

中性子ビームプローブに関する研究  
—中性子ビーム制御システムの開発—  
(共同研究報告)

2000年5月



北海道大学工学研究科量子エネルギー工学専攻  
核燃料サイクル開発機構 大洗工学センター

本資料は、北海道大学と核燃料サイクル開発機構との共同研究の成果として作成されたものです。

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。  
〒319-1184 茨城県那珂郡東海村村松4番地49  
核燃料サイクル開発機構  
技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:

Technical Cooperation Section,  
Technology Management Division,  
Japan Nuclear Cycle Development Institute  
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 311-1184,  
Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute),  
北海道大学 (Hokkaido University)  
2000

## 中性子ビームプローブに関する研究

### —中性子ビーム制御システムの開発— (共同研究報告)

鬼柳善明<sup>\*1)</sup>、加美山隆<sup>\*1)</sup>、平賀富士夫<sup>\*1)</sup>  
大川内靖<sup>\*2)</sup>、若林利男<sup>\*3)</sup>

### 要　旨

中性子は、透過力が強い、他の放射線では見えない元素が見えるなどの特性のため、非常に特徴のあるプローブとなっている。この特性を利用して原子力部材の残留応力の測定、また、生体物質・高分子などの構造・ダイナミックスの測定などに不可欠のものとして利用されている。しかし、強度がまだ弱く、それを改善するためには、ビーム制御システムを開発し、利用できる中性子の強度を増やすことが必要である。本研究では、ビーム制御機器として、磁気レンズ、マルチキャピラリーファイバー、ミラーについて検討した。

磁場による中性子ビーム収束に関する実験は、本研究で初めて行われたもので、磁場がある場合と無い場合で比較すると、収束波長での強度比は約40倍という大きなものであることが実証された。さらに検討を進めた結果、磁場の一様性を高めることができれば、収束強度をさらに2倍上げられることが示された。マルチキャピラリーファイバーによる中性子輸送特性を、初めて中性子波長依存で、また、キャピラリー径および曲率を変えて測定した。波長が約5 Å以上では透過率が一定となること、今回測定したキャピラリーでは、径が大きい方が透過率が高いことが明らかとなった。これらの結果は、必要とする中性子の波長によって、最適なキャピラリーの径が存在することを示唆しており、実用装置を作製する場合にはそのことを十分考慮する必要があることを示している。一本の中性子ビーム孔をより有効に利用するために、中性子スーパーミラーを用いた先端分岐型の中性子ビームスプリッターを作り、その特性を測定した。その結果、長波長中性子成分が通常の2倍となるビームラインと、その成分が少ない二つの違った特性を持つビームラインが作れることが実証された。

中性子のビームプローブとしての重要性から、中性子ビーム制御に関する研究は非常に重要であると認識されている。この研究の発展は、原子力の分野での利用にも大きく貢献するものと考えられる。

\* 1) 北海道大学 工学研究科 量子エネルギー工学専攻

\* 2) 大洗工学センター システム技術開発部 炉心技術開発 Gr

\* 3) 経営企画本部 事業計画部 FBRサイクル Gr

## Studies on Neutron Beam Probes

### - Development of Neutron Beam Control Systems -

Y. Kiyanagi<sup>\*1)</sup>, T. Kamiyama<sup>\*1)</sup>, F. Hiraga<sup>\*1)</sup>  
Y. Ohkawachi<sup>\*2)</sup>, T. Wakabayasi<sup>\*3)</sup>

### Abstract

The neutron is a very unique probe since it can penetrate into materials and also observe elements that are difficult to be seen by other radiations. Due to these characteristics neutrons are essential in various measurements such as residual force in nuclear plant parts, and structures and dynamics of biomaterials and polymer. However, it is important to increase the intensity. Development of neutron beam control systems is very important to get high-intensity well-collimated beam. Here, we report studies on neutron beam control devices of a magnetic lens, a multi capillary fiber and a mirror.

The first observation of focusing effect by using a magnetic lens was achieved in this study. Intensity gain of about 40 times was attained at a focusing wavelength. It was revealed that the factor would be increased to 80 times by improvement of homogeneity of the magnetic field. Neutron transmission rate through a multi-capillary fiber was observed as a function of wavelength, also at different capillary radii and curvatures. The rate became constant above about 5Å and higher in larger radius capillary than small one. The results indicate that there is optimal capillary radius depending on the neutron wavelength. So, it is necessary to take account this when making a realistic model. To use a single beam line more effectively, we make a neutron beam splitter using super mirrors to get two beam lines with different neutronic characteristics. It was demonstrated one beam line supplied about twice higher intensity at longer wavelength compared with usual one.

It is well recognized that development of the neutron beam control system is so important because of necessity of neutrons as a probe. Progress of this study contributes to apply the neutrons to the field of nuclear engineering.

---

\*1) Division of Quantum Energy Engineering, Graduate School of Engineering, Hokkaido University

\*2) Reactor Physics Research Group, System Engineering Technology Division, OEC, JNC

\*3) FBR Cycle Group, Project Planning Division, Executive Office for the Policy Planning and Administration, Head Office, JNC

## まえがき

中性子は核分裂や核融合反応などのエネルギー発生で重要なばかりでなく、素粒子としての性質を用いて、種々の分野で広く利用されている。中性の粒子であるため透過力が強い、その相互作用が核力に起因するため同じ元素でも同位体によって異なる、また磁気モーメントを持っているなどの特性がある。そのため、他の放射線では見ることが難しい元素、例えば水素を見ることができる、近接元素を識別できるなど、非常に特徴のある探針（プローブ）となっている。この特性を利用して原子力部材の残留応力の測定、宇宙機器の透過撮影、また、生体物質・高分子などの含水素物質の構造・ダイナミックスの測定などで利用されている。

中性子はその有用性にも拘らず使用が限られている。その大きな原因の一つは強度が足りないことである。中性子源における強度が不足していることもあるが、それとともに中性子を必要なところまで輸送してくる間の減衰も大きい。中性子を密度高く細いビームにできれば、被検体の微小部分が見られる、小さな試料ですむなど、大きな利点を生む。このようなことを行うためには、ビーム制御システムの開発が不可欠である。これまで、中性子反射型のミラーの開発が主として行われてきたが、本研究では、それ以外の新しいビーム制御システムとして、磁気レンズ、マルチキャビラリーファイバーに関する検討およびミラーの応用としてビーム分岐システムについて検討した。

本報告は3編から構成されている。第I編は磁場による中性子制御、第II編はマルチキャビラリーファイバー、第III編はミラーによる中性子ビーム分岐の話である。磁場による中性子の軌道制御は、原理的には古くから知られていたものである。しかし、これまで収束の効果は定量的に測定されてこなかった。今回、永久磁石を用いた6極マグネットを作製し、磁場による中性子の収束を波長依存で測定し、それとシミュレーション計算との比較を行い、特性の検討を詳細に行った。

マルチキャビラリーファイバーによる中性子収束は、これまで、単色中性子に対してのみ行われてきた。しかし、より広範な利用を考える場合、波長依存およびキャビラリー径依存の透過特性を明らかにする必要があり、実験、計算でそれらのことを検討した。

一本の中性子ビーム孔をより有効に利用するために、中性子スーパー・ミラーを用いた先端分岐型の中性子ビームスプリッターの製作を行い、その特性を測定し、シミュレーションコードで解析を行った。

中性子ビーム制御に関する研究は、磁気レンズなどこれまで無いデバイスが登場するなど進展の大きな分野である。この分野の発展は、中性子の実学への応用を広め、原子力の分野に対して直接応用できるようになるという効果とともに原子力・放射線に関する一般の人の理解を深める上でも有用であると考えられる。

# 目 次

## 第Ⅰ編 磁場による中性子ビームの制御

第1章 緒言 .....	1
第2章 磁場による中性子の制御 .....	3
2.1 原理 .....	3
2.1.1 中性子の磁気モーメント .....	3
2.1.2 磁場中の中性子の運動 .....	3
2.1.3 6重極磁場中の中性子運動 .....	7
2.1.4 6重極磁場による中性子ビーム収束 .....	8
2.2 実験 .....	11
2.2.1 測定体系 .....	11
2.2.2 マグネットユニットの構成 .....	13
2.3 計算 .....	15
2.3.1 計算体系 .....	15
2.4 結果及び考察 .....	16
2.4.1 波長スペクトル .....	16
2.4.2 空間分布 .....	28
2.4.3 $y$ 方向の波長スペクトルの違い .....	31
2.4.4 計算による偏極度 .....	33
第3章 中性子の収束 .....	35
3.1 実験 .....	35
3.1.1 マグネットユニットの構成 .....	35
3.1.2 実験体系 .....	37
3.2 計算モデル .....	40
3.3 結果及び考察 .....	41
3.3.1 波長スペクトルと $y$ 方向の空間分布 .....	41
3.3.2 非断熱領域の影響 .....	46
3.3.3 磁気レンズの歪みによる影響 .....	53
第4章 収束型レンズと発散型レンズの 組み合わせによるビームの平行化 .....	62
4.1 原理 .....	62
4.2 実験体系 .....	65
4.3 計算モデル .....	68
4.4 結果及び考察 .....	68

第5章 結言 .....	75
参考文献 .....	77

## 第II編 マルチキャピラリーファイバーによる中性子ビーム制御

第1章 はじめに .....	78
第2章 中性子の光学的現象 .....	80
2.1 臨界入射角の導出 .....	80
2.2 中性子反射率 .....	82
第3章 2次元数値シミュレーション .....	85
3.1 マルチキャピラリーファイバーの臨界角 .....	85
3.2 強度の見積もり .....	87
第4章 透過中性子スペクトル測定 .....	96
4.1 測定原理 .....	96
4.2 測定方法 .....	97
第5章 実験結果と解析 .....	101
5.1 中性子波長スペクトル .....	101
5.2 中性子反射率の計算 .....	102
5.3 空間分布 .....	103
第6章 マルチキャピラリーファイバーの歪みと透過中性子スペクトルに 与える影響についての2次元数値シミュレーション解析 .....	124
6.1 解析方法 .....	126
6.1.1 計算体系 .....	126
6.1.2 中性子の反射 .....	132
6.1.3 中性子透過強度 .....	133
6.2 結果と考察 .....	135
6.2.1 入射中性子波長と中性子透過強度 .....	135
6.2.2 キャピラリーの径の違いによる歪みの影響 .....	138
6.2.3 検出器における空間分布と中性子透過強度 .....	138
6.3 歪みの影響のまとめ .....	149
第7章 3次元シミュレーションコードの開発 .....	150
7.1 体系 .....	150
7.2 キャピラリーファイバー内の中性子輸送の計算 .....	151
7.3 3次元数値シミュレーションコードを使った計算例 .....	155
第8章 まとめ .....	159
参考文献 .....	161

## 第Ⅲ編 先端分岐型スーパーミラーによるビーム分岐

第1章 緒言 .....	162
第2章 中性子ビームの振り分け .....	164
2.1 原理 .....	164
2.1.1 中性子ガイド管 .....	164
2.1.2 スーパーミラー .....	165
2.1.3 先端分岐型中性子ガイド管 .....	167
2.2 実験 .....	168
2.2.1 位置敏感型検出器 .....	168
2.2.2 測定体系 .....	181
2.3 計算 .....	184
2.3.1 中性子ガイド管輸送性能評価コード GUIDE .....	184
2.3.2 材質特性計算コード WALL .....	185
2.3.3 計算体系 .....	186
2.4 結果及び考察 .....	191
2.4.1 波長スペクトル .....	191
2.4.2 空間分布 .....	195
2.4.3 角度依存性 .....	208
2.4.4 波長スペクトルの位置依存性 .....	212
第3章 結言 .....	219
参考文献 .....	220

## 図 目 次

### 第 I 編

I -2-1	磁場内での中性子の才差運動 .....	5
I -2-2	磁場内での中性子の運動 .....	6
I -2-3	回転磁場内での中性子の運動 .....	6
I -2-4	$\Gamma$ に対する平均偏極度 .....	6
I -2-5	X- $\xi$ 平面での中性子ビーム変換の様子 .....	9
I -2-6	中性子ビーム収束および発散の様子 .....	9
I -2-7	磁場内の中性子運動の具体例 .....	10
I -2-8	中性子レンズ管の測定体系 (1) .....	12
I -2-9	中性子レンズ管の測定体系 (2) .....	12
I -2-10	マグネットユニットの構成 .....	13
I -2-11	マグネットユニット内の磁場の強さ .....	14
I -2-12	波長スペクトル (実験) / 入口 2mm, 出口 5mm .....	18
I -2-13	磁場なしに対するある時の強度比 (実験) / 入口 2mm, 出口 5mm .....	19
I -2-14	磁場なしに対するある時の強度比 (計算) / 入口 2mm, 出口 5mm .....	19
I -2-15	全反射の影響がある波長スペクトル (実験) / 入口 2mm, 出口 2mm .....	20
I -2-16	NEOMAX-48 の表面における反射率 / 入射中性子 12.6 Å .....	20
I -2-17	波長スペクトル (実験) / 入口 2mm, 出口 2mm .....	21
I -2-18	磁場なしに対するある時の強度比 (実験) / 入口 2mm, 出口 2mm .....	22
I -2-19	磁場なしに対するある時の強度比 (計算) / 入口 2mm, 出口 2mm .....	22
I -2-20	波長スペクトル (実験) / 入口 2mm, 出口 2mm, 中心位置-1mm .....	23
I -2-21	磁場なしに対するある時の強度比 (実験) .....	24
I -2-22	磁場なしに対するある時の強度比 (計算) .....	24
I -2-23	磁場なしに対するある時の強度比 (実験・計算) / 入口 2mm, 出口 2m .....	25
I -2-24	波長スペクトル (実験) / 入口 2mm, 出口 2mm, 中心位置-1mm .....	26

I -2-25 磁場なしに対するある時の強度比（実験） ／入口 2mm, 出口 1mm, 中心位置-1mm	27
I -2-26 磁場なしに対するある時の強度比（計算） ／入口 2mm, 出口 5mm, 中心位置-1mm	27
I -2-27 出口スリットの x 方向の空間分布（実験）	29
I -2-28 出口スリットの x 方向の空間分布（計算）	29
I -2-29 出口スリットの y 方向の空間分布（実験）	30
I -2-30 出口スリットの y 方向の空間分布（計算）	30
I -2-31 波長スペクトルの異なる原因	32
I -2-32 y 方向の波長スペクトル	32
I -2-33 偏極中性子の割合	34
I -3-1 マグネットユニットの構成	36
I -3-2 測定体系	39
I -3-3 磁場なしの波長スペクトル	39
I -3-4 波長スペクトル（実験）／y=0mm	42
I -3-5 波長スペクトル（実験）／y=-1mm	42
I -3-6 波長スペクトル（実験）／y=-2mm	43
I -3-7 磁場なしに対するある時の強度比（実験）／y=0mm	43
I -3-8 磁場なしに対するある時の強度比（実験）／y=-1mm	44
I -3-9 磁場なしに対するある時の強度比（実験）／y=-2mm	44
I -3-10 出口スリット y 方向の強度比	45
I -3-11 焦点位置における磁場なしに対するある時の強度比	45
I -3-12 ソレノイド磁場の付加による効果	51
I -3-13 測定体系	51
I -3-14 波長スペクトル	52
I -3-15 ソレノイド磁場なしに対するある時の強度比	52
I -3-16 磁気レンズ管の歪み	55
I -3-17 モデル 1 におけるマグネットユニットの配置	56
I -3-18 出口スリット y 方向の強度比	57
I -3-19 磁場なしに対するある時の強度比（実験・計算）／y=0mm	57
I -3-20 磁場なしに対するある時の強度比（実験・計算）／y=-1mm	58
I -3-21 磁場なしに対するある時の強度比（実験・計算）／y=-2mm	58
I -3-22 モデル 2 におけるマグネットユニットの配置	59
I -3-23 磁場なしに対するある時の強度比（実験・計算）／y=0mm	60
I -3-24 磁場なしに対するある時の強度比（実験・計算）／y=-1mm	60
I -3-25 磁場なしに対するある時の強度比（実験・計算）／y=-2mm	61
I -4-1 ビーム制御の概念	64

I -4-2	測定体系	.....	66
I -4-3	中性子スピニフリッパーの体系図	.....	67
I -4-4	磁場なしのビームスポット（計算）	.....	70
I -4-5	ビームスポット（実験） 13Å：スピニフリッパー ON	.....	71
I -4-6	ビームスポット（実験） 13Å：スピニフリッパー OFF	.....	71
I -4-7	ビームスポット（計算） 13Å：スピニフリッパー ON	.....	71
I -4-8	ビームスポット（計算） 13Å：スピニフリッパー OFF	.....	71
I -4-9	ビームスポット（実験） 20Å：スピニフリッパー ON	.....	72
I -4-10	ビームスポット（実験） 20Å：スピニフリッパー OFF	.....	72
I -4-11	ビームスポット（計算） 20Å：スピニフリッパー ON	.....	72
I -4-12	ビームスポット（計算） 20Å：スピニフリッパー OFF	.....	72
I -4-13	x 方向の空間分布（計算）	.....	73
I -4-14	13Å 中性子のスピニフリッパー ON, OFF による空間分布	.....	74
I -4-15	20Å 中性子のスピニフリッパー ON, OFF による空間分布	.....	74

## 第 II 編

II -2-1	中性子光学におけるスネルの法則	.....	84
II -2-2	ミラー反射	.....	84
II -3-1	多連反射の様子	.....	90
II -3-2	マルチキャピラリーファイバー（断面図）	.....	90
II -3-3	計算体系	.....	92
II -3-4	減速材表面における空間分布（x 軸）	.....	93
II -3-5	入射中性子スペクトル	.....	94
II -3-6	中性子波長スペクトル（計算）	.....	95
II -4-1	実験体系	.....	99
II -4-2	ファイバー架台（ $\rho = \infty$ の場合）	.....	100
II -5-1	中性子波長スペクトル( $dc=10\mu m$ , 実験)	.....	106
II -5-2	波長中性子スペクトル（ $dc = 15\mu m$ 、実験）	.....	107
II -5-3	ファイバーなしに対するありの強度比（ $\rho = \infty$ , 実験）	.....	108
II -5-4	ファイバーなしに対するありの強度比（ $\rho = 6m$ , 実験）	.....	108
II -5-5	ファイバーなしに対するありの強度比（ $\rho = 2.5m$ , 実験）	.....	109
II -5-6	ダイレクトビームに対するファイバーありの強度比 ( $\rho = \infty$ , 実験)	.....	110
II -5-7	ダイレクトビームに対するファイバーありの強度比 ( $\rho = 6m$ , 実験)	.....	110
II -5-8	ダイレクトビームに対するファイバーありの強度比 ( $\rho = 2.5m$ , 実験)	.....	111

II-5-9	ファイバーなしに対するありの強度比( $\rho = 10 \mu\text{m}$ 、計算) .....	112
II-5-10	ファイバーなしに対するありの強度比 ( $\rho = 15 \mu\text{m}$ 、計算) .....	112
II-5-11	反射率( $\rho = \infty$ ) .....	113
II-5-12	反射率( $\rho = 6\text{m}$ ) .....	113
II-5-13	反射率( $\rho = 2.5\text{m}$ ) .....	114
II-5-14	反射率 .....	115
II-5-15	空間分布の計算体系 .....	116
II-5-16	キャピラリー1本の空間分布(log) ( $dc = 15 \mu\text{m}$ ) .....	117
II-5-17	キャピラリー1本の空間分布(linear) ( $\lambda = 10\text{A}$ , $dc = 10 \mu\text{m}$ ) .....	118
II-5-18	キャピラリー1本の空間分布(linear) ( $\lambda = 10\text{A}$ , $dc = 15 \mu\text{m}$ ) .....	118
II-5-19	キャピラリー1本の空間分布(log) ( $\lambda = 10\text{A}$ , $dc = 10 \mu\text{m}$ ) .....	119
II-5-20	キャピラリー1本の空間分布(log) ( $\lambda = 10\text{A}$ , $dc = 15 \mu\text{m}$ ) .....	119
II-5-21	ファイバー1本の空間分布(linear) ( $\lambda = 10\text{A}$ , $dc = 10 \mu\text{m}$ ) .....	120
II-5-22	ファイバー1本の空間分布(linear) ( $\lambda = 10\text{A}$ , $dc = 15 \mu\text{m}$ ) .....	120
II-5-23	ファイバー1本の空間分布(log) ( $\lambda = 10\text{A}$ , $dc = 10 \mu\text{m}$ ) .....	121
II-5-24	ファイバー1本の空間分布(log) ( $\lambda = 10\text{A}$ , $dc = 15 \mu\text{m}$ ) .....	121
II-6-1	ファイバー架台 ( $\rho = \infty$ の場合) .....	125
II-6-2	計算体系 .....	126
II-6-3	減速材表面における空間分布 (Y軸) .....	129
II-6-4	マルチキャピラリーファイバーの概要 .....	131
II-6-6	歪みの大きさによる反射角の違い .....	137
II-6-7	波長の違いによる中性子透過強度 .....	140
II-6-8	波長の違いによる中性子透過強度 .....	141
II-6-9	波長の違いによる中性子透過強度 .....	142
II-6-10	長波長領域での歪みなしに対するありの強度比 .....	143
II-6-11	短波長領域での歪みなしに対するありの強度比 .....	143
II-6-12	キャピラリー1本のときの検出器における空間分布 .....	144
II-6-13	キャピラリー1本のときの検出器における空間分布 .....	144
II-6-14	キャピラリー1本のときの検出器における空間分布 .....	145
II-6-15	キャピラリー1本のときの検出器における空間分布 .....	145
II-6-16	キャピラリー1本のときの検出器における空間分布 .....	146
II-6-17	キャピラリー1本のときの検出器における空間分布 .....	146
II-6-18	キャピラリー1本のときの検出器における空間分布 .....	147
II-6-19	キャピラリー1本のときの検出器における空間分布 .....	147
II-6-20	キャピラリー1本のときの検出器における空間分布 .....	148
II-7-1	キャピラリーファイバーの配置 .....	151
II-7-2	中性子輸送の過程 .....	151

II-7-3	キャピラリーファイバー内での中性子の軌跡の計算過程	153
II-7-4	キャピラリーファイバー内での中性子の軌跡の計算過程	154
II-7-5	計算で想定した体系	155
II-7-6	キャピラリーファイバー出口における中性子強度分布	156
II-7-7	X 軸上の中性子強度分布	156
II-7-8	キャピラリーファイバー出口における中性子強度分布	157
II-7-9	X 軸上の中性子強度分布	157

## 第III編

III-2-1	運動量変化量の定義	165
III-2-2	ニッケルミラー、スーパーミラーの原理	166
III-2-3	スーパーミラー概略図（1枚）	166
III-2-4	先端分岐型中性子ガイド管	167
III-2-5	PSD の測定原理	169
III-2-6	PSD システム構成図	170
III-2-7	PSD-XC 基板概略図	171
III-2-8	PHA モードの出力波形例	172
III-2-9	PSD の位置分解能と直線性の測定概略図	173
III-2-10	PSD の位置分解能と直線性の測定結果	177
III-2-11	PSDXC_driver95.vi の画面	181
III-2-12	PSDXC_Main.vi の画面	181
III-2-13	PSDlookFileMain.vi の画面	182
III-2-14	先端分岐型中性子ガイド管の測定体系	183
III-2-15	GUIDE による結合型中性子ガイド管の計算体系	185
III-2-16	先端分岐型中性子ガイド管の計算体系	188
III-2-17	WALL によるニッケルの材質特性	189
III-2-18	OSMC 社提供によるスーパーミラーの材質特性	190
III-2-19	中性子輸送経路（1）	192
III-2-20	波長スペクトル（実験）/入射角 30mrad	193
III-2-21	波長スペクトル（計算）/入射角 30mrad	193
III-2-22	オブリークミラーなしに対するある時の強度比（実験） /入射角 30mrad	194
III-2-23	オブリークミラーなしに対するある時の郷土比（計算） /入射角 30mrad	194
III-2-24	中性子輸送経路（2）	197
III-2-25	空間分布（実験）/入射角 30mrad, 波長 6Å	198

III-2-26 空間分布（計算） / 入射角 30mrad, 波長 6Å	198
III-2-27 空間分布（実験） / 入射角 30mrad, 波長 9Å	199
III-2-28 空間分布（計算） / 入射角 30mrad, 波長 9Å	199
III-2-29 空間分布（実験） / 入射角 30mrad, 波長 12Å	200
III-2-30 空間分布（計算） / 入射角 30mrad, 波長 12Å	200
III-2-31 空間分布（実験） / 入射角 30mrad, 波長 15Å	201
III-2-32 空間分布（計算） / 入射角 30mrad, 波長 15Å	201
III-2-33 空間分布（実験） / オブリークミラーなし, 波長 6Å	202
III-2-34 空間分布（計算） / オブリークミラーなし, 波長 6Å	202
III-2-35 空間分布（実験） / オブリークミラーあり, 波長 6Å	203
III-2-36 空間分布（計算） / オブリークミラーあり, 波長 6Å	203
III-2-37 空間分布（実験） / オブリークミラーなし, 波長 12Å	204
III-2-38 空間分布（計算） / オブリークミラーなし, 波長 12Å	204
III-2-39 空間分布（実験） / オブリークミラーあり, 波長 12Å	205
III-2-40 空間分布（実験） / オブリークミラーあり, 波長 12Å	205
III-2-41 空間分布の分離（計算） / オブリークミラーなし, 波長 6Å	206
III-2-42 空間分布の分離（計算） / オブリークミラーあり, 波長 6Å	206
III-2-43 空間分布の分離（計算） / オブリークミラーなし, 波長 12Å	207
III-2-44 空間分布の分離（計算） / オブリークミラーあり, 波長 12Å	207
III-2-45 角度依存性（実験） / オブリークミラーなし	209
III-2-46 角度依存性（計算） / オブリークミラーなし	209
III-2-47 角度依存性（実験） / オブリークミラーあり	210
III-2-48 角度依存性（計算） / オブリークミラーあり	210
III-2-49 入射角に対する強度比（実験）	211
III-2-50 入射角に対する強度比（計算）	211
III-2-51 波長スペクトル計測位置	212
III-2-52 波長スペクトルの位置依存性（実験） / オブリークミラーなし, 右側出口	213
III-2-53 波長スペクトルの位置依存性（計算） / オブリークミラーなし, 右側出口	213
III-2-54 波長スペクトルの位置依存性（実験） / オブリークミラーなし, 左側出口	214
III-2-55 波長スペクトルの位置依存性（計算） / オブリークミラーなし, 左側出口	214
III-2-56 波長スペクトルの位置依存性（実験） / オブリークミラーあり, 右側出口	215

III-2-57	波長スペクトルの位置依存性（計算） /オブリークミラーあり,右側出口	215
III-2-58	波長スペクトルの位置依存性（実験） /オブリークミラーあり,左側出口	216
III-2-59	波長スペクトルの位置依存性（計算） /オブリークミラーあり,左側出口	216
III-2-60	位置に対する強度比（実験）/右側出口	217
III-2-61	位置に対する強度比（計算）/右側出口	217
III-2-62	位置に対する強度比（実験）/左側出口	218
III-2-63	位置に対する強度比（計算）/左側出口	218

## 表 目 次

### 第Ⅰ編

I-4-1 磁場なしに対する積分強度比	73
---------------------	----

### 第Ⅱ編

II-3-1 材料の組成比 (1)	91
II-3-2 材料の組成比 (2)	91
II-5-1 ファイバーの位置	117
II-5-2 空間分布の半値幅	122

### 第Ⅲ編

III-2-1 PSD 位置分解能 256 チャンネルの設定ファイル例	171
III-2-2 PSD 飛行時間 256 チャンネルの設定ファイル	178
III-2-3 ニッケルの有効ポテンシャル	186

## 第 I 編 磁場による中性子ビームの制御

## 第1章 緒言

1932年、チャドウイックが発見した中性子は、現在、原子、分子、固体、液体などの構造を調べるために特徴あるプローブとして用いられている。中性子は質量は持つが電荷は持たないという粒子にも関わらず、磁気モーメントを持った不思議な粒子である。

物性研究に関して、中性子の粒子としてもっとも重要な性質は先も述べたように、電気的に中性であることと、磁気モーメントを持つことである。前者の性質から、中性子は物質内の強力なクーロンポテンシャルの影響を受けず、原子核近傍で核力によって散乱される。散乱体が結晶であれば、X線回折と同様に核ブラッジ反射が観測される。核散乱振幅は核種で大きく異なるが、原子番号とは無関係である。

この性質を利用すれば、特に軽元素の構造決定等がX線に比べ精度よく行うことができる。一方、磁気モーメントを持つために、物質中の磁性電子の磁気モーメントとの相互作用によっても中性子は散乱される。この磁気散乱強度の散乱角依存性とエネルギー依存性を測定することで、物質中の詳細な磁気的情報が得られる。

次に、中性子の波としての重要な特徴として、そのエネルギーと波長の関係がある。X線の場合、ラウエ写真等に用いられるX線のエネルギーは温度にして $10^8\text{ K}$ 程度で、物質中の運動等を測定するには大きすぎる。一方、赤外、遠赤外光のエネルギーは室温程度あり、原子の運動状態の測定に適しているが、その波長は $1\mu\text{m} \sim 0.1\text{mm}$ で、物質のミクロ構造を調べるには適さない。これに対し、中性子の場合、例えば通常の散乱実験に多く用いられている波長 $2.42\text{\AA}$ の中性子のエネルギーは温度にして約 $160\text{K}$ である。この値は、物質中のミクロ構造と運動の長さ、エネルギーのスケールと同程度であり、この事から、中性子は、電磁波と比べ、物質のミクロの構造と動的振る舞いを同時にかつ精度良く測定するのに適したエネルギーと波長領域を持っているといえる。

中性子実験では大きく分けて、試料での散乱前後で中性子のエネルギー解析を行う非弾性散乱実験と、エネルギー解析を行わない弾性散乱実験があり、前者はエネルギー変化を伴う動的な構造解析、後者は結晶構造などの静的構造解析などに用いられる。動的構造解析には、結晶格子振動の解析、結晶相転移、液体状態などの研究、原子、分子振動の研究、スピノ波、結晶場など磁気励起の研究などが挙げられる。また、静的構造解析には結晶構造解析、液体構造解析、磁気構造解析などがある。

このように、物性研究では中性子を使うことでX線にはない有力な情報を得ることができる。しかしながら、中性子はX線に比べ発生装置自体が大きく、

手軽に利用することができず、また原子炉・パルス中性子源でも中性子ビームラインの確保が容易でない。また、強度も長波長の中性子になればなるほど低くなるため、測定時間も長くなってしまう。

中性子は物性研究のみでなく、これからは医療(ガンの治療)や工学(金属材料の欠陥の発見)など、幅広い分野で利用されるであろう。その際、中性子強度を減少させることなく、照射位置まで導くことができれば非常に有用である。中性子をよく反射する物質で制作したスーパーミラーと呼ばれるミラーによって中性子ガイド管を製作することで、物性研究に用いられる長波長の中性子を遠くまで輸送できる。また、磁場によって中性子ビームの軌道を曲げ、収束させることで中性子ビームの強度を上げる、また、発散させることで中性子ビームを平行にし散乱実験に適したビームを得ることができると考えられる。

第2章では、磁場を利用して中性子ビームを収束させる装置(中性子レンズ管)を用いて実験を行い、中性子の集束がどの程度起きるのかを調べるため、波長スペクトルの測定を行った。さらに計算による理論解析を行い、中性子の波長スペクトルや空間分布を求め、実験値と比較検討することを目的とする。

これまでに行われた六重極永久磁石中性子管(中性子レンズ管)の基礎特性である中性子の収束実験<sup>[1]-[3]</sup>では、収束波長は計算結果と一致していたが、収束強度及び収束位置に関しては、計算で再現できなかった。これらを引き起こす因子として二つのことが考えられる。一つ目は、磁気レンズの非断熱領域の影響である。二つ目は、光学的軸と幾何学的軸のずれである。

第3、4章では、前者に関しては実験で、後者に関しては数値シミュレーションにより検討を行った。また、磁気レンズにより中性子ビームを収束させた後、スピンを操作し、発散させることで中性子ビームを平行化することにより、前述の中性子ビーム作成が可能かどうか実験・計算により検討を行った。

## 第2章 磁場による中性子の制御

### 2. 1 原理

#### 2. 1. 1 中性子の磁気モーメント

核を構成する中性子は、その重心を通る軸のまわりを、角運動量が $(1/2)\hbar$  であるような速度を持って、あたかも自転しているかのようにふるまうことが知られている。中性子は、一定の大きさと質量を持っているが、電荷を持たないのに磁気モーメントを持っていることは驚くべきことである。一般に、中性子はほとんどいつでも、次の式のように陽子と $\pi$ 中間子に解離していると考えられている。

$$\text{Neutron} = (\text{proton})^+ + (\pi)^-$$

解離している間、中心付近に正電荷が集まり、比較的外側 ( $10^{-15}\text{m}$  の数倍の大きさ) を等量の負電荷の雲が取り巻いていると考えられている。この形で存在する時間の比率は 10 ~50%くらいと見積もられている。このように考えられているにも関わらず、実際には実験によって磁気モーメント  $\mu$  を測定することができることから、中性子には磁気モーメントが存在する。

#### 2. 1. 2 磁場中の中性子の運動

中性子は磁気モーメントを持っているということから、自転する磁石という特性があるものと考えることができる。自転する磁石が磁場中においた場合、どのような運動するか考える。磁場は磁石をその方向に整列させるような偶力を及ぼす。(図 I - 2 - 1 参照)しかし、この運動には中性子の角運動量  $L$  の方向の変化が含まれている。その結果、中性子のスピン軸がちょうど偶力を受けたこまのように才差運動をする。その才差運動は、磁場中の中性子に対して、

$$\omega_L = \frac{\mu}{L} B \quad (2. 1)$$

であるから、先に述べたように中性子の角運動量は  $(1/2)\hbar$  であるため、

$$\omega_L = \frac{2\mu}{\hbar} B \quad (2. 2)$$

となる。

この値が中性子の自転軸の傾きの角  $\theta$  によらないことに注意する。また、右辺の  $B$  の係数を磁気回転比  $\gamma$  とし、この値は、中性子磁気モーメント  $\mu$  とプランク定数  $\hbar$  で求めることができる。ただし、 $\mu$  は  $-1.913\mu_N$  で表され、 $\mu_N$  は核磁子である。

$$\gamma = \frac{2 \times (1.913 \times 3.1525 \times 10^{-14} (MeV T^{-1}))}{6.582 \times 10^{-22} (MeVs)} \quad (2.3)$$

$$= 1.83 \times 10^8 (rads^{-1} T^{-1})$$

次に、静磁場中の中性子の運動方程式は以下の様に書くことができる。

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\alpha \nabla (\sigma \cdot B) \quad (2.4)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \gamma \alpha \times B \quad (2.5)$$

ここで、 $\sigma$  は、中性子スピンと平行な単位ベクトルを示しており、 $\alpha$  は中性子磁気モーメント  $\mu$  と中性子の質量  $m$  の比で表され、 $\alpha = |\mu/m| = 5.77 m^2 s^{-2} T^{-1}$  である。B は磁場の強さを表している。

磁場が一様でなく、非一様な磁場中での中性子の運動について考える。運動する中性子が感じる磁場の回転周波数を  $\omega_B$  と定義する。(図 I-2-1 参照)

$$\omega_B = \frac{ds}{dt} \left| \frac{\partial \hat{B}}{\partial s} \right| \quad \hat{B} = \frac{B}{|B|} \quad (2.6)$$

ここで、s は磁場中の中性子の軌跡である。古典的な磁気双極子の時は、 $\omega_B$  は一定である。

今、

$$\sigma(\theta_B = 0) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

$$B(\theta_B) = B \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin \theta_B \\ -\cos \theta_B \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

と置く。(図 I-2-3 参照)ここで、 $\theta_B = \omega_B t$  で表される。(2.7)、(2.8)を(3.5)に代入すると、

$$\frac{d\sigma}{d\theta_B} = \Gamma \begin{pmatrix} 0 & \cos \theta_B & \sin \theta_B \\ -\cos \theta_B & 0 & 0 \\ -\sin \theta_B & 0 & 0 \end{pmatrix} \sigma \quad (2.9)$$

となる。ここで、 $\Gamma = \omega_L / \omega_B$  である。

磁場に追随した偏極度  $\epsilon(\theta_B)$  を次式で定義する。

$$\varepsilon(\theta_B) = \sigma(\theta_B) \cdot \hat{B}(\theta_B) \quad (2.10)$$

$\varepsilon(\theta_B)$  の時間平均を  $\bar{\varepsilon}$  とし、

$$\bar{\varepsilon} = \lim_{\theta_B \rightarrow \infty} \frac{1}{\theta_B} \int_0^{\infty} \varepsilon(\theta) d\theta \quad (2.11)$$

と定義する。

$\bar{\varepsilon}$  は、磁場の方向に対する中性子の偏極化の割合を示しており、この値は粗い見積りである。正確に中性子の偏極の割合を見積もるのは難しい。その理由は、 $\omega_B$  がさまざまな時間の関数になるためである。この関数は、磁場中を通過する色々な中性子飛行路の平均として与えられる。

図 I - 2 - 4 で、磁場が十分強いとき、つまり  $\Gamma \gg 1$  のときは、断熱定理によって、磁場の方向と中性子のスピン方向が一致する。この場合、(2.5) は次式で表すことができる。

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \mp \alpha \nabla |B| \quad (2.12)$$

ここで、右辺の符号が土となるのは、中性子が 2 つのスピン状態を持つため、磁場の方向に対して平行及び反平行になるからである。

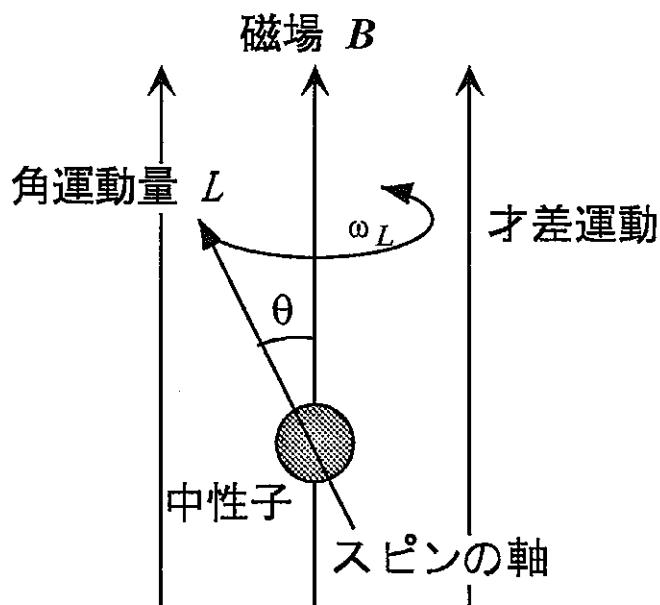


図 I - 2 - 1 磁場内での中性子の才差運動

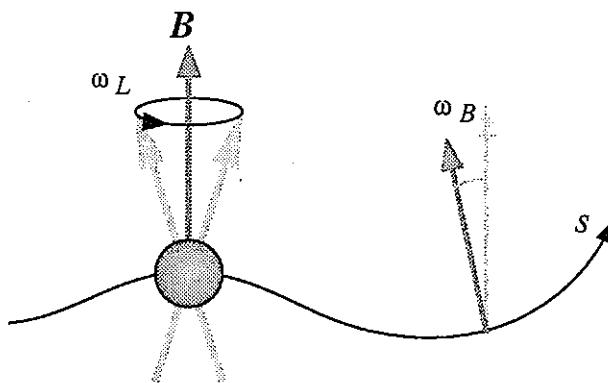


図 I - 2 - 2 磁場内での中性子の運動

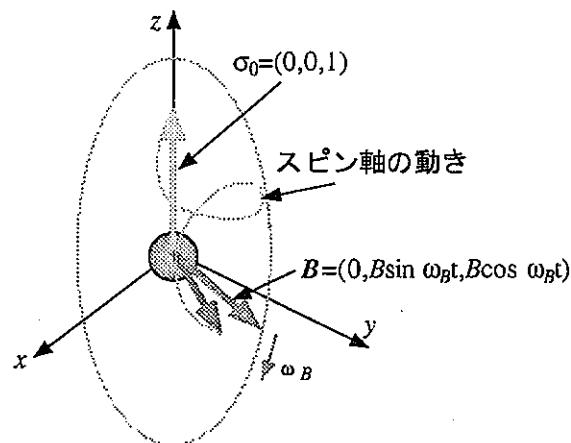


図 I - 2 - 3 回転磁場内での中性子の運動

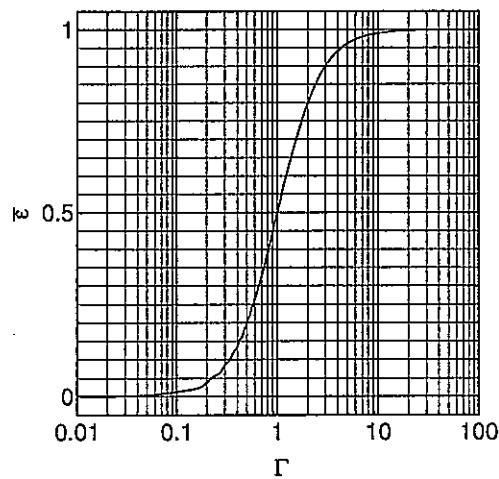


図 I - 2 - 4  $\Gamma$  に対する平均偏極度

## 2. 1. 3 6重極磁場中の中性子運動

6重極磁場に、非偏極のされた冷中性子ビームを入射したときの中性子の挙動について解説する。静磁場はスカラ場の勾配で表すことができ、次式のラプラス方程式を解けば求めることができる。

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (2. 13)$$

中性子の進行方向を  $z$  方向とし、 $x-y$  平面での並進対称性を仮定することで、 $\phi$  は円筒座標系( $\rho, \theta, z$ )で記述すると、

$$\phi = \sum_n \rho^n (a_n \sin n\theta + b_n \cos n\theta) \quad (2. 14)$$

となる。ここで、 $\theta=0$  でスカラ場の量が 0 になるように座標を取れば、 $b_n \cos n\theta = 0$  になる。

磁場は、

$$\mathbf{B} = -\nabla \phi \quad (2. 15)$$

であるため、ある  $2n$  重極のみで作られる磁場の強さ及び磁場の勾配は次式で表すことができる。

$$|B| = n(x^2 + y^2)^{n-1} |a_n| \quad (2. 16)$$

$$\nabla |B| = n(n-1) |a_n| (x^2 + y^2)^{\frac{n-3}{2}} (s_i + y_j) \quad (2. 17)$$

6重極( $n=3$ )の磁石が作る磁場の強さ及び勾配は、

$$|B| = \frac{c}{2} (x^2 + y^2) \quad (2. 18)$$

$$\nabla |B| = c(x^2 + y^2)(s_i + y_j) \quad (2. 19)$$

である。ここで、 $c=6|a_3|$  と置いた。

(2. 19) を (2. 12) に代入すると、

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \mp \omega_B^2 x \quad (2. 20)$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \mp \omega_B^2 y \quad (2. 21)$$

が得られる。ここで、 $\omega_B^2 = c\alpha$  とした。

これらの方程式の解は次式のようになる。

$$\begin{pmatrix} x \\ \xi \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} x_0 \\ \xi_0 \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

$$\begin{pmatrix} y \\ \eta \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} y_0 \\ \eta_0 \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

$$M = Mp = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad \text{磁場とスピンが平行 (parallel)} \quad (2.24)$$

$$M = M_A = \begin{pmatrix} \cosh \theta & \sinh \theta \\ \sinh \theta & \cosh \theta \end{pmatrix} \quad \text{磁場とスピンが反平行 (antiparallel)} \quad (2.24)$$

ここで、 $\xi = v_x / \omega_B$ ,  $\eta = v_y / \omega_B$ ,  $\theta = \omega_B t$  である。 $v_x$ ,  $v_y$  はそれぞれ x, y の速度を表している。 $\xi$ ,  $\eta$  は中性子ビームの角度発散を  $\omega_B$  によって規格化した値となっている。

添字の 0 は、 $\theta = 0$  のときの値である。Mp は x- $\xi$  平面において中性子ビームを  $-\theta$  方向に回転させる。また、 $M_A$  は中性子ビームを (1, 1) 及び (-1, -1) 方向に  $e^\theta$  倍引き延ばし、(-1, 1) 及び (1, -1) 方向は  $e^{-\theta}$  倍に圧縮する。(図 I-2-5 参照) このことは、 $M_A$  を次のように書き表すことで理解できる。

$$M_A = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^\theta & 0 \\ 0 & e^{-\theta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}^{-1} \quad (2.25)$$

また、y- $\eta$  平面でも同様である。

## 2. 1. 4 6重極磁場による中性子ビーム収束

6重極磁場に対して中性子ビームが入射された場合について解説する。入射ビームは、6重極磁場の入射位置において点線源から発生したものとすると、x- $\xi$  平面では、 $\xi$  軸上に一直線になっている。(図 I-2-6) そして、収束する位置は、入射中性子の速度  $v_z$  で決まり、 $z = \pi v_z / \omega_B$  である。しかしながら、この場合、収束位置でのビームの発散については制御することができない。ビーム発散を制御するためには、収束した中性子を一度スピン反転させてもう一度磁場に入射することで、今度は発散によってビームを平行化するなどの技術が必要となる。入射中性子が非偏極なものであれば、磁場に対して収束だけでなく発散も同時に起こっている。つまり、収束した中性子はスピン平行中性子となり、この時点で偏極化された中性子を得ることができる。

具体的に初期値を与えて、中性子がどのような軌跡を描くかを図 I-2-6 に示す。収束する場合、凸レンズと同様な働きがある。そして、y 軸の負の方向に重力の影響を無視した場合、原点を中心に回る。この軌跡は、リサージュ曲線である。また、発散する場合、凹レンズと同様な働きになり、時間がたつと発散してしまう様子が分かる。

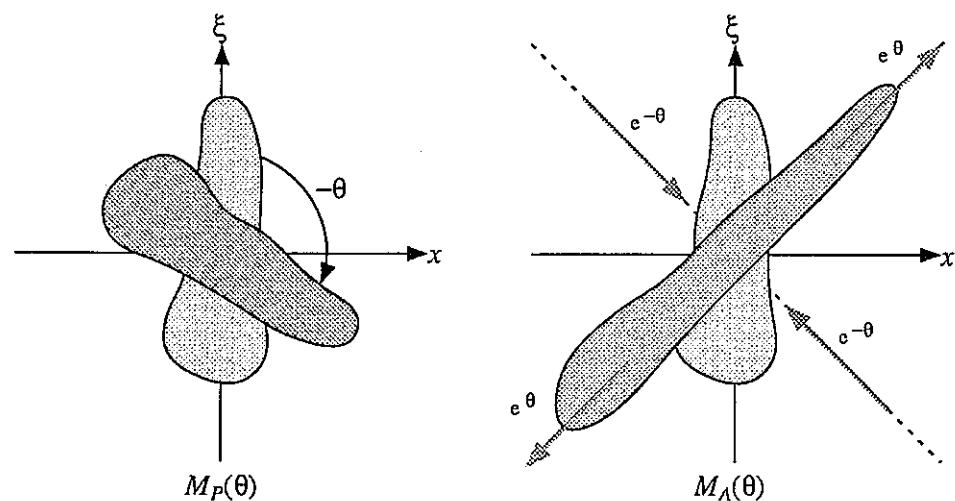


図 I-2-5  $x-\xi$  平面での中性子ビーム変換の様子

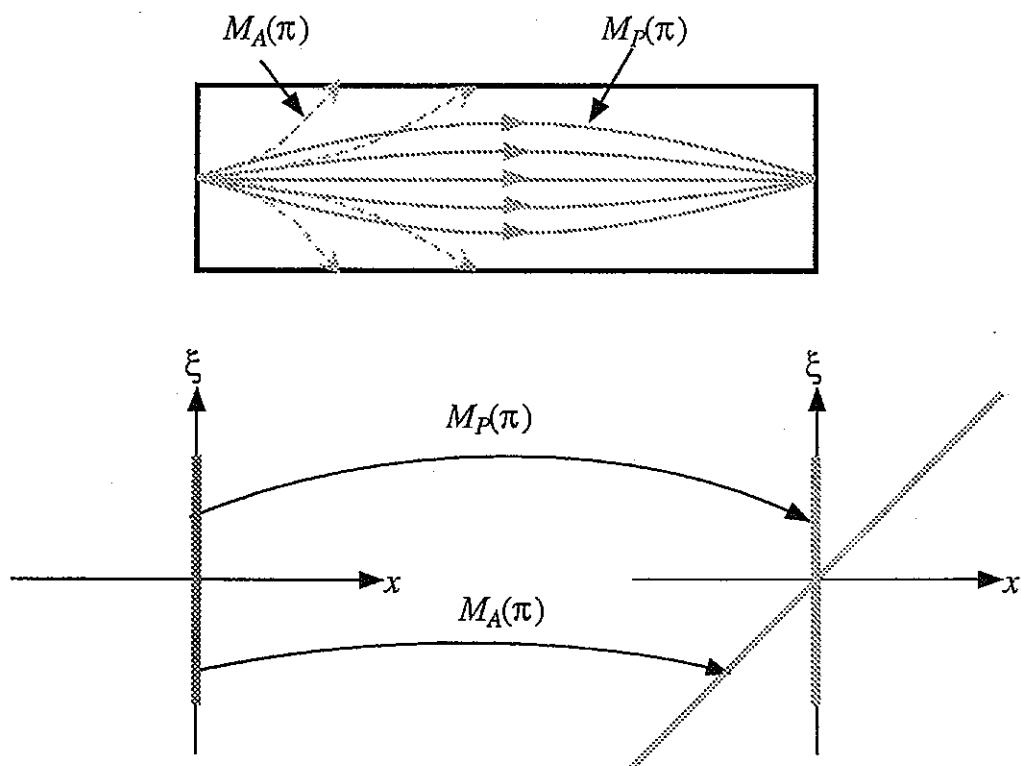


図 I-2-6 中性子ビーム収束および発散の様子

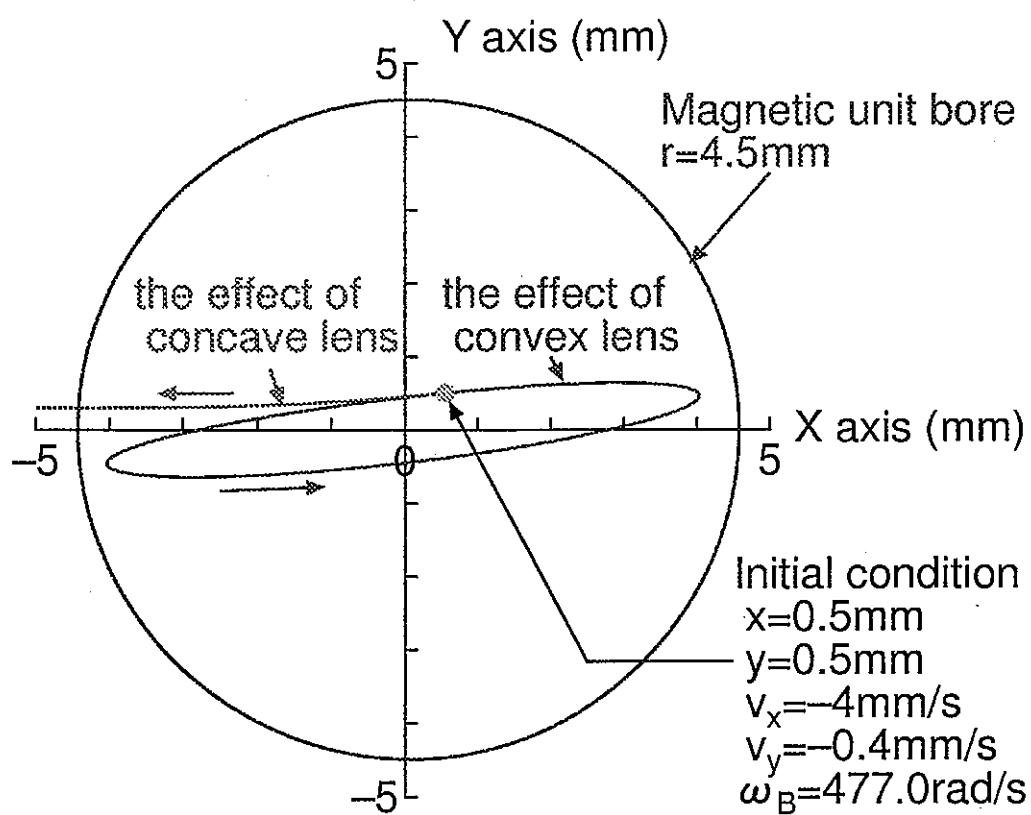


図 I - 2 - 7 磁場内の中性子運動の具体例

## 2. 2 実験

### 2. 2. 1 測定体系

6重極永久磁石中性子収束管(中性子レンズ管)の中性子ビームの波長スペクトル及び空間分布の測定体系を図 I - 2 - 8、図 I - 2 - 9 示す。実験は北大 45MeV LINAC の Right で行った。鉛ターゲットから発生する中性子を速中性子源として用いた。その速中性子源から発生した中性子を結合型液体水素シングルグループド減速材により、冷中性子領域まで減速し、この減速材から放出される中性子を冷中性子として用いた。減速材としてシングルグループド型を用いた理由は、通常のフラットな面から放出される減速材の中性子強度より大きい強度が得られるためである。実験では、減速材からの平均放出時間が問題にならないため、デカップラーは付けていない。また、ポリエチレンのプレモデレータを付けることでさらに強度の増加をはかった。

減速材表面から中性子レンズ管入り口までの距離は 3040mm である。中性子源以外からのよけいな中性子を遮蔽するため、反射体の出口部分にカドミウムシートによる遮蔽を行った。飛行管の長さは 2000mm である。レンズ管には 2 つのゴニオメーターが取り付けられており、それらを動かすことによってガイド管の水平移動及び回転を実現した。また、検出器までの距離は 5085mm であり、20 Å まで測定を行うため、MCA の設定を飛行時間のチャンネル数を 512ch、ドゥエルタイム  $50 \mu\text{sec}$  にした。LINAC の運転条件は、パルス幅  $3 \mu\text{sec}$ 、繰り返し 38pps、エミッション電圧 2.0V とした。そして、中性子の波長を TOF 法で決定した。

レンズ管の全長は 2020mm である。ただし、レンズ管の前後には 10mm の蓋がついているため、実際磁場のかかっている長さは 2000mm である。レンズ管出口から検出器までの距離は、25mm とし検出器の周りには、レンズ管出口以外のよけいな中性子を計測しないように十分なカドミウムと炭化ホウ素( $\text{B}_4\text{C}$ )で中性子を遮蔽した。

この測定体系のアライメントは、レンズ管内部に磁場がかかっている状態で、レンズ管をゴニオメーターを使って動かし、一番積分強度が大きいところに調整した。

磁場による収束を明らかにするため、磁場がない場合の測定を行い、磁場がある場合と比較した。磁場がない場合とは、レンズ管内のマグネットユニットで使用している永久磁石を磁化していないもの、つまり未着磁のものを作製し、それをマグネットユニットに入れ替えることで実現した。

下流側スリットの穴の大きさを変えることで収束具合の変化や、スリットの穴の位置をずらすことで空間分布の測定も行った。

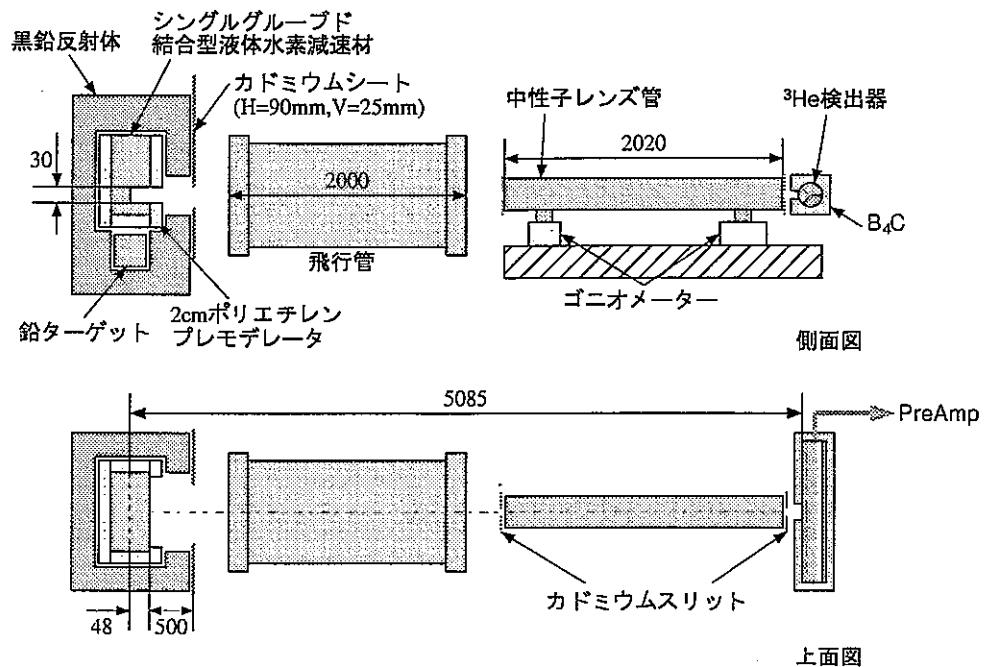


図 I - 2 - 8 中性子レンズ管の測定体系 (1)

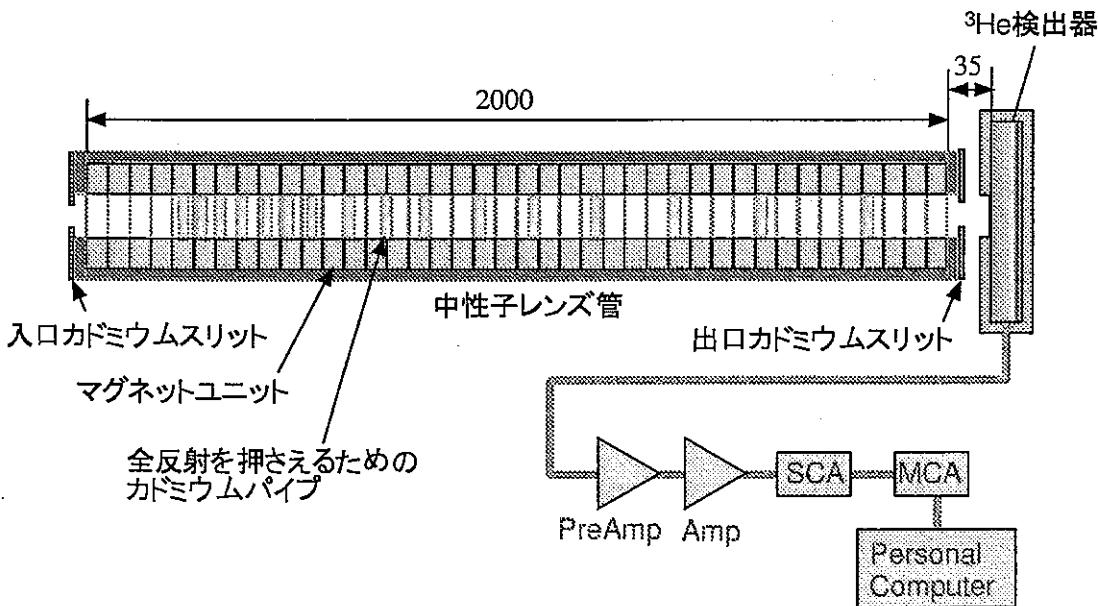


図 I - 2 - 9 中性子レンズ管の測定体系 (2)

## 2. 2. 2 マグネットユニットの構成

本研究で用いたマグネットユニット内部に使用した永久磁石は NEOMAX--48%であり、ネオジム(Nd)、鉄(Fe)およびホウ素(B)を主成分とする異方性焼結磁石で、正方晶構造を持つ金属間化合物  $Nd_2Fe_{14}$  を主相としている。比重は約  $7.5\text{g}/\text{cm}^3$  であり、残留磁束密度は  $1.39\text{T}$  となっている。一本の大きさは、 $5\text{mm} \times 5\text{mm} \times 50\text{mm}$  である。

マグネットユニットは図 I - 2 - 1 0 のように構成されている。ユニット自身は、アルミニウムで作製されている。その中に、NEOMAX-48 を 6 本組み込み、1 つのマグネットユニットを構成している。レンズ管の長さは  $2000\text{mm}$  であるため、マグネットユニットを 40 個使用した。

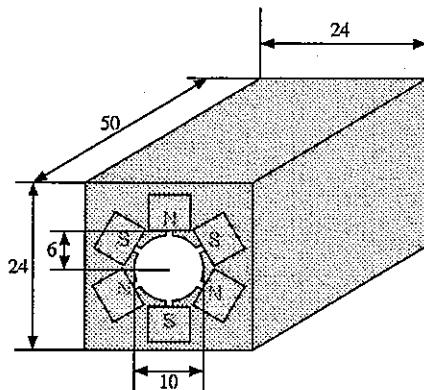


図 I - 2 - 1 0 マグネットユニットの構成

マグネットユニットの磁場の測定はポール素子を用いて行った。マグネットユニットをレンズ管内に挿入した状態で、入口から  $475\text{mm}$  のところにポール素子を入れ、中心から  $1\text{mm}, 2\text{mm}, 3\text{mm}, 4\text{mm}$  と動かし、磁場の測定をした。その結果を図 I - 2 - 1 1 に示す。

6 重極磁場は (2. 1 9) で表されるように、放物線になることが知られている。図 I - 2 - 1 2 の結果から、(2. 1 9) の  $c$  を決定する。測定した磁場は、測定誤差など含まれているため、仮想的に  $r \rightarrow \infty$  での磁場から、 $c$  を求めることにする。つまり、

$$\begin{aligned} \frac{c}{2} &= \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{B(r)}{r^2} \\ c &= 2 \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{190.625 - 255.07r + 197.15r^2}{r^2} \\ &= 394.3(\text{Gauss}/\text{mm}^3) \\ &= 3.943 \times 10^4(\text{T}/\text{m}^2) \end{aligned} \quad (2. 2 6)$$

となる。また、 $\omega_B^2 = c \alpha$  より、この磁場の回転周波数を求めるとき

$$\omega_B = 477.0(\text{rad}/\text{s}) \quad (2. 2 7)$$

になる。

レンズ管の長さが  $L$  の場合、図 I - 2 - 6 のように収束する中性子の波長  $\lambda$  は次式で求めることができる。

$$\lambda = \frac{3.956 \times 10^3 \theta}{L \omega_B} \quad (2.28)$$

レンズ管の長さを  $L=2\text{m}$ 、 $\theta = \pi$  とすると、収束する波長は、

$$\lambda = 13.0 (\text{\AA}) \quad (2.29)$$

である。

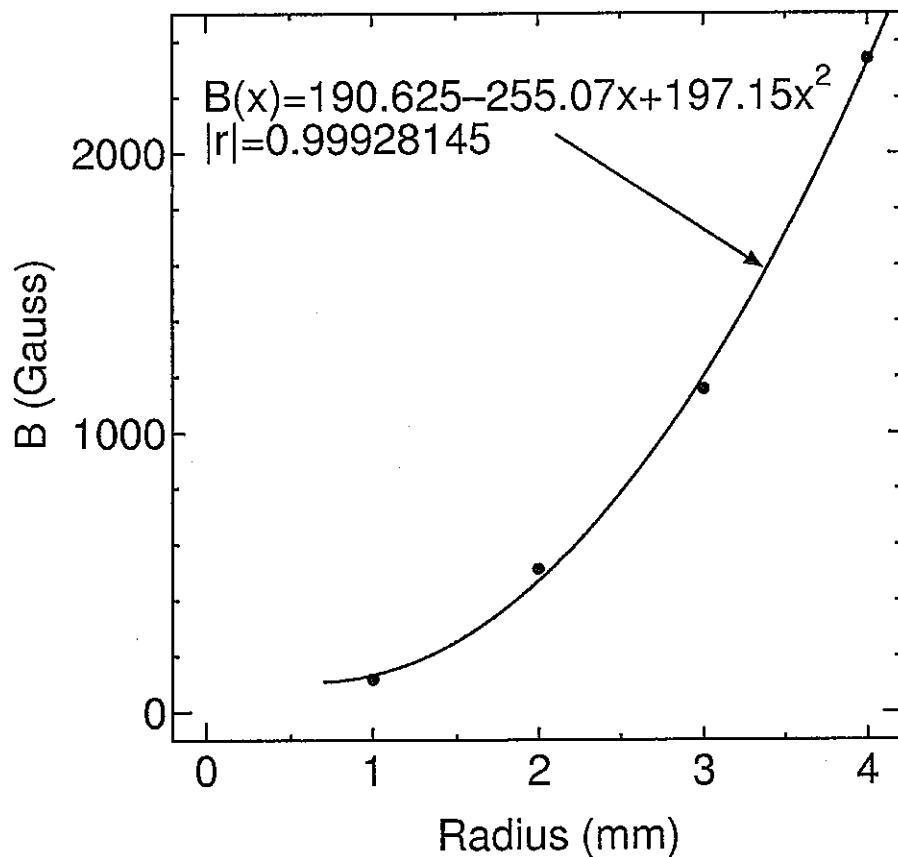


図 I - 2 - 11 マグネットユニット内の磁場の強さ

## 2. 3 計算

### 2. 3. 1 計算体系

計算体系は、2.2.1 節で解説した測定体系と同じである。シミュレーション計算は、モンテカルロ法を用いて C 言語でプログラミングした。中性子源については、中性子レンズ管の入り口に点線源がある場合と、測定体系と同じものの 2 種類で行った。

シミュレートした中性子源の特徴について述べる。点線源は等方的であり一様に発生する。また、測定体系をシミュレートした中性子源は、減速材表面の x 方向に対して  $\cos$  分布していると仮定し、y 方向については一様分布とした。ただし、両線源ともエネルギー分布についての情報は与えていない。つまり、単一のエネルギーを持つ中性子しか発生できない。また、測定体系をシミュレートした中性子源については、減速材表面の角度分布についての情報も与えず、等方的と仮定した。シミュレートするレンズ管は、磁場がある場合と磁場がない単なる管の場合の 2 種類について行った。磁場がある場合は、磁場の回転周波数を 477.0 rad/s とした。レンズ管の内径は 9mm である。これは、実験で中性子の全反射を押さえるため挿入したカドミウムパイプの内径に合わせたためである。また、フレームや磁石による反射、透過及び吸収の影響はシミュレートしていない。中性子に加わる力は磁場によるものだけでなく、-y 方向に対して重力の影響も考慮した。計算は、研究室の TOYBOX と KEK の CCBSF を利用して行った。

## 2. 4 結果及び考察

### 2. 4. 1 波長スペクトル

入口スリットの直径が 2mm、出口スリットの直径が 5mm、出口スリットの中心がレンズ管の中心に位置しているときの波長スペクトルの測定結果を図 I-2-12 に示す。また、図 I-2-13 に、磁場がない場合に対する磁場がある場合の強度比を示す。明らかに、14 Å付近に約 2 倍の利得が見られ、収束していることがわかる。同じスリット径で、計算による強度比の結果を、図 I-2-14 に示す。計算によると、収束する波長領域は約 15 Å であり、測定結果とほとんど一致しているが、利得が計算では点線源の場合約 20 倍、シミュレーション線源の場合は約 15 倍と、実験結果と大きく違う。また、図 I-2-12 の約 6 Å 付近で液体水素減速材では見られないピークが生じている。

この原因が、レンズ管内の NEOMAX-48 の表面やアルミニウムによる全反射によって輸送されているものかどうか確かめるため、出口スリットの直径を 2mm に変えて、磁場があるときとないときの波長スペクトルと、マグネットユニットを全てレンズ管から取り出し、レンズ管入口から 500mm, 1000mm, 1500mm のところに大きさ 24×24mm のカドミウムコリメータ(コリメータ径 5mm)を取り付けて、液体水素減速材の波長スペクトルを測定した。(図 I-2-15 参照) 通常の波長スペクトルに対し、磁場があるときもないと約 4 Å から長波長側で、スペクトルが持ち上がっており明らかに反射の影響が現れていることがわかる。実験で使用した永久磁石の反射率を日本原子炉研究所の JRR-3M C3-1-2 ラインで測定したところ、図 I-2-16 の結果を得た。このとき使用した入射中性子は 12.6 Å である。明らかに、Q~0.004 まで反射率が 0.8 である。NEOMAX-48 表面の全反射による中性子の輸送が起きているといえる。この結果から、以後の実験ではマグネットユニットにカドミウムパイプ(外径 10mm、内径 9mm、長さ 2.5mm)を 16 個挿入して、全反射を防いで行った。(図 I-2-9 参照)

