

JAERI-M  
4559

高速炉系の組成特性量に関する実験的研究

1971年8月

中野正文

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

## 高速炉系の組成特性量に関する実験的研究

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

中野 正文

(1971年8月受理)

要旨 原子炉の組成固有のパラメータを測定することは組成の特性を知るためばかりでなく、核計算に用いる断面積データの妥当性を評価するためにも高速炉系では特に重要である。

中心セルの反応度値から組成の特性量の一つである  $k_m^+$  を実験的に求める方法を提案する。 $k_m^+$  は基本モードスペクトルにおける一種の無限増倍係数ともいべき量であり、媒質の形状や境界条件など空間に関する解析を含まないので高精度の計算が可能になる。FCAにおける実験の結果、この方法で核計算に用いる断面積セットの評価に有効なデータが得られることが分つた。

さらに、この測定原理から無限増倍係数  $k_\infty$  の値がほぼ1に等しい組成のテストゾーンでの  $k_\infty$  の測定に対する新しい解析方法が導かれる。FCAにおける  $k_\infty$  の測定をこの新しい方法で解析し、従来の方法と比較検討した。この方法によつて高速炉系における  $k_\infty$  実験の理論的根拠が明確になるとともに実験の解析に必要な計算を簡単化することが出来る。

また、一連の実験から、直径が平均自由行程の1.5倍程度の大きさのテストゾーンをもつゾーン系によつて典型的な大型高速炉の炉心組成の  $k_m^+$  の値を  $\pm 0.01$  あるいはそれ以上の精度で求められることが分つた。

Experimental Studies on the Characteristic Values  
of a Reactor Composition in Fast Systems

Masafumi NAKANO

Div. of Reactor Engineering, Tokai, JAERI

(Received Aug. 1971)

Abstract — Measurements of the characteristic parameters of a reactor composition are very important especially for fast reactor systems not only to know the characteristics of a composition but also to evaluate the cross sections used for reactor calculations.

A method for the experimental determination of  $k_m^+$ , a characteristic value of a reactor composition, is proposed by using the reactivity worth of the central cell. The quantity  $k_m^+$  may be regarded as a kind of infinite multiplication factor defined in the fundamental mode spectra which are independent of spatial problems such as the shape and the boundary of the medium, and therefore accurate calculation methods are available for  $k_m^+$ . The experimental result on FCA shows that this method provides one of the useful data in the evaluation of the cross section library used for reactor calculations.

From this principle, a new method of analysis is also derived for measuring the infinite multiplication factor,  $k_\infty$ , in a test zone with a composition for which the value of  $k_\infty$  is nearly unity. The new method was applied for the  $k_\infty$  experiments carried out in FCA and compared with usual one. This method gives the theoretical basis for  $k_\infty$  experiments on fast reactor systems and also permits rather simple calculations.

From the experiments, it was also confirmed that the experimental value of  $k_m^+$  for typical large fast cores could be obtained within  $\pm 0.01$  on the zoned system which had a central test zone larger than fifteen times of the mean free path.

## 目 次

第1章 序 論	1
第2章 組成の特性量 $k_m^+$	4
2.1 はじめに	4
2.2 $k_m^+$ の定義	5
2.3 中心セルの反応度価値の物理的意味	7
2.4 $k_m^+$ の測定原理	12
第3章 組成の特性量 $k_m^+$ の測定	20
3.1 測定体系	20
3.2 反応度価値の測定方法	24
3.3 測定結果と解析	25
3.4 検 討	28
第4章 無限増倍係数 $k_\infty$ の測定	33
4.1 はじめに	33
4.2 $k_m^+$ と $k_\infty$ との関係	33
4.3 測定体系	36
4.4 測定結果と解析	38
4.5 検 討	44
第5章 結 論	50
謝 辞	51
参考文献	52

## 第 1 章 序 論

高速炉体系は体系の特性を支配する中性子のエネルギー範囲が広く、しかもそのスペクトルは核分裂スペクトルから非弾性散乱や共鳴吸収など複雑な過程での中性子バランスによつて形成されている。したがつて、原子炉の核設計に用いられる計算方法を改良したり、断面積セットの妥当性を評価し修正するためには組成を色々と変化させた広範囲でしかも系統的な実験値と計算値との比較が必要であり、その際原子炉体系としての特性の研究と共にその基礎データとして原子炉を構成する個々の領域の組成そのものの特性の研究が重要になる。

計算値と実験値とが一致しない原因は

- (1) 計算方法の近似によるもの
- (2) 計算に用いる断面積の不確かさによるもの

に大別することが出来るが高速炉の核設計において、現在、より重要な問題は後者にあると考えてよい。そこで、計算方法上の問題を出来る限り無くし、計算値と実験値との不一致の原因を断面積の不確かさに集約するという立場で近年基本モードスペクトル場における実験値が重要視されるようになってきた。ここで基本モードスペクトルというのは組成が決れば一義的に決る材料バックリング  $B_m^2$  に対応する組成固有のスペクトル\*を指し、体系の形状や境界条件に依らないスペクトルである。したがつて、基本モードスペクトル場での種々の実験値はその組成固有の値であるという意味で重要であるばかりでなくその中性子スペクトルはエネルギー領域のみで決るので高精度の計算が可能になり、核計算の基礎データである断面積の妥当性の評価には最適である。

基本モードスペクトルは実験的には均質な組成のはだかの臨界体系において実現されるが、着目する組成領域が十分広い場合には一般的な多領域系の臨界実験や指数実験においても境界から十分離れた場所で近似的に基本モードスペクトルが達成される。

基本モードスペクトル場における組成の特性パラメーターの一つとしてフランスでは高速炉系の材料バックリングの測定に関する研究が臨界実験装置 MASURCA を用いたゾーン系の臨界体系によつて重点的に行われている<sup>(1)</sup>。材料バックリングの測定は熱中性子炉系では王として指数実験によつて行われてきた。指数実験では体系の軸方向に指数関数的に減衰する中性子束分布の減衰定数からそれと直角方向のバックリングを差引いて材料バックリングを求める。しかし、体系の横方向に反射体など組成の異なる領域を持つ場合は一般に直角方向の中性子束分布を基本モード分布にあてはめる際の反射体節約の決定方法に問題がある。この困難を解決する一つの方法として軸方向の減衰定数の測定のみからモード解析によつて材料バックリングを測定する方法が開発されている<sup>(2)</sup>。

臨界体系の場合も材料バックリングの値は炉心中心附近の中性子束分布の測定値を基本モード分布にあてはめて求めることになるが、空間分布の測定を基本にしているために、測定精度を上げようとして測定領域を上げると分布が基本モード分布からずれるという問題がある。さ

\* WEINBERG and WIGNER<sup>(9)</sup>では漸近スペクトルと呼ばれている。

らに、高速炉系では基本モード分布の達成が十分でない場合には中性子エネルギーによつて空間分布が若干異なり、組成の材料バックリングを求めるためには最終的に計算の助けを借りなければならぬことなど種々の困難がある。

組成の特性を表わす基本的な積分量として材料バックリングの他に組成の無限増倍係数が考えられる。材料バックリングは中性子の生成と消滅の差に比例する量であるのに対し無限増倍係数は中性子の生成と消滅の比を表わし、中性子の連鎖反応を考えると組成の特性を表わす最も直観的で、しかも基本的な積分量である。無限増倍係数は無限に拡がった中性子のもれない体系における原子炉方程式の固有値、すなわち、実効増倍係数と考えると非常に明確な量で計算も容易である。しかし、このようにして定義された系の中性子束スペクトルは無限増倍係数が丁度1に等しい場合を除けば仮想的なものであり、実験的に実現可能な組成に固有のスペクトルは前述の基本モードスペクトルである。そこで実験的に求めることの出来る組成の特性量の一つとして基本モードスペクトル場においてインポートランスで重みをつけた中性子の生成率と消滅率との比  $k_m^+$  を定義し、第2章でその測定原理について述べる。ここで定義する組成の特性量  $k_m^+$  は基本モードスペクトル場における無限増倍係数ともいふべき量で、エネルギー領域における解析だけで決るので高精度の計算が可能である。

$k_m^+$  の基本的な概念については無限増倍係数  $k_\infty$  を一般化した積分量  $k^+$  としてMOGIL/NERによつて示されている<sup>(3)</sup>、<sup>(4)</sup>が、 $k^+$  は原子炉全体にわたつて積分された実効的な中性子の生成率と消滅率との比で定義された量である。したがつて、原子炉がはだかの臨界体系のときは  $k^+$  はここで定義する  $k_m^+$  と等しくなるが一般には  $k^+$  は組成の特性量ではない。また、計算においても形状や境界条件など空間に関する問題が含まれるので  $k_m^+$  に比べて計算精度が落ちる。

第3章では高速炉臨界実験装置 FCA で行つた炉心とブラケットから成る単純な二領域体系における炉心組成の特性量の測定結果を示し、測定方法の適用性や測定上の問題点などについて考える。

臨界実験における無限増倍係数  $k_\infty$  の測定はもともと天然ウラン-グラフアイト系熱中性子炉の格子定数を研究するためPCTR(Physical Constants Test Reactor)法として開発され<sup>(5)</sup>、ここ数年来高速炉系にも応用されるようになった<sup>(6)</sup>。これらの実験はいずれも  $k_\infty$  の値がほぼ1に等しい組成についての測定である。FCAでも炉心中心部に  $k_\infty \sim 1$  のテストゾーンをもつゾーン系において  $k_\infty$  の測定を行つた。テストゾーンの中心で中性子のもれない無限体系のスペクトルが達成されていれば、組成が  $k_\infty = 1$  の場合、テストゾーンの中心から組成物質を取り除いても系の反応度は変らない。つまり、炉心中心における組成物質の反応度値は0である。したがつて、組成物質の  $k_\infty$  の値が1よりやや大きい場合は上の条件を満たすまで、組成物質に適当な吸収物質を混入し、添加された吸収物質の中性子吸収率ともとの組成の中性子吸収率との比から着目している組成物質の  $k_\infty$  の値を求めることが出来る。熱中性子炉の場合は吸収断面積がほぼ  $1/v$  に比例するので適当な吸収物質を選ぶことによつて上の方法で  $k_\infty$  の値を測定することが出来るが、高速炉の場合は取り扱うべきエネルギー範囲が広く、しかも共鳴吸収などを含むので上述の方法で  $k_\infty$  の値を求めることはほとんど不可能である。

一方、組成の  $k_\infty$  の値が1から若干ずれている場合を考えると、 $k_\infty$  の値は中性子の生成と

消滅の比であることから ( $k_{\infty}-1$ ) は第1近似では炉心中心における組成物質の反応度価値に比例するであろうと予想される。高速炉系では従来このような物理的考察に基づいて  $k_{\infty}$  の値を反応度価値の測定から求める方法が用いられてきた。しかし、この場合は  $k_{\infty}$  の値が1からどの程度ずれた範囲まで適用出来るか明確でなく、しかも ( $k_{\infty}-1$ ) の値と炉心中心の組成物質の反応度価値との関係を知るために、組成を若干変化させた場合の  $k_{\infty}$  の値と反応度価値とを精度良く計算する必要がある。ところが、 $k_{\infty} \sim 1$  のテストゾーンを持つゾーン系による  $k_{\infty}$  の測定も第2章に示す組成の特性量  $k_m^+$  の測定の一つとして統一的に取り扱うことが出来、その結果炉心中心の反応度価値の測定から組成の  $k_{\infty}$  の値を求める場合の理論的根拠を明確にすると共に摂動論を導入することにより実験の解析を容易にすることが出来る。これらについてはFCAにおける実験の解析を通して第4章に述べる。最後に、第3章および第4章に示す実験結果から一般的な高速炉系の組成の特性量  $k_m^+$  を実験的に求める可能性についても検討する。

第2章 組成の特性量  $k_m^+$ 

## 2.1 はじめに

無限増倍係数  $k_\infty$  は組成の特性を表わす最も基本的な積分量の一つである。 $k_\infty$  の値は普通無限に拡がった中性子のもれのない体系における原子炉方程式の実効増倍係数として定義される。しかし、臨界実験や指数実験で実際に実現可能な組成固有の中性子スペクトルは組成の材料バックリングに対応するいわゆる漸近スペクトルであり、一般には  $k_\infty$  を定義するときの無限体系のスペクトルとは異なる。そこで、計算が容易でしかも測定可能な組成の特性量として体系の形状や境界条件に依らない組成固有のスペクトル、すなわち、基本モードスペクトル場における無限増倍係数ともいべき積分量  $k_m^+$  を定義し、臨界実験における炉心中心セルの反応度値の測定値から  $k_m^+$  の値を実験的に求める方法について考える。

$k_m^+$  の値は基本モードスペクトル場においてインポートンスで重みをつけた中性子の生成率と消滅率との比、すなわち、

$$k_m^+ = \frac{\text{実効的な中性子の生成率}}{\text{実効的な中性子の消滅率}}$$

として定義する。 $k_m^+$  の基本的な概念については、無限増倍係数  $k_\infty$  を一般化した積分量  $k^+$  として MOGIL'NER によつて示されている<sup>(3)</sup>が、 $k^+$  は上式の右辺の分子分母がそれぞれ原子炉系全体の積分量として定義された量である。原子炉がはだかの臨界体系の場合は中性子束およびインポートンスはエネルギーと空間とに変数分離出来それぞれのエネルギースペクトルは基本モードスペクトルに等しくなるので  $k^+$  はここで定義する組成の特性量  $k_m^+$  と等しくなる。しかし、一般に反射体やブランケットをもつ多領域体系では  $k^+$  はもはや組成の特性量とはいえず、特に高速炉系ではブランケットにおける核分裂や吸収が少なくないので炉心とブランケットから成る単純な体系でも炉心組成の特性量  $k_m^+$  と体系全体で定義された  $k^+$  との違いは小さくない。例えば、第3章で述べる天然ウランブランケットをもつ2領域高速系 FCA V-2 集合体の場合は  $k^+/k_m^+ \approx 0.8$  である。また、 $k^+$  は体系全体の積分量であるために形状や境界条件など空間に関する解析が含まれ、 $k_m^+$  の場合のように計算が容易であるという利点が失われる。

実験的には  $k^+$  の値は体系全体にわたる組成物質の密度の微小変化に対応する反応度変化から求められる。しかし、この場合絶対単位 ( $\Delta k/k$ ) の値を必要とするのでペリオド法やパルス中性子源法などに基づいてドル単位で測定された反応度値<sup>(7)</sup>を絶対単位の値に変換するために体系の実効的な遅発中性子に関するデータが必要である。MOGIL'NER が  $k^+$  の実験値を求めるのに採用しているように<sup>(4)</sup>実効的な遅発中性子のデータは普通各核種の遅発中性子の割合  $\beta_i$  (および崩壊定数  $\lambda_i$ ) の測定値を基に計算によつて求めるがそれぞれの測定値に  $\pm 5\%$  程度の誤差がある上に、高速炉系では  $\beta$  の大巾に異なる二核種以上の核分裂性物質を含むため体系全体の実効的な遅発中性子の割合、すなわち、1ドルという値には計算誤差を含めて  $\pm 7\%$  程度の誤差を含んでいると考えなければならない<sup>(8)</sup>。しかし、ここで示す組成の特



性量  $k_m^+$  の測定では基本モードスペクトルが近似的に達成されている炉心中心における組成物質の反応度価値とそれと同じ位置で測定した標準サンプルの反応度価値の測定値の比を用いることによつて上に述べたような反応度価値の単位の不確かさを消去することが出来る。

## 2.2 $k_m^+$ の定義

拡散近似によると原子炉方程式は次のように書ける。

$$\begin{aligned} -\operatorname{div} D \operatorname{grad} \phi(\mathbf{x}, E) + \Sigma_t \phi - \int \Sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(E') dE' \\ = \frac{1}{k} \chi \int \nu \Sigma_f(E') \phi(E') dE' \end{aligned} \quad (2.1)$$

ここに、 $D$  は拡散係数、 $\Sigma_t$  は全断面積、 $\Sigma_s(E' \rightarrow E)$  はエネルギー  $E'$  から  $E$  への散乱断面積、 $\Sigma_f$  は核分裂断面積、 $\nu$  は核分裂当り発生する中性子の平均個数、 $\chi$  は核分裂中性子のエネルギーベクトル、 $\phi(\mathbf{x}, E)$  は空間点  $\mathbf{x}$  におけるエネルギー  $E$  の中性子束である。境界条件は外挿境界  $\mathbf{x} = \bar{\mathbf{x}}$  で

$$\phi(\mathbf{x}, E) = 0, \quad \mathbf{x} = \bar{\mathbf{x}} \quad (2.2)$$

体系内の境界では中性子束  $\phi$  および中性子の流れ  $-D \operatorname{grad} \phi$  が連続である。(2.1) 式の最低固有値  $k$  は実効増倍係数と呼ばれる。簡単のため、中性子の消滅(吸収と散乱)に関する演算子  $A$  および中性子の生成に関する演算子  $F$  を用いると(2.1)式は組成の均一な領域毎に次のように書ける。

$$-D \operatorname{div} \operatorname{grad} \phi(\mathbf{x}, E) + A \phi = \frac{1}{k} F \phi \quad (2.3)$$

組成の材料バックリング  $B_m^2$  は拡散演算子  $D^{-1}(F - A)$  の最低固有値、すなわち、

$$D B_m^2 \phi_m + A \phi_m = F \phi_m \quad (2.4)$$

の最低固有値として定義され<sup>(9)</sup>、材料バックリング  $B_m^2$  に対応する固有関数  $\phi_m(E)$  を中性子束の基本モードスペクトルと呼ぶ。同様に、インポートランスの基本モードスペクトル  $\phi_m^+$  は次式で定義される。

$$D B_m^2 \phi_m^+ + A^+ \phi_m^+ = F^+ \phi_m^+ \quad (2.5)$$

ここに、 $A^+$  および  $F^+$  はそれぞれ  $A$  および  $F$  の随伴演算子である。上の定義から分かるように、組成の材料バックリング  $B_m^2$  に対応する基本モードスペクトル  $\phi_m$  および  $\phi_m^+$  は体系の形状や境界条件に依らない組成固有のスペクトルである。

組成の均一なただかの原子炉を考えると、(2.3)式で表わされる中性子束  $\phi(\mathbf{x}, E)$  はエネルギーベクトルと空間関数とに変数分離出来、エネルギーベクトル  $\phi(E)$  は

$$D B^2 \phi + A \phi = \frac{1}{k} F \phi \quad (2.6)$$

に従う。したがつて、体系のバックリング  $B^2$  が材料バックリング  $B_m^2$  に等しいときは実効増

倍係数  $k$  の値が 1, すなわち, 原子炉が丁度臨界になり, そのとき達成されるスペクトルは (2.4) 式で定義される基本モードスペクトル  $\varphi_m$  に等しくなる。つまり, はだかの臨界体系で実現されるスペクトルは基本モードスペクトルである。一般に体系がはだかの臨界系でなくとも, 後に第 3 章および第 4 章で示すように, 体系の中心領域の直径が平均自由行程の 1.5 倍程度あれば外側の領域の組成の特性に関係なく炉心中心付近では基本モードスペクトルが近似的に達成される。つまり, 着目している組成の領域が十分大きければ, 一般に材料バックリング  $B_m^2$  の正負にかかわらず臨界実験における中心領域や外部中性子源をもつ指数実験などで領域の境界から十分離れたところでは材料バックリング  $B_m^2$  に対応する組成固有の基本モードスペクトルが実験的に達成出来る。

実効増倍係数  $k$  は固有値だからのはだかの体系では  $k$  の値は次のような積分量と考えてもよい。

$$k = \frac{\int \varphi^+ F \varphi dE}{\int \varphi^+ DB^2 \varphi dE + \int \varphi^+ A \varphi dE} \quad (2.7)$$

ここに,  $\varphi^+(E)$  ははだかの体系のインポートランススペクトルである。体系のバックリング  $B^2$  が材料バックリング  $B_m^2$  に等しいときは系は丁度臨界になり, 中性子束およびインポートランスのスペクトル  $\varphi(E)$ ,  $\varphi^+(E)$  は基本モードスペクトル  $\varphi_m$  および  $\varphi_m^+$  に等しくなる。したがって, (2.7) 式は次のようになる。

$$k = \frac{\int \varphi_m^+ F \varphi_m dE}{\int \varphi_m^+ DB_m^2 \varphi_m dE + \int \varphi_m^+ A \varphi_m dE} = 1 \quad (2.8)$$

ここで, 組成の特性量として (2.8) 式の分母のうち中性子のもれに関する項を含まない積分量

$$k_m^+ = \frac{\int \varphi_m^+ F \varphi_m dE}{\int \varphi_m^+ A \varphi_m dE} \quad (2.9)$$

を定義する。(2.9) 式の右辺の分子は組成のみで決る基本モードスペクトル場での中性子の連鎖反応に関する実効的な中性子生成率, 分母は実効的な中性子の消滅率である。したがって, (2.9) 式で定義される組成の特性量  $k_m^+$  は基本モードスペクトル場における一種の無限増倍係数と考えられる。

基本モードスペクトルはエネルギー領域のみで決るから  $\varphi_m$  および  $\varphi_m^+$  の計算は容易であり, 組成の特性量  $k_m^+$  は fine group の計算から直接求めることも可能である。一方, (2.9) 式から分かるように  $k_m^+$  は中性子の生成と消滅の反応度価値の比であるから実験的には組成物質の反応度価値と関係を持つことが予想される。(2.8) 式から  $k_m^+$  は

$$1 - \frac{1}{k_m^+} = \frac{\int \varphi_m^+ DB_m^2 \varphi_m dE}{\int \varphi_m^+ F \varphi_m dE} \quad (2.10)$$

すなわち、中性子のもれと生成の反応度価値の比とも関係付けることが出来る。体系の一部の組成物質の密度を一様に増減させた場合の中性子バランスの変化を考えると、この場合には第1近似では中性子の消滅と生成との比は変わらず、変化するのは中性子のもれに関する項である。したがって、組成物質の反応度価値はもれの反応度価値、すなわち、(2.10)式の右辺と直接結びついていると予想される。ただし、組成が幾種類かの物質から構成されている場合は、それらの物質の集まり、すなわち、単位セルを作るそれらの物質をひとまとめにして「組成物質」と呼ぶ。

