

ファブリーペロー方式レーザー干渉計型重力波検出器の開発

1994年

国立天文台 大橋正徳



①

ファブリーペロー方式レーザー干渉計型重力波検出器の開発

1994年6月

国立天文台 大橋正健

はじめに

重力波検出は、一般相対論という純粋に物理的な観点からみても、光、電波、X線、 γ 線、ニュートリノと観測手段を増やしてきた天文学の次なる意としても、挑戦すべき、またはする価値のあるものである。一般相対論を提唱したアインシュタインは、自ら重力波について計算したが、その頃では重力波観測はとて現実的とは思えなかったようである。しかし、科学者の努力と技術の進歩につれ、現在ではもはや夢物語ではなくってきた。

現在重力波の研究はレーザー干渉計が主流となっていて、既にアメリカのCaltech-MIT共同のLIGO計画（基線長4 kmのレーザー干渉計2台を東西両海岸に建設して、重力波天文台を構成する）とフランス・イタリア共同のVIRGO計画（基線長3 kmのレーザー干渉計をピサに建設する）が開始されている。

観測可能な天体現象としては、連星中性子星の合体や超新星爆発がある。重力波の大きさとしては、乙女座銀河団でこのような現象が起きた場合、大体 $h = 10^{-21}$ になると推定されている。前述の大型レーザー干渉計計画は、このようなものを捕らえることを目標にしているのである。

100~1kHzの重力波に対してレーザー干渉計を最適化するために、基線長はその半波長である75~750kmにする必要があるが、これを地上で実現することは不可能である。これを解決するために、2枚の鏡で構成された光共振器中を等価的に何回も光を往復させるファブリーペロー（FP）方式と、リエントランス状態に置かれた2枚の鏡の間を光路を変えながら何回も往復させるダイレイライン（DL）方式という2つの方式があるが、上記の2計画はどちらもFP方式を採用している。

大型計画が推進されているとはいえ、まだ細部まで完全に確立されたわけではなく、建物や真空槽の建設・製作をしながらプロトタイプの研究を平行させて進めているのが現状で、FP方式レーザー干渉計の基礎研究は価値がある。本研究は、そういう基礎研究や日本におけるレーザー干渉計技術の土台となることを目的としたものである。

具体的には、国立天文台三鷹に基線長20mのFP方式レーザー干渉計プロトタイプを建設し、それを用いて干渉計の動作原理の開発・研究を行った。光学系の設計においては、リサイクリング可能な直接干渉型とすることを主目的にした。FP方式のプロトタイプは世界に何台かあるが、いずれも直接干渉型ではないため、大型計画には必須であるリサイクリングの研究はできない。これをいち早く実現すれば、リサイクリングの技術開発では最先端をゆくことになる。また、マイケルソン干渉計の本来の性能である同相雑音の除去が生かせるという利点もある。このようなプロトタイプを設計し、それをほぼ完全に実現したのが本研究の成果である。

尚本研究は、重点領域研究「重力波天文学」（平成3年度から6年度）の一部として行われた。



20mプロトタイプ実験室

真空槽の土台



アルミ製真空槽

排気装置





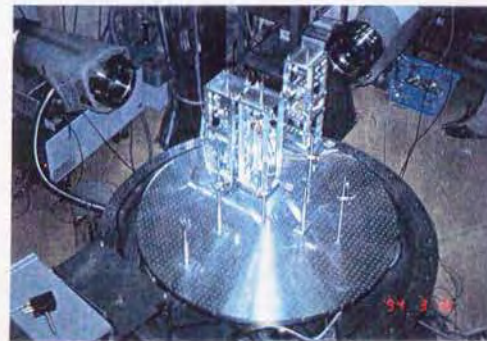
光源系



ビームスプリッター



モノリシック・ミラー



光学系の配置

目次

1 レーザー干渉計による重力波検出	1
1.1 重力波	1
1.2 重力波源	2
1.2.1 連星中性子星の合体	3
1.2.2 超新星爆発	6
1.2.3 巨大ブラックホールからの重力波	6
1.2.4 パルサーからの連続重力波	6
1.2.5 その他の重力波源	8
1.3 重力波の検出	8
1.3.1 共振型重力波検出器	8
1.3.2 レーザー干渉計型重力波検出器	9
1.3.3 その他の検出法	9
1.3.4 重力波天文台計画	10
1.4 マイケルソン干渉計による重力波検出	11
1.5 本研究の目的	15
2 20mFP型干渉計プロトタイプ	19
2.1 光学設計	19
2.1.1 マイケルソン干渉計	19
2.1.2 FPの制御	21
2.1.3 周波数安定化	22
2.2 光学部品	23
2.2.1 レーザー	23
2.2.2 EOM	25
2.2.3 ビームスプリッター	26
2.2.4 ミラー	26
2.2.5 モードマッチング	30
2.2.6 フォトアンプ	30
2.2.7 サーボフィルター	32
2.3 振り子	37
2.4 真空	43
2.4.1 真空槽	43
2.4.2 排気装置	45
2.4.3 性能	48

2.5	建物、土台	51
2.6	データ収録装置	55
3	結果と解析	57
3.1	干渉計の校正	57
3.1.1	オープンループ伝達関数による補正	60
3.1.2	干渉計の感度	63
3.1.3	その他の量	63
3.1.4	フィネス	66
3.1.5	ショットノイズ	68
3.1.6	ノイズスペクトル	68
3.2	考察	68
3.2.1	低周波域 ($f \leq 100\text{Hz}$)	68
3.2.2	高周波域 ($100\text{Hz} \geq f$)	68
3.3	周波数安定化と重力波に対する感度	71
4	今後の研究について	74
4.1	モードクリーナー	74
4.2	リサイクリング	74
4.3	将来計画	75
5	まとめ	78
A	ファブリーペロー干渉計	79
A.1	ファブリーペロー干渉計の一般論	79
A.1.1	多重反射	79
A.1.2	球面鏡を用いた光共振器	81
A.1.3	縦モードの安定性	82
A.1.4	ビーム径	82
A.1.5	縦モードと横モード	83
A.1.6	フィネス	83
A.1.7	マッチング	84
A.2	変調法	85
B	光学部品	86
B.1	光学部品の質とFP	86
B.2	鏡	86
B.2.1	鏡の工作精度	86
B.2.2	誘電体多層膜コーティング	87
B.3	鏡の光学的および機械的性質	87
B.3.1	鏡のサイズと弾性体としての性質	88
B.4	熱の問題	89
B.4.1	レーザー光の吸収	89
B.4.2	熱変形のモダル	90
B.4.3	熱レンズ効果	91

B.4.4	波面の乱れと干渉への影響	92
B.5	光変調素子	92
B.6	光検出器	93
C	干渉計に於ける雑音	94
C.1	ショットノイズ	94
C.1.1	非定常散乱雑音	96
C.2	バックアクション	96
C.3	量子力学的不確定性	97
C.4	光源による雑音	97
C.4.1	レーザーの周波数雑音	97
C.4.2	レーザーの強度雑音	97
C.4.3	ビームジッター雑音	98
C.5	熱雑音	98
C.5.1	振り子の熱雑音	99
C.5.2	鏡の熱雑音	99
C.6	地面振動による雑音	100
C.6.1	残留ガスの影響	100
C.6.2	ミスアライメントとミスマッチング	100

第 1 章

レーザー干渉計による重力波検出

1.1 重力波

アインシュタインの一般相対論では、時空を伝わる波動としての重力波の存在が予言される。アインシュタイン方程式

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

において、右辺を 0 とすると真空を記述する方程式となる。ここで $g_{\mu\nu}$ はメトリックテンソル、 $R_{\mu\nu}$ はリッチテンソル、 $T_{\mu\nu}$ はエネルギー・モーメントテンソルである。さらに $g_{\mu\nu}$ をミンコフスキー空間 $\eta_{\mu\nu}$ からの摂動 $h_{\mu\nu}$ で表し、線形近似すると、最終的に

$$\square h_{\mu\nu} = 0 \quad (1.2)$$

が得られる。つまり光速で伝搬する時空の波動としての重力波が出てくるのである。

重力波の特徴を電磁波と対比して考えると、電荷にはプラスマイナスがあるのに対し、質量には負のものが存在しないため、双極子輻射がないことがあげられる。そのため重力波は四重極輻射となり、その影響は潮汐力となって現れる。この力を図示すると図 1.1 のようになる。重力波検出器ではこの特性をフルに活かしており、中でもマイケルソン干渉計はその典型的な例である。

重力波の予言後 70 年を経て、アレシボの電波望遠鏡による連星パルサー PSR1913+16 のタイミング観測により、この連星系が重力波の放出に伴ってエネルギーを失い、軌道周期が減少していることが発見された。この減少率は一般相対論によって計算された予測値と 0.3% 以下の精度で一致している。そのため重力波の存在はもはや疑いのないものとして確立し、連星パルサーを発見したラッセル・ハルスとジョセフ・テラーには 1993 年度ノーベル賞が贈られたのである。具体的に示すと、連星パルサーの軌道周期の減少率は一般相対論により

$$\dot{P}_b = -\frac{192\pi G^{5/3}}{5c^5} \left(\frac{P_b}{2\pi}\right)^{-5/3} (1-e^2)^{-7/2} \left(1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4\right) m_p m_c (m_p + m_c)^{-1/3} \quad (1.3)$$

と予言される [1]。ここで P_b , e , m_p , m_c はそれぞれ周期、離心率、パルサーの質量、伴星の質量である。この式に観測により決められた量を代入すると、

$$(\dot{P}_b)_{GR} = -(2.4025 \pm 0.0001) \times 10^{-12} \text{ s/s} \quad (1.4)$$

となる。テラー等の観測により得られた量 [2] は

$$(\dot{P}_b)_{obs} = -(2.4101 \pm 0.0085) \times 10^{-12} \text{ s/s} \quad (1.5)$$

