

円環ダクト漏洩中性子計算法評価のための 系統の実験と簡易計算法

三浦俊正*

Systematic Experiments for the Assessment of Neutron Streaming Calculations Through Annular Ducts and a Simple Computational Method

By

Toshimasa MIURA

Abstract

For the purpose of providing experimental data to assess neutron streaming calculations, neutron flux measurements were performed along the axes of the steel-walled annular ducts set up in a water shield of the pool-type reactor JRR-4. Annular ducts simulated the air gap around the pressure vessel, the air gap around the main coolant pipe, and the streaming path around the primary circulating pump of the integrated-type marine reactor. A 90-deg bend annular duct was also studied. In a set of measurements, the distance Z between the core center and the duct axis and the annular gap width δ were taken as parameters, that is, $Z = 0, 80,$ and 160 cm and $\delta = 2, 4.7,$ and 10.1 cm. The reaction rates and the fluxes measured by the activation method are given in terms of absolute magnitude within an accuracy of $\pm 30\%$.

Calculations were carried out by using the two-dimensional transport codes DOT-III and PALLAS-2DCY. Large underestimation within a factor of 8 is found in the DOT-III calculation for the gap around the pressure vessel. The PALLAS calculation for the gap around the main coolant pipe shows a fairly good agreement with experimental results for fast neutrons, however, overestimates slow neutron fluxes within a factor of 3.

An empirical formula is derived based on those measured data, which describes the axial distribution of the neutron flux in the steel-walled annular duct in reactor shields. It is expressed by a simple function of the axial distance in units of the square root of the line-of-sight area, S_i . The accuracy of the formula is examined by taking into account the duct location with respect to the reactor core, the neutron energy, the steel wall thickness, and the media outside of the steel wall. The accuracy of the formula is, in general, $< 30\%$ in the axial distance between $3\sqrt{S_i}$ and $30\sqrt{S_i}$.

* 東海支所

目 次

第1章 序 論	1
1.1 諸 言	1
1.2 研究の目的	4
第2章 実 験	6
2.1 概 要	6
2.2 実験設備	7
2.3 中性子測定方法	8
2.4 線源がダクト入口を見ない軸対称配置	8
2.4.1 実験体系と測定点	8
2.4.2 測定器	9
2.4.3 反応率測定結果	11
2.4.4 スペクトルの導出	13
2.5 線源がダクト入口を見る非軸対称配置	16
2.5.1 実験体系と測定点	17
2.5.2 測定結果	18
2.6 線源がダクト入口を見ない非軸対称配置	19
2.6.1 実験体系と測定点	19
2.6.2 測定結果	20
2.7 屈曲部を有する円環ダクト	20
2.7.1 実験体系と測定点	21
2.7.2 測定結果	21
2.8 円環ダクトの接続体系	23
2.8.1 実験体系と測定点	23
2.8.2 測定結果	24
第3章 計 算	25
3.1 2次元輸送コード DOT-III による計算	25
3.2 2次元輸送コード PALLAS による計算	26
3.3 その他の計算例	28
第4章 円環ダクト漏洩中性子挙動の分析	30
4.1 経験式の導出	30
4.2 経験式の適用範囲の検討	31
4.2.1 計算による検討	32
4.2.2 実験結果との比較	33
4.2.3 経験式の適用範囲	35
第5章 結 論	37
謝 辞	38
参考文献	39
付録I NaI(Tl) 検出器の効率決定	99
付録II 熱、熱外中性子束の導出	101

第1章 序 論

1.1. 緒 言

原子炉や加速器等における放射線に対する遮蔽体には施設の運転、管理あるいはその他の理由から、多くの貫通孔（以下ダクトと呼ぶ）が設けられている。例えば、原子炉においては、断熱のため、原子炉圧力容器や主冷却管の周囲には円環状の空隙が存在する。また放射線の計測や放射線場にある機器の制御用の信号ケーブルのためのダクト、給排水あるいは換気用のダクト等が遮蔽体中に設けられている。このようなダクトの存在する部分は当然のことではあるが遮蔽能力が悪く、ダクトを通して漏洩する放射線量はしばしば他の遮蔽部を透過してくる放射線量より大きくなることもある。上記の例からいえば、圧力容器の周囲の円環状ダクトを通して大量の放射線が圧力容器の上方、下方に漏洩するため、その経路の周辺部の遮蔽構造は大きな影響を受ける。したがってダクト部における漏洩放射線を精度よく評価し、ダクトの形状やそれらの部分に対する遮蔽を効果的に設計することが遮蔽設計上重要な問題となる。このいわゆるダクトストリーミングと呼ばれている問題に対する多くの研究が今日まで世界各国においてなされてきたが、今だに満足のいく解決はなされていない。この問題の難しさは、第1にダクトの形状、線源に対する配置は様々で、それらを系統的に扱っていく点にある。従って実際問題としては、個々の問題に対し工夫をこらして漏洩線量の評価が行われている。このため一つの問題が解決されても、そこで使用された評価手法が必ずしもそのまま、他の問題に適用できるかどうか定かではない。第2に現在最も信頼性が高くよく使用されている輸送コードでは複雑なダクト形状あるいは線源を含めてダクトの配置を正確に表示できない点があげられる。このため実際にはダクト問題を計算するには体系を分割し、接続計算を行ったり、ダクトの形状そのものを近似的に表現する等、体系のモデル化が必要であり、モデル化による、また接続計算の際のデータの受け渡しにおける計算誤差が入り込む。これに関する誤差評価も現在のところほとんど行われていない。第3にダクト問題では放射線の漏洩はダクトにそって起るため放射線束の角度成分に強い異方性が生じたり空間分布が急激に変化するため、一般にこれらの量を空間、角度に関して不連続点で表示する現在の計算法では数値解法上、例えば内種計算において問題が生じる。第4に2次元、3次元計算コードに関しては角度束の精度評価がほとんどなされていないことがあげられる。通常ダクトの計算では全体を1回の計算で解くよりも、線源からダクト入口部までの計算とダクト部の計算に分けてつなぎ計算をするのが一般的である。これは体系的に全体を1回の計算で行えなかったり、あるいはダクト部では特に計算条件を厳しくとるためである。しかしながら、ダクト内の放射線分布はダクト入口部での放射線分布に強く依存するため、ダク

ト部の計算をいかに厳密に行っても、入口部での角度束等の精度が悪いと、全体の計算精度も悪くなる。第5にダクト入口部での放射線束の平均化に関する問題がある。一般に放射線の空間分布はダクト入口で非軸対称であるが、現在の多くの計算コードでは軸対称問題しか取り扱えないため、これを軸対称分布に近似する必要がある。しかしながら、この方法に関する一般的な手法は現在のところ報告されていない。第6に、これはダクト問題にのみ起ることではないが、ダクト部の放射線空間分布は放射線が中性子であるかガンマ線であるかにより、またそれらのエネルギーにより異なることがあげられる。このため近似計算を行う場合、そこで導入される仮定は空隙中を流れる放射線を主として対象としているといっても放射線の種類、エネルギーによって一定のものを取ることはできない。

これらに加えて、それぞれの計算コード固有の問題もある。我国においては現在輸送コードが最もよく使われるコードであるが、この場合、上記1から5の点が主な問題点である。最近、川合等はアルベドモンテカルロ法に基づくコードシステムを開発し、実際的な問題に適用している⁽¹⁾。この方法はダクト形状の表示においては輸送コードより有利であり、かつ計算時間も比較的速いのでダクト問題に対する有力な手法である。しかしながら現在のところ、アルベドデータに関する問題がある。まず、アルベドデータそのものの整備が十分なされていない。さらに、アルベドデータは一般に無限平板に対して得られたものであり、これを口径の小さな円筒ダクトに用いると過大評価となり、円環ダクトに用いると過少評価となることが指摘されている⁽²⁾。またアルベドは単一物質に対して求められているのが普通であり、ダクト壁物質が単一物質として扱えない場合、データをどのように扱うかは問題の一つであろう。最近従来のモンテカルロ法をダクト問題に適用した例⁽³⁾を見るが、この方法に関してはまだ計算時間の問題が大きな問題として残っている。このようにダクトストリーミングには遮蔽計算で問題となるほとんどすべての問題が集中しており、今後もこの問題を解決するために多くの研究が必要であろう。

歴史的にはダクト問題は1950年代の中頃から始まり、今日まで多くの実験的、理論的研究が行われてきた。実験的研究の目的は測定結果を用いて漏洩放射線空間分布に関する経験式の導出あるいは簡易計算式やアルベドモンテカルロ計算等の近似計算法の評価を行うことと輸送計算やモンテカルロ計算等厳密解法に基づく計算法の評価を行うことに大別できるであろう。1970年頃までの研究は主として前者の目的でなされてきた。それ以降の研究は主に後者の目的でなされている。簡易計算式の導出は主にline-of-sight 法的な考えに立って行われたものが多く、それらの式はいろいろな遮蔽設計資料集等に見ることができる。これらの式はその簡易さの故に特に精度を要求されない場合漏洩放射線を大略推定するのに都合のよいものである。しかしながら、一般にこれらの式はすでに述べたようにダクトに入射する放射線の種類、エネルギースペクトル、角度分布および空間分布あるいはダクト形状やダクトの壁物質等に関してその適用範囲あるいは精度が明確ではない。例えば直円筒ダクトの場合

入口での放射線束を $\Phi(0)$ とする入口から Z の距離の放射線束 $\Phi(Z)$ はしばしば line-of-sight 法により次式で表わされる。⁽⁴⁾

$$\Phi(Z) / \Phi(0) = 1 - \{1 + (R/Z)^2\}^{-1/2}$$

ここで R は円筒の半径である。しかし、すでに報告したように⁽⁵⁾ 原子炉を線源としダクト軸が炉心中心を通るような配置で直円筒ダクトが水遮蔽体中に存在する場合、ダクト内の速中性子束空間分布をこの式で計算すると極めて過少評価することになる。このように簡易計算式は対象によって式の選択あるいはその式に用いられているパラメーターの取り方に関して経験が必要であり、安易に用いるのは避けるべきである。簡易計算式あるいは経験式に関しては今後適用範囲、精度等を明らかにしていく必要がある。アルベドデータを使用した計算法であるアルベドモンテカルロ法は屈曲ダクト等複雑な体系に適用でき、計算時間の点からもかなり実用的なものとなってきている。⁽¹⁾ 今後早急にアルベドデータの整備を含めて、この種の計算コードの整備、開発を進めることが望まれる。最近我国においては輸送コードを用いてダクト問題を解析しようとする傾向が強い。この傾向は最近の電子計算機の大型化、高速化に伴いますます強くなると思われるが、すでに述べたように輸送コードをダクト問題に適用するには種々の問題があるため、その精度の評価および計算技法の改良、開発を精力的に進める必要がある。