### 2.3 中心セルの反応度価値の物理的意味

組成の特性量  $k_m^+$  は、前節で考察したように、組成物質の反応度価値と関係付けられることが予想される。そこで体積  $V$  の原子炉系を考え、体系内の体積  $v$  の組成物質の反応度価値（以下「セルの反応度価値」と呼び  $\rho_{cell}$  と書く）の物理的意味について考える。

すでに述べたように拡散近似によると原子炉方程式は次のように書ける。

$$-\text{div } D \text{ grad } \phi + A\phi = \frac{1}{k} F\phi \quad (2.11)$$

それぞれの記号の意味や境界条件は前節で述べた通りである。一方基準体系  $V$  内の体積  $v$  から組成物質を完全に除去した系（以下簡単に「ボイド体系」と呼ぶ）の中性子束  $\phi_v$  は次式に従う。

$$-\text{div } D \text{ grad } \phi_v + A\phi_v = \frac{1}{k_v} F\phi_v \quad (2.12)$$

ここに  $k_v$  はボイド体系の実効増倍係数である。ボイド部分  $v$  では

$$A = F = 0$$

だから(2.12)式は

$$D \text{ div grad } \phi_v(\mathbf{x}, E) = 0, \quad \mathbf{x} \in v \quad (2.13)$$

となる。ただし、境界条件からボイド  $v$  の表面  $S_v$  では中性子の流れ  $-D \text{ grad } \phi_v$  は連続である。拡散係数  $D$  の値は普通

$$D = 1/3 \Sigma_{tr}$$

で与えられるがボイド部分を通過する中性子の流れがある場合にはボイド中で拡散近似を適用する場合

$$D \rightarrow \infty$$

とするのは正しくなく、ボイド中でも拡散係数  $D$  は有限の値をとる。<sup>(10)</sup>したがって、一般には、

$$\text{grad } \phi_v \neq 0, \quad \mathbf{x} \in v \quad (2.14)$$

である。一方ポイド体系のインポートランス  $\phi_v^+$  は

$$-\text{div } D \text{ grad } \phi_v^+ + A^+ \phi_v^+ = \frac{1}{k_v} F^+ \phi_v^+ \quad (2.15)$$

に従い、ポイド中では (2.13) および (2.14) 式と同様の関係式が成立する。

セルの反応度値  $\rho_{\text{cell}}$  は二つの系の反応度の差として実効増倍係数  $k$  および  $k_v$  から

$$\rho_{\text{cell}} = \frac{k-1}{k} - \frac{k_v-1}{k_v} = \frac{1}{k_v} - \frac{1}{k} \quad (2.16)$$

と書ける。(2.11) 式の両辺に (2.15) 式で定義されるポイド体系のインポートランス  $\phi_v^+$  を掛け、体積  $V$  からポイド部分  $v$  を除いた体積  $V_r$  にわたって全エネルギー領域で積分すると

$$-\langle \phi_v^+ \text{div } D \text{ grad } \phi \rangle_{v_r} + \langle \phi_v^+ A \phi \rangle_{v_r} = \frac{1}{k} \langle \phi_v^+ F \phi \rangle_{v_r} \quad (2.17)$$

を得る。ただし、 $\langle \rangle$  は空間およびエネルギーに関する積分を表わしている。一方、(2.15) 式と (2.11) 式で定義される  $\phi$  とから

$$-\langle \phi \text{div } D \text{ grad } \phi_v^+ \rangle_{v_r} + \langle \phi A^+ \phi_v^+ \rangle_{v_r} = \frac{1}{k_v} \langle \phi F^+ \phi_v^+ \rangle_{v_r} \quad (2.18)$$

を得る。ところが  $A^+$  および  $F^+$  はそれぞれ  $A$  および  $F$  の随伴演算子だから、

$$\langle \phi A^+ \phi_v^+ \rangle_{v_r} = \langle \phi_v^+ A \phi \rangle_{v_r}, \quad \langle \phi F^+ \phi_v^+ \rangle_{v_r} = \langle \phi_v^+ F \phi \rangle_{v_r} \quad (2.19)$$

が成立する。したがって、(2.17) および (2.18) 式から次式を得る。

$$\rho_{\text{cell}} = \frac{1}{k_v} - \frac{1}{k} = \frac{\langle \phi_v^+ \text{div } D \text{ grad } \phi \rangle_{v_r} - \langle \phi \text{div } D \text{ grad } \phi_v^+ \rangle_{v_r}}{\langle \phi_v^+ F \phi \rangle_{v_r}} \quad (2.20)$$

Greenの定理から (2.20) 式の右辺の分子の各項はそれぞれ次のように書ける。

$$\langle \phi_v^+ \text{div } D \text{ grad } \phi \rangle_{v_r} = \int dE \int_{S_r} ds \phi_v^+ D \frac{\partial \phi}{\partial n} - \langle \text{grad } \phi_v^+ D \text{ grad } \phi \rangle_{v_r} \quad (2.21)$$

$$\langle \phi \text{div } D \text{ grad } \phi_v^+ \rangle_{v_r} = \int dE \int_{S_r} ds \phi D \frac{\partial \phi_v^+}{\partial n} - \langle \text{grad } \phi D \text{ grad } \phi_v^+ \rangle_{v_r}$$

ただし  $S_r$  は体積  $V_r$  の表面積、 $\partial / \partial n$  は  $S_r$  上での外向きの法線方向の微分である。体系の外側の境界では中性子束およびインポートランスは消えるから (2.21) 式の右辺第1項の表面

積分は体積  $v$  の表面  $S_v$  上での積分が残る。したがって、 $S_v$  上で  $\phi$ 、 $\phi_v^+$  および  $D \text{ grad } \phi$ 、 $D \text{ grad } \phi_v^+$  が連続であることから (2.20) 式の右辺の分子は次のように体積  $v$  に関する積分に書き換えられる。

$$\begin{aligned} & \langle \phi_v^+ \text{div } D \text{ grad } \phi \rangle_{v_r} - \langle \phi \text{div } D \text{ grad } \phi_v^+ \rangle_{v_r} \\ &= - \int dE \int_{s_r} ds \phi_v^+ D \frac{\partial \phi}{\partial n} + \int dE \int_{s_r} ds \phi D_v \frac{\partial \phi_v^+}{\partial n} \\ &= - \langle \phi_v^+ \text{div } D \text{ grad } \phi \rangle_v - \langle \text{grad } \phi_v^+ D \text{ grad } \phi \rangle_v + \langle \text{grad } \phi D_v \text{ grad } \phi_v^+ \rangle_v \end{aligned} \quad (2.22)$$

ただし、 $\partial / \partial n$  は体積  $v$  の表面  $S_v$  上での外向きの法線方向の微分で、(2.21) 式の  $S_v$  上での  $\partial / \partial n$  に対して符号が変わる。 $D_v$  はボイド  $v$  中での実効的な拡散係数である。

すでに述べたように、ボイド  $v$  中ではインポートランス  $\phi_v^+$  は

$$\text{div } \text{grad } \phi_v^+ = 0 \quad (2.23)$$

を満たすが一般にボイド中でも  $\phi_v^+$  は勾配をもつ。すなわち、

$$\text{grad } \phi_v^+ \neq 0 \quad (2.24)$$

である。したがって、(2.22) 式の右辺の第2および第3項は一般には消えない。しかし、一次元体系（無限平板、無限円筒および球形）においてボイド  $v$  が特に体系の中心にある場合は(2.23)式と中心における対称の条件からボイド中の任意の位置  $x$  で

$$\text{grad } \phi_v^+ = 0 \quad (2.25)$$

が成立する。つまり、ボイド  $v$  中ではインポートランス  $\phi_v^+$  は空間的に一定である。したがって、(2.22) 式の右辺第2および第3項は消え一次元体系における炉心中心セルの反応度値  $\rho_{\text{cell}}$  は次のように書ける。

$$\rho_{\text{cell}} = \frac{- \langle \phi_v^+ \text{div } D \text{ grad } \phi \rangle_v}{\langle \phi_v^+ F \phi \rangle_{v_r}} \quad (2.26)$$

すなわち、中心セルの反応度値はボイドのない基準体系の体積  $v$  からの中性子のもれの反応度値に等しい。体積  $v$  が炉心中心の場合でも一般には(2.22)式の右辺の第2および第3項は消えない。しかし、炉心中心のボイド中ではインポートランス  $\phi_v^+$  の勾配は小さいので近似的に(2.26)式が成立する。

ボイド領域の取り扱いを厳密にするために輸送理論を用いると(2.11)式に対応して原子炉方程式は次のように書ける。

$$\Omega \text{ grad } f(\mathbf{x}, E, \Omega) + A f = \frac{1}{k} F f \quad (2.27)$$

境界条件は外境界  $\mathbf{x} = \bar{\mathbf{x}}$  で内向きの中性子の流れがない。すなわち

$$f(\mathbf{x}, E, \Omega) = 0, \quad \mathbf{n} \cdot \Omega < 0 \quad (2.28)$$

ここに  $f(\mathbf{x}, E, \Omega)$  は 方向の角中性子束,  $\mathbf{n}$  は体系の境界  $\mathbf{x} = \bar{\mathbf{x}}$  における外向きの単位の法線ベクトル, 演算子  $A$  および  $F$  の意味は前と同様である。(2.27)式に対応してポイド体系のインポートランス  $f_v^+$  は次式に従う。

$$-\Omega \cdot \text{grad} f_v^+ + A^+ f_v^+ = \frac{1}{k} F^+ f_v^+ \quad (2.29)$$

ただし,

$$f_v^+(\mathbf{x}, E, \Omega) = 0, \quad \mathbf{n} \cdot \Omega > 0 \quad (2.30)$$

したがって, (2.27)式と(2.29)式とから

$$\frac{1}{k_v} - \frac{1}{k} = \frac{-\langle f_v^+ \Omega \cdot \text{grad} f \rangle_{v_r} - \langle f \Omega \cdot \text{grad} f_v^+ \rangle_{v_r}}{\langle f_v^+ F f \rangle_{v_r}}$$

$$= \frac{-\int dE d\Omega \int_{S_r} ds (\mathbf{n} \cdot \Omega) f_v^+ f}{\langle f_v^+ F f \rangle_{v_r}} \quad (2.31)$$

を得る。ただし  $\mathbf{n}$  は体積の  $V_r$  の表面  $S_r$  の外向きの法線ベクトルである。体系の外側の境界条件から(2.31)式の右辺の分子の表面積分のうち外側の表面積分は消え(2.31)式の右辺は拡散近似の場合と同様ポイド  $v$  中での積分に書き換えられる。すなわち,

$$-\int dE d\Omega \int_{S_r} ds (\mathbf{n} \cdot \Omega) f_v^+ f = \langle f_v^+ \Omega \cdot \text{grad} f \rangle_v + \langle f \Omega \cdot \text{grad} f_v^+ \rangle_v \quad (2.32)$$

ところが(2.29)式からポイド  $v$  中ではインポートランス  $f_v^+$  は

$$\Omega \cdot \text{grad} f_v^+ = 0, \quad \mathbf{x} \in v \quad (2.33)$$

を満たすので(2.32)式の右辺第2項は消え, 結局, 体系の任意の位置における体積  $v$  のセルの反応度値は次のようになる。

$$\rho_{\text{cell}} = \frac{\langle f_v^+ \Omega \cdot \text{grad} f \rangle_v}{\langle f_v^+ E f \rangle_{v_r}} \quad (2.34)$$

ここで(2.34)式と拡散近似から求めた(2.26)式との対応を考える。簡単のため無限

平板体系を考えると、原子炉方程式 (2.27) 式は次のように書ける。

$$\mu \frac{\partial f}{\partial x} + \Sigma_t f = 2\pi \int_0^{\infty} \int_{-1}^1 dE' s_t(E' \rightarrow E) P_t(\mu') \int_{-1}^1 d\mu' P_t(\mu') f(\mu', E') + \frac{S}{k} \quad (2.35)$$

$$S = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} dE' \nu \Sigma_f(E') \int_{-1}^1 d\mu' f(\mu', E')$$

ただし、核分裂中性子は等方と仮定している。\$s\_t\$ は散乱断面積の \$P\_t\$ 成分で

$$s_0(E' \rightarrow E) = \frac{1}{4\pi} \Sigma_s(E' \rightarrow E) \quad (2.36)$$

である。(2.34) 式の右辺の分子を考えるために、(2.35) 式の両辺にボイド体系のインポートンス \$f\_v^+\$ を掛け角度 \$\mu\$ について積分した次式を考える。

$$\int_{-1}^1 d\mu f_v^+ \mu \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{1}{k} \int_{-1}^1 d\mu f_v^+ s - \int_{-1}^1 d\mu f_v^+ \Sigma_t f + 2\pi \int_0^{\infty} \int_{-1}^1 d\mu f_v^+ \int dE' s_t(E' \rightarrow E) P_t(\mu) \int_{-1}^1 d\mu' P_t(\mu') f(\mu', E') \quad (2.37)$$

簡単のため \$P\_1\$ 近似で考えると、\$f\$ および \$f\_v^+\$ はそれぞれ

$$\begin{aligned} f(\mu) &= f_0 + \mu f_1 \\ f_v^+(\mu) &= f_{v0}^+ + \mu f_{v1}^+ \end{aligned} \quad (2.38)$$

と書ける。

まず、(2.37) 式の右辺第1項、すなわち、中性子の生成に関する項は

$$\frac{1}{k} \int_{-1}^1 d\mu f_v^+ S = \frac{2}{k} \nu f_{v0}^+ \int_0^{\infty} dE' \nu \Sigma_f(E') \phi_0(E') = \frac{\nu}{2k} \phi_{v0}^+ \nu \Sigma_f \phi(E') dE' \quad (2.39)$$

となり、拡散近似の場合と同じ形になる。(2.34) 式の右辺の分母も上式と全く同じ形になる。ただし、

$$\begin{aligned} \phi &= \int_{-1}^1 d\mu f(\mu) = 2f_0 \\ \phi_v^+ &= \int_{-1}^1 d\mu f_v^+(\mu) = 2f_{v0}^+ \end{aligned} \quad (2.40)$$

である。一方、(2.37) 式の右辺第2,3項の和すなわち中性子の消滅に関する項は、

$$-\int_{-1}^1 d\mu f_v^+ \Sigma_t f + 2\pi \int_{-1}^1 d\mu f_v^+ \int dE' s_1(E' \rightarrow E) P_1(\mu) \int_{-1}^1 d\mu' P_1(\mu') f(\mu', E') f(\mu', E')$$

$$= -\frac{1}{2} \left\{ \phi_v^+ \Sigma_t \phi + \phi_v^+ \int dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(E') \right\} - R \quad (2.41)$$

$$R = \frac{2}{3} \left\{ f_{v1}^+ \Sigma_t f_1 - f_{v1}^+ \int dE' \frac{4\pi}{3} s_1(E' \rightarrow E) f_1(E') \right\} \quad (2.42)$$

となる。(2.41)式の右辺第1項は拡散近似の場合と同じ形であるが角中性子束およびインポートランスの $P_1$ 成分に関する項 $R$ が残る。したがって(2.39), (2.41)および拡散近似における原子炉方程式(2.11)式を(2.34)式に代入すると,

$$\rho_{cell} = \frac{-\langle \phi_v^+ \text{div} \cdot D \text{grad} \phi \rangle_v - \langle 2R \rangle_v}{\langle \phi_v^+ F \phi \rangle_v} \quad (2.43)$$

を得、一般に $v$ が任意の位置にあるときは $R$ の積分が残る。ところがボイド $v$ が炉心中心にあるときは対称の条件からボイド中の任意の位置 $x$ で

$$f_v^+(x, \mu) = f_v^+(x, -\mu) \quad (2.44)$$

が成立する。したがって、この場合はインポートランスの $P_1$ 成分 $f_{v1}^+$ はボイド $v$ 中では0となり、その結果(2.42)式で定義される $R$ も0となる。結局、炉心中心におけるセルの反応度値は $P_1$ 近似では

$$\rho_{cell} = \frac{-\langle \phi_v^+ \text{div} \cdot D \text{grad} \phi \rangle_v}{\langle \phi_v^+ F \phi \rangle_v} \quad (2.45)$$

となり拡散近似の場合と全く同じ結果を得る。

中心セルの反応度値が中心セルからの中性子のもれの反応度値に等しいことは直観的に次のように考えても理解することが出来る。まず、中心セル $v$ がボイドの場合は中心セル領域で中性子の生成および消滅がなく、したがって、セル境界からの中性子の正味のもれはない。一方、中心セルにも炉心組成物質が詰まっている場合は中心セル内での中性子の生成と消滅との差に応じて中心セル $v$ の境界からの中性子の正味のもれ $L$ が値をもつ。したがって、中心セルの外側からみればボイド中に中性子のもれ $L$ に等しいスペクトルをもつ中性子源を持ち込んだ場合と等価であり、二つの体系の反応度の差は中心セルからの中性子のもれ $L$ に等しい中性子源の反応度値に等しいといえる。

## 2.4 $k_m^+$ の測定原理

前述のように、中心セルの反応度値は中心セルからの中性子のもれの反応度値に等しいことが分かった。ここで簡単のため摂動論的な考えで(2.26)式に用いられるインポートランス $\phi_v^+$ を基準体系のインポートランス $\phi^+$ で近似すると、中心セルの反応度値 $\rho_{cell}$ は近似的



に次のように書ける。

$$\rho_{\text{cell}} = \frac{-\langle \phi^+ \text{div } D \text{ grad } \phi \rangle_{\text{v}}}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{v}}} \quad (2.46)$$

$$= \frac{\frac{1}{k} \langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{v}} - \langle \phi^+ A \phi \rangle_{\text{v}}}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{v}}} \quad (2.47)$$

(2.47)式は(2.46)式の右辺の分子に原子炉方程式(2.1)式を代入して得られる。つまり、 $\rho_{\text{cell}}$ は中心セルvにおける中性子の生成と消滅の反応度値の差と考えてもよい。ここで中心セルvにおいて $k_m^+$ と同種の積分量

$$k_v^+ = \frac{\int_{\text{v}} dx \int dE \phi^+ F \phi}{\int_{\text{v}} dx \int dE \phi^+ A \phi} \equiv \frac{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{v}}}{\langle \phi^+ A \phi \rangle_{\text{v}}} \quad (2.48)$$

を定義すると(2.47)および(2.48)式から中心セルの反応度値は次のように書ける。

$$\rho_{\text{cell}} = \left( \frac{1}{k} - \frac{1}{k_v^+} \right) \frac{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{v}}}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{v}}} \quad (2.49)$$

体系の中心領域が十分広い場合は中心セルvにおける中性子束およびインポートランスのスペクトルは材料バックリング $B_m^2$ に対応する組成固有の基本モードスペクトル $\phi_m$ および $\phi_m^+$ に近ずき、(2.48)式で定義される $k_v^+$ と組成の特性量 $k_m^+$ との差は小さくなる。そこで、 $k_v^+$ と $k_m^+$ との違いを

$$k_m^+ = (1 + \epsilon) k_v^+ \quad (2.50)$$

と書くと、(2.49)式から

$$k_m^+ = \frac{1 + \epsilon}{\frac{1}{k} - \rho_{\text{cell}} M} \quad (2.51)$$

を得る。ここに

$$1 + \epsilon = \frac{k_m^+}{k_v^+} = \frac{(\phi_m^+ F \phi_m)}{(\phi_m^+ A \phi_m)} \frac{\langle \phi^+ A \phi \rangle_{\text{v}}}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{v}}} \quad (2.52)$$

$$M = \langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{v}} / \langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{v}} \quad (2.53)$$

ただし、(2.52)式の右辺の( )はエネルギー積分を表わしている。したがって $\epsilon$ および $M$ の値を知れば、中心セルの反応度値 $\rho_{cell}$ の測定値を用いて(2.51)式から組成の特性量 $k_m^+$ の値を求めることが出来る。

これまでの議論では基準体系の反応度は任意であるとして取り扱ってきた。臨界実験では一般に反応度値を非常に精度良く(例えば $\pm 10^{-6} \Delta k/k$ で)測定出来るので、反応度値を測定するセルの体積 $v$ を基本モードスペクトルが近似的に達成される炉心中心附近に限定することが出来る。したがって、以下では臨界体系における微小反応度変化のみを考え、 $k=1$ として議論をすすめる。この場合組成の特性量 $k_m^+$ は

$$k_m^+ = \frac{1 + \epsilon}{1 - \rho_{cell} M} \quad (2.54)$$

で与えられる。

(2.52)および(2.53)式で定義される $\epsilon$ および $M$ の値は実験的には求めることが出来ないで、計算値を用いなければならない。したがって、中心セルの反応度値 $\rho_{cell}$ の測定精度とともに、 $\epsilon$ および $M$ の計算精度が $k_m^+$ の測定精度を決める。まず $\epsilon$ について考えると、(2.52)式の定義から分かるように、この値は測定体系がはだかの臨界体系でないために炉心中心の体積 $v$ における中性子束およびインポートランスのスペクトルが組成固有の基本モードスペクトルからずれていることによる補正項である。

炉心中心のスペクトルが基本モードスペクトルに近い場合、両者の違いを

$$\Delta\phi = \phi - \phi_m^+, \quad \Delta\phi^+ = \phi^+ - \phi_m^+ \quad (2.55)$$

と書くと、 $(1 + \epsilon)$ は第1近似では次のように書ける。

$$1 + \epsilon = 1 + \frac{\langle \phi^+ A \Delta\phi \rangle_v + \langle \Delta\phi^+ A \phi \rangle_v}{v(\phi_m^+ A \phi_m)} - \frac{\langle \phi^+ F \Delta\phi \rangle_v + \langle \Delta\phi^+ F \phi \rangle_v}{v(\phi_m^+ F \phi_m)} \quad (2.56)$$

つまり、 $\epsilon$ は $\Delta$ の大きさになる。臨界実験では反応度値は非常に精度良く測定することが出来るので中心セルとして比較的小さな体積 $v$ での測定が可能になり、炉心中心附近のみで基本モードスペクトルが達成されていれば補正項 $\epsilon$ の値は1に比べて十分小さくとなると考えられる。また空間積分が中心セル $v$ に限定されているので、中心領域が十分広い場合には計算では体系の形状を正確に取り入れられないことによる影響も小さい。

一方、 $M$ の値は定義式(2.53)式から分かるように、中心セルの核分裂中性子源による反応度値の逆数である。ところが、反応度値の計算は体系全体の積分を必要とするので、体系の形状を正しく計算に取り入れることがむずかしいことなどの問題があつて、一般に精度良く計算することが困難である。また、仮に計算が正しく行なえるとしてもドル単位で測定された中心セルの反応度値を絶対単位の値に変換する際、すでに述べたように、 $\pm 7\%$ 程度の系

