

JAERI - M
89-198

高温工学試験研究炉の実効遅発中性子生成率
 β_{eff} 及び即発中性子寿命 l の評価

1989年12月

山下 清信・新藤 隆一・村田 勲・中田 哲夫*

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）
あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城
県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department
of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun,
Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1989

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 日立高速印刷株式会社

高温工学試験研究炉の実効遅発中性子生成率 β_{eff} 及び
即発中性子寿命 ℓ の評価

日本原子力研究所大洗研究所高温工学試験研究炉開発部
山下 清信・新藤 隆一・村田 勲・中田 哲夫*

(1989年11月1日受理)

本報は、高温工学試験研究炉 (HTTR) の実効遅発中性子生成率 β_{eff} 及び即発中性子寿命 ℓ の評価の方法及び結果についてまとめたものである。

本評価では、 β_{eff} 及び ℓ の値の燃焼に伴う変化及び炉心出力変化に伴う変化を評価し、更に評価値の誤差についても評価した。燃焼に伴う β_{eff} 値の変化幅は 0.0047~0.0065 であり、また、 ℓ 値の変化幅は 0.67~0.78ms である。また、 β_{eff} 及び ℓ の誤差は各々ほぼ 10% 以内に収まることが明らかとなった。

Evaluation of Effective Delayed Neutron Fraction and Prompt Neutron
Lifetime for High Temperature Engineering Test Reactor (HTTR)

Kiyonobu YAMASHITA, Ryuichi SHINDO
Isao MURATA and Tetsuo NAKATA*

Department of HTTR Project
Oarai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Oarai-machi, Higashiibaraki-gun, Ibaraki-ken

(Received November 1, 1989)

This report presents the evaluation method and results of the effective delayed neutron fraction β_{eff} and prompt neutron lifetime λ for High Temperature Engineering Test Reactor. The values of β_{eff} and λ were evaluated concerning the change with burnup and power level. The errors of values of β_{eff} and λ were assessed. The value of β_{eff} changes from 0.0065 to 0.0047 in burnup period. The value of λ changes from 0.67ms to 0.78ms. The evaluated errors of calculated value of β_{eff} and λ were less than 10%.

Keywords : Effective Delayed Neutron, Prompt Neutron, HTGR, Nuclear Design,
Decay Constant, HTTR, Isotope Distribution

* Kawasaki Heavy Industries Ltd.

目 次

1. 概要	1
2. 計算方法	7
2.1 β_{eff} の計算方法	7
2.2 ℓ の計算方法	8
2.3 中性子束分布及び核種密度分布の計算	8
3. 計算結果	19
3.1 β_{eff} の計算値	19
3.2 ℓ の計算値	19
4. 誤差評価	30
4.1 β_{eff} の誤差評価	30
4.2 ℓ の誤差評価	33
4.3 λ^p の包絡値	34
5. 結論	39
謝辞	39
参考文献	40
付録 ^{238}U の吸収断面積の誤差評価	41

Contents

1. Introduction	1
2. Calculation method	7
2.1 Calculation of effective delayed neutron fraction β_{eff}	7
2.2 Calculation of prompt neutron lifetime	8
2.3 Calculation of neutron flux-and isotope distriburion in core	8
3. Calculation results	19
3.1 Calculation results of β_{eff}	19
3.2 Calculation results of λ	19
4. Error evaluation	30
4.1 Error evaluation of β_{eff}	30
4.2 Error evaluation of λ	33
4.3 Maximum value of λ^n	34
5. Conclusion	29
Acknowledgement	39
References	40
Appendix Error evaluation of ^{238}U absorption cross section	41

1. 概 要

日本原子力研究所では、将来の高温ガス炉技術基盤の確立と高度化並びに高温における先端の基礎研究を目的として、熱出力30MW、原子炉出口冷却材温度950℃の高温工学試験研究炉（HTTR：High Temperature Engineering Test Reactorの略）の設計を進めている⁽¹⁾。HTTRの主要諸元を表1.1に示す。

HTTRでは、原子炉出口冷却材温度が高いことから、中性子の減速材としては耐熱性が高い黒鉛を使用しており、また、冷却材としては化学的にも安定なヘリウムガスを使用している。燃料には、ウラン濃縮度が3～10wt%の低濃縮ウラン燃料をパイロカーボン等で被覆した被覆燃料粒子を使用している。炉心内のウラン濃縮度配分及び反応度調整材の諸元を表1.2に示す。ここで、ウラン濃縮度配分は、燃料温度平坦化のため炉心の上部及び側部で高い配分となっている。また、反応度調整材及び制御棒の吸収体には、炭化ほう素と黒鉛の焼成体を使用している⁽²⁾。HTTRの炉心領域は、図1.1及び1.2に示すように、六角柱状の黒鉛ブロックを積み重ねたカラムの集合体であり、燃料カラム30カラムと制御棒案内カラム7カラムの計37カラムから成る燃料領域と、それを取り囲む可動反射体カラム15カラムと制御棒案内カラム9カラムの計24カラムから成る反射体領域の合計61カラムにより構成されている。燃料体は、高さ580mm、面間距離360mmの黒鉛ブロックに燃料要素（燃料棒又は燃料球）を装荷し、冷却材流路を確保したものである。燃料体には、図1.3に示す燃料体を使用している。この燃料体は、黒鉛ブロックに燃料棒挿入孔を設け、33本又は31本の燃料棒を装荷したピンインブロック型燃料体である。

1次冷却材（40kg/cm²Gのヘリウムガス）は、原子炉圧力容器（炉容器）底部の1次ヘリウムノズルから395℃で流入し、炉床部及び炉側部の金属構造物並びに固定反射体を冷却しながら上向きに流れ、上部プレナムにおいて逆転して下降流となり、燃料体及び制御棒案内ブロックの冷却材流路に配分される。燃料カラムに配分された冷却材は、燃料要素により加熱されながら下向きに流れ、高温プレナムにおいて他の流路から流出する冷却材と混合した後、出口管の内側を通過して炉外へ導びかれる。

本報告は、上記に述べた炉心諸元に基づいてHTTRの動特性計算に必要な実効遅発中性子生成率 β_{eff} 及び即発中性子寿命 ℓ の評価方法、評価結果及び誤差評価について述べたものである。また、動特性計算に用いる遅発中性子先行核の崩壊定数 λ^n の包絡値の定め方について述べた。 β_{eff} 、 ℓ 及び λ^n の値と炉心出力の関係を示すため1点近似の動特性計算式⁽³⁾を以下に示す。

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\rho - \beta_{eff}}{\ell} N + \sum_{i=1}^6 \lambda^i C^i \quad (1.1.1)$$

$$\frac{dC^n}{dt} = \frac{\beta_{eff}^n}{\ell} N - \lambda^n C^n \quad (1.1.2)$$

$$P = \alpha N \quad (1.1.3)$$

ここで、

- N : 中性子密度 ($1/cm^3$)
 β_{eff}^n : 第 n 群の実効遅発中性子生成率 ($\beta_{eff} = \sum_{n=1}^6 \beta_{eff}^n$)
 λ^n : 第 n 群の遅発中性子先行核の崩壊定数 ($1/sec$)
 ℓ : 即発中性子寿命 (sec)
 C^n : 第 n 群の遅発中性子先行核密度
 ρ : 全反応度 ($\Delta k/k$)
 P : 炉心出力 (但し α は比例定数)

上記の動特性式においては、 β_{eff} 及び ℓ は小さいほど、また λ^n が大きいほど、印加全反応度に対する炉心出力の変化が大きくなる。したがって、安全性評価として行う動特性解析では、 β_{eff} 及び ℓ の値を小さく、また、 λ^n の値については大きく評価した方が結果に対して保守的な評価となる。

2章では、摂動法に基づいて得られる β_{eff} 及び ℓ の計算方法について述べる。また、これらの値の算出に必要な炉内の中性子束分布及び核種密度分布の計算方法についても述べる。3章では、2章の計算方法を用いて得られた燃焼及び炉心出力によって変化する β_{eff} 及び ℓ の計算結果を示す。 β_{eff} は、燃焼初期で最大値の0.0065であり燃焼末期で最少値の0.0047となる。 ℓ の値は、燃焼110日に最少値の0.67msとなり、燃焼末期に最大値の0.78msとなる。4章では、核断面積定数及び原子数密度の誤差に基づいて、 β_{eff} 及び ℓ の誤差評価を行った。この誤差評価では、 β_{eff} 及び ℓ の誤差は10%以下に収まることが明らかとなった。また、動特性計算に用いる λ^n の包絡値の考え方を示す。

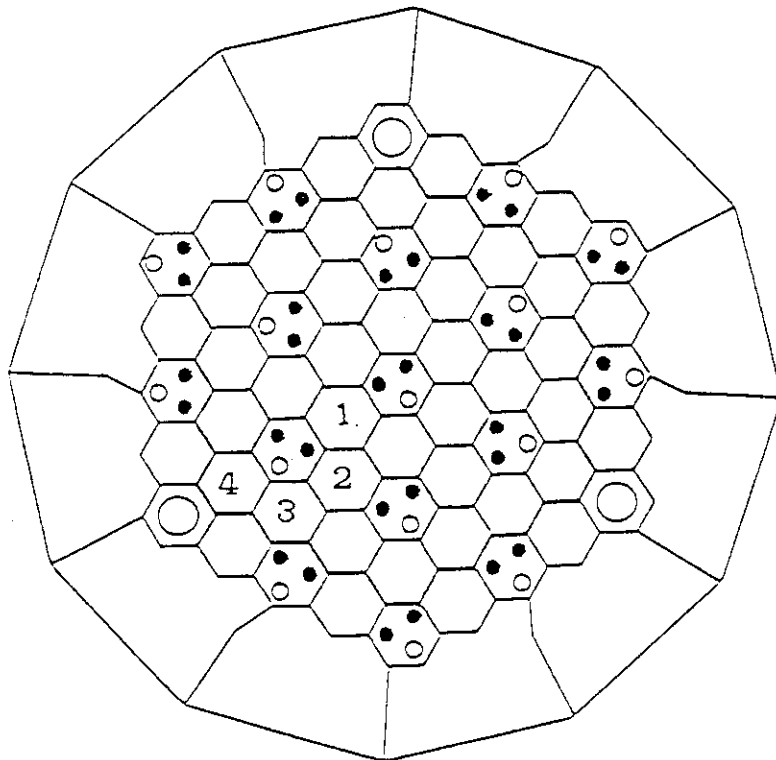
表 1.1 高温工学試験研究炉の主要諸元

原子炉熱出力	30 MW
原子炉入口/出口冷却材温度	395/850~950 °C
一次系冷却材圧力	4 MPa
炉心有効高さ	2.9 m
炉心等価直径	2.3 m
出力密度	2.5 MW/m ³
燃料	二酸化ウラン・被覆粒子/黒鉛分散型
ウラン濃縮度	3~10 Wt% (平均 6 Wt%)
燃料体形式	ブロック型
原子炉圧力容器	鋼製 (2 ¹ / ₄ Cr-1 Mo 鋼)
主冷却回路数	1 ループ (中間熱交換器及び加圧水冷却器)

表 1.2 HTTRの炉内燃料配分

上からの 燃料段数	径方向燃料 領域番号	燃料濃縮度 (Wt%)				反応度調整材諸元		
		1	2	3	4	直径 (mm)	天然ボロン 濃度(Wt%)	ブロック内 装荷本数
1		6.7	7.9	9.4	9.9	14	2.0	2
2		5.2	6.3	7.2	7.9	14	2.5	2
3		4.3	5.2	5.9	6.3	14	2.5	2
4		3.4	3.9	4.3	4.8	14	2.0	2
5		3.4	3.9	4.3	4.8	14	2.0	2

* 径方向燃料領域番号 (下図参照)



