

JFS-3-J3.2 の重み関数訂正による  
核特性への影響評価  
(研究報告)



2001年12月

核燃料サイクル開発機構  
大洗工学センター

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村村松4番地49  
核燃料サイクル開発機構  
技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:

Technical Cooperation Section,  
Technology Management Division,  
Japan Nuclear Cycle Development Institute  
449 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184,  
Japan

© 核燃料サイクル開発機構  
(Japan Nuclear Cycle Development Institute)  
2001

## JFS-3-J3.2 の重み関数訂正による核特性への影響評価 (研究報告)

千葉 豪<sup>1)</sup>、沼田一幸<sup>2)</sup>

### 要旨

最新の評価済み核データライブラリ JENDL-3.2 に基づく高速炉用炉定数セット JFS-3-J3.2 の作成時の重み関数には、代表的な高速炉のスペクトルとして「もんじゅ」の内側炉心の衝突密度スペクトルが用いられている。ところが、JFS-3-J3.2 の作成プロセスにおいて、その重み関数の設定に誤りがあったことが判明した。そこで、核燃料サイクル開発機構に導入された汎用炉定数作成システムを用いて重み関数を正しく設定し直し、JENDL-3.2 に基づく炉定数を作成し、重み関数の訂正が核特性に及ぼす影響を定量的に評価した。

本評価の対象とした臨界実験体系は JUPITER 実験における ZPPR 炉心、および原研 FCA 炉心であり、核特性は臨界性、サンプルドップラー反応度、Na ボイド反応度、制御棒価値、反応率分布、反応率比である。評価の結果、JFS-3-J3.2 における重み関数の誤りは散乱除去断面積の過小評価につながるため、中性子スペクトルの硬化を招き、種々の核特性に影響を与えることを確認した。また、重み関数の訂正による影響が比較的大きい核特性として、臨界性、サンプルドップラー反応度、Na ボイド反応度、プランケット領域における反応率があげられる。

なお、次世代炉定数を用いた解析の報告（杉野、「次世代炉定数システムを用いた JUPITER 実験解析」、JNC TN9400 2001-091）における「次世代炉定数効果」を、重み関数の訂正による効果、使用する格子計算コードの違いによる効果および超微細群計算による効果に分離し、「次世代炉定数効果」に関する検証を行うための詳細な情報を提示した。

---

1) 大洗工学センター システム技術開発部 中性子工学グループ

2) 原子力システム株式会社

# Evaluation of an Effect on Nuclear Characteristics by Correcting the Weighting Function in JFS-3-J3.2

Gou Chiba<sup>1)</sup>, Kazuyuki Numata<sup>2)</sup>

## Abstract

The fast reactor group constant set JFS-3-J3.2 based on the newest evaluated nuclear data library JENDL-3.2 has been widely used in the fast reactor analysis. However, it was recently found that there was a serious error in the process of applying the weighting function, a collision density spectrum in the inner core of "MONJU" as a representative of fast reactor spectrum. In this report, an effect of the error on nuclear characteristics was evaluated by a comparison with a new reactor group constant set which was produced by a standard reactor group constant set producing system of JNC with a correction of the weighting function.

This report shows that the error of weighting function induces incorrect evaluation of neutron energy spectrum due to underestimation of scattering removal cross sections, and hence nuclear characteristics, such as criticality, sample Doppler reactivity, sodium void reactivity and reaction rate in a blanket region, are significantly affected.

In addition, this report provides detailed information evaluated by separating "an effect of new generation reactor group constant" into more specific effects (*i.e.* an effect of correcting weighting function, an effect of differences in used cell codes and an effect of ultra fine group constant), which would be useful to investigate further on "an effect of new generation reactor group constant".

---

1) Reactor Physics Research Group, System Engineering Technology Division,  
O-arai Engineering Center, JNC

2) Nuclear Energy System Incorporation.

## 目次

第1章 緒言.....	1
第2章 重み関数の誤りの概略.....	2
2.1 炉定数セットにみる重み関数の相違の影響.....	2
2.2 格子計算にみる重み関数の相違の影響.....	4
第3章 ZPPR 炉心の核特性への影響評価.....	11
3.1 評価方法.....	11
3.2 評価結果.....	11
3.2.1 臨界性.....	11
3.2.2 制御棒価値 (ZPPR-9のみ) .....	12
3.2.3 サンプルドップラー反応度 (ZPPR-9のみ) .....	12
3.2.4 Na ボイド反応度.....	13
3.2.5 径方向反応率分布.....	14
3.2.6 反応率比.....	14
第4章 FCA 炉心の核特性への影響評価.....	32
4.1 評価方法.....	32
4.2 評価結果.....	32
4.2.1 臨界性.....	32
4.2.2 サンプルドップラー反応度.....	33
4.2.3 Na ボイド反応度.....	34
4.2.4 反応率比.....	34
第5章 結言.....	43
謝辞.....	44
参考文献.....	45
付録A SLAROM-UF の旧格子計算コードに対する相違点.....	46
A.1 均質計算における相違 (SLAROM と SLAROM-UF) .....	46
A.2 非均質計算における相違 (CASUP と SLAROM-UF) .....	46
A.3 まとめ.....	47
付録B JFS-3-J3.2 の再現.....	49

## 表リスト

- 表 3.1-1 臨界性における各効果  
表 3.1-2 臨界性における各計算方法の C/E 値  
表 3.2-1 制御棒価値における各効果  
表 3.2-2 制御棒価値における各計算方法の C/E 値  
表 3.3-1 サンプルドップラー反応度における各効果  
表 3.3-2 サンプルドップラー反応度における各計算方法の C/E 値  
表 3.4-1 Na ボイド反応度における各効果  
表 3.4-2 Na ボイド反応度における各計算方法の C/E 値  
表 3.5 Na ボイド反応度の各成分  
表 3.6-1 反応率比における各効果  
表 3.6-2 反応率比における各計算方法の C/E 値  
表 4.1-1 FCA XVII-1 炉心における各効果  
表 4.1-2 FCA X-1 炉心における各効果  
表 4.2-1 FCA XVII-1 炉心における各計算方法の C/E 値  
表 4.2-2 FCA X-1 炉心における各計算方法の C/E 値  
表 4.3 FCA XVII-1 炉心におけるドップラー反応度 ( $20\text{ }^{\circ}\text{C} \rightarrow 800\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) の成分内訳  
表 4.4 FCA XVII-1 炉心における Na ボイド反応度の成分内訳  
表 4.5 FCA XVII-1 炉心反応率における各効果  
表 A.1 均質計算におけるコード間の相違  
表 A.2 非均質計算におけるコード間の相違

## 図リスト

- 図 2.1 旧 JFS-3 と新 JFS-3 における無限希釈捕獲断面積の相違  
 図 2.2 旧 JFS-3 と新 JFS-3 における無限希釈弹性散乱除去断面積の相違  
 図 2.3 旧 JFS-3 と新 JFS-3 における吸収断面積の相違  
 図 2.4 旧 JFS-3 と新 JFS-3 により得られた実効ミクロ吸収断面積の相違  
 図 2.5 旧 JFS-3 と新 JFS-3 により得られた実効マクロ断面積の相違  
 図 3.1 臨界性における C/E 値の推移  
 図 3.2 ZPPR-9 均質炉心体系における SCF 領域の領域平均中性子スペクトルの相違  
 図 3.3 SCF 領域における  $\nu\Sigma_f/\Sigma_a$   
 図 3.4 制御棒価値における C/E 値の推移  
 図 3.5 サンプルドッpler 反応度における C/E 値の推移  
 図 3.6 サンプルドッpler 反応度の捕獲項エネルギー毎寄与  
 図 3.7 捕獲項エネルギー寄与の新旧 JFS における相違  
 図 3.8 サンプル位置における各パラメータの相違  
 図 3.9 Na ボイド反応度における C/E 値の推移  
 図 3.10 Na ボイド反応度各成分のエネルギー寄与  
 図 3.11 Na ボイド反応度各成分のエネルギー寄与の差  
 図 3.12 ボイド化の際のマクロ断面積の変化量  
 図 3.13 散乱除去断面積における重み関数効果の度合い  
 図 3.14 ZPPR-9 における径方向反応率分布の各効果値  
 図 3.15 ZPPR-9 における径方向反応率分布  
 図 3.16 ZPPR-13A における径方向反応率分布の各効果値  
 図 3.17 ZPPR-13A における径方向反応率分布  
 図 3.18 反応率比における各計算方法の C/E 値  
 図 4.1 FCA XVII-1 炉心における T2 セルの中性子スペクトル（重み関数の相違効果について）  
 図 4.2 重み関数の訂正を摂動とみなした際の反応度における散乱項エネルギー毎の寄与  
 図 4.3 各炉心燃料領域における随伴中性子スペクトル  
 図 4.4 FCA XVII-1 炉心における T2 セルの中性子スペクトル（超微細群効果について）  
 図 4.5 新旧 JFS ライブラリによるドッpler 反応度捕獲項の違い（FCA XVII-1 炉心、  
     20 °C → 800 °C）  
 図 4.6 格子計算コードの相違によるドッpler 反応度捕獲項の違い（FCA XVII-1 炉心、  
     20 °C → 800 °C）  
 図 4.7 FCA XVII-1 炉心 Na ボイド反応度 (1-9z) におけるエネルギー群毎の寄与  
 図 4.8 FCA XVII-1 炉心 Na ボイド反応度 (1-9z) における各成分のエネルギー群毎の  
     寄与  
 図 4.9 格子計算コードの相違による漏洩項、非漏洩項のエネルギー群毎の寄与  
     (FCA XVII-1 炉心 Na ボイド反応度 (1-9z))  
 図 4.10 超微細群モジュール PEACO 使用の有無による漏洩項、非漏洩項のエネルギー  
     群毎の寄与 (FCA XVII-1 炉心 Na ボイド反応度 (1-9z))

図 B.1 正しい重み関数と誤って用いられた重み関数

図 B.2 JFS-3-J3.2 に対する無限希釈散乱除去断面積における相違

## 1 緒言

核特性解析の精度向上は、安全性を確保しつつ過度な設計裕度を合理化する観点で非常に重要なものであり、サイクル機構では高速炉の核特性解析システムの高度化を継続して進めている。原子炉の解析においては、評価済み核データライブラリとして与えられる中性子断面積に関して、計算時間と計算容量の低減の観点からエネルギーを任意の群数で分割しその群内での諸量を一定と考える炉定数という概念が一般に用いられている。高速炉の解析で用いられる炉定数は、日本原子力研究所により開発された70群構造をもつJAERI Fast Set(JFS)であり、評価済み核データライブラリの改訂に従いそれに対応したJFSが作成され、核特性解析に使用されてきた。近年になり70群構造の炉定数のさまざまな問題点が指摘され始め、サイクル機構では評価済み核データライブラリから任意の群分割、群数の炉定数を作成することができる汎用炉定数作成システムを整備した<sup>(1)(2)</sup>。そして、これを用いることにより、現行の炉定数の問題点を改善する新しい炉定数として、百数十群の基本炉定数と超微細群炉定数から成る次世代炉定数を開発し、その効果を示した<sup>(3)</sup>。

一方、最近になって、評価済み核データライブラリ JENDL-3.2<sup>(4)</sup>に基づく炉定数セット JFS-3-J3.2<sup>(5)</sup>において、炉定数作成時の重み関数に誤りがあったことが明らかになった<sup>(6)</sup>。これは JFS-3-J3.2 のみならず、JFS-3-J3.2 を炉定数調整法によって調整し作成した統合炉定数 ADJ2000<sup>(7)</sup>にも大きく影響を与えることになり、重み関数の誤りの影響を把握しておくことが重要である。そこで本報告書では、汎用炉定数作成システムを用いて、JENDL-3.2に基づく炉定数を正しい重み関数により作成し、重み関数の訂正が核特性にどの程度影響を及ぼすかを評価することとした。なお、重み関数の訂正効果については、次世代炉定数に関する報告<sup>(3)</sup>において、重み関数の訂正による効果、基本炉定数の群数増加による効果及び超微細群による効果をまとめた「次世代炉定数効果」として評価している。本報告書では基本エネルギー群数を70群とし、重み関数の訂正による効果、格子計算コードを変更したことによる効果および超微細群計算による効果の3種類について、核特性への影響を整理する。本報告書の構成であるが、第2章で重み関数の誤りの概略について記述し、第3章では高速炉の臨界実験 JUPITER の炉心、第4章では原研 FCA 炉心について、それぞれ重み関数効果および超微細群効果に関する解析結果を報告する。そして第5章で以上をまとめることとする。

## 2 重み関数の誤りの概略

### 2.1 炉定数セットにみる重み関数の相違の影響

評価済み核データライブラリから炉定数セットを作成する際には、縮約処理で用いられる重み関数を用意しなければならない。JFS-3-J3.2 では重み関数として、典型的な Na 冷却 MOX 燃料炉心である「もんじゅ」の内側炉心の衝突密度スペクトルを用いている (REMO 補正)。しかし、実際の JFS-3-J3.2 の作成では誤ったスペクトルが用いられたことが明らかになった。すなわち、使用すべき重み関数にエネルギー  $E$  が誤って乗じられたのである (この詳細に関しては付録 B に述べる)。そのため、各エネルギー群内では高エネルギー側の断面積に対する重みが過大になってしまふことになる。従って群断面積は、断面積がエネルギーに対して正の傾きをもつ群内では過大に評価され、負の傾きをもつ群内では逆になり、かつその傾きが大きいほどその度合いは大きくなる。サイクル機構で整備した汎用炉定数作成システムを用いて、JENDL-3.2 に基づく正しい重み関数により縮約処理された炉定数を作成し、この重み関数を正した炉定数 (新 JFS-3 とする) と従来の JFS-3-J3.2 (旧 JFS-3 とする) を用いて、炉定数間の比較を行った。なお、この 2 つの炉定数には、炉定数作成時に用いられる重み関数の違いのほかに、炉定数作成コードの違い (軽中重核および重核の滑らかな断面積のエネルギー領域に関して旧 JFS-3 は PROF-GROUCH-G II コード<sup>(8)</sup>、新 JFS-3 は NJOY コードで炉定数を作成している) が存在するが、本報告書ではコードの違いによる効果は無視することとする。この詳細については付録 B にて述べる。

旧 JFS-3 と新 JFS-3 における無限希釈捕獲断面積の相違を、旧 JFS-3 での値を基準として図 2.1 に示す (以下、A と B の 2 つの値の相違を示す場合は、B を基準とした場合、(A-B)/B で示すこととする)。捕獲断面積が緩やかな曲線で示される C (炭素) の場合、重み関数の誤りによる違いは無限希釈断面積で 0.5% 以下と非常に小さい。しかし共鳴領域をもつ Na や Fe は断面積の曲線の傾きが非常に大きくなるため、重み関数の誤りによる影響が大きく、無限希釈断面積の違いは 10% を越える。これら C、Fe、Na などは全エネルギーに渡って NJOY コード (PROF-GROUCH-G II コード) により炉定数を作成しているため、重み関数の誤りによる効果は全エネルギーに見受けられる。ところが、U-238 などの重核種は非分離共鳴領域の上限エネルギー (U-238 では 150keV) より下のエネルギーでは、TIMS コード<sup>(9)</sup>において減速方程式を数値的に解いて得られるスペクトルで縮約される (この計算における組成は、作成対象とする核種、一定の散乱断面積をもつ散乱核種および共鳴の干渉を考慮するための一種類の重核種である) ため、入力される重み関数の誤りによる影響は受けず、新 JFS-3 と旧 JFS-3 との差は見られない。

無限希釈断面積に関して核分裂反応、全散乱反応も捕獲反応と同様に断面積の曲線の傾きに応じた影響が見られるが、散乱除去断面積に関してはそれらと異なった影響が見られる。以下にこの詳細について述べる。

$g$  群から  $g'$  群への群散乱断面積  $\sigma_{g \rightarrow g'}$  は以下の式で求められる。

$$\sigma_{g \rightarrow g'} = \frac{\int_g dE \int_{g'} dE' \sigma_{sM}(E \rightarrow E') \phi(E)}{\int_g \phi(E) dE} \quad (1)$$

$\sigma_{sM}(E \rightarrow E')$  はエネルギー  $E$  から  $E'$  への微分散乱断面積、 $\phi(E)$  は中性子スペクトルである。ここで、 $\sigma_{sM}(E \rightarrow E') = \sigma_s(E)P(E \rightarrow E')\phi(E)$  とすると、

$$\sigma_{g \rightarrow g'} = \frac{\int_g dE \int_{g'} dE' \sigma_s(E)P(E \rightarrow E')\phi(E)}{\int_g \phi(E)dE} \quad (2)$$

となり、 $\sigma_s(E)P(E \rightarrow E')$  に重み  $\phi(E)$  がかけられることになる。以下、問題を簡単にするため、上方散乱ではなく、入射エネルギー  $E$  の中性子が質量数  $A$  の散乱物質との1回の衝突で最大  $\alpha E$  まで減速され ( $\alpha = (\frac{A-1}{A+1})^2$ )、 $E$  から  $\alpha E$  の区間に同じ確率で減速されるものとする。すると、

$$P(E \rightarrow E')dE' = \begin{cases} \frac{dE'}{(1-\alpha)E} & (E > E' \geq \alpha E) \\ 0 & (E' \geq E, E' < \alpha E) \end{cases} \quad (3)$$

より、 $g' \leq g$  かつ  $g'$  群の下限エネルギーがいかなる  $\alpha E$  より大きいとき（すなわち  $g$  群で散乱される中性子のうち、最大で  $g'$  群より下のエネルギーまで減速されるものが存在するとき）、群散乱断面積は

$$\sigma_{g \rightarrow g'} = \frac{\int_g dE \int_{g'} dE' \sigma_s(E) \frac{1}{(1-\alpha)E} \phi(E)}{\int_g \phi(E)dE} \quad (4)$$

となる。

ここで、 $g' \neq g$  となる除去散乱について考える。 $g$  群の下限エネルギーを  $E_0$  とすると、 $\alpha E < E_0$  がつねに成り立つときの散乱除去断面積  $\sigma_{rm,g}$  は、

$$\sigma_{rm,g} = \frac{\int_g dE \sigma_s(E) \frac{E_0 - \alpha E}{(1-\alpha)E} \phi(E)}{\int_g \phi(E)dE} \quad (5)$$

となる。ここで、(5)式の分子の積分における

$$f(E) = \frac{E_0 - \alpha E}{(1-\alpha)E} = \frac{1}{1-\alpha} \left( \frac{E_0}{E} - \alpha \right) \quad (6)$$

について考える。 $f(E)$  を  $E$  で微分すると、

$$\frac{df(E)}{dE} = \frac{1}{1-\alpha} \cdot \left( -\frac{E_0}{E^2} \right) \quad (7)$$

となり、 $0 \leq \alpha \leq 1$  より  $f(E)$  は  $g$  群内でつねに負であり、エネルギーについて減少関数で、かつその傾きは  $\alpha$  が大きいほど大きいことがわかる。従って、この項について高エネルギー側に過大な重みを与えると散乱除去断面積は過小に評価されることになり、かつ散乱物質の質量数が大きいほどその度合いは大きくなるといえる。

ただし、散乱物質の質量数が大きくなる場合、 $\alpha E$  が  $g$  群の下限エネルギー  $E_0$  よりも

大きくなってしまう ( $g$  群内で散乱された中性子が  $g$  群より下のエネルギーに減速されなくなってしまう)。このような  $E$  では、散乱除去断面積はゼロとなるため、誤った重みに伴う散乱除去断面積の過小評価の傾向はなくなる。

旧 JFS-3 と新 JFS-3 での弾性散乱除去反応の無限希釈断面積の相違を、旧 JFS-3 の値を基準として図 2.2 に示す。前述のとおり、全ての核種について、誤った重み関数を使用した旧 JFS-3 は弾性散乱除去断面積を過小評価しており、質量数の大きい核種ほどその度合いが大きくなっていることがわかる。U-238 については質量数が大きいという理由で、(7)式で示す傾きが大きいことの影響が抑制され、質量数の異なる Fe と同程度となっている。

次に f-table の勾配について検討する。旧 JFS-3 と新 JFS-3 それから、無限希釈断面積および自己遮蔽因子をとりだし、( $\sigma_0=10.0$ 、 $T=300K$ ) ( $\sigma_0=10.0$ 、 $T=800K$ ) ( $\sigma_0=1.0$ 、 $T=300K$ ) での実効捕獲断面積を求めた。Na、U-238 について、2つの炉定数間の相違を旧 JFS-3 を基準として図 2.3 に示す。いずれの核種とも温度、バックグラウンド断面積の異なる実効断面積において、炉定数間の差は無限希釈断面積の差とほぼ同一の傾向を示している。また、捕獲反応の自己遮蔽因子を 2つの炉定数から直接取り出し、相違の最大値と相違の絶対値の平均値を求めた。その結果、Na では相違の最大が 2.6%、平均が 0.25% 程度、U-238 では最大が 4.5%、平均が 0.07% 程度であった。これより、2つの炉定数で自己遮蔽因子の大きな相違はみられないと考えられる。U-238 の炉定数は 150keV 以下では TIMS コードにより作成されているため、そのエネルギー領域では重み関数の誤りの影響は受けない。しかし、無限希釈断面積では見られない相違が 10keV から 150keV の間で生じている。このエネルギー領域は U-238 の非分離共鳴領域と一致しており、TIMS により発生された擬似共鳴ピークが乱数の違いにより旧 JFS-3 と新 JFS-3 とで異なっていることより生じたものであると考えられる（無限希釈断面積については、擬似共鳴ピークを発生させる以前に作成されているため、そのエネルギー領域でも旧 JFS-3 と新 JFS-3 とで相違が生じていない）。ここで注意すべき点は 1keV から 10keV の領域では、2つの炉定数間に相違が見られることである。従って、少なくとも U-238 のこのエネルギー領域では、炉定数の間には自己遮蔽因子の相違はないことがいえる。

## 2.2 格子計算にみる重み関数の相違の影響

旧 JFS-3、新 JFS-3 を用いて、JUPITER 実験における ZPPR-9 炉心<sup>(10)</sup> の均質 SCF セルの計算を行い、得られた実効ミクロ断面積、マクロ断面積を比較した。

