

多層膜ミラーを用いた中性子干渉計の作成と重力加速度の測定

竹内 広樹

對馬 拓実

武藤 優真

2022年10月3日

概要

重力相互作用は四つの力の中で最も弱い力であり、ミクロな物体が受ける影響を評価するのは困難である。重力の量子力学的効果を調べる方法として、中性子干渉計を用いる方法があり、地球重力による中性子の位相変化を測定することができる。この実験は、従来使用されていたSi単結晶の代わりに多層膜ミラーを用いて干渉計を作成することで、より精度の高い測定ができると期待されている。

本実験では、多層膜ミラーによる中性子干渉計を作成し、さらに中性子が受ける地球重力の影響として重力加速度 g を測定することを目的とする。

そのために、二組のエタロンの相対角を変化させることで位相差を測定する干渉計を設計、作成し、位相差の測定を行った。

測定の結果、相対角の変化による不明瞭な振動構造が見られた。一方、振動構造は不明瞭かつコントラストが小さく干渉とは断定できず、地球重力の測定には至らなかった。

目次

第 1 章	はじめに	2
第 2 章	測定の原理	3
2.1	中性子干渉計	3
2.2	多層膜ミラー	7
2.3	数値計算による実験方法の検討	9
第 3 章	予備実験	14
3.1	目的	14
3.2	セットアップ	14
3.3	原理	15
3.4	方法	16
3.5	結果	18
3.6	解析	20
第 4 章	実験装置と測定方法	22
4.1	実験装置	22
4.2	アラインメントと測定方法	26
第 5 章	結果と解析	29
5.1	中性子の時間・空間分布と O, H beam の判別	29
5.2	O, H beam の波長及び相対角による変化	30
5.3	O-H/O+H の波長及び相対角による変化	31
第 6 章	考察と反省点	33
6.1	考察	33
6.2	反省点	33
第 7 章	おわりに	34
7.1	結論	34
7.2	今後の展望	34
	参考文献	36

第 1 章

はじめに

重力は四つの相互作用の中で最も小さく、そのため重力の影響が表れる系としては他の三つの影響が無視できるようなマクロ系が一般的である。ミクロ系において重力の量子力学的影響を観測できる数少ない例の一つとして、COW 実験 [1] がある。この実験では中性子を二つの経路に分けて、それぞれの経路における重力ポテンシャルの大きさの違いが波動関数の干渉項に表れる様子を観測する。このような手法を中性子干渉という。先行研究では Si 単結晶を用いて実験が行われていたが、理論と実験の間に 0.8% の誤差が報告されている [2]。これには動力的回折の影響が関わっていると考えられているが、代わりに多層膜ミラーを用いることで動力的回折の影響を減らす事ができる。他にも入射中性子の波長の大きさを比較的自由に選択することができたり、装置の大型化による精度向上が見込めるなど、多層膜ミラーを用いる手法により高精度な実験が実現すると期待される。

第 2 章

測定の実理

本研究では、中性子にはたらく重力の大きさを中性子干渉計を用いて測定した。干渉を用いて中性子にはたらく重力の効果を観測する試みは 1975 年の COW 実験 [1] で初めて行われた。COW 実験を含む多くの先行研究では、干渉計は Si 単結晶を用いて作成されていた。多層膜ミラーを用いた中性子干渉計は Si 単結晶と比べて後述する利点があるので、今回はそちらを採用した。

2.1 中性子干渉計

中性子干渉計とは、二つの経路を通った中性子の位相の違いを検出するための装置である。

図 2.1 が中性子干渉計の概念図である。入射中性子は A 点に置かれた素子 (ハーフミラー等) と B,C に置かれた素子 (全反射ミラー等) によって D 点に到達する二つの経路 ABD と ACD に分けられる。D 点にも同じく経路を分ける素子を置くことで、O beam, H beam として観測される中性子の波動関数はどちらも経路 ABD と ACD を通った場合の重ね合わせになる。以下では、経路 ABD を通過した中性子の位相が経路 ACD を通過した中性子に対して $\Delta\Phi$ だけ大きい場合の O beam, H beam の波動関数をそれぞれ計算する。

入射中性子の波動関数を Ψ_0 , O beam の波動関数を Ψ_O , H beam の波動関数を Ψ_H とする。A,B,C,D の素子を透過または反射した際には波動関数のノルムと位相が変化を受けるが、これは数式では波動関数にある複素数を掛ける事に対応する。はじめに、この複素係数の性質について述べる。

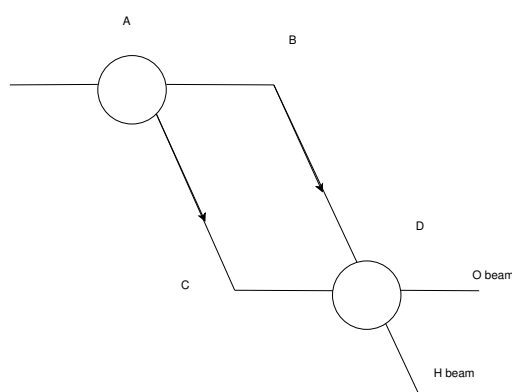


図 2.1: 干渉計概念図。A 点と D 点にはハーフミラーなどの経路を分離する素子が置かれており、O beam, H beam として観測される中性子の波動関数はどちらも経路 ABD と ACD を通った場合の重ね合わせになる。

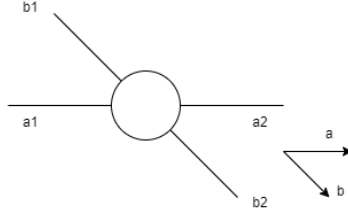


図 2.2: 中性子の 2 方向散乱. ハーフミラーや全反射ミラーを一般化している.

図 2.2 のように a, b の 2 方向のみから中性子が入射して同じく 2 方向のみに散乱される場合を考える. 図 2.1 で A, B, C, D のいずれの素子もこの場合に当てはまる. a_1, b_1 をそれぞれ a 方向及び b 方向からの入射中性子の波動関数, a_2, b_2 をそれぞれ a 方向及び b 方向への散乱中性子の波動関数とする. a_2 は a_1 からの透過と b_1 からの反射の重ね合わせである. 同様に b_2 は b_1 からの透過と a_1 からの反射の重ね合わせである. 従って, 入射中性子と散乱中性子の波動関数の間には以下の関係式が成り立つ.

$$\begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & r \\ s & u \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix}. \quad (2.1.1)$$

ここで t, r, s, u は複素数である. 例えば $(1, 1)$ 成分の t は a 方向から入射して a 方向に散乱される中性子の波動関数に掛かる複素数を表している. 中性子の透過, 反射に関する素子の特性は一つの 2×2 行列で表される事が分かる. また散乱前後での確率の保存を要請すると, この行列はユニタリ行列となる. 計算により

$$|t| = |u|, \quad |r| = |s|, \quad us^* + rt^* = 0 \quad (2.1.2)$$

を得る.

以上の結果を踏まえて, Ψ_O, Ψ_H を計算していく. A, D には共通の素子を用いるものとし, その特性を表す行列は s_{ad} のように成分に下付添え字 ad をつけて表す. 同様に B, C にも共通の素子を用いて, その特性を表す行列は成分に下付添え字 bc をつけて表す. また経路 ABD を通過した際の位相変化を Φ_{ABD} , 経路 ACD を通過した際の位相変化を Φ_{ACD} とする. このとき

$$\Psi_O = \Psi_0 t_{ad} s_{bc} r_{ad} \exp(i\Phi_{ABD}) + \Psi_0 s_{ad} r_{bc} t_{ad} \exp(i\Phi_{ACD}), \quad (2.1.3)$$

$$\Psi_H = \Psi_0 t_{ad} s_{bc} u_{ad} \exp(i\Phi_{ABD}) + \Psi_0 s_{ad} r_{bc} s_{ad} \exp(i\Phi_{ACD}) \quad (2.1.4)$$

となる. それぞれについてノルムを計算する. 簡単のため $|\Psi_0| = 1$ として

$$\begin{aligned} |\Psi_O|^2 &= |t_{ad} s_{bc} r_{ad}|^2 + |s_{ad} r_{bc} t_{ad}|^2 + t_{ad} s_{bc} r_{ad} s_{ad}^* r_{bc}^* t_{ad}^* \exp(i\Delta\Phi) + t_{ad}^* s_{bc}^* r_{ad}^* s_{ad} r_{bc} t_{ad} \exp(-i\Delta\Phi) \\ &= 2|t_{ad}|^2 |r_{ad}|^2 |r_{bc}|^2 + 2|t_{ad}|^2 \operatorname{Re}[s_{bc} r_{ad} s_{ad}^* r_{bc}^* \exp(i\Delta\Phi)] \\ &= \alpha \{1 + \cos(\Delta\Phi + \delta)\}, \end{aligned} \quad (2.1.5)$$

$$\begin{aligned}
|\Psi_{\text{H}}|^2 &= |t_{\text{ad}}s_{\text{bc}}u_{\text{ad}}|^2 + |s_{\text{ad}}r_{\text{bc}}s_{\text{ad}}|^2 + t_{\text{ad}}s_{\text{bc}}u_{\text{ad}}s_{\text{ad}}^*r_{\text{bc}}^*s_{\text{ad}}^*\exp(i\Delta\Phi) + t_{\text{ad}}^*s_{\text{bc}}^*u_{\text{ad}}^*s_{\text{ad}}r_{\text{bc}}s_{\text{ad}}\exp(-i\Delta\Phi) \\
&= |r_{\text{bc}}|^2(|t_{\text{ad}}|^4 + |r_{\text{ad}}|^4) - t_{\text{ad}}s_{\text{bc}}r_{\text{ad}}t_{\text{ad}}^*r_{\text{bc}}^*s_{\text{ad}}^*\exp(i\Delta\Phi) + c.c. \\
&= \gamma - \alpha \cos(\Delta\Phi + \delta).
\end{aligned} \tag{2.1.6}$$

なお, $\alpha = 2|t_{\text{ad}}|^2|r_{\text{ad}}|^2|r_{\text{bc}}|^2$, $\gamma = |r_{\text{bc}}|^2(|t_{\text{ad}}|^4 + |r_{\text{ad}}|^4)$, $\delta = \arg(s_{\text{bc}}r_{\text{ad}}s_{\text{ad}}^*r_{\text{bc}}^*)$ とした. δ は各ミラーでの反射時の位相変化の入射方向による違いから生じる位相差であるが, 後述する多層膜ミラーではこの値はほとんど0だと考えられる. この仮定の下で

$$|\Psi_{\text{O}}|^2 = \alpha(1 + \cos \Delta\Phi), \tag{2.1.7}$$

$$|\Psi_{\text{H}}|^2 = \gamma - \alpha \cos \Delta\Phi \tag{2.1.8}$$

を得るので, 後のシミュレーションや解析ではこの関数形を用いた.

この実験では主に位相差は地球の重力ポテンシャルから生じるため, 以下ではそれによる位相差を計算する. 地球の重力ポテンシャルを含む Schrödinger 方程式は以下ようになる.

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{x}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi(\mathbf{x}, t) + mgz \Psi(\mathbf{x}, t). \tag{2.1.9}$$

計算のため Fourier 変換

$$\Psi(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^3k}{2\pi} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \psi(\mathbf{k}, t) \tag{2.1.10}$$

を施すと, Schrödinger 方程式は以下のように変換される.

$$\int \frac{d^3k}{2\pi} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \left[i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{k}, t) - \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} + mgz \right) \psi(\mathbf{k}, t) \right] = 0. \tag{2.1.11}$$

またこの実験では中性子は決まった2経路のいずれかを通過するので, それぞれの経路においては

$$z = h(\mathbf{k}, t) \tag{2.1.12}$$

のように書ける. このとき式 2.1.11 が経路上全ての点で成立するには, 全ての \mathbf{k} について

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{k}, t) = \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} + mgh(\mathbf{k}, t) \right) \psi(\mathbf{k}, t) \equiv E(\mathbf{k}, t) \psi(\mathbf{k}, t) \tag{2.1.13}$$

が要請される. t について積分して

$$\begin{aligned}
\psi(\mathbf{k}, t) &= \psi_0(\mathbf{k}) \exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt' E(\mathbf{k}, t') \right\} \\
&= \psi_0(\mathbf{k}) \exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} \int_{\text{経路}} \frac{ds}{v} \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} + mgh(s) \right) \right\}
\end{aligned} \tag{2.1.14}$$

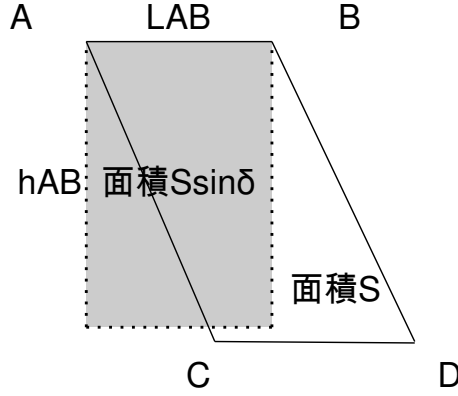


図 2.3: 経路が囲む平行四辺形 ABCD. 位相差は図で網掛けで表した鉛直面への射影面積に比例する.

