

高速繰り返しパルス磁石と  
高ファイネス Fabry-Pérot 共振器を用いた真空複屈折の探索

修士学位論文

東京大学 大学院 理学系研究科 物理学専攻

浅井研究室

上岡 修星

平成 30 年 1 月 15 日

## 概要

量子電磁気学は強磁場中で真空が複屈折性を持つことを予測する。これは仮想電子対を介した、古典的には起こり得ない真空中での電子場同士の非線形相互作用であるが未だ観測されていない。磁場中で生じる複屈折性の大きさは磁場の2乗に比例し、その比例係数は  $k_{CM} = 4.0 \times 10^{-24} [\text{T}^{-2}]$  と非常に小さい。また Axion や milli-charged particle といった標準理論を超えた物理の多くもまた電磁場同士の相互作用を媒介することができ、真空中の複屈折を生むことが予測されている。真空複屈折を探索することは量子電磁気の検証だけでなく、これら Axion や milli-charged particle の質量や結合定数に制限を与えることにもつながる。真空複屈折の探索は地上実験としては eV 以下の質量領域で Axion の結合定数に最も厳しい制限を与えている実験でもある。

本研究では finesse 300,000 以上の Fabry-Pérot 共振器と、従来の 100 倍の 0.15 Hz の繰り返しで 9 T の磁場を印加可能な高繰り返しパルス磁石を組み合わせたセットアップを開発した。精密光学系である高フィネス Fabry-Pérot 共振器と、自身が擾乱源であるパルス磁石を高いレベルで組み合わせることに成功し、パルス磁石を用いた真空複屈折実験としては最も多い 6000 発のパルス磁場を発生させデータを取得した。この測定から

$$k_{CM} = (1.3 \pm 2.5) \times 10^{-20} [\text{T}^{-2}] \quad (1)$$

と  $k_{CM}$  の値に対して QED 理論値の 3.5 桁上の制限をつけた。

本測定によってパルス磁石の繰り返しの速さを生かした高統計の測定が可能であることを示すとともに、今後、磁石と Fabry-Pérot 共振器のアップグレードを行うことで半年に渡る長期測定によって真空複屈折の観測が可能であることも示した。

本論文では、Fabry-Pérot 共振器、パルス磁石、並びにそれらを組み合わせた実験全体の開発状況と測定結果について報告する。

# 謝辞

この修士論文を執筆するにあたり多くの方にご支援いただきました。この場をお借りして感謝申し上げます。

まず、指導教官である浅井祥仁教授には、本研究を遂行するにあたり基本的なアイデアを提供していただいただけでなく、多くの助言と熱心なご指導をいただきました。誠にありがとうございました。

東京大学素粒子国際センターの難波俊雄助教には、実験の基礎から始まって研究全般に渡って厳しくご指導していただきました。毎週行われるミーティングでは、実験の進め方について適切な助言をいただきました。大変ありがとうございました。浅井研究室の石田明助教には、ミーティングで助言をいただくとともに、研究との向き合い方についてアドバイスを頂きました。誠にありがとうございました。

同センターの山崎高幸元特任研究員は、この実験装置の肝であるパルス磁石駆動用電源の作成をしていただきました。センターを離れてからも駆動用電源の改修時には多くの助言をいただきました。同じく稲田聡明特任研究員には同じくこの実験の肝であるパルス磁石の製作をしていただきました。長きに渡るデータ測定にもご協力いただきました。誠にありがとうございました。

五神真総長、東京大学工学部の吉岡孝高准教授には本実験の光学系開発に際して多くの支援並びに折に触れる的確な助言をいただきました。光学系について素人であった我々がここまで実験を進めることができたのは五神真総長、吉岡孝高准教授のおかげです。

東京大学工学系研究科附属光量子科学研究センターの三尾典克特任教授には、本実験の光学系の基礎部品であるマスターレーザーをお借りいたしました。同センター大門正博学術支援専門職員には、光学防振台の調達に際して大変お世話になりました。本当に有難うございます。

東京大学物性研究所の金道浩一教授、川口孝志博士、松尾晶博士はパルス磁石の開発の際に多く助言をいただきました。誠にありがとうございました。東北大学金属材料研究所の野尻浩之教授には今後の磁石のアップグレードの相談に際して多くのご意見をいただきました。誠にありがとうございました。本研究は東北大学金属材料研究所との共同研究であり、多大なるご支援を頂いております。

浅井研究室 OB の樊星さんは、私の参加に先立って本実験を立ち上げ、また1年半に渡って共同研究を行っていただきました。樊星さんがいなかったらここまで実験が進むことはなかったと思います。頼れる先輩が去ってからの研究は不安の多い日々でしたが、折に触れ助言をいただきました。誠にありがとうございました。

試作室の大塚茂巳さん、南城良勝さん、阿部武さんに、は実験装置の製作、設計に関する貴重な助言や加工の方法のご指導をしていただきました。数多くの無理難題を聞いていただきました。ありがとうございました。

小実験グループの山道智博さん、周健治さん、清野結大さん、村吉諄之は日々の議論の相手と

して非常にお世話になりました。ありがとうございました。

フォトンリーディング大学院 (ALPS) の副指導教員である香取秀俊教授には、光学系の専門家として本実験の光学系に様々なご意見をいただいたばかりでなく、理化学研究所の光学系の見学依頼も快諾していただきました。この場をお借りしてお礼申し上げます。

浅井研究室、素粒子センターの先輩、同期、後輩の皆様、物理事務、教務、素粒子センター秘書室の皆様にも貴重なご支援をいただきました。心より感謝申し上げます。

最後に、いつも私を支えてくれた家族にも大きな感謝を申し上げます。有難うございました。

# 目次

謝辞	i
<b>第1章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 量子電磁気学の予言する電磁場同士の相互作用	1
1.2 磁場中での真空の複屈折	2
1.3 標準理論を超えた物理からの寄与	3
1.3.1 Axion-Like Particles からの寄与	3
1.3.2 Millicharged Particles からの寄与	5
1.4 先行実験との比較	5
1.5 OVAL 実験第一回測定の結果	6
<b>第2章 実験手法の理論的考察</b>	<b>7</b>
2.1 セットアップ概略	7
2.2 偏光測定の手法による複屈折測定	8
2.3 Fabry-Pérot 共振器	10
2.3.1 Fabry-Pérot 共振器によるシグナルのエンハンス	11
2.3.2 共振器の持つ静的複屈折	12
2.4 パルス磁石	14
2.4.1 パルス磁石の特徴	14
2.4.2 光子寿命によるカットオフ	15
2.5 実験の感度	15
2.5.1 強度揺らぎ起因のノイズ	18
2.5.2 量子化ノイズ	19
2.5.3 感度の見積もり	19
2.5.4 バックグラウンドシグナル	20
<b>第3章 実験セットアップ</b>	<b>22</b>
3.1 実験装置全体	22
3.2 光学系	23
3.2.1 1064nm レーザー	25
3.2.2 Fabry-Pérot 共振器	26
3.2.3 PDH 法を用いた共振維持	27
3.2.4 温度フィードバックシステム	30
3.2.5 オートロックシステム	31

3.2.6	偏光子	32
3.2.7	光検出器	33
3.3	磁石系	37
3.3.1	パルス磁石	37
3.3.2	駆動電源	38
3.3.3	電極	40
3.3.4	カレントトランス	40
3.4	防振機構	42
3.4.1	ベローズを用いた振動低減	42
3.4.2	同軸ロッドを用いた振動低減	42
3.5	電磁ノイズの削減	44
3.5.1	電磁誘導起因のノイズ	45
3.5.2	駆動電源のサージノイズ	46
3.6	液体窒素補給系	49
3.7	真空排気系	50
3.8	データ取得システム	52
3.8.1	ADC	52
3.8.2	データ取得系	52
<b>第4章</b>	<b>データ取得と解析</b>	<b>61</b>
4.1	データ取得	61
4.1.1	測定期間	61
4.1.2	取得したデータの構成	61
4.1.3	各種パラメータ	62
4.1.4	データ波形	62
4.2	解析手法	65
4.3	フィルタ操作	69
4.4	シグナル領域の決定	72
4.5	イベント選別	73
4.6	パルス磁場によるフィッティング	75
4.7	系統誤差	78
4.7.1	光学系に関わる系統誤差	78
4.7.2	磁石に関わる系統誤差	80
4.7.3	その他の系統誤差	81
<b>第5章</b>	<b>結果と展望</b>	<b>83</b>
5.1	真空複屈折に対する制限	83
5.2	未知粒子に対する制限	83
5.3	今後の展望	85
5.3.1	見積もり感度との比較	85
5.3.2	Fabry-Pérot 共振器のアップグレードによる感度向上	86

5.3.3	パルス磁石のアップグレードによる感度向上 . . . . .	90
5.3.4	ミラーアライメントの変動とその安定化への対策 . . . . .	92
5.3.5	アップグレード後の見積もり感度の計算 . . . . .	93
<b>第 6 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>95</b>
<b>付 録 A</b>	<b>窒素ガスのファラデー回転の測定</b>	<b>96</b>
A.1	データ取得 . . . . .	96
A.1.1	測定期間 . . . . .	96
A.1.2	取得したデータの構成 . . . . .	96
A.1.3	各種パラメータ . . . . .	97
A.1.4	データ波形 . . . . .	98
A.2	解析手法 . . . . .	99
A.3	磁場波形を用いた fitting . . . . .	103
A.4	圧力依存性 . . . . .	104
A.5	系統誤差 . . . . .	106
A.6	結果 . . . . .	109
<b>付 録 B</b>	<b>パルス磁石</b>	<b>110</b>
B.1	パルス磁石 . . . . .	110
B.1.1	概要 . . . . .	110
B.1.2	磁場波形 . . . . .	110
B.1.3	磁場分布と磁場発生効率 . . . . .	112
B.1.4	冷却効率 . . . . .	113
B.1.5	漏れ磁場 . . . . .	113
B.2	駆動用電源 . . . . .	113
B.2.1	概要 . . . . .	114
B.2.2	駆動シーケンス . . . . .	114
<b>付 録 C</b>	<b>Fabry-Pérot 共振器の基礎</b>	<b>116</b>
C.1	Fabry-Pérot 共振器の透過光と反射光 . . . . .	116
C.2	Pound Drever Hall 法 . . . . .	117
C.3	Fabry-Pérot 共振器の横モードの設計 . . . . .	119
<b>付 録 D</b>	<b>回路図</b>	<b>122</b>
D.1	光検出器 . . . . .	122
D.1.1	$I_t$ 用光検出器 . . . . .	122
D.1.2	$I_e$ 用光検出器 . . . . .	122
D.1.3	$I_e$ 用光検出器 . . . . .	123
D.2	フィードバック用回路 . . . . .	123

# 目次

1.1	仮想電子対を媒介した電磁場の相互作用の Feynmann ダイアグラム	2
1.2	Axion による真空複屈折への寄与を表す Feynman 図	4
1.3	地上実験での ALPs への制限	4
1.4	第一回実験の測定結果及び先行実験との比較	6
2.1	真空複屈折実験のセットアップ	7
2.2	偏光測定の手法による複屈折測定	8
2.3	光子寿命による実行的な磁場波形	16
3.1	実験室全体の様子	22
3.2	光学クリーンブース内の写真	23
3.3	実験セットアップの概略図	23
3.4	入射側光学系	24
3.5	射出側光学系	24
3.6	実験に使用した Mephisto	25
3.7	Fabry-Pérot 共振器に使用したミラー	26
3.8	キャビティリングダウン法によるフィネスの測定	27
3.9	PDH 共振維持回路の概略図	28
3.10	共振器透過光の時間波形	29
3.11	共振器透過光のパワースペクトル密度	29
3.12	温度制御ダイヤグラム	30
3.13	温度フィードバック時の透過光強度及び PZT 端子印加電圧の様子	31
3.14	オートロックシステムの概略図	33
3.15	オートロックシステムの動作テスト	33
3.16	$\alpha$ -BBO グランレーザープリズム GLPB2-10-25.9SN-7/30	34
3.17	グランレーザープリズム消光比の実測	34
3.18	$I_e$ 検出用 Photo Detector PD <sub>e</sub> の時定数測定	35
3.19	$I_e$ 検出用 Photo Detector PD <sub>e</sub> の時定数測定	36
3.20	磁石系のセットアップ概略	37
3.21	パルス磁石	38
3.22	パルス磁場の波形	39
3.23	ベローズを用いた振動低減	39
3.24	駆動用電源とクリーンブース	40
3.25	電極の写真	41

3.26	Pearson 社カレントトランス、モデル 1423 の写真	41
3.27	ベローズを用いた振動低減	43
3.28	作成した同軸ロッド	43
3.29	同軸ロッドと磁石の接続	44
3.30	振動削減による共振器への擾乱の寄与の低減	44
3.31	充電制御に用いているメカニカルリレー	45
3.32	充電制御に用いているメカニカルリレー	46
3.33	負磁場印加後の透過光強度の変動	47
3.34	サージのノイズ対策概略	47
3.35	充電開始時のタイミングチャート	48
3.36	負磁場印加後の透過光強度の変動	48
3.37	液体窒素補給計ブロック図	49
3.38	液面計の写真	50
3.39	保圧弁の写真	50
3.40	NIM の写真	58
3.41	設定した Mask 波形	59
3.42	CMOS カメラによる共振判定	59
3.43	データ取得タイミングチャート	60
4.1	正磁場印加時の光検出器の典型的な読み出し波形	63
4.2	正磁場印加時の光検出器の典型的な読み出し波形 (拡大図)	64
4.3	負磁場印加時の光検出器の典型的な読み出し波形	64
4.4	第 3 データにおける光検出器の典型的な読み出し波形	65
4.5	第 3 データにおける光検出器の典型的な読み出し波形スペクトル	65
4.6	$H(t)$ の平均の相対強度変化	67
4.7	$(I_e/I_t)_+$ と $(I_e/I_t)_-$ の平均	67
4.8	ローパスフィルタ後の実効的な磁場の 2 乗波形	68
4.9	楕円度と磁場波形の PSD の比較	70
4.10	カットオフ周波数を変えた際のフィット結果と誤差の大きさ	71
4.11	カットオフ周波数を変えた際のフィット結果と誤差の大きさ	71
4.12	解析に使用した全データから計算された $H(t)$ の相対変化	72
4.13	解析に使用した全データから計算された $H(t)$ の相対変化	73
4.14	磁石駆動前の $\Psi$ の分散の分布	74
4.15	実測された $\Psi$ の分散の分布	74
4.16	イベント選別不合格データ	75
4.17	全サイクルにおける $\Psi$ の分散の分布	75
4.18	フィッティング波形	76
4.19	全サイクルにおける $k_{CM}$ の分布	77
4.20	$V_t$ とフィネスの関係	79
4.21	解析に持ちいたデータでの $V_t$ の分布	79
4.22	垂直磁場の磁場の積分値が最も大きくなる磁場分布と最も小さくなる磁場分布	81

4.23	異なるカットオフ周波数を用いた解析結果	82
5.1	本測定で得られた $k_{CM}$ への制限	83
5.2	本測定で得られた ALPs への制限	84
5.3	本測定で得られた MCP への制限	84
5.4	$\psi$ のスペクトルの理論値との比較	86
5.5	PDH 法のブロック図	87
5.6	共振器長変動の見積もり	88
5.7	強度フィードバックの概念図	89
5.8	フィネス 670,000 の共振器の光子寿命	90
5.9	破壊磁場試験時の磁場波形	91
5.10	磁石の断面	92
5.11	冷却時と非冷却時の 1 時間にわたる $I_t$ のふらつき	93
A.1	正磁場印加時の光検出器の典型的な読み出し波形	98
A.2	正磁場印加時の光検出器の典型的な読み出し波形 (拡大図)	99
A.3	負磁場印加時の光検出器の典型的な読み出し波形	99
A.4	負磁場印加時の光検出器の典型的な読み出し波形の (拡大図)	100
A.5	キャビティリングダウン法によるフィネスの決定	100
A.6	磁場の 2 乗波形の比較	103
A.7	磁場の 2 乗波形の比較	104
A.8	磁場の 2 乗波形の比較	105
A.9	磁場の 2 乗波形の比較	105
A.10	磁場の 2 乗波形の比較	106
A.11	窒素ガス測定におけるフィット結果の分布	106
A.12	ファラデー回転の偏光回転の圧力依存性	107
A.13	ミラーの偏光回転の圧力依存性	107
A.14	縦磁場の磁場分布	108
B.1	パルス磁石の模式図	110
B.2	パルス磁石の写真	111
B.3	磁石の等価回路	112
B.4	磁場マップ	112
B.5	冷却効率	113
B.6	漏れ磁場のシミュレーションおよび測定結果	114
B.7	パルス磁石駆動用電源の写真	115
B.8	コンデンサバンクの内部の写真	115
C.1	共振器からの透過光強度	117
C.2	PDH 法のセットアップ	118
C.3	PDH 法によるエラー信号	119
C.4	共振器ミラー内のレーザーのウエスト	120

C.5	管の直径とフィネスの関係 . . . . .	121
D.1	$I_t$ 用光検出器の回路図 . . . . .	122
D.2	$I_t$ 用光検出器の回路図 . . . . .	123
D.3	$I_r$ 用光検出器の回路図 . . . . .	123
D.4	オープンループゲイン調整回路の回路図 . . . . .	124

# 表 目 次

2.1	理想的な楕円度のノイズの大きさ . . . . .	20
2.2	各気体の持つ $k_{CM}^{gas}$ の大きさと真空複屈折と同じ大きさの楕円度を生む分圧の大きさ	21
3.1	オペアンプ LF356 の諸性能 . . . . .	36
3.2	SI 11499 の諸性能 . . . . .	36
3.3	Pearson 社カレントトランス、モデル 1423 の性能 . . . . .	40
3.4	磁石駆動時のデータ取得サイクル . . . . .	52
3.5	共振探索時のデータ取得サイクル . . . . .	53
4.1	真空複屈折探索のデータ取得におけるコンデンサバンク設定 . . . . .	62
4.2	真空複屈折探索のデータ取得における光学系のセットアップ条件 . . . . .	62
4.3	真空の複屈折測定における系統誤差一覧 . . . . .	82
5.1	本測定でのパラメーターから計算した理想的な楕円度の雑音の大きさ . . . . .	85
5.2	真空観測に向けたアップグレード . . . . .	94
A.1	窒素ガスを用いたデータ取得におけるコンデンサバンク設定 . . . . .	97
A.2	窒素ガス測定時のデータ取得における光学系のセットアップ条件 . . . . .	97
A.3	ガス測定の圧力、磁場依存性 . . . . .	101
A.4	窒素のファラデー回転測定における系統誤差一覧 . . . . .	108
B.1	パルス磁石の種々のパラメーター一覧 . . . . .	111

# 第1章 序論

古典電磁気学を記述する Maxwell 方程式において、真空中の電磁場は相互作用をしない場として記述される。これに対して量子電磁気学では、真空は仮想電子対が絶えず対生成、消滅を繰り返している場として描かれ、光子はそれら仮想粒子を介して相互作用を行うことができる。その帰結として真空中ですら電磁場同士の相互作用が可能である [1]。そのような電磁場同士の相互作用により磁場中を走る光の感じる屈折率が異方性を持つことが予言されている [2, 3]。この現象は磁場によって引き起こされた真空中の仮想粒子対の分極と捉えることができ、真空複屈折と呼ばれている。真空複屈折は量子力学の予言する豊かな真空が生み出す電磁場の非線形効果の一つである。

しかし真空中の屈折率の異方性は未だ観測されておらず真空複屈折は量子電磁気学の検証の大きな関門となっている。今年、LHC 実験における  $\gamma\gamma$  散乱の観測 [4] や強い磁場を持つ中性子星からの偏光観測 [5] の結果から電磁場の非線形効果の観測が報告されており、地上実験で真空複屈折を観測することはこれまで以上に重要な課題となっていると言える。

また光子 2 個と結合する未知粒子が存在する場合、それら未知粒子も電磁場同士の相互作用に寄与するため、屈折率の異方性は標準模型の予言する値からずれることが示唆されている [6, 7]。真空複屈折を観測し標準理論とのズレを測定することはまだ見ぬ標準理論を超えた物理への解明につながる。そういった未知粒子としてはアクシオンや milli-charged particles があげられ、本実験はそれらの中でも eV 以下の質量を持つような軽い領域に感度を持つ。LHC などの加速器を用いた高エネルギー実験で重粒子探索が行われており、本実験は加速器実験に対して相補的なアプローチで新物理に迫ることができる。

我々は OVAL 実験 (Observing VAcuum with Laser) と称して、パルス磁石を用いることで同種の測定では最も高い磁場を用いた真空複屈折探索実験を行い、真空に満ちている物理構造に迫ろうとしている [8]。本章では、量子電磁気学の予言する真空複屈折と、標準模型を超えた物理からの真空複屈折への寄与について述べる。

## 1.1 量子電磁気学の予言する電磁場同士の相互作用

先に述べたように量子電磁気学は、仮想粒子対の生成、消滅に満ちた真空を描く。電磁場同士の相互作用は真空中に生まれた仮想粒子対に光子が結合することで生まれる (図 1.1)。

1930 年代からこの光子同士の相互作用は理論的注目を浴び、実効ラグランジアンや相互作用の断面積が計算されている [9]。さらに高次のダイアグラムの寄与も含めた場合の実効ラグランジアンが低エネルギー極限において計算されておりオイラーハイゼンベルグのラグランジアンと呼ば

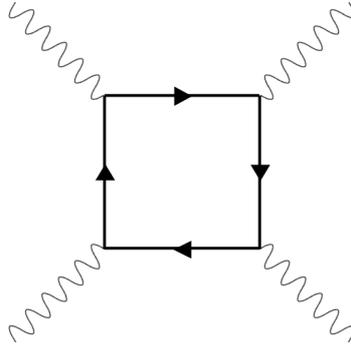


図 1.1: 仮想電子対を媒介した電磁場の相互作用の Feynmann ダイアグラム。4つの光子が仮想電子対を中間状態として相互作用する。

れ、以下のように記述される。

$$L = \frac{1}{2}(\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2) + A_e[(\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2)^2 + 7(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B})^2] \quad (1.1)$$

右辺の第 1 項目は古典電磁気学のラグランジアンと一致しておりこの項は電磁場同士の相互作用を含まない。右辺第二項目以降が古典電磁気学への量子力学的な補正項であり、その表式から電磁場同士の相互作用を含んでいることがわかる。 $A_e$  は QED の摂動計算から決まる定数で、特に仮想粒子が電子陽電子の場合、

$$A_e = \frac{2\alpha^2 \hbar^3}{45\mu_0 m_e^4 c^5} = 1.32 \times 10^{-24} [\text{T}^{-2}] \quad (1.2)$$

である。

補正項の大きさは中間状態の粒子の質量のマイナス 4 乗でスケールするため以下では光子に結合する粒子の中で最も軽い仮想電子対にのみ注目して議論するが、仮想電子対をもってしても 4 次の過程であるこの相互作用は他の相互作用に比べて非常に小さい。古典的には起こり得ない電磁場の相互作用を観測することは量子力学の検証につながるため、このラグランジアンによって予測される電磁場同士の相互作用を観測するために様々なアプローチが取られている [10] が、いまだ実光子による電磁場同士の相互作用は観測されていない。

## 1.2 磁場中での真空の複屈折

磁場が生み出す真空の複屈折性は前節で示したラグランジアンから得られる帰結の一つである [2]。磁場によって生じる仮想電子対の分極の効果も含んだ電束密度  $\mathbf{D}$  と電場  $\mathbf{E}$  の関係、磁束密度  $\mathbf{H}$  と磁場の強さ  $\mathbf{B}$  の関係はオイラー-ハイゼンベルグのラグランジアンを外部磁場のもとで変分することによって計算できる。その結果から外部磁場と平行な偏光成分感じる屈折率  $n_{\parallel}$  と外部磁場と垂直な偏光成分が感じる屈折率  $n_{\perp}$  がそれぞれ計算でき、以下のようになる。

$$n_{\parallel} = 1 + 7A_e B^2 \quad (1.3)$$

$$n_{\perp} = 1 + 4A_e B^2 \quad (1.4)$$

このように媒質の屈折率が異方性を持っていることを複屈折といい、特に量子電磁気学によって引き起こされる真空中での複屈折を真空複屈折という。実際にその複屈折性の大きさを計算すると

$$\begin{aligned}\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp} &= 3A_e B^2 \\ &= 4.0 \times 10^{-24} \times (B [\text{T}])^2 \\ &\equiv k_{\text{CM}} \times (B [\text{T}])^2\end{aligned}\quad (1.5)$$

でとなる。上式の最終行で  $k_{\text{CM}} = 3A_e = 4.0 \times 10^{-24} [\text{T}^{-2}]$  を定義した。以降では単位磁場あたりの真空複屈折の大きさとして  $k_{\text{CM}}$  を用いる。磁場によって生じる真空複屈折は VMB (Vacuum magnetic Birefringence) と呼ばれる。

### 1.3 標準理論を超えた物理からの寄与

前節では仮想電子対がつくるループによって媒介される真空複屈折を議論したが、Axion に代表される光子2個と結合する粒子 (Axion-Like Particles, ALPs) や、小さな電荷を持つ MilliCharged Particles (MCPs) が存在した場合、それらも光子と光子の相互作用を媒介することができるため真空複屈折に寄与する。その結果、真空の複屈折  $\Delta n$  の大きさが QED 理論値からずれるため真空複屈折の観測は未知粒子探索の側面も持つ。以下に述べるように VMB は未知粒子探索としても非常に有力な実験である。

#### 1.3.1 Axion-Like Particles からの寄与

Axion は、QCD における強い CP 問題を解決するために導入される U(1) 対称性 (PQ 対称性 [11]) が破れることによって生まれる擬 Nambu-Goldstone 粒子である [12]。Axion は PQ チャージと電荷をもつ重い fermion のループを介したプリマコフ変換を通じて光子2個と結合できるため図 1.2 の Feynman 図で表されるような形で光子と磁場の相互作用に寄与する。Axion は強い CP 問題を解決するために導入された粒子であるためその質量や結合定数は強い理論的な制限を受ける。しかし、Axion に限らず、超対称性理論 [13] やストリング理論 [13, 14] など、標準模型を拡張した様々な理論が Axion と同様に光子二つとの結合する Nambu-Goldstone 粒子および擬 Nambu-Goldstone 粒子を预言する。そのためこれら粒子を総称して Axion Like Particles (ALPs) と呼び、光子との結合定数  $g_{\text{ALPs}}$ 、質量  $m_{\text{ALPs}}$  の2パラメーターでその存在領域を議論する。ALPs も Axion と同様に図 1.2 の Feynman 図で表されるような形で光子同士の相互作用に寄与することができる。その際に生じる屈折率の異方性の大きさの寄与は以下のように計算される [7]。

$$\Delta n_{\text{ALPs}} = \frac{g_{\text{ALPs}}^2 B^2}{2m_{\text{ALPs}}^2} \left( 1 - \frac{\sin 2x}{2x} \right)\quad (1.6)$$

ただし、 $x = \frac{L_B m_{\text{ALPs}}^2}{4\omega}$ 、 $L_B$  は磁場の長さ、 $\omega$  は光の角周波数である。

地上実験における ALPs の探索は主に VMB 実験、LSW 実験 [15][16] で行なわれている。LSW 実験は磁場中でプリマコフ変換で生成された ALPs のうち、実粒子として生成されたものに注目して探索する実験である。VMB 実験と LSW 実験は探索する粒子が実粒子のみであるか、仮想粒

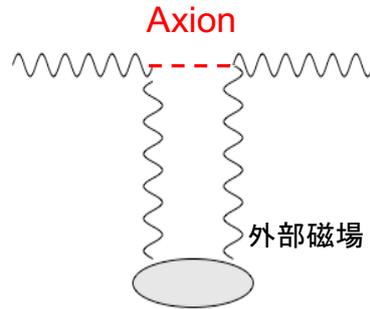


図 1.2: Axion の真空複屈折への寄与を表す Feynman 図。Axion はプリマコフ効果によって光子 2 個と結合するため、光と外部磁場の相互作用を媒介する。

子も含むのかによって感度曲線の形が異なり、ALPs の質量が eV 以下の範囲では VMB 実験が最も良い感度を誇っている。図 1.3 に eV 以下の質量領域で ALPs に対してそれぞれの実験がつけている制限を示す。

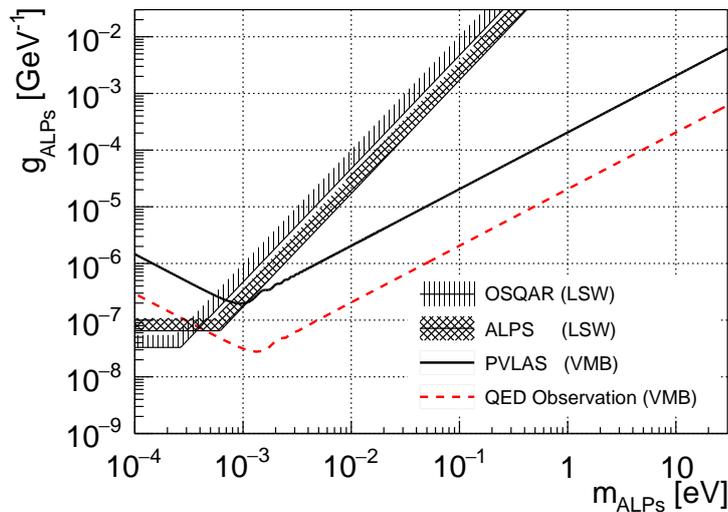


図 1.3: 地上実験における ALPs への制限。PVLAS 実験 [17] が VMB 実験の手法での現在の世界最高感度。LSW 実験 [16] では実粒子の ALPs のみを探索するため VMB 実験とは感度曲線が異なる。赤点線は真空複屈折が QED の予測する真空複屈折を観測した際の棄却領域。赤点線より下の領域では QED の真空複屈折の効果がバックグラウンドシグナルとして現れる。

### 1.3.2 Millicharged Particles からの寄与

標準理論を拡張したモデルの多くは従来のハイパー電荷 U(1) 対称性とは異なる U(1) 対称性を含んだ理論である。同時にそれらのモデルは標準模型の粒子が新たな U(1) 対称性による電荷 (パラチャージ) を持たないことを予言する [18]。すると、パラチャージを持つ粒子が存在しても我々の世界とは直接相互作用ができない。そのため、パラチャージを持つ粒子が属する世界を hidden sector と呼び、hidden sector の粒子は暗黒物質の候補となる。標準模型の粒子と hidden sector の粒子は双方の U(1) ゲージボゾンが混合することでのみ相互作用が可能であり、その混合の大きさを混合角  $\chi$  で表す。結果として、パラチャージ  $g$  を持つ hidden sector の粒子は、実効的に大きさ  $\chi g \equiv \beta$  の電荷を持つ粒子のように振る舞い、標準模型の粒子と相互作用をする [6]。混合角の理論的予言は  $10^{-16} < \chi < 10^{-2}$  であるため  $\beta$  の大きさは素電荷に比べて十分小さい。そういった背景を踏まえて、このような hidden sector の粒子を総称して Milli-charged particles (MCPs) と呼ぶ。

MCPs も電荷を持った粒子のため仮想電子対の場合と同様の Feynman 図で光子同士の相互作用に寄与することができる。MCPs が真空の複屈折の大きさに与える影響は、MCP がボソン (B) かフェルミオン (F) かによって変わり、それぞれの質量を  $m_{\beta}^{B,F}$  とすると、MCP による真空の複屈折の大きさは

$$\Delta n^B = \begin{cases} -\frac{3}{2}A_{\beta}B^2 & \text{for } \chi \ll 1 & (1.7) \\ \frac{135}{28} \frac{\pi^{1/2} 2^{1/3} (\Gamma(\frac{2}{3}))^2}{\Gamma(\frac{1}{6})} \chi^{-\frac{4}{3}} A_{\beta} B^2 & \text{for } \chi \gg 1 & (1.8) \end{cases}$$

$$\Delta n^F = \begin{cases} 3A_{\beta}B^2 & \text{for } \chi \ll 1 & (1.9) \\ -\frac{135}{14} \frac{\pi^{1/2} 2^{1/3} (\Gamma(\frac{2}{3}))^2}{\Gamma(\frac{1}{6})} \chi^{-\frac{4}{3}} A_{\beta} B^2 & \text{for } \chi \gg 1 & (1.10) \end{cases}$$

だけ変化する [6]。ここで、 $\chi$  および  $A_{\beta}$  は

$$\chi = \frac{3\hbar\omega\beta e B \hbar}{2(m_{\beta}^{B,F})^3 c^4}, \quad A_{\beta} = \frac{2\beta^4 \alpha^2 \hbar^3}{45\mu_0 (m_{\beta}^{B,F})^4 c^5} \quad (1.11)$$

で与えられる。

## 1.4 先行実験との比較

この節ではこれまでに行われてきた VMB 実験の紹介並びに OVAL 実験との比較を行う。先行実験として代表的な2つの実験として永久磁石を用いた PVLAS 実験 [17] と、パルス磁石を用いた BMV 実験 [19] が挙げられる。永久磁石を用いた実験、パルス磁石を用いた先行実験それぞれに対して OVAL 実験の利点を述べる。

まず、永久磁石を用いた実験と比較すると、OVAL 実験の特徴はパルス磁石を用いる点にある。これまで計算してきたように真空複屈折の大きさは磁場の2乗に比例する。これまで用いられて

きた永久磁石は最大磁場が3 [T] であるのに対して、OVAL 実験で用いたパルス磁石は繰り返し磁場9 [T] が達成されており、永久磁石を用いた実験に比べて非常に大きな屈折率の異方性を生むことができる。また真空複屈折をS/Nよく観測するためには時間変動する磁場を生じさせ静的なバックグラウンド成分から真空複屈折によるシグナルをロックイン検出することが必要である。永久磁石の場合は磁場の変調周波数は永久磁石を機械的に回転させる周波数で決まる。先行実験の場合は2.5 Hz で変動する磁場を生みシグナルを探索している。これに対してパルス磁石の場合は、磁場波形自体が回路の方程式に従って時間発展するためより早い周波数で変動する磁場を作ることができる。OVAL 実験で使用する磁石の場合は1 kHz 程度まで広がった周波数領域に磁場が存在している。機械的な回転を用いた永久磁石による変動磁場を使うと、シグナルを周波数的に局在させることができるという利点もあるものの、 $1/f$  ノイズと呼ばれる低周波で顕著に大きくなっていくノイズの影響を受けやすい。我々は速い周波成分を持つパルス磁石で $1/f$  ノイズを回避してS/Nよくシグナルを観測することを狙う。

同様のパルス磁石を用いた実験と比べた OVAL 実験の特徴に、パルス磁石のショット繰り返しレートが0.15 [Hz] と先行実験に比べて100倍以上速いことが挙げられる。高い繰り返しレートによって統計量を稼ぐとともに、長期的な環境変化による系統誤差を回避できる。

## 1.5 OVAL 実験第一回測定の結果

2016年12月に第一回 OVAL 実験を行った。合計30分間のデータ取得を行い、200発のパルス磁場を発生させ、真空複屈折の理論値に対して $k_{cm} < 1.1 \times 10^{-18} [\text{T}^{-2}]$  という制限をつけた。この結果は、QED 理論値の5.5桁上の領域までに制限をつけたことになる。[8]。この結果を先行実験の結果とともに列挙したものが図1.4である。

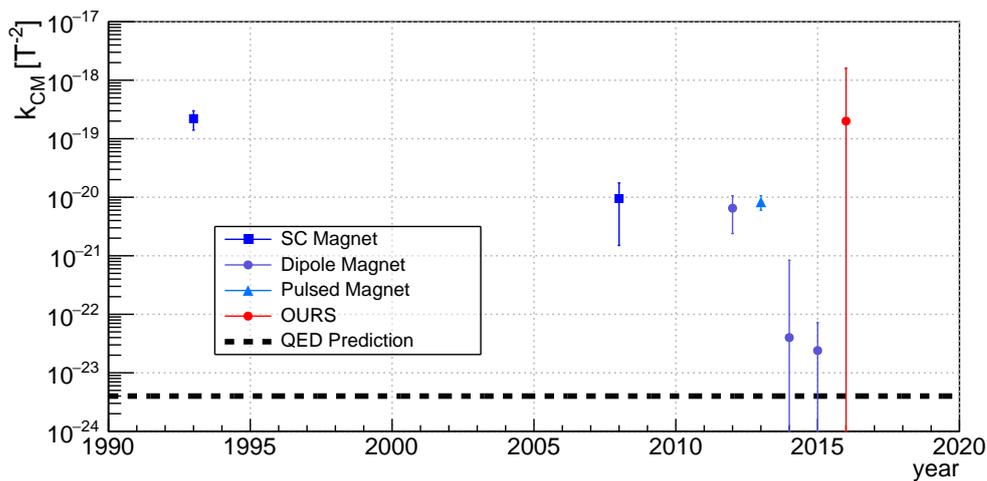


図 1.4: OVAL 実験の第一回の測定結果と先行実験で得られた  $k_{CM}$  への制限。青:先行実験で得られた実験結果。赤:昨年度の第一回測定で得られた実験結果 [8]。

## 第2章 実験手法の理論的考察

本章では1章で述べた真空複屈折を探索するための手法の理論的検討と感度の見積もりを行う。まず、2.1から2.3節で実験手法、パルス磁石、Fabry-Pérot共振器について述べる。2.4節以降でノイズの検討、感度の見積もりを行いQEDの予測する真空複屈折の観測について議論する。

### 2.1 セットアップ概略

図2.1に真空複屈折探索実験のセットアップの略図を示す。相対角度が90度になるように設置した2つの偏光子の間に磁石を設置し、入射光の偏光に対して45度傾いた方向に磁場を印加する。磁石の前後には向かい合わせに配置された1組2枚の鏡があり、この2枚のミラーがFabry-Pérot共振器を形成する。Fabry-Pérot共振器に入射した光はミラーの間を何度も往復しながら磁場と相互作用を繰り返す。入射側に配置された偏光子をPolarizer、射出側に配置された偏光子をAnalyserと呼ぶ。また磁場領域に入射する光の強度を $I_0$ 、Analyserを通過する光の強度を $I_e$ 、Analyserで跳ねられる光の強度を $I_t$ と呼ぶ。この $I_e$ と $I_t$ の光強度比を測定することで真空複屈折の探索が可能になる。

具体的には真空複屈折の効果により

$$\frac{I_e}{I_t} \sim \Gamma^2 + 2\Gamma \times \frac{2k_{CM}FLB^2(t)}{\lambda} \quad (2.1)$$

と、磁場の2乗に比例して強度比が変化する。ここで $\Gamma$ は共振器の持つ静的複屈折の大きさ、 $F$ は共振器のフィネス、 $L$ が磁場領域の長さ、 $\lambda$ が光の波長である。以下の節でこの表式を導出する。

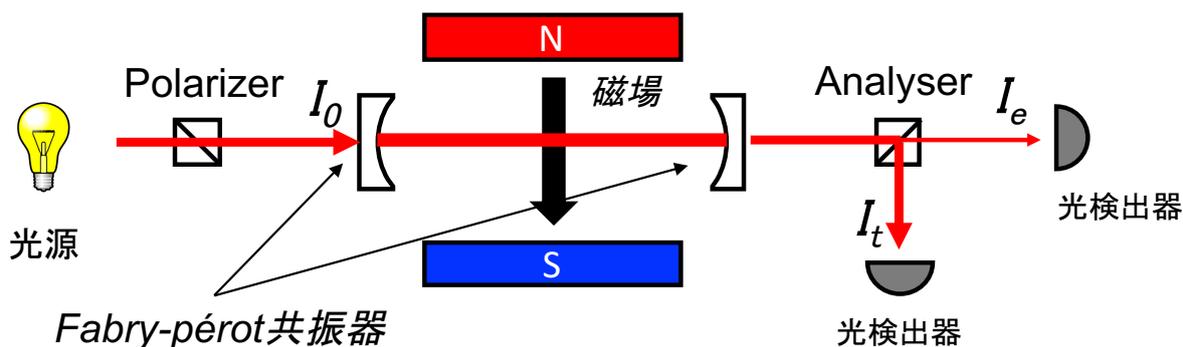


図 2.1: 真空複屈折実験のセットアップ概略図。

## 2.2 偏光測定の手法による複屈折測定

一般に複屈折性を持つ媒質を通過すると光の偏光が変化する。そのため真空複屈折に限らず媒質の持つ複屈折の大きさはその媒質を通過する偏光の変化を通して測定することができる。以下では jones 行列の手法を用いながら偏光測定の手法による複屈折の測定方法について議論する。測定手法の略図を図 2.2 に示す。

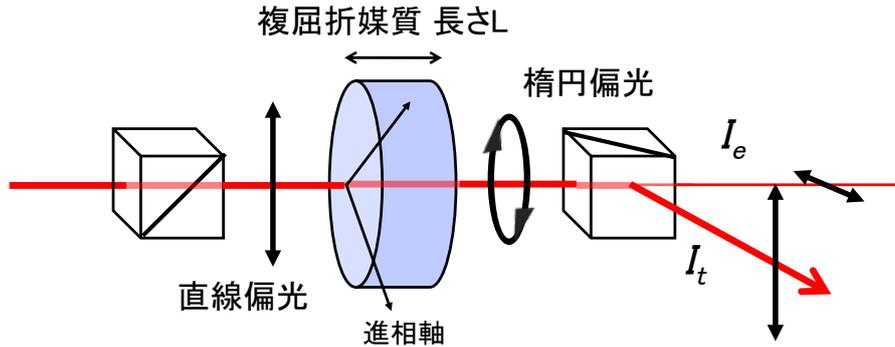


図 2.2: 偏光測定の手法による複屈折測定のセットアップ。複屈折媒質は入射光の偏光を変化させる。特に入射光を直線偏光にした場合、透過光は複屈折の大きさに依存した楕円偏光となるため 2 枚の偏光子を用いて偏光の変化を測定する。

偏光子はその設置角度に応じて電場ベクトルの特定の偏光成分のみを透過する素子であり、ここでは磁場に対して 45 度傾けた状態で polarizer を設置する。polarizer を通過した光の jones ベクトルを  $E_{in}$  とする。印加される磁場に平行な方向と垂直な方向の偏光成分をそれぞれ jones 行列の第 1 成分、第 2 成分に選ぶ。この時に jones 行列の第一成分が感じる屈折率は  $n_{\parallel}$  であり、第二成分が感じる屈折率が  $n_{\perp}$  である。この方向をそれぞれ進相軸、遅相軸と呼称する。この時  $E_{in}$  は、

$$\vec{E}_{in} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

とかける。一般に複屈折媒質中を光が走った時、進相軸方向と遅相軸方向の電場成分は異なる位相速度で伝播するため、それらの成分の間に位相遅延が生じる。屈折率の差  $\Delta n$  を持つ媒質中を距離  $L$  だけ進んだ時に生じる偏光成分間の位相遅延の大きさ  $\delta$  は

$$\delta = \frac{2\pi L \Delta n}{\lambda} \quad (2.3)$$

である。このような大きさの位相遅延を持つ複屈折媒質の Jones 行列は以下のように書くことができる。

$$W = \begin{pmatrix} e^{i\delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

この行列  $W$  を用いて複屈折媒質中を透過した光の電場  $\vec{E}_{\text{out}}$  が計算できる。

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\text{out}} &= W \vec{E}_{\text{in}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i\delta} \\ 1 \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (2.5)$$

磁場を通過した光は再び偏光子を通過する。polarizer に対して直交するように analyzer を設置することを直交ニコル配置と呼び、この時 analyzer を通過するのは  $\vec{E}_{\text{in}}$  に直交した偏光成分であり、 $\vec{E}_{\text{in}}$  に平行な偏光成分は analyzer を通過する光と異なる方向に跳ねられる。結果として直交ニコル配置によって  $\vec{E}_{\text{in}}$  に直交する電場成分と平行な電場成分を分離することができる。直交ニコルに配置した Analyser の Jones 行列は

$$A = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{-1}{2} \\ \frac{-1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix}\quad (2.6)$$

と書けるので Analyser を通過する偏光成分  $\vec{E}_{\text{out}}^{\perp}$  は

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\text{out}}^{\perp} &= A \vec{E}_{\text{out}} \\ &= \frac{e^{i\delta} - 1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (2.7)$$

とかける。Analyser で跳ねられる偏光成分  $\vec{E}_{\text{out}}^{\parallel}$  は

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\text{out}}^{\parallel} &= (1 - A) \vec{E}_{\text{out}} \\ &= \frac{e^{i\delta} + 1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (2.8)$$

となる。 $\vec{E}_{\text{out}}^{\parallel}$  の電場強度が  $I_t$ 、 $\vec{E}_{\text{out}}^{\perp}$  の電場強度が  $I_e$  である。 $I_e$  と  $I_t$  が光検出器で測定される物理量であり、ここまでの計算から入射光強度  $I_0 = |\vec{E}_{\text{in}}|^2/2$  と位相遅延量  $\delta$  を用いてそれぞれ以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned}I_e &= |\vec{E}_{\text{out}}^{\perp}|^2/2 \\ &= I_0 \times \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \\ &\sim I_0 \times \delta^2/4\end{aligned}\quad (2.9)$$

$$\begin{aligned}I_t &= |\vec{E}_{\text{out}}^{\parallel}|^2/2 \\ &= I_0 \times \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \\ &\sim I_0 \times (1 - \delta^2/4)\end{aligned}\quad (2.10)$$

と書ける。ここで2方向の電場成分の感じる位相差が十分小さいという近似を用いた。光検出器で測定された  $I_e$  と  $I_t$  の比をとることを考えると

$$\begin{aligned} I_e/I_t &= \frac{I_0 \times \frac{\delta^2}{4}}{I_0 \times (1 - \frac{\delta^2}{4})} \\ &\sim \delta^2/4 \\ &\equiv \Psi^2 \end{aligned} \quad (2.11)$$

と書くことができる。最終行で定義した測定される2つの偏光成分の強度比から計算される  $\Psi$  を ellipticity(楕円度)と呼び直線偏光がどれだけ楕円偏光に変化したのかを表す。 $\Psi$  は媒質内の屈折率の異方性の大きさに比例するので  $I_e/I_t$  を測定し楕円度を計算することで媒質の持つ屈折率異方性の測定を行うことができる。真空複屈折の場合は  $\Delta n = k_{CM}B^2$  であり、真空複屈折によって生じる楕円度  $\psi$  を以下のように定義する。

$$\psi = \frac{\pi L k_{CM} B^2}{\lambda} \quad (2.12)$$

これまでは偏光子によって完全に直交する2方向の偏光成分を分離することができるとして議論してきた。しかし、実際の偏光子は完全に2方向の直交した電場成分を分離できるわけではない。偏光子の持つ表面粗さなどに起因して直交ニコルに配置した場合でも一定の割合で Analyzer を透過する光が存在する。この割合のことを消光比  $\sigma^2$  と呼び直交ニコルに配置した場合の  $I_0$  に対する  $I_e$  の比を用いて

$$\sigma^2 = I_e/I_0 \quad (2.13)$$

で定義される。一般に消光比は非常に小さく、 $\psi^2 \sim 10^{-6}$  程度の大きさである。実際に測定される  $I_e$  と  $I_t$  の比は

$$I_e/I_t = \sigma^2 + \psi^2 \quad (2.14)$$

となる。つまり磁場の印加の有無にかかわらず楕円度は時間依存しないバックグラウンド成分を持つことになる。例えば1[m]に渡って1[T]の磁場を印加したとすると生じる楕円度は  $\Psi = 4 \times 10^{-18}$  であり、消光比に対する S/N は  $10^{-30}$  と非常に悪い。これまでに導出した真空複屈折の楕円度の表式からわかるように、大きなシグナルを得るためには、強い磁場と十分に長い磁場距離が必要であるとわかる。前者については高いピーク磁場を持つレストラック型パルス磁石を用いて、後者については Fabry-Pérot 共振器を用いることでシグナルをエンハンスし感度を上げる。この節に続く2節でそれら2要素について詳細に議論する。

