

屈折率変化を利用した
レーザーによる荷電粒子測定の研究

槌本裕二
高エネルギーハドロン実験研究室 0972025

平成13年5月8日

概要

高エネルギー加速器実験において、荷電粒子の飛跡や飛行時間を検出することは、もっとも基本的な観測の1つである。ただし、1つ1つの荷電粒子を観測するためには、エレクトロニクスを用いた増幅課程が必用なため、時間分解能が悪くなってしまう。

そこで、荷電粒子が物質中を通る際に周囲の屈折率が変化する、高強度のレーザーを用いて観測することで、増幅課程を使わずに高い時間分解能で粒子の飛行を検出できないかと考えた。

回折格子型干渉計・マイケルソンモーレー型干渉計・マハツェンター型干渉計・偏光変化検出計の4つを考案し、そのうち、マハツェンター型干渉計の数値実験と、偏光変化検出計の実験を行った。

目次

第 1 章	目的と着目	2
1.1	屈折率の揺らぎ	2
第 2 章	陽子の発生と CR39 での測定	3
2.1	薄膜衝撃法による荷電粒子生成	3
2.2	固体飛跡検出器 CR-39[1]	3
2.2.1	限定エネルギー損失	3
2.2.2	CR-39 の解析	4
第 3 章	検出原理	6
3.1	偏光変化検出計	6
第 4 章	実験内容	11
4.1	グランレーザープリズムの性能測定	11
4.2	荷電粒子測定	12
第 5 章	実験結果	15
5.1	消光比の検査	15
5.2	陽子の検出	15
第 6 章	考察	20
第 7 章	謝辞	21
第 8 章	付録 アイデアのみに終わったその他の干渉計たち	23
8.1	回折格子型干渉計	23
8.2	マイケルソンモーレー型干渉計	23
第 9 章	付録 マハツェンダー型干渉計の数値実験	24
9.1	検出原理	24
9.2	実験内容	24
9.2.1	ジオメトリ	25
9.2.2	レーザーの表現	25
9.2.3	干渉計算アルゴリズム	25
9.2.4	ガウス分布乱数	25
9.2.5	マハツェンダー型干渉計の模擬実験	26
9.3	実験結果	26
9.3.1	平行度	26
9.3.2	面精度	26

第1章 目的と着目

陽子や電子などの1粒子を検出する時には、従来より光電子増倍管のように、検出器がとらえた微弱な信号をエレクトロニクスで増幅することによって観測可能にしていた。そのため、増幅に際して信号がぼやけ、1ps程度の時間分解能が限度であった。

本研究では、将来的に荷電粒子検出における時間分解能を向上させるために、増幅過程を必要としない検出原理を考案し、また基礎研究を行った。

増幅しなくても検出器で検出できる大きさのシグナルを得る必要があるため、外部から非常に強いレーザーを入射し、そのレーザーの変化を観測することで、十分大きなシグナルを得ることを試みた。

媒体中を荷電粒子が通過する際の媒体の電場の揺らぎに注目し、増幅過程を経ることなく1粒子を測定できないかを研究した。

1.1 屈折率の揺らぎ

プラズマ中を荷電粒子が通過すれば、電磁相互作用によって感電粒子の近傍のプラズマ粒子が振動する。振動しているプラズマ中では、部分的に粗密の揺らぎができ、ここでは屈折率が変化している。[2]

表 1.1: 主な物質の荷電子密度

物質	荷電子密度 [m^{-3}]
Cu	1.69×10^{29}
Fe	1.70×10^{29}
Al	1.80×10^{29}

この論文では、電子プラズマを例に計算されている。電子プラズマの振動数 ω_p は

$$\omega_p = 25[\text{eV}] = 25 \frac{1.6 \times 10^{-19}}{1.05 \times 10^{-34}} = 3.8 \times 10^{16} [\text{Hz}] \quad (1.1)$$

に設定されている。電子プラズマのプラズマ振動数は、電子密度 n_e を用いて

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} = 56.4 \sqrt{n_e} \quad (1.2)$$

で表されるので、このときの電子密度は

$$n_e = \left(\frac{3.8 \times 10^{16}}{56.4} \right)^2 = 4.54 \times 10^{29} [\text{m}^{-3}] \quad (1.3)$$

である。

主な物質の電子密度を、表 1.1 にあげておく。

第2章 陽子の発生とCR39での測定

2.1 薄膜衝撃法による荷電粒子生成

今回の実験で測定する荷電粒子の発生は、テラワット・フェムト秒レーザーを用いた薄膜衝撃法で行うことにした。薄膜は炭化水素の高分子で、今回の実験では呉羽化学の「クレラップ」を使用した。

2.2 固体飛跡検出器 CR-39[1]

荷電粒子は鉱物や無機ガラス、プラスチックなどの絶縁体中に超顕微鏡的な飛跡を作る。この性質を利用したのが固体飛跡検出器である。

この中を荷電粒子が通過すると、その通り道に沿って分子鎖が切断される。切断されて分子量の低下しているところは、他の場所よりも化学的に活性であるので、一般的に損傷を受けた部分は長時間たつと分子の熱拡散によって回復してしまう。また、この分子鎖の切断部分は非常に微視的なので光学顕微鏡では見ることができない。そのために化学溶液に浸して飛跡を拡大させて損傷を定着させる。この作業をエッチングと呼び、これによって拡大された穴をエッチピットと呼ぶ。

2.2.1 限定エネルギー損失

荷電粒子が物質中を通過するとき、物質を構成している原子との相互作用により徐々にエネルギーを失っていく。物質が粒子のエネルギーをどの程度奪うかを阻止能と言い、単位距離あたりのエネルギー減少で表す。阻止能 $-\frac{dE}{dx}$ は

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 Z z^2 e^4}{m v^2 A} \left(\ln \frac{2 m v^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 \right) \quad (2.1)$$

x	物質の厚み [g/cm ²]	N ₀	アボガドロ数
m	荷電粒子の質量	z	荷電粒子の電荷価数
A	物質の質量数	Z	物質の原子番号
v	荷電粒子の速度	β	v/c
e	電気素量定数	I	平均イオン化ポテンシャル

である。

荷電粒子は徐々にエネルギーを失って、最後に止まってしまう。止まるまでに進む距離 R は、

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{-\frac{dE}{dx}} \quad (2.2)$$

荷電粒子が減速される時、そのエネルギーは物質中の電子などに与えられるが、十分大きなエネルギーを受け取った電子は、さらに副次的な反応を起こす。 $(\delta$ 粒子)によって、物質中への荷電粒子の影響は、荷電粒子自身によって引き起こされる反応と、 δ 線による副次的な反応の両方を考える必要がある。

これを考慮した阻止能は、限定エネルギー損失 (RES)¹ と言い、

$$-\frac{dE}{dx}_{REL} = \frac{4\pi n_0 Z z^2 e^4}{m v^2 A} \left(\ln \frac{2 m v^2 \omega_0}{I^2 (1 - \beta^2)} - \beta^2 \right) \quad (2.3)$$

で表される。ここで $\omega\{0\}$ は、物質に固有の定数で、CR39 の場合、200eV を用いる。

2.2.2 CR-39 の解析

CR-39 とは固体飛跡検出器の一種で、ジエチレン・グリコール・ビスアリル・カーボネート・ポリマー (-C₂H₄-O-CO-O-C₂H₄-O-C₂H₄-O-CO-O-C₂H₄-) の板である。1978 年、当時眼鏡用レンズとして使われていたが Cartwright らがイオンの検出に有効であることを発見した。宇宙線や陽子、重荷電粒子、 α 線、中性子線の検出が可能で、現在では高エネルギー重粒子の観測や環境放射線モニタ、マイクロフィルムフィルタ技術など様々な分野で利用されている。この CR-39 の特徴としては、バックグラウンドが極めて少なく、エッチング後の透明性にも優れている。また、X 線や γ 線、電子線に対する感度は低い。

