

JAERI-M

85-093

JRR-3改造炉中性子導管詳細設計

(II) 中性子導管の基本的特性とNEUGTプログラムの検証計算

1985年7月

原見 太幹・川端 祐司

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の問合せは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費領布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1985

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 日青工業株式会社

JRR-3 改造炉中性子導管詳細設計(II)
中性子導管の基本的特性と NEUGT プログラムの検証計算

日本原子力研究所東海研究所研究炉管理部
原見 太幹・川端 祐司

(1985年6月11日受理)

JRR-3 改造炉において、原子炉で発生した中性子を散乱実験等に供するため、熱中性子用導管 2 本及び冷中性子用導管 3 本を設置し、実験利用棟へ中性子を導く計画をしている。前報告で、導管設計解析用に開発したプログラム NEUGT の説明を行った。本報告で、中性子導管を設計するに当って必要な導管の基本的特性を示し、NEUGT の検証計算の結果を示す。導管の中性子収率および導管内空間分布について、計算結果と実測データはよい一致を示すことがわかった。

Detailed Design of Neutron Guide Tubes at the Upgraded JRR-3 (II)

(II) Basic Characteristics of a Neutron Guide Tube and
Bench Mark Calculation of the NEUGT Program

Taikan HARAMI and Yuji KAWABATA

Department of Research Reactor Operation
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received June 11, 1985)

JRR-3, currently a heavy water moderated and cooled 10 MW reactor, is to be upgraded to a light water moderated and cooled, heavy water reflected 20 MW reactor.

Two guide tubes for thermal neutron and three for cold will be installed in the reactor to transport thermal and cold neutrons from the reactor hall to the experiment hall.

This report describes the basic characteristics of a guide tube and the bench mark calculation of the NEUGT program, developed for the design assessment of the guide tubes.

The calculation showed to be in a good agreement with the experimental data of a neutron transmission and a neutron space distribution in a guide tube.

Keywords : JRR-3, Neutron Guide Tube, Thermal Neutron, Cold Neutron,
NEUGT Program, Bench Mark Calculation

目 次

1. はじめに	1
2. 中性子導管の基本的特性	2
2.1 中性子全反射の特性	2
2.1.1 屈 折 率	2
2.1.2 反 射 率	2
2.2 中性子導管の構造と中性子伝播	11
2.2.1 直 導 管	11
2.2.2 曲 導 管	13
2.2.3 多角形近似した曲導管	21
2.3 不完全な反射の原因	23
2.3.1 ニッケル薄膜厚さ	23
2.3.2 反射鏡表面の macroscopic な欠陥	28
2.3.3 反射鏡表面の microscopic な欠陥	30
2.4 接合誤差による中性子損失	31
3. 中性子導管中性子収率解析プログラム NEUGT	32
3.1 概 要	32
3.2 導管要素内の中性子伝播	32
3.3 導管要素間の中性子伝播	34
3.3.1 導管要素間の中性子軌跡	34
3.3.2 導管要素入口の中性子入射角度	36
4. NEUGT プログラムによる実測値解析	37
4.1 Saclay EL 3 炉の実測値解析	37
4.2 Saclay ORPHEE 炉の実測値解析	40
4.3 München FRM 炉の実測値解析	43
5. 結 言	44
謝 辞	44
参考文献	45

Contents

1. Introduction	1
2. Basic Characteristics of a Neutron Guide Tube	2
2.1 Characteristics of a Neutron Reflection	2
2.1.1 Refractivity	2
2.1.2 Reflectivity	2
2.2 Neutron Propagation and Structure of Neutron Guide Tubes	11
2.2.1 Straight Guide Tube	11
2.2.2 Curved Guide Tube	13
2.2.3 Polygonal Approximation of a Curved Guide Tube	21
2.3 Origins of an Imperfect Reflection	23
2.3.1 Nickel Layer Thickness	23
2.3.2 Macroscopic Defects on the Surface of a Reflection Mirror ...	28
2.3.3 Microscopic Defects on the Surface of a Reflection Mirror ...	30
2.4 Neutron Loss due to Abutment Errors	31
3. Description of the Neutron Guide Tube Transmission Analysis Program, NEUGT	32
3.1 General	32
3.2 Neutron Propagation in a Tube Element	32
3.3 Neutron Propagation Between Tube Elements	34
3.3.1 Neutron Trajectory between Tube Elements	34
3.3.2 Neutron Injection Angle at the Entrance of a Tube Element ...	36
4. Bench Mark Calculation by the NEUGT Program	37
4.1 Experiment at the EL3 Reactor in Saclay	37
4.2 Experiment at the ORPHEE Reactor in Saclay	40
4.3 Experiment at the FRM Reactor in Munich	43
5. Concluding Remarks	44
Acknowledgements	44
References	45

1. はじめに

「中性子導管」は、中性子ファイバースコープとも言われるよう¹⁾、中性子の全反射を利用して原子炉や加速器から実験装置のある場所まで、かなり離れた距離をほとんど減衰なしに中性子を引き出すために用いるものである。「中性子導管」の主な特徴は、

- (1) 多数の導管を設置し、原子炉から離れた場所に適当な間隔で実験装置をおくことによって、原子炉の利用率を高めることができる。
- (2) 曲導管を用いることによって、熱外中性子、高速中性子およびガンマ線を著しく減少させることができる。
- (3) 曲導管の曲率半径を変えることによって、目的とする特性波長をもつ導管を設置することができる。即ち、特性波長より短波長側の中性子強度を減少させ、実験時邪魔になる $\lambda/2$ の中性子をフィルターすることによって目的とする波長の中性子を得ることができる。

中性子が全反射をするという性質を利用して、炉心から中性子を導き出すための「中性子導管」の有効性は、ミュンヘン工科大学 H. Maier-Leibnitz 教授らを中心に、1960年代に提唱された。^{2),3)} Leibnitz 教授は、1970年代に Grenoble の ILL (ラウェ・ランジュヴァン) 研究所を併任し、「中性子導管」を本格的に利用した研究用原子炉を建設した。⁴⁾ ILL には熱中性子、冷中性子用に各 1 本の実験孔を設け、それぞれ 4 ~ 5 本の中性子導管が設置されている。各導管に 3 台以上の実験装置が付設され、全体で 30 台以上になっている。中性子導管から取り出した冷中性子によって、「生体高分子の研究」をはじめ精力的に研究が行われている。その他 Saclay, München, Jülich の原子炉、日本では京大炉にも「中性子導管」が設置された。また加速器で発生された中性子も「中性子導管」によって導き出され実験に用いられている。^{5),6)}

JRR-3 改造炉においても、原子炉で発生した中性子を散乱実験等に供するため、熱中性子用導管 2 本及び冷中性子導管 3 本の合計 5 本の「中性子導管」を設置する計画である。

本報告で、中性子導管を設計するに当って必要な中性子導管の基本的特性を示す。また前報告で述べた導管設計解析のために開発した NEUGT プログラム¹⁰⁾ の検証計算の結果を示す。

2. 中性子導管 (neutron guide tube) の基本的特性

2.1 中性子全反射の特性

物質による中性子の全反射の現象は、最初 Fermi によって見出された。^{7,8,9)} München 工科大学 H.Maier-Leibnitz 教授らは、1960年代に中性子の全反射を利用して、中性子を原子炉から遠くまで強度の損失なく導く方法を報告した。^{2,3,10)}

2.1.1 屈折率 (refractivity)

真空中から物質へ波長 λ の中性子が入射角 (glancing angle) θ で入射する場合、その屈折率 n は、

$$n^2 = 1 - \lambda^2 \frac{Nb_{coh}}{\pi} \quad (2.1-1)$$

または、

$$\lambda^2 \frac{Nb_{coh}}{\pi}$$

は、 10^{-6} のオーダであるから、

$$n = 1 - \lambda^2 \frac{Nb_{coh}}{2\pi} \quad (2.1-2)$$

と表わされる。ここに N は単位体積当りの原子核の数で、 b_{coh} は coherent な散乱半径を表わす。全反射が起こる最大の角度を臨界角 (critical glancing angle) θ_c で示すと、屈折率 n と

$$\cos \theta_c = n \quad (2.1-3)$$

の関係がある。

2.1.2 反射率 (reflectivity)

真空と物質の境界での反射率 R は

$$R = \left\{ \frac{(\frac{n^2 - \cos^2 \theta}{n^2 + \cos^2 \theta})^{1/2} - \sin \theta}{(\frac{n^2 - \cos^2 \theta}{n^2 + \cos^2 \theta})^{1/2} + \sin \theta} \right\}^2 \quad (2.1-4)$$

で与えられる。(2.1-1) と (2.1-3) より、

$$\sin \theta_c = \lambda \sqrt{\frac{Nb_{coh}}{\pi}} \quad (2.1-5)$$

(2.1-5) より全反射の臨界角は、入射中性子の波長 λ に比例し、反射鏡の物質として Nb_{coh} が大きい物質ほど優れていることがわかる。

表 2.1-1 に反射鏡に使用されている物質と coherent な散乱半径 b_{coh} , $\sqrt{Nb_{coh}/\pi}$ 及び波

長 $2, 4, 6 \text{ \AA}$ の中性子の臨界角 θ_c を示す。表からわかるように $\lambda = 2 \sim 6 \text{ \AA}$ で、 $\theta_c = 10^{-3} \sim 10^{-2} \text{ radian}$ である。 $1 \gg \theta_c$ であるから、 $\sin \theta \approx \theta$ と近似して、

$$R = \left\{ \frac{1 - (1 - \theta_c/\theta)^{1/2}}{1 + (1 - \theta_c/\theta)^{1/2}} \right\}^2 \quad (2.1-6)$$

表 2.1-1 主な物質の b_{coh} , $\sqrt{Nb_{coh}/\pi}$ および θ_c

物 質	b_{coh} 10^{-12} cm	$\sqrt{Nb_{coh}/\pi}$ $\text{rad} \cdot \text{\AA}^{-1}$	$\theta_c (\lambda=2 \text{ \AA})$ rad	$\theta_c (\lambda=4 \text{ \AA})$ rad	$\theta_c (\lambda=6 \text{ \AA})$ rad
Ni	1.03	1.73×10^{-3}	3.5×10^{-3}	6.9×10^{-3}	1.0×10^{-2}
Ni ⁵⁸	1.44	$2.05 \times \text{"}$	$4.1 \times \text{"}$	$8.2 \times \text{"}$	$1.2 \times \text{"}$
ガ ラ ス		$1.09 \times \text{"}$	$2.2 \times \text{"}$	$4.4 \times \text{"}$	6.5×10^{-3}
Cu	0.76	$1.41 \times \text{"}$	$2.8 \times \text{"}$	$5.6 \times \text{"}$	$8.5 \times \text{"}$
Al	0.34	$0.82 \times \text{"}$	$1.6 \times \text{"}$	$3.3 \times \text{"}$	$4.9 \times \text{"}$
Fe	1.01	$1.62 \times \text{"}$	$3.2 \times \text{"}$	$6.5 \times \text{"}$	$9.7 \times \text{"}$
Co	0.25	$0.85 \times \text{"}$	$1.7 \times \text{"}$	$3.4 \times \text{"}$	$5.1 \times \text{"}$

図 2.1-1 に θ / θ_c と反射率 R の関係を示す。反射率 R は、 $\theta \leq \theta_c$ の入射角で 1 であるが、 $\theta > \theta_c$ で急に減少する。(2.1-3) と (2.1-5) を (2.1-6) に代入して、反射率 R を

$$\frac{\lambda}{\sin \theta}$$

の関数として表わすと、

$$R = \left\{ \frac{\left(1 - \frac{\lambda}{\sin \theta} \sqrt{\frac{Nb_{coh}}{\pi}} \right)^{1/2} - 1}{\left(1 - \frac{\lambda}{\sin \theta} \sqrt{\frac{Nb_{coh}}{\pi}} \right)^{1/2} + 1} \right\}^2 \quad (2.1-7)$$

となる。2.1-付録に示した導入からわかるように、(2.1-4) と (2.1-6), (2.1-7) の反射率の式は、中性子の無限大厚さの物質による反射を表わしている。

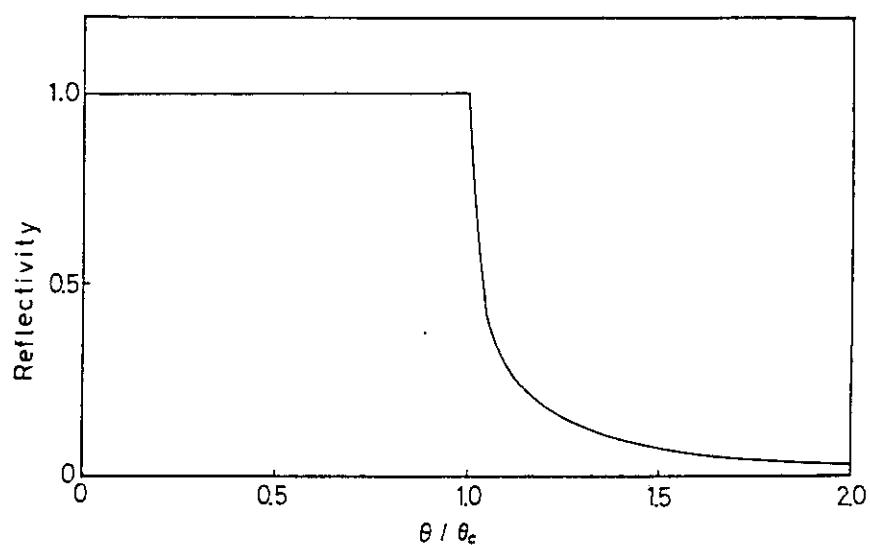
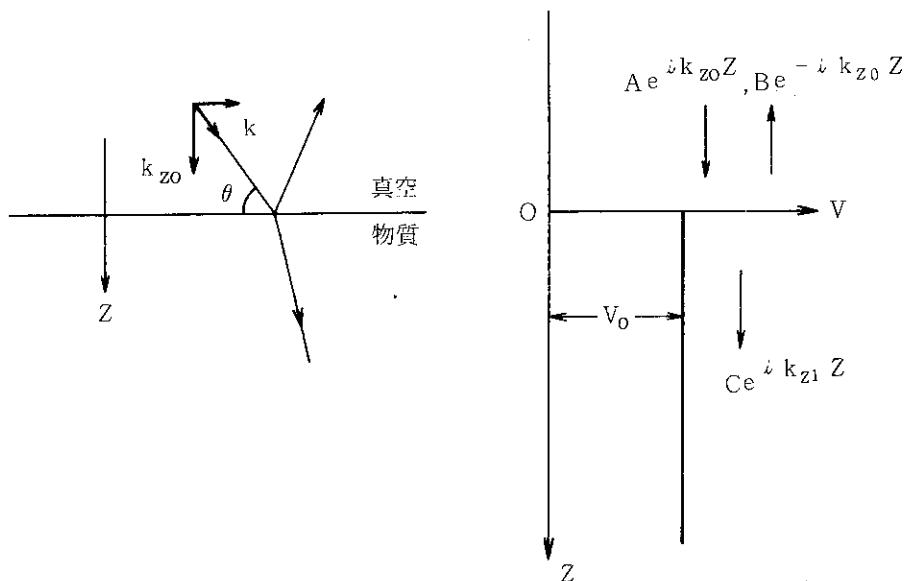


図 2.1-1 反射率 R と θ / θ_c の関係

2.1-付録1. 無限大厚さの物質による反射



中性子の物質入射と一次元ポテンシャル

中性子が真空から無限大厚さの物質に入射角度 θ で入射するとする。中性子は、物質の散乱ポテンシャル

$$V_0 = \frac{\hbar^2}{m} 2 \pi N b_{coh} \quad (2.1-8)$$

の影響を受け、部分的に反射したり、透過したりする。

ここに、Nは原子数密度で b_{coh} は物質のコヒーレント散乱長である。mは中性子の質量で、 \hbar はPlanckの定数である。吸収を考慮した場合の反射率への影響については2.1-付録2で述べる。物質の表面に垂直方向をZ軸とする(図2.1-2)と、入射中性子を平面波 $e^{ik_z Z}$ で表わすと、中性子の物質による反射率は、Z成分の1次元箱型ポテンシャルによる中性子の反射率を求めることによって得られる。