### 2.3 Fabry-Pérot 共振器

この節では Fabry-Pérot 共振器を用いた感度を向上について議論する。Fabry-Pérot 共振器とは2枚の鏡を対面させた光学装置である。一度共振器に入射した光は2枚のミラーの間を何度も往復してから共振器を抜ける。このときの往復回数をフィネス (F) と呼びこの値はミラーの反射率で決まる。共振器内部での周回反射率を  $R_{cav}$  とするフィネスは以下のような式で表される。

$$F = \pi R_{cav} / (1 - \sqrt{R_{cav}}) \quad (2.15)$$

ここで周回反射率は、共振器に使用するミラーの反射率  $R_{mir}$  とミラー間を一周する際の強度のロス  $P_{cav}$  を用いて

$$R_{cav} = R_{mir}^2 P_{cav} \quad (2.16)$$

とかける。この表式からわかるように反射率の高いミラーをロスの少ない環境で用いると高いフィネスが得られる。ミラーの反射率は波長 1064nm で最も良い 99.999% を超えるようなものが入手可能であり、そこから計算されるフィネスは 300,000 以上になる。

Fabry-Pérot 共振器は共振器に入射するレーザーの波長が与えられたとき、共振器長  $L_{cav}$  がある整数  $m$  に対して

$$\frac{\lambda}{2}m - \frac{\lambda}{2F} < L_{cav} < \frac{\lambda}{2}m + \frac{\lambda}{2F} \quad (2.17)$$

を満たす時に共振状態にあるといい、入射した光は共振器内部に溜め込まれる。一度入射した光はミラー間を何度も往復することで少しずつ外部に漏れ出す。この時に一度入射した光が外部に漏れ出るまでのミラー間での反射回数の期待値が  $2F/\pi$  となる。前述のように反射率の高いミラーを使用するとフィネスは 300,000 以上が得られるため、磁石の前後にミラーを設置して Fabry-Pérot 共振器を形成すると光はミラー間、つまり磁場領域中を  $10^5$  回以上往復するため実効的な相互作用長を  $2F/\pi$  だけエンハンスすることが可能になる。

Fabry-Pérot 共振器を使えば感度が大幅に向上する一方でフィネスが高い Fabry-Pérot 共振器の共振条件は非常に厳しい。Fabry-Pérot 共振器の共振条件から、ある周波数に対して共振状態が維持されるためには共振器長の変動  $\Delta L_{cav}$  は

$$-\frac{\lambda}{2F} < \Delta L_{cav} < \frac{\lambda}{2F} \quad (2.18)$$

の範囲を満たす必要があるため波長 1064 [nm] でフィネス 300,000 の共振器を作ると  $\Delta L_{cav}$  の許容値は数 [pm] のオーダーとなる。たとえ許容値内の変動であったとしても、 $\Delta L_{cav}$  の変動は共振器から漏れ出る光の強度も変動させるためシグナルの発見を困難にする。そのためこの実験においては共振器と磁石を非常に高いレベルで安定して組み合わせることが必要不可欠になる。以下で、Fabry-Pérot 共振器を用いることで実際にフィネス倍程度シグナルが大きくなること、Fabry-Pérot 共振器自身の持つ静的な複屈折について述べる。共振維持の原理や手法については3章と付録に譲る。

### 2.3.1 Fabry-Pérot 共振器によるシグナルのエンハンス

この章では Jones 行列の手法を用いて磁石の前後にミラーを設置し Fabry-Pérot 共振器を形成した場合に得られる楕円度の大きさを計算する。共振状態にある Fabry-Pérot 共振器に対して常に一定の振幅の光電場が入射している時一度入射した光はミラー間を何度も往復しながら少しずつミラーから漏れ出すので、Fabry-Pérot 共振器からの透過光は、共振器間を 0 回往復した光、1 回往復した光、2 回往復した光、... の重ね合わせとなる。

共振器の長さを  $L_{cav}$  とし、磁場領域の長さを  $L$  とする。ミラー間を光が片道進んだ時に獲得する位相差は前節同様  $\delta$  であるので、共振器を片道進むことに対応する Jones 行列は

$$W_{cav} = e^{i\phi} \begin{pmatrix} e^{i\delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

と書ける。ただし  $\phi$  は  $\phi = \frac{2\pi L_{cav}}{\lambda}$  で定義され、ミラー間を片側進んだ後の電場全体の位相変化に対応している。簡単のために周回のロスをして0と考えて、ミラーの反射率  $R_{mir} = r^2$ 、ミラーの透過率  $T = t^2$  で記述できるようなミラーを考える。周回のロスがないため  $t^2 + r^2 = 1$  である。この共振器からの透過光の Jones ベクトルは

$$\begin{aligned} \vec{E}_{out}^{FP} &= t^2 \Sigma (r^2 W_{cav}^2)^n W_{cav} \vec{E}_{in} \\ &= \frac{t^2 e^{i\phi}}{1 - r^2 e^{i2\phi}} \begin{pmatrix} e^{i\delta} \frac{1-r^2 e^{i2\phi}}{1-r^2 e^{i2(\phi+\delta)}} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{E}_{in} \end{aligned} \quad (2.20)$$

と書くことができる。ここで共振器が共振状態にある時、片側進んだ時の位相変化の大きさは  $\phi = 2\pi m$  を満たす。このことを用いると

$$\begin{aligned} \vec{E}_{out}^{FP} &= \frac{t^2 e^{i\phi}}{1 - r^2 e^{i2\phi}} \begin{pmatrix} e^{i\delta} \frac{1-r^2 e^{i2\phi}}{1-r^2 e^{i2(\phi+\delta)}} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{E}_{in} \\ &= \frac{t^2}{1 - r^2} \begin{pmatrix} e^{i\delta} \frac{1-r^2}{1-r^2 e^{i2\delta}} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{E}_{in} \\ &\simeq \begin{pmatrix} 1 + i \frac{2\delta}{1-r^2} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{E}_{in} \\ &= \begin{pmatrix} 1 + i \frac{2F\delta}{\pi} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{E}_{in} \end{aligned} \quad (2.21)$$

と書ける。ただし3行目において  $\delta \ll 1 - r^2 \ll 1$  であるとして近似を行い、最終行にてフィネスの定義  $F = \frac{\pi}{1-r^2}$  を用いて書き換えを行なった。ここで最終行での行列に注目すると、式(2.4)の複屈折媒質の行列において  $\delta$  を  $\frac{2F}{\pi}\delta$  に置き換えたものに相当していることがわかる。つまり位相遅延の大きさが共振器なしの場合と比べて  $2F/\pi$  倍されており、従って観測される楕円度の大きさも  $2F/\pi$  されることわかる。こうして Fabry-Pérot 共振器も用いた際に観測される楕円度の大きさが

$$\psi = \frac{2FLk_{CM}B^2}{\lambda} \quad (2.22)$$

になることが示された。前述のように共振器のフィネスは 300,000 程度のものが達成可能であり、共振器を使用することで共振器なしの場合と比べて楕円度が  $10^5$  倍も増大される。

### 2.3.2 共振器の持つ静的複屈折

ここまでは共振器内部で生じる楕円度は真空複屈折起因のもののみを考えた。実際には共振器はそれ自身が複屈折媒質として振舞う。正しく真空複屈折のシグナルの大きさを議論するためには、共振器の持つ複屈折性によって生じる楕円度の大きさも考慮する必要がある。

Fabry-Pérot 共振器に用いられるミラーの反射面の加工は誘電体多層膜コーティングというものであり、理想的にはミラーは回転対称性を持つはずであるが、実際のミラーは複屈折性を示す。ミラーそれぞれの持つ複屈折の大きさはミラーの反射率に依存して非常に小さいことがわかって

いるが [20]、反射率の高いミラーは同時に大きなフィネスを持つため、このようなミラーを用いて形成された Fabry-Pérot 共振器では光は何度もミラーの反射面に到達するためにこの複屈折性も増大される。

ミラーの複屈折性は2枚のミラーを1つの複屈折媒質として扱うことで議論される。Fabry-Pérot 共振器のミラーがそれぞれ  $\delta_1$ 、 $\delta_2$  の大きさの位相遅延量を持ち、入射光の偏光面に対して1枚目のミラーの進相軸が  $\theta_1$ 、2枚目のミラーの進相軸が  $\theta_2$  だけ傾いているとする。このとき、この2枚のミラーの効果を1つの複屈折媒質に置き換えると、その位相遅延量の大きさ  $\delta_{EQ}$  は

$$\delta_{EQ} = \sqrt{(\delta_1 - \delta_2)^2 + 4\delta_1\delta_2\cos^2(\theta_1 - \theta_2)} \quad (2.23)$$

となり、この複屈折媒質の進相軸の入射光の偏光面に対する傾き  $\theta_{EQ}$  は

$$\theta_{EQ} = \frac{\frac{\delta_1}{\delta_2} + \cos 2(\theta_1 - \theta_2)}{\sqrt{(\frac{\delta_1}{\delta_2} - 1)^2 + 4\frac{\delta_1}{\delta_2}\cos^2(\theta_1 - \theta_2)}} \quad (2.24)$$

と書くことができる。反射率 99.999% 程度のミラーでは一回反射あたりのミラーの位相遅延の大きさは典型的に 1 [ $\mu\text{rad}$ ] と報告されている [21] ため  $\delta_{EQ}$  の大きさも同程度になると考えられる。共振器が形成されているときはこの複屈折媒質を光が何度も往復すると真空複屈折の議論と同様にこの位相遅延量もフィネスに応じてエンハンスされる。最終的に入射光が獲得する位相遅延の大きさ  $\delta$  は

$$\delta_{cav} = \frac{2F}{\pi}\delta_{EQ} \quad (2.25)$$

このような位相遅延量を持つ複屈折媒質が真空複屈折の進相軸に対して  $\theta_{EQ}$  だけ傾いて設置されているため、ミラーによる位相遅延を表す Jones 行列を  $W_{mir}$  とすると

$$W_{mir} = \begin{pmatrix} e^{-i\delta_{cav}/2}\cos^2(\theta_{EQ}) + e^{i\delta_{cav}/2}\sin^2(\theta_{EQ}) & -i\sin(\delta_{cav}/2)\sin(2\theta_{EQ}) \\ -i\sin(\delta_{cav}/2)\sin(2\theta_{EQ}) & e^{-i\delta_{cav}/2}\sin^2(\theta_{EQ}) + e^{i\delta_{cav}/2}\cos^2(\theta_{EQ}) \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

と書ける。

真空複屈折による位相遅延を表す Jones 行列を  $W_{vac}$  とすると、系全体の応答を表す Jones 行列  $W_{sys}$  は  $W_{sys} = W_{mir}W_{vac}$  で定まる。この Jones 行列を用いてこれまでと同様に  $\frac{I_e}{I_t}$  を計算すると以下のような結果が得られる。

$$\frac{I_e}{I_t} = \left(\frac{\sin 2\theta_{EQ}\sin\delta_{cav}}{2} + \psi\right)^2 + \left(\delta_{cav} \times \frac{\sin 2\theta_{EQ}\sin\delta_{cav}}{4}\right)^2 \quad (2.27)$$

ここで共振中のミラーの複屈折の大きさ  $\Gamma$ 、ミラーの持つ偏光回転の大きさ  $\epsilon$  として

$$\Gamma = \frac{\sin 2\theta_{EQ}\sin\delta_{cav}}{2} \quad (2.28)$$

$$\epsilon = \delta_{cav} \frac{\sin 2\theta_{EQ}\sin\delta_{cav}}{4} \quad (2.29)$$

を定義する。すると、最終的に得られる楕円度は

$$\begin{aligned} \frac{I_e}{I_t} &= \sigma^2 + (\Gamma + \Psi)^2 + \epsilon^2 \\ &\sim \sigma^2 + \epsilon^2 + \Gamma^2 + 2\Gamma\Psi \end{aligned} \quad (2.30)$$

となる。このときシグナルの大きさは  $2\Gamma\Psi$  となる。これまでと異なり  $\psi$  に比例する項が楕円度に現れており、これは真空の複屈折とミラーの持つ複屈折の干渉の効果が現れた結果である。ミラーの偏光回転  $\epsilon$  は複屈折とは干渉しないが、偏光回転の効果と干渉する。表式からわかるように通常の複屈折媒質と同様に  $\Gamma$  の大きさはそれぞれのミラーの角度を変化させることで調整が可能である。

## 2.4 パルス磁石

これまで議論してきたように真空複屈折のシグナルの大きさを磁場の2乗と相互作用長の1乗に比例する。そのため感度よく真空複屈折の探索を行うためには、光の進行方向に垂直な強い磁場を長い距離に印加できる磁石も必要となる。本実験では、レーストラック型のパルス磁石を用いて前述したような磁場を作り出した。この節ではパルス磁石の性質について簡単に述べる。

### 2.4.1 パルス磁石の特徴

パルス磁石とは、コンデンサに蓄えた電荷をコイルに瞬間的に放電することで、短い時間ではあるが瞬間的に非常に強い磁場が得られる磁石である。発生する磁場波形はコイルに流れる電流に比例する。容量  $C$  [F] のコンデンサを  $V_0$  [V] まで充電し、インダクタンス  $L$  [H] を持つ磁石に放電した場合、流れる電流は

$$I(t) = V_0 \sqrt{\frac{C}{L}} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{LC}}\right) \quad (2.31)$$

となる。磁場もこの式に比例して時間発展を行う。

この実験にパルス磁場を用いる利点は大きく2つある。

一つ目は到達磁場の大きさである。非破壊のパルス磁石の到達磁場は最大で 85.8 [T] が報告されている。この値は超電導磁石のクエンチ磁場と比べても倍以上大きく、磁場の2乗でシグナルが大きくなる複屈折探索においては大きな利点となる。先行実験で使用された磁石は、常伝導タイプのもので 3 [T]、パルス磁石型の物で 6.5 [T] であり、OVAL 実験が使用している磁石は繰り返し磁場が 9 [T] であり、真空複屈折実験としては最も高い繰り返し到達磁場を達成している。

第2の利点としては、比較的高い周波数成分を持つ磁場波形を作り出せることが挙げられる。真空複屈折の探索は磁場に同期した楕円度の変化の探索であり、突き詰めると磁場に同期した光強度の変化の探索である。理想的には Fabry-Pérot 共振器の持つノイズは全周波数に渡って一定のホワイトノイズであるが、振動や音などといった外部からの擾乱は一般に  $1/f$  ノイズと呼ばれ低周波ほど大きくなっていく。そのため低周波では擾乱の影響を受けやすく、共振器の持つ強度ノイズの大きさも低周波ほど大きい。従って、シグナルが同期する磁場波形はできる限り高い周波数成分を持っている方が望ましい。パルス磁石のパルス幅  $\Delta t$  [s] は、磁石の持つインダクタンスの大きさ  $L$  [H] と充電コンデンサの容量  $C$  [F] で決まり  $\Delta t = \pi\sqrt{LC}$  [s] となるため、おおよそ  $\frac{1}{\pi\sqrt{LC}}$  [Hz] 以下程度の周波数成分を持った磁場波形を作ることが可能である。本実験で使用する磁石とコンデンサの容量はそれぞれ 40 [ $\mu$ H]、3 [mF] であるためパルス幅は 1 [ms] 程度となり磁場が現れる周波数領域は 1 [kHz] にまで及ぶ。これに対して常伝導や超伝導型の磁石を使用した

探索では、磁場波形の時間変化を生むために巨大な磁石自体を機械的に回転させる手法を取っており、磁場波形はたかだか 10 [Hz] 程度まででしか変化させることができない。

このように速い周波数で強い磁場を作り出すことができるパルス磁場は真空複屈折探索において非常に魅力的であるが、パルス磁場が印加される際に瞬間的な大きな擾乱が生じることと、コンデンサの充電完了までにある程度の時間がかかってしまうことに起因する低い繰り返しレートもその特徴である。OVAL 実験では先行実験に比べて 100 倍繰り返し速いパルス磁石の開発と徹底した振動対策でこれらの問題を解決する。

### 2.4.2 光子寿命によるカットオフ

フィネスの高い Fabry-Pérot 共振器に一度共振器に入射した光は一定時間ミラーの間にとどまることになる。このことから類推されるように Fabry-Pérot 共振器はその共振器長とフィネスに依存して一次のローパス特性を持つ。そのカットオフ周波数の大きさは共振器の光子寿命  $\tau_{FP}$  [s] を用いて  $\omega_c = 1/4\pi\tau_{FP}$  [Hz] となる。光子寿命  $\tau_{FP}$  は Fabry-Pérot 共振器のミラー間距離  $L$  [m] とフィネス  $f$  を用いて  $\tau_{FP} = FL/\pi c$  で定まる。本実験で用いた共振器長 1.4 [m]、フィネス 300,000 程度の共振器の場合はカットオフ周波数は典型的に  $\omega_c = 170$  [Hz] である。磁場に同期した強度変化を探索する本実験では、シグナルが現れる周波数帯域は高周波である方が望ましい。しかし Fabry-Pérot 共振器の持つローパス特性によってシグナルはせいぜい 170 Hz 以下でしか現れない。従って、極端に磁場波形の周波数分布を高周波側に高めても実際に観測される波形はほとんど変わらない。我々が使用するパルス磁石はおおよそ 1 kHz までの周波数領域に渡って磁場を生むため、この共振器のフィルター特性によって実効的な磁場波形が鈍ることになる。図 2.3 にパルス幅 1 [ms] のパルス磁場の 2 乗の時間波形とローパスフィルターがかかることによる実効的なシグナル波形の比較を示す。

## 2.5 実験の感度

前節で polarimetry の手法で測定される真空複屈折起因の偏光変化の大きさについて議論した。本節ではこの実験手法に伴うノイズについて議論し、解析手法を踏まえた感度の見積もりを行う。本実験で測定されるのは、各光検出器における光強度  $I_e$  と  $I_t$  である。議論すべきは測定される楕円度  $\Psi$  における S/N であるため、具体的なノイズの評価に進む前の準備として、楕円度のノイズ  $\Delta\Psi$  を光強度のノイズ  $\Delta I$  を用いた表式に書き換えておく。

2.1 節の議論の結果からある時刻での楕円度は

$$\Psi = \frac{I_e}{2I_t\Gamma} \quad (2.32)$$

で書き表すことができるため、 $\Psi$  に現れるノイズ量  $\Delta\Psi$  はそれぞれの光のノイズ  $\Delta I_e$ 、 $\Delta I_t$  を用

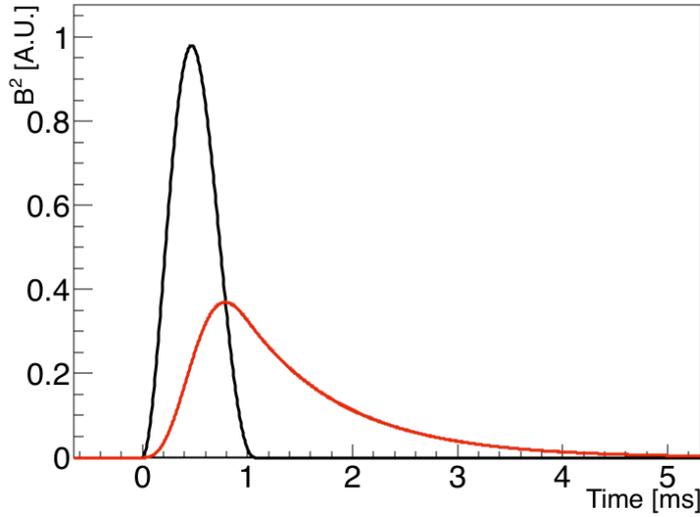


図 2.3: パルス磁場への光子寿命の影響。黒線:パルス幅 1ms でのパルス磁場の 2 乗の時間波形。赤線:光子寿命によるローパスフィルターを介した後のパルス磁場の 2 乗の時間波形。ローパスフィルターのカットオフ周波数は 170 [Hz] とした。

いると以下のように書くことができる。

$$\Delta\Psi = \frac{I_e}{2I_t\Gamma} \sqrt{\left(\frac{\Delta I_e}{I_e}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_t}{I_t}\right)^2} \quad (2.33)$$

$$\simeq \frac{I_e}{2I_t\Gamma} \sqrt{\left(\frac{\Delta I_e}{I_e}\right)^2} \quad (2.34)$$

$$= \frac{\Delta I_e}{2I_t\Gamma} \quad (2.35)$$

後で見ると想定されるノイズは光強度や検出器のゲイン抵抗の大きさに依存し、理想的には光強度の小さい  $I_e$  の持つ相対ノイズレベルは  $I_t$  のそれに比べて十分大きい。そのため 2 段目において  $I_t$  の相対ノイズを無視する近似を行った。これを持って楕円度のノイズを光強度のノイズに書き換えることができたので以降はこの表式を用いて議論する。

光強度は後述するフォトダイオードに生じる光電流をトランスインピーダンスアンプを用いて電圧へと変換する。そのため主なノイズはまずこの光検出器から生じることになる。これらのノイズは電子の統計的な振る舞いに起因するノイズであるためポアソン分布に従い、統計的なホワイトノイズを生む。実際の測定においては、周囲の振動や擾乱、磁場起因の電磁的なノイズを共振器や光検出器が拾うことで生じる強度揺らぎ起因のノイズも現れる。また光検出器から出力される電圧を記録するデータ取得システムも電圧をデジタル化して記録する際にノイズを生む。大きく分けてこの 3 種類のノイズが楕円度のノイズを生む。以降でこれらのノイズについて評価を行う。

光検出器起因のノイズは以下に示す 4 種類がある。

### 入射光起因のショットノイズ

フォトダイオードは受光面に入射した光量に対して、量子効率  $q$  [A/W] で決まる電流を流す素子であるが、本実験のように微小な光量の変化を探索する場合、回路に流れる電流の電子数の統計的揺らぎを無視することができない。この電子数の統計的なふらつきに起因するノイズをショットノイズという。受光面に  $I$  [W] の光が入射している時に生じるショットノイズの大きさ  $J_{shot}$  [A/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ] は以下の式で表すことができる。ただし  $e$  は素電荷の大きさを表す。

$$\Delta J_{shot} = \sqrt{2eqI} \quad (2.36)$$

この電流の揺らぎの大きさを光量の揺らぎの大きさ  $I_{shot}$  [W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ] に換算すると以下のようにかける。

$$\begin{aligned} \Delta I_{shot} &= \frac{J_{shot}}{q} \\ &= \sqrt{\frac{2eI}{q}} \end{aligned} \quad (2.37)$$

このショットノイズが  $I_e$  の大きさによって決まる。このときに生じる楕円度のふらつきの大きさは

$$\Delta \Psi_{shot} = \frac{\Delta I_e}{2I_t \Gamma} \quad (2.38)$$

$$= \frac{\sqrt{\frac{2eI_e}{q}}}{2I_t \Gamma} \quad (2.39)$$

$$= \sqrt{\frac{e}{2qI_t}} \quad (2.40)$$

### ジョンソン熱雑音

ジョンソン熱雑音はトランスインピーダンスアンプのゲイン抵抗内部での自由電子のブラウン運動によって生じる雑音である。温度  $T$  [K] で抵抗値  $R$  [ $\Omega$ ] の抵抗において生じるジョンソン熱雑音  $\Delta J_{Johnson}$  の大きさは

$$\Delta J_{Johnson} = \sqrt{\frac{4k_B T}{R}} \text{ [A}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (2.41)$$

と書くことができる。フォトダイオードの量子効率  $q$  [A/W] を用いてこの雑音を光強度の雑音の大きさに変換すると

$$\Delta I_{Johnson} = \frac{1}{q} \sqrt{\frac{4k_B T}{R}} \text{ [W}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (2.42)$$

と書くことができる。この表式を用いることでジョンソン熱雑音による複屈折への雑音の大きさは

$$\begin{aligned} \Delta \Psi_{Johnson} &= \frac{(\Delta I_{Johnson})e}{2\Gamma I_t} \\ &= \frac{1}{2q\Gamma I_t} \sqrt{\frac{4k_B T}{R}} \text{ [1}/\sqrt{\text{Hz}}] \end{aligned} \quad (2.43)$$

となる。

### オペアンプのバイアス電流起因の雑音

光検出器において用いるトランスインピーダンスアンプではオペアンプを用いる。オペアンプはそれぞれ有限のバイアス電流を持つ。これらバイアス電流は検出器の出力電圧に有限のオフセット出力を生むとともに、このバイアス電流自体のショットノイズを持つため、このバイアス電流のショットノイズが複屈折へのノイズを生む。バイアス電流の大きさ  $J_B$  [ $A/\sqrt{Hz}$ ] とすると、入射光起因のショットノイズと同様の議論が行えて、このバイアス電流によって生じるショットノイズの大きさ [ $A/\sqrt{Hz}$ ] は

$$\Delta J_B = \sqrt{2eJ_B} \quad (2.44)$$

と書けるので、これを光強度のノイズ  $\Delta I_B$  [ $W/\sqrt{Hz}$ ] に換算すると

$$\Delta I_B = \frac{\sqrt{2eJ_B}}{q} \quad (2.45)$$

$$\Delta \Psi_{shot} = \frac{\Delta(I_{bias})_e}{2I_t \Gamma} \quad (2.46)$$

$$= \frac{\sqrt{2eJ_B}}{2qI_t \Gamma} \quad (2.47)$$

となる。

### オペアンプの入力換算ノイズ

オペアンプは入力換算ノイズを持つ。入力換算ノイズとはオペアンプ内部で発生する各種のノイズをオペアンプの入力部でのノイズの大きさに置き換えたものである。入力換算ノイズは電圧値と電流値の2種類が存在するがこのうちトランスインピーダンスアンプで大きくゲインされてしまう入力換算電流ノイズが特に意味を持つ。入力換算電流ノイズ  $\Delta J_n$  [ $A/\sqrt{Hz}$ ] とすると、この入力換算電流ノイズは光強度のノイズに換算すると

$$\Delta I_{J_n} = \frac{J_n}{q} \quad (2.48)$$

となり、楕円度へのノイズの大きさは

$$\Delta \Psi_{J_n} = \frac{\Delta(I_{J_n})_e}{2I_t \Gamma} \quad (2.49)$$

$$= \frac{J_n}{2qI_t \Gamma} \quad (2.50)$$

#### 2.5.1 強度揺らぎ起因のノイズ

強度揺らぎ起因のノイズは振動や電磁ノイズなど様々な理由で生じうるが、その特徴は一般にホワイトノイズになる保証がないことである。幅広い周波数帯域にシグナルを含むこの実験にお

いては強度揺らぎ起因のノイズが感度に及ぼす影響は、それらノイズがどの周波数にどのように分布しているのかに強く依存する。そのため定性、定量的な議論は非常に難しい。ここでは仮に強度揺らぎが統計的なホワイトノイズと見なせる場合についての議論に止める。 $I_e$  の持つ相対強度揺らぎの大きさを  $RIN [1/\sqrt{Hz}]$  と置くと、この強度揺らぎによって生じる楕円度へのノイズの大きさは、以下のような式でかける。

$$\begin{aligned}\Delta\Psi_{RIN} &= \frac{RIN \times I_e}{2I_t\Gamma q} \\ &= \frac{RIN \times \Gamma}{q}\end{aligned}\quad (2.51)$$

### 2.5.2 量子化ノイズ

光検出器に入射した光の強度はトランスインピーダンスアンプによって電圧値に変換される。変換された電圧値は ADC (Analog to Digital Converter) によって読み出され記録される。ADC は読み出された電圧値を離散値に量子化して一定のサンプリングレートに従って記録する。連続量を離散化して記録するため ADC で記録する際に微小な波形は歪められて記録される。このような離散化に伴うノイズを ADC の量子化ノイズと呼ぶ。ADC の量子化ノイズの大きさは最小の読み出し電圧値  $V_{min}$  [V] とサンプリングレート  $f_{ADC}$  [Hz] によって定量的に記述できる。その量子化ノイズの大きさを  $V_{ADC} [V/\sqrt{Hz}]$  とすると

$$V_{ADC} = \frac{V_{min}}{\sqrt{6f_{ADC}}}\quad (2.52)$$

となる。量子効率とトランスインピーダンスアンプのゲイン抵抗の大きさをを用いてこの量子化ノイズの大きさを光強度のノイズに変換すると

$$\begin{aligned}I_{ADC} &= \frac{V_{ADC}}{qR} \\ &= \frac{V_{min}}{2qR\Gamma I_t\sqrt{6f_{ADC}}}\end{aligned}\quad (2.53)$$

となる。この結果を用いると ADC の量子化ノイズ起因の楕円度へのノイズの大きさは

$$\begin{aligned}\Delta\Psi_{ADC} &= \frac{I_{ADC}}{2\Gamma I_t} \\ &= \frac{V_{min}}{2\Gamma I_t\sqrt{6f_{ADC}}qR}\end{aligned}\quad (2.54)$$

### 2.5.3 感度の見積もり

これまで議論したような6種類の  $\Delta\Psi$  のノイズを持つ楕円度から磁場波形を用いて  $k_{CM}$  の大きさを統計的に推定した場合に現れる  $k_{CM}$  の推定の誤差  $\Delta k_{CM}$  は以下のような表式で書き表すことができる。

$$\Delta k_{CM} = \frac{\lambda}{2FL \times V(B_{filter}^2)} \frac{1}{\sqrt{\Delta TN_{pulse}}} \Delta\Psi\quad (2.55)$$

ここで  $F$  は共振器のフィネス、 $L$  は磁場領域の長さ、 $V(B_{filter}^2)$  は光子寿命でフィルターされた磁場の2乗のパルス1発当たりの分散であり、実効的な磁場がどれだけ変化しているかを表す。 $\Delta T$  はパルス1発当たりの時間幅、 $N_{pulse}$  は取得したパルス数である。

$\Delta\Psi$  は前節で確認したように共振器の透過光量や強度揺らぎの形状によって変化するが、強度揺らぎが現れない理想的な場合で透過光強度 10 mW を仮定した場合、それぞれのノイズは下表のように計算できる。最も支配的な雑音は入射光起因のショットノイズである。

表 2.1: 想定される楕円度へのノイズの大きさ

ノイズの種類	各パラメーターからの計算される楕円度のノイズ [ $1/\sqrt{\text{Hz}}$ ]
ショットノイズ起因のノイズ	$5.2 \times 10^{-9}$
ジョンソン熱雑音起因のノイズ	$3.4 \times 10^{-10}$
バイアス電流起因のノイズ	$2.5 \times 10^{-10}$
入力換算ノイズ起因のノイズ	$8.3 \times 10^{-10}$
ADC の量子ノイズ起因のノイズ	$4.8 \times 10^{-12}$
合計	$6.0 \times 10^{-9}$

ただし、 $\Gamma = 1 \times 10^{-3}$ 、 $q = 0.6 [A/W]$ 、 $J_B = 30 [\text{pA}]$ 、 $j_n = 10 [\text{fA}/\sqrt{\text{Hz}}]$ 、 $V_{ADC} = 7 \times 10^{-7} [\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}]$  を仮定した。

最終的な実験パラメーターとして、磁場領域 0.8m、パルス幅 5ms、到達磁場 15T のパルス磁石を仮定すると、 $\Delta T$  は 5 ms、 $V(B_{filter}^2)$  はフィネスが 600,000 の場合に  $25 \text{ T}^2$  である。このとき感度は

$$\Delta k_{CM} = \frac{6.0 \times 10^{-13}}{\sqrt{N_{pulse}}} \Delta\Psi [T^{-2}] \quad (2.56)$$

と与えられる。表 2.1 に従って、パルス磁場 1 発あたりの感度を計算すると

$$\Delta k_{CM} = 3.6 \times 10^{-21} [T^{-2}] \quad (2.57)$$

となる。ショット繰り返し周波数 0.2 Hz のパルス磁石の場合、100 日に渡って合計 10 万発のパルスを印加することで 1 シグマの範囲で真空複屈折を観測することができる。これは現在の VMB 実験の到達感度を 20 倍上回る。

#### 2.5.4 バックグラウンドシグナル

この節では、真空複屈折の探索においてバックグラウンドシグナルとなりうる、磁場に同期して生じる偏光変化やノイズについて考察する。

磁場の2乗に比例した楕円度を生む効果は真空複屈折だけではなく、真空複屈折と同様の磁場依存性を持つ効果として気体の持つ Cotton-Mouton 効果が知られている [22]。Cotton-Mouton 効果の大きさは磁場領域に存在するガス種とその分圧に依存する。この効果はその磁場依存性か

らして真空複屈折と分離することが不可能であるため、磁場領域の真空度を十分小さくする必要があり、表 2.2 にいくつかの気体における単位磁場あたりの Cotton-Mouton 効果の大きさと、それら気体が生む楕円度が真空複屈折による楕円度と同じ大きさになる分圧を示す。3 章で述べるように、本実験のセットアップで到達しうる感度に比べて現在の真空度は十分低い。

表 2.2: 各気体の持つ  $k_{CM}^{gas}$  の大きさと、真空複屈折と同じ大きさの楕円度を生む分圧の大きさ [22]

ガスの種類	$k_{CM}^{gas}$ [T <sup>-2</sup> ] の大きさ	$k_{CM}$ と同じ大きさの複屈折を生む分圧 [Pa]
窒素	$-2.5 \times 10^{-18}$	$1.6 \times 10^{-6}$
酸素	$2.5 \times 10^{-17}$	$1.6 \times 10^{-7}$
水蒸気	$6.7 \times 10^{-20}$	$6.7 \times 10^{-5}$
ヘリウム	$2.1 \times 10^{-21}$	$1.9 \times 10^{-3}$
アルゴン	$7.0 \times 10^{-20}$	$5.7 \times 10^{-5}$

同様に真空複屈折と同じ磁場依存性を持つバックグラウンド信号源として、共振器のミラーが生む Cotton-Mouton 効果が挙げられる [23]。これは共振器用ミラー表面に磁場が印加されると、ミラーで反射された光が、印加された磁場の 2 乗に比例した楕円度を獲得するというものである。その大きさとしては 1 回の反射あたり  $10^{-9}$  [T<sup>-2</sup>] の楕円度を生むことが報告されている [23]。この信号も真空複屈折と切り分けることが困難であるため、共振器長はミラー表面に到達する漏れ磁場が、十分小さくなるように決定する必要がある。単純に磁場領域 1 [m]、フィネス 300,000 を仮定した場合、真空複屈折の効果が支配的になるためには、ミラー位置での漏れ磁場はピーク磁場の  $10^{-4}$  倍以下である必要がある。付録 A に示すように本実験で使用する磁石は中心から 0.5 [m] 離れると漏れ磁場の大きさは中心部の  $10^{-4}$  倍になる。本実験で作成した Fabry-Pérot 共振器の共振器長は 1.35 [m] であるため、現在の感度を踏まえるとミラー表面の Cotton-Mouton 効果は無視できるほど小さい。

また、光の進行方向に平行な方向に磁場が印加された際に光の偏光面を回転させる効果も存在し、これらは Faraday 効果と呼ばれる。Faraday 効果も Cotton-Mouton 効果と同様にミラー表面や残留気体によって引き起こされることが知られている [24]。後述するように、OVAL 実験で使用する磁石は光の進行方向に平行な方向に磁場成分も持つため Faraday 効果による偏光変化もバックグラウンド信号として現れうる。本実験では、異なる符号の磁場を交互に印加することで、磁場の符号に依存する Faraday 効果から真空複屈折のシグナルを分離する。

また、電気回路が漏れ磁場を拾うことで生じる電磁誘導起因のノイズが存在する場合、磁場に同期して光検出器や制御回路の出力電圧を変化させるため、真空複屈折の信号と重なったバックグラウンドシグナルとして現れる。電磁誘導起因のノイズの特徴は磁場の微分波形として現れることにある。電磁誘導起因のシグナルは電気回路の磁気的な遮蔽によって減衰させることが可能であり、Faraday 効果と同様に磁場の符号に比例するため、異なる符号の磁場を印加することで磁場依存性の違いを利用して電磁誘導起因の電圧変化から真空複屈折のシグナルを分離する。

## 第3章 実験セットアップ

本節では2章で述べた、パルス磁石と Fabry-Pérot 共振器を用いた真空複屈折の探索を行うために実際に組み上げた実験装置について述べる。3章はじめに実験セットアップの全体を示す。その後の3.2節、3.3節それぞれで実験の肝となる光学系と磁石に関して詳細に述べる。続く3.4節以降では磁石と共振器を組み合わせて運転するために組み上げた各種装置について述べる。まず、3.4節で防振、電磁ノイズの低減、3.5節で長期自動運転を見据えた制御システム、3.6節で真空系について述べ、3.7節でデータ取得システムについて触れる。

### 3.1 実験装置全体

図3.1から図3.3に実際に実験を行った、東大理学部1号館地下二階B203号室の全体像と、光学クリーンブース内の写真、並びにクリーンブース内の概略図を示す。

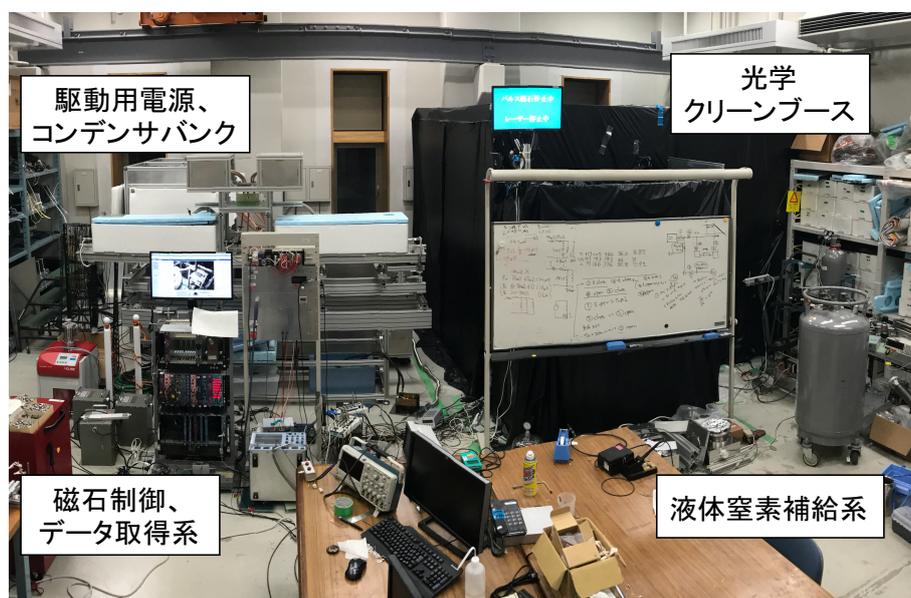


図 3.1: 実験を行った東大理学部1号館地下二階B203号室の全体像。光学クリーンブース、駆動用電源、制御システム、液体窒素補給装置が配置されている。

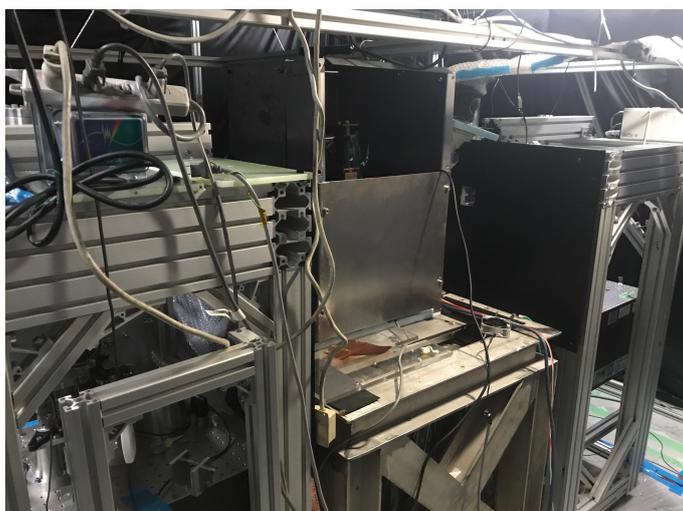


図 3.2: 光学クリーンブース内の写真。長さ 2.4m の光学定盤上に磁石や光学素子、真空チャンバーが配置されている。詳細については 3.1 節以下の内容を参照されたい。

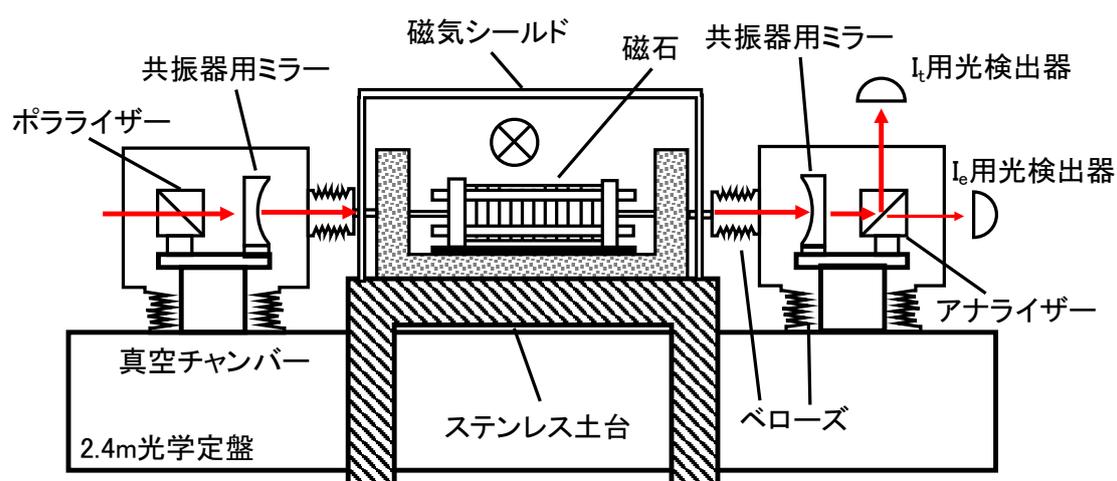


図 3.3: 実験セットアップの概略図。長さ 2.4m の光学定盤上に磁石や光学素子、真空チャンバーが配置されている。詳細については 3.1 節以下の内容を参照されたい。

## 3.2 光学系

光学素子は全て 2.4 [m]×1.2 [m] の非磁性光学定盤 (日本防振株式会社 AHDN-2412S) 上に配置されている。磁石を挟んでレーザーが入射する側を入射側光学系、その反対側を射出側光学系と呼ぶ。図 3.4 と図 3.5 にそれぞれの光学系全体の概略図を示す。入射側光学系には共振器の共振制御、モードマッチングを行うための光学素子が配置され、射出側光学系には各種光を検出するための光検出器とそれらへの誘導のための光学素子が配置されている。この節では光学系のうち、

マスターレーザーとして使用している Mephisto、Fabry-Pérot 共振器に関連した光学系ならびに偏光子について説明する。

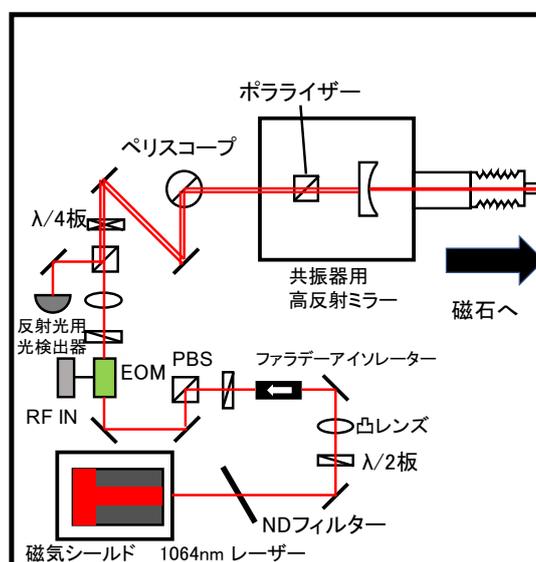


図 3.4: 入射側光学系の概略図。1064nm レーザーが磁気シールド内に設置され、共振器へのモードマッチング、PDH 法で共振維持をするための光学素子が配置される。

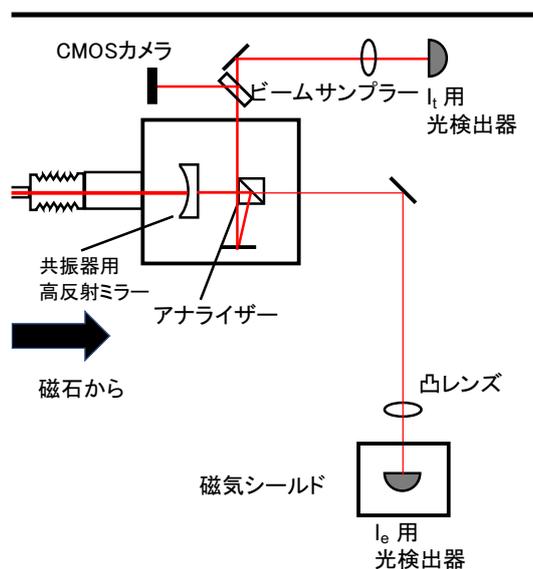


図 3.5: 射出側光学系の概略図。

### 3.2.1 1064nm レーザー

Fabry-Pérot 共振器のフィネスはミラーの反射率で決定されるが、市販されているミラーのうち最も反射率が良いものが手に入るのは光源の波長が1064[nm]のものである。そのため本実験でも波長1064nmの光源を用いて共振器を作成する。この実験で用いたものはNPRO式Nd:YAG固体レーザー Mephisto である。最大出力は500[mW]まで得ることができ、レーザー自身の相対強度揺らぎは公称値-145[dB]であり、光検出器起因のノイズと比べると無視できるほど小さい。Mephisto は外部から自身の発振波長を2通りの方法でコントロールすることが可能である。一つは結晶共振器に取り付けられているPZTを直接変調する方法で、PZT端子への印加電圧によって100 [MHz]程度の周波数領域を100 [kHz]程度の帯域で変調が可能である。2つ目としては、温度調整による周波数変調である。これは温度調整端子の印加した電圧に応じて結晶温度を変調するものであり、変調可能な周波数領域は30 [GHz]と非常に広いが、温度を変調させるという性質上、応答速度は高々1 [Hz]程度しかない。

本実験では、共振器の共振維持のためにPZT端子を用いる。PDH法という手法を用いて、この端子に共振器長の変化に伴う共振周波数の変化をフィードバックすることで速い擾乱にまで対応できる安定した共振を達成する。また長期的な運転に伴う温度変化などに起因する、低周波の大きな擾乱に対応するために、より広い変調可能範囲を持つ温度調整端子を用いて結晶の温度制御を行った。