を得る. ここで s は経路に沿った一次元座標であり, v は中性子の速さで $v \equiv \frac{\hbar k}{m}$ である. 従って D 点における経路 ABD と ACD の位相差 $\Delta\Phi_g$ は

$$\begin{aligned}
 \Delta\Phi_g &= -\frac{1}{\hbar} \int_{\text{ABD}} \frac{ds}{v} \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} + mgh(s) \right) + \frac{i}{\hbar} \int_{\text{ACD}} \frac{ds}{v} \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} + mgh(s) \right) \\
 &= -\frac{1}{\hbar} \oint \frac{ds}{v} \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} + mgh(\mathbf{k}, s) \right) \\
 &= -\frac{1}{\hbar} \cdot \frac{m^2 g}{\hbar k} \oint ds h(s)
 \end{aligned} \tag{2.1.15}$$

となる. ただし最終行の式変形では, s によらない第一項の周回積分は 0 になる事を用いた. 残った積分の実行のために面 ABCD が, 辺 CD が水平面内にあり, 水平面から角度 δ だけ傾いた平行四辺形を成している事を要請する. このとき z 軸の原点を辺 CD 上に取り積分を実行すると

$$\begin{aligned}
 \oint ds h(s) &= \int_A^B ds h(s) + \int_B^D ds h(s) + \int_D^C ds h(s) + \int_C^A ds h(s) \\
 &= L_{\text{AB}} h_{\text{AB}} + \int_{h_{\text{AB}}}^0 h \frac{dh}{\sin \delta} + 0 + \int_0^{h_{\text{AB}}} h \frac{dh}{\sin \delta} \\
 &= S \sin \delta
 \end{aligned} \tag{2.1.16}$$

となる. ここで, L_{AB} は辺 AB の長さ, h_{AB} は辺 AB での $h(s)$ の値, S は平行四辺形の面積である (図 2.3 参照).

よって

$$\Delta\Phi_g = -\frac{2\pi\lambda m^2 g S \sin \delta}{\hbar^2} \tag{2.1.17}$$

が重力による位相差の計算結果となる.

理想的には存在する位相差はこれだけであるが, 実際にはほとんどの場合ミラー同士の平行の要求精度が高く平行からのずれが生じるので, 経路長に差が生まれて位相差になってしまう. 後述するが今回はミラーを二

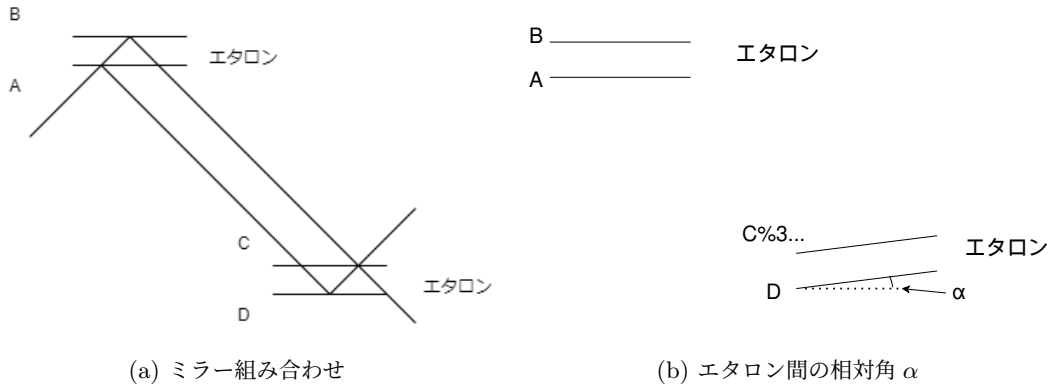


図 2.4: ミラー配置図. A と B, C と D はそれぞれ 2 枚 1 組でエタロンという素子を形成している. エタロンを形成する 2 枚のミラー同士は $1 \mu\text{rad}$ の精度で平行であるが, エタロン同士が平行からずれてしまうと位相差の要因となる.

枚平行に貼り合わせたエタロンと呼ばれる素子を用いており, そのミラー間距離は $10 \mu\text{m}$ で平行度は $1 \mu\text{rad}$ 程度 [3] でありほとんど平行であると見なせる. そのため今回の実験でずれが生じるのは主に図 2.4b に示す二つのエタロン間の相対角 α に由来する.

この相対角による経路長のずれの大きさは, エタロンのミラー間距離を d とすると α が微小なとき $2d\alpha$ があるので, それによる位相差は

$$\Delta\Phi_\alpha \approx -\frac{4\pi d\alpha}{\lambda} \quad (2.1.18)$$

となる. よってこの実験で考えられる全ての位相差は以下で与えられる.

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_g + \Delta\Phi_\alpha \quad (2.1.19)$$

$$= -\frac{2\pi\lambda m^2 g S \sin \delta}{h^2} - \frac{4\pi d\alpha}{\lambda}. \quad (2.1.20)$$

2.2 多層膜ミラー

エタロンに使用するミラーとして, 実験では多層膜ハーフミラー及び多層膜磁気ミラー (以下磁気ミラー) を用いた. COW 実験をはじめとする先行研究のように Si 単結晶を用いる方法もあるが, 動力学的回折の影響や自重によるたわみなど考慮しなければならない点が多く, 理論と実験の間に 0.8% のずれが報告されている [2] ため, 今回は使用しなかった. 多層膜ミラーの性質などについては, 北口氏の論文 [3] を参考にした. 多層膜ミラーとはポテンシャルの違う 2 種類の金属薄膜を交互に貼り合わせたものである. 中性子はそれぞれの境界面で反射及び屈折し, 全体としての反射成分と透過成分の波動関数はその重ね合わせで書ける. その結果として, 単層膜ミラーと比較して大きな入射角で高い反射率が実現する.

図 2.5 は多層膜ハーフミラーの反射率を表したグラフである. 反射は中性子の波動性によるため de Broglie 波長によって反射率が変化する. また入射角が変わると入射中性子の運動量のミラーに垂直な成分が変化し,

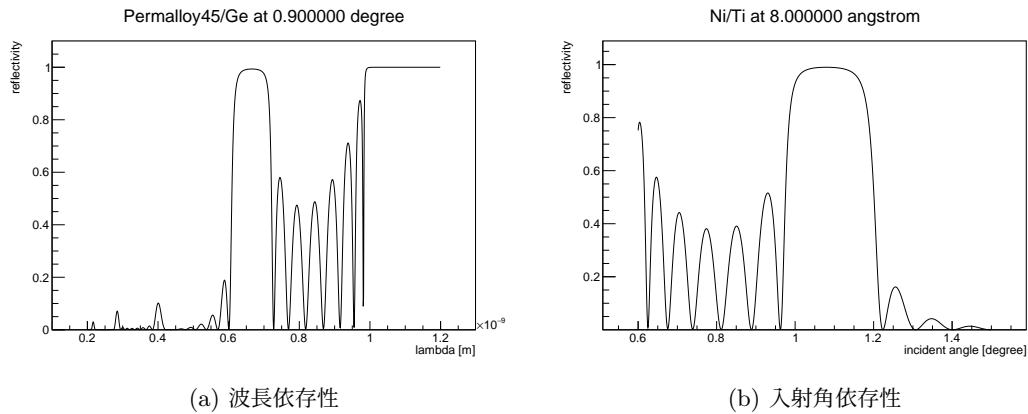


図 2.5: 多層膜ミラーの反射率. 実験では入射角を 0.9 deg にしたため, 6.0 Å から 8.0 Å でミラーになっている.

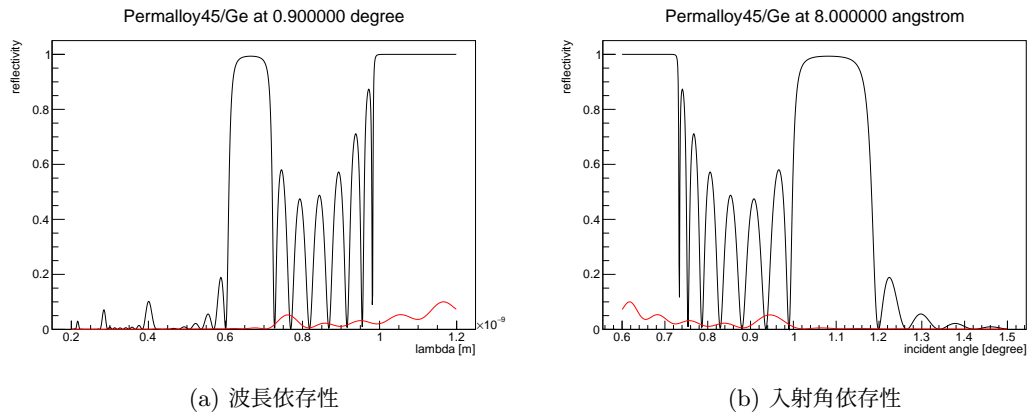


図 2.6: 磁気ミラーの反射率. 黒線は up スピン, 赤線は down スピンに対する反射率である.

ミラーとの相互作用における de Broglie 波長が変化するので, 反射率が変化する. 図 2.5a のグラフは入射角を 0.9 deg に固定して中性子の de Broglie 波長についてプロットしたものである. また図 2.5b のグラフは波長を 8.0 Å に固定して入射角に対してプロットしたものである. なお特に断りが無い限り, 以下で単に波長と表記すればそれは中性子の de Broglie 波長を意味する.

次に磁気ミラーについて説明する. 通常多層膜ハーフミラーと磁気ミラーの違いはそのポテンシャルの性質にある. 磁気ミラーは Permalloy45 などの磁性体でできており, ミラーに平行に磁場をかけることで偏極させて用いる. その偏極と同じ向きのスピン (以下 up スピン) をもった中性子に対してはポテンシャルを持ち反射するが, 反対向きのスピン (以下 down スピン) を持つ中性子に対してはポテンシャルをほとんど持たず透過する. 図 2.6 は磁気ミラーの反射率の波長及び入射角依存性のグラフである. up スピン (黒) に対しては前述の多層膜ミラーと同じような依存性をしていて, down スピン (赤) に対しては反射率はほとんど 0 であることが分かる.

2.3 数値計算による実験方法の検討

以上の原理から干渉計を作成し、重力加速度 g を測定できるかを検討するため、モンテカルロ法による数値シミュレーションを行った。

2.3.1 モンテカルロ・シミュレーションの概要

図 2.7 に、モンテカルロ・シミュレーションの概要を示す。各中性子は別の中性子とは干渉せず、それぞれの中中性子が検出器で観測されるかは独立な事象だから、上流のミラーに入射する中性子の総数を N として、 N 回各中性子について検出されるかの判定を行えばいいことに注意する。

各中性子の判定では、まずビームの波長分布に従って波長 λ を確率的に決定した後、 λ 、入射角 θ 、エタロンの相対角 α から各反射率を計算する。その後、反射率と位相差から O beam、H beam の波動関数を計算し、観測されるかを判定する。

また、上流、下流の偏極ミラーに一回だけ反射する成分は他の経路と干渉しないが検出器では O beam と区別がつかないこと、上流偏極ミラーで反射した後、下流の両ミラーを透過する成分も同様に検出器では H beam と区別がつかないことを考慮した。これらは最も主要なバックグラウンドとなり、干渉のコントラストを下げる。

波動関数の計算において g は 9.80 m/s^2 の定数として扱った。

入射角 θ は 0.9 deg とし、エタロン間距離 l は 150 mm とした。これは実際の装置と同じ値である。また、ビームの波長分布 (図 4.1)、エタロンの形状および多層膜ミラーの性質 (表 4.1 など) も、第 4 章で説明する実際の装置と同様のパラメータに設定した。

2.3.2 O-H/O+H の反射率依存性

まず、このシミュレーションモデルを用いて、干渉計に中性子ビームを照射したとき干渉の様子がみられるのか調べた。ここでは、入射角は $\theta = 0.9 \text{ deg}$ とし、上流のエタロンに入射する中性子数を実際の装置で一時間弱に相当する 10^5 個とした。

図 2.8, 2.9 は、それぞれ二つのエタロンの相対角 α を $\alpha = 0.0, 10.0 \text{ } \mu\text{rad}$ として、波長と O-H/O+H の関係を示したものである。また、図中の赤線は理論値である。

両図共に $0.7 \sim 1.0 \text{ nm}$ において振動構造が見られるが、これは主に前節で見た反射率の波長依存性によるものである。実際、 $\alpha = 0.0 \text{ } \mu\text{rad}$ のとき、 $\Delta\Phi = -\frac{2\pi\lambda m^2 g S \sin \delta}{h^2}$ であるから、 $0.7 \sim 1.0 \text{ nm}$ において位相は一周期分も変化しない。また、図 2.8 と図 2.9 で谷の数が変わらないことから、 $\alpha = 10.0 \text{ } \mu\text{rad}$ のときも、主に反射率によって振動していることが分かる。

このシミュレーション結果において、反射率を既知として α と λ を fitting によって求めると、例えば $\alpha = 0.0 \text{ } \mu\text{rad}$ のときで $g = 4.37 \pm 3.64 \text{ m/s}^2$ という結果が得られ、シミュレーションに用いた値と 2σ の範囲で一致する。また、誤差もおおよそ測定時間 T に対しておおよそ $\frac{1}{\sqrt{T}}$ に比例していた。

しかし、実際には各ミラーの反射率は厳密には分からず、反射率を未知とする必要があるうえ、振動が主に反射率によって決まることから、この手法によって干渉を見て、 g を測定することはできないと考えられる。

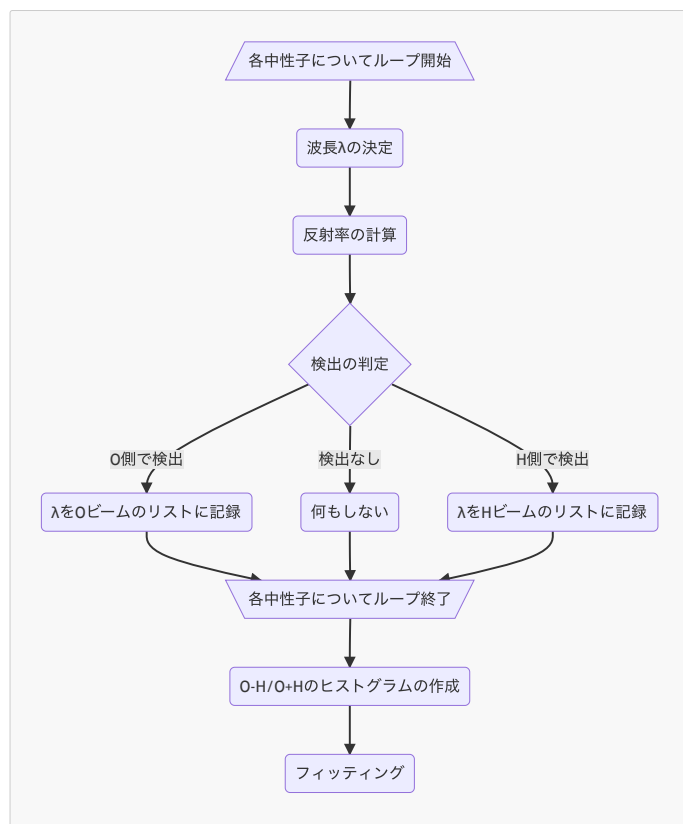


図 2.7: シミュレーションの概要.