であるから、2 つは良い精度で一致していると言えるわけである。

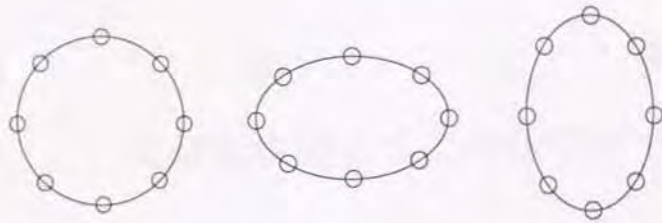


図 1.1: 重力波による自由質点の運動

1.2 重力波源

重力波によるエネルギー放出は、四重極モーメント

$$D_{ij} = \int \rho \left(x^i x^j - \frac{1}{3} \delta_{ij} r^2 \right) d^3 x \quad (1.6)$$

を使って、

$$\frac{dE}{dt} = \frac{G}{45c^5} \ddot{D}_{ij}^2 \quad (1.7)$$

で表すことができ（四重極公式）、重力波源から距離 r だけ離れたところの重力波の強度 h_{ij} は

$$h_{ij} = -\frac{2G}{c^4 r} \ddot{D}_{ij} \quad (1.8)$$

となる。 z 方向に伝わる重力波に対し、TT (Transverse-Traceless) ゲージで表すと

$$h_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

である。またその大きさは

$$\begin{aligned} h &\sim \frac{\Delta M}{M} \frac{r_g}{r} \\ &= 10^{-17} \left(\frac{\Delta M}{M_\odot} \right) \left(\frac{r}{10 \text{kpc}} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (1.10)$$

となるから、我々の銀河系内の現象でもただか $h \sim 10^{-18}$ であることがわかる。ここで $\Delta M, M_\odot, r_g, r$ は、それぞれ重力波として放出されるエネルギー（質量で表したもの）、太陽質量、重力波源のシュバルツシルト半径、地球から重力波源までの距離である。まず表 1.1 に重力波源とその検出法をまとめ、それを解説する。

表 1.1: 重力波源とその検出法

重力波源	振動数	振幅 h	頻度	検出法
連星中性子星の合体 (200Mpc)	10~1000Hz	10^{-21}	3/年	レーザー干渉計+テンプレート
超新星爆発 (銀河系内)	~1kHz	10^{-16}	1/数十年	レーザー干渉計、共振型検出器
超新星爆発 (乙女座銀河団)	~1kHz	10^{-21}	数イベント/年	km レーザー干渉計
巨大ブラックホールの形成	~1mHz	10^{-17}	1/年	レーザー干渉計 (宇宙空間)
パルサー	数 10Hz	10^{-26}	連続波	レーザー干渉計、共振型検出器
宇宙ひも	10^{-7} Hz	10^{-15}	背景波	パルサータイミング

1.2.1 連星中性子星の合体

連星系を成す 2 つの中性子星が互いに周回しながら落ち込んでいって、ついには合体するという天体現象で、現在発見されているいくつかの連星中性子星は大体 3 億年後ぐらいに合体するはずである。このとき、最後の 3 分間にはチャープと呼ばれる準正弦波的な波形を持つ重力波が放出され、合体の瞬間にはバースト波が放出される。周波数としてはチャープが 10~1000Hz、バースト波が 1kHz 程度である。

この過程は、チャープと合体時で分離して計算されている。チャープの方は、ポイントマスが回っているという非常に簡単な描像でとらえることができ（つまり潮汐効果を無視できる）、第 0 近似としては四重極公式をニュートニアンで計算して良い。この結果、だんだん振幅と周波数を増してゆく重力波形が得られる。しかし、これでは不十分である。もし、もっと正確に重力波形を計算できると観測の S/N (信号雑音比) を大きく上げることが可能だからである。チャープが 10Hz から 1kHz になるまでは、約 1 万サイクルある。これが、計算をポストニュートニアンへ拡張することにより正確に計算できると [3]、 $\sqrt{N}=100$ 倍も S/N を上げられるのである。この重力波形 (図 1.2) をテンプレートと呼び、重力波天文台計画はこのテンプレートの使用を前提として検出可能性を論じている [4]。

また合体時の重力波については一般相対論的 3 次元計算が行われており (図 1.3) [5]、重力波形まで得られるようになってきた。この計算は、中性子星同士がくっついたところから始められており、ブラックホールができるまでの過程がかなり詳細に解明されつつある。現在は計算機能力のせいで、チャープのところまでを数値計算することは躊躇されているが、それも時間の問題であろう。近い将来、かなり離れたところから互いに落ち込んできて合体し、ブラックホールをつくるまでの過程が一連の計算として実行されるはずである。

この現象が、もし波形まで含めて観測された場合には、以下のような情報が得られることになる。

- 連星中性子星までの距離 (重力波の大きさと継続時間から)
- 質量 (重力波の周波数)
- 一般相対論とその他の重力理論の検証 (重力波形から)
- 中性子星の半径 (合体時の中心間距離から)
- ハッブル定数等の宇宙論パラメータ

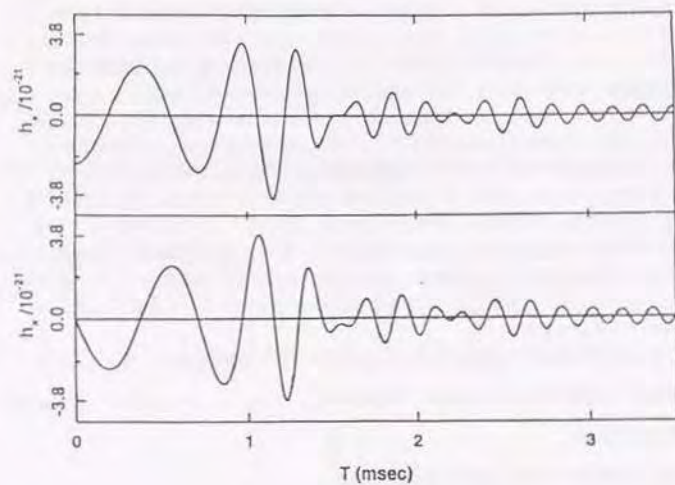
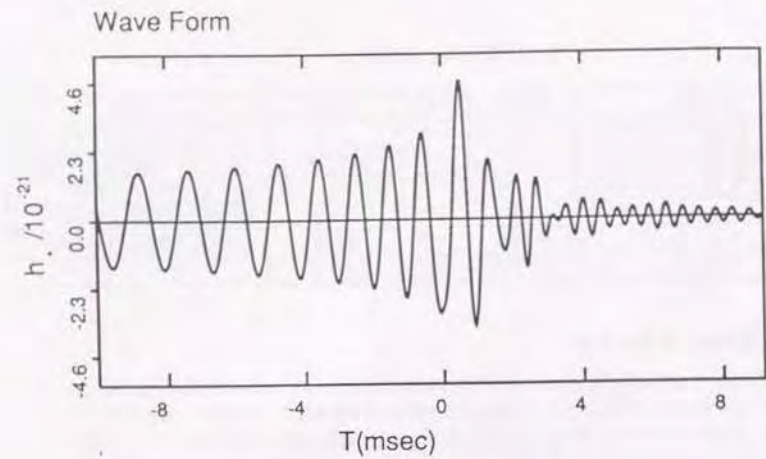


図 1.2: 連星中性子星からの重力波形

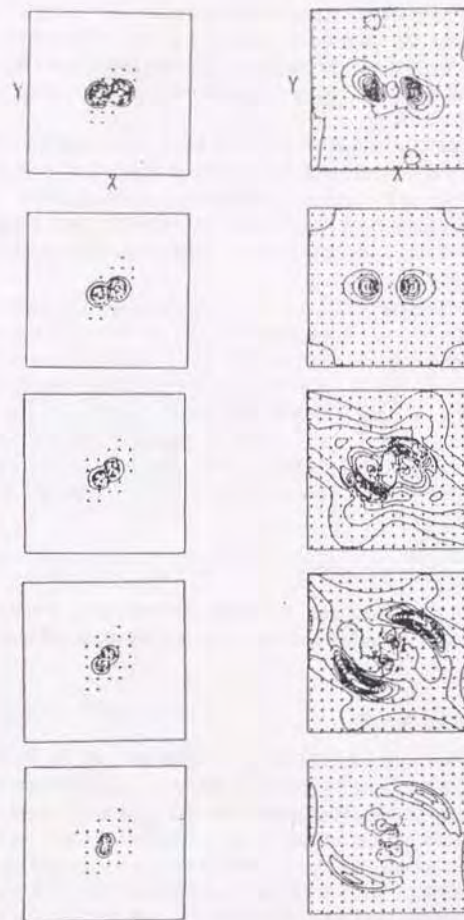


図 1.3: 連星中性子星の合体の3次元シミュレーション。左図は ρ 、右図は $\rho_{GW} r^2$ を表す。

1.2.2 超新星爆発

10 M_{\odot} 以上の星の進化の最終段階で、中心核が重力崩壊して中性子星となり、そこから発生する衝撃波により外層が吹き飛ばされる現象が超新星爆発である。重力崩壊のスピードは光速の30%にも達するので、かなり強い重力波源となる可能性がある。放出される重力波はバーストであり、周波数はkHz帯である。しかし、もし重力崩壊が球対称な場合は重力波は位相相殺により全く発生しない。重力崩壊を球対称から外す原因となるものは、中心核の角運動量であり、この値の大きさによって重力崩壊の様子はかなり異なったものとなる[6]。

角運動量の値は、超新星爆発の結果生まれた中性子星であるパルサーの自転周期から推定すると、かなり小さいと思われる。この場合は、重力崩壊はほとんど球対称であり、重力波は期待できない。

これより少し角運動量が大きい場合、ニュートリノ輸送まで含めた数値計算が行われている。これは軸対称を仮定しており、当然重力波の大きさも小さいが、とにかく今のところうまく爆発をシミュレーションできていないようである。一般相対論だけでなく、状態方程式や素粒子原子核反応まで含んでいるところに困難さがある。

角運動量が大きい場合、中心核は遠心力によりパンケーキ状の薄い円盤となり、さらにリング状になる。このリングは不安定であり、いくつかの塊に分裂する。この塊が再びぶつかりあって最終的に1つか2つの中性子星となるときに重力波を発生する(図1.4)。この現象は、原始中性子星の分裂・合体過程として数値的に計算されており[7]、解放されるエネルギーの1%程度が重力波になるという結果が得られている。この場合、乙女座銀河団の距離で重力波の大きさは $h \sim 10^{-21}$ になる。

