

高速炉格子計算手法の比較研究

(研究報告)

2002年10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
4-49 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)
2002



高速炉格子計算手法の比較研究

千葉 豪*

要旨

決定論的核計算手法では、実効断面積を格子計算で求め、これを炉心計算に用いるため、どれだけ高い精度で実効断面積を計算するかが重要であり、そのための計算手法がこれまでいくつか提案されている。本研究はそれら手法を整理し、その計算精度について連続エネルギーモンテカルロ法をリファレンスとして比較評価を行ったものである。その結果、これまで核燃料サイクル開発機構（以下、サイクル機構）で標準としてきた自己遮蔽因子内挿法では実効ミクロ断面積に 10% を超える誤差が生じるケースがあり、サブグループ法に精度面で劣ることが定量的に示された。それらの課題はサイクル機構で現在開発している、超微細群炉定数を用いた次世代炉定数システムにより克服することが可能であることを確認した。更に、次世代炉定数システムはこれまで提案してきた手法では取り扱うことのできない核種間の共鳴干渉効果までも取り扱うことができるることも確認した。

また、計算モデルの単純化を行わない限り次世代炉定数システムを直接適用できない実機燃料集合体に対して、高精度に実効断面積を計算することができる手法を新たに提案した。この手法はサブグループ法と超微細群衝突確率法を併用したものである。この手法を用いることで、実効ミクロ断面積は参考解と 5% 以内で一致することを示した。

* 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

Comparison Study on Cell Calculation Method of Fast Reactor

Gou Chiba *

Abstract

Effective cross sections obtained by cell calculations are used in core calculations in current deterministic methods. Therefore, it is important to calculate the effective cross sections accurately and several methods have been proposed. In this study, some of the methods are compared to each other using a continuous energy Monte Carlo method as a reference. The result shows that the table look-up method used in Japan Nuclear Cycle Development Institute(JNC) sometimes has a difference over 10% in effective microscopic cross sections and be inferior to the sub-group method. The problem was overcome by introducing a new nuclear constant system developed in JNC, in which the ultra fine energy group library is used. The system can also deal with resonance interaction effects between nuclides which are not able to be considered by other methods.

In addition, a new method was proposed to calculate effective cross section accurately for power reactor fuel subassembly where the new nuclear constant system cannot be applied. This method uses the sub-group method and the ultra fine energy group collision probability method. The microscopic effective cross sections obtained by this method agree with the reference values within 5% difference.

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

目次

第1章 緒言.....	1
第2章 自己遮蔽因子内挿法とサブグループ法.....	3
2.1 自己遮蔽因子内挿法.....	3
2.2 サブグループ法.....	5
第3章 サブグループパラメータの作成.....	7
3.1 Fitting 法によるパラメータの作成.....	7
3.2 Moment 法によるパラメータの作成.....	9
第4章 均質格子における比較.....	19
4.1 解析条件.....	19
4.2 解析結果.....	19
第5章 非均質格子における比較.....	35
5.1 解析条件.....	35
5.2 解析結果.....	35
5.2.1 もんじゅ単ピンセル体系.....	35
5.2.2 仮想臨界集合体格子.....	35
5.2.3 SCF セル.....	36
5.2.4 もんじゅ内側燃料集合体.....	36
5.3 高精度な実機燃料集合体計算手法の提案.....	36
第6章 結言.....	57
参考文献.....	58
付録A 二次元格子計算による直接法の妥当性検証.....	60
A.1 緒言.....	60
A.2 解析結果.....	60
A.2.1 固有値の比較.....	60
A.2.2 実効マクロ断面積の比較.....	60
A.2.3 自己遮へい効果および中性子束分布の評価.....	61
A.2.4 実効ミクロ断面積と衝突確率の比較.....	61
A.3 結言.....	63

図リスト

- 図 3.1 Fitting 法により作成された U-238 捕獲反応のパラメータ誤差詳細
図 3.2 Moment 法により作成された U-238 捕獲反応のパラメータ誤差詳細
図 3.3-1 U-238 無限希釈断面積の違い
図 3.3-2 Pu-239 無限希釈断面積の違い
図 3.3-3 Pu-240 無限希釈断面積の違い
図 4.1-1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)
図 4.1-2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)
図 4.1-3 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)
図 4.1-4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)
図 4.2-1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)
図 4.2-2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)
図 4.2-3 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)
図 4.2-4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)
図 4.3-1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)
図 4.3-2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)
図 4.3-3 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)
図 4.3-4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)
図 4.4-1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)
図 4.4-2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)
図 4.4-3 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)
図 4.4-4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)
図 4.5-1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)
図 4.5-2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)
図 4.5-3 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)
図 4.5-4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)
図 4.6-1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)
図 4.6-2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)
図 4.6-3 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)
図 4.6-4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)
図 5.1 単ピンセル体系諸元
図 5.2-1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅピンセル体系)
図 5.2-2 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅピンセル体系)
図 5.2-3 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅピンセル体系)
図 5.2-4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅピンセル体系)
図 5.2-5 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅピンセル体系)
図 5.2-6 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅピンセル体系)
図 5.2-7 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅピンセル体系)
図 5.2-8 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅピンセル体系)
図 5.2-9 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅピンセル体系)

図 5.2-10 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅピンセル体系）

図 5.3 仮想燃料集合体セル緒元

図 5.4-1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル1、UO₂プレート）

図 5.4-2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル1、UO₂プレート）

図 5.4-3 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル1、Puミートプレート）

図 5.4-4 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル1、Puミートプレート）

図 5.4-5 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル2、UO₂プレート）

図 5.4-6 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル2、UO₂プレート）

図 5.4-7 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル2、Puミートプレート）

図 5.4-8 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル2、Puミートプレート）

図 5.5-1 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル1）

図 5.5-2 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル1）

図 5.5-3 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル2）

図 5.5-4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル2）

図 5.6-1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（SCFセル、第2プレート）

図 5.6-2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（SCFセル、第8プレート）

図 5.6-3 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（SCFセル、第17プレート）

図 5.7-1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅ燃料集合体）

図 5.7-2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅ燃料集合体）

図 5.8-1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅ燃料集合体）

図 5.8-2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅ燃料集合体）

図 A.1 1次元リングモデルと2次元モデルの実効断面積のMVPとの差

図 A.2 2ステップ法1と2次元モデルの実効断面積のMVPとの差

図 A.3 2ステップ法2と2次元モデルの実効断面積のMVPとの差

図 A.4 超微細群計算を行った1次元リングモデルの実効断面積のMVPとの差

図 A.5 超微細群計算を行った2ステップ法1の実効断面積のMVPとの差

図 A.6-1 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リング第1層）

図 A.6-2 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リング第2層）

図 A.6-3 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リング第3層）

図 A.6-4 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リング第4層）

図 A.6-5 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リング第5層）

図 A.6-6 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リング第6層）

図 A.6-7 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リング第7層）

図 A.6-8 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リング第8層）

図 A.7 各燃料リングから全燃料領域への衝突確率のモデル間相違

図 A.8 各燃料リングにおけるU-238実効ミクロ捕獲断面積のモデル間相違

表リスト

- 表 3.1 Fitting 法によりパラメータを得ることができたエネルギー群
- 表 3.2 Fitting 法で得た U-238 捕獲反応のパラメータ誤差
- 表 3.3 Moment 法により得たパラメータ誤差の違い
- 表 3.4 Moment 法で得た U-238 捕獲反応のパラメータ誤差
- 表 4.1 均質セルの組成
- 表 A.1 各計算モデルにより得られた無限増倍率
- 表 A.2 実効断面積計算モデルと中性子束分布計算モデルの違いの影響
- 表 A3-1 衝突確率の比較 (33 群)
- 表 A3-2 衝突確率の比較 (37 群)

1 緒言

高速炉の核計算は、燃料ピンのような細部まで模擬した全炉心モデルを連続エネルギーモンテカルロ計算により解くという方法が、計算機技術の発展により現実的なものとなってきた。しかしそのような統計学的手法は、その計算時間の大きさや無視できない統計誤差がつきまとことなど問題も多く、今後も核計算は決定論的手法に頼るところが大きい。これまでの研究の蓄積により、決定論的手法に基づいた高速炉核計算は成熟した感があるが、コストのさらなる低減のため要求される核計算精度はより高いものとなっている。

決定論的手法に基づく核計算プロセスはおおまかに格子計算、炉心計算と2段階に分けられる。格子計算では無限格子配列を仮定し（そのようにしない特殊なケースもあるが）、ある程度細かくとったエネルギー群（現状では70群）内で格子の各領域における反応率が保存されるように断面積を（エネルギー群内で）平均化する。その平均化された断面積を用いて格子内空間分布を求め、格子全体で反応率が保存されるように断面積を（格子内で空間的に）平均化する（均質格子の場合はそもそも空間分布が一定となるため、このプロセスは必要ない）。そして、その得られた平均断面積を必要であればより少数の群に縮約し、それを用いて炉心計算を行い積分核特性値を得る。

格子計算において、エネルギー群内で反応率が保存されるように断面積を平均化するための方法にはいくつかあり、現在核燃料サイクル開発機構（以下、サイクル機構）が採用している手法と、海外他機関（フランスCEA、ロシアIPPE）が採用しているものとは大きく異なっている。サイクル機構で標準とされている手法は、均質、非均質格子問わず、背景断面積を算出し自己遮蔽因子をf-tableより内挿して実効断面積を得るというものである（自己遮蔽因子内挿法）。一方、CEAやIPPEなどの機関では、サブグループパラメータに基づくサブグループ法により実効断面積を得ている。サイクル機構とそれら海外機関との核計算システムの比較評価がこれまでされてきているが⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾、それは核データおよび積分核特性値の違いのみで分析したものであり、格子計算手法に焦点を絞った検討はされていない。従って、自己遮蔽因子内挿法とサブグループ法とで、どちらの手法がより精度の高い解を与えるか、といった疑問には答えることができないのが現状であった。

また、最近になりサイクル機構の解析システムに大きな変化が生じている。まずは、核データライブラリから炉定数を作成するシステムが整備されたことである。これまで核計算に用いられる核データは、日本原子力研究所より開発された70群構造の炉定数セットであり、サイクル機構では「炉定数ありき」で核計算をしてきた。しかし、独自に炉定数を作成するツールが整備されたことで、評価済み核データライブラリから炉定数への作成プロセスについてもサイクル機構での評価が可能となった。炉定数作成手法を絡めた格子計算手法の評価は、核解析手法に関する知見を深めるうえで重要である。加えて次世代炉定数システムの開発が大きな変化のひとつとして挙げられる。次世代炉定数システムで採用している超微細群計算法は評価済み核データライブラリの情報をそのまま格子計算に適用するものであり、厳密な解を与えるものと期待されている。この次世代炉定数システムを使用することにより上記2手法がどのような欠点を有するか、またその欠点がどの程度の影響を与えるかを把握することが出来、それと同時に次世代炉定数システムを導入することのメリットが明らかとなる。

本報告書はこれらの目的のもと、前述した2種の格子計算手法を整理し、その精度評

価、および次世代炉定数システム（超微細群計算法）導入による精度向上と課題の抽出を行ったものである。なお精度評価は連続エネルギーモンテカルロ法をリファレンスとして行った。第2章で自己遮蔽因子内挿法、サブグループ法の概要について述べ、第3章でサブグループパラメータの作成法と作成したパラメータの精度を示す。そして、第4章で均質格子、第5章で非均質格子における各手法の比較評価を行い、第6章で以上をまとめめる。

2 自己遮蔽因子内挿法とサブグループ法

2.1 自己遮蔽因子内挿法

自己遮蔽因子内挿法は、着目核種の共鳴による中性子スペクトルのひずみの度合い（すなわち自己遮蔽効果の度合い）を着目核種以外の核種の寄与度合い（背景断面積）で評価する f-table を用いて、解析対象における各核種の自己遮蔽効果を求めるものである。炉定数を作成する際に用いる中性子スペクトルは、解析対象における厳密な中性子スペクトルを使用すべきであるが、そのような方法は現実的ではないため、次のように求めている。炉定数作成コードである NJOY コード⁽⁴⁾ では中性子スペクトルを NR 近似を用いて次のように定義する。

$$\phi(E) = \frac{M(E)}{[\Sigma_t(E)]} = \frac{M(E)}{\left[N_n \sigma_{n,t}(E) + \sum_{m \neq n} N_m \sigma_{m,t}(E) \right]} \quad (1)$$

上式において n は着目核種を示すが、 n の共鳴に起因する中性子スペクトルを求める際には n 以外の核種の断面積のエネルギー依存性は無視する。すると、

$$\phi(E) = \frac{M(E)}{[\sigma_{n,t}(E) + \sigma_0]} \quad (2)$$

となる。上式の σ_0 が背景断面積である。中性子スペクトルがこのように定義されるため、実効断面積は次式で計算される。

$$\sigma_{x,eff} = \frac{\int_g \frac{M(E) \sigma_x(E)}{(\sigma_t(E) + \sigma_0)} dE}{\int_g \frac{M(E)}{(\sigma_t(E) + \sigma_0)} dE} \quad (3)$$

NJOY コードではこのようにして σ_0 における実効断面積を計算し自己遮蔽因子を求める。 $M(E)$ はなだらかに変化する関数を用いるが、JAERI Fast Set(JFS) では原型炉級高速炉の衝突密度スペクトルを用いている (REMO 補正)。

なお、NJOY では非分離共鳴領域についても同様に NR 近似に基づいて中性子スペクトルを決定するが、分離共鳴と異なり特別な手続きが必要となり ETOX コード⁽⁵⁾ で用いられているものと同じ方法を採用している。詳細はここでは省くが、その欠点は同じ спинの共鳴の重なりについて無視している（すなわち、同じ спинの共鳴はみな孤立していると仮定する）点が挙げられる。

NJOY コードは、NR 近似の使用、非分離共鳴領域におけるいくつかの近似などが誤差要因となる可能性があるが、それらの誤差を排除できる可能性を有しているのが日本原子力研究所で開発された TIMS コード⁽⁶⁾ である。TIMS コードでは、非分離共鳴領域において指定された誤差内で擬似共鳴ピーク（ラダー）を発生させ、一定の断面積をもつ散乱核種と着目核種とが混在する無限均質体系の超微細群減速方程式を解いて中性子スペクトルを求める。従って、非分離共鳴領域について共鳴の重なりを考慮することが可能であり、NR 近似が成り立たない幅の広い共鳴についても高い精度で中性子スペクトルのひずみが評価できる。

さらにTIMSコードでは、特定の核種間の共鳴干渉効果を考慮する炉定数の作成が可能である。一般に、自己遮蔽因子内挿法では、着目核種以外の核種の全断面積はエネルギー群内で平坦と仮定されるが、共鳴核種に対してそのような仮定を行うことは大きな誤差を生じさせる。TIMSコードでは、着目核種以外に別の共鳴核種も体系に混入させることができあり、その核種との原子数密度比をパラメータとし（R-因子）、f-tableを作成する。

高速炉解析に用いられているJFS-3-J3.2R⁽⁷⁾、JFS-3-J3.3⁽⁸⁾は、重核種の共鳴領域についてはTIMSコード、それ以外についてはNJOYコードを用いて炉定数を作成している。またR-因子を導入することにより、U-238とPu-239の共鳴干渉効果、U-235に対するU-238の共鳴干渉効果を考慮するようになっている。

非均質格子においても、各領域においてエネルギー群内で反応率が保存されるように実効断面積を決定しなければならない。厳密には超微細群衝突確率法を用いることで、各領域における厳密な中性子スペクトルを得ることが可能であるが、非常に計算コストがかからることから、いくつかの近似を用いて均質体系における背景断面積と等価となるような値を導出し（等価原理）、f-tableを用いて実効断面積を求める方法が採用されている。そのための手法としてはDancoff係数法⁽⁹⁾が有名であるが、サイクル機構ではより汎用性の高いToneの方法⁽¹⁰⁾を採用しているため、Toneの方法について説明する。まずは非均質系における次のバランス方程式から出発する。

$$V_k \Sigma_{t,k} \phi_k(E) = \sum_l S_l(E) V_l P_{lk}(E) \quad (4)$$

上式におけるk、lは領域を示す。V_kは領域kの体積、S_l(E)は領域lのソース、P_{lk}(E)は領域lで衝突した中性子が次の衝突を領域kで起こす確率を示す。(4)式を次のように変形する。

$$\phi_k(E) = \frac{\sum_l S_l(E) V_l P_{lk}(E)}{V_k \Sigma_{t,k}(E)} \quad (5)$$

そして、次の仮定を行うことにより、φ_k(E)のエネルギー群内のエネルギー依存性をk領域のみとしてしまう。

$$\frac{P_{lk}(E)}{\Sigma_{t,k}(E)} = \alpha_k(E) \frac{P_{lk}(G)}{\Sigma_{t,k}(G)} \quad (6)$$

上式におけるGはエネルギー群を示しており、P_{lk}(G)はエネルギー群内で一定であることを意味する。この仮定により、中性子ソース分布は領域kの中性子スペクトルのひずみに全く影響を与えないこととなる。従って、共鳴物質が含まれる領域での中性子ソース分布がそれほど変わらない体系ではこの近似は適切と考えられる。その例として、単ピンセル体系や燃料集合体の中央付近に位置する燃料ピンなどが挙げられる。しかし、中性子ソース分布が大きく変化する体系では、この近似の誤差が拡大するものと考えられる。Tone法はここから、相反定理と $\sum_l P_{kl}(E) = 1$ の関係式より、均質系NR近似と同じ形の中性子スペクトルを導き出す。Tone法は任意の非均質体系において背景断面積を求めることができるという点で非常に優れたものと考えられるが、(6)式の近似が生じさせる誤差を評価しておく必要があるだろう。

2.2 サブグループ法

まずは均質体系におけるサブグループ法⁽¹¹⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾の適用について説明する。サブグループ法はNR近似の中性子スペクトル（とは限らないが）を重みとした実効断面積の積分計算を、中性子スペクトルが全断面積の関数となることに着目して全断面積について行おうというものである。すなわち、

$$\sigma_{x,eff} = \frac{\int_g \frac{M(E)\sigma_x(E)}{(\sigma_t(E) + \sigma_0)} dE}{\int_g \frac{M(E)}{(\sigma_t(E) + \sigma_0)} dE} \quad (7)$$

$$= \frac{\sum_B \frac{P_B \sigma_{xB}}{(\sigma_{tB} + \sigma_0)}}{\sum_B \frac{P_B}{(\sigma_{tB} + \sigma_0)}} \quad (8)$$

における(8)式がサブグループ法の表式である。サブグループ法では全断面積に関して離散化しており、(8)式のBは分割された全断面積のひとつの区間を示している。つまり均質系ではサブグループ法と(NJOYにより作成した炉定数を用いた)自己遮蔽因子内挿法は等価となる。ただし、NJOYコードでは(7)式におけるエネルギー積分を数値的に高い精度で計算しているのに対し、サブグループ法では(8)式は全断面積に関して粗い分割で離散化を行っているためその誤差が入り込むこととなる。従って、その誤差が無視できる程度のサブグループ数を設定しなければならない。サブグループパラメータの誤差については(7)式で得た実効断面積と(8)式で得たそれと比較することで求めることができる。

なお、サブグループ法では着目核種以外の核種の断面積形状も考慮にいれた評価が可能である。すなわち、核種 $n_1, n_2, n_3, \dots, n_L$ で構成される均質体系において、核種 n_l の実効断面積は

$$\sigma_{x,eff,n_l} = \frac{\int_g \frac{M(E)\sigma_{x,n_l}(E)}{(\Sigma_t^{n_1}(E) + \Sigma_t^{n_2}(E) + \Sigma_t^{n_3}(E) + \dots + \Sigma_t^{n_L}(E))} dE}{\int_g \frac{M(E)}{(\Sigma_t^{n_1}(E) + \Sigma_t^{n_2}(E) + \Sigma_t^{n_3}(E) + \dots + \Sigma_t^{n_L}(E))} dE} \quad (9)$$

と表されるが、上式において、各核種についてサブグループ化すると、

$$\sigma_{x,eff,n_l} = \frac{\sum_{B_1} \sum_{B_2} \dots \sum_{B_L} \frac{P(B_1, B_2, \dots, B_L) \sigma_{xB_{1,n_l}}}{(\Sigma_{tB_1} + \Sigma_{tB_2} + \dots + \Sigma_{tB_L})}}{\sum_{B_1} \sum_{B_2} \dots \sum_{B_L} \frac{P(B_1, B_2, \dots, B_L)}{(\Sigma_{tB_1} + \Sigma_{tB_2} + \dots + \Sigma_{tB_L})}} \quad (10)$$

となる。ここで(10)式の分子に現れる確率を予め求めておくのは、データ数が膨大となるため実用的ではない。そこで各核種の共鳴の分布が独立であるという仮定を行う⁽¹¹⁾⁽¹²⁾（統計仮定、Statistical hypothesis）。すると、

$$\sigma_{x,eff,n_l} = \frac{\sum_{B_1} \sum_{B_2} \dots \sum_{B_L} \frac{P_{B_1} P_{B_2} \dots P_{B_L} \sigma_{xB_{1,n_l}}}{(\Sigma_{tB_1} + \Sigma_{tB_2} + \dots + \Sigma_{tB_L})}}{\sum_{B_1} \sum_{B_2} \dots \sum_{B_L} \frac{P_{B_1} P_{B_2} \dots P_{B_L}}{(\Sigma_{tB_1} + \Sigma_{tB_2} + \dots + \Sigma_{tB_L})}} \quad (11)$$

となり、これにより通常のサブグループパラメータで計算が可能となる。

一方、非均質体系では、Tone の方法と同様に(4)式から出発する。相反定理を用いると、

$$\phi_k(E) = \sum_l \frac{S_l(E) P_{kl}(E)}{\Sigma_{t,l}(E)} \quad (12)$$

となり、この中性子スペクトルに基づいて実効断面積を計算する。その際のエネルギー積分をサブグループ化して行う。ここでソース項に対しては群内で平坦とする仮定を行う。これは、着目するエネルギー群における共鳴の幅が十分に狭いとするならば、妥当な仮定である (NR 近似と同等)。この仮定を除いてサブグループ法に誤差として現れると想像されるのが、全断面積に関する離散化であるが、これはサブグループ数を増加させることにより、ほぼ無視できる程度にすることが可能である。

サブグループ法で得られる実効断面積はこれらより次式で表される。

$$\sigma_{x,eff,i}^g = \frac{\sum_j S_j^g \sum_B P_B \sigma_x(\sigma_{tB}) P_{ij}(\sigma_{tB})}{\sum_j S_j^g \sum_B P_B P_{ij}(\sigma_{tB})} \quad (13)$$

(13)式における P_{ij} は領域 i で生まれた中性子が領域 j で初めて衝突する確率を領域 j の全断面積で割ったものである。衝突確率の計算は、各領域の全断面積を $\Sigma_{t,0} + N\sigma_{tB}$ として行う (N は着目核種の数密度、 $\Sigma_{t,0}$ は着目核種以外の全断面積を示す)。

計算手順としてはまず Tone 法で計算した実効断面積によりソースを計算する。そしてそれを初期値として断面積をサブグループ法により計算し、それを用いてソースを更新する、という反復計算となる。

3 サブグループパラメータの作成

3.1 Fitting 法によるパラメータの作成

サブグループパラメータの作成方法としては Fitting 法⁽¹⁵⁾と Moment 法⁽¹⁶⁾が挙げられるが、まずは既存の炉定数を有効に利用できる Fitting 法でパラメータ作成を試みた。以下、Fitting 法の概要について述べる。

背景断面積が $\sigma_{0,l}$ で与えられるとき、反応 x の実効断面積とサブグループパラメータとの関係式は NR 近似を用いて次式で与えられる。

$$\sigma_{x,eff,l} = \frac{\sum_B \frac{\sigma_{xB} P_B}{\sigma_{tB} + \sigma_{0,l}}}{\sum_B \frac{P_B}{\sigma_{tB} + \sigma_{0,l}}} \quad (14)$$

右辺は全断面積について離散化しているため、離散化誤差が生じて上式を常に満たすサブグループパラメータは存在しない。Fitting 法では左辺を既存の炉定数 (f-table) から得て、任意の $\sigma_{0,l}$ において (14) 式がほぼ成り立つようにサブグループパラメータを決定する方法である。f-table が NR 近似により作成され、かつ右辺の離散化に誤差が生じないと仮定すれば、任意の $\sigma_{0,l}$ に対して常に (14) 式が成り立つようなサブグループパラメータが一意的に決定されるであろう。

手順としてはまず全断面積に関する (14) 式を共鳴積分 $I_{t,l}$ を用いて次式に変形する。

$$\sigma_{t,l} = \frac{I_{t,l}}{1 - \frac{I_{t,l}}{\sigma_{0,l}}} \quad (15)$$

$$I_{t,l} = \sum_B \frac{P_B}{(\sigma_{tB})^{-1} + (\sigma_{0,l})^{-1}} \quad (16)$$

(16) 式について、背景断面積と共鳴積分のペア数が未知数 (すなわち P_B と σ_{tB}) の数よりも大きければ未知数を決定することが可能である。しかし (16) 式のままでは処理できないため、両辺に右辺の分母を払えるような因子 $\prod_B (\sigma_{tB}^{-1} + \sigma_{0,l}^{-1})$ を乗じて、両辺を $\sigma_{0,l}$ に関する多項式に展開し、その展開係数 C_i 、 B_i を次式で決定する。

$$I_{t,l} (\sigma_{0,l}^{-N} + \sum_i C_i \sigma_{0,l}^{-i+1}) = \sum_i B_i \sigma_{0,l}^{-i+1} \quad (17)$$

文献 (15) では (17) 式について、未知数と同じ数の方程式を連立させ一意的に解を求めていることから、今回も同様に行つた。今回は作成するパラメータのサブグループ数を 3 としているため 6 本の連立方程式が必要となるが、 $\sigma_{0,l}$ が 10 の累乗で与えられるため、普通に消去法を行つたところ妥当な解（両辺が等しくなる解）が得られなかつた。文献 (15) ではこの計算をガウスザイデル法で行つたという記述があり、ガウスザイデル法を試してみたが、解は発散してしまつた（加速、緩和を行つても発散した）。そこで、変数の精度を上げて（4 倍精度）消去法を行つたところ、妥当な解を得ることができた。

C_i から σ_{tB} を次式により得ることができる (X が $-\sigma_{tB}$ の逆数となる)。

$$X^N + \sum_i C_i X^{i-1} = 0 \quad (18)$$

サブグループ数が 3 の時は (18) 式は三次方程式となるが、この 3 つの解を求めるために次の方法を探った。まずニュートン法によりひとつめの解を探索する。その解を用いて (18) 式の次数を下げ、二次方程式の解の公式より残りの 2 つの解を求める。しかし、この 2 つの解は完全に妥当とはいえないため（数値誤差が生じるため）、この値を初期値としたニュートン法による解の探索をそれぞれ行った。これにより妥当な解が得られたことを確認した ((18) 式において左辺と右辺との差がほぼゼロとなることを確認した)。

なお、 $\sigma_{0,l}$ と共に鳴積分のペアとしては、 $\sigma_{0,l}$ が 10^{-1} から 10^4 、 10^0 から 10^5 、 10^1 から 10^6 の 3 通り（すべて 10^n である）として、U-238 の処理を行った。妥当な σ_{tB} が得られたエネルギー一群は各ケースで若干異なるため、もつとも安定してパラメータを得ることができた 10^0 から 10^5 のペアを今後使用することとした。

次に得られた σ_{tB} 、 B_i を用いて次式より P_B を決定する。

$$\sum_B \frac{P_B}{\sigma_{tB}^{-1} + \sigma_{0,l}^{-1}} \prod_B (\sigma_{tB}^{-1} + \sigma_{0,l}^{-1}) = \sum_i B_i \sigma_{0,l}^{-i+1} \quad (19)$$

未知数は 3 個である。ここで用いた方法として、① $\sigma_{0,l}$ を 3 点用いて一意的に解を求める、② $\sigma_{0,l}$ を 4 点用いて最小自乗法により解を求める、③ $\sum P_B = 1$ の規格化式を付け加えた最小自乗法により解を求める、という 3 通りの方法を用いた。その結果、①、②はほぼ同等にパラメータが得られ、③はそれに比べて若干不安定であった。①、②の結果を眺めたところ $\sum P_B$ は概ね 1 に近い値を示しており、今回は②の方法を採用した。

最後に σ_{xB} を求めるが、ここでは (14) 式を用いる。文献 (15) では 4 点の $\sigma_{0,l}$ を用いて最小自乗法により決定している。今回は $\sigma_{0,l}$ 3 点で消去法、4 点で最小自乗法と 2 通りで行ってみたが、それほど有意な差はなかった。ただし $\sigma_{0,l}$ の値によりサブグループパラメータが得られる群が若干異なった。今後は 10^1 、 10^2 、 10^3 、 10^4 のペア、 10^0 、 10^2 、 10^4 、 10^6 のペアでもっと多くのパラメータが得られる方を用いて各核種のパラメータを作成することとした。

これらの方法により U-235、U-238、Pu-239、Pu-240、Pu-241、Pu-242、Na のサブグループパラメータを作成した（サブグループ数は 3）。使用した炉定数セットは JFS-3-J3.2R である。作成することができたエネルギー一群を表 3.1 に示す。表より、非分離共鳴領域ではサブグループパラメータが得られにくいこと、分離共鳴領域でもいくつかパラメータが得られていないエネルギー一群があることがわかる。

表 3.2 には U-238 の捕獲断面積のサブグループパラメータの誤差を示す（誤差は (14) 式の両辺の相違で定義する）。表より、背景断面積が 10^0 以下で誤差が大きくなっていることがわかる。また、 σ_{xB} を決定する際に用いられた背景断面積では誤差はほぼゼロとなっている。次に背景断面積を細かく変化させて誤差を見た。結果を図 3.1 に示す。図より、 σ_{xB} を決定する際に用いられた値からずれるに従い誤差が拡大していることがわかり、特に低いエネルギーでそれは顕著で誤差は 10% にまでのぼるケースがある。このようにサブグループが 3 のケースではパラメータの誤差が非常に大きくなってしまい、このパラメータを用いたサブグループ法の精度評価は困難なものとなる（サブグループ法に有意なパラメータ作成誤差がつきまとうことになる）。従って、パラメータ作成誤差を低減させるためにはサブグループ数を増加させなければならないが、Fitting 法はサブグループ数を増加させると数値計算が急激に不安定になることが予想され、現実的な方法ではない。そこで Fitting 法によるサブグループパラメータの作成は断念することとした。

3.2 Moment 法によるパラメータの作成

Moment 法では、あるエネルギー群内で断面積モーメントを保存するようにサブグループパラメータを決定する。すなわち、

$$\frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} (\sigma_t(E))^n dE = \sum_B \sigma_{tB}^n P_B \quad (20)$$

$$\frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} \sigma_x(E) (\sigma_t(E))^n dE = \sum_B \sigma_{xB} \sigma_{tB}^n P_B \quad (21)$$

の関係式を用いる。その詳細は文献(16)を参照してもらいたい。

今回、(20)(21)式の左辺の計算のために、TIMS コードにより作成された MCROSS ライブライアリを使用した。この MCROSS ライブライアリは非分離共鳴領域において擬似ラダーを発生させたものであり、非分離共鳴領域についても共鳴構造を考慮している。エネルギー群構造については、4.3keV 以上のレサジー幅は 0.0000156、961eV から 4.3keV のレサジー幅は 0.0000313、961eV 以下のレサジー幅は 0.0000625 と、共鳴構造を十分考慮できるものとなっている。

使用するモーメントの次数の選択は任意であるが、文献(16)ではサブグループ数を N とした場合、 $1 - N$ から N までの整数がもっとも誤差を低減すると記述されている。しかし文献(17)では、Fitting 法と Moment 法との関係から、Moment 法では-1 次から+1 次の間の断面積モーメントの振る舞いを考慮する必要があると述べている。これは文献(17)によると、Fitting 法の表式において $\sigma_0 \rightarrow 0$ 、 $\sigma_0 \rightarrow \infty$ とすると、

$$\sigma_t(\sigma_0 \rightarrow 0) = \frac{1}{\sum_B \sigma_{tB}^{-1} P_B} \quad (22)$$

$$\sigma_t(\sigma_0 \rightarrow \infty) = \sum_B \sigma_{tB} P_B \quad (23)$$

となり、これらの式は次数がそれぞれ-1 次、1 次の断面積モーメントに対する Moment 法の表式に対応するからである。そこで今回、サブグループ数を 4 としたパラメータを、モーメントの次数を-3、-2、-1、0、+1、+2、+3、+4 とした場合（ケース 1）と、-3/2、-2/2、-1/2、0、+1/2、+2/2、+3/2、+4/2 とした場合（ケース 2）で作成し、その比較を行った。サブグループパラメータの誤差はこれまでと同様に、次式で示される NR 近似に基づく均質系の実効断面積の比較により得た。

$$\sigma_{eff}^{SG} = \frac{\sum_B \frac{\sigma_{tB} P_B}{\sigma_{tB} + \sigma_0}}{\sum_B \frac{P_B}{\sigma_{tB} + \sigma_0}} \quad (24)$$

$$\sigma_{eff} = \frac{\int_{\Delta E} \frac{\sigma_t(E)}{\sigma_t(E) + \sigma_0} dE}{\int_{\Delta E} \frac{1}{\sigma_t(E) + \sigma_0} dE} \quad (25)$$

誤差は σ_0 を 10^n ($n = -3, -2, \dots, 6$) とした 10 点で求めた。対象とした核種は U-238 である。表 3.3 に各エネルギー群における 10 点の σ_0 での誤差のうち最大だったものを示す（なお、

表 3.1 に 70 群構造のエネルギー一群の上限エネルギーを併せて示すので、今後参考にしてもらいたい)。空欄は、そのエネルギー一群において物理的に意味のあるサブグループパラメータが得られなかつたことを示す。表より、明らかにケース 2 の方が誤差が小さく、かつ安定してサブグループパラメータが求まっていることがわかる。ケース 2 では 51 群で 20% 程度の大きな誤差が見られるが、その他の群では誤差は最大でも数% となっている。

これらの結果は文献(17)で示された知見と整合のとれるものである。これより、以後のパラメータ作成に用いるモーメントの次数は 1/2 の整数倍となるようにすることとする(なお、 σ_{xB} についても同様にモーメントの次数を 1/2 の整数倍とした)。