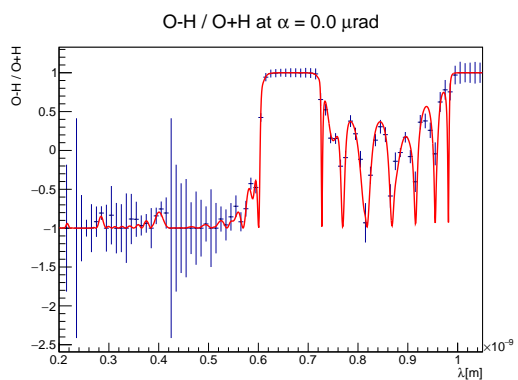


図 2.8: 相対角 $\alpha = 0.0 \mu\text{rad}$ のときの λ による O-H/O+H の変化.

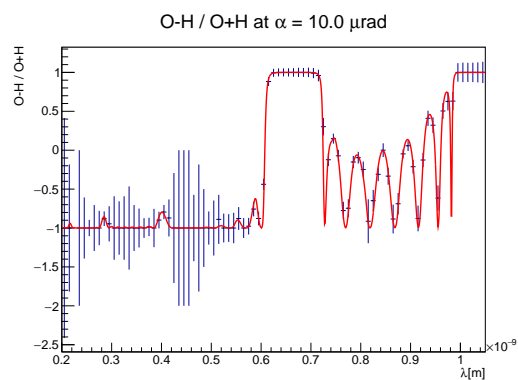


図 2.9: 相対角 $\alpha = 10.0 \mu\text{rad}$ のときの λ による O-H/O+H の変化.

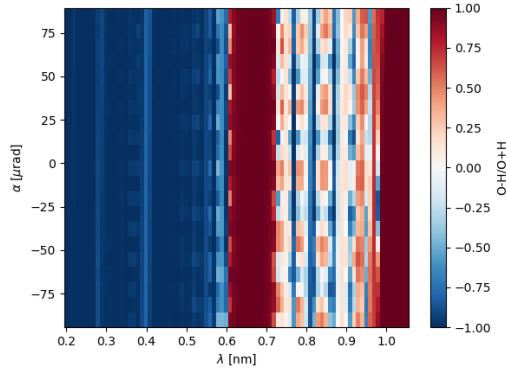


図 2.10: λ と α による O-H/O+H の理論値の変化. α 軸方向に干渉縞が見える. また, 干渉縞は $\lambda = 0.0 \text{ nm}$ から放射状に伸びている.

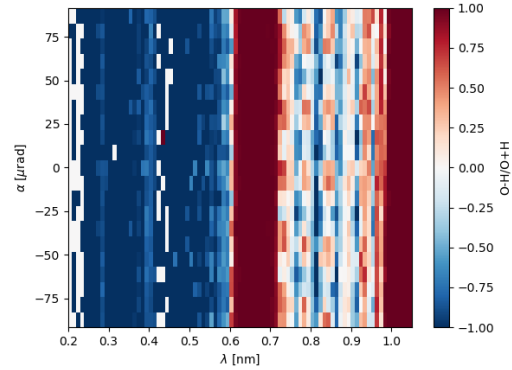


図 2.11: 入射粒子数 10^6 のときの O-H/O+H の変化. 低波長で O, H ともに検出されていない領域は白抜きしてある.

2.3.3 O-H/O+H の相対角依存性

前節の結果から, 単純に干渉計にビームを照射するだけでは干渉が見られないことが分かった. そこで, 二つのエタロン間にあえて微小な相対角 α を加えることで, α の変化による O-H/O+H の変化から干渉の様子をみることを考えた.

まず, 相対角 α を変化させたときの, O-H/O+H の理論値を図 2.10 に示す. α が変化しても反射率はあまり変わらないため, 干渉による振動構造が見えることが分かる. また, 干渉縞は $\lambda = 0.0 \text{ nm}$ から放射状に伸びているように見えるが, これは位相差が

$$\Delta\Phi = -\frac{2\pi\lambda m^2 g S \sin\delta}{h^2} - \frac{4\pi d\alpha}{\lambda} \quad (2.3.1)$$

で与えられるため, α 軸の干渉縞の周期が λ に比例しているためである.

この干渉縞を見ることによって, g を測定できるか確かめるため, 前述のモデルによりシミュレーションを行った. 図 2.11 は, 入射粒子数 $N = 10^6$ としたときのシミュレーション結果である. なお, 図の低波長領域では O, H beam 共に観測されない場合があり, そのような領域は白抜きとなっている.

ところで, O-H/O+H は反射率によって決まる項 $A(\lambda, \alpha), B(\lambda, \alpha)$ を用いて

$$\frac{O-H}{O+H}(\lambda, \alpha) = A(\lambda, \alpha) \cos \Delta\phi + B(\lambda, \alpha) \quad (2.3.2)$$

の形で表せた. そこで, λ を固定し, 反射率が α であまり変化しないことに注意して α の二次までで展開すると,

$$\left. \frac{O-H}{O+H} \right|_{\lambda}(\alpha) = (a_0 + a_1\alpha + a_2\alpha^2) \cos(c_1\alpha + \Delta\phi_g) + b_0 + b_1\alpha + b_2\alpha^2 \quad (2.3.3)$$

と表せる. つまり, 式 2.3.3 で測定データを fit することで, 各 λ における $\Delta\phi_g$ を求めることができる.

図 2.12 は, 図 2.11 のシミュレーションの $8.4 \text{ nm} \leq \lambda \leq 8.5 \text{ nm}$ の範囲における O-H/O+H の変化を示したものであり, 赤線は fitting 結果である. 同様に各 λ で fit を行い, $\Delta\phi_g$ の値を求めた結果を図 2.13 に示す.

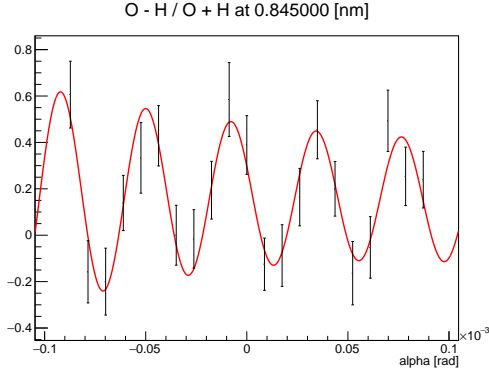


図 2.12: 入射粒子数 10^6 のときの $8.4 \text{ nm} \leq \lambda \leq 8.5 \text{ nm}$ における O-H/O+H の変化. 赤線は fitting 結果.

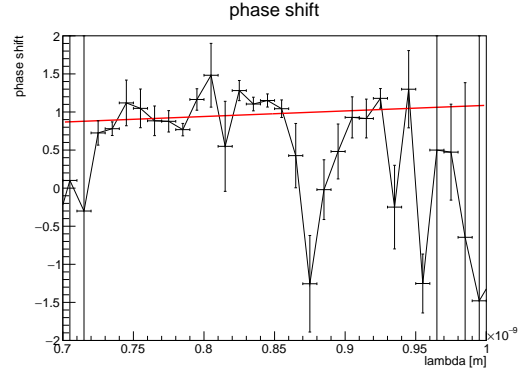


図 2.13: 入射粒子数 10^6 のときの $\Delta\Phi_g$ の波長依存性. 周期性から, $\Delta\Phi_g \in (-\pi, \pi]$ の範囲に制限した.

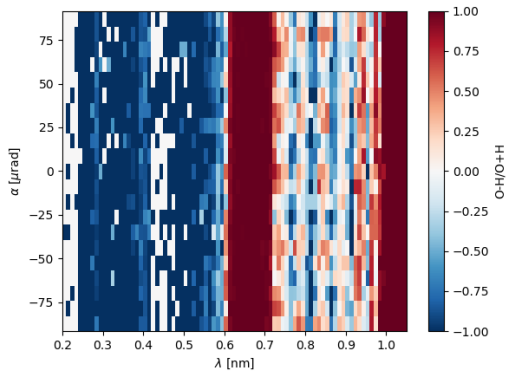


図 2.14: 入射粒子数 4×10^5 のときの O-H/O+H の変化. 図 2.13 より不鮮明だが, 干渉縞は見える.

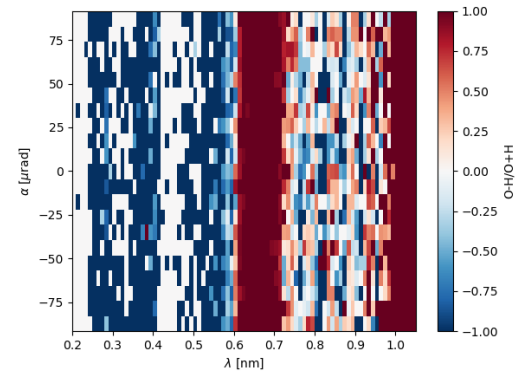


図 2.15: 入射粒子数 10^5 のときの O-H/O+H の変化. 統計誤差が大きすぎて干渉縞は見えない.

ただし, 周期性により $\Delta\Phi_g$ には 2π の不定性があるから, $\Delta\Phi_g \in (-\pi, \pi]$ の範囲に制限した. $\Delta\Phi_g$ は

$$\Delta\Phi_g = -\frac{2\pi\lambda m^2 g S \sin \delta}{h^2} = c_2 g \lambda \quad (2.3.4)$$

と書け, c_2 は既知の量だから, $\Delta\Phi_g$ から g を求めることができる. 今回のシミュレーションでは λ が一点ではなく幅を持っていることを踏まえ, 定数項を加えた

$$\Delta\Phi_g = c_2 g \lambda + c_3 \quad (2.3.5)$$

という関数形で fitting を行った.

図 2.13 から得られた g の値は $g = 4.66 \pm 5.26 \text{ m/s}^2$ であった. 誤差は統計誤差による.

次に, 干渉縞を見るのに必要な粒子数を知るために, 入射粒子数が少ない状況を考えて. $N = 4 \times 10^5$ のときの結果を図 2.14 に, $N = 10^5$ のときの結果を図 2.15 に示す.

図 2.14 では不鮮明ながら干渉縞が見え, $\lambda = 0.0 \text{ nm}$ から広がっている様子が見えるが, 図 2.15 では統計誤差によりほとんど見えなくなっている. $N = 10^5$ が実際の装置で一時間弱に相当することを考えれば, 数時間

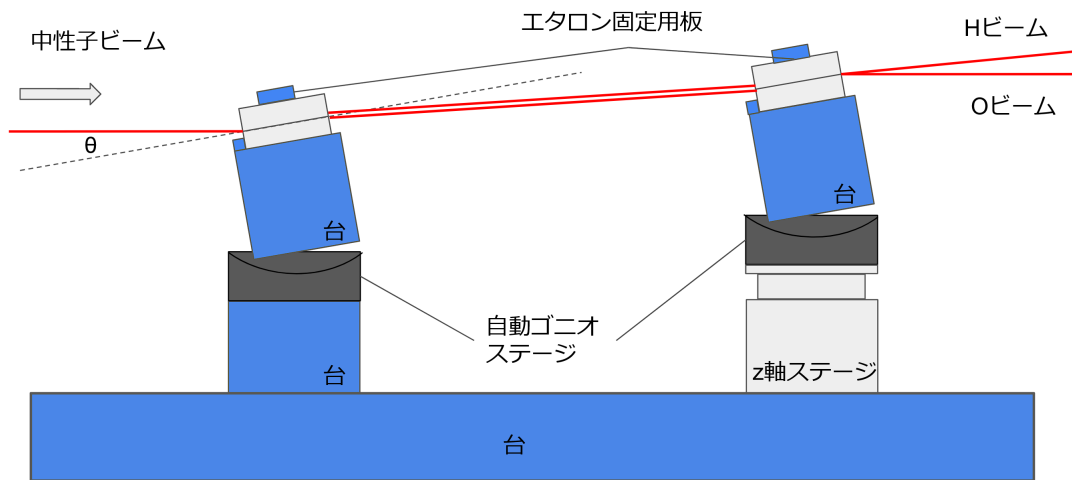


図 2.16: 実験装置の概略. 二台の自動ゴニオステージと自動 z 軸ステージにより入射角 θ を制御し, 下流の自動ゴニオステージによりエタロンの相対角 α を制御する.

の測定によって干渉縞が見えると期待できる.

以上のシミュレーション結果から図 2.16 のような設計の測定装置を作成し, 測定を行った.

第3章

予備実験

3.1 目的

本実験では二つのエタロンの相対角 α を変えて干渉縞の変化を調べる. α を正確に知る必要があるため, 本実験で使用する自動ゴニオステージ (シグマ光機, SGSP-60A100) の 1 pulse 当たりの角度の変化量 $\Delta\alpha$ の精度測定を行った. 説明書によると, ゴニオステージの最小分解能は, 約 1 mdeg/pulse であるので, 誤差 1% 程度の精度で $\Delta\alpha$ を測定することが目標となる.