以上のように超新星爆発は重力波源として有望ではあるが、その大きさ、頻度等を評価するのは非常に難しい。一般的には、この現象で解放される重力エネルギー(3×10^{53} erg)の99%がニュートリノとして、また1%程度が外層を吹き飛ばす衝撃エネルギーとして使われ、最後に残った0.1%が重力波になると考えるのが妥当かもしれない。

1.2.3 巨大ブラックホールからの重力波

重力崩壊する星の質量が非常に大きい場合は、ブラックホールが形成される。その中でも巨大なブラックホールの場合は、かなり強い重力波源となりうる。ただし、周波数は質量に反比例するので、周波数が低くなってしまふ。

1.2.4 パルサーからの連続重力波

回転する中性子星であるパルサーからも重力波源となる。この場合も、パルサーが完全な球ならば重力波は発生しないが、もし表面に山のような物があると回転に伴って四重極が時間変化するので重力波を発生する。当然、重力波の周波数は回転周波数の2倍である。大きさについては、パルサーのスピンダウンが、重力波を発生することにより起きているとした場合が上限を与え、例えば「かにパルサー」の場合、 $h = 10^{-25}$ ($\nu = 60$ Hz)程度である。この値はかなり小さいものに見えるが、実は電波観測により回転位相情報が非常に正確に予測できるので、それを用いてフーリエ積分すればS/Nはかなりかき上げる。また、重力崩壊により生まれたばかりのパルサーは高速回転していると思われるので、この場合は周波数がkHz帯になる[8]。

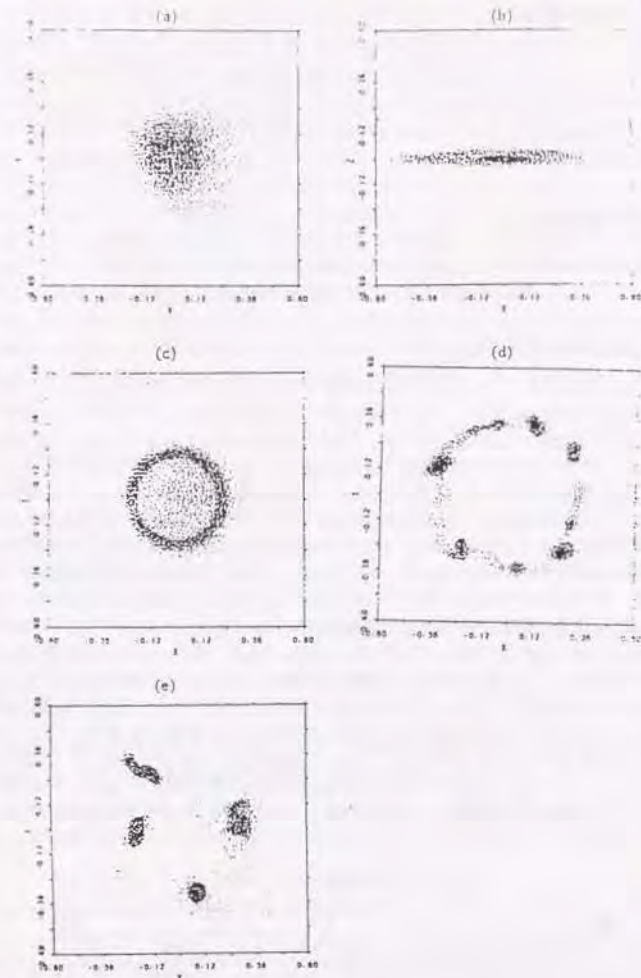


図1.4: 原始中性子星の分裂・合体

1.2.5 その他の重力波源

宇宙創成時のバックグラウンド重力波は、温度で約1 Kと言われている。もしこのような重力波が非常に強いとすると、それだけで宇宙を閉じさせることもあり得るが、あまり現実的ではない。また宇宙の初期に起こった相転移により生まれた宇宙紐からの重力波も考えられる。宇宙紐は初期宇宙規模にたなびく一本の紐だが、交差するとそこで切れて輪になる。この輪の振動により重力波が発生するわけであるが、周波数は非常に低い。

1.3 重力波の検出

地上で直接重力波を検出する方法としては共振型重力波検出器、レーザー干渉計、ドップラー・トラッキング、バルサー・タイミング等があり、それぞれ特徴的な重力波源を狙っている。

1.3.1 共振型重力波検出器

共振型重力波検出器は、ウェーバーが重力波検出を始めたときに考え出したものである。装置の中心となる重力波アンテナは、長さ2メートル程度のアルミの丸棒で、バー・ディテクターと呼ばれている。共振型が狙う重力波は、超新星爆発に伴って発生すると思われるkHz帯のバースト波である。このパルスの重力波により発生する検出器中の歪が弾性振動となり、それが最終的にはトランスデュサー (TRD) により電気信号として取り出されるしくみである。感度を高くするために丸棒の弾性共振周波数を重力波に同調させるので共振型と呼ばれており、弾性体の性質の一つである機械的Q値が高いという理由でアルミを使っている。Q値が高いほど一定の力に対する共振点での振幅が大きくなるので、検出感度が上がるのである。表1.2に示すように、現在ではこのタイプの検出器はヘリウム温度 (4.2 K) まで冷却して熱雑音を抑制するのが普通となっており、CERN/ローマ大学やスタンフォード大学ではさらに温度を下げるのが試みられている。CERNではノーチラスと名付けられた重力波アンテナを90mKまで温度を下げることに成功している。西オーストラリア大学はニオプの丸棒を使っているが、これは重力波アンテナを超伝導状態にし、マイスナー効果により磁気浮上させて防振しようとしたためである。これは自己不安定な系になるのでやめになったが、Q値が非常に高い (アルミより一桁程高い) ので高価なニオプを使った価値はあると思われる。最近、アンテナの振動を電気信号に変換するTRDとしてファブリーペロー干渉計を用いたレーザーTRDというものも開発されつつある。レーザーTRDを使えば、常温でも高感度な共振型検出器をつくることが可能である。

以上のように共振型の主流はバースト重力波を狙うものであるが、バルサーからの連続重力波を検

表 1.2: 共振型重力波アンテナ

機関	アンテナ	方式	感度
CERN/ローマ	A15056, 2.3ton, 2.6K	Capacitive + SQUID	7×10^{-19}
CERN(AUTILUS)	A15056, 2.3ton, 0.1K	Capacitive + SQUID	2×10^{-18}
ルイジアナ州立大	A15056, 1.1ton, 4.2K	Inductive + SQUID	7×10^{-19}
スタンフォード大	A16061, 4.8ton, 4.2K	Inductive + SQUID	10^{-18}
西オーストラリア大	Nb, 1.5ton, 5K	RF cavity	9×10^{-19}
宇宙線研/東大	A15056, 1.7ton, 300K	レーザー TRD	-
KEK	A15056, 1.2ton, 4.2K	Capacitive + FET	4×10^{-22} (60Hz)

出するための低周波検出器も開発されている。狙いは「かにバルサー」で、回転周波数30Hzに対し共振周波数60Hzである。この周波数に同調させるために独自の形状をもつ「バー」が開発され、重さ1.2トンのアルミ製アンテナをヘリウム温度に冷却する実験も行われている。

1.3.2 レーザー干渉計型重力波検出器

レーザー干渉計は今では重力波検出器の代名詞のようになってしまったが、このような状況になったのはここ10年ぐらいのことである。この検出器の原理は、マイケルソン干渉計の2つの光路長が重力波により伸び縮みして干渉縞が変化するのを検出するというものである。共振型のように特定の周波数の重力波にだけ感度が高いということがなく、観測帯域が広いことが利点である。感度は主に光のショットノイズで決まる。レーザー干渉計は重力波による光の位相のずれを検出するのだが、光の量子性により、ある個数の光子 (あるパワーの光) で読み取れる位相には限界がある。つまり不確実性である。これを抑えるためには、よりたくさんの光子を使う必要がある。このために出力1kWで発振周波数・発振モードともに安定なレーザーの開発や、干渉に寄与しない光を再び干渉計に打ち込んで実効的なパワーを増加させるリサイクリング技術の開発が行なわれている。現在開発中のプロトタイプを表1.3に示す。

1.3.3 その他の検出法

ドップラー・トラッキングとは、惑星探査器等の人工天体が地上とやりとりする電波が重力波の影響を受けることを利用した検出法である。電波が地上から衛星に向けて打ち出され、トランスポングにより打ち返されて戻って来る間に重力波が通過すると、ドップラー周波数に3回痕跡を残すのである。ただしこの方法は信号処理が非常に難しい上、プラズマによる電波伝搬ゆらぎなどの影響を受けるので重力波検出法としては主力にはならないであろう。

バルサー・タイミングとは前述したバルサーの自転周期の精確さを利用する方法で、この周期が地球に届く途中で重力波によって受けるゆらぎを検出する。現在、ミリ秒バルサーを用いて精力的に観測が続けられているが、観測に使う時計の精度で感度が決まっており、水素メーザーを用いた場合で $\delta = 10^{-14}$ となっている。ドップラー・トラッキングとバルサー・タイミングは共にミリヘルツ以下の非常に低周波の重力波を対象にした検出法である。低周波の重力波としては、宇宙初期に発生したと予想されるストカスティック重力波や宇宙紐からの重力波等がある。

宇宙空間での重力波検出のアイデアとしては、地球の太陽周回軌道上に4つのドラッグフリー衛星を配置し、基線長500万kmのマイケルソン干渉計を構成するLISA計画がある。地球の上では低周

表 1.3: レーザー干渉計プロトタイプ

機関	基線長	方式	感度
カルテク	40m	Locked FP	10^{-18}
グラスゴー大	10m	Locked FP	10^{-18}
国立天文台	20m	Recombined FP	10^{-15}
東大	3m	Recombined FP	10^{-15}
マックスプランク研究所	30m	DL	10^{-18}
宇宙科学研究所	100m	DL	10^{-18}

波の地面振動が避けられないので、超低周波の重力波を狙うためには宇宙空間に出てゆくしかないのである。重力波源としては、巨大ブラックホール等 \$h\$ の大きなものが低周波帯にあるので、天文学的な見地からは宇宙での重力波検出も魅力的である。現在 ESA のミッションとして検討が進められており、2010 年ぐらいの実現が期待されている。