Moment 法によるパラメータ作成の指針を以上のとおりとし、パラメータ誤差を十分に低減させるため、サブグループ数を 5 としたパラメータを作成した。背景断面積が 10^n におけるパラメータ誤差を表 3.4 に示す。背景断面積各点における誤差は一部のエネルギー群を除いて 1% 以下となっている。次に、誤差が他のエネルギー群に比べて大きく現れている群について、より細かく背景断面積をとってパラメータ誤差を評価した。結果を図 3.2 に示す。これらより、高速炉解析における U-238 の背景断面積を考慮にいれると、最大でもパラメータ誤差は 3% 程度であるといえる。本研究の目的より、サブグループパラメータの精度はこの程度で十分であると判断し、サブグループ数は 5 とこれ以後固定するものとする。

また、Moment 法によるサブグループパラメータを適用する際には、その体系における減速を考慮したパラメータを作成する必要があることが指摘されている⁽¹⁸⁾。すなわち、モーメント保存の式が

$$\frac{\int_{\Delta E} F(E)(\sigma_t(E))^n dE}{\int_{\Delta E} F(E) dE} = \sum_B \sigma_{tB}^n P_B \quad (26)$$

$$\frac{\int_{\Delta E} F(E)\sigma_x(E)(\sigma_t(E))^n dE}{\int_{\Delta E} F(E) dE} = \sum_B \sigma_{xB}\sigma_{tB}^n P_B \quad (27)$$

となる。式中の $F(E)$ は重みスペクトルを示す。CEA の ERANOS のように 2000 群といった詳細群構造をとる場合は $F(E)$ を平坦と仮定しても影響は小さいと考えられるが、JFS の 70 群構造では $F(E)$ を考慮しなければならないと予想される。そこで本研究では JFS と整合をとるため、 $F(E)$ をもんじゅ内側炉心の衝突密度とした。

次に、MCROSS ライブラリを用いて作成したサブグループパラメータが既存の炉定数と整合がとれているかを調べるために、MCORSS ライブラリより無限希釈断面積を作成し、NJOY のみで作成した炉定数のそれと比較を行った。U-238、Pu-239、Pu-240 について行った結果を図 3.3-1 から図 3.3-3 に示すが、分離共鳴領域ではほぼ一致しているが、非分離共鳴領域で大きな相違が見られる。この原因としては MCROSS ライブラリは TIMS により作成されているため NJOY と手続きが異なることが考えられるが、それを考慮に入れてもずれは非常に大きく、今回その原因を明らかにすることはできなかった。非分離共鳴領域は高速炉核特性に非常に感度が大きいが、今回は非分離共鳴領域におけるサブグループパラメータの作成は断念することとし、分離共鳴領域のみにサブグループ法を適用することとした。

表 3.1 Fitting 法によりパラメータを得ることができたエネルギー群

group	upper energy (eV)	U-235 cap	U-238 cap	Pu-239 cap	Pu-239 fis.	Pu-240 cap	Pu-241 cap	Pu-241 fis.	Pu-242 cap	Na cap
15	3.02E+05									○
16	2.35E+05									
17	1.83E+05									
18	1.43E+05				○					
19	1.11E+05									
20	8.65E+04									
21	6.74E+04									○
22	5.25E+04									○
23	4.09E+04									○
24	3.18E+04									
25	2.48E+04									
26	1.93E+04									
27	1.50E+04									
28	1.17E+04									
29	9.12E+03									
30	7.10E+03		○							
31	5.53E+03									○
32	4.31E+03									○
33	3.35E+03									○
34	2.61E+03									
35	2.03E+03									
36	1.58E+03									
37	1.23E+03	○								
38	9.61E+02									
39	7.49E+02									
40	5.83E+02	○								
41	4.54E+02									
42	3.54E+02									
43	2.75E+02	○								
44	2.14E+02	○								
45	1.67E+02	○								
46	1.30E+02	○								
47	1.01E+02	○								
48	7.89E+01	○								
49	6.14E+01	○								
50	4.79E+01	○								
51	3.73E+01	○	○	○	○	○	○	○	○	
52	2.90E+01	○	○	○	○	○	○	○	○	
53	2.26E+01	○	○	○	○	○	○	○	○	
54	1.76E+01	○	○	○	○	○	○	○	○	
55	1.37E+01	○	○	○	○	○	○	○	○	
56	1.07E+01		○	○	○					
57	8.32E+00		○	○	○					
58	6.48E+00									
59	5.04E+00									
60	3.93E+00									

*背景を着色しているのが非分離共鳴領域

表 3.2 Fitting 法で得た U-238 捕獲反応のパラメータ誤差 (単位 : %)

energy group	σ^0							
	0.1	1	10	100	1000	10000	100000	1000000
24	1.5	0.8	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
26	-1.9	-1.4	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
28	0.9	0.8	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
29	1.2	1.1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
30	5.2	3.7	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.1	-0.1
32	3.9	3.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
33	2.1	1.6	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
34	15.4	10.5	0.0	0.0	0.0	-0.1	-0.1	-0.1
35	14.2	8.4	0.0	0.0	0.0	0.3	0.4	0.4
36	6.7	6.2	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
37	8.9	6.3	0.0	0.0	0.0	0.3	0.3	0.4
38	10.3	8.1	0.0	0.0	0.0	-0.1	-0.1	-0.1
39	5.1	4.2	0.0	0.0	0.0	0.5	0.6	0.7
40	6.6	6.5	0.0	0.0	0.0	-0.1	-0.1	-0.1
41	2.6	1.3	0.0	0.0	0.0	0.1	0.1	0.1
42	4.4	3.0	0.0	0.0	-0.1	2.6	3.1	3.2
43	4.1	3.5	0.0	0.0	0.0	0.5	0.6	0.6
44	7.9	6.3	0.0	0.1	-0.9	10.3	14.3	14.7
45	14.5	10.8	0.0	0.0	-0.3	2.7	10.2	13.2
46	22.7	16.8	0.0	0.0	-0.4	3.6	5.5	5.6
47	0.0	-1.9	0.0	0.0	-0.1	3.7	4.4	4.4
48	17.7	14.4	0.0	0.0	0.3	-3.0	-3.6	-3.7
51	235.1	145.2	0.0	-0.3	2.1	-9.0	-12.6	-13.3
53	117.6	80.4	0.1	-0.5	3.0	-15.0	-19.9	-20.6
57	19.6	19.8	0.0	0.0	-0.2	1.2	1.5	1.4

表 3.3 Moment 法により得たパラメータ誤差の違い (単位 : %)

エネルギー群	case 1	case 2
18	0.0	0.0
19	0.0	0.0
20	0.0	0.0
21	0.0	0.2
22	0.0	0.0
23	0.0	0.3
24	0.0	0.0
25	0.1	0.0
26	0.3	0.0
27	0.5	0.0
28	0.1	0.0
29	0.1	0.0
30	0.6	0.1
31	0.4	0.0
32	0.9	0.0
33	3.0	0.0
34	73.4	0.6
35		1.0
36	17.3	0.1
37	162.5	0.3
38	2.3	0.2
39		0.1
40	15.5	0.0
41	0.2	0.0
42	43.4	0.8
43	42.7	0.0
44	0.2	2.0
45		0.0
46		1.0
47	5.0	0.0
48		0.8
49	0.0	0.0
50	0.0	0.0
51		20.1
52	0.0	0.0

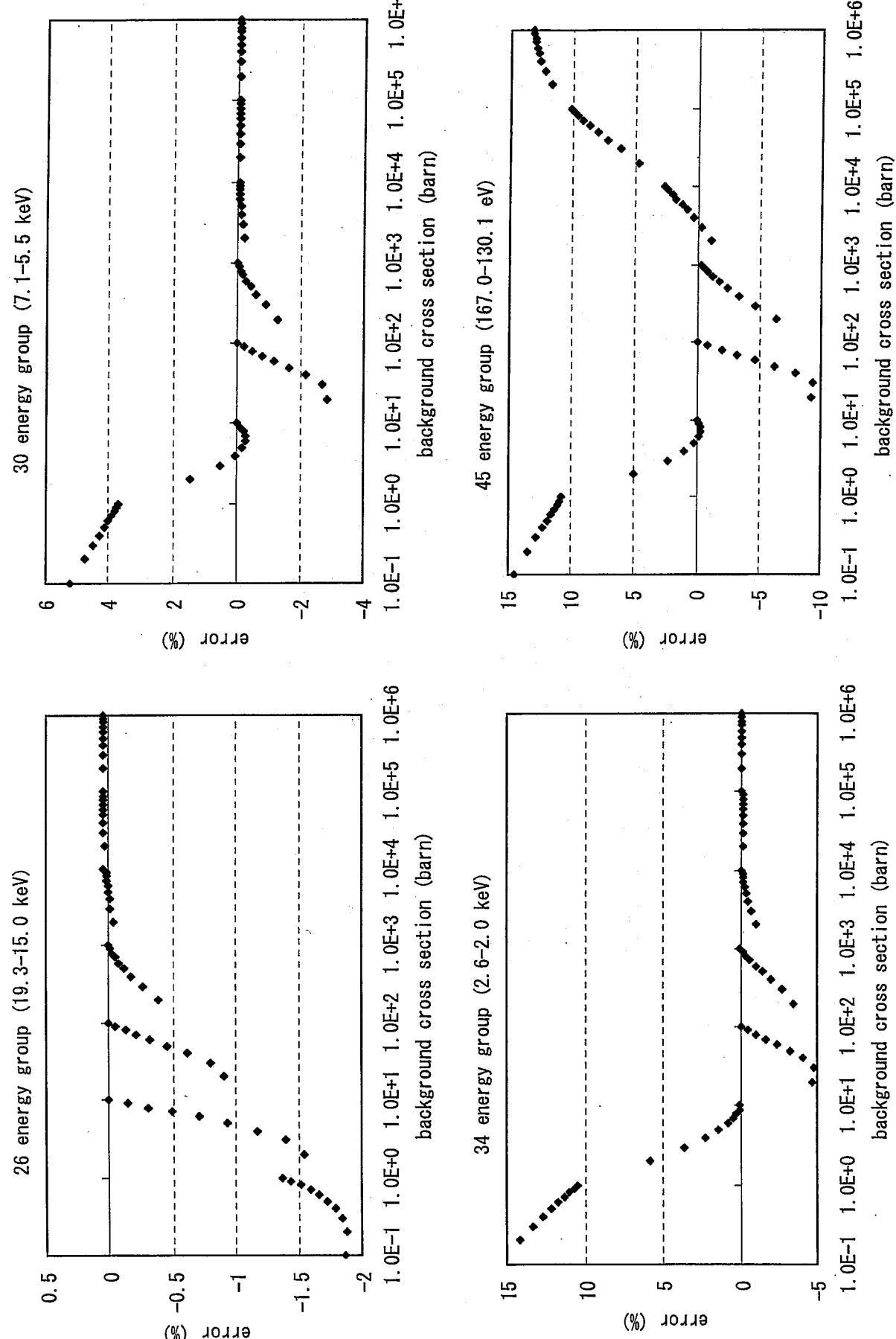


図3.1 Fitting法により作成されたU-238捕獲反応のパラメータ誤差詳細

表 3.4 Moment 法で得た U-238 捕獲反応のパラメータ誤差（単位：%）

energy group	σ_0							
	0.1	1	10	100	1000	10000	100000	1000000
20	0.0	0.0	0.0	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
21	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
22	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
23	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
24	0.0	0.0	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.2
25	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
26	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
27	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
28	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
29	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
30	0.0	0.0	0.1	-0.1	0.0	0.0	0.0	0.0
31	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
32	0.0	0.0	0.2	-0.2	0.0	0.0	0.0	0.0
33	0.0	0.0	0.2	-0.2	0.0	0.0	0.0	0.0
34	-0.1	0.1	0.9	-0.9	0.1	0.0	0.0	0.0
35	-0.1	0.5	1.6	-1.6	0.1	0.0	0.0	0.0
36	0.0	0.0	0.6	-0.7	0.0	0.0	0.0	0.0
37	0.0	0.0	1.2	-1.2	0.0	0.0	0.0	0.0
38	0.0	0.0	0.5	-0.5	0.0	0.0	0.0	0.0
39	0.0	0.0	0.4	-0.4	0.0	0.0	0.0	0.0
40	0.0	0.0	0.1	-0.1	0.0	0.0	0.0	0.0
41	-0.6	-0.6	-0.9	-1.5	-3.0	-3.5	-3.6	-3.6
42	0.0	0.0	0.4	-0.3	-0.1	0.0	0.0	0.0
43	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
44	0.0	-0.1	1.4	-0.3	-0.5	0.1	0.0	0.0
45	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
46	0.0	0.0	-0.4	0.8	-0.4	0.0	0.0	0.0
47	0.0	0.0	0.2	-0.1	0.0	0.0	0.0	0.0

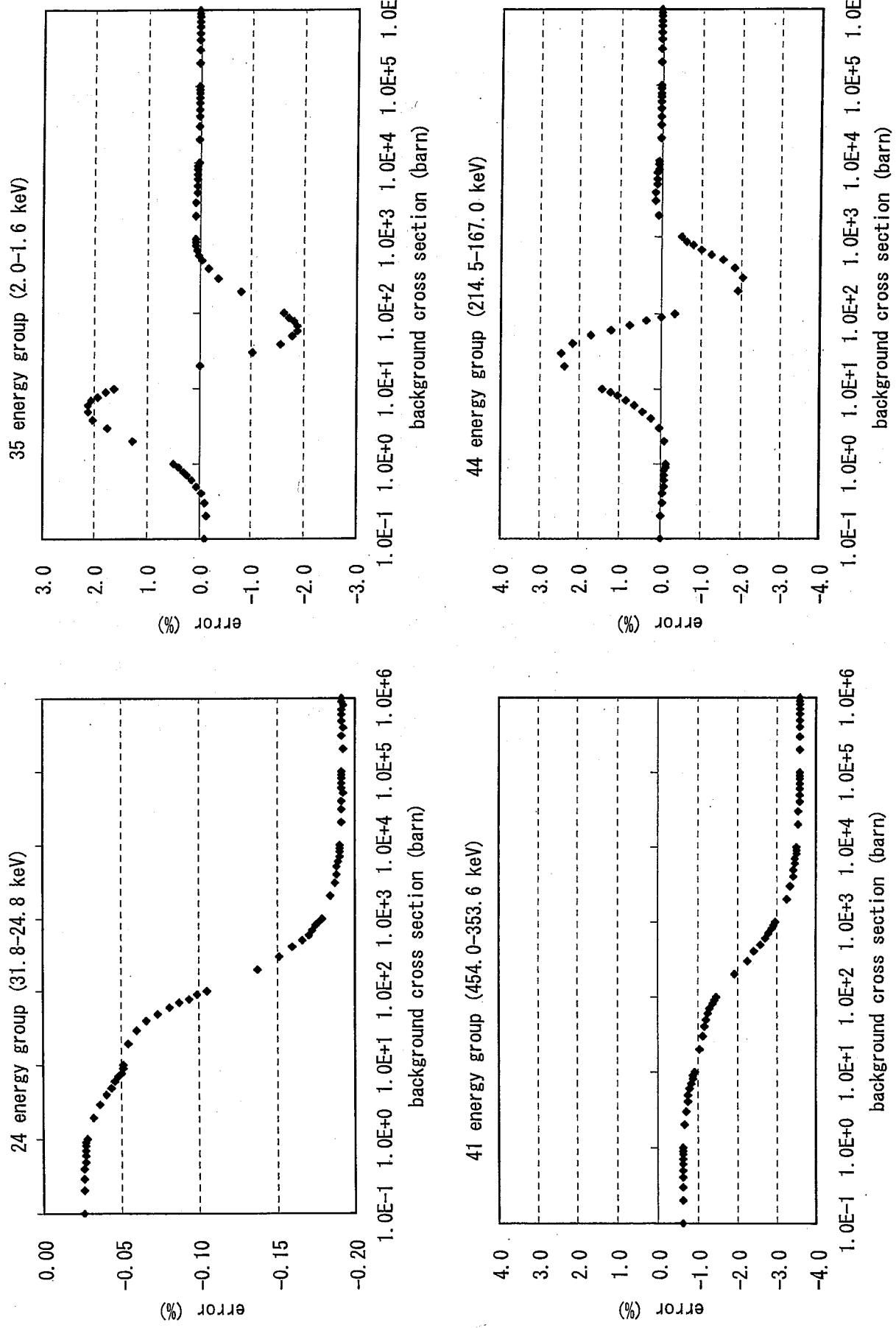


図3.2 Moment法により作成されたU-238捕獲反応のパラメータ誤差詳細

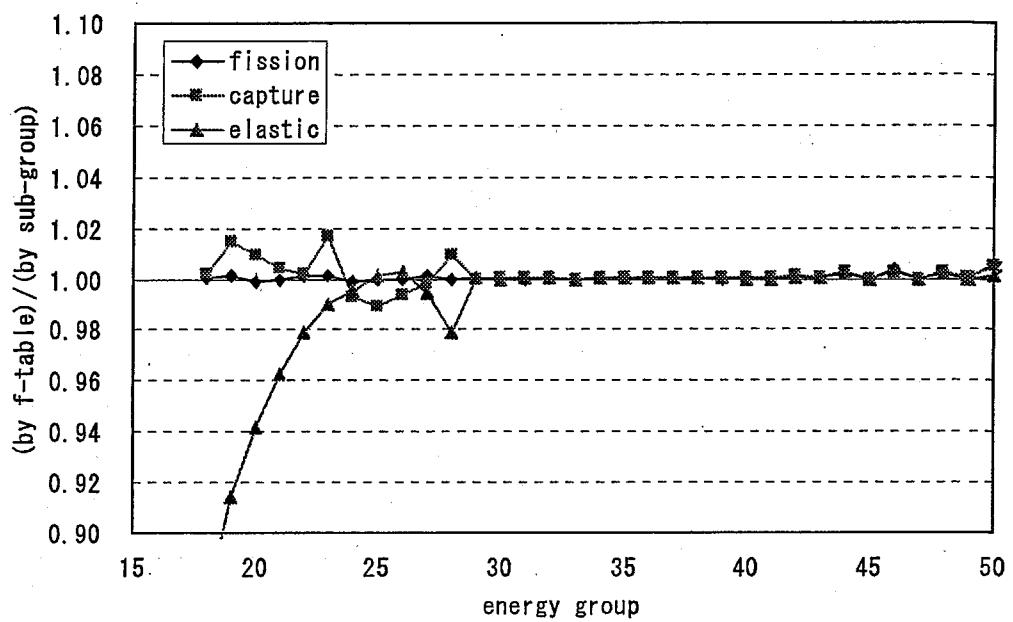


図 3.3・1 U-238 無限希釈断面積の違い

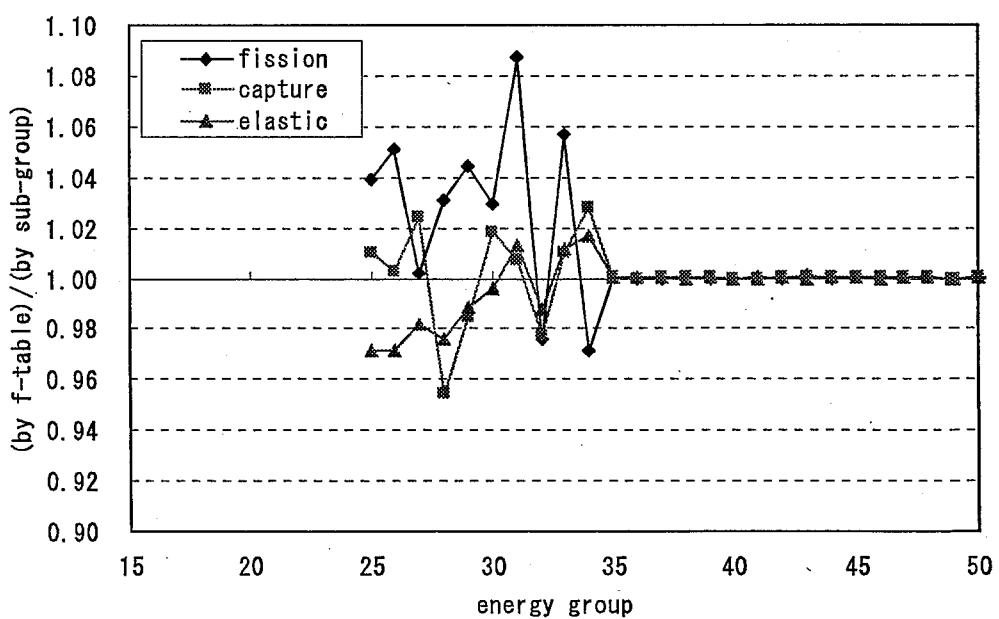


図 3.3・2 Pu-239 無限希釈断面積の違い

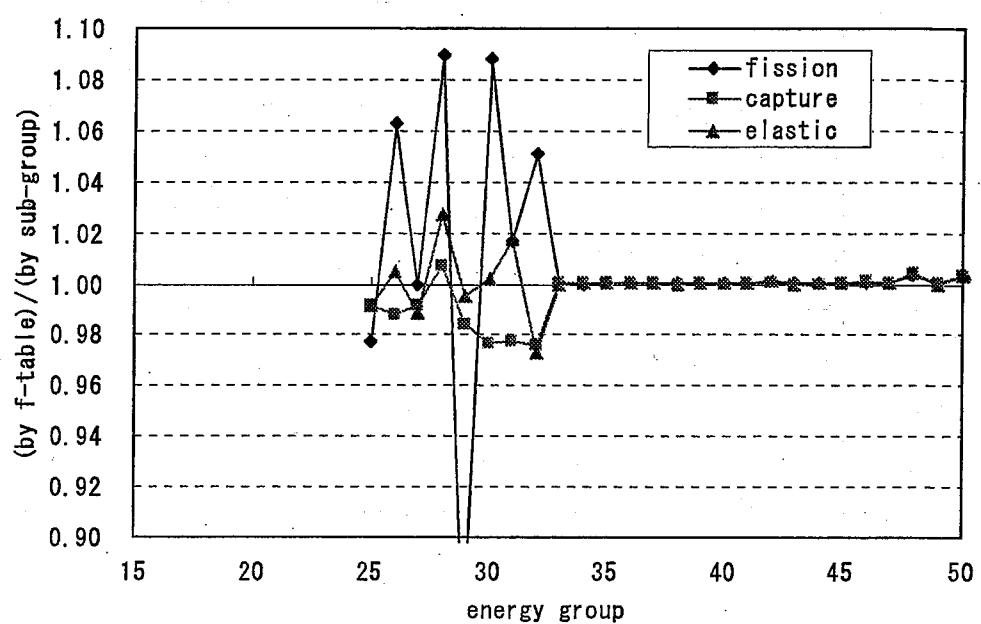


図 3.3-3 Pu-240 無限希釈断面積の違い

4 均質格子における比較

4.1 解析条件

均質格子における格子計算手法の比較を行った。解析の対象とした体系は、ZPPR-9のSCFセルともんじゅ内側炉心セルである。組成を表4.1に示す。比較は実効微視的断面積に着目し、連続エネルギーモンテカルロコードMVP⁽¹⁹⁾により得られた値を参照値とした。なおいずれの格子も温度は300Kとした。その理由は今回整備したサブグループ法計算システムは300Kしか扱えないからである。

比較対象とする格子計算手法は、自己遮蔽因子内挿法、サブグループ法、そして次世代炉定数システムに組み込まれている超微細群計算法である。

自己遮蔽因子内挿法については、炉定数作成法も絡めた比較評価を行うため、3種類の炉定数セットを用意した。NJOYとTIMSにより作成したもの（JFS-3-J3.2R）、NJOYのみで作成したもの、NJOYとTIMSにより作成したがR-因子は含めなかつたもの、である。いずれの炉定数も基となっている評価済み核データライブラリはJENDL-3.2⁽²⁰⁾である。

均質系NR近似モデルを用いたサブグループ法は、NJOYで作成した炉定数を用いた自己遮蔽因子内挿法とまったく等価となる。しかし、統計仮定により、着目核種以外の核種の断面積形状を考慮することが一部可能となるため、今回は統計仮定の考慮の有無を違いとして、2ケースの計算を行った。

超微細群計算法は計算コストの面、および散乱をすべて弾性散乱として扱い散乱マトリックスを定義しないことから、すべてのエネルギー範囲をカバーすることはできない。今回は40.868keV以下に適用した。超微細群ライブラリは重要な重核種、構造材核種をカバーしており、超微細群ライブラリがない核種、および使用しないと指定した核種は予め行った70群計算によって得た実効断面積を代用する。従って、比較対象とする核種のみ共鳴核種として扱う計算を行うことで、核種間の共鳴干渉効果の程度を把握することができ、着目核種以外の核種の断面積を平坦と仮定する自己遮蔽因子内挿法（ただしR-因子を使用しない）やサブグループ法（統計仮定を考慮しない）の参考解を得ることができる。

4.2 解析結果

図4.1-1から図4.1-4に超微細群計算法の誤差を、着目核種以外は共鳴物質としなかつたケースのもの（図中「PEACO-only」）と併せて示す。なお図中の点線は超微細群計算法を適用したエネルギーの上限を示す。図より、超微細群計算法による値はMVPの値とよく一致していることがわかる。U-238の捕獲断面積については、100eVから10keVの分離共鳴領域では統計誤差2σ以内で一致しているが、非分離共鳴領域である10keV以上で若干の相違が見られる。Pu-239の捕獲断面積についても同様に、分離共鳴領域（2.5keV以下）では2σ以内で一致しているが（ただし一部例外がある）、非分離共鳴領域で誤差が拡大している。この非分離共鳴領域における超微細群計算法とMVPとの相違の原因であるが、MVPにおいても超微細群計算法においても共鳴の位置を確率的に扱っていることが、このような相違を生じさせているものと考えられる。また、着目核種のみ超微細群計算を行ったケースでは、Naの巨大共鳴が存在する3keV付近および重核の共鳴領域が

重なる 1keV 以下で誤差が大きい。これより、いずれのケースについても共鳴干渉効果を無視することは、エネルギー群によっておよそ 5% 程度の実効ミクロ断面積の誤差となつて現れることが分かる。

図 4.2-1 から図 4.2-4 には 100eV から 10keV における自己遮蔽因子内挿法の誤差を示す。図中の「TIMS-noR」は TIMS と NJOY で作成した炉定数でかつ R-因子を使用しないケースであることを示す。いずれの炉定数を使用しても超微細群計算法と比べて誤差が大きいことが明らかである。これは、近似モデルにより自己遮蔽効果を評価して作成した f-table を用いることの誤差と、共鳴干渉効果を考慮していないことの誤差に起因している。ここで着目してもらいたいのが R-因子の効果である。R-因子を使用することで実効断面積における誤差は数% 程度変化している。各ケースを眺めてみると、R-因子を使用することにより MVP との一致がよくなる傾向となることがわかる。ただし R-因子を用いても依然誤差は目立っており、重核一核種に対してのみ (U-238 の場合は Pu-239、Pu-239 の場合は U-238) の共鳴干渉効果を考慮しても、精度的に不十分であることが示されている。

図 4.2-1 から図 4.2-4 では TIMS と NJOY の比較ができない。というのは MVP を参照解とした場合、前述のように共鳴干渉効果を考慮しない誤差が含まれてしまうからである。そこで、対象核種のみの超微細群計算により得た値を参照解として比較した。それにより共鳴干渉効果の影響を排除することができる。結果を図 4.3-1 から図 4.3-4 に示す。なお、TIMS で作成した炉定数では R-因子は用いていない。この結果より、TIMS および NJOY の差はそれほど大きくないことが分かる。これは NJOY における NR 近似が、着目するエネルギー領域 (すなわち 100eV 以上) で十分な精度を有していることを示している。ただし、U-238 捕獲断面積については 200eV 付近において TIMS による炉定数が誤差を拡大させている。ここでは示していないが、NR 近似の誤差が拡大する低エネルギー領域 (40eV より下) では TIMS の方が一致がよい。

図 4.4-1 から図 4.4-4 には非分離共鳴領域における炉定数作成方法の比較を示す。図中の点線は非分離共鳴領域の上限エネルギー (Pu-239 の場合は下限も) を示している。なお、TIMS で作成した炉定数では R-因子は使っていない。前述したとおり、MVP では確率テーブルにより非分離共鳴領域を扱っているため、MVP との一致が果たしてどれほど意味をもつかは定かではない。従って、ここに示すものはあくまでただの情報である。いずれの手法も 3% 以内で MVP と一致しており、かつ炉定数間の違いは 1% 程度であった。系統的に TIMS による炉定数が実効断面積を小さく評価している。

図 4.5-1 から図 4.5-4 には、サブグループ法と NJOY により作成した炉定数を使った自己遮蔽因子内挿法の誤差を示す。参照解は共鳴干渉効果を考慮しない超微細群計算法による値である。いずれも NR 近似に基づいて中性子スペクトルを定義しているため、この相違はサブグループ法の離散化による誤差 (サブグループパラメータの誤差) に起因しており、それは最大でも 2% 程度であることが分かる。

図 4.6-1 から図 4.6-4 にはサブグループ法で統計仮定により共鳴干渉効果を考慮した場合の誤差を示す。図中の「S.H.」とあるのは統計仮定の計算結果であることを示す。いず

れのケースについても共鳴干渉効果を考慮することにより実効断面積は低下しているが、その程度はそれほど大きくない。かつMVPとの一致がよくなる方向であるともいえない。統計仮定が成り立つのであればかなり精度は改善されると考えられるが、今回の結果はそうはならなかつた。この原因については計算プログラムの誤りの可能性も捨てきれず、ここで断言は避けることとする。

表 4.1 均質セルの組成（単位：n/barn・cm）

	もんじゅ内側炉心セル	SCFセル
U-238	5.46756E-03	8.24098E-03
Pu-239	9.05779E-04	8.86154E-04
Pu-240	3.50532E-04	1.17351E-04
Pu-241	1.04026E-04	1.11169E-05
U-235	1.10083E-05	1.81513E-05
Pu-242	5.73948E-05	2.45580E-06
Am-241	3.27170E-05	6.95786E-06
O	1.36265E-02	1.45213E-02
Na	9.43968E-03	8.74537E-03
Cr	3.87492E-03	2.87632E-03
Fe	1.39003E-02	1.20560E-02
Ni	2.72617E-03	1.27056E-03
Mn-55	3.23595E-04	2.43451E-04
Mo	3.08833E-04	4.31003E-05
Al-27		4.73968E-06
C		1.04688E-03
Cu		4.31003E-05
Si		1.66525E-04
H		9.25538E-06

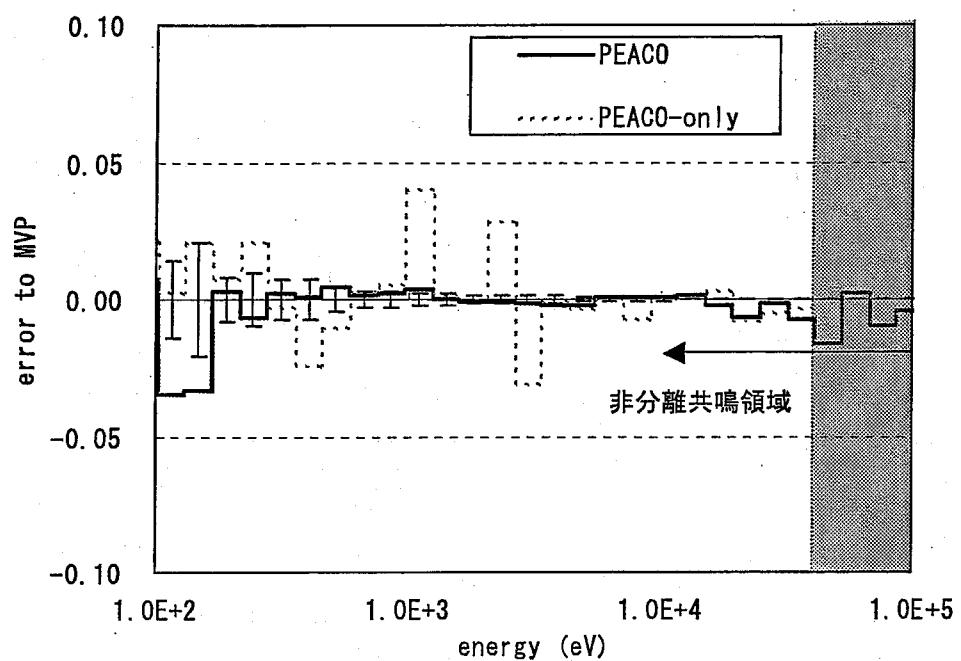


図 4.1-1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)

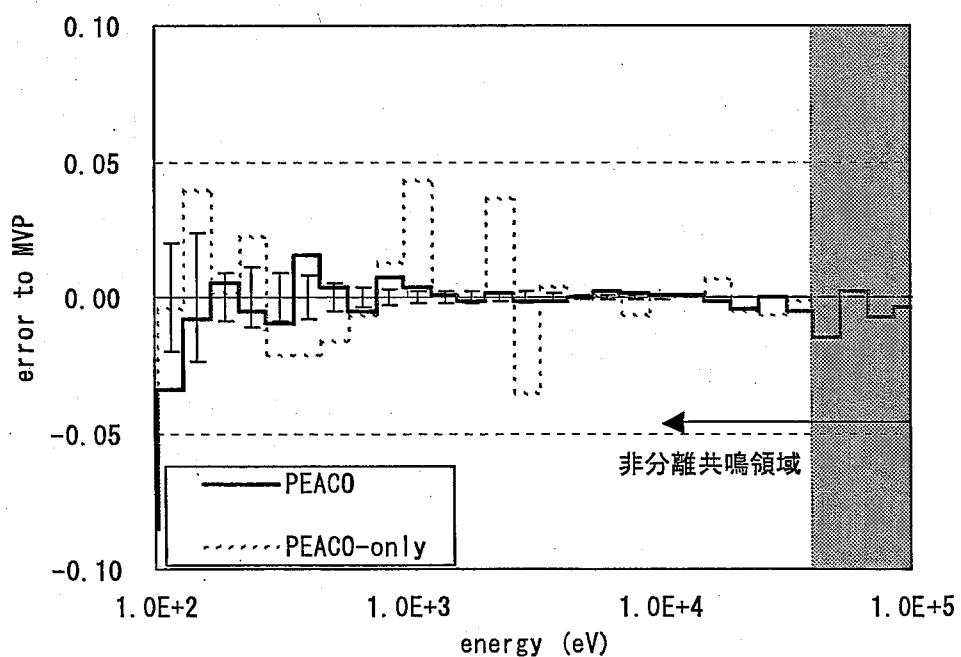


図 4.1-2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)