一方これまで実験が行われたダクト形状を調べてみると切口が円形または短形のものが極めて多い。円環ダクトに関するも少なからぬ実験がなされてきた。Price 等⁽⁴⁾ はバライトコンクリートを貫通する円環ダクト中の熱中性子束分布を測定した。測定は空隙巾を 0.125 から 1.75 インチまで変化させ行われた。得られた結果は相対値による分布のみで輸送コードの評価には向いていないが簡易計算式の評価、導出に適した実験である。Nilsson と Sandlin⁽⁶⁾ は鉄重水多重層を貫通する円環ダクト中の熱および速中性子束の分布を測定した。この実験は漏洩中性子束を 3 成分に分け、それぞれの成分を簡単な方法で求めた簡易計算式の評価を行うことを目的として行われたものである。また原子力船「むつ」の遮蔽改修のためのモックアップ実験では圧力容器周囲並びに主冷却管周囲の円環状空隙部に関する実験が報告されている。⁽⁷⁾⁽⁸⁾ このようなモックアップ実験としてはドイツの高速炉 SNR の黒鉛とコンクリート遮蔽体を貫通する大きな 2 回屈曲ナトリウムパイプに関するもの⁽⁹⁾ および米国の高速炉 FFTF のコンクリートを貫通するナトリウムパイプに関する実験⁽¹⁰⁾ がある。これらのモックアップ実験はいずれも計算法の評価を行うことを主目的としており、従って計算評価上十分な測定情報が得られているので極めて有用なものである。しかしながら体系あるいは円環ダクト形状は特定のものであるため、系統的に円環ダクトに関する計算法の評価を行うには適していない。その他、実際の動力炉の圧力容器および主冷却管周囲の円環状空隙部での測定に関する多くの報告がなされている。^{(11)~(19)} 実機における測定データも極めて有用なものであるが、計算を実施するには発表されているデータだけでは不十分なので詳細なデータが

公表されることが望まれる。

1.2. 研究の目的

現在遮蔽設計に使われている計算法の精度は空隙部を含む複雑形状部において特に悪く、かつ計算条件、例えば角度分点数等の選び方により大きく変化するため、このような体系に対しては設計計算の誤差に対する許容値をかなり大きくとらなくてはならない。しかし現実の設計では誤差の許容値を大きくとれない制約があり、このためベンチ・マーク計算によりあらかじめ各計算法の誤差を明らかにしておく必要がある。計算精度が悪い原因としてはすでに 1.1 で列挙したが、それらは次の二つに分けることができる。

- (1) 空隙部およびその周辺においては漏洩放射線の空間的、角度的変化が急激で、これを現在の計算法では正確に追従できない。
- (2) 複雑形状部の体系を計算において正確に表現できない場合が多く、体系のモデル化に伴って誤差が生じる。

複雑形状部における計算精度を向上させるには、これらの要因に関して各計算法の問題点を具体的に明らかとし、計算法の改良、開発を行う必要がある。このように計算法の問題点を解明するには計算法の評価を主目的とした遮蔽実験が必要である。このような評価実験は少くとも次の条件を満たすべきである。

- (i) 評価のための計算を実施するうえで必要な線源及び遮蔽体に関する情報がすべて明らかとされている。
- (ii) 漏洩放射線の空間分布等の測定値は絶対値で求まっている。相対値による測定値では計算誤差の評価が難しく、しばしば誤差の原因説明があいまいとなる。
- (iii) 上記原因(1)に関する評価実験では実験体系が計算において正確に表現あるいはモデル化されるものである。
- (iv) 上記原因(2)に関する評価実験では線源を含めて体系をモデル化と関連させて分類しそれぞれの分類に属する体系に対する実験を行う。
- (v) 設計計算の誤差評価のためにベンチ・マーク計算を行うという意味で、実験体系は実際の体系に対応するもの、あるいはそれを含むような体系である必要がある。

さらに次の点が満たされていることが望ましい。

- (vi) 計算法の評価を目的とする実験なので実験体系を構成する遮蔽材等の断面積は精度よく求まっている。
- (vii) 上記誤差原因(1)に関して計算法の問題点を解明するため、放射線の空間的、角度的分布に大きな影響を与える因子、例えば空隙巾等をパラメータとする実験を含む。
- (viii) 測定データはできるだけ広いエネルギー範囲に対して得られている。

これまで行われた実験を調べてみると、漏洩放射線分布に対する経験式あるいは簡易計算

式を求めるために行われたものと、モックアップ実験あるいは実機での測定が主流であり、上記のような条件を満たした系統的に計算法の評価を行うことを目的とした実験はない。

本研究では複雑形状物として基本的な形状であり、かつ実際の遮蔽構造中に多く存在する円環ダクトに対して評価実験を行った。複雑形状物として最も基本的な形状の一つとされている円筒ダクトではなく円環ダクトを選んだ理由は計算法評価の観点から見ると円筒ダクトは円環ダクトの内側遮蔽の半径が零の場合であり、円環ダクトに含まれる形状であり、円環ダクトの方がより一般的な形状となるからである。実験体系は計算における体系のモデル化およびダクト内の放射線挙動に大きな影響を与える放射線の入射方向に関連させ4つに分類した。そして各分類に属する実際的な円環ダクトを選び、それらに対して実験モデルを作りそこでの放射線分布を測定した。また放射線の空間的、角度的分布に大きな影響を与える空隙巾を変化させる実験、さらにはこれらの直ダクトの接続体系として屈曲ダクト等の実験を実施した。さらにこれらの実験結果を直視面積の関数として整理することにより円環ダクト漏洩中性子束を簡単に計算できる経験式を導出し、その適用範囲、計算精度を明らかとすることを併せて目的とした。

第2章 実 験

2.1. 概 要

すでに 1.2 で述べたように実験は実際の遮蔽構造中に存在する円環ダクトを Fig.2.1.1. に示すように線源とダクト軸の位置関係から軸対称問題と非軸対称問題に分類し、さらにそれらをダクトの入口部と線源の位置関係からそれぞれ2つに分類し、それぞれに対して実験モデルを製作し行った。この他、これらの分類には入らないが重要な体系である屈曲ダクトについても実験を行った。これらをまとめると実験体系は次の5つとなる。

- (i) 軸対称体系で線源がダクト入口部を見る。
- (ii) 軸対称体系で線源がダクト入口部を見ない。
- (iii) 非軸対称体系で線源がダクト入口部を見る。
- (iv) 非軸対称体系で線源がダクト入口部を見ない。
- (v) 屈曲部を有する円環ダクト

さらに、これらに加えて (ii) の線源をとり囲む形で存在する円環ダクトに (i) 又は (iii) の形で円環ダクトが接続する

- (vi) (ii) と (i) または (ii) と (iii) の接続体系

についても実験を行った。(vi) の実験では円環ダクトの空隙巾およびダクトの線源に対する位置をパラメトリックに変化させた。この実験の目的は2つあり1つは評価実験データとして空隙巾の変化に伴う計算精度の変化を調べるためのデータを得ることであり、他の1つは円環ダクト内での中性子の挙動を系統的に把握し、本研究で行った評価実験の信頼性を高めることである。後者の目的は結果的に、実際の遮蔽体中に多く存在する壁が鋼である円環ダクト内の中性子束空間分布を一般的に表現できる経験式を導出することにつながった。ここで求めた経験式は Simon と Clifford の式²⁰ のように理論的ではないが、より実際的な線源条件およびダクト配置に対して中性子束の空間分布を表わすもので、実際の遮蔽設計において役立つものであると思われる。少なくとも求めた式は本実験での測定値全体を総括的に記述するもので適用範囲も明らかであるので、計算法の評価を本実験データを用いて行う場合その方法に対する1つの指針となるとともに計算結果を全体的に把握するうえで有用なものとなると思われる。

以下各実験について主に次の項目について記述する。(1)実験体系、(2)測定箇所、(3)測定器(4)反応率測定結果、(5)中性子束分布、(6)誤差評価、(7)スペクトル測定、(8)放射線挙動の分析。このうち(1)~(6)は計算法の評価を行ううえで不可欠の情報である。ここで中性子束とともに反応率のデータを示すのは、最近の計算コードの多くは放射化反応の断面積をライブラリー

として持っているので反応率による比較が容易に行えるとともにエネルギー的に積分データである反応率の方が特定のエネルギーの中性子束情報より計算法評価上有利である場合が多いからである。(7)のスペクトル測定は主として放射化箔を用いて行ったもので、一部の体系でしか行っていない。放射化箔によるスペクトル測定は誤差評価に問題が残されており、本研究での測定結果も計算法評価の際補助的に用いるべきであろう。例えばスペクトルの位置による変化を大略、理解する等に用いるべきである。なお、上記分類 (i) の体系に対する実験は (vi) の実験の一部として行った。従って記述の順序としては (ii) の体系からはじめる。

2.2. 実験設備

実験はすべて日本原子力研究所 JRR-4 炉 No1 プールにおいて行った。JRR-4 炉は濃縮ウラン軽水減速冷却スイミングプール型の原子炉で最大熱出力は 3.5MW である。Fig. 2.2.1. に本実験時における炉心配置を示す。炉心燃料部は MTR 型燃料要素 (通常20本) から構成されている。各燃料要素は15枚の燃料板、2枚の側板等から成る。燃料板は厚さ 0.5mm の U-A1 合金を厚さ 0.38 mm のアルミニウムで被覆したものである。燃料要素の外形寸法は $8.0 \times 8.0 \times 102.5$ cm でそのうち燃料の占める長手方向の有効長は60cmで要素当りの ^{235}U の平均量は約 166 g であり濃縮度は約90%である。燃料部を取り囲む反射体要素は黒鉛ブロックにアルミニウムの被覆を施したものである。反射体要素の1体には中性子源が埋め込まれており、また反射体領域には4本の照射用の筒が挿入されている。制御装置としては1枚の微調整板、4枚の粗調整板および2枚の後備スクラム板が備えてある。これらの制御板はいずれも、1.71 w/o のボロン入りステンレス鋼で作られている。原子炉の運転は前2者の制御板によって行われ、通常の運転時には微調整板は燃料部に上方より約30cm粗調整板は約20cmそれぞれ挿入されている。これらの制御板の寸法は微調整板が $0.5 \times 4.0 \times 100$ cm、粗調整板が $0.5 \times 25.5 \times 80$ cm である。粗調整板の全等価反応度は約 $19\% \Delta k / k$ 、微調整板のそれは約 $0.5\% \Delta k / k$ である。これらの燃料要素、反射体要素、制御板等は壁厚 1.5cm のアルミニウム製タンクの中に設置され、同タンクは深さ約10mの軽水を満たしたプール中に燃料の中心がプール底より 1.4m のところにくるように設置してある。燃料、反射体領域等を構成する物質の単位体積当りの原子数を Table 2.2.1. に示す。JRR-4 の実験設備に関しては参考文献 (21) が詳しい。また炉心タンク近傍の水中における中性子の二次元空間分布を測定しすでに報告したが⁽²²⁾、そこに示したデータは本実験結果を用いて計算法の評価を行う際参考となるであろう。例えば、炉心からダクト入口までの計算に誤りがないかどうかの検討等に利用することができる。

