
平成27年度 卒業論文

重力波検出器KAGRAの
出力モードクリーナの姿勢制御

東京工業大学 理学部物理学科 宗宮研究室

12B03863 粕谷 順子

はじめに

アインシュタインが一般相対性理論を発表してから 100 年が経つ 2016 年 2 月 12 日、米国の重力波検出器 Ad-LIGO が重力波の直接検出を発表した。検出したのは約 410Mpc の位置でのブラックホール連星の合体による重力波であった。これにより重力波業界は初検出、更に一般相対性理論の実験的検証という大きな目標を達成し、新たな段階に突入したのである。

世界の重力波プロジェクトの次の目標は重力波天文学の創生である。重力波は光速で伝搬する時空の歪みである。また、重力波は物質に対する透過率が非常に高く、現在主流となっている光や γ 線などの電磁波を用いた技術では観測できない、初期宇宙やブラックホール近傍の物理、天体の内部情報など未知の天体現象の情報を運ぶといわれている。多くの物理学者が、重力波の検出による新たな物理の解明に期待している。現在、大型重力波検出器は米国に 2 台、欧州に 2 台、そして日本に 1 台あり、全ての方角からの重力波を検出するにはアジア圏に存在する日本の重力波検出器 KAGRA(かぐら) の存在が大変重要である。

Ad-LIGO が検出を発表した重力波 GW150914 は、約 36 太陽質量のブラックホールと約 29 太陽質量のブラックホールの合体で発生した。2 つのブラックホールの質量の合計は約 65 太陽質量だが、実際に合体してできたブラックホールの重さは約 62 太陽質量である。つまり、衝突の際に太陽の約 3 倍の重さに相当する莫大なエネルギーが重力波として放出されたのだ。しかしながら、重力波の空間に対する影響はごく微小で、太陽から地球までの距離を水素原子 1 つ分変化させる程度だという。このような大変小さな空間の歪みを地球上で検出するために、KAGRA では多くの技術を用いて感度の向上を目指している。

日本の重力波検出器 KAGRA では年間数回の重力波イベントを観測できる感度を目指しており、この感度達成のため他の検出器にはない低温・地下など独自の挑戦を行っている。本研究のテーマでもある出力モードクリーナも、KAGRA の感度向上に貢献する装置の一つである。出力モードクリーナは、その名のとおり重力波検出器の出力部に設置され、干渉計の出力から不要なモードやノイズを取り払う役割がある。先行研究により、出力モードクリーナの要求値やデザインが決定されている。本研究では、干渉計と出力モードクリーナの相対位置がずれることにより出力モードクリーナの性能が低下する問題の解決を目標とする。2 枚の鏡を用いて干渉計からの出力ビームを調節し、干渉計と出力モードクリーナの相対位置を見かけ上常に同じ状態に保つ制御を試みる。本卒業論文では制御法の開発から実験装置の製作、またテーブルトップ実験での制御の検証と評価を記す。

目次

はじめに	1
第 1 章 一般相対性理論と重力波の導出	5
1.1 本論文で用いる表記法	5
1.2 Einstein 方程式	6
1.3 Einstein 方程式の線型近似	7
1.4 重力波の解	8
1.5 重力波による影響	10
第 2 章 重力波の検出	12
2.1 マイケルソン干渉計	12
2.2 重力波に対する応答	13
2.3 周波数応答	14
第 3 章 出力モードクリーナ	16
3.1 出力モードクリーナの役割	16
3.2 出力モードクリーナの制御と問題点	18
3.3 KAGRA での出力モードクリーナの姿勢制御の要求値	18
第 4 章 出力モードクリーナの姿勢制御	20
4.1 フィードバック制御とフィードフォワード制御	20
4.2 制御の安定性	22
4.3 相対位置の検出	22
4.4 角度制御ミラー	25
4.5 制御系	26
第 5 章 実験	27
5.1 実験機器	27
5.2 実験の準備	30
5.3 角度制御実験	31
5.4 平行制御実験	34
5.5 角度制御と平行制御の分離	36
第 6 章 結論	40

第 7 章 今後の課題	41
7.1 制御自由度の追加	41
7.2 同時制御における信号の分離度の改善	41
7.3 出力モードクリーナを用いた実験	42
7.4 制御信号の選択	42
関連図書	43
謝辞	44

第1章 一般相対性理論と重力波の導出

重力波は Einstein が一般相対性理論から予言した時空のさざ波である。この章では Einstein 方程式の線型近似により、重力波を導出する。

1.1 本論文で用いる表記法

初めに本論文で使用する表記法を示す。

4元ベクトル

Minkowski 空間での 4 元ベクトルを以下の式で定義する：

$$x^0 = ct, x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z \quad (1.1)$$

INDEX

添え字の表記でテンソルの足が走る範囲を示す：

$$\text{添え字がギリシヤ文字 } (\alpha, \beta, \gamma) = 0, 1, 2, 3 \quad (1.2)$$

$$\text{添え字がアルファベットの場合 } (a, b, c) = 1, 2, 3 \quad (1.3)$$

Einstein の縮約記法

同じ項で添え字が重なるものがある場合は、その添え字について和をとる：

$$\sum_{k=1} X^{ka}{}_{bc} Y_{kd}{}^{ef} = X^{ka}{}_{bc} Y_{kd}{}^{ef} \quad (1.4)$$

微分記号

$$\frac{\partial X(t)}{\partial t} = \partial_t X(t) = \dot{X} \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial X}{\partial x^\mu} = \partial_\mu X = X_{,\mu} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial X}{\partial x^\mu} = \partial^\mu X = X^{,\mu} \quad (1.7)$$

1.2 Einstein 方程式

一般相対性理論において時間と空間は同等に扱われる。これらを記述する量として計量テンソル $g_{\mu\nu}$ を用いる。重力場のない平坦な空間を Minkowski 空間と呼び、Minkowski 空間の計量テンソルを特に $\eta_{\mu\nu}$ と表記する。Minkowski 空間の計量テンソルは以下の行列で表される：

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

重力場中で計量テンソルが従う方程式が Einstein 方程式であり、以下の式で表される：

$$G^{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T^{\mu\nu} \quad (1.9)$$

上式で $G^{\mu\nu}$ は Einstein テンソル、 G は万有引力定数、 c は真空中の光速、 $T^{\mu\nu}$ はエネルギー・運動量テンソルである。

Einstein 方程式を書きかえるために Riemann 曲率テンソルを導入しよう。Riemann 曲率テンソルは時空の曲がり具合を示す量であり、以下の式で表される：

$$R^{\epsilon}_{\sigma\mu\nu} = \partial_{\mu}\Gamma^{\epsilon}_{\sigma\nu} - \partial_{\nu}\Gamma^{\epsilon}_{\sigma\mu} + \Gamma^{\delta}_{\sigma\nu}\Gamma^{\epsilon}_{\delta\mu} - \Gamma^{\delta}_{\sigma\mu}\Gamma^{\epsilon}_{\delta\nu} \quad (1.10)$$

$\Gamma^{\delta}_{\sigma\nu}$ は Christoffel 記号と呼ばれ、共変微分の接続係数である。定義式を以下に示す：

$$\Gamma^{\epsilon}_{\mu\nu} = \frac{g^{\epsilon\sigma}}{2} (g_{\sigma\mu,\nu} + g_{\sigma\nu,\mu} - g_{\mu\nu,\sigma}) \quad (1.11)$$

Riemann 曲率テンソルを縮約した量として Ricci テンソルが定義される：

$$R_{\mu\nu} = R^{\sigma}_{\mu\sigma\nu} \quad (1.12)$$

さらに Ricci テンソルを縮約した量として Ricch スカラー (スカラー曲率) が定義される：

$$R = g^{\mu\nu} R_{\nu\mu} \quad (1.13)$$

これらを用いて Einstein テンソルが定義される：

$$G^{\mu}_{\nu} = g^{\mu\sigma} R_{\sigma\nu} - \frac{1}{2}\delta^{\mu}_{\nu} R \quad (1.14)$$

したがって、Einstein テンソルの反変成分を定義することにより Einstein 方程式は以下のように書き換えられる：

$$\begin{aligned} G^{\mu\nu} &= g^{\nu\sigma} G^{\mu}_{\sigma} \\ &= g^{\nu\sigma} \left(g^{\mu\epsilon} R_{\sigma\epsilon} - \frac{1}{2}\delta^{\mu}_{\sigma} R \right) \\ &= R^{\mu\nu} - \frac{1}{2}g^{\mu\nu} R \end{aligned} \quad (1.15)$$

1.3 Einstein 方程式の線型近似

いま，重力が弱い場合を考える．すなわち Minkowski 計量 η_{ij} から h_{ij} だけ微小にずれた計量テンソルを線型近似として考える：

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad |h_{\mu\nu}| \ll 1 \quad (1.16)$$

はじめに Christoffel 記号を求める．

$$\begin{aligned} \Gamma^\mu_{\nu\lambda} &= \frac{g^{\mu\sigma}}{2} (g_{\sigma\lambda,\nu} + g_{\sigma\nu,\lambda} - g_{\nu\lambda,\sigma}) \\ &\simeq \frac{\eta^{\mu\sigma}}{2} (h_{\sigma\lambda,\nu} + h_{\sigma\nu,\lambda} - h_{\nu\lambda,\sigma}) \end{aligned} \quad (1.17)$$

次に Riemann 曲率テンソルを求める．(1.17) 式を (1.10) 式に代入する．

$$\begin{aligned} R^\mu_{\nu\sigma\lambda} &= \partial_\delta \Gamma^\mu_{\nu\lambda} - \partial_\lambda \Gamma^\mu_{\nu\delta} + \Gamma^\epsilon_{\nu\lambda} \Gamma^\mu_{\epsilon\delta} - \Gamma^\epsilon_{\nu\delta} \Gamma^\mu_{\epsilon\lambda} \\ &= \partial_\delta \frac{\eta^{\mu\sigma}}{2} (h_{\sigma\lambda,\nu} + h_{\sigma\nu,\lambda} - h_{\nu\lambda,\sigma}) - \partial_\lambda \frac{\eta^{\mu\sigma}}{2} (h_{\sigma\nu,\delta} + h_{\sigma\delta,\nu} - h_{\nu\delta,\sigma}) \\ &\simeq \frac{\eta^{\mu\sigma}}{2} (h_{\sigma\lambda,\nu\delta} - h_{\nu\lambda,\sigma\delta} - h_{\sigma\delta,\nu\lambda} + h_{\nu\delta,\sigma\lambda}) \end{aligned} \quad (1.18)$$

ここから，Ricci テンソル，Ricci スカラーが計算できる：

$$R_{\nu\lambda} = R^\delta_{\nu\delta\lambda} \simeq \frac{\eta^{\delta\sigma}}{2} (h_{\sigma\lambda,\nu\delta} - h_{\nu\lambda,\sigma\delta} - h_{\sigma\delta,\nu\lambda} + h_{\nu\delta,\sigma\lambda}) \quad (1.19)$$

$$R = g^{\nu\lambda} R_{\nu\lambda} \simeq \frac{\eta^{\nu\lambda} \eta^{\mu\sigma}}{2} (h_{\sigma\lambda,\nu\delta} - h_{\nu\lambda,\sigma\delta} - h_{\sigma\delta,\nu\lambda} + h_{\nu\delta,\sigma\lambda}) \quad (1.20)$$

(1.19) 式,(1.20) 式を (1.15) 式に代入する．ここで，以下の表記を用いる：

$$h = \eta^{\mu\nu} h_{\mu\nu} \quad (1.21)$$

$$\square = \eta^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu \quad (1.22)$$

これらを用いると以下のように計算できる：

$$\begin{aligned} G_{\nu\lambda} &= \frac{\eta^{\delta\sigma}}{2} (h_{\sigma\lambda,\nu\delta} - h_{\nu\lambda,\sigma\delta} - h_{\sigma\delta,\nu\lambda} + h_{\nu\delta,\sigma\lambda}) \\ &\quad - \frac{1}{2} (\eta_{\nu\lambda} + h_{\nu\lambda}) \frac{\eta^{\nu\lambda} \eta^{\mu\sigma}}{2} (h_{\sigma\lambda,\nu\delta} - h_{\nu\lambda,\sigma\delta} - h_{\sigma\delta,\nu\lambda} + h_{\nu\delta,\sigma\lambda}) \\ &\simeq \frac{1}{2} \left(h^\delta_{\lambda,\nu\delta} - h^\delta_{\nu,\lambda\delta} + \eta_{\nu\lambda} \square h - \square h_{\nu\lambda} - h_{,\nu\lambda} - \eta_{\nu\lambda} h^{\delta\sigma}_{,\delta\sigma} \right) \end{aligned} \quad (1.23)$$

さらに以下の表記を用いる：

$$\tilde{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{\eta_{\mu\nu}}{2} h \quad (1.24)$$

$$\rightarrow \tilde{h} = \eta_{\mu\nu} \tilde{h}^{\mu\nu} = -h \quad (1.25)$$

この定義を用いると (1.23) 式が書き換えられる：

$$G_{\nu\lambda} = \frac{1}{2} \left(\tilde{h}^\delta_{\lambda,\nu\delta} + \tilde{h}^\delta_{\nu,\lambda\delta} - \eta_{\mu\nu} \tilde{h}^{\delta\sigma}_{\delta\sigma} - \square \tilde{h}_{\nu\lambda} \right) \quad (1.26)$$

