

T N241 71-35

本資料は 年 月 日付で登録区分、
変更する。

2001. 7. 31

[技術情報室]

高速増殖炉の炉物理と核設計法の現状

昭和46年7月

動力炉・核燃料開発事業団

本資料の全部または一部を複製・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大字村松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)



高速増殖炉の炉物理と核設計法の現状

要 旨

本報告書は、高速増殖炉の炉物理における特徴を比較的基礎的な面から解説し、核設計法の現状について説明したものである。

即ち、炉物理においては、熱中性子炉との相異点、断面積、多群拡散理論による核計算の進め方、増殖と増倍時間の意味、2領域以上の炉心に分割する場合の特徴、燃焼の定義と燃料交換法、ボイド係数・ナトリウム係数などの反応度効果について説明した。

核設計法の現状では、商業炉に向っての特性の推移、設計基準・経済設計の考え方、炉心構成要素の設計方法、実験炉規模の設計現状について説明した。

高速増殖炉開発本部

井 上 晃 次

目 次

| | |
|------------------------|----|
| 1. ま え が き | 1 |
| 2. 高速増殖炉の炉物理 | 2 |
| 2.1 概 説 | 2 |
| 2.2 断 面 積 | 2 |
| 2.3 多群拡散理論による核計算 | 4 |
| 2.4 増殖と増倍時間 | 9 |
| 2.5 ソーン装荷炉心 | 12 |
| 2.6 燃料の燃焼 | 14 |
| 2.7 反応度効果 | 15 |
| 3. 高速炉核設計法の現状 | 19 |
| 3.1 概 説 | 19 |
| 3.2 最適化設計 | 20 |
| 3.3 炉心構成要素設計 | 23 |
| 3.4 実験炉規模の設計現状 | 24 |
| 4. 結 語 | 26 |

1. ま え が き

高速増殖炉の特徴は、消費された核燃料物質以上の核燃料物質を生成する画期的な原子炉であり、天然に存在するウランを効率よく利用できる炉である。

このような特徴を基礎的な概念から理解するために、高速増殖炉の炉物理について、断面積、核計算法、増殖と増倍時間、炉心特性、燃焼特性、反応度効果に分けて概説した。

一方、これらの高速増殖炉の炉物理に関する概念を基礎として、高速炉の核設計が、現状でどのように行なわれているか、将来はどのような方向に向っているかについて、若干の解説を試みた。

設計法の考え方は、原子炉の経済性と安全性とを向上させることを目的として、たえず新時代の技術上の情報を取り入れることにより、改善され、時代の変化とともに向上するであろうことを付記する。

2. 高速増殖炉の炉物理

2.1 概 説

高速増殖炉は熱中性子炉と比較して原子炉内の中性子平均エネルギーが高いので、次のような特徴をもっている。(1) 核分裂によってより多くの中性子を放出する、(2) 捕護に対する分裂の割合が相対的に増大して中性子の無駄喰いが減る、(3) ほとんどの物質が同程度の吸収断面積をもっており、核分裂生成物の吸収効果は熱中性子炉ほど問題にならない、(4) U-238、Th-232、Pu-240のような親物質がある一定以上の高いエネルギー領域で核分裂をする、(5) 核分裂断面積がより小さくなるので、連鎖反応を維持するためには、核分裂性燃料核の含量(あるいは濃縮度)が高くなる、などが炉物理における特徴である。

熱中性子炉における単位エネルギーあたりの熱中性子束 $\phi(E)$ は、エネルギーに関してマックスウエル分布をしており、例えば軽水炉では $\phi(E)$ の最大値は約0.03 eV で生ずる。高速炉でも、ごくわずかではあるが減速材物質を含んでおり、わずかながら中性子スペクトルの軟化がある。大型高速炉体系での中性子スペクトルの最大値は、使用する燃料が酸化物か、炭化物か、金属かによって多少の違いはあるが、大体100 KeV 近傍の値となる。

高速炉では原子炉が大きくなればなるほど、弾性および非弾性散乱が吸収およびもれと比較して増加してくるために、中性子スペクトルは軟化してくる。

2.2 断 面 積

U-233、U-235およびPu-239の核分裂断面積を図2・1に、またTh-232、U-238およびPu-240の核分裂断面積を図2・2に示す。

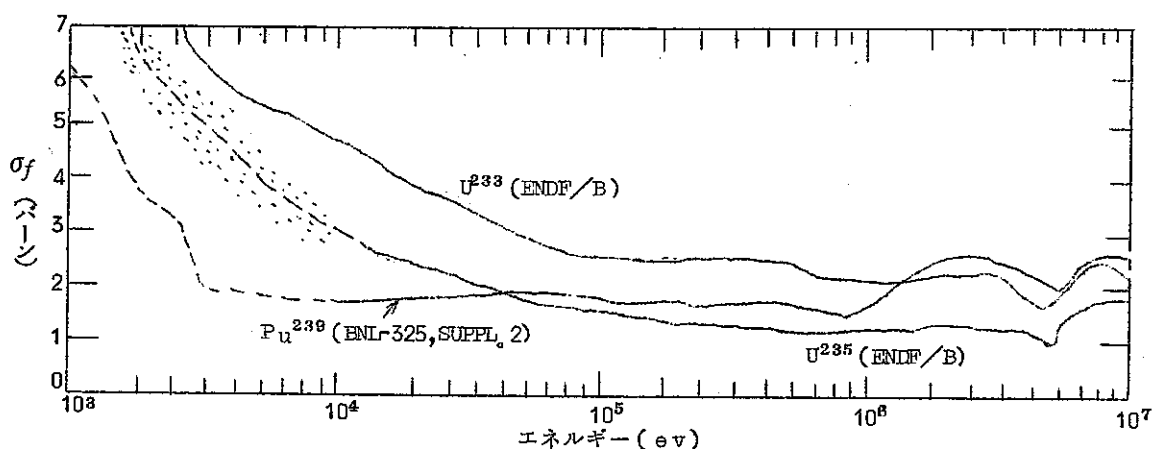


図2・1 核分裂性物質の核分裂断面積

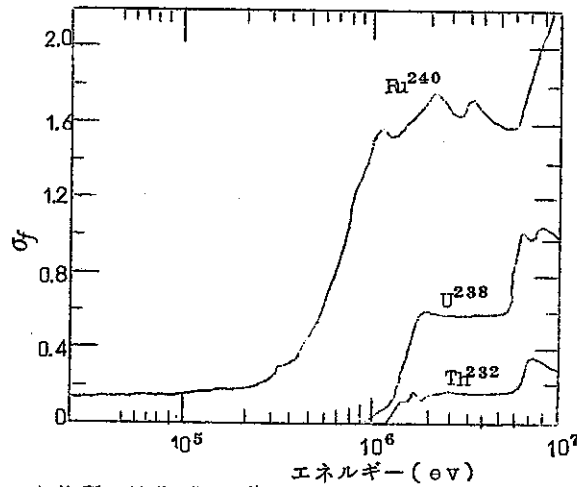


図 2・2 親物質の核分裂断面積

前者の場合は、非常に低いエネルギーをもつ中性子の吸収によって核分裂がより起きやすく、共鳴領域ではなだらかな傾向を示している。後者の場合は、かなり高いエネルギー領域でしきい値をもっており、このしきい値以下では核分裂はほとんど起きない。したがって、後者のような原子核を含んでいる高速炉では、スペクトルの硬化があると核分裂が増加する。Th-232、U-238 および Pu-240 の原子核のうち Pu-240 の核分裂断面積は他の 2 つの断面積より大きく、しかもしきい値が最も低いので、これら 3 つの原子核の中では Pu-240 が最も大きな反応度価値を持っている。熱中性子領域では、前者の原子核は核分裂をするが、後者の原子核は核分裂をしない。したがって、一般に、U-233、U-235 および Pu-239 を核分裂性原子核と呼び、Th-232、U-238 および Pu-240 を親物質原子核と呼ぶ。親物質原子核である Th-232、U-238 および Pu-240 は中性子を捕獲してそれぞれ核分裂性原子核 U-233、Pu-239 および Pu-241 を生成する。

捕獲断面積対核分裂断面積の比を $\alpha (\equiv \sigma_c / \sigma_f)$ で表わす。U-233、U-235 および Pu-239 の α を図 2・3 に示すが、これらの曲線から、エネルギーの増加とともに核分裂断面積の減少よりももっと急激に捕獲断面積の方が小さくなることがわかる。したがって、これらの原子核はスペクトルが硬いほどより反応度価値が大きくなることを示している。後述するが、このことはナトリウムボイド効果について重要な意味をもつ。

