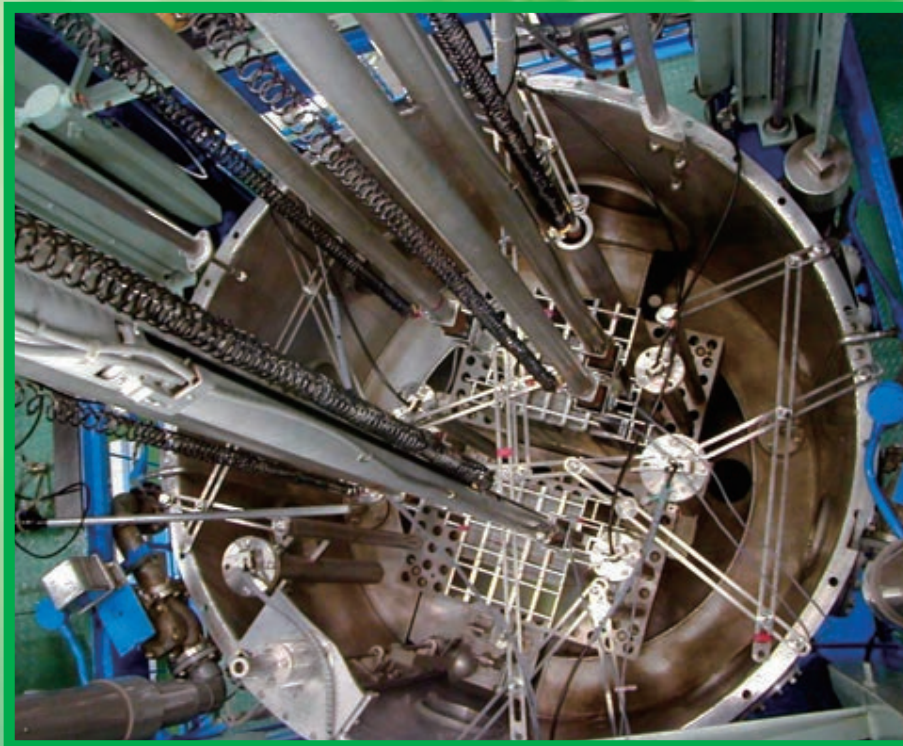


原子炉物理実験

三澤 毅 宇根崎 博信 卞 哲浩 著



原子炉物理実験

三澤毅

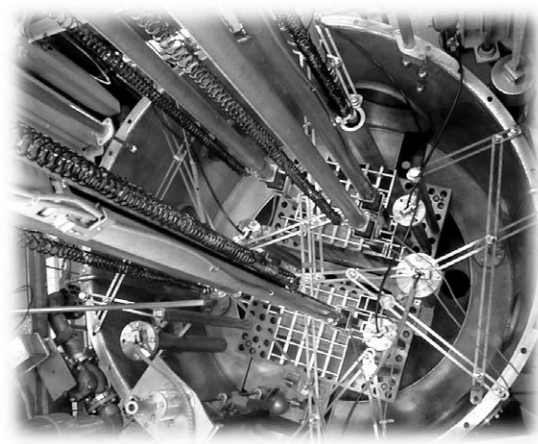
宇根崎博信

卞哲浩

著

原子炉物理実験

三澤 毅 宇根崎 博信 卞 哲浩 著



京都大学学術出版会

目 次

京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA)

1. 京都大学臨界集合体実験装置の一般説明	1
1-1 京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA) の概要	1
1-2 KUCA 軽水減速架台 (C 架台) の概要	2
2. 主要な構成要素	3
2-1 燃料板, 燃料フレーム	3
2-2 制御・安全棒	6
2-3 起動用中性子源	6
2-4 検出器	6
2-5 炉心タンク及び格子板	7
3. 炉心の構成	8

第 1 章 臨界近接

1. 実験の目的	11
2. 核分裂の連鎖反応, 中性子の増倍と臨界近接実験	12
2-1 核分裂の連鎖反応: 中性子増倍率と 6 因子公式	13
2-2 未臨界の原子炉における中性子増倍	19
2-3 逆増倍率と燃料装荷量との関係	21
2-4 実際の臨界近接実験: 逆計数率の測定	22
3. 実験の方法	25
3-1 実験の手順	25
3-2 測定の手順	26
4. 事前レポート	33
4-1 事前レポート	33
4-2 計算に用いる炉心モデル	34
4-3 6 因子公式に基づく臨界近接実験の数値シミュレーション	35
4-4 反射体付き原子炉の 2 群拡散計算	39

5. 実験レポート	43
5-1 逆計数率曲線に関する考察	44
5-2 事前レポートで求めた臨界枚数と 実際の臨界枚数に関する考察	44
5-3 無限厚さと見なせる軽水反射体厚さに関する考察	45
参考文献	45
付録 1A 原子炉物理の基礎知識	47
1. 中性子と原子核との相互作用	48
1-1 散乱反応と吸収反応	48
1-2 核分裂反応	49
2. 断面積	50
2-1 ミクロ断面積	51
2-2 マクロ断面積	52
2-3 断面積のエネルギー変化	53
3. 中性子束, 反応率とバランス式 (中性子拡散方程式)	55
3-1 中性子密度, 反応率と中性子束	55
3-2 中性子密度のバランス方程式と中性子拡散方程式	55
付録 1B バックリング及び中性子の漏れない確率の 物理的意味	58
1. バックリングの物理的意味	58
2. 6 因子公式における中性子が漏れない確率の物理的意味	60
2-1 熱中性子が漏れない確率	60
2-2 高速中性子が漏れない確率	61
付録 1C 2 群拡散理論による臨界計算	63
1. バックリングを用いた拡散方程式の 1 次元化	63
2. 炉心部の中性子束	65
3. 反射体部の中性子束	67
4. 臨界行列式	69
5. 中性子束分布	72
第 2 章 制御棒校正	
1. 実験の意義と目的	75
2. 実験の原理	77

2-1	反応度と動特性方程式	77
2-2	ペリオド法 (Period method)	79
2-3	制御棒落下法 (Rod drop method)	82
2-4	補償法 (Compensation method)	86
3.	実験の方法	86
3-1	炉心構成	86
3-2	ペリオド法	87
3-3	制御棒落下法	91
4.	実験レポート	93
4-1	作業分担	93
4-2	課題と検討項目	93
5.	事前レポート	95
	参考文献	97
付録 2A	即発中性子平均寿命の比較	98
付録 2B	遅発中性子の定数	99
付録 2C	ペリオド法の別の測定方法	100
付録 2D	中性子源増倍法とインバース・カイネティクス法	101
付録 2E	1次摂動論	103
付録 2F	1次摂動論の応用 (制御棒校正曲線)	106
付録 2G	動特性方程式について	108

第3章 放射化箔法による反応率測定

1.	実験の目的	113
2.	測定の原理	114
2-1	中性子放射化検出器の特徴	114
2-2	放射化検出器による中性子束測定の原理	116
2-3	放射化箔として金 (Au) を用いた放射能測定の原理	119
2-4	検出効率の決定	122
3.	熱中性子束による放射化反応率の決定	123
3-1	原子炉内における中性子スペクトル	124
3-2	熱中性子による放射化反応率	126
4.	実験の方法	136

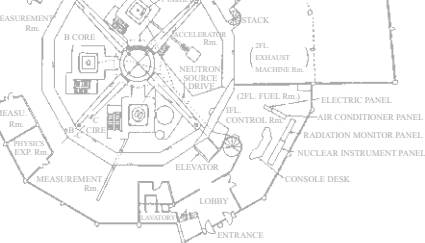
4-1 炉心配置	136
4-2 金線および金箔の炉心への装着と照射	136
4-3 金線および金箔の放射能測定	138
5. 実験レポート	144
6. 事前レポート	146
参考文献	148
付録 3A $4\pi\beta\text{-}\gamma$ 同時計数法による反応率の絶対測定	149
1. $4\pi\beta\text{-}\gamma$ 同時計数法の原理	149
2. $4\pi\beta\text{-}\gamma$ 同時計数法による絶対測定法	150
付録 3B HPGe 検出器を用いた測定装置の概要と 取り扱い上の注意事項	153

第 4 章 Feynman- α 法による炉雑音測定

1. 実験の目的	157
2. 増倍体系における分散対平均比 (<i>Variance-to-Mean Ratio</i>)	158
2-1 減衰定数 α	159
2-2 反応度で表した Y の表式	160
2-3 Y のおよその大きさ	161
2-4 Y の漸近的挙動	161
2-5 遅発中性子での臨界時の Y	161
2-6 出力と Y の関係	162
3. 実験の方法	162
3-1 実験装置	162
3-2 測定の方法 (1)	165
3-3 測定の方法 (2)	166
4. 実験レポート	167
4-1 実験レポート	167
4-2 検討事項	168
参考文献	169
付録 4A Feynman- α 法の公式の導出法	171
1. 定常状態	175
2. 遅発中性子を考慮したとき	176
3. 当初相関補正, 空間依存性, 核分裂計数管	176

第5章 パルス中性子法による反応度測定

1. 実験の目的	179
2. 実験の原理	179
3. 実験装置	186
4. 実験の方法	186
5. データ処理	187
6. 考察	188
7. 実験レポート	188
参考文献	189



京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA)

1 — 京都大学臨界集合体実験装置の一般説明

1-1 京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA) の概要

京都大学臨界集合体実験装置 (Kyoto University Critical Assembly: KUCA) は、原子炉の核特性に関する基礎研究、開発研究および教育訓練を行うことを目的とした、全国大学の共同利用研究施設である。世界的にも数少ない複数架台方式の臨界実験装置であり、京都大学複合原子力科学研究所 (旧原子炉実験所) (大阪府泉南郡熊取町) に設置されている。KUCA には、炉心を構築できる場所 (「架台」と呼ぶ) として、A 架台、B 架台、C 架台の3つの架台があり、実験目的によって運転架台を選択することができるようになっている。こ



京都大学臨界集合体実験装置 KUCA の外観

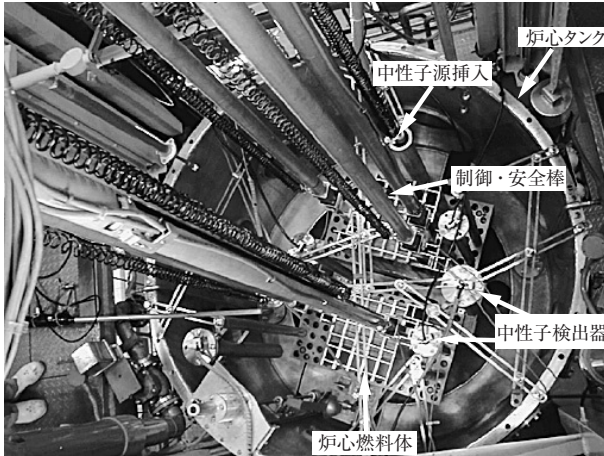


図1 KUCA 軽水減速架台 (C 架台)

れら3つの架台のうち、A、B架台はポリエチレンや黒鉛を減速材として用いる「固体減速架台」、C架台は軽水を減速材として用いる「軽水減速架台」と呼ばれている。また、1基の付設加速器が設置されており、パルス中性子源と炉心とを組み合わせた実験も可能である。

1-2 KUCA 軽水減速架台 (C 架台) の概要

本実験では、KUCAの3つの架台のうち軽水減速架台 (C 架台) を用いる。この架台では、93%濃縮ウラン—アルミニウム合金燃料をアルミニウムで被覆した燃料板を、アルミニウム製の燃料要素支持フレーム (以下「燃料フレーム」と呼ぶ) に装荷した燃料体を用いる。

この燃料体を、直径、深さ共に2mのアルミニウム製炉心タンク内にあるステンレス製の格子板の上に装荷し、制御・安全棒、中性子源挿入用管、各種検出器を配置する。そして、減速材および反射材である軽水を炉心タンク下部より供給して炉心を構成する。なお、格子板は任意の幅で二分割が可能である。

図1に、C架台に構築された炉心の例を示す。炉心タンク内に燃料体が配置され、その周りに制御・安全棒、各種検出器が配置されている様子が示されている。

以下に、炉心を構成する各構成要素について、今回の実験に必要なデータを中心として説明する。

2 — 主要な構成要素

2-1 燃料板, 燃料フレーム

燃料板(図2)は、厚さ0.5mmのウラン-アルミニウム合金の燃料ミート部(燃料芯材)を、厚さ0.5mmのアルミニウムで被覆したものであり、長さ600mm、幅62mm、厚さ1.5mmの薄板である。燃料ミート中のウランは93.1%濃縮ウランで、燃料板1枚あたりのウラン含有量は ^{235}U で8.89g、全ウラン量で9.55gである。

この燃料板をアルミニウム製の燃料フレームに装荷して燃料体を構成する。燃料フレームの外観及び構造を図3に、フレームへの燃料板の装荷に関わる詳細な緒元を図4に示す。燃料フレームは、幅70mm、長さ140mm、高さ735mm(固定用脚を除く)で、C架台では、燃料板の配列の周期(燃料配列ピッチ)を約3.0mm、3.5mm、4.5mmより選ぶことができるように3種類の燃料フレーム、すなわちC30、C35、C45が用意されている。燃料板と燃料板間の軽水減速材領域とを組み合わせた最小単位を「格子」と呼ぶが、燃料配列ピッチが3種類あるということは、言い換えれば、炉心の単位体積あたりに含まれるウランと水素の原子数比(H/U)が異なる3種類の格子があるということである。このように、異なる格子を選ぶことにより炉心の中性子スペクトルを変化させた実験が可能となっている。燃料フレームあたりに装荷できる燃料板枚数は、そのフレームの燃料配列ピッチによって異なることに注意して欲しい。C架台では、一定の手続きに従って燃料フレーム中の燃料板の枚数を1枚単位で変更したり、燃料体の配置の仕方(炉心の形状)や減速材の水位を変えることができるなど、多様な実験が可能となっている。

燃料フレームは、格子板上に立てて炉心タンク内に装荷される。このとき、図5に示すように、隣接する燃料フレーム間にはフレーム長辺側に1mm、短辺側に2mmのギャップができるようになっており、運転中はこのギャップにも軽水が満たされることになる。

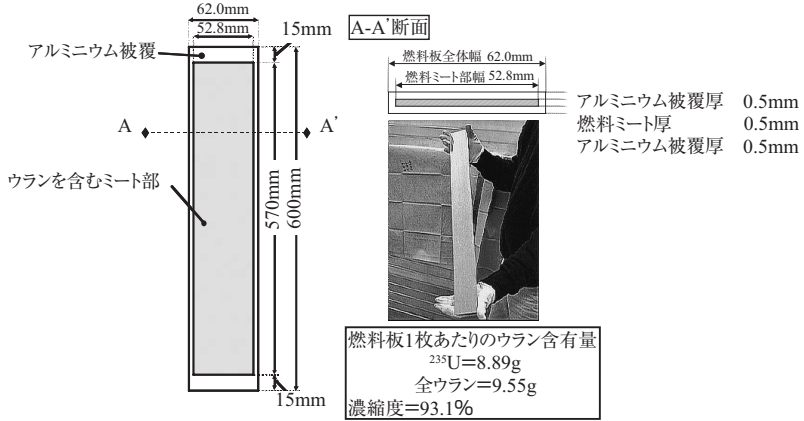


図2 燃料板

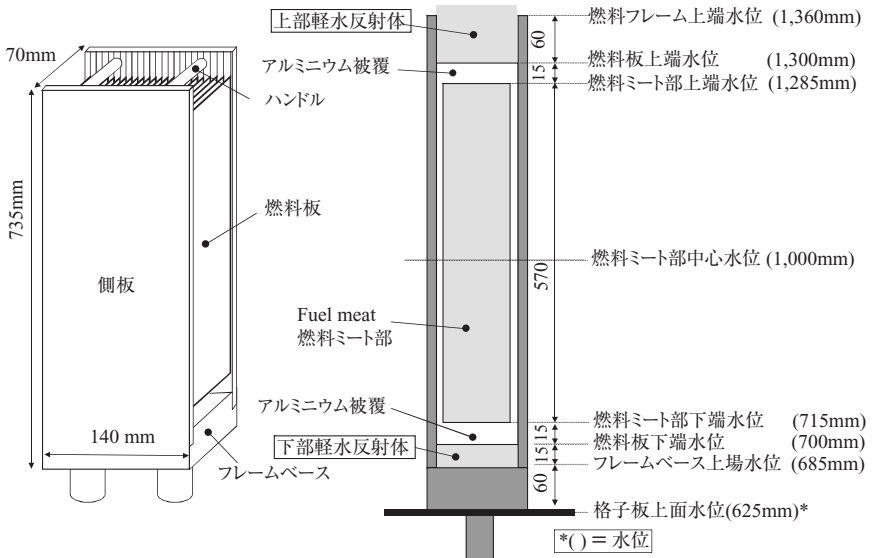


図3 燃料フレーム

このため、炉心を燃料フレーム単位で単位分割して考える場合は、この軽水ギャップをも考慮しておく必要がある。このように、炉心のある単位を繰り返しの単位として考えた時の繰り返し単位を単位セルと呼ぶことにすると、C架台の場合の燃料体単位セルは、燃料フレームと1体あたりの軽水ギャップを

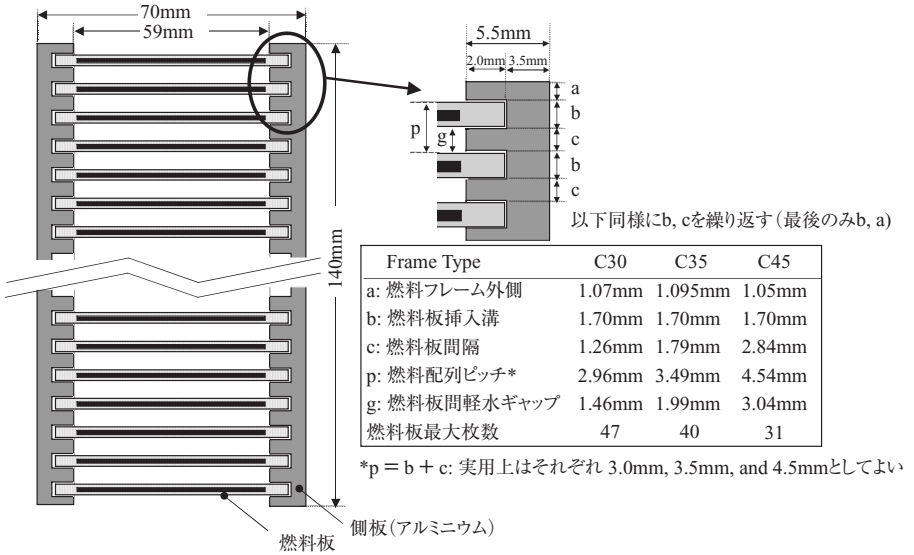


図4 燃料フレーム詳細緒元

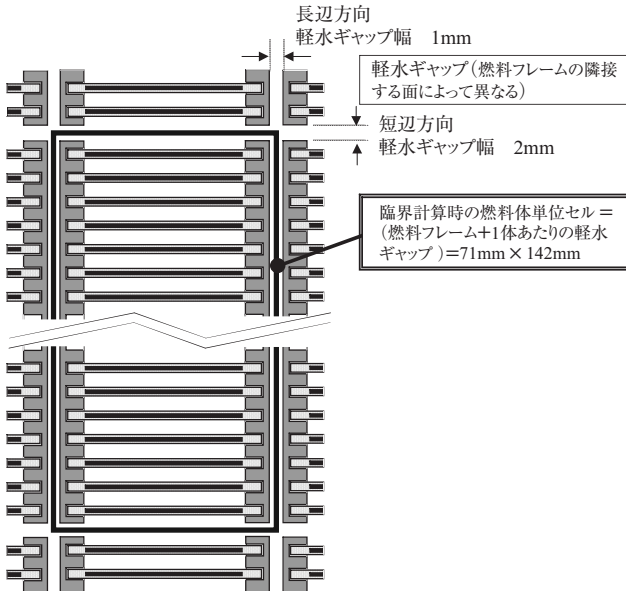


図5 燃料体単位セル

組み合わせたものであり、単位セルの寸法は $71\text{mm} \times 142\text{mm}$ となる。後述の臨界計算で用いる各種の群定数は、このように、軽水ギャップを考慮した燃料体単位セルに対して求められたものである。

2-2 制御・安全棒

炉の制御を行うために3本の制御棒と3本の安全棒を使用する。C 架台では、中性子吸収材として円筒状のカドミウム板を用いている。吸収体は、電磁石により駆動装置に接続されており、緊急時には電磁石電流を切ることでより吸収体が重力により落下し、炉を停止するという仕組みになっている。制御・安全棒の構造については第2章の制御棒校正実験の際に詳しく説明する。

2-3 起動用中性子源

炉の起動のために必要な外部中性子源として Am-Be ($7.4 \times 10^{10}\text{Bq}$, 中性子強度 $5 \times 10^6\text{n/s}$) 中性子源を用いる。この中性子源は、制御台の中性子源駆動装置を用いた遠隔操作により、格納容器から各架台へと切り替えて挿入または取り出しが行われる。中性子源(キャプセル)の寸法は直径約 2cm 、長さ約 5cm であるが、実験上は点状中性子源として扱ってよい。

2-4 検出器

KUCA の各架台には、3個の核分裂電離箱 (Fission Chamber: FC) と3個の非補償型電離箱 (Uncompensated Ionization Chamber: UIC) を検出器とする6系統の中性子計測系がある。

FC を検出器とする系 (FC#1, #2, #3) は起動系と呼ばれ、主として原子炉の起動時に低出力領域の計測を受け持つ¹⁾。その出力は、計数率として制御台前方の記録計に表示されるが、同時に、スケーラーによってデジタル表示

1) 原子炉出力が大きい炉では、起動系は原子炉起動時の低出力領域における出力モニターに用い、炉が臨界に近づいて原子炉出力が大きくなると起動系の働きを止める場合がある。本実験では、原子炉出力が小さいためすべての実験を通じて起動系を動作させて計測を行う。

を行うこともできる。

UICを検出器とする3つの系はFCよりも高い出力領域を受け持ち、それぞれの目的に応じて対数出力ペリオド系(UIC#4, Log-N)、線形出力系(UIC#5, Lin-N)、安全出力系(UIC#6)と呼ばれる。その出力は制御台前方の記録計に記録されるとともに、線形出力系の出力は制御台中央のデジタル指示計に表示される。なお、本実験では原子炉の出力が小さいので安全出力系の信号レベルは極めて低い。このため、安全出力系のデータは実験には用いない。

本実験では、上述のFC#1～#3、UIC#4 および #5 の5系統の計測系を用いて実験データを計測する。また、目的に応じてBF₃や³He検出器などの補助検出器を炉心の周囲に数本配置して、臨界近接実験および制御棒校正実験に用いることもあるので、実験当日に配布される炉心配置図を参考にしていきたい。

2-5 炉心タンク及び格子板

燃料体、制御・安全棒吸収体、中性子源挿入管、各種検出器は、直径、高さともに約2mのアルミニウム製炉心タンク内にある、ステンレス製の格子板上に配置される。格子板には上記構成要素を配置するための穴が開けられている。また、格子板は任意の幅で2分割可能であり、2分割炉心を構築することによって、いわゆる結合炉に関する実験を行うことが可能である。

燃料体などが配列された後に、減速材および反射材である軽水を炉心タンク下部より供給して炉心を構成する。なお、C架台では特別に設計されたタンクを用いて重水を反射体として使用することも可能である。

炉心タンク内における格子板、燃料体(燃料フレーム、燃料板)、各種検出器と中性子源との高さ方向の位置関係および対応する水位計指示値は図6に示すとおりである。水位計指示値1,000mmが燃料板のミート部中心に対応していると覚えておくとよい。

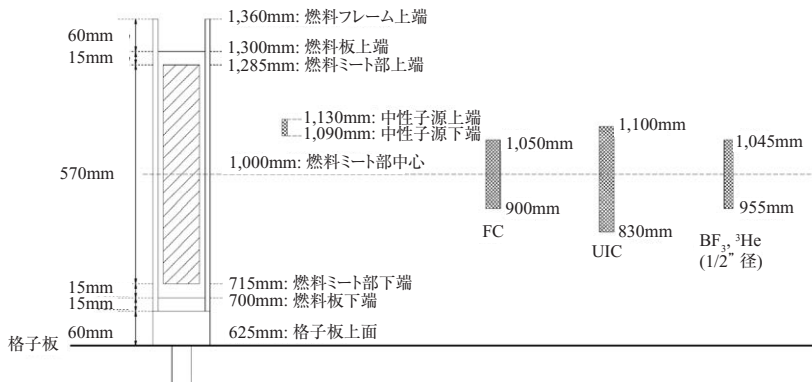


図6 格子板，燃料体（燃料フレーム，燃料板），各種検出器と中性子源との高さ方向の位置関係および対応する水位計指示値

3 — 炉心の構成

炉心を構成するには，まず，制御・安全棒を固定し，中性子源挿入管，検出器を固定したのち，燃料フレームに燃料板を装荷して燃料体を構成する。そして，この燃料体を格子板上に順次装荷する。

炉心構成の一例を図7に示す。図のように x, y 方向を決めておくと，この例では，35 フレームを用いて構成された燃料体が3 (x 方向) \times 4 列 (y 方向) = 12 体配置されていることになり，その周囲に制御・安全棒，中性子源挿入管，検出器が配置されている。

燃料体1体の寸法（すなわちフレーム外寸）は，前述のように x 方向 140mm， y 方向 70mm であるが，前述したように，格子板上に配列した後は，隣接する燃料体同士の間のギャップ， x 方向 2mm， y 方向 1mm を考慮した単位セルで取り扱う必要がある。このため，臨界計算における燃料体単位セルの寸法は x 方向 142mm， y 方向 71mm であることに注意すること。

なお，KUCA では，整理の便宜のために炉心に名前をつけている。C 架台の炉心の場合，

「C」+「格子名称」+「G」+「炉心分割ギャップ」+「(燃料体列数)」という名前をつけている。具体的には，図7に示した炉心の場合，35 格子，すなわち，燃料配列ピッチが 3.5mm で，炉心が分割されていない単一炉心

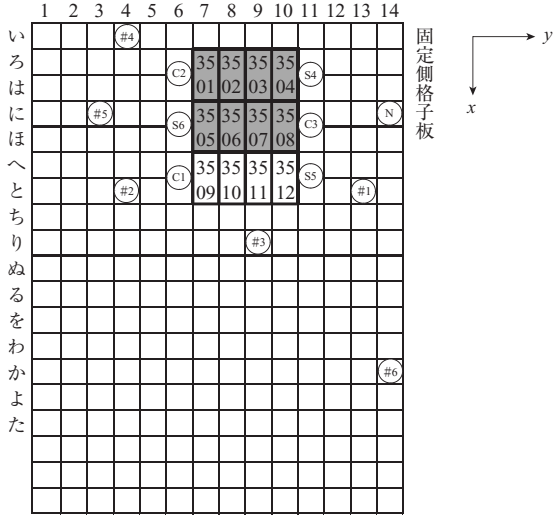
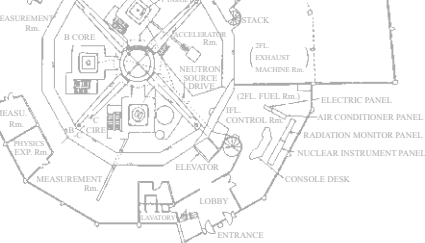


図7 炉心構成の例 (平面図) (C1-C3: 制御棒, S4-S6: 安全棒, N: 中性子源, #1-#3: FC, #4-#6: UIC)

であり、燃料体が4列に配置されているので、**C35G0 (4列)** 炉心となる。

実験で用いられる燃料格子の種類 (30・35・45) および燃料体配置の列数は、実験の年度によって異なる。これらの値は臨界燃料枚数の予測計算に際して重要なパラメータであるので事前講義の際に注意しておくこと。



第 1 章

臨 界 近 接

1 — 実験の目的

原子炉の最も特徴的な性質は、中性子を媒体として自ら持続的に、すなわち、体系の外部から中性子の供給を必要とすることなしに核分裂の連鎖反応を起こし得ることである。言い換えれば、原子炉とは、その体系中における持続的な核分裂連鎖反応を適切に制御し、その核分裂に伴って発生するエネルギーや中性子などの放射線を利用するように工夫された装置である。

このような特徴を考えると、原子炉そのものの研究は、1) その体系がどのような条件（形状、組成、寸法など）の下で連鎖反応を持続できる、すなわち、「臨界」となりうるか、また、2) その状態へはどのようにして到達できるか、3) その間の体系の振る舞いはどのようなものか、を調べることである。この目的のため、臨界未満、すなわち、「未臨界」の体系を臨界に到達させる実験を臨界近接（approach to criticality）実験と呼ぶ。この実験は、原子炉を用いる全ての実験に先立って行われる、最も基本的かつ不可欠なものである。

今回の実験においても実験初日に臨界近接実験が行われる。この実験では、炉心に燃料（ウラン）を装荷し、各状態での体系内の中性子束を測定し、この情報に基づいて燃料板の追加枚数を決定しながら、最終的に臨界状態を達成する。なお、この臨界近接実験は、引き続き行われる制御棒校正実験および反応率測定実験を実施するための実験体系の準備でもある。

臨界近接実験では、

- 未臨界→臨界への移行時の炉心内中性子の振る舞い、
- 原子炉を臨界にするために必要な燃料の量（臨界量）、
- あらかじめ計算により求められた臨界量の予測精度、

を把握することを目的とする。このために、臨界近接実験を数値的にシミュレートして、臨界近接時に炉内中性子の量がどのような振る舞いを示すのかをあらかじめ把握しておく。また、理論計算によって体系の臨界量をあらかじめ予測し、その結果と実際の臨界近接の結果との比較検討を行う。

臨界、すなわち、実効増倍率 $=1$ ということは、理論上および計算上はきわめてはっきりと定義できる状態であるが、実際の原子炉では、出力の低いうちは意外とわずかな未臨界や臨界超過の状態と区別しにくい。また、ある程度出力が上がると、臨界からのわずかなずれが検出器の出力にはっきりと現れてくる。原子炉の臨界という状態とはどのようなものかを自分自身で実感を掴んで欲しい。

2 — 核分裂の連鎖反応，中性子の増倍と臨界近接実験

臨界近接実験の実験手順そのものはきわめて単純であるが、得られた実験結果を十分に解釈するためには原子炉物理の基礎知識が不可欠である。このため、装置や実際の実験手順の説明に入る前に、やや詳しい理論的考察を行うこととする。

原子炉物理と初めて接する諸君は、中性子と物質との相互作用、断面積、中性子束といった原子炉物理の基礎知識をまず理解するために、章末の付録1A「原子炉物理の基礎知識」を一読した後、本節にとりかかっていたきたい。また、6因子公式、裸の原子炉における中性子の増倍など、原子炉物理学の基礎を学んだことのある人は、1-2-3節まで適宜スキップしていただいて結構である。

2-1 核分裂の連鎖反応：中性子増倍率と6因子公式

「臨界」とは，原子炉の中で核分裂連鎖反応が外部から中性子を供給することなしに，時間とともに増えも減りもせず一定に保たれる状態である。「未臨界」とは，核分裂連鎖反応が時間とともに減っていく状態，「超過臨界」とは核分裂連鎖反応が時間とともに増える状態をいう。これら「臨界」，「未臨界」，そして「超過臨界」はどのような条件のときに起こるのであろうか。

このことを理解するために，ある大きさを持った原子炉の中で核分裂で生まれた中性子が，どのような一生を過ごすかを考察する。ここでは，熱中性子炉を前提とした考察を行う。すなわち，核分裂で生まれた中性子は平均2MeVのエネルギーをもつ高速中性子であり，核分裂で生まれた中性子は，他の原子核（主として水素，酸素などの軽い核種）と衝突を繰り返してエネルギーを失い，0.025eVのエネルギーをもつ熱中性子になり，そこで，燃料に吸収されて核分裂を起こすこととする。ただし，高速中性子の一部は高速エネルギー領域で核分裂を起こすこととする（詳しくは後述する）。

熱中性子による核分裂で生まれた高速中性子が次の核分裂を起こすまでのプロセス（図1-1）を考察しよう。上述のように，高速中性子の一部は高速エネルギー領域で核分裂反応を起こし，新たに高速中性子を生み出す。このために高速中性子の量は増加する。これらの高速中性子が熱中性子となり核分裂を起こすための条件は，大きく分けて次のものである。

- 高速中性子が熱中性子に減速される過程で，体系から漏れ出さずに体系内に留まること，
- 同じく減速される過程で， ^{238}U などの重い核種によって（共鳴）吸収されないこと，
- 熱中性子が，体系から漏れ出さずに体系内に留まること，
- 熱中性子が，燃料以外のもの（減速材や構造材など）に吸収されず，燃料に吸収されること，
- 熱中性子が，燃料に吸収された後，他の反応を起こさず核分裂反応を起こすこと。

上記の条件を満たした中性子により核分裂反応が起こる。核分裂反応1回

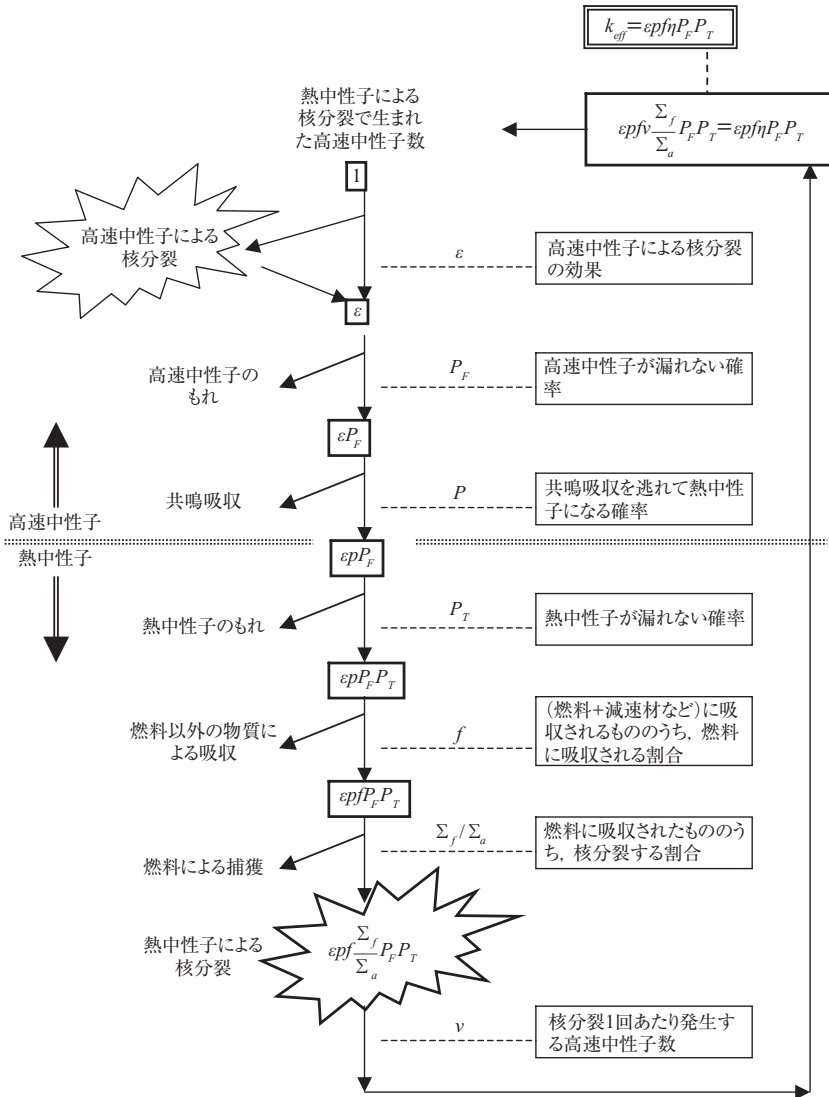


図 1-1 核分裂連鎖反応の世代

あたり平均 ν 個の高速中性子が発生し，同様に一生をたどる．以下，同じ過程が繰り返されて連鎖反応が続く．

このような過程のひと回り，すなわち，核分裂で生まれた中性子が次の核分裂を引き起こして新たに中性子を発生させるまでを，中性子の世代と呼ぶ．そして，ある世代の中性子数と，ひとつ前の世代の中性子数との比を，増倍率 k とよぶ．

$$k = \frac{\text{ある世代の中性子数}}{\text{一つ前の世代の中性子数}}$$

最初に，何らかの方法で体系にある量の中性子をデルタ関数状に供給したと仮定する．この中性子が世代を経るにつれてどのような振る舞いを示すかを，増倍率 k の値により場合分けして考察しよう．

- $k=1$ の場合，世代毎の中性子数は一定であり，最初に供給された中性子の数は世代を経ても変化しない．すなわち，最初の中性子供給の後，外部から中性子を供給しなくとも体系内で核分裂の連鎖反応が持続する．この状態を臨界 criticalと呼ぶ．
- $k<1$ の場合，世代を経るにつれて体系内の中性子数は減少していく．このため，外部からの中性子供給なしでは核分裂連鎖反応を持続させることができない．この状態を未臨界 subcriticalと呼ぶ．
- $k>1$ の場合，世代を経るにつれて体系内の中性子数は指数関数的に増加していく．この状態を超過臨界 supercriticalと呼ぶ．

このように， k が 1 と等しいか，1 より小さいか，1 より大きいかで，体系内の中性子の振る舞いは大きく違うことがわかる．増倍率 k は原子炉物理では基本的かつ非常に重要なパラメータである．

次に，中性子の一世代の間に起きる物理現象を具体的に考察することにより，この増倍率について詳しく記述することを考えよう．

・高速中性子核分裂係数： ϵ

核分裂で生まれた中性子は，平均 2MeV のエネルギーをもった，いわゆ

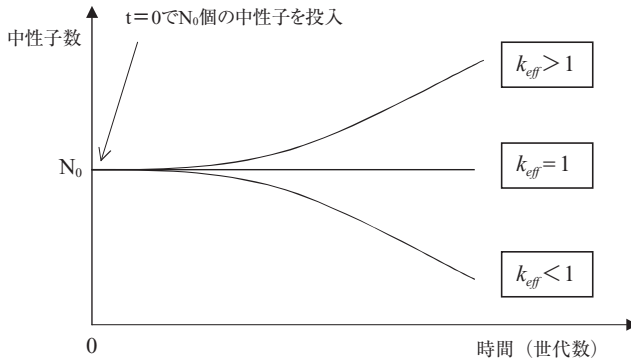


図 1-2 核分裂連鎖反応の世代

る高速中性子である。この高速中性子は、熱中性子に減速されるまでにその一部が燃料核種に吸収されて核分裂を起こす。特に、熱中性子ではほとんど核分裂を起こさない ^{238}U は高速中性子によってのみ核分裂を起こすので、天然ウランや低濃縮度のウランを用いた熱中性子炉の場合、この高速中性子による ^{238}U の核分裂を考慮する必要がある。高速領域での核分裂においても 1 個以上の中性子が放出されるため、世代の最初における中性子数は熱領域における核分裂で生じた中性子数よりも実質的に多くなる。この効果を考慮するために、高速中性子核分裂係数 ε を次のように定義する。

$$\varepsilon = \frac{\text{高速及び熱領域核分裂による核分裂中性子数}}{\text{熱領域核分裂による核分裂中性子数}}$$

定義より、あきらかに $\varepsilon > 1$ である。

・高速中性子が体系から漏れ出さずに体系内に留まる確率： P_F

核分裂で生まれた高速中性子の一部は、熱中性子に減速される過程で体系から漏れ出てしまい核分裂連鎖反応に寄与しなくなる。この効果を考慮するため、高速中性子が体系から漏れない確率を P_F と書く。

$$P_F = \text{高速中性子が体系から漏れない確率}$$

定義より、あきらかに $P_F < 1$ である

・共鳴を逃れる確率： p

核分裂により生まれた高速中性子は，主として減速材（特に水素原子）との弾性散乱によりそのエネルギーを失い，減速されて熱中性子になる．その過程において，中性子の一部は主に ^{238}U などの重い核種による共鳴吸収のために失われる．この共鳴吸収を逃れて無事に熱中性子になる確率を，共鳴を逃れる確率 p とかく．

$$p = \text{共鳴吸収を逃れる確率}$$

定義より，あきらかに $p < 1$ である．

・熱中性子が体系から漏れ出さずに体系内に留まる確率： P_T

無事に熱領域まで減速されてきた熱中性子の一部は体系から漏れ出てしまい，以降の核分裂連鎖反応に寄与しなくなる．この効果を考慮するため，熱中性子が体系から漏れない確率を P_T と書く．

$$P_T = \text{熱中性子が体系から漏れない確率}$$

定義より，あきらかに $P_T < 1$ である．

・熱中性子利用率： f

熱中性子が，燃料以外のもの（減速材や構造材など）に吸収されずに燃料に吸収される確率は，原子炉内の全ての物質による吸収断面積を Σ_a^{All} ，燃料の吸収断面積を Σ_a^{Fuel} とおくと， $f \equiv \Sigma_a^{Fuel} / \Sigma_a^{All}$ で与えられる．熱中性子炉においては，熱中性子が無事に燃料に利用された割合という意味で，この確率を「熱中性子利用率 (thermal neutron utilization factor)」と呼ぶ．

$f = \frac{\Sigma_a^{Fuel}}{\Sigma_a^{All}}$ = 熱中性子が，燃料以外の減速材や構造材などに吸収されずに燃料に吸収される確率

・再生率： η

熱中性子が燃料に吸収された後，核分裂反応を起こす確率は，燃料の核分裂断面積を Σ_f^{Fuel} とおくと， $\Sigma_f^{Fuel} / \Sigma_a^{Fuel}$ で与えられる．原子炉物理学では，この確率と核分裂あたりに発生する中性子数 ν とを組み合わせると，燃料に吸収

された中性子 1 個あたりに発生する中性子数 η を次式で定義して用いることが多い。

$$\eta = \nu \frac{\sum_f^{F_{fuel}}}{\sum_a^{F_{fuel}}} = \text{燃料に吸収された中性子 1 個あたりに発生する中性子数}$$

この量 η は再生率 (reproduction factor) と呼ばれることがある。

以上の 6 つのパラメータを用いると、先に説明した世代にそって、熱中性子による核分裂で生まれた 1 個の中性子は、連鎖反応の次の世代では $\epsilon p f \eta P_F P_T$ 個の中性子を生み出す。このことから増倍率 k は、

$$k = \epsilon p f \eta P_F P_T, \quad (1-1)$$

と書くことができる。この式は増倍率を 6 つの因子の積で表したものであるので 6 因子公式と呼ばれている。

なお、理想的な状態として無限に広い体系を考えると、高速中性子及び熱中性子が体系から漏れない確率 P_F 及び P_T は 1 (注：体系が無限大なので漏れ出ることはない) となり増倍率は $\eta \epsilon p f$ になる。この増倍率を特に無限増倍率 k_∞ (∞ は無限に広い体系を表す) と呼ぶ。すなわち、

$$k_\infty = \eta \epsilon p f, \quad (1-2)$$

である。この式は (無限増倍率に対する) 4 因子公式と呼ばれている。

この無限増倍率に対して、先に考察した k 、すなわち、有限の体系 (すなわち漏れの効果を考慮する必要のある体系) における増倍率を実効増倍率 k_{eff} と呼んで区別する。実効増倍率と無限増倍率との間には、

$$k_{eff} = \eta \epsilon p f P_F P_T = k_\infty P_F P_T, \quad (1-3)$$

という関係がある。以下、単に増倍率といえば実効増倍率のことを示すこととする。

中性子が漏れない確率 P_F 及び P_T は、年齢 - 拡散理論によると、それぞれ

$$P_F = \exp(-B^2 \tau_T), \quad (1-4)$$

$$P_T = \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + DB^2} = \frac{1}{1 + L_T^2 B^2}, \quad (1-5)$$

で表される(付録 1B 参照). ここで, τ_T は熱中性子のフェルミ年齢 (cm^2), $L_T^2 = D/\Sigma_a$ は拡散面積(拡散距離の自乗)と呼ばれる量である. また, B^2 はバックリングと呼ばれる量で体系内での中性子束分布の湾曲の度合いを示す量であり, 体系からの中性子の漏れに関連付けられる(付録 1B 参照).

以上より, 実効増倍率は,

$$k_{eff} = \frac{k_{\infty} \exp(-B^2 \tau_T)}{1 + L_T^2 B^2}, \quad (1-6)$$

と表すことができる.

2-2 未臨界の原子炉における中性子増倍

$k_{eff} < 1$, すなわち, 未臨界の場合, 連鎖反応が続かず体系内の中性子はやがてゼロの状態となる. しかし, 中性子はその体系に供給されつづける場合には, 未臨界の炉は一定の出力を保つこととなる. 今, 毎秒 S 個の中性子を放出する中性子源が, 未臨界, すなわち, $k_{eff} < 1$ である原子炉に装荷されているときに, 源中性子が受ける増倍について考える.

ここでは, 簡単のため, 時間を中性子の世代ごとに区切って議論を行うことにしよう. 今, 中性子の 1 世代あたりに中性子源から供給される中性子を S とする.

最初の世代の間に放出された S 個の源中性子は増倍を受け, 1 世代後には, Sk_{eff} 個になる. 次に, これら Sk_{eff} 個の中性子は同じ増倍を受けて, 次の世代の後には SK_{eff}^2 , その次の世代の後には SK_{eff}^3 , このようにして一般に n 世代後には SK_{eff}^n 個になる.