3.2 セットアップ

実験装置の概念図と実際の写真をそれぞれ図 3.1, 3.2 に示す.

スクリーン (ホワイトボード) やレーザー (ムラテック KDS, KLM-1P), カメラ (サンワサプライ, CMS-

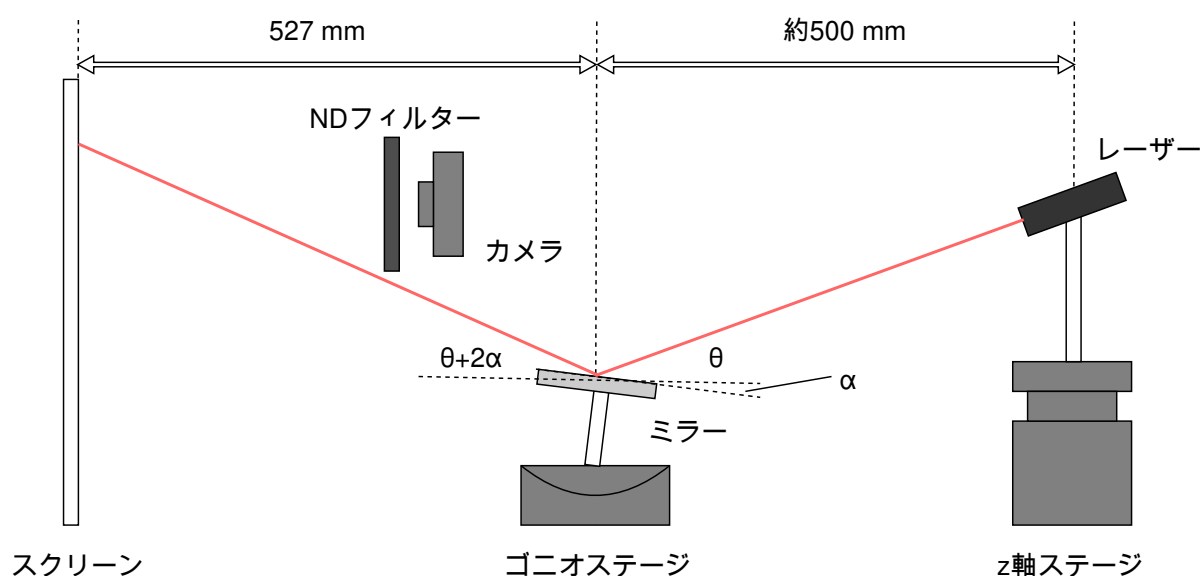


図 3.1: 実験装置の概念図. ミラーの角度を少しずつ変化させ, スクリーンにあたるレーザーの位置の変化からゴニオステージの分解能 [deg/pulse] を求める.

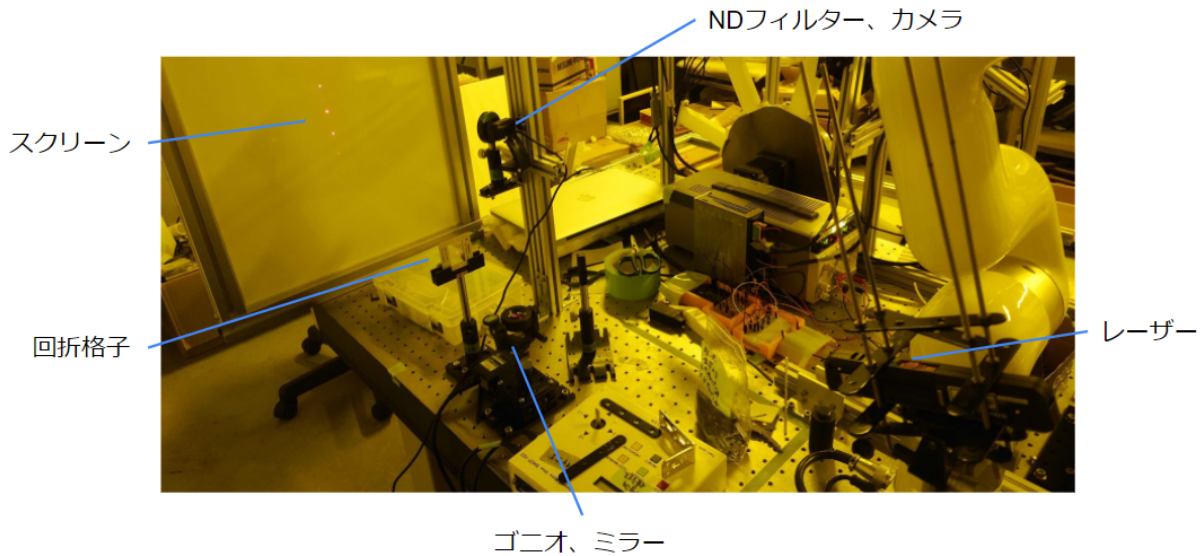


図 3.2: 実験装置の実際の写真. 当初はレーザー光の干渉を利用しようと考えていたため回折格子を設置していたが、最終的には撤去した.

V41BK) の揺れによる影響を取り除くために、除振台の上に全ての装置を設置した. ミラー (シグマ光機, TFA-25C05-4) はジンバル式ミラーホルダー (シグマ光機, 型番不明) を用いてゴニオステージの上に固定した. レーザーも同様のホルダーにボルト等を用いて固定し、入射角を調整できるようにした. 写真上でのレーザーの明るさが最大値 255 を超えないようにすると同時に、後述するレンズ内での光の反射によるゴーストの影響を緩和するために、ND フィルター (シグマ光機, FND-30C02-1) を設置した.

当初、レーザー光の干渉を利用して光を弱めることや各次数の点の相対距離から回折格子とスクリーン間距離の精密な測定のために回折格子を用いることを想定していたため、図 3.2 では回折格子が設置されている. しかし、ND フィルターで光量を絞ったこと、レーザーが回折格子にあたる点の変化を考える際にミラーと回折格子間距離を結局は測定する必要があることが分かったことから、最終的には撤去した.

3.3 原理

水平面に対して角度 θ で入射させたレーザーを、ゴニオステージの上に固定したミラーで反射させスクリーンに写った像をカメラで撮影する. 図 3.1 にあるようにゴニオステージを α だけ傾けると、水平面に対して $\theta + 2\alpha$ の方向に反射する. ミラー中心からスクリーンまでの距離を L とすると、スクリーンに写る像の位置 z は、

$$z = L \tan(\theta + 2\alpha) \simeq \frac{2L}{\cos^2 \theta} \alpha + \text{const.} \quad (3.3.1)$$

となる. ここで $\frac{\alpha}{\theta} \ll 1$ であることを用いた. ゴニオステージに x pulse だけ傾くように命令を出すと、ゴニオステージは $\alpha = \Delta\alpha x$ だけ傾く. また写真上のレーザーの高さ y と実際の高さ z の関係は、係数 a_{calib} を用いて、

$$y = a_{\text{calib}} z + \text{const.} \quad (3.3.2)$$

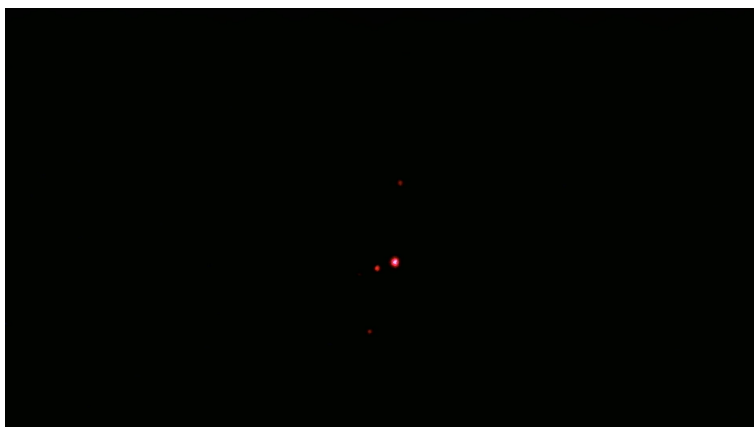


図 3.3: 解析用に撮影した実際の写真. 中央付近の最も明るい像の左下に, カメラのレンズ内反射による像であるゴーストが確認できる.

と表される. 以上よりゴニオステージが x [pulse] 傾いたときの写真上のレーザーの高さ y は,

$$y = \frac{2La_{\text{calib}}}{\cos^2 \theta} \Delta\alpha x + \text{const.} \quad (3.3.3)$$

で与えられる. 上式より, ゴニオステージを数 pulse ずつ移動させた時のレーザー位置の変化を調べることで, $\Delta\alpha$ を測定することができる.

3.4 方法

3.4.1 レーザー位置の決定方法

本実験では 1 pulse ごとの干渉縞の変化を測定するため, 高い精度で位置を決定する必要がある. そこで写真上でのレーザーが 200 pixel 程度の大きさを持つことに着目し, 輝度で重みづけした重心位置を利用する. これにより pixel サイズ (約 0.2 mm) と比較して, 約 $\sqrt{200}$ 倍の 0.01 mm オーダーで位置を決定できる.

3.4.2 ゴーストの除去

今回解析用に撮影した実際の写真を図 3.3 に示す.

図の最も明るい像が本物のレーザーのものだが, それ以外にも数点暗い像があるのが分かる. これはカメラレンズ内で光が反射したことによる像でありゴーストと呼ばれる. 特に本物の像の左下にあるものは, 位置が近いうえに輝度も本物の像の暗い部分と同程度の値を持ち, 重心計算に悪影響を与えることが予想される. よって重心位置の計算の際に, このゴーストと本物のレーザーの像を適切に分離することが重要である. 当初はゴーストの除去を threshold の設定のみで行っていた. しかし, ゴーストの最大輝度が写真によって異なり除去しきれないことがあること, 全ての写真においてゴーストを除去できるように threshold を高く設定すると本物の像の暗い部分も取り除いてしまい重心位置の計算精度が低下してしまうこと, の二点の観点から threshold のみでゴーストを除去するのは不適切な方法であることが分かった.

そこで私たちは次のように二段階に分けて重心位置を計算する方法を採用した. まず写真をグレースケールに変換し, threshold を輝度 120 に設定した上で重心位置を一度求める. 次に求められた重心位置から縦横±

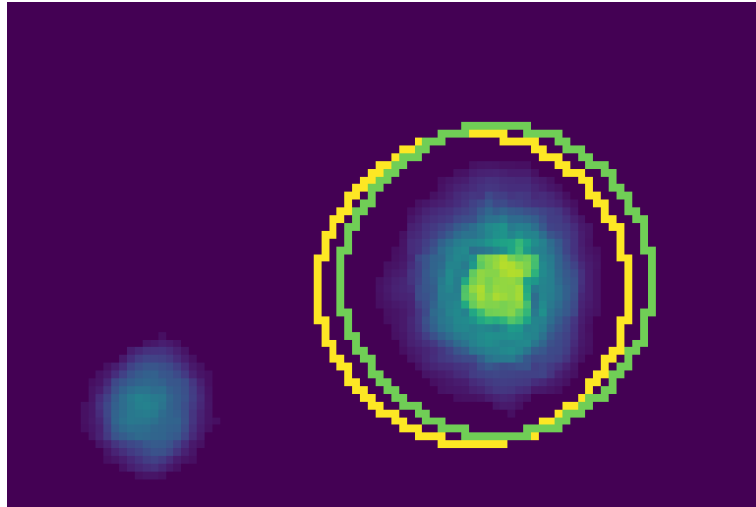
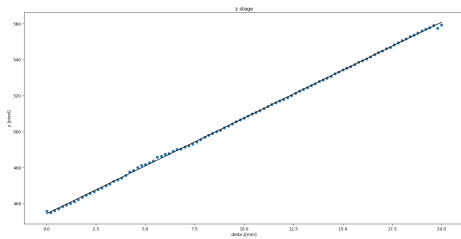
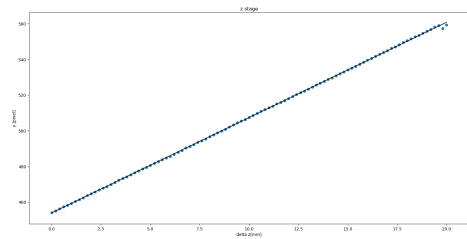


図 3.4: ゴーストの除去方法による重心位置の違い. 黄色の円の中心が threshold の設定のみで求めた重心位置で, 緑の円の中心が二段階に分けた求めた重心位置である.



(a) 実際の移動量 Δz と threshold の設定のみで重心計算した場合の写真上の高さ y の関係.



(b) 実際の移動量 Δz と二段階で重心計算した場合の写真上の高さ y の関係.

図 3.5: ゴーストの除去方法による実際の移動量と重心位置の関係の違い. (a) の $\Delta z=5$ mm 付近の直線からのズレが (b) では無くなっている.

20 pixel の範囲だけを用いて, threshold を輝度 20 にして求めた重心位置をレーザーの位置とする. このように二段階に分けて重心位置を求めることで, 本物の像のうちゴーストよりも暗い部分を捨てずに, ゴーストを完全に除去することができる. 重心位置を threshold の設定のみで求めた結果 (黄色の円の中心) と二段階に分けて求めた結果 (緑の円の中心) を図 3.4 に示す.

図 3.4 から確かにゴーストを除去できていることがわかる. これにより, 図 3.5a, 3.5b に示すように実際の移動量と写真上の位置が非常にきれいな直線関係になった.