次に、入口スリットの直径が 2mm、出口スリットの直径が 2mm、出口スリットの中心がレンズ管の中心に位置しているときの波長スペクトルの測定結果を図 I-2-17 に示す。また、実験の波長スペクトルの強度比を図 I-2-18 に示し、計算による強度比の結果を、図 I-2-19 に示す。実験では約 12 Å で収束が起こっており、計算では約 13 Å で収束が起きている。収束領域はほとんど一致しているが、計算ではピークが現れているのに比べ、実験では 12 Å 以上の長波長側で利得の変化があまり現れていない。また、利得は計算では点線源の場合約 80 倍、シミュレーション線源の場合は約 70 倍と、実験結果と違っている。計算では中性子源の違いによって長波長での利得が大きく違うことから、中性子源の空間分布は重要な要素となる。

実験と計算の利得の違いを出口スリットの中心位置の違いと考え、出口スリットの中心を下に 1mm ずらしたときの波長スペクトルの測定結果を図 I-2-20 に、その強度比を図 I-2-21 に示す。また、計算による強度比の結果を、図 I-2-22 に示す。実験

による収束する波長領域は約 13 Å であり、また計算による波長領域も約 13 Å とほぼ実験結果と一致している。収束したときの利得は、実験では約 30 倍、計算では点線源の場合約 50 倍、シミュレーション線源の場合は約 30 倍となっている。実験とシミュレーション線源を用いた計算の結果を比較する。(図 I - 2 - 2 3 参照) 強度比及び波長領域がほとんど一致した。ただし、波長領域に 1 Å 程度のずれが見られるが、これは計算による磁場の回転周波数がずれているためと考えられる。実際の磁場の回転周波数は、実験から少し大きく、仮に 14 Å で中性子が収束しているならば、 $\omega_L = 438 \text{ rad/s}$  程度になる。

先の出口スリット 2 mm の測定で、中心位置が下に 1 mm ずれている結果が一番強度が大きかったため、出口スリットの大きさを 1 mm とした実験でも、中心位置を下に 1 mm ずらして測定した。そのときの波長スペクトルの測定結果を図 I - 2 - 2 4 に示す。また、実験の波長スペクトルの強度比を図 I - 2 - 2 5 に示し、計算による強度比の結果を、図 I - 2 - 2 6 に示す。実験、計算ともに約 13 Å で収束が起こっている。また、利得は実験で約 30 倍、計算では点線源の場合約 70 倍、シミュレーション線源の場合は約 50 倍と、実験結果と違っている。この違いは、やはり出口スリットの位置のずれによるものと考えられる。また、実験で磁場がない時の測定において、計数値が十分な統計が得られていないため強度比を取ったとき誤差が大きくなっている。ただし、図 I - 2 - 2 4 の波長スペクトルを見る限りでは、通常の液体水素のスペクトルとほぼ一致しているため、強度比はそれほど誤差を含んでいないと考えられる。

以上から、どの出口スリットの大きさでも収束する波長領域は実験、計算ともに約 13 Å であり、また出口スリットの大きさ 2 mm に関していえば、実験では最大約 30 倍の利得を得ていることがわかった。計算による利得は、出口スリットの中心位置では実験と 2 倍以上違っているが、出口スリットの径 2 mm で下に 1 mm ずれているときでは、シミュレーション線源と実験がよく一致している。

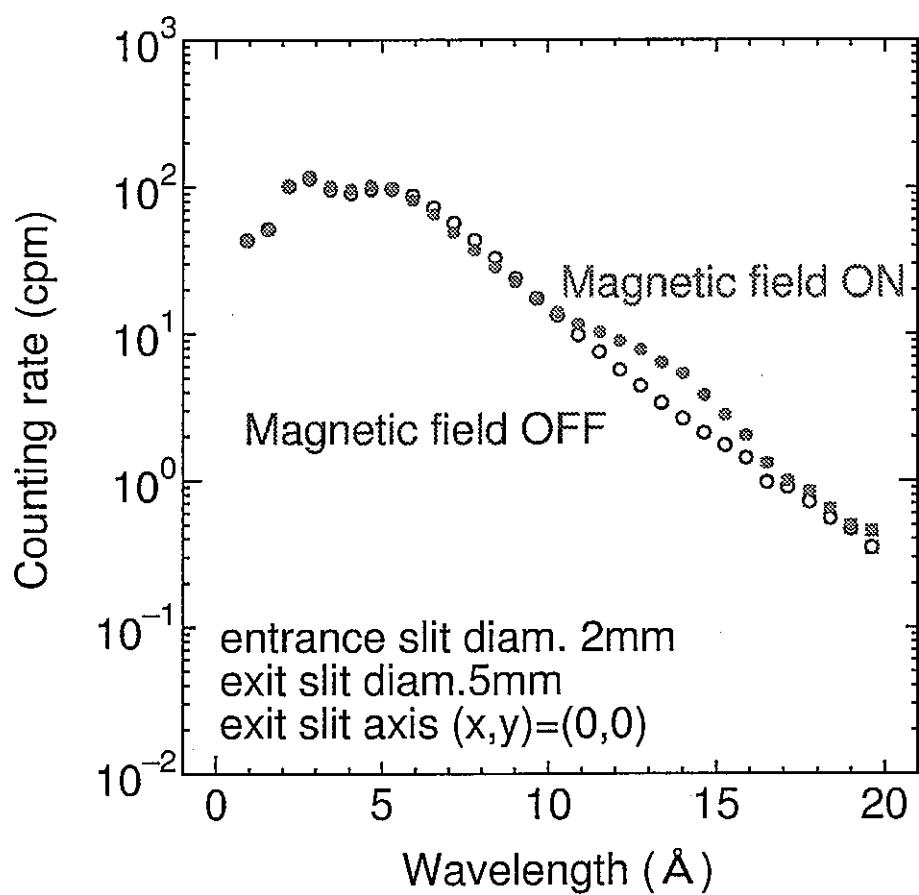


図 I - 2 - 1 2 波長スペクトル (実験) / 入口 2mm, 出口 5mm

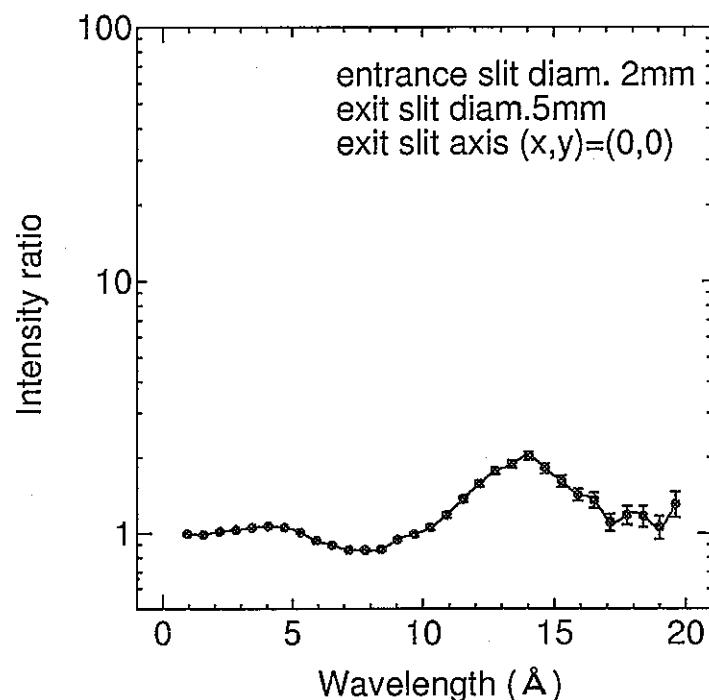


図 I - 2 - 1 3 磁場なしに対するある時の強度比 (実験) / 入口 2mm, 出口 5mm

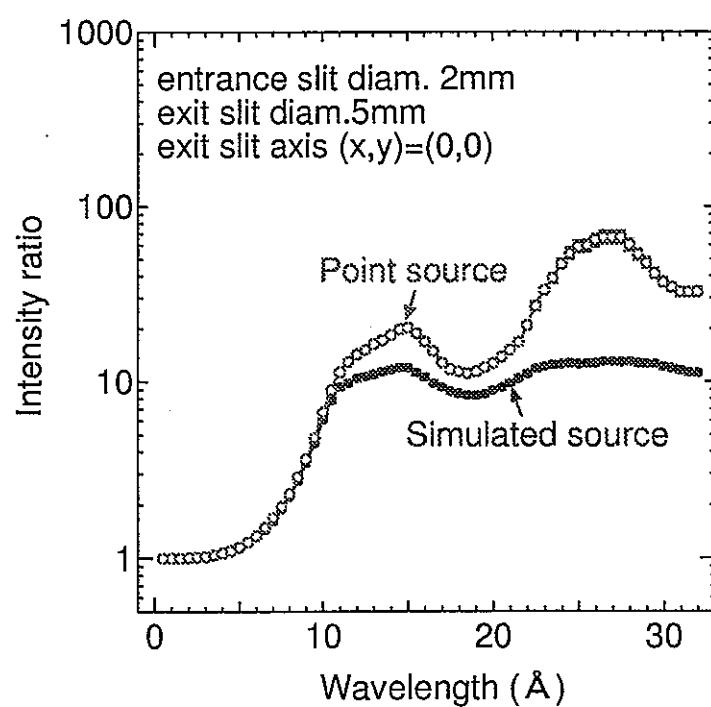


図 I - 2 - 1 4 磁場なしに対するある時の強度比 (計算) / 入口 2mm, 出口 5mm

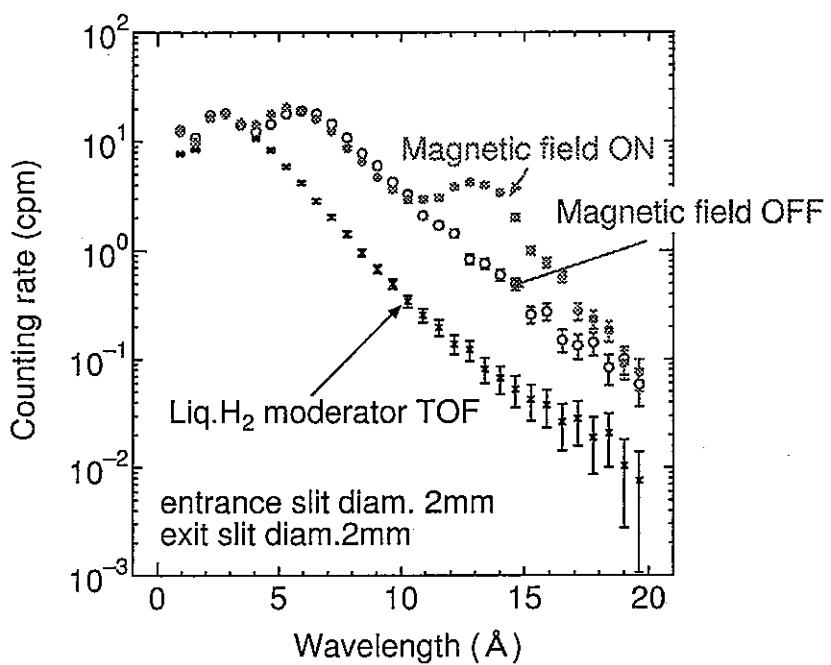


図 I - 2 - 1 5 全反射の影響がある波長スペクトル (実験)  
/ 入口 2mm、出口 2 mm

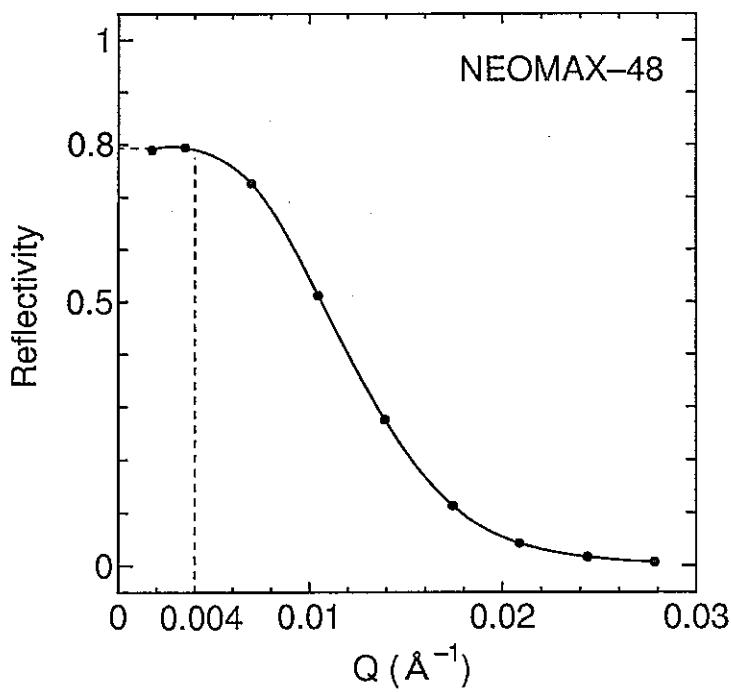


図 I - 2 - 1 6 NEOMAX-48 の表面における反射率 / 入射中性子 12.6 Å

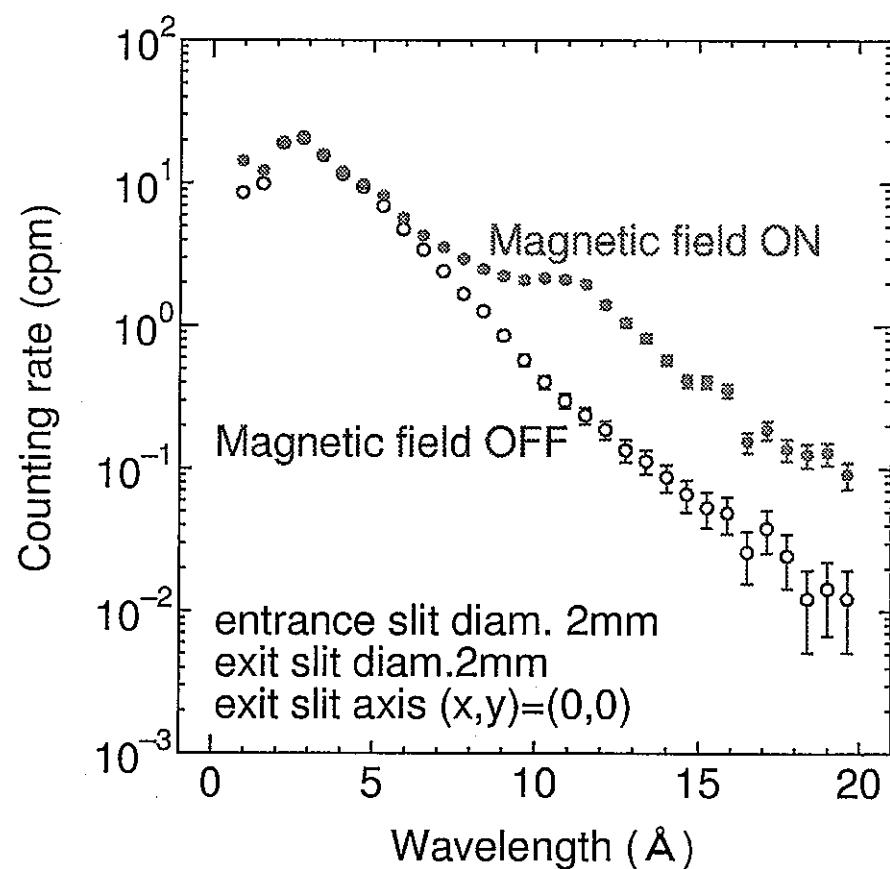


図 I - 2 - 1 7 波長スペクトル (実験) / 入口 2mm, 出口 2 mm

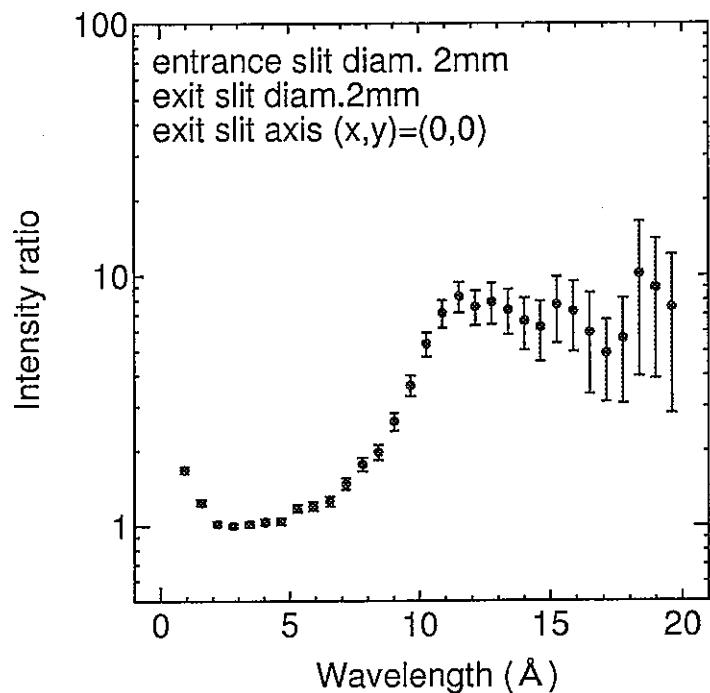


図 I - 2 - 1 8 磁場なしに対するある時の強度比 (実験)

/ 入口 2mm, 出口 2 mm

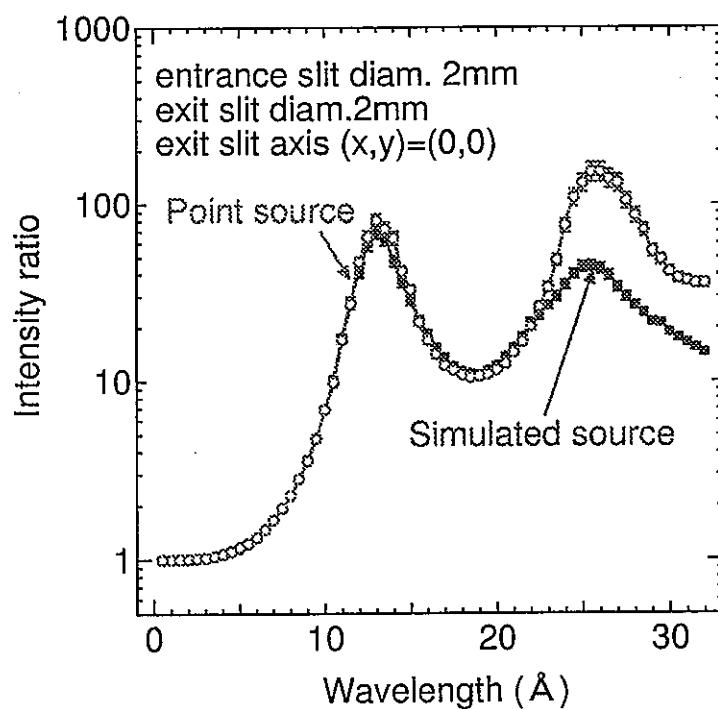


図 I - 2 - 1 9 磁場なしに対するある時の強度比 (計算)

/ 入口 2mm, 出口 2 mm

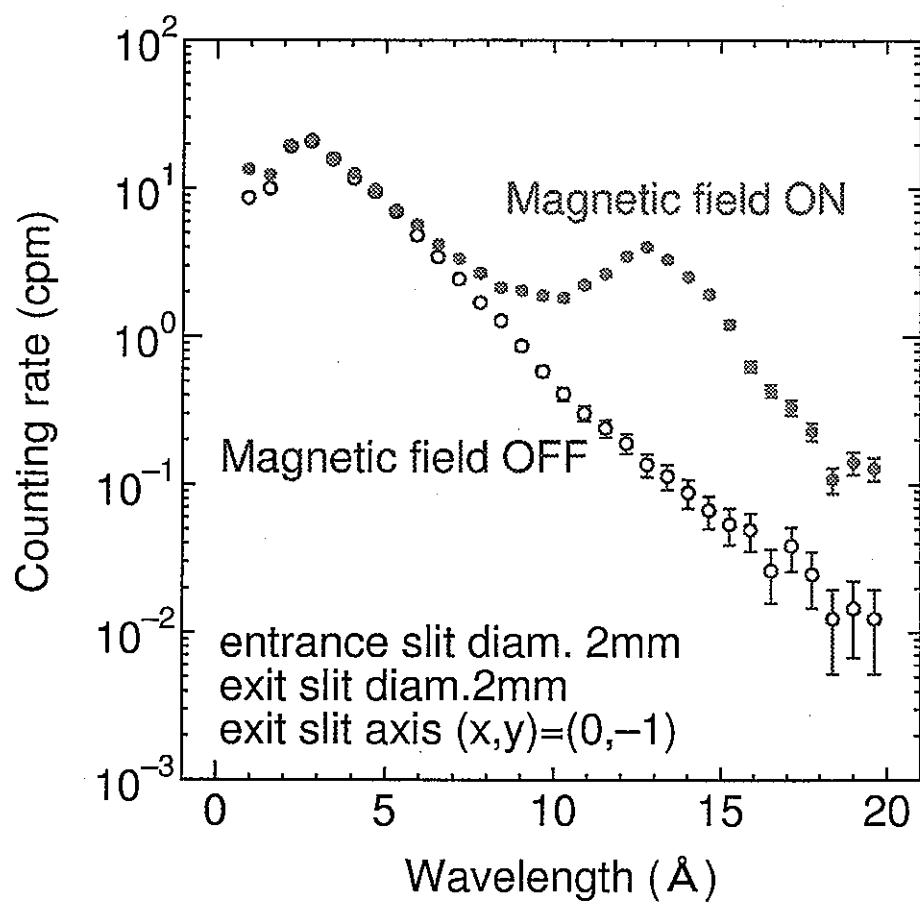


図 I - 2 - 2 0 波長スペクトル (実験)/ 入口 2mm, 出口  
2 mm、中心位置 -1mm

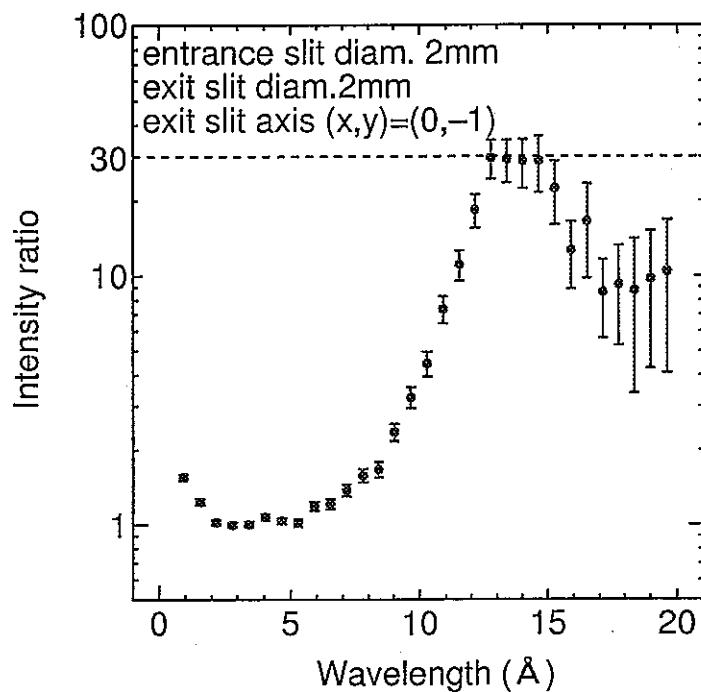


図 I - 2 - 2 1 磁場なしに対するある時の強度比 (実験)

/ 入口 2mm, 出口 2 mm, 中心位置 -1mm

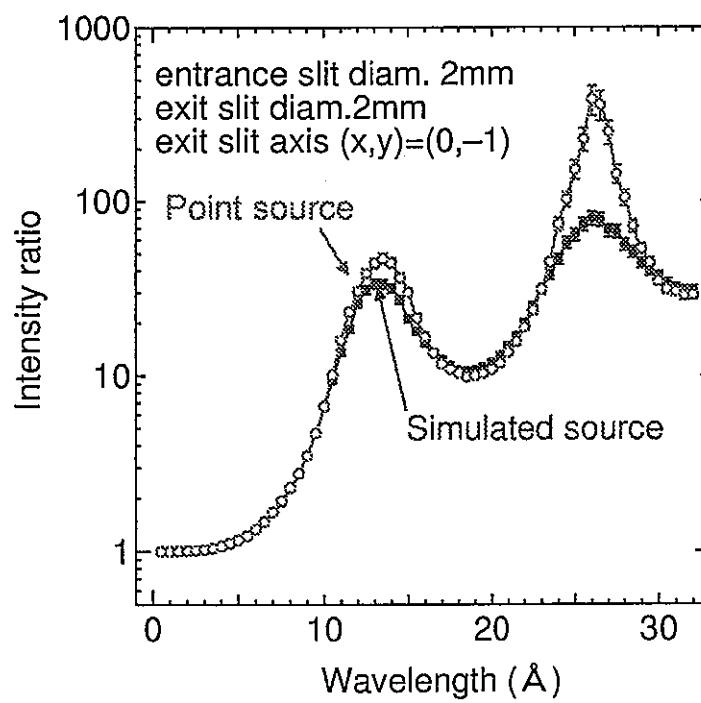


図 I - 2 - 2 2 磁場なしに対するある時の強度比 (計算)

/ 入口 2mm, 出口 2 mm, 中心位置 -1mm

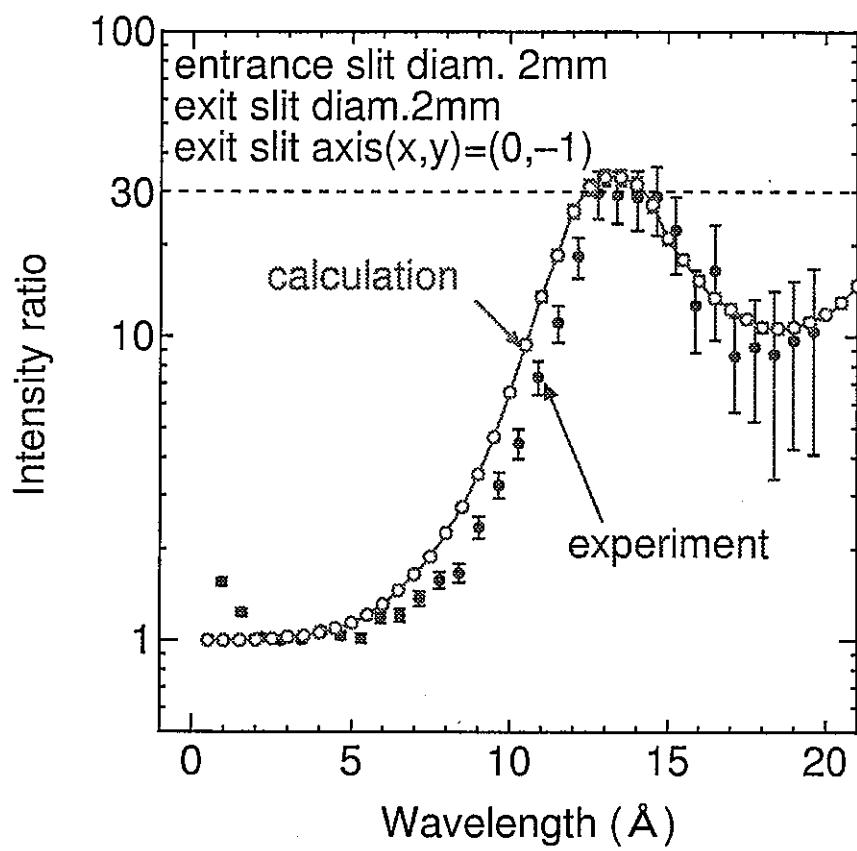


図 I - 2 - 2 3 磁場なしに対するある時の強度比 (実験・計算)  
/ 入口 2mm, 出口 2 mm

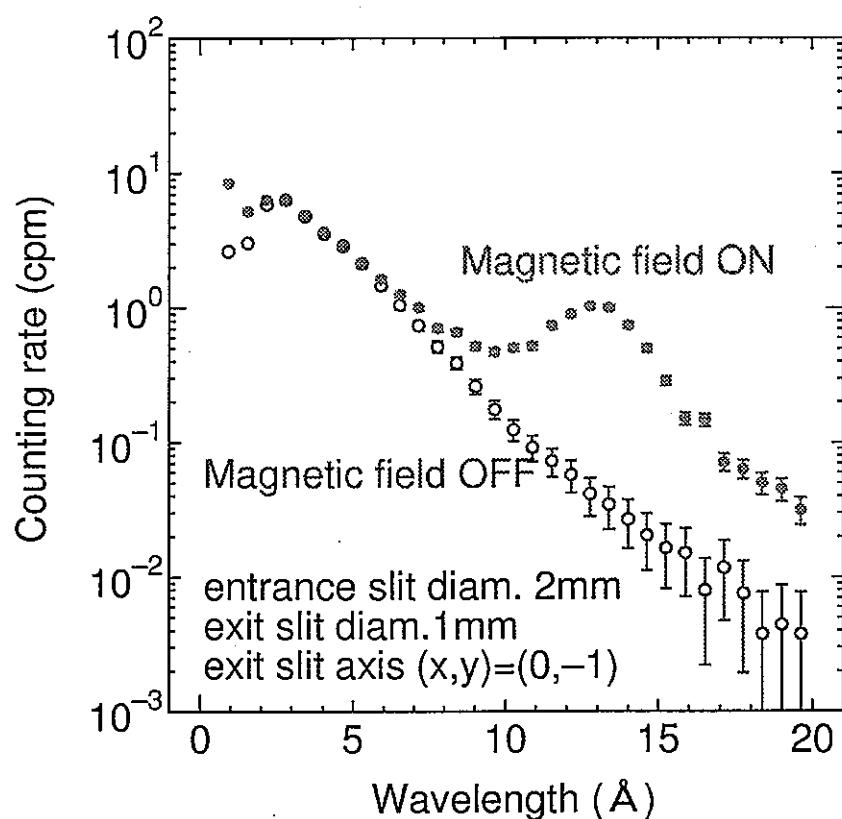


図 I - 2 - 2 4 波長スペクトル (実験)  
/ 入口 2mm, 出口 2 mm, 中心位置 -1mm

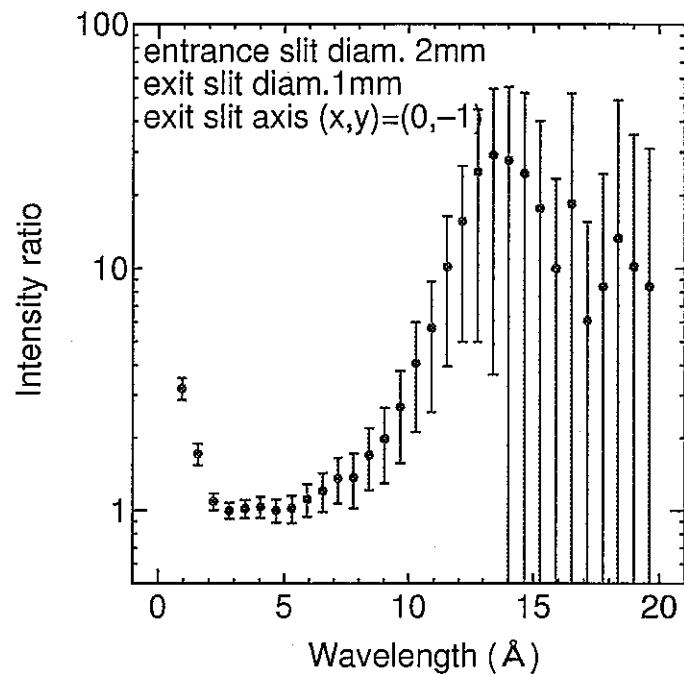


図 I - 2 - 2 5 磁場なしに対するある時の強度比 (実験)

/ 入口 2mm, 出口 1mm, 中心位置 -1mm

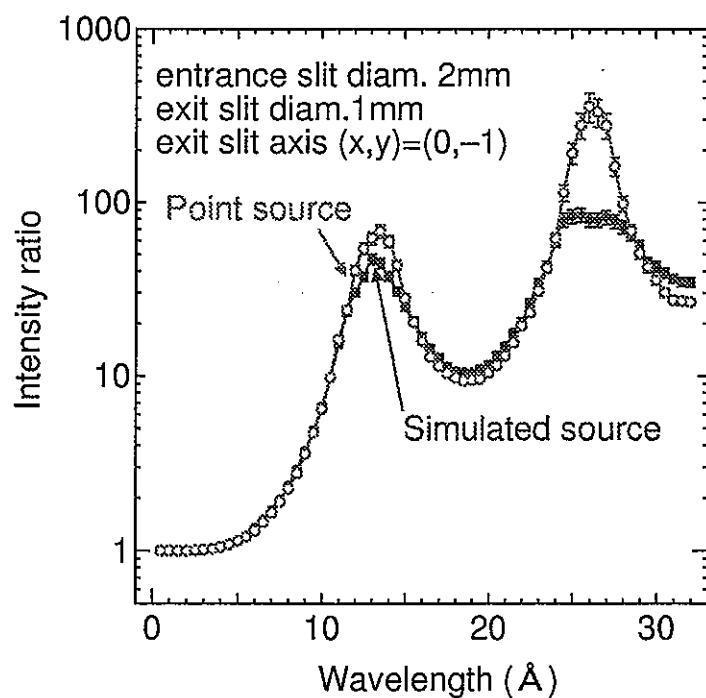


図 I - 2 - 2 6 磁場なしに対するある時の強度比 (計算)

/ 入口 2mm, 出口 5mm, 中心位置 -1mm

## 2. 4. 2 空間分布

空間分布は、収束する波長領域である  $13\text{\AA}$  の強度比を縦軸に用いた。入口スリットの大きさを  $2\text{mm}$ 、出口スリットの大きさを  $2\text{mm}$  とし、出口スリットの穴の位置を  $1\text{mm}$  単位で変えて、レンズ管出口における実験による  $x, y$  方向の空間分布を図 I - 2 - 2 7、図 I - 2 - 2 8 に示す。また、計算による  $x, y$  方向の空間分布を図 I - 2 - 2 9、図 I - 2 - 3 0 に示す。

$x$  方向の空間分布は、実験、計算ともほぼ中心で最大の強度が得られている。ただし、測定結果は全反射の影響を取り除く前のデータを使用したため、強度比が小さくなっている。 $y$  方向の空間分布は、実験では  $-1.4\text{mm}$  のところにピークがある。計算では  $-0.2\text{mm}$  のところにピークがあり、実験とずれがある。この原因として考えられるのは、実験で使用したレンズ管の出口スリットの中心位置がずれているため、また内部のマグネットユニットとレンズ管本体に隙間が生じていて、それがずれとして含まれてくるからである。計算で  $-0.2\text{mm}$  ずれているのは重力の影響であり、 $13\text{\AA}$  の直進する中性子が  $2\text{m}$  進んだとき重力によって落ちる距離は、 $-0.21\text{mm}$  である。このことから、レンズ管の出口スリットの位置はかなりシビアに設置しなくてはならない。よって、物理的な距離で中心を決めるのではなく、中性子の強度で中心を決めた方がよい。その方法で仮に出口スリットの中心位置を決めた場合、 $x$  方向には  $0\text{mm}$ 、 $y$  方向には重力の影響も考え  $-1.2\text{mm}$  の位置に中性子  $13\text{\AA}$  の焦点があるといえるだろう。

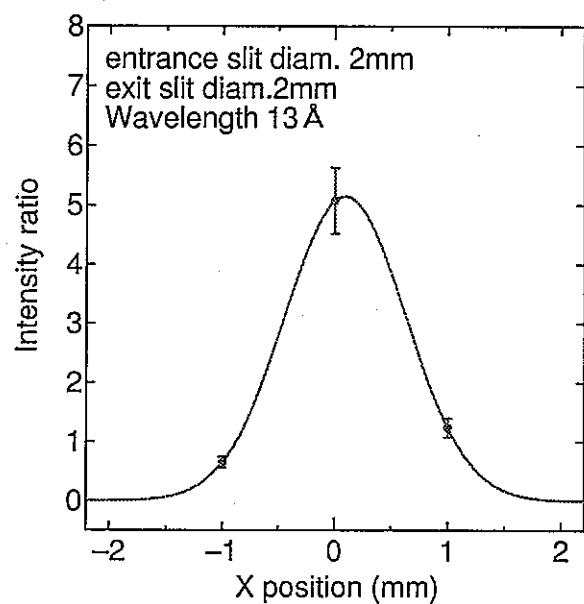


図 I - 2 - 2 7 出口スリットの x 方向の空間分布（実験）

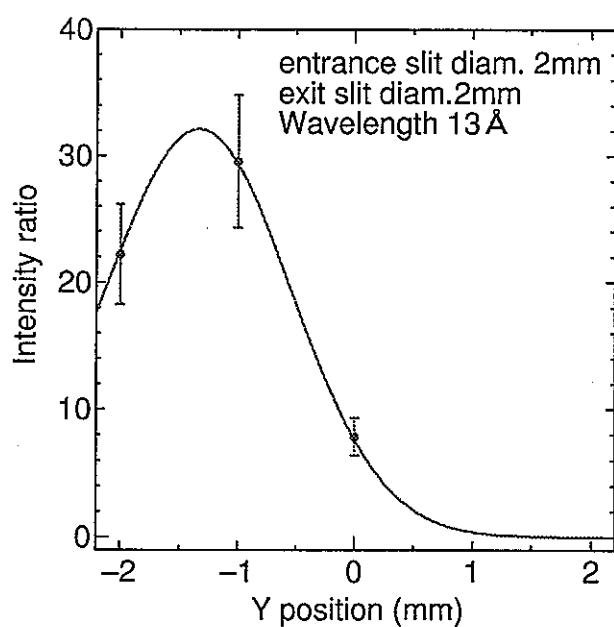


図 I - 2 - 2 8 出口スリットの x 方向の空間分布（計算）

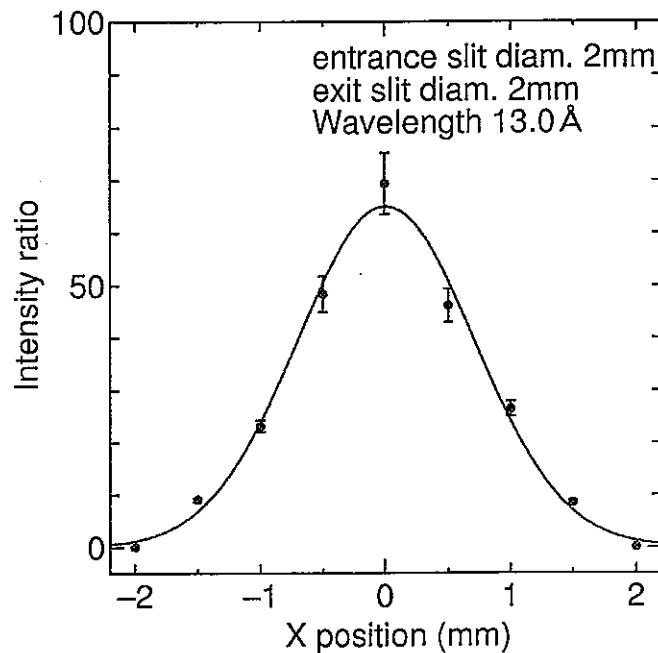


図 I - 2 - 2 9 出口スリットの y 方向の空間分布（実験）

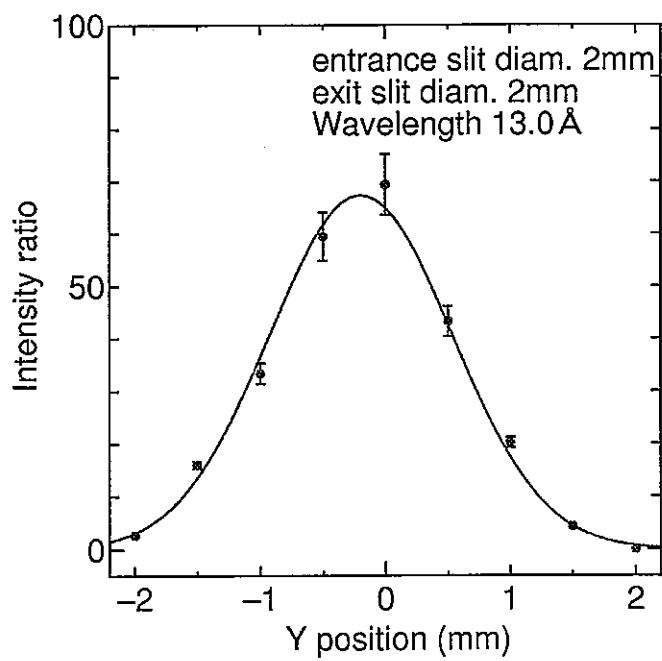


図 I - 2 - 3 0 出口スリットの y 方向の空間分布（計算）

#### 2. 4. 3 y 方向の波長スペクトルの違い

出口スリットの中心位置を変えたときの波長スペクトルの違いについて調べるため、入口スリットの直径が 2mm、出口スリットの直径が 2mm の波長スペクトルの測定結果を図 I - 2 - 3 2 に示す。y=0mm の位置で測定した結果が、y=-1, -2mm と比較して  $11\text{\AA}$  ~  $16\text{\AA}$  で大きく異なっている。この原因は、図 I - 2 - 3 1 に示すように収束する位置が y の負の方向にずれているため、出口スリットの位置によって計数できる面積が変化するためである。 $10\text{\AA}$  より短波長側と  $16\text{\AA}$  より長波長側では、焦点がぼやけているため、y 方向の位置を変えても、計数値には差がでなかったと考えられる。このように、測定する位置によって計数値が大きく変わるために、収束する波長の中性子を利用する場合は、スリットの位置を正確に決める必要がある。

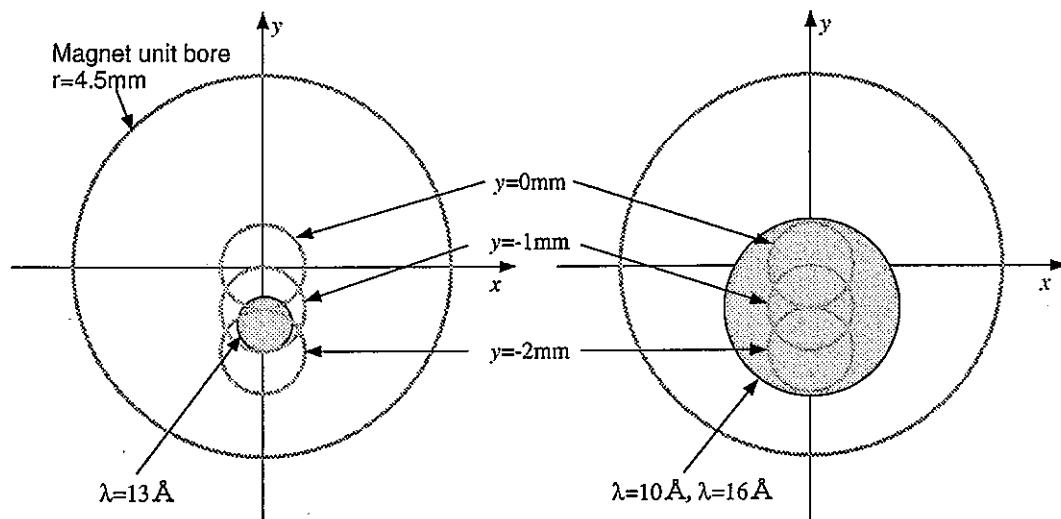


図 I - 2 - 3 1 波長スペクトルの異なる原因

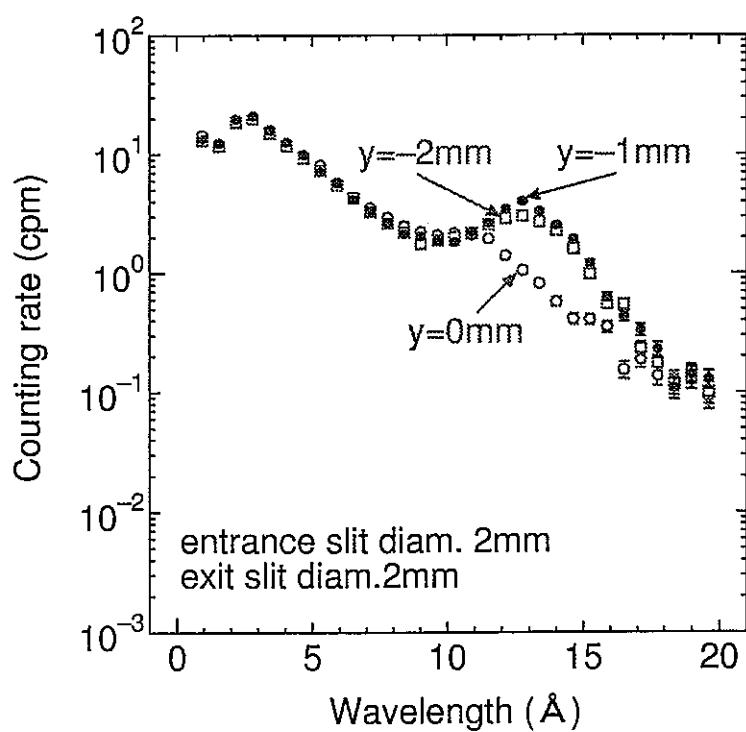


図 I - 2 - 3 2  $y$  方向の波長スペクトル

#### 2. 4. 4 計算による偏極度

中性子はレンズ管を通過することで収束及び発散し、出口で得られる中性子はスピン平行及び反平行である。その割合は、入射する中性子の偏極度や角度分散、レンズ管内の磁場の強さや長さ、またスリットの大きさなど色々なパラメータで決定される。入口スリットの大きさを2mm、出口スリットの大きさを2mmとした場合、計算で偏極度の割合を求めた結果を図I-2-33に示す。縦軸はスピン平行の割合である。図I-2-33で、 $10\text{\AA}$ の長波長側では、ほとんどの中性子がスピン平行となり反平行なものが含まれていないことがわかる。この実験装置では $10\text{\AA}$ より短波長側の中性子の中にスピン平行、反平行の二種類が混在することになり、レンズ管を偏極デバイスとして用いる場合は、この $10\text{\AA}$ より長波長のスピン平行の中性子を利用することになる。そのため、偏極デバイスを作成するときは、入射中性子の特性やレンズ管内の内径、磁場の強さ及び長さなどを調整しなくてはならない。

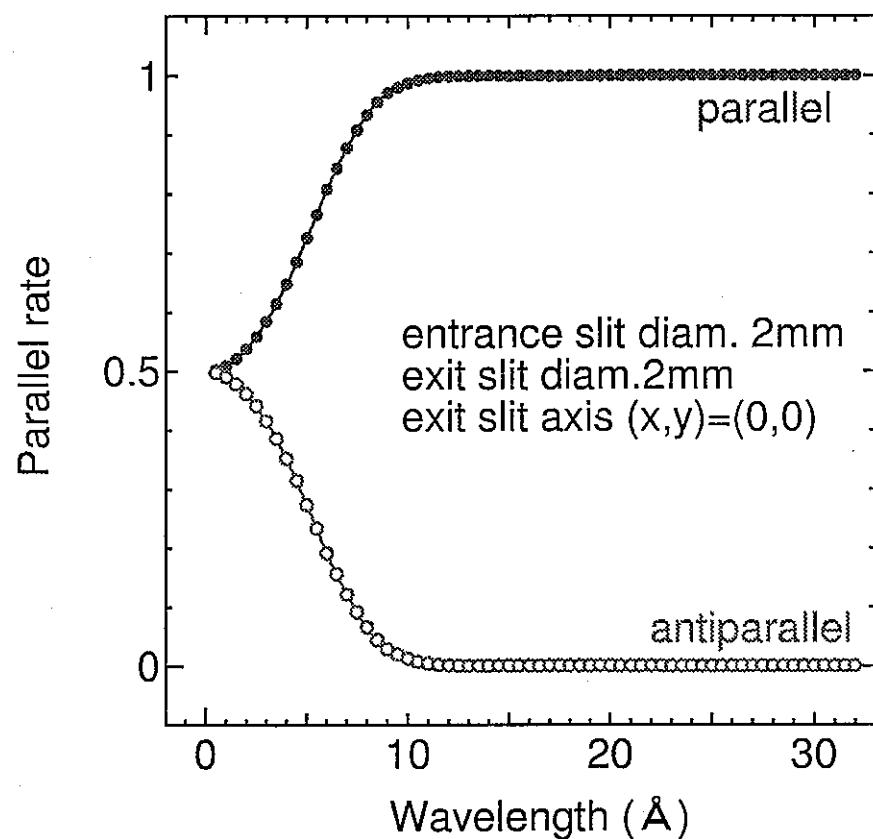


図 I - 2 - 3 3 偏極中性子の割合

## 第3章 中性子の収束

### 3.1 実験<sup>[1]-[3]</sup>

#### 3.1.1 マグネットユニットの構成

本研究で用いたマグネットユニット内部に使用した永久磁石は NEOMAX-48<sup>I</sup>であり、ネオジム(Nd)、鉄(Fe)、及びホウ素(B)を主成分とする異方性焼結磁石で、正方晶構造を持つ金属間化合物  $Nd_2Fe_{14}B$  を主相としている。比重は約  $7.5 \text{ g/cm}^3$  であり、残留磁束密度は  $1.39 \text{ T}$  となっている。一本の大きさは、 $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$  である。

マグネットユニットは図 I-3-1 のように構成されている。ユニット自身は、アルミニウムで作製されている。その中に、NEOMAX-48 を 6 本組み込み、1 つのマグネットユニットを構成している。レンズ管内部の長さは  $2000 \text{ mm}$  であるため、マグネットユニットを 40 個使用した。

この六極磁場の強度を測定<sup>[2]-[3]</sup> した結果、 $c = 6 |A_3| / \rho_0^3 = (3.5 \pm 0.6) \times 10^4 \text{ T m}^{-2}$  となった。 $c = 3.5 \times 10^4$  とすると、 $\omega_B^2 = c\alpha$  より、六極磁場の回転周波数は  $\omega_B = 449 \text{ rad s}^{-1}$  になる。

---

<sup>I</sup> 住友特殊金属株式会社

レンズ管の長さが  $L$  の場合、図 2.4 のように収束する中性子の波長  $\lambda$  は次式で求めることができる。

$$\lambda = \frac{3.956 \times 10^3 \theta}{L \omega_B} \quad (3.1)$$

レンズ管の長さを  $L = 2\text{ m}$ 、 $\theta = \pi$  とすると、収束する波長は、

$$\lambda = 13.8 \text{ (\AA)} \quad (3.2)$$

である。

磁石の内壁面で中性子が反射されると、磁場の効果と関係なく下流側に輸送される中性子数が増加する。そこで、内壁面による中性子反射を抑えるためにカドミウム製のパイプを挿入した。カドミウムパイプの内径及び外径はそれぞれ 9 mm、10 mm である。パイプの位置は、入口の 2 mm 径の穴から光が入射した場合にパイプの厚みによってできる影も考慮して、入口から入射した中性子が直線的に運動した場合には、磁石内壁面に直接当たらないようになっている。

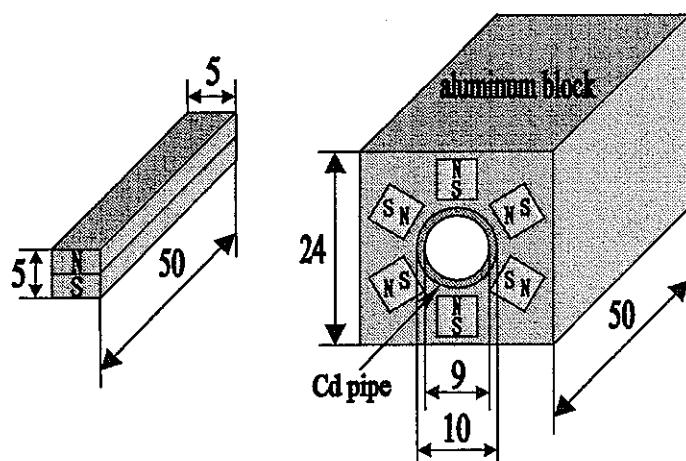


図 I -3-1 マグネットユニットの構成

### 3.1.2 実験体系

6 重極永久磁石中性子収束管（中性子レンズ管）による中性子ビームの波長スペクトル及び空間分布の測定体系を図 I -3-2 に示す。実験は北大 45 MeV LINAC の Right で行った。鉛ターゲットから発生する中性子を速中性子源として用いた。その速中性子源から発生した中性子を結合型液体水素シングルグループ減速材により、冷中性子領域まで減速した。

$z$  軸はビーム軸に平行にとり、 $y$  軸は鉛直上方、 $x$  軸は  $z$  軸と  $y$  軸に直交し右手系を形成するようにとる。 $z$  軸の原点はモデレータ表面とする。

減速された中性子は長さ 2000 mm 直径 230 mm の鉄製フライ特管を通り、磁石に導かれた。フライ特管の両端は厚さ 1 mm のアルミニウム窓でできており、それぞれ  $z \sim 700$  mm 及び  $z \sim 2700$  mm に位置していた。

六重極永久磁石中性子管は外寸法が 48 mm × 48 mm × 2020 mm のアルミニウム枠の内部に 40 個の六極磁石ユニットが入れられている。アルミニウム枠の上流側表面の位置は  $z = 3015$  mm である。アルミニウム枠の両端の蓋は厚み 10 mm であり、 $z = 3025-5025$  mm の領域に六極磁場がかかったことになる。 $z = 3015$  mm には、直径 2 mm の穴が空いたカドミウムスリットを取り付け、 $z = 5035$  mm にも同様に直径 2 mm の穴が空いたカドミウムスリットを取り付けた。

さらに、その下流の  $z = 5085$  mm に  $^3\text{He}$  ガスカウンタをおいた。 $^3\text{He}$  ガスカウンタの周囲は  $\text{B}_4\text{C}$  製の中性子シールドで覆った。

このカウンタまで到達した中性子が検出され、その信号をマルチチャンネルスケーラで中性子の飛行時間に従って加算し、time-of-flight(TOF)スペクトルを得た。20 Åまで測定を行うため、MCA の設定は飛行時間のチャンネル数を 512 ch、ドゥエルタイム  $50 \mu\text{sec}$  にした。

磁場による収束を明らかにするために、磁場がない場合の測定を行い、磁場がある場合と比較した。磁場がない場合の測定として、レンズ管内のマグネットユニットで使用している永久磁石を磁化していないもの、つまり未着磁のものをマグネットユニットに入れ替え行った。また、 $z = 3525 \text{ mm}, 4025 \text{ mm}, 4525 \text{ mm}, 5035 \text{ mm}$  に直径 5 mm のカドミウムスリットを設置しての測定も行った。両者の強度を出口スリットの直径により規格化を行った波長スペクトルを図 I - 3 - 3 に示す。このように TOF with Cd と Liq.H<sub>2</sub> TOF を比較すると、TOF with Cd のビーム強度が高い。長波長側になるにつれてこの傾向が顕著であるため、全反射による中性子の輸送が生じていることが予想される。実験のセットアップにおいて、カドミウムパイプが適当な位置からずれてしまい、アルミニウムや NEOMAX-48 による反射が影響している可能性やカドミウムの全反射の可能性などが考えられるが、現段階では明らかでない。磁場がある場合も同様に内壁での反射が起こっていることが考えられが、磁場がない場合のデータは TOF with Cd を用いた。

磁場がある場合は下流側スリットの穴の位置をずらすことで、空間分布の測定も行った。

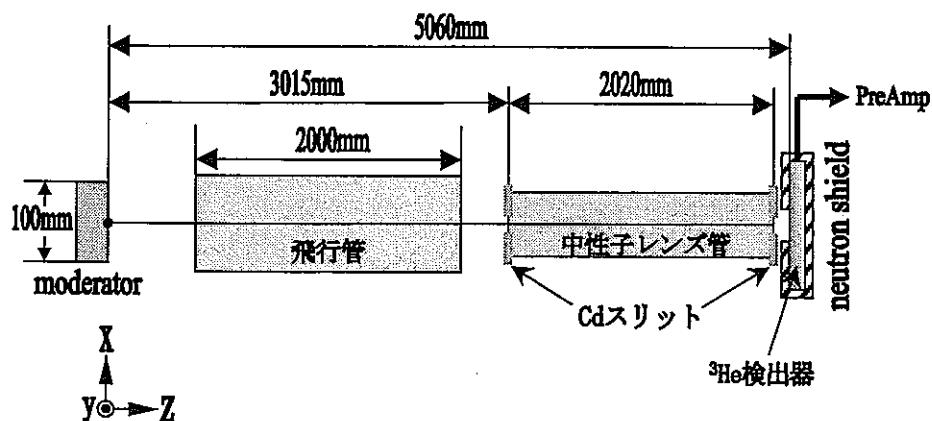


図 I - 3 - 2 測定体系

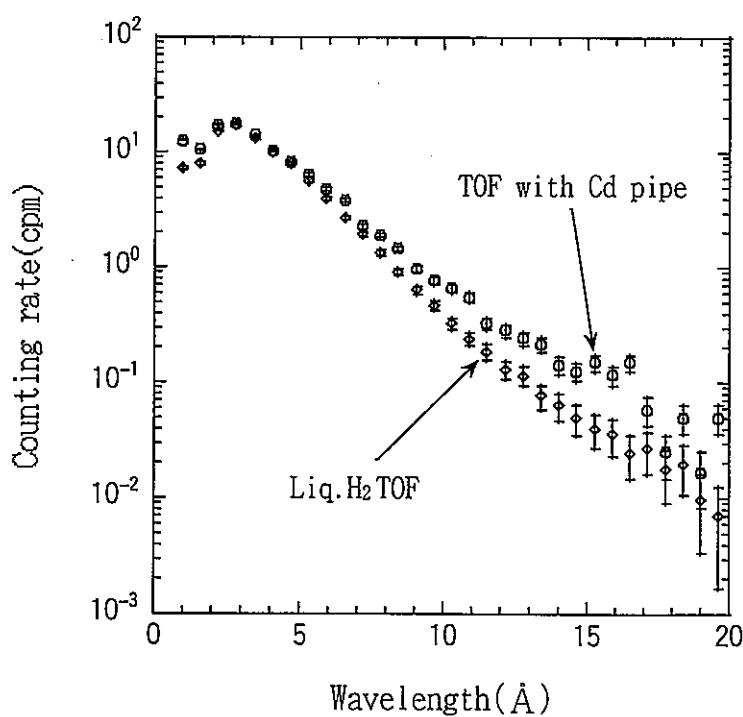


図 I - 3 - 3 磁場なしの波長スペクトル

### 3.2 計算モデル

シミュレーション計算は、モンテカルロ法を用いて C 言語でプログラミングした。

入射中性子を  $z = 3025 \text{ mm}$  におかれた xy-平面上直径 2 mm の円内で発生させた。エネルギー分布についての情報を与えていないため、単一のエネルギーを持つ中性子しか発生できない。角度分布についての情報も与えず、等方的と仮定した。中性子の軌道を  $z = 0 \text{ mm}$  の位置まで逆算してモデレータ表面内から発生した場合のみ算入し、モデレータ表面上で一様に分布しているものとした。磁場は  $3025 \text{ mm} \leq z \leq 5025 \text{ mm}$  の領域で純粹かつ強さ一定の六極磁場が存在するものとし、磁石の端での磁場の乱れは無視した。中性子の軌跡は式 (2.28) に正確に従うものとし、 $z = 5025 \text{ mm}$  の xy-平面上直径 2 mm の円内での位置を計算した。

計算は、ダブルスリット系において磁場がある場合とない場合の 2 種類について行った。磁場がある場合の磁場の回転周波数を  $449 \text{ rad s}^{-1}$  とした。重力による影響もシミュレートできるが、 $13.8 \text{ \AA}$  中性子が 2 m を飛行する過程で、中性子位置の変化は約 0.2 mm と極わずかであるため、考慮していない。また、磁気レンズ管の内壁面での反射も考慮していない。

計算は、研究室の TOYBOX、COLDBOX、LUXBOX、JUKEBOX を利用して行った。

### 3.3 結果及び考察

#### 3.3.1 波長スペクトルと y 方向の空間分布

図 I -3-4 に六重極磁場がある場合（磁場あり）とない場合（磁場なし）の  $y = 0$  における波長スペクトルを示す。ここで、 $y$  は磁気レンズ管下流側スリット中心の位置を表している ( $x = 0$ )。同様に、下流側スリット  $y = -1$ 、 $y = -2$  における波長スペクトルを図 I -3-5、図 I -3-6 に示す。また、図 I -3-4～図 I -3-6 から磁場なしに対する磁場ありの強度比を求め、図 I -3-7～図 I -3-9 に示す。これらの結果から、 $\lambda \approx 13.8 \text{ \AA}$ において明確なピークを持ち、計算による結果<sup>II</sup>と一致している。

次に  $14 \text{ \AA}$  中性子の下流側スリット位置における  $y$  方向の強度比の実験結果と計算結果を図 I -3-10 に示す。このように、収束位置が  $z$  軸から  $-y$  方向にずれていることが分かる。

さらに図 I -3-11 で、焦点位置である  $y = -1$  の実験結果と  $y = 0$  の計算結果の比較を行った。このように強度比において実験値は計算値を下回っていることが分かる。

---

<sup>II</sup> 式 (3.2)