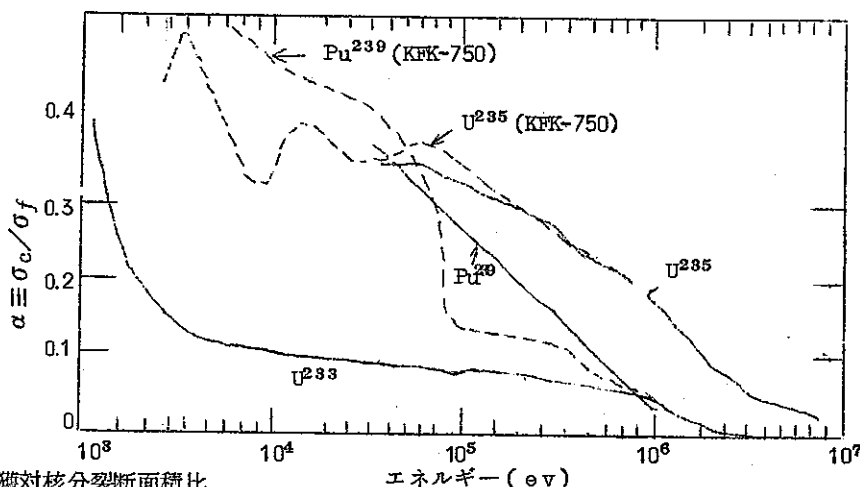


図 2・3 捕獲対核分裂断面積比
(点線はKFK-750から、実線は図 2・1 のソースデータと同じ)

断面積のような核的パラメーターの精度は、大型液体金属高速炉の設計において、安全性および経済性の観点から重要である。最も重要なパラメーターはPu-239の α 、 σ_f および ν 、ならびにU-238の σ_f である。最近の計算によると、¹⁾スペクトルが比較的軟化した大型液体金属高速炉の経済性について、核的パラメーターの不確かさが最も大きくしかも最も重要な影響を及ぼすものは、約20 KeV以下のエネルギー領域におけるPu-239の α 値であり、その次に重要な影響を及ぼすものはPu-239の ν とU-238の σ_c であると示めされている。この計算例の結果を表2・1に示す。

表2・1 核的パラメーター不確かさの影響例

| 核的パラメーター | 燃料費 (mills/kWh) | 倍増時間 (年) |
|---------------------------------------|-----------------|------------|
| Pu-239 の α (0.2 ~ 1.5 KeV) | 0.48 ~ 0.62 | 8.8 ~ 13.5 |
| Pu-239 の σ_f (15 ~ 300 KeV) | 0.46 ~ 0.50 | 8.4 ~ 9.2 |
| Pu-239 の ν (0 ~ 10 MeV) | 0.45 ~ 0.58 | 8.1 ~ 11.5 |
| U-238 の σ_c (1 ~ 100 KeV) | 0.45 ~ 0.55 | 8.0 ~ 10.9 |
| U-238 の σ_{inel} (0.1 ~ 2 MeV) | 0.49 ~ 0.51 | 9.0 ~ 9.4 |
| F.P. の σ_c (0 ~ 10 MeV) | 0.48 ~ 0.54 | 8.7 ~ 10.1 |
| 総 合 | 0.47 ~ 0.66 | 7.2 ~ 14.2 |
| 標準 (ENDF/B) | 0.50 | 9.2 |

1) Greebler, P., Hutchins, B.A., and Linford, R.B., Sensitivity of Fast Reactor Economics to Uncertainties in Nuclear Data, Nuclear Applications, 4, 297, May 1968.

2.3 多群拡散理論による核計算

大型液体金属高速炉の設計における核計算は多群拡散理論によって行なわれるのが最も普通である。まず、定常状態の運転における高速炉において、空間位置 \vec{r} における単位エネルギー間隔あたりの中性子束を決定することが必要である。この分布が与えられていれば、任意の他のパラメーター、例えば原子炉を通過する冷却体の条件を決定するために必要な核分裂密度の空間変動を、計算することができる。原子炉の領域 V_k において原子核 m のX型の反応(核分裂、捕獲など)率は次のように表わされる。

$$\int_{V_k} \int_E N^m(\vec{r}) \sigma_x^m(E) \phi(E, \vec{r}) dE dV \quad (2 \cdot 1)$$

多群計算では j 群 ($E_{j-1} < E < E_j$)の中性子束は、エネルギー空間が連続構造から分離構造に変換されて、中性子束は下記のように表わされる。

$$\phi_j(\vec{r}) = \int_{E_{j-1}}^{E_j} \phi(E, \vec{r}) dE \quad (2 \cdot 2)$$

したがって群定数 σ_{xj}^m は

$$\sigma_{xj}^m = \frac{\int_{E_{j-1}}^{E_j} \sigma_x^m(E) \phi(E, \vec{r}) dE}{\phi_j(\vec{r})} \quad (2 \cdot 3)$$

で定義される。このようなパラメーターはある群の中性子束がエネルギーと空間について分離可

能であるという仮定に従って用いられる。多群拡散理論による核計算は、中性子束分離の仮定が合理的であるという前提のもとに行なわれる。

最初に真空中における裸均質原子炉を考えよう。拡散理論では、任意の中性子束は原子炉の物理的境界の外側の外挿点において消滅するとする。実際には、外挿距離は中性子エネルギーによって変化するが、ここではすべてエネルギーの中性子について外挿距離が同じであると仮定しよう。この場合には、中性子束がエネルギーと空間とで分離可能であることが示される。

$$\phi(E, \vec{r}) = \phi(E) \cdot R(\vec{r}) \quad (2.4)$$

即ち、

$$\phi_j(\vec{r}) = R(\vec{r}) \int_{E_{j-1}}^{E_j} \phi(E) dE \equiv R(\vec{r}) \phi_j \quad (2.5)$$

ここで空間分布 $R(\vec{r})$ は波動方程式の基本解であることが示される；

$$\nabla^2 R(\vec{r}) + B^2 R(\vec{r}) = 0 \quad (2.6)$$

固有値 B^2 は幾何学的バックリングと呼ばれる。 $R(R_0) = 0$ の裸均質球形原子炉では、

$$R(r) = (\text{const}) \left(\frac{\sin Br}{r} \right) \quad (2.7)$$

および

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{R_0} \right)^2 \quad (2.8)$$

が成り立つ。同様に裸均質円筒原子炉では、 $R(\vec{r}) = \theta(r) Z(z)$ および $\theta(R_0) = 0$ 、

$Z(H_0) = 0$ の条件で、

$$R(r, z) = (\text{const}) J_0(B_r r) \cos B_z z \quad (2.9)$$

および

$$B_r^2 = \left(\frac{2.405}{R_0} \right)^2, \quad B_z^2 = \left(\frac{\pi}{H_0} \right)^2 \quad (2.10)$$

$$B^2 = B_r^2 + B_z^2 \quad (2.11)$$

が成り立つ。幾何学的バックリングは原子炉が大きくなると減少する。つまり原子炉からの中性子のもれを表わす尺度となる。

環状型でないほとんどの原子炉は、炉心中心近傍の中性子束の空間およびエネルギー分布が等価の裸炉心のもので非常によく類似している。特に大型原子炉では、中心領域における中性子束は外側表面近くの条件によってあまり影響を受けない。したがって、式(2.3)で定義される平均断面積は、一般には代表的なスペクトル分布を仮定した上で既知の断面積ライブラリーより平均化することにより求められる。これが多数群断面積である。平均化する代表的なスペクトル分布が実際の原子炉中でスペクトル分布に近似している場合には、この平均化のプロセスは拡散理論の範囲内では正しい。つまり、エネルギー空間に関する平均化はエネルギーに関する平均化と幾何学的空間に関する平均化とで近似するという概念にもとづくものである。既知の断面積ラ

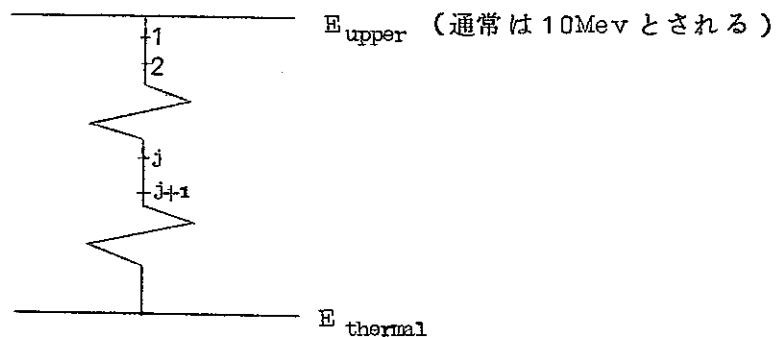
イブラリーの例としては、GAM-II 計算コード用の100群、ELMOE およびMC² コード用の1000以上の群、などがある。群構造つまりエネルギー間隔は、通常中性子束の大きい領域を強調するように選ばれる。また、計算時間を短縮するために、比較的多い群数(22~26群)から少ない群数に減少させた方が望ましい場合が多い。これは特に2次元問題については採用されており、これを群の縮約と呼ぶ。