図3.6に実験に使用したMephistoの写真を示す。

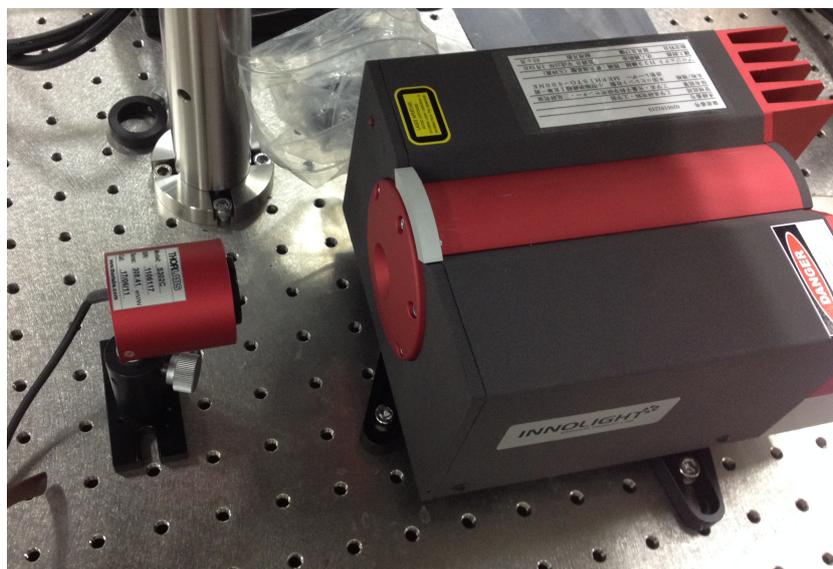


図 3.6: 実験に使用した Mephisto。パルス磁場に起因した磁場による発振強度の不安定性を取り除くために磁器シールドの内部で運転する。発振波長は1064[nm]で最大で500[mW]までの出力が可能である。

### 3.2.2 Fabry-Pérot 共振器

Fabry-Pérot 共振器のフィネスは使用するミラーの反射率で決まる。本実験で目標としている 300,000 以上のフィネスを達成するための反射率の要求値は 99.999% 以上となる。この要求値を満たすためには本実験では ATF 社製のハイフィネスキャビティリングダウンスーパーミラーを用いた。図 3.7 に実際に使用したミラーを示す。市販されているミラーの中では最も反射率の高いミラーの一つであり、波長 1064 [nm] において反射率 99.999% 以上が保証されている。

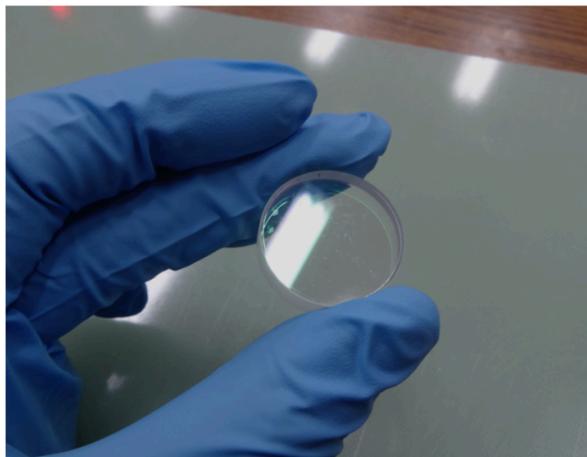


図 3.7: Fabry-Pérot 共振器に使用したミラー。1064nm においては反射率は公称値 99.999% 以上である。

2 枚のミラー間の距離で決まる共振器長は、光学定盤内にシステム全体が構築可能である必要性から 1.35 [m] とした。

共振器のフィネスはキャビティリングダウン法と呼ばれる手法で評価した。Fabry-Pérot 共振器内部に溜まっている光は、内部で反射を繰り返すうちにミラーでの透過やキャビティ内部のガスや塵の影響で少しずつ強度が減衰していく。この内部に蓄積された光強度の減衰の時定数  $\tau$  [ms] は光子寿命と呼ばれ以下のように共振器のフィネスと共振器長さで定まる。

$$F = \pi\tau c/L \quad (3.1)$$

この蓄積された光の減衰時定数を測定することでフィネスを測定する手法がキャビティリングダウン法である。内部に蓄積された光の一部はミラーを介して外部に透過するので、実際には共振器からの透過光強度の減衰時定数から光子寿命を測定する。図 3.8 に測定の結果を示す。図中の黒線が共振器の透過光強度である。時刻 0 [ms] で共振器を意図的に共振状態から外しており、これ以降は共振器に光が入射しないため、透過光強度が減衰している様子が見て取れる。図中の減衰曲線を指数関数でフィッティングすることで  $\tau = 480$  [ms] という結果が得られた。共振器長さ 1.35 [m] を用いてフィネスを計算するとフィネス 340,000 という結果となった。これは反射率 99.999% という規格値を満たしており、正しく共振器が作成できているとわかる。

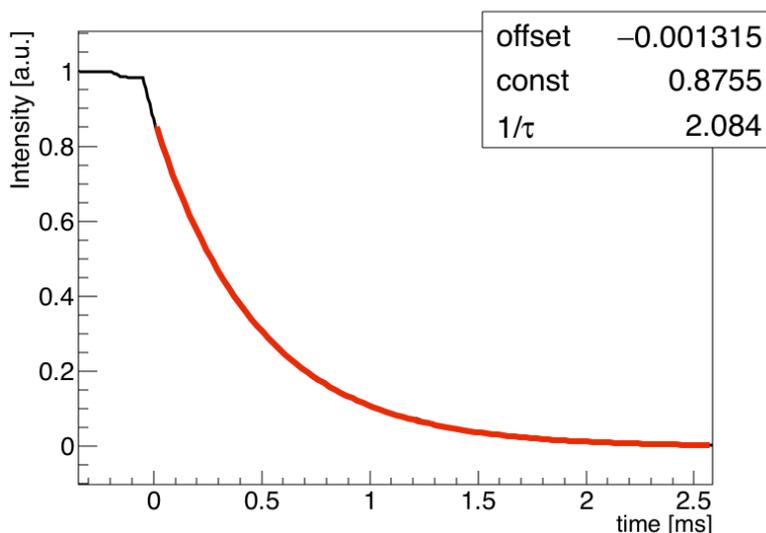


図 3.8: キャビティリングダウン法によるフィネス測定。共振状態から外れた後の光強度の減衰時定数を求めることで finesse を測定する。時刻 0 [ms] で共振器を共振状態から外れており光強度が減衰していることがわかる。時定数 0.48 [ms] であるためこの共振器の finesse は 340,000 であると分かる。

### 3.2.3 PDH 法を用いた共振維持

2章で述べたようにフィネスの高い共振器の共鳴幅は非常に狭く適切なフィードバックを施さないと共振状態は維持することができない。本実験では PDF 法による共振維持を行った。PDH 法の原理的な詳細については付録 A を参考にさせていただきたい。図 3.9 に本実験で作成した PDH システムの概略を示す。

一般にフィードバックの安定性、強固さを決定するのはフィードバック全体のオープンループゲイン  $G(\omega)$  であり、一般に以下のような特徴を持つ。

- オープンループゲイン  $G(\omega)$  の大きさに抑え込みの強さが比例する。
- オープンループゲインが高いと擾乱耐性が高い一方、エラーシグナル取得時の検出ノイズの影響は増幅される。
- オープンループゲイン  $G(\omega)$  が 1 になる周波数 (UGF) で  $\arg G(\omega) < -\pi$  になればフィードバックが発振し系全体が不安定になる。

このことを踏まえて、低周波でのオープンループゲインオープンループゲイン  $G(\omega)$  をできる限り大きく取り、UGF をできる限り高い周波数に取り位相余裕を稼げるようにオープンループゲインを調整した。オープンループゲインの調整はサーボコントローラー LB1005 並びに自作したサーボ回路で行った。

PDH シグナルは理想的には PDH シグナルが 0 になる周波数が共振器の共鳴曲線のピークに対応する。しかし PDH シグナルは EOM の持つ残留強度変調 (RAM) やミラーが共振時にミラーが

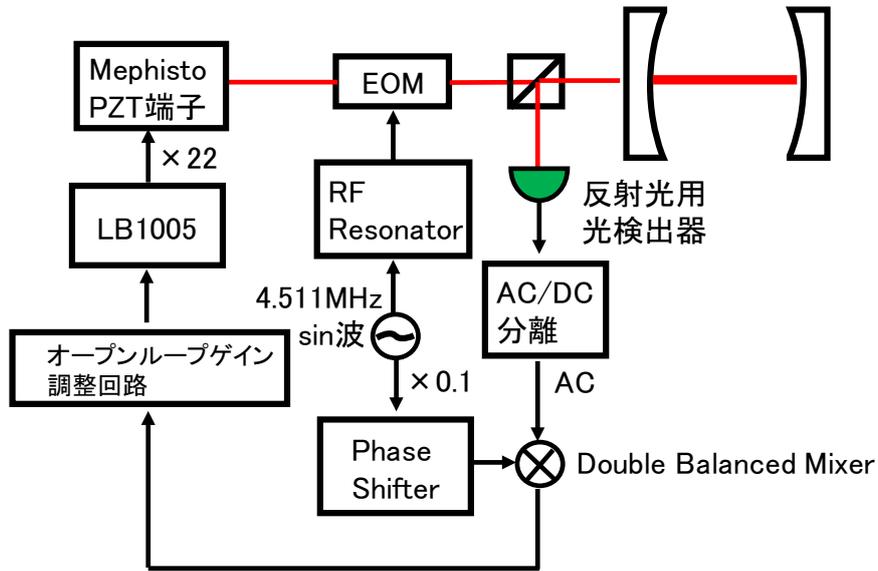


図 3.9: PDH 法による共振維持のために作成した回路の概略図。

動いていることで生じるドップラー効果で歪むことが知られており、歪んだ PDH シグナルを用いて共振維持を行うと共鳴曲線のピークからずれた場所で共振を維持してしまうため透過光強度や安定性が最適化されない。

残留強度変調に関しては EOM に入射する偏光成分のうち、横偏光成分のみが影響を受けるため、EOM 前後に配置された偏光ビームスプリッターを用いて EOM に入射する光を縦偏光成分に限定し、消光比程度残ってしまう横偏光成分も EOM 後に取り除き共振器に入射しないような光学系の配置になっている。また Double Balanced Mixer 回路に入力する Local ならびに Reference の電圧値が適切な範囲内であれば Mixer 回路出力から正しい PDH シグナルが得られないことが分かったため反射光用光検出器のゲイン調整も行った。

図 3.10 と図 3.11 にオープンループゲイン調整後の共振器の  $I_t$  の透過光強度とそのパワースペクトル密度を示す。参考に昨年の OVAL の第一回測定時の  $I_t$  の透過光強度とそのパワースペクトル密度も並列して示す。オープンループゲインの改善と PDH シグナルの歪みを取り除いた結果、図 3.10 が示すように透過光強度が 2 桁以上増加し強度揺らぎの大きさも 1~2 桁ほど向上していることがわかる。

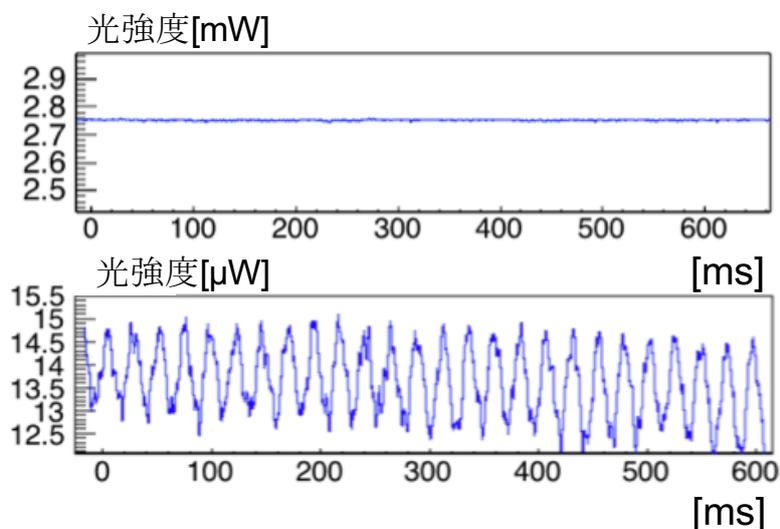


図 3.10: 透過光強度の時間波形。上側がオープンループゲインの改善後の共振器透過光強度の時間波形である。比較のために第一回測定時の透過光の時間波形を下図に示す。両者の縦軸のスケールは揃えてある。

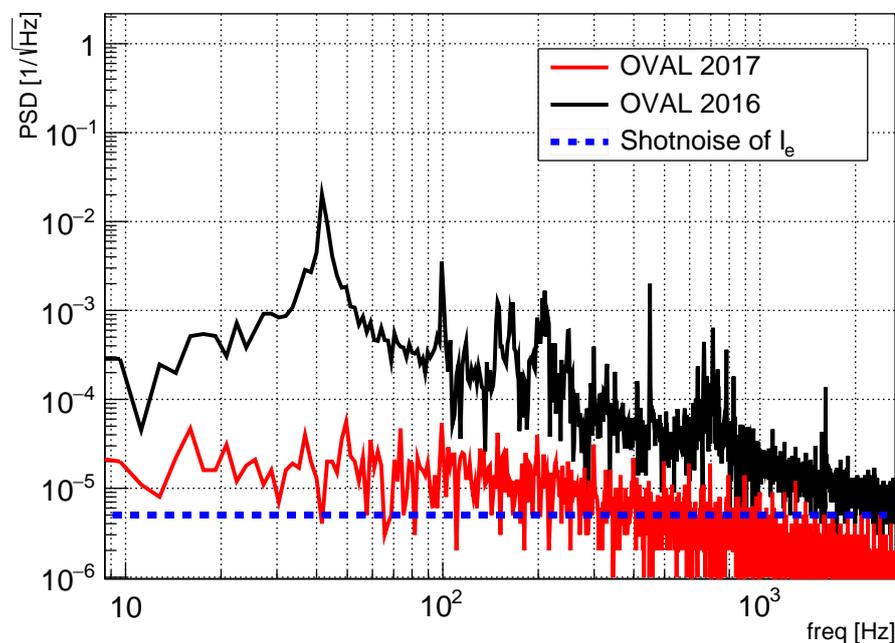


図 3.11: 透過光強度の相対強度揺らぎのパワーペクトル密度。比較のためにフィードバックループの改善の前後をそれぞれ示してある。赤:フィードバックループの改善後の共振器透過光の相対強度揺らぎのパワーペクトル密度。黒:改善前、第一回測定時の共振器透過光の相対強度揺らぎのパワーペクトル密度。青: $\Gamma^2 = 1.0 \times 10^{-5}$ を仮定した時の  $I_e$  のショットノイズレベル。比較すると 200[Hz] 以下に渡って相対的な強度揺らぎの大きさがおよそ 1 桁程度小さくなっていることがわかる。

### 3.2.4 温度フィードバックシステム

共振器の共振制御自体は前述したPDH法を用いた Mephisto への周波数フィードバックで行う。長期にわたって磁石を運転すると環境の変動によって実験系の温度は変化していく。温度変化に伴って生じる光学定盤、ミラーマウントの熱収縮などによって共振器長が変化するため共振周波数自体もドリフトするが、Mephisto の PZT 端子の制御範囲を踏まえると共振周波数が 100 [MHz] 以上ドリフトすると PZT の稼働限界に達して制御が不可能になる。また、磁場印加時の擾乱などで共振維持中の PDH シグナルは変動を受けるが、PZT の稼働限界付近で共振制御を行うと小さな擾乱でエラーシグナルが微小に変動しただけでも PZT の稼働範囲の限界に達して共振維持が不可能になる。そのため共振周波数を PZT の稼働可能範囲の中心付近に常にとどめておくことが長期間の安定運転には必要である。これを可能にするために Mephisto に備えられている結晶温度調整端子を用いる。この端子に外部から電圧を与えることで Mephisto 内の結晶温度の調整を行うことができる。結晶温度が変化すると Mephisto のレーザーの周波数も変化する。結晶温度変調による周波数変調は、帯域が 1 [Hz] 程度と遅いものの、変調可能範囲が 10 [GHz] 以上あるため非常に広い範囲でレーザーの周波数を変化させることができる。

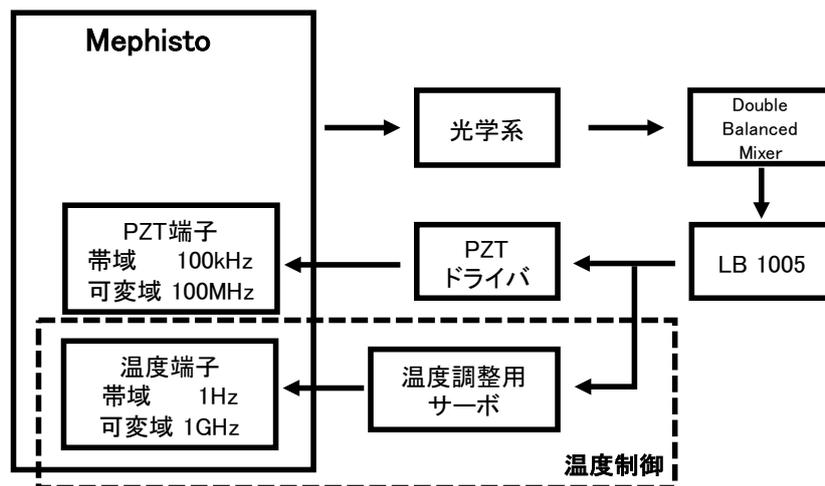


図 3.12: 温度制御フィードバックのダイヤグラム。PDH 法に用いている PZT に印加する電圧を読み取り、Mephisto の結晶温度端子にフィードバックすることで PZT に印加する電圧を常に一定値付近に留める。結晶温度の制御レンジは 1GHz あるので PZT 制御に比べてはるかに長い時間のドリフトに対応することができる。

この端子を利用して図 3.12 に示すダイヤグラムのように PZT 端子への印加電圧を結晶温度にフィードバックすることで常に共振周波数を PZT の稼働範囲の中心付近に留め、長時間安定した共振を実現することができる。その流れを以下に示す。

- PZT を駆動させている PZT ドライバに印加されている電圧 (0 から 3 [V]) を読み出す。この電圧が PZT の稼働範囲と対応しており、最大 100 [MHz] の範囲でレーザーの周波数を変化させ共振を維持している。

- 読み出した PZT ドライバへの印加電圧と基準電圧 1.5V の差分を取り温度制御用エラーシグナルとして自作したサーボ回路に入力する。
- その出力は Mephisto の温度調整端子へと入力される。PI 制御により温度制御用エラーシグナルを 0 にするようなフィードバックをかけて結晶温度を変化させる。
- 結果として PZT ドライバへの印加電圧は常に 1.5 [V] 付近になる。つまり PZT の稼働可能範囲の中心付近に常に共振周波数が存在するように結晶温度が制御される。

図 3.13 に実際に温度調整フィードバックを用いた際の PZT 印加電圧の変化を示す。共振が見つかりと同時に PZT 印加電圧が変化し 10 秒後にはほぼ 1.5 [V] 付近に移動していることがわかる。結晶温度は 1 [GHz] 程度まで調整が可能なので温度変化による長期的な中心周波数変化があったとしても、PZT 端子のみの PDH 法に比べてはるかに長い時間の共振維持を可能にする。同時に PZT の稼働範囲の中心付近で共振維持することで外部からの擾乱に際しても常に同じ程度の安定性を持たせることができる。自作した温度調整用サーボ回路の詳細は付録 D に譲る。

温度フィードバックを PDH 法を組み合わせることにより、PDH 法のみでは 10 分程度であった共振維持時間を 3 時間以上に延長することが可能になった。

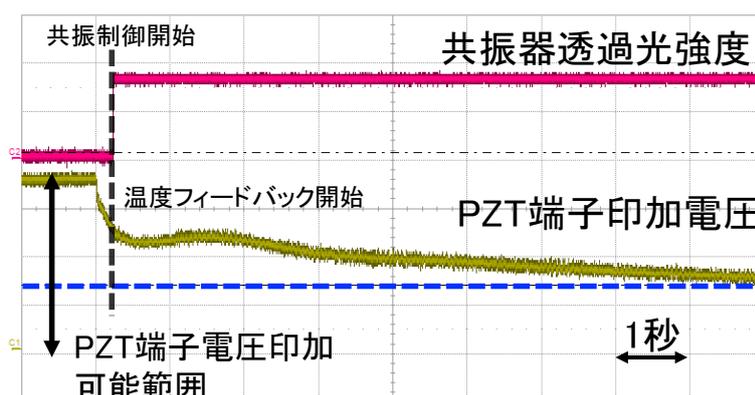


図 3.13: 温度フィードバックを行っている際の共振器透過光とエラーシグナルの時間変化。図中の赤線が共振器透過光強度、黄緑線が PZT 端子への印加電圧。共振器透過光強度が現れている時点で共振状態に移っている。共振に至ると PZT 端子への印加電圧を一定値にするように結晶温度にフィードバックが働く。実際に、共振状態に至った後 PZT 端子への印加電圧が図中の青線に向かって変動しているのが見て取れる。PZT 端子への印加電圧は、図中青線付近に常に維持されるため、安定した PDH フィードバックが可能になる。

### 3.2.5 オートロックシステム

前述した温度制御と後述する振動の低減により基本的にはデータ取得中には共振は落ちない。しかし、予期せぬ大きな擾乱などが存在するため共振器状態から外れる可能性を 0 にすることは

できない。一度非共振状態に至る度に手動で共振状態に復帰させるのは長期運転を考えると現実的ではない。そこで共振が落ちても自動で共振状態に復帰するシステムも作成した。

その概略図を図 3.14 に示す。その機構は以下のようにになっている。

- PDH シグナルは通常の PDH 法と同じく常に Mephisto の PZT 端子へと入力される。レーザーの周波数が共振周波数近傍にあるときは、エラーシグナルはフィードバック信号となるが、共振周波数から十分離れてしまうとエラーシグナルは 0 となってしまい、エラーシグナルから共振周波数に関する情報を一切得ることができない。そのため、レーザーの周波数を共振周波数近傍まで手動で近づける必要がある。共振から外れたときに再度手動で調整をしなければならない理由がこれである。
- オートロックシステムのスタートとして、透過光用検出器の出力を用いて、共振状態にいるか否かを判断する。透過光用検出器の出力は共振状態になれば 0 [V] であるため、シュミットトリガー回路を用いてこれを判断し、共振時には 0 を、非共振時には 1 をサンプルホールド回路に伝える。
- サンプルホールド回路はシュミットトリガーから 1 が入力されると、入力部と出力部が導通する。サンプルホールド回路には三角波が入力されているため、非共振時には三角波がサンプルホールド回路から出力される。サンプルホールド回路の出力は PDH エラーシグナルと足し算され PZT 端子へと入力されるようになっており、非共振時には PDH エラーシグナルは 0 であることから、非共振時には三角波のみが PZT 端子へと入力される。
- 結果としてレーザーの周波数は、非共振時には PZT 端子へと入力された三角波に合わせた変調を受ける。この三角波の振幅を十分大きく取り 1FSR 以上レーザー周波数を掃引すると、必ずレーザーの周波数が共振周波数を横切り一瞬共振し、一瞬透過光強度が増す。この瞬間シュミットトリガーは 0 をサンプルホールド回路に伝える。
- サンプルホールド回路は 0 が入力されると、次に 1 が入力されるまでその直前の電圧を維持する。そのため三角波の掃引が停止する。この瞬間、レーザーの周波数は共振周波数近傍にあるためエラーシグナルは 0 でない値を持っている。そのためフィードバックが可能となり共振維持が開始される。共振が外れると再び三角波が掃引され共振周波数を探す。

以上がオートロックシステムの仕組みである。図 3.15 に実際に行ったオートロックシステムの動作確認の様子を示す。擾乱が光学定盤に加わると共振周波数を見失い透過光強度が 0 になっているが 1 秒以内に再び透過光強度が現れ始めており、自動で共振状態に復帰したことがわかる。

### 3.2.6 偏光子

2 章で述べたようにこの実験では 2 つの偏光子を直交ニコルに配置することで偏光の変化を分離する。我々の使用しているミラーではミラーの複屈折の大きさは、アライメントにも依存するが典型的に  $10^{-5}$  程度であり、S/N を向上させるためには消光比が少なくともこの値以下であるべきである。本実験においてはシグマ光機株式会社製の  $\alpha$ -BBO グランレーザープリズムを用いた。図 3.16 にその写真を示す。偏光子の消光比は、2 枚の偏光子の相対ロール角を調整しながら

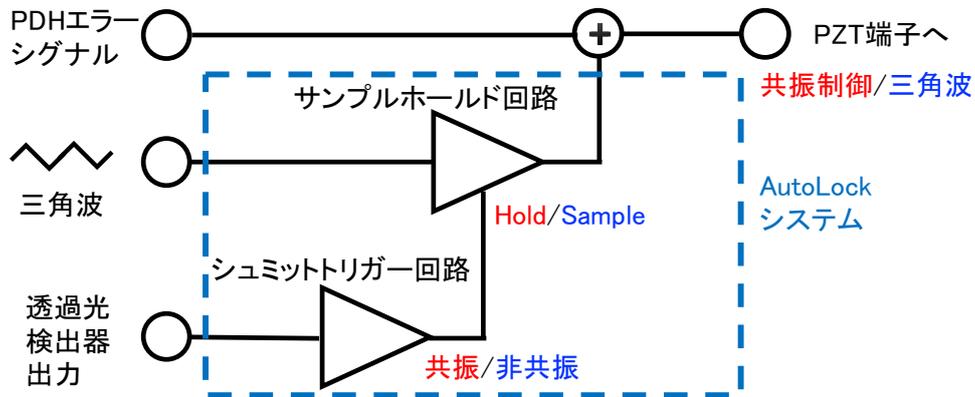


図 3.14: オートロックシステムの概略図

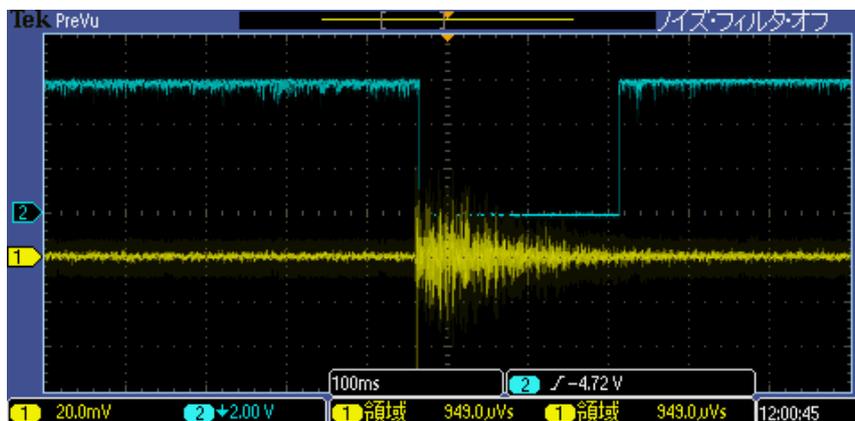


図 3.15: 青が共振器からの透過光強度、黄色が振動計で測定した光学定盤に与えた振動の大きさである。振動が光学定盤に与えられるとすぐに共振状態から外れてしまい、透過光強度が0になるが、およそ 300 [ms] ほどで再び透過光が現れているのが確認できる。この間にレーザー周波数が掃引されており、一度透過光強度が現れてからはレーザー周波数の掃引が停止するため共振維持が行われている。

$I_e/(I_t + I_e)$  を測定した時の最小値として現れる。実際に  $I_e/(I_t + I_e)$  を測定し、その値から消光比を実測した。その値は  $7 \times 10^{-7}$  であり要求値を十分満たしている。消光比はその入射角に応じて変化するため、共振器を作成するたびに消光比を測定し要求を満たしていることを確認している。

### 3.2.7 光検出器

共振器からの透過光を測定するための光検出器として浜松ホトニクス社製の Si PIN フォトダイオード S11499 を用いたトランスインピーダンスアンプ検出器を作成した。回路の詳細は D に譲る。測定すべき光量は  $I_e$ 、 $I_t$  の 2 種類であるが、ミラーの複屈折で決まる消光比に依存してそ

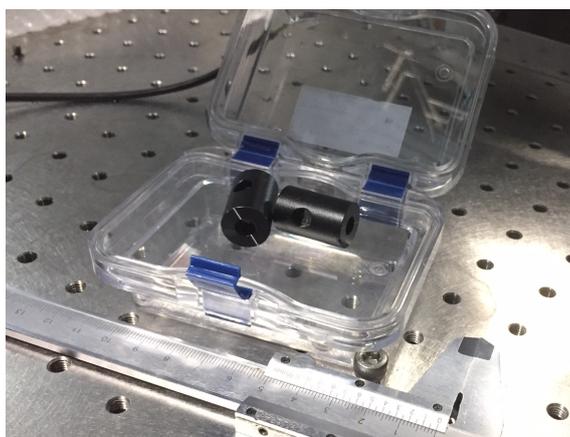


図 3.16:  $\alpha$ -BBO グランレーザープリズム GLPB2-10-25.9SN-7/30。この偏光子を Newport 社製 電動回転マウント (AG-PR100V6) にマウントし、真空チャンバー中で使用した。

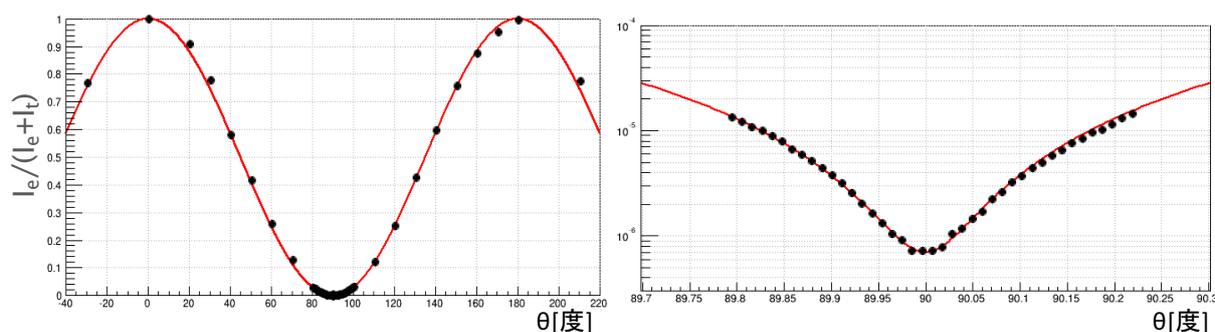


図 3.17: グランレーザープリズム消光比の実測。2つのグランレーザープリズムをロール調整可能なマウントに設置し、相対ロール角度を変えながら  $I_t$  と  $I_e$  の比を測定した。横軸は相対ロール角度差で、縦軸が  $I_e/(I_t + I_e)$  である。右図は左図の 90 度付近の拡大であり、赤線は理論的な式によるフィッティングである。この測定から消光比  $\sigma^2 = 7 \times 10^{-7}$  を得る。

の電場強度は 6 桁ほど異なるため用いているゲイン抵抗はそれぞれの検出器で異なっている。表 3.1 と表 3.2 にトランスインピーダンスアンプに用いたオペアンプ LF356 と SI11499 の各種性能を示す。PIN フォトダイオード、検出器に用いているゲイン抵抗とオペアンプの性能によって 2 章で議論した光検出器起因の雑音の大きさが決まる。特に重要な微小な  $I_e$  の強度変化を正しくとらえるためには  $I_e$  の強度から期待されるショットノイズに比べて、入射光の有無にかかわらず存在する熱雑音が小さくなければならない。 $I_0$  の大きさを 1mW、消光比を  $1 \times 10^{-6}$  と仮定すると、ショットノイズが検出器雑音を支配するためには  $I_e$  用検出器に用いるゲイン抵抗の大きさ  $R_L$  は

$$R_L > 40 [M\Omega] \quad (3.2)$$

を満たす必要がある。この結果を踏まえて、熱雑音がショットノイズの1/5以下になるように  $I_e$  用検出器に用いるゲイン抵抗の大きさを  $1 \text{ [G}\Omega\text{]}$  とした。トランスインピーダンスアンプはゲイン抵抗の大きさ  $R_L$  とゲイン抵抗と並列に挿入されているキャパシタ成分の大きさで決まるカットオフ周波数を持つが、 $1 \text{ [G}\Omega\text{]}$  のゲイン抵抗を持つこの光検出器の場合は比較的低いカットオフ周波数を持つ。そのカットオフ周波数を  $I_e$  用光検出器に立ち下がり時間が十分短いパルス光を入射することで測定した。図 3.18 がその結果である。出力電圧の立ち下がり波形を指数関数でフィッティングすることで光検出器の時定数  $\tau$  が得られる。時定数からカットオフ周波数  $f_{PD}$  が計算でき、その大きさは  $f_{PD} = 953(3) \text{ [Hz]}$  となった。

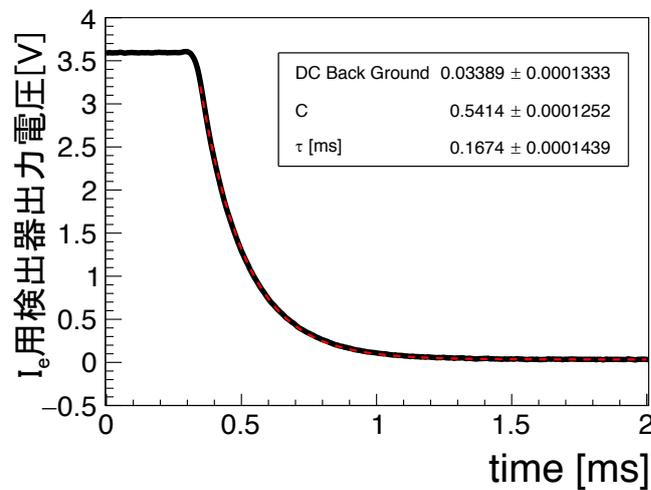


図 3.18:  $I_e$  用光検出器の時定数測定。黒線:立ち下がり  $0.05 \text{ [ms]}$  以下のパルス光を入射した時の検出器の出力電圧。赤線:指数関数によるフィッティング結果。

また実際の  $I_e$  用光検出器のノイズレベルを確認するために Mephisto からの出力光を  $8 \text{ [nW]}$  に減光して  $I_e$  用光検出器に入射した。図 3.19 に測定した  $I_e$  用光検出器出力のパワースペクトル密度を示す。理論線はショットノイズ、熱雑音、入力換算電流の2乗和を用いて計算した。このうち前者2つは  $I_e$  用光検出器自身の持つ周波数特性のため  $953 \text{ [Hz]}$  でのローパスフィルターがかけられて計算してある。Mephisto 自身の持つ RIN の大きさは  $-145 \text{ [dB}/\sqrt{\text{Hz}}\text{]}$  と非常に小さいためここでは無視できる。測定されたパワースペクトル密度は計算値と一致しており  $I_e$  用光検出器のノイズレベルがショットノイズに支配されていることが確認できる。

パラメータ	性能
入力バイアス電流	30 [pA]
入力換算電流	0.01 [pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]
入力換算電圧	12 [nV]

表 3.1: オペアンプ LF356 の諸性能

パラメータ	性能
感度波長範囲	360 ~ 1140 [nm]
受光面	$\phi$ 5.0 [mm]
量子効率	0.6 [A/W]
端子間容量	13 [pF]
暗電流	0.05 [nA]

表 3.2: SI 11499 の諸性能

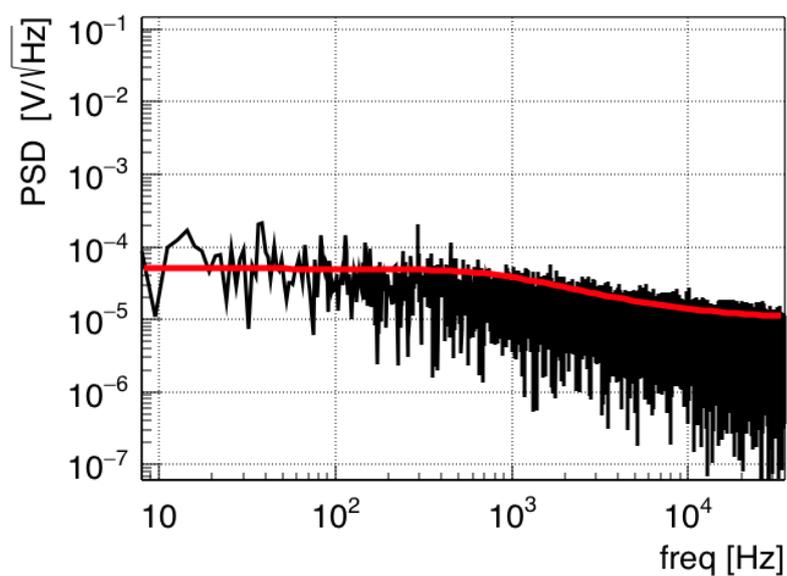


図 3.19:  $I_e$  用光検出器の時定数測定。黒線:立ち下がり 0.05 [ms] 以下のパルス光を入射した時の検出器の出力電圧。赤線:指数関数によるフィッティング結果。

### 3.3 磁石系

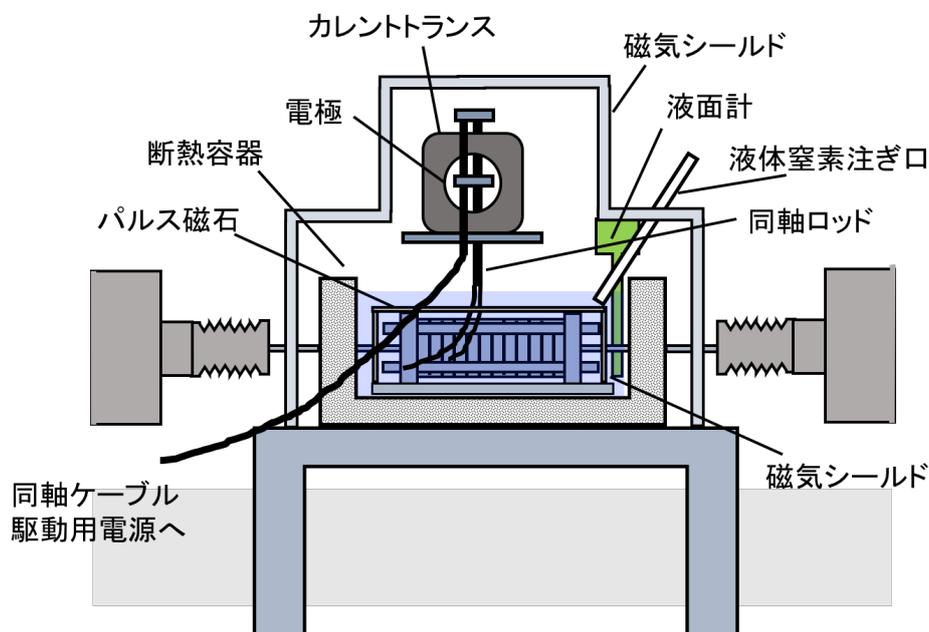


図 3.20: パルス磁石周りのセットアップの概略図。磁石系は光学定盤と非接触なステンレス土台上に形成される。系全体が磁気シールドで覆われその内部にパルス磁石が設置されている。駆動電源からの電流はクリーンブース外から同軸ケーブルで運搬され磁石上部の電極へと伝わり磁石へ流れる。

この節では磁石系について述べる。まず磁石系全体のセットアップを図 3.20 に示す。

クリーンブース外に設置された駆動電源から流れる電流は高電圧用の同軸ケーブルを介して磁石直上の電極まで運ばれる。電極と磁石は自作した同軸ロッドを用いて接続されており電極まで流れた電流は磁石に伝えられる。この際、電極の低圧側はカレントトランス内を通していているため、電極に流れた電流は電圧に変換されてカレントトランスから読み出すことができる。磁石は抵抗を小さい値に保って運転するために液体窒素用の断熱容器内部に固定されている。漏れ磁場に起因する回路や検出器へのノイズを低減するために磁石、電極、液体窒素容器はそれぞれ鉄製の磁器シールドに覆われている。この節で磁石本体、駆動用電源、カレントトランスについて述べる。防振機構ならびに鉄製シールドを用いたノイズの低減については 3.4 節以降に譲る。

#### 3.3.1 パルス磁石

2 章で述べたように本実験ではパルス磁石を用いて共振器内部に磁場を印加する。図 3.22 がパルス磁石本体の外形である。外部のステンレス補強の内側にはレーストラック型と呼ばれる形状をした銅線で巻かれたコイルがあり、コイルに対して 2.75 度の角度で 1/4 インチステンレス管が挿入されている。このステンレス管内部が磁場発生領域となりレーザーもこのステンレス管内部

を通る。磁石を運転する際は銅線の抵抗値を下げるため液体窒素に浸された状態で運転される。本実験では最大 9T までの磁場を印加した。図 3.21 に実際に 9.0 [T] と -4.5 [T] で磁場を発生させた時のステンレス管中心での磁場波形を示す。後述するように本実験では正磁場とおよそその半分の大きさの負磁場が交互にステンレス管内部へと印加される。ここでは代表値として磁石中心部での磁場の値を用いたが、実際には図 3.23 に示すように発生する磁場の大きさは磁石内の位置によって異なっており、おおよそ 20cm に渡って磁場を印加している。磁場領域中での磁場の大きさが非一様であるため、実効的な磁場長として磁石中心の  $B_{\perp}^2$  に対する磁石管全体での磁場の積分値の比を用いる。具体的には図 3.23 を用いて

$$L_{eff} = \int B_{\perp}^2(z) dz / B_{\perp}^2(0) \quad (3.3)$$

で実効磁場長を定める。実際に計算を行うと  $L_{eff} = 0.168$  [m] となる。

磁石の詳細は付録 B に譲る。

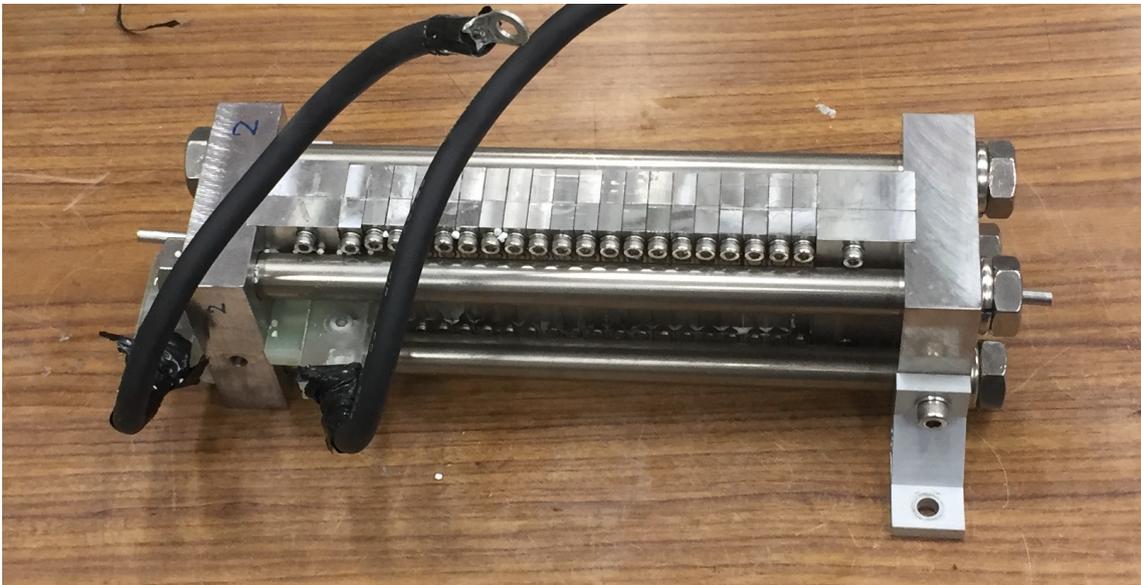


図 3.21: 発生したパルス磁場の波形。カレントトランスに生じた電圧を読み出すことで測定した。左が充電電圧 2000[V] でのパルス磁場、右が充電電圧-1000[V] でのパルス磁場。それぞれ 9.0 [T]、-4.5[T] 程度の磁場が 1[ms] に渡って発生している。

### 3.3.2 駆動電源

図 3.24 に駆動電源の写真を示す。合計 3.0 [mF] のコンデンサがコンデンサバンク内に設置されており、20 [kVA] の電源部から充電を行う。本実験では最大で 2.0 [kV] まで充電をしてパルス磁石を駆動した。コンデンサと磁石は同軸ケーブルを用いて接続されており、この同軸ケーブルを用いて電流を磁石まで運ぶ。

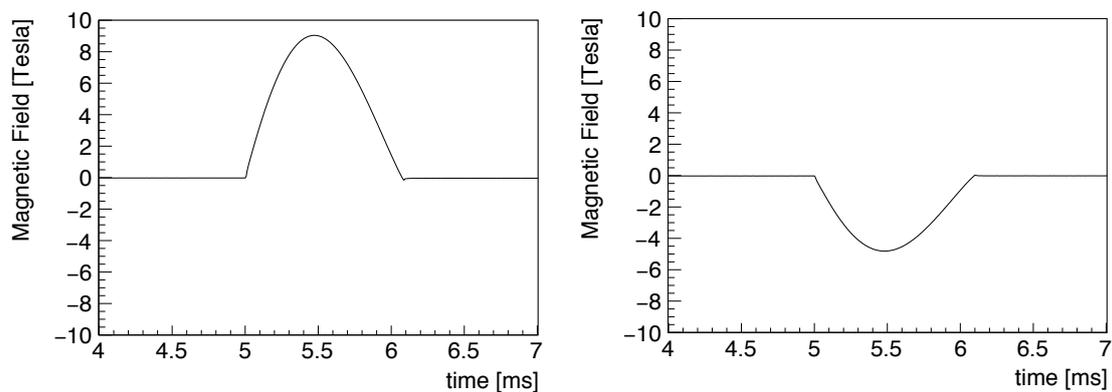


図 3.22: 発生したパルス磁場の波形。カレントトランスに生じた電圧を読み出すことで測定した。左が充電電圧 2000 [V] でのパルス磁場、右が充電電圧-1000 [V] でのパルス磁場。それぞれ 9[T]、-4.5[T] 程度の磁場が 1 [ms] に渡って発生している。

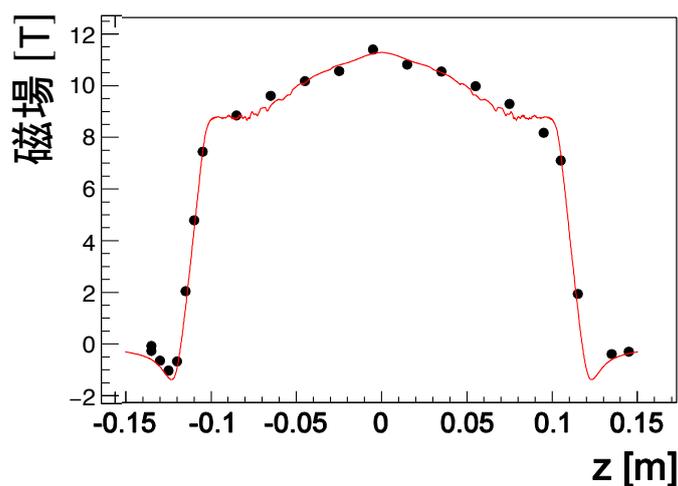


図 3.23: 磁場マップ。横軸が磁石管内の位置。縦軸は磁場の大きさを示す。黒:実際に 11.4 [T] の磁場を印加した際の実測値。赤:ANSYS を用いて有限要素法でシミュレーションを行った計算値。