2.3. 中性子測定方法

中性子の測定は主に放射化検出器を用いて行った。Table 2.3.1.に使用した検出器の諸特性を示す。これらの検出器は熱中性子測定の場合を除いて厚さ1mmのカドミウム被覆または後に示すボロン遮蔽を施して使用した。検出器のダクト内外の測定点への設置には放射線場のみだれが無視できるていどに薄いアルミニウム製の測定器支持器を用いた。照射した放射化検出器の放射能は3"φ×3"の円筒形NaI(Tl)シンチレーション・カウンターで測定した。シンチレーション・カウンターのガンマ線検出効率は半実験的に±5%の精度で決定した。²²これについては付録Iで詳述する。測定した反応率から熱中性子束 Φ_0 および熱外中性子束 θ' をWestcottの方法²³に基づいて導出した。この方法については付録IIに詳述する。なお θ' は単位レサジー当りの中性子束である。放射化検出器の他には一部の体系においてスペクトル測定のため水素比例計数管を、また別の体系ではガンマ線々量率測定のため熱蛍光線量計を使用した。それらについてはそれぞれの実験について記述する際説明する。

2.4. 線源がダクト入口を見ない軸対称配置²⁴

ここで取り扱う体系は円環状空隙部が線源を取り囲む形状で表わされるもので、このような体系の代表的なものは原子炉の圧力容器と1次遮蔽体間の空隙部で、これはしばしばCavity(空洞)と呼ばれている。原子炉遮蔽では、この円環状空隙部を通して大量の放射線が漏洩するため、この部分が全体の遮蔽構造に与える影響は大きく、したがってもっとも精度の高い設計計算が要求される部分である。このような体系に対して行われた実験はいくつかあるが、^{(7), (11)~(19)}ほとんどの実験において実験体系等、計算を実施するうえで必要な情報が明らかとされていない。唯一、原子力船「むつ」の遮蔽改修のためのモック・アップ実験における漏洩実験⁽⁷⁾では計算に必要な情報がすべて明らかとされている。ただし、炉物理研究委員会においてベンチマーク計算の例題として取りあげられている体系⁽²⁵⁾ではストリーミングより透過現象が支配的であるため、漏洩計算の精度評価を行うには不適な問題である。同実験においてはいくつか漏洩計算の評価に使える体系が取り扱われているが、モック・アップ実験だけに評価実験とするには体系が多少複雑すぎる。本実験では空隙巾を20cmおよび10cmと実際的な範囲で選び体系を作った。空隙巾を2種類選んだ理由は、このような体系の計算に最も適している輸送計算コードによる計算精度は空隙巾によって大きく影響を受けることが予想されたからである。

2.4.1. 実験体系と測定点

実験供試体はFig. 2.4.1.に示すようにJRR-4 NaIプール水中に原子炉を取り囲むように設置した。ただし、NaIプール設備の構造上、円環が完全に炉心を取り囲むようにはで

きないので、 360° の円環のうち 110° の部分を実験体系とした。このようにモデル化された体系での漏洩中性子の空間分布が完全な円環の場合の分布と同一であることは後に示す。空隙巾が20cmの体系の断面図を Fig. 2.4.2. に示す。巾20cmの円環状空隙は鋼製の水密箱で作った。水密箱の炉心側には鉛製の遮蔽板を設置したが、これはカウンターによるスペクトル測定を行う際、バック・グラウンドとなるガンマ線を減らすためのものである。鉛遮蔽板と水密箱の間には工作精度上 0.5cm厚の水ギャップが生じた。空隙巾を10cmにするには、Fig. 2.4.3. に示すように、水を満たした厚さ10cmの鋼製箱をスペーサーとして巾20cmの空隙部に挿入することにより作成した。スペーサーの鋼壁の厚さは1cmである。空隙部の中性子の測定は水密箱の上面から水面上まで設けた測定器案内管を通してプール水面上から測定器を吊り下げることにより行った。Table 2.4.1. に実験体系を構成する各部の原子密度を示す。測定点の位置を表示するため、Fig. 2.4.2. に示すように炉心中心を原点とする R-Z 座標をとる。空隙巾20cmの場合、鉛遮蔽板の炉心側の面上に2本の測定ラインをとった。これらを line A, line B と名づける。line A は半径 71.55cmの円周上にとられ、 $Z = 3$ cmと一定である。line A と B 上の測定点はすべて予定より3cmだけ上方にずれていることが測定位置を再確認する際判明したが、これは計算法の評価を行ううえで問題はない。line A 上の測定は体系の軸対称性の度合をチェックするために行った。line B 上の測定は空隙部に入るまでの計算にどの程度の誤差があるか評価し、空隙部における計算の評価をより正しく行えるようにという目的で行われた。空隙中ではZ方向の中性子束分布を測定するため空隙巾20cmの場合は line F、空隙巾10cmの場合は line G をとった。これらのライン上 $Z = 0, 80$ および 160 cmの点でスペクトル測定を行った。反応率の測定は20cm間隔で行った。また空隙巾20cmの場合 line F 上の $Z = 0, 80$ および 160 cmの点を通り、Zが一定で曲面にそった line C, D および E をとった。これら3本のライン上では実験体系が完全な円環ダクトと同等であるかを調べるための反応率測定を行った。

2.4.2. 測定器

反応率および中性子束の測定には放射化検出器を用いた。中性子スペクトルは反応率から求めたが、一部のエネルギー領域は水素比例計数管を用いて測定した。放射化検出器は13種類の放射化箔と3種類の検出器被覆の組合せにより全部で25種類を使用した。使用した反応は1 MeV 以上の速中性子領域に対して $^{115}\text{In}(n, n')$ ^{115}mIn , $^{58}\text{Ni}(n, p)$ ^{58}Co , $^{64}\text{Zn}(n, p)$ ^{64}Cu , $^{54}\text{Fe}(n, p)$ ^{54}Mn , $^{27}\text{Al}(n, p)$ ^{27}Mg , $^{24}\text{Mg}(n, p)$ ^{24}Na , $^{56}\text{Fe}(n, p)$ ^{56}Mn および $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ ^{24}Na であり、1 MeV 以下のエネルギー領域に対しては $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ ^{198}Au , $^{186}\text{W}(n, \gamma)$ ^{187}W , $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)$ ^{56}Mn , $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ ^{64}Cu および $^{27}\text{Al}(n, \gamma)$ ^{28}Al である。検出器の被覆は厚さ1mmのカドミウムと2種類の厚さの濃縮ボロンである。ボロン被覆は厚さが約5mmのものを BC05、厚さが約10mmのものを BC10 と名付ける。Fig. 2.4.4. と Table 2.4.2. に2種類の

ボロン被覆の寸法、原子組成および密度を示す。ボロン被覆を使用する場合は、Fig. 2.4.4. に示すように2つの半球の合せ目のアルミニウム中を通してボロン球の中に漏洩してくる中性子の影響を避けるため、片側の半球の底部に直径 0.5インチの箔を設置した。ボロン被覆での中性子の減衰率をエネルギーの関数として求めるため1次元輸送コードANISN²⁶を用いて計算を行った。断面積はENDF/B-IV からとり、通常エネルギー群構造で、100群でP₅-S₁₆ 計算を実施した。中性子の入射条件はボロン球の外表面に1/Eスペクトルおよび等方的角度束を持つ中性子が分布するとした。計算の結果、減衰率はボロン球内部の空間において一定ではなく、半径方向にとられた計算点ごとに変化することが明らかとなった。このことはボロン被覆の内部に置かれた放射化箔に及ぼす影響は、円形の箔の半径方向に対し変化することを意味する。それゆえ、最終的には減衰率は箔の存在する領域で平均値をとることにより決定した。ANISN による計算が正しく行われたかどうかを調べるため、ボロンの吸収断面積のみを考慮した簡単な指数関数の積分計算を行った。このような簡単な評価式による厳密計算のチェックは輸送コード等複雑で大きな計算コードによる計算を実施する際、しばしば有効に働く。ここで用いた計算式は簡単なものであるが、ボロン球内での反応はほぼ吸収反応であると考えられるので精度が良いことが予想される。計算に用いた式は次のとおりである。

$$T_m(E) = \frac{\int_{-R}^R \mu \cdot e^{-\Sigma_a(E) \cdot t} dx}{\int_{-R}^R \mu dx} \quad (2.4.1)$$

ここで、T_m(E) : エネルギーEでの減衰率

R : ボロン層の外半径

Σ_a : ¹⁰Bの吸収断面積

t : 各線源点とボロン球内の各計算点を結ぶ線がボロン層を横切る距離

μ : tを決める線が球の法線となす角の余弦

x : 計算点とボロン球の中心を結ぶ線をx座標軸とし、xはその座標点

である。Fig. 2.4.5.に計算に関する参考図を示す。この計算でも箔の各点に対して計算を行い平均値を求めた。ANISNによる計算値と式(2.4.1)による計算値の比較を Fig. 2.4.6. に示す。両者の一致は極めて良く、このことよりANISNの計算は十分信頼できるとの結論に達した。

スペクトル測定における箔の照射は25種の検出器ごとに行った。各照射間における原子炉出力の変動は、照射ごとに検出器支持器の一定の個所に金箔とインジウム金属片を取りつけモニターした。この結果を用いて原子炉出力の各照射間における相対的変動の補正を行った。

後に示すように、放射化検出器による反応率をunfoldingして求めたスペクトルの信頼性

は $10^4 \sim 10^6$ eV の領域で悪いため、二種類の水素比例計数管を用いて同エネルギー領域のスペクトル測定を行った。使用した比例計数管は20th Century 社製の SP2 type のもので内径40mmの球型カウンターである。壁は0.50mm厚さのステンレス鋼で作られている。

$10^4 \sim 10^5$ eV 領域の測定では水素ガスを 684 mmHg、メタンガスを 76mmHg 封入したものを、 $10^5 \sim 10^6$ eV 領域の測定ではメタンガスを 2280H g 封入したものをを用いた。エネルギーの規格化のため両比例計数管には共に ^3He ガスを少量封入してある。エネルギー規格化のための測定を除いて、 $^3\text{He}(n, p)\text{T}$ 反応によるパルスの混入を少くするため球型カウンターは濃縮ボロン約 5mm で被覆した。

