300 MWe GCFR と 1000 MWe GCFR について図示した。この結果から、JFS-V2-70 の計算値は、JFS-V2-25 のものと比較して、かなり水蒸気侵入反応度効果を正の方向に高く評価することがわかる。この傾向は水蒸気侵入量の増加と共に著しくなる。

水蒸気の流入しない基準系の実効増倍率は、300 MWe GCFR に対し JFS-V2-70 で $K_{\text{eff}} = 1.05948$ 、JFS-V2-25 で $K_{\text{eff}} = 1.05967$ 、その相違は $0.019\% \Delta K/K$ である。また、1000 MWe GCFR の基準系でも、JFS-V2-70 で $K_{\text{eff}} = 1.03245$ 、JFS-V2-25 で $K_{\text{eff}} = 1.03408$ 、その相違は $0.163\% \Delta K/K$ である。このことは、基準系の炉物理特性、少なくとも実効増倍率については、通常使用される JFS-V2-25 を用いることで充分予測可能であることを示唆している。したがって、両断面積セットによる水蒸気侵入反応度効果の大きな相違は、主に侵入系の実効増倍率に対して両断面積セット間の相違があることによってしていると推定できる。

Table 5.2 と Table 5.3 に、300 MWe GCFR と 1000 MWe GCFR に対して JFS-V2-70 を用い (6) 式 ~ (9) 式にしたがって求めた水蒸気侵入反応度効果を、各領域毎、各成分毎 (Leakage 項と Non-Leakage 項) に分離し、示した。Table 3.1-1 と Table 5.2、Table 3.2-1 と Table 5.3 のそれぞれを比較することによって、JFS-V2-25 と JFS-V2-70 との間の水蒸気侵入反応度効果の相違は、主に炉心領域の Non-Leakage 項の相違によるものであることがわかる。一方、Leakage 項に関しては、両断面積セット間の相違は比較的小さい。

両断面積セット間に水蒸気侵入反応度効果の Non-Leakage 項の大きな相違のある理由について、各核種の寄与の観点から検討する。この場合、(6) 式と (8) ~ (10) 式を用い、(8) および (10) 式中の $\phi_g(x, r)$ 、 $\phi_g^*(x, r)$ として JFS-V2-25 を用いて求めた値を使用した。同様に、(8) 式中の $K(x)$ 、 $\nu \Sigma_f(x, r)$ も JFS-V2-25 によって求めた実効増倍率と $\nu \Sigma_f$ である。したがって、(10) 式中の断面積の相違は、

$$\left. \begin{aligned} \delta \Sigma_{c,g}^m &= N^m (\langle \sigma_c \rangle_g^m - \sigma_{c,g}^m) \\ \delta \Sigma_{f,g}^m &= N^m (\langle \sigma_f \rangle_g^m - \sigma_{f,g}^m) \\ \delta \Sigma_{g \rightarrow g'}^m &= N^m (\langle \sigma \rangle_{g \rightarrow g'}^m - \sigma_{g \rightarrow g'}^m) \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

のように、JFS-V2-25 の核種 m の微視断面積 σ_x^m に対する JFS-V2-70 の対応する縮約 25 群

定数 $\langle\sigma_x\rangle^m$ の差として表わすことになる。ただし、 N^m は核種 m の原子数密度である。

Table 5.4とTable 5.5に、300 MWe GCFRと1000 MWe GCFRの炉心領域Core 1のNon-Leakage項について、水蒸気侵入量 $x=0$ 、 $x=0.05\text{ g/cm}^3$ に対する $\Delta H_m^{NL}(0)$ 、 $\Delta H_m^{NL}(x)$ と $\Delta H_m^{NL}(x)-\Delta H_m^{NL}(0)$ を示した。 $\Delta H_m^{NL}(0)$ と $\Delta H_m^{NL}(x)$ は(10)式の水蒸気侵入量 $x=0$ 、 $x=x$ におけるJFS-V2-25とJFS-V2-70の実効増倍率の相違に対する核種 m のNon-Leakage項の寄与である。 $\Delta H_m^{NL}(x)-\Delta H_m^{NL}(0)$ は両断面セットの水蒸気侵入反応度効果の相違に対する核種 m のNon-Leakage項寄与であると考えることができる。

Table 5.4に示した300 MWe GCFRの $\Delta H_m^{NL}(x)-\Delta H_m^{NL}(0)$ を核種 m について比較すると、両断面セット間の水蒸気侵入反応度効果に見られる相違は、 ^{239}Pu 、 ^{240}Pu 、 ^{238}U 、O、Feによっていることがわかる。特に、 ^{239}Pu の効果が大きい。一方、1000 MWe GCFRについては、Table 5.5から300 MWe GCFRと同様の傾向がみられるが、その相違は一層強調される傾向にある。核種的に見ると、1000 MWe GCFRでの特徴は、 ^{239}Pu 、 ^{240}Pu 、 ^{238}U 、O、Feに加えて ^{241}Pu の効果もかなり大きいことにある。

以上の得られた結果より、エネルギー群数を詳細化することによって、水蒸気侵入反応度効果を益々正にするように働らくことがわかる。このことは、エネルギー群数を70以上にすることを含めた詳細な解析を必要とすることを意味している。その影響は、 ^{239}Pu 、 ^{240}Pu 、 ^{241}Pu 、 ^{238}U の共鳴領域の核分裂および中性子捕獲断面積、FeとOの共鳴弾性散乱断面積を通して、及ぼされている。

5.2 核データと水蒸気侵入反応度効果

1976年、NEACRPはGCFRにおける水蒸気侵入反応度効果に関する国際ベンチマーク計算を実施することを提案し、日本、西独、スイス、フランス、米国がこれに参加した。⁽²⁰⁾このベンチマーク計算は、計算手法の不確かさを除き使用する核データがどの程度水蒸気侵入反応度に影響を及ぼしているかを国際的に比較検討することを目的としていた。我国はJAERI-Fast Version 2 (JFS-V2-25)による解析結果をこれに提出した。⁽²¹⁾JFS-V2-25はこの論文の中で主に用いてきた核断面積セットであり、本節の国際比較の結果から、他国の核断面積セットとの相違が与える水蒸気侵入反応度効果への影響を知ることができる。

(1) ベンチマーク計算問題

計算を単純化し、水蒸気侵入反応度効果に対する中性子ストリーミングを含む非均質効果などの空間依存性を避け、核断面積セットの影響のみを見ることを目的とし、今回のベンチマーク問題は基本モード計算に限定された。したがって、体系の形状を表わすバックリングは、水蒸気侵入量を含む組成変化に依存せず、常に一定として与えられた。

第3章において検討したように、GCFRの水蒸気侵入反応度効果は、侵入する水蒸気量に依存すると共に、

- Pu 同位元素組成比の変化
- 核分裂生成物の蓄積
- 燃料温度

- 制御吸収材挿入
- 炉心規模

にも依存する。ベンチマーク問題は以上の効果に対して配慮し作成された。Table 5.6に水蒸気の侵入していない8つの基準系を示した。ここでは、上述の5つの効果を考慮している。B0~B6は300MWe GCFR, B7は1000MWe GCFRに相当している。Table 5.7には、各基準系に侵入する水蒸気量を規定している。この量は冷却材チャンネルの水蒸気密度として $0\sim 0.025\text{g/cm}^3$ に相当している。また、Table 5.6の原子数密度にはHeに対するものが含まれていないが、これはHeをボイドと仮定していることによっている。

このベンチマーク問題は、あくまでも基本モード計算に基き、現実の水蒸気侵入反応度効果が空間依存性の強いものであることを考えると、計算結果の比較がそのまま実際のものに適用できるとは考えられない。しかし、核データの統一化を計るには、これほど単純な計算では各国ともほぼ同一の結果が得られることが望ましい。

(2) 比較検討

解析に使用した各国の計算方法を核断面積データを含めてTable 5.8に示した。スイスと米国は超多群基本モード計算に基き、西独、フランス、日本が通常の核断面積セット基本モード計算に基いている。

Fig 5.2~Fig. 5.9に、Table 5.6のB0~B7に対応し、水蒸気量の関数として水蒸気侵入反応度効果に関する各国の計算結果を示した。これらの図から、非常に単純な計算条件下においても、使用する核データによって得られる水蒸気侵入反応度効果には大巾な相違が生ずることが理解できる。また、大別すると、日本、西独、米国の傾向とスイス、フランスの傾向にわけることができる。しかし、前節のJFS-V2-25とJFS-V2-70による比較検討から考えると、25群核断面積セットに基く西独、日本の結果はより多群化を計ることによってスイスの結果に近づくことが予想される。したがって、群定数作成法を統一することができれば、核データのみの相違による水蒸気侵入反応度効果に与える影響は、Fig. 5.2~Fig. 5.9にみられるほど大きいとは考えられない。

(3) ENDF/B-IVとJFS-V2-70の結果の比較

我国にはJENDL⁽²²⁾ (Japanese Evaluated Nuclear Data Library)が公開されたが、現在その改訂が進められている。近い将来、我国の高速炉の核特性解析は統一してJENDLを用いることになるであろう。ここでは、世界的に定評のあるENDF/B-IVをJFS-V2-70と同様の核データ処理法 (PROF-GROUCH,⁽²³⁾ TIMS⁽²⁴⁾)を用いて70群断面積セットを作成し、水蒸気侵入反応度効果に対してJFS-V2-70とENDF/B-IVの検討をする。これは、上述の群定数化の方法を統一すれば、核データの相違による水蒸気侵入反応度効果への影響はそれほど大きくなるのではないかという見通しを検証するために行なうものである。両者の比較検討は次章の実験解析に対して詳細に実施している。ここでは、Table 2.1, Fig. 2.1に示した300MWe GCFRのBOL、全出力運転時を対象とした。

JFS-V2-70とENDF/B-IVによる水蒸気量 $x=0.01, 0.03, 0.05\text{g/cm}^3$ に対する水蒸気侵入反応度効果をTable 5.9に示した。水蒸気量が増加するにしたがって、ENDF/B-IVの結果はJFS-V2-70と比較してより負になる。また、ENDF/B-IVの場合は水蒸気量の増加

と共に単調により負になるが、JFS-V2-70の場合では、極少値が見られる。しかし、前節で見たエネルギー群数によって生ずる相違ほど核データによる相違は大きくないことがわかる。

Table 5.9のENDF/B-IVの結果として $A=30$ と $A=1$ に対する値を併記しているが、これは群定数化に際して減速源としてNa程度を考えるか、Hを考えるかの相違である。JFS-V2-70は $A=30$ に相当する減速源を考慮している。水素の炉心侵入に関する問題の群定数化を正しくすることによっても、5%程度の影響が現われる。

Table 5.1 Energy Group Structures of Neutron Cross-Section Sets, JFS-V2-25 and JFS-V2-70.

Group No.		Upper Energy	Group No.		Upper Energy	Group No.		Upper Energy
JFS V2-25	JFS V2-70		JFS V2-25	JFS V2-70		JFS V2-25	JFS V2-70	
1	1	10.5 MeV	10	25	27.8 KeV	18	49	59.8 eV
	2	8.3		26	21.5		50	46.5
2	3	6.5	11	27	16.6	19	51	36.0
	4	5.1		28	12.9		52	27.8
3	5	4.0	12	29	10.0	20	53	21.5
	6	3.1		30	7.73		54	16.6
4	7	2.5		31	5.98		21	55
	8	1.9	13	32	4.65	56		10.0
5	9	1.4		33	3.60	22	57	7.73
	10	1.1	34	2.78	58		5.98	
6	11	0.8	14	35	2.15	23	59	4.65
	12	0.63		36	1.66		60	3.60
	13	0.50		37	1.29		61	2.78
7	14	0.40	15	38	1000 eV	24	62	2.15
	15	0.31		39	773		63	1.66
	16	0.25		40	598		64	1.29
8	17	0.20	16	41	465	25	65	1.00
	18	0.15		42	360		66	0.773
	19	0.12		43	278		67	0.598
9	20	100 KeV	17	44	215	25	68	0.465
	21	77.3		45	166		69	0.360
	22	59.8		46	129		70	0.278
10	23	46.5	18	47	100	Lowest energy is 0.215 eV.		
	24	36.0		48	77.3			

Table 5.2 Region-wise Steam Ingress Reactivity Effect of 300 MWe GCFR at BOL,
Calculated by Exact Perturbation Theory with JFS-V2-70 Set.

(Unit : % ΔK/K)

Region	0.01 g/cm ³			0.03 g/cm ³			0.05 g/cm ³		
	Non-Leak.	Leak.	ρ	Non-Leak.	Leak.	ρ	Non-Leak.	Leak.	ρ
Core 1	-0.1764	0.0019	-0.1745	-0.3049	0.0533	-0.2516	-0.2580	0.0943	-0.1637
Core 2	-0.0703	0.0019	-0.0685	-0.0912	0.0420	-0.0493	-0.0190	0.0738	0.0549
Core 3	-0.0289	0.0029	-0.0260	-0.0059	0.0607	-0.0548	0.0882	0.1064	0.1946
Core 4	-0.0229	-0.0013	-0.0242	-0.0253	0.0765	-0.0512	0.0242	0.1377	0.1619
A.Blanket	-0.3545	0.0060	-0.3486	-0.8349	0.0936	-0.7414	-1.0871	0.1589	-0.9282
R.Blanket	-0.1779	0.0013	-0.1765	-0.4501	0.0519	-0.3990	-0.6116	0.0896	-0.5220
Reflector	-0.0057	0.0004	-0.0053	-0.0123	0.0018	-0.0105	-0.0147	0.0024	-0.0123
Sum	-0.8367	0.0131	-0.8236	-1.7255	0.3796	-1.3459	-1.8780	0.6632	-1.2148
Direct cal.	---	---	-0.8269	---	---	-1.3621	---	---	-1.2404

Table 5.4 Material Contribution to Difference in Non-leakage Term of Steam Ingress Reactivity Effect Obtained by JFS-V2-25 and JFS-V2-70 Sets for Core 1 of 300 MWe GCFR.

(Unit : % $\Delta K/K$)

	Component	U-235	U-238	Pu-239	Pu-240	Pu-241	Pu-242
$\Delta H_m^{NL}(0)$	Capture	-0.0001	-0.0118	0.0064	0.0010	-0.0006	-0.0005
	Fission	0.0003	0.0377	-0.0376	-0.0097	0.0025	-0.0004
	Scattering	-0.0000	-0.0061	0.0036	-0.0001	-0.0002	-0.0000
	Sum	0.0002	0.0198	-0.0348	-0.0089	0.0017	-0.0009
$\Delta H_m^{NL}(x)$	Capture	0.0003	-0.0520	0.1899	-0.0652	-0.0015	-0.0071
	Fission	-0.0005	0.0321	-0.3245	-0.0088	-0.0030	-0.0005
	Scattering	-0.0000	-0.0056	-0.0022	-0.0002	-0.0001	-0.0000
	Sum	-0.0003	-0.0255	-0.1369	-0.0741	-0.0046	-0.0076
$\Delta \rho(x)$	Capture	0.0003	-0.0402	0.1835	-0.0662	-0.0009	-0.0066
	Fission	-0.0008	-0.0056	-0.2869	0.0010	-0.0054	-0.0001
	Scattering	0.0000	0.0005	-0.0058	-0.0000	0.0001	0.0000
	Sum	-0.0004	-0.0453	-0.1020	-0.0653	-0.0062	-0.0068

	Component	Cr	Fe	Ni	Mo	H	O
$\Delta H_m^{NL}(0)$	Capture	0.0001	-0.0121	-0.0036	-0.0013	0	0.0002
	Fission	0	0	0	0	0	0
	Scattering	-0.0111	0.0070	0.0096	0.0003	0	-0.0545
	Sum	-0.0109	-0.0051	0.0059	-0.0010	0	-0.0541
$\Delta H_m^{NL}(x)$	Capture	0.0013	-0.0105	-0.0030	-0.0119	-0.0000	0.0002
	Fission	0	0	0	0	0	0
	Scattering	-0.0028	-0.0042	0.0004	0.0002	-0.0024	-0.0104
	Sum	-0.0014	-0.0146	-0.0026	-0.0117	-0.0024	-0.0102
$\Delta \rho(x)$	Capture	0.0012	0.0016	0.0006	-0.0106	-0.0000	0.0000
	Fission	0	0	0	0	0	0
	Scattering	0.0083	-0.0114	-0.0092	-0.0001	-0.0024	0.0442
	Sum	0.0095	-0.0095	-0.0086	-0.0107	-0.0024	0.0442

$$\Delta \rho(x) = \Delta H_m^{NL}(x) - \Delta H_m^{NL}(0) \quad [x = 0.05 \text{ g/cm}^3]$$

Table 5.5 Material Contribution to Difference in Non-leakage Term of Steam Ingress Reactivity Effect Obtained by JFS-V2-25 and JFS-V2-70 Sets for Core 1 of 1000 MWe GCFR.