体系に中性子源が挿入されて十分に時間が経った後の, ある世代における中性子の総数を考えよう. 中性子源からは毎世代あたり S 個の中性子が供給されているので, 今考えている世代においては図 1-2 に示すように, その世代の中性子, 1 つ前の世代の中性子, 2 つ前の世代の中性子, 3 つ前の世代

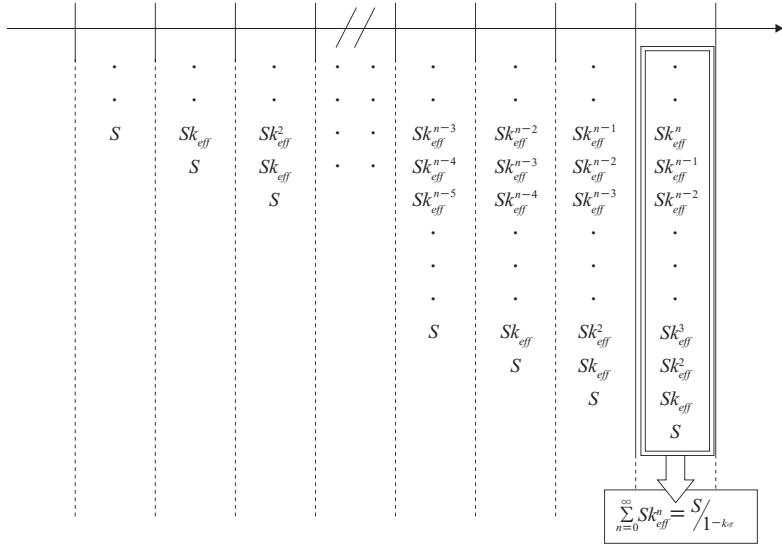


図 1-3 ある世代における中性子の総数

の中性子，……というように，今考えている世代より前の全ての世代の中性子が存在している．よって，今考えている世代における中性子の総数は，それ以前の全ての世代の中性子の和，

$$S + Sk_{eff} + Sk_{eff}^2 + Sk_{eff}^3 + \dots = \frac{S}{1 - k_{eff}}, \quad (1-7)$$

となる．これは，言い換えると，中性子源からの S 個の中性子は， $k_{eff} (< 1)$ の増倍率を持つ体系によって $\frac{S}{1 - k_{eff}}$ 個になること，すなわち， $\frac{1}{1 - k_{eff}}$ 倍になることを表している．

この倍率（註：「増倍率」と混同しないように！），すなわち

$$M = \frac{1}{1 - k_{eff}}, \quad (1-8)$$

は，臨界近接実験で用いる重要なパラメータである．上述の理論に基づけば，未臨界体系に中性子源を挿入し，体系によって源中性子が何倍に増倍されたかを測定する，すなわち， M を測定することにより体系の実効増倍率 k_{eff} が

わかることになる。

なお, ここでは, 極めて直感的で, かつ, 定性的な議論のみに基づいて中性子増倍の式を導いた。厳密には, 裸の熱中性子炉の理論に基づいて未臨界体系における中性子の増倍を議論する必要があるが, この場合でも, 源中性子の増倍率を上と同じく $M=1/(1-k_{eff})$ で表すことができることを覚えておいてほしい。

2-3 逆増倍率と燃料装荷量との関係

臨界近接実験とは, 上述の原理に従って未臨界体系に中性子源を挿入し, k_{eff} が 1 より十分に小さい状態から出発して k_{eff} を次第に 1 に近づけながら, 式 (1-8) で定義される M の変化を調べ, $k_{eff}=1$, すなわち, $M \rightarrow \infty$ の状態を実現する実験である。

k_{eff} を 1 に近づける, すなわち, 体系を臨界状態に近づけるための方法は様々でありその原子炉によって異なる¹⁾が, 今回の臨界近接実験では, 炉心に装荷する燃料の量を増加させるという方法をとることにする。

定義より, M は臨界状態では無限大になってしまうため, 実験で測定する物理量としては極めて扱いにくい。そこで, 臨界近接実験では, M の逆数を逆増倍率と呼んで用いる。すなわち

$$\text{逆増倍率} = \frac{1}{M} = 1 - k_{eff}, \quad (1-9)$$

である。定義より, 逆増倍率は $k_{eff}=0$ (非増倍系) で 1, $k_{eff}=1$ (臨界) で 0 となるのがわかる。

さて, k_{eff} は燃料の量に対して一般に増加するので, 燃料装荷量に対して逆増倍率 $1/M$ をプロットすると, 図 1-4 のように, y 切片が 1 で, x 切片 (すなわち $1/M=0$) が $k_{eff}=1$ に相当する燃料の量 (臨界量) である曲線が得られる。つまり,

1) 実機では, 炉の出力を確保するために燃料体数が設計で定められており, その体数の燃料体を装荷した後に, 冷却水中のボロン濃度あるいは制御棒位置を調整することにより炉を臨界とする。

- 燃料を炉心に追加して k_{eff} を増加させ、
- $1/M$ を測定し、
- 横軸を燃料装荷量、縦軸を $1/M$ として、 $1/M$ 曲線を描き、
- $1/M$ 曲線が x 軸と交わる点を外挿で求める、

という手順により、臨界に必要な燃料装荷量を決定することができる。

2-4 実際の臨界近接実験：逆計数率の測定

先述したように、 $1/M$ に基づいて臨界量を求める場合、原理に忠実に従うと、実験の最初の状態としては、燃料が無い（すなわち $k_{eff}=0$ ）状態からスタートする必要がある。

これに対して、今回の臨界近接実験では、実験の最初の状態として、ある程度燃料が装荷された炉心（基本炉心と呼ぶ）から測定を始める²⁾。このときは、上述の理論はそのままで使えない。そこで、逆増倍率に代わるものとして、どのようなものを考えればよいかを考察する。

基本炉心（状態を添え字 0 で表す）と、ある燃料装荷状態（添え字 i ）での実効増倍率を、それぞれ $k_{eff,0}$, $k_{eff,i}$ としよう。それぞれの状態での中性子束 ϕ_{T0} , ϕ_{Ti} は源中性子 S がそれぞれの倍率にて増倍された結果として、

$$\phi_{T0} = \frac{S}{1 - k_{eff,0}}, \quad \phi_{Ti} = \frac{S}{1 - k_{eff,i}}, \quad (1-10)$$

と表される。基準状態 0 から状態 i に燃料が追加されたとき、追加前後での中性子束の比率 ϕ_{Ti} / ϕ_{T0} は、

$$\phi_{Ti} / \phi_{T0} = \frac{S}{1 - k_{eff,i}} \bigg/ \frac{S}{1 - k_{eff,0}} = \frac{1 - k_{eff,0}}{1 - k_{eff,i}}, \quad (1-11)$$

である。当然のことながら、どのような燃料装荷状態 i に対しても基準状態 0 は同じで、 $1 - k_{eff,0}$ は一定値である。したがって、上式は、

2) 未知の炉心に対する（本来の意味での）臨界近接実験は、燃料が装荷されていない状態からスタートするものであるが、本実験では、ある程度燃料が装荷された基準炉心からスタートする。

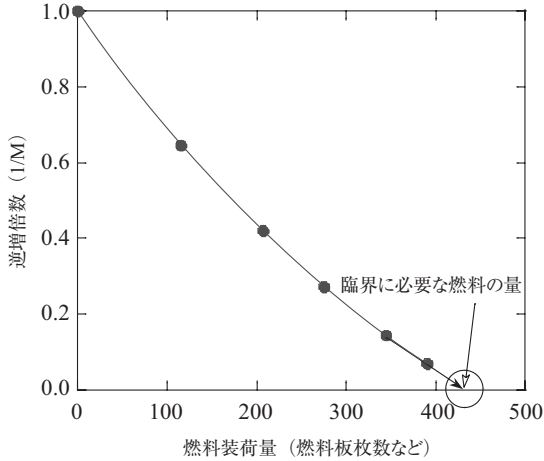


図 1-4 逆増倍率と燃料装荷量

$$\phi_{T_i} / \phi_{T_0} \propto \frac{1}{1 - k_{eff,i}}, \quad (1-12)$$

あるいは、逆数をとって

$$\phi_{T_0} / \phi_{T_i} \propto 1 - k_{eff,i}, \quad (1-13)$$

とできる。これらの式は、 M あるいは $1/M$ と同じ形をしていることがわかる。すなわち、基準炉心の中性子束と燃料装荷状態 i での中性子束を測定して、それらの比 ϕ_{T_0} / ϕ_{T_i} を求めると、逆増倍率 $1/M$ について先に述べた手法がそのまま適用できる。

実際の実験において、中性子束は、核分裂計数管、 BF_3 計数管、 ^3He 計数管などの中性子検出器を用いて測定する。これらの中性子検出器では、中性子束を特定の物質との反応率という形で測定しており、その検出器に固有な検出効率にしたがって計数値が得られる。そこで、今回の実験では、中性子検出器により得られた計数 A_0, A_i が中性子束に対して比例するものと仮定して、

$$A_0 / A_i \propto \phi_{T_0} / \phi_{T_i} \propto 1 - k_{eff,i}, \quad (1-14)$$

という関係を用いる。ここで現れた計数率の比の逆数 A_0 / A_i を逆計数率と呼

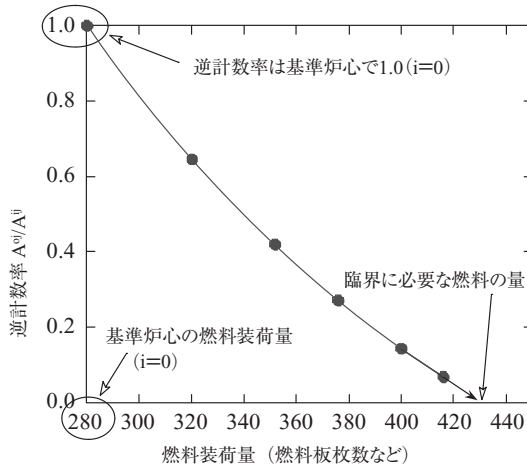


図 1-5 逆計数率曲線
(y 切片が 1, x 切片が $k_{eff}=1$ に相当する燃料の量 (臨界量))

ぶ.

$$\text{逆計数率} = A_0/A_i . \quad (1-15)$$

このことに基づいて, 今回の臨界近接実験では,

- 燃料を炉心に追加して k_{eff} を増加させる,
- 検出器の計数 (計数率) A_i を測定する,
- 横軸を燃料装荷量, 縦軸を逆計数率として, 図 1-5 のように 逆計数率曲線 をプロットする,
- 逆計数率曲線が x 軸と交わる点を外挿で求めることにより, 臨界に必要な燃料装荷量を推定し, 燃料板追加枚数を決定する,

という手順を繰り返して, 臨界に到達する.

3 — 実験の方法

3-1 実験の手順

1-2 節で説明した理論をもとに、ここでは、実際の実験手順を説明する。先に説明したとおり、実験手順の概要としては、

- 炉心に燃料板を追加し、
- 中性子検出器を用いて中性子計数を行い、
- 基準炉心における計数率と、現在の炉心における計数率から逆計数率を求め、 x 軸を燃料板枚数、 y 軸を逆計数率として逆計数率曲線をプロットし、
- 得られた曲線を外挿して、 x 切片を求め、臨界燃料枚数を予測し、
- 予測された臨界燃料枚数と、現在の燃料装荷量から、適切な燃料板追加枚数を決定する、

という作業を順次繰り返していくというものであるが、実際には、安全上、実験上の様々な操作手順が必要である。臨界近接実験では、諸君に、燃料板追加作業を燃料室及び炉室にて実際に行ってもらおう。また、翌日以降は運転実習（教育のための制御台操作）として諸君にも実際に原子炉の運転操作を行ってもらおうことになる。このため、保安教育で学んだ諸注意点に加えて、下記の点に十分注意して実験を進めていただきたい。

燃料板追加作業は炉室および燃料室で行う作業であり、核燃料取り扱い、放射性物質取り扱い上の留意点に十分に注意をはらって作業にあたること。

中性子源の挿入・引き抜き、制御・安全棒の挿入・引き抜き、炉心タンクへの給排水といった、原子炉の出力を変化させる操作を行う際には、計測系の指示値の変動に注意し、炉の状態を十分に把握した上で操作を行うこと。

3-2 測定の手順

一般的な注意点

- 実験に先立って、事前講義として、当日の炉心構成、燃料追加手順、グループ毎の検出器担当等の説明が行われる。また、当日の作業の都合や時間的な余裕などに応じてこのテキストのとおりの実験を行わないこともあり得るので、当日の教官の指示に注意して全体スケジュールに沿って行動すること。
- 計数に用いる検出器は、起動系(FC)3系統(FC#1~#3)、対数出力系(UIC#4:Log-N)、線形出力系(UIC#5:Lin-N)をあわせた5系統³⁾と、補助検出器数系統である。各グループ毎に、担当すべき検出器が説明されるので、各自、検出器と、炉心、中性子源との相対位置を、当日配布の「運転計画指令書」、「炉心配置変更計画指令書」や制御室の炉心表示板で確認しておくこと。また、炉心配置変更などの機会をとらえて実際の位置関係を確認しておくこと。

以降の説明では、炉心の燃料装荷状態を添え字 i で表し、基本炉心を $i=0$ として、炉心へ燃料板を追加するステップ毎に $i=1, 2, \dots$ と添え字の値を増やしていく。

(1) 基本炉心の作成

基本炉心として、適切な燃料板枚数の炉心を作成し検出器を配置する。本実験では、この作業は教官側によって事前に行われている。炉心内の燃料、検出器、中性子源の配置を確認しておくこと。

(2) 原子炉の起動

炉心へ中性子源を挿入し、続いて安全棒(S4~S6)3本の引き抜き、炉心タンクへの給水(水位1,500mm)を行う。この操作を含め本実験で必要な運転操作はオペレーターが行うが、後日の運転実習の参考とするため適宜見学すること。

3) 1-1-1 節に記したとおり、安全出力系(UIC#6)の出力は、炉出力がよほど高くならないと表示に現れないので、本実験では使用しない。

表 1-1 臨界近接実験における 3 通りの制御棒パターン

制御棒番号 パターン番号	C1	C2	C3
$j=1$	下限 (0mm)	下限 (0mm)	下限 (0mm)
$j=2^*$	2 本 : 上限 (650mm) / 1 本 : 下限 (0mm)		
$j=3$	上限 (650mm)	上限 (650mm)	上限 (650mm)

* : 炉心によってどの制御棒を上限, 下限とするかは異なる.

(3) 制御棒パターン変更・中性子計数

本実験では, 燃料装荷状態毎に, 表 1-1 に示すような 3 通りの制御棒パターンについて, 計数率, あるいは, 検出器出力の測定 (以下, 単に「計数」という) を行う. この制御棒パターンを添え字 j で表す.

各検出器毎に各燃料装荷状態 i について $j=1\sim 3$ に対する計数率の測定データが得られる. 計数率は各検出器ごとに添字 i と j を用いて,

燃料装荷状態 i , 制御棒パターン j における計数 (計数率) : A_{ij}

として整理する. 測定データ (計数値などの生データ) は別途配布のデータシートに記入してレポートに添付すること.

注意 1 : FC および補助検出器系は, タイマとスケーラを用いて計数を行う. 計数時間はその時々計数率によって決定されるが, 計数の統計誤差の観点から, 目安として 1,000counts 以上の計数が得られるようにタイマをセットすること. また, 燃料装荷が進み炉が臨界に近づくにつれて計数率が増加するので, 測定時間を適宜調整し時間の無駄のないように心がけること.

注意 2 : 基本炉心 $i=0$ における計数率 A_{0j} は, それ以降のすべての測定データと組み合わせて用いるため, A_{0j} の測定誤差は逆計数率全てに影響することに注意せよ.

制御棒パターン変更・中性子計数の具体的な手順は次のようになる.

$j=1$: 原子炉を起動し炉心への給水が終了した時点で, $j=1$ (3 本とも下限) の状態となっている. 炉の出力が安定するのを待って計測を行う.

$j=2$: 指定された制御棒 2 本を引き抜き $j=2$ (2 本上限, 1 本下限) の状態と

する。制御棒引き抜き時の炉出力の変化に注目すること。 $j=1$ と同様に炉の出力が安定するのを待って計測を行う。

$j=3$ ：最後の制御棒1本を引き抜き $j=3$ の状態とする。制御棒引き抜き時の炉出力の変化に注目すること。全ての制御棒が上限になっても未臨界であれば、炉の出力が安定するのを待って計測を行う。臨界近接の最終ステップでは、ほとんどの場合、 $j=3$ の状態になる途中、すなわち、残った制御棒の位置が中途挿入の状態で臨界となる。臨界の確認およびデータ測定については(7)を参照のこと。

(4) 逆増倍率曲線の作成

中性子計数後、検出器毎に、各制御棒引き抜きパターン $j=1\sim 3$ について、基本炉心における計数率 A_0 と、測定された A_j から逆計数率 A_0/A_j を計算し、 x 軸を燃料板枚数、 y 軸を逆計数率として、逆増倍率曲線をプロットする（各制御棒パターンに対応する3本の曲線が得られることに注意せよ）。

逆増倍率曲線は、レポート用のA4サイズのものと同様のグラフ用紙の双方にプロットすること。また、実験終了後、各グループで担当した検出器の逆計数率曲線のグラフのコピーを他のグループに配布し、全員が全検出器の逆計数率曲線のグラフを入手しておくこと。これは、後述の実験レポートでの検討事項にて使用するためである。

(5) 炉の一旦停止

全ての計数が終了しデータに異常がないことを確認した後、中性子源の引き抜き、制御棒3本を挿入し、炉心タンク水を排水することにより炉を一旦停止し、燃料追加作業が可能な状態とする。安全棒3本は上限位置のままとしておく。

また、炉の一旦停止のための操作を利用して、考察事項1-5-3のためのデータを得るために、給排水操作レバーを用いて炉心タンク水排水操作を行い、水位を1,500mmから順次下げた際の炉出力（線形出力計）の変化を観察する。どの燃料装荷状態にて測定を実施するかは当日の教官の指示に従うこと。水位と燃料体との関係は1-2-5節の図6（本文8頁）を参照せよ。

具体的な測定方法は次のとおりである。

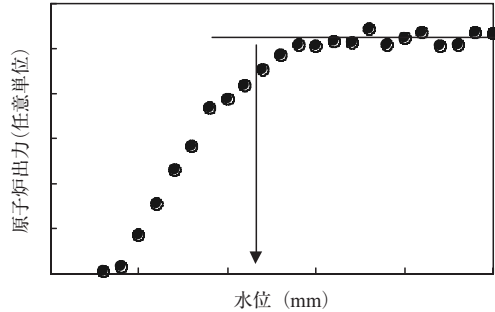


図 1-6 水位と原子炉出力との関係

- 水位 1,500mm から 10mm 刻み (1,500mm, 1,490mm, ...) で線形出力計記録紙に水位を書き込む。
- 水位が 1,300mm に達したら測定を終了する。
- 実験終了後に記録紙のコピーを配布するので、記録紙上から水位と出力計指示値との対応を読み取って、 x 軸を水位、 y 軸を出力計指示値としたグラフを作成する。(図 1-6 参照)

(6) 燃料追加枚数の決定

あらかじめ指定された燃料追加手順が全て終了した時点で、各グループ毎に自分たちが担当した検出器より得られた逆増倍率曲線の最後のデータ点 2 点を直線外挿して、 x 軸との交点の燃料枚数、すなわち、臨界枚数の予測値を求める。

なお、本実験では、燃料追加の最初の数ステップの手順はあらかじめ教官側で決定してあるので、その手順に従って次の (7)「燃料板追加作業」に進むこと。

臨界枚数予測値が求められたら、各グループ毎に逆増倍率曲線の傾向、臨界枚数予測値を発表し、総合的に議論を行った上で最終的な燃料板追加枚数を決定する。発表の際には、炉心、検出器、中性子源、燃料が追加される方向などを考慮して、自分たちが得たデータに考察を加えて発表すること。各検出器から得られた臨界枚数予測値は、別途配布されるデータシートに記入してレポートに加えること。なお、各手順毎の燃料追加枚数は外挿による臨界枚数予測値に十分確信が持てるようになるまでは、原則として予測された

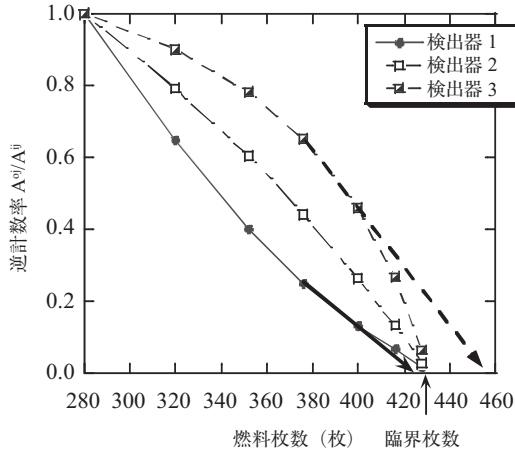


図 1-7 逆計数率曲線の例と外挿による臨界枚数予測値

臨界枚数と現在の装荷量との差の 1/2 以下とする。また、臨界近接の最終段階では、燃料追加による反応度増加が制御棒 1 本 ($j=2 \rightarrow 3$ で引き抜かれる制御棒) で十分に制御できることを確認した上で、臨界をわずかに越える程度の燃料板を追加し、制御棒位置の調整により臨界を達成する。

逆計数率曲線は、検出器毎に、上に凸、下に凸、直線といったさまざまな形状を呈する。このため、臨界から離れている場合には、図 1-7 のように、直線外挿で求められた臨界予測枚数は必ずしも実際の臨界枚数とは一致しない。自分たちの担当した検出器の臨界予測枚数が、実際の臨界枚数をどのように評価しているかについて (定性的に) 検討すること (後述の 1-5-1 を参照せよ)。

最終的に燃料追加枚数を決定する際には、他のグループが担当している検出器の逆増倍率曲線から得られた臨界予測枚数も参考にして、総合的に判断する必要がある。検出器毎の逆計数率曲線の違いについては、実験レポート検討事項 1-5-1 にて考察すべき重要な項目であり、(4) にて述べたように、実験終了後、全グループが全検出器の逆計数率曲線のグラフを入手しておくこと。

(7) 燃料板追加作業

炉心より燃料体を取り出し、決定された燃料板追加枚数に従って燃料室に

て燃料板を追加し炉心へ再び装荷する。

以降は、臨界達成まで(2)～(7)の操作を繰り返し行う。

(8) 臨界状態の確認、臨界時データの記録

本実験では、外部中性子源がない状態で核分裂連鎖反応が持続する、すなわち、炉出力が一定に保たれることを確認することによって臨界状態であることを確認する⁴⁾。すなわち、中性子源を炉心から抜いて、制御棒引き抜き位置を調整し、線形出力系の記録計指示値が一定値に保たれることを確認することにより、臨界状態であることを確認する。

臨界が確認されたら、臨界時データとして、

- 燃料板枚数,
- 制御・安全棒位置,
- 炉心タンク水位,
- 出力レベル (線形出力系および対数出力系指示値),
- γ 線レベル,
- 炉心タンク温度,

を記録する。その後、体系の余剰反応度を測定する。

(9) 余剰反応度測定

制御棒が一部挿入された状態で臨界に達した場合、制御棒挿入分の反応度に相当する燃料板枚数の分だけ臨界を超過していることになる。すなわち、制御棒を全て引き抜いたとすると、炉は超過臨界であり、臨界を超過している反応度を余剰反応度と呼ぶ。最小臨界質量を求める際には、この余剰反応度に相当する燃料の質量をもとめ、装荷された燃料の質量から差し引いて補正することが必要である。このため、炉心の余剰反応度を測定する。

本実験では、余剰反応度の測定にはペリオド⁵⁾法を用いる。ペリオド法で

4) 中性子源を炉心に挿入した状態で、出力が時間の一次関数として増加することを確認することもできるが、本実験では用いない。

5) ペリオド T とは、炉出力が e (自然対数の底) 倍になるために要する時間であり、doubling time T_d を用いて $T = T_d / \ln 2$ として計算される。

は、挿入された制御棒を引き抜き、炉を超過臨界状態として、炉出力を増加させる。炉出力は、時間とともに指数関数的に増加し、その増加率が余剰反応度と関連付けられることがペリオド法の原理である。具体的には、制御棒引き抜き後、線形出力系の指示値が2倍となる時間（倍加時間, doubling time）をストップウオッチなどで測定し、それをペリオドに換算し余剰反応度を計算する。ペリオド法の理論および余剰反応度の計算法については、「第2章 制御棒校正」に詳細が述べられている。

(10) 最小臨界枚数の決定

(9) で得られた余剰反応度を ρ_{ex} ($\Delta k/k$) とする。最小臨界枚数を求めるためには、この余剰反応度が燃料板何枚分に相当するかを求め、その燃料板枚数を臨界達成時の装荷枚数から差し引かねばならない。このためには、燃料板1枚と等価な反応度の値、言い換えれば、燃料板1枚が持つ反応度の値が必要である。この燃料板1枚あたりの反応度を α_{plate} ($\Delta k/k \text{ plate}$) と表す。 α_{plate} がわかっていると、余剰反応度 ρ_{ex} に相当する燃料板枚数 M_{ex} は

$$M_{ex} = \rho_{ex} / \alpha_{plate}, \quad (1-16)$$

で求められ、これを臨界達成時の装荷枚数から差し引いて最小臨界枚数が求められる。

α_{plate} を求めるためには、臨界近接実験のデータに加えて次の制御棒校正実験で得られるデータが必要である。制御棒校正実験では、実験上の要請により、臨界近接実験で得られた臨界炉心に燃料板をさらに追加して、炉心の余剰反応度を増加させる（詳しくは、「第2章 制御棒校正」を参照せよ）。この状態の燃料板装荷枚数を M_{rod} 、余剰反応度を $\rho_{ex, rod}$ とすると、臨界近接実験で得られた臨界炉心の燃料板装荷枚数を M_{crit} 、余剰反応度を $\rho_{ex, crit}$ として、 α_{plate} は次式で求められる。

$$\alpha_{plate} = \frac{\rho_{ex, rod} - \rho_{ex, crit}}{M_{rod} - M_{crit}}. \quad (1-17)$$

このように、最小臨界枚数の決定は、次の制御棒校正実験が終了した時点で初めて可能となることに注意すること。

4 — 事前レポート

4-1 事前レポート

臨界近接実験では、実際の実験に先立ち以下の項目について事前レポートが要求される。

- 臨界近接実験の数値シミュレーション,
- 炉を臨界にするために必要な燃料の量の計算 (臨界計算),
- 臨界時の炉内中性子束分布の計算,

この事前レポートは、実験の第1日目に提出すること。

事前レポートでは、諸君に、体系を臨界にするために必要な燃料の量の計算、すなわち、臨界計算を行ってもらうことが最大の目的である。臨界計算は、原子炉の核特性を評価する上で最も基本的な計算であり、臨界近接実験における臨界予測量を求めることが主目的である。同時に、実験で得られた臨界量と計算値とを比較することにより、計算手法や中性子断面積の妥当性の検討が可能である。現在でも、詳細な臨界計算の結果を実験値と比較することにより、原子炉の核特性計算手法の妥当性の検証が行われている。また、比較の結果を中性子断面積をはじめとする核データの評価にフィードバックすることにより、核データの精度、信頼性の向上が進められている。

正確な臨界計算を行うためには、信頼できる核データを使うとともに、輸送理論に基づく精度良い計算手法に基づいた計算を行うことが望ましいが、炉物理特性の概略を把握するためには拡散理論に基づいた、やや簡易的な計算手法が通常よく用いられる。以下では、拡散理論に基づく臨界計算について説明するが、KUCAのような小型の臨界集合体では中性子輸送効果が大いことを認識しておいて欲しい。

この事前レポートでは、まず、1-2節で説明した6因子公式を用いて臨界近接実験を数値的にシミュレーションし、逆計数率曲線の振る舞いを把握するとともに、2群拡散理論に基づいた臨界量および炉内の中性子束を計算す

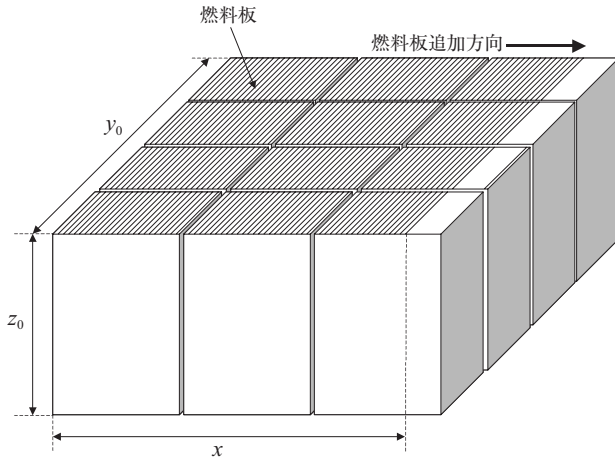


図 1-8 計算体系と座標軸

る。

4-2 計算に用いる炉心モデル

以降の計算を行うにあたって、炉心を図 1-8 のような簡単な直方体のモデルで近似する。炉心の周囲は、十分な厚さの軽水反射体で覆われているとする。座標軸を図のように、

- 燃料板が追加される方向： x 軸方向、
- 燃料フレームの列数を示す方向： y 軸方向、
- 燃料板の縦方向： z 軸方向、

と取ることにして、今回の実験の場合、 y 方向（フレーム列数）と z 方向の寸法は固定されているので、臨界計算の目的は、炉心が臨界、すなわち、 $k_{eff}=1$ となるときの x 方向の寸法を求めることとなる。

ここで、 y 方向の寸法 y_0 は、その年に用いる炉心によって異なり、

$$y_0 = 7.1 \text{ (cm)} \times [\text{列数}]$$

であることに注意せよ。また、 z 方向の寸法 z_0 については、燃料ミート部の

上下に存在するアルミニウム被覆部やその他の構造材を無視して、燃料ミート部が軽水反射体に接していると考えて、燃料ミート部の寸法である 57cm を用いる。

$$z_0 = 57\text{cm} \text{ (燃料ミート部の長さ)}$$

4-3 6 因子公式に基づく臨界近接実験の数値シミュレーション

先述の 1-2 節で導出された 6 因子公式,

$$k_{\text{eff}} = \frac{k_{\infty} \exp(-B^2 \tau_T)}{1 + L_T^2 B^2}, \quad (1-18)$$

に基づいて、臨界近接実験の数値シミュレーションを行う。計算に用いるデータ⁶⁾を表 1-2 に示す。実験に用いる格子の種類 (C30, C35 あるいは C45) によってデータが異なることに注意すること。

k_{∞} , L_T^2 は、用いる格子の種類に固有のパラメータであり、それぞれ

$$k_{\infty} = \eta \epsilon p f, \text{ (4 因子公式)}, \quad (1-19)$$

$$L_T^2 = D / \Sigma_a, \quad (1-20)$$

で与えられる。

次に、漏れの項に現れるバックリング B^2 について考えよう。6 因子公式は裸の原子炉の理論であるため、本実験のように反射体付きの体系を解析する場合には、反射体の効果を適切な外挿距離 δ を用いることにより考慮する (図 1-9)。すなわち、実際の体系の寸法に 2δ を加えて、実効的に大きな炉心として考え、中性子の漏れの割合を減らす、という扱いである。

均質な裸の熱中性子炉の理論に基づくと、 x, y, z 方向の寸法が各々 a, b, c である直方体の炉心の場合、 x, y, z 方向の中性子束分布は各々独立なコサイン分布で表され、

6) このデータは、炉定数計算コード UGMG と THERMOS により得られた 4 群炉定数を、6 因子公式の物理的解釈と矛盾しないように処理して求めたものである。

表 1-2 6 因子公式で用いる定数

炉心部	C30	C35	C45
τ_T (cm ²)	64.1	56.2	48.4
ηf	1.81	1.75	1.67
P	0.848	0.881	0.915
ε	1.121	1.092	1.064
Σ_a (熱領域平均吸収断面積) (1/cm)	0.0930	0.0850	0.0724
D (熱領域拡散係数) (cm)	0.271	0.237	0.203
δ (cm)	9.4	8.2	7.8

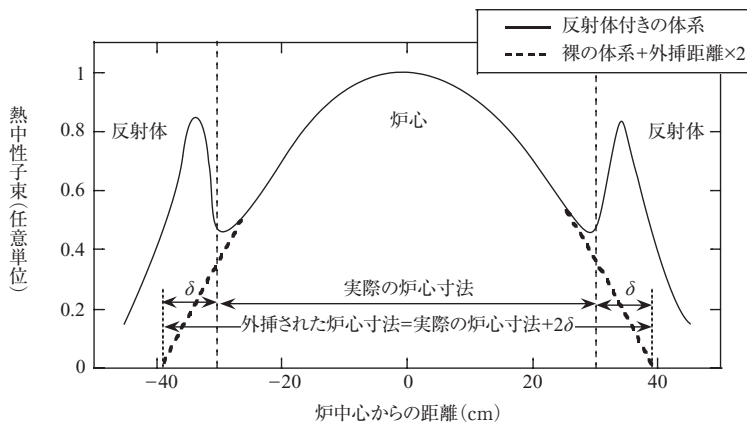


図 1-9 外挿距離を用いた炉心寸法

$$\phi(x, y, z) = A \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{\pi}{c}z\right), \quad (1-21)$$

となり，バックリングは

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2, \quad (1-22)$$

で与えられる。

さて，今回の炉心の場合， y および z 方向の寸法が固定された直方体であり， x 方向の寸法が未知数である。このため，バックリングは変数 x の関数 $B^2(x)$ となる。外挿距離 δ を考慮した炉心の各方向の寸法を用いると，バックリングは次のような x の関数で与えられる。

$$B^2(x) = \left(\frac{\pi}{x+2\delta}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{y_0+2\delta}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{z_0+2\delta}\right)^2. \quad (1-23)$$

よって、実効増倍率は x の関数、

$$k_{eff}(x) = \frac{k_{\infty} \exp\{-B^2(x)\tau_f\}}{1 + L_f^2 B^2(x)}, \quad (1-24)$$

として表される。

以上の準備の下に、臨界近接実験を数值的にシミュレーションする。すなわち、基本炉心から始めて、燃料を炉心に追加して体系の寸法を増加させ、様々な条件のもとで逆計数率曲線を数値計算により再現し、その傾向を議論する。以下の計算では、基本炉心の炉心寸法を $x_0 = 15$ (cm) とする。

(1) 6 因子公式 $k_{eff}(x) = \frac{k_{\infty} \exp\{-B^2(x)\tau_f\}}{1 + L_f^2 B^2(x)}$ を用いて、 $x = x_0$ (cm) からスタートして、 x を順次増加させて $k_{eff}(x)$ を求め、逆計数率を $\frac{A_0}{A(x)} = \frac{1 - k_{eff}(x)}{1 - k_{eff}(x_0)}$

として計算し、プロットせよ (数値計算結果は次の (2) でも用いる)。 x の増加

幅は、逆計数率曲線の形状を観察しながら適宜決めること。

- 逆計数率曲線はどのような形状になるか？
- 逆計数率曲線の外挿により、臨界量 (x 方向の寸法) を求めてみよ。臨界から離れている場合と、臨界に近い場合で、外挿による予測値はどのように変化するか？

(2) 検出器の計数には、炉心で増倍された中性子と中性子源から直接届いた中性子の双方が含まれている。寸法 x の炉心において、検出器が計数した中性子のうち、炉心で増倍されたものの計数率を $A_{core}(x)$ とし、基準状態の計数率 $A_{core,0}$ と $A_{core}(x)$ の間に

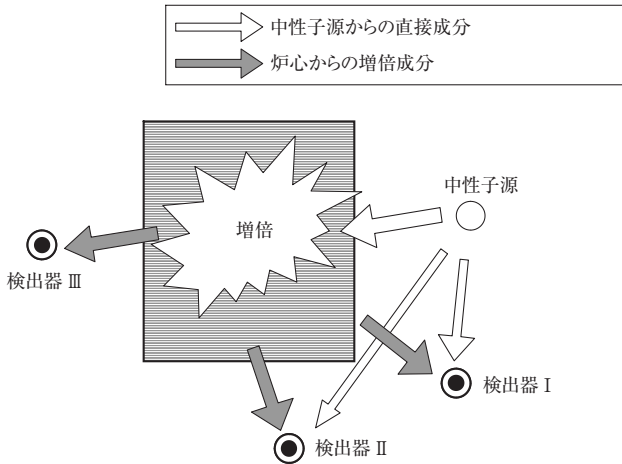


図 1-10 検出器の中性子に対する応答

$$\frac{1 - k_{eff}(x)}{1 - k_{eff}(x_0)} = \frac{A_{core,0}}{A_{core}}, \quad (1-25)$$

なる関係が成り立っているとすると、ここで、中性子源から直接届いたものの計数率を A_{source} (一定とする) とすると、検出器の計数率から求めた逆増倍率は

$$\frac{A_{core,0} + A_{source}}{A_{core} + A_{source}}, \quad (1-26)$$

で与えられる。ここで、 A_{source} と $A_{core,0}$ の比を $f_s = A_{source} / A_{core,0}(x)$ とし、 f_s を 0 (すなわち中性子源からの寄与がない場合) および適当ないくつかの値 (最大で 5 ないし 10 でよい) とし、(1) と同様に逆増倍率曲線をプロットせよ。

- 逆増倍率曲線は f_s の値によってどのように変化するか？
- この変化の様子は定性的にどのように説明できるか？
- 上図のような実験体系の場合、検出器 1, 2, 3 の逆増倍率曲線の概形はどのようになるか？ 上記の f_s の値によっておおまかな分類を行ってみよ。

4-4 反射体付き原子炉の2群拡散計算

6因子公式は、原子炉内における中性子の増倍の定量的評価を極めて簡便に行える反面、炉心からの中性子の漏れ、反射体での熱化など、熱中性子炉で重要な物理現象を厳密に考慮することができない。

以下では、拡散理論に基づいて反射体の存在を陽に扱うとともに、中性子のエネルギー分布をおよそ1eVを境界としてそれ以上のエネルギーをもつ高速群(第1群)と、それ以下のエネルギーをもつ熱群(第2群)の2つに分けて扱うことにより、高速・熱中性子の挙動の違いを考慮する。

拡散理論では中性子束の角度依存性を無視して等方として扱う。また、中性子の流れをフィックの法則を用いて表す。これにより中性子の漏れの項は拡散係数 D と中性子束 ϕ を用いて $-D\nabla^2\phi$ と表される(付録1A, 式(1A-13)等を参照)。

図1-8に示したように、均質な直方形の炉心を軽水反射体で囲んだ炉心-反射体2領域の原子炉を考える。以下、炉心(core)、反射体(reflector)をそれぞれ添え字 c, r で表すこととする。また、エネルギー群は上のおり2群で扱い、高速群を添え字1、熱群を添え字2で表すこととする。

まず、炉心部における高速群の中性子の収支を表すバランス式を、臨界・定常状態の拡散方程式に基づいて導こう。ある点における高速中性子の生成率は、核分裂あたりに生成される(高速)中性子数 ν と、熱群核分裂断面積 Σ_{2fc} を使って、 $\epsilon\nu\Sigma_{2fc}\phi_{2c}$ と書くことができる。また、高速群から失われる中性子は、漏れの項 $-D_{1c}\nabla^2\phi_{1c}$ 、高速群における吸収の項 $\Sigma_{1ac}\phi_{1c}$ 、そして高速群から散乱によって熱群に移行する項 $\Sigma_{1\rightarrow 2c}\phi_{1c}$ の和である。体系の生成と消滅のバランス式は実効増倍率 k_{eff} を含めると、

$$D_{1c}\nabla^2\phi_{1c} - (\Sigma_{1ac} + \Sigma_{1\rightarrow 2c})\phi_{1c} + \frac{\epsilon\nu\Sigma_{2fc}\phi_{2c}}{k_{eff}} = 0, \quad (1-27)$$

となる。ここで生成と消滅のバランスが保たれている臨界状態($k_{eff}=1$)を考える。

次に、炉心部における熱群の中性子バランスを考えると、源の項は高速群から熱群に散乱される中性子で、失われるものは漏れと吸収の項であるので、バランス式は

$$D_{2c}\nabla^2\phi_{2c}-\Sigma_{2ac}\phi_{2c}+\Sigma_{1\rightarrow 2c}\phi_{1c}=0, \quad (1-28)$$

となる.

反射体部における高速中性子の中性子バランスにおいては核分裂項が現れないので, バランス式は

$$D_{1r}\nabla^2\phi_{1r}-(\Sigma_{1ar}+\Sigma_{1\rightarrow 2r})\phi_{1r}=0, \quad (1-29)$$

となる.

反射体部における熱中性子の中性子バランスにおいては, 源の項は高速群から熱群に散乱されてきた中性子であるので, バランス式は

$$D_{2r}\nabla^2\phi_{2r}-\Sigma_{2ar}\phi_{2r}+\Sigma_{1\rightarrow 2r}\phi_{1r}=0, \quad (1-30)$$

となる.

以上の4つの式をこの体系における2群拡散方程式とよぶ. それぞれの項の物理的な意味を確かめれば, 極めて単純なバランス式であることが理解できると思う. なお, この時点で, 中性子束は x, y, z の3つの変数を持ったものであることに注意されたい.

以下, 体系が臨界, すなわち, $k_{eff}=1$ の場合について, 2群拡散方程式を解く.

連立微分方程式である式(1-27)~式(1-30)の解法としては, 有限差分法等を用いた数値解法が一般に使われているが, 適切な近似を用いて空間変数を1つに減らした場合には解析的に解くことができる. すなわち, y, z 方向について, 中性子束をコサイン分布であると仮定し, 中性子漏れをバックリングで扱うことにより, 燃料を追加する方向である x のみを変数とする連立微分方程式を導くことができる. その方法の例を付録1Cに示した. この場合, 最終的には, 体系の境界条件から導かれる 4×4 行列の行列式が0となるという条件を用いて臨界寸法を求めることになる.

以下, 臨界計算の最終結果のみを示す. 臨界寸法を(簡単のため) $2a$ とおくと,

$$a = \frac{1}{\mu} \arctan \left[\frac{1}{\mu} \frac{[(-D_{1r}D_{2c}S_2\kappa_{1r} + D_{1c}D_{2r}\{\kappa_{2r}(S_1 - S_3) + \kappa_{1r}S_3\})\lambda + D_{1r}D_{2r}(S_1 - S_2)\kappa_{1r}\kappa_{2r}]}{D_{1c}D_{2c}(S_1 - S_2)\lambda + D_{1r}D_{2c}S_1\kappa_{1r} + D_{1c}D_{2r}\{S_3(\kappa_{2r} - \kappa_{1r}) - S_2\kappa_{2r}\}} \right], \quad (1-31)$$

ここで、式(1-31)を計算するにあたって必要となるパラメータは次のとおりである。

$$B_{\perp}^2 = \pi^2 \left\{ \frac{1}{(y_0 + 2\delta)^2} + \frac{1}{(z_0 + 2\delta)^2} \right\} : y, z \text{ 方向のバックリング}, \quad (1-32)$$

$$\Sigma_{1c} = \Sigma_{1ac} + \Sigma_{1 \rightarrow 2c} + D_{1c}B_{\perp}^2 : \text{第1群, 炉心部における除去断面積,} \\ (\text{吸収} + \text{第2群への散乱} + y, z \text{ 方向への漏れ}), \quad (1-33)$$

$$\Sigma_{2c} = \Sigma_{2ac} + D_{2c}B_{\perp}^2 : \text{第2群, 炉心部における除去断面積,} \\ (\text{吸収} + y, z \text{ 方向への漏れ}), \quad (1-34)$$

$$\mu^2 = \frac{1}{2D_{1c}D_{2c}} \left\{ - (D_{1c}\Sigma_{2c} + D_{2c}\Sigma_{1c}) \right. \\ \left. + \sqrt{(D_{1c}\Sigma_{2c} + D_{2c}\Sigma_{1c})^2 - 4D_{1c}D_{2c}(\Sigma_{1c}\Sigma_{2c} - \varepsilon\nu\Sigma_{2fc}\Sigma_{1 \rightarrow 2c})} \right\}, \quad (1-35)$$

$$\lambda^2 = - \frac{1}{2D_{1c}D_{2c}} \left\{ - (D_{1c}\Sigma_{2c} + D_{2c}\Sigma_{1c}) \right. \\ \left. - \sqrt{(D_{1c}\Sigma_{2c} + D_{2c}\Sigma_{1c})^2 - 4D_{1c}D_{2c}(\Sigma_{1c}\Sigma_{2c} - \varepsilon\nu\Sigma_{2fc}\Sigma_{1 \rightarrow 2c})} \right\}, \quad (1-36)$$

$$\Sigma_{1r} = \Sigma_{1ar} + \Sigma_{1 \rightarrow 2r} + D_{1r}B_{\perp}^2 : \text{第1群, 反射体部における除去断面積,} \\ (\text{吸収} + \text{第2群への散乱} + y, z \text{ 方向への漏れ}), \quad (1-37)$$

$$\Sigma_{2r} = \Sigma_{2ar} + D_{2r}B_{\perp}^2 : \text{第2群, 反射体部における除去断面積,} \\ (\text{吸収} + y, z \text{ 方向への漏れ}), \quad (1-38)$$

$$\kappa_{1r}^2 \equiv \Sigma_{1r}/D_{1r}, \quad (1-39)$$

$$\kappa_{2r}^2 \equiv \Sigma_{2r}/D_{2r}, \quad (1-40)$$

$$S_1 = \frac{\Sigma_{1 \rightarrow 2c}}{D_{2c}\mu^2 + \Sigma_{2c}} : \text{炉心部の結合係数}, \quad (1-41)$$

表 1-3 2群拡散計算のための定数

	第1群 (高速群)			第2群 (熱群)			ε	$\delta(\text{cm})$	
	$D_1(\text{cm})$	$\Sigma_{1a}(1/\text{cm})$	$\Sigma_{1\rightarrow 2}(1/\text{cm})$	$D_2(\text{cm})$	$\Sigma_{2a}(1/\text{cm})$	$\nu\Sigma_{2f}(1/\text{cm})^*$			
炉心部	C30	1.58	0.00320	0.0178	0.271	0.0930	0.168	1.121	9.4
	C35	1.54	0.00286	0.0212	0.237	0.0850	0.149	1.092	8.2
	C45	1.50	0.00237	0.0254	0.203	0.0724	0.121	1.064	7.8
軽水反射体	1.41	0.0	0.0476	0.117	0.0191	0.0	---	---	

* $\nu = 2.44$ 表 1-4 均質化された炉心の ^{235}U 原子数密度

炉心部	C30	C35	C45
^{235}U の原子数密度 (atoms/cm ³)	1.867×10^{20}	1.589×10^{20}	1.231×10^{20}

$$S_2 = \frac{\Sigma_{1\rightarrow 2c}}{-D_{2c}\lambda^2 + \Sigma_{2c}} : \text{炉心部の結合係数}, \quad (1-42)$$

$$S_3 = \frac{\Sigma_{1\rightarrow 2r}/D_{2r}}{\kappa_{2r}^2 - \kappa_{1r}^2} : \text{反射体部の結合係数}, \quad (1-43)$$

上記のパラメータを後述の2群拡散計算のための定数を用いて計算し、式(1-31)に代入すると a が得られ、臨界寸法は $2a$ として求められる。

レポートでは以下の項目についてまとめること。

- 与えられた実験体系について、付録 1C に示した解法に沿って臨界寸法を求めよ。2群拡散方程式中に現れる諸定数を表 1-3 に示す。計算に用いた定数の一覧もレポート中にまとめること。
- 臨界寸法が求まったら、臨界質量 (^{235}U 量) として炉心体積 $V = x_0 y_0 z_0$ (cm³) 中に含まれる ^{235}U 量を表 1-4 に示された均質化された ^{235}U 原子数密度から求める。この際に、 ^{235}U 原子個数から ^{235}U 質量に換算する必要がある。次に、求められた臨界質量を燃料板 1 枚あたりの ^{235}U 量 8.89g で割ることにより臨界燃料枚数を求める。
- 付録 1C の 1C-5 を参照して、高速群・熱群の中性子束分布および

両者の比（熱群中性子束／高速群中性子束）の分布を計算し，グラフにプロットせよ．なお，中性子束の数値データは「第3章 反応率測定」の考察にも必要であるので，実験時にも計算が可能ないように準備しておくこと．

5 — 実験レポート

実験レポート作成上の原則は，実験中に得られた記録を用いて第三者によく分かる客観的なレポートを作成することである．後日，レポート単体を読み返して，この実験で行った手順が得られたデータが完全に再現でき，かつ，実験を通じて得られた知見が理解できるように心がけてレポートを作成して欲しい．そのためには，実験結果として次の項目についてまとめること．

- 基本炉心の炉心配置図（燃料体，制御・安全棒，検出器，中性子源の位置），
- 基本炉心およびそれ以降の燃料装荷状態を示す図，
- 各ステップにおける臨界予測枚数の推移を示す表，
- 燃料追加枚数決定のプロセスの説明，
- 自分が担当した検出器の計数（率）データの表，
- 各検出器の逆計数率曲線のグラフ（注：各人が全検出器のグラフを入手しておくこと），
- 炉心タンク水位と検出器出力の関係を示すグラフ，
- 臨界時の運転データ，
- 余剰反応度測定結果⁷⁾，
- 最小臨界枚数⁸⁾．

これに加え，得られたデータに対する検討および考察を行い初めてレポートが完成する．検討および考察を行うべき項目として，

7) 測定した倍加時間から反応度への換算は，制御棒校正実験の際に行う．

8) 制御棒校正実験終了後，燃料板の質量係数を求め，最小臨界枚数を計算する．

- 逆計数率曲線の傾向および臨界量予測値の違い,
- 事前レポートで求めた臨界枚数と実際の臨界枚数との差異,
- 無限厚さと見なせる軽水反射体厚さ,

の3点について考察を行って欲しい。以下に、各項目について説明を行う。なお、この他にも、検討および考察すべき事項が追加されることもあるので、当日の教官の指示に従うこと。

5-1 逆計数率曲線に関する考察

- 1) 検出器によりさまざまな形状の逆計数率曲線が得られるが、その原因について、事前レポートで数値的に求めた逆計数率曲線の傾向と対比させながら、炉心、検出器、中性子源、燃料追加方向との関係を考慮して、考察せよ。
- 2) 制御棒パターン $j=1, 2, 3$ に対応する逆計数率曲線から臨界予測枚数を求めると、 j の値によって異なった予測値が得られていた。このことについて考察する。この予測値の差は、制御棒の挿入パターンの違いから生じているものである。たとえば、 $j=2$ の曲線から得られた臨界予想枚数は、制御棒1本が挿入され他の2本が引き抜かれた状態での臨界枚数であるのに対し、 $j=3$ のものは全ての制御棒が引き抜かれた状態でのものである。これらの違いは、制御棒パターンの違いによる k_{eff} の違いで説明できるはずである。そこで、 $j=2$ と $j=3$ (全引き抜き) の臨界予測枚数の差と、制御棒校正実験で測定した制御棒反応度値との間にはどのような関係があるか、各グループが担当した検出器について考察せよ (質量係数を用いて、燃料枚数の差を反応度に換算してみよ)。

5-2 事前レポートで求めた臨界枚数と実際の臨界枚数に関する考察

事前レポートで求めた臨界枚数と、今回の実験で求められた最小臨界枚数との差を、質量係数を用いて反応度の差に換算し、解析値に対応する実効増倍率を求めてみよ。すなわち、質量係数を $\alpha_{plate}(\Delta k/kk'/plate)$ (式 (1-17) 参照)、燃料板枚数の差を Δm とすると、反応度差 $\Delta\rho(\Delta k/kk')$ は

$$\Delta\rho = \Delta m \times \alpha_{plate}, \quad (1-44)$$

で与えられ、解析で得られた燃料板枚数に相当する実効増倍率 $k_{eff} (calc.)$ は

$$k_{eff} (calc.) = \frac{1}{1 - \Delta\rho}, \quad (1-45)$$

として求められる。

実験値、すなわち、 $k_{eff} (exp.) = 1$ と比較して、どの程度の差異になっているか？

5-3 無限厚さと見なせる軽水反射体厚さに関する考察

1-3-2 節「実験手順」の (5) で測定された、冠水時から水位を減らした時の検出器計数率の変化について考察せよ。水位の変化により炉心上部の反射体の厚さが変化し、反射体としての機能が変化したことが検出器の計数率の変化として現れたものである。

炉心から漏れ出した中性子は、反射体によって炉心に戻されて再び連鎖反応に寄与する。反射体の厚さが増すにつれてこの効果は増加する。ところが、定性的に議論を行うと、反射体の厚さがある程度以上になると炉心から漏れ出した中性子がそこまで到達する確率が極めて小さくなるため、反射体としての機能は飽和してくる。このとき、反射体の厚さを無限厚であるとみなすことができる。今回の測定でこのような現象は観測できたか？ また、無限厚と見なせる反射体厚さはどの程度であったか？ 事前レポートで求めた中性子束分布の形状と比較して定性的な説明は可能か？

参考文献

原子炉物理学の入門書としては次のテキストが挙げられる。

- (1) 伏見康治, 大塚益比古共訳, 「原子炉の理論」, みすず書房 (1955).
- (2) 住田健二訳, 「原子炉の物理」, 同文書院 (1971).
- (3) 武田充司, 仁科浩二郎共訳, 「原子炉の初等理論」(上・下), 吉岡書店 (1976).
- (4) 成田正邦, 藤田文行共訳, 「原子炉の理論と解析」(上・下), 現代工学社 (1981).

