

修士論文

干渉計型重力波検出器における

同相雑音低減法の研究

1993年1月

物理学専門課程

佐藤 寿一

目 次

1 実験の目的	3
2 重力波	5
2.1 重力波	5
2.2 重力波の検出	7
2.3 重力波検出器と同相雑音の除去	10
3 Fabry-Perot 干渉計	15
3.1 Fabry-Perot 干渉計	15
3.2 Pound-Drever 法	17
3.3 Gaussian ビームとモードマッチング	20
4 実験装置	23
4.1 光源	23
4.1.1 レーザー管	23
4.1.2 強度安定化	23
4.1.3 ビームプロファイルの測定	27
4.2 Fabry-Perot キャビティ	28
4.2.1 キャビティの製作	28
4.2.2 反射光とフィネスの測定	28
4.2.3 Pound-Drever 法	28

5 実験	34
5.1 実験の構成	34
5.2 オープンループ伝達関数の測定	35
5.3 同相雑音除去の実験とその結果	35
5.4 まとめ	45
A 実験に用いた回路	47



写真 1:
実験を行なったタンク。

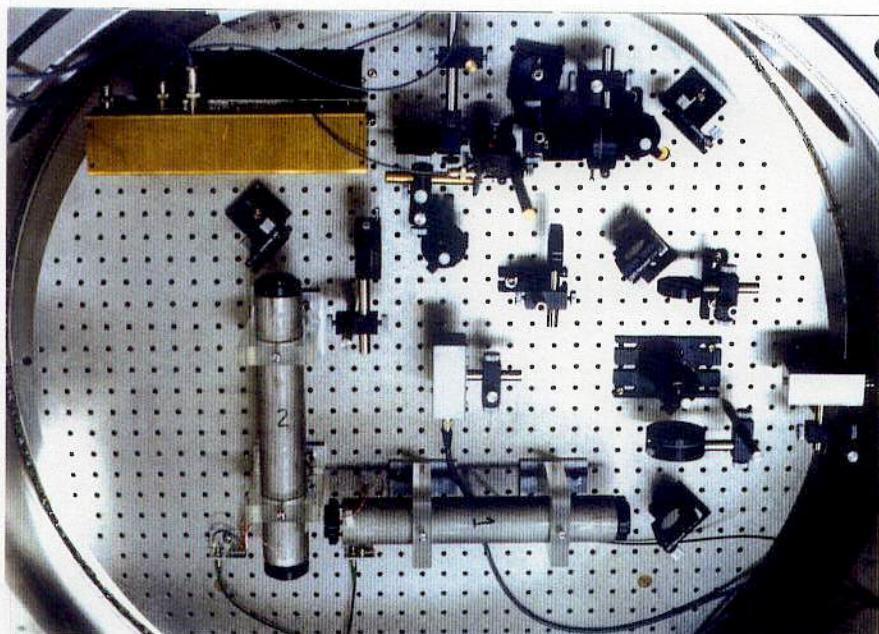


写真 2:
実験装置。左上がレーザー。1、2
と書いてあるのがキャビティー。

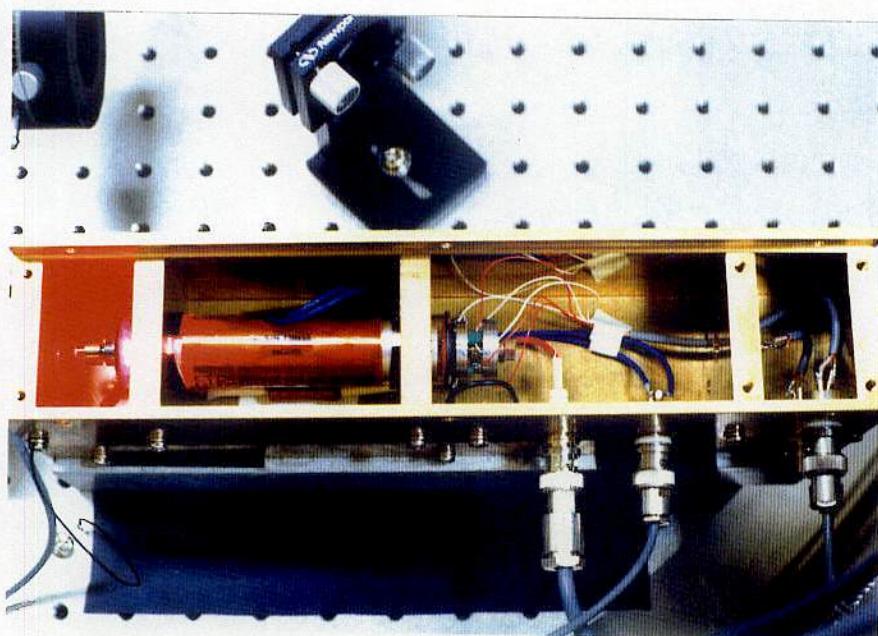
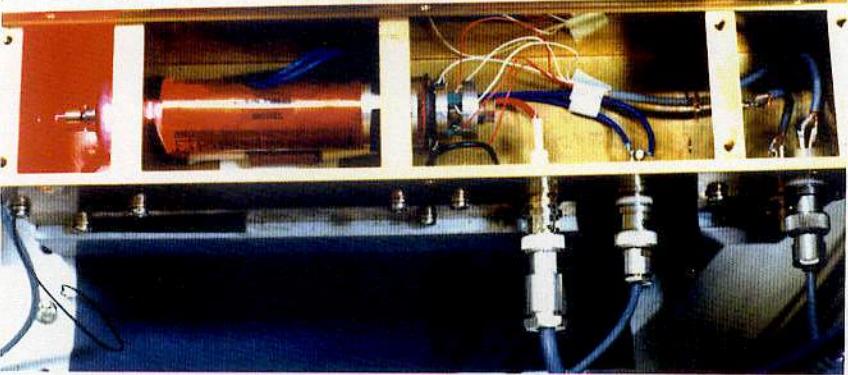
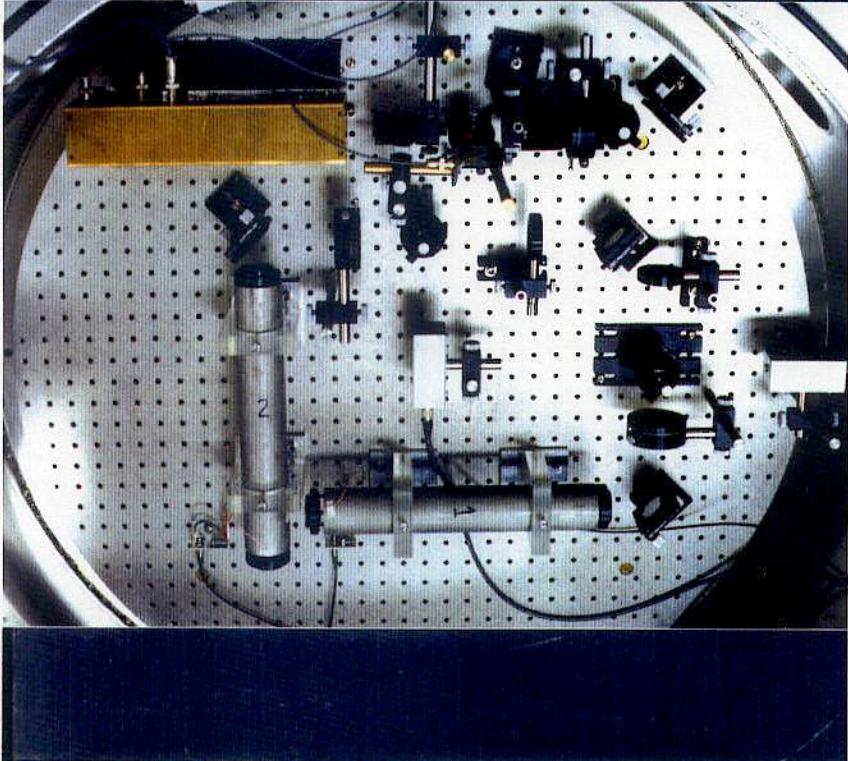


写真 3:
レーザー管の加工。管に巻いてある
茶色のものがヒーター、管の右側の
緑色のものがピエゾ素子。



11 ~ 48 ~

第 1 章 実験の目的

重力波は時空の歪が波動として伝わるもので、その存在は一般相対論によって理論的に予言されている。また、連星パルサーの周期減少が重力波放出による理論値と非常によく一致していることから、重力波の存在に対する間接的な証拠が得られている [1]。しかし、重力波は物質との相互作用が非常に弱いため、直接これを検出するのは難しく、現在ではまだ検出されていない。重力波が検出できれば、一般相対論の検証になるだけでなく、天体からの重力波の測定によって、電磁波では見ることのできない星の内部や宇宙初期の情報を得ることができるので、天文学や宇宙物理学にも非常に役に立つはずである。

重力波の検出装置には、いくつかの異なった種類のものがある [2]。ひとつは、自由質量型と呼ばれるもので、これは吊るされたふたつの質量の間の距離をレーザー干渉計を用いて測定することによって時空の変化を検出するものである [3]。もうひとつは共振型と呼ばれるもので、これは弾性体でできたアンテナを用い、重力波によって励起されるアンテナの振動を検出するものである [4]。

共振型重力波検出器として、円板型のディスクアンテナ [5] にレーザー干渉計を用いた振動検出器を取り付けたものが考えられている [6]。これは、鏡を 1 枚は固定し、もう 1 枚はアンテナに取り付け、この 2 枚の鏡で Fabry-Perot キャビティを作つて振動を検出するものである。Fabry-Perot キャビティを振動検出器として用いると、光源のレーザーの周波数雑音が信号として出てきてしまうので、これを除去しなければならない。ディスクアン

テナに重力波が入射すると、直交するふたつの方向でアンテナは逆の位相で振動する。したがってこのふたつの方向にそれぞれトランスデューサーを取り付ければ、重力波による振動は逆相なのに対し、レーザーの周波数雑音は同相なので、ふたつのトランスデューサーの信号の差をとれば、レーザーの周波数雑音は除去できる。あるいは、ふたつの信号の和をとれば同相成分だけが残るので、これをレーザーに返すことによって雑音を除去する方法も考えられる。理想的な場合には、これらのうち一方だけで雑音は完全に除去されるはずであるが、実際にはそうなるとは限らないので、ふたつを併用することも考えられる。

また、自由質量型の検出器の場合、Delay-Line 方式のものは 2 本の腕からの光を干渉させなければならないが、Fabry-Perot 方式のものは直接干渉させずに別々に信号を取り出すこともできるので、その場合はこの方法で同相雑音を除くことができる。

この実験では、固定された 2 本の Fabry-Perot キャビティーを用いて、このような方法によって同相雑音が低減されることを確かめた。

第 2 章 重力波

2.1 重力波

一般相対論では、4 次元時空内で座標が dx^μ だけ離れた 2 点の間の距離を、メトリック $g_{\mu\nu}$ を用いて、

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$$

と表す。重力場のない平らな時空の場合には、

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$$

となる。ここで、

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

である。

弱い重力場の場合を考えると、平らな時空からのずれが小さいとして

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

と書ける。このとき、クリストッフェル記号

$$\Gamma^\mu_{\nu\lambda} = \frac{1}{2} g^{\mu\rho} (g_{\rho\nu,\lambda} + g_{\rho\lambda,\nu} - g_{\nu\lambda,\rho})$$

¹この章では、光速 $c = 1$ 、重力定数 $G = 1$ とする。

リーマンテンソル

$$R^{\mu}_{\nu\alpha\beta} = \Gamma^{\mu}_{\nu\beta,\alpha} - \Gamma^{\mu}_{\nu\alpha,\beta} + \Gamma^{\mu}_{\sigma\alpha}\Gamma^{\sigma}_{\nu\beta} - \Gamma^{\mu}_{\sigma\beta}\Gamma^{\sigma}_{\nu\alpha}$$

リッヂテンソルとリッヂスカラー

$$R_{\mu\nu} = R^{\rho}_{\mu\rho\nu}$$

$$R = R^{\mu}_{\mu}$$

を、それぞれ $h_{\mu\nu}$ の 2 次以上の項を無視して計算すると、

$$\begin{aligned}\Gamma^{\mu}_{\nu\lambda} &= \frac{1}{2}(h^{\mu}_{\nu,\lambda} + h^{\mu}_{\lambda,\nu} - h_{\nu\lambda}^{\mu}) \\ R^{\mu}_{\nu\alpha\beta} &= \frac{1}{2}(h^{\mu}_{\beta,\alpha,\nu} + h_{\nu\alpha,\beta}^{\mu} - h_{\alpha,\beta,\nu}^{\mu} - h_{\nu\beta,\alpha}^{\mu}) \\ R_{\mu\nu} &= \frac{1}{2}(h^{\rho}_{\nu,\rho,\mu} + h_{\mu\rho,\nu}^{\rho} - h_{\nu,\mu}^{\rho} - h_{\mu\nu,\rho}^{\rho}) \\ R &= h_{\mu\nu}^{\rho,\mu,\nu} - h^{\mu}_{\mu}\end{aligned}$$

となる。ここで、 $h \equiv h^{\rho}_{\rho}$ であり、コンマ (,) は偏微分を表す。また、 h の 2 次以上を無視しているので、添字の上げ下げは $g_{\mu\nu}$ ではなく $\eta_{\mu\nu}$ で行ってよい。これらを Einstein 方程式

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}R = 8\pi T_{\mu\nu}$$

に代入し、

$$\bar{h}_{\mu\nu} \equiv h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h$$

とおき、さらにローレンツゲージの条件

$$\bar{h}^{\mu\nu}_{\quad,\nu} = 0 \tag{2.1}$$

を課すと、

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = 16\pi T_{\mu\nu}$$

となる。ここで、 $\square \equiv \partial_{\alpha}\partial^{\alpha}$ であり、 $T_{\mu\nu}$ はエネルギー運動量テンソルである。真空中では $T_{\mu\nu} = 0$ なので、

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \tag{2.2}$$

となる。これは波動方程式になっているので、重力場が波となって時空内を伝わっていくことがわかる。(2.2)式の解として単色の平面波

$$\bar{h}_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} e^{ik_\alpha x^\alpha} \quad (2.3)$$

を考える。これが(2.1)、(2.2)式を満たすには、

$$A_{\mu\nu} k^\nu = 0$$

$$k_\mu k^\mu = 0$$

でなくてはならない。ローレンツゲージの条件を課しても、まだ座標のとり方に任意性が残っているので、さらに

$$\bar{h}_{\mu 0} = 0$$

$$\bar{h}^\mu_{\mu} = 0$$

という条件を課す(TTゲージ)。このとき、波の進行方向をz軸にとると、

$$h_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_x & 0 \\ 0 & h_x & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

と書ける。ここで、

$$h_+ = A_+ e^{i\omega(t-z)}$$

$$h_x = A_x e^{i\omega(t-z)}$$

である。重力波はふたつの自由度をもっていることがわかる。

2.2 重力波の検出

重力波がないとき距離 X^μ だけ離れた自由なテスト粒子を考える。これに重力波が入射したときの距離の変化を ξ^μ とすると、geodesic deviationの式から、 ξ^μ は

$$\frac{d^2 \xi^\mu}{d\tau^2} = -R^\mu_{\nu\rho\sigma} \frac{d\xi^\nu}{d\tau} X^\rho \frac{d\xi^\sigma}{d\tau} \quad (2.5)$$

を満たす。速度が光速にくらべて十分小さいとき、この式は

$$\frac{d^2\xi^\mu}{dt^2} = -R^\mu_{0\nu 0}X^\nu \quad (2.6)$$

となる。TTゲージをとると、

$$R^\mu_{0\nu 0} = -\frac{1}{2}\frac{\partial^2 h^\mu_\nu}{\partial t^2}$$

と書けるから、結局

$$\frac{d^2\xi^\mu}{dt^2} = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 h^\mu_\nu}{\partial t^2}X^\nu \quad (2.7)$$

となる。波の進行方向を z 軸にとると、 ξ^μ は

$$\xi^\mu = -\frac{1}{2}A_{\mu\nu}X^\nu e^{i\omega(t-z)}$$

と表せる。 $A_{\mu\nu}$ が(2.4)式のような形だとすると、

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \xi^x \\ \xi^y \end{pmatrix} &= -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} A_+ & A_x \\ A_x & -A_+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^x \\ X^y \end{pmatrix} e^{i\omega(t-z)} \\ &= -\frac{A_+}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^x \\ X^y \end{pmatrix} e^{i\omega(t-z)} - \frac{A_x}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^x \\ X^y \end{pmatrix} e^{i\omega(t-z)} \end{aligned}$$