- 1 : 第1燃料領域
- 2 : 第2燃料領域
- 3 : 第3燃料領域
- 4 : 第4燃料領域

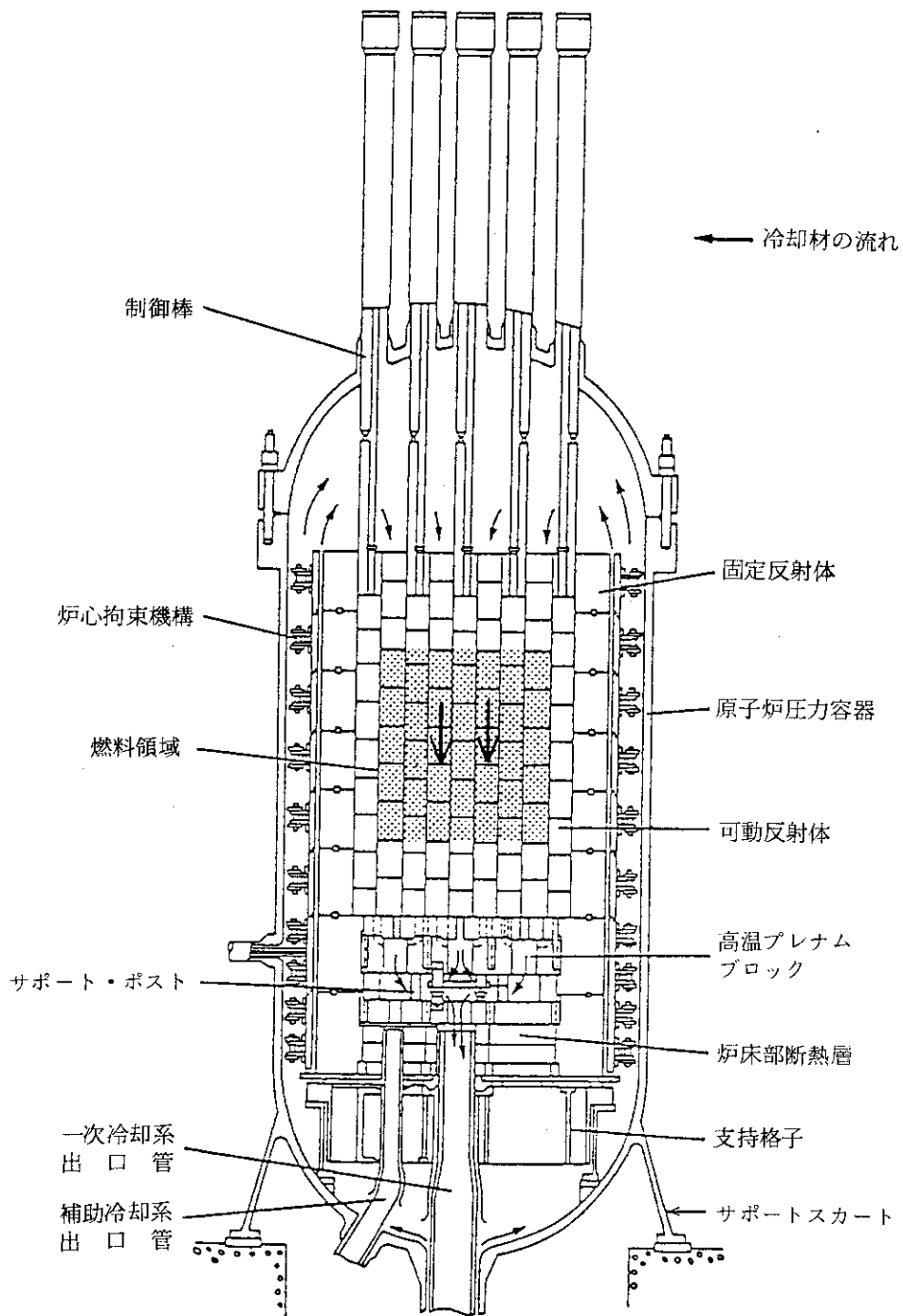


図 1.1 高温工学試験研究炉原子炉縦断面図

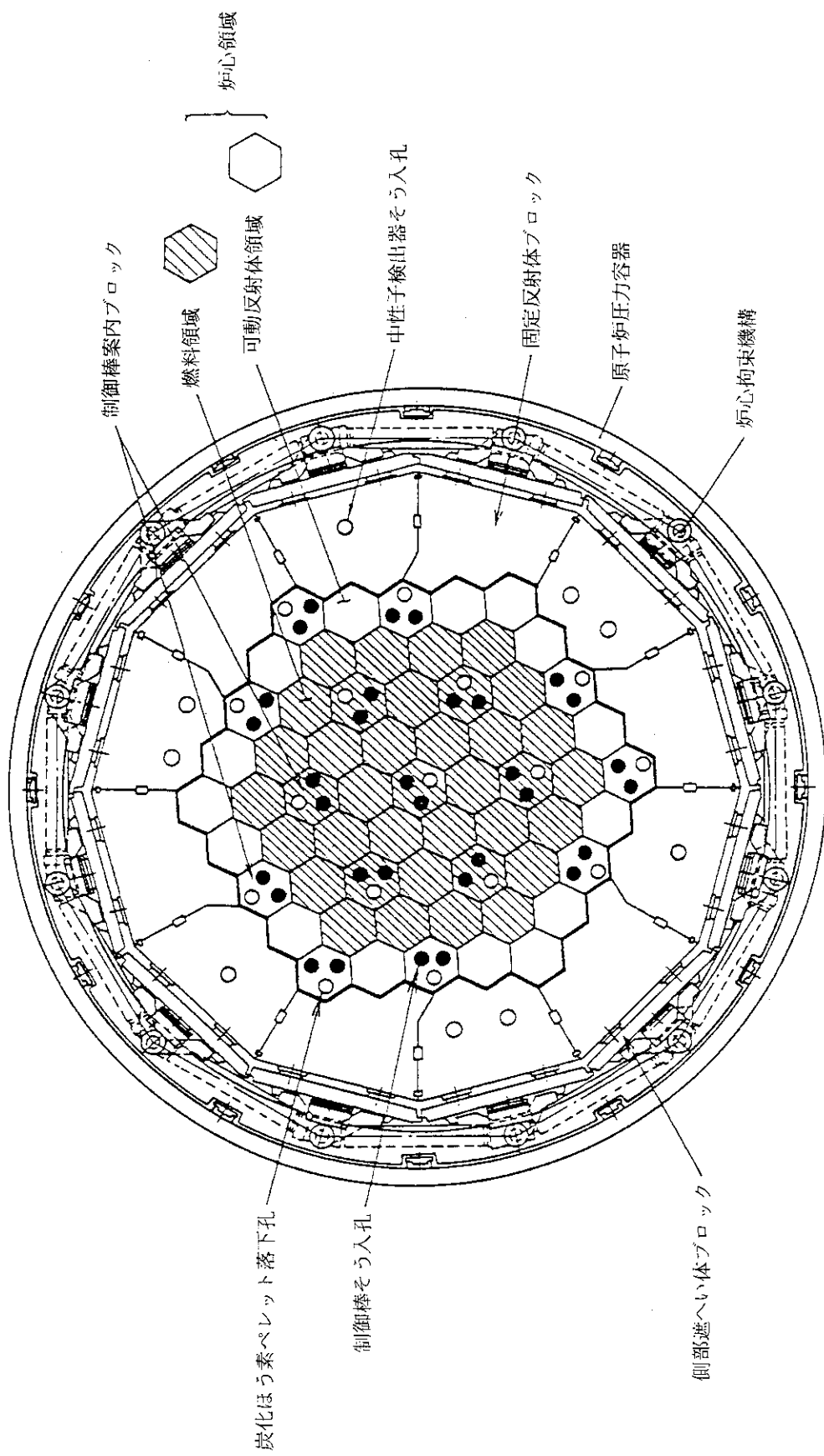


図 1.2 原子炉水平断面図

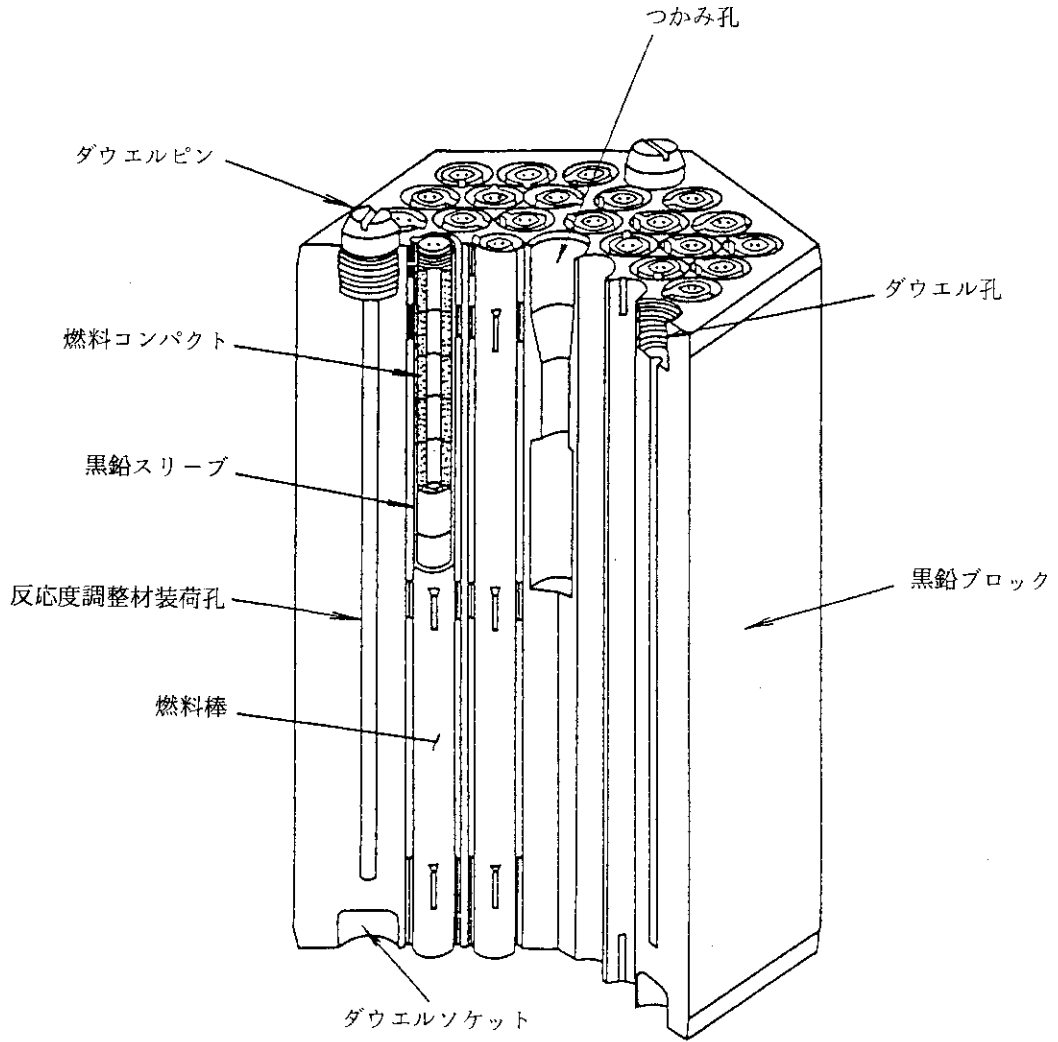


図 1.3 燃料体構造図

2. 計 算 方 法

実効遅発中性子生成率 β_{eff} 及び即発中性子寿命 ℓ の計算方法を各々 2.1 節及び 2.2 節に述べる。また、 β_{eff} 及び ℓ の計算に用いる中性子束分布、随伴中性子束分布及び核種密度分布の計算に用いた炉心計算モデルを 2.3 節に示す。

2.1 β_{eff} の計算方法

実効遅発中性子生成率には、6 群毎に整理された β_{eff}^n とこれらの各群の値を合計した β_{eff} がある。

$$\beta_{\text{eff}} = \sum_{n=1}^6 \beta_{\text{eff}}^n \quad (2.1.1)$$

β_{eff}^n は、炉心内の核分裂性物質の密度分布、核分裂断面積及び中性子束分布を重みとして核種 i の n 群の遅発中性子生成率の β_i^n を炉心内で平均化し、次式より求められる^(4,5)。

$$\beta_{\text{eff}}^n(t) = \frac{\sum_{i=1}^6 \int_R \int_E \int_{E'} \nu_i(E') \chi_i^n(E) \beta_i^n \Sigma_{fi}(\gamma, E', t) \phi(\gamma, E', t) \phi^*(\gamma, E, t) d\gamma dE dE'}{\sum_{i=1}^6 \int_R \int_E \int_{E'} \nu_i(E') \chi_i(E) \Sigma_{fi}(\gamma, E', t) \phi(\gamma, E', t) \phi^*(\gamma, E, t) d\gamma dE dE'} \quad (2.1.2)$$

ここに用いる変数は次のとおりである。

- β_i^n : 核種 i の n 群の遅発中性子生成率
- χ_i^n : 核種 i の n 群の遅発中性子の発生スペクトル
- χ_i : 核種 i の核分裂スペクトル
- ν_i : 核種 i の核分裂によって発生する中性子数 (1/fission)
- Σ_{fi} : 核種 i の巨視核分裂断面積 ($N_i \cdot \sigma_{fi}$) (1/cm)
- ϕ, ϕ^* : 中性子束分布, 随伴中性子束分布 ($n/\text{cm}^2\text{-sec}$)
- E, E' : エネルギー
- n : 遅発中性子の群 (全群数は 6 群)
- i : 核種番号
- t : 燃焼時間

β_{eff}^n の計算は、(2.1.2) 式を体積及びエネルギー群について離散化した以下の式を用いて行う⁽⁶⁾。

$$\beta_{\text{eff}}^n = \frac{\sum_i \sum_k V_k \sum_g \chi_{ig}^n \phi_{kg}^* \beta_i^n \nu_i N_{ik} \sum_{g'} \sigma_{fi kg'} \phi_{kg'}}{\sum_i \sum_k V_k \sum_g \chi_{ig} \phi_{kg}^* \nu_i N_{ik} \sum_{g'} \sigma_{fi kg'} \phi_{kg'}} \quad (2.1.3)$$

ここに用いる符号は次のとおりである。

- k : 炉心内の物質領域の分割番号
- g, g' : 炉心計算における中性子エネルギー群

炉心内の核分裂性核種の β_i^n の値としては、表 2.1 に示す G.R.Keepin らによって評価された値^(7,8)を

用いることとした。遅発中性子の発生スペクトル幅は約50keV～1.6MeVであり、炉心計算で最もエネルギーの高い1群のエネルギー幅の100keV～10MeVの下端をわずかにみ出すが、炉心計算では遅発中性子力1群のエネルギー群内に発生するものとし、 x_{pg} は1群において1.0、他の2～6群においては0.0とした。この仮定は β_{eff} の値を小さく評価することになる^{*)5)}。 x_g 、 V_i 及び σ_{fikg} は、燃料格子計算より得られた値を用いる。 N_{ik} は燃焼に伴い変化する核分裂性物質の原子数密度の炉内分布であり、 ϕ_{kg}^* 及び ϕ_{kg} と同様に炉心計算より得られたものを使用する。燃料格子計算と炉心計算の関係及び計算モデルについては2.3節に示す。

2.2 ℓ の計算方法

ℓ は、即発中性子が発生してから消滅するまでに、炉内に存在する平均時間であり次式で与えられる^{4,5)}。

$$\ell = \frac{\int_R \int_E \frac{1}{V(E)} \phi(r, E, t) \phi^*(r, E, t) d\tau dE}{\frac{1}{k_{eff}} \sum_{i=1} \int_R \int_E \int_{E'} \nu_i(E') \chi_i(E) \Sigma_{fi}(r, E, t) \phi(r, E, t) \phi^*(r, E, t) d\tau dE dE'} \quad (2.2.1)$$

k_{eff} は炉心の実効増倍率であり、 V は中性子の速度である。上式の分子は、中性子速度の逆数であり、分母は中性子の平均自由行程の逆数の炉心内平均値である。 ℓ の計算は、(2.2.1)式を体積及びエネルギーについて離散化した以下の式を用いて行う⁶⁾。

$$\ell = \frac{\sum_k \sum_g \frac{V_k}{V_{gk}} \phi_{kg}^* \phi_{kg}}{\frac{1}{k_{eff}} \sum_i \sum_k V_k \sum_g \chi_g \phi_{kg} \nu_i N_{ik} \sum_g \sigma_{fikg} / \phi_{kg'}} \quad (2.2.2)$$

$1/V_{gk}$ は、物質領域kの中性子速度の逆数の平均値であり燃料格子計算から得られる値を用いる。 ϕ_{kg}^* 及び ϕ_{kg} は炉心計算より得られる値である。燃料格子計算と炉心計算の関係及び計算モデルについては2.3節に示す。

2.3 中性子束分布及び核種密度分布の計算

β_{eff} 及び ℓ の計算に必要な炉内の中性子束分布及び核種密度分布等の計算はHTTRの核設計計算の手順に基づいて行う⁷⁾。核設計計算の手順を、図2.1に示す。中性子スペクトル計算と縮約群定数の作成に当たっては、高温ガス炉用燃料格子特性解析のために開発されたDELIGHT^{9,10)}を使用する。制御棒の遮蔽効果の計算と縮約群定数作成に当たっては、2次元 S_N 計算を行うTWOTRAN¹¹⁾を使用する。DELIGHT、及びTWOTRANによって得られた炉心計算用縮約群定数セットを使用し、CITATION^{6,12)}により炉心特性解析を行い、中性子束分布及び核種密度分布を求める。

* 反応度事故解析等の動特性解析では保守的な仮定となる。

DELIGHTには、評価済核データ（ENDF/B-III及びB-IV）に基づいて作成した111群の核データ、温度効果及び結晶構造を考慮した黒鉛の散乱核データ及び燃焼計算に必要な崩壊定数のデータ等が内蔵されている。燃焼チェーンモデルにはGarisonモデルが内蔵されている。中性子スペクトルの計算における黒鉛による中性子の散乱効果の計算には、黒鉛の結晶構造を考慮したモデルを使用している。共鳴吸収計算には、被覆粒子と燃料要素によって生じる二重非均質効果を考慮している。また、中性子のエネルギー範囲の上限は10MeVとしており、速中性子及び熱中性子領域の境界エネルギーは2.38eVとしている。中性子スペクトル計算は111群の多群で行い、格子計算は40群の少数群で行う。40群の格子平均群定数を縮約して炉心計算用の6群の縮約群定数を作成する。DELIGHTで取扱うエネルギー群の群構造を表2.2に示す。