ここで (1.26) 式をさらに簡略化するために、ゲージ変換を行う：

$$x'^{\mu} = x^{\mu} + \xi^{\mu}(x) \quad (1.27)$$

このとき、計量テンソルは以下のように計算できる：

$$\begin{aligned} g'_{\mu\nu} &= \frac{\partial x^{\alpha}}{\partial x'^{\mu}} \partial x^{\beta} \partial x'^{\nu} g_{\alpha\beta} \\ &= \left(\frac{\partial x'^{\alpha}}{\partial x'^{\mu}} - \frac{\partial \xi'^{\alpha}}{\partial x'^{\mu}} \right) \left(\frac{\partial x'^{\beta}}{\partial x'^{\nu}} - \frac{\partial \xi'^{\beta}}{\partial x'^{\nu}} \right) (\eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta}) \\ &= (\delta^{\alpha}_{\mu} - \xi^{\alpha}_{,\mu}) (\delta^{\beta}_{\nu} - \xi^{\beta}_{,\nu}) (\eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta}) \delta^{\alpha} \\ &= \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} - \xi_{\mu,\nu} - \xi_{\nu,\mu} \end{aligned} \quad (1.28)$$

したがって、ゲージ変換後の弱重力場による計量テンソルを $h'_{\mu\nu}$ と書くと、以下のように表せる：

$$h'_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \xi_{\mu,\nu} - \xi_{\nu,\mu} \quad (1.29)$$

$$h' = h - 2\xi^{\sigma}_{,\sigma} \quad (1.30)$$

$\tilde{h}_{\mu\nu}$ は以下のように変換できる：

$$\begin{aligned} \tilde{h}'_{\mu\nu} &= h'_{\mu\nu} - \frac{\eta_{\mu\nu}}{2} h' \\ &= \tilde{h}_{\mu\nu} - \xi_{\mu,\nu} - \xi_{\nu,\mu} + \eta_{\mu\nu} \xi^{\sigma}_{,\sigma} \end{aligned} \quad (1.31)$$

ここで、

$$\tilde{h}'^{\mu}_{\nu,\mu} = \tilde{h}^{\mu}_{\nu,\mu} - \square \xi_{\nu} \quad (1.32)$$

となることから、 $\tilde{h}'^{\mu}_{\nu,\mu} = 0$ となるようなゲージを選ぶこととする。すると Einstein テンソルの成分は以下のように書き表せる：

$$G_{\mu\nu} = -\frac{1}{2} \square \tilde{h}_{\mu\nu} \quad (1.33)$$

以上より、線型近似の Einstein 方程式は

$$\square \tilde{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (1.34)$$

と求められた。

1.4 重力波の解

前節では重力場の従う Einstein 方程式に対し、弱重力場を仮定して線型の重力波の方程式を導出した。次にこの方程式の解である重力波を求める。

線型近似の Einstein 方程式は (1.34) 式で与えられ、真空中では $T_{\mu\nu} = 0$ より書き直される：

$$\square \tilde{h}_{\mu\nu} = 0 \quad (1.35)$$

この方程式は波動方程式である。もっとも簡単な波動方程式の解である平面波解を求めよう。 $a_{\mu\nu}$ を定数として解を示す：

$$\tilde{h}_{\mu\nu} = a_{\mu\nu} \exp(ik_\lambda x^\lambda) \quad (1.36)$$

これを (1.35) 式に代入すると、以下の式が成り立つ：

$$\eta^{\lambda\sigma} a_{\mu\nu} k_\lambda k_\sigma = 0 \quad (1.37)$$

同様にしてゲージ条件に代入すると、以下の式が成り立つ：

$$\eta^{\lambda\nu} k_\nu a_{\mu\lambda} = 0 \quad (1.38)$$

(1.37) 式, (1.38) 式より、2つの条件式が求められる：

$$k^\sigma k_\sigma = 0 \quad (1.39)$$

$$k^\lambda a_{\mu\lambda} = 0 \quad (1.40)$$

(1.39) 式で表される条件は、重力波は電磁波と同じく真空中で光速で伝わることを示している。また (1.40) 式は重力波の振幅ベクトルと波数ベクトルが直行していることを示しており、重力波が横波であることを示す。ここで、(1.27) 式と同様のゲージ変換をする：

$$x'^{\mu} = x^{\mu} + \xi^{\mu}(x) \quad (1.41)$$

(1.32) 式より、 b_μ を定数として ξ_μ に以下の条件が課される：

$$\square \xi_\mu = 0 \Rightarrow \xi_\mu = b_\mu \exp(ik_\lambda x^\lambda) \quad (1.42)$$

(1.29) 式, (1.30) 式について、 $h' = 0$ となるような b_μ を選択する。このような条件を一般にトレースレス条件と呼ぶ。この場合のトレースレス条件を以下に示す：

$$h_{\mu\nu} = \tilde{h}_{\mu\nu} \quad (1.43)$$

ここで、簡単のため z 方向に重力波が伝搬している場合を考える。つまり、 $-k_0 = k_3 = k$, $k_1 = k_2 = 0$ である。ゲージ条件、トレースレス条件はそれぞれ (1.40) 式, (1.43) 式より以下のように求められる：

$$k(a_{\mu 0} + a_{\mu 3}) = 0 \quad (1.44)$$

$$-a_{00} + a_{11} + a_{22} + a_{33} = 0 \quad (1.45)$$

$h'_{\mu\nu} = a'_{\mu\nu} \exp(ik_\lambda x^\lambda)$ として (1.29) 式に代入すると次式を得る：

$$a'_{\mu\nu} = a_{\mu\nu} + k_\mu b_\nu + k_\nu b_\mu \quad (1.46)$$

このとき、 c_μ を $a'_{00} = a'_{0i} = 0$ となるように選ぶ：

$$b_0 = \frac{a_{00}}{2k}, \quad b_1 = \frac{a_{01}}{k}, \quad b_2 = \frac{a_{02}}{k}, \quad b_3 = \frac{a_{03} + kb_0}{k} \quad (1.47)$$

また，以下の条件が追加される：

$$a_{30} = a_{03} = 0 \quad (1.48)$$

$$a_{11} + a_{22} + a_{33} = 0 \quad (1.49)$$

$$a_{3i} = 0 \quad (1.50)$$

これらの条件より， $a_{\mu\nu}$ は独立な成分は2つのみとなる．独立な成分を h_+ , h_\times で表すと，以下の式で表される：

$$a_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.51)$$

ここで， a_+ , a_\times は重力波の持つ2つの自由度に対応しており， a_+ はプラスモード， a_\times はクロスモードと呼ばれる．このように適当なゲージをとることによって重力波を表す条件をトランスバース・トレース条件 (TT 条件) と呼ぶ．

以上より，真空中で重力波の方程式を満たす解が求められた：

$$\tilde{h}_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \exp[ik(ct - z)] \quad (1.52)$$

ただし，角振動数を ω , $k = \frac{\omega}{c}$ とした．またこの重力波は z 方向に伝搬するものと仮定している．

1.5 重力波による影響

続いて，重力波 ((1.52) 式) による自由質点への影響を調べる．重力波が存在する場合の自由質点の運動は測地線方程式で表される：

$$\frac{du^0}{d\tau} + c^2\Gamma^0_{00} + 2c\Gamma^0_{0j}u^j = 0 \quad (1.53)$$

$$\frac{du^k}{d\tau} + c^2\Gamma^k_{00} = 0 \quad (1.54)$$

ここで， $h_{0\mu}=0$ より，Christoffel 記号は $\Gamma^\mu_{00} = \Gamma^0_{0j} = 0$ となり，(1.53) 式，(1.54) 式について以下の式を満たす：

$$\frac{du^\mu}{d\tau} \frac{d^2x^\mu}{d\tau^2} = 0 \quad (1.55)$$

この式は，静止している物体に重力波による加速度が加わらないことを示している．このように1つの自由質点には重力波の影響は表れない．しかし，このことは自由質点に重力波による影響がないことを示しているわけではない．重力波による影響は，2つの接近した

自由質点の固有距離の変化に現れる。いま、2つの質点 $x_{(1)}^\mu = (0, 0, 0, 0)$, $x_{(2)}^\mu = (0, \epsilon, 0, 0)$ を定義する。2つの質点間の固有距離は短く、 $|\epsilon| \ll 1$ とする。(1.55) 式より、以下の式が成り立つ：

$$\frac{d^2 x_{(1)}^\mu}{d\tau^2} = 0, \quad \frac{d^2 x_{(2)}^\mu}{d\tau^2} = 0 \quad (1.56)$$

2点間の固有距離は以下の式で表される：

$$\begin{aligned} \int_{x_{(1)}^\mu}^{x_{(2)}^\mu} |ds| &= \int_{x_{(1)}^\mu}^{x_{(2)}^\mu} |g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu| \\ &\simeq |g_{11}|^{\frac{1}{2}} \epsilon \\ &\simeq \left(1 + \frac{1}{2} h_{11}\right) \epsilon \end{aligned} \quad (1.57)$$

2点間の距離が $\frac{1}{2} h_{11} \epsilon$ だけ変化していることがわかる。このように重力波は自由質点間の距離を変化させるが、この影響は大変小さいことが知られている。地球から 50 Mpc の距離にある半径 10 km, 質量 $1.4 M_\odot$ の中性子星連星の合体を例にすると、重力波の振幅 h は $h \sim 5 \times 10^{-21}$ となり、重力波による自由質点間の距離の変化は 1 m あたり約 5×10^{-21} m である。

第2章 重力波の検出

重力波による効果は極めて小さく、Einstein が予言した当初には直接検出は不可能だといわれていた。しかし、現在では技術が進み、世界各国で重力波の直接検出が可能な検出器の建設が進んでいる。重力波検出器には主にレーザー干渉計型と共振型の2つの方式が存在するが、この章では現在の主流であるレーザー干渉計型重力波検出器について述べる。日本の重力波検出器 KAGRA も干渉計型重力波検出器の1つである。

2.1 マイケルソン干渉計

マイケルソン干渉計はアルバート・マイケルソンが発明した光学実験である。マイケルソン干渉計は光子の媒質「エーテル」が否定され特殊相対論の裏付けとなったマイケルソン・モーリーの実験で用いられたことで広く知られている。

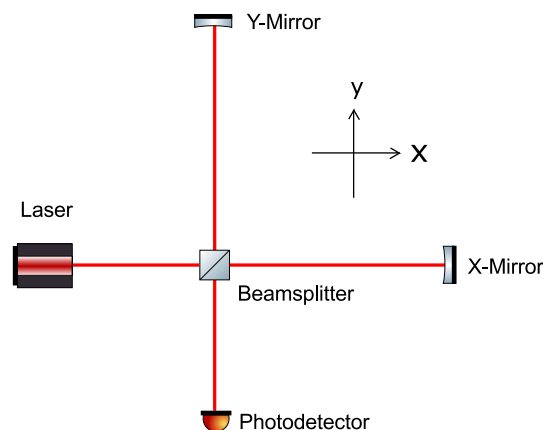


図 2.1: マイケルソン干渉計。レーザー光をビームスプリッターで2つの光路に分け、鏡で反射して元の位置に戻る。このとき干渉縞が発生する。

マイケルソン干渉計を図 2.1 に示す。マイケルソン干渉計に入射されたレーザー光は中心のビームスプリッターで x, y 2つの光路に分かれ、それぞれ鏡で反射し同じ場所に戻って干渉縞をつくる。重力波によって空間が歪められると、マイケルソン干渉計の2つの腕の長さが変わり、干渉縞も変化する。これを検出するのが重力波検出器である。それでは、この原理を詳しく追っていきましょう。

マイケルソン干渉計に入射するレーザーの電場 E_{in} を以下の式で定義する：

$$E_{\text{in}} = E_0 \exp(i\Omega t) \quad (2.1)$$

ここで、 Ω はレーザーの角周波数である。ビームスプリッタで x, y 2つの光路に分けられた光が干渉計の腕を往復した場合に起こる電場の位相変化を ϕ_x, ϕ_y と表す。ビームスプリッタが入射光を 1/2 反射し、1/2 を透過すると仮定すると、マイケルソン干渉計の出力電場は以下の式で表される：

$$E_{\text{out}} = \frac{1}{2} E_0 (\exp(i(\Omega t - \phi_x)) + \exp(i(\Omega t - \phi_y))) \quad (2.2)$$

光の強度 P は $P = E^2$ で表され、マイケルソン干渉計の出力強度は以下のように計算できる：

$$\begin{aligned} P_{\text{out}} &= |E_{\text{out}}|^2 = \left(\frac{E_0}{2}\right)^2 (2 + \exp(-i\phi_x + i\phi_y) + \exp(-i\phi_y + i\phi_x)) \\ &= \left(\frac{E_0}{2}\right)^2 (2 - 2 \cos(\phi_x - \phi_y)) \\ &= \frac{1}{2} P_{\text{in}} (1 - \cos(\phi_x - \phi_y)) \end{aligned} \quad (2.3)$$

このように、マイケルソン干渉計の出力強度は両腕を往復するときにかかる位相変化の差 $\phi_x - \phi_y$ に依存している。この信号の大きさが重力波検出において重要となる。 P_{out} は $\phi_x - \phi_y = 0$ のとき最大値をとり、 $\phi_x - \phi_y = \pi$ のとき最小値をとる。