3.4.3 z 軸ステージを用いた写真上の位置のキャリブレーション

式 3.3.2 の係数 a_{calib} を求めるために, z 軸ステージ (シグマ光機, OSMS80-20ZF-0B) を用いて写真上での位置のキャリブレーションを行った. 概念図を図 3.6 に示す.

z 軸ステージの上に固定したレーザーをスクリーンに垂直に入射させ, スクリーンに写った像をカメラで撮

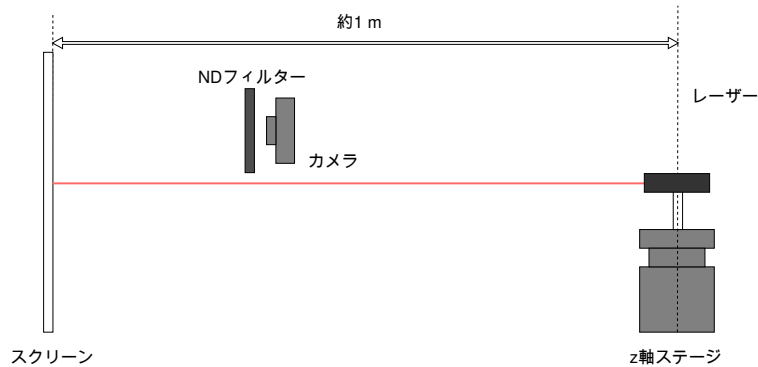


図 3.6: z 軸ステージによる写真上の位置のキャリブレーションの概念図. z 軸ステージでレーザーを移動させ、像を撮影することで、実際の移動距離と写真上での移動距離の関係を求めることができる。

影した. z 軸ステージは地面と垂直に設置しているので, z 軸ステージでレーザーを移動させるとスクリーンに写る像も同じだけ移動する. これを繰り返すことで写真上の位置と実際の移動距離の関係を求めることができ, そのグラフの傾きが a_{calib} となる. 今回は z 軸ステージの機械原点を 0 とし, 1000 pulse ごとに 100 回, 計 20 mm の範囲を調べた. 20 mm はゴニオステージの精度測定の際の移動量と同程度の距離である. カメラレンズによる歪みを考慮し, ゴニオステージの精度測定の際に使用する, minus 側: 700 pixel から 800 pixel と plus 側: 480 pixel から 580 pixel の二つの領域それぞれで測定を行った.

3.4.4 水平面に対する入射角 θ_0 の測定

垂直に立てた定規にレーザーがあたる高さを 100 mm ごとに計測し, それらの関係のグラフの傾きが $\sqrt{1 - 1/\cos^2 \theta_0}$ であることからレーザーの水平面に対する入射角 θ_0 の測定を行った.

3.4.5 ゴニオステージの精度測定

今回使用したゴニオステージは -5 deg から 5 deg の範囲を約 10 000 pulse に分けて移動することができる. 本実験ではエタロンを約 1 deg 傾けて使用するため, 1 deg 付近の角度の精度が特に重要である. そこで, $-0.5 \text{ deg} \rightarrow -1.5 \text{ deg}$, $-1.5 \text{ deg} \rightarrow -0.5 \text{ deg}$, $0.5 \text{ deg} \rightarrow 1.5 \text{ deg}$, $1.5 \text{ deg} \rightarrow 0.5 \text{ deg}$ の領域を 10 pulse ごとに計 100 回移動させ, ゴニオステージの pulse 数と重心位置の関係を求めた.

3.5 結果

実際の移動量と写真上の位置の関係を図 3.7 に, fitting して得られた傾き a_{calib} の値とその誤差 δa_{calib} を表 3.1 に示す.

次に水平面に対する入射角 θ_0 の測定のために行った. 垂直に立てた定規にあたるレーザー位置の変化を図 3.8 に示す. なお, 定規にあたるレーザーの上端と下端をそれぞれ記録し, 中央の値を測定値, 誤差を 0.5 mm とした.

c_2 の fitting 結果は, 0.8777 ± 0.0016 であった.

最後にゴニオステージの pulse 数と写真上のレーザーの高さの関係を図 3.9 に, fitting して得られた傾き K

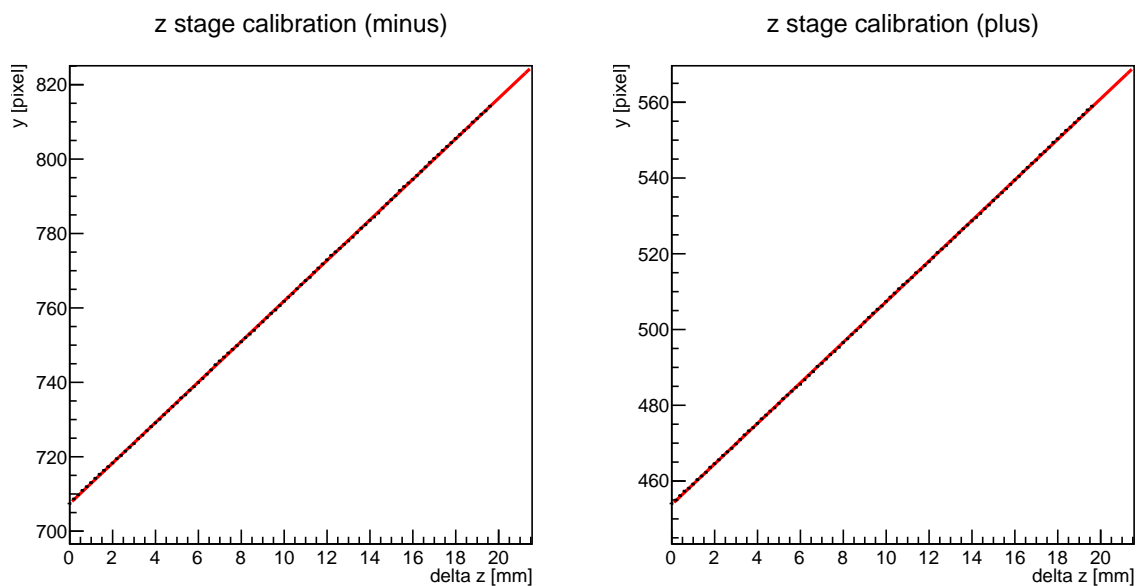


図 3.7: 実際の移動量 Δz [mm] と写真上の位置 y [pixel] の関係.

表 3.1: a_{calib} の fitting 結果.

	a_{calib} [pixel/mm]	δa_{calib}
minus 側	5.4457	0.0027
plus 側	5.3557	0.0027

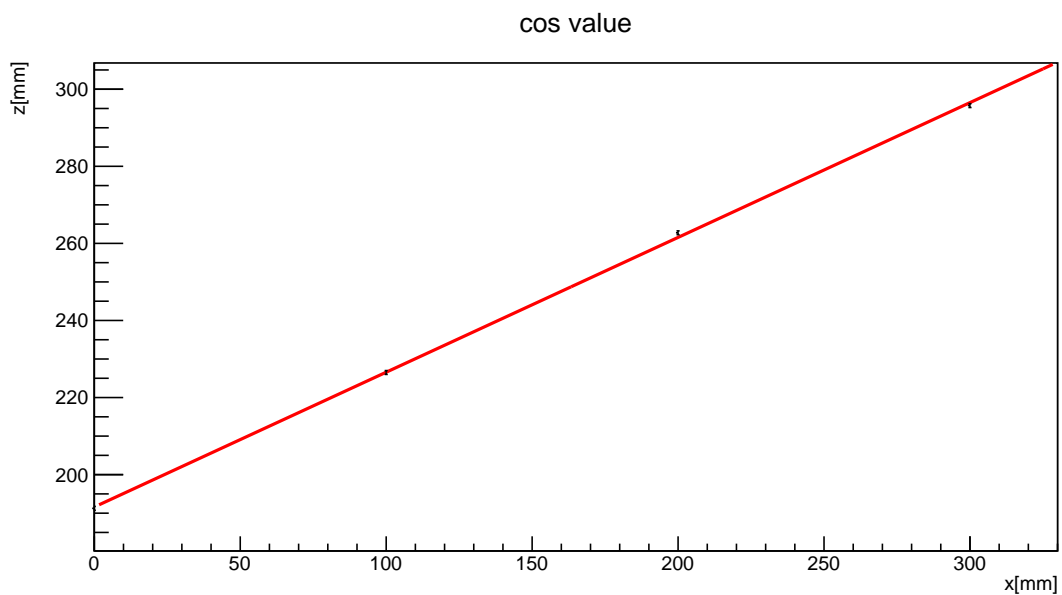


図 3.8: 垂直に立てた定規にあたるレーザー位置の高さ z [mm] と水平距離 x [mm] の関係. $x=350$ mm 付近がレーザーポインターの先端に対応する.

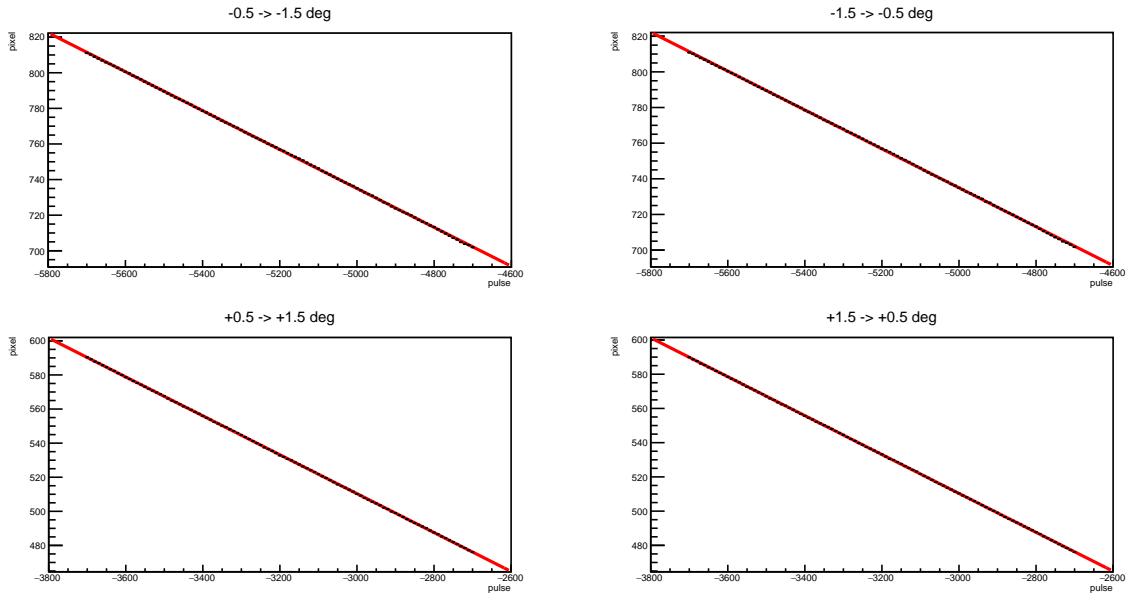


図 3.9: ゴニオステージの pulse 数と写真上の位置 y [pixel] の関係. それぞれ, (i) $-0.5 \text{ deg} \rightarrow -1.5 \text{ deg}$ (左上), (ii) $-1.5 \text{ deg} \rightarrow -0.5 \text{ deg}$ (右上), (iii) $0.5 \text{ deg} \rightarrow 1.5 \text{ deg}$ (左下), (iv) $1.5 \text{ deg} \rightarrow 0.5 \text{ deg}$ (右下) の領域の結果. グラフの横軸は機械原点を 0 とした場合の pulse 数である.

表 3.2: 各領域での K の fitting 結果.

	K [pixel/pulse]	δK
$-0.5 \rightarrow -1.5 \text{ deg}$	0.10928	6e-05
$-1.5 \rightarrow -0.5 \text{ deg}$	0.10916	6e-05
$0.5 \rightarrow 1.5 \text{ deg}$	0.11411	4e-05
$1.5 \rightarrow 0.5 \text{ deg}$	0.11363	4e-05

とその誤差 δK を表 3.2 にそれぞれ示す. なお, ゴニオステージが機械原点から -4200 pulse 傾いた時にミラーが水平になるように固定し, グラフの横軸はすべて機械原点を 0 とした場合の pulse 数とした. ミラー中心からスクリーンまでの距離 L は, $527 \pm 1 \text{ mm}$ であった.

3.6 解析

a_{calib} と K の相対誤差は約 0.05 % であった. 一方, 水平面に対する入射角 θ_0 が約 20 deg であるのに対して, 今回調べた領域の中心である $\pm 1.0 \text{ deg}$ は約 5 % と無視できないほど大きい. そこで, 以下の解析では plus 側, minus 側のそれぞれの入射角を

$$\theta = \theta_0 \pm 1.0 \text{ deg} \quad (3.6.1)$$

として, $\Delta\alpha$ を求めた.

表 3.3: 各領域での $\Delta\alpha$.

	$\Delta\alpha$ [mdeg/pulse]	$\delta\Delta\alpha$
-0.5 \rightarrow -1.5 deg	0.9946	0.0027
-1.5 \rightarrow -0.5 deg	0.9936	0.0027
0.5 \rightarrow 1.5 deg	1.0055	0.0027
1.5 \rightarrow 0.5 deg	1.0013	0.0027

式 3.3.3 より, $\Delta\alpha$ は,

$$\Delta\alpha = \frac{1}{2La_{\text{calib}}c_2} \quad (3.6.2)$$

で与えられる. パラメータ $L, c_2, a_{\text{calib}}, K$ の系統誤差を考えるために式 3.6.2 に誤差伝搬の法則を適用すると, $\Delta\alpha$ の相対誤差は,

$$\frac{\delta\Delta\alpha}{\Delta\alpha} = \sqrt{\left(\frac{\delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\delta c_2}{c_2}\right)^2 + \left(\frac{\delta a_{\text{calib}}}{a_{\text{calib}}}\right)^2 + \left(\frac{\delta K}{K}\right)^2} \quad (3.6.3)$$

で与えられる. 以上より表 3.2 の結果から, $\Delta\alpha$ の値とその誤差を求めると表 3.3 のようになった.

minus 側と plus 側それぞれの領域において, 往復の結果は誤差の範囲で一致している. しかし minus 側と plus 側の差は 2σ あり, 今回使用したゴニオステージの特性である可能性がある. ただ今回の実験に必要な $\Delta\alpha$ の精度は 1 % 程度であるので, 十分な精度で求められている. そこで本実験の解析には, 実際に使用した plus 側の領域の結果を用いた.