エッチングの溶液は、図 2.2.2 のように飛跡に沿った部分を速度 V_T で浸透し、そこから飛跡の壁面を速度 V_B で侵食していく。また、飛跡以外の表面部も速度 V_B で侵食していく。このときの V_T をトラックエッチング速度、 V_B をバルクエッチング速度と呼び、一般に $V_T > V_B$ という関係を持っている。この結果、円錐状のエッチピットが生成される。

これを顕微鏡で写真に撮り、半径を計測することで、エネルギーを求めることができる。

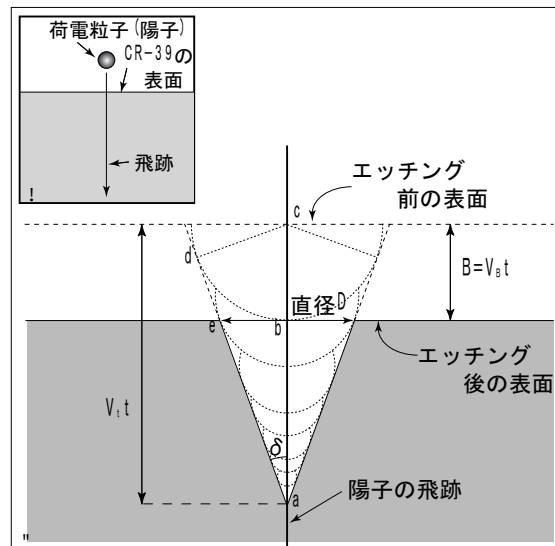


図 2.1: CR39 のエッチングによるピット生成

¹Restricted Energy Loss

固体飛跡検出器の荷電粒子に対する飛跡生成感度 S は、

$$S = \frac{V_T}{V_B} - 1 \quad (2.4)$$

で表される。

これは直接求まらないので、エッチング前後の CR39 の厚さの差 B と、顕微鏡写真で計測するピット直径 $D(= V_B t)$ から S を求める。

$\triangle acd$ において、

$$\sin \delta = \frac{V_B t}{V_T t} = \frac{V_B}{V_T} \quad (2.5)$$

$$\tan \delta = \frac{V_B}{\sqrt{V_T^2 - V_B^2}} \quad (2.6)$$

$\triangle aeb$ において、

$$\tan \delta = \frac{D}{2(V_T t - V_B t)} \quad (2.7)$$

よって

$$D = \frac{2(V_T - V_B)V_B t}{\sqrt{V_T^2 - V_B^2}} \quad (2.8)$$

$$= 2V_B t \sqrt{\frac{V_T - V_B}{V_T + V_B}} \quad (2.9)$$

$$= 2B \sqrt{\frac{V_T - V_B}{V_T + V_B}} \quad (2.10)$$

これより、

$$S = \frac{V_T}{V_B} - 1 = \frac{1 + (D/2B)^2}{1 - (D/2B)^2} \quad (2.11)$$

CR39 でのエネルギー損失とピット半径の関係は、理論に裏付けられた関係式がない [1] ため、経験的に粒子のエネルギー E と、エッジピット半径 D は、以下の関係にあるものとする。

$$E = e^{a(b-D)} \quad (2.12)$$

すでにエネルギーのわかっている電子を CR39 に入射させてピットの半径を測り、それをいくつかのエネルギーについて行い、式 2.12 でフィッティングして a, b を経験的に求めた。

第3章 検出原理

先に述べたように、荷電粒子がプラズマ中を通過する際に、プラズマを構成する媒体との相互作用で、周囲のプラズマ密度が局所的に変化する。そのため、荷電粒子の周辺では、屈折率がわずかながら変化している。

そこで、この変化を高強度の観測することで、増幅過程なしに荷電粒子の飛跡を観測しようと試みた。

屈折率の変化は、そこを通るレーザーの媒体中の光速度を変化させるため、変化していない部分を通り抜けたレーザーとの間に位相差や偏光の変化が生じる。この差を干渉計で検出するか、偏光の変化を偏光フィルターを組み合わせで検出するというのが基本的なアイデアである。

今回の研究の中で、4つの異なる検出原理を考案した。すべてに共通する原理として、静的な状態を通過してきたレーザーと、粒子の影響が及んでいる箇所を通過してきたレーザーとの差をみるという手法をとった。

使用したレーザーは、波長 800nm 出力 50mJ である。波長 800nm の光子 1 つの持つエネルギーは、

$$E = \frac{ch}{\lambda} = \frac{6.6 \times 10^{-34} \cdot 3.0 \times 10^8}{800 \times 10^{-9}} = 2.5 \times 10^{-19} [\text{J}] \quad (3.1)$$

となるので、1パルスあたり

$$50 \times 10^{-3} \div 2.5 \times 10^{-19} = 2.0 \times 10^{17} \quad (3.2)$$

個の光子が含まれている。

3.1 偏光変化検出計

一連の干渉計では、位相のずれを干渉計観測しようとしたために、レーザー波長よりも十分に精度のよい研磨技術が必用となり、現在の技術では非常に困難であることがわかった。そこで、位相のずれに伴う偏光のずれに注目することにした。

荷電粒子の影響により、媒体の誘電率が方向によって変化した場合、レーザーの偏光の向きによって、レーザーが感じる屈折率がかわり、その結果偏光状態が変化する。具体的には、直線偏光のレーザーを通過させた場合、各成分の位相がわずかに変化し、わずかながら楕円偏光となる。

そこで、発想を少し変え、直線偏光にしたレーザーを通過させ、その偏光面のわずかな変化を観測することを考えてみたのが、偏光変化検出計である。

レーザーは、1つ目の偏光フィルターを通過後、荷電粒子の影響を受け、2つ目の偏光フィルターに入る。

2つの偏光フィルターは、その偏光面を互いに直交させて配置してあるので、荷電粒子による影響を全く受けなかった場合には、2つ目の偏光フィルターの無効に漏れ出る光は理論上ないはずである。

ところが、荷電粒子の影響をうけて、直線偏光がわずかに楕円偏光になれば、わずかな直交成分が2つ目の偏光フィルターを通過して漏れ出てくる。これを、観測することで、間接的に荷電粒子を検出できる。

具体的には、z軸方向に進むレーザーが、x軸からy軸方向に $\frac{\pi}{4}$ 傾いた直線偏光をしているとする。静的状態の物質の屈折率を n 、時間を t 、レーザーの角振動数を ω とすると、電場ベクトルは

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_{0x} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi n z}{\lambda}\right) + \vec{E}_{0y} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi n z}{\lambda}\right) \quad (3.3)$$

で表される。ここで、y方向の屈折率が n' に変化すれば、

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_{0x} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi n z}{\lambda}\right) + \vec{E}_{0y} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi n' z}{\lambda}\right) \quad (3.4)$$

となり、楕円偏光となる。最初の直線偏光と直交する成分は、 $|\vec{E}_{0x}| = |\vec{E}_{0y}| = E_0$ とすると、

$$E_t = \cos\frac{\pi}{4}|\vec{E}_x| - \sin\frac{\pi}{4}|\vec{E}_y| \quad (3.5)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}}E_0 \left(\vec{E}_{0x} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi n z}{\lambda}\right) - \vec{E}_{0y} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi n' z}{\lambda}\right) \right) \quad (3.6)$$

$$= -\sqrt{2}E_0 \sin\frac{2\omega t - (n+n')2\pi z/\lambda}{2} \sin\frac{(n'-n)2\pi z/\lambda}{2} \quad (3.7)$$

$$= -\sqrt{2}E_0 \sin\left(2\pi\frac{n'-n}{\lambda}z\right) \sin\left(\omega t - \frac{n+n'}{2}\frac{2\pi z}{\lambda}\right) \quad (3.8)$$