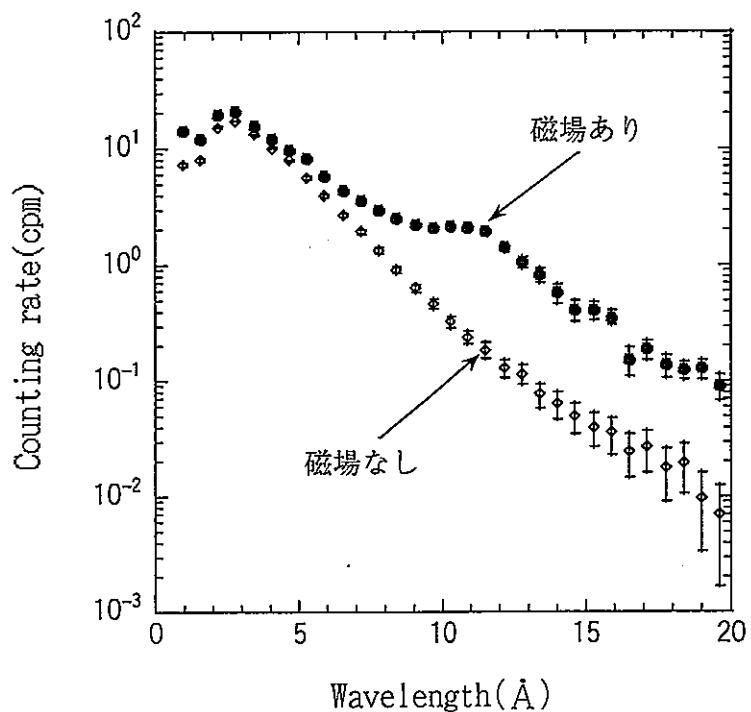


図 I-3-4 波長スペクトル（実験）/  $y = 0$  mm

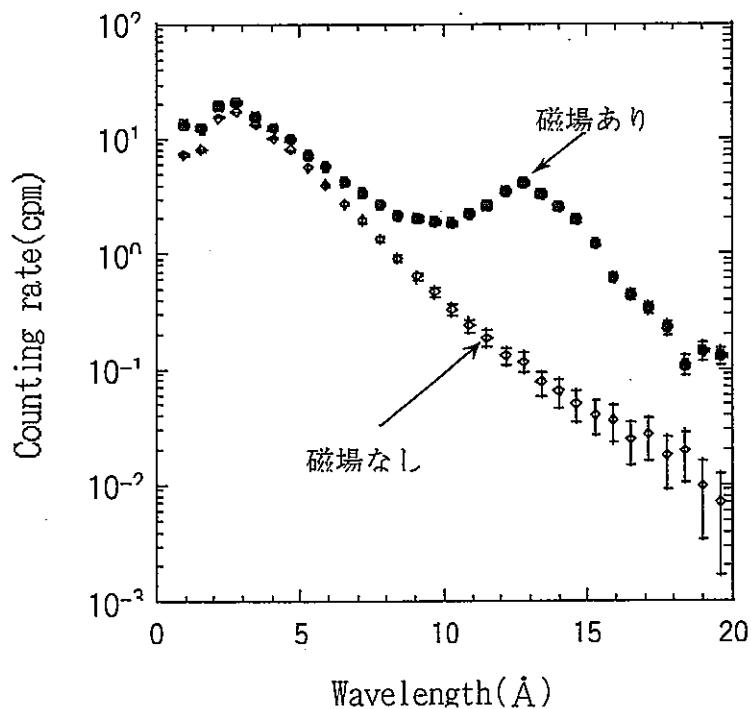


図 I-3-5 波長スペクトル（実験）/  $y = -1$  mm

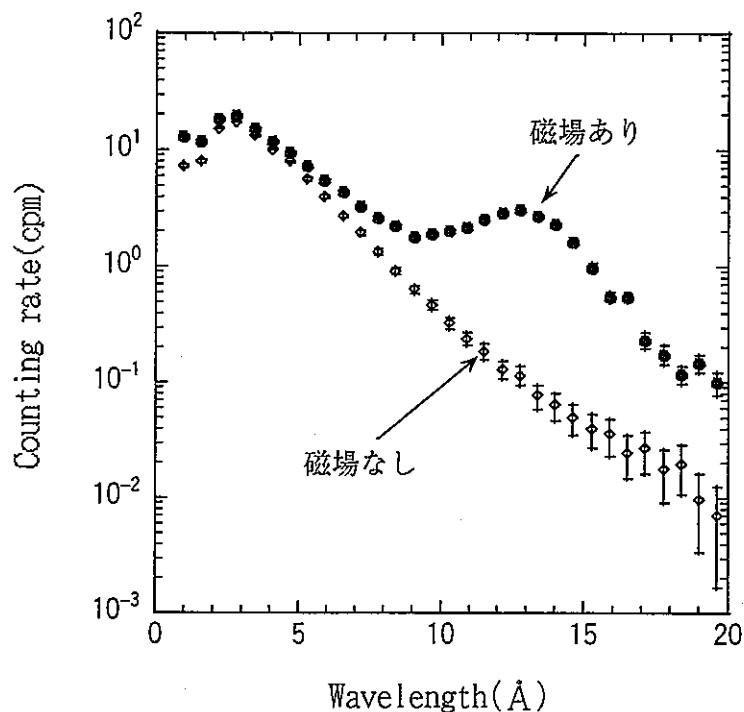


図 I -3-6 波長スペクトル（実験） /  $y = -2 \text{ mm}$

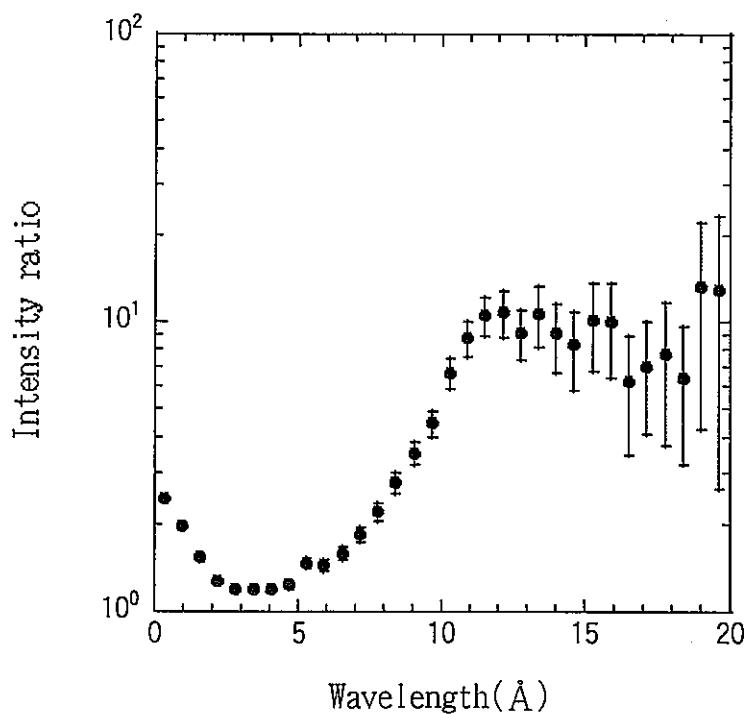


図 I -3-7 磁場なしに対するあるときの強度比（実験） /  $y = 0 \text{ mm}$

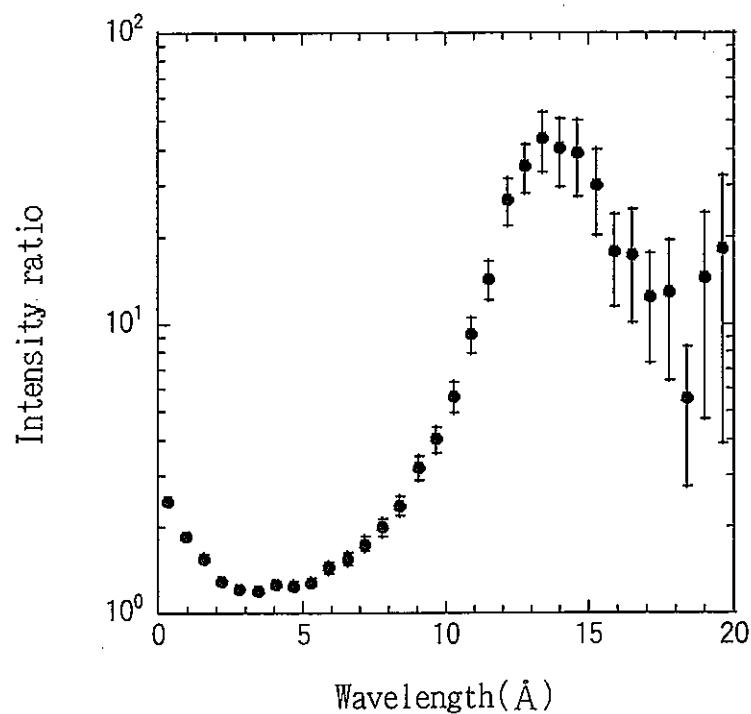


図 I -3-8 磁場なしに対するあるときの強度比（実験） /  $y = -1$

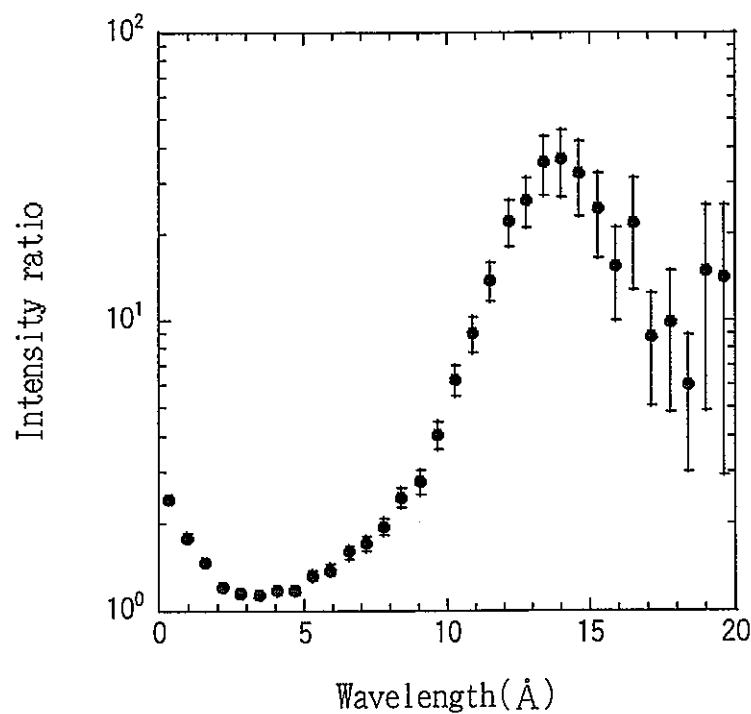


図 I -3-9 磁場なしに対するあるときの強度比(実験) /  $y = -2$

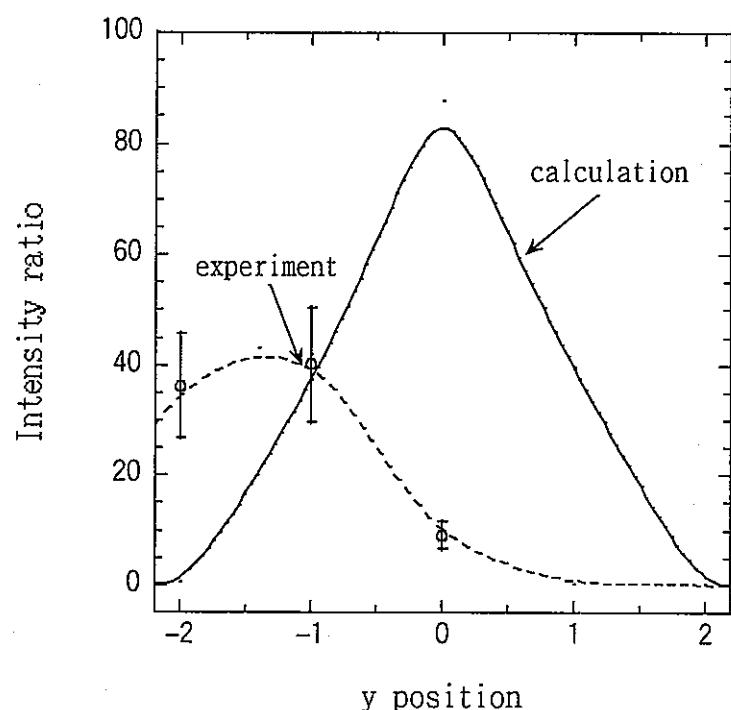


図 I-3-10 出口スリット y 方向の強度比

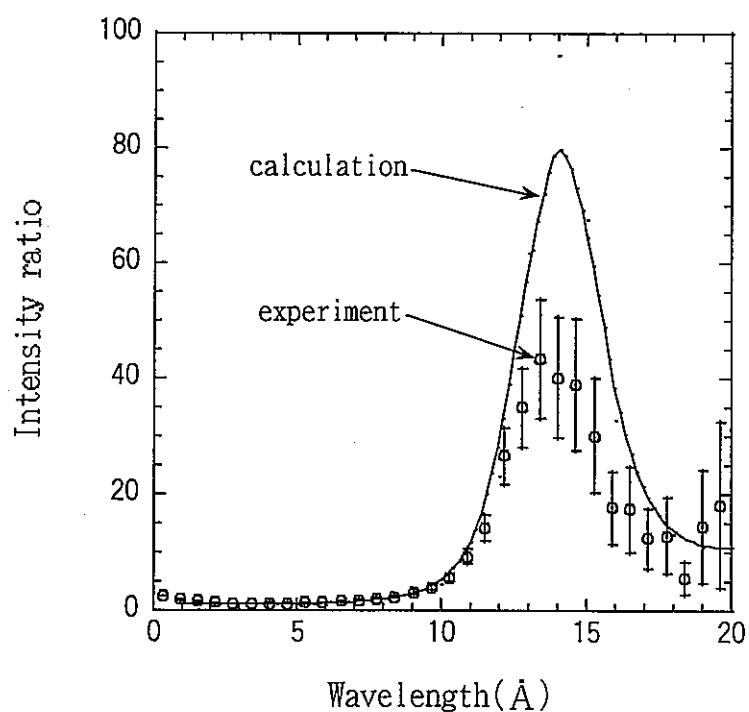


図 I-3-11 焦点位置における磁場なしに対するあるときの強度比

### 3.3.2 非断熱領域の影響

磁場による利得を抑えている因子として、非断熱領域の影響が考えられる。磁石軸上は磁場自体が弱いために断熱条件から逸脱することによって中性子スピンが磁場に追随できなくなり、その後、磁場制御の効果が失われる。このように、磁場の向きの変化に中性子スピンの Larmor 歳差運動が追随できない領域を非断熱領域と定義する。

ここでは、磁気レンズ管内の非断熱領域が収束中性子強度へ及ぼす影響を実験で調べた。

軸上の磁場が弱い部分の影響を定性的に議論するために以下では円筒座標系を用いる。磁場中の中性子のラグランジアン  $L$  は断熱条件が成り立つ場合、

$$L = \frac{m_n}{2} \left( \dot{\rho}^2 + (\rho \dot{\theta})^2 \right) \pm 3A_3 \mu \rho^2 \quad (3.3)$$

と書くことができる。ただし、 $\cdot$  は  $t$  による微分を表し、+は中性子スピンを磁場が平行、-は反平行の場合を与える。運動方程式は以下のように与えられる。

$$\rho \dot{\theta}^2 \pm 6A_3 \alpha \rho - \frac{d}{dt}(\dot{\rho}) = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{d}{dt}(\rho^2 \dot{\theta}) = 0 \quad (3.5)$$

ここで、

$$\omega^2 = \frac{6A_3\alpha}{\rho_0^3}, \quad \theta = \omega t \quad (3.6)$$

とおき、 $\theta$ による微分を'で表し、

$$\Lambda = \rho^2 \theta' \quad (3.7)$$

とおくと、運動方程式 (3.3)、(3.4) は

$$\rho'' + \rho - \frac{\Lambda^2}{\rho^3} = 0 \quad (3.8)$$

$$\Lambda' = 0 \quad (3.9)$$

となる。この解は

$$\rho = \rho_0 \sqrt{C_0 + (1 - C_0) \cos 2\theta + \left(\frac{\rho'_0}{\rho_0}\right) \sin 2\theta} \quad (3.10)$$

となる。ただし、

$$2C_0 = 1 + \left(\frac{\rho'_0}{\rho_0}\right)^2 + \left(\frac{\Lambda}{\rho_0^2}\right)^2 \quad (3.11)$$

である。 $\Lambda$ は磁石軸について規格化された角運動量で保存されるため、中性子が磁石軸上に近付くにつれて、軸周りの回転角速度が増大する。中性子とともに動く座標系における磁場の回転角振動数は

$$\omega_B = 2\dot{\theta} = \frac{2\omega\Lambda}{\rho^2} \quad (3.12)$$

と与えられ、一方、Larmor 歳差の角振動数は

$$\omega_L = \frac{\gamma_n \omega^2 \rho^2}{2\alpha} \quad (3.13)$$

と与えられる。ここで、断熱条件を単純化して

$$\Gamma \geq \Gamma_c \quad (3.14)$$

とすると、

$$\rho \geq \left( \frac{4\alpha\Lambda\Gamma_c}{\gamma_n\omega} \right)^{\frac{1}{4}} = \rho_c \quad (3.15)$$

を得る。

磁石軸周辺で断熱条件がやぶれる効果を  $\Gamma$  に閾値  $\Gamma_c$  を設け、実験での磁場による利得を再現するように数値シミュレーションを行った結果、 $\Gamma_c = 0.057$  <sup>[3]</sup> が得られた。

磁石軸上での非断熱性に起因する利得の減少は、六極磁場に加えて、次式のように  $z$  軸に平行なソレノイド磁場を付加することによって回避できる。図 I -3-12 にソレノイド磁場の付加による効果を簡単に示す。この図から六極磁場にソレノイド磁場の付加することによって、磁場の方向変化が小さくなることが分かる。

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} C(y^2 - x^2)/2 \\ Cxy \\ B_s \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

ここで、

$$B_s \geq C\rho_c^2/2 \quad (3.17)$$

が満たされるものとする。我々の実験条件の場合、ビームサイズは直径 2 mm である。仮に  $xy$  方向の速度の最大値を  $v_{x,c} = v_{y,c} = v_c = 5 \text{ m/s}$  とする。これはニッケルの有効ポテンシャルに相当し、中性子導管の出力ビームを近似すると考えられる。ビームは  $xy$ -平面上では半径  $\rho_0$  の円内に一様に分布し、 $\xi\eta$ -平面上では  $|\xi| \leq v_c/\omega$ 、 $|\eta| \leq v_c/\omega$  という正方形内に一様に分布するものと仮定して、 $\Lambda$  の平均的な値を見積もると、

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \frac{\int_0^{\rho_0} \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\theta \int_{-\nu_c/\omega}^{\nu_c/\omega} d\xi \int_{-\nu_c/\omega}^{\nu_c/\omega} d\eta \Lambda^2}{\int_0^{\rho_0} \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\theta \int_{\nu_c/\omega}^{\nu_c/\omega} d\xi \int_{\nu_c/\omega}^{\nu_c/\omega} d\eta} \quad (3.18)$$

$$= \frac{1}{6} \left( \frac{\rho_0 v_c}{\omega} \right)^2 \approx 2 \times 10^{-11} \text{ m}^4 \quad (3.19)$$

を得る。ここで、 $\Gamma_c = 0.057$  を使って、式 (3.15) の  $\Lambda$  に  $(\Lambda^2)^{1/2}$  を代入すると、 $2\rho_c = 3 \times 10^{-4} \text{ m}$  となり、ビーム径に比べてかなり小さいものであることが分かる。この非断熱領域をソレノイド磁場の付加によって回避するためには、 $z$  軸方向に  $B_s \geq 5 \times 10^{-4} \text{ T}$  の磁場をかければよい<sup>[3]</sup> ことになる。

実験は北大 45 MeV 電子ライナック冷中性子源を用い、図 I - 3 - 13 の体系で行った。液体水素減速材、カップルド体系である。 $z = 3045$ - $5045 \text{ mm}$  の領域に六極磁気レンズをおいた。 $z = 3035 \text{ mm}$  と  $z = 5055 \text{ mm}$  には、3.1 節の実験と同様に直径 2 mm のカドミウムスリットを取り付けた。3.1 節の実験結果から、収束位置が  $y = -1 \text{ mm}$  であったため、 $z = 5055 \text{ mm}$  のスリットは  $y = -1 \text{ mm}$  とした。検出器までの距離は 5095 mm である。MCA の設定は飛行時間のチャンネル数を 512 ch、ドゥエルタイム  $40 \mu\text{sec}$  にし、中性子の波長を飛行時間法で決定した。

ソレノイド磁場は、直径 1 mm の銅-エナメル線により作製し、磁気レンズ全体の 53.7% を覆った。ソレノイドに 1 A の直流電流を流して、 $B_s = 25 \times 10^{-4} \text{ T}$  とした。

ソレノイド磁場をかけた場合とかけない場合の波長スペクトルを図 I - 3 - 14 に示し、強度比（ソレノイド磁場あり/ソレノイド磁場

なし) を図 I -3-15 に示す。この結果から、ソレノイド磁場による変化は見られない。したがって、収束中性子強度に対する非断熱領域の影響は小さいと言える。

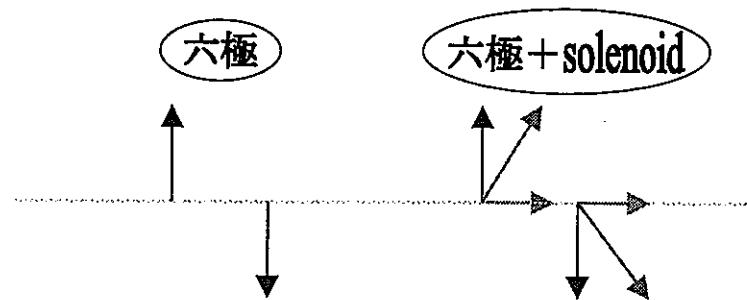


図 I -3-12 ソレノイド磁場の付加による効果

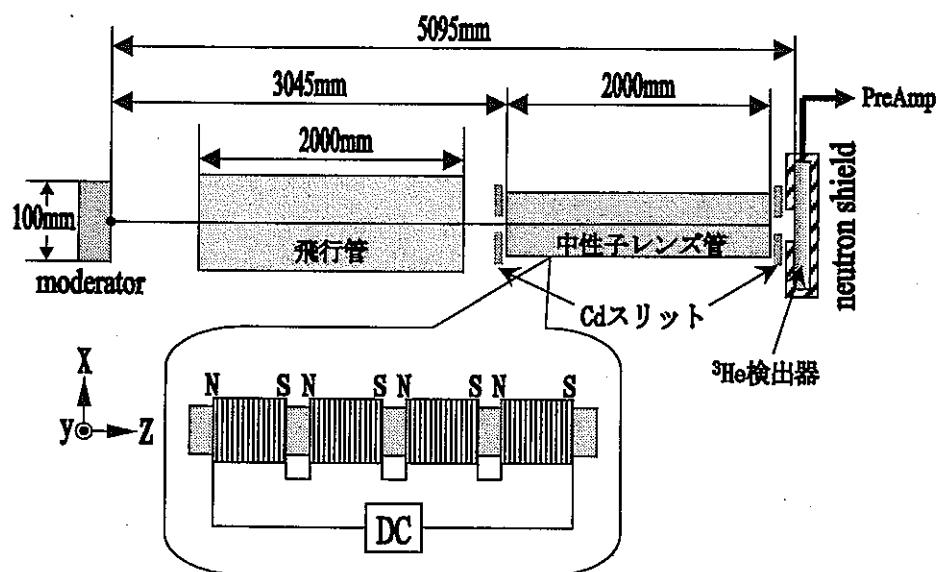


図 I -3-13 測定体系

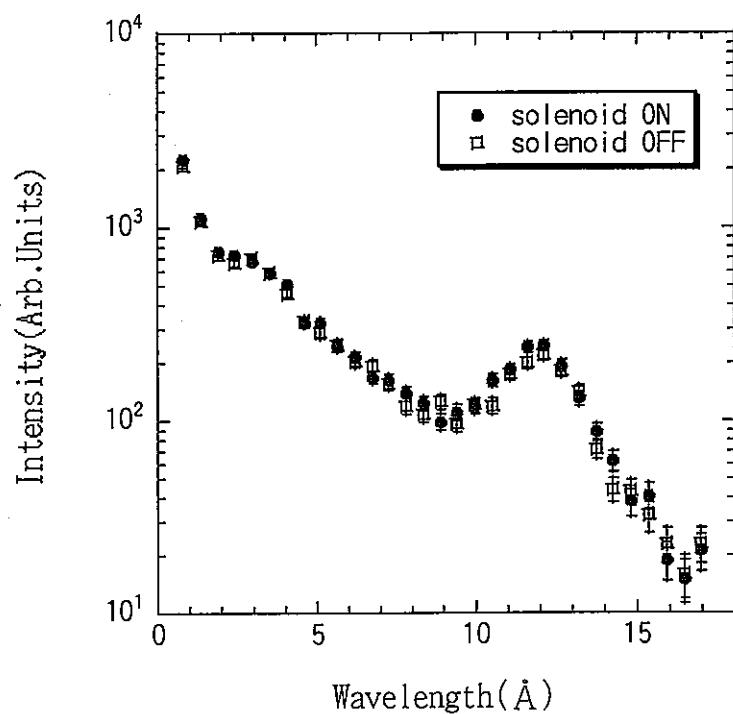


図 I-3-14 波長スペクトル

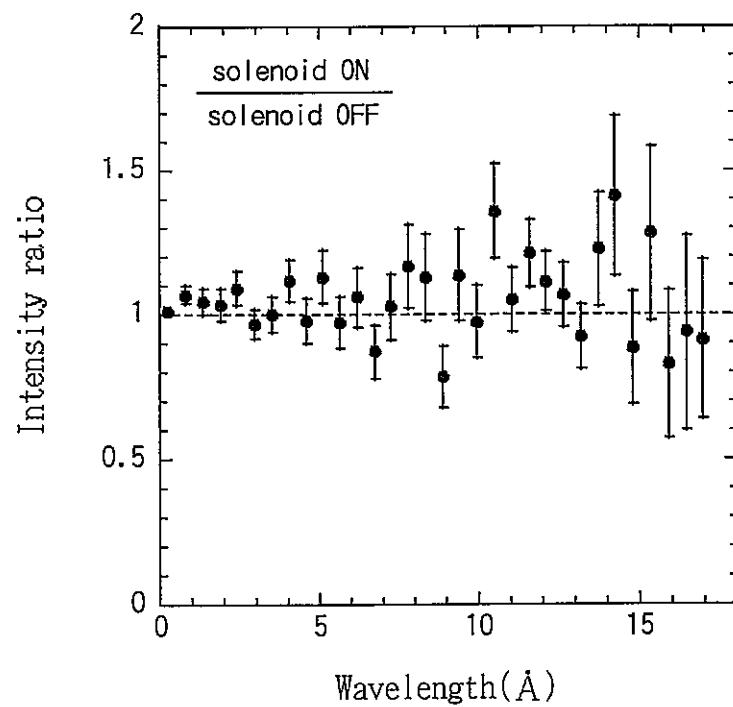


図 I-3-15 ソレノイド磁場なしに対するあるときの強度比

### 3.3.3 磁気レンズの歪みによる影響

磁気レンズ管のアルミニウム枠上面及び下面の凹凸をダイヤルゲージと NC フライスを用いて測定した結果を図 I -3-16 に示す。磁気レンズの中央の位置を x 座標 1000 mm にとり、この点からの変位を示している。ただし、装置の制約により、中央の約 70 cm 分の測定結果である。この結果から、磁気レンズ管に歪みが生じていることが分かった。この歪みは磁石の斥力によるものである。

そこで、収束中性子強度の減少と収束位置のずれに関して、磁気レンズの歪みによる影響を数値シミュレーションで調べた。

アルミニウム枠の歪みは正弦関数に近い形をしていたため、マグネットユニットを図 I -3-17 のように階段状にモデル化した。上流から 1 番目のユニットの磁場軸を z 軸と一致させ、n 番目のユニットにおける磁場軸の z 軸からのずれを

$$y = A \sin \frac{n-1}{B} \pi \quad [\text{mm}]$$

(3.20)

と仮定した。14Å 中性子の実験における y 方向の空間分布をほぼ再現するように正弦関数の振幅 A と周期 B を求めると、A = -0.59、B = 35.3 となった。このときの実験値と計算値を図 I -3-18 に示す。

このように、A、B を変化させることにより、収束強度を抑えたり、収束位置をずらすことが可能である。

次に、磁気レンズの歪みのモデル式を図 I -3-17 に上書きすると、実測の歪みとほぼ一致した。このモデル 1 における波長依存の

強度比を図 I -3-19～図 I -3-21 に示す。この結果、収束波長以外の領域でも中性子強度において、ほぼ実験結果を再現できたといえる。

このように、モデル 1 で強度が抑えられる原因として、以下のことが考えられる。平行スピンの中性子はビーム軸に近づこうとするが、磁場を不連続に配置することにより、焦点の広がりが生じる。特に、磁場の効果を受けやすい長波長側においてこの効果が顕著であり、収束強度の減少を生じさせているのである。

次に、図 I -3-22 のようにマグネットユニットを  $z$  軸に対して回転させ、磁場を連続的に配置したモデル 2 での計算を行った。上流から 1 番目のユニットの先頭を  $y = 0$  にとり、 $n$  番目のユニットを式 (3.20) の接線の角度だけ回転させ、同時に式 (3.20) の値だけ移動させた。前述の歪みの式での計算結果を図 I -3-23～図 I -3-25 に示す。これらの図から、モデル 2 では、強度の減少がほとんどないことが分かる。

以上の二つのモデル計算を総合すると、磁場分布はレンズ管両端で連続的に、中央部では不連続になっていることが考えられる。このことを更に調べるためにには、磁場分布を精密に測定する必要があるが、マグネットをセットした状態で精密に測定することは非常に困難である。

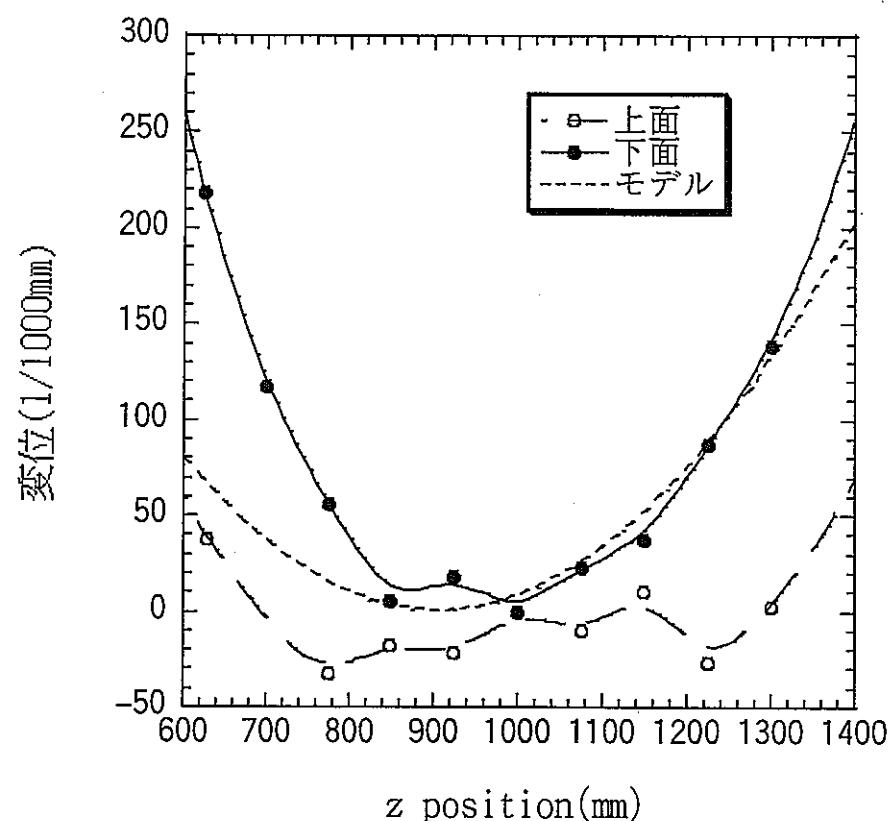


図 I -3-16 磁気レンズ管の歪み

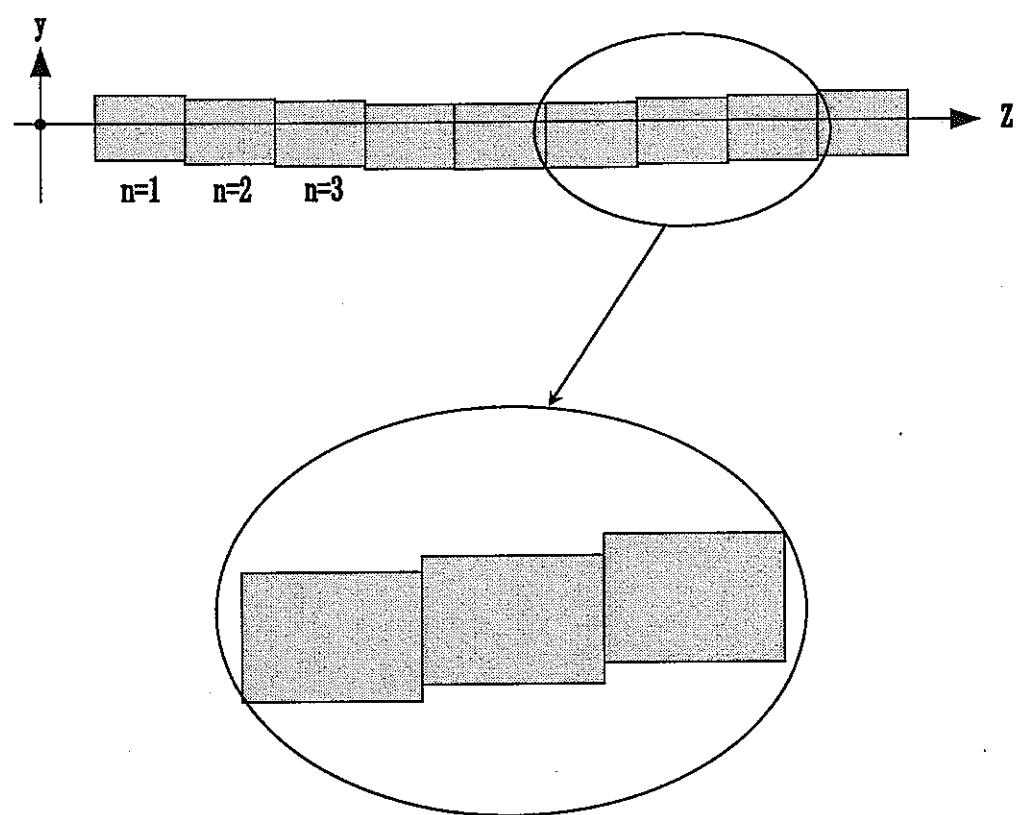


図 I -3-17 モデル 1 におけるマグネットユニットの配置

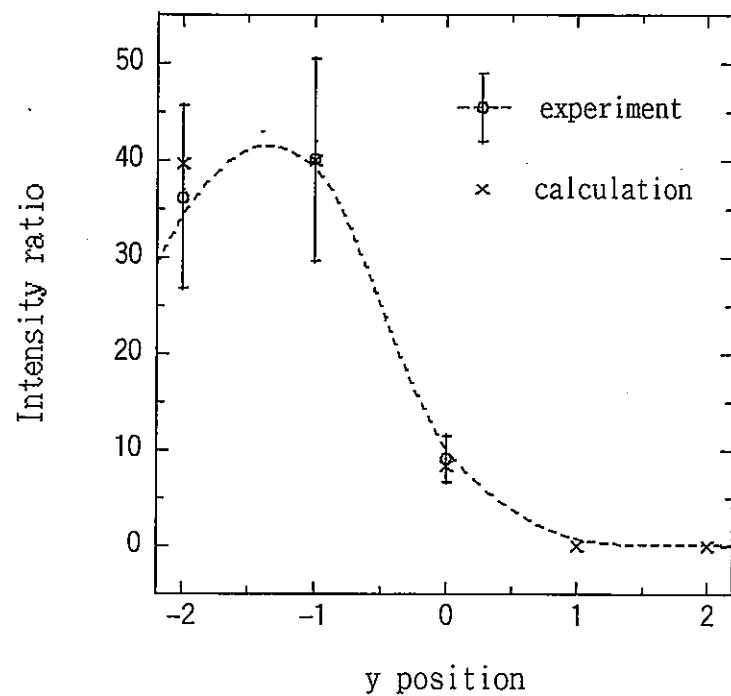


図 I-3-18 出口スリット y 方向の強度比

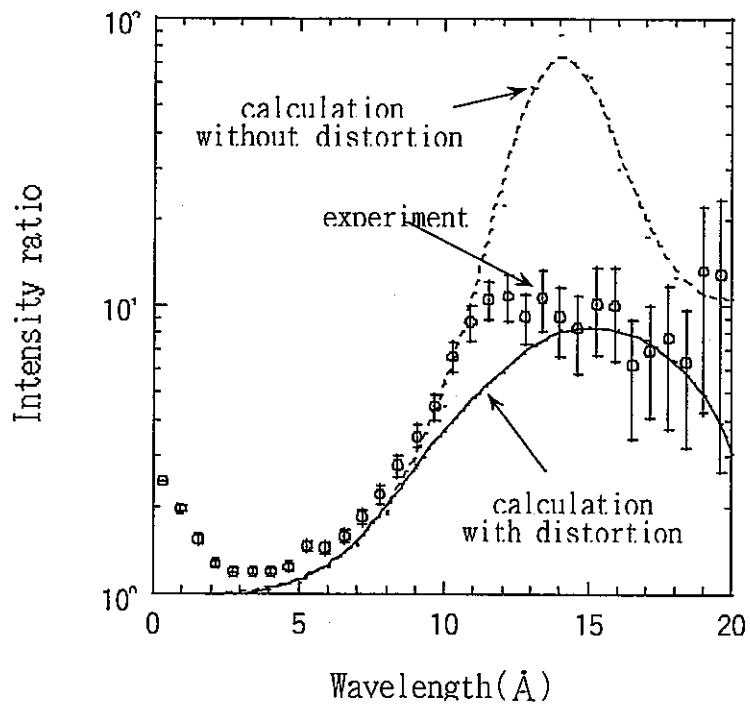


図 I-3-19 磁場なしに対するあるときの強度比

(実験・計算) / y = 0 mm

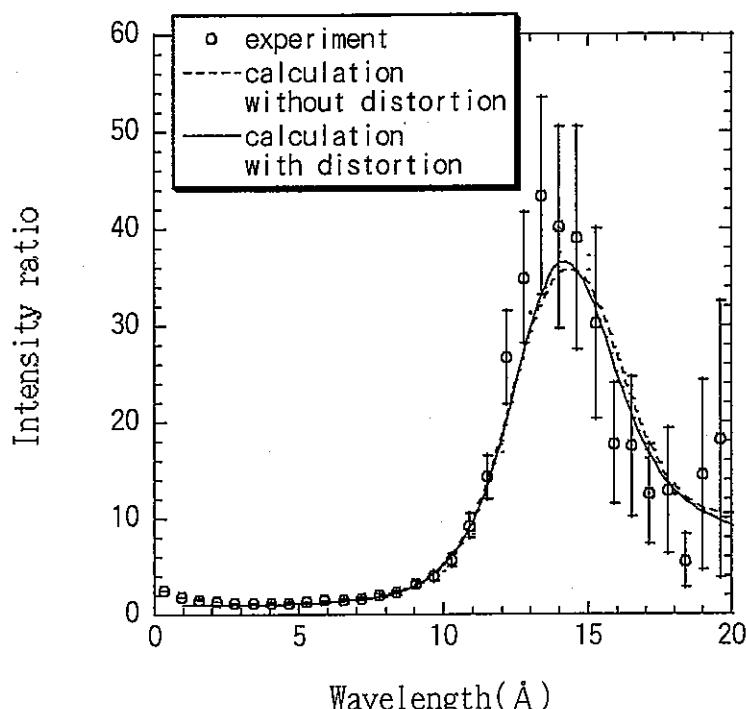


図 I - 3 - 20 磁場なしに対するあるときの強度比

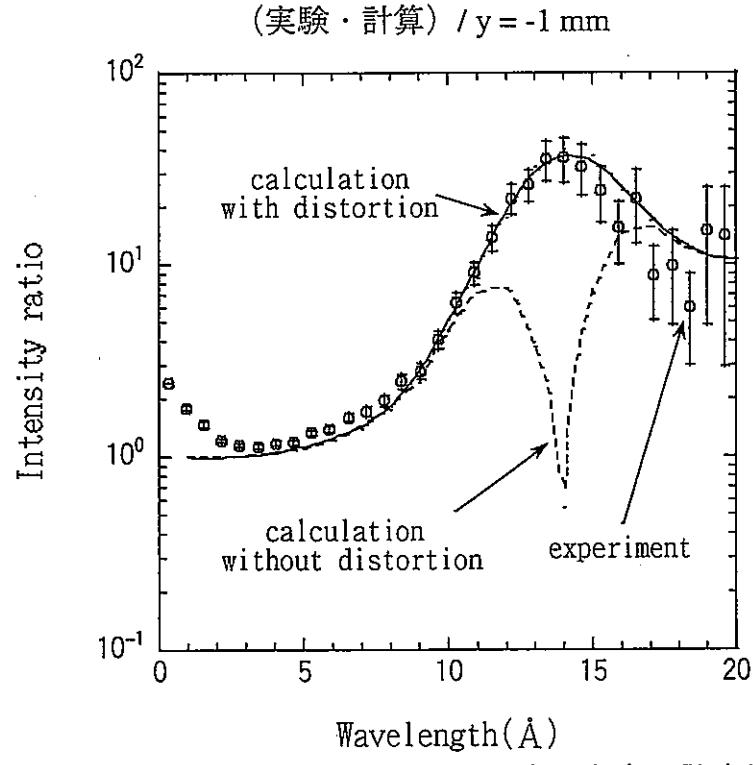


図 I - 3 - 21 磁場なしに対するあるときの強度比

(実験・計算) /  $y = -2 \text{ mm}$

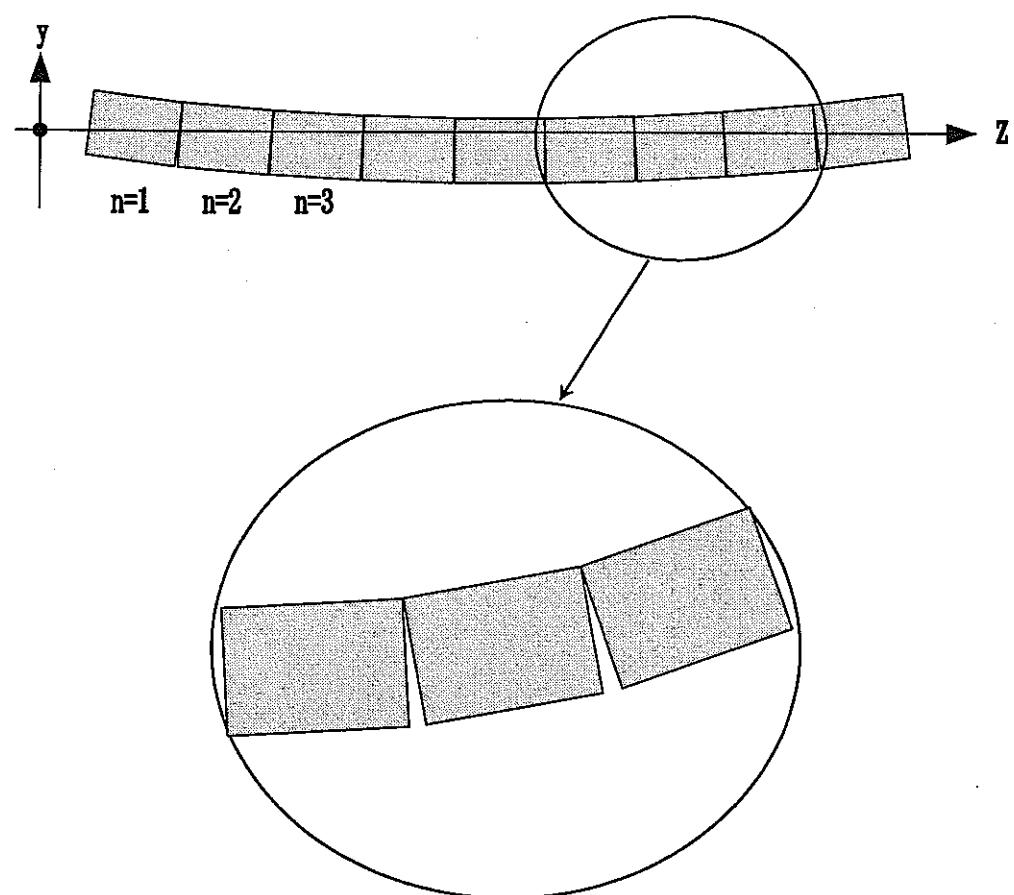


図 I -3-22 モデル 2 におけるマグネットユニットの配置

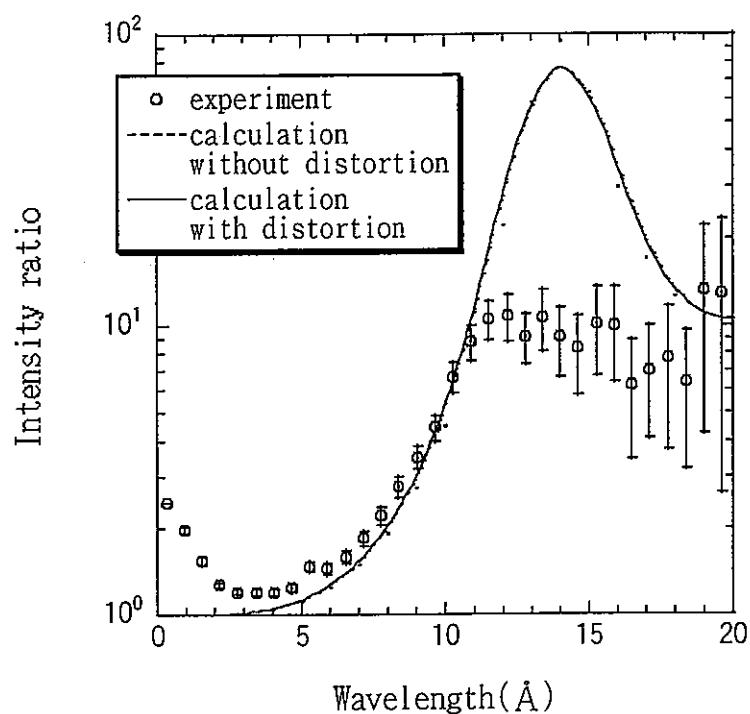


図 I - 3 - 23 磁場なしに対するあるときの強度比

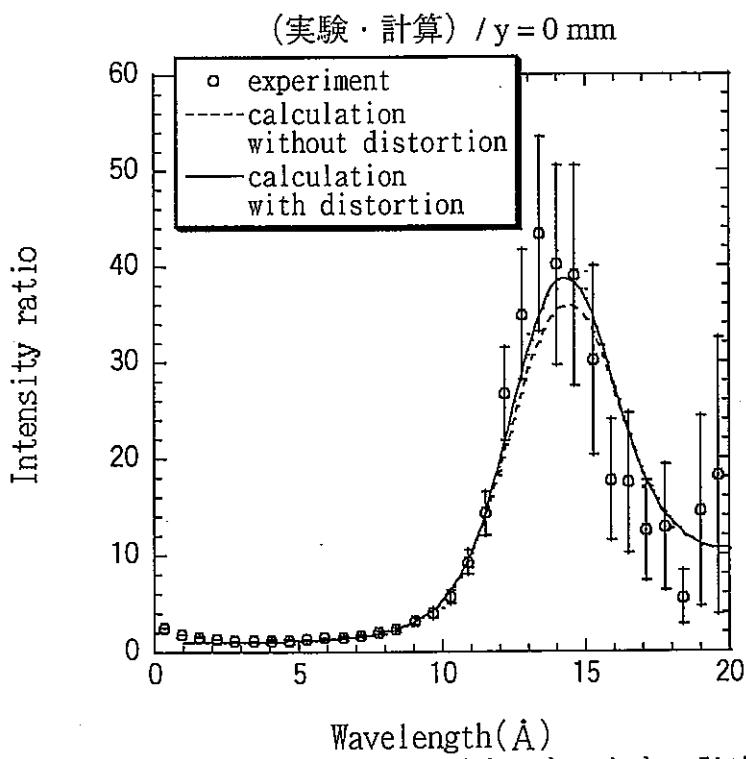


図 I - 3 - 24 磁場なしに対するあるときの強度比

(実験・計算) /  $y = -1 \text{ mm}$

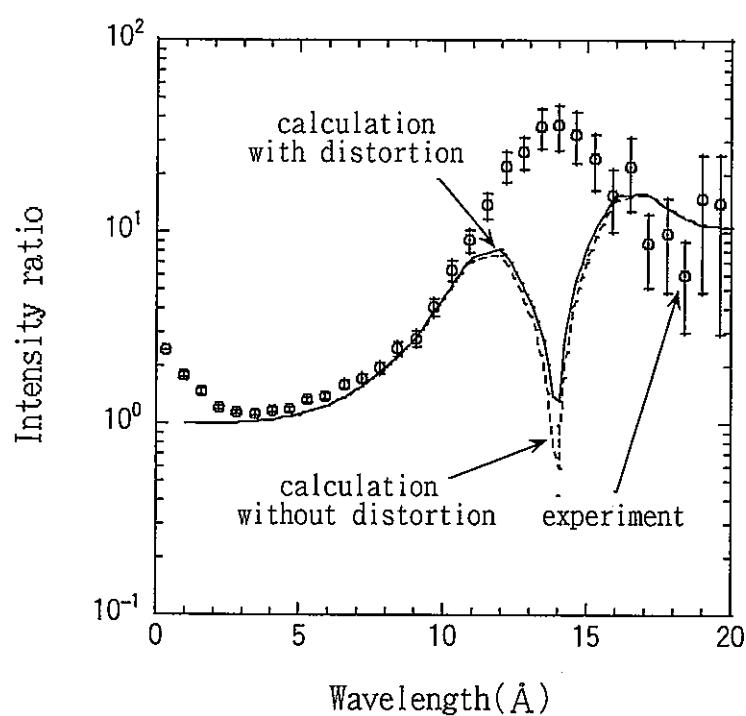


図 I -3-25 磁場なしに対するあるときの強度比

(実験・計算) /  $y = -2$  mm

## 第4章 収束型レンズと発散型レンズの 組み合わせによるビームの平行化

### 4.1 原理

中性子ビームの性質を統一的に記述するための手段の一つとして、ここでは以下のような記述法を用いる。

中性子ビームの平均的な進行方向を  $z$  軸にとる。 $(x, y, z, v_x, v_y, v_z)$  空間における中性子の分布が時間の関数として与えられれば、ビームは（スピニを除いて）完全に記述される。ビーム制御は試料や測定装置に到達したときの中性子ビームの広がりやビーム発散の大きさが興味の対象となるので、ある速度の中性子とともに動く  $xy$ -平面上でのビーム分布がビームの進行に伴ってどのように変化するか議論することが重要となる。 $z$  方向の速度は変化を受けないとみなしてよい場合が多いので、 $(x, y, v_x, v_y)$  空間での中性子分布を時間の関数として議論すればよい。特に  $(x, v_x)$  空間上への射影と  $(y, v_y)$  空間上への射影を用いて議論することが多い。六極磁場を用いたビーム工学では、式 (2.30) のように磁場の特性角振動数  $\omega$  で規格化して  $(x, \xi)$  平面上で考えると、式 (2.28) に得られたように収束効果がビームの回転として単純に記述でき、 $x$  と  $\xi$  が同じ次元で表現できる。ビームの空間的大きさとビーム発散を組み合わせた空間は位相空間と呼ばれ、ビーム制御の道具は位相空間上でのビームの写像であると言える。

ここで、図 I - 4 - 1 に示す体系においてビーム発散を制御する。

一つ目の六極磁石は入射ビームを  $x\xi$ -平面上  $-\theta_1$  だけ回転させ、その後磁場勾配のない磁場に入り、 $M_0(\theta_2)$ <sup>III</sup> の変換を受ける。 $\theta_1$  と  $\theta_2$  は入射ビームが  $x\xi$ -平面上で (-1,1) 方向に平行になるよう、

$$\tan \theta_1 + \theta_2 + 1 = 0 \quad (4.1)$$

の関係を満たすように調整する。局所磁場に対する中性子 спин偏極は、六極磁場を平坦磁場に断熱的に接続することによってベクトル偏極に変換されている。平坦磁場の途中には断熱条件を全く満たさない場所を作つておき、その前後で磁場の方向が逆転するようにしておく。この領域を中性子が通過すると中性子スピニの磁場に対する符号が逆転する。その後平坦磁場は二つ目の六極磁場に断熱的に接続されているものとすると、中性子は  $M_A$  によって変換を受け、(-1,1) 方向に  $e^{-\theta_3}$  だけ圧縮される。つまり、中性子ビームが発散されてビーム発散が抑えられる。二つ目の六極磁場の長さを調節しておくと、空間的にも小さくビーム発散が小さく抑えられたビームが得られる。しかも、出力ビームは局所的な磁場に対して偏極しているので、平坦磁場に断熱的に接続することによって偏極ビームを得ることができる。ただし、これは点線源の場合で、 $x\xi$ -平面上でビームが占有する面積が 0 のときである。実際の実験における中性子ビームは  $x\xi$ -平面上である有限の面積を占有している。磁気光学素子は  $x\xi$ -平面上の面積を保存するので、ビームの総量を減少させることなく、ビームの空間的な大きさとビーム発散量を同時に減少させることはできない<sup>IV</sup>。

<sup>III</sup> (2.31) 式参照

<sup>IV</sup> 付録 A 参照

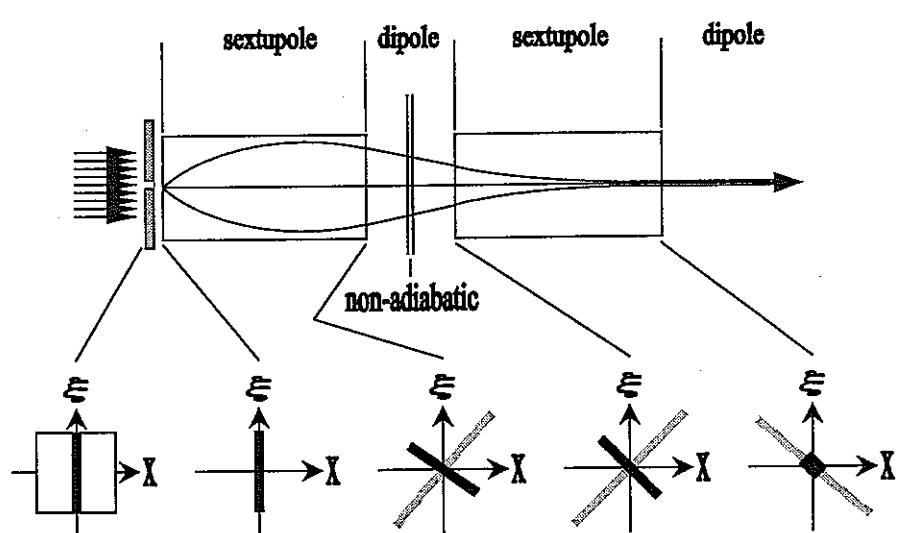


図 I - 4 - 1 ビーム制御の概念

## 4.2 実験体系

測定は日本原子力研究所改 3 号炉 SANS-J<sup>v</sup>ビームラインを用い、13 Å 及び 20 Å 中性子<sup>vi</sup>で行った。測定体系を図 I - 4 - 2 に示す。入射中性子のビーム発散は、半角で x 方向 3.7 mrad、y 方向 7.9 mrad である。13 Å 中性子において式 (4.1) を満たすようにするため、第 1 レンズの長さは 1350 mm、断熱条件を全く満たさない空間を 100 mm、第 2 レンズの長さを 500 mm とした。また、第 1 レンズ上流側に直径 1 mm、下流側に 9 mm、第 2 レンズ上流側に 9 mm、下流側に 8 mm のカドミウムスリットを取り付け、第 2 レンズの下流側から 3060 mm の位置に 2 次元位置敏感型検出器 (2D-PSD)<sup>vii</sup>を設置した。

平坦磁場の途中には中性子スピンドリッパー<sup>[4]</sup>を設置し、その後で磁場の方向が逆転するようにしておくことで、中性子スピンドルに対する符号を逆転させた。中性子スピンドリッパーは白色中性子のスピンドル反転に有効なカレントシートを用いて行った。中性子スピンドリッパーの体系を図 I - 4 - 3 に示す。カレントシートは直径 1 mm の銅-エナメル線とアルミニウム枠により作製し、直流電源により 1 A の電流を流した。中性子ビームは 50 mm × 50 mm のアルミニウムの枠内を通過させた。

また、六極磁場と平坦磁場を断熱的に接続するため、3.3.2 節で用いたソレノイドコイルを使用した。ソレノイドコイルには 1 A の電

<sup>v</sup> Small-Angle Neutron Scattering Instrument 中性子小角散乱装置

<sup>vi</sup> モデレータ 20 K 液体水素

<sup>vii</sup> 空間分解能  $4.86 \times 5.28 \text{ mm}^2$

流を流し、スピンの量子化軸方向をビーム軸方向にした。これは、六極磁場とスピンフリッパーの磁場が共に xy-平面に平行であるため、スピンが保存されない可能性があるからである。これにより、スピンフリッパーの非断熱領域まではスピンが保存されると考えられる。

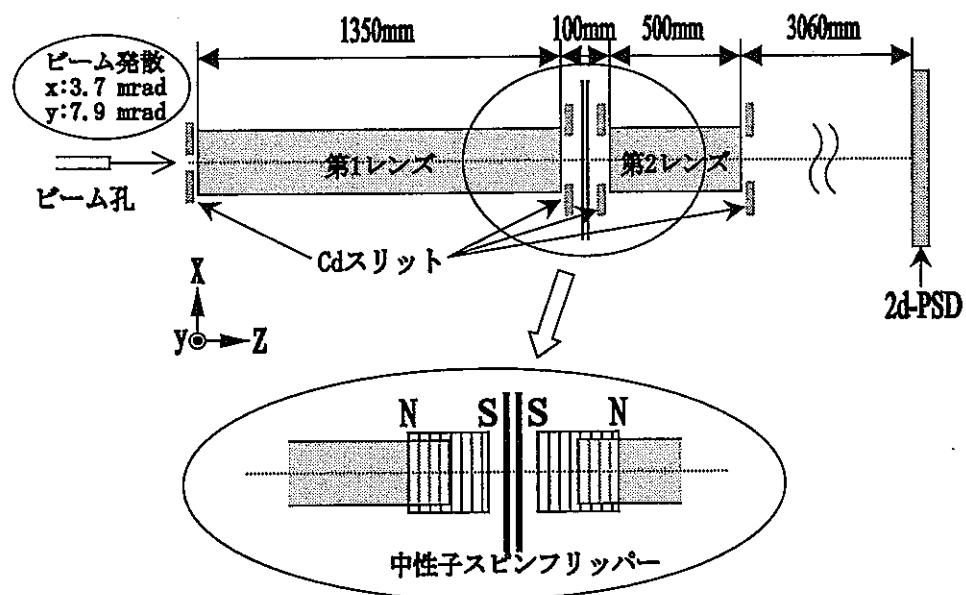


図 I - 4 - 2 測定体系

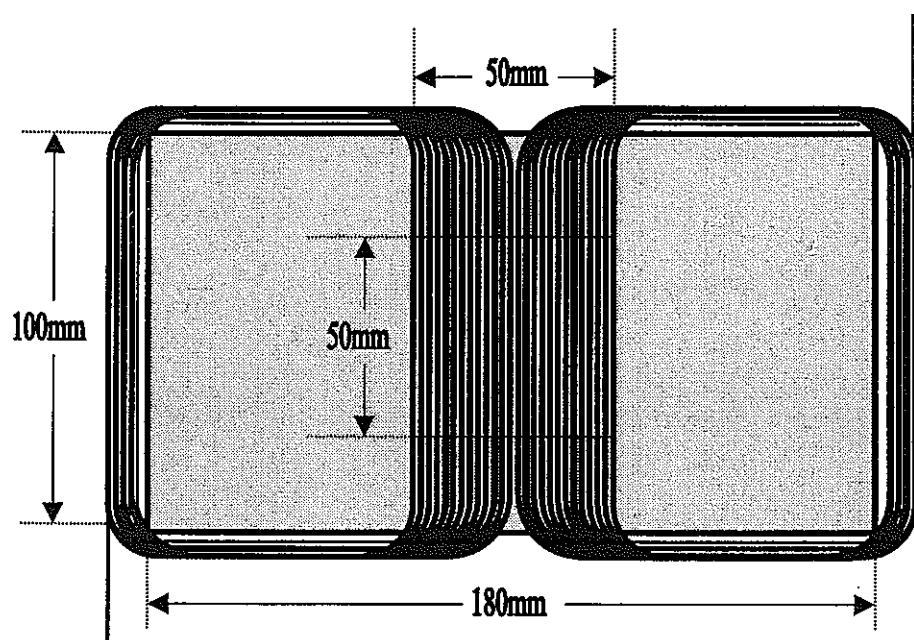


図 I - 4 - 3 中性子スピニッパーの体系図

### 4.3 計算モデル

シミュレーション計算は、モンテカルロ法を用いて C 言語でプログラミングした。計算条件は 3.2.1 節とほぼ同様である。ビーム発散は z 軸に対して 7 mrad 以下とし、中性子スピンドリッパーにおいて中性子がすべてスピンドル反転するものと仮定した。重力及び磁気レンズの歪みによる影響は考慮していない。また、検出器は実験で用いた 2 次元検出器と同様の空間分解能を持たせた。

### 4.4 結果及び考察

磁場がない場合のビームスポットの大きさは、入射ビームのビーム発散、第 1 レンズ上流側スリット直径、第 2 レンズ下流側スリット直径、スリット間距離、及び検出器までの距離を考えれば容易に算出できる。ここで、磁場がないときのビームスポットを図 I - 4 - 4 に示す（計算）。このビームスポットの径と比較することにより、ビーム発散を制御できたかどうかが分かる。

磁場がある場合に 13 Å 中性子を入射させ、中性子スピンドリッパーを ON にした場合と OFF にした場合のビームスポットの実験結果と計算結果を図 I - 4 - 5 ~ 図 I - 4 - 8 に示す。黄色は強度が高いことを表しており、黒は強度が低いことを表している。同様に、20 Å 中性子の場合も行い、図 I - 4 - 9 ~ 図 I - 4 - 12 に示す。計算では、図 I - 4 - 4 と式 (4.1) を満たす図 I - 4 - 7 を比較する

と、このシステムによりビーム径が小さくなることが分かる。つまり、ビーム発散を抑えたことになる。

次に検出器 y 方向 59 ch～61 ch の強度を積分した x 方向の計算による空間分布を図 I - 4 - 1 3 に示す。このように 13 Å 中性子を入射させ、スピニフリッパーを介すことにより、ビーム発散を抑えるだけでなく強度も増加することが分かる。さらに、磁場がないときのビームスポットの積分強度を 1 としたときのそれぞれの強度を表 1 に示す。ビームスポットの径がほぼ同じである磁場なしと 13 Å 中性子、スピニフリッパー ON を比較すると、磁場の効果により約 5 倍の強度のビームを出力できることが分かる。

同様に、実験と計算による空間分布の比較を図 I - 4 - 1 4 、図 I - 4 - 1 5 で行った。これらを見ると、実験と計算では大きな違いがある。また、実験の ON、OFF を比較してみると、空間分布がほとんど変わっていない。これらのことから、スピニフリッパーが働いていないことが予想される。そこで、中性子スピニフリッパーの動作テストを KUR で行った結果、非断熱的なスピニの反転が起こっていないことが分かった。この原因として、地磁気あるいはその他の原因による磁場の影響、スピニフリッパーのコイルの巻き乱れによる磁場の不均一性、スピニフリッパーのコイルのリターン部分から発生している磁場がビーム軸部分の磁場を乱している、スピニの量子化軸方向がビーム軸方向という特殊な体系であったため、セットアップが不十分であったなどといったことが考えられ、非断熱領域以外の部分においてスピニが十分に保存されていなかった可能性がある。したがって現在は、中性子の Larmor 歳差運動を利用して

スピンを反転させるドラブキン型スピニンフリッパー<sup>VIII</sup>での検討を行っている。これによって、これらの影響は回避できる可能性がある。

実験及び計算では非偏極中性子を用いて行ったが、第1レンズによりスピン平行のものだけが残るため、偏極された中性子ビームを出力させることが可能である。

---

<sup>VIII</sup> 単色中性子のスピン反転に有効

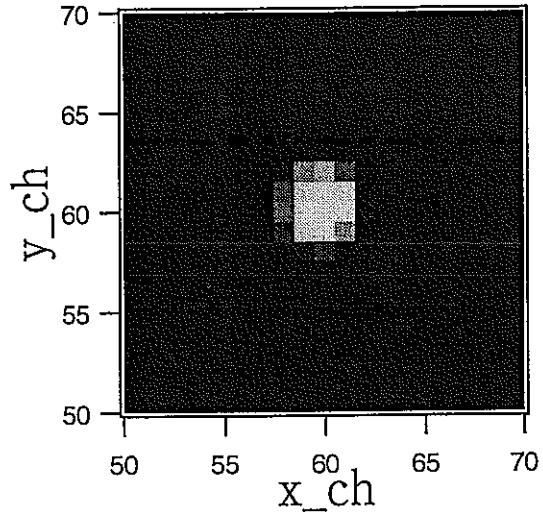


図 I - 4 - 4 磁場なしのビームスポット（計算）

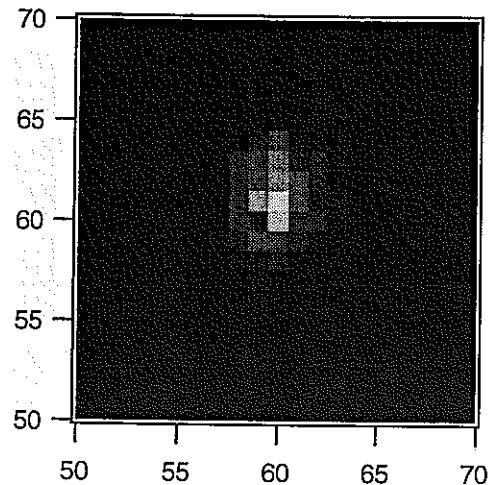


図 I - 4 - 5

ビームスポット (実験)

13 Å : スピンフリッパー ON

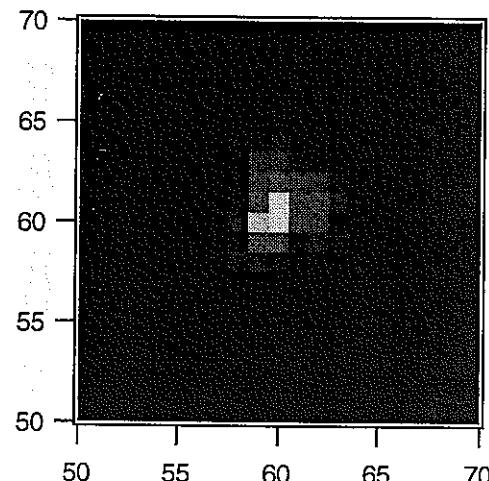


図 I - 4 - 6

ビームスポット (実験)

13 Å : スpinフリッパー OFF

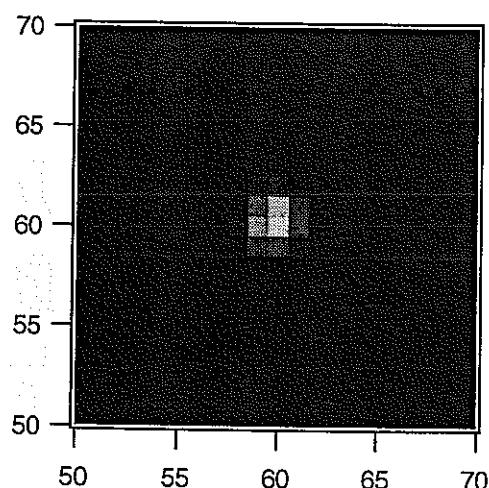


図 I - 4 - 7

ビームスポット (計算)

13 Å : スpinフリッパー ON

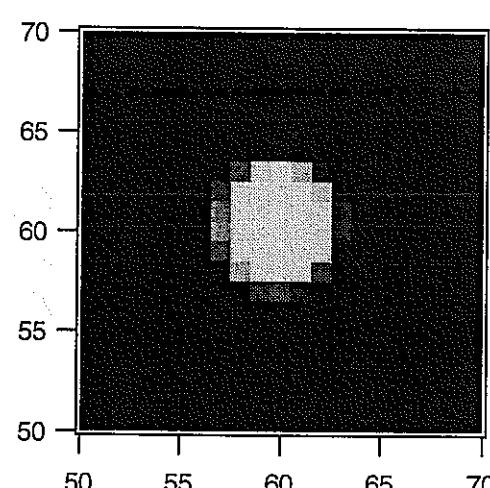


図 I - 4 - 8

ビームスポット (計算)

13 Å : スpinフリッパー OFF

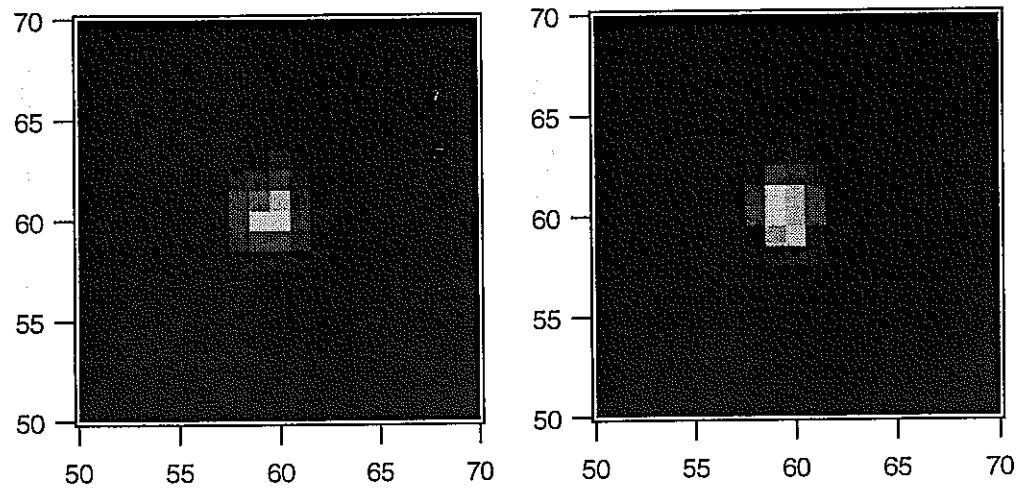


図 I - 4 - 9

ビームスポット (実験)

20 Å : スピンフリッパー ON

図 I - 4 - 1 0

ビームスポット (実験)

20 Å : スピンフリッパー OFF

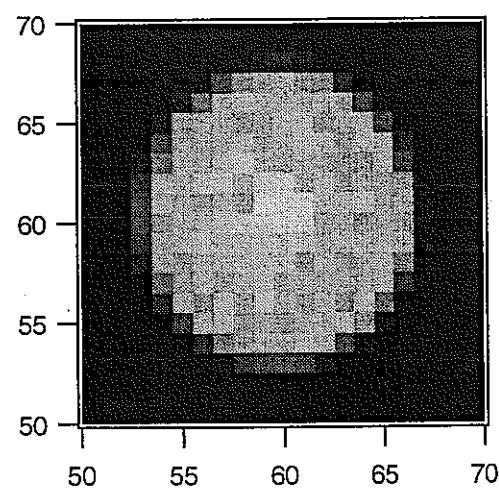


図 I - 4 - 1 1

ビームスポット (計算)

20 Å : スpinフリッパー ON

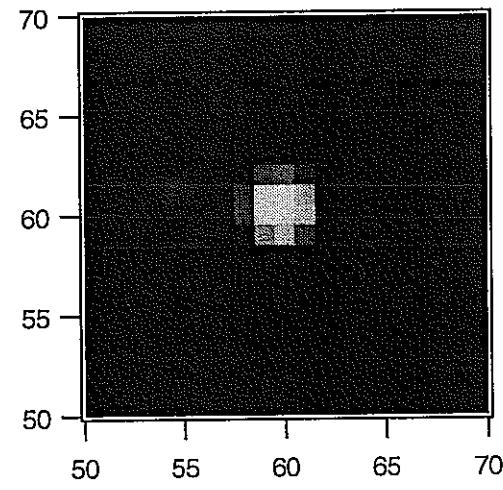


図 I - 4 - 1 2

ビームスポット (計算)

20 Å : スpinフリッパー OFF

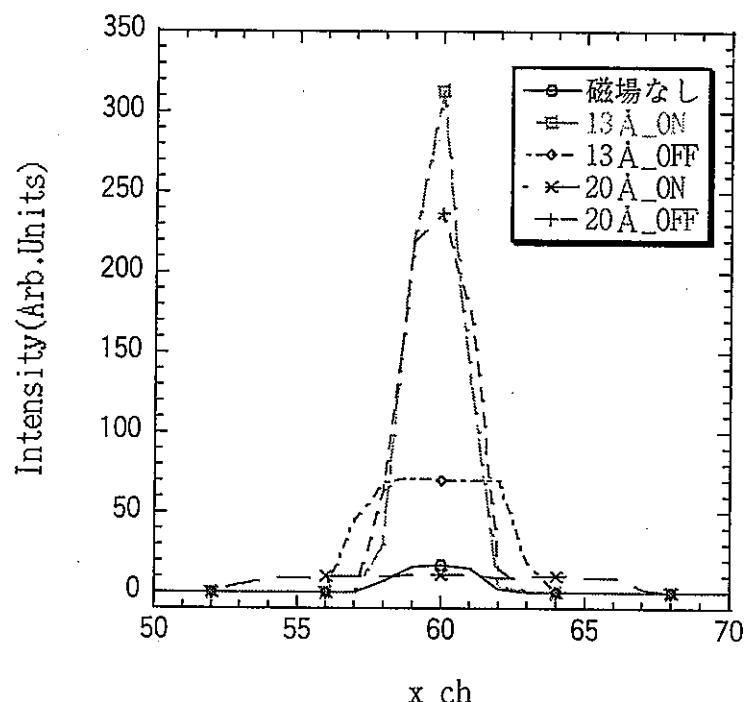


図 I - 4 - 1 3 x 方向の空間分布 (計算)