- (5) 平川直弘, 岩崎智彦共著, 「原子炉物理入門」, 東北大学出版会 (2003).

断面積の理論, 輸送方程式等, より詳しい内容に興味のあるものは次のテキストを参照するとよい.

- (6) 小林啓祐著, 「原子炉物理」, コロナ社 (1996).

炉物理実験に関する和文のテキストとしては次のものがある.

- (7) 日本原子力学会 (編), 「原子炉物理実験」, コロナ社 (1964).
(8) 伏見康治 (編), 「実験物理学講座 29 原子炉」, 共立出版 (1972).

原子炉の制御, 計測に関しては次のテキストを参照するとよい.

- (9) 須田信英著, 「原子炉の動特性と制御」, 同文書院 (1966).
(10) 大塚益比古著「原子炉物理」, 共立出版 (1972).
(11) 住田健二, 加藤和明, 古川友三共著「原子力計測」, 日刊工業新聞社 (1966).

付録 1A 原子炉物理の基礎知識

ここでは、原子炉物理学に初めて接する諸君を対象に原子炉物理学の基礎知識として、

- 中性子と原子核との相互作用,
- 断面積,
- 中性子束, 反応率とバランス式 (拡散方程式),
- バックリングの物理的意味,

について説明する。

原子炉とは、中性子を媒体として核分裂の連鎖反応を持続的に起こし、かつ、それを適切に制御するための装置である。したがって、原子炉の中で起る様々な物理現象を把握するためには、中性子と物質との相互作用について知っておく必要がある。そのために、中性子と原子核との相互作用についてまず概説する。また、ウラン-235 (^{235}U) を燃料とする原子炉で重要な役割を果たす、エネルギーの低い中性子である「熱中性子」について述べるとともに、熱中性子による ^{235}U の核分裂反応についてやや詳しく述べる。

次に、原子炉の中で生じている物理現象を定量的に扱うために、中性子と原子核が反応する確率に相当する「断面積」という概念について説明する。次いで、中性子と原子核とが反応を起こした量を記述するための物理量である「反応率」と、新しい概念である「中性子束」について説明する。また、体系内での反応率バランスを記述する方程式を、いわゆる、拡散方程式の形で導出する。

I — 中性子と原子核との相互作用

1-1 散乱反応と吸収反応

中性子は、陽子とともに原子核を構成する粒子であり、普通は原子核内に束縛されているが、様々な原子核反応を利用すれば束縛されない自由な中性子を取り出すことができる。以下では、この中性子と原子核との相互作用について、大きく散乱反応と吸収反応の2つに分けて解説する。

(1) 散乱反応

散乱 (scattering) 反応とは、中性子が原子核と相互作用した後に、再び中性子が放出される反応である。実験室系でみると、放出された中性子は入射中性子とは異なるエネルギーと方向を持っている。散乱反応には大別して弾性散乱と非弾性散乱の2種類がある。

弾性散乱：中性子と原子核との相互作用によって、中性子と原子核との運動エネルギーと運動量の和が保存される。原子核の内部構造は変化を受けない。一般に、中性子の運動エネルギーの一部は原子核に移り、中性子の運動方向とエネルギーが変化する。

非弾性散乱：原子核に移った運動エネルギーの一部が、原子核の内部エネルギーの増加、すなわち、核の励起 (内部構造の変化) に使われる。このため、中性子と原子核との運動エネルギーと運動量の和は保存されない。

(2) 吸収反応

吸収 (absorption) 反応とは、ある原子核が中性子を吸収し、できた複合核が γ 線、 α 粒子などの放射線、粒子を放出する反応である。この反応では、質量数が1つ多い原子核がまず形成される。この原子核は、入射中性子の運動エネルギーと中性子の結合エネルギーの和だけ励起されている。この状態の原子核を複合核と呼ぶ。吸収反応は、この複合核が引き続いてどのような粒子あるいは放射線を放出するかによって様々な種類に分けられる。

放射捕獲反応 (radioactive capture) : 複合核が γ 線を放出して基底状態に移る反応. 記号では (n, γ) と書くことが多い. 単に捕獲反応 (capture) といえば, この放射捕獲反応を指すことが多い.

荷電粒子放出反応 : 複合核が α 粒子, 陽子などを放出する反応. 主に軽い原子核でおきる. また, 入射中性子のエネルギーが高くなると多くの原子核で起きるようになる. 記号では, (n, α) , (n, p) , 等と書く.

核分裂反応 (fission) : 複合核が 2 個の破片 (核分裂片) に分かれ, 同時に平均で 2 ないし 3 個の中性子が放出される反応. 主として, ウラン, プルトニウムなどの重核種で起きる. 記号では (n, f) と書く. 核分裂反応で放出された中性子は次の核分裂反応を起こすことができる. すなわち, ある条件のもとでは, 外部から中性子を与えることなしに核分裂反応を持続させることができる. これが核分裂連鎖反応である. 原子炉の物理を考える上で, この核分裂反応は極めて重要であるため, 次節で詳細に取り上げる.

1-2 核分裂反応

原子炉の中では, およそ 20MeV から 1×10^{-4} eV 程度までの幅広い範囲のエネルギーをもった中性子が存在する.

^{235}U の場合, 主としてエネルギーの低い中性子との相互作用によって核分裂反応が起こる. エネルギーの低い中性子とは, 環境の温度 (数 100K 程度) と熱平衡にある中性子を指し, 以降では熱中性子 (thermal neutron) と呼ぶこととする. 標準的な室温に相当する 293K (約 20°C) に対応する熱中性子のエネルギーは 0.025eV であり, その速さは約 2,200m/s である.

さて, 熱中性子による ^{235}U 核分裂反応 1 回につき, 平均で 2.44 個の中性子が放出される. 核分裂で放出される中性子数は, 実際には生成される核分裂片の種類によって大きく異なるが, 原子炉物理学では一般に平均値のみを考えて議論する. この平均値を ν 値と呼ぶ. すなわち, ^{235}U の熱中性子による核分裂に対して $\nu=2.44$ である, という. なお, ν 値は, 核分裂を起こす原子核の種類と入射中性子のエネルギーによって大きく異なってくることに注意されたい.

核分裂により生まれた中性子のエネルギーは熱中性子に比べてはるかに高く、その原子核に特有のエネルギー分布を持っている。このエネルギー分布を核分裂スペクトル $\chi(E)$ と呼ぶ。熱中性子による ^{235}U の核分裂に対しては、その平均エネルギーは約 2MeV である。

熱中性子による ^{235}U の核分裂反応 1 回につき、約 200MeV のエネルギーが放出される。このエネルギーは、 $200\text{MeV} \times 1.602 \times 10^{-13}\text{J/MeV} = 3.20 \times 10^{-11}\text{J}$ である。また、 1g の ^{235}U 、すなわち、 $6.02 \times 10^{23}/235 = 2.56 \times 10^{21}$ 個が全て核分裂したとすると、 $8.21 \times 10^{10}\text{J}$ のエネルギーが放出される。これは、およそ 22800kWh 、あるいは 1MWd に相当する。

天然ウランのおよそ 99.3% を占める ^{238}U は、熱中性子では核分裂反応を起こさないが、約 1MeV 以上のエネルギーを持つ中性子が入射すると核分裂反応を起こすようになる（後述の図 1A-2 を参照）。このため、実際の原子炉の中では、 ^{235}U の核分裂反応に加えて高いエネルギーの中性子による ^{238}U の核分裂反応が起きている。

また、ウランよりもさらに重い原子核では中性子を吸収させなくとも、自らの量子力学的なトンネル効果によって自発的に核分裂反応を起こすことがある。これを自発核分裂 (spontaneous fission) と呼ぶ。例えば、 ^{252}Cf (カリフォルニウム-252) は 1g あたり毎秒約 6.2×10^{11} 回の核分裂を起こし、 2.3×10^{12} 個の中性子を放出する。

2 — 断面積

ここでは、原子炉の中で生じている物理現象を定量的に扱うために「断面積」という概念を導入する。これは、ある決まった条件のもとで中性子と原子核とのある特定の核反応を考えたとき、その反応が起きる確率に相当するものである。すなわち、断面積とは、その原子核が何であるかということと入射する中性子のエネルギーとに関係して決まるものである。

断面積には、原子核 1 個あたりに対応する物理量である「マイクロ断面積」と、原子炉を構成する物質に対する物理量である「マクロ断面積」がある。

2-1 ミクロ断面積

単一エネルギーをもつ一様な中性子の流れを考える。単位時間あたり、単位面積あたりの中性子の流れを I (個/cm²/s) とする。この流れが、同じ原子核からなる、厚さが十分に薄い⁹⁾ 板状の標的に垂直に入射しているとする。標的物質は、1cm³ あたり N (個/cm³) の原子核を含んでいるとする。そして、単位時間あたりに、ある特定の核反応 (たとえば捕獲反応) が起きた個数が、1cm³ あたり R (個/cm³/s) であったとする。

このとき、あきらかに R は I と N とに比例するので、比例係数を σ とおいて、

$$Rdx = \sigma INdx, \text{ すなわち } R = \sigma IN, \quad (1A-1)$$

と表すことができる。これを変形して、

$$\sigma = \frac{R/N}{I}, \quad (1A-2)$$

とおくと、 σ は、単位時間・単位面積あたり 1 個の中性子が入射したとき、単位時間・標的原子核 1 個あたりにどれだけの反応が起きるかを示す量であることがわかる。この σ をミクロ断面積と呼ぶ。 σ は cm²、すなわち、面積の単位を持つことに注目して欲しい。

「断面積」という名称の意味については、式 (1A-2) を変形して、

$$N\sigma = \frac{R}{I}, \quad (1A-3)$$

として考えるとよい。入射した中性子が全て反応に寄与するならば、反応の個数は入射中性子数に等しいはずである。したがって、式 (1A-3) の右辺は、単位面積あたりに入射した中性子のうち、反応を起こしたものの割合を示していることになる。このことは、別の見方をすると、標的の表面 1cm² のうち、実際に有効な面積は $R/I = N\sigma$ (cm²) であると言い換えることができる。標的の表面 1cm² には標的原子核が N 個含まれているので、 σ は、その

9) 「厚さが薄い」とは中性子が標的の後ろの方にある原子核に到達する前に減少しないことを保証するための仮定である。

反応に対して、原子核1個あたりに有効な面積である、と考えることができる。言い換えれば、個々の原子核を実効的な断面積が σ (cm²) であるとして考え、点として考えた中性子がこの面積を通過するときに、相互作用が起るのだと考える。マイクロ断面積の単位として、原子核物理、原子炉物理では10⁻²⁴cm²を用いる。これをバーン (b = barn) と呼ぶ。

2-2 マクロ断面積

次に、図1A-1のような厚い板を考え、上記と同様に、単位時間・単位面積あたりに I (個/cm²/s) の中性子が入射するとする。このとき、板の表面から x (cm) の距離にある、厚さ dx の部分を考え、その部分を通過する前後の中性子の流れの変化について考える。

着目している部分での中性子の流れを $I(x)$ とおくと、 x から $x+dx$ の間で起きる反応の数は、上記と同様に、

$$\sigma I(x) N dx, \quad (1A-4)$$

であり、これはこの部分を通過した後の中性子数の変化分 $-dI(x)$ に等しい。すなわち、

$$-dI(x) = \sigma I(x) N dx, \quad (1A-5)$$

これを解き、

$$I(x) = I_0 \exp(-\sigma N x), \quad (1A-6)$$

を得る。ただし、 I_0 は表面での中性子の流れである。この式で現れた σ と N との積 σN を Σ とおき、マクロ断面積と呼ぶ。 Σ の単位は1/cmであることに注意すること。この Σ を使うと、中性子の流れは

$$I(x) = I_0 \exp(-\Sigma dx), \quad (1A-7)$$

と書くことができる。

式(1A-5)をマクロ断面積 Σ を使って、

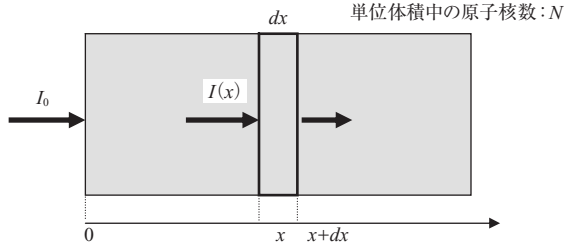


図 1A-1 厚い物質板に中性子が入射する場合

$$-\frac{dI(x)}{I(x)} = \Sigma dx, \quad (1A-8)$$

と書くと、 Σ は、ある距離あたりに中性子の流れが減少する割合を示すものであることがわかる。また、 Σ はその定義より、単位体積あたりに原子核が作り出すマイクロ断面積の総和として考えることもできる。

2-3 断面積のエネルギー変化

先に述べたように、断面積は、中性子と原子核との相互作用の種類と、入射中性子のエネルギーにより決まっている。当然、原子核が異なれば断面積も異なる値をとる。その例として、 ^{235}U 及び ^{238}U の断面積を図 1A-2 に示す¹⁰⁾。

入射中性子エネルギーに対する断面積の変化について詳しく見てみよう。およそ 1eV 以下の低エネルギー領域では、断面積は $1/v (= \sqrt{1/E})$ に比例する。また、およそ 1eV 以上のエネルギー領域では、エネルギーとともに激しく変動を繰り返していることがわかる。これを共鳴 (resonance) といい、入射中性子のエネルギーが、複合核の励起準位と一致したところで核反応が起こりやすいことに起因している。一般に、エネルギーが増加するとともに共鳴断面積の「山」(ピーク)の高さは減少し、また、そのエネルギー幅も広がって、次第に互いが重なるようになってくる。およそ 1keV 以上では、個々の共鳴は重なり合い、結果として滑らかな断面積変化を示すようになる。

10) 質量数の大きな原子核は、概ね ^{235}U あるいは ^{238}U と似た断面積変化を示す。

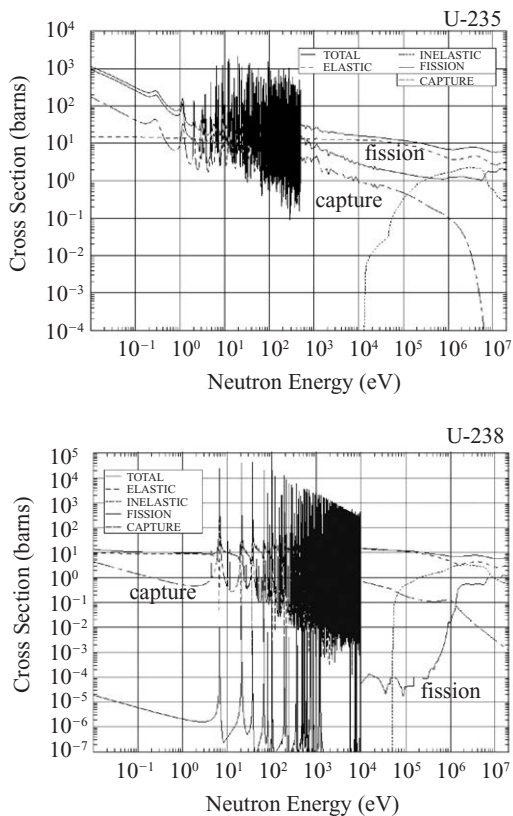


図 1A-2 ^{235}U 及び ^{238}U の断面積

入射中性子のエネルギーがおよそ 1MeV 以上になると核分裂断面積 (図中の “fission”) は増加する. これに対し, 捕獲断面積 (図中の “capture”) は単調に減少する.

高エネルギー領域における核分裂断面積の増加の様子は, ^{235}U と ^{238}U で大きく異なっている. 特に, ^{238}U では, 低エネルギー領域の核分裂断面積が極めて小さい値であるのに対し, 1MeV 以上では核分裂断面積が一気に増加し, ^{235}U とほぼ同程度の値を示すことがわかる.

3 — 中性子束, 反応率とバランス式 (中性子拡散方程式)

3-1 中性子密度, 反応率と中性子束

ある体系内における, 単位体積あたりの中性子数を中性子密度 n ($1/\text{cm}^3$) とよぶ. 簡単のため, 全ての中性子は同一のエネルギーを持つ, すなわち, 同一の速度 v (cm/s) で動いているものとする.

このとき, 中性子が原子核とある反応を起こす数を考える. その反応の (マクロ) 断面積を Σ とすると, 単位体積中で, 単位時間あたりに, その反応を起こす数, すなわち, 反応率は $\Sigma \cdot vn$ である. ここで現れた vn ($1/\text{cm}^2/\text{s}$) という量を中性子束 (flux) ϕ と呼ぶ. すなわち,

$$\phi = vn (1/\text{cm}^2/\text{s}), \quad (1A-9)$$

である.

中性子束を用いると反応率は $\Sigma\phi$ と表すことができる. なお, 中性子束は反応率を計算するためのいわば数学的な量, 道具としてとらえるべきである.

3-2 中性子密度のバランス方程式と中性子拡散方程式

原子炉の中で, 単位体積中の中性子密度のバランスを考える. 定性的に考えると, 中性子密度の時間的変化 dn/dt は, 発生する割合から, 漏れ出て失われる割合と, 吸収されて失われる割合とを引いたものである.

詳細な議論は省略するが, ある単位面積を通して流れる正味の中性子の流れの密度は, Fick の法則が成り立つ場合には, 拡散係数 D を使って,

$$\mathbf{J} = -D \text{grad } \phi, \quad (1A-10)$$

と表すことができる. ちなみに, この式は, 「中性子の流れは, その場所における中性子束の勾配に比例し, その比例係数が拡散係数である」という意味である. なお, 中性子束の勾配と流れの方向は逆であるので, 負号がつく. これを用いてある単位体積から漏れ出て失われる割合を求めてみよう.

座標 (x, y, z) の周りの体積要素 dV (辺々の長さ: dx, dy, dz) を考える. ま

ず、 z 軸に垂直な2つの面(面積は $dxdy$)を通して流れる中性子の数を定式化しよう。下側の面に毎秒入ってくる中性子の数は $J_z(z)dxdy$ であり、上側の面から毎秒出てゆく中性子の数は $J_z(z+dz)dxdy$ である。よって、考えている体積要素から z 軸に平行な面から失われる中性子の数は

$$\begin{aligned} J_z(z+dz)dxdy - J_z(z)dxdy &= -D \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_{z+dz} - \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_z \right\} dxdy \\ &= -D \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} dxdydz = -D \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} dV, \quad (1A-11) \end{aligned}$$

となる。同様に、 x 軸および y 軸に平行な面から失われる中性子の数は、それぞれ、 $-D \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} dV$ および $-D \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} dV$ である。そこで、体積要素 dV から失われる中性子の数は、これらの和、

$$-D \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} dV - D \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} dV - D \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} dV = -D \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) dV, \quad (1A-12)$$

となる。単位体積あたりの漏れの割合は、これを体積で割ってやれば得られる。すなわち、

$$\begin{aligned} \text{単位体積あたりの毎秒の中性子の漏れ} &= -D \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) \\ &= -D \nabla^2 \phi, \quad (1A-13) \end{aligned}$$

である。

これを用いて、中性子バランス式を導く。単位体積あたり毎秒吸収される割合は $\Sigma_a \phi$ である。また、中性子の発生する割合を簡単に S とおく。バランス式は、

$$(\text{時間変化}) = (\text{発生}) - (\text{吸収}) - (\text{漏れ}), \quad (1A-14)$$

であるので、得られた各項を使うと、

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S - \Sigma_a \phi - (-D \nabla^2 \phi), \quad (1A-15)$$

となり、 $v n = \phi$ であるので、最終的に次式が得られる。

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} = D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + S, \quad (1A-16)$$

この式が中性子拡散方程式と呼ばれるものである。

定常状態においては、式 (1A-16) の左辺の時間微分項が 0 となるので、

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + S = 0, \quad (1A-17)$$

である。この式は、臨界計算におけるバランス式の基礎としてたびたび登場することになるので、各項の物理的意味をよく把握して理解しておいて欲しい。

なお、ここでは簡単のため、全ての中性子は同一のエネルギーをもち、また、空間的な変数を省略して拡散方程式を導いた。現実には、中性子は様々なエネルギーをもち、また、拡散係数や断面積は空間依存性を持っている。したがって、中性子束もエネルギー、空間双方に依存する。さらに、拡散近似そのものが成立しない場合があるので、厳密には、エネルギー、空間、中性子の飛行方向を考慮したバランス式である中性子輸送方程式に基づいた解析が必要となる場合があることに注意してほしい。

付録 1B バックリング及び中性子の漏れない確率の物理的意味

I — バックリングの物理的意味

ここでは、6 因子公式の導出の際に現れたバックリング B^2 について考察する。

一般の形状の 1 領域熱中性子炉において、臨界状態における中性子束 ϕ_T は、

$$\nabla^2 \phi_T + B^2 \phi_T = 0, \quad (1B-1)$$

を満足する^{B1)}。この方程式を、原子炉方程式と呼んでいる。以降では、我々が今回の実験で扱うような直方体体系において考察を進めることにする。

各辺の外挿された長さが a, b, c である直方体を考える。この場合、原子炉方程式は次式のようになる。

$$\frac{\partial^2 \phi_T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_T}{\partial z^2} + B^2 \phi_T = 0, \quad (1B-2)$$

中性子束が変数分離可能、すなわち、 $\phi_T = \phi_T(x, y, z) = X(x) Y(y) Z(z)$ と表されると仮定する。これを原子炉方程式に代入して整理すると、次式を得る。

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} + \frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} + \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} + B^2 = 0, \quad (1B-3)$$

この方程式の最初の 3 項はそれぞれ x, y, z のみの項であり、その和が定数 B^2 であるので、

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} = -\alpha^2, \quad \frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} = -\beta^2, \quad \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = -\gamma^2, \quad (1B-4)$$

B1) ここでは熱中性子炉の理論であることを強調するため、中性子束に添え字 T をつけている。

とおける。但し、 $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = B^2$ である。

X, Y, Z に対するそれぞれの方程式を、体系の対称性、及び、外挿された原子炉表面で中性子束がゼロであるという境界条件の下に解く。すると、 X について、 $\alpha = l\pi/a, l = 1, 3, 5, \dots$ となり、

$$X_l(x) = A_l \cos \frac{l\pi x}{a}, \quad l = 1, 3, 5, \dots, \quad (1B-5)$$

が得られる。ここで、 A_l は定数である。同様に、 Y, Z についても、

$$\beta = m\pi/b, \quad m = 1, 3, 5, \dots, \quad Y_m(x) = A'_m \cos \frac{m\pi y}{b}, \quad m = 1, 3, 5, \dots, \quad (1B-6)$$

$$\gamma = n\pi/c, \quad n = 1, 3, 5, \dots, \quad Z_n(x) = A''_n \cos \frac{n\pi z}{c}, \quad n = 1, 3, 5, \dots, \quad (1B-7)$$

となり、

$$\phi_{T,lmn}(x, y, z) = A_{lmn} \cos \frac{l\pi x}{a} \cos \frac{m\pi y}{b} \cos \frac{n\pi z}{c}, \quad (1B-8)$$

が得られる。ここで、定数 $A_{lmn} = A_l A'_m A''_n$ である。さて、

$$\phi_{T,lmn}(x, y, z) = A_{lmn} \cos \frac{l\pi x}{a} \cos \frac{m\pi y}{b} \cos \frac{n\pi z}{c}, \quad (1B-9)$$

において、最小の指数の組、 $l = m = n = 1$ に対応する関数は基本モードと呼ばれ、それ以外のものを高次モードと呼ぶ。臨界の場合には、独立な中性子源が取り除かれた後は、高次モードはすべて時間と共に減衰し、やがて、中性子束は基本モードに対応する次の形に収束し、定常状態となる。

$$\phi_T(x, y, z) = A \cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b} \cos \frac{\pi z}{c}, \quad (1B-10)$$

この状態における体系のバックリングは、 $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = B^2$ を計算して、

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2, \quad (1B-11)$$

で与えられる。

2 — 6 因子公式における中性子が漏れない確率の物理的意味

ここでは、式(1-6)で与えられた実効増倍率に対する6因子公式、

$$k_{eff} = \frac{k_{\infty} \exp(-B^2 \tau_T)}{1 + L_T^2 B^2} = 1, \quad (1B-12)$$

における「中性子が漏れない確率」 $\exp(-B^2 \tau_T)$ と $1/(1 + L_T^2 B^2)$ について、その物理的意味を考察する。

2-1 熱中性子が漏れない確率

まず、熱中性子の体系からの漏れについて考える。拡散方程式の漏れの項を思い出すと、体系からの熱中性子の漏れの総量は、 $-D \int_V \nabla^2 \phi_T dV$ と表すことができる。ここで、原子炉方程式 $\nabla^2 \phi_T + B^2 \phi_T = 0$ を使うと、漏れの項はバックリングを使って、

$$-D \int_V \nabla^2 \phi_T dV = DB^2 \int_V \phi_T dV, \quad (1B-13)$$

とかける。一方、体系の中で吸収されて失われる熱中性子の総数は $\Sigma_a \int_V \phi_T dV$ に等しい。

原子炉内の熱中性子は、体系の外に漏れて失われるか、体系の中で吸収されて失われるかのどちらかであるので、熱中性子が体系の外に漏れない確率 P_T は、

$$P_T = 1 - \frac{DB^2 \int_V \phi_T dV}{\Sigma_a \int_V \phi_T dV + DB^2 \int_V \phi_T dV} = \frac{\Sigma_a \int_V \phi_T dV}{\Sigma_a \int_V \phi_T dV + DB^2 \int_V \phi_T dV}, \quad (1B-14)$$

で表される。分母分子の積分を消去し、 $L_T^2 = D/\Sigma_a$ を使うと、

$$P_T = \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + DB^2} = \frac{1}{1 + L_T^2 B^2}, \quad (1B-15)$$

となる。

2-2 高速中性子が漏れない確率

次に、中性子が核分裂エネルギーから熱エネルギーまで減速してくる過程の途中での漏れについて考察する。

原子炉の中で毎秒生まれる高速中性子の総数は

$$\frac{k_\infty}{p} \Sigma_a \int_V \phi_T dV, \quad (1B-16)$$

である。このうち、(共鳴吸収のない体系で) 毎秒熱化される中性子の数は、熱エネルギー領域への減速密度 q_T を使うと

$$\int_V q_T dV, \quad (1B-17)$$

となる。ここで、減速密度と熱中性子束との関係式、

$$q_T = \frac{k_\infty}{p} \Sigma_a \exp(-B^2 \tau_T) \phi_T, \quad (1B-18)$$

を用いると、毎秒熱化される中性子の数は次式のようになる。

$$\frac{k_\infty}{p} \Sigma_a \exp(-B^2 \tau_T) \int_V \phi_T dV. \quad (1B-19)$$

高速中性子が、体系の外へ漏れることなく熱エネルギーまで減速される確率 P_F は、核分裂によって生まれた高速中性子の数に対する、熱エネルギーまで減速される数の比であるので、

$$P_F = \frac{\frac{k_\infty}{p} \Sigma_a \exp(-B^2 \tau_T) \int_V \phi_T dV}{\frac{k_\infty}{p} \Sigma_a \int_V \phi_T dV} = \exp(-B^2 \tau_T), \quad (1B-20)$$

となる。

このように、6因子公式は、無限大原子炉における増倍率 k_{∞} に、2つの因子 P_F, P_T を付加したものである。原子炉が無限大であろうが有限であろうが、それが臨界であるならば、連鎖反応における引き続く2つの世代の核分裂数の比は1に等しい。無限に大きい原子炉ならば、この比は k_{∞} となるが、有限の大きさの原子炉の場合は、原子炉の中にとどまっている中性子のみが連鎖反応に寄与することができる。このため、増倍率は実質的に低下し、 $k_{\infty} P_F P_T$ になる。これが臨界方程式の持つ物理的意味である。

付録 1C 2 群拡散理論による臨界計算

ここでは、事前レポートの課題である 2 群拡散理論による臨界計算について述べる。

以下の説明では、炉心は直方体で、その周りを反射体を取り囲んだ体系を対象として、2 群拡散方程式を解き、臨界寸法及び中性子束分布を求める。

1 — バックリングを用いた拡散方程式の 1 次元化

テキスト中で説明したように反射体付きの均質原子炉における臨界状態 ($k_{\text{eff}} = 1$) における 2 群拡散方程式は、炉心部、反射体部について、それぞれ 2 つ、合計 4 つの方程式の組からなる。各方程式の、各項の物理的意味をもう一度確認しておいて欲しい。

$$\text{炉心, 第 1 群} : D_{1c} \nabla^2 \phi_{1c} - (\Sigma_{1ac} + \Sigma_{1 \rightarrow 2c}) \phi_{1c} + \epsilon v \Sigma_{2f} \phi_{2c} = 0, \quad (1C-1)$$

$$\text{炉心, 第 2 群} : D_{2c} \nabla^2 \phi_{2c} - \Sigma_{2ac} \phi_{2c} + \Sigma_{1 \rightarrow 2c} \phi_{1c} = 0, \quad (1C-2)$$

$$\text{反射体, 第 1 群} : D_{1r} \nabla^2 \phi_{1r} - (\Sigma_{1ar} + \Sigma_{1 \rightarrow 2r}) \phi_{1r} = 0, \quad (1C-3)$$

$$\text{反射体, 第 2 群} : D_{2r} \nabla^2 \phi_{2r} - \Sigma_{2ar} \phi_{2r} + \Sigma_{1 \rightarrow 2r} \phi_{1r} = 0. \quad (1C-4)$$

まず、次のことを仮定する。

- 中性子束 $\phi(x, y, z)$ は x, y, z それぞれに変数分離でき、 $\phi(x, y, z) = \phi(x) \phi(y) \phi(z)$ とかける、
- さらに、 y および z 方向の中性子束分布は、コサイン分布で表される、すなわち、 y および z 方向の炉心寸法を b, c とおいて、次のようにかける。

$$\phi(x, y, z) = \phi(x) \cos\left(\frac{\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{\pi}{c}z\right). \quad (1C-5)$$

今、反射体付きの炉心を対象としているので、上の「炉心寸法」として、実際の体系の寸法を外挿距離 δ で補正した値、

$$b = y_0 + 2\delta, \quad (1C-6)$$

$$c = z_0 + 2\delta, \quad (1C-7)$$

を用いる。

このとき、中性子漏れの項に現れる $\nabla^2\phi = \nabla^2\phi(x, y, z)$ は、簡単な計算により

$$\nabla^2\phi = \left[\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} - \pi^2 \left\{ \frac{1}{(y_0 + 2\delta)^2} + \frac{1}{(z_0 + 2\delta)^2} \right\} \phi(x) \right] \cos\left(\frac{\pi}{y_0 + 2\delta}y\right) \cos\left(\frac{\pi}{z_0 + 2\delta}z\right), \quad (1C-8)$$

と表される。ここで、垂直方向 (y, z 方向) のバックリングを

$$B_{\perp}^2 = \pi^2 \left\{ \frac{1}{(y_0 + 2\delta)^2} + \frac{1}{(z_0 + 2\delta)^2} \right\}, \quad (1C-9)$$

と定義すると、式 (1C-8) は

$$\nabla^2\phi = \left\{ \frac{d^2\phi(x)}{dx^2} - B_{\perp}^2\phi(x) \right\} \cos\left(\frac{\pi}{y_0 + 2\delta}y\right) \cos\left(\frac{\pi}{z_0 + 2\delta}z\right), \quad (1C-10)$$

となる。式 (1C-10) を 2 群拡散方程式に代入し、 y, z 方向を示す \cos の項を消去すると、 x のみを変数とした次の式が得られる。

$$D_{1c} \frac{d^2\phi_{1c}(x)}{dx^2} - (\Sigma_{1ac} + \Sigma_{1 \rightarrow 2c} + D_{1c} B_{\perp}^2) \phi_{1c}(x) + \varepsilon v \Sigma_{2f} \phi_{2c}(x) = 0, \quad (1C-11)$$

$$D_{2c} \frac{d^2\phi_{2c}(x)}{dx^2} - (\Sigma_{2ac} + D_{2c} B_{\perp}^2) \phi_{2c}(x) + \Sigma_{1 \rightarrow 2c} \phi_{1c}(x) = 0, \quad (1C-12)$$

$$D_{1r} \frac{d^2\phi_{1r}(x)}{dx^2} - (\Sigma_{1ar} + \Sigma_{1 \rightarrow 2r} + D_{1r} B_{\perp}^2) \phi_{1r}(x) = 0, \quad (1C-13)$$

$$D_{2r} \frac{d^2 \phi_{2r}(x)}{dx^2} - (\Sigma_{2ar} + D_{2r} B_{\perp}^2) \phi_{2r}(x) + \Sigma_{1 \rightarrow 2r} \phi_{1r}(x) = 0. \quad (1C-14)$$

これらの式は、3次元空間に対する式であった元の2群拡散方程式(1C-1)～(1C-4)と比較すると、 x に関する1次元の式であることと、左辺第2項に DB_{\perp}^2 という項が付加されていることがわかる。

この DB_{\perp}^2 という項は、 y, z 方向への漏れを表すものであり、 DB_{\perp}^2 が左辺第2項に加えられているという物理的意味は、漏れによる体系からの消滅を仮想的な吸収と見なしていることに相当する。この考え方にたつて、 DB_{\perp}^2 を擬似吸収項と呼ぶ。すなわち、垂直バックリングを導入することにより、陽に扱わない方向の漏れを、吸収あるいは散乱による除去といった消滅と同一視して扱っていることになる。

以下、連立方程式(1C-11)～(1C-14)を解く。

2 — 炉心部の中性子束

まず、簡単のために、

$$\Sigma_{1c} = \Sigma_{1ac} + \Sigma_{1 \rightarrow 2c} + D_{1c} B_{\perp}^2, \quad (1C-15)$$

$$\Sigma_{2c} = \Sigma_{2ac} + D_{2c} B_{\perp}^2, \quad (1C-16)$$

とおく。 Σ_{1c} 、 Σ_{2c} は、吸収、散乱(によるエネルギー減少)、漏れにより、それぞれ、第1群あるいは第2群から除去される断面積である。

次に、 $\phi_{1c}(x)$ 、 $\phi_{2c}(x)$ が、次のような形で表されるとする。

$$\frac{d^2 \phi_{1c}(x)}{dx^2} + B_x^2 \phi_{1c}(x) = 0, \quad (1C-17)$$

$$\frac{d^2 \phi_{2c}(x)}{dx^2} + B_x^2 \phi_{2c}(x) = 0. \quad (1C-18)$$

これを用いると、式(1C-11)と(1C-12)はそれぞれ次のように表される。

$$-D_{1c}B_x^2\phi_{1c}(x) - \Sigma_{1c}\phi_{1c}(x) + \varepsilon\nu\Sigma_{2fc}\phi_{2c}(x) = 0, \quad (1A-19)$$

$$-D_{2c}B_x^2\phi_{2c}(x) - \Sigma_{2c}\phi_{2c}(x) + \Sigma_{1\rightarrow 2c}\phi_{1c}(x) = 0. \quad (1A-20)$$

式 (1C-19), 式 (1C-20) を行列で表すと次のようになる.

$$\begin{pmatrix} -D_{1c}B_x^2 - \Sigma_{1c} & \varepsilon\nu\Sigma_{2fc} \\ \Sigma_{1\rightarrow 2c} & -D_{2c}B_x^2 - \Sigma_{2c} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_{1c}(x) \\ \phi_{2c}(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1C-21)$$

この連立方程式が, 自明な解 (中性子束 = 0) 以外の解を持つためには, 行列式 = 0, すなわち,

$$(-D_{1c}B_x^2 - \Sigma_{1c})(-D_{2c}B_x^2 - \Sigma_{2c}) - \varepsilon\nu\Sigma_{2fc}\Sigma_{1\rightarrow 2c} = 0, \quad (1C-22)$$

でないといけない. これを整理すると, 次の B_x^2 に関する 2 次方程式が得られる.

$$D_{1c}D_{2c}(B_x^2)^2 + (D_{1c}\Sigma_{2c} + D_{2c}\Sigma_{1c})B_x^2 + (\Sigma_{1c}\Sigma_{2c} - \varepsilon\nu\Sigma_{2fc}\Sigma_{1\rightarrow 2c}) = 0. \quad (1C-23)$$

B_x^2 の 2 つの解を μ^2 , $-\lambda^2$ とおくと, 2 次方程式の解の公式より,

$$\begin{aligned} \mu^2 = \frac{1}{2D_{1c}D_{2c}} & \left\{ -(D_{1c}\Sigma_{2c} + D_{2c}\Sigma_{1c}) \right. \\ & \left. + \sqrt{(D_{1c}\Sigma_{2c} + D_{2c}\Sigma_{1c})^2 - 4D_{1c}D_{2c}(\Sigma_{1c}\Sigma_{2c} - \varepsilon\nu\Sigma_{2fc}\Sigma_{1\rightarrow 2c})} \right\}, \quad (1C-24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -\lambda^2 = \frac{1}{2D_{1c}D_{2c}} & \left\{ -(D_{1c}\Sigma_{2c} + D_{2c}\Sigma_{1c}) \right. \\ & \left. - \sqrt{(D_{1c}\Sigma_{2c} + D_{2c}\Sigma_{1c})^2 - 4D_{1c}D_{2c}(\Sigma_{1c}\Sigma_{2c} - \varepsilon\nu\Sigma_{2fc}\Sigma_{1\rightarrow 2c})} \right\}, \quad (1C-25) \end{aligned}$$

となる. よって, $\phi_{1c}(x)$ の一般解は,

$$\frac{d^2X(x)}{dx^2} + \mu^2X(x) = 0, \quad (1C-26)$$

$$\frac{d^2Y(x)}{dx^2} - \lambda^2Y(x) = 0, \quad (1C-27)$$

をみたす $X(x)$, $Y(x)$ の線形結合

$$\phi_{1c}(x) = AX(x) + CY(x), \quad (1C-28)$$

で表される。同様に, $\phi_{2c}(x)$ の一般解は,

$$\phi_{2c}(x) = A'X(x) + C'Y(x), \quad (1C-29)$$

となる。

ここで, $X(x), Y(x)$ は $x=0$ に対して対称であるという条件から,

$$X(x) = \cos(\mu x), \quad (1C-30)$$

$$Y(x) = \cosh(\lambda x), \quad (1C-31)$$

であり,

$$\phi_{1c}(x) = A \cos(\mu x) + C \cosh(\lambda x), \quad (1C-32)$$

$$\phi_{2c}(x) = A' \cos(\mu x) + C' \cosh(\lambda x), \quad (1C-33)$$

と表される。

ここで, A と A' , C と C' との関係を求めるために, 式 (1C-32) と (1C-33) を式 (1C-20) に代入し整理すると次の式を得る。

$$S_1 \equiv \frac{A'}{A} = \frac{\Sigma_{1 \rightarrow 2c}}{D_{2c}\mu^2 + \Sigma_{2c}}, \quad (1C-34)$$

$$S_2 \equiv \frac{C'}{C} = \frac{\Sigma_{1 \rightarrow 2c}}{-D_{2c}\lambda^2 + \Sigma_{2c}}. \quad (1C-35)$$

ここで得られた S_1, S_2 は結合係数と呼ばれ, 第 1 群の中性子束と第 2 群の中性子束との関係を示すパラメータである。

3 — 反射体部の中性子束

次に, 反射体部における中性子束の表式を求める。

炉心部における扱いと同様, 簡単のために,

$$\Sigma_{1r} = \Sigma_{1ar} + \Sigma_{1 \rightarrow 2r} + D_{1r}B_{\perp}^2, \quad (1C-36)$$

$$\Sigma_{2r} = \Sigma_{2ar} + D_{2r} B_{\perp}^2, \quad (1C-37)$$

とおく. Σ_{1r}, Σ_{2r} の定義は炉心部のものと同一である.

次に, 第1群に対する方程式, 式 (1C-13)

$$D_{1r} \frac{d^2 \phi_{1r}(x)}{dx^2} - \Sigma_{1r} \phi_{1r}(x) = 0, \quad (1C-38)$$

を

$$\frac{d^2 \phi_{1r}(x)}{dx^2} - \kappa_{1r}^2 \phi_{1r}(x) = 0, \quad (1C-39)$$

と表す. ここで

$$\kappa_{1r}^2 \equiv \Sigma_{1r} / D_{1r}, \quad (1C-40)$$

である.

式 (1C-39) を満たす解のうち, 無限遠で0となるものは F を任意定数として

$$\phi_{1r}(x) = F \exp(-\kappa_{1r}|x|), \quad (1C-41)$$

とあらわされる.

次に, 第2群の方程式, 式 (1C-14)

$$D_{2r} \frac{d^2 \phi_{2r}(x)}{dx^2} - \Sigma_{2r} \phi_{2r}(x) + \Sigma_{1 \rightarrow 2r} \phi_{1r}(x) = 0, \quad (1C-42)$$

を

$$\frac{d^2 \phi_{2r}(x)}{dx^2} - \kappa_{2r} \phi_{2r}(x) + \frac{\Sigma_{1 \rightarrow 2r}}{D_{2r}} \phi_{1r}(x) = 0, \quad (1C-43)$$

と書く. ここで,

$$\kappa_{2r}^2 \equiv \Sigma_{2r} / D_{2r}, \quad (1C-44)$$

である.

次に,

$$\phi_{2r}(x) = F' \exp(-\kappa_{1r}|x|) + G \exp(-\kappa_{2r}|x|), \quad (1C-45)$$

と表されると仮定し, これを式 (1C-43) に代入し整理して,

$$\left(\kappa_{1r}^2 F' - \kappa_{2r}^2 F' + \frac{\Sigma_{1 \rightarrow 2r}}{D_{2r}} F \right) \exp(-\kappa_{1r}|x|) = 0, \quad (1C-46)$$

を得る. 式 (1C-46) が任意の x について成り立つためには,

$$\kappa_{1r}^2 F' - \kappa_{2r}^2 F' + \frac{\Sigma_{1 \rightarrow 2r}}{D_{2r}} F = 0, \quad (1C-47)$$

すなわち

$$S_3 \equiv \frac{F'}{F} = \frac{\Sigma_{1 \rightarrow 2r}/D_{2r}}{\kappa_{2r}^2 - \kappa_{1r}^2}, \quad (1C-48)$$

が成り立てばよい. この S_3 は第 3 番目の結合係数であり, 反射体部の第 1 群中性子束と第 2 群中性子束とを結びつけるものである.

4 — 臨界行列式

以上の結果をまとめると, 炉心および反射体部における中性子束は

$$\phi_{1c}(x) = A \cos(\mu x) + C \cosh(\lambda x), \quad (1C-49)$$

$$\phi_{2c}(x) = S_1 A \cos(\mu x) + S_2 C \cosh(\lambda x), \quad (1C-50)$$

$$\phi_{1r}(x) = F \exp(-\kappa_{1r}|x|), \quad (1C-51)$$

$$\phi_{2r}(x) = S_3 F \exp(-\kappa_{1r}|x|) + G \exp(-\kappa_{2r}|x|), \quad (1C-52)$$

と表される.