2.2 重力波に対する応答

続いて、重力波が到来したときにマイケルソン干渉計の出力がどのように変化するのか計算しよう。図 2.1 に z 方向から + の偏光をもつ重力波が到来すると考える。この重力波は (1.52) 式において、 $h_+ = h(t)$, $h_\times = 0$ となる。マイケルソン干渉計の腕上を x 方向に運動する光粒子の測地線は、光の伝搬が null ベクトルであることから、以下のように計算できる：

$$\begin{aligned} ds^2 &= -c^2 dt^2 + (1 + h(t)) dx^2 \\ \Leftrightarrow dx^2 &= \frac{c^2}{1 + h(t)} dt^2 \\ \Leftrightarrow dx &\simeq \left(1 - \frac{1}{2} h(t)\right) c dt \end{aligned} \quad (2.4)$$

x 方向の腕の往復にかかる時間を Δt_x とすると、以下の式が成り立つ：

$$\begin{aligned} \frac{2l_x}{c} &= \int_{t-\Delta t_x}^t \left(1 - \frac{1}{2} h(t')\right) dt' \\ \Leftrightarrow \Delta t_x &= \frac{2l_x}{c} + \frac{1}{2} \int_{t-\Delta t_x}^t h(t') dt' \end{aligned} \quad (2.5)$$

いま、 $|h(t)| \ll 1$ より、 $h = 0$ のとき $\Delta t_x = \frac{2l_x}{c}$ となるので、これを積分の下限として採用できる：

$$\Delta t_x = \frac{2l_x}{c} + \frac{1}{2} \int_{t-\frac{2l_x}{c}}^t h(t') dt' \quad (2.6)$$

これより、往復の位相変化 ϕ_x が計算できた：

$$\begin{aligned}\phi_x &= \Omega \Delta t_x \\ &= \frac{2l_x \Omega}{c} + \frac{\Omega}{2} \int_{t-\frac{2l_x}{c}}^t h(t') dt'\end{aligned}\quad (2.7)$$

y 方向の位相変化 ϕ_y も同様の計算をする． $h(t)$ の符号が負になり、以下のように計算できる：

$$\begin{aligned}\phi_y &= \Omega \Delta t_y \\ &= \frac{2l_y \Omega}{c} + \frac{\Omega}{2} \int_{t-\frac{2l_y}{c}}^t h(t') dt'\end{aligned}\quad (2.8)$$

ここで、基線長 $l \sim l_x \sim l_y$ とし、 x, y 方向の基線長の差を $l_- = l_x - l_y$ とする． x, y 方向の位相差を $\phi_- = \phi_x - \phi_y$ とする．

$$\phi_- = \frac{2l_- \Omega}{c} + \Omega \int_{t-\frac{2l_x}{c}}^t h(t') dt' \quad (2.9)$$

$$\delta\phi_{\text{GW}} = \Omega \int_{t-\frac{2l_x}{c}}^t h(t') dt' \quad (2.10)$$

(2.9) 式において、第一項は始めからあったマイケルソン干渉計の腕の長さの差に由来し、第二項は重力波による腕の長さの変化に由来する． $\delta\phi_{\text{GW}}$ が重力波に対するマイケルソン干渉計の応答である．

2.3 周波数応答

次に、重力波の周波数と重力波に対するマイケルソン干渉計の応答 (2.10) 式の関係を調べる． $h(t)$ をフーリエ分解する：

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\omega) \exp(i\omega t) d\omega \quad (2.11)$$

(2.11) 式を (2.10) 式に代入する：

$$\begin{aligned}\delta\phi_{\text{GW}} &= \int_{-\infty}^{\infty} h(\omega) \exp(i\omega t) d\omega \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} 2\frac{\Omega}{\omega} \sin\left(\frac{l\omega}{c}\right) \exp\left(-i\frac{\omega l}{c}\right) h(\omega) \exp(i\omega t) d\omega\end{aligned}\quad (2.12)$$

$$H_{\text{MI}} = 2\frac{\Omega}{\omega} \sin\left(\frac{l\omega}{c}\right) \exp\left(-i\frac{\omega l}{c}\right) \quad (2.13)$$

H_{MI} は角周波数 ω の重力波に対するマイケルソン干渉計の周波数応答関数を表す．(2.13) 式はマイケルソン干渉計の基線長 l の関数で、

$$\frac{l\omega}{c} = \frac{\pi}{2} \quad (2.14)$$

の関係が成り立つとき最大となる。つまり、基線長 l と到来した重力波の周波数 ω が (2.14) 式の関係を満たすとき、重力波検出器の感度が最も良くなる。例えば、500 Hz の周波数を持つ重力波に対する最適な基線長は、150 km となる。現実的にはこのような長い基線長のマイケルソン干渉計を作るのは困難なので、マイケルソン干渉計の腕に鏡を追加し、共振器を作ることで光を腕に留め光路長を稼ぐファブリーペロー方式が用いられている。

第3章 出力モードクリーナ

出力モードクリーナ (Output Mode Cleaner=OMC) は、重力波検出器の出力信号に含まれる雑音となる成分を除去する装置である。特に DCreadout と呼ばれる信号検出方式を採用する際に出力モードクリーナが必要となり、KAGRA でもこの DCreadout を用いる。この章では出力モードクリーナの役割と、その制御について記す。

3.1 出力モードクリーナの役割

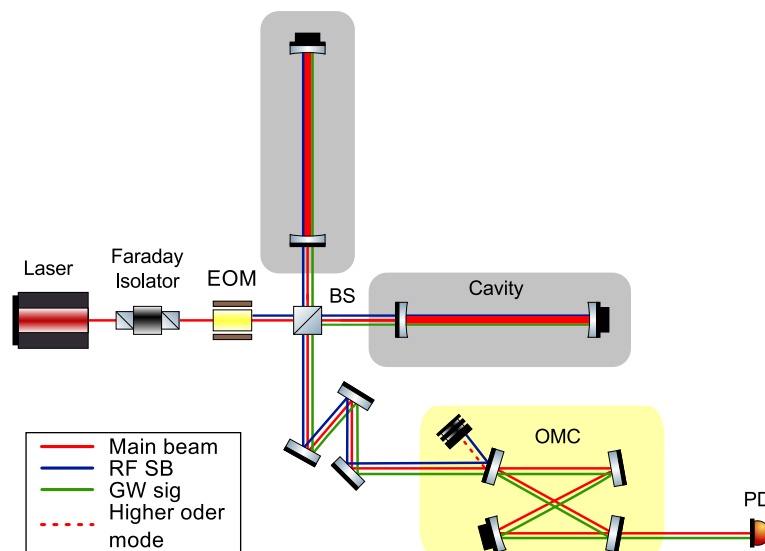


図 3.1: 重力波検出器と出力モードクリーナ。

出力モードクリーナは干渉計の出力部にある装置で、干渉計の出力からノイズを除去する役割がある。干渉計の出力には主に以下の光が混ざっている：

1. 主ビームの基本モード
2. 重力波信号
3. 主ビームの高次モード
4. 高周波の制御用信号

これらの光について詳しく見ていこう。干渉計型重力波検出器を図 3.1 に示す。前章で説明したとおり、重力波は巨大なマイケルソン干渉計で検出される。実現可能なマイケルソン

干渉計の長さで光路長を稼ぐために、マイケルソン干渉計の両腕には巨大な共振器が入っている。レーザー光源から出力された光は EOM(Electro-Optic Modulator) と呼ばれる位相変調器を通り、高周波の制御用信号が加えられる。この制御用信号は (4) に当たり、干渉計の鏡制御などに用いられる。その後光は中央のビームスプリッターで 2 つの光路に分けられ、両腕の共振器に入射する。2 つの共振器で増幅された光は再びビームスプリッターに戻るが、この時出力部では干渉縞が現れない状態にする。重力波が来た場合、2 つの腕共振器の長さに変化が起き、初期状態では光が観測されなかった出力部に光が漏れだす。これを検出することで重力波をとらえるのである。共振器の中で主ビームは約 1000 回往復し、増幅される。KAGRA のレーザー光源の出力は 180 W だが、共振器内部でのレーザー光のパワーは約 250 kW になる。理想的な共振器では、主ビームは一直線上を往復し、出力は中心が最も強度の高い基本ガウスモードになっている。一方、実際の共振器では鏡表面の凹凸や曲率誤差、角度誤差などの要因で、共振器内部で複雑な光路を通る光が生成されてしまう。この光は共振器内での光路によってさまざまな形をとり、重力波検出器の雑音となる。一直線上の光路をとる光を基本モード (00 モード)、複雑な光路を通る光を高次モードと呼ぶ。基本モード光が (1) に当たり、高次モード光が (3) に当たる。KAGRA では初期状態において腕共振器の干渉光が少し漏れるようにセットし、この光を制御や信号検出に使用する。このように出力ポートにおいて干渉計の出力のうちの (1) 主ビームの基本モードを制御に使う方法を DCreadout と呼ぶ。また、重力波が来た場合、主ビームが腕共振器内を往復している間に (2) 重力波信号が生成される。したがって、出力ポートには (1), (2), (3), (4) の信号が来る。

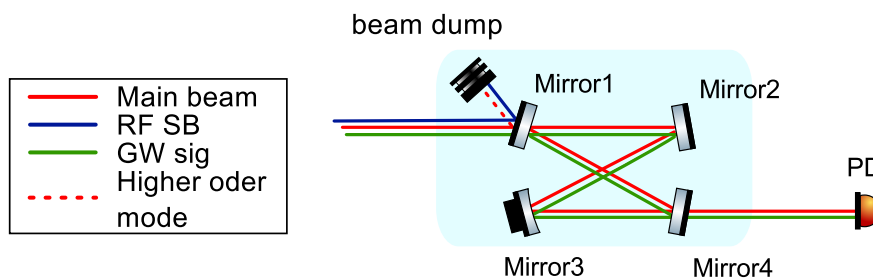


図 3.2: 出力モードクリーナの構造。図中の赤線が (1) 主ビームの基本モード、緑線が (2) 重力波信号、赤点線が (3) 主ビームの高次モード、青線が (4) 高周波の制御用信号を表す。出力モードクリーナで (1), (2) は透過し、(3), (4) は反射される。

重力波を検出する際に、検出に必要な成分は (1) 主ビームの基本モードと (2) 重力波信号であり、(3) 高次モードや (4) 高周波制御用信号は取り除く必要がある。ここで用いるのが出力モードクリーナである。出力モードクリーナの構造を図 3.2 に示す。出力モードクリーナは、主ビームの基本モードと高次モードの共振条件が異なることを利用して作られた共振器で、基本モードは透過し高次モードは反射されるような構造となっている。共振器は 4 枚の鏡で構成され、その共振器長を適切に制御している。図 3.3 に KAGRA におけるパラメータでシミュレートされた出力モードクリーナ前後のビームの様子を示す。出力モードクリーナ前のビームは高次モードが多数含まれた強度分布が確認できるが、出力モードクリーナ後では高次モードが取り除かれ、中心から円状に強度が分布していることがわかる。

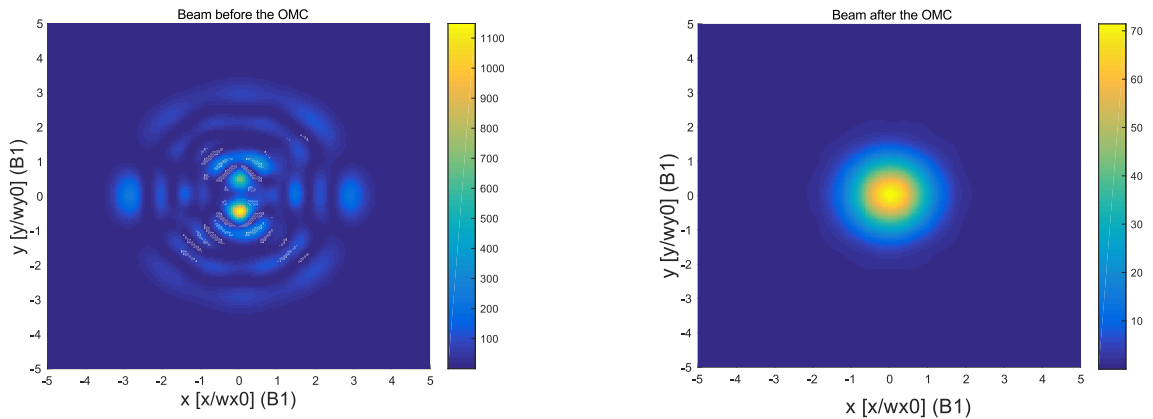


図 3.3: 出力モードクリーナ前後のビーム強度シミュレーションの比較. (左) 出力モードクリーナ前のビームシミュレーション. (右) 出力モードクリーナ後のビームシミュレーション. 出力モードクリーナ前では高次モードを多く含んだ光が確認されるが, 出力モードクリーナ後では高次モードが取り除かれている様子が確認できる.

3.2 出力モードクリーナの制御と問題点

前節で, 出力モードクリーナでは, 主ビームの基本モードは透過し高次モードや高周波制御用信号は反射するように共振器の長さが制御されていることを説明した. 出力モードクリーナの長さ制御では, 制御用信号として干渉計の鏡制御などに用いるものと同じ高周波制御用信号を使っている. 出力モードクリーナの制御には共振器の長さ制御の他に姿勢制御がある. 出力モードクリーナは共振器であるため, 入射光の入射角や入射位置 (センタリング) によってその性能が大きく左右される. 干渉計のそれぞれの鏡や出力モードクリーナなど, 重力波検出器の各要素が地面振動などの外的要因で動くと, 出力モードクリーナ内の共振状態が崩れてしまう. そこで, 干渉計と出力モードクリーナの相対位置を制御し, 常に干渉計からの光の入射角度, 入射位置を適切な状態に保つのが出力モードクリーナの姿勢制御である.