1.3.4 重力波天文台計画

重力波の大きさとしては、乙女座銀河団で連星中性子星の合体や超新星爆発等の現象が起きた場合、大体 \$h = 10^{-21}\$ になり、頻度は 1 年に 3 回程度 (200Mpc 以内) と推定されている [9]。現在推進中の大型レーザー干渉計計画 (表 1.4 参照) は、このようなものを捕らえることを目標にしている [10]。100~1kHz の重力波に対してレーザー干渉計を最適化するために基線長はその半波長である 75km にする必要があるが、このようなものを地上で実現することは不可能である。そのために、レーザー干渉計としては単純なマイケルソン干渉計ではなく、その腕の部分にファブリーペロー共振器で置き換えたり、ディレイラインを用いた構成になっており、等価的に長い基線長を得ているのである。以下で、これについて解説する。

表 1.4: 大型レーザー干渉計計画

国	計画名	基線長	方式	観測開始予定時期
米国 (カルテク&MIT)	LIGO	4km(2台)	FP	1998年
伊・仏	VIRGO	3km	FP	1998年
豪	AIGO	3km	FP	?
独・英	GEO	600m	Dual Recycling	数年以内
日本	-	300m	FP	1998年

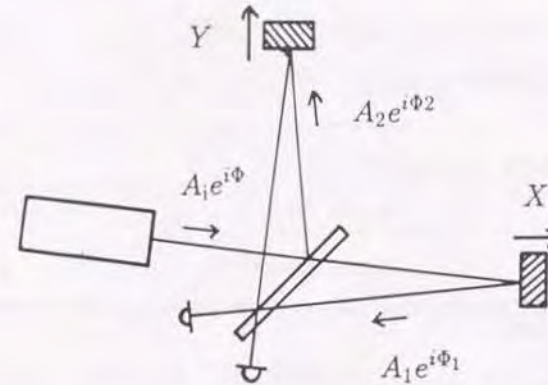


図 1.5: マイケルソン干渉計

1.4 マイケルソン干渉計による重力波検出

図 1.5 は基本的なマイケルソン干渉計である。ビームスプリッターで分けられた光は直交する二本の光路を往復して再びビームスプリッターで一緒になる。このとき二つの光に位相差が存在すると干渉によって光検出器に入射する光の強度が変化する。図 1.5 のように \$A_1, A_1, A_2\$ を与えると、光検出器のところでの光波は

$$A_{PD} = A_1 e^{i\Phi_1} + A_2 e^{i\Phi_2} \quad (1.11)$$

となり (\$\Phi_1, \Phi_2\$ は光波の位相)、検出器に流れる光電流 \$I_{PD}\$ は

$$I_{PD} \propto |A_{PD}|^2 = \frac{I_{max} + I_{min}}{2} + \frac{(I_{max} - I_{min})}{2} \cos(\Phi_1 - \Phi_2) \quad (1.12)$$

という変化をする。ここで、\$I_{max}, I_{min}\$ は光電流の最大、最小値を表す。また

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (1.13)$$

はコントラストと呼ばれて、干渉効率を表すものである。

次に、重力波によって生じる位相差を計算する。Z 軸方向から入射する重力波 \$h(t)\$ を TT ゲージの一つの偏光成分を用いて表すと 4 次元線素は

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + (1+h)dx^2 + (1-h)dy^2 + dz^2 \quad (1.14)$$

で与えられる。この場合、鏡の座標は一定値に保たれ、光速が変化する。(ただし鏡の間の固有距離は変化している。) 光の伝播は \$ds^2 = 0\$ で決まるので、X 軸に沿って往復して来た光 (波長 \$\lambda\$) の位相変化は、

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + (1+h)dx^2 = 0 \quad (1.15)$$

$$\int_{t_1}^t \frac{dt'}{\sqrt{1+h(t')}} \approx \int_{t_1}^t \left(1 - \frac{1}{2}h(t')\right) dt' = \frac{2\ell_1}{c} \quad (1.16)$$

$$\Phi_1(t) = \Omega t_1 = \Omega \left(t - \frac{2\ell_1}{c} - \frac{1}{2} \int_{t-2\ell_1/c}^t h(t') dt' \right) \quad (1.17)$$

となる。ここで Ω は光の角周波数である。簡単のため

$$h(t) = h_0 \sin \omega t \quad (1.18)$$

という単色波について計算する。上式の積分を実行して

$$t - t_1 + \frac{h_0}{\omega} \sin \omega \left(t - \frac{\ell_1}{c} \right) = \frac{2\ell_1}{c} \quad (1.19)$$

$$t - t_2 - \frac{h_0}{\omega} \sin \omega \left(t - \frac{\ell_2}{c} \right) = \frac{2\ell_2}{c} \quad (1.20)$$

となる。ここでX軸方向とY軸方向では重力波の影響の符号が逆転していることに注意する。両軸にそって返ってきた光の位相差は

$$\Delta\Phi = \Omega(t_1 - t_2) = 2h_0 \frac{\Omega}{\omega} \sin \omega \left(t - \frac{\ell}{c} \right) - 2 \frac{\Omega(\ell_1 - \ell_2)}{c} \quad (\ell_1 \sim \ell_2 = \ell) \quad (1.21)$$

となる。第2項は静的な位相差で、両腕の長さが等しい場合0になる。つまり第1項だけを考えれば充分であり、 $h(t)$ をスペクトルを持つ一般の場合に拡張すると

$$\Delta\Phi_{GR}(t) = \int h(\omega) e^{i\omega t} H_M(\omega) d\omega \quad (1.22)$$

$$H_M(\omega) = \frac{\Omega}{\omega} \sin(\ell\omega/c) e^{-i\ell\omega/c} \quad (1.23)$$

となる。この $H_M(\omega)$ が角周波数 ω の重力波に対する干渉計の応答関数と考えることができる。これより1kHzの重力波に対して干渉計を最適化するためには、基線長は75km必要であることがわかる。しかし、現実の問題を考えると $\ell=75\text{km}$ のようなものを作るのは不可能なため(土地の問題から、基線長3km程度が現実的である。)鏡の間で光を何度も往復させて光路長を稼ぐDelay-Line(DL)方式と多重干渉を利用したFabry-Perot(FP)方式がある(図1.6)。

N回折返しのあるDLは、単純マイケルソン干渉計の H_M の基線長 ℓ を折り返し数を掛けた $N\ell/2$ に置き換えればよいので、

$$H_{DL}(\omega) = \frac{\Omega}{\omega} \sin(N\ell\omega/2c) e^{-iN\ell\omega/2c} \quad (1.24)$$

となる。従って、1kHzの重力波に対して実基線長が3kmでは $N=50$ のときに感度が最大となる。

FPの場合は、多重反射の干渉を利用しているため複雑である。入射波を

$$A_i(t) = e^{i\Omega t} \quad (1.25)$$

で与えると、反射波は

$$A_r(t) = ir_1 e^{i\Omega t} + \frac{t_1^2}{ir_1} \sum_{n=1}^{\infty} (-r_1 r_2)^n \exp(i\Omega t_n) \quad (1.26)$$

$$\int_{t_n}^t \frac{dt'}{\sqrt{1+h(t')}} = \frac{2\ell}{c} n \quad (1.27)$$

で計算される。ここで t_1, r_1, r_2 は、それぞれ入射側ミラーの振幅透過率と反射率、出射側ミラーの振幅反射率であり、上式を h の一次で近似すると

$$t_n = t - \frac{2n\ell}{c} - \frac{1}{2} \int_{t-2n\ell/c}^t h(t') dt' \quad (1.28)$$

$$A_r(t) = e^{i\Omega t} \left[ir_1 + \Lambda(\Omega) - \frac{i\Omega}{2} \int h(\omega) \frac{\Lambda(\Omega) - \Lambda(\Omega + \omega)}{i\omega} e^{i\omega t} d\omega \right] \quad (1.29)$$

$$\Lambda(\Omega) = \frac{it_1^2 r_2 \exp(-2i\Omega\ell/c)}{1 + r_1 r_2 \exp(-2i\Omega\ell/c)} \quad (1.30)$$

となる。いま、入射光がFPの一つの縦モードに共振しているとすると($\exp(-2i\Omega_0\ell/c) = -1$)

$$A_r(t) = [ir_1 + \Lambda(\Omega_0)] e^{i\Omega_0 t} (1 - i\Delta\Phi_{GR}) \quad (1.31)$$

$$\Delta\Phi_{GR}(t) = \int h(\omega) e^{i\omega t} H_{FP}(\omega) d\omega \quad (1.32)$$

$$H_{FP}(\omega) = \frac{\alpha\Omega}{\omega} \sin(\omega\ell/c) e^{-i\omega\ell/c} \frac{1}{1 - r_1 r_2 \exp(-2i\omega\ell/c)} \quad (1.33)$$

$$\alpha = \frac{t_1^2 r_2}{(t_1^2 + r_1^2) r_2 - r_1} \quad (1.34)$$

となり、重力波による位相変化の応答関数を得ることができる。とくに、 $\omega\ell/c \ll 1$ のときには

$$|H_{FP}(\omega)| \approx \left(\frac{\alpha}{2\sqrt{r_1 r_2}} \right) \frac{\Omega}{\omega} \frac{\tau_s \omega}{\sqrt{1 + (\tau_s \omega)^2}} \quad (1.35)$$

$$\tau_s = \frac{2\ell\mathcal{F}}{\pi c} \quad (1.36)$$

となる。 τ_s はFPのstorage timeと呼ばれるもので、その逆数が応答関数の遮断(角)周波数を与える。 \mathcal{F} はフィネスである。

実基線長3kmに対してフィネスを80程度にするとDLの場合の折り返し数50に対応する。この2つの方式の応答関数をグラフにすると図1.7のようになり、高周波帯ではDLよりFPの方が応答がなめらかであることが分かる。