この駆動電源の特徴の一つに、正磁場と負磁場を交互に印加できるというものがある。これは放電時に消費されなかった電流をコンデンサに逆充電するために可能になっており、2 [kV] で充電した場合-1 [kV] が逆充電され、往路 9.0 [T]、復路-4.5 [T] での磁場の印加が可能となる。符号の違う磁場を交互に印加できるという特徴を用いて、磁場の符号に依存する残留ガスのファラデー効果の影響や電磁誘導によって生じた電圧変化起因のノイズなどといった真空複屈折のバックグラウンド信号から正しく真空複屈折の信号を取り出す。



図 3.24: 駆動用電源と光学系が配置されているクリーンブース。

### 3.3.3 電極

電極は磁石の直上に配置されている。この電極によって駆動電源から伸びている高圧用同軸ケーブルとパルス磁石が接続される。電極は2枚の銅板で形成されており、一方に高圧用同軸ケーブルが接続され、他方に高圧用同軸ケーブルの被覆線が接続される。同軸ケーブルの被覆線が接続された低電圧側銅板は後述するカレントトランスのホール部に通されている。極板間は真鍮性のボルトブロックで固定されている。実際の電極の配置を図 3.25 に示す。

### 3.3.4 カレントトランス

パルス磁石に流れるパルス電流の読み出しには、カレントトランス (Pearson 社 モデル 1423) を用いた。図 3.26 にその写真を、表 3.3 にその主な性能を示す。

表 3.3: Pearson 社カレントトランス、モデル 1423 の性能

パラメータ	性能
変換効率	1 [V/kA]
出力インピーダンス	50 [ $\Omega$ ]
最大読み出し電流	500 [kA]
低周波 3dB カットオフ	1.0 [Hz]
高周波 3dB カットオフ	1.2 [MHz]

カレントトランスは電磁誘導による起電力を利用した非接触電流読み出し計である。中央のホールに電極の低圧側を通すことで電極を流れる電流波形が電圧に変換されて出力される。カレントトランスからの出力電圧は Analog to Digital Converter で記録される。カレントトランスの出力

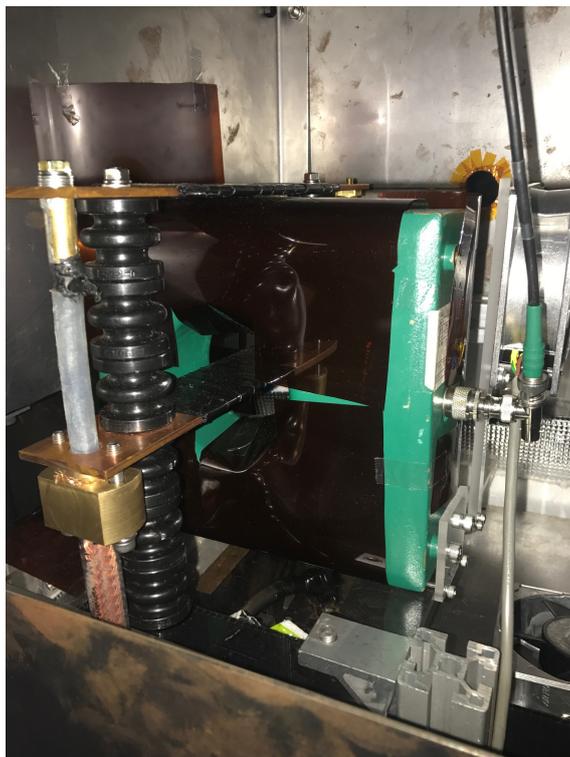


図 3.25: 磁石用の電極。磁石直上に配置されている。電極の低圧側はカレントトランスに通してあり、磁石に流れた電流を測定する。



図 3.26: Pearson 社カレントトランス、モデル 1423 の写真

電圧と実際に印加されている磁場の大きさの関係は事前に校正しており記録された電圧値から印加された磁場の大きさを知ることが可能である。

### 3.4 防振機構

磁場を印加する際には巨大な電磁応力が発生するため、磁石本体や磁石から伸びている電線間に機械的な振動が生まれる。擾乱が大きいと共振状態を維持できずに共振が外れてしまう。たとえば共振が維持できたとしても大きな擾乱が共振器に伝わった際に現れる、磁場に同期した透過波形の乱れは、正しく真空複屈折の効果を見ることを不可能にする。磁石系から生まれる擾乱を低減するために以下に示す対策を行った。

#### 3.4.1 ベローズを用いた振動低減

磁石内部を真空にするためには共振器ミラーが封入された真空チャンバーと機械的に接続されることを免れることはできない。磁石自体は光学定盤とは独立した重量の大きいステンレス土台に接続されているが、さらに徹底した振動削減を行うためにベローズを用いた振動対策を行った。まず、磁石と真空チャンバーの接続をICF70の溶接ベローズを用いて行った。これにより磁石自体の振動が真空チャンバーに伝わる時に一度ダンプされる。これに加えて、真空チャンバーと光学定盤の接続をJIS125の溶接ベローズを用いて行った。これにより真空チャンバーに伝わった振動は光学定盤に伝わる前にさらに一度ダンプされる。これによって磁石の振動を合計2段のダンプののちに光学定盤に固定された共振器ミラーに伝えることができる。なお、真空引き後の真空チャンバーには合計800Nほどの大気圧がかかるため、チャンバーの自重でベローズが潰れないようにチャンバーは別途安定した土台からアルムフレームを用いて吊るされている。

#### 3.4.2 同軸ロッドを用いた振動低減

磁石本体からは図3.22のように電極から磁石本体まで電流を運ぶための合計2本の電線が伸びているが、磁場印加時にはこの2本の電線に大量の電流が流れるため電線間に電氣的な力が働き、磁場印加と同時に電線が振動する。この振動を最小限にとどめるために電極から磁石本体までの接続を同軸ロッドを用いる方式に変更した。

同軸ロッドは銅で作成したため電線に比べて硬く、対称性の良さから基本的に電流が流れても同軸ロッド自身は振動しない。図3.28に作成した同軸ロッドを示す。芯線と外縁部の間はテフロンチューブで十分絶縁されている。磁石との接続は図3.29のように行われ、ロッド全体を高圧絶縁テープで覆うことで同軸ロッドを流れる電流がほかの金属へ放電されることを防いでいる。

図3.30に実際に同軸ロッドに交換して9.0 [T]の磁場を印加した際の共振器透過光強度の変化を示す。共振器自体のフィードバックが改善されたことに加えて電線間の振動がなくなったことにより、磁場印加時の相対強度変化は数%程度まで小さくなっている。

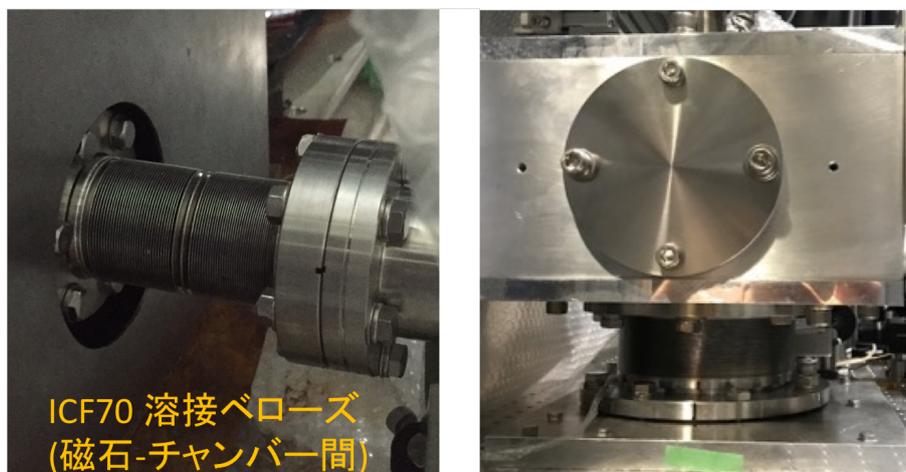


図 3.27: 磁石の振動が共振器用ミラーに伝わらないようにするためのベローズ。磁石と真空チャンバーの間、真空チャンバーと定盤の間をそれぞれ溶接ベローズを介して接続することで、磁石の振動をまず真空チャンバー前でダンプし、さらに真空チャンバーの振動をダンプして定盤に接続している。



図 3.28: 電線の振動を避けるために作成した同軸ロッド。この同軸ロッドを用いて電極から磁石に電流を流す。芯線と外縁部はテフロンチューブで絶縁されている。同軸構造であることから電流が流れても同軸ロッドが振動することはない。



図 3.29: 同軸ロッドと磁石の接続。磁石から伸びている KIP 電線の長さを必要最低限の 10cm 程度にとどめ、以降は同軸ロッドで電極と接続される。

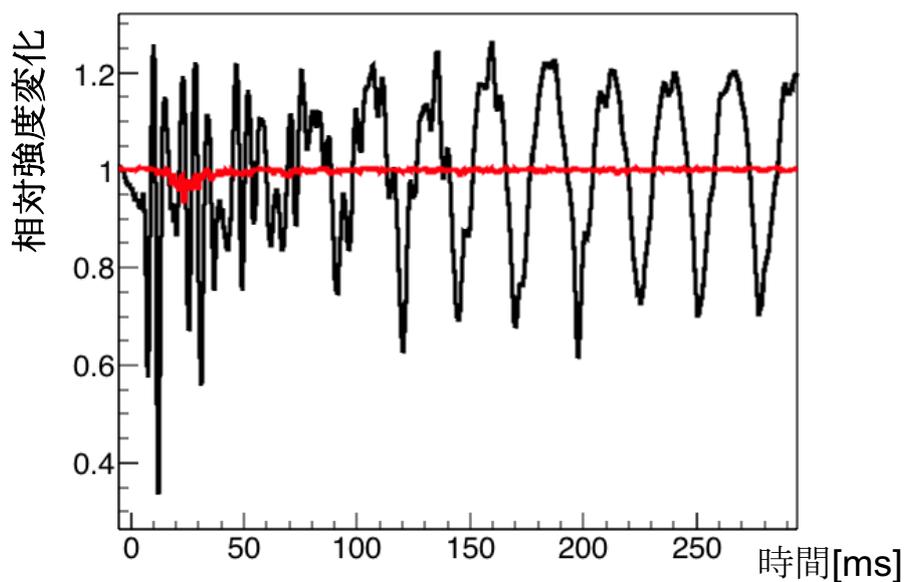


図 3.30: 磁場印加時の共振器への擾乱の影響。t=0 秒で 9.0 [T] の磁場を印加している。黒:振動削減、フィードバックループ改善前の共振器の透過光の相対強度変化。赤:振動対策並びにフィードバックループ改善後の透過光の相対強度変化。比較してわかるように改善前は磁場印加直後に 6 割ほど強度が変化しているのに対して、改善後では強度変化は 1 割以下に小さくなっている。

### 3.5 電磁ノイズの削減

本実験では高電圧の駆動電源並びに 10T 級の強磁場を扱うため電磁的なノイズが生じやすい環境にある。そのような電磁的なノイズとしては、強磁場による電磁誘導によって生じる電圧変化、

そして高電圧充電を開始する際のサージが挙げられる。電磁誘導によって生じる電圧変化は磁場と同期して発生するので、磁場に同期した検出器出力の微小変化を探索している本実験ではシグナルに同期したバックグラウンドとして現れる。そのため、電磁誘導起因のノイズはシグナルに比べて十分小さくしなければならない。また、充電開始に伴うサージが放射されると、それらが共振維持回路に伝わり充電開始の度に共振を乱し共振維持を不可能にするため、安定した装置運転を妨げる。

本節では2種類の電磁的なノイズの詳細と実際に行ったノイズ対策について述べる。

### 3.5.1 電磁誘導起因のノイズ

電磁誘導起因のノイズは磁石からの漏れ磁場が回路やアースループを貫くことで誘導起電力が生じ微小な電圧変化が生じることで発生する。電磁誘導起因の対策として有効なものの一つに磁気シールドがあげられる。回路やレーザーをシールドしそれらに到達する漏れ磁場自体を小さくすることで電磁誘導起因のノイズを小さくすることが可能である。本実験においては、厚さ1.6 [mm]の鉄板を加工することで磁気シールドを作成した。磁気シールドは、磁石本体に2重、共振制御回路に1重、光検出器に1重に取り付けた。また磁場変動に敏感なNPRO式レーザーであるMephisto本体にも磁気シールドを2重に取り付けてある。

またアースループ起因のノイズは回路間の接続に注意してループを解消することで消すことができる。図3.31に磁石を駆動しながら取得した電磁誘導起因のノイズ対策前後の $I_t$ の相対強度変化を示す。時刻0 [ms]で磁場が印加されているが対策前は磁場を印加した瞬間するどく $I_t$ が変化しているのが確認できる。これはフィードバック回路が電磁誘導起因のノイズを拾っていたためである。磁気シールドに加え、フィードバック回路のループ配線を全て取り除くことで磁場に同期した $I_t$ の変動は改善された。

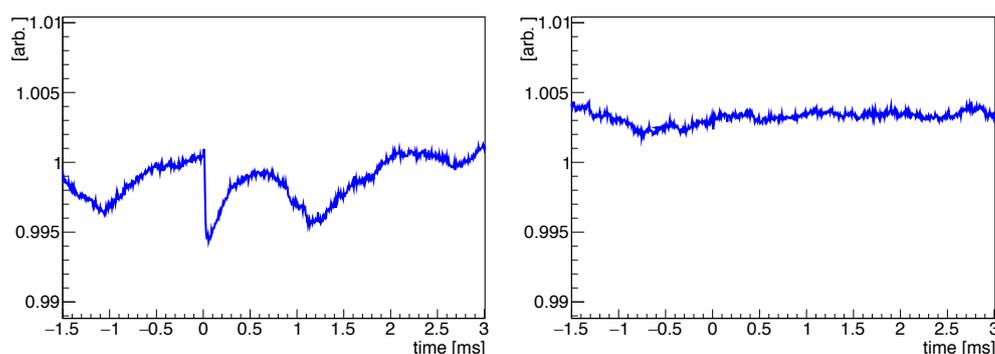


図 3.31: 磁場印加に伴う電磁誘導起因のノイズとその改善。左:ループ配線を残したまま9 [T]の磁場を印加した際の $I_t$ の相対強度変化。右:共振制御回路に磁気シールドをとりつけループ配線を取り除いたのちの9 [T]の磁場を印加した際の $I_t$ の相対強度変化。対策前は0.5%程度の強度変化が $I_t$ に生じていることがわかる。

### 3.5.2 駆動電源のサージノイズ

駆動電源によるコンデンサでの充電開始は、コンデンサバンクと電源部の上に挿入されたメカニカルリレー (Ross Engineering 社製 EO-12、図 3.32。) の開閉によって行う。リレーが閉まる瞬間にリレーの接点間に大きな電位差があると瞬間的に大電流が流れようとするためサージノイズが生じる。擾乱耐性の高いフィードバックは、エラーシグナルに乗る回路的起因のノイズに対する耐性は悪い。そのためサージノイズが放射され共振維持回路に伝わりエラーシグナルにノイズが乗ると共振が乱され共振を維持することができない。



図 3.32: 充電制御に用いているメカニカルリレー。度重なる接点の開閉に伴う放電で焦げ付いているのがわかる。

図 3.33 に実際に負磁場を打った後の共振器の透過光強度の時間変化を示す。図中の黒線が大きさ 1 に規格化した磁場波形を示しており時刻 0 [ms] で磁場が印加されている。それに対して、共振器の透過光強度は磁場印加直後はほとんど変動が見られないものの時刻 100 [ms] で突如として強度が 0 になっておりこの時刻で共振維持が不可能になったことがわかる。駆動電源は負磁場印加後 100 [ms] から充電を開始するため、充電開始の瞬間に共振維持が不可能になっておりサージノイズが原因だと考えられる。

サージノイズはメカニカルリレーが閉じる際の接点間の電位差が大きいため発生する。2.0 [kV] 充電時には、充電開始時に接点間の電位差は 3.0 [kV] 程度ある。充電開始時に接点間の電位差を十分小さくすることでサージノイズを削減した。最終的な駆動用電源と磁石系全体の回路図の概略を図 3.34 に示す。図中の CR が従来、充電開始の役割を担っていたメカニカルリレーである。大きな変更点は、200V 交流電源直後にソリッドステートリレー (SSR1) を追加したことである。このソリッドステートリレーを用いることで以下のような方式で充電を開始することでサージノイズを削減する。図 3.35 にそのタイミングチャートを示す。

- 負磁場印加直後は、充電用リレー (CR)、ソリッドステートリレー (SSR1)、抵抗投入用ソリッドステートリレー (SSR0)、共にオープンされた状態になっている。

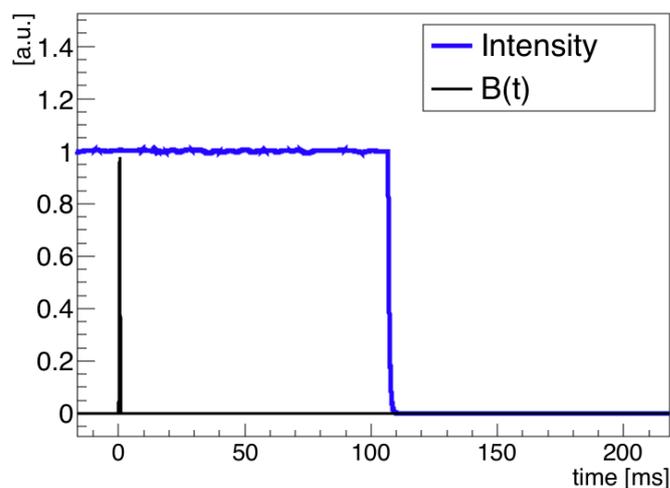


図 3.33: 負磁場印加後の共振器透過光強度の時間変化。印加された磁場波形が黒線であり磁場が印加されて 100 [ms] ほど後で共振が維持できなくなり透過光強度が 0 になっている。

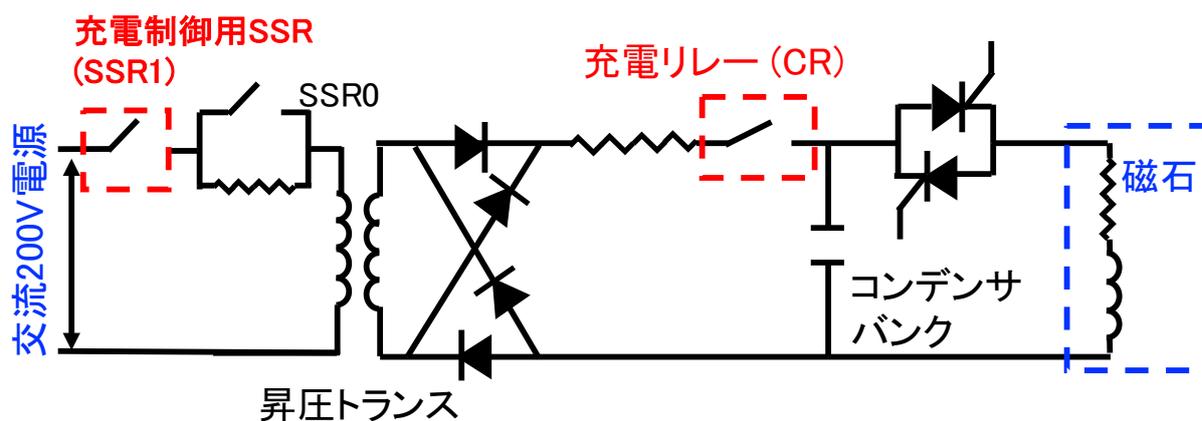


図 3.34: 駆動電源並びに磁石を含めた全体の回路図の略図。交流 200V 電源直後にソリッドステートリレーを配置することで充電開始用メカニカルリレーが閉まる際のサージノイズを抑える。駆動電源全体の詳細は付録 B に譲る。

- 充電開始時に、CR が閉まる。このとき SSR1 がオープン状態のため昇圧トランス 2 次側に電圧はかかっておらず、CR の接点間の電位差がほぼ無い状態になっている。そのため従来に比べ発生するサージを小さくできる。
- CR が閉じた後に SSR1 を閉じる。この瞬間、昇圧トランス以降には 3 [kV] の高電圧がかかるが、すでに昇圧トランス 2 次側の全ての接点が閉じられているためサージは発生しない。

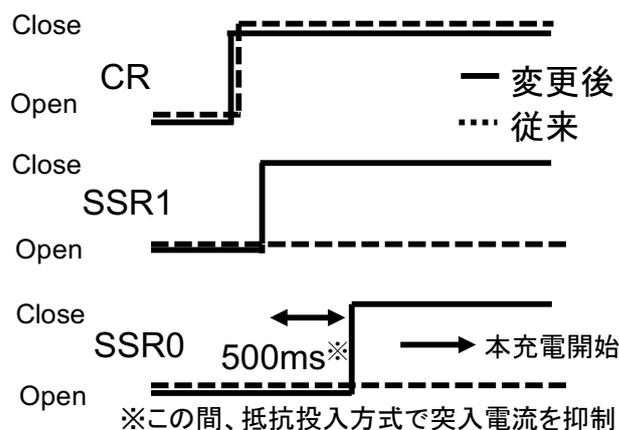


図 3.35: サージノイズ低減のために行ったバンクの改良後のタイミングチャート。

- SSR0 は SSR1 が閉じた後 500ms 間は open されている。これは励磁突入電流と呼ばれるトランス 1 次側の開閉に伴う過渡現象を回避するためである。SSR1 が閉じた後、本充電が再開される。

上述したような、充電用メカニカルリレーとソリッドステートリレーを用いた充電方式にして磁石を運転した際の負磁場印加後の共振器からの透過光強度の時間変化を図 3.36 に示す。図 3.33 では磁場印加後 100 [ms] で共振維持が不可能になっていたがそのような現象は見られず、サージノイズを削減できていることがわかる。

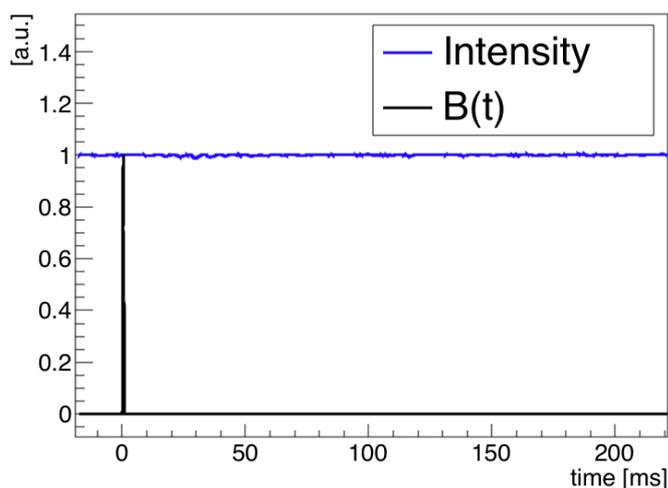


図 3.36: 負磁場印加後の共振器透過光強度の時間変化。メカニカルリレーが閉じる瞬間に接点間の電位差がほとんどないためサージが発生しておらず、従って共振も維持されていることがわかる。

### 3.6 液体窒素補給系

磁石を連続運転する際は、コイルに電流が流れることでコイルが発熱し抵抗値が大きくなってしまわないように液体窒素で冷却し続ける必要がある。磁石を2 [kV] で運転した際の発熱は650 [W] であり液体窒素の潜熱が47 [kcal/kg] なので1時間当たり15 [L] の液体窒素が消費される。そのため定期的に液体窒素容器に液体窒素を補給する必要がある。この液体窒素の供給を自動で行うために図3.37で示すように液体窒素の自動補給システムを作成した。

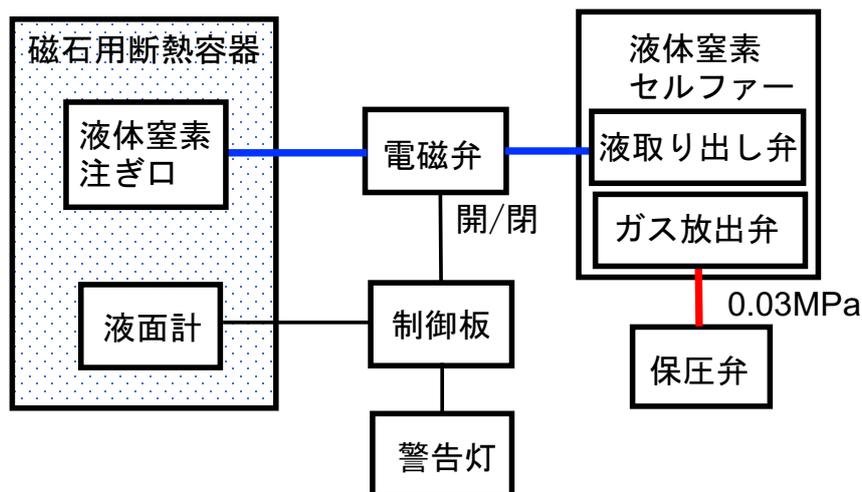


図 3.37: 液体窒素補給系のブロック図。自作した Pt-100 を用いた液面計を用いて離散的に液面の高さをモニターし制御板から電磁弁へと信号を送り電磁弁を開閉する。電磁弁の開閉に関わらずセルファーの圧力は保圧弁によって一定に保つ。

液体窒素の消費量は液体窒素容器内の液面の高さ情報から自作した白金抵抗を用いたレベル計で判断する。図3.38に自作した液面計を示す。液面計には異なる位置に合計4つの白金抵抗が取り付けられており、3端子法でそれぞれの白金抵抗の抵抗値を常時測定する。白金抵抗の抵抗値と温度の関係はよく知られており、測定された抵抗値から白金抵抗の温度を算出できる。この温度が液体窒素の温度より高い場合はその白金抵抗は液体窒素に浸かっていると判断し、異なる高さに白金抵抗を配置することで離散的に液面の高さを知ることができる。

各々の白金抵抗が液面に浸かっているか否かの情報は制御板からデジタル出力の形で液体窒素用セルファーの液取り出し弁に取り付けた ASCA 社製の電磁弁 J222LT に伝えられ電磁弁の開閉が行われる。これによって液面の高さに応じて窒素の供給の開始、停止を自動で制御することができる。セルファーの内圧は保圧弁を用いることで一定に保たれている。液体窒素を注いだ際に発生する窒素ガスは、クリーンブース内に充満すると危険であるとともに、光学系の温度を必要以上に上げてしまう可能性があるため液体窒素容器に取り付けられた排気ダクトを通じてクリーンブースに排出される。

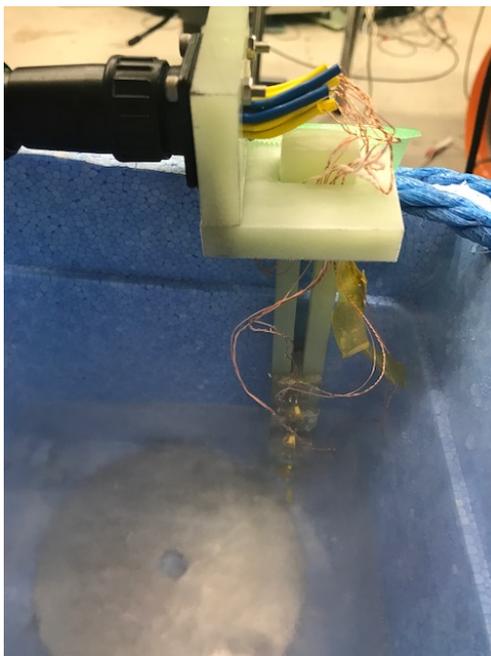


図 3.38: 自作した液面計。磁石との絶縁を取るためにガラスエポキシで全体を作成している。合計4箇所にて白金抵抗を取り付けて、その白金抵抗の抵抗値を測ることで、それぞれの点が液面に浸かっているか否かを読み取りデジタル出力で電磁弁に伝える。



図 3.39: ジェック東理社製保圧弁。自加圧式セルファーの取り出し弁に取り付けることでセルファーの内圧を一定に保つ。内部圧力は0.07MPaの範囲で調整可能であり、本実験では0.03MPaで保圧した

### 3.7 真空排気系

2章で述べたように残留ガスの Cotton-Mouton 効果による複屈折は真空複屈折との切り分けが不可能であるため、本実験では真空度は非常に重要となる。チャンバー内部に封入される共振器

用ミラーは汚れによって反射率が下がる可能性があるため、真空ポンプはオイルフリーでなければならない。また磁石の磁場領域は1/4インチのステンレス管であるためコンダクタンスが悪い。こういった理由を踏まえて、本実験では磁石の両側それぞれから1台ずつのターボ分子ポンプを用いて排気を行った。真空度は両側のチャンバー上部に取り付けられたピラニーゲージで計測され、到達真空度は $5.0 \times 10^{-4}$  [Pa]である。真空度の要求値はガス種によって異なるが、一般に高真空と呼ばれる真空度における残留ガスの中で最も大きい複屈折を生むのは窒素ガスであり、要求される窒素ガスの分圧は $1.6 \times 10^{-6}$  [Pa]以下である。現在の真空系ではステンレス管内部の各種ガスの分圧を知ることはできないが、磁場に同期した複屈折シグナルが見えない限りは真空度は現状の感度における要求値を満たしていると考えられるため、分圧の計測は行わなかった。これについては実際の測定も踏まえて4章で議論する。

## 3.8 データ取得システム

### 3.8.1 ADC

本実験では  $I_e$  用検出器の出力電圧、 $I_t$  用検出器の出力電圧、カレントトランスの出力電圧の時間変化のそれぞれを Analog to Digital Converter を用いて取得した。使用した ADC は NI 社製の PCI-6229 ならびに PCI-6255 である。

カレントトランスからの出力磁場を取得した際に他チャンネルにゴースト波形が現れることを避けるためにカレントトランスの出力電圧記録用に PCI-6229 を、光検出器出力記録用に PCI-6255 を用いている。ADC は両者とも 16 ビットであり、データを記録する際にはサンプリングレート 160 [kHz]、電圧レンジ  $\pm 10$  [V] で記録を行った。

### 3.8.2 データ取得系

本実験ではパルス磁石の運転に同期したデータ取得並びに自動化された磁石運転を行うために、NIM モジュールを用いて回路を作成した。この節でデータ取得サイクル並びに作成した回路について述べる。

データ取得は磁石駆動時と共振探索時と呼ばれる 2 つのパターンに大きく分けることができる。磁石駆動時は、実際に磁石を運転し磁場波形とそれに同期した光検出器の出力電圧がサンプリングされ記録される。共振探索時には磁石運転が停止され、一定時間ごとに光検出器の出力電圧をサンプリングし読み出した値から共振の状態を判断する。二つのパターンは自動で判定された共振状態の有無によって切り替えられ、共振が維持されている場合は磁石駆動時、共振が外れオートロックが共振探索を行っている場合は共振探索時となる。

磁石駆動時のデータ取得サイクルについて説明する。表 3.4 にデータ取得の流れをまとめる。

表 3.4: 磁石駆動時のデータ取得サイクル。正負パルス磁場のデータ取得後、共振状態確認用の第 3 データを取得し再度充電する。表中の番号 1、2、3 で ADC でデータ取得を行い、そのデータを第 1 データ、第 2 データ、第 3 データと呼ぶ。

番号	経過時間	動作
1.	0 秒	正電圧 +2000 [V] でパルス磁場を発生させる (第 1 データ)
2.	2 秒	負電圧 -1000 [V] でパルス磁場を発生させる (第 2 データ)
3.	4 秒	第 3 データを取得する。
4.	15 秒	+2000 [V] 充電が完了する。
5.	17 秒	番号 1 に戻る。正電圧 +2000 [V] でパルス磁場を発生させる

磁石駆動時には、1 サイクルが 17 秒で繰り返される。その 17 秒の間に正磁場印加ならびに第 1 データ取得、負磁場印加ならびに第 2 データ取得、第 3 データの取得が行われる。サイクル番号 1 と 2 においてそれぞれ 2kV と -1kV の充電電圧により発生した磁場波形と光検出器出力を記録する。磁石からの共振器への擾乱が次の磁場印加時には十分減衰するように正磁場と負磁場の

間には2秒の時間間隔を設けている。-1kV印加後直ちに充電が開始するがこの間がサイクル3に相当し、磁場を印加していない時の共振器の透過光のデータを取得する。擾乱がない状態での相対強度揺らぎの大きさを定期的を取得することで長期的な磁石運転における共振器の性質の変化や磁石起因の擾乱の影響の考察に用いる。磁場印加前に共振状態の有無を判断し、非共振状態であると判断された場合には磁場の印加を停止し共振探索時に移行する。

共振探索時のデータ取得は1サイクル1秒で行なわれている。共振探索時にはサンプリングされた $I_t$ 用光検出器の出力電圧が直ちに読み出され出力電圧の平均値とその分散が計算される。このサイクルは出力電圧が設定値より大きく分散が設定値以下になるまで続く。それらの条件が満たされた場合には共振状態に至ったと判断し、磁石駆動時に移行する。

表 3.5: 磁石駆動時のデータ取得サイクル。1秒ごとにデータを取得し共振に至ったかを判定する。

番号	経過時間	動作
1.	0 秒	ADC で光検出器出力電圧記録
2.	~500 [ms] 秒	検出器出力電圧の平均値と分散を計算し共振維持に至ったかを判定
3.	1 秒	共振維持に至っていないと判定された場合番号1に戻る。そうでない場合は磁石駆動時へ移行する。

モジュールは、磁石駆動時 ADC トリガー系、異常電流波形検知系、共振探索時 ADC トリガー系の3種類に分かれる。以下でそれぞれの系のモジュールの役割、及び全体のシーケンスについて述べる。

### 磁石駆動時 ADC トリガー系

この回路群によって最も基本となる磁石駆動時の、磁石の駆動及び ADC でのデータ取得を行う。以下列挙する回路の丸数字は図 3.40 中の丸数字と対応する。また磁石駆動および ADC トリガー系並びに第3データ取得系のタイミングチャートを図 3.43 に示す。

#### ① 0.5Hz Clock Generator

ADC へのトリガー及び磁石駆動の最も基本的な周期はこのクロックで決定される。本実験では Clock Generator N-TM 203(テクノランドコーポレーション社製)からの5 [MHz] のクロックを Visual Scaler KN 1860(カイズワークス社製)に入力し、Visual Scaler が10,000,000 カウント毎に出力する carry out シグナルを用いて実効的に0.5 [Hz] のクロックとして使用した。

#### ② Logic Fan in out

第1、第2データ取得時には同時に磁石駆動を行うがあるが、第3データ取得時には磁石の駆動は行わない。その2種類存在するデータ取得パターンに対応するため、Logic fan in out(Lecroy 社製、428F)を用いて① 0.5Hz Clock Generator からの0.5 [Hz] クロック信号を分割する。分割されたクロック信号は第1、第2データ取得用に③ Gate Generator と第3データ取得用に⑬ Gate Generator へとそれぞれ送られる。

### ③ Gate Generator

② Logic fan in out からの信号を受け取り、磁石駆動用の Pulser へと伝える。カイズワークス社製 KN105 を用いた。この Gate Generator への veto 入力には⑨ Logic fan in/out からの信号が入力されており、⑨ Logic fan in/out からの信号が磁石の駆動停止の役割を果たす。

### ④ Pulser

磁石へのトリガー信号は FPGA を用いて自作した Pulser を用いて伝えられる。Pulser には③ Gate Generator からの信号が入力される。Pulser は CH0 と CH1 の2種類の出力を持っており、③ Gate Generator からの入力によって CH0 と CH1 が交互に出力され、それぞれが正磁場、負磁場印加へのトリガーとして駆動用電源へと伝えられる。Pulser は veto 入力も備えており磁石の正電圧の充電情報が入力されている。これによって磁石が充電完了するまでは Pulser から駆動用電源にトリガー信号が送られることはない。この Pulser からの出力信号を ADC へのトリガーとして利用する。

### ⑤ Logic Fan in out

④ Pulser からの CH0 信号は負磁場印加のトリガー信号としてだけではなく、負磁場印加に同期した ADC のデータ取得、負磁場印加後に行われる第3データ取得の許可の役割を担う。そのため Logic fan in out を用いて④ Pulser からの CH0 信号を分割し、ADC のデータ取得のトリガーとして⑥ Logic fan in out へ、第3データ取得の許可信号として⑭ Gate Generator へとそれぞれ伝える。

### ⑥ Logic Fan in out

この Logic fan in out からの出力が ADC のデータ取得のトリガーとなる。入力されるのは④ Pulser からの CH0 信号、⑤ Logic fan in out で分割された④ Pulser からの CH1 信号、⑬ Gate Generator、⑰ Gate Generator からの信号であり、それぞれが順に第1データ、第2データ、第3データの取得のためのトリガー信号、共振探索時データ取得のためのトリガー信号となる。出力信号はデータ取得中の磁石の運転停止のために⑧ Gate Generator にも伝えられる。磁石駆動時には⑰ Gate Generator からの信号が、共振が外れ磁石が停止された際には④ Pulser からの CH0 信号、④ Pulser からの CH1 信号、⑬ Gate Generator からの信号がそれぞれ出力されなくなるため、これによって磁石駆動時と共振探索時の住み分けがされる。

### ⑦ ADC

ADC は PCI-6226 と PCI-6229 が同時に使用される。データ取得開始のトリガー信号は⑥ Logic fan in out から送られる。ADC は8チャンネルのデジタル信号出力を有しており、ch. 1 が磁石駆動の許可信号、ch. 2 が共振探索系の開始信号の役割を持っており、磁石駆動時にはデータ取得後に CMOS カメラを用いて共振の有無を判定し、データ取得後に共振状態にあれば、ch. 1 を、共振状態になれば ch. 2 を出力する。ch. 1 は⑧ Gate Generator へと送られ、ch. 2 は⑨ Gate Generator へと送られる。

### ⑧ Gate Generator

ADC にトリガーが入力されデータ取得が完了し CMOS カメラが共振の有無を判定するまで磁場の印加は中断される必要がある。この⑧ Gate Generator がその役割を果

たす。⑥ Logic fan in out からの出力信号を受け取り Latch モードの出力を開始する。Latch は stop 入力へと入力される⑦ ADC からの ch. 1 信号によって解除される。この Latch 出力が磁石の運転停止命令を出力する⑨ Logic fan in out へと送られる。

#### ⑨ Logic Fan in/out

磁石の運転停止命令はこの⑨ Logic Fan in/out から出力され、④ Pulser へと信号を送るための③ Gate Generator の veto 入力へと伝えられる。ここの入力されるのは、データ取得終了後、共振が確認されるまで磁石の運転停止命令を出力する⑧ Gate Generator と異常磁場波形が検知された際に磁石の運転停止命令を出力する⑭ Gate Generator の2種類であるため、この2つの場合に磁石の運転が停止される。

### 第3データ取得系

第3データとして、磁場を一切印加しておらず従って磁石起因の擾乱のないデータを取得する。このデータを用いて磁石起因の擾乱や共振器自体の安定性の評価を行う。

#### ⑩ Gate Generator

第3データ取得のADCへのトリガー信号を出力するのがこのGate Generatorの役割である。入力信号は② Logic Fan in out からのトリガー信号であり、出力信号はADCへのトリガーとして⑥ Logic Fan in out へと送られる。第3データ取得は各サイクルの最後、負磁場印加後にのみ行われる必要があるため適切なタイミング以外は⑪ Gate Generator からの信号が veto 入力へと入力が行われているためトリガー信号は送られない。また出力信号は⑪ Gate Generator にも送られ第3データの取得が開始されたことを伝える。

#### ⑪ Gate Generator

第2データ取得後に第3データの取得が1度だけ行われるために⑩ Gate Generator の veto 入力に信号を送るのがこのGate Generatorの役割である。⑩ Gate Generator からの信号により Latch 出力を開始する。この Latch 出力は第2データ取得のトリガー信号である⑤ Logic Fan in out からの信号によって解除されるため、一度第3データが取得され次に第2データが取得されるまでの間⑩ Gate Generator へと veto 信号が送られる。この間⑩ Gate Generator は信号を出力せず、従って適切な第3データ取得が可能になる。

### 異常電流波形検知系

磁石に異常が発生した場合、それはコイルを流れる電流波形の歪みとして現れる。磁石に異常が発生した場合に即座に発見し磁石の運転を停止するために、異常電流波形検知系を設けている。

#### ⑫ Current transformer

Current transformer で読み出した電流波形はADCにも記録され解析に使用されるが、同時にオシロスコープのマスク機能と組み合わせることで異常波形検知にも使用される。

#### ⑬ Oscilloscope Mask Test

オシロスコープにはMask Test 機能を有しているものがある。Mask Test 機能とは以

下のような機能のことを指す。事前にオシロスコープに、一定の幅を持った電圧波形 (Mask 波形) を記録しておき、オシロスコープに電圧波形がサンプリングされるたびにその波形と Mask 波形を比較する。比較の結果、サンプリングされた波形が記録された Mask 波形の範囲内に収まっていればテストに合格し 0 を、Mask 波形の範囲から外れていれば 1 を出力する。本実験では Lecroy 社の WaveRunner 6050A とその Mask Test 機能を用いた。

正磁場、負磁場、磁場印加なしの 3 つの状況における⑫ Current transformer からの出力電圧を Mask 波形として記録しておくことで、これら 3 種類の波形と異なる電流波形が磁石を流れた場合にオシロスコープが 1 を出力する。この信号を⑭ Gate Generator に送る。図 3.41 に設定された Mask 波形を示す。

#### ⑭ Gate Generator

⑬ Oscilloscope Mask Test からの出力信号を start 入力に受けることで異常電流波形が検知された際に Latch 信号を出力する。この信号は⑨ Logic Fan in/out へと送られ、磁石からの異常電流波形が検知された際に磁石の運転を停止する。Latch 信号の解除は手動でのみ可能である。

### 共振状態判定系

磁場を印加する際には共振器が共振維持ができていることが要求される。本実験では CMOS カメラを用いて Pulser が磁場を印加する前に共振の有無を判定する。

#### ⑮ CMOS カメラ

磁場が印加され ADC でデータが記録されると、Thorlab 社製 CMOS カメラ DCC1525M によって透過光波形がモニターされる。積分時間 100ms で透過光波形を撮影しその結果から共振の有無並びに透過光の強度を判定する。共振状態にあり強度が十分大きいと判定された場合は ADC の ch. 1 が出力されパルス磁場駆動を再開する。そうでない場合は共振状態から外れたと判断し ADC の ch. 2 が出力され、磁石の運転を中止、磁石待機系の運転が開始される。図 3.42 に実際に CMOS カメラ DCC1525M で撮影された画像を示す。

### 共振探索時 ADC トリガー系

共振が落ちると磁石の運転が停止される。それ以降はこの共振探索系からのトリガー信号を用いて磁石運転を停止したまま ADC からデータを取得する。取得したデータから計算された共振器透過光の出力や強度揺らぎの大きさの情報をもとに磁石の運転再開の命令が出される。

#### ⑯ 1Hz Clock Generator

非共振時に ADC へと送るデータ取得のトリガーの周期がこのクロックで決定される。磁石の運転は停止されているため磁石運転時とは異なりクロックは 1 [Hz] で運用され、⑰ Gate Generator へと信号が送られる。

#### ⑰ Gate Generator

この Gate Generator からの信号が ADC へと送られるトリガー信号となり⑥ Logic Fan

in out へと送られる。非共振時には⑧ Gate Generator の Latch 出力が解除されていないため、この Gate Generator からの信号が⑥ Logic Fan in out へと送られても磁石の駆動が再開されることはない。Gate Generator の veto 入力には⑬ Gate Generator からの信号が入力されており磁石駆動時に共振探索用のクロック信号が ADC へと送られることを防ぐ。

#### ⑬ Gate Generator

⑬ Gate Generator からの入力を受けて Latch 信号を⑬ Gate Generator への veto 入力へと送る。Latch 信号の解除は⑦ ADC から送られる ch. 2 出力によってのみ可能であるため、一度共振探索系のトリガー信号が ADC へと送られると⑦ ADC から ch. 2 出力が送られない限りは共振探索系のトリガー信号が ADC へと送られることはない。

#### ⑦ ADC

ADC は PCI-6226 と PCI-6229 が同時に使用される。データ取得開始のトリガー信号は⑥ Logic fan in out から送られる。共振探索時には ADC へとサンプリングされたデータは Linux PC で直ちに読み出され、 $I_t$  用光検出器の出力電圧の平均値とその分散の大きさが計算される。出力電圧の平均値を持って共振の有無を判断し、分散の大きさから共振の安定性を判断する。その値から、共振があり十分安定と判断された場合には ch. 1 が出力され磁石駆動が再開される。そうでない場合は ch. 2 が出力され、磁石は停止されたまま⑬ Gate Generator の Latch 信号が解除される。





図 3.41: 実際に設定した Mask 波形。Current transformer からの出力電圧が図中の青枠内に収まれば異常なしと判断される。

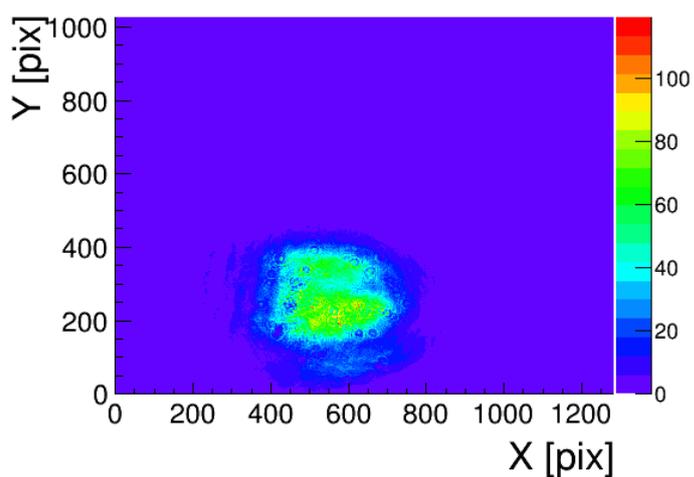


図 3.42: CMOS カメラで撮影された画像。横軸、縦軸は CMOS カメラのピクセル座標を示す。この画像の情報から共振の有無を判定する。

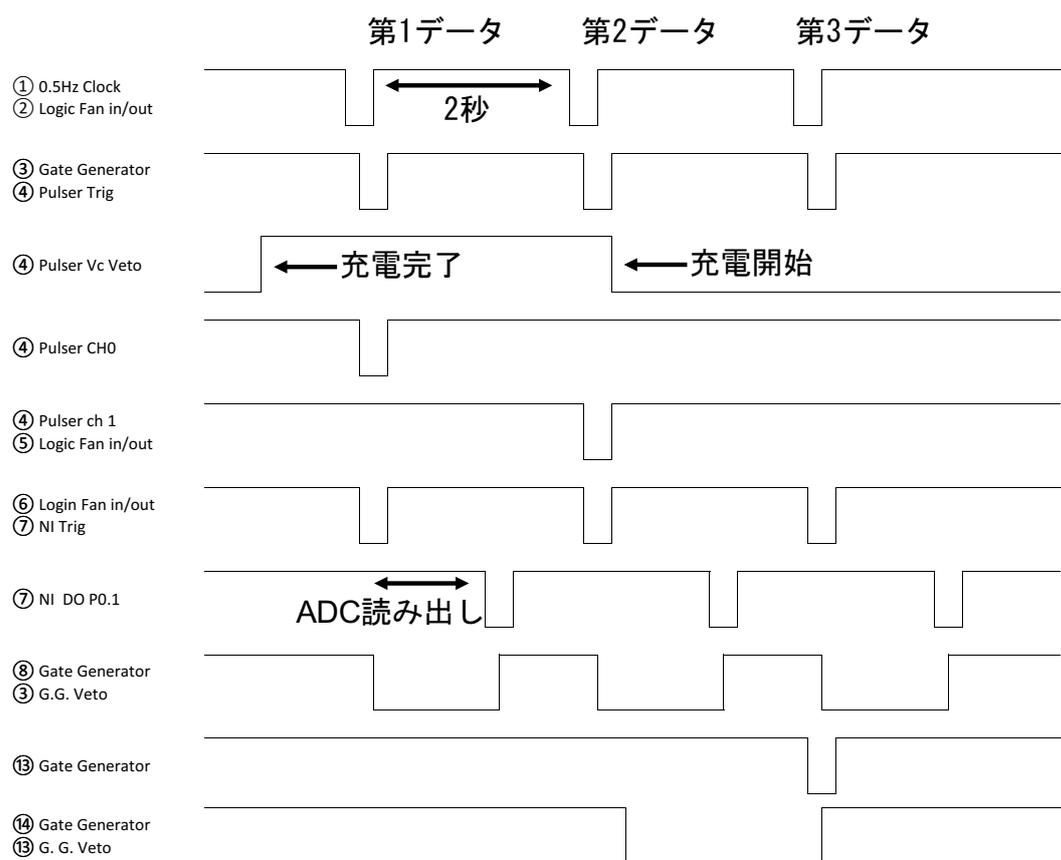


図 3.43: 共振が維持され、磁石が異常なく運転されているときの磁石駆動及び ADC トリガー系の 1 サイクルにわたるタイミングチャート。主要なものだけを示してある。