前の項で、核計算の不確かさは断面積にあることが述べられたが、断面積ライブラリーから多群断面積セットへ変換するプロセスにおいても、かなりの誤差が生じる。この問題は、対象となる原子炉中に存在している原子核の相対的な量、空間分布および温度効果などに起因する重い核の共鳴自己遮蔽およびドプラー効果、非均質効果、などに関して断面積を平均化するときの中性子スペクトル微細構造の感度に依存する。

いろいろな機関によって実施された単純形状の高速炉を対象とした比較計算について、Okrent²⁾によってまとめられたものがあるが、これらの比較表から、例えば臨界質量、ナトリウムボイド効果などは顕しい差のあることが示めされている。したがって、高速用多群断面積セットの作成と評価については多くの仕事が必要であり、炉物理の分野では大切な仕事の1つである。この評価作業は寸法および組成が着目している原子炉のものと類似した零出力臨界実験装置による解析によってなされる場合が多い。

多群拡散方程式は、作成された任意の多群断面積セットを使って、グループについては次に示す順序にしたがって、解かれる。

2) OKrent, D., Summary of Intercomparison Calculations Performed in Conjunction with Conference on Safety, Fuels and Core Design in Large Fast Power Reactors, Proceedings of the Conference on Safety, Fuels and Core Design in Large Fast Reactors, October 11-14, 1965, ANL-7120, P.3.



j 番目の群の定常状態拡散方程式は

$$D_j \nabla^2 \phi_j(\vec{r}) - \Sigma_{t,j} \phi_j(\vec{r}) + S_j = 0 \quad (2 \cdot 12)$$

となる。ただし

$$\Sigma_{t,j} = \Sigma_{c,j} + \Sigma_{f,j} + \sum_{k=j+1}^{j+M} \Sigma_{j \rightarrow k} \quad (2 \cdot 13)$$

および

$$S_j = \sum_{i=j-M}^{j-1} \Sigma_{i \rightarrow j} \phi_i(\vec{r}) + \frac{X_j}{K_{eff}} \sum_{i=1}^j (\nu \Sigma_f)_i \phi_i(\vec{r}) \quad (2 \cdot 14)$$

式(2・13)および式(2・14)における巨視断面積のそれぞれは m_j の原子核の合計であって次のように表わされる。

$$\Sigma_{xj} = \sum_m N^m \sigma_{xj}^m \quad (2 \cdot 15)$$

拡散係数は次のように定義される。

$$D_j = \frac{1}{3} \left[\sum_m N^m \sigma_{trj}^m \right]^{-1} \quad (2 \cdot 16)$$

ここで非弾性散乱については実験室系で等方的であると仮定する。

$$\sigma_{trj}^m = \sigma_{cj}^m + \sigma_{fj}^m + \sigma_{inj}^m + \sigma_{e1j}^m (1 - \bar{\mu}) \quad (2 \cdot 17)$$

$\bar{\mu}$ は実験室座標系における弾性散乱角のコサインの平均値である。核分裂中性子はエネルギーに関して近似的にマックスウエル分布、 $X(E)$ 、で生れる。

$$X_j = \int_{E_{j-1}}^{E_j} X(E) dE \quad (2 \cdot 18)$$

核分裂中性子の平均エネルギーは約 2MeV である。

式(2・12)において第1項は \vec{r} における単位体積からの j 番目の群からのもれを表わす。第2項は捕獲、核分裂、 j 群からの散乱による中性子損失を表わす。第3項は中性子発生項であって、 j 群より上の群 M から j 群への散乱 (M はダウスキッターバンドである)、と j 群内のエネルギーで生じる中性子の各群の合計との和である。式(2・12)は、通常最初の項の有限差近似をつくり、次に閉ざされた体系周辺の表面における適当な境界条件、および異なる組成をもつ領域間の内面での中性子束および中性子流の連続条件を適用して解く。

3次元拡散コードを使用すれば、任意の原子炉形状を解析することが可能である。しかしながら、このようなコードは非常に複雑で、計算の高速化を要求し、高速性能をもつ貯蔵能力を必要とする。2次元拡散コードは数多くあり、従来からよく使用されてきた。原子炉が θ に関して対象であれば、2次元 $r-z$ 座標による完全反射体付円筒型原子炉として取扱われる。モジュラー型の設計のものを除いて、ほとんどの高速炉は θ 対象としてはよい近似をしており、2次元 $R-z$ 計算で詳しく表わすことが可能である。もしも2次元コードによる (r, θ) 或いは (X, Y) 座標の取扱いが可能ならば、例えば前者の場合には円柱形状を解くことができ、後者の場合には制御棒の周りの局部的効果を調べることができる。

したがって、後者の場合には z 方向の中性子束を記述する問題が生じてくる。これは通常円柱座標系で z 方向要素に関して中性子束分離を仮定することにより解かれる。

$$\phi_j(\vec{r}) = Z(z) \int_{E_{j-1}}^{E_j} \phi(E, r, \theta) dE \quad (2 \cdot 19)$$

ここで $Z(H_0) = 0$ について、

$$B_z^2 = \left(\frac{\pi}{H_0}\right)^2 \quad (2 \cdot 20)$$

デジタル計算機技術の現状では、中性子束群数を数グループ以上とり、空間メッシュ数を適当な値以上にとることが要求されると、2次元多群拡散計算はかなりの計算時間を必要とする。

1次元コードにもとづくモデルは、小型であっても完全反射体付高速炉の振舞いをかなりよく記述している。通常、多群拡散計算の大部分は1次元コードが使用されている。

もしも、原子炉が θ 対象型で、濃縮度の異なる1つあるいはそれ以上の半径方向炉心領域をもっており、半径方向は反射体で囲まれて上下方向は裸の場合には、次のように表わされる。ただし、すべての群および領域にわたって一定定数の Z 方向バックリングをもっているとする。

$$\phi(E, \vec{r}) = \phi(E, r) Z(z) \quad (2 \cdot 21)$$

および

$$\phi_j(\vec{r}) = Z(z) \int_{E_{j-1}}^{E_j} \phi(E, r) dE = Z(z) \phi_j(r) \quad (2 \cdot 22)$$

もしも、原子炉が Z 方向対象で $Z(H_0) = 0$ であれば、

$$Z(z) = (\text{const}) \cos \frac{B_z z}{2} \quad (2 \cdot 23)$$

ただし、

$$B_z^2 = \left(\frac{\pi}{H_0}\right)^2 \quad (2 \cdot 24)$$

式(2・23)は円柱型原子炉の Z 方向の中性子束がチョップドコサインであることを示す。

この表示は式(2・21)の分離が成り立つ上下方向が裸の原子炉にのみ適用される。

Z 方向の要素が下記の式を満足する場合には、式(2・22)を式(2・12)に代入して、群中性子束が1次元となることが示される。

$$\frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = B_z^2 \quad (2 \cdot 25)$$

即ち、この場合には、 r における単位体積あたりのトランスバース中性子漏れが等価の吸収項に変換される。

$$D_j B_z^2 \phi_j(r) = \Sigma_{aj} \phi_j(r) \quad (2 \cdot 26)$$

これは式(2・12)の2番目の項につけ加えられる。上下方向に反射体があつて半径方向が裸の場合についても同様な方法で扱われる。

中性子束がエネルギーと空間とについて分離不可能な完全反射体付原子炉の挙動を近似的に記述するためには、反射体節約の記号を使用する。丁度臨果体系の完全反射体付円柱型原子炉を考えよう。横方向の反射体がなくなれば、中性子の漏れが増加して原子炉は未臨界となる。この原子炉を丁度臨界にするために必要な炉心半径の増加分が半径方向反射体節約である。軸方向反射体節約も同様に定義される。

図2・3に示されているように、核分裂性核の α は中性子エネルギーの増加と共に減少する。核分裂当り放出する平均中性子数 ν は中性子エネルギーが増加すると増加する。したがって、増殖比は、中性子束が高エネルギー領域で大きい程、つまりスペクトルが硬い程、大きくなる。これは高速増殖炉では興味のある基本的な事である。ほとんどの1000MW_e級大型液体金属高速炉の増殖比は1.2～1.5の範囲であるが、熱中性子増殖炉の増殖比は1に近いか1以下である。親物質から核分裂性物質を生成するように設計された原子炉で、増殖比が1より小さい原子炉は転換炉と呼び、増殖比が1より大きい原子炉は増殖炉と呼ぶ。

高速増殖炉は炉心と炉心の周辺ブランケットからなる。炉心燃料はウランとプルトニウムの混合酸化物、混合炭化物、あるいは諸種金属の合金を使用する。大型炉心は、例えば6000ℓ位の大きさであるが、平均の核分裂性プルトニウムの濃縮度

$$\left[\text{N}^{239} + \text{N}^{241} \right] / \left[\text{N}^{238} + \text{N}^{239} + \text{N}^{240} + \text{N}^{241} + \text{N}^{fp} \right]$$