DELIGHTの計算に用いる燃料体及び反応度調整材の多領域円環格子モデルを、図2.2に示す。図2.2(a)は、DELIGHTで用いる円環状燃料格子計算用モデルである。燃料格子モデルでは、冷却材ヘリウム領域の外半径として燃料棒1本分に対するブロック間の隙間を冷却材ヘリウム領域に加えた等価半径 R_1 を用い、更に燃料格子の外半径として燃料棒1本分に対する黒鉛ブロックすなわち等価黒鉛をその周辺に配置して得られる等価半径 R_2 を用いている。このようにすることによってブロック間の隙間を含めた燃料体内の物質量を保存したモデルとなる。31本と33本の燃料棒を持つ燃料体の冷却材ヘリウムの領域及び等価黒鉛の領域の外半径 R_1 及び R_2 は、 $R_1 = 3.52\text{cm}$, $R_2 = 2.10\text{cm}$ (31ピン), $R_1 = 3.41\text{cm}$, $R_2 = 2.09\text{cm}$ (33ピン)である。DELIGHTでは、この形状モデルを用いることによって燃料体の平均群定数を求めている。図2.2(b)は、反応度調整材格子計算モデルである。反応度調整材を含めた燃料の平均群定数の計算は反応度調整材の外周に、先に求めた燃料の平均群定数を持つ均質化した燃料を配置したモデルを用いて行う。均質化した燃料領域の厚みは、1ブロック内に存在する燃料（黒鉛を含む）を反応度調整材の本数で等分した時の燃料を保存するように定めている。DELIGHT⁹⁾では、平均群定数を作成する他に群ごとの中性子速度の逆数の平均値及び核分裂スペクトルを算出する。速中性子領域及び熱中性子領域における各縮約群の中性子速度の逆数の平均値の算出には以下の式を用いて行っている。

速中性子領域 ($10\text{MeV} > E \geq 2.38\text{eV}$)

$$\frac{1}{V_g} = \frac{\int_{u_2}^{u_1} \frac{1}{V} \phi(u) du}{\int_{u_2}^{u_1} \phi(u) du} \quad (2.2.3)$$

ここで、 u_1 及び u_2 は、各々の縮約群の上限及び下限のレサジーである。

熱中性子領域 ($2.38\text{eV} > E > 0$)

$$\frac{1}{V_g} = \frac{\int_{E_2}^{E_1} \frac{1}{V} \phi(E) dE}{\int_{E_2}^{E_1} \phi(E) dE} \quad (2.2.4)$$

ここで、 E_1 及び E_2 は各々縮約群の上限及び下限のエネルギーである。縮約群の核分裂スペクトルを以下に示す。

1群	0.97
2群	0.03
3群	0.0
4群	0.0
5群	0.0
6群	0.0

制御棒格子に対しては中性子輸道計算コードであるTWOTRANを用いて平均群定数及び遮蔽因子を計算する。TWOTRANによる制御棒の格子計算モデルは、図2.3に示すとおりである。この図は、制御棒と後備停止系が挿入されている場合のXY座標から成る2次元モデルを示している。モデル内の中性子スペクトルをHTTRのそれに近づけるため、制御棒案内カラムの周辺の燃料カラムには、炉心内での平均濃縮度の均質化された燃料を配置して計算を行っている。

炉心特性計算では、計算コードとしてCITATION-1000VPを用いる。形状モデルには反射体の形状に基づいて作成した3次元三角柱メッシュモデルを用いている。3次元三角柱メッシュの径方向モデル及び軸方向モデルを各々図2.4及び図2.5に示す。径方向モデルは、1燃料体を6個の三角形メッシュに分割したモデルから成り、軸方向モデルは、1燃料体を4個のメッシュに分割したモデルから成り立っている。燃料領域の群定数は、燃焼初期では表1.2に示すウラン濃縮度配分に基づいて作成したものを使用し、燃焼中期のものとしては燃料の燃焼度を考慮して作成した群定数を使用する。ここで示した形状モデル及び群定数を用いて炉心計算を行い、中性子束分布及び随伴中性子束分布を求める。また炉心計算より得られた炉内出力分布に従い燃焼計算を行い炉内の核種密度分布を求める。

表 2.1 核分裂性核種の遅発中性子に関するデータ^{7,8)}

核種	群数 n	遅発中性子先行核崩壊定数 λ^n (sec ⁻¹)	β	$\beta^n/\beta \pm \Delta\beta^n/\beta$	β^n
²³⁵ U	1	0.0127 ± 0.0002	0.0065 ± 4%	0.038 ± 0.003	0.000247
	2	0.0317 ± 0.0008		0.213 ± 0.005	0.001385
	3	0.115 ± 0.003		0.188 ± 0.016	0.001222
	4	0.311 ± 0.008		0.407 ± 0.007	0.002645
	5	1.40 ± 0.081		0.128 ± 0.008	0.000832
	6	3.87 ± 0.369		0.026 ± 0.003	0.000169
²³⁸ U	1	0.0132 ± 0.0003	0.0157 ± 5%	0.013 ± 0.001	0.000204
	2	0.0321 ± 0.0006		0.137 ± 0.002	0.002151
	3	0.139 ± 0.005		0.162 ± 0.020	0.002543
	4	0.358 ± 0.014		0.388 ± 0.012	0.006092
	5	1.41 ± 0.067		0.225 ± 0.013	0.003533
	6	4.02 ± 0.214		0.075 ± 0.005	0.001177
²³³ U	1	0.0126 ± 0.0004	0.0026 ± 8%	0.086 ± 0.003	0.000224
	2	0.0334 ± 0.0014		0.274 ± 0.005	0.000712
	3	0.131 ± 0.005		0.227 ± 0.035	0.000590
	4	0.302 ± 0.024		0.317 ± 0.011	0.000824
	5	1.27 ± 0.266		0.073 ± 0.014	0.000190
	6	3.13 ± 0.675		0.023 ± 0.007	0.000060
²³⁹ Pu	1	0.0129 ± 0.0002	0.0021 ± 5%	0.038 ± 0.003	0.000080
	2	0.0311 ± 0.0005		0.280 ± 0.004	0.000588
	3	0.134 ± 0.003		0.216 ± 0.018	0.000454
	4	0.331 ± 0.012		0.328 ± 0.010	0.000689
	5	1.26 ± 0.115		0.103 ± 0.009	0.000216
	6	3.21 ± 0.255		0.035 ± 0.005	0.0000735
²⁴⁰ Pu	1	0.0129 ± 0.0004	0.0026 ± 10%	0.028 ± 0.003	0.000073
	2	0.0313 ± 0.0005		0.273 ± 0.004	0.000710
	3	0.135 ± 0.011		0.192 ± 0.053	0.000499
	4	0.333 ± 0.031		0.350 ± 0.020	0.000910
	5	1.36 ± 0.205		0.128 ± 0.018	0.000333
	6	4.04 ± 0.782		0.029 ± 0.006	0.000075

表 2.2 速中性子群・群構造 (1/2)

群			レザジー (下限)	エネルギー (下限, eV)	群			レザジー (下限)	エネルギー (下限, eV)		
1)	2)	3)			1)	2)	3)				
1	1	1*	0.25	7.79×10^6	3	3	35	8.75	1.59×10^9		
		2	0.50	6.07×10^6			10	36	9.00	1.23×10^9	
		3	0.75	4.72×10^6			11	39	37	9.25	961
		4	1.00	3.68×10^6					38	9.50	748
		5	1.25	2.87×10^6					40	9.75	583
	2	6	6	1.50	2.23×10^6	12	41	42	10.00	454	
			7	1.75	1.74×10^6			43	10.25	354	
		8	2.00	1.35×10^6	13	44	44	10.50	275		
	3	9	9	2.25			1.05×10^6	14	46	45	10.75
			10	2.50	8.21×10^5	47	11.00			167	
		11	2.75	6.39×10^5	15	49	48	11.25	130		
		12	3.00	4.98×10^5			49	11.50	101		
	4	13	13	3.25	3.88×10^5	16	51	50	11.75	78.9	
			14	3.50	3.02×10^5			51	12.00	61.4	
		15	3.75	2.35×10^5	17	53	52	12.25	47.9		
		16	4.00	1.83×10^5			53	12.50	37.3		
2	5	17	4.25	1.43×10^5	18	55	54	12.75	29.0		
		18	4.50	1.11×10^5			55	13.00	22.6		
	6	19	19	4.75	8.65×10^4	19	58	56	13.25	17.6	
			20	5.00	6.74×10^4			57	13.50	13.7	
		21	5.25	5.25×10^4	20	61	58	13.75	10.68		
		22	5.50	4.09×10^4			59	14.00	8.32		
	7	23	23	5.75	3.18×10^4	62	63	62	14.25	6.48	
			24	6.00	2.48×10^4			63	14.50	5.04	
		25	6.25	1.93×10^4	64			14.75	3.93		
	8	26	26	6.50	1.50×10^4	65	66	60	15.00	3.06	
			27	6.75	1.17×10^4			61	15.25	2.38	
	9	28	28	7.00	9.12×10^3	67	68	64	15.50	1.86	
			29	7.25	7.10×10^3			65	15.75	1.44	
		30	7.50	5.53×10^3	66			16.00	1.125		
9	31	31	7.75	4.31×10^3	67	68	67	16.25	0.876		
		32	8.00	3.36×10^3			68	16.50	0.683		
	33	8.25	2.61×10^3	67			16.75	0.532			
	34	8.50	2.04×10^3	68			17.00	0.414			

* 1群の上限エネルギーは 10^7 eVである。

- 1) 縮約群
- 2) 少数群
- 3) 多群

表 2.2 熱中性子群・群構造 (2 / 2)

群			エネルギー (上限, eV)	巾 (eV)	群			エネルギー (上限, eV)	巾 (eV)
1)	2)	3)			1)	2)	3)		
6	40	1	0.002	0.002	4	28	26	0.55	0.1
		2	0.004	0.002			27	0.65	0.1
	39	3	0.006	0.002		27	28	0.75	0.1
		4	0.008	0.002			29	0.85	0.1
	38	5	0.015	0.007		26	30	0.95	0.1
		6	0.025	0.01			31	0.99	0.04
	37	7	0.035	0.01		25	32	1.01	0.02
		8	0.045	0.01			33	1.03	0.02
	36	9	0.055	0.01		24	34	1.045	0.015
		10	0.065	0.01			35	1.055	0.01
	35	11	0.075	0.01		24	36	1.065	0.01
		12	0.085	0.01			37	1.08	0.015
	5	34	13	0.105		0.02	23	38	1.10
14			0.135	0.03	39	1.16		0.06	
33		15	0.165	0.03	22	40	1.24	0.08	
		16	0.195	0.03		41	1.35	0.11	
32		17	0.225	0.03	22	42	1.45	0.1	
		18	0.255	0.03		43	1.55	0.1	
31		19	0.285	0.03	21	44	1.65	0.1	
		20	0.295	0.01		45	1.75	0.1	
30		21	0.305	0.01	21	46	1.85	0.1	
		22	0.335	0.03		47	1.95	0.1	
29		23	0.35	0.015	21	48	2.05	0.1	
		24	0.39	0.04		49	2.15	0.1	
		25	0.45	0.06		50	2.38	0.23	

- 1) 縮約群
- 2) 少数群
- 3) 多群

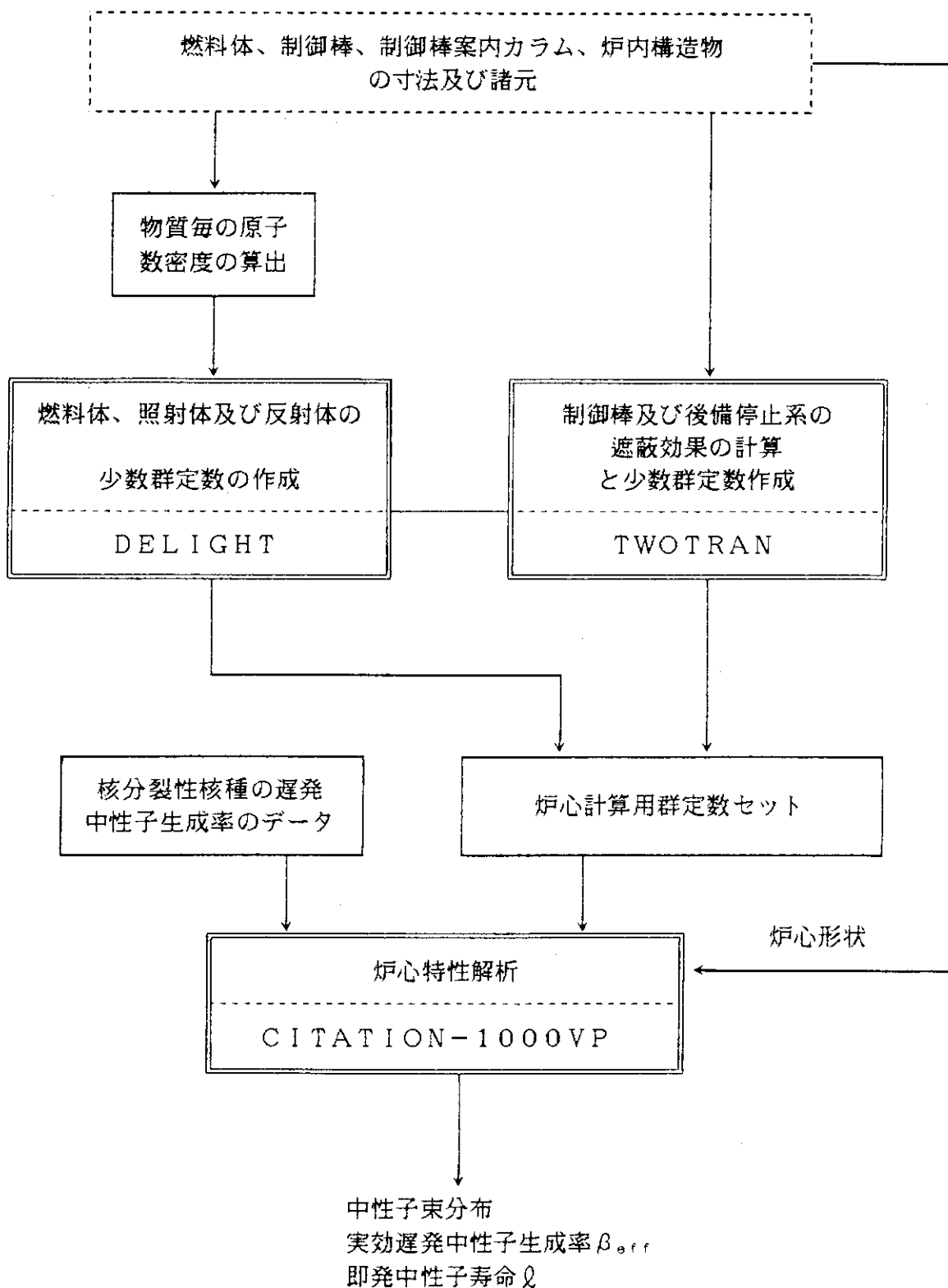


図 2.1 β_{eff} 及び ℓ の計算方法

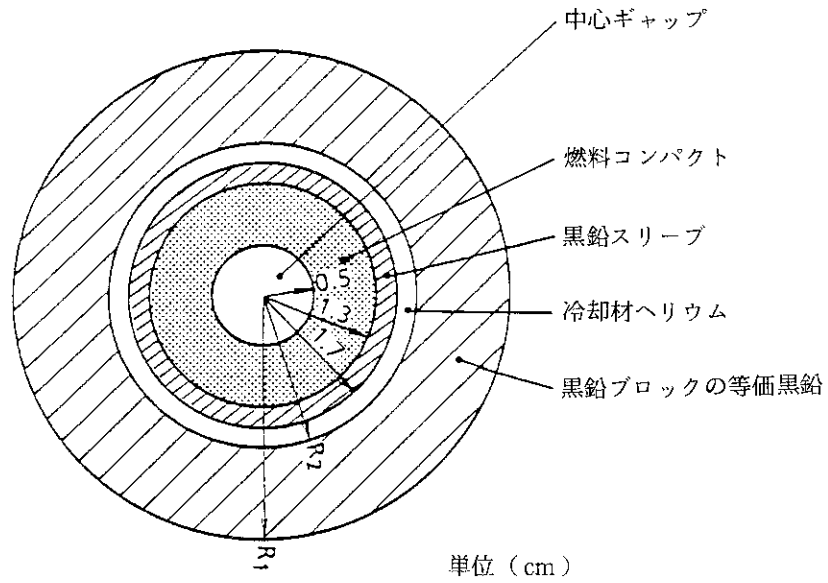


図 2.2(a) 燃料格子特性計算モデル
 燃料棒本数が33ピンの場合 $R_1 = 3.41 \text{ cm}$, $R_2 = 2.0941 \text{ cm}$
 " 31ピンの場合 $R_1 = 3.5183 \text{ cm}$, $R_2 = 2.0970 \text{ cm}$