出力モードクリーナの姿勢制御では, 制御に用いる光の選択が重要となる. 出力モードクリーナに来る光は (1) 主ビームの基本モード, (2) 重力波信号, (3) 主ビームの高次モード, (4) 高周波制御用信号があるが, この中で姿勢制御の制御用光として使用するのは (1) 主ビームの基本モードが望ましい. したがって, (1)-(4) が含まれる光から (1) を分離して制御に使用する技術が必要となる. この解決策として干渉計の腕の先にあるミラー (エンドミラー) を高周波で揺らし, (1) 主ビームの基本モードから制御用の光を生成する方法などが考案されている.

3.3 KAGRA での出力モードクリーナの姿勢制御の要求値

KAGRA での出力モードクリーナの姿勢制御の要求値は, 出力モードクリーナの性能の要求値や出力モードクリーナの防振システムの性能で決定される. KAGRA の出力モード

クリーナの防振システムは未だ決定されていないので、今の段階では姿勢制御の要求値を正確に決定することはできない。しかし、先行研究により、使用する予定の防振システムの性能から出力モードクリーナの姿勢制御帯域は約 20 Hz 以下と大まかな要求値が決まっている。したがって、本研究ではこの制御帯域を目指してテーブルトップ実験での制御系の試作を試みる。この要求値は (1)-(4) が混ざった光を用いた制御での要求値である。

第4章 出力モードクリーナの姿勢制御

重力波検出器の各要素は地面振動や熱雑音によって振動している。この振動がノイズとなり、重力波検出器の感度を制限している。したがって、いかに振動を抑えるかが重力波検出器の設計の要となる。出力モードクリーナは干渉計からのビームを受ける共振器であり、外乱によるビームの入射位置、入射角度のずれがその性能に大きく関わってしまう。そこで、互いに異なる振動をする干渉計と出力モードクリーナの相対位置を常に最適な状態に保つ制御が必要となる。これが出力モードクリーナの姿勢制御である。本章では制御方法を詳しく説明する。

4.1 フィードバック制御とフィードフォワード制御

機械制御とは、「目標の動作を達成するために機械を動かす」という一連の動作である。目的に応じて、主に2種類の制御方法が用いられる：

フィードバック制御 (クローズドループ制御)

常に状態を測定し、目標値からのずれを計算して目標値に近づくように操作量を加える制御方法。外乱に対して強いという利点がある一方、システムの時間応答に安定性が左右され、場合によっては不安定になる。フィードバック制御系を図 4.1 に示す。

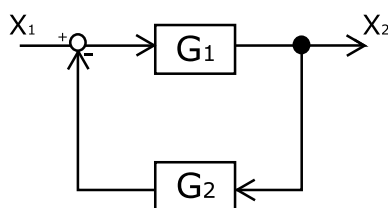


図 4.1: フィードバック制御系

フィードフォワード制御 (オープンループ制御)

目標値に制御するために必要な制御量をあらかじめ計算し、制御対象に加える制御方法。フィードバック制御とは逆にシステムの遅延による不安定性はないが、外乱に対して弱い。フィードフォワード制御系を図 4.2 に示す。

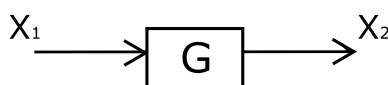


図 4.2: フィードフォワード制御系

今回のテーマである出力モードクリーナの姿勢制御では、刻々と変化する干渉計と出力モードクリーナの相対位置の制御を目標としており、地面振動や磁場雑音など外乱が多く加わる制御系であるため、フィードバック制御を試みる。

制御系において、入力信号と出力信号の関係を示す関数を伝達関数と呼ぶ。図 4.1, 図 4.2 において、入力信号, 出力信号は X_1, X_2 で表されている。伝達関数 G は、

$$G = \frac{X_1}{X_2} \quad (4.1)$$

で表される。フィードフォワード制御系の伝達関数をオープンループ伝達関数 G_o , フィードバック制御系の伝達関数をクロズドループ伝達関数 G_c と呼び、それぞれ以下のように表される：

$$G_o = G \quad (4.2)$$

$$G_s = \frac{G_1}{1 - G_2} \quad (4.3)$$

制御系の伝達関数と位相関数の周波数特性を表した図をボード線図と呼ぶ(図 4.3)。ボード線図のうち、ゲインの周波数特性を表した図をゲイン線図, 位相の周波数特性を表した図を位相線図と呼ぶ。ゲイン線図の縦軸単位はデシベル (dB) で表すのが一般的で、この単位は、ゲインを G とすると $20 \log_{10} G$ で表される単位である。位相線図の縦軸は角度 (deg) である。横軸は共に周波数 (Hz) である。

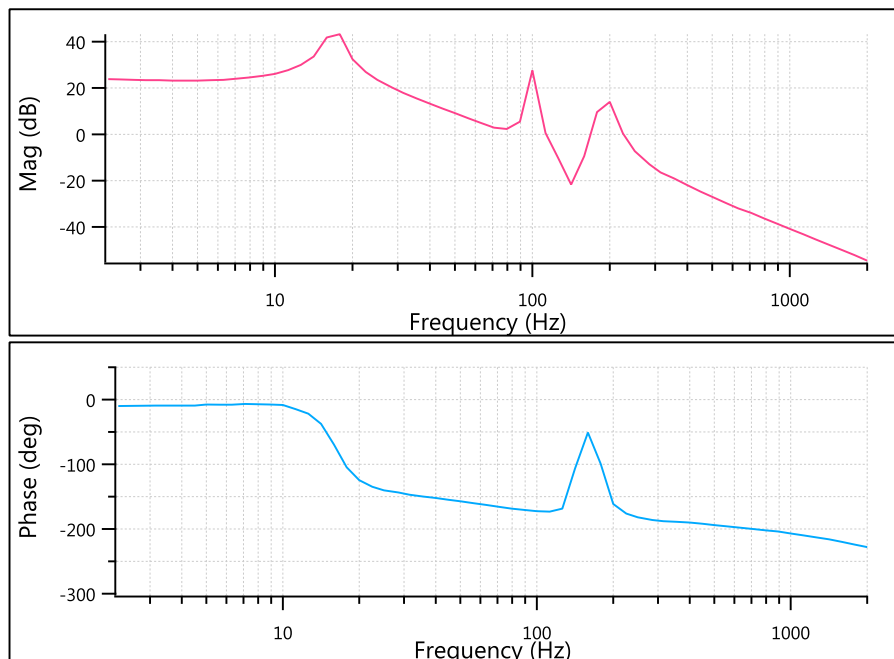


図 4.3: ボード線図. (上) ゲイン線図. (下) 位相線図.

4.2 制御の安定性

フィードバック制御の安定性を測る方法として、ゲイン余裕と位相余裕がある。ゲイン余裕はフィードバック系のコントローラのゲインをあとどのくらい上げることができるかを示し、位相余裕はコントローラの位相をあとどのくらい遅らせることができるかを示す。ゲイン余裕、位相余裕が正の値をもつフィードバック系は安定であるといえる。ゲイン余裕と位相余裕の測定方法を詳しく記す。

ゲイン余裕

開ループ伝達関数 $H(s)$ のゲイン線図を考える。位相が -180 deg を横切るときの周波数を f_{cp} とする。このときの開ループ伝達関数のゲインは $H(i2\pi f_{cp})$ であり、ゲイン余裕 G_m は以下の式で表される：

$$G_m = \frac{1}{|H(i2\pi f_{cp})|} \quad (4.4)$$

位相余裕

開ループ伝達関数 $H(s)$ の位相線図を考える。ゲイン線図が 0 dB を横切るときの周波数を f_{cg} とする。この周波数を特にユニティゲイン周波数と呼ぶ。このときの開ループ伝達関数の位相を $\theta(i2\pi f_{cg})$ とすると、位相余裕 P_m は以下の式で表される：

$$P_m = \theta(i2\pi f_{cg}) + 180 \text{ deg} \quad (4.5)$$

今回の実験では、オープンループ関数の位相余裕をフィードバック制御の安定性の指標とする。

4.3 相対位置の検出

本節では干渉計と出力モードクリーナの相対位置の検出方法について記す。相対位置の検出は、前節で説明した制御方法の中でセンサの役割を果たす。

相対位置の検出には、四分割フォトディテクタ (QPD=Quadrant Photo Detector) を使用する。このフォトディテクタは受光面が4つに分割されており (図 4.4)、出力 1234 の差を測定することによりフォトディテクタ上でのビームの位置を測定できる。

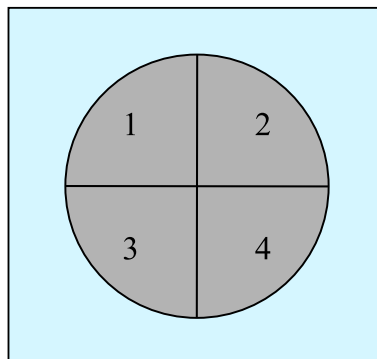


図 4.4: 四分割フォトディテクタ。受光面が4つに分割されており、4つの出力をもつ。この出力の差を検出することでビームの当たっている位置を検出できる。

本実験では水平方向の角度制御を行うため、出力 A=出力 2+出力 4，出力 B=出力 1+出力 3 の差を測定する。四分割フォトディテクタ上をビームが横切って通過した際の実際の出力を測定したものを図 4.5 に示す。出力 B 側から出力 A 側にビームが横切れる場合、はじめは A 面，B 面どちらにも当たっていないので出力 A-B は 0 V となる (-100×10^{-3} sec から -50×10^{-3} sec)。B 面のみにビームが当たっている場合，出力 A-B は負の値となる (-50×10^{-3} sec から 0 sec)。A 面と B 面のちょうど真ん中にビームが当たっている場合，出力 A-B は 0 V になる (0 sec)。A 面のみにビームが当たっている場合は，出力 A-B は正の値をとる (0 sec から 30×10^{-3} sec)。ビームが A 面から出ると，再び出力 A-B は 0 V になる (30×10^{-3} sec 以降)。

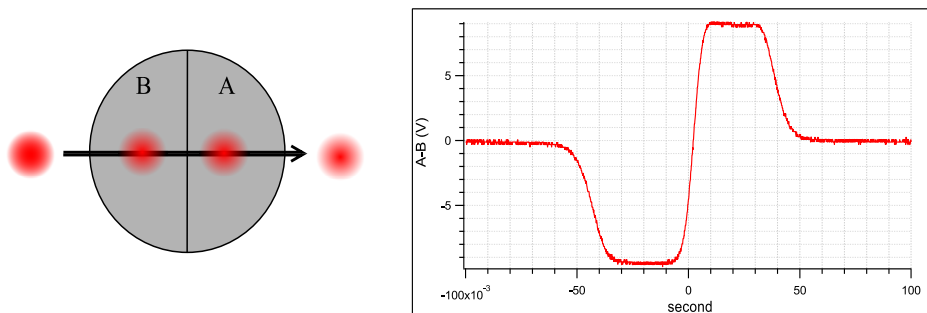


図 4.5: 四分割フォトディテクタの出力。(左) ビームを四分割フォトディテクタの左側から右側に横切るように当てる。(右) 出力 A-B の変化の様子。

四分割フォトディテクタを出力モードクリーナ上に置き，干渉計からのビームを観察する。相対位置を検出するには入射位置と入射角度を検出する必要があり，そのために 2 つの四分割フォトディテクタを離れた位置に置く。

続いて，四分割フォトディテクタの信号について考察する。レーザー光源から出力された光の電位変化はガウシアン分布で表される。ビーム中心を $(x, y) = (0, 0)$ とすると，以下の式で表される：

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{(x^2 + y^2)}{\omega_0^2}\right) \quad (4.6)$$

ここで， ω_0 は，分布強度が中心の $1/e$ になる場所の半径で，この値をを一般にビームウエストと呼ぶ。簡単のため省略化する：

$$E = \alpha \exp(- (x^2 + y^2)) \quad (4.7)$$

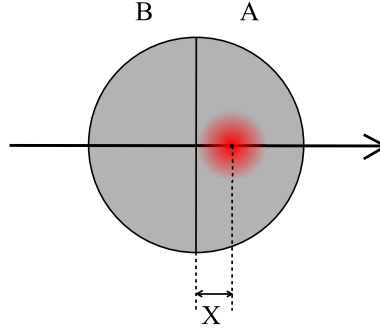


図 4.6: 相対位置の検出. ビームが四分割フォトディテクタの中心から X ずれた位置に当たっている場合を表す.

いま, ビームが四分割フォトディテクタ上の中心から右に X だけずれた場合を考える (図 4.6). ビーム中心を $(x, y) = (0, 0)$ とし, ビーム中心から l 離れた場所ではビームの強度は十分小さいと仮定する. 四分割フォトディテクタの A 面, B 面に当たっている光の強度をそれぞれ E_A, E_B とすると, 以下の式が成り立つ:

$$E_A = \int_{-l}^l dy \int_{-l+X}^X dx \alpha \exp(- (x^2 + y^2)) \simeq \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^X dx \alpha \exp(- (x^2 + y^2)) \quad (4.8)$$

$$E_B = \int_{-l}^l dy \int_X^{X+l} dx \alpha \exp(- (x^2 + y^2)) \simeq \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_X^{\infty} dx \alpha \exp(- (x^2 + y^2)) \quad (4.9)$$

β を定数とすると, 中心から右に X だけずれた位置にビームが当たっている場合の四分割フォトディテクタの出力 A-B($S_{A-B}(X)$) は以下の式で表される:

$$\begin{aligned} S_{A-B}(X) &= \beta (E_A - E_B) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^X dx \alpha \beta \exp(- (x^2 + y^2)) - \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_X^{\infty} dx \alpha \beta \exp(- (x^2 + y^2)) \end{aligned} \quad (4.10)$$

$S_{A-B}(X)$ を X についてプロットしたものを図 4.7 に示す. この図ではビームの半径, 位置などを適切なパラメータで調節して, 図 4.5 に示す測定データの 0 V 付近の波形と $S_{A-B}(X)$ を比較出来るようにしてある.