統的な誤差を含むと考えなければならない。そこでこれらの問題を消去するために中心セルの反応度値の測定と同様に炉心中心の体積  $v$  のボイド中に標準サンプルを挿入したときの反応度変化すなわち標準サンプルの反応度値  $\rho_{st}$  を測定し、反応度値の測定値を比の形  $\rho_{cell}/\rho_{st}$  として用いる。

擾動論によると炉心中心の体積  $v$  における標準サンプルの反応度値  $\rho_{st}$  は (2.47) 式と同様に

$$\rho_{st} = \frac{\langle \phi^+ (F-A)_{st} \phi \rangle_v}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{v_r}} \quad (2.57)$$

と書ける。ここに添字  $st$  は標準サンプルを表わし、演算子の意味は前と同様である。ただし、臨界体系における微小反応度変化を考えているので簡単のため上式では  $k=1$  としている。

(2.57) 式で表わされる標準サンプルの反応度値を用いると組成の特性量  $k_m^+$  を求める (2.54) 式は次のように書き換えられる。

$$k_m^+ = \frac{1 + \varepsilon}{1 - (\rho_{cell}/\rho_{st}) f} \quad (2.58)$$

ただし、

$$f = \frac{\langle \phi^+ (F-A)_{st} \phi \rangle_v}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_v} \quad (2.59)$$

この場合計算すべき  $f$  の値は、 $\varepsilon$  の場合と同様に、炉心中心の体積  $v$  における積分値になる。したがって、(2.53) および (2.54) 式を用いる代わりに (2.58) および (2.59) 式を用いることによつて反応度値の測定値の単位の変換に伴なり系統的な誤差を消去することが出来ると共に、計算は、 $\varepsilon$  の場合と同様に、炉心中心の体積  $v$  において正しく行えれば十分であるから中心領域が十分広い場合には体系の形状を正しく取り入れられないことによる影響を小さくすることが出来る。

ここで標準サンプルの選び方について考える。まず、標準サンプルは組成物質と同一であつてはならない。この場合、 $\rho_{cell}/\rho_{st}$  の値は恒等的に 1 になり、(2.58) 式の右辺は計算値のみになる。つまり、組成の特性量  $k_m^+$  の計算値を求めていることになる。また、 $f$  の値は標準サンプルの反応度値と組成の核分裂中性子源の反応度値の比であるから、計算値  $f$  を精度良く求めるためには出来るだけ計算値の信頼出来るような物質を標準サンプルとして選ぶべきであることも当然である。

すでに述べたように (2.53) 式で定義される  $M$  の値は組成物質の核分裂中性子源の反応度値の逆数である。したがって、もし核分裂中性子源の反応度値のみを分離して測定することが出来れば標準サンプルにそれを選ぶことによつて  $f$  の値が恒等的に 1 になり計算値  $f$  を用いることによる不確かさは無くなる。現実には核分裂中性子が発生する限り吸収反応があるの

て組成物質の核分裂中性子源の反応度値のみを分離して測定することは不可能であるが上に述べたことは標準サンプルとして組成の核分裂中性子源を支配する物質を選べば良いことを暗示している。

ここで  $f$  の定義式 (2.59) 式を次のように標準サンプルを基準に分解して考える。

$$f = \frac{\langle \phi^+ (F-A)_{st} \phi \rangle_v}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_v} = \frac{1 - \langle \phi^+ A_{st} \phi \rangle_v / \langle \phi^+ F_{st} \phi \rangle_v}{1 + \langle \phi^+ (F - F_{st}) \phi \rangle_v / \langle \phi^+ F_{st} \phi \rangle_v} \quad (2.60)$$

したがって、計算による  $f$  の値の不確かさを小さくするためには (2.60) 式の右辺の分子および分母の第2項が1に比べて十分小さくなるようなサンプルを選べばよい。上述のように組成の核分裂中性子源を支配する物質を標準サンプルに選べば、まず (2.60) 式の右辺の分母の第2項の値を1に比べて十分小さくすることが出来る。この場合、分子の第2項の値も小さくするためには核分裂性物質、すなわち  $^{239}\text{Pu}$  や  $^{235}\text{U}$  などを標準サンプルに選べば良いと考えられる。例えば ( $^{239}\text{Pu} + ^{241}\text{Pu}$ ) が90%の金属プルトニウムや90%濃縮金属ウランの場合は (2.60) 式の右辺の分子の第2項の値は0.5程度になり値としてはあまり小さくならない。20%濃縮ウランの場合はさらにこの値が若干大きくなる。しかし、 $^{239}\text{Pu}$  や  $^{235}\text{U}$  などではスペクトルの軟かい大型高速炉系の場合でも中性子の補獲率と核分裂率との比が0.1~0.2程度であり、スペクトルが硬くなるとこの値はより小さくなる。つまり、吸収反応のうち4/5以上は核分裂反応である。したがって計算に用いる断面積が仮に真の値からずれていてもその効果は分子分母で互に打ち消し合つて比としてはかなり精度良く計算出来ることが期待出来る。

次に計算値  $f$  の不確かさが  $k_m^+$  の実験値に与える影響を調べる。計算値  $f$  の真の値  $f_0$  からのずれを

$$\Delta f = f - f_0 \quad (2.61)$$

と書くと、(2.58)式から、第1近似では

$$k_m^+ = k_{m0}^+ \left( 1 - \left( 1 - \frac{k_{m0}^+}{1 + \epsilon} \right) \frac{\Delta f}{f_0} \right) \quad (2.62)$$

$$k_{m0}^+ = \frac{1 + \epsilon}{1 - (\rho_{cell} / \rho_{st}) f_0} \quad (2.63)$$

と書ける。つまり、 $\epsilon$  の絶対値が小さいときは、 $f$  の値の不確かさは  $(k_m^+ - 1)$  倍されて  $k_m^+$  の値に影響を与える。 $k_m^+$  の値が (2.51) 式で与えられる場合の  $M$  の不確かさの影響についても全く同様である。したがって、一般に  $k_m^+$  の値が1に近いときは  $k_m^+$  の値は精度良く求められる。例えば後に示すように、大型高速炉の炉心組成と考えられているような  $k_m^+ \approx 1.3$  程度

の場合には計算値  $f$  の不確かさは  $k_m^+$  の実験値に対して  $1/3$  の影響しか与えない。また、第3章で取り上げる FCA-2 集合体の場合は炉心組成が非常に reactive で  $k_m^+ \approx 1.8$  であるが、この場合でも  $f$  の値の不確かさが  $k_m^+$  の値に対して増倍されることはない。

以上のようにして、中心セルの反応度値  $\rho_{cell}$  と適当に選ばれた標準サンプルの反応度値  $\rho_{st}$  の測定値の比  $(\rho_{cell}/\rho_{st})$  と計算値  $e$  および  $f$  とから (2.58) 式によつて組成の特性量  $k_m^+$  の値を実験的に求めることが出来る。しかし、計算値  $e$  および  $f$  の値は一般に真の値からずれているので、このようにして求めた  $k_m^+$  の実験値も真の値とはいえない。したがつて測定値  $(\rho_{cell}/\rho_{st})$  と計算値  $e$  および  $f$  を併用して (2.58) 式から求めたいわゆる実験値  $k_{mexp}^+$  がどの程度実験的に求められた量といえるか、すなわち、計算値  $k_{mcal}^+$  に対してどの程度真の値  $k_{m0}^+$  に近いかが問題になる。簡単のため以下でははだかの臨界体系における実験を考え補正項  $e = 0$  として、 $f$  に計算値を用いたことによる影響について考える。

組成の特性量  $k_m^+$  の真の値  $k_{m0}^+$  は反応度値の比  $x = \rho_{cell}/\rho_{st}$  の真の値  $x_0$  と真の値  $f_0$  とから (2.58) 式と同様に

$$k_{m0}^+ = \frac{1}{1 - x_0 f_0} \quad (2.64)$$

と書ける。一方、計算値  $k_{mcal}^+$  も同様に次のように書ける。

$$k_{mcal}^+ = \frac{1}{1 - x_{cal} f_{cal}} \quad (2.65)$$

これに対して、ここでいう実験値  $k_{mexp}^+$  は

$$k_{mexp}^+ = \frac{1}{1 - x_0 f_{cal}} \quad (2.66)$$

すなわち、真の値  $x_0$  と計算値  $f_{cal}$  とから求めた値である。

ここで、計算値  $x_{cal}$  および  $f_{cal}$  の真の値  $x_0$  および  $f_0$  からのずれを

$$\Delta x = x_{cal} - x_0 \quad (2.67)$$

$$\Delta f = f_{cal} - f_0$$

と書くと、(2.65) 式と (2.66) 式とから

$$\frac{1}{k_{mexp}^+} - \frac{1}{k_{mcal}^+} = \Delta x f_{cal} \quad (2.68)$$

を得る。つまり、実験値  $1/k_{mexp}^+$  は計算値  $1/k_{mcal}^+$  に対して (2.68) 式の右辺で表わされる  $\Delta x f_{cal}$  を補正して得られると考えてよい。この場合  $(\rho_{cell}/\rho_{st})$  の測定から得られる情報は  $\Delta x$  という形で用いられている。一方、真の値  $k_{m0}^+$  と実験値  $k_{mexp}^+$  との関係は (2.64) 式と (2.65)

式とから

$$\frac{1}{k_{m0}^+} - \frac{1}{k_{mexp}^+} = x_0 \Delta f \quad (2.69)$$

となる。したがって、(2.69)式の右辺と(2.68)式の右辺との比

$$R = (x_0 \Delta f) / (\Delta x / f_{cal}) = \left( \frac{\Delta f}{f_{cal}} \right) / \left( \frac{\Delta x}{x_0} \right) \quad (2.70)$$

が実験値  $k_{mexp}^+$  が真の値  $k_{m0}^+$  に近いにあるいは計算値  $k_{mcal}^+$  に近い、すなわち、どの程度実験的に求められた値であることを示す尺度になる。 $|R| < 1$  のときは  $k_{mexp}^+$  はより真の値に近く、 $|R| > 1$  のときは  $k_{mexp}^+$  の値はむしろ計算値に近い。

$|R|$  の値を小さくするためには、 $\Delta f / f_{cal}$  を小さくする、すなわち、 $f$  の値を出来るだけ正確に計算出来るような物質を標準サンプルに選ぶことが必要であるが、同時に

$$\frac{\Delta x}{x_0} = \left( \frac{\rho_{st}}{\rho_{cell}} \right)_0 \left[ \left( \frac{\rho_{cell}}{\rho_{st}} \right)_{cad} - \left( \frac{\rho_{cell}}{\rho_{st}} \right)_0 \right] \quad (2.71)$$

の絶対値が大きいことも重要な要素となる。ただし、上式の添字 cal および o は前と同様に計算値および真の値を表わしている。

$R$  の値について定量的な評価を行なうことは困難であるが  $\Delta x / x_0$  については次のような議論が出来る。(2.67)式と同様に反応度値の計算値  $\rho_{cal}$  の真の値  $\rho_0$  からのずれを

$$\Delta \rho = \rho_{cal} - \rho_0 \quad (2.72)$$

と書くと、第1近似では(2.71)式は次のように書き換えられる。

$$\frac{\Delta x}{x_0} = \frac{\Delta \rho_{cell}}{\rho_{cell0}} - \frac{\Delta \rho_{st}}{\rho_{st0}} \quad (2.73)$$

ところが、(2.54)式から分かるように、 $\epsilon = 0$  のときは  $\rho_{cell}$  の値は  $(k_m^+ - 1) / k_m^+$  に比例する。したがって、 $k_m^+$  の値が1に近い場合は  $\rho_{cell}$  の値が小さいので(2.73)式の左辺の絶対値  $|\Delta x / x_0|$  が大きくなって、仮に  $f$  の値が十分正しく計算出来なくとも  $|R|$  としては小さくなる。すなわち、十分真の値に近い実験値  $k_{mexp}^+$  を得ることが出来る。しかし、 $k_m^+$  の値が1からずれるにしたがって一般に  $|\Delta x / x_0|$  の値が小さくなり、このような場合には  $|R|$  を小さくするためには、 $|\Delta f / f_{cal}|$  が小さくなるような物質を標準サンプルに選ぶことが重要になる。

すでに述べたように、 $|\Delta f / f_{cal}|$  を小さくするためには、一般に、組成の核分裂中性子源を支配する物質を標準サンプルに選ばよいと考えられる。このような考え方で、セルを構成する物質の一部を標準サンプルに採ると、 $\rho_{cell}$  のうち  $\rho_{st}$  を除いた部分

$$\rho_r = \rho_{cell} - \rho_{st} \quad (2.74)$$

のみが  $\rho_{st}$  と独立になり (2.71) 式は次のように書き換えられる。

$$\frac{\Delta x}{x_0} = \left( \frac{\rho_{st}}{\rho_{cell}} \right)_0 \left[ \left( \frac{\rho_r}{\rho_{st}} \right)_{cal} - \left( \frac{\rho_r}{\rho_{st}} \right)_0 \right]$$

$$\approx \left( \frac{\rho_r}{\rho_{cell}} \right)_0 \left[ \frac{\Delta \rho_r}{\rho_{ro}} - \frac{\Delta \rho_{st}}{\rho_{sto}} \right] \quad (2.75)$$

したがって、上式の右辺の  $(\rho_r / \rho_{cell})_0$  の値が実験値  $k_{mexp}^+$  が真の値に近いかどうかを決める一つの要素となる。例えば、前にも述べたように、標準サンプルとして組成物質そのものをとれば  $\rho_{ro} = 0$  となり、実験値  $k_{mexp}^+$  として得られるのは計算値  $k_{mcal}^+$  そのものになる。また、燃料物質が組成のほとんどを占めるような場合に、 $|\Delta f / f_{cal}|$  を小さくするために標準サンプルとして燃料物質を選べば  $|\rho_{ro} / \rho_{cell 0}|$  が小さくなり、その結果  $|R|$  の値が大きくなる場合が考えられる。したがって、このような場合には標準サンプルの選び方に別の工夫が必要になる。

一方、 $k_m^+$  の値が1に近い組成の場合には、前にも述べたように、 $\rho_{cell}$  の値が小さいので、組成の核分裂中性子源を支配する物質を標準サンプルに選んでも  $|\rho_{ro} / \rho_{cell 0}|$  の値が十分大きく、その結果  $|R|$  の値が小さくなって真の値に近い実験値を得ることが出来る。

以上の考察から、一般に、 $k_m^+$  が1に近いほど  $k_m^+$  の値をより実験的に求められることが分かった。組成および標準サンプルの真の断面積が分からない以上、厳密な意味では、実験値  $k_{mexp}^+$  の精度を決める計算値  $\epsilon$  および  $f$  の真の値からのずれは分からないが、幾種類かの断面積セットから求めた計算値  $\epsilon$  および  $f$  のばらつきから実験値  $k_{mexp}^+$  の精度が推定出来る。実用的な意味では断面積セットの違いによる計算値  $\epsilon$  および  $f$  のばらつきに起因する実験値  $k_{mexp}^+$  の不確かさが計算値  $k_{mcal}^+$  のばらつきに比べて十分小さければ断面積の評価という点では十分意味のある実験値を得ることが出来る。

### 第3章 組成の特性量 $k_m^+$ の測定

高速炉臨界実験装置 FCA<sup>(11),(12)</sup> を用いて組成の特性量  $k_m^+$  の測定を試み、前章で述べた測定原理の適用性、測定精度などを検討した。

#### 3.1 測定体系

実験は高速実験炉“常陽”のモックアップ炉心の一つである FCA V-2 集合体<sup>(13)</sup> で行った。FCA は Fig.3.1 に示すように水平二分割型の正方格子管集合体で、断面が外寸 55.2 mm × 55.2 mm の正方形、長さ 132.4 mm (厚さ 1.0 mm) の不銹鋼から成る細長い単位の格子管を積み上げた 35 行 × 35 列のマトリックスが ½ 格子管集合体を形成している。½ 集合体の一つは固定テーブル上に組み立てられており固定側 ½ 集合体と呼ばれるが他の一つは移動側 ½ 集合体と呼び可動テーブル上に積み上げられている。

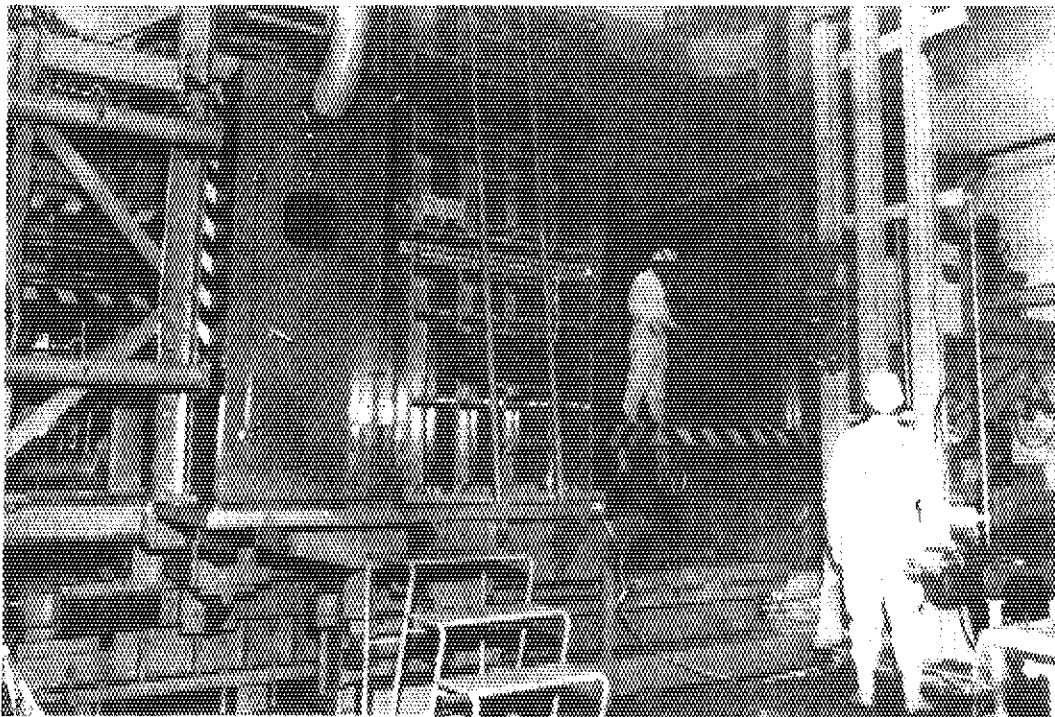


Fig.3.1 General View of FCA Critical Facility

V-2 集合体の装荷図を Fig.3.2 に示す。原子炉を構成する物質は断面が内寸 50.8 mm × 50.8 mm (2" × 2"), 長さ約 670 mm, 厚さ 0.8 mm の不銹鋼から成る物質装填用引出しに入れ、この引出しを格子管集合体に装荷して一つの原子炉集合体を組み立てる。原子炉構成物質は原則として両 ½ 集合体に折半して装荷する。例えば、V-2 集合体はやや扁平な円筒



形体系で、Fig. 3.2の平面図に示すように軸方向に等分して装荷されている。

原子炉の運転停止時は両 $\frac{1}{2}$ 集合体は約2 m分離しており、移動側 $\frac{1}{2}$ 集合体を固定側 $\frac{1}{2}$ 集合体に密着させて体系を臨界にする。移動側 $\frac{1}{2}$ 集合体の密着時の位置の再現性は0.02 mm以内である。V-2集合体の場合 $\frac{1}{2}$ 集合体の間隙の反応度値は密着近傍で約 $1.0 \times 10^{-3} \Delta k/k/mm$ なので密着時の体系の反応度の再現性は $2 \times 10^{-5} \Delta k/k$ 以内である。

V-2集合体には両 $\frac{1}{2}$ 集合体の炉心部にそれぞれ燃料引き抜き型の制御棒一本と安全棒三本とが設けられており、両 $\frac{1}{2}$ 集合体の後面から駆動する。制御棒および安全棒用の引出しはスクラム時の機械的安全を考慮して厚さ1.5 mmの不銹鋼で出来ている。そのため、引出し断面の内寸が49.2 mm  $\times$  50.8 mmで、標準引出しに比べて断面が $1/32$ だけ小さいが炉心構成物質とほぼ等しい物質が装填されている。臨界状態では全安全棒と制御棒一本は完全に炉心に挿入されており、残り一本の制御棒も運転に必要な余剰反応度を残して挿入されている（普通は完全挿入から100 mm程度引き抜いた状態にある）。

原子炉を安全に運転するために両 $\frac{1}{2}$ 集合体の四隅にはそれぞれ四チャンネルの核計装が設けられている。臨界点は $\sqrt{6}$ チャンネルの高感度イオンチェンバーの電流値が一定になるように制御棒の位置を調整して決める。制御棒の位置は完全挿入状態を基準に0.01 mm単位で表示出来る。実際の制御棒位置と表示とのくい違いは $\pm 0.05$  mm以内である。反応度の測定精度については後に詳しく述べる。なお、V-2集合体はプルトニウム燃料を用いているため自発核分裂による中性子の発生があり、原子炉の起動時に普通用いられる外部中性子源は特に設けられていない。

V-2集合体は $L/D \approx 0.9$ のやや扁平な円筒形炉心を厚さ約30 cmの天然金属ウランから成るブランケットで囲んだ単純な二領域体系である。炉心およびブランケットの原子数密度と臨界体系の寸法とをTable 3.1にまとめる。各領域の組成は格子管および引出しから成るFCA固有の構造材と引出しに装填された各種模擬要素板とから決まる。FCAの単位のセルは体積比で10.8%を占める構造材（格子管と引出し）を含めて55.2 mm  $\times$  55.2 mm  $\times$  50.8 mm（体積154.8 cm<sup>3</sup>）の直方体で2-2-1/B型と呼ぶ標準寸法（50.8 mm  $\times$  50.8 mm  $\times$  3.18 mm）の各種要素板が16枚入る。簡単のため以下ではこの単位を「バック」と呼ぶ。

V-2集合体の炉心を構成する引出し内の要素板の配列はFig. 3.3に示すように中心対称で、引出し一本分の断面が単位セルを構成している。したがって、ここでは1バックを炉心組成の単位セルと考える。各要素板は単位セルが出来ただけ均質と見做せるように配列されている。