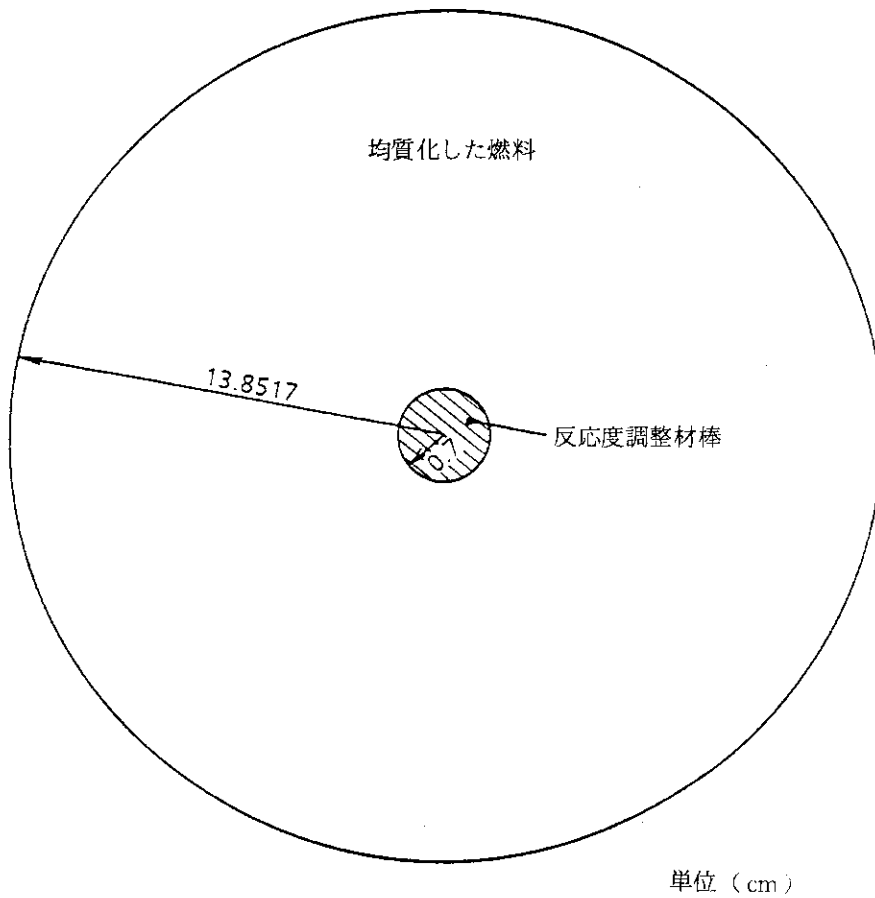


図 2.2(b) 反応度調整 格子モデル
 (燃料体中 2 本装荷されている場合)

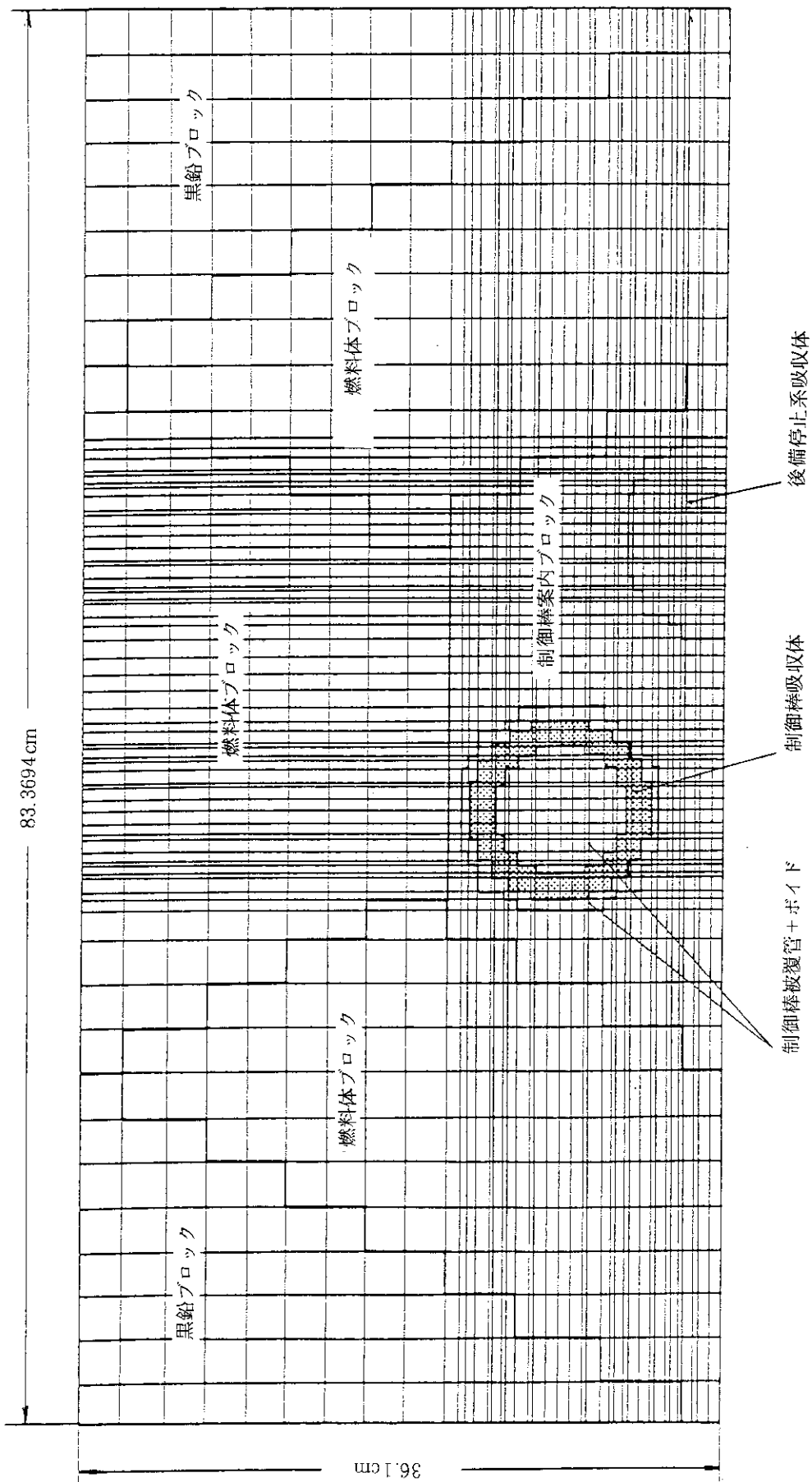


図 2.3 制御棒格子計算モデル

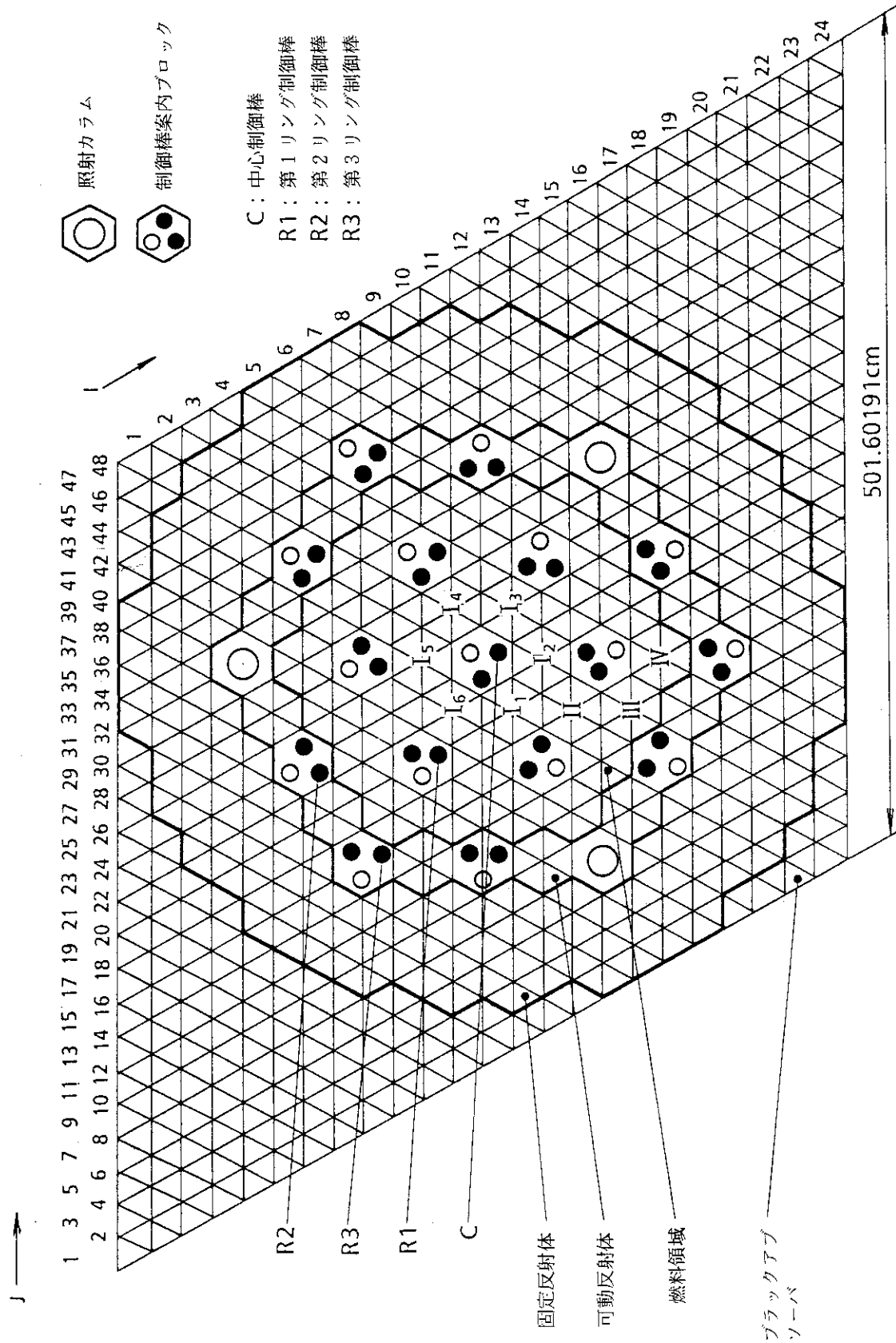


図 2.4 3次元三角柱メッシュの径方向モデル

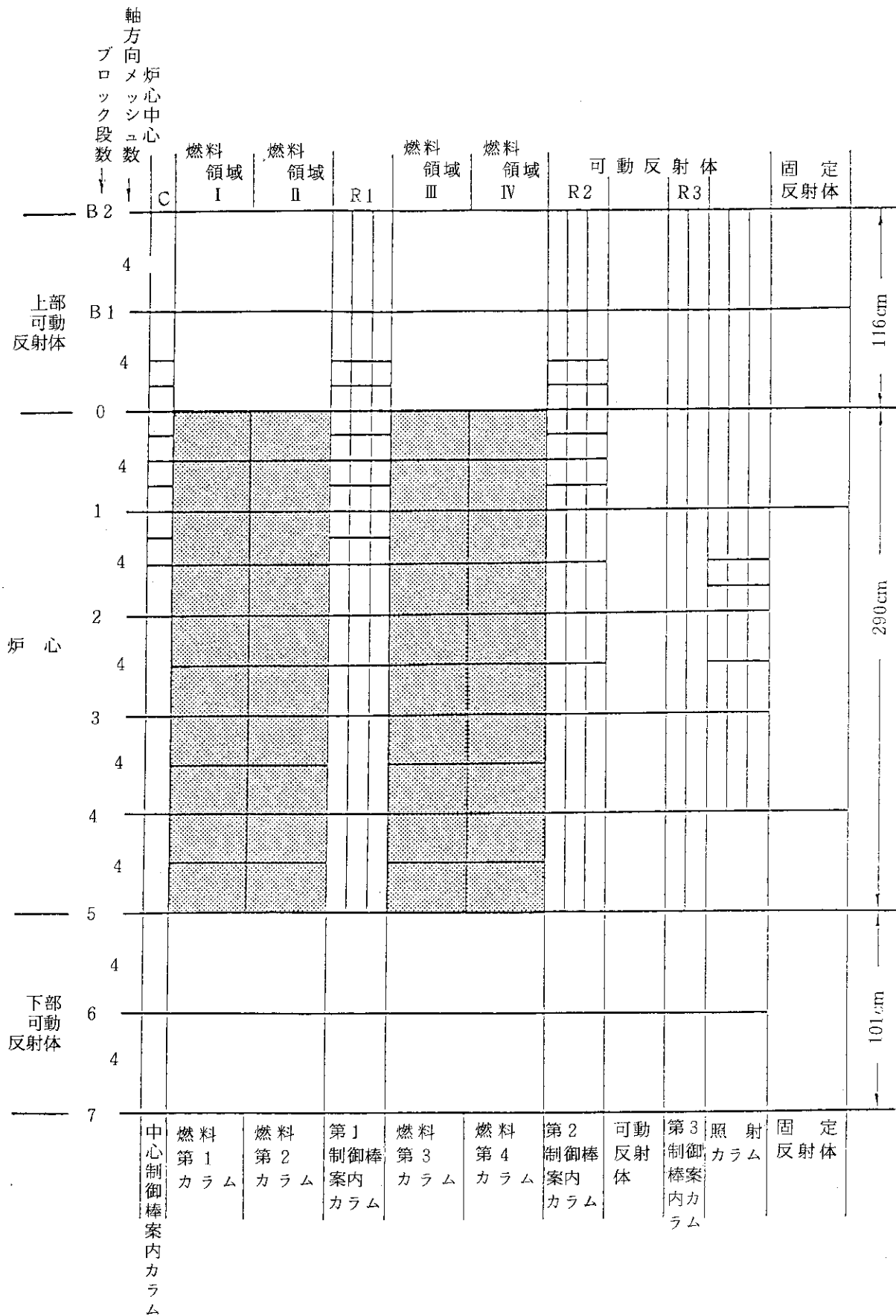


図 2.5 3次元三角柱メッシュの軸方向モデル

3. 計 算 結 果

前章で述べた計算方法に基づいて、 β_{eff} 及び ℓ の燃焼に伴う変化及び炉心出力に伴う変化について得られた計算について述べる。また、燃焼途中で炉心内の1部の燃料を変換した場合に β_{eff} 及び ℓ の値が大きくなることを合わせて示す。

