

卒業論文

シグナルリサイクル干渉計の安定化に向けた制御技術の開発

東京工業大学 理学院 物理学系
宗宮研究室 立原 浩輝

2020年2月13日

概要

Einstein の一般相対論は質量のある物体により時空が歪むことを示しており、連星ブラックホールなどの大きな質量が運動することでその歪みが重力波として光速で伝わる現象が予言された。しかしその振幅は極めて小さく、かつ様々な雑音によって検出感度を制限されるため観測は非常に困難であったが、ついに 2016 年にアメリカのレーザー干渉計型重力波検出器 LIGO によって直接検出が発表された。直接検出がなされた後も宇宙観測の新しい手段として重力波天文学の開拓が期待されており、重力波検出器の感度向上に向けた技術開発が現在の物理学の発展にとって非常に重要である。

重力波検出器ではマイケルソン干渉計を原理として用いるが、光共振器やシグナルリサイクリングと呼ばれる手法で信号増幅を行うことができる。非線形結晶を用いることで第二次高調波を発生 (SHG) させ、これをポンプ光として光共振器内の光をパラメトリック増幅 (OPA) することで干渉計の更なる感度向上を図る。これら SHG や OPA の制御にはフィードバックによる安定化が不可欠で、本論文では SHG 共振器のフィードバック制御の安定性評価及びサーボの開発、光共振器への導入実験を行った。

目次

第 1 章	重力波	2
1.1	計量テンソル	2
1.2	Einstein 方程式	2
1.3	Einstein 方程式の摂動解	3
1.4	真空中の重力波	4
第 2 章	検出器	5
2.1	Michelson 干渉計	5
2.2	光共振器	6
2.3	光ばね	6
2.4	Fabry-Perot Michelson 干渉計	7
2.5	シグナルリサイクリング	8
2.6	光パラメトリック増幅 (OPA)	9
2.7	二次高調波発生 (SHG)	9
2.8	セットアップ	10
第 3 章	制御	11
3.1	負帰還制御	11
3.2	アクチュエータの伝達関数	12
3.3	負帰還制御の不安定性	13
3.4	ローパスフィルタ	14
3.5	ローパスフィルタ導入後の伝達関数	16
第 4 章	実験と結果	18
4.1	制作したローパスフィルタ	18
4.2	アクチュエータ	21
4.3	SHG 共振器の制作	21
4.4	SHG 共振器のロック	23
第 5 章	まとめ	25
	参考文献	27

第 1 章

重力波

一般相対論によれば物質の質量によって時空が歪む。この歪みは質量が大きくなれば応じて大きくなり、物体が加速度運動すれば時空の歪みの波が重力波として時空を伝わる。本章では、質量と時空の歪みの関係を表すアインシュタイン方程式から重力波の導出を行う。

1.1 計量テンソル

基底ベクトルの内積を計量テンソル $g_{\mu\nu}(x)$ として

$$\mathbf{e}_\mu \cdot \mathbf{e}_\nu \equiv g_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

と定義する。ある二つの時空点の間の微小距離 ds は計量テンソルを用いて

$$ds^2 \equiv (dx^\mu \mathbf{e}_\mu) \cdot (dx^\nu \mathbf{e}_\nu) = g_{\mu\nu}(x) dx^\mu dx^\nu \quad (1.2)$$

と表され、計量テンソルは時空の幾何学を表現する。

1.2 Einstein 方程式

時空の幾何学を表現する $g_{\mu\nu}$ と物質分布を表現するエネルギー運動量テンソル $T_{\mu\nu}$ は、重力場を記述する以下の Einstein 方程式によって関係づけられる。

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.3)$$

ここで R は Ricci スカラー、 $R_{\mu\nu}$ は Ricci テンソルであり、Christoffel 記号 $\Gamma^\alpha_{\beta\gamma}$ を用いて次のように定義される。

$$R := R^\mu{}_\mu = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} \quad (1.4)$$

$$R_{\mu\nu} := R_{\mu\alpha\nu}{}^\alpha \quad (1.5)$$

$$R_{\alpha\beta\gamma}{}^\delta := -\frac{\partial}{\partial x^\alpha}\Gamma^\delta_{\beta\gamma} + \frac{\partial}{\partial x^\beta}\Gamma^\delta_{\alpha\gamma} - \Gamma^\delta_{\alpha\mu}\Gamma^\mu_{\beta\gamma} + \Gamma^\delta_{\beta\mu}\Gamma^\mu_{\alpha\gamma} \quad (1.6)$$

$$\Gamma^\gamma_{\alpha\beta} := \frac{1}{2}g^{\gamma\delta} \left(\frac{\partial}{\partial x^\alpha}g_{\beta\delta} + \frac{\partial}{\partial x^\beta}g_{\alpha\delta} - \frac{\partial}{\partial x^\delta}g_{\alpha\beta} \right) \quad (1.7)$$

1.3 Einstein 方程式の摂動解

重力による歪みのない時空を Minkowski 空間と呼び、この時の計量テンソルを

$$g_{\mu\nu}(x) = \eta_{\mu\nu} := \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

とおく。重力があるとき、計量テンソルは $\eta_{\mu\nu}$ からの摂動 $h_{\mu\nu}(x) := g_{\mu\nu}(x) - \eta_{\mu\nu}$ を用いて

$$g_{\mu\nu}(x) = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(x) \quad (1.9)$$

と表される。 $h_{\mu\nu}$ が $\eta_{\mu\nu}$ に比べて十分小さいという仮定の下では、 $h_{\mu\nu}$ の二次以上の項を無視して

$$\Gamma^\gamma{}_{\alpha\beta} \simeq \frac{1}{2}\eta^{\gamma\delta} \left(\frac{\partial}{\partial x^\alpha} h_{\beta\delta} + \frac{\partial}{\partial x^\beta} h_{\alpha\delta} - \frac{\partial}{\partial x^\delta} h_{\alpha\beta} \right) \quad (1.10)$$

という近似が成り立ち、これを Ricci テンソル (1.6) に代入すれば

$$R_{\mu\nu} \simeq -\frac{\partial}{\partial x^\mu} \Gamma^\sigma{}_{\sigma\nu} + \frac{\partial}{\partial x^\sigma} \Gamma^\sigma{}_{\mu\nu} \quad (1.11)$$

$$\simeq \frac{1}{2}\eta^{\sigma\delta} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^\mu \partial x^\delta} h_{\nu\sigma} + \frac{\partial^2}{\partial x^\nu \partial x^\sigma} h_{\mu\delta} - \frac{\partial^2}{\partial x^\sigma \partial x^\delta} h_{\mu\nu} - \frac{\partial^2}{\partial x^\mu \partial x^\nu} h_{\sigma\delta} \right) \quad (1.12)$$

$$R \simeq \eta^{\mu\nu} R_{\mu\nu} \quad (1.13)$$

このとき $\square = \frac{\partial^2}{\partial x_\mu \partial x^\mu}$ として

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R \simeq R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\eta^{\mu'\nu'}R_{\mu'\nu'} \quad (1.14)$$

$$= \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^\mu \partial x^\delta} h_{\nu}{}^\delta + \frac{\partial^2}{\partial x^\nu \partial x^\delta} h_{\mu}{}^\delta - \square h_{\mu\nu} - \frac{\partial^2}{\partial x^\mu \partial x^\nu} h - \eta_{\mu\nu} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^\delta \partial x^\sigma} h^{\delta\sigma} - \square h \right) \right] \quad (1.15)$$

さらにここで簡略化するため、 $h_{\mu\nu}$ の Trace reverse テンソル $\bar{h}_{\mu\nu}$ を用いて表現すれば、

$$\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h \quad (1.16)$$

$$\bar{h} = \bar{h}^\mu{}_\mu = -h \quad (1.17)$$

であるから

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^\mu \partial x^\delta} \bar{h}_{\nu}{}^\delta + \frac{\partial^2}{\partial x^\nu \partial x^\delta} \bar{h}_{\mu}{}^\delta - \square \bar{h}_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu} \frac{\partial^2}{\partial x^\delta \partial x^\sigma} \bar{h}^{\delta\sigma} \right] \quad (1.18)$$