は約0.12～0.15であって、炉心にはU-238の量が相対的に大きくなる。即ち、原子炉の形状や組成に依存するのであるが、全増殖の約60%が炉心中で生じる。

ブランケット燃料はウランの酸化物、炭化物、あるいは金属を使用し、燃焼初期にはごくわずかの核分裂性物質しか含んでいない。ブランケットは炉心からもれてくるほとんどの中性子を吸収するように設計される。ブランケット中での出力は、平衡運転サイクル期間中、全原子炉出力の約10～15%である。ブランケットの冷却体体積比は炉心の冷却体体積比に比較してより小さくすることが可能であり、またブランケット燃料体積比は炉心の燃料体積比と比較して大きくすることが可能である。これがブランケットにおける中性子捕獲を増大させることとなる。ブランケットが非常に薄い場合には、ブランケットが反射体で囲まれている場合でも、もれによる中性子損失が大きくなる。逆にブランケットが非常に厚い場合には、核分裂性物質を再処理するプロセスが過大になると共に、ブランケット燃料集合体製造費がコスト高になる。経済的なバランスはブランケットの最適設計にあり、燃料交換方式をバッチ式とするか、シャッフリング式とするか、分散型とするか、などの詳細な検討によりバランスを求める。

高速増殖炉の効果を評価する上で増殖比よりも重要なのは増倍時間である。これは原子炉内に装荷されている分裂性物質と再処理などのために炉外におかれている分裂性物質の合計、つまり原子炉運転のために必要な分裂性物質の総量が2倍に増殖されるまでに要する年数を意味する。多数炉系において、増殖によって生じた余剰分裂性物質をそのまま蓄積して新設炉への供給を考えない場合を単利増倍時間と呼ぶ。これに対して余剰分裂物質を直ちに他の新設炉に装荷して複利式の増殖を行えば増倍時間の短縮が期待されるが、これを複利増倍時間と呼ぶ。

単利増倍時間の定義は、再処理過程での損失および新設炉への装荷を無視するので、次のよう

になる（カッコ内の量は比率を表わす）。

$$\begin{aligned}
 BG \equiv BR - 1 &= \frac{(\text{親物質捕獲})}{(\text{核分裂物質吸収})} - 1 = \frac{(\text{親物質捕獲}) - (\text{核分裂物質吸収})}{(\text{核分裂物質吸収})} \\
 &= \frac{(\text{核分裂物質利得})}{(\text{核分裂物質吸収})} \quad (2 \cdot 30)
 \end{aligned}$$

1群平均断面積の式を用いて

$$\begin{aligned}
 \frac{(\text{核分裂物質吸収})}{(\text{核分裂})} &= \frac{N^{239}(\overline{\sigma_f^{239}} + \overline{\sigma_c^{239}}) + N^{241}(\overline{\sigma_f^{241}} + \overline{\sigma_c^{241}})}{N^{239}\overline{\sigma_f^{239}} + N^{241}\overline{\sigma_f^{241}}} \\
 &= 1 + \frac{\overline{\sigma_c^{239}} + (N^{241}/N^{239})\overline{\sigma_c^{241}}}{\overline{\sigma_f^{239}} + (N^{241}/N^{239})\overline{\sigma_f^{241}}} = 1 + \bar{\alpha} \quad (2 \cdot 31)
 \end{aligned}$$

ここで $\bar{\alpha}$ は熱中性子領域においても核分裂をする核分裂性物質の適当に平均化された捕獲対核分裂の比である。ここで

$$(\text{核分裂物質利得}) = BG (\text{核分裂物質吸収}) = BG (1 + \bar{\alpha}) (\text{核分裂}) \quad (2 \cdot 32)$$

$$(\text{核分裂}) = P (1 - F) \epsilon \quad (2 \cdot 33)$$

ただし、 P は全原子炉出力(MW)、 F はU-238およびPu-240による核分裂の割合、 ϵ は全原子炉出力での運転時間の割合である。炉心の臨界質量を M_c (kg)とすると、増倍時間は次の式で与えられる。

$$DT = \frac{M_c}{(\text{核分裂物質利得}) / (\text{年})} = \frac{2.74 M_c}{BG (1 + \bar{\alpha}) (1 - F) P \epsilon} \quad (\text{年}) \quad (2 \cdot 34)$$

増殖炉の増倍時間は短い程その性能はよい。大型高速増殖炉では $\bar{\alpha} \approx 0.2$ 、 $F \approx 0.2$ 、 $\epsilon \approx 0.8$ 程度であるから、

$$DT \approx \frac{3.57 M_c}{(BG)(P)} \quad (2 \cdot 35)$$

となる。もしも、 $M_c = 2100 \text{ kg}$ 、 $P = 2500 \text{ MW}$ 、 $BG = 0.3$ とすると、 $DT \approx 10.0$ 年となる。サーベイによると、米国での発電炉の増倍時間は約8~10年である。

他の興味のあるパラメーターは比出力、 P_s である。

$$P_s = \frac{P}{M_c} \quad (2 \cdot 36)$$

比出力の逆数は比装荷量と呼ばれるが、これも時々使用される用語である。増倍時間の定義からもわかるように、比出力の値が大きい程、増殖の点では効率がよくなる。

2.5 ソーン装荷炉心

大型の液体金属高速増殖炉の炉心は半径方向に濃縮度の異なった2領域以上のゾーンに分けられるのが普通である。これは炉心濃縮度を半径方向に領域化することにより、半径方向の最大対平均の出力密度の比を減らし、多くの燃料要素をより高い出力密度で運転し、燃料の燃焼度をより高くすることによって、運転限界を高めることを目的としたものである。

多群の記号によって多領域炉心における出力分布を記述してみよう。領域Kにおいて点rにおける核分裂による出力密度は

$$P_k(\vec{r}) = (\text{const}) \sum_j \left[\sum_m N_k^m \sigma_{fj}^m \right] \phi_{kj}(\vec{r}) \quad (2.37)$$

である。領域kの全出力は

$$Q_k = \int_k P_k(\vec{r}) dv \quad (2.38)$$

となる。領域kの平均出力密度は下記の通りとなる。

$$\bar{P}_k = \frac{1}{V_k} \int_k P_k(\vec{r}) dv = \frac{\text{const}}{V_k} \sum_j \left[\sum_m N_k^m \sigma_{fj}^m \right] \int_{V_k} \phi_{kj}(\vec{r}) dv \quad (2.39)$$

最高出力密度が炉心のS領域の \vec{r}_0 であるとする。そのときの炉心の最高対平均の出力密度は

$$\frac{P_{\max}(\vec{r}_0)}{\bar{P}_{\text{core}}} = \frac{\sum_j \left[\sum_m N_s^m \sigma_{fj}^m \right] \phi_{sj}(\vec{r}_0)}{\frac{1}{V_{\text{core}}} \sum_{\text{corek}} \left\{ \sum_j \left[\sum_m N_k^m \sigma_{fj}^m \right] \int_{V_k} \phi_{kj}(\vec{r}) dv \right\}} \quad (2.40)$$

と表わされる。もしも式(2.22)が適用される場合、即ち原子炉が上下方向で裸の場合には、全体の最高対平均の炉心出力密度は半径方向要素と軸方向要素とに分離可能である。さらに原子炉がZ対象な式(2.23)で表わされる場合は最高出力密度は炉心中心面にある。

$$\frac{P_{\max}(r_0=0)}{\bar{P}_{\text{core}}} = \left(\frac{P_{\max}}{P_{\text{av}}} \right)_{\text{ax}} \left(\frac{P_{\max}}{P_{\text{av}}} \right)_{\text{rad}} \quad (2.41)$$

ただし

$$\left(\frac{P_{\max}}{P_{\text{av}}} \right)_{\text{ax}} = \frac{Z(0)}{\frac{1}{H_0} \int_{-H_0/2}^{H_0/2} Z(z) dz} \quad (2.42)$$

$$\left(\frac{P_{\max}}{P_{\text{av}}} \right)_{\text{rad}} = \frac{\sum_j \left[\sum_m N_s^m \sigma_{fj}^m \right] \phi_{sj}(r_0)}{\frac{1}{\pi R_{\text{core}}^2} \sum_{\text{corek}} \left\{ \sum_j \left[\sum_m N_k^m \sigma_{fj}^m \right] \int_{r_k} \phi_{kj}(r) 2\pi r dr \right\}} \quad (2.43)$$