2.4.3. 反応率測定結果

本実験で用いた供試体はすでに示したように完全な円環のうち 110° の部分を取りだしたものである。欠損部から回り込んでくる中性子は測定されない。したがってその量を評価しておく必要がある。このためその効果がより大きくする空隙巾 20cm の場合について line C, D, E 上での速、熱外および熱中性子束分布を測定した。結果を相対値で Fig. 2.4.7. に示す。欠損部の影響は $Z = 0$ および 80cm のところでは $\pm 25^\circ$ より大きな角度のところ、また $Z = 160$ cm では $\pm 15^\circ$ 以上のところで現れている。しかし、 0° のところを Z 軸方向に通る line F 上での測定に関してはこの影響は無視できることがわかる。このことは後に 3.1 で示すように完全な円環に対して厳密解法に基づく輸送コードを用いて計算した結果と 110° の円環モデルに対して得た実験値が欠損部の影響が最もやすい低エネルギー部で良く一致していることから裏付けられる。また、この影響は空隙巾 10cm の場合の line G 上ではより小さいので、同様に無視できる。この結果、実験モデルは完全な円環と等しいことが明らかとなった。Fig. 2.4.8. には line A 上で測定したカドミウム被覆した金とニッケルの反応率を示す。中心より外側で中性子束は高くなっており、この位置ではまだ炉心形状の影響が残っている。しかしながら、反応率の変化は 0° から 40° の範囲で 20% 以内であり、Fig. 2.4.7. のように空隙部の中に入るとほぼ平坦となることから本実験体系は 2 次元円筒形状でかなり精度良く表現できることがわかる。空隙巾 20cm の体系での測定ライン B と F および空隙巾 10cm の体系での測定ライン G にそって上下方向に測定した反応率を Table 2.4.3. ~ 2.4.5. に 1 Watt 当りの絶対値で示す。測定値には検出器の中性子に対する自己遮蔽の補正は行われていない。遮蔽実験においては一般に比較的厚い箔が用いられるので、この補正値は無視できず、特に (n, γ) 反応の反応率の補正に用いられる自己遮蔽因子は極めて大きい。自己遮蔽因子は箔の形状および入射中性子の方向に大きく依存する。したがってこの補正をほどこすには入射中性子の方向に関する情報が必要である。空隙部の無い遮蔽体中の測定では低エネルギー領域の中性子に対してしばしば等方入射を仮定することができるが、ダクト問題では中性子に強い方向性が現れるので等方入射の仮定はとれない。方向性が強く現れるとこ

ろでは箔のおき方で生成される放射能が異なる。Fig. 2.4.9. には箔の面がダクト軸に対して平行および垂直となるように設置したカドミウム被覆付金箔の反応率分布を示す。2つの照射方法による反応率の差は $Z \geq 80\text{cm}$ の領域で大きい。このような差はカドミウム被覆付金箔の場合最も大きく現れた。カドミウム被覆付金箔の反応率は $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反応の共鳴エネルギー約 4.9 eV の中性子束にほぼ対応するので、この結果から次のことが明らかとなった。すなわち約 4.9 eV の中性子束は $Z = 0\text{cm}$ 付近では僅かではあるが半径方向に向いた角度分布をしており、 Z が40~80cmの領域では等方的な角度分布である。そして $Z \geq 80\text{cm}$ の領域で Z が増すと共にストリーミング現象が強くなる。このように方向性が大きく変化する中性子場において精度の良い測定を行うには、一つの方法として箔を回転させながら照射し、その結果に対して等方入射の補正を行うことが考えられる。本実験ではこのような方法はとれなかったので次善の方法として、上記の2つの照射方法を (n, γ) 検出器に対して取り、2つの方法で得た反応率の平均値を最終結果とした。したがって (n, γ) 反応の反応率には近似的ではあるが等方入射に対する自己遮蔽因子を用いて補正を行えばよい。速中性子のしきい反応の場合も、より良いデータを得るには自己遮蔽の補正が必要である。この場合は近似的に $(1 - e^{-\Sigma r \cdot t}) / \Sigma r \cdot t$ なる補正が適用できる。ここで Σr は除去断面積、 t は検出器の厚さで0.65cmである。この式によると補正は約5%となるが、本結果にはその補正は行っていない。Table 2.4.3.~2.4.5.の値に含まれる誤差の主なもののは供試体の設置位置の不確かさによるものが8%、照射位置の不確かさによるものが2%、原子炉出力の絶対値に含まれる誤差が約10%、NaI 検出器の検出効率に含まれる誤差が5%、および測定における統計誤差が2%以下である。その他モニター箔による補正の際の誤差(1%以下)を考慮すると反応率の測定値に含まれる絶対的な誤差は28%以下である。ただし各反応率どうしの相対的な大きさに関する相対的な誤差を考えると、モニター箔による規格化を行っているので供試体の設置位置及び原子炉出力に関する誤差は除かれ、誤差は最大で10%となる。

Fig. 2.4.10. に速中性子束に対応するしきい反応の反応率の空隙中での変化を空隙巾 $D = 20\text{cm}$ と 10cm の場合を比較して示す。またFig. 2.4.11. には同様の比較を (n, γ) 反応率について示す。さらにTable 2.4.6.には $Z = 0\text{cm}$ と 160cm での反応率の比、すなわち中性子束の減衰率の比較を同じく $D = 20\text{cm}$ と 10cm に対して示す。Fig. 2.4.10. において $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ の反応率は空隙巾が変化してもあまり変化しないことが見られる。これは $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 反応の実効しきいエネルギー E_{eff} が 8.1 MeVと高く、これに対応するエネルギー領域では各測定値に寄与するストリーミング成分は少く、遮蔽体透過成分が支配的であることを示す。一方、 $E_{\text{eff}} = 1.12\text{ MeV}$ の $^{115}\text{In}(n, n')$ 反応では、空隙巾の変化が測定値の変化として現れており、特に $Z \geq 80\text{cm}$ の領域ではストリーミング成分が支配的であることがわかる。 E_{eff} が5.46 MeV の $^{27}\text{Al}(n, p)$ の反応率の変化は上記二者の中間的なものである。これらのことから速中性子領域といってもエネルギーの変化に伴う挙動の様相は異なり、特に約1M

eV から約 6 MeV 位の領域ではストリーミング現象がかなり強く現れることに注意せねばならない。Fig. 2.4.11. の $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反応のうちボロン被覆したものは keV 領域の中性子束、カドミウム被覆したものは 4.9 eV の中性子束に対応する。被覆のないものの反応率には熱中性子のみならず 4.9 eV の中性子も寄与している。各検出器で得た反応率の全体的な変化の様子は互に似かよっている。ただし、裸の金箔の反応率に $Z = 0$ cm のところでのかなりの差が見られるのは空隙部周囲を構成する遮蔽材の相違による。すなわち空隙巾 10 cm の場合、炉心と反対側の壁は 1 cm の鋼板で続いて水となっているため、空隙巾 20 cm の場合より 1 cm だけ鋼壁が薄く、空隙内の熱中性子が多くなる構成である。以上 2 つの図に示した結果よりストリーミングは一般に Z が約 80 cm を越すと強く現れてくることがわかる。Table 2.4.6. にはこれらの現象を数値で示してある。(A) の数値は空隙巾が 20 cm の場合の $Z = 0$ cm と $Z = 160$ cm での反応率の比、すなわち中性子束の減衰率を示す。(B) の数値は空隙巾 10 cm の場合の同様の値である。空隙巾 20 cm の場合、熱エネルギーから keV 領域における減衰率の変化は比較的少く、最大と最小で約 2 倍程度の変化である。これに対して速中性子領域では $^{115}\text{In}(n, n')$ 反応から $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 反応までで 6 倍以上も変化する。同様のことが空隙巾 10 cm の場合にもいえる。ただし、この場合速中性子領域での変化の割合は 3 倍強で空隙巾 20 cm の場合に比べるとかなり小さく、速中性子成分の中性子束全体に占める割合がより多くなっている。すなわち、 $Z = 160$ cm の位置の中性子スペクトルは空隙巾が狭い方がより「硬い」といえる。(B) / (A) の値は空隙巾の違いによる減衰率の変化を示している。この結果より次の各エネルギー領域で中性子の挙動は互に異なっていることがわかる。(1) 熱エネルギー、(2) eV ~ keV 領域、(3) 約 1 MeV ~ 約 5 MeV、(4) 約 5 MeV 以上。このうち(4)の領域を除くと各エネルギー領域内では中性子はほぼ同様の挙動を示す。次に各測定点から円環内を見たいいわゆる直視面積 S_d は空隙巾 20 cm の場合 3481 cm²、10 cm の場合 1191 cm² でその比は約 2.9 であり、この値に近いのは領域(3)の値のみである。これよりストリーミング量が直視面積に比例する。line-of-sight 的な考えは大部分のエネルギー領域で成立しないことが明らかであるといえる。

2.4.4. スペクトルの導出

2.4.4.1. 反応率からスペクトルの導出

熱中性子から速中性子までの中性子スペクトルを求めるため、反応率を SAND - II コード²⁷⁾で解析した。SAND - II コードで用いられているスペクトル導出のための手法は初期スペクトルを設定し、それを用いて反応率を計算し、測定した反応率との比を一組の反応率に対して求める。次にこの比を各反応ごとのエネルギー依存の反応率の反応率全体に占める割合を重み関数として初期スペクトルに乗じる。求まったスペクトルに対し再び同様の手法

によるスペクトルの修正を行う。このように繰り返し手法により最終的に一組の反応率を最も良く再現するようなスペクトルを求める。この手法で問題となるのは最終的なスペクトルの絶対値あるいは形が、繰り返しを終了させる基準の選択および初期スペクトルの形に依存し、かつその信頼性を示す誤差等が明らかとされない点にある。もちろん、測定で用いた反応の数、種類にスペクトルが依存することはいうまでもない。

本研究では繰り返し終了の条件として次式を用いた。

$$Q = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left\{ (A_i - A_i^{(k)}) / A_i \right\}^2} \leq \sqrt{\sum_{i=1}^n (\epsilon_i / A_i)^2} \quad (2.4.2)$$

ここで

- $A_i^{(k)}$: 繰り返し k 回目における i 番目の反応の計算による反応率
- A_i : i 番目の反応率の測定値
- ϵ_i : A_i に含まれる実験誤差
- n : 測定で用いた反応の数

この条件を超えて繰り返しを行うとスペクトルが振動し発散する傾向がある。Fig. 2.4.12. に上式左辺 Q 値の繰り返し回数にともなう変化を示す。同図からも明らかな様に Q は繰り返し回数が約 5 回を越えるとほぼ一定値となり、かつ上式の条件を満たした。このように Q 値が急速に収斂することは、初期スペクトルの選択が適切であったことも意味している。初期スペクトルとしては DOT-III コード²⁸⁾ による計算値を用いた。

SAND-II コードによる計算のため 2 つの断面積セットを用意した。1 つのセットは主に ENDF/B-IV dosimetry file²⁹⁾ からとった断面積から成り、他の 1 つは主に SAND-II library³⁰⁾ から断面積をとったものである。ただし $^{186}\text{W}(n, \gamma)$ ^{187}W と $^{27}\text{Al}(n, \gamma)$ ^{28}Al の反応の断面積は、これらの file にないので、ENDF/B-IV file から基本的なデータをとり作成した。またどちらかの file のみに存在する断面積は共通して用いた。2 つの断面積セットに使われている断面積の出典を Table 2.4.7. に示す。最終的な unfolding を行うまえに結果の信頼性を調べるため、いくつかのチェック計算を行った。まず真のスペクトルを 25 種類の検出器による反応率から再現できるかを調べた。真のスペクトルとしては、ANISN-JR³¹⁾ で line G 上の $Z = 0$ cm の位置に対して計算されたスペクトルを用いた。unfolding する反応率はこのスペクトルと File B の断面積を用いて計算で求めた。初期スペクトルをマックスウエル分布と $1/E$ および核分裂スペクトルをそれぞれ 10^{-1} eV および 10^5 eV で接続したスペクトルとして unfolding した結果を Fig. 2.4.13. に真のスペクトルおよび初期スペクトルとともに示す。 10^{-1} eV 以下および 10^6 eV 以上での一致はかなり良い。ただし、約 3.5 MeV のところにある谷の再現性はない。 10^{-1} から 10^5 eV の領域では真のスペクトルの小さな山や谷は再現できず真の値の平均値的な結果となっている。したがってスペクトルの