これに Lorentz ゲージ

$$\frac{\partial}{\partial x^\nu} \bar{h}^{\mu\nu} = 0 \quad (1.19)$$

を課すことで Einstein 方程式 (1.3) の摂動解は

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (1.20)$$

となる。

1.4 真空中の重力波

真空中では

$$T_{\mu\nu} = 0 \quad (1.21)$$

であることから、真空中の Einstein 方程式

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \quad (1.22)$$

が得られる。これは波動方程式であり、解の1つとして

$$\bar{h}_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} \exp(ik_\alpha x^\alpha) \quad (1.23)$$

という平面波解が考えられる。これを (1.22) に代入すると、

$$A_{\mu\nu} \frac{\partial^2}{\partial x_\mu \partial x^\mu} \exp(ik_\alpha x^\alpha) = 0 \quad (1.24)$$

$$\therefore A_{\mu\nu} k^\mu = 0 \quad (1.25)$$

Lorentz ゲージ (1.19) のもとでは

$$k_\mu k^\mu = 0 \quad (1.26)$$

重力波は平面波として真空中を伝達する。

第 2 章

検出器

ここでは重力波検出器の基本原理や感度を向上させるための手法について記述する。

2.1 Michelson 干渉計

重力波の検出には、原理として Michelson 干渉計を用いる。Michelson 干渉計ではレーザーからの入射光をビームスプリッターによって 2 分割してから、それぞれをエンドミラーによって反射し、再度ビームスプリッターで合流させ干渉させる。この時、光が打ち消し合うように光路長を設定しておく、重力波が到来したときに光路長が変化し干渉縞として観測される (図 2.1)。

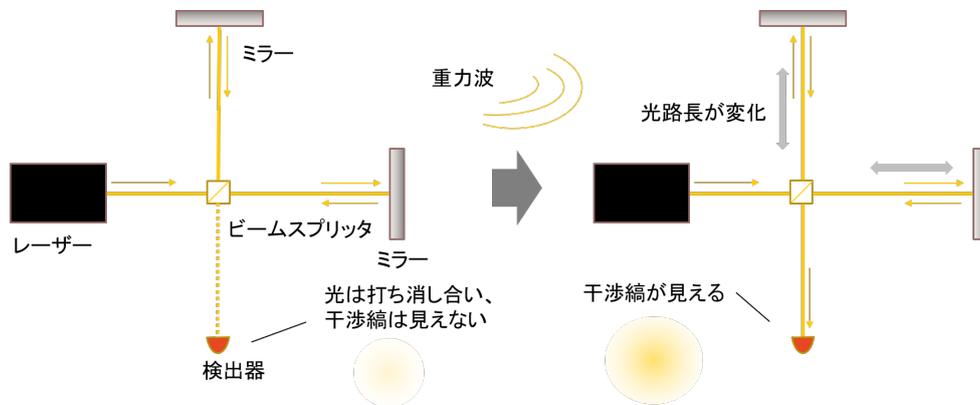


図 2.1 Michelson 干渉計による重力波の検出

Michelson 干渉計ではその光路長 L の重力波の周波数 ω に対する感度が異なり、周波数応答関数は

$$H_{MI} = \frac{2\pi}{\omega} \sin\left(\frac{L\omega}{c}\right) e^{-i\frac{L\omega}{c}} \quad (2.1)$$

に従う [2]。これより感度が最も良くなるのは

$$\frac{L\omega}{c} = \frac{\pi}{2} \quad (2.2)$$

のときであり、例えば 1kHz の重力波を検出するためには 75km の光路長が必要となる。このような長さの Michelson 干渉計を建設することは現実的でない、後述する光共振器を用いる。

2.2 光共振器

ミラーを組み合わせることで光を何度も往復させ、光の実効的な光路長を伸ばす装置を光共振器という。特に2枚のミラーで構成したものを Fabry-Perot 共振器という (図 2.2)。

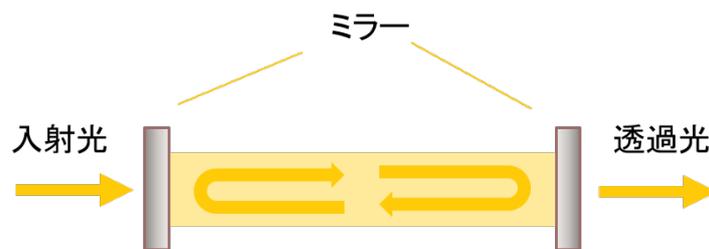


図 2.2 Fabry-Perot 共振器

また、4枚のミラーを用いたものを Bow-Tie 型光共振器という (図 2.3)。

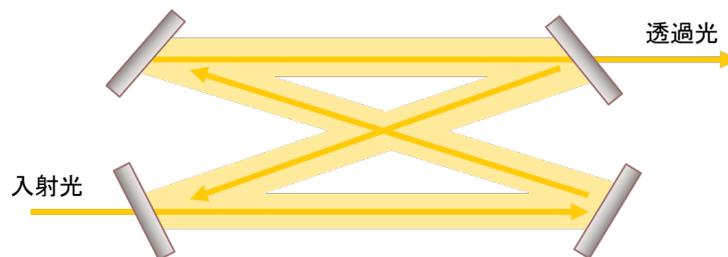


図 2.3 Bow-Tie 型光共振器

2.3 光ばね

ミラーによってレーザー反射される時、ミラーはレーザー強度に比例した力を受け、これを輻射圧と呼ぶ。ミラーが機械的作用によって復元力を持つとき、輻射圧とのつり合いによって光ばねと呼ばれる現象を見せる (図 2.5)。

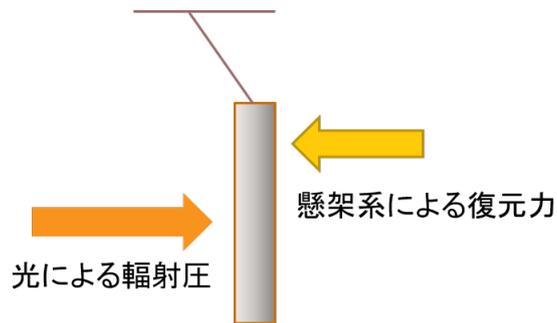


図 2.4 輻射圧と復元力の関係

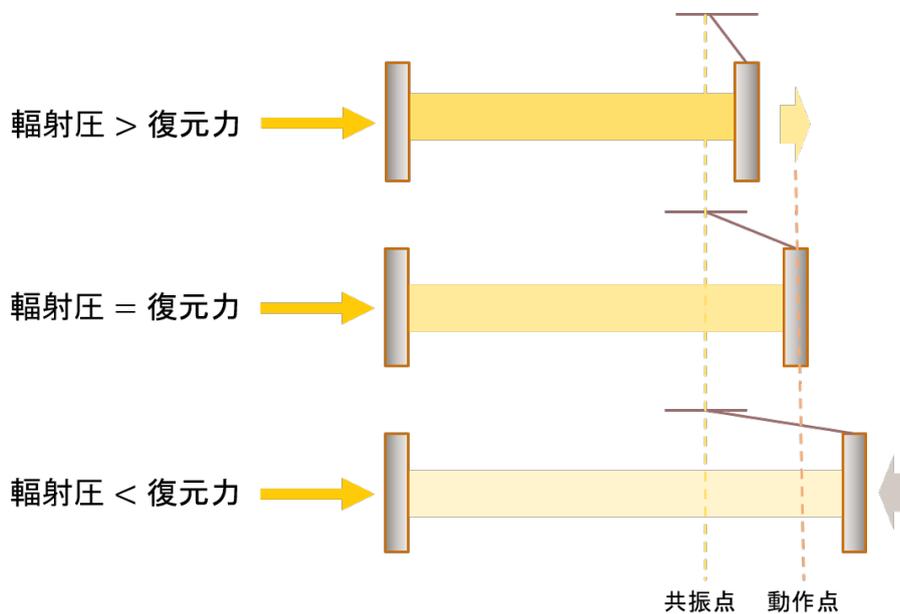


図 2.5 光ばね

輻射圧が最も大きくなる点を共振点、輻射圧と復元力が一致する点を動作点と呼ぶ。光ばねを構成する際には共振点より少し長い共振器長でミラーをロックし、これを離調と呼ぶ。離調されたミラーの共振器長が動作点より小さい場合、復元力よりも輻射圧の方が大きいためミラーには共振器長が長くなる方向に力が働く。一方で、共振器長が動作点より大きい場合、輻射圧よりも復元力の方が大きいためミラーには共振器長が短くなる方向に力が働く。このように動作点を中心としてミラーはばねのような力学を見せ、干渉計では光ばねの共振周波数付近で感度が向上する。