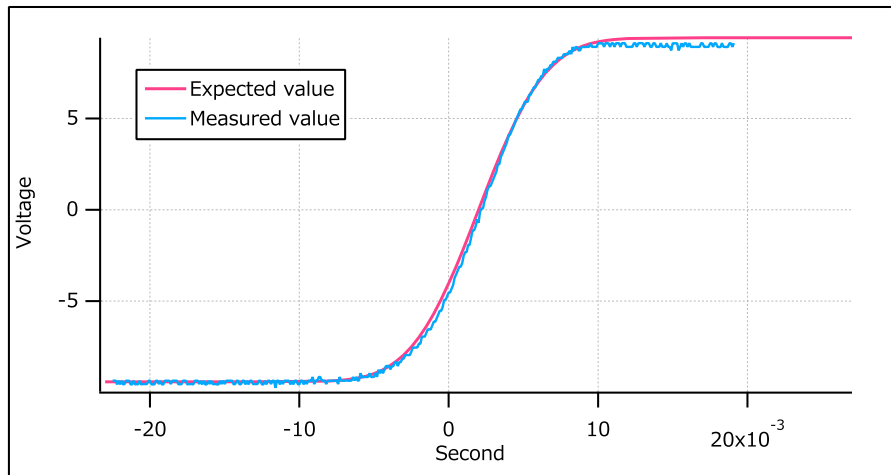


図 4.7: (4.10) 式と測定値の波形の比較.

4.4 角度制御ミラー

角度制御ミラーは制御方法の中でアクチュエータの役割を果たす。今回作成した角度制御ミラーは、ミラーの後ろの面に磁石を取り付け、ワイヤを用いてヨー方向に動くような構造となっている。この鏡の後ろにコイルを置き、コイルに流す電流を調節することで鏡の角度を調節できる。ミラーとコイルのマウントはアルミ棒から作成した。完成した角度制御ミラーを図 4.8 に示す。

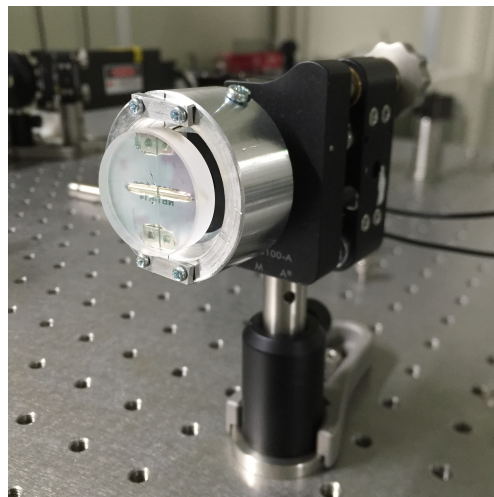


図 4.8: 角度制御ミラー。鏡の裏面に磁石を付け、後ろに取り付けたコイルに電流を流すことで角度が調節できる。ミラーとコイルはアルミ棒から作成したマウントで固定されている。

スペクトラムアナライザを用いて角度制御ミラーの共振周波数を測定した。測定方法は角度制御ミラーに当たったレーザー光が四分割フォトディテクタに入射するようにセットした状態でスペクトラムアナライザでコイルに 2 Hz から 2 kHz の sin 波を入力し、鏡の

揺れを伝達関数として測定した。結果を図 4.9 に示す。この測定では最もよく鏡が揺れる共振周波数は 29 Hz であった。共振周波数の値は角度制御ミラーの鏡のセット状況、ワイヤのテンション、ワイヤの金属疲労、コイルのセット位置など様々な状況で変化することに留意する。

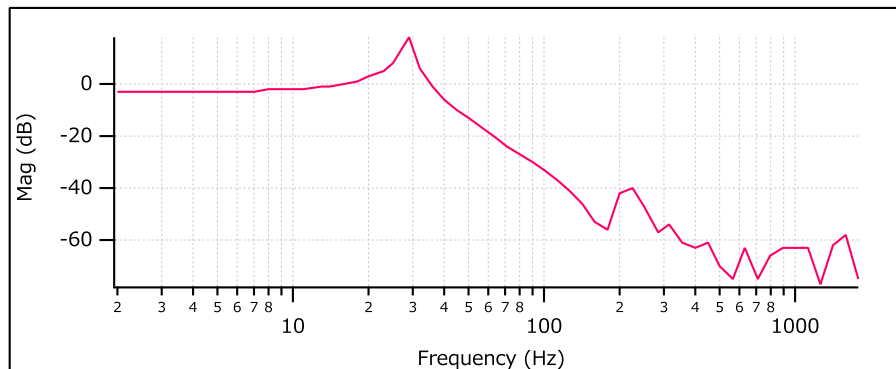


図 4.9: 角度制御ミラーの共振周波数の測定

4.5 制御系

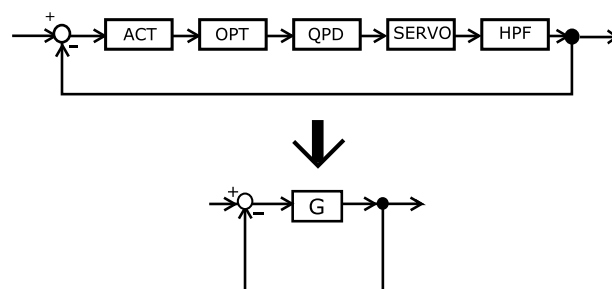


図 4.10: 実験に使用した制御系。各要素の伝達関数をまとめたものを G とする。

図 4.10 に出力モードクリーナの姿勢制御に用いる制御系を示す。図中の G には、サーボ、ハイパスフィルタ、アクチュエータ、光学系、四分割フォトディテクタの伝達関数が含まれる。この制御系のオープンループ伝達関数、クローズドループ伝達関数をそれぞれ G_o, G_c とする。伝達関数は以下のように計算できる：

$$G_o = G \quad (4.11)$$

$$G_c = \frac{-G}{1-G} \quad (4.12)$$

クローズドループ関数を測定し、オープンループ関数に換算し、安定性を調べる。今回は位相余裕を安定性の指標とする。

第5章 実験

本実験は重力波検出器 KAGRA で使用する出力モードクリーナの姿勢制御法の開発を目的とする。姿勢制御は水平方向 (ヨー方向) と鉛直方向 (ピッチ方向) が必要だが, 本実験では水平方向の制御を行う。さらに水平方向の制御で角度方向と平行方向の 2 自由度の制御が必要であり, その両方の制御を試みた。また, 2 つの制御を同時に行うときに重要となる信号の分離度を測定した。

5.1 実験機器

1. 光学素子

本実験で使用した光学素子を以下に挙げる:

レーザー光源

50 mW-1064 nm の YAG レーザー光源を使用した。使用した型番は LIGHT-WAVE 124-PS。

ミラー

レーザー光を反射させ光路を形成する。本実験で使用したミラーは全て反射率 100 % のフラットミラーである。

レンズ

レーザー光のモードマッチングに使用した。水平方向・鉛直方向の焦点距離が異なるレンズ (シリンドリカルレンズ) でビームウエストの調整をした。

波長板

1/2 波長板と 1/4 波長板を使用した。それぞれの特徴を以下に示す:

- 1/2 波長板: ある方向 X 内を振動する光に対し, これに垂直な方向 Y 内を振動する光の位相を 1/2 波長 (π) 分遅らせる。直線偏光の傾きを直すために使用する。
- 1/4 波長板: ある方向 X 内を振動する光に対し, これに垂直な方向 Y 内を振動する光の位相を 1/4 波長 ($\pi/2$) 分遅らせる。楕円偏光を直線偏光に修正するために使用する。

ファラデーアイソレータ

内部に 1/4 波長板が 2 枚と結晶が入っており, 入射方向のレーザー光は透過するが光学系からの戻り光は反射される。レーザー光源への戻り光の入射を防ぐために使用する。

2. 四分割フォトディテクタ

詳しくは 4.3 に記したとおりである．型番は THOLABS PDQ30C.

3. 角度制御ミラー

詳しくは 4.4 に記したとおりである．

4. スペクトラムアナライザ

伝達関数を測定する．信号を出力する SIGOUT と 2 つの入力 A, B があり, A/B を伝達関数として測定する．本実験ではフィードバック制御の伝達関数を測定した．使用した機器の型番は小野測器の CF-350Z.

5. サーボ

制御帯域に合わせ信号を増幅する．低周波・高周波帯域をカットすることもできるが, 本実験では信号の増幅のみに使用し, 代わりに下記のハイパスフィルタを使用した．型番は SR560.

6. ハイパスフィルタ

入力信号の高周波成分を増幅し, 低周波成分はほとんど増幅しない性質をもつ．実験に最適なハイパスフィルタを設計し, 製作した．電気回路のシミュレーションソフトである LTSpice を使用してシミュレーションした上で製作を行った．作成したハイパスフィルタの回路図を図 5.1 に示す．シミュレーション結果と製作したハイパスフィルタの特性を測定し比較したものを図 5.2 に示す．本実験では入力信号の周波数帯域は 2 Hz から 2 kHz を用いるので, 特性の検証も同じ周波数帯域で行った．なお, ハイパスフィルタに使用したオペアンプ (OP27) は供給電圧が ± 15 V で, これ以上の電圧は出力できないことに留意が必要である．コンデンサ, 抵抗の値は $C_1 = 0.1$ nF, $C_2 = 1$ μ F, $R_1 = R_2 = 10$ k Ω である．

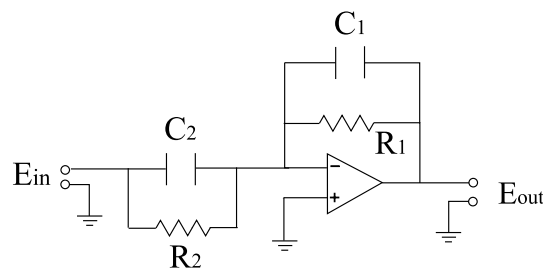


図 5.1: ハイパスフィルタの回路．本実験では $C_1 = 0.1$ nF, $C_2 = 1$ μ F, $R_1 = R_2 = 10$ k Ω を使用した．

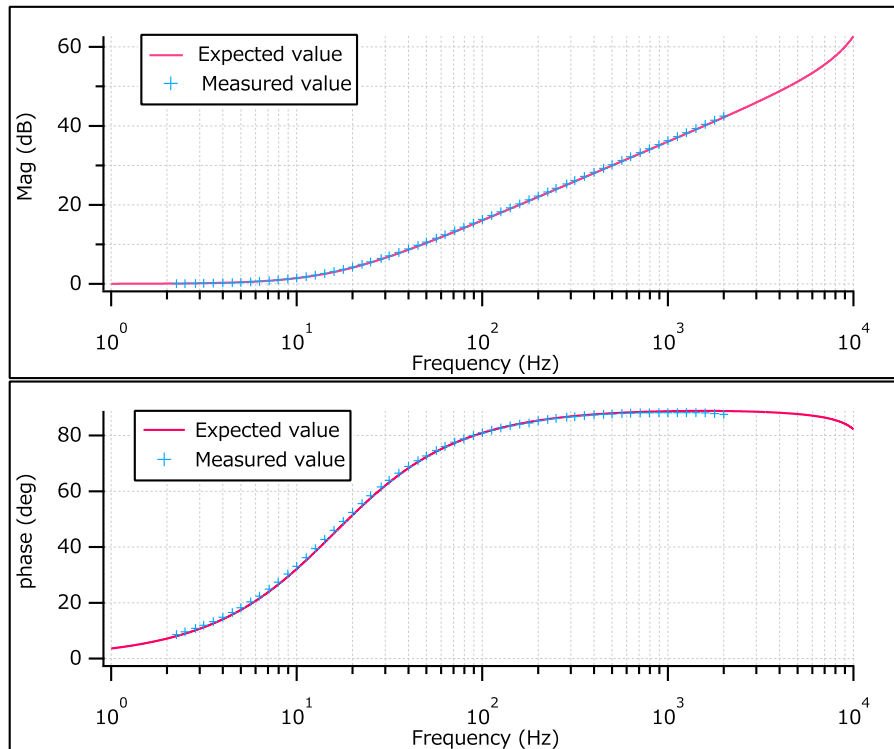


図 5.2: ハイパスフィルタ特性のシミュレーション結果と測定値の比較. (上) ゲイン線図. (下) 位相線図.

7. 可変アンプ

平行光路制御実験で2つの四分割フォトディテクタの出力を調整するために可変非反転増幅器を作成した. 回路図を図 5.3 に示す. この可変アンプの増幅率 G は以下の式で表される:

$$G = 1 + \frac{R_2}{R_1} \quad (5.1)$$

今回の実験では $R_1 = 100 \Omega$, $R_2 = 0 - 1k \Omega$ (可変) とした. したがってこの可変アンプでは最大 11 倍の増幅率を得ることができる.

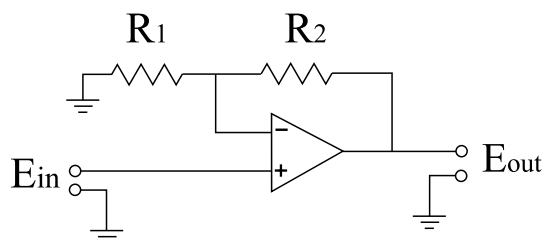


図 5.3: 可変アンプの回路. 本実験では $R_1 = 100 \Omega$, $R_2 = 0 - 1k \Omega$ (可変) とした. 最大増幅率は 11 倍である.