ここで, 式 (1C-49)~式 (1C-52) に対する境界条件を考える. すなわち, 炉心と反射体部の境界において, 第 1 群および第 2 群の中性子束と中性子流 $J = Dd\phi/dx$ がそれぞれ連続であるという条件を課す. 簡単のために, 炉

心の寸法を $2a$ とし、中性子束の導関数をプライム ($'$) をつけて表すと、この境界条件は次のように表される。

$$\phi_{1c}(a) = \phi_{1r}(a) , \quad (1C-53)$$

$$D_{1c}\phi'_{1c}(a) = D_{1r}\phi'_{1r}(a) , \quad (1C-54)$$

$$\phi_{2c}(a) = \phi_{2r}(a) , \quad (1C-55)$$

$$D_{2c}\phi'_{2c}(a) = D_{2r}\phi'_{2r}(a) . \quad (1C-56)$$

これを計算して、次の方程式の組を得る。

$$A \cos(\mu a) + C \cosh(\lambda a) = F \exp(-\kappa_1 a) , \quad (1C-57)$$

$$-AD_{1c}\mu \sin(\mu a) + CD_{1c}\lambda \sinh(\lambda a) = -FD_{1r}\kappa_{1r} \exp(-\kappa_1 a) , \quad (1C-58)$$

$$S_1 A \cos(\mu a) + S_2 C \cosh(\lambda a) = S_3 F \exp(-\kappa_1 a) + G \exp(-\kappa_2 a) , \quad (1C-59)$$

$$\begin{aligned} & -S_1 AD_{2c}\mu \sin(\mu a) + S_2 CD_{2c}\lambda \sinh(\lambda a) \\ & = -S_3 FD_{2r}\kappa_{1r} \exp(-\kappa_1 a) - GD_{2r}\kappa_{2r} \exp(-\kappa_2 a) . \end{aligned} \quad (1C-60)$$

A, C, F, G を未知数と見なして、式 (1C-57)～式 (1C-60) を連立方程式として行列表示すると、

$$\begin{pmatrix} \cos(\mu a) & \cosh(\lambda a) & -\exp(-\kappa_1 a) & 0 \\ -D_{1c}\mu \sin(\mu a) & D_{1c}\lambda \sinh(\lambda a) & D_{1r}\kappa_{1r} \exp(-\kappa_1 a) & 0 \\ S_1 \cos(\mu a) & S_2 \cosh(\lambda a) & -S_3 \exp(-\kappa_1 a) & -\exp(-\kappa_2 a) \\ -S_1 D_{2c}\mu \sin(\mu a) & S_2 D_{2c}\lambda \sinh(\lambda a) & S_3 D_{2r}\kappa_{1r} \exp(-\kappa_1 a) & D_{2r}\kappa_{2r} \exp(-\kappa_2 a) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ C \\ F \\ G \end{pmatrix} = \mathbf{0} , \quad (1C-61)$$

となる。

式 (1C-61) が自明な解 ($A=C=F=G=0$) 以外の解を持つためには、 A, C, F, G の係数で作られる行列の行列式が 0 であること、すなわち、

$$\begin{vmatrix} \cos(\mu a) & \cosh(\lambda a) & -\exp(-\kappa_1 a) & 0 \\ -D_{1c}\mu \sin(\mu a) & D_{1c}\lambda \sinh(\lambda a) & D_{1r}\kappa_{1r} \exp(-\kappa_1 a) & 0 \\ S_1 \cos(\mu a) & S_2 \cosh(\lambda a) & -S_3 \exp(-\kappa_1 a) & -\exp(-\kappa_2 a) \\ -S_1 D_{2c}\mu \sin(\mu a) & S_2 D_{2c}\lambda \sinh(\lambda a) & S_3 D_{2r}\kappa_{1r} \exp(-\kappa_1 a) & D_{2r}\kappa_{2r} \exp(-\kappa_2 a) \end{vmatrix} = 0 , \quad (1C-62)$$

であることが必要である。この行列式を臨界行列式と呼ぶことがある。行列式を計算するために整理して、

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 \\ -D_{1c}\mu \tan(\mu a) & D_{1c}\lambda \tanh(\lambda a) & -D_{1r}\kappa_{1r} & 0 \\ S_1 & S_2 & S_3 & 1 \\ -S_1D_{2c}\mu \tan(\mu a) & S_2D_{2c}\lambda \tanh(\lambda a) & -S_3D_{2r}\kappa_{1r} & -D_{2r}\kappa_{2r} \end{vmatrix} = 0. \quad (1C-63)$$

これを計算すると、

$$\begin{aligned} & \mu \tan(\mu a) \\ &= \frac{[-D_{1r}D_{2c}S_2\kappa_{1r} + D_{1c}D_{2r}\{\kappa_{2r}(S_1 - S_3) + \kappa_{1r}S_3\}]\lambda \tanh(\lambda a) + D_{1r}D_{2r}(S_1 - S_2)\kappa_{1r}\kappa_{2r}}{D_{1c}D_{2c}(S_1 - S_2)\lambda \tanh(\lambda a) + D_{1r}D_{2c}S_1\kappa_{1r} + D_{1c}D_{2r}\{S_3(\kappa_{2r} - \kappa_{1r}) - S_2\kappa_{2r}\}}, \end{aligned} \quad (1C-64)$$

を得る。式 (1C-64) をこれ以上解析的に解くことはできない。よって、適切な数値計算により a を求め、臨界寸法を $2a$ として求める。

なお、より実際の解法として、 λ の値および a の近似値に基づいた近似解法がある。表 1-3 の定数を式 (1C-25) に代入すると、 λ は 0.6 程度の値となる。また、 α の概略値として、たとえば、事前レポート 1-4-3 節の (1) の臨界近接実験のシミュレーションで得られた臨界寸法の 1/2 を採用すると、 $\tanh(\lambda a) \cong 1$ としてもよいことがわかる (註：具体的に数値を代入して確認せよ!)。このとき、式 (1C-64) は

$$\begin{aligned} & \mu \tan(\mu a) \\ &= \frac{[-D_{1r}D_{2c}S_2\kappa_{1r} + D_{1c}D_{2r}\{\kappa_{2r}(S_1 - S_3) + \kappa_{1r}S_3\}]\lambda + D_{1r}D_{2r}(S_1 - S_2)\kappa_{1r}\kappa_{2r}}{D_{1c}D_{2c}(S_1 - S_2)\lambda + D_{1r}D_{2c}S_1\kappa_{1r} + D_{1c}D_{2r}\{S_3(\kappa_{2r} - \kappa_{1r}) - S_2\kappa_{2r}\}}, \end{aligned} \quad (1C-65)$$

となり、 a の近似解は

$$a = \frac{1}{\mu} \arctan \left[\frac{1}{\mu} \frac{[-D_{1r}D_{2c}S_2\kappa_{1r} + D_{1c}D_{2r}\{\kappa_{2r}(S_1 - S_3) + \kappa_{1r}S_3\}]\lambda + D_{1r}D_{2r}(S_1 - S_2)\kappa_{1r}\kappa_{2r}}{D_{1c}D_{2c}(S_1 - S_2)\lambda + D_{1r}D_{2c}S_1\kappa_{1r} + D_{1c}D_{2r}\{S_3(\kappa_{2r} - \kappa_{1r}) - S_2\kappa_{2r}\}} \right], \quad (1C-66)$$

として求められる。この近似解は、 \arctan の計算ができる関数電卓などがあれば、煩雑な数値計算を行うことなしに求められる¹¹⁾ ことが大きな特徴であり、式 (1C-64) を数値計算で解く際の初期値として使うと良い。

5 — 中性子束分布

高速および熱中性子束を求めるためには、式 (1C-49)～式 (1C-52) に現れた定数 $A \sim G$ の値を決定する必要がある。しかし、原子炉が臨界の場合には臨界行列式が成り立っているため、式 (1C-57)～式 (1C-60) は互いに独立ではなく定数 $A \sim G$ を決定することができない。このため、4つの定数のうち、ある一つを未知のままとして残りの3つを未知定数を用いて表すことにする。ここでは、他の定数を A で表すことにしよう。たとえば、式 (1C-57) と式 (1C-58)、

$$-C \cosh(\lambda a) + F \exp(-\kappa_{1r}a) = A \cos(\mu a), \quad (1A-67)$$

$$CD_{1c}\lambda \sinh(\lambda a) + FD_{1r}\kappa_{1r} \exp(-\kappa_{1r}a) = AD_{1c}\mu \sin(\mu a), \quad (1C-68)$$

より、 F を消去して、

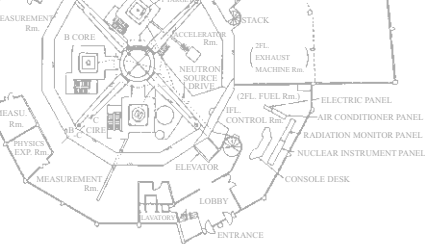
$$C = -A \frac{D_{1r}\kappa_{1r} \cos(\mu a) - D_{1c}\mu \sin(\mu a)}{D_{1r}\kappa_{1r} \cosh(\lambda a) + D_{1c}\lambda \sinh(\lambda a)}, \quad (1C-69)$$

が得られる。以降、式 (1C-57)～式 (1C-60) を適当に組み合わせて、 F および G を A を用いて表すことができる。

なお、中性子束分布をプロットする際には、中性子束を表す式 (1C-49)～式 (1C-52) において、適当な規格化 (例えば炉中心において $\phi_{1c}(x=0) = 1$)

11) 今回の臨界近接実験で扱う体系の場合、この近似解は十分な精度をもっている。

を行うこと.



第2章 制御棒校正

1 — 実験の意義と目的¹⁾

原子炉の臨界状態を保ち、出力の調整を行うためには核分裂の連鎖反応を制御する必要がある。その目的のために用いられるものとして制御棒がある。制御棒は一般的に中性子を吸収する物質²⁾を用いて作られており、原子炉に挿入すると中性子が吸収されて核分裂の連鎖反応が抑えられ、逆に引き抜くと連鎖反応が盛んになる³⁾。なお、核分裂の連鎖反応を制御するために制御棒以外の方法を用いる場合もある⁴⁾。制御棒は上で述べたように核分裂の連鎖反応を制御するため、言い換えれば、体系の実効増倍率 k_{eff} を変化させるために用いる。したがって、KUCA のように温度などによる反応度フィードバック⁵⁾がない場合は臨界状態（すなわち $k_{eff}=1$ ）であれば出力が変

- 1) 校正 (calibration) とは「実験に先立って、測定器の狂い・精度を、基準量を用いて正すこと」(広辞苑より)という意味。calibration であることを明確にするために、「校正」ではなく「こうせい校正」(例えば、制御棒校正)と書かれることもある。
- 2) 中性子を吸収する物質としては、ホウ素 (B)、カドミウム (Cd)、ハフニウム (Hf) などが用いられる場合が多い。加圧水型軽水炉 (PWR) では銀・インジウム・カドミウムという特殊な合金を用いている。
- 3) 燃料そのものを制御棒として用いるような特殊な原子炉 (国内では日本原子力研究開発機構の高速炉臨界集合体 FCA など) では、KUCA の場合とは逆に制御棒 (燃料) を挿入するほど正の反応度が加わることになる。
- 4) KUCA を含む幾つかの原子炉 (特に臨界集合体) では、中性子吸収材を用いることなく炉心からの中性子の漏洩量を調整するために減速材の水位を変化させることにより反応度を制御する方法を用いることがある。また、加圧水型軽水炉 (PWR) では制御棒とは別に減速材中に溶かしたホウ酸 (B_2O_3) の濃度を覚えて反応度制御を行うという方法を採用している。
- 5) 例えば、原子炉に正の反応度が加わって出力が上昇して発熱量が増えそのため冷却材が沸騰したとする。一般の原子炉ではその結果として負の反応度が加わり原子炉の出力上昇は停止することになる。このように反応度の変化による状態の変化が再び反応度の変化をもたらすことを反応度フィードバックと呼ぶ。通常の原子炉では負の反応度フィードバックが働くように設計され

化しても制御棒位置は同じであることには注意すべきである。

運転時の安全性を確保するためには、制御棒の引き抜き、または、挿入の際に時間と共に原子炉に反応度が加わる量（反応度印加率）および個々の制御棒についてそれらを全引き抜き状態から全挿入状態としたときの負の反応度の絶対値（制御棒の反応度価値）を知っておくことが必要である。また、原子炉停止時の安全性を確保するためには、停止余裕（制御棒、安全棒をすべて挿入したときに生ずる負の反応度の絶対値）を知っておくことが重要となる。安全上の観点から、これらの諸量には各原子炉の型に応じた規制値が定められ、原子炉完成時および毎年行われる原子炉施設定期検査では、監督官庁（KUCAの場合は原子力規制庁）からそれらの規制値が満足されていることの確認が要求される。これらの制御棒に関する安全上の数値を測定することを制御棒の反応度校正、または、単に制御棒校正と呼ぶ。制御棒校正は、臨界近接実験により炉心を構成した後に最初に行われる実験である。

これらの安全上の観点とは別に、様々な実験を行う上でも制御棒校正は重要である。例えば、原子炉において生ずる種々の反応度効果（温度効果、ボイド効果、吸収物質挿入の効果など）を測るためには、それを打ち消すように制御棒を移動させて臨界を保ち、最初生じた反応度を制御棒の反応度に置き換えて測定することがある。制御棒校正により反応度効果の基準（つまり物差し）として制御棒の移動量（ストローク）の大きさに応じた反応度効果を求めておくことにより、これらの種々の反応度測定を行うことができるようになる。

制御棒反応度の測定法には、

- (1) ペリオド法
- (2) 補償法（または標準反応度法）
- (3) 落下法
- (4) 未臨界度測定法（中性子源増倍法、パルス中性子法など）
- (5) インパース・カイネティクス法

などがあるが、本実験ではあらゆる反応度測定の基準となるペリオド法と補

償法，そして，大きな負の反応度測定に用いられる落下法を用いて制御棒の反応度校正を行う。

なお，本実験の目的を予め把握できるように，実験前に考えるべき課題を2-5節に事前レポートとして示してある。

2 — 実験の原理

2-1 反応度と動特性方程式

反応度 (reactivity) とは原子炉が臨界状態からどの程度ずれているかを示す量で，一般に ρ と表記し，実効増倍率 (effective multiplication factor) k_{eff} (「*k-effective*」と読む) を用いて以下の式で表される。

$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}}, \quad (2-1)$$

ρ は無次元量であるが，慣例的 $\Delta k/k$ (「デルタ k オーバー k 」と読む) という単位で表し⁶⁾， $10^{-2}\Delta k/k$ を $\% \Delta k/k$ ， $10^{-5}\Delta k/k$ を pcm という単位で表すことがある。また， ρ を実効遅発中性子割合 β_{eff} で割った値を「ドル単位の反応度」と呼ぶ (1ドルの1/100の反応度を1セントと呼ぶ)。

原子炉に反応度を加えた後の振る舞いを記述する方程式を動特性方程式 (kinetic equation) と呼ぶ。このとき，中性子束 $\Phi(x, t)$ の空間分布 (例えば $\cos Bx$ のような分布) が時間と共に変わらず，各点の中性子束がその空間分布を保ったままで時間と共に $\phi(t)$ に比例して変化する，すなわち， $\Phi(x, t) = \phi(t) \cos(Bx)$ と書くことができるとする。これを一点炉近似と呼ぶ。一点炉近似での動特性方程式は中性子密度 (単位体積あたりの中性子数) $n(t)$ についての方程式として記述されることが多く，以下のように書き表される。

$$\frac{dn}{dt} = k_{eff} \frac{\rho - \beta_{eff}}{\ell} n + \sum_i^6 \lambda_i C_i, \quad (2-2)$$

6) 反応度の単位として $\Delta k/k$ ではなく， $\Delta k/kk'$ と書かれることもあるが，同じ単位として考えて良い。

$$\frac{dC_i}{dt} = k_{eff} \frac{\beta_{i,eff}}{\ell} n - \lambda_i C_i. \quad (2-3)$$

ここで、第 i 群の遅発中性子先行核密度(単位体積あたりの遅発中性子先行核⁷⁾の個数を C_i 、その崩壊定数を λ_i 、実効的^{(1), (3), (7)}な遅発中性子割合⁸⁾を β_{eff} 、第 i 群の実効遅発中性子割合を $\beta_{i,eff}$ 、即発中性子平均寿命を ℓ 、実効増倍率を k_{eff} とする。中性子束は、中性子密度 $n(t)$ に中性子速度 V を掛けたものであるので、上式中性子束 $\phi(t)$ に対する方程式として一般化することは容易である。なお、これらの動特性方程式は、 $\ell = \Lambda \times k_{eff}$ の関係がある中性子世代時間 Λ (generation time) を用いて書き表されることもある。

動特性方程式の導出方法については付録 2G に記載しているが、これらの式の各項が意味することは理解しておく必要がある。式 (2-2) は炉内の中性子数の変化を表すもので、各項は以下のような意味を持っている。

(中性子数の変化率)

- = (炉心内での吸収や漏れによる変化と即発中性子生成による変化)
- + (遅発中性子先行核が崩壊して生成する中性子による変化)

また、式 (2-3) は第 i 群の遅発中性子先行核の変化を表すもので、

(第 i 群の遅発中性子先行核密度の変化率)

- = (核分裂で生じる第 i 群の遅発中性子先行核密度の変化)
- (第 i 群の遅発中性子先行核が崩壊することによる変化)

7) 核分裂生成物の一部にはベータ崩壊に伴って中性子を1個放出するものがあり、この中性子を核分裂直後に放出される中性子(即発中性子)と区別して遅発中性子と呼ぶ。このようなベータ崩壊する核種(例えば⁸⁷Brなど)を遅発中性子放出先行核といい、中性子放出はこの先行核の半減期にしたがって減少することになる。原子炉の動特性を考える際にはこの遅発中性子を半減期の違いから幾つかのグループ(群)に分けて取り扱うことが多く、本テキストで示しているように6つの群に分ける方法が一般的である。1回の核分裂で生成される全中性子のうち遅発中性子の占める割合を遅発中性子割合と呼び、一般に β と表記する。 β の値については付録IIを参照。

8) 遅発中性子の発生時のエネルギーは即発中性子より低いため、中性子が減速して次の核分裂に寄与するまでに体系から洩れ出る確率は小さく、次の核分裂に対する寄与は即発中性子より大きい。この効果を考慮した遅発中性子割合を実効遅発中性子割合と呼び、 β_{eff} と書く。 β_{eff} は原子炉の構造や燃料の種類、中性子スペクトル等に依存し、熱中性子炉では、一般に $\beta_{eff} > \beta$ である。

の関係を示している。遅発中性子を6群として取り扱おうと、これらの式は7元連立微分方程式となる。本テキストにおいては特別に断りが無い限り遅発中性子を6群として取り扱うこととし、実験データの処理も6群のデータに従って行うものとする。

先の「臨界近接実験」で行った臨界計算では遅発中性子のことは一切考慮していなかった。これは、臨界計算は中性子数が変化しない「定常状態」での中性子の振る舞い(生成と消滅の釣り合い)を考えていたが、原子炉の動特性、すなわち、中性子数が時間とともに変化する場合は考える上では遅発中性子の役割が非常に重要となっているためである。もし、仮に遅発中性子が存在しなかったら、原子炉の運転は非常に難しいものとなっていたであろう。その説明については付録2Gの(b)に示している。

以下、反応度の測定方法として、ペリオド法、制御棒落下法、補償法について説明する。

2-2 ペリオド法 (Period method)

臨界状態の原子炉にステップ状の反応度 ρ を与えたとする。この場合、 $\phi(t)$ は、

$$\phi(t) = \sum_{j=1}^7 A_j \exp(\omega_j t) , \quad (2-4)$$

のように変化するとし、一点炉近似の動特性方程式に代入して ω_j が満たすべき方程式を求めると以下のようなになる⁽¹⁾⁻⁽⁶⁾。

$$\rho = \frac{\omega \ell}{1 + \omega \ell} + \frac{\omega}{1 + \omega \ell} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{i,eff}}{\omega + \lambda_i} . \quad (2-5)$$

すなわち、式(2-4)の ω_j は式(2-5)の反応度方程式の根である。式(2-5)の反応度方程式を ρ と ω の関係についてプロットしたのが図2-1である。仮にステップ状の正の反応度 ($0 < \rho < 1$) を与えた場合、図からわかるように ω_j のうち正のものはひとつしかない。それを ω_i とすると他の ω_j が負であるから原子炉の出力はやがて式次にしたがって増加するようになる。

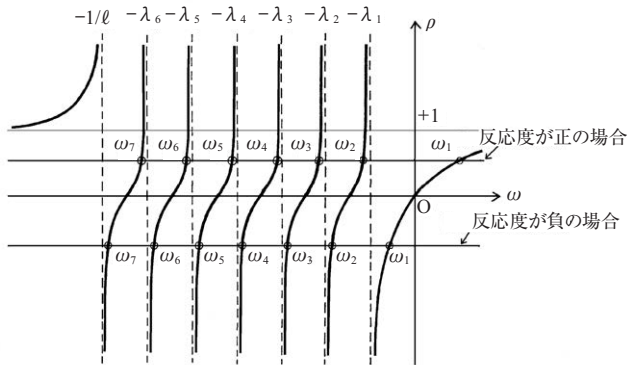


図 2-1 反応度方程式の ρ と ω の関係を示す概念図
(注意：横軸の目盛りは一定の割合になっていない)

$$\phi(t) \approx A_1 \exp(\omega_1 t), \quad (2-6)$$

ここで、 A_1 は定数である。また、負のステップ状反応度を与えられた場合には、図で明らかのように、 ω_j はすべて負となる。このときの ω_1 項は他の項よりもゆっくりと減少するので、原子炉の出力はやがて式 (2-6) の形にしたがって減少する。この ω_1 の逆数、

$$T = \frac{1}{\omega_1}, \quad (2-7)$$

を原子炉の安定炉周期 (stable period), あるいは、単にペリオドというが、これは出力が e 倍あるいは $1/e$ 倍になる時間に他ならない。さて、 $1/T$ は式 (2-5) の根の一つなので、原子炉に与えた反応度 ρ との間に次の関係がある⁹⁾。

$$\rho = \frac{\ell}{T + \ell} + \frac{T}{T + \ell} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{i,eff}}{1 + \lambda_i T}. \quad (2-8)$$

したがって、臨界の原子炉にステップ状の反応度 ρ を与えたとき、そのペリオド T を測定すれば与えた反応度 ρ を知ることができる。このようにペリオド T を測定しそのとき加えた反応度を求める方法をペリオド法と呼ぶ。

9) 式 (2-8) を逆時間方程式 (in-hour equation) と呼ぶ。

実験で与える反応度の大きさは、安全上の配慮および測定の一やすさから、ペリオドが数 10~100 秒程度になるようにする。具体的に KUCA の場合は、ペリオドが 30 秒で警報が生じ、15 秒で制御棒が一斉挿入（オートランダウン）し、10 秒でスクラムが生じるように設定されている。一方、即発中性子平均寿命 ℓ は、どんな原子炉でも 10^{-3} 秒以下である（付録 2A 参照）。したがって 10 秒以上のペリオドで測定すると、式 (2-8) の第 1 項は重水または黒鉛減速炉を除けば 10^{-5} 以下である。これに対して第 2 項の方は、例えば⁽⁸⁾ $i=4$ の項を $\beta_4=2.57 \times 10^{-3}$ 、 $\beta_{4,eff}=\beta_4 \times 1.10$ 、 $\lambda_4=0.301$ 1/s として概算すれば 7×10^{-4} となる。このような項を群数 i について加えるから、少なくとも第 2 項は 10^{-3} の程度となる。そこで、式 (2-8) の第 1 項は第 2 項に対して省略できて、次の式で反応度が計算できる。

$$\rho = \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{i,eff}}{1 + \lambda_i T}, \quad (2-9)$$

$\beta_{i,eff}$ は同じ ^{235}U を燃料とする原子炉であっても、その燃料中に含まれている他の核種、炉の大きさや構造、中性子スペクトル等によって異なった値を持ち^{(1),(3),(7)}、通常これを得るには計算に頼らざるを得ない⁽¹⁰⁾。あるいは $\beta_{eff} = \sum \beta_{i,eff}$ を求めるための特別な実験が必要となる。なお、KUCA の C 架台における β_{eff} の計算値が付録 2B にまとめてある⁽¹¹⁾。このため、与えられた原子炉でペリオド測定をしようとする、その時点では未だその炉に固有な β_{eff} が決定されていない場合がある。しかし、この場合にもなんらかの方法で反応度が分かるようなデータ処理法が望まれる。ところで、 $\beta_{i,eff}$ は遅発中性子の群に依存する定数 γ を用いると、

$$\beta_{i,eff} = \gamma_i \beta_i, \quad (2-10)$$

と書ける。しかし、さらにこれを群に依存しない全遅発中性子に共通な因子 γ で近似してみる⁽⁷⁾。

10) β_{eff} を実験的に求める方法については様々な手法が提案されているが、まだ十分に確立しているとは言えない。原子炉物理の分野での大きな課題の一つであるといえる。

11) KUCA の C 架台の場合、中性子スペクトルの硬さ（低エネルギーの中性子に比べて高エネルギーの中性子の多さ）は燃料板ピッチの小さい C30、C35、C45 の順になっており、この順序で炉心からの中性子が洩れ出しやすと考えられる。そのため表 2-5 に示されているように β_{eff} の値は C30 炉心が最も大きく、C35、C45 の順序となっている。

$$\beta_{i,eff} = \gamma \beta_i, \quad (2-11)$$

すると全遅発中性子の割合 β を用いて次式が成立する。

$$\beta_{eff} \equiv \sum_i \beta_{i,eff} = \gamma \sum_i \beta_i = \gamma \beta, \quad (2-12)$$

さらに、式 (2-11) を式 (2-12) で辺々割り算すると、 $\beta_{i,eff}/\beta_{eff}$ は炉の種類によらない核的定数 β_i/β で近似できることになる⁽⁷⁾。すなわち、

$$\frac{\beta_{i,eff}}{\beta_{eff}} = \frac{\beta_i}{\beta} = a_i. \quad (2-13)$$

そうすると、式 (2-9) を変形して次式が得られる。

$$\frac{\rho}{\beta_{eff}} = \sum_{i=1}^6 \frac{a_i}{1 + \lambda_i T}. \quad (2-14)$$

先にも述べたように、 ρ を β_{eff} で割ったものはドル単位であり、この式は既知の核物理的パラメータ a_i 、 λ_i と、測定したペリオド T からドル単位の反応度を求めることができることを示している。

2-3 制御棒落下法 (Rod drop method)

原子炉の制御棒全部が完全に挿入されたときに炉心がどの程度臨界未満 (または未臨界, subcritical) であるかは、原子炉の停止余裕と呼ばれる。この停止余裕は原子炉の安全のために、前述のペリオド法で通常扱うような反応度の範囲を超えた大きな負の反応度となる。さらに、個々の制御棒について、それらを全引き抜き状態から全挿入状態としたときの負の反応度効果 (制御棒反応度価値, control rod worth) を知っておくことは通常の運転時の安全性を確保するためにも重要である。このような大きな負の反応度の絶対値の測定は、落下法と呼ばれる方法により比較的簡単に行なうことができる。なお、未臨界度 (臨界状態からの負の反応度) の小さい場合には外部中性子源を用いた中性子源増倍法 (付録 2D 参照) がしばしば用いられる。

制御棒落下法のデータ処理には外挿法と積分法がある。その各々について説明する。

(1) 外挿法

一点炉近似の原子炉動特性方程式，式(2-2)および式(2-3)を考える。臨界の原子炉の出力を，遅発中性子先行核の寿命に比べて長時間一定に保つ。この時の中性子密度を n_0 ，先行核密度を C_{i0} とすれば， $dC_{i0}/dt=0$ であるから式(2-3)式で中性子世代時間 Λ ($\ell = \Lambda \times k_{eff}$) を用いると，

$$\sum_i \lambda_i C_{i0} = \sum_i \frac{\beta_{i,eff}}{\Lambda} n_0 = \frac{\beta_{eff}}{\Lambda} n_0, \quad (2-15)$$

と書くことができる。

ここで原子炉に制御棒を急速に挿入(ロッドドロップ)し，反応度が ρ に変わったとする。しかし，しばらくの間，遅発中性子先行核の密度は臨界時の値に保たれるので，動特性方程式，式(2-2)は次のように書ける。

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta_{eff}}{\Lambda} n + \frac{\beta_{eff}}{\Lambda} n_0. \quad (2-16)$$

この解は $t=0$ で $n=n_0$ を初期条件とすると，次式で表わされる。

$$n(t) = \frac{\beta_{eff} n_0}{\beta_{eff} - \rho} - \frac{\rho n_0}{\beta_{eff} - \rho} \exp\left(-\frac{\beta_{eff} - \rho}{\Lambda} t\right). \quad (2-17)$$

第2項は $\rho < 0$ であれば $\Lambda/(\beta_{eff} + |\rho|)$ のペリオドで急速に減衰するので，原子炉の出力は急速に次式に漸近する。

$$n_1 = \frac{\beta_{eff}}{\beta_{eff} - \rho} n_0. \quad (2-18)$$

したがって，ロッドドロップ後の出力 n_1 とドロップ前の出力 n_0 より，次式によって反応度が求められる。

$$\rho = \frac{n_1 - n_0}{n_1} \beta_{eff}. \quad (2-19)$$

この式(2-19)では式(2-14)の場合と異なり a_i, λ_i などの核的な定数が現れない。つまり，この方法ではこれらの定数の知識無しに，ドル単位の反

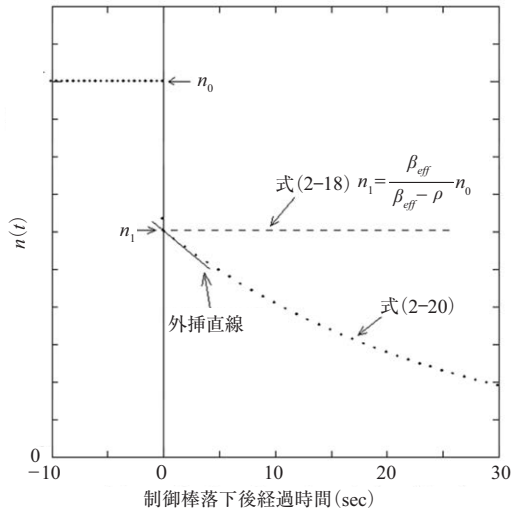


図 2-2 制御棒落下後における出力変化

応度が求まる。実際には、遅発中性子先行核の減衰があるから出力は式(2-18)に保たれるわけではなく、図2-2のように次第に減衰するので、その減衰曲線を制御棒を落下させた時刻0に外挿して n_1 を求める必要がある。このため、この方法は外挿法と呼ばれる。

ところで、遅発中性子先行核密度を式(2-15)のようにその初期値で近似せずに時間とともに変わるとして解くと次式となる。

$$n(t) = n_0 \left\{ \frac{\rho}{\rho - \beta_{eff}} \exp\left(-\frac{\beta_{eff} - \rho}{\Lambda} t\right) - \frac{\beta_{eff}}{\rho - \beta_{eff}} \exp\left(\frac{\rho \lambda}{\beta_{eff} - \rho} t\right) \right\}, \quad (2-20)$$

ただし、簡単化のために遅発中性子は1群としたので、式中の λ は1群で近似した遅発中性子先行核の平均的な崩壊定数である。この式が示すように、外挿点は同じでも外挿の作業は式(2-17)の場合よりもはるかに困難である。

なお、式(2-2)および式(2-3)を近似せずに、遅発中性子6群のままでもラプラス変換で解くと、 $t > 0$ に対する解は次で与えられる。

$$n(t) = n_0 \sum_{j=1}^7 \frac{\rho \exp(\omega_j t)}{\left\{ \rho - \omega_j^2 \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{i,eff}}{(\lambda_i + \omega_j)^2} \right\}}, \quad (2-21)$$

ただし、 ω_j は与えられた ρ に対する反応度方程式 (2-5) の j 番目の根である。

(2) 積分法

外挿法では $t=0$ 付近の測定点を細かく取るなどの測定上の工夫をしても、外挿にともなう誤差が避けられない。そのため積分法 (integral count technique) と呼ばれる方法が用いられている。式 (2-2) および式 (2-3) をラプラス変換して解くと次式を得る。

$$\bar{n}(s) = n_0 \frac{\Lambda + \sum_i \frac{\beta_{i,eff}}{s + \lambda_i}}{s\Lambda + s \sum_i \frac{\beta_{i,eff}}{s + \lambda_i} - \rho}. \quad (2-22)$$

ところで、

$$\lim_{s \rightarrow 0} \bar{n}(s) = \lim_{s \rightarrow 0} \int_0^{\infty} e^{-st} n(t) dt = \int_0^{\infty} n(t) dt, \quad (2-23)$$

の関係があるので、式 (2-22) で $s \rightarrow 0$ の極限をとって、これを式 (2-23) に等しいと置けば次式となる。

$$n_0 \frac{\Lambda + \sum_i \frac{\beta_{i,eff}}{\lambda_i}}{-\rho} = n_0 \frac{\Lambda + \beta_{eff} \sum_i \frac{a_i}{\lambda_i}}{-\rho} = \int_0^{\infty} n(t) dt, \quad (2-24)$$

さらに、 Λ は $\beta_{eff} \sum_i \frac{a_i}{\lambda_i}$ に比べて無視することができるので、結局次式でドル単位の反応度が求められる¹²⁾。

12) 係数 13.04 は Keepin の教科書では 12.75 となっている。しかし、それは核分裂が高速中性子による場合であって、Keepin の ^{235}U の thermal fission のデータを使うと 13.04 となる。

$$-\frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} = \frac{n_0 \sum_i \frac{\alpha_i}{\lambda_i}}{\int_0^{\infty} n(t) dt} = \frac{13.04 \times n_0}{\int_0^{\infty} n(t) dt}. \quad (2-25)$$

2-4 補償法 (Compensation method)

ペリオド法の実験では、前述のように臨界状態から制御棒（ここではC1とする）を引き抜くことにより正の反応度を加えてそのときのペリオドを測定して加えた正の反応度を測定するが、その後、通常は別の制御棒（ここではC2とする）を挿入することにより再び臨界に戻す操作が行われる。このときC2により加えられた負の反応度はC1により加えられた正の反応度に等しいはずである。したがって、ペリオド法においてC1（正の反応度を加える制御棒）の校正とC2（負の反応度を加える制御棒）の校正は同時に行うことができることになる。このような方法によるC2の制御棒校正の方法を補償法と呼ぶ。

もし、C1とC2の制御棒値が同じであり、しかも最初の臨界状態においてC1が下限、C2が上限であれば、C1の全ストロークにわたってのペリオド法を行うことによりC2全ストロークの校正ができることになる。しかし、通常は2本の制御棒値は異なるため、C2の制御棒校正を完了するためには別の方法（例えばC2のペリオド法など）を併用する必要がある。

3 — 実験の方法

3-1 炉心構成

KUCAのC架台の広い意味の制御棒は全部で6本あり、これらは全く同じ材質・形状である¹³⁾。このうちC1, C2, C3は炉心の反応度調整に使用するので狭い意味の制御棒であるが、S4, S5, S6は運転時には常に完全引き抜きの状態で待機し、スクラム時には自動的に落下する機能を持つので安

13) 直径約44mmのアルミニウム製円筒の周りに厚さ0.7mmのカドミニウム板を巻き付けた構造をしている。

全棒と呼ばれて、その役割で区別されている¹⁴⁾。これらの配置は炉心の構成によって異なってくるが、例えば、図 2-3 のように配置する。この場合、制御棒と安全棒とをそれぞれ対称な位置に配置すれば、C1, C2, C3 を校正すれば全ての制御棒及び安全棒の反応度を校正することが可能となる。なお、制御棒と燃料体との位置関係については図 2-4 を参考にすること。

臨界状態とした炉心に正の反応度を与えて制御棒を校正することから、当然余剰反応度の範囲でしか校正を行うことができない。そのため制御棒の全ストロークを校正しようとするれば、予めその制御棒を完全に炉に挿入した状態で臨界となる炉を構成しなくてはならない。したがって、前日の臨界近接実験で決定した炉心に新たに燃料を追加して余剰反応度の大きな炉心に変更する可能性があるので注意すること。

炉心には前の臨界近接実験で用いたものと同じ非補償型電離箱 (UIC) 3 本と核分裂計数管 (FC) 3 本が設置されており制御棒校正実験でも使用する。また、BF₃ など補助検出器系統を設置して実験を行う場合もある。

3-2 ペリオド法

(1) 測定上の注意

本実験のペリオド測定では線型出力計の出力が 2 倍となる時間、つまり、倍加時間 (doubling time) T_d をストップウォッチを用いて測定する方法を基本とする。測定した倍加時間 T_d から $T = T_d / \ln 2$ の関係を用いてペリオドを求める。したがって、測定の際には、

- (a) 測定系の線型性が成立していること、
- (b) 原子炉出力の統計的なゆらぎが測定に影響しないような出力レベルで測定すること、
- (c) 炉に反応度変化を与えてから炉周期の高次モードの成分 (式 (2-4) の T_2 以上の項) が消滅するまで十分の待ち時間を取ること、

14) 名称について：臨界集合体、研究炉、発電炉のそれぞれの場合に応じて事情が異なり、一概に言えないが、大体において広い意味で制御棒と言えば、原子炉に配置されている全ての駆動可能な吸収体（良好な吸収体の得られない小型高速炉では燃料体または反射体の一部の場合もある）の棒を指し、さらに、それらを目的、機能に応じて分類して安全棒、狭い意味の制御棒、あるいは、粗調整棒、微調整棒などと呼ぶのが普通である。

表 2-1 安定炉周期の測定精度と待ち時間の関係^{(7), (9)}

漸近的倍加 時間 T_d (秒)	安定炉周期 T (秒)	待ち時間 (秒)	
		精度 1%	精度 5%
30	43	56	29
50	72	69	35
100	144	94	43
150	216	105	47

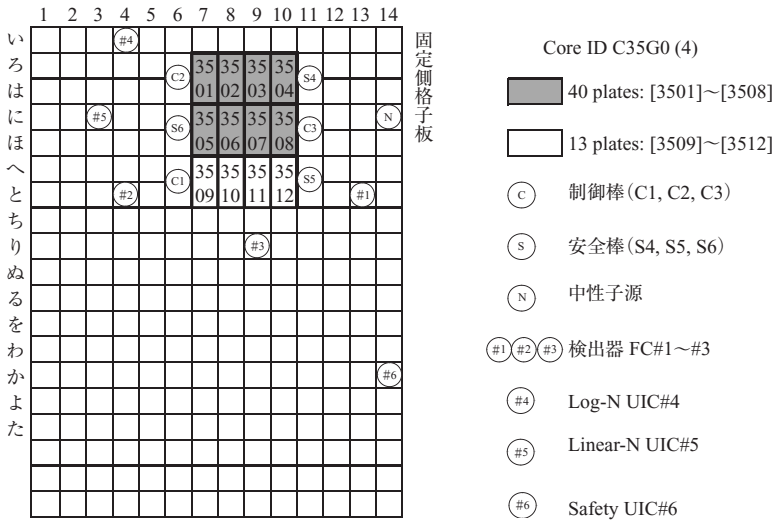


図 2-3 実験炉心配置例 (平面図)

などに注意しなければならない。(a)については、KUCAでは毎年3月から4月にかけて行う核計装機器の点検校正により確認している.)

本実験では、(b)については放射線レベルをできる限り低く抑えるために、十分な条件では測定できないかも知れない。ストップウォッチで測定する際には、メータのふらつきにできるだけ惑わされずに T_d を決定する必要がある。また (c) の必要な待ち時間については、文献 (7) にグラフが載っている。 $\ell = 4.0 \times 10^{-5} \text{s}$ とした場合の数値例を表 2-1 に示すので、測定時にはこれを考慮する。

また、KUCA の炉心の場合にはあまり問題にならないが、 ^{240}Pu などの自発核分裂性核種を多く含む炉心では、その影響が無視できるような高い出力

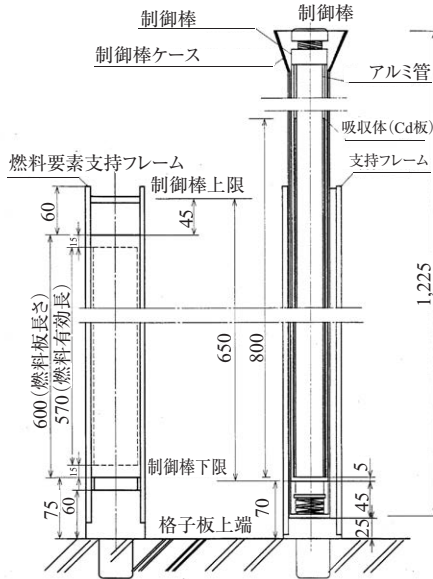


図 2-4 KUCA-C 架台における制御棒と燃料板の位置関係 (単位 mm)

で、なおかつ反応度のフィードバック効果が現れない程度の出力で測定する必要がある。

なお、ペリオド T を求める方法として、ここではストップウォッチを用いて出力の倍加時間を測定することにより求める方法を用いているが、付録 2C では別の方法によりペリオドを求める方法を示してある。これらの方法を用いるかどうかについては実験当日の指示に従うこと。

(2) 測定手順

- ① 例えば、C2 を完全挿入、C3 を完全引き抜きとした状態で、C1 の挿入位置を調整することにより炉を低い出力で臨界とする。制御台には線型出力計の指示値が表示されるのでその値を参考にして臨界状態を確認するが、ここでは仮に線型出力計の 1W レンジの約 60% で臨界としたとする (どの程度の出力で臨界とするかは当日指示がある)。ただし、この線型出力計の指示値はあくまで目安であって実際の出力とは異なることに

注意すること¹⁵⁾。

- ② 臨界点を確認したら、予め線型出力計のレンジを2レンジまで上げる。これは、測定上の注意で述べた (b) 十分な計数値、および (c) 安定なペリオドに達するまでの十分な待ち時間を確保するためである。
- ③ C2 制御棒を数10ないし100秒程度のペリオドを与える程度まで一気に引き抜く。仮りに制御棒引き抜き距離を50mmとすると、制御棒の引き抜き速度は約8mm/sであるからこの引き抜きは約6秒で行なわれ、原子炉にほぼステップ状の反応度が与えられたと見なすことができる。
- ④ 反応度の印加により出力は上昇して行くが、線型出力計を見ながらレンジの30→60%、35→70%、40→80%、となる時間をストップウォッチで測定する。これが出力が2倍となる倍加時間 T_d であるので、その平均値から $T = T_d / \ln 2$ により炉周期を直ちに求めることができ、式(2-8)または式(2-14)から反応度が決定できる。
- ⑤ 出力がレンジの110%に達すると自動的に制御棒の一斉挿入(オートランダウン)が生ずる。これを避けるために80%までの測定が終わったら、測定者は直ちに測定終了の合図を運転担当者へ送る。制御台にいる運転担当者は測定終了の合図を受けて、線型出力計のレンジをひとつ上のレンジに切換えるとともに、C3 制御棒を深く挿入して一たん未臨界とし、出力を落とす。
- ⑥ 次にC3 制御棒を操作して再び始めの低い出力近くで臨界とする。
- ⑦ C3 制御棒による臨界点の確認が終わったら再びC2を適当な長さだけ引き抜き、今と同じようにしてペリオドを測定し、C3 制御棒を調整して臨界に戻す。
- ⑧ この操作をC2 制御棒が完全に引き抜かれるまで繰り返す。これによってC2 制御棒を全ストロークにわたってペリオド法で校正できる。

一方、C3 制御棒は、C2 の引き抜きによって与えられた反応度に相当するだけ挿入されていくので、この実験はペリオド法で求められたC2 制御棒の

15) 炉心の組み替えが容易な臨界集合体のような原子炉では、制御卓へ出力指示を与える検出器(KUCAではUIC#5)を設置する位置も簡単に変更することができるため、線型出力計の指示値はあくまで目安である。検出器の指示値から実際の炉心出力を求めるためには別に出力校正実験を行う必要がある(反応率測定実験の参照)。

反応度を標準反応度として、同時に C3 制御棒を補償法で校正したことになる。実際問題としては、補償に使う C3 が、C2 と同じ反応度値を持つとは限らない。そのため C3 の下限付近で補償の過不足が生ずる。この場合の対策については、検討項目 (6) として与えてあるので検討を試みよ。

3-3 制御棒落下法

この実験には図 2-5 に示した起動系 (FC) あるいは BF₃ などの補助測定系とマルチチャンネルスケーラ (MCS) またはスケーラ & タイマの組合せを用いる。この実験は本質的には一点炉近似動特性に基づくので、制御棒挿入の前後で中性子束分布が大きく変化しない場所に、検出器を設置する必要がある。

- ① 原子炉は正ペリオド測定を終わった最後の段階で臨界となっている。例えば、C1 制御棒は部分挿入、C2 制御棒は完全引き抜き、C3 制御棒は完全挿入の状態が臨界になっているとする。ここで C2 制御棒の反応度を落下法で測定する。
- ② 原子炉出力を、計測系のデッドタイム¹⁶⁾ がほとんど問題にならないような数千 cps 程度になるように調整する。
- ③ 一定出力を十分保った後に MCS またはスケーラをスタートさせ、この出力レベルに対する計数率 n_0 を計数する。
- ④ 次いで C2 制御棒駆動装置の電磁石電流を切って、この制御棒を自由落下により完全挿入する¹⁷⁾。なおこのとき、外挿法、積分法の何れを採

16) 不感時間 (dead time) とは、検出器で測定される 2 つの異なる事象を 2 個の分離したパルスとして記録されるために必要な最小時間のことで、この間に検出器内で発生した事象 (例えば核分裂計数管内での核分裂反応) は検出されないことになる。不感時間は検出器自身の検出過程に起因するものと検出器以降の回路系により生じるものがあり、通常はそれらが複合して定まる。不感時間の振る舞いに関しては、まひ型と非まひ型の 2 つのモデルが知られており、このうち非まひ型モデルの場合、真の計数率を n_0 、測定された計数率を n 、デッドタイムを τ としたとき、

$$n_0 = \frac{n}{1 - n\tau}, \quad (2-26)$$

となるので、不感時間の影響により数え落とされた計数の影響を補正することができる。

17) KUCA の制御棒は電磁石電源を切ってから落下を開始するまでの時間 (engage off) が 0.1 秒以内、下限位置に到達するまでの時間 (制御棒の seat ランプ点灯) が 1 秒以内でなければならないと規定されているが、通常は 0.5 秒程度で落下が完了するようになっている。実験炉心で

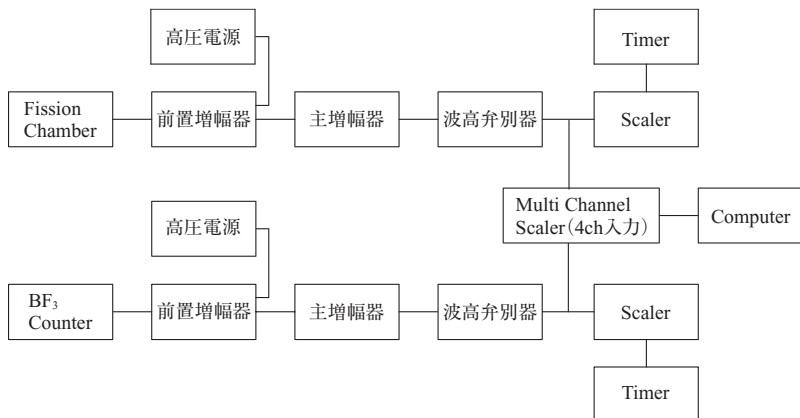


図 2-5 KUCA パルス計数系回路概念図

用するかで、MCS のドウェルタイム（測定する最小時間）の選び方が異なる。これはまたそのときの負の反応度の大きさにもある程度依存する。外挿法の場合は落下時刻を正しく推定するために、ドウェルタイムを 0.2 か 0.5sec とする。また積分法では出力が十分低下するまで計測する必要がある。（スケーラ&タイマを使用する場合もあるので、実験当日の指示に従うこと。）

- ⑤ 十分時間が経過して計数がバックグラウンドレベルに達したら計測を終了する。
- ⑥ 同様の操作を残りの制御棒についても行い、各制御棒の反応度値の測定を行う。

外挿法の場合は、以上の結果を半対数方眼紙にプロットし、外挿で n_1 を求めて、式 (2-19) から ρ を決定する。積分法ならば、電磁石電流を切ってから計数終了までのチャンネル別計数を合計して積分値とし、式 (2-25) によってドル単位の反応度を求める。

積分法では MCS の代わりに、スケーラ&タイマを使用する方法もある。この場合は適当な計測時間に設定したスケーラで n_0 をまず計数する。電磁石電流を切る合図と同時にプリセットをフリーにしたスケーラで計数を開始

の正確な値が必要な場合は担当教官に問い合わせること。

し、次第に計数率が落ちて計数がもはや増加しなくなった時点で測定を終了する。このときの値を、式 (2-25) の分母の積分値として使う。

なお、以上2つの方法何れの場合もバックグラウンドに対する補正は殆ど問題にならない。

4 — 実験レポート

本実験の作業は各グループ毎に分担して行い、収集したデータを互いに交換して各自のレポートにまとめる。ここには標準的な作業分担・課題を例として示し、事前に本実験の全体をつかむ手助けとする。また、検討事項は実験を通して抱いた実験者自身の疑問を検討対象とするのが本来であるが、例をここに示す。なお、時間の関係上、以下の項目全てが行われるとは限らないし、また、逆に新たな課題の追加もありうる。当日の担当教官の指示や説明によく注意すること。

