

平成19年度原子力人材育成プログラム事業成果報告

原子力教育支援プログラム（経済産業省）
東京工業大学
原子炉工学研究所 藤井靖彦

<提案事業概要>

研究炉を用いた炉物理・炉工学実験カリキュラム及び核燃料サイクルの各工程に関する実験を通じての実践的な実習カリキュラムの構築。

1. 目的・背景

近年、原子力の体系的な専門教育のレベルが一般的に低下し、教授人材の関連他分野への流出も進展している中で、原子炉物理学、放射線安全学、核燃料サイクル工学等の原子力特有の基礎分野に関する十分な知識を持ち、実習等を通じて実践的な技術・技能を習得した人材の育成が重要となっている。そこで、本事業では、炉工学と核燃料サイクル工学の実践的な理解を図ることを目的に、原子核工学物理実験教育カリキュラムと核燃料サイクル工学実験教育カリキュラムの構築を目指す。

2. 実施概要

本事業では、原子核工学物理実験教育カリキュラムと核燃料サイクル工学実験教育カリキュラムの構築を目指し、以下の内容を実施した。

2.1 原子核工学物理実験教育カリキュラムの構築

日本原子力研究開発機構保有の研究炉 JRR-4 を利用した実験実習による原子核物理・原子炉工学の実験教育カリキュラムを構築し、学生実験用のテキストを作成した。

実験カリキュラムは、臨界近接実験、制御棒校正実験、炉心温度係数測定実験、ゼノン反応度効果実験、出力校正実験、中性子束分布測定実験、研修運転、起動前点検・停止後点検の見学等からなり、臨界集合体を用いた実験では出来ない炉心温度係数に関する実験、ゼノン反動度効果に関する実験を含んでいる。これらの実験は、出力運転を行なう研究炉の特徴を生かしたものと見える。実験テキストでは、それぞれの実験の原理、方法を解説したうえで、事前検討課題、実験実施後の検討課題をも与える内容となっており、履修学生が、原子炉物理・原子炉工学の基礎を十分理解できるよう工夫されている。また、研修運転、起動前点検・停止後点検については、それぞれの研修、点検の意義の理解を深めるため、JRR-4 施設の概要及び運転管理についての解説が記載されている。

テキストの作成に当たっては、暫定的な実験カリキュラムを作成した後 JRR-4 を用いた実験の実施と以前 JRR-4 で行なわれた実験結果の検討によりカリキュラムの妥当性を検証して実験カリキュラムを完成させ、学生実験用テキストという形にまとめた。

2.2 核燃料サイクル工学実験教育カリキュラムの構築

核燃料サイクルを構成するウラン採掘・精錬、転換、濃縮、再転換、成型加工、再処理の各工程に関わる基本原理・技術の理解の基本となるウランの溶液化学、ウラン酸化物の性質、再処理の基本反応、廃棄物処理法について、実験を通じての実践的な実習教育を行うため、精製・転換工程コース、濃縮（同位体分離分析）工程コース、再処理工程コース、廃棄物処理コースの4コースからなる実験教育カリキュラムの構築を目指した。

そのため、精製・転換工程コースでは、ウラニルイオンを含む水溶液にアンモニアあるいは過酸化水素を加え重ウラン酸アンモニウムあるいは過酸化ウランの沈殿物を生成させる方法、沈殿物からウラン酸化物を得る方法に関する実験テキスト、濃縮（同位体分離分析）工程コースにおいては、イオン交換樹脂を用いた Li 同位体分離実験及び質量分析器による同位体比の測定に関するテキスト、再処理コースでは、ウラン酸化物の調製とその溶解反応、溶解液からの TOPO によるウランの抽出・炭酸塩水溶液による逆抽出実験に関するテキスト、廃棄物処理コースでは、陰イオン交換樹脂を用いたウランを含む廃液の処理実験に関するテキストを作成し、これらを基に核燃料サイクル工学実験教育カリキュラムを構築した。

3. 成果

3.1 原子核工学物理実験教育カリキュラムの構築

原子核工学物理実験教育カリキュラムが構築され学生実験用テキスト「研究炉 JRR-4 を用いた原子炉物理・原子炉工学の基礎実験」が作成された。これにより当初の計画を達成できた。

3.2 核燃料サイクル工学実験教育カリキュラムの構築

実験に必要な設備を整え、かつテキストを作成し、平成20年度後期から実施すべき学生実験のカリキュラムを構築することができ、当初の計画を達成できた。

4．取組の評価と今後の展開

4 1 原子核工学物理実験教育カリキュラムの構築

本プログラムで作成された学生実験用テキストは、今後本学原子核工学専攻の授業科目で活用する予定である。今回作成したテキストは本学の授業科目のみならず、大学院修士課程、または同等レベルの研修等に広く利用できるものと考えられる。また、実験内容には、炉心温度係数の測定等これまでの臨界集合体等を用いた学生実験には無かった原子炉の核的特性と熱的特性を結合させた場合の原子炉特性に関する実験を含んでいる。このような核熱結合の原子炉特性は実機の運転制御や安全性評価において重要であり、新しい学生実験教育の内容を開発したとよいためと思われる。

4 2 核燃料サイクル工学実験教育カリキュラムの構築

今後さらに実験テキストを充実させるための試行実験を行うとともに、カリキュラムの内容の向上を図る。また、本カリキュラムのような核燃料サイクルに関する実験カリキュラムは、他の大学でも開講されていないことから、本学の学生だけでなく、他大学の学生も受講できるようにすることを検討したい。

5．添付資料

- 1)研究炉 JRR-4 を用いた原子炉物理・原子炉工学の基礎実験
- 2)核燃料サイクル工学実験教育テキスト

原子核工学実験 (原子力機構コース) テキスト

研究炉 JRR-4 を用いた
原子炉物理・原子炉工学の基礎実験

2008年2月

東京工業大学理工学研究科

原子核工学専攻

原子核工学実験（原子力機構コース）テキスト

研究炉 JRR-4 を用いた原子炉物理・原子炉工学の基礎実験

目次

1. はじめに	1-1
2. JRR-4 の概要	2-1~11
3. 臨界近接実験	3-1~9
4. 制御棒校正実験	4-1~4
5. 出力校正実験	5-1~5
6. 中性子束分布測定実験	6-1~4
7. 炉心温度反応度効果実験	7-1~4
8. ゼノン反応度効果実験	8-1~5
9. おわりに	9-1

付録

A1 JRR-4 炉心の核特性解析	A1-1~10
A2 JRR-4 炉心の熱流動解析	A2-1~9
A3 反応度計の原理	A3-1~2
A4 JRR-4 の運転管理	A4-1~9

1. はじめに

原子炉の理論に関する学習がある程度進んだところで、実際の原子炉を使った基礎実験を行い、理論と実験を照合することは大切なステップである。このステップはあらゆる技術を学ぶ際の基本であるが、とりわけ原子力は、身近な化学反応ではなく、普段は体験することのない原子核反応を対象としている。そのため、理論を学ぶだけではその実体が身に付かないおそれがある。

近年、原子力技術が成熟していると見られていたわが国において、JCO の燃料調整工程、あるいは BWR の定期検査中に想定外の臨界事故が発生した。これらを偶発的なものと見過ごすことなく、人間の不備に対する自然からの貴重な警告と受け止め、技術の基本に立ち返った見直しが図られるべきであろう。

それでは、原子炉を使った実習では何を学べばよいのだろうか。これは、ぜひとも各自が事前に熟考し、強いモチベーションにまで高めてほしい。以下の項目はその参考用であり、あくまでも、自身の問題意識の形成こそが実習を成功させる鍵になる。

- ① 核燃料には臨界量があり、その知識は核燃料取り扱いの大前提であるが、臨界とはどんな現象なのか。臨界にはどのようにして安全に到達できるのか。また、何をもちいて臨界と判定するのか。(第3章「臨界近接実験」参照)
- ② 臨界は安全に制御できるのか。その本質的理由は何か。(第3章、及び第4章「制御棒校正実験」参照)
- ③ 炉出力の制御はどのようになされ、また、出力の大きさはどのようにして測るのか。(第5章「出力校正実験」参照)
- ④ 原子炉の主役である中性子は炉内でどのようにふるまうのか。(第6章「中性子束分布測定実験」参照)
- ⑤ 炉出力が高くなると、どんな現象が起こるのか。炉心の冷却はどのようになされるのか。(第7章「炉心温度反応度効果実験」、第8章「ゼノン反応度効果実験」参照)
- ⑥ 安全手順や制御範囲の逸脱を防ぎ、重大な事故へ発展するのを抑止するための留意事項は何か。(核的・熱的制限値、固有安全性)

また、当然のことながら、実験対象の原子炉の構成や特性を事前によく勉強しておくことが不可欠である。現場に立ち会ってからその場で考察を始めるのでは、ただただスケジュールに追われるだけになってしまう。このため、第2章「JRR-4の概要」を基に装置のことを十分頭に入れた上で、付録の核・熱特性解析を進められたい。この事前準備を前提に、第3章以降の各実験項目について、実験データ記録様式を各自が作成するとともに、事前・事後の考察ではできるだけ独自の課題を含む検討をなされたい。

マシントイムの限られた貴重な原子炉を自分自身のテーマで利用できる機会はまたとない。ぜひこのチャンスを存分に生かしてもらいたい。

2. JRR-4 の概要⁽²⁻¹⁾

2.1 原子炉施設の概要

JRR-4 (Japan Research Reactor-4) は、濃縮ウラン軽水減速冷却スイミングプール型の熱出力 3,500kW の研究用原子炉である。JRR-4 は、中出力炉の特性を活かした小回りの利くデイリー運転形態 (1 日の中で起動・停止を行なう運転) とし、広範囲な利用に対応するため、気送管照射設備、簡易照射筒、中性子ビーム設備などの各種照射・実験設備を設置している。

JRR-4 は、日本の原子力研究開発の草創期における昭和 37 年 6 月に原子力船開発のため、遮へい実験を目的とした研究用原子炉として建設を開始し、昭和 40 年 1 月に初臨界を達成した。特性試験を経て昭和 41 年 4 月からは、原子力第一船「むつ」の遮へいモックアップ実験を開始し、その後、昭和 49 年 1 月から熱出力 2,500kW の共同利用運転を開始して、昭和 51 年 1 月には熱出力 3,500kW に出力上昇し現在に至っている。この間、原子炉燃料のウラン濃縮度低減化計画に基づき、運転開始当初からの高濃縮ウラン燃料炉心を平成 10 年 9 月に濃縮度 20% の低濃縮ウランシリサイド燃料炉心 (LEU 炉心) に移行するとともに、併せて、原子炉建家の補強、計測制御システムの更新、燃料事故モニタ&非常用排気設備の新設のほか新たに医療照射設備を設置するなどの整備を行った。

JRR-4 の運転は、原則として火曜日から金曜日までのデイリー運転 (約 7 時間運転/日) で、年間約 40 サイクルの共同利用運転を行っている。

2.2 原子炉本体

原子炉本体は Fig. 2.1 に示すように、炉心部、炉心タンク、炉心ブリッジ及びプールから構成される。炉心タンクは炉心部を収納し、炉心ブリッジと炉心タンク脚で固定されている。

(1) 炉心タンク及び炉心ブリッジ

炉心タンクは Fig. 2.2 に示すように、アルミニウム溶接構造 (板厚約 1.2cm) で、上部円筒 (内径約 1.5m) と下部角筒 (約 80cm×75cm 角) から構成される開放タンクである。タンクの上部は炉心ブリッジに、下部は格子板を挟んで集水筒 (炉心タンク最下端部、1 次冷却系の炉心出口配管に接続している) 底部の炉心タンク脚により固定される。1 次冷却水は上部円筒の側面から流入し、炉心部を下降し集水筒を経て 1 次冷却系配管に導かれる。上部円筒部と下部角筒部の接続部分には、燃料交換時に使用する燃料交換弁と炉心タンクの水位低下を防止する自動液面調整弁が、集水筒には自然循環弁がそれぞれ設けられている。また、炉心部の上部には厚い水層があり、炉心からの放射線を遮へいする役目を果たしている。

炉心ブリッジは炉心タンクを吊り下げ、プール長手方向に沿って敷設されたレール (軌間約 7.7m) に堅固な手動式レールクランプで固定されている。

(2) 炉心部

炉心主要仕様を Table 2.1 に、概略図を Fig. 2.3 に示す。JRR-4 の炉心は燃料要素、反射体要素、格子板及び制御棒等から構成される。炉心部は長さ約 65cm、幅約 67cm、高さ約 60cm の角型形状で、格子板には燃料要素、反射体要素等がそれぞれ垂直に挿入され、自立している。

Table 2.2 に変更前の高濃縮ウラン燃料と変更後の低濃縮ウラン燃料の仕様を示す。 ^{235}U の含有量が燃料要素 1 体あたり 166g から 204g に、ウラン濃縮度が 90~93% から約 20% に変更になったほか、燃料芯材をウランアルミニウム合金からウランシリコンアルミニウム分散型合金 ($\text{U}_3\text{Si}_2\text{-Al}$) に変更している。燃料要素の各部寸法等は変更前後とも同一寸法としている。燃料要素の概略図は Fig. 2.4 に示すとおりであり、この燃料要素を炉心に 20 体装荷している。

反射体要素は、黒鉛をアルミニウム合金で被覆したものとアルミニウム合金を使用している。反射体要素は、普通反射体要素、大型反射体要素及び特殊反射体要素がある。普通反射体要素は約 8cm 角の長さ約 1m であり、大型反射体要素の断面積はこの約 2 倍である。特殊反射体要素は微調整棒、後備安全棒のガイドや中性子源挿入孔をもつ反射体要素で、合計 36 体を挿入している。

格子板は、長さ約 89cm、幅約 94cm、厚さ約 13cm のアルミニウム鋳物製で、格子板には約 8 行 8 列の合計 64 個の挿入孔と 7 行 5 列の合計 35 個の水循環孔を設け、挿入孔には燃料要素、反射体要素等を垂直に挿入している。

制御棒は、板状をしたボロン入りステンレス鋼製で、粗調整安全棒 4 本と微調整棒 1 本から構成される。その他、非常用制御設備として後備安全棒 2 本を設けている。

(3) No.1 プール

No.1 プール (長さ約 7m、幅約 7m、深さ約 10.3m) には約 380m³ のプール水が保有されるとともに、炉心タンクを設置している。No.1 プール水位は、原子炉運転時には燃料要素上端 (燃料ミート上端) から約 7.8m 以上が確保され、放射線を遮へいする役目を果たしている。また、1 次冷却水の流出事故に対するバックアップを兼ねている。

2.3 原子炉冷却系統施設

原子炉冷却系統施設は Fig. 2.5 に示すように、1 次冷却系、精製系、2 次冷却系等から構成される。これらは主に原子炉建家地階の冷却機器室と冷却塔機械室に設置し、制御室で

運転操作及び監視が一元的にできるようになっている。

(1) 1次冷却系

1次冷却系は、熱交換器2基、主循環ポンプ3基、主配管及び主要弁等から構成される。原子炉の定格出力運転時には、炉心部で発生する熱を除去するため、主循環ポンプにより約 $8\text{m}^3/\text{min}$ の1次冷却系の循環流量を確保するとともに、熱交換器を介し1次冷却系の熱を2次冷却系に伝えている。ここで、1次冷却系の循環流量は、LEU炉心への移行時に、炉心流路閉塞事故時でも燃料破損が生じないよう $7\text{m}^3/\text{min}$ から増強した。

(2) 精製系

精製系には、1次冷却水精製系及びプール水精製系を設けている。1次冷却水精製系はフィルタ及びイオン交換樹脂塔から構成され、1次冷却系運転時に1次冷却系流量の一部を分岐(約 $10\text{m}^3/\text{h}$)し精製する。プール水精製系は循環ポンプ、フィルタ及びイオン交換樹脂塔から構成され、循環ポンプにより、精製流量約 $10\text{m}^3/\text{h}$ を確保している。これら精製系により燃料要素、炉心構造物やプール内張り等に使用しているアルミニウムに適した水質を維持している。

(3) 2次冷却系

2次冷却系は、冷却塔、循環ポンプ2基、主配管及び主要弁等から構成される。炉心で発生した熱を熱交換器を介して1次冷却系から受け、この熱を冷却塔から大気に放散している。2次冷却水にはろ過水が用いられ、原子炉運転中は常にろ過水を補給して蒸発濃縮を防止している。

(4) その他

給水系及び排水系を設けている。給水系は1次冷却系及びプールに純水を供給するため、排水系は管理区域内で発生する排水を廃液貯槽(約 $20\text{m}^3\times 2$ 基)に送水するために、それぞれ設けている。

2.4 計測制御系統施設

計測制御系統施設は、中性子計測設備、冷却系計測制御設備、安全保護回路、制御設備等から構成される。これらは制御室の計測制御盤及び制御卓で運転操作や計測制御を行っている。

(1) 中性子計測設備

中性子計測設備は、起動系(1ch)、対数/ペリオド系(1ch)、線形出力系(1ch)、安全系(2ch)から構成される。中性子計測用の検出器は、起動系が核分裂計数管、対数/ペリオド系及び線形出力系が補償型電離箱、安全系が非補償型電離箱を用いている。これらは原子炉の起動、定常運転、停止に必要な原子炉内の中性子束及びペリオドを制御室の計測制御盤で計測している。また、中性子束が異常に上昇した場合は安全系より警報や安全保護回路に信号を発するようになっている。

原子炉の自動制御は線形出力系信号と出力設定器との信号偏差により、原子炉内の中性子束を一定に保つように微調整棒を自動制御する。

(2) 冷却系計測制御設備

冷却系計測制御設備は、冷却機器の操作器及び圧力計、温度計、流量計、水位計等から構成される。これらは原子炉の運転に際し、制御室で冷却機器の起動及び停止操作を行うとともに、原子炉の運転に必要なプラント情報を制御室の計測制御盤で計測している。また、重要なプラント情報については警報や安全保護回路に信号を発するようになっている。

(3) 安全保護回路

安全保護回路は、原子炉停止回路及びその他の主要な安全保護回路から構成される。

原子炉停止回路は原子炉運転中に、その異常な状態を検出して自動的に原子炉を停止するものである。その他の主要な安全保護回路は、燃料破損事故時にその異常を検出して自動的に非常用排気設備を作動させるものである。これらは安全機能を喪失しないように多重化している。

(4) 制御設備及び非常用制御設備

制御設備は、4本の粗調整安全棒及び1本の微調整棒から構成される。制御棒は炉心ブリッジに設けられた駆動装置により保持電磁石を介して吊り下げ、上方から炉心に挿入している。スクラム時には保持電磁石が開放し、炉心に自由落下し原子炉を安全に停止する。

非常用制御設備は、2本の後備安全棒を設けており、万一、粗調整安全棒の挿入ができない場合は、制御室からの遠隔操作又は現場において手動操作により後備安全棒を炉心に挿入し、原子炉を安全に停止する。

(5) その他

その他として、原子炉の安全を確保するため、警報設備及びインターロック回路を設けている。また、炉心燃料の破損を検出するため、破損燃料検出装置（FFD）及び燃料事故モニタを設けている。

2.5 燃料交換

ウラン濃縮度低減計画にともなう炉心改造を経て、平成10年に濃縮度約20%のウランシリサイド燃料要素を用いた初期炉心が構成され、各種特性試験を実施した後、この炉心は約3年半の間燃料交換なしで運転利用に供された。その後、約半年に一回程度のサイクルで燃料交換を行う平衡炉心に移行し、現在に到っている。燃料交換では、運転に必要な過剰反応度を維持するため、一部燃料要素を新燃料に交換するとともに、出力分布の平坦化のため、高燃焼度燃料を炉心中央部に移動させる。運転に必要な過剰反応度を Table 2.3 に示す。

参考文献

(2-1) 平根伸彦、他：「JRR-4 低濃縮ウランシリサイド燃料炉心の特性試験」、JAEA・Technology 2006-028, (2006).

Table 2.1 炉心主要仕様

項目	
炉心寸法	40.5cm(横 : x)×34.4cm(縦 : y)×60cm(高さ : z)
燃料要素数	20 体
減速材	軽水
反射材	軽水、黒鉛及びアルミニウム合金
制御棒	粗調整安全棒 4 本(上部懸垂型、ボロン-ステンレス鋼、ストローク 650mm) 微調整棒 1 本(上部懸垂型、ボロン-ステンレス鋼、ストローク 650mm)
非常用制御設備	後備安全棒 2 本(上部懸垂型、ボロン-ステンレス鋼)

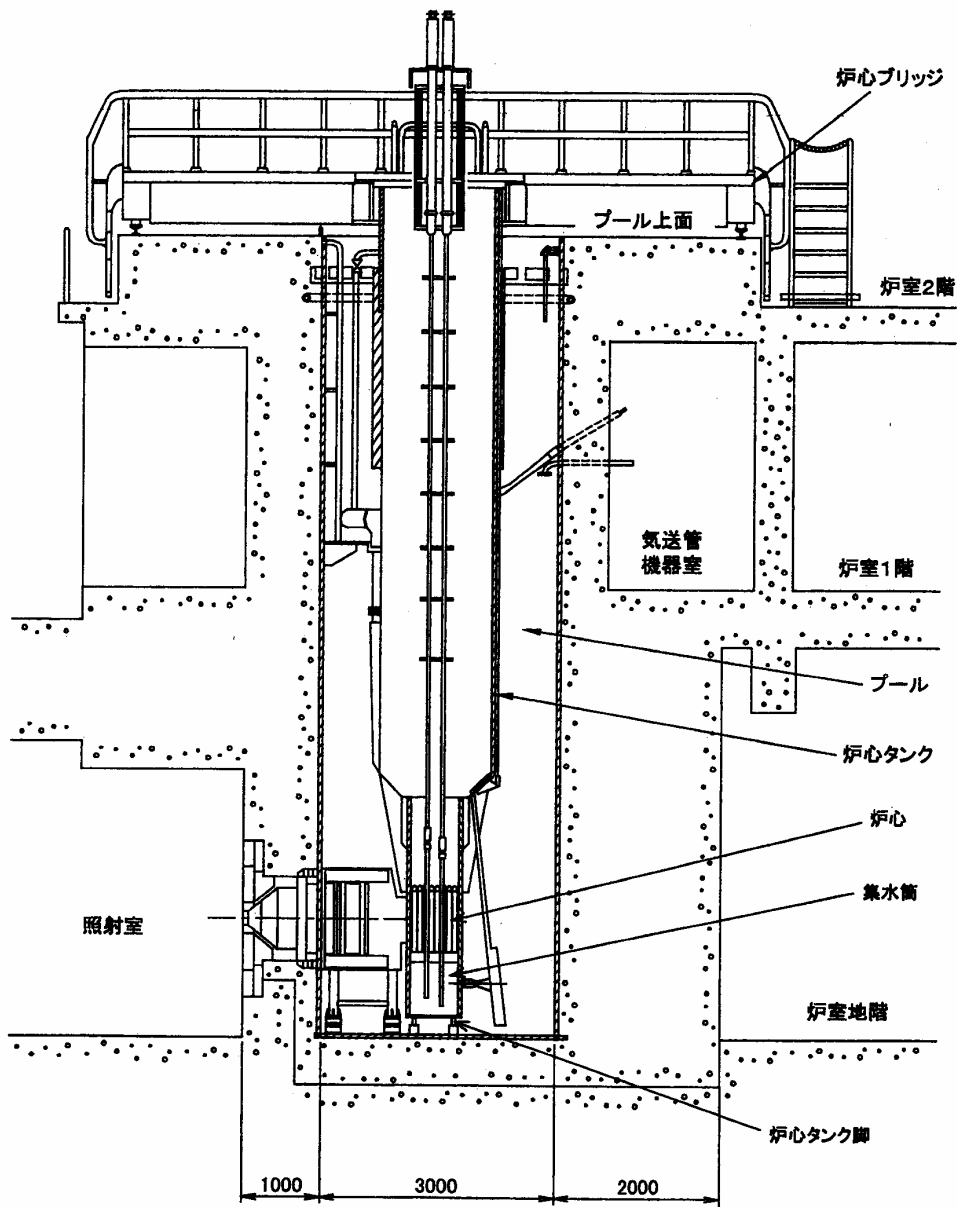
Table 2.3 炉心に必要な過剰反応度

項 目	
1. 前日から蓄積したXe等の毒物を打ち消す分の過剰反応度 (JRR-4 はデイリー運転の原子炉であるため)	最大約 3.3% Δk/k
2. 照射利用等に必要な過剰反応度	0.4% Δk/k
3. 温度変化に必要な過剰反応度	0.3% Δk/k
4. 燃料交換から次の燃料交換までの燃焼により減少する反応度 を打ち消す分の過剰反応度	1% Δk/k
合 計	約 5% Δk/k

Table 2.2 JRR-4 燃料要素の主要仕様

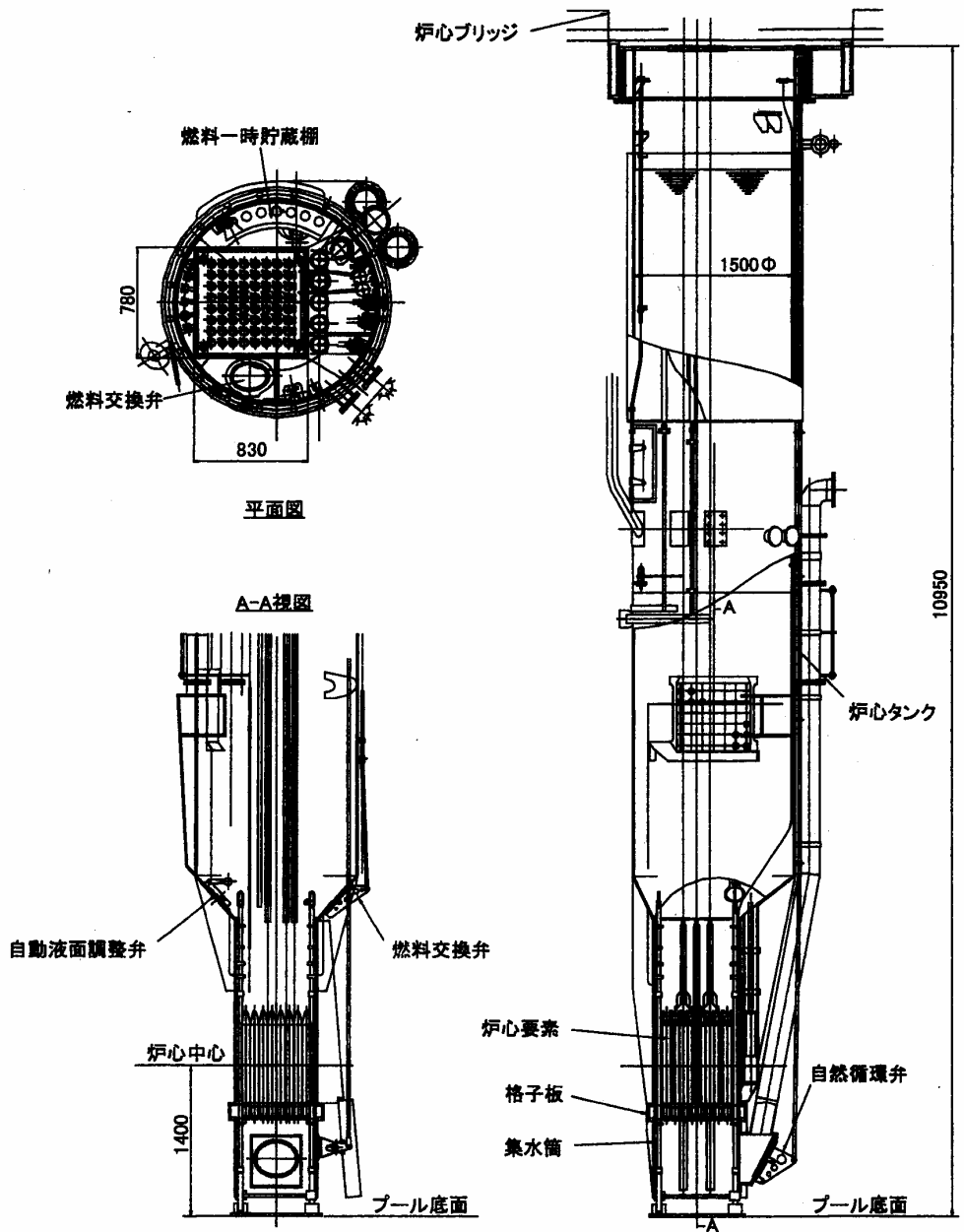
項目		仕様
形式		MTR 平板型
燃料要素寸法		約 80×80×1,025(mm)
燃料板枚数		15(枚)
燃料板厚さ		約 1.26(mm)
燃料板幅		約 75(mm)
燃料板長さ/内側燃料板		約 630(mm)
燃料板長さ/外側燃料板		約 734(mm)
燃料芯材厚さ		約 0.5(mm)
燃料芯材幅		約 65(mm)
燃料芯材長さ		約 600(mm)
被覆材厚さ		約 0.38(mm) (最小厚さ 0.30mm)
²³⁵ U 含有量(内側燃料板)		約 14.6(g/枚)
²³⁵ U 含有量(外側燃料板)		約 7.3(g/枚)
²³⁵ U 含有量(燃料要素)		約 204(g/体)
燃料芯材	種類	ウランシリコンアルミニウム分散型合金
	主な組成	U ₃ Si ₂ -Al
	ウラン濃縮度	約 20(%)
	ウラン密度(内側燃料板)	約 3.8(g/cm ³)
	ウラン密度(外側燃料板)	約 1.9(g/cm ³)
被覆材	種類	アルミニウム合金
	材料規格	JIS A6061,AG3NE* 又は相当品
最高燃焼度(要素平均)		50(%)
1次冷却水流路	流路厚さ	約 4.1(mm)
	流路幅	約 70(mm)
	流路数	14