5.2 実験の準備

角度制御に使用するためにビームのモードマッチングや光学系のセットを行った。レーザー光源から出力された光は楕円偏光を持っており、光学実験で使用するには直線偏光に直す必要がある。1/4波長板を用いて楕円偏光を直線偏光に直し、1/2波長板を用いて直線偏光の傾きを直す。次にファラデーアイソレータを入れレーザー光源への戻り光を防ぐ。続いてレンズを用いてモードマッチングを行う。今回の実験ではレーザー光源から出力されたビームは鉛直方向と水平方向のウエスト位置が異なり、ビームが楕円形をしている状態だったため、シリンドリカルレンズでウエスト位置の調整を行った。実験系のセットアップを図5.5, モードマッチング前後のビームプロファイリング結果を図5.4に示す。ビームプロファイリング結果は測定した両軸のビーム径をガウス関数でフィッティングしている。

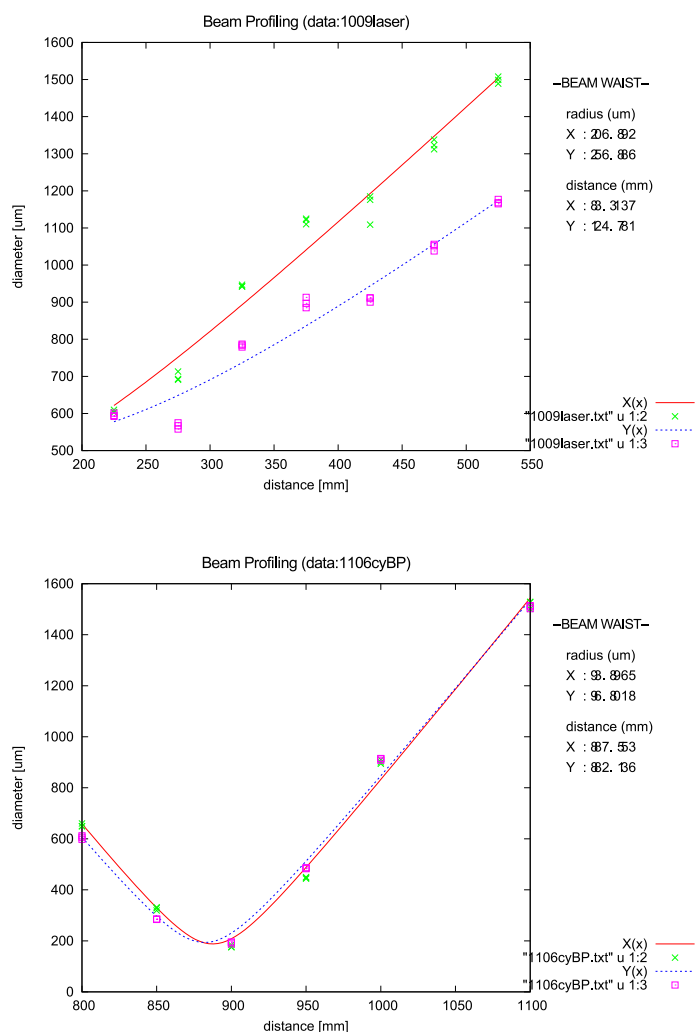


図 5.4: モードマッチング前後のビームプロファイリング結果。(上) モードマッチング前。(下) モードマッチング後。図中の緑の×はX方向のビーム半径を示し、ピンクの□はY方向のビーム半径を示す。赤線がX方向のビーム半径フィッティング結果、青線がY方向のビーム半径フィッティング結果を示す。

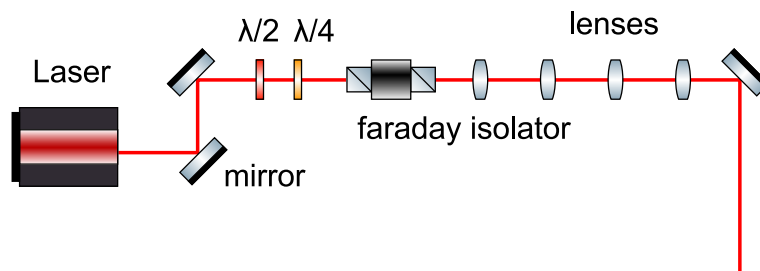


図 5.5: 実験の準備のセットアップ. 複数のレンズを用いてモードマッチングを行った.

5.3 角度制御実験

本実験は角度方向に揺れるレーザー光の制御を目的とする. 制御帯域は 2 Hz から 2 kHz とする.

実験系のセットアップ

実験系のセットアップを図 5.6 に示す. また, 実際に実験で用いた光学系を図 5.7 に示す. レーザー光源から出力されたビームは波長板, ファラデーアイソレータを通り, モードマッチングのレンズを経て角度制御ミラーに入射する. 角度制御ミラーの反射光は四分割フォトディテクタに入射し, この時の出力される信号が四分割フォトディテクタの中心からのずれ, つまり角度誤差に対する誤差信号となる. 誤差信号はサーボでの加算, ハイパスフィルタを経て角度制御ミラーの後ろに設置したコイルに返される. コイルからの磁場によっての後ろの磁石が引かれ, 鏡の角度が調節される. スペクトラムアナライザでループにシグナルを加え, 伝達関数を測定した.

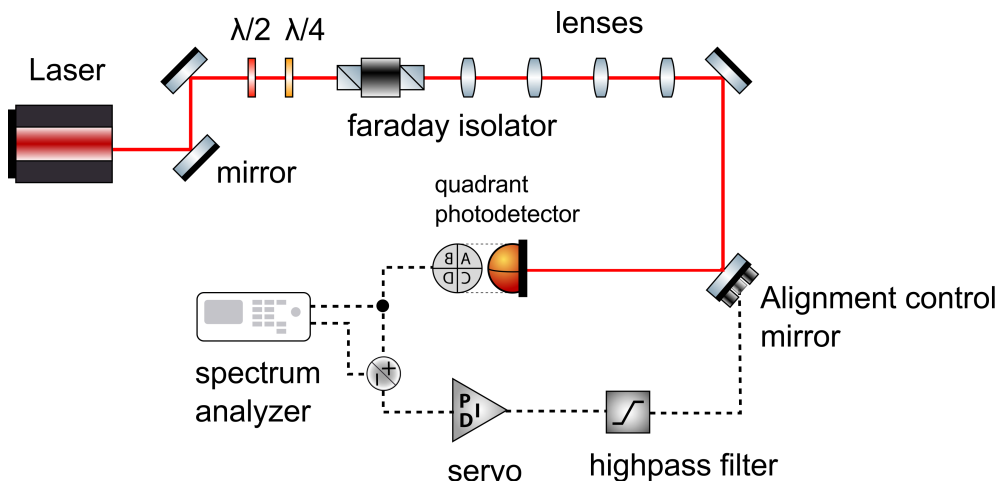


図 5.6: 角度制御実験のセットアップ. 四分割フォトディテクタでビームの受光面の中心からのずれを検出し, 角度制御ミラーにフィードバックする.

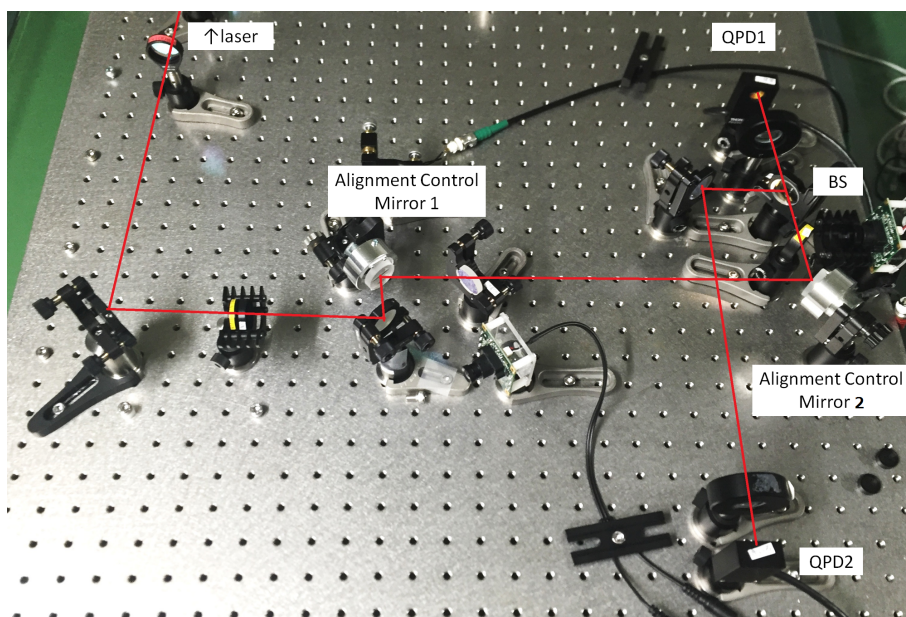


図 5.7: 実際の光学系のセットアップ. 赤線がレーザー光の光路を表す. レーザーは画像左上から入射している

実験方法

複数の信号をオシロスコープで観察するので, 信号に名前を付ける:

QPD の出力: 信号 1

サーボの出力 (信号 1 – SIG): 信号 2

実験系の調整手順を示す:

1. 角度制御ミラーに発振器で適当な信号 (0.1 V, 10 Hz など) を入れて四分割フォトディテクタの出力をオシロスコープで観察できるような状態にする. サーボの出力は最小にしておく.
2. 角度制御ミラーを調節してレーザー光の振動中心を四分割フォトディテクタの中心にする. 正しい状態になるとオシロスコープの信号 1 の振動中心が 0 V になる.
3. サーボのオフセットを調節して信号 2 のオフセットを 0 V にする.
4. サーボの出力ゲインを測定したい値まで上げる
5. このときサーボのオフセットがずれることがあるので, 再度サーボのオフセットを調節する. なお, オフセット調節をする前にサーボのゲインを上げると, 大きなオフセットが乗ってしまいその後の調節が困難になる. オフセットを一度調節してからゲインを上げ, 再度オフセット調節をする順番が適切である.

実験結果

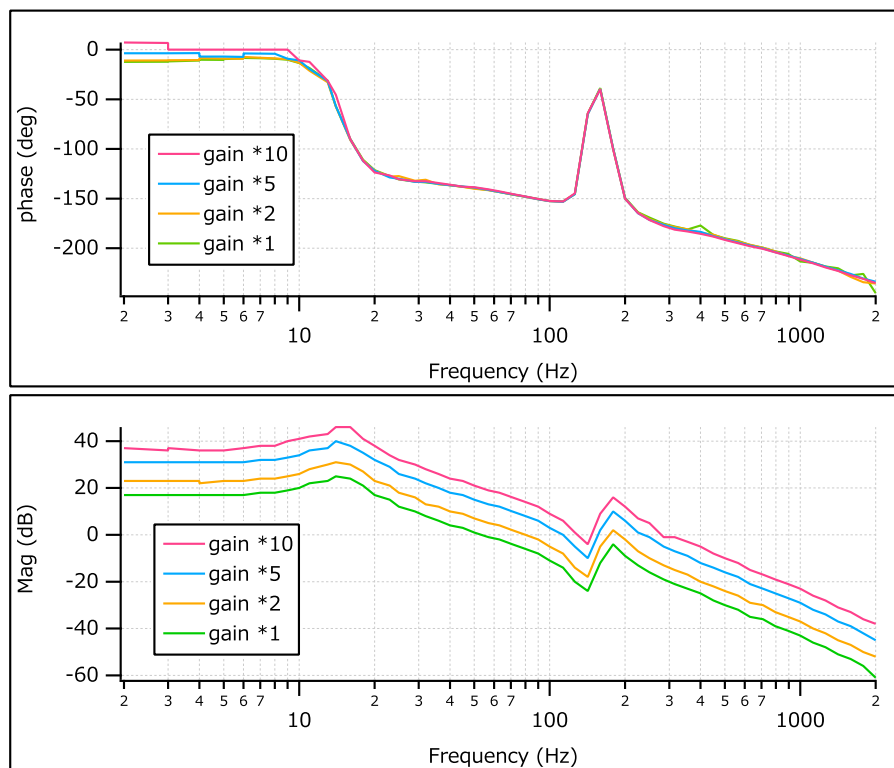


図 5.8: 角度制御実験の測定結果. (上) 位相線図. (下) ゲイン線図.

クローズドループ伝達関数を (4.12) 式でオープンループ伝達関数に換算したものを図 5.8 に示す. ゲイン線図において, サーボのゲインの増幅が大きい場合のほうがユニティゲイン周波数が高く, さらに低周波でのゲインも高くなっている. サーボの増幅率が 1 倍の場合のユニティゲイン周波数は約 50 Hz で, 10 倍の場合のユニティゲイン周波数は約 110 Hz である. これはゲインを上げることによって制御の対応速度が速くなり, より安定な状態を得られるためである. KAGRA の出力モードクリーナの姿勢制御の要求値はユニティゲイン周波数 20 Hz なので, 本実験では十分な制御が得られたといえる. サーボの増幅率が 10 倍の場合の位相余裕は 30 deg 程度あり, この制御は安定であるといえる. 12 Hz 付近に見えるピークは角度制御ミラーの共振周波数によるものである. ゲイン線図と位相線図ともに 200 Hz 付近に見られるピークは, 角度制御ミラーのみの伝達関数を測定した際にもあったピークなので, 角度制御ミラーのコイルによるピークである可能性が高い.