表 I - 4 - 1 磁場なしに対する積分強度比

	スピニフリッパー ON	スピニフリッパー OFF
13 Å	5.3794	5.3147
20 Å	3.667	5.87435

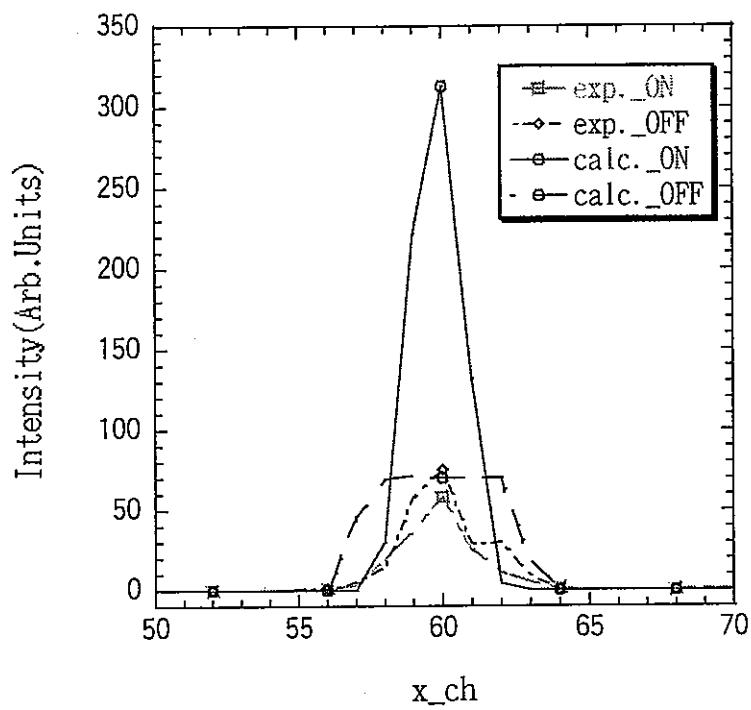


図 I - 4 - 1 4

13 Å 中性子のスピンフリッパー ON, OFF による空間分布

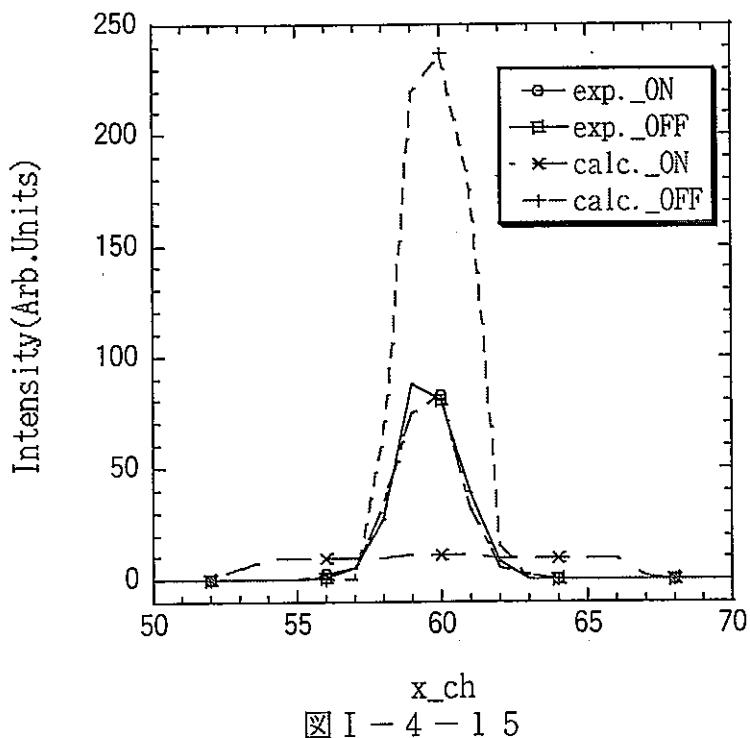


図 I - 4 - 1 5

20 Å 中性子のスピンフリッパー ON, OFF による空間分布

## 第 5 章 結言

第 2 章では、磁場を利用して中性子ビームを収束させる装置(中性子レンズ管)を用いて実験を行い、中性子の集束がどの程度起きるのかを調べるため、波長スペクトルの測定を行った。さらに計算による理論解析を行い、中性子の波長スペクトルや空間分布を求め、実験値と比較検討することを目的とした。

第 3 章では、六重極永久磁石中性子管の収束強度と収束位置の実験値と計算値との違いの原因を探ることを目的とした。

第 4 章では、磁気レンズにより中性子ビームを収束させた後、スピノ操作し、発散させることで中性子ビームを平行化することを目的とした。

中性子の磁場による収束は確認でき、入口、出口スリットの直径が 2mm で中性子レンズ管の長さが 2m のときは、 $13\text{\AA}$  の中性子で約 30 倍の利得を得ることができた。また、先端分岐型中性子ガイド管と同様、減速材表面の中性子束空間分布、角度分布が重要であり、これらの分布の違いによって利得が大きく変化することがわかった。

中性子レンズ管を用いることで単に中性子束密度を増加させるのではなく、スリットの径を小さくすることで、中性子レンズ管で収束する波長の中性子のみを利用でき、中性子モノクロメーターとしても利用できると考えられる。ただし、入口スリットの径を小さくすることは、強度の低下を招くのでレンズ管以外の収束装置（例えば、マルチキャピラリファイバーなど）で収束させてから入射する必要がある。また、非偏極の中性子を中性子レンズ管に入射することで、

長波長領域において偏極デバイスとして働くことがわかった。

中性子の収束実験では、六重極永久磁石中性子管内の非断熱領域は非常に小さく、収束中性子強度には影響を与えないことが実験により分かった。収束強度、収束位置は磁気レンズ管の歪みを考慮することで、実験をほぼ再現できる。以上のことより、磁気レンズの歪みが収束中性子特性に大きく関与することから、製作精度及びセッティング精度が要求される。六極磁場による中性子の収束効果は損失のない中性子導管として利用できるため、中性子源から遠く離れた散乱装置まで中性子を導くデバイスとして利用できる。

磁気レンズを組み合わせ、中性子 спинを操作することにより、空間的にも小さくビーム発散が小さく抑えられたビームが得られる。しかも、出力ビームは局所的な磁場に対して偏極しているので、平坦磁場に断熱的に接続することによって偏極ビームを得ることができる。こういった機能は反射光学系でも可能だが、長い距離を必要としたり、最適な条件を満たすことが困難である。短い距離で平行ビームを得ることによって、パルス中性子源などで TOF を行う場合にフレームオーバーラップを避けることができる。ビーム発散を短い距離で抑える技術は、スパレーション中性子源における極小角散乱に新たな可能性を提供するものと考えられる。

## 参考文献

- [1] H.M. Shimizu, H. Kato, T. Oku, Y. Kiyanagi, Y. Suda, Y. Ogawa, H. Iwasa, T. Kamiyama and T. Wakabayashi : COLD NEUTRON BEAM CONTROL USING MAGNETIC FIELD GRADIENT, to be published in Physica B
- [2] 須田義之：「中性子ビーム制御に関する基礎研究」、平成 9 年度修士論文
- [3] 清水裕彦、奥隆之、曾山和彦、鈴木淳市、田崎誠司、川端祐司、大友季哉、鬼柳善明：「低エネルギー中性子ビーム光学的制御」、KEK Internal 99-8 September 1999 M
- [4] Jones, T.J.L, Williams, W.G.(Rutherford Lab.,Sci. Res.Council,Chilton, England) : Non-adiabatic spin flipper for thermal neutrons , Nucl. Instrum. & Methods (Netherlands), vol.152, no. 2-3, 463-9, 15 June 1978

第Ⅱ編 マルチキャピラリーファイバーによる  
中性子ビーム制御

## 第1章 はじめに

中性子は、原子、分子、固体、液体などの構造を調べるための特徴ある手段として用いられている。特に熱中性子及び冷中性子は、物質の微視的構造や原子・分子の運動状態の研究に広く用いられ、大きな効果をあげてきた。このエネルギー領域における中性子の重要な特徴として、そのエネルギーと波長の関係がある。X線の場合、ラウエ写真などの用いられるX線のエネルギーは温度にして $10^8\text{K}$ 程度で、物質の運動を測定するには大きすぎる。一方、赤外、遠赤外光のエネルギーは室温程度であり、原子の運動状態を測定するには適しているが、その波長は $1\mu\text{m} \sim 0.1\text{mm}$ で、物質のミクロ構造を調べるには適していない。これに対し中性子の場合、例えば通常の散乱実験に多く用いられている熱中性子の波長は $2\text{\AA}$ 、エネルギーは温度にして約 $300\text{K}$ である。この値は、物質のミクロ構造と運動の空間的広がりやエネルギーのスケールと同程度であることから、中性子は電磁波と比べ、物質のミクロ構造と動的振る舞いを同時にかつ精度よく測定するのに適したエネルギーと波長領域をもっている。

中性子は物質研究のみでなく、これからは医療(ガン治療)や工学(金属材料の欠陥の発見)など、幅広い分野で利用されると考えられている。しかしながら、X線に比べると、装置も大がかりなものとなり、なおかつ強度が弱い。そのため、測定時間もかなり長くかかるため、簡単に実験ができるわけではない。

そこで、中性子強度を減少させることなく照射位置に集めることができれば非常に有用である。そのための方法のひとつとして、マルチキャピラリーファイバーを中性子収束レンズとして用いて、その焦点に中性子を収束させる方法が考えられている。これは、サブミクロンオーダーの微小領域に、熱中性子及び冷中性子を高い強度で集めることができるので、中性子散乱実験や中性子ラジオグラフィーなどを行なう際に効果的である。

レンズの収束特性を調べるために、レンズを構成する1本1本のファイバーの輸

送特性を知ることが必要となる。そのため、本研究では、中性子波長や曲率半径に依存するマルチキャピラリーファイバーの輸送特性を調べることを目的とし、異なる曲率をもったファイバーによって輸送される中性子波長スペクトルを実験によって測定した。さらに、計算による解析を行ない、中性子波長スペクトルや空間分布を求めた。

## 第2章 中性子の光学的現象

中性子は波としての性質をもつことから、古典光学に類似した反射や屈折などの現象を示すことが知られている。全反射の臨界角は波長依存性があり、物質の干渉性散乱長や原子数密度に依存している。

### 2.1 臨界入射角の導出

中性子と原子核との相互作用は、Fermi の擬ポテンシャル

$$V = \frac{\hbar^2}{2\pi m} b_{coh} \delta(r) \quad (2-1-1)$$

$\hbar$  : プランク定数

$b_{coh}$  : コヒーレント散乱長

$m$  : 中性子質量

によって定義されている。中性子が媒質の表面で反射、屈折といった光学的現象を示す場合、これは媒質の表面に垂直な方向のポテンシャルによる散乱の 1 次元定常問題と考えることができる。このポテンシャルは(2-1-1)式に単位体積あたりの原子数密度  $N$  を掛けることにより次式のように表わせる。

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

ポテンシャル  $V$  の一様な媒質内外の波動方程式は、以下のように表わせる。

$$\nabla^2 \Psi(Z) + \frac{2m}{\hbar^2} E \Psi(Z) = 0 \quad (Z > 0) \quad (2-1-3a)$$

$$\nabla^2 \Psi(Z) + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \Psi(Z) = 0 \quad (Z < 0) \quad (2-1-3b)$$

平面波を用いると、式(2-1-3)の解は次式で仮定することができる。

$$\Psi(Z) = A e^{ik_0 Z} + B e^{-ik_0 Z} \quad (Z > 0) \quad (2-1-4a)$$

$$\Psi(Z) = Ce^{ikZ} \quad (Z < 0) \quad (2-1-4b)$$

式(2-1-4a)の第1項は入射中性子の平面波を表わし、第2項は反射中性子の平面波を表わしている。また、 $k = |\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$  は平面波の波数ベクトルの大きさであり、式(2-1-3)から、次のように書くことができる。

$$k_0^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E \quad (2-1-5a)$$

$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \quad (2-1-5b)$$

ここで、媒質の表面における屈折率  $n$  を媒質内外の波数ベクトルの比から以下のように定義する。

$$n = \frac{k}{k_0} \quad (2-1-6)$$

(2-1-5a)、(2-1-5b)を代入すると、

$$n^2 = \left( \frac{k}{k_0} \right)^2 = \frac{E - V}{E} \quad (2-1-7)$$

$E = \frac{1}{2}mv^2$  と式(2-1-2)のポテンシャルを用いると、

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi\hbar N b_{coh}}{m^2 v^2} \quad (2-1-8)$$

さらに、de Broglie 波の群速度  $v = \frac{2\pi\hbar}{m\lambda}$  を用いると、式(2-1-7)は次式のように書くことができる。

$$n = \sqrt{1 - \frac{\lambda^2 N b_{coh}}{\pi}} \quad (2-1-9)$$

式(2-1-9)から、媒質の屈折率は波長に依存することがわかる。

屈折率  $n_0$  の媒質から屈折率  $n_1$  の媒質に中性子が入射する場合、媒質境界における屈折率は snell の法則を用いて以下のように書ける。

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{\sin(90 - \theta_0)}{\sin(90 - \theta_1)} = \frac{\cos\theta_0}{\cos\theta_1} \quad (2-1-10)$$

ここで用いた屈折角  $\theta_0$  または  $\theta_1$  については、図 II-2-1 に示す。ほとんどの物質について、屈折率は  $n_1 \leq 1$  であり、空気の屈折率については  $n_0=1$  である。中性子が空気からきわめて小さい角度で媒質に入射する場合、屈折角  $\theta_1$  は急速に 0 に近づき、媒質の表面で全反射を起こす。この場合、全反射を起こす臨界反射角(臨界角)を  $\theta_c$  とおくと、式(2-1-10)から、  $n_0=1$ かつ  $\theta_1=0$  の極限において次式が成り立つ。

$$n_1 = \cos \theta_c \quad (2-1-11)$$

式(2-1-9)で導出した屈折率を用いると、

$$\cos \theta_c = \sqrt{1 - \frac{\lambda^2 N b_{coh}}{\pi}} \quad (2-1-12)$$

つまり、臨界角  $\theta_c$  は、

$$\begin{aligned} \theta_c &\approx \sin \theta_c \\ &= \lambda \sqrt{\frac{N b_{coh}}{\pi}} \end{aligned} \quad (2-1-13)$$

と近似することができ、臨界角は波長に比例することがわかる。

媒質表面が理想的な鏡面である場合には、 $\theta_c$  以下の入射角で波長  $\lambda'$  以上の波長をもつ中性子の反射率は 1 となって全反射される。

## 2. 2 中性子反射率

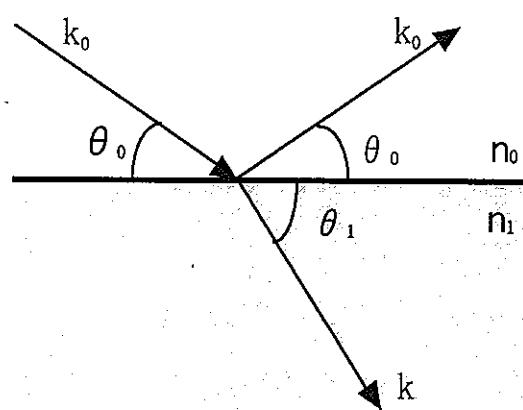
媒質表面が理想的な鏡面である場合の全反射の現象を図 II-2-2 に示す。ここでは、単色中性子ビームにおける入射中性子ビーム強度  $I_{ref}(\lambda)$  と反射中性子ビーム強度  $I_{in}(\lambda)$  の比を入射角  $\theta$  の関数として表わしている。入射角が臨界角  $\theta_c$  に達すると、強度比は急激に減少するが、 $\theta > \theta_c$  となつてもすぐには 0 にならない。これは、中性子は臨界角より大きな角度で衝突したときでも不完全な反射をするためである。このときの反射率  $R$  は、

$$\begin{aligned}
 R(\lambda) &= \frac{I_{ref}(\lambda)}{I_{in}(\lambda)} \\
 &= \left\{ \frac{(n^2 - \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}} - \sin \theta}{(n^2 - \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}} + \sin \theta} \right\}^2
 \end{aligned} \tag{2-2-1}$$

さらに、式(2-1-11)から、臨界角  $\theta_c$  を用いて以下のように書くことができる。

$$R(\lambda, \theta) \equiv \left[ \frac{1 - \left\{ 1 - \left( \frac{\theta_c}{\theta} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}}{1 + \left\{ 1 - \left( \frac{\theta_c}{\theta} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}} \right]^2 \tag{2-2-2}$$

上の式に  $\theta = \theta_c$  を代入すると、 $R=1$  になることは明らかである。すなわち、このとき中性子は全反射している。



$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta_1}$$

図 II-2-1 中性子光学におけるスネルの法則

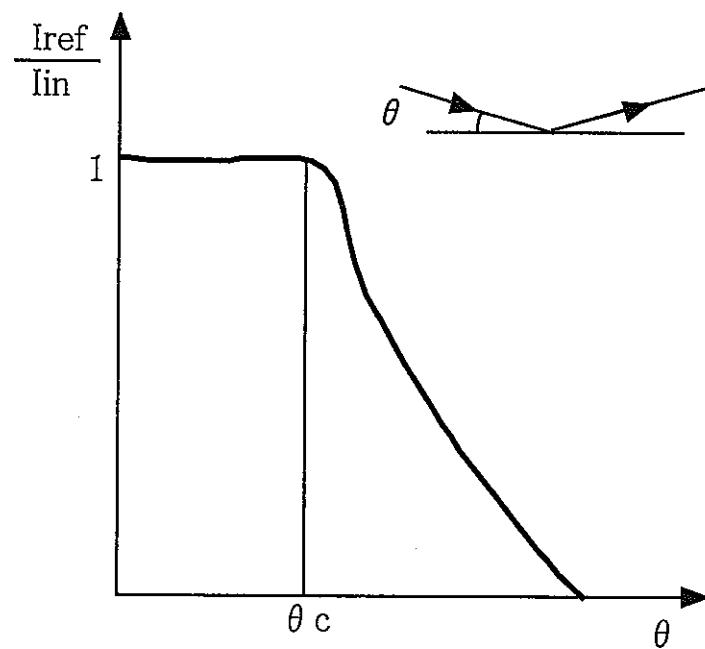


図 II-2-2 ミラー反射

## 第3章 2次元数値シミュレーション

マルチキャピラリーファイバーを用いた中性子透過特性の測定を北大 45MeV 電子ライナックで行なうことが可能かどうかを知るために、数値シミュレーションによる強度の見積もりを行なった。

### 3.1 マルチキャピラリーファイバーの臨界角

マルチキャピラリーファイバーは、1986 年に M. A. Kumakhov によって X 線および中性子収束に利用するために考案されたガラスファイバーである。最近では、中性子収束に対しておもに鉛とホウ酸からなるマルチキャピラリーファイバーを使った研究が X 線光学系の経験にもとづいて行われている。

マルチキャピラリーファイバーは、直徑数  $\mu\text{m}$  の多数の細管(キャピラリー)によって構成されている。中性子収束レンズは、キャピラリー内のなめらかな壁面を中性子が多連反射する、という原理に基づいたものである。多連反射には zigzag 反射と Garland 反射の 2 種類があり、その反射の様子を図 II-3-1 に示す。中性子がキャピラリー内部に入射するときの角度が物質の臨界角  $\theta_c$  よりも小さな角度である場合、強度をほとんど失うことなく全反射する。この臨界角の条件を満たした中性子は、なだらかに曲がったキャピラリーを通って効果的に伝達される。

本研究では、ケイ酸塩ガラスをマルチキャピラリーファイバーとして使用した。ファイバーの全長 ( $L_c$ ) は 300mm(誤差  $\pm 2\text{mm}$ ) で、外径は 1mm( $\pm 0.1\text{mm}$ ) である。光学顕微鏡によって撮影されたマルチキャピラリーファイバーの断面図を図 II-3-2 に示す。キャピラリーの直徑は  $10 \mu\text{m}$  と  $15 \mu\text{m}$  ( $\pm 0.1 \mu\text{m}$ ) の 2 種類を用いた。ここで、面積  $S$  のファイバーに面積  $s$  のキャピラリーが  $n$  本含まれているとすると、これらはファイバーの開口率  $K$  を用いて次式のように表わすことができる。

$$S \times K = s \times n \quad (3-1-1)$$

ファイバーの面積と開口率は2種類とも  $S = (0.5)^2 \pi mm^2$ 、 $K = 60\%$ であるので、1本のファイバーには直径  $10 \mu m$  のキャピラリーの場合は6000本、直径  $15 \mu m$  のキャピラリーの場合は約2700本含まれていると考えられる。

このファイバーの臨界角は、材料の組成比(表II-3-1)から求めることができた。まず、ファイバーの密度を  $x[g/cm^3]$ として、物質の分子数密度  $n_M$ を次式で表わした。

$$n_M = \left( x \times \frac{w}{100} \right) \times \frac{1}{M} \times N_A [cm^{-3}] \quad (3-1-2)$$

w : 重量%

M : 分子数

$N_A$  : アボガドロ数

例えば、 $SiO_2$ の場合、 $M=60.09$ 、 $w=71.1\%$ なので、

$$n_{SiO_2} = 1.18 \times 10^{-2} \times x \times N_A [cm^{-3}] \quad (3-1-3)$$

と求められた。さらに、 $SiO_2$ は  $Si$  原子1個、 $O$  原子2個から構成されていることから、それぞれの原子数密度  $n_A$ を次式のように求めた。

$$\begin{aligned} n_{Si} &= 1.18 \times 10^{-2} \times x \times N_A [cm^{-3}] \\ n_O &= 2.37 \times 10^{-2} \times x \times N_A [cm^{-3}] \end{aligned} \quad (3-1-4)$$

このようにして、ファイバーに含まれるすべての物質について原子数密度  $n_A$ を求め、その総和がファイバーの原子数密度  $N$ となるので、

$$N = 4.86 \times 10^{-2} \times x \times N_A [cm^{-3}] \quad (3-1-5)$$

ここで、ファイバーの密度  $x$ は、すべての物質の密度と重量%との積の総和であり、

$$x = 2.71 [g/cm^3] \quad (3-1-6)$$

さらに、 $N_A$ はアボガドロ数( $6.02 \times 10^{23}$ )なので、式(3-1-5)は、

$$N = 7.93 \times 10^{22} [cm^{-3}] \quad (3-1-7)$$

となった。それぞれの物質について求めた原子数密度  $n_A$ と存在比  $n_A/N$ 、さらにコヒーレント中性子散乱長  $b_{coh}$ を表2-2-2に示す。平均コヒーレント散乱長  $\overline{b_{coh}}$ は、存在比と中性子コヒーレント散乱長との積の総和から、

$$\overline{b_{coh}} = 0.512 \times 10^{-12} [cm] \quad (3-1-8)$$

と求められた。式(2-1-13)に、N、 $\overline{b_{coh}}$ を代入し、マルチキャピラリーファイバーの臨界角を以下のように決定した。

$$\theta_c = 1.14 \times 10^{-3} \times \lambda [rad] \quad (3-1-9)$$

### 3.2 強度の見積もり

次にこのようなマルチキャピラリーファイバーによって輸送される中性子強度を計算によって求めた。計算体系を図 II -3-3 に示す。減速材表面の水平方向を x 軸、中性子の進行方向を z 軸とした。2 次元体系として考えたので、減速材表面の高さ方向(y 軸)については考慮しなかった。飛行距離は  $L_f=6.3m$  と仮定した。また、中性子源は x 軸方向に対して、図 II -3-4 に示すような cos 分布に従うと仮定し、減速材表面のある位置  $x_0 \sim \Delta x_0$  から放出される中性子の確率  $p(x)$ を次式のように定義した。

$$p(x) = \frac{\int_{\frac{x_0}{M_s}}^{\frac{x_0 + \Delta x}{M_s}} \cos\left(\frac{\pi x}{M_s}\right) dx}{\int_{-\frac{M_s}{2}}^{\frac{M_s}{2}} \cos\left(\frac{\pi x}{M_s}\right) dx} \quad (3-2-1)$$

$$= \frac{1}{2} \times \left\{ \sin \frac{\pi(x_0 + \Delta x)}{M_s} - \sin \frac{\pi x_0}{M_s} \right\}$$

$M_s$ : 減速材の大きさ(= 100[mm])

減速材表面( $x_0, 0$ )からキャピラリーに向かって放出される中性子の軌道を直線の式で表わした。また、同じくキャピラリーも 2 本の直線または曲線の式でおきかえ、それらと中性子の式との交点を求めた。ここで、キャピラリーはファイバーの中心に存在すると仮定し、式はファイバーの位置やキャピラリーの直径、さらに曲率半径を用いて定義した。また、曲率半径に関わらず、ファイバーの入口側(減速材側)の中心は z 軸上にあり、接線は z 軸に平行になるように仮定した。

最初の交点  $P_1(x_1, Z_1)$ における衝突角  $\theta_1$  は、中性子の式の傾きとキャピラリーの式の傾き(曲線ならば交点  $P_1$  における接線の傾き)をそれぞれ、 $\vec{n}_1=(1, n_1)$ 、 $\vec{c}_1=(1, c_1)$  として次式にあてはめて求めた。

$$\theta_1 = \cos^{-1} \frac{1 + n_1 \times c_1}{\sqrt{1+n^2} \sqrt{1+c^2}} \quad (3-2-2)$$

さらに、反射角がすべて入射角に等しいと仮定して、回転の1次変換

$$\begin{pmatrix} z' \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z \\ x \end{pmatrix} \quad (3-2-3)$$

$\theta$  : 反時計まわり

(時計まわりの場合は、 $\sin \theta$  の符号が逆になる)

を用い、反射後の中性子の傾き  $\bar{n}_2 = \frac{x'}{z'}$  を求めた。

また、中性子波長  $\lambda$  (Å)と式(2-1-13)を用いて、波長  $\lambda$  に対する臨界角  $\theta_c$  を決定した。 $\theta_1 \leq \theta_c$  を満たす中性子は全反射し、反射率  $R_1=1.0$  になるはずであるが、キャピラリーの壁面は中性子に対して完全な鏡面であるとは考えにくい。その場合、表面の乱れによって反射角が広がるため、全反射の際にも反射率が 1 以下になったり、入射角と異なった反射角を持つ散漫散乱が起こったりすると考えられている。本研究では前者について考慮し、全反射 1 回あたりの反射率を  $r(\lambda)$  と仮定した。つまり、波長  $\lambda$ 、衝突角  $\theta_1$  で入射した中性子の反射率  $R_1$  を次式のように表わした。

$$R_1(\lambda, \theta_1) = r(\lambda) \quad \theta_1 \leq \theta_c \quad (3-2-4a)$$

$$R_1(\lambda, \theta_1) = \frac{\left[ 1 - \left\{ 1 - \left( \frac{\theta_c \times \lambda}{\theta_1} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \right]^2}{\left[ 1 + \left\{ 1 - \left( \frac{\theta_c \times \lambda}{\theta_1} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \right]} \times r(\lambda) \quad \theta_1 > \theta_c \quad (3-2-4b)$$

$r(\lambda)$ については正確な値や算出方法が知られていない。そこで、原子力研究所の曾山氏が波長 2 Å の場合について求めた実測値を全波長に対して仮定し、 $r(\lambda) = 0.96$  を式(3-2-4a)、(3-2-4b)に代入した。

中性子がキャピラリー内で  $N$  回の反射を繰り返して輸送されるとすると、このときの輸送率  $T$  は、

$$T(\lambda, \theta) = R_1 \times R_2 \times R_3 \times \cdots \times R_N \quad (3-2-5)$$

というような反射率の積となる。

このようにして求めた関数を次式のように入射中性子スペクトル  $\Phi_0$  に掛けることで、マルチキャピラリーファイバーの透過中性子スペクトル  $\Phi_{ON}$  を得た。

$$\begin{aligned}
 \Phi_{ON} &= \Phi_0 \times \frac{s \times n}{S} \times \int_{\frac{-M_s}{2}}^{\frac{M_s}{2}} p(x) T(\lambda, \theta) dx \\
 &= \Phi_0 \times \frac{s}{S} \times \frac{S \times K}{s} \times \int_{\frac{-M_s}{2}}^{\frac{M_s}{2}} p(x) T(\lambda, \theta) dx \\
 &= \Phi_0 \times K \times \int_{\frac{-M_s}{2}}^{\frac{M_s}{2}} p(x) T(\lambda, \theta) dx
 \end{aligned} \tag{3-2-6}$$

$\Phi_0$  は、非結合型液体水素-ポリエチレン減速材を冷中性子源とし、飛行距離が  $L_f + L_c$ 、つまり、6.6m で、検出器面積が  $\Phi_{ON}$  と同じ入射中性子スペクトル(ダイレクトビーム)の実測値である。このダイレクトビーム  $\Phi_0$  を図 II-3-5 に示す。また、キャピラリーの直径が  $d_c = 10 \mu m$ 、曲率半径が  $\rho = \infty$ (直管)、6m、2.5m の場合について求めた予想スペクトルを図 2-3-6 に示す。

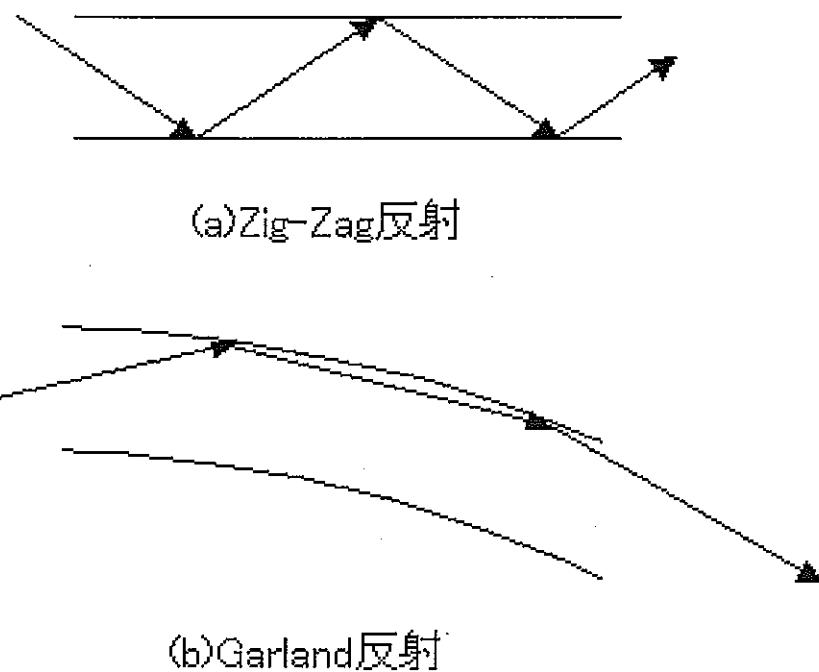


図 II -3-1 多連反射の様子

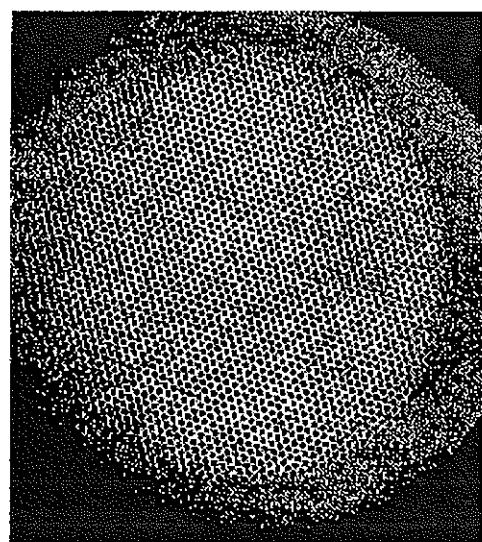


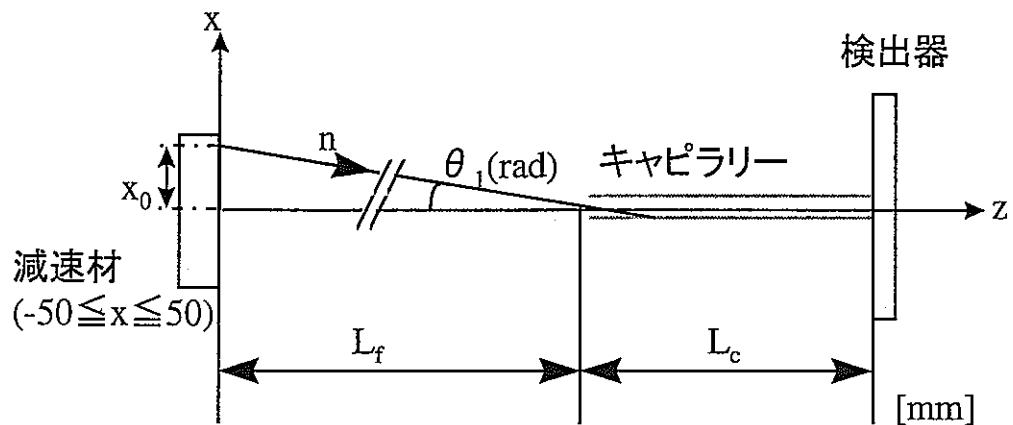
図 II -3-2 マルチキャピラリーファイバー(断面図)

物質	密度[g/cm <sup>3</sup> ]	重量%[wt%]	分子量
SiO <sub>2</sub>	2.65	71.1	60.09
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	3.84	1.47	74.98
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	5.15	0.07	15.97
TiO <sub>2</sub>	4.09	0.03	79.9
CaO	3.37	8.91	56.08
MgO	3.65	4.04	40.32
Na <sub>2</sub> O	2.27	13.10	61.982
K <sub>2</sub> O	2.32	0.83	94.2
SO <sub>3</sub>	1.93	0.24	80.066

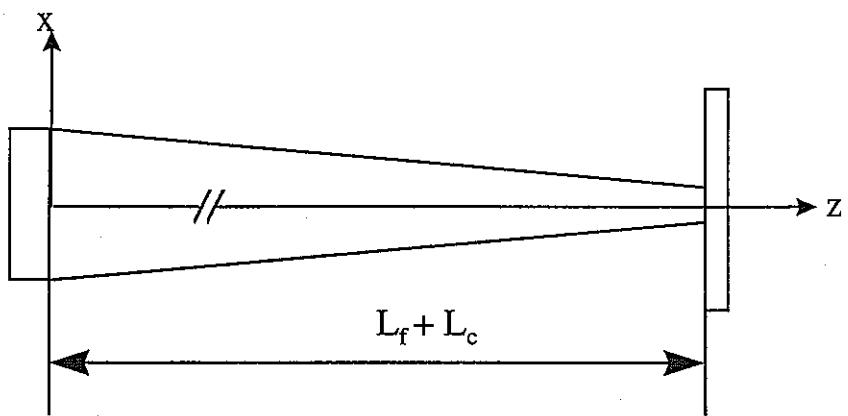
表 II -3-1 材料の組成比(1)

物質	原子数密度 ( $\times \rho N_A$ ) [cm <sup>-3</sup> ]	存在比[%]	中性子コヒーレント散乱長 ( $\times 10^{-12}$ ) [cm]
Si	$1.18 \times 10^{-2}$	$2.43 \times 10^{-1}$	0.42
Al	$3.92 \times 10^{-4}$	$8.07 \times 10^{-3}$	0.35
Fe	$8.77 \times 10^{-5}$	$1.80 \times 10^{-3}$	0.96
Ti	$3.75 \times 10^{-6}$	$7.72 \times 10^{-5}$	0.34
Ca	$1.59 \times 10^{-3}$	$3.27 \times 10^{-2}$	0.49
Mg	$1.00 \times 10^{-3}$	$2.06 \times 10^{-2}$	0.48
Na	$4.23 \times 10^{-3}$	$8.70 \times 10^{-2}$	0.351
K	$1.76 \times 10^{-4}$	$3.62 \times 10^{-3}$	0.35
S	$3.00 \times 10^{-5}$	$6.17 \times 10^{-4}$	0.31
O	$2.93 \times 10^{-2}$	$6.03 \times 10^{-1}$	0.577
計	$4.86 \times 10^{-2}$	X X X X	X X X X

表 II -3-2 材料の組成比(2)



(a)マルチキャビラリーファイバーがあるとき



(b)ダイレクトビーム

図II-3-3 計算体系

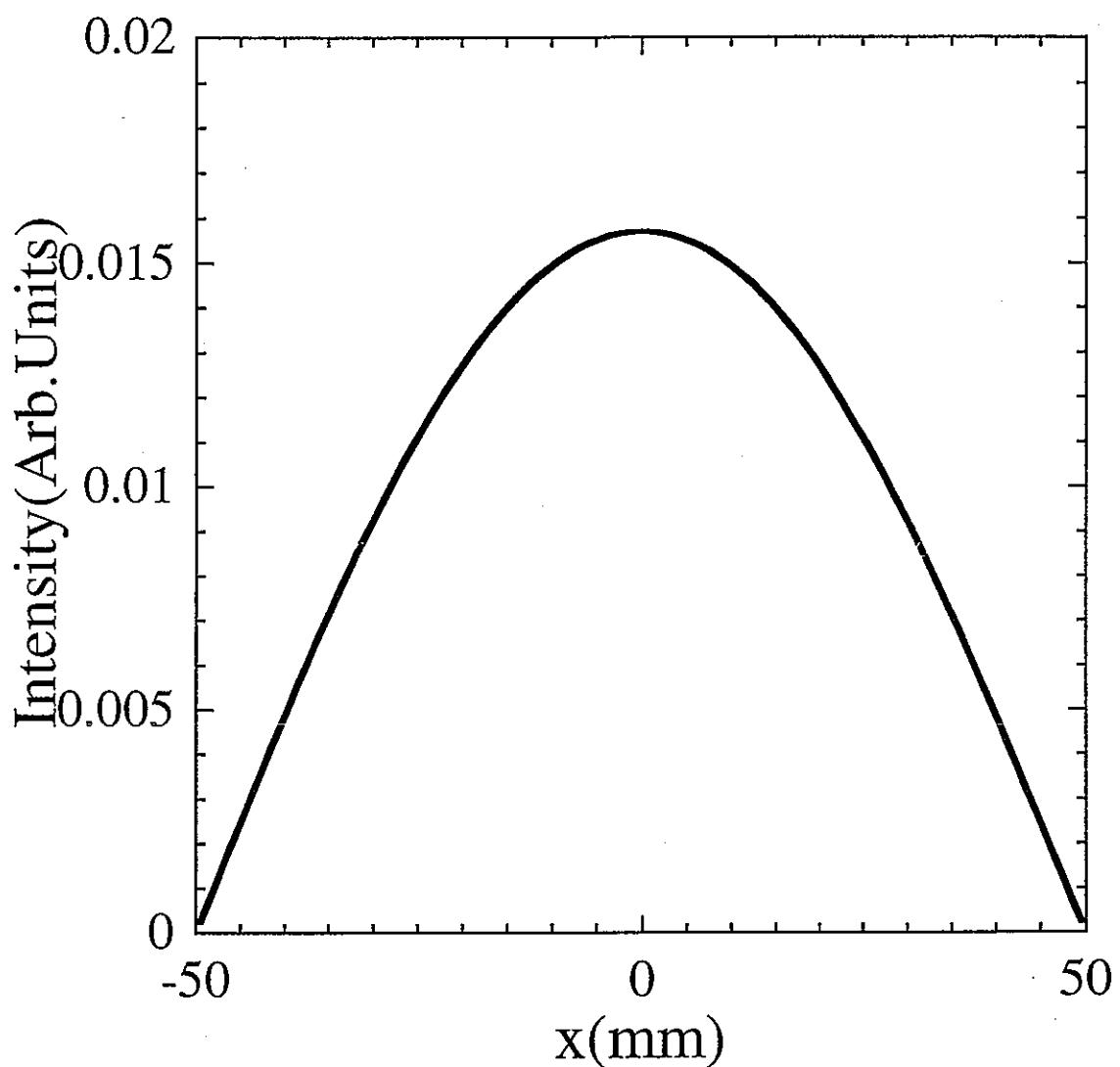


図 II -3-4 減速材表面における空間分布(x軸)

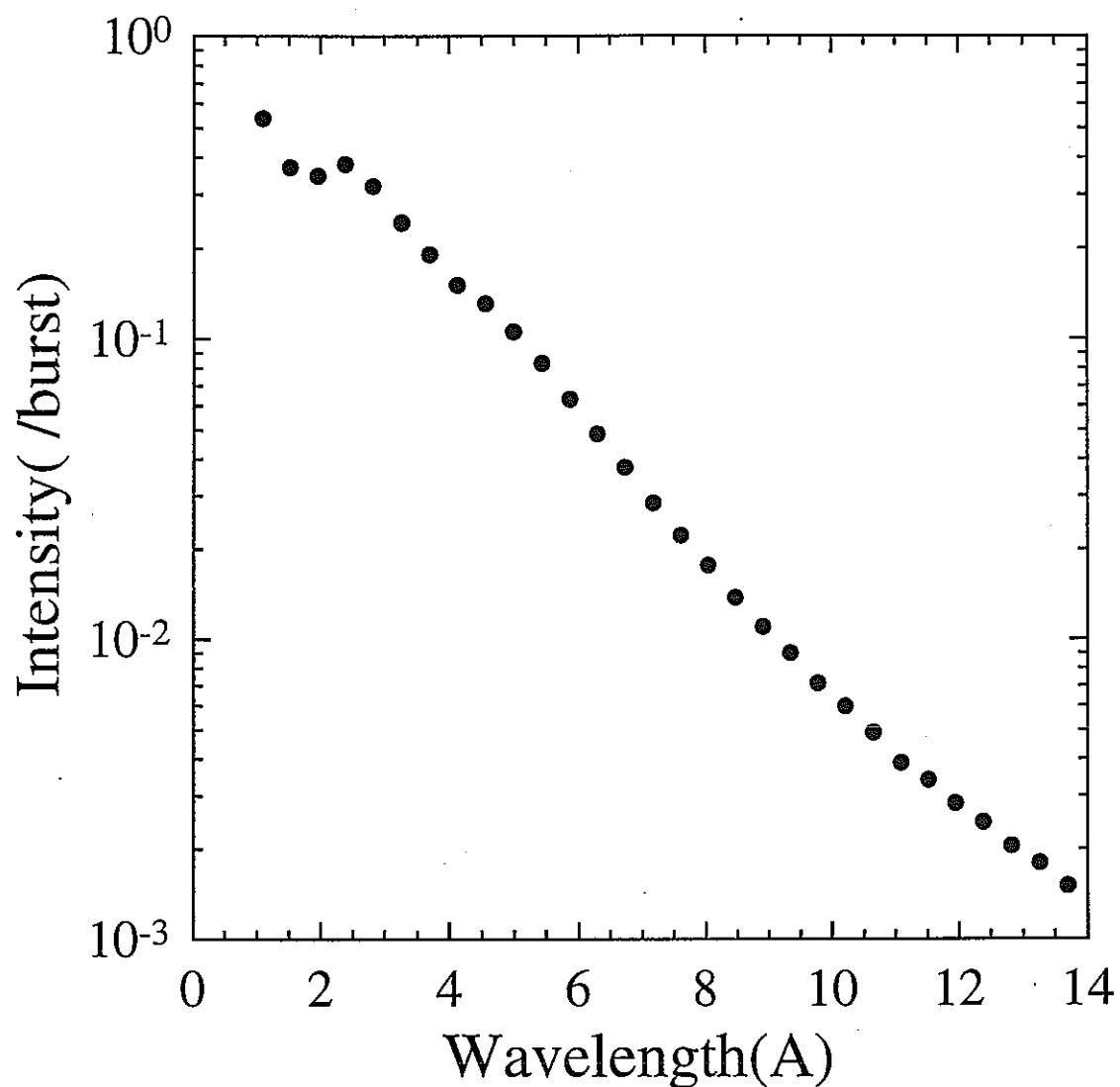


図 II -3-5 入射中性子スペクトル

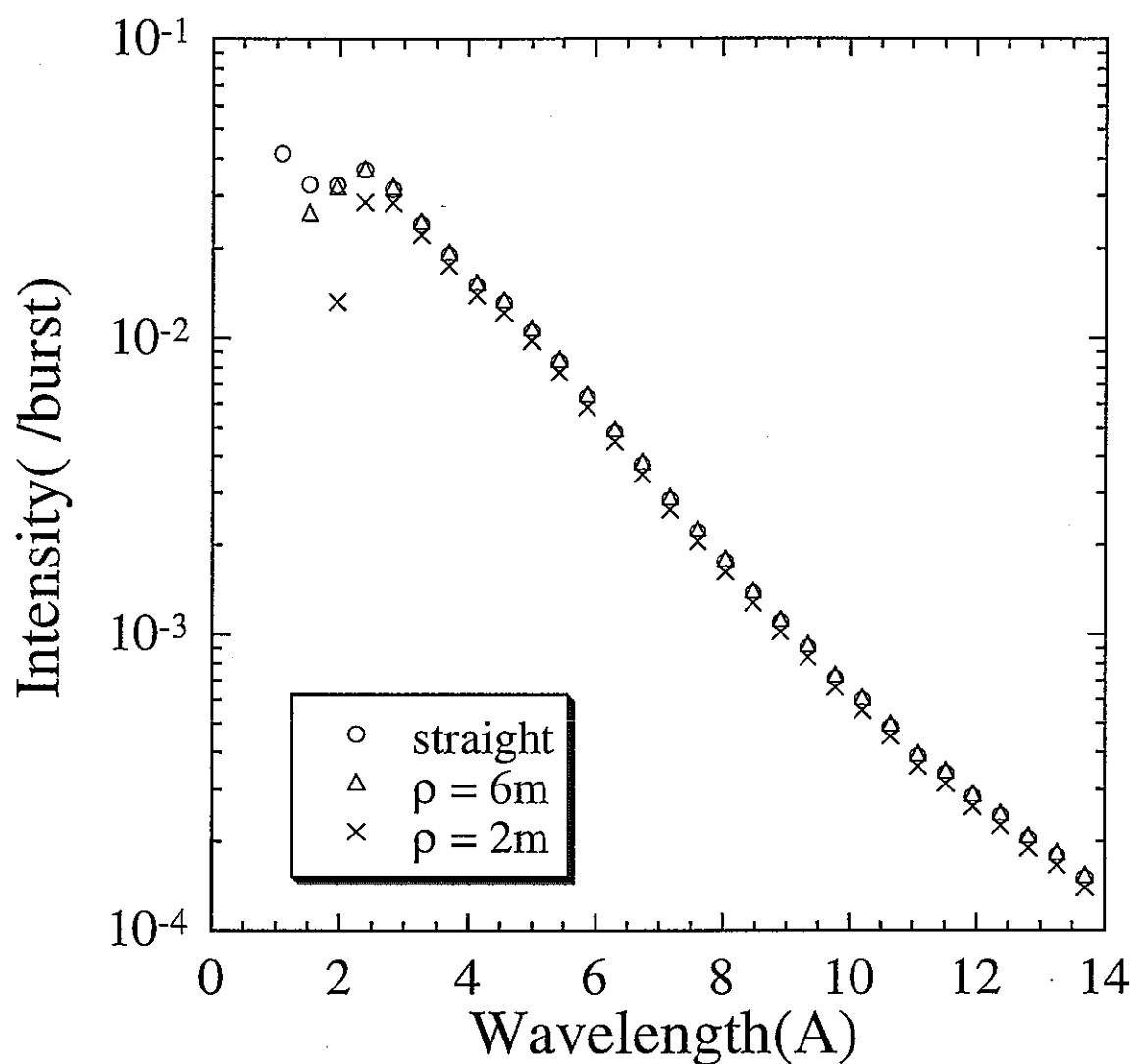


図 II-3-6 中性子波長スペクトル(計算)

## 第4章 透過中性子スペクトル測定

マルチキャピラリーファイバーによる中性子の輸送効率が、波長や曲率にどのように依存しているかを調べるために、キャピラリーの直径が  $10 \mu\text{m}$  で曲率半径が無限大(直管)、 $6\text{m}$ 、 $2.5\text{m}$  の場合について測定を行なった。さらに、 $15 \mu\text{m}$  の場合についても同様に測定を行った。測定体系を図 II-4-1 に示す。

### 4. 1 測定原理

透過中性子スペクトルの測定は、北大 45MeV 電子ライナックの Right ビームポートを用いて行なった。ライナックによって加速されたパルス状電子線を鉛ターゲットに照射すると、制動放射によって高エネルギーパルス状 X 線を発生し、 $\gamma - n$  反応によってパルス状速中性子が生じる。液体水素-ポリエチレン減速材に入射したパルス状速中性子は、冷中性子領域まで減速される。この中性子を飛行時間法により測定した。

飛行時間法とは、中性子が一定距離  $L(\text{m})$  を飛行するのに要した時間  $T(\mu\text{sec})$  を測定することにより、エネルギー分析を行なう方法である。本実験では、 $T$  を次式により、波長に換算した。

$$\lambda = \frac{0.286 \times T}{72.3 \times L} \quad (4-1-1)$$

$\lambda$  : 波長( $\text{\AA}$ )

検出器には、直径 1inch のステンレス製で円筒型のものを用いた。内部に  $^3\text{He}$  ガスが封入されていて、中心に芯線が張ってある。芯線に  $1500\text{V}$  の高圧電源を加えた状態で中性子が入射すると、円筒内で中性子が  $^3\text{He}$  と式(4-1-2)に基づく核反応を起こし、陽子と三重水素が生じる。



生成された水素核はガスを電離させ、その結果、電子-イオン対が発生する。これが高電場によって加速され、芯線に電荷が集められる。この電荷により電位が生じ、電流

が流れ出る。

検出器によって送り出された出力パルスは微弱なため、プリアンプによって増幅される。プリアンプの出力波形は積み重なって階段状になっているので、リニアアンプで微分して波形整形され、ディスクリミネーターで矩形波にされたあとタイムアナライザーに記録される。飛行距離が  $L(m)$  のときに  $\lambda(\text{\AA})$  までの中性子強度を測定するために必要な時間領域は、

$$t(\mu\text{sec}) = \frac{72.3 \times L(m) \times \lambda(\text{\AA})}{0.286} \quad (4-1-3)$$

から求めることができ、 $L=6.59(\text{m})$ 、 $\lambda=10(\text{\AA})$  とすると、 $t=16659(\mu\text{sec})$  であった。測定に用いたタイムアナライザーのチャンネル総数は 512ch であることから、 $1\text{ch}=35\mu\text{sec}$  とした。また、タイムアナライザーは設定した時間領域の測定を終えると、次の加速器のトリガーパルスを待機する状態となるので、加速器の運転周波数は 50pps に決定した。pps とは pulse per sec の略で、1 秒間に 50 パルスの電子線を発生させるということである。そのほかのライナックの運転条件は、パルス幅  $3\mu\text{sec}$ 、エミッション電圧 2V とした。

#### 4. 2 測定方法

減速材の表面からマルチキャピラリーファイバーの入口までの距離は  $L_f = 6290\text{mm}$ 、用いたファイバーの全長は  $L_c = 300\text{mm}$  であった。計算体系と同様に、ファイバーの入口側は曲率半径にかかわらず、同じ位置になるようにした。出口側は、曲率半径が 6m のときで約 7.5mm、2.5m のときで約 18mm ほどずれるが、その都度検出器もあわせて動かした。

統計を上げるために、1 回の測定に 10 本のファイバーをまとめて用い、アルミニウムで作ったファイバー架台のみぞに沿って 1mm 間隔で固定した。しかし、アルミニウムの臨界角  $0.82 \times 10^{-3}\text{rad}/\text{\AA}$  が、ファイバーの臨界角  $1.14 \times 10^{-3}\text{rad}/\text{\AA}$  に比べて小さいことから、から、キャピラリーの内壁を通り抜けた中性子がアルミニウムと反射して、再びキャピラリー内に戻ってくるということが予想された。ファイバー架台の概略を図 2-4-2 に示す。そこで、架台の内部をきりぬき、ファイバーがアルミニウムに触れる部分を少なくした。さらに、キャピラリー以外の場所を通ってきた中性子が検出されるのを防ぐため

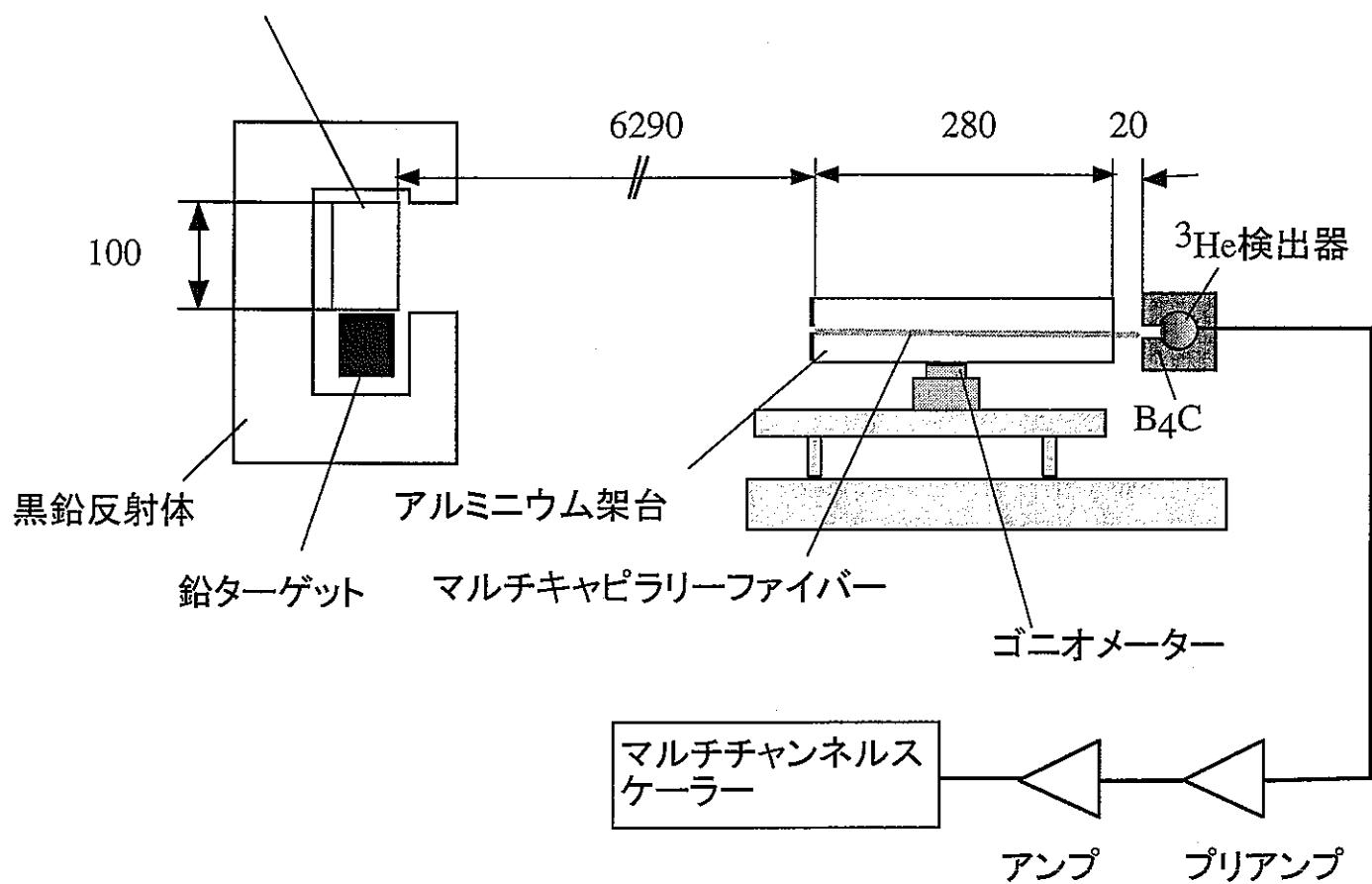
に、炭化ホウ素( $B_4C$ )の板に直径1mmの穴を10個あけ、それをコリメータとして架台の入口にはり、その内部に $B_4C$ の粉をつめて中性子を遮蔽した。測定時間はいずれの場合も1時間30分(250000バースト)とした。

また、空のファイバー架台の出入口に前述の $B_4C$ コリメータをはり、ファイバーなしの場合として測定を行った。このとき、隣接孔からの中性子の混入を防ぐためにカドミウムを用いて同様のコリメータを作り、架台の内部に設置した。測定時間は1時間30分(250000バースト)とした。また、入口のコリメータを別の $B_4C$ によって完全にふさぎ、バックグラウンド測定を行なった。測定時間は30分(90000バースト)とした。

式(3-2-6)を用いてデータ解析を行なう場合に必要となるダイレクトビーム $\Phi_0$ についても測定した。これは、飛行距離6590mm( $L_f + L_c$ )を経て、直接検出器に入射する中性子スペクトルである。測定時間は3分(30000バースト)とした。どの測定についても、中性子のまわり込みを防ぐため、体系の周りはホウ酸レジンによって十分に遮蔽した。

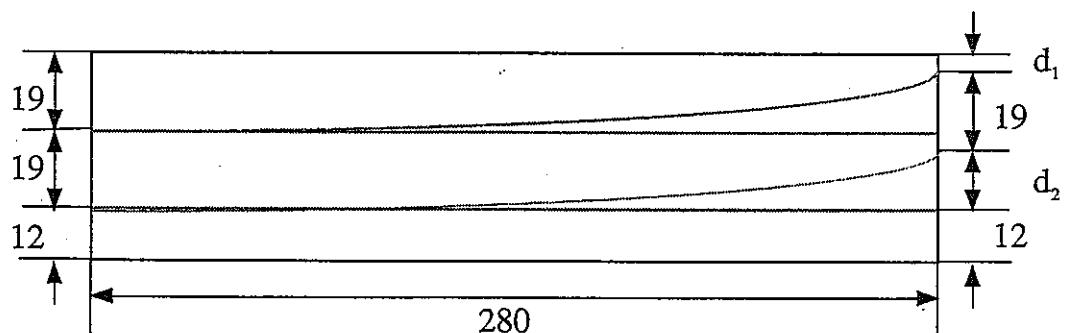
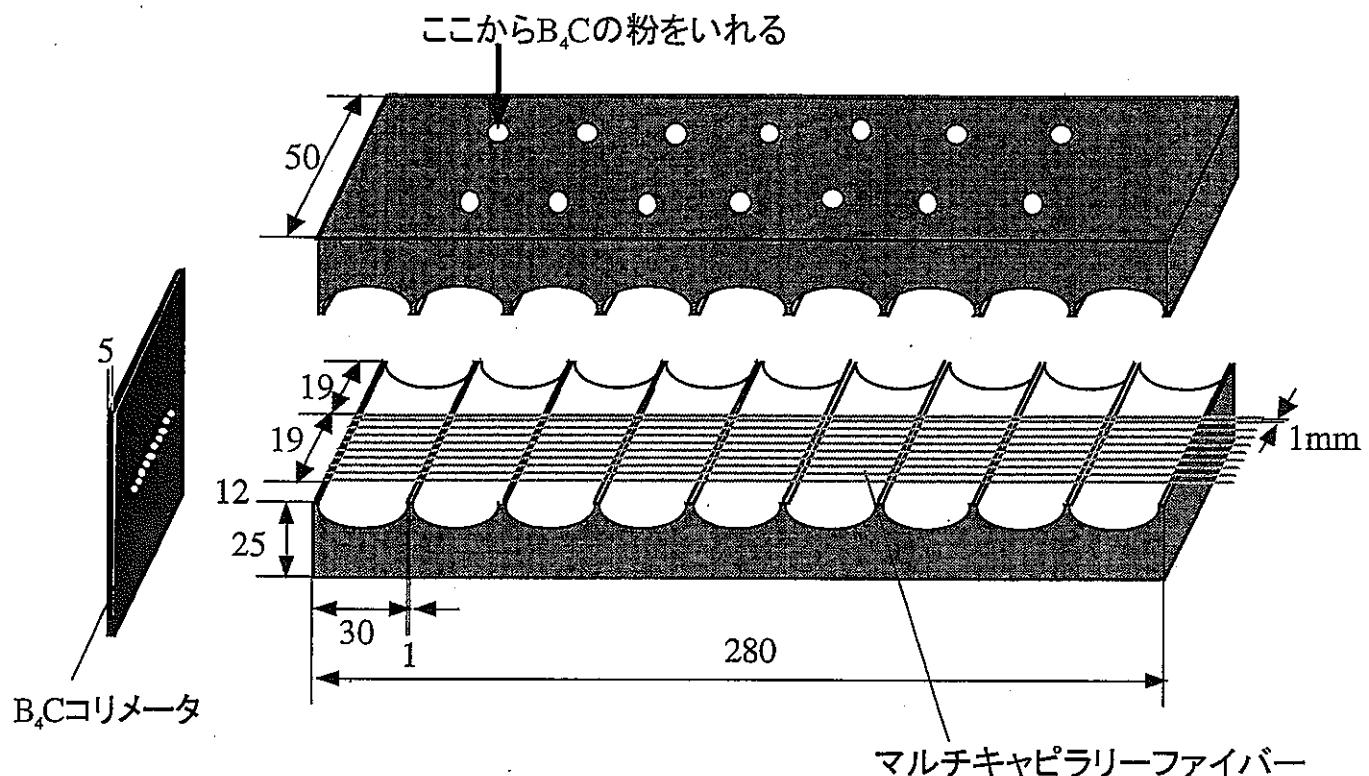
これらの測定の準備として、出入口に $B_4C$ コリメータをはったアルミニウム架台の下部にゴニオメーターを取り付けてアライメント調整を行なった。このときアルミニウム架台の内部にはファイバーを入れなかつた。これは、ファイバーがあると全反射の影響により、架台がななめに置かれていても強度がさほど変化しないと思われたためである。見た目で合わせたときのゴニオメーターが指していた角度を仮の中心( $\pm 0.0^\circ$ )として左右に回転させ、ピーク付近の積分強度が最も高くなるところに調整した。スペクトルのピークは約2~3Åであることから、タイムアナライザのチャンネル91~150ch、つまり、60chぶんの強度を積分した。その結果、仮の中心から時計周りに $0.25^\circ$ 傾いたところを中心に決定した。

非結合型  
液体水素-ポリエチレン減速材



[単位 : mm]

図 II-4-1 実験体系



曲率半径 $\rho$ [mm]	$d_1$ [mm]	$d_2$ [mm]
$\infty$	19.0	0.0
6000	12.5	6.5
2500	3.3	15.7

図 II-4-2 ファイバー架台(  $\rho = \infty$  の場合 )

## 第5章 実験結果と解析

キャピラリーの直径が  $10\text{ }\mu\text{m}$ ,  $15\text{ }\mu\text{m}$ であるファイバーを用いた場合の中性子波長スペクトルの測定結果をそれぞれ図 II-5-1, II-5-2 に、ファイバーなしに対するファイバーありの強度比を曲率半径( $\infty$ ,  $6\text{m}$ ,  $2.5\text{m}$ )ごとにそれぞれ図 II-5-3～II-5-5 に示す。さらに、ダイレクトビームに対するファイバーありの強度比を同様に図 II-5-6～II-5-8 示す。

### 5.1 中性子波長スペクトル

測定結果から、約  $3\text{\AA}$ 以下の短波長領域ではファイバーによる輸送強度が非常に低いことがわかった。これは、このような短波長領域では臨界角が小さく、内壁に衝突した中性子のほとんどが反射せずにファイバーの外に通り抜けてしまうためである。これに対し、長波長になると臨界角が大きくなり、中性子が全反射しやすくなるため、ファイバーなしの強度よりも高い強度が得られた。また、曲率半径による輸送強度の違いがほとんど見られなくなるのは、キャピラリーの直径が  $10\text{ }\mu\text{m}$ の場合で約  $4\text{\AA}$ ,  $15\text{ }\mu\text{m}$ の場合で約  $5\text{\AA}$ 以上という結果が得られた。

さらに、実験によって得られたファイバーなしに対するファイバーありの強度比の最大値は、キャピラリー径が  $10\text{ }\mu\text{m}$ の場合で約 2 倍、 $15\text{ }\mu\text{m}$ の場合で約 4 倍であった。このことから、 $10\text{ }\mu\text{m}$ よりも  $15\text{ }\mu\text{m}$ のキャピラリーをもつファイバーを用いたほうが、高い強度が得られることがわかった。これは、キャピラリーの直径が大きいほうが中性子と内壁との衝突回数が少ないということで説明できる。第3章で述べたとおり、キャピラリーの内壁は中性子的には完全な鏡面とはいえない。そのために衝突回数が多くなればなるほど、それがたとえ全反射をしていてもより多くの強度を損失してしまうのである。

## 5. 2 中性子反射率の計算

図 II-5-9、図 II-5-10 に、ダイレクトビームに対してマルチキャピラリーファイバーがある場合の強度の比を示す。それぞれ計算と測定によって得られた結果で、キャピラリーの直径が  $10 \mu m$  の場合についてである。計算からは、約  $3\text{\AA}$  で強度比が約 0.1 となり、それ以上の波長でも一定であると予想されていた。しかし、測定結果からはその傾向が見られず、波長が長くなるにつれて強度比は大きくなり、約  $8\text{\AA}$  で 0.1 をこえるという結果になった。このことから、全反射 1 回あたりの反射率  $r(\lambda)$  は第 3 章で仮定した 0.96 という一定値ではなく、やはり波長に依存するということが考えられた。そこで、今度は  $\Phi_0$ 、 $\Phi_{ON}$  の実測値をもとに、波長に対する反射率  $r(\lambda)$  の値を式(3-1-6)を用いて求めた。

曲率半径ごとにまとめた反射率  $r(\lambda)$  を図 II-5-11～II-5-13 に示す。同じ材質を用いた場合の全反射 1 回あたりの反射率  $r(\lambda)$  は、キャピラリーの直径には依存しないと考えられる。実際、 $5\text{\AA}$  以上の波長領域においては、どの曲率半径についてもキャピラリーの直径の違いによる影響が見られなかった。しかし、それ以下の波長領域において、直管では  $15 \mu m$ 、2 種類の曲管ではともに  $10 \mu m$  の反射率  $r(\lambda)$  のほうが少しだけ他方をうわまわるという結果になった。これは、解析を 2 次元で行なったことに原因があると考えられる。つまり、実際のキャピラリーは幅をもっているが、解析では幅をもたない 2 本の線としてあつかっていたため、正確な反射率  $r(\lambda)$  が求められなかつたと考えられる。

また、図 II-5-11～II-5-13 についてぞれぞれ平均をとり、キャピラリー径に関わらずひとつの曲率半径に対して反射率  $r(\lambda)$  を決定したものを図 II-5-14 に示す。曲率半径  $2.5m$  と  $6m$  の反射率  $r(\lambda)$  はほぼ一致しているが、短波長領域における直管の反射率  $r(\lambda)$  は曲管に比べて小さく、 $2\text{\AA}$ においては 0.6 以下となった。これは、原子力研究所の曾山氏の実験値の 0.96 よりもはるかに低い値である。この原因として、直管を測定する際にファイバーが微妙に曲がっていたのではないかということが考えられる。つまり、測定に用いたファイバー架台は内部が切り抜かれており、長さ  $300mm$  のファイバーが約  $30mm$  間隔で幅  $1mm$  の面によってしか支えられていないことになる。そのため上から  $B_4C$  の粉を入れたとき、その重みでファイバーが曲がってしまう可能性もあり

えるのである。なお、曲管を用いた場合にその影響が見られないのは、台においてた時点ですでに水平方向に曲げられているので、垂直方向から  $B_4C$  の粉を入れてもその影響を受けずらいためだと考えられる。

### 5. 3 空間分布

図II-5-15に示すように、曲率半径の異なるマルチキャピラリーファイバーをある1点で収束させるように配置した場合の収側面における高さ方向の空間分布を計算によって調べた。ただし、飛行距離は  $L_f = 6290\text{mm}$ 、ファイバー長さは  $L_c = 300\text{mm}$ 、焦点距離は  $L_{fo} = 50\text{mm}$  とし、焦点は  $z$  軸上にあるとした。ターゲットは減速材の真下に配置されているため、減速材表面の  $y$  軸方向の空間分布は図II-5-16に示すように一側がふくらんでいる。

ファイバー入口の座標( $y_{ENT}, z_{EXI}$ )は、収束レンズの焦点距離や曲率半径から以下のようにして決定した。まず、ファイバーの中心に関して入口、出口の  $y$  座標  $y_{ENT}$ 、 $y_{EXI}$  をむすぶ曲線を次式のように表わした。

$$\{y - (y_{ENT} - \rho)\}^2 + (z - L_f)^2 = \rho^2 \quad (5-3-1)$$

次に、 $y = y_{EXI}$  のときの  $z$  座標  $z_{EXI}$

$$z_{EXI} = L_f + \rho \times \sin \frac{L_c}{\rho} \quad (5-3-2)$$

を用いて座標( $y_{EXI}, z_{EXI}$ )における式(5-3-1)の接線を次式のように求めた。

$$y - y_{EXI} = -\sin \frac{L_c}{\rho} \times \left(1 - \sin^2 \frac{L_c}{\rho}\right)^{-\frac{1}{2}} \left\{ z - \left(L_f + \rho \times \sin \frac{L_c}{\rho}\right) \right\} \quad (5-3-3)$$