となり、距離 d にわたって、屈折率が δn だけゆがんだ場合、最初の偏光面に垂直な偏光成分の振幅 E_t は

$$-\sqrt{2}E_0 \sin\left(2\pi\frac{\delta n}{2\lambda}d\right) \quad (3.9)$$

となる。

この成分は、2つ目の偏光フィルターを通過する。

図3.3は、2つのグランレーザープリズムの偏光方向を直交させて、その間に透明なプラスチック板を挿入したときの漏れ光の変化である。

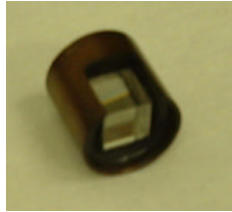


図3.5: グランレーザープリズム

また、偏光の向きを直交させた2つの理想的な偏光フィルターを通過したレーザーの強度は、直交の精度が悪いと大きくなる。偏光の角度が直角から $\Delta\theta$ ずれていると、 $\sin^2 \Delta\theta$ の割合で光が漏れてくる。

今回検出したい光は大変微弱であるため、直交精度からくる漏れ光はできるだけ小さくしなければならない。そこで、S.H.O.の協力を得て、0.7秒の精度で稼働する偏光子ホルダーを開発した。

偏光フィルターには、グランレーザープリズムを使用した。グランレーザープリズムとは、2つの方解石をわずかな間隙をあけて接続した結晶で、偏光フィルターとして働く。通常の偏光フィルターよりも高強度なレーザーにも耐え、また偏光性能も高い。加えて、方解石自身が1軸性結晶であるので、荷電粒子をとらえる媒体としても使えるので、今回の実験には大変有用である。



図 3.1: 広島大学先端物質科学研究科ビーム物理学研究室にある、テラワットフェムト秒パルスレーザー。奥にある種光が、その手前のエキスパンダーで波長ごとに時間差を付けてパルスをのばした後、手前のアンプで増強される。その後、左にあるアンプでさらに増強されたパルスは、エキスパンダーの逆操作で再び縮められ、1 テラワット 50 フェムト秒のパルスとなる。

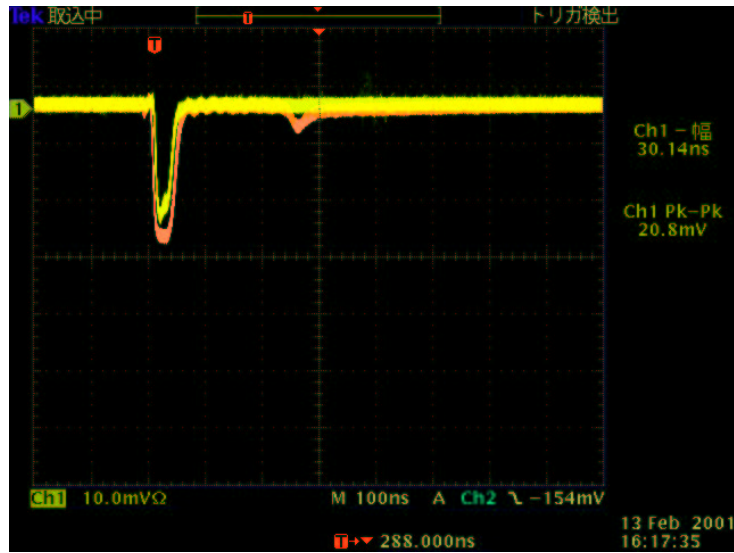


図 3.2: 2つのگرانレーザープリズムの偏光方向をを平行にした時のパルス（橙）と、そのままプラスチック板を入れたパルス（黄）。プラスチック板で光が吸収・散乱され、強度がわずかに落ちている。

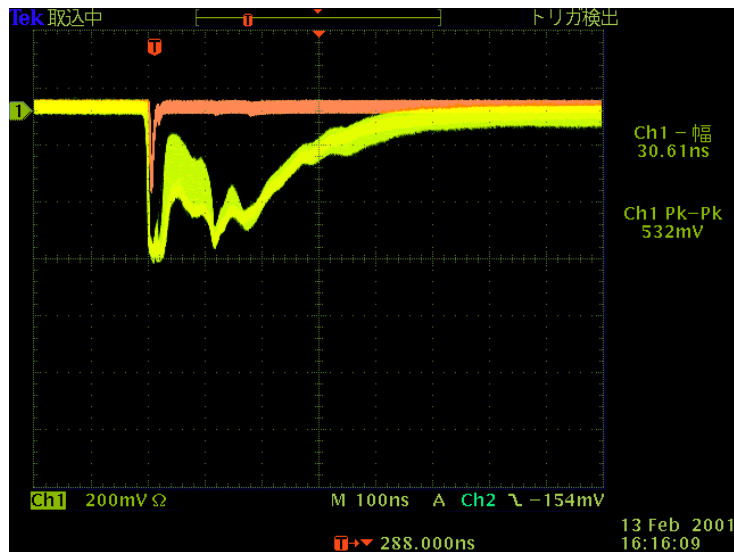


図 3.3: 2つのگرانレーザープリズムの偏光方向をを直行にした時のパルス（橙）と、そのままプラスチック板を入れたパルス（黄）。強度自体はプラスチック板での吸収・散乱で若干落ちているが、偏光状態が乱れたために、2つ目のプリズムを通過する成分が大幅に増している。

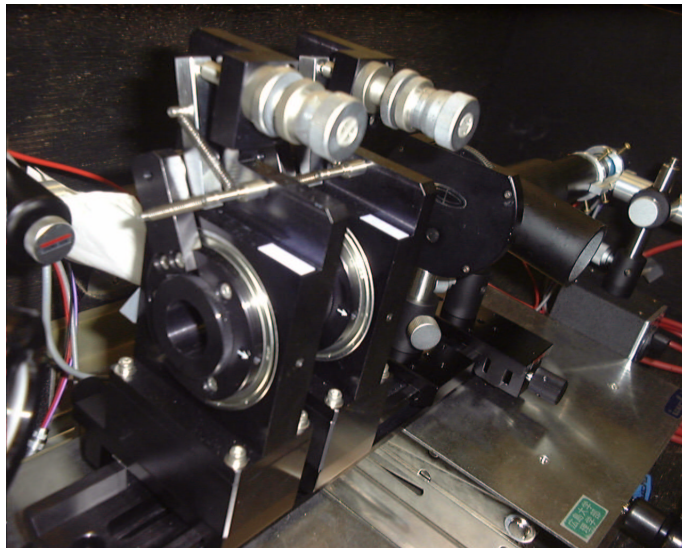


図 3.4: 2つ並ぶ精密プリズムホルダー。手前からレーザーを入射させる。一番奥にあるのは検出用のPMT

第4章 実験内容

4.1 グランレーザープリズムの性能測定

市販のグランレーザープリズムの消光比は、 10^{-5} 以下とされている。このため、偏光変化検出計は、マハツェンダー干渉計にくらべて、現在の精度では消光比が高くなる。

消光比とは、2つのグランレーザープリズムの偏光面を平行にしたときと、直行させたときとの、漏れ光の比である。

しかし、偏光角度が θ ずれた状態で設置した、2つの消光比無限大のグランレーザープリズムを通過した場合、 $\sin^2 \theta$ の割合で漏れ光が生じる。それが 10^{-5} になるのは、 $\theta = 5$ 分程度である。