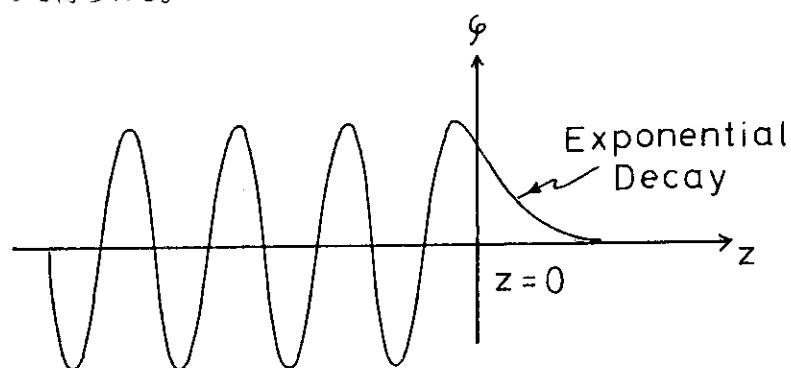


図2.1-2 物質中への中性子の浸透

図 2.1-2 に示した箱型ポテンシャルで $Z \leq 0$ から入射する平面波の反射率を求める。中性子の Z 方向の入射エネルギー

$$\frac{\hbar^2 k_{z0}^2}{2m} \text{ について, } \frac{\hbar^2 k_{z0}^2}{2m} \gtrless V_0 \text{ に分けると,}$$

i) $\frac{\hbar^2 k_{z0}^2}{2m} \geq V_0$ の時

$Z \leq 0, Z > 0$ の各領域の波動関数は、次のように与えられる。

$$Z \leq 0 \text{ で, } \varphi = A e^{ik_{z0}Z} + B e^{-ik_{z0}Z} \quad (2.1-9)$$

$$Z > 0 \text{ で, } \varphi = C e^{ik_{z1}Z} \quad (2.1-10)$$

$$\text{ここで, } k_{z0} = \frac{2\pi \sin \theta}{\lambda} \quad (2.1-11)$$

$$k_{z1} = \sqrt{k_{z0}^2 - 4\pi N b_{coh}} \quad (2.1-12)$$

平面波のポテンシャル (2.1-8) による反射率、透過率を R, T とすると、

$$T = \left| \frac{C}{A} \right|^2 \frac{k_{z1}}{k_{z0}} \quad (2.1-13)$$

$$R = 1 - T \quad (2.1-14)$$

$Z = 0$ での φ と $\frac{d\varphi}{dZ}$ の連続性より $\frac{C}{A}$ を求めると、

$$T = \frac{4 k_{z0} k_{z1}}{(k_{z0} + k_{z1})^2} \quad (2.1-15)$$

$$R = 1 - T = \frac{(k_{z0} + k_{z1})^2}{(k_{z0} + k_{z1})^2} \quad (2.1-16)$$

(2.1-11), (2.1-12) の関係を用い、屈折率を (2.1-1) で与えると、

$$R = \left[\frac{\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta} - \sin \theta}{\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta} + \sin \theta} \right] \quad (2.1-17)$$

と (2.1-4) の式が得られる。

ii) $\frac{\hbar^2 k_{z0}^2}{2m} < V_0$ の時

$$k_{z1}' = i k_{z1} = \sqrt{4\pi N b_{coh} - k_{z0}^2} \quad (2.1-18)$$

とおくと、(2.1-10) の代りに、

$$Z > 0 \text{ で, } \varphi = C e^{-k_{z1}'Z} \quad (2.1-19)$$

となる。

i) と同様 $Z = 0$ における連続性より,

$$A = \frac{C}{2} \left(1 + i \frac{k_{z1}'}{k_{z0}} \right) \quad (2.1-20)$$

$$B = \frac{C}{2} \left(1 - i \frac{k_{z1}'}{k_{z0}} \right) \quad (2.1-21)$$

$$R = \left| \frac{A}{B} \right|^2 = 1$$

$$T = 0$$

この場合、中性子はすべて反射する。中性子は透過しないが、 $Z > 0$ の領域にも中性子は浸透し、(2.1-19)よりこの領域で中性子の波動関数は指数関数的に減少する(図2.1-2)。波動関数が $1/e$ に減少する距離 d は、

$$\begin{aligned} d &= \frac{1}{k_{z1}'} = \frac{1}{\sqrt{4\pi N b_{coh} - k_{z0}^2}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{4\pi N b_{coh} \left(1 - \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_c} \right)}} \end{aligned} \quad (2.1-22)$$

となる。

$$\left(\frac{\sin \theta}{\sin \theta_c} \right)^2 \sim \left(\frac{\theta}{\theta_c} \right)$$

として、 d と θ/θ_c の関係を図にしたのが図2.1-3である。ニッケル反射鏡の場合、臨界角近く $\theta/\theta_c = 0.995$ で、 $d \approx 930 \text{ \AA}$ となる。

入射角が $\theta = 0.0$ であっても中性子は鏡面に浸入することがあり、

$$d = \frac{1}{\sqrt{4\pi N b_{coh}}} = \frac{\lambda}{2\pi \sin \theta_c}$$

となり、ニッケル反射鏡の場合、 93 \AA であり、ガラスの場合 141 \AA である。

$$\frac{\hbar^2 k_{z0}^2}{2m} < V_0 \text{ の領域では, } \frac{\lambda^2}{\pi} N b_{coh} > 1$$

であるから、屈折率の定義(2.1-1)より

$$n^2 = 1 - \frac{\lambda^2}{\pi} N b_{coh} < 0$$

だから、屈折率 n は虚数となる。

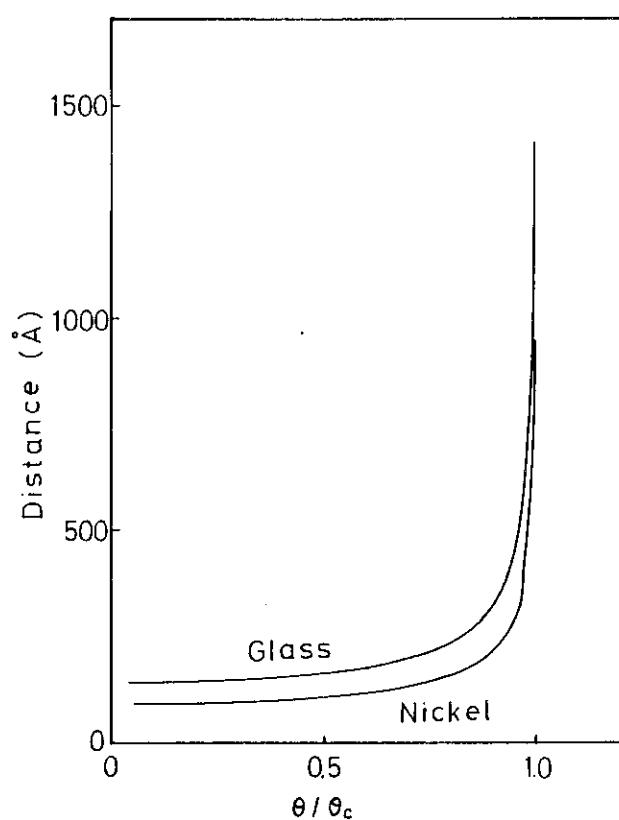


図 2.1-3 物質中への中性子浸透距離 d と θ/θ_c の関係

2.1 -付録2. 吸収を考慮に入れた場合の薄膜からの中性子反膜率

Ni の様な吸収断面積の小さな物質では、その効果は小さいが、吸収も反射率に影響を及ぼす。特に多層膜からの反射を正確に計算する様な場合には考慮に入れなければならない。この吸収の効果は複素屈折率を導入することにより前述された反射率の計算とまったく同様に示すことができる。

中性子吸収は複素散乱振幅として導入することができ、複素屈折率は次式の様になる。

$$\begin{aligned} n^2 &= 1 - \frac{Nb}{\pi} \lambda^2 \\ &= \left(1 - \frac{Nb_R}{\pi} \lambda^2 \right) + i \cdot \frac{N \cdot b_I}{\pi} \lambda^2 \\ &= b_R + i b_I \end{aligned}$$

ここで、N は原子の個数密度、b は散乱振幅であり、 b_1 、 b_2 はその実部と虚部、 λ は入射中性子の波長である。散乱振幅と断面積の関係は次の通りである。

$$b_R = \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_s}{4\pi}\right)^2 - \left(\frac{\sigma_a}{2\lambda}\right)^2}^{1/2}$$

$$b_I = \frac{\sigma_a}{2\lambda}$$

屈折率を書き直すと、

$$n = n_R + i n_I$$

$$n_R = \sqrt{\frac{1}{2} (\sqrt{b_R^2 + b_I^2} + b_R)}$$

$$n_I = \sqrt{\frac{1}{2} (\sqrt{b_R^2 + b_I^2} - b_R)}$$

入射中性子の波数を k_o 、媒質中の波数を k とすると、 k は複素数となり、次の様に書ける。

$$k^2 = n^2 k_o^2$$

ここで、 $k = k_R + i k_I$ と書き、上式を代入して整理すると、

$$\begin{aligned} k_R^2 &= \frac{1}{2} \left[(k_o^2 - 4\pi N b_R) \right. \\ &\quad \left. + \{ (k_o^2 - 4\pi N b_R)^2 + (4\pi N b_I)^2 \}^{1/2} \right] \end{aligned}$$

$$k_I = \frac{2\pi}{k_R} N b_I$$

これらの値を用い、前述のガラスに蒸着したニッケル薄膜からの反射の場合とまったく同様の計算を複素数を用いることで行なうことができる。但し、基板のガラスにも吸収が存在するため透過波が減衰してゆく。従って透過率が定義されず、反射率だけが意味を持つことになる。

反射率は、 $R = |B/A|^2$ で定義され、

$$\frac{B}{A} = \frac{(k_{z2} - k_{z1})(k_{z0} + k_{z1}) \exp(2ik_{z1}t) + (k_{z2} + k_{z1})(k_{z1} - k_{z0})}{-(k_{z2} - k_{z1})(k_{z0} - k_{z1}) \exp(2ik_{z1}t) - (k_{z2} + k_{z1})(k_{z1} + k_{z0})}$$

となる。

導管に利用するニッケル単層膜について考える。ガラスに厚さ 2000 \AA のニッケルを蒸着した反射鏡の吸収による効果の程度を評価するために、波長 $\lambda_\perp = 578\text{ \AA}$ ($\lambda_\perp = \lambda/\sin\theta$, θ : 入射角) の中性子が入射した時の反射率を計算すると、次表のパラメータを用いて、 $R = 0.96$ となる。用いたパラメータの精度範囲内でこれは吸収を考慮に入れていない(2.3-5)式から計算された値、 $R = 0.96$ と一致しており、ニッケル単層膜による反射を考える時には吸収の効果を無視して良いことがわかる。

表 吸収を考慮に入れた場合の薄膜からの中性子反射率

	Ni	ソーダガラス
比 重	8.8	2.6
吸 収 断 面 積 (b)	4.6	0.11
b (cm)	1.0×10^{-12} $+ 1.3 \times 10^{-16} i$	1.5×10^{-12} $+ 3.1 \times 10^{-18} i$
k (cm^{-1}) 入射中性子が $(\lambda_\perp = 578\text{ \AA}$ $k_0 = 1.1 \times 10^6$ のとき	9.0×10^4 $+ 1.6 \times 10^8 i$	8.3×10^5 $+ 1.2 i$

吸収を考慮した時 $R = 0.96$

吸収を考慮しない時 $R = 0.96$ ($\because (2.3-5)$)

2.2 中性子導管の構造と中性子伝播

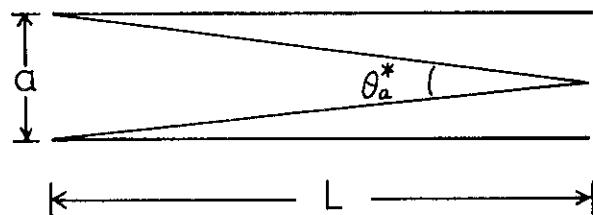
中性子導管にはまっすぐな直導管と炉心を直接見えないように彎曲させた曲導管の2種類ある。前者は、中性子が透過しやすいが、炉心を直接見るのでガンマ線や高速中性子等を除去するため他の装置を使う必要がある。後者の場合、高速中性子およびガンマ線は著しく減少する。この節で、直導管と曲導管について中性子伝播の特徴を示し、実際に使用される導管である多角形近似した曲導管について述べる。^{6,11,12,13,14,15)}

2.2.1 直導管

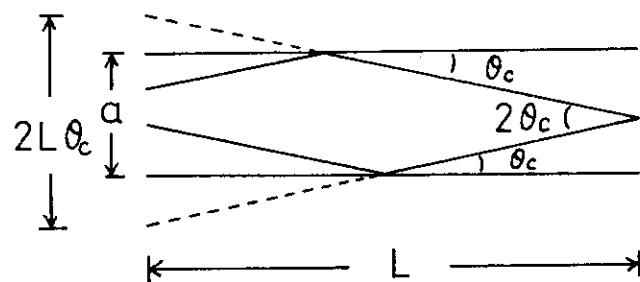
(1) 中性子収率

断面が $a \times b$ 、長さが L の直導管を考える ($L \gg a, b$, 図 2.2-1)。まず、全反射のないコリメータの場合は、出口のある場所で入口を見込む立体角は、

$$a b / L^2 \quad (2.2-1)$$



(1) コリメータ



(2) 直導管

図 2.2-1 コリメータと直導管

臨界角 θ_c の反射鏡をもつ直導管の場合、出口に中性子が飛んでくる方向を見込む立体角は、長さ L によらず

$$\frac{(2L\theta_c^2)^2}{L^2} = 4\theta_c^2 \quad (2.2-2)$$

となる。得られる中性子強度は立体角に比例するから、コリメータの場合に対する直導管の強度ゲインは、(2.2-1)と(2.2-2)の比で与えられる。そのゲインは、

$$G = 4 \theta_c^2 \cdot \frac{L^2}{a b} \quad (2.2-3)$$

4 \AA の波長の中性子について考えると、ニッケルの反射鏡を用いた場合、 $\theta_c = 6.9 \times 10^{-3}$ ラジアンであり、断面積 $a b = 40 \text{ cm}^2$ のコリメータに対する直導管の強度ゲイン G は、

$$G = 4 \times 6.9^2 \times 10^{-6} \times \frac{L^2}{40} = 6.9^2 \times 10^{-7} \times L^2$$

で与えられる。これを図 2.2-2 に示す。導管の長さが長くなればなるほどゲインが大きくなるのがわかる。

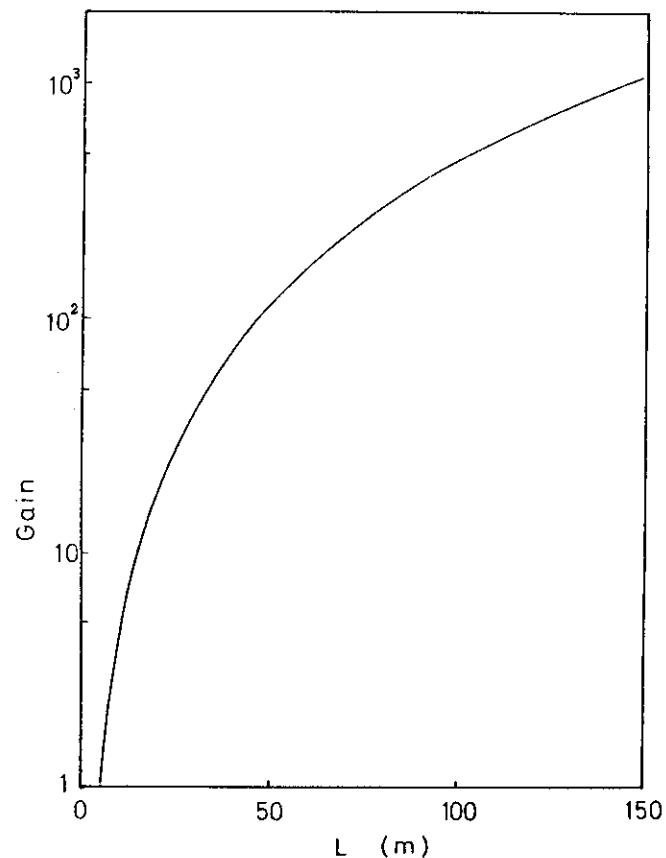


図 2.2-2 コリメータに対する直導管のGain (G)²⁾

(2) 反射回数

中性子が導管を伝播する時、何回反射するかという問題は、不完全反射（反射率 $R < 1.0$ ）の時の中性子の減衰を知る上で必要である。直導管の場合、矩形断面の 2 対の反射面について、1 回の反射で進行する距離を ℓ_x , ℓ_y , 反射回数を n_x , n_y (n は必ずしも整数でない) とすると、

$$\left. \begin{aligned} n_x &= \frac{L}{\ell_x} = \frac{L \tan \theta_x}{a} = \frac{\theta_x}{\theta_a^*} \\ n_y &= \frac{L}{\ell_y} = \frac{L \tan \theta_y}{b} = \frac{\theta_y}{\theta_b^*} \end{aligned} \right\} \quad (2.2-4)$$

ここで、 $\theta_a^* = a/L$, $\theta_b^* = b/L$ である。

θ_x , θ_y は入射角である(図 2.2-3)。全反射回数 n は、 $n = n_x + n_y$ で、最大反射回数は、 $\theta_x = \theta_y = \theta_c$ の時で、

$$n_{\max} = \tan \theta_c \cdot L \cdot \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \quad (2.2-5)$$

で与えられる。

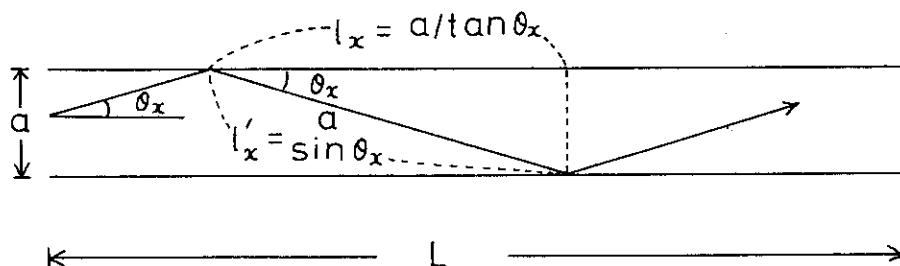


図 2.2-3 直導管による中性子の伝播

2.2.2 曲導管

(1) ジグザグ伝播とガーランド伝播

図 2.2-4 のように円周状に彎曲した曲導管の中性子の伝播を考える。導管断面の大きさを $a \times b$, 長さを L とする。導管の外周反射面の曲率半径を ρ とする。導管の断面上の S 点より θ_1 の角度で入射してきた中性子が外周反射面(concave surface)に θ_a の角度で入射する。同様に S 点より θ_2 の角度で入ってきた中性子が内周反射面(convex surface)に θ_b の角度で入射する。S 点の外周反射面からの距離を x とする。図 2.2-5 の三角形 OSR₁ において、