変化が顕著な $10^{-1} \sim 10^0$ e V および $10^4 \sim 10^6$ e V の領域で特に一致が悪く、真のスペクトルの変化が少ない $10^0 \sim 10^4$ e V の領域で比較的良好一致が得られている。 $10^{-1} \sim 10^0$ e V と $10^4 \sim 10^6$ e V での不一致の原因を調べるため90% response range⁹²の計算結果をFig. 2.4.14. に示す。検出器の応答はすべてのエネルギー領域をカバーしているが、 $10^5 \sim 10^6$ e V では応答領域の端の部分のみが集っている。また $10^{-1} \sim 10^0$ e V ではスペクトルの形を改善するには検出器の数が少なすぎるようである。次に初期スペクトルがどの程度効率的に改善されていくかを見るためいわゆる improvement ratio⁹³ と呼ばれている次式で表現される量を計算した。

$$\alpha(E_j) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N [(\phi_i^{\text{in}}(E_j) - \bar{\phi}^{\text{in}}(E_j)) / \bar{\phi}^{\text{in}}(E_j)]}{\sum_{i=1}^N [(\phi_i^{\text{out}}(E_j) - \bar{\phi}^{\text{out}}(E_j)) / \bar{\phi}^{\text{out}}(E_j)]}} \quad (2.4.3)$$

ここで N : 計算に用いたスペクトルの数
 $\phi_i^{\text{in}}(E_j)$: i 番目の初期スペクトル
 $\bar{\phi}^{\text{in}}(E_j)$: N 個の初期スペクトルの平均値
 $\phi_i^{\text{out}}(E_j)$: i 番目の出力スペクトル
 $\bar{\phi}^{\text{out}}(E_j)$: N 個の出力スペクトルの平均値

である。この式は初期スペクトルの分散の程度と出力スペクトルの収斂の程度の比を示すもので、この値が大きいほどスペクトルの改善が効率的になされたことを意味する。上記の計算で求めた反応率のセットに対して求めた $\alpha(E_j)$ を Fig. 2.4.15. に示す。 improvement ratio は (n, γ) 反応の共鳴エネルギー、例えば金の 4.9 e V の近傍、あるいは反応の数の多いエネルギー領域、すなわち 1 M e V 以上の領域で大きな値を示すがその他の領域では比較的小きな値を示す。improvement ratio の悪い領域は 0.5 e V 以下、¹⁸⁶W(n, γ) ¹⁸⁷W 反応の共鳴エネルギーである 18.8 e V の前後の領域および $5 \times 10^4 \sim 10^6$ e V に見られる。反応率測定値に含まれる誤差がスペクトルに与える影響は反応率を誤差の範囲で乱数を用いて変化させスペクトルの変動を見ることにより調べた。本実験の誤差のうち原子炉の出力変動による各反応の反応率の変動はモニター箔により補正してあり、また供試体の設置位置の不確かさにもとづく誤差は各反応率でほぼ共通であるので、この計算においては除いた。したがって反応率は $\pm 9\%$ の範囲で一様乱数を用いて変動させた。結果はFig. 2.4.15. の下部に示した。これよりスペクトルの変動はほぼ反応率の誤差程度であることが明らかとなった。

次に2つの断面積セットによるスペクトルの差について調べた。方法としては上記の ANISN で計算したスペクトルと File B で計算して求めた反応率を同スペクトルを初期スペクトルとして File A を用いて計算する方法をとった。結果をFig. 2.4.16. に示す。 $3 \times 10^4 \sim 10^6$ e V の領域を除くと初期スペクトルの変化はほとんどない。 $3 \times 10^4 \sim 10^6$ e V

の領域における変化の原因はボロン被覆をした金の断面積が2つの File で差があるためである。同検出器を除くと初期スペクトルの変動はほとんどない。測定結果から求めたカドミウム被覆した金の反応率と2種類のボロン被覆した金の反応率の比はそれぞれ15.5及び27.9である。これに対し File A を用いて計算で求めたものは、19.1及び31.9となりそれぞれ実験値より23%及び14%高い値であるが File B を用いると、それらは24.1と39.1となり55%および40%も高くなる。この結果からボロン被覆した金に対する断面積、すなわち $3 \times 10^4 \sim 10^4$ eV 領域の金の (n, γ) 反応の断面積は SAND-II library からとったものの方が ENDF/B-IV dosimetry file のものより良いことがわかった。したがって最終的な unfolding には File A を用いた。さらに最終的な unfolding では $^{186}\text{W}(n, \gamma)$ ^{187}W 及び $^{28}\text{Al}(n, \gamma)$ ^{28}Al 反応を除いた計算も行った。これはこれらの反応の断面積と他の反応の断面積では評価の度合いがかなり異なるからである。スペクトルを求めるための反応率の測定は line F および G 上の $Z=0, 80$ および 160 cm の点で行ったが、それらの unfolding では DOT-III コードによってそれぞれの点に対して求めたスペクトルを初期スペクトルとした。ただし熱中性子群の中性子束はマックスウェル分布に置き換えた。最終的に求めたスペクトルは第3章の Fig. 3.1.5. (a)(b) に計算値と比較して示す。

2.4.4.2. 水素比例計数管によるスペクトル測定

水素比例計数管による波高分布のエネルギー規格化は計数管に封入されている微量の ^3He による $^3\text{He}(n, p)\text{T}$ 反応のピークを用いて行った。この規格化は測定の前後にボロン被覆を取りはずして行った。同反応のピークエネルギーとしては通常よく用いられる 764 keV の代わりに 780 keV³³⁾ がとられた。測定は中性子とガンマ線の混在場で行ったので、ガンマ線の波高分布の測定を ^{137}Cs , ^{60}Co および ^{16}N 線源を用いて行ったところ、波高分布の形は線源エネルギーによらず一定でその大きさは線量に比例することが確かめられた。それゆえ、スペクトル測定中の計数管表面でのガンマ線線量を測定した。測定は計数管の表面に、Hawshaw Chemical 社の熱蛍光線量計素子 TLD-600 および TLD-700 を3対取り付けておくことにより行った。このようにして測定したガンマ線線量で規格化したガンマ線波高分布を中性子とガンマ線の混在場で測定した波高分布から差し引き、その結果を SPEC-4 コード³⁴⁾を用いて unfolding した。ただし $Z=0$ cm での $10^4 \sim 10^5$ eV 領域の測定では上記の補正を行うにはガンマ線線量率が高すぎたため、そこではスペクトル測定は $10^5 \sim 10^6$ eV 領域に対してのみ行った。

2.5. 線源がダクト入口を見る非軸対称配置^{35) 36)}

ここで取り扱う体系は放射線遮蔽におけるダクトストリーミング問題において最もよく現われる体系である。本来、遮蔽設計において核融合炉の中性粒子入射孔のような特殊な例を

除けば、線源がダクト入口を見る軸対称配置にダクトを設けることはない。しかしながら従来、ダクトの研究は実験、計算の両方において軸対称問題が取り扱われてきた。非軸対称配置の実験例としては、原子力船「むつ」の遮蔽改修のためのモック、アップ実験⁽⁸⁾、FFTFのモックアップ実験⁽¹⁰⁾があげられるていどであり、しかも前者の実験においては、熱中性子束分布が測定されているのみである。一方、設計においては非軸対称問題は2次元輸送コードのつなぎ計算によって評価する方法が主流となりつつある。しかしこの方法を信頼できるものとするには、まだ多くの解決せねばならない問題があることはすでに指摘したとおりである。最近、3次元輸送コードがいくつか開発され、本実験結果を用いてその精度評価を行った例がいくつか報告されている。⁽³⁷⁾⁽³⁸⁾⁽³⁹⁾ この種の体系を解析するには、3次元輸送コードは最も適したものであろうが、それが実用的になるまでにはまだまだ時間が必要であろう。一方2次元輸送コードとモンテカルロ法を組み合わせる方法も有効な方法であろう。しかし、いずれにしてもそれらの方法を評価する実験データが必要である。ここでは原子炉一次遮蔽体を貫通する主冷却管周辺を模擬した実験体系を選んで測定を行った。

2.5.1. 実験体系と測定点

本実験体系の概念図をFig. 2.5.1.に、また体系各部の寸法、測定点等をFig. 2.5.2に示す。円環ダクトは鋼製の二重管を水中にその軸が炉心中心から60cm上方にくるように、また外管の前部が炉心タンクから約20cmの位置にくるように設置することにより作った。外管の外直径は40.9cm、内直径は40cmで管壁の厚さは0.45cmである。内管の外直径は20cm、内直径は19.1cmで管壁の厚さは外管と同じく0.45cmである。管の前後にある蓋部の厚さは外管の場合は炉心側が1.4cm、反炉心側が1.2cmであり、内管の場合は炉心側、反炉心側共1cmである。外管、内管の材質は蓋部を含めて鋼(SS-41)であり、内管内の物質としては空気または水をとった。内管内の物質が空気の場合を配置1、水の場合を配置2とする。測定点を表示するためXYZ座標を次のようにとる。Fig. 2.5.2に示すように外管の炉心側蓋部の内側面の中心に座標原点をとり、管軸に一致させてX軸を、上下方向にZ軸を、またXZ軸に垂直方向にY軸をそれぞれ右手系にとる。したがってY軸の正方向はFig. 2.5.2の紙面に対し下方向となる。同じくFig. 2.5.2に示すように測定点はA(I,J),B(I,J) およびC(I,J) で表示する。添字(I,J)のうちIはX軸方向の位置に対応し、JはY軸又はZ軸方向の位置に対応する。A(I,J),C(I,J)は管軸を通る垂直面すなわちX、Z軸を含む面内に、またB(I,J)は管軸を通る水平面すなわちX、Y軸を含む面内にそれぞれとられた。配置1では測定点は内管と外管の間の空隙部でのみとられている。配置2では同空隙部のほかに外管外側の水中にも測定点をとった。測定点の間隔は軸方向に20または40cmで半径方向には約10cmである。