4-1 作業分担

各グループが計測系を分担してデータを収集する。分担は当日担当教官から指示があるが、例を表 2-2 に示す。

4-2 課題と検討項目

課題

- (1) あらかじめ指定されたペリオド測定時に、ストップウォッチで計られたペリオド T を式 (2-8) を用いて、手計算で反応度 ρ を求めよ。その際、第何群の遅発中性子が効いているかがわかるように、表の形にまとめて結果を記せ。
- (2) ペリオド法および落手法（外挿法、積分法）の測定より制御棒反応度値を求める。また、これらの値が表 2-3 に記載した KUCA の核的制限値を満たしていることを確認する。
- (3) ペリオド法で測定対象とした制御棒の積分反応度曲線と微分反応度曲

表 2-2 計測系分担の例

グループ	ベリオド法	落下法
1	予備チャンネル+ MCS ストップウォッチ	FC#1+MCS スケーラ
2	FC#1+MCS ストップウォッチ	FC#2+MCS スケーラ
3	FC#2+MCS ストップウォッチ	FC#3+MCS スケーラ
4	FC#3+MCS ストップウォッチ	予備チャンネル+MCS スケーラ

表 2-3 KUCA に関する主要な核的制限値

事 項	制 限 値 等
最大余剰反応度 軽水減速炉心 (C 架台)	0.5% $\Delta k/k$
反応度制御能力	(過剰反応度+1) % $\Delta k/k$ 以上
制御棒・安全棒の反応度抑制効果	6本の反応度の和は4% $\Delta k/k$ 以下 最大の1本は、全体の1/3以下

線を求める。

- (4) 停止余裕を求める。
- (5) 炉心の余剰反応度を求め、表 2-3 に記載した KUCA の核的制限値を満たしていることを確認する。
- (6) (5) の結果と臨界近接時の炉心の余剰反応度と組み合わせて、燃料板 1 枚あたりの反応度値を求める。

検討項目

- (1) 課題 (2) の結果に基づいて、各制御棒の反応度値の違いは定性的に考えて正しい結果であるか。さらに、定量的に考えたときにどうか。(付録 2F の「1 次摂動論」において、横方向の中性子束分布として cosine 分布を仮定したときの値が参考になる。)
- (2) ベリオド法で求めた制御棒値と落下法によるものとは、詳細な補正を考えなければ一致するはずである。測定結果を比較し相違があればその原因を考えよ。
- (3) 積分法による値と外挿法によるものとを比較し、相違があればその原

因を考えよ。

- (4) ペリオド法で得た制御棒の全値を $\rho(H)$ として、次節の式 (2-27) を計算し、この制御棒の半理論的校正曲線を作成せよ。これを課題 (3) で求めた測定結果のグラフに重ねてプロットせよ。なお、「引き抜き距離」に応じて決めた測定値と、「挿入距離」に対して計算する式 (2-27) の結果とを如何に対応させるかを注意すること。
- (5) (4) で求めた両曲線を比較し、もし不一致があればその理由を論ぜよ。ただし、この場合以下の点に注意せよ。式 (2-27) は中性子束が cosine 分布をしているような裸の原子炉を対象として導かれたものである。したがって、反射体付の本実験装置に対しては、 H や x を注意深く選ぶ必要がある。中性子束分布の実験から得られる結果も参考にせよ。なお、KUCA の C 架台における制御棒と燃料板との位置関係は図 2-4 に示す通りであるのでこれを参考にすること。
- (6) 次節の事前レポートの課題 (1) において、C2 の制御棒値が C3 より大きい場合、C2 を引き抜ききった状態で C3 を完全挿入しても、依然として炉は臨界超過であったとする。この場合 C3 の校正曲線を完成させるにはどのような措置を取ればよいのかを述べよ。
- (7) 制御棒校正は通常正のペリオドを測定する方法で行われる。負のペリオドを測定して行うことはほとんど無い。この理由を考えよ。

注意：自分のグループが担当した測定値の処理は、各個人毎に各自のレポートで示すこと。他グループの結果を引用して論ずる場合には、その結果のみ引用してもよい。ただし、必ず作成したグループ名または個人名を明記する。

5 — 事前レポート

以下の課題を行い、実験所到着時に事前レポート (A4 版) として提出する。

- (1) 図 2-6 のように、C2 が完全挿入、C3 が完全引き抜き、C1 を調整して臨界状態にあるとする。C2 制御棒をペリオド法、C3 を補償法で校正するとする。C2 を 3 回の引き抜きで校正するとして、その手順を制御棒の位置の推移に着目して、図 2-6 のような概念図で表示せよ。ただし、

C2の制御棒価値とC3の価値は等しいとする。

- (2) 1群の1次摂動論によれば、原子炉上端から x の距離のところまで制御棒下端が挿入されたときの反応度は、制御棒の全ストローク $x=H$ に対応する反応度を $\rho(H)$ とすると、次式で与えられる⁽¹⁾。

$$\rho(x) = \rho(H) \left\{ \frac{x}{H} - \frac{1}{2\pi} \sin \left(\frac{2\pi x}{H} \right) \right\}. \quad (2-27)$$

この式の導出方法については付録2Fに説明してある。KUCA-C架台の制御棒駆動機構の全ストロークは650.0mmなので $H=650.0$ 、 $\rho(H)=1$ として上式を計算し、その数値とグラフを示せ。また、この式の導出の際に用いた仮定をまとめて記すこと。この数値とグラフは実験結果の検討で用いるので、各自控えを取っておく。

- (3) 2-2-2節の説明に、「C2制御棒を数10ないし100秒程度のペリオドを与える程度まで一気に引き抜く」とある。これを満足するストロークの長さは、上の検討でも明らかのように、制御棒の下端が下限付近、中間位置付近、上限付近で異なり、制御棒の移動範囲全体を通して一定ではない。上の課題の結果をもとに、制御棒一本全体の反応度を $\rho(H) = 0.4 \times 10^{-2} \Delta k/k = 0.4\% \Delta k/k$ として、一回にどのくらい引き抜くべきか見当をつけて見よ。そして、この制御棒一本を校正するのに何回の引き抜き操作が必要かを決めよ。
- (4) 反応度が増えられた原子炉の安定炉周期 T は式(2-7)で与えられるが、これは落下法で負の大きな反応度を加えた場合にも当てはまる。このとき $T=1/\omega_1$ は $\omega_1 = -\lambda_1$ に近づくから、 $T = -1/\lambda_1 \sim -80$ 秒となる⁽¹⁾。ロッドドロップ実験の積分法では、制御棒を挿入してから有限時間で計測を打ち切るが、これは式(2-25)の積分量の測定を有限時間で打ち切ったことになる。測定開始後300から600秒、600から900秒、900から ∞ までの計数の比がどんな割合になっているか、上の T の値を用いて計算し、有限時間で打ち切る誤差について検討せよ。

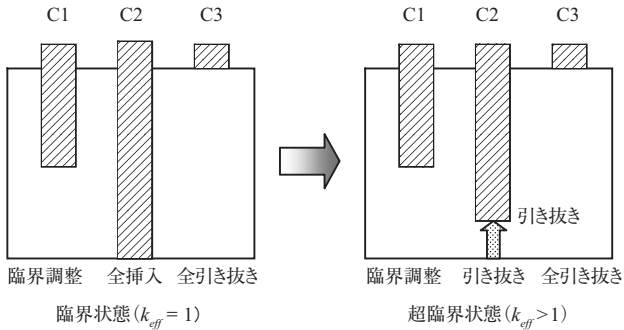


図 2-6 制御棒配置，および制御棒操作の概念図
(炉心に C1 ~ C3 の 3 本の制御棒があり，炉心を横から見たと考える)

参考文献

- (1) 武田充司，仁科浩二郎共訳，「原子炉の初等理論」(下)，第 12.3 ~ 12.6 節，第 15.6 節，吉岡書店 (1976)。
- (2) 住田健二訳，「原子炉の物理」，第 9.7 節，同文書院 (1971)。
- (3) 須田信英著，「原子炉の動特性と制御」，第 3.1, 3.2, 3.4 節，同文書院 (1969)。
- (4) 伏見康治編，「実験物理学講座 29 原子炉」，第 2.3 節，第 4.1 節，共立出版 (1972)。
- (5) 伏見康治，大塚益比古共訳，「原子炉の理論」，第 10.12 節 ~ 10.52 節，みすず書房 (1955)。
- (6) 日本原子力学会 臨界実験専門委員会編，「原子炉物理実験」，第 2.2 節，コロナ社，(1964)。
- (7) G. R. Keepin, *Physics of Nuclear Kinetics*, p. 86-90, 103-107, 193, 214-215, Addison-Wesley (1965)。
- (8) 武田充司，仁科浩二郎共訳，「原子炉の初等理論」(上)，p. 141，吉岡書店 (1976)。
- (9) “*Reactor Physics Constants*,” ANL-5800, 2nd Ed. p. 461, USAEC (1963)。
- (10) 神田一隆，平川直弘，「簡単に正確なペリオド測定法」，日本原子力学会誌，**22** (12)，p. 888-889 (1980)。
- (11) G. R. Keepin, T. F. Wimett and R. K. Zeigler, “*Delayed Neutrons from Fissionable Isotopes of Uranium, Plutonium and Thorium*,” LA-2118, USAEC.
- (12) Z. Akcasu, G. S. Lellouche and L. M. Shotkin, *Mathematical Method in Nuclear Reactor Dynamics*, p. 88-97 Academic Press (1971)。
- (13) 島津洋一郎，中野雄三，「デジタル反応度計と炉物理データ処理装置の使用経験」，日本原子力学会誌，**32** (3)，p. 285-291 (1990)。

付録 2A 即発中性子平均寿命の比較

様々な原子炉の即発中性子平均寿命をまとめたものを表 2-4 に記載する。

表 2-4 即発中性子平均寿命

原子炉の型		原子炉名	平均寿命 (s)	引用文献
熱中性子炉	黒鉛減速	Calder Hall 炉	10^{-3}	(a) p. 183
	重水減速 (CANDU 型)	Douglas Point-1 (Canada)	6.5×10^{-4}	(a) p. 169
	重水減速	JRR-2 (原研)	2.1×10^{-4}	(b) から概算
	軽水減速	京大炉	6.7×10^{-5}	(c) から概算
	軽水減速	KUCA C45G0 炉心	5.5×10^{-5}	(d)
高速炉	高速炉	Enrico Fermi (米)	1.4×10^{-7}	(a) p. 319
	高速実験炉	EBR-2 (米)	8×10^{-8}	(a) p. 313
	高速研究炉	東大炉	2.9×10^{-8}	(e)

(a) *Directory of Nuclear Reactors*, Vol. 4, IAEA, Vienna (1962).

(b) 朝岡, 駒田, 「JRR-2 の臨界計算について」JAERI-1019, 日本原子力研究所 (1961).

(c) 「原子炉特別実験」(学生実験マニュアル) p. 32 京大原子炉, 及び同補遺 p. 1 (昭和 47 年).

(d) 小林圭二, 「45 炉心のバルス実験」KUCA 特性試験報告会資料 (昭和 49 年 10 月 23 日).

(e) 「共同利用成果報告書」(昭和 47 年度) p. 26, 東京大学工学部付属原子力工学研究施設.

付録 2B 遅発中性子の定数

計算に必要となる遅発中性子の定数には以下のものを使うこと。核的定数 λ_i , a_i は Keepin^{(7), (11)} から、また平均寿命, β_{eff} は林正俊の計算結果「KUCA 炉心定数メモ」京都大学原子炉実験所（昭和 50 年 1 月）から引用した。

$$\beta = \sum \beta_i = (0.640 \pm 0.032) \times 10^{-2}$$

表 2-5 Thermal Fission Delayed Neutron Data^{(7), (11)}

群	²³⁵ U 核分裂	
	崩壊定数 λ_i (1/s)	相対収率 ($a_i = \beta_i / \omega \beta$)
1	0.0124 ± 0.0003	0.033 ± 0.003
2	0.0305 ± 0.0010	0.219 ± 0.009
3	0.111 ± 0.004	0.196 ± 0.022
4	0.301 ± 0.011	0.395 ± 0.011
5	1.14 ± 0.15	0.115 ± 0.009
6	3.01 ± 0.29	0.042 ± 0.008

$$\beta = \sum \beta_i = (0.640 \pm 0.032) \times 10^{-2}$$

表 2-6 KUCA の定数

炉心名称	即発中性子平均寿命 (s)	実効遅発中性子割合 β_{eff}	γ
C45G0	5.52×10^{-5}	7.537×10^{-3}	1.178
C35G0	4.92×10^{-5}	7.611×10^{-3}	1.189
C30G0	4.79×10^{-5}	7.673×10^{-3}	1.199

付録 2C ペリオド法の別の測定方法

(a) MCS の利用

線型出力計の出力の倍加時間をストップウォッチで測る方法は簡便だが、読み取り誤差を免れず、また、出力が完全に安定炉周期に達しているかどうか確認できない。そこで線型出力計の電流をデジタル化して一定時間ごとに記録し、そのデータを $N_0 e^{t/T}$ の形にフィッティングしてペリオドを求めることが行われる。本実験では線型出力計とは独立な測定系を用いたいため、図 2-5 のように起動系（パルス型）あるいは予備測定系の出力をドゥエルタイム 1 秒程度でマルチチャンネルスケーラ（MCS）に入れて記録し、これからペリオドを求めてストップウォッチによるものと比較してみる。なお、予め設定した計測時間経過毎に次々と結果を表示するプリセットスケーラを利用すれば、MCS を用いなくても起動系の出力変化を測定できる。

ペリオド測定では原子炉出力が 1 桁以上変わり、計数率の高い範囲に及ぶので、この方法では検出系のデッドタイムによる数え落しの補正が必要となる場合がある。ここで用いる起動系の Fission Chamber のデッドタイムは $1.5\mu\text{s}$ 程度である。また、ラボイクイップメント社の MCS のチャンネル送りのデッドタイムは数 ns 程度であり、本実験のようにドゥエルタイムを 1sec 程度に設定する場合は、この MCS のデッドタイムは問題にならない。

(b) スケーラの利用

出力が $e^{t/T}$ にしたがって上昇している状態で、2つのスケーラを同時にスタートして測定を開始する。スケーラ #1 で τ 時間の積分値 C_1 、スケーラ #2 で 2τ 時間の積分値 C_2 を測定すると、次式によってペリオド T が決定できる。

$$T = \frac{\tau}{\ln\left(\frac{C_2}{C_1} - 1\right)} \quad (2C-1)$$

付録 2D 中性子源増倍法とインバース・カイネティクス法

(a) 中性子源増倍法^{(4),(6)}

臨界未満 ($k < 1$) の原子炉では、第 1 章の 1-2-2 節で示したように、中性子源から出た中性子は $M = 1/(1 - k_{eff})$ の増倍をする。したがって、 S (1/s) を中性子源の強度、 ε を検出効率および検出器の配置によって決まる定数とすると、検出器の計数率 C と実効増倍率 k_{eff} との間には次の式が成り立つ。

$$C = \varepsilon S M = \frac{\varepsilon S}{1 - k_{eff}} . \quad (2D-1)$$

既知の実効増倍率 k_0 で計数率 C_0 が得られ、未知の実効増倍率 k_{eff} で計数率 C を得たとする。両状態に対する式 (2D-1) を用いて εS を消去すると次式が得られる。

$$k_{eff} = 1 - \frac{C_0}{C} (1 - k_0) . \quad (2D-2)$$

これより未知の実効増倍率 k_{eff} が計数率の測定によって求められる。ただし、この方法では k_0 を校正した状態と未知状態とで εS が変わらないとしている点に注意を払う必要がある。つまり、大きな実効増倍率の変化によって中性子束分布が著しく変わる場合には、この方法の適用は困難となる。

(b) インバース・カイネティクス法⁽¹²⁾

遅発中性子に関する本文の式 (2-3) を、積分因子 $\exp(-\lambda t)$ を使って積分型に書き直す。

$$C_i(t) = \frac{\beta_{i,eff}}{\Lambda} \int_0^\infty n(t-u) \exp(-\lambda u) du . \quad (2D-3)$$

これを式 (2-2) の第 2 項に使うと次式となる。

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda} n + \sum_i \lambda_i \frac{\beta_{i,\text{eff}}}{\Lambda} \int_0^\infty n(t-u) \exp(-\lambda_i u) du. \quad (2D-4)$$

さらに、これを ρ について解くと次式を得る。

$$\frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} = 1 + \frac{\Lambda}{\beta_{\text{eff}}} \frac{d}{dt} [\ln n(t)] - \sum_i \lambda_i a_i \int_0^\infty \frac{n(t-u)}{n(t)} \exp(-\lambda_i u) du. \quad (2D-5)$$

これがインバース・カイネティクス法の基礎式である。すなわち、中性子密度の時間変化 $n(t)$ を測定し¹⁸⁾、これを上式にしたがって数値積分すればドル単位の反応度が決定できる。国内では、微少な反応度の測定にこの原理を応用したデジタル反応度計の開発が文献(13)にあり参考になる。

18) 実際には $n(t)$ を直接測定することは不可能であるため、核分裂計数管のような検出器を用いて中性子との反応率 ($\sum_a \phi(t)$) を測定することになる。

付録 2E 1 次摂動論

炉心の寸法や組成の微小な変化によって引き起こされる実効増倍率 k_{eff} (以下, 単に k と書く) の変化を求める場合, この変化が小さければ臨界計算を繰り返し行わず, 摂動法と呼ばれる方法を用いることができる.

まず, 以下のような臨界方程式を考える.

$$M\phi = \frac{1}{k}F\phi. \quad (2E-1)$$

ここで M は消滅演算子, F は生成演算子であり, エネルギー 1 群の拡散理論の場合は,

$$M = -\nabla D(\vec{r})\nabla + \Sigma_a(\vec{r}), \quad F = \nu\Sigma_f(\vec{r}), \quad (2E-2)$$

のように書き表すことができる. この体系に局所的に吸収体が加わり, 巨視的吸収断面積が Σ_a' のように変化したと考える.

$$\Sigma_a'(\vec{r}) = \Sigma_a(\vec{r}) + \delta\Sigma_a(\vec{r}). \quad (2E-3)$$

これにより中性子束 ϕ および実効増倍率 k は変化し, 新しい臨界方程式は以下のようなになる.

$$M'\phi' = \frac{1}{k}F\phi', \quad (2E-4)$$

$$M' = M + \delta\Sigma_a. \quad (2E-5)$$

ここで新たに随伴中性子束 ϕ^+ , 随伴演算子 M^+ と F^+ を導入する. これらの量は以下のような関係を満たすものである. (ここで, $\langle \rangle$ の記号は考えている空間での積分を表す.)

$$M^+\phi^+ = \frac{1}{k}F^+\phi^+, \quad (2E-6)$$

$$\langle M^+ f, g \rangle = \langle f, Mg \rangle, \quad (2E-7)$$

式 (2E-4) と ϕ^+ との内積を取り, 式 (2E-5) 式を用いると以下のようになる.

$$\langle \phi^+, M\phi' \rangle + \langle \phi^+, \delta\Sigma_a\phi' \rangle = \frac{1}{k'} \langle \phi^+, F\phi' \rangle, \quad (2E-8)$$

随伴演算子の定義式 (2E-6), (2E-7) を用いると上式左辺第1項は以下のように変形することができる.

$$\begin{aligned} \langle \phi^+, M\phi' \rangle &= \langle M^+ \phi^+, \phi' \rangle = \frac{1}{k} \langle F^+ \phi^+, \phi' \rangle \\ &= \frac{1}{k} \langle \phi^+, F\phi' \rangle. \end{aligned} \quad (2E-9)$$

したがって, 反応度変化量 $\Delta\rho$ は以下のように求めることができる.

$$\Delta\rho = \frac{1}{k} - \frac{1}{k'} = - \frac{\langle \phi^+, \delta\Sigma_a\phi' \rangle}{\langle \phi^+, F\phi' \rangle}, \quad (2E-10)$$

ここまでは全く近似を加えない厳密な式の導出であったが, ここで, 「中性子束の変化は微量であり, $\phi' \doteq \phi$ と書くことができる」という近似を導入すると反応度 $\Delta\rho$ を,

$$\Delta\rho = - \frac{\langle \phi^+, \delta\Sigma_a\phi \rangle}{\langle \phi^+, F\phi \rangle}, \quad (2E-11)$$

のように求めることができる. この式には吸収断面積が変化する前の中性子束と随伴中性子束, および演算子のみが現れており, 断面積が変化した後の情報は必要としていない. これを1次摂動と呼ぶ.

さらに, エネルギーを1群で取り扱くと随伴演算子 (M^+ など) は通常の演算子に等しいため, 中性子束と随伴中性子束は等しくなる. よって, 上式を積分型で書き表すと以下のようになる.

$$\Delta\rho = -\frac{\int_V \phi(\vec{r}) \delta\Sigma_a(\vec{r}) \phi(\vec{r}) d\vec{r}}{\int_V \phi(\vec{r}) \nu\Sigma_f(\vec{r}) \phi(\vec{r}) d\vec{r}}, \quad (2E-12)$$

分子は吸収断面積が変化した領域のみでの積分である。

簡単のために、均一な体系の ΔV の領域に吸収体加わった状況を考えた場合は、

$$\Delta\rho = -\frac{\delta\Sigma_a}{\nu\Sigma_f \int_V \{\phi(\vec{r})\}^2 d\vec{r}} \int_{\Delta V} \{\phi(\vec{r})\}^2 d\vec{r}, \quad (2E-13)$$

のように書き表すことができる。

付録 2F 1 次摂動論の応用 (制御棒校正曲線)

付録 2E で示した一次摂動論は炉心内に挿入された物質の反応度効果を求めるためによく用いられるが、その一例として制御棒の反応度校正曲線を取り上げる。

簡単のために、厚さ H の裸 (反射体無し) の一様な (断面積が炉心内で変化しない) 無限平板原子炉を考え、その $0 \leq x \leq h$ に一様に制御棒が挿入されたときの反応度を 1 群の一次摂動論で求める。原子炉内の中性子束分布は、

$$\phi(x) = A \sin \frac{\pi x}{H}, \quad (A: \text{定数}), \quad (2F-1)$$

となり、式 (2E-5) の吸収断面積に対する摂動は次のように書き表される。

$$\delta \Sigma_a(x) = \begin{cases} \delta \Sigma_a & (0 \leq x \leq h) \\ 0 & (h < x < H) \end{cases}. \quad (2F-2)$$

式 (2F-1)、式 (2F-2) を式 (2E-12) に代入すると以下ようになる。

$$\Delta \rho(h) = -\frac{\delta \Sigma_a \int_0^h \sin^2 \frac{\pi x}{H} dx}{\nu \Sigma_f \int_0^H \sin^2 \frac{\pi x}{H} dx} = -\frac{\delta \Sigma_a}{\nu \Sigma_f} \left(\frac{h}{H} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi h}{H} \right). \quad (2F-3)$$

式 (2F-3) で $h=H$ と置くと、制御棒を全挿入したときの反応度 $\Delta \rho(H)$ は、

$$\Delta \rho(H) = -\frac{\delta \Sigma_a}{\nu \Sigma_f}, \quad (2F-4)$$

と得られるので、式 (2F-2) および式 (2F-3) より、 $0 \leq h \leq H$ に一様に制御棒が挿入されたときの反応度は以下のように書き表すことができる。

$$\Delta \rho(h) = \Delta \rho(H) \left(\frac{h}{H} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi h}{H} \right). \quad (2F-5)$$

これが求めたい反応度校正曲線の式となる.

付録 2G 動特性方程式について

(a) 動特性方程式の導出について

簡単のために、無限大の原子炉を考える。

第 i 群に属する遅発中性子先行核の単位体積あたりの個数、すなわち、遅発中性子先行核密度を $C_i(t)$ 、その崩壊定数を λ_i とすると、単位時間・単位体積あたりに崩壊する遅発中性子の個数は、

$$\lambda_i C_i(t), \quad (2G-1)$$

となる。また遅発中性子先行核の生成量は

$$\beta_i \nu \sum_f \phi(t), \quad (2G-2)$$

であるので、 $C_i(t)$ に関するバランスの式は次のようになる。

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = -\lambda_i C_i(t) + \beta_i \nu \sum_f \phi(t). \quad (2G-3)$$

遅発中性子を 6 群で考えたとき、式 (2G-3) 式は 6 個の微分方程式となる。

一方、遅発中性子を考慮した原子炉内での中性子のバランスの式は、無限大体系を考えているので位置に関する変数は無視して、次のように書き表すことができる（ここで遅発中性子は 6 群とする）。

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\sum_a \phi(t) + (1-\beta) \nu \sum_f \phi(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t). \quad (2G-4)$$

$n(t)$ は単位体積あたりの中性子個数密度である。式 (2G-4) の β は β_{eff} のことであるが、ここでは単に β と書くことにする。この式は、単位時間・単位体積における、左辺は中性子個数密度の変化量、右辺第 1 項は吸収により消滅する中性子、第 2 項は核分裂で生まれてくる即発中性子、第 3 項は遅発中性子先行核の崩壊に伴って発生する遅発中性子を表す。

$n(t)$ と中性子束 $\phi(t)$ との間には中性子速度 V を用いて、

$$\phi(t) = V \cdot n(t), \quad (2G-5)$$

の関係があるので、式 (2G-4) は、

$$\begin{aligned} \frac{dn(t)}{dt} &= V \left\{ -\Sigma_a + (1-\beta)v\Sigma_f \right\} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) \\ &= V\Sigma_a \left\{ (1-\beta) \frac{v\Sigma_f}{\Sigma_a} - 1 \right\} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t), \end{aligned} \quad (2G-6)$$

と書き表される。ここで、中性子平均寿命 ℓ 、実効増倍率 k 、反応度 ρ は各々、

$$\ell = \frac{1}{V\Sigma_a}, \quad k = \frac{v\Sigma_f}{\Sigma_a}, \quad \rho = \frac{k-1}{k}, \quad (2G-7)$$

と表すことができるので、これらの関係式を用いると (2G-6) 式は、

$$\begin{aligned} \frac{dn(t)}{dt} &= \frac{(1-\beta)k-1}{\ell} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) \\ &= k \frac{\rho - \beta}{\ell} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t), \end{aligned} \quad (2G-8)$$

と書き表すことができる。

同様に、遅発中性子先行核に対する式 (2G-3) は、

$$\begin{aligned} \frac{dC_i(t)}{dt} &= -\lambda_i C_i(t) + \beta_i V \Sigma_a \frac{v\Sigma_f}{\Sigma_a} n(t) \\ &= -\lambda_i C_i(t) + \beta_i \frac{k}{\ell} n(t), \end{aligned} \quad (2G-9)$$

となる。

式 (2G-8) および式 (2G-9) を併せて一点炉動特性方程式¹⁹⁾ と呼び、 $n(t)$

19) 一点炉 (one point reactor) とは、無限大体系のように位置に関する変数を無視した体系で

と $C_i(t)$ に関する連立微分方程式 (7元連立微分方程式) となる。

(b) 遅発中性子の役割の重要性について

式 (2G-8) を用いると、原子炉動特性において遅発中性子が存在することの重要性を改めて示すことができる。

遅発中性子が無く、核分裂で発生する中性子がすべて即発中性子である場合を考えると、式 (2G-8) において $\beta=0$ と置けばよいので、

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{k-1}{\ell} n(t), \quad (2G-10)$$

となる。この式を解くと $n(t)$ は下記のように書き表すことができる (n_0 は $t=0$ における初期条件)。

$$n(t) = n_0 \exp\left(\frac{k-1}{\ell} t\right). \quad (2G-11)$$

ここで、 k が臨界状態 ($k=1$) から 0.01% だけ変化した場合を考える。これは制御棒をごく僅か動かした場合に相当する。KUCA の炉心のように $\ell \approx 5 \times 10^{-5}$ s とすると、

$$\frac{k-1}{\ell} t = \frac{1.0001-1}{5 \times 10^{-5}} t = 2t, \quad (2G-12)$$

となるので、 $n(t) = n_0 \exp(2t)$ のように $n(t)$ は変化し中性子束は 1 秒で約 7 倍以上に増加することになってしまう。これでは制御することが非常に難しい原子炉となってしまうが、実際には核分裂により生まれる中性子のうち 0.7% 程度が遅発中性子として遅れて発生してくるため、 k が 0.01% 程度変化しても制御に困るようなことは生じない。

(c) 即発臨界と臨界事故について

反応度 ρ が β より小さいときには式 (2G-8) の右辺第 1 項は負となるため、

あるか、または分布の形状は時間が変化しても一定である (例えば cosine 分布を保ったままその大きさだけが時間と共に変化する) ことを仮定した体系であることを意味している。原子炉の動特性を考える上で単純化のために一点炉として取り扱うことが多い。

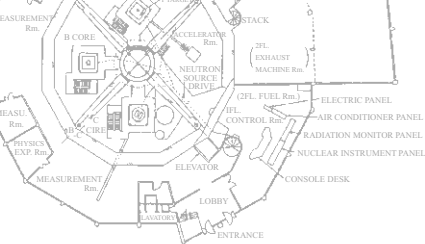
$n(t)$ の変化は同式の右辺第 2 項の遅発中性子の影響を受けるためその振る舞いは比較的穏やかなものであるが、 ρ が β より大きくなると状況は一変し、 $n(t)$ の変化は右辺第 1 項の即発中性子によって支配され、上節 (b) で述べたように $n(t)$ は時間と共に急激に変化することになる。

$\rho = \beta$ の場合を即発臨界 (prompt critical)、 $\rho > \beta$ を即発超臨界 (prompt supercritical) と呼び、原子炉の運転では必ず避けなくてはならない状態である。(なお、 $\rho > \beta$ を含めて $\rho \geq \beta$ の状態を単に即発臨界と呼ぶこともある。)

通常、 $\beta = 0$ の状態を単に臨界 (critical) と呼んでいるが、即発臨界との区別を明確にするためにこの状態を遅発臨界 (delayed critical) と呼ぶ (即発臨界の場合と同様に、 $0 < \rho < \beta$ の場合を含めて遅発臨界と呼ぶこともある)。

1999 年 9 月に JCO 東海事業所で発生した臨界事故 (criticality accident) では、「沈殿槽」という円筒形の容器に硝酸ウラニル ($\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2$) を連続的に注ぎ入れることにより、約 3 ドル ($\rho = 3\beta$) 弱の反応度を加えたため核分裂連鎖反応が急激に増加して事故に至った。

上述の説明のように、この「臨界事故」の「臨界」とは、正確には「即発超臨界」のことであるが、原子炉以外の核燃料取扱施設のように $\rho < 0$ であるはずの場所で $\rho \geq 0$ となる事故はすべて「臨界事故」と呼んでいる。それに対して原子炉において $\rho \geq \beta$ となる事故 (例えば、1986 年のチェルノブイリ発電所事故) は「反応度事故」(reactivity initiated accident) と呼ぶ。



第3章

放射化箔法による反応率測定

1 — 実験の目的

一般に、原子炉を一定の出力で運転しているとき、炉は臨界状態にあり、炉内の中性子束は原子炉の型式、構造、燃料の組成や形状、制御棒位置等に応じて一意的に決まる空間分布を形成する。

現在、わが国における原子力発電所はそのほとんどが軽水炉である。熱中性子炉の代表的存在である軽水炉では、大半の核分裂反応が熱中性子によって引き起こされるので、核分裂反応率の空間分布は熱中性子束の空間分布にほぼ比例することになる。原子炉の出力分布は核分裂反応率分布に比例すると言われているので、熱中性子束分布と出力分布はほぼ比例関係にあると見なせる。したがって、熱中性子束の相対的な空間分布を測定し、かつ、適当な位置で熱中性子束の絶対値を測定すれば、両者を総合して原子炉出力の値を求めることが可能となる。

熱中性子束の測定には、熱中性子に高い感度を持つ放射化検出器、電離箱や核分裂計数管等の検出器、あるいは、シンチレーション検出器などを用いる方法がある。その中でも、炉内における強い γ 線の影響を受けず、高い位置の精度と空間分解能を持って熱中性子束の空間分布を乱すことなく測定するには、長年にわたって放射化検出器が最も適当とされてきた。また、放射化検出器は熱中性子束の絶対値を測定する上で欠かせないものとなっている。

さて、中性子束という物理量は、炉物理の理論において中心的な役割を果たしているにもかかわらず、実験面から見ると、放射化検出器に限らず、いかなる検出器を用いても中性子束を直接測定することは一般にはできない

ことにまず注意してほしい。我々が測定できる物理量はあくまで「反応率」、すなわち、検出器として用いられている物質が中性子と（ある特定の）反応を起こした量である。測定された反応率から中性子束を求めるためには、適切な実験上の工夫に加えて、検出器として用いられている物質の断面積など、種々の情報が必要であり、同時に、中性子場における物質と中性子との相互反応に関する炉物理的な考察を行う必要がある。このように、中性子束測定実験では、放射線計測と原子炉物理の双方の知識が要求され、本テキストにおいても炉物理理論の記述と放射線測定技術に関する記述が登場することになるので、他の章に比べてやや記述が複雑になっているかも知れない。

本実験では、熱中性子に高い感度を持つ放射化検出器として金 (Au) を用い、KUCA の軽水減速架台 (C 架台) において、

- (1) 金線の放射化により炉内における金の反応率分布を測定するとともに、
- (2) 金箔の放射化により炉内熱中性子束の絶対値を測定する。
- (3) これによって、放射化法に関連した基礎的な技術を実験的に習得するとともに、
- (4) 制御棒や反射体あるいは炉心構成材料が炉内中性子束分布に及ぼす影響について学ぶことを目的とする。
- (5) 併せて、本実験では放射化検出器として裸の金線・金箔とカドミウム (Cd) のカバーを着けた金線・金箔を用いることにより、炉内の中性子スペクトルに関する知見を得ることを目指す。

2 — 測定の原理

2-1 中性子放射化検出器の特徴

ここでは放射化検出器について一般的に説明する。放射化検出器は、通常、箔 (フォイル) または細線 (ワイヤ) の形で用いられるが、総称して放射化箔と呼ばれることが多い。中性子放射化箔は、中性子との相互作用によって箔物質中に誘導される放射能 (生成する放射性同位元素) を利用して中性子を測

定するものであり、以下に述べる特徴を持っている。

長 所

- (1) 他の中性子検出器に比べ箔の質量や寸法は一般に小さいので、測定対象の中性子場を乱すことが少なく、また、中性子束測定時の空間分解能がよい。
- (2) 中性子と箔物質との核反応が単純で明快な場合、中性子束の測定精度が高い。
- (3) γ 線の影響を受けることなく中性子を測定することができる¹⁾。
- (4) 誘導放射能を測定するための装置が簡易で、比較的経費が少なくて済む。
- (5) 検出感度が広範囲にわたり、中性子束の値が大きくても小さくても比較的簡単に対処できる²⁾。

短 所

- (1) 放射化反応が特定のエネルギーを持つ中性子だけによって引き起こされることはほとんどない³⁾ので、中性子エネルギーの分解能があまり良くない。
- (2) 種々の補正や校正などが必要で、データ処理が煩雑である。
- (3) 照射した時から結果を得るまでに相当時間がかかり、一般にオンラインでの測定は難しい。
- (4) 放射化断面積などについて詳細なデータのない核種を用いると必然的に測定精度が低下する。

熱中性子の測定によく使用される箔物質を表 3-1 に挙げ、その核的性質

1) 但し、箔物質中での γ 線による光核反応が中性子による光核反応に比べて無視できるときに限る。

2) 放射化反応によって生成した放射性同位元素の放射能測定が行えるように照射時間等を調整すればよい。通常、中性子束の値が大きい場合には放射化箔の照射時間を短くし、小さい場合には照射時間を長くすることによって対処する。しかし、照射時間が短すぎると、原子炉では照射時の出力に到達するまでの出力上昇、あるいは照射終了後の出力下降にある程度の時間を要するので、出力の上昇、下降時に生成される放射性同位元素の割合が無視できなくなる。また、照射時間が長すぎると照射時の出力変動の影響を受けやすくなるので、注意を要する。

3) 放射化反応の断面積は、中性子エネルギーに対応して連続的に変化し、核種によっては共鳴反応等の鋭いピークを示したり、反応にしきい値を持つこともあるが、ある特定のエネルギーを持つ中性子に対して選択的に反応を起こすようなことはない。

表 3-1 熱中性子検出用の放射化箔物質と核特性⁽¹⁾

元素	吸収断面積* (barn **)	散乱断面積 (barn)	同位元素 存在比 (%)	物質 1 (g) 中 の原子数 (10^{22} /g)	放射化 断面積* (barn)	放射性同位元素 (半減期)
^{25}Mn	13.2 ± 0.1	2.3 ± 0.3	^{55}Mn (100)	1.097	13.2 ± 0.1	^{56}Mn (2.58 h)
^{29}Cu	3.81 ± 0.3	7.2 ± 0.6	^{63}Cu (69.1) ^{65}Cu (30.9)	0.948	4.41 ± 0.20 1.8 ± 0.4	^{64}Cu (12.87 d) ^{66}Cu (5.14 min)
^{66}Dy	940 ± 20	100 ± 20	^{164}Dy (28.18)	0.1034	$2,000 \pm 200$ 800 ± 100	$^{165\text{m}}\text{Dy}$ (1.3 min) ^{165}Dy (140 min)
^{79}Au	98.5 ± 0.4	9.3 ± 1.0	^{197}Au (100)	0.3055	98.5 ± 0.4	^{198}Au (2.698 d)

* : 中性子速度 2,200 (m/s) (中性子エネルギー 0.0253eV) に対する値

** : 1 (barn) = 10^{-24}cm^2

を示しておく。

2-2 放射化検出器による中性子束測定の原理

今、質量 M (g) の物質が炉内に存在するものとする。この物質の W (wt%) が原子量 A の同位元素 Ia からなっているとき、アボガドロ数 N_0 (1/mol) を用いると、物質中に含まれる Ia の原子の数 N_{Ia} は次式によって求めることができる。

$$N_{Ia} = \left(\frac{MW}{100A} \right) N_0. \quad (3-1)$$

この同位元素 Ia が炉内で中性子によって放射化され、放射性同位元素 Ib になる反応を利用し、 Ia を放射化箔として用いることを考えよう。

(1) 放射化反応率

エネルギー $E \sim E + \Delta E$ (MeV) の中性子について、 Ia の微視的放射化断面積を $\sigma_{Ia}(E)$ (cm^2)、放射化箔が存在する場所における中性子束 $\phi(E)$ dE ($1/\text{cm}^2/\text{s}$) とし、放射化箔中で中性子束に歪みがないものとする、単位時間あたりに Ia が Ib に放射化される反応の数、すなわち、放射化反応率 $R(E)$ dE (1/s) は

$$R(E) dE = N_{Ia} \sigma_{Ia}(E) \phi(E) dE, \quad (3-2)$$

と表すことができるので、放射化箔の全放射化反応率 R_{act} (1/s) は、原子炉内に存在する中性子の最大エネルギーを E_{max} (MeV) とすれば、

$$R_{act} = \int_0^{E_{max}} R(E) dE = \int_0^{E_{max}} N_{Ia} \sigma_{Ia}(E) \phi(E) dE, \quad (3-3)$$

と書くことができる。ここで、放射化箔が置かれた場所において、全中性子束 Φ (1/cm²/s) と放射化箔の実効的な微視的放射化断面積 $\sigma_{eff, Ia}$ (cm²) とを

$$\Phi = \int_0^{E_{max}} \phi(E) dE, \quad (3-4)$$

$$\sigma_{eff, Ia} = \int_0^{E_{max}} \frac{\sigma_{Ia} \phi(E) dE}{\Phi}, \quad (3-5)$$

で定義すると、式 (3-3) は以下のように表すことができる。

$$R_{act} = N_{Ia} \sigma_{eff, Ia} \Phi. \quad (3-6)$$

放射化箔による中性子束測定の実理は、中性子スペクトル $\phi(E)$ (1/cm²/s/MeV) の絶対値はともかく、 $\phi(E)$ の形状がわかっているならば、式 (3-6) 中の $N_{Ia} \sigma_{eff, Ia}$ は放射化箔に固有の値となるので、この反応率 R_{act} を同位元素 Ib の放射能 (壊変率) を測定することによって定量し、 Φ を求めるというものである。

(2) 飽和放射能

放射化箔中では、同位元素 Ib の生成だけではなく、 Ib の放射性壊変 (崩壊) が起こることを考慮しなければならない。 Ib の崩壊定数を λ_{Ib} (1/s)、時刻 t における数を $N_{Ib}(t)$ とすれば、単位時間あたりに壊変する Ib の数は $\lambda_{Ib} N_{Ib}(t)$ であるので、放射化箔中の生成と壊変を考慮すれば、微小時間 dt (s) の間に同位元素 Ib は

$$dN_{Ib}(t) = N_{Ia} \sigma_{eff, Ia} \Phi dt - \lambda_{Ib} N_{Ib}(t) dt, \quad (3-7)$$

だけ変化することになる。

照射開始前に同位元素 Ib は存在しなかったとし、式 (3-7) を解いて、 T_i

(s) 時間照射後の I_b の数 N_{ib} を求めると、

$$N_{ib} = \frac{N_{Ia} \sigma_{eff,Ia} \Phi \{1 - \exp(-\lambda_{Ib} T_i)\}}{\lambda_{Ib}}, \quad (3-8)$$

となる。ここで、 T_i 時間照射直後の同位元素 I_b の放射能 D_{ib} (1/s) は

$$D_{ib} = \lambda_{Ib} N_{ib} = N_{Ia} \sigma_{eff,Ia} \Phi \{1 - \exp(-\lambda_{Ib} T_i)\}, \quad (3-9)$$

と書けるので、無限時間照射したときに生成する I_b の放射能、つまり、飽和放射能 D_∞ (1/s) は、 $T_i \rightarrow \infty$ として、

$$D_\infty = N_{Ia} \sigma_{eff,Ia} \Phi, \quad (3-10)$$

となる。ところで、式 (3-6) と式 (3-10) より、

$$D_\infty = R_{act}, \quad (3-11)$$

なる関係が成立するので、飽和放射能は全放射化反応率に等しいことがわかる。すなわち、全放射化反応率 R_{act} を求めるには、飽和放射能 D_∞ を測定により求めればよいことがわかる。

(3) 飽和放射能の測定と崩壊に対する時間補正

照射によって生じた同位元素 I_b は、照射終了後、時間とともに崩壊して減少し、放射能 D_{ib} も時間とともに減少する。照射終了時点から放射能測定開始までの待ち時間を T_w (s) とすると、測定開始時の放射能 D_{wib} (1/s) は

$$D_{wib} = D_{ib} \exp(-\lambda_{Ib} T_w), \quad (3-12)$$

となる。

この測定開始時の放射能 D_{wib} を、検出効率 ϵ (%) の放射線検出器で計測時間 T_c (s) の間測定したときに得られる計数值 C_{total} は、測定中の I_b の崩壊を考慮すると、

$$C_{total} = \int_0^{T_c} \varepsilon D_{wlb} \exp(-\lambda_{lb} T_c) dt = \frac{\varepsilon D_{wlb} \{1 - \exp(-\lambda_{lb} T_c)\}}{\lambda_{lb}}, \quad (3-13)$$

となる。これより、計測時間 T_c 中の平均計数率 C_{av} (1/s) は

$$C_{av} = \frac{C_{total}}{T_c} = \frac{\varepsilon D_{wlb} \{1 - \exp(-\lambda_{lb} T_c)\}}{\lambda_{lb} T_c}, \quad (3-14)$$

と表すことができる。この C_{av} を測定すれば、式 (3-9), (3-10), (3-12), (3-14) より、

$$D_{\infty} = \frac{\lambda_{lb} T_c C_{av} (1 + \alpha)}{\varepsilon \{1 - \exp(-\lambda_{lb} T_i)\} \exp(-\lambda_{lb} T_w) \{1 - \exp(-\lambda_{lb} T_c)\}}, \quad (3-15)$$

として飽和放射能 D_{∞} が求まる。式 (3-11) に示したように、飽和放射能は全放射化反応率に等しいので、最終的に、

$$\Phi = \frac{R_{act}}{N_{Ia} \sigma_{eff,Ia}} = \frac{D_{\infty}}{N_{Ia} \sigma_{eff,Ia}}, \quad (3-16)$$

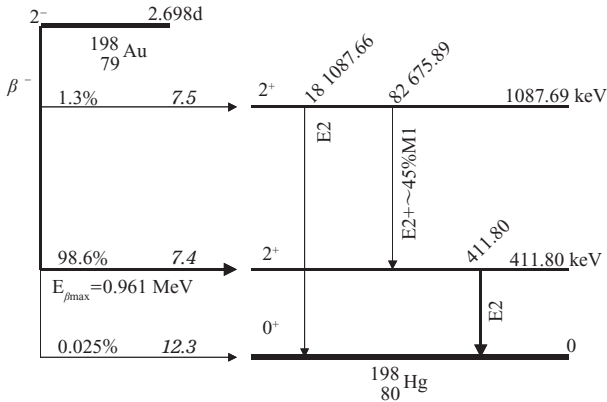
として全中性子束を求めることができる。

このように、放射化箔で中性子束あるいは全放射化反応率を測定するためには、中性子で照射された放射化箔の飽和放射能 D_{∞} を求めればよく、また、飽和放射能 D_{∞} は放射化箔の放射能の平均計数率 C_{av} を測定すれば式 (3-15) を用いて求めることができることがわかった。

なお、中性子束あるいは全放射化反応率の相対的な空間分布を求める場合は、 D_{∞} の絶対値を求めなくてもよいので、 ε の値を知る必要はなく、また、通常は測定対象となる放射化箔に対して照射時間 T_i は共通であるので、待ち時間 T_w と計測時間 T_c に関する補正のみを施せばよいという場合が多い。

2-3 放射化箔として金 (Au) を用いた放射能測定の実験の原理

炉物理実験では、金 (Au) が熱中性子束測定用の放射化箔として最も広く利用されており、本実験でも金の箔 (フォイル) および線 (ワイヤ) を用いることとする。そこで、金の放射化箔について誘導放射能の平均計数率 C_{av} を

図 3-1 ^{198}Au の壊変図

測定する方法を以下に説明する。

炉物理実験で熱中性子束測定用の放射化箔として金がよく用いられる理由は以下のとおりである。

- (1) 金は存在比 100% の ^{197}Au からなり、しかも、中性子による放射化反応 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ の断面積のエネルギー変化は熱領域でほぼ $1/v$ 法則に従うことが知られている⁴⁾。
- (2) ^{197}Au の放射化断面積は $v_0 = 2,200\text{m/s}$ の中性子に対して $\sigma_{act}(v_0) = 98.5 \pm 0.4\text{barn}$ であることがよく知られている。
- (3) ^{197}Au の放射化によって生成する誘導核 ^{198}Au の壊変機構は図 3-1 からわかるように比較的単純であり、その壊変率を決定することはたやすい。
- (4) ^{198}Au の半減期は 2.698 日で、放射能測定に適した値である。

図 3-1 に示したように、 ^{197}Au の放射化によって生成した誘導核 ^{198}Au は β 崩壊によって ^{198}Hg になる。このうち、約 99% は図中に太線で表示したように最大エネルギー $E_{\beta\text{max}} = 0.961\text{MeV}$ の β 線を放出して崩壊し、 ^{198}Hg の第 1 励起状態を通して 411.8keV の γ 線放出後に基底状態へ移行する。この第 1 励起状態の半減期は 22ps と短いので、 ^{198}Au から ^{198}Hg への転移に伴っ

4) 後述の図 3-4 を参照のこと。また、表 3-2 の非 $1/v$ 補正因子 $g(T_n)$ も約 1 となっている。

て β 線と γ 線が同時に放出されるものと見なすことができる。この β 線と γ 線の同時放出を利用した金箔の放射化量の絶対測定法として $4\pi\beta\text{-}\gamma$ 同時計数法がある。この方法は、測定対象核種が β 崩壊後、直ちに γ 線を放出する場合には、 β 線および γ 線検出器の検出効率が不明であっても線源の壊変率を決定することができるという、絶対測定法としての本質的特徴を持っている。 $4\pi\beta\text{-}\gamma$ 同時計数法の詳細については付録3Aを参照されたい。