* : AG3NE はフランスで開発された原子力用アルミニウム合金である。



単位：mm

Fig. 2.1 原子炉本体立面図



単位:mm

Fig. 2.2 炉心タンク概略図

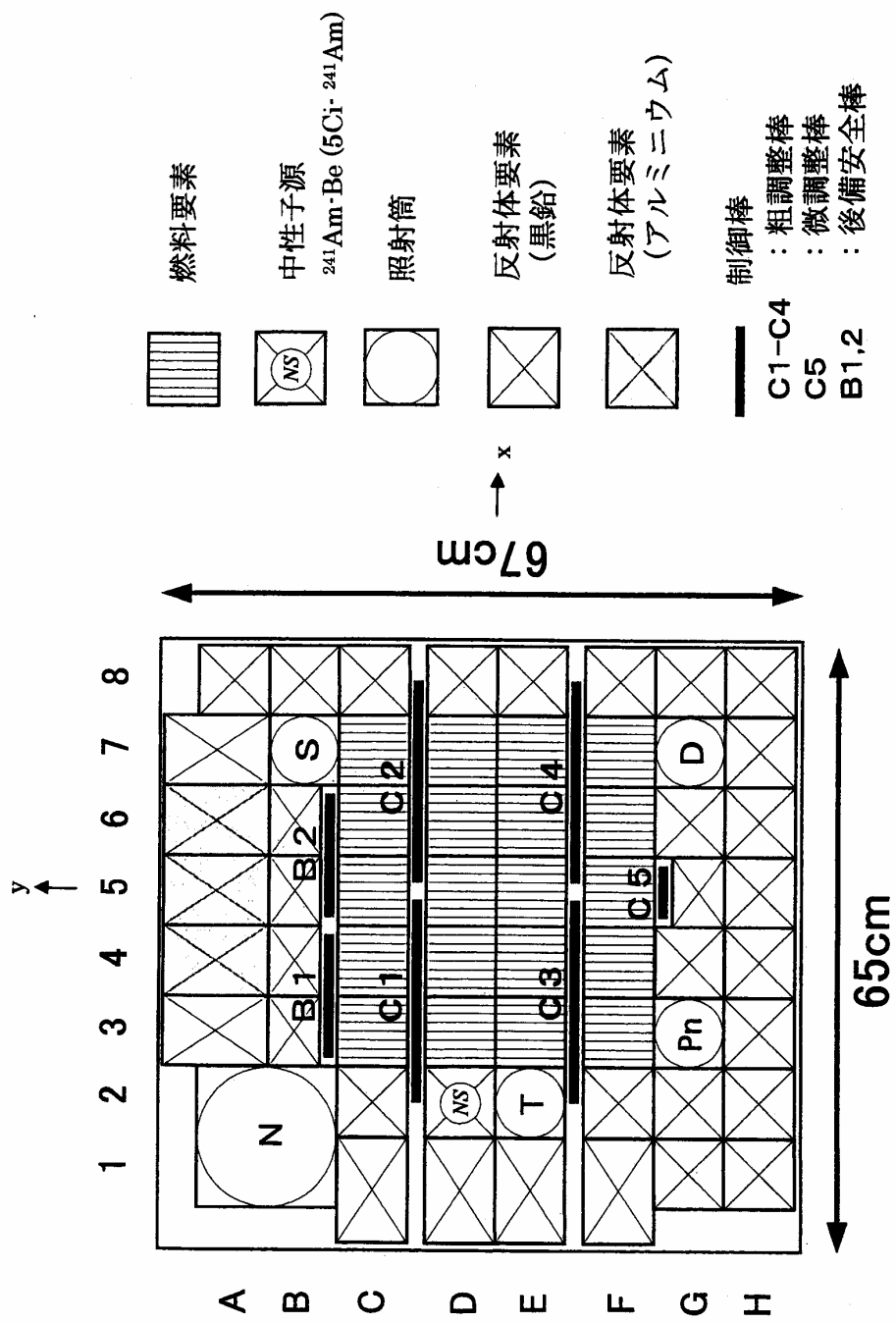


Fig. 2.3 炉心平面概略図

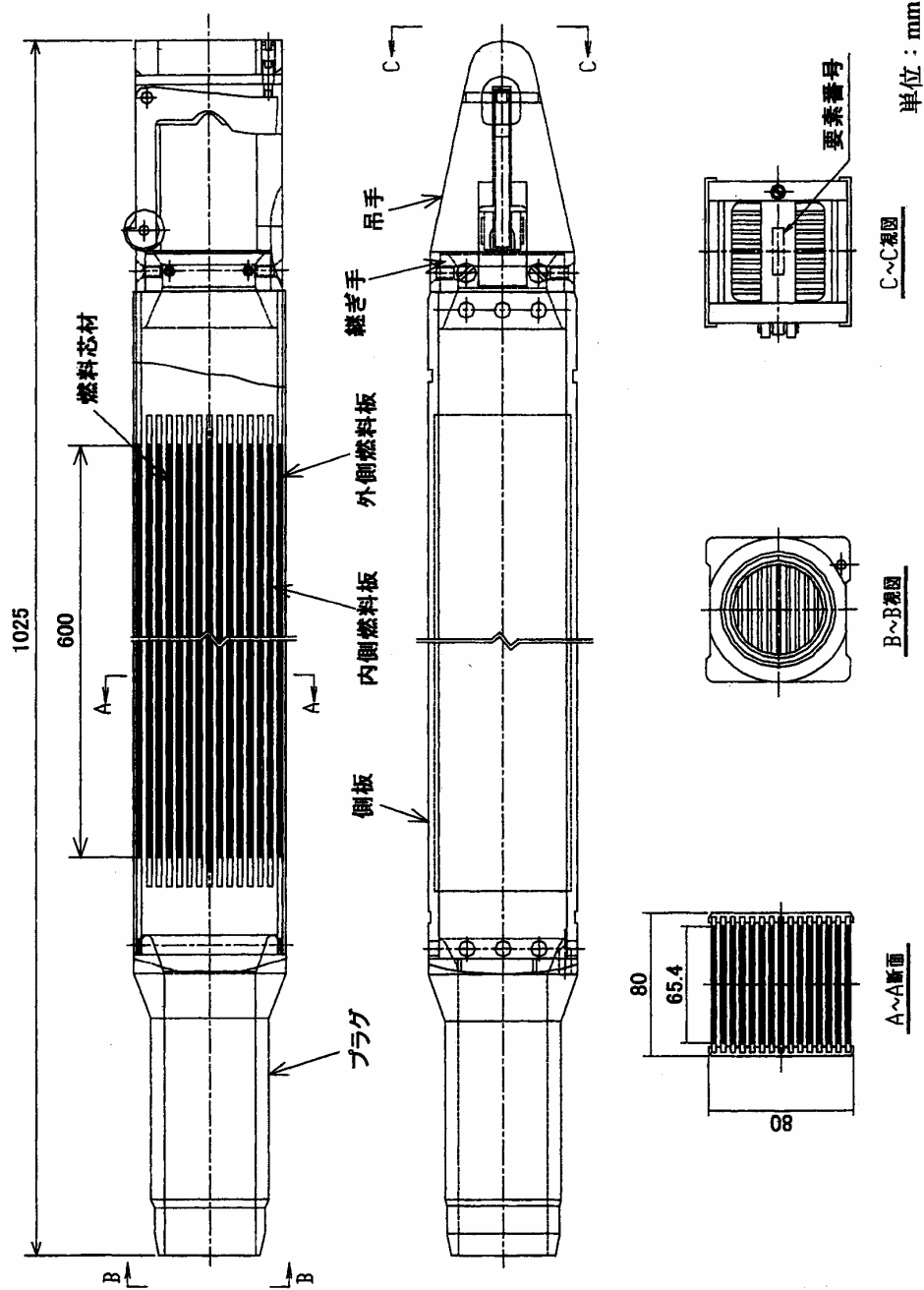


Fig. 2.4 燃料要素

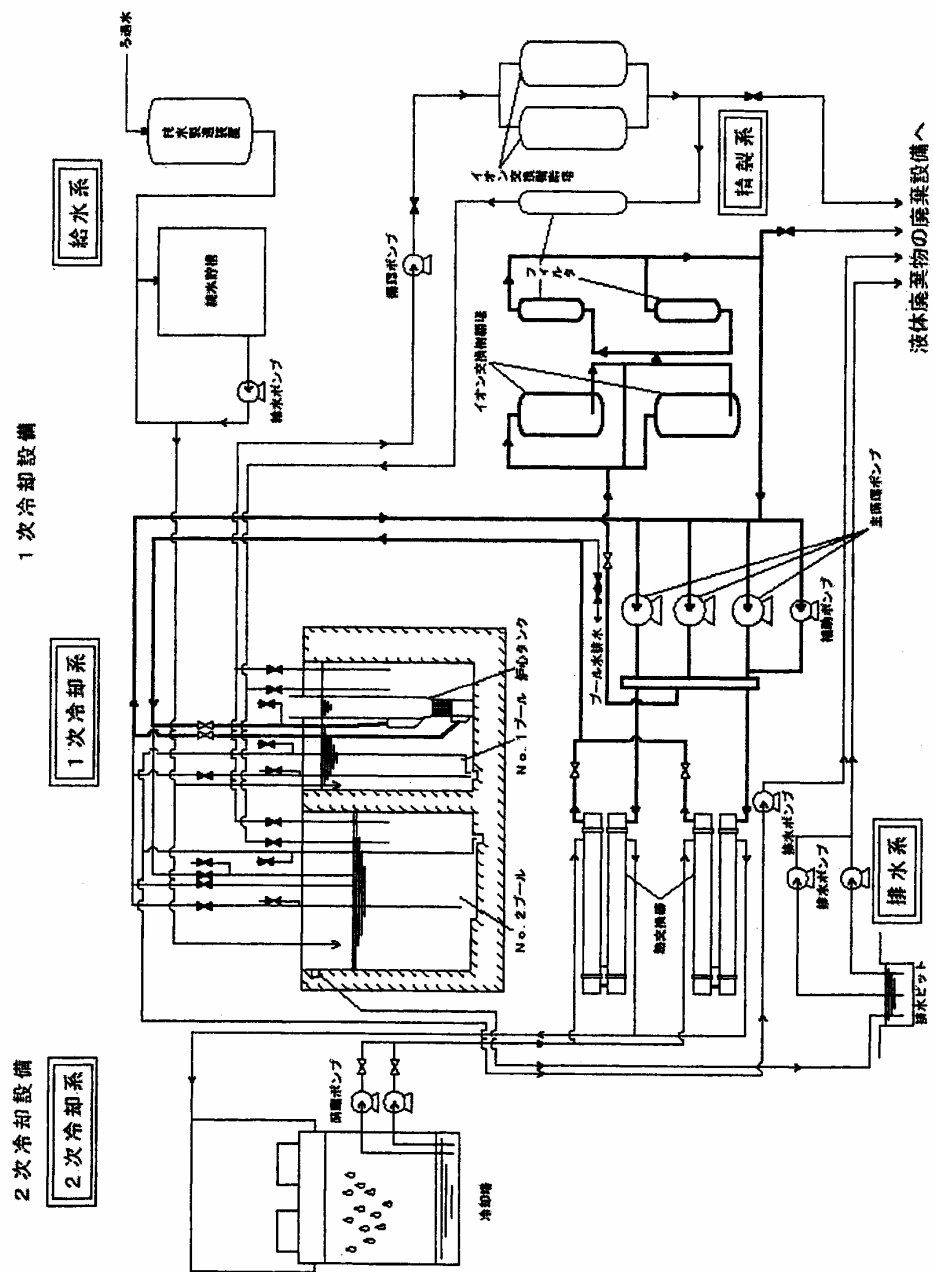


Fig. 2.5 原子炉冷却系統施設概要

3. 臨界近接実験

3.1 核分裂連鎖反応のしくみ

核分裂反応が外部からの中性子供給なしで定常的に持続している状態を“臨界”という。この現象があるからこそ、1核分裂当たり約200MeVの巨大なエネルギーを利用することができる。臨界が歴史上初めて実証されたのは、1942年12月2日、シカゴ大学の屋内競技場の一角に、長時間にわたる臨界近接過程を経て組み上げられた、CP-1と呼ばれる天然ウラン燃料-黒鉛減速・反射の球状炉（臨界直径約8m）であった。

(1) 即発連鎖と遅発中性子の役割

ところで、臨界には“遅発臨界”と“即発臨界”があり、上記の定義は遅発臨界を意味している。連鎖反応を仲介する中性子には即発中性子と遅発中性子がある。前者は核分裂とほとんど同時に2~3個発生し、後者は、前者に比べて発生数は少ないが、核分裂後平均約10sec（遅発中性子先行核崩壊定数 λ の逆数の平均値）遅れて発生する。

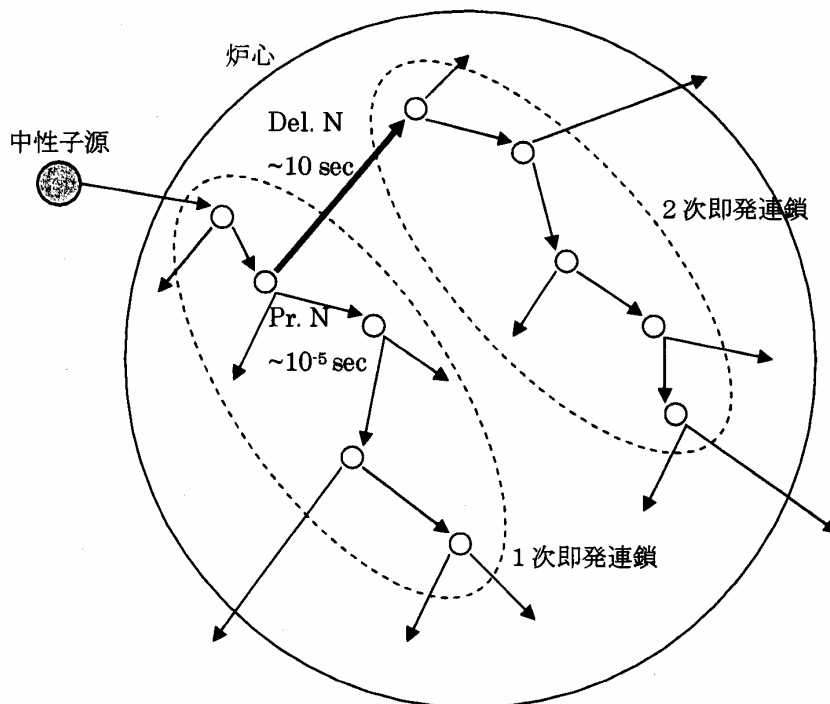


図 3.1 即発連鎖と遅発中性子

そして、発生した中性子が次の核分裂を起こすまでの平均時間（中性子寿命 ℓ ）は、軽水減速炉心を例にとると $\sim 10^{-5}$ secのオーダーであり極めて短い。したがって、図3.1に示すように、炉心内で1個核分裂が起きると、それに引き続く核分裂連鎖は、遅発中性

子の発生を待つことなく、即発中性子が引き起こす。そこで、この連鎖を即発連鎖と呼ぶ。その中性子増倍係数を k_p とすると、通常 $k_p < 1$ なので、この連鎖は短時間のうちに途絶える。その即発連鎖の中で生じた遅発中性子先行核から、ゆっくりとした時間経過で遅発中性子が生まれ、それが新たな即発連鎖の祖となる。この遅発中性子で橋渡しされた即発連鎖の系列が途絶えることなく定常的に持続する状態が遅発臨界である。この状態の近傍では、遅発中性子の時定数が現象を支配するので、連鎖反応の制御が可能となる。なお、即発中性子と遅発中性子を一括した増倍係数が中性子実効増倍係数 k_{eff} であるから、 k_p と k_{eff} の間には、 β_{eff} を実効遅発中性子割合として

$$k_p = (1 - \beta_{eff}) k_{eff} \quad (3.1)$$

の関係があり、遅発臨界では $k_{eff} = 1$ が成り立つ。

一方、 $k_p = 1$ の状態を即発臨界あるいは爆発臨界といい、即発連鎖自身が途絶えることなく持続する。この状態では、発生した遅発中性子が次々と無限即発連鎖を生み出すので、炉内の中性子数は急速に増大する。そして、 k_p がわずかでも 1 を超えると、中性子数は時間 t 毎に k_p 倍になり、ほとんど瞬間的に出力が増加するので危険性が高い。

遅発臨界未満の状態では、時間とともに即発連鎖のサイズ（属する核分裂数）と遅発中性子の発生数が減少するので、しばらくすると炉内に中性子は存在しなくなる。この状態では原子炉の監視は不可能なので、図 3.1 のように、核分裂の火種を絶やさないよう、中性子源から中性子を供給し続ける必要がある。臨界近接実験で中性子源を用いる理由はここにある。

(2) 即発連鎖の時系列

上記の即発連鎖の時系列について、その特徴をもう少し詳しく見てみよう。最初の 1 つの核分裂からスタートする 1 次即発連鎖の中で起こる核分裂数は、 $k_p < 1$ として

$$F_{p1} = 1 + k_p + k_p^2 + k_p^3 + \dots = \frac{1}{1 - k_p} \quad (3.2)$$

である。例として $k_p = 0.99$ とすると $F_{p1} = 100$ であるから、即発連鎖は大略 $100\ell \approx$ 数 msec で途絶えてしまう。その後約 10sec 遅れて生まれる遅発中性子の数は、 ν を核分裂当たりの中性子発生数として、 $F_{p1} \nu \beta_{eff}$ である。1 核分裂当たり生まれる ν 個の中性子が次世代に k_{eff} 個の核分裂を生じる、つまり、1 個の中性子は k_{eff}/ν 個の核分裂を起こすから、 $F_{p1} \nu \beta_{eff}$ 個の遅発中性子が起こす核分裂数は

$$F_{d1} = F_{p1} \nu \beta_{eff} \times k_{eff} / \nu = F_{p1} \beta_{eff} \cdot k_{eff} = \frac{\beta_{eff} k_{eff}}{1 - k_p} \quad (3.3)$$

となる。この遅発中性子による核分裂の各々が即発連鎖の祖となる。その 2 次即発連鎖の核分裂数は(3.2)を使って

$$F_{p2} = \frac{F_{d1}}{1 - k_p} = \frac{\beta_{eff} k_{eff}}{1 - k_p} \frac{1}{1 - k_p} \quad (3.4)$$

である。その結果生まれる遅発中性子による核分裂数は(3.3)と同様

$$F_{d2} = F_{p2} \beta_{\text{eff}} \cdot k_{\text{eff}} = \left(\frac{\beta_{\text{eff}} k_{\text{eff}}}{1 - k_p} \right)^2 \quad (3.5)$$

となり、これによる3次即発連鎖の核分裂数は

$$F_{p3} = \left(\frac{\beta_{\text{eff}} k_{\text{eff}}}{1 - k_p} \right)^2 \frac{1}{1 - k_p} \quad (3.6)$$

というふうに、1つの核分裂からスタートした連鎖反応全体で生じる核分裂の総数は、 $k_{\text{eff}} < 1$ の場合

$$\begin{aligned} F_{\text{total}} &= F_{p1} + F_{p2} + F_{p3} + \dots \\ &= \frac{1}{1 - k_p} \left[1 + \frac{\beta_{\text{eff}} k_{\text{eff}}}{1 - k_p} + \left(\frac{\beta_{\text{eff}} k_{\text{eff}}}{1 - k_p} \right)^2 + \left(\frac{\beta_{\text{eff}} k_{\text{eff}}}{1 - k_p} \right)^3 + \dots \right] \\ &= \frac{1}{1 - k_p} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\beta_{\text{eff}} k_{\text{eff}}}{1 - k_p}} = \frac{1}{1 - k_p - \beta_{\text{eff}} k_{\text{eff}}} = \frac{1}{1 - k_{\text{eff}}} \end{aligned} \quad (3.7)$$

と求められる。(3.7)の最後の式では(3.1)の関係を用いているが、これは、1つの核分裂からスタートした連鎖が途絶えるまでに起こる総核分裂数は

$$1 + k_{\text{eff}} + k_{\text{eff}}^2 + k_{\text{eff}}^3 + \dots = 1 / (1 - k_{\text{eff}})$$

と計算されることから確かめることができる。

(3.7)の F_{pn} ($n=1, 2, \dots$)をみると、遅発中性子が仲介する即発連鎖の系列は、約10sec毎にそのサイズが $\beta_{\text{eff}} \cdot k_{\text{eff}} / (1 - k_p)$ 倍 ($\beta_{\text{eff}} = 0.007$ とすると、上記の $k_p = 0.99$ の例で0.7倍)となる緩やかな時間変化であることがわかる。

$k_{\text{eff}} = 1$ の遅発臨界では(3.1)より $k_p = 1 - \beta_{\text{eff}}$ となり、(3.2)~(3.6)より $F_{pn} = 1 / \beta_{\text{eff}}$ 及び $F_{dn} = 1$, ($n=1, 2, \dots$)が得られる。つまり、全ての即発連鎖のサイズが等しくなり、遅発中性子による橋渡し役の核分裂数は丁度1となる。これは確かに、連鎖反応が定常的に持続する条件になっている。

(3) 中性子数の時間変化

即発連鎖の時間変化を $\exp(\alpha_p t)$ 、遅発中性子が仲介する連鎖の時間変化を $\exp(\alpha_d t)$ と表すと、両者の時定数 α_p と α_d は次のように求められる。まず、即発連鎖においては、時間 ℓ の間に中性子数あるいは核分裂数が k_p 倍になるから、

$$\exp(\alpha_p \ell) = 1 + \alpha_p \ell = k_p, \quad \text{つまり、} \quad \alpha_p = -(1 - k_p) / \ell \quad (3.8)$$

が得られる。

一方、 α_d については、(3.7)を参照すると、中性子数あるいは核分裂数が時間 $1/\lambda$ の間に $\beta_{\text{eff}} \cdot k_{\text{eff}} / (1 - k_p)$ 倍になるから、

$$\begin{aligned} \exp(\alpha_d / \lambda) &= 1 + \alpha_d / \lambda = \beta_{\text{eff}} \cdot k_{\text{eff}} / (1 - k_p), \quad \text{つまり、} \\ \alpha_d &= \lambda \{ \beta_{\text{eff}} \cdot k_{\text{eff}} / (1 - k_p) - 1 \} = \lambda (k_{\text{eff}} - 1) / (1 - k_p) \end{aligned} \quad (3.9)$$

となる。

(3.8)及び(3.9)の時定数は、後述のように、原子炉の動特性方程式(遅発中性子1群モデル)から導かれる2種の時定数と近似的に一致することを確認することができる。そ

して、動特性方程式の一般解が A、B を未定定数として

$$N(t) = A \exp(\alpha_p t) + B \exp(\alpha_d t) \quad (3.10)$$

と表されることからわかるように、炉内の中性子数の時間変化は即発連鎖の時間変化と遅発中性子が仲介する連鎖の時間変化を重ね合わせたものとなる。つまり、原子炉にある反応度変化がもたらされると、まず、1次即発連鎖のサイズが短時間に変化し、次いで、その影響が遅発中性子の仲介する連鎖に現れ、緩やかな時間変化に移行する。このように、原子炉の動特性方程式の解の特徴を即発連鎖の時系列の性質から説明できる。

3.2 実験の原理

臨界近接実験は、新炉心を構成する場合にまず最初に実施される、原子炉の最も基本となる実験である。前項の議論から分かるように、遅発臨界 ($k_{\text{eff}}=1$) と即発臨界 ($k_p = k_{\text{eff}}(1-\beta_{\text{eff}})=1$) との反応度差 β_{eff} は、U 燃料炉心で 0.007、Pu 燃料炉心で 0.004 程度と微小であるため、間違っただけ遅発臨界を超えて即発臨界に近づくことのないよう、安全に遅発臨界に到達するための配慮を要する。そのためには、一度に反応度を加え過ぎないよう、中性子源を使って間断なく炉内に核分裂中性子を発生させつつ、中性子数の増え方を検出器により監視することになる。

(1) 中性子源がある場合の動特性方程式

定常中性子源を有する炉心に反応度変化が加わった場合の中性子数の時間変化について検討してみよう。中性子源を含む動特性方程式は次式で与えられる。

$$\frac{dN}{dt} = \frac{k_p - 1}{\ell} N + \lambda C + S = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} N + \lambda C + S \quad (3.11)$$

$$\frac{dC}{dt} = \frac{\beta k}{\ell} N - \lambda C = \frac{\beta}{\Lambda} N - \lambda C \quad (3.12)$$

ここで、 $N(\text{cm}^{-3})$ 、 $C(\text{cm}^{-3})$ 、及び $S(\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1})$ は中性子密度、遅発中性子先行核密度 (1群モデル)、及び中性子源強度であり、 β 及び k の添え字 'eff' は省略した。また、 $\rho = (k-1)/k$ は反応度であり、 $\Lambda = \ell/k$ は中性子生成時間と呼ばれる炉定数である。

この連立微分方程式の解は一般解と特殊解の重ね合わせになり、Nに関する一般解は上記のように(3.10)で与えられる。Nの特殊解は定常項であり、 $\ell S / (1-k) = -\Lambda S / \rho$ と求められるので、一般解と合わせて次式が得られる。

$$N(t) = A e^{\alpha_p t} + B e^{\alpha_d t} + \frac{\ell S}{1-k} = A e^{\alpha_p t} + B e^{\alpha_d t} - \frac{\Lambda S}{\rho} \quad (3.13)$$

一般解の2つの時定数 α_p 、 α_d は次のようにして求められる。(3.11)のS項がない場合について、両式左辺が αN 、 αC に等しいと置くと、 α に関する次の2次方程式が得られる。

$$\alpha^2 + \left(\lambda + \frac{1-k_p}{\ell}\right) \alpha + \lambda \frac{1-k}{\ell} \cong \alpha^2 + \left(\frac{1-k_p}{\ell}\right) \alpha + \lambda \frac{1-k}{\ell} = 0 \quad (3.14)$$

ただし、 k_p は即発臨界($k_p=1$)からある程度離れている場合、 ℓ が小さいため、上式左辺第2項の λ は無視できるとしている。(3.14)の2根は

$$\alpha = \frac{1}{2} \left[-\left(\frac{1-k_p}{\ell}\right) \pm \sqrt{\left(\frac{1-k_p}{\ell}\right)^2 - 4\lambda \frac{1-k}{\ell}} \right] \cong \frac{1}{2} \left[-\left(\frac{1-k_p}{\ell}\right) \pm \frac{1-k_p}{\ell} \left(1 - \frac{2\lambda \frac{1-k}{\ell}}{\left(\frac{1-k_p}{\ell}\right)^2} \right) \right]$$

$$\approx (k_p - 1) / \ell = (\rho - \beta) / \Lambda = \alpha_p, \text{ 及び、}$$

$$= \lambda (k-1) / (1-k_p) = \lambda \rho / (\beta - \rho) = \alpha_d \quad (3.15)$$

と求められ、これらは(3.8), (3.9)の結果と一致している。

(2) 臨界近接実験における中性子数の変化

臨界近接実験では、中性子源付きの十分未臨界の炉心からスタートして、燃料の追加、あるいは制御棒の引き抜きなどの操作を断続しつつ臨界に至る。これは、ある未臨界定常状態において反応度を添加し、新たな未臨界定常状態に移ることの繰り返しである。

この状況に相当するよう、(3.13)の未定定数 A, B を決定したい。以下では、計算の便宜上、反応度表現による(3.11), (3.12), (3.13)を用いて議論する。まず、 $t < 0$ では反応度 ρ_0 (負)、中性子密度 N_0 の定常状態が実現していたとすると、(3.11), (3.12)より

$$N_0 = -\Lambda S / \rho_0 \quad (3.16)$$

が得られる。そして、 $t=0$ に正の反応度 $\Delta \rho$ が加わり、 $\rho_0 + \Delta \rho = \rho$ (負)になったとすると、(3.13)より

$$N(0) = N_0 = A + B - \Lambda S / \rho \quad (3.17)$$

である。また、 $t=0$ では、遅発中性子先行核密度 C に変化は現れないので(3.12)の左辺は零だから、(3.11), (3.12)より $(dN/dt)_{t=0} = (\rho / \Lambda) N_0 + S$ であり、これは(3.13)より $\alpha_p A + \alpha_d B$ に等しいから

$$(\rho / \Lambda) N_0 + S = \alpha_p A + \alpha_d B \quad (3.18)$$

が得られる。これら3つの初期条件の式を使って A, B を決めると、 $|\alpha_p| \gg |\alpha_d|$ を考慮し、整理した結果、(3.13)は次のようになる。

$$\frac{N}{N_0} = -\frac{\Delta \rho}{\beta - \rho} e^{\alpha_p t} + \frac{\beta}{\rho} \frac{\Delta \rho}{\beta - \rho} e^{\alpha_d t} + \frac{\rho_0}{\rho}, \quad \Delta \rho = \rho - \rho_0 \quad (3.19)$$