一方、収側面の式は飛行距離  $L_f$ 、ファイバー全長  $L_c$ 、焦点距離  $L_{fo}$  から次式のように表わした。

$$y = L_f + L_c + L_{fo} \quad (5-3-4)$$

式(5-3-3)と(5-3-4)の交点が  $z$  軸上にあることを満たすような  $y_{EXI}$  を求め、さらに座標( $y_{EXI}, z_{EXI}$ )を式(5-3-1)、 $y_{ENT}$  を求めた。

$$y_{EXI} = \sin \frac{L_c}{\rho} \times \left( 1 - \sin^2 \frac{L_c}{\rho} \right)^{-\frac{1}{2}} \times \left( L_c + L_{fo} - \rho \times \sin \frac{L_c}{\rho} \right) \quad (5-3-5)$$

$$y_{ENT} = y_{EXI} + \rho - \rho \times \left( 1 - \sin^2 \frac{L_c}{\rho} \right) \quad (5-3-6)$$

曲率半径が 6m、2.5m の場合について求めた  $y_{ENT}$  、 $y_{EXI}$  の値を表 II-5-1 に示す。

キャピラリーに入射する中性子の軌道の式は、中性子が放出される減速材表面の位置の座標( $y_0, 0$ )と入口の座標( $y_{ENT}, z_{ENT}$ )をむすぶ直線の式として定義した。 $-50 \leq y_0 \leq 50$  の  $y_0$  について、反射をくりかえして出口に到ったときの中性子の式をそれぞれ求め、出口における中性子の式と式(5-3-4)の収束面の式との交点の  $y$  座標を座標の横軸とした。また、そのときの輸送率  $T$  と、中性子が  $y_0$  から放出される確率  $p(y)$ との積を用い、キャピラリー 1 本における空間分布については、

$$\begin{aligned} \Phi_{ON\_lcapi} &= \frac{s}{S} \times \int_{-\frac{M_s}{2}}^{\frac{M_s}{2}} p(y) \times T(\lambda, \theta) dy \\ &= 1 \times 10^{-4} \times \int_{-\frac{M_s}{2}}^{\frac{M_s}{2}} p(y) T(\lambda, \theta) dy \quad (d_c = 10 \mu m \text{ の場合}) \\ &= 2.25 \times 10^{-4} \times \int_{-\frac{M_s}{2}}^{\frac{M_s}{2}} p(y) T(\lambda, \theta) dy \quad (d_c = 15 \mu m \text{ の場合}) \end{aligned} \quad (5-3-7)$$

を縦軸とした。波長  $\lambda = 10 \text{ \AA}$ において、直径  $10 \mu m$  および  $15 \mu m$  の 1 本のキャピラリーについて求めた空間分布をそれぞれ図 II-5-17、II-5-18 に示す。また、縦軸を対数でとったものを図 II-5-19、II-5-20 に示す。曲率半径が小さくなると、ピークが下がり、分布の幅が広がるという結果になった。これは、中性子がキャピラリーにほとんど平行に入射したとしても、曲率半径が小さくなればなるほど衝突角が大きくなるので、強度を損失しやすくなったり、分布の幅が広がったりする。

次に、ファイバー 1 本の空間分布については以下のようにして求めた。まず、キャピラリーの中心を  $+0.4 \text{ mm}$  ずらした場合の空間分布を求め、中心が  $0.0 \text{ mm}$  にあるときとの分布の傾向の違いを調べた。その結果、分布全体が  $+$  の方向に  $0.4 \text{ mm}$  ずれるだ

けで、形の違いはほとんど見られなかった。そこで、キャピラリーの中心が 0.0mm の位置にあるときの空間分布  $\Phi_{ON\_1cap_i}$  をもとに、中心が 0.0,  $\pm 0.02$ ,  $\pm 0.04$ ,  $\dots$ ,  $\pm 0.38$ ,  $\pm 0.4$ mm にある計 41 種類のキャピラリーについての空間分布を求め、それらを足しあわせて  $\Phi_{ON\_41cap_i}$  とした。ファイバー 1 本あたり、y-z 平面上に中心があるキャピラリーの本数を全体の本数 n に対して  $\sqrt{n}$  本と仮定し、

$$\begin{aligned}\Phi_{ON\_y} &= \Phi_{ON\_41cap_i} \times \frac{\sqrt{n}}{41} \\ &= \Phi_{ON\_41cap_i} \times \frac{\sqrt{6000}}{41} \quad (d_c = 10 \mu m \text{ の場合}) \\ &= \Phi_{ON\_41cap_i} \times \frac{\sqrt{2667}}{41} \quad (d_c = 15 \mu m \text{ の場合})\end{aligned}\tag{5-3-8}$$

を縦軸とした。直径  $10 \mu m$  および  $15 \mu m$  のキャピラリーからなるファイバー 1 本の空間分布をそれぞれ図 II-5-21、II-5-22 に示す。また、縦軸を対数でとったものを図 II-5-23、II-5-24 に示す。波長はキャピラリー 1 本についてと同じく、 $\lambda = 10 \text{ \AA}$  とした。また、それぞれの場合について求めたキャピラリー 1 本、ファイバー 1 本に対する空間分布の半値幅を表 II-5-2 に示す。ファイバー 1 本について求めた場合も曲率半径が小さくなるとピーク強度は減少するが、半値幅はいずれも 0.8 度であった。このことから、焦点の直径が 1mm 程度の大きさであれば、十分にビームを収束することができると思われる。

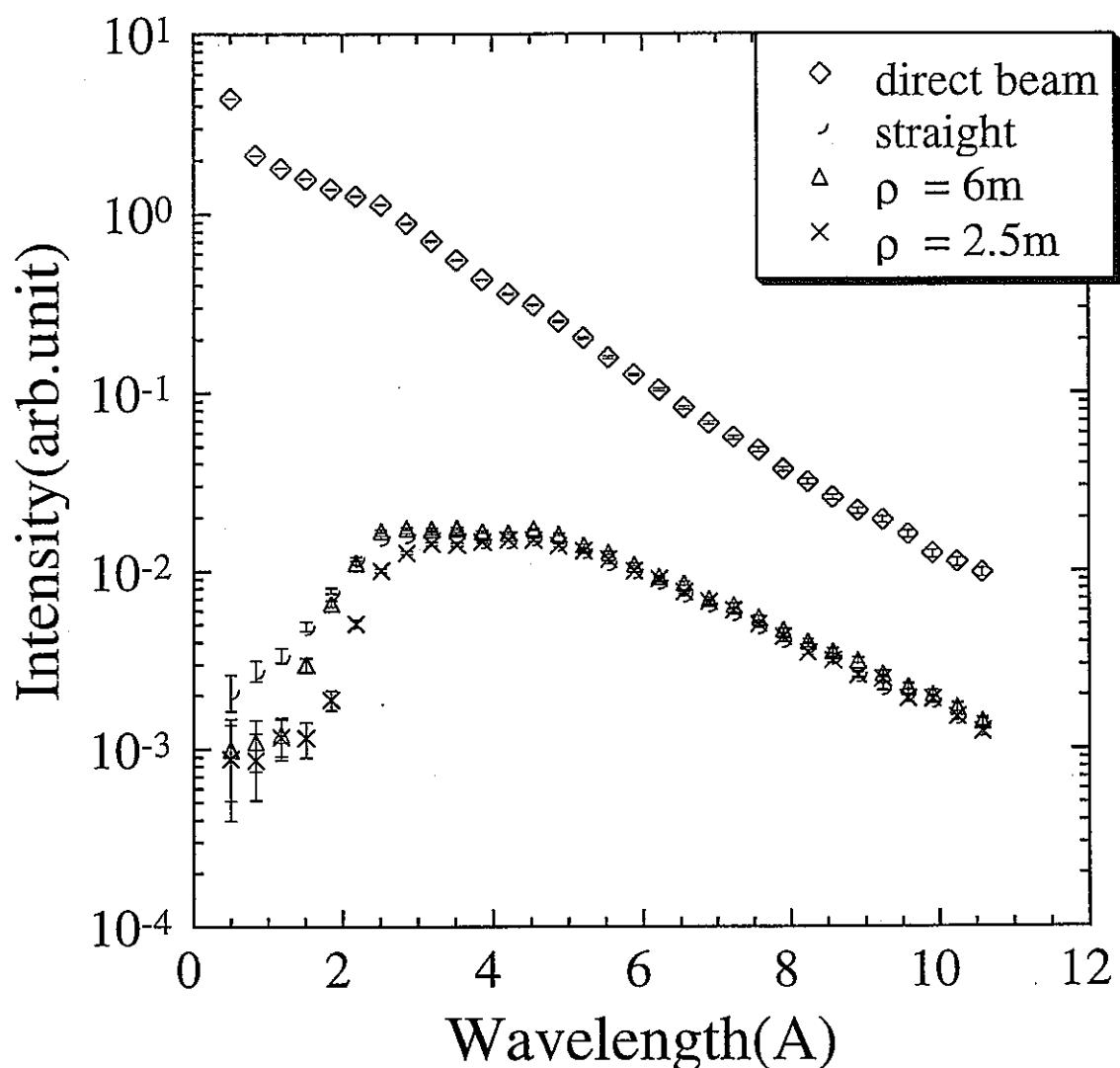


図 II-5-1 中性子波長スペクトル  
(dc=10  $\mu$  m, 実験)

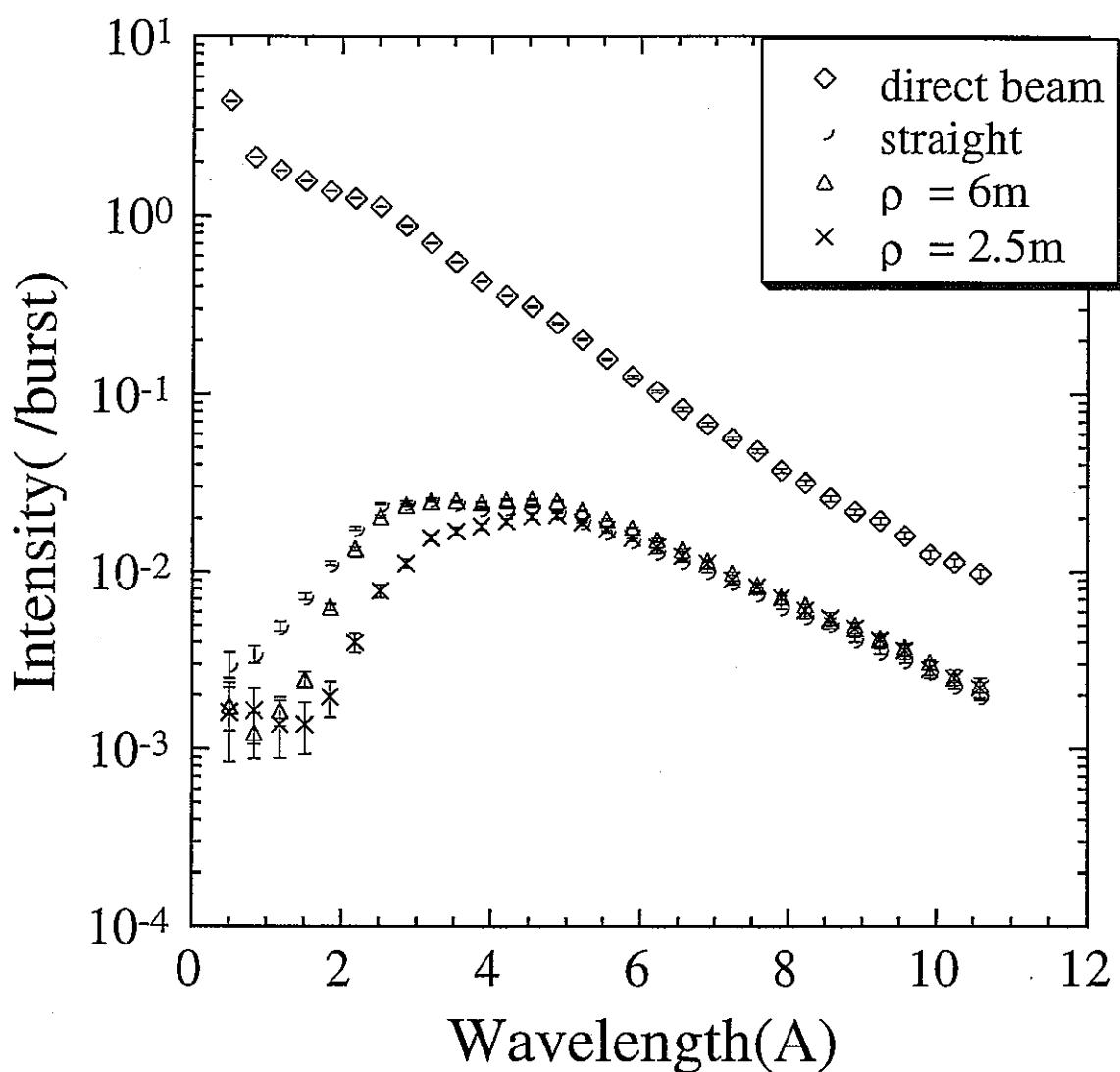
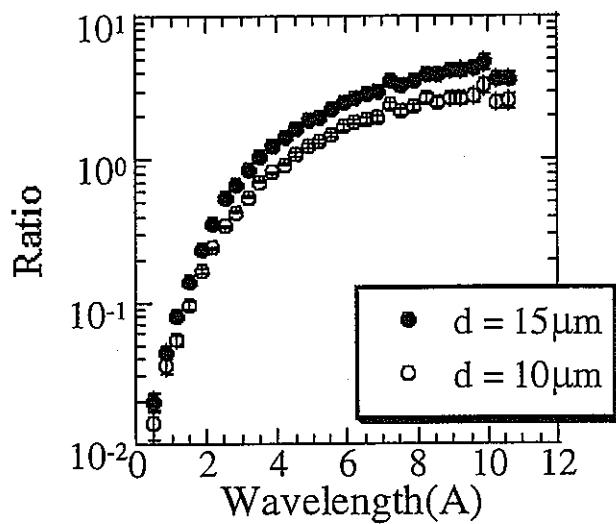
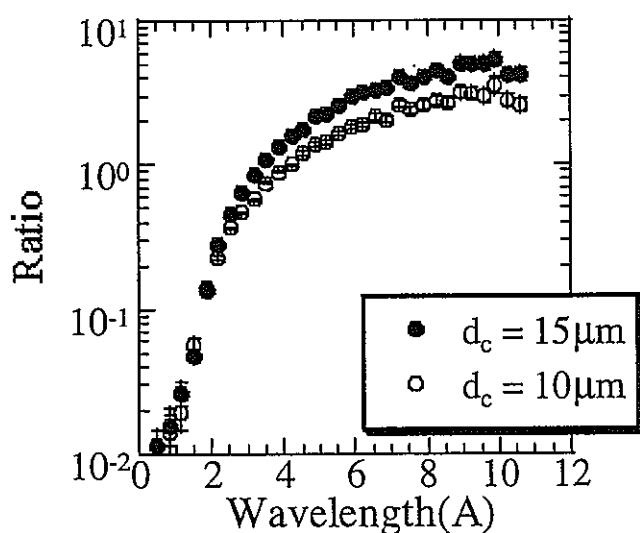


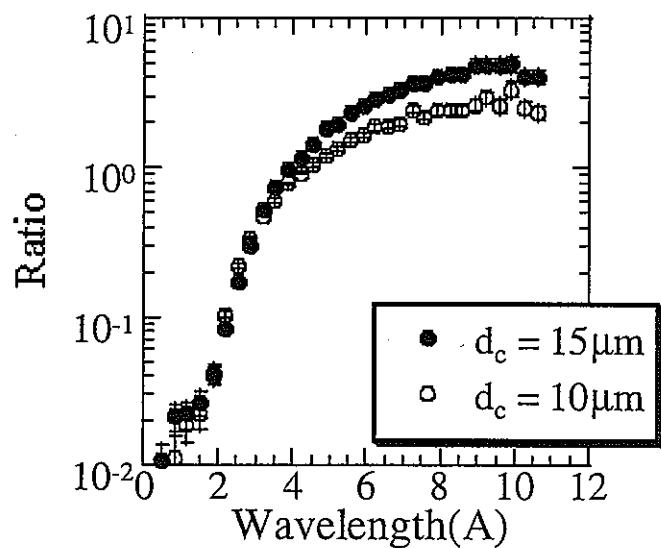
図 II -5-2 波長中性子スペクトル  
(  $dc = 15 \mu \text{m}$ 、実験)



図II-5-3 ファイバーなしに対するありの強度比  
(  $\rho = \infty$ , 実験 )



図II-5-4 ファイバーなしに対するありの強度比  
(  $\rho = 6\text{m}$ , 実験 )



図II-5-5 ファイバーなしに対するありの強度比  
(  $\rho = 2.5\text{m}$ , 実験 )

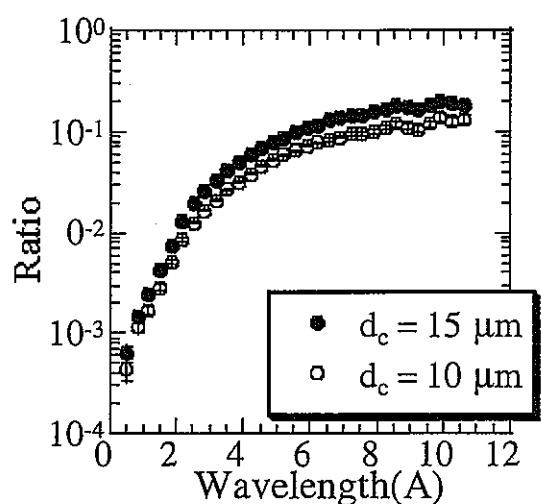


図 II-5-6 ダイレクトビームに対する  
ファイバーありの強度比  
(  $\rho = \infty$ , 実験 )

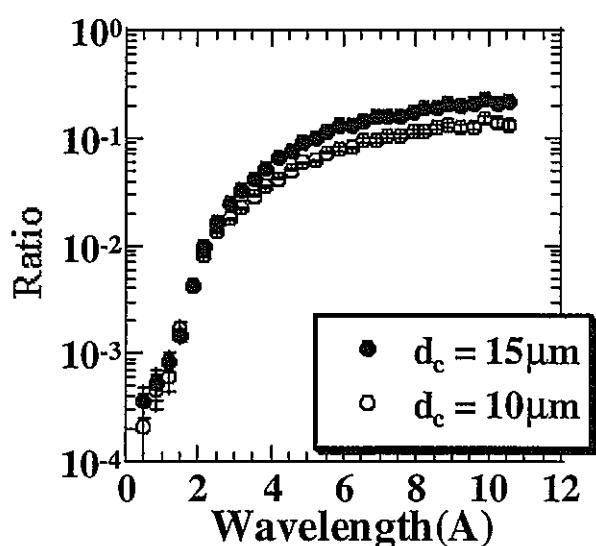
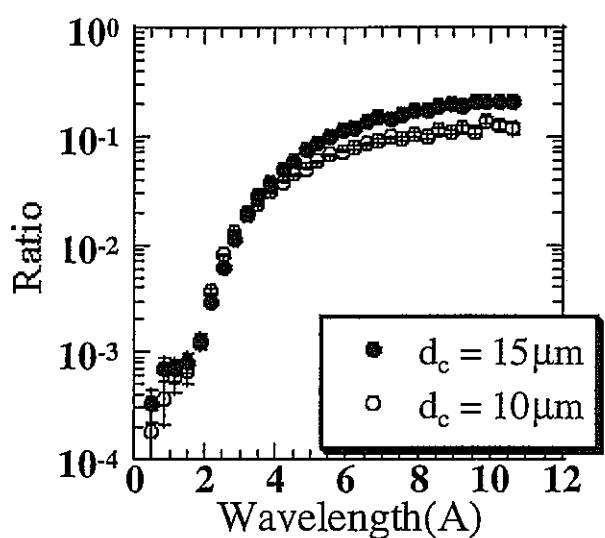
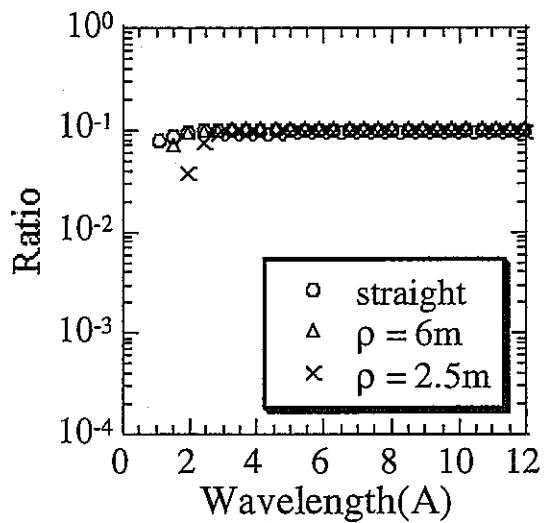


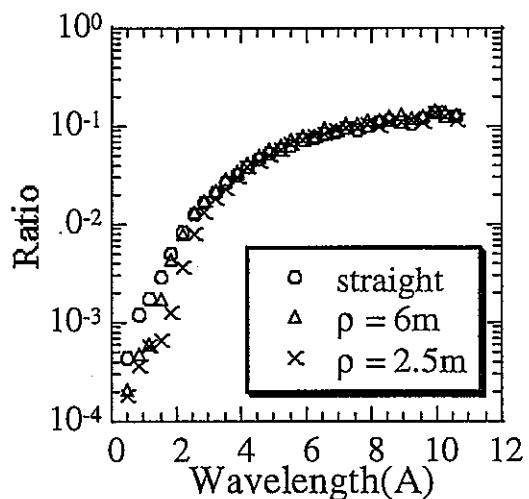
図 II-5-7 ダイレクトビームに対する  
ファイバーありの強度比  
(  $\rho = 6\text{m}$ , 実験 )



図II-5-8 ダイレクトビームに対する  
ファイバーありの強度比  
(  $\rho = 2.5\text{m}$ , 実験 )



図II-5-9 ファイバーなしに対するありの強度比  
(  $d_c = 10 \mu\text{m}$ 、計算 )



図II-5-10 ファイバーなしに対するありの強度比  
(  $d_c = 15 \mu\text{m}$ 、計算 )

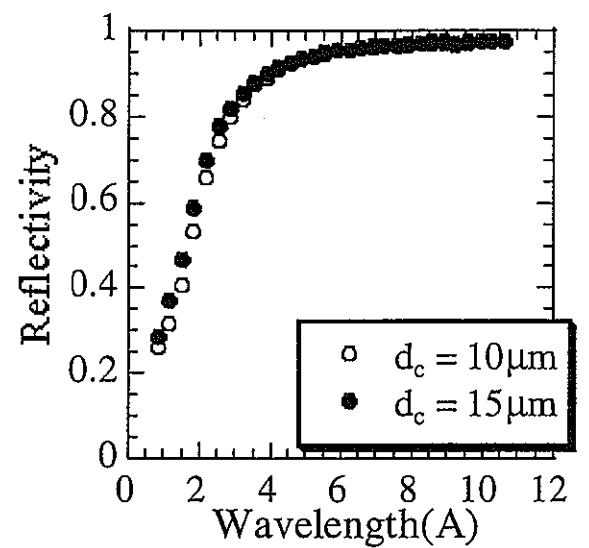


図 II-5-11 反射率(  $\rho = \infty$  )

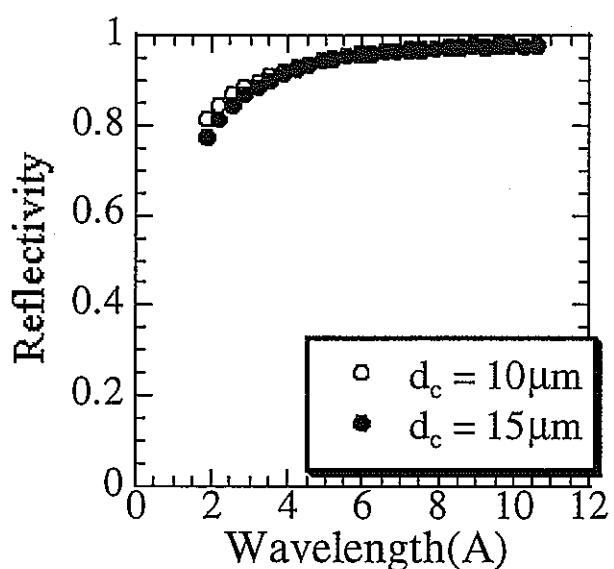


図 II-5-12 反射率(  $\rho = 6\text{m}$  )

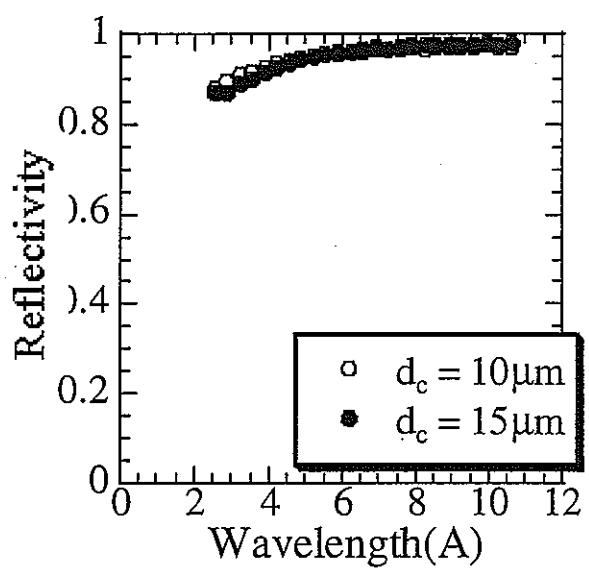
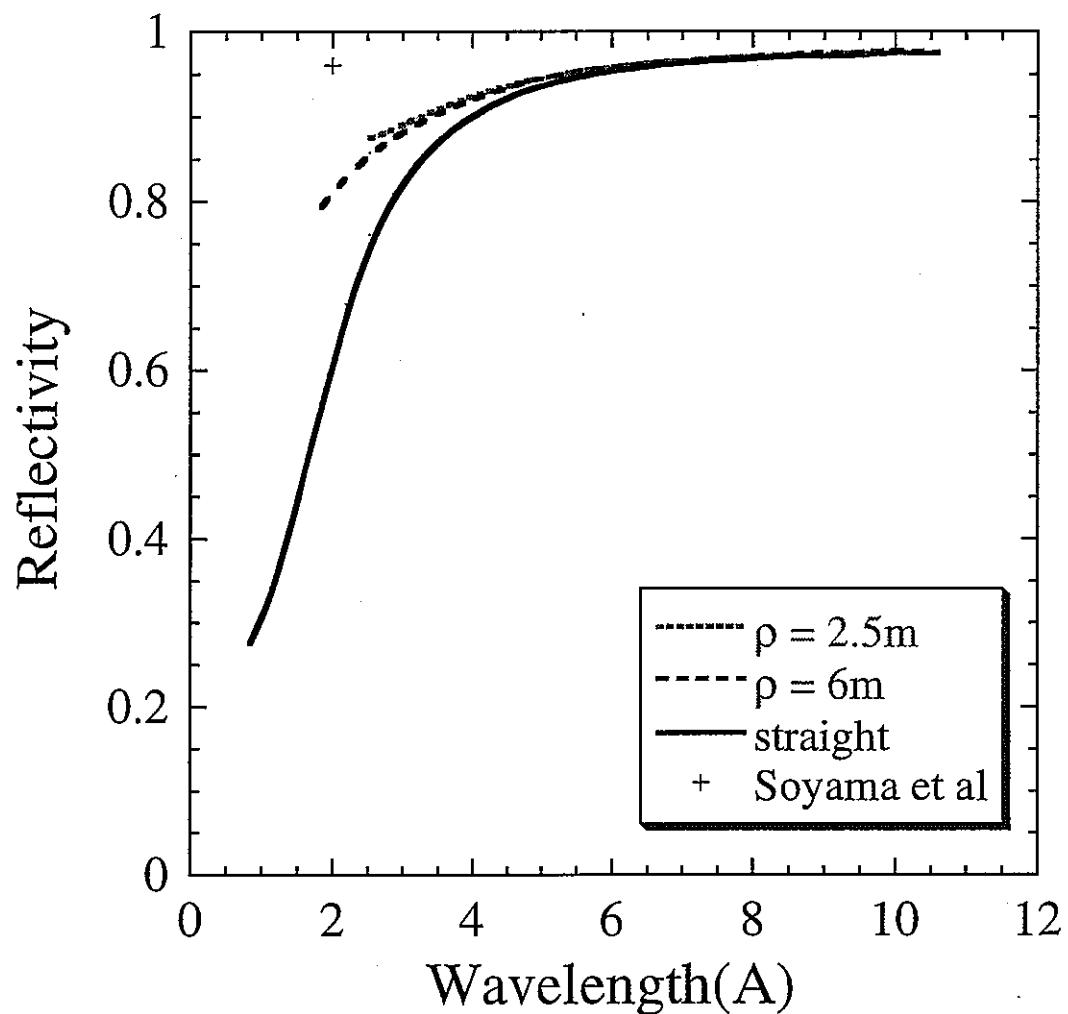


図 II-5-13 反射率(  $\rho = 2.5\text{m}$  )



図II-5-14 反射率

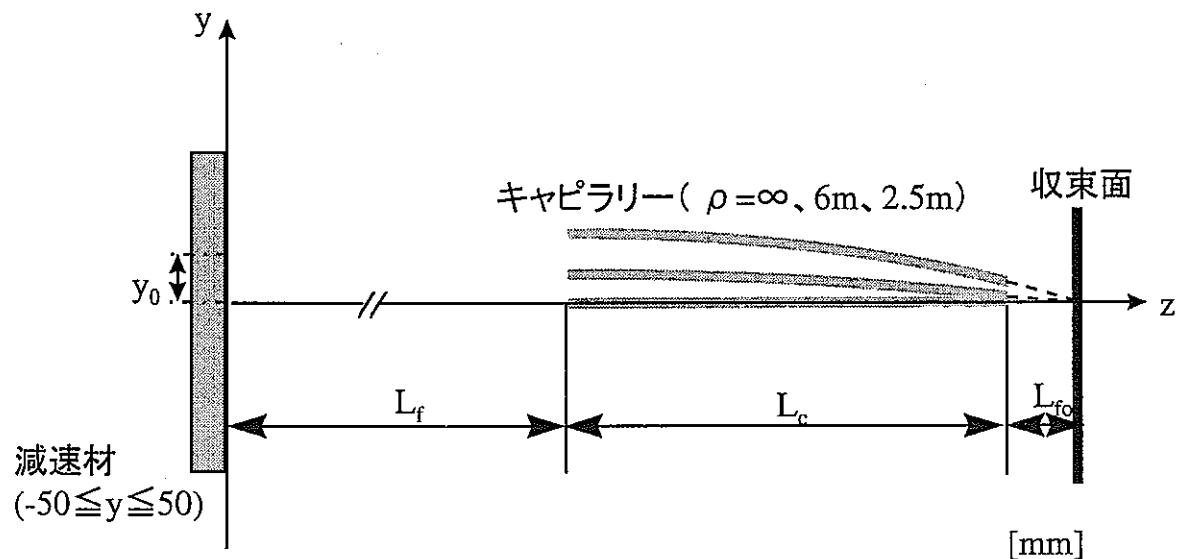


図 II-5-15 空間分布の計算体系

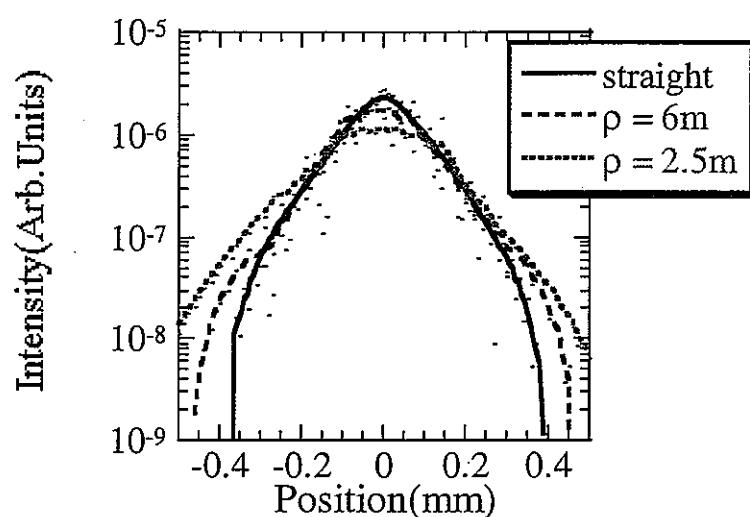


図 II-5-16 キャピラリー 1 本の空間分布(log)  
( $d_c = 15 \mu\text{m}$ )

曲率半径 $\rho$ [mm]	入口の y 座標 $y_{ENT}$ [mm]	出口の y 座標 $y_{EXI}$ [mm]
6.0	10.00	2.51
2.5	24.05	6.07

表 II-5-1 ファイバーの位置

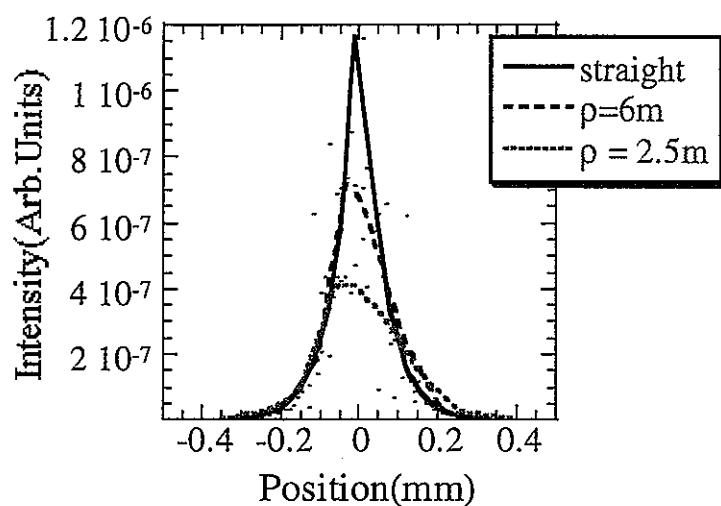


図 II-5-17 キャピラリー 1 本の空間分布 (linear)  
(  $\lambda = 10\text{\AA}$ ,  $d_c = 10 \mu\text{m}$  )

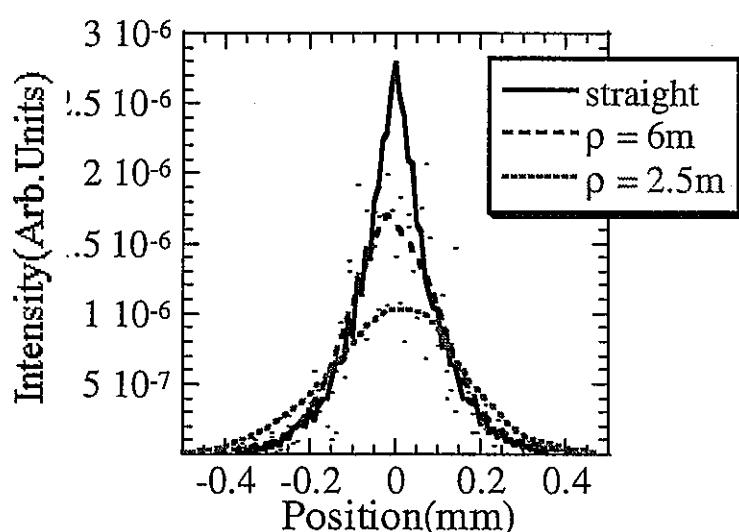


図 II-5-18 キャピラリー 1 本の空間分布 (linear)  
(  $\lambda = 10\text{\AA}$ ,  $d_c = 15 \mu\text{m}$  )

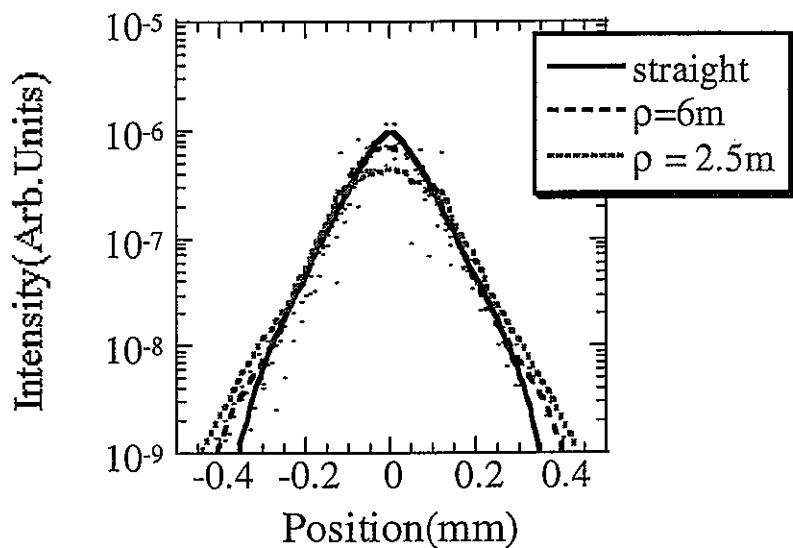


図 II-5-19 キャピラリー 1 本の空間分布(log)  
( $\lambda = 10\text{A}$ ,  $d_c = 10 \mu\text{m}$ )

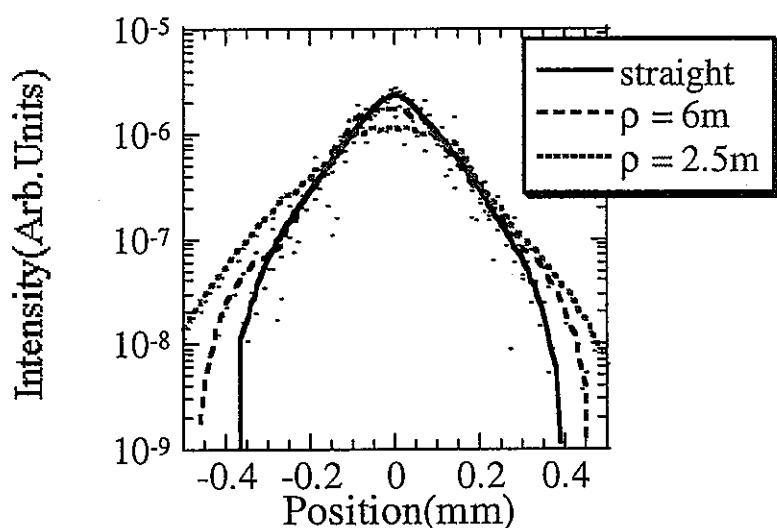
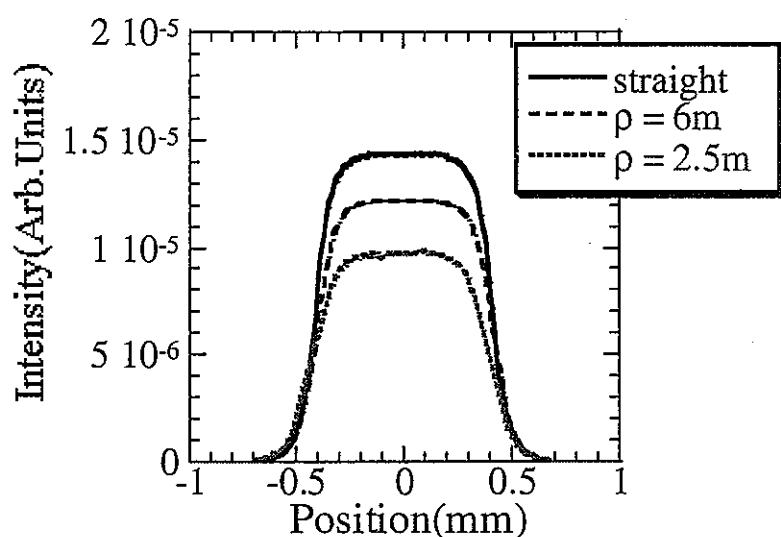
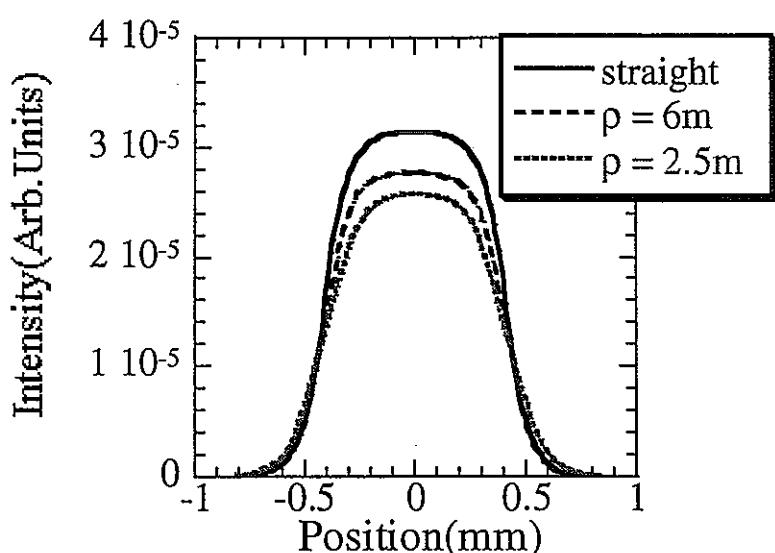


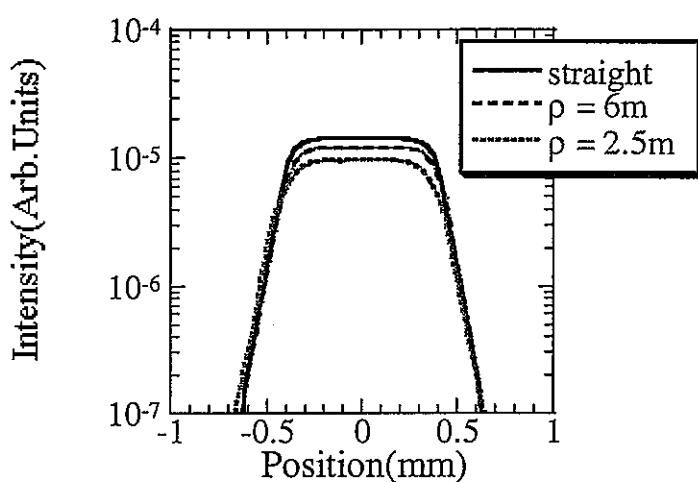
図 II-5-20 キャピラリー 1 本の空間分布(log)  
( $\lambda = 10\text{A}$ ,  $d_c = 15 \mu\text{m}$ )



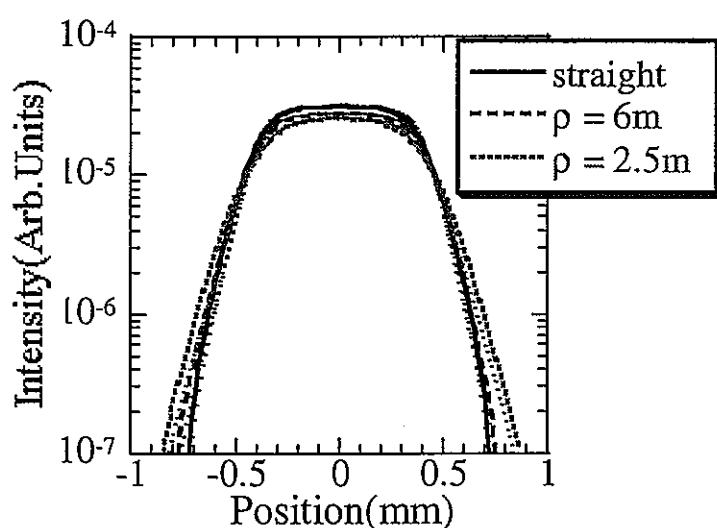
図II-5-21 ファイバー1本の空間分布(linear)  
( $\lambda = 10\text{\AA}$ ,  $d_c = 10\mu\text{m}$ )



図II-5-22 ファイバー1本の空間分布(linear)  
( $\lambda = 10\text{\AA}$ ,  $d_c = 15\mu\text{m}$ )



図II-5-23 ファイバー 1本の空間分布(log)  
(  $\lambda = 10\text{A}$ ,  $d_c = 10\ \mu\text{m}$  )



図II-5-24 ファイバー 1本の空間分布(log)  
(  $\lambda = 10\text{A}$ ,  $d_c = 15\ \mu\text{m}$  )

キャピラリー直径 $d_c [\mu m]$	曲率半径 $\rho [mm]$	FWHM[mm] (キャピラリー1本)	FWHM[mm] (ファイバー1本)
10	$\infty$	0.082	0.80
10	6	0.172	0.81
10	2.5	0.231	0.84
15	$\infty$	0.129	0.82
15	6	0.235	0.80
15	2.5	0.316	0.82

表 II-5-2 空間分布の半値幅

この章では曲率半径やキャピラリーの直径の異なるマルチキャピラリーファイバーを用いた中性子透過スペクトルを測定した。その結果、3~4 Å以上の波長領域ではファイバーを用いた場合のほうがファイバーがない場合よりも高い強度が得られた。また、さらに長波長になると、曲率半径による輸送強度の違いが見られなくなることがわかった。最大の強度比はキャピラリーの直径が 10  $\mu m$  のときで約 2 倍、15  $\mu m$  のときで約 4 倍であった。このことから、大きい直径のキャピラリーで構成されるファイバーを用いたほうがキャピラリーの総数が少ないにもかかわらず、高い強度が得られるということがわかった。

また、測定結果をもとに全反射 1 回あたりの反射率  $r(\lambda)$  を求めた結果、約 5 Å以上の波長領域においては、曲率半径やキャピラリーの直径に依存しない値が得られた。このことから、長波長領域においてはファイバーの輸送特性を計算によって知ることが可能であるということがわかった。

さらに例として、飛行距離 6.3m、ファイバー長さ 300mm、焦点距離 50mmにおいて、曲率半径の異なるファイバーを 1 点で収束させるように配置した場合の空間分布を計算によって求めた。その結果、キャピラリー 1 本については曲率半径が小さくなると分布の幅が広がるという結果が得られた。しかし、それらを足しあわせたファイバー 1 本の空間分布については、曲率半径やキャピラリーの直径が異なっても空間分布の半値幅はほぼ一定となり、その値は約 0.8mm となった。このことから、焦点の直径が 1mm 程度であれば、これらのファイバーを 5 Å 以上の波長領域に対する中性子収束レンズとして用いることが十分に可能であるということがわかった。また、本研究で用いたファイバーに関しては、直径  $15 \mu\text{m}$  のキャピラリーをもつファイバーを用いたほうがより効果的であることもわかった。

## 第6章 マルチキャピラリーファイバーの歪みと透過中性子スペクトルに与える影響についての2次元数値シミュレーション解析

第5章では短波長側のスペクトルにおいて数値シミュレーションと実験との間で大きな相違が見られた。この点について、実際の実験ではマルチキャピラリーファイバーに歪みが生じており、数値シミュレーションではこの点を考慮していなかったために起こったのではないかと推測した。この章ではマルチキャピラリーファイバーはその設置状況により歪んでいるとして数値シミュレーションを行った。

この実験では、図II-6-1に示すようにキャピラリーはポイントによって支えられており、さらにポイントで支えられているその上よりB<sub>4</sub>Cの粉を入れて固定している。このため、キャピラリーに歪みが生じて、この歪みによって短波長領域での中性子透過強度が減少するという影響が生じていると考えられる。この短波長領域での中性子透過強度の減少が本当にキャピラリーの歪みによるものなのかを調べるために、キャピラリーに歪みがあるものと歪みがないものの2種類においてシミュレーション計算を行った。それによって得られた中性子透過強度を用いてその歪みの影響を調べることとする。そのため、この実験におけるキャピラリーの歪みをsinカーブで模擬する。このsinカーブは図II-6-1のキャピラリーの寸法を考えポイントで支えられている位置を山、ポイントとポイントのちょうど真ん中を谷と考え、周期を30mmとした。さらに歪みの大きさは、sinカーブの振幅によってあらわし、本研究では山の頂上から谷の底までの幅を20μm、10μm、5μmのそれぞれについて計算を行った。

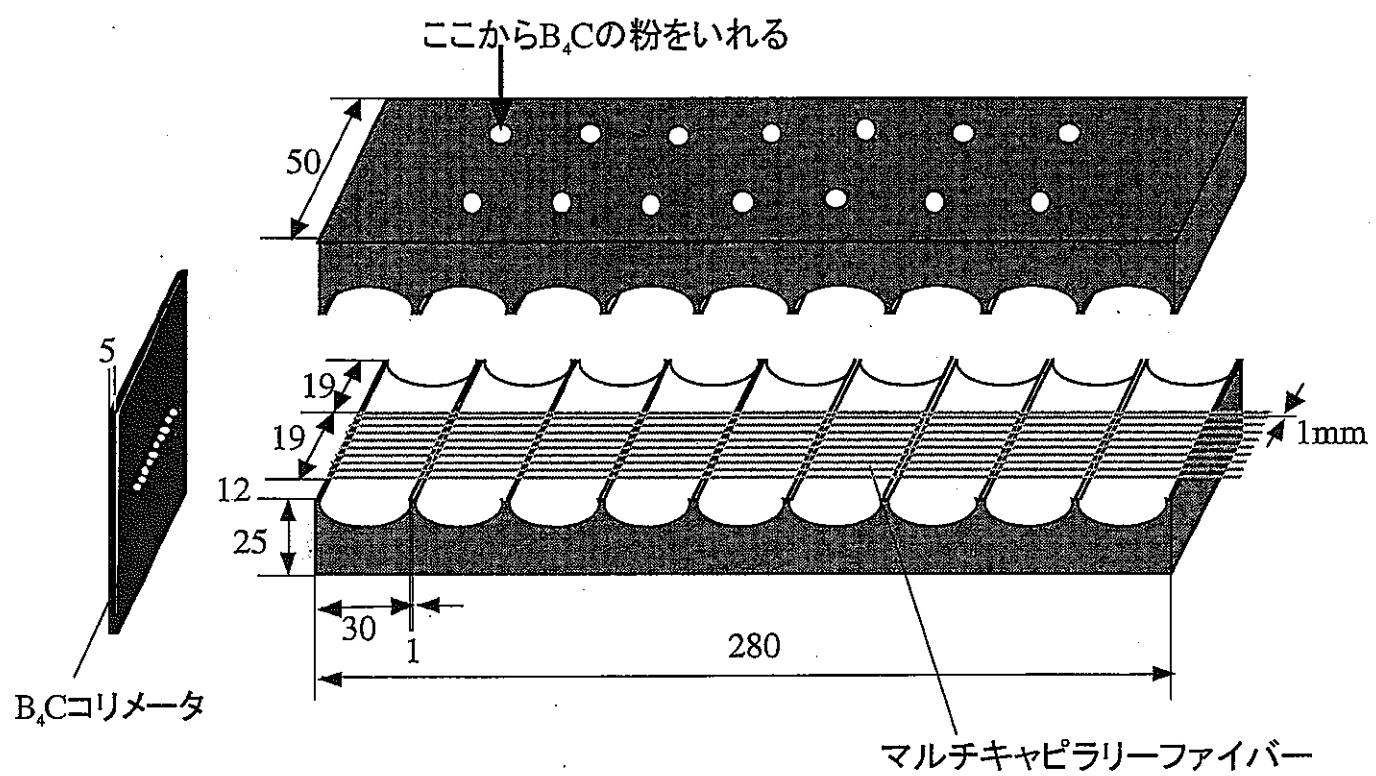


図 II-6-1 ファイバー架台(  $\rho = \infty$  の場合 )

## 6.1 解析方法

ここでは、マルチキャピラリーファイバーを通る中性子を数値シミュレーションにより解析していくことになる。計算コードの作成にあたっては、C言語を用い、2次元の計算体系で行った。以下、解析方法を述べることとする。

### 6.1.1 計算体系

計算体系は、図II-6-2に示すように減速材・マルチキャピラリー・検出器からなるものを想定した。図に示したそれぞれの距離は、北海道大学45MeV電子ライナックを模擬し、 $L_f = 6000[\text{mm}]$ 、 $L_c = 300[\text{mm}]$ 、とする。以下にそれについて詳しく述べた。

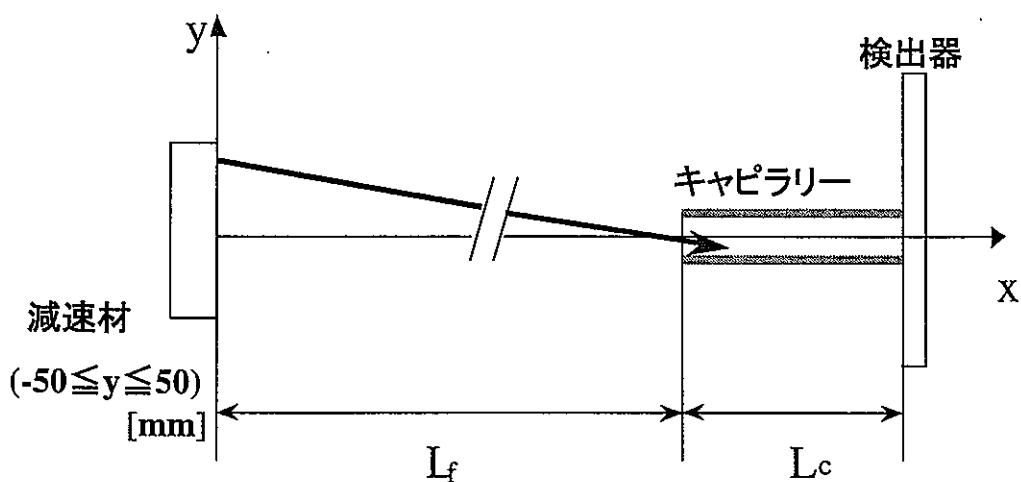


図 II-6-2 計算体系

## (A) 減速材

計算コードでは、中性子は減速材表面で発生しキャピラリー管の中に入射する。2次元体系として考えているので、減速材表面の水平方向をx軸、中性子の進行方向をy軸とし、減速材の高さ方向については考慮しなかった。この減速材表面におけるy軸方向に対しての空間分布は、図II-6-3に示すようなcos分布に従うと仮定して、ある位置 $y_0 \sim \Delta y$ から放出される中性子の確率 $p(y)$ を下の(式6-1)のように定義した。

$$\begin{aligned}
 p(y) &= \frac{\int_{\frac{y_0}{M_s}}^{y_0 + \Delta y} \cos\left(\frac{\pi y}{M_s}\right) dy}{\int_{-\frac{M_s}{2}}^{\frac{M_s}{2}} \cos\left(\frac{\pi y}{M_s}\right) dy} \\
 &= \frac{1}{2} \times \left\{ \sin \frac{\pi(y_0 + \Delta y)}{M_s} - \sin \frac{\pi y_0}{M_s} \right\}
 \end{aligned} \tag{式6-1}$$

$M_s$ : 減速材の大きさ(100mm)

キャピラリーに入射する中性子は、この確率を考慮に入れた減速材の表面の点 $y = 0.0$ を中心にして点線源を0.02mm間隔で配置して構成した。この点線源で発生した中性子は直線を描いて飛んでいく。飛んできた中性子がキャピラリーの入り口の真ん中から中に入射すると仮定して、点線源の位置と $L_f$ を用いて入射中性子の傾きを求め、飛行軌跡の方程式を決定する。この直線の傾きを用いて、キャピラリーとの衝突位置や衝突のときの反射率を計算する。この計算を繰り返して行い、キャピラリーから出てきた中性子の検出器での検出位置と透過強度を計算した。衝突位置や反射率の計算、また検出

位置や透過強度の計算方法は後で述べることとする。

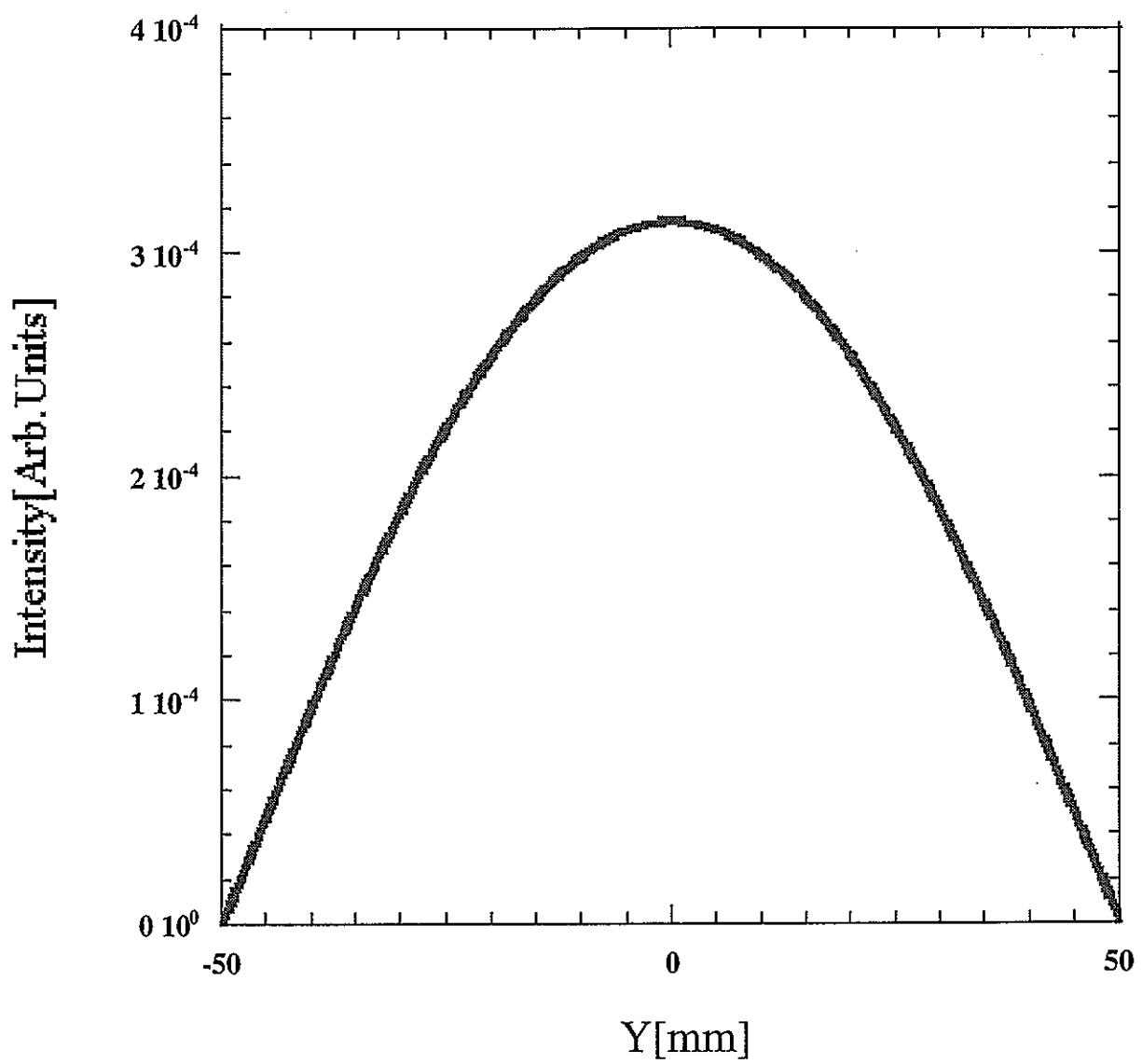


図 II-6-3 減速材表面における空間分布 (Y 軸)

## (B) マルチキャピラリーファイバー

発生した中性子はマルチキャピラリーファイバーに向かって直線を描き飛んでいく、飛んできた中性子はキャピラリーの入り口の真ん中から入射するように設定した。入射した中性子はその後キャピラリーの内壁と衝突を繰り返して出口まで到達するよう計算を行う。反射の計算には、入射した中性子の軌道を直線の式で表したものを利用する。この直線の式は、先に述べたように傾きのみで決定される。また同じく、マルチキャピラリーファイバーも 2 本の直線または曲線の式で表す。それらと中性子の飛行軌跡を表す方程式との交点を求めた。

ここで、キャピラリーを定義する 2 本の式は、図 2-6-4 に示すように、(A) 歪みがない場合と(B)歪みがある場合を考える。歪みがない場合は、キャピラリーを表す式は  $x$  軸に平行な直線の式で定義する。一方、歪みがある場合は、第 2 章 マルチキャピラリーファイバーの概要で述べたようにキャピラリーの歪みを sin カーブで模擬したため、キャピラリーを表す式は sin 関数を用いて表した。なおこの sin カーブにおいて、周期については 30mm とし、歪みの大きさは  $5 \mu m \cdot 10 \mu m \cdot 20 \mu m$  (sin カーブの振幅を  $2.5 \mu m \cdot 5 \mu m \cdot 10 \mu m$  とする) のそれぞれについて計算して歪みの大きさが中性子透過強度にどのように影響を及ぼすかを調べた。

またマルチキャピラリーファイバーの直径の大きさは、 $10 \mu m \cdot 15 \mu m \cdot 30 \mu m$  の 3 種類について調べた。この 3 種類のキャピラリーの径において、上で述べた 3 種類の歪みを組み込んだものと歪みのないものについてのシミュレーション計算を行なった。

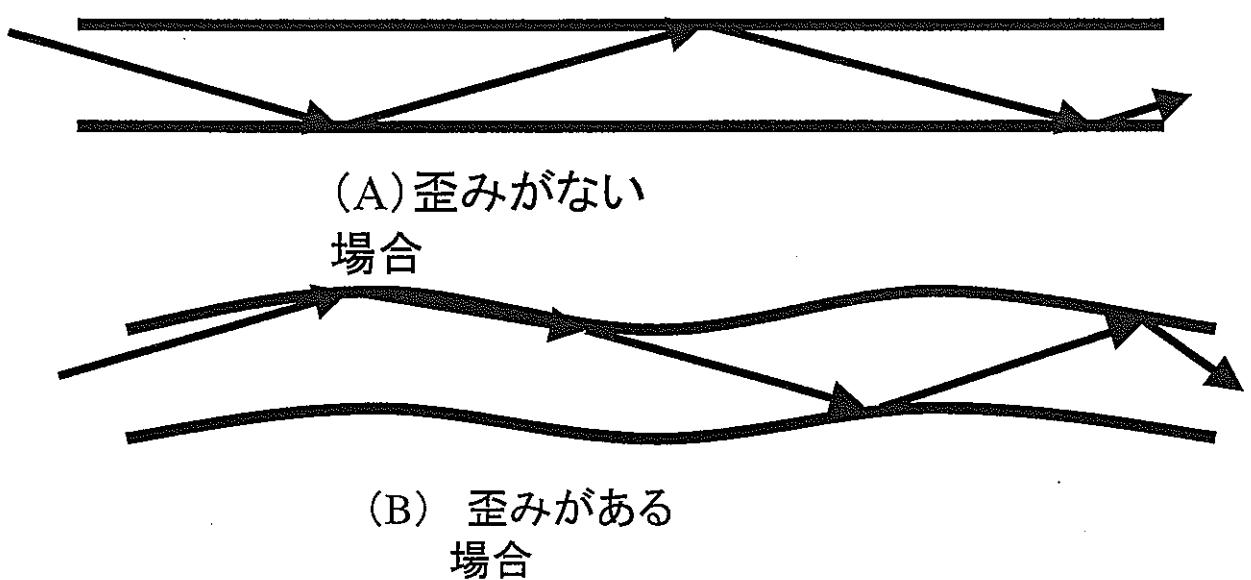


図 II -6-4 マルチキャピラーファイバー  
の概要

## (C) 検出器

次に検出器であるが、これは 1 次元の検出器を想定している。まず、この検出器の位置をマルチキャピラリーファイバーの出口から  $x$  軸方向に 1mm の位置に設置した。これに反射を繰り返して出てきた中性子の飛行軌道の方程式を用いて、その中性子が検出器のどの位置に入射するかを求める。中性子の飛行軌道の方程式は後に述べることとする。また、反射を繰り返す際に計算した反射率と、先に述べた減速材表面から中性子が放出される確率を用いて検出された位置での中性子透過強度を求めた。なお、中性子透過強度の見積もりについても後に述べることとする。

このような計算コードを用いて数値シミュレーションを行った。

## 6.1.2 中性子の反射

先に述べたように、中性子の飛行軌道を直線の式で表し、マルチキャピラリーファイバーを直線、あるいは  $\sin$  の式で表した。この 2 つの式を用いてまず、入射した中性子とキャピラリーの交点を求めた。この交点を  $P(x, y)$  とする。

つぎに、交点  $P(x, y)$  における衝突角  $\theta$  を求めた。衝突角  $\theta$  は、中性子の飛行軌道の式の傾きとマルチキャピラリーファイバーを表した式の傾き(曲線ならば交点  $P$  における接線の傾き)をそれぞれ、 $N = (1, n)$ 、 $C = (1, c)$  として(式 6-2)にあてはめて求めた。

$$\theta = \cos^{-1} \frac{1 \times 1 + n \times c}{\sqrt{1+n^2} \sqrt{1+c^2}} \quad (\text{式 6-2})$$

さらに、反射角がすべて入射角に等しいと仮定し、上で求めた衝突角  $\theta$  を用いて、(式 6-3)で表される回転の 1 次変換の式に代入し、反射後の中性子の  $N' = \frac{y'}{x}$  傾きを求めた。その概要を図 II-6-5 に示す。

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ -\sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \quad (\text{式 6-3})$$

$\theta$  : 時計まわり

(反時計まわりは、 $\sin$  の符号逆)

この求めた傾きと交点 P を用いて、反射後の中性子の飛行軌道の式を決定する。

### 6.1.3 中性子透過強度

中性子の反射については先に述べた通りであるが、この反射の際に(式 6-4)で表わされるような、中性子の波長  $\lambda$  に依存する臨界角  $\theta_c$  が存在する。

$$\theta_c = 1.14 \times 10^{-3} \times \lambda \quad [\text{rad}] \quad (\text{式 6-4})$$

ここで求めた臨界角  $\theta_c$  は、キャピラリーの材質と中性子の波長によって決定する。マルチキャピラリーファイバーの材質から定数  $1.14 \times 10^{-3}$  が決定した。この臨界角  $\theta_c$  と、中性子とキャピラリーの衝突角  $\theta$  を比べ、 $\theta \leq \theta_c$  を満たす中性子は全反射し、反射率  $R=1.0$  となるはずであるが、キャピラリー

の壁面は中性子に対して完全な鏡面であるとは考えにくい。その場合、表面の乱れによって反射角が広がるため、全反射の際にも反射率が 1 以下になつたり、入射角と異なった反射角を持つ散漫散乱が起こったりすると考えられている。本研究では前者について考慮した。全反射 1 回あたりの反射率についての正確な値や算出方法が知られていないので、原子力研究所の曾山氏が波長 2 Å の場合について求めた実測値 0.96 を全波長に対して仮定した(式 6-5a)。また、 $\theta \geq \theta_c$  の場合の反射率 R は、一般的に知られている(式 6-5b)を適用した。

$$R = 0.96 \quad \theta \leq \theta_c \quad (\text{式 } 6-5\text{a})$$

$$R = \left[ \frac{\left\{ 1 - \left( 1 - \left( \frac{\theta_c \times \lambda}{\theta} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right\}^2}{\left\{ 1 + \left( 1 - \left( \frac{\theta_c \times \lambda}{\theta} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right\}^2} \right] \quad \theta \geq \theta_c \quad (\text{式 } 6-5\text{b})$$

この求めた反射率 R を用いて、中性子の輸送率 T を求める。中性子がキャピラリー内で n 回の反射を繰り返して輸送されるとすると、この時の輸送率 T は(式 6-6)のように反射率の積で求められる。

$$T = R_1 \times R_2 \times R_3 \times \cdots \times R_n \quad (\text{式 } 6-6)$$

この輸送率 T と、先に述べた減速材表面における中性子の放出確率 P(y)の積を中性子透過強度として用いた。

## 6.2 結果と考察

ここでは、先の解析方法で述べたようにマルチキャピラリーファイバーの直径が  $10\text{ }\mu\text{m}$ ・ $15\text{ }\mu\text{m}$ ・ $30\text{ }\mu\text{m}$ である3種類を考え、それぞれの直径に対して、キャピラリーに歪みがない場合と歪みがある場合でシミュレーション計算を行なった。以下ここではその結果について述べることとする。