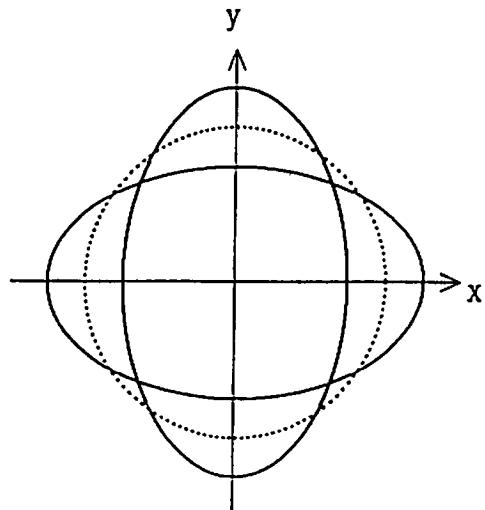
となり、この式から A_+ と A_x はそれぞれ図2.1の(a),(b)のような振動に対応していることがわかる。

従って、ふたつの自由な質量の間の距離の変化を測る事によって、重力波を検出することができる。距離の変化の測定にはレーザー干渉計が用いられる。実際には、レーザーの雑音などを除くために、直交するふたつの腕の距離の差の変化を、図2.2のようにマイケルソン型の干渉計を用いて測る。これがレーザー干渉計型重力波検出器の原理である。

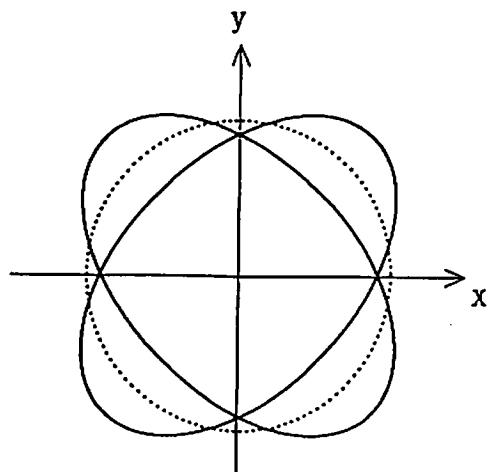
また、ふたつの質量が自由ではなく、バネでつながれているような場合を考えると、(2.7)式のかわりに

$$\frac{d^2\xi^\mu}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{d\xi^\mu}{dt} + \omega_0^2 \xi^\mu = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 h^\mu_\nu}{\partial t^2} X^\nu \quad (2.8)$$

となる。これは強制振動の式になっており、固有振動数 ω_0 の弾性体にそれに近い周波数の重力波が入射すると固有振動が励起されることがわかる。この振動を検出すれば、重力波が来たことがわかる。これが共振型重力波検出器の原理である。



(a) + mode



(b) × mode

図 2.1: 重力波のふたつのモード

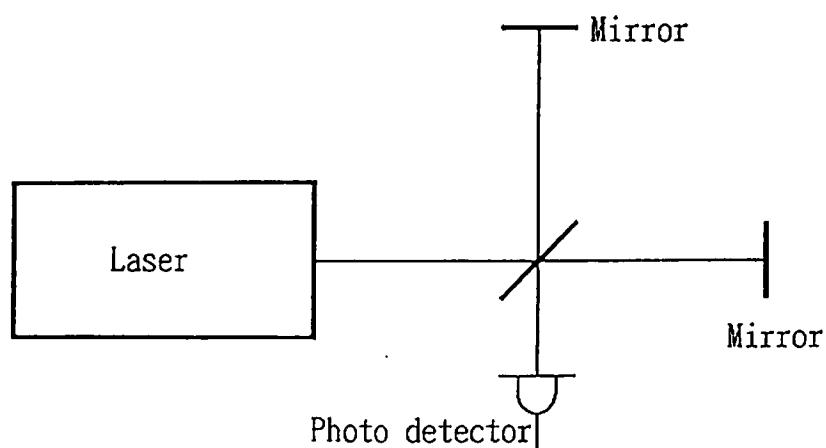


図 2.2: レーザー干渉計型重力波検出器

2.3 重力波検出器と同相雑音の除去

重力波検出器には、前に述べたように共振型と自由質量型がある。

共振型の重力波アンテナは、いくつかの形のものが考えられているが、そのうちのひとつとして円板型のディスクアンテナがある。円板型の弾性体でできたアンテナに、その軸の方向（ z 方向とする）から重力波が入射すると、図 2.3(a) のような四重極モードの振動が励起される。この振動を測ることによって重力波を検出するのであるが、これは x 方向が伸びたときは y 方向が縮むというような振動なので、図 2.3(b) のように垂直な 2 方向の振動を測定すれば、逆相の信号が得られる。振動の測定には、Fabry-Perot 共振器を用いたトランステューサーが考えられている。Fabry-Perot 共振器で振動の検出をすると、振動だけではなくレーザーの周波数雑音も信号として出てきてしまうので、これを取り除かなければならぬ。ふたつのトランステューサーと同じ光源を用いれば、光源の周波数雑音による信号は同相になるので、それぞれのトランステューサーの信号の差をとれば、同相雑音が打ち消されて、逆相の信号が残る。あるいは、ふたつの信号の和をとると、同相雑音がのこるので、この和の信号をレーザーにフィードバックしてレーザーの雑音を減らす方法も考えられる。

自由質量型検出器は、図 2.2 のようにレーザー干渉計が用いられる。干渉計の腕の長さを L として、これに振幅 h の重力波が入射すると、光路長は $\delta L = hL$ だけ変化する。このことから考えると、 L が大きいほど感度が大きいよう見えるが、 L が長すぎると光が往復する間に重力波の効果がキャンセルされてしまい、感度が悪くなる。従って、 L には最適な値が存在する。重力波の周波数を 1kHz とすると、 $L = 75\text{ km}$ となる [7]。このような長い干渉計は実際に作るのは難しいので、光を折り返すことによって光路長を長くする方法が用いられる。その方法には、Delay-Line 方式と Fabry-Perot 方式の 2 種類がある。Delay-Line 方式は、ミラーの間の異なった経路を光が折り返すものであり、Fabry-Perot 方式は同じ経路を往復して多重干渉するものである。Delay-Line 方式の場合、ふたつの腕の光を干渉させなければ信号は得られない。しかし、Fabry-Perot 方式の場合は、それぞれの腕がすでに干渉計になっているので、ふたつの光を干渉させずに別々に取り出すこともできる。その場合は、共振型の場合に述べたのと同様な方法で同相雑音を減らすことができる。

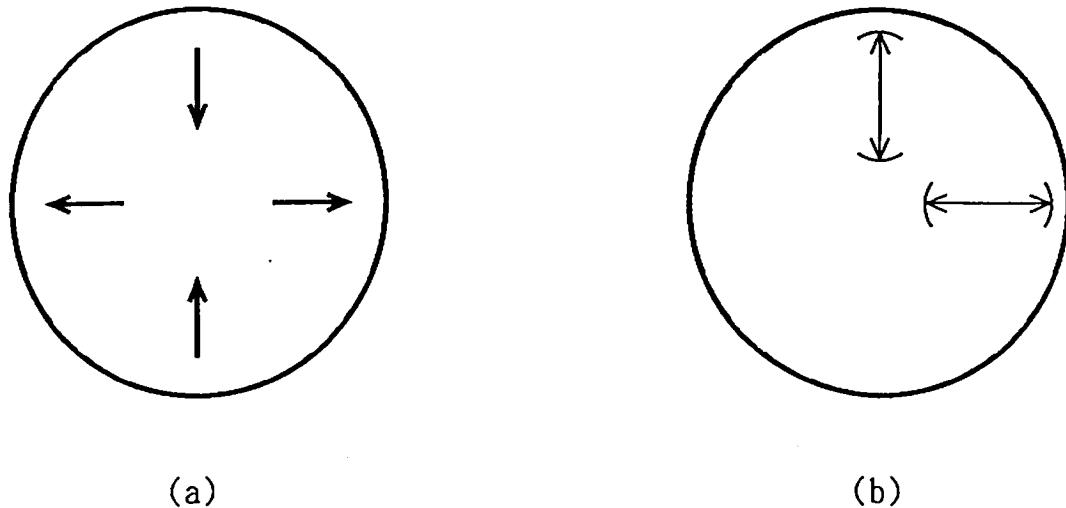


図 2.3: ディスクアンテナ

図 2.4 のようなふたつの Fabry-Perot キャビティーを用いた重力波検出器を考える。周波数 $\nu + \Delta\nu$ の光 ($\Delta\nu$ は光源の雑音とフィードバック信号を表している) が入射したとき、ふたつのキャビティーからの信号を s_1, s_2 とする。片方のキャビティーの長さが Δl だけ伸び、もう一方が同じだけ縮んだとき、得られる信号は (3.18) 式から

$$s_1 = \gamma_1 \left(\frac{\Delta\nu}{\nu} + \frac{\Delta l}{l} \right) \quad (2.9)$$

$$s_2 = \gamma_2 \left(\frac{\Delta\nu}{\nu} - \frac{\Delta l}{l} \right) \quad (2.10)$$

となる。ここで、 γ_1, γ_2 はゲインを表す定数である。

これらの信号の差をとると、

$$s_d \equiv s_1 - s_2 = (\gamma_1 - \gamma_2) \frac{\Delta\nu}{\nu} + (\gamma_1 + \gamma_2) \frac{\Delta l}{l} \quad (2.11)$$

となり、 $\gamma_1 = \gamma_2$ ならば、光源の雑音 $\Delta\nu$ は除去できることになる。しかし、実際には完全に $\gamma_1 = \gamma_2$ することはできないから、光源の雑音が完全に除かれるわけではない。

信号をレーザーに返して安定化する場合を考えてみる。 s_2 をレーザーに返したときは、

$$\Delta\nu = -G s_2 + \nu_n \quad (2.12)$$

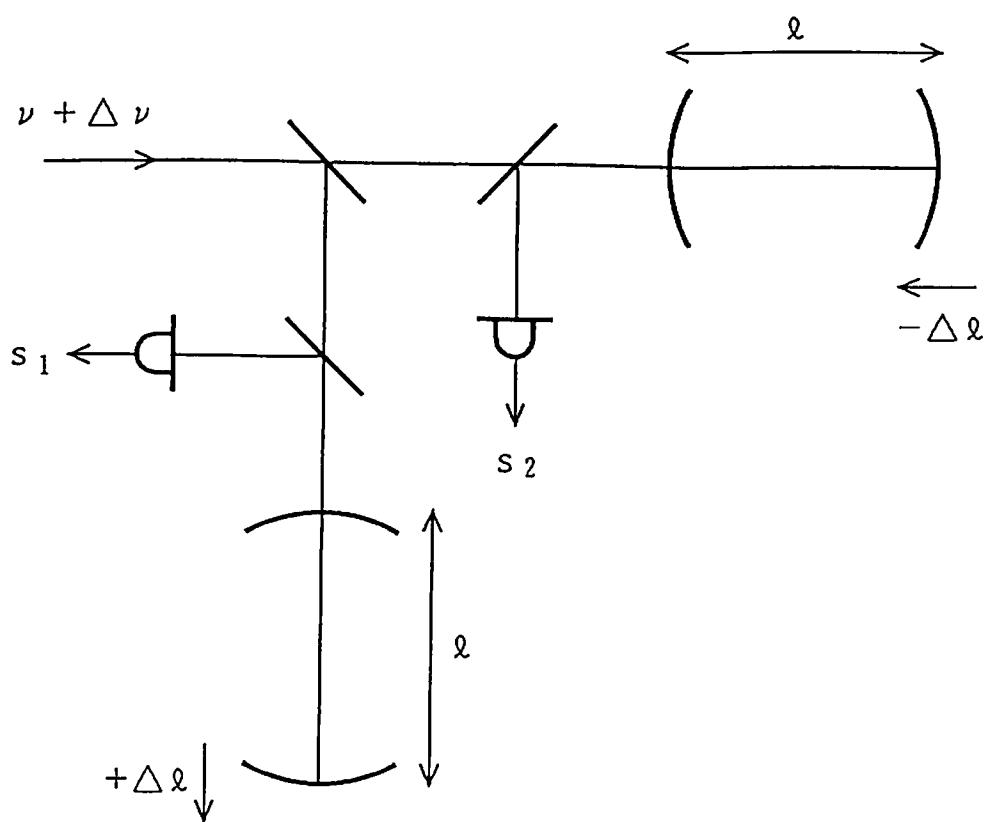


図 2.4: 同相雑音の除去

と書ける。 ν_n は光源の雑音である。これを(2.9)式に代入すると、

$$s_1 = \frac{\gamma_1}{1+G_2} \left(\frac{\nu_n}{\nu} + (1+2G_2) \frac{\Delta l}{l} \right) \quad (2.13)$$

$$s_2 = \frac{\gamma_2}{1+G_2} \left(\frac{\nu_n}{\nu} - \frac{\Delta l}{l} \right) \quad (2.14)$$

となる。ここで、 $G_i \equiv G\gamma_i/\nu (i=1,2)$ であり、これはフィードバック系のオープンループゲインに相当する。このように s_2 を光源に返したとき、 s_1 を出力信号とみると、同相雑音は $1/(1+G_2)$ になることがわかる。よって、 G_2 を大きくとれば同相雑音は小さくなる。しかし、発振の問題があるので実際には G_2 をいくらでも大きくすることができるわけではない。また、この場合は s_2 に出てくる重力波の信号までレーザーに返しているので、 s_2 の信号は ν_n の項だけでなく Δl の項まで小さくなっている。

この状態で、 s_1 と s_2 の差をとってみると、

$$s_1 - s_2 = \frac{1}{1+G_2} \left((\gamma_1 - \gamma_2) \frac{\nu_n}{\nu} + (\gamma_1 + \gamma_2 + 2G_2\gamma_1) \frac{\Delta l}{l} \right) \quad (2.15)$$

となり、単に差をとったとき((2.11)式)とくらべて、同相雑音は $1/(1+G_2)$ になっている。

また、ふたつの信号の和をレーザーに返す場合を考えると、

$$\Delta\nu = -G(s_1 + s_2) + \nu_n \quad (2.16)$$

となるから、(2.9)式より、

$$s_1 = \frac{1}{1+G_1+G_2} \left(((1+G_2)\gamma_1 - G_1\gamma_2) \frac{\nu_n}{\nu} + ((1+G_2)\gamma_1 + G_1\gamma_2) \frac{\Delta l}{l} \right) \quad (2.17)$$

$$s_2 = \frac{1}{1+G_1+G_2} \left(((1+G_1)\gamma_2 - G_2\gamma_1) \frac{\nu_n}{\nu} - ((1+G_1)\gamma_2 + G_2\gamma_1) \frac{\Delta l}{l} \right) \quad (2.18)$$

$$(2.19)$$

となる。したがって、 $\gamma_1 \approx \gamma_2$ であれば、同相雑音は $1/(1+G_1+G_2)$ になる。 $G_1, G_2 \rightarrow \infty$ のときは、レーザーにフィードバックをかけずにふたつの信号の差をとったもの((2.11)式)と等価になる。

このとき、さらに s_1 と s_2 の差をとると、

$$s_1 - s_2 = \frac{1}{1+G_1+G_2} \left((\gamma_1 - \gamma_2 + 2G_2\gamma_1 - 2G_1\gamma_2) \frac{\nu_n}{\nu} + (\gamma_1 + \gamma_2 + 2G_2\gamma_1 + 2G_1\gamma_2) \frac{\Delta l}{l} \right) \quad (2.20)$$

第 3 章 Fabry-Perot 干渉計

3.1 Fabry-Perot 干渉計

図 3.1 のように、振幅反射率、振幅透過率がそれぞれ r_1 と r_2 、 t_1 と t_2 の 2 枚の鏡が距離 l だけ離れて置かれているとする。これに、周波数 $\nu = \omega/2\pi$ の光が入射したとし、その振幅を

$$A_i(t) = A_i e^{i\omega t} \quad (3.1)$$

とおく。このときの反射光、透過光の振幅をそれぞれ A_r, A_t とすると、鏡の間を往復する光をすべて加え合わせることにより

$$\begin{aligned} A_r &= A_i r_1 + \sum_{n=0}^{\infty} A_i (-r_2) t_1^2 e^{-2i\delta} (r_1 r_2 e^{-2i\delta})^n \\ &= \frac{r_1 - r_2 (1 - p_1^2) e^{-2i\delta}}{1 - r_1 r_2 e^{-2i\delta}} A_i \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} A_t &= \sum_{n=0}^{\infty} A_i e^{-i\delta} t_1 t_2 (r_1 r_2 e^{-2i\delta}) \\ &= \frac{e^{-i\delta}}{1 - r_1 r_2 e^{-2i\delta}} A_i \end{aligned} \quad (3.3)$$