この式は ρ_0 と ρ が負として導いたが、以下に述べるように、適用範囲を拡張することのできる、有用な式である。

① 未臨界の臨界近接過程

$k_0 < k < 1$ ($\rho_0 < \rho < 0$, $|\rho_0| > |\rho|$) の場合、(3.15)より α_p と α_d は負であるから、(3.19)右辺第1及び第2項は時間とともに減衰し、 $N(t)/N_0$ は第3項の飽和値(>1)に漸近する。その飽和値は中性子源強度には依存しないで、反応度の比のみで決まる。

$|\rho| > \beta$ の比較的深い未臨界では、(3.19)右辺第1項の振幅は第2項の振幅より大きい。そして、 $|\alpha_p| \gg |\alpha_d|$ であるから、第1項の速い変化(即発跳躍、Prompt jump と呼ばれる。)が支配的であり、短時間に飽和値に到達する。

臨界に近づき $|\rho| < \beta$ になると、(3.19)右辺第2項の振幅の方が第1項の振幅より大きくなる。したがって、飽和値への達し方は緩やかになり、長時間を要するようになる。

②中性子源付き臨界状態

$k_0 < 1$ で $k \rightarrow 1$ ($\rho_0 < 0$ で $\rho \rightarrow 0$) とした場合、(3.15)より $\exp(\alpha_p t) \approx 1 + \{\lambda \rho / (\beta - \rho)\} t$ 、 $\alpha_p \rightarrow -\beta / \Lambda$ であり、(3.16)を使って、(3.19)の極限值を求めると

$$\begin{aligned} N &\approx \frac{\rho - \rho_0}{\beta - \rho} \frac{\Lambda S}{\rho_0} e^{\alpha_p t} - \left(\frac{\beta \rho - \rho_0}{\rho \beta - \rho} + \frac{\rho_0}{\rho} \right) \frac{\Lambda S}{\rho_0} - \frac{\beta \rho - \rho_0}{\rho \beta - \rho} \frac{\lambda \rho}{\beta - \rho} \frac{\Lambda S}{\rho_0} t \\ &= \frac{\rho - \rho_0}{\beta - \rho} \frac{\Lambda S}{\rho_0} e^{\alpha_p t} - \frac{1}{\rho} \frac{\rho(\beta - \rho_0)}{\beta - \rho} \frac{\Lambda S}{\rho_0} - \frac{\lambda \beta (\rho - \rho_0)}{(\beta - \rho)^2} \frac{\Lambda S}{\rho_0} t \\ &\rightarrow -\frac{\Lambda S}{\beta} e^{-(\beta/\Lambda)t} + N_0 + \frac{\Lambda S}{\beta} + \frac{\lambda \Lambda S}{\beta} t = N_0 + \frac{\Lambda S}{\beta} (1 - e^{-(\beta/\Lambda)t} + \lambda t) \end{aligned} \quad (3.20)$$

が得られる。したがって、中性子源付きで未臨界から丁度臨界に移ると、即発跳躍後、中性子数は直線上昇する。

③中性子源の無い臨界状態での反応度添加

(3.16)より、 $S=0$ の定常状態（臨界）で $N_0 \neq 0$ であるためには、 $\rho_0 = 0$ ($k_0 = 1$) でなければならない。(3.19)で $\rho_0 = 0$ とすると次式が得られる。

$$\frac{N}{N_0} = -\frac{\rho}{\beta - \rho} e^{\alpha_p t} + \frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\alpha_d t} \quad (3.21)$$

この式は、臨界状態にて反応度 ρ を添加した後の出力変化を遅発1群モデルで表す、よく知られた式である。

遅発臨界近傍の $0 < \rho < \beta$ の反応度が加わると、(3.15)より α_p は負、 α_d は正だから、右辺第1項の即発跳躍項は直ちに減衰し、その後は第2項（持続項とよばれる）による緩やかな出力上昇がみられる。その時定数 α_d の逆数 T_d を“炉周期（ペリオド）”といい、(3.15)より

$$\rho = \beta / (1 + \lambda T_d) \quad \left(= \sum_{i=1}^6 \beta_i / (1 + \lambda_i T_d) \right) \quad (3.22)$$

であるから、 T_d を測定すると反応度が求められる。この反応度測定法をペリオド法という（第4章参照）。

$\rho < 0$ の場合は、 α_p 、 α_d ともに負であるから、(3.21)右辺第1項の即発跳躍により出力は瞬時に $(\beta / (\beta - \rho)) N_0$ まで低下する。その後の第2項を積分すると

$$\frac{\int N dt}{N_0} = \frac{\beta}{\beta - \rho} \int_0^\infty e^{\alpha_d t} dt = -\frac{\beta}{\lambda \rho} \left(= -\frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i} \right) \quad (3.23)$$

であるから、(3.23)左辺の測定から反応度 ρ が求められる。この方法は制御（安全）棒を急速挿入した時の反応度効果や原子炉停止余裕の測定によく用いられ、制御棒落下法（ロッドドロップ法）と呼ばれる。(3.22)及び(3.23)のカッコ内の式は遅発6群表現で

ある。

3.3 実験手順

(1) 臨界近接の方法

JRR-4では、初期炉心を構成する際に、燃料要素の追加による臨界近接が行われ、制御棒全引き抜き炉心の最小臨界燃料体数が約11体であることなどが測定されている。その後現在まで、炉心の燃料要素数は規定の20体であり、反応度制御は4本の粗調整制御棒(C1~C4)と1本の微調整制御棒(C5)を用いて行われている。

本実習では、粗調整棒引き抜きによる臨界近接を行う。実験対象の平衡炉心の臨界C1~C4位置は、付録A1に基づき、推定値が得られているものとする。

制御棒の反応度効果(S字カーブ)を念頭に置きつつ臨界近接を行うため、その過程を次の2段階に分ける。また、臨界点の測定後、第3段階として、その検証を行う。

①全制御棒を全挿入(位置0mm)した状態を基準とし、その状態で起動系核計装(核分裂計数管、Fission Counter(FC)、1台)の計数率を測定する。そこからスタートし、C4を除くC1~C3及びC5制御棒を100mm程度ずつ順次引き抜き、等高にて(引き抜き高さがそろったところで)FCの計数率測定を行い、次項に述べる逆増倍曲線を描く。

この段階は、C1~C4等高での予想臨界位置程度までC1~C3制御棒を引き抜き、未臨界であることを確認したところで終了とする。C5制御棒位置は、使用範囲の上限(400mm)と下限(200mm)の中間の300mm程度まで引き抜いた後は位置を変更しないものとする。

②続いて、C4制御棒全挿入を基準として、同制御棒を順次引き抜き、同様の測定を行う。ここでは、逆増倍曲線の外挿から臨界点を予測し、次の引き抜きが臨界を超えることのないよう注意深くステップを進める。また、臨界に近づき過ぎると、前項(2)の①で述べたように、定常値に達するまでに要する待ち時間が非現実的に長くなる。

十分精度よく臨界点が推定できたなら、その位置を実現し、前項(2)の②で述べたように、計数率が直線上昇することを確認する。

③以上で臨界近接の過程は終了し、続いて、測定した臨界点の検証に移る。そのため、C5制御棒を引き抜き、適当なペリオドにて炉出力を上昇させ、100W程度の出力での定常状態となるC5制御棒位置を求める。これは、本項(3)で述べるように、中性子源を除くことは不可能なので、中性子源の影響が無視できる程度の高出力にて臨界を確認するためである。この臨界C5位置が、出力直線上昇測定時の位置を再現するかどうかを確認する。

(2) 逆増倍曲線(1/Mカーブ)

(3.19)からわかるように、反応度 ρ_0 、中性子密度(出力) N_0 の基準とする定常状態から、反応度 ρ_1 の状態に移ると、その状態が未臨界なら、しばらくのちに出力 N_1 の定常状態になり、次の関係が成り立つ。

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{\rho_0}{\rho_1} \cong \frac{1-k_0}{1-k_1} \quad (3.24)$$

したがって、臨界に近づくと $k_1 \rightarrow 1$ ($\rho_1 \rightarrow 0$) であるから、出力は大きくなる（中性子数は増倍される）。そこで、この逆数である

$$(1/M)_n = \frac{N_0}{N_n} = \frac{\rho_n}{\rho_0} \cong \frac{1-k_n}{1-k_0} \quad (3.25)$$

を逆増倍率 (1/M) と呼ぶことにし、臨界近接の各ステップ ($n=0, 1, 2, \dots$, $n=0$ は基準状態) を横軸としてその値をプロットすると、臨界に近づくとつれて小さくなり、丁度臨界では零になる。この特性は、未臨界の段階で 1/M カーブの外挿から臨界点を予測し、次のステップが臨界点を不用意に超えることのないよう、注意深く臨界に到達するのに利用できる。

1/M カーブが上に凸型の場合、外挿した臨界点は実際の臨界点を超えてしまうので、不安全である。このような 1/M カーブが得られる場合は、対象とするパラメーターの反応度特性を考慮に入れた、更なる工夫を要する。

制御棒引き抜きによる臨界近接では、制御棒反応度の S 字特性により、最初のうちは加わる反応度が小さく、3分の1程度まで引き抜くと大きな反応度が加わるようになる。そのため、横軸を引き抜き距離にとると、1/M カーブが上に凸型になることが予想される。そこで、制御棒引き抜きに伴う正の反応度効果 $\Delta \rho_n = \rho_n - \rho_0$ (各 ρ は負) に着目すると、(3.25)は

$$(1/M)_n = 1 + (\Delta \rho_n / \rho_0) \quad (3.26)$$

と表される。したがって、1/M カーブは、加えた $\Delta \rho_n$ が丁度元の負の ρ_0 を打ち消した臨界点で零になる。そして、(3.26)は 1/M の値と $\Delta \rho_n$ の関係が直線になることを示唆している。上記(1)の②の過程では、横軸として、C4 制御棒の引き抜き距離とともに、付録 A1 で得た $\Delta \rho_n$ をとった、2種のプロットを併用しながら臨界近接を進めるものとする。

(3) 中性子源

JRR-4 の起動用中性子源 (固定) として、 $^{241}\text{Am} \cdot \text{Be}$ ($5\text{Ci} \cdot ^{241}\text{Am}$) がある。その水平方向の位置は図 2.3 に示されている。鉛直方向にはほぼ炉心中心である。この線源は、 $\text{Be}(\alpha, n)$ 反応により高速中性子を発生させる。 ^{241}Am の α 線放出率は $3.7 \times 10^{10} \times 5 = 1.85 \times 10^{11}/\text{sec}$ であるが、中性子の発生率は α 線の運動エネルギーや α 核種と Be の原子間距離 (つまり、混ぜ合わせ方) で大きく異なる。市販の Am-Be 中性子源の例を参考にすると、約 $1.0 \times 10^7/\text{sec}$ の中性子発生率になる。

燃焼燃料中にはアクチノイド元素が蓄積し、ほとんどが α 放射体であるとともに、自発核分裂を起こす。 α 線は Be 以外にも軽核に衝突して (α, n) 反応を起こす。JRR-4 の燃料には Si と Al が合金状に含まれているので、燃焼の進んだ平衡炉心では (α, n) 中性子と自発核分裂中性子が多量に発生する。

以上2種の源からの中性子発生率は、平衡炉心では大きく変動することなく、
実効中性子源強度= $5.0 \times 10^7/\text{sec}$
と見積もられる。

3.4 検討課題

(1) 事前検討

①付録A1に基づき、C1~C4制御棒の反応度価値曲線（ワースカーブ）を求めるとともに、実験対象の平衡炉心について、遅発臨界位置と即発臨界位置（引き抜き高さ）を推定せよ（ $\beta_{\text{eff}}=0.007$ とする）。

②炉出力100Wにおける炉心内の核分裂による中性子発生率を求め、3.3項(3)の実効中性子源強度と比較せよ。

(2) 事後考察

①未臨界の時点で予測した臨界点と実験結果の間の誤差の原因について考察せよ。

4. 制御棒校正実験

4.1 ペリオド法による反応度測定の実理

制御棒の反応度効果を測定するには、第3章でふれたペリオド法を用いる。そこでは遅発中性子を1つの群にまとめたモデルを使ったが、より正確に反応度を求めるには以下に示す遅発6群モデルによる必要がある。

原子炉の動特性は、遅発中性子の時間挙動を6群に分けて取り扱うことにより、十分に正確に表すことができる。中性子源が無く、中性子束の空間分布と時間変化に関する変数分離が可能な場合、遅発6群モデルによる動特性方程式は次式で与えられる。

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} N + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i \quad (4.1)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} N - \lambda_i C_i \quad (4.2)$$

ここで、 $N(t)$ は中性子密度、 ρ は反応度（一定とする）、 Λ は中性子生成時間、 $C_i(t)$ 、 λ_i 、 β_i ($i=1\sim 6$)は第*i*群の遅発中性子先行核密度、その崩壊定数、実効遅発中性子割合($\sum_{i=1}^6 \beta_i = \beta$)である。この式は1点炉近似の式と呼ばれ、多くの場合十分よい近似である。

(4.1)、(4.2)は定数係数の7元連立1階微分方程式であるから、その解は

$$N(t) = \sum_{j=1}^7 N_j e^{\alpha_j t}, \quad C_i(t) = \sum_{j=1}^7 C_{ij} e^{\alpha_j t} \quad (4.3)$$

のように、7つの指数関数の重ね合わせで表される。振幅 N_j 、 C_{ij} は定数である。各指数関数の時定数 α_j は、(4.1)、(4.2)において $dN/dt = \alpha N$ 、 $dC_i/dt = \alpha C_i$ と置くことにより得られる次の α に関する7次方程式の根である。

$$\rho = \Lambda \alpha + \beta - \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\alpha + \lambda_i} = \Lambda \alpha + \sum_{i=1}^6 \frac{\alpha \beta_i}{\alpha + \lambda_i} \quad (4.4)$$

今、 $|\alpha| \gg \lambda_i$ とすると(4.4)より $\alpha = (\rho - \beta) / \Lambda$ が得られ、これは第3章で述べた即発連鎖の時定数 α_p であり、7つの根の1つに相当している。

遅発臨界の近傍では、7つの根のうち α_p を含む6つは必ず負であるため、反応度添加後数分を経過すると、 $N(t)$ は持続項と呼ばれる単一の指数関数 $\exp(\alpha_1 t)$ で表されるようになる。その時定数の逆数 $T=1/\alpha_1$ を炉周期（ペリオド）と呼び、(4.4)より

$$\rho = \frac{\Lambda}{T} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T}, \quad \text{または、} \quad \frac{\rho}{\beta} = \frac{\Lambda/\beta}{T} + \sum_{i=1}^6 \frac{a_i}{1 + \lambda_i T}, \quad a_i = \frac{\beta_i}{\beta} \quad (4.5)$$

となる。後者の式はドル単位の反応度 ρ/β を求める式であり、第*i*群の相対的な遅発中性子割合 a_i は核分裂性物質が同じ炉では不変とみなし得る。また、軽水減速炉では $\Lambda \sim 10^{-5}$ secのオーダーであるため、遅発臨界近傍では(4.5)の右辺第1項は第2項に比べて無視できる。(4.5)より、ペリオド T (sec)を測定することにより、既知の遅発中性子定数 λ_i 、 β_i ($i=1\sim 6$)を用いて反応度を求めることができる。

ペリオド測定に用いる6群遅発中性子定数を表4.1に掲げる。この表の β 値はJRR-4平衡炉心に関する計算値であり、即発中性子に比べて遅発中性子は発生エネルギーが低く炉心から洩れ出る確率が小さいため、実効的に β 値が大きくなる効果が入り込んでいる。また、 $\Lambda=l/k$ については、臨界($k=1$)にて $\Lambda=l=6.018 \times 10^{-5} \text{sec}^{(4.1)}$ と計算されている。(なお、中性子寿命 l は、炉心内で中性子が生まれてから吸収と漏れにより消失するまでの平均時間であるから、実効増倍係数 k に比例する性質がある。したがって、 Λ は一般的には k によらない炉定数になる。)

表 4.1 JRR-4 平衡炉心の遅発中性子定数^(4.1)

群(i)	β_i	λ_i (1/s)
1	0.000240	0.0170
2	0.00156	0.0317
3	0.00142	0.1151
4	0.00280	0.3113
5	0.000830	1.40
6	0.000300	3.87

計 $\beta=0.007161$

4.2 実験手順

(1) 「ペリオド法」と「比較法」

JRR-4の制御棒校正では、C1~C5制御棒のそれぞれについて、全挿入状態から全引き抜き状態にわたる反応度添加量のカーブが測定される(付録A1の3節の積分ワースカーブ参照)。

測定方法は、前節で述べた「ペリオド法」を用いる。したがって、臨界状態において測定対象のA制御棒を適当な距離だけ引き抜き、その後の安定ペリオドを測定することにより、加えられた正の反応度を求める。この手順を繰り返して全挿入から全引き抜きまでのワースカーブを求めるには、別のB制御棒を挿入して負の反応度を加えることにより、一旦臨界状態にもどす操作(反応度補償)を行う必要がある。このとき、B制御棒挿入による負反応度とA制御棒引き抜きによる正反応度は絶対値が等しいので、B制御棒のワースカーブも同時に得られることになる。B制御棒に関するこの校正法を「比較法」と呼ぶ。

このA、B一対の制御棒校正の際には、当然のことながら、他の制御棒の位置は一定に保たなければならない。ただし、炉出力を中性子源の影響を受けない数10W以上で、かつ、炉心温度の変化が無視できる数kW以下の範囲に制御する必要があるので、ペリオド測定により上昇した炉出力を一旦低下させるために他の制御棒位置を一時的に変更する場合はあり得る。

(2) 制御棒の相互干渉効果

粗調整棒(C1~C4)校正において、例えばC4をペリオド法の対象のA制御棒とすると、比較法に用いるB制御棒は対角位置のC1を選定し、C2とC3は等高位置で一定とするのがよいと考えられる。微調整棒(C5)位置は約300mmで固定とする。

その理由の第1は、A制御棒引き抜きによる反応度がB制御棒の位置により異なる効果(制御棒の相互干渉効果)をできるだけ小さくするためである。仮にA、B制御棒が水平方向にごく近接している場合を想定し、A制御棒を炉心下端から徐々に引き抜き、反応度補償のためにB制御棒を上端から挿入していくと、両制御棒の高さが重なる前と後では反応度効果が大きく異なるはずである。A制御棒から見て、すぐ傍にB制御棒が無い場合に比べて有る場合は、中性子束分布がB制御棒の存在により大きく歪む(低下する)ため、A制御棒の反応度は不自然に小さい値が得られることになる。これを負の相互干渉効果と呼ぶ。B制御棒が水平方向に離れていると、負の効果は減少するが、ある間隔にて正の効果が現れる場合もある。

また、C2、C3制御棒位置を等高にとるのは、校正対象のC4及びC1制御棒のワースカーブを等しくすることにより、C4を全引き抜きした校正終了時に丁度C1が全挿入になるよう配慮するためである。ただし、炉心燃料要素の燃焼度分布が必ずしも対称的ではないので、両ワースカーブが若干異なることは避けられないであろう。

(3) 垂直方向中性子束分布の効果

C2とC3制御棒は、C4全挿入及びC1全引き抜きの校正開始時に臨界となる等高位置で一定とする。したがって垂直方向中性子束分布は、炉心下部に比べると、C2、C3制御棒が部分挿入されている上部では低下する(第6章参照)。この分布は、付録A1の3項でワースカーブを求めるときの条件として与えた、炉心全長にわたる正弦分布とは異なっている。

(A1.25)式からわかるように、一般的には垂直方向の中性子束の低い位置に挿入された吸収体の効果は高い位置での効果に比べて小さくなる。しかし一方では、上記(2)の水平方向の相互干渉効果についても考慮に入れる必要がある。

今C4を引き抜いて行く場合、炉心下部ではC2、C3が挿入されていないので、水平方向の中性子束分布は炉心全体にわたる余弦分布になり、オフセンターのC4位置はその分布のピーク点から離れた中性子束の低い位置に当たる。一方C2、C3が挿入されている炉心上部では水平方向の中性子束分布が歪んでおり、C4位置がその分布のピーク付近に相当することもあり得る。このような場合には、相互干渉効果が正に働くことも考えられる。

本実習では、粗調整棒(C1~C4)のうち、C1とC4、あるいは、C2とC3のいずれかの組み合わせにて校正するとともに、微調整棒(C5)についても、上記と同様に全挿入か

ら全引き抜きにわたりペリオド測定と校正済み粗調整棒による反応度補償の組み合わせにより校正するものとする。

4.3 検討課題

(1) 事前検討

(4.4)式は $\Lambda = \ell/k$ 、 $\rho = 1-1/k$ の関係を使って次式のように変形できる。

$$\rho = \frac{\alpha\ell}{1+\alpha\ell} + \frac{1}{1+\alpha\ell} \sum_{i=1}^6 \frac{\alpha\beta_i}{\alpha+\lambda_i} \quad (4.6)$$

この式の右辺を $Y(\alpha)$ とおくと、 $Y(\alpha)$ は $\alpha = -1/\lambda_i$ ($i=1\sim 6$) および $-1/\ell$ にて $\pm\infty$ になる関数であることがわかる。 $Y(\alpha)$ のカーブ(概念図)を描き、 $Y(\alpha) = \rho$ を満たす7個の α_j 値を $\rho \geq 0$ の場合に分けて図示せよ。

(2) 事後考察

粗調整棒に関する校正結果を付録 A1 の3項の計算結果と比較・検討せよ。

参考文献

(4-1) 平根伸彦、他：「JRR-4 低濃縮ウランシリサイド燃料炉心の特性試験」、JAEA-Technology 2006-028, (2006)。

5. 出力校正実験

5.1 実験の原理

原子炉の出力は、第一義的には利用目的に応じて定められるものであるが、安全上からも燃料・材料の健全性、放射線遮蔽、放射化物管理などの基礎となる最も基本的なパラメーターである。そのため、運転中は常時核計装により出力の監視が行われるとともに、定期的に核計装の指示を実出力に合わせるための出力校正が行われる。

出力校正において実出力を求める方法としては、出力炉では核分裂による発熱量を測定する方法（カロリメトリ法）が基本となる。一方、零出力炉（臨界実験装置などの最大出力が数 kW 以下で炉心の冷却を要しない原子炉）では、発熱量の測定は困難であるので、放射化試料を用いて中性子束の絶対値を測定し、核分裂断面積の計算値を乗じて炉出力を求める方法が一般的である。

JRR-4 における炉出力の監視は、4 系統の核計装を用いて行われる。そのうち、2 系統の安全系（最大出力の 110% でスクラム信号発生）と 1 系統の対数出力・ペリオド系（炉出力を対数表示するとともに、ペリオド 5 秒でスクラム信号発生）は原子炉の安全保護系である。実験目的に応じて高出力から低出力まで高い精度で炉出力を表示するために、1 系統の線型出力系がある。これは、 γ 線補償型中性子電離箱（Compensated Ionization Chamber; CIC）からの電流信号をレンジスイッチ（多段の高精度抵抗を用いた分流器、JRR-4 ではレンジ切り替えは自動的に行われる）を介してリニア表示する系統である。この線型出力系は定期検査時などに、高出力運転状態にてカロリメトリ法により出力校正がなされるとともに、リアリティチェックにより、レンジスイッチを含む系統の指示値が、数 W の極低出力から 3.5MW の最大出力まで、規定の誤差範囲を超えないことが確かめられる。

本実験では、以下の 4 種の方法による炉出力の異なる状態での出力測定を行い、線型出力系の指示値（公称出力と呼ぶ）と比較する。

- ①カロリメトリ法（3.5MW 強制循環冷却状態）
- ②金箔放射化法（数 10W 程度の低出力状態）
- ③直線上昇出力倍加時間測定法（数 W 程度以下の極低出力状態）
- ④中性子源増倍法（同上）

(1) カロリメトリ法

付録 A2 の(A2.4)式で与えられるように、公称出力 3.5MW、冷却水流量 8m³/min の強制循環冷却運転において、定常状態での炉心入口と出口の温度差を測定し、炉出力を求める。

この測定は、第 8 章のゼノン効果実験において上記の状態が実現するので、そこで実施する。

(2) 金箔放射化法

金(^{197}Au)は熱エネルギー領域の中性子に対してきれいな $1/v$ 断面積を持つとともに、熱外エネルギー領域の 4.9 eV に大きな共鳴吸収を持つ。そこで、Cd フィルターで被覆したものと被覆しない裸のものを同時に照射し、後者から前者の放射化量を差し引くことにより、純粹に熱中中性子による放射化量を得ることができる (Cd フィルター法)。Cd の安定同位元素である ^{113}Cd (存在比 12.3%) は強い熱中中性子吸収体 ($\sigma_{2200}=21,000$ barn) であり、0.18 eV という低エネルギーに共鳴を持つため、0.5mm 程度の厚さではほぼ完全に熱中中性子を選択的に吸収してしまう。

中性子束の絶対測定には、薄厚の箔状試料を用いる。これは、試料 (吸収体) を設置することによる測定場の中性子束の低下、及び、試料内での中性子自己遮蔽効果による放射化量の減少を防ぐためである。正確な測定を期すには、これらの効果に関する補正係数を評価して用いる必要がある。具体的には、①裸の金箔における熱中中性子に対する補正、及び②Cd 被覆の有り無しでの熱外中中性子に対する補正、がある。②については、まず、Cd の熱外領域の吸収断面積は十分小さいので、中性子束の歪みは無視できる。一方、金の 4.9 eV 共鳴吸収は非常に強いので自己遮蔽効果は大きい、これは Cd 被覆の有り無しで同等であるので、両者の差から熱中中性子束を求める場合は問題にならない。①については、厚さ $10\mu\text{m}$ の金箔で 6%、 $20\mu\text{m}$ で 10% の補正となる⁽⁵⁻¹⁾。

金箔設置位置の絶対熱中中性子束 ϕ_{Au} ($/\text{cm}^2\text{s}$) は次式により求められる。

$$A_{\text{th}} = \lambda N_{\text{Au}} \sigma_{\text{Au}} \phi_{\text{Au}} T_i \exp(-\lambda T_c) \quad (5.1)$$

$$A_{\text{th}} = (A_{\text{bare}} - A_{\text{Cd}}) / f$$

A_{bare} : 裸の金箔の絶対放射能強度 (dps/mg)

A_{Cd} : Cd 被覆金箔の絶対放射能強度 (dps/mg)

f : 熱中中性子束歪みと自己遮蔽効果に関する補正係数

厚さ $10\mu\text{m}$ の金箔で 0.94、 $20\mu\text{m}$ で 0.90

λ : 金の崩壊定数 $= 2.977 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

N_{Au} : 金 1mg 中の原子個数 $= (1 \times 10^{-3} / 197) \times 6.022 \times 10^{23} = 3.06 \times 10^{18}$

σ_{Au} : 金の熱中中性子スペクトル平均マイクロ放射化断面積

$$= \sigma_{2200} (\sqrt{\pi} / 2) \sqrt{T_m / T_n} = 98.7 \times 0.886 \times 0.950 = 83.1 \text{ barn}$$

ここで、媒質温度 $T_m = 293\text{K}$ 、中性子温度 $T_n = 325\text{K}$ (第 8 章参照)

T_i : 照射時間 (s)

T_c : 冷却時間 (s)

なお、放射能強度の絶対測定には β - γ 同時計数法を用いる。中性子吸収の結果生成した ^{198}Au は半減期 2.695d の β 崩壊核種であり、 β 線放出と同時に γ 線を放出する。そこで、試料の近くに β 線検出器と γ 線検出器を設置し、各検出器の計数率 C_β 、 C_γ とともに、コインシデンス回路を用いて β - γ 同時検出の計数率 $C_{\beta\gamma}$ を測定する。これらの計

数率は、絶対放射能を A とし、各検出器の効率を ϵ_β 、 ϵ_γ として、

$$C_\beta = \epsilon_\beta A, \quad C_\gamma = \epsilon_\gamma A, \quad C_{\beta\gamma} = \epsilon_\beta \epsilon_\gamma A$$

と与えられるから、 $A = C_\beta C_\gamma / C_{\beta\gamma}$ により A が求められる。

金箔設置位置の絶対熱中性子束を測定した後、炉出力を求めるには、まず、測定点を含む炉心全体の熱中性子束分布 $\phi(x,y,z)$ の知見に基づき、炉心内の積分絶対熱中性子束を求め、次いで、その値に核分裂断面積 Σ_f と核分裂当たりの発生エネルギー κ を乗じることになる。そのためには、実験対象の平衡炉心に関する $\phi(x,y,z)$ と Σ_f を評価する必要があるが、ここではその代わりに、次の文献値⁽⁶⁻²⁾を利用する。

$$\text{平衡炉心の炉出力 } 3.5\text{MW} \text{ での D 筒内平均熱中性子束} = 3.7 \times 10^{13} / \text{cm}^2\text{s} \quad (5.2)$$