このような分離は、ほとんどの大型液体金属高速増殖炉の炉心についてかなりの近似で用いることができる。

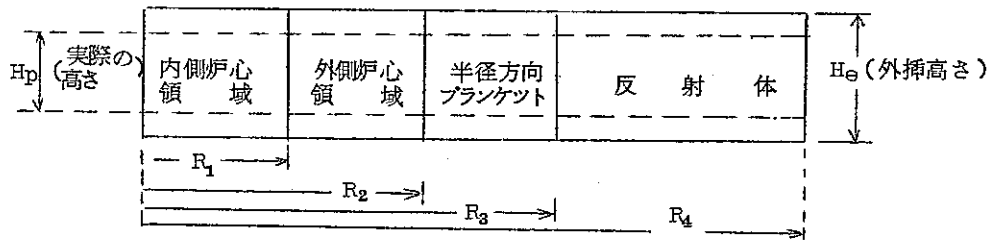
ゾーン装荷炉心の $(P_{\max}/P_{\text{av}})_{\text{rad}}$ は実際には2つの変数の函数となる。1つは領域間の炉心体

積比であり、他は相対的な濃縮度の割合である。領域が2つあって同体積の場合には、各々の領域中の最大出力密度を等しくするような濃縮度の割合を考慮することによって、近似的には

$(\frac{P_{max}}{P_{av}})_{rad}$ を最小にすることができる。

表2・2に相対的な体積と濃縮度を、 $H/D=0.4$ と $H/D=0.8$ のそれぞれの原子炉について、変化した場合の計算値を示す。領域化による $(\frac{P_{max}}{P_{av}})_{rad}$ の値は、前者の場合には1.77から1.23に減少しており、後者の場合には1.69から1.20へ減少している。

表2・2 酸化物燃料2領域炉心の核特性



$R_1 = 130.76\text{ cm}$
 $R_2 = 168.86\text{ cm}$
 $R_3 = 183.86\text{ cm}$
 $H/D = H_p/2R_2 = 0.4, \bar{P} = 400\text{ KW}/\ell, H_e = 146.4\text{ cm}$

| $\frac{N_{Pu,0}}{N_{Pu,i}}$ | $R_1 = 109.62\text{ cm}$ | | $R_1 = 88.185\text{ cm}$ | | $R_1 = 66.203\text{ cm}$ | |
|-----------------------------|--------------------------|-------------------------------------|--------------------------|-------------------------------------|--------------------------|-------------------------------------|
| | 半径方向最高対平均核分裂中性子密度 | $M_c, (\text{Kg})$ (Pu239+Pu241) | 半径方向最高対平均核分裂中性子密度 | $M_c, (\text{Kg})$ (Pu239+Pu241) | 半径方向最高対平均核分裂中性子密度 | $M_c, (\text{Kg})$ (Pu239+Pu241) |
| 1.0 | 1.773 | 1772 | 1.773 | 1772 | 1.773 | 1772 |
| 1.1 | 1.684 | 1810 | 1.558 | 1822 | 1.471 | 1813 |
| 1.2 | — | — | 1.357 | 1863 | — | — |
| 1.3 | 1.499 | 1879 | →1.234 | 1893 | 1.332 | 1860 |
| 1.4 | — | — | 1.286 | 1916 | — | — |
| 1.5 | 1.309 | 1937 | 1.329 | 1931 | 1.336 | 1879 |
| 1.7 | 1.277 | 1981 | 1.403 | 1944 | 1.358 | 1883 |

$R_2 = 103.79\text{ cm}$
 $R_3 = 141.89\text{ cm}$
 $R_4 = 156.89\text{ cm}$
 $H/D = 0.8, \bar{P} = 400\text{ KW}/\ell, H_e = 207.09\text{ cm}$

| $\frac{N_{Pu,0}}{N_{Pu,i}}$ | $R_1 = 89.44\text{ cm}$ | | $R_1 = 74.96\text{ cm}$ | | $R_1 = 60.30\text{ cm}$ | |
|-----------------------------|-------------------------|-------------------------------------|-------------------------|-------------------------------------|-------------------------|-------------------------------------|
| | 半径方向最高対平均核分裂中性子密度 | $M_c, (\text{Kg})$ (Pu239+Pu241) | 半径方向最高対平均核分裂中性子密度 | $M_c, (\text{Kg})$ (Pu239+Pu241) | 半径方向最高対平均核分裂中性子密度 | $M_c, (\text{Kg})$ (Pu239+Pu241) |
| 1.0 | 1.690 | 1679 | 1.690 | 1679 | 1.690 | 1679 |
| 1.1 | 1.633 | 1709 | 1.559 | 1723 | 1.494 | 1721 |
| 1.3 | 1.517 | 1766 | 1.315 | 1794 | 1.285 | 1780 |
| 1.4 | 1.459 | 1792 | 1.204 | 1827 | — | — |
| 1.5 | 1.402 | 1817 | 1.257 | 1845 | 1.323 | 1815 |
| 1.6 | 1.344 | 1840 | — | — | — | — |
| 1.7 | 1.288 | 1861 | 1.351 | 1880 | 1.347 | 1835 |
| 1.8 | 1.232 | 1881 | — | — | — | — |
| 1.9 | 1.297 | 1899 | — | — | — | — |

ゾーン装荷炉の場合には、核分裂性物質の全装荷量は大きくなり、見掛け上では無駄な装荷を必要とする。しかし、増殖利得に関してはゾーン装荷を行なうことによりごくわずかではあるが効果がある。これは上に示した $H/D=0.4$ の体系について示すことができる。

$$DT \propto \frac{M_c}{P} \propto M_c \left(\frac{P_{max}}{P_{av}} \right)_{rad}$$

であることから、

$$\frac{DT_2}{DT_1} = \frac{1893 \times 1.234}{1772 \times 1.773} = 0.74$$

となり、臨界質量における損失を補償する以上に平坦化することによって高い出力をうることができる。

2領域炉心がよい性能をもっていることから、3領域炉心の方がよりよい性能をもっているように思われる。1000MWe の3領域炉心の半径方向出力平坦化について最適化をした例を示そう。この例では3つの領域の体積は等しいが、濃縮度は異なっており、 $(P_{\max}/P_{\text{av}})_{\text{rad}} = 1.159$ で、 $M_0 = 1938 \text{ kg}$ である。2領域炉心に対して増倍時間に関する改善の度合は

$$\frac{DT_3}{DT_2} = \frac{1938 \times 1.159}{1893 \times 1.234} = 0.96$$

となり、燃料取換が3領域の場合には著しく複雑になることを考慮に入れると、さほど大きな改善は期待できない。例えば、2000MWe 程度の大型液体金属高速増殖炉の場合には、3領域炉心による平坦化の改善は望まれるであろう。

2領域炉心の場合には、内側炉心の濃縮度が低いので内側炉心の方が高い転換比をもつ。典型的な例では $CR_i = 0.9$ 、 $CR_o = 0.6$ である。したがって、運転サイクル期間中に核分裂物質は外側炉心の方からより早く減少する。つまり核分裂性物質の量は炉心中央に向って相対的にその量が増加する方向で移動が起る。運転サイクル期間中には $(P_{\max}/P_{\text{av}})_{\text{rad}}$ が増加するので、このような核分裂性物質の相対的な移動による出力の半径方向分布の変化については、設計段階で充分検討しておかなければならない。このような相対的な移動を減少するための1つの方法は、調整棒を外側炉心領域に置くことにより、運転サイクル初期に制御棒を比較的挿入した状態に保っておく。

2.6 燃料の燃焼

燃料の燃焼度は、初装荷の重い原子(U+Pu)に対して燃えた原子の数の割合として表わされる。あるいは等価的には、初装荷の重い原子の質量あたり放出させる熱エネルギー量として表わすことができる。核分裂当り全エネルギーを215MeV (捕獲ガンマエネルギーは含むが、ニュートリノエネルギーは含まないとする)とし、変換数 $1.5984 \times 10^{-18} \text{ Watt} \cdot \text{Sec}/\text{Mev}$ とすると、 $2.910 \times 10^{10} \text{ fiss}/\text{Watt} \cdot \text{sec}$ となる。核分裂を起すアイソトープの平均の原子の重さをPu-239のものと等しいとすると、 $2.520 \times 10^{21} \text{ atoms}/\text{gr}$ の原子核が核分裂あたり崩壊する。これは1MWDあたりの核分裂をしたものが0.9977gr となり、等価的には

$$100,000 \text{ MWD}/\text{T} \text{ (初装荷のメトリックトン)} = 1.00\% \text{ 燃焼度}$$

に相当する。

大型の液体金属高速増殖炉の主目標の1つは燃料の燃焼を平均約10%まで達成させることである。したがって最大燃焼度は約15%程度となり、このレベルまで信頼して運転可能なように設計しなければならない。燃料材のスエリングを緩和するために、理論密度は70~90%程度のもので設計する場合が多い。この場合には、密度の減少によって増殖および出力密度の両方を損なう原因となる。