新 JFS-3 と旧 JFS-3 により得られた実効ミクロ吸收断面積の相違を旧 JFS-3 により得られた値を基準として図 2.4 にそれぞれ示す。Na のミクロ吸收断面積の使用炉定数間の違いは図 2.1 で示された無限希釈断面積と同様の傾向を示しており、その違いの大きさは数 % から大きいところで 10% になる。U-238 は前節の炉定数の比較では見られなかった 1keV から 10keV のエネルギー領域でも、0.5% 程度と僅かではあるが使用炉定数間で差が生じている。この原因は、それぞれの炉定数を使用した格子計算において、バックグラウンド断面積の評価値が異なったことによるものと断定できる。特にこの領域に関していえば、Na の 3keV における共鳴ピークに対する重み関数の違いで Na の全断面積の値に相違が生じ、それがバックグラウンド断面積として U-238 のミクロ断面積に影響を及ぼしているものと推察される（旧 JFS-3 に対して新 JFS-3 では Na の 1keV から 3keV までの全断面積

が小さく評価されるが、そのため U-238 の自己遮蔽が大きくなり、そのエネルギー領域で U-238 の実効ミクロ断面積は小さくなっている)。Na の共鳴に関しても同様に、他の核種の重み関数の違いがバックグラウンド断面積を介してミクロ断面積に影響を与えることがあるが、直接の重み関数の相違効果とバックグラウンド断面積を介した間接的な重み関数の相違効果とは大きさが一桁ほど異なっているため、直接の重み関数の相違効果がある Na では間接の効果は無視できるほど小さい。

次に、得られたマクロ断面積の相違を旧 JFS-3 による値を基準とし、図 2.5 に示す。吸収、核分裂、全散乱断面積については特に傾向は見られず、その差の大きさは最大でも 2%程度である。これらの反応のマクロ断面積に見られる違いはそれほど大きくないが、これは重み関数の相違効果が直接影響する構造材などの核種のこれらの断面積への寄与が小さいからである。それに対し、そのような核種の寄与が比較的大きくなる散乱除去断面積については、系統的に新 JFS-3 で大きな評価となり、その差は最大で 10%弱である(なお、1MeV 以上で違いが急激に小さくなるが、このエネルギー領域では(3)式に従わない非弾性散乱の寄与が大きくなるためである)。これより、誤った重み関数により作成された旧 JFS-3 による解析では、散乱除去断面積を系統的に過小評価していたことがわかる。

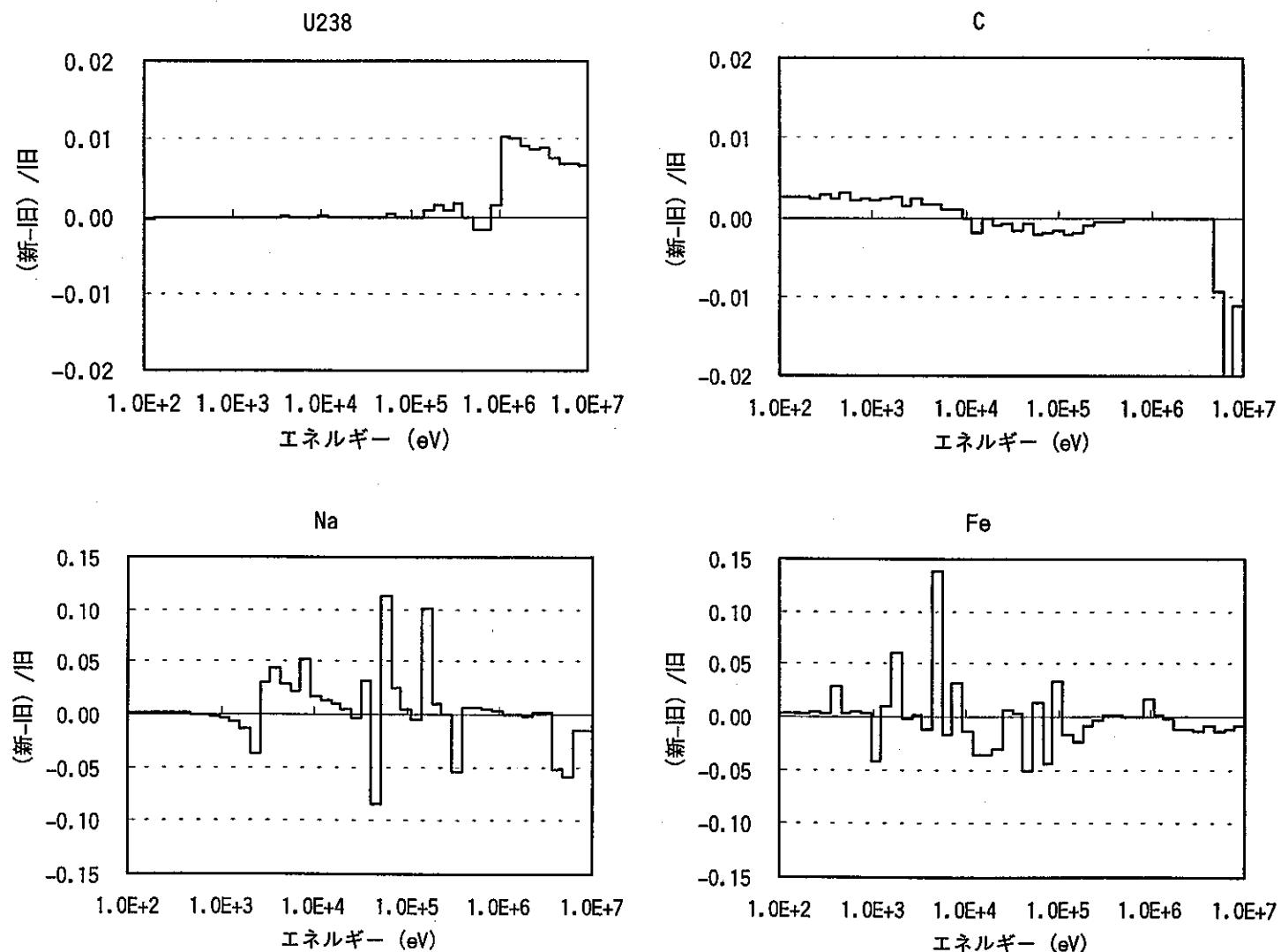


図2.1 旧JFS-3と新JFS-3における無限希釈捕獲断面積の相違

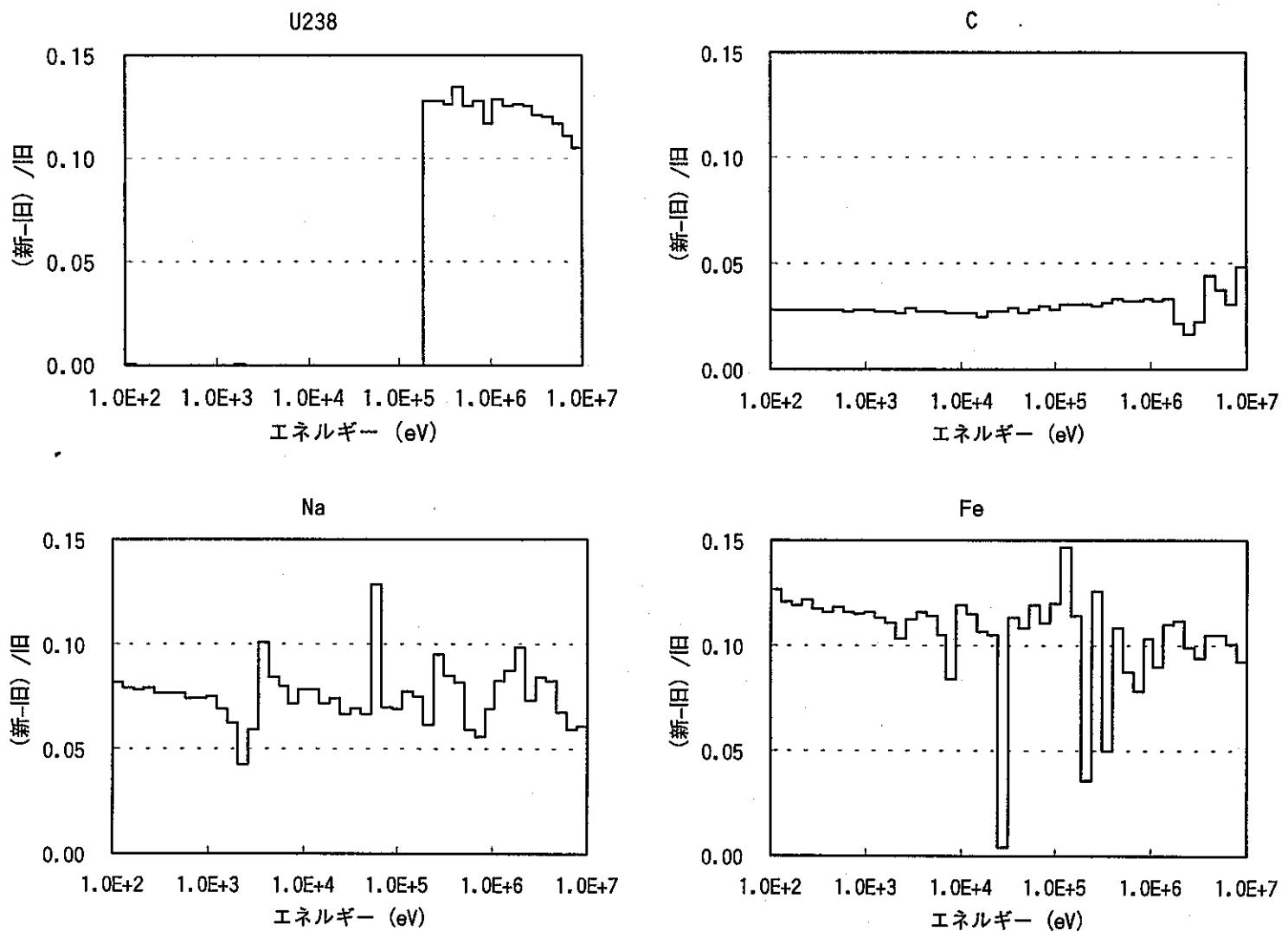


図2.2 旧JFS-3と新JFS-3における無限希釈弾性散乱除去断面積の相違

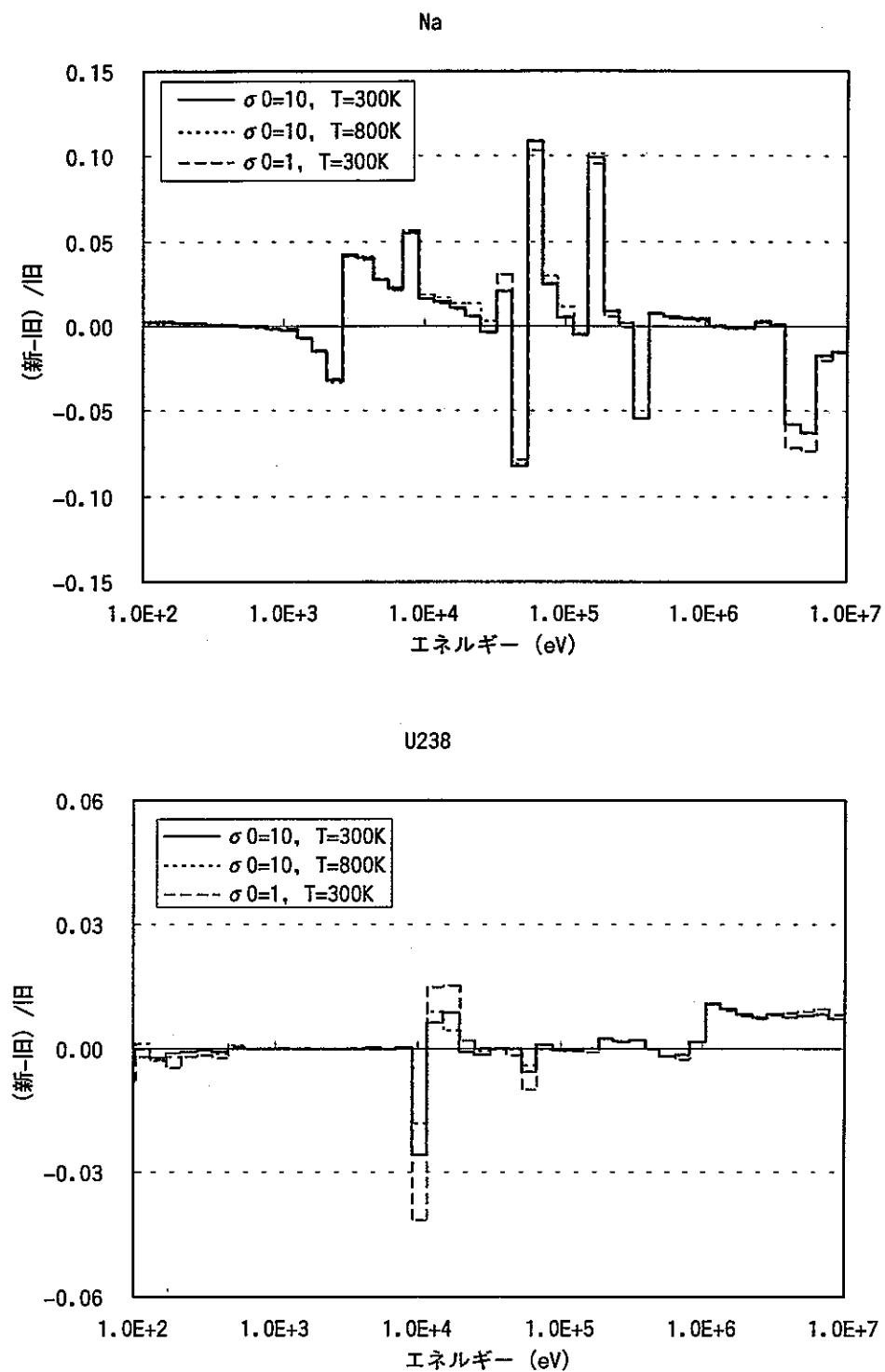


図2.3 旧JFS-3と新JFS-3における吸収断面積の相違

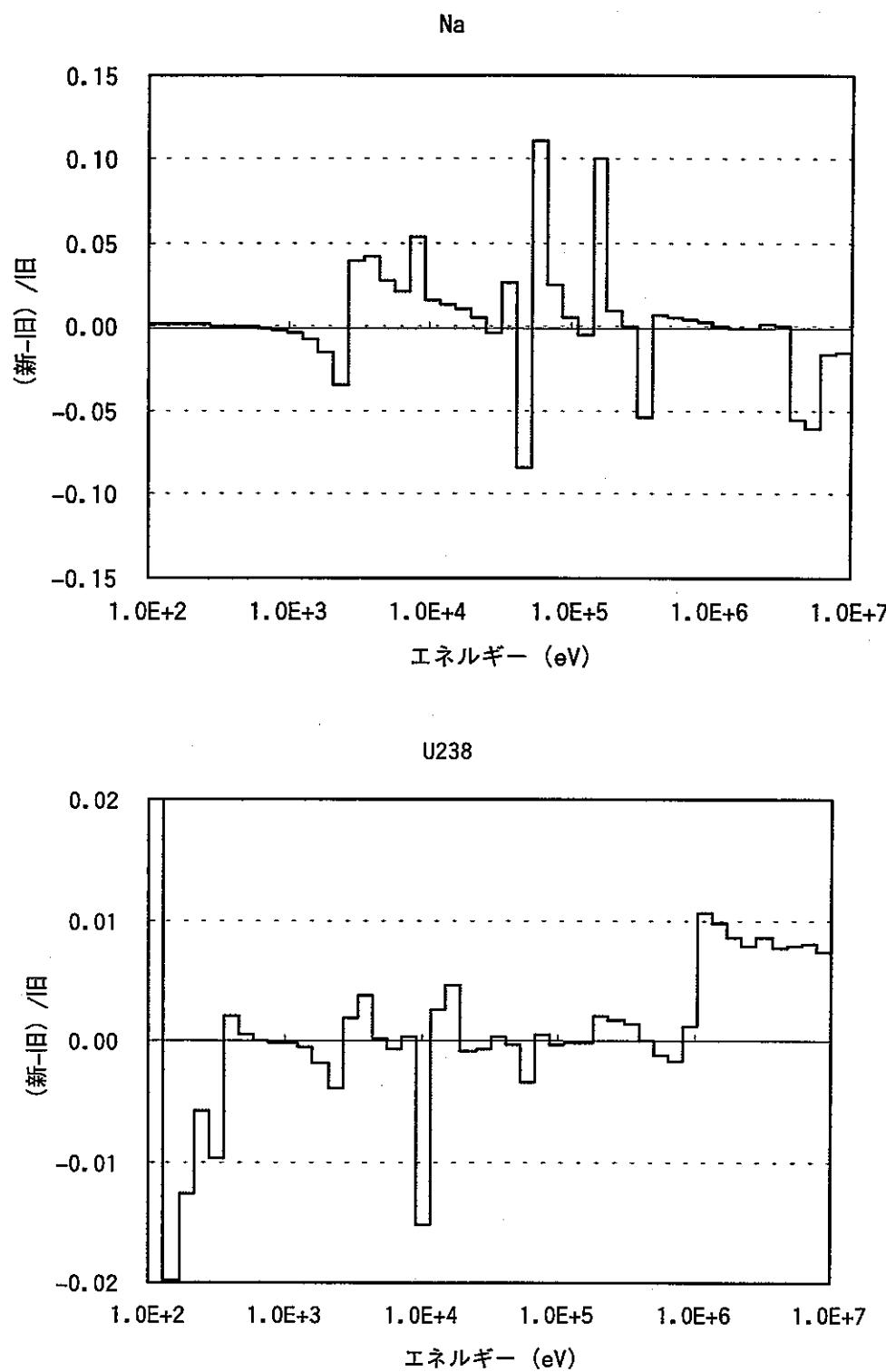


図2.4 旧JFS-3と新JFS-3により得られた実効ミクロ吸収断面積の相違

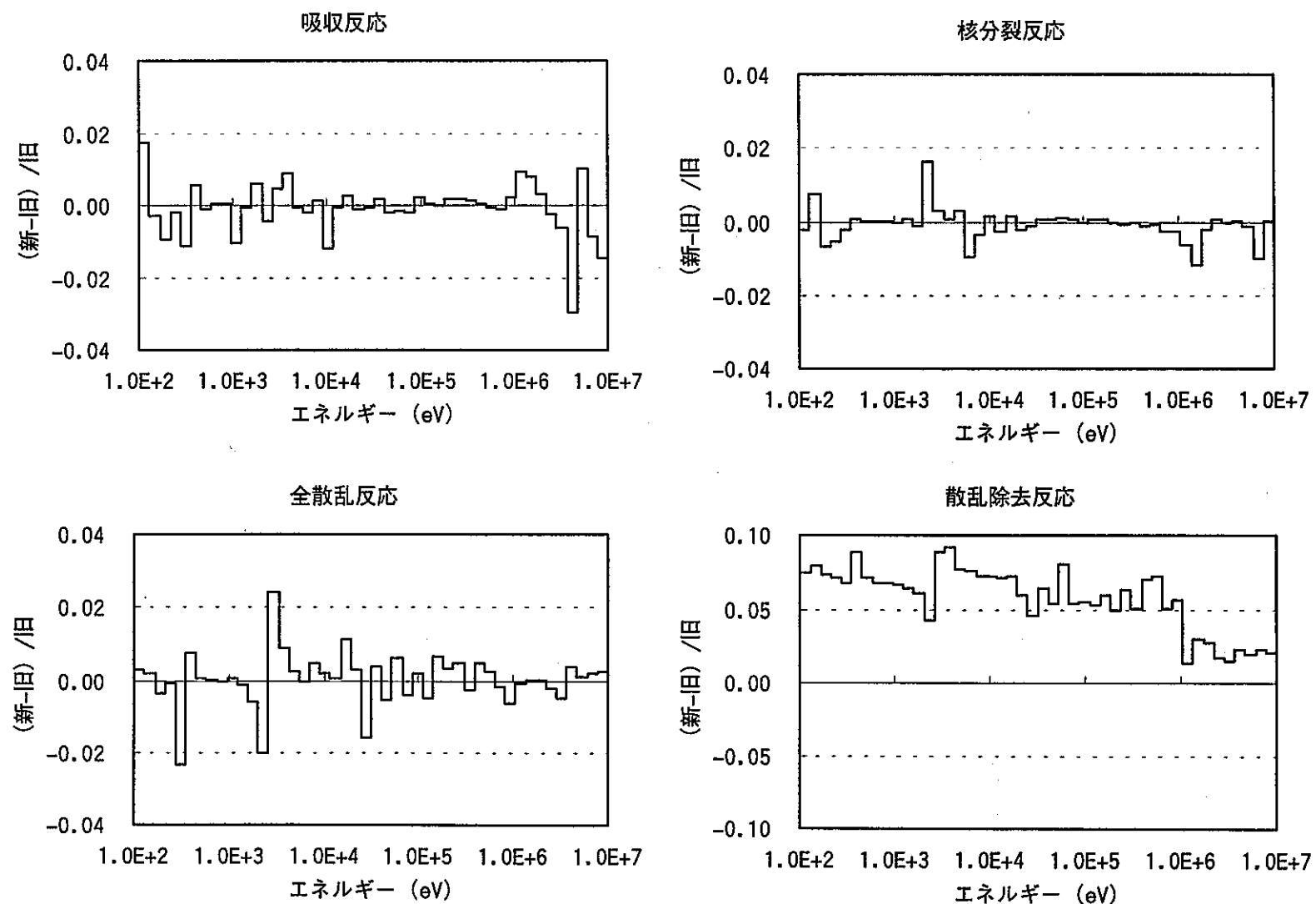


図2.5 旧JFS-3と新JFS-3により得られた実効マクロ断面積の相違

### 3 ZPPR 炉心の核特性への影響評価

#### 3.1 評価方法

炉定数作成時の重み関数の訂正による核特性への影響を把握するために、JUPITER 実験<sup>(10)</sup>における均質炉心 ZPPR-9、径方向非均質炉心 ZPPR-13A、軸方向非均質炉心 ZPPR-17A の解析を行った。重み関数の訂正による効果のほかに、今まで明らかにされていなかった格子計算コードの相違による効果と超微細群効果をそれぞれ求めるために、格子計算までのプロセスを以下の 4 種類で行った。

- ①旧 JFS-3 を用いて格子計算コードは SLAROM<sup>(11)</sup>、CASUP<sup>(12)</sup>
- ②新 JFS-3 を用いて格子計算コードは SLAROM、CASUP
- ③新 JFS-3 を用いて格子計算コードは SLAROM-UF<sup>(3)</sup>、超微細群計算なし
- ④新 JFS-3 を用いて格子計算コードは SLAROM-UF、超微細群計算あり