そこで、0.7秒の精度で直行させられる、高精度のグランレーザープリズムホルダーを開発した。(図3.4)それをつかって、グランレーザープリズムの消光比を測定した。

この実験では、レーザーは、532nm 10mJ のレーザーを用いた。800nm のフェムト秒レーザーは強度が大変強いために取り扱いが難しいためである。

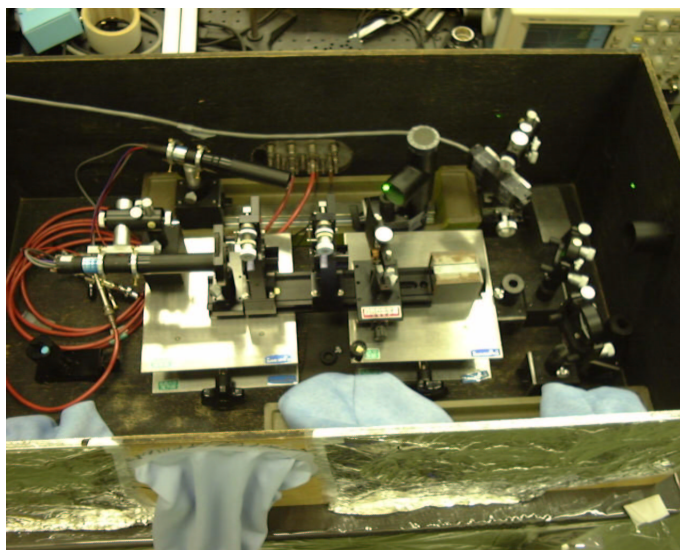


図 4.1: グランレーザープリズムの消光比を測定した実験暗箱。手前の穴から手を入れて操作する時に、環境光が中に入らないように、遮光布で作った筒をつけてある。入射レーザーの位置や角度を調節しやすいように、右上のレーザーから来たパルスレーザーを、微調節ミラーで一度反射させている。真ん中にあるのが高精度グランレーザープリズムホルダーで、左の筒が光電子増倍管。

消光比の測定は、図 4.1 のように行った。レーザーを角度微調整用のミラーで反射させた後、1つ目のグランレーザープリズムに入射させて直線偏光をつくった後、2つ目のグランレーザープリズムに再び入射させる。

2つ目のプリズムを1つ目と直交させたとき、2つ目のプリズムに入射する光量と透過していく光量の比が消光比である。

光はフォトマルチプライヤー (以下 PMT) で受光する。PMT は、受光した光量に比例する電荷を出力するので、その波形をデジタルオシロスコープで受け取り、積分して電荷量を測定した。PMT は、非常に感度がよく、とても暗い光もキャッチできる反面、ダイナミックレンジが狭いため、桁違いの入射光と透過光を同時には測定できない。しかし、PMT かける電圧が高いほど、同じ光量の光に対して多くの電荷量を出力する性質があるため、電圧を徐々に落としながら、2つ目のグランレーザープリズムを回転させて光量を徐々に上げていく方法で測定した。

4.2 荷電粒子測定

最後に、真空容器に荷電粒子発生用のフィルムと、フォーカス用のレンズ、さらに、発生した粒子を検出するための偏光変化検出計を設置し、荷電粒子の影響がどの程度見えるかを実験した。セットアップは、図 4.2 に示したようになっている。まず、フェムト秒パルスレーザーをビームスプリッターで陽子発生光と検査光に分ける。陽子発生光は、凸レンズで絞りと、焦点の位置に陽子発生用の薄膜を置く。検査光は、光速よりもだいぶ遅い陽子がグランレーザープリズムに到達するのを待つために、ディレイ光路を通してから、真空容器の横から入り、2つのグランレーザープリズムを通過して、容器外の光電子増倍管へと入る。

また、シグナルを取るためのトリガーとするために、レーザーの出口にフォトダイオードを設置した。

ディレイの長さは7,380mm で、薄膜とグランレーザープリズムまでの距離は130mm であったので、検出できる陽子 ($m_p = 938[\text{MeV}]$) や電子 ($m_e = 511[\text{keV}]$) は、

$$\beta = \frac{130}{7380} = 0.017 \quad (4.1)$$

$$p_p = \frac{m_p \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = 16.3[\text{MeV}] \quad (4.2)$$

$$p_e = \frac{m_e \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = 8.9[\text{keV}] \quad (4.3)$$

である。

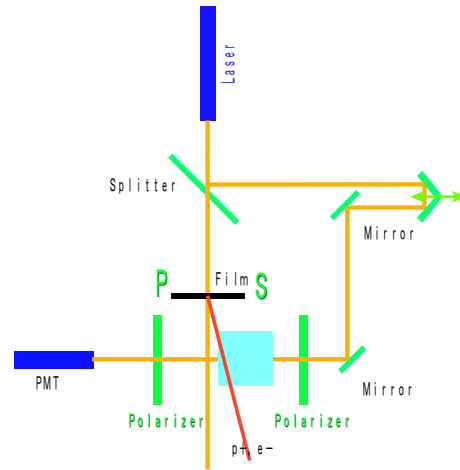


図 4.2: 偏光変化型検出器の概念図



図 4.3: 偏光変化検出計の実験装置

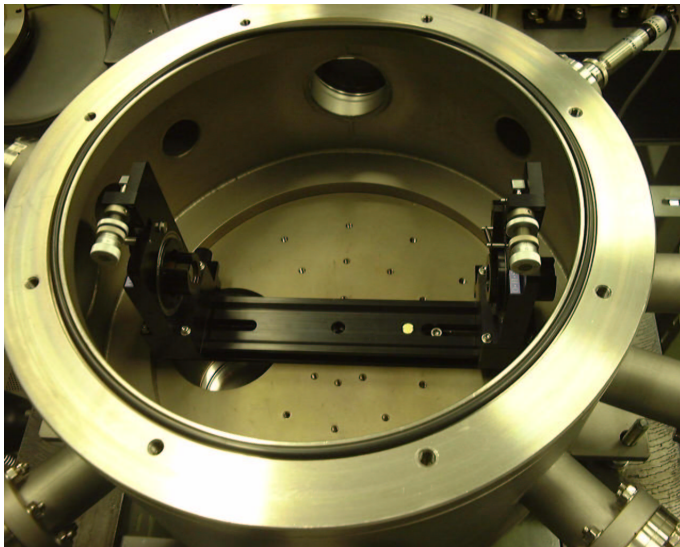


図 4.4: 真空容器の内部。上側から陽子発生光が、右側から検査光が入射する。

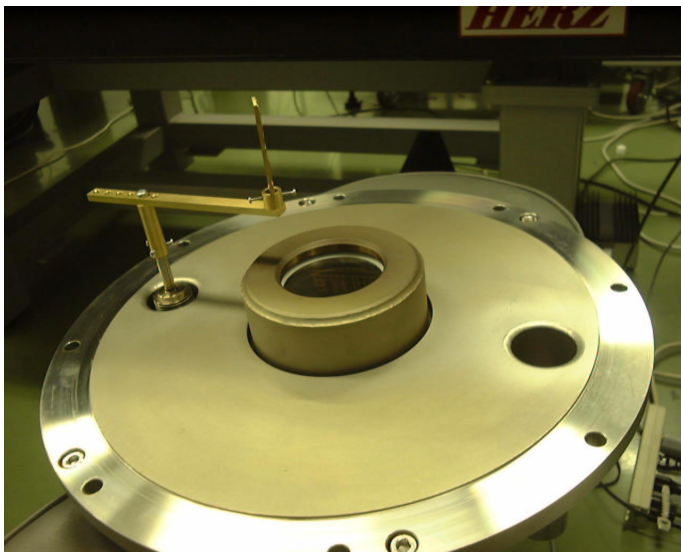


図 4.5: 陽子発生用の薄膜ホルダーを、真空容器の上蓋に取り付けたところ。

第5章 実験結果

5.1 消光比の検査

グランレーザープリズムの相対角度と消光比の測定結果が、表 5.1 である。

表 5.1: グランレーザープリズムの消光比測定における、グランレーザープリズムの直交性、PMT の電圧とパルスの電荷量

番号	角度	電圧 [V]	電荷 [pC]
0	直角	1247	364.34
1	1	1247	1227.69
2	1	1006	402.71
3	2	1006	1203.90
4	2	814	340.11
5	3	814	1315.87
6	3	545	118.78
7	4	545	3086.25
8	4	319	173.65
10	平行	319	294.051