2.5.2. 測定結果

測定は速中性子に対しては $^{58}\text{Ni}(n, p)$ および $^{64}\text{Zn}(n, p)$ 反応を、熱、熱外中性子に対しては $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反応を用いて行った。Table 2.5.1~2に配置1および2で測定した反応率を原子炉出力1ワット(W)当りの単位で示す。また Table 2.5.3. にはこれらの反応率から求めた熱、熱外中性子束を示す。反応率に含まれる誤差のうち原子炉出力および NaI 検出効率に関するものは 2.4の実験と同じくそれぞれ10%および5%である。その他、ダクトの設置位置の不確定さ $\pm 5\text{mm}$ およびダクト内での測定器の取り付け位置の不確定さ $\pm 3\text{mm}$ に起因する誤差が9%ある。計測の際の統計誤差は配置1の場合で最大1%、配置2では金箔の場合最大で1%、 $^{58}\text{Ni}(n, p)$, $^{64}\text{Zn}(n, p)$ 反応の場合は Table 2.5.4. に示すとおりである。以上より反応率に含まれる誤差は配置1では25%、配置2では金箔の場合で25%、Ni および Zn の場合で25~29%である。Table 2.5.3.の中性子束の導出は水中では等方入射を空隙中ではビーム入射を仮定して行った。Fig.2.5.3~2.5.5に配置1および2の軸方向に対するZn およびNiの(n, p) 反応の反応率分布および熱、熱外中性子束分布を示す。2種類の(n, p) 反応の場合、明らかに、非軸対称効果が表われており配置1では炉心より最も遠い側にあるline A 上の反応率が $X \leq 60\text{cm}$ の領域において他の二つのライン上の反応率より大きな値を示す。これよりダクト内にとられた測定点と炉心を結ぶ線上に存在する遮蔽体の厚さがダクト内の速中性子束を決定する主要因となっていることが推定される。同じ理由によって配置2ではline B 上の値がline C 上の値より大きくline A 上の値が最も小さい。また内管内の水の有無によりline Aの測定値の変化は大きい、line C上の値の変化はほとんどない。一方Fig.2.5.5の熱、熱外中性子束分布はダクト入口より約40cm以上の領域では非軸対称効果はあまり見られず line A, B, C 上の分布の傾向は各配置ごとで類似したもので、絶対値では配置1ではほぼ一致しており、配置2では多少の差が各ラインの間で見られるがその差は少ない。これは熱、熱外中性子の場合 $X > 40\text{cm}$ の領域では $X < 40\text{cm}$ の領域でダクトに入射する中性子を線源とするストリーミング成分が支配的であることを意味する。また熱、熱外中性子束の減衰傾向を配置1と2で比較すると両配置での差は熱外中性子の方が大きく表われており、このためダクト終端部では中性子束の絶対値が熱中性子束で約2倍いど変化するのに対し、熱外中性子束では約3倍いど変化する。Fig.2.5.6と2.5.7は $^{64}\text{Zn}(n, p)$ と $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ の反応率の半径方向の分布を示したものである。これらの図にはX Z軸を含む面内にあるA (I, J) および C (I, J) の測定点に加えてB(I, J) のうちから空隙部内の測定点での結果を示してある。これらの図から明らかなように速および熱中性子に対応する反応率は $X = 40\text{cm}$ においてダクトの下側で半径方向にほぼ一定値をとり、 $X = 40\text{cm}$ の点でダクトの下側からダクトの中に入って来る中性子とダクトの中から外へ漏洩する中性子の量がほぼ等しいことがわかる。すなわち、ダクトを漏洩する中性子の線源を考えると、入口から少なくとも $X = 40\text{cm}$ 附近までの領域に入射して来る中性子を考慮する必要がある。 $X = 80\text{cm}$ になると中性子束

はほぼ軸に対して対称的な分布となる。つぎに配置1と2での漏洩中性子束の比を見るためにダクト終端部における両配置での反応率の比をTable 2.5.5に示す。速中性子の場合、炉心から見て内管の影に入るline A では内管内の水の有無により漏洩量は4～6倍異なる。line B, C ではこの比は小さい。また実効しきいエネルギーが2.79 MeV の $^{58}\text{Ni}(n, p)$ 反応と4.4 MeV の $^{64}\text{Zn}(n, p)$ 反応でこの比に差が見られ、同じ速中性子でもエネルギーによって中性子の挙動にかなりの変化あることがわかる。例えばline C 上ではZn の比はほぼ1に近いのに対しNi では内管内の水による反射の影響がかなり現れている。 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$, Cd の比と $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$, Bare の比にかなりの差が現われている原因としては次の二つが考えられる(1)内管内が水の場合、そこで新たに発生する熱中性子と熱外中性子の量がかかなり異なる。(2)内管壁が鋼であるので、内管壁を通して測定点に寄与する熱中性子は熱外中性子よりより多く吸収される。(2)の原因は熱中性子の場合配置の違いによる漏洩中性子束の違いを少なくするように働く。

2.6.1 線源がダクト入口を見ない非軸対称配置³⁶⁾

本体系では線源がダクトの側部にあるので、放射線はダクトの側壁を通してダクト内に入り軸方向にストリーミングしていく。したがってダクト内の放射線分布を求めるにはダクト側部の遮蔽体を透過してダクト内に入ってくる放射線量およびそれを線源として軸方向へ流れていく放射線量を合わせて評価する必要がある。前者は線源の大きさ、ダクト軸からの距離等により変化し、後者はダクトの形状に依存する。したがって本体系においては通常よく用いられるような、ダクト入口側に線源を考え、ダクト形状のみを考える簡易式は全く使用することができない。また前節で示したような2次元輸送コードのつなぎ計算は境界条件設定に無理が生じる。したがって本体系に適用できる計算法としてはモンテカルロ法(アルバドモンテカルロ法等も含む)や3次元輸送コードが考えられるだけである。しかしながら、モンテカルロ法は遮蔽体透過計算の部分で時間がかかりすぎるであろう。3次元輸送コードがこのような体系にも適用可能であることを前節の実験結果を用いて具体的に示唆した報告³⁹⁾があるが、3次元輸送コードで本体系を取り扱えるようになるにはまだ時間が必要であろう。このように本体系での放射線漏洩問題は極めて難しい問題であり、残念ながら現在のところ信頼できる解析法は存在しない。したがって早急にこのような問題の評価法を開発する必要がある。このような体系の実例としては一体型船用炉の主冷却ポンプ装置周辺のストリーミング経路があげられる。

2.6.1 実験体系と測定点

実験体系の概念図をFig. 2.6.1に、また体系各部の寸法、測定点をFig. 2.6.2に示す。本体系は一体型船用炉の主冷却ポンプ装置周辺部のストリーミング経路を模擬したものであ

る。円環ダクトは外径59.6cm、内径40.6cm、長さ298.4cmでその中心軸が炉心中心より122.1cmのところにくるように設置した。管材は鋼で、管壁の厚さは内管、外管共0.64cmである。ダクトの架台には2.4の実験で用いた鉛遮蔽板付架台を用いたので鉛板は2.4の実験と同じ位置にある。円環ダクトの底部にはウエイトとして80×80×10cmの鋼板をとりつけた。

測定ラインとしては反炉心側の空隙部から90°間隔で炉心側に向ってline A, B, Cと3本上下方向にとった。測定点を表示する座標はFig. 2.6.2. に示すようダクト軸上にZ軸、炉心中心から水平方向でダクト軸と交差する方向にX軸、そして右手系となるようY軸をとった。

2.6.2 測定結果

測定は速中性子に対しては $^{58}\text{Ni}(n, p)$ 反応を熱、熱外中性子に対しては $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反応を用いて行った。Table 2.6. 1 に測定した反応率を、Table 2.6. 2 は熱、熱外中性子束を示す。反応率に含まれる誤差は25%以内である。このうちダクトの設置位置およびダクト内での箔の取り付け位置の不確定さに起因する誤差は9%である。

Fig. 2.6. 3には $^{58}\text{Ni}(n, p)$ 反応の反応率の軸方向分布をFig. 2.6. 4には裸およびカドミウム被覆の金箔による軸方向の反応率分布をそれぞれ示す。実験2.5に比べ非軸対称性がさらに強くでておりline B, C とline A の値に大きな差が見られる。 $^{58}\text{Ni}(n, p)$ 反応の場合、Zが大きいところでline B とline C の値が逆転しているのは実験2.5のところで記述したように原子炉から測定点までの水遮蔽体の厚さが逆転するからである。本実験結果で最も興味深い点の一つはZ > 140 cmの領域で速中性子と低速中性子の挙動が似かよってくる点である。

2.7. 屈曲部を有する円環ダクト^{39) 36)}

ダクトを漏洩する放射線を低減させる方法としてダクトを曲げたり、ステップあるいはオフセットと呼ばれる段付にしたりする方法がある。この方法は特に速中性子およびガンマ線に対して有効である。したがってこのような体系は遮蔽構造中にしばしば現れる。ここで取り扱う体系は屈曲角度が90°の屈曲円環ダクトである。屈曲ダクト漏洩放射線を厳密に取り扱うのは極めて難しい。その理由はモンテカルロ計算法を除けば、既存の計算法ではその体系を正確に表示できないからである。また屈曲部において体系を分割し、接続計算を行う方法が考えられるが、そのような方法をこの体系に適用するのはこれからの問題であり、これまで接続計算を行って成功した例は報告されていない。ここで行われた実験は遮蔽専門委員会においてベンチマーク問題の1つとして取りあげられ⁴⁰⁾、これまでモンテカルロ計算の精度検証に使われている¹³⁾。しかし屈曲ダクトにおいて特に重要な低エネルギー中性子の計算を行うにはまだモンテカルロ法では時間がかかりすぎるようである。したがって実際の設計においても簡易計算法によってしか評価できず、最も問題の多い体系の一つである。このよ

うな問題に対して最も期待される計算法はアルベドモンテカルロ法⁽¹⁾であろう。今後この方法を含めて信頼性のある計算法が早急に開発されることが望まれる。

2.7.1 実験体系と測定点

実験体系を Fig. 2.7.1 に示す。炉心部の燃料要素は本実験に限って18本と通常の20本より2本少くなっている。すなわち Fig. 2.2.1 に示した燃料配置において、a で示した燃料要素が反射材に、b で示したものが照射筒にそれぞれ置き替えられている。したがって炉心の実効中心が通常の20本配置に比べて約2cm程度ダクト側にあることが予想される。1回屈曲ダクトは Fig. 2.7.1 に示すように第1脚部の中心軸が炉心中心を通るよう、また外管の蓋の内面が炉心タンクより24cmの位置にくるよう設置した。第1脚部の長さは約180cm、第2脚部の長さは約140cmである。外管の外径は41.2cm、内径は40cmで管壁の厚さは0.6cmである。また内管の外径は21.6cm、内径は20.3cmで管壁の厚さは0.65cmである。第1脚部、第2脚部共外管の蓋の厚さは1.5cmで内管の蓋の厚さは1.0cmである。管材は内管の蓋がアルミニウムであるのを除くとすべて鋼(S S - 41)である。外管の外側の物質は水、内管内の物質は空気または水である。内管内の物質が水の場合を配置1、水の場合を配置2とする。測定点の位置を記述するための座標軸はその原点を第1脚部の外管蓋部の内面の中心にとり、X軸は第1脚の軸と一致させ、Z軸を上下方向に、Y軸をそれらに垂直にとる。測定点は内管内の軸上にline A、内管と外管の間の空隙部に90°間隔でline B, C, D およびEをそれぞれとり各ライン上に一部を除き20cm間隔にとった。なおline Eはline Cと対称の位置にあるので同ライン上の測定は3点のみである。