しかし、近年エネルギー分解能の優れた高純度ゲルマニウム半導体検出器(以後HPGe検出器と記す⁵⁾)が普及してきたことから、予め検出効率を校正したHPGe検出器を用いて、 γ 線放出核の壊変率あるいは γ 線光子の放出率を求め、放射化量の絶対値とみなす方法が広く用いられるようになってきた⁶⁾。この方法は厳密な意味での「絶対測定」ではないが、 $4\pi\beta\text{-}\gamma$ 同時計数法に比べ測定法が測定系の構成・調整などを含めて簡便であることから、その利用が広がっており、本実験でも金箔の放射化量の絶対測定にHPGe検出器を用いることとする。

なお、金線を用いた全放射化反応率の相対測定では、検出器の調整がより簡便であるNaI(Tl)シンチレーション検出器を主として用いることとする。ちなみに、HPGe検出器とNaI(Tl)シンチレーション検出器とでは、測定系の構成・調整などの細部については異なることがあっても測定の基本原則は同じである。

HPGe検出器やNaI(Tl)シンチレーション検出器等を用いる測定法では、具体的には多重波高分析器(MCA)を用いて波高分布を測定し、411.8keVの γ 線に対する全エネルギー吸収ピークの計数値を求め、放射能強度を定量することが基本となる。測定の詳細については3-4節「実験の方法」にて述べる。

測定された全エネルギー吸収ピークの計数率 C_p と、照射された金箔(金線)

5) 以前はリチウムドリフト型ゲルマニウム半導体検出器Ge(Li)が γ 線検出用半導体検出器の主流となっていたが、非使用時も液体窒素温度の下で保管する必要があったため、近年開発された室温で保管できるHPGe検出器が次第に主役の座を占めるようになってきた。

6) NaI(Tl)シンチレーション検出器によっても、同様の測定を行うことはできるが、半導体検出器に比べてエネルギー分解能が著しく劣るため、全エネルギー吸収ピークの計数値を決定する際に生じる誤差が大きくて良い測定精度を得ることが困難である。したがって、NaI(Tl)シンチレーション検出器は専ら相対測定用に使用され、絶対測定用には半導体検出器が使用される。なお、この方法では検出効率を決定するために標準線源を用いる必要があるため、厳密な意味では絶対測定と言うことができない。

の放射能 (壊変率) D の間には、次の関係がある⁷⁾。

$$C_p = \frac{\varepsilon D}{1 + \alpha}, \quad (3-17)$$

ここで、 α は内部転換係数と呼ばれるもので $\alpha = 0.041$ であり、 $\varepsilon(\%)$ は全エネルギー吸収ピークに対する検出効率である。したがって、 D の絶対値を求めるためには、検出の対象となる γ 線の全エネルギー吸収ピークに対する検出効率 ε を知る必要がある。

2-4 検出効率の決定

検出効率 ε は線源の強度が値付けされた標準線源を用いて求める必要がある、具体的には標準線源が γ 光子の放出数で値付けられている場合には式 (3-18)、壊変率で値付けられている場合に式 (3-19) により求める。

$$\varepsilon_{pi} = \frac{C_{pi}}{Q_i}, \quad (3-18)$$

$$\varepsilon_{pi} = \frac{C_{pi}}{F_i D_i}. \quad (3-19)$$

ここで、 C_{pi} はエネルギー E_i の γ 線に対する全エネルギー吸収ピークの計数率であり、 Q_i 、 D_i は、それぞれ測定時点における標準線源の γ 線放出率 (photons/s/4 π)、壊変率 (Bq)、 F_i はエネルギー E_i の γ 線が放出される割合であり⁸⁾、添字 i は測定対象とした γ 線の種類を表す。

検出効率は検出対象となる γ 線のエネルギーに依存する。このため、411.8keV の γ 線に対する検出効率を直接求めることができない場合には、その前後のエネルギーの γ 線を放出する標準線源を用い、それぞれに対する検出効率 ε_{pi} を求め、 ε_{pi} を E_i の関数として、最小二乗法あるいは内挿法により 411.8keV の γ 線に対する ε を決定する必要がある。

7) 図 3-1 の崩壊図を簡略化し、 β 崩壊により直接 ^{198}Hg の基底レベルへの β 崩壊および 1.088MeV 単位への β 崩壊 (正確には、1.088MeV 単位へ崩壊したもののうち 18% が ^{198}Hg の第一励起単位を経ずに基底レベルへ崩壊する) を無視し、 ^{198}Hg の第一励起単位を経てすべて 411.8keV の γ 線を放出するものとしている。

8) 標準線源として用いた核種の壊変図より求めることができる。

標準線源としては次のような種類がある。

(1) 混合核種線源

10種類前後の核種を混合して一つの線源としたもので、60keVから1.8MeVまでのエネルギー範囲をカバーする線源が市販されている。1回の測定で全エネルギー範囲にわたるエネルギーや、検出効率の校正ができるので便利である。但し、核種毎に半減期が異なるため減衰に対する補正は煩雑になることを覚悟しなければならない。

(2) 単一核種線源

数種類の線源を使用して必要なエネルギー範囲の補正を行う最も一般的な方法である。この方法で検出効率の補正を行う場合には、特に線源毎の位置の再現性に注意を払う必要がある。

なお、検出効率は γ 線のエネルギー以外に検出器と線源の幾何学的条件に依存する。したがって、幾何学的条件については標準線源による検出効率の決定時と照射試料測定時とをできる限り同一にすることが望ましい⁹⁾。特に、多数の試料の放射能を測定して空間分布を得ようとするときには、各試料の測定時に検出効率が変わらないように注意を払う必要がある。

3 — 熱中性子束による放射化反応率の決定

以上の説明では、放射化箔を用いた中性子束測定の原理として、全放射化反応率の物理的意味と、その測定法について、特に金(Au)を用いた場合の放射能測定法について述べてきた。

全放射化反応率は、定義から明らかのように、中性子場に存在する全てのエネルギーの中性子による反応率であり、我々が目的とする熱中性子束に関する情報は全放射化反応率の中に、いわば埋もれてしまっている。この埋も

9) 金箔は面線源であり、金線は線線源であると考えられるが、標準線源の多くは点線源に近い。金箔であれ、金線であれ、線源を検出器から離すことによって点線源と見なし得る幾何学的条件に近づけることはできるが、計数率が低下し統計精度が悪くなる。絶対測定の精度を向上させるためには、標準線源の形状を測定対象とする放射化箔の形状と同一にするなどの配慮を行うことが望ましい。

れた情報を抽出するための手法を以下に述べる。先述したように、ここでは、炉物理的な考察と実験技術からの考察の双方が互いに密接な関連をもって登場することに留意されたい。

まず、熱中性子炉における中性子スペクトルについて解説し、熱中性子・熱外中性子、中性子スペクトルといった概念を紹介する。次に、熱中性子束による放射化反応率について解説し、放射化反応率から熱中性子束を求める際に必要な実験上の工夫や、炉物理理論に基づく様々な補正について紹介する。

3-1 原子炉内における中性子スペクトル

熱中性子炉では中性子スペクトルを中性子エネルギーに応じて次の3領域に分けることが多い。

- (i) 核分裂エネルギー領域
- (ii) 減速エネルギー領域
- (iii) 熱エネルギー領域

まず、領域 (i) は、核燃料体で発生した核分裂中性子が、即発中性子であるか遅発中性子であるかを問わず、約 75keV~17MeV の運動エネルギーを持ち、核分裂スペクトルを持つために形成される。

これらの核分裂中性子が炉内媒質で、特に減速材中の軽い原子核で減速されると領域 (ii) が形成される。その中性子エネルギー範囲はおよそ $1\text{eV} < E < 100\text{keV}$ で、減速理論によれば、中性子束のエネルギー変化は $1/E$ に比例することになる。

減速の最後の過程において、中性子は媒質原子と熱平衡の状態に到達する。この状態で領域 (iii) が形成され、中性子エネルギー範囲はおよそ $E < 1\text{eV}$ となる。

熱中性子炉では領域 (ii) と (iii) が特に重要である。簡単のため、炉内媒質は無人大で、かつ、均一分布をなす高速中性子源を持つとする。媒質を大きな散乱断面積と吸収断面積ゼロの理想的な減速材とすれば、領域 (iii) では、熱中性子束のエネルギー分布(熱中性子スペクトル)は媒質の物理温度 T_m

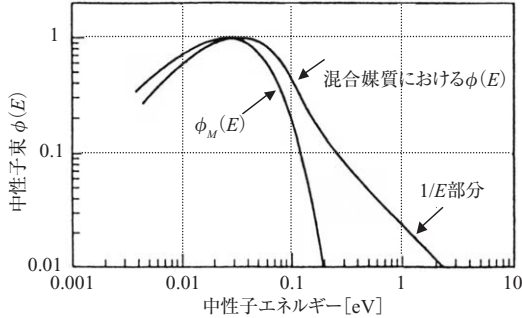


図3-2 熱中性子炉中の中性子スペクトル $\phi(E)$ と純粋な減速材中のマックスウェル型

(K) で定まるマックスウェル型の分布となる。エネルギー E における単位エネルギー幅あたりの熱中性子束を $\phi_M(E)$ ($1/\text{cm}^2/\text{s}/\text{MeV}$) と書けば、

$$\phi_M(E) \propto E(kT_m)^{-2} \exp\left\{-\frac{E}{(kT_m)}\right\}, \quad (3-20)$$

となる。

この熱中性子束のエネルギー分布の概念図を図3-2に示す。ここで、 $\phi_M(E)$ が最大になるエネルギー E_p (eV) は、

$$E_p = kT_m, \quad (3-21)$$

である。たとえば、 T_m が 20.4°C 、すなわち、 293.6K では、ボルツマン定数を $k = 8.6167 \times 10^{-5}$ (eV/K) として、 $E_p = 0.0253\text{eV}$ となる (E_p に相当する速さは最確速度と呼ばれ、 $v_p = 2,200\text{m/s}$ である)。しかし、実際の原子炉では媒質中に核燃料のような中性子吸収の大きい物質を含むので、純粋な減速材と見なすことは不可能である。そこで、領域 (ii) と (iii) を合わせて表示するとすれば、その中性子スペクトルは図3-2に見られるように、3つの部分からできている。すなわち、

- (1) 吸収効果のために T_m より高めにある温度 T_n (中性子温度と呼ばれる) に対応するマックスウェル分布で近似可能な熱エネルギーの領域 (iii) ($E \leq 0.1\text{eV}$),

- (2) $E > 1\text{eV}$ において $1/E$ 法則の成立する領域 (ii),
 (3) 領域 (ii) と (iii) との中間に存在する過渡領域 ($0.1 < E < 1\text{eV}$),

である。なお、領域 (ii) と過渡領域を一まとめにして熱外 (epithermal) 領域と呼び、領域 (iii) の熱 (thermal) 領域と区別することもある。

以上の説明から、熱中性子炉のスペクトルは、 $\phi(E)$ を単位エネルギー幅あたりのエネルギー依存の中性子束 (中性子スペクトル) として、

$$\phi(E) = \phi_{th} E (kT_n)^{-2} \exp\left\{-\frac{E}{kT_n}\right\} + \phi_{epi} \frac{\Delta\left(\frac{E}{kT_n}\right)}{E}, \quad (3-22)$$

と書くことができる⁽²⁾。この式における第1項の係数 ϕ_{th} は熱中性子束である。また、 ϕ_{epi} は熱外領域の中性子束 (正確には、単位レサージ当りの中性子束) である。式 (3-22) 中に現れる中性子温度 T_n は、明確な定義づけが困難でいろいろな表式が提案されている。ここでは簡単のため、重いガスモデルに基づく D. C. Leslie⁽³⁾ の式を以下に挙げておく。

$$T_n = \frac{T_m}{1 - \frac{\Sigma_a(T_n)}{\xi\Sigma_s}}, \quad (3-23)$$

但し、 $\xi\Sigma_s$ は熱外中性子に対する炉内媒質の平均減速能である。また、式 (3-22) 右辺の結合関数 $\Delta(E/kT_n)$ は、過渡領域の中性子スペクトルを表すために導入された関数である。図 3-3 に示すように、結合関数 $\Delta(E/kT_n)$ は媒質の減速比 $\xi\Sigma_s/\Sigma_a(T_n)$ の値により多少異なったエネルギー変化を示すが、約 $4kT_n$ 以下ではゼロ、 $8kT_n$ 付近で最大、 $15kT_n$ 以上で 1 となる⁽⁴⁾。

3-2 熱中性子による放射化反応率

熱中性子による放射化反応率 R_{th} ($1/\text{cm}^3/\text{s}$) は、熱中性子の上限エネルギーを E_{th} 、放射化箔の原子数を N 、放射化断面積を $\sigma(E)$ (cm^2)、エネルギー依存の中性子束を $\phi(E)$ dE ($1/\text{cm}^2/\text{s}$) とすれば、

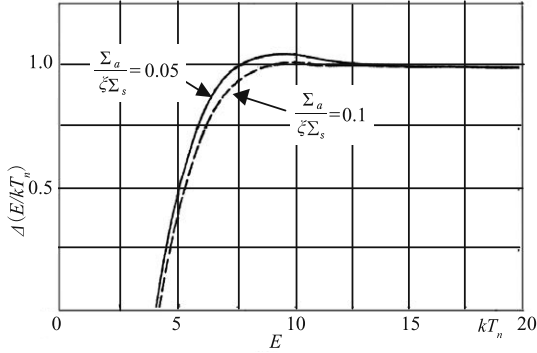


図 3-3 結合関数 $\Delta(E/kT_n)$ のエネルギー依存性

$$R_{th} = \int_0^{E_h} N\sigma(E)\phi(E)dE = N\sigma_{act}\phi_{th}, \quad (3-24)$$

と表すことができる。ここに、 ϕ_{th} は全熱中性子束であり、 σ_{act} は放射化箔の熱中性子に対する平均放射化断面積である。

$$\phi_{th} = \int_0^{E_h} \phi(E)dE, \quad (3-25)$$

$$\sigma_{act} = \int_0^{E_h} \frac{\sigma(E)\phi(E)dE}{\phi_{th}}. \quad (3-26)$$

熱中性子による放射化反応率 R_{th} と、全放射化反応率 R_{act} とは、数式上はエネルギー積分の上限値が異なっているだけの違いではあるが、この違いを実験的に考慮して熱中性子束に関する情報を得るためには、以下に述べる様々な工夫及び補正が必要となる。

(1) 熱中性子に対する平均放射化断面積

熱中性子による放射化反応率 R_{th} から全熱中性子束 ϕ_{th} を求めるために、 σ_{act} の値を知る必要がある。放射化断面積のエネルギー変化が $1/v$ 法則に従う箔物質では、 $v_p=2,200\text{m/s}$ の速さに対応する放射化断面積 $\sigma(v_p)$ を中性子温度 T_n を持つマクスウエル分布の平均エネルギーに対して補正すれば σ_{act} を求めることができる。しかし、 $1/v$ 法則に従わない一般の箔物質では、この補正だけでは不十分で、さらに非 $1/v$ 補正因子 $g(T_n)$ を用いて補正し、

表 3-2 金に対する非 $1/v$ 補正因子 $g(T_n)$ の中性子温度 T_n による変化

T_n [°C]	$g(T_n)$
20	1.0053
40	1.0064
60	1.0075
80	1.0086
100	1.0097

$$\sigma_{act} = g(T_n) \left(\frac{293.6\pi}{T_n} \right)^{1/2} \frac{\sigma(v_p)}{2}, \quad (3-27)$$

として求める必要がある。 ^{197}Au について、非 $1/v$ 補正因子 $g(T_n)$ を T_n の関数として計算したものを表 3-2 に示す (詳細については文献 (5) を参照のこと)。

(2) 熱中性子束に関する情報の抽出：カドミウム (Cd) 差引法の原理

熱中性子炉の中性子スペクトルは、3-3-1 節に示したように、マックスウエル分布の熱領域と $1/E$ 分布 (過渡領域も含む) の熱外領域とから成り立つ。熱領域と熱外領域の境界エネルギーを熱スペクトルの切断エネルギー E_{ct} と呼ぶ。一般に E_{ct} は 0.1eV 近傍の値である。

さて、放射化箔を熱中性子炉中で照射すると、放射化反応率は必然的に熱中性子ばかりでなく熱外中性子の影響を受けることになるので、熱中性子に関する情報のみを抽出するためには、熱外中性子の影響を除去することが必要となる。このための手法としてカドミウム (Cd) 差引法と呼ばれる方法がある。Cd 差引法は、Cd の吸収断面積がもつ独特のエネルギー依存性をうまく利用する方法で、熱中性子炉では広く使われている手法であり、本実験においても Cd 差引法を採用することとする。

Cd は低いエネルギーの中性子に対して大きな吸収断面積を持ち、図 3-4 に示すように、0.18eV 付近に大きな共鳴吸収を持つ。この共鳴エネルギーは、熱領域と熱外領域の境界エネルギー、すなわち、熱スペクトルの切断エネルギー $E_{ct} \doteq 0.1\text{eV}$ に比較的近いことと、マックスウエル分布に対応するエネルギー領域での吸収断面積が非常に大きいことに注意されたい。

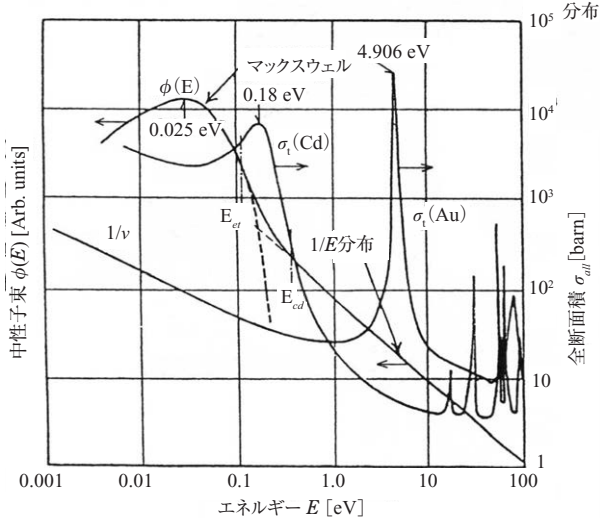


図3-4 熱中性子炉の中性子スペクトルとカドミウム及び金の全断面積のエネルギー依存性

このことを利用して、適当な厚さを持つ Cd 薄板（以下、Cd カバーという）¹⁰⁾で放射化箔を包むことにより、あるエネルギー E_{Cd} （「実効 Cd 切断エネルギー」と呼ぶ）以下の中性子をすべて吸収し、 E_{Cd} 以下の中性子による放射化を防ぐことができると見なすことができる。つまり、 E_{Cd} 以上のエネルギーの中性子だけを透過させ、 E_{Cd} 以上の中性子による放射化だけが起こると見なすのである。

Cd カバーをつけない（このことを「裸」と呼ぶ）放射化箔では、全てのエネルギーの中性子による放射化が起こるので、裸の放射化箔の放射化反応率から、Cd カバー付きの放射化箔の放射化反応率を差し引くと、 E_{Cd} 以下のエネルギーの中性子だけによる放射化反応率が求められることになる。さらに、後述するように、 E_{Cd} と熱スペクトル切断エネルギー E_{er} との差に起因する補正や、Cd カバーを透過してくる熱中性子の寄与に対する補正などを加えることにより、熱中性子のみによる放射化反応率を求めることができる。すなわち、裸および Cd カバー付き放射化箔の放射化反応率の差を求め、適切

10) 金箔などの場合は Cd カバーを用いるが、金線などの場合は Cd チューブを用いることになる。

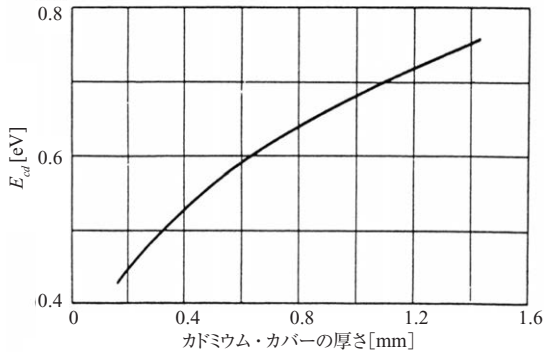


図3-5 1/ ν 吸収体に対する実効Cd切断エネルギー E_{Cd} のCdカバー厚さによる変化

な補正を施すことにより熱中性子のみによる放射化反応率を求めるのがCd差引法の原理である。

(3) 実効Cd切断エネルギーについて

上述したように、Cd差引法では実効Cd切断エネルギー E_{Cd} を境とした放射化反応率の差をもとに、熱中性子による放射化反応率を求める。この実効Cd切断エネルギー E_{Cd} は次のように定義される。

図3-4に示すようなCdの吸収断面積 $\sigma_a(E)^{11)}$ を $E \leq E_{Cd}$ で ∞ 、 $E > E_{Cd}$ でゼロとして、 $E = E_{Cd}$ でステップ近似を仮定する。そして、領域 $E_{Cd} < E < \infty$ で完全な $1/E$ 型分布をなす中性子スペクトルによる放射化反応率を、式(3-22)の結合関数付 $1/E$ 型分布の中性子スペクトルによる全エネルギー領域 $0 \leq E < \infty$ における放射化反応率に等しいとおいて、 E_{Cd} を定めている。非常に薄い $1/\nu$ 型放射化箔に対する E_{Cd} の計算結果を図3-5に示す。

(4) Cd比の導入

放射化箔をCdカバーに包んで照射すると、放射化反応はほぼエネルギー $E (> E_{Cd})$ の熱外中性子によって起こるものと考えられる。ここで、裸の金箔の放射化反応率 R_{bare} とCdカバーで包んだ金箔の放射化反応率 R_{Cd} につい

11) 図3-4には全断面積 $\sigma_t(E)$ が示されているが、 $\sigma_t(E) \approx \sigma_a(E)$ である。

て、それぞれの金箔の質量を M_{bare} , M_{Cd} として、単位質量あたりの反応率の比、すなわち、次式で定義される Cd 比 $(RR)_{Cd}$ を導入する。

$$\text{Cd 比} = (RR)_{Cd} = \frac{R_{bare} / M_{bare}}{R_{Cd} / M_{Cd}}. \quad (3-28)$$

この Cd 比 $(RR)_{Cd}$ を使うと、裸の金箔の放射化反応率のうち、 $E > E_{Cd}$ の(熱外)中性子による放射化量は $R_{bare} / (RR)_{Cd}$ と表すことができ、これを R_{bare} から差し引くことによって、 $E > E_{Cd}$ の中性子による放射化反応率 R'_{th} を求めることができる。

$$R'_{th} = R_{bare} \left\{ 1 - \frac{1}{(RR)_{Cd}} \right\}. \quad (3-29)$$

(5) 熱中性子の寄与を求めるための補正： F_{Cd}

式(3-29)の R'_{th} は E_{Cd} 以下のエネルギーを持つ低速中性子による放射化反応率であり、 $E_{Cd} > E_{et}$ なので、 E_{et} 以下の熱中性子による寄与分を得るためには、 $E_{et} < E < E_{Cd}$ のエネルギーを持つ中性子による寄与について R'_{th} を補正しなければならない¹²⁾。

この目的のために F_{Cd} という補正因子を用いる。これは、 $1/E$ スペクトルを持つ中性子束 ($\phi(E) \propto 1/E$) により、金箔中に熱外中性子 ($E \geq E_{et}$) で生ずる放射化反応率 R_{epi} と、実効 Cd 切断エネルギー E_{Cd} 以上のエネルギーを持つ中性子 ($E \geq E_{Cd}$) で生ずる放射化反応率 $R_{Cd, epi}$ の比として定義される量であり、次式で表される。

$$F_{Cd} = \frac{R_{epi}}{R_{Cd, epi}} = \frac{\int_{E_{et}}^{\infty} \sigma_{act}(E) dE / E}{\int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma_{act}(E) dE / E} = 1 + \frac{\int_{E_{et}}^{E_{Cd}} \sigma_{act}(E) dE / E}{\int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma_{act}(E) dE / E}. \quad (3-30)$$

12) 熱領域と熱外領域の境界エネルギーである熱スペクトル切断エネルギーは $E_{et} = 0.1\text{eV}$ (E_{Cd}) であるが、この E_{et} も、完全に定義されたものではない。これを求めるときも、図 3-3 において結合関数 $\Delta(E/kT_n)$ のエネルギー変化をステップ状に近似し、 $E \leq E_{et}$ で $\Delta(E/kT_n) = 0$ 、 $E > E_{et}$ で $\Delta(E/kT_n) = 1$ と仮定する。次に、 E_{Cd} の場合と同様に、 $E_{et} < E < \infty$ で完全な $1/E$ 型分布の中性子スペクトルによる放射化反応率を、 $0 \leq E < \infty$ で結合関数付き $1/E$ 型分布の中性子スペクトルによる放射化反応率に等しいとして E_{et} 定めている。非常に薄い $1/\nu$ 型放射化箔では $E_{et} = \mu kT_n$ である。例えば、媒質が重水の場合は $\mu = 3.6 \pm 0.4$ 、グラフファイトでは $\mu = 3.4 \pm 0.3$ で、 $kT_n = 0.0253\text{eV}$ の場合、重水では $E_{et} = 0.09\text{eV}$ 、グラフファイトでは $E_{et} = 0.086\text{eV}$ となり、どちらも 0.1eV に極めて近い⁽⁶⁾。

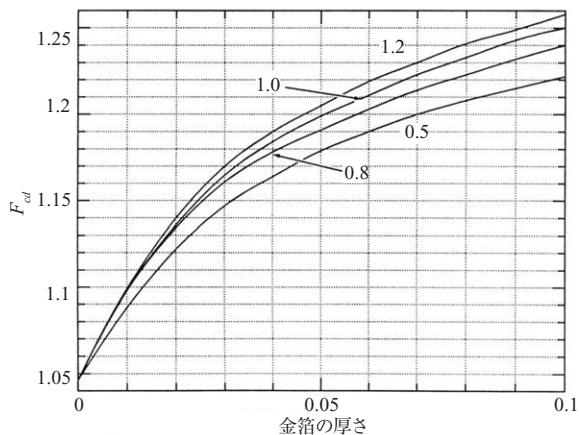


図3-6 F_{Cd} 値の金箔の厚さ依存性 (各曲線の数字は Cd カバーの厚さを mm で表したものである)

定義より, 明らかに $F_{Cd} > 1$ である. なお, 非常に薄い $1/\nu$ 型放射化箔に対する F_{Cd} は,

$$F_{Cd} = (E_{Cd}/E_{epi})^{1/2}, \quad (3-31)$$

となる⁽⁶⁾. 例えば, 厚さ 1mm の Cd カバーは $T_n = 293.6\text{K}$ で, $F_{Cd} \doteq 2.75$ である. しかし, 金の放射化断面積には, 図 3-4 に示したように, F_{Cd} より高いエネルギー位置の 4.906eV に強い共鳴ピークがあるため, F_{Cd} は図 3-6 に示すように金箔とカドミウムカバーの厚さの両方に依存して低目の値をとる.

(6) Cd カバーの熱中性子透過に対する補正: $(TR)_{Cd}$

Cd カバーは熱中性子が放射化箔に吸収されるのを防止するために使用される.

しかし, 図 3-7 に示すように, 熱中性子が Cd カバーを透過する割合, すなわち, 透過率が $(TR)_{Cd}$ 僅かながらも存在し Cd カバーが薄い場合は無視できない.

裸の金箔の放射化反応率 R_{bare} に対して, 以上に述べた Cd 比 $(RR)_{Cd}$, F_{Cd} , 透過率 $(TR)_{Cd}$ を考慮すると,

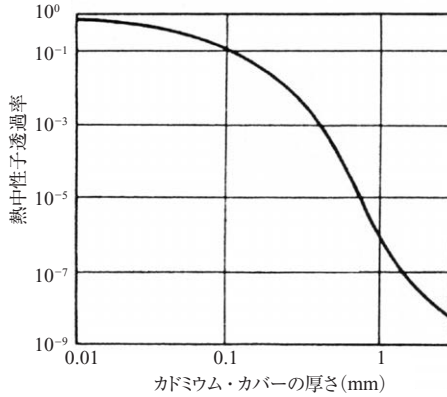


図 3-7 熱中性子透過率の Cd カバー厚さ依存性

$$R''_{th} = \frac{R_{bare} \left\{ 1 - \frac{F_{Cd}}{(RR)_{Cd}} \right\}}{1 - F_{Cd}(TR)_{Cd}} \quad (3-32)$$

となる。

(7) 熱中性子束の摂動

以上のように、裸の金箔の放射化反応率 R_{bare} に対して、Cd 比 $(RR)_{Cd}$ 、 F_{Cd} 、透過率 $(TR)_{Cd}$ を組み合わせることにより、金箔内での熱中性子による放射化反応率を求めることができる。この熱中性子による放射化反応率と、体系の熱中性子束との関係について考察することとする。

一般に、放射化箔を熱中性子束 ϕ_{th} の位置に置いた場合、図 3-8 のように箔の内部と周辺で熱中性子束分布は乱されて低下する。これを摂動と呼ぶ。これは箔周辺の熱中性子束低下分(歪み, depression)と箔内部における箔表面中性子束値からの低下分(自己遮蔽, self-shielding)の両方からなる。

摂動効果を表すのに、放射化箔内部の平均熱中性子束 $\overline{\phi_{th}}$ と乱される前の熱中性子束 ϕ_{th} の比を用いる。この比を摂動因子 (perturbation factor) と呼び、 f で表す。

$$f = \overline{\phi_{th}} / \phi_{th} \quad (3-33)$$

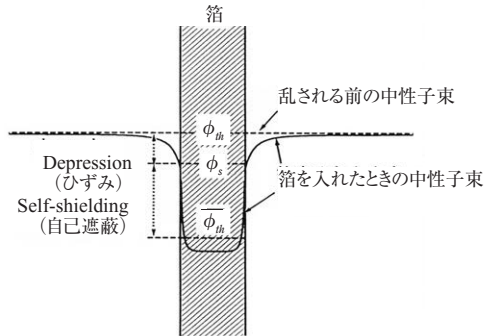


図 3-8 熱中性子束の摂動効果

さらに、箔を入れたときの箔表面における熱中性子束を ϕ_s とし、式 (3-33) の摂動因子 f を歪み因子 $f_1 = \phi_s / \phi_{th}$ 、自己遮蔽因子 $f_2 = \overline{\phi_{th}} / \phi_s$ に分けて、

$$f = f_1 f_2, \quad (3-34)$$

と書くことができる (図 3-8 よりわかるように、これらの因子は全て 1 以下となる)。

式 (3-32) の R''_{th} は放射化箔内部の平均熱中性子 $\overline{\phi_{th}}$ によって引き起こされ、また、式 (3-24) の R_{th} は乱れのない本来の熱中性子束 ϕ_{th} によって引き起こされるとしているので、両者の関係は

$$R_{th} = R''_{th} \left(\phi_{th} / \overline{\phi_{th}} \right) = R''_{th} / f, \quad (3-35)$$

となる。すなわち、測定で求められる R''_{th} を摂動因子 f で補正することにより、目的とする R_{th} が得られる。

KUCA の軽水減速 (C 架台) に構成される炉心では、通常、金の放射化法を用いた中性子束測定するとき、炉内では歪み因子 f_1 を $f_1 \approx 1$ と見なすことができる。そこで、式 (3-34) は $f \approx f_2$ としてよい。

また、自己遮蔽因子 f_2 は、厚さ t (cm) の放射化箔の巨視的熱中性子吸収断面積を Σ_a (1/cm) とし、吸収平均自由行程 λ_a (cm) の単位で表した厚さを $\Sigma_a t (= t / \lambda_a)$ とすると

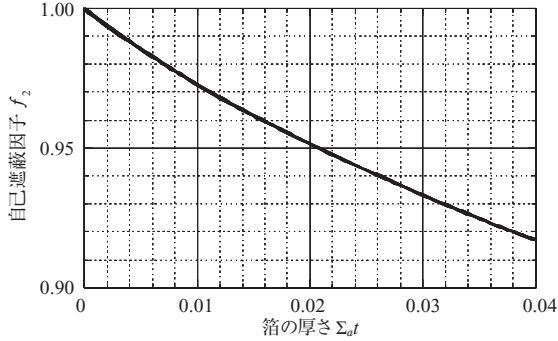


図 3-9 無限平板箔に熱中性子が等方入射するときの自己遮蔽因子 f_2

$$f \cong f_2 = \frac{1 - 2E_3(\Sigma_a t)}{2\Sigma_a t}, \quad (3-36)$$

である。ここで、 E_3 は第 3 次指数積分であり、詳細な数値は文献 (7) に与えられている。 f_2 の計算例を図 3-9 に示す。なお、 f_1 並びに f_2 の詳細は文献 (8) に記載されている。

以上の結果より、熱中性子束は、式 (3-32) と式 (3-35) を式 (3-24) に代入することにより、

$$\phi_{th} = \frac{R_{th}}{N\sigma_{act}} = \frac{R_{bare} \left\{ 1 - \frac{F_{Cd}}{(RR)_{Cd}} \right\}}{N\sigma_{act} f \{ 1 - F_{Cd}(TR)_{Cd} \}}, \quad (3-37)$$

として求まることになる。

式 (3-37) を用いて熱中性子束の絶対値を求めるためには、 R_{bare} の絶対値を求めることが必要となる。この絶対値を求めるために、放射化箔の壊変率の絶対値を測定しなければならない。この絶対測定の方法として、本実験では HPGe 検出器を用いた測定を行う。測定手法の詳細は 3-4 節の「実験の方法」を参照のこと。

4 — 実験の方法

実験では、放射化反応率の相対的な空間分布を測定するために裸および Cd カバー付金線を炉心に装着して照射すると同時に、炉内の代表的な点において熱中性子束の絶対値を求めるために、裸および Cd カバー付金箔を炉心に装着して照射する。

4-1 炉心配置

当日、各班に配布される「KUCA 炉心配置変更計画指令書」に炉心配置図が金線・金箔の照射位置とともに示される。実験に先立って、炉心配置（燃料、制御棒）、金線・金箔の照射位置を十分に確認しておくこと。

4-2 金線および金箔の炉心への装着と照射

(1) 照射用金線・金箔の準備

金線の準備：放射化反応率の相対的な空間分布を測定するために裸および Cd カバー付金線を炉心に装着して照射する。照射に先立って、直径 0.5mm の裸の金線をアルミニウム (Al) のフォイルで包んだものと、同様の金線を厚さ約 0.5mm の Cd チューブに挿入したものを用意し、それぞれ燃料板あるいは Al 支持板にテープで取り付ける。Cd チューブの両端はラジオペンチなどを用いて確実に塞ぎ、照射中にチューブ内に水が入らないようにすること。

金箔の準備：炉内の代表的な点において熱中性子束の絶対値を求めるために、裸および Cd カバー付金箔を炉心に装着して照射する。照射に先立って、直径 10mm 程度、厚さ 0.05mm 程度の裸の金箔をアルミニウム (Al) のフォイルで包んだものと、同様の金箔を厚さ約 0.8mm の専用 Cd カバーに封入したものを用意し、それぞれ燃料板あるいは Al 支持板にテープで貼り付ける。Cd カバーは本体とふたの 2 つの部分から構成されており、金箔をカバー本体に入れた後ふたをして、全体をテープ等で確実に封じ、照射中に Cd カバー内に水が入らないようにすること。

金線の長さや金線・金箔の具体的な取り付け方は班毎に異なり、当日、教員から指示されるので注意すること。

(2) 金線・金箔の炉心への装着

炉心で垂直方向の中性子束の空間分布を測定する場合は、裸および Cd カバー付金線を取り付けた燃料板あるいは Al 支持板を炉心上部から燃料フレームに差し込むか、あるいは、複数の燃料フレームの間に挿入して固定する。水平方向の中性子束の空間分布を測定する場合は、Al 支持板を水平に燃料フレームの間に入れて固定する。

裸及び Cd カバー付金箔を貼り付けた燃料板あるいは Al 支持板は、燃料フレームの適切な位置に装荷する。

照射試料の詳細な炉心内の装荷位置については、当日、教員から指示されるので注意すること。なお、これらの照射試料の炉心への装着は「KUCA 炉心配置変更計画指令書」の記載に基づいて、現場の炉心で行われることになる。各班の代表者は金線・金箔の装着位置、方向、向き等を確実に把握し、記録しておくこと。

(3) 金線・金箔の中性子照射

炉出力を C 架台 γ 線エリアモニター (γ -Area-C) の線量率指示値でおよそ $10\mu\text{Sv/h}$ 程度となるように線形出力計 Lin-N(UIC#5) の指示値を一定値に保ち、30 分前後の中性子照射を行う。このとき、照射開始時刻、照射終了時刻、照射時の線形出力計の指示値、 γ 線エリアモニターの線量率指示値、制御棒位置、炉心水位、炉心温度などを記録しておくこと。また、線形出力計の検出器や γ 線エリアモニターの位置については予め確認しておくこと。ちなみに、このときの C 架台の出力は諸君が行う実験を通じて最高値となる。

なお、KUCA では線形出力系の検出器の位置が実験内容に応じて、頻繁に変更されることが常となっている。したがって、通常、線形出力計の指示値は必ずしも炉出力の絶対値に対応しているとは言い難い。そこで、炉室壁面に固定した定置式 γ 線エリアモニターが、炉出力の概略値を把握するために使われている。

(4) 金線・金箔の取り出し

照射後、C 架台室内の放射線量が低下し、架台室内への立ち入りが可能となった（通常は照射の翌日になる）、炉心から照射した金線・金箔の取り出し作業を行う。この作業は、教官と各班代表者の密接な協力のもとに行う必要がある。炉心上部の線量率は高いので、放射線量のモニターを注意深く行いながら、できる限り短時間のうちに金線・金箔を取り出す。取り出し時は勿論のこと、金線・金箔を放射能測定室へ運搬する際も、被曝線量を極力少なくするよう注意すること。

4-3 金線および金箔の放射能測定

(a) 金線の放射能測定

(1) 金線の切断

照射した裸および Cd カバー付金線を長さ約 1cm ずつのピン状に切断する。切断したピン状の金線をそれぞれ試料カプセルに入れ、金線の位置や順番を間違えないようにカプセルに試料番号を付ける。このとき、金線の切断時に試料の金線が飛散しないよう、また、裸の金線と Cd カバー付金線を混同しないよう、十分に注意すること。さらに、試料カプセルに切断したピン状の金線を入れる際に、金線が試料カプセルの底に密着するよう、しかも、金線が塊にならないよう注意すること¹³⁾。

(2) 放射能測定

次に、図 3-10 に示すように各試料カプセルを所定のポリエチレン容器に入れ、井戸型 NaI (TI) シンチレーション検出器中に挿入して γ 線検出系で試料ピンの ^{198}Au に基づく γ 線 (411.8keV) を計数する¹⁴⁾。この計数は、マルチチャンネルアナライザー (MCA) を用いて、 γ 線スペクトルを分析して行う。すなわち、411.8keV に対応する γ 線ピーク部分を MCA の“ROI” (Region

13) 金線試料を試料カプセルの底に密着させるのは幾何学的条件の変化による影響を避けるためであり、金線が塊にならないようにするのは金線自身による 411.8keV の γ 線の自己遮蔽による影響を排除するためである。

14) 井戸型 NaI(Tl) シンチレーション検出器ではなく、HPGe 検出器を使用する場合もあるので注意すること。

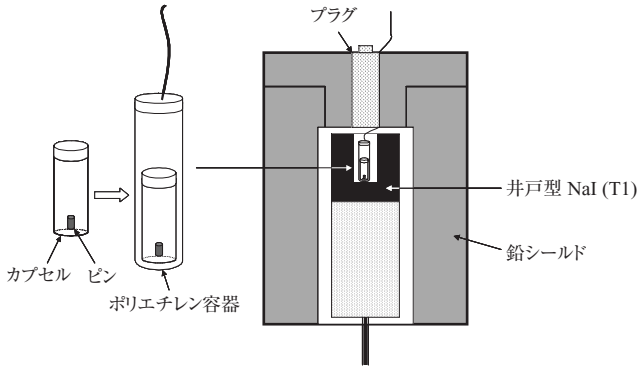


図 3-10 井戸型 NaI (Tl) シンチレーション検出器による金線ピンの放射能測定

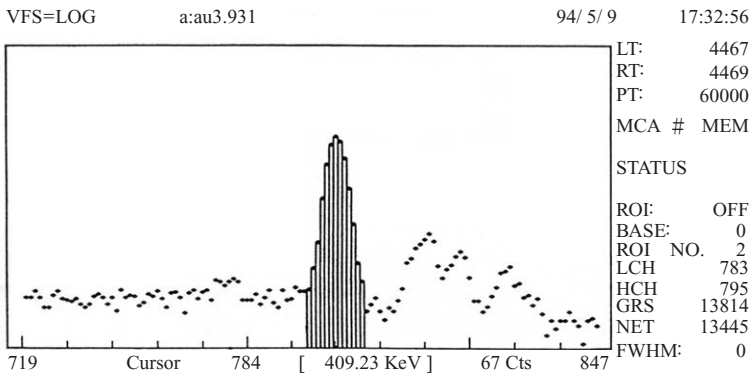


図 3-11 “ROI” の設定と γ 線ピーク計数の例

Of Interest) として設定し、 γ 線ピーク部分の計数値 (通常は MCA により自動的に計算される) を求める. ROI の設定例 (MCA の画面表示) を図 3-11 に示す.

データとして、各試料毎に、計測開始時間、計測時間、計数値を記録しておくこと。また、測定の前後等にバックグラウンドを測定しバックグラウンド計数率 C_{BG} を求める。

これから、各試料 (添え字 j で試料番号を表す) について、金線の平均計数率 $C'_{av,j}$ 及び正味計数率 $C_{av,j} (= C'_{av,j} - C_{BG})$ を順次求める。

(3) 重量測定

天秤を用いて各試料ピンの重量 M_j を測定し、記録する。

(4) 相対的な飽和放射能の計算

各試料の正味計数率 $C_{av,j}$ を式 (3-15) の右辺の C_{av} に代入すれば、相対的な飽和放射能の値 $\widetilde{D}_{\infty,j}$ を求めることができる。ここで、照射時間 T_i は照射開始時刻と照射終了時刻から、待ち時間 T_w は照射終了時刻と計測開始時刻から計算する。なお、ここでは相対測定を行っているので検出効率 ε の値は不要であることに注意すること。

(5) 相対的な中性子束の空間分布

裸および Cd カバー付試料ピンの位置に対して、単位質量あたりの相対的な飽和放射能 $(\widetilde{D}_{\infty,j}/M_j)_{bare}$ と $(\widetilde{D}_{\infty,j}/M_j)_{Cd}$ をプロットすれば、それぞれ全中性子束および熱外中性子束による放射化反応率の相対的な空間分布が得られる。このとき、裸の金線と Cd カバー付金線の照射位置等の対応関係を考慮することにより、裸の金線の単位質量あたりの飽和放射能から Cd カバー付金線の単位質量あたりの飽和放射能を差し引いたもの、すなわち、 $[(\widetilde{D}_{\infty,j}/M_j)_{bare} - (\widetilde{D}_{\infty,j}/M_j)_{Cd}]$ を試料ピンの位置に対してプロットすれば、第一近似として熱中性子束による放射化反応率の空間分布が得られることになる。

(b) 金箔の放射能測定と熱中性子束の決定

金箔の放射能測定と熱中性子束の決定にあたっては、放射能の絶対値を求める必要があり、以下では、HPGe 検出器を用いた測定の手順について説明する。基本的な手順は金線の放射線測定と同じであるが、放射能の絶対値を求めるための検出効率を決定する必要があることに注意されたい。

(1) 411.8keV の γ 線に対する検出効率の決定

- ① 取扱い上の注意事項に従い、測定系のセットアップを行う。
- ② 指定された標準線源を用いて、必要なエネルギー範囲の測定が行えるように、MCA の γ 線スペクトル表示画面を確認しながら、主増幅器のゲインを調整する。その際、ピークの誤認をなくするために、ピークの中

心チャンネルと γ 線エネルギーの関係をグラフにプロットして確認すること。

- ③ 指示された全ての γ 線に対して、全エネルギー吸収ピークの計数（ピーク面積と呼ぶこともある）を求める。MCAの γ 線スペクトル表示画面を確認しながら、目的のピークの近くにカーソルを移動し、必要に応じてスペクトルを拡大して、ピークの部分に“ROI”を設定する。多くのMCAではこのような操作で、“ROI”を掛けた部分の全計数と、そこから連続成分を除いたピーク部分の正味の計数が表示されるが、そのような機能を持たないMCAを使用する場合には、ピーク近傍のスペクトルをグラフ用紙にプロットし、ピーク計数を決定しなければならない。
- ④ 次に、式(3-18)もしくは式(3-19)を用いて、各エネルギー E_i に対する検出効率 ε_i を計算し、エネルギーと全エネルギー吸収検出効率の関係を両対数グラフにプロットし、1次のフィッティング（あるいは内挿法）を行い、411.8keVの γ 線に対する検出効率 ε を決定する。

(2) 金箔の放射能測定

中性子照射した金箔を標準線源と同じ位置におき、NaI(Tl)検出器を用いる場合と同様の手順にて411.8keVの γ 線を測定し、全エネルギー吸収ピークの計数率 C_p を求める。このとき、測定開始時間、測定時間を記録しておくこと。全エネルギー吸収ピークの計数率から式(3-17)を用いて壊変率 D を算出する。

(3) 金箔の重量測定

天秤を用いて金箔の重量 M を測定し、記録する。これにより、金箔中の金の原子数 N を決定する。

(4) 熱中性子束の決定

上記の測定を裸及びCdカバー付きの金箔について行う。得られた壊変率 D に対して放射能の時間減衰補正を施すために、 $C_{av}=D \cdot \varepsilon$ として求めた C_{av} を式(3-15)に代入して、飽和放射能の絶対値、すなわち、放射化反応率の絶対値を求める。そして、裸の金箔に対する放射化反応率の絶対値をもとに、測定位置の熱中性子束 ϕ_{th} を式(3-37)により決定する。

式(3-37)に現れるCd比 $(RR)_{Cd}$, F_{Cd} , 透過率 $(TR)_{Cd}$, 摂動因子 f , 放射化箔の熱中性子に対する平均放射化断面積 σ_{act} は次のようにして決定する.

- Cd比 $(RR)_{Cd}$

Cd比は式(3-28)として求められることから, 質量あたりの飽和放射能の比を用いて,

$$(RR)_{Cd} = (C_{av,bare} / M_{bare}) / (C_{av,Cd} / M_{Cd}), \quad (3-38)$$

として求めてよい.

- F_{Cd}

F_{Cd} は用いた金箔の厚さ, Cdカバーの厚さから図3-6を用いて求める.

- 透過率 $(TR)_{Cd}$

$(TR)_{Cd}$ は用いたCdカバーの厚さから図3-7を用いて求める.

- 放射化箔の熱中性子に対する平均放射化断面積 σ_{act}

(1) 式(3-27)にあるように, σ_{act} は中性子温度 T_n の関数であるので, まず, T_n を式(3-23)によって求める. その際に必要となる媒質温度 T_m , 吸収断面積 $\Sigma_a(T_n)$, 減速能 $\xi\Sigma_s$ は次のようにして求める.