となる。ここで、 p_1 は、フロントミラーの損失で、 $r_1^2 + t_1^2 + p_1^2 = 1$ である。また、 δ は光が距離 l を進むときの位相差で、

$$\delta = \frac{\omega l}{c} \quad (3.4)$$

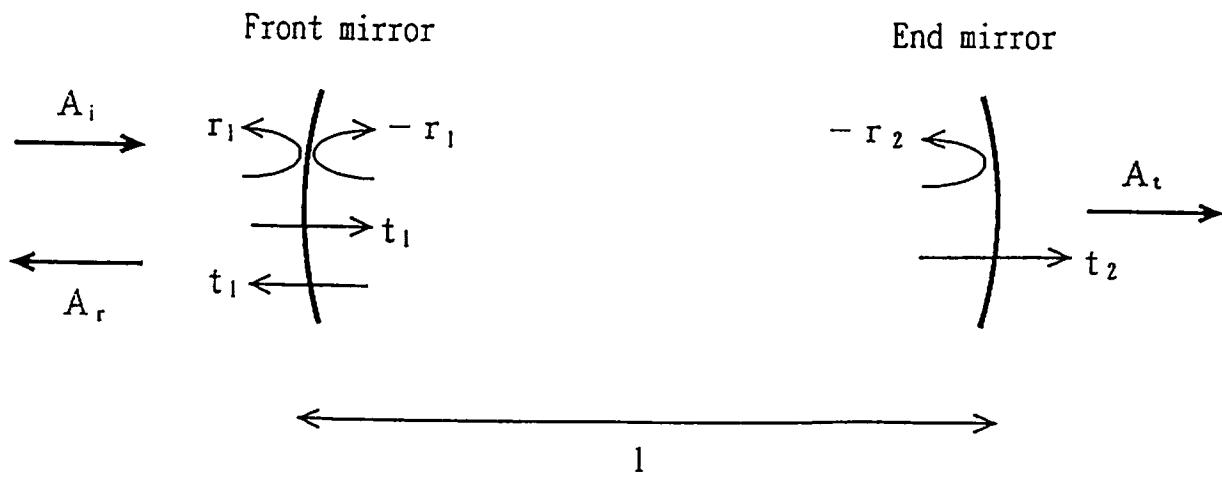


図 3.1: Fabry-Pérot 干渉計

である。入射光、反射光、透過光の強度をそれぞれ I_i, I_r, I_t とすると、

$$\begin{aligned} \frac{I_r}{I_i} &= \left| \frac{A_r}{A_i} \right|^2 \\ &= \frac{(r_1 - r_2(1 - p_1^2))^2 + 4r_1r_2(1 - p_1^2)\sin^2 \frac{\omega l}{c}}{(1 - r_1r_2)^2 + 4r_1r_2\sin^2 \frac{\omega l}{c}} \\ &= \frac{F^2 \frac{(r_1 - r_2(1 - p_1^2))^2}{4r_1r_2} + F^2(1 - p_1^2)\sin^2 \frac{\omega l}{c}}{1 + F^2\sin^2 \frac{\omega l}{c}} \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{I_t}{I_i} &= \left| \frac{A_t}{A_i} \right|^2 \\ &= \frac{t_1^2 t_2^2}{(1 - r_1r_2)^2 + 4r_1r_2\sin^2 \frac{\omega l}{c}} \\ &= \left(\frac{t_1 t_2}{1 - r_1r_2} \right)^2 \frac{1}{1 + F^2\sin^2 \frac{\omega l}{c}} \end{aligned} \quad (3.6)$$

となる。ここで、

$$F = \frac{2}{\pi} \mathcal{F} \quad (3.7)$$

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \quad (3.8)$$

で、 \mathcal{F} はフィネスと呼ばれる量である。周波数に対して透過率 I_t/I_i をプロットすると、図 3.2 のようにピークが等間隔で並んでいることがわかる。となりあうピークの間隔を $\nu_{FSR} = c/2l$,

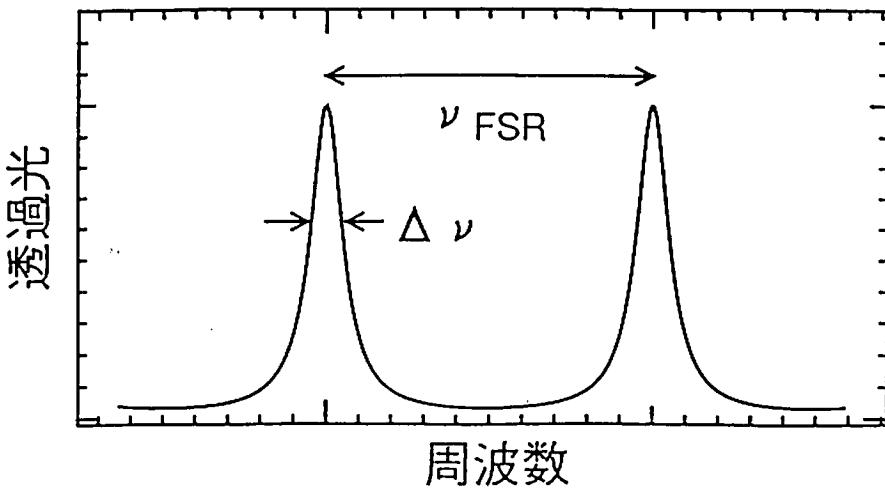


図 3.2: Fabry-perot 干渉計の透過光

ピークの半値幅を $\Delta\nu$ とすると、フィネスは

$$\mathcal{F} \equiv \frac{\nu_{\text{FSR}}}{\Delta\nu} \quad (3.9)$$

で定義される。反射率が 1 に近づくとフィネスは大きくなり、ピークは鋭くなる。以上では、周波数を変数にとって反射率、透過率を考えたが、これらの式には周波数は常に ωl の形で入っているので、キャビティの間隔 l を変数にとることもできる。この場合でも、グラフは図 3.2と同じ形になり、ピークの間隔は $l_{\text{FSR}} = c/2\nu = \lambda/2$ (λ は光の波長) となる。

3.2 Pound-Drever 法

Fabry-Perot キャビティの共振点からのずれを検出する方法として、Pound-Drever 法がある [8]。これは、レーザー光に周波数変調をかけ、キャビティの透過光（または反射光）を同じ信号で復調することによってピークからのずれを検出するものである。

キャビティの入力光に周波数変調がかかっていると、透過光は図 3.3 の (a) の位置ならば変調信号と同じ信号、(b) ならば 2 倍波、(c) ならば逆相の信号が得られるので、これを復調すればピークからのずれが得られるということで直感的には理解できる。

計算すると以下のようになる。角振動数を ω_0 の入射光に変調指数 m の位相変調をかけ

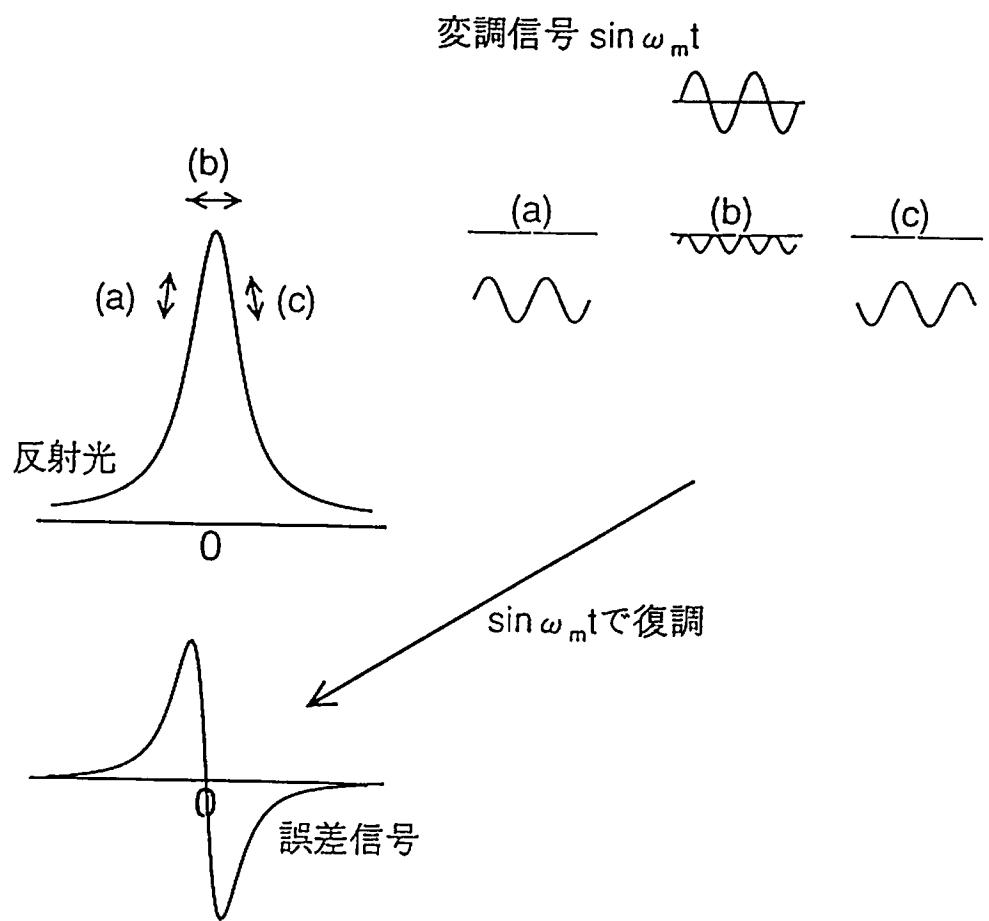


図 3.3: Pound-Drever 法

る。つまり、入射光の位相が

$$\phi = \omega_0 t + m \sin \omega_m t$$

と表されるとする。これは、

$$\omega = \omega_0 + m \omega_m \cos \omega_m t$$

の周波数変調がかかったのと同じことである。このとき、入射光の振幅は

$$\begin{aligned} A(t) &= A_0 e^{i(\omega_0 t + m \sin \omega_m t)} \\ &= A_0 e^{i\omega_0 t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(m) e^{in\omega_m t} \end{aligned}$$

となる。ここで、 $J_n(m)$ はベッセル関数である。いま、 $m \ll 1$ として、 m の 2 次以上は無視することにすると、 $J_0(m) = 1 + O(m^2)$, $J_1(m) = -\frac{m}{2} + O(m^2)$, $J_n(m) = O(m^n)$ だから、 $n = 0, \pm 1$ の項だけ考えればよく、

$$A(t) = A_0 \left(e^{i\omega_0 t} + \frac{m}{2} e^{i(\omega_0 + \omega_m)t} - \frac{m}{2} e^{-i(\omega_0 - \omega_m)t} \right) \quad (3.10)$$

となる。

Fabry-Perot キャビティの反射光の伝達関数を $\delta = \frac{\omega l}{c}$ の関数とみて $a(\delta)$ とすると、(3.3) 式から

$$a(\delta) = \frac{r_1 - r_2 (1 - p_1^2) e^{-2i\delta}}{1 - r_1 r_2 e^{-2i\delta}} \quad (3.11)$$

となる。共振点を $\delta = \delta_0$ とし、そのときの光の周波数とキャビティの長さをそれぞれ ω_c, l_c とすると、

$$\delta_0 = n\pi = \frac{\omega_c l_c}{c} \quad (3.12)$$

共振点から少しずれて、 $\omega = \omega_c + \Delta\omega, l = l_c + \Delta l$ のときに $\delta = \delta_0 + x$ となったとすると、 $\Delta\omega, \Delta l$ の 1 次までとすれば

$$x = \frac{\omega_c \Delta l + l_c \Delta \omega}{c} \quad (3.13)$$

ここで、 $x \ll 1$ として $a(\delta)$ を x で展開し、2 次以上を無視すると

$$a(\delta_0 + x) = A + iBx \quad (3.14)$$

と書ける。ここで、

$$\begin{aligned} A &\equiv a(\delta_0) \\ &= \frac{r_1 + r_2(1 - p_1^2)}{1 - r_1 r_2} \\ iB &\equiv \left. \frac{\partial a(\delta)}{\partial \delta} \right|_{\delta=\delta_0} \\ &= i \frac{2t_1^2 r_2}{(1 - r_1 r_2)^2} \end{aligned}$$

である。(3.10)式の形の入射光に対しては、反射光は

$$A_r(t) = A_0 \left(e^{i\omega_0 t} a(x) + \frac{m}{2} e^{i(\omega_0 + \omega_m)t} a(x + \frac{l_c \omega_m}{c}) - \frac{m}{2} e^{i(\omega_0 - \omega_m)t} a(x - \frac{l_c \omega_m}{c}) \right) \quad (3.15)$$

変調の角振動数 ω_m が反射光のピークの幅 $\frac{\pi c}{l_c F}$ に比べて十分小さいときは¹、 $\frac{l_c \omega_m}{c} \ll 1$ なので、この場合上の式に (3.14) 式の伝達関数を代入し、強度反射率 $\frac{I_r}{I_i} = \left| \frac{A_r}{A_i} \right|^2$ を計算し、 $\cos \omega_m t$ の項だけを取り出すと、

$$2B^2 mx \frac{l_c \omega_m}{c} \cos \omega_m t \quad (3.16)$$

となる。他の項は、定数や $\cos^2 \omega_m t$ などの項だから、 $\cos \omega_m t$ で同期検波することによって消え、 $\Delta\omega$ と Δl に比例した

$$\begin{aligned} &\frac{4t_1^4 r_2^2}{(1 - r_1 r_2)^4} m \omega_m l_c \frac{\omega_c \Delta l + l_c \Delta \omega}{c^2} \quad (3.17) \\ &= \frac{4t_1^4 r_2^2}{(1 - r_1 r_2)^4} \frac{m \omega_m l_c \delta_0}{c} \left(\frac{\Delta l}{l_c} + \frac{\Delta \omega}{\omega_c} \right) \quad (3.18) \end{aligned}$$

の項だけが残る。

3.3 Gaussian ビームとモードマッチング

波動方程式

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad (3.19)$$

¹ この実験では、変調周波数は 20kHz、ピークの幅は 1.7MHz なので、この近似が成り立つ

の解として、 z 方向に進む波

$$\phi = \psi(x, y, z) e^{i(\omega t - kz)} \quad (3.20)$$

を考える。これを上の波動方程式に代入し、 ψ の z 方向の変化は小さいという近似をすると、

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (3.21)$$

となる。この解として、 z が一定の平面内で強度が $\exp(-\frac{r^2}{2w(z)^2})$ に比例するものがある。ここで、 r は z 軸からの距離 ($r^2 = x^2 + y^2$) である。また、 $w(z)$ は、ビーム径、つまり場が $1/e$ になる半径を表しており、

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (3.22)$$

と書ける。ここで、 λ は光の波長である。このようなビームは、 z 一定の面内の強度分布がガウシアンになっているので、ガウシアンビームと呼ばれる。レーザーの出力光もこのようになっている。(3.22) 式では、 $w(z)$ が最小になるところを $z = 0$ としており、その最小値が w_0 である。この点のことをビームウエストといい、ここから離れるにしたがってビームは広がっていく。ビームウエストの位置とそこでのビーム径 w_0 がガウシアンビームのパラメータである。

図 3.4 のように、曲率半径 R の 2 枚の球面鏡を向かい合わせに距離 d だけ離して置いた Fabry-Perot キャビティにガウシアンビームを入射させることを考える。この場合、キャビティーの中心がビームウエストになる。ビームウエストの位置と鏡の位置でのビーム径をそれぞれ w_0, w_2 とすると、これらは d と R を用いて

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{d(2R - d)} \quad (3.23)$$

$$w_2^2 = \frac{\lambda R}{\pi} \frac{1}{\sqrt{\frac{2R}{d} - 1}} \quad (3.24)$$

と表せる。

d と R を決めれば、上の式によって w_0 が決まる。 w_1 は光源によってすでに決まっているから、ビームウエストの位置と径が上で決めたものとあうように光源とキャビティーの間