①と②の比較により重み関数の訂正効果が、②と③の比較により格子計算コードの相違による効果が、③と④の比較により超微細群効果がそれぞれ得られる。実効断面積の計算では、非均質性の影響が大きい臨界性、Na ボイド反応度、サンプルドップラー反応度については非均質格子モデルを、非均質性の影響が小さい反応率分布、反応率比、制御棒価値については均質モデルを適用した。臨界性とドップラー反応度、Na ボイド反応度の一部については均質計算モデルを用いた場合も評価した。炉心計算は計算時間節約のため 2 次元 RZ 拡散計算により行い、各種補正（輸送補正、メッシュ補正など）は①から④すべてのケースで①と同様の補正值を使用できるものとみなし、①の補正值を文献(10)より得た。なお、SLAROM-UF コードによる非均質格子計算では、現在カレント重み輸送断面積は使用できないため、③と④のケースの非均質格子計算では中性子重み輸送断面積のみを使用した。

また、格子計算コードの相違による効果については詳細を付録 A に述べるが、SLAROM、CASUP コードに比べ SLAROM-UF コードにおける処理がより厳密であることから、次節以降で示す全ての効果を補正した C/E 値は格子計算コードの相違効果を含むものとする。

#### 3.2 評価結果

##### 3.2.1 臨界性

臨界性に関する解析結果を表 3.1-1、3.1-2 に、C/E 値の推移を図 3.1 に示す。いずれの炉心に対しても、格子計算モデル（均質と非均質）および輸送断面積の定義の違いに関わらず、重み関数の訂正効果は固有値を低下させており、その大きさは炉心間で若干の違いはあるものの、 $-0.002\Delta k$  程度であった。この重み関数訂正効果による固有値の低下は、散乱除去断面積の過小評価を改善したことで中性子スペクトルが軟化したことに起因していると考えられる。図 3.2 に ZPPR-9 均質炉心体系での SCF (Single Column Fuel の略で JUPITER 実験における燃料セルを意味する) 領域の領域平均中性子スペクトルの相違を、旧 JFS-3 により得られたスペクトルを基準として示す。図より新 JFS-3 を用いることにより、スペクトルが 10keV 以上では減少し、10keV 以下で増加していることがわかる。図 3.3 に、均質 SCF セルの実効マクロ断面積について、 $\nu\Sigma_f$  を  $\Sigma_a$  で割った値を示す。こ

の値が大きいエネルギー領域において中性子スペクトルが増加すると固有値が大きくなると考えてよいであろう。図より、この値は 1keV から 10keV で極小値をとり、高エネルギー側が大きいことがわかる。スペクトルの軟化は吸収反応に対する核分裂反応の割合を低下させるため、固有値が低下したと説明することができる。

重み関数の訂正により C/E 値は 1.0 より小さくなる方向に動くが、格子計算コードの相違による正の効果、超微細群の正の効果がこの重み関数訂正効果を打ち消している。図 3.1 において全ての効果を考慮した C/E 値は 3 つの炉心で差が見られる。本検討での超微細群効果は、基本炉定数に 70 群構造のものを使用しているが、以前行われた次世代炉定数による解析では基本炉定数を 175 群構造にすることにより ZPPR-13A 炉心のみ固有値が低下し、3 つの炉心間での C/E 値が近い値になることが示されている<sup>(3)</sup>。

### 3.2.2 制御棒価値 (ZPPR-9 のみ)

制御棒価値は ZPPR-9 均質炉心に対してのみ解析を行った。解析結果を表 3.2-1、3.2-2 に示す。重み関数の訂正は制御棒価値にほとんど影響を与えていない。超微細群効果が 0.8%程度存在し、A&B ペア制御棒で重み関数訂正効果、格子計算コードの相違による効果、超微細群効果の全てを含んだ効果（以後、トータルの効果とする）が 1%を越えている。

### 3.2.3 サンプルドッpler 反応度 (ZPPR-9 のみ)

サンプルドッpler 反応度は拡散摂動コード PERKY を用い一次摂動で求めた。ドッpler サンプルの実効断面積は、①②③での計算では Isolated Lump モデル<sup>(10)</sup> を用いて求め、サンプルと燃料との共鳴干渉効果補正（文献(3)より引用）を解析値に施した。また、④の計算では、燃料とのスーパーセルモデル<sup>(10)</sup> により実効断面積を求め、その際には燃料との共鳴干渉効果も考慮した。これにより、すべての解析ケースでサンプルと燃料との共鳴干渉効果は考慮されることになる。結果を表 3.3-1、3.3-2 に、C/E 値の推移を図 3.5 に示す。なお、ここで示す超微細群効果には共鳴干渉効果は含まれていない。

重み関数効果は格子モデル、輸送断面積の定義の違いによらず、いずれのケースでも 8%強の増加となっている。図 3.6 にドッpler 反応度の捕獲項のエネルギー寄与を示す（サンプル 1087K に昇温時）。全エネルギーに渡って新 JFS-3 が反応度を負側に大きく評価していることがわかる。図 3.7 に 2 つの炉定数を用いて得られたドッpler 反応度の捕獲項の相違を、旧 JFS-3 による値を基準として示す。10keV 以上では系統的な違いは見られないが、10keV 以下ではエネルギーの低下に伴って相違が大きくなっていることがわかる。この現象を解明するため、図 3.8 に 2 つの炉定数を用いたときの、ドッpler サンプル位置での中性子スペクトルの相違、随伴中性子スペクトルの相違、そしてドッpler サンプルの吸収断面積の昇温時変化量の相違を、それぞれ旧 JFS-3 による値を基準として示す。拡散摂動論の捕獲項が捕獲断面積の変化量と中性子スペクトル、随伴中性子スペクトルの積で表されることより、10keV 以上ではサンプルの実効断面積の変化量の違いが、そして 10keV 以下では中性子スペクトルの違いが、それぞれドッpler 反応度の違いに影響していることがわかる。10keV から 150keV の領域は U-238 の非分離共鳴領域であり、重み関数の相違による影響を受けないことから（前述したが、TIMS コードにより処理されるため）、この実効断面積の違いは TIMS 処理時の乱数依存性に起因していると

考えられる。このエネルギー領域のドップラー反応度が全ドップラー反応度に占める割合は0.6%程度であり、無視できる大きさである。これらより、ドップラー反応度への重み関数訂正効果は、散乱除去断面積の改善に伴う中性子スペクトルの軟化に起因するものであると結論づけられる。

また、超微細群効果は最大で5%程度であり、サンプルの温度差が大きいほど大きくなっている。なお、本報告書で得られた値は文献(3)のものと若干異なっているが、これは文献(3)で用いられた基本炉定数において、TIMSコードが炉定数作成の際に用いられていないため、U238の非分離共鳴領域のうち超微細群計算を行わない40keV以上のエネルギー領域で炉定数が異なっているためである。重み関数の訂正効果、超微細群効果など全ての効果を考慮すると、15%程度ドップラー効果は大きくなり、C/E値は改善される。

### 3.2.4 Na ボイド反応度

Na ボイド反応度は拡散摂動計算コードPERKYを用い、厳密摂動により求めた。解析結果を表3.4-1、3.4-2に、C/E値の推移を図3.9に示す。なお、補正法は漏洩項、非漏洩項おのおの分離して補正を施す2成分補正を行った<sup>(10)</sup>。重み関数の訂正による効果はZPPR-9炉心においては、格子モデル、輸送断面積の定義の違いによらずいずれのケースにおいても1%程度の低下、ZPPR-13A炉心においては輸送断面積の定義の違いによらず約3%程度の低下であった。ここでZPPR-9均質炉心のボイドステップ5について検討する。表3.5にNa ボイド反応度の各成分の寄与を示すが、これより重み関数の訂正による効果は捕獲項と散乱項に大きくみられることがわかる。図3.10に捕獲項、散乱項のエネルギー群毎の寄与を、図3.11に新JFS-3による結果から旧JFS-3による結果を差し引いたものをそれぞれ示す。重み関数の訂正効果は、捕獲項では全エネルギーに渡って反応度を大きく評価し、散乱項では全エネルギーに渡って反応度の絶対値を大きく評価している。捕獲項に対する重み関数効果は $1.95 \times 10^{-5}(\Delta k/kk')$ 、散乱項の50keV以上のエネルギー領域での重み関数効果は $4.34 \times 10^{-5}(\Delta k/kk')$ 、散乱項の50keV以下の重み関数効果は $-7.55 \times 10^{-5}(\Delta k/kk')$ であり、それらが打ち消しあうことで小さな重み関数効果となっている。図3.12にSCFからSCV(SCFセルのNaをボイド化したセル)にしたときのマクロ断面積の変化量のライブラリ間の相違を、吸収反応、散乱除去反応について旧JFS-3を基準として示す。図においてマクロ吸収断面積の変化量には系統的な差が見られないことから、新JFS-3で捕獲項が大きく評価されるのは、中性子スペクトルが重み関数訂正効果で軟らかくなるためであるといえる。また、マクロ散乱除去断面積では新JFS-3がより大きな変化量となっていることがわかる。これについては次の2つの理由が挙げられる。ひとつは、重み関数が訂正されたことによりマクロ散乱除去断面積が大きく評価されるため、ボイド化に際しての散乱除去断面積の変化量自体が大きくなるというものである。そして二つ目は、ボイド化されたセルではNaが存在しないため、セルのマクロ散乱除去断面積へのNaの寄与がなくなり、重み関数の訂正による散乱除去断面積の増加割合がボイド化前よりもボイド化セルで小さくなるというものである。この二つ目に関して、SCFセル、SCVセルにおける重み関数の訂正による散乱除去断面積の増加割合を図3.13に示すが、NaがなくなるSCVセルにおいてその増加割合が小さくなっていることがわかる。これらより、重み関数を訂正することにより、全エネルギーにおいてマクロ除去散乱断面積のボイド化にさいしての変化量(SCFセルとSCVセルにおけるマクロ除去散乱断面積の

差) が大きく評価され、すべてのエネルギー群において散乱項の絶対値が大きくなることが説明された。ZPPR-9 炉心では捕獲項、散乱項が打ち消し合って全体では小さな効果となっているが、図 3.11 からわかるように各エネルギー群でみるとその効果は小さくない。従って、散乱項、捕獲項のエネルギー寄与によっては、重み関数の訂正効果が Na ボイド反応度に大きく影響を及ぼすケースもありうるであろう。

超微細群効果については ZPPR-9 均質炉心のボイドステップ 6 で 10% にもなっており、C/E 値を悪化させている。また、ZPPR-9 炉心ボイドステップ 5 に着目すると、均質モデル、非均質モデルではそれぞれ超微細群効果が 5%、8% と大きな違いがあることがわかる。これらの検討は本報告書では行わないが、別途必要であろう。

### 3.2.5 径方向反応率分布

反応率はすべてフォイルベースにより評価した<sup>(13)</sup>。径方向反応率分布について、②および④の解析結果をそれぞれ①の結果で割った値（それぞれ、重み関数の訂正効果と、すべての補正を加えた効果を示す値となる）を図 3.14 (ZPPR-9)、3.16 (ZPPR-13A) に、C/E 値を図 3.15 (ZPPR-9)、3.17 (ZPPR-13A) にそれぞれ示す。ZPPR-9、ZPPR-13A に共通して、U235 の核分裂反応率 (F25) 及び Pu239 の核分裂反応率 (F49) については、重み関数の訂正効果により、プランケット領域において数%程度上昇し、旧 JFS-3 での過小評価を改善している。これらは除去散乱断面積が適正に評価されたことによるスペクトルの軟化に起因しており、スペクトルが軟らかいプランケット領域では、スペクトルの軟化により中性子レベルの上昇するエネルギー領域が、燃料領域に比べて反応率に感度が大きいからだと考えられる。また文献(3)では、175 群基本炉定数と超微細群の計算により、C/E 値がさらに改善されることが報告されており、基本炉定数のエネルギー群数を詳細化する効果が存在すると推測できる。

反応率分布に対しては超微細群効果は 1% 以下であり、重み関数効果に比べて小さい。

### 3.2.6 反応率比

C/E 値による解析結果の比較を表 3.6-1、3.6-2 に、C/E 値の推移を図 3.18 にそれぞれ示す。ZPPR-9 の結果は外側炉心領域及び内側炉心領域の平均値が、ZPPR-13A の結果は全炉心領域及びプランケット領域の平均値がそれぞれ示されている。

炉心領域においては大きな変化は見られないが、ZPPR-13A のプランケット領域においては U238 核分裂対 Pu239 核分裂反応率比 (F28/F49) に 3% 程度の減少が見られ、C/E 値が改善している。これは、前節で示されたプランケット領域における F49 の増加と F28 の減少によるものである。そのほかには大きな変化は見られず、超微細群効果も径方向反応率分布と同様にほとんど見られない。

表3.1-1 臨界性における各効果

ZPPR	cell model	$\Sigma tr$	effect ( $\Delta k$ )			
			W.F.	cell code	PEACO	TOTAL
9	homo	c	-0.00196	+0.00078	+0.00027	-0.00092
	hetero	f	-0.00174	+0.00103	+0.00105	+0.00034
	hetero	c	-0.00177			
13A	homo	c	-0.00253	+0.00111	-0.00073	-0.00216
	hetero	f	-0.00227	+0.00147	+0.00049	-0.00031
	hetero	c	-0.00232			
17A	hetero	f	-0.00239	+0.00134	+0.00121	+0.00016
	hetero	c	-0.00245			

\*「 $\Sigma tr$ 」は輸送断面積の定義であり、cはカレント重み、fは中性子束重みを示す。  
 「W.F.」は重み関数の訂正効果、「cell code」は格子計算コードの違いによる効果、  
 「PEACO」は超微細群計算による効果をそれぞれ示す。

表3.1-2 臨界性における各計算方法のC/E値

ZPPR	旧JFS-3	新JFS-3	新JFS-3	新JFS-3
	SLA,CAS	SLA,CAS	SLA-UF	SLA-UF(P)
9	0.9937	0.9920	0.9930	0.9941
13A	0.9960	0.9937	0.9952	0.9957
17A	0.9944	0.9920	0.9934	0.9946

\*「SLA,CAS」は従来の格子計算コードSLAROM、CASUPを使用したことを示し、  
 「SLA-UF」は新格子計算コードSLAROM-UFを使用したことを示す。  
 また、「SLA-UF(P)」とあるのは、超微細群計算モジュールPEACOを使用したことを示す。

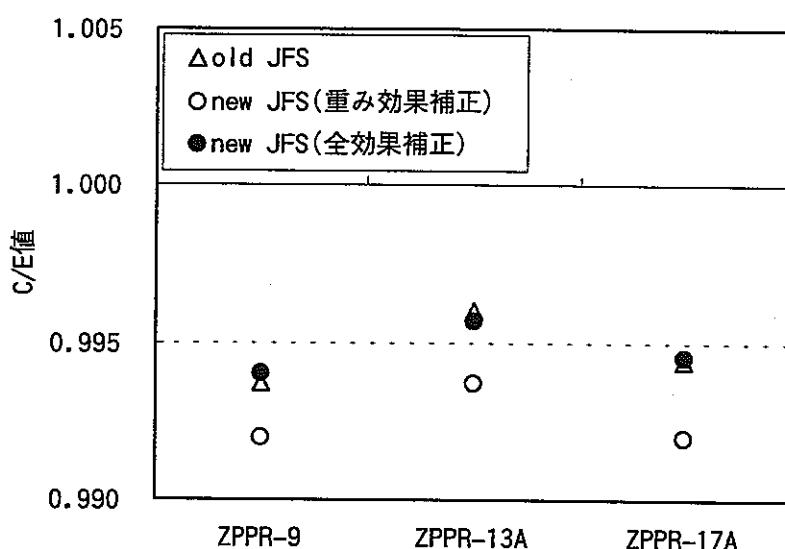


図3.1 臨界性におけるC/E値の推移

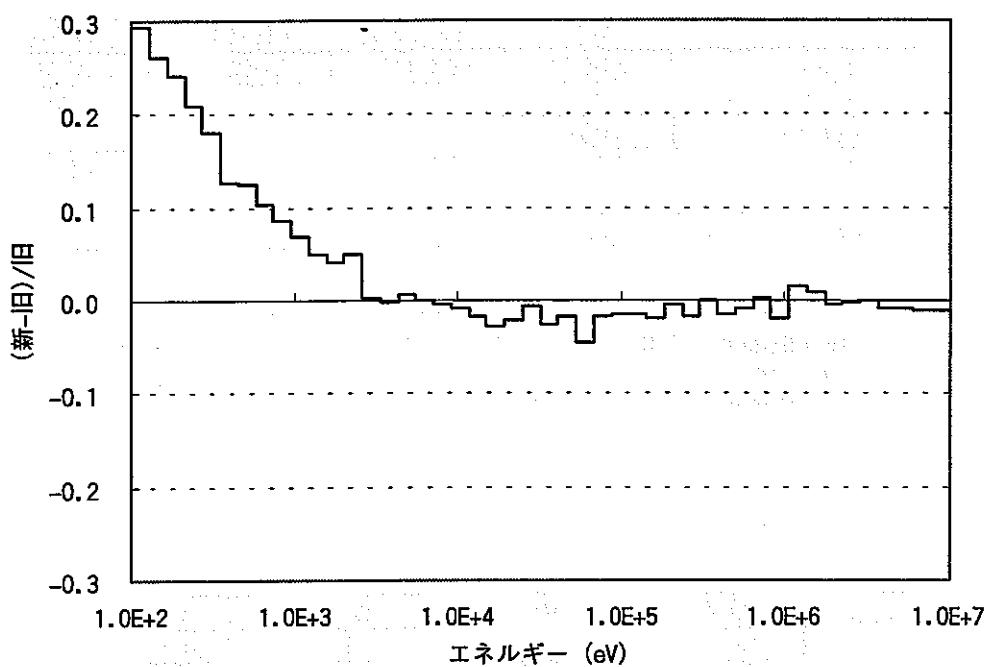


図3.2 ZPPR-9均質炉心体系におけるSCF領域の領域平均中性子スペクトルの相違

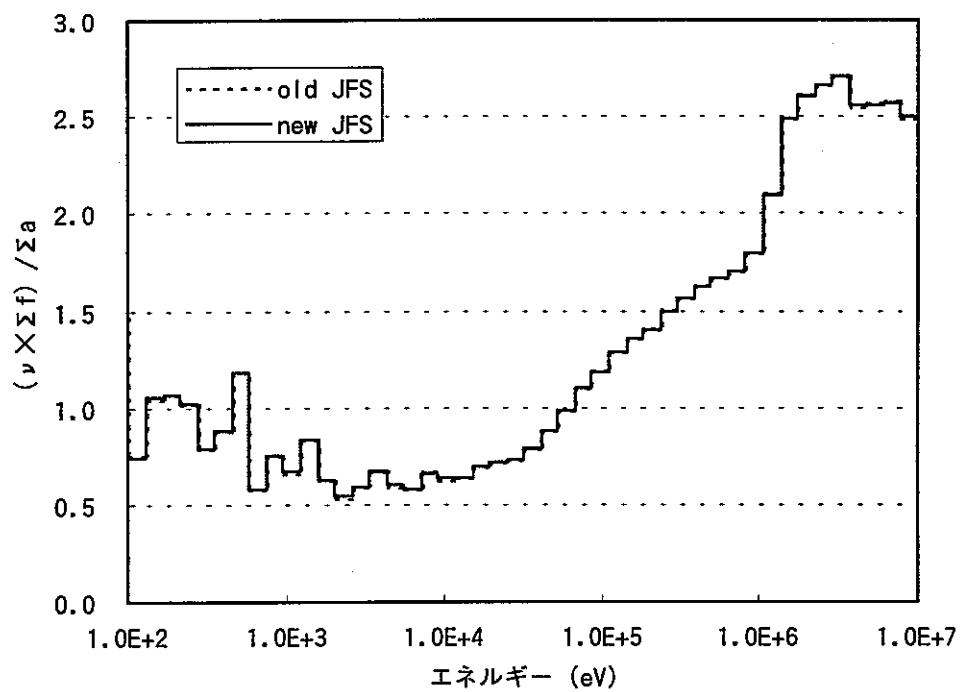
図3.3 SCF領域における  $\nu \Sigma f / \Sigma a$

表3.2-1 制御棒価値における各効果

制御棒ペア	W.F.	cell_code	PEACO	TOTAL
A&B	1.001	1.004	1.008	1.013
C&D	1.000	1.002	1.005	1.008
G&H	0.999	1.001	1.004	1.003

表3.2-2 制御棒価値における各計算方法のC/E値

制御棒ペア	旧JFS-3	新JFS-3	新JFS-3	新JFS-3
	SLA,CAS	SLA,CAS	SLA-UF	SLA-UF(P)
A&B	0.983	0.984	0.988	0.996
C&D	1.013	1.013	1.015	1.021
G&H	1.008	1.007	1.008	1.011

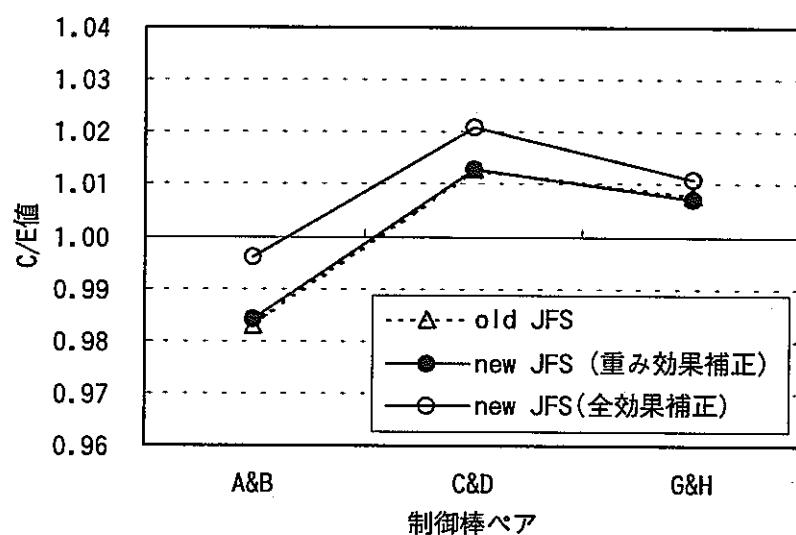


図3.4 制御棒価値におけるC/E値の推移

表3.3-1 サンプルドッpler反応度における各効果

温度変化	cell model	$\Sigma tr$	W.F.	cell code	PEACO	TOTAL
298→487.5	hetero	f	1.079	1.005	1.038	1.126
	hetero	c	1.080			
298→644.4	hetero	f	1.081	1.004	1.043	1.132
	hetero	c	1.081			
298→794.0	hetero	f	1.082	1.003	1.047	1.136
	hetero	c	1.082			
298→935.4	hetero	f	1.082	1.004	1.049	1.139
	hetero	c	1.083			
298→1087.0	hetero	f	1.083	1.003	1.050	1.141
	hetero	c	1.084			
	homo	c	1.086	1.003	1.046	1.140