燃料としては厚さ $1/16$ "の不銹鋼缶（肉厚0.25 mm）入りの金属プルトニウム（<sup>239</sup>Pu + <sup>241</sup>Puが92%）板二枚と厚さ $1/8$ "の20%濃縮金属ウラン板三枚とが用いられており、後に述べるように、両者の核分裂中性子源としての寄与がほぼ等しい。冷却材を模擬するナトリウムは厚さ $1/4$ "でプルトニウム板の場合と同様不銹鋼缶に充填されている。アルミナ板は厚さ $1/8$ "で、酸化物燃料を金属プルトニウムおよび金属ウランで模擬する際の酸素を持ち込むために用いられている。ブランケットには金属天然ウランブロック（断面2"  $\times$  2"、長さ4"あるいは8"）を用いた。

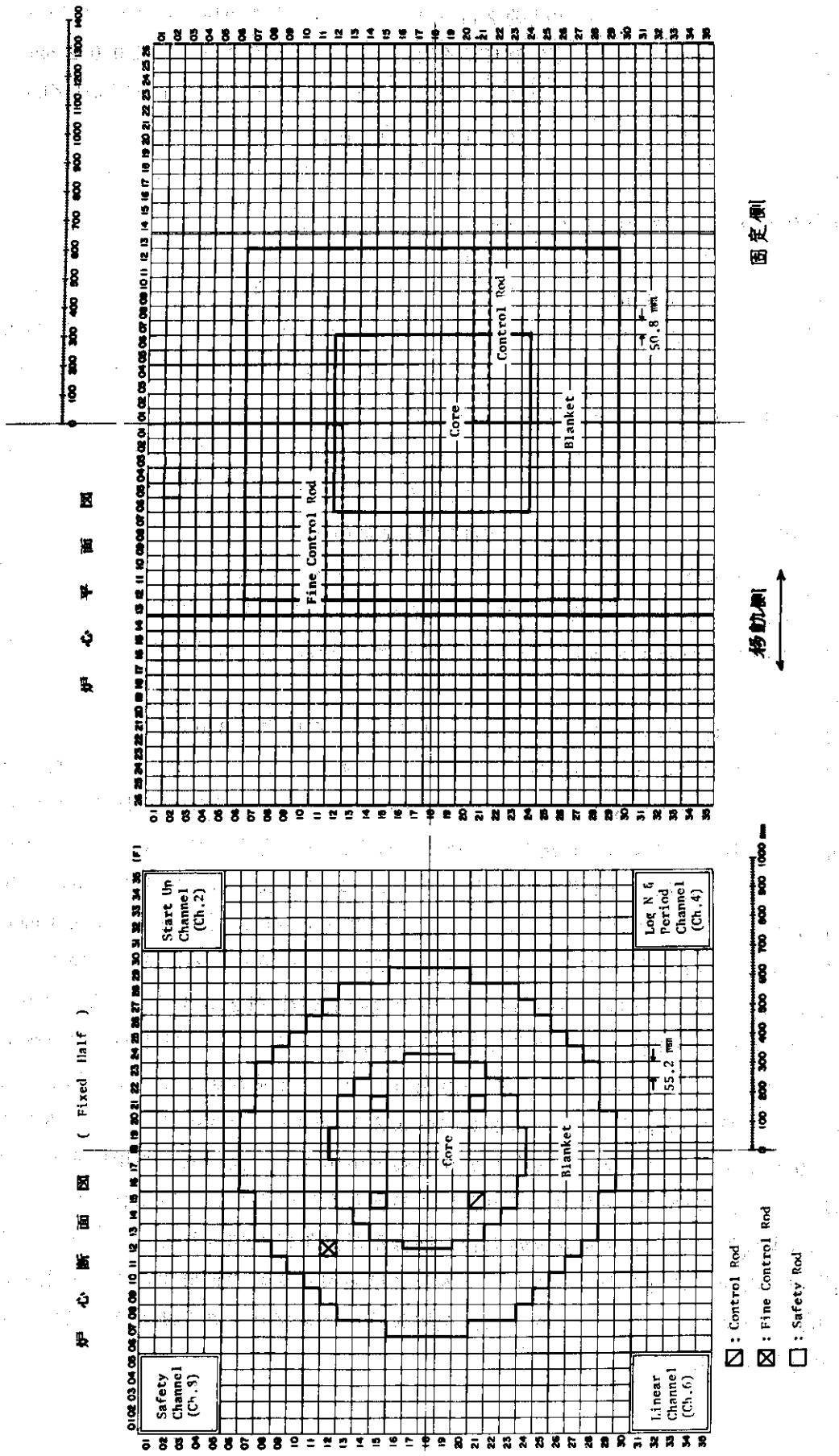


Fig 3.2 Drawer Loading of Assembly V-2

Table 3.1 Atomic Densities and Critical Dimensions of Assembly V-2

Material	Atomic density ( $10^{22} \text{ cm}^{-3}$ )		Critical dimension
	Core	Blanket	
Pu-239	0.1046	—	<u>Core</u> radius 33.6 cm length 61.0 cm volume 216.2 ℓ
Pu-240	0.00933	—	
Pu-241	0.00107	—	
U-235	0.1470	0.0289	
U-238	0.5836	3.9890	
O	1.3101	—	<u>Blanket</u> radial thickness 28.8 cm axial thickness 30.5 cm
Na	0.8134	—	
Al	0.8830	—	
Cr	0.3273	0.1827	
Fe	1.1950	0.6652	
Ni	0.1535	0.0796	

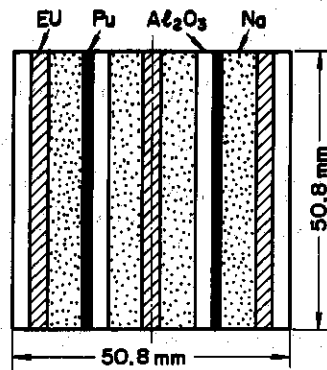


Fig. 3.3 Cell Structure of Assembly V-2 Core

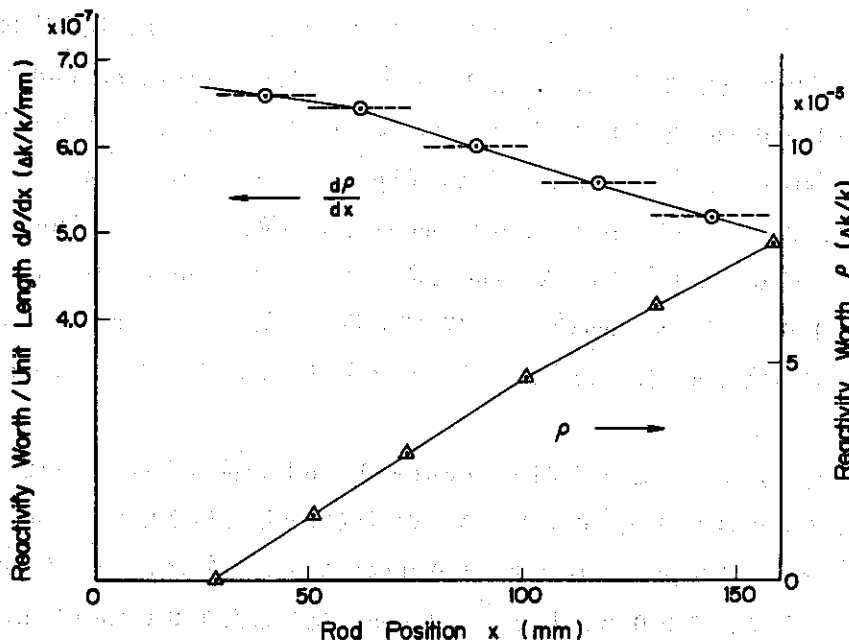


Fig. 3.4 Fine Control Rod Calibration Curve

### 3.2 反応度値の測定方法

炉心中心セルの反応度値は炉心中心引出しにおいて格子管を含む1パックを単位として測定した。炉心構成物質は引出し装填物質と不銹鋼で出来た構造材とから成るが、構造材は体系から取り除くことが出来ないのでセルの反応度値  $\rho_{\text{cell}}$  は引出し装填物質を除去したことによる反応度値（以下簡単にボイドの反応度値と呼ぶ。） $\rho_{\text{void}}$  と構造材相当の不銹鋼サンプルの反応度値  $\rho_{\text{ss}}$  とから

$$\rho_{\text{cell}} = -\rho_{\text{void}} + \rho_{\text{ss}} \quad (3.1)$$

により求める。本実験では参考のため、セルの反応度値の他に、同じパックについてセルを構成する各要素板の反応度値も測定した。各要素板の反応度値は、セルの反応度値との対応をとるため、セルを構成するその位置で各要素板を一枚だけ除去したことによる反応度変化として測定した。後に述べるように、標準サンプルの反応度値にもこのようにして測定した  $P_{11}$  および20%EUの値を採用する。

サンプルの反応度値はサンプルの有無に対応するそれぞれの臨界時の fine control rod（および制御棒）の位置の差から求めた。fine control rodは炉心領域にある制御棒との干渉効果を避けるためにFig.3.2に示すようにおよその臨界点を決めるのに用いた固定側½集合体の制御棒から十分離れた移動側½集合体の半径方向のブランケット中にある。制御棒間の距離が引出し三本分程度あれば制御棒間の干渉効果は無視出来ることが別の実験で確かめられている。(14)

Fig.3.4に fine control rodの較正曲線を示す。較正は2段階に分けて行つた。まず第1段階は反応度値の小さいサンプルの出し入れに伴う臨界時の fine control rodの位置の差からある位置での平均の fine control rodの単位長さ当りの反応度値  $d\rho/dx$  を任意の単位で求める。この場合サンプルの出し入れに伴う fine control rodの位置のずれがほぼ重なり合うようにして上の測定を繰り返す。次にこの単位長さ当りの反応度値の曲線を積分して、反応度値の積分曲線を求め、第2段階として fine control rodの位置を大きく（50mmから150mmまで）動かしたときの反応度値をすでにペリオド法に基づいて較正されている制御棒との置き換えによつて求め fine control rodの反応度値の単位を決める。その結果、実際に測定に用いた100mm近傍で単位長さ当りの fine control rodの反応度値は約  $6 \times 10^{-7} \Delta k/k/mm$  であつた。この値は固定側½集合体の制御棒の反応度値  $1.0 \times 10^{-5} \Delta k/k/mm$  の約1/17である。ただし、ペリオドの測定値から逆時間公式によつて絶対単位で反応度値を決める際の遅発中性子のデータにはKEEPINの値(15)を用いた。

臨界点は炉出力を一定に保つように fine control rodの位置を自動制御して決めた。(16) 炉出力は高感度イオンチェンバー毎6チャンネルの電流値として観測したが、原則として、出力電流の99%の補償電流を流し出力変動を100倍に拡大して制御した。臨界点は炉出力の安定した後、原則として、200秒にわたつて2秒毎に記録した100個の fine control rodの位置の平均値から求めた。炉出力50Wのときの fine control rodの位置のばらつきは±0.3mm程度であつたので臨界点そのものは fine control rodの位置で±0.05mm程度の精度で決められると考えるよ。

V-2 集合体は  $P_u$  燃料を用いているので  $Pu$  の  $\alpha$  崩壊による熱発生がある。そのため炉心部分が強制空冷されているが FCA は二分割型集合体であるために  $\frac{1}{2}$  集合体の分離時と密着時とで冷却条件が異なり、炉心の温度変化に伴う反応度のドリフトが若干観測された。反応度ドリフトの典型的な例として同じ V-2 集合体で行ったサンプル加熱法によるドップラー効果の測定における臨界点を定める fine control rod の位置の時間変化を Fig.3.5 に示す。時刻  $t = 0$  は両  $\frac{1}{2}$  集合体の密着時刻である。ドップラー効果の測定は両  $\frac{1}{2}$  集合体の中心格子管を貫通する長さ約 2 m の引出しにドップラー効果測定用のサンプルと標準サンプルとを十分離して置き、両者を交互に炉心中心に挿入して標準サンプルに対するドップラーサンプルの反応度値を測定するいわゆるパイルオツシレーター法を用いている。<sup>(16)</sup> もちろん、一方のサンプルが炉心中心にあるときはもう一方のサンプルは炉心から十分離れた位置にあり、体系の反応度には影響を与えない。サンプルの挿入、引き抜きの繰り返し周期は 1,000 秒でサンプルの挿入された状態および引き抜かれた状態がそれぞれ 500 秒ずつ交互に続く。臨界点はこの各 500 秒のうちサンプルの移動による過渡状態が十分消滅した最後の 200 秒間について 2 秒毎に記録した 100 個の fine control rod の位置の平均値から決めた。

Fig.3.5 から分かるように、密着時から約 5.000 秒 (1.5 時間) 程度は反応度のドリフトが大きく  $4 \times 10^{-6} \Delta k/k$  程度の反応度変化を示す。しかし、ここに示すように標準サンプルと測定すべきサンプルとを交互に挿し換え、標準サンプルが挿入された標準状態の系における反応度ドリフトを直線近似することによつて、密着直後のドリフトの大きい場合でも一回のサンプル挿入によつて求めたサンプルの反応度値の測定値のばらつきは数回の測定の平均値から  $\pm 1.0 \times 10^{-7} \Delta k/k$  程度になる。ドップラーサンプルの温度が 350°C の場合の測定は一般には両  $\frac{1}{2}$  集合体を分離せずに測定すべきサンプルを交換した場合に対応すると考えてもよい。この場合は両  $\frac{1}{2}$  集合体の密着後十分時間が経過しており、系の反応度ドリフトが少ないのでパイルオツシレーター法を採用した場合の反応度値の測定精度は  $\pm 1.0 \times 10^{-7} \Delta k/k$  よりも良い。

本実験でもサンプルの反応度値の測定には上述のドップラー実験と同じようにパイルオツシレーター法を採用し、各サンプルの反応度値はその前後に測定した標準サンプルが挿入された場合の fine control rod の位置を基準に、体系の反応度ドリフトを直線近似で補正して求めた。この方法を用いると、両  $\frac{1}{2}$  集合体を分離、再密着することによる  $\frac{1}{2}$  集合体の位置の再現性 (反応度で  $2 \times 10^{-5} \Delta k/k$  以内) や制御棒の位置の精度  $\pm 0.05 \text{ mm}$  による体系の反応度の再現性 ( $\pm 5 \times 10^{-7} \Delta k/k$ ) の効果も消去出来る。実際の測定では、一般に両  $\frac{1}{2}$  集合体の密着直後に観測される大きな反応度ドリフトによる不確かさの影響を小さくするために両  $\frac{1}{2}$  集合体を分離せず、制御棒と安全棒のみを引き抜いて炉を停止してサンプルを交換した。したがつて、サンプルの反応度値の測定精度は  $\pm 1.0 \times 10^{-7} \Delta k/k$  程度と考えてよい。

### 3.3 測定結果と解析

$k_m^+$  の実験値を求める前に、その基礎となる炉心中心 1 パックのセルの反応度値とセルを構成する各要素板の反応度値の測定値を Table 3.2 にまとめる。セルを構成する各物質の反応度値の値は、前節で述べたように、セルを構成する各要素板の反応度値をその位置で一

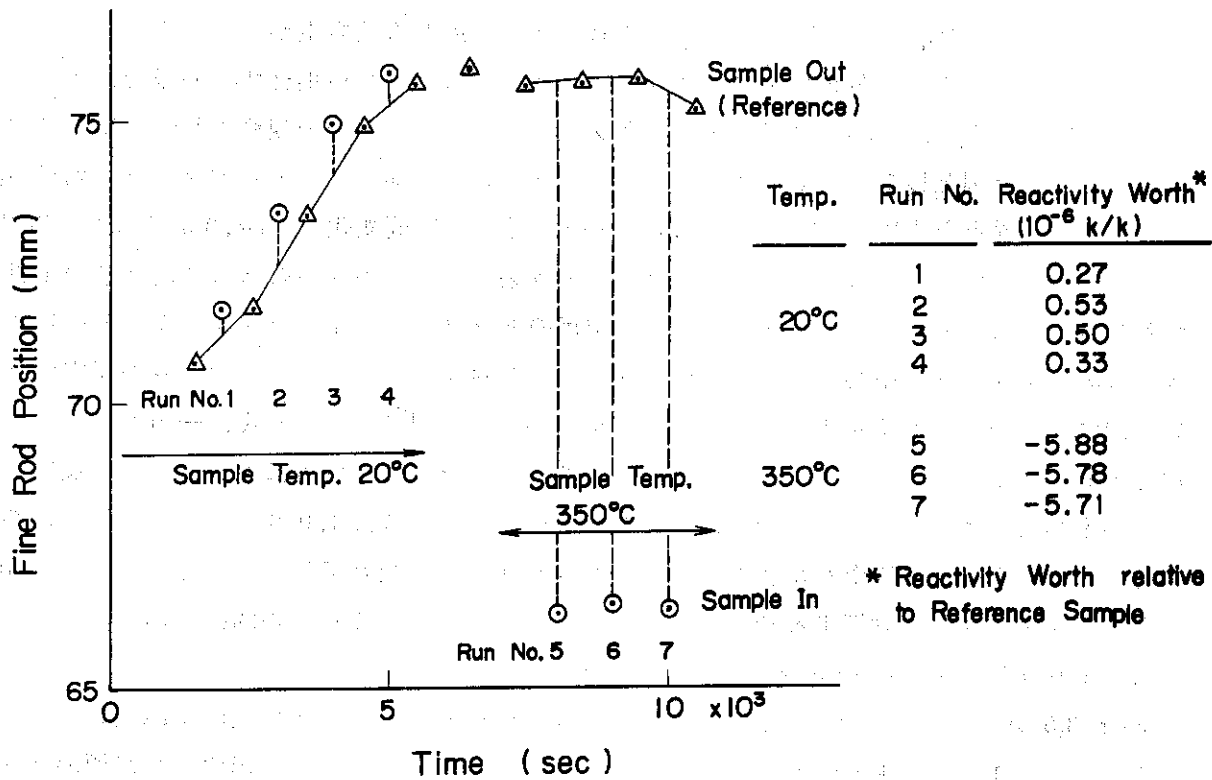


Fig. 3.5 Reactivity Drift in the Measurement of Doppler Effect of NUO<sub>2</sub> Sample

Table 3.2 Reactivity Worth at the Core Center of Assembly V-2

Sample	Reactivity Worth (10 <sup>-5</sup> Δk/k)
Cell (1 pack)	75.2 ± 0.2
Pu (2-2-1/16 x 2)	44.3 ± 0.1
EU (2-2-1/8 x 2)	31.6 ± 0.1
Na (2-2-1/4 x 4)	0.89 ± 0.02
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (2-2-1/8 x 4)	1.38 ± 0.02
SUS (total)	-2.49 ± 0.10
Sum (1 pack)	75.7 ± 0.2

枚ずつ測定して得た値の和である。fine control rodの位置の移動のみで測定出来る微小反応度値の測定値は、前述のように、 $\pm 1.0 \times 10^{-7} \Delta k/k$ と測定精度は良いが、反応度値の大きいサンプルについては制御棒を伴用して測定するために測定精度が悪くなっている。測定値をみると、セルの反応度値 $\rho_{cell}$ の値はセルを構成する各物質の反応度値の和とほぼ等しい。したがって、単位セルの反応度値は摂動論で取り扱っても十分であることが実験的にも保証されている。

測定値( $\rho_{cell}/\rho_{st}$ )から組成の特性量 $k_m^+$ の値を求めるためには補正項 $\epsilon$ および変換係数 $f$ の値を計算によつて求めなければならない。前章で考察したように、 $f$ の計算精度を上げるためには、一般に、組成の核分裂中性子源を支配する物質を選べば良いと考えられる。V-2炉心の核分裂中性子源はプルトニウム燃料とウラン燃料とがほぼ折半しあつているので、 $f$ の計算精度を上げるために、燃料物質の全体を標準サンプルに採用することが考えられる。しかし、Table 3.2から分かるように、燃料物質である $P_u$ とEUの反応度値の和がセルの反応度値の大部分を占めるので、標準サンプルとして $P_u$ とEUの全体を採れば(2.61)式から求めた $k_m^+$ の値は、前章で考察したように、実験的に求めた値とはほとんど云えなくなるおそれがある。そこで、ここでは( $P_u + EU$ )の他に $P_u$ あるいはEUのみを標準サンプルにとり、サンプルの選び方も含めて計算に用いる断面積セットの違いによつて生じる実験値 $k_{mexp}^+$ のばらつきを調べた。

$f$ および $\epsilon$ の値を求める基礎となる反応度値の計算には一次元拡散近似による摂動計算コードSIMPLE-D<sup>(17)</sup>を用いた。計算は炉心の周りを厚さ30cmのブランケットで囲んだ球形体系で行ない、炉心の半径を調節して臨界系を決め、臨界系を無摂動系に採つて摂動計算を行なつた。反応度値を求める中心セルの体積は実際の測定を行なつた1バックの体積に等しくとり、セルを構成する各物質の反応度値は測定値に対応するように、1バックの中で実験の場合と同じだけその物質の量を変化させた場合の計算値から求めた。一般に反応度値を計算する場合は計算を行う系を寸法的に実験体系に等しくとることも考えられるが、この場合は実効増倍係数 $k$ の計算値は一般に1からずれる。ところが、組成の特性量 $k_m^+$ の実験値を求めるための $\epsilon$ および $f$ の値を計算する場合には、中心セルにおけるスペクトルは、反応度値の測定を行なつた状態に合わせて、計算においても臨界時のスペクトルを用いることが必要である。したがって、ここでは、上述のように、臨界体系のスペクトルを用いて計算する。一方、 $k_m^+$ の計算値は組成の材料バックリングを求める基本モードスペクトルの計算から求める。

断面積セットにはJAERI-FASTセット<sup>(18),(19)</sup>、ROBNセット<sup>(20)</sup>およびABBNセット<sup>(21)</sup>を用いた。いずれのセットも25群で、エネルギー群の構成は各セットに共通である。JAERI-FASTセットには70群セットも用意されているが、ZPR-Ⅱ版43集合体<sup>(22)</sup>の解析などから25群セットと70群セットとの実効増倍係数 $k$ の差は小さく、0.005以下であることが確かめられている。<sup>(23)</sup> ROBNセットはENDF/Bの核データから統一的に作成されたABBN型の断面積セットである。