- 媒質温度 T_m は炉心の温度に等しいものとする.
- 吸収断面積 $\Sigma_a(T_n)$ は未知数 T_n の関数であるが, ここでは第1近似として, 「第1章 臨界近接」の2群拡散計算で使用する Σ_{2a} に等しい, すなわち, $\Sigma_a(T_n) \doteq \Sigma_{2a}$ として, 「第1章 臨界近接」の表1-3に示した値を用いる. Σ_{2a} の値は用いる燃料格子によって異なっていることに注意せよ.
- 減速能 $\xi\Sigma_s$ については, 炉心セルを均質化したものを考え, 各構成材料(U, H₂O, Al)の体積比と各構成材料の減速能から炉心平均の減速能 $(\xi\Sigma_s)_{core}$ を算出し, これを減速能 $\xi\Sigma_s$ として用いることにする. 各構成材料の減速能は表3-3に示したものをを使用すること. また, 各構成材料(U, H₂O, Al)の体積比は, 本テキストの「KUCA

表 3-3 各構成材料 (U, H₂O, Al) の減速能 $\xi\Sigma_s$

構成材料	減速能 $\xi\Sigma_s$
U	0.003
H ₂ O	1.35
Al	0.0061

軽水減速架台 (C 架台) の概要」の図 4 (燃料フレーム詳細緒元), 図 5 (燃料体単位セル) を参照して, 燃料ミート部を横断する燃料フレームを含んだ長さ 14.2cm, 幅 7.1cm の燃料体単位セルの水平断面を考え, その断面における各構成材料の面積比に等しいと近似し, また, 燃料ミート中の U と Al の体積比については, U-Al 合金からなる燃料ミート中の U の体積は, 燃料長板 1 枚あたりに U が 9.55g 含まれており, U の密度が 18.7g/cm³ であることを利用して求め, 残りは Al の体積であると仮定して求めること. なお, 燃料体の詳細な寸法や, 燃料体あたりに装荷される燃料枚数 (最大枚数として計算すること) は炉心によって異なるので注意せよ.

- (2) 求めた熱中性子温度 T_n を利用し, 式 (3-27) を用いて金箔の熱中性子に対する平均放射化断面積 σ_{act} を求める. その際, 非 $1/\nu$ 補正因子 $g(T_n)$ は表 3-2 を利用して内挿により求め, $v_p = 2,200\text{m/s}$ に対応する金箔の放射化断面積 $\sigma(v_p)$ には表 3-1 に記載された値を用いる.

• 摂動因子 f

f は f_2 に等しいとして, 用いた金箔の厚さ t , 熱中性子に対する平均放射化断面積 σ_{act} より求めた巨視的断面積 Σ_a を用いて, 図 3-9 あるいは式 (3-36) から求める.

このように, 金箔の放射能測定から熱中性子束の絶対値を求めるためには煩雑な計算を行う必要がある. 本実験では, 実際の測定・データ整理に先立ってあらかじめ諸君にデータ整理の手順を習得してもらうために, 事前レポートの課題のひとつとして金箔の放射能の代表的な測定例から熱中性子束を導出してもらうこととする.

5 — 実験レポート

レポートは原則として、以下の項目に従って各個人毎に作成する。但し、班内では実験方法の説明、測定値等、班に共通の項目（以下の(1)~(4)）に関しては班内で分担して作成し、そのコピーを用いてもよい。

(1) 目的

(2) 実験条件

- 1) 炉心名称, 炉心配置図, 金線の照射位置 (指令書, 配布資料等の利用可)
- 2) 照射運転時の運転番号 (Run No.), 制御棒と安全棒の位置, 炉心水位, 炉心温度, 線型出力計ならびに γ 線エリアモニターの指示値, 金線照射の開始時刻, 終了時刻
- 3) 放射能測定に用いた γ 線検出器の種類, 測定回路のブロック図
- 4) その他必要と思われる事項.

(3) 金線の放射能測定データ

金線の放射能測定結果については、裸およびCdカバー付金線のそれぞれについて

- 金線試料番号,
- 金線試料の炉心内位置,
- 放射能測定の開始時刻,
- 照射時間,
- 待ち時間,
- 測定時間,
- 411.8keV γ 線の計数値及び計数率,
- バックグラウンドの計数値及び計数率,
- 411.8keV γ 線の正味計数率 (γ 線計数率-バックグラウンド計数率),
- 飽和放射能の相対値,
- 金線試料の質量,
- 質量あたりの飽和放射能 (比飽和放射能) の相対値,

• その他必要と思われるもの、
を表の形に整理して示すこと。

(4) 金箔の放射能測定データ

金箔の放射能測定結果については、裸および Cd カバー付金線のそれぞれについて

- 金箔試料の炉心内位置、
- 放射能測定の開始時刻、
- 照射時間、
- 待ち時間、
- 測定時間、
- 411.8keV γ 線の計数値及び計数率、
- バックグラウンドの計数値及び計数率、
- 411.8keV γ 線の正味計数率 (γ 線計数率 - バックグラウンド計数率)、
- 飽和放射能の絶対値、
- 金箔試料の質量、
- 質量あたりの飽和放射能 (比飽和放射能) の絶対値、
- その他必要と思われるもの、

を表の形に整理して示すこと。また、411.8keV γ 線の検出効率の決定に用いた標準線源の放射能測定に関するデータも同様に整理して示すこと。

(5) 金線により得られた放射化反応率の相対的な空間分布

横軸に裸および Cd カバー付金線試料 j の炉心内における位置を、縦軸に質量あたりの飽和放射能 (比飽和放射能) の相対値をとってプロットし、全中性子束および熱外中性子束による放射化反応率の相対的な空間分布を示すこと。また、両者の差として熱中性子束による放射化反応率を近似的に求め、相対的な空間分布を示すこと。

さらに、金線の Cd 比として、比飽和放射能の比 $(RR)_{Cd} = (C_{av, bare} / M_{bare}) / (C_{av, Cd} / M_{Cd})$ を計算し、空間分布を示すこと。

(6) 金箔により得られた熱中性子束の絶対値と炉心出力

金箔の放射能測定結果に基づき、金箔照射位置での熱中性子束の絶対値

と、事前レポート・問1の手順にしたがって求めた炉心出力を示すこと。このとき、金箔のCd比をはじめ、用いたさまざまな補正因子についても整理して示すこと。

(7) 2群計算結果との比較

実験で求めた3種類の放射化反応率の相対的な空間分布、金線のCd比の空間分布について、2群計算結果と比較して検討せよ。また、金箔のCd比について考察せよ。例えば、

- 1) 実験で求めた3種類の放射化反応率の相対的な空間分布は、それぞれ第1群と第2群の中性子束分布のどちらに近かったか？ 理論的にはどのように解釈できるか？（実験=反応率，計算=中性子束であること注意せよ。）
- 2) 金線のCd比の空間分布形状は物理的にどのように解釈できるか？ 2群計算結果との関連は？
- 3) 金箔のCd比は物理的にどのように解釈できるか？ 2群計算結果との関連は？
- 4) 金線の装荷方法 (x, y, z 方向) によって、金線の放射化反応率分布の形状に差はみとめられるか？ その原因は何か？ 炉心内の構造 (燃料フレームの構造，制御棒あるいは安全棒の存在，等) の影響はあるか？
- 5) もしも実験において計算で予想したものと異なった空間分布が得られたとすれば、その原因は何か？

等々について考察することが望ましい。

6 — 事前レポート

以下の設問に対してレポートを作成し、実験週の初日に提出すること。

(1) 熱中性子束と炉心出力との関係

直方体の炉心集合体において、それぞれ x, y, z 方向の各辺の長さを a, b, c (cm) とし、反射体節約を $\delta_x, \delta_y, \delta_z$ (cm) とすれば、各辺の外挿長さは $a^* = a + 2\delta_x, b^* = b + 2\delta_y, c^* = c + 2\delta_z$ (cm) と表すことができる。このとき、熱中性

子束は x, y, z の各方向について余弦分布を形成するものとして、炉心内の平均熱中性子束 ϕ_{av} ($1/\text{cm}^2/\text{s}$) は炉心中央位置の熱中性子束を ϕ_0 ($1/\text{cm}^2/\text{s}$) として

$$\phi_{av} = \phi_0 \frac{8a^*b^*c^*}{\pi^3 abc} \sin\left(\frac{\pi a}{2a^*}\right) \sin\left(\frac{\pi b}{2b^*}\right) \sin\left(\frac{\pi c}{2c^*}\right), \quad (3-39)$$

で表すことができ、かつ、炉心出力 P (W) は、炉心領域の巨視的核分裂断面 Σ_f 、単位時間あたり 1 核分裂が起こるとして放出されるエネルギー γ を用いて、

$$P = \gamma \Sigma_f abc \phi_{av}, \quad (3-40)$$

で表すことができることを証明せよ。

(2) 金箔の放射化による熱中性子束の測定と炉心出力の決定

裸の金箔とカドミウム (Cd) カバー付きの金箔を共に KUCA の C 架台に構築された C35G0 (4 列) 炉心の中央位置に設置して照射し、炉心の放射線量が十分に低下した後、これらの金箔を翌日の朝に取り出し、HPGe 検出器を用いて ^{198}Au から放出される 411.8keV の γ 線を計測したと仮定する。金箔の直径は 9.5mm、厚さは 0.05mm、Cd カバーの厚さは 0.8mm とする。また、HPGe 検出器の 411.8keV の γ 線に対する検出効率率は 28.9%であったとする。

このとき、金箔照射時のデータ、金箔測定で得られたデータは次のとおりであったとして、以下の問いに答えよ。

• 金箔照射時のデータ

- 1) 照射開始時刻：16 時 30 分、
- 2) 照射終了時刻：17 時 00 分、
- 3) 炉心の温度：23.5°C、
- 4) 線型出力計の指示値：50W

• 金箔の放射能測定で得られたデータ

- 1) 裸の金箔及び Cd カバー付き金箔の飽和放射能の絶対値を求めよ。
- 2) Cd 比 $(RR)_{Cd}$ を求めよ。
- 3) F_{Cd} を求めよ。

表 3-4 金箔の放射能測定で得られたデータ

試料番号	測定開始時刻	測定時間 [s]	計数值
BG (Background)		300	316
1 (裸)	11 : 30	60	31521
2 (Cd カバー)	11 : 40	180	28846
1 (裸)	13 : 30	60	30909
2 (Cd カバー)	13 : 40	180	28216
BG (Background)		300	321

- 4) $(TR)_{Cd}$ を求めよ.
- 5) T_n を求めよ.
- 6) 金箔の熱中中性子に対する平均放射化断面積 σ_{act} を求めよ.
- 7) 摂動因子 f を求めよ.
- 8) 炉心中央位置における熱中中性子束の絶対値 ϕ_{th} を求めよ.
- 9) 問1の結果を利用して炉心出力 $P(W)$ を求めよ. 但し, 炉心各辺の長さ a, b, c はそれぞれ 28.5, 35.5, 57.0cm とせよ. また, 反射体節約 $\delta_x, \delta_y, \delta_z$ については「第1章 臨界近接」の表 1-3 に示した C35 格子の δ に等しいとし, 炉心領域の巨視的核分裂断面積 Σ_f については, 同じく「第1章 臨界近接」の表 1-3 に示した C35 格子の $\nu\Sigma_f$ を $\nu=2.44$ で割った値を用いよ. また, $\gamma=3.2 \times 10^{-11} \text{J/fission/s}$ とせよ.

参考文献

- (1) K. H. Beckurts and K. Wirtz, *Neutron Physics*, Springer Verlag, p. 235 (1964).
- (2) 文献 (1), p. 273.
- (3) 住田健二訳, 「原子炉の物理」, p. 117, 同文書院 (1971).
- (4) 文献 (1), p. 206.
- (5) 武田充司, 仁科浩二郎共訳, 「原子炉の初等理論」(上), p. 355, 吉岡書店 (1974).
- (6) 文献 (1), p. 276-277.
- (7) 文献 (1), p. 425.
- (8) F. H. Helm, "Numerical determination of flux perturbation by foils," *Nucl. Sci. Eng.*, **16**, 235 (1963).

付録 3A $4\pi\beta\text{-}\gamma$ 同時計数法による反応率の絶対測定

I — $4\pi\beta\text{-}\gamma$ 同時計数法の原理

金の崩壊における β 線, γ 線放出の同時現象に着目し, β 線の計数, γ 線の計数, β 線と γ 線の同時計数について, それぞれ計数率 C_β , C_γ , $C_{\beta,\gamma}$ を測定し, 金箔に生じた ^{198}Au の壊変率 D の絶対値を決定して飽和放射能 D_∞ の絶対値を求める. $4\pi\beta\text{-}\gamma$ 同時計数法では, β 線検出器として 4π ガスフローカウンターが, γ 線検出器としてこれを取り囲んだ 2 個の大型 NaI (TI) シンチレーション検出器がよく用いられる. これら検出器の金箔線源に対する検出効率をそれぞれ ε_β , ε_γ と書けば

$$C_\beta = D\varepsilon_\beta \left\{ 1 + \frac{(1 - \varepsilon_\beta)\alpha\varepsilon_c}{\varepsilon_\beta(1 + \alpha)} \right\}, \quad (3A-1)$$

$$C_\gamma = D\varepsilon_\gamma / (1 + \alpha), \quad (3A-2)$$

$$C_{\beta,\gamma} = D\varepsilon_\beta\varepsilon_\gamma / (1 + \alpha). \quad (3A-3)$$

上の式から壊変率 D は

$$D = C_\beta C_\gamma / \left[C_{\beta,\gamma} \left\{ 1 + \frac{(1 - \varepsilon_\beta)\alpha\varepsilon_c}{\varepsilon_\beta(1 + \alpha)} \right\} \right], \quad (3A-4)$$

である. 但し, 411.8keV の γ 線の内部転換係数 α は 0.041 とする. ε_β は C_γ と $C_{\beta,\gamma}$ の測定値より

$$\varepsilon_\beta = C_\gamma / C_{\beta,\gamma}, \quad (3A-5)$$

与えられる. ε_c は 411.8keV の γ 線転位で放出され得る転換電子に対する 4π カウンターの検出効率で, 主に金箔の厚さで決まる. 計算の結果を表 3A-1 に示す.

式 (3A-4) では, ^{198}Au の壊変機構を図 3-1 で単純化したが, この他にも金箔内の比放射能を一定とし, ε_β と ε_γ を箔内のどの位置から見ても一定と

表 3A-1 411.8keV の γ 線転位 (^{198}Au) からの内部転換電子に対する 4π カウンターの検出効率 ε_c

金箔の厚さ (mg/cm ²)	ε_c	金箔の厚さ (mg/cm ²)	ε_c
6	0.975	49	0.820
31	0.880	110	0.610

注：この計算では 4π カウンターの γ 線検出による寄与を無視した。

仮定した。後者の要件のためには、金箔ができるだけ小さく薄いことが望ましいが、これは箔の放射化量を減少させる要因ともなる。しかし、 β 線検出器に最高の幾何効率をもつ 4π カウンターや、 γ 線検出器に大型の NaI (TI) シンチレータを採用すれば、中性子束密度の値と箔質量に注意することにより、高い統計精度を保持することができる。

式 (3A-4) を用いて壊変率の絶対値を求めるとき C_β , C_γ , $C_{\beta,\gamma}$ などに以下の補正を行う必要がある。

- C_β , C_γ , $C_{\beta,\gamma}$ に対するバックグラウンドの補正
- 特に C_β に対する分解時間補正
- $C_{\beta,\gamma}$ に対する偶発同時計数の補正

偶発同時計数 C_{ch} は同時計数回路の分解時間を 2τ とすると

$$C_{ch} = 2\tau C_\beta C_\gamma, \quad (3A-6)$$

で表される。ここで、 C_{ch} は $C_{\beta,\gamma}$ の 10% 以下であることが望ましいとされている。したがって、試料の壊変率は $2\tau\varepsilon_\beta\varepsilon_\gamma D^2 \leq 0.1\varepsilon_\beta\varepsilon_\gamma$ の関係が成立するので、 $D < 0.1 \times (1/2\tau)$ であることが望ましい。一例として、 $\tau = 1\mu\text{s}$ の同時計数回路を用いるときは、 D は $0.1 \times \{1/(2 \times 10^{-6})\} = 5 \times 10^4 \text{ Bq} (\equiv 1.35\mu\text{Ci})$ 以下であることが望ましい。

2 — $4\pi\beta\text{-}\gamma$ 同時計数法による絶対測定法

裸および Cd カバー付きで照射された金箔の ^{198}Au 放射能を $4\pi\beta\text{-}\gamma$ 同時計

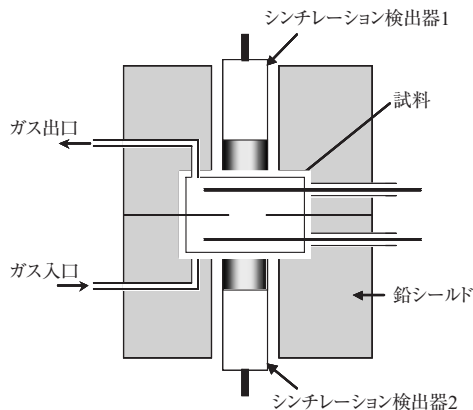


図 3A-1 $4\pi\beta\text{-}\gamma$ 検出器概略図

数法で絶対測定する。 β , γ , $\beta\gamma$ 同時計数の各計数率をそれぞれの箔につき測定する。 $4\pi\beta\text{-}\gamma$ 同時計数装置の検出器本体を図 3A-1 に示す。 β 線検出器は角型 4π カウンターで、金を蒸着して伝導性を持たせたマイラーの線源支持膜を中央に内蔵し、その上下にそれぞれガスフロー型の比例計数管が置かれている。このカウンター内を計数ガス (PR ガス) が流れる。 γ 線検出器は 2 個の NaI (Tl) シンチレーション検出器で β 線検出器を上下から挟むように配置される。 β 線、 γ 線の各検出器出力は、図 3A-2 に示すように、前置増幅器、主増幅器、シングルチャンネル波高分析器を経て、同時計数回路に導かれ、 C_β , C_γ , $C_{\beta,\gamma}$ が求められる。

ここで、 β 線検出器の分解時間 τ は $\sim 5\mu\text{s}$ 、 γ 線検出器で $\mu\sim 0.5\mu\text{s}$ 程度である。同時計数を最適条件で測定するとき、分解時間による計数数え落としが問題になるのは実際には γ 線検出器のみである。

なお、 β 線検出器を取り扱うときには、

- (a) 試料の出し入れを慎重に行い、線源支持膜を破損しないようにする、
- (b) 試料交換のとき検出器の印加電圧をゼロにする、
- (c) 線源支持膜の下にある白金線電極を切らないようにする、

ことなどに注意を要する。

測定開始前後に C_β , C_γ , $C_{\beta,\gamma}$ 各チャンネルのバックグラウンド計数率

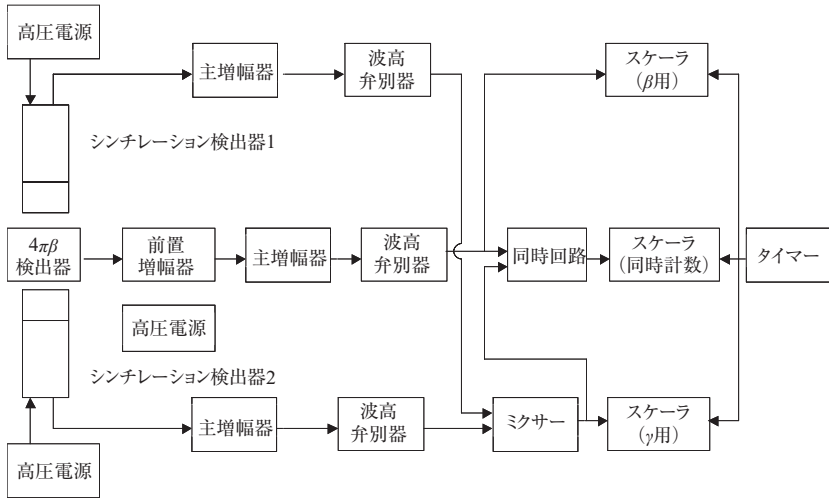


図 3A-2 $4\pi\beta\text{-}\gamma$ 同時計数測定装置のブロックダイアグラム

$(C_\beta)_{BG}$, $(C_\gamma)_{BG}$, $(C_{\beta,\gamma})_{BG}$ を求めておく。次に、裸の金箔および Cd カバー付きで照射された金箔を順次、計数する。待ち時間 T_w 後に時間 T_c で測定された全計数値を $C_{\beta total}$, $C_{\gamma total}$, $C_{\beta,\gamma total}$ とすれば、平均計数率 $C_{av\beta}$, $C_{av\gamma}$, $C_{av\beta,\gamma}$ は

$$C_{av\beta} = \frac{C_{\beta total}/T_c}{1 - C_{\beta total} \tau_\beta/T_c} - (C_\beta)_{BG}, \quad (3A-7)$$

$$C_{av\gamma} = (C_{\gamma total}/T_c) - (C_\gamma)_{BG}, \quad (3A-8)$$

$$C_{av\beta\gamma} = (C_{\beta\gamma total}/T_c) - 2\tau(C_{\beta total}/T_c)(C_{\gamma total}/T_c), \quad (3A-9)$$

となる。ここで、 β と $\beta\gamma$ の測定系における計数の数え落としは無視した。 2τ は同時計数回路の分解時間である。

上式を式 (3A-4) に代入して平均壊変率 D を求め、 $D = C_{av}/\varepsilon$ として C_{av} を求めて式 (3-15) に代入すれば、飽和放射能 D_∞ を得ることができるので、裸あるいは Cd カバー付きで照射した金箔の飽和放射能 $(D_\infty)_{bare}$, $(D_\infty)_{Cd}$ をそれぞれ求めることができる。

付録 3B HPGe 検出器を用いた測定装置の概要と取り扱い上の注意事項

検出器は高純度ゲルマニウム (Ge) 単結晶, コールドフィンガー, クライオスタット, 前置増幅器, 液体窒素容器 (dewar) 等で構成されている。その構造の概略を図 3B-1 に示す (ウエル型)。Ge 単結晶の形状には様々なものがあるが, γ 線測定用としては有効体積を大きくする必要性から同軸形状のものが広く用いられている。クライオスタットと液体窒素容器の形状も使用目的によって, 様々なものが作られ市販されている。通常, γ 線はクライオスタットのエンドキャップと呼ばれる先端部から入射させるが, この部分は 0.5mm 程度のアルミニウム¹⁵⁾ となっている。クライオスタットのエンドキャップ部分は, Ge 結晶との間隙も狭く機械的強度も弱いので, 測定試料の取り扱いにあたっては衝撃を与えないように注意する必要がある。

標準的な測定系のブロック図を図 3B-2 に示すが, その構成は金線による反応率分布の測定に用いるウエル型 NaI (Tl) シンチレーション検出器の測定系とほぼ同じである。

次に, HPGe 検出器の取扱上の注意事項を挙げる。

(1) 検出器の冷却

HPGe 検出器は室温の下で保管できるが, 使用時には検出部が完全に冷却されていなければならない。冷却が不完全な状態で検出器にバイアス電圧を加えたり室温のまま誤ってバイアス電圧を印加すると, Ge の結晶ならびに前置増幅器の FET が破損する。冷却に要する時間はクライオスタットの構造により異なるが, 最も広く用いられている I 型 (および逆 L 型) のもので 6 ~ 8 時間程度である。また, 安定した測定を行うためには 12 時間程度の冷却が望ましい。

(2) 液体窒素の補充

測定中は, 液体窒素の減少により結晶部分の温度が上昇しないように注意

15) 数 10keV 以下の低エネルギー γ 線あるいは X 線の測定用検出器では, Be 窓の検出器が用いられる。

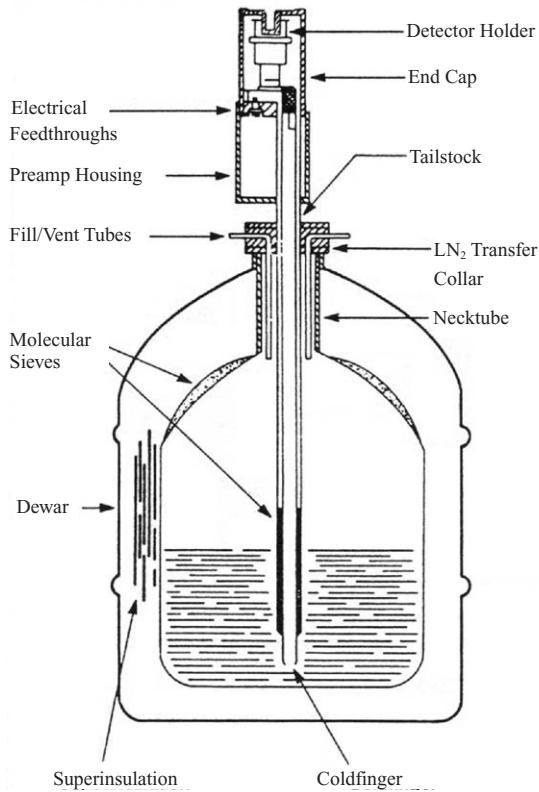


図 3B-1 HPGe 検出器の構造

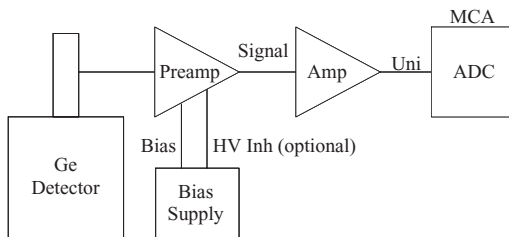


図 3B-2 測定系の標準的なブロック図

する必要がある。特に、小型のデュワでは測定中に液体窒素の補充を必要とする場合がある。その際、特別の構造のクライオスタットを除いて、検出器バイアス電圧を一旦下げてから液体窒素の補充を行う必要がある（結露による電気回路の破損を避けるため）。補充終了後は、30分ないし1時間程度経過した後に、検出器バイアス電圧を加えるように注意することが大切である。

(3) 検出器の再冷却

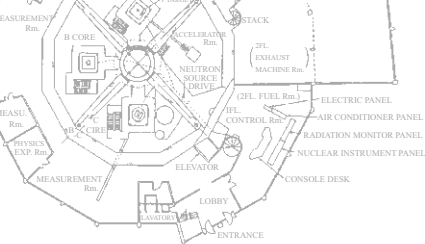
液体窒素が減少し、クライオスタットの温度が液体窒素温度より高くなった場合には、デュア内の液体窒素が完全に無くなり（あるいはクライオスタットをデュワから取り外し）、クライオスタット部分の温度を完全に室温に戻し、数時間放置した後に、再び冷却を開始しなければならない。

(4) 検出器バイアス電圧の加え方

HPGe 検出器にバイアス電圧を印加する場合は、昇圧率 100V/s 以下でゆっくりと電圧を加えていく必要がある。このようにゆっくり昇圧することは、初段に FET を使用している前置増幅器を使用する場合に共通した注意事項であるが、HPGe 検出器では、昇圧か降圧かを問わず急激なバイアス電圧の変化は、前置増幅器のみでなく Ge の結晶にも損傷をもたらすので特に注意を払う必要がある。

(5) 保護装置の使用

検出器を保護するため次のような装置を使用することが推奨される。不注意なバイアス電圧の印加や突然の停電から検出器を保護するために、高圧バッファ回路と呼ばれる時定数の非常に大きい積分回路を、バイアス電源と検出器の間に入れる。液体窒素の減少による結晶の温度上昇に対しては、デュア内に存在する液体窒素の液面の位置を検出し、設定値以下に減少した場合に、自動的にバイアス電源を“off”にすることが可能なバイアス電源も市販されている。



第4章

Feynman- α 法による炉雑音測定

1 — 実験の目的

ゼロ出力原子炉¹⁾の雑音測定の目的は、中性子密度が平均値のまわりにゆらぐ、そのゆらぎの大きさを測定して原子炉のパラメータを決めようというものである。この炉雑音解析には、時間領域で議論する方法と、周波数領域で解析する方法がある。ここでは時間領域で考えて、ゆらぎの尺度として、中性子検出器の計数率の分散対平均比から炉心パラメータを推定する Feynman- α 法を実験しよう。時間領域で議論するゼロ出力時の炉雑音解析の実験手法を、中性子相関法と呼んでいる。

さて、未臨界か、ちょうど臨界にある原子炉を自動制御系なしに、中性子束をある時間について計数した記録をみると、計数率がよく変わっているのに気付くだろう。このばらつきの一つの尺度が分散である。Am-Be 中性子源や宇宙線など、時間的に一様にランダムな発生源からの中性子のある時間幅当たりの計数はポアソン分布であることはよく知られている。ポアソン分布の平均と分散は等しく、したがって、分散と平均の比はちょうど1になる。

この一様にランダムな中性子源とカウンタの間に、連鎖反応炉がある場合を考える。中性子源から出た中性子のあるものは早く死に、あるものは核分裂を起こし、その子孫が長い連鎖反応列 (chain または family) を作るものもある。この連鎖反応列は、上の線源とカウンタの場合のポアソン分布の変動よりも大きな計数率の変動を引き起こすに違いない。さらに、核分裂当た

1) ここでいうゼロ出力とは、反応度温度フィードバック効果を見捨てる出力レベルの状態を指す。

り放出される中性子も統計的であり，計数率の分散をずらす方へ影響を及ぼすであろう。

この実験では，この分散を平均との比として測定し，理論的な定式（付録参照）と比較する．これによって原子炉のいかなるパラメータが決定できるであろうか．それを知るのがこの実験の目的である．

2 — 増倍体系における分散対平均比 (Variance-to-Mean Ratio)

ある測定時間 t (これをゲート幅と名付ける) 当たりに記録される計数を M と記す．この計数 M の「分散対平均比」を，多数回の測定の平均 \overline{M} と 2 乗平均 $\overline{M^2}$ によって

$$\frac{\sigma_M^2}{\overline{M}} = \frac{\overline{M^2} - (\overline{M})^2}{\overline{M}} \equiv 1 + Y, \quad (4-1)$$

と書くことにする．もちろん σ_M^2 は慣習にしたがって標準偏差 σ の 2 乗で書いた．平均 \overline{M} と 2 乗平均をその確率密度関数 $P(n)$ で書くと

$$\overline{M} = \sum_{n=0}^{\infty} nP(n), \quad (4-2)$$

$$\overline{M^2} = \sum_{n=0}^{\infty} n^2P(n), \quad (4-3)$$

である． $P(n)$ は時間 t で正確に n 計数である確率である．よって， $P(n; t)$ と書く方がよい． \overline{M} も $\overline{M^2}$ ， σ_M^2 ， Y もパラメータとして時間間隔を含むが省略してある． Y はポアソン分布ではゼロであるはずの量で，連鎖反応系での過剰な変動分を示す．この Y という量は，雑音解析で求められ（付録にその 1 つの方法を示す），一点炉近似では，

$$Y(t) = \frac{\overline{\epsilon v(v-1)}}{\alpha^2 \tau_f^2} \left\{ 1 - \frac{1 - \exp(-at)}{at} \right\}, \quad (4-4)$$

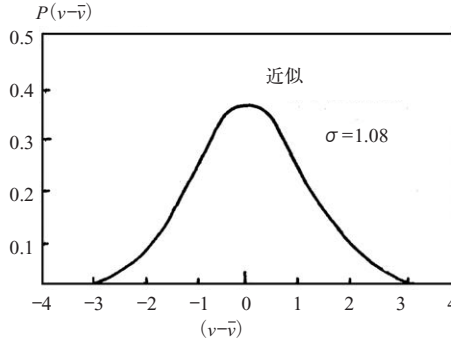


図 4-1 $p(v-\bar{v})$ のグラフ

で与えられる²⁾.

ε : 全核分裂あたりの計数効率,

$\tau_f \equiv (v \sum p_f)^{-1}$: 中性子が核分裂を起こすまでの平均寿命,

t : 計数する時間間隔,

ν : 核分裂あたりに発生する即発中性子数で,

これは分布 $p(\nu)$ をもつ. この平均は $\bar{\nu} = 2.42 (U^{235})$

$$\overline{\nu(\nu-1)} = \sum_{\nu=0}^{\infty} \nu(\nu-1)p(\nu). \quad (4-5)$$

この値の $(\bar{\nu})^2$ との比は Diven の因子と呼ばれ D と書いて、 $D \equiv \overline{\nu(\nu-1)}/(\bar{\nu})^2 = 0.795 (U^{235})$ と推定されている⁽¹⁶⁾.

2-1 減衰定数 α

この式の中の大切な定数 α について考えておこう.

未臨界系では、中性子源から発生した中性子 (1 次中性子と呼ぼう) によって起こる核分裂中性子 (2 次中性子) は時間と共に減少していく. これを中性子利得と、減少項で式にあらわすと、

2) この式は、古橋のいう当初相関を無視する近似である.^{(2), (12)}

$$\frac{d\bar{N}}{dt} = \frac{\bar{v}\bar{N}}{\tau_f} - \frac{\bar{N}}{\ell} = \frac{k_p - 1}{\ell} \bar{N}. \quad (4-6)$$

ここで、即発中性子のみに着目し、 ℓ は中性子寿命、 k_p は即発中性子の倍増率で $k_p \equiv \bar{v}\ell/\tau_f$ である。この式を積分すると

$$\bar{N} = \bar{N}_0 \exp\left(\frac{k_p - 1}{\ell} t\right) \equiv \bar{N}_0 \exp(-\alpha t). \quad (4-7)$$

ここで、減衰定数 $\alpha \equiv (1 - k_p)/\ell$ である。付録に示すように、計数による損失も考慮すると

$$\alpha = v[\{\Sigma_c + (1 + \varepsilon)\Sigma_f\} - \bar{v}\Sigma_f], \quad (4-8)$$

と書いておいた方がよい。 $\tau_c = (v\Sigma_c)^{-1}$ は、捕獲までの平均寿命である。また、中性子寿命は $\ell = [v\{\Sigma_c + (1 + \varepsilon)\Sigma_f\}]^{-1} = \tau_f \tau_c / (\tau_f + (1 + \varepsilon)\tau_c)$ である。

2-2 反応度で表した Y の表式

式(4-4)は、即発中性子のみに着目した公式であるが、実際の原子炉では、実効増倍率 k あるいは反応度 ρ で表しておいた方が都合が良い。そこで、

$$\rho = \frac{k - 1}{k}, \quad k_p = k(1 - \beta) = \frac{\bar{v}\ell}{\tau_f}, \quad (4-9)$$

$$\alpha = \frac{\beta - \rho}{\ell(1 - \rho)} \approx \frac{\beta - \rho}{\ell}, \quad (4-10)$$

を代入すると、臨界近くでは

$$Y(t) = \varepsilon \left\{ \frac{v(v-1)}{(\bar{v})^2} \right\} \left\{ \frac{(1-\beta)^2}{(\beta-\rho)^2} \right\} \left\{ 1 - \frac{1 - \exp\left(-\frac{\beta-\ell}{\ell} t\right)}{\frac{\beta-\ell}{\ell} t} \right\}, \quad (4-11)$$

となる。 β は核分裂中性子のうち遅発中性子の占める実効的割合である。

2-3 Yのおよその大きさ

ゲート幅 t を $\ell/(\beta-\rho)$ にとったとき, Y の大きさは, $\rho=0$, $\beta=0.0064$, $\frac{v(v-1)}{(\bar{v})^2}=0.795$ としてみると, $Y=0.7 \times 10^4 \varepsilon$ となる. これより計数効率は 10^{-4} (カウント/核分裂) 以上が望ましいことがわかる.

2-4 Yの漸近的挙動

実際に Y の値を測定し, 減衰定数 α や反応度 ρ 等を決定するには, 実験値を式(4-4)または式(4-11)に最小2乗法でフィットさせなければならない. しかし, α の値は t を大きくしたり, $t=0$ の近くでの様子から, ある程度推定できる.

$$t \rightarrow \infty \text{ のとき } \left\{ 1 - \frac{1 - \exp(-\alpha t)}{\alpha t} \right\} \rightarrow 1, \quad (4-12)$$

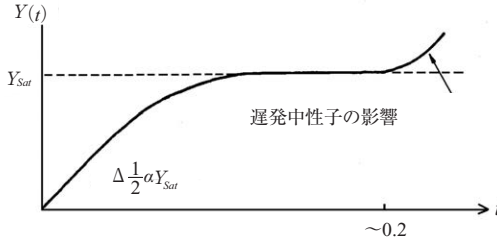
$$t \rightarrow 0 \text{ のとき } \left\{ 1 - \frac{1 - \exp(-\alpha t)}{\alpha t} \right\} \rightarrow \frac{1}{2} \alpha t. \quad (4-13)$$

したがって $t \rightarrow \infty$ のとき Y は飽和する. これを Y_{sat} とする. $t \rightarrow 0$ のときは, 勾配, あるいは, t で割ったとき, 一定値に近づく. (検討事項の Z なる量を見よ)

$t \rightarrow \infty$ のとき $Y(t)$ が Y_{sat} に近づくのは即発中性子のみを考えて立式した式(4-4)だからであって, 遅発中性子の影響を含めると Y_{sat} 以上増加する. 図4-2はその様子を模式的に表したものである. なお, この図のように遅発中性子の影響があるゲート時間以上に現れるように見えるのは, 横軸を対数に取った場合であることに注意すること. (当然のことながら, $t \rightarrow 0$ のときの勾配を求めるためには横軸を線型目盛りとしておく必要がある.)

2-5 遅発中性子での臨界時の Y

式(4-11)で $\rho=0$ とおいて

図 4-2 ゲート時間に対する $Y(t)$

$$Y_c(t) = \varepsilon \frac{\overline{v(v-1)}}{(\overline{v})^2} \left(\frac{1-\beta}{\beta} \right)^2 \left\{ 1 - \frac{1 - \exp\left(-\frac{\beta}{\ell}t\right)}{\frac{\beta}{\ell}t} \right\}, \quad (4-14)$$

となる。この値と、未臨界時の両方の飽和値の比をとると、

$$\frac{Y_{c,sat}}{Y_{sat}} = \frac{(\beta-\rho)^2}{\beta^2} = \left(1 - \frac{\rho}{\beta}\right)^2, \quad (4-15)$$

となり、 β か ρ のいずれか、またはドル単位の反応度が求められる。

2-6 出力と Y の関係

測定した β/ℓ , ρ/β と、与えられた既知の数値 D , β を用いると、検出効率 ε が求まる。

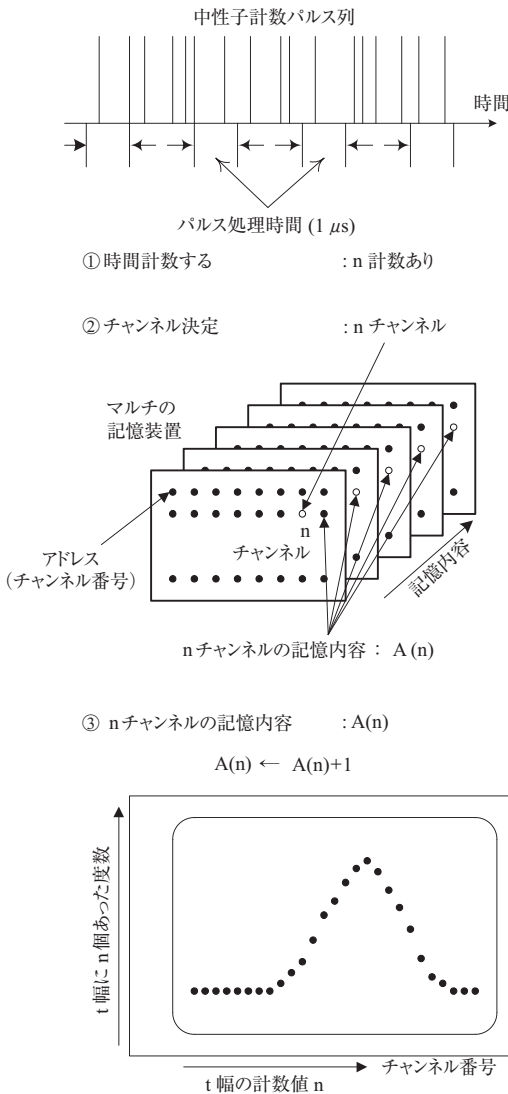
$$\varepsilon \equiv \text{平均計数率} / \text{全核分裂率}$$

であることに留意して、これらから核分裂率、ひいては出力が計算できる。

3 — 実験の方法

3-1 実験装置

1 次中性子源は $^{241}\text{Am-Be}$ (2Ci) である。 ($5 \times 10^6 \text{n/s}$)



フローチャート

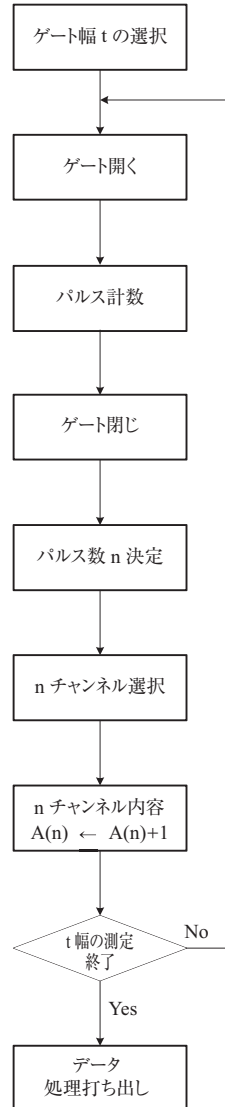


図 4-3 計数率分析装置 (PRA) 系の動作説明図

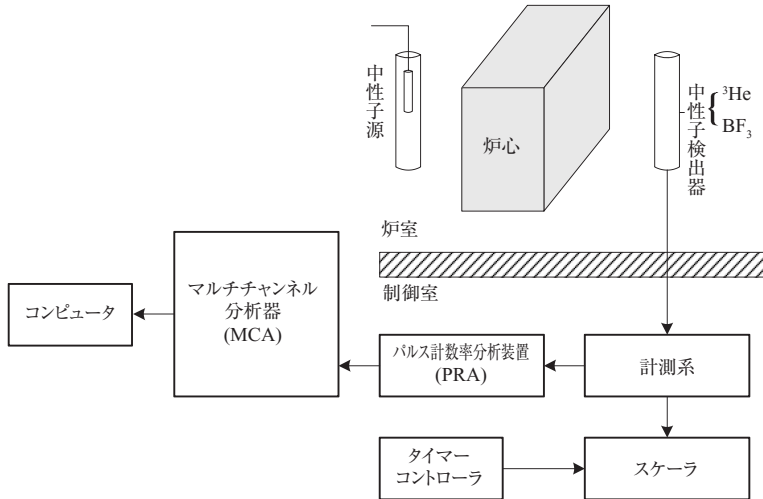


図 4-4 計測定系統図 (同じものを 2 組使用)

中性子測定検出器としては、 ^3He 比例計数管または BF_3 比例計数管を用いる。マルチチャンネル分析器にパルス計数率分析装置 (PRA) を組み合わせて使用する。この動作を図解すれば図 4-3 のようになる。全体の測定ブロック図は図 4-4 に示す系を 2 系統使用する。

この装置を使用すれば、ゲート幅 t 秒間に正確に n 個計数された頻度分布 $F(n;t)$ が得られる。そこで、

$$\text{全ゲート数} \quad n_T = \sum_{n=0}^{\infty} F(n;t), \quad (4-17)$$

$$\text{確率密度関数} \quad P(n;t) = \frac{F(n;t)}{n_T}, \quad (4-18)$$

$$\text{計数の平均} \quad \bar{M} = \frac{1}{n_T} \sum_{n=0}^{\infty} nF(n;t), \quad (4-19)$$

$$\text{計数の 2 乗平均} \quad \bar{M}^2 = \frac{1}{n_T} \sum_{n=0}^{\infty} n^2F(n;t), \quad (4-20)$$

と計算できる。 $Y(t)$ の求め方は明らかであろう。

3-2 測定の方法 (1)

(1) ポアソン分布の計数頻度分布の測定

$^{241}\text{Am-Be}$ 中性子源格納庫 (パラフィンで囲んである) 近くに設置した ^3He 比例計数管からの信号をパルス計数率分析装置 (PRA) に入力し, ゲート幅 10ms にして, ゲート幅当たりの中性子計数分布を測定する. (測定時間 100 秒)

(2) 炉心における計数頻度分布と $Y(t)$ の測定

まず, 臨界点を確かめる. これから実験する未臨界制御棒位置を 4 点 (未臨界 I, II, III, IV と名付ける) 選び, その反応度を制御棒校正曲線から読み取っておく. 未臨界 I, II, III, IV における実験手順は次の通り. ただし手順①, ⑧は運転操作員が行う (I, II, III, IV の測定は各班ごとに担当する).

- ① 校正済みの制御棒を各未臨界状態まで挿入する. 外部中性子源と炉心の距離を調整して, 測定未臨界状態 I, II, III, IV ではほぼ同じ出力レベルにする.
- ② ゲート幅 t を, 例えば表 4-1 に示す所定の時間幅に設定する.
- ③ マルチチャンネル分析器の動作時間 (測定時間, コンピュータで設定) は, ゲート幅によって, 表 4-2 の設定がよい.
- ④ 中性子検出器の全計数 N をモニタするためスケーラを用意する. (図 4-4) これらのスケーラとマルチチャンネル分析器をいずれも「リセット」した後 (コンピュータで操作), スケーラ測定時間も表 4-2 と同様に設定し, マルチチャンネル分析器と同時に「スタート」させる (コンピュータで操作).
- ⑤ コンピュータにデータ番号, 検出器記号, 炉の状態 (未臨界 I など), t の値等の情報を打ちこむ.
- ⑥ 計数終了後, マルチチャンネル分析器のデータをコンピュータのフロッピーディスクに保存する. 全中性子計数 (N) を記録しておく.
- ⑦ 以下, 表 4-2 の各ゲート幅について順次②~⑥を繰り返す.
- ⑧ 炉の未臨界状態を変え①以下と同じ操作を行う. 測定班も交替する.

表 4-1 時間幅設定の例

未臨界	ゲート幅 (時間幅) t (s)	実験担当班
I	1, 2, 3, 5, 7, 10, 20, 30, 50, 70, 100, 150	
II	1, 2, 3, 5, 7, 10, 20, 30, 50, 70, 100	
III	1, 2, 3, 5, 7, 10, 20, 30, 50, 70, 100	
IV	1, 2, 3, 5, 7, 10, 20, 30, 50	

表 4-2 マルチチャンネル分析器測定時間設定値の例

ゲート幅 (ms)	1	2	3	5	7	10	20	30	50	70	100	150
周波数 (Hz)	1000	500	333	200	143	100	50	33	20	14	10	6.7
測定時間 (s)	10	20	30	50	70	100	200	300	500	700	900	1000

(3) 遅発臨界点での $Y_c(t)$ の測定

遅発臨界点でも、中性子源を除いて自立定常状態にして $Y(t)$ の測定は可能である。このときは遅発中性子先行核を中性子源と考えればよい。しかし、実際上は、臨界点の決定を低いレベルで行うのが困難である。ここでは、未臨界状態の測定より外挿して、 α_c や $Y_{c,sat}$ を決定しよう。

3-3 測定の方法 (2)

データ処理は、手計算およびコンピュータによって行う。コンピュータに保存されているマルチチャンネル分析器出力のうち、時間幅 10ms のデータ (未臨界 I, II, III, IV) のみ印字し、各自手計算で平均、分散、及び $Y(10\text{ms})$ などを計算せよ。

10ms 以外のデータは、各班の代表者が、コンピュータでデータ処理をする。(自分の担当でない炉の状態のデータは他班よりもらう)

- (1) 実験方法 (1) のポアソン分布の実験、および、炉における実験 (2) の中の一つのゲート幅の計数頻度分布を選び、同じ平均のポアソン分布と共にグラフに示せ。ポアソン分布は計算値を使用する。
- (2) 実験方法 (2) によって得られた $Y(t)$ を、ゲート幅を横軸にとり、図示せよ。
- (3) 各状態の Y_{sat} , α を求める。 α は $Y(t)$ のゼロ近くの勾配 $1/2\alpha Y_{sat}$ か、式 (4-22) の Z_0 を用いる。
- (4) 臨界点の $Y_{c,sat}$ を 4 つの未臨界の Y_{sat} より外挿せよ。(この場合、制御棒

校正曲線より求めた $(1-\rho/\beta)^2$ を横軸に、 Y_{sat}^{-1} を縦軸にとると便利である).
 実験 (3) を行ったときは、それと比較する.