第 4 章

実験装置と測定方法

4.1 実験装置

4.1.1 中性子源

中性子源として、大強度陽子加速器施設 J-PARC の物質・生命科学実験施設 MLF[4] の BL05 ビームライン (中性子基礎物理工学実験装置, NOP)[5] を使用させて頂いた。MLF では、3 GeV シンクロトロンで加速した陽子を水銀の標的に衝突させることで中性子ビームを作り出し、超臨界水素を用いたモデレーターでエネルギーを下げることによって冷中性子を作り出している。NOP ビームラインでは、一本の中性子ビームをスーパーミラー・ベンダーにより三分岐して、低発散ビーム、非偏極ビーム、偏極ビームを供している。本実験では、低発散ビームを使用した。モデレータ中心から 16 m 地点において、高さ 80 mm × 幅 20 mm、強度 5.4×10^{-2} n/s/cm²、発散角 5.4×10^{-2} μstr の性質を持った中性子ビームが周波数 25 Hz で打ち出される。低発散ビームの波長分布を図 4.1 に示した。

低発散ビームでは、0.2 nm から 0.9 nm の波長の中性子が使用できる。波長のピークは 0.3 nm だが、中性子ミラーや中性子干渉の振動周期などを考慮し、0.7 nm から 0.9 nm の波長の中性子を利用した。

4.1.2 実験装置の概念図

本実験で使用した装置を横から見た概念図を図 4.2 に示した。

中性子ビームをエタロン 1 で二つの経路に分け、水平方向に 150 mm 離れたエタロン 2 に入射させることで Jamin 型干渉計を構築した。偏極ミラーとエタロン 1, 2 にはスピン保持とミラーの偏極のために、電磁石により 1.1 mT の磁場をかけた。

4.1.3 エタロン

今回は、2004 年に北口雅暁氏が作成した偏極エタロンを使用させて頂いた [3]。エタロンは、直径 20 mm の磁気ミラーと全反射ミラーがエアギャップ 9.75 μm で固定されたものである。各ミラーは、平面粗さ 3 Å 未満の石英ガラスに、二種類の金属を交互に 8 層ずつ真空蒸着させたものである。各ミラーに使われている金属とその厚さ、中性子に対するポテンシャルは表 4.1 の通りである。

ただし各層の厚さは真空蒸着に用いた装置に入力した値であり、実際の厚さはこれを 1/0.93 倍したのとなっている。これは石英ガラス表面が通常よりも装置に近い状態で真空蒸着が行われたためである。

BL05 wavelength

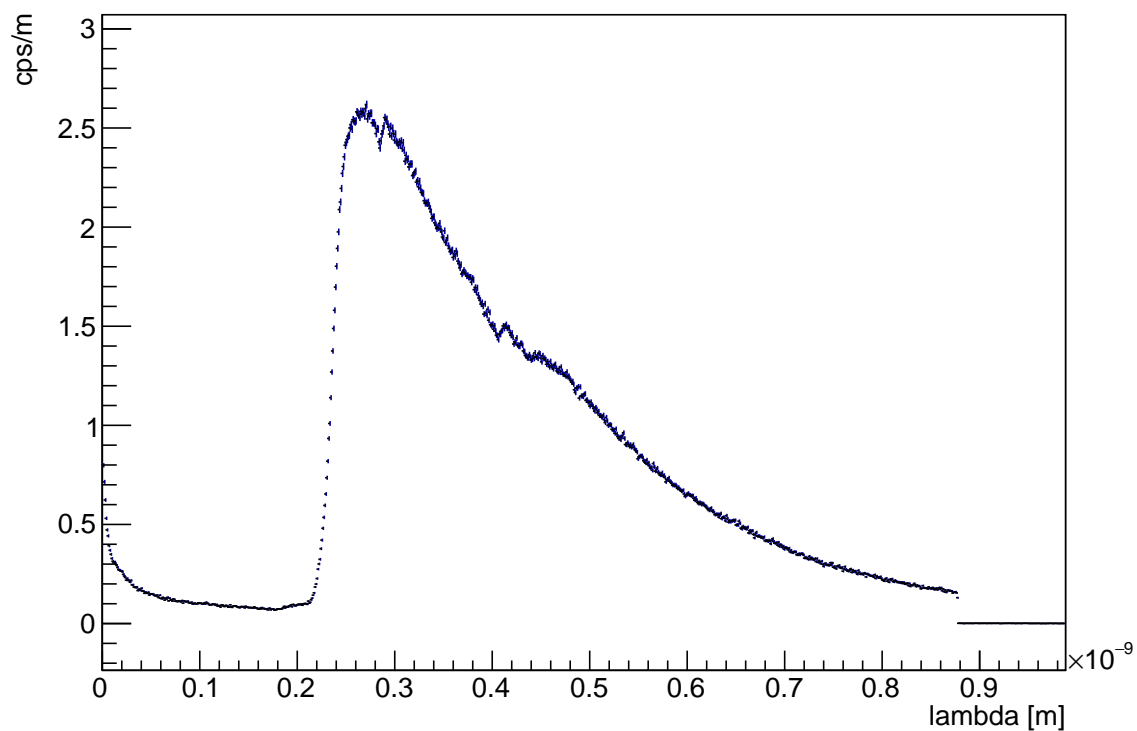


図 4.1: 低発散ビームの波長分布.

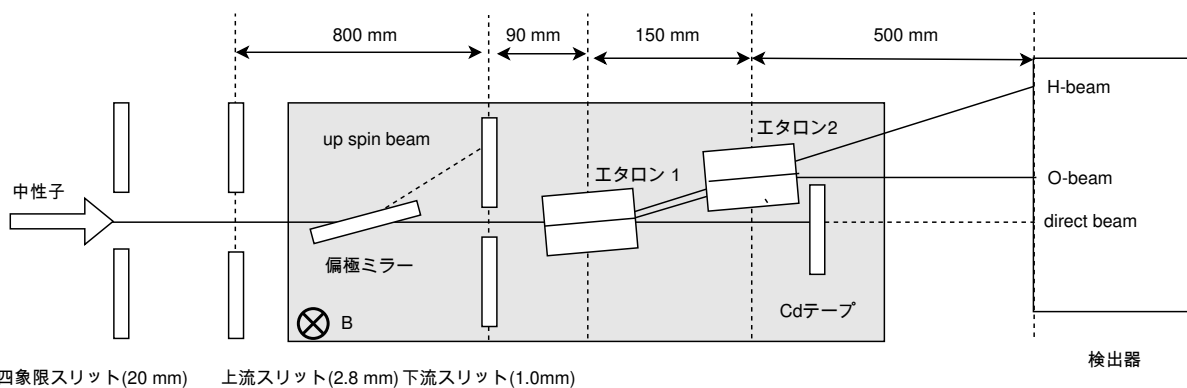


図 4.2: 実験装置を横から見た概念図. エタロンを偏極させるために, 紙面と垂直方向に 1.1 mT の磁場をかけた (灰色の領域).

表 4.1: 偏極エタロン [3] に使用されているミラーの詳細.

	金属	厚さ [Å]	ポテンシャル [neV]
磁気ミラー	Permalloy45	154.8	up スピン 297.4
			down スピン 104.4
全反射ミラー	Ge	108.4	94.1
	Ni	133.5	243.4
	Ti	98.3	0.0

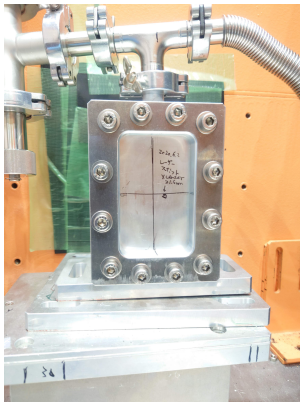


図 4.3: 四象限スリット.

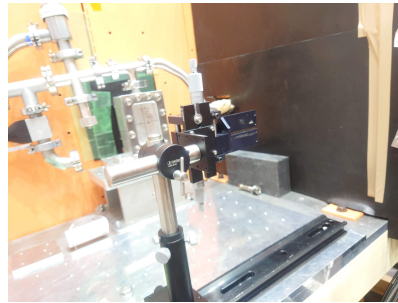


図 4.4: 上流スリット.

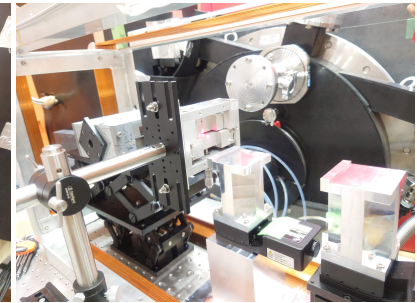


図 4.5: 下流スリット.

4.1.4 スリット

中性子ビームは鉛直方向に 80 mm 広がっているのに対し、エタロンのミラーの直径は 20 mm である。さらにこれをビームに対して 0.9 deg 傾けて設置したため、鉛直方向に約 0.3 mm の範囲のビームだけがエタロンで反射され、残りの中性子は全てノイズとなる。そこでビームラインにもとから設置してある四象限スリット (図 4.3) に加えて、偏極ミラーの直前に 2.8 mm の上流スリット (図 4.4)、エタロン 1 の直前に 1.0 mm の下流スリット (図 4.5) をそれぞれ設置した。

4.1.5 Cd テープ

3つのスリットだけでは、エタロン 1 のミラーに当たらなかった中性子が除去できず direct beam として観測され O beam と区別ができなかった。そこで、エタロン 2 の直後に図 4.6 のように direct beam だけを遮るように Cd テープを設置した。direct beam と O beam は鉛直方向に約 5 mm はなれているため、エタロン 2 の直後に設置することでビームの鉛直方向の発散を気にせずに direct beam だけを遮断することができる。

4.1.6 中性子検出器 RPMT

今回使用させて頂いた中性子検出器 (RPMT) は、鉛シンチレータにより中性子を光に変換後、PMT で増幅した信号を二次元方向に伸びたクロスワイヤーアノードで受け取り、それぞれの出力を抵抗分割して読み出す

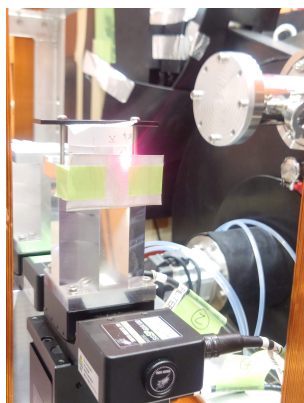


図 4.6: Cd テープ.



図 4.7: 検出器.

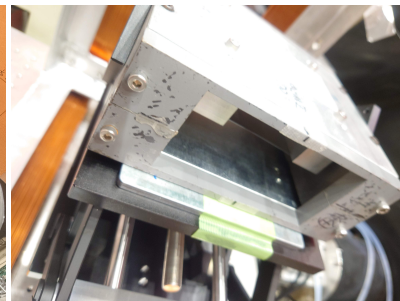


図 4.8: 偏極ミラー.

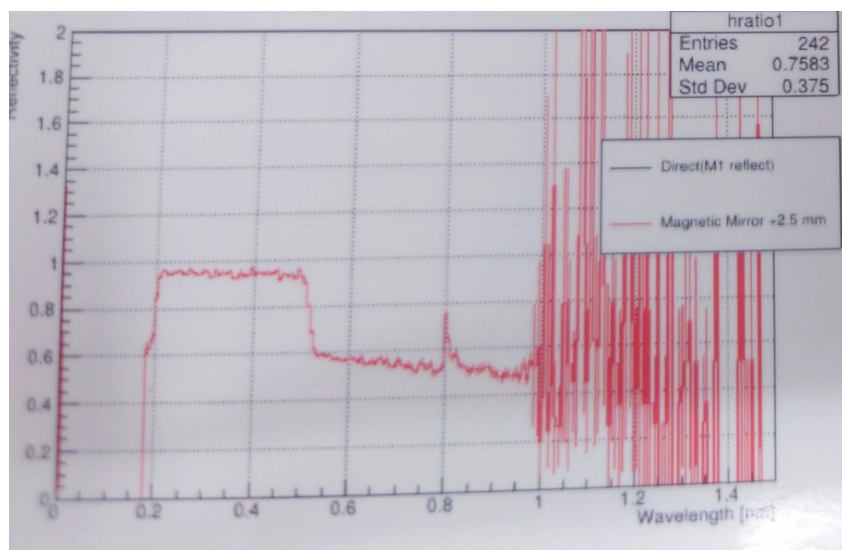


図 4.9: 偏極ミラーの有無による検出数の変化. 縦軸がミラーを設置した場合としない場合の検出数の比, 横軸が中性子の波長 [nm].

ものである [6]. これにより中性子の TOF に加えて到達した位置も測定することができる.

4.1.7 偏極ミラー

今回使用させて頂いた偏極ミラーは, ミラーに対して垂直方向の速度が 5 m/s から 30 m/s の down スピンの中性を透過させる. そこで図 4.8 にあるように, 偏極ミラーのホルダーの片側に 5 mm の板を挟みビームに対して約 2 deg 傾けて設置した. これにより約 0.5 nm 以上の波長の中性を偏極させることができる.

図 4.9 は, 縦軸が (偏極ミラーを設置した場合の検出数)/(設置しなかった場合の検出数) の値, 横軸が中性子の波長 [nm] である. 0.5 nm 付近から 1 nm にかけて検出数の比が約 0.5 になっており, ミラーを透過した中性子が偏極していることがわかる.