### 6.2.1 入射中性子波長と中性子透過強度

上で述べたように3種類の直径のマルチキャピラリーファイバーについて、それぞれの直径において入射中性子の波長が  $1\sim12\text{ \AA}$  の間における中性子透過強度を調べた。その結果を 図II-6-7～図II-6-9（dはキャピラリーの直径）に示す。この結果より歪みがない場合に比べ歪みがある場合では、約  $4\text{ \AA}$  以下の短波長領域で中性子透過強度が減少しているという実験結果と同じ傾向が得られた。このことはキャピラリーの直径によらずに共通していえることである。これは、このような短波長領域では、6-1 解析方法で述べたように入射中性子の臨界角が小さいので、キャピラリーの内壁に衝突した中性子のなかで反射せずにファイバーの外へ通り抜けてしまうものが多くなるためである。これに対し、長波長領域になると入射中性子の臨界角が大きくなり、キャピラリーの内壁に衝突した中性子でもファイバーの外へ通り抜けず全反射するものが多くなる。そのため短波長領域に比べ高い透過強度を得ることができる。しかし、今回の解析モデルだけでは、完全に実験を再現することができなかった。

さらに、ここではキャピラリーの歪みの大きさを変え、それによって中性子透過強度がどのような影響を受けるか調べた。最初に直径が  $30\text{ }\mu\text{m}$  のキャ

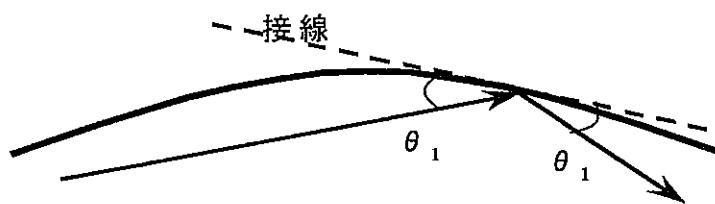
ピラリーで歪みの大きさは先に第3章 解析方法で述べたように  $5 \mu\text{m} \cdot 10 \mu\text{m} \cdot 20 \mu\text{m}$  の3種類についてそれぞれ解析を行なった。それを 図2-6-7に示す。この図を見ると歪みの大きさが  $20 \mu\text{m}$  のときでは、短波長領域のみでなく長波長領域でも中性子透過強度が減少している。本研究室でのこれまでの研究では、長波長領域での中性子透過強度の減少はほとんど見られなかつた。このことから、これまでの研究でキャピラリーに生じていた歪みは、 $20 \mu\text{m}$ よりももっと小さいものであると考えられる。よって、以下直径が  $15 \mu\text{m} \cdot 10 \mu\text{m}$  のキャピラリーについては  $5 \mu\text{m} \cdot 10 \mu\text{m}$  の2種類の大きさの歪みについて計算を行なった。

この計算の結果、 $5 \mu\text{m}$  の大きさの歪みのときに、中性子透過強度が長波長領域で歪みがないときを上回っているという結果がキャピラリーの直径の違いによらず得られた。この要因として、キャピラリーに歪みがある場合では歪みがない場合と異なり、毎回、毎回の衝突において中性子の入射角が異なる。入射角が異なればそれと同じ角度である反射角も毎回の衝突で異なる。この反射角を利用して中性子の飛行軌跡を表す直線の方程式の傾きを決定するため、毎回の衝突ごとに傾きが変わる。そのため、図II-6-6に示すように同じ傾きを持って入射してきても、キャピラリー内壁と衝突する際に歪みが大きい方が入射角が大きくなってしまい、その後反射した後の直線の傾きも大きくなってしまう。反対に歪みが小さい場合には衝突を繰り返すたびに傾きが緩やかになる。そのことにより飛行距離が伸びて歪みが大きいときよりも少ない衝突回数で出口まで到達するため中性子透過強度の減少が少ないと考えられる。 $5 \mu\text{m}$  の歪みではこのことがうまく働き、歪みがないときよりも少ない衝突回数で出口まで到達していると考えた。そこで、歪みがない場合と歪みがある場合のそれについて、入射させた中性子について、出口に到達するまでの衝突回数を調べた。その結果、歪みがない場合が最も衝突回

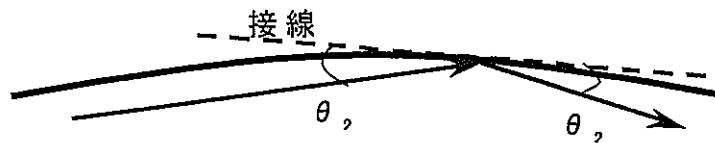
数が多く、歪みが  $20 \mu\text{m}$  では平均 約 1.5 回、歪みが  $10 \mu\text{m}$  では平均 約 8 回、歪みが  $5 \mu\text{m}$  にいたっては平均 約 11 回も歪みがない場合に比べ少ない衝突回数で出口まで到達していることがわかった。

しかしながら、中性子透過強度は先に 6-1 解析方法で述べたとおり式 6-5 で表される反射率の積で表される。歪みがない場合は、最初の入射角によって決定された反射率を衝突回数だけ掛け合わせたものである。これに対し歪みがある場合では、毎回の衝突における中性子の入射角で式 6-5 によって決定された反射率の積を中性子透過強度として用いるため、 $n$  回の衝突のうち 1 回でも臨界角を大きく超えた入射角を持って中性子が衝突した場合、その中性子の透過強度は大きく減少する。

以上のことにより歪みがある場合において、臨界角の小さい短波長領域では中性子透過強度が減少すると考えられる。さらに、歪みの大きさが小さいときの長波長領域で中性子透過強度が、歪みがない場合を超えることについては、歪みが小さいために、臨界角とそれほど差がない大きさの入射角で衝突し衝突回数が減少したため透過強度は歪みがない場合より大きくなつたと考えられる。



(A) 歪みが大きいとき



(B) 歪みが小さいとき

図 II - 6-6 歪みの大きさによる反射角の違い

### 6.2.2 キャピラリーの径の違いによる歪みの影響

図 II-6-10, II-6-11 にキャピラリーの径の違いによる強度比を示す。これを見ると、キャピラリーの直徑の大きさが大きい方が歪みの影響が強く表われ強度の減少も大きくなっている。本研究室でのこれまでの研究では、キャピラリーの直徑が  $10\text{ }\mu\text{m}$  と  $15\text{ }\mu\text{m}$  の 2 種類について研究されている。本研究では、キャピラリーの径をどれくらいまで大きくすると効率が良いかも検討するため、 $10\text{ }\mu\text{m}$ ・ $15\text{ }\mu\text{m}$  のほかにもう少し径を大きくした  $30\text{ }\mu\text{m}$  についても解析を行なった。その結果は、キャピラリーの直徑が  $10\text{ }\mu\text{m}$  のとき、長波長領域の中性子透過強度の減少が最も小さい。しかしながら、短波長領域での減少が小さいのは、直徑が  $15\text{ }\mu\text{m}$  のときである。直徑が  $30\text{ }\mu\text{m}$  のときは、長波長領域・短波長領域の両方において、他の 2 種類の直徑のときよりも歪みの影響を大きく受け中性子透過強度が減少していた。

### 6.2.3 検出器における空間分布と中性子透過強度

中性子がキャピラリーに入射し、検出器で検出されたときの検出器における空間分布を 図 II-6-12 ~ 図 II-6-20 に示す。これは 6-1 解析方法でも述べたとおり、検出器をキャピラリーの出口から  $x$  軸方向に  $1\text{ mm}$  の位置に設置して検出した。図 II-6-12 ~ 図 II-6-14 まではキャピラリーの直徑が  $10\text{ }\mu\text{m}$  のものであり、 $\lambda$  は入射中性子の波長を表している。図 II-6-15 ~ 図 II-6-17 までは直徑  $15\text{ }\mu\text{m}$ 、図 II-6-18 ~ 図 II-6-20 までは直徑  $30\text{ }\mu\text{m}$  のキャピラリーについてのものであり、それぞれ入射中性子の波長が  $3\text{ \AA}$ ・ $5\text{ \AA}$ ・ $10\text{ \AA}$  について示した。

この空間分布では、中性子の検出位置に注目する。それぞれ、歪みなしの

場合に比べ、歪みありの場合の方が検出位置に広がりをもっている。これは上で述べたように、中性子がキャピラリーの内壁と衝突して反射した後の傾きが反射する前の傾きより大きくなつたものが検出されていると思われる。傾きが大きいものは、臨界角を超えててしまうため、反射率が悪く中性子透過強度も小さいものとなってしまつてゐる。とくに、短波長領域である  $3\text{ \AA}$  のグラフでは外側に広がつてゐるグラフの裾の透過強度は小さくなつてゐるのに対して、長波長領域である  $10\text{ \AA}$  のグラフでは  $3\text{ \AA}$  のときに比べ透過強度は大きくなつてゐる。これは、長波長と短波長における臨界角の大きさの違いから生じてゐる。ここでは、入射させる中性子の傾きはすべて同じものを用いており、中性子の飛行軌道は長波長と短波長では同じになつてゐる。にもかかわらず、中性子透過強度に大きな違いが生じてゐるのは、衝突回数は同じであるので、この透過強度を求めるためのもう一つの要素である反射率が要因となっていると考えられる。短波長と長波長では、唯一臨界角の条件のみが異なる。よつてこの検出器における空間分布から短波長領域での強度の減少が、その波長における臨界角の大きさによるものであるといふことがいえる。

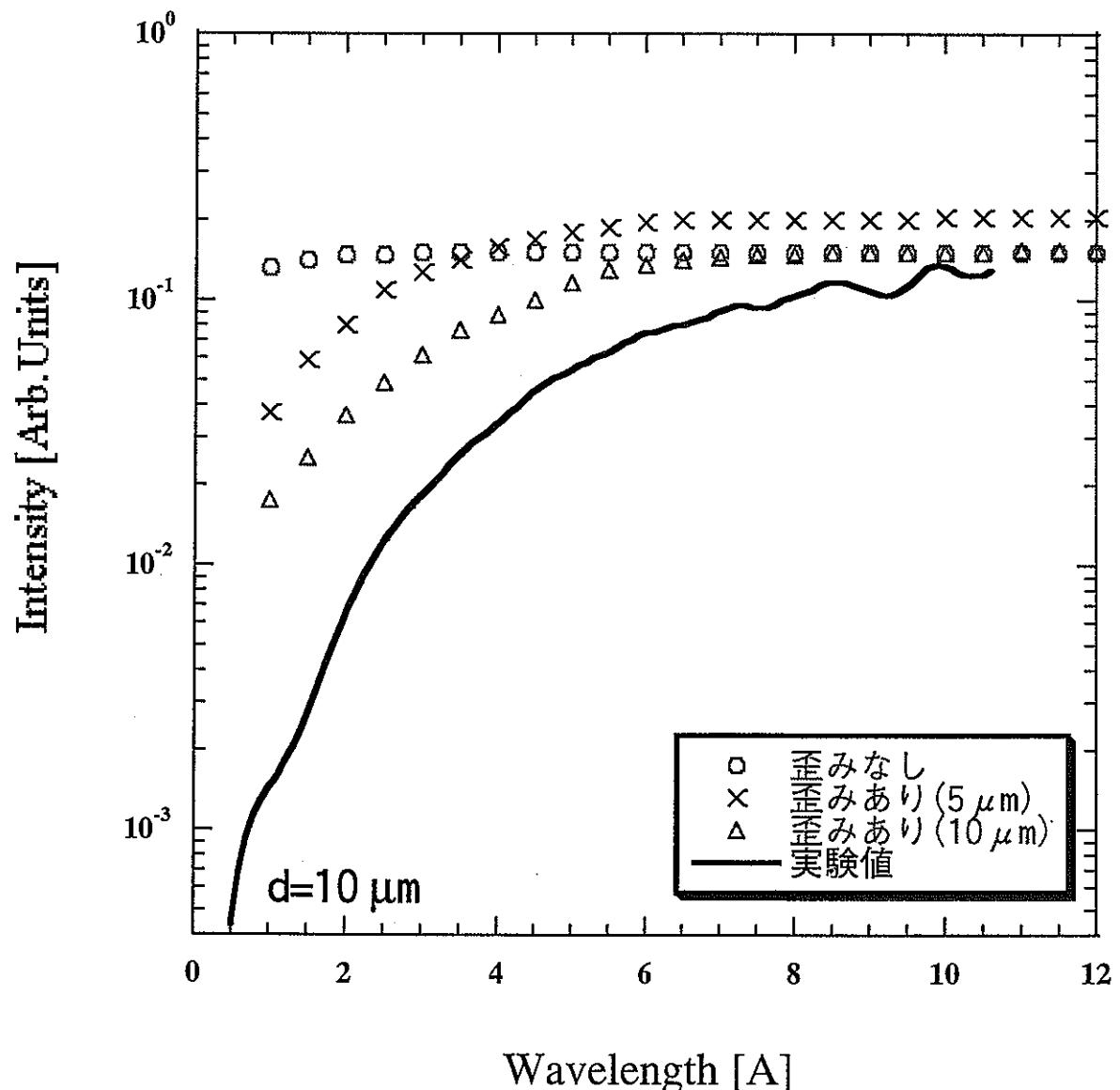


図 II-6-7 波長の違いによる中性子透過強度

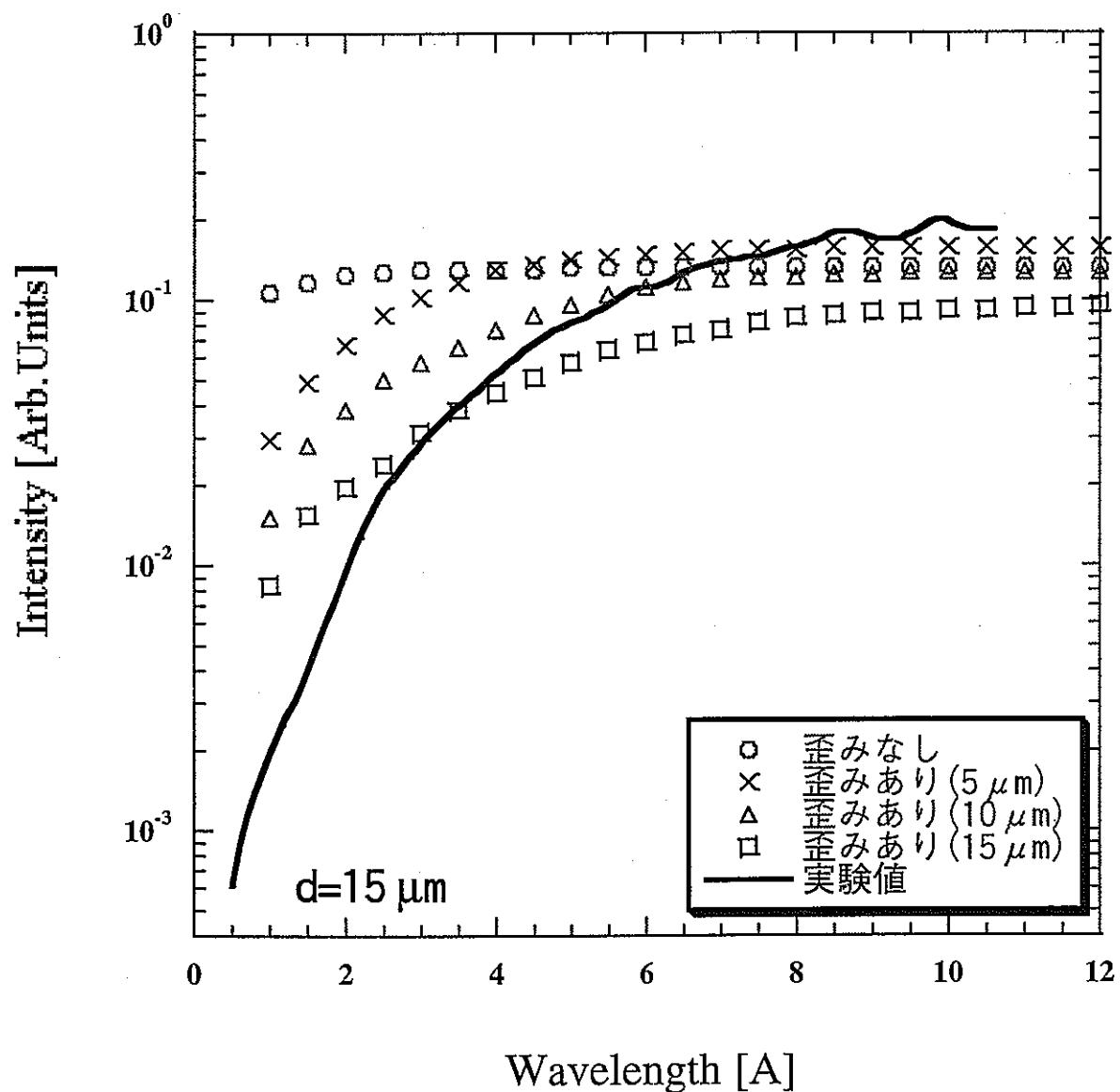


図 II-6-8 波長の違いによる中性子透過強度

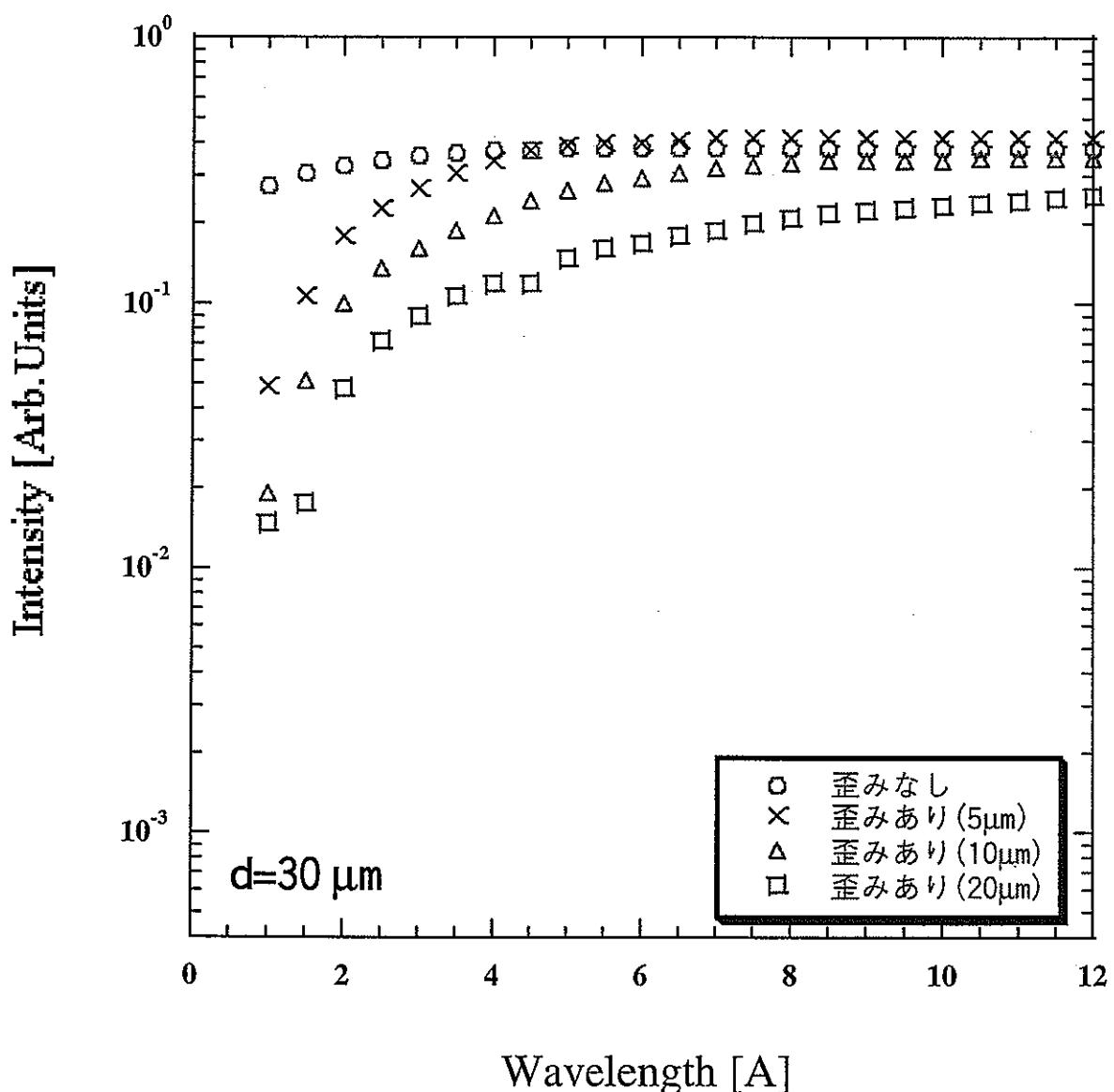
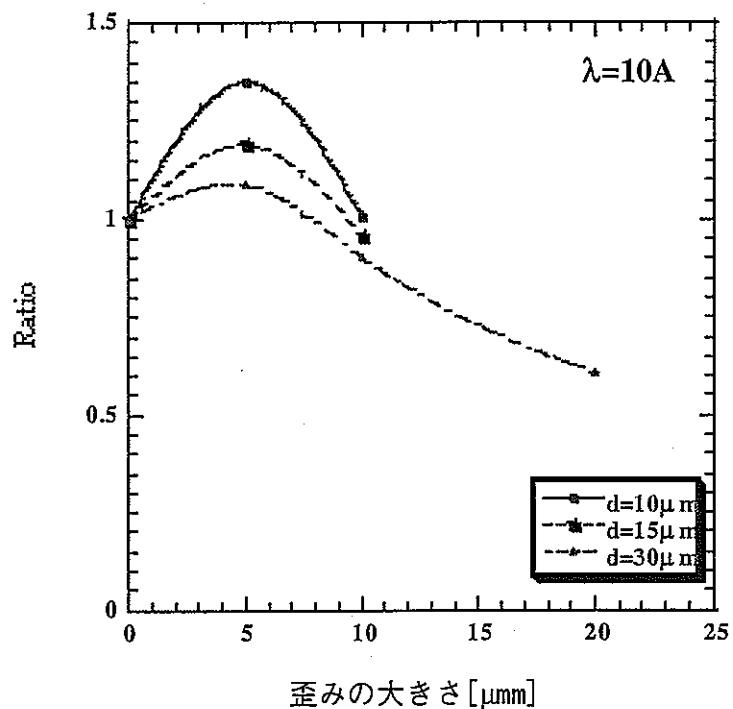
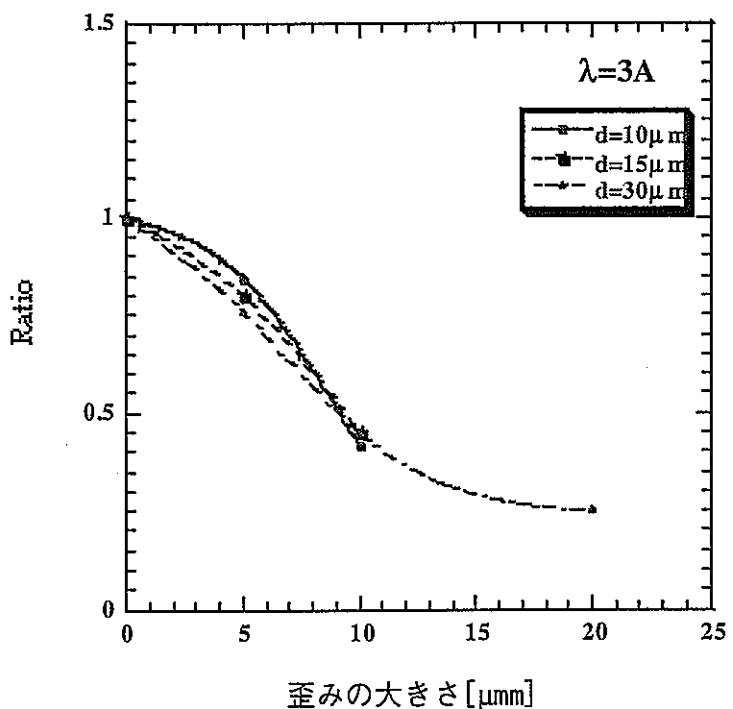


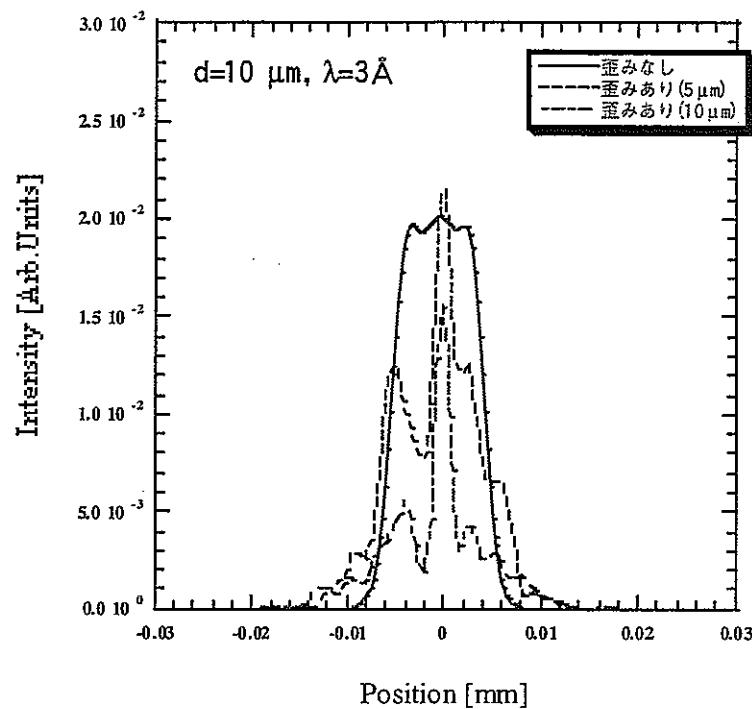
図 II-6-9 波長の違いによる中性子透過強度



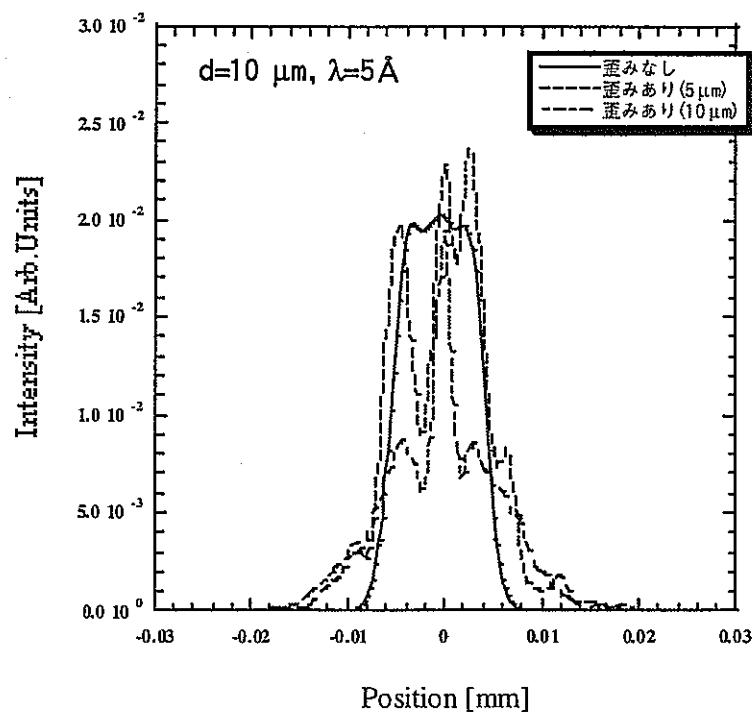
図II-6-10 長波長領域での歪みなしに対するありの強度比



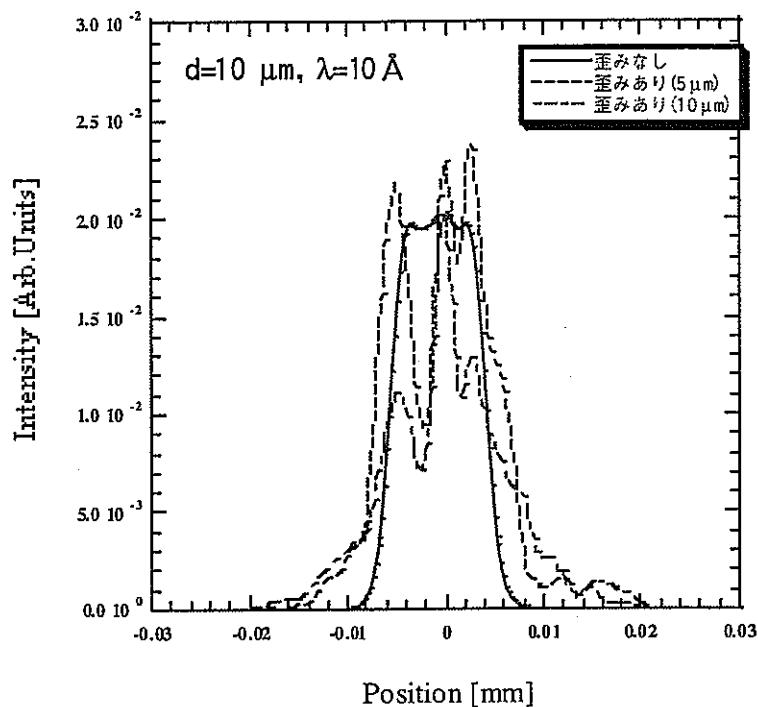
図II-6-11 短波長領域での歪みなしに対するありの強度比



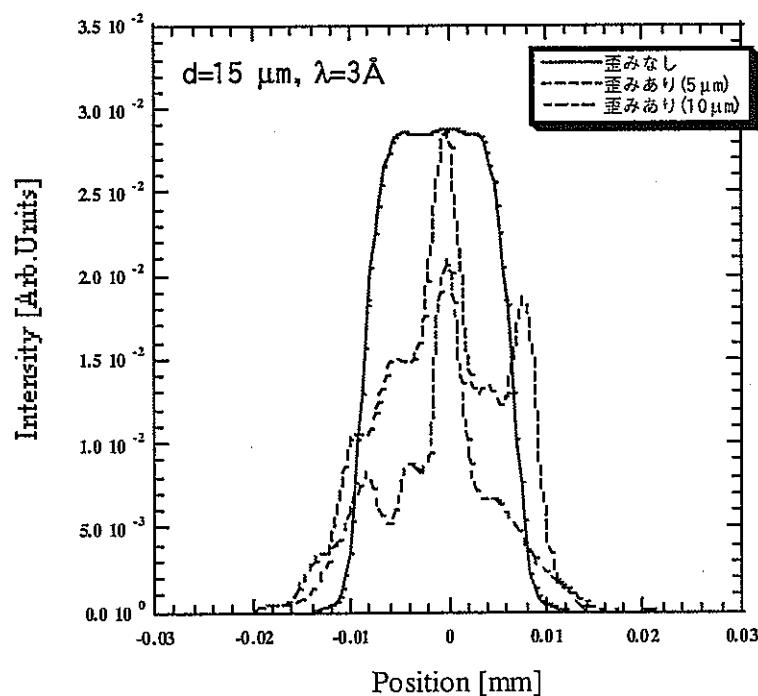
図II-6-12 キャピラリー1本のときの  
検出器における空間分布



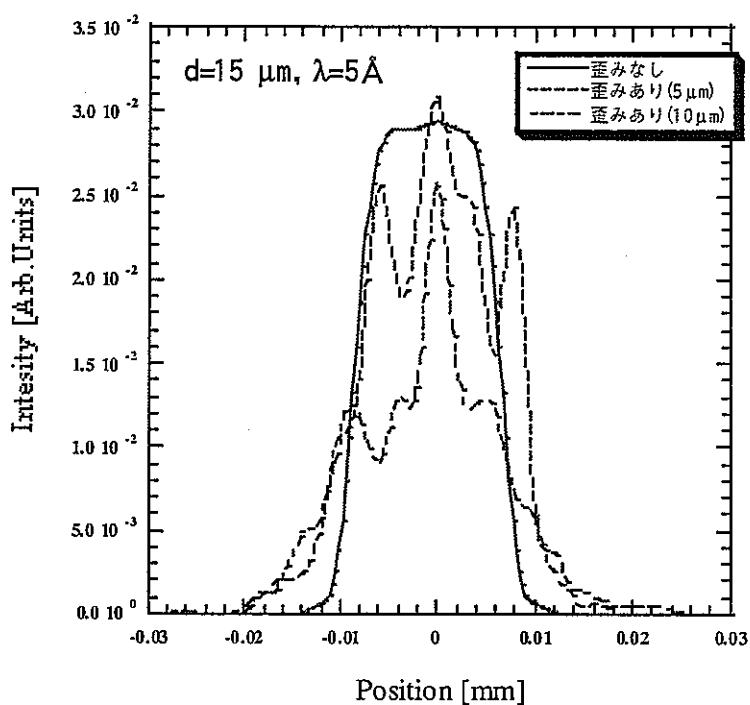
図II-6-13 キャピラリー1本のときの  
検出器における空間分布



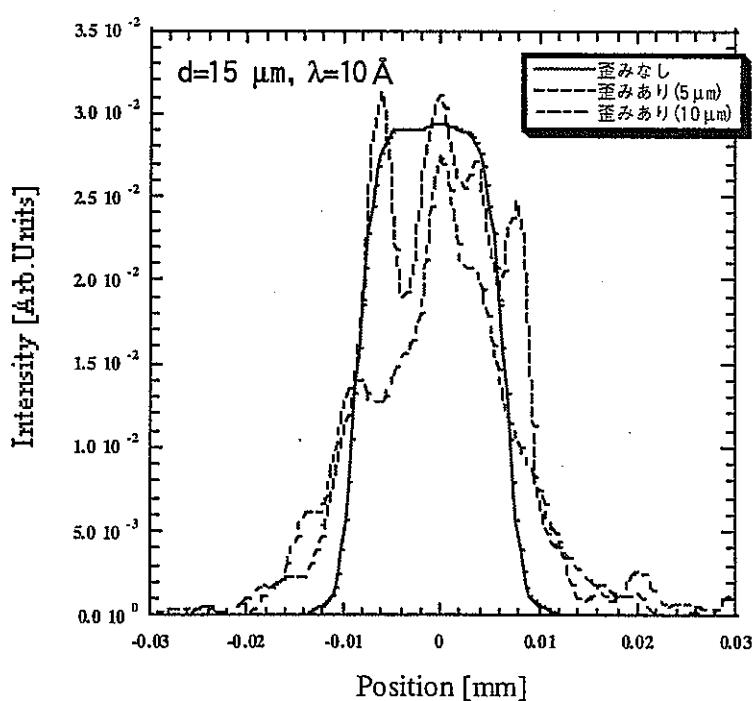
図II-6-14 キャピラリー1本のときの  
検出器における空間分布



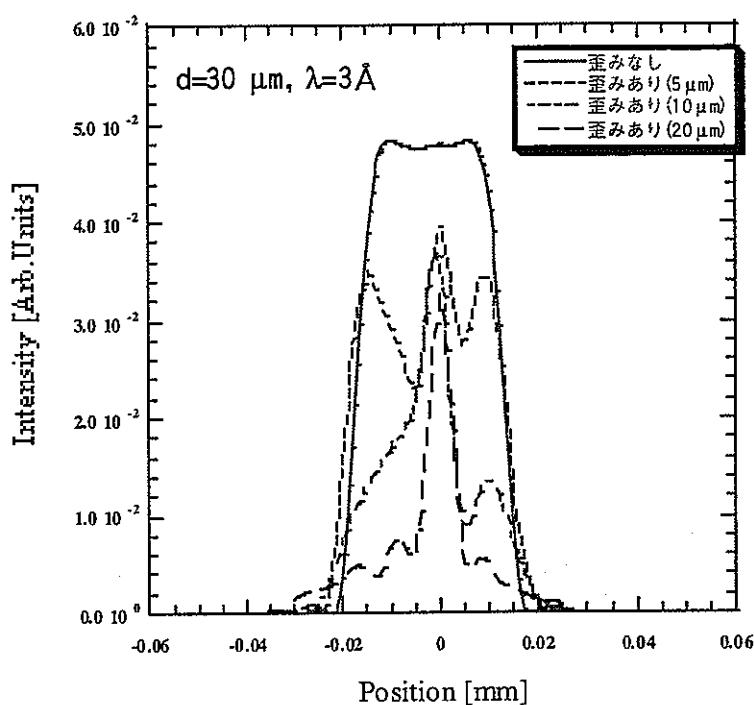
図II-6-15 キャピラリー1本のときの  
検出器における空間分布



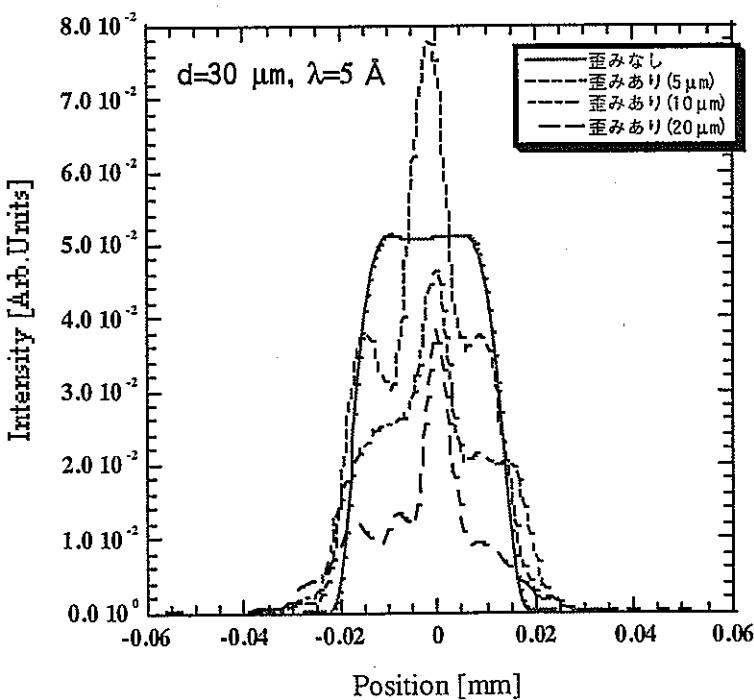
図II-6-16 キャピラリー1本のときの  
検出器における空間分布



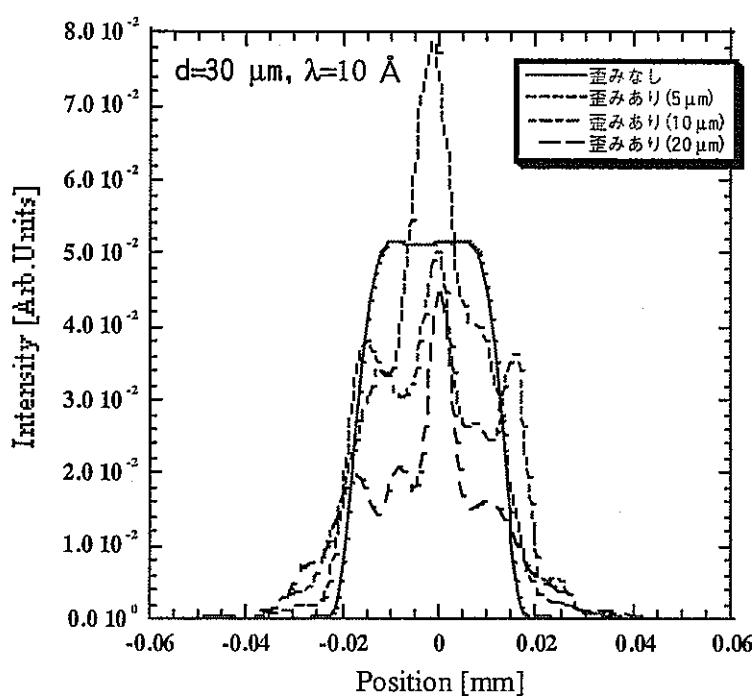
図II-6-17 キャピラリー1本のときの  
検出器における空間分布



図II-6-18 キャピラリー1本のときの  
検出器における空間分布



図II-6-19 キャピラリー1本のときの  
検出器における空間分布



図II-6-20 キャピラリー1本のときの  
検出器における空間分布

### 6.3 歪みの影響のまとめ

第6章ではマルチキャピラリーファイバーの歪みが中性子透過強度へ及ぼす影響について2次元におけるシミュレーション計算で解析を行った。その結果、約4Å以下の短波長領域では入射中性子の臨界角の影響を受けて透過強度が減少することがわかった。また、歪みが大きいと長波長領域でも透過強度の減少が見られた。それとは反対に、歪みの大きさがある適当な大きさのときには長波長領域で歪みが無い場合よりも大きな中性子透過強度が得られることがわかった。このことより、本研究室におけるこれまでの研究では、 $5\mu\text{m} \sim 10\mu\text{m}$ 程度の大きさの歪みがキャピラリーを設置する際に生じていたと思われる。

また、マルチキャピラリーファイバーの直径の大きさは、大きければ大きいほど良いというわけではなく、あまり大きすぎるとキャピラリーの歪みの影響を受けやすいということがわかった。ここでは、キャピラリーの直径は $15\mu\text{m}$ の大きさが最も歪みの影響を受けずに中性子を輸送するという結果が得られた。

## 第7章 3次元シミュレーションコードの開発

これまでの章でマルチキャピラリーファイバーについて、その曲率、キャピラリーの直径などを変えて実験を行い、また数値シミュレーションによって実験結果との比較、検討を行ってきた。しかし、これまで用いてきた数値シミュレーションは2次元で、キャピラリーを透過してくる中性子の空間分布は1次元でしか表せなかった。3次元で計算できればキャピラリーを透過してくる中性子の空間分布を平面的にとらえられ、キャピラリー径の透過特性や空間分布への影響を、より詳細に調べられるになる。そこで、マルチキャピラリーファイバーに関する3次元数値シミュレーションコードを開発した。

### 7.1 体系

3次元数値シミュレーションコードにおいて想定した計算体系は、これまでの2次元数値シミュレーションコードと同様に北海道大学4.5 MeVライナックにおけるマルチキャピラリーファイバーの実験体系を模擬したものになっている。実験体系(計算で想定した体系)は3章の図II-3-3、6章の図II-6-2と同様である。

次にキャピラリーファイバーがどのように置かれているかについて説明する。キャピラリーファイバーの置かれ方は次の図II-7-1の通りである。

この数値シミュレーションではキャピラリーの曲げ方(曲率R)、キャピラリーファイバーの長さ(l)、キャピラリーファイバーの直径( $\rho$ )を与える。ところで第3章でも触れたがキャピラリーファイバーは直径1mm、長さ300.0mmのものを用いたが1mmのキャピラリーファイバー内には多数のガラスファイバーが詰まっている。(第3章 図II-3-2 参照) ここでのキャピラリーファイバーの直径( $\rho$ )はこの多数のガラスファイバーの直径のことである。

中性子は図中のY軸の方向に沿って入射する。キャピラリーファイバー内で反射した中性子は図の奥のファイバー出口から出てくる。あらかじめ平面の方程式を与えておくことによって、出てきた中性子と平面との交点を計算し、与えた平面における透過してきた中性子の空間分布を知ることができる。

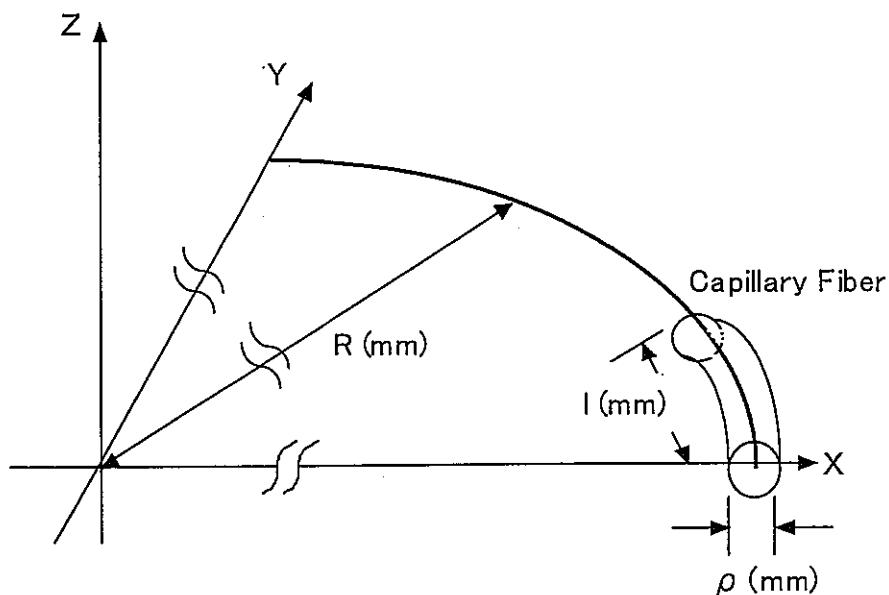


図 II-7-1 キャピラリーファイバーの配置

## 7.2 キャピラリーファイバー内の中性子輸送の計算

キャピラリーファイバー内で中性子が輸送されていく過程の計算方法については図 II-7-2 をもとに説明する。

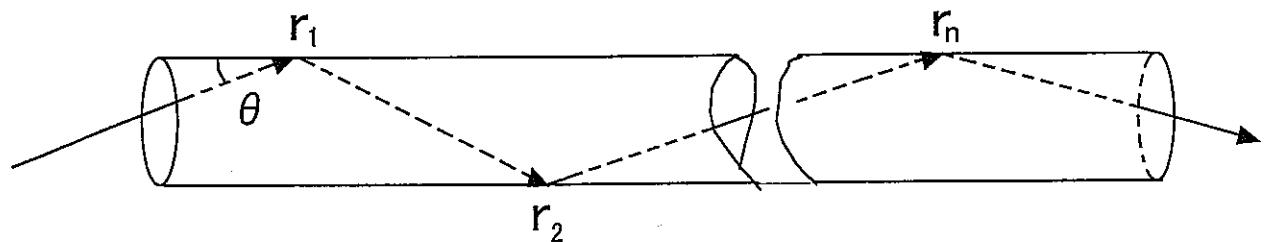


図 II-7-2 中性子輸送の過程

中性子が矢印のように入射したとする。中性子がキャピラリーファイバーで反射する。反射に際して中性子とキャピラリーファイバーとの衝突角が  $\theta$  であったとき中性子の反射率は次の式で表される。

1. if  $\theta \geq \theta_c$ 

$$r = \left[ \frac{1 - \left\{ 1 - \left( \frac{\theta_c}{\theta} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}}{1 + \left\{ 1 - \left( \frac{\theta_c}{\theta} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}} \right]^2 \cdot 0.97$$

2.  $\theta \leq \theta_c$ 

$$r = 0.97$$

$$\theta_c \doteq \sin \theta_c = \lambda \sqrt{\frac{N \cdot b_{coh}}{\pi}}$$

### Probability of neutron transmission

$$R = r_1 \cdot r_2 \cdots r_n$$

$r$  は反射の際の反射率である。反射率  $r$  は中性子とキャピラリーファイバーとの入射角  $\theta$  が臨界角  $\theta_c$  より大きいか小さいかによって場合分けされる。臨界角  $\theta_c$  はキャピラリーファイバーの材質によって決まる。上の式の  $\theta_c$  の式に定数を代入すると、

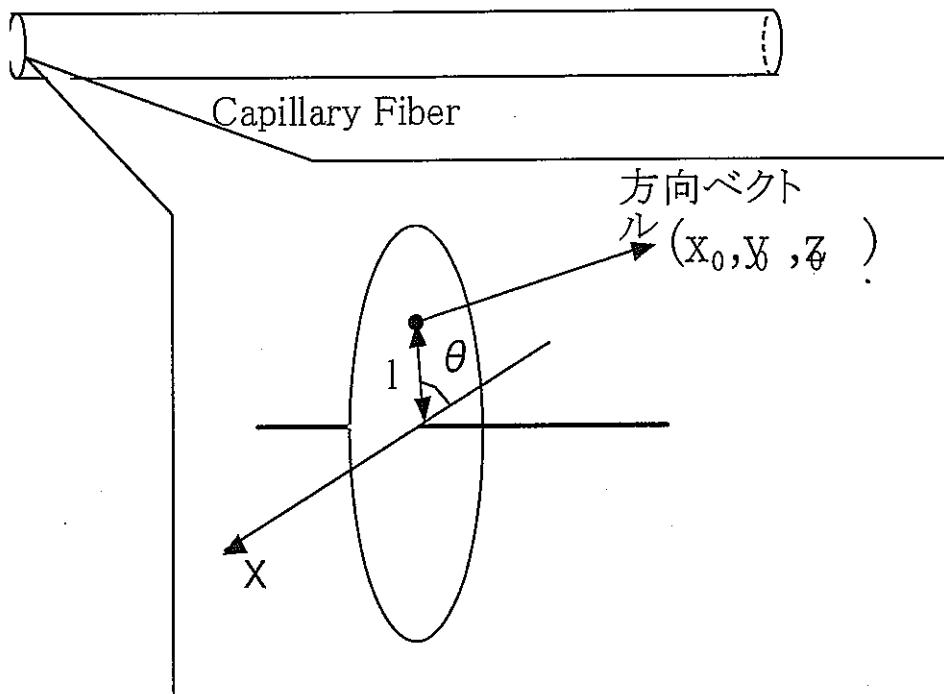
$$\theta_c (\text{mrad}) = 1.14 \times \lambda (\text{\AA})$$

となる。ただし  $\lambda$  はキャピラリーファイバーと衝突する中性子の波長（エネルギー）である。

中性子がキャピラリーファイバーと  $n$  回衝突するとする（図II-7-2）。この時中性子がキャピラリーファイバーから出てくる確率は上の式  $R$  で表わせる。また、キャピラリーファイバーから出てくる中性子の軌跡も計算できるので、先に述べたとおりキャピラリーファイバー出口付近の平面の式を与えておけば平面とキャピラリーファイバーから出てきた中性子との交点が算出できる。多数の中性子について計算を行えば、与えた平面上でのキャピラリーファイバーから出てきた中性子の行き着く先が分かる。この時、 $R$  を中性子の強度と考える。キャピラリーファイバーから出てきた、それぞれの中性子の強度  $R$  と、それぞれの中性子の行きつく先とから、与えられた平面におけるキャピラリーフ

アイバーから出てきた中性子の空間分布を得る事ができる。

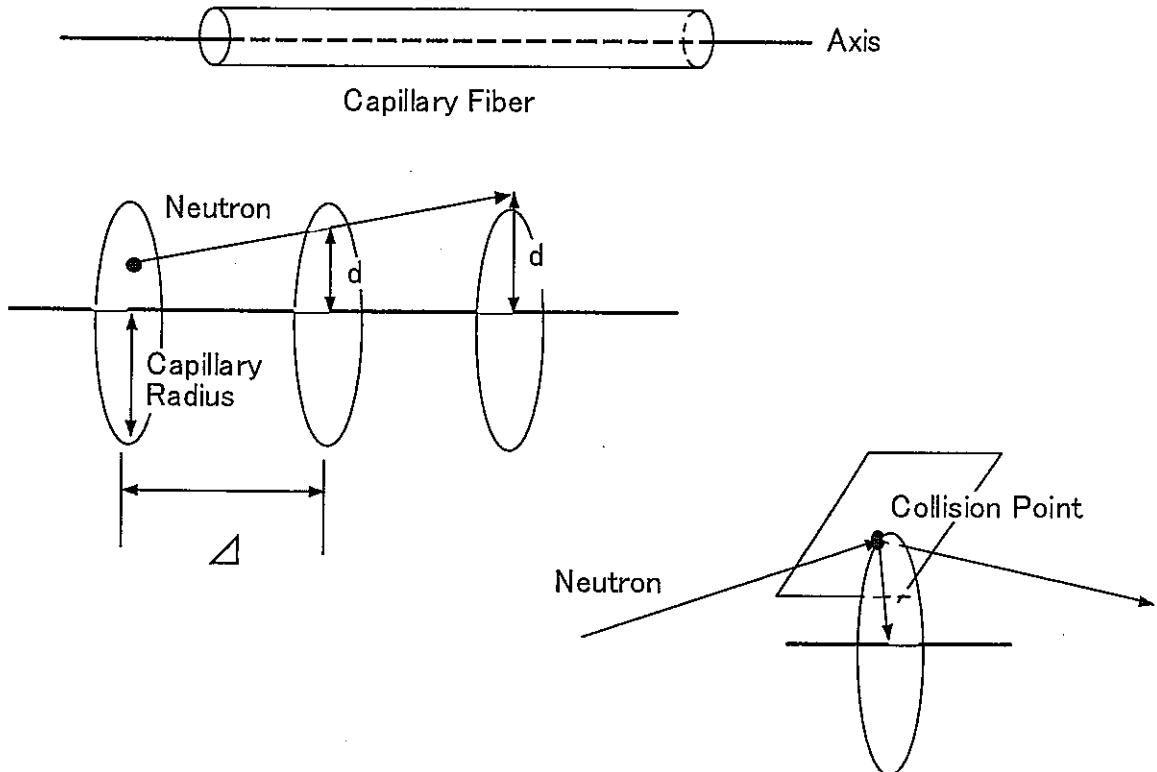
次に、キャピラリーファイバー内での中性子の反射の計算過程について説明する。



図II-7-3 キャピラリーファイバー内の  
中性子の軌跡の計算過程（その1）

まず、中性子がキャピラリーファイバー内に入射する過程について説明する。これはキャピラリーファイバー入り口の断面を考え、この断面上のある一点と方向について乱数を発生させる事により、入射する中性子の方位置と方向ベクトルを決定する（図II-7-3）。この時、方向ベクトルはキャピラリーファイバーの軸との角度がキャピラリーファイバーの臨界角  $\theta_c$  以内になるように決定する。キャピラリーファイバーの軸に対して、あまりに大きすぎる方向ベクトルを発生させてもキャピラリーファイバーと中性子との反射率  $r$  が初めから小さすぎて計算するのが無駄だからである。

次にこの中性子がキャピラリーファイバー内で反射していく過程の計算について説明する。



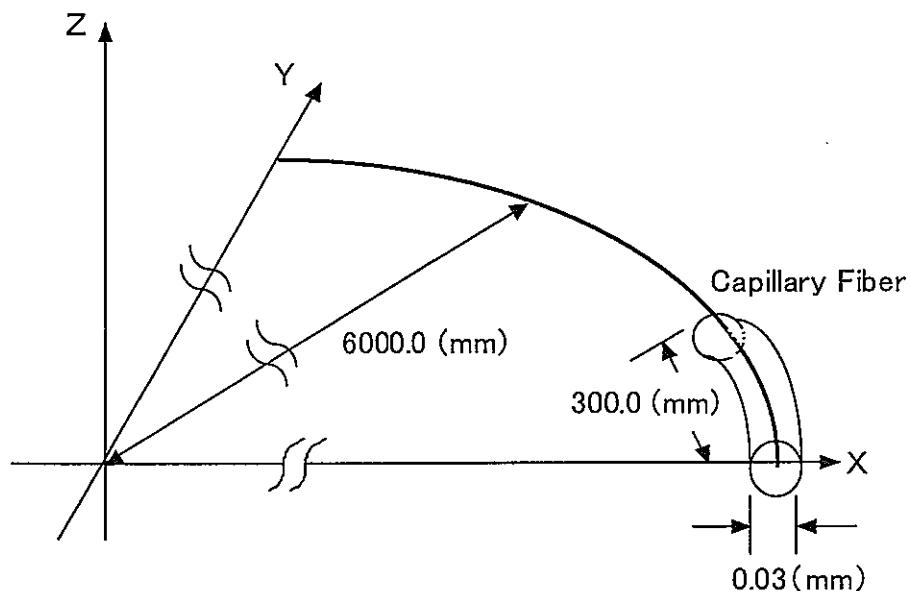
図II-7-4 キャピラリーファイバー内の  
中性子の軌跡の計算過程（その2）

キャピラリーファイバーを軸方向に一定間隔 $\Delta$ で区切り、その場所における断面を考える。それらの断面と中性子の軌跡との交点を算出する（図II-7-4参照）。その交点とキャピラリーファイバーの軸との距離がキャピラリーファイバーの半径を超えたとき、その断面において中性子がキャピラリーファイバーと衝突すると考える。

反射後の中性子の軌跡の方程式の算出について説明する。衝突した点を含み衝突点からキャピラリーファイバーの軸に垂直に降ろした線を法線ベクトルとする平面を算出する。その平面と入射してきた中性子の方程式との衝突角を算出し、その平面に対して衝突角と同じ角度で反射すると考え、反射後の中性子の軌跡を与える方程式を算出する（図II-7-4参照）。

### 7.3 3次元数値シミュレーションコードを使った計算例

この3次元数値シミュレーションコードを使った計算例として、ここでは次のようなキャピラリーファイバーの設置の仕方を想定した。



図II-7-5 計算で想定した体系

曲率を 6000.0mm に曲げたキャピラリーファイバーを (X,Y) 平面上に置いた。長さを 300.0mm、直径 1.0mm のキャピラリーファイバーを構成するキャピラリーファイバー 1 本の直径を  $30.0 \mu\text{m}$  とした。入射中性子は (Y,Z) 平面上から入射する。以下に計算結果を示す。

図II-7-6 はキャピラリーファイバーの出口から 0.5mm 離れた位置における中性子の空間分布である。図II-7-7 は X 軸上の中性子強度分布である。図II-7-8、図II-7-9 はキャピラリーファイバーの出口から 50.0mm 離れた位置における中性子の空間分布である。

キャピラリーファイバーの出口から 50.0mm 離れた位置における中性子の空間分布でも、ビーム径の半値幅は、およそ  $300 \mu\text{m}$  であった。 $50.0\text{mm}$  離れた場所において  $300 \mu\text{m}$  であるから入射中性子の波長  $10 \text{\AA}$  の臨界角よりも小さく、整合性のある結果であるといえる。

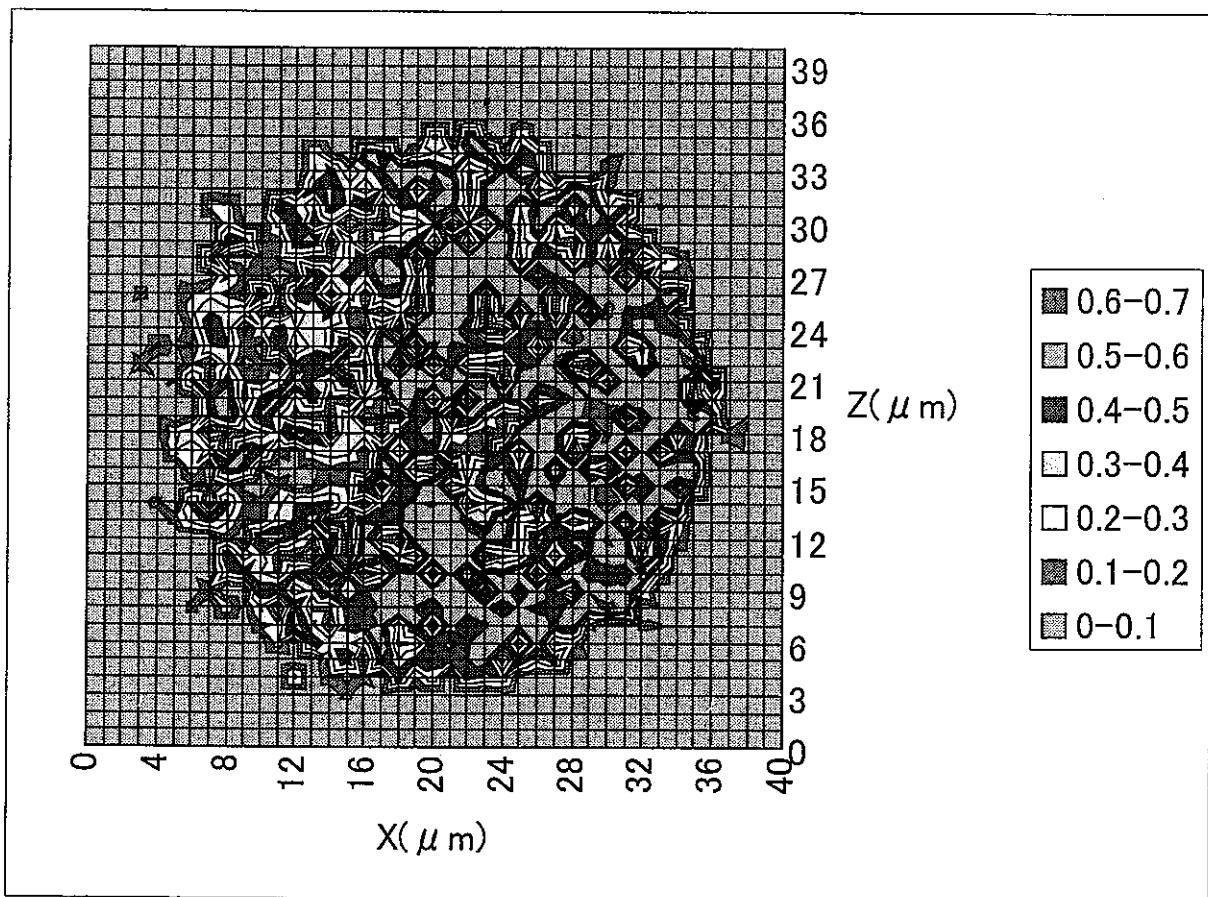


図 II-7-6 キャピラリーファイバー出口における  
中性子強度分布

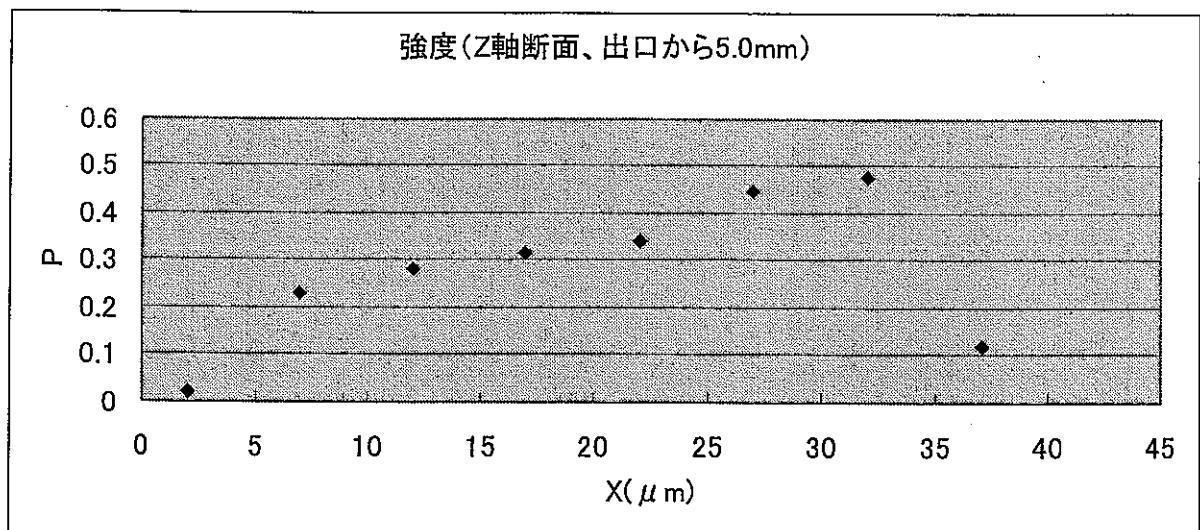


図 II-7-7 X軸上の中性子強度分布

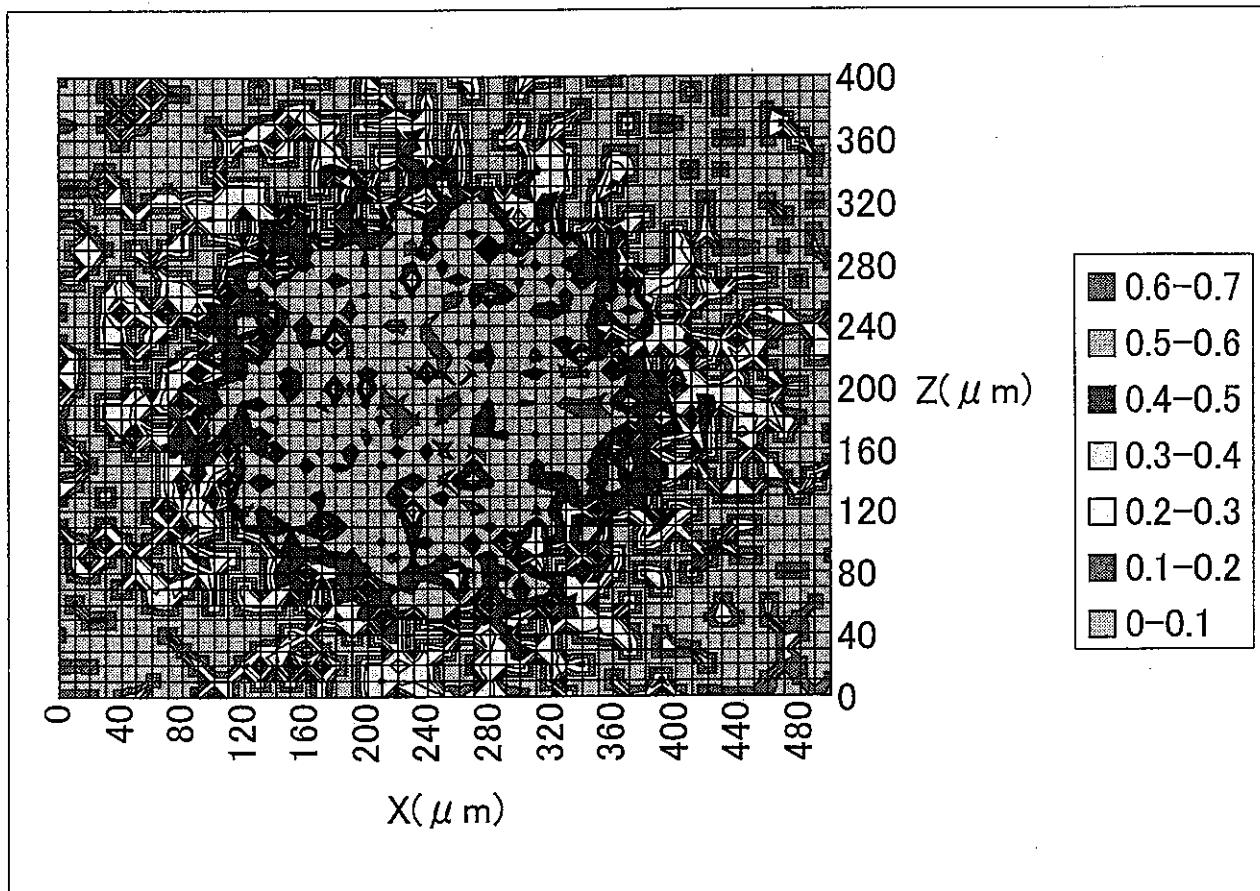


図 II - 7 - 8 キャピラリーファイバー出口における  
中性子強度分布

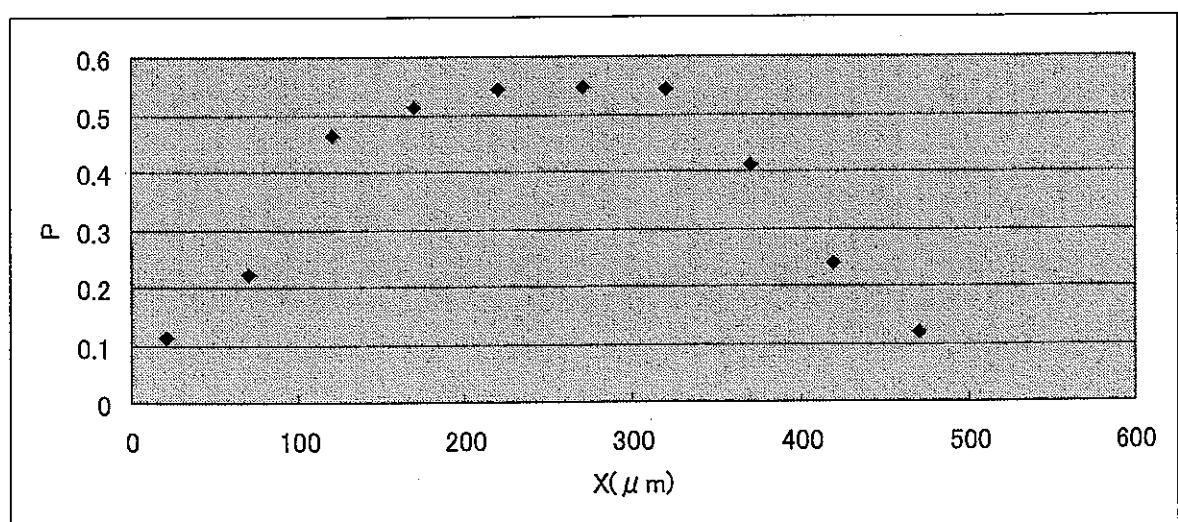


図 II - 7 - 9 X 軸上の中性子強度分布

こうして、完成した 3 次元数値シミュレーションコードによってキャピラリーファイバから出てきた中性子の空間分布を知る事が出来る。これにより、キャピラリーファイバーから出てきた中性子のビームの径、透過率、空間分布等、実験に関して様々な検討をする材料を得る事が出来る。