表3.3-2 サンプルドッpler反応度における各計算方法のC/E値

温度変化	旧JFS-3	新JFS-3	新JFS-3	新JFS-3
	SLA,CAS	SLA,CAS	SLA-UF	SLA-UF(P)
→487.5	0.828	0.893	0.897	0.932
→644.4	0.835	0.903	0.907	0.945
→794.0	0.806	0.872	0.875	0.916
→935.4	0.841	0.910	0.914	0.958
→1087.0	0.833	0.902	0.905	0.950

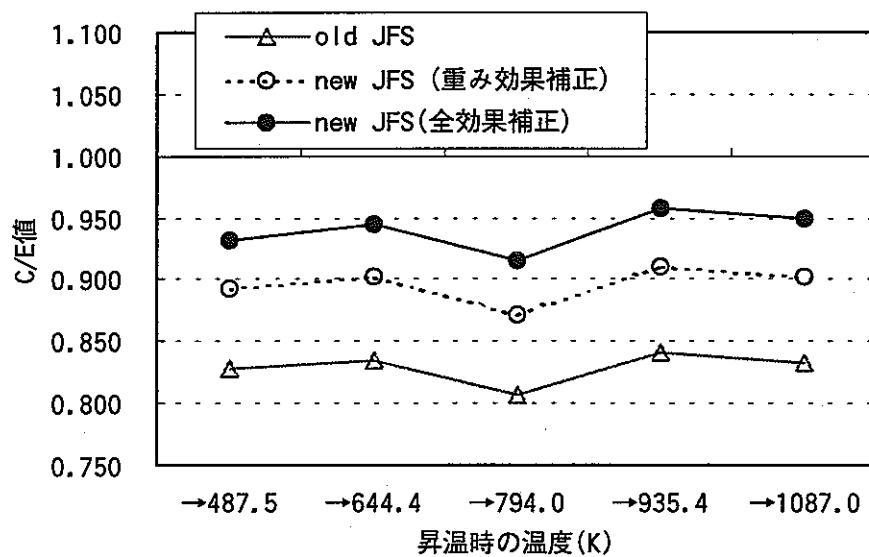


図3.5 サンプルドッpler反応度におけるC/E値の推移

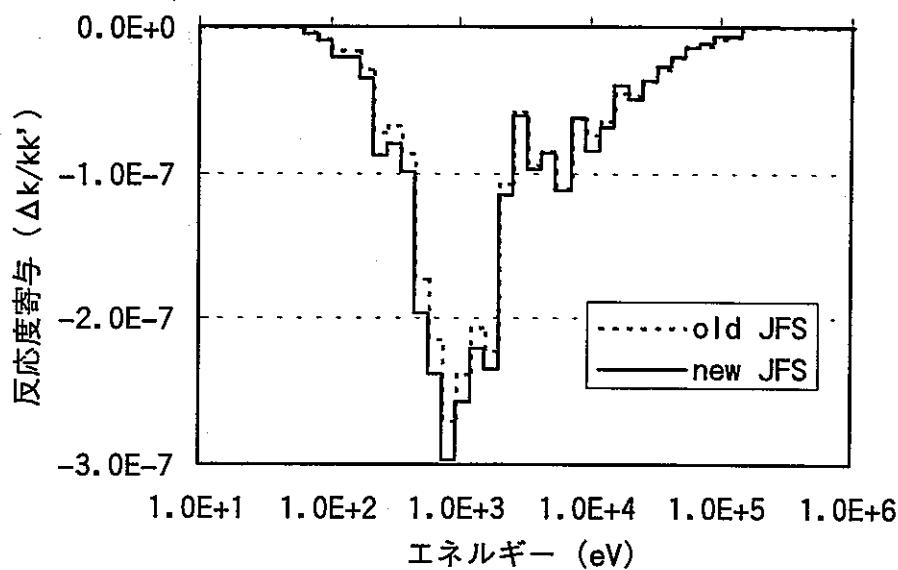


図3.6 サンプルドップラー反応度の捕獲項エネルギー毎寄与

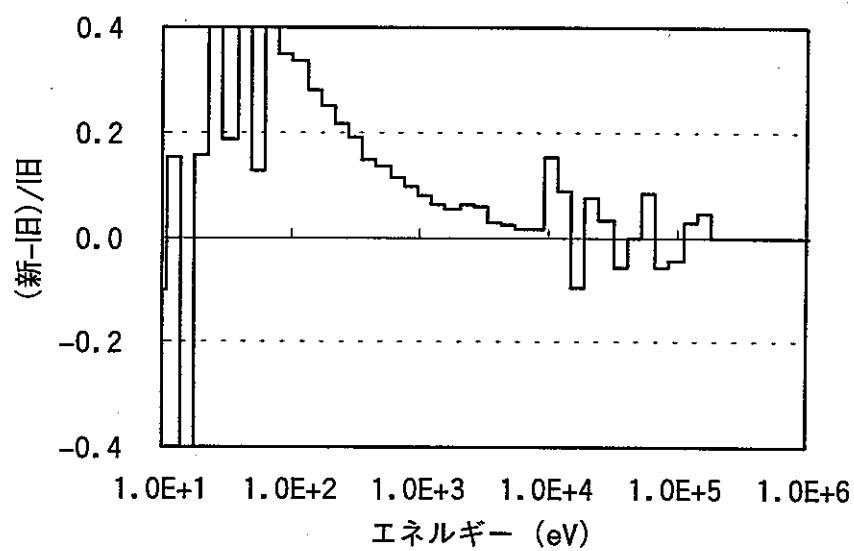


図3.7 捕獲項エネルギー寄与の新旧JFSにおける相違

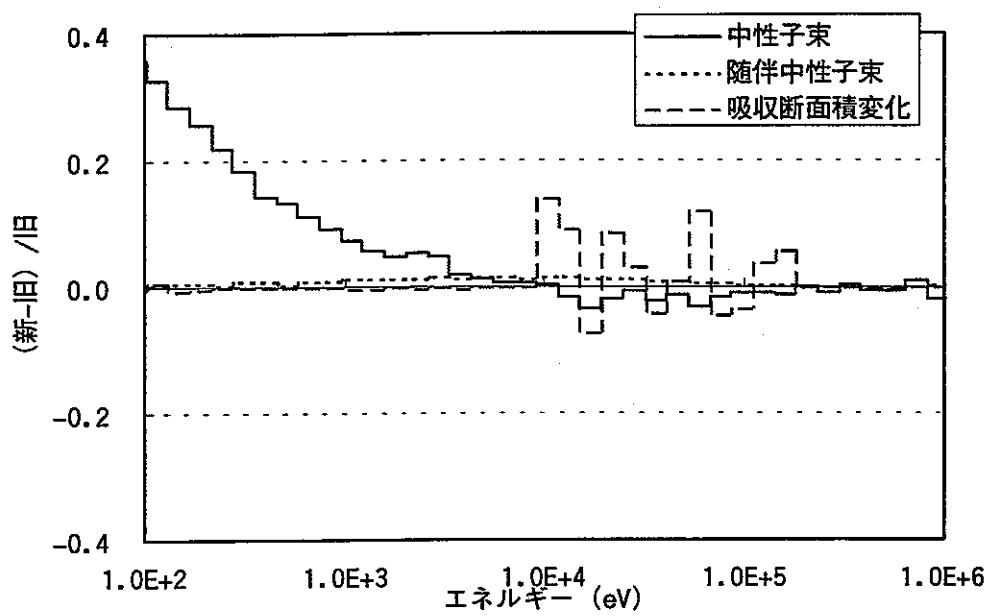


図3.8 サンプル位置における各パラメータの相違

表3.4-1 Naポイド反応度における各効果

ZPPR	step	cell model	$\Sigma tr$	W.F.	cell code	PEACO	TOTAL
9	3	homo	c	0.995	0.989	0.971	0.955
	5	homo	c	0.988	0.982	0.948	0.920
	1	hetero	f	0.992	0.982	0.955	0.931
		hetero	c	0.992			
	2	hetero	f	0.993	0.983	0.956	0.933
		hetero	c	0.993			
	3	hetero	f	0.993	0.983	0.957	0.934
		hetero	c	0.993			
	4	hetero	f	0.991	0.980	0.942	0.921
		hetero	c	0.991			
	5	hetero	f	0.987	0.976	0.922	0.888
		hetero	c	0.987			
	6	hetero	f	0.989	0.962	0.896	0.857
		hetero	c	0.987			
13A	3	hetero	f	0.972	1.006	0.961	0.939
		hetero	c	0.973			

表3.4-2 Naポイド反応度における各計算方法のC/E値

炉心とポイドステップ	旧JFS-3	新JFS-3	新JFS-3	新JFS-3
	SLA,CAS	SLA,CAS	SLA-UF	SLA-UF(P)
ZPPR-9 (step 1)	0.954	0.946	0.929	0.888
ZPPR-9 (step 2)	1.024	1.017	0.999	0.955
ZPPR-9 (step 3)	1.052	1.045	1.027	0.983
ZPPR-9 (step 4)	1.060	1.050	1.029	0.969
ZPPR-9 (step 5)	1.037	1.024	0.999	0.922
ZPPR-9 (step 6)	1.044	1.032	0.992	0.889
ZPPR-13A (step 3)	1.225	1.191	1.198	1.151

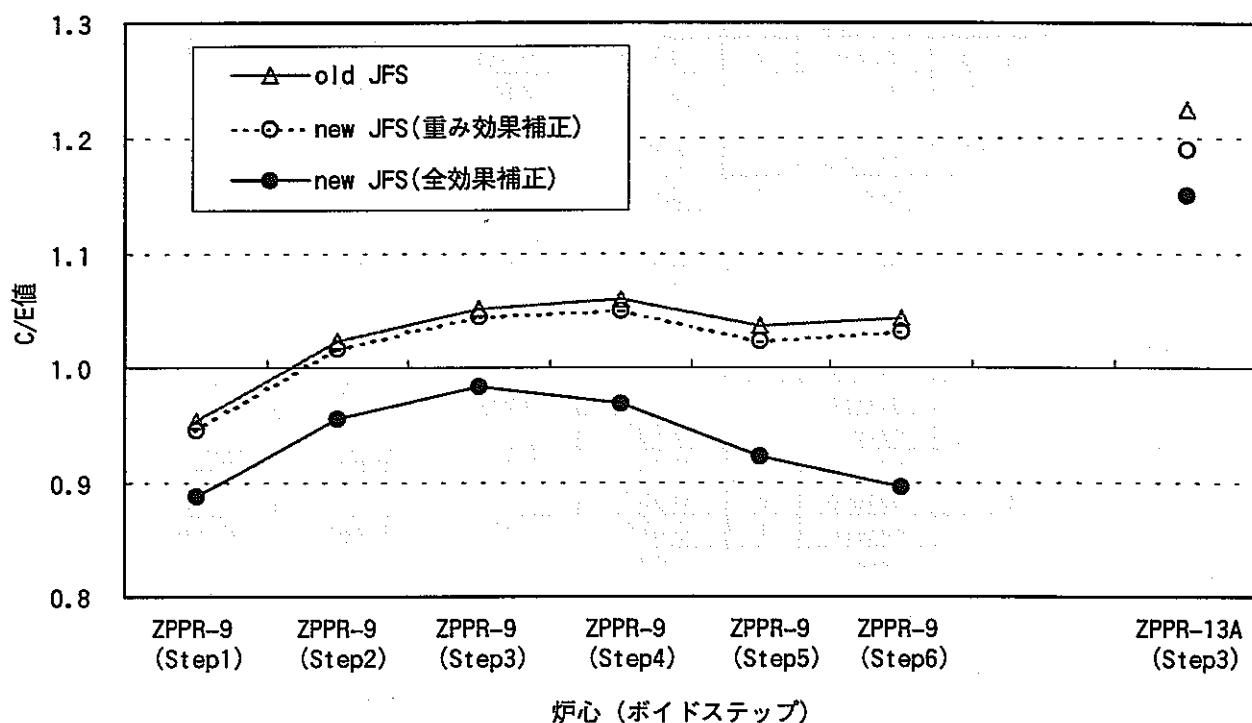


図3.9 Naボイド反応度におけるC/E値の推移

表3.5 Naボイド反応度の各成分 (単位:  $\Delta k/kk'$ )

	旧JFS-3	新JFS-3	(新-旧)
Yield	-4.459E-05	-4.261E-05	1.980E-06
Fission	1.226E-05	1.205E-05	-2.881E-07
Capture	4.936E-04	5.132E-04	1.954E-05
Scattering	1.882E-03	1.850E-03	-3.202E-05
Leakage	-6.572E-04	-6.598E-04	-2.593E-06
Total	1.686E-03	1.673E-03	-1.330E-05

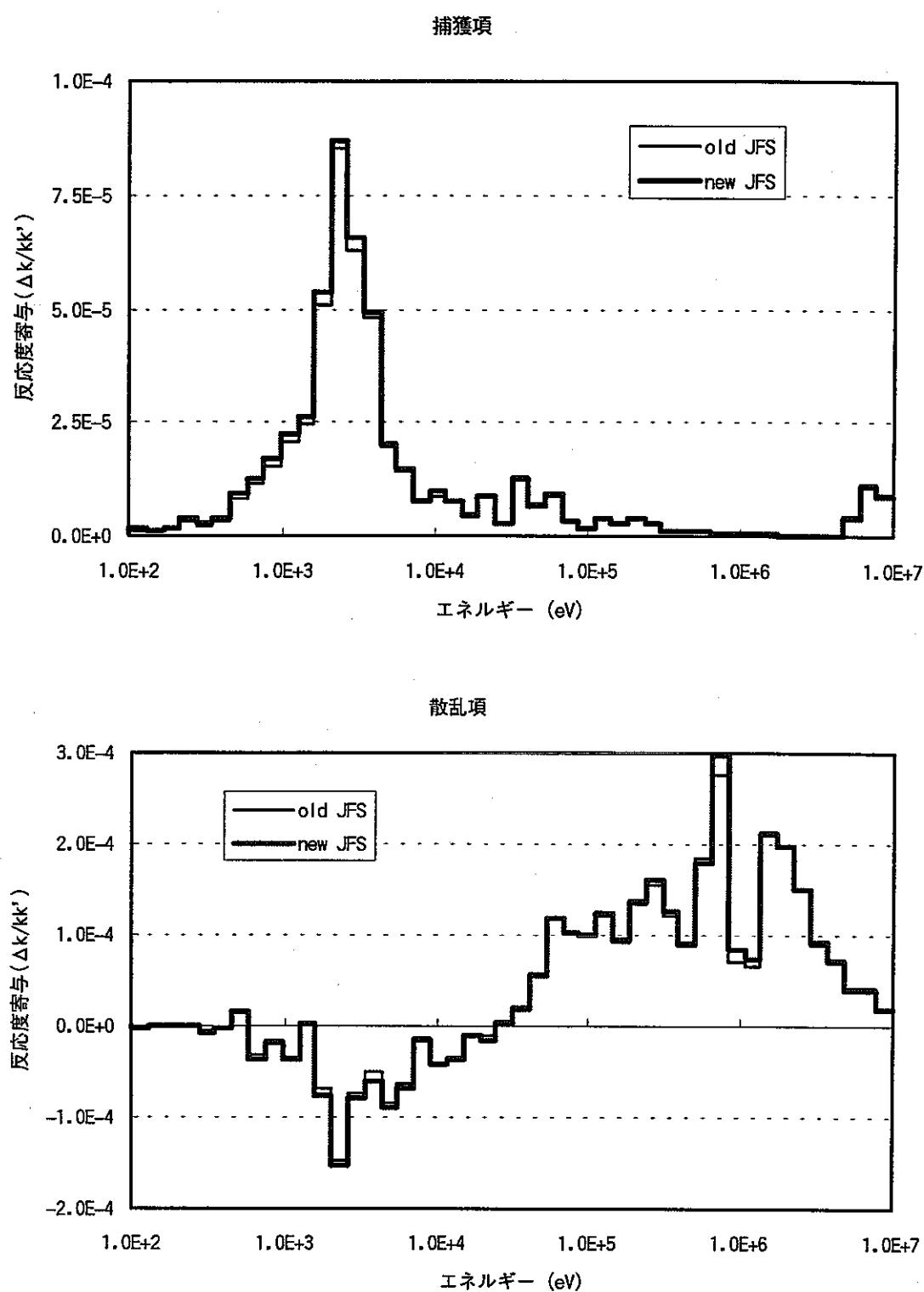
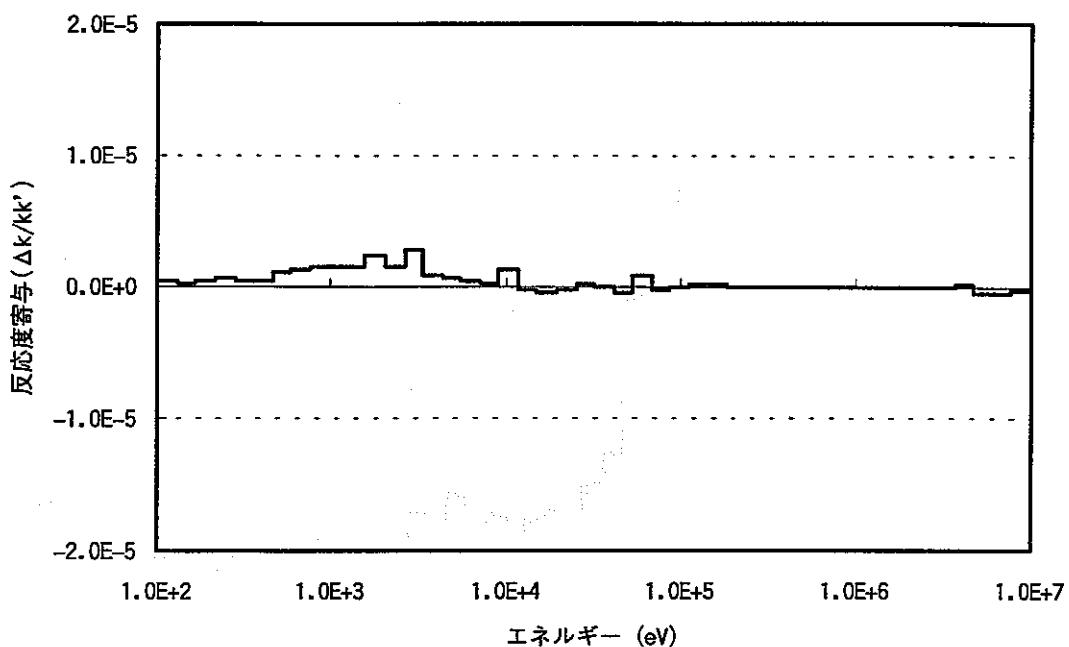