各断面積セットから求めた補正項 $\epsilon$ および変換係数 $f$ の計算値とそれから得られる $k_m^+$ の実験値とを断面積セット別にTable 3.3に示す。断面積セットによる差をみるために $k_m^+$ の実験値の誤差には測定値( $\rho_{cell}/\rho_{st}$ )<sub>exp</sub>による誤差しか含まれていない。

補正項 $\epsilon$ の値は直接 $k_m^+$ の実験値に影響を与えるが、その値は小さく計算に用いた断面積セットによる違いもほとんどない。一方、変換係数 $f$ の値は、標準サンプルに( $P_u + EU$ )を選んだ場合は三つの断面積セットによる差は1%程度で小さい。したがって、それから得られる実験値 $k_{mexp}^+$ は各断面積セットによらずほぼ一致した値を示す。一方、標準サンプルとして $P_u$ あるいは $EU$ を選んだ場合は、いずれのサンプルについても、RCBNセットとABBNセットとは比較的良い一致を示すのに対し、JAERI-FASTセットはかなり違った値を与える。その結果RCBNセットとABBNセットとから求めた $k_m^+$ の実験値はほぼ一致した値を示すのに対してJAERI-FASTセットは前二者からは大巾にずれた値を示す。また標準サンプルの選び方による実験値 $k_{mexp}^+$ の違いもRCBNセットおよびABBNセットでは小さいが、JAERI-FASTセットの場合は違いが非常に大きい。

ここで、計算に用いた断面積セットの妥当性を調べるために、 $P_u$ と $EU$ の反応度価値の比の計算値と実験値とを比較してTable 3.4に示す。計算値は前述の臨界体系において摂動計算によつて求めた値である。ABBNセットによる値は実験値と非常に良い一致を示す。RCBNセットも、測定誤差の範囲をやや越えるが、実験値とほぼ一致した値を与える。それに対して、JAERI-FASTセットは( $\rho_{P_u} / \rho_{EU}$ )の値を10%近く過大評価する。V-2炉心では $P_u$ と $EU$ の核分裂中性子源の反応度価値がほぼ等しい。その結果、標準サンプルとして $P_u$ あるいは $EU$ のいずれを選んでも $f$ の値を決める(2.63)式の右辺分母の第2項はほぼ1になる。したがって、 $f$ の計算に用いる断面積のうち少なくとも演算子 $F$ に関しては、たとえそれが真の演算子からずれていても $P_u$ と $EU$ に対するずれが同方向でしかも同程度であることが望ましい。その意味からは、反応度価値のうち中性子の生成に関する成分が支配的な $P_u$ と $EU$ との反応度価値の比( $\rho_{P_u} / \rho_{EU}$ )の計算値が実験値から大巾にずれているJAERI-FASTセットはこの場合には適当な断面積セットとはいえない。しかし、このように反応度価値の比が喰い違い場合でも標準サンプルとして燃料の全体である( $P_u + EU$ )をとつた場合には $f$ の値としては、反応度価値の比を正しく与える断面積セットによる値とほとんど変らなかつた。結局、断面積セットの違いによつて $f$ の値がほとんど変らない標準サンプルが( $P_u + EU$ )の場合および反応度価値の計算値と実験値との比較からほぼ妥当な断面積セットと考えられるRCBNセットおよびABBNセットによる結果を総合して実験値 $k_{mexp}^+$ として

$$k_{mexp}^+ = 1.81 \pm 0.02$$

を得る。

### 3.4 検 討

#### 3.4.1 $k_m^+$ の実験値と計算値との比較

前節で求めた $k_m^+$ の実験値は炉心組成がFig. 3.2に示したように非均質な系に対する値であるのに対し計算では均質系に対する値を求めている。第2章で述べたように、補正項 $\epsilon$ を求める際は計算に用いた断面積が真の値から若干ずれていてもその効果は第1近似では消える。変換係数 $f$ の値についても、標準サンプルに組成の核分裂中性子源を支配する物質を選べば、計算に用いる断面積が真の値からずれていることによる効果は、核分裂反応と吸収反応とのずれが互に打ち消し合つて、結果として $f$ の計算値に与える影響は2次の効果になる。しかし、 $k_m^+$



の値自身については測定体系と計算モデルとを統一して比較しなければならない。

$k_m^+$  の実験値を均質系の計算値と比較するために、中心セルの非均質効果を実験的に求めた結果、その効果は小さく、セルの反応度値に対して補正量は  $-(1.0 \pm 0.2)\%$  であつた<sup>(13)</sup>。しかも、ここでは標準サンプルとして採用した  $P_u$  および EU の反応度値をセルを構成するその位置で測定しており、さらに  $\rho_{cell}$  は  $\rho(P_u + EU)$  にほぼ等しいので非均質効果は結果として  $k_m^+$  の実験値に影響を与えないと考えてよい。Table 3.5 に  $k_m^+$  の計算値と実験値とを比較する。

R C B N セットは実験値と良く一致した値を与えるが、A B B N セットは  $k_m^+$  の値をやや過大評価する。一方、JAERI-FAST セットは明らかに  $k_m^+$  の値を過少評価しており、反応度値の結果を合わせて考えるとプルトニウムあるいはウランの断面積にもかなりの問題が残されている。

### 3.4.2 $k_m^+$ の測定精度について

$k_m^+$  の測定精度は中心セルおよび標準サンプルの反応度値の測定精度と補正項  $\epsilon$  および変換係数  $f$  の計算精度とから決まる。本測定では、反応度値の測定誤差に起因する  $k_m^+$  の実験誤差は  $\pm 0.3\%$  と小さく、反応度値自体は十分精度良く測定することが出来た。計算値のうち補正項  $\epsilon$  の値は主として着目している組成の領域の大きさで決まる量である。V-2 集合体は単純な二領域体系で、しかも、炉心の直径が平均自由行程  $\bar{\lambda}_{t,p}$  の約 15 倍あるために  $\epsilon$  の絶対値は小さく、計算値  $\epsilon$  の不確かさによる影響は無視出来た。計算値  $\epsilon$  の不確かさについては計算方法の問題も含めて次章で検討する。一方、変換係数  $f$  の値は断面積セットによるばらつきが十分小さいとはいえず、 $k_m^+$  の値が大きいことも手伝つて、結果として実験値  $k_{m,exp}^+$  の誤差は  $\pm 1\%$  程度になつた。断面積セットの現状を考えるとこの程度の誤差があつても断面積セットの妥当性を検討する積分データとして十分意味があると考えられるが、実験値に絶対値で  $\pm 0.02$  の誤差を含むことは測定という立場からはやや不満足な感をまぬがれない。

一般に、 $f$  の計算に用いる断面積が真の値に近かければ計算値  $f$  の不確かさが小さくなつて  $k_m^+$  の測定精度は上がる。逆に、計算に用いる断面積セットの不確かさが大きければ断面積セットの違いによる計算値  $f$  のばらつきが大きくなり  $k_m^+$  の測定精度が悪くなるが、同時に  $k_m^+$  の計算値のばらつきも大きくなるであろう。したがつて、 $k_m^+$  の計算値と実験値との比較から断面積セットの妥当性を検討する場合は、 $k_m^+$  の計算値のばらつきと比較して実験値  $k_{m,exp}^+$  の測定精度を論じるのが実用的である。

V-2 炉心のように、セルの反応度値の大部分が核分裂性物質で決まり、 $k_m^+$  の値が 1 に比べて大きい組成の場合は実験値  $k_{m,exp}^+$  を精度良く求めるのがむずかしいことが前章の考察からも予想された。そこで、 $k_m^+$  の値がより 1 に近い組成について、断面積セットの違いによる計算値  $k_m^+$  のばらつきと  $f$  の値のばらつきとの関係を調べた。結果を Table 3.6 に示す。標準サンプルには組成の核分裂性物質を採り、断面積セットには JAERI-FAST セットと ABBN セットとを用いた。

$k_m^+$  が非常に 1 に近い例としては次章で取り上げる FCAN-1 集合体のテストゾーンの組成を選んだ。IV-1 集合体のテストゾーンは構造材を除けば金属ウラン(平均濃縮度約 6%)のみから成る。原子数密度ならびに計算方法については次章で述べるのでここでは省略する。

Table 3.3 Variation in  $k_m^+$  exp Value of Assembly V-2 Core obtained with Various Cross Section Sets

Cross Section Set	JAERI-FAST	RCBN	ABBN
$k_m^+$ cal	1.772	1.794	1.839
$\epsilon$	0.006	0.007	0.007
f (Pu+Eu)	0.4475	0.4471	0.4517
f (Pu)	0.2708	0.2596	0.2637
f (EU)	0.1767	0.1875	0.1880
$\rho(\text{Cell})/\rho(\text{Pu+EU})$	0.991 ± 0.004		
$\rho(\text{Cell})/\rho(\text{Pu})$	1.697 ± 0.006		
$\rho(\text{Cell})/\rho(\text{EU})$	2.380 ± 0.010		
$k_m^+$ exp (Pu+EU)	1.809 ± 0.006	1.808 ± 0.006	1.823 ± 0.006
$k_m^+$ exp (Pu)	1.861 ± 0.006	1.800 ± 0.006	1.823 ± 0.006
$k_m^+$ exp (EU)	1.736 ± 0.006	1.819 ± 0.006	1.822 ± 0.006

Table 3.4 Comparison between Calculated and Experimental Values of  $\rho(\text{Pu})/\rho(\text{EU})$

Cross Section Set	$\rho(\text{Pu})/\rho(\text{EU})$		Cal / Exp
	Calculation	Experiment	
JAERI - FAST	1.533	1.402	1.09
RCBN	1.385	±0.006	0.99
ABBN	1.403		1.00

Table 3.5 Comparison between Calculated and Experimental Values of  $k_m^+$  for Homogeneous Core of Assembly V-2

Cross Section Set	$k_m^+$	
	Calculation	Experiment
JAERI-FAST	1.772	
RCBN	1.794	1.81 ± 0.02
ABBN	1.839	

Table 3.6 Calculated Values of  $k_m^+$  and  $f$   
obtained with JAERI-FAST and ABBN Sets

	N - 1 Test Zons			MONJU Core		
	JF	ABBN	JF/ABBN	JF	ABBN	JF/ABBN
$k_m^+$	0.941	1.010	0.931	1.320	1.396	0.946
$f$	0.0664	0.0666	0.997	0.5206	0.5067	1.027

Table 3.7 Atomic Densities  
of NONJU Core

Material	Atomic Density ( $10^{22} \text{ cm}^{-3}$ )
Pu - 239	0.087
Pu - 240	0.023
Pu - 241	0.0058
U - 235	0.0014
U - 238	0.56
O	1.34
Na	0.976
Cr	0.349
Fe	1.313
Ni	0.174

この場合、二つの断面積セットによつて  $k_m^+$  の計算値の差が約7%もあるのに対して、20% EUを標準サンプルにとつた場合の  $f$  の差はわずか0.3%にすぎず、計算値  $f$  の不確かさは一般に考えられる測定値 ( $\rho_{cell}/\rho_{EU}$ ) の誤差よりも小さくなる。もう一つの例としては高速原型炉として計画されている "もんじゅ" の炉心組成をモデルにとつた。炉心組成は Table 3.7 に示すように富化度約14%の酸化物燃料と冷却材のナトリウムおよび構造材から成る典型的な大型炉心組成である。計算ははだかの臨界体系、すなわち、基本モードスペクトルについて行なつた。この場合は、燃料のプルトニウムを標準サンプルに採ると二つの断面積セットによる  $f$  の違いが3%近くある。しかし、(2.62)式に示されるように補正項  $\epsilon$  の値が1に比べて小さい場合は  $f$  の値の不確かさは  $(k_m^+ - 1)$  倍されて  $k_m^+$  の実験値に影響を与える。したがつて、 $f$  の値における3%の差は  $k_m^+$  の実験値に対しては1%程度の影響しか与えない。したがつて、 $k_m^+$  の計算値が5%以上遠うのに比べて十分精度の良い実験値  $k_{m,exp}^+$  を求めることが出来ると考えられる。

第4章 無限増倍係数 $k_{\infty}$ の測定

## 4.1 はじめに

FCAにおいて炉心中心部に無限増倍係数 $k_{\infty}$ の値がほぼ1に等しい組成のウラン系テストゾーンを持つゾーン体系「FCAN集合体」を組んでウラン系における $k_{\infty} \sim 1$ 体系の実験を行ない、その一環としてテストゾーン組成の無限増倍係数 $k_{\infty}$ の値を測定した。<sup>(24)</sup>  $k_{\infty} \sim 1$ 体系の実験はもともと天然ウラン-グラファイト系熱中性子炉の格子定数の研究のために開発された<sup>(5)</sup>がここ数年来高速炉体系にも応用されるようになってきた。<sup>(6),(25)</sup>

テストゾーンの組成が丁度 $k_{\infty}=1$ の場合、テストゾーンが十分大きく、その中心付近で中性子のもれのない無限体系のスペクトルが達成されていればテストゾーンの中心から組成物質を取り除いても体系の反応度は変化しない。つまり、中心セルの反応度値 $\rho_{cell}$ は0である。したがって、テストゾーンの $k_{\infty}$ が1よりやや大きい場合は $\rho_{cell}$ の値が丁度0になるまで組成物質に適当な吸収物質を混入し、添加された吸収物質の中性子吸収率ともとの組成の中性子吸収率との比からテストゾーンの組成の $k_{\infty}$ の値を求めることが出来る。熱中性子炉の場合は吸収断面積のよく分かっている適当な吸収物質を選ぶことによって上の方法で組成の $k_{\infty}$ の値を測定することが出来る。<sup>(5)</sup>しかし、高速炉系の場合は連鎖反応に関与する中性子のエネルギー範囲が広く、しかも共鳴吸収などを含むので吸収断面積を既知量とする上の方法から $k_{\infty}$ の値を求めることはほとんど不可能である。

ここで組成の $k_{\infty}$ の値が1からややずれている場合を考えると、 $k_{\infty}$ の値は中性子の生成率と消滅率との比であることから、 $(k_{\infty}-1)$ は第1近似ではセルの反応度値 $\rho_{cell}$ に比例すると考えられる。したがって、 $(k_{\infty}-1)$ と $\rho_{cell}$ との比例係数が分かれば $\rho_{cell}$ の測定値から $k_{\infty}$ の値を実験的に求めることが出来る。従来の高速炉系における $k_{\infty}$ の測定はこのような物理的考察に基づいて解析されてきた<sup>(6)</sup>。この方法は前述の吸収物質を添加する方法と違って $k_{\infty}$ の値が1より小さい場合にも適用出来る。しかしこの方法は $k_{\infty}$ の値が1からどの程度離れた範囲まで適用出来るか明確でなく、しかも、 $(k_{\infty}-1)$ と $\rho_{cell}$ との関係を求めるために組成を若干変化させた場合の $k_{\infty}$ と $\rho_{cell}$ の値を精度良く計算する必要がある。

一方、第2章で定義した組成の特性量 $k_m^+$ と無限増倍係数 $k_{\infty}$ との違いを材料バックリング $B_m^2$ のべき級数で表わすと、次節で示すように、 $B_m^2$ の1次の項が消える。したがって、 $B_m^2$ の絶対値が小さいとき、すなわち、 $k_m^+$ の値が1に近いときは $k_{\infty}$ は $k_m^+$ に非常に近い値を示し、第2章で示した $k_m^+$ の測定方法を利用して $k_{\infty}$ の値を求めることが出来る。本章ではこの方法に基づいて解析したFCAN集合体における $k_{\infty}$ の測定結果を示し、測定精度や解析方法の有効性などを検討する。

4.2  $k_m^+$ と $k_{\infty}$ との関係

無限増倍係数 $k_{\infty}$ は普通中性子のもれのない体系の実効増倍係数、すなわち、次式の最低固有値として定義される。

$$A \varphi_{\infty} = \frac{1}{k_{\infty}} F \varphi_{\infty} \quad (4.1)$$

ここにAおよびFは、前と同様に、中性子の消滅および生成に関する演算子、 $\varphi_\infty$ は固有値 $k_\infty$ に対応する中性子束スペクトルである。この場合無限増倍係数 $k_\infty$ の値は次のような積分量と考えるもよい。

$$k_\infty = \frac{\int \varphi_\infty^+ F \varphi_\infty dE}{\int \varphi_\infty^+ A \varphi_\infty dE} \quad (4.2)$$

ただし、 $\varphi_\infty^+$ は無限体系のインポートランスで次式に従う。

$$A^+ \varphi_\infty^+ = \frac{1}{k_\infty} F^+ \varphi_\infty^+ \quad (4.3)$$

このようにして定義された $k_\infty$ の意味は明確で計算も極めて容易である。しかし、実験の面から考えると、指数実験や臨界実験で実現可能な組成固有の中性子束およびインポートランスのスペクトルは組成の材料バックリングに対応する基本モードスペクトルであり、一般に(4.1)および(4.3)式の固有関数として定義される無限体系のスペクトルとは異なる。

ここで(2.9)式で定義される組成の特性量 $k_m^+$ と(4.2)式で定義される無限増倍係数 $k_\infty$ との関係を調べる。両者の関係についてはMOGIL'NERの定義した $k^+$ と $k_\infty$ との違いという立場でKOSALY等によってすでに報告されている<sup>(26)</sup>が、ここでは $k_m^+$ と $k_\infty$ との違いを明確にするために拡散近似に基づいて両者の関係を示す。

まず、はだかの原子炉において次のような積分量を考える。

$$k^+ = \frac{\int \varphi^+ F \varphi dE}{\int \varphi^+ A \varphi dE} \quad (4.4)$$

ここに、 $\varphi$ および $\varphi^+$ はバックリング $B^2$ に対応する中性子束およびインポートランスのスペクトルで次式の固有関数として定義される。

$$\begin{aligned} DB^2 \varphi + A \varphi &= \frac{1}{k} F \varphi \\ DB^2 \varphi^+ + A^+ \varphi^+ &= \frac{1}{k} F^+ \varphi^+ \end{aligned} \quad (4.5)$$

したがって、(4.4)式で定義される $k^+$ もバックリング $B^2$ の関数となり、

$$\begin{aligned} k^+(B^2=0) &= k_\infty \\ k^+(B^2=B_m^2) &= k_m^+ \end{aligned} \quad (4.6)$$

が成立する。ただし、 $B_m^2$ は組成の材料バックリングである。つまり、 $k_m^+$ は無限体系 $B^2=0$ からの一種の擾動体系 $B^2=B_m^2$ における積分量と考えられる。そこで $k^+(B_m^2)$ を $k^+(B^2=0)$ の周りで展開すると

$$k_m^+ = k^+(B_m^2) = k^+(0) + B_m^2 \left. \frac{dk^+}{dB^2} \right|_{B^2=0} + \frac{B_m^4}{2} \left. \frac{d^2 k^+}{(dB^2)^2} \right|_{B^2=0} + \dots \quad (4.7)$$

ところが、(47)式の右辺第2項は消える\*ので結局  $k_m^+$  と  $k_\infty$  との関係は次のように書ける。

$$k_m^+ = k_\infty + B_m^4 Q + O(B_m^6) \tag{4.8}$$

$$Q = \frac{\left\langle \frac{\partial \varphi^+}{\partial B^2} \left( A - \frac{F}{k_\infty} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial B^2} \right\rangle_{B^2=0}}{\left\langle \varphi_\infty^+ \frac{F}{k_\infty} \varphi_\infty \right\rangle} \tag{4.9}$$

ここに  $\langle \rangle$  はエネルギー積分である。つまり  $B_m^2$  の1次の項が消え、 $k_m^+$  と  $k_\infty$  との差は  $B_m^2$  の高次の項になる。したがって、材料バックリング  $B_m^2$  の絶対値が小さいとき、すなわち、 $k_m^+$  の値が1に近いときは  $k_m^+$  と  $k_\infty$  と  $k_\infty$  との差は非常に小さいと予想され、その結果第2章の(2.52)式で定義される補正項  $\epsilon$  の代りに

$$1 + \epsilon_1 = \frac{k_\infty}{k_v^+} \tag{4.10}$$

で定義される  $\epsilon_1$  を用いることによって(2.61)式と同様の式

$$k_\infty = \frac{1 + \epsilon_1}{1 - (\rho_{cell}/\rho_{st})f} \tag{4.11}$$

に基づいて測定値 ( $\rho_{cell}/\rho_{st}$ ) と計算値  $\epsilon_1$  および  $f$  とから  $k_\infty$  の値を実験的に求めることが出来る。ただし  $f$  は前と同様に(2.59)式で定義される変換係数である。

補正項  $\epsilon_1$  の値は第2章で定義された基本モードスペクトルと中心セルのスペクトルとの違いによる成分  $\epsilon$  と、無限体系のスペクトルと基本モードスペクトルとの違いによる成分  $\epsilon_2$  とで分解して考えることが出来る。すなわち

$$\epsilon_1 = (1 + \epsilon)(1 + \epsilon_2) - 1 \approx \epsilon + \epsilon_2 \tag{4.12}$$

$$1 + \epsilon = k_m^+ / k_v^+ \tag{4.13}$$

$$1 + \epsilon_2 = k_\infty / k_m^+ \tag{4.14}$$

上で述べたように  $\epsilon$  の値は主として中心領域の大きさで決る。一方  $\epsilon_2$  の絶対値は(4.8)式から分かるように一般に小さい値をとると予想される。しかし、この値は組成が決まれば体系の大きさや境界条件に依らずに決まるので計算値  $\epsilon_1$  を求める際断面積セットによって  $\epsilon_2$  の値がどの程度ばらつくかということが(4.11)式から  $k_\infty$  の値を実験的に求め得るか

\*  $\frac{dk^+}{dB^2} = \frac{\langle \varphi^+ F \varphi \rangle}{\langle \varphi^+ A \varphi \rangle} \left\{ -\frac{1}{\langle \varphi^+ A \varphi \rangle} \left[ \left\langle \frac{\partial \varphi^+}{\partial B^2} A \varphi \right\rangle + \left\langle \varphi^+ A \frac{\partial \varphi}{\partial B^2} \right\rangle \right] + \frac{1}{\langle \varphi^+ F \varphi \rangle} \left[ \left\langle \frac{\partial \varphi^+}{\partial B^2} F \varphi \right\rangle + \left\langle \varphi^+ F \frac{\partial \varphi}{\partial B^2} \right\rangle \right] \right.$   
 $\left. \frac{dk^+}{dB^2} \Big|_{B=0} = \frac{k_\infty}{\langle \varphi_\infty^+ A \varphi_\infty \rangle} \left\{ \left\langle \frac{\partial \varphi^+}{\partial B^2} \right\rangle_{B^2=0} \left( \frac{F}{k_\infty} - A \right) \varphi_\infty \right\rangle + \left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial B^2} \right\rangle_{B^2=0} \left( \frac{F^+}{k_\infty} - A^+ \right) \varphi_\infty^+ \right\} = 0$