3.1 β_{eff} の計算値

燃焼に伴い変化する β_{eff}^n 及び β_{eff} の計算結果を図 3.1 及び図 3.2 に示し、110日ごとの値を表 3.1 に示す。 β_{eff}^n 及び β_{eff} が燃焼に伴い小さくなる理由は、燃焼初期において遅発中性子生成率の大きい ^{235}U のみが核分裂しているのに対して、燃焼に伴い ^{239}Pu が生成し遅発中性子生成率の小さい ^{239}Pu 及び ^{241}Pu の核分裂反応が増大するためである。燃焼に伴い ^{235}U が減少し ^{239}Pu 及び ^{241}Pu が増大することを図 3.3 に示す。また、表 3.2 に示す定格出力運転時の各核分裂性物質の核分裂反応率の比較より、燃焼 660 日では ^{239}Pu の核分裂反応が全体の約 34% をも占めていることがわかる。燃焼途中で炉心用の1部の燃料を低濃縮二酸化ウランからなる新燃料と変換した場合、炉内の ^{239}Pu の量が減少し ^{235}U が増大することから、 β_{eff}^n 及び β_{eff} の値は大きくなる。例として燃焼 330 日において炉心中央部の一部の燃料体を新燃料に交換した場合の β_{eff} の変化をも図 3.2 に示す。炉心出力の変化に対する β_{eff} の変化を図 3.4 に示す。ここで、燃焼 330 日及び 660 日において、炉心出力が増大した場合、 β_{eff}^n の値が小さくなる理由は、炉心平均温度の上昇による中性子スペクトルの硬化により主に ^{239}Pu の核分裂反応率が増大するためである。表 3.2 より ^{239}Pu の低温臨界の核分裂相対比は約 23% であるのに対して、定格出力運転時のそれは約 34% であり、炉心出力の増大により約 11% も増大している。燃焼 0 日では、炉内の核分裂反応のほとんどは、 ^{235}U によるものであるから、炉心出力が変化しても β_{eff}^n の値は変化しない。

3.2 ℓ の計算値

燃焼に伴い変化する ℓ の値を図 3.5 に示し、110日ごとの値を表 3.3 に示す。この表より ℓ は燃焼初期にキセノンの発生と同時に急激に減少し、燃焼日約 110 日に最少値となり、その後燃焼末期 660 日までは単調に増加する。 ℓ の最大値及び最少値は各 0.78ms 及び 0.67ms である。 ℓ の値が燃焼中期で最少となる理由は、中性子速度の逆数及び燃料体の巨視吸収断面積が燃焼中期で各々極値を持ったためである。

燃料格子計算*より得られた中性子速度の逆数、燃料体の巨視吸収断面積及び以下の式を用いて得た即発中性子寿命 ℓ_{cell} の関係を図 3.6 に示す。

* ウラン濃縮度としては炉心平均の 6 W/O とした。また燃料格子モデルは 2.3 節に示したものを使用している。

$$\ell_{\text{cell}} = \frac{\frac{1}{v}}{\frac{1}{k_{\text{eff}}} \cdot v \Sigma_f} = \frac{1}{v \Sigma_a} \quad (3.2.1)$$

この関係式と図3.6より、中性子速度の逆数及び巨視吸収は断面積が燃焼中期で極値を持つことがわかる。

なお、この燃料格子計算より得られた ℓ_{cell} の値が炉心計算より得られた ℓ の値よりも小さいのは、燃料格子計算では、反射体及び制御棒案内カラム等の黒鉛による中性子スペクトルの軟化の効果が含まれていないためである。

炉心内の1部の燃料を低濃縮二酸化ウランから成る新燃料と変換した場合の ℓ の変化を図3.5の破線で示す。この図より、 ℓ の値は、燃焼交換前の値よりも低下するものの、最小値よりも下まわらないことがわかる。また、 ℓ の値が最小となる時点で燃料交換を行った場合は、新燃料の ℓ_{cell} が最小値ではないため ℓ の値は燃料交換前の最小値を下回ることはない。

炉心出力の変化に伴う ℓ の変化を燃焼0日、330日及び660日について図3.7に示す。これより、 ℓ はどの燃焼時点においても低温臨界等の低出力状態で高く、高出力状態で小さくなることがわかる。これは、炉心出力の増大により、炉心温度上昇と共に炉内の中性子スペクトルが硬化し、中性子速度の逆数が減少することとドプラ効果により ^{238}U 等の吸収断面積が大きくなるためである。

表 3.1 燃焼に伴う実効遅発中性子生成率の変化 (定格出力運転時)

燃焼日数 (日)	実効遅発中性子割合						
	$\beta_{\text{eff}} = \sum_{n=1}^6 \beta_{\text{eff}}^n$	β_{eff}^1	β_{eff}^2	β_{eff}^3	β_{eff}^4	β_{eff}^5	β_{eff}^6
0	6.50×10^{-3}	1.74×10^{-4}	8.39×10^{-4}	2.650×10^{-3}	1.218×10^{-3}	1.374×10^{-3}	2.46×10^{-4}
110	5.63	1.53	7.23	2.280	1.064	1.21	2.13
220	5.25	1.44	6.69	2.108	0.995	1.136	1.98
330	4.98	1.39	6.32	1.991	0.948	1.088	1.89
440	4.85	1.37	6.12	1.926	0.926	1.066	1.83
550	4.83	1.35	6.08	1.911	0.927	1.071	1.82
660	4.70	1.34	5.89	1.851	0.904	1.048	1.77

表 3.3 燃焼に伴う即発中性子寿命の変化

燃焼日数 (日)	実効増倍率 k_{eff}	即発中性子寿命 ℓ ($\times 10^{-4}$ sec)
0	0.9959	7.32
110	1.0037	6.73
220	1.0007	6.82
330	0.9980	6.95
440	0.9973	7.10
550	0.9929	7.29
660	0.9959	7.80

表 3.2 燃焼 660 日の各核種間の核分裂反応相対比

核分裂性 核種	低温臨界時の 核分裂反応相対比 (%)	定格出力運転時の 核分裂反応相対比 (%)	低温臨界時と定格出力運転時の 核分裂反応相対比の差 (%)
^{235}U	72	60	- 12
^{238}U	≈ 0	≈ 0	≈ 0
^{237}Np	≈ 0	≈ 0	≈ 0
^{238}U	0.5	0.5	≈ 0
^{239}Pu	23	34	11
^{240}Pu	0.01	0.01	≈ 0
^{241}Pu	4.5	5.5	1
^{242}Pu	≈ 0	≈ 0	≈ 0
^{243}Am	≈ 0	≈ 0	≈ 0

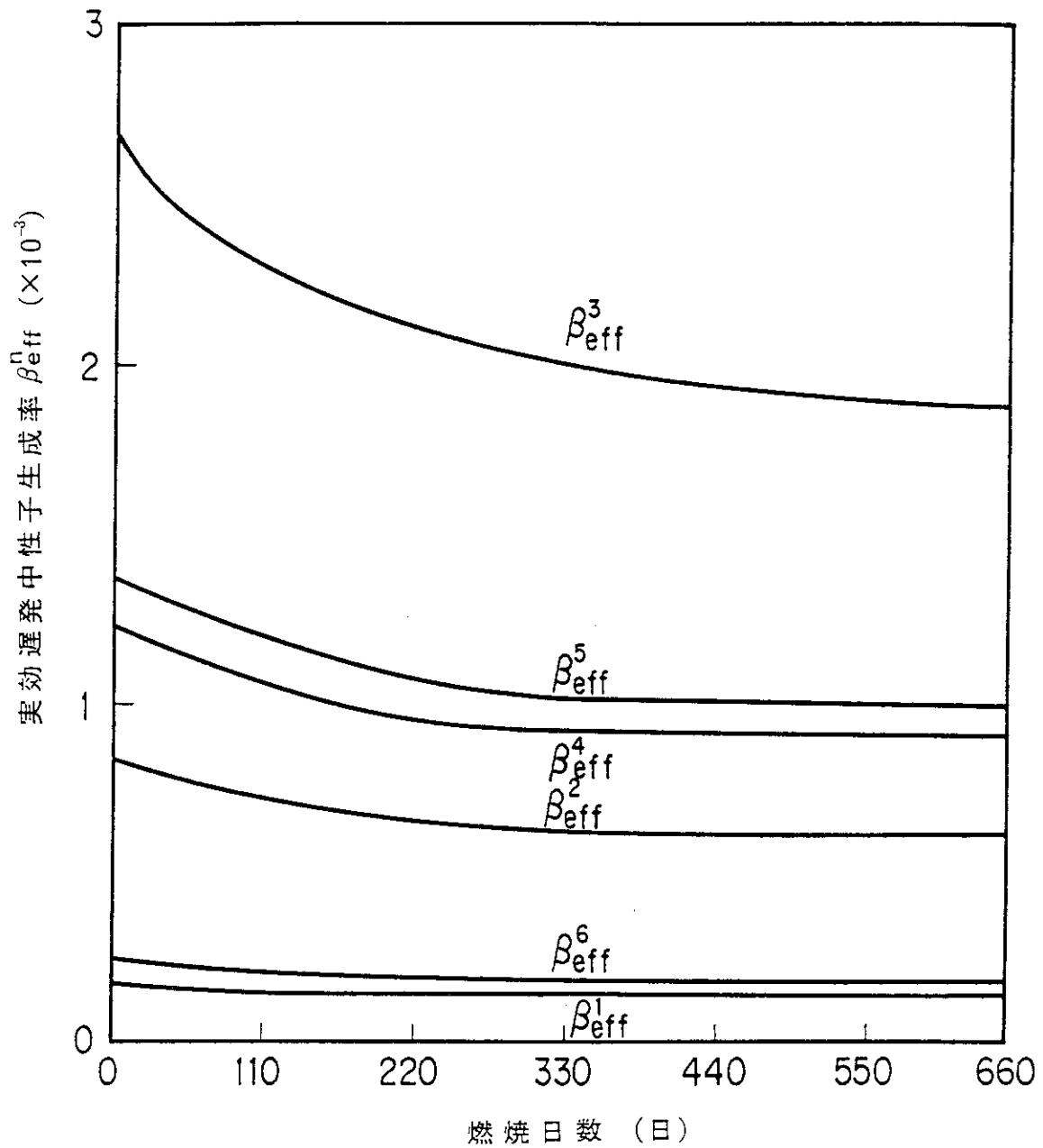


図 3.1 燃焼に伴う各群の実効遅発中性子生成率の変化 (定格出力運転時)

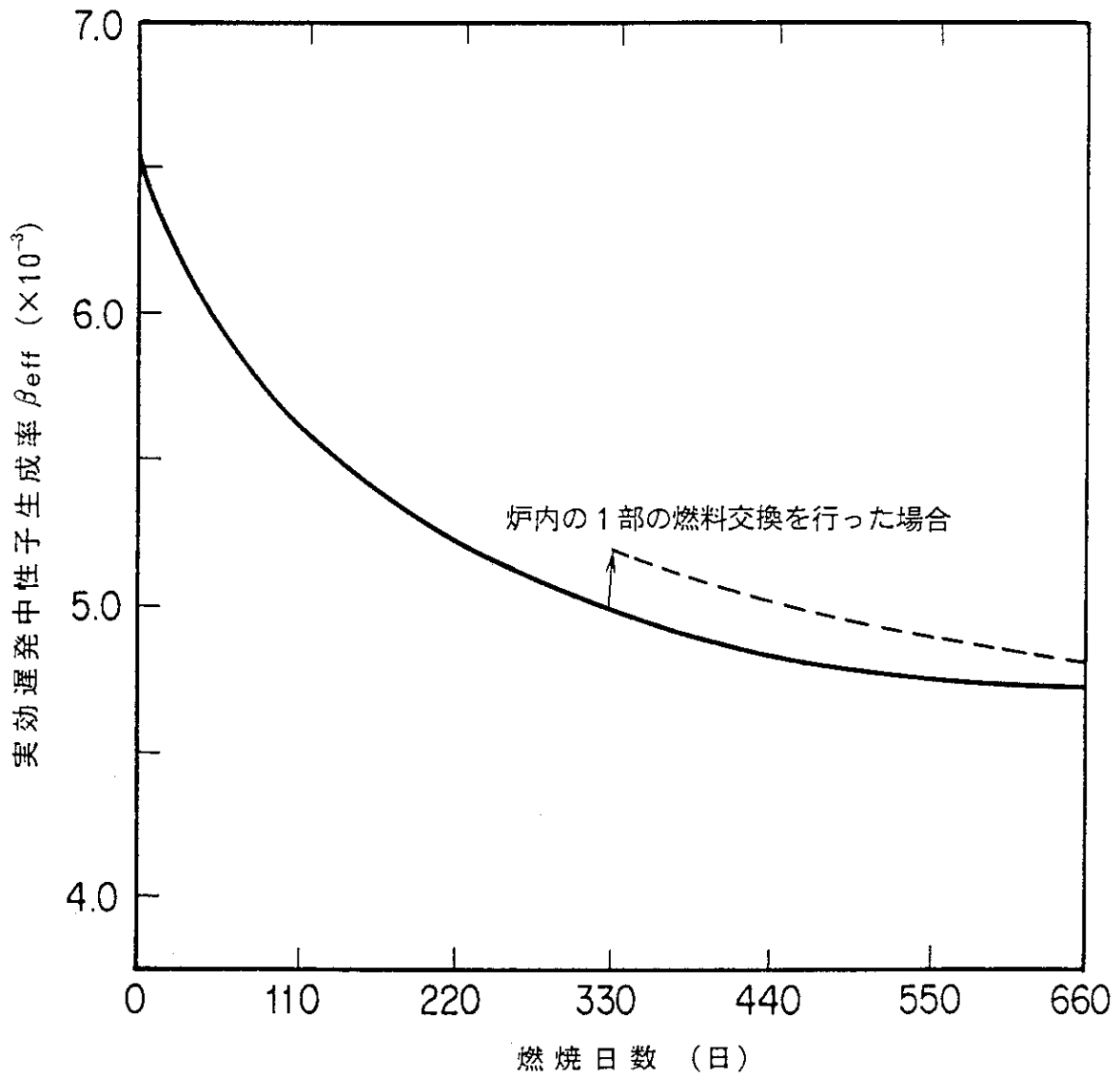


図 3.2 燃焼に伴う実効遅発中性子生成率 β_{eff} の変化 (定格出力運転時)