(Unit : % $\Delta K/K$)

	Component	U-235	U-238	Pu-239	Pu-240	Pu-241	Pu-242
$\Delta H_m^{NL}(0)$	Capture	-0.0000	-0.0029	0.0051	0.0013	-0.0029	-0.0006
	Fission	0.0002	0.0432	-0.0395	-0.0088	0.0109	-0.0003
	Scattering	-0.0000	-0.0076	-0.0021	-0.0001	-0.0007	0.0000
	Sum	0.0001	0.0327	-0.0365	-0.0075	0.0072	-0.0009
$\Delta H_m^{NL}(x)$	Capture	0.0004	-0.0500	0.0852	-0.0980	-0.0092	-0.0049
	Fission	-0.0012	-0.0346	-0.2300	-0.0083	-0.0081	-0.0005
	Scattering	-0.0000	-0.0096	-0.0014	-0.0002	-0.0005	-0.0000
	Sum	-0.0008	-0.0251	-0.1461	-0.1065	-0.0178	-0.0054
$\Delta \rho(x)$	Capture	0.0005	-0.0471	0.0802	-0.0993	-0.0063	-0.0042
	Fission	-0.0014	-0.0086	-0.1905	0.0005	-0.0189	-0.0002
	Scattering	0.0000	-0.0020	0.0007	-0.0001	0.0002	-0.0000
	Sum	-0.0009	-0.0577	-0.1097	-0.0989	-0.0250	-0.0045

	Component	Cr	Fe	Ni	H	O
$\Delta H_m^{NL}(0)$	Capture	0.0004	-0.0139	-0.0028	0	0.0002
	Fission	0	0	0	0	0
	Scattering	-0.0057	0.0113	0.0100	0	-0.0228
	Sum	-0.0052	-0.0026	0.0072	0	-0.0226
$\Delta H_m^{NL}(x)$	Capture	0.0010	-0.0087	-0.0023	-0.0001	0.0002
	Fission	0	0	0	0	0
	Scattering	-0.0024	-0.0054	0.0005	0.0050	-0.0131
	Sum	-0.0014	-0.0140	-0.0017	0.0050	-0.0129
$\Delta \rho(x)$	Capture	0.0006	0.0052	0.0005	-0.0001	0.0000
	Fission	0	0	0	0	0
	Scattering	0.0033	-0.0166	-0.0095	0.0050	0.0097
	Sum	0.0039	-0.0114	-0.0090	0.0050	0.0097

$$\Delta \rho(x) = \Delta H_m^{NL}(x) - \Delta H_m^{NL}(0) \quad [x = 0.05 \text{ g/cm}^3]$$

Table 5.6 Specification of Fundamental Mode GCFR-Steam Ingress Benchmarks.

(Atomic number density : $10^{+20}/\text{cm}^3$ unit)

	B0	B1	B2	B3	B4	B5	B6	B7
B10	0	0	0	0.2	0	0	0	0
Cr	30.0	30.0	30.0	30.0	30.0	30.0	30.0	30.0
Fe	140.0	140.0	140.0	140.0	140.0	140.0	140.0	140.0
F.P.	2.0	2.0	2.0	0	2.0	0	0	2.0
Ni	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0
O	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
Pu-239	9.0	12.3	12.7	9.0	9.0	9.0	12.3	5.8
Pu-240	3.5	1.7	0	3.5	3.5	3.5	1.7	2.4
Pu-241	2.3	0	0	2.3	2.3	2.3	0	1.4
U-238	33.2	34.0	35.3	35.2	33.2	35.2	36.0	38.4
Temp. [$^{\circ}\text{K}$]	1500	1500	1500	1500	300	300	300	1500
$B^2 [10^{-4}\text{cm}^{-2}]$	12.0	12.0	12.0	12.0	12.0	12.0	12.0	6.0

Table 5.7 Number Densities of H and O for Steam Ingress

(Unit : $10^{+20}/\text{cm}^3$)

	S ₀	S ₁	S ₂	S ₃	S ₄	S ₅	S ₆	S ₇	S ₈	S ₉
H	0	0.33	0.66	0.99	1.32	1.65	1.98	2.31	2.64	3.30
O	0	0.165	0.33	0.495	0.66	0.825	0.99	1.155	1.32	1.65

	S ₁₀	S ₁₁	S ₁₂	S ₁₃	S ₁₄	S ₁₅	S ₁₆	S ₁₇	S ₁₈	S ₁₉
H	3.96	4.95	5.94	7.26	8.58	9.90	11.55	13.20	14.85	16.50
O	1.98	2.475	2.97	3.63	4.29	4.95	5.775	6.60	7.425	8.25

Table 5.8 Important Features of the Computational Methods used at Various Laboratories

Country	Organization	Group Constant Set	Number of energy groups	Fission spectrum	Fission products
Germany	KfK	KFKINR	26	MAXW. = 1.41 MeV	1 Pseudo-FPP ³⁾
Switzerland	EIR	FGL4 ¹⁾ FGL5	2240	MAXW. = 1.41 MeV	1 single fission product nuclide
UK	UKAEA	FGL5 ²⁾	2240	MAXW. = 1.41 MeV	
France	CEA	CARNAVAL-III	25		
Japan	JAERI	JAERI-2 Rev.	25	MAXW. = 1.41 MeV	1 Pseudo F.P.
USA	ANL	3 methods	11 broad groups		

- 1) Cases B4, B5, B6 only; FGL4 has been used previously for the analysis of PROTEUS experiments.
- 2) Cases B4, B5, B6 calculated at EIR Würenlingen, the other cases corresponding to T = 1500 K were calculated for EIR under contract at Winfrith.
- 3) It was recommended and usually accepted to use data for FPP which correspond to fission of ²³⁹Pu.

Table 5.9 Comparison of Steam Ingress Reactivity Effect Obtained by JFS-V2-70 and ENDF/B-IV, for 300 MWe GCFR at BOL.

(Unit : % $\Delta K/K$)

Set \ Steam	0.01 g/cm ³	0.03 g/cm ³	0.05 g/cm ³
JFS-V2-70	-0.8236	-1.3459	-1.2148
ENDF/B-IV A=30 ¹⁾	-0.8596	-1.5993	-1.6050
ENDF/B-IV A=1 ²⁾	-0.8685	-1.6404	-1.6733

- 1) Na is used as main moderator for calculation of slowing down density.
- 2) H is used as moderator for calculation of slowing down density.

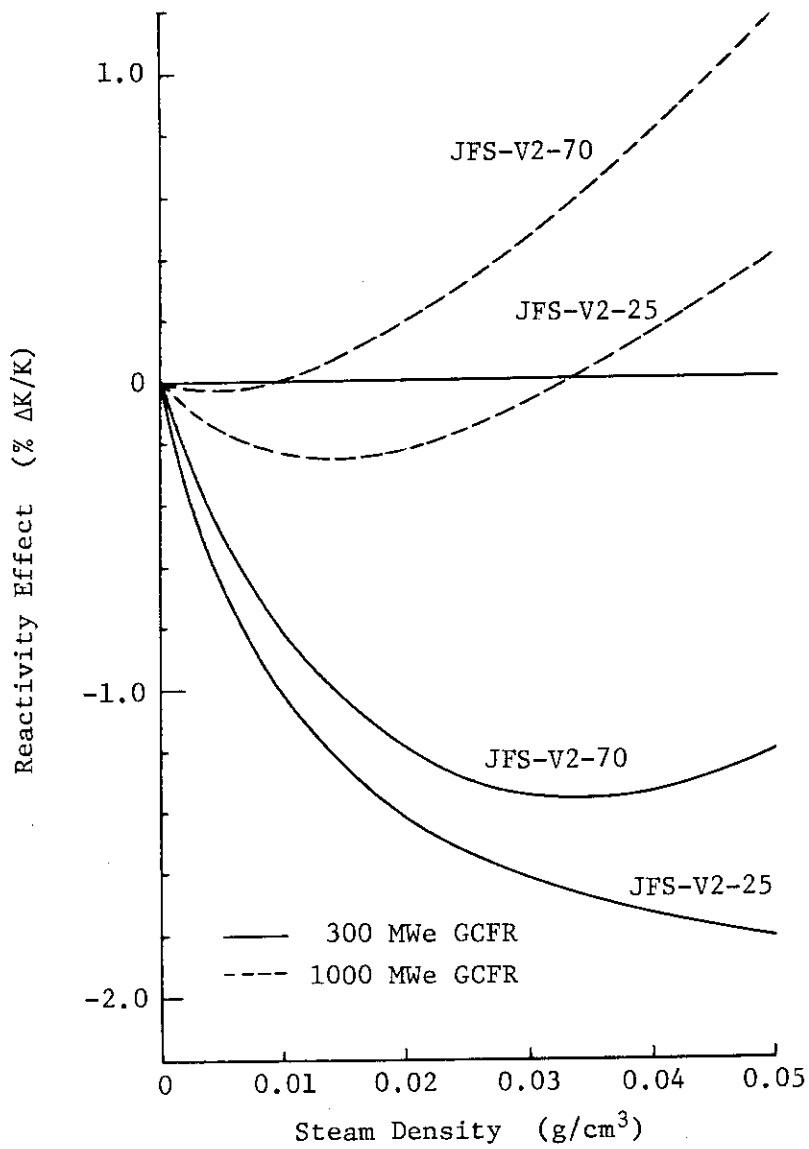


Fig. 5.1 Comparison of Steam Ingress Reactivity Effects of GCFRs at BOL, Calculated by JFS-V2-25 and JFS-V2-70 Cross-section Sets