## 第4章 データ取得と解析

本章ではパルス磁石と Fabry-Pérot 共振器を組み合わせた装置を用いて行った真空複屈折のデータ取得および解析について述べる。4.1 節で測定期間と各種パラメーターをまとめ、4.2 節～4.6 節で測定結果をまとめ、解析を行い、4.7 節で系統誤差の考察を行う。またミラーの複屈折の系統誤差を議論するために窒素ガスを用いた窒素ガスの faraday 回転の効果の測定も行っている。詳しくは付録 A を参照していただきたい。

### 4.1 データ取得

#### 4.1.1 測定期間

今回のテスト測定では合計 3000 サイクルのデータを取得し解析に使用した。それに加えて磁石を駆動せずに取得した 200 サイクル分のデータも解析に使用する。

#### 4.1.2 取得したデータの構成

実験で得られた DAQ データは ADC で記録したもので、カレントトランスを用いて得られた磁場波形、 $I_e$  と  $I_t$  の 2 種類の光検出器の出力電圧である。さらに磁石駆動時の運転サイクルに合わせて測定データを以下のように区分する。

##### 取得したデータの構成

ADC で取得したデータはデータ取得サイクルに従って 3 パターン取得してある。今後の議論ではその 3 パターンを以下のように分類する。

##### 第 1 データ

正充電で磁場を印加した際のデータのことを指す。具体的には磁場印加の 20ms 前から 600ms 後までの磁場波形、 $I_e$  用光検出器、 $I_t$  用光検出器の出力電圧が含まれている。

##### 第 2 データ

逆充電で磁場を印加した際のデータのことを指す。具体的には磁場印加の 20ms 前から 600ms 後までの磁場波形、 $I_e$  用光検出器、 $I_t$  用光検出器の出力電圧が含まれている。

##### 第 3 データ

コンデンサバンクの充電中に記録されたデータのことを指す。具体的には第 2 データ取得 2 秒後から 600ms 後までの  $I_e$  用光検出器、 $I_t$  用光検出器の出力電圧が含まれている。

3種類のデータ全てでサンプリングレートは100[kHz]、合計600msに渡ってデータが記録されている。これら3種類のデータを1組としてサイクルと呼ぶ。本測定においては合計3000サイクルのデータが取得された。

#### 4.1.3 各種パラメータ

データ取得時のセットアップ条件についてまとめる。

##### セットアップ条件

本測定におけるコンデンサバンクの運転の設定と光学系のパラメーターを表4.2にまとめる。

表 4.1: 真空複屈折探索のデータ取得におけるコンデンサバンクの設定。

パラメータ	値
充電電圧	+2000 [V]
逆充電電圧	-1000 [V]
サイクル繰り返し	0.06 [Hz]

表 4.2: 真空複屈折探索のデータ取得におけるセットアップ条件。典型的な値をまとめる。実際にはそれぞれの値に系統的な誤差がつく。

パラメータ	値
フィネス	320,000
$I_t$ 用光検出器のゲイン	$3.2 \times 10^3$ [V/W]
$I_e$ 用光検出器のゲイン	$5.4 \times 10^8$ [V/W]
$\Gamma^2 + \sigma^2$	$7.0 \times 10^{-6}$

取得されたデータは共振が外れる、もしくは200サイクルのデータを取得するごとに分割して保存されている。ここから連続して共振が維持されたサイクル数を知ることができ、最長で400サイクル、最小で15サイクルに渡って連続して共振が維持されていた。共振が維持されるサイクル数が一定ではないのは、オートロックが発見する共振が必ず全くしも同じ擾乱耐性の共振ではないためであると考えられる。

#### 4.1.4 データ波形

解析を行う前にこの節で得られたデータの典型的な波形とその特徴を示す。まず図4.1に第1データにおける $I_t$ 用光検出器の出力と $I_e$ 用光検出器の出力電圧を示す。以下それぞれ $V_t$ と $V_e$ と

呼ぶ。グラフ上で時刻 0 [ms] で磁場がパルス幅 1 [ms] の磁場が印加される。上から  $V_e$  と  $V_t$  を示している。磁場印加直後に出力電圧が凹状に変動していることがわかるが、これは磁場印加による擾乱が共振器ミラーに伝わっているからであると考えられる。磁場を印加しても共振から外れることはなく、600 [ms] たった後には十分安定だとわかる。

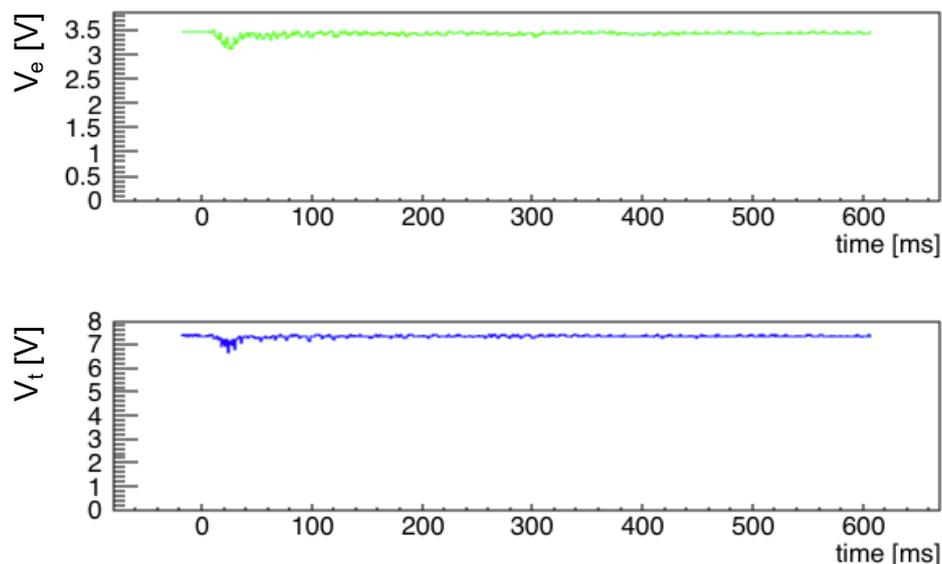


図 4.1: 2 [kV] 充電で磁場を印加した際の光検出器の読み出し電圧の変化。時刻 0 [ms] でパルス幅 1 [ms] の磁場が印加される。上段が  $I_e$  用光検出器の出力、下段が  $I_t$  用光検出器の出力である。

最も重要となる磁場印加直後の時間帯の拡大図を図 4.2 に示す。同様に上から  $V_e$  と  $V_t$  を示している。図中で赤く塗りつぶされている領域がパルス磁場は発生している時間である。それぞれの縦軸は読み出し電圧の平均値の  $\pm 1\%$  の範囲を含んでいるが、少なくともこのレンジでは磁場に同期したものの影響は見えない。時刻 5 [ms] 以降から読み出し電圧が変動を開始するが、これは音が共振器に届いたためである。解析をする際には、このような擾乱の影響が共振器に届いている時間の情報を用いると正しくない結果を与えるので注意が必要である。

同様に図 4.3 に第 2 データにおける  $V_t$  と  $V_e$  を示す。同様に時刻 0 [ms] で磁場が印加される。第 1 データと比べると共振器の強度揺らぎの変動が小さく、これが印加している磁場が小さいことに対応している。

最後に図 4.4 に第 3 データにおける  $V_t$  と  $V_e$  を示す。このデータにおいては磁場が印加されていないため外部から磁石起因の擾乱はない。そのため共振器自身の強度揺らぎの大きさや強度スペクトルを知ることができる。第 3 データの情報をもとに第 1、第 2 データで得られた読み出し電圧に適切なフィルタ処理を行うことで正しく複屈折シグナルを抜き出すとともに、理論値との比較を行う際にも用いる。

また、図 4.5 に第 3 データにおける相対強度揺らぎスペクトルを示す。黄緑が  $V_e$ 、青が  $V_t$  の相対強度揺らぎである。1 [kHz] 以上で両者のスペクトルに乖離が見られる。これは、 $I_e$  はショットノイズが  $I_t$  に比べて 3 桁大きいいため  $I_e$  がショットノイズに支配されているからだと考えられる。

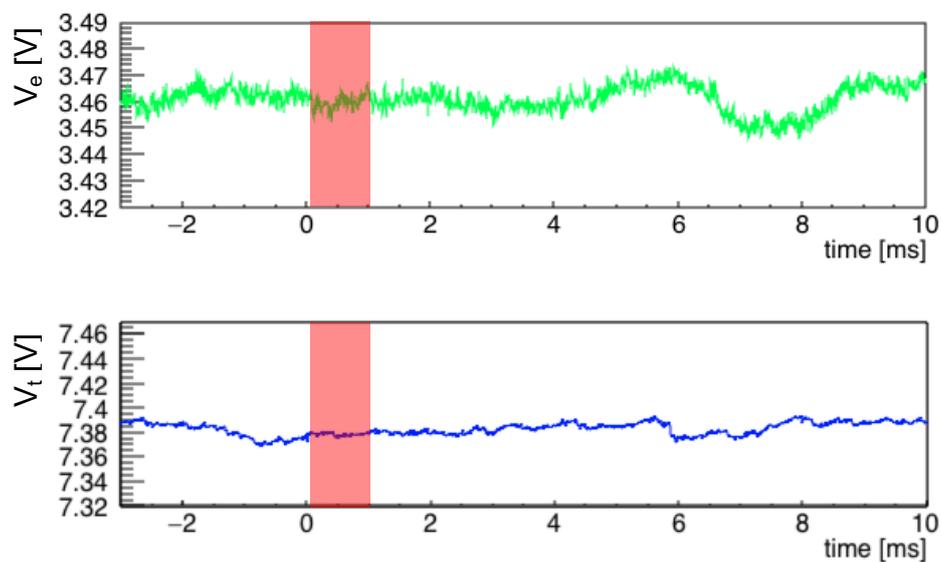


図 4.2: 図 4.1 の磁場印加時間付近の拡大図。赤く塗りつぶしている領域で磁場が印加されている。上段が  $I_e$  用光検出器の出力、下段が  $I_e$  用光検出器の出力である。縦軸は出力電圧の平均値の  $\pm 1\%$  の範囲を含んでおり、少なくともこのレンジでわかるような擾乱は磁場印加中には見られない。

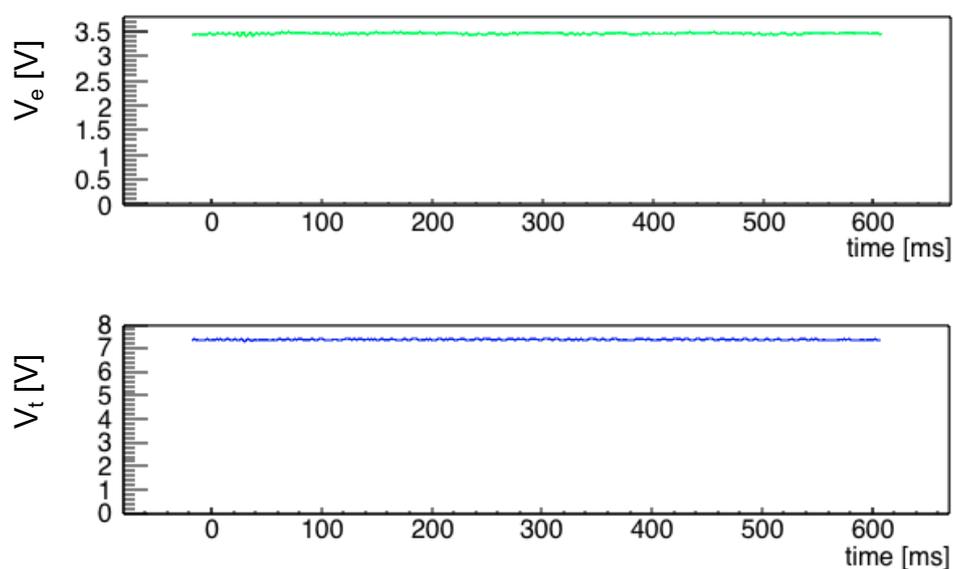


図 4.3:  $-1$  [kV] 充電で磁場を印加した際の光検出器の読み出し電圧の変化。時刻  $0$  [ms] でパルス幅  $1$  [ms] の磁場が印加される。上段が  $I_e$  用光検出器の出力、下段が  $I_e$  用光検出器の出力である。

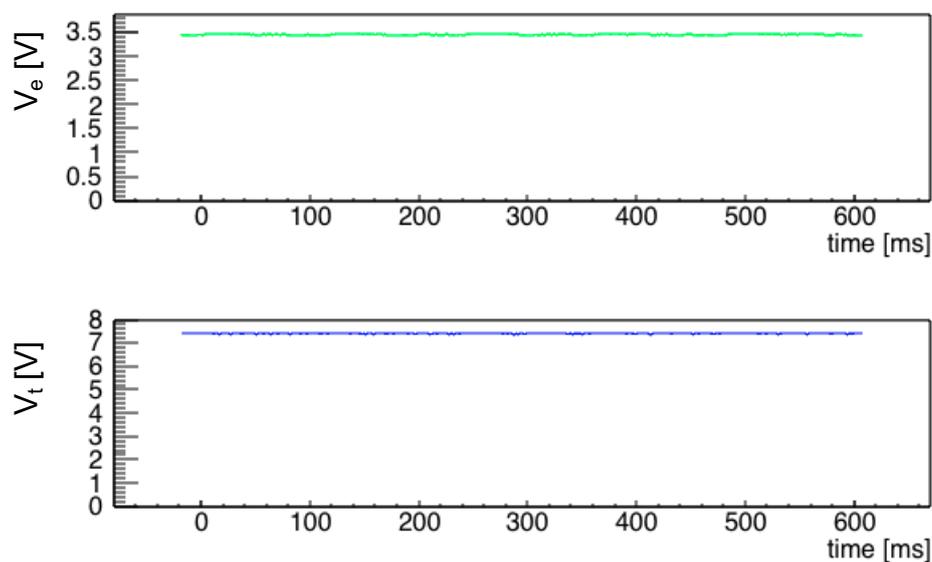


図 4.4: 第3データでの光検出器の読み出し電圧の変化。他の2データと異なり磁場は印加されていない。上段が  $I_e$  用光検出器の出力、下段が  $I_t$  用光検出器の出力である。この測定で得られるデータは磁場起因の擾乱と無縁のため、共振器自身の安定性や磁場に関わらず生じている擾乱の影響を知ることができる。

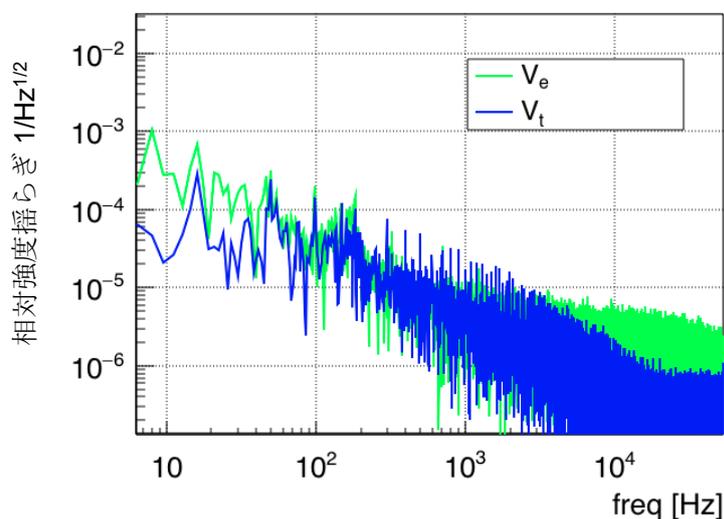


図 4.5: 第3データでの光検出器の読み出し電圧相対強度スペクトル、磁場が印加されていないため共振器自身の安定性を評価できる。黄緑が  $V_e$ 、青が  $V_t$  の相対強度揺らぎである。

## 4.2 解析手法

この節では、主に第1と第2データを用いて、読み出し電圧から楕円度を計算しそこからどのようにして正しく複屈折のシグナルを抜き出すのかを議論する。

光検出器のゲインを用いて検出器の読み出し電圧  $V_e$  と  $V_t$  をそれぞれの光強度に変換できる。 $I_e$  と  $I_t$  の比から楕円度を求めることができ、理論の導出の議論を踏まえると楕円度は理想的には以下のような式に従う。

$$\begin{aligned}\frac{I_e}{I_t} &= \Gamma^2 + 2\Gamma\Psi(t) \\ &\equiv \Gamma^2 + p_1 B^2(t)\end{aligned}\quad (4.1)$$

ただし、真空複屈折の磁場の2乗の比例係数を  $p_1$  とした。しかし、実際にはこれらの項に加え、磁場に比例する項が現れる可能性がある。磁場に比例する項としてはファラデー回転が代表的であり、これは平行な磁場成分に比例して楕円度を生む効果で、残留ガスやミラー表面がこの効果を生むことが知られている。磁石管内を通るレーザーと磁場が完全に直交していないこの実験のセットアップではファラデー回転による楕円度が現れてしまう可能性がある。同様に電氣的なノイズが検出器に届いてしまった場合は、磁場の微分に比例する項が現れることがある。もしこれらの効果が現れてしまった場合、真空複屈折のシグナルとこれらの効果を正しく分離する必要がある。上記したような効果を踏まえると測定される楕円度は以下のような式で記述できる。

$$\frac{I_e}{I_t} = \Gamma^2 + 2\Gamma\Psi(t) + \theta(t) + \eta(t)\quad (4.2)$$

右辺第3項が磁場に比例するファラデー効果を表している。、第4項が磁場の微分に比例するノイズの効果を表している。

真空複屈折の効果と合わせて合計3つの磁場に依存する効果から真空複屈折起因の効果だけを分離よく抜き出すため第1データと第2データを用いて演算を行う。正磁場を印加した際の楕円度を  $(I_e/I_t)_+$ 、負磁場を印加した際の楕円度を  $(I_e/I_t)_-$  と定義し、正磁場の大きさを  $B_+$ 、負磁場の絶対値の大きさを  $B_-$  とする。本実験においては  $B_+ = 9$  [T]、 $B_- = -4.5$  [T] である。ここで正磁場と負磁場の大きさの比  $\frac{B_+}{B_-}$  を用いて以下の量を定義する。

$$H(t) \equiv (I_e/I_t)_+ + \frac{B_+}{B_-} \times (I_e/I_t)_-\quad (4.3)$$

ファラデー効果が磁場に比例することを踏まえるとファラデー効果に起因する項は  $(I_e/I_t)_+$  と  $(I_e/I_t)_-$  の足し算によってキャンセルできる。同様に磁場の微分に比例するような電磁ノイズもキャンセルされる。最終的に上式で定義した  $H(t)$  は以下のように計算できる。

$$\begin{aligned}H(t) &= (I_e/I_t)_+ + \frac{B_+}{B_-} \times (I_e/I_t)_- \\ &= \left(1 + \frac{B_+}{B_-}\right)\Gamma^2 + p_1\left(B_+^2 + \frac{B_+}{B_-}B_-^2\right) \\ &\equiv \left(1 + \frac{B_+}{B_-}\right)\Gamma^2 + p_1 B_{eff}^2\end{aligned}\quad (4.4)$$

このようにして定義した  $H(t)$  を用いて議論することでファラデー効果や電磁ノイズの影響を無視して解析を行うことができる。

図4.7に実際に取得したデータのうち、共振が連続して維持された400サイクルのデータを用いて計算した  $H(t)$  の平均、図4.7に  $(I_e/I_t)_+$  の平均と  $(I_e/I_t)_-$  の平均の、それぞれ磁場印加2 [ms]

前から4 [ms] 後に渡っての相対強度変化の時間変化を示している。演算をする前のデータではそれぞれ時刻0 [ms] から1 [ms] に渡って互いに逆符号に磁場の微分波形と思われる強度変化が現れているが  $H(t)$  ではその効果がキャンセルされており演算が正しく機能していると考えられる。この磁場の微分は単発では確認できなかった電磁誘導起因のノイズが400 サイクルの平均を行ったため現れたと考えられる。

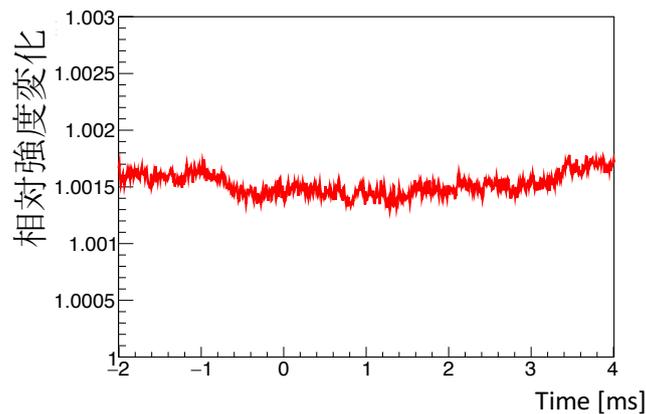


図 4.6: 400 サイクル分のデータを用いて計算した  $H(t)$  の平均値の相対強度変化。時刻0 [ms] から1 [ms] に渡って磁場が印加されている。

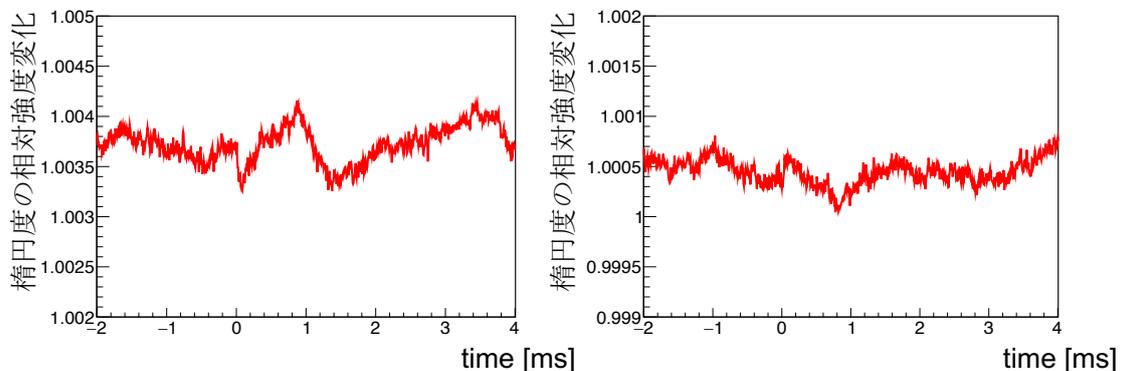


図 4.7: 400 サイクル分のデータを用いて計算した  $(I_e/I_t)_+$  と  $(I_e/I_t)_-$  の平均値の相対強度変化。それぞれ磁場が印加される時刻0 [ms] から1 [ms] に渡って互いに逆符号に磁場の微分波形が現れている。これは光検出器やPDH回路が磁場を拾っていると考えられるが原因は現在調査中である。

実際に解析する場合には共振器の光子寿命と検出器のローパス特性を考慮する必要がある。共振器はそのフィネスと共振器長に応じて定まる  $\tau_{FP}$  の光子寿命もしくはカットオフ周波数  $f_{FP}$  を

もち、 $I_e$  用光検出器はその帯域で定まるカットオフ周波数  $f_{PD}$  を持つ。これらの効果を踏まえると実際に観測する波形は  $f_{FP}$ 、 $f_{PD}$  それぞれのフィルタを介した後の磁場波形に従って時間発展する。カットオフ周波数  $f$  [Hz] のローパスフィルタを通した後の磁場波形を  $(B)^f$  のように書くことにすると  $H(t)$  は最終的に以下のようにかける。

$$\begin{aligned} H(t) &= \left(1 + \frac{B_+}{B_-}\right)\Gamma^2 + p_1\left(\left(B_+^2\right)^{f_{FP}}\right)^{f_{PD}} + \frac{B_+}{B_-}\left(\left(B_-^2\right)^{f_{FP}}\right)^{f_{PD}} \\ &\equiv p_0 + p_1\left(\left(B_{eff}^2\right)^{f_{FP}}\right)^{f_{PD}} \end{aligned} \quad (4.5)$$

ここで光子寿命によるローパスフィルタの時定数はフィネス  $F$  と共振器長  $L_{cav}$  を用いて

$$f_{FP} = \frac{c}{4FL_{cav}} \quad (4.6)$$

であるため代表値として用いたフィネス 320,000 においては 170 [Hz] となる。また  $f_{PD}$  は 3 章の測定結果から 950 [Hz] である。参考のために正磁場における  $(B^2)^{FP}$ 、 $\left(\left(B^2\right)^{f_{FP}}\right)^{f_{PD}}$  それぞれの波形を図 4.8 に示す。検出器のカットオフ周波数に比べて共振器のカットオフ周波数が圧倒的に小さいため、磁場波形は、ほとんど共振器の光子寿命起因のローパスフィルタで形が決まる。またここから 9 [T] で磁場を印加した際の実効的な磁場の 2 乗の大きさのピークは 23 [T<sup>-2</sup>] であることもわかる。

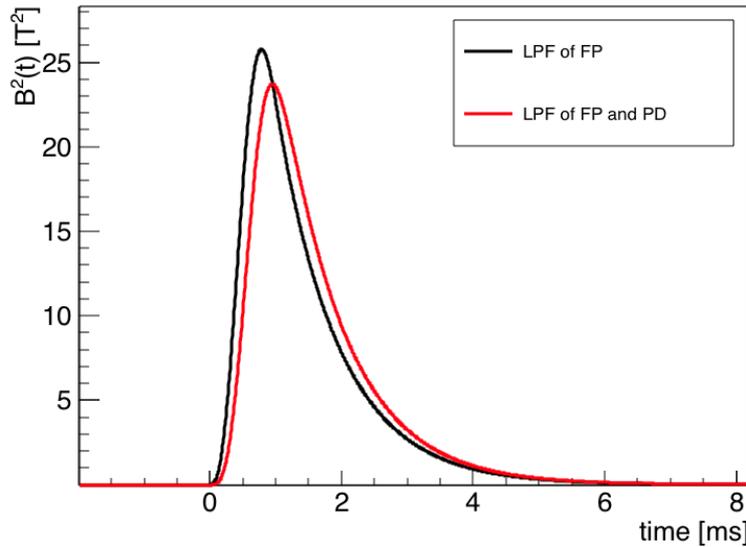


図 4.8: 共振器の光子寿命と検出器のローパス特性を考慮した後の磁場の 2 乗の波形。黒:共振器の光子寿命のみを考慮した場合。赤:検出器の時定数も考慮した場合。

実際に  $k_{CM}$  の値を得るために以下のような手順で解析を行う。まず第 1 データと第 2 データを用いて  $H(t)$  を計算する。観測された磁場波形から  $B_{eff}^2$  を計算し、各サイクル毎に得られた  $H(t)$  を  $p_0 + p_1 \times B_{eff}^2$  の関数形でフィッティングする。 $p_1$  が真空複屈折の比例係数  $k_{CM}$  を含んでい

る。こうして各サイクル毎に  $k_{CM}$  の値を空いているすることで全サイクルでの  $k_{CM}$  の分布が得られる。この分布から全測定結果から得られる  $k_{CM}$  の中心値とその誤差を推定する。

理想的には上述の解析方法を全てのサイクルのデータについて行えばよいが、実際には以下のような過程を経てからフィッティングに移る必要がある。

### シグナル領域の決定

共振器は磁場印加後の擾乱を拾っている。解析に使用する時間領域が長く、その擾乱が含まれている場合は正しい推定ができない。しかし時間領域を短しすぎると磁場領域を含まなくなってしまう感度が悪くなる。そのためシグナル領域を適切に選ぶ必要がある。

### イベント選別

共振器の安定性や強度揺らぎの大きさはデータ取得中全く同じとは限らない。安定性や強度揺らぎの大きさが悪い共振状態のデータを解析に用いることを避けるためにイベント選別を行う。

### フィルタ操作

実際には共振器が完璧にホワイトノイズに従ってはいない。そのため共振器自信の持つ特定周波数の強度揺らぎが偽シグナルとなり正しいフィット結果を得られない場合がある。そのため適切なフィルタ操作を行う。

以下に続く3節でこれらの要素を議論する。

## 4.3 フィルタ操作

図4.9に第3データから計算した  $I_e/I_t$  の強度スペクトルと磁場の相対強度スペクトルを示す。図からわかるように  $I_e/I_t$  のスペクトルは全領域に渡って平坦というわけではなく、低周波になるほど強度揺らぎが大きくなる。これは一般に低周波ほど  $1/f$  ノイズと呼ばれる外部からの擾乱が大きいためである。この低周波の領域を解析に使用すると、共振器の持つ強度揺らぎ自体が大きいため感度向上を妨げる。我々の使用する磁石のスペクトルが1 [kHz] までの広い範囲に渡って分布していることを利用して、楕円度と磁場波形の双方にハイパスフィルタをかけて双方の低周波成分を落として解析を行う。

低周波の強度揺らぎ成分を落とすために、磁場を印加せずに取得した200サイクルの予備測定データを用いて以下の手順でハイパスフィルタのカットオフ周波数を決定した。用いたフィルタの関数形はカットオフ周波数を  $f_{HP}$  として

$$H(f) = \frac{if/f_{HP}}{1 + if/f_{HP}} \quad (4.7)$$

である。

- 事前に取得した200サイクルのデータは磁場を印加していないため、どの時間のデータにもシグナルや擾乱の影響はない。このデータを用いてハイパスのカットオフ周波数を決定する。

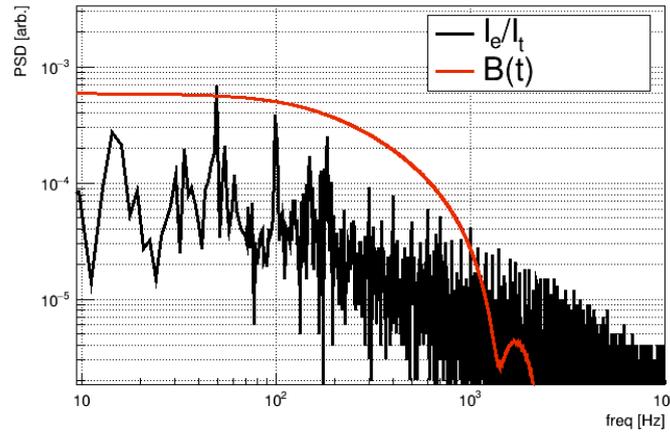


図 4.9:  $I_e/I_t$  と磁場の強度スペクトルを示す。両者のスケールが同じになるように規格化しているため絶対値に意味はない。

- 磁場駆動時に取得したカレントトランスの出力電圧の第 1 データ、第 2 データの時刻-3 [ms] から 5 [ms] までから抽出した磁場の磁場波形を用いて、予備測定データの時刻-3 [ms] から 5 [ms] までから計算した  $H(t)$  を  $p_0 + p_1 \times ((B(t))^{FP})^{PD})^2$  の関数形でフィッティングを行う。この際、予備測定データと磁場波形それぞれに特定の周波数  $f_{cut}$  [Hz] でのハイパスフィルタをかけてフィッティングを行う。
- このようなフィッティングを予備測定の全 200 サイクルのデータについて行い、200 サイクルから得られた  $p_1$  の分布から  $p_1$  の推定の誤差と中心値を求める。
- 磁場を印加していないデータを使用しているため、バイアスがかかっていない限りは、 $p_1$  の推定値は誤差の範囲内で 0 になるはずである。様々な周波数の  $f_{cut}$  で同様の操作を行い、 $p_1$  を正しく誤差の範囲内で 0 に推定でき、推定の誤差が小さくなるような  $f_{cut}$  を選ぶ。
- 実データの持つ強度揺らぎによって推定結果にバイアスがかかっていないことを確認するために、理想的なホワイトノイズを再現したシミュレーションデータでも同様の解析を行い、実データの持つ強度揺らぎがバイアスを与えていないことを確認する。
- また、シグナルが存在していた場合にも正しく  $p_1$  を推定できることを確認する。予備測定データに、磁場波形を使って作成した小さな  $k_{CM}$  を持つことに相当するシグナル波形を加えた偽シグナルデータを作成し、そのデータも同様の解析を行い、与えた  $k_{CM}$  を正しく推定できることを確認する。

図 4.10 に結果を示す。実データ、シミュレーションデータ共に  $f_{cut}$  によらず、 $p_1$  の結果は誤差の範囲内で 0 である。実データの場合は低周波揺らぎのためカットオフ周波数を大きくすると誤差が小さくなっているが、シミュレーションデータの場合は強度揺らぎは全周波数で一定のためハイパスフィルタをかけて磁場の大きさ自体が小さくなったことで誤差が大きくなっており、理想的に到達可能な感度が悪くなっていくこともわかる。図 4.10 を参考にカットオフ周波数を変え

ても誤差の大きさが変わらなくなる 300 [Hz] で磁場と  $H(t)$  に対してハイパスフィルタをかけて解析を行った。

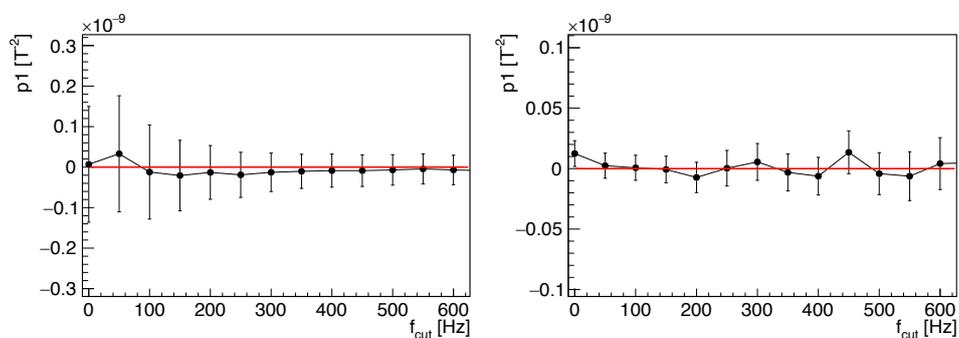


図 4.10:  $f_{cut}$  の大きさを変えながら解析を行った際の  $p_1$  の推定結果と誤差。左:磁場を印加していない予備測定データを用いた場合の結果。右:同じ統計量を持つシミュレーションデータを用いた場合の結果。両図の赤線が推定されるべき  $p_1$  の大きさを示しており、誤差の範囲内で赤線を含んでいれば正しく推定できていると考えられる。

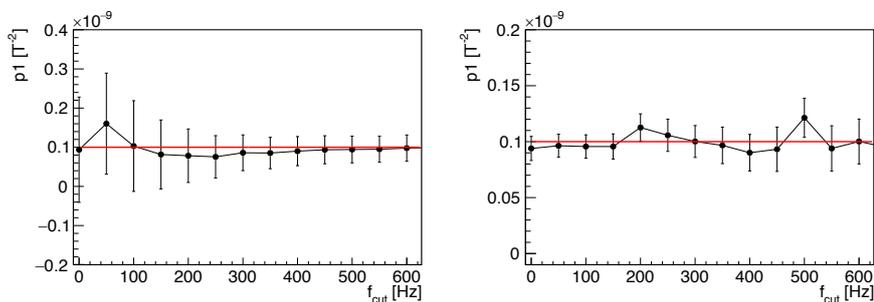


図 4.11: 偽シグナルを与えて解析した際の  $p_1$  の推定値とその誤差。左:予備測定データを用いた解析。右:シミュレーションデータを用いた解析。図中赤線が与えたシグナルの大きさに相当しており、どちらの場合でも誤差の範囲内で正しく推定が行われていることがわかる。

またフィルタをかけて低周波雑音を落として解析を行っても正しくシグナルの大きさを推定できることは窒素ガス起因の Faraday 回転の効果の測定によって確認している。詳しくは付録 A を参考にいただきたい。

#### 4.4 シグナル領域の決定

節で見たように共振器の透過光強度は磁場を印加した際の擾乱が共振器に届いて以降、擾乱の影響によって変動する。擾乱現れている時間帯を用いてフィッティングを行うと fit 結果が擾乱の影響を受けるため正しく真空複屈折のシグナルを抜き出すことが不可能になる。そのため擾乱の影響を含まないようなフィッティング終了時刻を選び、その領域をシグナル領域とすべきである。単純に磁場印加に伴ってパルス磁石から発生する音の影響が真空チャンバーや光学系に届く時間を考えると磁石中心から共振器用ミラーまでの距離が 0.7 [m] であるため、磁場印加のおよそ 2 [ms] 後に音の影響は光学系に到達する。金属中の音速はより速いため擾乱の伝わる経路によってはより早く擾乱の影響は現れうる。

擾乱が現れる時刻の判断は全サイクルデータから計算したハイパスフィルタをかけた後の  $H(t)$  の時間発展の平均値を用いて判断する。磁場が十分小さくシグナルが現れることはなく、音が共振器に届いている可能性のある磁場印加後 2 [ms] 以降で磁場印加前に比べて優位に  $H(t)$  が変化した場合、擾乱の影響が見えたとする。具体的には磁場印加前の 20 [ms] から  $H(t)$  の分散の大きさを計算し、磁場印加後 2 [ms] 以降で、 $H(t)$  の大きさが初めて磁場印加前の平均値より  $5\sigma$  以上大きな変動が現れた場合に擾乱が現れたと判断しこれを擾乱発見時刻とする。

図 4.12 に磁場印加後 2 [ms] 以降の  $H(t)$  の平均値を示す。相対的な変化のみに興味があるため磁場印加前の強度の平均値で  $H(t)$  を規格化してある。この波形から磁場印加前の分散の  $5\sigma$  以上  $H(t)$  が変化した時刻を求めると時刻 2.6 [ms] となる。これが今回の擾乱発見時刻であるとする。実際に擾乱が現れ始めるのはこの時刻よりさらに前と考えられるので、得られた擾乱発見時刻からさらに 1 [ms] 前の磁場印加後 1.5 [ms] をフィッティング終了時刻とする。フィッティング開始時刻は磁場印加前の 1.5 [ms] 前とする。

この解析区間についても、同様の解析区間で正しくシグナルが推定できることは付録 A に述べる窒素ガスの Faraday 回転の測定時に確認されている。

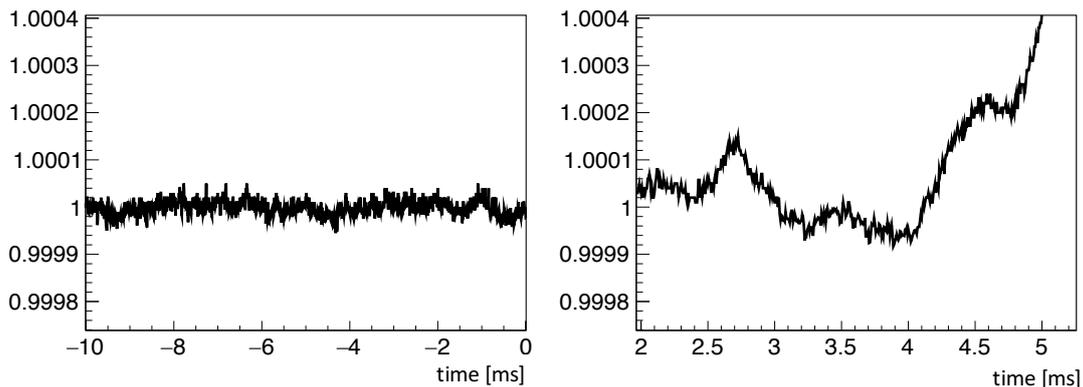


図 4.12: 磁場印加前と磁場印加後 2 [ms] 以降から 5 [ms] までの範囲の  $H(t)$  の相対変化を示す。確かに時刻 2.6 [ms] 付近に大きな変動があるのが見て取れる。

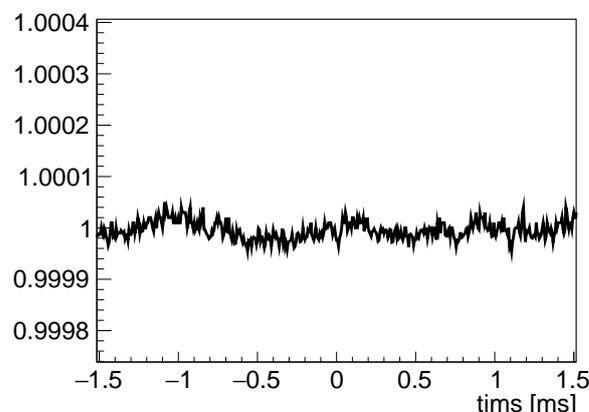


図 4.13: 解析に使用する時刻-1.5 [ms] から時刻 1.5 [ms] までの範囲の  $H(t)$  の全サイクル平均の相対変化を示す。磁場のピークはおよそ時刻 0.8 [ms] 付近に現れる。

## 4.5 イベント選別

この節ではイベント選別について述べる。理想的には共振器の安定性はデータ測定中常に一定の範囲内に収まるはずである。しかし、外部からの非定常的な擾乱、液体窒素による温度変化、光学定盤の熱収縮、アライメントの変化などで共振器の状態は刻一刻と変化するので共振器の安定性が一定であると言う保証はない。共振器自体が不安定なデータは  $k_{CM}$  への感度が悪く、同時に擾乱の影響も受けやすい状態にあるため擾乱による偽シグナルが現れやすい。そのため解析に使用するデータから共振器自体が不安定、もしくは擾乱の影響を大きく受けていると思われるデータを切り分ける。

よって本実験では以下のような手順でイベント選別を行う。

- 興味があるのは共振器自体の安定性、そして磁場印加の擾乱に対する耐性の大きさである。共振器自体の安定性が悪いデータを使用しても感度を下げるのみであり、擾乱に対する耐性が低い共振状態は磁場印加時の擾乱の影響が他より大きく現れている可能性が有る。
- これらを判断するのに、磁場印加 3 [ms] 後から 4.5 [ms] までの楕円度  $\Psi \equiv \frac{I_e}{2\Gamma H}$  の分散の大きさをを用いる。磁場印加から 3 [ms] 経過しているためシグナルが現れたとしても十分小さいため、楕円度の分散が大きい場合は共振器自体の安定性が低い、もしくは擾乱の影響を受けやすい共振状態であったと考えられる。
- 各サイクルの第 1 と第 2 データからそれぞれ  $\Psi$  の分散を計算し、それらのうちどちらかが事前に定めた敷居値より大きい場合は、安定性が悪い、もしくは擾乱の影響が大きかったと判断して解析には使用しない。

- 事前に磁石の運転、冷却を行う前に 200 サイクル分のデータを取得しているため、このデータから計算した  $\Psi$  の分散の分布から敷居値を決定する。

図 4.14 に非冷却時、磁石駆動前に取得した 200 サイクルのデータから作成した  $\Psi$  の分散の分布を示す。また図 4.15 に例として 200 サイクル間共振が連続した 2 つの共振における  $\Psi$  の分散の分布を示す。比較してわかるように共振の状態によって  $\Psi$  の分散の大きさが大きく異なる。

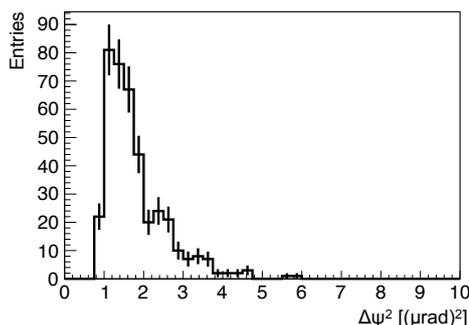


図 4.14: 磁石駆動前に 200 サイクルに渡って測定した  $\Psi$  の分散の分布。

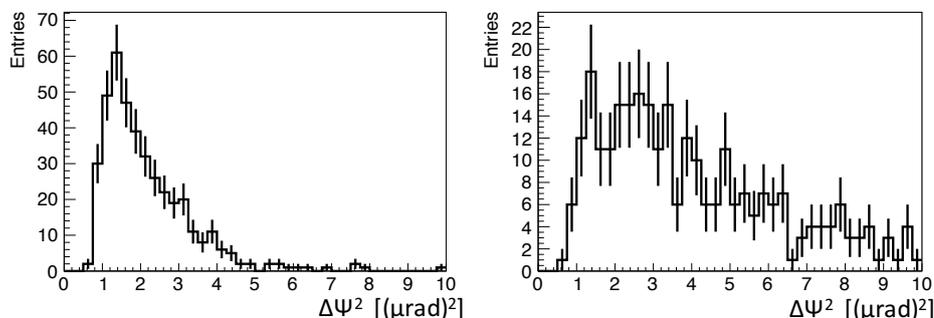


図 4.15: それぞれ 200 サイクル間連続で共振を維持しながら磁場を印加し続けた 2 つのデータで  $\Psi$  の分散の分布を計算した。比較してわかるように同じように 200 サイクル間共振を維持できていても  $\Psi$  の分布の形は大きく異なっており共振状態によって  $\Psi$  の安定性が大きく変わっている。

今回は非冷却時の  $\Psi$  の分布から、それぞれの磁場印加前に  $\Psi$  の分散  $\sigma_{\Psi}^2$  が  $\sigma_{\Psi}^2 < 4.0 [(\mu\text{rad})^2]$  のデータのみを使用する。

例として図 4.16 にイベント選別を合格しなかったデータを含むサイクルから計算した  $H(t)$  を 2 例示す。両イベントとも  $\Delta\psi^2 \sim 10$  であった。