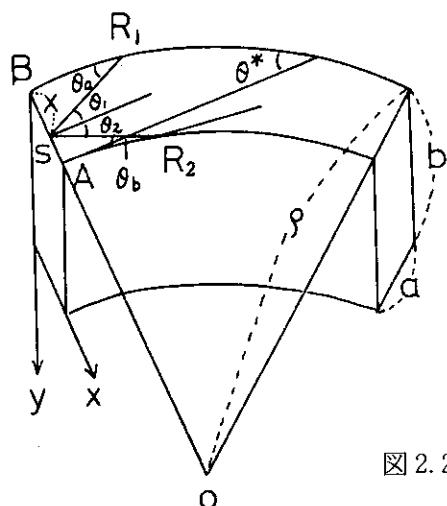


図 2.2-4 曲導管

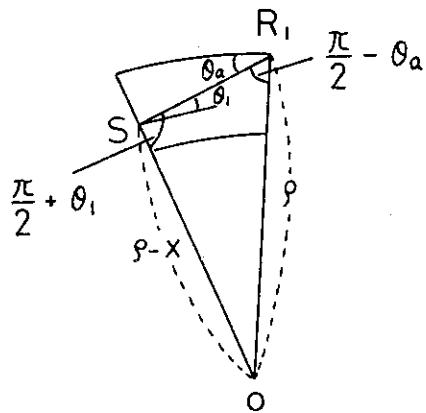


図 2.2-5 外周面での反射

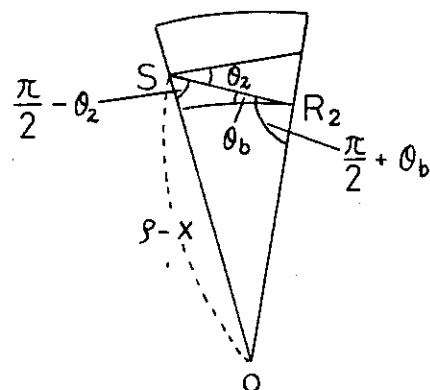


図 2.2-6 内周面での反射

$$\frac{\rho}{\sin \left(\frac{\pi}{2} + \theta_1 \right)} = \frac{\rho - x}{\sin \left(\frac{\pi}{2} - \theta_a \right)}$$

よって,

$$\frac{\rho}{\cos \theta_1} = \frac{\rho - x}{\cos \theta_a} \quad (2.2-6)$$

$\theta_1, \theta_2 \ll 1$ だから, $\cos \theta \sim 1 - \frac{1}{2} \theta^2$ と近似して

$$\theta_a^2 = \theta_1^2 + \frac{2x}{\rho} \quad (2.2-7)$$

の関係を得る。ここで, $x = a$, $\theta_1 = 0$ (図 2.2-4 の A 点) の時の θ_a を θ_* とすると,

$$\theta_*^2 = \frac{2a}{\rho} \quad (2.2-8)$$

で、この θ_* を導管の特性角と呼んでいる。

SR₂ の中性子飛跡について、三角形 OSR₂ において、

$$\frac{\rho - a}{\cos \theta_2} = \frac{\rho - x}{\cos \theta_b} \quad (2.2-9)$$

$1 \gg \theta_2$, $\theta_b \ll \rho \gg x$, a とすると、

$$\theta_2^2 = \theta_b^2 + \frac{2(a-x)}{\rho} \quad (2.2-10)$$

ここで、 $x = 0$, $\theta_b = 0$ とすると、

$$\theta_2^2 = \frac{2a}{\rho}$$

となり、(2.2-8) より、 $\theta_2 = \theta_*$ となる。

中性子伝播の仕方には、外周反射面のみを反射して進むものと、外周反射面と内周反射面の両反射面を反射して進む 2 種類あり、前者をガーランド伝播といい、後者をジグザグ伝播と呼

ぶ。ジグザグ伝播の時、(2.2-7)と(2.2-10)より、 $\theta_1 = \theta_2$ として、

$$\theta_a^2 = \theta_b^2 + \frac{2a}{\rho} \quad (2.2-11)$$

の関係を得る。これがジグザグ伝播の時の中性子の外周反射面への入射角 θ_a と内周反射面への入射角 θ_b の関係である(図2.2-7)。ガーランド伝播の時、外周反射面への入射角を θ_a 、 A を中性子軌跡(neutron trajectory)の外周反射面からの最大の距離(図2.2-8)とする。

$$\rho \cos \theta_a = \rho - A \quad (2.2-12)$$

$$\cos \theta_a \simeq 1 - \frac{1}{2} \theta_a^2 \text{ より,}$$

$$\theta_a^2 = \frac{2A}{\rho} \quad (2.3-13)$$

$\theta_a > \theta_b$ だから、中性子が全反射しながら導管を伝播する条件は、

$$\theta_a \leq \theta_c \quad (2.3-14)$$

で与えられる。

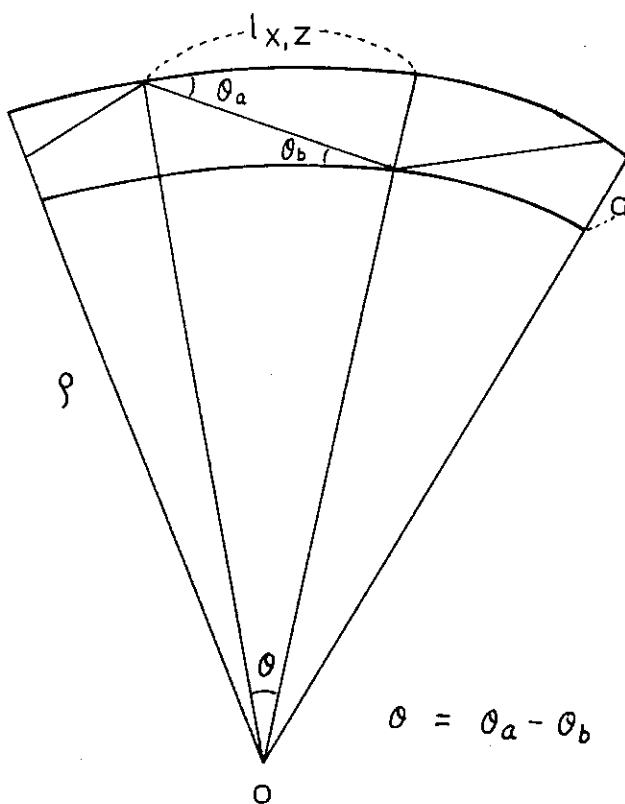


図2.2-7 ジグザグ伝播

(2.2 - 7) より、中性子が導管を伝播するため、入射角 θ_1 は、

$$\theta_1 \leq \sqrt{\theta_c^2 - \frac{2x}{\rho}} \quad (2.2 - 15)$$

でなければならない。

ガーランド伝播する最大の θ_a は、 $A = a$ の時で (2.2 - 8) で示した θ_* に相当する。

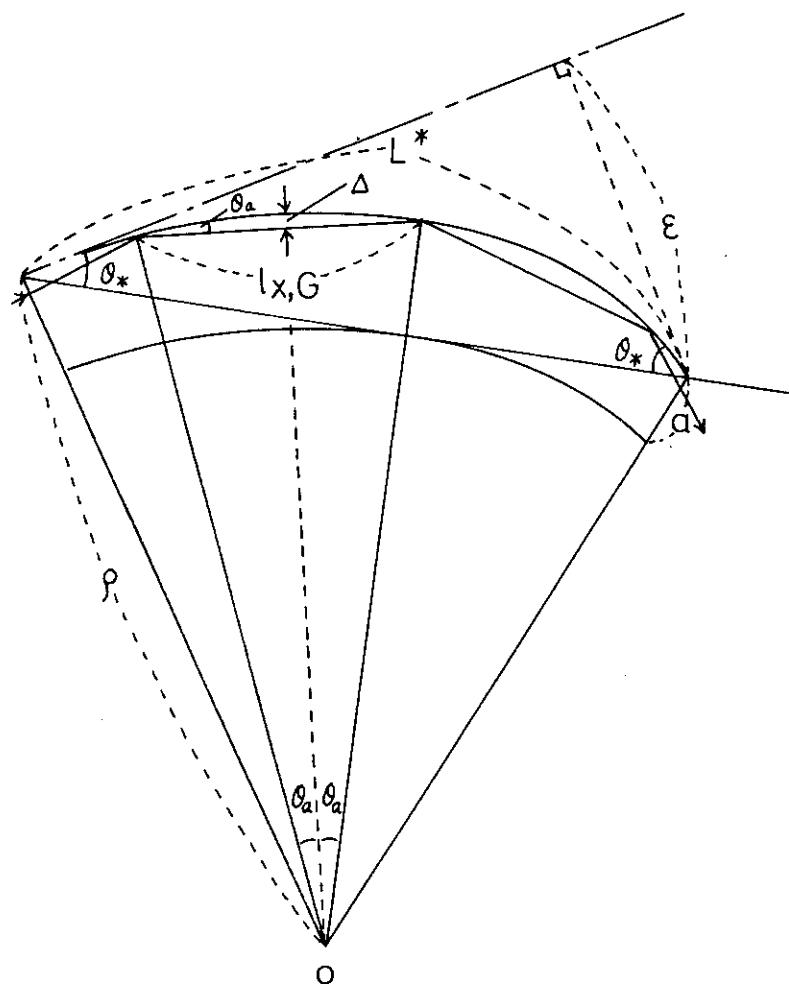


図 2.2 - 8 ガーランド伝播

よって、

$$\theta_* = \sqrt{\frac{2a}{\rho}} = \theta_c = \lambda^* \sqrt{\frac{Nb_{coh}}{\pi}} \quad (2.2 - 16)$$

で求める λ^* より中性子の波長が短かいとガーランド伝播のみで進む。 λ^* は、ガーランド伝播する最大の波長となり、この波長を導管の特性波長と呼ぶ。例えば、 $\rho = 3340$ m, $a = 2$ cm の導管でニッケル反射鏡を用いる場合、 λ^* を求めると、

$$\lambda^* = \sqrt{\frac{2a}{\rho}} \sqrt{\frac{\pi}{Nb_{coh}}} \approx 2.0 \text{ \AA}$$

θ_* と θ_c の大小関係に応じて、曲導管を伝播する仕方が図 2.2-9 のようになる。

また、

$$\theta_* = \sqrt{\frac{2a}{\rho}} = 3.5 \times 10^{-3} \text{ radian}$$

よって、 2 \AA の中性子の場合、 $\theta_c = 3.4 \times 10^{-3} \text{ radian}$

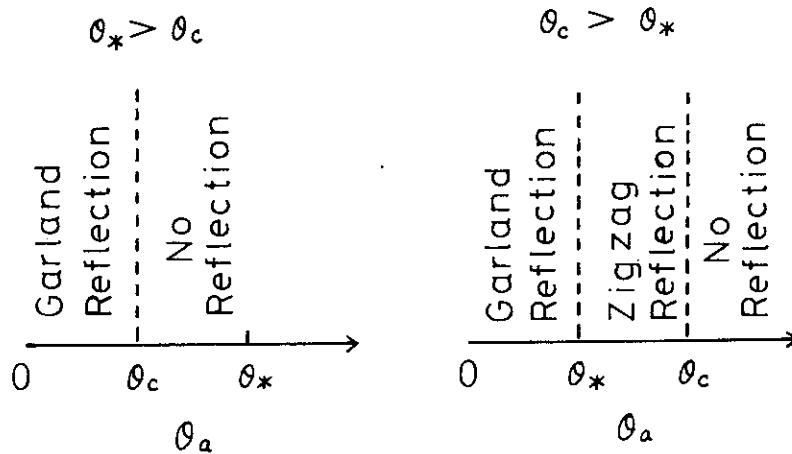


図 2.2-9 中性子伝播の種類

だから、 $\theta_* > \theta_c$ の場合に対応し、ガーランド伝播のみで進む。

4ないし 6 \AA の中性子の場合、 $\theta_c > \theta_*$ だから、 $\theta_a > \theta_*$ の時ジグザグ伝播し、 $\theta_a < \theta_*$ の時ガーランド伝播することになる。 $\theta_* \geq \theta_c$ のガーランド伝播する時、中性子軌跡の外周反射面からの最大距離 A は、(2.2-13) と (2.2-14) より、 $\theta_a = \theta_c$ の時最大となり、上に述べた導管を用いた場合、

$$A_{\max} = \frac{\rho}{2} \theta_c^2 = 1.6 \times 10^5 \left(\frac{\lambda (\text{\AA})}{578} \right)^2$$

$\lambda = 1 \text{ \AA}$ の場合

$$A_{\max} \approx 0.47 \text{ cm}$$

このように波長の短い中性子は、外周反射面のすぐ近くだけをガーランド伝播しながら進むが、波長が長くなるにしたがって中性子の軌跡は、外周反射面から離れたところにもある。

(2) 直接視距離 L^*

図 2.2-8 の入口で、 $x = 0$ 、 $\theta_a = \theta_*$ で入射した中性子が内周反射面をかすめ、再び外周反射面に到るまでの導管の長さを L^* とすると、 L^* は直接炉心が見える最大の距離で、これ以上導管が長くなるともはや出口から直接炉心は見えない。この L^* を直接視距離 (direct line of sight) という。図 2.2-8 より

$$L^* = 2\rho\theta^* = \sqrt{8a\rho} \quad (2.2-17)$$

導管の長さ L^* につき、導管軸のずれの距離 ϵ は、 $\epsilon = 2\rho \sin \theta_* \sin \theta_* = 2\rho \theta_*^2 = 4a$

となる。

中性子導管の曲管部の長さしは、 L^* を単位にして、

$$L = \alpha L^* \quad (2.2-18)$$

と表わし、実際に α として、 $1.1 \leq \alpha \leq 2.0$ の値がとられる。

(3) 中性子収率

曲導管に入射した中性子の収率、すなわち導管を透過できる確率を求める。

$\theta_* > \theta_c$ の時、ガーランド伝播のみで $\theta_c \geq \theta_a$ となる条件で中性子は内周反射面に接するこなく透過する。出口の位置 x に中性子が飛んでくる方向を見込む立体角は、

$$4 \theta_c \cdot \sqrt{\theta_c^2 - \frac{2x}{\rho}} \quad (2.2-19)$$

となり、位置 x での中性子収率は(2.2-19)で決まる。この導管断面の位置 x の違いによる中性子収率を図 2.2-10 に示す。この図では、 $\lambda^* = 2 \text{ \AA}$, $\rho = 3340 \text{ m}$, $a = 2 \text{ cm}$ である。

図からわかるように、位置 x によって中性子分布が歪んでいる。

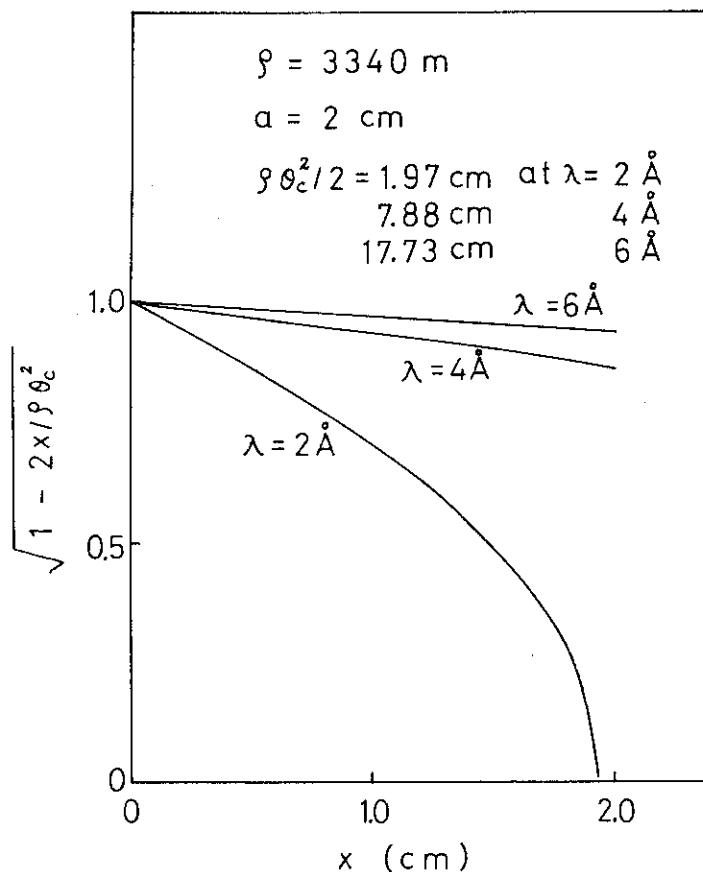


図 2.2-10 導管断面の位置 x の違いによる中性子収率

導管の中性子収率は、断面について積分して、

$$4 \theta_c b \int_0^{\frac{\rho \theta_c^2}{2}} \sqrt{\theta_c^2 - \frac{2x}{\rho}} dx \\ = \frac{4}{3} \rho b \theta_c^4 = \frac{8 a b \theta_c^2}{3} (\theta_c / \theta_*)^2 \quad (2.2-20)$$