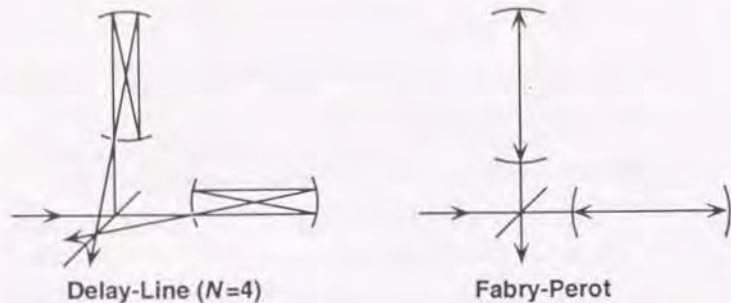


図 1.6: Delay-Line 方式と Fabry-Perot 方式

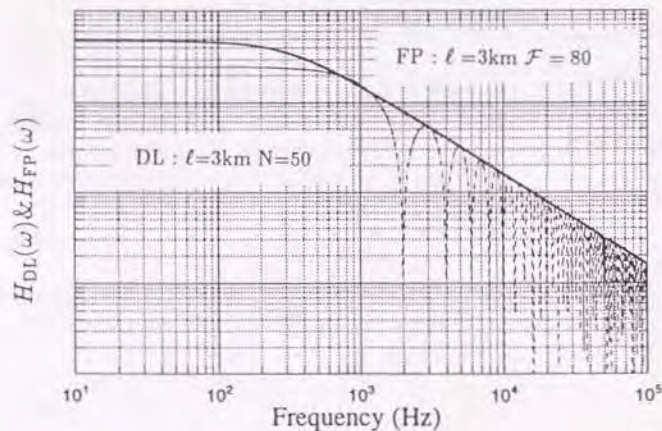


図 1.7: FP 方式と DL 方式の応答関数

どの周波数帯を狙うか?ということは、レーザー干渉計の雑音スペクトルに強く関係する。典型的な雑音スペクトルは図 1.8 に示すようなものである。100Hz 以下の低周波域では地面振動(できる限りの防振を施した後に残ったもの)が支配的であり、1kHz 以上ではショットノイズが支配的である。その中間では、鏡を釣っている振り子の熱雑音大きい。ごく普通に考えれば、100Hz から 1kHz の重力波を狙うのが妥当である。この周波数帯には、前述したように現在最も確実な重力波源とされている連星中性子星のチャープがある。幸運なことに、ポストニュートニアン近似による波形シミュレーション(テンプレート)がうまくいけば、S/N 比を 100 倍ぐらい上げられそうである。やはりこの周波数帯を集中的に狙うべきであろう。

1.5 本研究の目的

以上で、重力波の発生及びその検出法について解説した。重力波検出の観点から、現在もっとも注目されているのはレーザー干渉計によるものである。日本では、早くから共振型の重力波検出器が開発されてきたが、10 年ほど前からレーザー干渉計の開発が宇宙科学研究所で始まり、科学研究費重点領域研究(平成 3 年度より 4 年間)「重力波天文学」により重点的に研究が推進されている。将来的には、日本にも km クラスのレーザー干渉計を建設することを目標にしている。

土地のない日本にフルスケールの干渉計を建設する必要性については議論があるが、国際的重力波観測網の一員としての重要性は非常に高いのである。その理由は、レーザー干渉計のアンテナパターン(図 1.9)と大型計画の地球上での配置(図 1.10)にある。重力波観測というのは、1、2 台できるというものではなく、最低 3 台あってはじめてその方向、偏波を決めることができる。たとえ 3 台あったとしても、ある方向からやってくる重力波に対しては、実質的に 2 台しかないのと同じという状況が生まれることは、アンテナパターンから明白である。最低でもあと 1 台、できれば台数はもっとあった方が良い。LIGO、VIRGO の配置をみると、日本は 4 台目をつくる場合に良い位置である。光の天文学なら、こういう場合間違いなく南半球を選ぶであろうが、透過性の高い重力波に対しては、この議論は意味がない。

このように将来的には大型計画を推進すべき日本において、基礎技術を積み上げておくことは大事である。重点領域「重力波天文学」の目標はそこにあり、国立天文台では基線長 20 m の FP 型プロトタイプの開発が行われることになった。開発の方針としては、大型計画にそのまま取り入れられるような光学設計を目指した。その結果として、大型計画には当然必要とされながら現在までプロトタイプで実現されたことのない、直接干渉方式の運転に成功した。現在までのプロトタイプで使われている Locked FP 方式と直接干渉方式を図 1.11 に示す。Locked FP 方式では、FP からの反射光を光サーキュレータによりビームスプリッタの前で取り出してしまふ。そのため、この方式では原理上リサイクリングはできない。しかし、片方の FP でレーザーの周波数安定化し、その光でもう一方の FP の振動を見るという分離した構成になっているため、運転しやすい。それに対し直接干渉方式は、全体が完全に動かなければ雑音スペクトルさえ見えないという不便さはあるが、リサイクリングが可能であり、さらに干渉による同相雑音除去(CMR)が可能であるため大型計画には必須である。

直接干渉方式のプロトタイプの運転に成功したことで、特にリサイクリングの研究では世界をリードできる土台を作り上げたことになる。次章からは、このプロトタイプについて詳しく解説する。

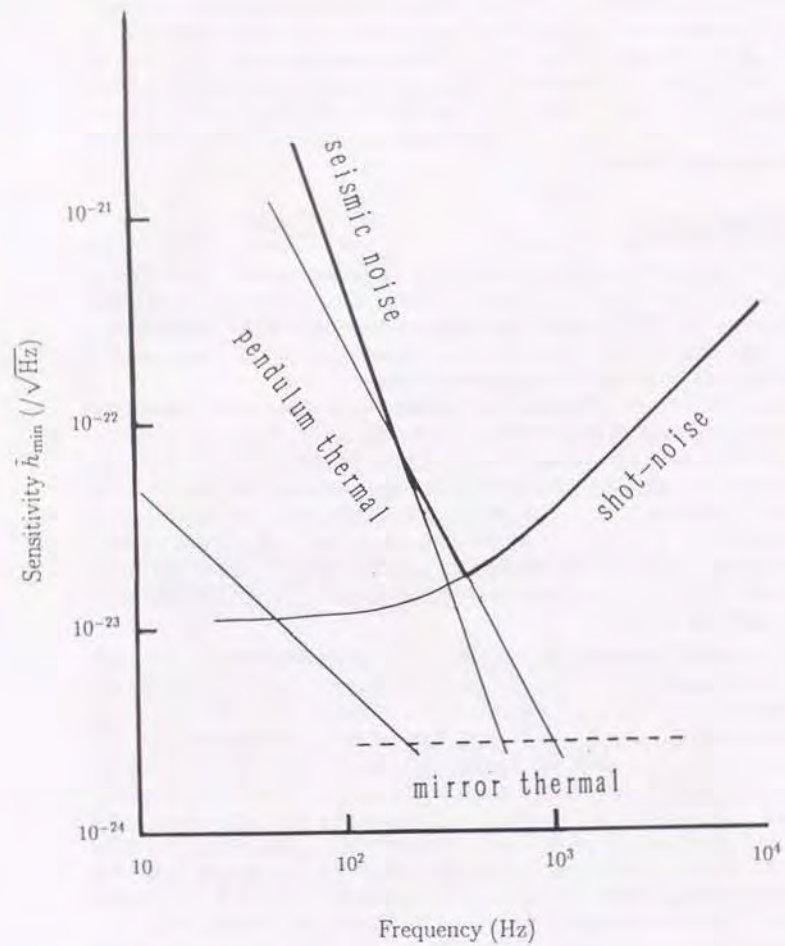


図 1.8: レーザー干渉計の予想雑音スペクトル

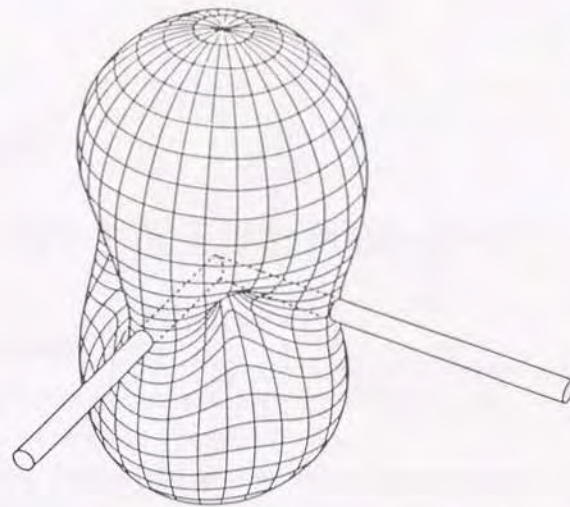


図 1.9: レーザー干渉計のアンテナパターン (LIGO 計画書より引用)



図 1.10: LIGO、VIRGO の地球上での配置

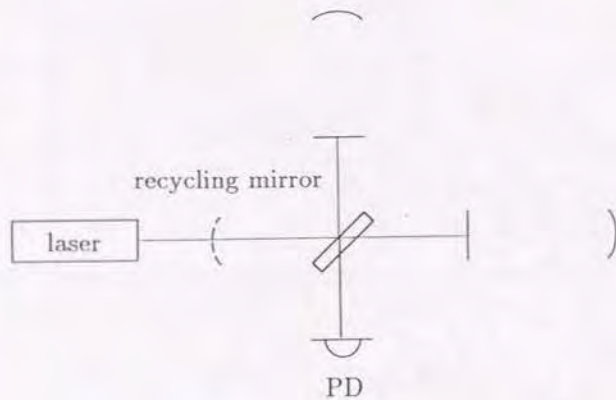
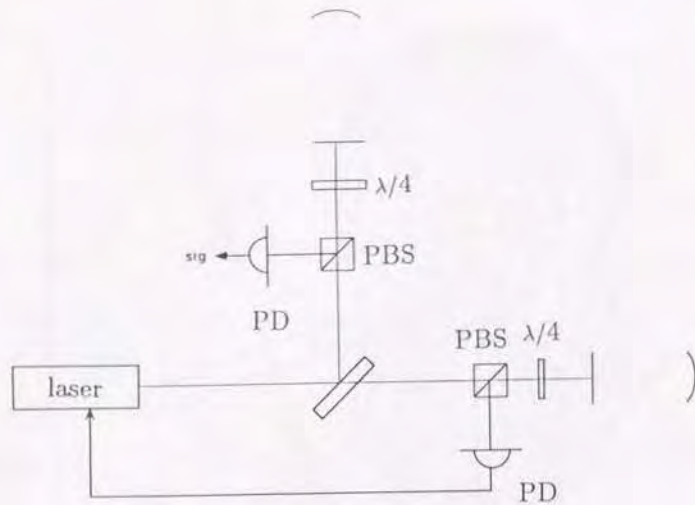