本実習では、D 筒内の高さ方向炉心中心に金箔を設置し、第 6 章においてこの位置の高さ方向中性子束分布を測定するので、(5.2) の関係を使って炉出力を求めることができる。

(3) 直線上昇出力倍加時間測定法

この方法は、中性子源を炉心に挿脱できる炉では、中性子源なしの臨界状態にて中性子源を挿入し、その後の出力変化から炉出力を求めるので、中性子源挿入法と呼ばれる。

炉心内の全中性子数を \mathcal{N} 、1 秒間に中性子源から炉心に供給される全中性子数を S (実効中性子源強度：第 3 章 3.3 項の(3)参照) とすると、丁度臨界に到達後 \mathcal{N} は (3.20) 式と同様、次式のように直線上昇する (諸量の定義は第 3 章参照)。

$$N = N_0 + \frac{\Delta S}{\beta} (1 - e^{-(\beta/\Lambda)t} + \lambda t), \quad \Lambda = \frac{1}{\nu \Sigma_f}, \quad \nu: \text{中性子速さ} \quad (5.3)$$

炉出力を $P(\text{W})$ とすると、 $P = \kappa \Sigma_f \Phi$ であり、 $\Phi = \nu \mathcal{N}$ だから、(5.3) の指数項 (即発跳躍項) が減衰した後、 P の時間変化はある基準の時刻 $t=0$ での値を A として

$$P = A + Bt, \quad B = \frac{\kappa \lambda}{\beta \nu} S \quad (5.4)$$

と表される。そこで、時刻 t_1 における炉出力を P_1 とし、それが 2 倍になる時刻を t_2 とすると、 $P_1 = A + Bt_1$ 、 $2P_1 = A + Bt_2$ であるから、差をとると

$$P_1 = B T_D, \quad T_D = t_2 - t_1: \text{炉出力 } P_1 \text{ が 2 倍になるのに要する時間(s)} \quad (5.5)$$

のように、時刻 t_1 での出力値 P_1 が求められる。(5.4) において、 $\kappa = 200 \text{MeV} = 3.2 \times 10^{11} \text{J}$ 、 $\lambda = 0.080 / \text{s}$ 、 $\beta = 0.0070$ 、 $\nu = 2.43$ 、 $S = 5.0 \times 10^7 / \text{s}$ を用いて、 $B = 7.5 \times 10^{-3} (\text{W/s})$ となる。

(5.5) の右辺は、炉出力に比例する中性子検出器の指示値の時間変化から求めることができ、ここでは、極低出力領域であるので、起動系核計装 (核分裂計数管：FC) の指示値を用いる。測定された炉出力に対応する公称出力を知るには、10~20W の状態で線型出力系の炉出力指示値を用いて FC 指示値を校正する必要がある。

(4) 中性子源増倍法

中性子源付きの未臨界定常状態では、第 3 章(3.16)式のように、中性子数と反応度と

が逆比例の関係にある。この方法は、元来、このことを利用して、反応度が既知の状態と未知の状態について中性子数に比例する検出器の指示値を得て、未知の反応度を求めるのによく用いられる方法である。

ここでは、逆に、反応度の測定から炉出力を求める。 S を実効中性子源強度とすると、炉心内の全中性子数 \mathcal{N} は ρ をその未臨界定常状態の反応度 (負) として、(3.16)と同様

$$\mathcal{N} = -\Lambda S / \rho \quad (5.6)$$

と与えられる。 \mathcal{N} と炉出力 P の間には上記(3)のように $P = \kappa \Sigma_f \mathcal{N} v$ の関係があるから

$$P = \frac{\kappa S}{v} \left(\frac{1}{-\rho} \right) = \frac{\kappa S}{\beta v} \left(\frac{1}{-\rho_s} \right) \quad (5.7)$$

が得られる。ここで、 $\rho_s = \rho / \beta$ はドル単位の反応度である。(5.7)右辺の定数係数は上記(3)に掲げた数値を使って求められる。

反応度 ρ 又は ρ_s は、中性子源の効果が無視できる数 10W の臨界状態での C5 制御棒位置と測定時の未臨界状態での位置から、制御棒校正カーブを使って求めることができる。測定した炉出力を公称出力と比較するには、上記(3)と同様、線型出力系により校正した FC 指示値を用いればよい。

5.2 実験手順

(1)のカロリメトリ法に必要な実験データは、第8章のゼノン効果実験において得られるデータを共用できる。3.5MW 強制循環冷却運転を開始後、しばらく待って、炉心入口、出口の温度差が一定になるのを見定めて、その温度差と冷却水流量を記録する。

(3)及び(4)は第3章の臨界近接実験に引き続いて実施する。C4 制御棒の臨界点を予測後その臨界点まで引き抜くと、予測が正しければレコーダー上の FC 指示値は直線上昇を示すはずである。直線からはずれるようなら、C5 制御棒を用いて微調整し、できるだけ直線に近づける。直線上昇を 5~10 分間記録した後、C5 制御棒を挿入して FC 指示値が定常になるよう調整する。この定常状態の炉出力が(3)及び(4)の測定対象である。この時の FC 指示値が 2 倍になる時間 T_b は直線上昇の記録を外挿すれば得られる。また、直線上昇時と定常時の C5 制御棒位置から未臨界定常状態の反応度 ρ が得られる。続いて、線型出力系による出力値が十分信頼でき、かつ、中性子源の影響が無視できると考えられる 10, 20, 100W 程度の炉出力にて、真の臨界 C5 制御棒位置を求めるとともに、FC 指示値と炉出力の間の関係を定める。

(2)の金箔照射は第6章の中性子束分布測定と併せて実施する。D 照射筒用アクリル製ホルダーの上端に裸及び Cd 被覆金箔を取り付け、運転開始前に、ホルダーを D 筒下端に設置しておく。運転開始後炉出力 20W の臨界にて 10~20 分間照射し、ホルダーを取り出す。

ホルダーから取り外した金箔は $\beta \cdot \gamma$ 同時計数装置にて絶対放射能強度を測定する。ホ

ルダ―及び金箔は放射性汚染物として取り扱う必要がある。(具体的な諸注意は第6章を参照)

5.3 検討課題

(1) 事前検討

- ①核分裂計数管(FC)と γ 線補償型中性子電離箱(CIC)の動作原理について調査せよ。
- ②FCでは電圧パルスを計数するため、計数率が過大になると不感時間の補正が必要になる。この補正法について調査せよ。

(2) 事後考察

- ①出力校正の各方法について、誤差の原因となる事項を考察せよ。

参考文献

- (5-1)横尾健司、他：「研究用原子炉 JRR-4 を用いた運転実習及び原子炉物理実験」、JAEA-Technology 2007-018, (2007).
- (5-2)中野佳洋：JAERI-Tech 95-002, (1995).

6. 中性子束分布測定実験

6.1 実験の原理

第5章「出力校正」では、出力炉において燃料・材料の健全性を確保する上での炉出力監視の重要性についてふれた。この観点からは、炉心内の中性子束分布を知ることは出力の分布を監視することに相当する。発電炉においても、炉心内に各種中性子検出器を多数持ち込んで、水平及び垂直方向の中性子束分布の測定が定期的に行われる。

中性子束分布の測定は核計算精度の検証の観点からも重要であり、臨界実験装置において燃料要素、制御材、構造材などの種類や配置を系統的に変化させて、熱、熱外、及び高速中性子束分布が測定される。臨界状態においては、炉心内のいたるところで中性子の発生と消失がバランスするように中性子束分布が定まる。したがって、このバランスの誤差が位置によって相殺するような場合には、 k_{eff} に比べて中性子束分布の方がより敏感な計算誤差の指標になると考えられる。

中性子束分布の測定には大別して、箔状、線状などの放射化試料と、カウンターや電離箱などの中性子検出器が用いられる。前者はごく小さい試料を使うことが可能であり、測定場を乱すことが少なく、また微細分布を得るのに適している。後者では検出器を移動させることにより広い範囲の相対分布を容易に得ることができる。いずれも反応核種やフィルターなどを変更することにより、異なるエネルギーの中性子に感度を持たせることができる。

本実験では、JRR-4 の炉心に面する黒鉛反射体中に設けられている試料照射用のD筒及びS筒内に金線を設置し、垂直方向の放射化率分布を測定する。各筒内に設置し得る試料の長さが最大 30cm に限られているため、上半分と下半分に分けて炉心全長 60cm をカバーする。

第5章で述べたように、 ^{197}Au (存在比 100%) は、Maxwell 分布スペクトルで表される熱中性子に対して $1/v$ 特性の高い感度を有するとともに、 $1/E$ スペクトルの熱外中性子に対しても大きな共鳴吸収断面積(4.9eV)を持つ。したがって、熱及び熱外中性子束の分布を分離して求める場合は、Cd フィルター法が用いられる。しかし、炉心上下の水反射体との境界近傍を除いて、熱及び熱外中性子束の空間分布はほぼ同形と考えられるので、裸の金線を用いた測定で十分である。また、線状試料では中性子自己遮蔽効果が大きいため、絶対中性子束を求めるには不向きであるが、ここでは相対分布の測定を目的とする。この測定により、制御棒部分挿入の効果などに関する知見が得られるものと期待される。なお、炉心水平方向の中性子束分布は、燃料要素の燃焼度分布の効果などを知る上で興味深いが、この測定のためには高い放射能の燃料要素内部に試料を設置し、照射後取り出す操作が必要であり、困難である。

中性子吸収の結果生成する ^{198}Au は半減期 2.695 日の β 崩壊核種であり、 β 線と同時に 421keV の γ 線を放出する。適切な炉出力と照射時間の後、S 及びD筒から取り出さ

れた金線試料は、適宜な冷却時間をおいて JRR-4 建屋内のホット実験室にて長さ 2cm の細片に切断され、well 型シンチレーション検出器を用いて γ 線強度の測定に供される。金線試料及び金線を取り付けるホルダーは放射能汚染物とみなして必要な諸注意の下に取り扱う必要がある。

なお、第 5 章の出力校正で用いる金箔の照射も同時に実施する。

6.2 実験手順

この実験では、照射後の金線試料及び試料取り付け用ホルダーは放射性物質による汚染物として取り扱うことになるので、以下のことに特に注意すること。

- ・ 照射した試料を紛失しない。
 - ・ 汚染拡大防止対策をほどこす。そのために、フードと床はビニルシートで養生し、使用前後に汚染チェックする。作業者は手袋、靴カバーを着用する。
- また、切断した試料の順番を間違えると、中性子束分布の実験結果がでたらめになってしまうので、試料の取り扱いに注意すること。

実験の流れは以下のようなになる。

- ・ 試料準備
- ・ 照射
- ・ 作業準備
- ・ 測定試料作製及び秤量
- ・ 放射能測定
- ・ 後片付け

(1) 試料準備

①まず、次の試料を準備する。

- ・ 金線：直径 0.3mm、長さ 300mm（2本：D 及び S 筒用）
- ・ 金箔：厚さ 0.01mm、面積約 10mm×10mm（2枚：Cd カバー有りと無し）

②D 及び S 筒用ホルダーに試料をテープで固定する。

③金線の上下が分かるように油性ペンで印をつける。

④金箔は下半分測定用ホルダーの上端円盤上に、中心から約 2cm 離して対称にテープで固定する（照射条件が等しくなるよう、ホルダーは照射中回転させる）。

(2) 照射

炉出力が 20W 定常に達したところで、ホルダーを装荷した照射用ケージを D 及び S 筒内に入れる。両方で炉心下半分と上半分をカバーするよう高さを調整する。ケージは照射中回転される。約 20 分照射した後、ケージを引き上げ、ホルダーをビニル袋に収納する。ホルダーは炉水に濡れているので汚染拡大防止に注意する。なお、照射用ケージ

ジの操作は研究炉利用課職員により行われる。

(3) 作業準備

ホルダー開封後の作業をするために以下の準備をする。

- ①切断した金線試料を入れるための容器（well 型シンチレーション検出器の測定孔に収めるもの）を 30 個、金箔を入れるためのポリエチレン袋と測定皿（ β ・ γ 同時検出器にかけるもの）を各 2 個用意し、油性ペンで番号を書く。
- ②使用前に、フード、床、器具（カッター、ピンセット等）に汚染がないことをスミア法により検査する。
- ③フード内、床に養生シートを敷く。
- ④方眼紙を貼り付けたアクリル板（概寸 10cm×30cm、厚さ 5mm）をフード内に置く。カッター、ピンセット、ガーゼ、アルコールを用意する。
- ⑤風量計によりフードの排気が適切に行われていることを確かめる。
- ⑥フード作業をする者と介助者は綿手袋、ゴム手袋、靴カバーを着ける。

(4) 測定試料作製及び秤量

- ①フード内でホルダーを開封し、ガーゼで水をふき取る。
- ②金箔をホルダーからはずし、Cd カバーを除き、アルコールでよくふいた後、ピンセットで介助者の差し出すポリエチレン袋に収める。
- ③金線をホルダーからはずし、アルコールでよくふいた後、上下を確認してアクリル板上の方眼紙の上に置く。
- ④金線が飛ばないようにガーゼをかぶせ、2cm ずつ手でおさえながらカッターで切断し、ピンセットで介助者の差し出す容器に収める。なお、30cm の金線の最初と最後の切断片は、過剰照射を受けた端部の約 2mm を除く。
- ⑤秤量器上に汚染防止用の油紙またはビニルシートを貼り付け、金箔及び金線試料をそれぞれの容器から取り出して秤量した後、それぞれの容器にもどす。
- ⑥フード作業終了後は作業者は身体の汚染検査をする。

(5) 放射能測定

- ①金箔試料はポリエチレン袋から取り出して測定皿に貼り付け、 β ・ γ 同時検出器により計測する。計測開始時刻、計測時間、 β 線、 γ 線、及び β ・ γ 同時のカウントを記録する。
- ②金線試料は容器ごと well 型シンチレーション検出器の測定孔に納め、412keV 光電ピーク面積のカウントを計測し、同上の記録をする。この場合、計数率が過大だとパルスパイルアップ効果により適正なカウントが得られないので、5000cps（目安として）を超えるようなら測定を翌日に延期する。

(6) 後片付け

- ①使用した器具をスミアして汚染チェックし、汚染が無ければ所定の場所に片付ける。
- ②ホルダーをポリエチレン袋に収納して所定の場所に片付ける。
- ③使用した養生シート、手袋、靴カバー、ガーゼ等をコンパクトに丸めて可燃廃棄物容器に収める。
- ④測定後の金試料を所定の場所に片付ける。

6.3 検討課題

(1) 事前検討

シンチレーション検出器による γ 線計測では、パルス波高分析により光電ピーク面積を測定する。この方法の原理と、その際に問題となるパルスパイルアップ効果について調査せよ。

(2) 事後考察

垂直方向中性子束分布の測定結果について考察せよ。

7. 炉心温度反応度効果実験

7.1 実験の原理

JRR-4 では、自然対流冷却状態にて炉出力最大 200kW までの運転が可能である。この炉出力範囲ではゼノン効果は無視小であり、また、強制循環冷却に比べて冷却水と燃料板の温度上昇を大きくとれる。そのため、自然対流冷却運転における冷却水（減速材）温度反応度係数及び燃料温度反応度係数（ドップラー係数）の測定を実施する。

この実験で測定可能な量は、炉出力 20~100W の中性子源効果と核発熱の効果を無視できる状態での臨界 C5 制御棒位置と、高出力にて冷却水及び燃料板温度が高い状態での同制御棒位置である。この制御棒位置の変化から、炉心の温度上昇による反応度が測定される。炉心の直上と直下に温度計が設置されているが、炉心タンク壁のすぐ傍であるため、炉心直上の温度計指示値は、自然対流冷却状態での炉心内の冷却水温度上昇を知るには不適當であると考えられる。また、燃料板の温度は測定不可能である。そこで、冷却水温度と燃料板温度は、付録 A2 に示す熱流動計算により求めるものとする。

自然対流冷却状態では、炉出力が増加したとき、定常状態での燃料板温度の増え方に比べて冷却水温度の増え方が緩やかである。これは、高出力ほど、流速を増して熱除去の効率を増す必要があるためである。この点、流速一定の強制循環冷却とは異なる。流速一定の場合は、冷却水の温度上昇と燃料板の温度上昇はともに、炉出力にほぼ比例することになる。したがって、自然対流冷却条件においては、炉出力が異なる 2 種の定常状態（例えば 50kW と 200kW）について、上記の制御棒位置の変化から反応度を得るならば、減速材温度係数 α_m と燃料温度係数 α_f の各々を次の 2 つの式を連立させることにより決定できると考えられる。

$$\begin{aligned}\rho_1 &= \alpha_m g_m \Delta T_{m1} + \alpha_f g_f \Delta T_{f1} \\ \rho_2 &= \alpha_m g_m \Delta T_{m2} + \alpha_f g_f \Delta T_{f2}\end{aligned}\tag{7.1}$$

ここで、温度係数は、炉心平均での冷却水又は燃料芯材の 1°C の温度上昇当たり加わる反応度と定義する。(7.1)において、 ρ_1 と ρ_2 は測定する反応度であり、 ΔT_m と ΔT_f は事前計算で求める冷却水平均温度及び燃料板平均温度のプール水温からの増分である。 g_m と g_f は炉心内の温度分布の反応度への寄与を考慮するための因子（分布補正因子とよぶ）である。

付録 A2 に示すように、燃焼の進んだ平衡炉心では、炉心水平方向の温度分布はほぼ無視できる。したがって、炉心上下の冷却水温度を T_{out} と T_{in} とすると、

$$\Delta T_m = (T_{out} + T_{in})/2 - T_{in} = (T_{out} - T_{in})/2\tag{7.2}$$

となる。また、冷却水温度は炉心内で下部から上部に向かって単調に増加し、その変化も比較的小さいので、 $g_m = 1$ としてよい。

一方、燃料板温度は水平方向にはほぼ一定としても、鉛直方向には出力分布に比例し、制御棒引き抜き領域においてピークを持つ分布になる。そして、反応度効果は付録 A1

の(A1.25)式に示すように、中性子束分布 (出力分布に比例) の2乗が重みとなるので、高温の領域ほど大きい重みを持つ。したがって、 ΔT_f として温度上昇の炉心平均値をとる場合は、 $g_f=1.33$ とする必要がある。(補足を参照)

7.2 実験手順

自然対流冷却運転モードにて運転開始し、20W 臨界にて所定の運転・点検データを取得後、100W 程度の臨界状態にて常温でのC5制御棒位置を求める。次いで、ペリオド50秒程度にて炉出力を上昇させ、まず、50kWの定常出力を維持するようC5制御棒による自動制御運転を行う。C5制御棒位置が一定となる定常状態に達したなら、その位置を記録する。次いで、200kWまで炉出力を上昇させ、同様に自動制御運転にてC5制御棒位置が一定となる定常状態での制御棒位置を記録する。

炉心直下と直上の温度計指示値についても適宜記録する。炉心直下の水温はプール水温を知るために必要である。炉心直上の指示値は、上記のように、炉心内での冷却水温度上昇を知るには不正確である可能性があるが、参考データとして取得する。

参考のため、図7.1に200kW自然対流冷却運転におけるC5制御棒位置の変化の測定例を示す。

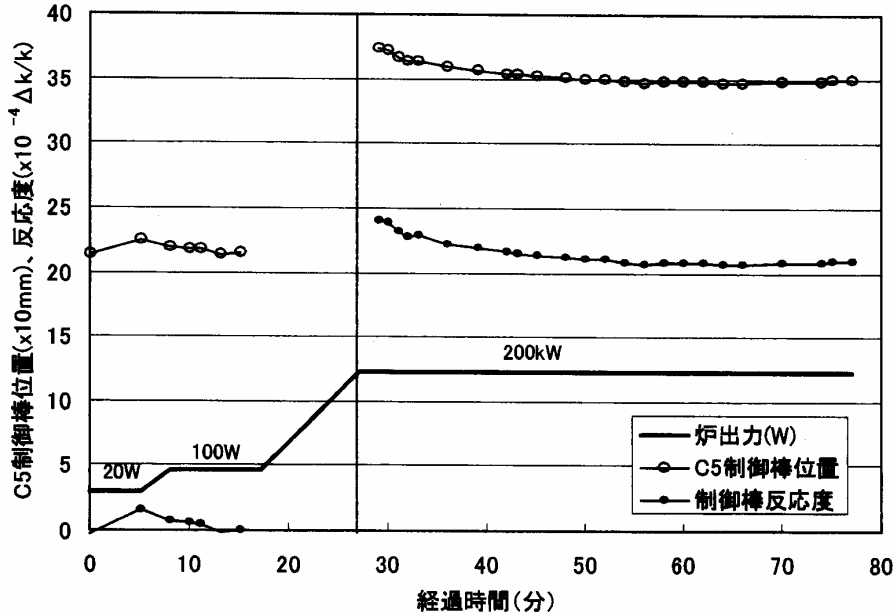


図7.1 JRR-4温度反応度効果実験例(参考)

図中の制御棒反応度は、C5制御棒の校正データを多項式(3次式)フィッティング

して得た式を用いて、100W時のC5制御棒位置を基準とする反応度効果を計算した結果である。炉出力が100Wから10分弱で200kWに達した後、炉出力は自動制御によりほぼ一定に維持されている。一方、C5制御棒位置は100W時の約220mmから一旦上限管理値の400mm近くまで引き抜かれた後徐々に挿入されて、約30分経過した以降、約350mmにて定常値に収束している。終盤にC5位置にわずかな上昇傾向が見られるのは、ゼノン効果によるものと考えられる。

この約30分間の飽和時間は、最初静止していた冷却水が加熱されて密度低下による浮力を受け、徐々に流速を増して定常自然対流に発達するのに要する時間であろう。流速が未発達で流れが淀んでいる間は、燃料板温度、冷却水温度ともに一時的に定常時に比べて高くなっているものと考えられる。

7.3 検討課題

(1) 事前検討

①(7.1)に用いるため、付録A2に基づき、炉出力50kWと200kWの定常自然対流冷却状態における炉心内の冷却水平均温度上昇 ΔT_m と燃料板(芯材)平均温度上昇 ΔT_f を計算せよ。

(2) 事後考察

①測定した減速材温度係数 α_m と燃料温度係数 α_f の結果を文献値⁽⁷⁻¹⁾⁽⁷⁻²⁾と比較・検討せよ。

参考文献

(7-1) 中野佳洋：「ウラン密度3.8g/cm³の低濃縮ウラン・シリコン分散型燃料を用いたJRR-4炉心の核特性解析」、JAERI-Tech 95-002, (1995).

(7-2) 平根伸彦、他：「JRR-4低濃縮ウランシリサイド燃料炉心の特性試験」、JAEA-Technology 2006-028, (2006).

<分布補正因子 g に関する補足>

付録 A1 の(A1.25)式によれば、臨界での摂動量を A とし、A と ϕ が z 方向にのみ変化する場合、反応度は次式で与えられる。

$$\rho = \frac{\int_{core} A(z)\phi^2(z)dz}{\int_{core} v\Sigma_f\phi^2(z)dz} \quad (C7.1)$$

今、 $A(z) = \bar{A}\phi(z)$ 、つまり、A が ϕ に比例する場合を考える。 \bar{A} は A の炉心内平均値とすると、 ϕ は、L を z 方向の炉心寸法として、次式で規格化される。

$$\frac{1}{L} \int \phi(z)dz = 1 \quad (C7.2)$$

ここで、 $\phi(z) = C\cos Bz$ 、 $\phi(\pm a) = 0$ で $B = \pi/L$ 、 $L = 2a$ とすると、(C7.2)より $C = \pi/2$ となる。そして(C7.1)は次のようになる。

$$\rho = \frac{\int_{-a}^a \bar{A}\phi^3 dz}{\int_{-a}^a v\Sigma_f\phi^2 dz} = \frac{\bar{A} \pi \int_{-a}^a \cos^3 Bz dz}{v\Sigma_f 2 \int_{-a}^a \cos^2 Bz dz} = \frac{\bar{A} \pi 8}{v\Sigma_f 2 3\pi} = \frac{\bar{A} 4}{v\Sigma_f 3} \quad (C7.3)$$

したがって、摂動量が中性子束分布 (出力分布) に比例し、その分布が余弦分布の場合、分布補正因子 $g = 4/3 = 1.33$ となる。

8. ゼノン反応度効果実験

8.1 実験の原理

(1) ^{135}Xe の生成と消滅

高出力運転を行う熱中性子炉では、生成する核分裂生成物(FP)のうち ^{135}Xe は、その巨大な熱中性子吸収断面積と β 壊変による生成消滅の比較的短い半減期のため、原子炉の反応度制御に特異な作用を及ぼす。 ^{135}Xe の生成、消滅の模式図を図 8.1 に示す。図中の Y は 1 核分裂当たりの収率 (全 FP について合計すると 2) を表す。

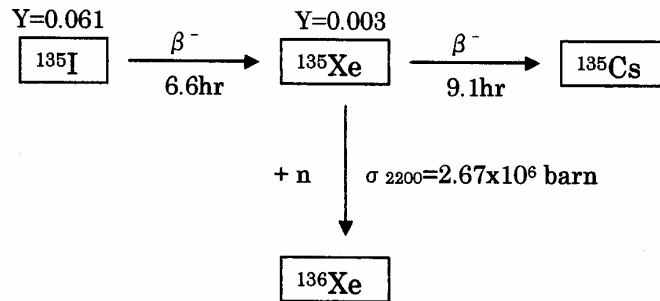


図 8.1 ^{135}Xe の生成と消滅

この図にしたがって、 ^{135}I と ^{135}Xe の原子数密度 I 及び X の時間変化を表すと

$$\begin{aligned}
 \frac{dI}{dt} &= Y_I \Sigma_f \phi - \lambda_I I \\
 \frac{dX}{dt} &= \lambda_I I + Y_X \Sigma_f \phi - \lambda_X X - \sigma_X X \phi
 \end{aligned} \tag{8.1}$$

となる。ただし、 Σ_f と ϕ は炉心の熱群マクロ核分裂断面積と熱中性子束、 λ は崩壊定数、 σ_X は ^{135}Xe の熱中性子スペクトル平均のミクロ吸収断面積である。Y と λ の値としては、図 8.1 に示すように、 $Y_I=0.061$, $Y_X=0.003$, $\lambda_I=2.87 \times 10^{-5}/\text{s}$, $\lambda_X=2.09 \times 10^{-5}/\text{s}$ を用いる⁽⁸⁻¹⁾。 ^{135}I と ^{135}Xe は燃料芯材中に蓄積するが、 Σ_f 及び ϕ として燃料セル平均の値を用いることにすると、I 及び X は燃料セル平均の原子数密度になる。

(8.1)の解は次式のように得られる。

$$I(t) = \frac{Y_I F}{\lambda_I} (1 - e^{-\lambda_I t}) + I_0 e^{-\lambda_I t} \tag{8.2}$$

$$X(t) = \frac{(Y_I + Y_X) F}{\Lambda_X} (1 - e^{-\Lambda_X t}) + X_0 e^{-\Lambda_X t} - \frac{Y_I F - \lambda_I I_0}{\Lambda_X - \lambda_I} (e^{-\lambda_I t} - e^{-\Lambda_X t}) \tag{8.3}$$

$$F = \Sigma_f \phi, \quad \Lambda_X = \lambda_X + \sigma_X \phi$$

ただし、 X_0 , I_0 は時刻 $t=0$ での原子数密度である。

(2) ^{136}Xe の反応度効果

炉内に蓄積する吸収物の反応度効果は付録 A1 に示す摂動論により評価できる。ただし、付録 A1 では反応度効果の相対分布を求めるのが目的のため、1 群モデルで定式化しているが、絶対値を議論するには少なくとも 2 群モデルを用いる必要がある。臨界炉心におけるゼノン効果は 2 群摂動論によると次式で与えられる。

$$\rho_X = -\frac{\int_{\text{core}} \sigma_X X \phi \psi_2 dx dy dz}{\int_{\text{core}} \epsilon \nu \Sigma_f \phi \psi_1 dx dy dz} \quad (8.4)$$

ここで、 ϵ は高速核分裂係数、 Ψ_1 と Ψ_2 は高速及び熱中性子インポートランスである。インポートランスとは、その位置、そのエネルギーの中性子が将来にわたってどれだけ核分裂に寄与するかの尺度（重要度）を表し、原子炉の随伴方程式において定義される。1 群では $\phi = \Psi$ であり、2 群では

$$\Psi_1 = p P_f \Psi_2 \quad (8.5)$$

p : 共鳴吸収を逃れる確率、 P_f : 高速群で洩れない確率

の関係がある。つまり、(8.4) 右辺分母の核分裂で生まれる高速中性子に比べて、分子の吸収で失われる熱中性子の方が、減速過程での損失を既に経ているので重要度が高い。