$\theta_c > \theta_*$ の時、中性子は θ_a に応じてガーランド伝播とジグザグ伝播で進む。出口の位置 x における中性子が飛んでくる方向を見込む立体角は、(2.2-19) で与えられるが、この場合、 $x = a$ 、つまり内周反射面でも反射されながら進む。図 2.2-10 に、 $\lambda = 4 \text{ \AA}$ ないし 6 \AA の時の断面内位置の違いによる中性子強度の違いを示す。 $\lambda = 2 \text{ \AA}$ の場合と異なり空間分布の歪みは小さい。

導管の中性子収率は、断面について積分して

$$4 \theta_c b \int_0^a \sqrt{\theta_c^2 - \frac{2x}{\rho}} dx = \frac{4 \rho b \theta_c^4}{3} \left\{ 1 - \left(1 - \frac{2a}{\rho \theta_c^2} \right)^{3/2} \right\} \\ = \frac{8 a b \theta_c^2}{3} \left(\frac{\theta_c}{\theta_*} \right)^2 \left\{ 1 - \left(1 - \left(\frac{\theta_*}{\theta_c} \right)^2 \right)^{3/2} \right\} \quad (2.2-21)$$

直導管の収率は、(2.2-2) より、 $4 a b \theta_c^2$ と与えられるから、直導管の場合に対する曲導管のゲイン G は、

$$\theta_* \geq \theta_c \text{ の場合} \quad G = \frac{2}{3} (\theta_c / \theta_*)^2 \\ \theta_* < \theta_c \text{ の場合} \quad G = \frac{2}{3} (\theta_c / \theta_*)^2 \left\{ 1 - \left(1 - \left(\frac{\theta_*}{\theta_c} \right)^2 \right)^{3/2} \right\} \\ (2.2-22)$$

$\theta_* = \theta_c$ の場合、このゲインは $2/3$ となる。図 2.2-11 にゲイン G を図示している。

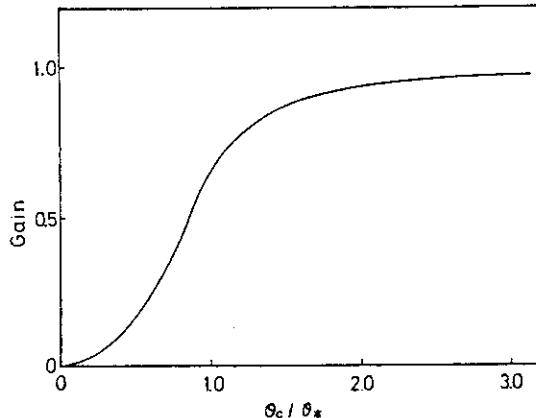


図 2.2-11 直導管に対する曲導管のゲイン (G)

(4) 反射回数

直導管の場合同様、曲導管を伝播する時の反射回数を直接視距離 L^* 当りについて求めておく。

ガーランド伝播の時、1回の反射で進む距離 $\ell_{x,G}$ は、図 2.2-8 より

$$\ell_{x,G} = 2 \rho \theta_a$$

よって、反射回数

$$n_{x,G} = \frac{L^*}{\ell_{x,G}} = \frac{\sqrt{\frac{2a}{\rho}}}{\theta_a} = \frac{\theta_*}{\theta_a}$$

$$= \frac{\theta_*}{\sqrt{\theta_1^2 + \frac{2x}{\rho}}} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\theta_1}{\theta_*}\right)^2 + \frac{x}{a}}} \quad (2.2-23)$$

ジグザグ伝播の場合、1回の反射で進行する距離 $\ell_{x,Z}$ は、図 2.2-7 より、

$$\begin{aligned} \ell_{x,Z} &= \rho \theta \\ &= \rho (\theta_a - \theta_b) \end{aligned}$$

よって、反射回数

$$\begin{aligned} n_{x,Z} &= \frac{L^*}{\ell_{x,Z}} = \frac{2\theta_*}{\theta_a - \theta_b} \\ &= \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{\theta_1}{\theta_*}\right)^2 + \frac{x}{a}} - \sqrt{\left(\frac{\theta_1}{\theta_*}\right)^2 + \frac{x}{a} - 1}} \quad (2.2-24) \end{aligned}$$

で与えられる。(2.2-23), (2.2-24)を図に示したのが図 2.2-12 である。

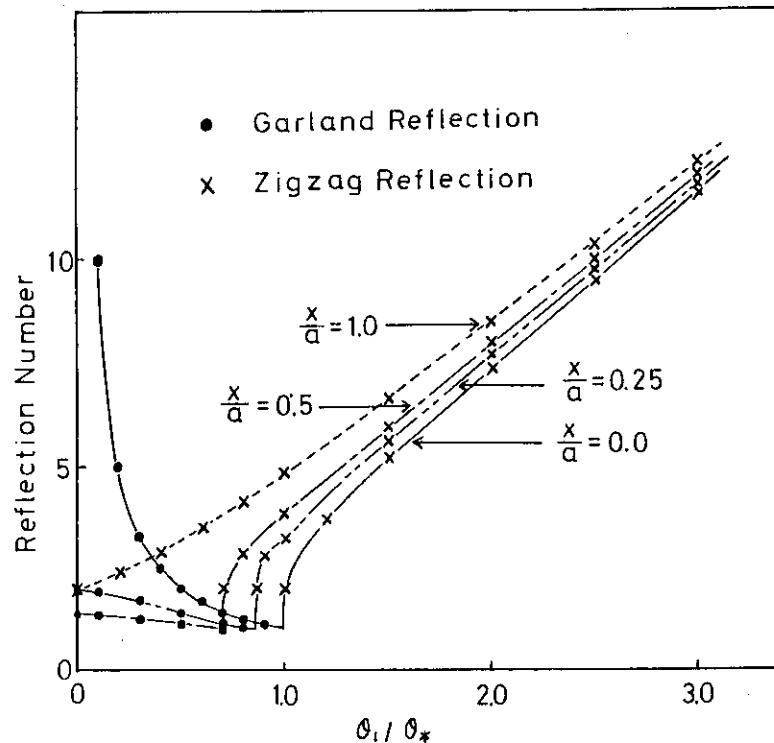


図 2.2-12 反射回数

2.2.3 多角形近似した曲導管

実際に用いられる導管は、長さ約 1 m の直導管要素を連結したものである(図 2.2-13)。曲管部は、円周を多角形近似した円弧である。この導管の中性子収率は、数値計算によって得られる。我々はこの計算を NEUGT プログラムで行った。NEUGT の概要は第 3 章で述べ、詳細は文献 16) を参照のこと。

曲導管部を多角形近似することにより、中性子は円周面、外周面で反射する時の入射角が場所によって一定とならず、中性子損失の原因となる。各要素の長さが長い場合、要素間のなす角が大きくなり、損失が大きくなる。

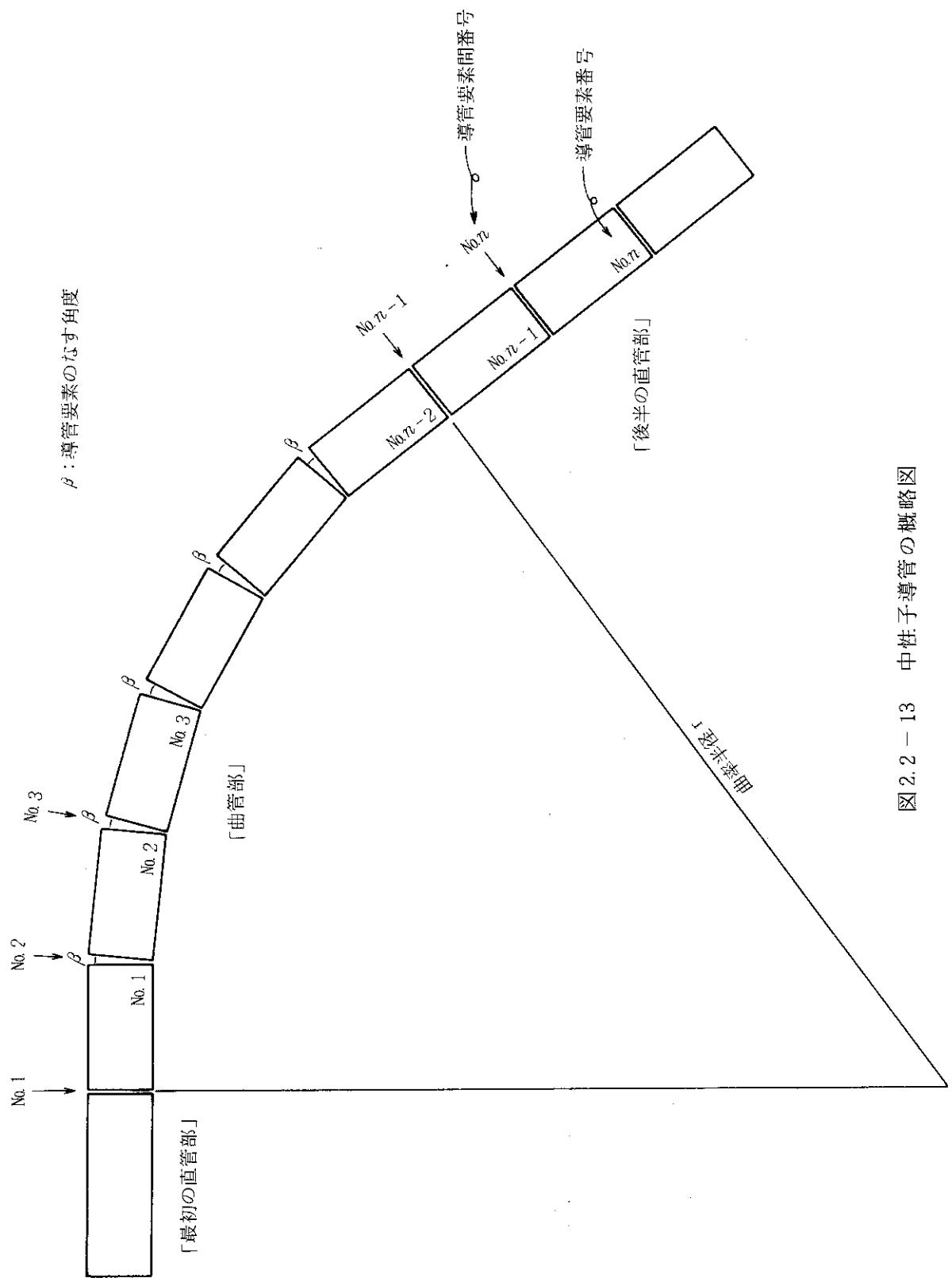


図 2.2-13 中性子導管の概略図

2.3 不完全な反射の原因

前節において、導管を通過する中性子の特性について述べたが、本節と次節において導管を通管する間に中性子が損失される諸要因について述べる。そのうち本節では、反射率に関するものと、次節で導管要素間の接合誤差に関するものについて述べる。

2.3.1 ニッケル薄膜厚さ

2.1.2で無限大厚さの物質による反射率を与える式を求めたが、この節では、実際の導管で反射鏡として用いるガラス上にニッケルを蒸着させたものを考える。

中性子が真空からガラスに蒸着（coating）したニッケル薄膜による反射率を求める。

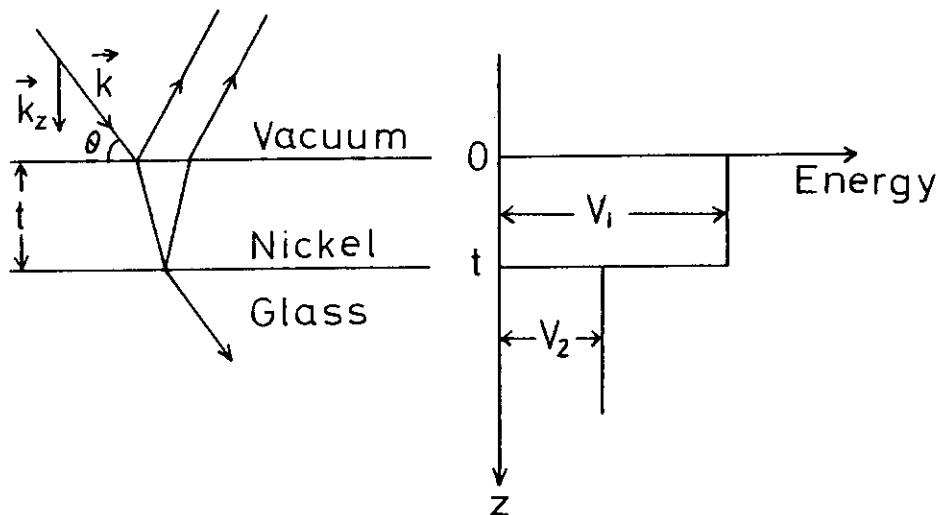


図 2.3-1 反射鏡とポテンシャル

中性子が物質に入射すると、物質の散乱ポテンシャル

$$V = \frac{h^2}{2\pi m} N b_{coh} \quad (2.3-1)$$

の影響を受け、反射と透過の割合が決まる。ここに N は原子の個数密度で、 b_{coh} は物質のコヒーレント散乱長である。 m は中性子の重量で h は Planck の定数である。 $N b_{coh}$ の値は表 2.1-1 に示している。図 2.3-1 のように、薄膜に垂直な方向を Z 軸とし、物質の散乱ポテンシャルを、一次元箱型ポテンシャルで扱う。中性子のニッケル薄膜による反射率を、入射中性子を平面波で表わし求める。ニッケル薄膜、ガラス中のポテンシャルを V_1 、 V_2 とする ($V_1 > V_2$)。入射中性子エネルギーを、

$$E_Z = \frac{\hbar^2 k_{z0}^2}{2m}$$

とする。反射率は、入射中性子エネルギーによって場合分けして、

i) $E_z \geq V_1$ の時

各領域の平面波は下のように与えられる。ニッケル薄膜の厚さを t とする。

$Z < 0$ (真空) で,

$$\varphi = A \exp(i k_{z0} Z) + B \exp(-i k_{z0} Z) \quad (2.3-2a)$$

$0 \leq Z \leq t$ (ニッケル薄膜) で,

$$\varphi = C \exp(i k_{z1} Z) + D \exp(-i k_{z1} Z) \quad (2.3-2b)$$

$t < Z$ (ガラス) で,

$$\varphi = F \exp(i k_{z2} Z) \quad (2.3-2c)$$

k_{z0} , k_{z1} , k_{z2} は (2.1-11), (2.1-12) で与えられる。

$$k_{z0} = \frac{2\pi \sin \theta}{\lambda} \quad (2.3-3a)$$

$$k_{z1} = \sqrt{k_{z0}^2 - \frac{2m}{\hbar} V_1} \quad (2.3-3b)$$

$$k_{z2} = \sqrt{k_{z0}^2 - \frac{2m}{\hbar} V_2} \quad (2.3-3c)$$

平面波のポテンシャル V_1 と V_2 に対する透過率を T , 反射率を R とすると,

$$T = \left| \frac{F}{A} \right|^2 \frac{k_{z2}}{k_{z0}} \quad R = 1 - T \quad (2.3-4)$$

で与えられる。 $Z = 0$, t で φ と $\frac{d\varphi}{dZ}$ が連続であるという条件から, F/A が求まる。

$k_{z1} \neq 0$ のとき

$$T = 4 k_{z0} k_{z2} k_{z1}^2 \left\{ k_{z1}^2 (k_{z0} + k_{z2})^2 + (k_{z0}^2 - k_{z1}^2)(k_{z2}^2 - k_{z1}^2) \sin^2 t k_{z1} \right\}^{-1} \quad (2.3-5)$$

$k_{z1} = 0$ のとき

$$T = 4 k_{z0} \cdot k_{z2} \left\{ (k_{z0} + k_{z2})^2 + (t \cdot k_{z0} \cdot k_{z2})^2 \right\}^{-1} \quad (2.3-6)$$

ii) $V_1 > E_z \geq V_2$ の時

$$k_{z1} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar} V_1 - k_{z0}^2} \quad (2.3-7)$$

と表わすと, 各領域の波動関数は次のように与えられる。

$Z < 0$ で

$$\varphi = A e^{ik_{z0}Z} + B e^{-ik_{z0}Z} \quad (2.3-8a)$$

$0 \leq Z \leq t$ で

$$\varphi = C e^{k_{z1}Z} + D e^{-k_{z1}Z} \quad (2.3-8\text{ b})$$

$t < Z$ で

$$\varphi = F e^{ik_{z2}Z} \quad (2.3-8\text{ c})$$

$Z = 0$, t で, φ と $\frac{d\varphi}{dZ}$ の連続性から,

$$T = 4 k_{z0} k_{z2} k_{z1}^2 \left\{ k_{z1}^2 (k_{z0} + k_{z2})^2 + (k_{z1}^2 + k_{z0}^2)(k_{z1}^2 + k_{z2}^2) \sinh^2 t k_{z1} \right\}^{-1} \quad (2.3-9)$$

iii) $V_1 > V_2 > E_z$ の時

$$k_{z1} = \sqrt{\frac{2mV_1}{\hbar} - k_{z0}^2} \quad (2.3-10)$$

$$k_{z2} = \sqrt{\frac{2mV_2}{\hbar} - k_{z0}^2} \quad (2.3-11)$$

とおくと、各領域の波動関数は、次のように表わされる。

$Z < 0$ で,

$$\varphi = A e^{ik_{z0}Z} + B e^{-ik_{z0}Z} \quad (2.3-12\text{ a})$$

$0 < Z < t$ で,

$$\varphi = C e^{k_{z1}Z} + D e^{-k_{z1}Z} \quad (2.3-12\text{ b})$$

$t < Z$ で,

$$\varphi = F e^{ik_{z2}Z} \quad (2.3-12\text{ c})$$

$Z = 0$, t における φ と $\frac{d\varphi}{dZ}$ の連続性から

$$R = \left| \frac{B}{A} \right|^2 = 1, \quad T = 0 \quad \text{となり, 中性子はすべて反射する。}$$