5.4 平行制御実験

本実験は平行方向に揺れるレーザー光の制御を目的とする。制御帯域は 2 Hz から 2 kHz とする。

実験系のセットアップ

実験系のセットアップを図 5.9 に示す。前節の実験との違いは、角度制御ミラーと四分割フォトディテクタが 2 つに増えた点である。2 つの角度制御ミラーに同相に信号を入力することでレーザー光を平行のまま左右に振ることができる。

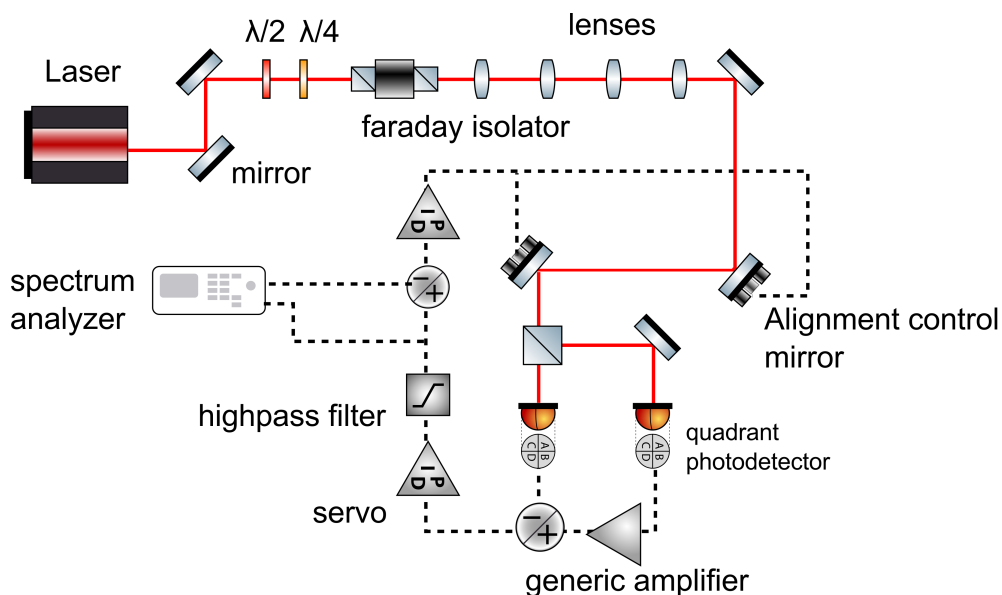


図 5.9: 平行制御実験のセットアップ。角度制御実験との違いは、角度制御ミラーが 2 つになり、同相に信号を入力することでビームを平行に動かすことができる点である。

実験方法

複数の信号をオシロスコープで観察するので、信号に名前を付ける：

QPD1(近) の出力 : 信号 1 QPD2(遠) の出力 : 信号 2
サーボ 1 の出力 (信号 2 - 信号 1) : 信号 3 サーボ 2 の出力 (信号 3 - SIG) : 信号 4

実験系の調整方法の手順を示す：

1. 角度制御ミラー 1 に発振器で適当な信号 (0.1 V, 10 Hz など) を入れて 2 つの四分割フォトディテクタの出力をオシロスコープで観察できるような状態にする。サーボの出力は最小にしておく。

2. 2つの角度制御ミラーを調節して、レーザー光の振動中心を2つの四分割フォトディテクタそれぞれの中心にする。正しい状態になるとオシロスコープの信号1と信号2の振動中心が0 Vになる。
3. サーボ2のオフセットを調節して信号3のオフセットを0 Vにする。正しい状態になるとオシロスコープの信号3の振動中心が0 Vになる。
4. サーボ1のオフセットを調節して信号4のオフセットを0 Vにする。正しい状態になるとオシロスコープの信号4の振動中心が0 Vになる。
5. 2-4の調整中にほかの信号がずれてしまうことがあるので、2-4を繰り返してすべての信号を正しい状態にする。
6. アンプを調節して信号1と信号2が一番小さい状態にする。
7. サーボ1の出力ゲインを測定したい値まで上げる。このとき信号4のオフセットが動くことがあるので、サーボ1のオフセット調節で直す。

実験結果

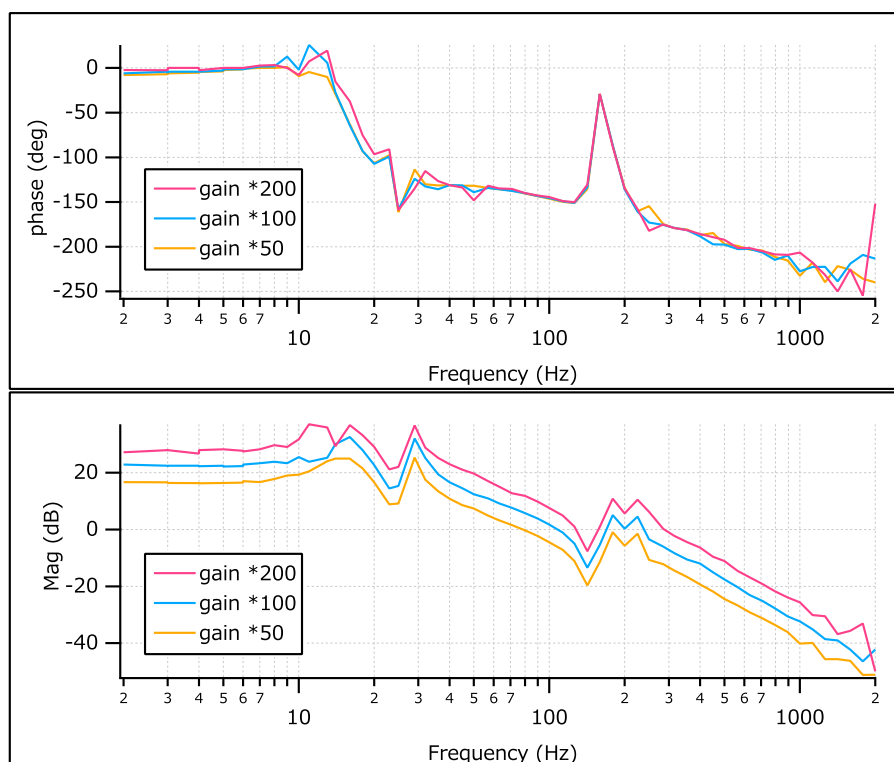


図 5.10: 平行光路制御実験の測定結果。(上) 位相線図。(下) ゲイン線図

クローズドループ伝達関数を(4.12)式でオープンループ伝達関数に換算したものを図 5.10 に示す。角度制御実験の結果と同じく、サーボの増幅率が高いほどユニティゲイン周波数

が高くなっていることがわかる。サーボの増幅が 50 倍の場合のユニティゲイン周波数は約 80 Hz, 200 倍の場合のユニティゲイン周波数は約 120 Hz である。KAGRA の出力モードクリーナの姿勢制御の要求値はユニティゲイン周波数 20 Hz なので、本実験では十分な制御が得られたといえる。増幅率が 200 倍の場合の位相余裕は 30 deg 程度あり、この制御も安定であるといえる。位相線図とゲイン線図ともに 200 Hz 付近に見られるピークは角度制御実験のものと同じものである。ゲイン線図には 30 Hz 付近と 12 Hz 付近にピークが見られ、これは 2 つの角度制御ミラーの共振周波数がずれているためにピークがずれて出ているものであると考えられる。このような状態の場合、2 つの角度制御ミラーに同じ信号を入れていても、ミラーの動きが異なりビームの振る舞いが予測できなくなる。したがって、2 つの角度制御ミラーはワイヤのテンションの調節などの手段で、同じ共振周波数とするべきである。

5.5 角度制御と平行制御の分離

前節、前々節で角度方向に動かした場合の制御と、平行方向に動かした場合の制御を行った。続いてこの 2 つの制御を同時にすることを考える。複数の制御を同時にするとき、信号の分離度が重要である。今回の実験系で、ビームが角度方向だけに揺れている場合に必要な制御は角度制御のみである。したがって、角度制御信号は存在し平行制御信号は存在しない状態が理想的である。実際の制御では角度方向にしかビームが揺れていない場合でも、平行制御信号が少し出てしまい不要な制御がなされてしまうので対策が必要だ。このように複数の制御を同時にするとき、それぞれの制御信号が混じらないようにすることを信号の分離と呼ぶ。理想的な信号の分離状態を表 5.1 に示す。理想的な制御では、このように表の対角成分にだけ信号が存在する。

表 5.1: 理想的な制御信号の分離

	角度制御信号	平行制御信号
光を角度方向のみに揺らす	α	0
光を平行方向のみに揺らす	0	δ

実際の制御系では、角度方向にビームを揺らした場合の角度制御信号 α と平行制御信号 β , 平行方向にビームを揺らした場合の角度制御信号 γ と平行制御信号 δ が存在する。表の対角成分を光学ゲインと呼び、単位は (V/V) である。この値で表を規格化して対角成分を 1 にする (表 5.2)。

表 5.2: 実際の制御信号の分離 規格化

	角度制御信号	平行制御信号	光学ゲイン
光を角度方向のみに揺らした場合	$\alpha/\alpha = 1$	β/α	α
光を平行方向のみに揺らした場合	γ/δ	$\delta/\delta = 1$	δ

実験系のセットアップ

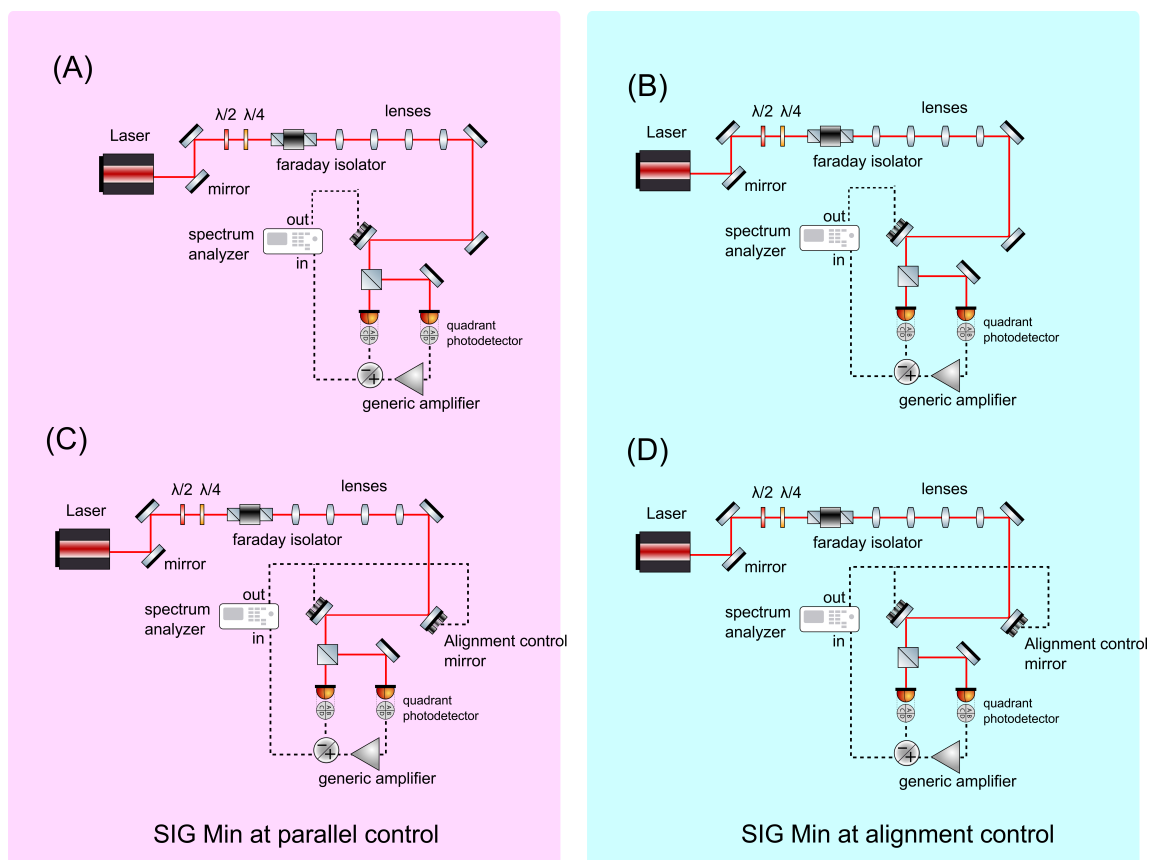


図 5.11: 信号分離度の測定. (A), (B) では角度方向のみにビームを動かし, (C), (D) では平行方向のみにビームを動かす. 色つきの枠はアンプのセット状態の違いを表している, ピンクの (A), (C) のセットアップでは平行にビームを揺らしたときに 2 つの四分割フォトディテクタの出力の差が最小になるようにセットしてあり, 水色の (B), (D) のセットアップでは角度方向にビームを揺らしたときに 2 つの四分割フォトディテクタの出力の差が最小になるようにセットしてある.

実験系のセットアップを図 5.11 に示す. どの実験も共通して, スペクトラムアナライザの出力信号で角度制御ミラーを揺らし, 四分割フォトディテクタで光の揺れ方を測定してスペクトラムアナライザに返して伝達関数を測定する. 鏡の揺らし方は, (A), (B) の実験系が角度方向で, (C), (D) の実験系は平行方向である.