(8.4) 右辺において、 ϕ と Ψ の炉心内相対分布はほぼ同形であり、出力分布に比例するとみなし得る。また、 X の分布については、蓄積の初期は ϕ に比例するが、 ϕ の大きい位置では吸収で消滅する量も多いため、徐々に平坦な分布になる傾向がある。ここでは、 X は ϕ に比例するものとし、その分布の効果は、第 7 章の燃料温度効果の場合と同様、分布補正因子 $g=1.33$ を乗じることにより考慮する。そして、 X を求めるための (8.1)~(8.3) の ϕ は炉心内平均値を用いるものとする。

以上を考慮に入れ、また、付録 A1 で定義した次の諸量

$$k_{\text{eff}} = k_{\infty} P_f P_t = 1, \quad k_{\infty} = \epsilon p (\nu \Sigma_f / \Sigma_a), \quad P_f = 1 / (1 + \tau B_m^2), \quad P_t = 1 / (1 + L^2 B_m^2)$$

を用いると、(8.4) は次式のように表される。

$$\rho_X = -g \frac{\sigma_X X}{\Sigma_a (1 + L^2 B_m^2)} \quad (8.6)$$

ここで、 Σ_a は炉心の熱群マクロ吸収断面積、 B_m^2 は材料バックリングである。 Σ_a と L^2 の燃焼による変化は小さいので表 A1.1 の群定数を使って求められる。一方、 B_m^2 は次のように求められる。付録 A1 にて k_{eff} を評価した制御棒全引き抜きでの平衡炉心は次式で与えられる幾何学的バックリング B_g^2 を有し、

$$B_g^2 = B_x^2 + B_y^2 + B_z^2 = \left(\frac{\pi}{40.5 + 18.2} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{34.4 + 18.2} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{60 + 15.0} \right)^2$$

k_{eff} との関係は $k_{\text{eff}} = \frac{k_{\infty}}{1 + M^2 B_g^2}$ 、 $M^2 = \tau + L^2$ となるので、平衡炉心の k_{∞} が分かる。

その k_{∞} を使って $1 = \frac{k_{\infty}}{1 + M^2 B_m^2}$ の関係から平衡炉心の B_m^2 が分かる。

(3) σ_X の評価⁽⁸⁻²⁾

中性子温度 T_n (K) の Maxwell 分布で表される熱中性子のスペクトル平均のマイクロ断面積は次式で与えられる。

$$\bar{\sigma} = \sigma_{2200} \frac{\sqrt{\pi}}{2} g(T_n) \sqrt{\frac{T_m}{T_n}} \quad (8.7)$$

ここで、 σ_{2200} は速さ 2200m/s の中性子に関するマイクロ断面積、 T_m は媒質温度 (293K=20°C)、 $g(T_n)$ は $\sigma(E)$ の $1/v$ 特性からのズレを補正する“非 $1/v$ 因子”である。この T_n は媒質の中性子吸収が強いほど大きくなる性質があり、次式のように表現される。

$$\sqrt{\frac{T_n}{T_m}} = 1 + 0.75 \frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma_s} \quad (8.8)$$

ここで、 $\xi \Sigma_s$ は減速能であり、JRR-4 炉心については、減速は殆ど水によって起こるから、水の体積比率を 0.765 とし、 $\xi \Sigma_s = 1 \times 20 \times 10^{-24} \times 6.7 \times 10^{22} \times 0.765 = 1.025 / \text{cm}$ と評価される。すると、表 A1.1 の Σ_a を使って(8.8)より、 $T_n = 325\text{K} = 52^\circ\text{C}$ が得られる。 ^{135}Xe については、 $\sigma_{2200} = 2.67 \times 10^6 \text{ barn}$ 、 $g(325\text{K}) = 1.18$ だから、これらの数値を(8.7)に用いて

$$\bar{\sigma}_{Xe} = 2.67 \times 10^6 \times 0.886 \times 1.18 \times 0.950 = 2.65 \times 10^6 \text{ barn} = 2.65 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$$

が得られる。

(4) F と ϕ の評価

ゼノンの原子数密度 X を求めるには炉出力 $P(W)$ での炉心平均の熱中性子束 ϕ と核分裂率密度 $F = \Sigma_f \phi$ を求める必要がある。F については

$$P = \kappa \epsilon F V_{\text{core}}, \quad V_{\text{core}} = 40.5 \times 34.4 \times 60 \text{ cm}^3 : \text{炉心体積} \quad (8.9)$$

から求められる。 ϕ を求めるには平衡炉心の Σ_f を知る必要があるが、これは、(2)項で求めた k_{∞} を使って、 $k_{\infty} = \epsilon p (\nu \Sigma_f / \Sigma_a)$ において、 ϵ 、 p 、 Σ_a は初期炉心から不変とみなして求めることができる。

8.2 実験手順

冷却水流量 $8\text{m}^3/\text{min}$ の強制循環冷却運転モードにて運転開始し、20W 臨界にて所定の運転・点検データを取得後、100W 程度の臨界状態にて基準の C5 制御棒位置と炉心入口、出口の温度を求める。次いで、炉出力を 200kW まで上昇させ、約 10 分間維持し、自然対流冷却の場合との状態の相違を観察する。

引き続き、炉出力 3.5MW に上昇させ、自動制御にて 1~2 時間維持した後、炉出力

200kW に低下させ同様に 1~2 時間維持した後、運転を停止する。この間、5 分間隔程度の頻度で、制御棒位置と炉心入口、出口温度を記録する。両者の平均値が炉心内の冷却水平均温度であり、差が炉心での温度上昇を示す。

参考のため、図 8.1 にゼノン効果の実験例を示す。C5 制御棒は上限の 400mm まで引き抜かれると、粗調整棒を引き抜き、C5 位置を下限近くの 200mm にもどす操作がなされる。これらの制御棒位置の変化から、校正データを使ってゼノン効果と温度効果により炉心に加わる反応度が求められる。冷却水平均温度からは、第 7 章で求めた減速材温度係数を使って反応度効果が分かる。燃料板温度については、測定はできないので、付録 A2 に基づき評価し、第 7 章の燃料温度係数を使って反応度を求める。制御棒反応度からこれらの温度反応度効果を差し引いた分がゼノン反応度効果になるはずである。

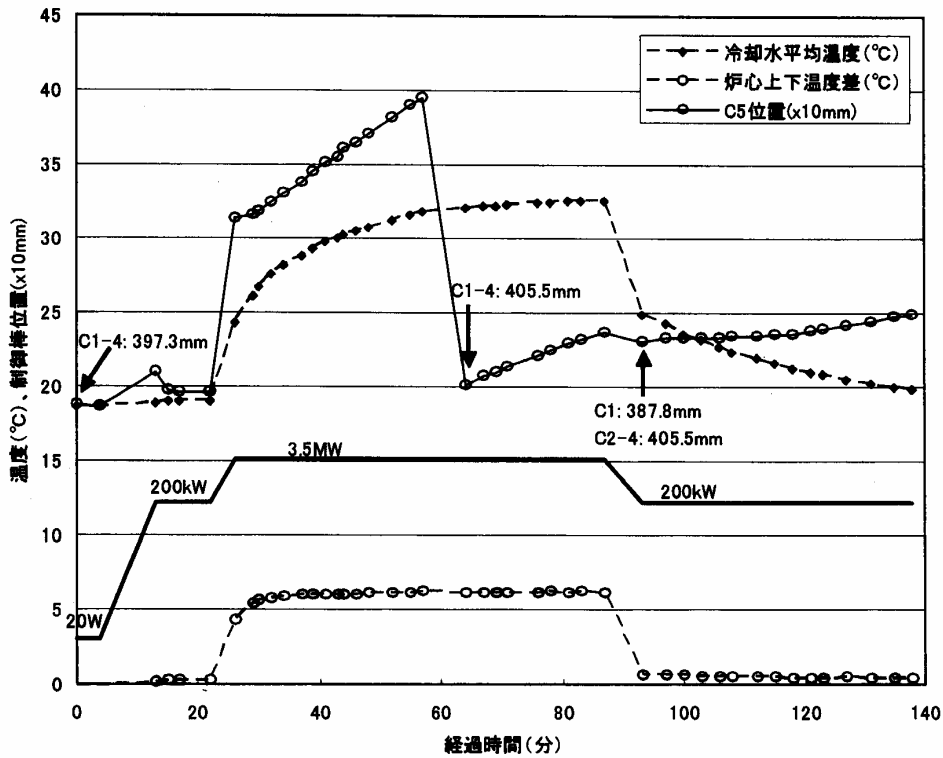


図8.1 JRR-4ゼノン効果実験例(強制循環冷却運転)

8.3 検討課題

(1) 事前検討

①付録 A2 により、強制循環冷却 3.5MW、及び 200kW 定常状態での燃料板温度を計算せよ。

(2) 事後考察

①ゼノン効果の実験結果と計算結果 (8.1 項) を比較・検討せよ。

参考文献

(8-1) 平根伸彦、他：「JRR-4 低濃縮ウランシリサイド燃料炉心の特性試験」、JAEA-Technology 2006-028, (2006).

(8-2) 杉 輝夫：「原子炉物理演習 (改訂第 3 版)」, (1997).

9. おわりに

原子炉の理論の学習では、炉内の中性子の振る舞いや熱流動といった物理現象に関するいくつかの方程式が導かれ、その方程式の解が炉型や運転パターンなどのそれぞれの事例に即して求められる。この方程式を立てて解を得ることはもちろん大切であるが、それだけで果たして真の理解、あるいは‘納得’が得られるだろうか。換言すれば、その解が正しいかどうかの判断ができるだろうか。

この納得や判断力を自分自身の体験を通して身につける過程が理論と実験との対比に他ならないことは明らかであろう。実現象を自分の眼と手を使ってよく見て確かめることはあらゆる技術を学ぶ際の基本である。これをおろそかにすると、自然は必ず人間に反省を求めることは、技術発展の歴史が教えるところである。特に原子力は普段の生活の中では体験することのない核反応を利用しており、実現象をよく見て確かめるという行為の重要性は高い。これは原子力関係者だけに限らず、できるだけ沢山のの人に体験の機会があるべきであろう。そのような機会が広がる中で、未知のものに対する不安も徐々に解消されて行くのではなかろうか。

原子炉実習を終えたところで、皆さんはどんな感想を持っておられるのだろうか。未消化であったり納得のいかない項目も多く残されていることであろう。むしろそれが当然であり、実習のねらいの一つでもある。疑問を見出すことこそ、その後の研鑽の契機となり、真の理解や新たな発展に導かれる端緒となる。

近年、原子力に対する一般の評価が厳しくなり、また、若い世代にとっても放射能の問題などから魅力の薄い分野となりつつあるように見受けられる。しかし、逆風の中でこそ次の発展の芽が見出されることも多い。これまでの、原子力の利用可能性を実証することに重点が置かれていた、いわば第1世代の原子炉に替わって、これからは、最適な核燃料サイクルを目指す次世代の炉概念を構築することになるだろう。特に、核燃料資源の問題は重要である。現在の利用形態のままでは、早晩、天然に存在する唯一の核分裂性核種である ^{235}U を消耗し尽すおそれがある。高速増殖炉の実用化、さらには、トリウムサイクルの利用により、核燃料資源は飛躍的に増大し、原子力は長期にわたって人類の生存を支える貴重なエネルギー源になると期待される。そのためには技術的にも社会的にも沢山の課題があり、それを乗り越えるには、事の本質を捉えた上での新たな発想が必要となろう。そのための第一歩として、本実習が活かされることを願う。

本実習の計画、準備、実施を通じて多大なご尽力をいただいた日本原子力研究開発機構 原子力科学研究所 研究炉部をはじめとする多くの方々に深く感謝いたします。

本実験テキストは、東京工業大学原子炉工学研究所小原徹の立案により、小原徹、須崎武則の共同作業によって作成された。作成に当たっては原子炉工学研究所簡井広明、片淵竜也の両氏の協力を得た。なお、本実験テキストは、経済産業省平成19年度原子力人材育成プログラム（原子力教育支援プログラム）の一環として作成された。

付録 A1 JRR-4 炉心の核特性解析

核燃料には臨界量があり、それがどのくらいかということは、原子炉以外の核燃料取扱のみならず、原子炉の操作においても常に念頭におく必要がある。本実習においても、第3章の臨界近接実験において実際に臨界制御棒位置を求めるが、これは臨界量あるいは臨界条件を知ることであり、原子炉の運転制御はその条件の近傍に限られる。

発電用軽水炉を例にとると、その最小臨界寸法（常温の水減速格子を想定）は、立方体で辺長 40cm 程度、正四角柱で辺長 35cm 程度である。この大きさの領域が炉心内に無制御のまま取り残されることのないよう、制御棒を配置することが炉心設計の基本となる。したがって、水中にホウ素を混入することにより過剰反応度を抑制（ケミカルシム）する PWR では、ホウ素濃度の不均一に十分注意する必要がある。また、ケミカルシムを行わない BWR では、冷態停止時に隣接する数本の制御棒が誤って脱落すると臨界事故になり得る。出力運転状態では、炉心温度上昇、蒸気ボイド発生(BWR)、燃料の燃焼などにより負の反応度が加わり、臨界量は増大するので、制御棒を引き抜くことにより反応度補償を行い、臨界を維持しつつ運転される。

以下では、シンプルな理論を用いて実験対象炉心の臨界条件を事前に評価する。その目的は、あらかじめ炉物理特性に習熟しておくことと、実験結果を得たとき、その意味をより深く理解するのに役立てることである。

JRR-4 では4本の粗調整棒 C1～C4 をほぼ等高の臨界位置まで引き抜いたのち、その後の反応度制御は主として微調整棒 C5 を用いて行われる。以下では、その C1～C4 制御棒の臨界位置を評価することになるが、その位置は燃料の燃焼度により異なる。

1998年に構成された初期炉心（未燃焼炉心）は約3年半の間燃料交換なしで運転されたが、その後、半年に1回程度のサイクルで一部燃料の新燃料への交換と位置変更（シャプリング）を行うことにより、運転に必要な過剰反応度(5～6% $\Delta k/k$)を確保する平衡炉心に移行し、現在に至っている。平衡炉心の初期を BOC (Beginning of Cycle)、終期を EOC (End of Cycle) という。本実習はその間のどこかで行うことになる。

理論解析の項目と手順は次のとおりである。

1. 初期炉心に関する2群定数を用いて、2群1次元2領域拡散理論により、制御棒全引抜きでの同炉心の中性子実効増倍係数 k_{eff} と過剰反応度 ($\rho_{\text{ex}}=(k_{\text{eff}}-1)/k_{\text{eff}}$) を求める。
2. 与えられた k_{eff} の燃焼度依存特性を用いて、実験対象である平衡炉心の制御棒全引抜きでの中性子実効増倍係数 k_{eff} と過剰反応度を求める。
3. C1～C4 制御棒反応度について、与えられた全挿入時の値と摂動論から予測される反応度曲線を用いて、挿入量と反応度の大きさ（反応度価値）の関係を求める。

その結果を用いて、1. 及び2. の過剰反応度を抑制して臨界にするための C1～C4 制御棒位置を求める。

1. 初期炉心の k_{eff} 評価

初期炉心を対象として、第2章の図2.3 水平方向炉心断面図に示される x 方向1次元について、2群拡散理論に基づく基本モード固有方程式を解くことにより、 k_{eff} を求める。 x 方向に垂直な水平断面上の y 方向および炉心軸に沿った z 方向の中性子漏えいは両方向の幾何学的バックリングにより近似的に考慮する。

炉心中心を原点($x=0$)にとると、 $x=a=20.25\text{cm}$ が炉心と反射体の境界になる。炉心に接して厚さ約 10cm の黒鉛反射体が置かれているが、その外側の軽水反射体に比べると、中性子の減速能と吸収断面積が格段に小さい黒鉛は、 k_{eff} 評価の観点からはボイドとみなして無視しても大きな誤差は与えないと考えられる。そこで、炉心の外側には無限厚さの軽水反射体があるものとする。炉心と軽水反射体の2群定数^(A1.1)は表A1.1に与えられている。

2群1次元2領域の基本モード固有方程式は次のように表される。ただし、高速群と熱群を下添字1及び2で、また、炉心領域と反射体領域を上添字cおよびrで区別する。

$$-D_1^c \frac{d^2 \phi_1^c}{dx^2} + (\Sigma_{a1}^c + \Sigma_{12}^c + D_1^c B_1^2) \phi_1^c = \frac{1}{k_{\text{eff}}} (\nu \Sigma_{f1} \phi_1^c + \nu \Sigma_{f2} \phi_2^c) \quad (\text{A1.1})$$

$$-D_2^c \frac{d^2 \phi_2^c}{dx^2} + (\Sigma_{a2}^c + D_2^c B_1^2) \phi_2^c = \Sigma_{12}^c \phi_1^c \quad (\text{A1.2})$$

$$-D_1^r \frac{d^2 \phi_1^r}{dx^2} + (\Sigma_{a1}^r + \Sigma_{12}^r + D_1^r B_1^2) \phi_1^r = 0 \quad (\text{A1.3})$$

$$-D_2^r \frac{d^2 \phi_2^r}{dx^2} + (\Sigma_{a2}^r + D_2^r B_1^2) \phi_2^r = \Sigma_{12}^r \phi_1^r \quad (\text{A1.4})$$

ここで、 D 、 Σ_a 、 $\nu \Sigma_f$ 、 Σ_{12} 、及び ϕ はそれぞれ拡散係数、巨視的吸収断面積、巨視的核分裂中性子発生断面積、巨視的減速断面積、及び中性子束を表す。また、 B_1^2 は y 及び z 方向の幾何学的バックリングの和であり、各方向の炉心寸法と表A1.1の外挿距離を用いて次のように計算される。

$$B_1^2 = B_y^2 + B_z^2 = \left(\frac{\pi}{34.4+18.2} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{60+15.0} \right)^2 = 0.005322 \text{ cm}^{-2}$$

(A1.1) と(A1.2)の炉心領域における連立2階微分方程式は次の波動方程式

$$\frac{d^2 \phi_g^c}{dx^2} + B_x^2 \phi_g^c = 0, \quad (g=1, 2) \quad (\text{A1.5})$$

が成り立つとして、定数 B_x^2 の満たすべき条件を定めることにより解くことができる。その条件式は(A1.5)を(A1.1) と(A1.2)に代入して得られる次式である。

$$(1 + \tau B^2)(1 + L^2 B^2) = \frac{k_{\infty}}{k_{\text{eff}}}, \quad B^2 = B_x^2 + B_1^2 \quad (\text{A1.6})$$

ただし、 τ 、 L^2 、及び k_{∞} はそれぞれフェルミ年令、熱中性子拡散面積、及び無限増倍係数であり、群定数により次のように表される。

$$\tau = \frac{D_1^c}{\Sigma_{a1}^c + \Sigma_{12}^c}, \quad L^2 = \frac{D_2^c}{\Sigma_{a2}^c}, \quad k_\infty = \epsilon \rho \eta f, \quad \eta f = \frac{\nu \Sigma_{f2}}{\Sigma_{a2}}, \quad \rho = \frac{\Sigma_{12}^c}{\Sigma_{a1}^c + \Sigma_{12}^c}, \quad \epsilon = \frac{\nu \Sigma_{f1} \phi_1^c + \nu \Sigma_{f2} \phi_2^c}{\nu \Sigma_{f2} \phi_2^c}$$

ここで、 k_∞ の4因子表現のうち、 ϵ に含まれる中性子束の比は(A1.2)と(A1.5)を使って

$$\epsilon = 1 + \frac{\nu \Sigma_{f1} \phi_1^c}{\nu \Sigma_{f2} \phi_2^c} = 1 + \frac{\nu \Sigma_{f1} \Sigma_{a2}^c (1 + L^2 B^2)}{\nu \Sigma_{f2} \Sigma_{12}^c} \cong 1 + \frac{\nu \Sigma_{f1} \Sigma_{a2}^c}{\nu \Sigma_{f2} \Sigma_{12}^c}, \quad (\because L^2 B^2 \ll 1)$$

となる。

(A1.6)は B^2 に関する2次方程式であるので、その根は2つあり、次式で与えられる。

$$B^2 = \frac{\tau + L^2}{2\tau L^2} \left[-1 \pm \sqrt{1 + \frac{4\tau L^2}{(\tau + L^2)^2} \left(\frac{k_\infty}{k_{\text{eff}}} - 1 \right)} \right] \quad (\text{A1.7})$$

この2根のうち、正根を μ^2 、負根を $-\nu^2$ とおくと、(A1.5)の B_x^2 はそれらを用いて

$$B_x^2 = \mu_x^2 = \mu^2 - B_1^2, \quad \text{及び、} \quad -\nu_x^2 = -\nu^2 - B_1^2$$

と与えられる。なお、(A1.7)の平方根号内第2項が1より十分小さいことを利用した近似表現として

$$\mu^2 \cong \frac{\frac{k_\infty}{k_{\text{eff}}} - 1}{\tau + L^2}, \quad \text{即ち、} \quad k_{\text{eff}} \cong \frac{k_\infty}{1 + (\tau + L^2)\mu^2}, \quad \text{及び} \quad \nu^2 \cong \frac{1}{\tau} + \frac{1}{L^2} \quad (\text{A1.8})$$

が得られる。

炉心内の中性子束はそれら2種の波動方程式の解の重ね合わせで与えられ、次のように表される。

$$\phi_1^c = \cos \mu_x x + C \cosh \nu_x x \quad (\text{A1.9-1})$$

$$\phi_2^c = S_1 \cos \mu_x x + S_2 C \cosh \nu_x x \quad (\text{A1.9-2})$$

ただし、 $\phi_1^c(0) = 1 + C$ と規格化し、 $x=0$ の面に対して分布が対称であることを考慮した。また、 S_1 及び S_2 は結合係数と呼ばれ、(A1.2)の漏れの項を μ^2 または $-\nu^2$ を使って表すことにより次式のように与えられる。

$$S_1 = \frac{\Sigma_{12}^c / \Sigma_{a2}^c}{1 + L^2 \mu^2}, \quad S_2 = \frac{\Sigma_{12}^c / \Sigma_{a2}^c}{1 - L^2 \nu^2} \quad (\text{A1.10})$$

(A1.8)からわかるように、 $\mu^2 \ll \nu^2$ であるから、(A1.9)の右辺第1項は炉心全体にわたる漸近分布、第2項は境界近傍の局所的な過渡分布を表す。

次に、反射体内の中性子束については、まず、(A1.3)を満足する $x \rightarrow \infty$ で0となる解として

$$\phi_1^r = E \exp(-\kappa_1 x), \quad \kappa_1^2 = \frac{\Sigma_{a1}^r + \Sigma_{12}^r}{D_1^r} + B_1^2 \quad (\text{A1.11})$$

が得られる。これを(A1.4)に用いて

$$\phi_2^r = S_r E \exp(-\kappa_1 x) + F \exp(-\kappa_2 x), \quad \kappa_2^2 = \frac{\Sigma_{a2}^r}{D_2^r} + B_1^2, \quad S_r = \frac{\Sigma_{12}^r / D_2^r}{\kappa_2^2 - \kappa_1^2} \quad (\text{A1.12})$$

のように、 ϕ_2^r は特解と一般解の重ね合わせとなる。ただし、 S_r は(A1.10)と同様な結合係数である。

以上により、炉心と反射体内における2群中性子束の表現が得られたが、その中に未定定数がC, E, Fと3つ含まれ、また、 μ 、 ν などを決める k_{eff} が未知数である。これら4つの未知数は炉心・反射体・境界($x=a$)における次の4つの境界条件から定められる。

$$\phi_g^c(a) = \phi_g^r(a), \quad J_g^c(a) = J_g^r(a), \quad \text{ただし, } J = -D \frac{d\phi}{dx}, \quad (g = 1, 2) \quad (\text{A1.13})$$

その結果は容易に得られ、C, E, Fについては

$$C = f \frac{\cos \mu_x a}{\cosh \nu_x a}, \quad E = (1 + f) \cos \mu_x a \cdot \exp(\kappa_1 a), \quad F = \{S_1 + S_2 f - S_r(1 + f)\} \cos \mu_x a \cdot \exp(\kappa_2 a) \quad (\text{A1.14})$$

となり、 k_{eff} を定めるための条件式としては

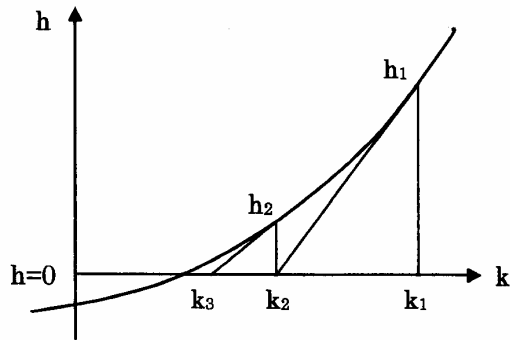
$$h(k_{\text{eff}}) = g - \frac{D_2^r}{D_2^c} \{ \kappa_2 (S_1 + S_2 f) - (\kappa_2 - \kappa_1) S_r (1 + f) \} = 0 \quad (\text{A1.15})$$

が得られる。ここで、 f 及び g は次式で与えられる。

$$f = \frac{\mu_x \tan \mu_x a - \frac{D_1^r}{D_1^c} \kappa_1}{\nu_x \tanh \nu_x a + \frac{D_1^r}{D_1^c} \kappa_1}, \quad g = S_1 \mu_x \tan \mu_x a - S_2 f \nu_x \tanh \nu_x a$$

(A1.15)を満足する k_{eff} を求めるには、 h 関数の k_{eff} による変化を見た上で、 $h=0$ となる値をNewton法と呼ばれる逐次近似法により求めればよい。Newton法の概念を図A1.1に示す。まず、初期値 k_1 を与えて h_1 を求め、次いで h_1 での接線が横軸をクロスする点 k_2 を求める。この手順を h が十分0に近づくまで繰り返すことにより収束値が得られる。なお、図中の式で h'_1 は h の k_1 における微係数である。

ところで、(A1.15)は境界条件を満たす固有値 k を求める式であり、原理的には無限個の解があり得る。したがって、初期値 k_1 の選び方により、収束値が異なるものと考えられるが、そのうち最大のものが基本モードに対応する k_{eff} である。



$$k_2 = k_1 - \frac{h_1}{h'_1}$$

図 A1.1 Newton 法の原理

課題 1

初期炉心の群定数を用いて、上記の手順により k_{eff} 、 ρ_{ex} 、及び中性子束分布を計算し、中性子束分布を図示するとともに、高速及び熱群の相違について考察せよ。

また、漸近分布がゼロとなる x の値と炉心端($x=a$)の差から外挿距離(反射体節約)を計算せよ。

2. 平衡炉心の k_{eff} 評価

^{235}U などの核分裂性物質の燃焼による損耗にともない、 $1\text{g}^{235}\text{U}\approx 1\text{MWd}$ に相当する大きな発熱があるとともに、ほぼ当重量の核分裂生成物 (FP) が生まれる。これら多種の FP 核種は β 崩壊を繰り返して安定あるいは長寿命の核になり、中性子の吸収体として働く。 ^{149}Sm (安定、 $\sigma_{2200}=41,000\text{b}$) のような極めて強い吸収核種はすぐ飽和濃度に達して一定の負の反応度を与えるが、適度に強い吸収核種は燃焼とともに蓄積して負の燃焼反応度を増していく。なお、 ^{135}Xe は最強の吸収核種 ($\sigma_{2200}=2.67\times 10^6\text{b}$) で加算収率 (Cumulative yield) も大きい半減期が短い (9.1hr) ので、頻繁に運転停止を行う炉では燃焼反応度には含めないのが通例である。

また、 ^{238}U の中性子吸収を出発点として Np、Pu、Am、Cm などのアクチノイド元素が生成される。このうち、 ^{239}Pu などは新たな核分裂性物質として燃焼に参加するので正の燃焼反応度を与えることになるが、アクチノイドの多くは中性子吸収を増す。

以上に述べた核分裂性核種の損耗、FP 及びアクチノイドの蓄積は無限増倍係数 k_{∞} を変化させるが、さらに、燃焼による出力分布の平坦化は中性子の漏れない確率 P の変化をもたらす。

このように、燃焼による $k_{\text{eff}} (=k_{\infty}P)$ の変化特性は多くの要因がからんで複雑であり、簡単な評価は困難である。以下では、 k_{eff} の燃焼による典型的な変化特性に関する計算値を用いて、実験対象である平衡炉心の k_{eff} を求める。さらに、燃焼特性を理解する一助として、転換比について概略評価する。

2.1 燃焼度の定義と k_{eff} の変化

JRR-4 では燃料の燃焼度 (BU) を次式により定義している。

$$\text{BU} = \frac{N_0^{25} - N^{25}}{N_0^{25}} \quad (\text{A1.16})$$

ただし、 N_0^{25} 及び N^{25} は初期及び燃焼後の ^{235}U 原子数密度である。

BU 値は燃焼管理計算により燃料要素ごとに求められる。この計算では、カロリメトリ法 (第 5 章参照) により測定された炉心出力を、3次元拡散計算により求められた相対出力分布を用いて各燃料要素に配分し、ある適切な燃焼期間後の燃料要素中の核種組成の変化が計算される。その結果に基づき、運転に必要な炉心特性が予測される。燃焼管理計算の精度は、過剰反応度などの炉心特性に関する予測値と実測値の整合性から検証されるとともに、使用済燃料の再処理において核種組成の分析値が得られる場合は、その結果を参照することができる。さらには、燃焼燃料中に蓄積したいくつかの長寿命 FP 核種からの γ 線強度あるいは強度比を非破壊的に測定して検証用とする場合もある。高精度の燃焼管理計算は、適切な運転管理に不可欠であるのみならず、法令上も、四半期ごとに核物質の現在量を報告する義務があるので、出力炉における最も重要な項目の 1 つに上げられる。