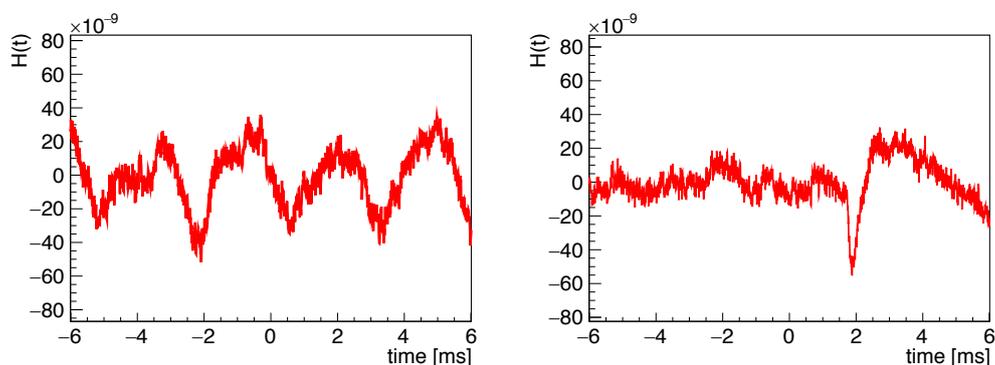


図 4.16: イベント選別の結果、解析に使用しないと決定されたデータの例。両図とも第1データにおいて  $\Delta\psi^2 \sim 10$  であったものを選んだ。左図は透過光強度自体が不安定であるため、右図は磁場印加後に急激な変化が生じているためイベント選別が不合格になったと考えられる。

#### 4.6 パルス磁場によるフィッティング

これまでの議論を踏まえて実際にデータを解析する。まず全てデータ数 3000 サイクルのうちイベント選別を合格したものは全データ数の 8 割に相当する 2300 サイクルであった。図 4.17 に全データから得られた  $\Psi$  の分散の分布を示す。

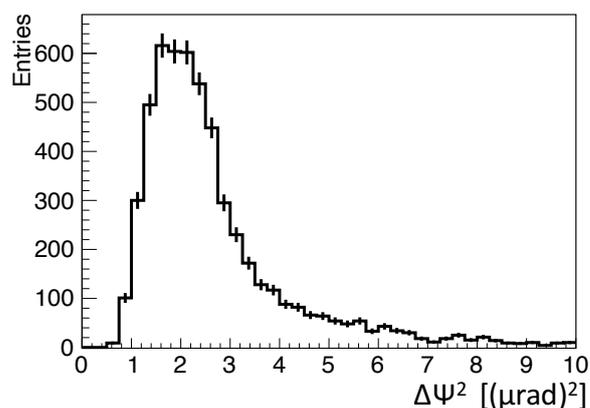


図 4.17: 測定した全 3000 サイクルでの第1、第2データの磁場印加 3 [ms] 後の  $\Psi$  の分散の分布。このうち磁場印加後の  $\Psi$  の揺らぎが十分小さい 2300 発のみを実際に解析に使用した。

イベント選別に合格したデータからサイクル毎に  $H(t)$  を決定し、磁場波形を用いてフィッティ

ングを行う。フィッティング関数は

$$H(t) = p_0 + p_1((B_{eff}^2)^{f_{FP}})^{f_{PD}} \quad (4.8)$$

である。図 4.18 に実際に行ったフィッティング結果を示す。図中の黒線が  $H(t)$  であり、赤線がフィッティング結果の例である。時刻 0 ms から磁場波形が立ち上がる。フィッティングは磁場印加の 1.5 [ms] 前から磁場印加の 1.5 [ms] 後までの範囲で行われた。

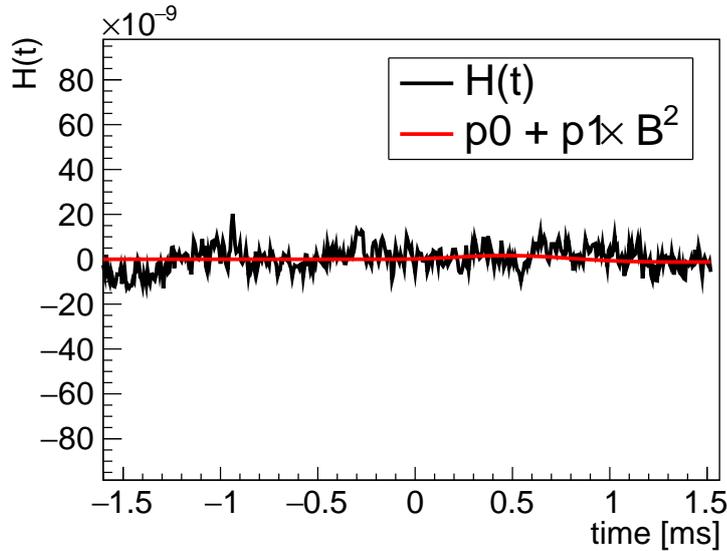


図 4.18: 行った  $H(t)$  への fit 結果の例。同様のフィッティングをイベント選別に合格した全 2000 サイクルのデータに対して行った

このようなフィッティングをイベント選別を合格した全てのデータに対して行う。サイクル毎の  $p_1$  から  $k_{CM}$  への変換は

$$k_{CM} = p_1 \times \frac{\lambda}{4\Gamma L_B F} \quad (4.9)$$

で行われる。 $\Gamma$  の大きさは磁場印加前の静的な楕円度の大きさから求めることができる。図 4.19 にフィッティングを行った全サイクルから得られた  $k_{CM}$  の分布を示す。分布は 0 を中心にバラついていることに注目されたい。この分布をガウシアンでフィッティングすることで全サイクルからの  $k_{CM}$  とその推定誤差を取得する。結果は

$$k_{CM} = (1.3 \pm 2.0) \times 10^{-20} [T^2] \quad (4.10)$$

であった。各種パラメーターの系統誤差については次節で詳しく議論する。

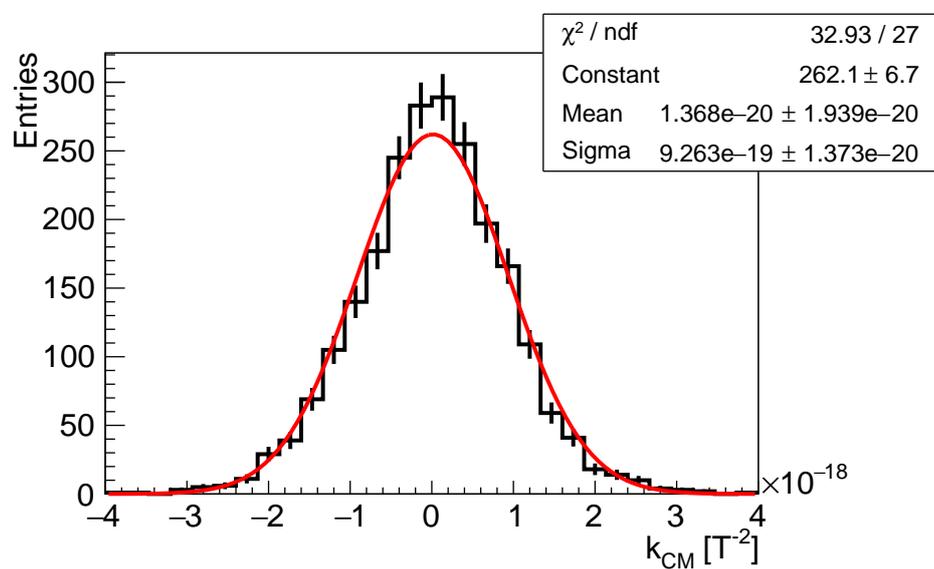


図 4.19: フィッティングにした全サイクルから計算した  $k_{CM}$  の分布。分布は0を中心として分布している。

## 4.7 系統誤差

以上の議論はフィネスや検出器のゲインとして中心値のみを用いて行ってきたため本節では各種パラメーターの系統誤差を考察する。それぞれ  $k_{CM}$  の値に対して何%の寄与を持つかを議論し、最後に全ての系統誤差をまとめ、系統誤差も含んだ  $k_{CM}$  の探索感度を求める。

### 4.7.1 光学系に関わる系統誤差

まずは、光学系に関わる各種パラメーターの系統誤差を考察する。

#### レーザーの波長

今回実験に使用した Mephisto の設計波長は 1064.55 [nm] から 1064.57 [nm] であり、レーザーの波長はこの範囲で波長が変動可能である。複屈折によって生じる楕円度の大きさは波長に反比例するため、レーザー波長の不定性は系統誤差を生む。Mephisto の波長の変動範囲から計算した系統誤差は 0.0003% であり、これを系統誤差として計上する。

#### 検出器のゲイン

楕円度を計算する際には 2 種類の光検出器出力をそれぞれの検出器のゲインを用いて光強度に変換して計算するため、各検出器のゲインも系統誤差を生む。このゲインの大きさはクリーンブース内の光を全て消した状態で  $I_e$ 、 $I_t$  の大きさをパワーメーター PM160 で測定し、その時の各検出器の出力電圧を比較することで測定した。 $I_e$ 、 $I_t$  用検出器のゲインを  $G_e$ 、 $G_t$  とすると  $G_e = 5.4(2) \times 10^8$  [V/W]、 $G_t = 3.2(1) \times 10^3$  [V/W] であった。測定誤差はパワーメーターの読み出し精度から生じている。

#### フィネス F

本測定においては共振器が共振中のフィネスを全てのサイクルについて知ることができない。そのため透過光強度が異なる幾つかの共振状態においてのみキャビティリングダウン法でフィネスを測定した。図 4.20 にデータ測定中の異なる透過光強度を持つ共振状態において測定したフィネスの値を示す。透過光量が高いほどフィネスが高くなっておりフィネスは 270,000 から 370,000 まで分布している。フィネスが下がるということは、アライメントの変化による空間モードの広がりや磁石管で光が遮られるなどといった効果で実効的なキャビティ内部でのロス  $L$  が増加したということであり、透過光量はロスに反比例して高くなるためこのような振る舞いを示す。図 4.21 に今回の解析でを使用した全てのデータの  $I_t$  用検出器の出力電圧  $V_t$  を示す。透過光強度の分布はフィネスの測定を行った時の透過光強度の範囲と概ね一致しているため、図 4.20 で示したフィネスの変動をデータ測定中全体のフィネスの変動と考える。解析においては中心値 320,000 を用いて解析を行ったが、このドリフトの様子からフィネス 280,000 と 360,000 の差を系統誤差として扱う。

よって

$$\frac{\Delta k_{CM}^F}{k_{CM}} = 25\% \quad (4.11)$$

を系統誤差として計上する。

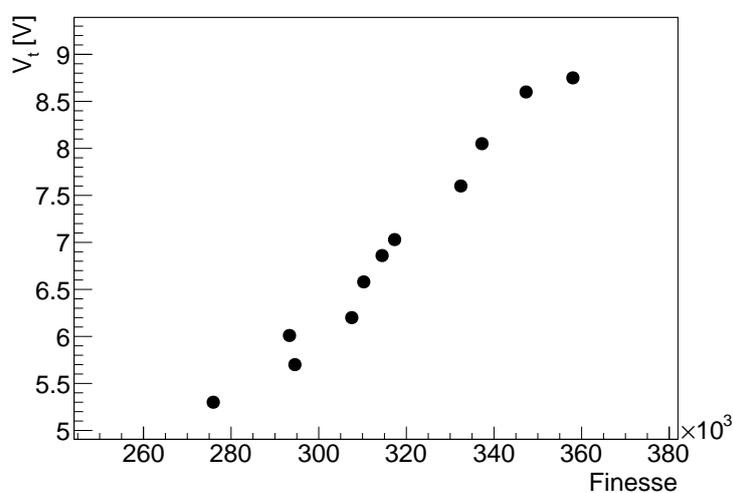


図 4.20: 異なる  $V_t$  において測定されたフィネスの値。

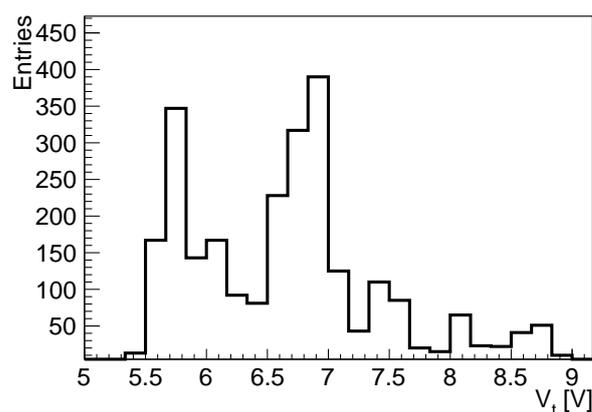


図 4.21: 解析に使用したデータにおける  $V_t$  の大きさの分布。

### 静的複屈折に占めるミラーの複屈折の割合

この解析では静的複屈折を全てミラーの複屈折起因であるとして解析を行った。実際には2章で議論したように磁場に依存しない静的複屈折成分は十分小さい消光比を無視しても

$$I_e/I_t(B=0) = \Gamma^2 + \epsilon^2 \quad (4.12)$$

となるため、静的複屈折成分にはミラーの偏光回転の影響が現れている。真空複屈折の測定のみではこの大きさを決定することができないため、窒素ガスのファラデー回転の大きさを測定することでその大きさを測定した。窒素ガスのファラデー回転の測定、解析は付録 A に譲る。

この測定の結果、 $I_e/I_t(B=0) = 6 \times 10^{-5}$  のときに静的複屈折に占めるミラーの複屈折の割合が95%であった。真空複屈折の測定時の静的複屈折の大きさはアライメントの違いに起因して、典型的に  $I_e/I_t(B=0) = 7 \times 10^{-6}$  程度と窒素ガスの測定時より小さい。ミラーの複屈折とミラーの偏光回転の表式からわかるように、静的複屈折が小さいほど静的複屈折に占めるミラーの複屈折の割合は小さい、もしくは静的複屈折の大きさに依存せず一定であると考えられる。そのため、窒素ガスの測定結果より、静的複屈折のうちミラーの偏光回転の占める大きさは5%以下であると考えられる。これをミラーの複屈折の系統誤差とする。

### 偏光子と磁場の成す角度

入射光の偏光面は入射光学系のポラライザの角度で決定される。このポラライザが45度から  $\Delta\theta$  だけずれると、複屈折のシグナルの大きさは  $\cos(\Delta\theta)$  倍だけ小さくなる。

本測定においてはポラライザの設置角度偏光子に刻線された偏光子の偏光軸線を斜辺が45度に加工されたアルミブロックに目視で合わせることで決定した。設置角度の制度は人間の目視の角度精度で決まる。この大きさを5度とするとポラライザ設置角度による系統誤差は  $\sin(2\Delta\theta) \times \Delta\theta = 3\%$  となる。よって

$$\frac{\Delta k_{CM}^{\theta}}{k_{CM}} = 3\% \quad (4.13)$$

を計上する。

## 4.7.2 磁石に関わる系統誤差

### 磁場分布

真空複屈折においては磁石管内部の磁場2乗の積分値が感度に効く。磁石管内部の磁場の分布は非一様であるため、磁石が管内部のどのパスを通ったのかに依存して系統誤差を生む。フィネスが300,000程度あるため光は磁石管の中心  $\pm 1$  [mm] の範囲を通過していると考えられる。この条件のもとでANSYSによる有限要素法のシミュレーションで光の通る経路上の磁場の2乗の積分値が最も大きくなるような場合と最も小さくなるような場合の2種類の経路を求め、その2つの場合の実効磁場長の差を系統誤差として計上する。図4.22にシミュレーションによって計算した2通りの経路上での磁場分布を示す。

光路上の磁場が最大になる時、図の磁場の2乗の積分値をピーク磁場で割ることで得られる実効磁場長の最大値は

$$L_B^{Best} = 0.17 \text{ [m]} \quad (4.14)$$

同様に計算した実効磁場長の最小値は

$$L_B^{Worst} = 0.16 \text{ [m]} \quad (4.15)$$

この両者の場合に計算した実効磁場長の差から系統誤差として6%を計上する。

### 電流から磁場への変換係数

磁石に  $I$  [kA] 流した際に、磁石の中心部で発生する磁場の大きさ  $B$  [T] の関係は事前に、校

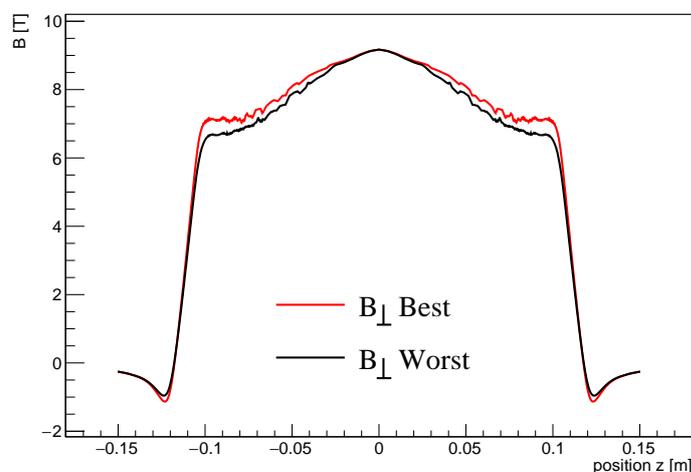


図 4.22: 垂直磁場の磁場の積分値が最も大きくなる磁場分布と最も小さくなる磁場分布。この2種類の磁場分布の違いを系統誤差として計上する

正済みのピックアップコイルを用いて測定されており、磁場発生効率と呼ぶ。カレントトランスから出力される電圧値は最終的に磁場発生効率を用いて磁場に変換している。そのため磁場発生効率の誤差は統計誤差となる。測定結果によると磁場発生効率の誤差は1.2%である。真空複屈折は磁場の2乗に比例するため系統誤差として2%を計上する [25]。

#### 電流読み出し値

磁場の大きさはカレントトランスからの出力電圧を読み取って変換している。カレントトランスの読み出しの精度は、カレントトランスの規格値から1%である。出力電圧は20dBの減衰器を用いてオシロスコープのマスクテスト、ADCで記録可能な電圧範囲内に減衰させて使用している。この減衰器の減衰係数を実測すると $\epsilon = 0.0102(4)$ という結果が得られた。真空複屈折は磁場の2乗に比例するため、系統誤差として8%を計上する。

### 4.7.3 その他の系統誤差

#### 磁場波形に与えるローパスのカットオフ周波数 $f_{FP}$

今回の解析ではフィネスの代表値を320,000に定めそれに応じて定まるカットオフ周波数  $f_{FP}$  を用いた解析を行ったが、実際にはフィネスの値は25%ほど変化している。カットオフ周波数が正確でないことに起因する解析結果への影響を評価するため、いくつかの異なるフィネスを代表値として用いた解析を行った。その結果を図4.23に示す。図4.23の  $k_{CM}$  の推定の中心値の変化から  $f_{FP}$  の値による系統誤差を15%とする。

真空の測定において系統誤差も考慮した結果は

$$k_{CM} = (1.3 \pm 2.5) \times 10^{-20} [\text{T}^2] \quad (4.16)$$

表 4.3: 真空の複屈折測定における系統誤差一覧。

系統誤差名	複屈折への寄与
フィネス $F$	25%
パルス磁石管内の磁場分布	6%
PD <sub>e</sub> のゲイン $G_e$	4%
PD <sub>t</sub> のゲイン $G_t$	2%
レーザーの波長 $\lambda$	0.0003%
偏光子の傾き $\theta_P$	3%
減衰器の減衰係数 $\epsilon_{att}$	4%
ミラーでの静的複屈折 $\Gamma$	5%
合計	27%

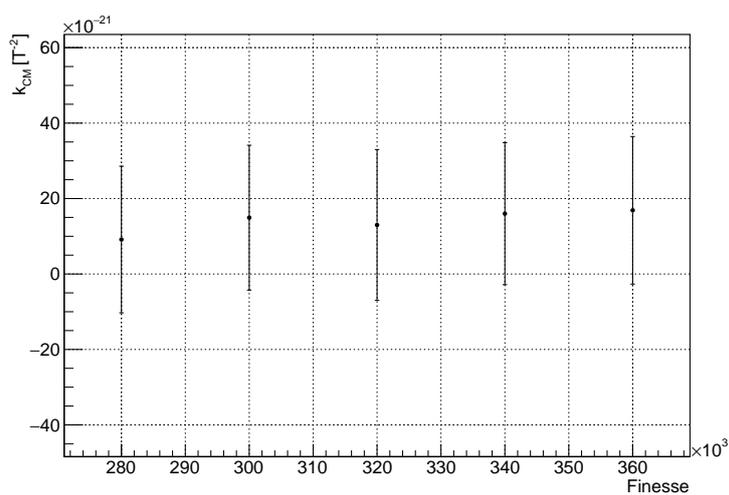


図 4.23: 実測された範囲のいくつかの異なるフィネスを代表値として用いて解析を行った。フィネスが変わったことに応じて光子寿命によるカットオフ周波数  $f_{FP}$  を変えて解析を行っている。

となる。

## 第5章 結果と展望

本章では、本実験で得た結果をまとめ、真空複屈折の観測に至るまでの今後の展望を述べる。

### 5.1 真空複屈折に対する制限

本実験で得られた結果と先行実験における結果を図 5.1 で比較する。エラーバーは1シグマとしている。第一回測定から約2桁の感度向上があったが QED 理論値が観測可能な感度まで3.5桁の乖離がある。

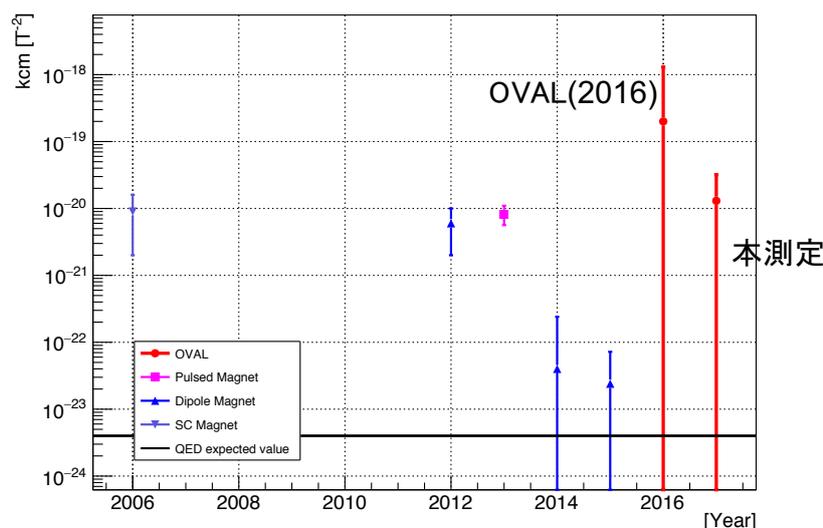


図 5.1: 本実験で得られた真空複屈折への制限。赤線:本測定と第一回測定 [8] において OVAL 実験で得られた制限。それ以外はそれぞれ異なる磁石を用いて行われた先行実験で得られた制限を示している [19, 17]。

### 5.2 未知粒子に対する制限

1章で述べたように真空複屈折実験は ALPs や MCP にも感度を持つ。本実験で得られた感度から1章の計算に従って ALPs と MCP への制限をつけることが可能である。図 5.2 に本実験で

得られた ALPs への制限を示す。同様の質量領域において地上実験で最も厳しい制限をつけている ALPS 実験並びに PVLAS 実験の結果を共に示す。また図 5.3 に本実験で得られた MCP への

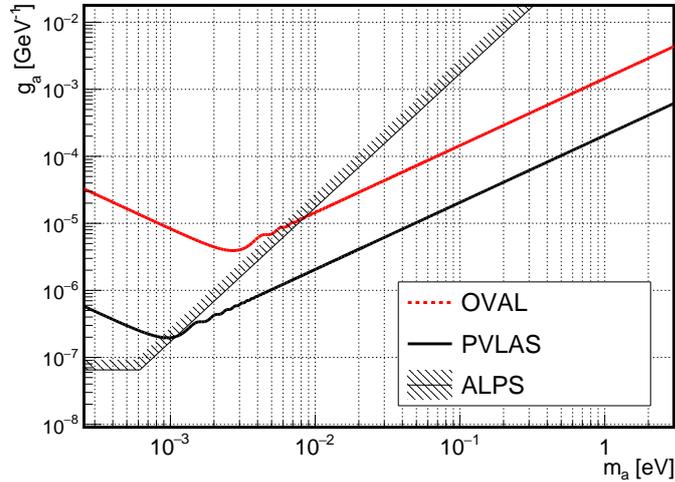


図 5.2: 本実験で得られた ALPs への制限。同様の真空複屈折実験を行っている PVLAS 実験で得られた制限と LSW 実験である ALPS から得られた制限も示してある。

制限を示す。同様の質量領域において地上実験で最も厳しい制限をつけている PVLAS 実験の結果を共に示す。2章で議論したように真空複屈折実験は  $\chi$  が 1 より小さい領域では MCP に感度を持たないため  $\chi$  が十分大きい領域のみで結果を示してある。ALPs と MCP のどちらの場合で

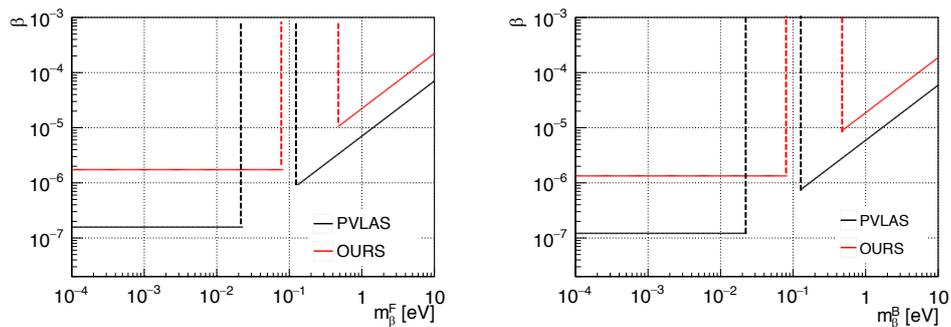


図 5.3: 本実験で得られた MCP への制限。同様の真空複屈折実験を行っている PVLAS 実験で得られた制限も示してある。右:MCP がボゾンであると仮定した場合の制限。左:MCP がフェルミオンであると仮定した場合の制限

も真空複屈折実験で最も良い感度を得ている PVLAS 実験に感度は及ばないが、未知粒子への感度曲線は磁場領域長や磁場の強さに依存して形を変えるため先行実験と異なる感度曲線が得られ

ている。特に MPC への制限については  $\chi = 1$  となる MCP 質量が PVLAS 実験と本実験では異なるため PVLAS 実験では感度を持たない領域で制限をつけることができる。

### 5.3 今後の展望

今回得られた  $\Delta k_{CM} = 2.0 \times 10^{-20}$  の値を見積もり感度と比較し、真空複屈折の観測に向けてアップグレードすべき点を議論する。

#### 5.3.1 見積もり感度との比較

この節では実験結果と見積もり感度を比較することで実験結果を検討する。表 5.1 に今回の測定時の各パラメーターから計算した、強度揺らぎ起因の雑音を除く理想的な雑音の大きさを示す。実際の解析では、第 1 データと第 2 データのおおよそ 2 倍を足し算して解析を行ったことを考慮して 2 章で計算した楕円度より雑音より  $\sqrt{5}$  倍大きな雑音を楕円度の雑音として計算する。

表 5.1: 本測定でのパラメーターから計算した理想的な楕円度の雑音の大きさ

雑音の種類	各種パラメーターからの計算値 [ $1/\sqrt{\text{Hz}}$ ]
ショットノイズ	$1.8 \times 10^{-8}$
ジョンソン熱雑音	$2.2 \times 10^{-9}$
バイアス電流起因の雑音	$1.4 \times 10^{-9}$
入力換算雑音起因の雑音	$4.6 \times 10^{-9}$
ADC の量子雑音起因の雑音	$1.4 \times 10^{-13}$
合計	$1.9 \times 10^{-8}$

フィッティングに使用した時間を 3 [ms] とすると第 1 データと第 2 データの足し算後の光子寿命でなまった磁場の分散の大きさは 14 [ $\text{T}^{-2}$ ] である。これらの値から 2 章の議論より、現在の共振器と磁石を用いたパルス単発での感度は

$$\Delta k_{CM}^{\text{single}} = 2.2 \times 10^{-19} [\text{T}^{-2}] \quad (5.1)$$

と見積もることができる。実際には 2000 発のパルスを解析に使用したため見積もり感度は

$$\Delta k_{CM}^{\text{run}} = 5.0 \times 10^{-21} [\text{T}^{-2}] \quad (5.2)$$

という結果が得られる。測定結果と比較すると 4.0 倍の乖離がある。この乖離はショットノイズやその他統計的な雑音レベルでは説明ができないため、この乖離が透過光強度の相対強度揺らぎ起因で生まれていると考えられる。

図 5.4 に今回の測定で得られた  $\psi$  と理論値から計算された  $\psi$  の雑音の大きさを示す。高周波の領域では理論値から計算された雑音と一致しているものの特に 200 [Hz] 以下の低周波では最大 2.0 桁ほどの乖離が見られる。3 章で見たように検出器への入射光が十分安定ならば検出器出力は理

論的な雑音レベルと一致していた。このことから低周波で強度雑音が目標値より大きいということがわかる。見積もり感度と同程度の感度を得るためには  $\psi$  の低周波での強度雑音を最大 2.0 桁小さくする必要がある。

また、たとえ見積もり感度と同程度の感度に達したとしても QED 理論値と同程度の感度を得るには  $10^6$  日間のデータ測定が必要になってしまうため、強度雑音を小さくしてノイズレベルを理想値まで下げるだけでなく、シグナル自体、つまり磁場と磁場領域長を大きくする必要がある。

この結果を踏まえて今後のアップグレードを議論する。

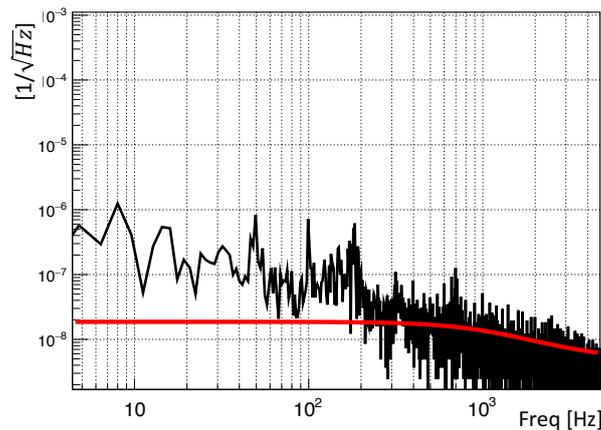


図 5.4: 第3 データから抽出した  $\psi$  を用いてスペクトルを計算し、理論値から計算される雑音と比較した。理論値で最も支配的な雑音はショットノイズであり第3章で議論したように検出器の帯域によるローパスフィルターも考慮して計算した。

### 5.3.2 Fabry-Pérot 共振器のアップグレードによる感度向上

Fabry-Pérot 共振器のアップグレードにより以下の3点の効果で感度を向上することができる。

1. 透過光安定化による感度向上
2. 透過光強度増加による感度向上
3. フィネスの増加による感度向上

この節ではまず、 $\psi$  の低周波数側でのふらつきを生んでいる理由を考察し、上記した3項目での感度向上方法について順に議論する。

#### $\psi$ の低周波雑音源の考察

$\psi$  のスペクトルは低周波では強度雑音に支配されており目標とする雑音レベルに達していない。低周波での強度雑音が大きくなる理由は低周波では共振器長の変動が大きいためだと考えられる。共振器長の変動の大きさは以下のように見積もることが可能である。共振器のフィードバックは図 5.5 のブロック図のようにになっている。C が共振器の伝達関数、E フィードバック制御回路の伝達関数、A が PZT ドライバの伝達関数であり、X が共振器に与えられた擾乱の大きさであり、Y [Hz] が共振周波数とレーザー周波数のずれである。この時フィードバック回路は以下の式に従ってフィードバックを行う。

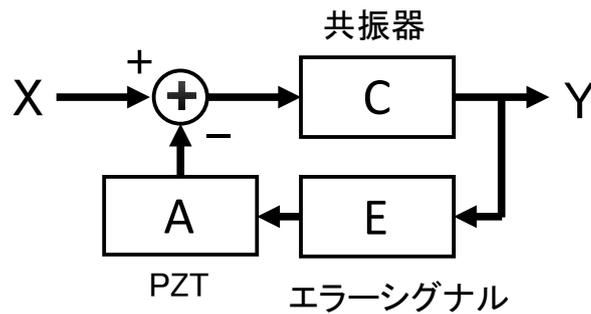


図 5.5: 共振維持のフィードバックのブロック図。

$$Y = C(X - AEY) \tag{5.3}$$

この式を変形すると

$$X = \frac{1 + CEA}{C}Y = AE \frac{1 + CEA}{CEA}Y = A \frac{1 + G}{G}EY \tag{5.4}$$

ここで G が系全体のオープンループゲインである。G が十分大きい場合  $\frac{1+G}{G} \sim 1$  であるため、結局、

$$X \sim AEY \tag{5.5}$$

となる。EY はサーボから出力されるエラーシグナルの大きさ [V] であり、A は設計値より 100 [kHz] 以下で 22 [MHz/V] である。中心周波数  $\nu$  に対する周波数の変動の大きさ  $\Delta\nu$  は共振器長 L に対する共振器長の揺らぎ  $\Delta L$  と等しいので、レーザーの中心周波数 300 [THz] と共振器長 1.4 [m] を用いて、共振器長の変動のスペクトル  $\Delta L[m/\sqrt{\text{Hz}}]$  が

$$\begin{aligned} \Delta L &\sim L \times \frac{X}{\nu} \\ &= L \times \frac{22 \times 10^6}{300 \times 10^{12}} \times EY \end{aligned} \tag{5.6}$$

となる。EY はサーボからの出力であるため実測が可能である。磁石非駆動時に取得したエラーシグナルを用いて見積もった  $\Delta L$  を図 5.6 に示す。確かに低周波に至るにつれて共振器長の変動が大きくなっているのがわかる。目標値程度まで強度揺らぎが安定化している

1 [kHz] 付近の共振器長変動の大きさと比較すると確かに 100 [Hz] 付近での強度揺らぎの大きさは 1~2 桁程度大きい。

ここまでの結果を踏まえて感度向上について議論する。

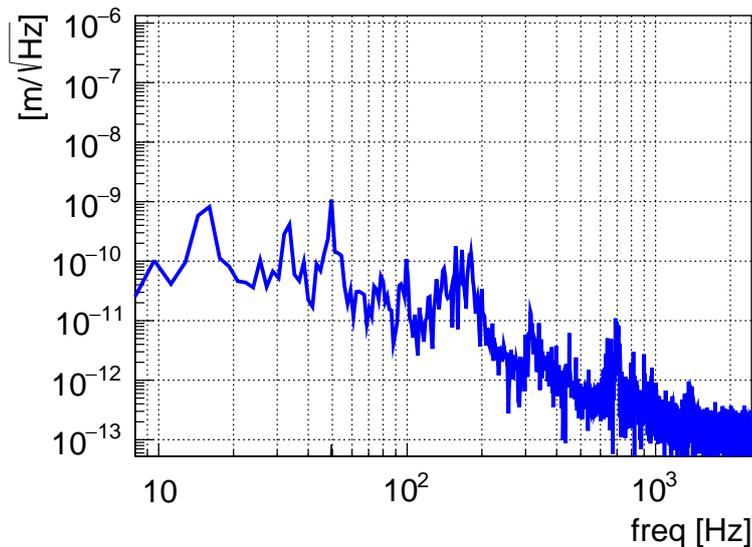


図 5.6: サーボ回路の出力から共振器長の変動スペクトルの大きさを見積もった。周波数が下がるにつれて共振器長の変動が増加しているのがわかる。目標としている安定性を達成している 1 [kHz] 付近と比べると確かに低周波で 2 桁程度共振器長変動が大きい。

### 共振器透過光強度安定化による感度向上

図 5.6 によるとそもそも低周波数側で共振器長の変化が大きい。そのため、もっとも単純に低周波強度揺らぎを抑える方法はオープンループゲインを上げることである。オープンループゲインを 1 桁あげれば 1 桁強度揺らぎを抑制できる。しかしオープンループゲインが高いと不必要な発振や検出ノイズの影響も大きくなるため実際には無限にオープンループゲインを上げることはできない。本実験とほぼおなじ光学系を用いている真空複屈折の先行実験も透過光の安定性は本実験と概ね同程度しか達成されていない [26]。そのため PDH 法での共振維持に加えてさらなる安定化の手法を用いる必要があると考えられる。

本実験で用いられている共振器と同程度のフィネスを持つ共振器で、共振器の透過光強度を入射光強度にフィードバックすることで透過光強度の安定性を 3 桁程度向上させることに成功した例が報告されている [27]。同様の手法を  $I_t$  に対して行うことで  $I_e$  の強度揺らぎをショットノイズレベル以下まで抑えることが可能であると考えられる。真空複屈折が生じて  $I_t$  の強度変化は目標としている雑音レベルより 6 桁小さい変化であるため強度フィード

バックによって真空複屈折による  $I_t$  の変化が打ち消されることはない。強度フィードバックには AOM と呼ばれる光学素子を用いる。AOM は与えられた RF 信号の大きさに依存して入射光の一部を回折させる光学素子である。高次の回折光は 0 次光と異なる光路を通るため共振器に入射しない。よって AOM に与える RF 信号の大きさを変えれば共振器への入射光量を制御することが可能である。AOM を用いた強度フィードバックの光学系を図 5.7 に示す。 $I_t$  の大きさを常にモニターし抜き出した強度の変化をエラー信号として AOM に返すことで強度をフィードバック制御できる。

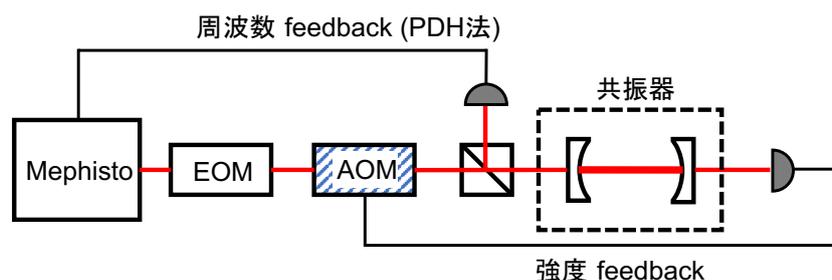


図 5.7: 強度フィードバックの概念図。これまでの PDH 法に加えて強度もフィードバックすることで  $I_t$  の強度揺らぎを抑える。

### 透過光強度増加による感度向上

共振器の強度雑音ショットノイズ起因の雑音より小さくなれば透過光強度  $I_t$  を増加させることで感度が  $\frac{1}{\sqrt{I_t}}$  に比例して増加する。共振器の透過光強度は単純に入射光の強度をあげれば増加させることができる。マスターレーザーに使用している Mephisto は現在出力させている強度の 4 倍まで出力させることが可能であるため単純に共振器からの出力強度もさらに 4 倍の 10 [mW] 程度まで増大させることが可能である。

### フィネス増加による感度向上

ここまでは共振器の改善でノイズを減らす議論をしてきたが、共振器のフィネスをあげれば実効磁場長が増加するためシグナルが大きくなるのが可能である。フィネスを決めるのはミラーの反射率である。ミラーの反射率は公称値 99.999% 以上のものを使用しているため個体差やミラー表面の汚れによって反射率は異なり、フィネスも 300,000 以上の範囲で変化する。本実験においてもフィネスが本測定の倍の 600,000 程度を達成している (図 5.8)。表面状態のよいミラーを用いて共振器を作成することで同程度のフィネスの確保は可能であると考えられる。ただし単純にフィネスを増やすと光子寿命が増しローパスの影響も強くなるため次に議論するパルス幅の延長も同時に行う必要がある。

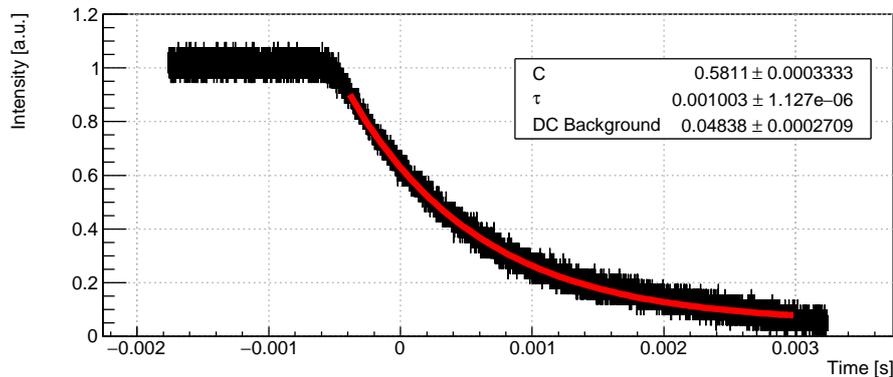


図 5.8: フィネス 670,000 の共振器の光子寿命。長さ 1.4 [m] の共振器において光子寿命  $\tau = \frac{FL}{\pi c} = 1.0$  [ms] が得られている。ここからフィネスを逆算し、 $F = 670,000$  を得る。

### 5.3.3 パルス磁石のアップグレードによる感度向上

パルス磁石のアップグレードは以下の 3 項目に渡うことでパルス 1 発当たりの感度を合計 24 倍向上させることが可能である。

- コイルの線材の変更による繰り返しピーク磁場の増加
- コンデンサバンクの容量の増強によるパルス幅の延長
- 複数の磁石を用いることでの磁場領域の拡大

まず、繰り返しピーク磁場については、コイルの線材を銅銀線に交換することで 15 [T] での繰り返しを達成する。パルス磁石の繰り返し磁場の大きさは、単発での磁石自身の破壊磁場の大きさで決定されている。図 5.9 に磁石の破壊磁場試験を行った際に発生した磁場波形を示す。この時磁場領域には 12 [T] の磁場が発生しており銅線部分では 15 [T] 程度の磁場が発生していることが ANSYS を用いたシミュレーションで計算できる。この磁場で発生するコイル部の電磁応力は 100 [MPa] となり銅線が非線形な変形を生じる目安である 0.2% 耐久に等しく破壊磁場の大きさはコイルの線材に用いている銅線の強度で決定されていると考えられる。そのためこれ以上大きな磁場を発生させるためにはより強度のある線材を用いてコイルを作成する必要がある。

銅銀線はパルス磁石において強度と高い電導率を両立するために開発された銅と銀の合金である。その引っ張り強度は銅線の 3 倍大きく [28, 29]、電磁応力が磁場の 2 乗に比例するので現在の破壊磁場 12 [T] の 1.7 倍の 20 [T] まで単発で磁場を印加可能なコイルが作成できる。この銅銀線で作成された磁石を用いることで繰り返し磁場 15 [T] でのパルス磁石の運用を行う。これによりパルス磁場 1 発当たりの感度が 3 倍向上する。

また、パルス幅の 1/2 乗と磁場領域長さに比例して感度は向上するため、コンデンサバンクの増強と磁場領域の延長によって感度向上が可能である。まずコンデンサバンクの充電容量  $C$  を現在の 3 [mF] から 12 [mF] に増やす。これによって、同時に駆動できる磁石の数を増やすことが可能になるため、現在の磁石を 4 つ直列に接続し磁場領域を 0.2 [m] から 0.8 [m] にする。磁石の

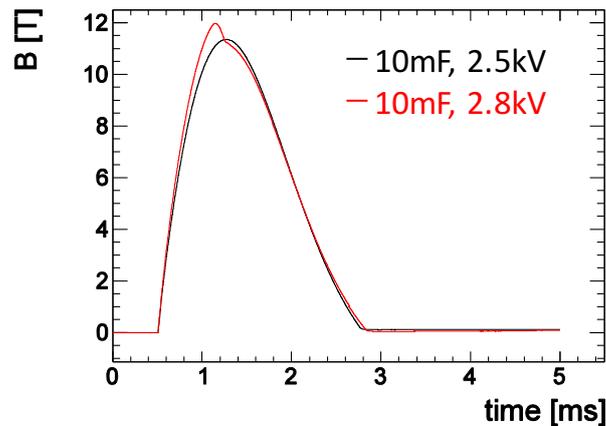


図 5.9: 破壊磁場試験時に発生した磁場波形。赤: 最大 12 [T] の磁場を発生させた時の磁場波形。ピーク付近にて磁場波形に歪みが生じているのが見て取れる。黒: 11.4 [T] の磁場を発生させた際の磁場波形。

パルス幅は  $\sqrt{CL}$  に比例するため、充電容量が 4 倍、インダクタンスが 4 倍で、パルス幅が 4 倍になる、こうしてコンデンサバンクの増設と磁場領域の延長で、磁場領域を 4 倍、パルス幅を 4 倍にすることが可能である。これによってパルス 1 発当たりの感度が合計 8 倍向上する。共振器長さ 3.0[m]、フィネス 600,000 の Fabry-Pérot 共振器を作成すると光子寿命が 4 倍になってしまうが、パルス幅が 4 倍になるため相対的な光子寿命の影響は同じである。容量 12 [mF] の電源を用いて繰り返し磁場 15 [T] の磁石を 4 つ同時駆動すると、充電電圧 4.5 [kV]、ピークパルス電流 25 [kA]、消費電力 10 [kVA] が必要であるが、現在の駆動用電源は充電電圧 4.5 [kV]、ピークパルス電流 55 [kA]、消費電力 15 [kVA] まで対応できるため駆動用電源はコンデンサの増設以外は現在の駆動用電源を流用できる。

ここまではパルス磁石 1 発当たりの感度の増加を見てきた。しかし、銀銅線は銅線に比べて抵抗率が 77 [K] でも 3 倍大きく、パルス幅も広がるため発熱が増え単純に同じ構造では繰り返しレートが下がる。またより多くのエネルギーを充電、放電するため駆動用電源の容量から繰り返し速度に制限がかかる。ここからはアップグレード後の繰り返しレートを考察する。

銅銀線を用いて合計 0.8 [m] の磁場領域を確保すると、銅銀線自体の抵抗値が 77 [K] において銅の約 3 倍あることも踏まえると合成抵抗が 12 倍になり、パルス幅が 4 倍になっているため単純には発熱が増加する。線材の抵抗については、現在使用している銅線の 3 倍の断面積の 1 [mm] × 9 [mm] の銅銀線を使用すれば単位磁場領域の抵抗値を現在と同じにすることが可能である。このようなコイルを用いると放電電圧 4.5 [kV] の時、16 [T] の磁場が発生し、逆磁場として 5 [T] 印加することが可能である。繰り返しは駆動用電源の容量で決まり、最速でも 0.05 [Hz] となる。このとき、磁石を駆動すると 1 サイクルあたりでコイルの発熱が 161 [K] まで増加する。よって、ショット繰り返し速度 0.05 [Hz] を維持するためには効率的な磁石の冷却が必要になる。

冷却にかかる時定数は熱抵抗  $R$  と熱容量  $C$  を用いて  $\tau_{\text{cooling}} = 1/RC$  で議論できる。繰り返し 0.05 [Hz] を維持するには  $\tau_{\text{cooling}} \sim 10$  [s] 程度が必要である。熱容量は、1 [mm] × 9 [mm] の線材