実験方法

(A) 角度方向にビームを揺らした場合の角度制御信号

この実験で測定するのは対角成分の信号である. 平行方向にビームを揺らし, 2 つのフォトディテクタの出力の差が最小になるようにアンプを調節する. 揺らす鏡は 1 つで, 角度方向にビームを揺らす.

(B) 角度方向にビームを揺らした場合の平行制御信号

角度方向にビームを揺らし、2つのフォトディテクタの出力の差が最小になるようにアンプを調節する。揺らす鏡は(A)と同様に1つで、角度方向にビームを揺らす。

(C) 平行方向にビームを揺らした場合の角度制御信号

(A)と同じアンプの状態で行う。揺らす鏡は2つで、平行方向にビームを揺らす。揺らす鏡は2つで、平行方向にビームを揺らす。

(D) 平行方向にビームを揺らした場合の平行制御信号

この実験で測定するのは対角成分の信号である。(B)と同じアンプの状態で行う。揺らす鏡は2つで、ビームを平行方向に揺らす。

実験結果

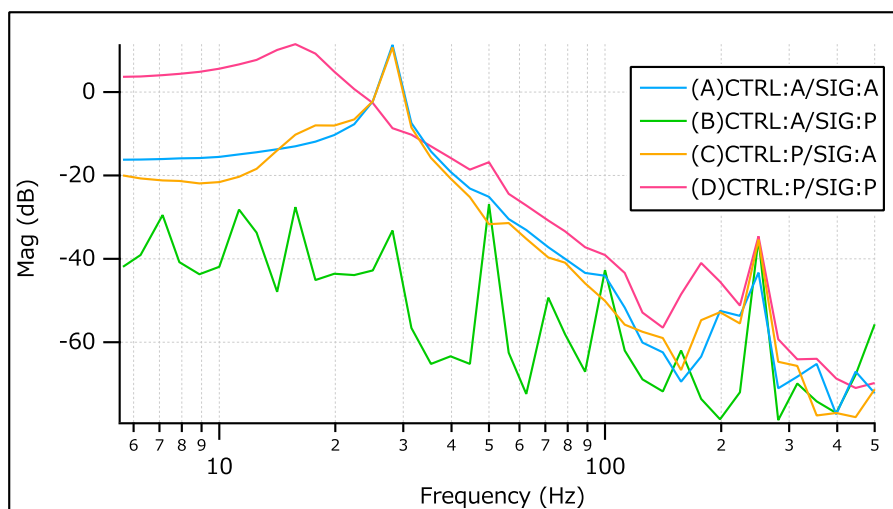


図 5.12: 角度制御と平行光路制御の分離.

(A), (B), (C), (D) で測定した伝達関数を図 5.12 に示す. 対角成分 ((A),(D)) は, 非対角成分 ((B),(C)) と比較してゲインが大きいことがわかる. また, 20 Hz と 30 Hz の間で非対角成分の (C) のゲインが大きくなっている.

表 5.3 にユニティゲイン周波数 (100 Hz 付近) 以下の周波数の分離度を示す. ここで, 図 5.12 に示したゲインの値を規格化するために $10^{X/20}$ で変換している. 10 Hz 以下の低周波では, 非対角成分の信号は対角成分の 1/20 程度で良く分離できているといえる. 20 Hz 付近では角度方向にビームを揺らした場合はよく信号が分離できているが, 平行方向に揺らした場合は対角成分と比較して非対角成分が 1/5 程度しかゲインが下がっていない. つまり, ビームが平行方向にしか揺れていないにも関わらず, 角度制御信号が出てしまい余計な制御がなされてしまうということだ. さらに 28 Hz 付近では平行方向にビームを揺らした場合に平行制御信号よりも角度制御信号のほうが多く出ている. この周波数では信号が分離できているとは言えない. 50 Hz, 100 Hz では, ビームを平行方向に揺らした場

表 5.3: 制御信号の分離度

周波数 (Hz)	光の揺れ	角度制御信号	平行制御信号	光学ゲイン
5.6	角度	1	0.05206	0.15435
	平行	0.06569	1	1.5223
10	角度	1	0.04814	0.16692
	平行	0.04355	1	1.90985
20	角度	1	0.0216	0.30584
	平行	0.22594	1	1.7559
28	角度	1	0.00594	3.68553
	平行	9.31108	1	0.36813
50	角度	1	0.81564	0.0554
	平行	0.17989	1	0.14454
100	角度	1	1.17085	0.00626
	平行	0.28184	1	0.01109

合ではある程度信号が分離できているが、角度方向に揺らした場合はあまり分離できていないことがわかる。また、100 Hz 付近はユニティゲイン周波数に近いので、対角成分の信号(光学ゲイン)も小さな値となっている。非対角成分が小さくなるようにアンプを調節したことで、対角成分のゲインも小さくなってしまい、分離度が得られない場合がある。この実験の目標は対角成分と非対角成分の比を大きくすることなので、非対角成分が最小になる状態が最適ではない可能性が考えられる。したがって、アンプを調節し対角成分と非対角成分の比が最大になるような状態を探す追実験が必要だ。

第6章 結論

本研究では、干渉計と出力モードクリーナの相対位置のずれによる出力モードクリーナの性能低下、またこれによる重力波検出器の感度低下への対策として、出力モードクリーナの姿勢制御を行った。姿勢制御には、角度方向と平行方向の2自由度の制御が必要となる。

2つの自由度の制御を独立に行ったテーブルトップ実験では、角度制御実験ではユニティゲイン周波数 110 Hz、位相余裕 30 deg の制御に成功し、平行制御実験ではユニティゲイン周波数 120 Hz、位相余裕 30 deg の制御に成功した。これは KAGRA の出力モードクリーナの姿勢制御の要求値であるユニティゲイン周波数 20 Hz を大きく超えて達成している。一方で、この制御帯域は基本モード光だけを使用した制御なので、高次モードも含む光での制御を試みる追実験が必要である。

さらに、2自由度同時制御を行うに当たり一部の周波数において制御信号の分離度が低いことが確認されたので、これを改善する必要がある。

第7章 今後の課題

7.1 制御自由度の追加

本研究で行った出力モードクリーナの姿勢制御は水平方向(ヨー方向)の制御のみであった。実際の姿勢制御では水平方向の制御のほかに、鉛直方向(ピッチ方向)の制御も必要である。使用した四分割フォトディテクタは鉛直方向の位置も検出できるので、これまでの実験に鉛直方向の制御も追加する方法として以下の方法が考えられる：

1. 角度制御ミラーの可動自由度を増やす
2. 角度制御ミラーを2つ追加し4つにする

(1)については、既存の角度制御ミラーではできないので、設計を改めて作り直す必要がある。(2)については、角度制御ミラーは現在使用している構造のままで良いが、光学系が複雑になることにより信号の分離度が下がり、制御の安定性が損なわれる可能性がある。したがって、今後は2自由度の角度制御ミラーを作成し、水平方向と鉛直方向の同時制御の実験を試みる。

7.2 同時制御における信号の分離度の改善

現在完了している実験では、角度・平行2自由度同時制御において28 Hz付近で信号の分離度が低かった。これを改善する方法として以下の方法が考えられる：

1. アンプの調節方法を変え、対角成分と非対角成分の信号の比が最も大きくなるようにする。
2. 2つの四分割フォトディテクタを置く位置を変え、差分をとる時に信号の分離度が最も高くなるような位置関係を見つける。
3. 発振器などを用いて制御信号にオフセットを加え、非対角成分の信号を打ち消す。

(2)については、四分割フォトディテクタの位置を変えるのではなく、2つの四分割フォトディテクタの前にレンズを置きその位置を調節することで光学的な位置位置関係を変える方法も考えられる。レンズを用いた調節は光学系を組むのに必要な面積を最小に抑えることができるので、実際にKAGRAに導入するときには好都合である。(3)については、発振器で加えるオフセット信号は周波数ごとに調節する必要があり、事前に測定したデータをもとにフィードフォワード制御をする必要がある。

7.3 出力モードクリーナを用いた実験

東工大では現在、出力モードクリーナのプロトタイプを用いた共振器の長さ制御実験が行われている。ここで出力モードクリーナの共振器の長さ制御と姿勢制御を同時にする実験が考えられる。長さ制御のみの実験系では干渉計と出力モードクリーナの相対位置変化が起こっている状態なので、姿勢制御を追加すると出力モードクリーナの性能向上が期待できる。

7.4 制御信号の選択

今回の実験で角度制御ミラーを用いて制御した光はレーザー光源から出た綺麗な基本ガウスモードであった。3.2に記したとおり、実際の重力波検出器で出力モードクリーナに来る光は(1)主ビームの基本モード、(2)重力波信号、(3)主ビームの高次モード、(4)高周波制御用信号の4つがある。今回の実験系では(1)の基本ガウスモードのみの状態で制御を行っていたことになる。姿勢制御実験では(3)主ビームの高次モードが制御の邪魔になることが予測される。したがって、以下の追実験を行うべきである：

高次モードを含むレーザー光での姿勢制御実験

これまでの角度制御実験、平行制御実験の実験系において、レーザー光をアイリスなどを用いて一部遮り、高次モードを人工的に生成したレーザー光で制御を行う。このレーザー光は(1)主ビームの基本モードと(3)主ビームの高次モードを含んでいる。アイリスを置く場所は、角度制御ミラーの後の光路が揺れることを考慮し角度制御ミラーの前に入れるのが良い。

この実験ではレーザー光の形状が変化するので、四分割フォトディテクタの出力波形に変化が現れると考えられる。KAGRAの出力モードクリーナの姿勢制御の要求値はユニティゲイン周波数20 Hzの制御であり、現在完了している(1)主ビームの基本モードのみを使用した実験ではユニティゲイン周波数100 Hz以上の制御帯域を実現しているが、レーザー光に(3)高次モードを追加した実験では制御帯域が下がる可能性がある。

関連図書

- [1] M. Prijatelj, J. Degallaix, H. Grote, J. Leong, C. Affeldt, S. Hild, H. Lück, J. Slutsky, H. Wittel, K. Strain and K. Danzmann, “The output mode cleaner of GEO 600”, *Class. Quantum Grav.* **29**, 055009 (9pp) (2012).
- [2] S. J. Waldman “Output Mode Cleaner Design,” *Technical Note*, LIGO-T1000276-4 (2011).
- [3] M. Prijatelj, “Gravitational wave detection with refined light-The implementation of an output mode cleaner at GEO600”, Ph.D. thesis, (2012).
- [4] K. Somiya, O. Miyakawa, P. Fritschel, and R. Adhikari, “Length Sensing and Control for AdLIGO”, LIGO-T060272.00.I (2006).
- [5] LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration, “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger”, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 061102 (2016).
- [6] 三尾典克「一般相対性理論 基礎から実験的検証まで」サイエンス社 (2007).
- [7] 中村卓史・三尾典克・大橋正健「重力波をとらえるー存在の証明から検出へ」京都大学学術出版会 (1998).
- [8] 安東正樹「Fabry-Perot 型レーザー干渉計重力波検出器の制御」 (1996).
- [9] 宗宮健太郎「干渉計型重力波検出器とその制御」.
- [10] ヤリーヴ-イェー「光エレクトロニクス」丸善株式会社 (2010).
- [11] 日本機械学会「制御工学」日本機械学会 (2002).
- [12] 岡村廸夫「OP アンプの回路の設計」CQ 出版株式会社 (1990).

謝辞

本研究にあたり多くの方にご協力をいただきました。最後に皆様にお礼を申し上げます。

指導教員の宗宮健太郎先生には、出力モードクリーナの姿勢制御という興味深いテーマを与えていただきました。参考にする資料が少ない中、私の疑問に熱心にお答えいただき実験をスムーズに行うことができました。実験の進め方や制御方法、解析の方法まで、様々な面でお世話になりました。本当にありがとうございました。また、姿勢制御の実験以外にも、まだ学部4年生の私に他大学での実験や神岡に赴きKAGRAに参加する機会を与えてくださいました。私にとって出張はとても刺激的で、大学院での研究生生活に向け夢を膨らませることになりました。本年度は重力波業界にとっていろんな意味で激動の一年でした。特に重力波の初検出という一大イベントのあった本年度に重力波業界にいられたことはとても貴重な体験でした。本年度のさまざまな経験を通して、大学院でもKAGRAに貢献していきたいと強く感じました。

東京大学三尾研究室大学院2年生の西内良太さんには光学実験の基礎を教えてくださいました。宗宮研の実験室移動による工事で光学実験の経験がほぼない状態の私に、光学実験の基礎から実験の進め方までを丁寧に教えていただきました。ありがとうございました。東大で行った実験は卒論とは異なるテーマでしたが、三尾研での実験経験は本実験の基礎となりました。先生や研究室の先輩方が神岡での実験のため不在の時期に、卒論の実験を一人で立ち上げることができたのも東大での実験経験があったからです。三尾研究室での熱レンズ実験に私を参加させてくださった上原先生、三尾先生にもこの場を借りてお礼を申し上げます。ありがとうございました。

研究室の先輩方、同期の学生にも多くのご支援をいただきました。宗宮研修室修士2年生の矢野さんには実験を立ち上げる際に制御装置や光学素子の使い方を教えてくださいました。修士1年生の片岡さんには電子回路の設計、シミュレーション、そして製作の方法まで教えてくださいました。博士4年生の須佐さんには学生室で様々な相談に乗っていただきました。修士1年生の熱田さんと同期の学部4年生の柳沼君にもコロキウムや卒論発表の練習に付き合ってくださいました。多くの意見を貰い発表の改善につながりました。皆様多くのご協力をありがとうございました。