2.4 Fabry-Perot Michelson 干渉計

Michelson 干渉計の腕にミラーを置くことで Fabry-Perot 共振器を構築し、実効的な光路長を伸ばしたものを Fabry-Perot Michelson 干渉計という (図 2.6)。

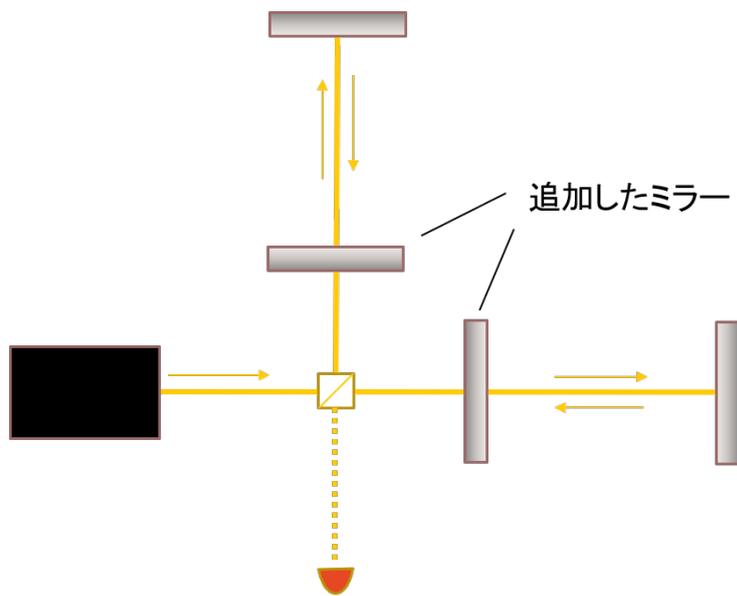


図 2.6 Fabry-Perot Michelson 干渉計

2.5 シグナルリサイクリング

干渉計と検出器の間にミラーを挿入することで漏れ出た光を干渉計に打ち返し、感度を改善することができる (図 2.7)。

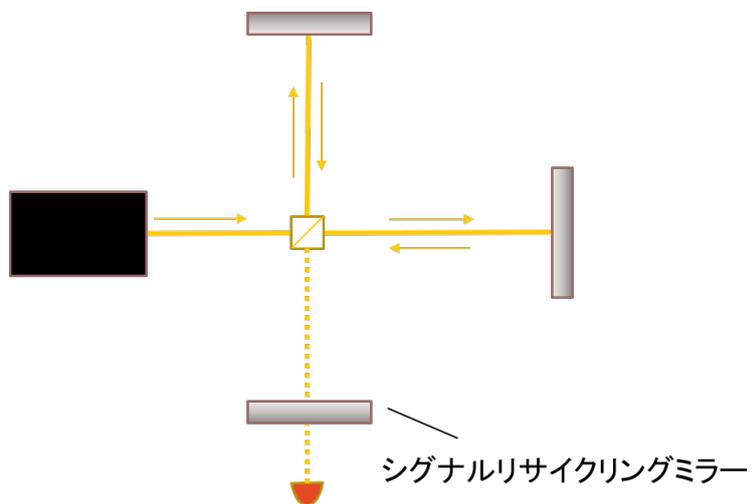


図 2.7

2.6 光パラメトリック増幅 (OPA)

周波数 ω のレーザー光に対して、共振器の内部に非線形光学結晶を挿入し周波数 2ω のポンプ光を与えることで信号を増幅することができる。これを光パラメトリック増幅 (OPA; optical parametric amplifier) と呼ぶ (図 2.8)。



図 2.8 光パラメトリック増幅

2.7 二次高調波発生 (SHG)

OPA のポンプ光のために周波数 2ω の光が必要となるが、非線形光学結晶に周波数 ω の光を通すことで 2ω の光を発生させることができる。このような装置を二次高調波発生 (SHG; second harmonic generation) と呼ぶ (図 2.9)。