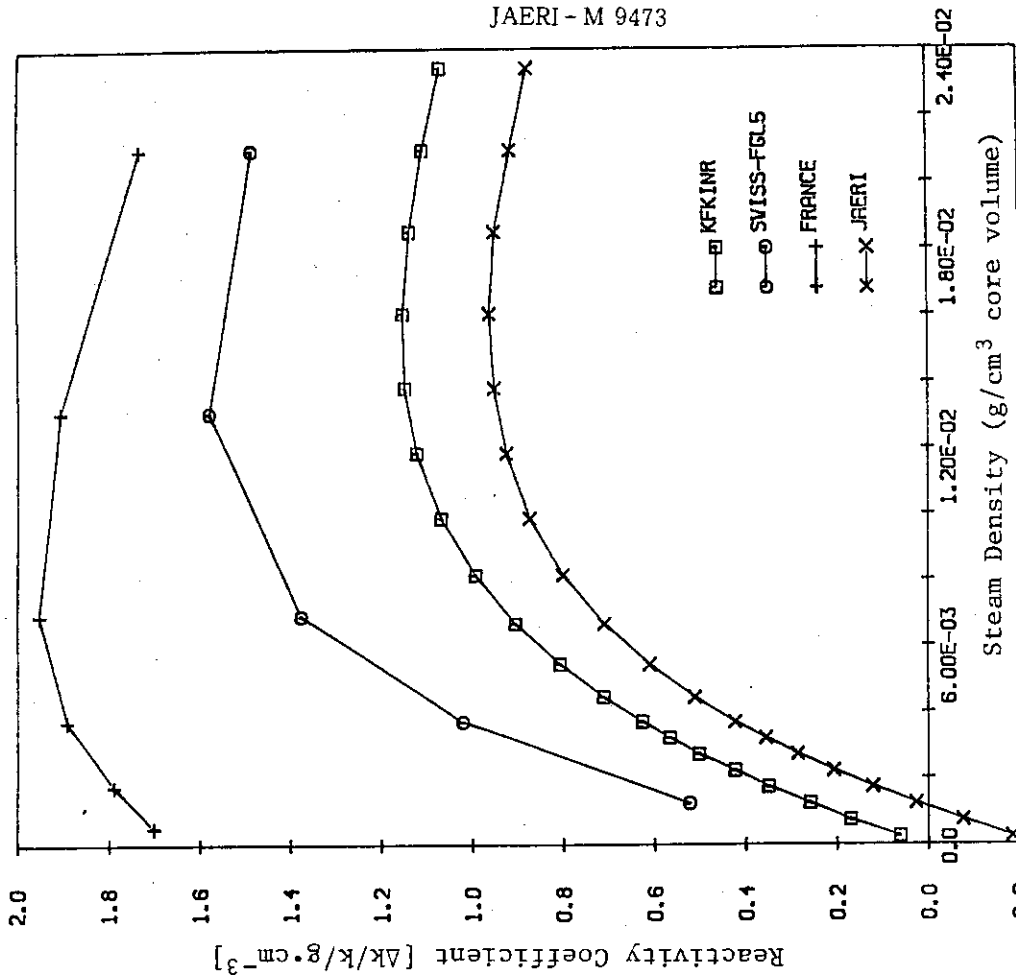


Fig. 5.3 Specific Steam Ingress Reactivity Coefficient for GCFR Benchmark B1

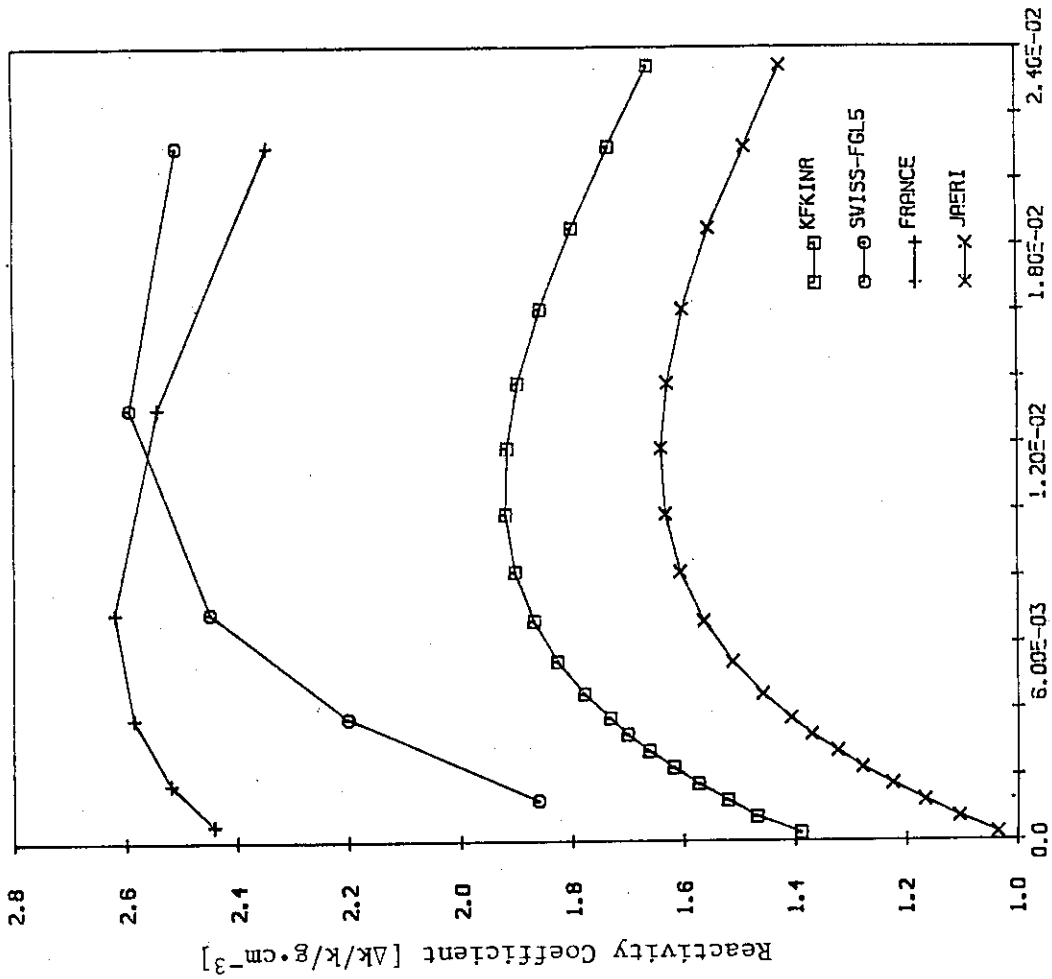


Fig. 5.2 Specific Steam Density Reactivity Coefficient for GCFR Benchmark B0

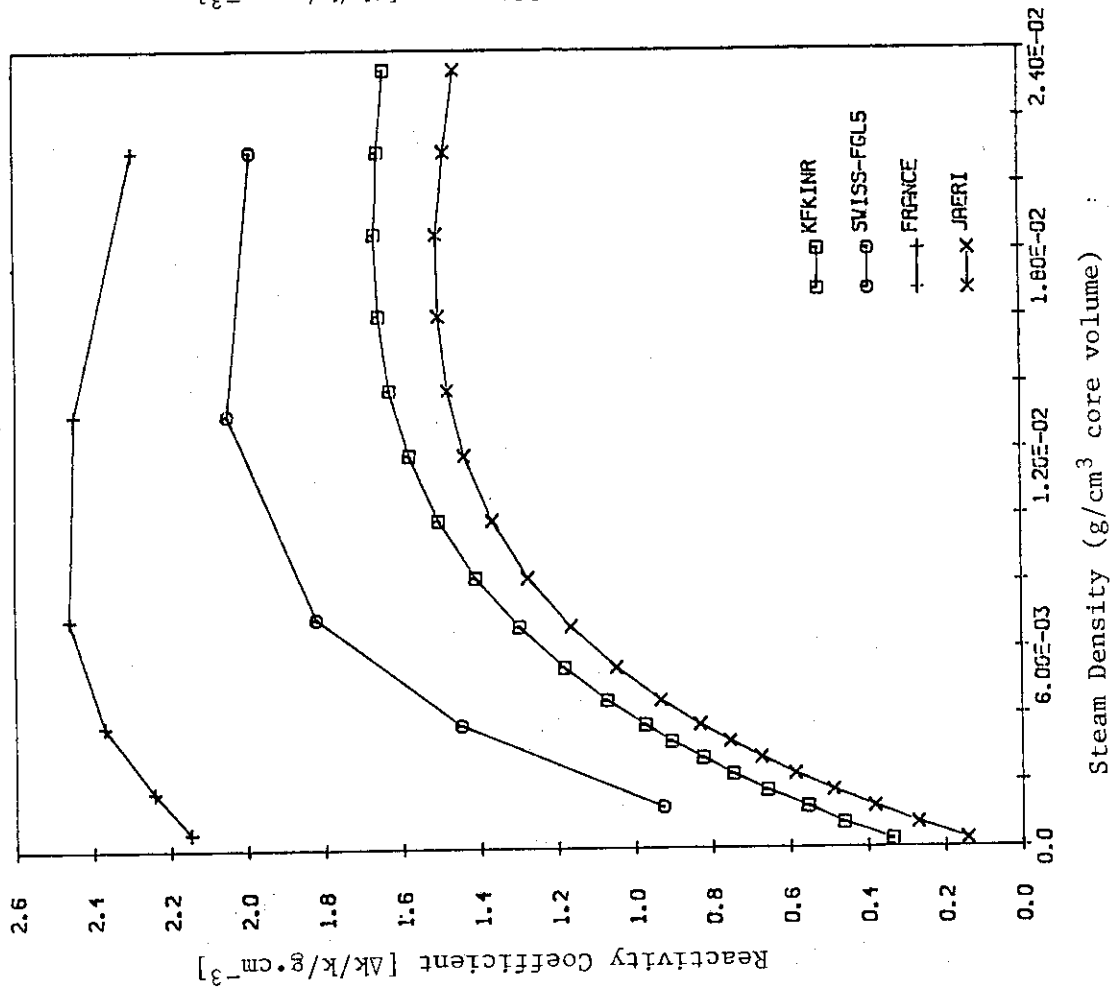


Fig. 5.4 Specific Steam Density Reactivity Coefficient for GCFR Benchmark B2

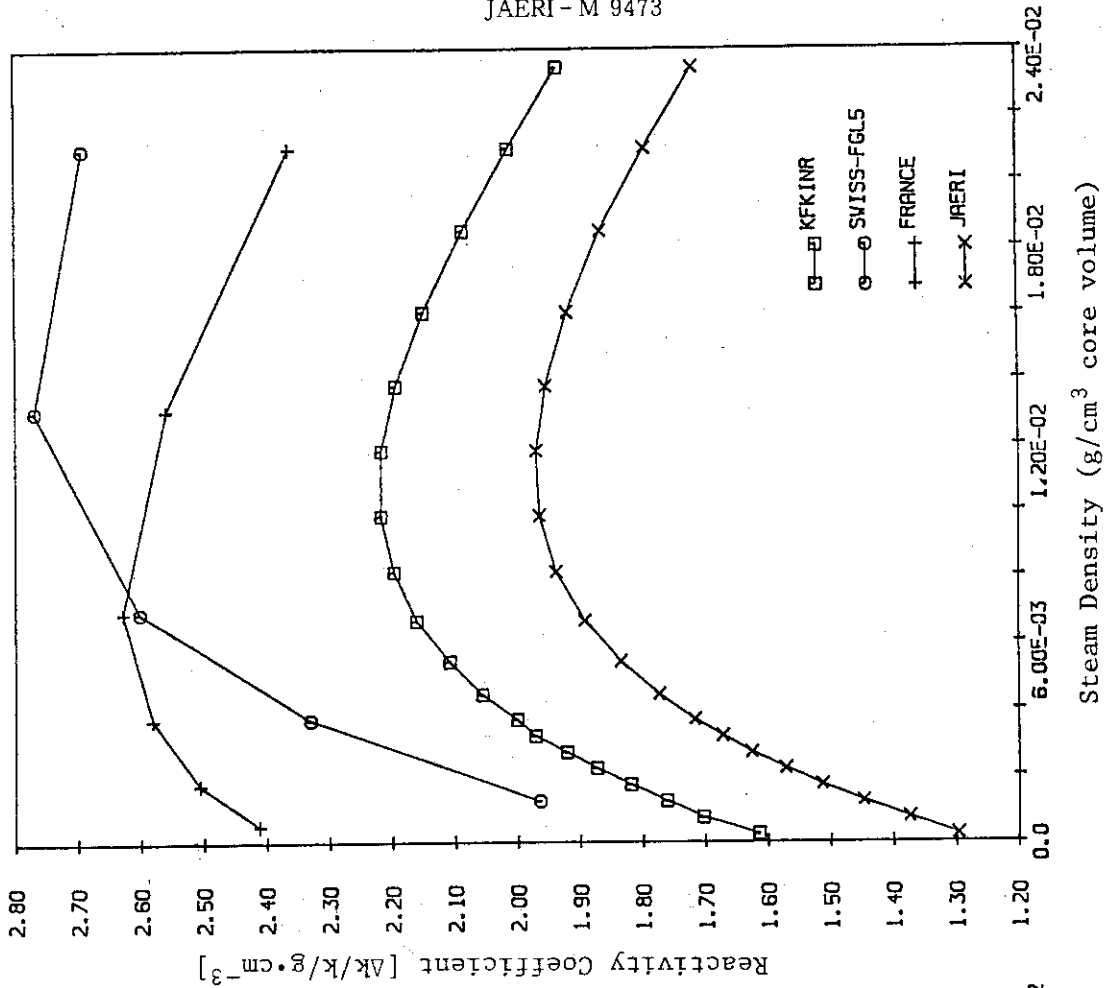
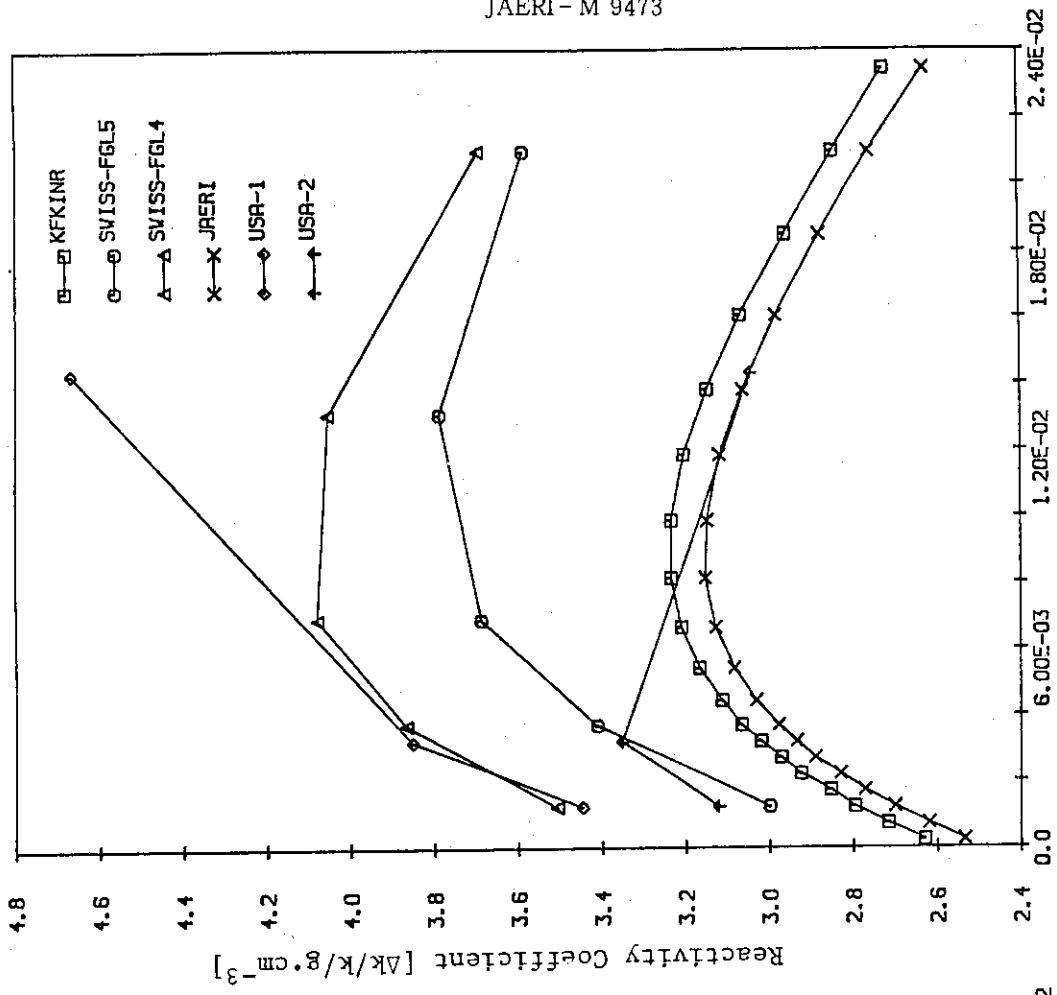
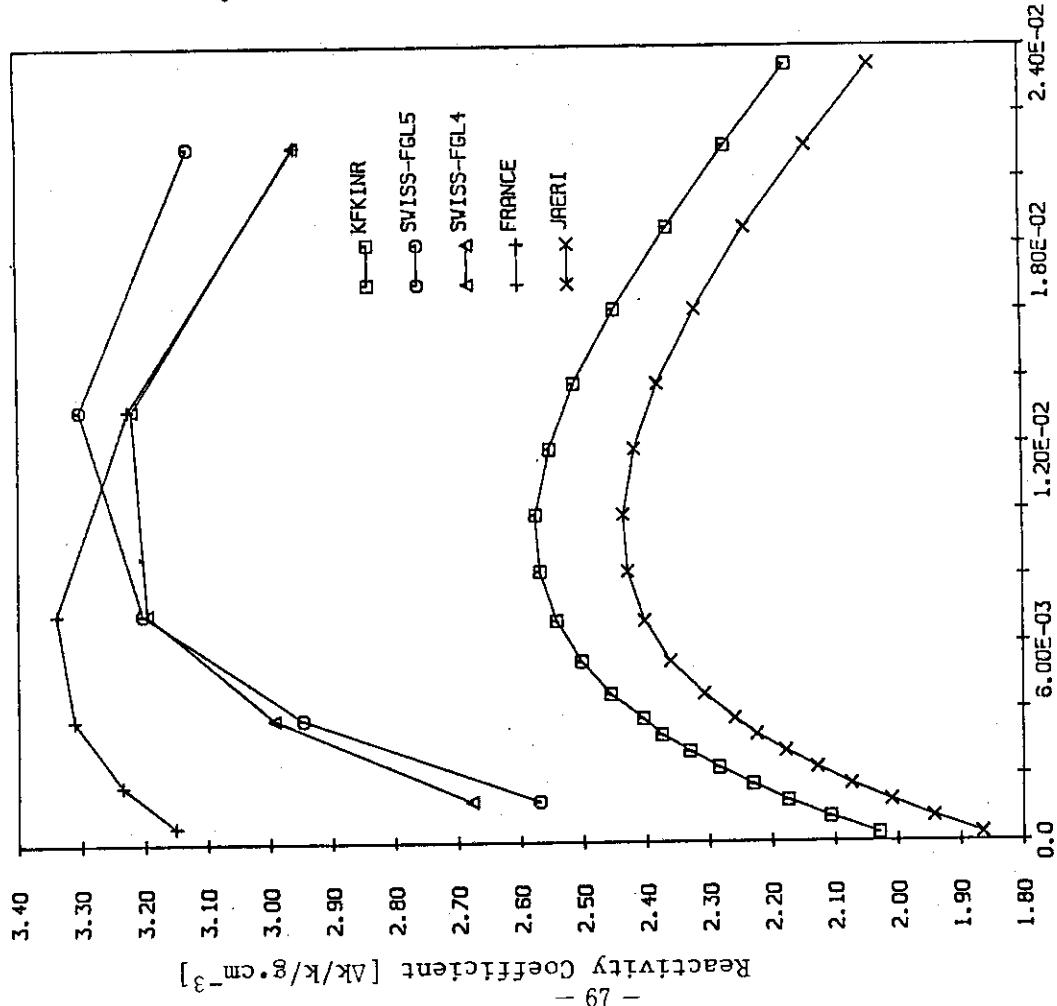


Fig. 5.5 Specific Steam Density Reactivity Coefficient for GCFR Benchmark B3



Steam Density (g/cm³ core volume)

Fig. 5.7 Specific Steam Density Reactivity Coefficient for GCFR Benchmark B5



Steam Density (g/cm³ core volume)