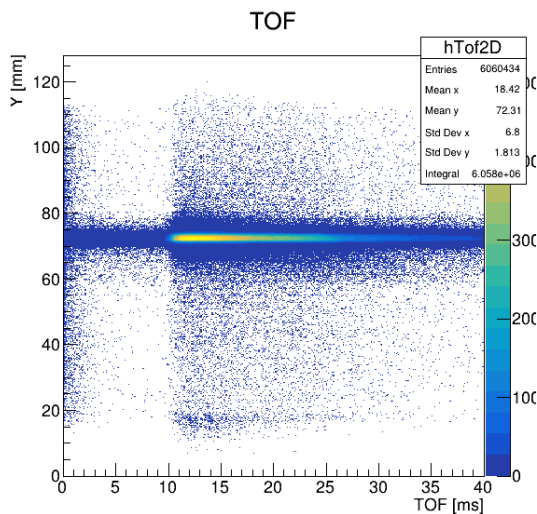


図 4.10: エタロンを設置しない場合の TOF と高さ y の関係. $y=70$ mm 付近の信号は干渉計を通らずに直進してきた中性子である.

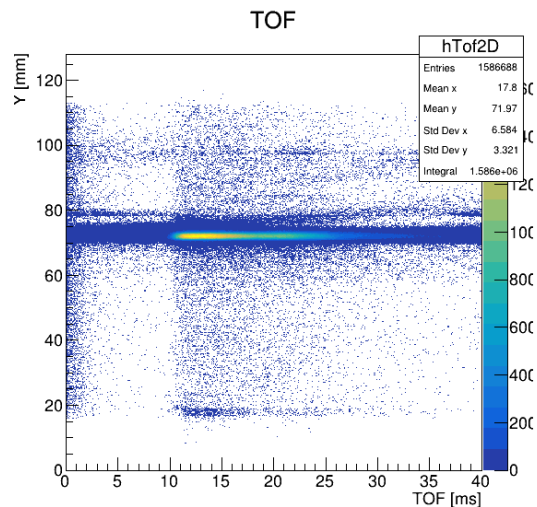


図 4.11: エタロンを設置した場合の TOF と高さ y の関係. $y=80$ mm の位置に O beam, $y=100$ mm の位置に H beam が確認できる.

4.2 アラインメントと測定方法

4.2.1 エタロンの設置

エタロンを置く台を水平器を用いてそれぞれ水平にし、約 0.1 deg の精度で二枚のエタロンを平行にした。その後、エタロンを傷つけないようにキムワイプを上下に挟んでエタロンを固定し、ゴニオステージを 0.9 deg (ハーフステップで 1800 pulse) それぞれ傾けた。

4.2.2 エタロン 1 の角度とエタロン 2 の高さの調整

図 4.10 はエタロンを設置しない場合の TOF と検出された高さ y の関係、図 4.11 はエタロンを設置し高さを調整した場合のものである。図 4.11 では O, H beam がともに観測されていることが分かる。この時の z 軸ステージの高さは 6.025 mm であったが、これは入射角が約 1.1 deg の場合に相当する。そこで、二つのゴニオステージをそれぞれ 1800 pulse から 1400 pulse に動かし、入射角を 0.9 deg にした。またそれに合わせ z 軸ステージを 4.725 mm の高さにした。その後、ゴニオステージの角度を固定したまま、 z 軸ステージを 0.1 mm ずつ移動させて変化を調べた。すると 4.925 mm で O, H beam が最もはっきり観測された。以後、エタロン 1 と z 軸ステージはこの状態で固定した。

4.2.3 エタロン 2 の角度調整

次に二つのエタロンの相対角 α を 0 に近づけるために、エタロン 2 の角度調整を行った。二つのエタロンが平行であるときに O beam は direct beam と平行になるため、direct beam と O beam の高さの差は z 軸ステージの値と同じになる。そこで direct beam の位置 72 mm の高さから 4.795 mm の位置に O beam が来る

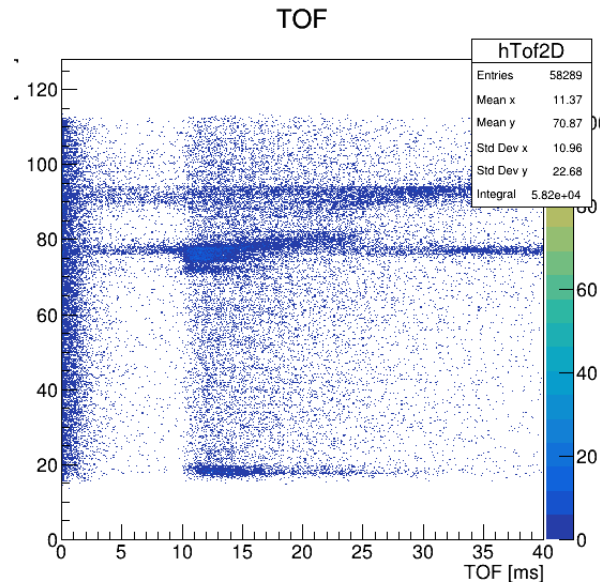


図 4.12: エタロン 2 の角度を 1300pulse にした場合の TOF と高さ y の関係. 76.795 mm の位置に O beam が来るように調整した. 直進してきた中性子は Cd テープで遮断してある.

ように, エタロン 2 の角度を 0.01 deg(20 pulse) ずつ動かした. なお, この段階で direct beam を遮断するために Cd テープを設置した. 1300 pulse での結果を図 4.12 に示す.

以上の操作により, 1300 pulse から 1320 pulse の範囲に二つのエタロンが平行になる角度があることがわかった.

4.2.4 偏極ミラーの撤去

干渉を見るためには up スピンの中性子を用いる必要があるが, 図 4.2 にあるようにミラーを透過する中性子は down スピンである. しかしビームが水平に来ることを前提としてアラインメントをしていたため, この時点でのセットアップの変更は時間的制約から不可能であった. そこで, ミラーなしの非偏極状態 (up+down) について干渉を見ることにした.

4.2.5 測定方法

エタロン 2 のゴニオステージを 1300 pulse から 1320 pulse まで 1 pulse(0.5 mdeg) ずつ変化させ, それぞれの角度で 3 分ずつ測定することを合計 4 セット行った.

表 4.2: 各測定 of 開始時間と測定内容. 4 セット目の測定は途中で設備のメンテナンスのためビームが停止した.

セット数	開始時間	備考
1 セット目	2022/03/09 1:13	3 分の測定を, 1300 pulse から 1320 pulse まで 1 pulse ずつ変化させて 21 回行った
2 セット目	2022/03/09 2:20	同様に 3 分の測定を 21 回
3 セット目	2022/03/09 3:28	同様に 3 分の測定を 21 回
4 セット目	2022/03/09 4:37	同様に 3 分の測定を 21 回行う予定だったが, 17 回目 (1316 pulse) の途中でビームが停止

第5章

結果と解析

5.1 中性子の時間・空間分布と O, H beam の判別

まず、観測された中性子の空間分布を示す。図 5.1 は、1300 pulse で固定して 30 分程度測定したときに観測された中性子の、TOF と y 座標の関係を示したものである。なお、1 pulse の大きさは 0.5 mdeg で、前章のアライメントにより 1300 pulse から 1320 pulse の間で二つのエタロンが平行になることを確認した。また、図 5.2 はそのときの x 座標と y 座標を示したものである。

TOF = 0 ms 付近に多くの中性が見られるが、これはビームの特性上、特に高速な中性子が遮断できないことによるものである。

図 5.2 において $y = 77$ mm 付近と $y = 92$ mm 付近に横線が見えており、それぞれ O beam, H beam であると考えられるので、図 5.2 の空間分布から、 $57.5 \text{ mm} \leq x \leq 77.5 \text{ mm}$, $75.0 \text{ mm} \leq y \leq 80.0 \text{ mm}$ の範囲を O beam, $57.5 \text{ mm} \leq x \leq 77.5 \text{ mm}$, $90.0 \text{ mm} \leq y \leq 95.0 \text{ mm}$ の範囲を H beam として以後解析を行った。

また、H beam で TOF = 30 ms, O ビームで TOF = 10 ms において、波長が長くなるにつれて y 座標も増加するような線が観測された。

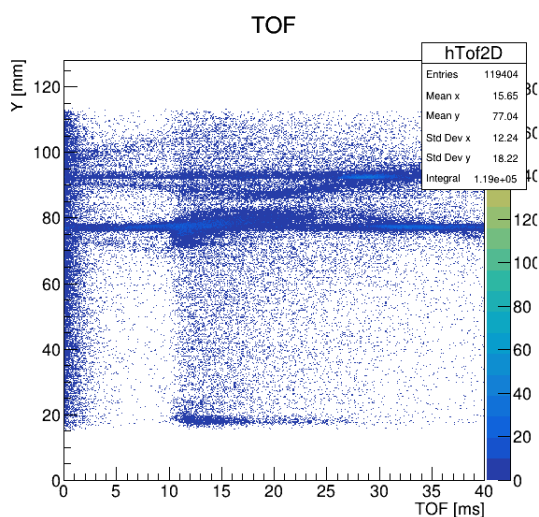


図 5.1: 観測された中性子の時間分布

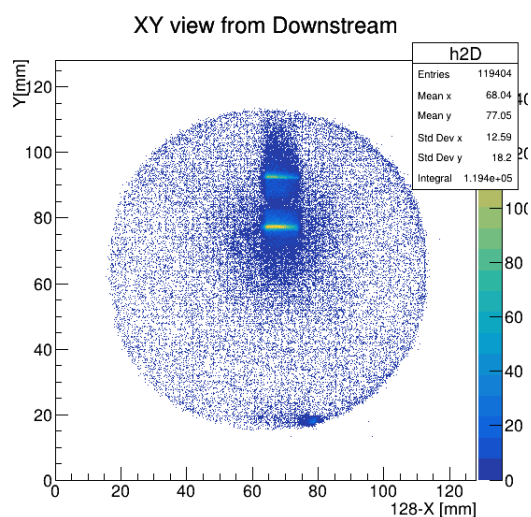


図 5.2: 観測された中性子の空間分布

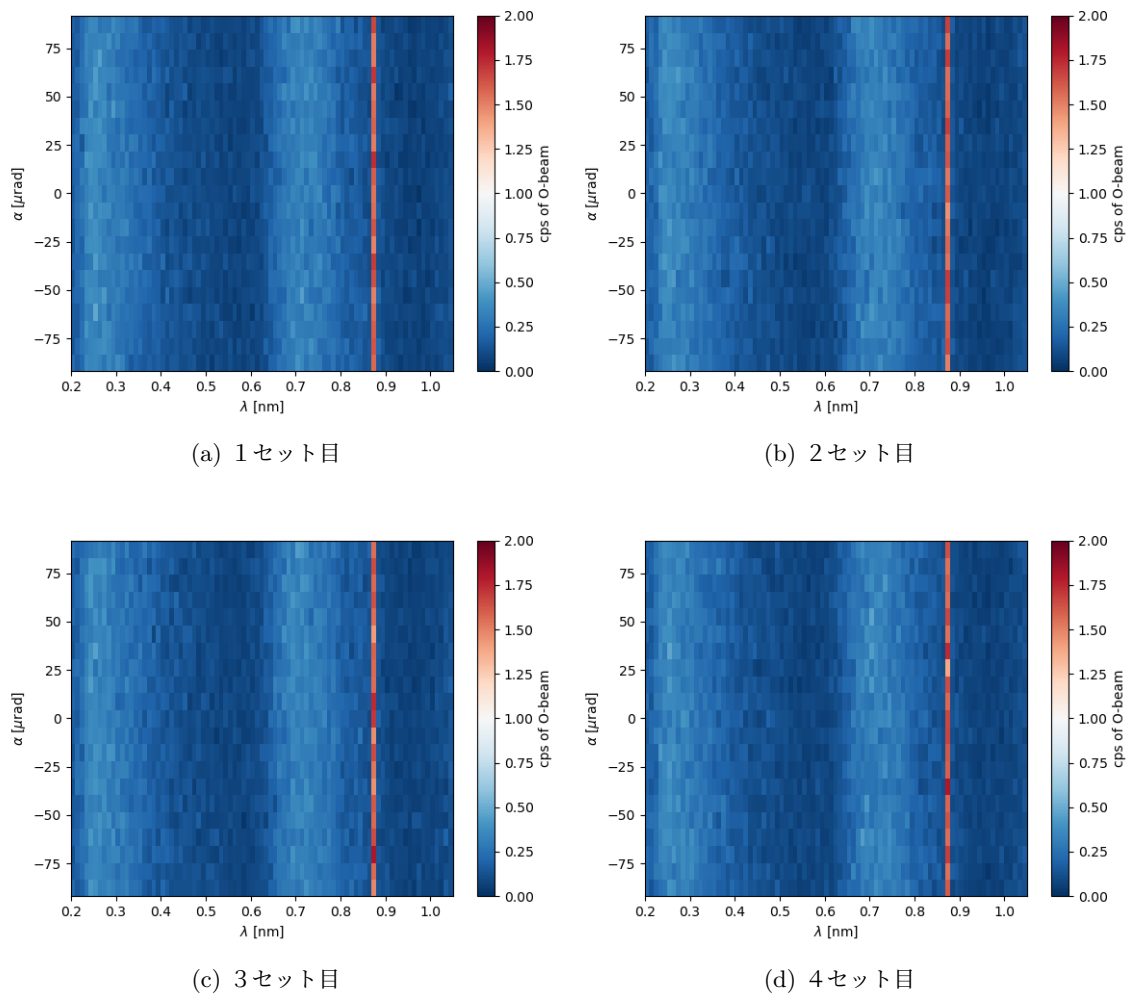


図 5.3: 各測定における O beam の cps

5.2 O, H beam の波長及び相対角による変化

図 5.3, 5.4 は先述の基準を用い, 相対角を変化させる四回の測定について, O beam と H beam の波長分布を示したものである. ここでは, 1310 pulse を $\alpha = 0.0 \mu\text{rad}$ としている. また, 波長換算する際, TOF が 0 ~ 9 ms の中性子については, 前のパルスの中中性子が遅れてきたものとして扱っている. 四回の測定結果に大きな違いはなく, また, O beam, H beam の干渉縞は見られなかった.