図の番号7と番号8は、グランレーザープリズムの相対角度が等しいので、光量も同じであるが、PMT にかけた電圧が異なる。PMT は、電圧が等しければ光量と電荷量は比例するので、番号8と同じ電圧で測定した平行時の電荷は、電圧が545Vの時には

$$294.051 \times \frac{3086.25}{173.65} = 5226.15[\text{pC}] \quad (5.1)$$

であるはずである。

これを繰り返して、平行での電荷を直交での電圧1247Vに換算すると、 $6.2 \times 10^6 \text{pC}$ となる。平行時の透過光は、入射光の約80%であるので、消光比は

$$\frac{6.2 \times 10^6}{3.6 \times 10^2} \times \frac{1}{0.8} = 2.1 \times 10^4 \quad (5.2)$$

となる。

5.2 陽子の検出

まず、検査光と陽子発生光を両方遮断して、ノイズの測定を行った。ノイズの平均を取ると、図5.1のようにパルスの発生に同期したノイズが見られた。

次に、検査光のみを入射した。このとき、図 5.2 消光比計測の場合と同じように、漏れ光が検出された。

さらに、粒子発生光を入れて、陽子を出してみると、図 5.3 のように、大きなパルスが観測できた。

しかし、粒子がプリズムに入射してチェレンコフ光を発生させるなどし、直接発光している可能性があるので、検査光を遮断し、陽子発生光のみを入射させて、粒子による直接的な発光を観測したのが、図 5.4 である。わずかにシグナルがでているが、陽子検出時のシグナルに比べて明らかに小さい。

また、陽子発生用の薄膜をはずして、検査光と陽子発生光を入射した時のシグナルが、図 5.5 である。

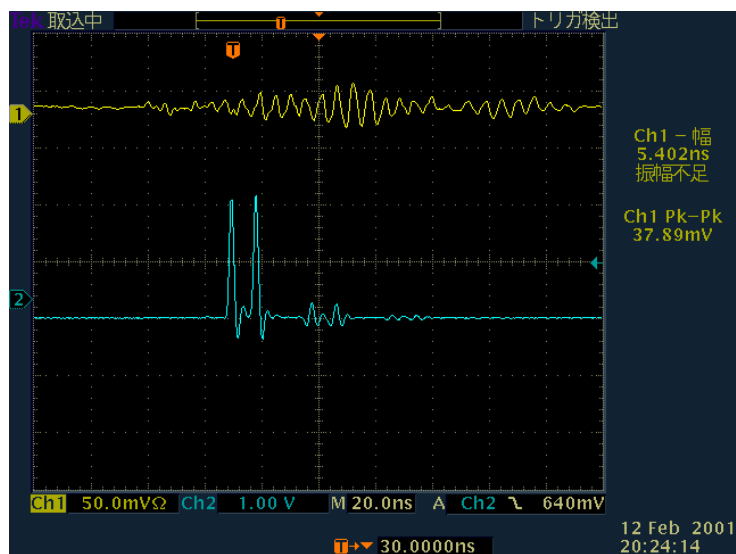


図 5.1: 粒子発生光・検査光とも入れなかったときのノイズの平均。システムティックなノイズが発生している。

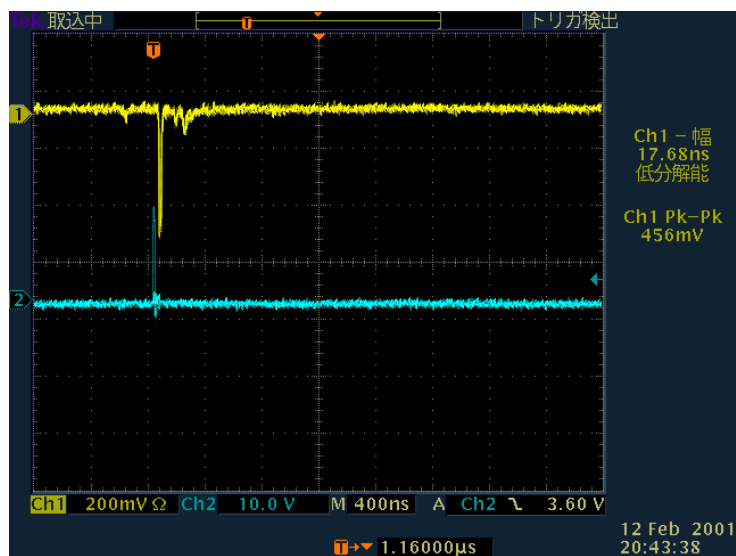


図 5.2: 検査光のみでのシグナル。消光比分の光が漏れてきている。

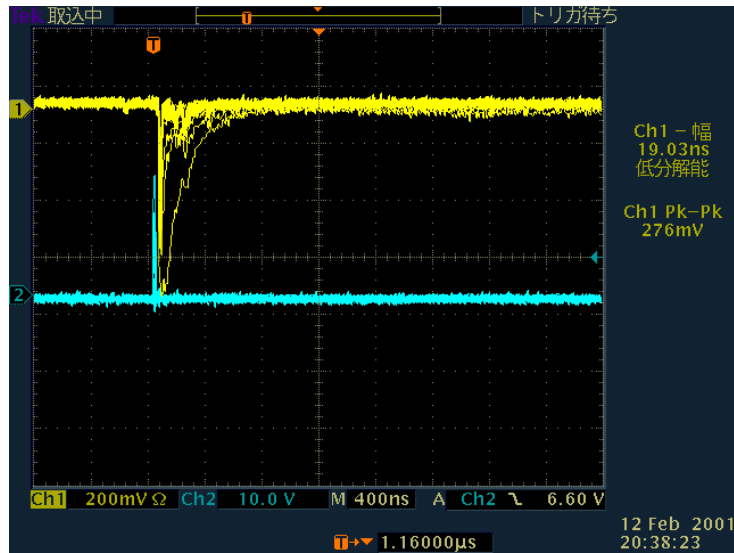


図 5.3: 検査光・陽子発生光を入射し、陽子を発生させたときのシグナル。3パルスの波形が重なってしまいましたが、最初の1パルスのみしか陽子は発生していないので、後発のパルスは5.5と同じ波形である。