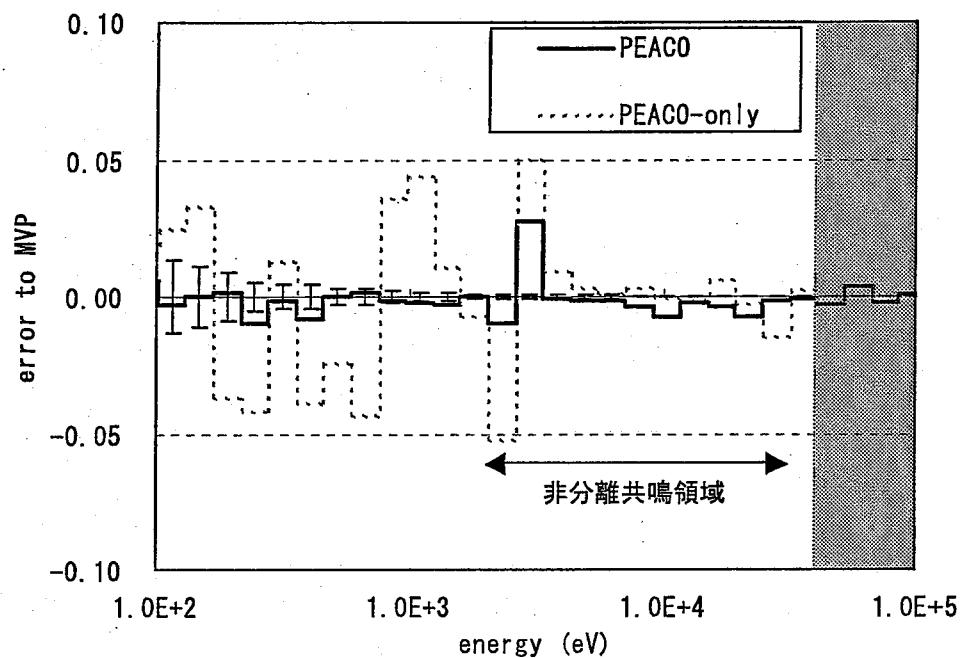


図 4.1-3 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)

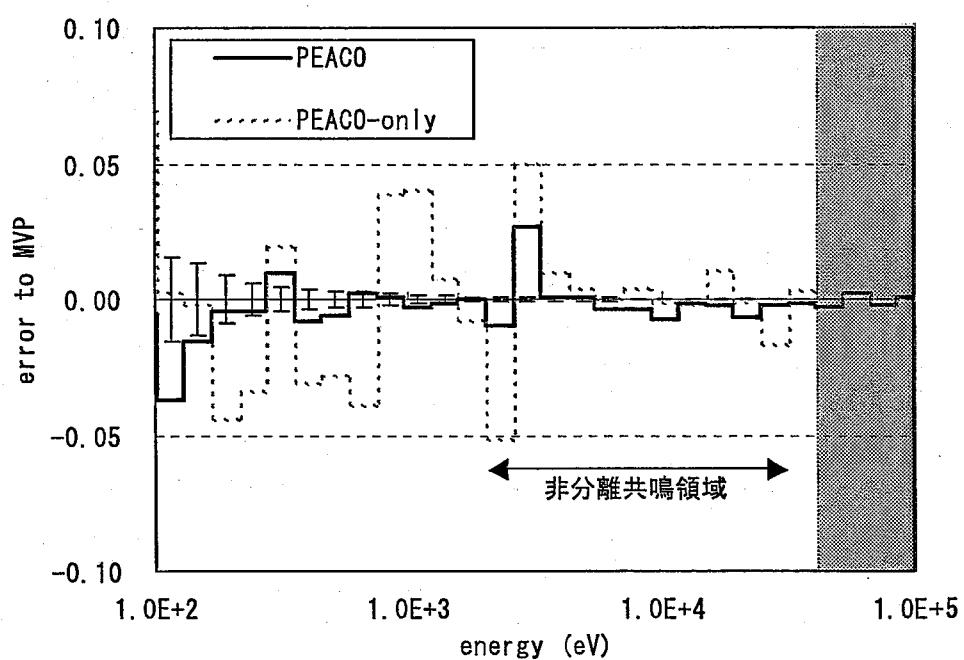


図 4.1-4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)

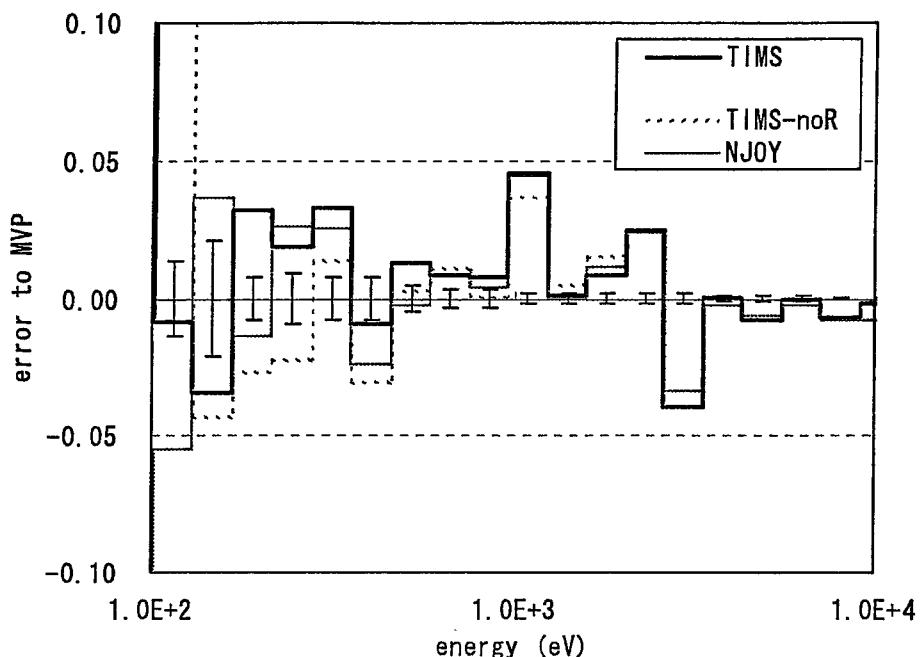


図 4.2・1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)

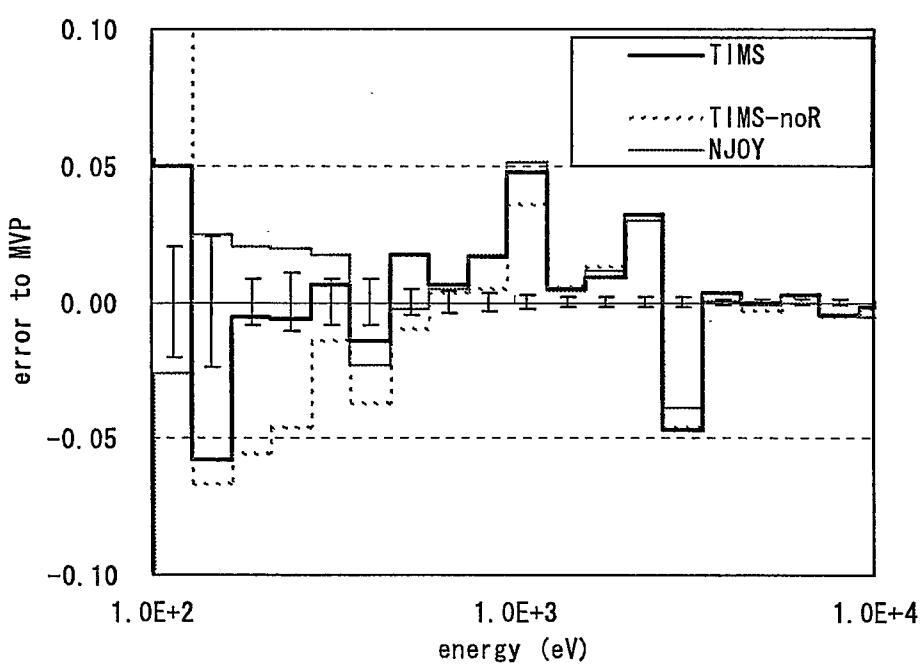


図 4.2・2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)

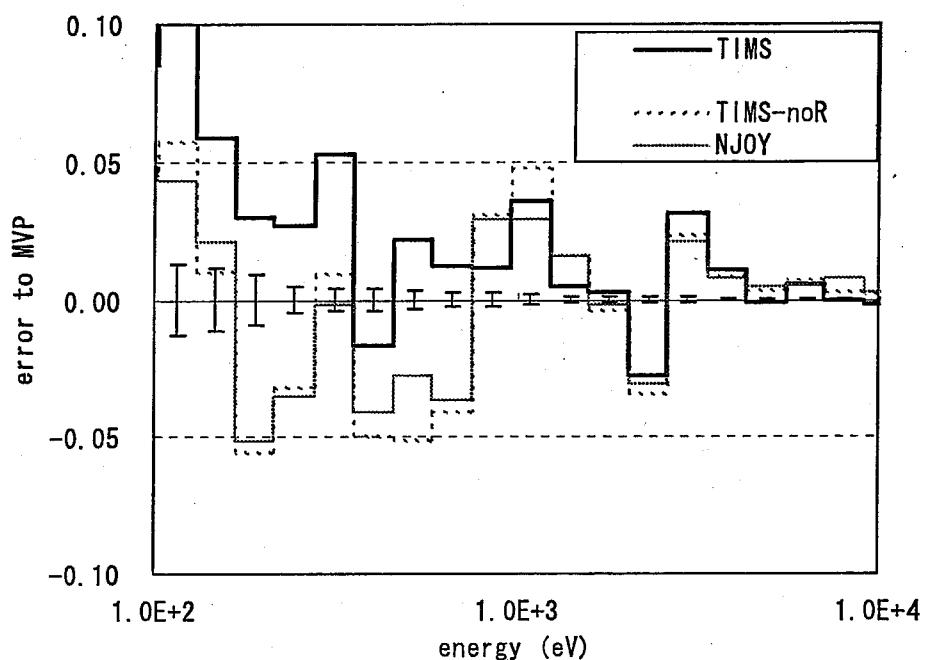


図 4.2-3 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)

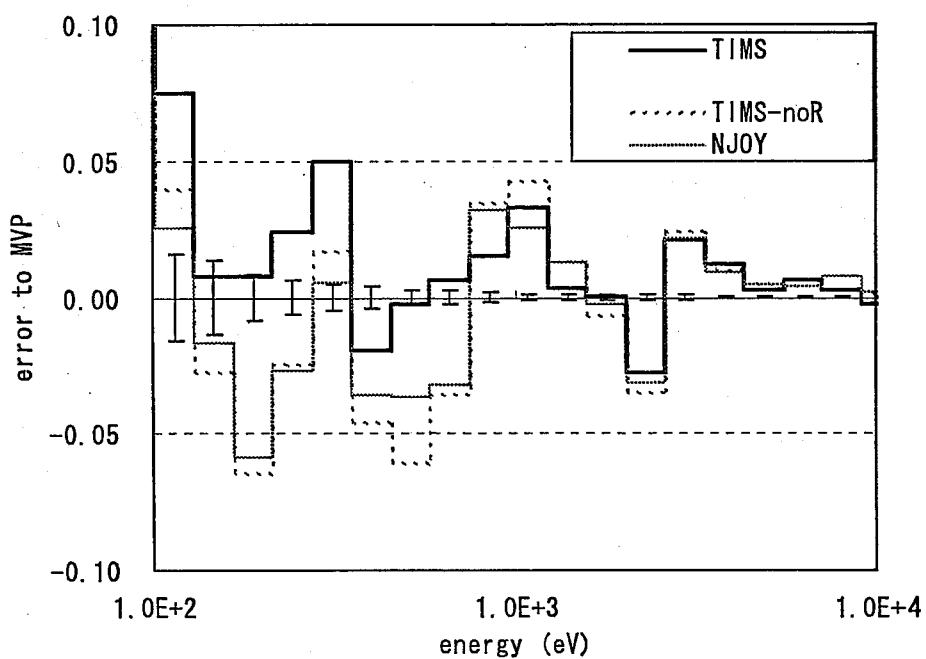


図 4.2-4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)

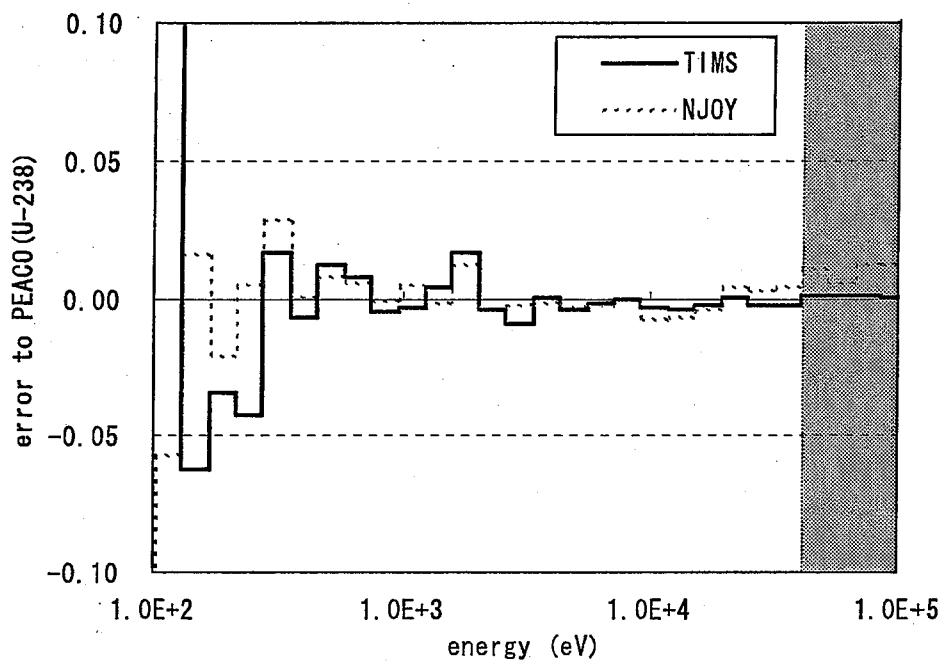


図 4.3・1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)

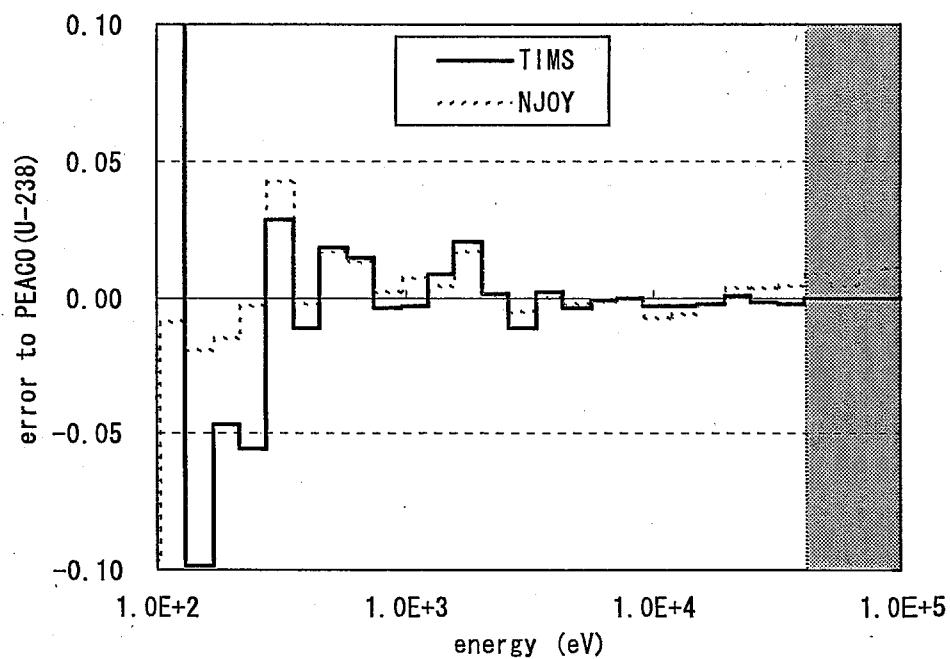


図 4.3・2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)

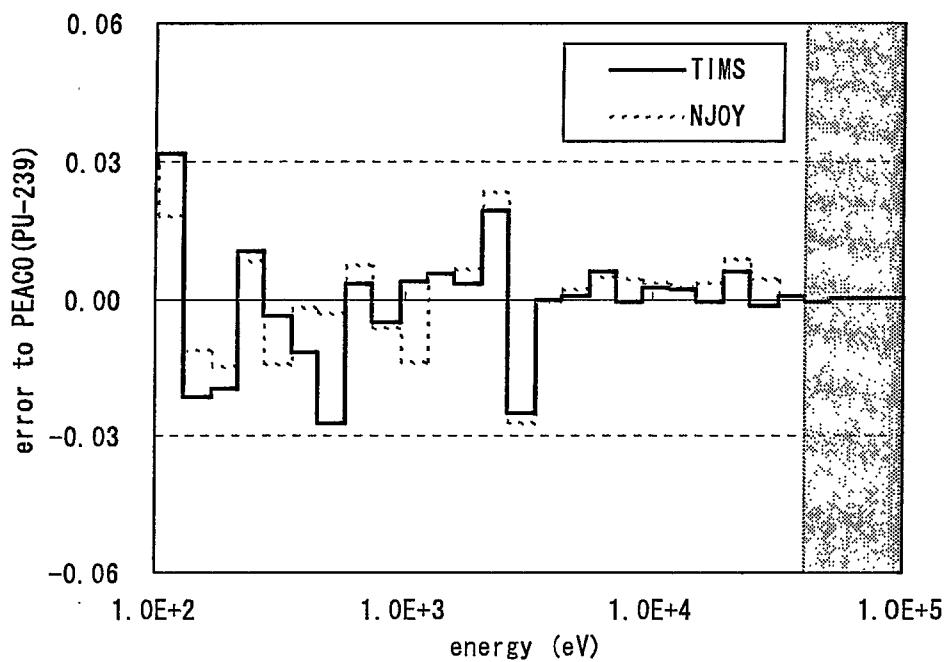


図 4.3・3 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)

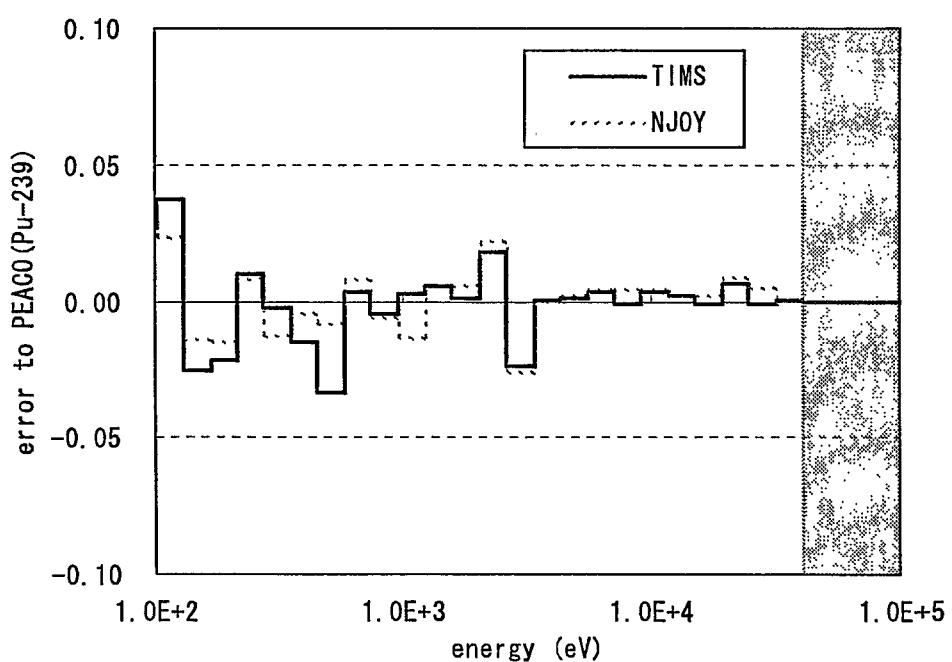


図 4.3・4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)

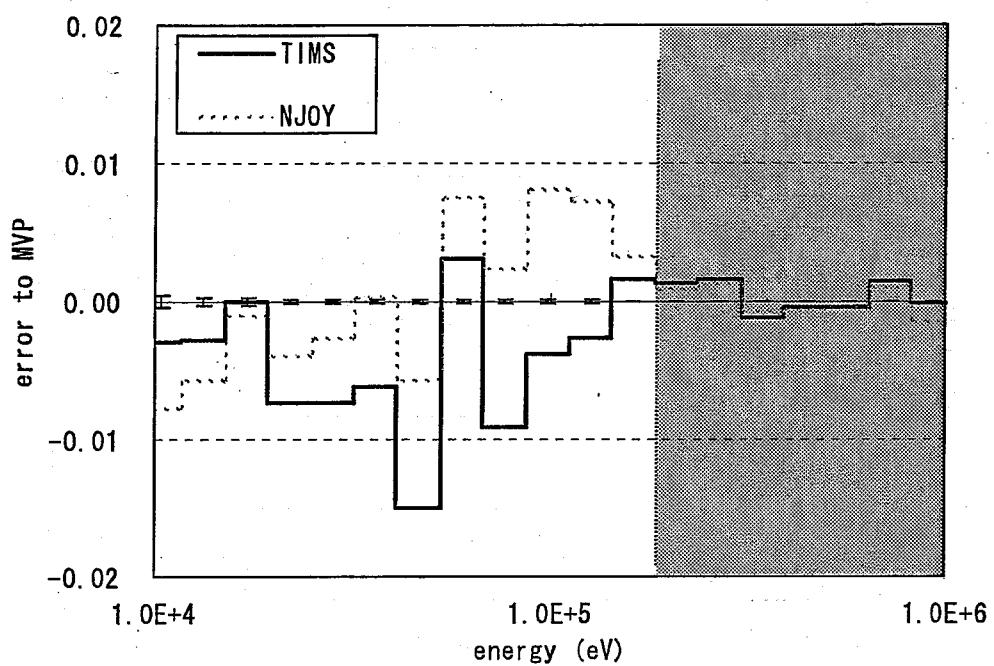


図 4.4-1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)

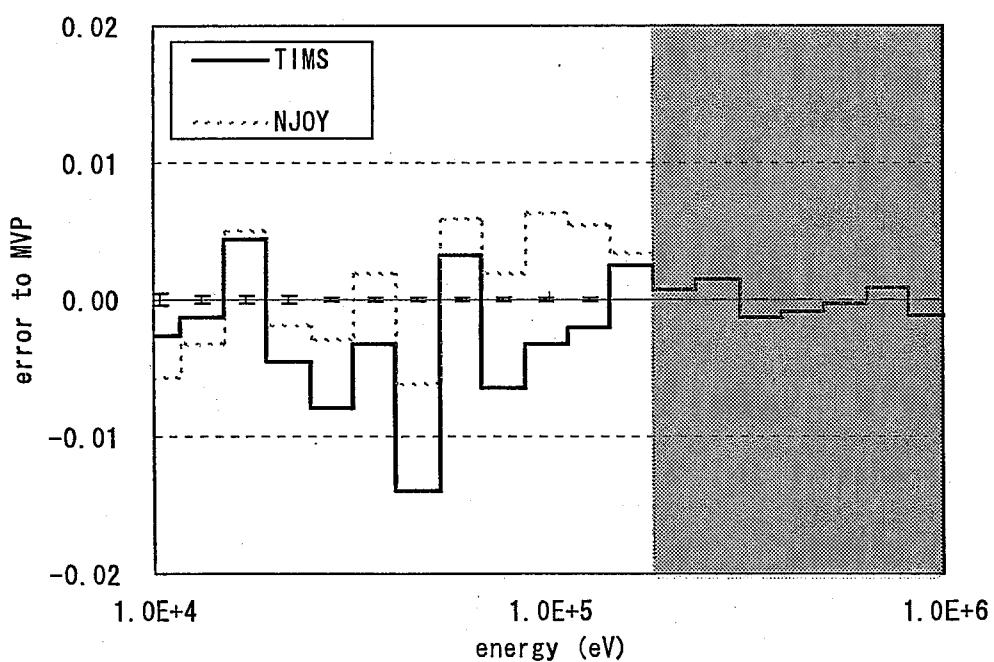


図 4.4-2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)

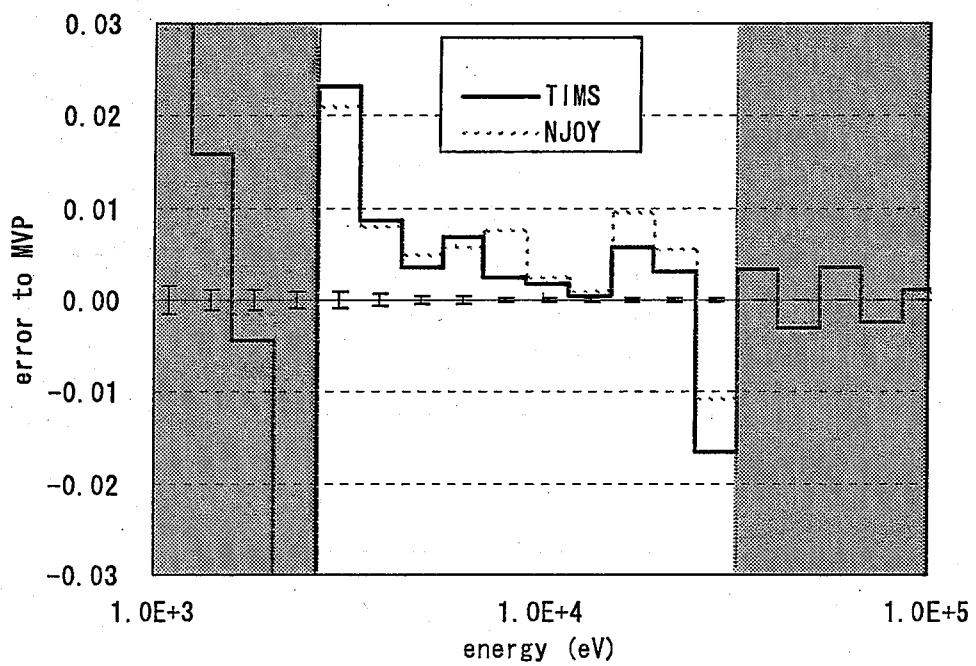


図 4.4・3 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)

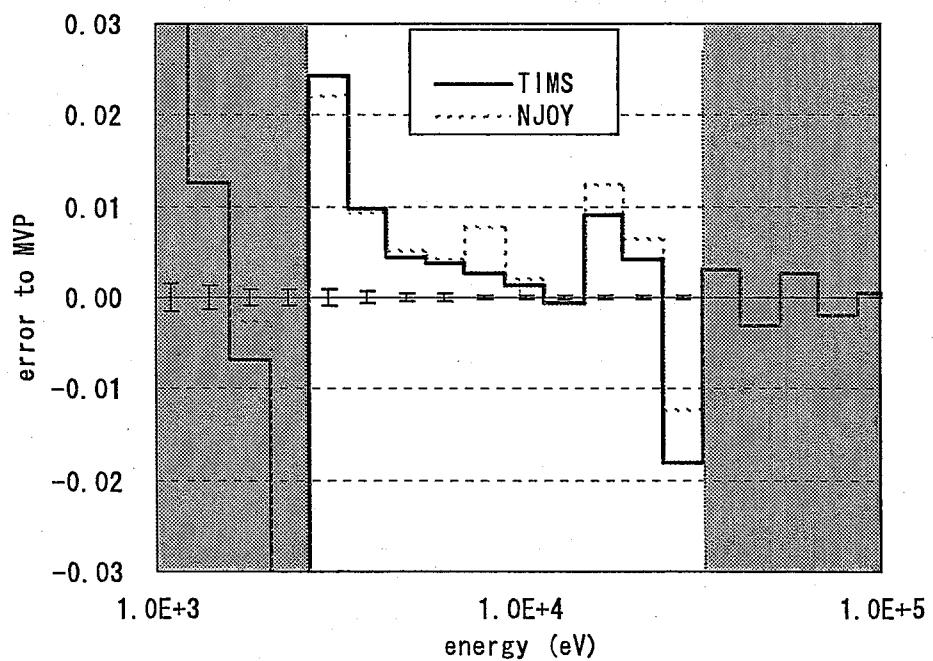


図 4.4・4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)

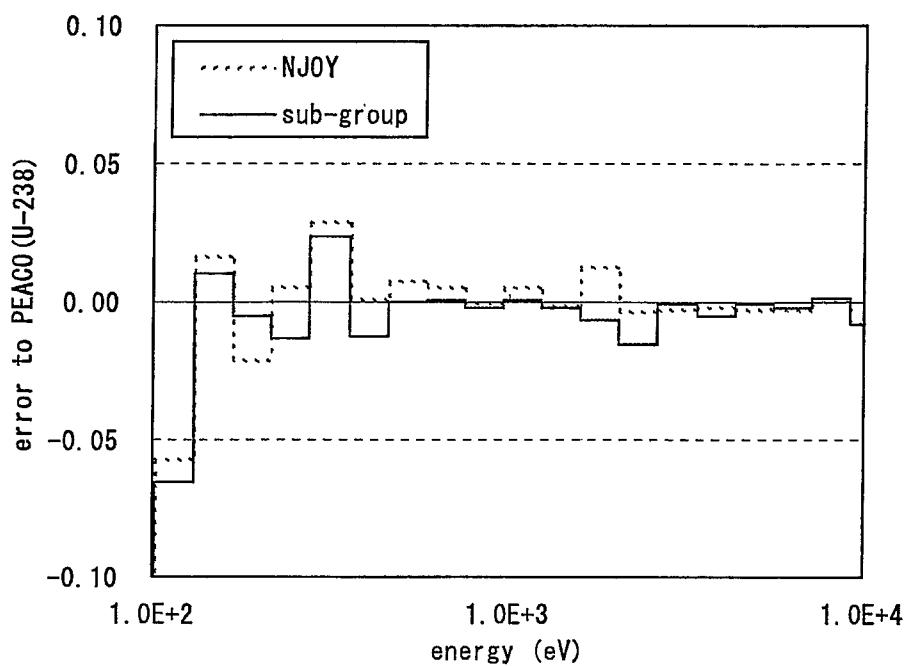


図 4.5・1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)

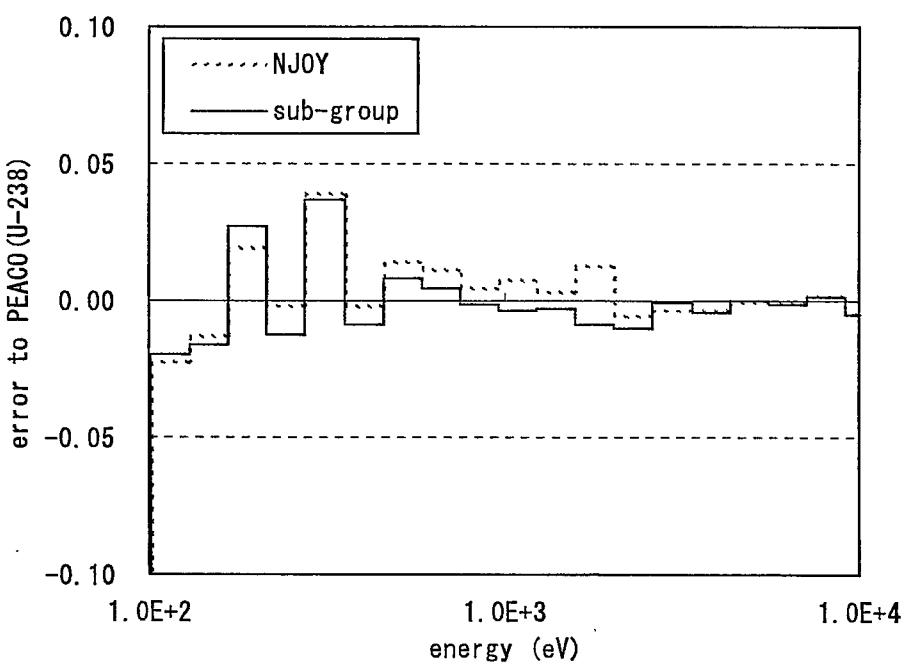


図 4.5・2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)

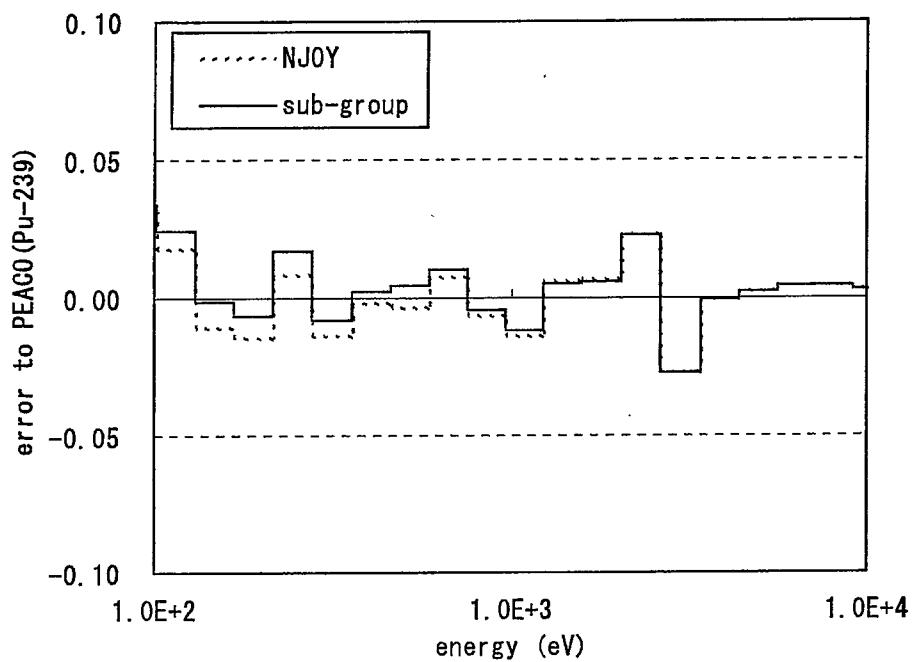


図 4.5・3 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)