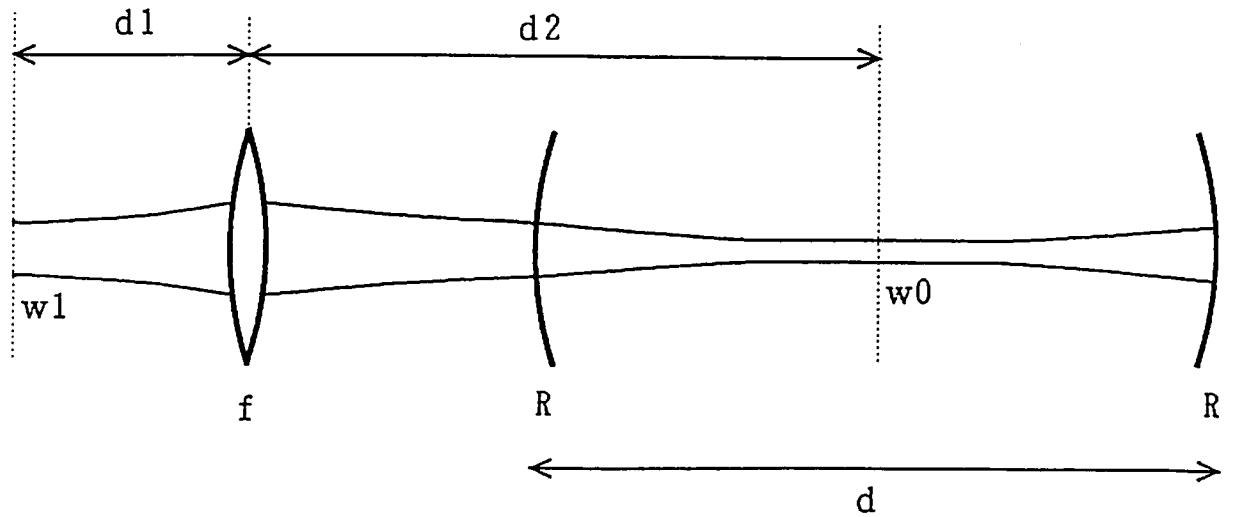


図 3.4: モードマッチング

にいれるレンズの位置 (d_1, d_2) と焦点距離 (f) を調節する。

$$f_0 = \frac{\pi w_0 w_1}{\lambda} \quad (3.25)$$

とおくと、 f は $f > f_0$ を満たすなら任意にとってよく、このとき

$$d_1 = f \pm \frac{w_1}{w_0} \sqrt{f^2 - f_0^2} \quad (3.26)$$

$$d_2 = f \pm \frac{w_0}{w_1} \sqrt{f^2 - f_0^2} \quad (3.27)$$

$$(3.28)$$

となる。土はどちらをとってもよい [9]。

キャビティの設計をするときは、これらの式を用いて各部品間の距離などを決める。

R, d, f は任意にとることができ、 w_1 は光源によって決まる。その他のパラメータは上のようにして決められる。

第4章 実験装置

4.1 光源

4.1.1 レーザー管

この実験では、光源に UNIPHASE の He-Ne レーザー管を用いた。これは、管長 13cm、波長 633nm、出力約 1mW のものである。レーザー管の管長を制御するために、フィルム型のヒーターを管に巻いて張り付けた。このヒーターに電流を流すと、管の温度が上がり、熱膨張によって管長が長くなる。また、出力光に変調をかけるために、ピエゾ素子（以下 PZT と書く）を取り付けた。PZT には、長さ 5mm で 2mm × 3mm のもの（NEC の AE0203D04）を 3つ用い、図 4.1 のように、アルミの金具を 2つ作って、これに PZT をはさむようにしてエポキシ接着剤で固定した。このような加工をしたレーザー管を真鍮のケースに入れ、光源として用いた。

4.1.2 強度安定化

レーザー管の管長に何も制御をかけないと、管の発熱によって管長が伸びるので、出力光の強度や周波数が時間とともに変化する。従って、何らかの方法で管長を制御しなければならない。今回用いたレーザー管は直線偏光のものなので、2-mode 法を用いることはできない。ここでは、出力光の強度が一定になるように、レーザー管に巻いたヒーターの電流を

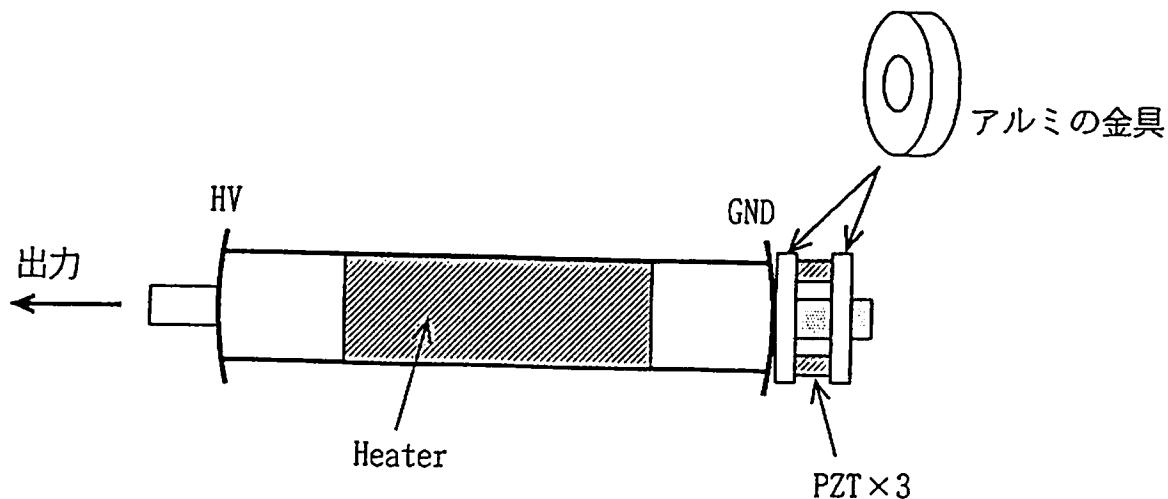


図 4.1: レーザー管の加工

制御することにした。

このような安定化のためには、レーザー管の後ろから出る光を用いることが多い。これは、出力光のパワーを減少させないことや、フォトダイテクターをレーザーのケース内に組み込めるというメリットがあるためである。しかし、今回用いたレーザー管は前と後から出る光の強度が比例していないため（図 4.2）、後の光を用いることはできない。そこで、前から出た光の一部を PBS で取り出し、これを強度安定化に用いることにした（図 4.3）。

このレーザー管の出力光は直線偏光なので、PBS の角度を調節することによって出力光の減少を少なくすることができる。図 4.3 に示したように、強度安定化に用いられる光は、PBS に入射する光のパワーの約 6 % だけであり、91 % が出力となる（残りは PBS でのロスになる）。このようにして取り出された光をフォトダイテクターで受け、図 4.4 のような回路を通して、レーザー管に巻いてあるヒーターに流す電流を制御する。この回路では、フォトダイオードに流れる、レーザー光のパワーに比例した電流を電圧に変換し、これを基準の電圧と比較して、その差に比例した電流をヒーターに流している。この回路による強度安定化の結果を図 4.5 に示す。フィードバックをかけると、出力のパワーが一定になっている。

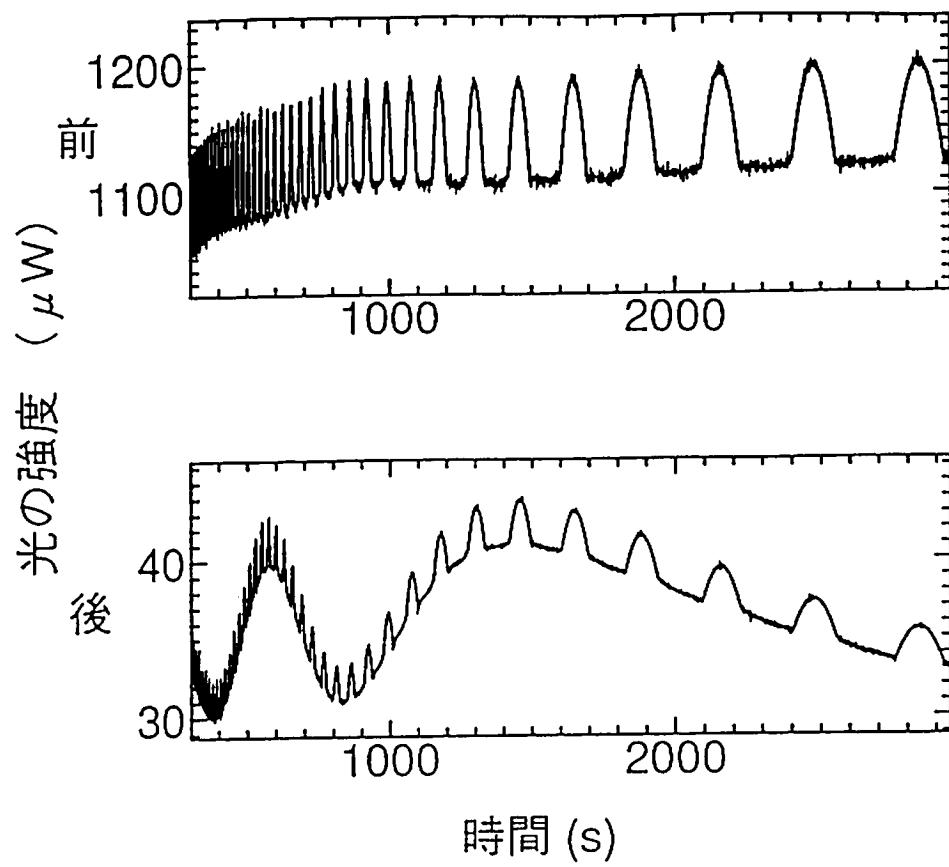


図 4.2: レーザー管の前と後ろから出る光のパワー

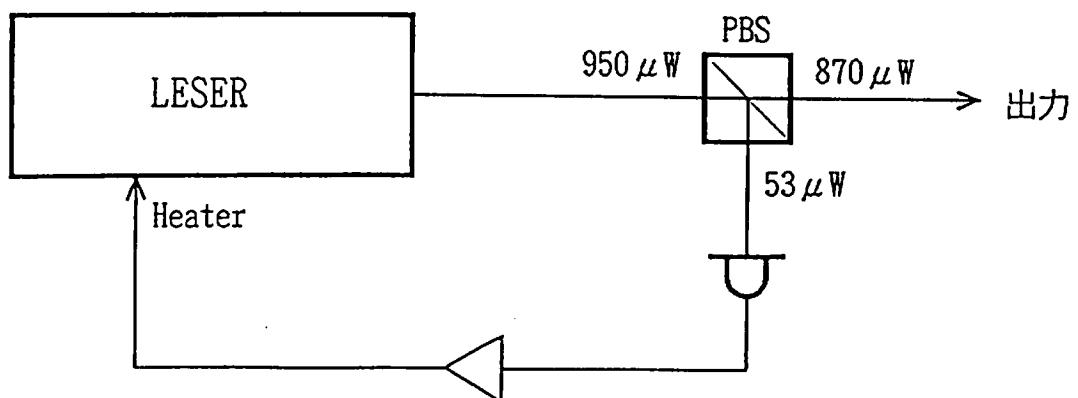


図 4.3: レーザーの強度安定化

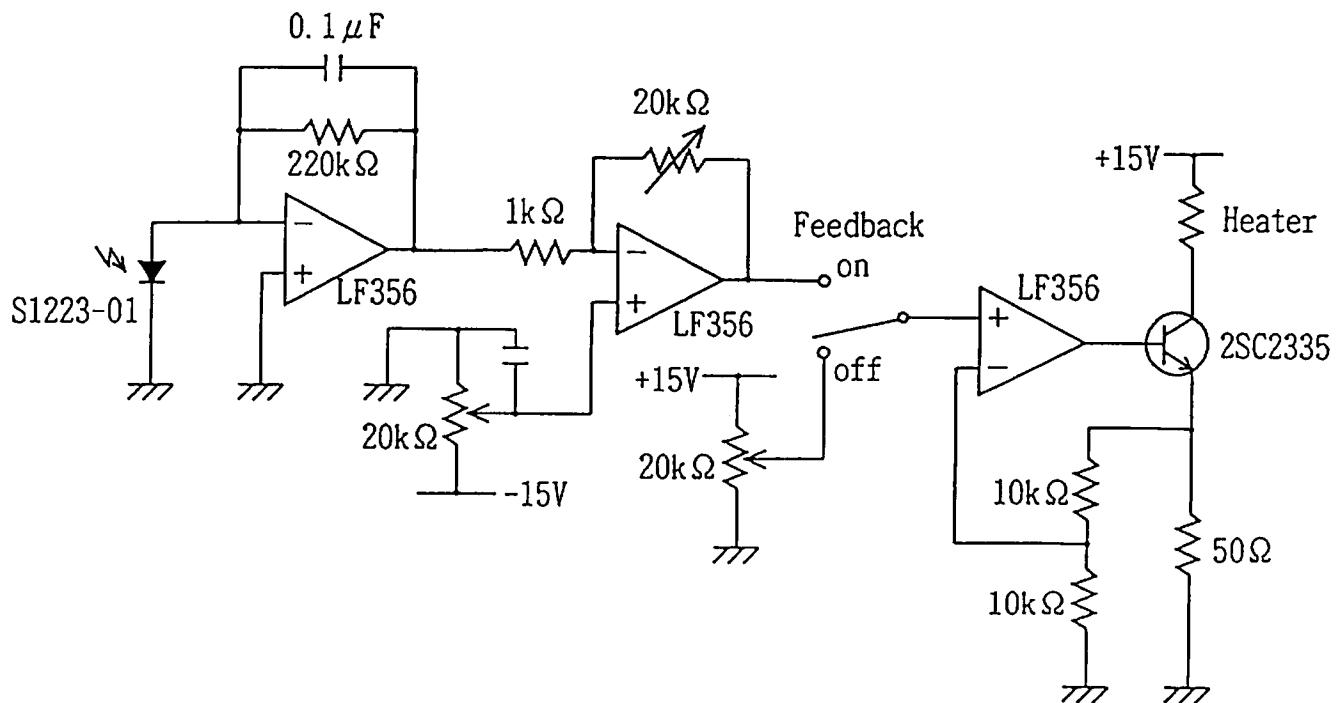


図 4.4: 強度安定化の回路

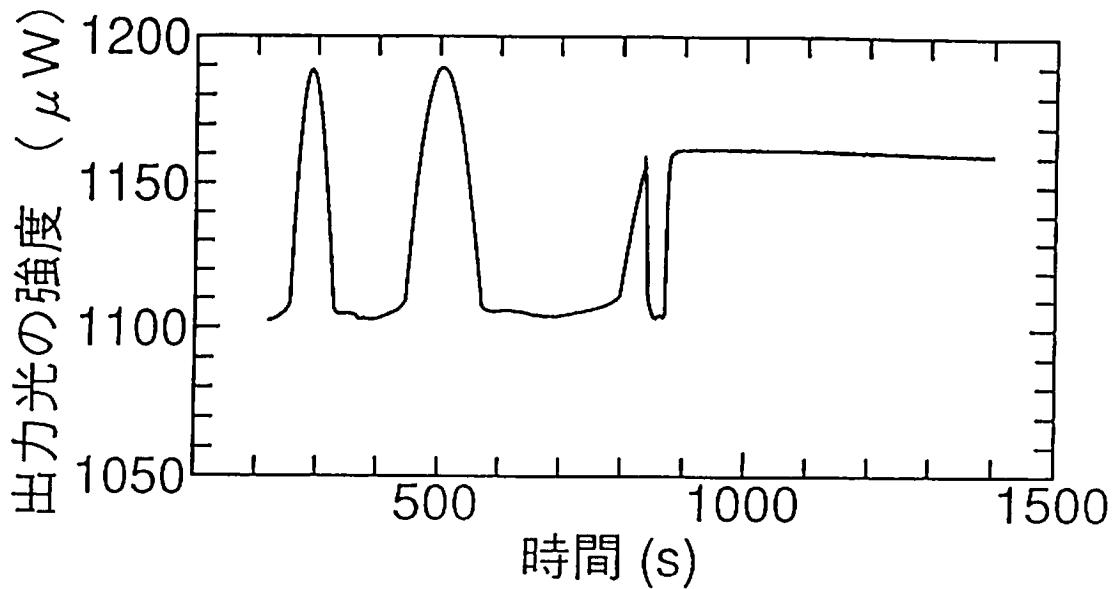


図 4.5: 安定化されたレーザー光のパワー

4.1.3 ビームプロファイルの測定

3.3節で述べたように、キャビティの位置などを決めるためには光源のビームウエストの径と位置をまず知らなければならない。ビームウエストの位置を $z = z_0$ とすると、(3.22) 式より、

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda(z - z_0)}{\pi w_0^2}\right)^2} \quad (4.1)$$

となるので、光源からの距離を変えながらビーム径を測定し、その結果をこの式にフィットすれば、 w_0 と z_0 が求められる。ビーム径の測定は、CCDカメラでビームの画像をパソコンに取り込み、これをガウシアンにフィットすることで行った。この結果は、

$$w_0 = 0.22\text{mm}$$

$$z_0 = -1.75\text{mm}$$

となった。(レーザーケースの端を $z = 0$ としている)