Fig. 5.6 Specific Steam Density Reactivity Coefficient for GCFR Benchmark B4

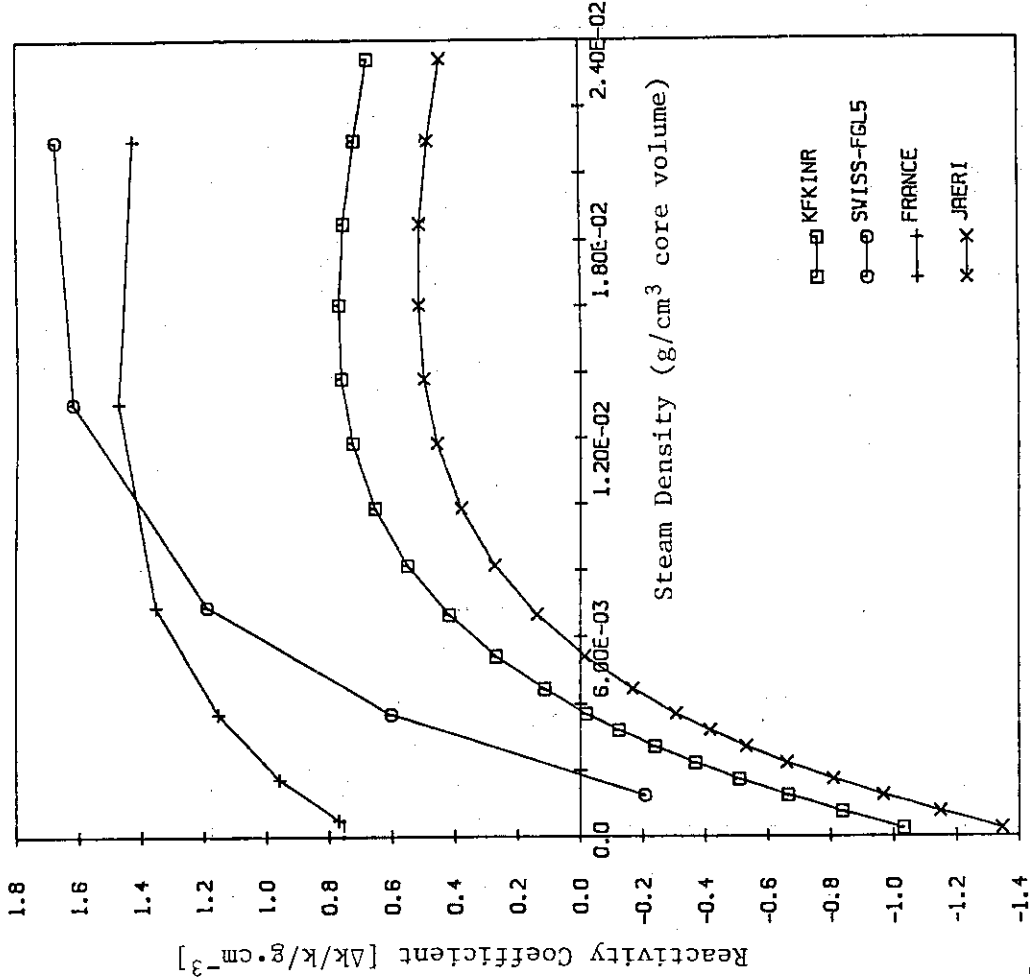


Fig. 5.9 Specific Steam Density Reactivity Coefficient for GCFR Benchmark B7

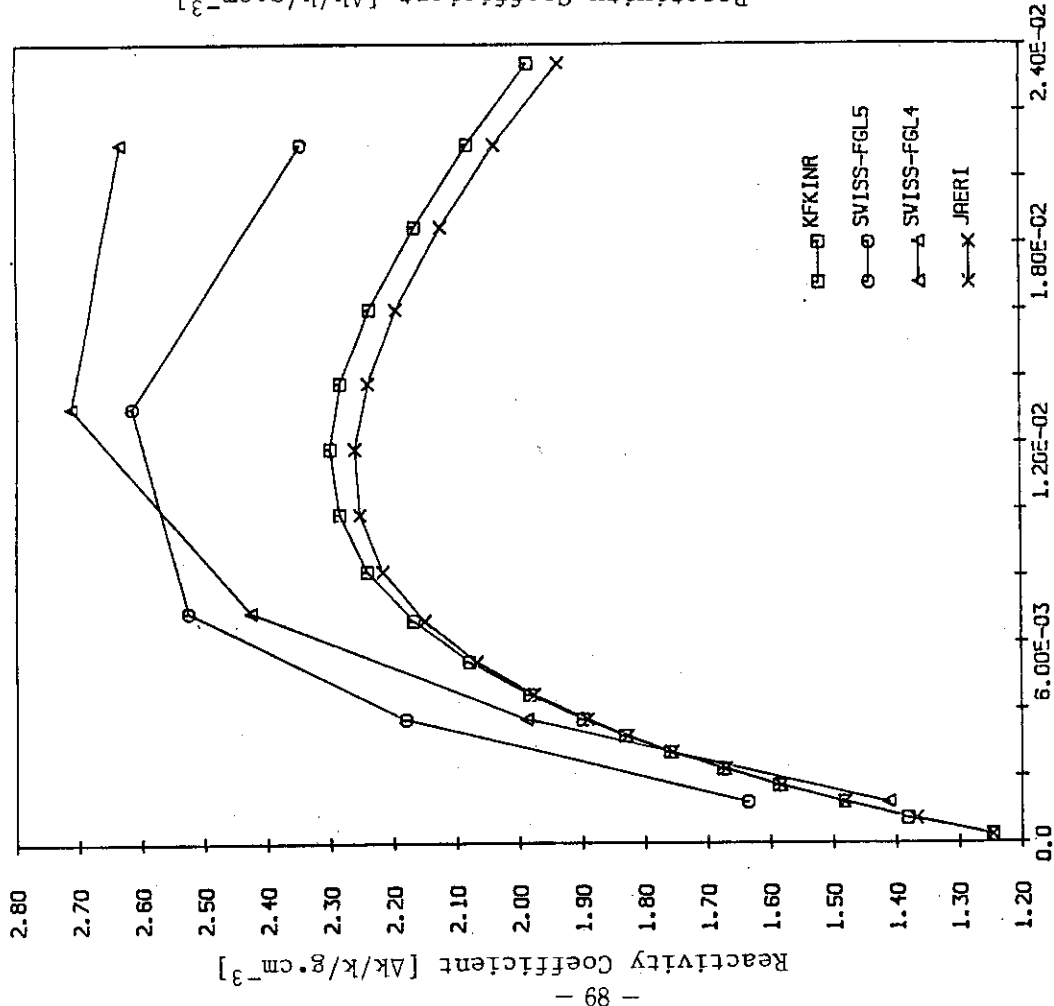


Fig. 5.8 Specific Steam Density Reactivity Coefficient for GCFR Benchmark B6

6. GCFRの水蒸気侵入反応度に関する実験解析

300 MWe ガス冷却高速炉の設計に必要なデータを得るため米国のアルゴンヌ国立研究所において臨界集合体 ZPR-9 により一連の実験が行なわれた。ZPR-9 Phase I, Phase II⁽²⁾, Phase III⁽³⁾ の3つの炉心で GCFR の諸特性が測定された。水蒸気侵入反応度は各炉心で測定され、Phase I 炉心では基礎的核特性を検討するため炉心中心の小領域で水蒸気侵入反応度が測定された。Phase II 炉心では炉心全体に水蒸気が侵入した場合の反応度が測定され Phase I 炉心の場合に比べて本格的な水蒸気反応度の測定が行なわれた。Phase III 炉心は 300 MWe GCFR の工学的モックアップ炉心であり、ピン燃料を使用した水蒸気侵入反応度の測定が行なわれた。本章では ZPR-9 Phase II 炉心で行なわれた水蒸気反応度値の実験を解析し、GCFR における水蒸気反応度効果の炉物理上の特性を明らかにし、計算上の問題点を明確にして GCFR 設計上の資料とすることとした。計算では JAERI-FAST Version II 70 群断面積セットを使用し、断面積の相違による効果を調べるため ENDF/B-4 を処理した断面積セットを使用した計算を行った。計算は2次元 R-Z 体系による拡散計算を使用し、輸送理論による計算も行った。

6.1 実験の概要と実験値

ZPR-9, Phase II 炉心は実験シリーズ第2番目の臨界集合体であり主に炉心全体に水蒸気が侵入した場合の反応度や、 B_4C 制御棒の反応度への影響などが測定された。全領域に水蒸気が侵入した効果を測定するため、実験上の制約から炉心体積は 300 MWe GCFR に比べてかなり小さく 1300 ℓ であり、ボイド領域の体積比も 42% と実際の GCFR 炉心に比べると少ない (Table 6.1)。実験体系は $5.52 \times 5.52 \times 122.0$ cm のステンレスマトリックス 45×45 で構成され炉心中心で Z 軸方向に2つに分離する構造になっている。マトリックスチューブの中に物質板で構成された模擬燃料ドロワーが挿入され全体系を構成する。ZPR-9, Phase II 炉心の中心断面図を Fig. 6.1 に示す。炉心燃料ドロワーは Pu-U-M₀ 板と U_3O_8 板を燃料とし物質板配列の異なる3種類のドロワーで1単位の燃料を構成している。物質板配列を Fig. 6.2 に示す。軸方向、径方向ブランケットは U_3O_8 板と劣化ウラン板を燃料としている。ブランケットの外側にはステンレスブロックの反射体が置かれている。物質板配列の詳細なデータと原子数密度は Appendix に記述した。蒸気侵入反応度の実験では最初に水蒸気の入らない基準体系が組まれた。基準炉心は未臨界体系であり B_4C 模擬制御棒は挿入されていない。水蒸気の侵入は炉心およびブランケットドロワーのボイド領域にポリエチレンフォーム (CH_2) を挿入することで模擬してある。蒸気侵入反応度は主に水素が高速炉系に入ることにより生ずる反応度の変化でありポリエチレンによる水蒸気の模擬は妥当なものと考えられる。ポリエチレンフォームの密度は1種類であり侵入した水蒸気の濃度はポリエチレンフォームを入れるボイド領域の数を増減することで調整してある。

蒸気侵入反応度は基準炉心と水蒸気侵入炉心の反応度の変化として測定されており測定値は 1 h 単位で示されている。実験データを Table 6.2 に示す。

6.2 解析手順

ZPR-9, Phase II 炉心で行なわれた蒸気侵入反応度効果の実験を, GCFR の設計計算に用いる手法を用いて解析した。断面積は JAERI-FAST Version II 70 群セット⁽⁵⁾を使用し, この断面積セットに無いヘリウムと水素の断面積は ENDF/B-4 を GROUCH-G2⁽²³⁾, TIMS I⁽²⁴⁾を用いて処理して作成した。実効断面積は炉心, 軸方向ブランケット, および径方向ブランケットの各領域ごとに物質板配列を考慮した非均質セル計算を行い計算した。各セルにポリエチレンフォームが入った場合, 入らない場合を別々に計算した。セル計算は衝突確率法による計算コード PIGEON⁽¹⁵⁾を使用し, 実効マクロ断面積は, セル平均の原子数密度と実効マイクロ断面積を使用して計算した。物質板配列により生ずる中性子拡散の異方性を考慮するため Benoist の方法⁽¹⁶⁾による異方性拡散係数を計算した。Appendix に示したようにセル平均の原子数密度と全装荷物質板から計算した均質原子数密度には多少の相違が生ずる。この相違は炉心ではほとんど無いがブランケットでは構造材核種に 5% 程度の差を生じた。しかし計算への影響は小さいと考えられるので, 全領域共セル平均の原子数密度を用いてマクロ断面積を計算した。反射体の実効断面積は均質計算により求めた。各領域平均の中性子スペクトルを重みとして 70 群マクロ断面積の縮約を行い計算に使用した。縮約に際しては蒸気侵入反応度への縮約効果が小さくなるようにエネルギー群を分割したため今回の解析では縮約効果はほとんど無視できる。蒸気侵入反応度の計算値は実験体系の領域境界の凸凹を円形にまるめ実験体系の体積を保存した 2 次元 R-Z 体系で, 拡散計算により計算した。計算体系を Fig. 6.3 に示す。

最初にポリエチレンの入らない基準体系について拡散計算を行い実効増倍率, 中性子束, 随伴中性子束を計算した。

次にポリエチレンが挿入された体系で中性子束を計算し, 蒸気侵入反応度は Exact Perturbation 法により計算した。計算は摂動計算コード PERKY⁽¹³⁾を使用した。

蒸気侵入反応度は実験値との比較を行い, また計算での断面積の相違による影響を調べるため ENDF/B-4 を処理した JAERI-FAST セットと同形式の断面積セットを使用し計算した。この断面積の処理は JAERI-FAST の処理コードシステムを使用したので構造材や冷却材など軽い核種の断面積は JAERI-FAST と共通の値であり, プルトニウムとウランの燃料核種のみ JAERI-FAST と ENDF/B-4 セットで異なる値となっている。

6.3 解析結果と検討

ガス冷却高速炉の炉心の中に水蒸気が入ることにより炉心の中性子スペクトルが変化し中性子バランスに大きな変動を生ずる。これは中性子減速能の大きな水素の弾性散乱による効果であり, 核特性に様々な影響を及ぼす。水素の影響で中性子スペクトルが軟化し, 炉心燃料, 制御棒および核分裂生成物の中性子吸収が増加する一方, 炉心から中性子が漏れにくくなる。その結果, 蒸気侵入反応度は正の反応度である中性子の漏れの減少と核分裂による中性子発生量の増加, それと負の反応度である中性子捕獲吸収量の増加のバランスによってその値が定まる。実験では水蒸気をポリエチレンにより模擬しているが, 水素の量が保存されるので蒸気侵入反応度効果の検討

には十分であると考えられる。今回解析の対象とした炉心では、制御棒と核分裂生成物が無いクリーンな炉心であり3種類の濃度の水蒸気の反応度が測定された。水蒸気の入らない基準体系は未臨界炉心である。水蒸気の実験では濃度の調整は単位セルのボイド領域全てにポリエチレンを入れた場合を最大濃度とし、 $\frac{1}{2}$ の濃度は1つおきのボイド領域にポリエチレンを挿入している。計算では最大濃度のポリエチレン挿入では実験値を再現しているが、 $\frac{1}{2}$ の濃度の実験に対しては、 $\frac{1}{2}$ の密度のポリエチレンを全ボイド領域に挿入して実効断面積を計算した。これはセル計算における繁雑さを避けるためである。計算はJAERI-FAST Version II 70群断面積セットとENDF/B-4を処理した70群セットを用いて行なわれたので両者の計算値と実験値を比較することにする。最初にポリエチレンが挿入されていない未臨界の基準体系での実効増倍率の比較と反応度の換算に使用したパラメータをTable 6.3に示す。計算値は70群実効断面積を縮約した断面積を用いR-Z体系での拡散計算による値である。JAERI-FASTの値は実験値を約1%小さく評価し、ENDF/B-4の値はさらに小さく約2%の差がある。実効増倍率を過少評価する傾向はFCA臨界集合体で行なわれたLMFBRを模擬した実験の解析結果にも表れており、GCFR特有の傾向ではない。JAERI-FASTとENDF/B-4の実効増倍率の差は ^{239}Pu の核分裂断面積と捕獲吸収断面積の比、 α 値の相違が原因と考えられる。GCFRの臨界計算における輸送計算と拡散計算の値を比較するため S_N 法による計算をJAERI-FASTセットの断面積を使用して行った。計算は S_4 とし散乱断面積は P_0 のみとして $(1-\bar{\mu})$ の補正を行った。断面積の縮約は70群拡散計算の値を使用したため縮約群の断面積は輸送計算も拡散計算も同一であり、漏れの項の計算に輸送計算では輸送断面積(Σ_{tr})、拡散計算ではBenoistの式による中性子ストリーミングを考慮した異方性拡散係数(D_{\perp} , D_{\parallel})を使用した。実効増倍率と体系全体での中性子バランスをTable 6.4に示す。輸送計算と拡散計算では実効増倍率に2.7%の差が生じた。LMFBRを模擬した体系ではこの差は従来1%以下と考えられ、GCFRではLMFBRに比べて3倍も大きな値となった。中性子バランスは体系全体での中性子源を1.0に規格化して輸送計算と拡散計算の比較を行った。この結果から拡散計算では吸収項の増加が著しくそれに漏れの項の増加が加わって実効増倍率が小さくなることが明らかになった。中性子バランスを各領域ごとに詳細に比較すると、拡散計算では炉心からの中性子の漏れが大きく、これが実効増倍率を小さくする直接の原因である。今回解析した体系には、ブランケットの外側に反射体が置かれているため炉心から漏れた中性子はブランケット領域で吸収され、中性子バランスでの吸収項の増加となる。拡散係数は一般に $D = \frac{1}{3} \Sigma_{tr}$ で定義されるが、Benoistの式で中性子ストリーミングを考慮した拡散係数はこの拡散係数に比べて大きくなり、特に物質板配列に平行な方向の拡散係数(D_{\parallel})は全てのエネルギー群で10%~20%大きな値となる。その結果、異方性拡散係数を使用した計算では燃料のボイドチャンネルを通して軸方向に漏れて行く中性子の量を大きく評価することになる。今回のGCFR実験体系では炉心領域の約40%はボイド領域であり、中性子の軸方向への漏れが大きく、中性子ストリーミングを考慮した拡散係数により輸送計算と拡散計算の実効増倍率にLMFBR体系では考えられない程の大きな差を生じる結果となった。中性子ストリーミングの効果の考慮せず、拡散係数に $D = \frac{1}{3} \Sigma_{tr}$ を使用すると拡散計算と輸送計算の実効増倍率の差は約1%に縮まる。この結果から今回解析したGCFR実験体系ではBenoistの式による中性子ストリーミングを考慮した拡散係数の実効増倍率への影響は約2%である。

基準体系のボイド領域に挿入された3種類の濃度のポリエチレンフォームの反応度値をそれぞれ計算した。計算は異方性拡散係数を使用した拡散計算で行い、Exact Perturbationにより反応度を計算した。反応度値に対する断面積の影響を調べるため JAERI-FASTと ENDF/B-4 を用いてそれぞれ計算を行い比較した。反応度の単位の変換係数は実験者によって与えられた値 $972 \text{ lh}/\% \Delta K/K$ を使用した。蒸気侵入反応度の実験値と計算値の比較を Table 6.5 に示す。計算値と実験値の一致は悪く、もっとも良い $17.5 \text{ g}/\ell$ のときの C/E でも 0.546 であり、計算値は蒸気反応度を過少に評価する傾向がある。水蒸気の濃度が下がるにつれて両者の一致は悪くなる。ENDF/B-4 の計算値は JAERI-FAST よりさらに蒸気侵入反応度を過少に評価する傾向を示した。蒸気侵入反応度を領域別に計算すると炉心では正、ブランケットでは負の値となる。炉心では中性子の漏れが少なくなることによる正の反応度が大きい。また中性子の散乱が増加し散乱により中性子がよりインポートランスの大きなエネルギー領域に落ちて行く正の反応度が生じる。この2つの反応度はよく似た値となる。これに対し中性子スペクトルの軟化による核分裂反応の寄与は負の値となるが、前記2つの反応度と比較するとその絶対値は一桁小さい値である。ブランケット領域では中性子散乱による反応度は負の値となり、中性子はインポートランスの小さいエネルギー領域に落ちていくことになる。以上の結果をまとめるとスペクトルの変動による影響は炉心では正、ブランケットでは負となり、中性子の漏れの項は全領域で正の反応度となる。蒸気侵入反応度を中性子の漏れの効果と中性子スペクトルのシフトによる効果に分けた値を Table 6.6 に示す。次に ENDF/B-4 による反応度と JAERI-FAST の値には大きな相違があり $17.5 \text{ g}/\ell$ の CH_2 を挿入した体系では ENDF/B-4 の値が約40%小さくなった。両者の計算値を比較した結果を Table 6.7 に示す。両者の相違はほとんど炉心領域で生じておりブランケット領域における相違は無視できるほど小さい。また中性子の漏れの項はほとんど差を生じず、蒸気侵入反応度における2種類の断面積セットによる相違はほとんど炉心領域の散乱項により生じていることが明らかとなった。今回の計算に使用した2種類の断面積セットではプルトニウムとウランの燃料核種のみ異なり、冷却材と構造材核種は共通の断面積を使用したので、散乱項の相違は燃料核種の断面積の違いによる中性子スペクトルと随伴中性子束および散乱断面積の違いにより散乱項の値が異なったことにより蒸気侵入反応度に大きな差を生じた。以上の結果から蒸気侵入反応度の計算においては摂動論的には炉心の散乱項の取扱いが重要であり、炉心の中性子束と随伴中性子束のわずかな違いが計算結果に大きな影響を及ぼすことが明らかになった。

Table 6.1 Composition Void Volume Fraction in ZPR-9 Phase II Assembly

Composition	Void Fraction (v/o)
Core and axial blanket (Av.)	42.3
Type 1	41.9
Type 2	32.7
Type 3	52.3
Radial blanket	37.3

Table 6.2 Results of the Experiment for Steam Entry Reactivity Worths in ZPR-9 Phase II Assembly

CH ₂ Density in Void Channels (g/cc)	Reactivity Worth (lh)
0.0044	86.6±10
0.0088	210.7±14
0.0175	537.6±10

- (a) Effective core radius 54.79 cm
(b) Clean core installed no B₄C rods

Table 6.3 Comparison of Experimental and Calculated Effective Multiplication, k_{eff} and Operational Parameters in ZPR-9, Phase II Assembly

Experimental	JAERI-FAST	ENDF/B-4
0.9861±0.007	0.97685	0.96571
C/E	0.991	0.979
Operational parameter		
Inhours per percent reactivity	972.0	
Beta effective, β_{eff}	0.003306	

Table 6.4 Comparison of Effective Multiplication Factor and Neutron Balance Calculated with Diffusion and Transport Theories

	Diffusion	Transport	δ
Source	1.0000	1.0000	-
Absorption	0.8963	0.8851	0.0112
Radial leakage	0.0894	0.0785	0.0109
Axial leakage	0.0381	0.0321	0.0059
(Total leakage)	(0.1275)	(0.1106)	0.0168
k_{eff}	0.97685	1.00432	-2.74 % $\Delta k/k$

Table 6.5 Comparison of Experimental and Calculated Steam Entry Reactivity Worths in ZPR-9 Phase II Assembly

(% $\Delta k/k$)