原子炉の燃料交換はバッチワイズかあるいは段階的に行なわれる。前者の方法では炉心はある平均燃焼度まで運転され、それから完全に置き換えられるが、後者の方法では炉心の任意の部分（例えば1/3）と半径方向ブランケットの1部分（例えば1/6）がもっと多数回の頻度で交換される。バッチ式燃料交換方式で、燃焼による大きな反応度減少がある場合には、初期の核分裂性物質の量がかなり増加する。この増加によって、親物質対核分裂性物質の比が減少すると共に反応度の大きな減少を補償するために初期に多くの制御要素を存在させなければならないため、炉心の転換比が減少し、初期燃料装荷量が増大する。また大きな初期反応度とそれに応じて生じる大きな制御要素の要求は安全上の問題点を大きくする可能性がある。結局、炉心と半径方向ブランケットとの間の時間依存の出力分布変動がバッチ式燃料交換をする原子炉では更に激しくなる。以上の理由から、一般的には、段階的交換あるいは部分的バッチ式交換が採用されている。

2.7 反応度効果

原子炉の反応度の変化はドプラー効果のように燃料温度変化に対して即発的に現われるものから燃焼による変化のようにかなり長時間にわたって変化するものまでである。燃焼による反応度効果については前の項で述べたので、本項では、ボイド係数と温度係数の反応度係数について記述する。

冷却材であるナトリウムが沸騰を起こすと、密度が減少するかあるいはボイドが発生する。大型液体金属高速炉では、以下に述べる原因の競合によって反応度が増加することがありうる。即ち、元来ナトリウムによる中性子の吸収は非常にわずかで、ナトリウムの密度低下の効果はほとんどナトリウムによる散乱の減少がもともになる。ナトリウムに散乱が減少すると、

- (1) 中性子の漏洩が増加し反応度は低下する。
- (2) 中性子束のスペクトルが硬化し、そのためU-238（およびPu-240）の分裂が増し捕獲が減って反応度は上昇する。(1)の効果は常に負の効果であるが、その大きさはボイドになった体積

の位置および大きさに依存しており、中心に近い領域でのボイドは炉心境界近傍での同じ大きさのボイドによるもれの効果程大きくはない。(2)の効果はすべての原子炉材料の中性子捕獲量を減少させると共に、Pu-239の核分裂を急速に減少せしめ、又U-238の核分裂を増加させる。全体としてはいつも正である。

全体のナトリウムボイド効果は上記の(1)および(2)の合計であり、値の大きさに依存して正あるいは負でありうる。原子炉が比較的小さく、しかもスペクトルが比較的硬い場合には、もれの効果が優先的であってボイド効果は負である。原子炉が大きくなると、炉心からの中性子のもれが小さくなり、その場合は正のスペクトル硬化の効果が優先的となる。酸化物、炭化物および金属燃料の原子炉に関するナトリウムボイド係数を図2・4に示す。図2・4の縦軸および横軸のスケール目盛は任意である。これはボイド効果が特殊な原子炉の形状、燃料・構造材および冷却材の組成比、その燃料の種類に依存するためである。図2・4は同じような形状および組成比で対比されたものである。

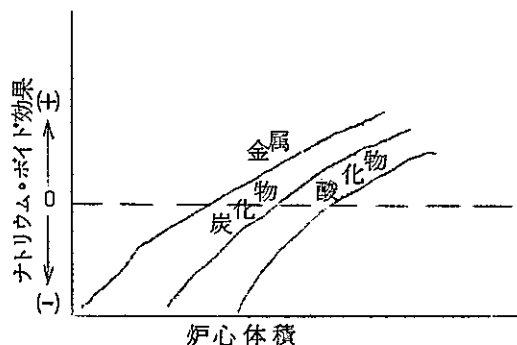


図2・4 炉心体積および燃料タイプによるナトリウムボイド効果の傾向

酸化物燃料および炭化物燃料における酸素の原子密度はナトリウムの原子密度と大体同じである。したがって、ナトリウムボイドがこのような領域で生じた場合、低質量原子の散乱効果はかなり残っている。しかし、金属燃料使用の原子炉ではこの効果はなく、ボイド効果のスペクトル硬化の成分が大きくなる。これが図2・4に示めされているように、金属燃料使用の原子炉で比較的大きなナトリウムボイド効果を生ずる原因となっている。

高速炉の冷却体としてナトリウムの代りにヘリウムを使用する場合のまず第1の長所は中性子スペクトルが軟化するため上記の(2)の効果が減少する。平均炉心出力密度はナトリウム冷却体の場合よりヘリウム冷却体の場合の方が小さくなるので燃料装荷量はより大きくなる。

Pu-239-U-238系の燃料の代りにTh-232-U-233系の燃料を使用すると、スペクトル硬化の成分が比較的小さいナトリウムボイド効果とすることが可能である。これはU-233の α 値が5Kev~1Mevの範囲で比較的平坦であり(図2・3参照)、Th-232の σ_f のしきい値が比較

的高く、小さい値であるためである（図 2・2 参照）。このような原子炉のナトリウムボイド効果は負である。しかしながら、増殖特性は比較的悪く、制御および燃料交換上の問題を持っている。

大型高速炉の安全性の見地から、ドブラー効果は出力反応度係数のうちで最も重要なものである。出力上昇その他の原因で燃料の温度が上昇すると核の熱運動がはげしくなり、実験室系での中性子エネルギーを指定したとき中性子と核との相対運動のエネルギー分布が低温のときに比べて広がってくる。そのため入射中性子のエネルギーに対する共鳴反応断面積をあらわす共鳴曲線の中が広がる。このとき面積は不変であるから共鳴曲線の極大値は小さくなるが、共鳴反応の自己遮蔽効果が減少し、反応率は増加する。

熱中性子領域で核分裂をする同位元素（U-235, pu-239, Pu-241）で、もしも吸収断面積中核分裂断面積が圧倒的な大きさを占める場合には、自己吸収が減少すると反応度が増加する。その効果は核分裂対捕獲の比に依存する。親物質同位元素（U-238, Pu-240）の場合には、それらの共鳴は核分裂しきい値よりはるかに低いところにあるので、吸収断面積は捕獲の成分が圧倒的となる。この場合には、温度上昇によって反応度減少を生じる。

U-238-Pu型高速炉燃料の温度上昇によって主としてU-238の捕獲が増大するために、一般的にはドブラー効果によって反応度は減少する。ドブラー効果に寄与する中性子束は1Kev領域で圧倒的となるので、炉心に減速材物質を沢山含んでいる程（即ちスペクトルがソフトである程）、ドブラー効果はより大きくなる。又、もしもナトリウムボイドが起きると、それに伴ってスペクトルが硬化し、ドブラー効果は1.5～2.0倍程度減少する。したがって原子炉の設計においては“ナトリウムあり”および“ナトリウムなし”の両者についてドブラー効果を評価することが大切である。

平均絶対燃料温度 T におけるドブラー係数 $(dk/dT)_{Dop}$ は T^{-n} で変化する。中型金属燃料の原子炉では $n \leq 3/2$ であり、大型酸化物燃料の原子炉では $n \approx 1$ となる。 $n = 1$ に対してドブラー係数を A と仮定すると次のように定義される。

$$\left(\frac{dk}{dT}\right)_{Dop} = \frac{A}{T} \quad (3 \cdot 44)$$

高速炉の膨脹係数は比較的容易にその膨脹の起るモードに応じて反応効果を計算することができ。しかし、膨脹が時間によってどのように変化するかを決めることは難しい。ある与えられた $\Delta R/R$ あるいは $\Delta H/H$ 、あるいはその両方によって生じる $\Delta K/K$ だけを考える。

$$\frac{\Delta K}{K} = a \frac{\Delta R}{R} + b \frac{\Delta H}{H} + c \frac{\Delta N}{N} \quad (3 \cdot 45)$$

ただし、 N はスミアー原子数密度である。3つの項の係数 a 、 b および c はすべて正である。又正円筒形での熱膨脹については

$$\frac{\Delta N}{N} = -\frac{\Delta V}{V} = -\left(\frac{2\Delta R}{R} + \frac{\Delta H}{H}\right) \quad (3 \cdot 46)$$

となる。 a 、 b および c の大きさは R 、 H および原子炉の組成に依存している。

3. 高速炉核設計法の現状

3.1 概 説

1960年代迄に完成した高速炉は、比較的小型炉(40~400ℓ)であり、高エネルギー中性子領域(平均300~400Kev)で運転され、高濃縮度燃料を使用してきた。

一方、商業用高速炉の一般的な方向は、比出力は増大し、炉心は大型(4000~7000ℓ)となり、中性子エネルギーは軟化(平均100~200Kev)し、中性子漏洩率は小さい体系となる。増殖率は濃縮度低下によって増加するが、スペクトル軟化による減少方向の成分もある。反応度係数は膨脹や湾曲などの構造的な移動に対しては鈍感になるが、ドプラー係数やナトリウム係数など温度変化に対しては敏感になる。安全上からは過渡条件下での正のナトリウム係数の増加の問題が生じてくる。これら炉心特性に関する一般的傾向を実験炉、原型炉および商用炉別に表3・1に示す。