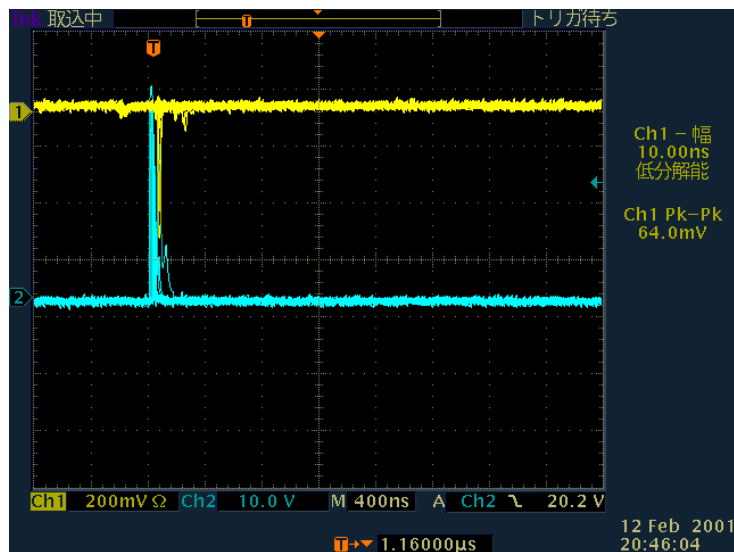


図 5.4: 検査光をシャットし、陽子発生光のみを入射して陽子を発生させたときのシグナル。陽子がプリズムでチェレンコフ光などを発生させているかどうかを見るために取ったが、5.5とあまり変わらない。

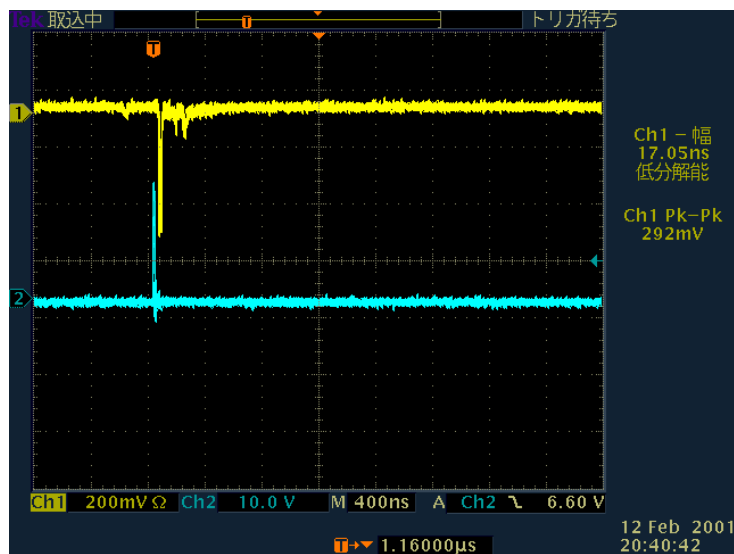


図 5.5: 薄膜をはずして、検査光・粒子発生光を入射した時のシグナル。5.2 と 5.4 を合わせたシグナルになっているはずだが、同じような波形である。

第6章 考察

今回の実験では、原理に基づいて関係のあるように解釈できうる信号を検出できた。しかし、遅延時間や検査光光度を変えながら、さらに注意深く追加実験を行い、信頼性のある結果を得る必要がある。

PMT は、元々微弱な光を検出するための検出器であるので、今回のように、比較的強い光までを測定しようとした場合には適さないことがわかった。光量が強くなってくると、かなり低い電圧でも放電と思われるパルスが見え始め、光量に比例した電荷を出力しなかった。今後は、直線性が高く、検出できる光度の範囲の広いフォトダイオードや、2次元映像を撮影できる CCD を用いて実験していく予定である。

第7章 謝辞

このたびの論文では、研究室を越えて多くの方々に助けていただきました。特に半年以上にわたってアイデアを練ったり、実験のアドバイスをいただいた本間謙輔先生をはじめ、フェムト秒近赤外レーザーを使わせてくださった広島大学先端物質科学研究科量子物質科学専攻物質基礎科学講座ビーム物理学研究室の小方厚先生、和田芳夫さん、ベンチャービジネスラボラトリーの松門宏治先生には大変感謝しております。

また、ハドロン実験の宇津巻武慶さん、小原亮太さんや、斉藤直子さんをはじめとするビーム物理学研究室の方々にもお世話になりました。

関連図書

- [1] 清木 昭夫 ” レーザーの薄膜照射による生成陽子の CR-39 での検出”
- [2] P.M.Echenque and R.H.Ritchie ”Spatial exciation patterns induced by swift ions in condensed matter” Physical review B Volume 20, Number 7
- [3] Andrew G.White et al. ”Interaction-free imaging” Physical review A Volume 58, Number 1

第8章 付録 アイデアのみに終わったその他の干渉計たち

8.1 回折格子型干渉計

回折格子型干渉計は、時間差を付けた2つのパルスを荷電粒子の軌道に交差させ、回折格子により干渉させるものである。2つのパルスは、元のレーザーの1パルスをハーフミラーで2つに分離し、それぞれわずかに異なる光路を通って再び同じ光路に戻すことで作られる。荷電粒子がパルスと交差すると、2つのパルスはそれぞれ異なる位置に荷電粒子の影響を受けるため、回折干渉の結果が変わるはずである。

ただし、異なる時間・異なる場所を通過したレーザーが干渉するため、粒子がレーザー直径のどこを通過したのかわからない。また、干渉模様の特長では、S/N比が非常に悪くなるため、コリメーターなどで暗転のみをよって観測する必要がある。また、現実的な回折格子の制度だと、暗転の明度も十分に暗くはなく、荷電粒子のわずかな影響を観測することはできないと見込まれた。

8.2 マイケルソンモーレー型干渉計

回折格子型の反省をふまえて、干渉部分にマイケルソンモーレー干渉計を用いたのが、マイケルソンモーレー型干渉計である。回折格子型と同じ方法で作られた2つのパルスを、荷電粒子の経路と交差させた後、再び同じ方法で元に戻し、干渉させる。

2つのパルスは、異なる位置に荷電粒子の影響を受けるため、干渉の結果位相のずれが光量の変化となって現れる。この方法の最大の利点は、空間的に同じ位置を通過してきたレーザーが干渉するため、どの場所に荷電粒子の影響を受けたかを2次元イメージで得られることである。

しかし、このマイケルソンモーレー型干渉計には、すぐに2つの大きな欠点が見つかった。1つ目は、2回の経路差光路である光子がとりうる光路は、短短・短長・長短・長長という4つであり、短長・長短は干渉するが、その前後に2つの干渉しない邪魔なパルスがあるということである。2つ目は、干渉する短長・長短のパルスは、荷電粒子の影響を全く受けなかったときに位相が同じになり、強めあってしまう。この結果、荷電粒子の僅かな影響は光量の微少減少という形で現れるため、S/N比が非常に悪くなってしまう。

1つ目の問題は、経路差光路で用いる全反射ミラーに、前段短側と前段長側・後段短側と後段長側・前段短側と後段短側・前段長側と後段長側でそれぞれ直交する向きの偏光ミラーを用いることで解決できる。短短・長長は、直交する2つの偏光ミラーを通るため、干渉光のみが残る。ただし、2つ目の問題は解決策が見つかっていない。

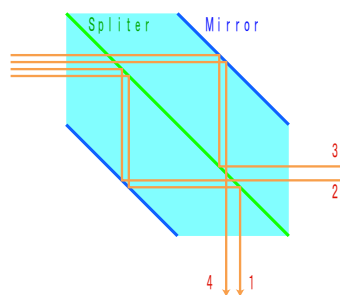
第9章 付録 マハツェンダー型干渉計の数値実験

偏光変化検出計を考案する以前に、マハツェンダー干渉計の検出能力を数値計算で見積もった。

9.1 検出原理

なにも変化がないときに、打ち消しあうように干渉させることができれば、S/N 比を大幅に改善できる。マイケルソンモーレー型の欠点を補う干渉計が、このマハツェンダー型干渉計である。[3]