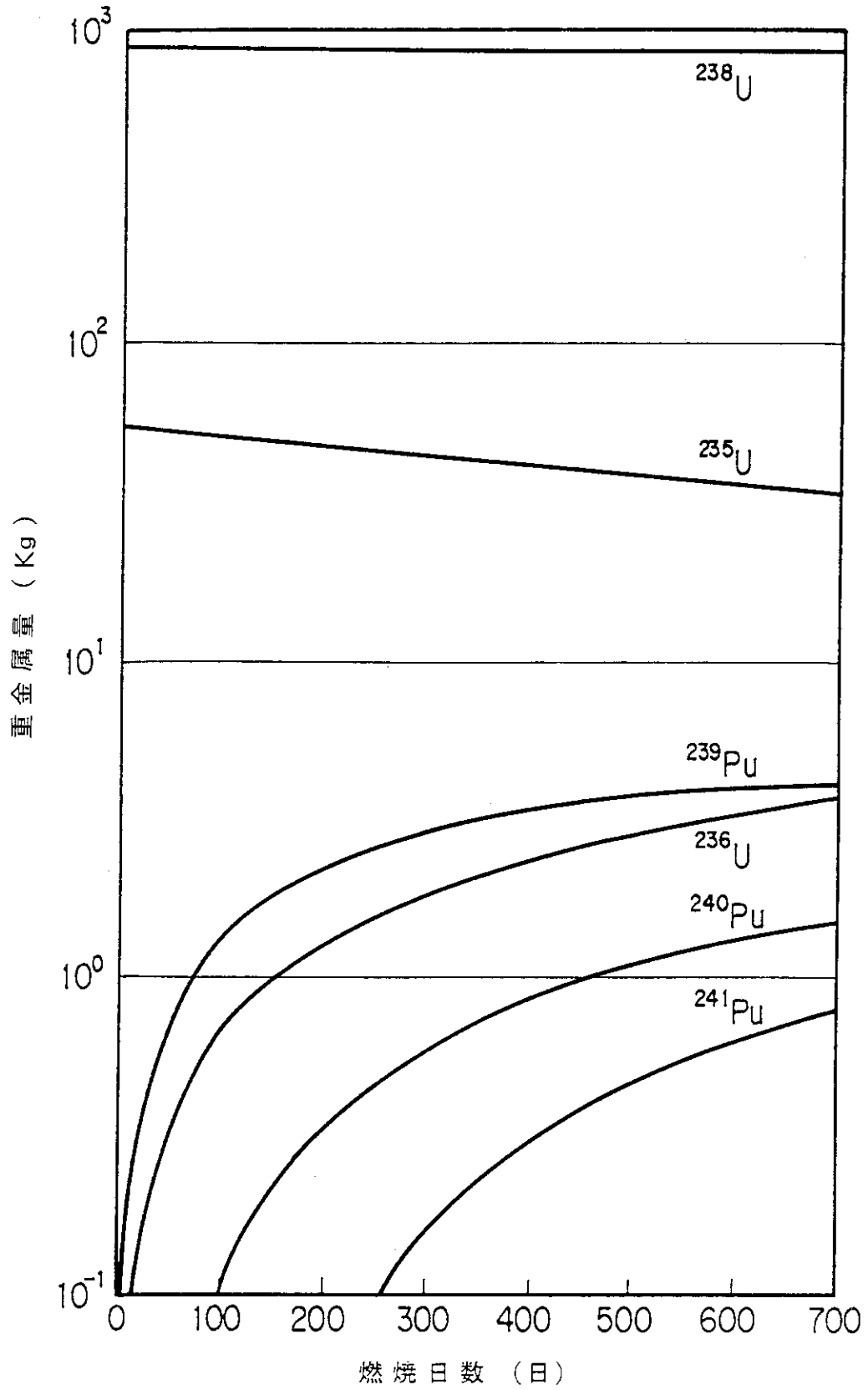


図 3.3 燃焼に伴う炉心内の重金属量の変化

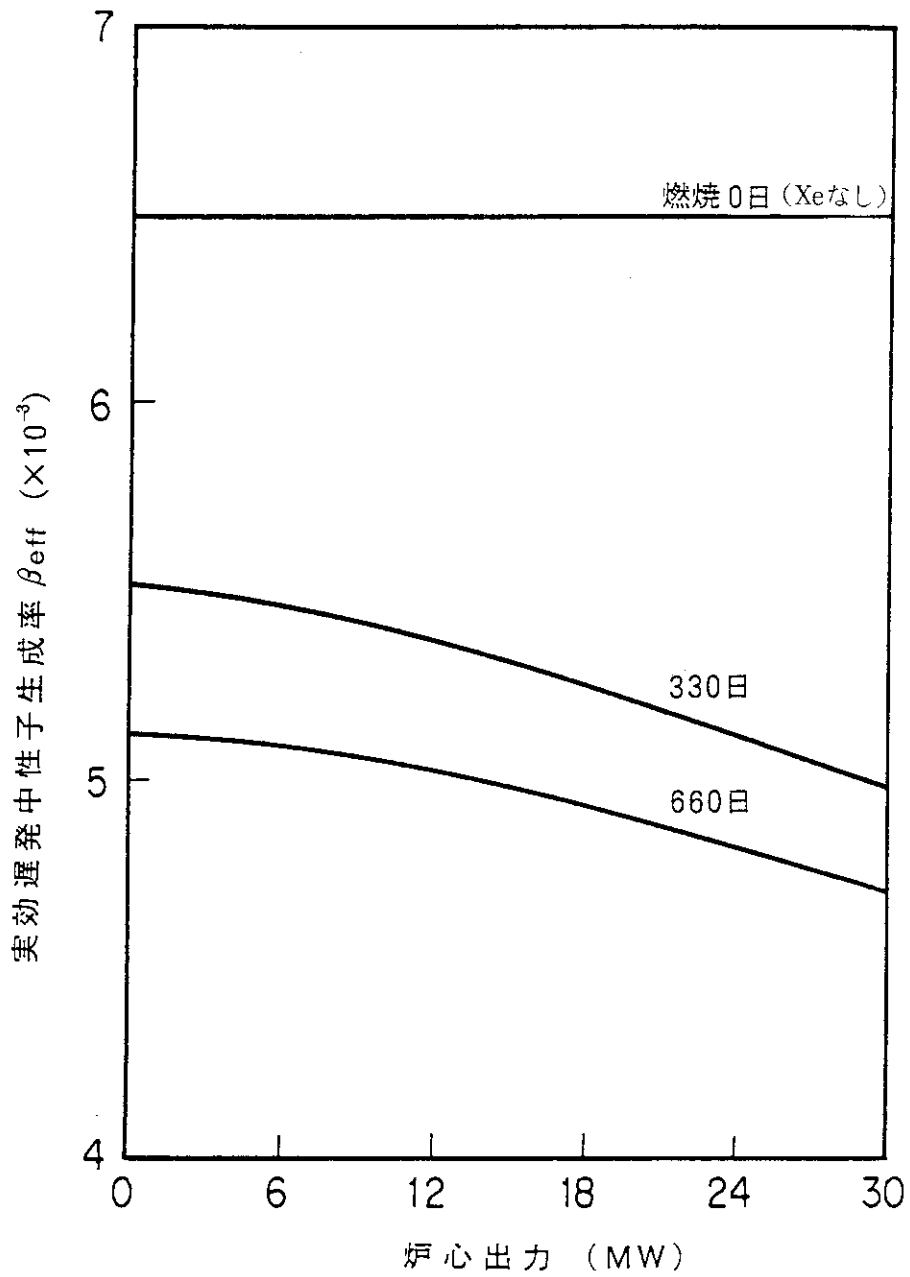


図 3.4 炉心出力と実効遅発中性子生成率 β_{eff} の関係
 (燃焼 330 日及び 660 日のキセノン濃度は全熱出力状態を
 通して定格出力状態の値を使用)

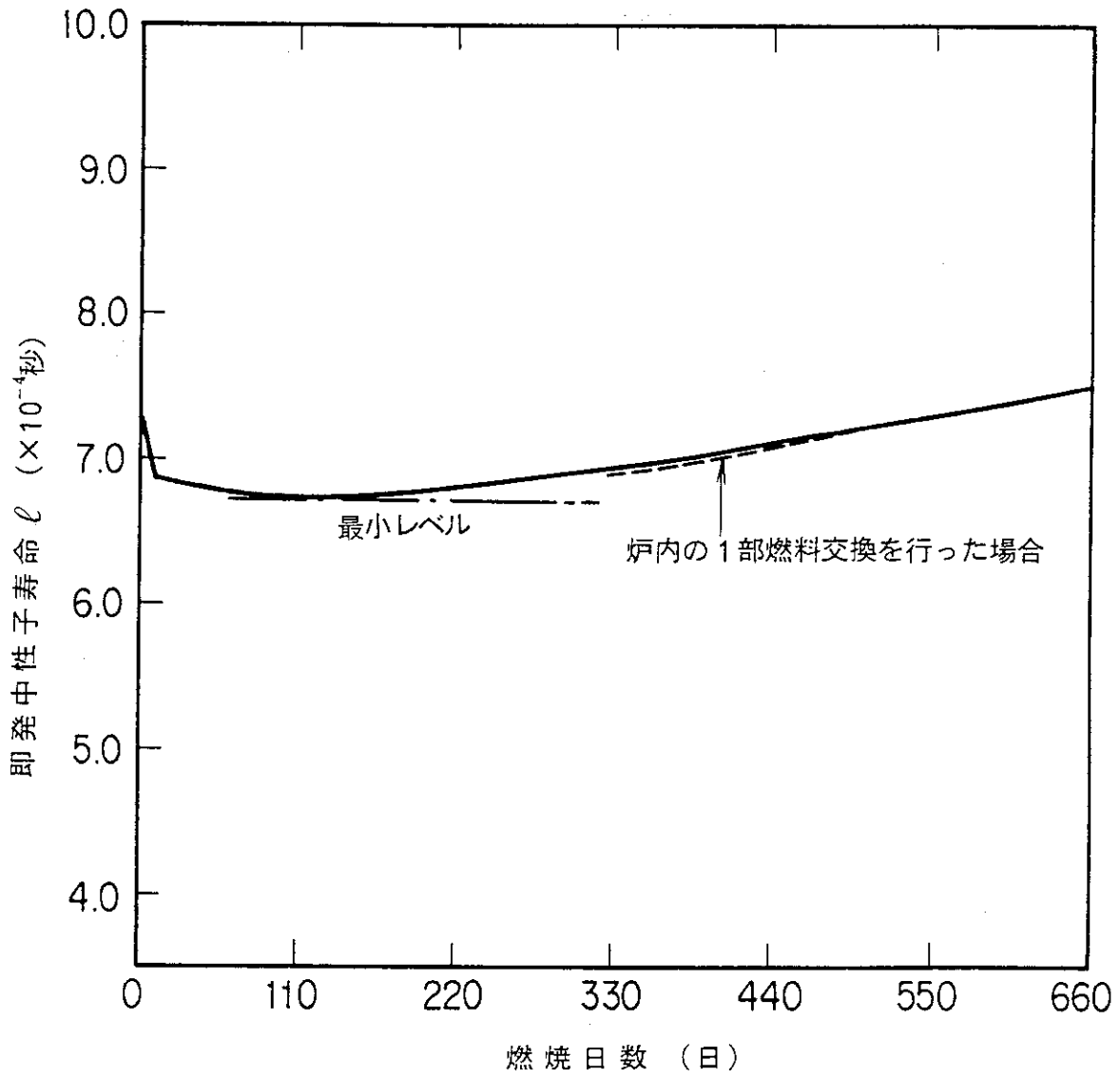


図 3.5 燃焼に伴う即発中性子寿命 λ (定格出力運転時)

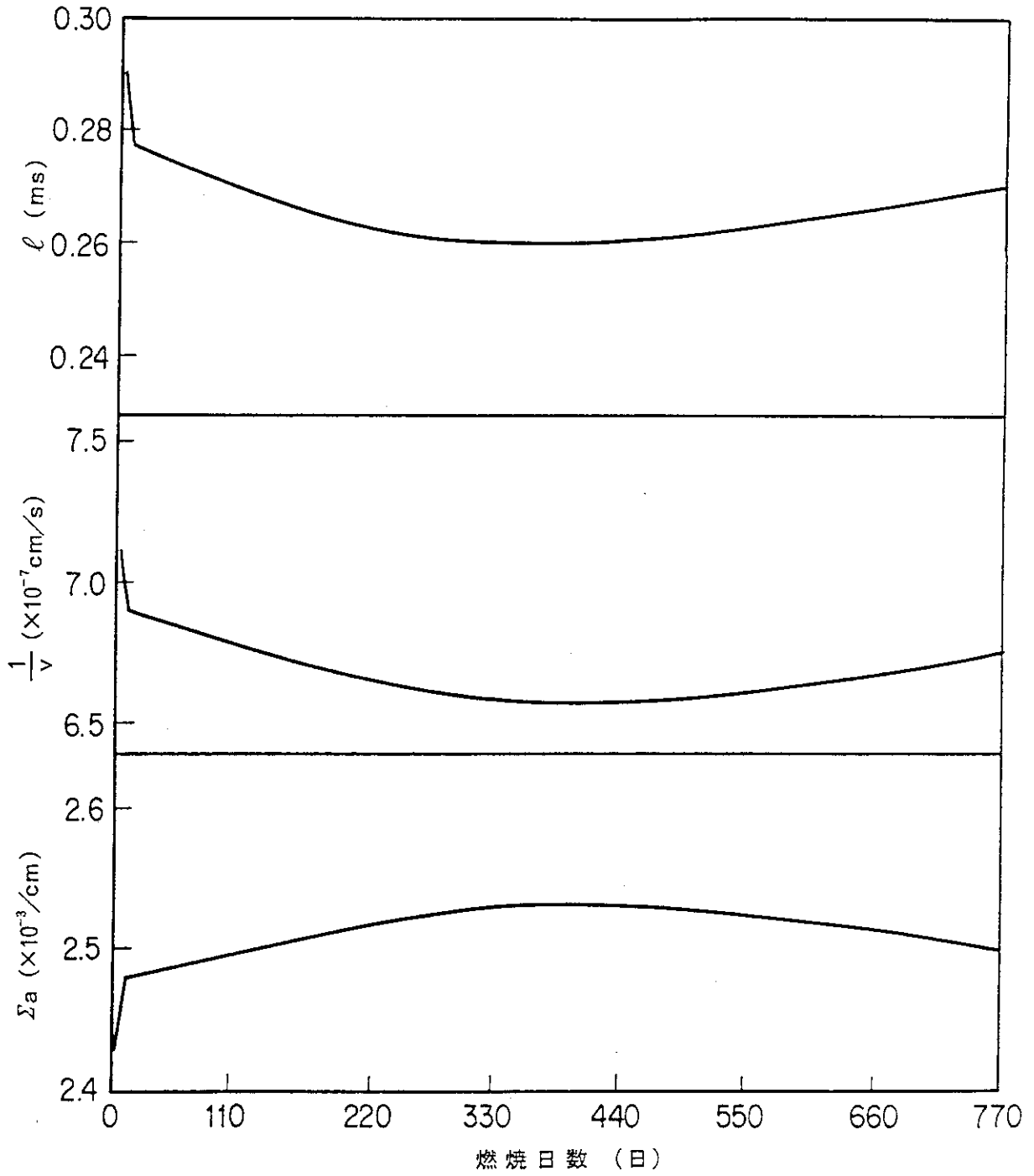


図 3.6 吸収断面積 Σ_a 及び速度の逆数 $1/v$ と即発中性子寿命 ℓ の関係
(燃料格子特性計算より算出)