以上導出した式を具体的に特徴を図示する。ニッケルとガラスに対する Nb_{coh} の値は,
 $(Nb_{coh})_{Ni} = 9.3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, $(Nb_{coh})_g = 4.0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ である。 $\hbar = 6.6 \times 10^{-27}$
 $\text{erg}\cdot\text{sec}$, $m = 1.7 \times 10^{-24} \text{ g}$ を(2-1)に代入すると,

$$\left. \begin{aligned} V_1 \text{ (for Nickel)} &= 2.3 \times 10^{-7} \text{ eV} \\ V_2 \text{ (for glass)} &= 1.0 \times 10^{-7} \text{ eV} \end{aligned} \right\} \quad (2.3-13)$$

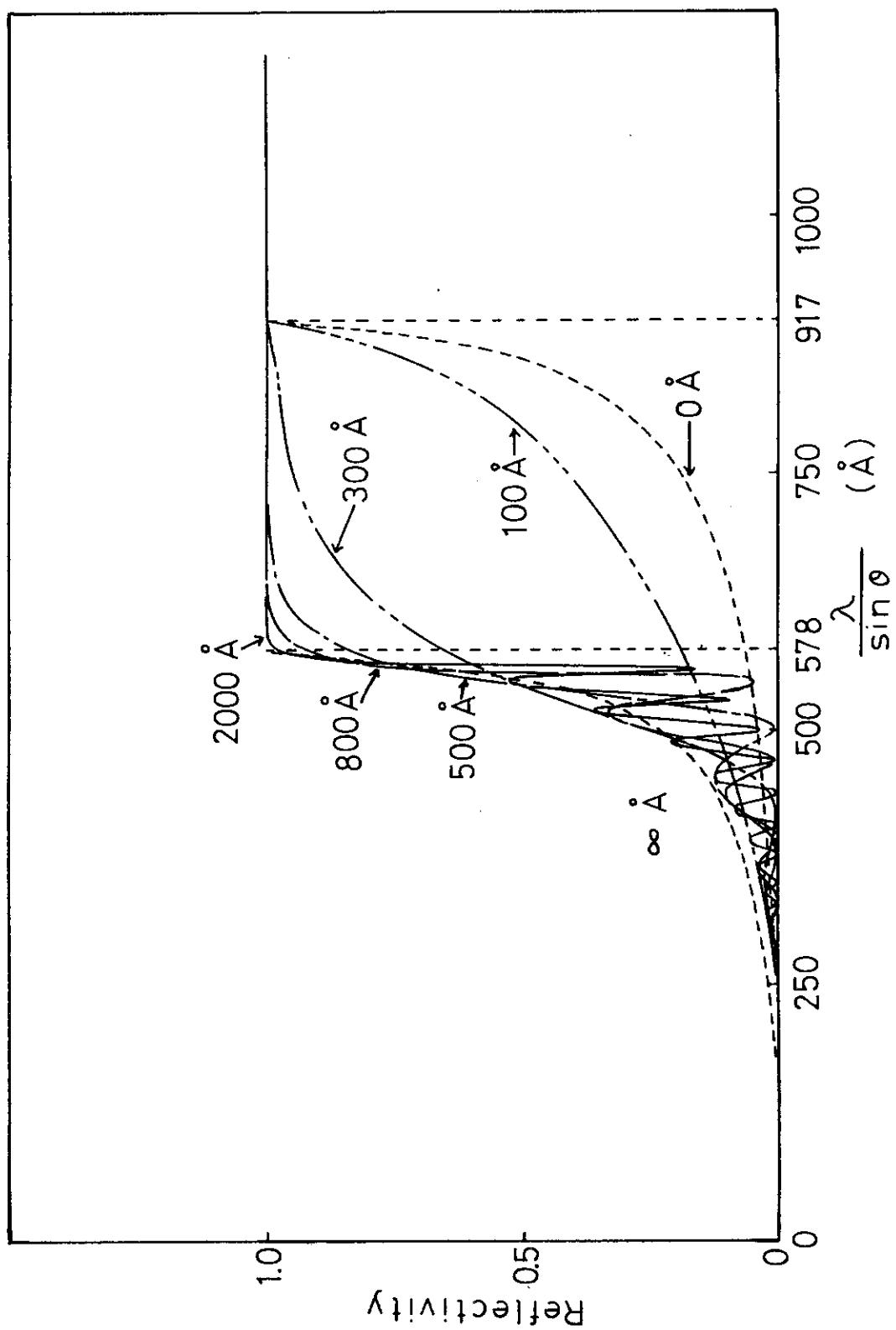


図 2.3-2 ガラス上に蒸着したニッケル薄膜による中性子反射率と $\frac{\lambda}{\sin \theta}$ の関係

(2.1 - 5) より

$$\frac{\lambda}{\sin \theta_c} = \sqrt{\frac{\pi}{Nb_{coh}}} = \begin{cases} 578 \text{ \AA} \text{ for Ni} \\ 917 \text{ \AA} \text{ for glass} \end{cases} \quad (2.3 - 14)$$

図 2.3 - 2 にガラス上に蒸着したニッケル薄膜による中性子反射率を $\lambda/\sin \theta$ の関数として示す。図中の各曲線は、ニッケル薄膜の厚さをゼロ、100, 300, 500, 800, 2000 \AA , 無限大とした場合の反射率である。ニッケル薄膜ゼロ \AA の場合は、ガラスのみによる反射率を与える。

$$\frac{\lambda}{\sin \theta} \geq 917 \text{ \AA}$$

の領域は、入射中性子のエネルギーが iii) の $V_1 > V_2 \geq E_z$ の領域に対応し、反射率 $R = 1.0$ で中性子はすべて反射する。

$$578 \text{ \AA} \leq \frac{\lambda}{\sin \theta} < 917 \text{ \AA}$$

の領域は、ii) の $V_1 \geq E_z > V_2$ の領域に対応し、中性子反射率に対するニッケル薄膜の影響が顕著に現われている。ニッケル薄膜厚さ t は、 $\sin h^2 t k_{z1}$ の形の関数を通して反射率に影響している。ニッケル薄膜厚さが 2000 \AA であれば、ほとんどこの領域で反射率が 1.0 となることがわかる。

$$\frac{\lambda}{\sin \theta} < 578 \text{ \AA}$$

の領域では、反射率 R は 1.0 以下で、

$$\frac{\lambda}{\sin \theta}$$

が小さくなるにつれ、反射率は急に減少する。これは、入射中性子の波長が短かいか、又は入射角が大きい場合で、i) の $E_z > V_1$ に相当する。ニッケル薄膜厚さ t は、(2.3 - 5) に示したように $\sin^2 t k_{z1}$ の形で反射率に関係するから、300 \AA 以上の厚さで反射率は $\lambda/\sin \theta$ に振動的依存性を示す。この依存性は、中性子は薄膜の両側の境界で反射され、これら反射波の干渉効果の結果である。反射率の極大極小の位置は、 $t k_{z1}$ が 2π の整数倍の時極小となり、半整数時極大となる。実験的にも A·Steyerl¹⁷⁾ や海老沢等^{11,18)} によって確認されている。図 2.3 - 3 に $\sin \theta \sim \theta$ とし、反射率 R を入射角 θ の臨界角 θ_c (ニッケルに対する値) に対する比 θ/θ_c の関数としてプロットしなおしたものである。(2.3 - 14) より、同じ波長の入射中性子に対し、物質の臨界角は、 $\sqrt{Nb_{coh}}$ に比例するから、ニッケルとガラスの臨界角の比は、

$$(\theta_c)_g / (\theta_c)_{Ni} = 0.63$$

となる。図中、 $\theta/\theta_c \leq 0.63$ の時、入射角は、ガラスの臨界角より小さくなる。この場合、図 2.3 - 2 の

$$\frac{\lambda}{\sin \theta} \geq 917 \text{ \AA}$$

の場合に対応し、反射率 $R = 1.0$ となる。

$$0.63 < \frac{\theta}{\theta_c} \leq 1.0 \text{ の場合は, } 578 \text{ \AA} \leq \frac{\lambda}{\sin \theta} < 917 \text{ \AA}$$

に対応し、中性子の入射角がガラスとニッケルの臨界角の間に場合に相当する。また、 $\theta/\theta_c > 1.0$ の場合は、反射率は急に減少する。反射率のふるまいは図 2.3-2 と同じである。

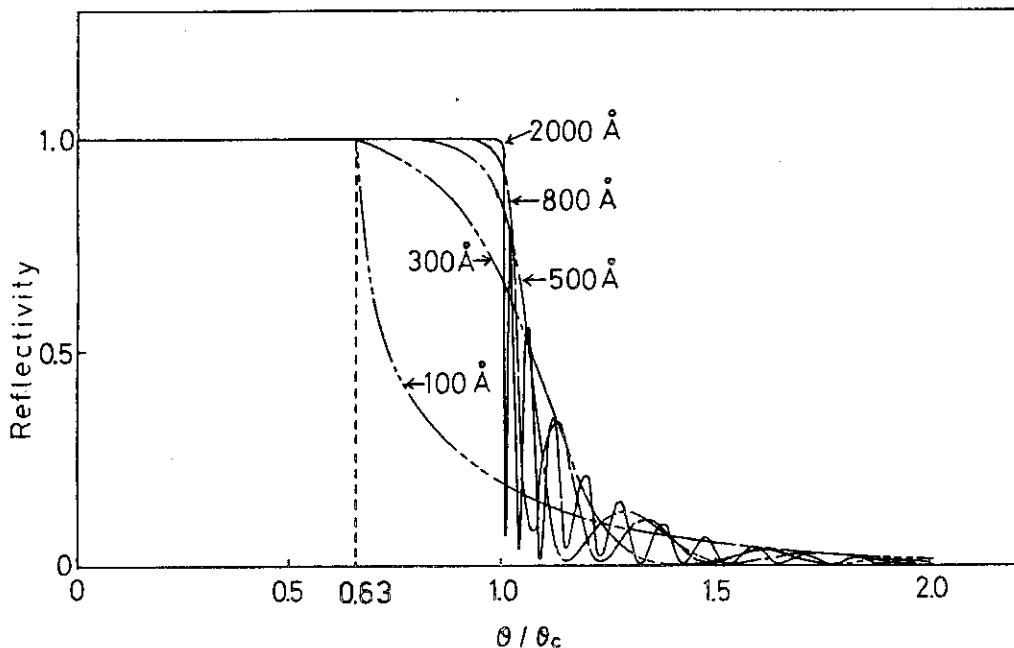


図 2.3-3 ガラス上に蒸着したニッケル薄膜による中性子反射率と θ/θ_c の関係

図 2.3-4 に縦軸に θ/θ_c を、横軸にニッケル薄膜厚さをとって、反射率 R が 0.99 以上になる範囲を示す。その結果、ニッケル薄膜厚さを 1000 \AA とすると、 $\theta/\theta_c \leq 0.975$ の全角度で反射率 R が 0.99 以上となることがわかる。

2.3.2 反射鏡表面のmacroscopicな欠陥

反射率を下げる要因として考えられる反射面の macroscopic な欠陥について述べておく。この欠陥を鏡の面が理想的な平面でなく、凸凹やうねりになっている場合と考える。反射面に臨界角以下で入射したとしても部分的には臨界角を越えた角度で入射することになる。このことは鏡の反射率を下げることになる。この平面の凸凹による反射率の減少を簡単に評価しておく。

ここに平面が理想的な面から Gauss 分布をもって平均的に角度 θ_σ ずれていますとすると、

$$G(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_\sigma} e^{-(\theta-\theta_{in})^2/2\theta_\sigma^2} \quad (2.3-15)$$

ここに、 θ_{in} は中性子の入射角度。 $(2.3-15)$ の意味を図 2.3-5 に示す。 θ_c を臨界角とし、

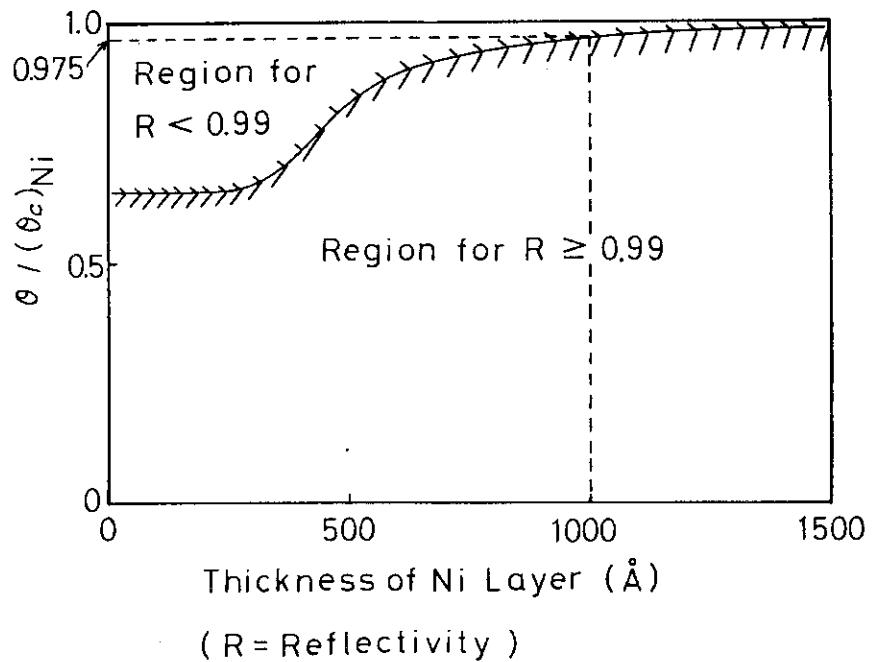
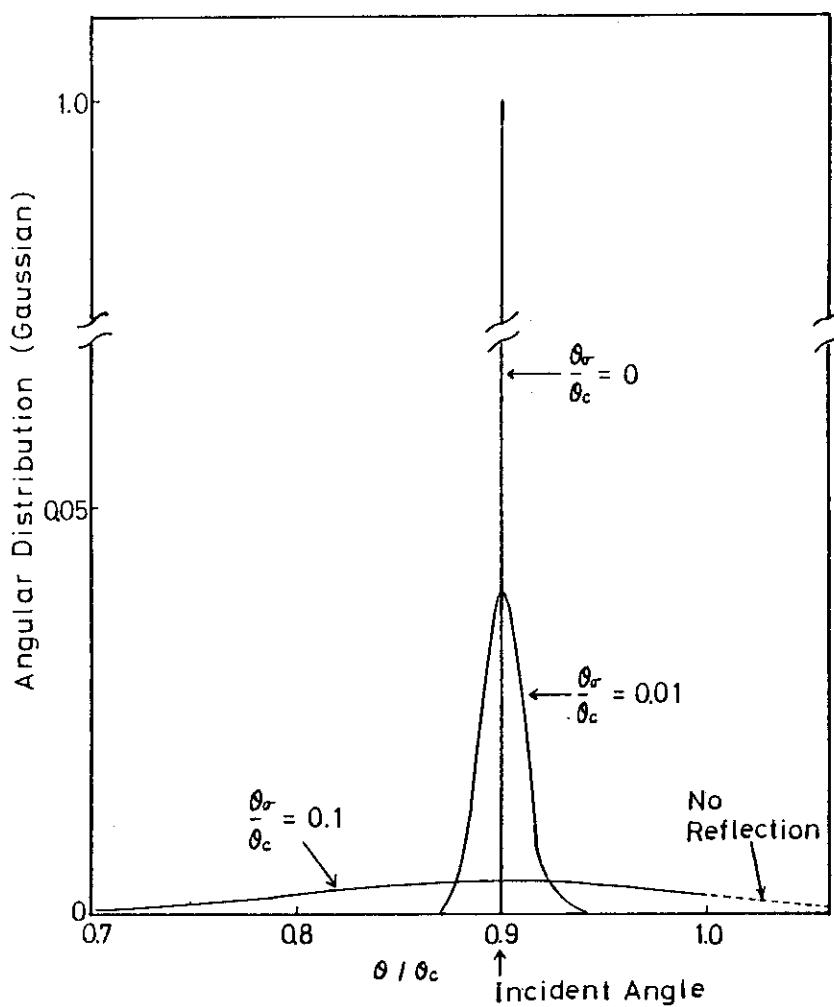


図 2.3-4 ニッケル薄膜厚さと反射率が 0.99 以上になる入射角の範囲

図 2.3-5 平面の凸凹による入射角度の分布（入射角 $\theta_{in} = 0.9 \theta_c$ の場合）

$\theta_{in}/\theta_c = 0.9$ の場合を図示している。 $\theta_\sigma/\theta_c = 0.01$ の場合は、平面の凸凹があってもすべて全反射していくが、 $\theta_\sigma/\theta_c = 0.1$ の場合は一部臨界角を越えてしまい、全反射してこない。 $0 \leq \theta_{in} \leq \theta_c$ とし、 $0 \leq \theta \leq \theta_c$ となる確率を数値積分して、 $\theta_\sigma/\theta_c = 0$ の場合を、 $R = 1.0$ とするとき、 R と θ_σ/θ_c の関係は、図 2.3-6 のように得られた。