図3.10 Naボイド反応度各成分のエネルギー寄与

捕獲項



散乱項

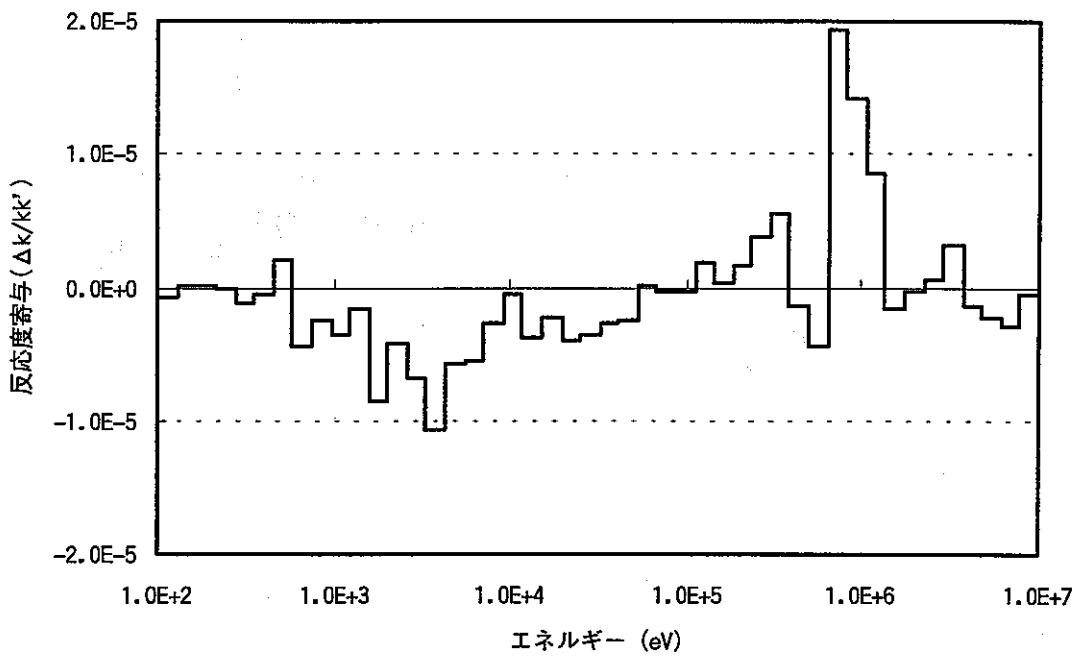


図3.11 Naボイド反応度各成分のエネルギー寄与の差

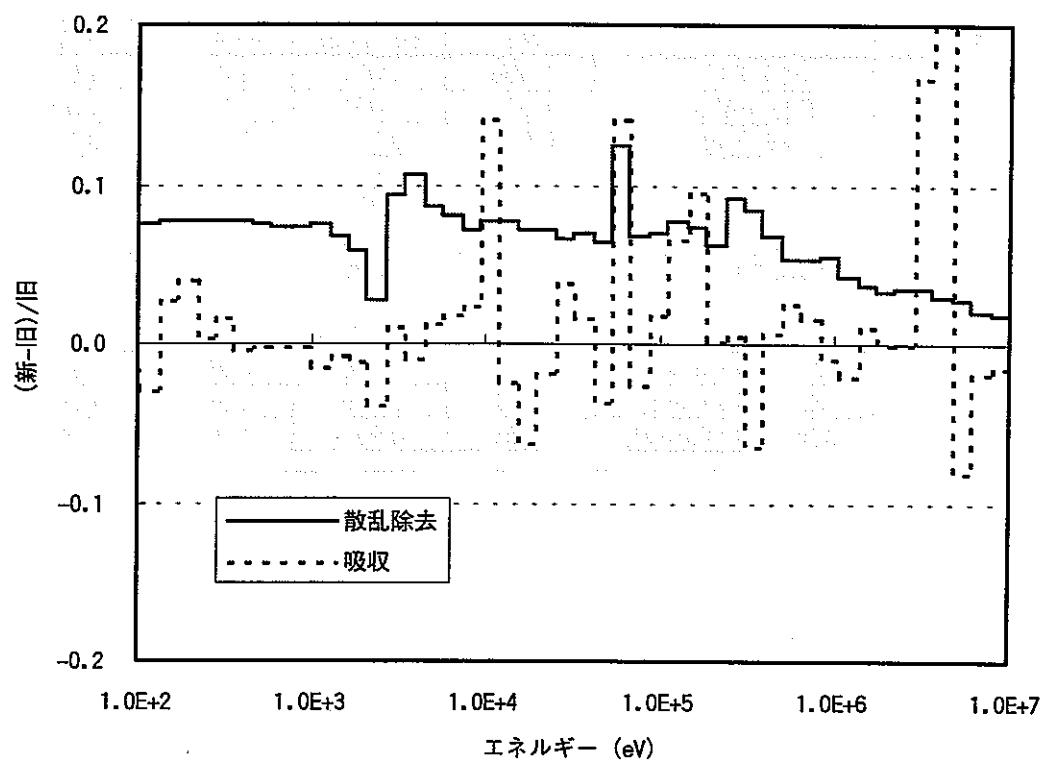


図3.12 ポイド化の際のマクロ断面積の変化量

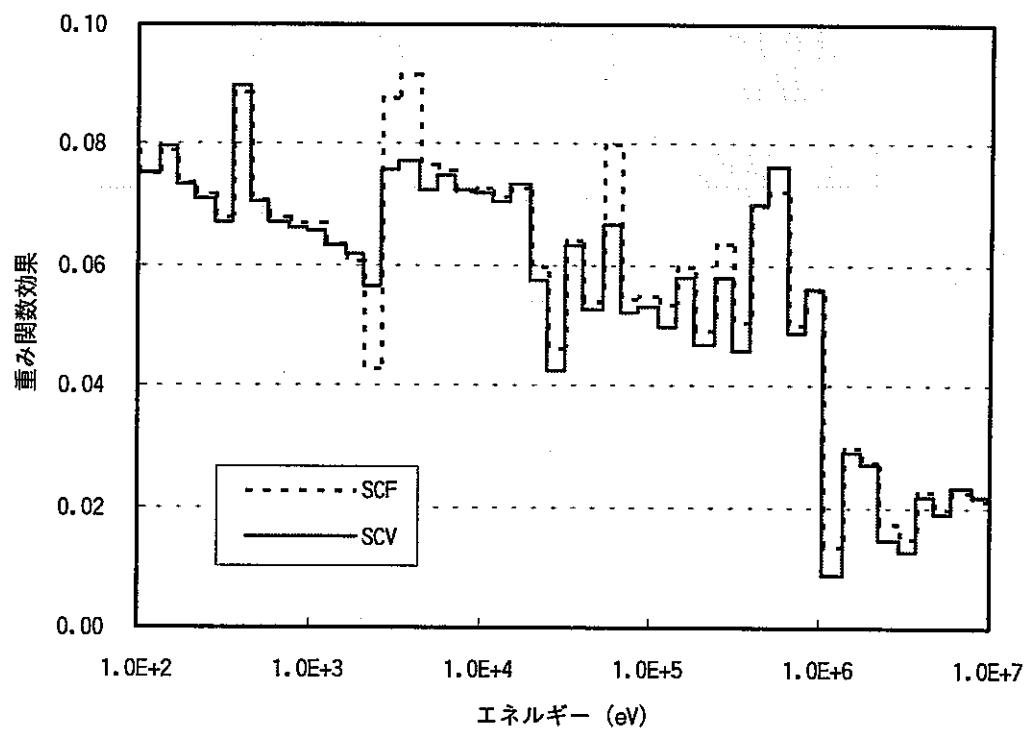


図3.13 散乱除去断面積における重み関数効果の度合い

表3.6-1 反応率比における各効果

炉心		W.F.	cell code	PEACO	TOTAL
ZPPR-9	F25/F49(IC)	1.006	1.001	1.000	1.007
	F25/F49(OC)	1.005	1.001	1.000	1.006
	F28/F49(IC)	0.990	0.996	0.999	0.985
	F28/F49(OC)	0.991	0.996	1.000	0.987
	C28/F49(IC)	0.999	0.998	1.001	0.998
	C28/F49(OC)	1.001	0.999	1.000	1.000
ZPPR-13A	F25/F49(Core)	1.005	1.000	1.000	1.006
	F25/F49(Blanket)	1.000	1.000	1.001	1.001
	F28/F49(Core)	0.993	1.001	1.001	0.995
	F28/F49(Blanket)	0.971	1.000	0.998	0.969
	C28/F49(Core)	1.002	0.999	0.999	1.000
	C28/F49(Blanket)	0.984	0.997	1.001	0.982

\* 「IC」は内側炉心領域、「OC」は外側炉心領域を示す

表3.6-2 反応率比における各計算方法のC/E値

炉心		旧JFS-3	新JFS-3	新JFS-3	新JFS-3
		SLA,CAS	SLA,CAS	SLA~UF	SLA~UF(P)
ZPPR-9	F25/F49(IC)	0.994	1.000	1.001	1.001
	F25/F49(OC)	0.997	1.002	1.003	1.003
	F28/F49(IC)	1.005	0.995	0.991	0.990
	F28/F49(OC)	1.027	1.018	1.014	1.014
	C28/F49(IC)	1.033	1.032	1.030	1.031
	C28/F49(OC)	1.038	1.039	1.038	1.038
ZPPR-13A	F25/F49(Core)	1.009	1.015	1.015	1.015
	F25/F49(Blanket)	1.019	1.020	1.019	1.020
	F28/F49(Core)	1.021	1.014	1.015	1.016
	F28/F49(Blanket)	1.035	1.005	1.005	1.002
	C28/F49(Core)	1.024	1.026	1.025	1.024
	C28/F49(Blanket)	1.040	1.024	1.021	1.022