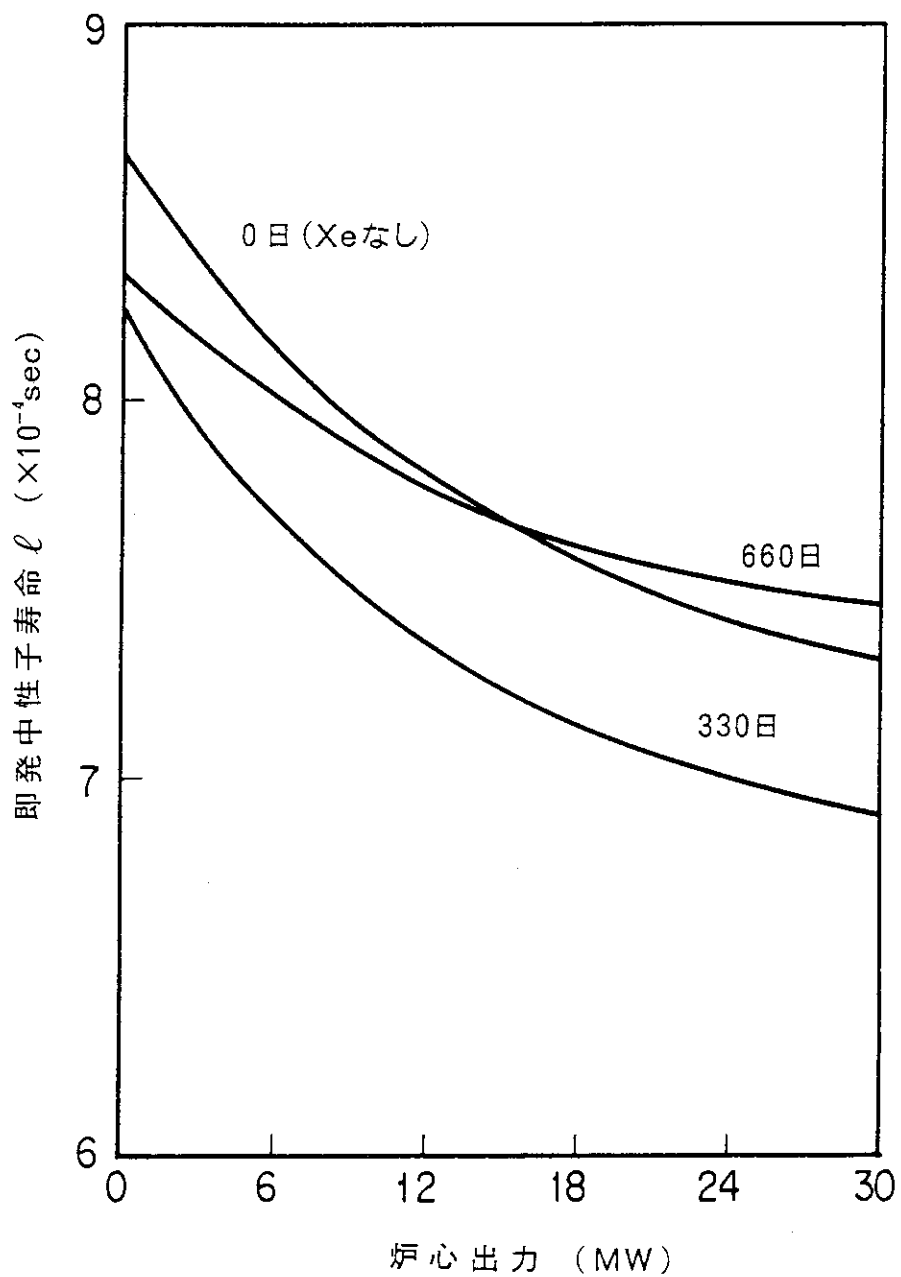


図 3.7 炉心出力と即発中性子寿命の関係
 (燃焼 330 日及び 660 日のキセノン濃度は全熱出力状態を
 通して定格出力状態の値を使用)

4. 誤差評価

中性子断面積の誤差による燃焼末期の各燃料物質の原子数密度及び巨視断面積の誤差を評価し、 β_{eff} 及び ℓ を安全評価に用いる場合の誤差評価を行う。 β_{eff} の誤差評価には、 β の実験値の誤差をも評価に含める。遅発中性子先行核の崩壊定数 λ^n については ^{235}U 及び ^{239}Pu の値を比較し、各群で大きい値のものを動特性解析に用いる包絡値とすることとした。

4.1 β_{eff} の誤差評価

β_{eff} 及び β_{eff}^n の誤差評価は、中性子断面積の実験誤差及び β^n の実験誤差に基づいて行う。誤差評価に用いた β_{eff}^n の算出式を以下に示す。

$$\beta_{\text{eff}}^n = \frac{N_5 \sigma_{f5} \beta_5^n + N_9 \sigma_{f9} \beta_9^n}{N_5 \sigma_{f5} + N_9 \sigma_{f9}} \quad (4.1.1)$$

ここで、

$$\begin{aligned} N_5, N_9 &: ^{235}\text{U} \text{ 及び } ^{239}\text{Pu} \text{ の燃料領域 (30カラム) 内平均原子数密度 (} \text{] / (barn} \cdot \text{cm))} \\ \sigma_{f5}, \sigma_{f9} &: \quad \quad \quad \text{ " } \quad \quad \quad \text{ の微視核分裂断面積 (barn)} \\ \beta_5^n, \beta_9^n &: \quad \quad \quad \text{ " } \quad \quad \quad \text{ の遅発中性子生成率の実験値} \end{aligned}$$

この式は、(2.1.2)式において次の仮定を行い簡略化したものである。

- (i) 燃料領域内の核分裂反応のほとんどは ^{235}U 及び ^{239}Pu によるものである(表3.2参照)
 - (ii) ^{235}U 及び ^{239}Pu の ν の値はほぼ同じである。
 - (iii) ^{235}U 及び ^{239}Pu の密度分布が β_{eff} の値に大きな影響は及ぼさない。
 - (iv) ^{235}U 及び ^{239}Pu の遅発中性子の発生スペクトルは、ほぼ同じであり、またこのスペクトルは発生中性子全体の核分裂スペクトルと大きく異なることはない。
- 巨視断面積 Σ_f を用いて(4.1.1)式を表現すると以下の式となる。

$$\beta_{\text{eff}}^n = \frac{\Sigma_5 \beta_5^n + \Sigma_9 \beta_9^n}{\Sigma_5 + \Sigma_9} \quad (4.1.2)$$

ここで、

$$\Sigma_5, \Sigma_9 : ^{235}\text{U} \text{ 及び } ^{239}\text{Pu} \text{ の燃料領域内平均巨視核分裂断面積 (} 1 / \text{ cm)}$$

(4.1.2)式に基づいて、 β_{eff}^n の誤差評価式を導びくと以下の式となる。

$$\frac{\Delta \beta_{\text{eff}}^n}{\beta_{\text{eff}}^n} = \frac{1}{\beta_{\text{eff}}^n} \left(\left| \frac{\partial \beta_{\text{eff}}^n}{\partial \Sigma_5} \right| \Delta \Sigma_5 + \left| \frac{\partial \beta_{\text{eff}}^n}{\partial \Sigma_9} \right| \Delta \Sigma_9 + \left| \frac{\partial \beta_{\text{eff}}^n}{\partial \beta_5^n} \right| \Delta \beta_5^n + \left| \frac{\partial \beta_{\text{eff}}^n}{\partial \beta_9^n} \right| \Delta \beta_9^n \right) \quad (4.1.3)$$

1項から4項の微分値は以下の式で与えられる。

$$\frac{\partial \beta_{eff}^n}{\partial \Sigma_5} = \frac{\beta_5^n \Sigma_9 - \beta_9^n \Sigma_5}{(\Sigma_5 + \Sigma_9)^2} \quad (4.1.4)$$

$$\frac{\partial \beta_{eff}^n}{\partial \Sigma_9} = \frac{\beta_9^n \Sigma_5 - \beta_5^n \Sigma_9}{(\Sigma_5 + \Sigma_9)^2} \quad (4.1.5)$$

$$\frac{\partial \beta_{eff}^n}{\partial \beta_5^n} = \frac{\Sigma_5}{\Sigma_5 + \Sigma_9} \quad (4.1.6)$$

$$\frac{\partial \beta_{eff}^n}{\partial \beta_9^n} = \frac{\Sigma_9}{\Sigma_5 + \Sigma_9} \quad (4.1.7)$$

$\Delta \beta_5^n$ 及び $\Delta \beta_9^n$ は実験誤差であり、G. R. Keepinらによって評価された値^(7,8)を用いることとした。それらの値を表2.1に示す。 Σ_5 及び Σ_9 は、原子数密度と微分核分裂断面積の積であることから $\Delta \Sigma_5$ 及び $\Delta \Sigma_9$ は以下の関係から求められる。

$$\Delta \Sigma_5 = N_5 \Delta \sigma_{f5} + \sigma_{f5} \Delta N_5 \quad (4.1.8)$$

$$\Delta \Sigma_9 = N_9 \Delta \sigma_{f9} + \sigma_{f9} \Delta N_9 \quad (4.1.9)$$

ここで、 $\Delta \sigma_{f5}$ 及び $\Delta \sigma_{f9}$ は微視核分裂断面積の実験誤差であり、文献に示されている $v = 2200$ m/sの値に対する誤差⁽¹³⁾より各々10 barn及び8 barnとした。 ΔN_5 及び ΔN_9 は原子数密度誤差であり、 ΔN_5 については ^{235}U の吸収断面積の実験誤差に基づいて燃焼に伴う消滅率の誤差を評価して求めており、 ΔN_9 については ^{238}U 及び ^{239}Pu の吸収断面積の実験誤差に基づいて燃焼に伴う ^{239}Pu の生成率及び消滅率の誤差を評価して求めている。 ΔN_5 及び ΔN_9 の原子数密度の誤差の評価を以下に示す。

(i) ^{235}U の原子数密度の誤差 ΔN_5 の評価

燃焼初期の ^{235}U の原子数密度を N_{05} とすると、 t 時間後の原子数密度 N_5 は次の式⁹⁾で表わせる。

$$N_5 = N_{05} e^{-\mu_5 t} \quad (4.1.10)$$

ここで、

$$\mu_5 = \sigma_{a5} \phi \quad (4.1.11)$$

σ_{a5} : 1群モデルの ^{235}U の微視吸収断面積 (barn) でその値は約100 barnである。
文献に示されている 2200 m/sの実験値¹³⁾の誤差は約1.2%であることから、この値の誤差 $\Delta \sigma_{a5}$ は約1.2 barnとする。

ϕ : 1群モデルの燃料領域の平均中性子束 ($1 / (\text{cm}^2 \cdot \text{s})$) でその値は約 9×10^{13} ($1 / (\text{cm}^3 \cdot \text{s})$)

(4.1.10) 式の両辺を微分すると次式を得る。

$$\Delta N_5 = -t N_{05} e^{-\mu_5 t} \Delta \mu \quad (4.1.12)$$

上式を(4.1.10)式を用いて両辺を割ると原子数密度の誤差を表わす式を得る。

$$\frac{\Delta N_5}{N_5} = -t \Delta \mu_5 \quad (4.1.13)$$

目標燃焼日数は660日、即ち約 5.7×10^7 秒であり、 $\Delta M_5 = \Delta \sigma_{a5} \phi$ の関係があることから、燃焼660日目の ^{235}U の原子数密度の誤差は以下の式より与えられる。

$$\left| \frac{\Delta N_5}{N_5} \right| = 5.7 \times 10^7 \times 1.2 \times 10^{-24} \times 9 \times 10^{13} = 0.0061 \quad (4.1.14)$$

したがって、燃焼660日目の ^{235}U の原子数密度の誤差は約0.61%である。また、燃焼660日目の ^{235}U の原子数密度の計算値は約 9.09×10^{-6} ($1 / (\text{barn} \cdot \text{cm})$)であるので、 ΔN_5 は 5.6×10^{-8} ($1 / (\text{barn} \cdot \text{cm})$)となる。

(ii) ^{239}Pu の原子数密度の誤差 ΔN_9 の評価

^{239}Pu は、 ^{238}U が中性子を吸収した後にベータ崩壊反応によって生成される。一方、生成された ^{239}Pu は中性子捕獲反応及び核分裂反応によって消滅する。燃焼初期に ^{239}Pu の原子数密度が零である場合の燃焼時間 t における ^{239}Pu の原子数密度は次の式で求められる。

$$N_9 = \frac{\gamma_8}{\mu_9 - \mu_8} e^{-\mu_8 t} \quad (4.1.15)$$

ここで、 μ_8 及び μ_9 は ^{238}U 及び ^{239}Pu の消滅確率であり、1群モデルでは次式より求められる。

$$\mu_8 = \sigma_{a8} \phi + \lambda_8 \quad (4.1.16)$$

$$\mu_9 = \sigma_{a9} \phi + \lambda_9 \quad (4.1.17)$$

ここで、 σ_{a8} 及び σ_{a9} は各々 ^{238}U 及び ^{239}Pu の中性子吸収断面積である。また、 λ_8 及び λ_9 は崩壊定数であるが $\sigma_{a8} \phi$ 及び $\sigma_{a9} \phi$ に比べ十分に小さいことから無視しえるものとする。1群モデルの σ_{a8} 及び σ_{a9} は各々約2.8barn及び約1026barnである。 ^{238}U の中性子吸収断面積が最も大きくなるエネルギー範囲は共鳴吸収エネルギー領域であることから、最も大きい共鳴吸収ピーク ($E = 6.68\text{eV}$)の半値巾の実験誤差に基づいて誤差評価をすることとした。誤差評価方法を付録に示す。この評価より得られた誤差は約10%であり、これより $\Delta \sigma_{a8}$ は0.28barnとすることとした。 ^{239}Pu の中性子吸収断面積の誤差 $\Delta \sigma_{a9}$ は、 $V = 2200\text{m/s}$ の値の実験誤差が約1.2%であることから、約12barnとした。 γ_8 は、 ^{238}U の捕獲確率で $\sigma_{c8} \phi$ より得られる値であるが、 ^{238}U の吸収断面積 σ_{a8} と捕獲断面積 σ_{c8} がほぼ同じ値であることから μ_8 と同じ値を用いることとした。また、 $\Delta \sigma_{c8}$ の誤差も同じく、 $\Delta \sigma_{a8}$ のものを使用することとした。したがって μ_8 、 μ_9 及び γ_8 の誤差は以下の式を用いて評価することとした。

$$\Delta \mu_8 = \phi \Delta \sigma_{a8} \approx \Delta \gamma_8 \quad (4.1.18)$$

$$\Delta \mu_9 = \phi \Delta \sigma_{a9} \quad (4.1.19)$$

上記の ^{238}U 及び ^{239}Pu の消滅確率の誤差によって発生する ^{239}Pu の原子数密度の誤差は以下の式

より与えられる。

$$\frac{\Delta N_9}{N_9} = \left| \frac{1}{N_9} \frac{\partial N_9}{\partial \mu_8} \right| \Delta \mu_8 + \left| \frac{1}{N_9} \frac{\partial N_9}{\partial \mu_9} \right| \Delta \mu_9 \quad (4.1.20)$$

ここで、1項及び2項の係数は以下の式より得られる。

$$\frac{1}{N_9} \frac{\partial N_9}{\partial \mu_8} = \frac{\mu_9}{\mu_8 (\mu_9 - \mu_8)} - t \quad (4.1.21)$$

$$\frac{1}{N_9} \frac{\partial N_9}{\partial \mu_9} = \frac{-1}{\mu_9 - \mu_8} \quad (4.1.22)$$

(4.1.18) (4.1.19) (4.1.20) (4.1.21) 及び (4.1.22) の式を用いて燃焼660日の²³⁹Puの原子数密度の誤差を評価するとその値は約10%であり、また ΔN_9 の値は約 1.0×10^{-5} (1 / (barn·cm)) である。

上記の(i)及び(ii)より得られた²³⁵U及び²³⁹Puの原子数密度の誤差 ΔN_5 及び ΔN_8 、更に $\Delta \Sigma_5$ 及び $\Delta \Sigma_9$ の誤差を表4.1.に示す。また、これらの巨視断面積の誤差及び遅発中性子生成率の誤差 $\Delta \beta^0$ 及び $\Delta \beta$ より得られる(4.1.3)式の各項の値及び $\Delta \beta_{eff}^0$ 及び $\Delta \beta_{eff}$ の実効遅発中性子の誤差を表4.2に示す。これより、 β_{eff} の誤差は約7%であることがわかる。この結果より、この値はHTTRの動特性に用いている誤差の10%を下まわっていることがわかる。