つまり、

$$R = 1 - 0.8 \cdot \frac{\theta_\sigma}{\theta_c} \quad (2.3-16)$$

よって、反射率を 0.99 以上にするためには、反射面の角度のずれを

$$\frac{\theta_\sigma}{\theta_c} \leq 1.0 \times 10^{-2}$$

におさめる必要がある。

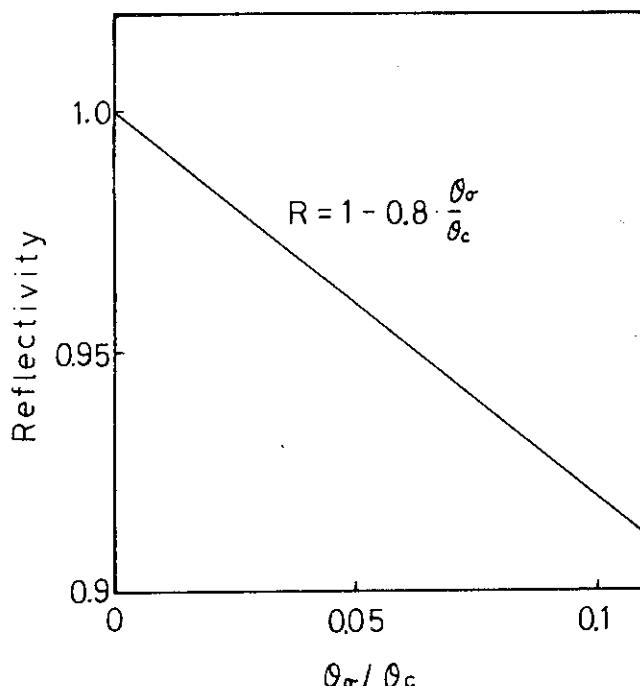


図 2.3-6 反射率 R と θ_σ/θ_c の関係

2.3.3 反射鏡表面の microscopic な欠陥

microscopic な凹凸は、深さの異なる反射鏡表面からの散乱が constructive interference をひき起こすに十分小さな凹凸である必要があり、その条件は¹⁴⁾次式で示される。

$$\epsilon \leq \frac{\lambda}{2 \pi \sin \theta_c} \quad (2.3-17)$$

ϵ は、凹凸の大きさである。

$$\frac{\lambda}{2 \pi \sin \theta_c}$$

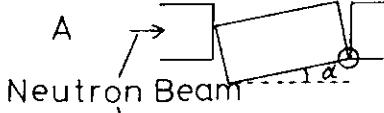
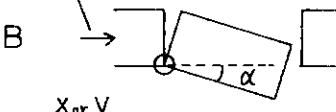
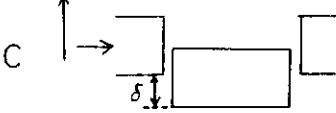
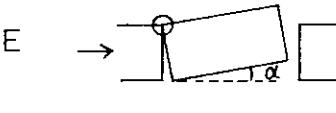
は、およそ 100 Å 程度の値である。

よって反射鏡表面の微視的な凹凸は、 100 \AA 程度以下である必要がある。
文献 11) より、 100 \AA 程度の凹凸がある鏡で実験した結果より、 $R \gtrsim 0.98$ の反射率が得られている。

2.4 接合誤差による中性子損失

第 2.2.3 節で述べたように中性子導管は導管要素をつなぎ合わせて作られる。よって据え付け時の接合誤差が中性子を損失させる原因となる。プログラム NEUGT で計算する接合誤差の種類を表 2.4-1 に示す。

表 2.4-1 NEUGT が解析する接合誤差の種類

Sort of Abutment Error	Magnitude
A 	Rotation α (deg)
B 	Rotation α (deg)
C 	Parallel Movement δ (cm)
D 	Rotation α (deg)
E 	Rotation α (deg)
F 	Rotation α (deg)

note : \odot shows a rotation axis.

- : α is positive in a counterclockwise rotation.
and negative in a clockwise rotation.
- : δ is positive along a positive x or y axis.

3. 中性子導管中性子収率解析プログラムNEUGT

3.1 概 要

実際に使われる中性子導管は、長さ約1mの直導管要素を連結したものである。曲管部は、2.2.3節で述べたように円周を多角形近似した円弧となる。このように設計される中性子導管の中性子収率を計算するためにプログラムNEUGTを開発した。この章でその概略を述べ、詳細は文献16)を参照のこと。このプログラムは、導管要素間に接合誤差が生じた場合も解析できる。

中性子収率は、各導管要素内、要素間における中性子の軌跡を順次求めることによって得られる。中性子が消失するのは次の3つの場合である。

- (1) 反射面に入射する角度が臨界角より大きい場合
- (2) 反射面への入射角が臨界角より小さくても、反射率が1.0より小さい場合
- (3) 導管要素間にできた隙間から中性子が飛び出す場合

3.2 導管要素内の中性子伝播

導管要素の座標系を図3.2-1に示す。座標原点を入口断面中央とする。導管要素入口での中性子位置を(x_i, y_i)とする。

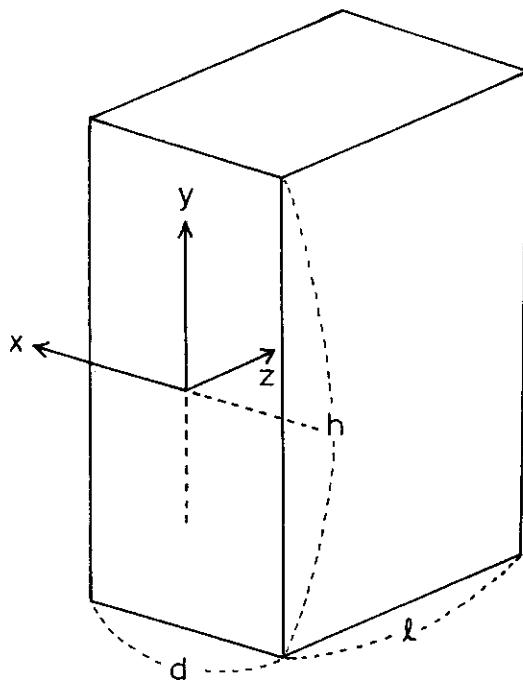


図3.2-1 導管要素の座標系

軌跡の $x - z$ 面への射影の z 軸とのなす角を θ_x , $y - z$ 面への射影の z 軸とのなす角を θ_y とする (図 3.2-2)。

導管巾は d , 高さを h , 長さを ℓ とする。

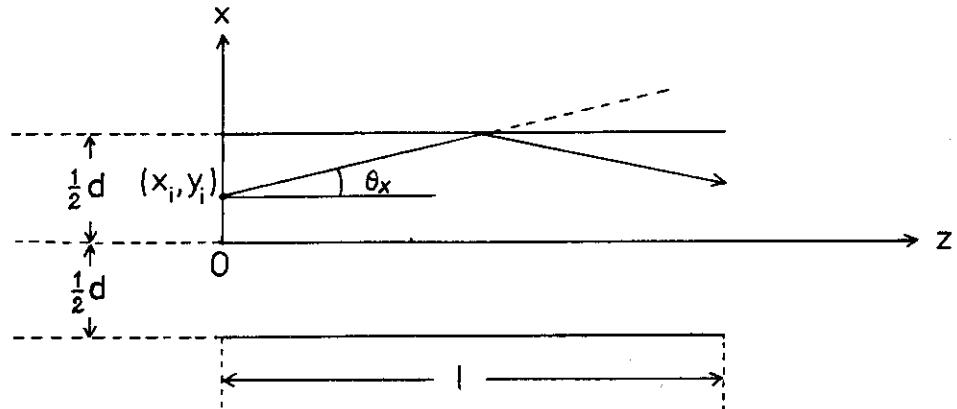


図 3.2-2 導管要素内の中性子伝播

導管要素内の中性子の軌跡の x 座標に注目し, 導管要素内の x 方向反射面での衝突回数を N_x とする。

$$\left. \begin{array}{l} \theta = \theta_x \\ x = x_i + \ell \cdot \tan \theta_x \\ N_x = 0 \end{array} \right\} \quad (3.2-1)$$

とおくと,

(1) $-\frac{1}{2}d \leq x \leq \frac{1}{2}d$ の時, 導管要素出口での中性子の位置, 角度, 衝突回数は, (3.2-1) で与えられる。

(2) $\frac{1}{2} < x$ の時, 中性子は, x の正の側の反射面で衝突し,

$$\left. \begin{array}{l} x \rightarrow d - x \\ N_x \rightarrow N_x + 1 \\ \theta_x \rightarrow -\theta_x \end{array} \right\} \quad (3.2-2)$$

と変化する。

(3) $x < -\frac{1}{2}d$ の時, 中性子は, x の負の側の反射面で衝突し,

$$\left. \begin{array}{l} x \rightarrow -d - x \\ N_x \rightarrow N_x + 1 \\ \theta_x \rightarrow -\theta_x \end{array} \right\} \quad (3.2-3)$$

と変化する。

中性子軌跡の y 座標についても同様の計算を行い, 各導管要素出口での中性子の位置 y , 角度 θ_y , 衝突回数 N_y を求めることができる。

同一要素内で 2 回以上衝突する場合, (3.2-1) ~ (3.2-3) を繰り返し計算する。

導管要素入口での中性子強度を I_{in} とし, 要素出口での中性子強度を I_{out} とすると,

$$I_{\text{out}} = I_{\text{in}} \times (R_{\text{ef}})^{N_x + N_y} \quad (3.2-4)$$

ここに R_{ef} は反射率である。 R_{ef} は反射面の材質、厚さ、中性子の波長、中性子の反射面への入射角で決まる。反射率については第 2.1.2 節および、第 2.3 節で述べたものを用いる。

3.3 導管要素間の中性子伝播

この節で接合誤差の生じた導管要素間の中性子の軌跡を一般的に取扱える場合を述べておく。

3.3.1 導管要素間の中性子軌跡

導管要素No. n の出口位置 Q_1 から出た中性子が、次の要素No. n + 1 の入口矩形 $P_1 P_2 P_3 P_4$ 内に飛び込むかどうかを判定し、 $P_1 P_2 P_3 P_4$ に入った場合、その入口位置 R を求める（図 3.3-1）。

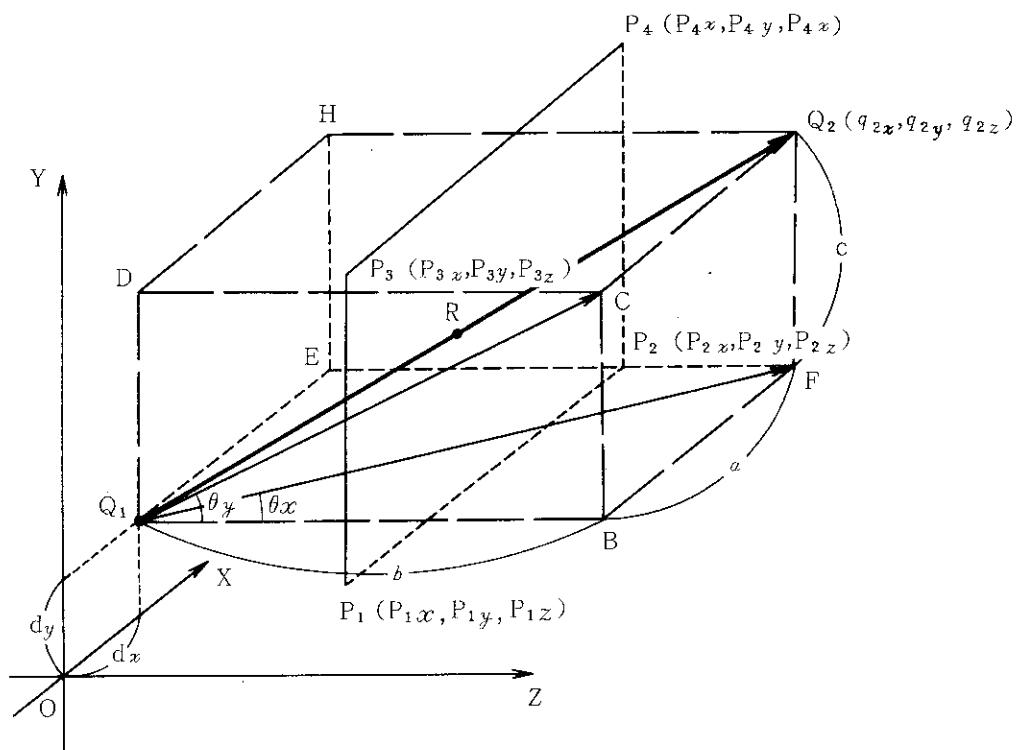


図 3.3-1 導管要素間の中性子軌跡

導管要素No. n の出口中心を座標の原点とする。中性子の進む方向に z 軸をとる。点 Q_1 の座標を $(d_x, d_y, 0)$ とする。中性子の軌跡上に点 Q_2 をとり、 $FQ_1B = \theta_x$ 、 $CQ_1B = \theta_y$ とする。 θ_x 、 θ_y は要素No. n の出口における中性子進行方向を示す。ここに、 $\overline{Q_1 Q_2} = 1$ とする。

図 3.2-2 より、

$$\left. \begin{array}{l} q_{2x} = a + dx \\ q_{2y} = c + dy \\ q_{2z} = b \end{array} \right\} \quad (3.3-1)$$

ここで、

$$\left. \begin{array}{l} a = q_{2z} \cdot \tan \theta_x \\ c = q_{2z} \cdot \tan \theta_y \\ q_{2z} = \sqrt{\frac{(1 - \sin^2 \theta_x)(1 - \sin^2 \theta_y)}{1 - \sin^2 \theta_x \cdot \sin^2 \theta_y}} \end{array} \right\} \quad (3.3-2)$$

次に3点 $P_1 (P_{1x}, P_{1y}, P_{1z})$, $P_2 (P_{2x}, P_{2y}, P_{2z})$, $P_3 (P_{3x}, P_{3y}, P_{3z})$ を通る矩形平面と直線 $Q_1 Q_2$ の交点 $R (r_x, r_y, r_z)$ を求める。

点 P_1, P_2, P_3, Q_1, Q_2 の導管要素No. nの出口中心に対する位置ベクトルを $\vec{P}_1, \vec{P}_2, \vec{P}_3, \vec{Q}_1, \vec{Q}_2$ とすると、平面 $P_1 P_2 P_3 P_4$ の点 \vec{R} は、

$$\vec{R} = \vec{P}_1 + (\vec{P}_2 - \vec{P}_1) u + (\vec{P}_3 - \vec{P}_1) v \quad (3.3-3)$$

\vec{R} は直線 $Q_1 Q_2$ 上の点であるから、

$$\vec{R} = \vec{Q}_1 + (\vec{Q}_2 - \vec{Q}_1) t \quad (3.3-4)$$

と表わすことができる。

この平面 $P_1 P_2 P_3 P_4$ と直線 $Q_1 Q_2$ の交点 R が、平面 $P_1 P_2 P_3 P_4$ 内であれば、中性子は次の導管要素No. n+1に入る。その条件は、

$$0 \leq u, v \leq 1 \quad (3.3-5)$$

である。

(3.3-3), (3.3-4)より、

$$(\vec{P}_2 - \vec{P}_1) u + (\vec{P}_3 - \vec{P}_1) v + (\vec{Q}_1 - \vec{Q}_2) t = \vec{Q}_1 - \vec{P}_1 \quad (3.3-6)$$

この式から、u, v, tを求める。

$$A = \begin{vmatrix} P_{2x} - P_{1x} & P_{3x} - P_{1x} & Q_{1x} - Q_{2x} \\ P_{2y} - P_{1y} & P_{3y} - P_{1y} & Q_{1y} - Q_{2y} \\ P_{2z} - P_{1z} & P_{3z} - P_{1z} & Q_{1z} - Q_{2z} \end{vmatrix} \quad (3.3-7)$$

とおくと、

(i) $A = 0$ の場合

平面 $P_1 P_2 P_3 P_4$ と直線 $Q_1 Q_2$ は平行になり、交点はない。

(ii) $\Delta \neq 0$ の場合

$$\left\{ \begin{array}{l} u = \frac{1}{\Delta} \\ v = \frac{1}{\Delta} \\ t = \frac{1}{\Delta} \end{array} \right| \left\{ \begin{array}{lll} q_{1x} - p_{1x} & p_{3x} - p_{1x} & q_{1x} - q_{2x} \\ q_{1y} - p_{1y} & p_{3y} - p_{1y} & q_{1y} - q_{2y} \\ q_{1z} - p_{1z} & p_{3z} - p_{1z} & q_{1z} - q_{2z} \\ \\ p_{2x} - p_{1x} & q_{1x} - p_{1x} & q_{1x} - q_{2x} \\ p_{2y} - p_{1y} & q_{1y} - p_{1y} & q_{1y} - q_{2y} \\ p_{2z} - p_{1z} & q_{1z} - p_{1z} & q_{1z} - q_{2z} \\ \\ p_{2x} - p_{1x} & p_{3x} - p_{1x} & q_{1x} - p_{1x} \\ p_{2y} - p_{1y} & p_{3y} - p_{1y} & q_{1y} - p_{1y} \\ p_{2z} - p_{1z} & p_{3z} - p_{1z} & q_{1z} - p_{1z} \end{array} \right| \quad (3.3-8)$$

ここで、

a) $u, v < 0$ 又は, $1 < u, v$ の場合交点Rは平面 $P_1 P_2 P_3 P_4$ 内にない。b) $0 \leq u, v \leq 1$ の場合交点R (r_x, r_y, r_z) は、次式で与えられる。

$$\left\{ \begin{array}{l} r_x = q_{1x} + (q_{2x} - q_{1x})t \\ r_y = q_{1y} + (q_{2y} - q_{1y})t \\ r_z = q_{1z} + (q_{2z} - q_{1z})t \end{array} \right. \quad (3.3-9)$$