For nominal channel CH ₂ density (g/l)	Experimental	Calculation					
		JAERI-FAST	C/E	C-E	ENDF/B-4	C/E	C-E
17.5	0.553±0.01	0.302	0.546	-0.251	0.173	0.313	-0.380
8.8	0.217±0.01	0.061	0.281	-0.156	0.006	0.028	-0.211
4.4	0.089±0.01	0.007	0.079	-0.082	-0.017	-	-0.106

(a) 972 Ih/% $\Delta k/k$

Table 6.6 Components of Steam Entry Reactivity
Worth in 17.5 g/l CH₂ Density

($\times 10^{-3}$ % $\Delta k/k$)

Region	Leakage	Spectrum	Total
Core	3.920	3.209	7.129
Axial Blanket	6.272	-1.526	-0.899
Radial Blanket	1.303	-4.510	-3.207
Reactor	5.851	-2.828	3.023

(a) Result with JAERI-FAST Set

Table 6.7 Difference of Each Component of Steam Entry
Reactivity Worth Calculated with ENDF/B-4 from
that Calculated with JAERI-FAST

(%)

Region	Leakage	Spectrum	Total
Core	-0.74	-45.00	-20.7
Axial Blanket	-1.69	-3.03	-3.97
Radial Blanket	-1.55	-3.57	-4.39

(a) %: (ENDF/B-4 - JAERI-FAST)/JAERI-FAST

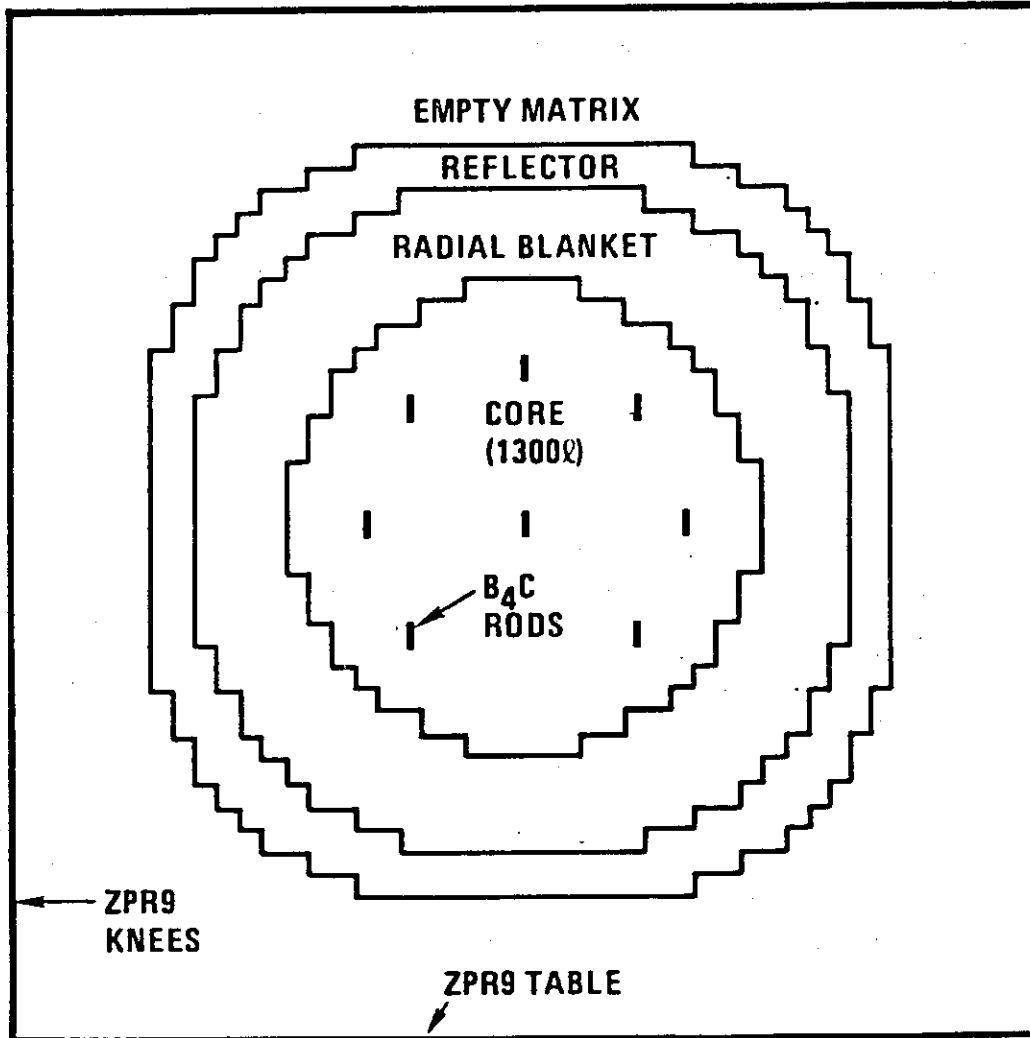


Fig. 6.1 Midplane View in ZPR-9 Phase II Critical Assembly

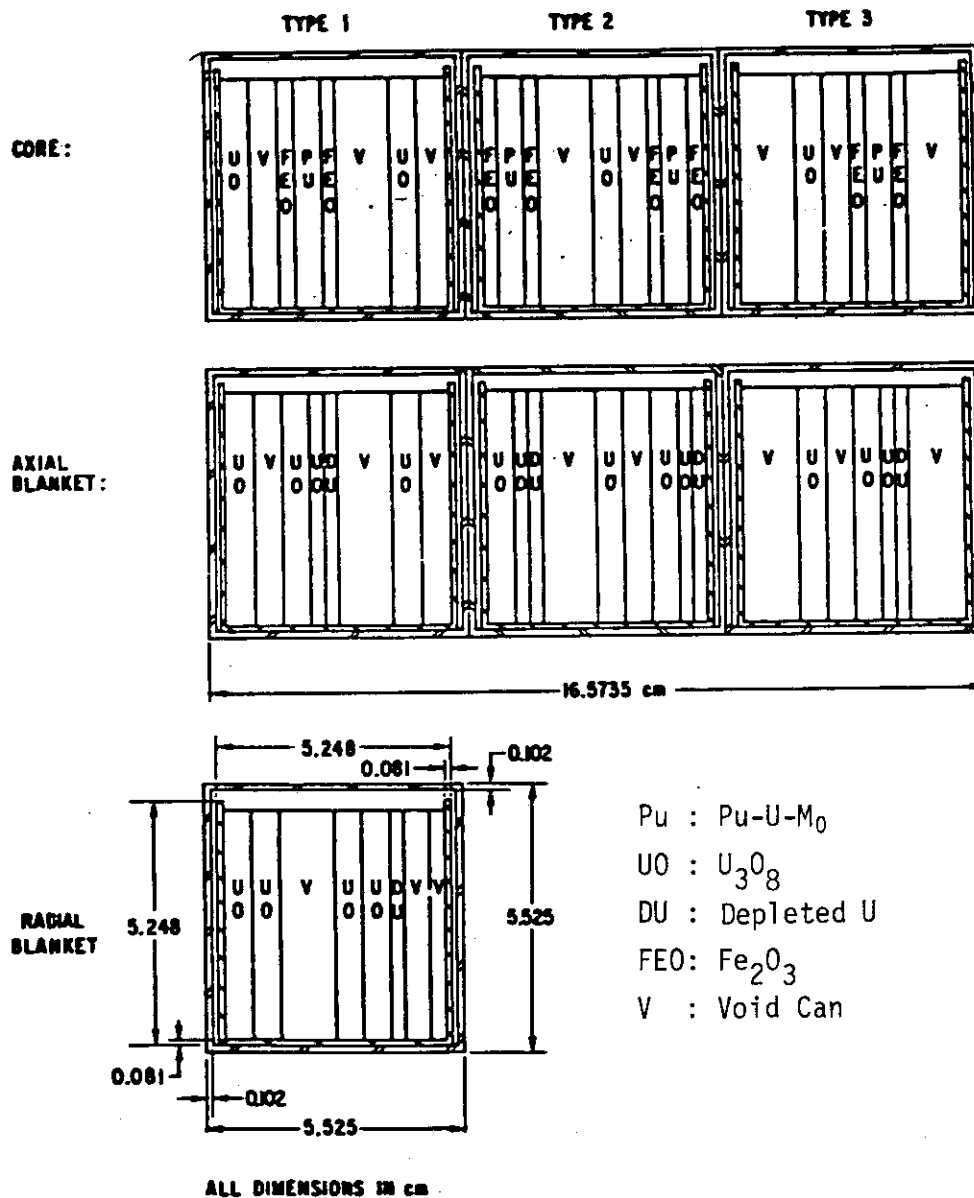


Fig. 6.2 Unit Cell Structures for the Core, Axial Blanket and Radial Blanket in ZPR-9 Phase II Critical Assembly

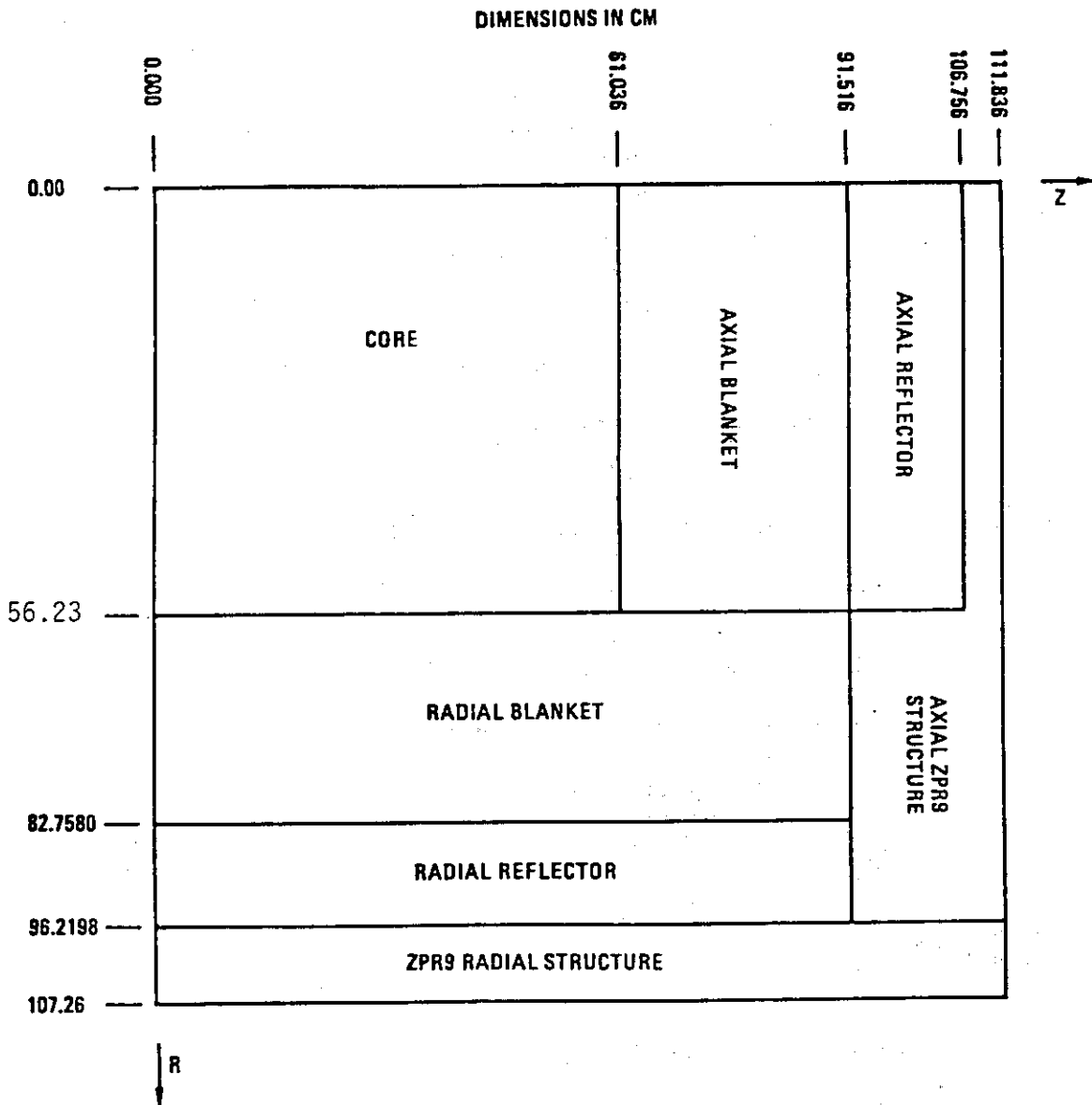


Fig. 6.3 R-Z Calculation Model for ZPR-9 Phase II Critical Assembly

7. Th 利用 GCFR の水蒸気侵入反応度効果

前章までに取扱ってきた GCFR は Pu-U サイクルに基いていたが、利用可能な核燃料サイクルのもう 1 つの形態として ^{233}U -Th サイクルがある。高速炉に Th を利用する考え方は、U と共に核燃料資源の多様化を計るという観点から、古くから多くの機関で検討されてきた。それに加え、1977 年、国際核燃料サイクル評価 (INFCE) の開始によって、 ^{233}U -Th サイクルは、潜在的核不拡散の性質を有するとして、国際的な検討評価の対象となった。

LMFBR に ^{233}U -Th サイクルを適用すると、増殖性能を著しく犠牲にするが、正の Na ボイド反応度を負にし、LMFBR の固有の安全性を著しく改善する、という結論に達している。⁽²⁵⁾⁽²⁶⁾ GCFR については、増殖性に関する検討が行なわれているが、GCFR の安全性で最も重要な炉物理特性の 1 つである水蒸気侵入反応度効果に関する検討は行なわれていない。

本章では、GCFR に部分的小および全体的に ^{233}U -Th サイクルを適用した場合、Pu-U サイクルと比較しながら、一般特性、水蒸気侵入反応度効果の検討を行なった。

7.1 原子炉モデルと計算方法

検討対象とした GCFR モデルは、GBRA の設計になる 1200 MWe GCFR に基いている。Fig. 7.1 に 2 次元円筒モデルを示した。第 5 章までの検討対象 GCFR は GA 社設計の 1000 MWe GCFR であり、GBRA 設計の 1200 MWe GCFR とは若干相違している。しかし、本章の検討の結果得られる結論は、いずれの GCFR にも適用でき、一般的であると考えられる。

^{233}U -Th サイクルの適用は、以下の 3 ケースについて考慮した。(1) PuO_2 - UO_2 炉心、 UO_2 軸ブランケット、 ThO_2 径ブランケットからなる GCFR-M モデル、(2) $^{233}\text{UO}_2$ - UO_2 炉心、 ThO_2 軸および径ブランケットからなる GCFR-D モデル、(3) $^{233}\text{UO}_2$ - ThO_2 炉心、 ThO_2 軸および径ブランケットからなる GCFR-U モデル、である。基準系として、Fig. 7.1 に示した完全な Pu-U サイクルの GCFR-P モデルを設定している。採用したモデルについては、Table 7.1 に、注釈と共に示した。また、各モデルの BOL における原子数密度を Table 7.2 に示した。

種々の核燃料サイクルに基く原子炉型の特性を比較する場合には、それぞれの原子炉型に対して、経済性、安全性等を考慮した最適設計を必要とする。しかし、この章の検討では、GCFR-P を除いては、何らの最適設計を行なっていない。すなわち、GCFR-P に関して設定された Fig. 7.1 の原子炉形状、寸法および各領域の燃料/冷却材/構造材の組成比を、そのまま他のモデル GCFR-M, D, U に適用している。3 つの炉心領域の Pu 富化度は、平坦な出力分布、充分な燃焼補償反応度を達成できるように定めた。平衡サイクルにおける燃料交換方法は、3.1 で述べた方法と同じである。

臨界性、燃焼、反応度効果の計算は、ENDF/B-III から作成した 25 群断面積セットと 2 次元 R-Z 拡散近似に基いている。本検討で最も重要となる核種の ^{233}U , Th の核断面積データを ^{239}Pu , ^{241}Pu と ^{238}U , ^{240}Pu の核断面積データと比較してみよう。Table 7.3 ~ Table 7.5 に

U-233, Pu-239, Pu-241 についての σ_c , σ_f , η の比較, Table 7.6 ~ Table 7.8 に Th-232 と U-238, Pu-240 についての σ_c , σ_f , η の比較, をそれぞれ示した。 ^{233}U と ^{239}Pu , ^{241}Pu の η 値には顕著な相違がみられる。 $\eta = \nu\sigma_f/\sigma_a$ は, 高速炉の増殖性を決定する重要な因子である。Pu-241 は, Pu-239, U-233 と比べて全エネルギー範囲において, もっとも高い η 値を持ち, Pu-239 の η 値は KeV 以上で U-233 よりかなり高く, KeV 以下では U-233 の η が高くなっている。したがって, Pu-239, Pu-241 は, 高速炉の燃料インベントリー, 増殖性の観点から, もっともすぐれた燃料核種であり, 熱中性子炉では, U-233 がすぐれた燃料核種となりうる事が明らかである。また, U-233 は U-235 より高い η 値をとることから, 高速炉においてもかなり良い性能を有すると考えられる。また, U-233 の η 値は, Pu-239 の η 値と比較して, エネルギーに関してより平坦な傾向を示している。

Th-232 と U-238, Pu-240 の相違は, 特に核分裂断面積 σ_f において見られる。Th-232 の σ_f は他の親物質の σ_f と比較して, 非常に小さく, Th-232 からの核分裂ボーナスはほとんど期待できないと考えられる。