どうかを決める一つの要素となる。

#### 4.3 測定体系

実験は炉心中心部に無限増倍係数  $k_{\infty}$  の値がほぼ 1 に等しい組成のテストゾーンをもつ三種類のゾーン系集合体 (N-1~3) で行なった。それぞれの原子数密度を Table 4.1 に示す。N-1 集合体は純ウラン系と呼ばれ、テストゾーンは FCA 固有の構造材 (格子管+引出し) を除けば金属ウランのみで構成されている。N-2 および N-3 集合体は N-1 集合体のテストゾーンのウランの一部を減速材のナトリウムあるいはグラフアイトで置き換えた体系で、それぞれウラン-ナトリウム系およびウラン-グラフアイト系と呼べる。

Table 4.1 Atomic Densities ( $10^{22} \text{cm}^{-3}$ )

	Test Zone			Driver	Blanket
	N-1	N-2	N-3		
U-235	0.2414	0.1052	0.1306	0.7845	0.0289
U-238	3.682	1.365	1.585	3.114	3.989
C	0	0	4.091	0	0
Na	0	0.978	0	0	0
Cr	0.1827	0.3343	0.1827	0.1827	0.1827
Fe	0.6651	1.240	0.6651	0.6651	0.6651
Ni	0.0796	0.1854	0.0796	0.0796	0.0796

テストゾーンの組成はウラン板は  $\frac{1}{16}$ 、ナトリウム板は  $\frac{1}{4}$ 、グラフアイト板は  $\frac{1}{8}$  を単位として 1 バックで単位セルを構成出来る範囲で出来る限り  $k_{\infty}$  の値が 1 に近くなるように決めた。各集合体のテストゾーンの引出し装填図を Fig. 4.1 に示す。各集合体とも引出し一本分の断面で単位セルを構成している。各要素板の配列はセルが出来る限り均質と見做せるように決めた。

N-1 集合体のテストゾーンのウランの平均濃縮度は 6.1% である。N-2 および N-3 集合体の平均濃縮度は 7.2% および 7.6% で N-1 集合体よりは若干濃縮度が高い。ドライバーは 20% 濃縮の金属ウラン、ブランケットは金属天然ウランから成り各集合体に共通である。

各集合体の寸法を Table 4.2 に示す。テストゾーンは軸方向にやや長い円筒形で、その周りを厚さのほぼ一定なドライバーとブランケットが取り巻いている。一例として N-1 集合体の断面図を Fig. 4.2 に示す。制御棒はドライバーの中にある。微少反応度変化を測定するための fine control rod は制御棒との干渉効果を避けるために N-2 集合体の場合と同様制御棒から十分離れたブランケット中に設けた。

炉心中心セルの反応度値は炉心中心引出しにおいて 1 バックを単位として測定した。中心セルの反応度値  $\rho_{\text{cell}}$  をボイドの反応度値  $\rho_{\text{void}}$  と構造材の反応度値  $\rho_{\text{ss}}$  とに分けて測定するものも N-2 集合体の場合と同様である。テストゾーン物質は Fig. 4.1 に示すように各要素板が引出しに「たてずめ」にされているが反応度値を測定する炉心引出しの両横の引出しについては、Fig. 4.2 に示すように、特に「よこずめ」にした。このようにすれば各



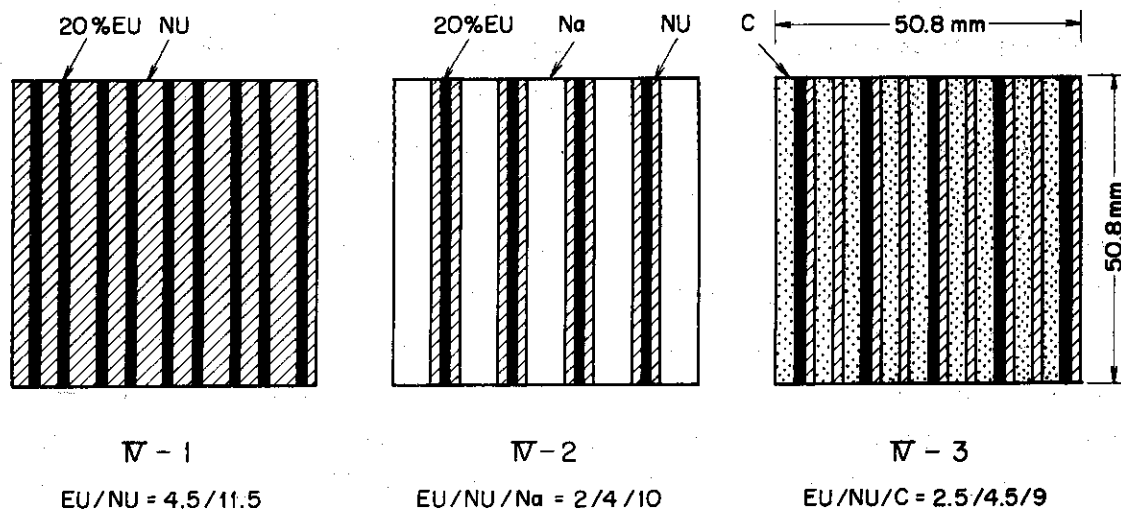


Fig. 4.1 Standard Loading Pattern of Test Zone Drawer

Table 4.2 Assembly Dimension

		IV - 1	IV - 2 & 3
Test Zone	radius (cm)	18.9	20.0
	length (cm)	40.6	45.7
	volume (ℓ)	45.8	57.1
Driver	radial thickness (cm)	7.5	7.7
	axial thickness (cm)	7.6	7.6
	volume (ℓ)	76.4	89.6
Blanket	radial thickness (cm)	27.0	25.7
	axial thickness (cm)	25.4	25.4

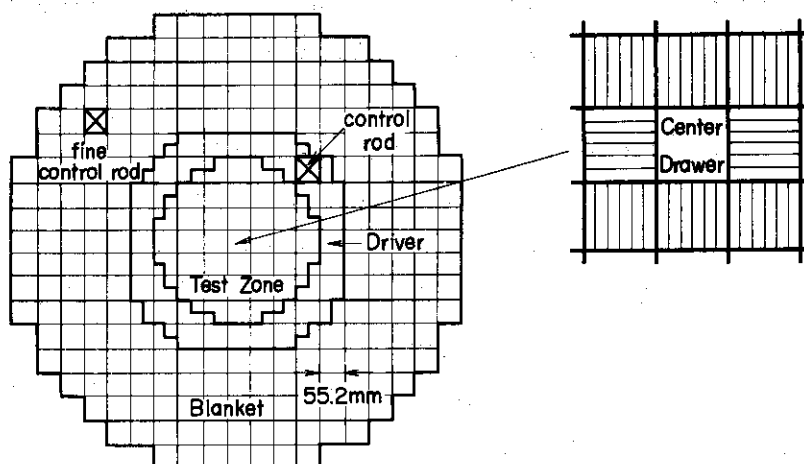


Fig. 4.2 Cross Section of Assembly IV-1

要素板は体積比と等しい割合で中心引出しに直面することになり、中心引出しに入ってくる中性子がある特定の要素板のみを通過するのを防ぐことができる。

各集合体のテストゾーンは平均濃縮度6~7%のウラン系であるので標準サンプルには20% E U板を採用した。標準サンプルのE U板および構造材相当の不銹鋼板の反応度値は炉心中心の1バックをボイドにした系を基準に、そのボイド中にサンプルを入れて測定した。

fine control rodの単位長さ当りの反応度値は各集合体とも測定に用いた30~120mmの範囲で約 $8 \times 10^{-7} \Delta k/k/m$ であった。fine control rodを用いた微小反応度変化の測定方法や測定精度などはV-2集合体の場合とほぼ同様である。V集合体はV-2集合体と違ってプルトニウム燃料を用いていないのでV-2集合体で問題になった $\frac{1}{2}$ 集合体の密着前後の炉心の温度変化による反応度ドリフトは観測されなかった。したがって、V-2集合体で採用したようなバイロツシレーター法を用いなくても、一連の反応度値の測定において $\frac{1}{2}$ 集合体の分離、再密着を含まない限り測定誤差 $\pm 1.0 \times 10^{-6} \Delta k/k$ 以内で各サンプルの反応度値を測定することが出来た。

#### 4.4 測定結果と解析

各集合体の炉心中心引出しにおいてボイドの反応度値 $\rho_{void}$ の空間分布を測定した。テストゾーンが十分広い場合はその中心付近では組成固有の基本モードスペクトルが近似的に達成され、特に $k_{\infty} = 1$ の場合は中性子束およびインポートランスの空間分布はほぼ平坦になる。したがって、 $\rho_{void}$ の空間分布はスペクトルが基本モードスペクトルに近いかどうか、あるいはドライバーによるスペクトルの歪みがどの辺りまで及んでいるかを知る一つの目安になる。

測定結果の例をFig. 4.3に示す。測定は固定側 $\frac{1}{2}$ 集合体で行なった。ボイドの位置は密着面から順次第1バック、第2バック、...と名付ける。V-1集合体は軸方向に両 $\frac{1}{2}$ 集合体に等分割されているので $\frac{1}{2}$ 集合体の密着面が軸方向の炉心中心である。V-2およびV-3集合体ではテストゾーンが軸方向に移動側4バックと固定側5バックに分割されているので第1バックの中心が軸方向の炉心中心になる。V-1およびV-3集合体ともドライバーに隣接するバックを除けば $\rho_{void}$ の空間変化は小さく、中心付近ではほぼ平坦な分布を示す。したがって、中心付近ではドライバーによるスペクトルの歪みは小さく、基本モードスペクトルに近いスペクトルが形成されているであろうと推定される。V-2集合体における空間分布はV-3集合体の場合とほぼ同じであった。

$\rho_{void}$ は原則として1バック単位で測定したが、V-1集合体では特に2バックおよび3バックを同時にボイドにした場合についても反応度値を測定した。測定結果をTable 4.3にまとめる。サンプル位置(1+2)は第1および第2バックを、サンプル位置(1+2+3)は第1~3バックを同時にボイドにした場合の値である。それぞれの測定値は対応する位置で測定した1バック単位の測定値の和とよく一致しており、お互いの干渉効果は無視出来ることが分かる。Fig. 4.3に示す第1バックと第2バックの境界位置における測定値は第1バックと第2バックを同時にボイドにしたときの測定値の $\frac{1}{2}$ である。V-1集合体ではさらに不銹鋼板サンプルの反応度値 $\rho_{ssp}$ の分布を測定した。その結果 $\rho_{ssp}$ も $\rho_{void}$ と同様にテストゾーンの中心付近では空間変化がほとんど無いことが分かった。なお、Fig. 4.3およびTable 4.3

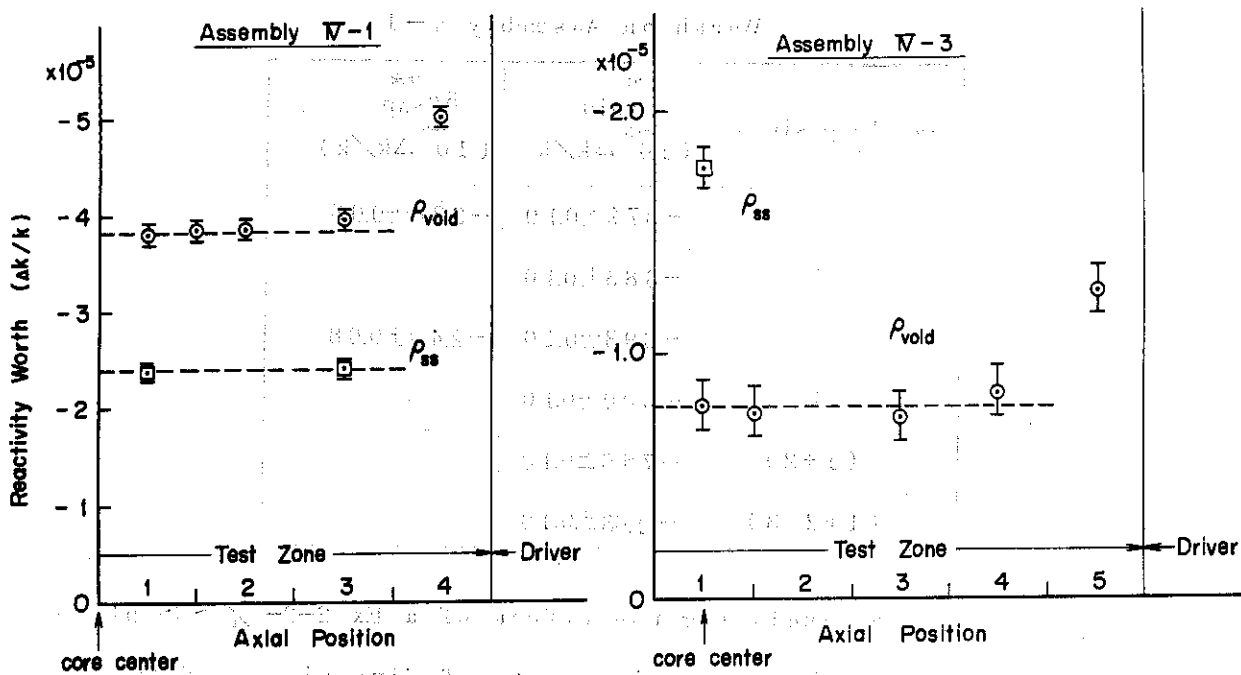


Fig. 4.3 Axial Traverse of Reactivity Worth

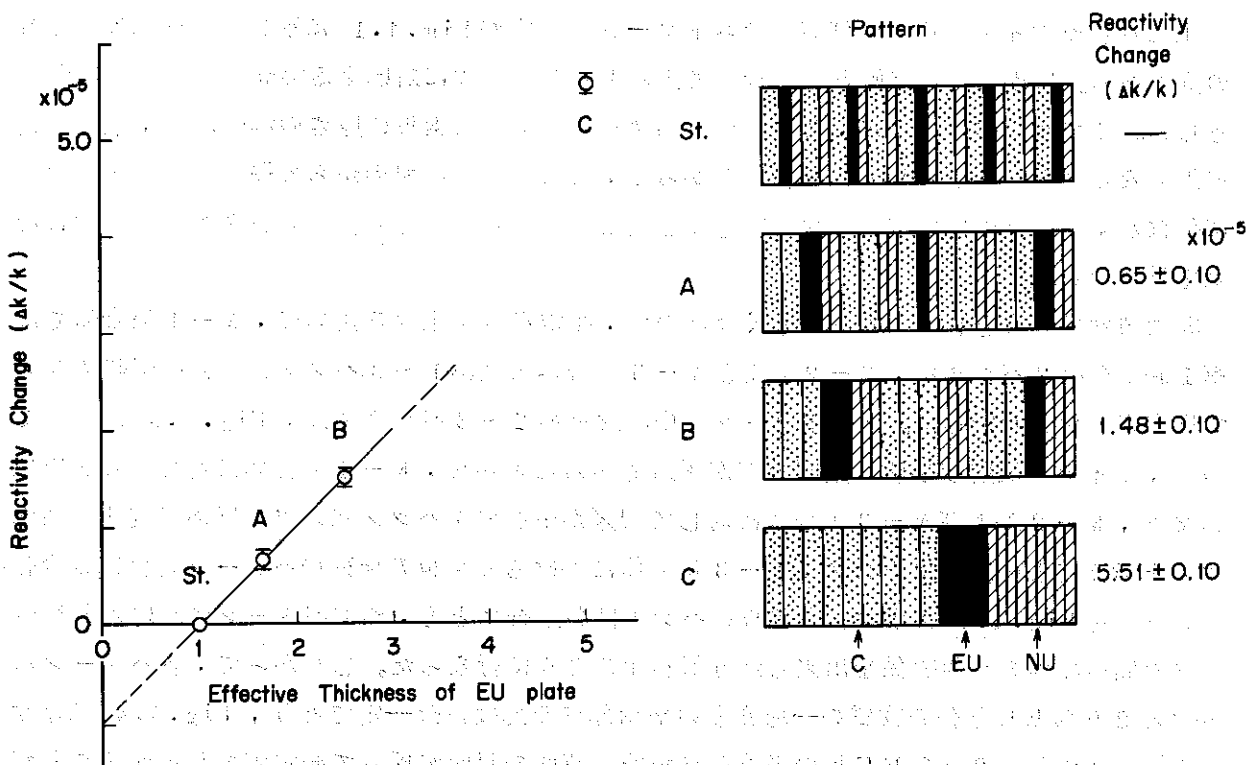


Fig. 4.4 Bunching Effect of Assembly IV - 3 (3 packs)

Table 4.3 Axial Traverse of Reactivity  
Worth on Assembly N-1

sample position	* $\rho_{\text{void}}$ $(10^{-5} \Delta k/k)$	** $5\rho_{\text{ssp}}$ $(10^{-5} \Delta k/k)$
1	$-3.79 \pm 0.10$	$-2.38 \pm 0.08$
2	$-3.85 \pm 0.10$	—
3	$-3.93 \pm 0.10$	$-2.40 \pm 0.08$
4	$-5.00 \pm 0.10$	—
(1+2)	$-7.66 \pm 0.10$	—
(1+2+3)	$-11.68 \pm 0.10$	—

\* including the effect of a Ex 2-2- $\frac{1}{16}$  SUS plate

\*\* the reactivity worth of five pieces of 2-2- $\frac{1}{16}$   
SUS plates

に示すボイドの反応度値  $\rho_{\text{void}}$  には組成物質を取り除いた後を固定するために用いた不銹鋼板の反応度値も含まれている。

上に示したボイドの反応度値はテストゾーンの組成が Fig. 4.1 に示した標準配列の場合の値である。しかし、計算値との比較を考えると均質な組成に対応する実験値を得ることが望ましい。すでに述べたように、各要素板の標準配列は、各要素板の厚さの制限内で、最も均質に近くなるように決められている。したがって、ここでは標準配列から各要素板を同一種類毎に何枚かずつパンチして非均質性を大きくしたことによる反応度変化から標準配列の非均質効果を外挿する。

非均質効果は値としてあまり大きくないので、測定精度を上げるために、N-1 集合体では第1および第2パックを、N-2およびN-3 集合体では第1~3パックの配列を同時に変えて反応度変化を測定した。テストゾーンの中心附近の2~3パックでは、Fig. 4.3 に示すように、ボイドの反応度値の空間分布が平坦であることから、N-1 集合体に対しては測定値の $\frac{1}{2}$ が、N-2およびN-3 集合体に対しては $\frac{1}{3}$ が中心の1パックにおける反応度変化に対応すると考えてよい。一例として、N-3 集合体における要素板の配列のパターンと反応度変化との関係を Fig. 4.4 に示す。要素板のパンチは各集合体とも、標準パターンにおける各種の要素板間の配列の相対関係を出来るだけ保存するように行なった。したがって、各パターンにおける20% EUと他の物質の一塊まりの平均厚さの比はほぼ一定であり、Fig. 4.4 に示すように一塊まりの20% EU板の平均厚さを非均質度の尺度に採って測定値を整理することが有効と考えられる。しかし、EU板の平均厚さが0になる場合が均質の場合に正しく対応する

かどうかについては理論的な保証がなく、厳密には fine group のセル計算等による裏付けが必要である。

第3章で述べた V-2 集合体の場合はセルの反応度値に比べて非均質効果の補正は小さかった。しかし、N 集合体の場合は  $k_{\infty}$  の値が 1 に近いので相対的にセルの反応度値は小さく、その結果セルの反応度値に比べて非均質効果は必ずしも小さくない。したがって、標準パターンの非均質効果をより正確に求めるために、ここでは要素板のパンチによる反応度変化の実験値と計算値の比を求め、均質系に対する反応度変化の計算値にその比を掛けて非均質効果の実験値を推定する。

計算は無限平板セルについて衝突確率法により中性子のバランス方程式を解くコード MURAL<sup>(27)</sup> を用いた。標準パターンの  $k_{\infty}$  の値を基準に、各パターンの  $k_{\infty}$  の値の変化分  $\Delta k_{\infty}$  の計算値と反応度変化の測定値  $\Delta \rho$  との関係を表 4.4 および Fig. 4.5 に示す。測定値はテストゾーンの中心の 2~3 バックの要素板のみをパンチした場合の反応度変化で残りの部分は標準パターンそのままである。これに反して計算ではパンチしたセルが無限に広がった系の  $k_{\infty}$  の値を求めている。ところが、実験条件と計算モデルが違ってもかかわらず、要素板のパンチによる反応度変化の測定値と計算値  $\Delta k_{\infty}$  との関係は、Fig. 4.5 にみられるように、各集合体とも非常に良い直線性を示す。したがって、パンチ実験による反応度変化の測定値  $\Delta \rho$  と  $\Delta k_{\infty}$  の計算値との比を用いて、均質系に対する  $\Delta k_{\infty}$  の計算値から、次式により標準パターンの非均質効果  $\Delta \rho_{\text{hetero}}$  を十分精度良く求めることが出来ると考えられる。

$$\Delta \rho_{\text{hetero}} = \left[ \frac{\Delta \rho_{\text{exp}}}{\Delta k_{\infty \text{ cal}}} \right]_{\text{bunch}} \times \Delta k_{\infty \text{ hetero}} \quad (415)$$

$$\Delta k_{\infty \text{ hetero}} = k_{\infty \text{ homo}} - k_{\infty \text{ st.}}$$

ここに、添字 homo および st はそれぞれ均質系および標準パターン系を表わしている。

Table 4.4 に示す均質系の実験値  $\Delta \rho$  は上式から求めた値である。

構造材の反応度値  $\rho_{\text{ss}}$  は、すでに述べたように、構造材と組成のほぼ等しい不銹鋼板の反応度値から求める。1 バック当りの構造材の重量は要素板の一種として用意されている 2-2-1/8 型不銹鋼板 4.26 枚に相当する。不銹鋼サンプルの自己遮へい効果を調べるために各集合体の第 1 バックにおいて 2-2-1/8 型不銹鋼板 5 枚および 10 枚の反応度値を測定したが、測定値は誤差の範囲でサンプルの重量に比例する値を示した。したがってここでは遮へい効果を見捨て、不銹鋼板 5 枚の反応度値から構造材の反応度値を求めた。

以上の結果をまとめてテストゾーンの中心の 1 バックに相当する反応度値とそれから得られる均質系に対応するテストゾーン組成の反応度値  $\rho_{\text{cell}}$  の値を表 4.5 に示す。標準サンプルには各集合体とも 2-2-1/8 型 20%EU 枚 1 枚を採用した。EU 板の反応度値は大きいので相対的な測定精度は  $\rho_{\text{cell}}$  の場合に比べてはるかに良い。

測定値 ( $\rho_{\text{cell}}/\rho_{\text{EU}}$ ) から無限増倍係数  $k_{\infty}$  の値を求めるためには変換係数  $f$  および補正項  $\epsilon_1$  の値を計算によって求めなければならない。計算に用いる断面積の不確かさの影響を調べるために、断面積セットには前章で用いた JAERI-FAST セットと ABBN セットの他に小

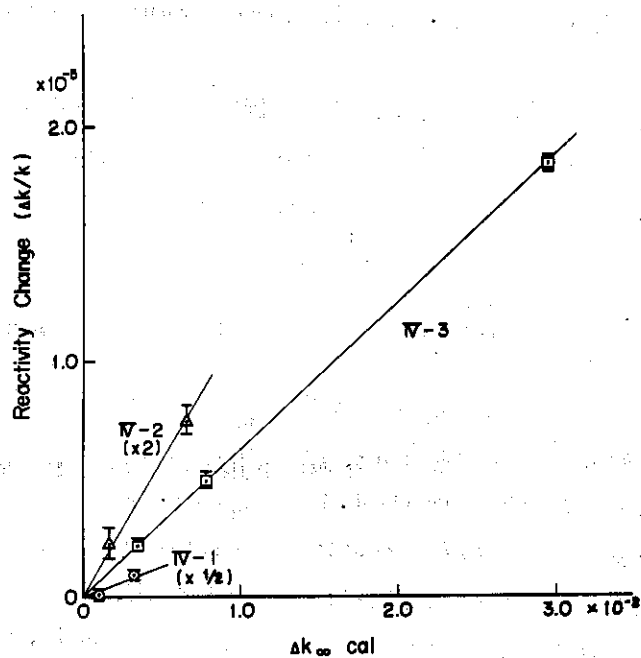


Fig. 4.5 Relation between Measured Reactivity Change and Calculated  $k_{\infty}$  for the Bunched Cells relative to the Standard Cell.