で15ターンのコイルでは $C = 159$  [J/K]となる。そのためコイルの熱抵抗を0.06 [K/W]程度まで抑える必要がある。

コイルの断面を図5.10に示す。コイルの熱抵抗を支配しているのは、絶縁に用いているカプトン被覆、ガラスエポキシ、補強に用いているステンレスである。このうちカプトン被覆は絶縁を考慮すると現在以上に薄くすることができない。ガラスエポキシは安全性を見て0.4 [mm]の厚さを使用しているが前述のようにカプトン被覆で絶縁が行われているため厚さ0.1 [mm]まで薄くすることが可能である。これによりガラスエポキシの熱抵抗を0.02 [K/W]まで減らすことが可能である。ステンレス補強については、図中y軸方向は電磁応力がx軸方向に比べると小さいが熱流入は大きい。そのためy軸方向のステンレス補強起因の熱抵抗を小さくすることが可能である。補強の熱抵抗を下げる手段としてはステンレスを薄くする、補強の穴あけ構造にするなどといった手法が取られる。これらの手法により熱抵抗を0.01 [K/W]まで下げる。これによりコイルの熱抵抗を0.06 [K/W]程度まで抑えることが可能である。

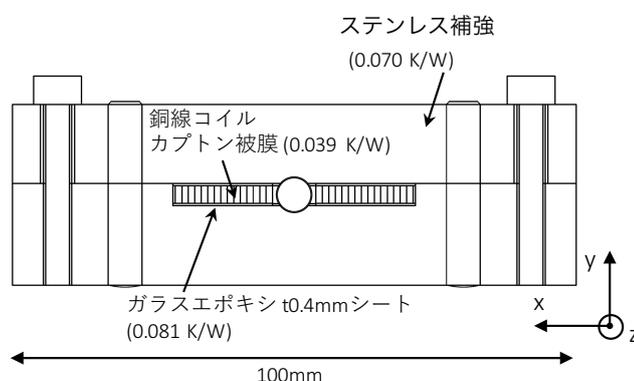


図 5.10: 磁石の断面と構成要素の熱抵抗

#### 5.3.4 ミラーアライメントの変動とその安定化への対策

イベント選別で議論したように本測定において、共振器の共振状態によって楕円度のふらつきの大きさが大きく異なっていた。十分共振器が安定していると思われるデータのみを解析に用いたため実効的なデータ取得レートは0.04 [Hz]となり、磁石の繰り返し速度から期待される0.06 [Hz]のデータ取得レートに達することはできなかった。楕円度のふらつきの違いを生んでいるのは共振器のアライメントの違いだと考えられる。4章の系統誤差で考察したように透過光強度やフィネスもデータ測定中に大きく変動しており、この結果もミラー間の相対アライメントが大きく変化していることを示唆している。磁石運転中にアライメントの変動を生む原因は主に以下の3つが考えられる。

- 磁石駆動用の液体窒素による定盤や光学系の熱的非平衡
- 低周波の共振器長変動

まず、磁石駆動用の液体窒素による熱的非平衡の影響は、液体窒素非使用時の共振器透過光強度の変動と比較することでその影響の大きさを見積もれる。図 5.11 は室温で 1 時間にわたり 0.2 [Hz] で測定した  $I_t$  の強度変動と、連続して 1 時間共振が維持された磁石駆動中の  $I_t$  の強度変動が示されている。比較してわかるように、どちらも強度変動の大きさは同程度であり、液体窒素の使用の有無にかかわらず 1 時間で 10% ほど  $I_t$  は変動する。これは図 5.6 が示す低周波で大きくなる共振器変動スペクトルが示唆する挙動とも一致している。

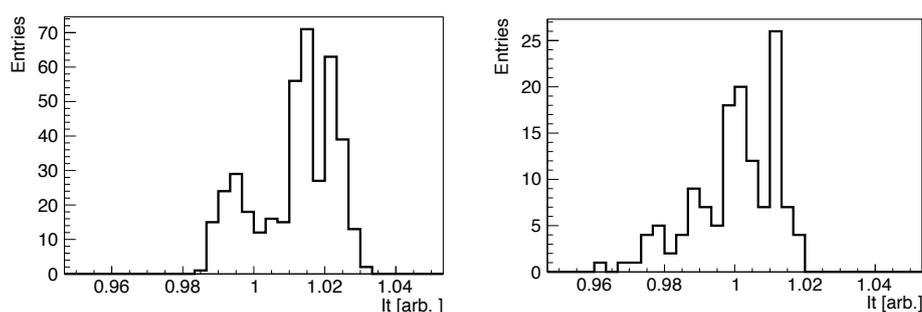


図 5.11: 1 時間に渡る  $I_t$  のばらつきを示す。左:非磁石駆動時に 0.2 [Hz] で 1 時間にわたって取得した  $I_t$  のばらつき。右:磁石駆動中に 1 時間連続して共振が維持されたデータの第 3 データを用いて約 0.05 [Hz] ごとに取得した  $I_t$  のばらつき。

一般に共振器の低周波の共振器長変動を抑えるためには、熱膨張率の非常に小さいスペーサーの両端にミラーを押し当てて同相雑音を除去すると共に環境変動による共振器長の変化を抑える手法が用いられるが [27]、ミラー間にパルス磁石がある本実験でそのような手法をとることは困難である。また、本実験では、磁石駆動に伴う突発的な擾乱や突発的な温度変化に起因したアライメント変化が生まれる可能性もある。こういった理由からアクティブに共振器の長期的なアライメント変化を取り除く手法を採用する。

現在共振器のアライメントは真空チャンバー内に設置された Newport 社の真空仕様電動ミラーマウント (8821-UHV) の煽り角を外部から操作することで行われている。フィネスが高くなると光子寿命が伸びるため、アライメントを少しずつ変化させながら光子寿命が最も長くなる状態を探すことでアライメントの修正、最適化を行っている。アライメントの変化が大きくない場合はこの作業は典型的に 30 分程度で終了する。真空仕様電動ミラーマウントは外部 PC から制御が可能であるため、この作業をオートメーション化し、一定時間ごとにアライメントを修正することで長期的なアライメント変動への対応が可能である。

### 5.3.5 アップグレード後の見積もり感度の計算

共振器並びに磁石をアップグレードした後の見積もり感度を表 5.2 に示す。共振器、磁石それぞれのアップグレードによって 1 桁ずつ、データ測定をさらに長期に渡って行うことで 1 桁で合

計4桁の感度向上が可能であり、250日に渡る測定でQEDの予測する真空複屈折を $1\sigma$ で観測可能である。

表 5.2: 真空観測に向けたアップグレード

パラメータ	現在	アップグレード後	感度へのゲイン
相対強度揺らぎ [ $1/\sqrt{\text{Hz}}$ ]	$5 \times 10^{-4} @ 10$ [Hz]	$5 \times 10^{-6} @ 10$ [Hz]	$\times 4.0$
フィネス $F$	320,000	650,000	$\times 2.0$
透過光強度 $I_t$ [mW]	3	10	$\times 1.8$
到達磁場 $B$ [T]	9	15	$\times 2.8$
磁場の長さ $L$	0.2	0.8	$\times 4.0$
パルス幅 $\Delta t$ [ms]	1.2	4.8	$\times 2.0$
印加パルス数	6000	2,000,000	$\times 18$
ショット繰り返しレート $f$ [Hz]	0.1	0.05	$\times 0.7$
$k_{CM}$ 探索感度 [ $\text{T}^{-2}$ ]	$2.0 \times 10^{-20}$	$4.0 \times 10^{-24}$	$\times 5,000$

## 第6章 まとめ

真空複屈折とは強磁場中で真空の屈折率に異方性が生じる現象である。真空複屈折は真空中の電磁場の相互作用であり、量子電磁気学やアクシオン、milli-charged particles などの多くの素粒子理論がこの現象の存在を予測するが未だ観測されていない。量子電磁気学では真空複屈折は真空中の仮想電子対の分極によって引き起こされるが、生じる屈折率の異方性の大きさは  $\Delta n = k_{CM} B^2 = 4.0 \times 10^{-24} \times B^2$  と非常に小さい。標準理論を超えた物理でその存在が予言されるアクシオンや milli-charged particles の存在は真空複屈折の大きさに量子電磁気学の予測値からのズレを生む。そのため真空複屈折の測定値の上限からそれら粒子の質量や結合定数に制限を与えることができる。真空複屈折は特に eV 以下の質量領域において地上実験で最も厳しい制限をつけている実験である。

本論文では、OVAL 実験と称して、従来の 100 倍の繰り返しレートを誇るパルス磁石と、フィネス 300,000 の Fabry-Pérot 共振器を用いて真空複屈折探索実験を行った。強固なフィードバック制御と、擾乱や電氣的ノイズの削減、装置運転の自動化により、精密光学系である Fabry-Pérot 共振器とパルス磁石を安定して組み合わせることに成功した。組み立てたセットアップを用いて 24 時間にわたって合計 6000 発のパルス磁場を印加し  $k_{CM}$  の大きさに対して理論値の 3.5 桁上の制限をつけた。

本実験で印加したパルス磁場の数はパルス磁石を用いた先行実験に比べて 1 桁多く、パルス磁石の高い繰り返しレートを生かした長期測定が可能であるということが示された。また本実験の測定結果から、Fabry-Pérot 共振器のさらなる安定化とパルス磁石の到達磁場をあげることで、およそ半年に渡る測定で  $1\sigma$  で真空複屈折の観測が見込めることがわかった。

# 付録 A 窒素ガスのファラデー回転の測定

2章で述べたように楕円度の静的成分はミラーの複屈折 $\Gamma$ とミラーの偏光回転 $\epsilon$ を用いて $\Gamma^2 + \epsilon^2$ となる。真空複屈折と干渉するのはミラーの複屈折 $\Gamma$ のみであるため、静的複屈折に占める $\Gamma$ の割合は別途測定される必要がある。窒素ガスのファラデー回転の測定を通してこれを決定する。本実験で使用している磁石は縦磁場と横磁場を双方含むため、磁場領域中に窒素ガスを封入して磁石を駆動した場合、ガスの複屈折とファラデー回転の双方のシグナルが現われうる。窒素ガスのファラデー回転、複屈折共に常温での大きさはよく知られており、後に考察するように常温で1 [T]程度の磁場を印加した場合、ファラデー回転ならびにファラデー回転の2乗が支配的に現れるためファラデー回転の効果だけを調べることが可能である。以下では予備測定として行った窒素ガスのファラデー回転の測定並びに $\epsilon$ の大きさの測定結果について述べる。

## A.1 データ取得

### A.1.1 測定期間

窒素ガスの測定は、磁場領域ならびに真空チャンバーを100,200,400 [Pa]の合計3つの異なる窒素ガス圧で満たし、それぞれの圧力下で30サイクルずつ磁石を駆動してデータを測定した。各測定における窒素ガスの圧力は窒素ガス導入部に設置したキャパシタゲージと磁石前後のチャンバーに設置された更正済みのピラニーゲージを用いて測定された。

### A.1.2 取得したデータの構成

#### 取得したDAQデータ

実験で得られたDAQデータはADCで取得したもので、カレントトランスを用いて得られた磁場波形、2種類のPDの出力電圧である。

#### DAQデータの構成

ADCにおけるDAQデータはデータ取得サイクルに従って3パターン取得してある。今後の議論ではその3パターンを以下のように分類する。

#### 第1データ

正充電で磁場を印加した際のデータを示す。具体的には磁場印加の20ms前から600ms後までの磁場波形、光検出器の出力電圧を含む。

**第 2 データ**

逆充電で磁場を印加した際のデータを示す。具体的には磁場印加の 20ms 前から 600ms 後までの磁場波形、光検出器の出力電圧を含む。

**第 3 データ**

コンデンサバンクの充電中に記録されたデータを示す。具体的には第 2 データ取得 2 秒後から 600ms 後までの磁場波形、光検出器の出力電圧を含む。どのパターンもサンプリングレートは 100[kHz] でデータが記録されている。

**A.1.3 各種パラメータ**

データ取得時のセットアップ条件についてまとめる。

**セットアップ条件**

窒素ガス測定時のコンデンサバンクの運転の設定と光学系のパラメータを表 4.2 にまとめる。窒素ガスの測定を常温で行う必要があったため磁石は冷却されていない。本実験で使用する磁石は非冷却時には 500 [V]、2 [T] までしか駆動できないが、窒素ガスの測定に必要な磁場は 1 [T] 程度なので問題は無い。

表 A.1: 窒素ガスを用いたデータ取得におけるコンデンサバンクの設定。

パラメータ	値
充電電圧	+400 [V]
逆充電電圧	-200 [V]
繰り返し	0.17 [Hz]

表 A.2: 窒素ガスのデータ取得におけるセットアップ条件。典型的な値をまとめる。実際にはそれぞれの値に系統的な誤差がつく。

パラメータ	値
フィネス	350,000
$I_t$ 用光検出器のゲイン	$3.5 \times 10^3$ [V/W]
$I_e$ 用光検出器のゲイン	$5.0 \times 10^7$ [V/W]
$\Gamma^2 + \epsilon^2$	$5.7 \times 10^{-5}$

なお  $I_e$  用光検出器のゲインについては ND フィルターを用いて 1 桁減光してある。真空複屈折の場合と異なり、ガス圧に応じて大きなシグナルが現れうるので光検出器出力が飽和しないようにしたためである。

### A.1.4 データ波形

解析を行う前に窒素ガスの測定において得られたデータの典型的な波形とその特徴を示す。以下では窒素ガス圧 200 [Pa] のデータを用いる。

まず図 A.1 に第 1 データにおける  $I_t$  用光検出器の出力と  $I_e$  用光検出器の出力電圧を示す。時刻 0 [ms] で磁場がパルス幅 1 [ms] の磁場が印加される。上から  $V_e$  と  $V_t$  を示している。真空の測定と比較してわかるように  $V_e$  に磁場に同期した出力の変化が生じており、これがガスのファラデー回転もしくは複屈折の効果だと考えられる。

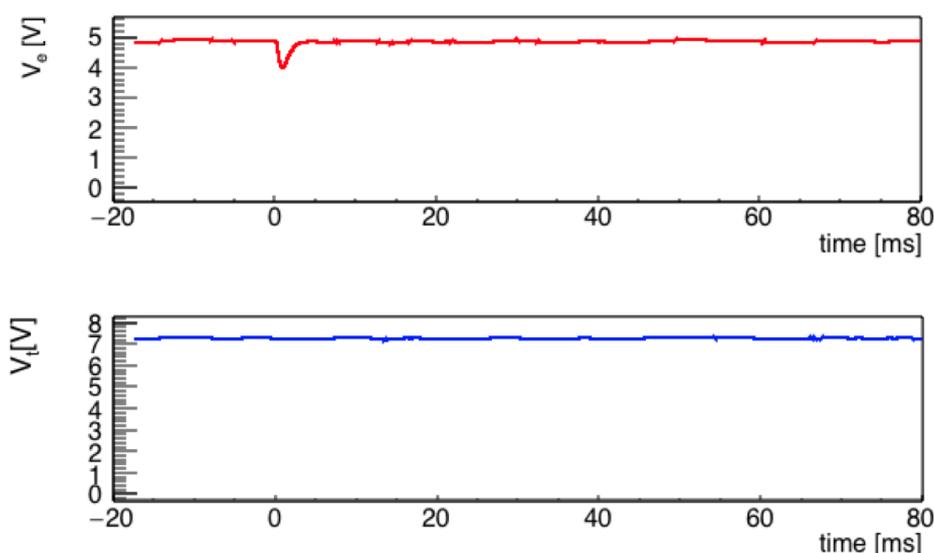


図 A.1: 400 [V] 充電で磁場を印加した際の光検出器の読み出し電圧の変化。時刻 0 [ms] でパルス幅 1 [ms] の磁場が印加される。上段が  $I_e$  用光検出器の出力、下段が  $I_t$  用光検出器の出力である。時刻 0 [ms] 付近で  $V_e$  にのみ変動が見られることに注目されたい

磁場印加直後の時間帯の拡大図を図 A.2 に示す。

同様に図 A.3 に第 2 データにおける  $V_t$  と  $V_e$  を示し、図 A.4 にその拡大図を示す。同様に時刻 0 [ms] で磁場が印加される。第 1 データと比べると  $V_e$  の変動が小さく、変動の向きが逆であることに注目されたい。磁場の符号によって変動の符号が逆であるためファラデー効果が支配的であることが期待できる。

また磁場波形にかけるローパスフィルターの時定数を決定するためキャビティリングダウン法でフィネスを決定した。その fit の様子を図 A.5 に示す。fit 結果から得られたフィネス 350,000 を代表値として用いる。

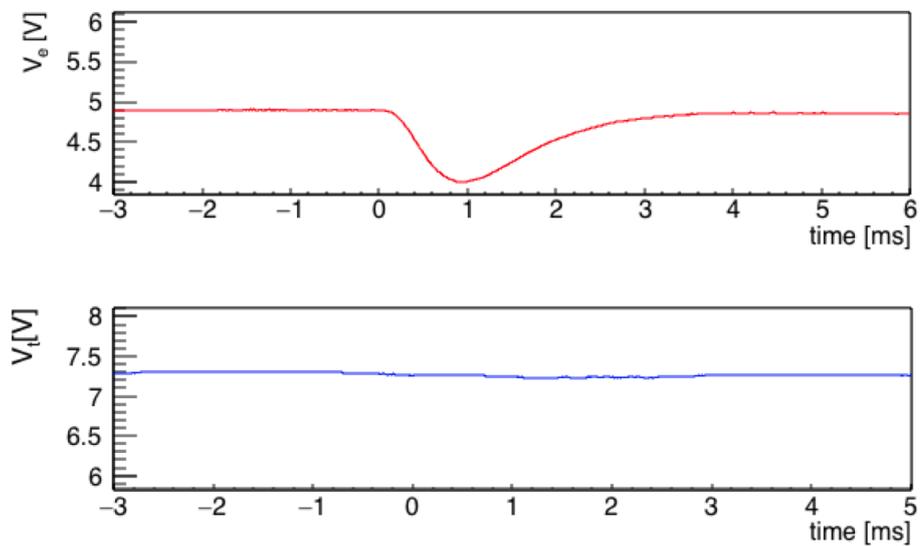


図 A.2: 図 A.1 の磁場印加時間付近の拡大図。上段が  $I_e$  用光検出器の出力、下段が  $I_e$  用光検出器の出力である。縦軸は出力電圧の平均値の  $\pm 20\%$  の範囲を含んでいる。

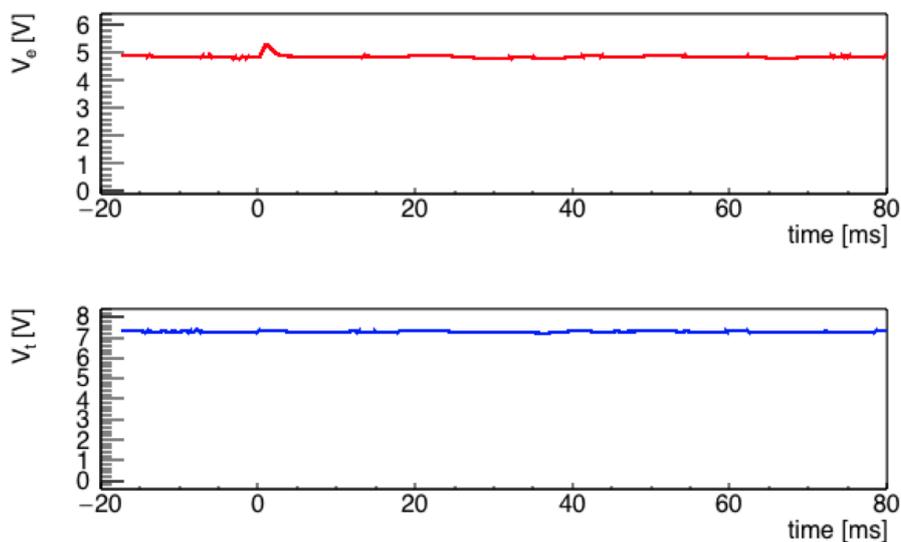


図 A.3:  $-100$  [V] 充電で磁場を印加した際の光検出器の読み出し電圧の変化。時刻  $0$  [ms] でパルス幅  $1$  [ms] の磁場が印加される。上段が  $I_e$  用光検出器の出力、下段が  $I_e$  用光検出器の出力である。

## A.2 解析手法

この節では測定結果からファラデー回転の比例係数並びに静的楕円度に含まれる  $\epsilon$  の割合を求める手法について議論する。

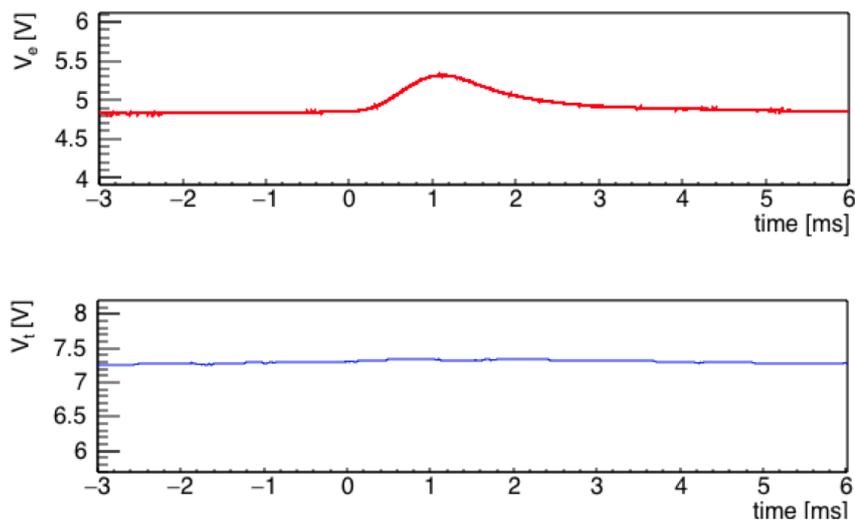


図 A.4: -100 [V] 充電で磁場を印加した際の光検出器の読み出し電圧の変化。時刻 0 [ms] でパルス幅 1 [ms] の磁場が印加される。上段が  $I_e$  用光検出器の出力、下段が  $I_t$  用光検出器の出力である。正磁場印加時と比べて変動が小さいこと、変動の方向が逆であることに注目されたい

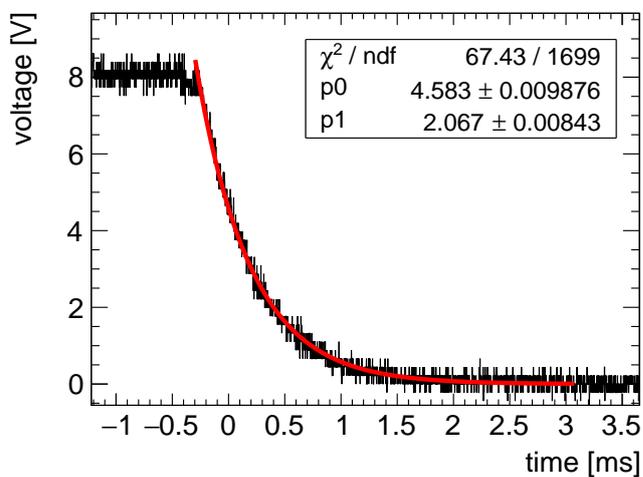


図 A.5: キャビティリングダウン法によってフィネスを決定した。フィット結果からフィネスは 350,000 と得られる。

まず、光検出器のゲインを用いて、検出器の読み出し電圧  $V_e$  と  $V_t$  をそれぞれの光強度に変換できる。こうして得られた  $I_e$  と  $I_t$  の比から楕円度を求めることができる。窒素ガスの測定ではガス

の Cotton-Mouton 効果と Faraday 回転の双方が現れる。ガスの Cotton-Mouton 効果の比例係数  $k_{CM}^{N_2}$  [ $T^{-2}Pa$ ] とガスの Faraday 回転の比例係数  $k_F^{N_2}$  [ $T^{-1}Pa$ ] を用いると、窒素ガス圧  $P$  [Pa] での Cotton-Mouton 効果による楕円度  $\psi$  ならびにファラデー回転による楕円度  $\theta$  は以下のように表すことができる。

$$\psi = \frac{2Fk_{CM}^{N_2}LB_{\perp}^2P}{\lambda} \quad (A.1)$$

$$\theta = \frac{2Fk_F^{N_2}LB_{\parallel}P}{\lambda} \quad (A.2)$$

ただし、Cotton-Mouton 効果は光の進行方向と垂直な磁場の 2 乗に、ファラデー回転は進行方向と平行な磁場に比例する。これらの効果が現れた際に得られる楕円度の表式は 2 章の議論から以下の式に従う。

$$\begin{aligned} \frac{I_e}{I_t} &= \sigma^2 + (\Gamma + \psi(t))^2 + (\epsilon + \theta)^2 \\ &= \sigma^2 + \Gamma^2 + \epsilon^2 + 2\epsilon\theta(t) + 2\Gamma\psi(t) + \theta^2(t) + \psi^2(t) \end{aligned} \quad (A.3)$$

上式からわかるように楕円度には合計 7 つの項が現れる。これら 7 つの項を磁場依存性、圧力依存性で分類すると表 A.3 のように分類できる。窒素起因の偏光変化の大きさは、常温で  $k_{CM}^{N_2} = 3 \times 10^{-18}$  [ $T^{-2}Pa$ ]、 $k_F^{N_2} = 1.8 \times 10^{-15}$  [ $T^{-1}Pa$ ] という値が知られており [22, 30]、本実験で使用するパルス磁石での横磁場  $B_{\perp}^2$ 、縦磁場  $B_{\parallel}$  の磁場領域での積分値の比は単位磁場あたり、 $\frac{B_{\perp}^2}{B_{\parallel}} \sim 70$  [T] である。

表 A.3: ガス測定の圧力、磁場依存性

パラメータ	圧力依存性	磁場依存性
$\sigma^2 + \Gamma^2 + \epsilon^2$	$P^0$	$B^0$
$2\epsilon\theta(t)$	$P^1$	$B^1$
$2\Gamma\psi(t)$	$P^1$	$B^2$
$\theta^2(t)$	$P^2$	$B^2$
$\psi^2(t)$	$P^2$	$B^4$

このとき、パルス磁石の中心磁場 1 [T] で 100 [Pa] 程度の窒素を磁場領域に封入した場合には、真空の測定と同様にフィネス 300,000 を仮定すると、 $\psi^2$  は他の項に比べて 3 桁ほど小さく無視でき、同じ磁場の 2 乗に比例する  $\theta^2(t)$  と  $2\Gamma\psi(t)$  では前者の方が 2 桁ほど大きいため、 $2\Gamma\psi(t)$  の寄与も無視できる。また磁場に依存しない 3 つの項のうち、少なくとも  $\sigma$  は無視できるほど小さい。これらの要素を踏まえると、楕円度の表式は

$$\frac{I_e}{I_t} \sim \Gamma^2 + \epsilon^2 + 2\epsilon\theta(t) + \theta^2(t) \quad (A.4)$$

となる。つまり、1 [T]、窒素圧力 100 [Pa] 程度の測定条件ではファラデー効果のみが支配的に現れることになる。

楕円度の表式が得られたので実験データからの解析手法について議論する。

まず、磁場の 2 乗に比例するファラデー回転の 2 乗の項の大きさを決定する。このために、真空複屈折の測定と同様に  $H(t)$  を定義する。 $H(t)$  では磁場に比例するシグナルがキャンセルされるため、

$$H(t) = p_0 + p_1 \times B_{eff}^2(t) \quad (A.5)$$

とかける。ここで、 $p_1$  がある圧力  $P$  [Pa] での単位磁場あたりの  $\theta^2$  の大きさを表しており、楕円度の表式から

$$p_1 = \left( \frac{2FLk_F^{N_2}P}{\lambda} \right)^2 \quad (A.6)$$

である。上記のような関数形で  $H(t)$  をフィッティングすることで  $p_1$  を決定し、ある圧力における  $k_F^{N_2}$  を推定することが可能である。また  $p_1$  自体は圧力の 2 乗に比例する。本測定では異なる 3 つの窒素圧力で同じ測定を行い、各圧力で得られた  $p_1$  の圧力依存性から単位圧力でのファラデー回転の比例係数の大きさを測定する。

次に  $\epsilon$  の大きさの決定方法について述べる。 $\epsilon$  はファラデー回転と干渉を起こして磁場に比例するシグナルとして現れる。そのため  $\epsilon$  の大きさを測定するには磁場に比例するシグナルの大きさを測定する必要がある。磁場に比例するシグナルを正しく抜き出すために以下のような関数  $G(t)$  を定義する。

$$G(t) = (I_e/I_t)_+ - \frac{B_+^2}{B_-^2} (I_e/I_t)_- \quad (A.7)$$

このように定義した  $G(t)$  は磁場の 2 乗に比例する効果が全てキャンセルされ、 $G(t)$  は以下のように記述できる。

$$G(t) = q_0 + q_1 \times (B_{\parallel})_{eff} \quad (A.8)$$

ここで、 $(B_{\parallel})_{eff} \equiv (B_{\parallel})_+ - \frac{B_+^2}{B_-^2} (B_{\parallel})_-$  である。 $q_1$  がある圧力下でのファラデー回転の 1 乗に起因したシグナルを表しており、その定義から

$$q_1 = 2\epsilon \frac{2FLk_F^{N_2}P}{\lambda} \quad (A.9)$$

である。ここで  $p_1$  の表式を思い出せば、

$$\epsilon = q_1 / \sqrt{4p_1} \quad (A.10)$$

であるため、ファラデー回転の 2 乗起因のシグナルの大きさ  $p_1$  の測定、並びにファラデー回転の 1 乗起因のシグナルの大きさ  $q_1$  をそれぞれ測定することでその比から  $\epsilon$  の大きさを測定することが可能である。

実際のシグナル波形は、真空の複屈折と同様に共振器の光子寿命と検出器のローパス特性によってフィルターされた磁場波形に従って時間発展する。ここで注意が必要なのは、共振器のローパス特性は電場の 2 乗振幅ではなく電場自体にかかるため、ファラデー回転の 2 乗項は磁場の 2 乗に比例するが、 $(B^2)^{f_{FP}}$  ではなく、ローパスがかけられた磁場の 2 乗、 $(B^{f_{FP}})^2$  に従って時間発展する。図 A.6 に  $(B^2)^{f_{FP}}$  と  $(B^{f_{FP}})^2$  の比較を示す。窒素ガスの測定において  $H(t)$  に現れるシ

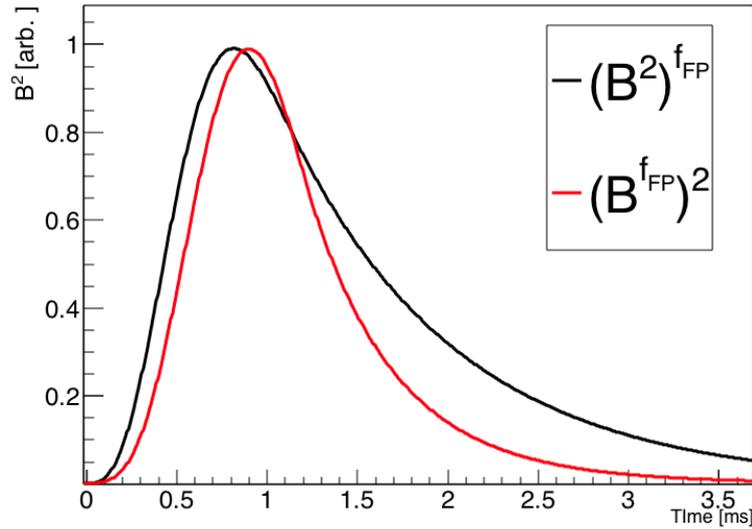


図 A.6: 磁場の 2 乗波形のうち、光子寿命を踏まえた  $(B^2)^{f_{FP}}$  と  $(B^{f_{FP}})^2$  の波形を比較している。光子寿命は 170 [Hz] とした。黒線が  $(B^2)^{f_{FP}}$  であり、赤線が  $(B^{f_{FP}})^2$  である。どちらも同じ磁場の 2 乗であるが、かかっているローパスフィルターの違いにより波形の違いが生じている。Cotton-Mouton 効果は黒線に、ファラデー回転の 2 乗は赤線に従って時間発展する。

グナルが、Cotton-Mouton 効果ではなくファラデー回転の 2 乗起因だということはシグナル波形の違いからも確認することが可能である。

最後に図 A.7 と図 A.8 に窒素圧力 200 [Pa] での測定における第 1、第 2 データから計算した  $H(t)$  ならびに  $G(t)$  を示す。この 2 種類の波形を用いて次節で磁場によるフィッティングを行う。

### A.3 磁場波形を用いた fitting

前節での議論を踏まえて、各圧力において測定した  $H(t)$  と  $G(t)$  を用いて磁場波形での fitting を行う。 $H(t)$  と  $G(t)$  には真空複屈折の解析と全く同じ時定数のハイパスフィルターをかけ、fit 区間も真空複屈折の解析と同様とし、4 章で考察したような解析手法で正しく測定が行えることを確認する。

以下、典型例として 200 [Pa] での結果を示しながら議論を行う。

まず  $H(t)$  の fit 結果を図 A.9 に示す。フィッティングに用いている磁場波形が、 $((B^{f_{FP}})^2)^{f_{PD}}$  であることに注意されたい。図からわかるように  $H(t)$  の時間発展は  $(B^{f_{FP}})^2$  でうまく説明できしており、 $H(t)$  がファラデー回転の 2 乗に支配されていることが確かめられる。

同様に  $G(t)$  の fit 結果を示す。 $G(t)$  の場合はファラデー回転の 1 乗に比例するため、フィッティングに用いる磁場波形は  $B^{f_{FP}}$  を用いている。

図 A.11 に、全 30 サイクルの測定で得られた  $p_1$  と  $q_1$  の分布を示す。このばらつきから全サイクルにおける  $p_1$  と  $q_1$  の推定値と推定誤差を得ることができる。

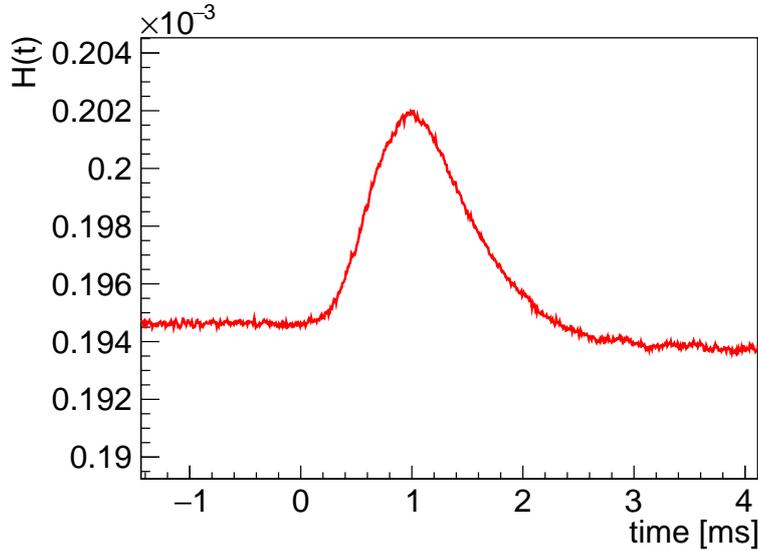


図 A.7: 第 1、第 2 データから計算した  $H(t)$  の時間変化。図 A.6 に示した 2 種類の磁場波形と比較されたい

同様の解析を窒素圧力 100 [Pa] と窒素圧力 400 [Pa] における 30 サイクルの測定結果にも行うことで、各圧力下での  $p_1$  と  $q_1$  が得られる。

#### A.4 圧力依存性

今回の測定は 100 [Pa], 200 [Pa], 400 [Pa] の 3 点に渡って行われた。ファラデー回転は圧力に比例するため  $p_1$  は圧力の 2 乗に比例する。このことを踏まえて測定結果を圧力  $P$  の関数として

$$p_1 = const + (\bar{\theta} \times P)^2 \quad (\text{A.11})$$

でフィッティングする。 $\bar{\theta}$  が単位圧力でのファラデー回転の大きさを与える。 $\bar{\theta}$  を用いて  $k_F^{N_2}$  は以下のように計算できる。

$$k_F^{N_2} = \bar{\theta} / 2L_{\parallel}^{eff} F \times \lambda \quad (\text{A.12})$$

ここで  $L_{\parallel}^{eff}$  は中心磁場  $B$  に対する横磁場  $B_{\parallel}$  の実効磁場長を示す。レーザーが磁石管の中心部を通っていると仮定した場合、 $L_{parallel}^{eff} = 0.026$  [m] となる。

最終的な  $p_1$  の圧力依存性、並びにフィッティング結果を図 A.12 に示す。ただし各測定時の磁石管内部の圧力を直接測定することはできないため、磁石前後の真空チャンバーに設置されたピラニーゲージの読み出し圧力の平均値を各測定時の圧力の代表値として用いている。2 つのチャンバー間での圧力のばら付きを圧力の誤差とする。

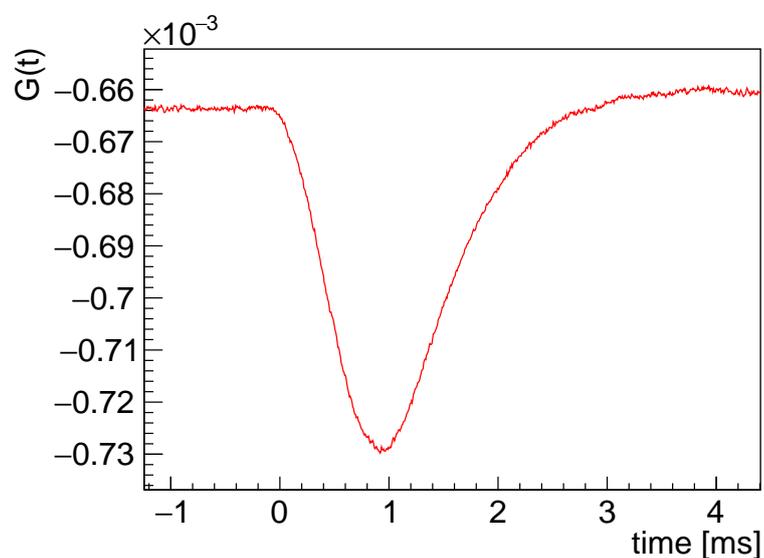


図 A.8: 第1、第2 データから計算した  $G(t)$  の時間変化。

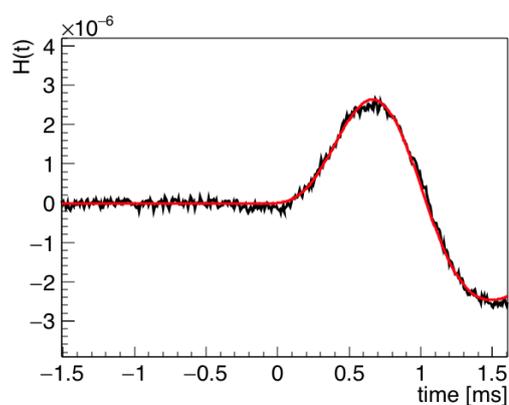


図 A.9:  $H(t)$  の fit 結果。黒が低周波雑音を除去した後の  $H(t)$ 。赤がハイパスフィルターをかけた後の  $(B^{FPP})^2$  の波形。

フィッティングによって得られた  $\bar{\theta}$  を用いることで、窒素のファラデー回転の比例係数として、

$$k_F^{N_2} = (1.65 \pm 0.03) \times 10^{-15} [\text{T}^{-1}\text{Pa}] \quad (\text{A.13})$$

が得られる。系統誤差、理論値との比較は後に行う。

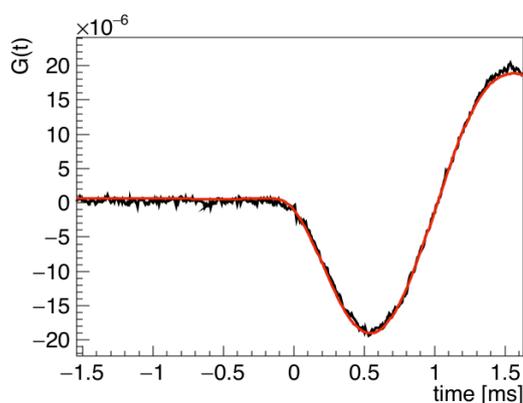


図 A.10:  $G(t)$  の fit 結果。黒が低周波雑音を除去した後の  $H(t)$ 。赤がハイパスフィルターをかけた後の  $B^{f_{FP}}$  の波形。

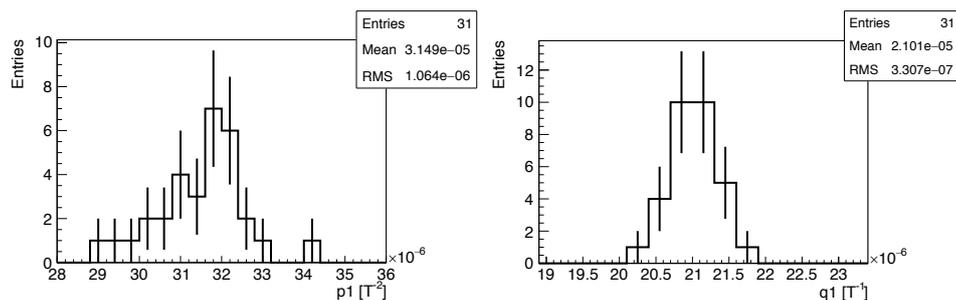


図 A.11: 窒素ガス測定におけるフィット結果の分布。代表例として 200 [Pa] の結果を用いている。右:  $q_1$  の分布。左  $p_1$  の分布

また、各圧力でのフィッティング結果から  $\epsilon = q_1 / \sqrt{4p_1}$  を計算した。その圧力依存性が図 A.13 である。 $\epsilon$  は圧力に依存しないため、測定結果を定数項でフィッティングした。その結果

$$\epsilon = 2.2 \times 10^{-3} \quad (\text{A.14})$$

という結果が得られた。

## A.5 系統誤差

窒素のファラデー回転の系統誤差を考察する。ファラデー回転に寄与する系統誤差の一覧を表 A.4 に示す。このうち真空複屈折の系統誤差を考察した際に寄与が考察済みの系統誤差については議論を省略する。詳しい議論は 4 章を参照していただきたい。

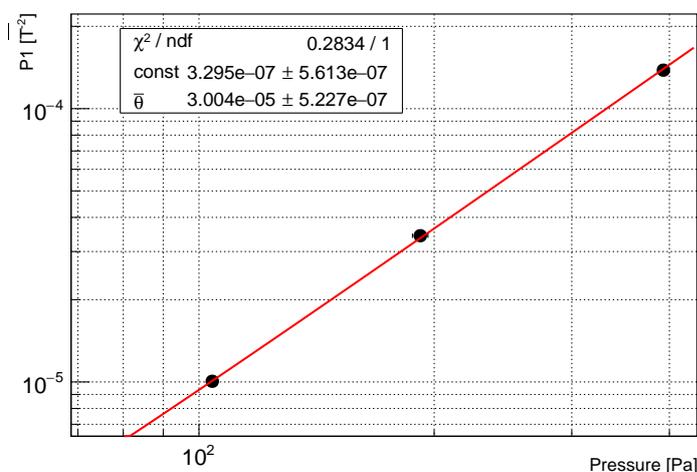


図 A.12: ファラデー回転の圧力依存性。p1 はファラデー回転の 2 乗であるため圧力の 2 次関数で fit する。

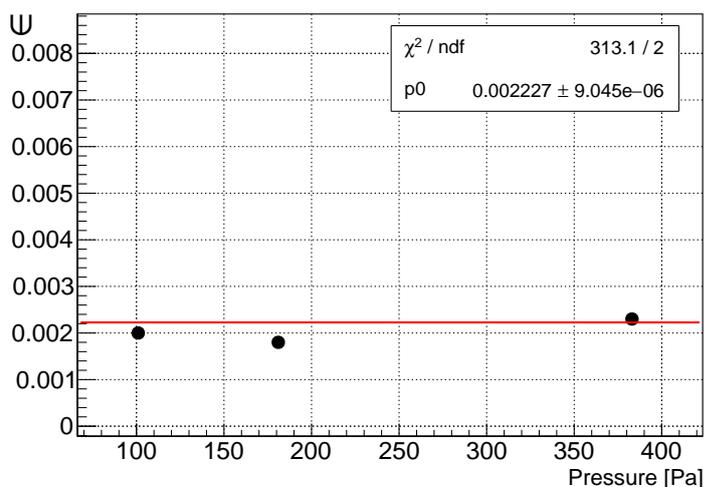


図 A.13: ミラーの偏光回転の圧力依存性。この測定結果と楕円度の静的な成分から静的複屈折に占めるミラーの複屈折の大きさを見積もる

### パルス磁石内部の磁場分布

縦磁場の分布は、真空複屈折において検討した横磁場の 2 乗の分布とは異なるため再度検討が必要である。図 A.14 に磁石管中心  $\pm 1$  [mm] の範囲でレーザーの感じる縦磁場の大きさが最も大きくなる経路と横磁場の大きさが最も小さくなる経路の比較を示す。この両者の場合にそれぞれ、縦磁場の積分値を磁場の磁石管中心値で規格化した実効磁場長を求める。

表 A.4: 窒素のファラデー回転の測定における系統誤差一覧。

系統誤差名	ファラデー回転への寄与
パルス磁石管内の磁場分布	5%
$I_e$ 用光検出器のゲイン $G_e$	4%
$I_t$ 用光検出器のゲイン $G_t$	2%
レーザーの波長 $\lambda$	0.0003%
偏光子の傾き $\theta_p$	0%
減衰器の減衰係数 $\epsilon_{att}$	4%
圧力 $P$	4%
合計	9%

両者の実効磁場長の違いを系統誤差として計上する。まず最も実効磁場長が大きくなる時、

$$L_{\parallel}^{Best} = 0.027 \text{ [m]} \quad (\text{A.15})$$

次に最も実効磁場長が短くなる時、

$$L_{\parallel}^{Worst} = 0.025 \text{ [m]} \quad (\text{A.16})$$

となる。両者の差から磁場分布の違いによる系統誤差を 5% とする。

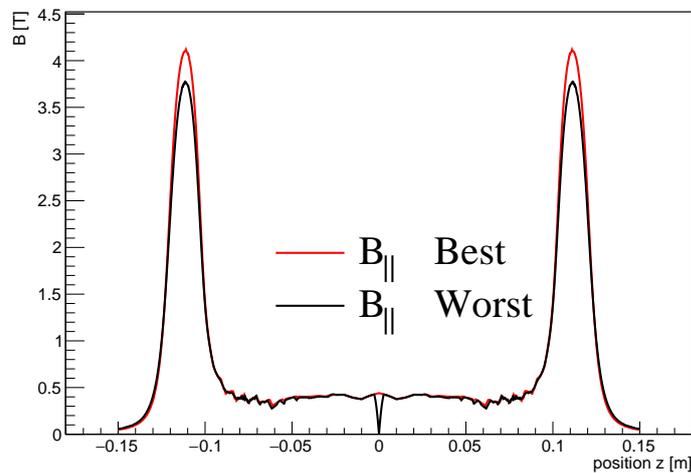


図 A.14: 縦磁場の磁場分布。縦磁場の積分値が最も大きくなる経路と最も小さくなる経路の縦磁場の磁場分布を示す。この時の実効磁場長の差を系統誤差として用いる。

### 偏光子の傾き

ファラデー回転においては縦磁場のみが寄与するため入射光の偏光の磁石に対する相対的

な傾きがシグナルの大きさに寄与することはない。よって真空複屈折の場合と異なり偏光子の傾きによる複屈折の大きさへの系統誤差は0である。

## A.6 結果

本測定で得られた窒素ガスのファラデー回転の大きさは

$$k_F^{N_2} = 1.65 \times 10^{-15} \pm 0.03 \times 10^{-15}(\text{stat}) \pm 0.15 \times 10^{-15}(\text{sys}) [\text{T}^{-1}\text{Pa}] \quad (\text{A.17})$$