(4.1)式から、 $(z - z_0)^2$ に対して $w(z)^2$ をプロットすれば、直線に乗るはずである。こ

の結果を図 4.6 に示す。

4.2 Fabry-Perot キャビティ

4.2.1 キャビティの製作

この実験では、ステンレスのパイプ（外径 50 mm、肉厚 10 mm）の両側にミラーホルダーを張り付けたものをキャビティに用いた。片方のミラーホルダーは、位置を変えられるようにピエゾ素子（NEC の AE0203D04）を 3 つはさんで張り付けた。ミラーは、シグマ光機製の反射率 99 %、曲率半径 50 cm の球面鏡を用いた。

4.2.2 反射光とフィネスの測定

図 4.7 のように、キャビティのピエゾに 0.2 Hz の三角波を加えて長さをスキャンし、反射光の強度をパソコン上の AD 変換プログラムを用いて測定した。結果は図 4.8 のようになった。ふたつのピークの間の電位差は 11.6 V であった。これが $l_{FSR} = \frac{c}{2\nu} = \frac{\lambda}{2}$ の長さに対応することから、ピエゾの感度がわかる。今の場合、 $l_{FSR} = 316 \text{ nm}$ なので、ピエゾの感度は 27.3 nm/V となる。

次に、ピークの近くだけをより細かく測定すると、図 4.9 のようになる。横軸は今求めたピエゾの感度を用いて位置に直してある。これを、Fabry-Perot キャビティの反射光強度の式 ((3.6) 式) にフィットすると、フィネスは $F = 284$ となる。図の丸印は測定した点であり、実線はフィットの結果である。また、フィネスの定義の式 ((3.9) 式) を用いて求めても、ほとんど同じ値になる。ここで求めたフィネスの値から、ミラーの反射率を逆算すると、98.9 % となる。

4.2.3 Pound-Drever 法

図 4.10 のような構成で、キャビティ長をピエゾでスキャンし、誤差信号を測定すると、図 4.11 のようになった。共振点付近では直線になっており、その傾きから、位置検出の感度は 5.1 V/nm であることがわかる。

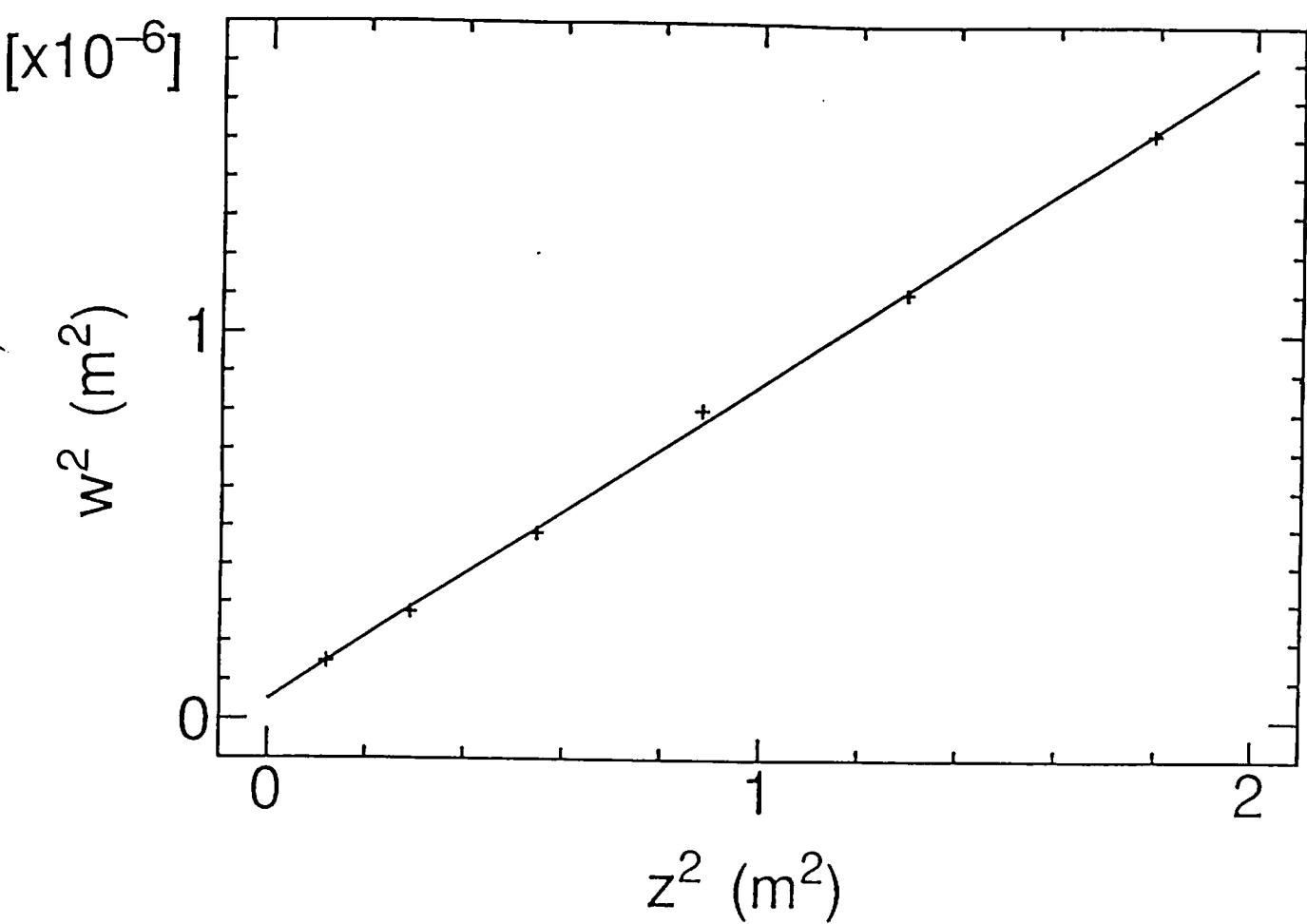


図 4.6: ビームウエストからの距離 z の 2 乗と、ビーム径 $w(z)$ の 2 乗をプロットしたもの。+は実測値で、直線はフィットの結果。

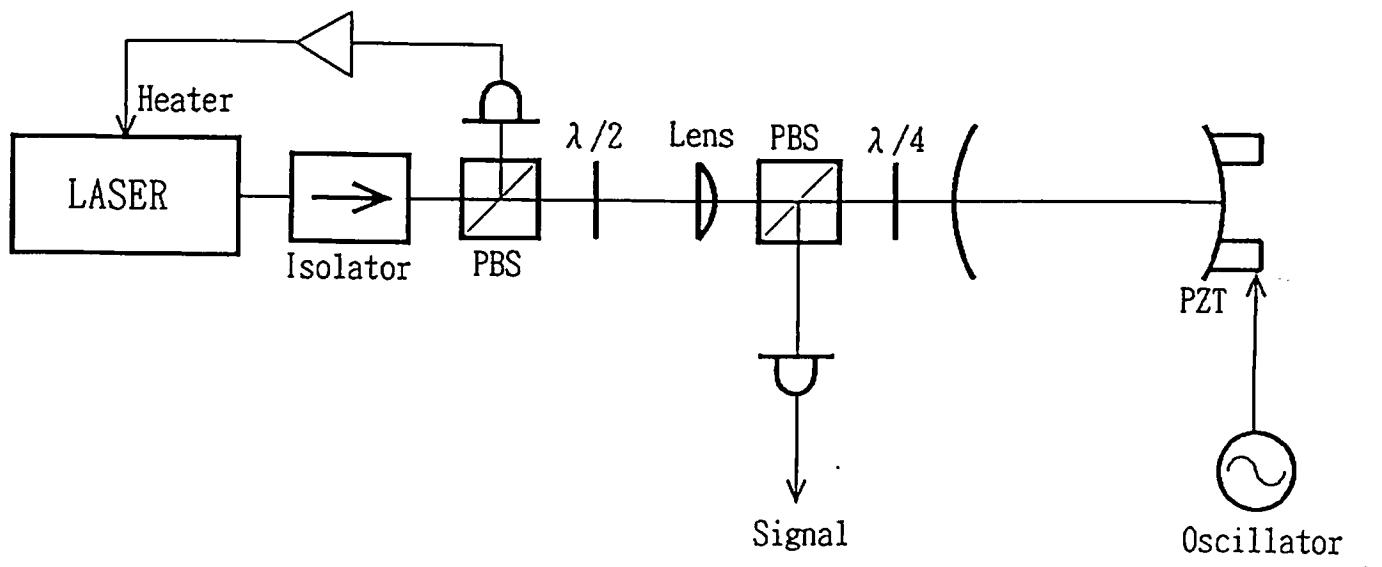


図 4.7: Fabry-Perot キャビティの反射光とフィネスの測定

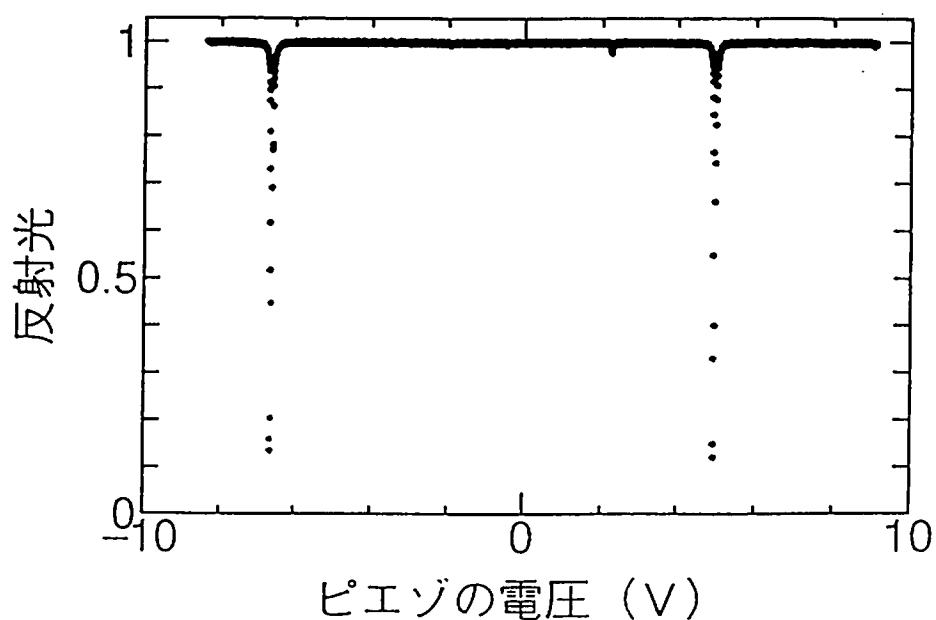


図 4.8: Fabry-Perot キャビティの反射光 (1)

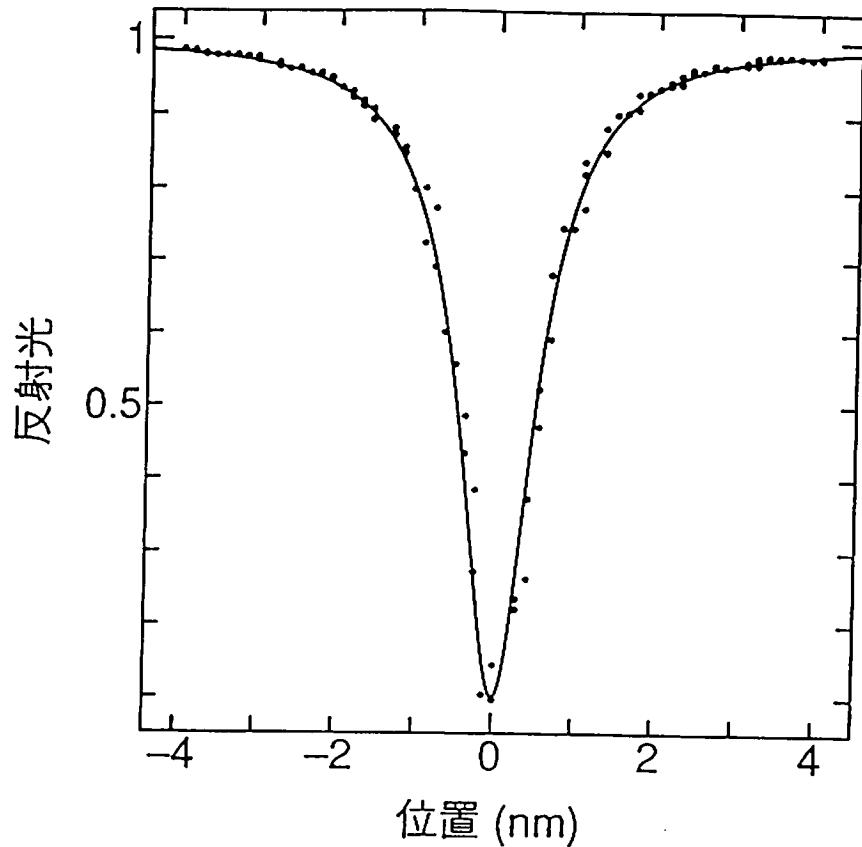


図 4.9: Fabry-Perot キャビティーの反射光 (2)