2.7.2 測定結果

測定は速中性子には $^{115}\text{In}(n, n')$ $^{115\text{m}}\text{In}$, $^{58}\text{Ni}(n, p)$ ^{58}Co および $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ ^{24}Na 反応を用い、熱および熱外中性子には $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ ^{198}Au 反応を用いて行った。また本実験ではインジウムの測定において $^{115}\text{In}(n, n')$ 反応と競合する $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')$ 反応の測定結果に及ぼす影響を調べる必要があり、熱蛍光線量計を用いてガンマ線々量率分布を測定した。Table 2.7.1 に配置1、Table 2.7.2 に配置2でそれぞれ測定した反応率およびガンマ線々量率を示す。反応率に含まれる誤差のうちダクト設置位置および測定器取り付け位置の不確定さに起因する誤差は6%である。また計測の際の統計誤差は $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ および $^{115}\text{In}(n, n')$ 反応で2%以内、 $^{58}\text{Ni}(n, p)$ および $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 反応の場合はTable 2.7.3に示すとおりである。これらの誤差に原子炉出力および NaI の効率の誤差15%を加えると反応率に含まれる誤差は $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ と $^{115}\text{In}(n, n')$ 反応で23%以下、 $^{58}\text{Ni}(n, p)$ 反応で24%以下、 $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 反応で26%以下である。ガンマ線々量率の誤差は±19%である。Table 2.7.4 に反応率から求めた熱、熱外中性子束を示す。

Fig. 2.7.2~2.7.4に配置1の場合、Fig. 2.7.5~2.7.9に配置2の場合の測定結果を示す。Fig. 2.7.2は速中性子束の分布であるが、第1脚部ではしきいエネルギーが高いほど減衰傾向がゆるやかになっている。しきいエネルギーは $^{115}\text{In}(n, n')$ 、 $^{58}\text{Ni}(n, p)$ 、 $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 反応でそれぞれ1.12、2.79、8.1 MeVである。これはダクト入口での中性子角度分布の前方成分が中性子エネルギーが大きくなるに伴い多くなるためであろう。第1脚部から第2脚にうつるところで速中性子は1/10以上減衰し、第2脚部では第1脚部と逆にしきいエネルギーの低い方がゆっくり減衰する。Fig. 2.7.3は熱および熱外中性子束分布である。両者共ほぼ同じように分布をしており、第1脚部での減衰は速中性子に比べると多少急であるが、第1脚部から第2脚へうつるところでの減衰は速中性子のように急ではない。また第2脚部での減衰は第1脚部に比べて急のように見えるが、速中性子の場合に比べるとかなりゆるやかである。Fig. 2.7.4はガンマ線々量率分布である。第1脚目の減衰傾向は $^{115}\text{In}(n, n')$ 反応の場合と極めてよく一致している。ガンマ線も速中性子と同様、屈曲部において1/10近い減衰をする。第2脚部においては、ガンマ線の分布は速中性子と熱、熱外中性子の中間的なものである。これらの結果から本配置においては $^{115}\text{In}(n, n')$ 反応の測定値に含まれる $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')$ 反応の寄与は無視できる程少ないといえる。

Fig. 2.7.5~2.7.9に配置2での軸方向の分布を示す。速中性子に対応する3種類の反応率分布である。これらのいずれの結果においても第1脚部でline B~Eの各ラインの測定値間に差がある。すなわちダクトの下側にあるline D上の値が最も大きく、上側にあるline B上の値が最も小さい。これは炉心の中の線源分布が制御棒が上から20~30cm程度挿入されていること等のため、下側で大きく上側で小さい分布をしているためである。Fig. 2.7.10にはダクト入口(外管の蓋の炉心側面上)で測定した $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 反応の反応率分布を示す。同図から明らかのようにダクトに入射する速中性子はダクト軸に対して非対称分布をしている。速中性子のダクト軸にそっての減衰傾向は配置1の場合と同様に第1脚部では $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 反応の場合が、第2脚部では $^{115}\text{In}(n, n')$ 反応の場合が最もゆるやかである。Fig. 2.7.8は熱、熱外中性子束の分布であるが、これらの分布では速中性子の場合見られたline B~Eの非対称性はあまり顕著に現れていない。この理由はこれら低エネルギー中性子の場合、ダクト壁で散乱して回り込む成分が多く入口での非対称性の影響が少いためであろう。熱中性子の場合、内管内の水の中にあるline Aの測定値は第1脚部では空隙部の値とほぼ等しい値を示しているのに反し、第2脚部では距離と共に空隙部値より小さくなっていく。この理由は第2脚部においてはエネルギーの高い中性子の減衰が大きく、内管内の水中でエネルギーの高い中性子が減衰することにより新たに発生する熱中性子の割合が第1脚部の場合に比べて少いためであると思われる。Fig. 2.7.9はガンマ線々量率分布であるが第1脚部ではほぼ $^{115}\text{In}(n, n')$ 反応と同様の分布を示し、第2脚部でもline Bを除くと距離と共にInの反応率分布に近づく。なおline Bの第2脚部の測定値には炉心から水中を通りダクトの外側から入射するガンマ線の影響が見られ他のラインの測定値より高めの値を示す。

なお本実験での炉心は18本炉心であるので炉心における線源分布のX軸方向の実効中心は通常の20本炉心の場合に比べてダクト側に燃料要素の寸法約8cmの1/4程度、すなわち2cm程度ずれていることが予想される。そこで20本炉心のとき、炉心タンク表面から20cmのところ²²⁾で測定した反応率と本実験で炉心タンクから22cmのところ²²⁾で測定した反応率の比較をTable. 2.7.5.に示す。同表に示すように両者は実験誤差内で一致している。したがって上記の予想は正しいと推定される。

2.8. 円環ダクトの接続体系³⁶⁾

ここで取り扱う体系は実験2.4で用いた線源を取り囲むように存在する半径の大きな円環ダクトの側部に別の半径の比較的小さい円環ダクトを2つのダクト軸が互に直交するように水平に接続させた体系である。Fig. 2.8.1.(a), (b)に体系の概念図を示す。本実験での測定対象は水平に接続させた半径の小さい方のダクト内中性子束分布である。本実験ではFig. 2.8.1.に示すように円環ダクトの接続位置および円環ダクトの空隙巾を変化させ測定を行った。本実験を実施した目的は次のとおりである。(1) Fig. 2.8.1.(a)に示すように線源がダクト入口を見る軸対称配置の実験を実施する。(2) Fig. 2.8.1.(b)に示すような接続体系での評価実験を実施する。このような体系としては原子炉圧力容器と1次遮蔽の間の円環状空隙部に直交する主冷却管周囲の円環状空隙部がある。2つの円環ダクトが接続する体系を考えると、径が等しいときは前節の屈曲ダクトになり、径が異なる場合は本節のような体系となる。接続角度は直角が代表的なものなので接続体系の代表的なものは本研究で取り扱ったといえる。(3) パラメトリックに体系を変化させることにより円環ダクト内の中性子の一般的な挙動を理解するとともに円環ダクトを漏洩する中性子束を簡単に予測できるような経験式を導出する

2.8.1. 実験体系と測定点

Fig. 2.8.2. に実験体系の寸法等を示す。炉心側の鉛遮蔽体および円環ダクトは実験2.4で用いたもので、円環ダクトの空隙巾は20cmである。これらの設置位置も実験2.4と同じ位置である。水平方向に接続した円環ダクトは鋼製の2重管で、接続面は炉心側の円環の曲率に合わせた曲面である。接続面の鋼板の厚さはFig. 2.8.3. に示すように0.6cmである。水平ダクトは入射条件を変えるためFig. 2.8.2. に示した座標系でその軸がZ=0, 80および160cmにくるように設置位置を変えた。これらの位置においてダクト入口中心と炉心を結ぶ線とダクト軸のなす角はそれぞれ0°, 36°および55.5°である。また水平ダクトの空隙巾は外管の径を一定として内管の径を変えることにより3種類のものがとれるようにした。これら設置位置と空隙巾の組合せにより全部で9種類の体系が作れるが実際には主に高い位置および狭い空隙巾における中性子束の不足により測定を行った体系は全部で6種類である。設置位置の名称を下側から1, 2, 3とし、空隙巾の名称を広い方からL, M, Sとすると測定した体系は1L, 1M, 1S,

2L, 2M, および3 L である。これらの体系を作る際、炉心側のダクト壁と水平ダクトの接続面に約0.5 cmの水ギャップが生じた。測定ラインは Fig.2.8.3. に示すように空隙部に3本、ダクト軸に平行にかつ軸の回りに90°間隔でとった。各空隙巾を作った鋼管の寸法は次のとおりである。外管は共通でその外径は40.68cm、内径は39.4cm、肉厚は0.64cmである。一方内管は最も細いものが外径19.2cm、内径18.14cm、肉厚0.53cm、次が外径30cm、内径28.4cm、肉厚0.80cm、最も太いものが外径35cm、内径34.02cm、肉厚0.49cmであり、それぞれ外管と組合せて10.1cm (L), 4.7cm (M), 2.2cm (S) の空隙巾を作る。管の長さは Fig.2.8.3. に示すように2.5 m である。測定点は各ライン上で入口の鋼板の内面より測って1, 20, 40, 80, 120, 160, 200 および240 cmの点である。

なお、配置 1L, 1M, および 1S はほぼ軸対称配置と見なせ、線源がダクト入口を見る軸対称配置の範ちゅうに入れることができる。

2.8.2. 測定結果

速中性子の測定は $^{58}\text{Ni}(n, p)$ 反応を熱、熱外中性子の測定は $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反応を用いて行った。Table 2.8.1~2.8.6 に各配置で測定した反応率を示す。反応率に含まれる誤差は各配置、測定位置等で多少異なるが最大で30%以内である。なお3 L の配置においては $^{58}\text{Ni}(n, p)$ 反応の反応率は中性子束の不足から測定できなかった。なお本実験結果に関する議論は第4章で述べることとする。

第3章 計 算

本章では本実験結果を用いた計算法の評価の例として我国において用いられている代表的な2次元輸送コードによる計算と実験の比較を行った結果を記述するとともに、その他これまで報告されている本実験結果を用いたベンチマーク計算について記述する。

3.1 2次元輸送コードDOT-Ⅲによる計算

よく知られているようにDOT-Ⅲコード⁽²⁸⁾は S_n 法に基づく2次元輸送コードである。2次元輸送コードは軸対称における漏洩計算に適用でき、現在では設計計算においてもしばしば用いられている。輸送コードをストリーミング計算に用いる場合、その精度に最も大きな影響を与えるのは角度分点のとり方である。もちろん分点を密にとればとるほど精度は良くなるが計算時間あるいは経済性の点から制限をうけることも知られた事実である。この点を解決するため放射線がストリーミングする方向により多くの分点数のある非等方角度分点セットを用いる方法がある。この方法は軸対称配置でも、線源がダクト入口を見る体系で特に有効である⁽²⁵⁾。しかしながら压力容器と1次遮蔽体の間隙部に代表されるような体系に対しては、設計計算においてストリーミングの方向のみならず半径方向あるいはそれ以外の方向にも等しく精度の良い計算が要求される。それゆえ等方的な角度分点セットが用いられるのが普通である。例えば压力容器と1次遮蔽体の間隙部からの中性子ストリーミングが問題となった原子力船「むつ」の遮蔽改修モックアップ実験の解析⁽⁷⁾においても、また改修設計計算⁽⁴¹⁾においても P_1-S_8 計算が行われている。現在の計算コードおよび電子計算機の容量、計算速度を考えると設計計算においては S_8 計算が現実的に最も精度の良い計算結果を与える条件であると思われる。「むつ」のモックアップ実験の解析ではTWOTRANコード⁽⁴²⁾による P_1-S_8 計算が行われ空隙巾14.6~27.6cmの範囲で実験値とファクター2~4の一致を示した。したがって、ここでは上記の考察に基づき、現在我国で最もよく使われている2次元輸送コードDOT-Ⅲの P_3-S_8 計算の精度評価の試みを実験2.4の結果を用いて行った。