- (5) 未臨界 I, II, III, IV の反応度 ρ/β を求め制御棒校正曲線のものと比較せよ.
- (6) 縦軸に $(\beta-\rho/\beta)$ [これには (5) で求めたもの、制御棒校正曲線のもの両方がある.], 横軸に $\alpha = (\beta-\rho)/\ell$ をとってグラフを作れ. これより $\alpha_c = \beta/\ell$ が求められる. ここで表 2-6 にある β (実効値) を用いて、中性子寿命 ℓ を決定せよ.
- (7) 各状態の出力を求めよ. (3-4-3 節の放射化箔検出法と出力計の校正結果を用いて比較できたら比較せよ)

4 — 実験レポート

以上の実験結果から分散対平均比という量から実に様々な原子炉パラメータが知れることがわかったと思う. そこで次のような検討を加えると有意義であろう. 4-4-1 はレポートにして欲しいもの, 4-4-2 は後でゆっくり考えてもらいたいものである.

4-1 実験レポート

- (1) データ処理で得られた (1)~(7) の結果とその測定条件.
- (2) Feynman- α のデータ処理の仕方として、上述の Y ではなくて、次に示す Z も使用できる.

$$Z \equiv \frac{\overline{M^2} - (\overline{M})^2 - \overline{M}}{(\overline{M})^2} \quad \text{あるいは} \quad Z \equiv \frac{Y}{M}, \quad (4-21)$$

$$\overline{M} = \epsilon Ft \quad F: \text{平均核分裂率} \quad \epsilon F: \text{毎秒の計数率}$$

この Z をデータから計算して、 Y のグラフと較べてみよ. 今度は、 $t \rightarrow 0$ にしたときに興味がある.

この値は

$$Z_0 = \frac{\overline{v(v-1)}}{2\alpha^2\tau_p F} = \frac{\overline{v(v-1)}}{2\alpha(\overline{v})^2\ell^2 F} = \frac{1}{2}\alpha\frac{Y_{sat}}{\varepsilon F}, \quad (4-22)$$

となる。 Y_{sat} と較べると、計数効率が消えて核分裂率 F が入って、炉に固有の量になっている。実験 (2) のデータを使いこの式から α の値を求めてみよ。

- (3) Feynman- α 実験で求められる炉定数を表でまとめて欲しい。ただし、その定数を求めるのに必要な他の定数はどのような実験 (例えば、この CA 実験の他の実験によってよい) で求められるか明らかにすること⁽²⁾。

ヒント：計数の分散は、

- (1) 計数率のバラツキ、
 - (2) 系の臨界の程度、
 - (3) 検出器の効率、
 - (4) 中性子の系からの除去率
- に依存する。

一方、実験データからは、

- (1) Y_{sat} 、
 - (2) $t \rightarrow 0$ のときの勾配及び
 - (3) 計数率の3つ
- が求められる。

4-2 検討事項

- (1) 純粋な臨界時の分散は発散することが示される。それにもかかわらず、遅発中性子臨界で Feynman- α の実験はできる。その理由を考えよ。例えば、ゲート幅を 10s 以上にしたらどうだろう。(ここでは全く理論的な話である。技術の問題は除く。)
- (2) Feynman- α の実験で、ゲート幅 t に対する Y のカーブのフィットをさ

せるのに最小2乗法を用いて α を決定して欲しい。この最小2乗法は線形正規方程式にならないので通常の方法はそのままでは使えない！

- (3) 付録に示した方法で遅発中性子を考慮した Feynman- α の公式を求めてみよ。逆時間公式の根が必要なことが判るだろう。

参考文献

炉雑音解析の一般的参考書

- (1) 大塚益比古著, 「原子炉物理」第3章原子炉雑音, 共立出版, (1972).
- (2) 古橋晃, 飯島勉共著, 「共立実験物理学講座29 原子炉」, 中性子相関の測定, p. 223.
- (3) 山室信弘, 金子義彦, 中村知夫, 古橋晃, 仁科浩二郎, 高橋亮人, 住田健二, “動的測定法と炉物理,” 日本原子力学会誌, **16**, 117 (1974).
- (4) 斎藤慶一, 炉雑音の理論 (I), *JAERI* 1187 (1970).
- (5) M. M. R. Williams, *Random Processes in Nuclear Reactors*, Pergamon Press, Oxford, (1974). (和訳) 斎藤慶一, 西原英晃, 大塚益比古訳, 「原子炉の確率過程」, みすず書房 (1978).
- (6) R. E. Uhrig, *Random Noise Techniques in Nuclear Reactor Systems*, Ronald Press (1970).
- (7) J. A. Thie, *Reactor Noise*, Rowman and Littlefield (1963).

(以下は論文)

- (8) E. D. Courant and P. R. Wallace, “Fluctuations of the Number of Neutrons in a Pile,” *Phys. Rev.*, **72**, 1038 (1947).
- (9) F. de Hoffmann, *The Science and Engineering of Nuclear Power*, Vol. II, p. 103 (1948).
- (10) R. P. Feynman, F. de Hoffmann and R. Serber, “Dispersion of the Neutron Emission in U-235 Fission,” *J. Nucl. Energy*, **3**, 64 (1956).
- (11) R. W. Albrecht, “The Measurement of Dynamic Nuclear Reactor Parameters using the Variance of the Number of Neutrons Detected,” *Nucl. Sci. Eng.*, **14**, 153 (1962).
- (12) Y. Gotoh, “Measurement of Neutron Life in a D2O-System by Neutron Fluctuation,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **1**, 193 (1964).
- (13) E. F. Bennett, “The Rice Formulation of Pile Noise,” *Nucl. Sci. Eng.*, **8**, 53 (1960).
- (14) A. Furuhashi and S. Izumi, “A Proposal on Data Treatment in the Feynman- α Experiment,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **2**, 99 (1967).
- (15) R. W. Albrecht, “Statistics of Zero Power Nuclear Reactors,” *IRE Trans. Nucl. Sci.*, **9**, 1 (1962).

- (16) S. Okajima, M. Narita and K. Kobayashi, "Simple Determination of Low Power on Reflected Reactors using the Feynman- α Experiment," *Ann. Nucl. Energy*, **14**, 673 (1987).

定数・グラフを利用したもの

- (17) G. R. Keepin, *Physics of Nuclear Kinetics*, Addison Wesley (1964).
[p. 59, Fig. 3-7 (図 4-1), p. 60 (D の値)].

付録 4A Feynman- α 法の公式の導出法

いくつかのテキストに⁽¹⁾⁻⁽⁶⁾式 (4-4) の導出法が示されているが、実験に来て初めておめにかかる人のことも考えてこの式を導いておこう。この式は筆者の知る限りでは、次のような色々な方法で立式できる。(カッコ内は炉物理への最初の報告者またはその名で呼ばれる。)

- ① Feynman の方法 (de Hoffmann)^{(5), (8), (9), (15)}
2 時点相関を用いた直観的方法
- ② Kolmogorov の方法 前向き方程式 (Courant-Wallace)^{(7), (1), (3), (4)}
後向き方程式 (Pál-Bell)^{(2), (3)}
確率密度のバランス方程式
- ③ Langevin の方法 (Moore-Cohn)^{(1), (3)}
- ④ Power spectrum から

ここでは、確率密度とその母関数さえ理解できていればあとは自然にでて来る前向きバランス方程式によることにする。空間・エネルギー分布を無視した一点炉で立式しよう。最初、即発中性子だけ考えて、あとで遅発中性子を含めた公式も示しておく。

次の確率を考える。

$P(N, M; t)$: 時刻 t に N 個の中性子があって、時間間隔 $(0, t)$ に計数器に M 計数を与える確率。この確率 $P(N, M; t)$ が Δt 秒後、 $P(N, M; t + \Delta t)$ にはどうなるかを考えよう¹⁾。

$$P(N, M; t + \Delta t) = P(N - 1, M; t) \quad \times \quad S\Delta t$$

$\left[\begin{array}{l} \text{時刻 } t + \Delta t \text{ に } N \text{ 個存在して、} \\ (0, t + \Delta t) \text{ 間に } M \text{ 計数ある確率} \end{array} \right]$

$\left[\begin{array}{l} \text{時刻 } t \text{ に } (N - 1) \text{ 個存在して、} \\ (0, t) \text{ 間に } M \text{ 計数ある確率} \end{array} \right]$

$\left[\begin{array}{l} \Delta t \text{ 間に 1 個の源中性子が} \\ \text{放出される確率} \end{array} \right]$

1) 文献 (1), (3) で使用されている $\rho(n)$ は図 4-1 の $\rho(v)$ ではない。捕獲分の補正がある。ここの $\rho(n)$ は図 4-1 の $\rho(v - \bar{v})$ を \bar{v} だけずらしたものである。

$$\begin{aligned}
 & + P(N+1, M; t) \times (N+1) \nu \Sigma_c \Delta t \\
 & \quad \left[\begin{array}{l} \text{時刻 } t \text{ に } (N+1) \text{ 個存在して、} \\ (0, t) \text{ 間に } M \text{ 計数ある確率} \end{array} \right] \quad \left[\begin{array}{l} (N+1) \text{ 個あったものが、} \\ \Delta t \text{ 間に 1 個捕獲される確率} \end{array} \right] \\
 & + \sum_{n=0}^{\infty} P(N+1-n, M; t) \times p(n) \times (N+1-n) \nu \Sigma_f \Delta t \\
 & \quad \left[\begin{array}{l} \text{時刻 } t \text{ に } (N+1-n) \text{ 個存在して、} \\ (0, t) \text{ 間に } M \text{ 計数ある確率} \end{array} \right] \quad \left[\begin{array}{l} \text{核分裂の結果、} n \text{ 個} \\ \text{の中性子が出る確率} \end{array} \right] \quad \left[\begin{array}{l} (N+1-n) \text{ 個あったとき } \Delta t \text{ 間に} \\ 1 \text{ 中性子が核分裂を起こす確率} \end{array} \right] \\
 & + P(N+1, M-1; t) \times (N+1) \varepsilon \nu \Sigma_f \Delta t \\
 & \quad \left[\begin{array}{l} \text{時刻 } t \text{ に } (N+1) \text{ 個存在して、} \\ (0, t) \text{ 間に } (M-1) \text{ 計数ある確率} \end{array} \right] \quad \left[\begin{array}{l} \Delta t \text{ 間に、中性子が} \\ \text{検出される確率} \end{array} \right] \\
 & + P(N, M; t) \times [1 - \{S - (\nu \Sigma_f + \nu \Sigma_c + \varepsilon \nu \Sigma_f) N\} \Delta t] \\
 & \quad \left[\begin{array}{l} \text{時刻 } t \text{ に } N \text{ 個存在して、} \\ (0, t) \text{ 間に } M \text{ 計数ある確率} \end{array} \right] \quad \left[\begin{array}{l} \Delta t \text{ 間に、中性子の放出も、核分裂} \\ \text{も、捕獲も、検出も起こらない確率} \end{array} \right] \\
 & + O(\Delta t),
 \end{aligned} \tag{4A-1}$$

ここで、これらの各項の現象はそれぞれ排反的におこり、同時に2つの現象がおこることは Δt のオーダーよりも小さいと仮定されている。ここで使用されている記号は、

S : 単位時間当たり放出される源中性子の平均個数

$\nu \Sigma_f \equiv \tau_f^{-1}$, $\nu \Sigma_c \equiv \tau_c^{-1}$, $\varepsilon \nu \Sigma_f \equiv \varepsilon \tau_f^{-1}$ は本文のものと同一核分裂、吸収、検出率である。

この式は $\Delta t \rightarrow 0$ にすると、 $P(\dots, t)$ に対する微分差分方程式を得る。

$$\begin{aligned}
 \frac{dP(N, M; t)}{dt} & = S \{ P(N-1, M; t) - P(N, M; t) \} \\
 & + \nu \Sigma_c (N+1) P(N+1, M; t) - \nu \{ \Sigma_c + (\varepsilon+1) \Sigma_f \} N P(N, M; t) \\
 & + \varepsilon \nu \Sigma_f (N+1) P(N+1, M-1; t) + \nu \Sigma_f \sum_{n=0}^{\infty} p(n) (N+1-n) P(N \\
 & + 1-n, M; t).
 \end{aligned} \tag{4A-2}$$

しかし、低次のモーメントを求めればよいのであるから、次に定義する確率母関数 (Probability Generating function) を用いると便利である。

$$F(x, z) = \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{M=0}^{\infty} x^N z^M P(N, M; t), \tag{4A-3}$$

$$f(x) \equiv \sum_{n=0}^{\infty} x^n p(n) . \quad (4A-4)$$

式 (4A-2) に $x^N z^M$ を掛けて、 N, M について和をとり整理すると、

$$\frac{\partial F}{\partial t} = (x-1)SF + [\nu \Sigma_c (1-x) + \nu \Sigma_f \{f(x) - x\} + \varepsilon \nu \Sigma_f (z-x)] \frac{\partial F}{\partial x}, \quad (4A-5)$$

が得られる。確率母関数の性質、

$$F(x, z; t) \Big|_{x=z=1} = \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{M=0}^{\infty} P(N, M; t) = 1 , \quad (4A-6)$$

$$\frac{\partial F(x, z; t)}{\partial x} \Big|_{x=z=1} = \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{M=0}^{\infty} NP(N, M; t) = \overline{N} , \quad (\text{中性子数の平均}) \quad (4A-7)$$

$$\frac{\partial F(x, z; t)}{\partial z} \Big|_{x=z=1} = \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{M=0}^{\infty} MP(N, M; t) = \overline{M} , \quad ((0, t) \text{間での計数平均}) \quad (4A-8)$$

$$\frac{\partial^2 F(x, z; t)}{\partial x^2} \Big|_{x=z=1} = \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{M=0}^{\infty} N(N-1)P(N, M; t) = \overline{N^2} - \overline{N} , \quad (4A-9)$$

$$\frac{\partial^2 F(x, z; t)}{\partial x \partial z} \Big|_{x=z=1} = \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{M=0}^{\infty} NMP(N, M; t) = \overline{NM} , \quad (4A-10)$$

$$\frac{\partial^2 F(x, z; t)}{\partial z^2} \Big|_{x=z=1} = \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{M=0}^{\infty} M(M-1)P(N, M; t) = \overline{M^2} - \overline{M} , \quad (4A-11)$$

を利用して、2次モーメントと次の修正された分散、共分散

$$\mu_{NN} \equiv \overline{N^2} - (\overline{N})^2 - \overline{N} = \sigma_N^2 - \overline{N} , \quad (\text{中性子数の階乗キュムラント}) \quad (4A-12)$$

$$\mu_{MM} \equiv \overline{M^2} - (\overline{M})^2 - \overline{M} = \sigma_M^2 - \overline{M} , \quad (\text{計数の階乗キュムラント}) \quad (4A-13)$$

$$\mu_{NM} \equiv \overline{(N-\overline{N})(M-\overline{M})} = \overline{MN} - \overline{M}\overline{N} . \quad (\text{共分散}) \quad (4A-14)$$

および平均を求める。その際、

$$\bar{v} = \frac{\partial f(x)}{\partial x} \Big|_{x=1} = \sum_{n=0}^{\infty} np(n), \quad (\text{平均中性子発生数}) \quad (4A-15)$$

$$\overline{v(v-1)} = \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} \Big|_{x=1} = \sum_{n=0}^{\infty} n(n-1)p(n),$$

(平均中性子発生率の1次の階乗モーメント) (4A-16)

を用いる。結果として次の一連の方程式が得られる。

$$\frac{d\bar{N}}{dt} = v\{(\bar{v}-1-\varepsilon)\Sigma_f - \Sigma_c\}\bar{N} + S,$$

または $\frac{d\bar{N}}{dt} = \frac{k_p - 1}{\ell}\bar{N} + S, \quad \frac{d\bar{N}}{dt} = -\alpha\bar{N} + S,$ (4A-17)

ここで

$$k_p \equiv \frac{\bar{v}\Sigma_f}{\Sigma_c + (1+\varepsilon)\Sigma_f} \equiv k(1-\beta), \quad \ell \equiv \frac{1}{v\{\Sigma_c + (1+\varepsilon)\Sigma_f\}}, \quad \alpha \equiv -v\{(\bar{v}-1-\varepsilon)\Sigma_f - \Sigma_c\},$$

(4A-18)

で、即発中性子のみの方特性方程式が得られる。同時に、ゲート幅 t 内の平均計数 \bar{M} は次式に従う。

$$\frac{d\bar{M}}{dt} = \varepsilon v \Sigma_f \bar{N}. \quad (4A-19)$$

また $\mu_{NN}, \mu_{MM}, \mu_{NM}$ は次の方程式に従う。

$$\frac{d\mu_{NN}}{dt} = 2\mu_{NN}v\{(\bar{v}-1-\varepsilon)\Sigma_f - \Sigma_c\} + v\Sigma_f\bar{N}\overline{v(v-1)}, \quad (4A-20)$$

$$\frac{d\mu_{MM}}{dt} = 2\varepsilon v \Sigma_f \mu_{NM}, \quad (4A-21)$$

$$\frac{d\mu_{NM}}{dt} = v\{(\bar{v}-1-\varepsilon)\Sigma_f - \Sigma_c\}\mu_{NM} + \varepsilon v \Sigma_f \mu_{NN}. \quad (4A-22)$$

(1) 定常状態

Feynman- α の実験は定常状態にして遅発臨界か未臨界で行うので、反応度や外部源を一定に保たれる。このとき、中性子数の平均や分散の増加率、 \bar{N} や σ_N^2 と $\dot{\mu}_{NN}$ はゼロになる。しかし、計数についてこれらの量は累積分布であるからゼロにならない。たとえば、 \bar{M} は時間と共に増加する。

定常状態の \bar{N} と μ_{NN} は式 (4A-17) および式 (4A-20) で

$$\bar{N} = \frac{S\ell}{1 - k_p} = \frac{S}{\alpha}, \quad (4A-23)$$

$$\mu_{NN} = \frac{\overline{v(v-1)v\Sigma_f\bar{N}}}{2v\{\Sigma_c - \Sigma_f(\bar{v}-1-\epsilon)\}} = \frac{\overline{v(v-1)v\Sigma_f}\bar{N}}{2\alpha}, \quad (4A-24)$$

である。求めるべき Feynman- α の公式は

$$\frac{\overline{M^2} - (\bar{M})^2}{\bar{M}} = 1 + \frac{\mu_{MM}}{\bar{M}} \equiv 1 + Y, \quad (4A-25)$$

であるので、式 (4A-19)、式 (4A-21) および式 (4A-22) を解いて、 \bar{M} と μ_{MM} を求めて代入すればよい。簡単な微分方程式ですぐ解けるが、検討事項にあるように遅発中性子の影響を入れて解くには相当繁雑になる。そのときの見通しをよくするために、ラプラス変換を使って解く。式 (4A-21) および式 (4A-22) を初期値ゼロとしてラプラス変換し行列表示すると、

$$\begin{pmatrix} s & -2\epsilon v\Sigma_f \\ 0 & s(s+\alpha) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\mu}_{MM}(s) \\ \tilde{\mu}_{NM}(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \epsilon v\Sigma_f\mu_{NN} \end{pmatrix}. \quad (4A-26)$$

これを解くと、

$$\tilde{\mu}_{MM}(s) = \frac{2\epsilon^2(v\Sigma_f)^2\mu_{NN}}{\alpha} \left\{ \frac{1}{s^2} - \frac{1}{\alpha s} + \frac{1}{\alpha(s+\alpha)} \right\}, \quad (4A-27)$$

$$\tilde{\mu}_{NM}(s) = \frac{\epsilon v\Sigma_f\mu_{NN}}{\alpha} \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{s+\alpha} \right). \quad (4A-28)$$

逆変換して、式 (4A-24) 式の μ_{NN} を代入すると μ_{MM} は

$$\mu_{MM}(t) = \frac{\overline{N\varepsilon^2(v\Sigma_f)^3 v(v-1)}}{\alpha^2} t \left\{ 1 - \frac{1 - \exp(-\alpha t)}{\alpha t} \right\}. \quad (4A-29)$$

式(4A-25)と、式(4A-19)の積分 $\overline{M} = \varepsilon v \Sigma_f \overline{N} t$ より

$$Y(t) = \frac{\mu_{MM}}{\overline{M}} = \frac{\varepsilon(v\Sigma_f)^2 \overline{v(v-1)}}{\alpha^2} \left\{ 1 - \frac{1 - \exp(-\alpha t)}{\alpha t} \right\}, \quad (4A-30)$$

となって、式(4-4)が求められる。

(2) 遅発中性子を考慮したとき

遅発中性子6群とすると、上と全く同じ手法で以下のように求められる。

$$\frac{\mu_{MM}}{\overline{M}} = \sum_{i=1}^7 Y_i \left\{ 1 - \frac{1 - \exp(-\alpha_i t)}{\alpha_i t} \right\}. \quad (4A-31)$$

Y_i は式(4A-30)の Y であり、一般に

$$Y_i = 2\varepsilon \frac{\overline{v(v-1)}}{\alpha_i(\overline{v})^2} A_i G(\alpha_i), \quad (4A-32)$$

と書ける。 α_i は逆時間公式の根 $s = -\alpha_i$ であり、 $G(s)$ は、ゼロ出力炉の伝達関数である。 α_1 は即発中性子減衰であり、ゲート幅 t が

$$\frac{1}{\alpha_1} = t = \frac{1}{\alpha_2}, \quad (4A-33)$$

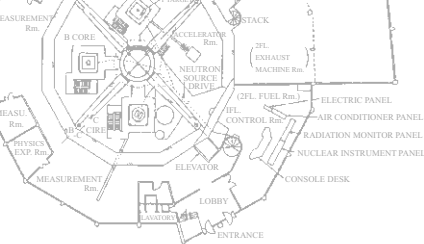
のとき、第1項を考えればよく、上述の実験が可能になる。遅発臨界では $\alpha_7 = 0$ で Y_7 は発散し、源が入った状態で実験はできない。

(3) 当初相関補正, 空間依存性, 核分裂計数管

最初の中性子源が自発核分裂であると、その中性子どうしの相関のために式(4-4)は k で割った形になる^{(2), (13)}。臨界に近いときは省略してよい。

空間高次モードの影響は、中性子密度が小さく源中性子の影響が大きいと効果は大であろう。しかし、未臨界が浅く基本モードで充分近似できる場合でも、核分裂源が空間的に分布している効果を考慮するために、空間補正 g

因子 (1.1~1.3) を掛ける必要を生じる^{(2), (15)}. 特に出力の測定では (炉雑音測定では箔測定より小さいめに出ると言われる) この補正は大切である. 核分裂計数管を用いるときは, 検出に伴う二次中性子の検出による相関がつけ加わるが, この補正は小さい⁽³⁾.



第5章

パルス中性子法による反応度測定

1 - 実験の目的

パルス中性子法とは、加速器などを用いてパルス状に中性子集団を発生させ、それを減速材体系や増倍体系に打ち込み、その後の体系内における中性子密度の時間的変化を解析することによって、各種の積分的炉物理定数を求める方法で、炉物理実験の基礎的測定技術の一つとされている。

今回の実験は、パルス中性子法による増倍体系の負の反応度測定を取り上げ、その原理の理解と実験技術を修得することを目的とする。

2 - 実験の原理

はじめに、臨界未満の増倍体系に高速中性子が打ち込まれた時の増倍体系内における中性子密度の時間的変化について定性的に説明し、中性子密度の減少と体系の反応度との関係を物理的考察から簡単に導く。

高速中性子が体系内に打ち込まれたとする。全中性子はその中性子バーストの時間幅(数~数10 μ s)で放出され体系内に拡散するが、その間に原子核と衝突を繰り返し減速される。高速中性子が熱中性子まで減速されるに要する時間は、打ち込む中性子のエネルギーや媒質の減速能に依存する。すなわち、体系内の熱中性子密度は中性子バースト後ある時間たってから最大となるが、その立ち上がりに要する時間は、中性子バースト幅と打ち込まれた中性子のエネルギーから熱中性子に減速されるまでの平均減速時間に依存する。ただし、この議論は媒質の中性子減速時間が測定体系における熱中性子

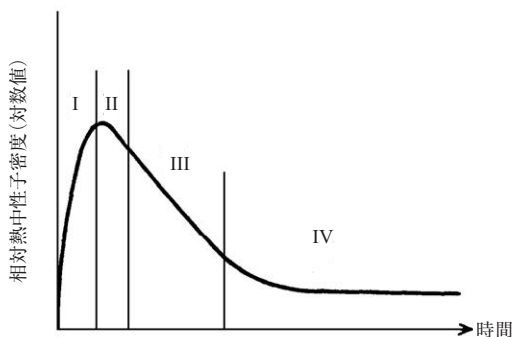


図 5-1 パルス中性子打ち込み後の熱中性子密度の変化

平均寿命に比べて十分短い時にのみ成り立つ。

このようにしてできた熱中性子は体系内を拡散し、最終的に体系内で吸収されるか、体系から洩れ出すことによって失われる。ところが、増倍体系では燃料に吸収された中性子は核分裂によって新たに数個の高速中性子を作る。ただし、当面問題となるのは即発中性子のみである。その理由は、遅発中性子はこの段階では対応する先行核に保持され、その減衰の割合は測定対象となる時間領域では極めて小さいからである。核分裂で生じた即発中性子は上で述べたパルス状の源中性子の場合と同じ運命をたどる。すなわち、それらは減速熱化され、その後、吸収または体系から洩れ出ることによって失われる。炉心は臨界未満体系であるので、体系内の熱中性子数は時間と共に減少する。その減衰は指数関数的であり、その減衰定数が体系の反応度と関係づけられるのである。

図 5-1 は増倍体系に高速中性子を打ち込んだ後の体系内の熱中性子密度の時間的変化を描いたものである。第 I 領域は打ち込まれた源中性子が減速熱化されることによって熱中性子密度が増加する部分である。第 II 領域は中性子スペクトルが平衡に達すると共に空間分布の高調波が消滅する部分である。第 III 領域は熱中性子密度が時間と共に、その体系固有の減衰定数で指数関数的に減衰する部分であって、この減衰は即発中性子によるものである。第 IV 領域では中性子密度は小さく、第 III 領域に比べてゆっくりした減衰を示している。この領域での中性子密度の変化は主に遅発中性子が支配しており、減衰はその平均寿命 ($\sim 12\text{s}$) に、また、振幅は体系の反応度に依

存する。

さて、第 III 領域に注目すると、この部分の中性子密度が指数関数的に減衰するであろうことは容易にわかる。すなわち、この領域では相対的に遅発中性子の寄与が少ないので、中性子の生成は即発中性子のみによって行われると考えることができ、その割合は一定で、次式で与えられる。

$$k_p = (1 - \beta)k. \quad (5-1)$$

ここで k_p は即発中性子増倍係数で、 k は遅発中性子を含む実効増倍係数、 β は実効的な遅発中性子の割合である。したがって、パルス中性子の発生に引き続いて起こる体系内の中性子数の変化率は

$$\frac{\Delta n}{n} = (1 - \beta)k - 1, \quad (5-2)$$

で与えられるので、即発中性子寿命 ℓ を導入することにより、単位時間当たりの変化分は

$$\frac{dn/n}{dt} = \frac{(1 - \beta)k - 1}{\ell}, \quad (5-3)$$

となる。従って中性子数の時間変化は

$$n(t) \approx n_0 \exp \left\{ -\frac{1 - (1 - \beta)k}{\ell} t \right\}, \quad (5-4)$$

で示される。すなわち、増倍体系にパルス中性子を打ち込んだ後の体系内中性子数の減衰定数を α とすると

$$\alpha = \frac{1 - (1 - \beta)k}{\ell} = \frac{\beta}{\ell} k \left(\frac{1 - k}{\beta k} + 1 \right), \quad (5-5)$$

と表される。一方、反応度 ρ 、負のドル単位反応度 $\$,$ および即発中性子生成時間 Λ は

$$\rho = \frac{k - 1}{k}, \quad (5-6)$$

$$\$ = \frac{\rho}{\beta} = \frac{k-1}{\beta k}, \quad (5-7)$$

$$\Lambda = \frac{\ell}{k}, \quad (5-8)$$

で定義されるので, α は

$$\alpha = \frac{\beta}{\ell} k(1+\$) = \frac{\beta}{\Lambda}(1+\$), \quad (5-9)$$

と書くことができる.

もし, 体系を遅発臨界にしてパルス実験を行うことができれば

$$\alpha_c = \frac{\beta}{\Lambda}, \quad (5-10)$$

となり, 遅発臨界における減衰定数 α_c から β/Λ を決定することができる. また, この α_c は臨界未満体系の反応度を測定する時の基準となる. すなわち, $k \approx 1$ の条件で実験を行うとすると, Λ はほぼ一定と見なせるので

$$\$ = \frac{\alpha}{\alpha_c} - 1, \quad (5-11)$$

からドル単位の反応度を決定することができる. これを Simmons-King 法と呼ぶ⁽²⁾ (しかし, α_c を直接測定することは非常に難しいので, 反応度の知られている未臨界体系における測定から外挿する場合が多い).

実際に観測される中性子数の減衰は, 指数関数的変化を示す部分とほとんど一定の値を示す遅発中性子によるバックグラウンドの和であり,

$$n = Ce^{-\alpha t} + B, \quad (5-12)$$

と書ける場合が多い (ただし, 体系が臨界に非常に近い場合は, $B =$ 一定の仮定は必ずしも適当でない). したがって, 中性子数の変化は

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha C \exp(-\alpha t) = -\alpha(n-B), \quad (5-13)$$

と書ける. 一方, 原子炉動特性方程式によると中性子数の変化は

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\ell(1 - \rho)} n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i, \quad (5-14)$$

と表され⁽¹⁾、さらに、式(5-6)を使うと次のように書くことができる。

$$\frac{dn}{dt} = \frac{(1 - \beta)k - 1}{\ell} n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i, \quad (5-15)$$

中性子数の変化を表す式(5-13)と式(5-15)において、中性子数 n の係数が等しいと考えると

$$\alpha = \frac{1 - (1 - \beta)k}{\ell}, \quad (5-16)$$

が得られる。

より厳密にこの問題を取り扱うには、輸送方程式に適当な近似を導入し、増倍体系にパルス中性子が打ち込まれた時の振る舞いを記述する必要がある^{(2),(3)}。通常用いられるモデルは、エネルギー群2群で、遅発中性子1群、裸の体系というモデルであるが、このモデルによって拡散方程式を導出すると、中性子密度に対する時間依存の方程式が得られるが、それは今まで記述した結果と同じ形になる。また、実際の測定では空間高調波の影響をかなり受けることも示すことができる。高調波の影響は中性子束の空間分布を波動方程式の固有関数で表示する際に現れるが、測定したい反応度は基本モードに対するものである。したがって、観測データによる減衰定数の決定は全ての高調波が十分減衰した状態で行う必要がある。この条件は体系が臨界に近い場合は容易に実現できるが、体系の未臨界度が深くなるにつれて基本モードの減衰が早くなり、高調波との分離が困難になるため減衰定数に影響が現れる。この高調波の影響は、体系内の色々な場所に検出器を置いて測定を行うことによって調べることができる。また、エネルギーの平衡状態が確立する以前ではエネルギー高調波の存在が問題となるが、多くの場合エネルギー高調波の減衰は空間高調波に比べ十分早いので、特別な配慮を必要とすることは少ない。そのため検出器のエネルギー依存性に関係なく反応度測定を行うことができる。

以上は即発中性子の基本モードに対する減衰定数に着目した反応度解析法

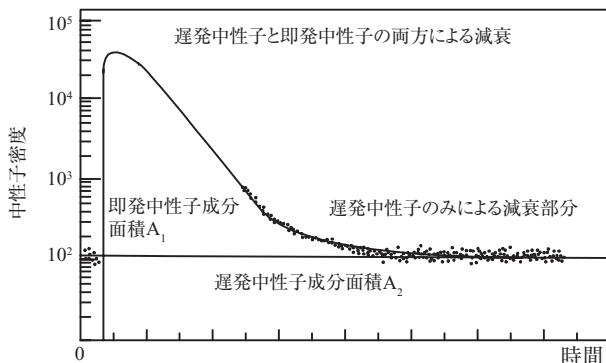


図 5-2 中性子密度の減衰

であるが、Sjöstrand⁽⁴⁾は連続的にパルス中性子を打ち込んでいる時の体系内の遅発中性子レベルにも着目し、その面積比から反応度を求める方法を提案した。すなわち、図 5-2 に示す通り全中性子密度を即発中性子による増分 A_1 と遅発中性子による増分 A_2 に分けると、 S を打ち込み中性子数として、

$$A_1 = \frac{S}{1 - (1 - \beta)k}, \quad (5-17)$$

$$A_1 + A_2 = \frac{S}{1 - k}, \quad (5-18)$$

と書くことができるので、 A_1 と A_2 との比から

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{1 - k}{\beta k} = - \left(\frac{\rho}{\beta} \right)_{s_j}, \quad (5-19)$$

と ρ/β を求めることができる。この方法は、Simmons-King 法の α_c のような、反応度測定の基準点を必要としないのが特長である。しかし、この方法では、基本モードが減衰曲線を支配していると仮定しているので、空間高調波による影響を受け易い。すなわち、観測される減衰曲線の立ち上がり部分の形状は図 5-3 に見られる通り、源中性子と検出器の位置によって変化し、 A_1 の値は減衰曲線の立ち上がり部分の形によって大きく変化することは明らかである。

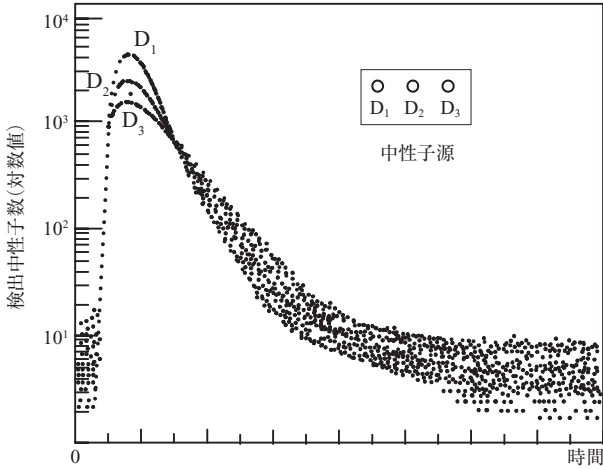


図 5-3 減衰中性子密度の空間依存性

そこで Gozani⁽⁵⁾ は、この空間高調波の寄与を軽減する目的で、空間高調波の影響が含まれている部分を基本モードで外挿する「外挿面積比法」を提案した。すなわち、

$$-\left(\frac{\rho}{\beta}\right)_{Go} = \exp(\alpha t_w) \frac{\int_{t_w}^T X_p(t) dt}{\int_0^T X_d(t) dt}, \quad (5-20)$$

の式によって反応度を決定する方法である。ここで $X_p(t)$ は即発中性子による減衰曲線の部分、 X_d は遅発中性子レベル、 T はパルス打ち込みの繰り返し周期、 t_w は空間高調波が消えるまでの待ち時間である。また、Garelis と Russell⁽⁶⁾ は Simmons-King 法に改良を加え空間高調波の影響を軽減する方法を提案している。以上の方法は全て、1 群 1 領域という仮定を行っているため、たとえ空間高調波が完全に減衰した状態で解析を行ったとしても、反射体付き体系では反応度の測定値が空間依存性を示すことが指摘されている⁽⁷⁾。その原因については、既にかんりの研究が行われているが^{(8), (9), (10), (11)}、ここでは割愛する。

3 - 実験装置

(1) 測定体系

KUCA の 3 種類の架台のうちいずれかに炉心を構成する。

(2) パルス中性子源

この実験に使用するパルス中性子発生装置 (PNS) は, Kaman 社製のシールド・チューブ型と呼ばれているものである。この装置はコンソールと中性子発生管 (直径約 10cm, 長さ約 60cm) に分かれており, D-T 反応によってパルス幅 $2\sim 5\mu\text{s}$, 繰り返し周波数 10pps 以下で 14MeV 中性子バーストを発生することができる。コンソールは制御室または総合測定室内に置き, 中性子発生管は反射体領域に設置し, 両者を専用ケーブルで接続する。

(3) 中性子計測系

この実験に用いる検出器は, 核分裂電離箱 (起動系のもの), BF_3 比例計数管, ^3He 比例計数管などの計数型検出器を用い, その計数率の時間的变化をマルチチャンネルスケーラによって測定する。標準的な測定系ブロック図を図 5-4 に示す。

4 - 実験の方法

本テーマの実験以前に制御棒の微分反応度が測定されているものとする。

- (1) 微分反応度の知られている 1 本の制御棒を完全に引き抜いた状態で他の制御棒によって臨界とする。次にその制御棒を完全に挿入し, バックグラウンドが一定になるまで待ち, バックグラウンドを測定する。
- (2) 測定系のセッティング等を確認し (アンプゲイン, 波高弁別レベル等は臨界点確認の際またはそれ以前に調整されているものとする), PNS の運転を開始する。繰り返し周波数は減衰曲線を見て決定するが, $0.5\sim 3\text{pps}$ の範囲である。100 パルス程度のパルスを打ち込んで遅発中性子レベ

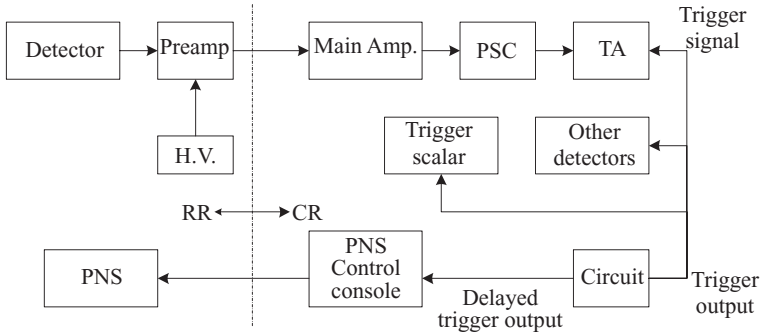


図 5-4 測定計ブロック図

ルが一定となった時点で、タイムアナライザおよびトリガ数計数用スケーラ、タイマーをスタートさせ計測を始める。タイムアナライザのチャンネル幅は、(チャンネル幅×チャンネル数<繰り返し周期)となるように選ぶが、今回の実験では50~100 μ s/chでよい。

- (3) 500~2000 のパルスを打ち込んで測定を終える。タイムアナライザによる測定結果はプリンタを用いて出力するが、その際 SUM (または INT) 機能を持つ装置では全計数も出力しておくと便利である。トリガ数、測定時間についてもスケーラ、タイマーの値を記録する。
- (4) 次に PNS を一旦停止して全挿入されている制御棒の校正曲線を基にして約 0.1% $\Delta k/k$ だけ制御棒を引き抜き、定常状態となった後にバックグラウンドを測定する。
- (5) 以下同様の手順で臨界近傍まで (5~6 点) 測定を繰り返す。

5 - データ処理

- (1) 各検出器毎に測定した全制御棒位置での減衰曲線を片対数グラフ用紙にプロットし、空間高調波の消えるチャンネルを調べ、基本モードの減衰と思われる部分から、目視によって減衰定数 α を決定せよ。(必要に応じて、検出器の不感時間、バックグラウンド等の補正を行うこと。不感時間補正を行う場合、各チャンネルの有効計測時間は、

[チャンネル幅－メモリータイム] × トリガ数

となり、今回使用する4入力タイムアナライザ装置のメモリータイムは公称 $4\mu\text{sec}$ である)

- (2) 横軸に制御棒校正曲線から読み取った反応度 ρ を、縦軸に測定された減衰定数 α をとり、 ρ と α の関係をプロットし、その外挿によって臨界での即発中性子減衰定数 α_c を決定せよ。
- (3) 上記の α_c を用いて Simmons-King 法 (式 (5-11)) によって、各制御棒位置に対するドル単位反応度を決定せよ。
- (4) 面積比法および外挿面積比法 (式 (5-19) および式 (5-20)) によって、ドル単位の反応度を求めよ。

6－考察

- (1) 中性子発生装置と検出器の位置によって空間高調波の影響はどのように変化するか。
- (2) ペリオド法と Simmons-King 法による反応度は一致したか。もし違いがあるならばその原因は何か。
- (3) 面積比法 (および外挿面積比法) によって求めたドル単位反応度と Simmons-King 法による結果は一致したか。もし違いがあるならばその原因は何か。
- (4) エネルギー特性の異なる検出器による測定データが得られていたならば、検出器のエネルギー特性が測定された反応度にシステムティックな違いを生じさせるか否かを検討せよ。

7－実験レポート

自分のグループが担当した測定値の整理・処理は各個人毎に行う。ただし、測定系ブロック図、測定生データのプロット等個人によって異なる要素を持たない部分は分担して書き、コピーを用いてもよい。(注:例えば、高調波の

消えるチャンネルの決定等は一人一人で異なるはずである) 比較のために他のグループの結果を引用する場合は、出所(グループまたは個人)を明記し、その結果のみを示せばよい。

参考文献

1. 一般的な参考文献(手頃な邦文のもの)

- (1) 日本原子力学会 臨界実験専門委編, 「原子炉物理実験」, p. 171~189, コロナ社(1964).
- (2) 伏見康治編, 「実験物理学講座第29巻原子炉」, p. 202~221, 共立出版(1972).
- (3) 武田充司, 仁科浩二郎共訳, 「原子炉の初等理論」(下), p. 544~547, 861~863, 吉岡書店(1976).
- (4) 住田健二, 金子義彦, “パルス中性子法による減速・拡散実験” 日本原子力学会誌, **3**, 634 (1961).
- (5) 山室信弘, 金子義彦, 中村知夫, 古橋晃, 仁科浩二郎, 高橋亮人, 住田健二, “動的測定法と炉物理,” 日本原子力学会誌, **16**, 117 (1974).

2. この章で引用した文献

- (1) G. R. Keepin, *Physics of Nuclear Kinetics*, Addison-Wesley (1965).
- (2) B. E. Simons and J. S. King, “A Pulsed Neutron Technique for Reactivity Determination,” *Nucl. Sci. Eng.*, **3**, 595 (1958).
- (3) S. C. Fultz, “The Time-Dependent Thermal Neutron Flux from a Pulsed Subcriticality Assembly,” *Nucl. Sci. Eng.*, **6**, 313 (1959).
- (4) N. G. Sjostrand, “Measurement on a Subcritical Reactor using a Pulsed Neutron Source,” *Arkiv Fysik*, **11**, 233 (1956).
- (5) T. Gozani, “A Modified Procedure for the Evaluation of Pulsed Source Experiments in Subcritical Reactors,” *Nukleonik*, **4**, 348 (1962).
- (6) E. Garelis and J. L. Russell, Jr., “Theory of pulsed neutron source measurements,” *Nucl. Sci. Eng.*, **16**, 263 (1963).
- (7) O. Meyer and E. Garelis, *Development of Pulsed Neutron Application to Power Reactor Start-up Procedures*, GEAP-4644 (1964).
- (8) A. E. Waltar and L. Ruby, “Pulsed-Source Reactivity Measurements in a Reflected Reactor,” *Nukleonik*, **10**, 2 (1967).
- (9) M. Becker and K. S. Quisenberry, *The Spatial Dependence of Pulsed Neutron, Reactivity Measurements*, Arizona Symposium (1965).
- (10) O. Aizawa, “Reactivity Analysis by Spectral Corrected Garelis-Russel Method,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **2**, 99 (1967).

- (11) F. C. Difilippo, N. B. Pieroni and J. C. Vinez, "Measurements of Spatially Independent Reactivity in Pulsed-Neutron Experiments," *Nucl. Sci. Eng.*, **51**, 262 (1973).

著者紹介

三澤 毅 (みさわ つよし)

京都大学 複合原子力科学研究所教授.

京都大学工学部原子核工学卒業 (1984 年), 工学博士 (京都大学, 1989 年), 名古屋大学大学院工学研究科原子核工学専攻助手, 京都大学原子炉実験所助教授, 同准教授を経て現職. 専攻: 原子炉物理, 原子力教育.

宇根崎博信 (うねさき ひろのぶ)

京都大学 複合原子力科学研究所教授.

大阪大学工学部原子力工学科卒業 (1985 年), エネルギー科学博士 (京都大学, 2001 年). 京都大学原子炉実験所助手, 京都大学原子炉実験所助教授を経て現職. 専攻: 原子炉物理, 原子力教育.

下 哲浩 (びよん ちよるほ)

京都大学 複合原子力科学研究所准教授.

名古屋大学工学部原子核工学科卒業 (1997 年), エネルギー科学博士 (京都大学, 2000 年). 産業技術総合研究所特別研究員, 京都大学原子炉実験所助手を経て現職. 専攻: 原子炉物理, 原子力教育.

原子炉物理実験

©T. Misawa, H. Unesaki, C. H. Pyeon 2010, 2018

2010年11月20日 初版第一刷発行

2018年10月10日 初版第二刷発行

三 澤 毅

著 者 宇 根 崎 博 信

下 哲 浩

発行人 末 原 達 郎

発行所

京都大学学術出版会

京都市左京区吉田近衛町69番地

京都大学吉田南構内(〒606-8315)

電 話 (0 7 5) 7 6 1 - 6 1 8 2

F A X (0 7 5) 7 6 1 - 6 1 9 0

U R L <http://www.kyoto-up.or.jp>

振 替 0 1 0 0 0 - 8 - 6 4 6 7 7

ISBN978-4-87698-977-5

Printed in Japan

印刷・製本 榊クイックス

定価はカバーに表示してあります



Kyoto University Press

ISBN978-4-87698-977-5
C3053 ¥3300E

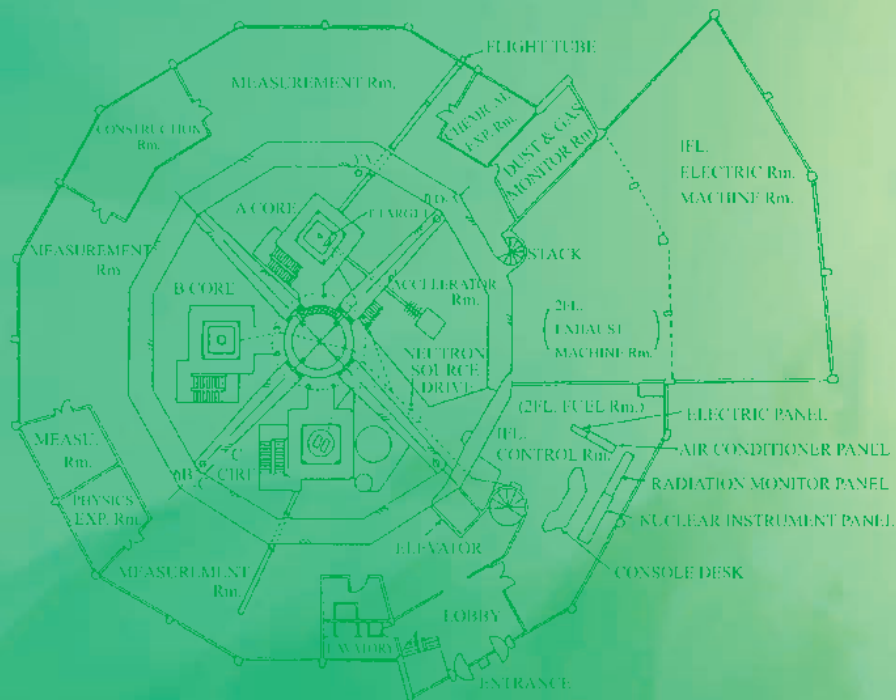


9784876989775

定価:本体3,300円(税別)



1923053033001



原子炉物理学

三澤 象

宇村 崎 博 信

十哲 治

著

京都大学出版