4.2 ℓ の誤差評価

ℓ の誤差評価は、燃料格子の即発中性子寿命 ℓ の関係式を用いて行うこととした。

$$\ell = \frac{1}{V \Sigma_a} \quad (4.2.1)$$

ℓ の誤差は、吸収断面積 Σ_a の誤差によって発生するものとする、 $\Delta \ell$ は次式より求められる。

$$\frac{\Delta \ell}{\ell} = \left| \frac{\Delta \Sigma_a}{\Sigma_a} \right| \quad (4.2.2)$$

$\Delta \Sigma_a$ は、次式より求められる。

$$\Delta \Sigma_a = \sum_i N_i \Delta \sigma_{ai} + \sum_i \sigma_{ai} \Delta N_i \quad (4.2.3)$$

ここで、原子炉は制御棒の挿入及び引抜きによって臨界状態に調整されることから第2項の $\sum_i \sigma_{ai} \Delta N_i$ の誤差は相殺されることとし、この値を零とすると、 $\Delta \Sigma_a$ は、微視吸収断面積の実験誤差により定まる。燃料体内の主要核種の N_i 及び $\Delta \sigma_{ai}$ の値を表4.3に示す。 $\Delta \sigma_{ai}$ は、各核種の $V = 2200 \text{ m}^3/\text{s}$ の実験値の誤差と1群モデルより得た吸収断面積を用いて求めた値である。これらの値を用いて ℓ の誤差を評価すると約3%であることがわかる。この結果より、この値はHTTRの動特性解析に用いている誤差10%を下まわっていることがわかる。

4.3 λ^n の包絡値

核分裂性物質の核分裂によって発生する遅発中性子先行核の崩壊定数 λ^n の値は、動特性計算に必要なデータである。この遅発中性子先行核の崩壊定数は、表 2.1 に示したように核分裂性核種ごとに異なる。HTTRの炉心内の主な核分裂性物質は ^{235}U 及び ^{239}Pu であることから、これらの核種から発生する*i*群の遅発中性子先行核の崩壊定数を比較し、値の大きいものにその実験誤差を加えた値を包絡値とした。包絡値を表 4.4 に示す。また ^{235}U の遅発中性子先行核崩壊定数に20%の誤差を見込だ値をも同表に示す。

表 4.1 ^{235}U 及び ^{239}Pu の巨視核分裂断面積の誤差評価

	燃料領域内の原子数密度		1群モデルの巨視核分裂断面積			1群モデルの微視核分裂断面積			
	Ni ($1 / (\text{barn} \cdot \text{cm})$)	$\frac{\Delta \text{Ni}}{1 / (\text{barn} \cdot \text{cm})}$	$\Delta \text{Ni} / \text{Ni}$	σ (barn)	$\Delta \sigma$ (barn)	$\Delta \sigma / \sigma$	Σ ($1 / \text{cm}$)	$\Delta \sigma$ ($1 / \text{cm}$)	$\Delta \Sigma / \Sigma$
^{235}U	9.09×10^{-6}	5.6×10^{-6}	0.006	78	1.3	0.017	7.09×10^{-4}	1.56×10^{-5}	0.023
^{239}Pu	1.05×10^{-6}	1.0×10^{-6}	0.1	278	3	0.01	2.92×10^{-4}	3.2×10^{-5}	0.11

表 4.2 β_{eff}^n 及び β_{eff} の誤差評価

遅発中性子群 番号 n	1	2	3	4	5	6	全群合計							
β_5^n	2.47×10^{-4}	1.385×10^{-3}	1.222×10^{-3}	2.645×10^{-3}	8.32×10^{-4}	1.69×10^{-4}	6.5×10^{-3}							
$\Delta \beta_5^n$	2.0×10^{-5}	3.2×10^{-5}	1.0×10^{-4}	4.6×10^{-5}	5.2×10^{-5}	2.0×10^{-5}	2.7×10^{-4}							
β_9^n	8.0×10^{-5}	5.88×10^{-4}	4.54×10^{-4}	6.89×10^{-4}	2.16×10^{-4}	7.35×10^{-5}	2.1×10^{-3}							
$\Delta \beta_9^n$	6.3×10^{-6}	8.4×10^{-6}	3.8×10^{-5}	2.1×10^{-5}	1.9×10^{-5}	1.1×10^{-5}	1.0×10^{-4}							
Σ_5 (1/cm)	7.09×10^{-4}													
$\Delta \Sigma_5$ (")								1.56×10^{-5}						
Σ_9 (1/cm)								2.92×10^{-4}						
$\Delta \Sigma_9$ (")														
$\Sigma_5 + \Sigma_9$ (1/cm)								1.0×10^{-3}						
$\left \frac{\partial \beta_{eff}^n}{\partial \beta_5^n} \right \Delta \beta_5^n$	1.4×10^{-5}	2.3×10^{-5}	7.0×10^{-5}	3.3×10^{-5}	3.7×10^{-5}	1.4×10^{-5}	1.9×10^{-4}							
$\left \frac{\partial \beta_{eff}^n}{\partial \beta_9^n} \right \Delta \beta_9^n$	1.8×10^{-6}	2.5×10^{-6}	1.1×10^{-5}	6.1×10^{-6}	5.5×10^{-6}	3.2×10^{-6}	2.9×10^{-5}							
$\left \frac{\partial \beta_{eff}^n}{\partial \Sigma_5} \right \Delta \Sigma_5$	7.6×10^{-7}	3.6×10^{-6}	3.5×10^{-6}	8.9×10^{-6}	2.8×10^{-6}	4.4×10^{-7}	2.0×10^{-5}							
$\left \frac{\partial \beta_{eff}^n}{\partial \Sigma_9} \right \Delta \Sigma_9$	3.8×10^{-6}	1.8×10^{-5}	1.7×10^{-5}	4.4×10^{-5}	1.4×10^{-5}	2.2×10^{-6}	1.0×10^{-4}							
$\frac{\Delta \beta_{eff}^n}{\beta_{eff}^n}$	0.1	0.04	0.1	0.04	0.09	0.14	0.07							

表 4.3 巨視断面積の誤差

核種 ¹⁾	平均的燃料体の 原子数密度 ²⁾ N_i ($1/(\text{barn}\cdot\text{cm})$)	1群モデルの吸 収断面積 ²⁾ σ_{ai} (barn)	吸収断面積の実 験誤差 ³⁾ (%)	巨視断面積 Σ_{ai} ($1/\text{cm}$)	巨視断面積 の誤差 $\Delta \Sigma_{ai}$ ($1/\text{cm}$)
²³⁵ U	1.45 E - 5	9.95 E + 1	0.012	1.44 E - 3	1.7 E - 5
²³⁸ U	2.25 E - 4	2.71 E + 0	0.1	6.10 E - 4	6.1 E - 5
¹⁰ B (反応度調整材)	1.11 E - 6	2.90 E + 2	0.003	3.22 E - 4	9.7 E - 7
C	7.33 E - 2	5.72 E - 4	0.09	4.19 E - 5	3.8 E - 6
¹⁰ B (不純物)	2.12 E - 8	5.94 E + 2	0.003	1.26 E - 5	3.8 E - 8
				$\Sigma_a = 2.43 \text{ E} - 3$	$\Delta \Sigma_a = 8.3 \text{ E} - 5$

- 1) 燃料体内の代表的核種
 - 2) 燃料格子特性計算より算出した値
 - 3) 2200 m/s 実験値の誤差 (BNL 325)
- 巨視断面積の誤差 $\Delta \Sigma_a / \Sigma_a = 0.03$

表 4.4 H T T R の動特性解析の遅発中性子先行核の崩壊定数

群 数 n	^{235}U 及び ^{239}Pu の包絡値	^{235}U のノミナル値に 20% の誤差を見込んだ値
1	0.0131 (^{239}Pu)	0.0152
2	0.0325 (^{235}U)	0.0380
3	0.137 (^{239}Pu)	0.138
4	0.343 (^{239}Pu)	0.373
5	1.481 (^{235}U)	1.680
6	4.239 (^{235}U)	4.644

5. 結 論

H T T Rの安全評価及び動特性解析に用いる動特性パラメータ β_{eff} 及び ℓ の値を求め、その誤差を評価した。 β_{eff} 及び ℓ の値は、燃焼に伴う炉内の核種の組成の変化によって変化する。 β_{eff} は、燃焼初期で最大値の0.0065となり燃焼末期で最小値の0.0047となる。 ℓ は燃焼初期のキセノンがまだ生成しないホットクリーン状態で0.73m secで、燃焼約110日までは減少し最小値の0.67m secとなり、その後再び増大し燃焼末期で最大値の0.78m secとなることがわかった。核分裂性核種である ^{235}U 及び ^{239}Pu の断面積データ、原子数密度及び β の実験誤差より、 β_{eff} の誤差を評価すると、約7%であり、動特性解析で考慮している誤差の10%以内に収まることがわかった。また、 ℓ の誤差は、炉内の主要な核種の吸収断面積の誤差より評価した結果的3%であり、この値も、動特性解析に考慮している誤差の10%以内に収まることがわかった。

謝 辞

高温工学試験研究炉の実効遅発中性子生成率 β_{eff} 及び即発中性子寿命 ℓ の評価を行うにあたり、御指導頂いた高温工学試験研究炉開発部計画室長数土幸夫氏並びに同部原子炉建設室長田中利幸氏に深く感謝致します。

5. 結 論

H T T Rの安全評価及び動特性解析に用いる動特性パラメータ β_{eff} 及び ℓ の値を求め、その誤差を評価した。 β_{eff} 及び ℓ の値は、燃焼に伴う炉内の核種の組成の変化によって変化する。 β_{eff} は、燃焼初期で最大値の0.0065となり燃焼末期で最小値の0.0047となる。 ℓ は燃焼初期のキセノンがまだ生成しないホットクリーン状態で0.73m secで、燃焼約110日までは減少し最小値の0.67m secとなり、その後再び増大し燃焼末期で最大値の0.78m secとなることがわかった。核分裂性核種である ^{235}U 及び ^{239}Pu の断面積データ、原子数密度及び β の実験誤差より、 β_{eff} の誤差を評価すると、約7%であり、動特性解析で考慮している誤差の10%以内に収まることがわかった。また、 ℓ の誤差は、炉内の主要な核種の吸収断面積の誤差より評価した結果的3%であり、この値も、動特性解析に考慮している誤差の10%以内に収まることがわかった。

謝 辞

高温工学試験研究炉の実効遅発中性子生成率 β_{eff} 及び即発中性子寿命 ℓ の評価を行うにあたり、御指導頂いた高温工学試験研究炉開発部計画室長数土幸夫氏並びに同部原子炉建設室長田中利幸氏に深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) 日本原子力研究所 ; 「高温工学試験研究の現状」 (1988).
- 2) 山下, 新藤, 村田, 丸山, 徳原 ; 「高温工学試験研究炉における炉内ウラン濃縮度配分及び反応度調整材の最適設計」 JAERI-M89-118 (1989)
- 3) 中川他 ; 「高温ガス炉の炉心動特性解析コード“BL00ST-JZ”」 JAERI-M89-013 (1989)
- 4) Argonne National Laboratory. ; "Reactor Physics Constants", ANL-5800 (1963)
- 5) D.Saphier, D.Ilberg, S.Shalev and S.Yiftah. ; "Evaluated Delayed Neutron Spectra and Their Importance in Reactor Calculations" Nucl. Sci. Eng. Vol.(62), 660-694(1977)
- 6) Fowler, T.B. and Vondy, D.R. ; "Nuclear Reactor Core Analysis Code, CITATION", ORNL-TM-2496(1969).
- 7) G.R. Keepin, T.F. Wimett, and R.K. Zeiger. ; "Delayed Neutrons from Fissionable Isotopes of Uranium, Plutonium, and Thorium", Physical Review, Vol.(107), No.4(1957)
- 8) G.R. Keepin and T.F. Wimett. ; "Reactor Kinetic Functions : A New Evaluation", Nucleonics, 1958)
- 9) 土井 他 ; 「高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コードDELIGHT-6」, JAERI-M83-176 (1983).
- 10) 山下 他 ; 「高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コードDELIGHT-6 (Revised)」, JAERI-M85-163 (1985).
- 11) Lathrop, K.D. and Brinkley F.W. ; "TWOTRAN-II : An Interfaced Enportable version of the TWOTRAN Code for Two-Dimensional Transport", LA-4848-MS (1973).
- 12) 原田, 山下 ; 「高温工学試験研究炉の炉心核特性解析コードCITATION-1000VP」, JAERI-M-89-135 (1989)
- 13) Donald J.Hughes and Robert B. Schwartz. ; "Neutron Cross Sections", BNL325(1958)

付録 ^{238}U の吸収断面積の誤差評価

^{238}U の中性子吸収断面積が最も大きくなるエネルギー範囲は共鳴吸収エネルギー領域であることから、最も大きい共鳴吸収ピーク ($E = 6.68\text{eV}$) の半値巾の実験誤差に基づいて誤差評価をすることとした。 ^{238}U の中性子吸収断面積が共鳴吸収エネルギー領域で大きくなることは、表 A.1 の 6 群モデルの ^{238}U の微視吸収断面積よりわかる。半値巾と断面積の関係を示す Breit-Wigner の式を以下に示す。

$$\sigma_r = \pi \lambda_0^2 g \left(\frac{E_0}{E} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_n \Gamma_r}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (\text{A.1})$$

$E = E_0$ とすると σ_r は以下の式より求まる。

$$\sigma_r = a \frac{\Gamma_n \Gamma_r}{(\Gamma_n + \Gamma_r)^2} \quad (\text{A.2})$$

ここで、 a 、 Γ_n 及び Γ_r は以下の式より求まる値である。

$$a = 4\pi \lambda_0^2 g \quad (\text{A.3})$$

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_r \quad (\text{A.4})$$

半値巾 Γ_n 及び Γ_r の誤差による σ_r の誤差は次の式より求まる。

$$\frac{\Delta\sigma_r}{\sigma_r} = \left| \frac{1}{\sigma_r} \frac{\partial\sigma_r}{\partial\Gamma_n} \right| \Delta\Gamma_n + \left| \frac{1}{\sigma_r} \frac{\partial\sigma_r}{\partial\Gamma_r} \right| \Delta\Gamma_r \quad (\text{A.5})$$

ここで、1 項及び 2 項の係数は次式より求まる。

$$\frac{1}{\sigma_r} \frac{\partial\sigma_r}{\partial\Gamma_n} = \frac{(\Gamma_r - \Gamma_n)}{\Gamma_n (\Gamma_n + \Gamma_r)} \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{1}{\sigma_r} \frac{\partial\sigma_r}{\partial\Gamma_r} = \frac{(\Gamma_n - \Gamma_r)}{\Gamma_r (\Gamma_n + \Gamma_r)} \quad (\text{A.7})$$

$E_0 = 6.68\text{eV}$ の共鳴吸収ピークの半値巾 Γ_n 及び Γ_r の値は各々 $1.48 \pm 0.05\text{mV}$ 及び $25 \pm 2\text{mV}$ である。これらの値を上式に代入すると、共鳴吸収断面積の誤差が得られ、その値は約 10% である。この値を ^{238}U の吸収断面積の誤差とすることとした。

表 A.1 6 群モデルの²³⁸U の微視吸収断面積

群	エネルギー範囲	微視吸収断面積 (barn)	備 考
1	10 MeV ~ 183 keV	2.7 E-1	共鳴エネルギー範囲
2	183 keV ~ 961 eV	7.0 E-1	
3	961 eV ~ 2.38 eV	7.3 E+0	
4	2.38 eV ~ 0.65 eV	5.2 E-1	
5	0.65 eV ~ 0.105eV	9.5 E-1	
6	0.105 eV ~ 0.0 eV	1.9 E+0	