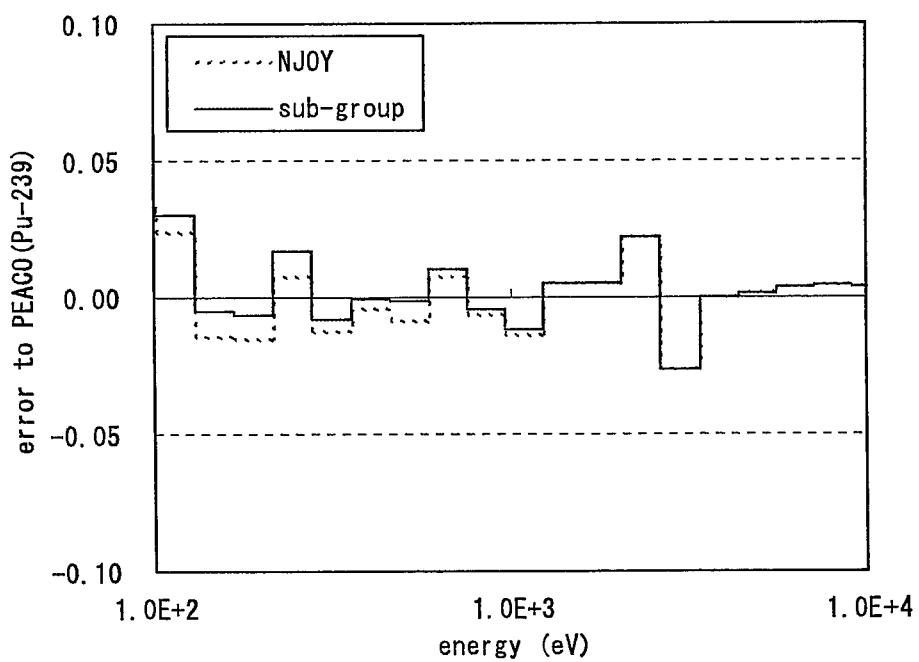


図 4.5・4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)

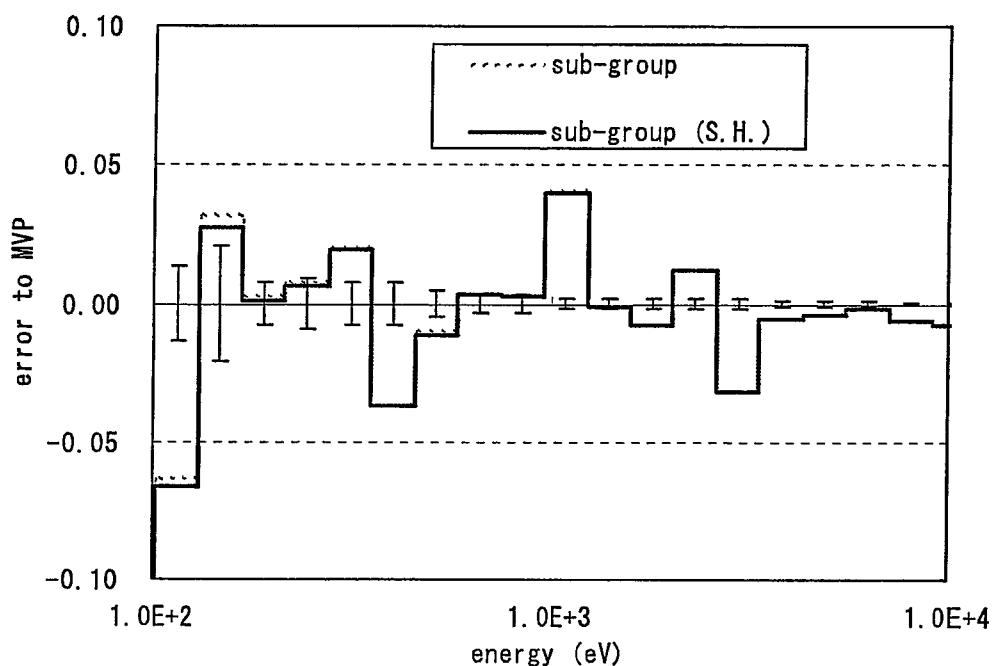


図 4.6・1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)

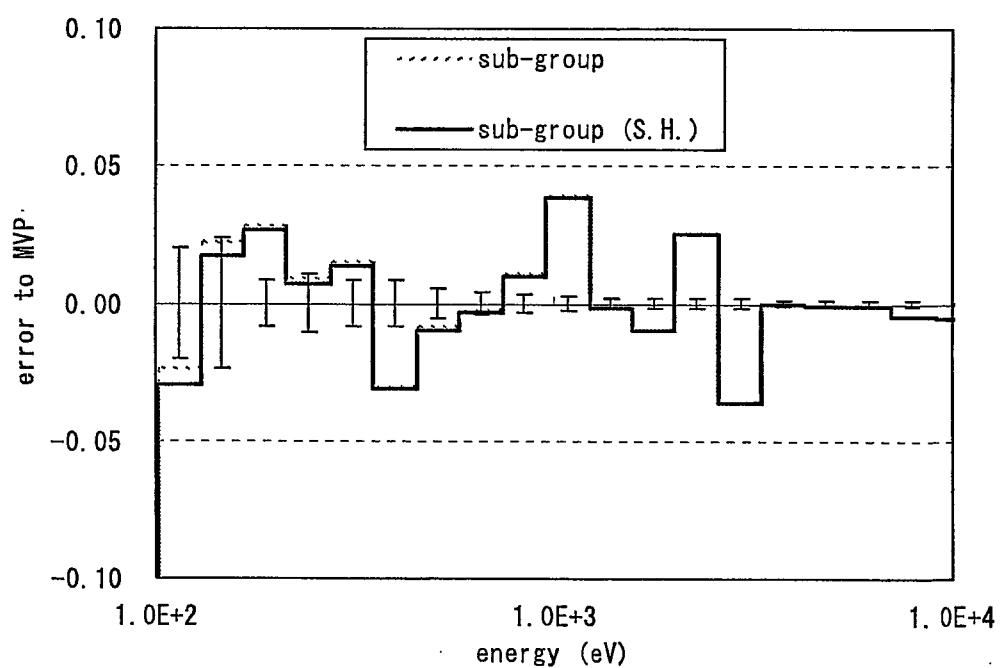


図 4.6・2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)

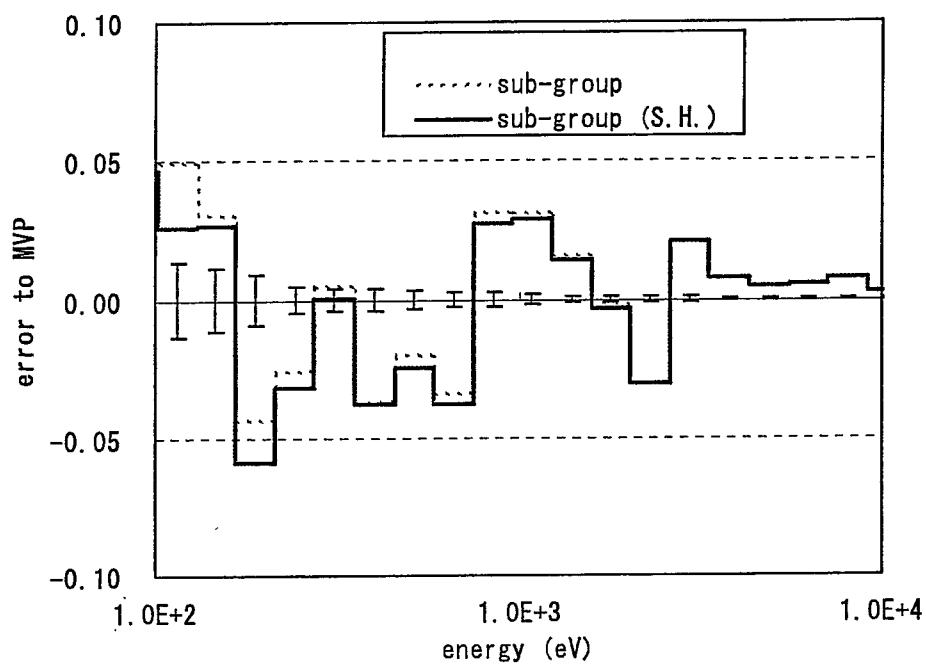


図 4.6・3 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル)

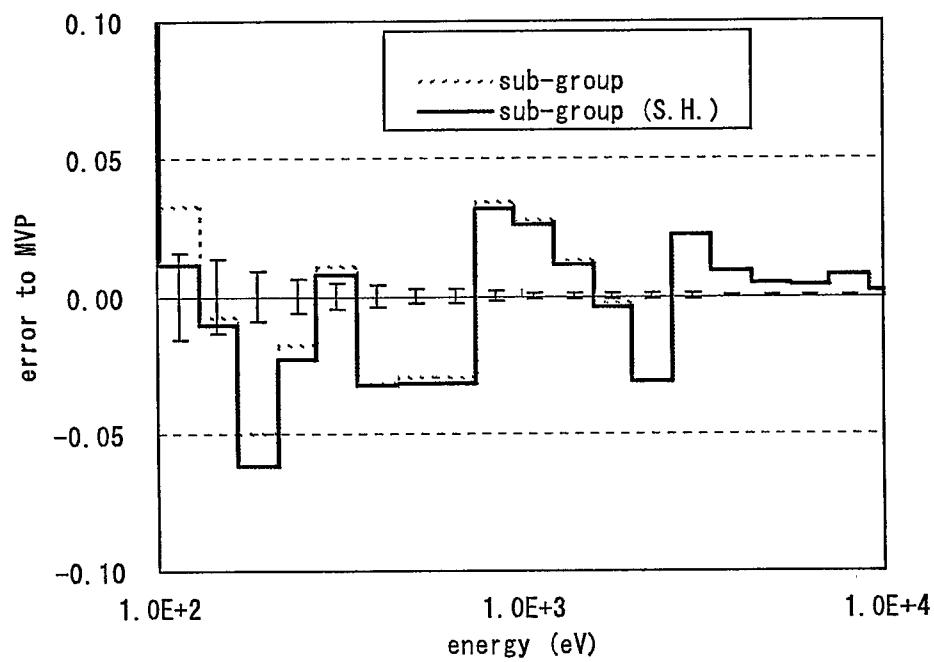


図 4.6・4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (もんじゅ内側炉心セル)

5 非均質格子における比較

5.1 解析条件

非均質格子における各計算手法の比較を行った。比較対象とした手法は前章と同様に、自己遮蔽因子内挿法（Tone の方法に基づく）、サブグループ法、超微細群計算法である。自己遮蔽因子内挿法については、やはり前章と同様の 3 種の炉定数セットを用いて比較した。着目対象は実効微視的断面積である。なお、結果から得られた知見は均質体系と似たような傾向であったため、本章では追記すべき点のみ述べることとする。

5.2 解析結果

5.2.1 もんじゅ単ピンセル体系

もんじゅ内側炉心燃料集合体における、燃料ピン、クラッド、冷却材の 3 領域からなる単ピンセル体系の解析を行った。その諸元を図 5.1 に、解析結果を図 5.2-1 から図 5.2-10 にそれぞれ示す。

非均質体系における自己遮蔽因子内挿法では、Tone の方法における定式化を考えて NR 近似に基づいて作成された f-table を用いるべきだ（すなわち NJOY のみで作成された炉定数）と筆者は主張している。Tone の方法は 2.1 節で示したように最終的に NR 近似と同じ形式に式を変形するからである。解析の結果、どちらの炉定数が精度がよい、といった結論は得られなかった。ただし、サブグループ法により得られた値と同じ傾向を示すのは NJOY のみで作成した炉定数を用いた場合であることから、非均質体系で TIMS を用いて作成した炉定数を適用する合理性はやはりないものと考えられる。

また、サブグループ法と自己遮蔽因子内挿法との比較であるが、結果として、U-238 捕獲反応についても Pu-239 捕獲反応についても大きな差は見られなかった。これはピンセル体系は燃料領域と非燃料領域から構成されている単純な体系であるため、Tone の方法の近似による誤差が現れなかったためと考えられる。

5.2.2 仮想臨界集合体格子

仮想臨界集合体格子は、ZPPR-9 の SCF セルよりいくつかのプレートを選択し、サイズ、配置を適当に換えて格子を構成させたもので、燃料としては UO_2 プレート、Pu ミートプレートを含む。燃料プレートにおいて、U-238 はいずれのプレートにも含まれているため Tone の方法で誤差が顕在化すると予想される。逆に Pu-239 は Pu ミートプレートのみに含まれるため、前節で示されたように Tone の方法は大きく誤差を生じないと考えられる。格子としては 2 種類用意した。その諸元について図 5.3 に、解析結果を図 5.4-1 から図 5.4-8、図 5.5-1 から図 5.5-4 にそれぞれ示す。

これらの結果より、U-238 の実効ミクロ捕獲断面積について、自己遮蔽因子内挿法とサブグループ法で大きく値が異なり、サブグループ法の結果が参照解に近いことが分かる。それは、特に仮想セル 1 について顕著であった。 UO_2 プレートについては自己遮蔽因子内挿法では 2keV 付近から下のエネルギーになるに従い、過少評価が顕著となる。そして 200eV 付近では誤差は 10% を超える。一方、サブグループ法は 500eV 付近までは参照解と

よい一致を示しており、100eV以上のエネルギー領域では誤差は最大でも8%程度となっている。Puミートプレートについても、自己遮蔽因子内挿法は最大20%にのぼる過大評価となるが、サブグループ法は10%以内の誤差となっている。サブグループ法と自己遮蔽因子内挿法との相違はサブグループパラメータの誤差に比べて格段に大きく、この相違は明らかに手法の違いに起因するものである。仮想セル2についても、サブグループ法の誤差がToneの方法と比べて小さいが、Toneの方法の誤差は仮想セル1に比べて小さい。仮想セル2は仮想セル1に比べて、燃料プレートの密集度合いが大きく、かつプレートのサイズが小さい。このあたりがどのような理由になるかは明らかではないが、Toneの方法の誤差が仮想セル1に比べて顕在化しにくくなっているようである。

Pu-239捕獲反応については、NJOYにより作成された炉定数を用いた自己遮蔽因子内挿法とサブグループ法はほぼ同程度の誤差となった。

5.2.3 SCFセル

ZPPR-9炉心のSCFセルにおいて、サブグループ法と自己遮蔽因子内挿法の比較を、着目核種のみの超微細群計算の結果を参照解として行った。なお、自己遮蔽因子内挿法ではNJOYで作成した炉定数を用いた。比較はU-238の実効ミクロ捕獲断面積のみで行った。結果を図5.6-1から図5.6-3に示すが、低エネルギー領域ではToneの方法の誤差が拡大すること、サブグループ法は今回着目したエネルギー領域(100eV以上)において参照解との一致がよいことが示された。

5.2.4 もんじゅ内側炉心燃料集合体

SLAROM-UFコードに組み込まれている2次元格子計算機能を用いて、もんじゅ内側炉心燃料集合体の解析を行った。この燃料集合体では燃料ピンは8層のリング状に配列されている。温度は300Kとした。手法としてはToneの方法に基づく自己遮蔽因子内挿法(NJOYとTIMSで作成した炉定数を使用)、サブグループ法の比較を行い、参照解としてMVPの結果を利用した。着目したものは各燃料ピン層におけるU-238実効ミクロ捕獲断面積である。結果を図5.7-1、図5.7-2に示す。MVPを参照解としているため、決定論的手法の誤差には核種間の共鳴干渉効果を考慮していない(しきれていない)点が含まれるが、それを考慮しても自己遮蔽因子内挿法の精度が悪いことが明らかである。一方、サブグループ法では一部精度が悪化するが、おむねよい一致となっている。

5.3 高精度な実機燃料集合体計算手法の提案

2次元格子計算に対して超微細群計算法を適用することは非常に計算負荷が大きく、現実的でない。しかし、サイクル機構で標準とされているToneの方法に基づく自己遮蔽因子内挿法は、有意な誤差を生じさせていることが明らかであり、高精度な格子計算のためには何らかの手段を考えなければならない。実機集合体に対しては亀井らが提案した2ステップ法⁽²¹⁾が有名であり実用されているが、2ステップ法では燃料ピンの自己遮蔽効果を正確に考慮することができないという難点がある(ラッパ管の影響が評価されない)。一方、杉野が提案した直接法⁽²²⁾では超微細群計算法を導入することができるが、これま

での検討で燃料集合体全体としてモデル化誤差が打ち消しあっていることが分かり（付録A参照）、燃料ピンに着目した特性を計算する際には（燃焼後の組成など）、モデル化誤差が影響するおそれがある。

そこで、今回、新たな手法を提案する。本検討で、サブグループ法は非均質格子の自己遮蔽効果を考慮する手法としては非常に精度が高いものであることが示された。従ってサブグループ法により各燃料ピンの自己遮蔽を考慮することとする。一方、サブグループ法では核種間の共鳴干渉効果を考慮することができない。そこで、共鳴干渉効果については次のように考慮させる。単ピンセル体系について、超微細群計算と、着目核種のみの超微細群計算の2通りの計算を行い実効断面積を得る。その実効断面積の比を「実効断面積における共鳴干渉効果補正值」として、サブグループ法で得られた実効断面積に乗じる。この手法により実効断面積を再計算した結果を図5.8-1、図5.8-2に示すが、この方法を採用することでMVPとの一致が格段によくなることが分かる。これらより、実機高速炉燃料集合体の詳細解析手法として、2次元格子モデルでのサブグループ法と「実効断面積における共鳴干渉効果補正」を併用したものがもっとも信頼性、精度が高いものであり、その使用が望まれるものと考える。

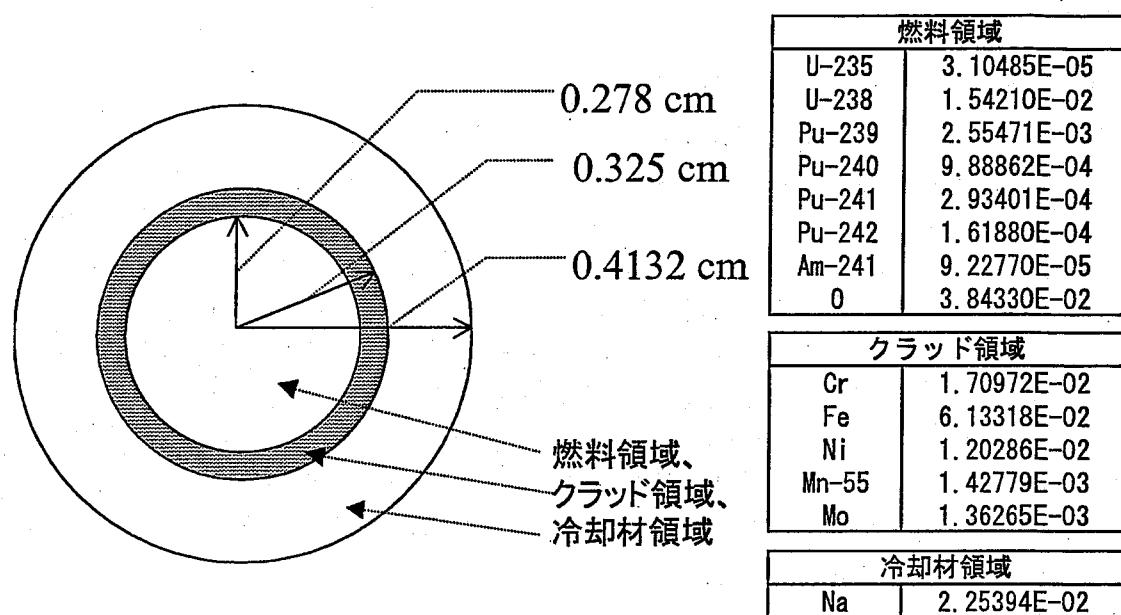


図 5.1 単ピンセル体系諸元(右表の単位 : n/cm · barn)