O beam において $\lambda = 0.87 \sim 0.88 \text{ nm}$ でピークがあるが, これは $\text{TOF} = 0 \text{ ms}$ に対応する領域で, 高速中性子によるものである.

また, O beam で 0.7 nm 付近, H beam で 0.65 nm 付近でも多くの中中性子が観測されている. この領域は, 図 2.5a, 2.6a のように多層膜ミラーの反射率が高い領域になっており, これが原因の一つと考えられる. また, 0.2 ~ 0.3 nm, 0.65 nm 付近は図 5.1 の斜線に対応する領域であるので, 0.65 nm 付近の H beam が多い原因と

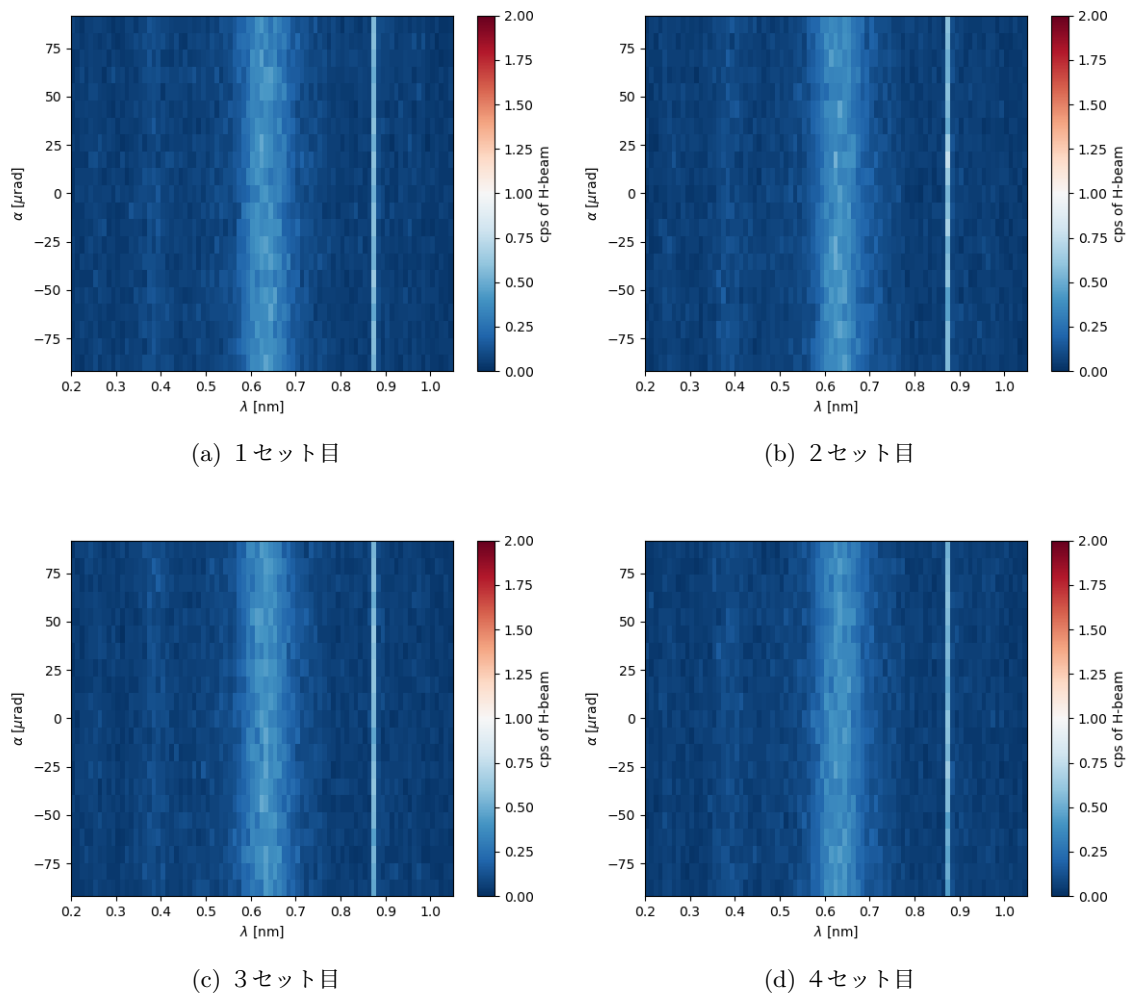


図 5.4: 各測定における H beam の cps

して考えられる。

5.3 O-H/O+H の波長及び相対角による変化

最後に, O-H/O+H の波長 λ と相対角 α による変化を示す. 図 5.5 は四回の測定のうち最初の一回の, O-H/O+H の変化を示したものである.

なお, O beam と H beam の双方で観測されなかったときは色を表示していないため, O-H/O+H=0 のときと同様白色でプロットされている. 一時間の測定だけでは, 統計量が少なく各点の誤差が大きいため, 干渉の様子をはっきりと視認することはできなかった.

次に, 四回の測定結果を一回の測定としてまとめたときの O-H/O+H の変化を図 5.6 に示す. このときもはっきり干渉の様子が見えるわけではないが, 図 5.7 で囲んだ場所が若干濃くなっているようにも見え, 振動構造と考えられる. 特に, $\lambda = 0.4 \sim 0.5$ nm では三点の外側でも同様に, 周期的に若干色の濃い領域がみられ

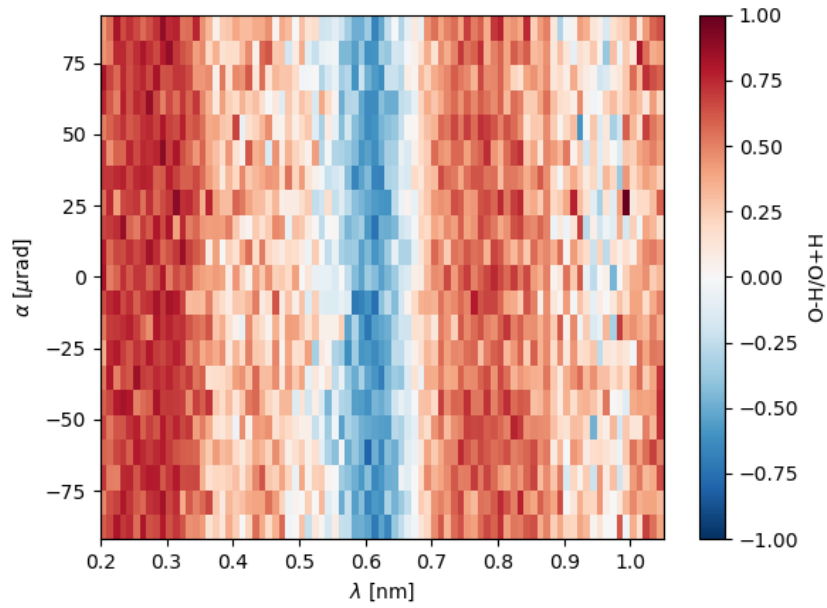


図 5.5: 1セット目の測定における λ と α による O-H/O+H の変化

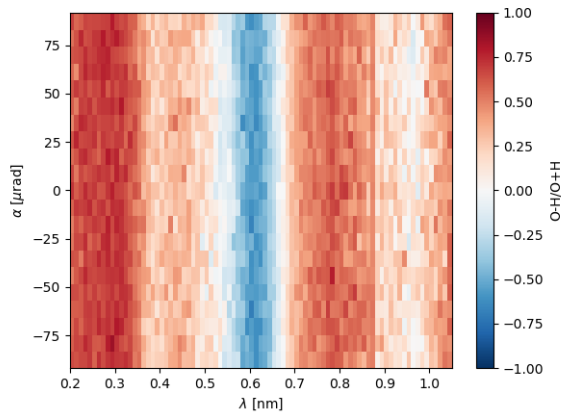


図 5.6: 四回の測定を合算した λ と α による O-H/O+H の変化.

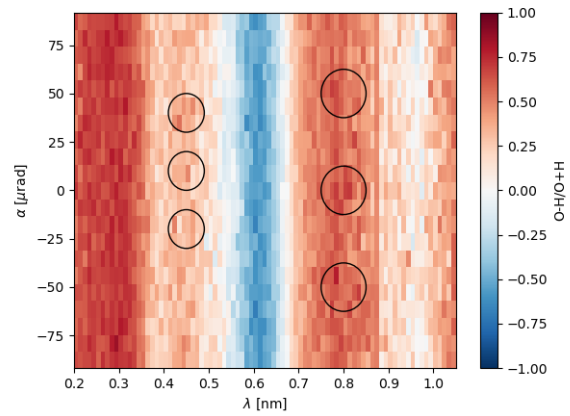


図 5.7: 円で囲んだ部分は他の場所より濃くなっているように見える.

る. ただし, 今回この構造を何らかの fitting によって得ることはできなかった.

第 6 章

考察と反省点

6.1 考察

図 5.1 で見えた斜線は波長が長くなると y 座標が上がっていることから、干渉によるものではなく、エタロンのガラスで屈折した成分であることが考えられる。

図 5.6 では不明瞭ながら図 5.7 のように、4 ~ 5 nm や 8 nm 付近において α の変化による振動構造が見えており、これは中性子干渉によるものである可能性がある。実際、図 5.7 をみると、8 nm 付近のピークの間隔は 4 ~ 5 nm のピークの間隔の二倍弱であり、これは図 2.10 のような理論計算で予想された結果と一致している。また、図 5.7 の上二つの点を結んだ線と中二つを結んだ線はおおよそ上下対称になっており、これも予想されていた結果と一致する。

一方で、この振動は事前に予想されていた干渉縞よりはるかにコントラストが弱かった。この振動が干渉によるものだとすると、コントラストが低下する原因としては無偏極の中性子を入射させたことが考えられる。本実験の装置は偏極ビームを入射させることを想定しており、up スピンと down スピンの重ね合わせ状態の中性子が偏極ミラーに入射したとき、up スピンのみの場合とは反射の仕方が変わってしまう。

他にも、波長の測定の誤差、中性子の屈折などのバックグラウンド、ゴニオステージのバックラッシュによる、 α の誤差などが考えられる。

6.2 反省点

予備実験では、ゴニオステージの角度の変化量にのみ着目していたが、本実験での使用方法を想定し、角度の絶対量にも着目すべきであった。そして本実験では、ゴニオステージのバックラッシュを測定していない以上は、1 時間 4 セットではなく 4 時間 1 セットの測定にすべきであった。これらが原因で、4 つのデータそれぞれの α の値を同じものとして扱っていいのかに疑問が残ってしまった。また本実験では偏極ミラーを急遽撤去し、エタロンのみを偏極させた。これにより、中性子のスピンの重ね合わせの状態となり、up スピンと down スピンの干渉項が出てくる可能性がある。シンプルに考えるためにも、正しい方向の偏極ビームを作ることができないのであれば、エタロンの磁気ミラーの方も無偏極で使うべきであった。無偏極であっても反射率は大きく変わらないため、セットアップの難易度が低下し本測定の時間を長くすることが可能であった。また事前の検討段階ではステージをフルステップで動かすことを考えていたため、 α を変化させる回数を 21 回としていた。しかし、本実験ではハーフステップで動かすことが可能であったため、 α を変化させる回数を 8 回から 10 回程度にして、一点当たりの測定時間を 10 分程度取るべきであった。

第7章

おわりに

7.1 結論

二つのエタロンの相対角 α による中性子干渉の振動が不鮮明ながら見えたが、確証が得られないほどコントラストが小さく、 g の測定には至らなかった。コントラストが落ちてしまった原因としては、統計量の少なさ、非偏極ビームを用いたことによる down スピンのノイズ、ゴニオステージのバックラッシュ、 λ の誤差、エタロンのガラスでの屈折等が考えられる。

7.2 今後の展望

二つのエタロンの相対角 α を変化させて干渉縞の変化を調べる実験のため、 α 一点あたりの統計量を増加させることが重要であることがわかった。そのためには、 α を変化させる回数を少なくすることやゴニオステージのバックラッシュを考慮すること、ステージが長時間同じ位置を保持できるか確かめることなどが必要となる。また、重力の影響を大きくするためにエタロン間距離を大きくすることも有効である。エタロン間距離を大きくするとアラインメントの難易度自体は上がるが、今回の手法を用いれば十分実現可能であると考えられる。

謝辞

本実験を行うにあたり、一年間ご指導してくださった指導教員の中家さん、隅田さん、木河さん、様々な助言をしてくださった TA の菅島さん、武市さん、実験の計画や当日の測定など実験全般をサポートしていただいた三島さん、北口さん、藤家さん、大変お世話になりました。この場を借りて感謝申し上げます。ありがとうございました。

参考文献

- [1] A.W.Overhauser H. Colella and S.A.Werner. Observation of gravitationally induced quantum interference. *Phys. Rev*, Vol. 34, No. 23, 1975.
- [2] M. ARIF S.A.WERNER, H.KAISER and R.CLOTHIER. Neutron interference induced by gravity: New results and interpretations. *Physica B*, Vol. 151, , 1988.
- [3] Masaaki Kitaguchi. *Cold-neutron interferometry using beam splitting etalons*. PhD thesis, 京都大学, 5 2004.
- [4] J-parc mlf 中性子源の概要. <https://mlfinfo.jp/ja/facility/sources.html>.
- [5] B105 nop ビームラインの概要. <https://mlfinfo.jp/ja/b105/>.
- [6] K. Hirota et al. Development of a neutron detector based on a position-sensitive photomultiplier. *Phys. Chem. Chem, Phys*, Vol. 7, , 2005.