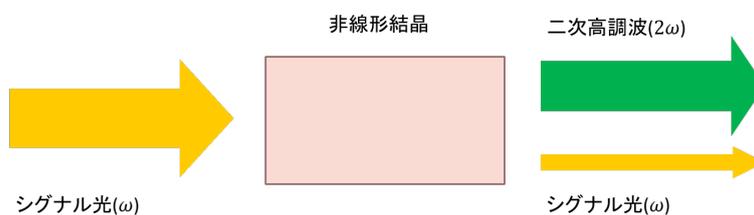


図 2.9 二次高調波発生

光共振器の内部に非線形結晶を挿入することで効率的に二次高調波を取り出すことができ、これを SHG 共振器と呼ぶ (図 2.10)。

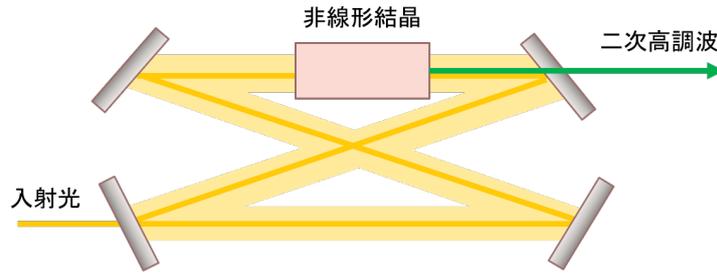


図 2.10 SHG 共振器

2.8 セットアップ

以下が目標とする実験のセットアップである (図 2.11)。

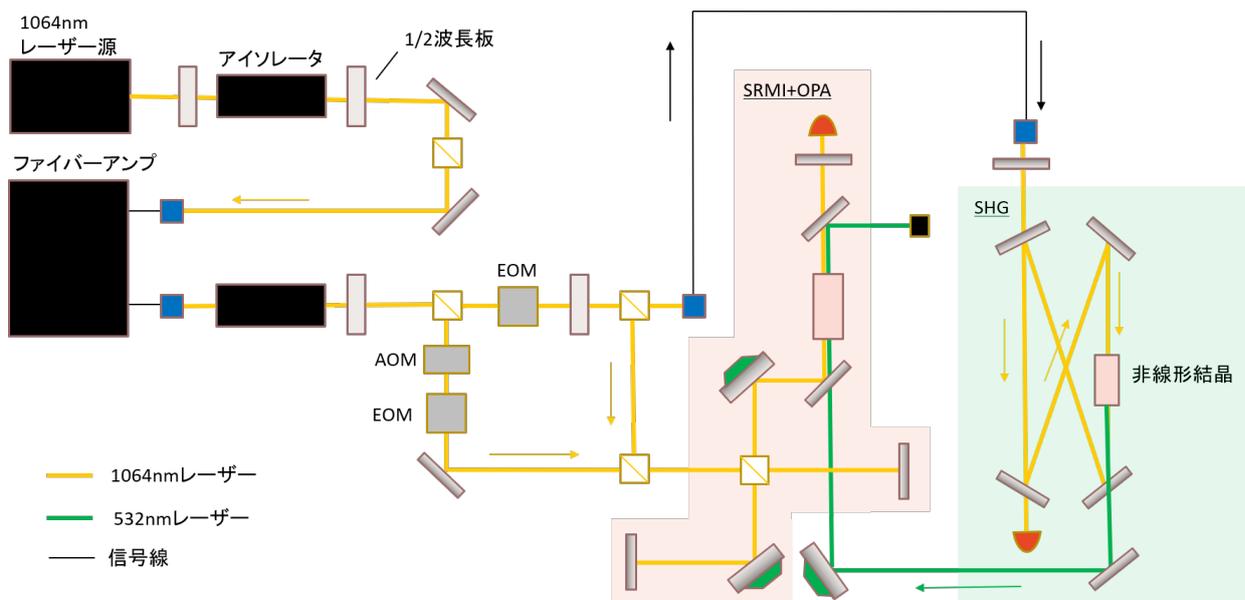


図 2.11 セットアップ

緑色で囲まれた Bow-Tie 型共振器が SHG 共振器で、共振器長は 1.2m である。ここで波長 1064nm のレーザー光から 532nm のレーザー光を生成している。赤色の部分でシグナルリサイクリング Michelson 干渉計を構成しており、挿入された非線形結晶に 532nm の光を入射することで信号を増幅する。ファイバーアンプはレーザー強度を上げるため、アイソレータはレーザー源に光が戻ることがを防ぐ目的で導入している。

本論文では、SHG 共振器長の制御を行うことで干渉計の安定化を行う。

第 3 章

制御

3.1 負帰還制御

光共振器の制御では、共振器から出てきた光を検出器で電気信号に変換し、アクチュエータでミラーの変位に負帰還することで、共振器長を動作点になるよう負帰還制御する (図 3.1)。このような、対象を目標値に向けて制御する装置をサーボと呼ぶ。

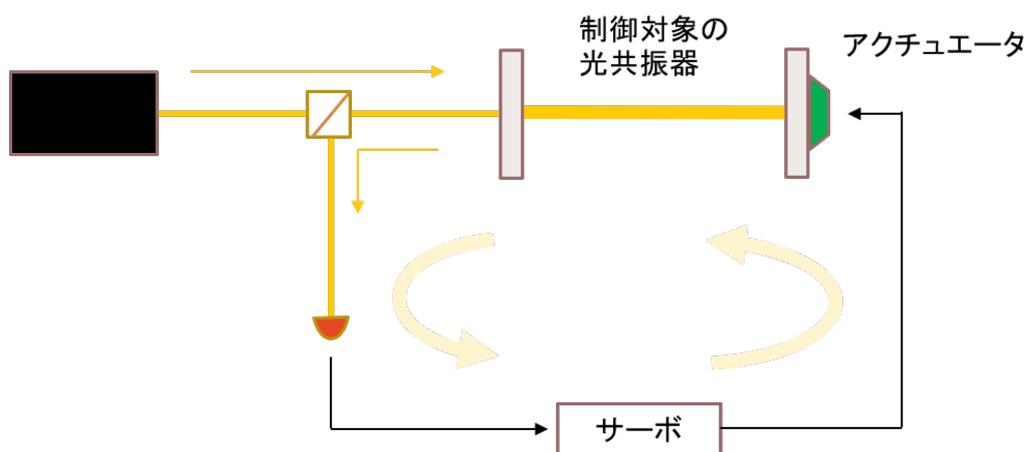


図 3.1 フィードバック制御

負帰還制御の利点を説明しよう。光共振器のフィードバック制御をブロック図で表したものが以下である (図 3.2)。

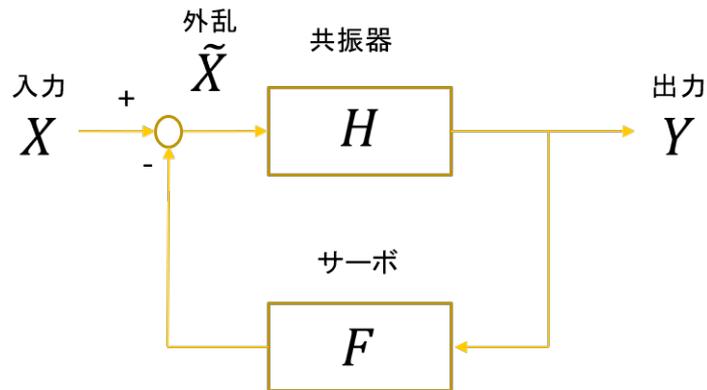


図 3.2 フィードバック制御のブロック図

このとき、共振器における外乱 \tilde{X} は $\tilde{X} = \frac{1}{1+HF}X$ と表される。 $G = HF$ を一巡伝達関数と呼び、 $G(\omega) = -1$ となる周波数があると出力が発振して制御系は不安定となる。以下では制御系の安定性を議論するため、伝達関数の評価をする。

3.2 アクチュエータの伝達関数

電気信号を力学的な変位に変換し鏡を実際に駆動する要素をアクチュエータという。アクチュエータはキャパシタである piezo 素子によって構成され、piezo 素子は印加された電圧によって伸縮する特性を持つ。またアクチュエータによる力に対する鏡の変位の応答は機械的共振周波数 ω_0 のとき最も大きくなり、それより高い周波数では小さくなる。以下にこの伝達関数を示す。

$$H(\omega) = \frac{1}{m} \frac{1}{\omega_0^2 + 2i\gamma\omega - \omega^2} \frac{1}{1 + iRC\omega} \quad (3.1)$$

m が鏡の重さ、 γ が速度によって振動が減衰する効果を表す係数、 R, C が piezo 素子の回路抵抗と静電容量である。この伝達関数のボード線図が以下である (図 3.3)。