7.2 Th 利用 GCFR の一般的核特性

種々の Th サイクルに基づく GCFR の水蒸気侵入反応度効果を除く一般的核特性についてまとめて示す。

(1) 臨界特性

GCFR-P, M, D, U モデルの実効増倍率, 燃料インベントリー, 燃料濃縮度, 出力について Table 7.9 に比較した。

GCFR-P と GCFR-M を比較することによって, ブランケット燃料として UO_2 の代りに ThO_2 を用いる効果を知ることができる。この効果は, 炉心出力比, 燃料濃縮度, 初期装荷燃料インベントリーを若干高くするように働くが, その効果は小さい。

GCFR-D と GCFR-U を比較することによって, 炉心の親物質として UO_2 の代りに ThO_2 を用いる効果を知ることができる。炉心に ThO_2 を装荷した GCFR-U の初期装荷燃料インベントリーは, UO_2 を装荷した GCFR-D と比較して約 20% 多くなる。これは, ^{232}Th の σ_f と η 値が ^{238}U のそれと比較してかなり低いことによって, 核分裂ボーナスを期待できないことからくる。

Pu の代りに ^{233}U を炉心の核分裂性物質として用いる効果は GCFR-M と GCFR-D を比較することによって知ることができる。出力および初期装荷燃料インベントリーに関しては両者に大きな相違はみられないが, ^{233}U を燃料とする GCFR-D の BOL 時に要する燃焼補償用余剰反応度は, Pu を燃料とする GCFR-M と比較して, 非常に高くしておかなければならない。

(2) 増殖特性

Table 7.10 に, GCFR モデルに関する増殖比, 年間平均核分裂性物質バランスを比較した。増殖比は MOEC における計算値である。物質バランスは平衡サイクルの 1 サイクルでの核分裂性物質の生成と消滅を平均することによって求めた。

GCFR-P と GCFR-M を比較することによって, ブランケット燃料として UO_2 の代りに ThO_2 を使用しても, 増殖性能にはほとんど影響しない。一方, ^{233}U を燃料とする GCFR に関

しては、変性燃料を用いた GCFR-D の増殖性能は、Pu を燃料とする GCFR-P, GCFR-M と比較して、大巾に低くなり、完全な Th サイクルに基く GCFR-U では燃料サイクル過程におけるロスを考慮すると増殖炉とはなりえない可能性さえある。このように炉心内に ^{233}U , ^{232}Th を持ちこむことによって増殖性能を大巾に劣化させることは、 ^{233}U と ^{232}Th の η 値が ^{239}Pu , ^{238}U と比較し、それぞれ低く、その結果炉心内増殖比が低くなるのが主な原因である。

(3) 反応度効果

水蒸気侵入反応度効果については後述するが、Table 7.11 に GCFR の主要な反応度効果について比較した。

燃焼による反応度損失は平衡サイクルの BOEC と EOEC の実効増倍率より平均的に求めた。この反応度損失の最小値は完全な U サイクルに基く GCFR-P で達成されている。これは炉心内増殖比が最大であることに直接関係している。一方、 ^{233}U を燃料とする GCFR-D, GCFR-U では、Pu 燃料の GCFR と比較して、約 2 倍の燃焼補償用余剰反応度を要する。したがって ^{233}U 燃料の GCFR では、この余剰反応度を相殺するため、Pu 燃料 GCFR と比較して、約 2 倍の燃焼補償用制御棒の本数あるいは吸収材濃度を必要とすることを意味する。

ドップラー反応度効果に関しては、炉心温度を一様に 1500°K から 2100°K に上昇した時の反応度変化として計算した。変性燃料の GCFR-D を除けば、モデル間のドップラー反応度効果の相違は小さい。GCFR-D のドップラー反応度効果は他のモデルと比較して約 20% 高くなる。

冷却材 He の喪失反応度効果は、炉心と軸方向ブランケットの He を 0 にすることによって生ずる反応度変化として求めた。この現象は LMFBR の Na ボイド反応度効果と同じである。この反応度効果に関しては、純粋な U サイクルに基く GCFR-P において正の最大値、純粋な Th サイクルに基く GCFR-U において負の最小値、をとる。

7.3 Th 利用 GCFR の水蒸気侵入反応度効果

ここでの水蒸気侵入反応度効果は、炉心と軸方向ブランケットの冷却材チャンネルに $0.04\text{g}/\text{cm}^3$ の密度を持つ水蒸気によって充される場合に生ずる反応度変化として求めた。したがって、径方向ブランケットにも同様の水蒸気が入る現実的モデルでは、得られた計算結果を負の方向に下げようとする働きと考えられる。Table 7.12 に GCFR-P, GCFR-M, GCFR-D, GCFR-U に対する水蒸気侵入反応度効果を比較した。計算結果を比較すると、明らかに、Pu 燃料の GCFR の水蒸気侵入反応度効果は、燃焼のかなり進んだ MOEC で負であるが、 ^{233}U 燃料の GCFR では MOEC においても非常に大きな正の値を持つことになる。したがって、水蒸気侵入反応度効果は、GCFR の炉心燃料として Pu を使用するか ^{233}U を使用するかによって、非常に影響を受けると云うことができる。

前にも述べたように、水蒸気侵入反応度効果は、2つの要素からなると考えることができる。すなわち、1つの要素は中性子漏洩を抑える正の要素、他は水素による中性子スペクトル軟化に伴う負の要素である。中性子漏洩に関する要素は、Pu 燃料 GCFR と ^{233}U 燃料 GCFR とで大巾に異なるとは考えられない。何故ならば、両者の原子炉形状は等しく、また中性子拡散に関する特性も大巾に変らないからである。したがって、Pu 燃料 GCFR と ^{233}U 燃料 GCFR 間の水蒸

気侵入反応度効果の大きな相違は負の中性子スペクトル軟化の要素の相違によって生ずると考えることができる。

Table 7.3 と Table 7.4 の比較から、 ^{233}U は高速炉の重要なエネルギー領域において ^{239}Pu と比較して非常に平坦な η 値のエネルギー依存性を示している。 ^{239}Pu を主な核分裂性物質とする GCFR では、水蒸気侵入によって生ずる中性子スペクトル軟化によって、実効的な η 値が急激に低下し、その結果非常に大きな負の反応度効果となると考えられる。一方、 ^{233}U 燃料の GCFR では、 η 値がエネルギーに関して平坦であるため、水蒸気侵入による実効的 η 値の低下は小さく、大きな負の反応度効果とならないと考えることができる。この結果、正の中性子漏洩の要素を考慮すれば、Pu 燃料に基づく GCFR-P, GCFR-M では MOEC において負の水蒸気侵入反応度効果を有し、 ^{233}U 燃料に基づく GCFR-D, GCFR-U では、MOEC においても非常に大きな正の水蒸気侵入反応度効果を有することになる。

炉心に ThO_2 を装荷することに関しては、純粋な Th サイクルに基づく GCFR-U の水蒸気侵入反応度効果は、変性燃料 ($^{233}\text{UO}_2$ - $^{238}\text{UO}_2$) の GCFR-D のそれと比較してより正であることから、 ThO_2 の炉心装荷は水蒸気侵入反応度効果をより正にすると考えることができる。

以上、この章の検討から、次のことが云える。

- (1) Pu 燃料に基づく GCFR は、比較的燃料インベントリーが少なく、増殖特性にすぐれ、十分な負のドップラー-反応度効果と負の水蒸気侵入反応度効果を有することで、核特性および安全性の面から好ましい性能を有している。
- (2) ブランケットに Th を装荷しても、上述の好ましい性能を損うことはない。
- (3) Th および ^{233}U を炉心に装荷することは、増殖性、燃料インベントリーを劣化させると同時に、とてつもなく大きな正の水蒸気侵入反応度効果をもたらすことになり、それに基づく GCFR は不適當である。

Table 7.1 Fast breeder reactor model and it's fuel cycle

Model	Fuel material			Comment
	Core	Ax. Blanket	Rd. Blanket	
GCFR-P	$\text{PuO}_2/\text{UO}_2^*$	UO_2	UO_2	U-Pu fuel cycle
GCFR-M	$\text{PuO}_2/\text{UO}_2^*$	UO_2	ThO_2	Mixed cycle-1
GCFR-D	$^{233}\text{UO}_2/\text{UO}_2$	ThO_2	ThO_2	Denatured cycle
GCFR-U	$^{233}\text{UO}_2/\text{ThO}_2$	ThO_2	ThO_2	Th-U fuel cycle

UO_2 ; depleted uranium, $^{235}\text{U}/^{238}\text{U} = 0.2/99.8$

* Pu ; LWR discharged plutonium,

$^{239}\text{Pu}/^{240}\text{Pu}/^{241}\text{Pu}/^{242}\text{Pu} = 56.0/23.7/15.0/5.3$

Table 7.2-1 Atomic Number Densities of Start-up Core (BOL)
- GCFBR-P Model -

[10²⁴·cm⁻³]

Region Nuclide	Control Channel Region No.1,5	Core 1 Region No.2	Core 2 Region No.3	Core 3 Region No.4	Ax. Blanket Region No.6,7
Th-232					
U-233					
U-235		9.4069(-6)	7.7723(-6)	8.6436(-6)	1.1872(-5)
U-238		4.6940(-3)	3.8784(-3)	4.3132(-3)	5.9242(-3)
Pu-239		4.5438(-4)	6.2968(-4)	7.8652(-4)	
Pu-240		1.9230(-4)	2.6649(-4)	3.3287(-4)	
Pu-241		1.2171(-4)	1.6866(-4)	2.1068(-4)	
Pu-242		4.3004(-5)	5.9594(-5)	7.4439(-5)	
O		1.0919(-2)	9.9209(-3)	1.1338(-2)	1.1753(-2)
He	1.1083(-3)	7.2459(-4)	7.5964(-4)	7.0983(-4)	7.2795(-4)
Cr	6.0064(-4)	1.6431(-3)	1.5479(-3)	1.6832(-3)	1.6340(-3)
Mn	4.3739(-5)	1.5033(-4)	1.4059(-04)	1.5443(-4)	1.4939(-4)
Fe	3.7003(-3)	7.5934(-3)	7.2378(-3)	7.7431(-3)	7.5593(-3)
Ni		4.6645(-4)	4.2384(-4)	4.8439(-4)	4.6237(-4)
Mo		7.1353(-5)	6.4835(-5)	7.4097(-5)	7.0729(-5)
Region Nuclide	Rad. Blanket Region No.8,9	Ax.Reflector Region No.10	Rad.Reflector Region No.11		
Th-232					
U-233					
U-235	2.3691(-5)				
U-238	1.1822(-2)				
Pu-239					
Pu-240					
Pu-241					
Pu-242					
O	2.3454(-2)				
He	3.7827(-4)	4.6700(-4)	5.8375(-5)		
Cr	2.3175(-3)	7.1082(-3)	1.1255(-2)		
Mn	2.2344(-4)	5.1763(-4)	8.1957(-4)		
Fe	9.7684(-3)	4.3790(-2)	6.9335(-2)		
Ni	4.2787(-4)				
Mo	6.5452(-5)				

Table 7.2-2 Atomic Number Densities of Start-up Core (BOL)
- GCFBR-M Model -

[10²⁴·cm⁻³]

Region Nuclide	Control Channel Region No.1,5	Core 1 Region No.2	Core 2 Region No.3	Core 3 Region No.4	Ax. Blanket Region No.6,7
Th-232					
U-233					
U-235		9.3979(-6)	7.7071(-6)	8.5315(-6)	1.1872(-5)
U-238		4.6896(-3)	3.8458(-3)	4.2572(-3)	5.9242(-3)
Pu-239		4.5688(-4)	6.4794(-4)	8.1795(-4)	
Pu-240		1.9336(-4)	2.7422(-4)	3.4617(-4)	
Pu-241		1.2238(-4)	1.7356(-4)	2.1909(-4)	
Pu-242		4.3241(-5)	6.1323(-5)	7.7413(-5)	
O		1.0919(-2)	9.9209(-3)	1.1338(-2)	1.1753(-2)
He	1.1083(-3)	7.2459(-4)	7.5964(-4)	7.0983(-4)	7.2795(-4)
Cr	6.0064(-4)	1.6331(-3)	1.5479(-3)	1.6832(-3)	1.6340(-3)
Mn	4.3739(-5)	1.5033(-4)	1.4059(-4)	1.5443(-4)	1.4939(-4)
Fe	3.7003(-3)	7.5934(-3)	7.2378(-3)	7.7431(-3)	7.5593(-3)
Ni		4.6645(-4)	4.2384(-4)	4.8439(-4)	4.6237(-4)
Mo		7.1353(-5)	6.4835(-5)	7.4097(-5)	7.0729(-5)
Region Nuclide	Rad. Blanket Region No.8,9	Ax.Reflector Region No.10	Rad.Reflector Region No.11		
Th-232	1.1033(-2)				
U-233					
U-235					
U-238					
Pu-239					
Pu-240					
Pu-241					
Pu-242					
O	2.1846(-2)				
He	3.7827(-4)	4.6700(-4)	5.8375(-5)		
Cr	2.3175(-3)	7.1082(-3)	1.1255(-2)		
Mn	2.2344(-4)	5.1763(-4)	8.1957(-4)		
Fe	9.7684(-3)	4.3790(-2)	6.9335(-2)		
Ni	4.2787(-4)				
Mo	6.5452(-5)				

Table 7.2-3 Atomic Number Densities of Start-up Core (BOL)

- GCFBR-D Model -

[$10^{24} \cdot \text{cm}^{-3}$]

Region Nuclide	Control Channel Region No.1,5	Core 1 Region No.2	Core 2 Region No.3	Core 3 Region No.4	Ax. Blanket Region No.6,7
Th-232					5.5292(-3)
U-233		6.2795(-4)	8.2829(-4)	1.1166(-3)	
U-235		1.0721(-5)	9.2263(-6)	1.0204(-5)	
U-238		5.3498(-3)	4.6039(-3)	5.0919(-3)	
Pu-239					
Pu-240					
Pu-241					
Pu-242					
O		1.1857(-2)	1.0774(-2)	1.2313(-2)	1.0948(-2)
He	1.1083(-3)	7.2459(-4)	7.5964(-4)	7.0983(-4)	7.2795(-4)
Cr	6.0064(-4)	1.6431(-3)	1.5479(-3)	1.6832(-3)	1.6340(-3)
Mn	4.3739(-5)	1.5033(-4)	1.4059(-4)	1.5443(-4)	1.4939(-4)
Fe	3.7003(-3)	7.5934(-3)	7.2378(-3)	7.7431(-3)	7.5593(-3)
Ni		4.6645(-4)	4.2384(-4)	4.8439(-4)	4.6237(-4)
Mo		7.1353(-5)	6.4835(-5)	7.4097(-5)	7.0729(-5)
Region Nuclide	Rad. Blanket Region No.8,9	Ax.Reflector Region No.10	Rad.Reflector Region No.11		
Th-232	1.1033(-2)				
U-233					
U-235					
U-238					
Pu-239					
Pu-240					
Pu-241					
Pu-242					
O	2.1846(-2)				
He	3.7827(-4)	4.6700(-4)	5.8375(-5)		
Cr	2.3175(-3)	7.1082(-3)	1.1255(-2)		
Mn	2.2344(-4)	5.1763(-4)	8.1957(-4)		
Fe	9.7684(-3)	4.3790(-2)	6.9335(-2)		
Ni	4.2787(-4)				
Mo	6.5452(-5)				

Table 7.2-4 Atomic Number Densities of Start-up Core (BOL)
 - GCFBR-U Model -

[10²⁴·cm⁻³]

Region Nuclide	Control Channel Region No.1,5	Core 1 Region No.2	Core 2 Region No.3	Core 3 Region No.4	Ax. Blanket Region No.6,7
Th-232		4.4297(-3)	3.7391(-3)	4.0983(-3)	5.2592(-3)
U-233		7.6424(-4)	9.7681(-4)	1.2955(-3)	
U-235					
U-238					
Pu-239					
Pu-240					
Pu-241					
Pu-242					
O		1.0284(-2)	9.3447(-3)	1.0680(-2)	1.0948(-2)
H3	1.1083(-3)	7.2459(-4)	7.5964(-4)	7.0983(-4)	7.2795(-4)
Cr	6.0064(-4)	1.6431(-3)	1.5479(-3)	1.6832(-3)	1.6340(-3)
Mn	4.3739(-5)	1.5033(-4)	1.4059(-4)	1.5443(-4)	1.4939(-4)
Fe	3.7003(-3)	7.5934(-3)	7.2378(-3)	7.7431(-3)	7.5593(-3)
Ni		4.6645(-4)	4.2384(-4)	4.8439(-4)	4.6237(-4)
Mo		7.1353(-5)	6.4835(-5)	7.4097(-5)	7.0729(-5)
Region Nuclide	Rad. Blanket Region No.8,9	Ax.Reflector Region No.10	Rad.Reflector Region No.11		
Th-232	1.1033(-2)				
U-233					
U-235					
U-238					
Pu-239					
Pu-240					
Pu-241					
Pu-242					
O	2.1846(-2)				
H3	3.7827(-4)	4.67-0(-4)	5.8375(-5)		
Cr	2.3175(-3)	7.1082(-3)	1.1255(-2)		
Mn	2.2344(-4)	5.1764(-4)	8.1957(-4)		
Fe	9.7684(-3)	4.3790(-2)	6.9335(-2)		
Ni	4.2787(-4)				
Mo	6.5452(-5)				

Table 7.3 Fission cross-section σ_f of fissile materials

Group	Lower energy		U-233	Pu-239	Pu-241
1	6.5	MeV	2.11	2.20	1.99
2	4.0	MeV	1.51	1.70	1.46
3	2.5	MeV	1.73	1.89	1.52
4	1.4	MeV	1.88	2.02	1.74
5	0.8	MeV	1.83	1.76	1.60
6	0.4	MeV	1.84	1.61	1.51
7	0.2	MeV	2.11	1.51	1.72
8	0.1	MeV	2.18	1.54	2.05
9	46.5	KeV	2.39	1.67	2.38
10	21.5	KeV	2.98	1.75	2.66
11	10.0	KeV	3.79	1.88	3.21
12	4.65	KeV	4.91	2.23	4.06
13	2.15	KeV	6.55	3.05	6.15
14	1.0	KeV	9.41	4.62	8.43
15	465	eV	12.71	8.62	13.39
16	215	eV	17.82	12.22	26.13
17	100	eV	25.58	18.87	31.69
18	46.5	eV	37.27	58.36	44.26
19	21.5	eV	65.57	23.19	66.04
20	10.0	eV	108.64	105.88	132.75
21	4.65	eV	95.44	32.25	234.71
22	2.15	eV	118.37	11.17	108.34
23	1.0	eV	347.56	23.83	27.61
24	0.465	eV	123.06	98.63	44.30
25	0.215	eV	162.97	1640.47	811.93

Highest energy is 10.5 MeV.