まず、最初のハーフミラーでパルスを2つに分離する。双方を全反射ミラーで直角に折り返し、再度ハーフミラーの同じ場所で干渉するようにする。このとき、レーザーのとりうる光路は、反射反射(1)・反射透過(2)・透過反射(3)・透過透過(4)の4種類であり、最後のハーフミラーからでてきたとき、(1)(2)と(3)(4)はそれぞれ同じ光路に戻り、干渉しあう。光は、反射する際に、位相が $\pi/2$ ずれるため、それぞれ位相が $3\pi/2, 2\pi/2, 2\pi/2, 1\pi/2$ だけずれる。その結果、途中で分岐した2つの光路長が全く等しい場合、(1)と(4)は互いに逆位相となり、打ち消しあはずである。



これを利用したのが、マハツェンダー型干渉計である。

通常、マハツェンダー干渉計といえば、干渉模様の変化を観測する。しかし、それでは回折光子型干渉計と同様に、S/N 比が悪くなり、今回のようなわずかな変化は観測できないので、2つの光路の距離を正確に合わせ、できるだけ光が漏れてこないようにする必要があり、その誤差は、レーザーの波長に比べて十分小さくしなければならない。

通常、4枚のミラーを数十nmの精度で設置するのは無理なので、できるだけ精度を稼げる方法として、一体型のマハツェンダー干渉プリズムを考案した。

これは、既存のキュービックビームスプリッタの2カ所を切断して研磨し、全反射ミラーとなるようにコーティングして作られる。

9.2 実験内容

一体型マハツェンダー型干渉プリズムは、4枚のミラーとハーフミラーを配置して行う干渉よりも遙かに高い精度で光路差を合わせることができ、それでも限界はある。

もっとも干渉結果に影響すると思われる精度は、面精度と平行誤差である。

面精度は、研磨面の凹凸の幅である。ミラー面の精度が悪いと、レーザーの当たる場所によってミラーまでの距離が変わることになり、光路差に影響する。また、各ミラーは理想的

には完全に平行でなければならないが、実際には平行度にも誤差がある。市販品のカタログによると、研磨面の面精度が $632.8/20 = 31.6\text{nm}$ 平行誤差が 3 分以内とされている。

光路差が少しでも違えば、干渉光が完全にうち消し合わないため、S/N 比がそれだけ悪くなる。そこで、面精度や平行度が干渉結果にどの程度影響するのかを調べるために、計算機上で模擬実験を行った。

9.2.1 ジオメトリ

まず、2 枚のミラーと 2 枚のハーフミラーを図 9.2 のように配置する。本来は、図 9.1 のような 3 次元の結晶なのだが、今回の模擬実験では簡単のために、図の高さ方向にはゆがみがないとし、机に平行な 2 次元空間で行った。

4 枚のミラー・ハーフミラーは、それぞれ理想的な平行から $\Delta\theta_{m1}, \Delta\theta_{m2}, \Delta\theta_{h1}, \Delta\theta_{h2}$ ずれており、また、各面は $\Delta f_m, \Delta f_h$ を半値幅とするガウス分布で凸凹している。

今回想定した一体型プリズムでは、ハーフミラーは 1 枚で、さらにミラーの位置も対称なので、面精度は 2 枚あるミラーとハーフミラーそれぞれで同じにした。

9.2.2 レーザーの表現

レーザーのパルスは、約 100fs で、波長は 800nm なので、1 パルスは

$$n = \frac{100 \times 10^{-15}[\text{s}] \cdot 3.0 \times 10^8[\text{m/s}]}{800 \times 10^{-9}[\text{m}]} = 37.5 \quad (9.1)$$

波長分の長さしかないので、波長に対してパルスの長さは十分に長くはない。しかし、シミュレーションでは入射レーザーは無限に長いとしてある。

完全に平行で広がりがなく、無限に長い波を入射させる。最初のハーフミラーで、反射光と散乱光に分離し、その両方の行方を計算した。

経路 2 と経路 3 は観測しないので、計算は経路 1 と経路 4 のみ行った。

9.2.3 干渉計算アルゴリズム

複数の波の干渉をどう計算するのが、この模擬実験で一番悩んだ点である。

最終的に採用したアルゴリズムは、最終段の CCD に当たる場所で、幅が波長 (=800nm) の bin を用意して、同じ bin に入った波が干渉し合うというアルゴリズムである。

9.2.4 ガウス分布乱数

入射レーザーの分布を再現するために、ガウス分布を示す乱数を用いた。

ガウス分布の乱数は、2 つのフラットな分布を持つ乱数を用いて作った。2 つの乱数を r_1, r_2 とし、各乱数の変域を $0 \leq r_n < R$ とすると、ガウス分布乱数 r_g は、

$$r_g = \sqrt{-2 \ln \left(1 - \frac{r_1}{R}\right)} \cos 2\pi \frac{r_2}{R} \quad (9.2)$$

とした。

この乱数の 10^7 個のヒストグラムが図 9.3 のようになる。RMS=1.0 となるガウス分布をしている。

この乱数は、レーザーのビーム強度分布だけでなく、研磨面の凹凸のばらつきにも用いた。

9.2.5 マハツェンダー型干渉計の模擬実験

このシミュレーターを使って、角度や面精度を変えながら、でてくる干渉光の強度を見積もった。

入射レーザーは、RMS=1mm のガウス分布をしたレーザーで、図 9.4 のような分布となる。干渉を計算するための bin ごとにプロットしてあるので、図の横軸は波長単位 (=800nm) である。

9.3 実験結果

まず、ハーフミラーとミラーの面精度が等しいとして、いくつかの面精度での光量を比較してみた。

図 9.5 は、ミラーの面精度とハーフミラーの面精度をどちらも $\lambda/8$ のときの、平行度は無限にいいとして計算した干渉光と入射光、さらに、面精度はそのまま、平行度を 3 分にしてみたのが図 9.5 である。この計算では、初段のハーフミラーを 3 分回転させ、そのほかのミラー・ハーフミラーを逆向きに 3 分回転させた。それぞれのミラーが完全に平行ではないとき、CCD の場所によって、2 つの経路には異なる光路差がつき、結果として、干渉縞が生じる。

光の強度は、振幅の 2 乗になるので、図の完全平行時の消光比は、

$$\left(\frac{5.20194 \times 10^2}{6.39329 \times 10^3} \right)^2 = 0.081^2 = 6.5 \times 10^{-3} \quad (9.3)$$

であった。

9.3.1 平行度

平行度が完全平行からずれてくると、干渉縞が生じる。平行度が悪くなればなるほど細かい縞ができ、完全平行の時には、レーザー断面全体でもっとも消光比がよくなる。

干渉縞のもっとも強度の強い部分では、入射強度に近くなり、全く使えない。しかし、干渉縞のもっとも強度の弱い部分では、完全平行の場合に近いところまで漏れ光が減少する。従って、干渉縞の強度の弱い部分のみを用いれば、高い消光比を得られる。しかし、実際に観測すると、干渉縞の明るい部分の空気などによる散乱光の影響の方が強くなるため、平行度も現実的な精度では使えない。

9.3.2 面精度

面精度が悪くなると、当然消光比がわるくなる。面精度 $\lambda/20$ では、 6.5×10^{-3} であった。

ここでは、平行度が無限によいとして、面精度と消光比の対応を見積もった。図 9.6 は、面精度と消光比の推移である。

9.4 考察

この実験では、現実的な精度では期待している消光比があがらなかった。中央のハーフミラーの精度を上げれば、消光比が高くなってくるが、外側のミラー面よりも内側のハーフミラー面の精度の方があげにくいいため、この方法で精度を上げるのは困難であろう。