炉心平均の BU 値に対する k_{eff} の相対変化は図 A1.2 のようになる。

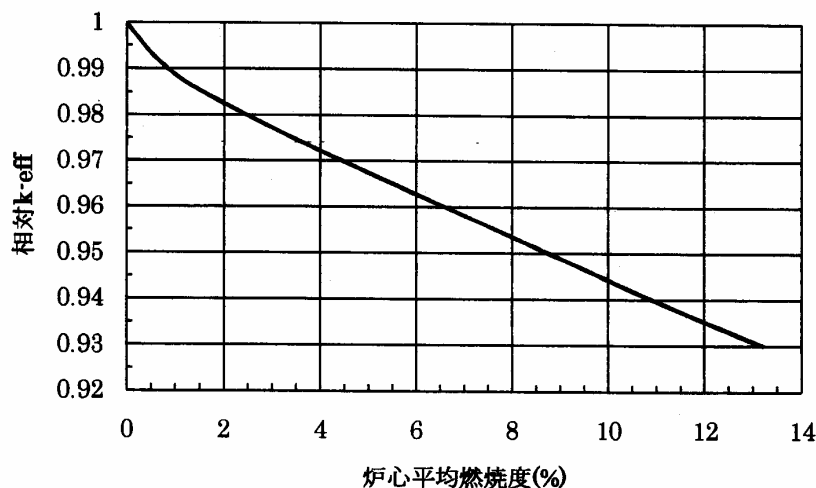


図 A1.2 JRR-4 炉心の燃焼による k_{eff} の相対変化

この図は、初期炉心(BU=0%)から数サイクルの平衡炉心まで含めた各種の典型的な炉心について、3次元燃焼計算による解析値^(A1-2)をプロットしたものである。前項1.で求めた初期炉心の k_{eff} を使って、任意の BU における k_{eff} の値を求めることができる。

2.2 転換比の評価

燃焼にともなう核分裂性核種の消滅量に対する生成量の比を転換比(CR)といい、ウラン資源の有効利用の観点から重要な指標である。CR の定義には大別して微分型と積分型とがある。微分型は各燃料要素の各燃焼時点における反応率の比として、また、積分型はある燃焼期間にわたる積分反応率の比などで与えられる。さらには、燃料の製造から再処理までの工程中のロスを含めた定義もある。

ここでは、CR を次式のように

$$\text{CR} = \frac{\text{残存 Pu-239 量}}{\text{消滅 U-235 量}} \quad (\text{A1.17})$$

と定義し、JRR-4 炉心について近似的に評価する。なお、発電用軽水炉では、燃料の初期 U 濃縮度を 3% とすると、約 30GWd/t の燃焼後の使用済燃料では U 濃縮度及び残存 Pu/U 比ともに約 1% である。したがって、(A1.17) の定義による CR は大略 $1/(3 \cdot 1) = 0.5$ と見積もられる。

^{235}U と ^{239}Pu の原子数密度の燃焼による変化は次式で与えられる。

$$\frac{dN^{25}}{dt} = -\sigma_{a2}^{25} N^{25} \phi_2 \quad (\text{A1.18})$$

$$\frac{dN^{49}}{dt} = (\sigma_{a1}^{28}\phi_1 + \sigma_{a2}^{28}\phi_2)N_0^{28} - \sigma_{a2}^{49}N^{49}\phi_2 \quad (A1.19)$$

ここで、 σ_{ag}^m は核種 m の g 群微視的吸収断面積、 ϕ_g は g 群中性子束であり($g=1,2$)、 ^{239}Pu を生成する ^{238}U の原子数密度 N^{28} は吸収が弱いため初期値 N_0^{28} から変化しないと近似している。(A1.18), (A1.19)の解は次のようになる。

$$N^{25} = N_0^{25} \exp(-\sigma_{a2}^{25}\phi_2 t) \cong N_0^{25} (1 - \sigma_{a2}^{25}\phi_2 t) \quad (A1.20)$$

$$N^{49} = \frac{(\sigma_{a1}^{28}\phi_1 + \sigma_{a2}^{28}\phi_2)N_0^{28}}{\sigma_{a2}^{49}\phi_2} [1 - \exp(-\sigma_{a2}^{49}\phi_2 t)] \cong (\sigma_{a1}^{28}\phi_1 + \sigma_{a2}^{28}\phi_2)N_0^{28} t \quad (A1.21)$$

ただし、右辺の近似表現は積算中性子束 $\phi_g t$ が小さく、指数関数のべき級数展開で第3項以降が無視できる場合を想定している。

(A1.20)及び(A1.21)から(A1.17)の CR が次のように表される。

$$CR = \frac{N^{49}}{N_0^{25} - N^{25}} \cong \frac{\sigma_{a1}^{28}N_0^{28}\phi_1 + \sigma_{a2}^{28}N_0^{28}\phi_2}{\sigma_{a2}^{25}N_0^{25}\phi_2} = \frac{A_1}{A_2 f} + \frac{\sigma_{a2}^{28}N_0^{28}}{\sigma_{a2}^{25}N_0^{25}} \quad (A1.22)$$

ここで、 A_g 及び f は初期炉心に関する g 群の吸収率及び ^{235}U の熱中性子利用率であり、 A_1 は ^{238}U の吸収のみから成ると近似している。この式の右辺第1項は、共鳴吸収を逃れる確率が $p=A_2/(A_1+A_2)$ であることを使うと $(1-p)/(pf)$ となり、分子分母に $\epsilon \eta$ を乗じて $(1-p)\epsilon \eta/k_\infty$ と変形される。そこで、中性子再生係数 η として ^{235}U の熱核分裂での値(=2.07)を使い、前節1.で求めた ϵ 、 p 及び k_∞ の値を用いて評価できる。第2項については、微視的断面積の比として 2200m/s での値(=2.7/694)と燃料の初期組成を使って計算できる。このようにして、(A1.22)の CR が求められる。同式の定義と近似の範囲では CR は燃焼度に依存しないことがわかる。

課題 2

図 A1.2 を用いて、BU=12%における k_{eff} と ρ_{ex} の値を求めよ。また、燃焼反応度係数(1%BUあたりの反応度変化)のBU依存性を図示し、その特徴について考察せよ。

(A1.22)により CR を評価し、上記の軽水炉での値との相違について考察せよ。

3. 制御棒反応度の評価

JRR-4 において、C1~C4 制御棒を全引抜き状態から全挿入した場合の負の反応度効果が約 17% $\Delta k/k$ と求められている。この値を用いて C1~C4 制御棒を等高にて徐々に炉心上部から挿入して行った場合の反応度値曲線(ワースカーブ)を求める。ワースカーブの形は摂動論を使って与えることができる。まず、小さい吸収体が炉心内に装荷された時の反応度値分布(微分カーブ)を求める。長尺の吸収体の反応度効果は、その微分カーブを積分することにより与えられる。

3.1 摂動論と微小吸収体の微分ワースカーブ

炉心内のある位置に小さい中性子吸収体を装荷した時の反応度効果は摂動論により評価される。今、吸収体の位置は上下(z)方向にのみ変化するので、まず、z 方向 1 次元の摂動論の式を導く。最もシンプルな 1 群理論を用いる。

基準状態と摂動が加わった状態における実効中性子増倍係数を k_0 及び k とすると、両状態の 1 群 1 次元基本モード固有方程式は次式で表される。諸量は通例の定義による。

$$\frac{d}{dz} \left(D_0 \frac{d\phi_0}{dz} \right) - \Sigma_{a0} \phi_0 + \frac{1}{k_0} \nu \Sigma_{f0} \phi_0 = 0 \quad (A1.23)$$

$$\frac{d}{dz} \left(D \frac{d\phi}{dz} \right) - \Sigma_a \phi + \frac{1}{k} \nu \Sigma_f \phi = 0 \quad (A1.24)$$

(A1.23)に ϕ を、また、(A1.24)に ϕ_0 を乗じて全炉心内（外挿距離を含む）で積分し、辺々引き算する。微分を含む項については次の部分積分の公式を用いる。

$$\int \phi \cdot \frac{d}{dz} \left(D_0 \frac{d\phi_0}{dz} \right) dz = \left[\phi \cdot D_0 \frac{d\phi_0}{dz} \right]_{\text{下端}}^{\text{上端}} - \int D_0 \frac{d\phi_0}{dz} \frac{d\phi}{dz} dz = - \int D_0 \frac{d\phi_0}{dz} \frac{d\phi}{dz} dz$$

ただし、炉心上端及び下端で $\phi=0$ であることを用いている。摂動による反応度効果は $\Delta \rho = \rho - \rho_0 = 1/k_0 - 1/k$ であるから、 $\nu \Sigma_f = \nu \Sigma_{f0} + \Delta \nu \Sigma_f$ 、 $\Sigma_a = \Sigma_{a0} + \Delta \Sigma_a$ 、 $D = D_0 + \Delta D$ と置いて結果を整理すると次式が得られる。

$$\Delta \rho = \frac{\frac{1}{k} \int \Delta \nu \Sigma_f \phi_0 \phi dz - \int \Delta \Sigma_a \phi_0 \phi dz - \int \Delta D \frac{d\phi_0}{dz} \frac{d\phi}{dz} dz}{\int \nu \Sigma_{f0} \phi_0 \phi dz} \quad (A1.25)$$

(A1.25)が摂動論の式であり、分母は全炉心積分、分子は摂動により各群定数に変化を生じた領域内の積分である。核分裂の増加は正の、吸収の増加は負の効果を与え、拡散係数の増大はもれの増加を通じて負の効果になることが分かる。また、摂動が十分小さく、中性子束分布の変化が無視できる場合は $\phi = \phi_0$ と近似できる。

次に、(A1.25)を小さい吸収体が z 方向にその位置を変える場合に対して適用する。吸収体の挿入では右辺の分子のうちで第 2 項のみが値を持つものとし、また、 $\phi = \phi_0$ と近似する。巨視的吸収断面積 Σ_A 、微小長さ Δz の吸収体が位置 z' に挿入されるとすると、ディラックのデルタ関数を使って

$$\Delta \Sigma_a = \Sigma_A \Delta z \delta(z - z') \quad (A1.26)$$

と与えられるから、(A1.25)より $\Delta \rho \propto -\Sigma_A \Delta z \phi^2(z')$ となる。ここで $\phi(z)$ は、炉心上端を $z=0$ 、下端を $z=60\text{cm}$ 、上下の外挿距離を 7.5cm とすると

$$\phi = C \sin B_z(z + 7.5), \quad B_z = \pi/(60 + 15)$$

と表される。したがって、位置 z における吸収体の単位長さ当たりの反応度効果は

$$\frac{\Delta \rho}{\Delta z} = -A \sin^2 B_z(z + 7.5) \quad (A1.27)$$

と与えられる。ただし、A は未定定数である。(A1.27)が微分ワースカーブである。

3.2 長尺吸収体の積分ワースカーブ

z 方向に十分長い吸収体を炉心上方から $z=z_{cr}$ まで挿入した時の反応度効果 $\rho(z_{cr})$ は、(A1.27)の左辺を微係数 $d\rho/dz$ に置き換えて、これを積分することにより次のように求められる。

$$\begin{aligned}\rho(z_{cr}) &= -\int_{-7.5}^{z_{cr}} A \sin^2 B_z(z+7.5) dz = -\frac{A}{2} \int_{-7.5}^{z_{cr}} \{1 - \cos 2B_z(z+7.5)\} dz \\ &= -\frac{A}{2} \left[z - \frac{1}{2B_z} \sin 2B_z z \right]_0^{z_{cr}+7.5}\end{aligned}\quad (\text{A1.28})$$

(A1.28)で与えられる積分ワースカーブは“S字カーブ”と呼ばれるように、炉心内に吸収体をある程度深く挿入してはじめて大きな反応度効果が得られる。炉の緊急停止に備えるには、このS字カーブの特徴をふまえて、制御（安全）棒を引き抜き過ぎないように注意する必要がある。

JRR-4 炉心では C1~C4 制御棒全挿入時に $17\% \Delta k/k$ の負反応度効果が得られる。そこで、(A1.28)において、 $z_{cr}=60\text{cm}$ において $\rho=-17\% \Delta k/k$ と置くことにより、未定定数 A を決めることができる。

課題 3

JRR-4 炉心において C1~C4 制御棒を等高にて挿入したときのワースカーブを上記の方法により評価し、図示せよ。

その結果を用いて、1 及び 2 節の初期炉心及び平衡炉心の過剰反応度 ρ_{ex} を抑制して臨界にするための C1~C4 制御棒位置（全挿入からの引抜き距離）を求めよ。

“核的制限値”は原子炉の反応度制御上基本となる制限値であり、JRR-4 では、最大過剰反応度 ($12\% \Delta k/k$ 以下)、制御棒による最大反応度付加率 ($1.5\% \Delta k/k/\text{min}$ 以下)、及び、最大反応度値を有する制御棒 1 本がスタックした条件での反応度停止余裕（ワンロードスタックマージン： $1.0\% \Delta k/k$ 以上）をカッコ内の数値に定めている。C1~4 制御棒はいずれも等しい反応度値を有するものとし、その引抜き速度を 1mm/s として、核的制限値が満足されることを確かめよ。

付録 A1 の参考文献

(A1-1) 中野佳洋：私信、(2005 年 6 月)。

(A1-2) 石黒裕大：「JRR-4 低濃縮ウランシリサイド燃料の炉心特性—初期炉心及び燃焼後—」、JAEA-Technology 2007-017、(2007)。

表 A1.1 初期炉心の 2 群定数と外挿距離^(A1-1)

1. 2 群定数 (高速($g=1$)、熱($g=2$)、 $E_{\text{cut off}}=1.1254\text{eV}$)

領域	群	D(cm)	Σ_a (/cm)	Σ_{12} (/cm)	$\nu \Sigma_f$ (/cm)
燃料要素 ^{*1}	1	1.411	0.00352	0.03020	0.00278
	2	0.250	0.07175		0.11835
黒鉛反射体	1	1.522	0.00008	0.00317	
	2	0.834	0.00209		
軽水反射体	1	1.162	0.00041	0.06694	
	2	0.157	0.01836		
制御/安全板 ^{*2}	1	1.044	0.05611	0.00076	
	2	0.104	2.936		

*1) 19.75%濃縮 $\text{U}_3\text{Si}_2\text{-Al}$ (ウランシリコン-アルミニウム分散型合金)

燃料板 : ミート部 ; 0.5mmt x 65mm x 600mm、Al 被覆 ; 0.38mmt.

燃料要素 : 80mm x 80mm x 約 1m (Al 枠)、燃料板ピッチ ; 5.36mm、

内側燃料板 ; 13 枚(3.8g-U/cm^3)、外側燃料板 ; 2 枚(1.9g-U/cm^3).

*2) 1.6wt.%Nat.B-SUS 鋼板、5mmt.

2. 外挿距離 (両端の和)

水平方向 (λ_h) : 18.2 cm

鉛直方向 (λ_z) : 15.0 cm

付録 A2 JRR-4 炉心の熱流動解析

反応度の異常添加に備えて、炉心自身が負の反応度フィードバック特性を持つよう、固有安全設計とすることは、原子炉の基本である。

固有安全性を確保するには、①負の減速材温度係数、及び②負の燃料温度係数（ドップラー係数）を有する炉心とすることである。反応度の異常添加により炉出力が急上昇すると、まず燃料温度が上昇してドップラー効果により共鳴吸収が増え、②の効果により負の反応度が加わる。次いで減速材（冷却材）温度が上昇して①の効果による負反応度が加わり、最終的に重大な反応度事故に到ることなく収束させることができる。原子炉の安全解析では、想定されるいかなる反応度異常に対しても、これらの効果が十分機能して、公衆の安全が確保されることを確かめる。

本実習においても、第7章の炉心温度反応度効果実験により減速材及び燃料温度係数を測定する。この実験では、自然対流冷却運転にて2種の炉出力（例えば50kWと200kW）の高温定常状態を実現し、炉心温度上昇に伴う反応度効果を冷温臨界時からの制御棒位置の変化から求める。2種の炉出力状態での減速材及び燃料温度を熱流動解析により得ておけば、反応度の測定値を使って減速材及び燃料温度効果を分離して求められると考えられる。

また、第8章のゼノン反応度効果実験では、炉出力3.5MW及び200kWの強制循環冷却運転にて、蓄積する ^{135}Xe の反応度効果を制御棒位置の変化から求める。この実験では、ゼノン効果の他に炉心温度上昇の効果も重畳するので、熱流動解析による減速材及び燃料温度の計算値と上記の温度係数を用いて後者の効果を分離する。

なお原子炉には、付録A1でふれた核的制限値とともに基本的に重要な制限値として“熱的制限値”がある。これは、所要の炉出力において燃料の健全性を確保するためのものであり、JRR-4では、最大出力（強制循環冷却運転では3.5MW以下、自然対流冷却運転では200kW以下）とともに、燃料芯材最高温度（約113℃以下）などの熱的制限値が定められている。

ここでは、次の2つの項目について熱流動計算により、実験解析に必要な炉心温度を求めるとともに、燃料芯材最高温度が制限値を満足することを確かめる。

1. 炉出力3.5MWの強制循環冷却定常状態での冷却水及び燃料の温度を求める。強制循環運転では、熱交換機で除熱された冷却水が主循環ポンプの駆動により流量 $8\text{m}^3/\text{min}$ にて炉心上部から下方に向かって流れる。下降流とする理由は燃料要素の浮き上がり防止のためである。3.5MW定常運転状態では、熱交換機の特性的ため、約30℃の水が炉心上部から供給されるものとする。
2. 炉出力200kWの自然対流冷却定常状態での冷却水及び燃料の温度を求める。自然対流冷却運転では、炉心タンク壁の炉心上下部に設けられている2つのホールを開くことによりプール水が炉心内を循環する。プール水温は20℃とする。

解析対象の炉心は、実験に用いる燃焼の進んだ平衡炉心とする。以下の熱特性解析では、核分裂による発熱量（出力）に関する次の量を定義する。

- ・ 炉出力(W)：炉心全体の単位時間当たりの発熱量： P
- ・ 出力密度(W/cm³)：炉心の単位体積、単位時間当たりの発熱量： $Q(x,y,z)$
- ・ 燃料芯材の発熱率(W/cm³)：燃料芯材の単位体積、単位時間当たりの発熱量： $Q_s(x,y,z)$
- ・ 冷却水の除熱率(W/cm³)：単位体積の冷却水が単位時間当り燃料板から受け取る熱量： $Q_w(x,y,z)$

定常状態ではこれらの間に次の関係がある。

$$P = \iiint Q dx dy dz, \quad Q = Q_s(V_f/V_c) = Q_w(V_w/V_c) \quad (A2.1)$$

ここで、 V_c 、 V_f 、 V_w は単位燃料板セル内のセル全体、燃料芯材、及び冷却水の体積である。(A2.1)の諸量を定めるには Q の分布、つまり出力分布を知る必要がある。平衡炉心では、炉心中央部に高燃焼度燃料、周辺部に低燃焼度燃料が配置されるので、水平(x,y)方向の出力分布は平坦であるとみなし得る。鉛直(z)方向には上方から制御棒が挿入されているため、炉心上部は下部に比べて出力が低くなる。そこで、 Q 、 Q_s 、及び Q_w はx,y方向には一定で、z方向にのみ分布を持つものとする。

1. 3.5MW 強制循環冷却運転時の熱流動特性

1.1 冷却水の温度上昇

図A2.1のように、2枚の燃料板の間の幅 a (cm)、奥行き 1 cm(断面積 a (cm²))の冷却水流路を考え、入口を $z=0$ 、出口を $z=L$ (炉心高さ=60cm)とする。この流路の入口から z (cm)の位置に微小な幅 dz (cm)をとる。

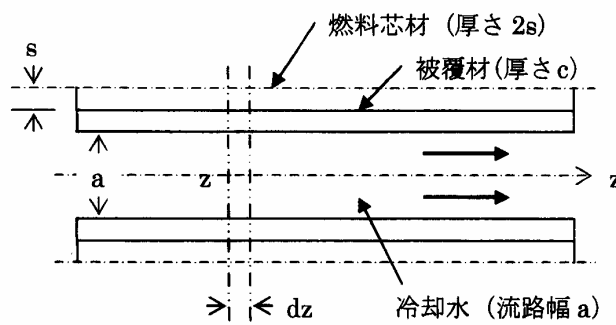


図 A2.1 単位セルにおける鉛直(z)方向冷却水流路

流速を v (cm/s)とすると、 dz を通過するのに $dz/v=dt$ (s)を要するので、この間に、 $Q_s(z) \cdot 2s dz dt = Q_w(z) \cdot a dz dt$ (J)の熱が燃料板から水に供給される。 dt の間に dz を通過する水の体積は $av dt$ (cm³)であり、水の密度を ρ (g/cm³)とすると、通過する質量は $av \rho$

dt (g)である。この質量の水に $Q_w(z)adzdt$ の熱が与えられるから、水の比熱を C (J/g°C) とすると、dz の間での水温上昇は

$$dT(^{\circ}C) = (1/C)(Q_w(z)adzdt)/(av\rho dt) = (Q_w(z)dz)/(v\rho C) \quad (A2.2)$$

となる。(A2.2)を $z=0\sim L$ について積分すると、 $(v\rho C)$ は一定として

$$T_{out} - T_{in} = \int Q_w(z)dz/(v\rho C) \quad (A2.3)$$

が得られる。ここで、 T_{in} は流路入口の温度(=30°C)である。

JRR-4 の燃料要素は、厚さ 0.5mm(=2s)の燃料芯材を厚さ 0.38mm(=c)のアルミニウム合金で被覆した燃料板をピッチ 5.36mm にて束ねることにより構成されている(したがって、 $a=4.1$ mm)。炉心の水平方向断面積は 40.5×34.4 cm²、単位セル内の水の体積比は $4.1/5.36=0.765$ であるから、流量 8m³/min での流速は $v=8 \times 10^6/60/(40.5 \times 34.4 \times 0.765)=125$ cm/s である。また、炉出力 3.5MW では $\int Q_w(z)dz=3.5 \times 10^6/(40.5 \times 34.4 \times 0.765)=3284$ W/cm² であり、これは、流路断面の 1cm² 当り流れる冷却水による除熱率である。常温付近の水に関する $\rho=1$ g/cm³、及び $C=4.2$ J/g°C を用い、 $T_{in}=30^{\circ}C$ とすると、(A2.3)から T_{out} が計算できる。

なお、(A2.3)はカロリメトリ法による出力校正の原理式でもある。炉出力 P は、 x, y 方向に出力密度が不変の場合、 X, Y をそれぞれの方向の炉心寸法として(A2.1), (A2.3)より

$$P = \iiint Q dx dy dz = \iint dx dy \int Q(z) dz = XY(V_w/V_c) \int Q_w(z) dz \\ = XY(V_w/V_c)(v\rho C)(T_{out} - T_{in}) = UC(T_{out} - T_{in}) \quad (A2.4)$$

と表される。ただし、 U (g/s) = $XY(V_w/V_c)v\rho$ は炉心の全水平断面を流れる冷却水の質量流速である。したがって、 U を定めて、炉心入口と出口の水温の差を測定すれば (A2.4) から P が分かる。出力密度が x, y 方向にも変化する場合は、全流路チャンネルの入口と出口の温度差の平均値が測定できる位置に温度計を設置しておけばよい。

1.2 燃料板の温度上昇

(1) 単位セル内温度分布

炉心の鉛直(z)方向のある高さにおいて、燃料板中心から冷却水流路中心にわたる温度分布の様子は図 A2.2 のようになる。

今、燃料芯材中の発熱率(W/cm³)は Q_s で x 方向に一定とし、位置 x での熱流束(W/cm²)を $q(x)$ とすると、図中の幅 dx 、断面積が 1cm² の領域中の熱バランスは次式で与えられる。

$$Q_s dx = q(x+dx) - q(x) = \frac{dq}{dx} dx, \quad \text{つまり、} \quad Q_s = \frac{dq}{dx} \quad (A2.5)$$

Q_s は一定だから(A2.5)を 0 から x まで積分し、 $q(0)=0$ を考慮すると

$$q(x) = Q_s x$$

が得られる。熱流束は温度勾配に比例し、比例係数が熱伝導率 k_s (W/cm°C) だから

$$q(x) = -k_s \frac{dT}{dx} = Q_s x \quad (A2.6)$$

となる。(A2.6)を燃料芯材中心 $x=0$ から表面 s まで積分すると次式が得られる。

$$T_1 - T_0 = -\frac{Q_s}{k_s} \int_0^s x dx = -\frac{Q_s}{2k_s} s^2 \quad (A2.7)$$

また、燃料芯材表面の熱流束は $q_s = Q_s s$ だから(A2.7)を使って

$$q_s = Q_s s = 2k_s \frac{T_0 - T_1}{s} \quad (A2.8)$$

が得られる。

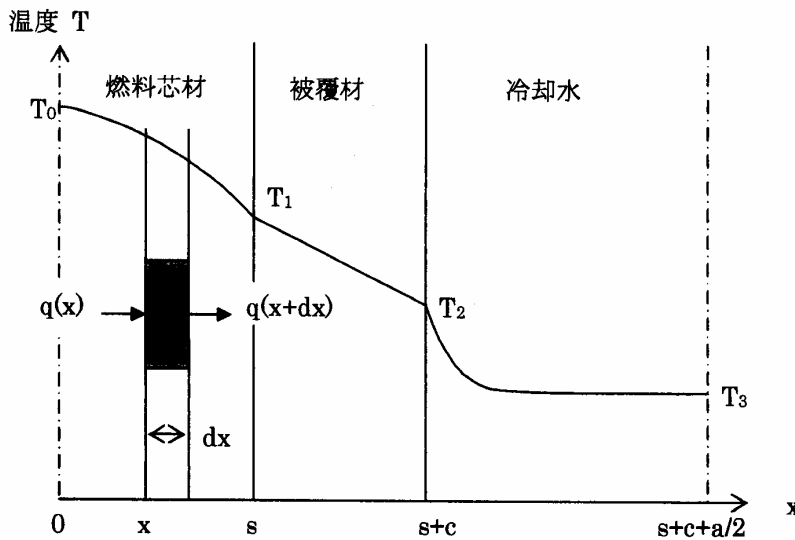


図 A2.2 単位セル内の温度分布概念

被覆材中では発熱が無いから(A2.5)より $q = (\text{一定}) = q_s$ である。熱伝導率を k_c とすると、(A2.6)より $q_s = -k_c (dT/dx)$ であるから、 $dT = -(q_s/k_c) dx$ を s から $s+c$ まで積分して $T_1 - T_2 = (q_s/k_c)c$ 、つまり、 $q_s = k_c(T_1 - T_2)/c$ が得られる。また、被覆材表面の熱流束は q_s だから、冷却水への熱伝達率($W/cm^2 \cdot ^\circ C$)を h とすると、 $q_s = h(T_2 - T_3)$ が成り立つ。

以上をまとめると、図 A2.2 の各点における温度は次式のように与えられる。

$$q_s = Q_s s = 2k_s \frac{T_0 - T_1}{s} = k_c \frac{T_1 - T_2}{c} = h(T_2 - T_3) \quad (A2.9)$$

したがって、 Q_s と T_3 を決めると諸定数を使って各点の温度が定められる。冷却水の温度は流路に沿って単調に増大するので、 T_3 としては z 方向の平均値を用いることにすると、(A2.3)より

$$T_3 = (T_{in} + T_{out})/2 = T_{in} + (1/2) \int Q_w(z) dz / (v \rho C)$$

と与えられる。一方、 Q_s は出力分布に比例するので、温度評価を厳しくするためには、 z 方向の平均値にこの方向の出力ピーキング係数(=最高値/平均値： p_z)を乗じた値を用いるべきである。 p_z の値は約1.5との報告がある。すると(A2.1)と1.1項の結果を使って $P=3.5\text{MW}$ での Q_s は

$$Q_s = p_z(V_w/V_f) \int Q_w(z)dz / L = 1.5 \times (4.1/0.5) \times 3284/60 = 673 \text{ W/cm}^3$$

と与えられる。

(2) 熱伝導率及び熱伝達率(A2-1), (A2-2)

①燃料芯材と被覆材の熱伝導率 k_s 及び k_c としては、いずれもアルミニウムの値を使用できる。金属の熱伝導率は常温付近での温度変化は小さい。ここでは $2.38\text{W/cm}^\circ\text{C}$ を用いる。