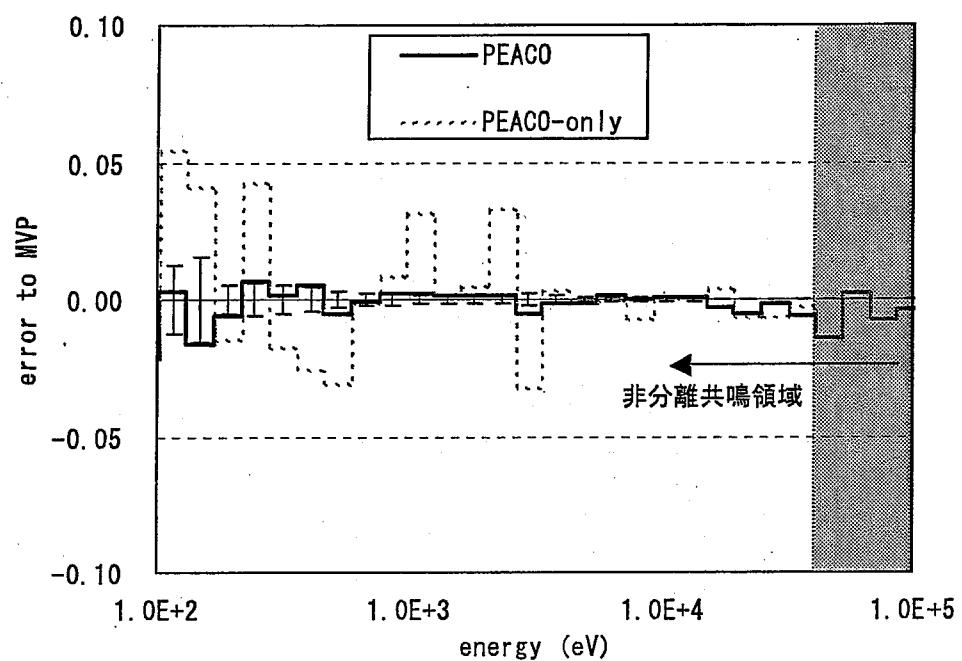


図 5.2-1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅピンセル体系）

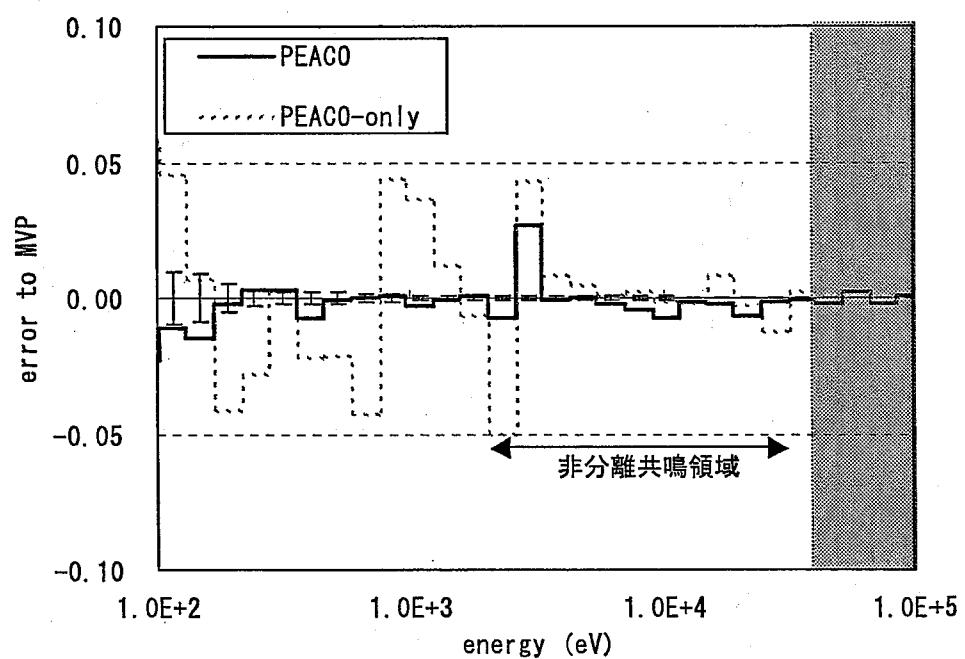


図 5.2-2 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅピンセル体系）

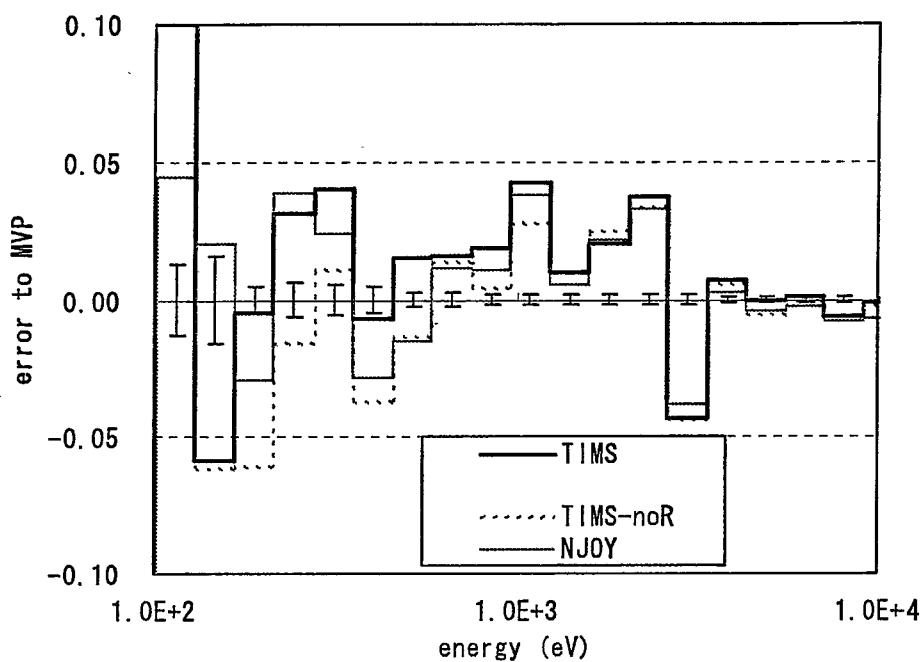


図 5.2-3 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅピンセル体系）

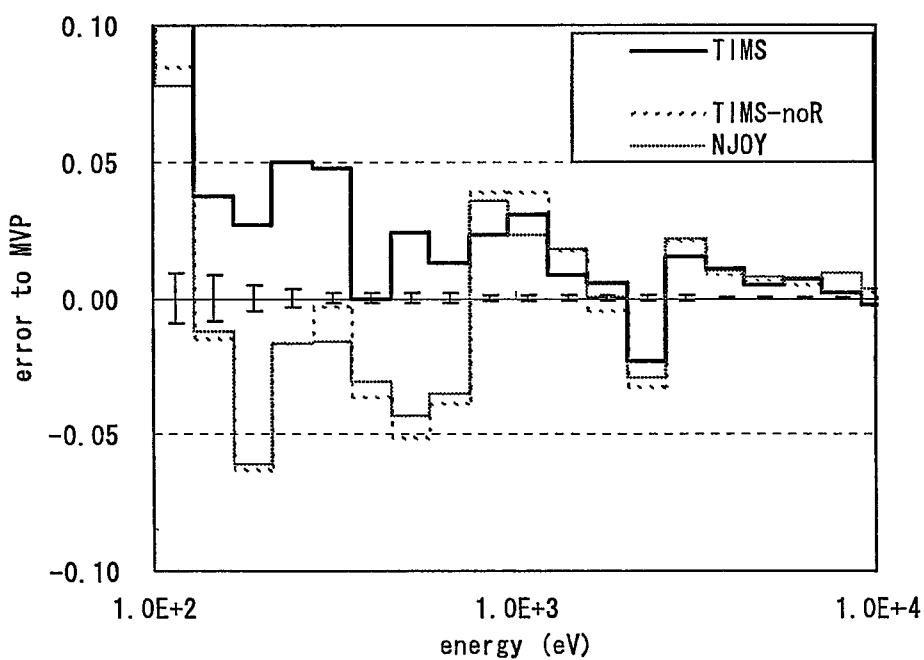


図 5.2-4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅピンセル体系）

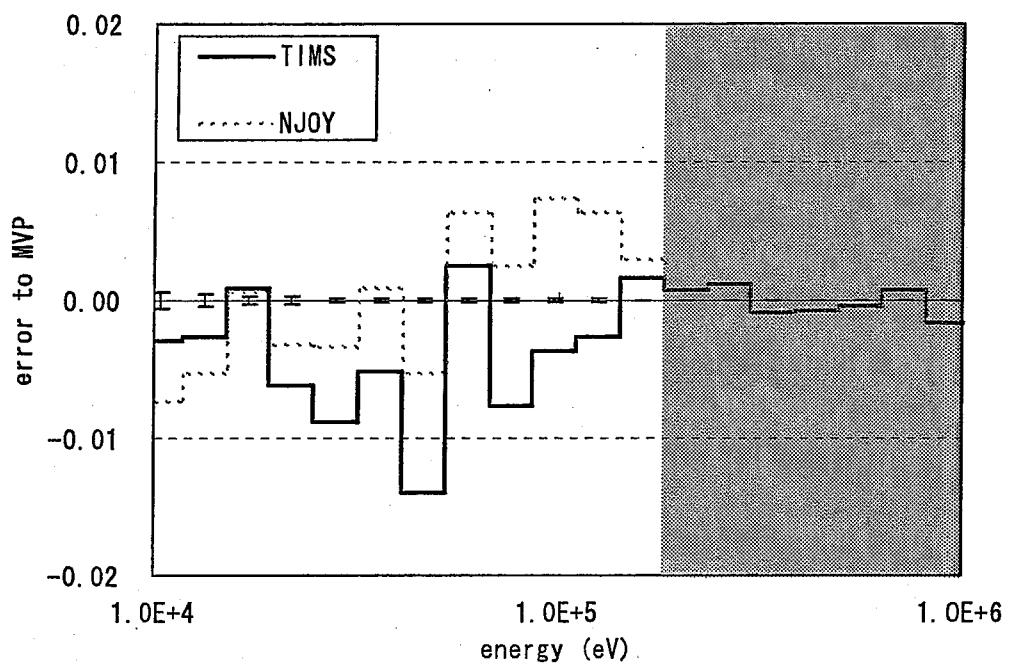


図 5.2・5 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅピンセル体系）

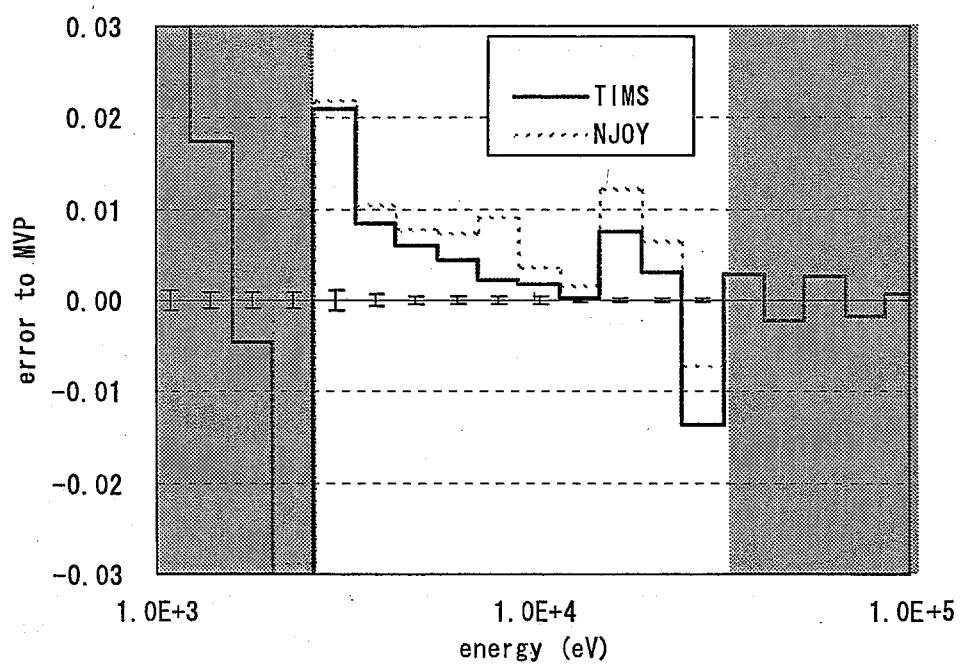


図 5.2・6 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅピンセル体系）

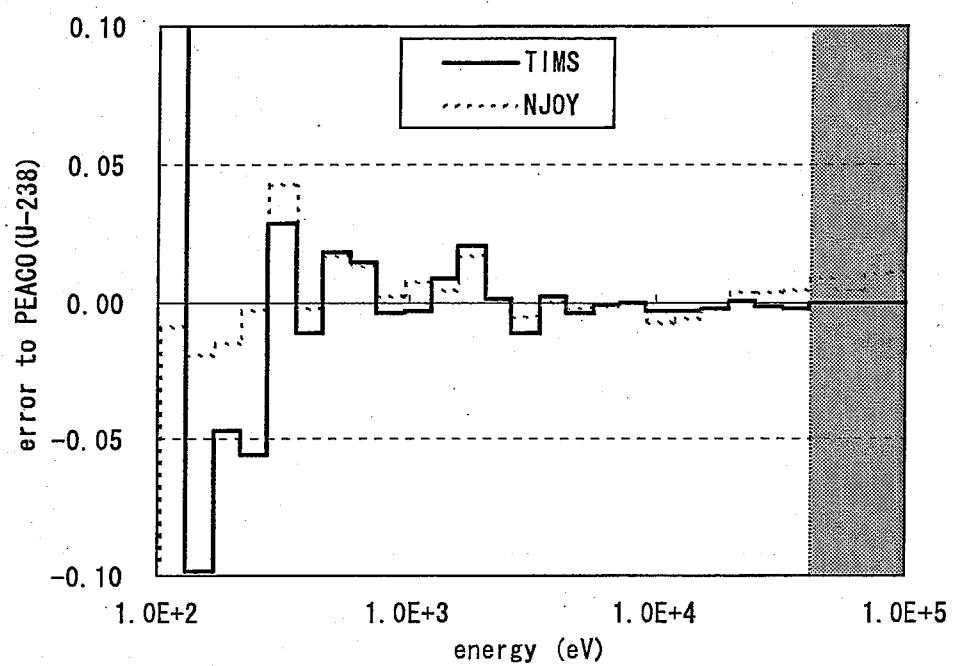


図 5.2.7 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅピンセル体系）

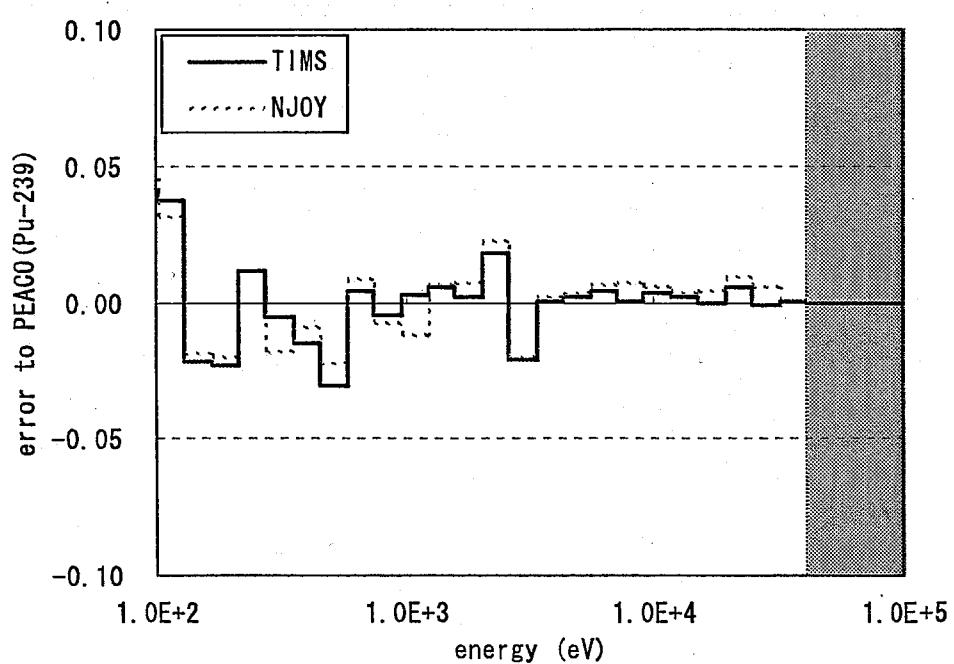


図 5.2.8 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅピンセル体系）

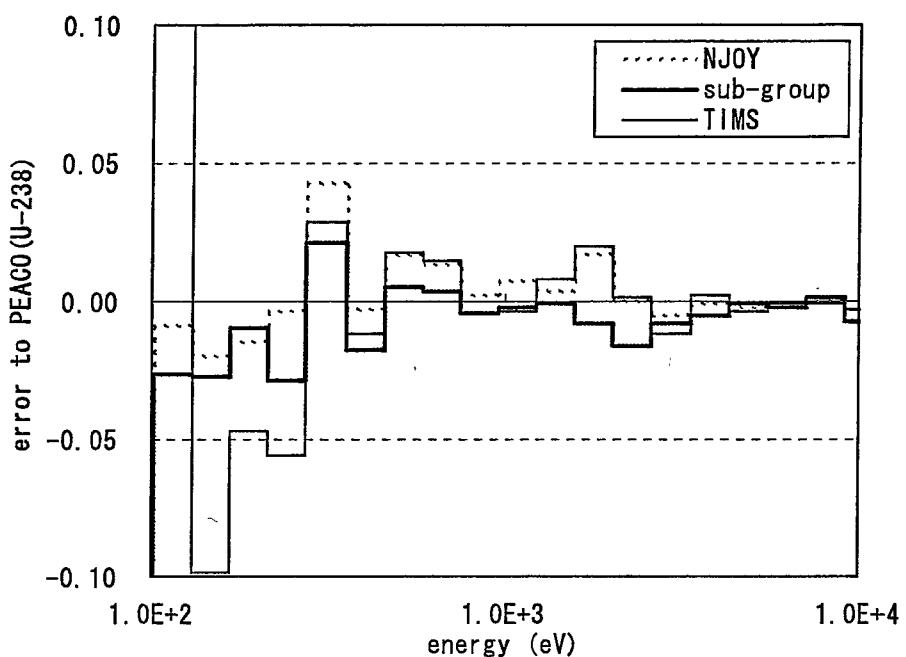


図 5.2-9 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅピンセル体系）

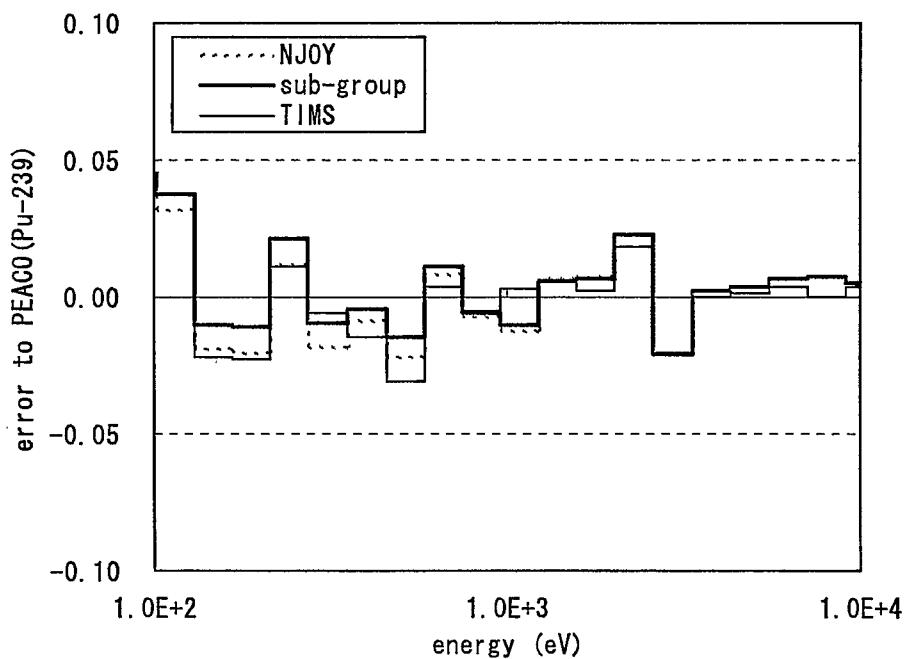


図 5.2-10 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅピンセル体系）

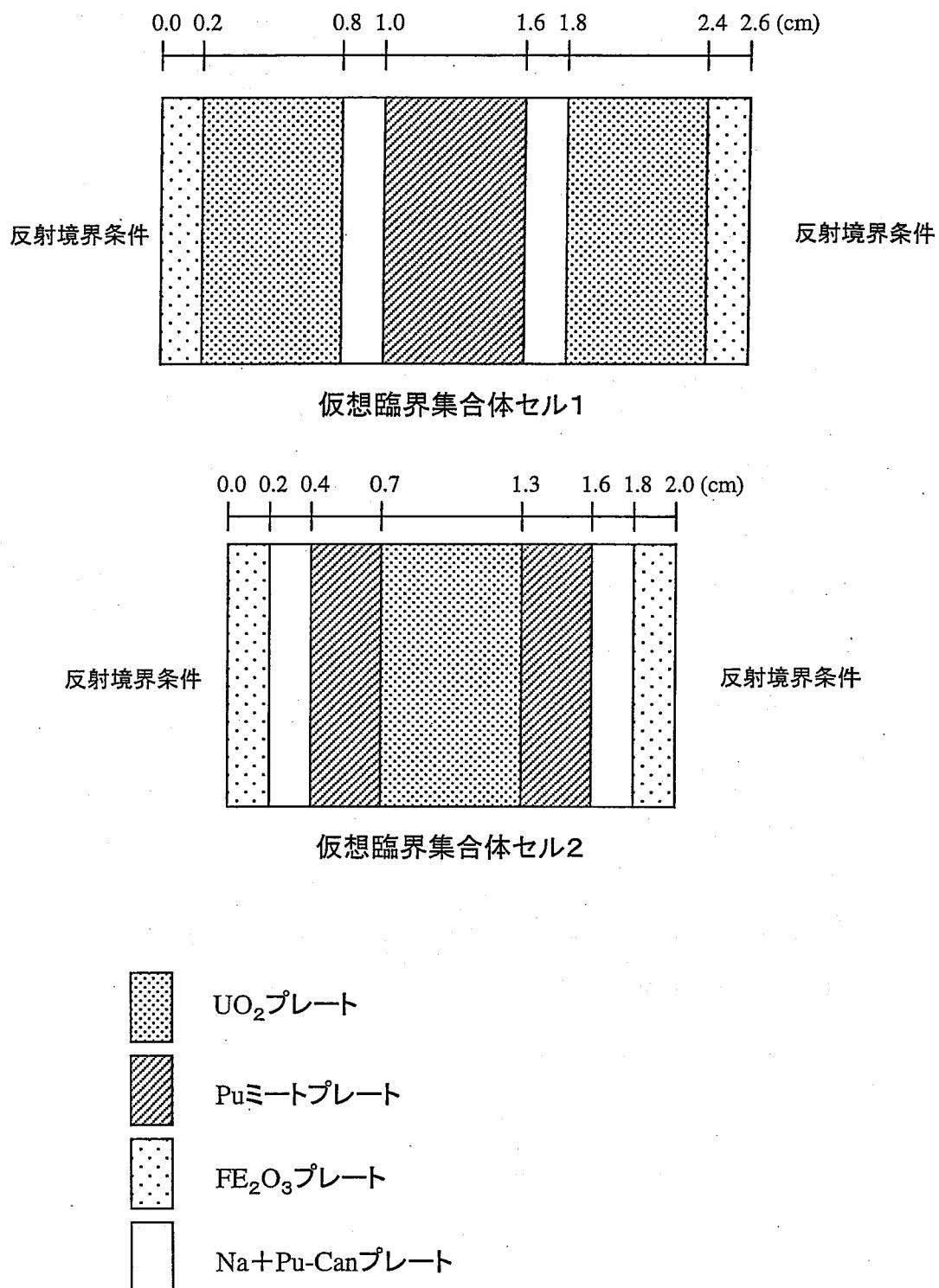


図5.3 仮想臨界集合体セル緒元

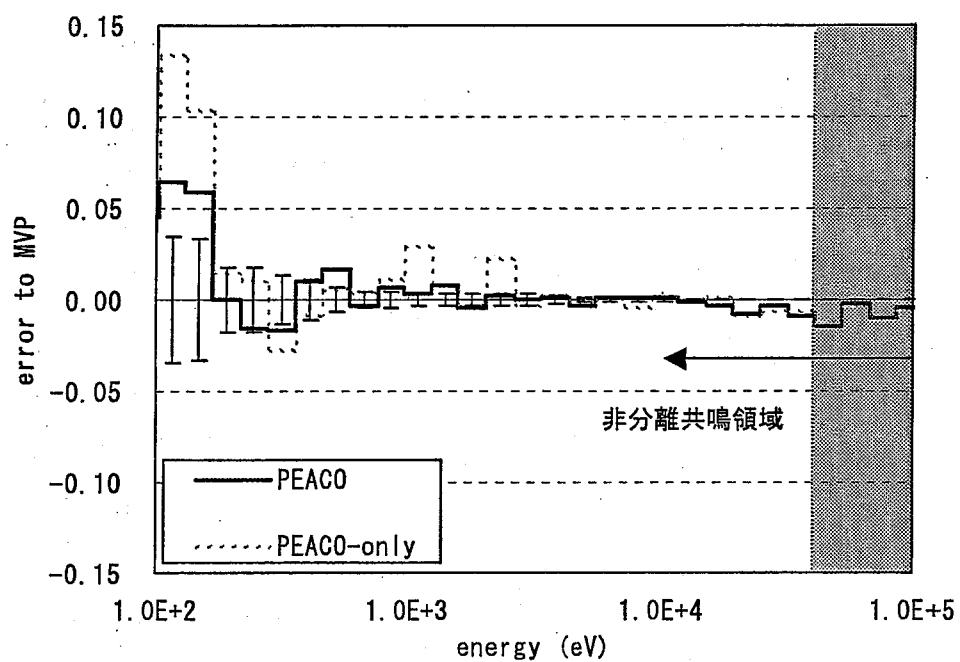


図 5.4.1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル1、UO₂プレート）

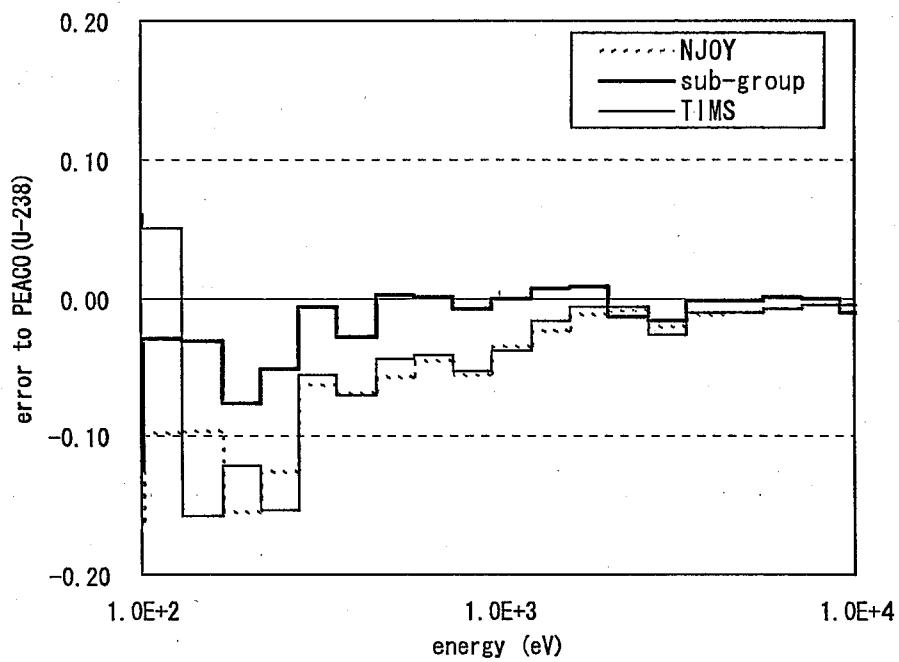


図 5.4.2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル1、UO₂プレート）

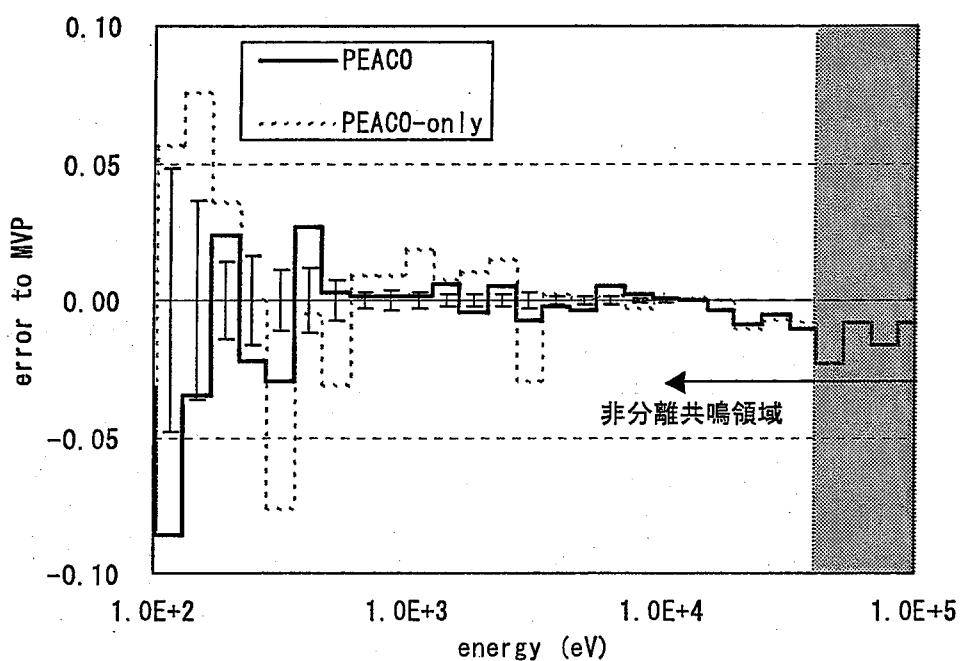


図 5.4-3 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル1、Pu ミートプレート）

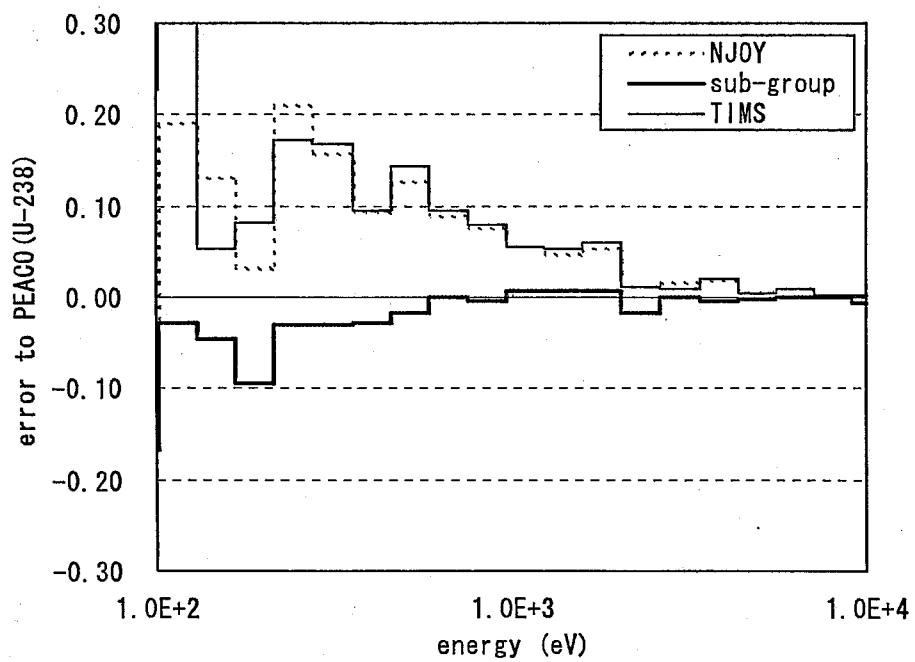
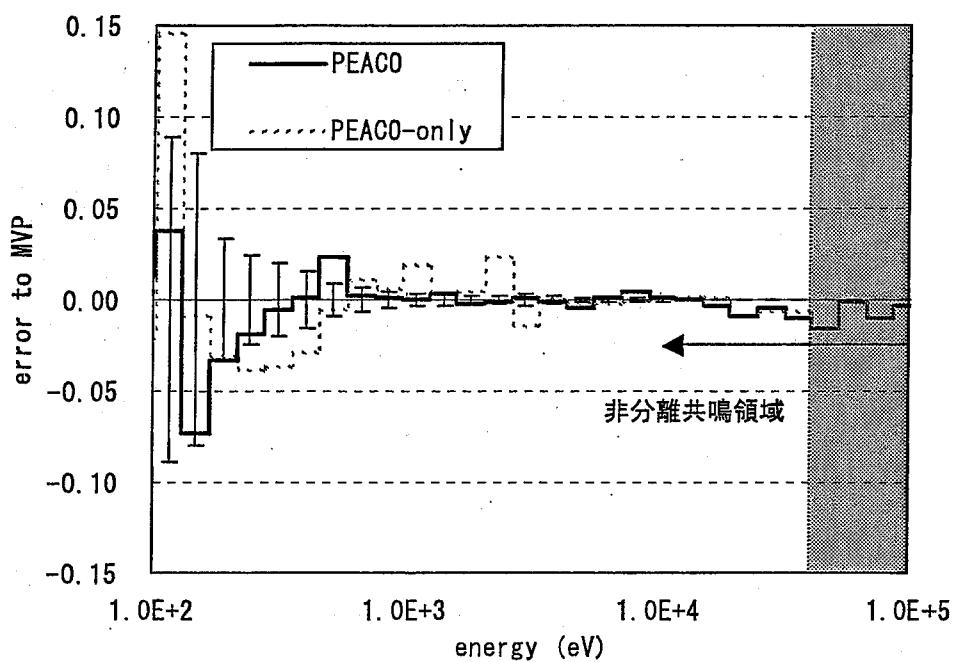
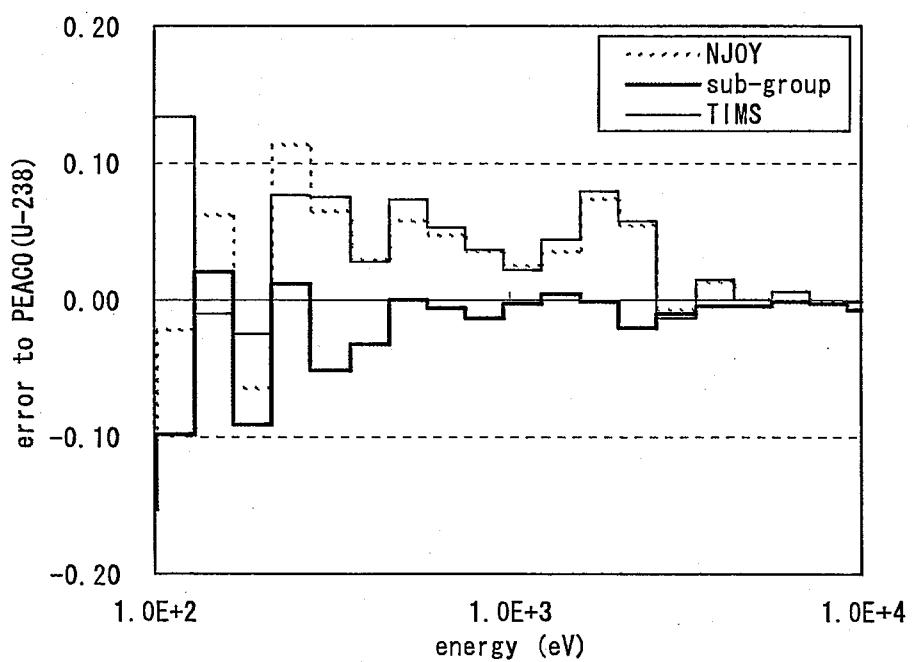


図 5.4-4 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル1、Pu ミートプレート）

図 5.4-5 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル2、UO₂プレート）図 5.4-6 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル2、UO₂プレート）

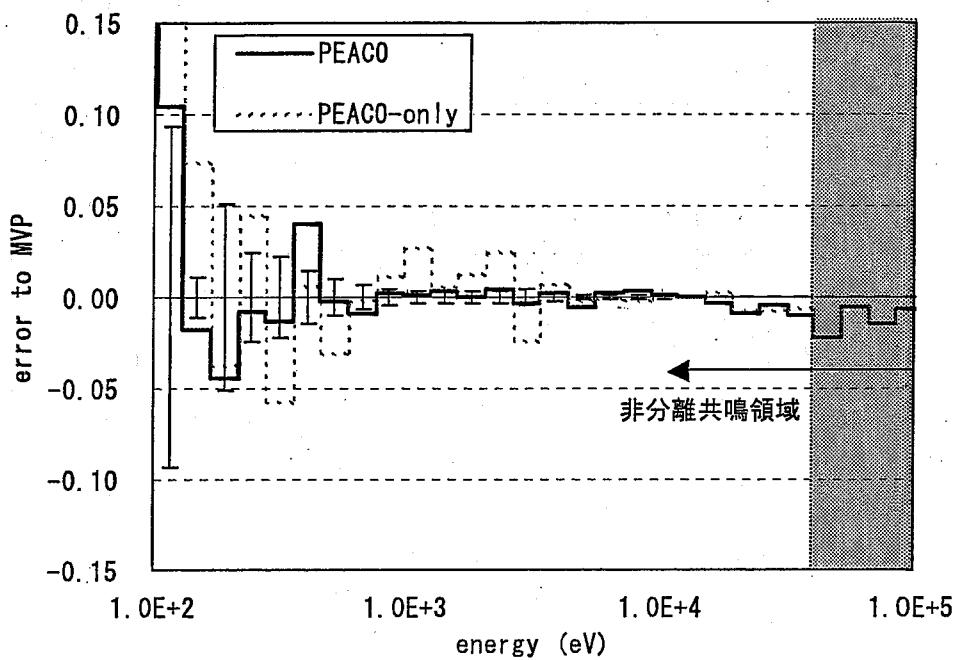


図 5.4-7 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル2、Pu ミートプレート）

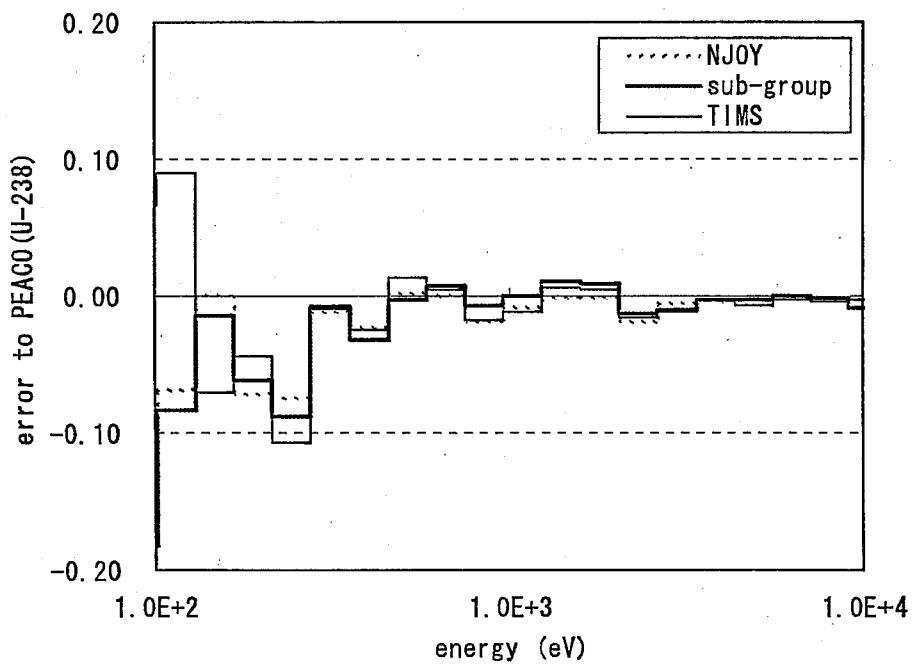


図 5.4-8 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル2、Pu ミートプレート）

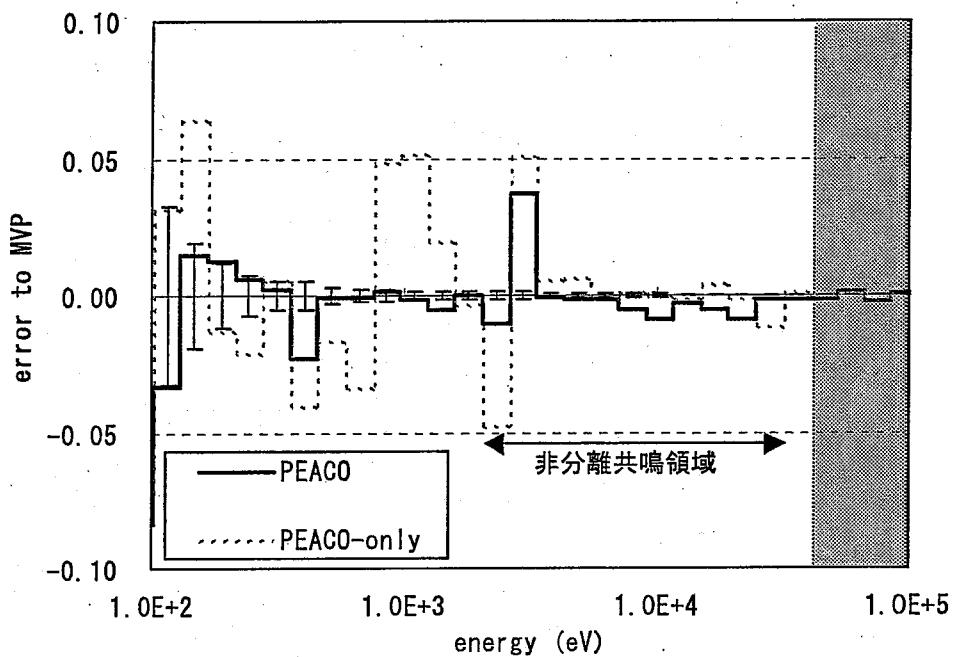


図 5.5・1 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル1）

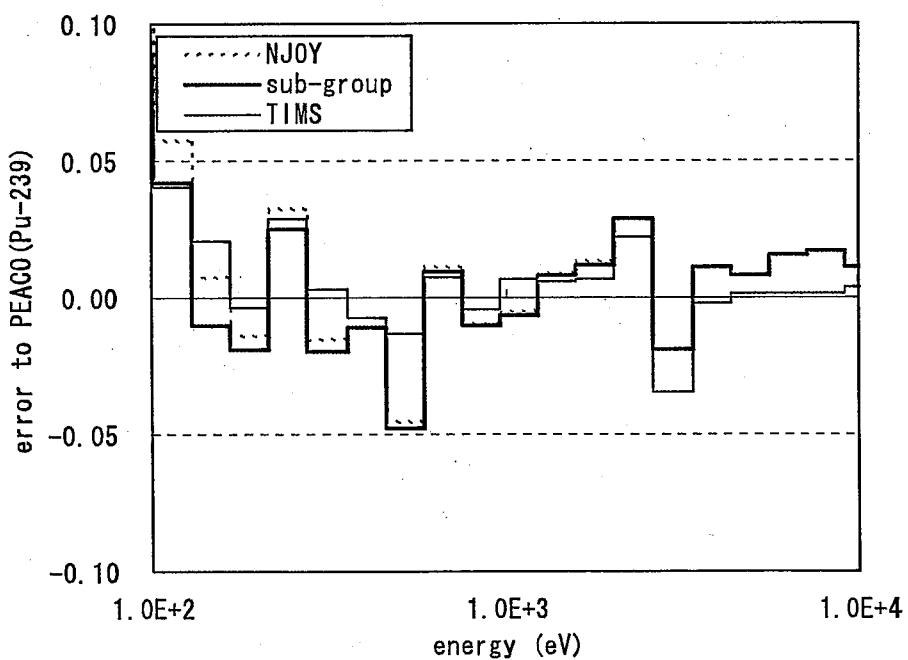


図 5.5・2 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル1）

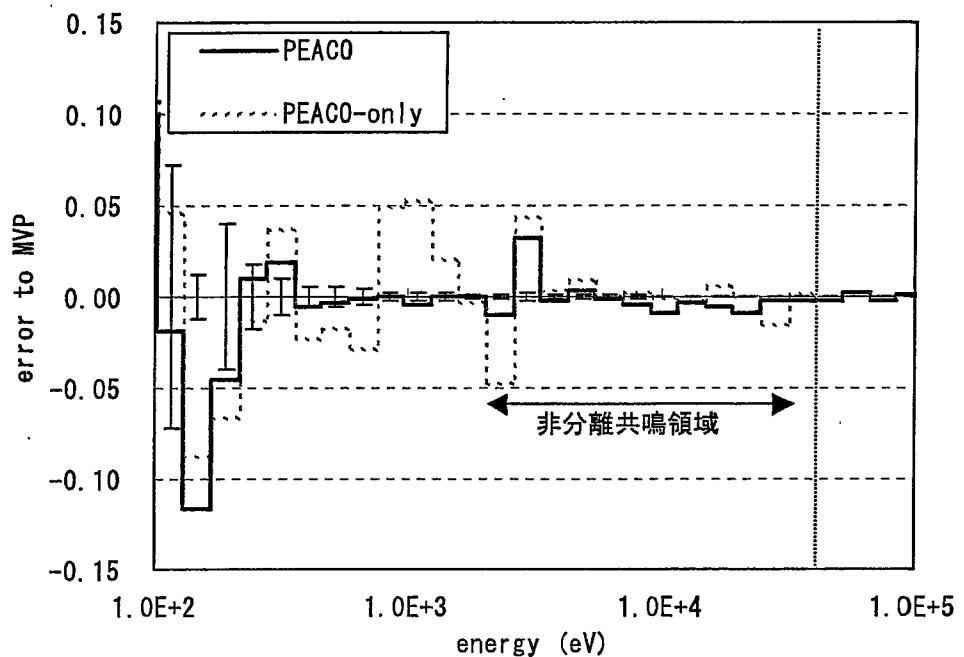


図 5.5-3 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル2）

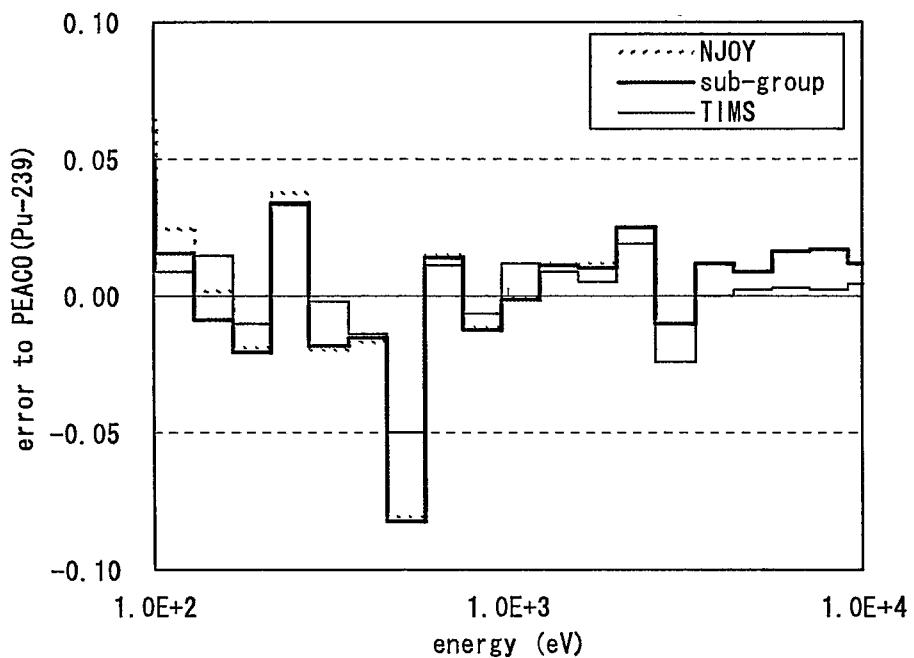


図 5.5-4 Pu-239 実効ミクロ捕獲断面積の比較（仮想セル2）

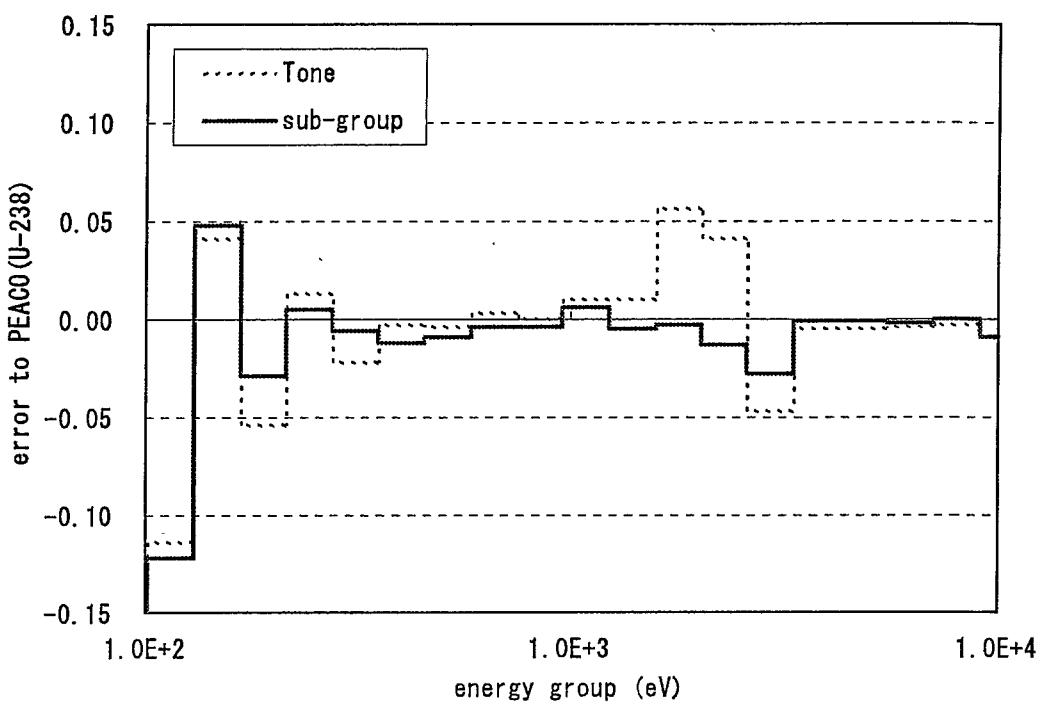


図 5.6-1 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル、第 2 プレート)