また、一体型のプリズムにしてしまうと、研磨後はいっさい微調整ができないのも大きな問題である。

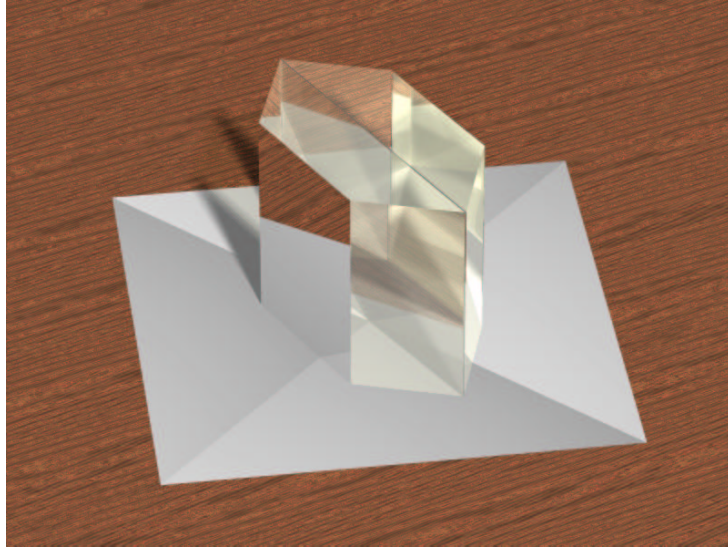


図 9.1: マハツェンダー干渉計の完成予想図

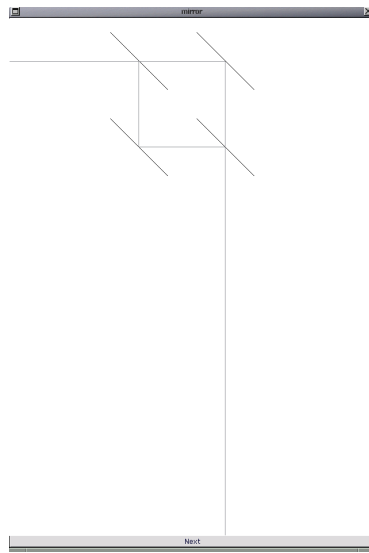


図 9.2: マハツェンダー干渉計模擬実験プログラムのイベントディスプレイ

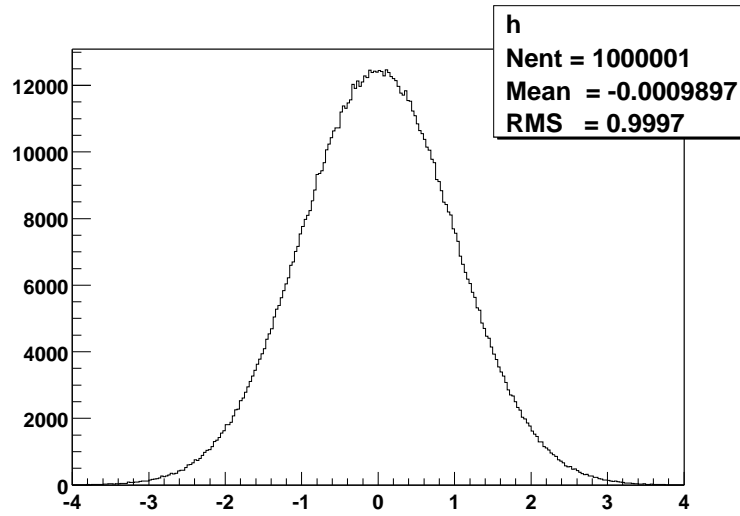


図 9.3: ガウス分布をする乱数のヒストグラム

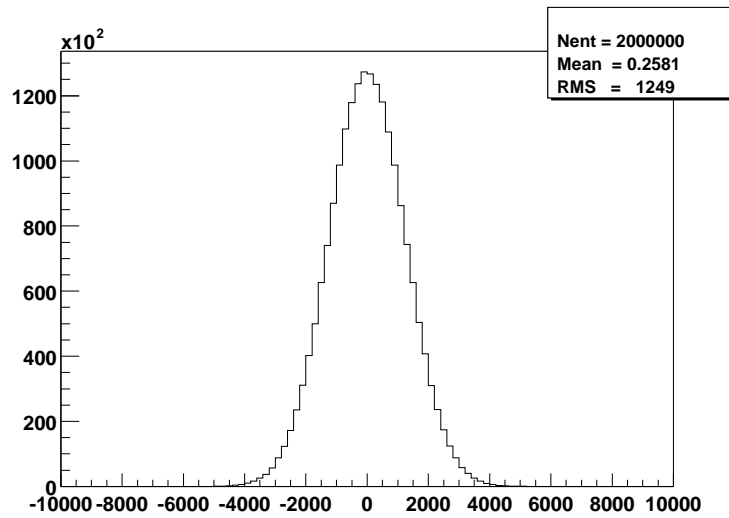


図 9.4: 入射レーザーの強度分布

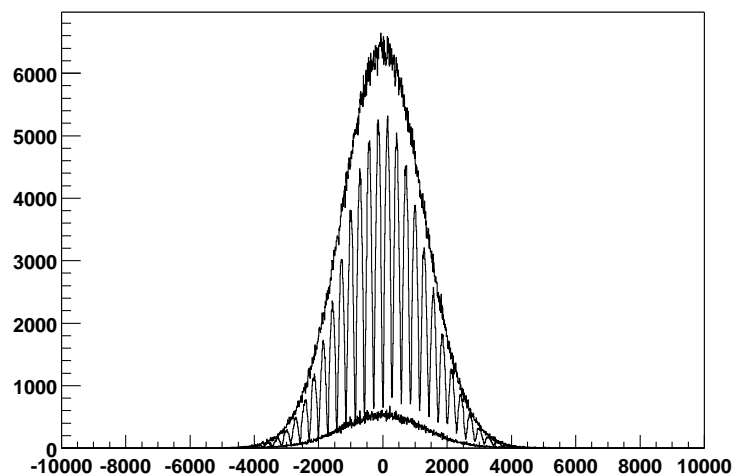


図 9.5: ミラー面精度 $\lambda/20$ ハーフミラー面精度 $\lambda/20$ での、入射光と完全平行のときの干渉光、及び平行度 3 分のときの干渉光

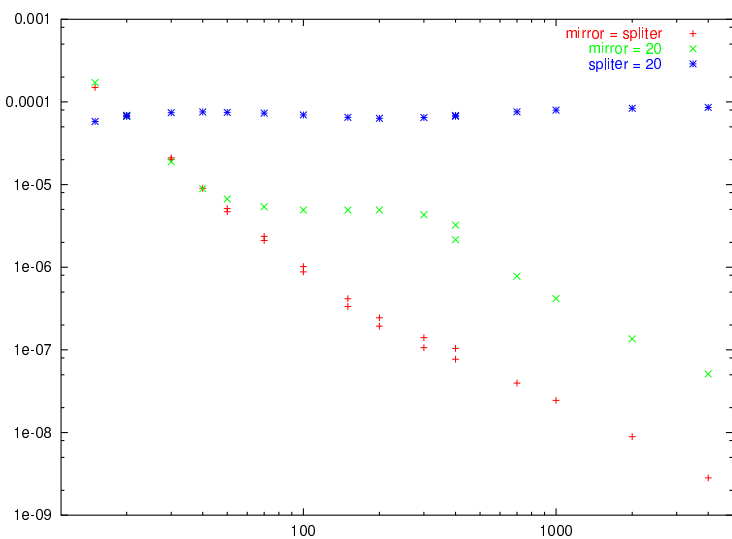


図 9.6: 面精度と消光比。横軸が面精度で縦軸が消光比である。面精度 d とは。面精度が λ/d であることを表す。