表3・1 実験炉・原型炉・商用炉の代表的特性

| | 実験炉級* 1960年代 | 原型炉級 1970年代 | 商用炉級 1980年代 |
|--------------------------------|-----------------------|-----------------------|-------------------------|
| 熱出力 (MWt) | 20 | 500 ~ 2000 | 3000 ~ 10,000 |
| 原子炉出口温度 (°C) | 500 | 500 ~ 570 | 530 ~ 650 |
| 比出力 (KWt/kgfiss) | 165 | 600 ~ 1000 | 1000 ~ 2000 |
| 平均単位長出力 (W/cm) | 260 | 270 ~ 400 | 620 ~ 1000 |
| 平均ナトリウム速度 *(m/sec) | 4.6 | 43 ~ 7.5 | 4.5 ~ 10 |
| 炉心圧力損失 (kg/cm ²) | 1.2 | 1.7 ~ 7.0 | 2.8 ~ 7.0 |
| 臨界質量 (kgfiss) | 127 | 600 ~ 1500 | 1200 ~ 5000 |
| 燃料 | (U, Pu)O ₂ | (U, Pu)O ₂ | 未定 |
| ピン直径 (mm) | 6.7 | 6.0 ~ 7.0 | 6.0 ~ 9.0 |
| スペーサー | 螺旋状ヒレ | ワイヤー又はグリッド | 未定 |
| 集合体長さ (cm) | 166.5 | 240 ~ 370 | 180 ~ 400 |
| 制御棒 | B ₄ C | B ₄ C/Ta | B ₄ C/Ta/その他 |
| 温度係数 (Δk×10 ⁶)/°C | -44 | -7 ~ -27 | 0 ~ -18 |
| 出力係数 (Δk×10 ⁶)/MWt | -275 | -2 ~ -8 | -1 ~ -4 |
| 燃料膨脹 (ΔK×10 ⁶)/°C | -4.0 | 小さい | ? |
| ドプラー (ΔK×10 ⁶)/°C | 小さい | -3.6 ~ -14 | -3.6 ~ -14 |
| ナトリウム (ΔK×10 ⁶)/°C | -6.9 | 0 ~ -18 | +3.6 ~ -5.4 |

* Rapsodie 炉の値

こゝでは、核設計を中心とする炉心設計を対象に商用炉を目標とする設計上の問題点と、実験

験炉規模の設計現状とについて話題となるものを拾ってみよう。

3.2 最適化設計

実用炉では経済性がよく、安全性が高いことが設計の最終目標である。この目標を具体化するために設計基準を設定する。諸種の設計基準のうち核設計に関係するものをまとめて表3・2に示した。

表3・2 設計基準

| | 実験炉規模* | 実用炉規模** |
|------------|--|---|
| 燃料 | <ul style="list-style-type: none"> 最高中心温度はホットスポット過出力状態において溶融点以下(116%過出力時に最高中心温度は2650°C以下)。 過渡限界は、どの燃料も完全に溶けないように設定される。 | <ul style="list-style-type: none"> 最高中心温度はホットスポットにおいて溶融点以下。但し過出力条件は規定しないもの、105%、110%などある。 短い過渡期間に中心のみが溶融温度近いか或いは溶けている燃料は燃料ビン内のその位置を維持する。 |
| 被覆管 | <ul style="list-style-type: none"> 温度限界は、過出力余裕を含まないで、機械的強度およびナトリウムによる腐食などからの使用限界以下(ホットスポットにおいて650°C以下) ナトリウム接触面腐食量は0.02mm/year以下) | <ul style="list-style-type: none"> 温度限界は、被覆管外面で700°C以下。 ナトリウム接触面腐食量は0.02mm/year以下。 放射線損傷による引張強さの減少は10^5MWD/Tで25%以下。 |
| 冷却材 | <ul style="list-style-type: none"> 炉心内のどの部分においても過出力状態において沸騰点以下(116%過出力時に最高温度は880°C以下) | <ul style="list-style-type: none"> 通常の過渡過出力において、1次系ナトリウムおよびボンド・ナトリウムが沸騰しないこと。 流速はコロージョン・エロージョン・圧力損失を制限し、水力学的不安定性の可能性を減少させるために9m/sec以下とする。 |
| 反応度制御素子 | <ul style="list-style-type: none"> 1制御棒スタック基準。 1制御棒ブローアウト基準(100°Cで、最大の制御棒効果をもつ制御棒1本が挿入されなくとも、原子炉は未臨界になること)。 安全余裕(250°Cで制御棒3本が完全に引抜かれても、原子炉は未臨界になること)。 制御棒引抜き速度制限 | <ul style="list-style-type: none"> 制御棒スタック(複数)、ブローアウト(複数)引抜き速度基準。 反応度制御系は2つの独立した系を望むらくは異なつた原理のものを設けること。 |
| 反応度係数・出力係数 | <ul style="list-style-type: none"> いかなる状況のもとでも出力係数は負。 炉心と軸方向ブランケットからのナトリウム喪失による全体的な反応度効果は零又は負(炉心全体および局部的ナトリウム・ボイド係数は負) | <ul style="list-style-type: none"> 炉心および関連した冷却系は、出力運転範囲における反応度の急激な増加を原子炉固有の応答の早い核的フィードバックによつて補償できるようにすること。 |
| 燃料破損伝播対策 | <ul style="list-style-type: none"> 各々の集合体出口に熱電対を設ける。 集合体下部を流路閉塞が生じないような機構とする。 | <ul style="list-style-type: none"> 各々の集合体出口に熱電対(複数)を設ける。 反応度計を設ける。 F P ガスおよび遅発中性子の検出系を設ける。ローカル検出系を置く例もある。 |

| | | |
|----------|--|---|
| 仮想事故の考え方 | ○完全炉心ボイド、大量燃料溶融を仮定し、ナトリウム火災、FF放出を設定して格納容器設計基準をうる | ○検討されている一般的傾向として検出系を強化し完全炉心ボイドと大量燃料溶融は起らないとするナトリウム火災は生ぜず、他の事故でも大量のFF放出は起らないとする。 |
|----------|--|---|

* 実験炉規模の項の()内は、高速実験炉「常陽」で採用されているもの。

** 開発研究の結果、変更されるものもある。

表3・2の基準のうち将来の方向として考え方が変わりつつあるものを取上げてみると、反応度制御素子に関する基準、ナトリウム・ボイド係数に関する基準、仮想事故の考え方、などがある。

反応度制御系は独立2系統の基準が明確化されようとしている。例えば、制御棒が燃焼補償用(Taの使用例あり)と緊急停止用(B₄Cの使用例あり)とに分けられて、表3・3の反応度要求を満たすように設計されている。

表3・3 制御棒への反応度要求例(単位:ドル)
(GE1000MWe設計)

| | |
|----------------------|-------------|
| (一次系) | |
| 燃焼用(6ヶ月) | 1.61 |
| コールドシャットダウン—定格出力(*) | 4.93 |
| 最大制御棒価値(1制御棒スタック) | 1.05 |
| 最悪仮想ナトリウム・ボイド(1集合体分) | 0.08 |
| 1集合体燃料コンパクト | 0.30 |
| 停止余裕 | 1.50 |
| 不確かさに対する余裕(20%) | <u>1.89</u> |
| 小計 | 11.36 |
| (バックアップ系) | |
| コールドシャットダウン—定格出力 | 4.93 |
| 最悪仮想ナトリウム・ボイド(1集合体分) | 0.08 |
| 燃料コンパクト | 0.30 |
| 停止余裕 | 1.50 |
| 不確かさに対する余裕(20%) | <u>1.34</u> |
| 小計 | 8.09 |
| 総計 | 19.45 |

(*)コールドシャットダウン—定格出力の内訳

| | |
|----------|--------------|
| 燃料ドプラー効果 | -3.59 |
| 半径方向膨脹 | -1.29 |
| 被覆管軸方向膨脹 | +0.11 |
| 燃料軸方向膨脹 | -0.68 |
| ナトリウム熱膨脹 | <u>+0.52</u> |
| 小計 | -4.93 |

従来、中性子の漏れの大きい炉心形状を選んで、ナトリウム・ボイドを改善する努力が払われていたが、最近、中性子経済の観点から中性子の漏れの少ない体系を選び、炉心および軸方向ブランケットからのナトリウム100%喪失による反応係数が正であってもよいとしている例が多い。対策としては、検出系の強化による早期発見と、早く応答する負のドプラー効果による反応度饋還に期待されている。