## 第8章 まとめ

まず、第1章から第5章においてマルチキャピラリーファイバーを用いた実験については、曲率半径やキャピラリーの直径の異なるマルチキャピラリーファイバーを用いて中性子透過スペクトルを測定した。その結果、3~4 Å 以上の波長領域ではファイバーを用いた場合のほうがファイバーがない場合よりも高い強度が得られた。また、さらに長波長になると、曲率半径による輸送強度の違いが見られなくなることがわかった。最大の強度比はキャピラリーの直径が 10 μm のときで約 2 倍、15 μm のときで約 4 倍であった。このことから、大きい直径のキャピラリーで構成されるファイバーを用いたほうがキャピラリーの総数が少ないにもかかわらず、高い強度が得られるということがわかった。

さらに例として、飛行距離 6.3m、ファイバー長さ 300mm、焦点距離 50mmにおいて、曲率半径の異なるファイバーを 1 点で収束させるように配置した場合の空間分布を計算によって求めたところ、キャピラリー 1 本については曲率半径が小さくなると分布の幅が広がるという結果が得られた。しかし、それらを足しあわせたファイバー 1 本の空間分布については、曲率半径やキャピラリーの直径が異なっても空間分布の半値幅はほぼ一定となり、その値は約 0.8mm となった。このことから、焦点の直径が 1mm 程度であれば、これらのファイバーを 5 Å 以上の波長領域に対する中性子収束レンズとして用いることが十分に可能であるということがわかった。

ここで行われた 2 次元計算シミュレーションと実験によって得られた実験結果の透過中性子波長特性は短波長側で違いが見られた。この点については実験時のキャピラリーファイバーの設置状況にその原因があると考え、実験時のキャピラリーファイバーの設置状況を模擬した 2 次元シミュレーションコードを新たに作成し計算を行った。その結果、約 4 Å 以下の短波長領域では入射中性子の臨界角の影響を受けて透

過強度が減少することがわかった。また、歪みが大きいと長波長領域でも透過強度の減少が見られた。この計算により 2 次元計算シミュレーションと実験によって得られた実験結果の透過中性子波長特性の短波長側の違いを説明する事ができた。

また第 7 章ではこれらの実験に対してより多角的な検討が出来るよう、3 次元数値シミュレーションコードの開発を行い  $30 \mu\text{m}$  のビームの広がりを計算した。この径でも広がりは 1mm 以下であった。したがってキャピラリー径を大きくすることによって、ビーム径を広げずにさらに強度を上げられる可能性が示された。今後、この方向での検討が必要である。

### 参考文献

- [1] K. Soyama, N. Minakawa, T. Atsumi, and T. Kodaira, Journal of Nuclear Science and Technology, 32[1], pp. 78 - 80 (January 1995)
- [2] 小川雪郎、平成7年度修士論文
- [3] 須田義之、平成9年度修士論文

第III編 先端分岐型スーパーミラーによる  
ビーム分岐

## 第1章 緒言

1932年、チャドウィックが発見した中性子は、現在、原子、分子、固体、液体などの構造を調べるために特徴あるプローブとして用いられている。中性子は質量は持つが電荷は持たないという粒子にも関わらず、磁気モーメントを持つた不思議な粒子である。

物性研究に関して、中性子の粒子としてもっとも重要な性質は先も述べたように、電気的に中性であることと、磁気モーメントを持つことである。前者の性質から、中性子は物質内の強力なクーロンポテンシャルの影響を受けず、原子核近傍で核力によって散乱される。散乱体が結晶であれば、X線回折と同様に核ブリッジ反射が観測される。核散乱振幅は核種で大きく異なるが、原子番号とは無関係である。この性質を利用すれば、特に軽元素の構造決定等がX線に比べ精度よく行うことができる。一方、磁気モーメントを持つために、物質中の磁性電子の磁気モーメントとの相互作用によっても中性子は散乱される。この磁気散乱強度の散乱角依存性とエネルギー依存性を測定することで、物質中の詳細な磁気的情報が得られる。

次に、中性子の波としての重要な特徴として、そのエネルギーと波長の関係がある。X線の場合、ラウエ写真等に用いられるX線のエネルギーは温度にして $10^8\text{K}$ 程度で、物質中の運動等を測定するには大きすぎる。一方、赤外、遠赤外光のエネルギーは室温程度あり、原子の運動状態の測定に適しているが、その波長は $1\mu\text{m}\sim0.1\text{mm}$ で、物質のミクロ構造を調べるには適さない。

これに対し、中性子の場合、例えば通常の散乱実験に多く用いられている波長 $2.42\text{\AA}$ の中性子のエネルギーは温度にして約 $160\text{K}$ である。この値は、物質中のミクロ構造と運動の長さ、エネルギーのスケールと同程度であり、この事から、中性子は、電磁波と比べ、物質のミクロの構造と動的振る舞いを同時にかつ精度良く測定するのに適したエネルギーと波長領域を持っているといえる。

中性子実験では大きく分けて、試料での散乱前後で中性子のエネルギー解析を行う非弾性散乱実験と、エネルギー解析を行わない弾性散乱実験とがあり、前者はエネルギー変化を伴う動的な構造解析、後者は結晶構造などの静的構造解析などに用いられる。動的構造解析には、結晶格子振動の解析、結晶相転移、液体状態などの研究、原子、分子振動の研究、スピノ波、結晶場など磁気励起の研究などが挙げられる。また、静的構造解析には結晶構造解析、液体構造解析、磁気構造解析などがある。

このように、物性研究では中性子を使うことでX線にはない有力な情報を得ることができる。しかしながら、中性子はX線に比べ発生装置自体が大きく、

手軽に利用することができず、また原子炉・パルス中性子源でも中性子ビームラインの確保が容易でない。また、強度も長波長の中性子になればなるほど低くなるため、測定時間も長くなってしまう。

中性子は物性研究のみでなく、これからは医療(ガンの治療)や工学(金属材料の欠陥の発見)など、幅広い分野で利用されるであろう。その際、中性子強度を減少させることなく、照射位置まで導くことができれば非常に有用である。中性子をよく反射する物質で制作したスーパーミラーと呼ばれるミラーによって中性子ガイド管を製作することで、物性研究に用いられる長波長の中性子を遠くまで輸送できる。

本研究では、一本の中性子ビームラインをスーパーミラーを使用した中性子ガイド管(先端分岐型中性子ガイド管)を用いて二本に分けて、波長スペクトルの異なった中性子ビームが取り出すことができるかどうか実験的に検討した。

さらに計算による理論解析を行い、中性子の波長スペクトルや空間分布を求め、実験値と比較検討することを目的とする。

## 第2章 中性子ビームの振り分け

### 2.1 原理

#### 2.1.1 中性子ガイド管

低速中性子を用いたビーム実験を行う場合、エピサーマル中性子や高速中性子、または $\gamma$ 線等が混入することは測定の精度に著しい悪影響がある。中性子ガイド管は中性子波の全反射条件を用いて、ある一定エネルギー以下の中性子のみを選択的に取り出すための、かなり大規模な設備である。中性子の全反射に対する臨界角 $\theta_c$ と中性子波長 $\lambda$ との間には、

$$\theta_c = \lambda \sqrt{\frac{Nb}{\pi}}$$

という近似式が成立している。ただし、N は反射媒質の原子数密度、b は干渉核散乱振幅である。したがって、 $\theta_c$ 以下の入射角で入射した波長 $\lambda'$ 以上の波長をもつ中性子の反射率は 1 となって全反射され、 $\lambda$ 以下の波長(高エネルギー側)の中性子に対する反射率は極めて小さくなる。

中性子ガイド管は湾曲した反射面で全反射を数回繰り返したうちに、中性子源を直接見ない方向まで、 $\lambda'$ 以上の波長をもつ中性子のみを取り出せるような構造になっている。ガイド管の内径 d、ガイド管の全長を L、その曲率を  $\rho$  とした場合、

$$L = \sqrt{8d\rho}$$

の関係が満たされれば、出口から中性子源を直視できないので、直進する $\gamma$ 線や短波長の中性子は全部カットされる。また、このようなガイド管を通過できる中性子の最小波長 $\lambda'$ は

$$\lambda' = \sqrt{\frac{\pi\rho}{2Nb d}}$$

で与えられることもわかっているから、これらの式の組み合わせで、使用目的に合わせたガイド管の設計がなされる。ガイド管の反射面は一様に湾曲させたものを製作することが困難であることから、いくつかの平面(導管要素)のつなぎ合わせによることが多い。これらの導管要素としては通常フロートガラス基板上にニッケル膜を膜厚 1000 Å 以上に蒸着したもの(ニッケルミラー)が多く用いられている。

#### 運動量変化量

運動量変化量の定義をする。図III-1-1 の様に、仮想的な鏡面に対し入射中性子の角を  $\theta$ 、入射中性子の進行方向の単位ベクトルを  $s_0$ 、反射した方向の単位ベクトルを  $s$  とする。ここで、 $S$  を、

$$S = s - s_0 \quad (2.1)$$

と定義すると、この  $S$  は鏡面に対し垂直になり、その大きさ  $S$  は、

$$S = |S| = 2 \sin \theta \quad (2.2)$$

で与えられる。実際に単位ベクトルでなく、大きさ  $2\pi/\lambda$  を持つベクトルを使い、

$$\begin{aligned} Q &= \frac{2\pi|S|}{\lambda} \\ &= \frac{4\pi \sin \theta}{\lambda} \end{aligned} \quad (1.3)$$

で定義される量を運動量変化量  $Q$  とする。

物質によって全反射できる臨界運動量変化量  $Q_c$  は決まっている。特に、全反射ができる臨界角度  $\theta_c$  と  $Q_c$  から、中性子の臨界波長  $\lambda_c$  を決定することができる。

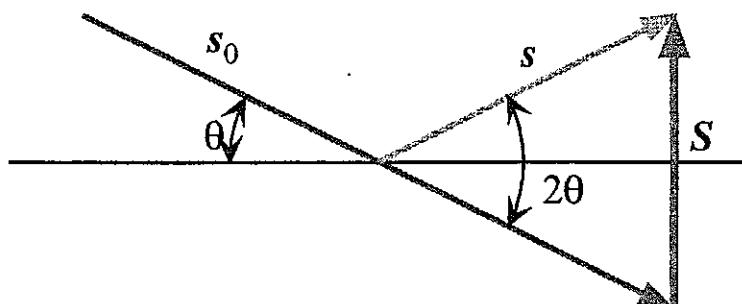


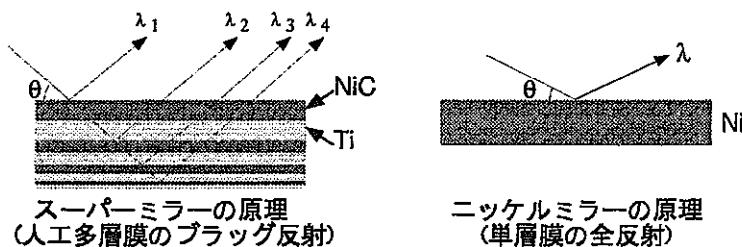
図 III-2-1 運動量変化量の定義

### 2.1.2 スーパーミラー

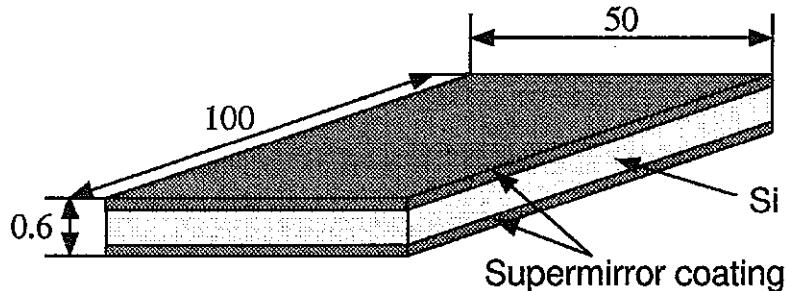
スーパーミラーとは、中性子散乱長の異なるニッケルとチタンの薄膜を対層としたもので、この周期を変化させることにより、従来中性子導管に使用され

ているニッケルミラーに比べ約3倍の角度で中性子を反射させることができる。この薄膜は、厚さを最小數十Åから周期的に変化させ、数百層蒸着している。また、ニッケル層には、ニッケルのチタンへの拡散を防ぐため炭素がドープされている。ニッケルミラー、スーパーミラーの反射の概念を図III-1-2に示す。

実験で使用したスーパーミラー基盤<sup>1</sup>は、シリコン基板両面にスーパーミラーコーティングされているものである。シリコン基板の厚さは、0.6mmで、大きさは100mm×50mmである。(図III-2-3参照)



図III-2-2 ニッケルミラー、スーパーミラーの原理

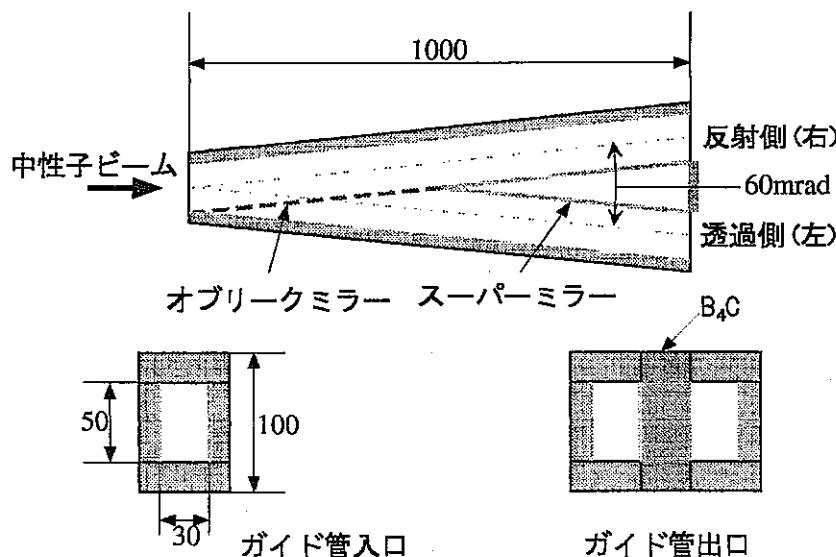


図III-2-3 スーパーミラー概略図 (1枚)

<sup>1</sup> Ovonic Synthetic Materials Company, Inc. NiC-Ti SM 8450

### 2.1.3 先端分岐型中性子ガイド管

先端分岐型中性子ガイド管とは、入口が一つで、出口が二つあるガイド管の名称である。（図III-2-4 参照）このガイド管は、中性子源近くに配置することにより、中性子ビームの取り込み角が従来のガイド管よりも大きいため、より多くの中性子を取り込むことができる。本研究で使用したガイド管の間の角は 60mrad に設計した。これだけの角があれば、20m 先には 1.2m の間隔が生じるので、2 台の分光器を置くことができる。また、スーパーミラーを斜めに挿入する（以後、この挿入したスーパーミラーをオブリーカミラー<sup>2</sup>と呼ぶ）ことで、このオブリーカミラーを透過した側の出口では短波長中性子が、反射した側の出口では長波長中性子が得られると考えられる。



図III-2-4 先端分岐型中性子ガイド管

<sup>2</sup> Oblique mirror

## 2.2 実験

### 2.2.1 位置敏感型検出器

#### 原理

本研究で使用した位置敏感型検出器<sup>3</sup>について説明する。PSD は、Reuter-Stokes 社製の RS-P4-0424-206 を使用している。形状は、直径 12.7mm(1/2inch)、有効長約 60cm のステンレス製の円筒である。この中に 10 気圧の <sup>3</sup>He を封入しており、その中心に芯線が張ってある。この芯線には、約 4kΩ の抵抗線を使用していて、円筒の両端から引き出すようになっており、芯線と円筒は絶縁している。

中性子の測定には円筒をアース(0V)にし、芯線に 1850V の高電圧を加える。中性子が通ると、円筒内で中性子が <sup>3</sup>He と核反応し、陽子と三重水素が生じる<sup>4</sup>。この陽子がガスを電離し、そこで生まれた電子が芯線の周りの高電場勾配で加速されガス增幅し、芯線に電荷が集められる。この電荷により、電位が生じ、PSD の両端は電荷感知型アンプによりアース電位に保たれているので、電流が流れ出て電荷感知型アンプに吸収される。

それぞれの端で吸収された電荷は中性子の当たった場所から端までの距離に反比例する。図III-2-1 で左端に  $Q_L$ 、右端に  $Q_R$  の電荷が感知されたとすると、

$$xQ_L = (L-x)Q_R \quad (2.4)$$

が成り立つ。何故なら、中性子が当たった点に電位が生じると、PSD の両端は電荷感知型アンプによりアース電位に保たれているため電流が流れ出る。そして、そのとき生じた電流をそれぞれ  $i_L$ 、 $i_R$  とすると、オームの法則により  $x i_L r = (L-x) i_R r$  が常に成り立つ。(ここで  $r$  は PSD の芯線の単位長さあたりの抵抗値とする。)よって、 $i_L$ 、 $i_R$  の積分値が  $Q_L$ 、 $Q_R$  になるのである。

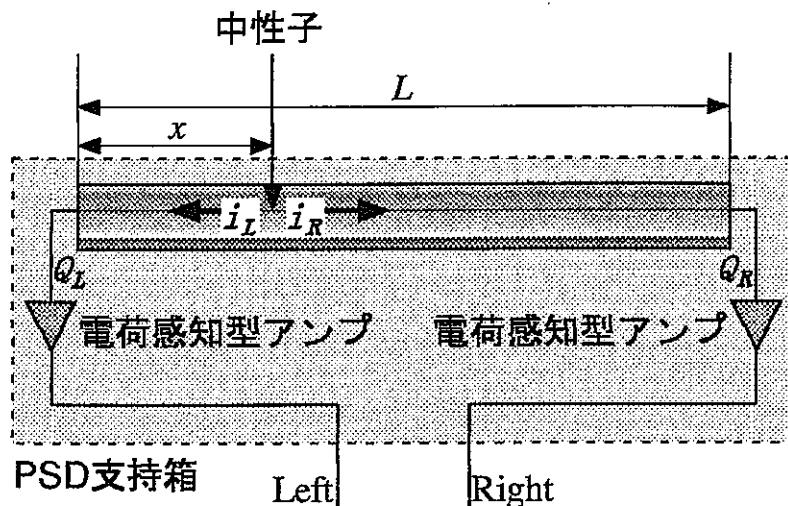
式(2.4)を書き換えると、

$$\frac{x}{L} = Q_R (Q_L + Q_R) \quad (2.5)$$

となり、PSD 全長に対する中性子の当たったところまでの長さの比が両端にでてくる電荷の総量に対する片側の端にでてくる電荷量の比と同じになる。したがって、PSD の両端にでてくる電荷量を測定すれば中性子の当たった場所がわかる。

<sup>3</sup> position sensitive detector; PSD

<sup>4</sup>  $n + {}^3\text{He} \rightarrow p + t + 0.764\text{MeV}$



図III-2-5 PSD の測定原理

### 調整方法

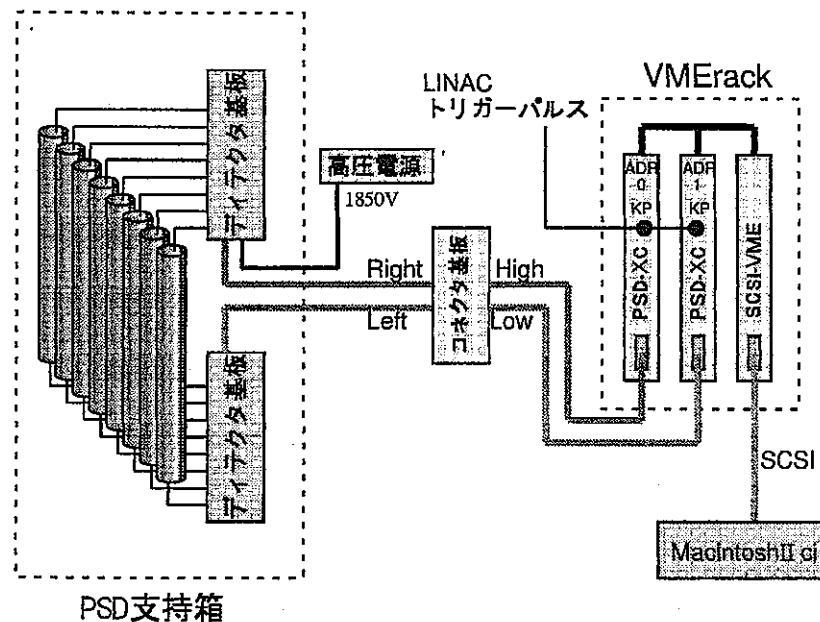
PSD を実験装置に組み込むときの調整方法について説明する。本来ならば、PSD-TESTER 基板を利用する方法<sup>[1]</sup> pp. 29 を用いるのだが、この基板は高エネルギー加速器研究機構(KEK)の佐藤節夫氏が所持しているため、北大で調整する場合は別の方法を用いた。

北大 45MeV LINAC<sup>5</sup>を利用して調整する場合、以下の方法を用いた。PSD システムの全体構成図を図III-2-2 に示す。PSD システムは、PSD が 8 本で構成されているため、1 システムにつき 2 枚の PSD-XC 基板と 1 枚のコネクタ基板が必要である。他に、2 枚のディテクタ基板が必要であるが、PSD 支持箱の中に置かれているため、用意する必要はない。

PSD 支持箱とコネクタ基板の接続方法は、Left, Right それぞれをノイズの混入を少なくするためツイストペアのフラットケーブルで接続する。PSD 支持

<sup>5</sup>LINAC の運転条件の参考値: パルス幅 40nsec, 繰り返し 50pps, エミッショント電圧 5V この値はあくまで参考値なので任意に変えることができるが、大きくすると PSD-XC 基板上でオーバーフローする場合がある。そのときは、MacintoshII ci よりもっと速いコンピュータに替えることで解決できる場合がある。

箱には4カ所の高電圧入力コネクタがあるので、どこか一カ所に高電圧源から1850Vを加える。



図III-2-6 PSD システム構成図

### (1) PSD-XC 基板調整

PSD-XC 基板(図III-2-7 参照)をVME<sup>6</sup>ラックに挿入する前に各調整用の半固定抵抗(SP, OF, LLD)をおおよそ合わせておく。通常は、ほぼ中央に合わせておく。次に、PSD-XC 基板の ADDRESS を必ず、0から順に設定していく。LINAC のトリガーパルスは KP に入力する。PSD DATA 入力にはコネクタパネルのコネクタ基板から HIGH、LOW の順に信号を入力していく。最後に、VME ラックの電源を入れる。

<sup>6</sup> Versa Module Europe



図III-2-7 PSD-XC 基板概略図

## (2)ディスクリレベルの調整

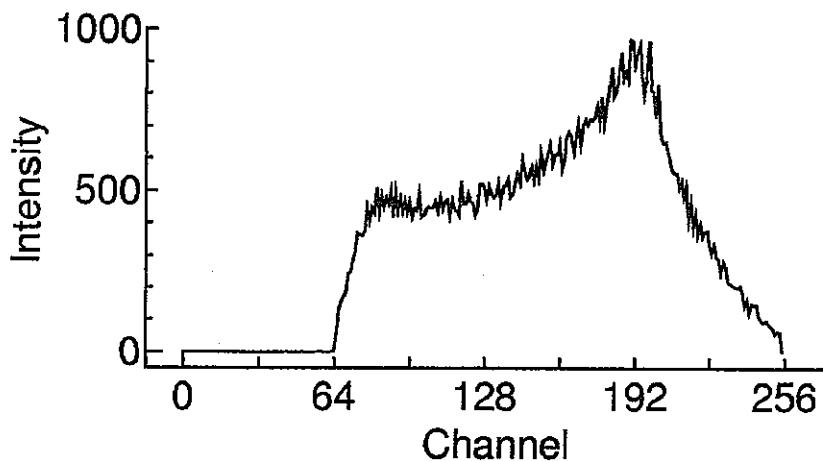
ディスクリレベルの調整は、実際の中性子を加えて行う。測定は MacintoshII ci 上の LabVIEW を利用する。(2.2.1節参照)まず、MacintoshII ci を立ち上げ、それから SCSI-VME 基板と SCSI ケーブルで接続する。その後、LabVIEW の測定プログラムを実行する。そのときの設定ファイルは、位置分解能が 256 チャンネルあるものを使用する。設定ファイルの例を表III-2-1 に示す。

最初に、PHA モードに設定し実際に中性子が検出されていることを確認して PSD-XC 基板の LLD を動かす。256 の分解能で約 60 チャンネル目から信号が立ち上がるようになる。(図III-2-8)LLD を動かすと、画面上の波形が見にくくなるので適時、測定を一度終了してから再度始めるとよい。

この操作を PSD-XC 基板の枚数分だけ行う。1 枚の PSD-XC 基板で 4 本分の PSD のディスクリレベルが調整できる。

表III-2-1: PSD 位置分解能 256 チャンネルの設定ファイル例

設定ファイル	コメント
1 10	←PSD-XC 基盤 (モジュール) を 2 枚設定
2 8	←PSD-XC 基盤のディテクタ番号を 4 つに設定
8 0	←位置分解能を 256ch に設定
0 8	←PSD の本数を設定 (0 から 8 本割り振る)
0 256	←位置分解能を 256ch に設定
0	←タイムフォーカスをオフにする
0 1 2 3 4 5 6 7	←PSD の本数分だけ設定 ←改行 ←改行 (この 2 改行でファイルの終わりを示す)



図III-2-8 PHA モードの出力波形例

### (3) スパンとオフセットの調整

カドミウムスリットを利用して、PSD モードの調整を行う。スリットは 3つぐらいの 5mm 程度の隙間のあるもので、PSD の上に覆って使う。そのとき、隙間はなるべく正確に作る。カドミウムスリットを、PSD の左端、中央、右端に設置する。PSD の有効長は約 60cm なので、有効長以内に設置すること。

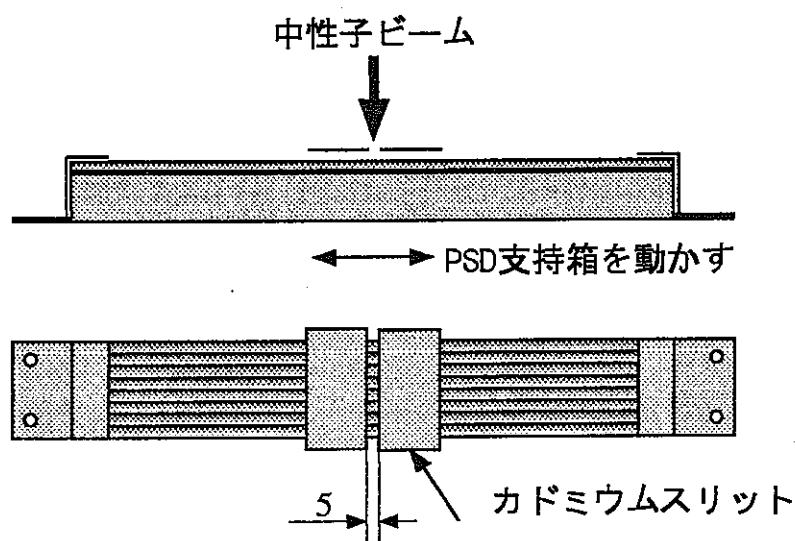
実際に中性子ビームを当て、PSD モードで 256 チャンネルの分解能で測定を行う。PSD-XC 基板の SP と OF を調整して、各 PSD のピーク位置に差がなくなるまで、スパン及びオフセットを調整する。PSD-XC 基板の SP 及び OF の動作は、SP を左に回せば、ピーク位置のスパンは狭くなり、右に回すと広くなる。また、OF は左に回すと、ピーク位置は 右に移動し、右に回すと左に移動する。

### (4) PSD 位置分解能測定体系

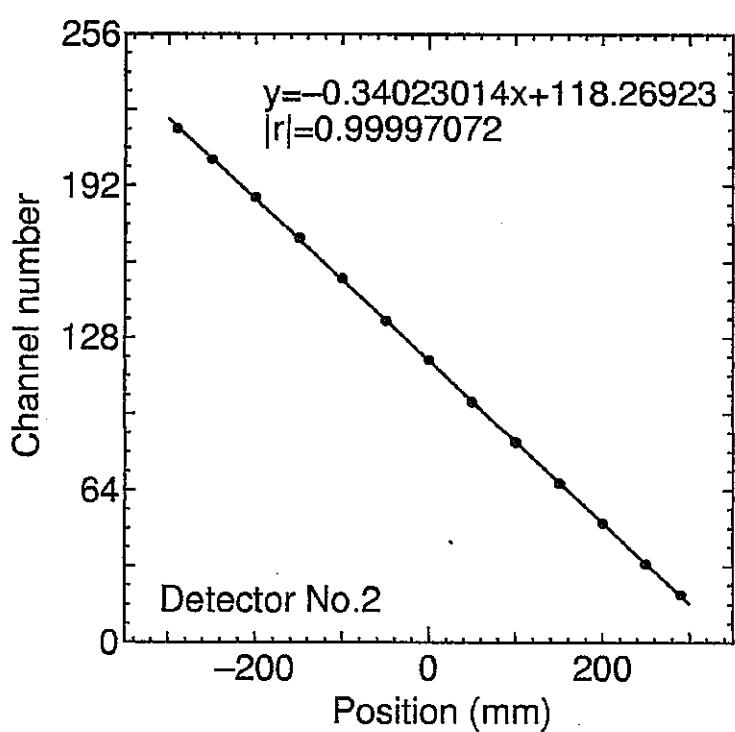
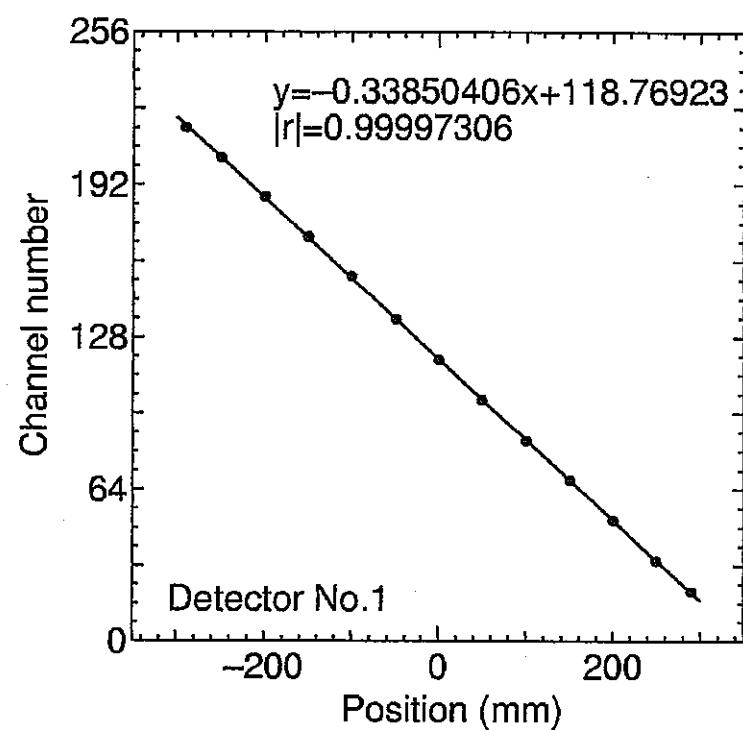
各 PSD の位置分解能及び直線性を測定するときの体系を図III-2-5 に示す。カドミウムスリットを取り付け、PSD 支持箱を動かし、実際の位置に対する測定されるピーク位置を求める。実際のカドミウムスリットの位置は、正確に測定しておく必要がある。また、中性子ビームの条件を変化させないため、

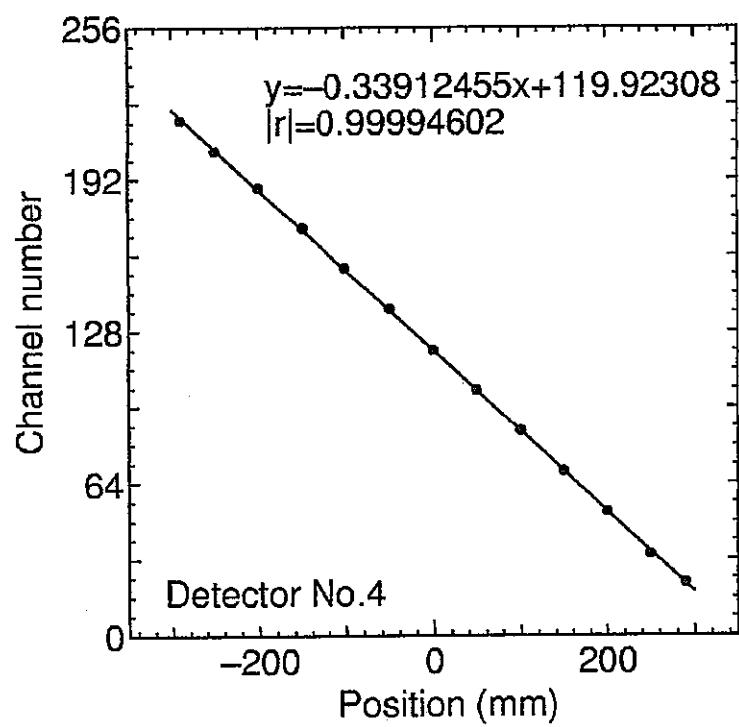
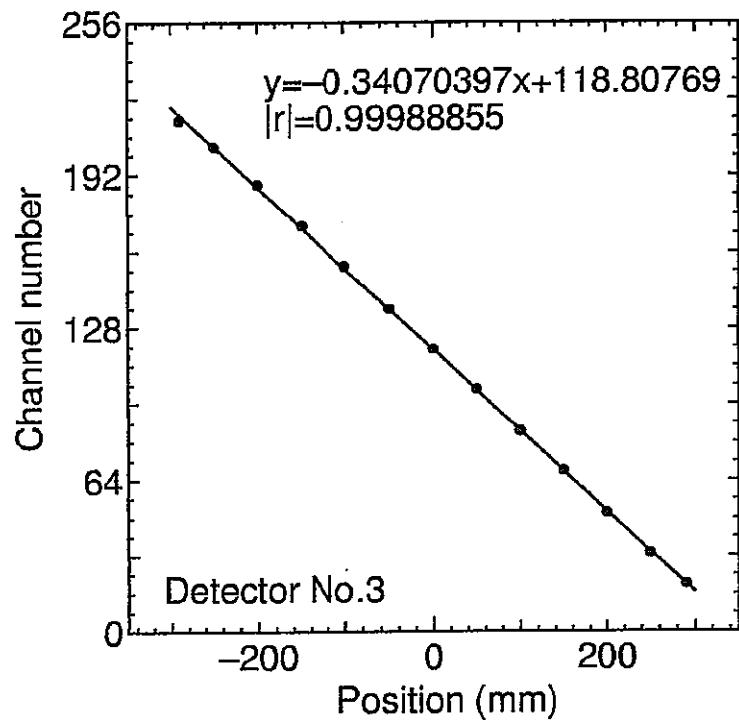
このときカドミウムスリットの位置は変えないで、PSD 支持箱自身を動かした。

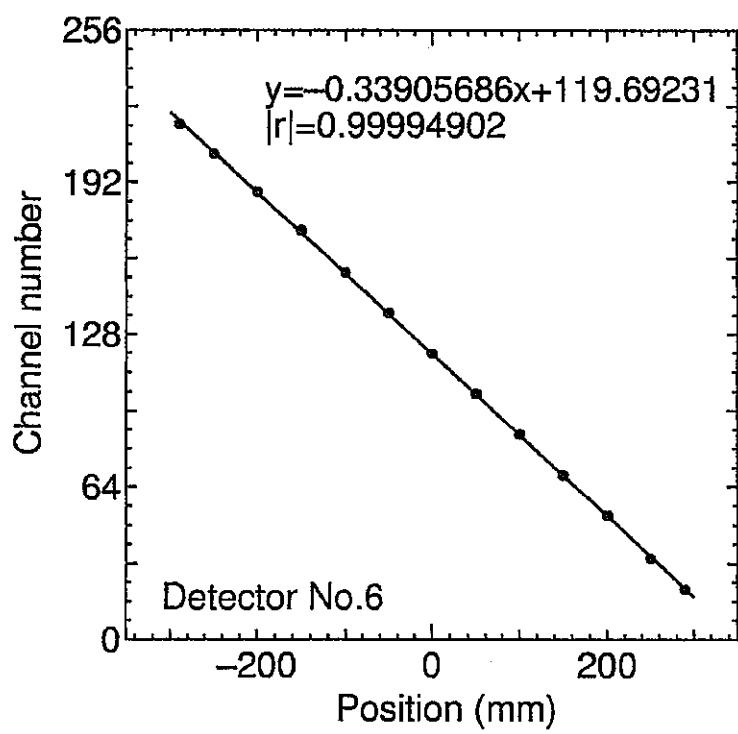
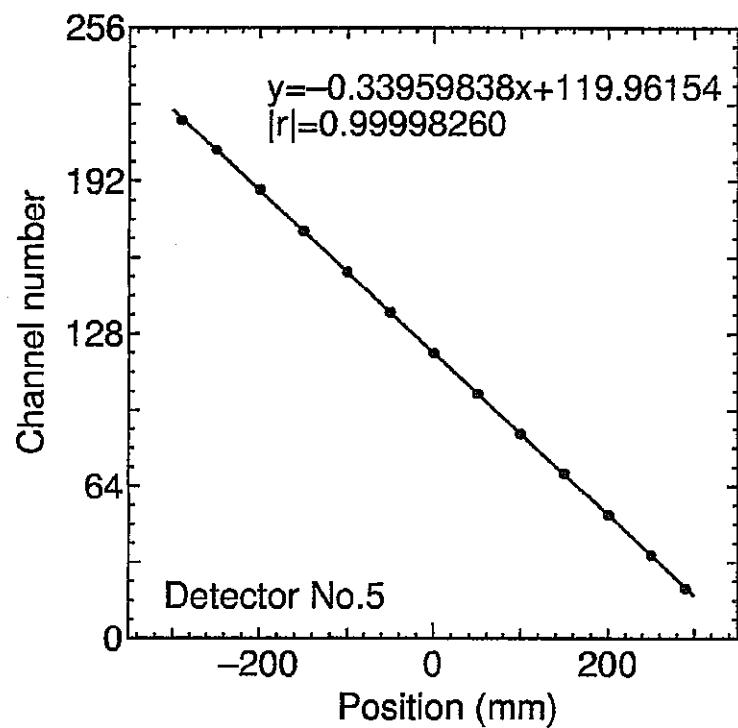
この測定によって得られた各 PSD の実際の位置に対するピーク位置のチャンネルをプロットした。(図III-2-10 参照) このとき上から 8 番目の PSD は、ディテクタ基板上の絶縁不良により、位置分解能を得ることができなかつた。残りの 7 本で 1 チャンネルあたりの位置分解能を図より求めると、平均して 2.95mm であった。また、測定結果より絶対位置に対するピーク位置のはほとんどなく、直線性も問題ないため、この図を利用して位置チャンネルから絶対位置に直すこととする。

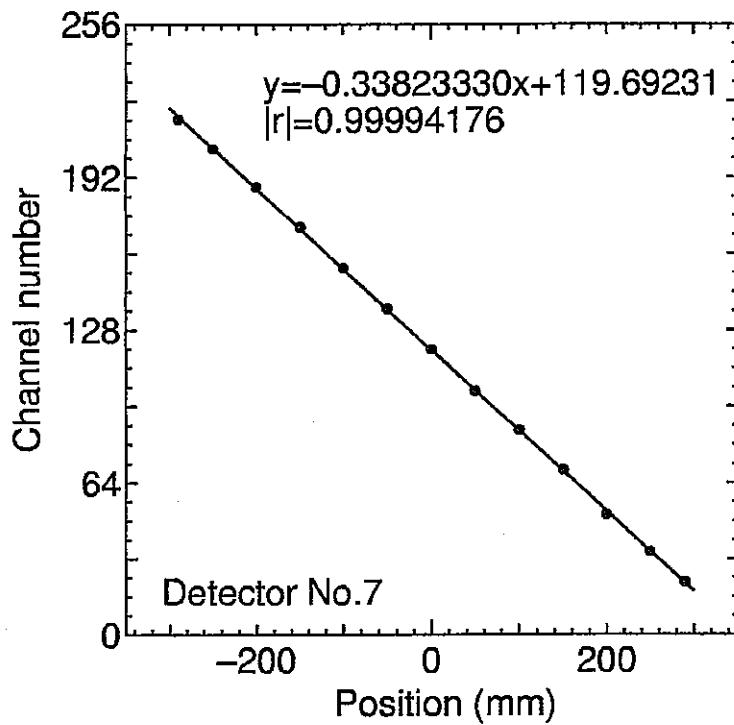


図III-2-9 PSD の位置分解能と直線性の測定概略図









図III-2-10 PSD の位置分解能と直線性の測定結果

### 測定プログラム使用法

PSD のデータ処理は、イベント処理用のコンピュータと SCSI-VME 接続を行うことで実現した。このシステムは、高価な VME 用の CPU モジュールを必要としないため、安価に測定システムが組める利点がある。イベント処理用コンピュータとしては、MacintoshII ci を利用し、測定プログラムは LabVIEW<sup>7</sup>で作成された PSDXC\_driver95.vi、PSDXC\_Main.vi を利用した。コンピュータによるデータ処理は基本的に 2 のべき乗を基本数として高速化できるため、使用できる値は 1, 2, 4, 8, ..., 256, 512 などに制約されることが多い。

#### (1) PSD イベント処理用の設定ファイル

PSD を多数利用する場合には、生データが大量になるためその処理方法、

<sup>7</sup> National Instruments company

表示形式に工夫が必要である。生データとしては、PSD 番号、中性子入射位置、飛行時間<sup>8</sup>情報の 3 次元に加えて、これに検出された中性子数が加わるため 4 次元データとなる。

このデータを全てメモリに保存するのは不可能なので、これらのデータから測定したいデータを、ユーザーが選択しあらかじめ PSD イベント処理用の設定ファイルを作つておく必要がある。この設定ファイルの作成方法は文献 [2] [Appendix A1] を参考にすること。先端分岐型中性子ガイド管の実験において使用した設定ファイルを表III-2-2 に示す。この設定ファイルでは、位置分

解能を 64 チャンネル、ドゥエルタイムを  $64 \mu\text{sec}$ 、飛行時間のチャンネルは 10 チャンネルから 256 チャンネルまで保存するようになっている。

表III-2-2 PSD 飛行時間 256 チャンネルの設定ファイル

---

3 8	←PSD の本数を 8 本に設定 (module × detector=2 × 4=8)
6 2	←位置分解能を 64ch に設定
10 22	←ドゥエルタイムを $64 \mu\text{sec}$ に設定
0 512	←PSD の本数と位置分解能の積を設定
10 256	←飛行時間のチャンネル数を 10ch から 256ch に設定
0	←タイムフォーカスをオフにする
0 1 2 3 4 5 6 7	
:	
:	
56 57 58 59 60 61 62	←位置分解能分だけ設定
63	←改行
	←改行

---

## (2) ドライバープログラム PSDXC\_driver95.vi のパネル設定

PSDXC\_driver95.vi のプログラムを立ち上げ、パネルの設定を行う。(図 III-2-11 参照)

SCSI ID を SCSC-VME モジュールの VME ID の番号と同じにする。一般に 1 ~6 の値を使用することができるが、SCSI では 0, 7 はコンピュータ側のシステムが利用するので、絶対に選んではならない。monitor module, mon. length, mon. address, mon. BinTime( $\mu\text{S}$ ) は、この PSD システムでは利用しないため、デフォルトのままでよい。not save は測定結果をファイル

<sup>8</sup> time of flight; TOF

として保存しない場合、オンにする。(テスト実験や PSD の調整を行うとき使用する。)

### (3) ドライバープログラムの実行

パネル左上の矢印を押してプログラムを実行させる。PSD table or data file? と聞いてくるので、すでにある適当な設定ファイルを選んで指定する。このときの設定ファイルで保存されるデータが決まるため、気をつけて選択する。次に同様に data file? と聞いてくるので、データを保存するためのファイル名を新しく入力する。すでに存在するファイルを選択しても、そのまま上書きするので気をつけること。

### (4) 制御プログラム PSDXC\_Main.vi のパネル設定

次に、PSDXC\_Main.vi のプログラムを立ち上げ、パネルの設定を行う。(図III-2-12 参照) 制御したい PSD-XC 基板の数を psd module に設定する。PSD を 8 本利用するならば、通常は 2 を指定する。bustKillTime はパルス中性子源の高エネルギー中性子のバーストに対する期間をカットしたいときに利用する。単位は、 $\mu$  sec である。北大 45MeV LINAC で利用するときは、通常 0 でよい。data file name を指定すると測定終了時にこのファイル名に書き込む。指定がなければドライバ一起動時に与えた名前に適当な属性を付けて自動更新する。

### (5) 制御プログラムの実行

パネル左上の矢印を押してプログラムを実行させる。mode を測定したいモードにする。PHA モード及び PSD モードを選択することができる。Clear(Begin) をオンにしておいて Begin/end をオンにすると、測定開始時にデータをクリアしてから測定になる。Clear(Begin) がオフならば、先に測定されたデータに追加される。測定が開始されたら、PSD-XC 基板の Rdy が点灯する。このときの開始時間等の情報は receive data の表示エリアに表示される。Begin/end をオフにすると測定が終了し、ドライバープログラムの not save がオンならば自動的にデータを保存する。table 及び index で指定されたデータが graph に表示される。この table 及び index は実行中でも値を設定し直してもかまわないが、あまり激しく変えるとデータ転送を失敗して、PSD-XC 基板のメモリ上でオーバーフローする事があるので注意する。オーバーフローしたときは、PSD-XC 基板の OVF が点灯する。

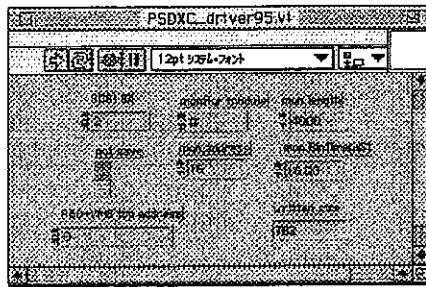
以上が測定プログラムの使用法であるが、注意することは測定を終了するとき必ず Begin/end をオフにする。LabVIEW の STOP ボタンを押して終了した場合は測定したデータが保存されない。

#### (6) 測定データの出力

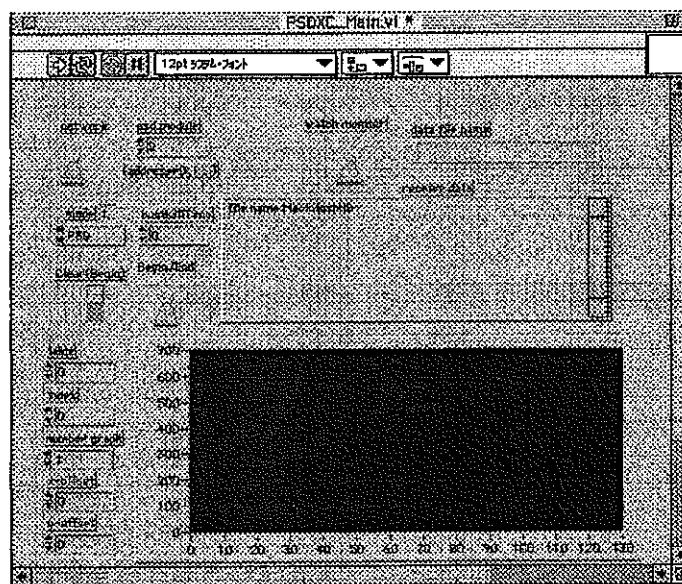
測定データはバイナリ形式で出力されているため、そのままでは扱うことができない。そこで、PSDlookFileMain.vi を実行することでバイナリ形式データをテキスト形式データに変換することができる。

このプログラムを立ち上げ、左上の矢印を押してプログラムを実行させる。(図III-2-13 参照) choose file to read? と聞いてくるので、測定したデータファイルを選択する。table 及び index で指定されたデータが graph に表示され、index から Y-number 分だけ描画され、その数だけテキスト形式ファイルに保存される。save text data ボタンを押すと出力するファイル名を聞いてくるので、適当な名前を入力して OK すると、テキスト形式ファイルに保存される。

PSDlookFileMain.vi プログラム以外では、バイナリからテキストに変換するプログラムを作成した。このプログラムの開発環境は、OS は UNIX、言語は C 言語を用いた。このプログラム名は lookfile とした。ANSI-C で書いたため、OS を選ばないが、メモリを大量に確保するので UNIX が望ましい。このプログラムの利用方法については、文献[4]を参照すること。



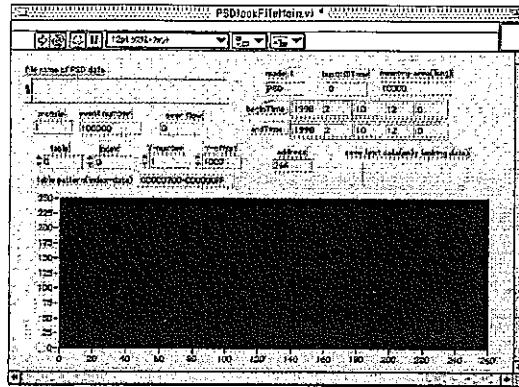
図III-2-11 PSDXC\_driver95.vi の画面



図III-2-12 PSDXC\_Main.vi の画面

## 2.2.2 測定体系

先端分岐型中性子ガイド管の中性子ビームの波長スペクトル及び空間分布の測定体系を図III-2-14 に示す。実験は北大 45MeV LINAC の Right で行った。LINAC によって加速された電子を鉛ターゲットに当てることで、光核反応が起こり、約 2MeV のピークを持った Maxwell 分布の中性子を速中性子源とした。その速中性子源から発生した中性子を結合型液体水素減速材[3]により、冷中性子領域まで減速し、この減速材から放出される中性子を冷中性子として用い



図III-2-13 PSDlookFileMain.vi の画面

た。実験では、減速材からの平均放出時間が問題にならないため、デカップラーは付けていない。また、PSD システムの関係から、あまり強度の高い中性子ビームは必要としないため、プレモデレータも付けなかった。

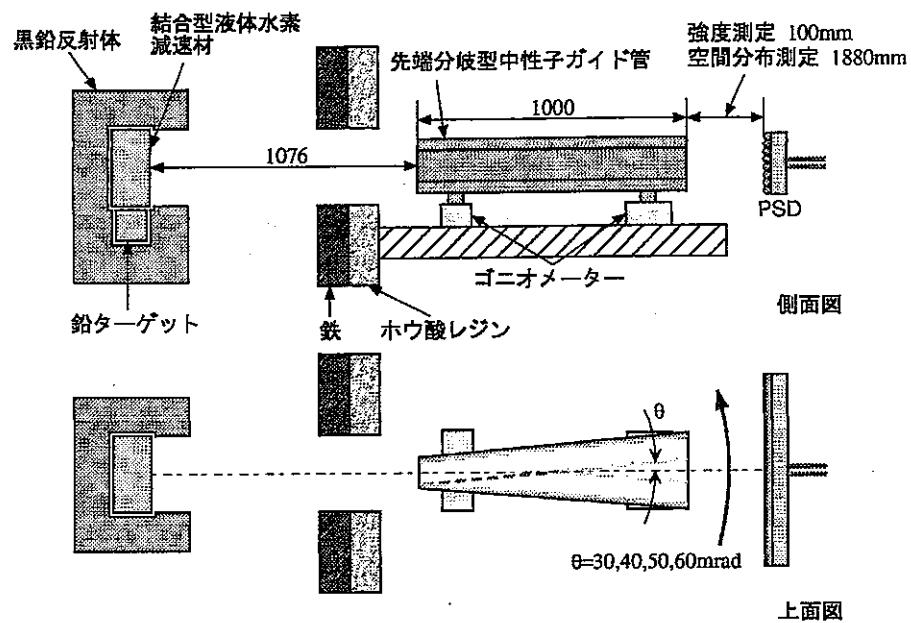
減速材表面からガイド管入り口までの距離は 1080mm である。中性子源からの $\gamma$ 線の遮蔽を行うため、ガイド管の入り口手前に鉄ブロックによる遮蔽を行った。また、中性子の回り込みを防ぐため、鉄ブロックの後ろにはホウ酸レジンによる遮蔽も行った。ガイド管には 2 つのゴニオメーターが取り付けられており、それらを動かすことでガイド管の水平移動及び回転を実現した。

ガイド管出口から PSD までの距離は、中性子強度測定を行うときは 100mm に設定し、また出口の中性子の空間分布を測定するときは 1880mm とした。PSD の周りには、ガイド管出口以外のよけいな中性子を計測しないように十分なカドミウムと炭化ホウ素( $B_4C$ )で中性子を遮蔽した。

PSD は、上から 2 番目の PSD がガイド管の中央と一致するように設置した。この 2 番目の PSD を測定に使用し、残りの PSD はデータ解析には使用しなかった。また、PSD の設定テーブルは飛行時間のチャンネル数を 310ch、ドゥエルタイムを  $64 \mu sec$  に設定した。そのため、LINAC の運転条件は、パルス幅 40nsec、繰り返し 50pps、エミッショントラップ電圧 5V とした。中性子の波長は TOF 法で決定した。

この測定体系のアライメントは、オブリークミラーを入れない状態で、左右のガイド管から計測できる全エネルギー領域において積分した中性子数が等しくなるところとした。この状態のとき、オブリークミラーと減速材表面の法線方向の角を 30mrad とした。

オブリークミラーに対する中性子強度の角度依存性を調べるために、ガイド管を入り口の中心を軸として反時計回りに回転させた。このとき、オブリークミラーに対する中性子入射角を 30, 40, 50, 60mrad とした。60mrad のときは、オブリークミラー透過側のガイド管は減速材を直接見ていている。



図III-2-14 先端分岐型中性子ガイド管の測定体系

## 2.3 計算

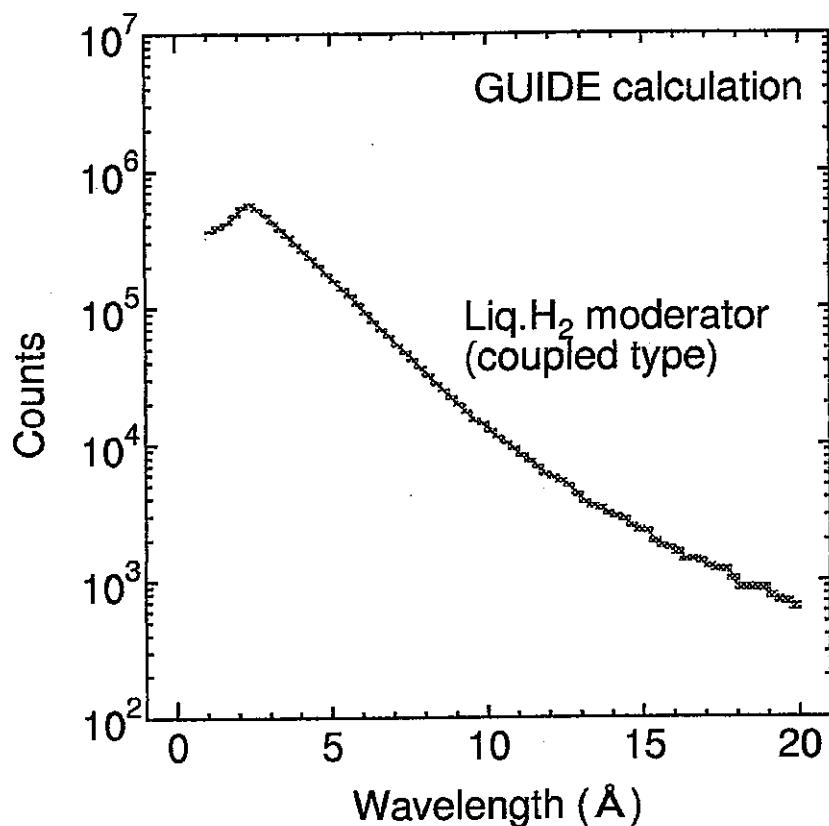
### 2.3.1 中性子ガイド管輸送性能評価コード GUIDE

GUIDE は、主に中性子ガイド管を用いた中性子ビーム輸送性能の評価及び設計のために、中性子運動をモンテカルロ法に基づいて計算するコードである。

コードの概要は、中性子源から発生した中性子は時間経過に従って一つずつ追跡される。その際、空間内に配置された物体等によって中性子の運動が変化する。中性子の運動を変化させるものとして定義できるのは、ある中性子光学的な性質が決められた多角形と重力場で、中性子の軌跡は解析的に解くことができる。ガイド管は、反射率の高い多角形の集合として与えられ、遮蔽物は吸収率の高い多角形の集合として与えられる。検出器は、あらかじめ指定した多角形に到達した時点で、中性子の二次元的な分布、速度分布、角度分布、時間分布をヒストグラムとして蓄積することで与えることができる。GUIDE の詳しい使用法については、文献[5]を参照すること。

本研究では、GUIDE を実行することで簡単に中性子ビームのプロファイルを得ることができるため、ガイド管の材質、形状等のテキストファイルを入力してシミュレーションした。よって、実験とともに、GUIDE で計算された結果との比較を行っている。参考までに、GUIDE による結合型液体水素減速材の波長スペクトル計算結果を図III-2-15 に示す。

このときのモンテカルロの試行回数は1億回である。



図III-2-15 GUIDE による結合型液体水素減速材の波長スペクトル計算結果

### 2.3.2 材質特性計算コード WALL

WALL は主に、GUIDE 用の材質特性を計算することを目的とし、中性子の一次元複素ポテンシャル障壁問題をステップ関数で近似される場合について解くためのプログラムである。物質の壁による中性子の反射、透過及び吸収は障壁問題を解くことで求められる。入射中性子は、非偏極とし、中性子スピンに依存する項は算出されない。 $\$WALL$  の詳しい使用法については、文献[5]を参照すること。

WALL では、一次元複素ポテンシャル障壁問題を解く際、有効ポテンシャルを求める必要がある。以下に、ニッケルの有効ポテンシャル計算例を述べる。

物質の中性子に対する有効ポテンシャル  $U$  は原子核のポテンシャルを体積平

均したものとして与えられ、中性子散乱長  $b$  と、

$$U = \frac{2\pi\hbar^2}{m} bN \quad (2.6)$$

という関係にある。ここで、 $m$  は中性子質量、 $N$  は原子数密度である。複数の核種が含まれている場合は、

$$U = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \sum_i b_i N_i \quad (2.7)$$

として与えられる。

ニッケルは、天然に質量数 58, 60, 61, 62, 64 の核種が存在していて、常温の密度は  $\rho = 8.85 \text{ g/cm}^3$  である。 $N$  は、式(2.8)に存在比をかけることで求めることができる。

$$N = \frac{\rho N_A}{A} \quad (2.8)$$

ここで、 $A$  は質量、 $N_A$  はアボガドロ数で  $6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  である。

プランク定数  $\hbar$  は、 $\text{MeV}\cdot\text{s}$  単位で  $6.582 \times 10^{-22}$  であり、中性子質量は  $\text{MeV}/c^2$  単位で 939.6 である。( $c$  は光速で  $c = 2.998 \times 10^8 \text{ m/s}$ )

よって、(2.7)式にコヒーレント中性子散乱長[6]と、それぞれの物性値を代入して有効ポテンシャルを求めることができる。(表III-2-3 参照)

ただし、コヒーレント中性子散乱長には実数部と虚数部があるため、それぞれ分けて計算した。各々の核種によって算出される有効ポテンシャルの合計値を WALL の入力ファイルに与え、反射率、透過率を計算した。(図III-2-17 参照)

この図より、 $Q \approx 0.02 \text{ Å}^{-1}$  で急激に反射率が落ち、透過率が増すことがわかる。一般に、ニッケルの  $Q_c$  は 0.02 程度といわれているので、WALL はかなり実際の物質の材質特性を計算することができる。

表III-2-3: ニッケルの有効ポテンシャル

質量数	質量 $A(\text{g/mol})$	存在比 (%)	中性子散乱長 $b(\text{fm})$	原子数密度 $N(1/\text{m}^3)$	有効ポテンシャル $U(\text{neV})$
58	57.94	68.08	14.4+i0.0	$6.26 \times 10^{28}$	234.8+i0.0
60	59.93	26.22	2.8+i0.0	$2.33 \times 10^{28}$	17.0+i0.0
61	60.93	1.14	7.6+i0.0	$9.97 \times 10^{26}$	2.0+i0.0
62	61.93	3.63	-8.7+i0.0	$3.13 \times 10^{27}$	-7.1+i0.0
64	63.93	0.93	-0.37+i0.0	$7.12 \times 10^{26}$	-0.1+i0.0
合計					246.7+i0.0

### 2.3.3 計算体系

計算体系は、(2.2.2)節で解説した測定体系とほぼ同じである。(図III-2-16 参照)ただし、フレームの鉄の部分等が省略されている。

GUIDEによるシミュレーション計算では、材質として4種類のものが使用されていて、それぞれカドミウム、炭化ホウ素、ニッケルそしてスーパーミラーである。カドミウム、炭化ホウ素は、中性子の遮蔽材として用いているため、材質のパラメータを決めるときは、反射率、透過率とともに0を指定し、吸収率は1と指定した。ニッケルは、(2.3.2)節の例で計算した結果を利用した。スーパーミラーに関しては、当初 WALLで計算した結果を利用する予定であったが、スーパーミラーそのものの多層膜構造の情報を得ることができなかつたため、OSMC社が公表している反射率のデータを利用した。(図III-2-18 参照)図III-2-18より、 $Q \approx 0.065 \text{ \AA}^{-1}$ で、反射率が変化している。このことから、スーパーミラーはニッケルの3倍以上の臨界角を有していることがわかる。ただし、 $Q = 0.02 \text{ \AA}^{-1}$ 以下で、反射率が落ちているという、通常では考えられないことが起きていたため、OSMC社に確認したところ測定器側の制約で、この付近の反射率は正しく測定できないとのことであった。そこでGUIDEで計算する際、 $Q = 0.02 \text{ \AA}^{-1}$ 以下の反射率を、ほとんど1になるよう修正して用いた。透過率は、記載されていなかったため1から反射率を引いて求めた。このとき、スーパーミラーは中性子を吸収しない、つまり吸収率を0としている。

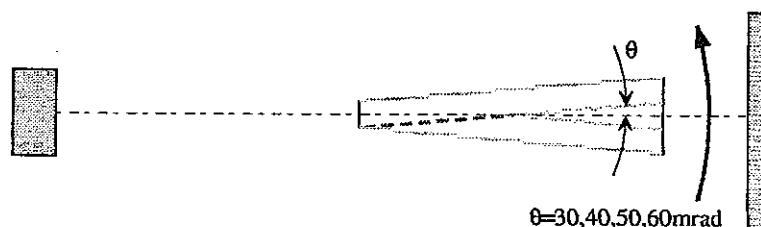
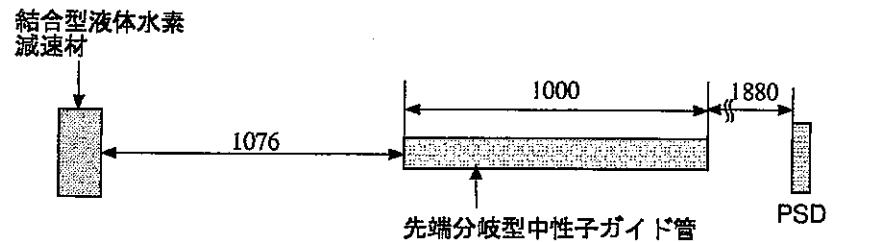
計算は、研究室のTOYBOX<sup>9</sup>とKEKのCCBSF<sup>10</sup>を利用して行った。

飛行時間スペクトルのシミュレーション計算では、モンテカルロの試行回数を1億回、空間分布のシミュレーション計算では試行回数を1千万回行った。

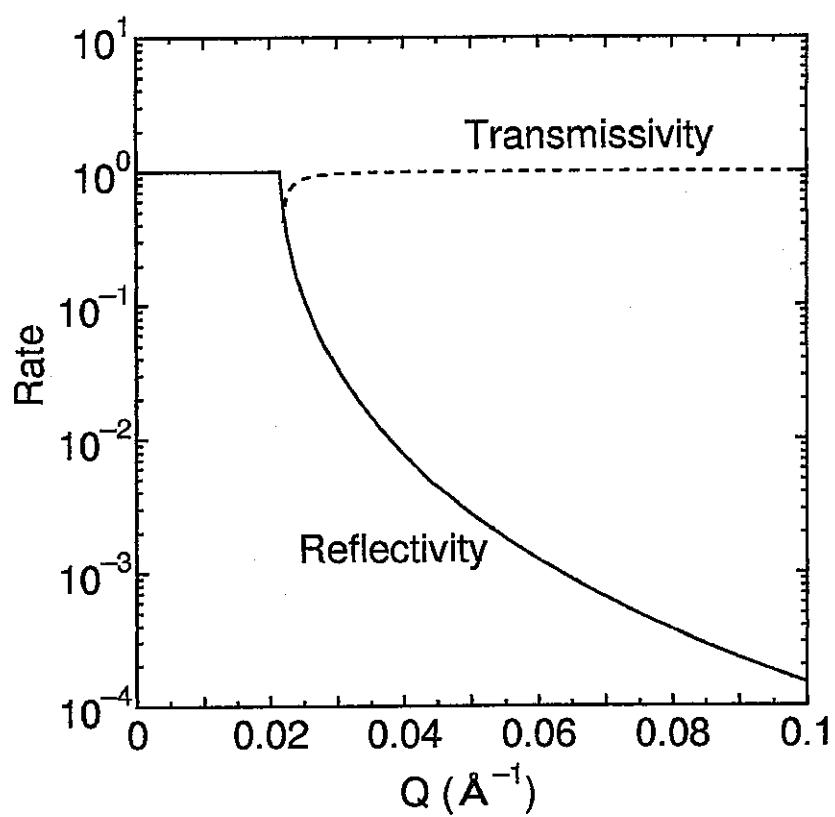
---

<sup>9</sup> Solaris2.5 JS20/M76

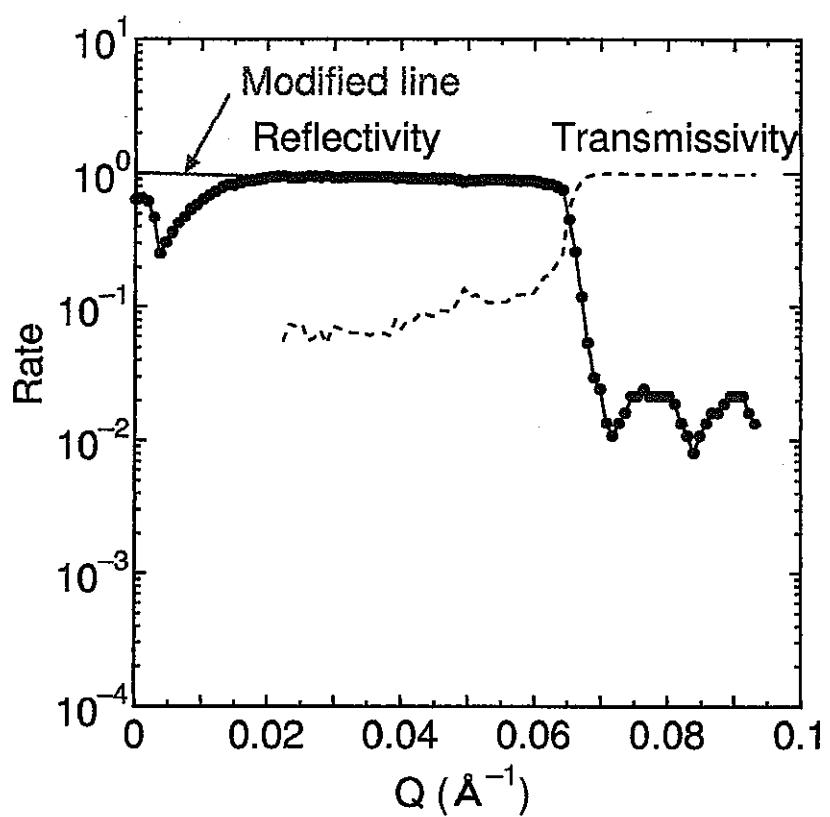
<sup>10</sup> HP-UX ccbsf0 B.10.01 E 9000/735