計算は2次元R-Z体系で行われた。Table 3.1.1に使用したエネルギー群構造を示す。Fig. 3.1.1には空隙巾10cmの場合の計算で用いた体系モデルを示す。厚さ1.5 cmのアルミニウム製タンク壁は反射体領域にまた鉛遮蔽と鋼製円環ダクトの間の厚さ0.5 cmの水層は領域5の鉄層にそれぞれ含めて均質化を行った。また鉄、水および鉄層から成るスヘーサーの炉心側の鉄、水層の均質化を行った。これらの均質化は計算時間を節約するため行われたものであるが、この結果、空隙巾10cmの場合、空隙中の熱中性子を過大評価する結果となった。2次元計算のための領域ごとの断面積を求めるため、まず、ENDF/B-Ⅳからのデータを

RADHEAT -V 3 コード、システム⁴³⁾を用いて100群の断面積を縮約した。もちろん自己遮蔽因子の補正もほどこした。次にANISN -J R コードでP₃-S₈計算を半径方向に対して行い、求めたスペクトルを重み関数として100群の断面積から30群の断面積を得た。空間メッシュはR, Z方向共1~4.5 cm間隔でとった。この結果、メッシュ数は空隙巾20cmの場合52 (R) × 100 (Z)、空隙巾10cmの場合56 (R) × 100 (Z)となった。反応率の計算にはFile Aを用いた。

Fig. 3.1. 2に空隙巾20cmの場合の測定ラインB上の計算値と実験値の比較を示す。Zの小さいところでの不一致は炉心におけるZ方向の線源分布が正確でなかったことを示している。しかし、線源分布に起因する誤差は炉心から遠くなるとともに小さくなる傾向があり、この程度の差は特に問題となるところではない。Zの大きなところでカドミウム被覆した金の反応率が過大評価となっている。この原因は明らかでないが、一つの推定を次の空隙巾20cmの計算と実験の比較のところで示す。空隙巾20cmの場合の比較のうちしきい検出器に関するものをFig. 3.1. 3(a)に、(n, γ)検出器に関するものをFig. 3.1. 3(b)にそれぞれ示す。速中性子束に対応するしきい反応の場合、ファクター2以内のまずまずの一致を示している。一致の程度はZが大きいく所悪く計算は距離と共に過少評価の傾向にある。この理由は角度分点数が少いために、Z軸の方向に近い角度束が距離とともに過少評価となるからであろう。一方、中性子束保存の点から考えると、Z軸と大きな角をなす角度での、角度束を過大評価することになる。これが空隙部に平行に計算したline B上の金の反応率の過大評価の原因の一つと推定される。(n, γ)検出器の場合は一致の程度は熱中性子を除くと極めて良い。熱中性子束の計算に関しては空隙巾10cmの場合も同様に収斂が悪く、他のエネルギー群に比べて信頼性が低い。Fig. 3.1. 4 (a)および(b)に空隙巾10cmの場合の同様の比較を示す。しきい検出器の場合、距離とともに過少評価する傾向はさらに強く、最大でファクター8程度の差が見られる。空隙巾10cmの場合は(n, γ)検出器の反応率にも同様の過少評価が見られる。熱中性子束に対する過大評価はスペーサーを均質化して計算したためである。Zが大きいく所での過少評価の原因はZ軸方向への角度分点数の不足にある。これは空隙巾の狭い方がより大きな過少評価をしていることから明らかである。Fig. 3.1. 5 (a)および(b)に空隙巾20cmと10cm場合のスペクトルの比較を示す。空隙巾10cmのZ=160 cmの比較を除くと全般に実験値と計算値は良く一致しているといえる。実験値に関してはA1とWの反応率を加えて解析した結果は良くないことがわかった。

3.2 2次元輸送コードPALLASによる計算

ここでは実験2.5を用いた計算法の評価の例として直接積分法に基づく2次元輸送コードPALLAS-2DCY-FC⁴⁴⁾の精度評価を行う。計算は配置に対し全体を二分割して行った。計算体系をFig. 3.2. 1に示す。第1の計算は炉心を含む水遮蔽体内で実施した。図では炉心を

含む点線で計算領域が示してある。座標軸は炉心中心を原点として実際の炉心の高さ方向に R 軸を、水平方向に Z 軸をとった。炉心は半径23cm、高さ50cmの円筒形で近似した。したがって炉心の体積は実際の炉心に比べて5%程度大きくなっている。また炉心の Z 方向に厚さ25cmの黒鉛反射体を設けた。水層の厚さは Z 方向に65cm、R 方向に95cmとした。次にダクトを含む点線で示された体系について計算を実施した。この場合、第1の計算で算出した水中における中性子角度束 $\phi(r, Z, \Omega_{pq}, E)$ をダクト入口面上およびダクト壁から 18.85cm 水中 (Z 軸より R 方向へ約20cmの位置) の点線で示される位置に境界条件としてとった。なお第1の計算は Z 方向について水層の厚さを65cmとしたため、第2の計算の境界条件として利用できる角度束はダクト入口面より40cmまでである。この点に関しては2.5.2で記述したように熱、熱外中性子束の計算に関してはほぼ問題はないと思われるが、速中性子のように炉心から水遮蔽体を貫通して測定点まで到達する成分が多い場合、多少問題が残るかも知れない。中性子のエネルギー組分けは速中性子反応率の計算のため10~2MeVを9群で、また熱中性子までの計算には10MeV~70keVをレサージ間隔0.4の13群で、70keV~熱中性子をレサージ間隔0.8の16群の合計29群で行った。使用した角度分点セットは Z 軸方向を密に、R 軸方向を粗に選んだ非等分点セットである。中性子核データは ENDF/B-IV データライブラリーから SUPERTOG⁴³ コードにより群定数化した。ただしルジャンドル係数は ENDF/B-IV から直接とった。

Fig. 3.2.2と3.2.3に半径方向の、Fig. 3.2.4~3.2.9に軸方向の実験値と計算値の比較を示す。半径方向の比較はダクトの入口から40cmおよび80cmでの⁵⁸Ni(n, p)反応率に対するものである。計算は軸対称問題しか扱えないので、第2段階のダクトを含む領域の計算での境界条件は第1段階の計算により得られたダクト軸より下側の境界に対応する角度束を軸対称に入力することにより設定したので特に速中性子の場合には line C の測定値に対応する結果が得られることが予想される。しかしながら半径方向の計算値は line C の実験値とは一致していない。入口から80cmのところでは、中心軸から line A, B, C 方向への分布の実験値に比較対称性が見られる(Fig. 3.2.3参照)が、ここでの実験値と計算値の一致はかなり良い。速中性子束の軸方向分布の計算値は Fig. 3.2.4と3.2.5に見られるように最初 line C の実験値に近い値であるがダクトからの距離が増すにつれて line A の値が近くなる。これは恐らく境界条件が軸方向に関しては入口より40cmまでしか入力されていたため、入口からの距離が増すとともにダクト側面から入ってくる中性子成分を過少評価する傾向にあるためであろう。この傾向はしきいエネルギーの高い⁶⁴Zn(n, p)反応の方に強くでており、上記の推定と矛盾しない結果となっている。Fig. 3.2.6は熱中性子束の軸方向分布である。低エネルギー中性子の場合、全体の分布はダクト入口附近の線源により決定されるので、計算値が高めにでているのは入力した境界条件から当然の結果である。計算値と実験値の一致の程度は line C の実験値と比べるとファクター3以内で一致している。減衰傾向は実験値より多少ゆ

るやかに減衰しているが、入力条件を考えると当然の結果である。Fig. 3.2.7～3.2.9は熱外中性子束の比較である。ここで実験値は求めた θ' を比較するエネルギー E (eV)で除算したものである。比較したエネルギーは5.5,27.3および300 eV である。本体系のように水の多い体系ではエネルギースペクトルがkeV領域まで $1/E$ の形をしていると思われるので上記のエネルギー点で θ'/E の形で実験値を用いることは容認されよう。結果はいずれもほぼ熱中性子の場合と同じ様子を示し、実験値との一致の程度もほぼ同じである。以上のように計算値と実験値の一致の程度は必ずしも良いとはいえないが、その差の原因はほぼ明らかであり、妥当な結果といえる。また本計算は2段階に分けた接続計算であること、ダクトを含めた体系の計算においては軸対称の境界条件を用いたこと、さらには非等方角分点セットを用いることによりダクト内の中性子束分布にいわゆる ray-effect 的な振動が現れなかった²⁵⁾ことを考え合せると、かなり満足のいく計算結果であるともいえよう。

3.3 その他の計算例

以上3.1,3.2において2次元輸送コードを用いた計算例を示したが、ここではこれまで行われた本実験結果を用いたベンチマーク計算について簡単にふれておく。西村等は実験2.5の線源がダクト入口を見る非軸対称体系に対しXYZ座標系を用いたSn法に基づく3次元輸送コードENSEMBLEで解析計算を行った。³⁷⁾計算はS₄角度分セットを利用してエネルギー群数5で0.5～10.5MeVの領域で行われている。結果は入口部から全長1.5mのダクトの約半分の位置位まで極めて良い一致を示すが、その後計算値は実験値に比べて入口からの距離の増加とともに急速に減衰し、ダクト出口付近では最大で約1桁の過少評価となる。西村等はこの原因として角度分点数の不足をあげている。同じ実験に対し笹本等は直接積分法に基づきXYZ座標を用いた3次元輸送コードPALLAS-XYZで解析計算を行った。³⁸⁾用いた角度分点数は56分点で西村等の場合が24分点なので2倍以上の分点数を用いている。エネルギー群数は9群で1.9～14.2MeVの領域で計算が行われた、計算結果は入口部から80cm程度までは過大評価し、その後は過少評価の傾向にある。減衰傾向は西村等の場合に比べるとゆるやかでより実験の減衰傾向に近いが、それでも100cm以降の減衰傾向は実験値よりさらに急である。笹本等はこの差の原因についてはふれていない。以上2つの計算に共通した問題は両コード共XYZ座標を採用しているので円環形状を矩形近似している点である。第4章で詳述するが円環ダクト漏洩中性子の空間分布は直視面積に密接に関連しているので両計算でとられた矩形近似の正当性については十分検討する必要がある。これに対し竹内等は同じ体系に対し、 $r\theta Z$ 座標を採用した3次元輸送コードPALLAS-RTZを用いて解析計算を行っている。³⁹⁾この場合は円環ダクトの形状は正確に表示されている。計算は1MeV以上の領域に対しエネルギー群数13で48角度分点を用いて行われている。計算条件は前二者、特にPALLAS-XYZの場合に比べて良いとはいえないにもかかわらず計算結果に