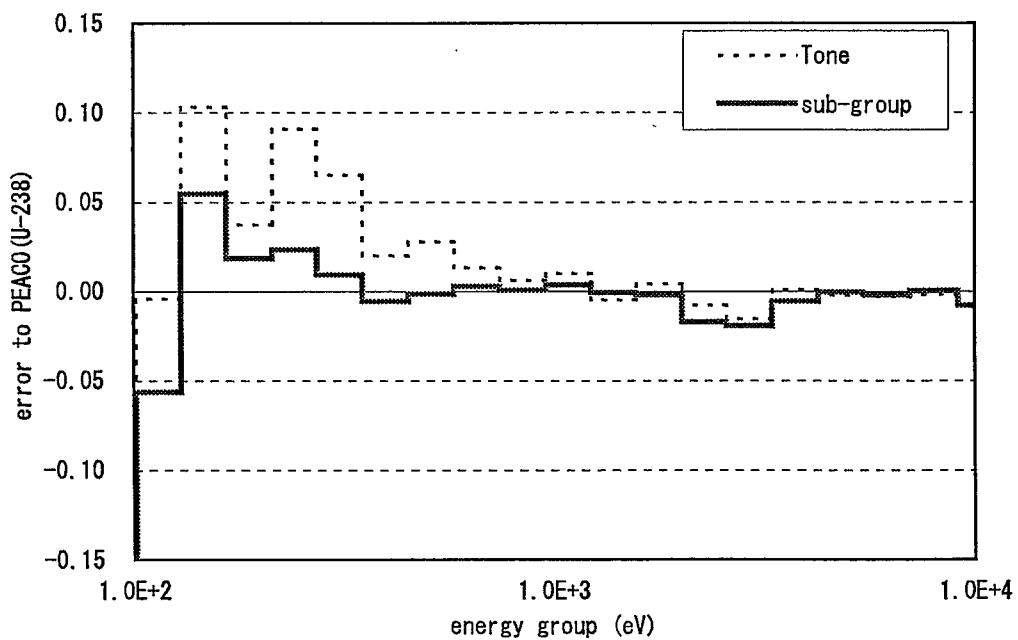


図 5.6・2 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル、第 8 プレート)

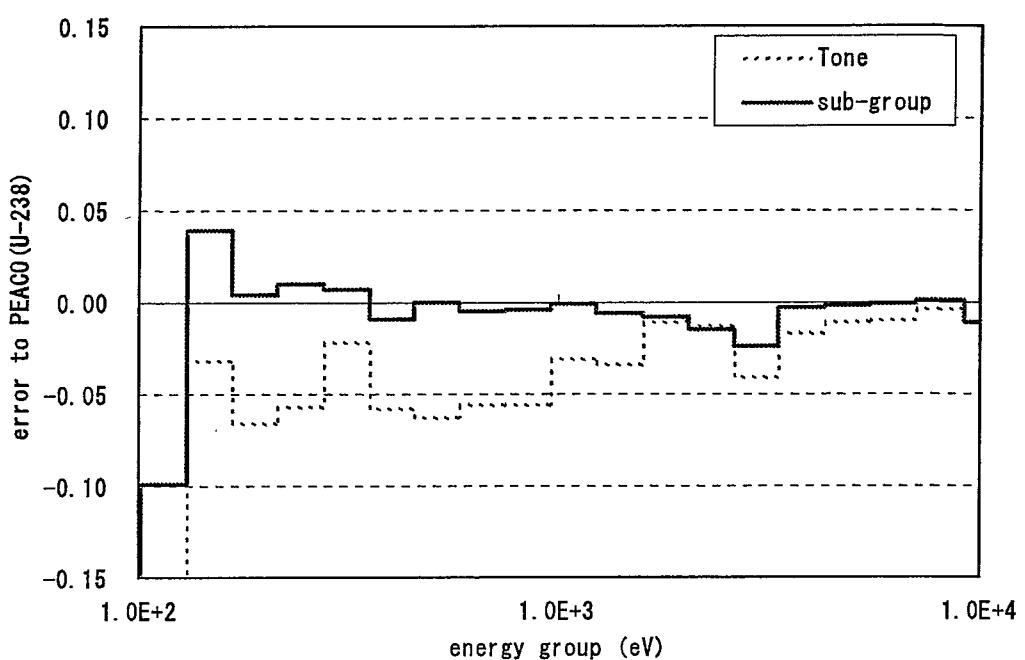


図 5.6・3 U-238 実効ミクロ捕獲断面積の比較 (SCF セル、第 17 プレート)

2層

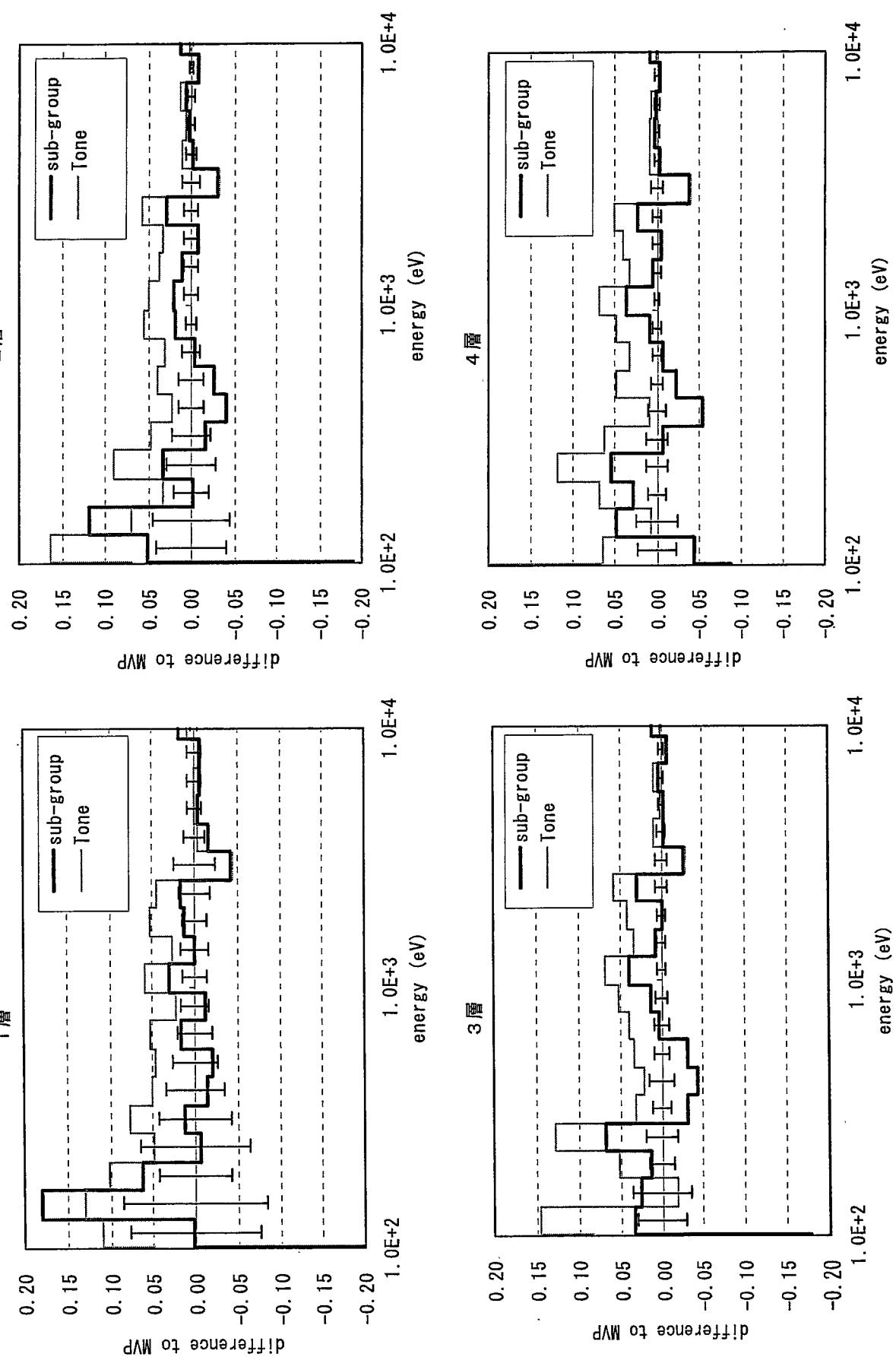
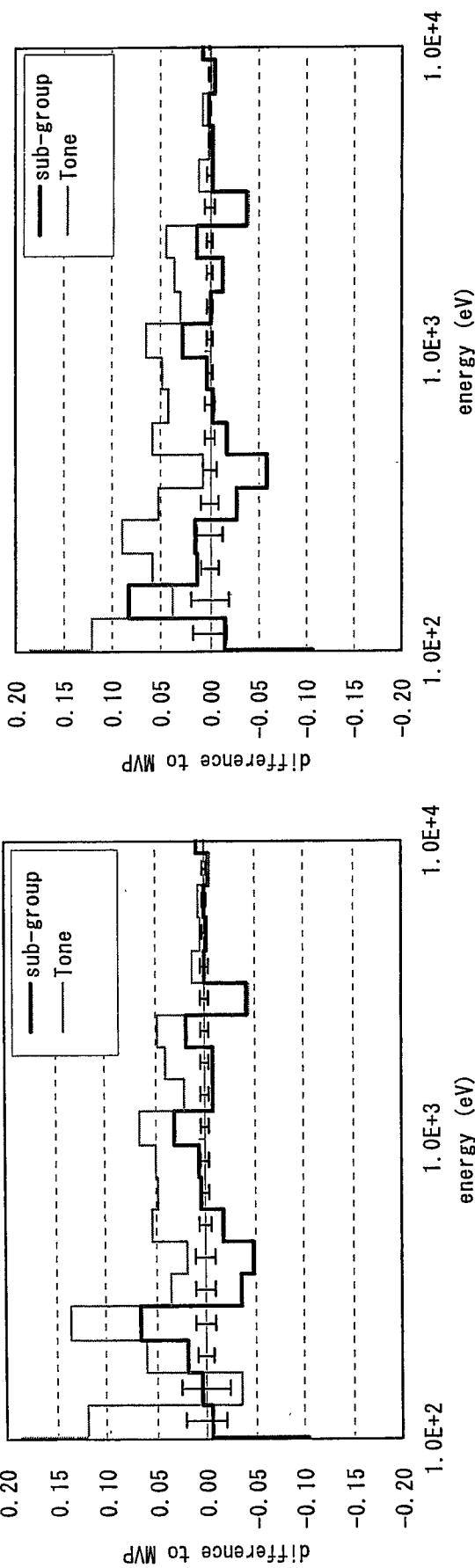


図5.7-1 U-238実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅ燃料集合体）

6層



-54-

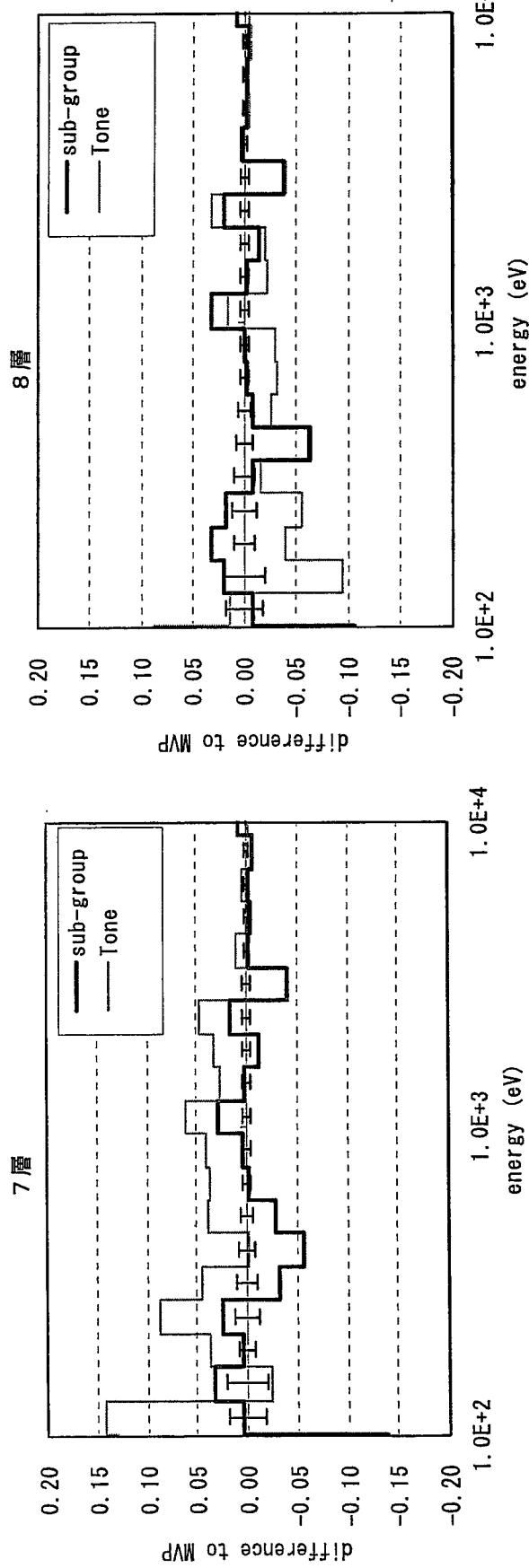
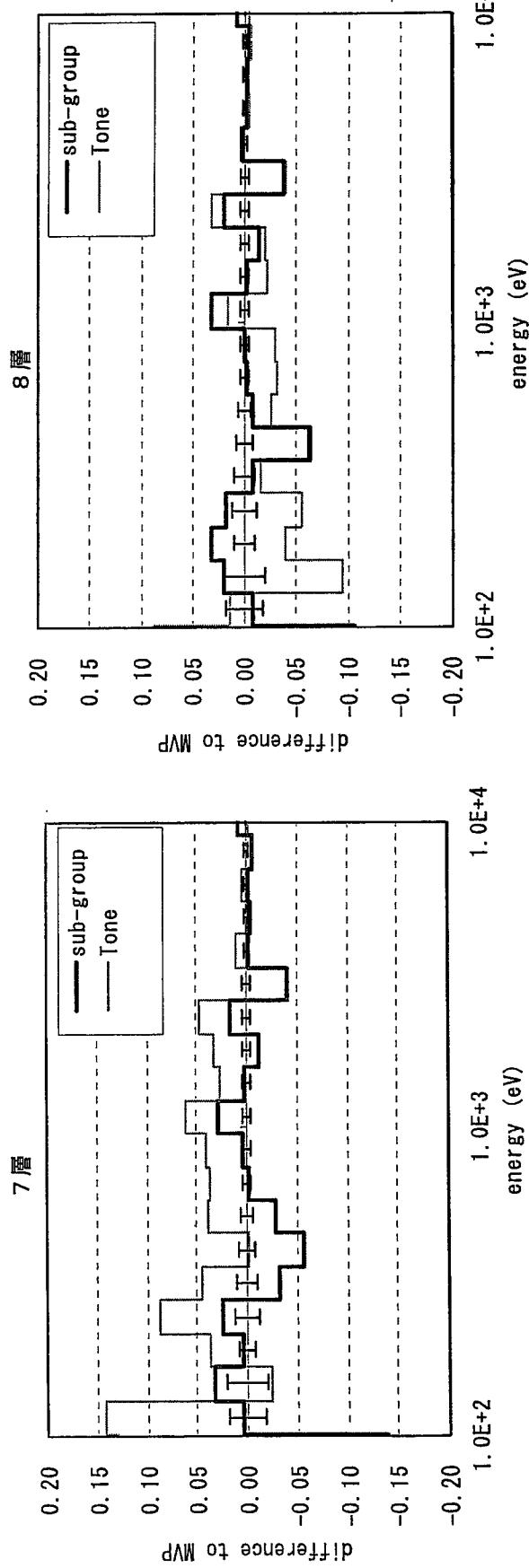


図5.7-2 U-238実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅ燃料集合体）

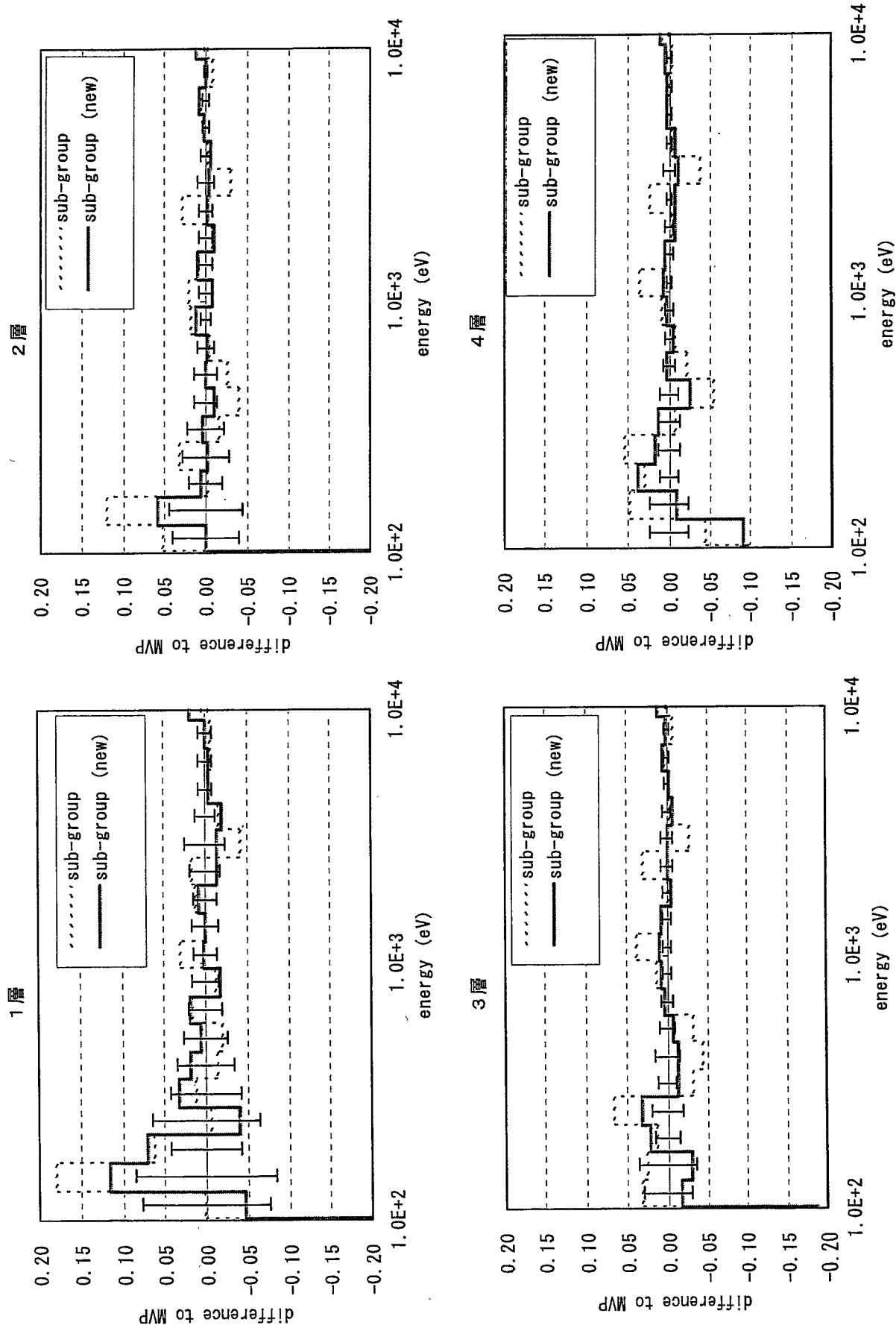


図5.8-1 U-238実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅ燃料集合体）

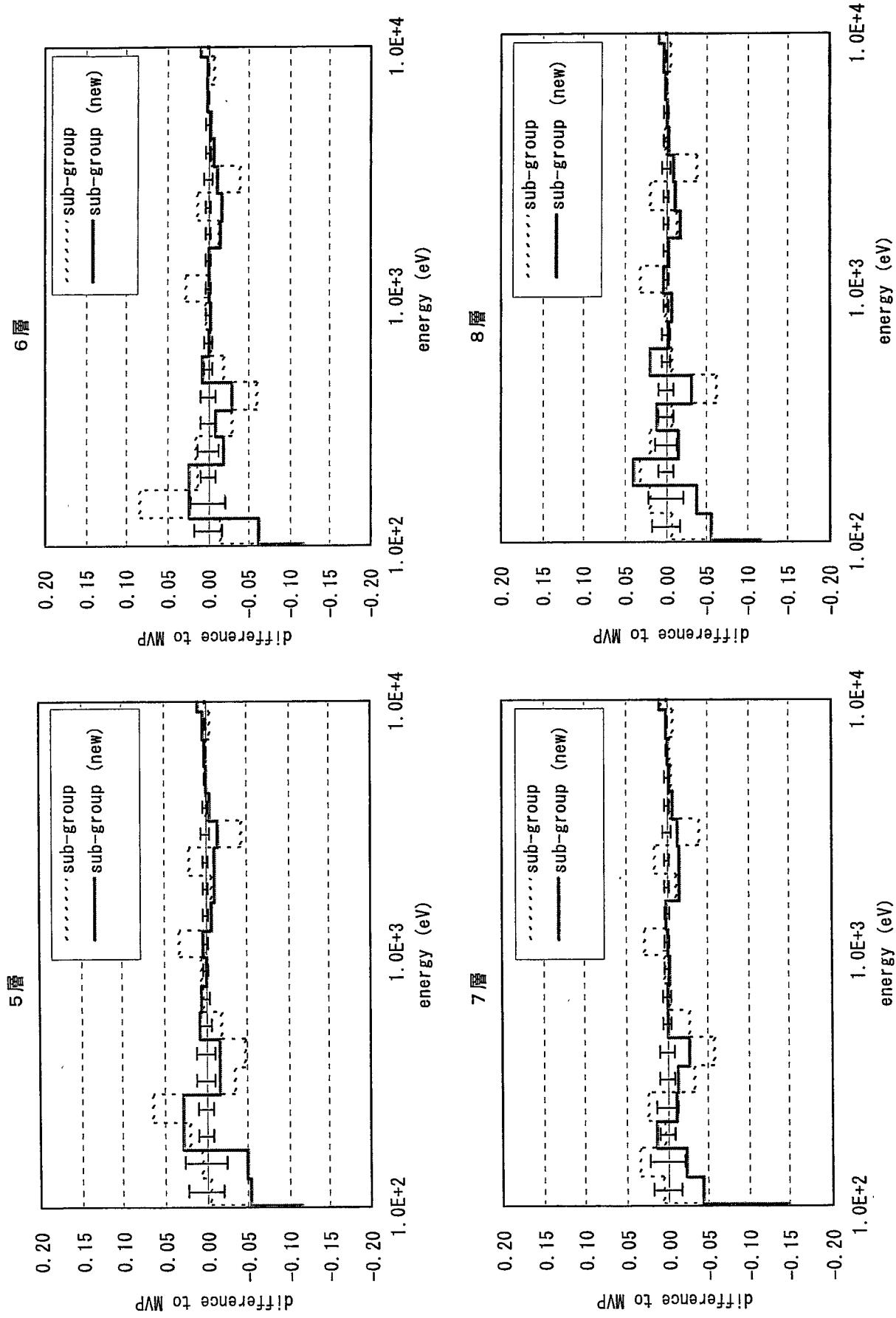


図5.8-2 U-238実効ミクロ捕獲断面積の比較（もんじゅ燃料集合体）

6 結言

高速炉の格子計算手法の比較研究を行った。その結果、非均質格子に対してこれまでサイクル機構で標準として用いてきた Tone の方法に基づく自己遮蔽因子内挿法は、体系によっては低エネルギー領域の実効断面積に有意な誤差を生じさせることが明らかとなつた。一方、サブグループ法は定式化の段階で Tone の方法と比べ近似が少なく、自己遮蔽因子内挿法で実効断面積に 10% を超える誤差が見られるケースでも高精度の計算が可能であることが定量的に示された。また、いずれの手法も着目核種以外の核種の共鳴構造を無視している（すなわち核種間の共鳴干渉効果を無視している）が、今回次世代炉定数システムに含まれている超微細群計算法を用いて検討することにより、共鳴干渉効果を無視することによって生じる誤差の程度を明らかにした。非均質格子における中性子スペクトルの評価および共鳴干渉効果の評価がいずれも高い精度で可能な超微細群計算法は、現在提案されている格子計算手法ではもっとも優れたものである、と結論づけられる。

一方、実機燃料集合体のような複雑な体系には直接超微細群計算法を適用することはできない。その代替案として、サブグループ法による 2 次元モデルでの格子計算結果に単ピニセル体系より求めた共鳴干渉効果を補正する方法を提案し、その方法を用いれば実効ミクロ断面積で参照解と 5% 以内で一致する結果を得られることを示した。

現在の決定論的核計算手法の流れにおいては、超微細群計算法は究極のツールであるといえる（超微細群計算を行うエネルギー領域が有限であることから、超微細群計算を適用しないエネルギー群については群分割を詳細化するなどして誤差を低減させる必要があるだろう）。ただし、現在の決定論的手法のプロセスでは積分核特性によっては（たとえばブランケット領域の反応率分布）大きな誤差を生み出すケースがあることがこれまで明らかとなってきており、今後はこの流れが崩されながら決定論的核計算手法は進化していくであろうし、進化させていかねばならない。

参考文献

- (1) 杉野和輝：「歐州炉物理解析システム ERANOS を用いた JUPITER 臨界実験解析」、JNC ZN9400 99-083 (1999).
- (2) G. Mantourov: "Effects of Nuclear Data Library on BFS and ZPPR Fast Reactor Core Analysis Results Part I:ZPPR Analysis Results", JNC TN9400 2001-069 (2001).
- (3) G. Mantourov: "Effects of Nuclear Data Library on BFS and ZPPR Fast Reactor Core Analysis Results Part II :BFS-62 Analysis Results", JNC TN9400 2001-106 (2001).
- (4) R. E. MacFarlane, D. W. Muir : "The NJOY Nuclear Data Processing System, version 91", Los Alamos National Laboratory report LA-12740-M (1994).
- (5) R. E. Schenter, J. L. Baker and R. B. Kidman : BNWL-1002(1969).
- (6) H. Takano, Y. Ishiguro and Y. Matsui : "TIMS-1:A Processing Code for Production of Group Constants of Heavy Resonant Nuclei", JAERI 1267 (1980) .
- (7) 千葉豪、沼田一幸：「JENDL-3.2に基づく高速炉用炉定数 JFS-3-J3.2R の作成」、JNC TN9400 2001-124 (2002) .
- (8) 奥村啓介、私信。
- (9) H. H. Hummel, D. Okvent : "Reactivity Coefficients in Large Fast Power Reactor", (1970), ANS.
- (10) T. Tone : "A Numerical Study of Heterogeneity Effects in Fast Reactor Critical Assemblies", Journal of Nuclear Science and Technology 12[8], p.467 (1975).
- (11) G. Rimpault : "Physics Documentation of ERANOS; The ECCO Cell Code", RT/SPRC/LEPh/97-001 (1997).
- (12) 大木繁夫：「海外出張報告 臨界実験施設 MASURCA における Pu 燃焼炉研究」、PNC ZN9600 98-004 (1998).
- (13) T. Takeda, et al.: "Application of Multiband Method to KUCA Tight-Pitch Lattice Analysis", Journal of Nuclear Science and Technology 28[9], p.863 (1991).
- (14) T. Ushio, et al.: "Application of Multiband Method to Pin Cell Calculations", Journal of Nuclear Science and Technology 30[11], p.1167 (1993).
- (15) T. Kitada, M. Kuroda and T. Takeda, "Improvement of Fitting Method of Multiband Parameters for Cell Calculations", Journal of Nuclear Science and Technology 34[7] p.638 (1997).
- (16) P. Ribon, J. M. Maillard, "Probability Tables and Gauss Quadrature; Application to Neutron Cross-Sections in the Unresolved Energy Range", Topical Meeting on Advances in Reactor Physics and Safety, SARATOGA SPRINGS (1986).

- (17) 宇根崎博信：「moment 法に基づくマルチバンドパラメータの計算」、日本原子力学会
1994 年秋の大会 G25 (1994).
- (18) 宇根崎博信：「断面積モーメントを用いたマルチバンドパラメータの計算」、日本原
子力学会 1995 年春の大会 C46 (1995).
- (19) 森貴正、中川正幸：「MVP/GMVP 連続エネルギー法及び多群法に基づく汎用中性
子・光子輸送計算モンテカルロコード」、JAERI-Data/Code 94-007 (1994).
- (20) 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).
- (21) T. Kamei, T. Yoshida : "Fuel Pin and Subassembly Heterogeneity Effect on
Neutronics Properties of Fast Power Reactor", Journal of Nuclear Science and
Technology 18[1], p.74 (1981).
- (22) 杉野和輝、岩井武彦：「実機高速炉核特性解析手法の高度化」、PNC TN9410 98-067
(1998).