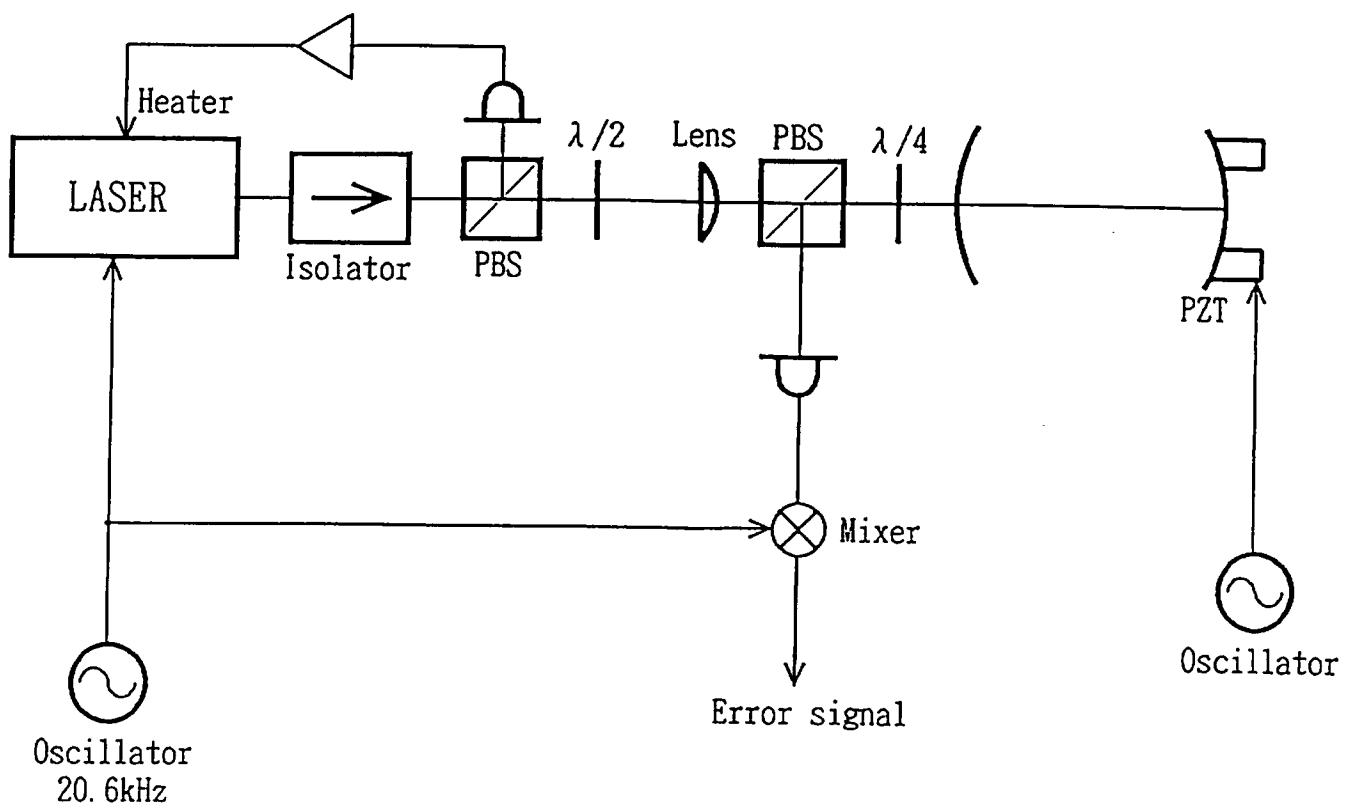


図 4.10: Pound-Drever 法

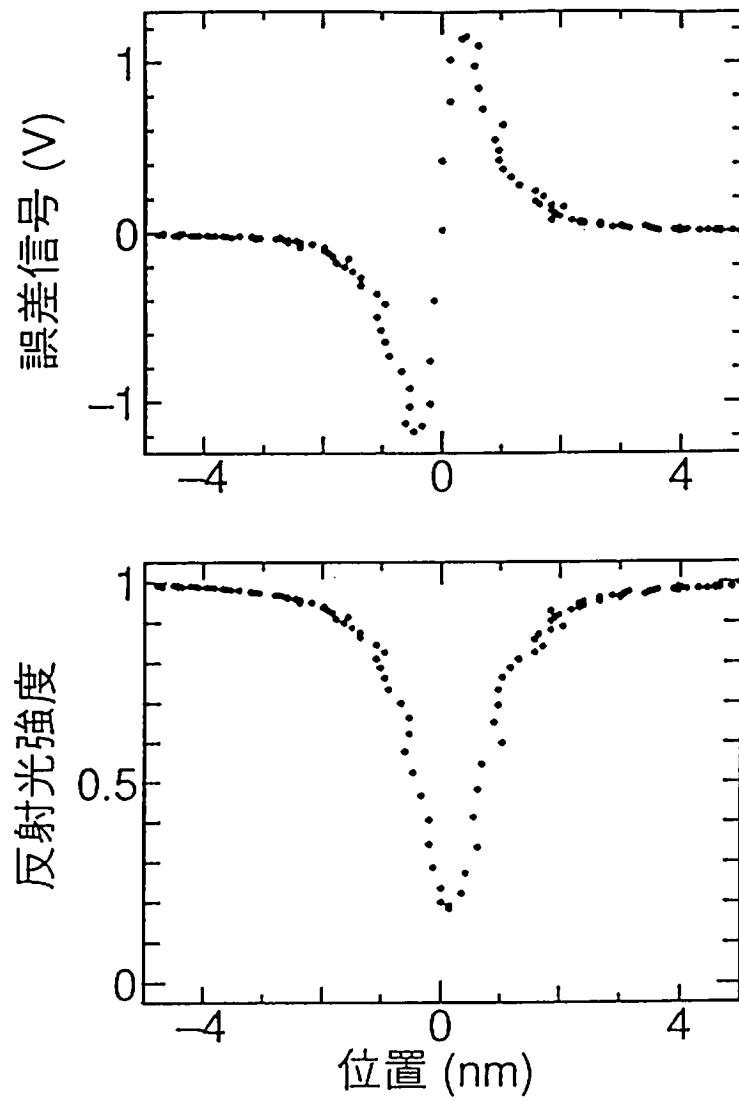


図 4.11: Pound-Drever 法による共振点からのずれの検出

第 5 章 実験

5.1 実験の構成

図 5.1 のような構成で実験を行った。レーザー管に取り付けられたピエゾによって、レーザー光には 20.6kHz の周波数変調がかけられている。キャビティからの戻り光がレーザー管に戻らないようにアイソレータを通した後で、偏光ビームスプリッタ (PBS) で光の一部を取り出し、強度安定化に用いる。残りの光は、 $\lambda/2$ 板で偏光面を回転させたあと、ビームスプリッタでふたつに分けられ、それぞれモードマッチング用のレンズ、PBS と $\lambda/4$ 板を通してキャビティに入射する。PBS での透過光が最大になるように前の $\lambda/2$ 板で偏光面を合わせてある。キャビティからの反射光は $\lambda/4$ 板を 2 回通っているので偏光面が 90 度回転しており、PBS でほとんどが反射されてフォトディテクターの入る。この信号を同期検波することによってエラーシグナルが得られる。このふたつの信号の差をとることによって同相雑音が除去された信号が得られる。誤差信号はキャビティごとにローパスフィルタとピエゾドライバを通してそれぞれのキャビティのピエゾに返される。また、ふたつの信号の和をとると同相の信号が残るので、これをレーザーに返す。

具体的な回路は、図 5.2 のようなものである（発振器など、ここに書いていないものは、Appendix にのせた）。フォトディテクターで受けられた反射光の信号は、電圧に変換されたあと、DC 成分と変調周波数の 2 倍波を除くためのバンドパスフィルタを通り、ミキサーで

同期検波される。ミキサーは専用の I C (AD630) を用いたものであるが、この I C は入力信号を参照信号とかけ算するのではなく、参照信号の符号をかけるものなので、結局矩形波をかけることになる。そのため、余分な倍波までかけてしまうので、それを除くためにローパスフィルタを通す。この信号が出力になる。さらに、これをキャビティーとレーザーに返す。キャビティーの方は、50Hz のローパスフィルタを通して低域だけを返している。DC のゲインを大きくするために、約 10Hz 以下では完全積分回路になっている。レーザーに返す方は、20Hz のハイパスフィルタを通して高域だけを返している。

5.2 オープンループ伝達関数の測定

この実験の構成では、キャビティーの長さを制御するループと、レーザーの周波数を制御するループの、2種類のフィードバックループがある。このそれぞれについて、オープンループの伝達関数を測定した。

キャビティーのほうの伝達関数は、図 5.3 のようになった。これは、片方のキャビティーを用いて、レーザーへのフィードバックは切って測定したものである。ユニティーゲイン周波数は 1kHz である。もう一方のキャビティーで測っても、全く同じ結果であった。

レーザーのほうの伝達関数は、図 5.4 のようになった。これは、片方のキャビティーだけを用い、キャビティーをロックした状態で測ったものである。ユニティーゲイン周波数は 3kHz である。もう一方のキャビティーを用いて測っても同じであった。

5.3 同相雑音除去の実験とその結果

まず、同相信号としてレーザー管のピエゾに 800Hz、1mV_{p-p} の正弦波を加え、ふたつの信号の差をとる方法や、和をレーザーにフィードバックする方法やそれらの組み合わせで同相信号が減ることを確かめた。その結果が図 5.5 である。ふたつの信号の和をレーザーに返すことによって、同相雑音は 18dB 低減されている。また、信号の差を見ることによって、24dB 低減されている。両方を併用することによって、さらに少しだけ改善されている。