図III-2-16 先端分岐型中性子ガイド管の計算体系



図III-2-17 WALL によるニッケルの材質特性



図III-2-18 OSMC社提供によるスーパーミラーの材質特性

## 2.4 結果及び考察

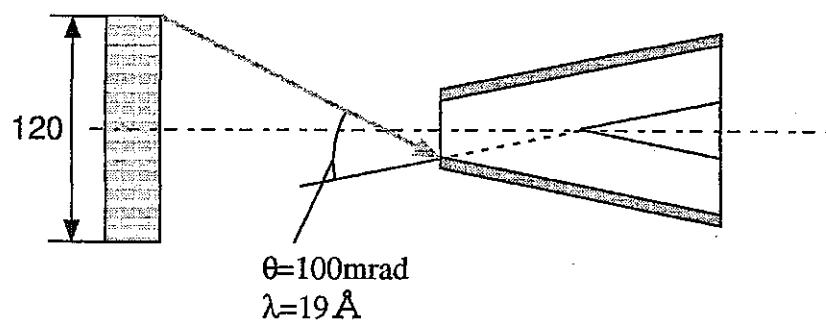
### 2.4.1 波長スペクトル

減速材表面の法線方向に対してオブリークミラーの角度(以後、入射角とする)が、30mrad の波長スペクトルを図III-2-20、図III-2-21 に示す。Left は左側出口の、オブリークミラーを透過した中性子のスペクトルであり、Right は右側出口のオブリークミラーによって反射した中性子のスペクトルを示している。計算では、GUIDE の中性子源の発生エネルギーに制約があるため、20Åまでしか計算を行っていない。図III-2-20 でオブリークミラーがないときの左右出口のスペクトルは一致している。実験、計算ともオブリークミラーを挿入することで、右側出口の強度は増し、左側出口の強度は減少していることがわかる。しかし、計算による左側出口のスペクトルが、実験によるものより長波長側で低くなっていることがわかる。

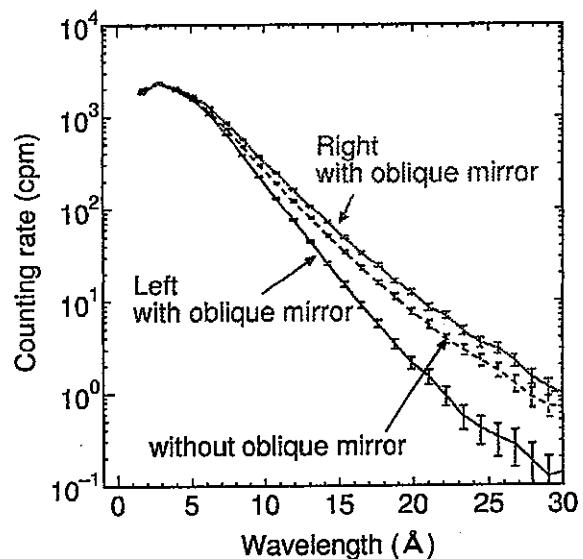
さらに、オブリークミラーがないときに対するオブリークミラーを入れたときの強度比を、図III-2-22、図III-2-23 に示す。右側出口では、実験、計算両方とも徐々に強度比が増して、実験では約 16Å で、強度比が約 1.5 になっており、計算では強度比が約 1.8 になっている。左側出口では、約 6Å までは実験、計算ともに強度比が約 1 であるが、それより長波長側では強度比は減少して、約 16Å で実験では強度比が約 0.4 になっており、計算では強度比が約 0.1 になっている。

右側出口では、図III-2-19 で解説するとおり、減速材の端で放出された中性子がオブリークミラーの一一番手前に当たる入射角が一番大きくなり、その角とスーパーミラーの  $Q_c=0.065\text{Å}$  から、臨界波長  $\lambda_c$  を求めると 19Å であった。確かに、実験では約 19Å 以上の波長では、強度比はほとんど一定な値を示している。ただ、実験、計算とも 16Å から長波長で強度比が一定になるのは、減速材の端から放出される中性子ビーム強度が中心に比べて少ないため、実際には減速材の端より内側で中性子の強度が入射角が 83mrad あたりで飽和してしまうと考えられる。

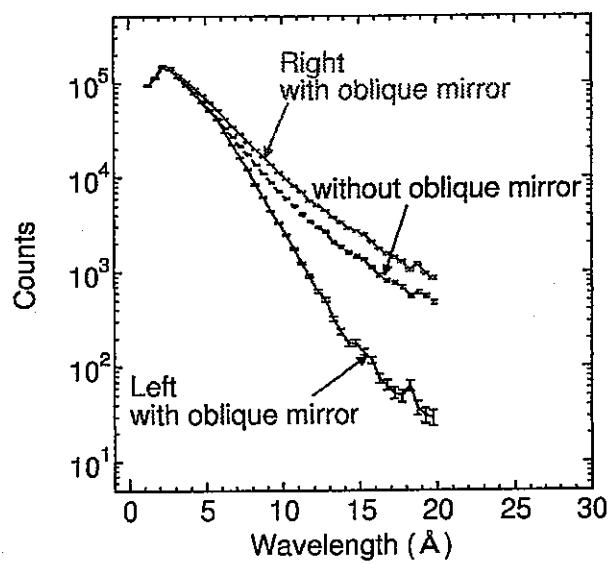
この結果から、左右出口から波長スペクトルの異なった中性子ビームを取り出すことができる。



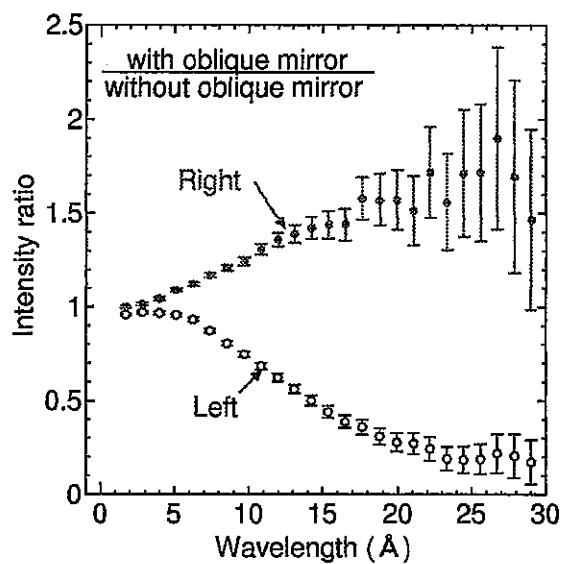
図III-2-19 中性子輸送経路(1)



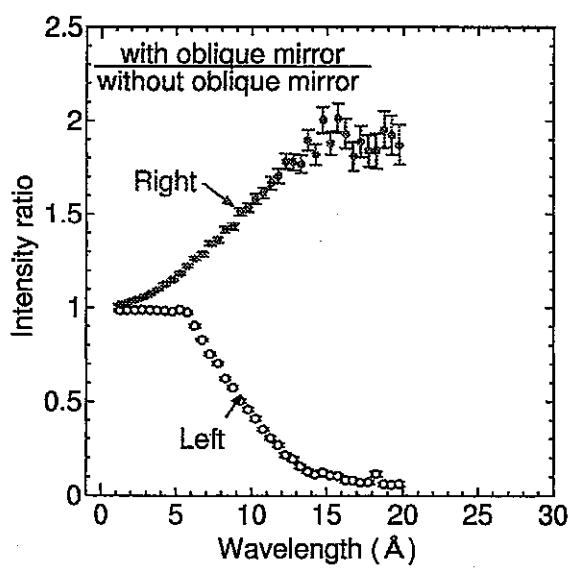
図III-2-20 波長スペクトル（実験）／入射角 30mrad



図III-2-21 波長スペクトル（計算）／入射角 30mrad



図III-2-22 オブリークミラーなしに対するある時の強度比（実験）  
/ 入射角 30mrad



図III-2-23 オブリークミラーなしに対するある時の強度比（計算）  
/ 入射角 30mrad

## 2.4.2 空間分布

### 入射角 30mrad の空間分布

入射角が 30mrad の波長の違いによる空間分布を図III-2-25～図III-2-32 に示す。

オブリークミラーがないときは、どの波長でも 0mm の位置を中心に左右対称の分布をしていて、どの波長でも空間分布で約±75mm のところにピークを持っている。減速材で放出された中性子が一度もスーパーミラーと相互作用しない場合、15～140mm の位置で検出される。その分布の中心は 77.5mm であり、中心で一番強度が大きいと考えられるため、ピークの位置がどの波長でも同じになる。(図III-2-24 参照)

オブリークミラーがあるときは、長波長の中性子になるほど右側の空間分布が外側に広がっている。これは、オブリークミラーで反射した中性子によるものであり、長波長になることで臨界角が大きくなり、右側のガイド管に輸送されるためである。特に、実験と計算で大きく違うのはオブリークミラーによる中性子の反射でピークが分離することである。計算では、どの波長でも右側の空間分布が広がっており、オブリークミラーによる反射の影響が現れピークが分離しているが、実験ではこの影響がほとんどでていない。

図III-2-25、図III-2-26 より、6Å では左側の空間分布はオブリークミラーありなしにかかわらず、あまり大きな差は見られない。これは、スーパーミラーに対する 6Å の中性子の臨界角は 31mrad のため、ほとんどの中性子がオブリークミラーを透過するためである。また計算で、オブリークミラーを入れたときは左側の空間分布に変化がないが、右側の空間分布は大きく広がっている。これは、オブリークミラーを挿入することで、右側ガイド管の中性子の取り込み角が広がるので、減速材表面を見る面積が大きくなるためである。また、長波長になればなるほど、中性子ビームの角度発散が大きいまま輸送されていることがわかる。

図III-2-27、図III-2-28 より、9Å ではオブリークミラーがある場合、左側の空間分布の幅が狭くなっている。狭くなった理由は、9Å の臨界角 47mrad より小さい入射角で入ってきた中性子ビームが全反射して右側のガイド管に輸送されたためである。この現象は、中性子ビームのコリメータとして利用できると考えられる。

さらに、図III-2-24～図III-2-24 より、12, 15Å では、左側出口の強度は減少し、ほとんどが右側出口に輸送されていることがわかる。12Å の臨界角が 62mrad であるため、減速材中心から放出された中性子はオブリークミラーによって右側に輸送される。減速材の端で放出された中性子がオブリー

クミラーに対して臨界角以上で入射したとき、オブリークミラーを透過できるため、この透過した中性子が左側の分布を作っている。

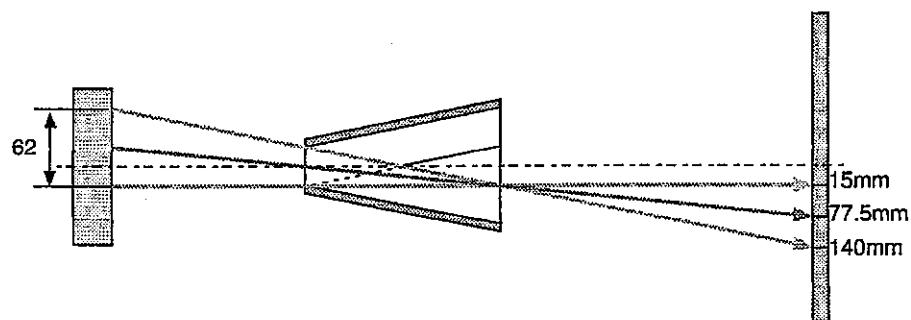
### 波長 6,12Å の空間分布

波長が 6, 12Å の入射角の違いによる空間分布を図III-2-33～図III-2-40 に示す。比較しやすいように、40～60mrad の分布に関しては位置をずらして描いた。

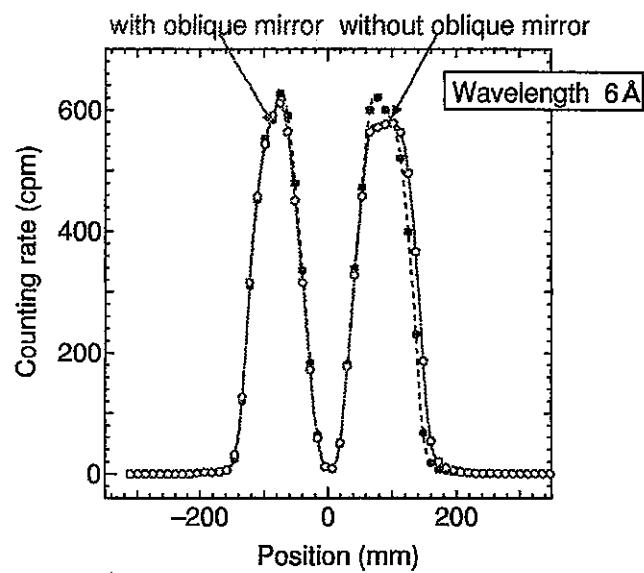
オブリークミラーがないとき、実験では 6, 12Å ともに左側の空間分布は入射角によらず、ほとんど強度が変化していないが、計算では 30mrad に比べて 50, 60mrad は強度が約 1.8 倍になっている。右側の空間分布は、入射角に反比例して実験、計算とも強度が減少している。また、実験ではピークの分離が見られないが、計算でははつきりと見ることができる。計算と実験でこのような違いが現れたのは、GUIDE では、中性子が放出されるのは減速材表面のみであるが、実験は減速材まわりの反射体等、減速材以外からも中性子がきているからと考えられる。特に、オブリークミラーを挿入したときはガイド管の取り込み角が広くなるため、減速材より広い領域を見ることになる。

オブリークミラーがある時は、6Å では左側の空間分布はオブリークミラーなしと同じであるが、右側の空間分布は広がっていることがわかる。また、入射角に反比例して強度は減少しており、計算ではピークの分離も見られる。12Å では実験と計算の傾向はほぼ一致している。

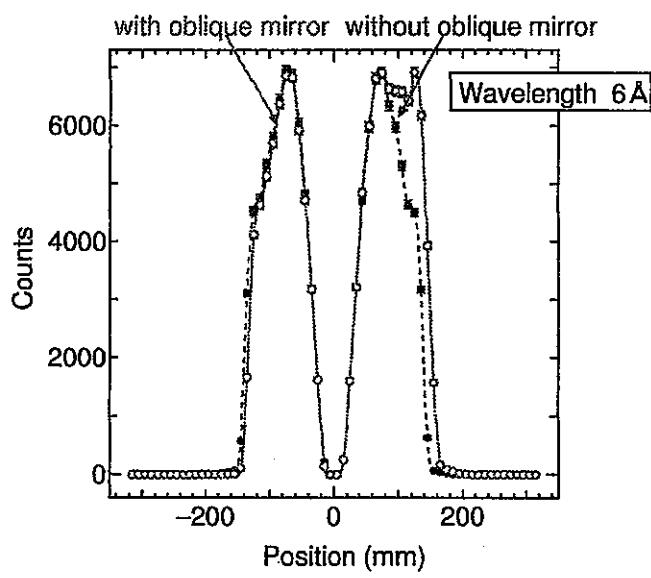
参考までに 6, 12Å の計算による左右出口での空間分布の重なり具合を図III-2-41～図III-2-44 に示す。6Å の中性子やオブリークミラーがない場合、空間分布は分離しているが 12Å の中性子でオブリークミラーありの場合、左右の空間分布が重なっていることがわかる。このことから、長波長の中性子は分布の幅が広がっているため、角度分散が大きいので強度は稼ぐことはできても、そのままでは平行ビームが必要な散乱実験には向かない。



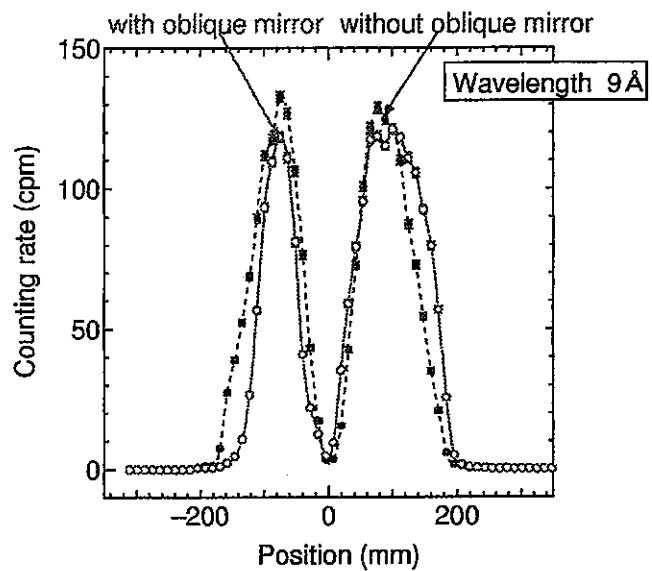
図III-2-24 中性子輸送経路（2）



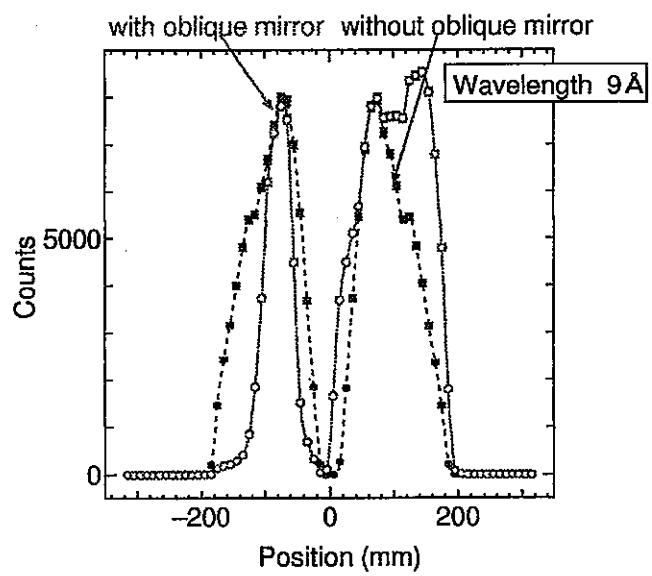
図III-2-25 空間分布（実験） / 入射角 30mrad, 波長 6Å



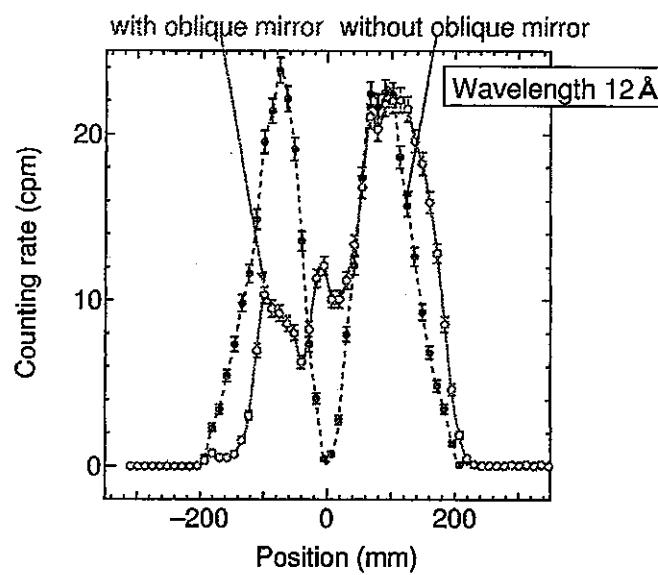
図III-2-26 空間分布（計算） / 入射角 30mrad, 波長 6Å



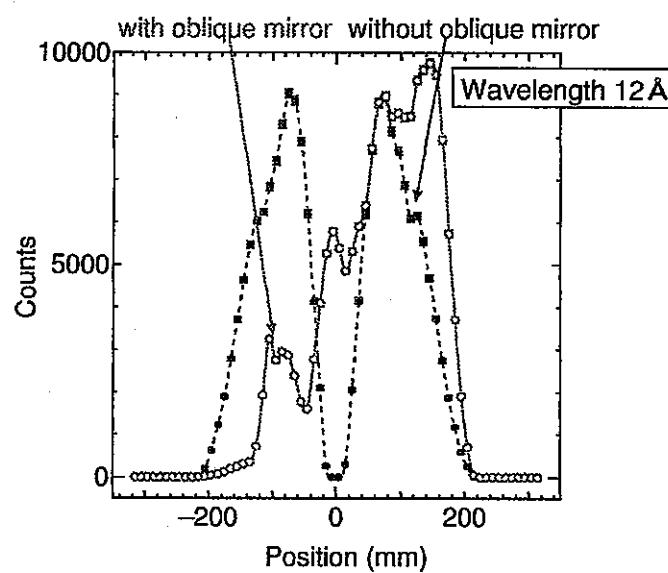
図III-2-27 空間分布（実験） / 入射角 30mrad, 波長 9Å



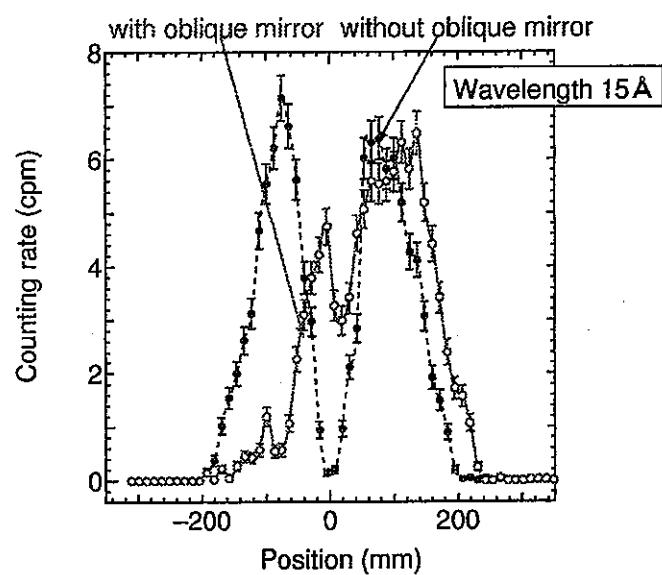
図III-2-28 空間分布（計算） / 入射角 30mrad, 波長 9Å



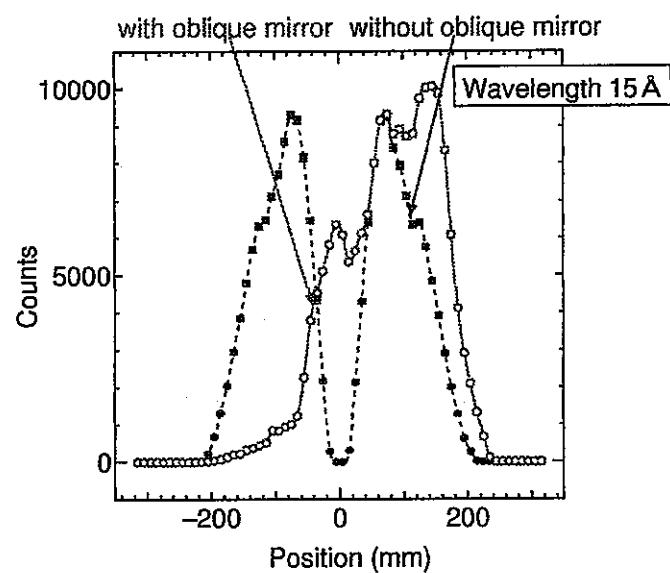
図III-2-29 空間分布（実験） / 入射角 30mrad, 波長 12Å



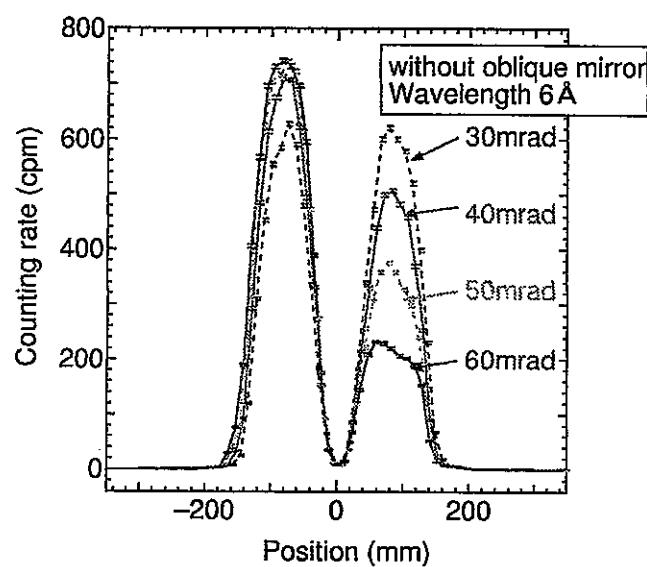
図III-2-30 空間分布（計算） / 入射角 30mrad, 波長 12Å



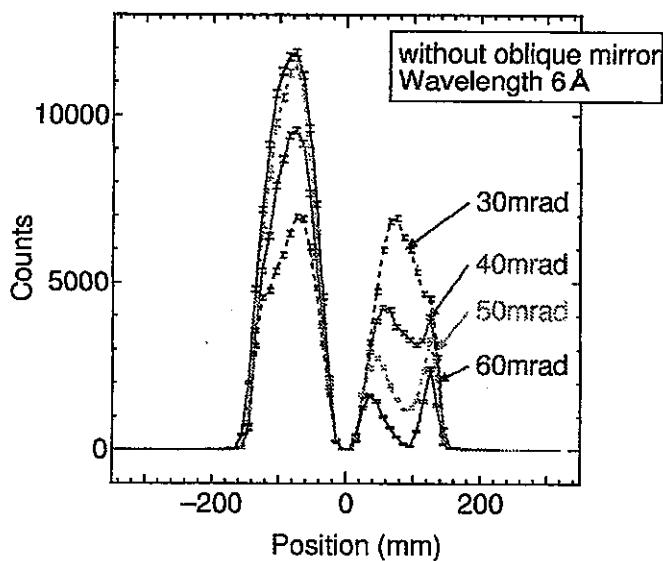
図III-2-31 空間分布（実験） / 入射角 30mrad, 波長 15Å



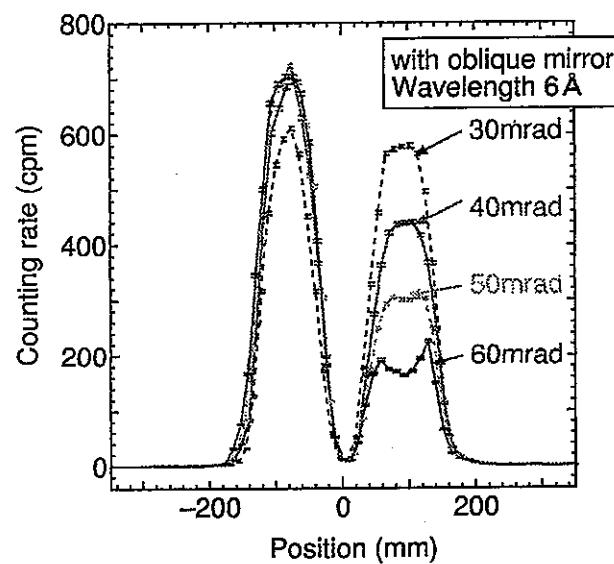
図III-2-32 空間分布（計算） / 入射角 30mrad, 波長 15Å



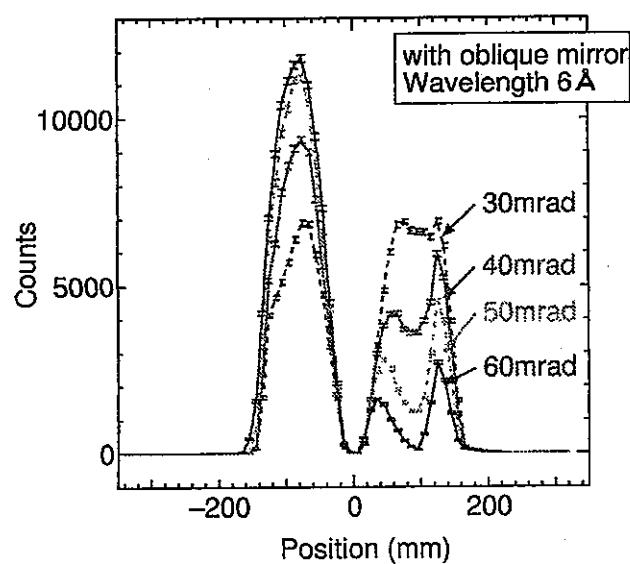
図III-2-33 空間分布（実験） / オブリーグミラーなし, 波長 6Å



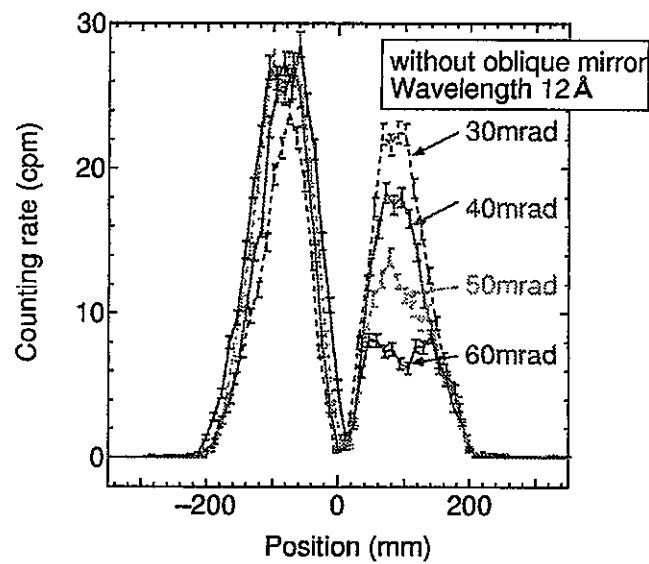
図III-2-34 空間分布（計算） / オブリーグミラーなし, 波長 6Å



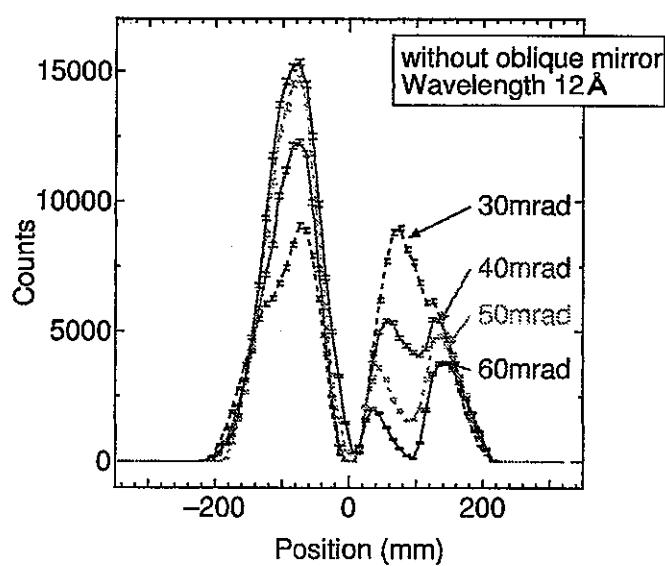
図III-2-35 空間分布（実験）／オブリークミラーあり, 波長 6Å



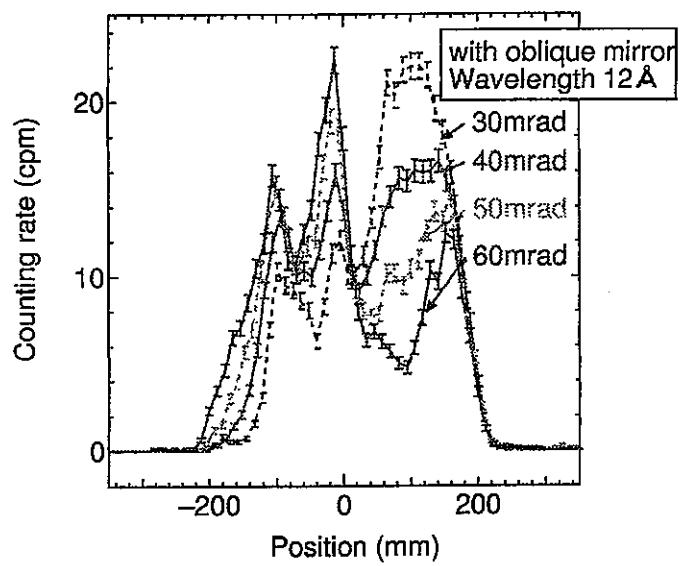
図III-2-36 空間分布（計算）／オブリークミラーあり, 波長 6Å



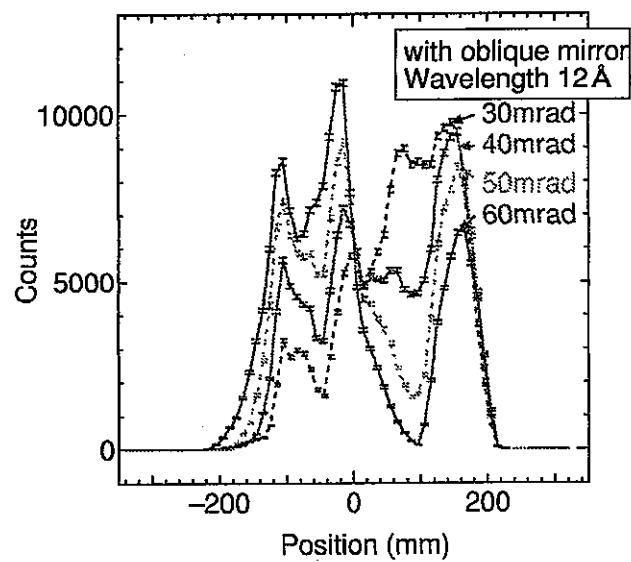
図III-2-37 空間分布（実験） /オブリーグミラーなし, 波長 12Å



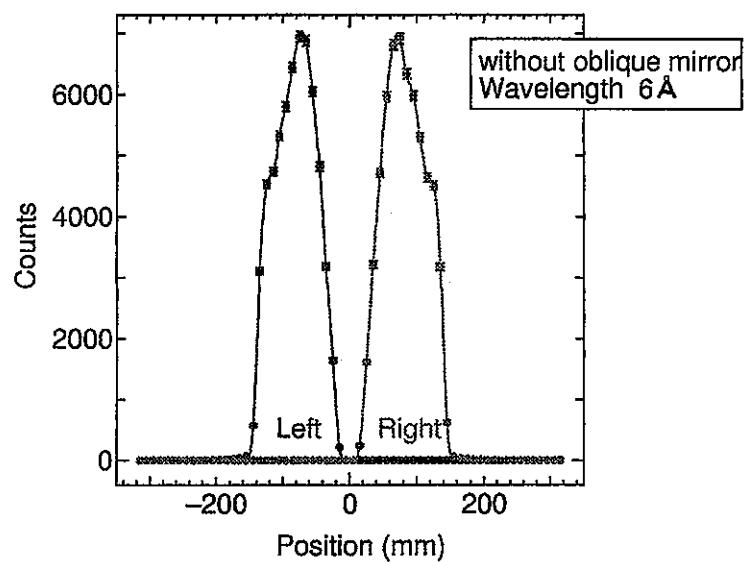
図III-2-38 空間分布（計算） /オブリーグミラーなし, 波長 12Å



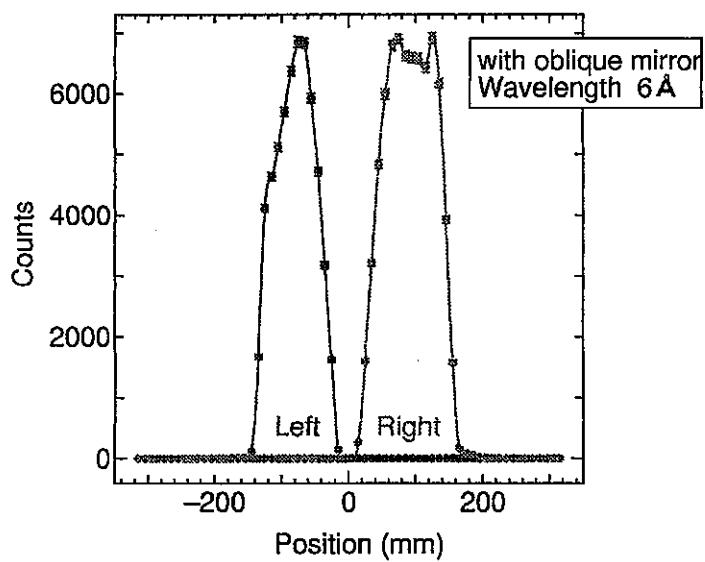
図III-2-39 空間分布（実験） / オブリークミラーあり, 波長 12Å



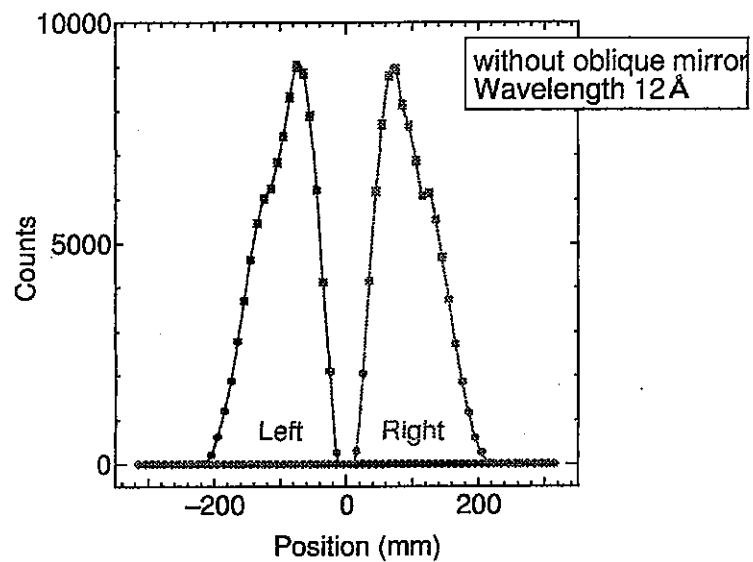
図III-2-40 空間分布（計算） / オブリークミラーあり, 波長 12Å



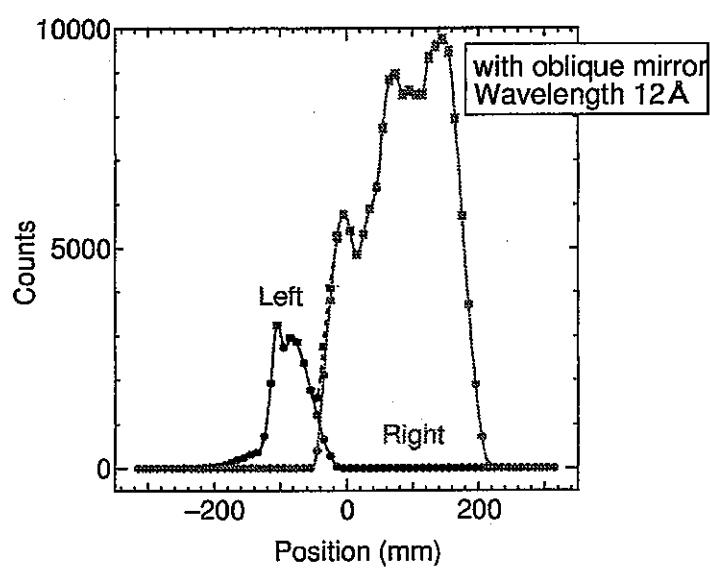
図III-2-41 空間分布の分離（計算）／オブリーグミラーなし, 波長 6Å



図III-2-42 空間分布の分離（計算）／オブリーグミラーあり, 波長 6Å



図III-2-43 空間分布の分離（計算）／オブリーグミラーなし，波長 12Å



図III-2-44 空間分布の分離（計算）／オブリーグミラーあり，波長 12Å

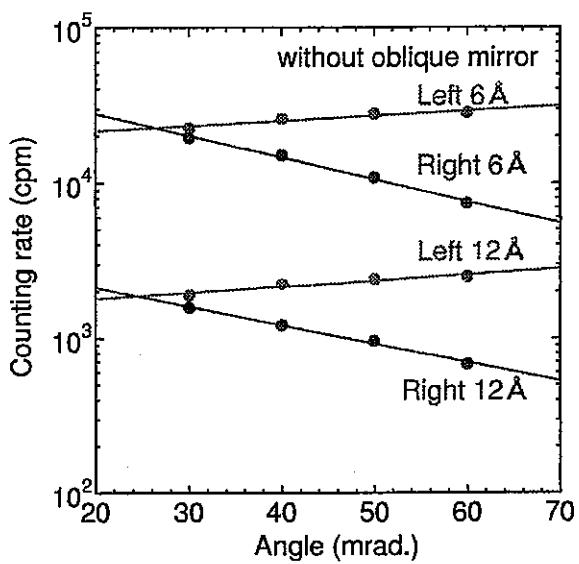
### 2.4.3 角度依存性

中性子の入射角とガイド管出口における  $6, 12\text{\AA}$  の積分強度の角度依存性を図III-2-45～図III-2-48に示す。

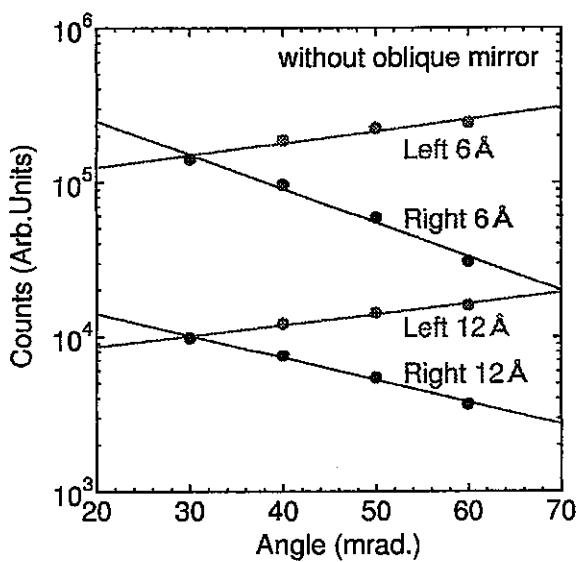
図III-2-45、図III-2-46より、オブリークミラーなしでは、実験、計算とも角度を大きくすると左側の強度は増しているが、逆に右側では減少している。この理由は、左側のガイドはより減速材表面の法線の方へ向くのに対し、右側のガイド管ははずれていくためである。

図III-2-47、図III-2-48より、オブリークミラーありでは、オブリークミラーなしと同様、実験、計算とも角度を大きくすると左側の強度は増しているが、右側では減少している。しかし、右側の強度の減少は先のオブリークミラーなしに比べて傾きが緩くなっている。これは、オブリークミラーがある場合には右側はガイド管としての効果が強くなっているためである。また実験では、 $6, 12\text{\AA}$  の角度に対する強度の傾きがオブリークミラーありなしにもかかわらず、計算より小さくなっている。この原因は、計算では減速材表面の中性子束分布は  $\cos$  分布を仮定しているが、実際の減速材の中性子束分布は  $\cos$  分布よりむしろ釣り鐘型であるからと考えられるため、中性子の入射角によって強度が大きく変わるためにある。

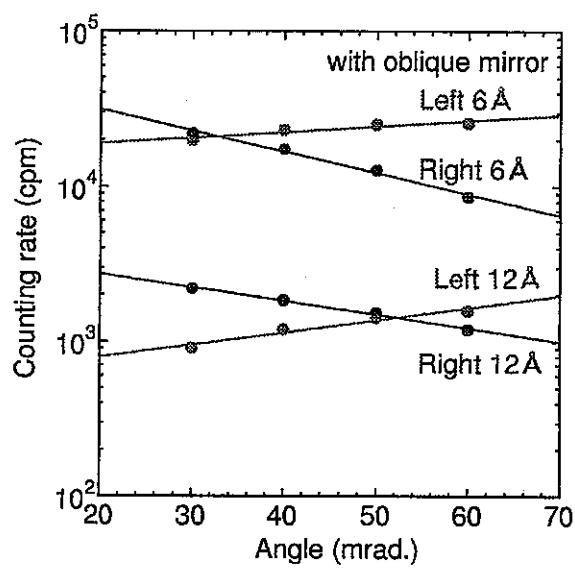
オブリークミラーがない場合に対するオブリークミラーがある時の強度比を図III-2-49、図III-2-50に示す。 $12\text{\AA}$  では、強度比の分母であるオブリークミラーがないときの強度が大きく減少するのに対し、分子のオブリークミラーがある時の強度はあまり減らないため強度比は増加し、効率が上がったように見える。 $6\text{\AA}$  の強度比はあまり変化が見られない。これは、減速材から直接くる中性子を見ているため、オブリークミラーの角度が変化しても反射がほとんど生じないので、角度にあまり依存しないからである。



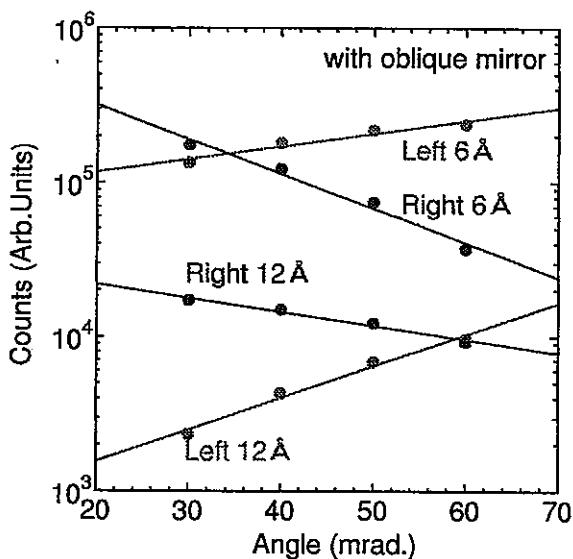
図III-2-45 角度依存性（実験）／オブリーグミラーなし



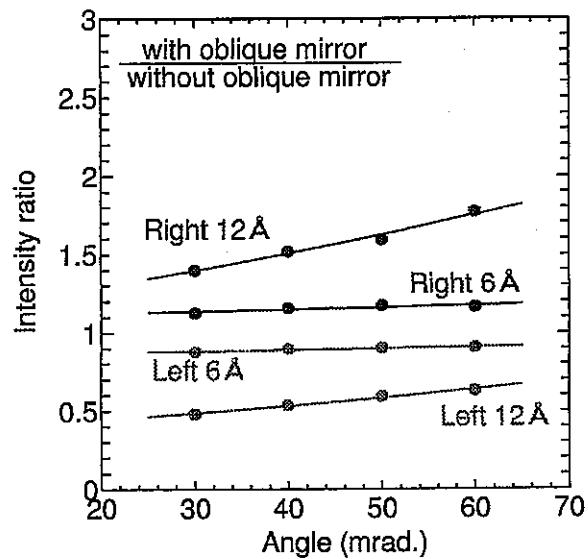
図III-2-46 角度依存性（計算）／オブリーグミラーなし



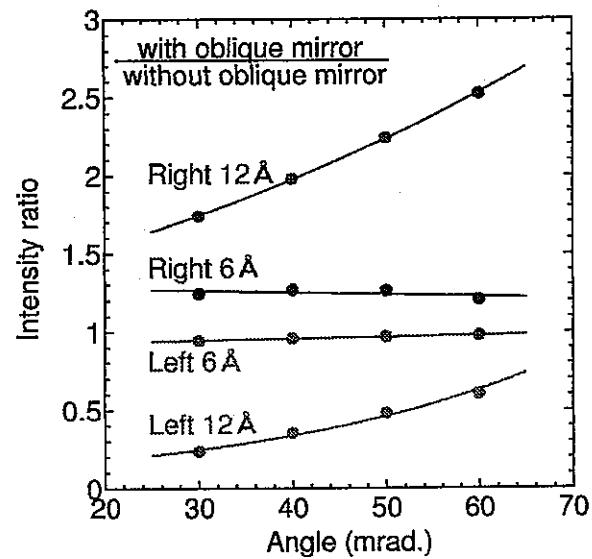
図III-2-47 角度依存性（実験）／オブリーグミラーあり



図III-2-48 角度依存性（計算）／オブリーグミラーあり



図III-2-49 入射角に対する強度比（実験）



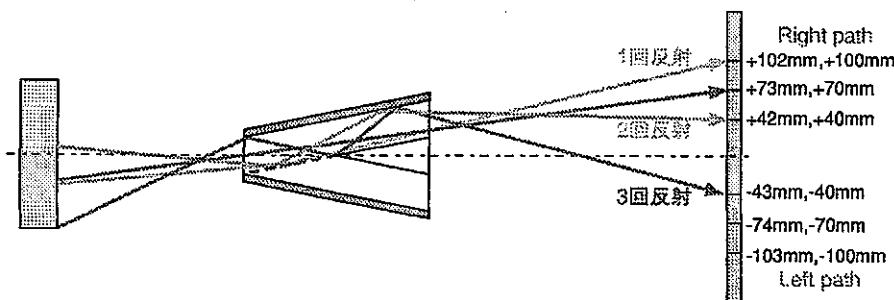
図III-2-50 入射角に対する強度比（計算）

#### 2.4.4 波長スペクトルの位置依存性

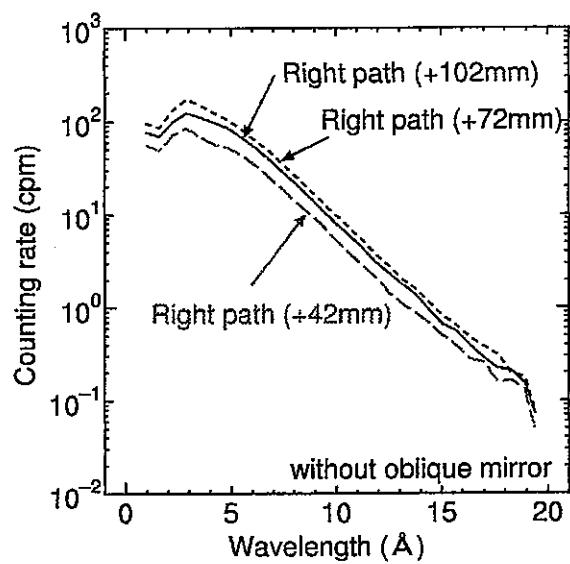
ガイド管左右出口の波長スペクトルの位置依存性を図III-2-52～図III-2-59に示す。また、オブリークミラーがないときに対するオブリークミラーがある時の強度比を図III-2-60～図III-2-63に示す。このとき、計測した位置については図III-2-51に示す。

図III-2-60、図III-2-61より、実験、計算とともに右側出口の中央部(+72mm, +70mm)では強度比の変化がほとんど現れていない。この原因是、減速材から放出された中性子を直接検出しているため、オブリークミラーありなしには関係ないためである。右部(+102mm, +100mm)では2Åより長波長で強度比が増している。これは、オブリークミラーによって反射した中性子を見ているためである。また、左部(+42mm, +40mm)では、6Åより長波長で強度比が増している。これもまた、オブリークミラーによって反射した中性子であるが、オブリークミラーがある場合、右側のガイド管内では6～11.5Åの中性子は2回反射を起こすことができるため、この中性子がもう一度ガイド管内のスーパーミラーと反射して左部に検出される。

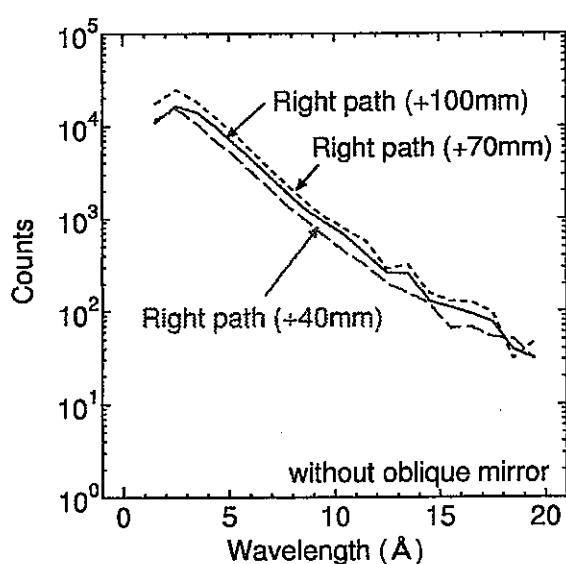
図III-2-62、図III-2-63より、左側出口の中央部(-74mm, -70mm)では10Åより長波長側で強度比が減少している。右部(-43mm, -40mm)では7Åより長波長で一度強度比が減少しているが、14Å付近から増している。これは、右側のガイド管内では11.5Å以上の中性子は3回反射できるため、右側ガイド管を通った長波長中性子が、右部で検出される。また、左部(-103mm, -100mm)では、約8Åから強度比が減少している。これも、オブリークミラーが挿入されたとき、長波長中性子は反射するため透過する中性子が減るためである。



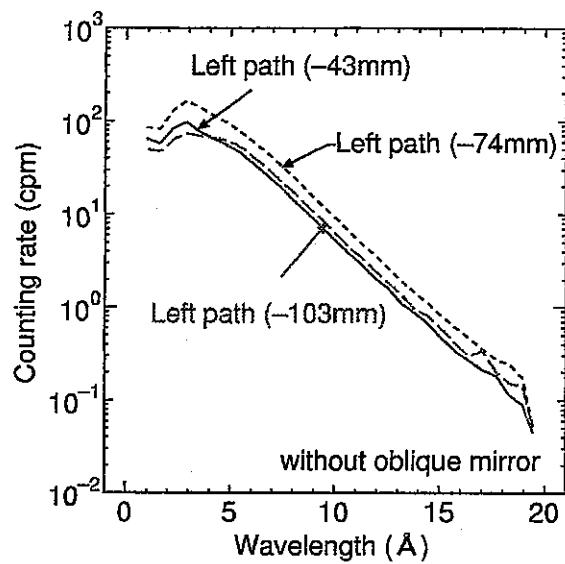
図III-2-51 波長スペクトル計測位置



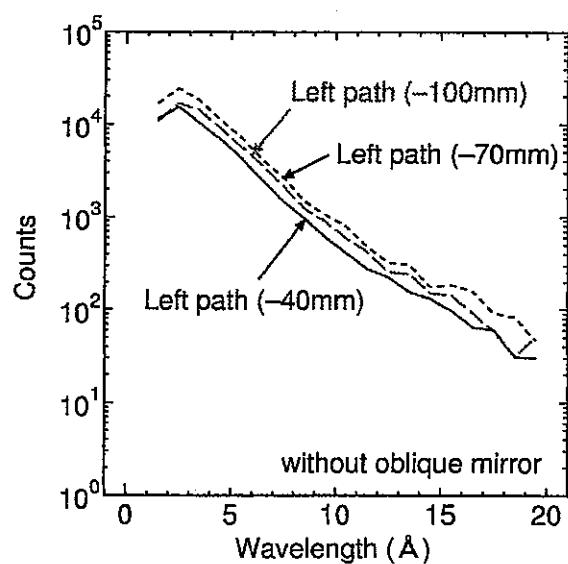
図III-2-52 波長スペクトルの位置依存性（実験）  
/ オブリークミラーなし, 右側出口



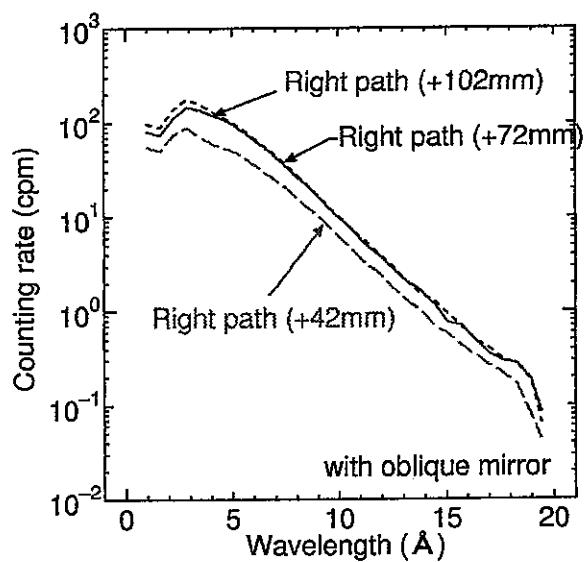
図III-2-53 波長スペクトルの位置依存性（計算）  
/ オブリークミラーなし, 右側出口



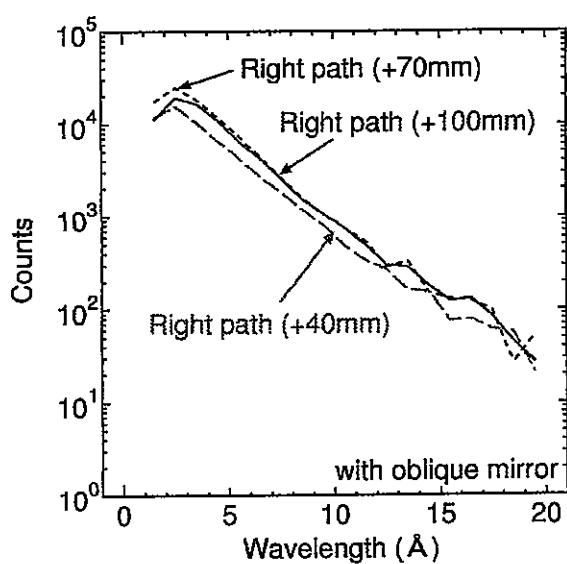
図III-2-54 波長スペクトルの位置依存性（実験）  
/ オブリークミラーなし, 左側出口



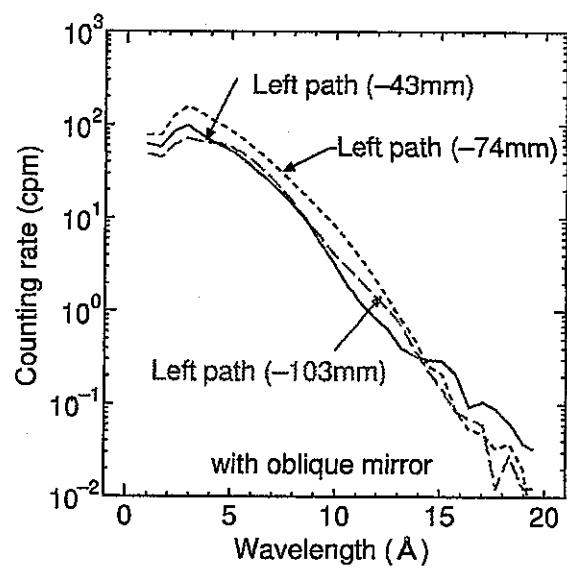
図III-2-55 波長スペクトルの位置依存性（計算）  
/ オブリークミラーなし, 左側出口



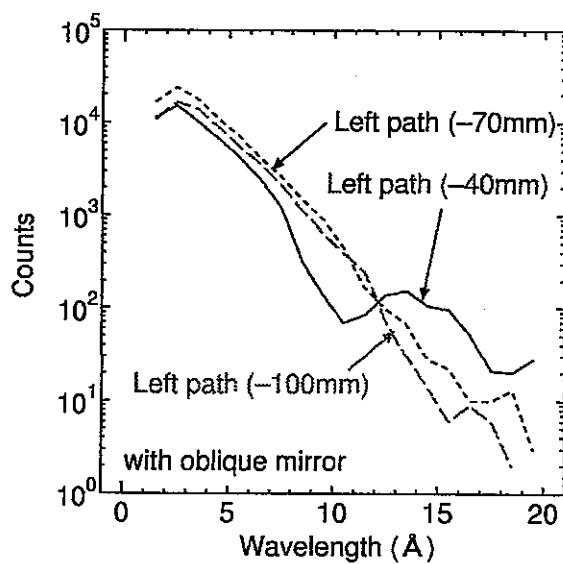
図III-2-56 波長スペクトルの位置依存性（実験）  
/ オブリークミラーあり, 右側出口



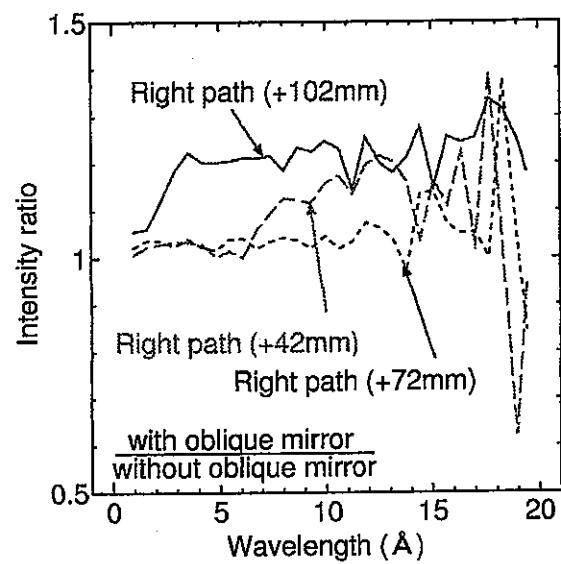
図III-2-57 波長スペクトルの位置依存性（計算）  
/ オブリークミラーあり, 右側出口



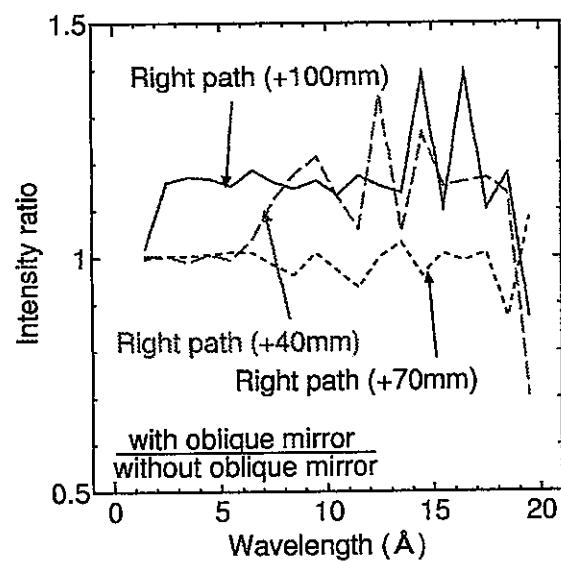
図III-2-58 波長スペクトルの位置依存性（実験）  
/ オブリークミラーあり, 左側出口



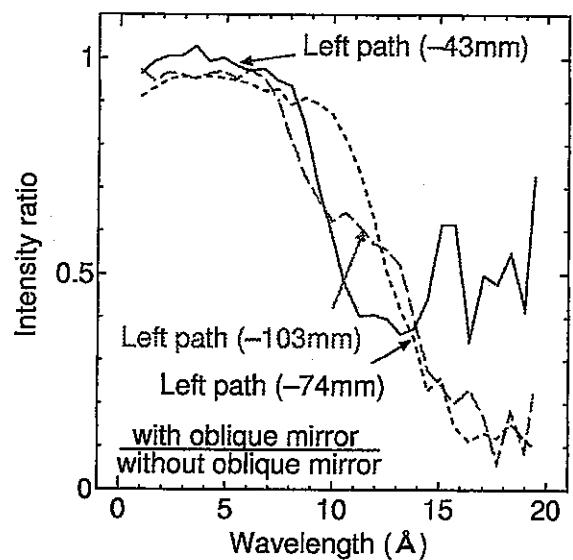
図III-2-59 波長スペクトルの位置依存性（計算）  
/ オブリークミラーあり, 左側出口



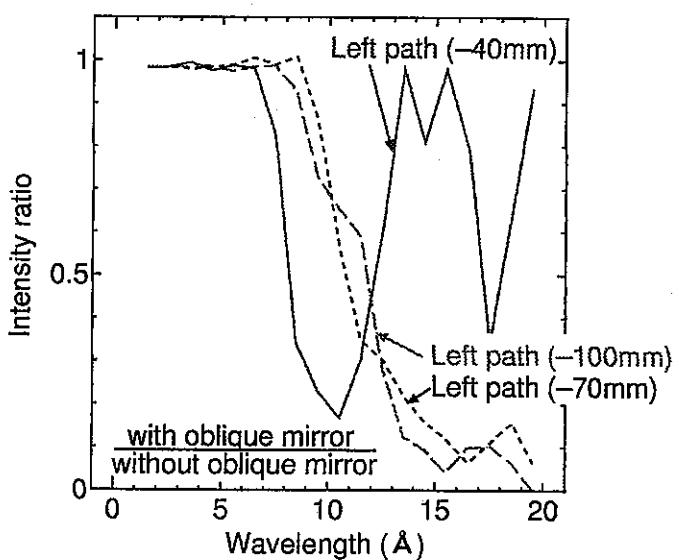
図III-2-60 位置に対する強度比（実験）／右側出口



図III-2-61 位置に対する強度比（計算）／右側出口



図III-2-62 位置に対する強度比（実験）／左側出口



図III-2-63 位置に対する強度比（計算）／左側出口

### 第3章 結言

本研究の先端分岐型ガイド管の実験では、減速材表面の中性子束空間分布、角度分布が重要であり、これらの分布の違いによってガイド管出口で得られる波長スペクトルが異なることが分かった。また、このガイド管は中性子ビームの取り込み角が大きいため、中性子源を大きくすることで、この装置を有効に使う事ができるであろう。つまり、先端分岐型ガイド管を中性子源の近くに設置した場合、左右出口でエネルギースペクトルの異なる中性子ビームを取り出す事ができるので、長波長の中性子が必要な分光器と短波長中性子を重視する分光器をうまく組み合わせれば、このガイド管を有効に利用できると考えられる。ただし、スーパーミラー等の放射線損傷については調べてはいない為、どの程度まで中性子源の近くに置けるのかは不明である。また、オブリークミラーで反射した側のガイド管出口での中性子ビームは、角度分散が大きいため、そのままでは平行ビームが必要な散乱実験などにはむかないと、中性子ビームの角度分散を制御できる装置、例えば中性子レンズやマルチキャピラリーファイバーを用いる事で、さらに有効なガイド管として使用する事ができると考えられる。オブリークミラーを透過した側のガイド管出口での中性子は、ある波長領域（今回の実験では波長 9Å付近）では中性子ビームコリメータとして用いる事ができる。

## 参考文献

- [1] 佐藤節夫・古坂道弘・及川健一, “中性子散乱用 PSD(Position Sensitive Detector) システムの開発, KEK Internal 93-10(1993)
- [2] 佐藤節夫・安達智宏・古坂道弘, “中性子散乱用データ収集用装置の開発, KEK Internal 96-14(1996)
- [3] Y. Kiyanagi, N. Watanabe and H. Iwasa, Nucl. Instrum. And Methods A312(1992) 561
- [4] 須田義之, Lookfile ver. 1.2 User's andbProgrammer's Manual(1998)
- [5] 清水裕彦・須田義之, GUIDE/WALL ver. 1.3 User's Manual(1998)
- [6] Neutron scattering lengths and cross sections, Neutron News, Vol. 3, No. 3(1992), pp29-37  
<http://ne43.ne.uiuc.edu/n-scattering/n-length>
- [7] Hirohiko M. Shimizu, Magnetic Control of Cold Neutron Beam(1997)
- [8] Y. Ogawa, Y. Kiyanagi, M. furusaka and N. Watanabe,  
J Neutron Reserch, Vol. 6(1997), pp197-204

## あとがき

本研究を通して、中性子ビーム制御機器の新しい方式として、磁気レンズについて検討し、この機能を実証した。また、マルチキャピラリーファイバーについても、詳細な検討を行い、実用上重用な知見を得た。ミラーについては新しい応用法の有用性を示した。このようにビーム制御システムに用いられる要素の特性に関するかなりの知見が得られた。しかし、まだまだ、不十分なところが有りさらに検討が必要である。また、物質レンズなど新しいデバイスも開発されてきており、それらについての検討、また、新しい手法の開発も期待される。

中性子ビーム制御システムの開発は、新しい中性子源計画において特に重要な研究と位置付けられており、世界的にもこれから大々的に研究が進められようとしている。これまでの要素技術の開発をさらに推し進めるとともに、システムを作り上げることが将来の課題である。中性子ビーム制御システムの開発によって、日本における中性子利用の分野がより大きく広がっていくことが期待できる。

### (謝辞)

研究を進めるにあたり、実験・解析および研究の議論において北大の院生・学生でありました須田義之、中川晴子、廣田智明、小池元、斎藤崇史各氏の貢献は非常に大きなものがありました。ここに厚く感謝いたします。また、実験装置の開発や測定において岩佐浩克技官の寄与は極めて大きなものでした。深く感謝の意を表します。また、理化学研究所 清水裕彦博士、奥隆之博士、高エネルギー加速器機構 古坂道弘博士、大友季哉博士には多大なる協力を得ました。これらの方々の貢献は大なるものがあり、ここに深く感謝の意を表します。

最後に、本報告をまとめるにあたり畠信子、佐々木敬太両氏のご助力を得ました。感謝するとともに御礼申しあげます。