図 1.11: Locked FP 方式と直接干渉方式

第 2 章

20 m F P 型干渉計プロトタイプ

2.1 光学設計

20 m プロトタイプの光学設計は図 2.1 に示すとおりである [11, 12]。特徴としては、

- リサイクリング可能な直接干渉型である。
- 変調法は、干渉計内部に電気光学変調素子を置かない Schnupp 法である。
- R F 変調をマイケルソンとファブリーペロー干渉計の制御に共用している。
- 光源として、赤外の Nd:YAG レーザーを使用している。

である。

2.1.1 マイケルソン干渉計

ダークフリンジロック法は Schnupp 法 (pre-modulation)[13] というものである。これは、マイケルソン干渉計に入射する前で EOM (電気光学変調素子) により位相変調をかけ、意図的に干渉計の 2 本の腕に光路長差をつけることで、変調のサイドバンドが打ち消されないようにする方法である。EOM のところでの変調度を m_0 とすると、実効的な変調度は

$$m = m_0 \sin \frac{\omega_m \Delta \ell}{c} \quad (2.1)$$

となる。ここで $\omega_m/2\pi$ は変調周波数、 $\Delta \ell$ は 2 本の腕の長さの差である。式を見てわかるように、ある変調周波数に対し最適となる $\Delta \ell$ が存在する。条件は、

$$\frac{\omega_m \Delta \ell}{c} = \left(\frac{n+1}{2} \right) \pi \quad (2.2)$$

であり、 $\omega_m/2\pi=40\text{MHz}$ に対し $\Delta \ell = 1.875(2n+1)m$ である。本研究では真空タンクの制約から $\Delta \ell=20\text{cm}$ なので、

$$m = 0.17m_0 \quad (2.3)$$

と実効的な変調度はかなり小さくなっている。

マイケルソン干渉計の出力は PD での光電流で見て

$$I_{PD}(t) = \frac{P_0}{2} [1 + \cos(2k(\ell_1 - \ell_2) - m \sin \omega_m t)] \quad (2.4)$$

$$\ell_1 - \ell_2 = \Delta \ell + 2\delta z \quad (2.5)$$

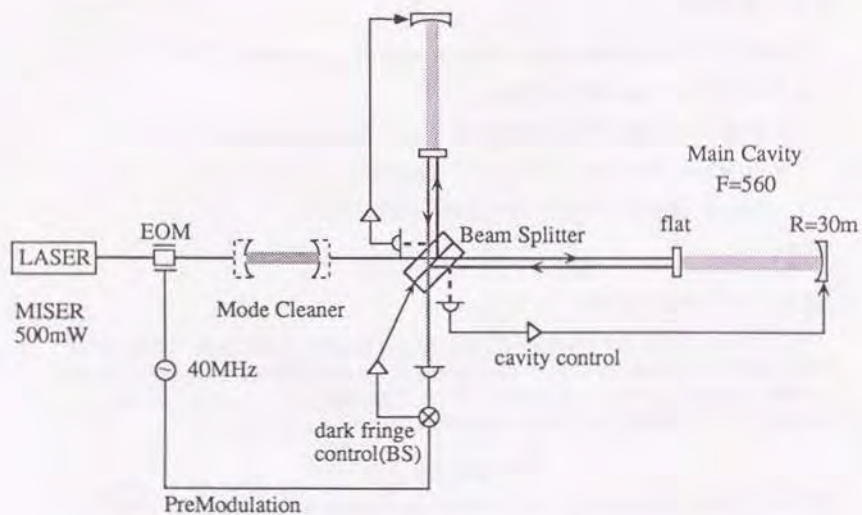


図 2.1: 20 m プロトタイプ の 光 学 設 計

であり、これをベッセル関数で展開して整理し、さらにダークフリッジ条件 ($\cos(2k\Delta l) = -1$) を課すと、

$$I_{PD}(t) = I_{min} + \frac{I_{eff}}{2}[1 - J_0(m)] + 2I_{eff}J_1(m)k\delta x \sin \omega_m t \quad (2.6)$$

$$I_{eff} = I_{max} - I_{min} \quad (2.7)$$

$$I_{DC} = I_{min} + \frac{I_{eff}}{2}[1 - J_0(m)] \quad (2.8)$$

$$I_{\omega_m} = 2I_{eff}J_1(m)k\delta x \quad (2.9)$$

(2.10)

となる。ここで I_{min} は干渉計のアンバランスにより出てくるもので、これを使って干渉計のコントラスト C は

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.11)$$

と表される。ここまでは単純なマイケルソン干渉計についてであるが、さらに F P までふくめると I_{ω_m} は、

$$I_{\omega_m} = 2I_{eff}J_1(m)M\frac{A_c}{\pi}\mathcal{F}k\delta x \quad (2.12)$$

$$A_c = 1 + \sqrt{1 - V_0} \quad (2.13)$$

$$V_0 = \frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max}} \quad (2.14)$$

と書き直される。ここで M は入射光と F P のマッチング、 A_c は F P がアンダーカップルかオーバーカップルにより変わる補正項、 V_0 は F P におけるビジビリティである。F P の等価的な光路長の折り返し数は $MA_c(\frac{2}{\pi}\mathcal{F})$ ということになる。

簡単にショットノイズを計算してみると、

$$i_n = \sqrt{2e(I_{DC} + I_{DET})} \quad (2.15)$$

$$V_n = R_L\sqrt{2e(I_{DC} + I_{DET})} \quad (2.16)$$

$$V_{sig} = R_L 2I_{eff}J_1(m)\delta x \quad (2.17)$$

(2.18)

であるから (I_{DET} はフォトアンプの雑音を電流で表したものである)、

$$\delta x_{shot} = \frac{\sqrt{e[I_{min} + \frac{I_{eff}}{2}(1 - J_0(m))]} }{kI_{eff}J_1(m)MA_c(\frac{2}{\pi}\mathcal{F})} \quad \text{m}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (2.19)$$

となる。これからわかることは、 m が 1 ぐらいまでは変調指数が大きい方が S/N (Signal to Noise Ratio) が良いことである。

マイケルソン干渉計をダークフリッジにロックするために、ビームスプリッターの位置を変える方法を採用した。どちらかのニアミラーを動かしてもよいのだが、この場合、エンドミラーも同じように動かさないと F P の制御が複雑になるからである。また、ビームスプリッターより後になるべく光学素子を入れないという方針を守るため、ボッケルスセル等による光路長制御は使えない。

2.1.2 F P の制御

次に F P の制御 (動作点へのロック) であるが、これは F P からの反射光がビームスプリッターの A R 反射面で反射して来る光をモニターし、それを復調して誤差信号を取り出している。この方法だ

と光の量はかなり小さいので (ARの反射率0.2%程度) S/Nはあまり良くない。しかし余計な光学素子 (例えばビームサンプラー) を入れる必要がないので、制御帯域がそれほど広くなくて良い場合には非常に有効である。制御帯域については注意する必要がある。本研究のように直接干渉計型FP方式だと、重力波の信号はマイケルソン干渉計の出力だけに現れる。もし制御帯域を広くするとFPのサーボが重力波の影響を打ち消す方向に動作するため、信号が取り出せないことになる。適当な制御帯域としてはDC~200Hzということになる。問題は、この帯域で充分安定なロックが可能かどうかということであるが、本研究ではこの点はクリアしている。

FPのストレージタイムは、

$$\tau_s = \frac{2\ell\mathcal{F}}{\pi c} \quad (2.20)$$

で表されるので、 $\ell=20\text{m}$ 、 $\mathcal{F}=350$ に対し $\tau_s = 15\mu\text{sec}$ である。つまり、本研究で使用したFPの応答関数は60kHzぐらまではフラットである。1kHzの重力波に対して最適化するためには、もう少しフィネスを上げる必要があるが、本研究では干渉計を運転することに重点を置いているためこれで充分である。2枚の鏡の反射率の組み合わせはニアミラー99%、エンドミラー99.9%となっており、オーバーカップルの設計となっている。

2.1.3 周波数安定化

最後にモードクリーナーであるが、現段階ではインストールされていない。これを設置すると、レーザー出力光の空間モードがクリーニングされる (つまりTEM₀₀モードになる) ため、干渉計のコントラストが改善されることと、周波数安定化のためのリファレンス共振器として使えるという効果がある。

前者についてはともかく、後者 (周波数安定化) はFP方式では絶対必要なので、本研究では20mFPの反射光からFPのロックと周波数安定化の誤差信号を取り出している。このように1つの信号を2つの制御に分けて使う場合、2つの系がカップルすることになるので、サーボフィルターは慎重に設計しなければならない。

もう1つ注意すべき点は、ショットノイズ限界である。上述した方法の場合、FPはオーバーカップルであるため、かなりの光量が戻ってくる。つまりフォトアンプにはいる光量は信号に比べて大きいので、この方法で60dB以上の周波数安定化をすることは難しいと思われる。やはり最終的にはモードクリーナーを用いる必要がある。

干渉計に打ち込まれる前の光を少しビックオフして周波数安定化をする方法もあるが、この方法ではリジッドなFPが周波数弁別器として用いられる。このFPの機械的な振動は周波数安定化の限界を与えるが、それは大体0.1Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ の程度であり、片腕のFPを使った場合に比べて決して優位ではない。

2.2 光学部品

2.2.1 レーザー

光源としてはLIGHTWAVE社のModel:122-1064-500-Fを使用した。このレーザーはLD励起Nd:YAGレーザーで、出力500mW、波長1.064 μm である。この型のレーザーの特徴としては

- 周波数雑音が非常に小さい。
- 強度雑音も小さい。

があるが、LIGHTWAVE社のもはMISERと呼ばれるタイプで、通常のものより一層低雑音である。しかも強度安定化には励起用のLD、周波数変調や周波数安定化にはMISERに貼られているPZTを使うことが可能である。このレーザーの諸元を表2.1に示す。