同相信号の除去比をよくするには、ふたつのキャビティーのゲインをよく合わせること

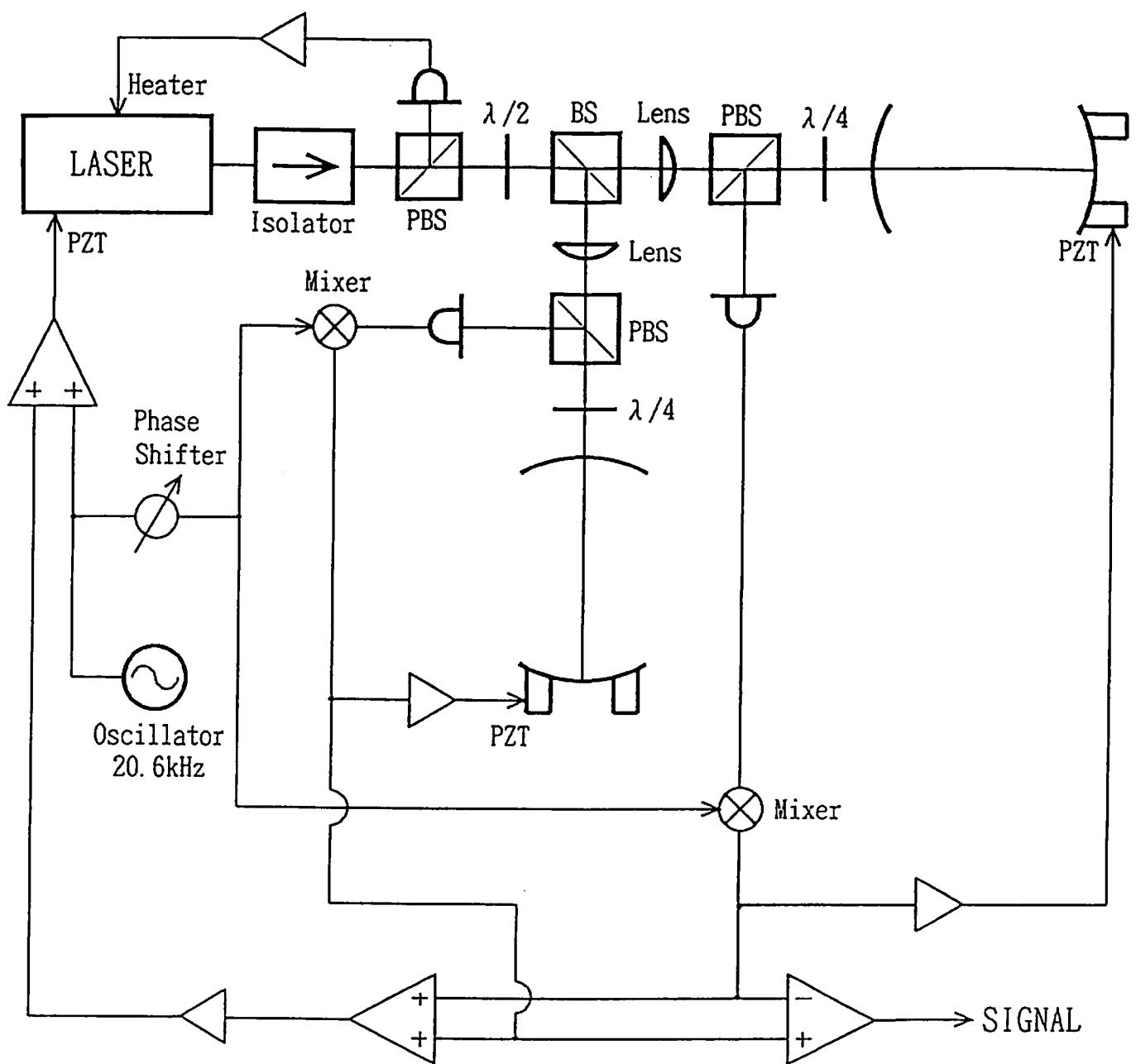


図 5.1: 実験の構成

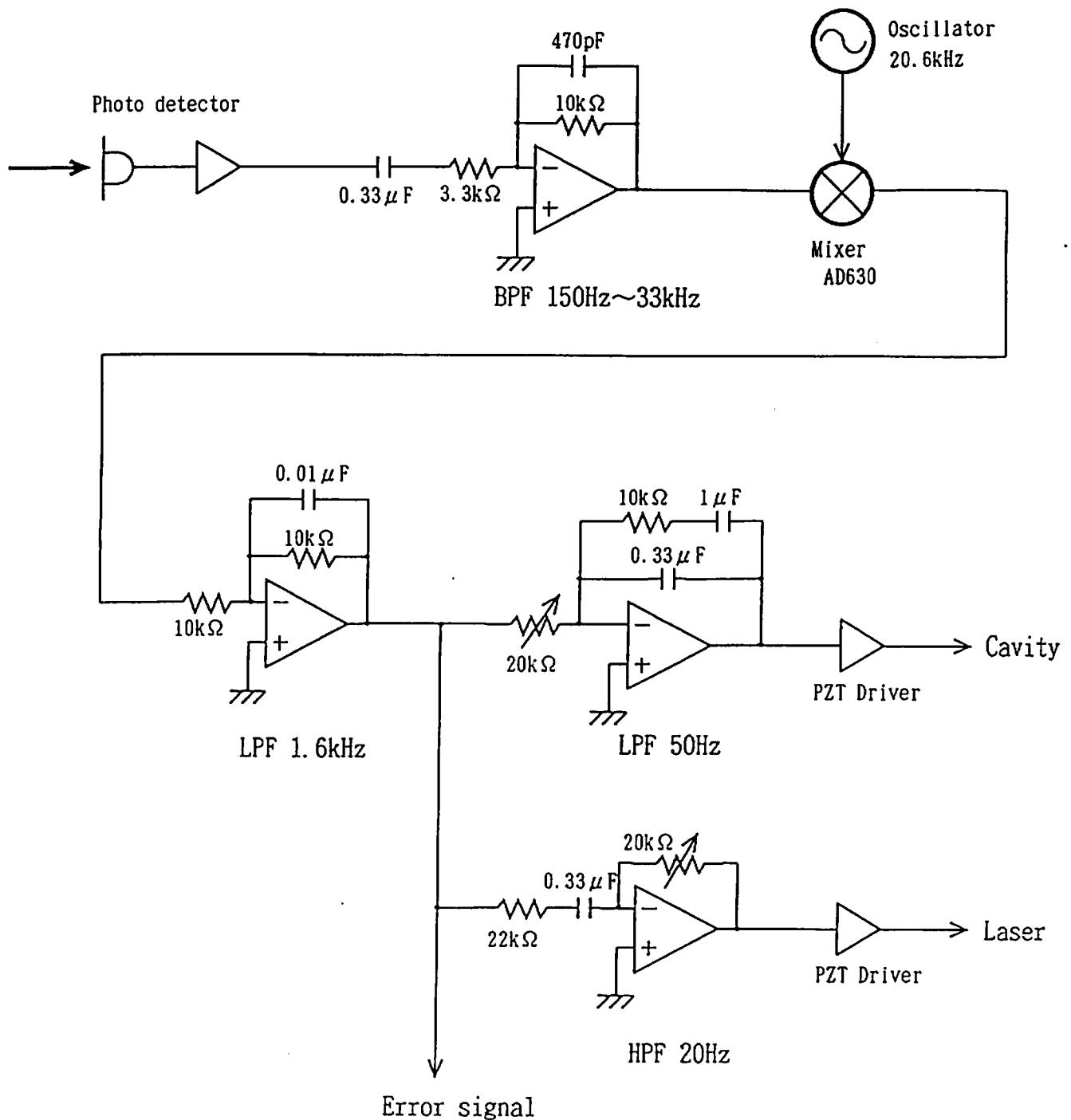


図 5.2: 実験の回路

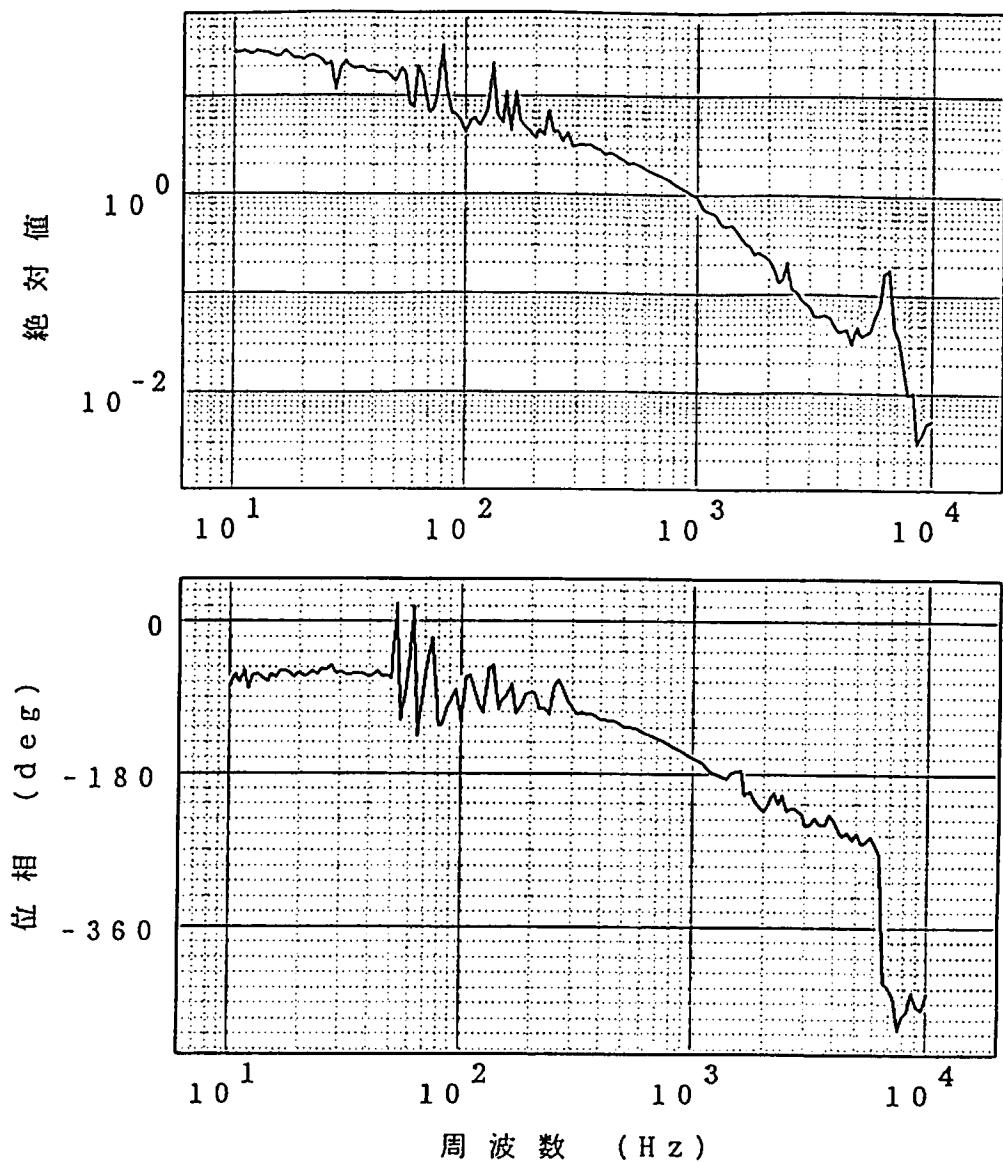


図 5.3: キャビティのほうのループのオープンループ伝達関数

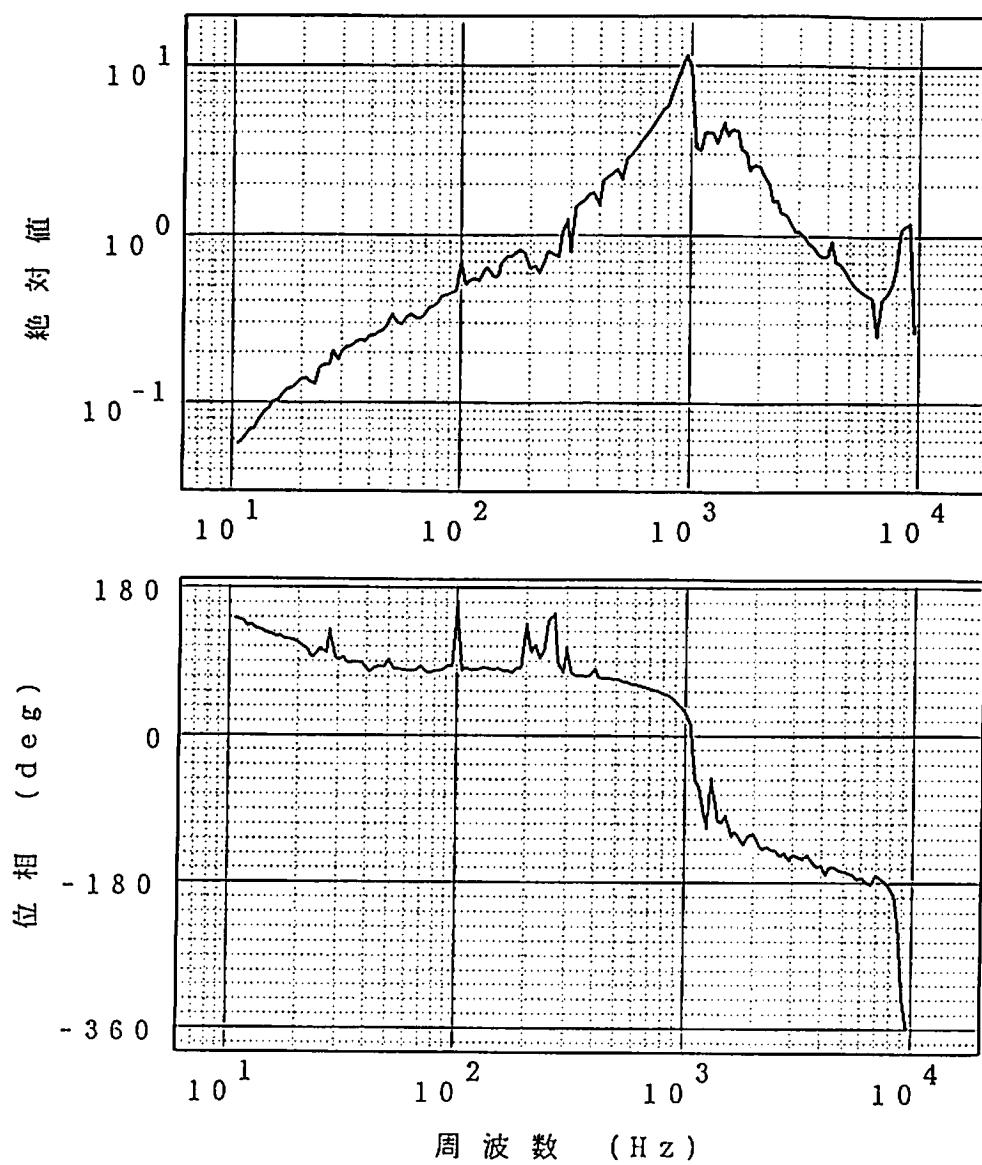


図 5.4: レーザーのほうのループのオープンループ伝達関数

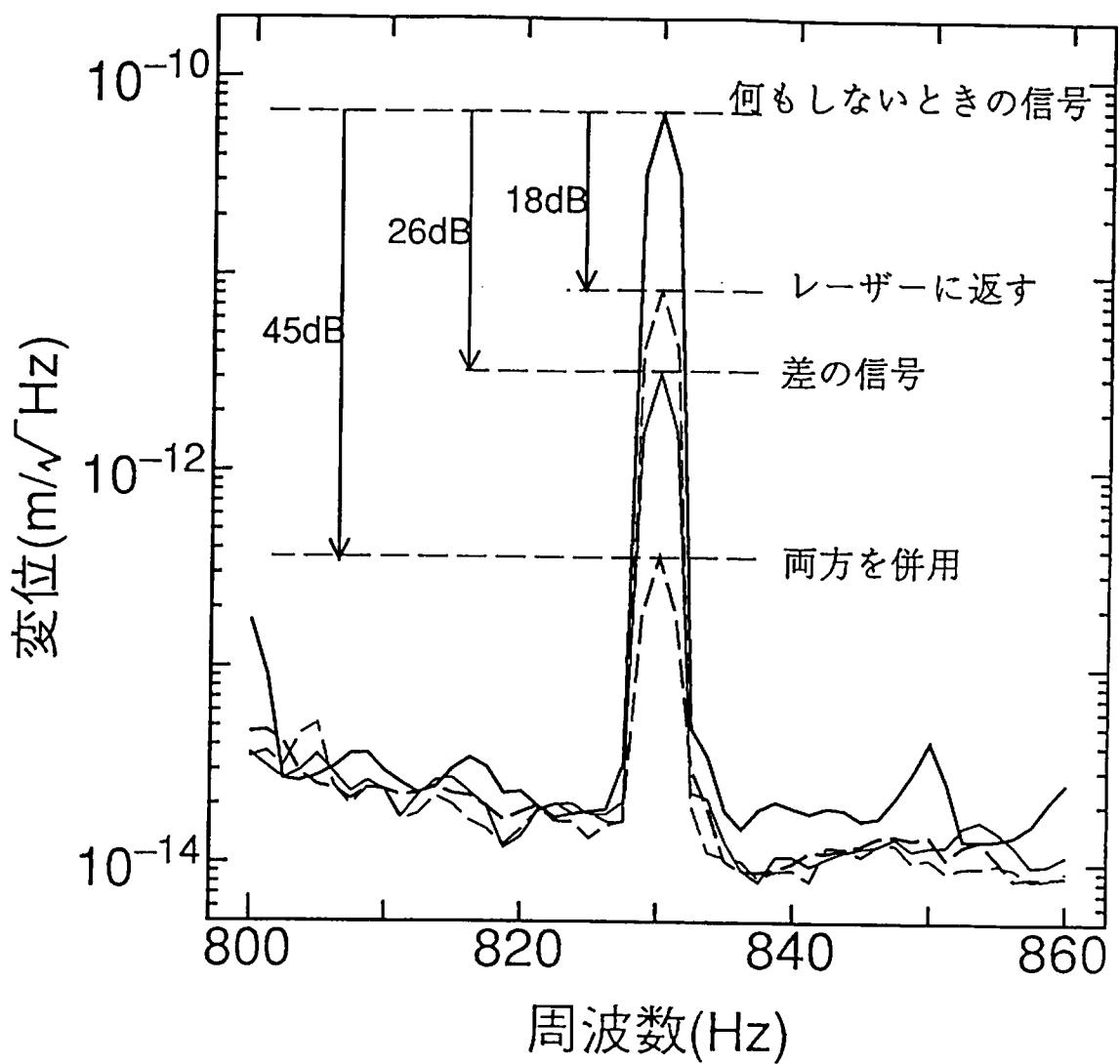


図 5.5: 830Hz の同相信号を加えたときのスペクトル。キャビティのミラーの変位に換算してある。ふたつのキャビティからの信号をそれぞれ s_1, s_2 とすると、太い実線はレーザーにフィードバックを返さないときの s_1 、細い破線は s_2 をレーザーに返したときの s_1 、細い実線はレーザーにフィードバックを返さないときの $s_1 - s_2$ 、太い破線は s_2 をレーザーに返したときの $s_1 - s_2$ である。

される結果と一致している。

同相信号の除去比をよくするには、ふたつのキャビティーのゲインをよく合わせることが必要である。この実験では手動でゲインを調整したが、同相の信号としてレーザーに適当な信号を加え、ふたつのキャビティーの信号の差に含まれるこの信号が最小になるようにゲインを自動調整するような回路を用いれば、より除去比がよくなるはずである。また、ゲインだけでなく位相も合わせられるようにすれば、さらに改善されるだろう。

次に、重力波に対応する信号として、 $800\text{Hz}, 150\mu\text{V}_{\text{p-p}}$ の正弦波（変位に換算すると $4.1 \times 10^{-12}\text{m}$ ）を逆相でキャビティーのピエゾに加えながら雑音のスペクトルを測定した。

まず、ふたつの信号の差をとることによって雑音が減ることを確認した。図 5.6 がその結果である。差をとることによって、200Hz 以下の低周波の雑音は 20dB 程度低減されている。さらに、レーザーへも信号を返すことによって、1kHz 付近の雑音がさらに減っている。ふたつの信号の和をレーザーに返しても、片方のときと変わらなかった。300Hz から 1kHz の雑音は差をとっても減っていないが、これは音などの影響による雑音で、同相でないためだと思われる。逆相で加えた信号は差をとることによって 2 倍になっている。

ふたつの信号の差をとらずに、片方のキャビティーからの信号を見ると、図 5.7 のようになった。フィードバックのゲインがある数百 Hz から 2kHz の部分で雑音が減少している。この部分を拡大すると図 5.8 のようになっている。片方の信号をレーザーに返したときは、重力波に相当する信号も返しているので、レーザー光にもこの信号が乗る。もう一方のキャビティーで見ると、キャビティーの振動とレーザー光に乗っている信号が逆相なので、信号は大きくなっている。

雑音の源としては、レーザーの周波数雑音のほかに散射雑音や強度雑音などがある。さらに、外乱として地面の振動や音によるキャビティーの振動などが考えられる。今回の実験では、散射雑音は変位に換算して $7 \times 10^{-17}\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ 程度であり、測定された雑音のレベルよりずっと小さい。また強度雑音も十分小さいので、測定された雑音はレーザーの周波数雑音と、地面振動や音などの外乱によるものであると考えられる。レーザーの周波数雑音はふたつのキャビティーで同相になるので、この方法で減らすことができるが、地面振動や音は

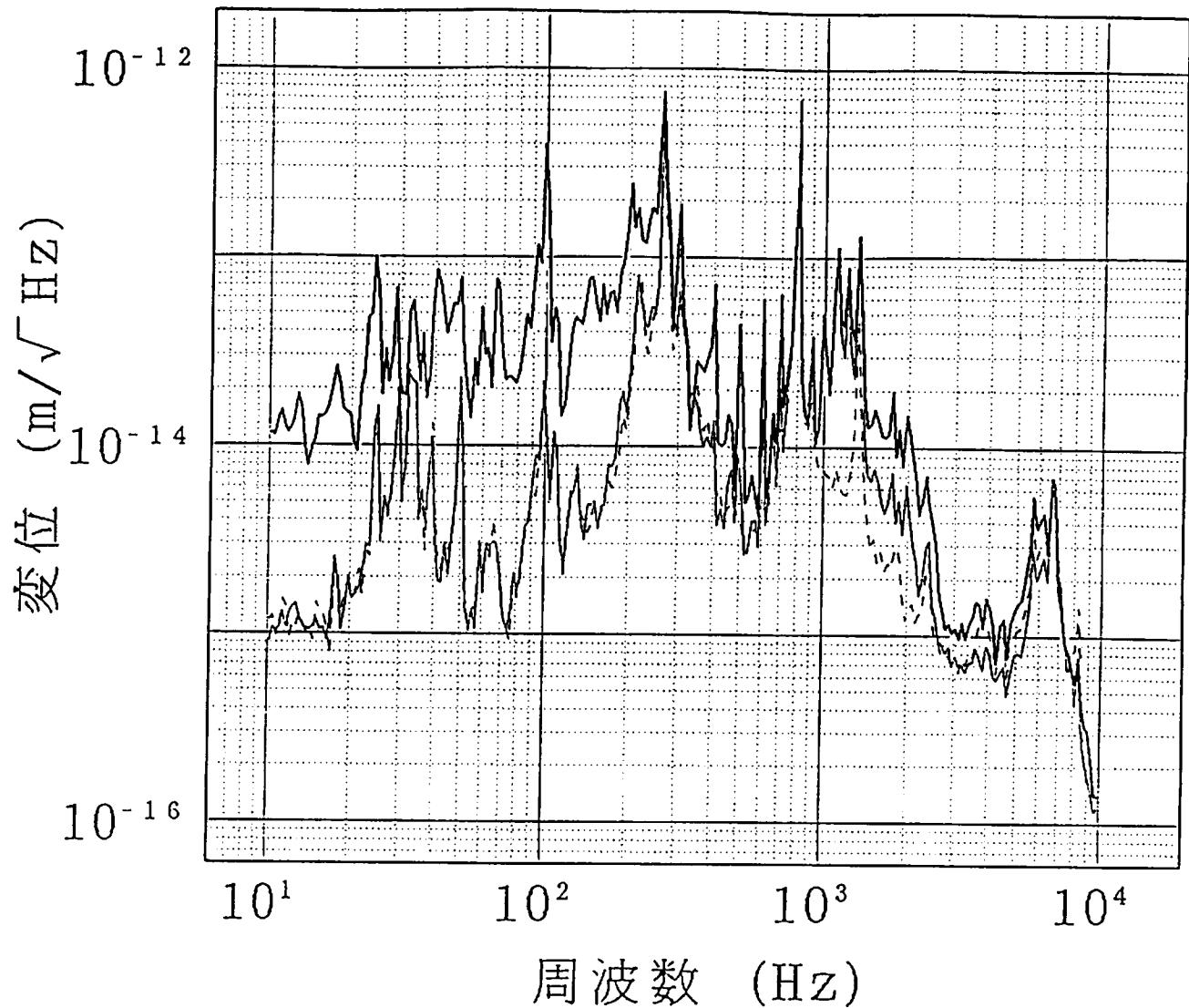


図 5.6: ふたつの信号の差をとることによる雑音の除去。太線はレーザーへのフィードバックをかけない状態で片方の信号だけを見たもの、細線は同じ状態でふたつの信号の差をとったもの、破線は片方のキャビティの信号をレーザーへ返しながらふたつの信号の差を測定したものである。