②燃料板から冷却水への熱伝達はヌセルト数 Nu を用いて評価されるが、適用すべき評価式は水の流動条件により異なる。まず、流量 $8\text{m}^3/\text{min}$ の強制循環冷却条件でのレイノルズ数 Re を求める。 Re は v を流速(=125cm/s)、 ν を水の動粘性係数、 d を流路の代表寸法として、 $Re = vd/\nu$ で与えられる。 d は平行平板に対しては間隙を a として $d=2a$ と表され、 $a=0.41\text{cm}$ だから $d=0.82\text{cm}$ である。また、冷却水の平均温度(T_3)を 35°C と仮定すると図A2.3より $\nu=7.3 \times 10^{-3}\text{cm}^2/\text{s}$ である。従って、

$$Re = 125 \times 0.82 / 0.0073 = 1.40 \times 10^4$$

となり、 $Re > 2000$ (層流との境界)であるから、流れは乱流であることが分かる。

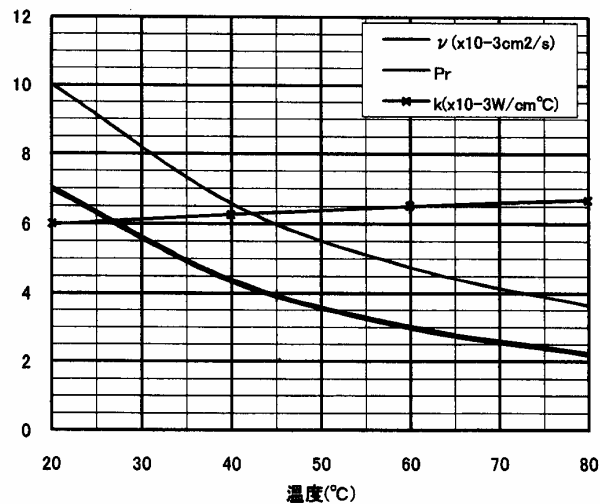


図 A2.3 水の動粘性係数 ν 、プラントル数 Pr 、熱伝導率 k の温度による変化

平行平板流路における強制循環乱流熱伝達では、 $Nu = hd/k$ が次式で与えられる。

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (A2.10)$$

ここで、 $Pr = \nu/\alpha$ (α : 温度伝導率) と k は冷却水のプラントル数と熱伝導率である。

これらの値は T_3 を与えると図 A2.3 から求めることができる。その結果、(A2.10)を使って熱伝達係数 h がわかる。

例えば $T_3=35^\circ\text{C}$ では、図 A2.3 より $Pr=5.0$ 、 $k=6.2 \times 10^{-3} \text{W/cm}^\circ\text{C}$ である。すると、(A2.10)より $Nu=0.023 \times (1.40 \times 10^4)^{0.8} \times 5.0^{0.4}=90.8$ であるから、 $h=Nu \cdot k/d=90.8 \times 0.0062/0.82=0.687 \text{W/cm}^2\text{C}$ が得られ、(A2.9)より $T_2-T_3=Q_s/h=673 \times 0.025/0.687=24.5^\circ\text{C}$ となる。このようにして、(A2.9)を用いて図 A2.2 の各点における温度が計算できる。

2. 200kW 自然対流冷却運転時の熱流動特性

自然対流冷却運転では循環ポンプは全て停止しているため、炉心内の冷却水は最初静止しているが、核発熱により昇温すると密度低下による浮力を受けて上昇流を生じる。炉心タンク内の上部開口位置での圧力バランス上、この上昇流は上部孔からタンク外に流出することになる。すると、下部開口位置での圧力バランス上、プール水が下部孔からタンク内に流入し自然対流が生じる。

この自然対流現象では、急速に核発熱が加わるような場合、冷却水の流速が十分発達する前に炉心が加熱されるため、一時的に燃料板と冷却水の温度が高くなるが、その後流速が発達して冷却効果が増すと、炉水温と燃料温度が低下して定常状態が形成される。その結果、炉心温度上昇に伴う反応度効果が過渡的に最も大きくなった後、しばらくして定常値に落ち着く。以下では諸効果が飽和した定常自然対流状態を検討対象とする。炉出力 $P=200\text{kW}$ 、プール水温は 20°C とする。

2.1 冷却水の温度上昇

(1) 流体の運動の式

鉛直(z)方向1次元の非圧縮性流体に関するナビエ・ストークスの式は、 ρ :密度(g/cm^3)、 v :流速(cm/s)、 F :単位体積当たりの外力($\text{g/cm}^2 \text{s}^2$)、 p :圧力($\text{g/cm}^2 \text{s}^2$)とすると

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = F - \frac{\partial p}{\partial z} \quad (\text{A2.11})$$

と表され、定常状態では左辺は零である。

今の場合、 F は v に依存する流路抵抗であり、 v は z 方向にほぼ一定だから F 一定である。したがって、(A2.11)を炉心下端($z=0$)から上端($z=L$)まで積分して

$$F \cdot L = p(L) - p(0) \quad (\text{A2.12})$$

が得られる。つまり、流路上下の圧力差が流体の粘性に基づく流路抵抗とバランスする。後述のように、両者はいずれも流速 v に依存する。

(2) 流路に沿った熱バランス

前項において、流路に沿った熱バランスから(A2.2)が導かれた。ところで、水の密度変化 $d\rho$ と温度変化 dT の間には、水の体膨張率を $\beta (=2.1 \times 10^{-4}/^\circ\text{C})$ (A2-2)として

$$d\rho/\rho = -\beta dT \quad (\text{A2.13})$$

の関係がある。これを(A2.2)に用いると

$$d\rho/\rho = d(\ln \rho) = -(\beta/C)(Q_w dz)/(\rho v) \quad (A2.14)$$

が得られる。ここで、 $\rho v = u$ (g/cm²s)は単位断面の流路を単位時間に流れる水の質量であるから、z方向に不変である。そこで、(A2.14)をz=0~Lまで積分すると

$$\ln(\rho_{out}/\rho_{in}) = -(\beta/C)(\int Q_w(z) dz)/u, \quad \text{つまり、}$$

$$\rho_{out}/\rho_{in} = \exp[-(\beta/C)(\int Q_w(z) dz)/u] \doteq 1 - (\beta/C)(\int Q_w(z) dz)/u$$

であるから、

$$\rho_{out} - \rho_{in} = -(\beta/C)(\int Q_w(z) dz)/v \quad (A2.15)$$

が得られる。ただし、 ρ_{in} は炉心下端、つまりプール水の密度である。また、P=200kWの自然対流冷却条件では、z方向の水温上昇は顕著ではなく、 β とCの変化は無視でき、 ρ とvの変化は小さいことを考慮した。

水密度 ρ の炉心平均値 $\bar{\rho}$ は(A2.15)より

$$\bar{\rho} = (\rho_{out} + \rho_{in})/2 = \rho_{in} - (1/2)(\beta/C)(\int Q_w(z) dz)/v \quad (A2.16)$$

となり、この密度差による圧力差

$$\Delta p_d = (\rho_{in} - \bar{\rho})gL = (1/2)(gL\beta/C)(\int Q_w(z) dz)/v \quad (A2.17)$$

が自然対流の駆動力となる。ただし、g(=980cm/s²)は重力加速度である。

(3) 流路抵抗^(A2-1)

流路抵抗は炉心の燃料板間(幅a×高さL)を冷却水が流れる場合のみ生じるものとする。自然対流では流速は十分小さいので、流れは層流の範囲であるとして取り扱う。

流体摩擦に基づく流路抵抗による圧力損失 Δp_f は

$$\Delta p_f = \lambda (L/d) \rho (v^2/2) \quad (A2.18)$$

で表される。ここで、dは流路の代表寸法であり、幅aに比べて広さが十分大きい平行平板ではd=2aで与えられる。また、抵抗係数 λ は流動条件に依存する無次元数であり、上記平行平板中の層流に対しては、レイノルズ数 $Re = vd/\nu$ を使って

$$\lambda = 96/Re = 96 \nu/(vd) \quad (A2.19)$$

で与えられる。(A2.19)を(A2.18)に用いると

$$\Delta p_f = 12 \rho \nu (L/a^2) v \quad (A2.20)$$

が得られる。

(4) 水温上昇

(A2.17)の Δp_d が(A2.20)の Δp_f と釣り合っているから、 $\Delta p_d = \Delta p_f$ より

$$v^2 = \frac{1}{24} \frac{\beta g a^2}{C \rho \nu} \int Q_w(z) dz \quad (A2.21)$$

が得られる。(A2.21)より自然対流での流速vが得られ、そのvを(A2.3)に用いると炉心上下での冷却水の温度上昇 $T_{out} - T_{in}$ が求められる。ここで、 $T_{in} = 20^\circ\text{C}$ であり、P=200kWでは(A2.4)より

$$\int Q_w(z) dz = P/[XY(V_w/V_c)] = 2 \times 10^5 / (40.5 \times 34.4 \times 0.765) = 188 \text{ W/cm}^2$$

である。

2.2 燃料板の温度上昇^(A2-1)

図 A2.2 の各点の温度を求めるためには、(A2.9)の諸定数のうち未定の熱伝達係数 h を求める必要がある。燃料板から冷却水への熱伝達はヌセルト数 Nu を使って評価される。流路幅が a で流路長(L)が十分長い鉛直平行平板間の自然対流層流熱伝達においては、

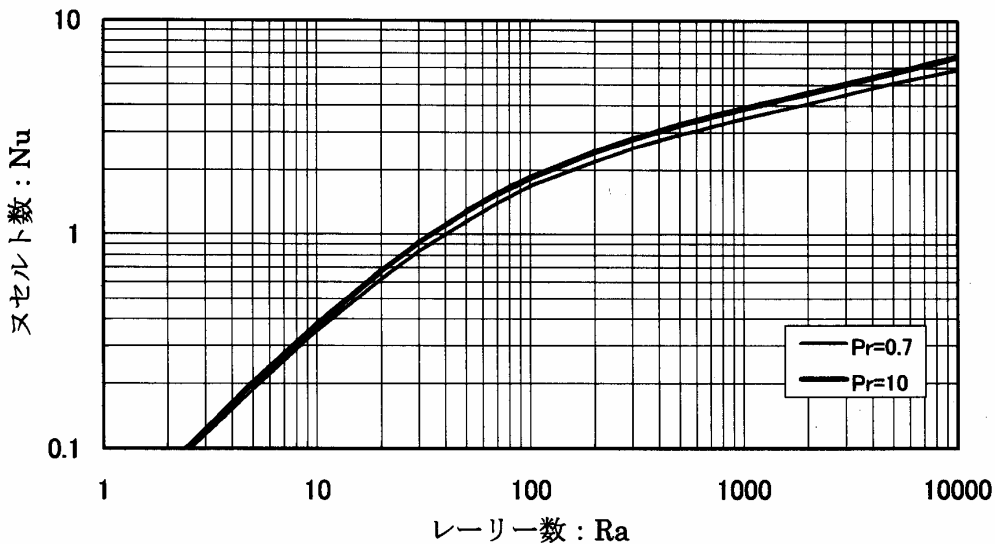
$$\text{ヌセルト数} : Nu = ha/k$$

$$\text{レーリー数} : Ra = Pr \cdot Gr \cdot (a/L)$$

$$\text{プラントル数} : Pr = \nu/\alpha, (\alpha : \text{温度伝導率})$$

$$\text{グラスホフ数} : Gr = (g\beta/\nu^2) a^3 \Delta T, (\Delta T = T_2 - T_3)$$

で定義される Nu と Ra の間の関係が図 A2.4 で与えられる。



図A2.4 平行平板流路内の自然対流層流熱伝達における Nu と Ra の関係

例えば、平均水温 $T_3=25^\circ\text{C}$ とすると、図 A2.3 より、 $Pr=6.4$ 、 $\nu=0.0091\text{cm}^2/\text{s}$ 、 $k=0.0061\text{W}/\text{cm}^\circ\text{C}$ である。 $\beta=2.1 \times 10^{-4}(/^\circ\text{C})$ であるから $\Delta T=25^\circ\text{C}$ と仮定すると $Gr=(980 \times 2.1 \times 10^{-4}/8.3 \times 10^{-6}) \times 0.41^3 \times 25=4272$ となるから、 $Ra=6.4 \times 4272 \times 0.41/60=187$ が得られる。この Ra 値での Nu 値は、図 A2.4 より $Nu=2.5$ と求められる。従って、熱伝達率は $h=2.5 \times 0.0061/0.41=0.0372\text{W}/\text{cm}^2\text{C}$ と求められる。この自然対流での熱伝達率は前項 1.2 の強制循環での値に比べて約 $1/20$ と小さくなっている。

この h と、前項 1.2 と同様な定義による $P=200\text{kW}$ での Q_s を(A2.9)に用いることにより、

$$T_2 - T_3 = Q_s / h = 38.5 \times 0.025 / 0.0372 = 25.9^\circ\text{C}$$

付録 A3 反応度計の原理^(A3-1)

JRR-4 では、炉の運転支援のために、逆動特性法(Inverse kinetics method)に基づく反応度計が用いられている。従来、制御棒校正時など運転中の反応度測定にはペリオド法が用いられてきた。これは、炉周期（ペリオド）あるいは炉出力のダブリングタイムを測定し、逆時間方程式により反応度を計算する方法であるが、反応度が小さい場合に測定に長時間を要するなどの不便があった。反応度計では迅速かつ高精度の反応度測定が可能であり、現在は、制御室のスクリーンにリアルタイムで表示される反応度の経時変化を監視しながら炉の運転操作が行われている。以下では、炉出力の時間変化から逆動特性法により反応度を求める反応度計の原理について概説する。

原子炉の動特性方程式は次のように表される。諸量は通例の定義による。

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} N + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i \quad (\text{A3.1})$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} N - \lambda_i C_i \quad (\text{A3.2})$$

(A3.1)を変形すると

$$\rho(t) = \beta - \frac{\Lambda}{N(t)} \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) + \frac{\Lambda}{N(t)} \frac{dN(t)}{dt} \quad (\text{A3.3})$$

となる。中性子密度 N の時間変化は炉出力からわかるが、反応度 ρ を求めるには、遅発中性子先行核密度 C と N の関係を知る必要がある。

(A3.2)より

$$\frac{d}{dt}(C_i e^{\lambda_i t}) = \frac{\beta_i}{\Lambda} N e^{\lambda_i t}$$

であるから、これを十分短い時間 t_1 から t_2 について積分すると

$$C_i(t_2) e^{\lambda_i t_2} - C_i(t_1) e^{\lambda_i t_1} = \frac{\beta_i}{\Lambda} \int_{t_1}^{t_2} N e^{\lambda_i t} dt \quad (\text{A3.4})$$

が得られる。ここで、(A3.4)の右辺の N を

$$N = \bar{N} e^{\mu t}、\text{つまり、}\mu = \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \frac{d(\ln N)}{dt} \quad (\text{A3.5})$$

と表し、 μ と \bar{N} は t_1 から t_2 の間一定とみなすと(A3.4)右辺の積分は次のようになる。

$$\begin{aligned} \int_{t_1}^{t_2} N e^{\lambda_i t} dt &= \bar{N} \int_{t_1}^{t_2} e^{(\lambda_i + \mu)t} dt = \frac{1}{\lambda_i + \mu} \{ \bar{N} e^{(\lambda_i + \mu)t_2} - \bar{N} e^{(\lambda_i + \mu)t_1} \} \\ &= \frac{1}{\lambda_i + \mu} \{ N(t_2) e^{\lambda_i t_2} - N(t_1) e^{\lambda_i t_1} \} \end{aligned} \quad (\text{A3.6})$$

今、 $N(t)$ を測定する、つまり、出力の時間変化を測定する十分短いサンプリング間隔を Δt とし、 $t_2 = t_1 + \Delta t = m \Delta t$ (m : 整数) とすると、(A3.4)、(A3.6)より

$$C_i(m\Delta t) = C_i((m-1)\Delta t)e^{-\lambda_i\Delta t} + \frac{\beta_i/\Lambda}{\lambda_i + \mu_m} \{N(m\Delta t) - N((m-1)\Delta t)e^{-\lambda_i\Delta t}\} \quad (\text{A3.7})$$

が得られる。 μ_m は各時点での μ の値であり、(A3.5)より次のように与えられる。

$$\mu_m = \frac{\ln [N(m\Delta t)/N((m-1)\Delta t)]}{\Delta t} \quad (\text{A3.8})$$

(A3.7)は m に関する漸化式であるので、 $t=0$ ($m=0$)での初期条件を適宜に与えてやれば、その後の N に関する時系列データを使って $C_i(t)$ を表現できる。初期条件は、通常、(A3.2)で左辺をゼロとする、つまり、 $C_i(0) = \beta_i/(\lambda_i\Lambda) \cdot N(0)$ が用いられるが、ある程度サンプリング時間が経過すると古い記憶は指数減衰してしまう。

(A3.7)と(A3.8)から求まる C_i 及び μ を(A3.3)の右辺第2及び3項に用いることにより、炉出力の時間変化から反応度 $\rho(t)$ が求められる。

付録 A3 の参考文献

(A3-1) 横尾健司、他：「研究用原子炉 JRR-4 を用いた運転実習及び原子炉物理実験」、
JAEA Technology 2007-018, (2007).

付録 A4 JRR-4 の運転管理(A4-1)

JRR-4 原子炉施設の運転管理について安全性を確保するため、次のように「保安規定」や「運転手引」に定めている。

(1) 運転管理の分担及び組織

運転手引：1.2.1 「運転管理の分担」

1.2.1 運転管理の分担

JRR-4 の運転管理は、JRR-4 管理課、研究炉技術管理課（水・ガス係、使用済燃料係、技術開発係）、研究炉利用課（計画調整係、利用第1係、利用第2係、利用第3係、利用第4係、利用第5係）及び施設放射線管理第1課（研究炉管理係（以下「区域放射線管理係」という。））により行う。

JRR-4 の運転管理上重要な、修理及び改造の計画、運転手引等については部内安全審査会で審議を行う。また、JRR-4 の運転に関する保安の監督は原子炉主任技術者が行う。JRR-4 の「原子炉運転管理組織表」を別図第1に示す。

- (1) 本体施設等の運転、保守、整備、調整、燃料要素の製作、燃料要素の管理（使用済燃料要素を除く。）及び計量管理、技術管理に関する業務は JRR-4 管理課が行う。
- (2) JRR-4 の冷却水及びプール水の管理に関する業務は、研究炉技術管理課及び JRR-4 管理課が行う。
- (3) JRR-4 の水・ガス、重水、使用済燃料要素の管理及び使用済燃料要素の輸送に関する業務は、研究炉技術管理課が行う。また、重水の計量管理は研究炉技術管理課が行う。
- (4) JRR-4 の利用施設の利用管理に関する業務は、研究炉利用課が行う。
- (5) JRR-4 の放射線管理に関する業務は、区域放射線管理係が行う。

別図第1 「原子炉運転管理組織表」

(2) 運転班長、運転員の配置と職務等

① 運転員の配置

- ・ JRR-4 の場合、制御室に配置する運転要員は2名以上。
 - ・ 2名の内、1名以上は班長または班長代理に指名されたものが配置される。
- 保安規定：第3条（運転要員及び要員の配置）

第3条 JRR-4 管理課長、次の各号に掲げる場合は、本体施設等の運転等に従事する要員（以下この編において「運転要員」という。）を制御室等に配置しなければならない。

- (1) 第16条の定めにより制御棒吸収体を炉心から取り出すとき又は炉心に挿入するとき。
- (2) 第35条第2項の定めにより JRR-4 の燃料要素（以下この編において「燃料要素」という。）を炉心に挿入するとき又は炉心から取り出すとき。
- (3) 第21条第1項及び第2項の定めにより運転開始前の措置を行うとき。
- (4) 原子炉の運転を開始してから第25条第1項及び第2項に定める運転停止後の措置が終了するまで。

2 JRR-4 管理課長は、前項第1号及び第2号に該当するときは1名以上、第3号及び第4号に該当するときは2名以上、運転要員を制御室に配置しなければならない。

3 （省略）

運転手引：1.2.3「炉運転班の構成」

1.2.3 炉運転班の構成

(1) 炉運転班の構成は、次のとおりである。

炉運転班長

炉運転班長代理

炉運転班員

JRR-4 管理課長は、原子炉起動前点検の開始から原子炉停止後点検が終了するまでの間、制御室に2名以上の運転要員を配置しなければならない。(以下省略)

② 原子炉運転班の職務

運転手引：1.2.4「炉運転班の職務」

1.2.4 炉運転班の職務

本体施設等の運転及び保守管理に携わる運転要員は、原子炉の安全を確保して運転及びその利用を効果的に行うために、JRR-4 設置変更許可申請書及び原子炉施設保安規定並びに本体施設等の施設設備の構造、性能及びその取扱い等について十分理解しておくこと。

原子炉の運転に際しては原子炉施設の諸表示盤、計器類を監視するとともに、特定施設及び利用施設の状況を把握する。警報装置が作動したときはその原因及び状況を調査し、通常運転状態に復帰させるための措置を講じるとともに、必要に応じ JRR-4 管理課長へ報告する。その原因が利用施設にあるときは、研究炉利用課長に通報する。

(1) 炉運転班長及び炉運転班長代理の職務

炉運転班長は研究炉運転・管理計画、月間運転実施計画表及び運転連絡表に基づき、炉運転班員を指揮統率し原子炉の安全運転に努める。炉運転班長代理は炉運転班長の職務を補佐し、これに欠務あるときはその職務を代行する。

(2) 炉運転班員の職務

炉運転班員は炉運転班長又は炉運転班長代理の指示に従って次のことを行う。

- イ 運転制御卓、中性子計測盤、冷却系計測制御盤、2次冷却塔制御盤等及び特定施設の操作・監視・計測
- ロ 運転記録表等への記録
- ハ 炉室内及び2次冷却系統設備並びに特定施設の巡視点検及び記録
- ニ 計画的に行う点検及び保守

③ 炉運転班長の権限

運転手引：2.4 原子炉運転等に係る一般事項「運転に係る保安上の指示」

2.4 原子炉運転等に係る一般事項

(2) 運転に係る保安上の指示

- イ JRR-4 管理課長は、原子炉の運転中、緊急の必要があると認めるときは、研究炉利用課長、研究炉技術管理課長及び施設放射線管理第1課長に対し、保安上必要な措置を講ずるよう指示することができる。
- ロ 炉運転班長は、原子炉の運転中、緊急の必要があると認めるときは、研究炉利用課長、研究炉技術管理課長及び施設放射線管理第1課長に対し、保安上必要な措置を講ずるよう指示することができる。

(3) 運転上の制限、条件と運転の措置

① 運転上の制限

保安規定：第 14 条（本体施設の運転上の制限）

第14条 JRR-4管理課長は、原子炉を運転するときは、別表第3に掲げる運転上の制限値を超えないことを確認しなければならない。

別表第3 本体施設の運転上の制限値

② 運転上の条件

保安規定：第 17 条（安全保護回路の作動条件）

第17条 JRR-4管理課長は、本体施設について、別表第5に掲げるところにより安全保護回路が作動するように設定しなければならない。

別表第5 本体施設の安全保護回路の作動条件

保安規定第 18 条（警報装置の作動条件）

第18条 JRR-4管理課長は、本体施設について、別表第6に掲げるところにより警報装置が作動するように設定しなければならない。

別表第6 本体施設の警報装置の作動条件

③ 運転開始前の措置、運転中の点検、停止後の措置

保安規定：第 21 条（運転開始前の措置）

第21条 原子炉の運転を開始しようとするときは、JRR-4管理課長及び研究炉利用課長は、別表第9に掲げる設備について、それぞれ巡視及び点検を行い、正常な状態であることを確認しなければならない。（以下省略）

別表第9 原子炉運転開始前に正常な状態であることを確認すべき設備

保安規定：第 24 条（原子炉運転中の巡視及び点検）

第24条 炉運転班長は、原子炉の運転中、次の各号に掲げる施設及び設備について、1日1回以上巡視し、点検しなければならない。

- (1) 炉内
- (2) 原子炉冷却系統施設
- (3) 制御材駆動設備
- (4) 受変電設備
- (5) 非常用電源設備
- (6) 通常排気設備
- (7) 液体廃棄設備

保安規定：第 25 条（運転停止後の措置）

第 25 条 JRR-4 管理課長は、原子炉の運転を停止したときは、次の各号に掲げる事項を確認しなければならない。

- (1) 全制御棒が完全に挿入されていること。
- (2) 中性子出力が正常に低下していること。
- (3) 原子炉冷却系統施設が正常に運転されている。ただし、崩壊熱除去を必要としないときは、この限りでない。

2 前項の確認を行った後、JRR-4 管理課長及び研究炉利用課長は、同一運転日に置いて再起動を行わないときは、別表第 10 に掲げる設備の状態について、それぞれ巡視し、点検しなければならない。

(以下省略)

別表第 10 原子炉運転停止後の本体施設等及び利用施設の巡視及び点検

4. 運転訓練

原子炉研修生の運転訓練について

保安規定：第 13 条（運転訓練）

第 13 条 JRR-4 管理課長は、原子炉研修生の運転訓練にあたっては、運転要員の監督、指示のもとに訓練を受ける者に次に掲げる事項を遵守させなければならない。

- (1) 運転操作に関すること。

運転手引：1.6 原子炉研修生の運転訓練

1.6 原子炉研修生の運転訓練

JRR-4 管理課長は、原子炉研修生（以下「研修生」という。）の運転訓練にあたっては、研修生が次に掲げる事項を遵守するよう、運転要員に監督、指示をさせなければならない。

- (1) 運転操作に関すること。
 - ① 出力上昇中は、ペリオドが 50 秒より短くならないように制御棒を操作すること。
 - ② 原子炉の運転記録は、JRR-4 運転記録表により記録すること。
 - ③ その他、運転実習テキストを遵守すること。
- (2) 非常時の行動
火災報知器が発報し職員等により火災の発生が確認された場合は、建家外へ迅速に避難する。

付録 A4 の参考文献

(A4-1)原子力科学研究所 研究炉加速器管理部：「JRR-4 の概要」、(研修用資料)。

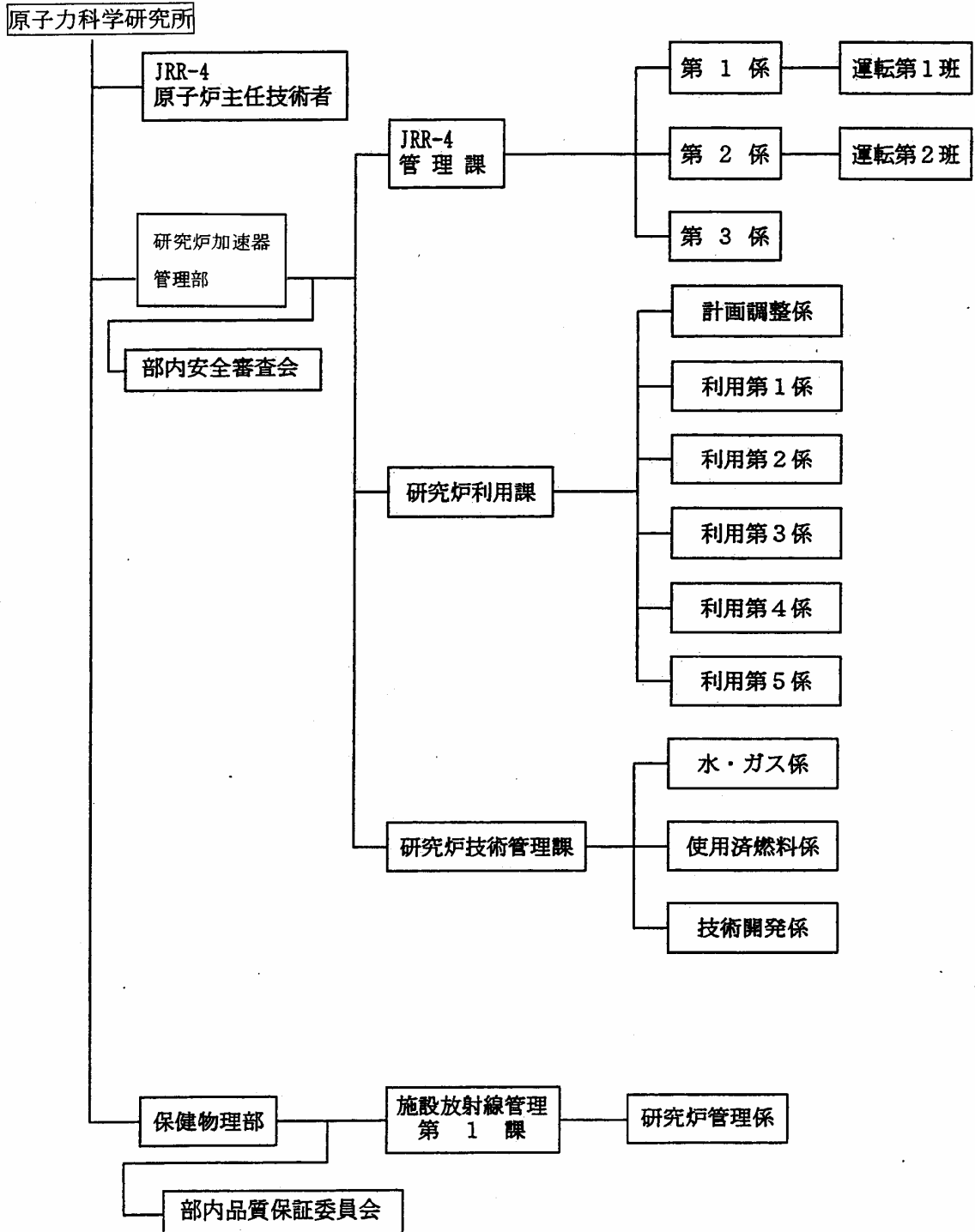


表 A4-1 原子炉運転管理組織 (別図第1)