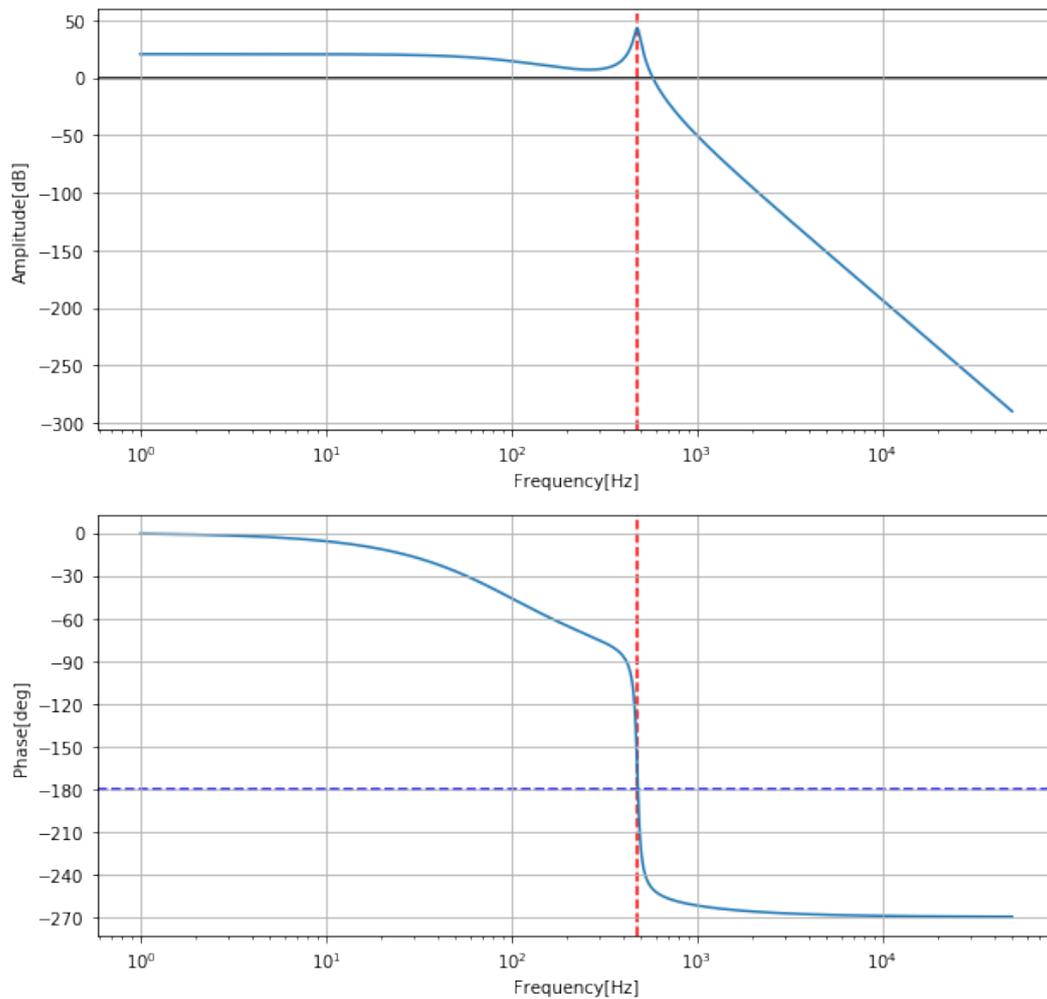


図 3.3 アクチュエータの伝達関数のボード線図

ボード線図は伝達関数の増幅率（上）と位相（下）の周波数特性を表したもので、ここでは $\omega_0 = 3000[\text{rad/s}]$, $\gamma = 100[\text{rad/s}]$, $\frac{1}{RC} = 100[\text{rad/s}]$ と設定した。赤い破線が鏡の機械共振周波数 ω_0 であり、この周波数でゲインがピークを迎え、位相遅れが非常に大きくなる。

3.3 負帰還制御の不安定性

負帰還制御では $G(\omega) = -1$ のとき不安定になるが、これはゲインが 0[dB] かつ位相が -180 度のときである。制御系の安定性評価では伝達関数がこの状態からできるだけ離れていることを要求し、そのためにゲイン余裕と位相余裕という考えを用いる。ゲイン余裕は伝達関数の位相が -180 度のときの増幅率のことで、位相余裕は伝達関数のゲインが 0[dB] における位相の -180 度からの差のことである（図 3.4）。どちらかが 0 に近いと、その周波数で制御系は不安定であると言える。

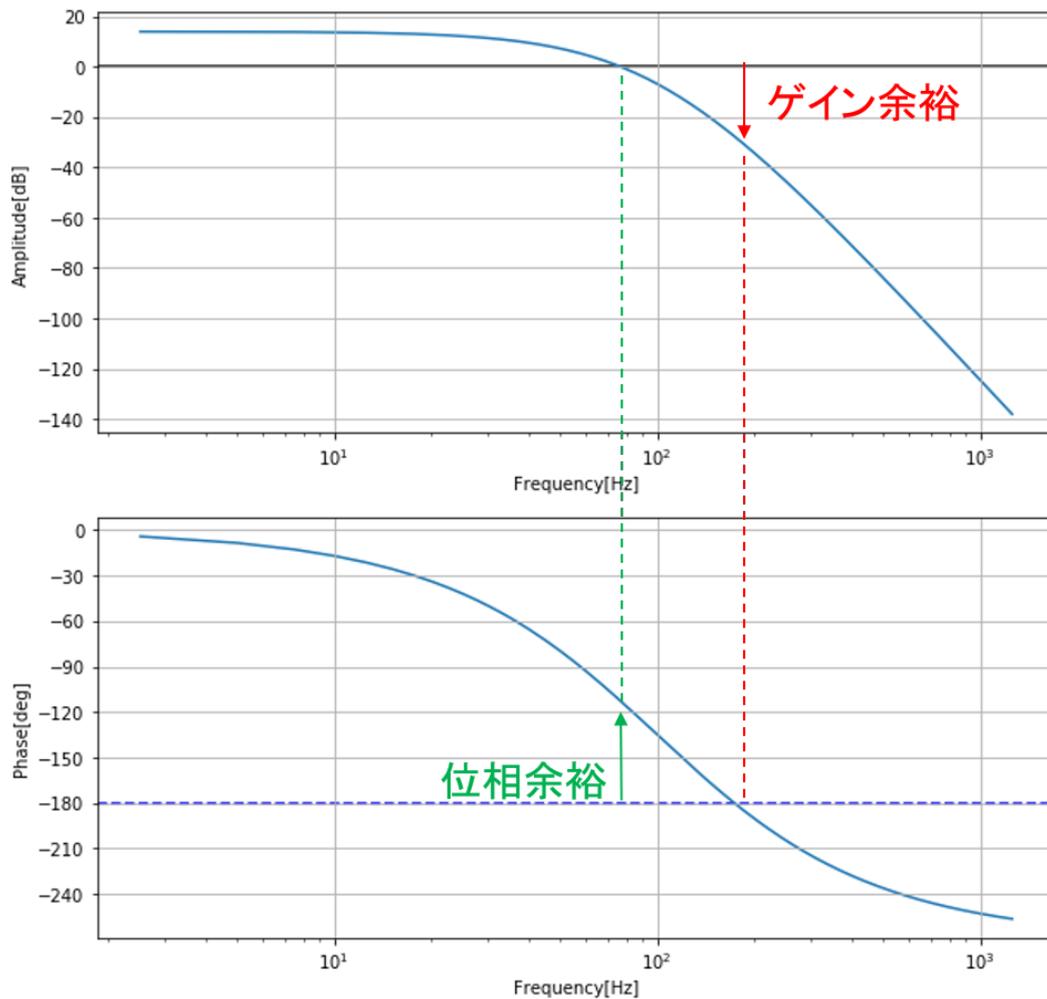


図 3.4 ゲイン余裕と位相余裕

先述したアクチュエータの伝達関数では機械共振周波数付近でゲインが 0[dB] 程度かつ位相が -180 度程度であり制御系は不安定である。この不安定性を解消するため機械共振周波数付近でゲインが小さくなるようにしたい。これに向けサーボにローパスフィルタを導入する。

3.4 ローパスフィルタ

ローパスフィルタはカットオフ周波数より高い周波数の信号を減衰することができる。

3.4.1 回路

ローパスフィルタには様々な回路構成があるが、本論文で用いたものはオペアンプによる増幅効果を持つものである (図 3.5)。この回路がローパスフィルタとしての効果を持つことを次の節で示す。

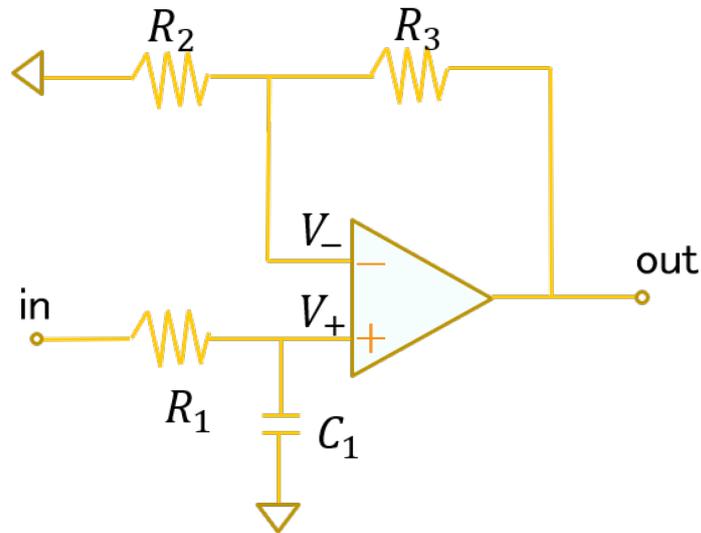


図 3.5 ローパスフィルタの回路図

3.4.2 伝達関数

ここではローパスフィルタの伝達関数の導出を行う。まずラプラス変換 \mathcal{L} を定義する (3.2)。

$$\mathcal{L}[f(s)] = \int_0^{\infty} f(t)e^{-st} dt \quad (3.2)$$

ラプラス変換のもとでは以下の法則が成立する。

$$\text{線形性: } \mathcal{L}[af(t) + bg(t)] = aF(s) + bG(s) \quad (3.3)$$

$$\text{微分法則: } \mathcal{L}\left[\frac{d}{dt}f(t)\right] = sF(s) - f(0) \quad (3.4)$$

$$\text{積分法則: } \mathcal{L}\left[\int_0^{\infty} f(t)e^{-st} dt\right] = \frac{1}{s}F(s) \quad (3.5)$$