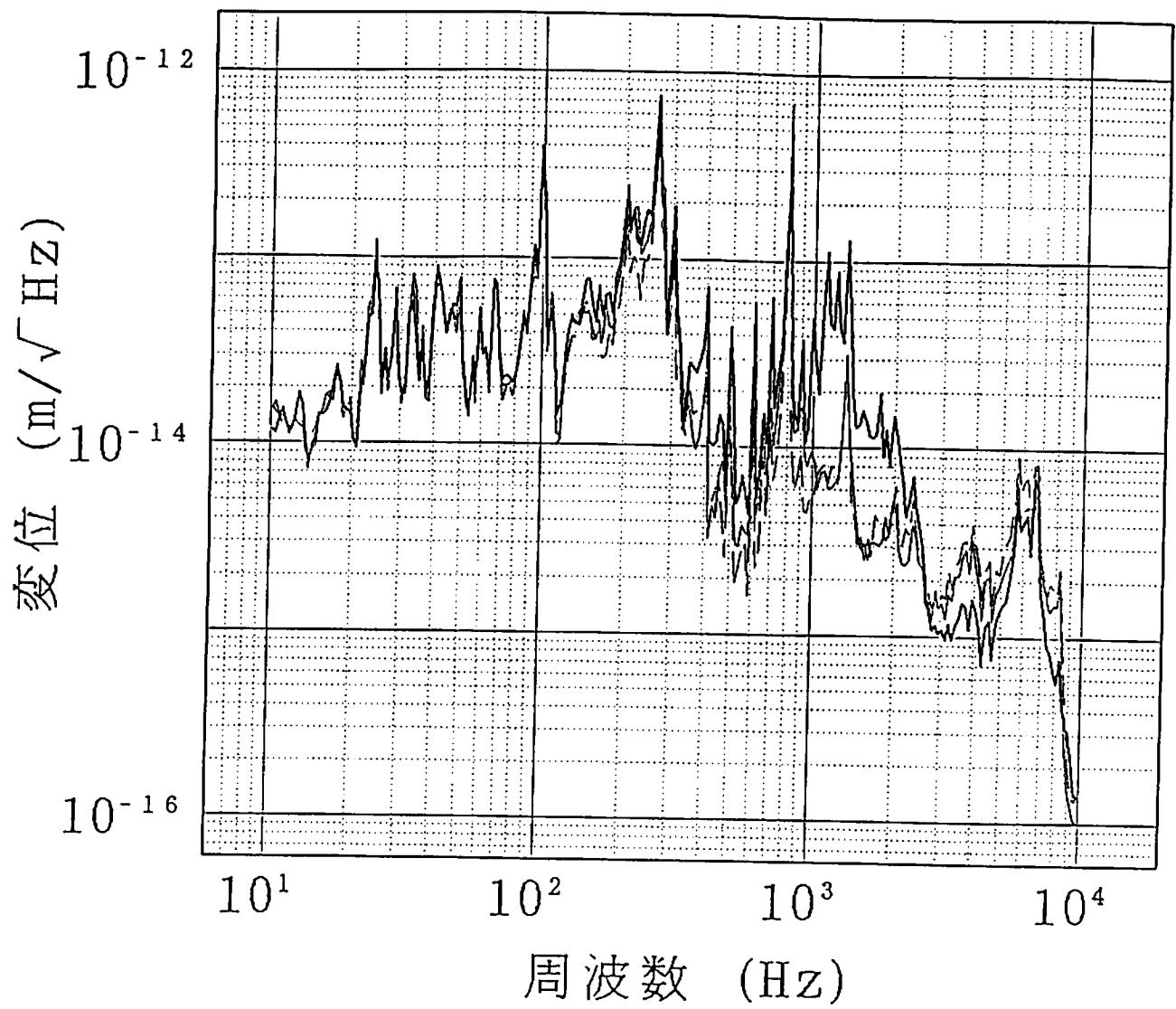


図 5.7: ふたつの信号の和をレーザーに返すことによる雑音の除去。この図で、太線はレーザーにフィードバックをかけないとき、細線は一方のキャビティーの信号をレーザーに返してもう一方の信号を見たとき、破線はふたつの信号の和をレーザーに返したときの結果である。

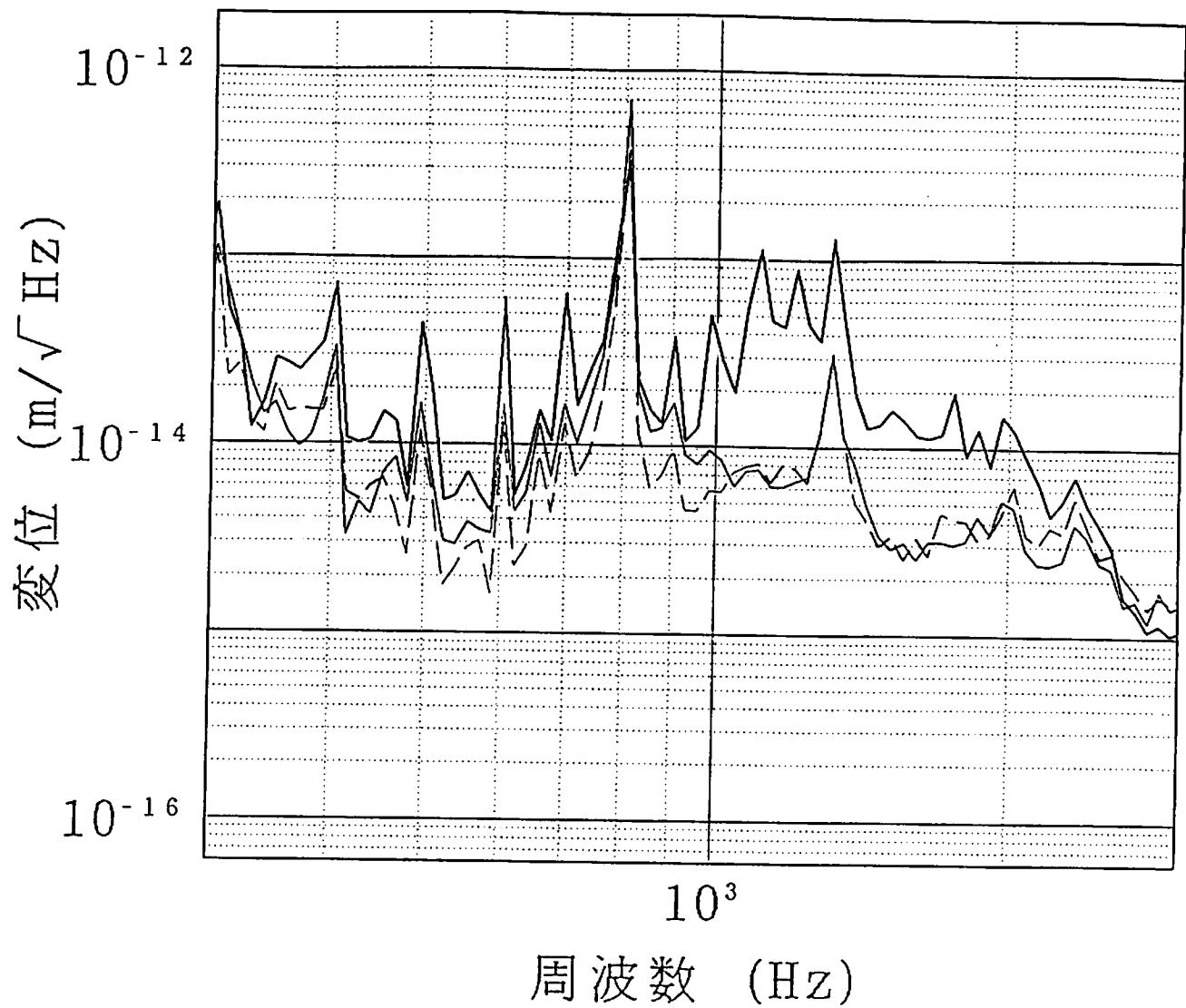


図 5.8: 図 5.7 の拡大図。線の意味は図 5.7 と同じ。

同相で効くとは限らないので、これらの雑音はこの方法では除去することはできない。実際の検出器では、アンテナを防振された真空タンクの中に置くことによってこれらの雑音を低減させることができるが、ここでは光学系や電気系の性能を評価することが目的なので、これらの影響にはあまり注意を払っていない。今回の実験では、300Hz から 1kHz の範囲の雑音は減少しなかったが、これは、この範囲ではレーザーの周波数雑音よりも音による同相でない雑音のほうがずっと大きいためだと思われる。この実験は、真空タンク内に置かれた光学定盤上で行ったが、タンクのふたを閉めないで測定した。ふたを閉めれば音は遮断されるので、音による雑音は特定できるはずであるが、現在の状態ではケーブルをタンクの外に引き出せないので、ふたを閉めた状態での測定は行わなかった。

いずれにしろ、ふたつのキャビティーからの信号の差動信号をとることとレーザーの安定化を同時にを行い、周波数雑音を除去することが可能であることがわかった。

5.4 まとめ

Fabry-Perot 干渉計を用いた重力波検出器では、変位感度を上げるためににはフィネスを大きくすることが考えられるが、そうすると光源の周波数雑音もより大きく効いてくることになる。この雑音を抑えるために、自由質量型の検出器で行われているように非常に大きなゲインでレーザーにフィードバックを返してレーザーを安定化する方法があるが、常にフィードバックゲインを十分大きくとることができると限らない。そこで、重力波検出器では直交するふたつの方向の変位が逆相であることを利用して、周波数雑音のような同相雑音を除去する方法を用いることが考えられる。自由質量型検出器ではふたつのキャビティーからの反射光をもう一度干渉させて周波数雑音を取り除く方式が現在開発されつつあるが、この直接干渉の方法は装置が複雑になり、必ずしも完成された技術ではない。そこで、ここでは電気的な差動回路を用いることで全体を簡素化した実験を行った。この方法は直接干渉させる場合と比べると同相信号除去比を高く取れる帯域が狭いという欠点があるが、逆に、帯域を限れば電気回路の調整でかなり自由に設定ができる。従って、共振型検出器に応用して、ディスクアンテナの振動を測定する場合には有効であることが示されている [10]。しかし、

差動を取るにしても限界があるし、また、アンテナが大型化して組み込まれるキャビティーの長さが長くなるとすると周波数雑音の影響はますます厳しくなるのでレーザー光源の安定化は必要な技術であることには違いない。この実験では、固定された2つのFabry-Perotキャビティーを用い、これらのそれぞれの方法を用いて、同相雑音が低減され、また逆相の信号は減少しないことを確かめた。防振や防音の点で不十分な環境ではあったが、20dB程度雑音を減少させることができた。防振、防音をし、さらにゲインの調整を自動化するなどの方法で減少率はさらに改善できると思われる。この実験は同相雑音の除去とレーザーの安定化のふたつを同時に働くためのシステムが有効に動作することを示したものであり、このようなシステムは、実際の重力波検出器でも利用できるものである。

Appendix A 実験に用いた回路

ここでは、実験で用いた回路のうち、本文中に回路図を書かなかったものをのせておく。

正弦波発振器 (図 A.1)

この回路では、非反転積分回路と反転積分回路をつないで、出力を入力に戻している。

これによって位相が 360 度回るので発振する。このとき、ゲインが 1 より大きいと波形が歪んでしまい、1 より小さいと発振しないので、ダイオードによるリミッタ回路をいれてゲインがちょうど 1 になるようにしている。

フェイズシフタ (図 A.2)

この回路の入力電圧 V_{in} と出力電圧 V_{out} の関係は

$$\frac{V_{in}}{V_{out}} = -\frac{1 - i\omega rc}{1 + i\omega rc}$$

となるので、

$$\begin{aligned} \left| \frac{V_{in}}{V_{out}} \right| &= 1 \\ \angle \frac{V_{in}}{V_{out}} &= \tan^{-1} \frac{2\omega rc}{1 + (2\omega rc)^2} \end{aligned}$$

従って、絶対値は変化せず、位相だけが変化する。

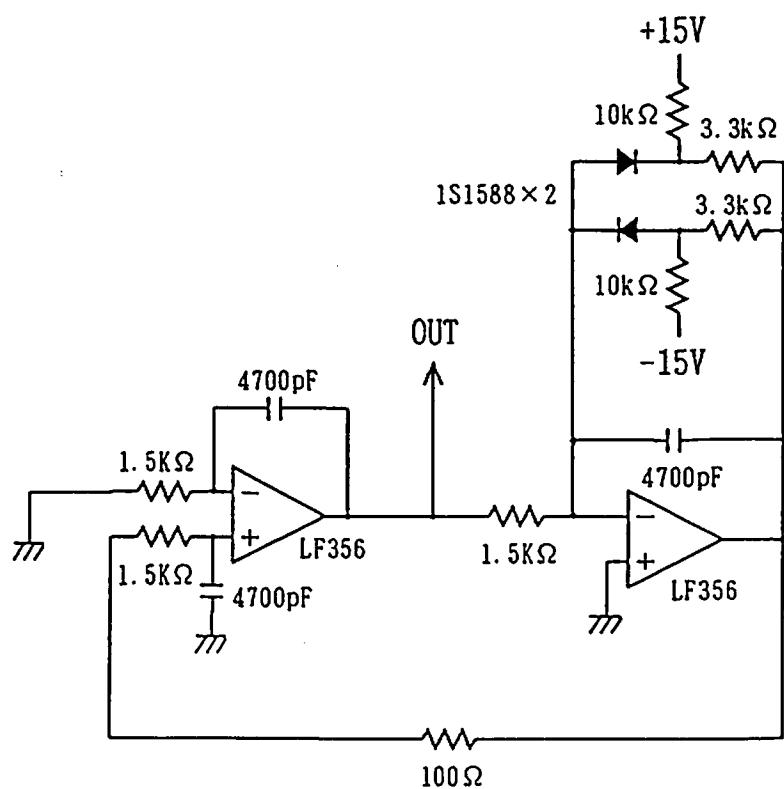


図 A.1: 正弦波発振器

ピエゾドライバ (図 A.3)

O P アンプの出力では、直接ピエゾを動かすような電流は流せないので、このようなトランジスタを用いたドライバを使う。

加算アンプ、差動アンプなどの基本的なものは省略する。ミキサーは、専用の I C (A D 6 3 0) を用いたもので、カタログにのっているのと同じ簡単な回路なので、これも省略する。

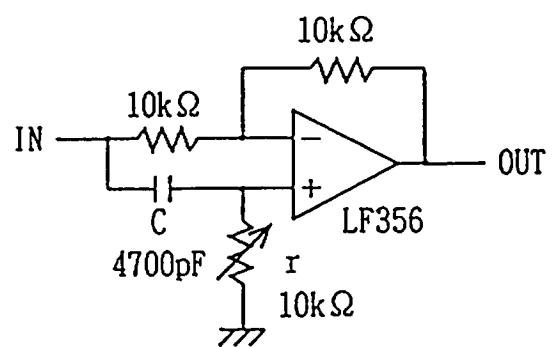


図 A.2: フェイズシフタ

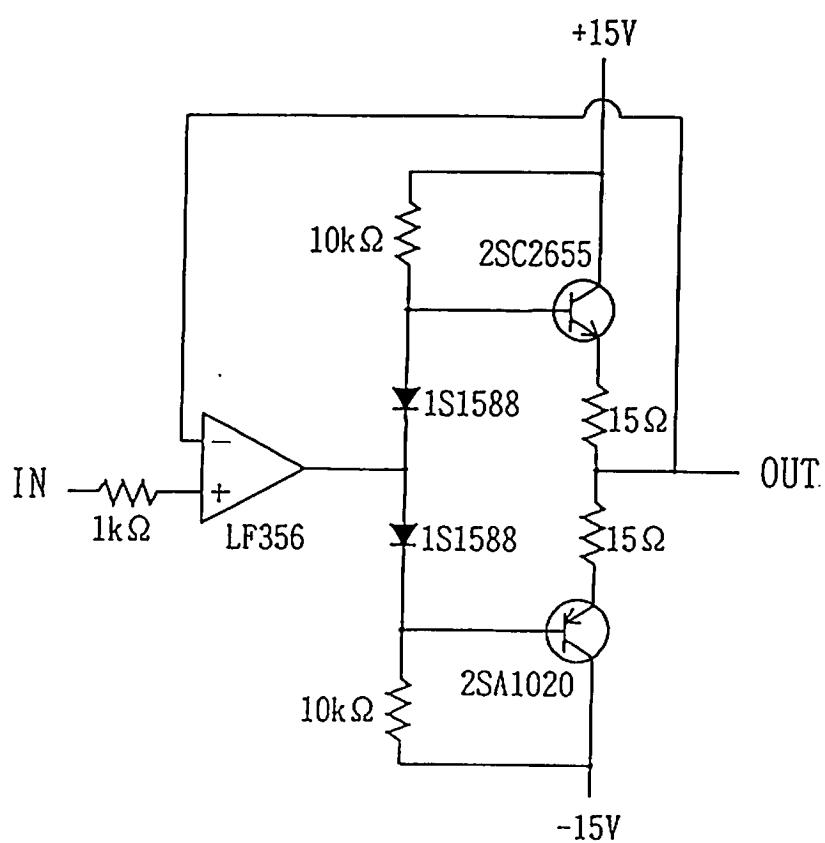


図 A.3: ピエゾドライバ

Bibliography

- [1] J.H.Taylor and J.M.Weinberg: *Astrophys. J.* **345** (1989) 434.
- [2] *The Detection of Gravitational Radiation*, edited by D. G. Blair (Cambridge University, Cambridge, England, 1991).
- [3] A.Giazotto: *Phys. Rep.* **182** (1989) 365.
- [4] H.Hirakawa *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **41** (1976).
- [5] T.Suzuki *et al.*: *Phys. Lett.* **67A** (1978).
- [6] K.Tsubono *et al.*: *Jpn. J. Appl. Phys.* **30** (1991) 1326.
- [7] 三尾典克、大橋正健編: *重力波アンテナ技術検討書* (1992) 15.
- [8] R.W.P.Drever *et al.*: *Appl. Phys. B* **31** (1983) 97.
- [9] H.Kogelnik and T.Li: *Proc. IEEE* **54** (1966) 1312.
- [10] 水谷晶彦: 博士論文 (1992).

謝辞

この実験を行うにあたって、坪野公夫先生、三尾典克先生、坪野研大学院生の新谷昌人さん、河辺徑太さん、森脇成典さん、近藤尚人さん、白土昌孝さん、試作室の大塚さんにはたいへんお世話になりました。この場を借りてお礼を申し上げます。日本のグループが重力波の検出に成功することを祈っております。