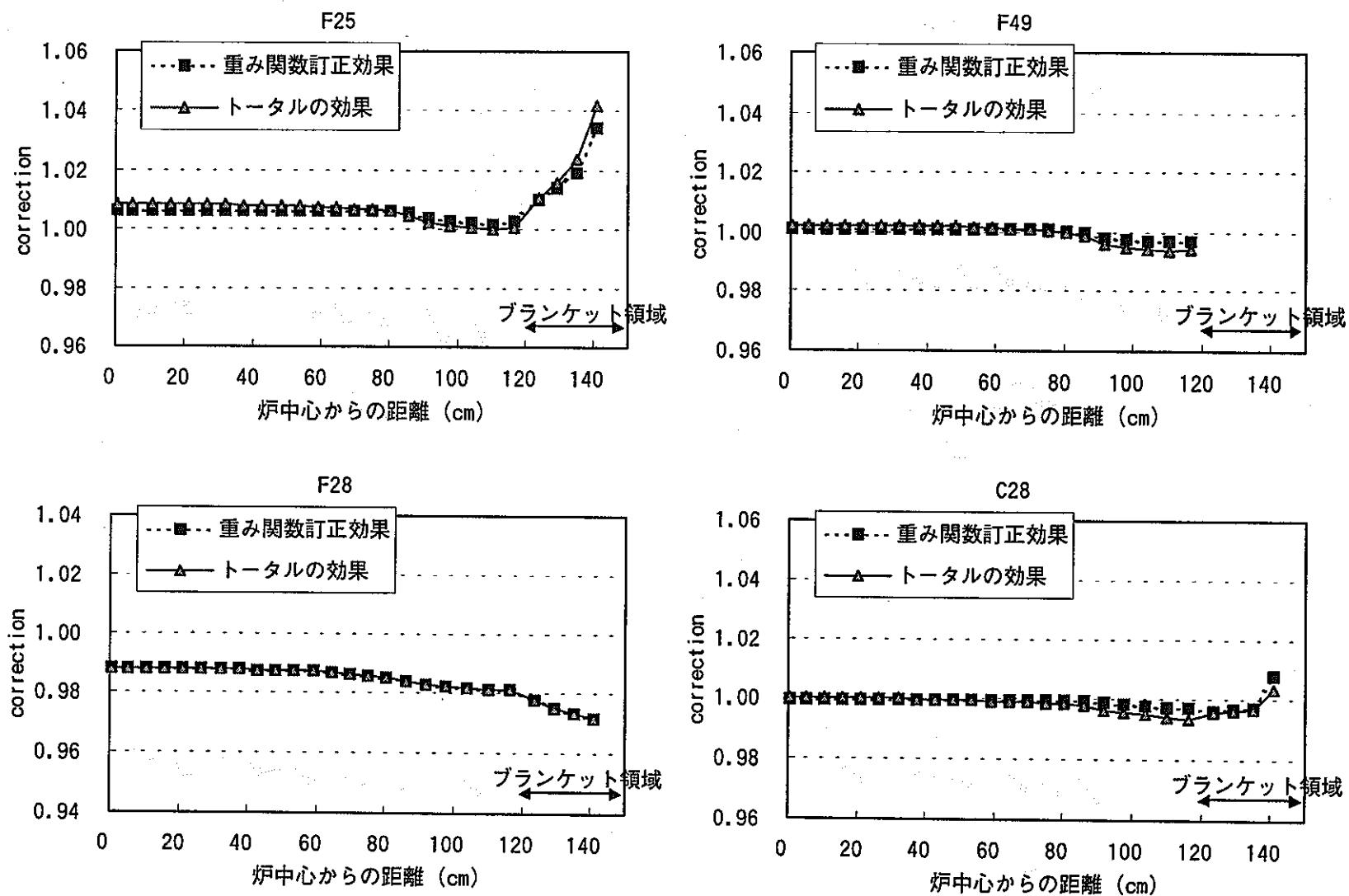


図3.14 ZPPR-9における径方向反応率分布の各効果値

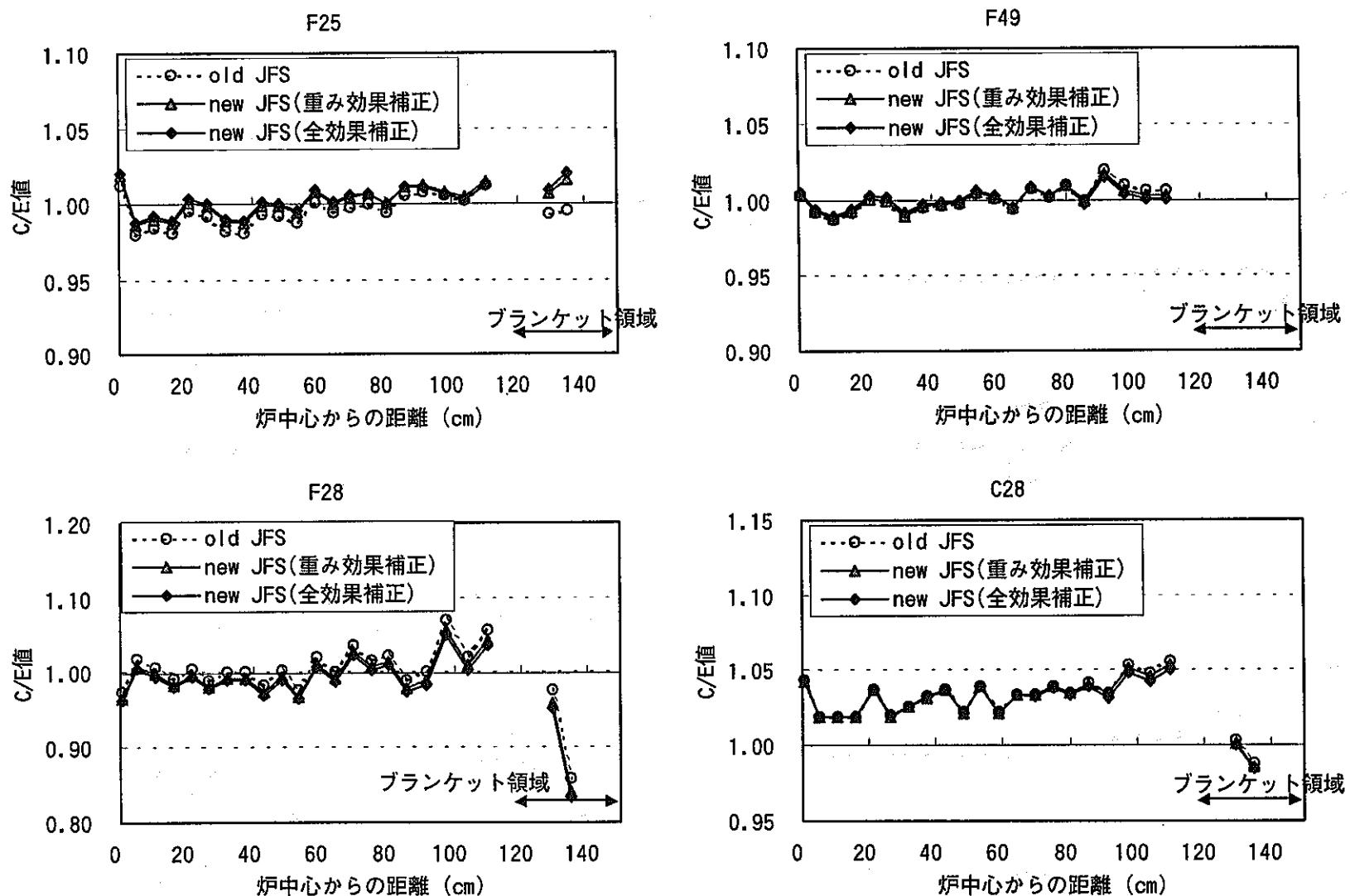


図3.15 ZPPR-9における径方向反応率分布

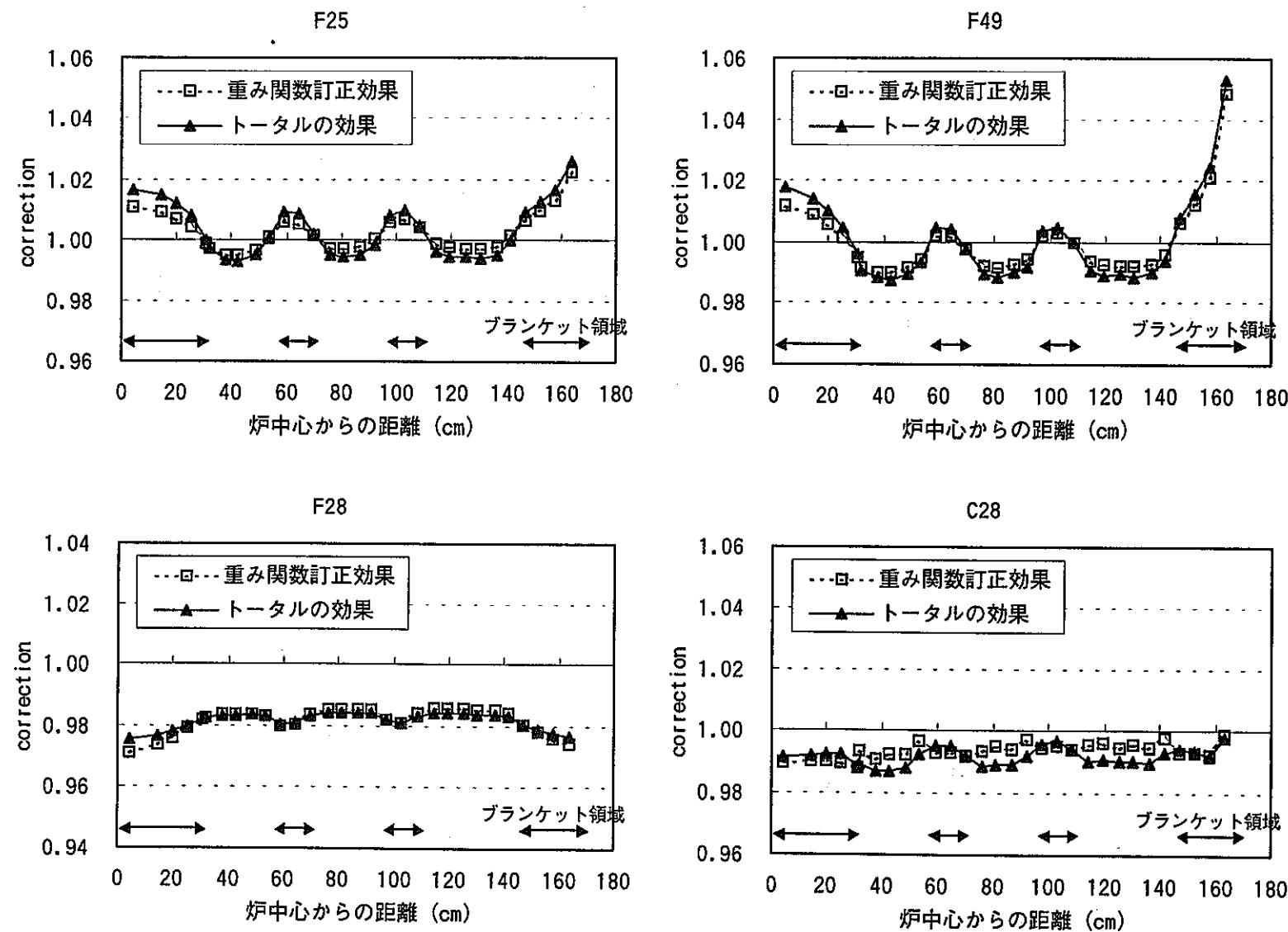


図3.16 ZPPR-13Aにおける径方向反応率分布の各効果値

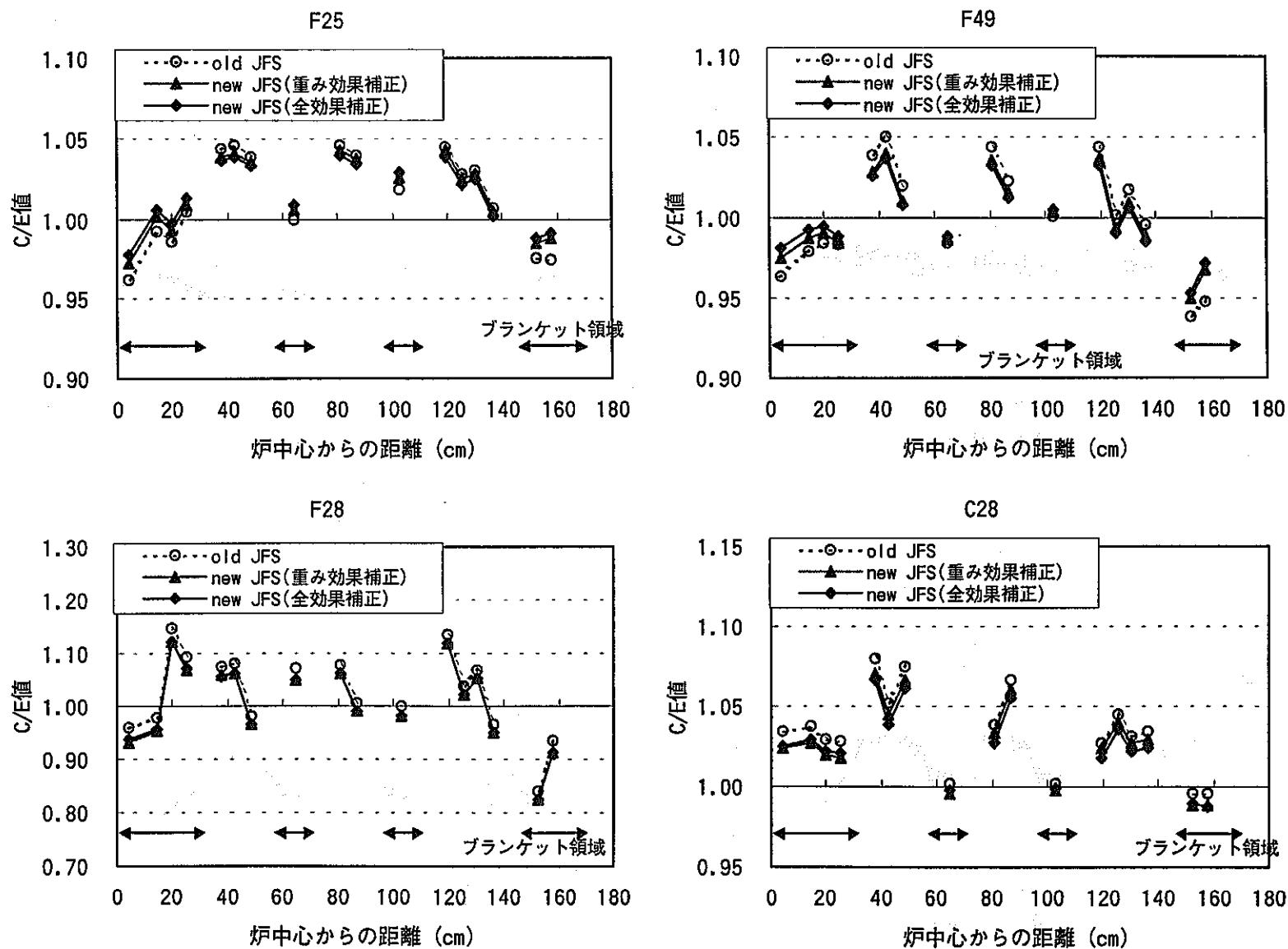


図3.17 ZPPR-13Aにおける径方向反応率分布

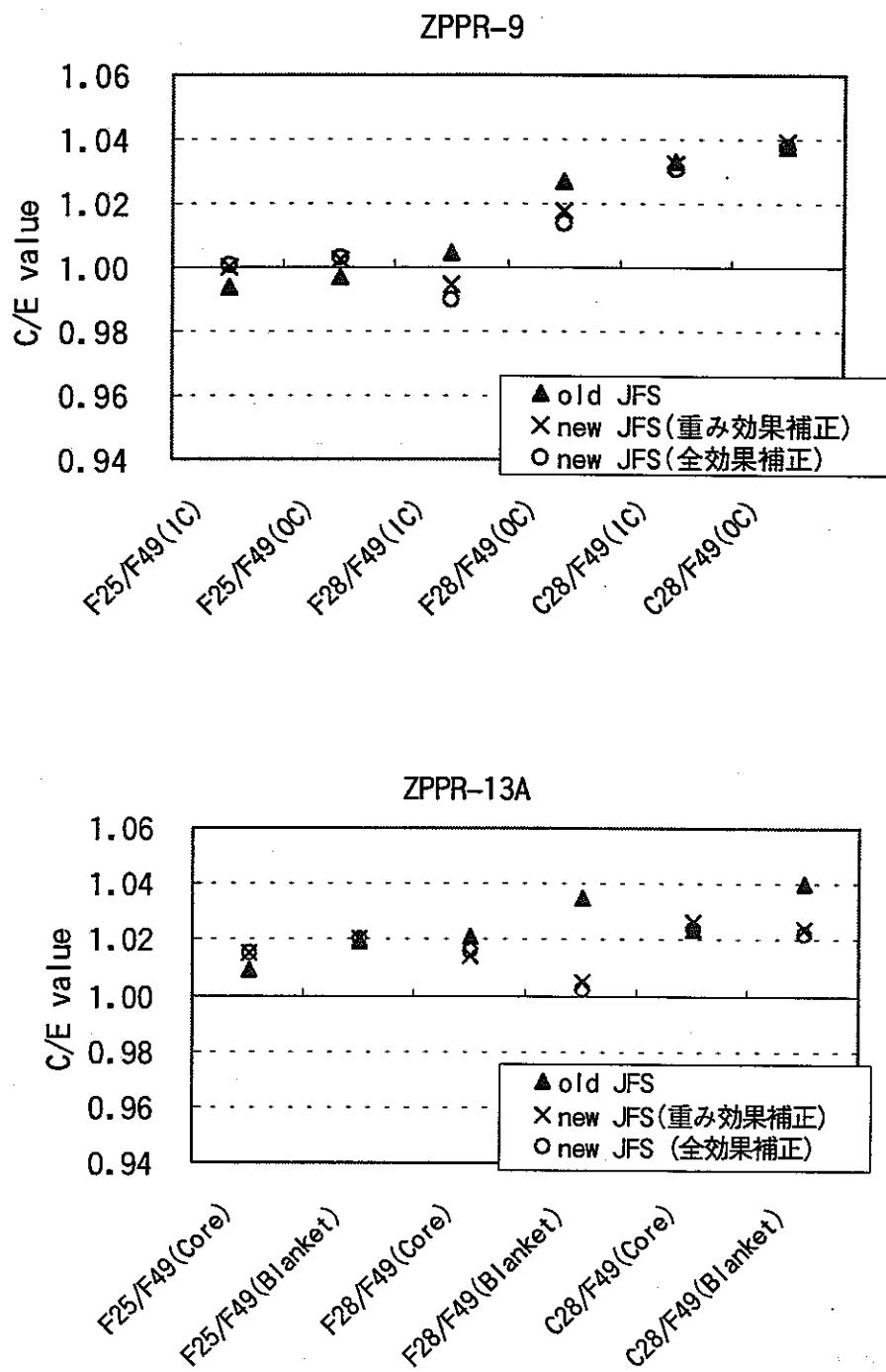


図3.18 反応率比における各計算方法のC/E値

## 4 FCA 炉心の核特性への影響評価

### 4.1 評価方法

ZPPR 炉心と同様に、①重み関数の訂正効果、②格子計算コードの相違による効果、③超微細群効果を求める。解析の対象とした炉心は FCA XVII-1 炉心<sup>(14)</sup>（炉心中央に MOX 燃料領域、周辺に濃縮ウラン燃料を有する）及び FCA X-1 炉心<sup>(15)</sup>（1 領域 Pu・濃縮ウラン混合炉心）であり、臨界性、反応率比、Na ボイド反応度、ドップラー反応度を評価した。なお、FCA X-1 炉心は臨界性のみの評価である。

格子計算はすべて均質モデルとし、三次元 XYZ 体系（ドップラー反応度については二次元 RZ 体系）で 70 群拡散計算を行った。反応度計算は拡散摂動計算で行い、Na ボイド反応度は厳密摂動、ドップラー反応度は一次摂動とした。

また、C/E 値は参考文献（14）及び（15）の補正後計算値に、これら①から③の補正を加えて算出した。

### 4.2 評価結果

FCA XVII-1 炉心と FCA X-1 炉心の各種補正值をそれぞれ表 4.1-1、表 4.1-2 に示す。また各種炉定数を用いたときの C/E 値をそれぞれ表 4.2-1、表 4.2-2 に示す。

#### 4.2.1 臨界性

ZPPR 炉心での重み関数の訂正効果は、炉心や計算モデルの違いに係わらず 0.2%Δk 程度固有値を低下させるものであったが、FCA XVII-1 炉心では一桁小さい 0.03%Δk 程度の固有値の低下が見られ、FCA X-1 炉心ではほとんど影響がなかった。FCA XVII-1 炉心の T2（FCA における燃料セル）領域の、体系計算における中性子スペクトルを、新旧 JFS-3 を用いて比較したものを図 4.1 に示す。ZPPR 炉心と同様に、新 JFS-3 を用いることによりスペクトルが軟化する傾向はみられるものの、高エネルギー側のいくつかの群で、新 JFS-3 がスペクトルを大きく評価していることがわかる。ZPPR 炉心では高エネルギー側のスペクトル成分が低下することで固有値が低下したと述べたが、FCA 炉心では高エネルギー側のスペクトル成分の低下が顕著でなく、固有値の変化が ZPPR 炉心と異なった結果となったと考えられる。FCA XVII-1 炉心（650 個）は、ZPPR-9 炉心（4600 個）に比べ炉心が小さく、燃料領域における中性子漏洩の寄与が大きい。そのため、FCA 炉心では重み関数の訂正により中性子スペクトルが軟化すると、燃料領域からの高エネルギーの中性子の漏洩量が小さくなり、中性子スペクトルの空間分布の変化により、図 4.1 のように燃料領域の高エネルギーにおける中性子スペクトルの低下が小さくなつた。つまり、スペクトルの軟化効果が中性子漏洩の減少により抑制されていると考えられる。

別な角度から重み関数の訂正効果の ZPPR 炉心と FCA 炉心との傾向の違いを検討するため、FCA XVII-1 炉心と ZPPR-9 炉心で新旧 JFS の差を厳密摂動計算により反応度として評価した。第 2 章より重み関数の訂正効果は散乱項の寄与が支配的であるため、散乱項について両炉心を比較した図を図 4.2 に示す。図を見ると、傾向はどちらの炉心でもほぼ同じであるが、その寄与が異なつておる、FCA XVII-1 炉心の方が小さい。これは随伴

中性子スペクトルの形状の違いに起因している。図 4.3 に、各炉心の燃料領域における随伴中性子スペクトルを示す（全エネルギーの積分量が 1 となるように規格化している）。FCA 炉心の炉外周領域では随伴中性子スペクトルは平坦になっているため、この領域ではボイド反応度における散乱項の絶対値が小さくなる。これは FCA XVII-1 炉心の外側燃料に濃縮ウラン燃料を使っているためである（外側燃料を内側燃料組成にして計算すると炉中心と同様な形状になった）。また、炉中心においても随伴中性子スペクトルの勾配は ZPPR 炉心の方が大きい。これも FCA 炉心の散乱項が ZPPR 炉心に比べてより小さい原因となっている。FCA 炉心は中性子漏洩が大きいため、高エネルギーにおけるインボータンスが ZPPR 炉心に比べて低下するものと考えられる。

格子計算コードの相違による効果は、FCA XVII-1 炉心では  $0.14\%\Delta k$  程度、FCA X-1 炉心では  $0.1\%\Delta k$  程度、いずれも固有値を増加させる。これはほぼ ZPPR 炉心と同程度である。

超微細群効果は、FCA XVII-1 炉心では  $0.03\%\Delta k$  程度、FCA X-1 炉心では  $0.01\%\Delta k$  程度、固有値を低下させる。図 4.4 に超微細群モジュール PEACO 使用の有無による T2 領域の領域平均中性子スペクトルを示す。この図より、23 群から 26 群（41keV から 15keV）にかけて中性子スペクトルが大きく異なることがわかる。しかし、正負のキャンセルによって、固有値の差に影響があまり表れていない。また、中性子スペクトルは超微細群計算を行ったことにより、行わない場合に比べて滑らかになる。超微細群効果は ZPPR 炉心では炉心形式によってその大きさが異なっており、炉心依存があると考えられる。

重み関数の訂正効果、格子計算コードの相違による効果、超微細群効果の 3 つを合計すると、いずれの炉心も  $0.09\%\Delta k$  程度固有値が増加し、C/E 値を 0.1% 程度 1 に近づける。

#### 4.2.2 サンプルドッpler 反応度

サンプルドッpler 反応度の解析では、超微細群モジュール PEACO を用いない場合は Isolated Lump モデルによりドッplerサンプルの実効断面積を求め、サンプルと燃料との共鳴干渉効果補正を施している（文献（10））。

ドッpler 反応度における重み関数の訂正効果は 1.09 程度であり、昇温時の温度に依存しないことがわかる。ZPPR 炉心の重み関数の訂正効果は 1.08 となっており、FCA XVII-1 炉心はほぼ同程度の効果となっている。捕獲項を比較した図を図 4.5 に示すが、傾向は ZPPR 炉心と同様である。

格子計算コードの相違による効果は 0.993 であり、ほとんど考えなくとも良い。しかし、図 4.6 に示すように、エネルギー毎に見ると SLAROM-UF は高エネルギーでは反応度を小さく評価し、高エネルギー側では大きく評価している。これらのキャンセルによって、格子計算コードの相違による効果はほとんど表れなくなっている。また、表 4.3 から格子計算コードの相違により Yield 項と Fission 項の符号が逆転していること、散乱項や漏洩項にかなりの差があることが分かるが、値自体が小さいため検討は行わないこととする。これらは、付録 A.1 に示すように、実効断面積を求めるときに反復計算を行うか行わないかの差と考えられる。

超微細群効果は 1.013～1.019 であり、ZPPR 炉心に比べ小さな効果となっている。現時点での原因については明らかではないが、詳細な検討は別途必要である。

ドッpler 反応度においては、ZPPR 炉心では均質セル計算と非均質セル計算の各補正

値に差はないため、FCA 炉心においても各補正值に差はないと考えられる。

#### 4.2.3 Na ボイド反応度

FCA XVII-1 炉心の Na ボイド反応度の重み関数の訂正効果はボイド規模依存性があり、0.981～0.966 とボイド領域が大きくなるにしたがって、重み関数の訂正効果が大きくなる。図 4.7 にボイド状態が 1-9z の反応度を成分毎に示す。この図を見てみると、ZPPR 炉心と同様に漏洩項の差はなく、非漏洩項の差が大きいことが分かる。さらに非漏洩項を成分毎に見ると（表 4.4）、捕獲項と散乱項の差が大きいことが分かる。捕獲項と散乱項のエネルギー群毎の寄与を図 4.8 に示すが、傾向は ZPPR 炉心（図 3.10）と同様であることがわかる。

格子計算コードの相違による効果は、反応率比やドップラー反応度に比べて大きく、0.984～0.975 となったが、ZPPR 炉心と同程度である。図 4.9 に SLAROM と SLAROM-UF を用いたときの漏洩項と非漏洩項のエネルギー寄与量を示す。漏洩項はほとんど変わらないが、非漏洩項は低エネルギーで差がある。

超微細群効果は 0.989～0.971 程度あり、重み関数の訂正効果や格子計算コードの相違による効果と同様に、ボイド領域依存性がある。図 4.10 に超微細群モジュール PEACO 使用の有無による漏洩項と非漏洩項のエネルギー寄与量を示す。超微細群計算を行うことにより、非漏洩項は低エネルギーで小さく、高エネルギーで大きくなっている。また、漏洩項はほとんど変わらないが、33 群（2.6keV から 3.4keV）で差があり超微細群を用いた方が小さくなっている。超微細群効果は ZPPR 炉心では非均質セル計算を行った方が均質セル計算よりも重み関数訂正効果が大きくなってしまい、FCA 炉心でも非均質セル計算を行った場合は効果が大きくなる可能性がある。

#### 4.2.4 反応率比

FCA XVII-1 炉心では炉心中心における U-238 捕獲反応と Pu-239 核分裂反応の比（以下、C28/F49）と U-238 捕獲反応と U-235 核分裂反応の比（以下、C28/F25）の 2 種類が測定されている。

反応率比の重み関数の訂正効果は、C28/F49 で 1.003、C28/F25 で 0.996 であった。炉心中心では ZPPR 炉心においても重み関数の訂正効果はそれほど見られず、ほぼ同程度の補正值であると言える。また、反応率比としてではなく、反応率としてみた場合の各種補正值を表 4.5 に示す。C28、F49、F25 共に重み関数の訂正効果は反応率を大きくするが、反応率比の場合には各反応率の重み関数の訂正効果が異なるため、C28/F49 は 1 より大きくなり、C28/F25 は 1 より小さくなる。

格子計算コードの相違による効果や超微細群効果はほとんど無い。

表4.1-1 FCA XVII-1炉心における各効果

		W.F.	cell code	PEACO	TOTAL
臨界性		-0.00029 Δk	+0.00139 Δk	-0.00026 Δk	+0.00085 Δk
反応率	C28/F49	1.003	0.999	0.999	1.000
	C28/F25	0.996	0.999	1.000	0.994
Naボイド反応度	1-2z	0.981	0.984	0.989	0.955
	1-6z	0.976	0.981	0.980	0.938
	1-9z	0.966	0.975	0.971	0.914
ドップラー反応度	20°C→550°C	1.092	0.993	1.013	1.099
	20°C→800°C	1.093	0.993	1.019	1.106

表4.1-2 FCA X-1炉心における各効果

		W.F.	cell code	PEACO	TOTAL
臨界性		+0.00004 Δk	+0.00103 Δk	-0.00014 Δk	+0.00093 Δk

表4.2-1 FCA XVII-1炉心における各計算方法のC/E値

		旧JFS-3	新JFS-3	新JFS-3	新JFS-3
		SLA,CAS	SLA,CAS	SLA-UF	SLA-UF(P)
臨界性		0.9950	0.9948	0.9962	0.9960
反応率	C28/F49	0.996	0.999	0.997	0.996
	C28/F25	1.029	1.024	1.023	1.023
Naボイド反応度	1-2z	1.068	1.047	1.031	1.019
	1-6z	1.056	1.031	1.012	0.991
	1-9z	1.121	1.083	1.056	1.025
ドップラー反応度	20°C→550°C	0.964	1.053	1.045	1.059
	20°C→800°C	0.932	1.019	1.012	1.031

表4.2-2 FCA X-1炉心における各計算方法のC/E値

		旧JFS-3	新JFS-3	新JFS-3	新JFS-3
		SLA,CAS	SLA,CAS	SLA-UF	SLA-UF(P)
臨界性		0.9938	0.9938	0.9948	0.9947

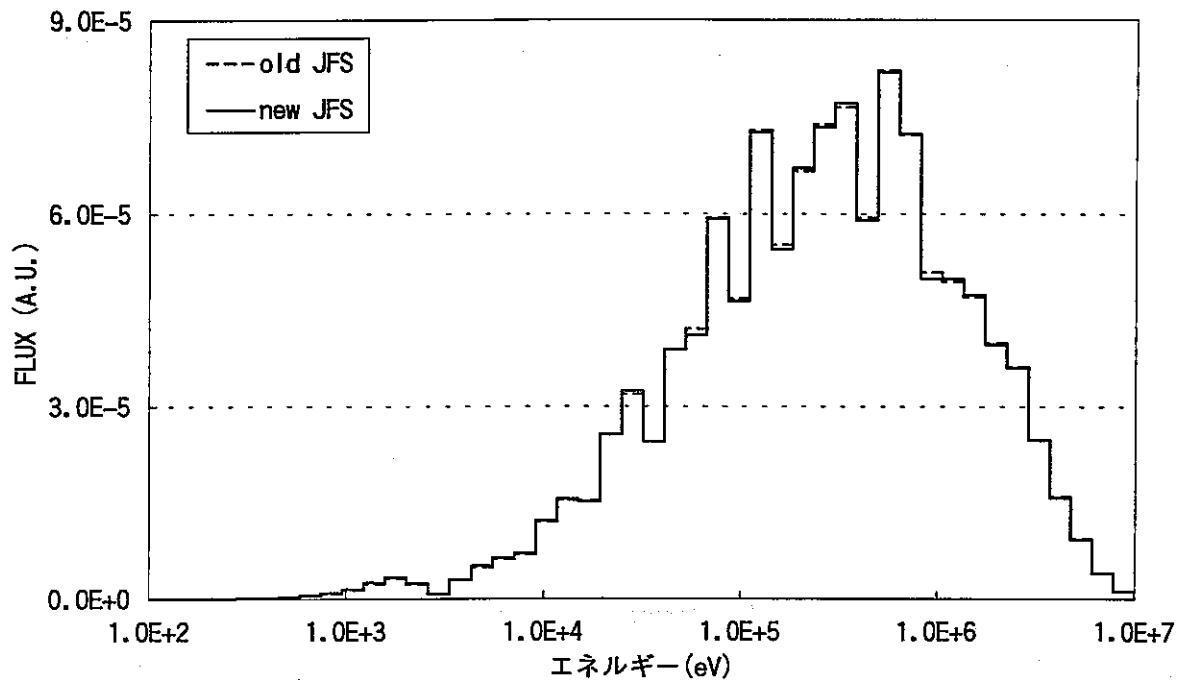


図4.1 FCA XVII-1炉心におけるT2セルの中性子スペクトル  
(重み関数の相違効果について)

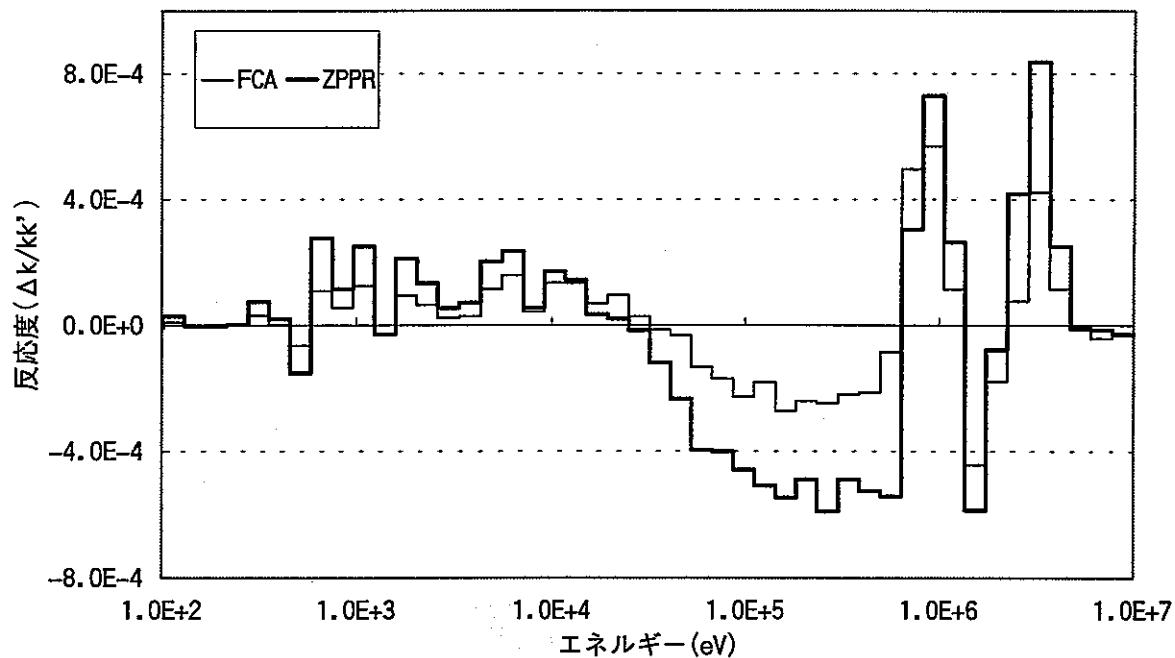


図4.2 重み関数の訂正を摂動とみなした際の反応度における  
散乱項エネルギー毎の寄与

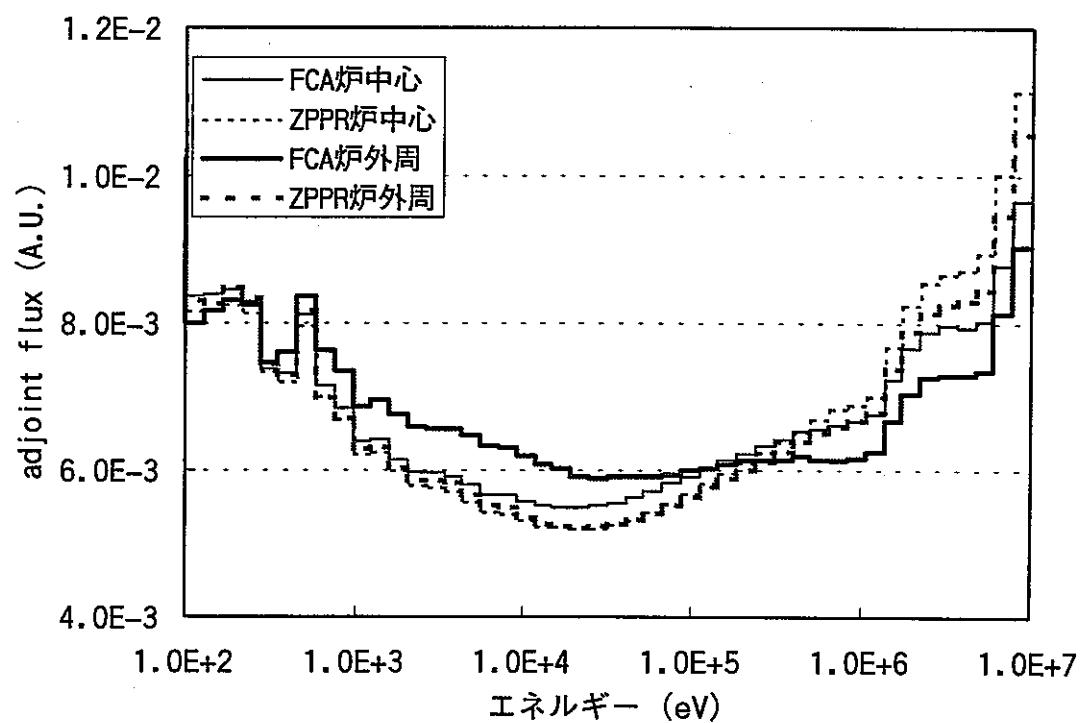
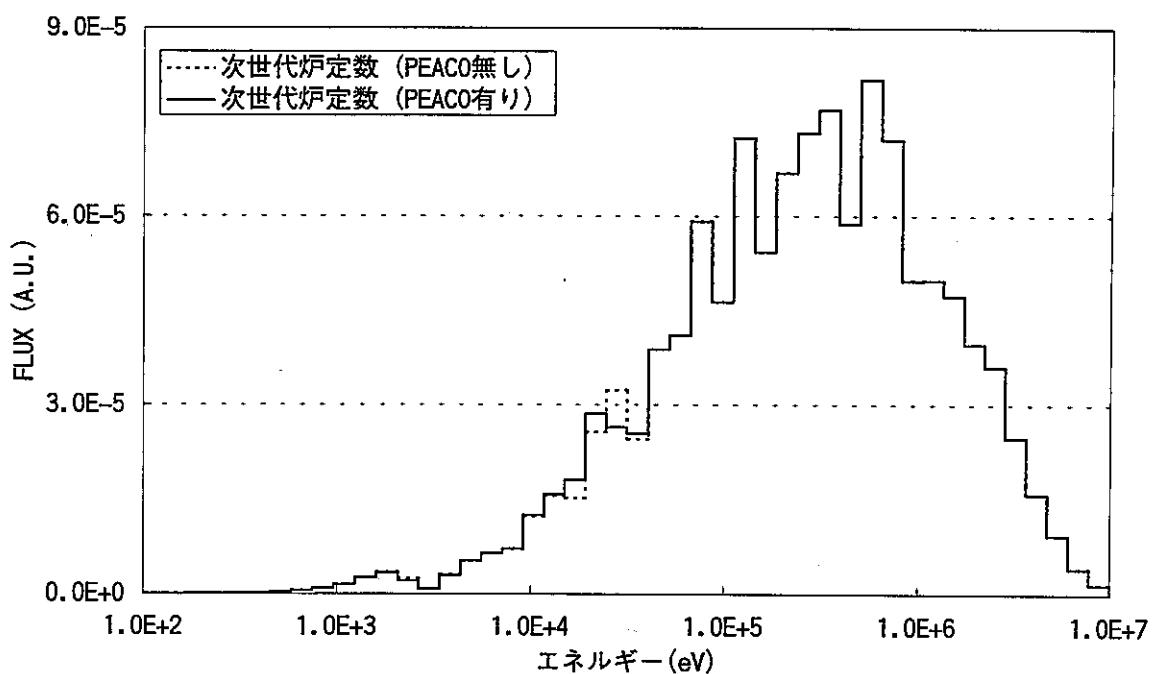