つまり、微分式や積分を含む式をラプラス変換することで s の多項式として表すことができる。

また畳み込み積分 (式 3.6) のラプラス変換を用いることで、回路の入出力の関係を複素関数 $G(s)$ の積を用いて表現できる (式 3.7)。この $G(s)$ を伝達関数と呼ぶ。

$$y(t) = \int_0^t g(t - \tau)x(\tau)d\tau \quad (3.6)$$

$$Y(s) = G(s)X(s) \quad (3.7)$$

回路素子の伝達関数は次のようになる。

$$\text{抵抗: } G_R(s) = R \quad (3.8)$$

$$\text{コンデンサ: } G_C(s) = \frac{1}{Cs} \quad (3.9)$$

$$\text{インダクタ: } G_L(s) = Ls \quad (3.10)$$

回路の増幅にオペアンプを用いるが、増幅率 A_d が十分大きい理想的なオペアンプの入出力の関係は、非反転入力を V_+ 、反転入力を V_- 、出力を V_{out} として

$$V_{out} = A_d(V_+ - V_-) \quad (3.11)$$

となる。以上より (図 3.5) のような回路では次のような性質を持つといえる。

$$\text{増幅効果: } V_{out} = \left(1 + \frac{R_3}{R_2}\right) V_- \quad (3.12)$$

$$\text{ローパス効果: } V_+ = \frac{1}{1 + R_1 C_1 s} V_{in} \quad (3.13)$$

全体として

$$V_{out} = \left(1 + \frac{R_3}{R_2}\right) \frac{1}{1 + R_1 C_1 s} V_{in} \quad (3.14)$$

という伝達関数となる。さらにラプラス変換 (3.2) のもとでは $s = j\omega$ とおくことで

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t)e^{-j\omega t} dt \quad (3.15)$$

というフーリエ変換として見ることができ、伝達関数を各周波数に対する応答として表現でき、これを周波数伝達関数と呼ぶ。式 (3.14) の周波数伝達関数は

$$F(\omega) = \left(1 + \frac{R_3}{R_2}\right) \frac{1}{1 + jR_1 C_1 \omega} \quad (3.16)$$

$$= \left(1 + \frac{R_3}{R_2}\right) \frac{1}{1 + R_1^2 C_1^2 \omega^2} (1 - jR_1 C_1 \omega) \quad (3.17)$$

この絶対値が各周波数に対する増幅率となるので

$$|F(\omega)| = \left(1 + \frac{R_3}{R_2}\right) \frac{1}{\sqrt{1 + R_1^2 C_1^2 \omega^2}} \quad (3.18)$$

このようなローパスフィルタでは通過域のゲインは $1 + \frac{R_3}{R_2}$ 、カットオフ周波数は $\frac{1}{2\pi R_1 C_1}$ となる。

3.5 ローパスフィルタ導入後の伝達関数

サーボにローパスフィルタを導入した時のボード線図が以下である。(図 3.6)

緑の破線がローパスフィルタのカットオフ周波数で、これより大きい周波数がカットされることで機械共振におけるゲイン余裕が確保できることが分かる。

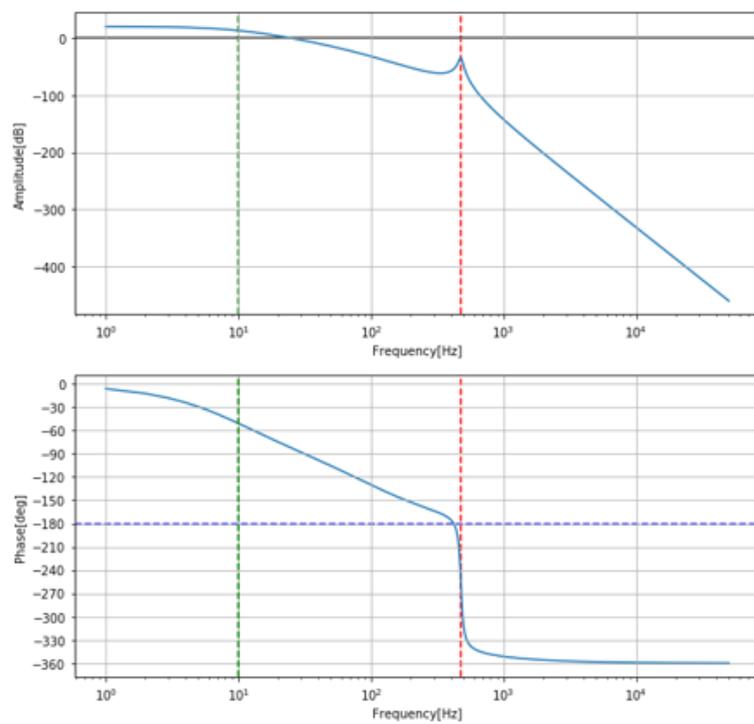


図 3.6 ローパスフィルタ導入後のボード線図

第 4 章

実験と結果

4.1 制作したローパスフィルタ

制作したローパスフィルタでは、前後のフィルタとの干渉を防ぐためボルテージフォロワを導入した (図 4.1)。本実験のローパスフィルタでは抵抗 R_1, R_3 に $500k\Omega$ 、 R_2 に $50k\Omega$ の可変抵抗を使用し、コンデンサ C_1 に $10\mu\text{F}$ を使用した。ゲインは $10 \sim 100$ 倍、カットオフ周波数は $30\text{mHz} \sim 1\text{kHz}$ と広く設定できる。

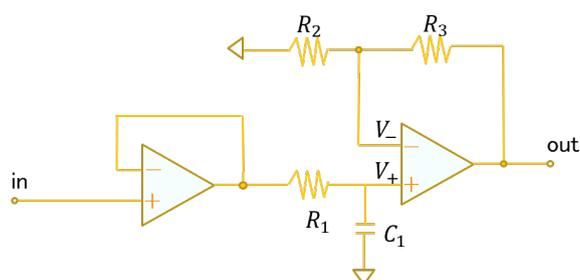


図 4.1 ローパスフィルタ回路図

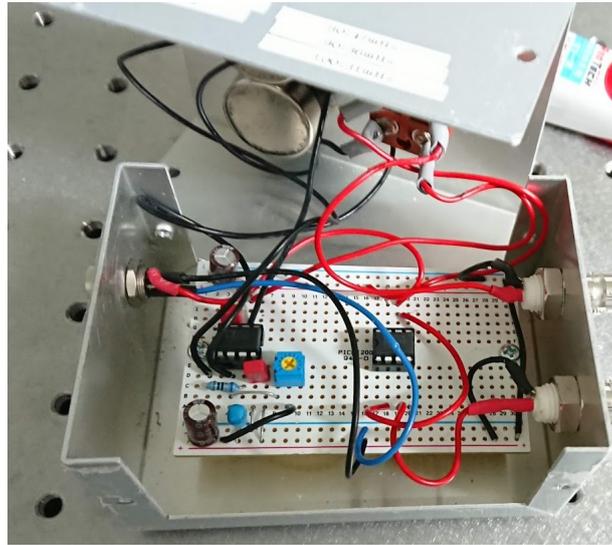


図 4.2 ローパスフィルタ (基板)



図 4.3 ローパスフィルタ (外箱)