表 2.1: レーザーの諸元

波長	パワー	偏光	ビーム拡がり角	PZT 感度
1.064 μm	560mW	垂直	5.5mrad(垂直)、7.5mrad(水平)	35.0MHz/V

レーザーの強度雑音特性には注意を要する。この雑音がショットノイズ以下になる周波数をRF変調に使わない限り、ショットノイズ限界の測定ができないからである。安定化はもちろん可能であるが、全ての光量を使わない限り、原理的にショットノイズまで安定化することはできない。つまりRF変調周波数帯での安定化は事実上不可能で、低周波の強度雑音に対してしか有効ではない。この特性について図2.2に示す (文献[14]から転載)。これより、RF変調周波数は30MHz以上に取るのが適当だと結論づけられる。本研究では40MHzを変調周波数に選んでいるので、この点は問題ない。

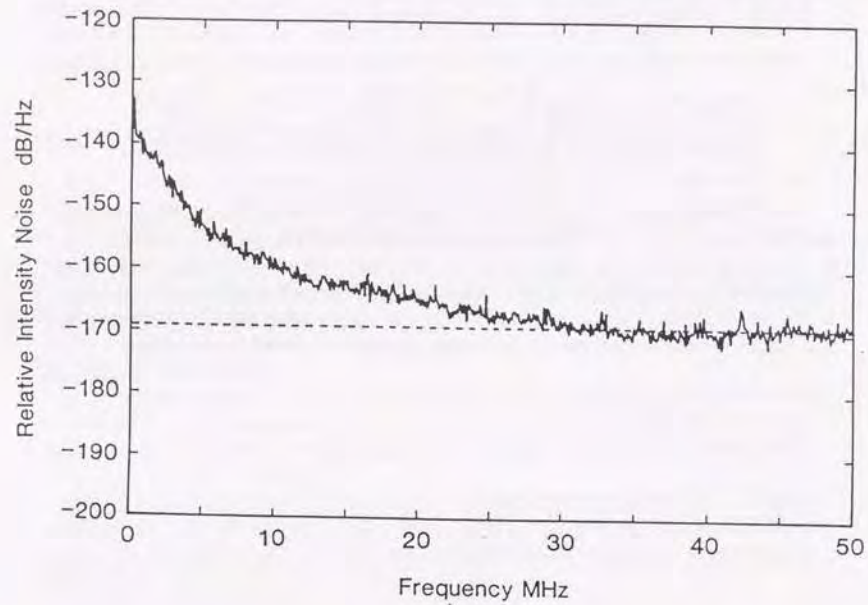


図 2.2: MISER の強度雑音

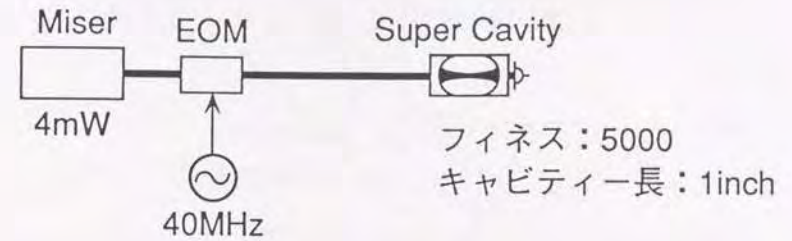


図 2.3: EOMの変調感度の測定

2.2.2 EOM

レーザー光に変調をかけるための電気光学素子 (EOM) として NewFocus 社の Model:4003 (40MHz) を使用した。この EOM は LiTaO_3 のポッケルスセルに共振回路をつけて単一周波数用にしたもので、通常のものが 15mrad/V であるのに対し、 0.2rad/V 以上となっており、 $\pm 5\text{V}$ の入力電圧で変調度 1 をとれる。このため、高電圧回路を必要とせず電磁波が受光系に影響することがない。諸元を表 2.2 に示す。実際の測定でもスペックと同等の性能が確認された。測定法方は図 2.3 であり、測定結果は 0.23rad/V であった。

表 2.2: EOM の諸元

波長域	バンド幅	材料	アパーチャー	変調感度	最大入力
1.0-1.06 μm	1-2%freq.	LiTaO_3	2mm	0.2rad/V 以上	16V

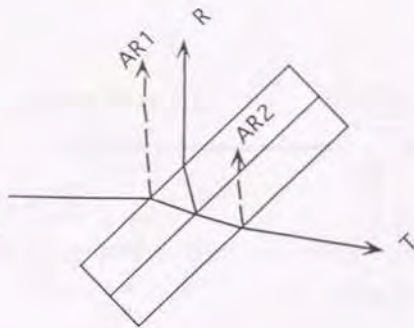


図 2.4: ビームスプリッターの構成

2.2.3 ビームスプリッター

ビームスプリッター (BS) としては昭和光機製の貼り合わせ型のプレート型 BS を使用した。貼り合わせ型となっている理由は、本研究では FP の制御に BS の AR 面からの反射光を用いる光学設計になっているので、AR 面が 2 つ必要だからである。BS そのものは S 偏光に対し 50:50 に光を分割するようになっており、AR 面は反射率 0.02 ~ 0.1% という特性を持っている。

まず、構成及び諸元を図 2.4 に示し、実測値を表 2.2.3 に示す。問題となったのは、表 2.3 に示すとおり AR 反射率が両面で異なっており、しかも偏光特性があるということである。具体的には FP からの反射光が on resonance の状態が増加するという通常では考えられないことがあった。これはさらに検討を要するが実験そのものには深刻な影響を与えていない。

表 2.3: ビームスプリッターの諸元

	分岐比 (T:R)	偏光	AR1	AR2
メーカー測定値	48:51	S 偏光	0.16%	-
実測値	47.5:49.7	S 偏光	0.15%(0.29%)	0.50%(0.19%)

2.2.4 ミラー

ミラーもビームスプリッターと同じく昭和光機製のものを使用した。諸元を表 2.4 に示す。反射率などはメーカーの測定値である。このミラーに対して FP を構成することになるが、これには重要な

特性がいくつかある。

表 2.4: ミラーの諸元

	R_1	r_1^2	t_1^2	loss ₁	R_2	r_2^2	t_2^2	loss ₂
メーカー測定値	∞	0.98868	0.0112	120ppm	30m	0.99956	0.001	-

$$F(\text{フィネス}) = \frac{\pi\sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \quad (2.21)$$

$$R(\text{FP の反射率}) = \left(r_1 - \frac{t_1^2 r_2}{1 - r_1 r_2} \right)^2 \quad (2.22)$$

$$T(\text{FP の透過率}) = \left(\frac{t_1 t_2}{1 - r_1 r_2} \right)^2 \quad (2.23)$$

$$\nu_{\text{FSR}} = \frac{c}{2f} \quad (2.24)$$

$$(2.25)$$

これらについて 20 m FP で実測した。まずフィネスであるが、通常の方法、つまり入射光に変調をかけて通過光の周波数特性から出す方法に加え、反射光の伝達関数を測定する方法をとった。ここで注意すべき点は、もしレーザーの周波数を変化させる P Z T の共振周波数が低い場合、この測定が意味を成さないことである。上記の測定では FP の遮断周波数が 10 kHz 程度と P Z T の共振周波数よりは充分低くなっているため、この点は大丈夫であった。

メーカーのスペックで計算するとフィネスは 560 程度になるはずであるが、実際の実測値は 350 前後であった。両者には 1.5 倍程度の開きがあるので、さらに他の特性も測定して検討した。その結果を表 2.5 に示す。

表 2.5: FP の諸特性

	フィネス	R	T	ν_{FSR}
スペック	530	0.82	0.32	7.5 MHz
実測値	350(370)	0.6(-)	2.0×10^{-3} (2.4×10^{-3})	7.5 MHz

これらの測定結果を基に、矛盾のないような t_1 , r_1 , t_2 , r_2 の組み合わせを出してみた。もちろんある程度の誤差はあるが、表 2.6 に示す結果からはミラーのロスが予想外に大きいことがわかる。推測にすぎないが、これは直径数 mm というかなり大きいビーム径をもつ FP ではミラーコーティングや鏡面形状の非特性などが効いてくるためだとも思われる。しかし、単に鏡が汚れているだけかもしれない。現在、実験前には必ず大気中でアラインメント調整をしている。大気中で数 100mW のパワーが FP に入射した場合に、鏡が劣化することは良く知られており、これが原因かもしれない。

表 2.6: FP の実測値からのミラーロスの推定

	r_1^2	t_1^2	loss ₁	r_2^2	t_2^2	loss ₂
メーカー測定値	0.98868	0.0112	120ppm	0.99956	0.001	-
実測、推定値	0.985	5×10^{-3}	1%	0.996	2×10^{-4}	0.4%

鏡材としてはモノリシックな合成石英を使用している。これはミラーの弾性振動による熱雑音を抑えるために機械的な Q 値を高くしなければならぬのと、余計な機械共振を持たないようにすることに配慮したためである。結果として実験（特に制御系）に影響するような共振は出ていないので、この点は生かされている。ただし、光の通過する距離が通常の鏡に対して非常に長い（10cm）ので、基材の屈折率揺らぎが透過波面を乱す効果が現れる可能性がある。本研究では、コーニング社の $\sqrt{\langle \delta n^2 \rangle} \leq 10^{-6}$ という特性を持つ合成石英を用いているので、これによる波面の乱れは $\lambda/20$ 以下になっていると推測される。これについてのメーカーの測定データを図 2.5 に示す。



0.2×10^{-6}

SN1

図 2.5: 石英の屈折率ゆらぎ

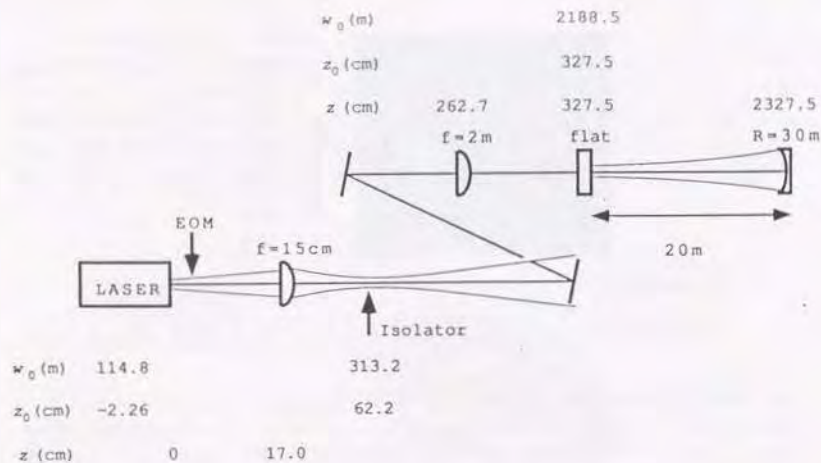


図 2.6: 光学部品の配置とモードマッチング

2.2.5 モードマッチング

これまで説明してきた光学系は図 2.6 のように配置されており、モードマッチングも充分とれている。

2.2.6 フォトアンプ

受光のためのフォトアンプは NewFocus 社の Model:1811 を共振型に改造したものをを使用した。Model:1811 の諸元は表 2.7 に示すものであるが、改造により図 2.7 の変更がある。それによる特性の変化はかなりあると思われるので実測した。測定値は表 2.8 のとおりである。かなり低雑音なものであるが、入射可能パワーが非常に小さい(数 mW 以下)ので、これについては改善の必要がある。実験ではこのフォトアンプは、FP のロック用に 2 個、直接干渉光を見るために 1 個使用した。