(unit : barn)

Table 7.4 Capture cross-section σ_c of fissile materials

Group	Lower energy		U-233	Pu-239	Pu-241
1	6.5	MeV	0.0124	0.0018	0.0275
2	4.0	MeV	0.0177	0.0016	0.0427
3	2.5	MeV	0.0250	0.0030	0.0652
4	1.4	MeV	0.0364	0.0094	0.0942
5	0.8	MeV	0.0543	0.0247	0.106
6	0.4	MeV	0.115	0.0912	0.103
7	0.2	MeV	0.188	0.178	0.141
8	0.1	MeV	0.212	0.229	0.285
9	46.5	KeV	0.250	0.306	0.539
10	21.5	KeV	0.333	0.565	0.593
11	10.0	KeV	0.440	0.931	0.739
12	4.65	KeV	0.582	1.67	0.956
13	2.15	KeV	0.784	2.76	1.48
14	1.0	KeV	0.925	3.82	2.10
15	465	eV	1.42	6.66	4.12
16	215	eV	2.47	12.33	6.53
17	100	eV	3.99	16.37	6.91
18	46.5	eV	5.66	37.19	7.63
19	21.5	eV	6.74	34.95	5.93
20	10.0	eV	17.77	71.97	41.10
21	4.65	eV	17.39	33.82	17.88
22	2.15	eV	46.13	1.53	42.55
23	1.0	eV	60.07	7.42	2.78
24	0.465	eV	9.51	1108.0	13.89
25	0.215	eV	14.36		358.76

Highest energy is 10.5 MeV.

(unit : barn)

Table 7.5 $\eta (\nu \sigma_f / \sigma_a)$ value of fissile materials

Group	Lower energy		U-233	Pu-239	Pu-241
1	6.5	MeV	3.46	4.04	3.99
2	4.0	MeV	3.04	3.59	3.55
3	2.5	MeV	2.79	3.29	3.24
4	1.4	MeV	2.62	3.12	3.05
5	0.8	MeV	2.51	2.98	2.90
6	0.4	MeV	2.37	2.79	2.83
7	0.2	MeV	2.29	2.61	2.75
8	0.1	MeV	2.26	2.53	2.60
9	46.5	KeV	2.24	2.44	2.41
10	21.5	KeV	2.22	2.18	2.40
11	10.0	KeV	2.20	1.93	2.39
12	4.65	KeV	2.20	1.65	2.38
13	2.15	KeV	2.20	1.51	2.37
14	1.0	KeV	2.24	1.58	2.35
15	465	eV	2.21	1.62	2.25
16	215	eV	2.16	1.43	2.35
17	100	eV	2.13	1.54	2.41
18	46.5	eV	2.14	1.76	2.51
19	21.5	eV	2.23	1.15	2.70
20	10.0	eV	2.11	1.71	2.24
21	4.65	eV	2.08	1.41	2.73
22	2.15	eV	1.77	2.53	2.11
23	1.0	eV	2.10	2.20	2.07
24	0.465	eV	2.28	1.98	2.24
25	0.215	eV	2.26	1.70	2.04

Highest energy is 10.5 MeV.

Table 7.6 Fission cross-section σ_f of fertile materials

Group	Lower energy		Th-232	U-238	Pu-240
1	6.5	MeV	0.32	0.94	1.80
2	4.0	MeV	0.15	0.56	1.48
3	2.5	MeV	0.13	0.54	1.56
4	1.4	MeV	0.10	0.47	1.54
5	0.8	MeV	0.0	0.03	1.40
6	0.4	MeV	0.0	0.0	0.57
7	0.2	MeV	0.0	0.0	0.14
8	0.1	MeV	0.0	0.0	0.09
9	46.5	KeV	0.0	0.0	0.08
10	21.5	KeV	0.0	0.0	0.10
11	10.0	KeV	0.0	0.0	0.09
12	4.65	KeV	0.0	0.0	0.11
13	2.15	KeV	0.0	0.0	0.16
14	1.0	KeV	0.0	0.0	0.17
15	465	eV	0.0	0.0	0.26
16	215	eV	0.0	0.0	0.07
17	100	eV	0.0	0.0	0.18
18	46.5	eV	0.0	0.0	0.34
19	21.5	eV	0.0	0.0	0.45
20	10.0	eV	0.0	0.0	0.24
21	4.65	eV	0.0	0.0	0.0
22	2.15	eV	0.0	0.0	0.0
23	1.0	eV	0.0	0.0	1.84
24	0.465	eV	0.0	0.0	0.24
25	0.215	eV	0.0	0.0	0.03

Highest energy is 10.5 MeV.

(unit : barn)

Table 7.7 Capture cross-section σ_c of fertile materials

Group	Lower energy		Th-232	U-238	Pu-240
1	6.5	MeV	0.0107	0.0060	0.0068
2	4.0	MeV	0.0190	0.0105	0.0134
3	2.5	MeV	0.0349	0.0226	0.0285
4	1.4	MeV	0.0722	0.0571	0.0575
5	0.8	MeV	0.141	0.120	0.103
6	0.4	MeV	0.178	0.122	0.150
7	0.2	MeV	0.180	0.126	0.175
8	0.1	MeV	0.221	0.170	0.226
9	46.5	KeV	0.340	0.270	0.325
10	21.5	KeV	0.458	0.451	0.487
11	10.0	KeV	0.645	0.645	0.714
12	4.65	KeV	0.883	0.877	1.01
13	2.15	KeV	1.33	1.29	1.55
14	1.0	KeV	2.01	1.89	2.60
15	465	eV	3.28	3.53	4.46
16	215	eV	8.67	4.64	6.73
17	100	eV	14.68	20.83	19.64
18	46.5	eV	23.34	16.79	36.41
19	21.5	eV	52.20	56.86	61.86
20	10.0	eV	0.523	81.19	26.91
21	4.65	eV	0.143	171.17	0.859
22	2.15	eV	0.290	0.665	8.83
23	1.0	eV	0.624	0.494	9624.7
24	0.465	eV	1.15	0.599	1234.4
25	0.215	eV	1.90	0.817	160.33

Highest energy is 10.5 MeV.

(unit : barn)

Table 7.8 η ($\nu\sigma_f/\sigma_a$) value of fertile materials

Group	Lower energy		Th-232	U-238	Pu-240
1	6.5	MeV	2.96	3.49	3.64
2	4.0	MeV	2.33	3.03	3.35
3	2.5	MeV	1.85	2.70	3.14
4	1.4	MeV	1.25	2.34	2.97
5	0.8	MeV	0.0	0.50	2.79
6	0.4	MeV	0.0	0.0	2.34
7	0.2	MeV	0.0	0.0	1.30
8	0.1	MeV	0.0	0.0	0.83

Highest energy is 10.5 MeV.

Table 7.9 Nuclear characteristics of GCFRs

	GCFR-P	GCFR-M	GCFR-D	GCFR-U
Effective multiplication factor				
at BOL	1.039	1.041	1.078	1.093
at EOC	1.002	1.002	1.001	1.000
Core fuel inventory (ton)				
U-233	-	-	4.83	5.76
Pu-239 + Pu-241	4.57	4.66	-	-
Total heavy metal	35.36	35.36	38.24	32.44
Average fissile enrichment (a/o)				
²³³ U or fiss.-Pu/H.M.	12.8	13.1	12.9	17.7
Average power density (kW/l)				
at BOL	200	204	208	208
at MOC	189	192	199	199
Maximum linear rating (W/cm)				
at BOL	430	444	421	404
at MOC	371	381	394	381
Power form factor in core				
at BOL	1.52	1.54	1.43	1.37
at MOC	1.39	1.40	1.39	1.35
Maximum burnup of core fuel				
(10 ⁴ MWd/t)	9.98	10.24	9.80	11.16
Power distribution at MOC				
Core-1	0.568	0.578	0.598	0.590
Core-2	0.160	0.164	0.165	0.164
Core-3	0.175	0.176	0.190	0.196
Core	0.904	0.919	0.954	0.950
Ax.Blanket	0.053	0.054	0.028	0.030
Rd.Blanket	0.043	0.027	0.018	0.020

BOL : Beginning of Life (start-up core)

MOC : Middle of Equilibrium cycle

EOC : End of Equilibrium cycle

Table 7.10 Breeding Ratio and Fissile Material Balance of GCFRs

	GCFR-P	GCFR-M	GCFR-D	GCFR-U
Breeding ratio at MOC				
Core	0.779	0.773	0.699	0.556
Ax. Blanket	0.330	0.329	0.269	0.256
Rd. Blanket	0.343	0.333	0.273	0.263
Reactor	1.452	1.435	1.241	1.075
Fissile material balance(kg/GWe.yr)				
U-233	-	240	-231	50
Pu-239	471	209	428	-
Pu-241	-118	-121	0	-

Table 7.11 Reactivity Effects of GCFRs

	GCFR-P	GCFR-M	GCFR-D	GCFR-U
Reactivity swing due to burnup (% $\Delta k/kk'$ /cycle)				
	-1.59	-1.66	-3.39	-3.73
Doppler effect at MOC* (% $\Delta k/kk'$)				
	-0.192	-0.190	-0.257	-0.198
Helium void effect at MOC*** (% $\Delta k/kk'$)				
	0.879	0.874	0.298	-0.141

* Temperature of core changes from 1500 °K to 2100 °K.

*** Helium coolant is removed from central control, core and axial blanket regions.

Table 7.12 Steam Ingress Reactivity Effect of GCFRs

	GCFR-P	GCFR-M	GCFR-D	GCFR-U
Steam entry effect at MOC** (% $\Delta k/kk'$)				
	-1.74	-1.81	4.85	6.03

** 0.04 gr/cm³ steam is ingressed into whole coolant channels of core and axial blanket.

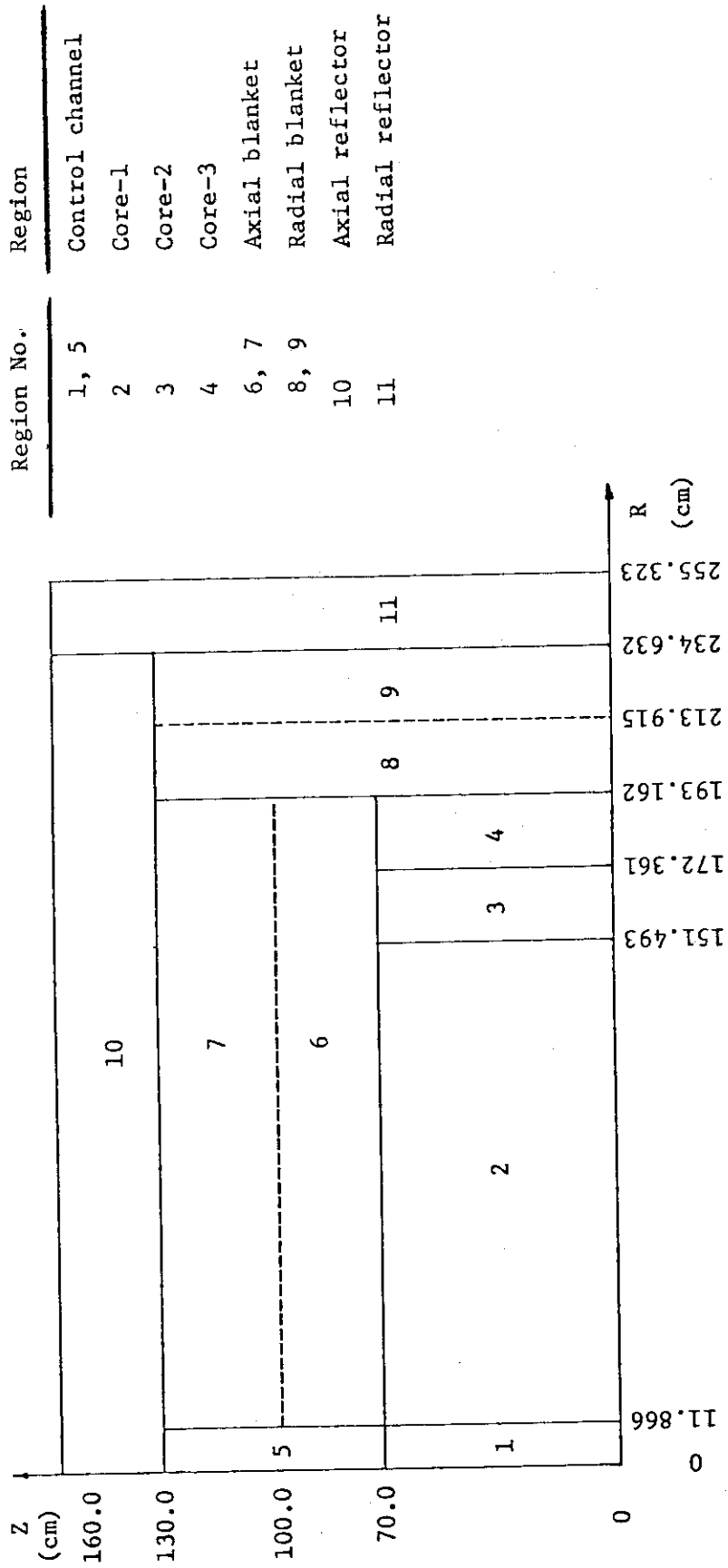


Fig. 7.1 RZ cylindrical reactor model of GBR-4

8. 結 論

GCFR では、冷却材 He 自身が化学的に不活性であり、かつ放射化しないことから冷却材の不純物管理を適切に行なえば、中間熱交換器は不要となる。しかし、このことは蒸気発生器伝熱管の大破損によって2次系のより高圧の水蒸気が大量に1次系に侵入し、炉心を侵す可能性がでてくることにもなる。この結果、GCFRの反応度が大幅に変化し、この変化値が正で大きければGCFR安全性上好ましくない特性となる。

本論文では、上述の水蒸気炉心侵入反応度効果を、あらゆる運転状況（燃焼、燃料温度、制御棒挿入）を考慮し、解析することによって、水蒸気炉心侵入反応度効果がGCFRの安全上重要な因子となりうるかを総合的に検討した。この検討に用いた解析法、核データによって生ずる不確かさを明らかにすると共に、米国ANLのZPR9における実験結果を解析し予測精度を明らかにすることによって、水蒸気侵入反応度効果の検討評価をより完全にするよう努めた。また、運転状況の相違、計算モデルの相違あるいは核データの相違によって生ずる水蒸気侵入反応度効果の変化を、実効断面積の相違によって生ずる変化としてとらえ、1次摂動論の有効な使用法を提案した。以下に得られた主な結果を示す。

炉心への水蒸気侵入量の設定

全蒸気発生器破損により1次系と等圧になるまで水蒸気が侵入するとする仮想事故を想定すれば、水蒸気侵入量は冷却材チャンネルにおいて最大 0.05 g/cm^3 の密度に達する。1基の蒸気発生器破損により全水蒸気が炉心に侵入するとする仮想事故を想定すれば、水蒸気密度は最大 0.015 g/cm^3 程度である。

運転状況と水蒸気侵入反応度効果

この解析は、JAERI-Fast Version-II 25群断面積セットを、均質炉心モデルに対する2次元R-Z拡散計算に適用し、行なったものである。

- (1) 燃料温度が低いコールドクリーン状態では、制御棒挿入を考慮しなければ、1000 MWe GCFRは全水蒸気侵入量範囲に渡って正の水蒸気侵入反応度効果を有する。この理由は、 ^{238}U のドップラー効果が有効に働かず低エネルギー領域での有力な中性子吸収項とはならないからである。
- (2) 制御棒挿入を考慮すれば、制御材 ^{10}B が低エネルギー領域の中性子吸収項として働らき、上述の正の水蒸気侵入反応度効果を大幅に緩和する。
- (3) 燃料温度として、出力運転状態を考えると、 ^{238}U の中性子捕獲断面積のドップラー効果による上昇が働らき、制御棒挿入を考慮しなくても、水蒸気侵入反応度効果は正でも小さく、ほとんどの場合負となる。
- (4) 燃焼の進行に伴って、300 MWe GCFR、1000 MWe GCFRの水蒸気侵入反応度効果は益々負となる。これは、主に燃焼に伴う核分裂生成物の蓄積増加が低エネルギー領域での有効な中性子吸収源となっているからである。