カットオフ周波数を 1.1Hz, 10Hz, 1.5kHz に設定した時の測定データは以下ようになった (図 4.4~図 4.6)。

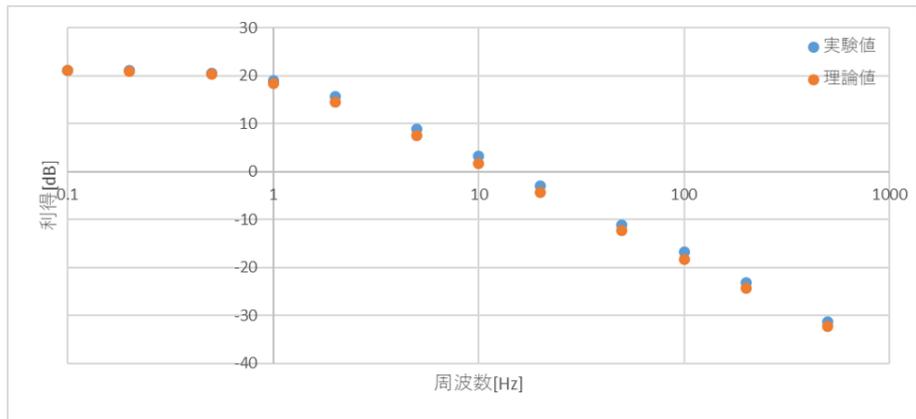


図 4.4 ローパスフィルタ (カットオフ周波数 : 1.1Hz)

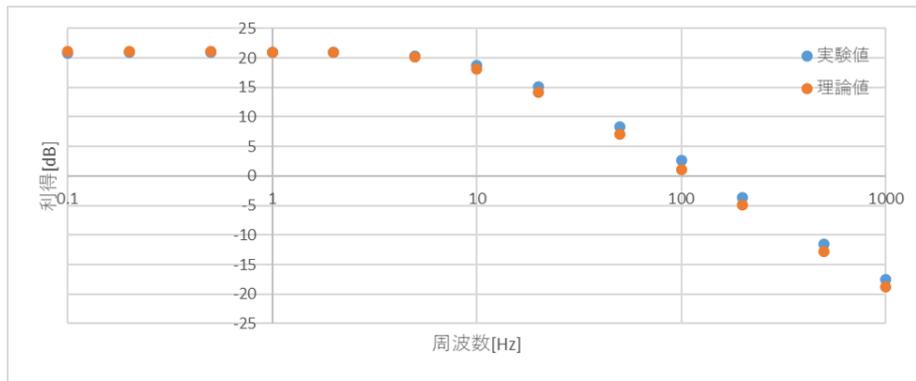


図 4.5 ローパスフィルタ (カットオフ周波数 : 10Hz)

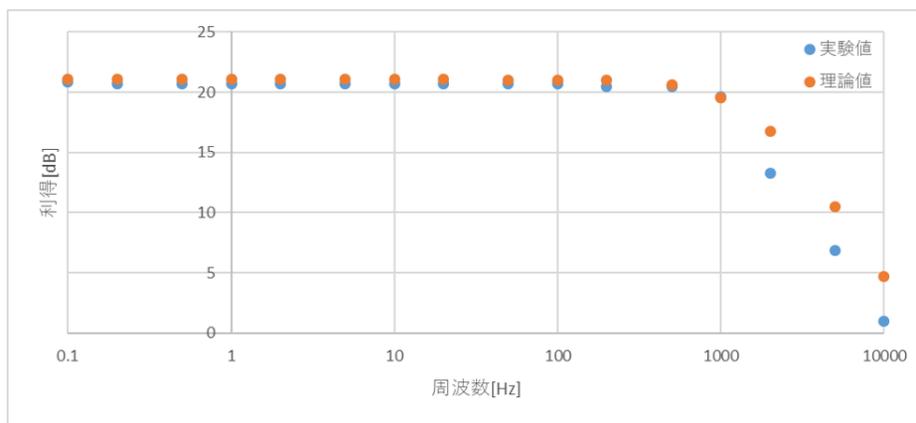


図 4.6 ローパスフィルタ (カットオフ周波数 : 1.5kHz)

4.2 アクチュエータ

電圧入力を機械的変位に変換する piezo 素子をアクチュエータとして使用した。ミラーを piezo 素子に瞬間接着剤で貼り付けることで設置したが (図 4.7)、衝撃によって外れてしまうことがあったため改善が必要である。

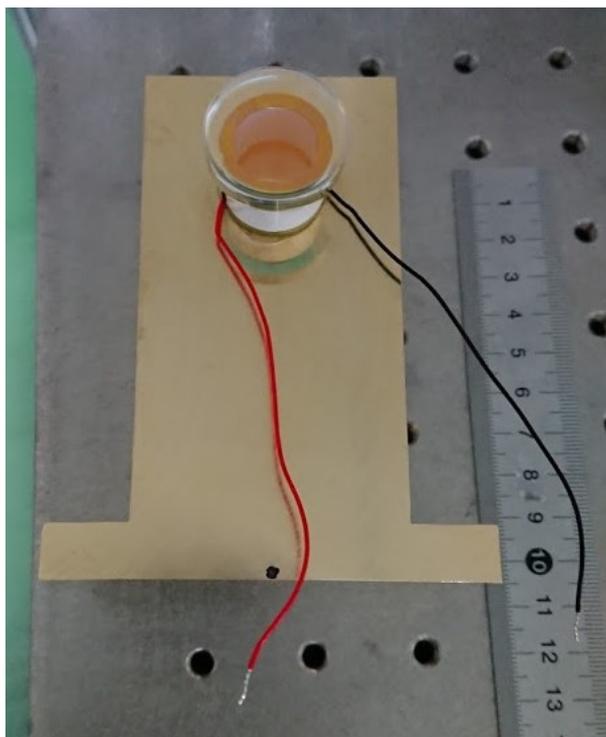


図 4.7 piezo 素子にミラーを設置した様子

4.3 SHG 共振器の制作

SHG を共振状態にすることで、1064nm の入射光から 532nm のレーザー光を効率的に生成する。実際の光学系を示す (図 4.8)。

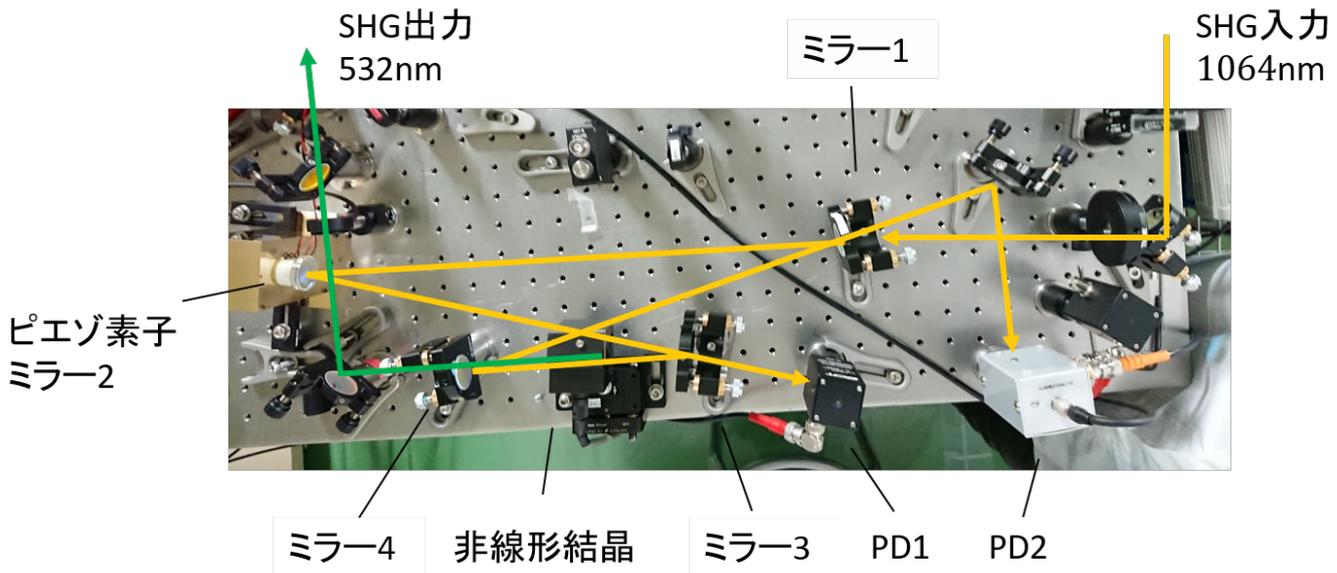


図 4.8 SHG の光学系

SHG 共振器制作の手順を説明しよう。まず非線形結晶を設置していない状態で、図右側からレーザーを入射し、ミラー1, ミラー2, ミラー3, ミラー4の順に反射してからミラー1に戻るようセットアップすることで1064nm レーザーの共振状態を作る。このとき共振器から出てくる光の状態をPD1で観測することで共振器内部の光の強度を調べることができ、SHG 共振器ではこの共振状態の1064nmの光から532nmの光を生成するから共振器内の光は基本モードで可能な限り強度が大きいことが望まれる。