Table 4.4 Relation between Measured Reactivity Change and Calculated  $k_{\infty}$  for the Bunched Cells relative to the Standard Cell

Bunched pattern	W - 1			W - 2			W - 3		
	$\Delta k_{\infty \text{ cal}}$ ( $10^{-5}$ )	$\Delta P_{\text{exp}}$ ( $10^{-5} \Delta k/k$ )	$\Delta P_{\text{exp}}/\Delta k_{\infty \text{ cal}}$ ( $10^{-5} \Delta k/k$ )	$\Delta k_{\infty \text{ cal}}$ ( $10^{-5}$ )	$\Delta P_{\text{exp}}$ ( $10^{-5} \Delta k/k$ )	$\Delta P_{\text{exp}}/\Delta k_{\infty \text{ cal}}$ ( $10^{-5} \Delta k/k$ )	$\Delta k_{\infty \text{ cal}}$ ( $10^{-5}$ )	$\Delta P_{\text{exp}}$ ( $10^{-5} \Delta k/k$ )	$\Delta P_{\text{exp}}/\Delta k_{\infty \text{ cal}}$ ( $10^{-5} \Delta k/k$ )
A	0.9	$0.25 \pm 0.5$	$0.3 \pm 0.6$	1.6	$1.1 \pm 0.4$	$0.7 \pm 0.2$	3.4	$2.2 \pm 0.4$	$0.65 \pm 0.12$
B	3.3	$1.9 \pm 0.5$	$0.6 \pm 0.2$	6.7	$3.7 \pm 0.4$	$0.6 \pm 0.1$	7.8	$4.9 \pm 0.4$	$0.63 \pm 0.05$
C	—	—	—	—	—	—	29.4	$18.4 \pm 0.4$	$0.63 \pm 0.02$
Homo	-0.8	$(-0.2 \pm 0.2)^*$	—	-4.7	$(-2.8 \pm 0.5)^*$	—	-6.0	$(-3.8 \pm 0.4)^*$	—

\* Experimental values are estimated from the calculations normalized by the ratio of ( $\Delta P_{\text{exp}}/\Delta k_{\infty \text{ cal}}$ ) for the bunched cells

Table 4.5 Reactivity Worth at Test Zone Center ( $10^{-5} \Delta k/k$ )

Assembly	W - 1	W - 2	W - 3
$-P_{\text{void, st}}$	$3.37 \pm 0.11$	$0.53 \pm 0.11$	$0.50 \pm 0.11$
$P_{\text{as}}$	$-2.02 \pm 0.07$	$-1.28 \pm 0.08$	$-1.42 \pm 0.08$
$\Delta P_{\text{hetero}}$	$-0.02 \pm 0.02$	$-0.28 \pm 0.05$	$-0.38 \pm 0.04$
$P_{\text{cell}}$	$1.33 \pm 0.13$	$-1.06 \pm 0.15$	$-1.30 \pm 0.15$
$P_{\text{EU}}$	$6.06 \pm 0.08$	$5.62 \pm 0.08$	$6.15 \pm 0.08$
$P_{\text{cell}} / P_{\text{EU}}$	$0.219 \pm 0.022$	$-0.189 \pm 0.027$	$-0.211 \pm 0.027$

型のウラン系に対して良く合っているとされているANL-635セット<sup>(28)</sup>を用いた。

計算は中心から順にテストゾーン、ドライバーおよびブランケットの三領域から成る球形体系で行なった。ただし、テストゾーンの体積を実験体系の体積に等しくとり、ドライバーの厚さで臨界調整を行なった。計算には一次元拡散コードEXPANDA-2<sup>(29)</sup>を用い、計算の基準となる中性子束およびインポートランス<sup>+</sup>については、中心に1バックと等しい体積をもつ無限体系の値を用いた。ただし、ここでいうバックとは1バック相当の構造材を一様にうすめた状態である。中性子束およびインポートランス<sup>+</sup>の選び方による計算値 $f$ および $\epsilon_1$ の違い、すなわち、摂動計算の近似度については後述する。一方 $k_\infty$ の値はもれの項を含まない無次元の計算によって求めた。すなわち、核分裂スペクトルをもつ中性子源から減速と吸収によって形成される中性子束によって生じる核分裂中性子の数ともとの中性子源との比が $k_\infty$ になる。一例として、 $N-1$ 集合体のテストゾーン中心における中性子束スペクトルを無限体系のスペクトルと比較してFig.4.6に示す。テストゾーン中心のスペクトルは無限体系のスペクトルに比べてやや硬くなっている。

各集合体の $f$ および $\epsilon_1$ の値とそれらから得られる $k_\infty$ の実験値とを断面積セット別にTable4.5に示す。断面積セットの違いによる差をみるために、 $k_\infty$ の実験値の誤差には測定値 $(\rho_{cell}/\rho_{EU})_{exp}$ による誤差しか含まれていない。まず変換係数 $f$ の値については、 $N-1$ および $N-2$ 集合体でABBNSセットとANL-635セットが非常に良い一致を示す。JAERI-FASTセットはABBNSセットに比べて各集合体とも1~2%小さい値を示すが、 $k_\infty$ の計算値が7%前後違りのに比べて $f$ の値の違いははるかに小さい。ここでは $k_\infty$ の値が1に近いのでセルの反応度値 $\rho_{cell}$ の絶対値が小さく、 $\rho_{cell}$ の測定精度は見かけ上良くない。そのため、断面積セットの違いによる $f$ の違いは $(\rho_{cell}/\rho_{EU})_{exp}$ の誤差の $1/6$ 以下で、 $k_\infty$ の実験値に対してはほとんど影響を与えない。なお、 $N-3$ 集合体の場合はスペクトルが軟かいのでANL-635セットによる計算は現象を正しく記述していないと考えるべきであろう。

補正項 $\epsilon_1$ の値はその不確かさの絶対的な大きさが問題になる。 $N-1$ 集合体の場合は $\epsilon_1$ の絶対値が小さいので $\epsilon_1$ の不確かさによる影響も小さく、 $(\rho_{cell}/\rho_{EU})_{exp}$ の測定誤差に起因する誤差の1.5倍程度の精度で解析に用いる断面積セットに依らない実験値 $k_\infty$ を得ることが出来る。 $N-3$ 集合体でも $\epsilon_1$ の絶対値が比較的小さいので用いた断面積セットの違いによる $k_\infty exp$ の値の不確かさは小さい。しかし、 $N-2$ 集合体の場合は $\epsilon_1$ の絶対値が大きくその結果 $\epsilon_1$ の値のばらつきによる実験値 $k_\infty exp$ の不確かさは $(\rho_{cell}/\rho_{EU})_{exp}$ の測定誤差からくる誤差の2倍程度になる。 $\epsilon_1$ の絶対値の大きさについては次節で検討するが、ここで注意しておくべきことは $N-1$ および $N-3$ 集合体のJAERI-FASTセットによる計算値からも分かるように、 $k_\infty$ の値が1からずれていることが $\epsilon_1$ の絶対値を大きくする主な原因ではないことである。

Table4.7に各集合体の $k_\infty$ の計算値と実験値とを比較して示す。実験値の誤差には変換係数 $f$ および補正項 $\epsilon_1$ の不確かさによる影響も入っている。スペクトルの硬い $N-1$ 集合体ではANL-635セットの計算値が実験値と良い一致を示す。ABBNSセットは $N-1$ 集合体の $k_\infty$ の値をやや過少評価し、 $N-3$ 集合体では逆にやや過大評価するが、全体を通じて実験値との差が比較的小さい。一方、JAERI-FASTセットは、いずれの集合体でも $k_\infty$ の値を

6~7%過少評価する。FGL-4セットはN-1およびN-2集合体に対してかなり小さい値を与えるがスペクトルの軟かいN-3集合体に対しては比較的良好な値を与える。

#### 4.5 検 討

##### 4.5.1 測定原理について

前節では $k_{\infty}$ の測定を第2章で提案した $k_m^+$ の測定の拡張と考え、摂動論に基づく(4.11)式から $k_{\infty}$ の実験値を求めた。テストゾーンの組成が $k_{\infty} = 1$ の場合、その中心で無限体系のスペクトルが達成されていれば、中心セルの反応度値が0になることは明らかである。そこで、 $k_{\infty}$ の値が1から若干ずれた場合を考えると、 $k_{\infty}$ の値が中性子の生成率と消滅率の比であることから、第1近似では $(k_{\infty} - 1)$ は $\rho_{cell}$ に比例すると考えられる。したがって、 $k_{\infty} = 1$ の近傍では $k_{\infty}$ と $\rho_{cell}$ との関係は近似的に

$$k_{\infty} - 1 = (\rho_{cell}/\rho_{st}) F + E$$

と書けるであろう。ここに、 $\rho_{st}$ は前と同様に反応度の単位の変換に伴なり不確かさを消去するための標準サンプルの反応度値、FおよびEはそれぞれ比例係数およびスペクトルの不一致に対する補正項である。FおよびEの値は $k_{\infty} = 1$ の近傍で組成を若干変化させた場合の計算値 $k_{\infty}$ と $(\rho_{cell}/\rho_{st})$ とを(4.16)式にあてはめて得られる。臨界実験装置ZEBRAにおける $k_{\infty}$ の実験は上式に基づいて解析されている<sup>(6)</sup>。N-1集合体についてもテストゾーンの<sup>235</sup>Uの原子数密度を±1~2%変化させた場合の $k_{\infty}$ と $(\rho_{cell}/\rho_{st})$ の計算値から(4.16)式に基づいてF、Eおよび実験値 $k_{\infty,exp}$ を求めてみた。結果をFig.4.7に示す。断面積セツトにはANL-635セツトを用いた。

反応度値 $\rho_{cell}$ および $\rho_{EU}$ を計算する方法としては摂動論の他に固有値計算による実効増倍係数 $k$ の差から求める方法がある。摂動論による計算では、比較のため前節と同様にポイド体系を無摂動系にとった。一方、固有値計算から求める場合には、出来るだけ実験に忠実になるように(1)ポイド体系を基準に、そのポイド中にテストゾーンの引出し装填物質やEU板などのサンプルを加えたときの固有値 $k$ の変化から反応度値を求めたが、 $\rho_{cell}$ の値だけは(2)中心セルの原子数密度を一様に増減させたときの固有値 $k$ の変化から外挿する方法によっても求めた。

固有値 $k$ の差から反応度値を計算する場合、求めるべき反応度値の値が $10^{-5} \Delta k/k$ 程度なので高精度の固有値計算が要求される。拡散コードEXPANDA-2では計算値の収束判定条件に、固有値の収束条件  $\epsilon_k = \sum_g \sum_i \epsilon_{si}^g$  の他各空間点*i*における中性子源  $S_i = \sum_g \sum_i f_i^g$  の収束条件  $\epsilon_{si}$  が用いられている。<sup>(29)</sup> 本計算では  $\epsilon_k = 10^{-5}$ 、 $\epsilon_{si} = 5 \times 10^{-5}$  とすることにより固有値 $k$ の値としては $\pm 1.0 \times 10^{-7}$ 以下で収束した値を得ることが出来た。したがって、固有値 $k$ の計算精度は $10^{-7}$ 程度と考えられる(有効数字は、 $2^{26} \approx 5 \times 10^7$ の関係からおおよそ8桁である)。それぞれの反応度値は固有値の差から求めるので反応度値の計算精度は $\pm 2.0 \times 10^{-7}$ となる。方法(1)の場合、セルの反応度値は、実験に対応させて、ポイドの反応度値と構造材の反応度値とから求めた。したがって、 $\rho_{cell}$ の計算精度は $\pm 4 \times 10^{-7}$ 程度



Table 4.6 Variation in  $k_{\infty \text{ exp}}$  Values obtained with Various Cross Section Sets

Assembly	W-1		W-2		W-3	
	JF	ABBN	JF	ABBN	JF	ABBN
C.S. Set		ANL-635		ANL-635		ANL-635
$k_{\infty \text{ cal}}$	0.9417	1.0089	0.8984	0.9709	0.9187	0.9418
$\epsilon_1$	0.0005	-0.0015	-0.0049	-0.0145	0.0035	0.0049
$\rho$	0.066	0.067	0.147	0.150	0.105	0.128
$k_{\infty \text{ exp}}$	1.015	1.014	0.968	0.959	0.981	0.978
	$\pm 0.002$	$\pm 0.002$	$\pm 0.005$	$\pm 0.005$	$\pm 0.003$	$\pm 0.004$

$$k_{\infty \text{ exp}} = \frac{1 + \epsilon_1}{1 - (\rho_{\text{eff}} / \rho_{\text{eff}})_{\text{exp}} \cdot \rho}$$

Table 4.7 Comparison between Calculated and Experimental Values of  $k_{\infty}$

Assembly	Cross Section Set	$k_{\infty}$	
		Calculation	Experiment
W-1	JF	0.9417	
	ABBN	1.0089	1.014
	ANL-635	1.0145	$\pm 0.003$
	FGL-4	0.9767	
W-2	JF	0.8984	
	ABBN	0.9709	0.959
	ANL-635	0.9684	$\pm 0.015$
	FGL-4	0.9332	
W-3	JF	0.9187	
	ABBN	0.9884	0.980
	ANL-635	0.9418	$\pm 0.005$
	FGL-4	0.9887	

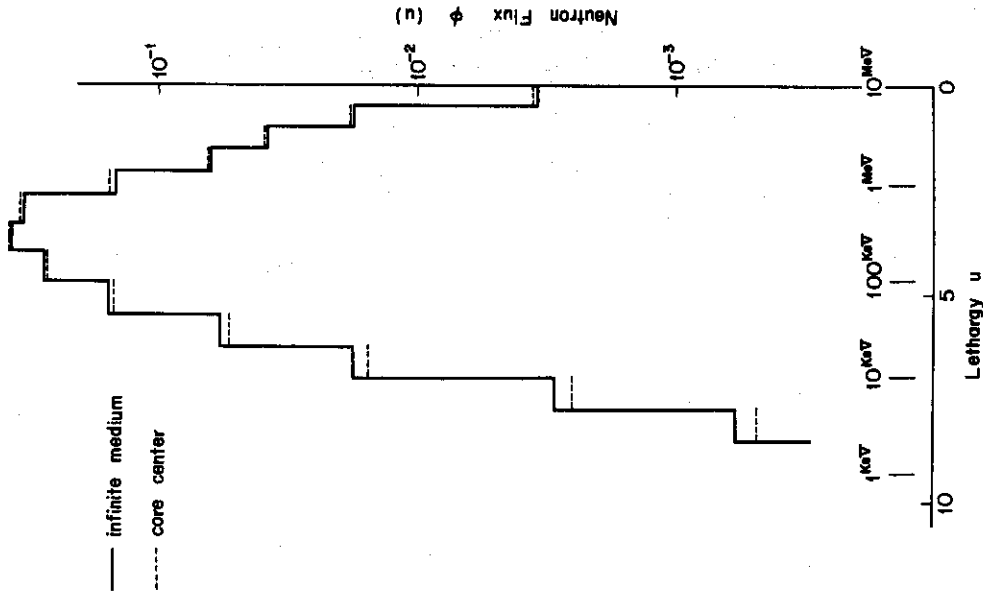


Fig. 4.6 Calculated Neutron Spectra of Assembly W-1 with ABBN set

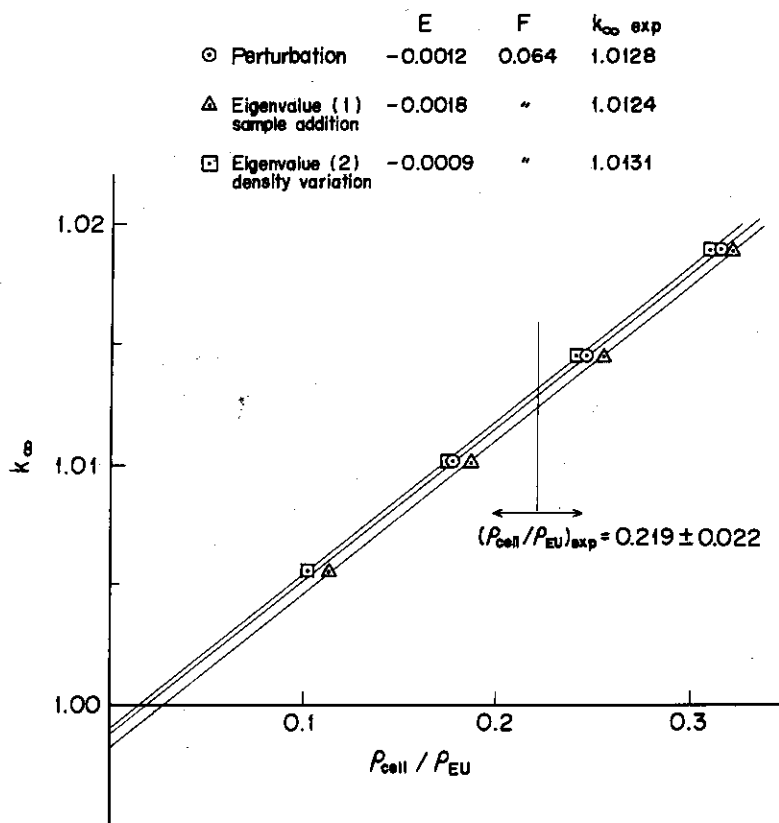


Fig. 4.7 Relation between  $k_{\infty}$  and  $(\rho_{\text{cell}}/\rho_{\text{EU}})$  on Assembly IV-1

になる。一方、方法(2)の場合は中心の1パックの密度を標準状態から±50%変化させて  $\rho_{\text{cell}}$  の値を求めた。計算の結果、密度変化+50%と-50%の反応度変化の絶対値は  $\pm 1.0 \times 10^{-7}$  以内で一致した値を示した。したがって、外挿による誤差を含めても方法(1)の場合と同程度の精度で  $\rho_{\text{cell}}$  の値が求められると考えてよい。標準サンプルの反応度値は約  $6 \times 10^{-5}$  なので、結局、 $(\rho_{\text{cell}}/\rho_{\text{st}})$  の計算精度はいずれの場合も  $\pm 0.01$  よりやや良い程度と考えられる。

摂動論による値は  $k_{\infty}$  と  $(\rho_{\text{cell}}/\rho_{\text{EU}})$  との直線性が極めて良く、実験値として  $k_{\infty \text{ exp}} = 1.0128 \pm 0.0015$  を得る。この値は(4.11)式から求めた値  $1.0127 \pm 0.0015$  と良く一致しており、摂動論を用いる限り、 $k_{\infty} = 1$  の近傍では(4.16)式と(4.11)式とは等価であることが分かる。一方、固有値  $k$  の差から求めた値は二つの方法により  $(\rho_{\text{cell}}/\rho_{\text{EU}})$  の値に  $0.01 \sim 0.015$  の系統的な差がみられる。この差は計算精度と同程度の大きさであるが両者の違いが系統的であるので反応度値の計算方法に若干の問題が残る。しかし、それぞれの方法から得られる  $k_{\infty \text{ exp}}$  の値は(4.11)式から求めた値と  $(\rho_{\text{cell}}/\rho_{\text{EU}})$  の測定誤差による誤差の程度で一致している。結局、(4.11)式は摂動論という近似に基づいてはいるが、変換係数  $f$  および補正項  $\varepsilon_1$  の意味が明確であること、さらに(4.16)式では組成の若干違った系に対して  $(\rho_{\text{cell}}/\rho_{\text{st}})$  の値を精度良く計算する必要があるのに対し(4.11)式では  $f$

および $\epsilon_1$ の計算が容易であることを考慮すると $k_\infty$ の実験値を求めるためには(4.16)式よりは(4.11)式を用いた方が有利である。