- (5) 300 MWe GCFR に関しては、すべての運転状況において、水蒸気侵入反応度効果は負であり、この反応度効果は安全性上重要因子となりえない可能性が強い。1000 MWe GCFR に関しては、低温状態において大きな正の水蒸気侵入反応度効果を達成する可能性があるが、燃焼の進行、制御棒挿入を考慮すれば、この問題は大中に緩和される。特に、水蒸気侵入量 $0.015\text{g}/\text{cm}^3$ 以下においては、1000 MWe GCFR においても水蒸気侵入反応度効果が安全性上重要因子となる可能性はない。

検討結果の妥当性の評価

基準計算法に基き上述の結論が得られたが、その結論の妥当性を基準計算法に含まれる近似、仮定を検討し、加えて実験結果の解析を通して、検討評価した。

- (1) 中性子ストリーミングを主とする燃料要素の非均質配列効果は、均質モデルに対して得られた水蒸気侵入反応度を最大20%程度正にするように働らく。
- (2) 国際的なベンチマーク計算の比較から、核データの不確かさが水蒸気侵入反応度効果に与える影響は大きいようであるが、核データから群定数への処理法の統一化を考慮すれば、核データ自身の不確かさによる水蒸気侵入効果への影響は高々50%程度である。
- (3) 群定数セットを作成する場合のエネルギー群数の選び方が水蒸気侵入反応度効果に大きな影響を与える。

JFS-V2-25 と JFS-V2-70 の両セットは核データ、群定数化方法共に同じでありエネルギー群数のみが前者で25、後方で70と相違するのみである。両セットによって得られた水蒸気侵入反応度効果の相違は $0.3\sim 0.4\% \Delta K/K$ であり、群数詳細化によってより正となる。

- (4) JFS-V2-70 と拡散計算による実験解析によって、300 MWe GCFR 相当の炉心、軸および径方向ブランケットへの水蒸気侵入による正の反応度効果を50%以上過小評価した。しかし、その相違は $0.25\% \Delta K/K$ である。実験解析については、 P_0 近似に基く輸送理論も検討したが満足する結果が得られなかった。水素による散乱減速を正確に考慮するための P_n 近似を検討する必要がある。

水蒸気侵入反応度効果についての計算方法、核データとその群定数化の方法などによる不確かさは、基準計算によって得た結果を最大 $1\% \Delta K/K$ 程度正の方向に変える可能性がある。この結果、燃焼初期にある1000 MWe 級の GCFR でコールドクリーン状態にある場合には、制御棒挿入を考慮しても正の水蒸気侵入反応度効果になる可能性がある。しかし、それよりも小型の GCFR、およびすべての燃焼の進んだ GCFR では、水蒸気侵入反応度効果は負となり、反応度印加事故の問題とはなりえない。

今後、上に述べた結論をより確かなものにするために、実験解析の中で超多数群断面データ・セットの考慮、 P_n 近似に基く輸送理論の考慮を通して、実験値の予測精度を向上する検討が一層必要であると考えられる。

参 考 文 献

- (1) S.K. Bhattacharyya; An Experimental Study of the Neutronics of the First Gas Cooled Fast Reactor Benchmark Assembly (GCFR Phase I Assembly), ANL-76-35 (1976).
- (2) S.K. Bhattacharyya; Reactor Physics Studies in the Steam Flooded GCFR-Phase II Critical Assembly, ANL-78-83 (1978).
- (3) J.A. Morman; Reactor Physics Studies in the GCFR Phase III Critical Assembly, ANL-79-35 (1980).
- (4) W. Heer, M. Jermann, R. Richmond and S. Seth; Simulation of Steam Entry in the PROTEUS GCFR Lattice, Trans. Am. Nucl. Soc. 22, 700 (1975).
- (5) H. Takano, A. Hasegawa, M. Nakagawa, Y. Ishiguro and S. Katsuragi; JAERI Fast Group Constants Set, Version II, JAERI-1255 (1978).
- (6) B. Pellaud; The Physics Design of the Gas-cooled Fast Breeder Reactor Demonstration Plant, GA-10509 (1971).
- (7) Design Study of a 1000 MWe Gas-Cooled Reactor Plant, Vol. 1, Conceptual Design, GA-7240 (1966).
- (8) Gas-Cooled Breeder Reactor Status 1976, European Association for the Gas Cooled Breeder Reactor (1976).
- (9) S. Iijima, F. Ohta and H. Yoshida; to be published.
- (10) A. Torri and M.J. Driscoll; Reactivity Insertion Mechanisms in the GCFR, GA-A 12934 (1974).
- (11) E. Eisemann; Considerations on the Accident: Water Ingress in the Primary Loop of a Helium Cooled Fast Breeder Reactor with Secondary Steam Cycle, KFK-1487 (1971).
- (12) T.B. Fowler and D.R. Vondy; Nuclear Reactor Core Analysis Code; CITATION, ORNL-TM-2496 (1969).
- (13) 飯島 進, 吉田弘幸, 桜木廣隆; 高速炉設計用計算プログラム2 (2次元・3次元拡散摂動理論計算コード: PERKY), JAERI-M 6993 (1977).
- (14) 猪川浩次; APOLLO, 高速炉の長期燃焼解析用2次元多群拡散・燃焼コード, JAERI-M 5886 (1974).
- (15) 大杉俊隆, 吉田弘幸, 井原 均; 高速炉設計用計算プログラム1, 衝突確率法を用いたセル計算コード, PIGEON, JAERI-M 6038 (1975).
- (16) P. Benoist; Streaming Effects and Collision Probabilities in Lattices, Nucl. Sci. Eng. 34, 285-307 (1968).

- (17) S. Iijima, T. Osugi and H. Yoshida; Heterogeneity Effect on Safety-Related Reactivity in a 1000 MW(e) Gas-Cooled Breeder Reactor, Proceedings of an International Symposium on Fast Reactor Physics, IAEA-SM-244/1 (1979).
- (18) A.T.D. Butland; The Effects of Subassembly Heterogeneity and Material Boundaries on the Sodium Voiding and Doppler Effects in a Sodium-Cooled Fast Reactor, Proceedings of the IAEA/NEA Technical Committee Meeting (1978).
- (19) T. Kamei and T. Yoshida; Fuel Pin and Subassembly Heterogeneity Effect on Neutronics Properties of a Fast Power Reactor, Proceedings of the First Analysis Meeting on JUPITER Program, SN241 80-14 (1980).
- (20) E. Kiefhaber and J. Broun; Results of an International Intercomparison for the Reactivity Effect of Steam Ingress into the Core of a Gas-Cooled Fast Reactor, to be published as KFK-report (1980).
- (21) T. Osugi, H. Nishimura, H. Yoshida and M. Hirata; International Comparison on GCFR-Steam Entry Benchmark Calculation, (1977).
- (22) S. Igarasi, T. Nakagawa, Y. Kikuchi, T. Asami and T. Narita; Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Version-1 -JENDL.1-, JAERI-1261 (1979).
- (23) T. Tone; PROF-GROUCH-G: A Processing Code for Group Constants for a Fast Reactor, JAERI-1192 (1970).
- (24) H. Takano, Y. Ishiguro and Y. Matsui; TIMS-1: A Processing Code for Production of Group Constants of Heavy Resonant Nuclei, JAERI-1267 (1980).
- (25) INFCE, Fast Breeders, Report of Working Group 5, INFCE/PC/2/5 (1980).
- (26) T. Osugi and H. Yoshida; An Investigation of Nuclear Physics Characteristics for Fast Breeder Reactors (LMFBR and GCFBR) with Various Fuel Cycles, INFCE/DEP/WG.5/74 (1978).

Appendix

(1) ZPR-9 Phase II 炉心の物質板配列と原子数密度の計算炉心と軸方向ブランケットでは物質板配列の異なる3種類のドロワー (Type 1, Type 2, Type 3) が1単位となって各領域を構成している。径方向ブランケットは1種類のドロワーで構成されている。各領域の物質板配列を Fig. A.1 に示す。図に示したマトリックスチューブの厚さは実際の厚さの $\frac{1}{2}$ である。次に1次元板状セル計算に使用した原子数密度の作成について述べる。ドロワー内に挿入された物質板の高さを考慮し各物質板の原子数密度を計算した。マトリックスチューブの上下, ドロワー下部のステンレスは燃料以外の領域に混ぜ合わせた。炉心, 軸方向ブランケット, 径方向ブランケットの物質板配列とディメンションを Table A.1~3 に示す。また各物質板の原子数密度を Table A.4 に示す。米国の実験者は各領域に装荷された物質板の数から各領域の均質原子数密度を計算している。その原子数密度とセル計算から求めたセル平均原子数密度はわずかの相違がある。物質板装荷量から計算した均質原子数密度を Table A.5 に示す。

Table A.1 Geometric Specifications of Core Unit Cell in ZPR-9 Phase II Critical Assembly

No.	Material	Width (cm)	Height (cm)
1	Matrix Side ^(a)	0.30015	5.08
2	U ₃ O ₈	0.5990	5.048
3	Void Can Side	0.0380	5.067
4	Void Can Core	0.5380	4.991
5	Void Can Side	0.0380	5.067
6	Fe ₂ O ₃	0.3175	5.08
7	Pu-U-Mo Can Side	0.0521	5.07
8	Pu-U-Mo Can Core	0.510	4.920
9	Pu-U-Mo Can Side	0.0521	5.07
10	Fe ₂ O ₃	0.3175	5.08
11	Void Can Side	0.0380	5.067
12	Void Can Core	1.1730	4.991
13	Void Can Side	0.0380	5.067
14	U ₃ O ₈	0.599	5.048
15	Void Can Side	0.0380	5.067
16	Void Can Core	0.5380	4.991
17	Void Can Side	0.0380	5.067
18	Matrix Side	0.5822	5.08
19	Fe ₂ O ₃	0.3175	5.08
20	Pu-U-Mo Can Side	0.0521	5.08
21	Pu-U-Mo Can Core	0.510	4.920
22	Pu-U-Mo Can Side	0.0521	5.07
23	Fe ₂ O ₃	0.3175	5.08
24	Void Can Side	0.0380	5.067
25	Void Can Core	1.1730	4.991
26	Void Can Side	0.0380	5.067
27	U ₃ O ₈	0.5990	5.048
28	Void Can Side	0.0380	5.067
29	Void Can Core	0.5380	4.991
30	Void Can Side	0.0380	5.067
31	Fe ₂ O ₃	0.3175	5.08
32	Pu-U-Mo Can Side	0.0521	.07
33	Pu-U-Mo Can Core	0.5100	4.920
34	Pu-U-Mo Can Side	0.0521	5.07

Table A.1 (Continued)

No.	Material	Width (cm)	Height (cm)
35	Fe ₂ O ₃	0.3175	5.08
36	Matrix Side	0.5642	5.08
37	Void Can Side	0.0380	5.067
38	Void Can Core	1.1730	4.991
39	Void Can Side	0.0380	5.067
40	U ₃ O ₈	0.5990	5.048
41	Void Can Side	0.0380	5.067
42	Void Can Core	0.5380	4.991
43	Void Can Side	0.0380	5.067
44	Fe ₂ O ₃	0.3175	5.08
45	Pu-U-Mo Can Side	0.0521	5.07
46	Pu-U-Mo Can Core	0.510	4.920
47	Pu-U-Mo Can Side	0.0521	5.07
48	Fe ₂ O ₃	0.3175	5.08
49	Void Can Side	0.0380	5.067
50	Void Can Core	1.1730	4.991
51	Void Can Side	0.0380	5.067
52	Matrix Side	0.28215	5.08
Total		16.5735	

(a) Include gap and drawer side.

Table A.2 Geometric Specifications of Axial Blanket Unit Cell
in ZPR-9 Phase II Critical Assembly

No.	Material	Width (cm)	Height (cm)
1	Matrix Side ^(a)	0.313	5.08
2	U ₃ O ₈	0.599	5.048
3	Void Can Side	0.038	5.067
4	Void Can Core	0.538	4.991
5	Void Can Side	0.038	5.067
6	U ₃ O ₈	0.906	5.052
7	Depl. U	0.3175	5.08
8	Void Can Side	0.038	5.067
9	Void Can Core	1.173	4.991
10	Void Can Side	0.038	5.067
11	U ₃ O ₈	0.599	5.052
12	Void Can Side	0.038	5.067
13	Void Can Core	0.538	4.991
14	Void Can Side	0.038	5.067
15	Matrix Side	0.6208	5.08
16	U ₃ O ₈	0.906	5.048
17	Depl. U	0.3175	5.08
18	Void Can Side	0.038	5.067
19	Void Can Core	1.173	4.991
20	Void Can Side	0.038	5.067
21	U ₃ O ₈	0.599	5.052
22	Void Can Side	0.038	5.067
23	Void Can Core	0.538	4.991
24	Void Can Side	0.038	5.067
25	U ₃ O ₈	0.906	5.052
26	Depl. U	0.3175	5.08
27	Matrix Side	0.6028	5.08
28	Void Can Side	0.038	5.067
29	Void Can Core	1.173	4.991
30	Void Can Side	0.038	5.067
31	U O	0.599	5.052
32	Void Can Side	0.038	5.067
33	Void Can Core	0.538	4.991
34	Void Can Side	0.038	5.067

Table A.2 (continued)

No.	Material	Width (cm)	Height (cm)
35	U ₃ O ₈	0.906	5.052
36	Depl. U	0.3175	5.08
37	Void Can Side	0.038	5.067
38	Void Can Core	1.173	4.991
39	Void Can Side	0.038	5.067
40	Matrix Side	0.2950	5.08
Total		16.5736	

(a) Include gap and drawer side.

Table A.3 Geometric Specifications of Radial Blanket Unit Cell in ZPR-9 Phase II Critical Assembly

No.	Material	Width (cm)	Height (cm)
1	Matrix Side ^(a)	0.3015	5.08
2	U ₃ O ₈	1.198	5.048
3	Void Can Side	0.038	5.067
4	Void Can Core	1.173	4.991
5	Void Can Side	0.038	5.067
6	U ₃ O ₈	1.198	5.048
7	Depl. U	0.3175	5.08
8	Void Can Side	0.038	5.067
9	Void Can Core	0.538	4.991
10	Void Can Side	0.076	5.067
11	Void Can Core	0.269	4.991
12	Void Can Side	0.038	5.067
13	Matrix Side	0.3015	5.08
Total		5.5245	

(a) Include gap and drawer side.

Table A.4 Atom Concentrations for the Unit Cells in ZPR-9
Phase II Critical Assembly

(Atoms/cc·10⁻²²)

	Pu-U-Mo Can		U ₃ O ₈	Depl. U
	Core	Side		
Pu-239	0.9647	-	-	-
Pu-240	0.1280	-	-	-
Pu-241	0.0128	-	-	-
Pu-242	0.0017	-	-	-
Am-241	0.0093	-	-	-
U-235	0.0061	-	0.0032	0.0090
U-238	2.7120	-	1.5215	4.2097
Mo	0.2465	-	-	-
O	-	0.164	4.0591	-
Fe	-	4.9236	-	-
Ni	-	0.7053	-	-
Cr	-	1.4221	-	-
Mn	-	0.1206	-	-

	Matrix Side	Fe ₂ O ₃	Void Can	
			Side	Core
O	0.1505	4.7950	0.2131	0.0163
Fe	3.9500	3.9037	5.8306	0.4425
Ni	0.4829	0.0556	0.8482	0.0556
Cr	1.1045	0.1244	1.6713	0.1244
Mn	0.0897	0.0099	0.1253	0.0099

(a) Plates high elongated to be equalized 5.5245 cm.

Table A.5 Composition Average Atom Density

(atoms/cc·10⁻²²)

	Core	Axial Blanket	Radial Blanket	Axial Reflector	Radial Reflector	Empty Matrix
Pu-239	0.11832	-	-	-	-	-
Pu-240	0.1569	-	-	-	-	-
Pu-241	0.00163	-	-	-	-	-
Pu-242	0.00023	-	-	-	-	-
Am-241	0.0093	-	-	-	-	-
U-235	0.00122	0.00186	0.00194	-	-	-
U-238	0.55421	0.86998	0.90911	-	-	-
O	1.34423	1.45819	1.77994	-	-	-
Fe	1.53210	0.88023	0.87909	5.28807	5.55448	0.41482
Ni	0.13281	0.11426	0.11371	0.66746	0.67956	0.05092
Cr	0.28828	0.25122	0.25087	1.50985	1.57448	0.011754
Mn	0.02260	0.01944	0.01944	0.14434	0.13279	0.00900
Mo	0.03121	0.00097	0.00099	0.00055	0.00730	0.00055
Al	0.00065	0.00033	0.00031	-	-	-
C	0.00303	0.00278	0.00281	0.02370	0.02164	0.00155
Si	0.01791	0.01591	0.01591	0.10056	0.09052	0.00721
Cu	0.00195	0.00182	0.00179	0.00146	0.00548	0.00146
S	0.00019	0.00016	0.00016	0.00371	0.00377	0.00005
P	0.00052	0.00047	0.00047	0.00454	0.00405	0.00025
Co	0.00092	0.00083	0.00083	0.00073	0.00473	0.00073