また、燃料破損伝播対策や仮想事故の考え方は、高速炉の運転経験や開発研究の積み重ねによって、より現実的なものへと変わろうとしている。

経済設計の観点からは、炉心内転換比、燃料インベントリー、出力平坦化、などが考慮されねばならない。

初期炉心部転換比 IBR を大きくとり、燃焼による反応度の減少を小さくすることによって、余剰反応度を小さくすることが可能である(図3・1)。特に燃焼に伴う反応度は出力分布の平坦化、燃料交換の特性と関連するので、それらの特性をよく調べながら立案する必要がある。

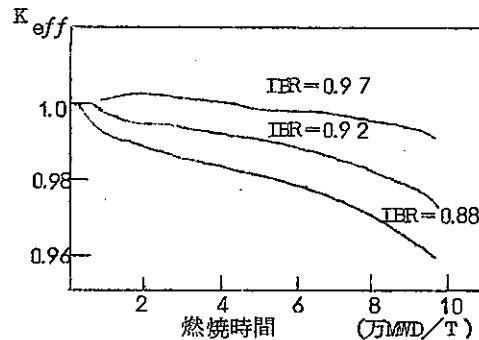


図3・1 初期炉心部転換比による実効増倍率の時間変化

出力平坦化は、例えば炉心を同じ円柱状の2つの領域に分割し、その両領域の最高出力密度を等しくすることにより達成される。この場合、燃焼に伴う最高出力密度 P_{max} を充分考慮に入れなければならない。一般に多領域炉心を設計する場合には、炉心の中心側の濃縮度が低くなっているため、燃焼に伴う P_{max} の変化は、原子炉出力一定状態で相対的に内側の領域で上昇し、外側の領域で減少する。燃焼による半径方向平坦化係数変化の1例を図3・2に示す。图中 P_1 は炉心部内側領域であり、 P_2 は炉心部外側領域である。この例では $(P_{max}/\bar{P})_{rad}$ の最小値

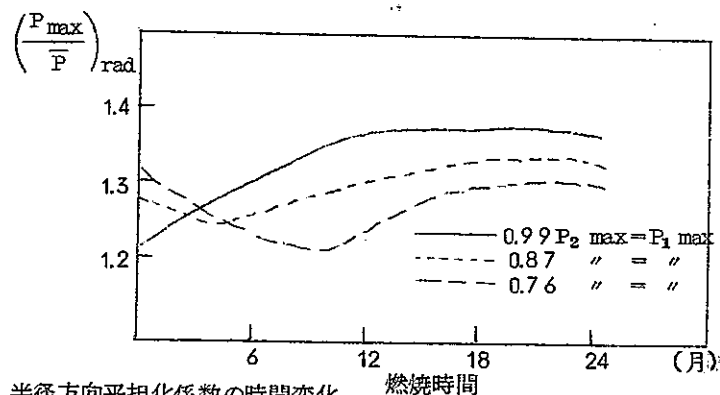


図3・2 半径方向平坦化係数の時間変化

を目標燃焼度10万MWD/T(約18ヶ月)の中間時期で達成できるものが最良なものであり、初期値 $P_{1\max} = 0.76 P_{2\max}$ で初まった場合がこれに相当する。このように平坦化係数をよく保つためには採用される燃料サイクルと $P_{1\max}/P_{2\max}$ の初期値に注意を払って選択しなければならない。

燃料サイクル経済に重要な影響を与えるものの中に、燃料要素の設計限界単位長出力と燃料要素直径とがある。前者は、混合酸化物か混合炭化物かなどの燃料のタイプ、形状、成分などの選択により、燃料が溶融しない範囲で取りうる限界が決まる。しかし、燃料熱伝導率と燃料限界温度の燃焼効果による値の不確かさが大きいので、限界単位長出力の不確かさも大きくなる。燃料要素直径については、直径増加により製造費は減少するが、インベントリ費が増加する傾向にある。

一般に原子炉の経済性と安全性は互いに相容れない要素を含んでいるが、少なくとも実用化の段階になる迄には、上記内容以外についても諸々の問題点を解明して、核設計だけの独立した検討ではなくシステム全体としての最適化を行なうことが必要である。

3.3 炉心構成要素設計

炉心燃料集合体設計は次の2つの面から最適化をはかる。その1つは、炉心装荷当りの集合体製作費、燃料取扱操作、熱流力エッチ効果(オーバークーリングの問題)、炉心上部機構事故による流力持上げの可能性などであり、これらを最小におさえるためには集合体はできるだけ大きいことが望ましい。一方、集合体大きさを束縛する条件は、水中における臨界性、燃料取扱い上生ずる集合体落下事故によってもたらされる反応度印加、最大の反応度をもつ1本の集合体が溶融すると仮想した場合の反応度挿入量、燃料破損の伝播などがある。

核設計の範疇には入らないが、集合体設計の除熱に関する問題点として、スペーサー位置およびスペーサー装置からすぐ近くの流れ方向位置における被覆管表面ホット・スポット温度、製作公差および燃料要素彎曲による冷却材流路断面積の増減、冷却材混合効果、などがある。

ブランケット燃料集合体設計については、燃料要素の直径が炉心のものより大きく、半径方向の出力勾配および温度勾配が大きく、燃焼期間中の出力増加が大きい、ことに注意を払う必要がある。

設計法としては、燃焼期間を通じて P_U 集中化の度合を避けるためにブランケットを移動させる方法と、固定させたまゝの方法とが経済性の観点から比較検討される。

は ABBN セット (ソ)⁴⁾、ENDF/B セット (米)⁵⁾、Winfrith セット (英)⁶⁾、Cadarache セット (仏)⁷⁾、Karlsruhe セット (独)⁸⁾、JAERI FAST セット (日)⁹⁾ などが使用されている。

設計基準は、表 3・2 に示す通り、実用炉規模のものと比較すると、被覆管最高温度、過出力因子、出力係数など比較的保守的である。制御棒反応度については 8 ドルないしは 10 ドル程度の安全余裕を持たせている例が多いが、独立 2 系統の思想が採用されていないのが現状である。

現在迄の一連の実験炉の使命は比較的基礎的な炉物理上の、あるいは炉工学上の問題点を解明することにあつたため、臨界実験装置による核特性上の臨界実験が重要な意味をもってきた。

例えば Rapsodie 炉のためには、Physical mock-up を 2 つ、Engineering mock-up 1 つを ZPR-III で実現した。そこで最適の群定数 (HR) を選び、それぞれの mock-up の臨界体積を基準にして、Rapsodie へ外挿すべき実効増倍係数を得、Rapsodie 62 本集合体で 450°C、0MW の体系で $K_{eff}=0.976$ を決定した。

照射ベッドを提供する実験炉では、原子炉運転に必要な反応度マージンを最少に押さえ、種々の要求条件を伴う照射実験のための装荷量が十分になるように解析をする必要がある。1~2 年の満足な稼働後には照射効率化を図るための改造炉心を計画する例も多い。

又、運転時の燃焼による反応度減少を精度よく追跡すると共に、不慮の事故を未然に防ぐために、中性子束、温度信号、その他の情報を常時記録して解析し、炉の特性に関する情報が正常であるかどうかを適確に把握することが大切である。

以上断片的に 2~3 話題となるものを拾ってみた。システム全体の設計法については、落ちがないように、多角的に解明していくことが今後の課題であると思われる。

- 4) I. I. Bondarenko, "Group Constants for Nuclear Reactor Calculations", CONSULTANTS BUREAU 1964.
- 5) H. C. Honeck, "ENDF/B Specifications for An Evaluated Nuclear Data File for Reactor Applications", BNL-50066(T-467), May '66
- 6) UKAEA 所有
- 7) France CEA 所有
- 8) H. Huschke, "Gruppenkonstanten für dmf- und natriumgekühlte schnelle Reaktoren in einer 26 - Gruppendarstellung", KFK 770 (EUR3953D), 1968.4
- 9) S. Katsuragi, T. Tone and A. Hasegawa, "JAERI FAST Reactor Group Constants Systems Part 1", JAERI-1195,
S. Katsuragi, Y. Ishiguro, H. Takano and M. Nakagawa, "JAERI FAST Reactor Group Constants Systems Part 2-1", JAERI-1199,

4. 結 語

高速増殖炉の炉物理および核設計に関する説明は、今までに何人かによってなされているが、炉物理の基礎的な概念から、核設計の手法までの一連のものをまとめて紹介した例は少ない。

幸い、副本部長をしておられる三木氏より「高速増殖炉」の炉物理について執筆依頼があり、又、以前に、原子力学会企画の特集「原子炉理論と核設計の昨今」と題するその1部を執筆分担したことがあるので、これらを取りまとめて報告書としておくことにした。

本報告書では、ごく概念的な記述にとどまっているが、今後、その内容を豊富にすると共に、熱設計をも含めたものにする予定である。