#### 4.5.2 変換係数 $f$ および補正項 $\epsilon_1$ の計算について

変換係数 $f$ および補正項 $\epsilon_1$ を定義する際、その基礎となる中心セルの反応度値は、(2.47)式に示すように、摂動論で表わせると近似した。しかし、 $\rho_{cell}$ の値は核分裂による大きな正の値と吸収による大きな負の値の差から決まるため、計算に用いる中性子束 $\phi$ およびインポートランス $\phi^+$ の選び方による $f$ および $\epsilon_1$ の違いを検討しておく必要がある。

$N-1$ 集合体をモデルに摂動計算における $\phi$ および $\phi^+$ の選び方の影響を調べた結果をTable 4.8に示す。断面積セットはANL-635セットを用いた。 $\phi$ および $\phi^+$ としては前節の解析で用いたボイド体系の値 $\phi_v, \phi_v^+$ と中心セルにもテストゾーンの組成物質が一緒につまんだ基準体系の値 $\phi_v, \phi_v^+$ とを採用した。反応度値の値は、比較のために、中心セルの核分裂中性子源の反応度値が等しくなるように規格化して示してある。(2.26)式などから分かるように $\mu_2$ および $\mu_3$ が、 $\phi$ および $\phi^+$ の選び方に最も敏感な $\rho_{cell}$ の計算に対してはほぼ厳密な取り扱いであるが、計算の結果変換係数 $f$ の値は無摂動系の選び方に依らず一定である。補正項 $\epsilon_1$ の値は $\rho_{cell}$ の値が直接関係するので若干違いが見られるが、その差も0.0003と小さく、摂動論による取り扱いは十分良い近似であることが分かる。

これまでの解析はすべて拡散近似に基づいて行ってきた。各集合体のテストゾーンの大きさを調べると、 $N-1$ および $N-3$ 集合体の場合は半径が平均自由行程 $\lambda_{tr}$ の約7.5倍あるのに対し、 $N-2$ 集合体では5倍以下でかなり小さく、テストゾーンの中心付近における中性子束およびインポートランスが拡散近似で十分正しく取り扱われているかどうか疑問が残る。そこで、拡散計算と $S_4$ 計算による $f$ および $\epsilon_1$ の値の違いを $N-1$ および $N-2$ 集合体について調べた結果、Table 4.9に示す値を得た。 $S_n$ 計算にはDTF-4<sup>(30)</sup>を用いた。

変換係数 $f$ の違いは $N-1$ および $N-2$ 集合体とも0.5%以下である。 $N-1$ 集合体の場合は $\epsilon_1$ の違いも小さく、摂動計算における無摂動系の選び方による違いと同程度である。 $N-3$ 集合体のテストゾーンの大きさは $N-1$ 集合体と同程度なので、拡散計算と $S_4$ 計算との $\epsilon_1$ の差も同程度と考えられる。 $N-2$ 集合体の場合は $\epsilon_1$ の違いが比較的大きいが、Table 4.6にみられるように計算に用いた断面積セットの違いの方がはるかに大きい。結局、断面積セットの現状を考えると、一般にテストゾーンの大きさに依らず拡散近似による解析で十分である。

#### 4.5.3 測定精度の向上について

これまでの計算結果から分かるように、 $k_\infty$ の値が1に近い場合は、変換係数 $f$ の値は計算に用いた断面積セットに依らず十分な精度で求められている。一方、補正項 $\epsilon_1$ の値は、断面積セットによるばらつきが無視出来ず、本実験で $k_\infty \exp$ の不確かさを増す主な原因になっている。

補正項 $\epsilon_1$ の不確かさはそのままの大きさを $k_\infty \exp$ の値に影響する。したがって、計算値 $\epsilon_1$ の不確かさによる影響を少なくするためには $\epsilon_1$ の絶対値を小さくすればよい。 $\epsilon_1$ の値は(4.1.2)式に示すように、無限体系のスペクトルと基本モードスペクトルの違いによる成分 $\epsilon_2$ と基本モードスペクトルと中心セルでのスペクトルの違いによる成分 $\epsilon$ とに分けて考える

ことが出来る。前者は組成のみで決まり、後者は主として着目する領域の大きさで決まる量である。補正項  $\varepsilon_1$  における両成分  $\varepsilon_2$  および  $\varepsilon$  の大きさの関係を明確にするため、 $N-1$  および  $N-2$  集合体の両者の値を Table 4.10 に示す。

JAERI-FAST セットは両集合体とも 1 からかなり離れた  $k_\infty$  の値を与えるが無限体系のスペクトルと基本モードスペクトルの違いによる補正項  $\varepsilon_2$  の値については JAERI-FAST セットと ABBN セットとの差は小さい。つまり、 $N-2$  集合体で  $\varepsilon_1$  の値にばらつきの大きいのは  $k_\infty$  の値が 1 からずれているためではなく、主として、テストゾーンの大きさが十分でないために基本モードスペクトルと中心セルでのスペクトルの違いによる補正項  $\varepsilon$  の絶対値が大きくなったためであることがよく分かる。結局、 $N-3$  集合体や前章の  $N-2$  集合体の結果を合わせて考えると、中心領域の直径を平均自由行程の 1.5 倍程度にとれば、中心領域の組成が体系を臨界にするために設けられるドライバーなどの組成とかなり異なっても、領域の中心付近では組成固有の基本モードスペクトルが近似的に達成され、補正項  $\varepsilon$  の不確かさは  $\pm 0.002$  以下と考えるよい。 $k_\infty$  の実験値を求める場合には、さらに、補正項  $\varepsilon_1$  の不確かさが加算されるが、Table 4.10 にみられるように、 $k_\infty$  の値が 0.9 ~ 1.1 程度の範囲では  $\varepsilon_2$  の絶対値が小さいので断面積セットによるばらつきも小さい。

$N-2$  集合体においてテストゾーンの直径を平均自由行程の 1.5 倍にするためには、テストゾーンの直径を本実験の 1.5 倍にしなければならない。この場合に生じるもう一つの問題は反応度値、特に  $\rho_{cell}$  の測定精度である。テストゾーンの組成が  $k_\infty \approx 1$  であるから直径が 1.5 倍になっても、系を臨界にするために必要なドライバーの厚さはほとんど変わらないと考えられる。したがって、この場合ドライバーの体積が約 2 倍になる。その結果、中心セルを 1 パックのままに固定すれば  $\rho_{cell}$  の値は約  $1/2$  となり、 $(\rho_{cell}/\rho_{st})$  の測定誤差は  $N-2$  集合体などの 2 倍になる。しかし、テストゾーンの大きさに比べて 1 パックの体積は十分小さいのでテストゾーンの寸法が 1.5 倍程度になれば、 $\rho_{cell}$  の測定を 2 パック単位で行なっても補正項  $\varepsilon$  の不確かさは特に変化しないと予想される。例えば、 $\varepsilon$  の絶対値の大きい  $N-2$  集合体の場合でも、中心セルの体積が 2 倍になったときの  $\varepsilon$  の変化は 0.0005 程度にすぎない。したがって、テストゾーンの大きさが直径で 1.5 倍程度になっても、それに応じて中心セルの体積を 2 倍程度にすることによって補正項  $\varepsilon$  の計算精度を損なうことなく、本実験と同程度の精度で  $(\rho_{cell}/\rho_{st})$  の値を求めることは比較的容易である。

Table 4.8 Variation in Calculated Values of Assembly IV-1 due to the selection of Unperturbed System (ANL-635 set)

No.		1	2	3	4
$\phi, \phi^+$		$\phi_v, \phi_v^+$	$\phi_v, \phi_f^+$	$\phi_f, \phi_v^+$	$\phi_f, \phi_f^+$
Reactivity worth ( $10^{-5} \Delta k/k$ )	$\rho_{cell}$	1.486	1.472	1.477	1.466
	$\rho_{EU}$	6.065	6.075	6.061	6.072
$\epsilon_1$		-0.0021	-0.0019	-0.0020	-0.0018
f		0.0666	0.0667	0.0666	0.0666
$k_{\infty exp.}$		1.0127 $\pm 0.0015$	1.0129 $\pm 0.0015$	1.0128 $\pm 0.0015$	1.0130 $\pm 0.0015$

Table 4.9 Comparison between Diffusion and  $S_4$  Calculations with ANL-635 set

Assembly	IV - 1		IV - 2	
Test zone radius ( $\lambda_{tr}$ )	7.4		4.8	
Method	Diffusion	$S_4$	Diffusion	$S_4$
$\epsilon_1$	-0.0021	-0.0024	-0.0235	-0.0248
f	0.0666	0.0663	0.1503	0.1498
$k_{\infty exp}$	1.0127 $\pm 0.0015$	1.0124 $\pm 0.0015$	0.9495 $\pm 0.0039$	0.9484 $\pm 0.0039$

Table 4.10 Calculated Values of the Correction Term  $\epsilon_1$  and its Components  $\epsilon, \epsilon_2$

Assembly	IV - 1		IV - 2	
Cross Section Set	JAERI-FAST	ABBN	JAERI-FAST	ABBN
$k_{\infty}$	0.9417	1.0089	0.8984	0.9709
$\epsilon_1$	0.0005	-0.0013	-0.0049	-0.0143
$\epsilon_2$	-0.0002	-0.0009	-0.0018	-0.0024
$\epsilon$	0.0007	-0.0004	-0.0031	-0.0119

$$\epsilon_2 = k_{\infty}/k_m^+ - 1, \quad \epsilon = k_m^+/k_v^+ - 1$$

$$\epsilon_1 = k_{\infty}/k_v^+ - 1 \approx \epsilon + \epsilon_2$$

## 第5章 結 論

原子炉の組成固有の特性量を測定することは、組成の特性を表わす量を知るという意味で重要であるばかりでなく、計算面でも精度の高い計算値を求めることが出来るので、核計算に用いられる断面積セットの妥当性を評価する上で高速炉系では特に重要である。本研究では組成の特性量として基本モードスペクトル場における無限増倍係数ともいべき  $k_{\text{eff}}^+$  の測定方法を提案し、FCAにおける実験を通して具体的にその測定精度や限界を検討した。また、この係数が断面積セットの妥当性を評価する際に、計算値と比較する目的で測定する積分量として適切なものであるかどうかを検討した。

第4章では、N集合体における実験を無限増倍係数  $k_{\infty}$  の測定という立場で議論をすすめたが、この実験も組成の特性量  $k_{\text{eff}}^+$  の測定の一つと考え、第3章に述べた単純な二領域系における  $k_{\text{eff}}^+$  の測定と合わせて、一般的な組成の  $k_{\text{eff}}^+$  の測定方法や測定精度を議論することが出来る。実験値  $k_{\text{eff}}^+_{\text{exp}}$  の精度は、度々述べたように、 $(\rho_{\text{cell}}/\rho_{\text{st}})$  の測定精度と計算値  $f$  および  $\epsilon$  の精度とで決まる。計算値  $f$  の精度は標準サンプルの選び方にかかり依存するが、第3章で検討したように、組成の核分裂中性子源を支配する物質を選べば現状の断面積セットでも最大2~3%の精度で求めることが可能である。計算値  $f$  の不確かさは(2.62)式から分かるようにほぼ  $(k_{\text{eff}}^+ - 1)$  倍されて影響するので  $V-2$  集合体のように  $k_{\text{eff}}^+$  の値が大きいときは影響は大きい。将来の大型炉の組成として考えられているような  $k_{\text{eff}}^+ \sim 1.3$  程度の組成の場合には  $f$  の不確かさによる影響は±0.5%程度と考えられる。

一方、スペクトルの不一致による補正項  $\epsilon$  の値は主として着目する組成領域の広さで決まる。第4章で検討したように、ゾーン体系において中心領域の直径を平均自由行程の1.5倍程度にとれば、中心領域と体系を臨界にするために設けられるドライバーなどの組成の核特性がかなり異なっても、領域の中心付近では組成固有の基本モードスペクトルが近似的に達成され、補正項  $\epsilon$  の不確かさによる  $k_{\text{eff}}^+_{\text{exp}}$  の誤差は±0.002以下と考えてよい。 $V-2$  集合体ではテストゾーンの組成が体積比で約60%のナトリウムを含んでいたために平均自由行程が長くなったことを考えると、一般的な大型炉の組成に対して平均自由行程の1.5倍の大きさを確保するためにはN集合体のテストゾーンの1.5倍程度の寸法があれば十分である。この場合、反応度値の測定精度が問題になるが、第4章で検討したように、反応度値を測定する中心セルの体積  $v$  を大きくすることによって補正項  $\epsilon$  の不確かさによる誤差をほとんど増やすことなく  $(\rho_{\text{cell}}/\rho_{\text{st}})$  の測定誤差による実験値  $k_{\text{eff}}^+_{\text{exp}}$  の誤差を±0.005程度におさえることは比較的容易である。

結局、以上の考察から、炉心中心部に最大200ℓ程度のテストゾーンを持つゾーン系を組むことによって、中心セルの反応度値と適当な標準サンプルの反応度値の測定値からテストゾーンの組成の特性量  $k_{\text{eff}}^+$  の値を±1.0%あるいはそれ以上の精度で求めることが出来ると考えられる。 $V-2$  集合体やN集合体の計算結果から分かるように、現状では、±1.0%の精度で求められた  $k_{\text{eff}}^+$  の実験値は計算に用いられる断面積セットの妥当性を評価するのに十分な実験データであるといえる。

最後に、本報告に述べられている主な研究成果をまとめると次のようになる。

1. 中心セルの反応度値  $\rho_{cell}$  の物理的意味が明確になり、 $\rho_{cell}$  の測定値をもとに組成の特性量  $k_m^+$  の実験的に求める方法を提案した。
2. 二領域系の炉中心における  $\rho_{cell}$  の測定値から炉心組成の  $k_m^+$  の測定を行った結果、断面積セットの妥当性を評価するのに十分な精度で  $k_m^+$  の実験値を求められることが分かった。
3. 従来行なわれてきた  $k_{\infty} \approx 1$  の組成における  $k_{\infty}$  の測定を  $k_m^+$  の測定の拡張と考えることにより測定の理論的根拠が明確になるとともに摂動論を用いることにより解析が簡単化された。
4. 単純な二領域体系と  $k_{\infty} \approx 1$  の組成のテストゾーンを持つゾーン系における実験結果から、平均自由行程の1.5倍程度の大さきのテストゾーンを持つゾーン系によって一般的な組成の  $k_m^+$  の値を±1.0%程度の精度で測定出来る見通しがついた。

### 謝 辞

本研究を遂行するにあたって、種々の御援助と貴重な御助言をいただいた高速炉物理研究室 弘田実弥室長に深く感謝いたします。

本研究をすすめる過程で、有益な討論をしていただいた高速炉物理研究室の飯島勉氏ならびに平岡徹氏に心から感謝いたします。

実験に際しては、安野武彦氏、向山武彦氏、溝尾宣辰氏をはじめ多くの研究室員ならびに FCA 管理機関の方々の御協力をいただいた。また、解析にあたっては、EXPANDA-2 の FORTRAN を提供していただき種々の質問に心良く解答していただいた核設計研究室 鈴木友雄氏ならびに SIMPLD および RCBN セットについて教示していただいた動力炉開発管理室 西村秀夫氏に負うところが大きい。ここにあらためて感謝の意を表します。

非均質効果の解析に当って MURAL/TGL-4 による計算の便宜をはかってくれた英国ウインプリス研究所 Dr. C.G. Campbell の好意に感謝致します。

本論文をまとめるに当って種々の貴重な御助言を賜った京都大学 西原宏教授に篤く感謝致します。

1. 中心セルの反応度値  $\rho_{cell}$  の物理的意味が明確になり、 $\rho_{cell}$  の測定値をもとに組成の特性量  $k_m^+$  の実験的に求める方法を提案した。
2. 二領域系の炉中心における  $\rho_{cell}$  の測定値から炉心組成の  $k_m^+$  の測定を行なった結果、断面積セットの妥当性を評価するのに十分な精度で  $k_m^+$  の実験値を求められることが分かった。
3. 従来行なわれてきた  $k_{\infty} \approx 1$  の組成における  $k_{\infty}$  の測定を  $k_m^+$  の測定の拡張と考えることにより測定の理論的根拠が明確になるとともに擾動論を用いることにより解析が簡単化された。
4. 単純な二領域体系と  $k_{\infty} \approx 1$  の組成のテストゾーンを持つゾーン系における実験結果から、平均自由行程の 1.5 倍程度の大きさのテストゾーンを持つゾーン系によって一般的な組成の  $k_m^+$  の値を  $\pm 1.0\%$  程度の精度で測定出来る見通しがついた。

### 謝 辞

本研究を遂行するにあたって、種々の御援助と貴重な御助言をいただいた高遠炉物理研究室 弘田実弥室長に深く感謝いたします。

本研究をすすめる過程で、有益な討論をしていただいた高遠炉物理研究室の飯島勉氏ならびに平岡徹氏に心から感謝いたします。

実験に際しては、安野武彦氏、向山武彦氏、薄尾宣辰氏をはじめ多くの研究員ならびに FCA 管理機関の方々の御協力をいただいた。また、解析にあたっては、EXPANDA-2 の FORTRAN を提供していただき種々の質問に心良く解答していただいた核設計研究室 鈴木友雄氏ならびに SIMPLD および RCBN セットについて教示していただいた動力炉開発管理室 西村秀夫氏に負うところが大きい。ここにあらためて感謝の意を表します。

非均質効果の解析に当って MURAL/FGL-4 による計算の便宜をはかってくれた英国 ウィンプリス研究所 Dr. C.G. Campbell の好意に感謝致します。

本論文をまとめるに当って種々の貴重な御助言を賜った京都大学 西原宏教授に篤く感謝致します。



## 参 考 文 献

- (1) M. BARBERGE et al. : Analysis of Experiments performed in MASURCA, B.N.E.S. Conf., London, 1969.
- (2) 中野正文 : 指数実験の一方法, 日本原子力学会誌 7, 3 (1964).
- (3) A. I. MOGIL'NER : Integral Method for the Absolute Measurement of Some Reactor Characteristics, Soviet Atomic Energy 24, 88 (1968)
- (4) A. I. MOGIL'NER, V. A. OSIPOV and G. N. FOKIN : Experimental Determination of Absolute Reactivity and Other Quantities on the Basis of Statistical Weights, Soviet Atomic Energy 24, 44 (1968)
- (5) D. J. DONAHUE et al. : Determination of  $k_{\infty}$  from Critical Experiments with the PCTR, Nucl. Sci. Eng., 4, 297 (1958).
- (6) G. INGRAM et al. : Techniques for Integral Measurements in Fast Assemblies, AEEW-876 (1969).
- (7) W. G. DAVEY and W. C. REDMAN : Techniques in Fast Reactor Critical Experiments, Gordon and Breach Science Publishers, New York (1970).
- (8) T. HIRAOKA, M. NAKANO and T. MUKAIYAMA : Discrepancy between Calculated and Experimental Values of Prompt Neutron Life Time of FCA Fast Assemblies, J. Nucl. Sci. Technol., 6, 290 (1969).
- (9) A. M. WEINBERG and E. P. WIGNER : The Physical Theory of Neutron Chain Reactors, The University of Chicago Press, Chicago, Illinois (1958).
- (10) G. VELARE : Effective Diffusion Coefficient in Void Region, Nucl. Sci. Eng., 13, 200 (1962)
- (11) J. HIROTA et al. : The JAERI Fast Critical Facility, ANL-7320, 766 (1966).
- (12) J. HIROTA, S. NOMOTO, N. HIRAKAWA and M. NAKANO : Studies of the Criticality of 20% Enriched Uranium Fast Critical Assemblies (FCA-I), J. Nucl. Sci. Technol., 6, 35 (1969).
- (13) 飯島勉, 他 : FCA V-2集合体の臨界実験, 昭和46年原子力学会年会予稿集, B30 (1971).
- (14) 弘田実弥, 他 : FCA I-1炉心臨界実験とその解析, JAERI-memo 2914 (1967).
- (15) G. R. KEEPIN : Physics of Nuclear Kinetics, Addison-Wesley Publishing Co. INC, Reading, Massachusetts (1965).
- (16) T. YASUNO, M. NAKANO, T. MUKAIYAMA, T. IIJIMA and J. HIROTA : Doppler Coefficient Measurements in FCA, J. Nucl. Sci. Technol., 7, 271 (1970).

- (17) 西村秀夫 : 1次元拡散摂動計算コード SIMPLE-D, JAERI-memo 4381 (1971).
- (18) S.KATSURAGI, T.TONE and A.HASEGAWA : JAERI Fast Reactor Group Constants Systems Part I, JAERI-1195 (1970).
- (19) S.KATSURAGI, Y.ISHIGURO, H.TAKANO and N.NAKAWA : JAERI Fast Reactor Group Constants Systems Part II-1, JAERI-1199 (1970).
- (20) 西村秀夫 : 高速実験炉炉定数セット, JAERI-memo 4214 (1970).
- (21) L.P. ABAGYAN et al. : KFK-tr 144 (1964).
- (22) A.M.BROMFIELD et al. : ZPR-3 Assembly 48 : Studies of a Dilute Plutonium-fueled Assembly, ANL-7320, 205 (1966).
- (23) 長谷川 明 (日本原子力研究所) : 私信.
- (24) 中野正文, 向山武彦, 安野武彦, 飯島勉 : FCA W ( $k_{\infty} \approx 1$ ) 炉心における  $k_{\infty}$  の測定, JAERI-memo 4339 (1971).
- (25) L.G. LESAGE, C.E.TILL and G.S.STANFORD : Comparison of Measured and Calculated Null Compositions, Central Reaction Rates, and Reactivity Worths in ZPR-9 Assemblies 24 and 25 and ZPR-3 Assembly 55, Trans. Am.Nucl.Soc., 13. 93 (1970).
- (26) G.KOSÁLY and Z. SZATMÁRY : On a New Method for the Determination of Kinetic Parameters in Absolute Units, Nucleonik, 12 243 (1969).
- (27) J.L. LOWLANDS and J.D. MACDOUGALL : The Use of Integral Measurements to Adjust Cross-Sections and Predict Reactor Properties, B.N.E.S.Conf., London (1969).
- (28) W.G.DAVEY : k-Calculations for 22 ZPR-III Fast Reactor Assemblies using ANL Cross Section Set 635, ANL-6570 (1962).
- (29) 鈴木友雄, 桂木学 : 高速炉用1次元拡散コード EXPANDAの改良 (EXPANDA-2), JAERI-1118 (1964).
- (30) K.D. LATHROP : DTF-W, a FORTRAN-W Program for Solving the Multigroup Transport Equation with Anisotropic Scattering, LA-3373 (1965).