共振状態が作れたら、非線形結晶を図のように光路が通るように共振器内部に設置する。非線形結晶は温度依存性があるので適切な温度に設定する。本実験では33.5℃に設定した。ミラー4で波長を選択的に透過するダイクロイックミラーという特殊なミラーを使用することで、532nmのレーザーだけを取り出すことができる。この時のPD1の強度を以下に示す(図4.9)。ピークが共振状態を表していて、532nmの光が断続的に出力される。

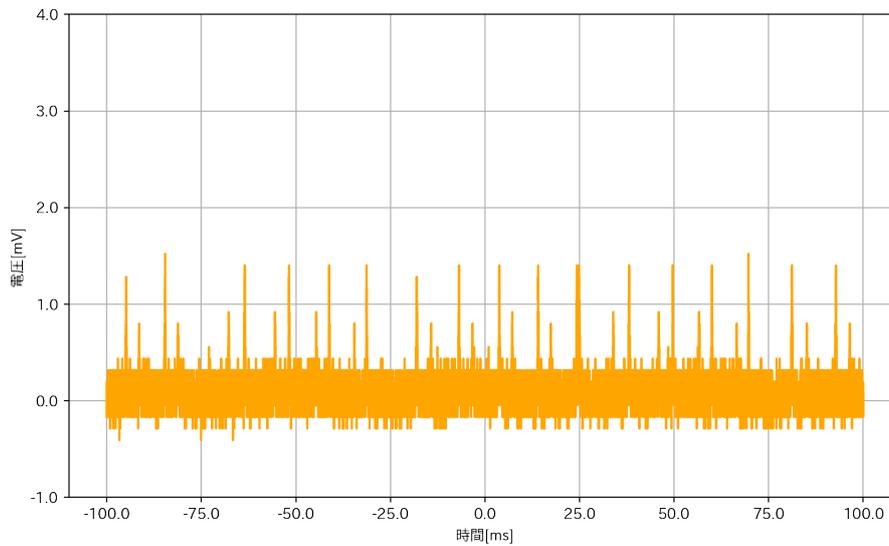


図 4.9 SHG 共振器の強度

4.4 SHG 共振器のロック

前節で SHG 共振器から 532nm の光を見ることができたが、共振状態の光を常に出せるようにアクチュエータをフィードバック制御する。これを共振器のロックという。開発したサーボのフィードバックによって、SHG 共振器をロックした時の PD1 の測定データが以下である (図 4.10)。出力が継続的に高く出ていることが読み取れ、この状態が強く続く時が安定したロック状態である。安定なとき、地面の振動などの外乱に対して共振器のロックは外れにくくなる。ローパスフィルタのカットオフ周波数や増幅率を変化させることで、このロックの安定度は変化する。(図 4.10) のときローパスフィルタはカットオフ周波数が 250mHz 程度で、SHG 共振器の入射光は 420mW、出力は 2.52mW であった。

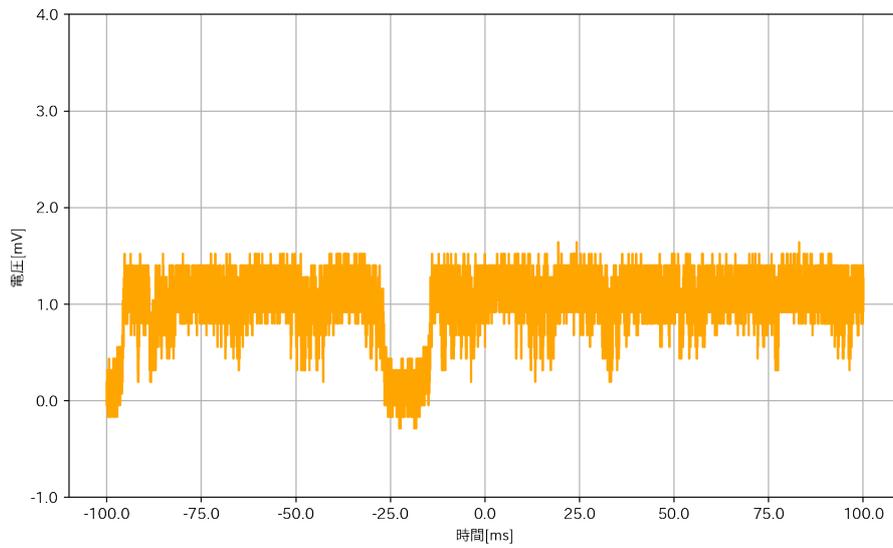


図 4.10 ロック後の SHG 共振器の強度

第 5 章

まとめ

干渉計に OPA を導入することで重力波検出器の感度を向上させることができる。そのためまず OPA のポンプ光を生成するための SHG 共振器の制作を行い、開発したサーボを用いて安定化制御を行った。今後はシグナルリサイクル干渉計への導入を視野に入れた OPA の開発を目指す。また SHG 共振器の強度を上げる余地があるので、より高い出力を目指す。

謝辞

本論文を完成させるために、多くの方にお世話になりました。

指導教員の宗宮先生は、とにかく何でも良いから実験をしたいという主張をする私に対して、共振器の制御という光学実験の基本を学びながら重力波検出器の開発に携われる素晴らしいテーマを下さりました。フレンドリーな先生のおかげで、研究室という新しい環境でも精神的に落ち着いて研究をすすめることができ、1年間楽しい研究室生活を送ることが出来ました。先生の1つ1つの言葉が、大変助けになりました。

原田先生は、この研究を進めるうえで非常に尽力して下さった方です。右も左も分からない私が何度も光学系を駄目にしても、真摯に向き合いやり直しに付き合ってくれました。実験系を扱う職人技には驚かされるばかりで、1つ1つの動きから学ぶことが多いです。

修士2年の小田部さんは、私が研究に行き詰って途方に暮れている時に実験のイロハを手取り足取り教えて下さりました。忙しい中、普段も私の質問や雑談に付き合ってくれ、研究室へ行くのが楽しくなりました。小田部さんの光学実験への理解の深さには圧倒されます。

同じく修士2年の中島さんにもお世話になりました。研究に対する尋常ではない集中力は私が人生で出会った方の中でも抜きんでいて、尊敬する人物の一人です。

修士2年の佐々木さん、修士1年の小川さん、留学生のLiuさんも、ゼミや輪講でお世話になりました。??期の栗林君は、研究室を過ごす中で非常に心強い仲間でした。席が隣という事もあって、細かい疑問をぶつけることができました。

技術支援員の深山さんは、ゼミの度に美味しいコーヒーを入れて下さりました。

私が初めて作ったローパスフィルタですが、卒業生の片岡さんの修士論文を元にしていました。

研究室の個性的な皆様との出会いは、研究だけでなく、私の人生にとってかけがえのないものだと思っています。

最後に、20年以上にわたって自由に学ぶ環境を与えてくれた両親に感謝申し上げます。

皆様本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] 中島良助.”IIR フィルタを用いた光干渉計の制御”（学士論文）
- [2] 小田部荘達.”偏光解析法を用いたリング共振器の制御”（学士論文）
- [3] 片岡優.”非線形光学効果を用いた次世代重力波検出器の要素技術開発”（修士論文）