図4.3 各炉心燃料領域における隨伴中性子スペクトル

図4.4 FCA XVII-1炉心におけるT2セルの中性子スペクトル  
(超微細群効果について)

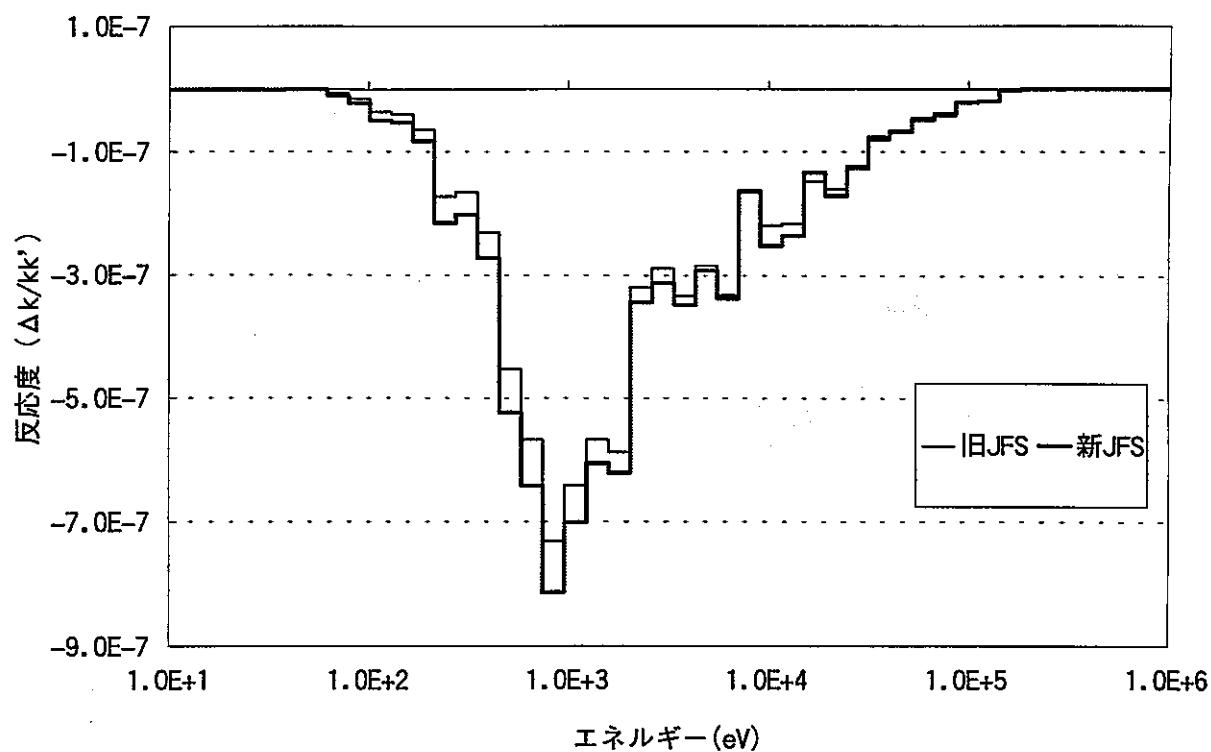


図4.5 新旧JFSライブラリによるドップラー反応度捕獲項の違い  
(FCA XVII-1炉心、 $20^{\circ}\text{C} \rightarrow 800^{\circ}\text{C}$ )

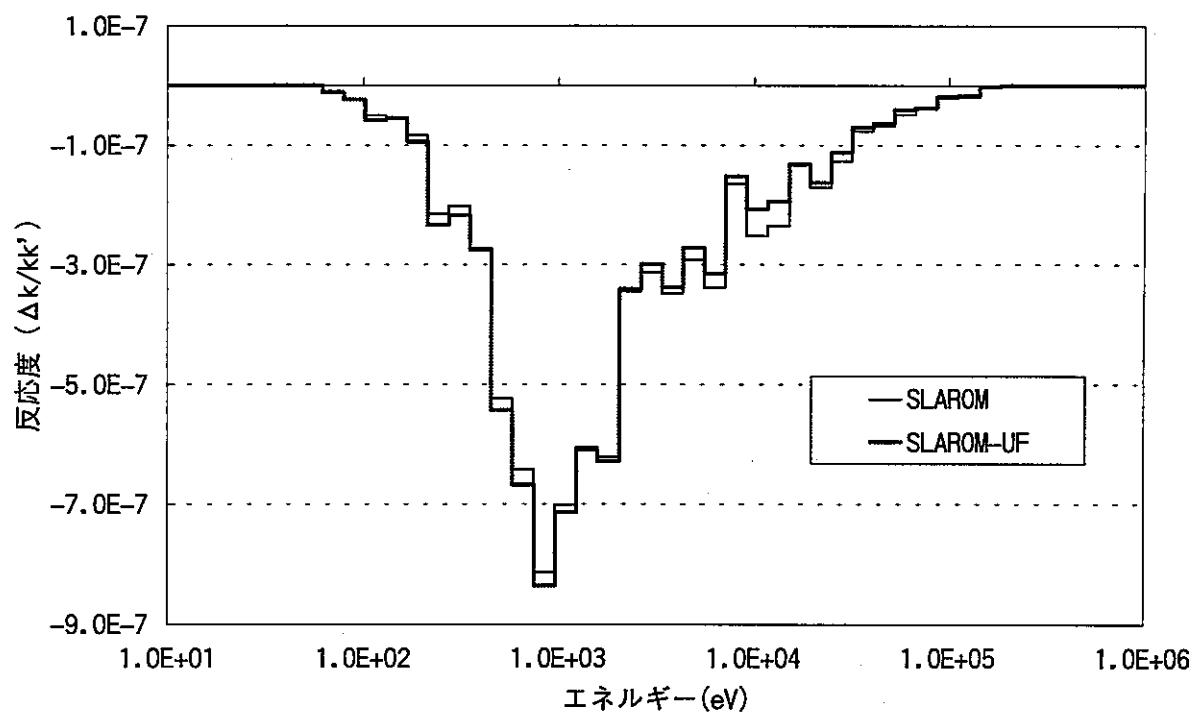
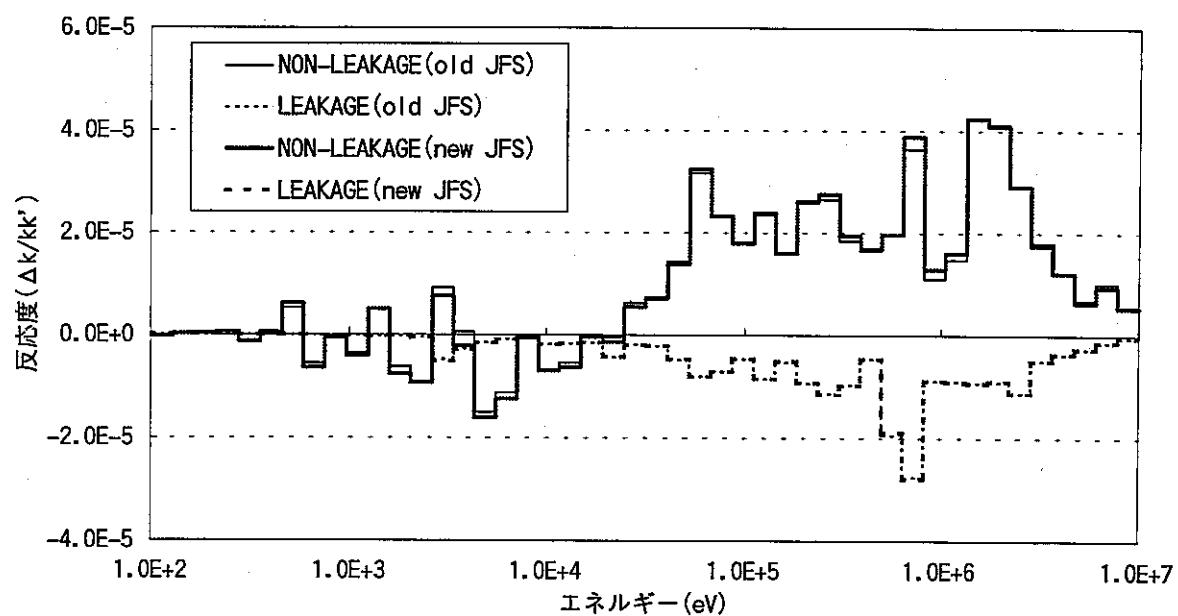


図4.6 格子計算コードの相違によるドップラー反応度捕獲項の違い  
(FCA XVII-1炉心、 $20^{\circ}\text{C} \rightarrow 800^{\circ}\text{C}$ )

表4.3 FCA XVII-1炉心におけるドップラー反応度 ( $20^{\circ}\text{C} \rightarrow 800^{\circ}\text{C}$ ) の成分内訳

	旧JFS-3	新JFS-3	新JFS-3	新JFS-3
	SLAROM	SLAROM	SLAROM-UF	SLAROM-UF
Yield	8.271E-09 (Ref.)	3.664E-09 (0.443)	-2.234E-09 (0.270)	-3.020E-09 (0.365)
Fission	-2.868E-09 (Ref.)	-1.545E-09 (0.539)	1.061E-09 (0.370)	1.469E-09 (0.512)
Capture	-7.691E-06 (Ref.)	-8.410E-06 (1.093)	-8.347E-06 (1.085)	-8.515E-06 (1.107)
Scattering	1.098E-08 (Ref.)	1.627E-08 (1.482)	1.577E-08 (1.437)	1.602E-08 (1.459)
Leakage	8.271E-10 (Ref.)	1.146E-09 (1.385)	1.534E-09 (1.855)	3.245E-10 (0.392)
Total	-7.674E-06 (Ref.)	-8.391E-06 (1.093)	-8.330E-06 (1.086)	-8.490E-06 (1.106)

図4.7 FCA XVII-1炉心Naボイド反応度( $1-9z$ )における  
エネルギー群毎の寄与

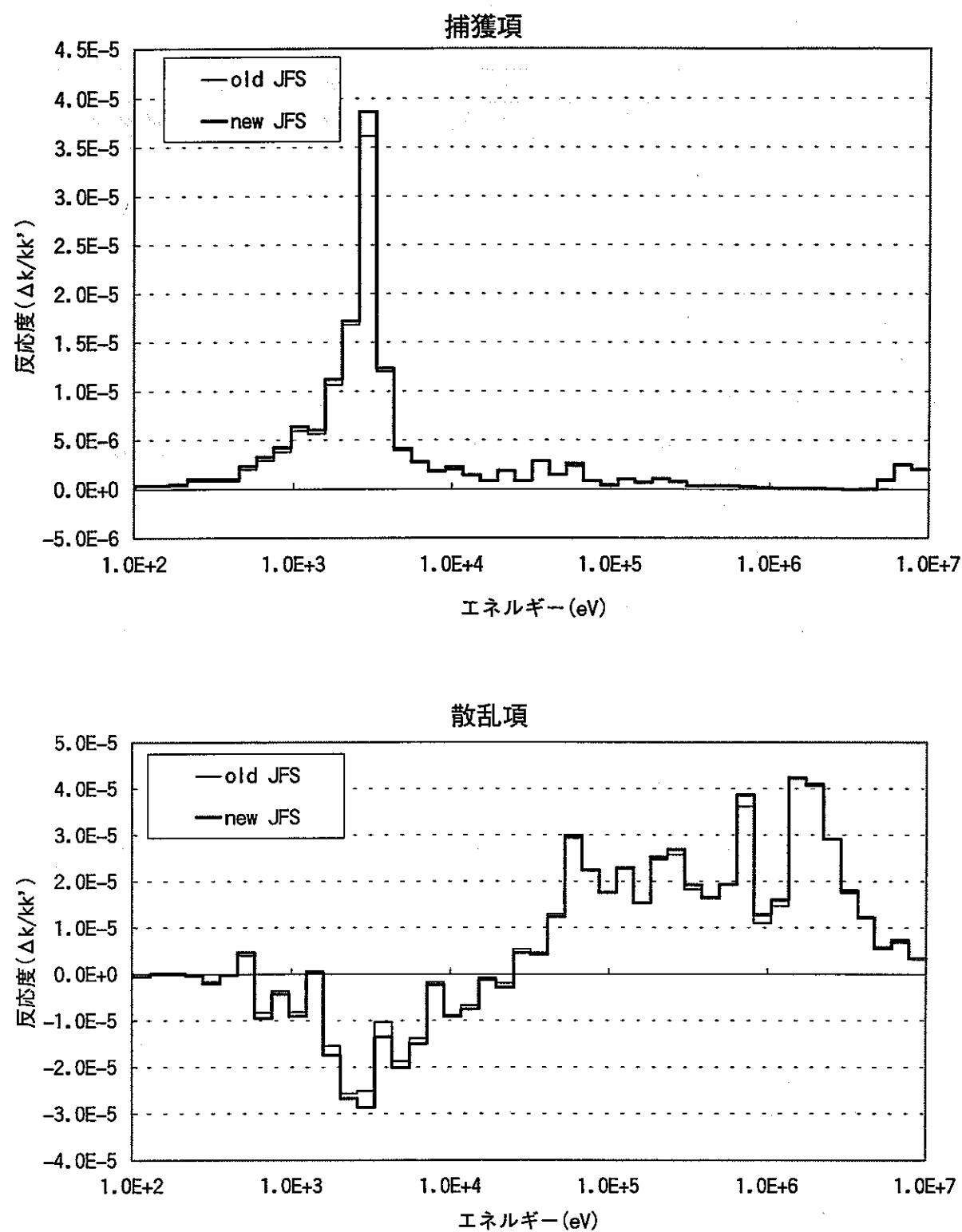
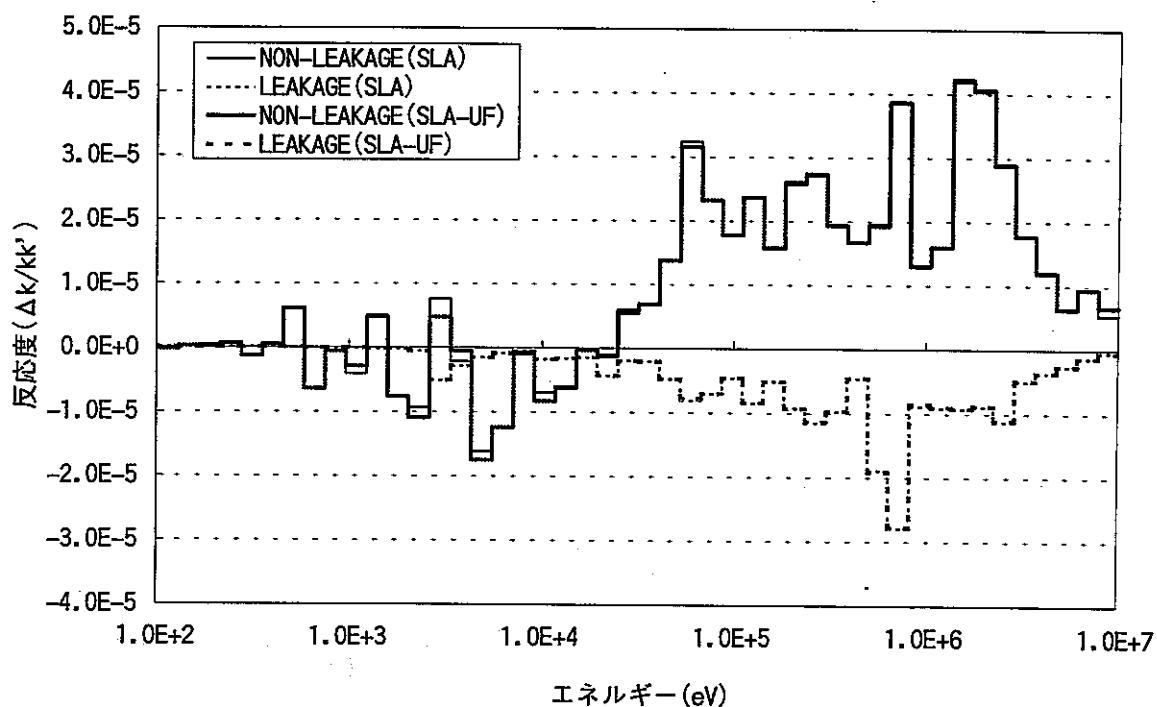


図4.8 FCA XVII-1炉心Naボイド反応度(1-9z)における各成分のエネルギー群毎の寄与

表4.4 FCA XVII-1炉心におけるNaボイド反応度の成分内訳（単位： $\Delta k/kk'$ ）

	旧JFS	新JFS	(新-旧)
Yield	-1.511E-05	-1.564E-05	-5.300E-07
Fission	4.530E-06	4.783E-06	2.525E-07
Capture	1.333E-04	1.402E-04	6.906E-06
Scattering	3.096E-04	2.954E-04	-1.417E-05
Leakage	-2.060E-04	-2.062E-04	-1.660E-07
Total	2.26E-04	2.19E-04	-7.708E-06

図4.9 格子計算コードの相違による  
漏洩項、非漏洩項のエネルギー群毎の寄与  
(FCA XVII-1炉心Naボイド反応度(1-9z))

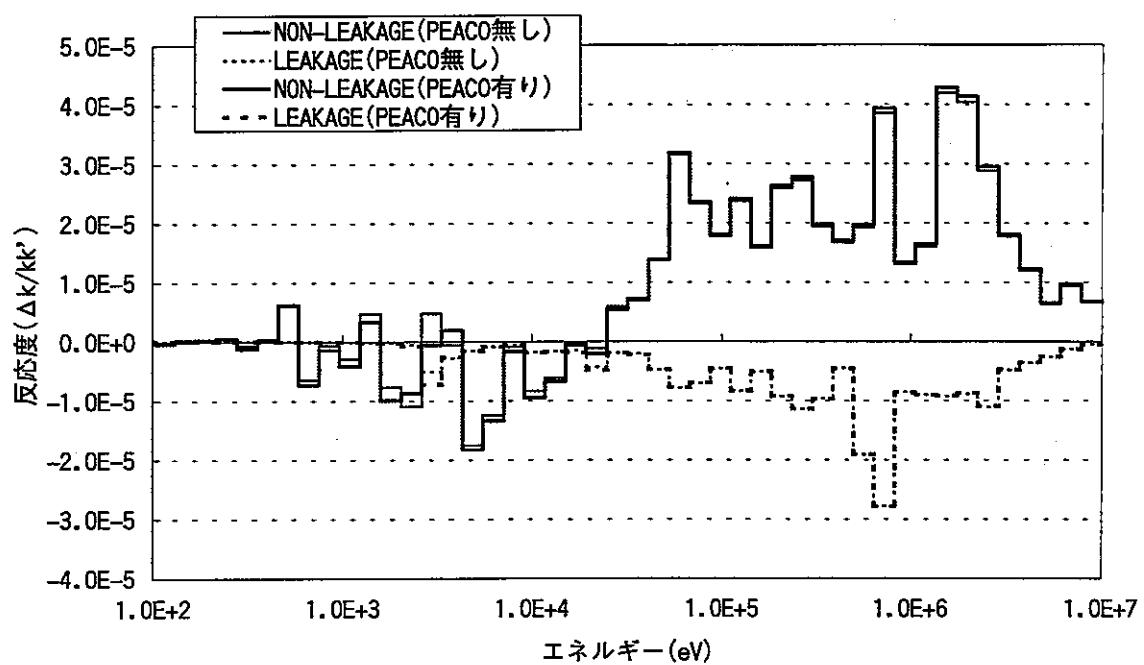


図4.10 超微細群モジュールPEACO使用の有無による  
漏洩項、非漏洩項のエネルギー群毎の寄与  
(FCA XVII-1炉心Naボイド反応度(1-9z))