となる。本測定で得られた窒素のファラデー回転の大きさを理論値と比較する。300Kでの理論値は  $k_F^{N_2} = 1.8 \times 10^{-15} [\text{T}^{-1}\text{Pa}]$  となり理論値と測定結果は誤差の範囲内で一致しているため正しく測定が行われていることが確認できた。

また本測定で得られた  $\epsilon$  の値について検討する。まず磁場に依存しない静的複屈折の大きさを測定すると

$$(I_e/I_t)_{DC} = 5.7 \times 10^{-5} \quad (\text{A.18})$$

が得られる。消光比は十分小さいためこれが  $\Gamma^2 + \epsilon^2$  に相当する。すると静的複屈折に占めるミラーの複屈折の大きさは

$$\Gamma = 7.2 \times 10^{-3} \quad (\text{A.19})$$

となり、窒素の測定において静的複屈折に含まれるミラーの複屈折の割合は

$$\frac{\Gamma}{\sqrt{(I_e/I_t)_{DC}}} = 0.95 \quad (\text{A.20})$$

と得られる。この比を真空複屈折の測定において系統誤差を考察する際に用いる。

2章の議論によるとミラーの複屈折とミラーの偏光回転の大きさは、共振器の持つ位相遅延  $\delta_{cav}$  とミラーの実効的な進相軸の入射偏光に対する傾きの大きさ  $\theta_{EQ}$  を用いて

$$\Gamma = \frac{\delta_{cav}}{2} \sin(2\theta_{EQ}) \quad (\text{A.21})$$

$$\epsilon = \frac{\delta_{cav}^2}{4} \sin(2\theta_{EQ}) \quad (\text{A.22})$$

と書くことができるため、ミラーの複屈折とミラーの偏光回転の比から共振器の持つ位相遅延量  $\delta_{cav}$  を求めることができる。本測定の結果を用いると

$$\delta_{cav} = \frac{2\epsilon}{\Gamma} \sim 0.6 \quad (\text{A.23})$$

という値が得られる。フィネスが350,000であることを用いると共振器を1周した時に獲得する位相遅延の大きさ  $\delta_{round}$  は

$$\delta_{round} = \frac{2\pi}{2F} \times \delta_{cav} = 5 \times 10^{-6} \quad (\text{A.24})$$

となる。使用しているミラーの種類やミラーの相対角度によって  $\delta_{round}$  の値は変化するため一般的な議論が困難であるが、過去に同程度の反射率を持つミラーにおいて  $\delta_{round} = 1.7 [\mu\text{rad}]$  という結果が報告されており [31]、本実験で得られた値と同程度の大きさが得られている。

## 付録B パルス磁石

ここでは、本実験で使用したパルス磁石並びに駆動用電源の詳細について記述する。本実験で使用したパルス磁石は本来、放射光施設における ALPs 探索探索 [32] のために開発されたものである。

### B.1 パルス磁石

#### B.1.1 概要

図 D.2 にパルス磁石の模式図を示す。パルス磁石のコイルは  $1\text{ [mm]} \times 3\text{ [mm]}$  の銅線をレーストラック状に 15 周巻いたものである。レーストラックに対して  $2.75$  度の角度でレーザー光を通すことで、レーザーに対して  $87.75$  度傾いた磁場を印加することが可能である。コイルは自身の電磁応力に耐えるためにステンレスで補強される。繰り返し運転時には、抵抗率を下げ効率よく冷却を行うために液体窒素に浸された状態で運転される。実際のコイル並びにステンレス補強後のパルス磁石の全体図を図 D.4 に示す。また、磁石の各種パラメーターを表 B.1 にまとめる。

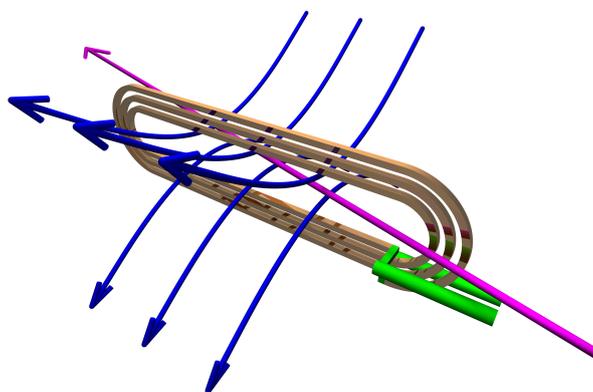


図 B.1: パルス磁石の模式図。銅線のレーストラックコイルの中心にたいして  $2.75$  度でレーザー光が通る。レーザー光とほとんど垂直にパルス磁場 (青) を印加できる。

#### B.1.2 磁場波形

パルス磁石はコンデンサに溜まった電荷を磁石のコイルに瞬間的に放電することで短いパルス幅ながら瞬間的に強い磁場を生むための磁石である。駆動電源を含めたパルス磁石の等価回路は

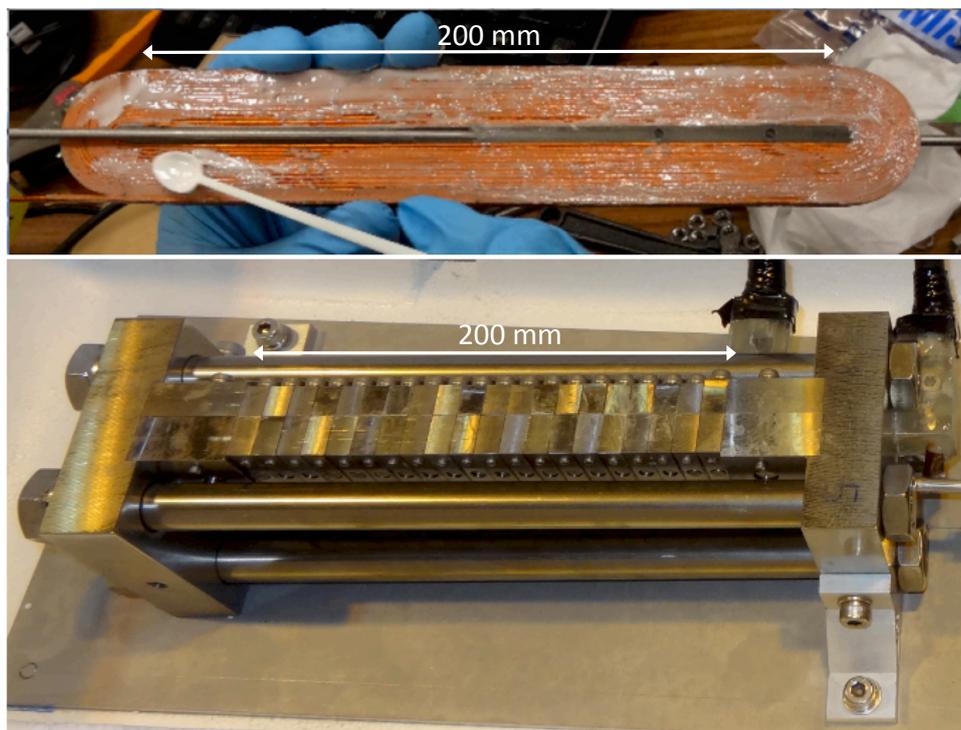


図 B.2: 上図：シングルレストラックコイルの写真。磁場発生領域は軸方向に 20 [mm] 伸び、コイルを交差するようにレーザー光用のステンレス管が通る。下図：補強後のパルス磁石の写真。20 分割されたステンレスにより補強される。最終的な軸方向の長さは 350 [mm] となる。

表 B.1: パルス磁石の種々のパラメーター一覧

パラメータ名	値
線材	平角銅線 (1 [mm]×3 [mm])
コイル形状	シングルレストラック
磁場発生領域の長さ	200 [mm]
巻き数	15
パイプ径	φ1/4 inch (=6.35 [mm]), 厚さ 0.5 [mm]
光の入射角	2.75°
全長	~350 [mm]
重量	16 [kg]
抵抗	9 [mΩ] @ DC 23 [mΩ] @ 750 Hz
コイルインダクタンス	40 [μH] @ 750 Hz

図 B.3 に示される。磁石の持つ抵抗成分  $R$  はインダクタンスに比べて十分小さいため抵抗成分を無視する。コンデンサ間に初期電位差  $V_0$  があるという条件で図 B.3 のコイルに流れる電流の時間発展  $I(t)$  を計算すると以下のような式で書き表すことができる。実際には放電部にサイリスタが挿入されているため電流は順方向にしか流れないため三角波の半周期分のみが流れる。

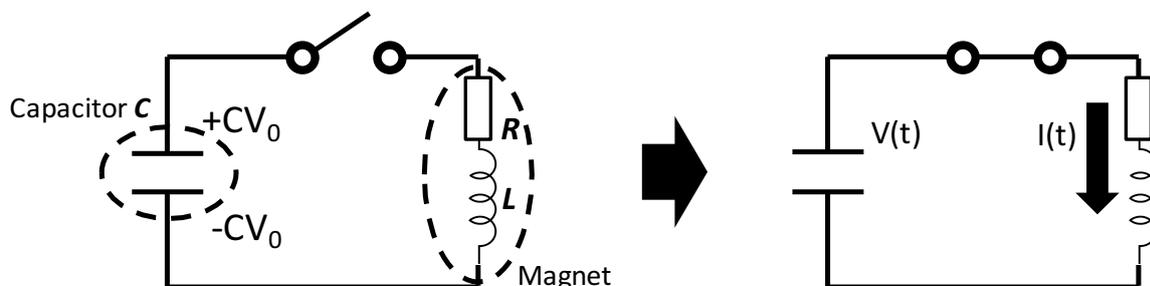


図 B.3: 駆動電源と磁石の等価回路。

### B.1.3 磁場分布と磁場発生効率

実際に発生する磁場の大きさはピックアップコイルを用いて測定する。ピックアップコイルをレーザー用のステンレス管に挿入し様々な位置で発生する磁場の大きさを測定した。発生する磁場の大きさはコイルに流れる電流の大きさに比例する。この比例係数を磁場発生効率と呼び、以降この磁場発生効率  $B/I$  [T/kA] を用いて議論する。図 B.5 に実測した磁場発生効率と ANSYS によるシミュレーションの結果を示す。両者はよく一致しており、磁場発生効率はコイル内で一様ではなく、レーストラックの端では磁場発生効率が下がっていることもわかる。

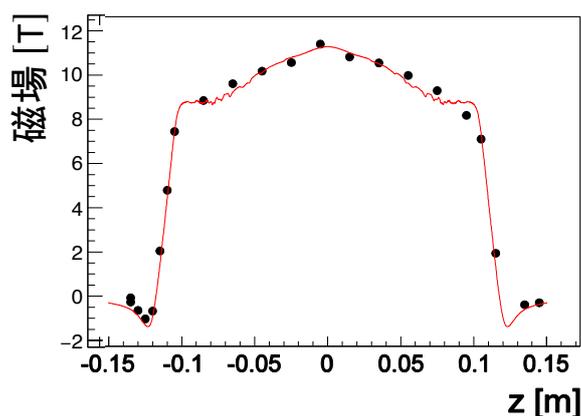


図 B.4: 磁場マップ。赤線が ANSYS によるシミュレーション結果。黒線が 11.4 [T] 実測値。

### B.1.4 冷却効率

パルス電流が磁石を流れると磁石の抵抗成分によりジュール熱が発生する。過度に早く磁石を駆動してしまうと発生したジュール熱がコイルの温度を上昇させさらに多くのジュール熱が発生し、繰り返し運転時のコイルの平衡温度が上昇してしまう。後述するように駆動用電源は磁石で消費しなかったエネルギーを再充電するので、磁石で発生するジュール熱の大きさは磁場発生の前後でコンデンサに蓄えられているエネルギーの差を測定することで測定できる。C=1.5 [ms]、V = 4.0 [kV]、繰り返し 0.12 [Hz] で駆動した際の測定結果を図に示す。

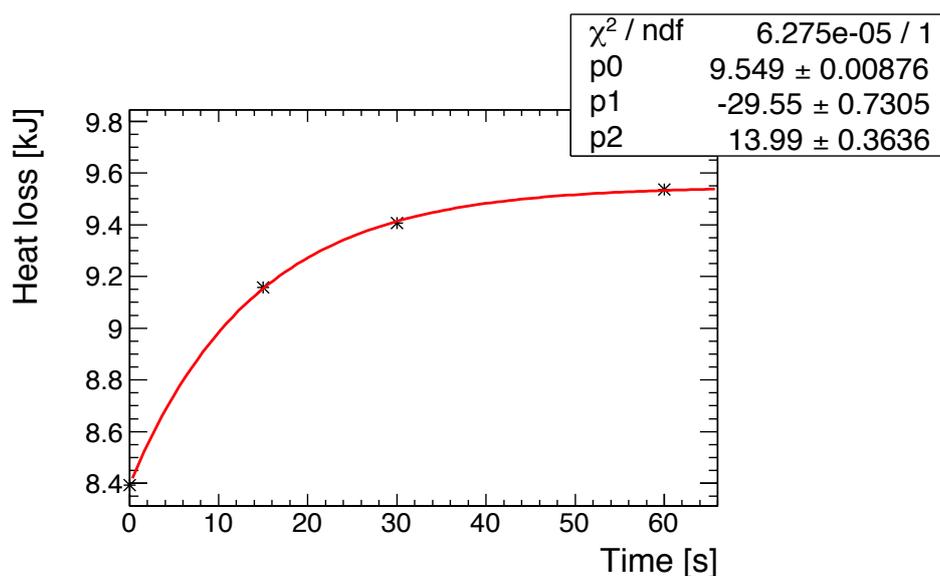


図 B.5: コイルで発生するジュール熱の実測値。コンデンサバンクを駆動して 14 秒ほどで熱平衡に至っていることがわかる。

### B.1.5 漏れ磁場

漏れ磁場の大きさは本実験においてはミラーの Cotton-Mouton 効果を議論するためにも重要である。ダイポール輻射型の磁場分布であるため距離の 3 乗に比例して減衰する。図 B.6 に漏れ磁場の大きさの ANSYS によるシミュレーションと実測の結果を示す。予想通り距離の 3 乗に比例して減衰していることが確認できる。

## B.2 駆動用電源

本実験では磁石を高速繰り返し運転するための電源部も自作した。容量 3.0 [mF] であり充電電圧 4.5 [kV]、30 [kJ] まで駆動可能である。

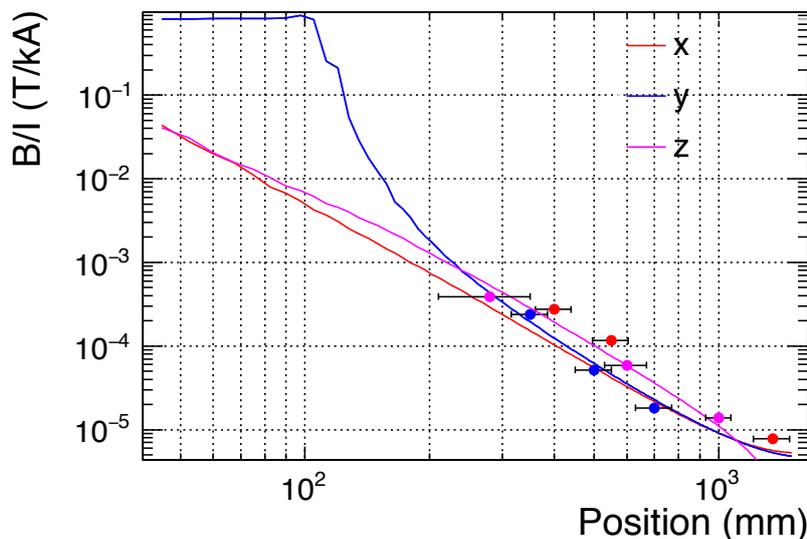


図 B.6: 漏れ磁場のシミュレーションおよび測定結果。磁石の中心から3軸方向に離れたときの漏れ磁場の絶対値を測定した。点：実測値。線：ANSYSシミュレーションによる計算結果。

### B.2.1 概要

駆動用電源は、幅1 [m]、奥行き1.5 [m]、高さ2 [m]の制御ユニットと幅2 [m]、奥行き2 [m]、高さ1 [m]のコンデンサバンクからなる。図 B.8 に駆動電源の写真とコンデンサバンクの写真を示す。制御ユニットにて充電電圧の制御、充電、放電の切り替えを行い、コンデンサバンクに電荷が蓄えられる。充電電圧4.5 [kV]、30 [kJ]までコンデンサバンクに受電することが可能である。また充電用電源全体が可搬システムとなっている。

### B.2.2 駆動シーケンス

駆動用電源は放電部にサイリスタを並列接続することで、高速で符号の異なる磁場を印加できるようにになっている。以下で駆動シーケンスについて簡潔に述べる。

磁石の駆動は以下のような流れで行われる。

1. 充電が開始され制御ユニットからコンデンサバンクの初期充電値  $V_0$  [V] まで充電する。
2. 順方向のサイリスタのみ導通させることでパルス磁場が印加される。この時、充電されたエネルギーの一部はコイルの抵抗成分によりジュール熱として消費される。消費されなかったエネルギーは再びコンデンサバンクに逆充電される。この逆充電電圧の大きさを  $-V_1$  [V] とする。
3. 逆方向のサイリスタのみ導通させることで充電電圧  $-V_1$  [V] の初期条件で電流が流れパルス磁場が印加される。このとき充電電圧の符号が異なるため発生する磁場の符号が逆向きとなる。



図 B.7: パルス磁石駆動用電源の写真。昇圧や充放電を切り替える制御ユニットと、電荷を蓄えるコンデンサバンクからなる。



図 B.8: コンデンサバンクの内部の写真。 $C=0.25\text{ [mF]}$  のコンデンサが3つ写っており、これが合計12個、 $3.0\text{ [mF]}$  の静電容量を持つ。

4. 逆電圧放電時にジュール熱として消費されなかったエネルギーは再びコンデンサに充電される。このときの充電電圧を  $V_2\text{ [V]}$  とする。こののち1.に戻る。ここで、充電開始時にすでに  $V_2\text{ [V]}$  の電荷がコンデンサに蓄えられているため0 [V] から充電するのに比べて初期充電値  $V_0\text{ [V]}$  に至るまでの時間を短縮することが可能である。

## 付録C Fabry-Pérot 共振器の基礎

ここでは Fabry-Pérot 共振器の基本的性質並びに共振維持に用いられる PDH 法について述べる。

### C.1 Fabry-Pérot 共振器の透過光と反射光

2枚の凹面ミラーからなる Fabry-Pérot 共振器を考える。この Fabry-Pérot 共振器に

$$E_0 = E_0 e^{i\omega t} \quad (\text{C.1})$$

で表される光電場が入射することを考える。

簡単のために2枚のミラーの振幅反射率を  $r$ 、透過率を  $t$  とする。 $r^2 = 99.999\%$ 、 $r^2 = 0.001\%$  とする。1枚目のミラーで反射される反射光の電場は、1枚目のミラーで反射された光、ミラー間を1往復して1枚目のミラーから漏れ出る光、ミラー間を2往復して1枚目のミラーから漏れ出る光...の重ね合わせとなる。よって反射光の電場  $E_R$  は

$$\begin{aligned} E_R &= E_0(-r)e^{i\omega t} + t^2 E_0 e^{i\omega t} (re^{i\phi} + r(re^{i\phi})^2 + r(re^{i\phi})^3 + \dots) \\ &= E_0 \left( -r + \frac{t^2 r e^{i\phi}}{1 - r^2 e^{i\phi}} \right) \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

となる。同様に透過光の電場は、ミラー間を0往復した後2枚目のミラーから漏れ出る光、ミラー間を1往復した後2枚目のミラーから漏れ出る光、ミラー間を2往復した後2枚目のミラーから漏れ出る光...の重ね合わせとなる。よって透過光の電場  $E_T$  は

$$\begin{aligned} E_T &= t^2 E_0 e^{i\omega t} e^{i\phi/2} + t^2 E_0 e^{i\omega t} (r^2 e^{i\phi} + (r^2 e^{i\phi})^2 + (r^2 e^{i\phi})^3 + \dots) \\ &= E_0 \frac{t^2 e^{i\phi/2}}{1 - r^2 e^{i\phi}} \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

となる。ただしここで  $\phi$  は光がミラー間を1往復する間に獲得する位相変化で

$$\phi = \frac{4\pi L}{c\lambda} \quad (\text{C.4})$$

である。 $E_t$ 、 $E_R$  の電場強度をそれぞれ  $I_t$ 、 $I_r$  とする。位相変化  $\phi$  の関数として  $I_t$ 、 $I_r$  を描くと  $\phi$  が  $2\pi$  の整数倍の時に、透過光強度  $I_t$  が入射光強度と一致し、反射光強度  $I_r$  が0になることがわかる。図 C.1 に  $\phi$  を変化させた時の透過光強度の変化を示す。この時 Fabry-Pérot 共振器は共振状態にあるといい、共振器内に定在波が立っている状態になる。今ミラーの透過率が十分1より小さいと言う近似の元で  $I_t$  を計算すると

$$I_t = \frac{t^4}{(1 - r^2)^2 + 4r^2 \sin^2(\phi/2)} \quad (\text{C.5})$$

$I_t$  の半値全幅を与える位相  $\phi_{\text{FWHM}}$  の大きさは

$$\phi_{\text{FWHM}} = \frac{2(1-r^2)}{r} \quad (\text{C.6})$$

これを  $2\pi$  で規格化すると、

$$\frac{\phi_{\text{FWHM}}}{2\pi} = \frac{2(1-r^2)}{\pi r} \sim \frac{1}{F} \quad (\text{C.7})$$

最後に定義した量をフィネス (F) といい、共振の鋭さを示す。例えば  $r^2 = 99.999\%$  のときフィネスは 314,000 となる。

したがってフィネスが高い共振器からの透過光は非常に狭い線幅の光となる。同様に  $r^2 = 99.999\%$  の時、共振をする光の線幅  $\delta\nu$  は  $\delta\nu = \frac{c}{2LF}$  で表され、共振器長が 1 [m] のとき 400 [Hz] 程度となる。

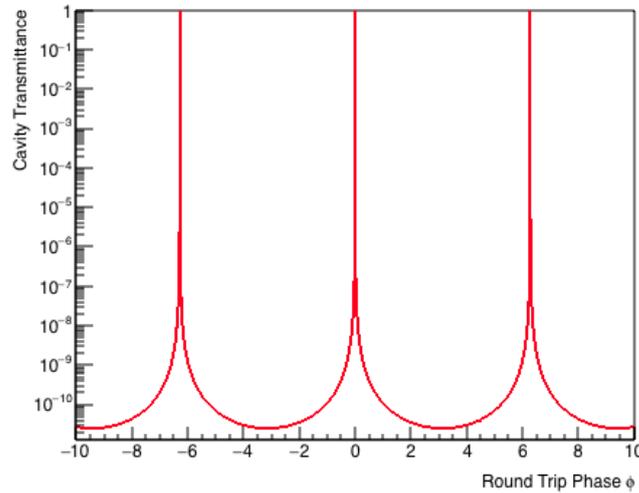


図 C.1: 共振器からの透過光強度。ミラー間での獲得位相が  $2\pi$  の整数倍の時に透過光強度が鋭く増すことがわかる。

## C.2 Pound Drever Hall 法

前述したようにフィネスの高い Fabry-Pérot 共振器の共振線幅は非常に狭い。中心周波数に対する共振線幅  $\delta\nu$  の割合は、共振器長  $L$  に対する許容される共振器長変動  $\delta L$  の割合に等しいと考えられる。中心周波数が 300 [THz] に対する共振線幅 400 [Hz] の割合は、共振器長 1 [m] に対する共振器長変動 1 [pm] に相当する。ここからも共振条件が非常に厳しいことがわかる。そのため安定して共振状態を維持するためには共振器長、もしくはレーザー周波数の変動を読み取って常に共振条件が満たされるようにフィードバックして共振維持を行う必要がある。今回は Pound Drever Hall 法 (PDH 法) を用いて共振維持を行う。PDH 法の典型的なセットアップを図 C.2 に示す。

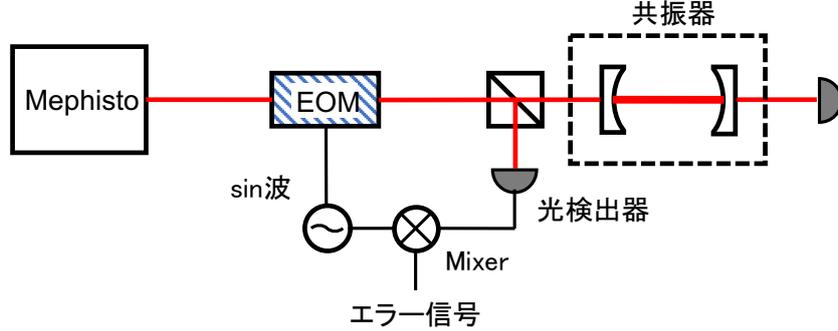


図 C.2: PDH 法のセットアップの概略図。EOM を用いて入射光を位相変調し、共振器からの反射光を復調することでエラー信号が得られる。

PDH 法では入射電場に EOM を用いて位相変調を与える。入射光の電場を  $E_0 = E_0 e^{i\omega t}$  に EOM によって位相変調を与えると

$$E_{in} = E_0 e^{i\omega t + \beta \sin \Omega_m t} \sim E_0 e^{i\omega t} [J_0(\beta) + J_1(\beta) e^{i\Omega_m t} - J_{-1}(\beta) e^{-i\Omega_m t}] \quad (\text{C.8})$$

と書ける。ここで  $\Omega_m$  を変調各周波数といい、EOM に与える RF 信号の周波数に等しい。また  $\beta$  が変調指数 (modulation depth) と呼ばれ、変調の深さを表す量であり EOM に与える RF 信号の大きさで決まる。最終行では第 1 種ベッセル関数  $J_n \beta$  を用いて展開を行った。

この位相変調を与えた光電場  $E_{in}$  が共振器に入射することを考える。前節で見たように共振器は角周波数  $\omega$  を持つ光に対して実効的な反射率  $r(\omega) = (-r + \frac{t^2 r e^{i\phi}}{1 - r^2 e^{i\phi}})$  を持つように振る舞う。そのため  $E_{in}$  が入射した時の共振器からの反射光の電場は

$$E_r = r(\omega) E_0 J_0(\beta) e^{i\omega t} + r(\omega + \Omega_m) E_0 J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega_m)t} - r(\omega - \Omega_m) E_0 J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega_m)t} \quad (\text{C.9})$$

となる。

この光電場からフィードバックに用いるための、レーザー周波数の共振周波数からのズレに比例するようなエラー信号を取り出す。簡単のため下式に示すような  $E_r$  と同じ周波数成分を持つ電場を考える。

$$E = E_0 e^{i\omega t} + E_1 e^{i(\omega + \Omega_m)t} + E_{-1} e^{i(\omega - \Omega_m)t} \quad (\text{C.10})$$

この電場の光強度  $I$  は

$$I = |E_0|^2 + |E_1|^2 + |E_{-1}|^2 + 2\text{Re}[E_0 E_1^* + E_0^* E_{-1}] e^{i\Omega_m t} + 2\text{Re}[E_1^* E_{-1}] e^{i2\Omega_m t} \quad (\text{C.11})$$

となる。表式からわかるように光強度は DC 成分と変調角周波数と同じ各周波数を持つ成分とその倍波の成分が現れる。エラー信号は変調角周波数で振動する項に載って現れる。そのため Mixer という素子を用いて復調し変調角周波数と同じ各周波数を持つ成分のみを取り出す。Mixer は入力信号に対して適当な信号を掛け合わせることでできる素子である。光強度  $I$  を光検出器で受け

ることで観測された電圧  $V$  に、各周波数  $\Omega_m$  で変調信号と位相差のない  $\sin$  信号を掛け合わせる。Mixer からの出力  $V_{out}$  は

$$V_{out} = (|E_0|^2 + |E_1|^2 + |E_{-1}|^2 + 2\text{Re}[E_0 E_1^* + E_0^* E_{-1}]e^{i\Omega_m t} + 2\text{Re}[E_1^* E_{-1}]e^{i2\Omega_m t})\sin(\Omega_m t) \quad (\text{C.12})$$

となる。ただし光検出器の量子効率  $[V/A]$  を 1 とした。この信号の時間平均をとると

$$\langle V_{out} \rangle = -\text{Im}[E_0 E_1^* + E_0^* E_{-1}] \quad (\text{C.13})$$

となり、変調角周波数で振動する成分の情報のみを取り出すことができる。このように変調と復調に位相差のない復調を *in phase* と呼ぶ。

この結果を踏まえると、位相変調を与えた光電場の Fabry-Pérot 共振器からの反射光強度を Mixer を用いて *in phase* で復調することで PDH 信号が得られる。その大きさは

$$\langle V_{PDH} \rangle = J_0(\beta)J_1(\beta)E_0^2\text{Im}[r(\omega)r^*(\omega + \Omega_m) - r(\omega)r^*(\omega - \Omega_m)] \quad (\text{C.14})$$

である。 $r^2 = 99.9\%$ 、 $t^2 = 0.1\%$ とした時の PDH 信号を図 C.3 に示す。図からわかるように共振周波数で 0 となり共振周波数からのズレに比例するような鋭いエラー信号が得られる。この信号を用いてフィードバックすることで Fabry-Pérot 共振器を共振維持することが可能となる。

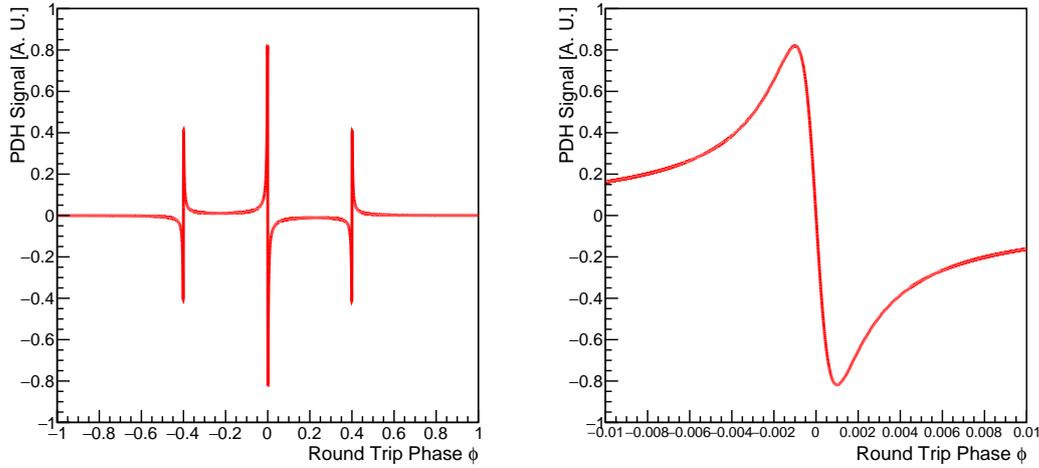


図 C.3: PDH 法によるエラー信号 [33]。左:PDH 信号の計算値。ミラー間を 1 周する間の獲得位相量  $\phi$  の関数として示した。右:拡大図。共振周波数周りではほぼ線形にエラー信号が現れている。

### C.3 Fabry-Pérot 共振器の横モードの設計

Fabry-Pérot 共振器内部の光のビームプロファイルはミラーの曲率半径  $R$  と共振器長  $L$  で定まるビームウェストを持つガウシアンビームになる。パルス磁石と組み合わせる際にはビームが磁石管によって遮られないように共振器長を設計する必要がある。例えば共振器内部で全体の  $\alpha$  の

割合の光電場が遮られてしまうとミラー表面でのロスと同じ効果となり、ミラーの実効的な反射率が  $r^2(1-\alpha)^2$  となる。簡単に、ビームが管の端  $z_0$  で、管の半径  $r_0$  以上の範囲に広がっている部分が遮られると考えると管によるロスの割合は

$$\begin{aligned}\alpha &= \int_{r_0}^{\infty} \frac{4}{\omega^2(z_0)} r \times \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega^2(z_0)}\right) dr \\ &= \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega^2(z_0)}\right)\end{aligned}\quad (\text{C.15})$$

となる。

曲率半径  $R$  のミラーと共振器長  $L$  で共振器を作成した時のビームウエスト  $\omega_c$  は2枚のミラーの中心に現れ、その大きさは

$$\omega_c = \sqrt{\frac{\lambda L}{2\pi} \sqrt{\frac{2R}{L} - 1}}\quad (\text{C.16})$$

となる。曲率半径 2 [m] で共振器長 1.4 [m] の場合のビームウエストの位置依存性を図 C.4 に示す。このレーザーを半径  $r$  [mm] の管に通した場合のフィネスの変動を図 C.5 に示す。管が細いと光が遮られてフィネスが理想的な場合より下がることがわかる。本実験で用いている磁石管は半径 2.6 [mm] であるため半径にして約 1 [mm] の余裕がある。逆に言えば 1 [mm] 以下の精度で磁石は設置される必要があり、磁石位置が 1 [mm] 以上ずれると正しいフィネスは得られない。

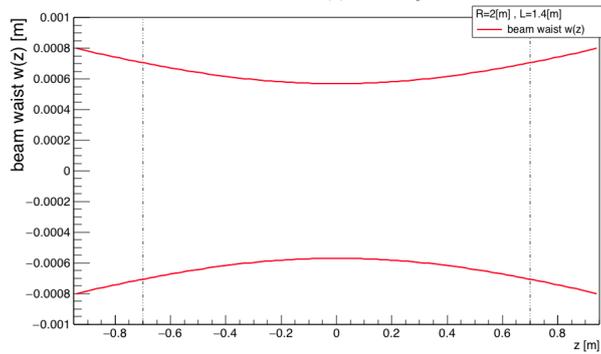


図 C.4: 共振器内でのレーザーのウエスト [33]。本実験と同様に曲率半径 2 [m]、共振器長 1.4 [m] で計算を行った。

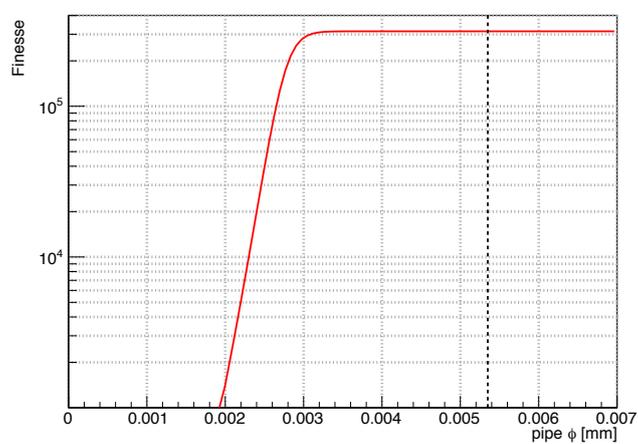


図 C.5: 曲率半径 2 [m]、共振器長 1.4 [m] の共振器中に直径  $\phi$  [mm] で長さ 40 [cm] の管を設置した場合のフィネスの変化の計算値。理想的なフィネスを得るためには、実際に使用している 5.4 [mm] の時、片側約 1 [mm] の余裕がある [33]。

## 付録D 回路図

ここでは、本実験で使用した自作回路のうち重要なものについてその回路図を示す。

### D.1 光検出器

光検出器は  $I_t$  用、 $I_e$  用、反射光 ( $I_r$ ) 用の3種類の取得のために作成した。その用途に応じてゲインと帯域が異なる。

#### D.1.1 $I_t$ 用光検出器

$I_t$  用光検出器は透過光のうち  $I_t$  の強度を測定するためのものである。帯域は 10 [kHz] あり、用途に応じて ND フィルターを用いてゲインを実効的に下げて用いた。

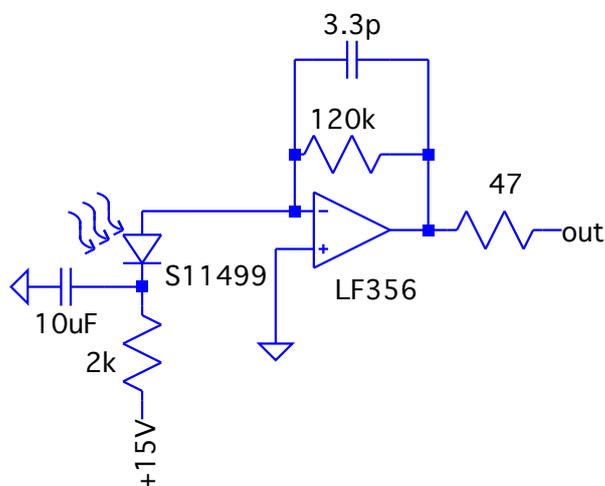


図 D.1:  $I_t$  用光検出器の回路図

#### D.1.2 $I_e$ 用光検出器

$I_e$  用光検出器は透過光のうち  $I_e$  の強度を測定するためのものである。帯域は 1 [kHz] あり、用途に応じて ND フィルターを用いてゲインを実効的に下げて用いた。

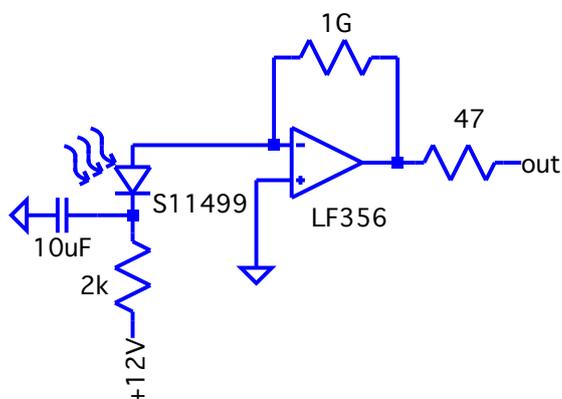


図 D.2:  $I_t$  用光検出器の回路図

### D.1.3 $I_e$ 用光検出器

$I_r$  用光検出器は透過光のうち共振器からの反射光の強度を測定するためのものである。帯域は 4 [MHz] あり、PDH シグナルのオフセットを調整するために適宜 ND フィルターを用いて減光して用いた。

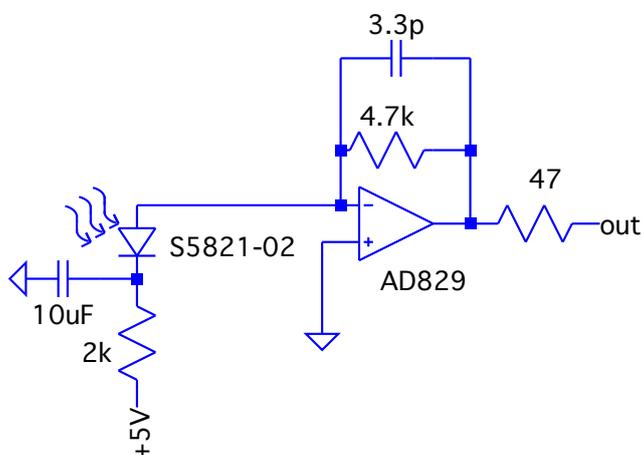


図 D.3:  $I_r$  用光検出器の回路図

## D.2 フィードバック用回路

フィードバック制御のための回路のうち、全体のオープンループゲインを調整するために作成したオープンループゲイン調整回路を示す。低周波のゲインを高めるための積分回路と高周波数

の位相余裕を持たせるための微分回路を組み合わせた回路となっている。

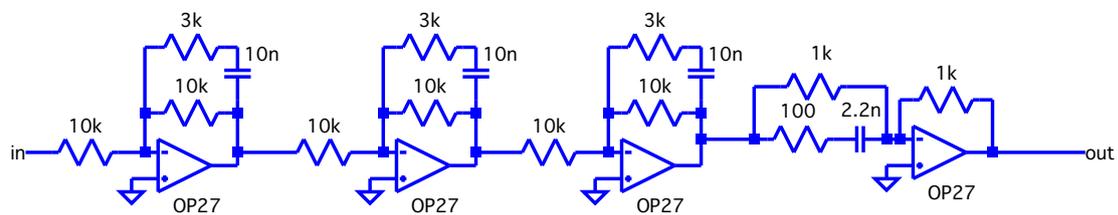


図 D.4: オープンループゲイン調整回路の回路図

## 関連図書

- [1] B. De Tollis. The scattering of photons by photons. *Il Nuovo Cimento (1955-1965)*, 35(4):1182–1193, 1965.
- [2] Z. Bialynicka-Birula and I. Bialynicki-Birula. Nonlinear Effects in Quantum Electrodynamics. Photon Propagation and Photon Splitting in an External Field. *Phys. Rev. D*, 2:2341–2345, November 1970.
- [3] V. I. Ritus. The Lagrange Function of an Intensive Electromagnetic Field and Quantum Electrodynamics at Small Distances. *Sov. Phys. JETP*, 42:774, 1975. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.69,1517(1975)].
- [4] M. Aaboud, G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, O. Abdinov, B. Abeloos, S. H. Abidi, O. S. Abouzeid, N. L. Abraham, H. Abramowicz, and et al. Evidence for light-by-light scattering in heavy-ion collisions with the ATLAS detector at the LHC. *Nature Physics*, 13:852–858, September 2017.
- [5] R. P. Mignani, V. Testa, D. González Caniulef, R. Taverna, R. Turolla, S. Zane, and K. Wu. Evidence for vacuum birefringence from the first optical-polarimetry measurement of the isolated neutron star RX J1856.5-3754. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 465:492–500, February 2017.
- [6] M. Ahlers, H. Gies, J. Jaeckel, and A. Ringwald. Particle interpretation of the PVLAS data: Neutral versus charged particles. *Phys. Rev. D*, 75(3):035011, February 2007.
- [7] G. Raffelt and L. Stodolsky. Mixing of the photon with low-mass particles. *Phys. Rev. D*, 37:1237–1249, March 1988.
- [8] X. Fan, S. Kamioka, T. Inada, T. Yamazaki, T. Namba, S. Asai, J. Omachi, K. Yoshioka, M. Kuwata-Gonokami, A. Matsuo, K. Kawaguchi, K. Kindo, and H. Nojiri. The OVAL experiment: a new experiment to measure vacuum magnetic birefringence using high repetition pulsed magnets. *European Physical Journal D*, 71:308, November 2017.
- [9] W. Heisenberg and H. Euler. Folgerungen aus der Diracschen Theorie des Positrons. *Zeitschrift für Physik*, 98:714–732, November 1936.
- [10] T. Yamaji, T. Inada, T. Yamazaki, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, K. Tamasaku, Y. Tanaka, Y. Inubushi, K. Sawada, M. Yabashi, and T. Ishikawa. An experiment of X-

- ray photon-photon elastic scattering with a Laue-case beam collider. *Physics Letters B*, 763:454–457, December 2016.
- [11] R. D. Peccei and H. R. Quinn. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Physical Review Letters*, 38:1440–1443, June 1977.
- [12] S. Weinberg. A new light boson? *Physical Review Letters*, 40:223–226, January 1978.
- [13] P. Svrcek and E. Witten. Axions in string theory. *Journal of High Energy Physics*, 6:051, June 2006.
- [14] M. Cicoli, M. D. Goodsell, and A. Ringwald. The type IIB string axiverse and its low-energy phenomenology. *Journal of High Energy Physics*, 10:146, October 2012.
- [15] L. B. Okun. The limits of electrodynamics - Paraphotons. *Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki*, 83:892–898, September 1982.
- [16] K. Ehret, M. Frede, S. Ghazaryan, M. Hildebrandt, E.-A. Knabbe, D. Kracht, A. Lindner, J. List, T. Meier, N. Meyer, D. Notz, J. Redondo, A. Ringwald, G. Wiedemann, and B. Willke. New ALPS results on hidden-sector lightweights. *Physics Letters B*, 689:149–155, May 2010.
- [17] F. Della Valle, A. Ejlli, U. Gastaldi, G. Messineo, E. Milotti, R. Pengo, G. Ruoso, and G. Zavattini. The PVLAS experiment: measuring vacuum magnetic birefringence and dichroism with a birefringent Fabry-Perot cavity. *European Physical Journal C*, 76:24, January 2016.
- [18] J. Jaeckel and A. Ringwald. The Low-Energy Frontier of Particle Physics. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 60:405–437, November 2010.
- [19] A. Cadène, P. Berceau, M. Fouché, R. Battesti, and C. Rizzo. Vacuum magnetic linear birefringence using pulsed fields: status of the BMV experiment. *European Physical Journal D*, 68:16, January 2014.
- [20] F. Bielsa, A. Dupays, M. Fouché, R. Battesti, C. Robilliard, and C. Rizzo. Birefringence of interferential mirrors at normal incidence. Experimental and computational study. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 97:457–463, October 2009.
- [21] P. Berceau, M. Fouché, R. Battesti, and C. Rizzo. Magnetic linear birefringence measurements using pulsed fields. *Phys. Rev. A*, 85(1):013837, January 2012.
- [22] C. R. A. R. D. M. Bishop. The Cotton-Mouton effect in gases. *International Reviews in Physical Chemistry*, 16:81–111, 1997.
- [23] G. Bialolenker, E. Polacco, C. Rizzo, and G. Ruoso. First evidence for the linear magnetic birefringence of the reflecting surface of interferential mirrors. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 68:703–706, 1999.

- [24] E. Iacopini, G. Stefanini, and E. Zavattini. Effects of a magnetic field on the optical properties of dielectric mirrors. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 32:63–67, October 1983.
- [25] T. Inada. Search for axion-like particles using strong pulsed magnets at spring-8. *Ph D thesis, the University of Tokyo*, 2016.
- [26] M. T. Hartman, A. Rivere, R. Battesti, and C. Rizzo. Noise characterization for resonantly-enhanced polarimetric vacuum magnetic-birefringence experiments. *ArXiv e-prints*, December 2017.
- [27] T. Ushiba. Laser frequency stabilization with a crygenic optical cavity. *Ph D thesis, the University of Tokyo*, 2015.
- [28] Y. Sasai et. al. 昭和電線レビュー. 44(2):93, 1994.
- [29] Y. Sasai et. al. 昭和電線レビュー. 48(2):140, 1998.
- [30] M. Jaszunski, P. Jørgensen, A. Rizzo, K. Ruud, and T. Helgaker. MCSCF calculations of Verdet constants. *Chemical Physics Letters*, 222:263–266, May 1994.
- [31] A. Ejlli, F. Della Valle, and G. Zavattini. Polarisation dynamics of a birefringent Fabry-Perot cavity. *ArXiv e-prints*, July 2017.
- [32] T. Inada, T. Yamazaki, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, K. Tamasaku, Y. Tanaka, Y. Inubushi, K. Sawada, M. Yabashi, T. Ishikawa, A. Matsuo, K. Kawaguchi, K. Kindo, and H. Nojiri. Search for Two-Photon Interaction with Axionlike Particles Using High-Repetition Pulsed Magnets and Synchrotron X Rays. *Physical Review Letters*, 118(7):071803, February 2017.
- [33] 樊星. 高速繰り返しパルス磁石と fabry-pérot 共振器を用いた真空の複屈折の探索. **東京大学理学系研究科修士論文**, 2016.