導管要素間の中性子軌跡を無視した場合、導管要素No. n 出口での中性子の座標 (x_n, y_n) と導管要素No. $n+1$ 入口での中性子の座標 (x_{n+1}, y_{n+2}) の間には、

$$x_{n+1} = x_n$$

$$y_{n+1} = y_n$$

の関係が成立つ。

3.3.2. 導管要素入口の中性子入射角度

導管要素番号を n 、出口の中性子出射角度を (θ_x^n, θ_y^n)、導管要素番号 $n+1$ における入口入射角度を ($\theta_x^{n+1}, \theta_y^{n+1}$) とすると、一般に、

$$\left. \begin{array}{l} \theta_x^{n+1} = \theta_x^n + \alpha_x^n + \beta - \alpha_x^{n+1} \\ \theta_y^{n+1} = \theta_y^n \end{array} \right\} \quad (3.3-10)$$

ここに β は図 2.2-13 に示した要素間のなす角であり、 $\alpha_x^n, \alpha_x^{n+1}$ は、要素 $n, n+1$ における回転を伴う接合誤差の大きさである。

なお、導管入口中性子入射角度は、中性子波長に対する臨界角以内とした。

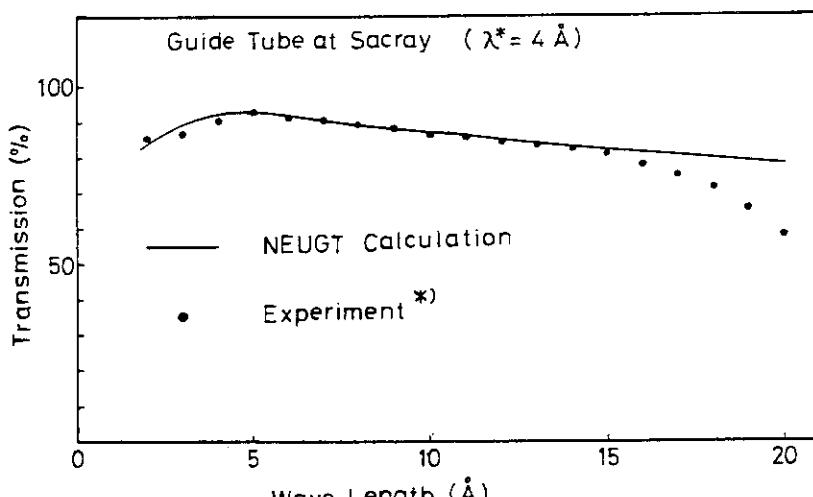
4. NEUGT プログラムによる実測値解析

NEUGT プログラムは、実際に設置されている中性子導管の中性子収率を解析することができる。この章で研究用原子炉に設置された導管で測定された収率(Transmission)と、NEUGT で計算した収率を比較検討する。解析対象とした導管は、Saclay の EL 3 炉および ORPHEE E 炉ならびに München の FRM 炉に設置されたものである。

4.1 Saclay EL 3 炉の実測値解析

フランスの Saclay に EL 3 炉と ORPHEE 炉があり、両研究炉に中性子導管が設置されている。この節では、EL 3 炉に設置された導管の中性子収率について、NEUGT による計算と測定値を比べる。測定値は、文献12)と14)に報告されているものを解析対象とした。測定された導管は、冷中性子用導管として設計されたものである。導管断面は矩形で幅 2.0 cm、高さ 5.0 cm である。反射面にはニッケル(1500 Å 厚さ)が蒸着されている。導管要素の長さは 34.0 cm で特性波長は $\lambda^* = 4 \text{ \AA}$ である。曲率半径は $\rho = 835 \text{ m}$ で、直接視距離は $L^* = 11.6 \text{ m}$ で、導管全長は 30 m で直接視距離の $\alpha = 2.5$ 倍に設計されている。この導管における測定は、直接視距離 $1.5 L^*$ (= 17 m) と $2.5 L^*$ (13 m) の所で行われ、 L^* の距離に相当する導管部分の収率が測定されている。

図 4.1-1 に NEUGT による計算結果を示す。短波長側から 15 \AA までは実測値とよく一致している。この計算で反射率は 0.98 であった。 15 \AA 以上の長波長側で収率が急に悪くなる原因是解析からは明らかでないが、波長が長くなるとジグザグ伝播の反射回数が多くなり、反射鏡表面の凸凹の影響が現われている可能性がある。



*) B. Farnou, et al, Neutron Inelastic Scattering, IAEA,
Vienna 2, 353 (1968)

図 4.1-1 NEUGT による EL 3 炉中性子導管収率計算

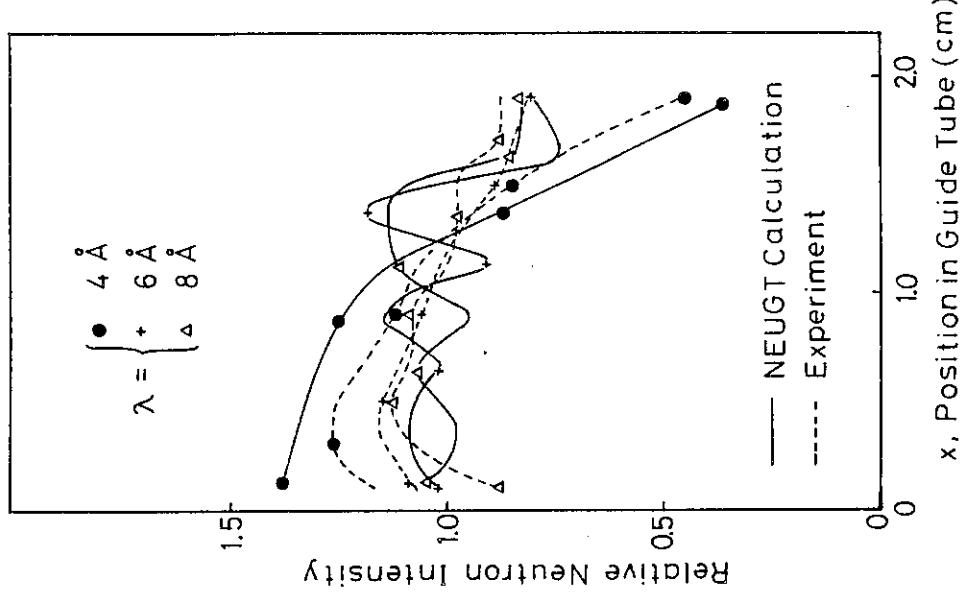


図 4.1-3 導管巾方向位置の違いによる中性子相対強度
(導管長さ $1.5 L^*$)

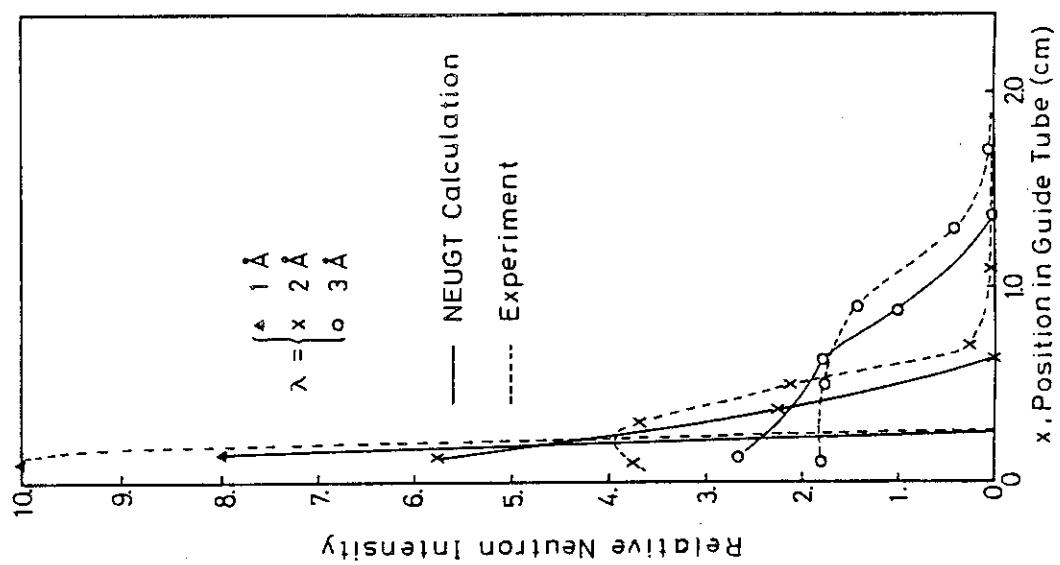


図 4.1-2 導管巾方向位置の違いによる中性子相対強度
(導管長さ $1.5 L^*$)

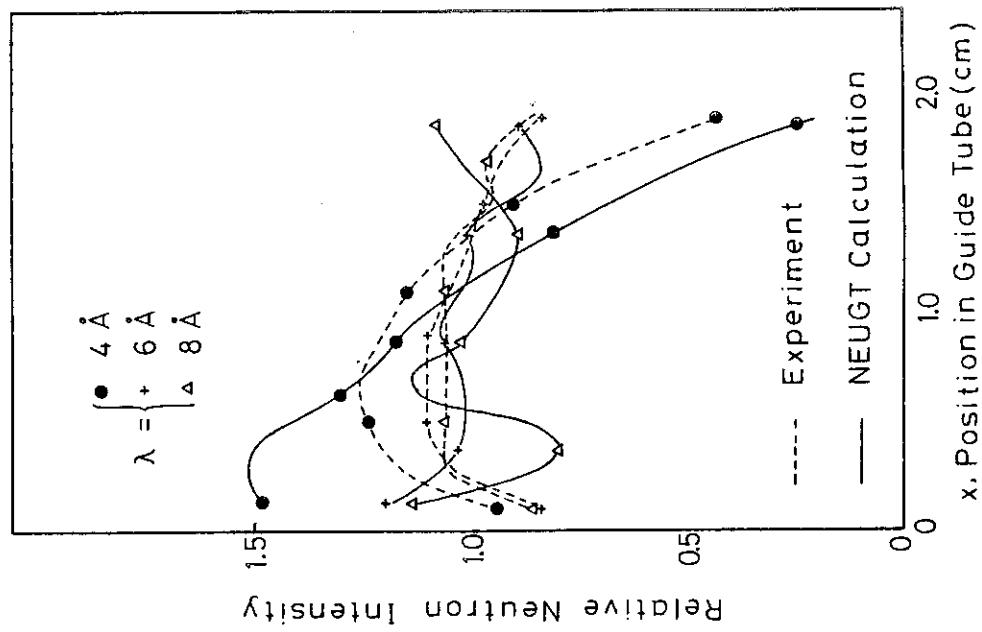


図 4.1-4 導管巾方向位置の違いによる中性子相対強度
(導管長さ $2.5 L^*$)

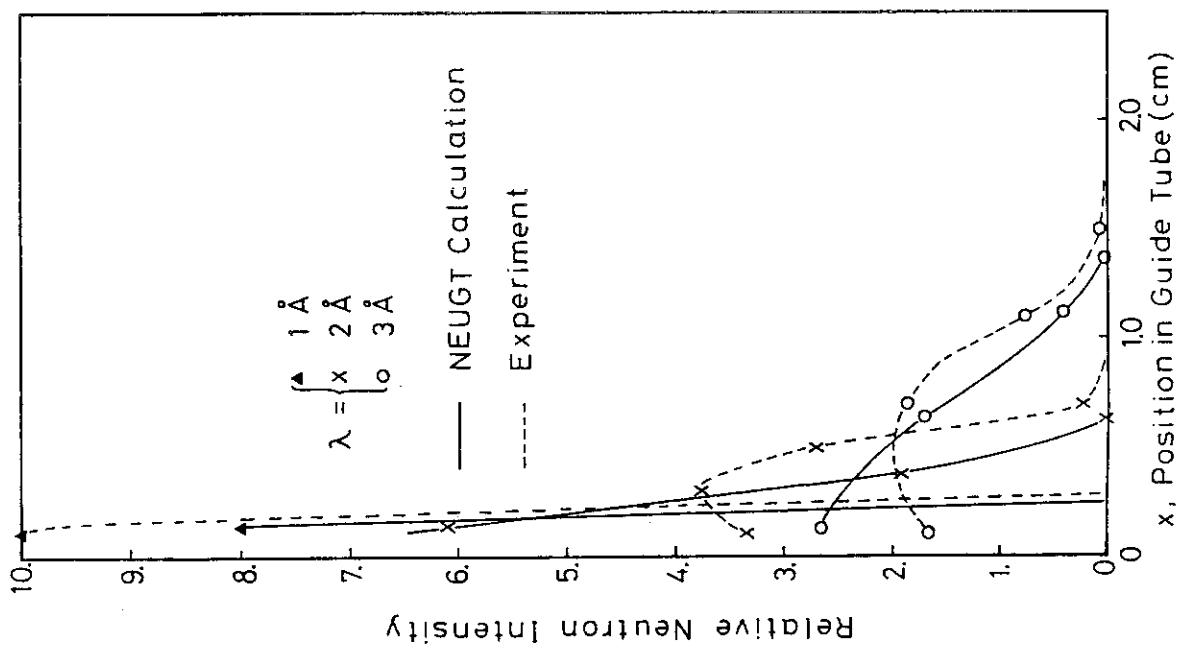


図 4.1-5 導管巾方向位置の違いによる中性子相対強度
(導管長さ $2.5 L^*$)

文献 12) に中性子強度導管断面空間分布の測定値が報告されているので、断面内の相対強度として計算値と比較した。計算では導管長さ $1.5 L^*$ と $2.5 L^*$ における波長 $1 \sim 8 \text{ \AA}$ の中性子について、導管巾方向の位置の違いによる中性子相対強度を求めた。図 4.1-2 ～ 図 4.1-5 において横座標は導管巾方向の位置を示し、 $X = 0$ が外周面位置、 $X = 2.0 \text{ cm}$ が内周面位置である。図 4.1-2 と図 4.1-3 は導管長さ $1.5 L^*$ の中性子強度であり、図 4.1-4 と図 4.1-5 は導管長さ $2.5 L^*$ の中性子強度である。図で示した相対強度は、導管巾方向で測定された 10 点の平均強度（相加平均）に対する各位置の相対強度を意味する。導管巾方向の中性子強度分布において、測定値と計算結果は、2.2.2 節で述べた特徴をよく表わしよく一致している。 $\lambda^* = 4 \text{ \AA}$ より短波長の中性子は、ガーランド伝播されるから、中性子は外反射面近傍 ($X = 0$ 近傍) に集まる（図 4.1-2 と図 4.1-4）。特性波長 (4 \AA) に相当する中性子の空間分布は、図 2.2-10 の 2 \AA 中性子の分布に似ている。特性波長より長波長の中性子の分布は一様になり、位置によらず相対強度 1.0 となる。

4.2 Saclay ORPHEE 炉の実測値解析

ORPHEE 炉には 6 本の中性子導管が設置されている。これら導管の特性を表 4.2-1 に示す。これら導管は 2 つの冷中性子源にグループに分けられている。この節の解析には、中性子ビームの導管内均一性をみるために行った測定結果を用いた。

表 4.2-1 ORPHEE 炉の中性子導管の特性

導管	特性波長 \AA	曲率半径 R	直接視距離 m	曲管部長さ m	直管部長さ m	全長 m	実験孔	線源
G 1	6	463	9.62	13.36	19.92	33.28		
G 2	4	1042	14.44	23.35	16.18	39.53	8 F	SF1
G 3	2	4167	28.87	39.59	9.96	49.55		
G 4	2	4167	28.87	42.07	21.16	63.24		
G 5	2	4167	28.87	39.67	16.18	55.86	9 F	SF2
G 6	2	4167	28.87	12.53	12.45	39.67		
	4	1042	14.44	14.69				

結果は、4.1 節と同じく、中性子の相対的強度分布で比較した。NEUGT の結果と測定値の比較を図 4.2-1 ～ 図 4.2-4 に示す。図中 $X = 0$ は曲管部外周面側とする。測定値は文献 19) より、導管巾方向の相対強度分布におおして引用した。全体に計算値は測定値の分布をよく表わしている。G 3 導管 (G 3 GT) の 3 \AA 中性子、G 6 導管 (G 6 GT) の 2 \AA 中性子においては、