表4.5 FCA XVII-1炉心反応率における各効果

		W.F.	cell code	PEACO	TOTAL
反応率	C28	1.008	0.996	0.999	1.003
	F49	1.005	0.998	1.001	1.003
	F25	1.012	0.997	1.000	1.009
	F28	0.993	0.996	1.001	0.989

## 5 結言

汎用炉定数作成システムを用いて正しい重み関数により縮約した JENDL-3.2 に基づく炉定数を作成し、誤った重み関数で作成された JFS-3-J3.2 との比較を、JUPITER 臨界実験における ZPPR 炉心、原研 FCA 炉心を対象として行った。重み関数を訂正することにより過小評価されていた散乱除去断面積が改善され、中性子スペクトルが軟化することが核特性への影響として支配的な要因であることが分かった。また、以前までの報告では分離されて議論されなかった、重み関数の訂正効果と超微細群効果、格子コードの違いによる効果をそれぞれ算出した。各核特性における重み関数の訂正効果、超微細群効果および格子コードの違いによる効果は以下の通りである。

①臨界性：ZPPR 炉心では重み関数の訂正により固有値が  $0.2\% \Delta k$  程度低下したが、FCA 炉心では重み関数の訂正効果はほとんど見られなかった。これは、各炉心における中性子漏洩の寄与の違いによるものと考えられる。ZPPR 炉心では格子コードの違いによる効果、超微細群効果がその効果を相殺する方向に働き、トータルとして大きな影響を与えないこととなった。FCA 炉心では重み関数の訂正効果が小さいため、トータルとして固有値を増加させた。

②制御棒価値：いずれの効果とも無視できる程度であった。

③サンプルドップラー反応度：いずれの炉心についても、重み関数の訂正により 1.09 程度大きく評価し、C/E 値を向上させている。超微細群効果は ZPPR 炉心では 1.05 程度、FCA 炉心では 1.02 程度と差が見られた。

④Na ボイド反応度：重み関数の訂正により若干低下するが、最大でも 4% 程度であった。ただし、散乱項、捕獲項のエネルギー群ごとの変化は大きく、寄与によってはボイド反応度に大きく影響を及ぼす。そのため、炉心ごとに Na ボイド反応度の重み関数訂正効果は大きく異なる可能性がある。超微細群効果は ZPPR 炉心の非均質モデルにおいて特に大きく、最大で 8% 程度あらわれた。

⑤反応率分布：径非均質炉心のブランケット領域において、U-235 の核分裂反応率 (F25) と Pu-239 の核分裂反応率 (F49) が重み関数の訂正により最大で 5% 程度大きく評価され、JFS-3-J3.2 による解析でみられた過小評価が解消された。

⑥反応率比：径非均質炉心のブランケット領域において、U-238 核分裂対 Pu-239 核分裂反応率比 (F28/F49) が重み関数の訂正により 3% 程度改善された。

重み関数の訂正によりいくつかの核特性が影響を受けるが、本報告書ではそれらに対し、ZPPR 及び FCA の代表的な Na 冷却 MOX 燃料炉心について定量的な数値を示し、その原因について定性的な説明を与えた。超微細群効果及び基本炉定数のエネルギー群数を増加させる効果については別途詳細な検証が必要である。

## 謝辞

本研究にあたり、(株) 総合技術情報機構の金子邦男氏には、汎用炉定数作成システムの使用法など、さまざまな面で大変親切にご指導いただきました。また、中性子工学グループの石川眞グループリーダー、庄野彰研究主幹、羽様平副主研、原子力システム(株)の佐藤若英氏には、数多くの適切な助言をいただきました。そして、次世代炉定数システムの先導者である炉心・燃料グループの杉野和輝副主研には、数多くの質問に答えて頂き、多くのことを学びました。

ここに深い感謝の意を表します。

## 参考文献

- (1) 金子邦男：「次世代炉定数の整備」、JNC TJ9400 2000-005 (2000年3月)
- (2) 金子邦男：「次世代炉定数の整備(Ⅱ)」、JNC TJ9400 2001-007 (2001年3月)
- (3) 杉野和輝：「次世代炉定数システムを用いたJUPITER臨界実験解析」、JNC TN9400 2001-091 (2001年8月)
- (4) T.Nakagawa, et al.: "Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-2: JENDL-3.2", Journal of Nuclear Science and Technology 32, p.1259 (1995)
- (5) 高野秀機、金子邦男：「JENDL-3.2の炉定数の整備」、JAERI-memo 07-083 (1995)
- (6) 高野秀機、炉物理・核データ特別会合、日本原子力学会2001年春の年会
- (7) 石川眞、沼田一幸、他：「高速炉用統合炉定数ADJ2000の作成」、JNC TN9400 2001-071 (2001年6月)
- (8) T.Tone, S.Katsuragi : "PROF GROUCH-G A Processing Code for Group Constants for a Fast Reactor", JAERI 1192(1969)
- (9) H.Takano, Y.Ishiguro and Y.Matsui : "TIMS-1:A Processing Code for Production of Group Constants of Heavy Resonant Nuclei", JAERI 1267 (1980)
- (10) 石川眞、佐藤若英、杉野和輝、他：「核設計基本データベースの整備(Ⅷ)  
-JUPITER実験解析結果の集大成-」 PNC TN9410 97-099 (1997年11月)
- (11) 中川正幸、他：「SLAROM：高速炉の非均質系炉心解析コード」、JAERI-M 5916 (1974)
- (12) 竹田敏一、他：「大型高速炉臨界集合体での中性子ストリーミング効果に関する研究」、PNC ZJ265 81-01、大阪大学 (1981年3月)
- (13) 杉野和輝、横山賢治、石川眞、他：「核設計基本データベースの整備(Ⅷ)  
-JUPITER実験解析の高度化-」 PNC TN9410 97-098 (1997年11月)
- (14) 横山賢治、石川眞、他：「核設計基本データベースの整備(IX)  
-FCA XVII-1実験解析-」 JNC TY9400 98-001 (1998年10月)
- (15) 横山賢治、石川眞、他：「核設計基本データベースの整備(XII)  
-FCA X-1実験解析及び炉定数調整計算による整合性評価-」 JNC TY9400 2000-006 (2000年4月)

## A SLAROM-UF の旧格子計算コードに対する相違点

現在新しい格子計算コードとして導入が進められている SLAROM-UF は新しい形式の JFS に対応しているが、この新形式の炉定数と従来の炉定数とでいくつか異なる点がある。それは、新形式の炉定数において、

- ①核分裂スペクトルが入射エネルギー依存でも与えられる。
- ② $(n,3n)$ 、 $(n,4n)$  反応の断面積が与えられる。
- ③非弾性散乱および $(n,2n)$ 、 $(n,3n)$ 、 $(n,4n)$  の非等方散乱について考慮している。

という点である。ある同一の解析対象において、この SLAROM-UF を用いて得られた解析結果と、従来の格子計算コード SLAROM、CASUP により得られたものと比較すると、大きな違いが見られることが本報告書において明らかとなっているが、その違いが上記の 3 点に起因しているとは考えづらい。そこで各種コードの調査を行い、解析結果の相違をもたらす原因をほぼ特定した。

### A.1 均質計算における相違 (SLAROM と SLAROM-UF)

従来、均質モデルに対する格子計算コードは SLAROM を用いているので、均質計算に関しては SLAROM と SLAROM-UF とを比較した。この 2 つのコード間の相違点は、実効断面積を求めるプロセスにおいて反復計算を行っているか (SLAROM-UF)、いないか (SLAROM) であった。実効断面積は、バックグランド断面積に対応した自己遮蔽因子と無限希釈断面積の積で与えられるが、バックグランド断面積を求めるためには着目している核種以外の実効断面積が必要となる。従って、初期値として無限希釈断面積を与え、反復計算を行うことにより実効断面積が求められるが、SLAROM ではこの反復はなされておらず、バックグランド断面積は無限希釈断面積により計算されていた。このことは、バックグランド断面積が過大に評価され自己遮蔽効果が小さくなることを意味している。そこで、SLAROM-UF でもその反復を行わないようにコードを変更し解析を行った。解析は ZPPR-9 炉心を対象とし、70 群 RZ 拡散計算で行った。着目した核特性は、SLAROM と SLAROM-UF との相違が大きく生じた臨界性と Na ボイド反応度である。結果を表 A.1 に示す。これより、計算プロセスを変更した SLAROM-UF で得られた結果と SLAROM で得られた結果がほぼ等しくなっていることがわかる。

### A.2 非均質計算における相違 (CASUP と SLAROM-UF)

非均質モデルに対しては、カレント重みの輸送断面積を計算できる CASUP が従来用いられているため、非均質計算に関しては CASUP と SLAROM-UF とを比較した。以下、調査で得られた相違点を列挙する。

- ①Tone の方法で用いられる  $\Sigma_t$ 、 $\Sigma_{tr}$  を、SLAROM-UF では体系を均質とした計算で得られた実効断面積としているが、CASUP では無限希釈断面積としている。
- ②Tone の方法で、SLAROM-UF は  $\sigma_0$  に関する反復計算を行っていないが、CASUP では行っている。

- ③Tone の方法における  $P_{ij}$  の計算で、SLAROM-UF では  $\Sigma_t$  を用いているが、CASUP では  $\Sigma_{tr}$  を用いている。
- ④バッククリングサーチで、もれの項における拡散係数を、SLAROM-UF は均質体系の  $\Sigma_{tr}$  から算出し、CASUP は各プレートの  $\Sigma_{tr}$  を体積重みで平均化した値から算出している。

これらのうち、③④については計算方法を一致させる変更を一方のコードに加えて、その効果を調べたが、無視できる程度であった（④の効果は殆どゼロであったが、③の効果は無視できる程度であるが若干存在した）。①②に関して、SLAROM-UF と同一の処理を行うよう CASUP に変更を施し解析を行った。解析対象は全節と同様である（なお、輸送断面積は中性子束重みとした）。結果を表 A.2 に示す（②に関して、反復計算を行ったケースの結果も併せて示す）。これより、CASUP の変更によりコード間の解析結果がほぼ一致すること、Tone の方法における反復計算の有無は解析結果に大きな影響を与えることがわかった。

### A.3 まとめ

新格子計算コード SLAROM-UF と従来用いられてきたコードとの相違点を調査した結果、以下のことが明らかとなった。均質計算では、SLAROM-UF で行われている実効断面積の反復計算がより厳密であるといえる。非均質計算では、Tone の方法で用いる断面積は、SLAROM-UF のように均質計算より得られた実効断面積であることがより信頼性が高いといえる。これらのことから、SLAROM-UF と旧格子計算コードの間で生じる解析結果の相違は、旧格子計算コードの処理法が厳密性で劣るために生じたといえ、SLAROM-UF で得られた解析結果はより信頼性が高いと結論づけられる。

表A.1 均質計算におけるコード間の相違

	SLAROM	SLAROM-UF	SLAROM-UF(変更)
criticality	0.98080 (ref.)	0.98158 +0.00078	0.98063 -0.00017
void step 3	1.237E-03 (ref.)	1.224E-03 0.989	1.240E-03 1.002
void step 5	1.673E-03 (ref.)	1.649E-03 0.982	1.678E-03 1.003

表A.2 非均質計算におけるコード間の相違

	SLAROM-UF	CASUP	CASUP(変更、反復なし)	CASUP(変更、反復あり)
criticality	0.99627 (ref.)	0.99524 -0.00103	0.99614 -0.00013	0.99619 0.00005
void step 1	9.706E-05 (ref.)	9.882E-05 1.018	9.674E-05 0.997	9.663E-05 0.999
void step 2	4.048E-04 (ref.)	4.120E-04 1.018	4.035E-04 0.997	4.030E-04 0.999
void step 3	1.067E-03 (ref.)	1.085E-03 1.017	1.063E-03 0.996	1.062E-03 0.999
void step 4	1.357E-03 (ref.)	1.385E-03 1.021	1.349E-03 0.994	1.347E-03 0.999
void step 5	1.140E-03 (ref.)	1.169E-03 1.025	1.129E-03 0.990	1.127E-03 0.998
void step 6	8.760E-04 (ref.)	9.109E-04 1.040	8.689E-04 0.992	8.666E-04 0.997

\* 上段は解析結果、下段は参照値との相違を示す。

臨界性に関しては差をとり、ボイド反応度に関しては参照値で割った。

表2の「CASUP(変更、反復あり)」の下段は参照値として「CASUP(変更、反復なし)」の値を用いた。

## B JFS-3-J3.2 の再現

最新の評価済み核データライブラリ JENDL-3.2に基づく JFS-3-J3.2 は、炉定数作成過程において誤った重み関数が用いられたことが明らかになっており、これまでの検討で、JFS-3-J3.2 は散乱除去断面積を系統的に過小評価し、中性子スペクトルを硬めに評価することが本報告書で明らかになっている。本報告書における検討は、重み関数を正した炉定数（新 JFS-3 とする）を汎用炉定数作成システムにより作成し、JFS-3-J3.2 との比較評価により行ったものであるが、JFS-3-J3.2 が軽中重核の処理を PROF-GROUCH-G II コードで行っていたのに対し、新 JFS-3 では NJOY コードで行っているため、JFS-3-J3.2 と新 JFS-3 との間には、重み関数の違い以外に炉定数作成過程での炉定数処理コードの違いが含まれることになる。そこで、誤った重み関数を再現し、それにより縮約された炉定数を汎用炉定数作成システムにより作成し、この炉定数と JFS-3-J3.2 との比較を行うこととした。

JFS-3-J3.2 作成時の重み関数に関する誤りは、入力する詳細群衝突密度に関して、レサジーで積分をとるべきところをエネルギーで積分をとったというものである。衝突密度を  $F(E)$  とすると、エネルギー区間  $E_1 \sim E_2$ （それに対応するレサジー  $u_1 \sim u_2$ ）において、レサジーで積分をとると、

$$F_g^u = \int_{u_1}^{u_2} F(u) du \quad (8)$$

これをエネルギーに変換すると、 $du = -\frac{1}{E} dE$  より、

$$F_g^u = \int_{E_2}^{E_1} F(E) \cdot \frac{1}{E} dE \quad (9)$$

となる。これに対して、エネルギーで積分をとった場合は、

$$F_g^E = \int_{E_2}^{E_1} F(E) dE \quad (10)$$

となり、JFS-3-J3.2 の作成には、使われるべき重み関数に対して  $E$  が余計に乗じられたものが使われたことがわかる。そこで、正しい重み関数（式(2)）から誤った重み関数（式(3)）を再現することを試みる。 $F(E)$  がエネルギー区間  $E_1 \sim E_2$  で一定値  $F_g$  をとると仮定する（「仮定」としたのは、JFS-3-J3.2 で用いられた縮約スペクトルの群数が不明であるからである）。すると、

$$F_g^u = F_g \int_{E_1}^{E_2} \frac{1}{E} dE = F_g [\ln E]_{E_1}^{E_2} = F_g (\ln \frac{E_2}{E_1}) \quad (11)$$

$$F_g^E = F_g (E_2 - E_1) \quad (12)$$

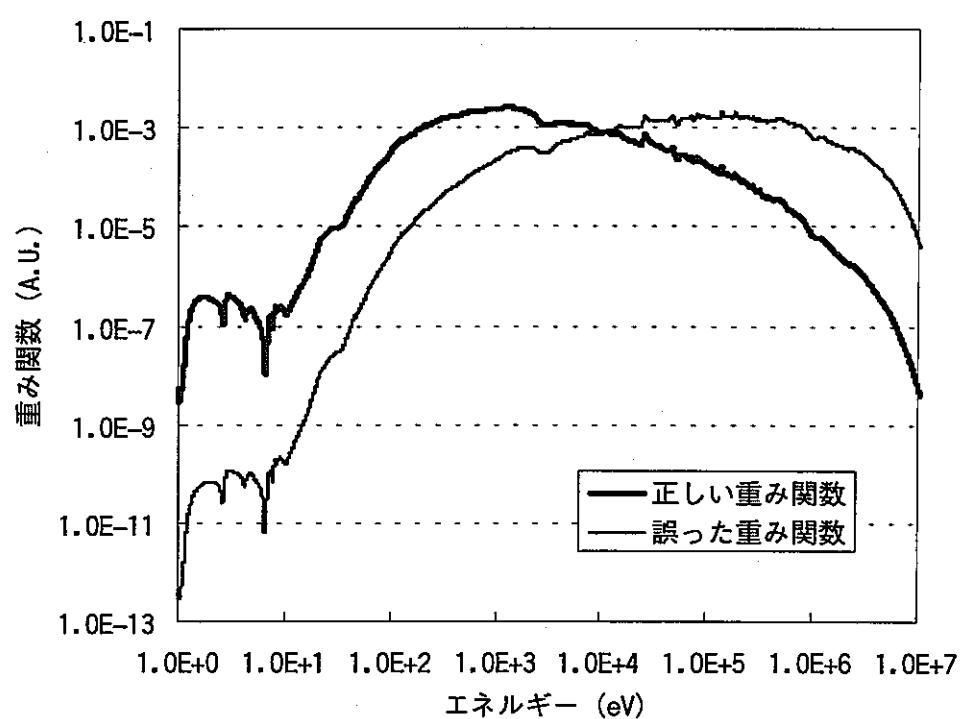
従って、誤った重み関数  $F_g^E$  は正しい重み関数  $F_g^u$  を用いて、

$$F_g^E = F_g^u \cdot (E_2 - E_1) \cdot \frac{1}{\ln \frac{E_2}{E_1}} \quad (13)$$

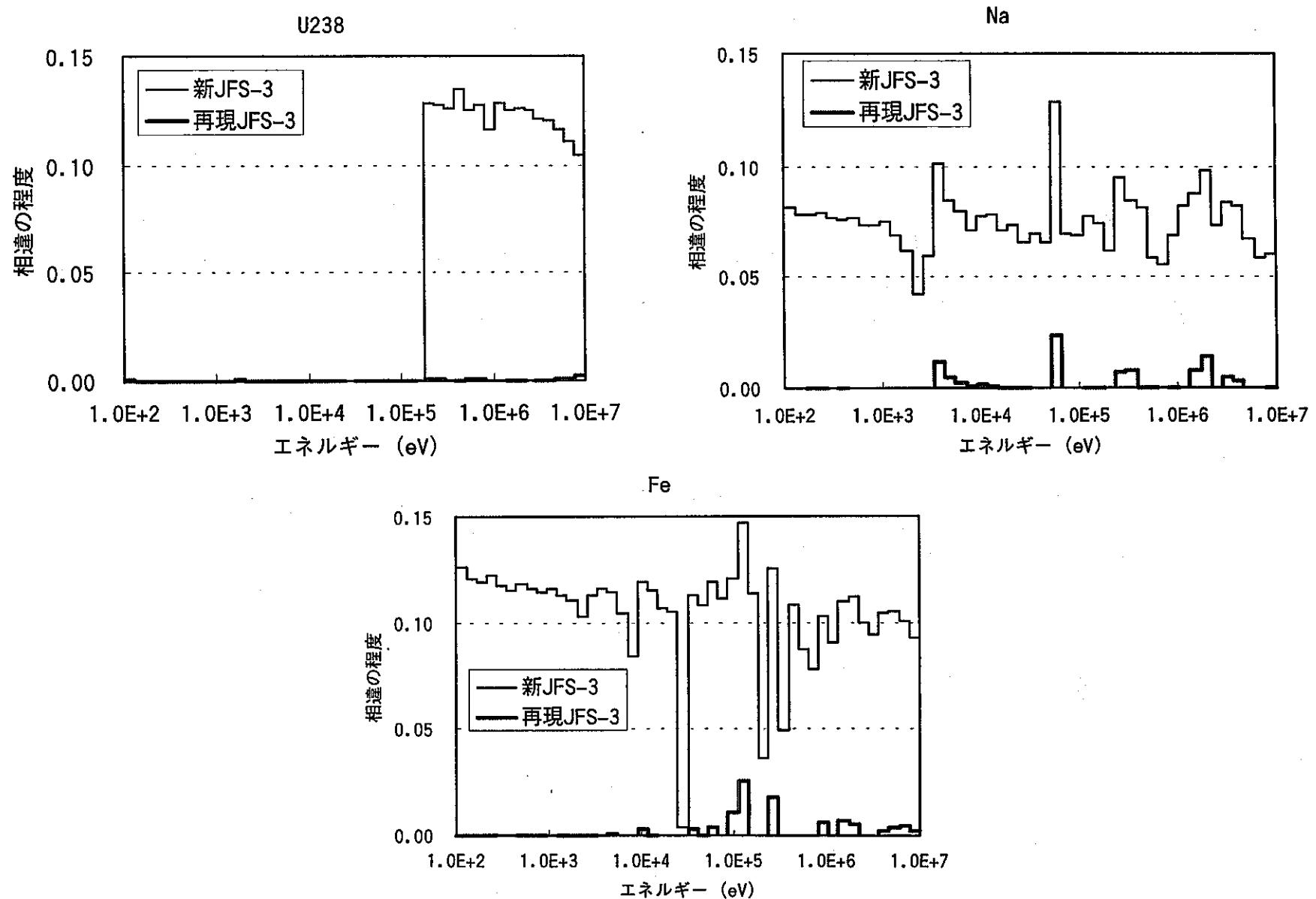
より得ることができる。正しい重み関数と誤って用いられた重み関数を図 B.1 に示す。

今回、この誤った重み関数を用いて汎用炉定数作成システムにより炉定数を作成し（再

現 JFS-3 とする)、無限希釈散乱除去断面積に関して、JFS-3-J3.2 との比較を行った。JFS-3-J3.2 と重み関数の誤りを正した炉定数(新 JFS-3)との相違と併せて図 B.2 に示す。JFS-3-J3.2 と新 JFS-3 との比較により、JFS-3-J3.2 が系統的に無限希釈散乱除去断面積を過小評価していることが明らかであり、本報告書の検討により、それが中性子スペクトルの硬化を招き、核特性に大きく影響を与えることがわかっている。しかし、再現 JFS-3 と JFS-3-J3.2 の比較では、無限希釈散乱除去断面積に殆ど相違は見られない。これらより、核特性に大きく影響を及ぼす散乱除去断面積の相違は、炉定数作成時の重み関数の相違に起因することが明らかとなった。



図B.1 正しい重み関数と誤って用いられた重み関数



図B.2、JFS-3-J3.2に対する無限希釈散乱除去断面積における相違（基準：JFS-3-J3.2）