A 二次元格子計算による直接法の妥当性検証

A.1 緒言

格子計算コードSLAROM-UFには二次元衝突確率計算モジュールが組み込まれており、二次元格子計算が可能である。そこで本章では、直接法（一次元リングモデル）による結果との比較を行い、直接法の妥当性を検証する。

A.2 解析結果

A.2.1 固有値の比較

計算の対象は「もんじゅ」の内側炉心燃料集合体（温度は300K）とし、ライブラリはJFS-3-J3.2Rを用いた。参照解としては、連続エネルギーモンテカルロコードMVPを用い、一次元リングモデル、二次元モデルの他に、2ステップ法（単ピンセル計算でラッパ管の考慮を含めたもの（1とする）と含めないもの（2とする）の2種類）による計算も行った。また、一次元リングモデルでは次世代炉定数システムを用いた解析も行った（基本炉定数として70群、175群の二種を用いた）。境界条件は、MVPと二次元モデルでは六角体系を扱うため周期境界条件を、一次元モデルはホワイト境界条件を用いた。

固有値の比較を表A.1に示す。これより分かることを箇条書きで示す。

- ①一次元リングモデルと二次元モデルはほぼ固有値が一致しており、MVPに対して0.4% Δk 程度小さく評価する。
- ②ラッパ管を考慮したピンセル計算を行う2ステップ法2はラッパ管を考慮しない2ステップ法1より固有値が低下している。
- ③一次元リングモデルおよび二次元モデルは2ステップ法1と2ステップ法2との中間の傾向を示している。
- ④一次元リングモデルにおいて超微細群計算を行うことにより固有値は増加し、MVPとの差は低減されている。また、基本群数を175群とした超微細群計算によりさらに固有値は増加し、MVPとは0.1% Δk 以内で一致している。

A.2.2 実効マクロ断面積の比較

得られた領域平均実効マクロ吸収、生成断面積のMVPに対する差を図A.1～A.4（本メモの図中に示される誤差棒は、MVPの標準偏差を示す）に示す。

図A.1は一次元リングモデル、二次元モデルのMVPとの比較であるが、10keV以上では吸収、生成反応ともにMVPの値と0.8%以内で一致している。100eVから10keVの領域ではMVPとの差は広がり、一致は8%以内となる。一次元リングモデルと二次元モデルで比較すると、両者はおおよそ1%以内で一致しており、大きな差は見られないことがわかる。高エネルギー領域においては、ごくわずかであるが一次元リングモデルが二次元モデルよりも小さく評価する傾向となっている。

図A.2は2ステップ法1と二次元モデルのMVPとの比較である。2ステップ法1は単ピンセル計算時にラッパ管の存在を考慮しない方法である。高エネルギー領域では2ステップ法1のMVPとの一致が悪いが、この理由は文献(19)に述べられている。2ステッ

プ法 1 と二次元モデルとでは若干 2 ステップ法 1 の方が MVP との一致がよい。2 ステップ法 1 は全般的に二次元モデルよりも値を小さく評価する傾向がみられる。

図 A.3 は 2 ステップ法 2 と二次元モデルの MVP との比較である。2 ステップ法 2 は単ピンセル計算時にラッパ管の存在を考慮する方法である。2 ステップ法 1 と比べ、高エネルギー領域における MVP との一致はよくなっているが、低エネルギーで差が大きくなっている。この理由も文献(19)に述べられている。

図 A.4 は一次元リングモデルにおいて次世代炉定数システムを用いたケース（基本炉定数は 70 群構造）の MVP との比較である。超微細群計算を行うことにより、格段に MVP との一致がよくなっていることがわかる。一次元リングモデルおよび 2 ステップ法においてみられた相違のピークも、次世代炉定数システムの使用により消滅している。このことから、JFS-3-J3.2R を用いた一次元リングモデルの MVP との相違は、モデル化に起因するものではなく、70 群という群構造の粗さ、もしくは（群構造の粗さに含まれるものともいえるが）核種間の共鳴干渉効果の取扱いの不充分さに起因したものであると考えられる。また、二次元モデルと一次元リングモデルとは固有値、マクロ断面積に大きな相違は見られなかった。この詳細な検討は後述することとする。2 ステップ法は、実効ミクロ断面積を評価する際にラッパ管の存在を考慮していないことによる誤差（2 ステップ法 1 に該当）、またラッパ管の存在を考慮しても、単ピンセルにラッパ管を巻き付けたモデルによる誤差、そのモデルを集合体中央付近に存在するピンにも適用することによる誤差（2 ステップ法 2 に該当）が存在する。2 ステップ法 1 は固有値、実効マクロ断面積の MVP との一致はよかつた。図 A.5 に 2 ステップ法 1 の単ピンセル計算に次世代炉定数システムを用いた解析結果を示すが、相違のピークは改善されたものの、全体的に MVP との一致が悪くなつたことがわかる。これより、2 ステップ法 1 は誤差の相殺により MVP との一致がよかつたものと考えられる。

A.2.3 自己遮へい効果および中性子束分布の評価

次に、実効ミクロ断面積の評価と領域内中性子束分布の評価を分離して考える。そこで、まず二次元モデルおよび一次元リングモデルにより各燃料ピン層の実効断面積を求めておく。そしてその実効断面積を用いて、二次元モデルおよび一次元リングモデルにより中性子束分布の計算を行い固有値を求める。ここで、被覆管、冷却材、ラッパ管領域の実効断面積はすべて同じものを用いることとする。結果を表 A.2 に示す。これより、実効断面積を同一モデルで求め、中性子束分布を異なるモデルで求めた場合の固有値の相違は皆無に等しい。また、実効断面積を異なるモデルで求め、中性子束分布を同一のモデルで求めた場合の固有値の相違は、 $0.02\% \Delta k$ 程度とかなり小さいものの若干存在する。この結果より、中性子束分布を評価する際の両モデルの相違は無視できる程度であり、実効ミクロ断面積の評価における両モデルの相違がごく僅かに存在することがわかる。

A.2.4 実効ミクロ断面積と衝突確率の比較

次に、一次元リングモデルと二次元モデルの各燃料ピン層における U-238 の実効ミクロ捕獲断面積の比較を行った。結果を図 A.6-1 から図 A.6-8 に示す。上段は両モデルの MVP との相対差、下段は一次元リングモデルの二次元モデルに対する相対差を示してい

る。両モデルと MVP との相違は 10keV 以上では 2%以下、100eV から 10keV の間では 20%以下となっている。第 1 層から第 7 層までは、決定論的手法により得られた値は MVP のそれよりも大きな評価になっており、第 8 層では逆の傾向となっている。また、一次元リングモデルと二次元モデルとの相違であるが、第 1 層、第 2 層では一次元リングモデルが最大で 2%系統的に大きく評価している。第 3 層から第 7 層では、33 群、42 群において最大 2%の相違はあるが、両モデルはほぼ一致していることがわかる。第 8 層では、一次元リングモデルは最大で 2%強、系統的に小さな評価となっている。また、系統的な相違がみられる層においては、二次元モデルの方が MVP との一致がよい。これらより、燃料集合体の中央付近および外周付近においては、一次元リングモデルは二次元モデルと比べて MVP との一致が悪くなるということがいえる。しかし、その大きさは、U-238 の実効ミクロ捕獲断面積では最大で 2%強程度と、それほど大きなものではない。

各燃料リング間の衝突確率の比較も行った。ここでは、Tone 法で必要とされる衝突確率を比較対象とした。これにより、各領域の全断面積は同一のものとなり（均質体系化の実効断面積が用いられるため）、幾何形状のみによる相違を抽出することができる。比較する群として、一次元リングモデルと二次元モデルの実効ミクロ断面積の相違が大きかった 33 群 (2.6keV~3.4keV)、相違の小さかった 37 群 (0.96keV~1.2keV) を選定した。結果を表 A.3-1、表 A.3-2 に示す。ここで縦軸は衝突確率 P_{ij} における i 、横軸は j を示し、 sum は j についての総和である (i, j は燃料リングの第何層であるかを示す)。従って、 sum は第 i 層リングで衝突した中性子が次の衝突を燃料領域で起こす確率となる。最上段の表は一次元リングモデルにおける衝突確率であり、二段目は二次元モデルにおける衝突確率、そして最下段は二次元モデルの値に対する一次元リングモデルの相対差を示す。各成分をながめると、33 群では P_{ii} が ($i = 1$ を除き) 一次元モデルでは 10%から 30%以内で大きく評価しており、逆に他の燃料領域における衝突確率は系統的に小さくなっている。一方 37 群では、各成分は両モデルともよく一致しており、相違は最大でも 4%程度である。

始めに、33 群と 37 群の両方にみられる傾向について考察する。 P_{ii} に着目すると、 $i = 1$ 以外では一次元リングモデルは二次元モデルより大きく評価する傾向となっている。これは一次元リングモデルはリング化により領域が連続することになるため、同じ燃料リング間で衝突しやすくなることによるものと考えられる。一方、 P_{ij} ($j \neq i$) では一次元リングモデルは二次元モデルよりも小さく評価している。これは、一次元リングモデルではリングの幅が小さくなり、リング間の距離が拡がることによるものと考える。

また、33 群と 37 群のモデル間相違の大きさの違いであるが、これは燃料ピン間の Na に関するものと考えられる。Na は 33 群に大きな共鳴ピークをもっているため、33 群においては体系の位置関係が衝突確率の評価に大きく効いてくる。従って 33 群では、モデル化の違いが衝突確率に対し大きな相違をもたらすことになる。このことは中性子エネルギーに関して同様のことがいえる。つまり、中性子の速度（エネルギー）が小さくなるほど、中性子の挙動はよりミクロな範囲となり、体系の細かな部分が衝突確率に効いてくると考えられる。図 A.6 においても、中性子エネルギーが小さくなるにつれてモデル間の相違が大きくなっていることがわかる。ただし図 A.6 について、エネルギーがさらに小さくなると相違は小さくなっていく。この場合は中性子の挙動が極端にミクロな範囲となるためと考えられる。

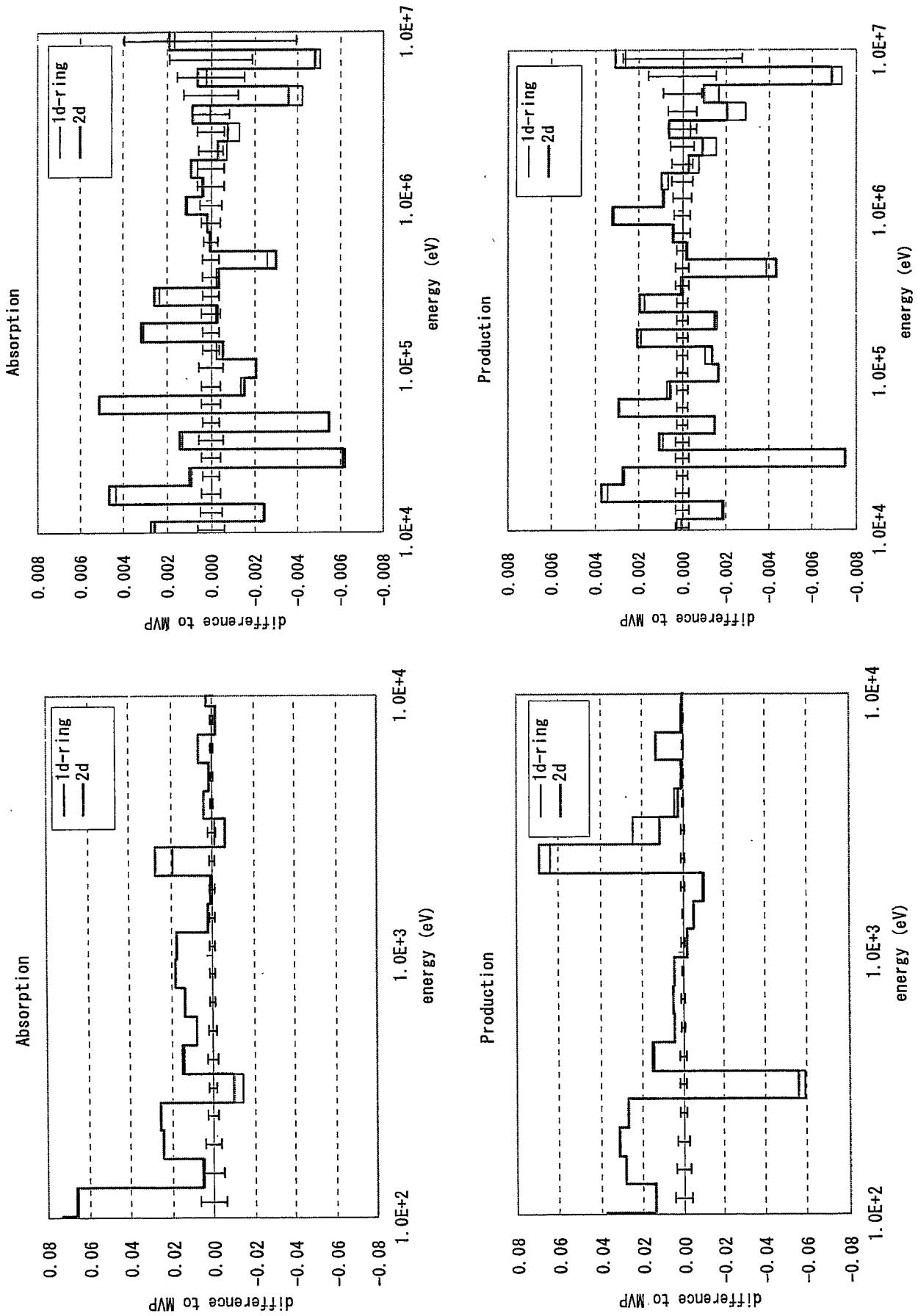
また、各燃料リングからの燃料領域への衝突確率の総和についての一次元リングモデル

の二次元モデルに対する相対差を図 A.7 に、U-238 実効ミクロ断面積の一次元リングモデルの二次元モデルに対する相対差を図 A.8 にそれぞれ示す。これらの図より、両モデルの衝突確率の相違と実効ミクロ断面積の相違には大きな負の相関が見られることがわかる。これは、燃料領域への衝突確率が増加することによって U-238 の寄与が多くなり、自己遮へい効果が増加するためといえる。Tone の方法では、同じ燃料組成であれば、各ピン間の衝突確率ではなく、燃料領域トータルに対する衝突確率、すなわち $\sum_{k=F} P_{lk}$ が計算に効いてくる。表 A.3 より、各ピン間の衝突確率の相違が相殺しあって燃料領域トータルへの衝突確率の相違は小さくなっていることがわかる。それは特に燃料リング 3 層から 7 層までが顕著であり、それが 3 から 7 層における実効ミクロ断面積の一一致につながっている。従って今回の検討では実効ミクロ断面積は一次元リングモデルと二次元モデルとでよい一致を示したが、たとえば燃料集合体内で複数の組成をもつ燃料ピンが存在する体系などは、両モデルの相違は拡大する可能性がある。

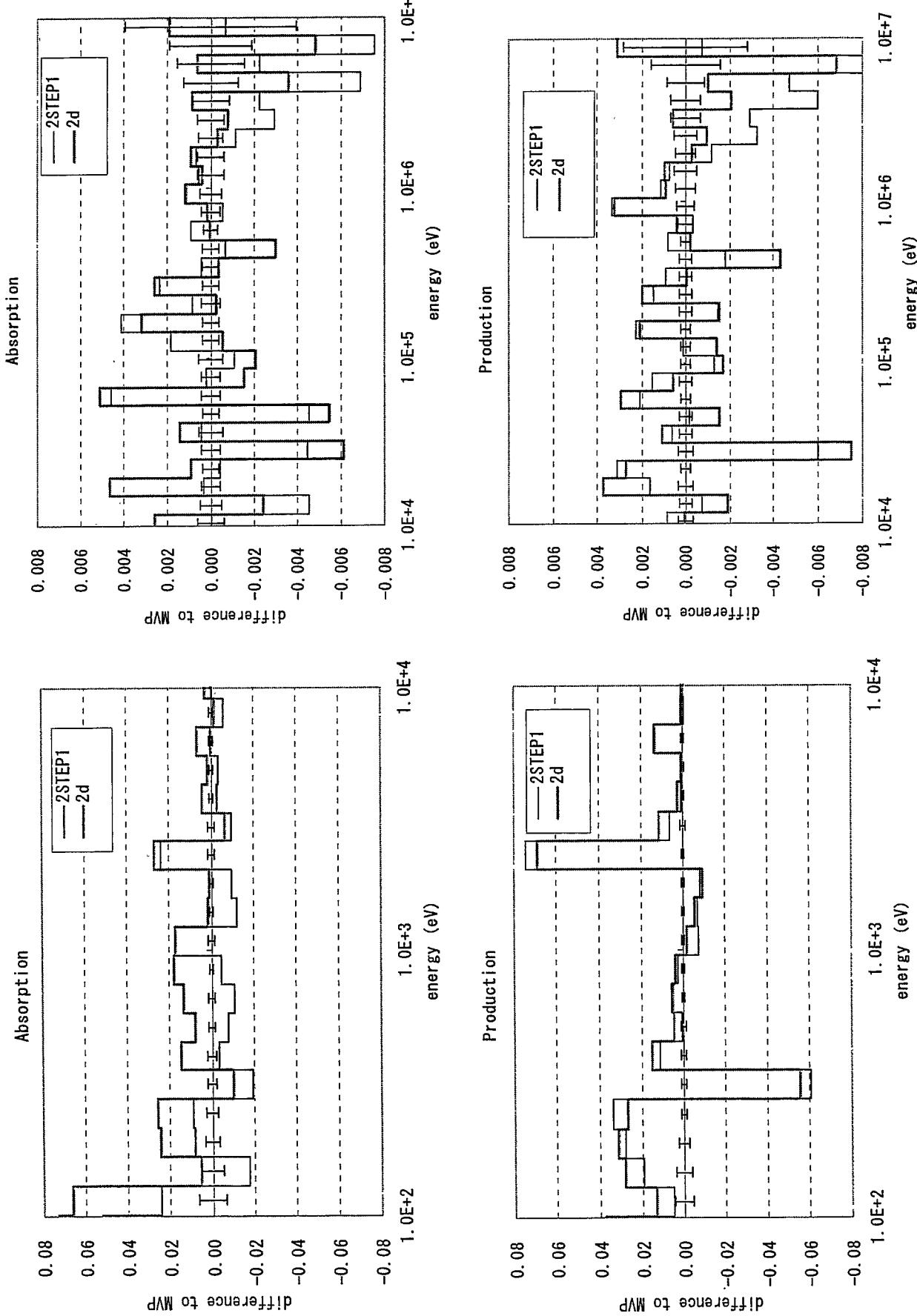
A.3 結言

本章では、二次元格子計算と直接法による計算を行い、統計論的手法による結果と比較した。決定論的手法で得られた固有値、実効マクロ断面積は、統計論的手法で得られたそれと比べて、いくぶんの相違が見られた。しかし、次世代炉定数システムを導入することにより、その相違が大きく低減されることがわかった。また、二次元格子計算と直接法との比較を行ったところ、固有値、実効マクロ断面積には大きな相違は観察されなかった。

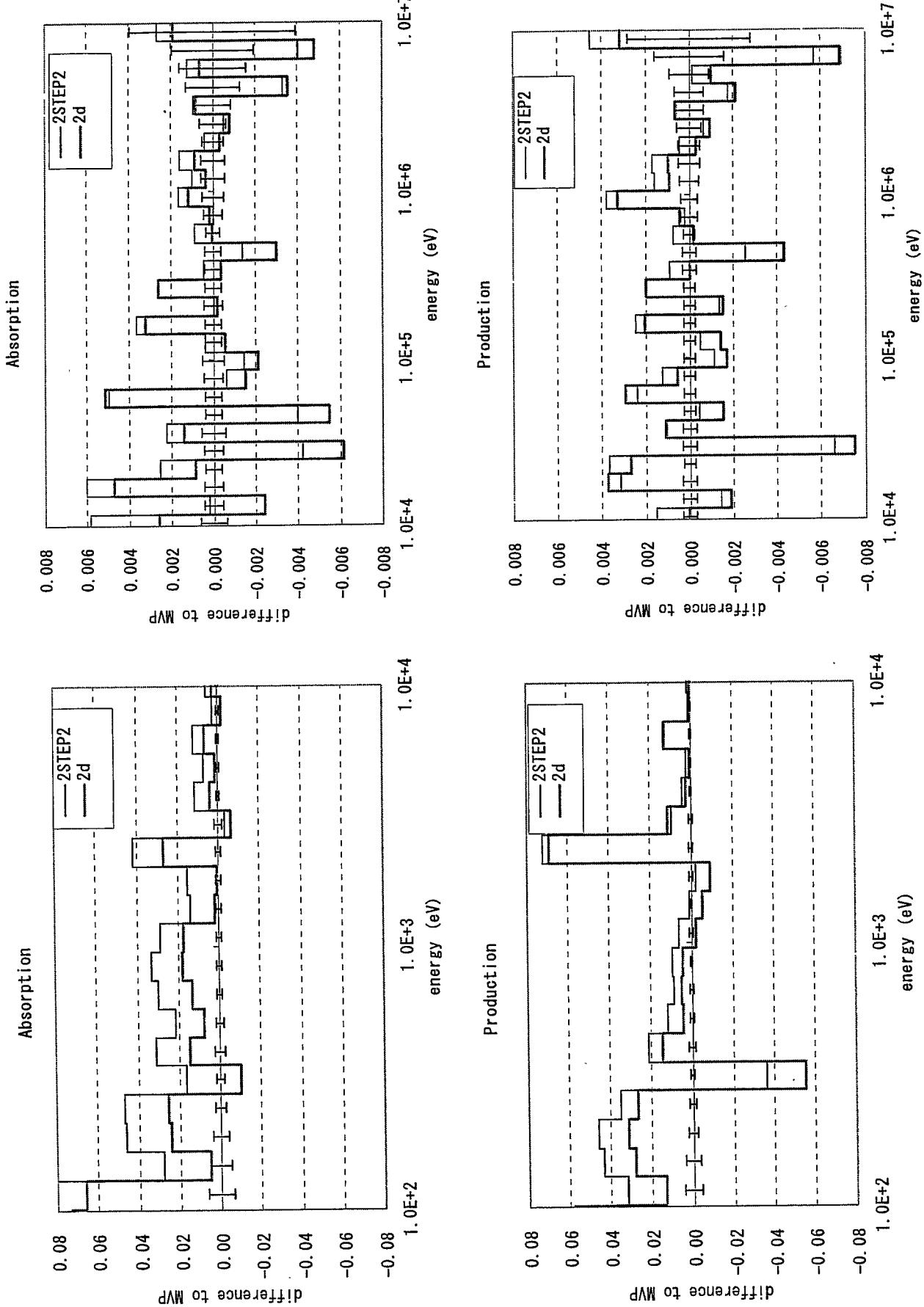
直接法の妥当性であるが、直接法による値はおおむね二次元モデルによる値と一致したが、冷却材に共鳴があるエネルギー群では誤差が大きくなることがわかった。また、全て同じ組成の燃料ピンが用いられる燃料集合体ではなく、各ピンの組成が大きく異なるような集合体では、直接法のモデル化誤差が拡大する可能性があることが示唆された。