表 A4-2 本体施設の運転上の制限 (別表第 3)

施設	制限事項	制限値
本体施設	(1) 連続最大熱出力 強制循環冷却時 自然循環冷却時	3,500 kw 200 kw
	(2) 最大過剰反応度	12% Δk/k
	(3) 反応度停止余裕 (最大反応度効果を有する 制御棒 1 本完全引抜時)	1% Δk/k 以上
	(4) 1 次冷却水炉心出口平均温度最大値	60℃
	(5) 燃料要素平均の最高燃焼度	50%

表 A4-3 本体施設の安全保護回路の作動条件 (別表第 5)

項目	作動条件	
原子炉停止回路	中性子束高高 (高設定)	強制循環冷却運転時に中性子束が 3,850kw 以上になったとき。
	中性子束高高 (低設定)	自然循環冷却運転時に中性子束が 220kw 以上になったとき。
	ベリオド短短	ベリオドが 5 秒以下になったとき。
	炉心タンク水位低低	炉心タンクの水位が規定水位 9.8m から 50cm 以上低下したとき。
	Na1 プール水位低低	Na1 プールの水位が規定水位 9.8m から 50cm 以上低下したとき。
	炉心入口流量低低	強制循環冷却運転時に炉心流量が 5m ³ /min 以下になったとき。
	熱交換器出口流量低低	強制循環冷却運転時に熱交換器流量が 2.5m ³ /min 以下になったとき。
	1 次冷却水炉心出口温度高高	1 次冷却水の炉心出口温度が 60℃ 以上になったとき。
	地震 (水平、鉛直)	0.25m/s ² (25Gal)以上の地震が発生したとき。
	電源電圧低	電源電圧が零になったとき。
	微調整棒下限	自動運転中に微調整棒がスクラム下限に達したとき。
	炉心ブリッジ固定解除	炉心ブリッジのレールクランプが解除されたとき。
	安全スイッチ投入	安全スイッチを投入したとき。
	手動スクラム投入	手動スクラムを投入したとき。
燃料事故モニタ高高	燃料事故モニタの指示値が BG の 10 倍以上になったとき。	
手動バックアップスクラム投入	手動バックアップスクラムを投入したとき。	
その他の主要な安全保護回路	燃料事故モニタ高高高	燃料事故モニタの指示値が BG の 50 倍以上になったとき。

表 A4-4 本体施設の警報装置の作動条件 (別表第 6)

項 目	作 動 条 件
中性子束高 (高設定)	強制循環冷却運転時に中性子束が 3,675kw 以上になったとき。
中性子束高 (低設定)	自然循環冷却運転時に中性子束が 210kw 以上になったとき。
ペリオド短	ペリオドが 10 秒以下になったとき。
熱出力高	原子炉の熱出力が 3,500kw を超えたとき。
炉心タンク水位低	炉心タンクの水位が規定水位 9.8m から 30cm 以上低下したとき。
No1 プール水位低	No1 プールの水位が規定水位 9.8m から 30cm 以上低下したとき。
No2 プール水位低	No2 プールの水位が 5.9m 以上低下したとき。
炉心入口流量低	強制循環冷却運転時に炉心流量が 7.2m ³ /min 以下になったとき。
熱交換器出口流量低	強制循環冷却運転時に熱交換器流量が 3.6m ³ /min 以下になったとき。
2 次冷却水流量低	強制循環冷却運転時に 2 次冷却水流量が 7.2m ³ /min 以下になったとき。
1 次冷却水炉心出口温度高	1 次冷却水の炉心出口温度が 47℃ 以上になったとき。
照射室遮へい扉開	照射室 (BNCT 用) の遮へい扉が開のとき。
主循環ポンプ出口圧力低	強制循環冷却時に出口圧力が 0.3MPa (3kg/cm ²) 以下になったとき。
1 次冷却水電気伝導率高	1 次冷却水の電気伝導率が 10μS/cm 以上になったとき。
制御棒そう入障害	制御棒そう入に障害が生じたとき。
微調整棒位置不適當	自動制御によって運転する場合において、微調整棒の位置が下限から 65mm 以上 535mm 以下の範囲を超えたとき。
信号偏差増大	自動制御によって運転する場合において、信号偏差によって表示された出力の偏差が ±4% 以上になったとき。
排水ピット満水	排水ピットが満水になったとき。
破損燃料検出モニタ高	破損燃料検出モニタの指示値が 500min ⁻¹ (500cpm) 以上になったとき。
燃料事故モニタ高	燃料事故モニタの指示値が BG の 3 倍以上になったとき。
2 次冷却水モニタ高	2 次冷却水モニタの指示値が BG の 3 倍以上になったとき。
非常用排気設備異常	非常用排気設備に異常が生じたとき。

表 A4-5 原子炉運転開始前に正常な状態であることを確認すべき設備（別表第9）

施設区分		設備
本体施設	原子炉本体	炉心
		炉心タンク
		プール
	原子炉冷却系統施設	1次冷却設備
		2次冷却設備 注1)
	計測制御系統施設	中性子計測設備
		冷却系計測制御設備
		安全保護回路
		制御設備
		非常用制御設備
警報設備		
放射線廃棄物の廃棄施設	非常用排気設備	
特定施設	附属施設	受変電設備
		非常用電源設備
	放射線廃棄物の廃棄施設	通常排気設備
		液体廃棄設備
利用施設 注2)	附属施設	簡易照射筒
		気送管照射設備
		プール（実験設備）
		中性子ビーム設備
		散乱実験設備

注1) 自然循環冷却運転時は対象外とする。 注2) 使用があるものについて点検する。

表 A4-6 原子炉停止後の本体施設等、利用施設の巡視及び点検（別表第 10）

施設区分	設備等	設備の状態等巡視点検項目
本体施設	1次冷却設備	(1) ポンプ停止 (2) 電動弁全閉 (3) サイフォンブレイク弁開 (4) 排水ピット水位低 (5) 排水ピットポンプ自動
	2次冷却設備	(1) ポンプ停止 (2) ファン停止
	計測制御系給電盤	(1) 電源の遮断
特定施設	受変電設備	(1) 商用電源の電圧
	通常排気設備	(1) 排風機の作動状態
	液体廃棄設備	(1) 貯槽の水位
利用施設 注 1)	簡易照射筒	(1) 挿入物の有無 (2) キャプセル等の保管状況
	気送管照射設備	(1) カドミ吸収体の挿入状況 (2) キャプセル等の保管状況
	プール（実験設備）	(1) 実験装置の外観
	中性子ビーム設備	(1) 簡易遮へい体の状態 (2) カドミシャッタの状態
	散乱実験設備	(1) 遮へい体の状態

注 1) 利用があったものについて点検する。

核燃料サイクル工学実験教育テキスト

2008年3月

東京工業大学
原子炉工学研究所

1. 精製転換コース

(1) 本コースの目的

精製・転換コースでは沈殿法を通して核燃料サイクルにおけるフロントエンドでのウラン精製法を学ぶのを目的とする。

(2) ウランの精製・転換について

ウランは鉱石として取り出された後、硫酸で溶かし、水酸化ナトリウム、アンモニア水、もしくは過酸化水素を加えて沈殿させて精製を行なう。こうして作られた沈殿物を取り出したものがイエローケーキと呼ばれるものである。このイエローケーキを熱処理して酸化物(UO_3)に転換する。更に、 UO_3 を UF_6 に転換し、同位体濃縮を行なう。同位体濃縮を行なった UF_6 を再転換し UO_2 粉体を作製し、これを原料に燃料ペレットを作るわけであるが、この再転換過程においても溶液に沈殿法を適用することで精製を行なう。また、沈殿によるウランの精製は様々な状況で用いられ、状況に応じてアンモニア水(あるいはアンモニアガスの吹き込み)、過酸化水素によって実施される。

- ・事前レポート課題： UO_2^{2+} が存在する水溶液に水酸化ナトリウム水溶液を加えると重ウラン酸ナトリウム(Na_2UO_4)、アンモニア水を加えると重ウラン酸アンモニウム($(NH_4)_2UO_4$)、過酸化水素を加えると過酸化ウラン水和物($UO_4 \cdot 2H_2O$)を得ることができる。硝酸ウラニル($UO_2(NO_3)_2$)の水溶液を例に取り、重ウラン酸アンモニウムの生成と過酸化ウラン水和物の生成の化学反応式を示しなさい。

(3) 実験法

硝酸ウラニルを溶かした溶液を教員から各グループに渡す。その溶液の組成については実験当日に教員から伝える。各グループは渡された溶液から 1ml をサンプル瓶にとって置く、次に教員からの指示に基づきアンモニア水あるいは過酸化水素を残りの溶液にいれると沈殿が生じる。しばらく沈殿を熟成させた後、吸引ろ過を行なう。ろ液から 1ml 取り出し、サンプル瓶に入れる。サンプル瓶に取った溶液から 50 μ l 取り出し、炭素基板の上で蒸発乾固させて蛍光 X 線あるいは α 線測定を行ない、ウランの回収率と精製率を評価する。

(4) 実験レポート

- ・実験手順についてまとめること。
- ・沈殿法を行なった結果について回収率の違いについて、ろ過性などを考慮し議論すること。
- ・蛍光 X 線による評価法と α 線測定による評価法について議論すること。
- ・Cs, Sr, Eu を加えた溶液でウランの精製率を評価し、その精製率について議論すること。
- ・その他、実験を通じて得られたことをまとめ、議論すること。

なお、実験内容は各グループごとに異なっているので、実験データを共有し、データをまとめて議論すること。

2. 濃縮（同位体分離分析）工程コース

（1）目的

イオン交換法による濃縮法の原理，ウラン同位体の種類と性質，質量分析計の原理について理解を図る。

（2）はじめに

同位体は極めて似通った化学的性質を持つことから、その分離は極めて難しい。同位体分離法は個別分離法と統計的分離法に分けられ、電磁分離法やレーザー分離法などは個別分離法である。一方、統計的分離法には化学交換法、分別蒸留法、気体拡散法、遠心分離法、熱拡散法、電解法などがある。目的元素に応じて様々な方法がある。電磁分離法は1911年に Thomson によってネオンのビームが電磁場を通過し、写真乾板に Ne-20 と Ne-22 の飛跡が記録されたことから、その分離の可能性が示された。これは同時に安定同位体の発見であり、質量分析計の原理でもある。電磁分離法の装置では分離される量が少ないが多くの元素に適用されることから、研究のために用いる個別の同位体の生産に用いられる。Aston は1920年にネオンを多孔質の粘土の管に通してその同位体を分離した。この方法がガス拡散法の始まりである。熱拡散法による同位体の分離に関しては、熱拡散効果の存在が1911年に Enskog によって理論的に予測され、その可能性が古くから知られていた。1939年に Clusius と Dickel が熱拡散塔を開発して、Cl-35 と Cl-37 をそれぞれ99%まで濃縮した。しかし、熱拡散法の同位体分離は小規模の分離には良いが、エネルギー消費が大きく、効率が悪いことから大規模の分離には適さない。

イオン交換法はイオン交換体を用いる方法で、化学交換法の一つである。化学交換法は溶液内に共存する種々の化学種あるいは化合物間の平衡交換反応の同位体効果に基づく方法である。即ち、同位体によって化学反応速度定数や化学反応平衡定数が僅かに異なり、この差異が同位体効果である。この化学反応平衡定数の同位体効果が同位体分離に利用される。その同位体分離法は1938年に Taylor と Urey がリチウム及びカリウム同位体を濃縮して以来多くの研究が成されている。

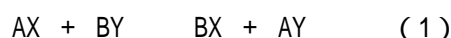
ウランのイオン交換法による同位体分離法には、(1)4価ウランの錯形成反応、(2)6価ウランの錯形成反応、(3)4価 - 6価ウランの電子交換反応、を用いた方法があり、この分離係数(1)は1.00006、(2)は1.0002、(3)は1.001である。(3)の電子交換反応系においては旭化成において Super 法ウラン濃縮が準工業規模まで開発された。

濃縮（同位体分離分析）工程コースでは、ウラン濃縮法の一つであるイオン交換体等の吸着体を用いた化学濃縮法の実験及び表面電離型質量分析計による天然に存在するウ

ランの同位体測定やリチウム濃縮（同位体分離）実験で得たリチウムの同位体比測定を行う。

(3) イオン交換の同位体効果

イオン交換法はイオン交換体を用いる方法で、化学交換法の一つである。化学交換法は溶液内に共存する種々の化学種あるいは化合物間の平衡交換反応の同位体効果に基づく方法である。即ち、同位体によって化学反応速度定数や化学反応平衡定数が僅かに異なり、この差異が同位体効果である。この化学反応平衡定数の同位体効果が同位体分離に利用される。同位体 A、B が、反応基 X、Y と結合した 2 種類の化学種が共存している場合、化学種間に次の反応が成立つ。



この(1)式の同位体交換反応の平衡定数 K が 1 より少しずれる。この僅かの差異を ϵ で表示し、 $K = 1 + \epsilon$ となる。リチウム、ホウ素、窒素等の元素における同位体の ϵ は、0.01 ~ 0.06 であり、ウランの場合、6 価ウランの錯形成反応系で 0.00002 である。このとき 2 相に化学種が分配するようにして、片方の相に一方の化学種を選択的に取り込むようにする。つまり、イオン交換体と溶液の 2 相を考え、この両相の化学種間の同位体平衡反応を利用して同位体分離をする。

イオン交換を利用した最初のリチウム同位体分離は Taylor と Urey の実験である。無機イオン交換体であるゼオライトをステンレス製のパイプに詰め、塩化リチウムを流してリチウムの同位体分離に成功した。その後、Lee, Begun, Drury 等は、有機陽イオン交換樹脂 Dowex 50 を用いて、溶離クロマトグラフィーで一段の分離係数を実測した。

分離係数 α は $\alpha = f_i(R_i - R_0) / QR_0(1 - R_0)$ で求められる。

ここで、Q はイオン交換全容量、 R_0 は feed の Li 同位体のモルフラクションで、 R_i は各フラクションの Li 同位体のモルフラクション、 f_i は各フラクションのリチウム量である。

(4) 同位体比分析

一般に同位体比の測定は、質量分析装置を用いる質量分析法で行われる。質量分析装置とは原子、分子等をイオン化した後、質量によって各々分離してその量を個々に測定する装置である。したがって質量分析装置は原子、分子をイオン化して取り出すイオン源部、このイオンを質量分離する分析部、及びこれらを検出する検出部の 3 部より成り立っている。イオン化及び質量分離にはいろいろな方法があり、たとえばイオン化の方法によって分類すると電子衝撃型、化学イオン化型、表面電離型、高周波放電型、イオン衝撃型、電界電離型、光電離型、高周波誘導プラズマ型などがある。また質量分離の方法によって分類すると磁場型、四重極型、飛行時間型、イオンサイクロトロン型があり、このうち磁場型と四重極型が現在広く用いられている。イオンの捕集器としてはファラデーカップまたは二次電子増倍管が用いられている。これらの後段に負帰還直流増

幅器を接続して微小電流を検出する。イオン電流 10^{-14} A 以上の微小電流であればイオンの捕集器としてファラデーカップのみでイオン電流を精度よく測定できるが、 10^{-14} A 以下の極微小電流のときは二次電子増倍管を使用しなければならない。

同位体比の測定は前述したように試料をイオン化してそのイオン量を計測することによっておこなわれる。この場合分析試料の絶対値（真値）と観測される測定値の関係を慎重に較正しておかなければならない。それはたとえば、用いる測定装置の違いによって異なる測定値を与えることがあるからである。そこで同位体比の測定には一般に標準物質の同位体比と試料の同位体比を比較する相対比法が用いられている。また同じ装置であっても検出器の違いによって異なることがあり、これらは標準試料あるいは同じ試料を用いてあらかじめ補正係数を定めておく必要がある。

同位体比を表示する場合、しばしば試料の同位体比を標準物質の同位体比からの偏差として千分率（単位は・、パーミル）で表すことがある。偏差（ δ ）は次の式で定義される。

$$\delta = \left(\frac{R_{\text{Sample}}}{R_{\text{Standard}}} - 1 \right) \times 1000$$

ここで、 R_{Sample} は試料の同位体比、 R_{Standard} は標準物質の同位体比であり、リチウム同位体比の場合には R は ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ を示し、 δ は ${}^7\text{Li}$ を示す。標準物質としては、アメリカの標準技術研究所(NIST)の炭酸リチウム (LSVEC-Li)や EU の共同研究センター標準物質計測研究所(IRMM)の炭酸リチウム (IRMM-016a) を用いる。試料のリチウム同位体比が標準試料のリチウム同位体比に一致したとき $\delta({}^7\text{Li}) = 0 \text{ ‰}$ である。このように同位体比を表すときはこの δ 値、あるいは NIST 等の標準炭酸リチウムのリチウム同位体比に規格化すると、絶対値で表示されることになる。

(5) リチウム同位体分離実験

用意するもの

装置

高圧定量ポンプ、圧力計

フラクションコレクター

原子吸光分光光度計 ANA-182F

表面電離型質量分析計 MAT261

器具

イオン交換カラム（内径 10mm×1000mm）

イオン交換樹脂（AG MP50、AG 50W-X8、AG 50W-X12）

高圧テフロンバルブ

テフロンチューブ 外径 ϕ 2mm

PP チューブ φ16mm 100 本
ビーカー 100ml、200ml、11
メスフラスコ 500ml
マイクロピペット 0.1～10μl、100～1000μl
ポリビン 100ml 20 個
白金線
レニウムフィラメントユニット

薬品

酢酸リチウム、 酢酸カリウム、 塩酸、ヨウ化水素酸、

実験手順

- a. イオン交換樹脂のカラムへの充填
- b. イオン交換樹脂を詰めたカラムの活性化及び洗浄
- c. イオン交換カラムを H⁺型にする。
実習時間の都合で、イオン交換カラム（内径 10mm×1000mm）に陽イオン交換樹脂 AG MP-50 を充填し、樹脂の H⁺型への転換まで既に担当者が行っている。
- d. 試料溶液、溶離液、の調整（必要な試薬を準備する）
0.5N 酢酸リチウム溶液の作成
0.2N 酢酸カリウム溶液の作成
リチウム標準溶液の調整（検量線作成用）
カリウム標準溶液の調整（検量線作成用）
- e. クロマトグラフィー操作（イオン交換樹脂へリチウム負荷及び溶離）
クロマトグラフィー実験の部品をテフロンチューブで接続
（高圧定量ポンプ - 圧力計 - カラム - テフロンバルブ - フラクションコレクター）
試料溶液の導入（リチウム吸着帯の形成）
溶離液を通液してリチウム吸着帯の移動
白金線を用いて流出液中のリチウムの有無を調べる（炎色反応）
- f. フラクションコレクターによる試料採取
各 PP チューブ 100 本の重さを計ってセットする。
- g. リチウムの濃度分析（試料の希釈を含む）
各フラクションの試料を希釈して濃度分析用試料を作成
- h. 質量分析用試料調整
試料を一定量とり、ヨウ化水素酸を加えてヨウ化物リチウムとする。（化学形の転換）
- i. 同位体比分析
表面電離型質量分析計 MAT261 で各フラクション試料のリチウム同位体比を測定する。
海水中のウランの同位体比を測定する。

(6) 結果の整理

リチウム溶離曲線作成 (クロマトグラム)

同位体分離係数の算出

1 理論段相当高さ (HETP) の算出

分離効率を高める方法について記せ。

海水中のウランの同位体比はウラン鉱石中の同位体比と異なっている。その理由について記せ。

3. 再処理工程コース

(1) 本コースの目的

ウランの酸化物を溶解し、溶媒抽出によってウランを分離することによって、核燃料再処理における基本となる燃料溶解及び溶媒抽出によるウランの分離について理解を図ることを目的とする。また、ウランの化学操作を通じウランの化学の理解も図る。

(2) 酸化物溶解と溶媒抽出について

日本の現行再処理はウラン酸化物 (UO_2) を硝酸で溶解し、溶解されたウランをリン酸トリブチル (TBP) にて溶媒抽出して分離している。

ウラン酸化物としては二酸化ウラン (UO_2)、三酸化ウラン (UO_3) 及び八酸化三ウラン (U_3O_8) が代表的な酸化物と知られている。実験室レベルでは UO_3 と U_3O_8 が合成可能である。本コースでは U_3O_8 を用い、その溶解過程を理解する。

溶媒抽出法は固体または液体試料中の 1 種類 (または 2 種類以上) の成分物質を溶媒に溶解させて分離する方法である。試料が液体の場合には、混和しない抽出溶媒を選び、目的物質と特異的に反応する物質 (抽出剤) を加えることによって分離する。一般に、水 - 有機溶媒系の抽出を利用した分離分析法であり、抽出剤は有機溶媒に混和するものを用いる。核燃料再処理に関しては TBP がよく用いられ、プルトニウムの分離に利用される。本コースでは抽出剤としてトリ-n-オクチルホスフィンオキシド (Tri-n-octylphosphine oxide TOPO) 及びジケトン類であるテノイルトリフルオロアセトン (Thenoyl trifluoroacetone TTA) を用いて有機溶媒としてキシレンを用いて行う。抽出された目的物質は再度、水溶液に抽出 (逆抽出) され利用されるのが一般的であるため、本コースでも逆抽出を行うことで、溶媒抽出の理解を深める。

・事前レポート課題： U_3O_8 が硝酸に溶解する時の化学反応式を求める。また使用する抽出剤の化学式について示すこと。

(3) 実験法

事前にルツボに用意された U_3O_8 を用い、0.1M 硝酸にて計算量の液量を投入する (U_3O_8)

の重量は実験を始める前に提示しておく)。ホットプレートにて加温し、その溶解過程を観察する。用意された 0.1M 硝酸溶液を用いウラン濃度を 400ppm とするように加えてウラン溶液とする。溶媒抽出実験はこの試料溶液を用いて行う。

溶媒抽出実験は 0.2M TOPO、TTA キシレン溶液を用いる。抽出する金属溶液は上記のウラン溶液とアルカリ金属からはセシウム、アルカリ土類金属からストロンチウム(1M 硝酸中 1000ppm)、希土類元素からはユーロピウム(0.5M 塩酸中 1000ppm)を対象として行う。金属溶液を 3ml 試験管に取り、TOPO 及び TTA 抽出溶媒を 3ml 加え、よく混合させ、静置する。二相が完全に分離したことを確認した後、各相を注意深くマイクロシリンジにて 2ml プラスチック容器に分取する。分取した溶液は蛍光 X 線測定装置を用いて測定する。測定が終了したウラン抽出有機相を試験管に移し、1ml のキシレンを加えたのち、1M 炭酸ナトリウム水溶液 3ml にて同様に抽出する。さらに、ウラン溶液とストロンチウム溶液を各 1.5ml 試験管に取り、TOPO 溶液にて抽出する。測定は上記の方法と同様とする。

(4) 実験レポート

- ・測定された蛍光 X 線の各金属に係る強度についてまとめ、抽出現象についてまとめる。また相乗効果について調べ、得られた結果について考察すること。
- ・1M 炭酸ナトリウム水溶液にて逆抽出した結果について、ウラン炭酸錯体について調べた結果を用いて考察すること。

4. 廃棄物処理コース

(1) 本コースの目的

本コースでは、実験で発生するウラン廃液を精製処理する方法を実際に体験してもらい、廃液処理の重要さと放射性廃棄物の処理法、特に核種分離法の重要性の理解を図る。また、沈殿法、溶媒抽出法について学んで来たが、ここではイオン交換法を学ぶことも目的の一つにしている

(2) イオン交換によるウランの精製法

核種分離に用いるイオン交換法は陰イオン交換樹脂を用いる。金属イオンは溶液中で陰イオンと錯形成する。金属イオンに錯形成する陰イオンの数は産の濃度(正確には水溶液中の陰イオン濃度)によって決まり、条件によっては、全体で電荷がマイナスになる状態になる。陰イオン交換樹脂による核種分離技術では塩酸溶液を用いるのが一般的である。陰イオン交換樹脂への各元素の吸着特性については分配係数としてまとめられている。分配係数は樹脂中のイオン濃度と溶液中のイオン濃度の比で定義されており、分配係数が大きなものほど樹脂に吸着する。強塩基性陰イオン交換樹脂を用いたときの分配係数を **図 1** に示す。

分配係数を見ると 6 価のウラン(ウラニルイオン: UO_2^{2+})は塩酸濃度の増加とともに大き

くなる傾向があり、濃い塩酸領域では陰イオン交換樹脂によく吸着することが分る。ところで、代表的な核分裂生成物には、アルカリ金属元素の Cs, アルカリ土類元素の Sr, Ba、希土類元素があるが、これらの元素はいずれも陰イオン交換樹脂では吸着しないことが図より見て取れる。したがって、ウランとこれらの元素が混ざっている溶液があるときは、ウランが良く吸着する条件でウランを吸着させて、吸着が維持できるような濃い塩酸で洗い流すことにより、これら核分裂生成物元素のみを洗い流すことが可能であり、またウランは薄い塩酸溶液では分配係数が小さくなることから樹脂から外して回収可能であることが分る。

・事前レポート課題：代表的な核分裂生成物の一つとして白金族元素である Pd があるが、Pd と U(VI)が含まれている溶液を陰イオン交換樹脂で互いに分離する方法を図 1 の分配係数から議論せよ。

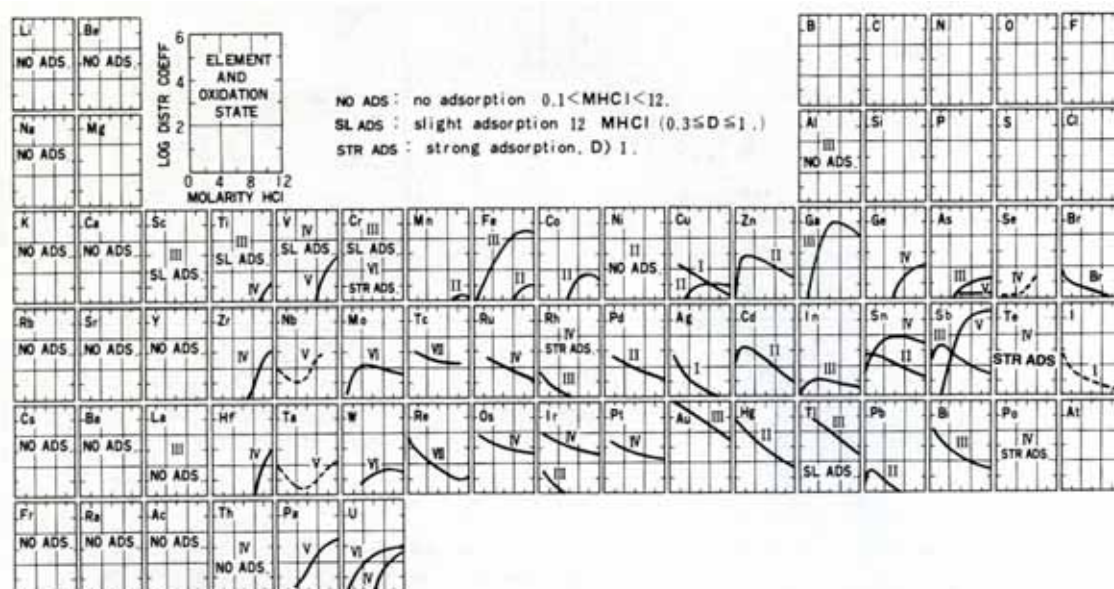


図 1 塩酸溶液での強塩基性陰イオン交換樹脂への核種元素の分配係数

(3) 実験法

カラムに充填した樹脂に、ウランを吸着させる条件で用いる濃度の塩酸を十分に流し、樹脂の酸雰囲気を受着条件と同じ状態にする。この操作を樹脂のコンディショニングと呼ぶ。コンディショニングが終わった樹脂に、ウラン廃液を着点させる。着点させる量は実験時に教員が指示する。着点したウラン廃液が樹脂面の上 1mm 以下になるまで待った後、ウランが吸着する条件の濃度の塩酸を加えて流し始める。このときウラン溶液には色が付いており、樹脂に付いたウラン溶液の色を見ることによってウランがどの位置に吸着しているかわかることを確認する。ウランの位置を確認しながら塩酸を流し、3 カラム体積分の塩酸を流してもウランがカラム最下部まで来ていないようであれば、1M の

塩酸に切り替えてウランを樹脂から溶離させる。カラム下部から流れ出る溶液はカラムのウラン吸着位置を確認して、カラムからウランが溶離する直前まで待ってから切り替える。切り替える前の溶液にはウランは入っておらず、切り替えた後のものにウランが入っているはずである。このことを蛍光 X 線及び α 線測定により確認する。また、本実験では核分裂生成物の模擬物質として Cs, Sr, Eu を入れてある。蛍光 X 線によりこれら元素がウランから取り除かれることを確認する。

(4) 実験レポート

- ・ 実験手順についてまとめること。
- ・ 実験結果をまとめてイオン交換による廃棄物処理について議論すること。