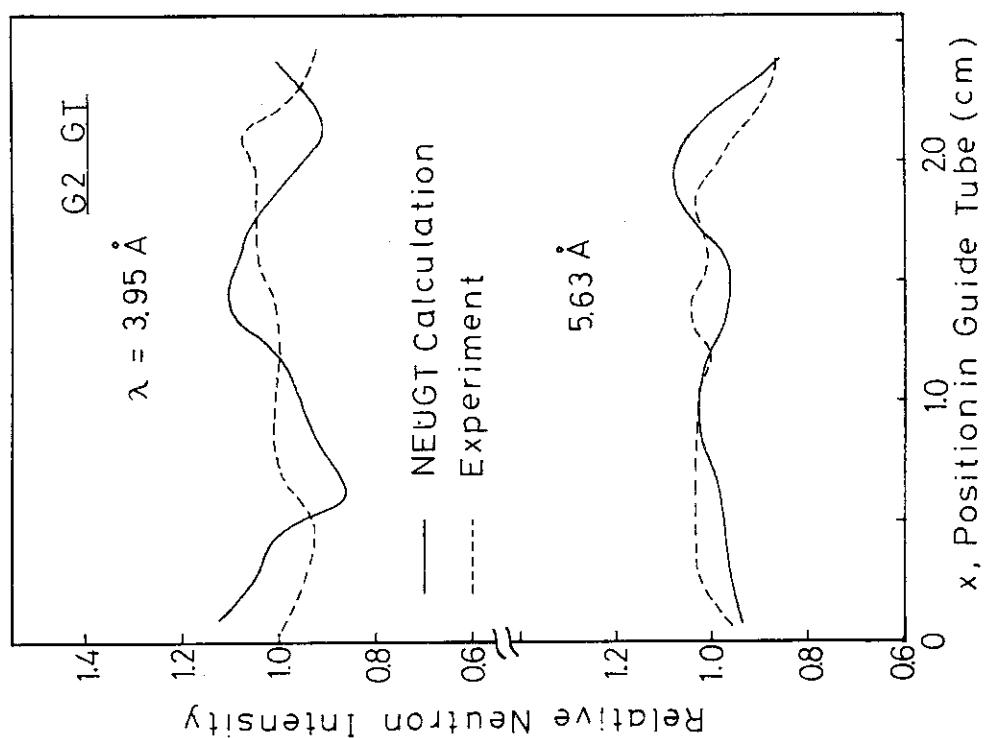


図 4.2-2 G 2 導管出口相對的中性子強度分布

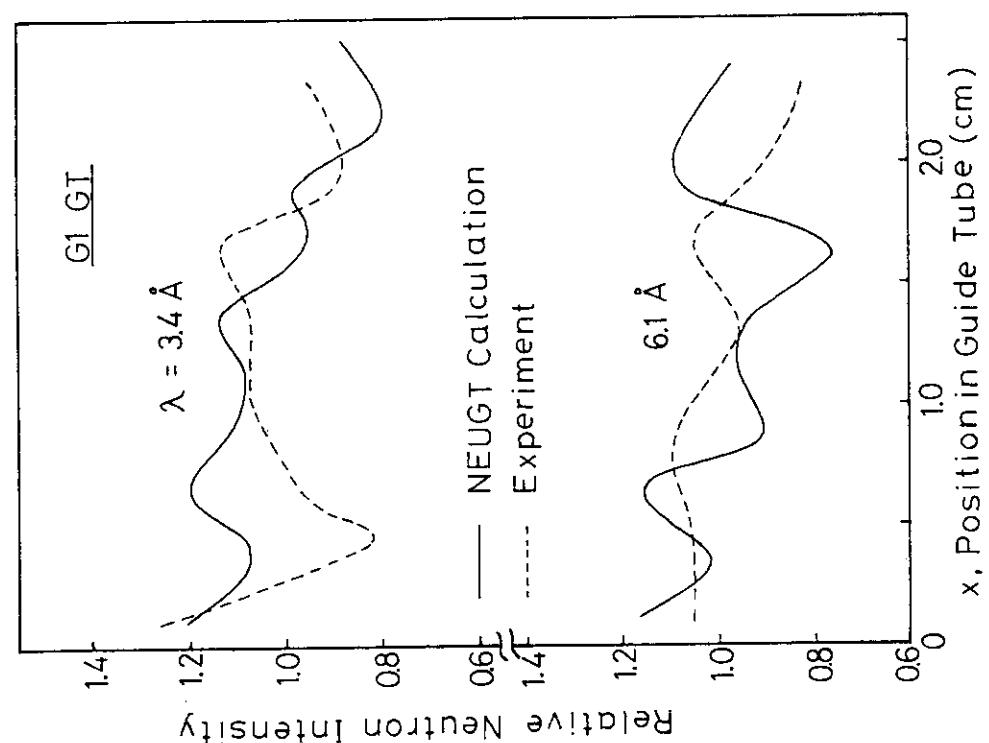


図 4.2-1 G 1 導管出口相對的中性子強度分布

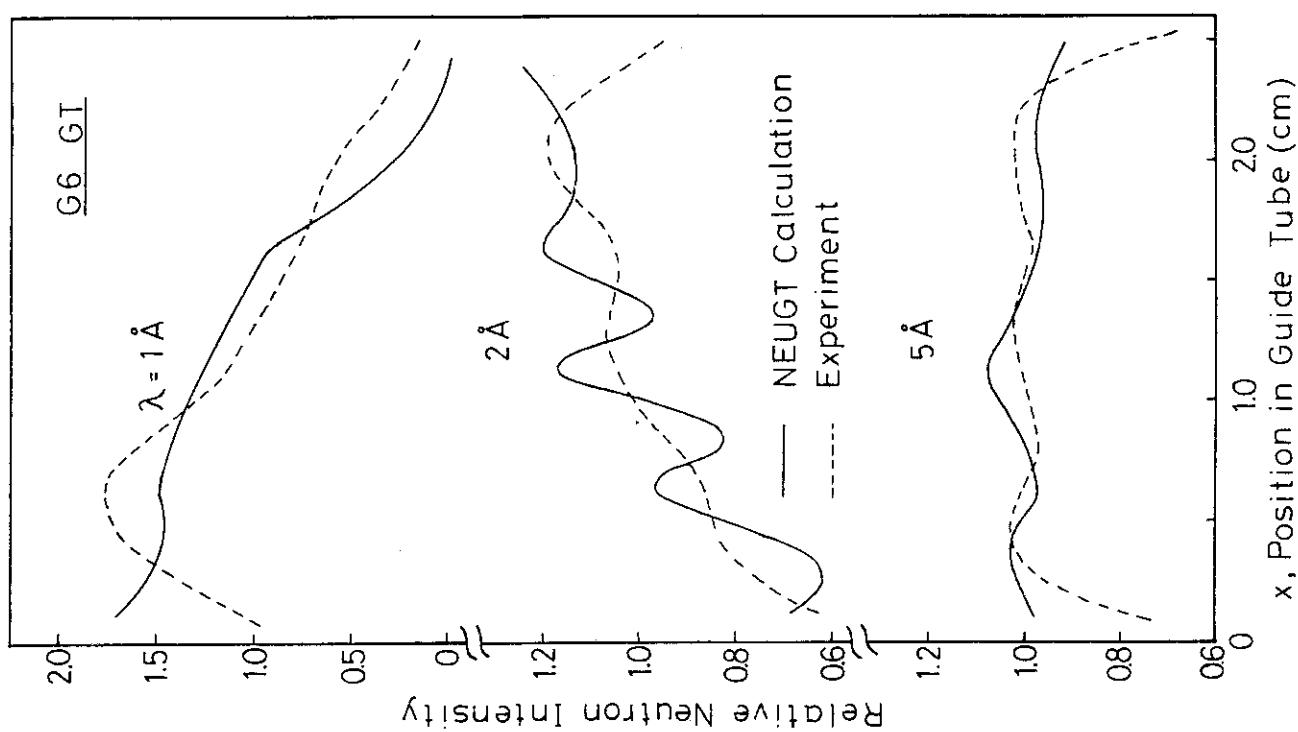


図 4.2-4 G 6 導管出口相對的中性子強度分布

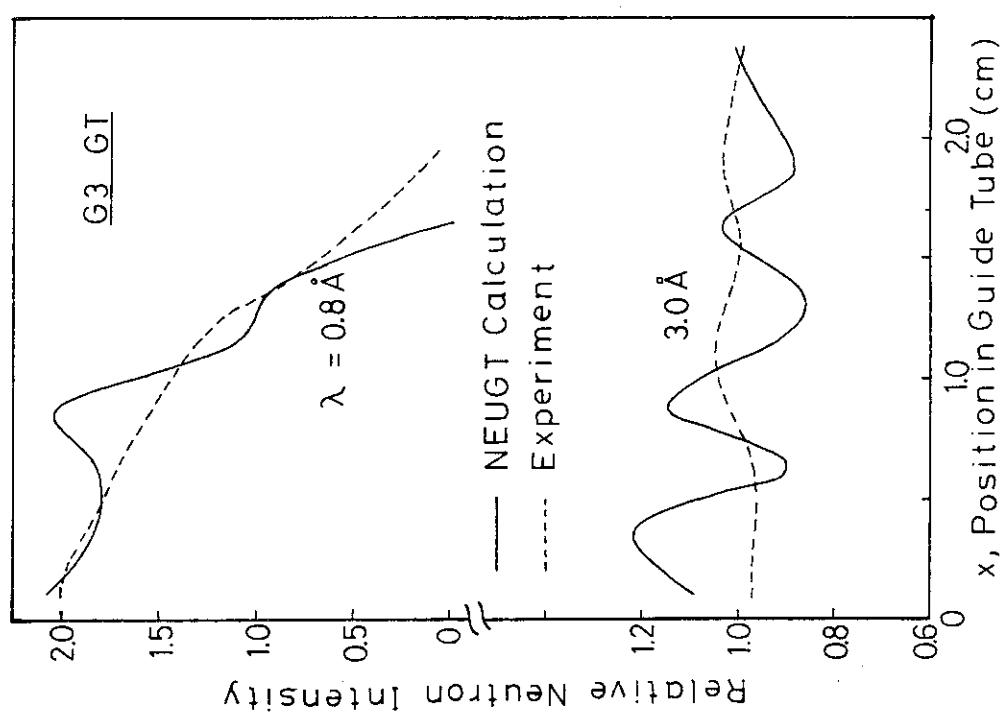
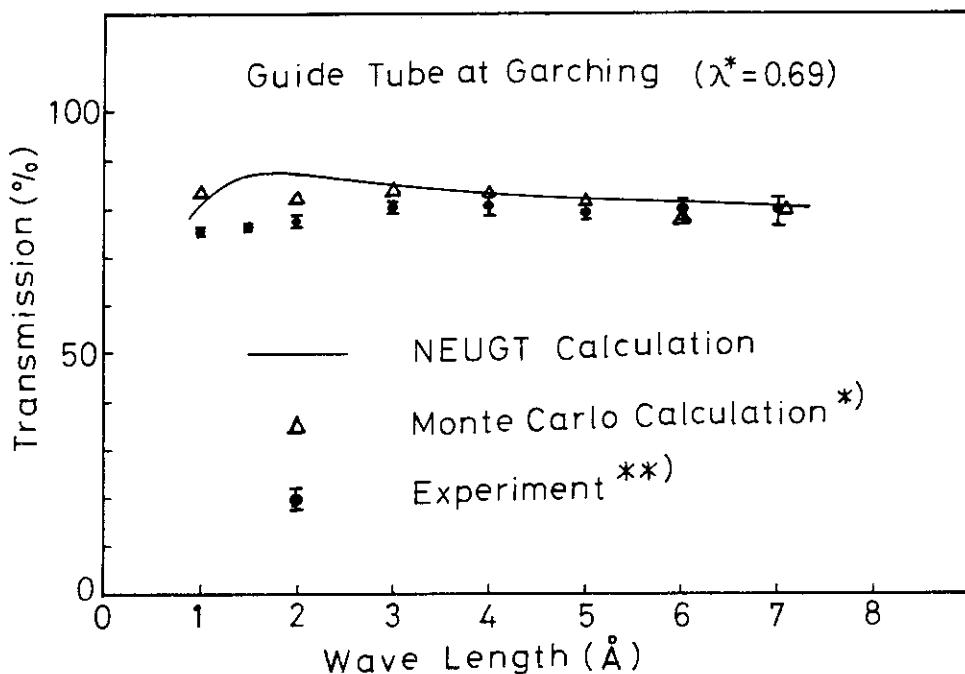


図 4.2-3 G 3 導管出口相對的中性子強度分布

計算による空間分布は周期性が顕著に出ているが、実測値では中性子のランダム分布により平均的な空間分布を示していることがわかる。

4.3 München FRM炉の実測値解析

München 郊外 Garching の FRM 炉に設置された中性子導管は、150 m長さをもつ。導管巾は 2.5 cmで、高さは 14cm、導管要素長さは 1 mである。曲率半径は 35kmである。²⁰⁾この導管の収率測定値は、文献 4) に与えられている。図 4.3-1 に実測値と NEUGT 計算結果を示している。図の Transmission は、150 m長さのうち 48 m長さの導管に相当するものである。図には、C. J. Carlile ら⁵⁾が行った Monte Carlo 計算結果も示している。両計算とも短波長側を除いてほぼ一定の収率であり、実測値をよく表現している。



*) C. J. Carlile et al, RL-79-84 (1979)

**) H. Maier-Leibnitz, Proc Symp Neutron Inelastic Scattering, Grenoble, IAEA-SM-155/F-1, 681 (1972)

図 4.3-1 NEUGT による FRM 炉中性子導管収率計算

5. 結 言

以上、本報告において導管を設計する上で必要な導管の基本的特性を述べ、導管設計解析用に開発したNEUGT プログラムの検証計算結果を示した。NEUGTで計算した結果は、導管の中性子収率（Transmission）及び導管内空間分布について実測されたデータとよい一致を示していることがわかった。

本報告に基づいて JRR-3 改造炉に設置予定の中性子導管について設計解析を予定している。

諸 辞

本報告を作成するに当り、原子炉安全工学部部長（前研究炉管理部次長）佐藤一男氏、主任研究員大西信秋氏、研究炉開発室利用グループリーダー高橋秀武氏および鈴木正年氏、コンピュータサービス㈱植村睦氏他関係諸氏に深く感謝する。物理部主任研究員船橋達氏、京都大学原子炉実験所助手海老沢徹氏には終始御助言をいただき深く感謝の意を表する。

5. 結 言

以上、本報告において導管を設計する上で必要な導管の基本的特性を述べ、導管設計解析用に開発したNEUGT プログラムの検証計算結果を示した。NEUGTで計算した結果は、導管の中性子収率（Transmission）及び導管内空間分布について実測されたデータとよい一致を示していることがわかった。

本報告に基づいて JRR-3 改造炉に設置予定の中性子導管について設計解析を予定している。

諸 辞

本報告を作成するに当り、原子炉安全工学部部長（前研究炉管理部次長）佐藤一男氏、主任研究員大西信秋氏、研究炉開発室利用グループリーダー高橋秀武氏および鈴木正年氏、コンピュータサービス㈱植村睦氏他関係諸氏に深く感謝する。物理部主任研究員船橋達氏、京都大学原子炉実験所助手海老沢徹氏には終始御助言をいただき深く感謝の意を表する。

参考文献

- 1) 平川金四郎 「中性子物理の世界」 講談社(1983)
- 2) H.Maier-Leibnitz and T.Springer , " The Use of Neutron Optical Devices on Beam-Hole Experiments " , Reactor Sci. Technol. 17, 217 (1963).
- 3) H.Maier-Leibnitz , " Grundlagen für die Beurteilung von Intensitäts - und Genauig keits fragen bei Neutronenstreumessungen " , Nukleonik , 8, 61 (1966).
- 4) H.Maier-Leibnitz , " New Instrumentation , with special reference to the high flux reactor ILL " , Neutron Inelastic Scattering 1972 Proc. Symp. Neutron Inelastic Scattering , Grenoble IAEA-SM- 155/F-1 .
- 5) C.J.Carlile , M.W.Johnson and W.G.Williams , " Neutron Guides on Pulsed Sources " , RL-79-084 (1979).
- 6) 池田 進, 石川義和, 遠藤康夫 「KENS 中性子導管についての計算機実験」 KENS Report III , 21 (1980).
- 7) E.Fermi and W.H.Zinn , " Reflection of Neutrons on Mirrors " , Phys Rev 70 , 103 (1946).
- 8) E.Fermi and L.Marshall , " Interference Phenomena of Slow Neutrons " , Phys Rev 71 , 666 (1947).
- 9) E.Fermi, " Nuclear physics " (1953).
- 10) J.Christ and T.Springer , " Über die Entwicklung eines Neutronenleiters am FRM-Reaktor " , Nukleonik , 4 , 23 (1962).
- 11) 京大原子炉実験所原子炉設備部門. 「KUR中性子導管」 (1974).
- 12) B.Farnoux , B.Hennion and J.Fagot , " Description et Caracteristiques Neutroniques du Tube Conducteur de Neutrons Installe pres du Reacteur EL3 " , Neutron Inelastic Scattering , Vienna , 2 , 353 (1968).
- 13) B.Alefeld , J.Christ , D.Kukla , R.Scherm and W.Schmatz , " Neutron Guides a Report on the Present State of Developments " , Rep. Jü1-294-NP , (1965) , AERE.TRANS. 1074.
- 14) B.Jacrot , " Instrumentation for Neutron Inelastic Scattering Research " , Proc. of a Panel Vienna , 225 (1969).
- 15) 石川和義 「ガイド管方式による中性子回析」 , 日本結晶学会誌 13, 224 (1971).
- 16) 原見太幹, 植村 瞳, 海老沢徹 「JRR-3 改造炉中性子導管詳細設計(I) 中性子導管収率解析プログラムNEUGTの開発(マニュアル)」 JAERI-M 85-092 (1985).
- 17) A.Steyerl , " Interference in the Ultracold Neutron Transmission through Thin Layers , Z.Physik , 252 , 371 (1972).
- 18) 海老沢徹, 秋吉恒和, 山田修作, 岡本 朴, 「熱中性子の薄膜による干渉」 , 京大原子炉実験所第 7 回学術講演会(1973).
- 19) B.Farnoux and B.Mozer , " Repartition de l'Intensite a l'Extremite des Guides de Neutrons du Reacteur " ORPHEE " RAPPORT L.L.B № 13 (1981).

- 20) E. Steichele and P. Arnold "A high resolution neutron time of flight diffractometer", 44 A, 165 (1973).