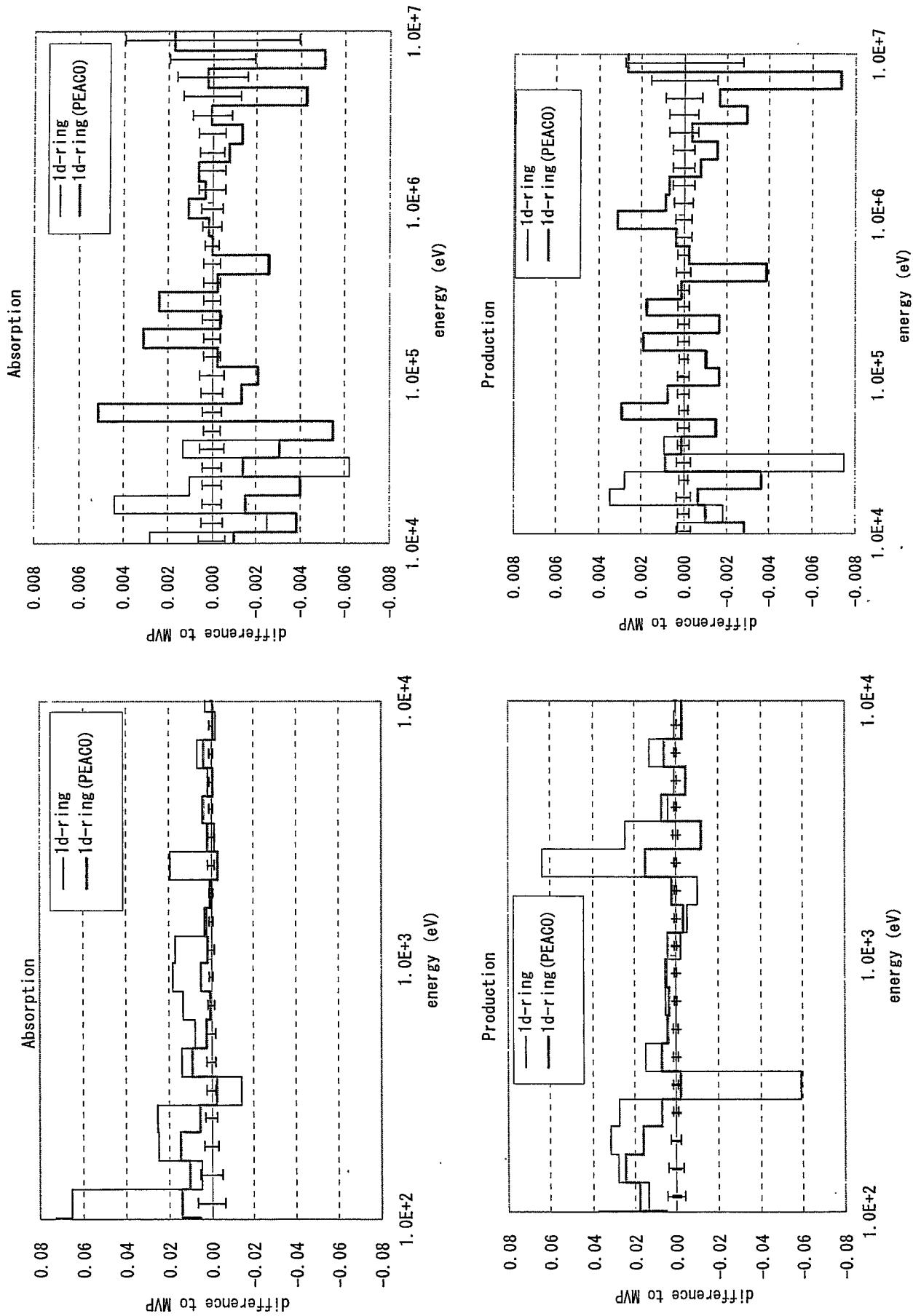
図A.1 1次元リングモデルと2次元モデルの実効断面積のMVPとの差



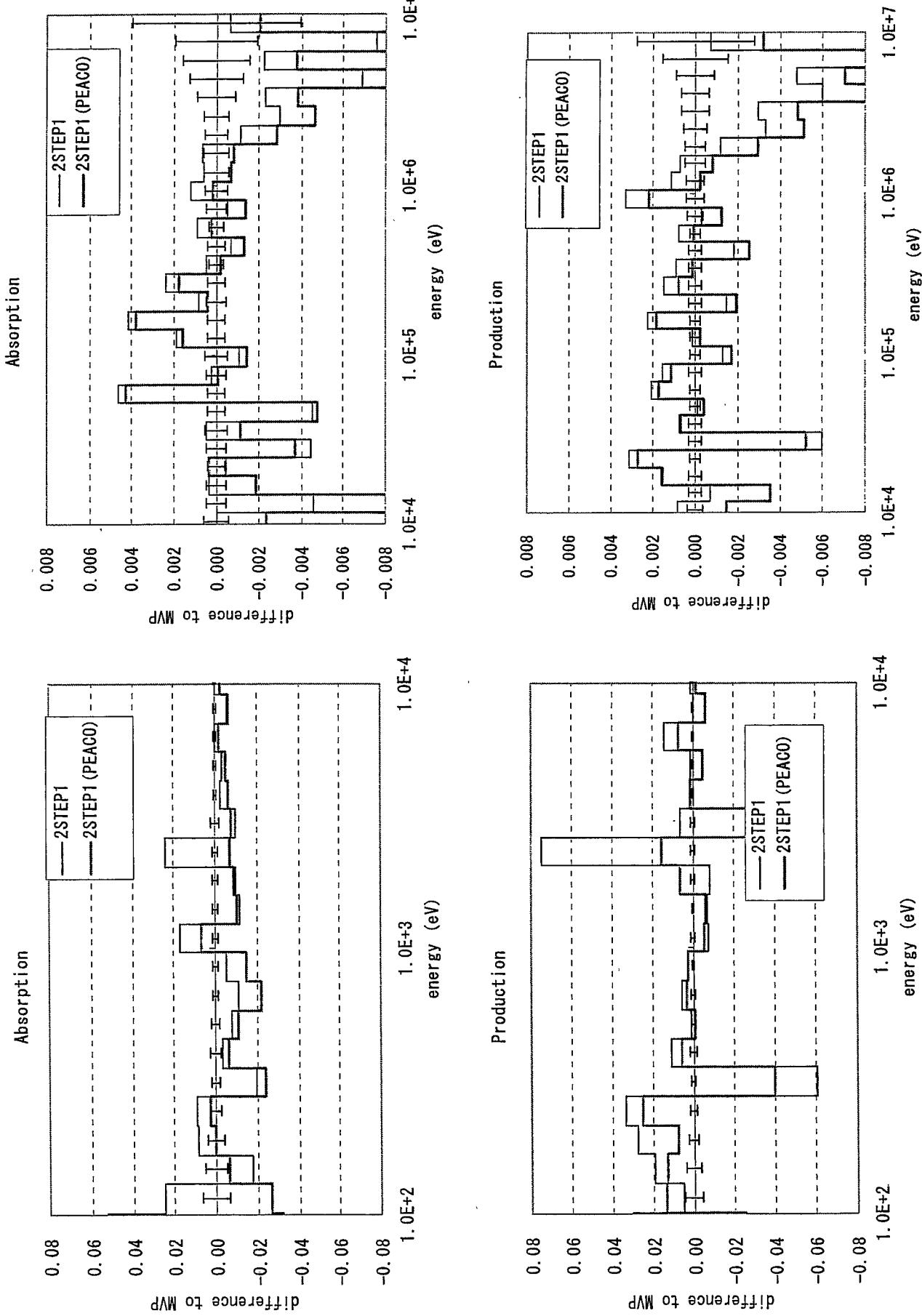
図A.2 2ステップ法1と2次元モデルの実効断面積のMVPとの差



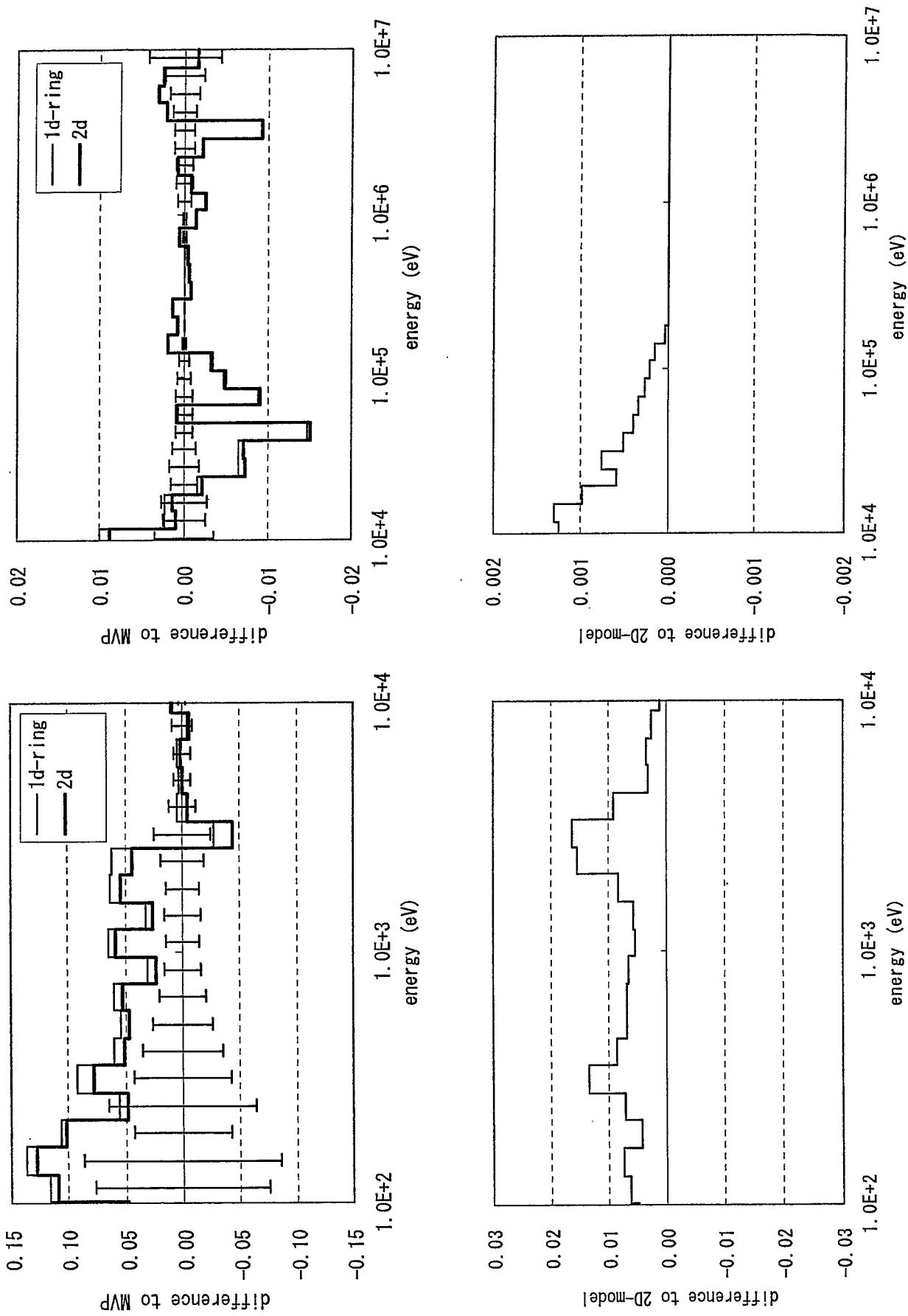
図A.3 2ステップ法2と2次元モデルの実効断面積のMVPとの差



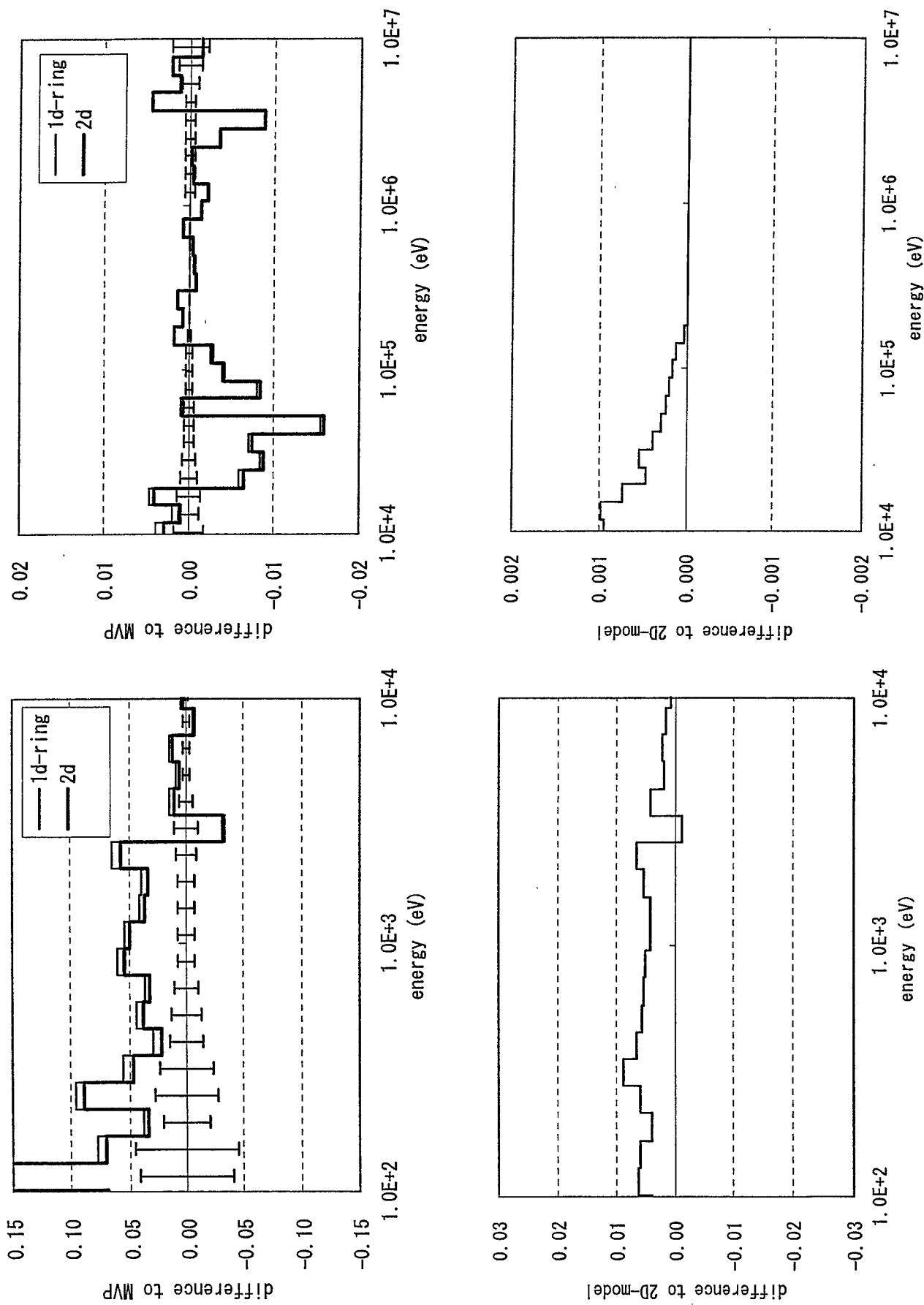
図A.4 超微細群計算を行った1次元リングモデルの実効断面積のMVPとの差



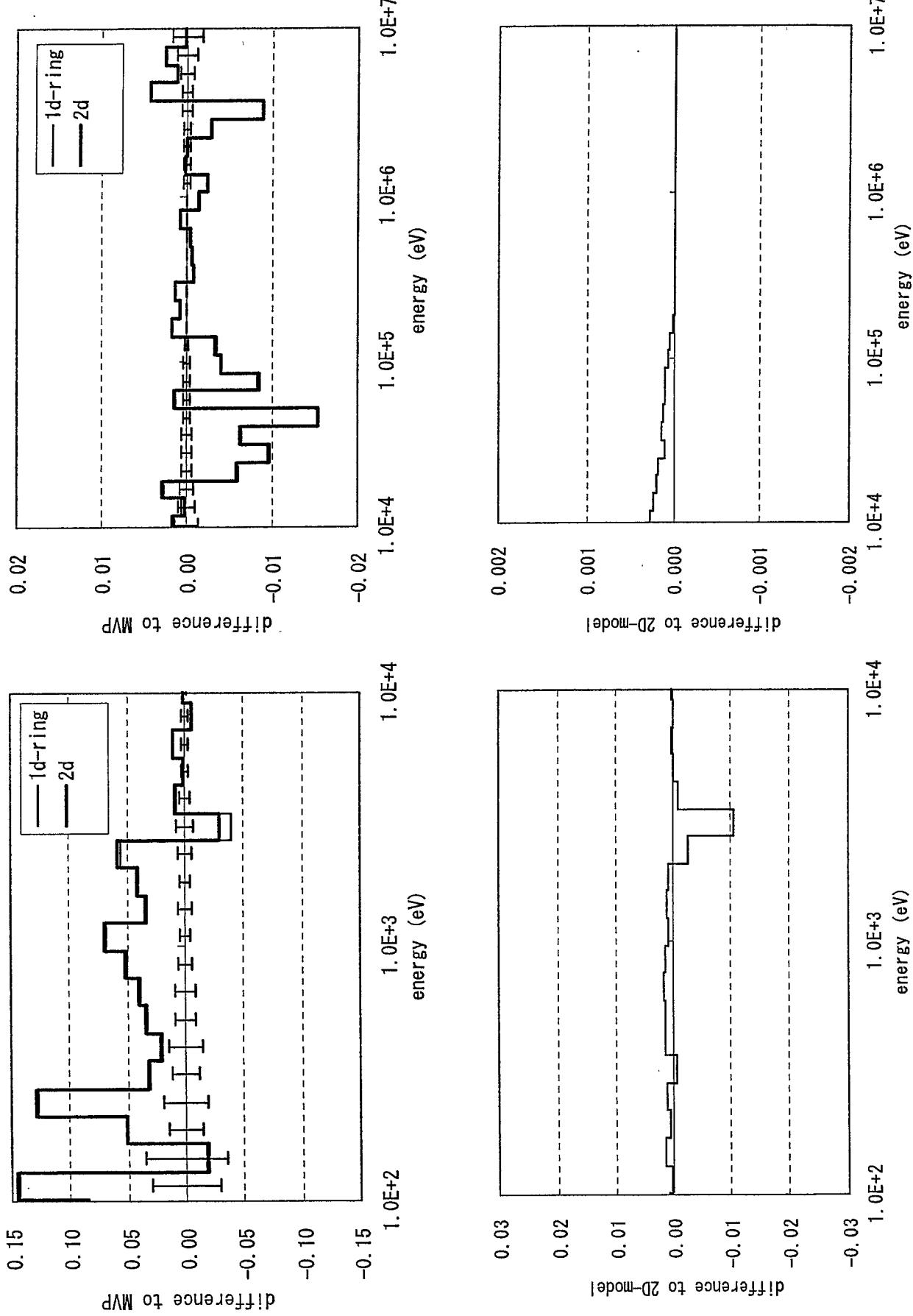
図A.5 超微細群計算を行った2ステップ法1の実効断面積のMVPとの差



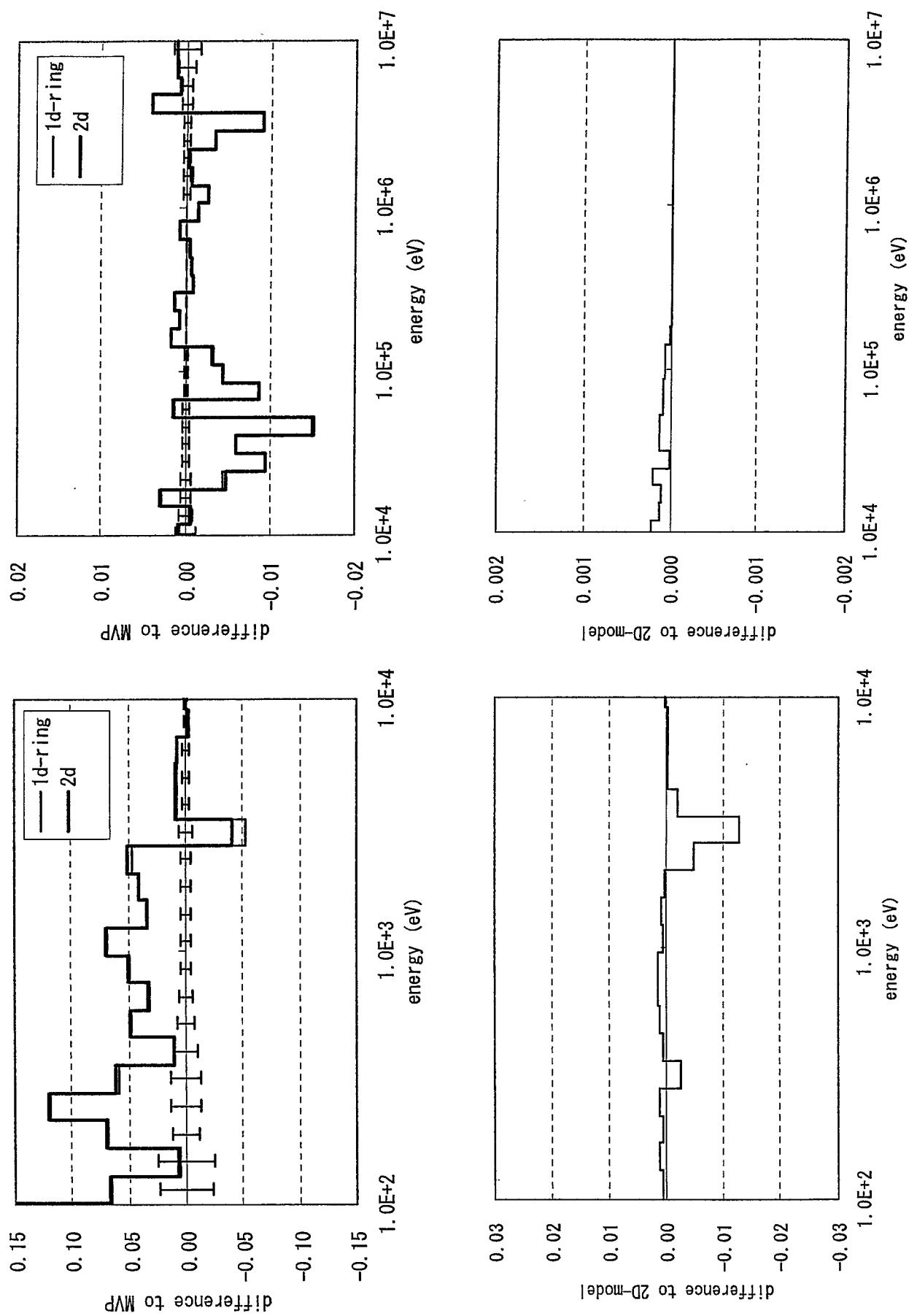
図A.6-1 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リング第1層）



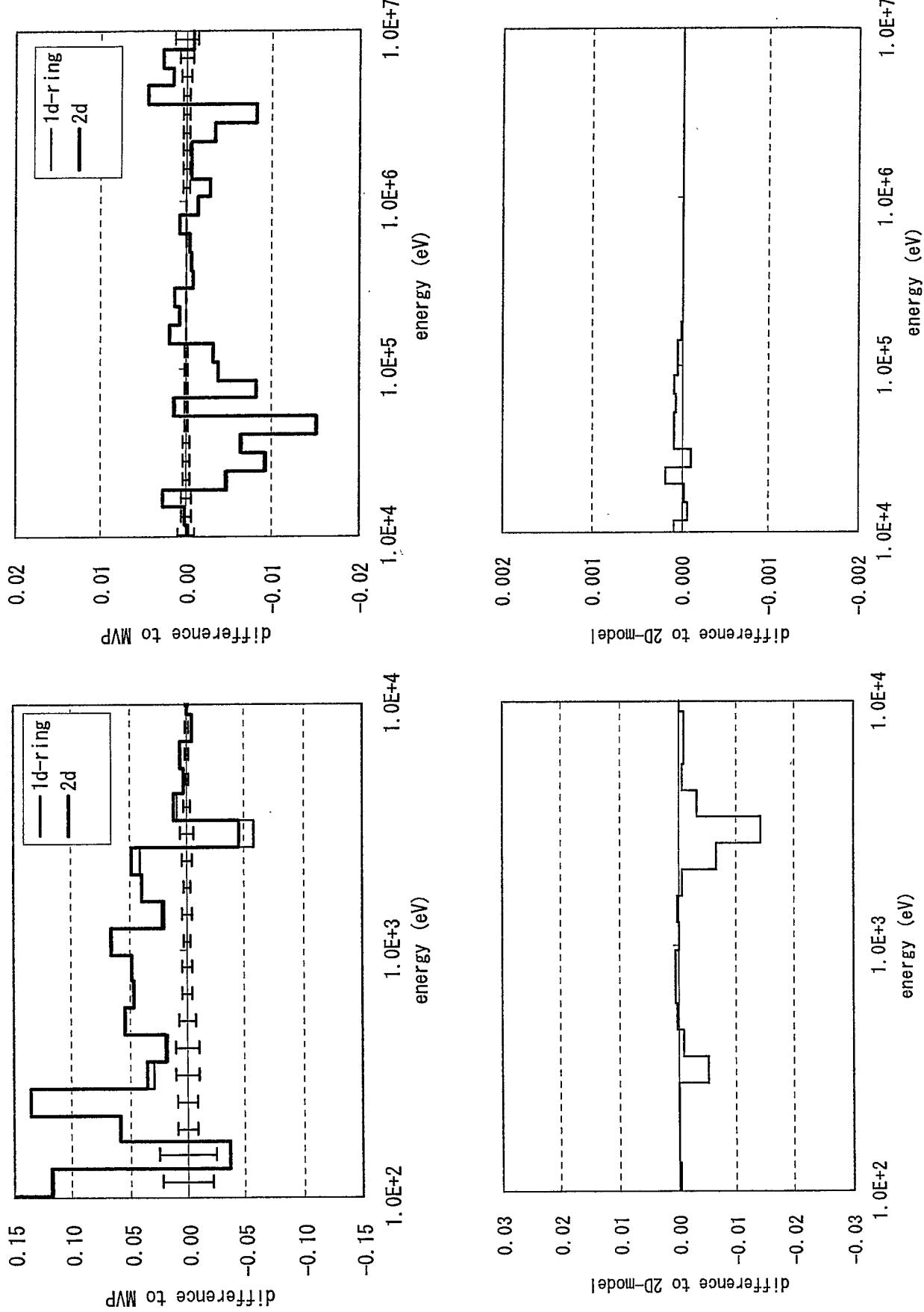
図A.6-2 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リング第2層）



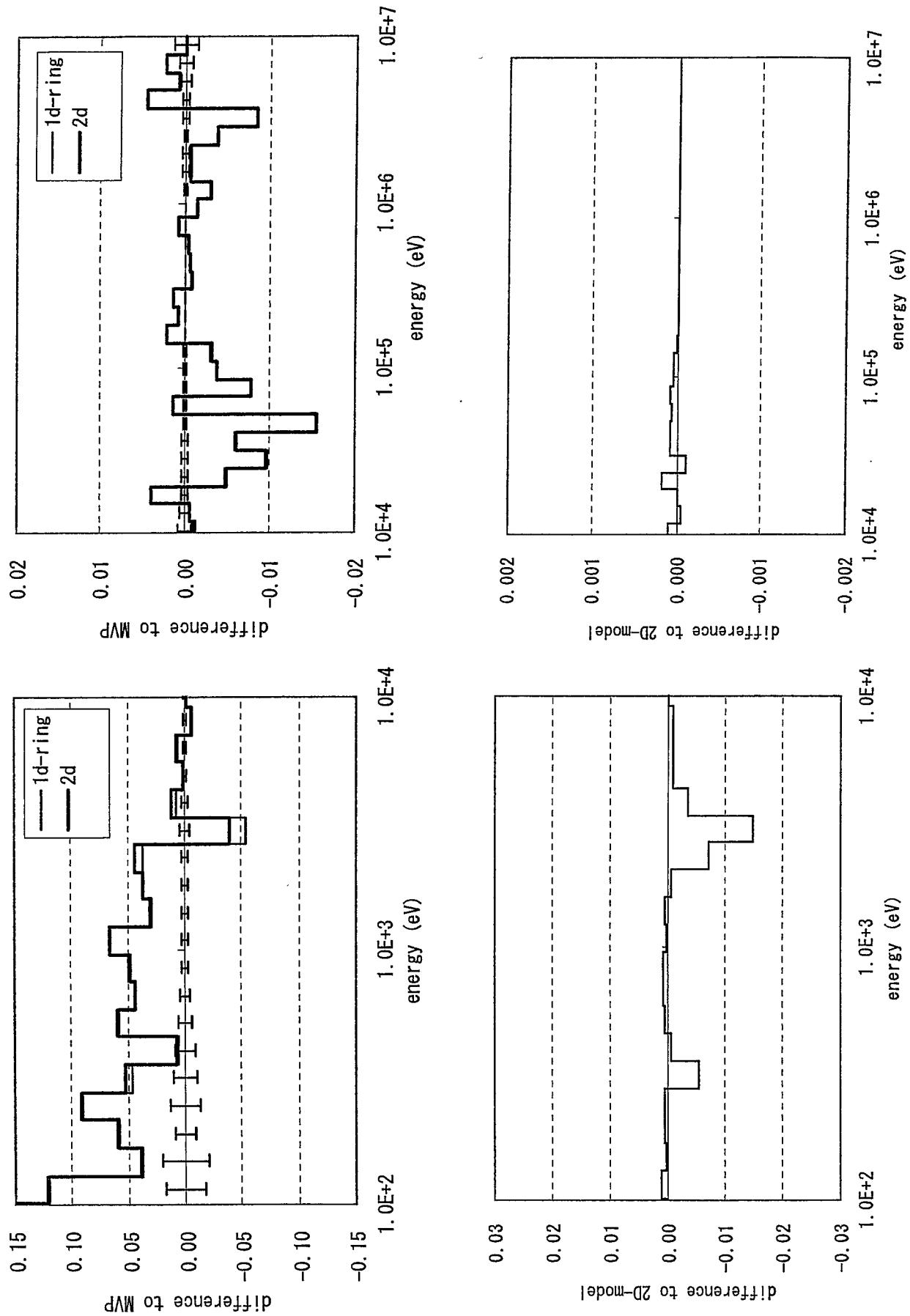
図A.6-3 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リング第3層）



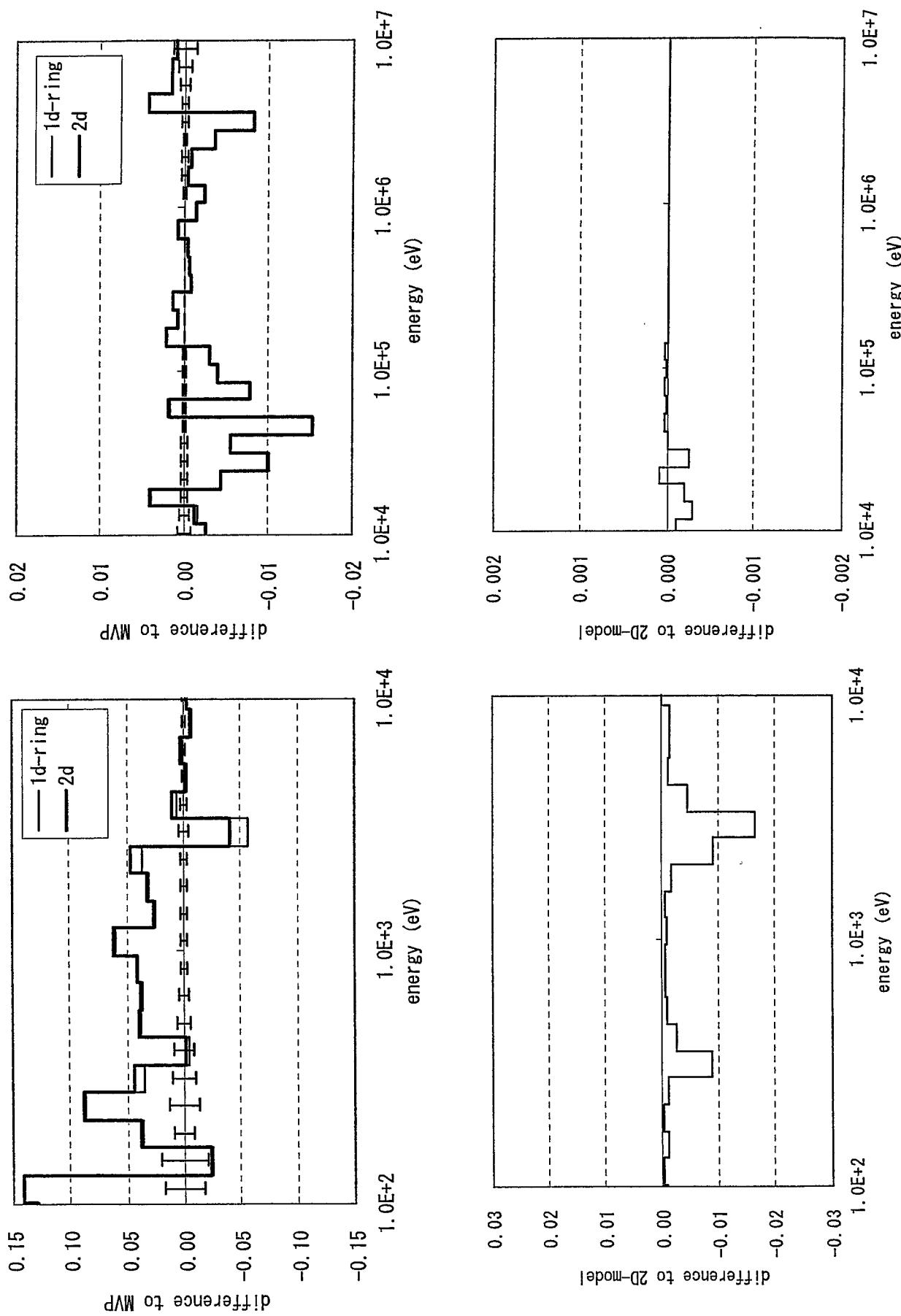
図A.6.4 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リソグ第4層）



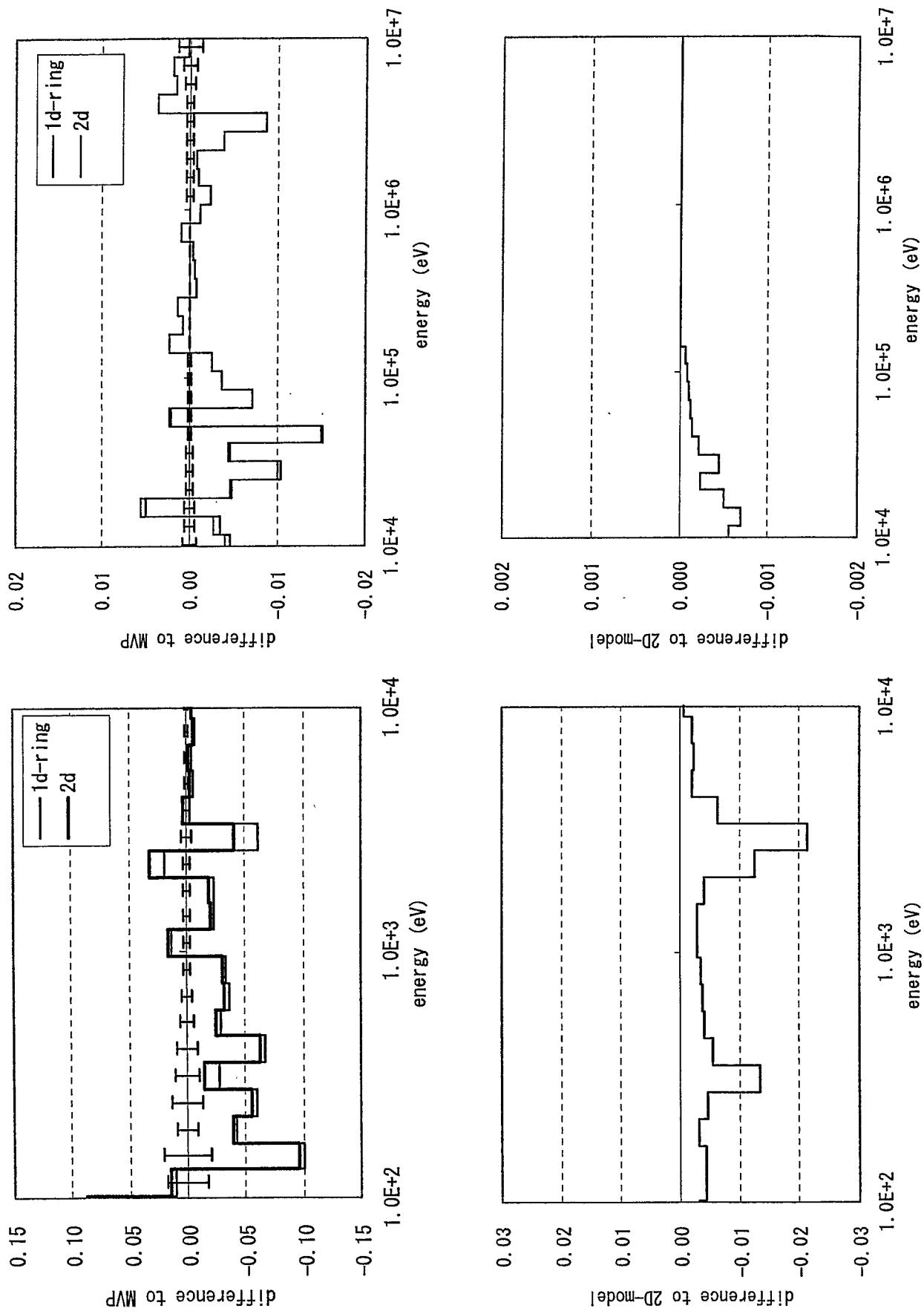
図A.6-5 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リング第5層）



図A.6-6 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リング第6層）



図A.6-7 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リング第7層）



図A.6-8 燃料領域におけるU-238実効ミクロ断面積の比較（リング第8層）

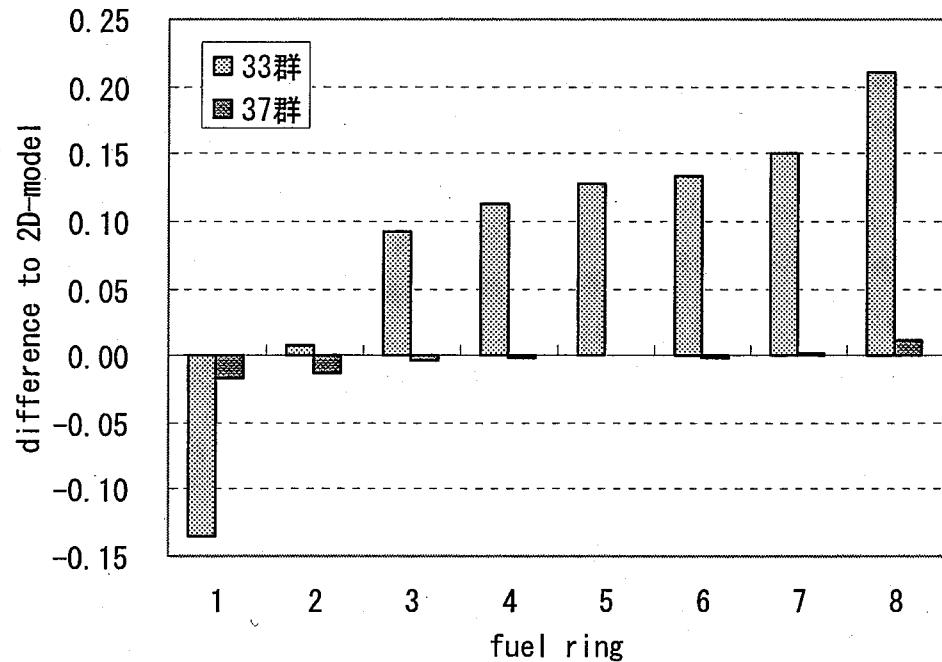


図 A.7 各燃料リングから全燃料領域への衝突確率のモデル間相違

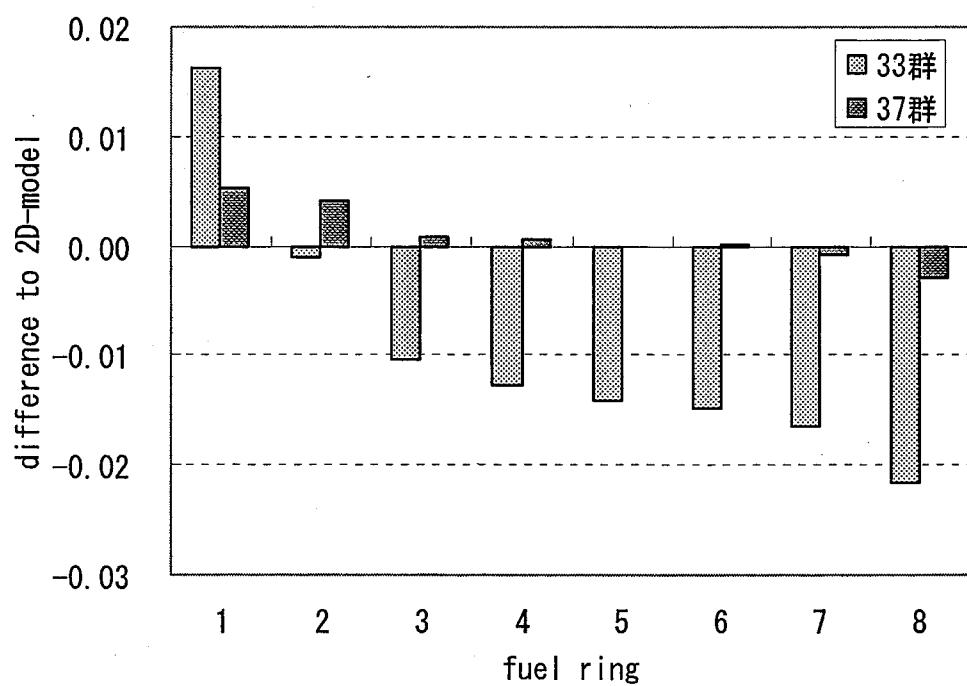


図 A.8 各燃料リングにおける U-238 実効ミクロ捕獲断面積のモデル間相違

表 A.1 各計算モデルにより得られた無限増倍率

	無限増倍率	MVPとの差 (%)
MVP	1.31899	±0.0144*
2ステップ法1	1.31599	-0.227
2ステップ法2	1.31158	-0.562
二次元モデル	1.31349	-0.417
一次元リングモデル	1.31363	-0.406
同上（次世代炉定数システム、70群基本炉定数）	1.31629	-0.205
同上（次世代炉定数システム、175群基本炉定数）	1.31833	-0.050

*統計誤差

表 A.2 実効断面積計算モデルと中性子束分布計算モデルの違いの影響

実効断面積計算モデル	中性子束分布計算モデル	無限増倍率
一次元リング	一次元リング	1.31206
一次元リング	二次元	1.31209
二次元	一次元リング	1.31189
二次元	二次元	1.31192

表A.3-1 衝突確率の比較(33群)

1D	1	2	3	4	5	6	7	8	sum
1	1.52E-01	2.59E-02	6.24E-03	1.44E-03	3.36E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.86E-01
2	4.32E-03	1.90E-01	1.81E-02	3.43E-03	7.26E-04	1.42E-04	0.00E+00	0.00E+00	2.16E-01
3	5.20E-04	9.03E-03	2.07E-01	1.44E-02	2.50E-03	5.16E-04	8.75E-05	0.00E+00	2.34E-01
4	7.98E-05	1.14E-03	9.58E-03	2.35E-01	1.29E-02	2.15E-03	4.21E-04	7.36E-05	2.39E-01
5	1.40E-05	1.82E-04	1.25E-03	9.65E-03	2.16E-01	1.21E-02	1.98E-03	3.81E-04	2.41E-01
6	0.00E+00	2.83E-05	2.06E-04	1.29E-03	9.68E-03	2.18E-01	1.16E-02	1.88E-03	2.42E-01
7	0.00E+00	0.00E+00	2.92E-05	2.11E-04	1.32E-03	9.69E-03	2.19E-01	1.13E-02	2.41E-01
8	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	3.15E-05	2.18E-04	1.34E-03	9.71E-03	2.20E-01	2.31E-01

2D	1	2	3	4	5	6	7	8	sum
1	1.52E-01	4.84E-02	1.06E-02	2.75E-03	6.53E-04	1.42E-04	2.50E-05	0.00E+00	2.15E-01
2	8.07E-03	1.71E-01	2.84E-02	5.72E-03	1.40E-03	3.28E-04	6.92E-05	1.18E-05	2.15E-01
3	8.84E-04	1.42E-02	1.70E-01	2.32E-02	4.45E-03	1.07E-03	2.47E-04	5.40E-05	2.14E-01
4	1.53E-04	1.91E-03	1.54E-02	1.71E-01	2.13E-02	4.03E-03	9.53E-04	2.21E-04	2.15E-01
5	2.72E-05	3.49E-04	2.23E-03	1.60E-02	1.70E-01	2.04E-02	3.81E-03	8.96E-04	2.14E-01
6	4.74E-06	6.55E-05	4.27E-04	2.42E-03	1.64E-02	1.71E-01	1.99E-02	3.68E-03	2.14E-01
7	6.95E-07	1.15E-05	8.22E-05	4.77E-04	2.54E-03	1.66E-02	1.70E-01	1.96E-02	2.10E-01
8	0.00E+00	1.68E-06	1.54E-05	9.47E-05	5.12E-04	2.63E-03	1.68E-02	1.71E-01	1.91E-01

difference to 2D	1	2	3	4	5	6	7	8	sum
1	1.97E-03	-4.64E-01	-4.12E-01	-4.78E-01	-4.86E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	-1.35E-01
2	-4.64E-01	1.12E-01	-3.63E-01	-4.00E-01	-4.80E-01	-5.68E-01	0.00E+00	0.00E+00	8.64E-03
3	-4.12E-01	-3.63E-01	2.17E-01	-3.80E-01	-4.38E-01	-5.17E-01	-6.45E-01	0.00E+00	9.28E-02
4	-4.78E-01	-4.00E-01	-3.80E-01	2.47E-01	-3.96E-01	-4.66E-01	-5.58E-01	-6.67E-01	1.14E-01
5	-4.86E-01	-4.79E-01	-4.38E-01	-3.96E-01	2.61E-01	-4.08E-01	-4.80E-01	-5.74E-01	1.28E-01
6	0.00E+00	-5.68E-01	-5.17E-01	-4.66E-01	-4.09E-01	2.73E-01	-4.16E-01	-4.90E-01	1.33E-01
7	0.00E+00	0.00E+00	-6.45E-01	-5.58E-01	-4.80E-01	-4.16E-01	2.83E-01	-4.22E-01	1.51E-01
8	0.00E+00	0.00E+00	-6.67E-01	-5.74E-01	-4.90E-01	-4.22E-01	2.86E-01	-4.22E-01	2.10E-01

表A.3-2 衝突確率の比較(37群)

1D	1	2	3	4	5	6	7	8	sum
1	1.50E-01	1.19E-01	8.69E-02	6.05E-02	4.27E-02	3.11E-02	2.38E-02	2.03E-02	5.34E-01
2	1.99E-02	2.13E-01	1.08E-01	6.81E-02	4.65E-02	3.32E-02	2.52E-02	2.12E-02	5.34E-01
3	7.24E-03	5.38E-02	2.28E-01	9.65E-02	5.84E-02	3.96E-02	2.92E-02	2.41E-02	5.37E-01
4	3.36E-03	2.27E-02	6.44E-02	2.30E-01	9.11E-02	5.41E-02	3.75E-02	2.98E-02	5.33E-01
5	1.78E-03	1.16E-02	2.92E-02	6.83E-02	2.31E-01	8.90E-02	5.36E-02	4.00E-02	5.24E-01
6	1.04E-03	6.64E-03	1.59E-02	3.24E-02	7.12E-02	2.32E-01	9.07E-02	5.86E-02	5.09E-01
7	4.20E-03	9.73E-03	1.87E-02	3.58E-02	7.56E-02	2.37E-01	9.93E-02	4.81E-01	4.25E-01
8	4.82E-04	3.03E-03	6.89E-03	1.28E-02	2.29E-02	4.19E-02	8.52E-02	2.52E-01	4.21E-01

1D	1	2	3	4	5	6	7	8	sum
1	1.51E-01	1.23E-01	8.97E-02	6.06E-02	4.36E-02	3.12E-02	2.50E-02	2.03E-02	5.44E-01
2	2.05E-02	2.15E-01	1.09E-01	6.93E-02	4.66E-02	3.39E-02	2.58E-02	2.16E-02	5.42E-01
3	7.48E-03	5.44E-02	2.24E-01	9.84E-02	5.97E-02	4.06E-02	3.02E-02	2.43E-02	5.39E-01
4	3.37E-03	2.31E-02	6.56E-02	2.22E-01	9.32E-02	5.58E-02	3.84E-02	3.05E-02	5.34E-01
5	1.82E-03	1.17E-02	2.99E-02	6.99E-02	2.23E-01	9.13E-02	5.56E-02	4.07E-02	5.24E-01
6	1.04E-03	6.79E-03	1.62E-02	3.35E-02	7.31E-02	2.25E-01	9.32E-02	6.03E-02	5.09E-01
7	6.95E-04	4.31E-03	1.01E-02	1.92E-02	3.71E-02	7.77E-02	2.29E-01	1.02E-01	4.80E-01
8	4.83E-04	3.08E-03	6.96E-03	1.31E-02	2.33E-02	4.31E-02	8.70E-02	2.44E-01	4.21E-01

1D	1	2	3	4	5	6	7	8	sum
1	3.32E-03	-2.93E-02	-3.18E-02	-2.15E-03	-2.00E-02	-4.49E-03	-4.72E-02	-1.48E-03	-1.71E-02
2	-2.89E-02	9.7E-02	-1.19E-02	-1.70E-02	-3.22E-03	-2.15E-02	-2.44E-02	-1.58E-02	-1.33E-02
3	-3.16E-02	-1.18E-02	2.10E-02	-1.92E-02	-2.24E-02	-2.41E-02	-3.38E-02	-9.45E-03	-3.04E-03
4	-1.78E-03	-1.69E-02	-1.91E-02	2.59E-02	-2.28E-02	-3.08E-02	-2.37E-02	-2.07E-02	-2.30E-03
5	-1.98E-02	-3.43E-03	-2.28E-02	-2.30E-02	3.27E-02	-2.54E-02	-3.53E-02	-1.72E-02	-8.78E-05
6	-3.85E-03	-2.17E-02	-2.40E-02	-3.11E-02	2.53E-02	3.20E-02	-2.68E-02	-2.79E-02	-8.08E-04
7	-4.68E-02	-2.46E-02	-3.40E-02	-2.45E-02	-3.51E-02	-2.69E-02	3.44E-02	-2.13E-02	2.92E-03
8	-1.45E-03	-1.59E-02	-9.77E-03	-2.14E-02	-1.72E-02	-2.79E-02	-2.17E-02	3.44E-02	1.07E-02