表 2.7: フォトアンプの諸元

detector(size)	バンド幅	コンバージョン・ゲイン	等価雑音パワー
InGaAs(0.3mm)	DC to 125MHz	32kV/W (40kV/A)	2.5pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$

表 2.8: 改造型 1811 の性能

中心周波数	バンド幅	コンバージョン・ゲイン	等価雑音電流 (I_{DET})
38.5MHz	8MHz(Q=4.6)	1.3kV/W	95 μ A

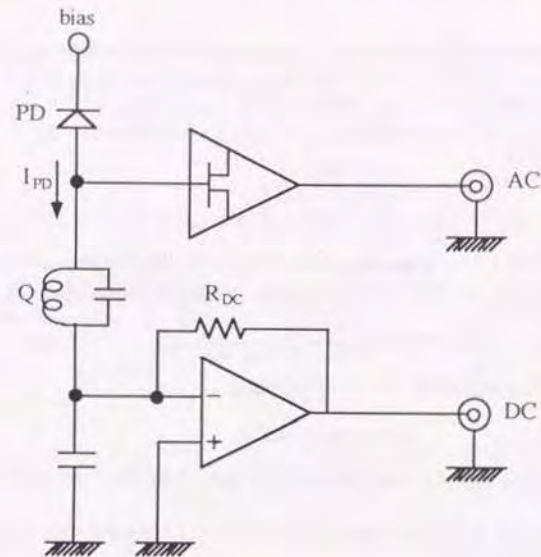


図 2.7: フォトアンプの内部構造

2.2.7 サーボフィルタ

サーボは、

1. FPのロック
2. マイケルソン(BS)のロック
3. 周波数安定化

の3箇所にある。これについて説明する。

FPのロック

FPのロックは反射光をBSのAR面から取ったものを40MHzで復調して誤差信号を得ている。フィルタ回路は図2.8に示すもので、このサーボはUGF(Unity Gain Frequency)があまり高くなくても良いため、簡単な構成になっている。設計方針として、UGF~300Hzとし、このあたりで位相余裕を取るために信号を微分して一度位相を戻している。これを伝達関数 $F(\omega)$ で表すと

$$F(\omega) = \frac{1 + i\omega\tau_0}{(1 + i\omega\tau_1)(1 + i\omega\tau_2)} \quad (2.26)$$

$$\tau_0 = 1.1 \times 10^{-3}, \tau_1 = 10^{-5}, \tau_2 = 10^{-4}$$

である。誤差信号はこのフィルタを通った後、コイルドライバを介してエンドミラーにフィードバックされる。ミラーは振り子により釣られた状態にあるので、この振り子の力・変位伝達関数 $H(\omega)$

$$H(\omega) = \frac{H_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\omega_0/Q_p} \quad (2.27)$$

がかけ合わされる。このため全体のオープンループ伝達関数は

$$G(\omega) = G_0 F(\omega) H(\omega) \quad (2.28)$$

となるはずで、これを実測した。測定法は図2.9に示すものである。結果は図2.10に示すとおりで上式とよく一致している。

エンドミラーにフィードバックしている理由は、こうすることによりFPのサーボとマイケルソンのサーボを独立させるためである。

このサーボにより、ミラーの揺れ $x_n(\omega)$ は、

$$x_n'(\omega) = \frac{x_n(\omega)}{|1 + G(\omega)|} \quad (2.29)$$

に低減される。実験結果としてはUGF~300Hzでも充分安定にロックすることがわかった。

マイケルソンのロック

これにもFPロック用のフィルタと同じものを使用した。実際に得られたUGFは300Hzとかなり低いが、ロックが安定しているので問題はない。しかし全体のノイズレベルが下がってくると、UGFが低い場合レーザーの強度雑音が効き始めるので問題となる。

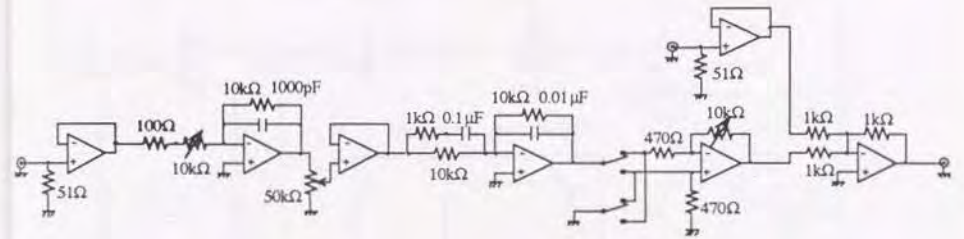


図 2.8: サーボフィルタの回路図

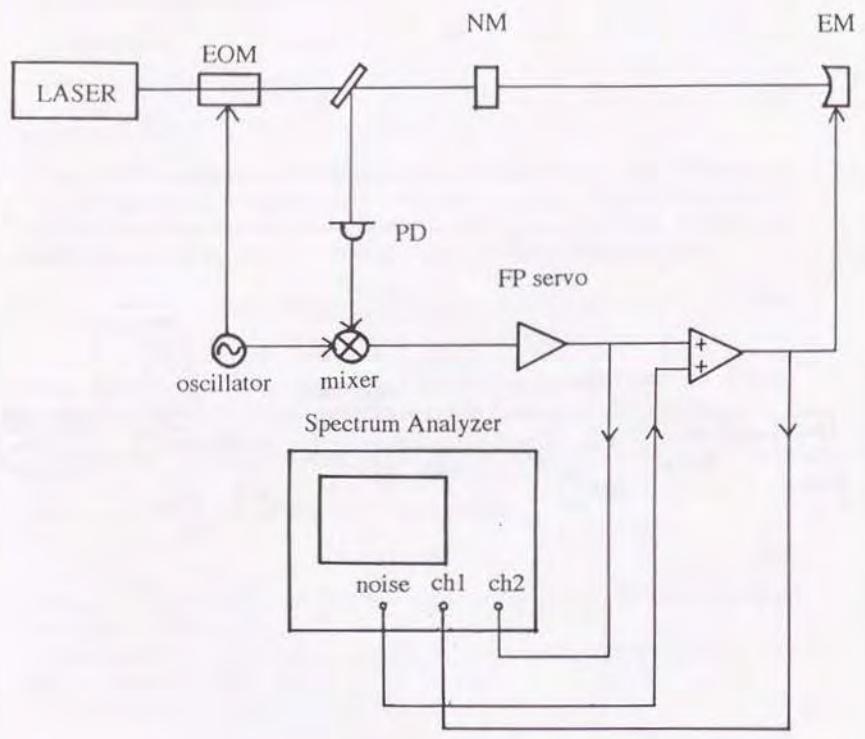


図 2.9: オープンループ伝達関数の測定

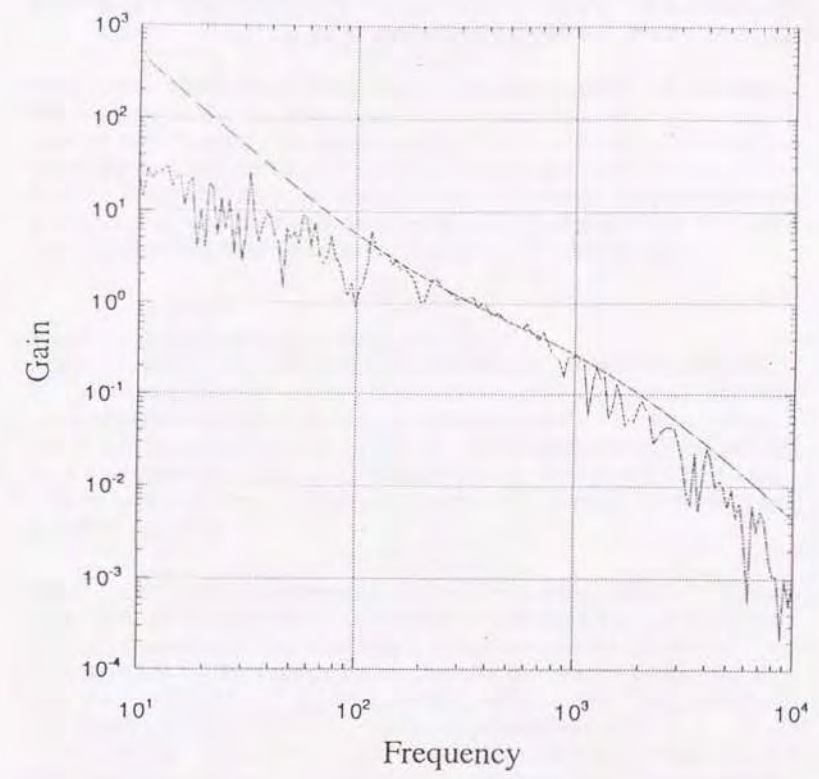


図 2.10: オープンループ伝達関数

周波数安定化

周波数安定化のための誤差信号はF Pロック用に取り出した信号の、高い(U G F以上)周波数域だけを用いている。主に振り子の揺れに起因する低い周波数帯の誤差信号はF Pのミラーにフィードバックし、周波数雑音に起因する高い周波数帯の誤差信号はレーザーにフィードバックするというのである。注意する点は、この2つのサーボがクロスオーバーする周波数域では全体のゲインが下がってしまうため、F Pのロックが不安定になる可能性があることである。

2.3 振り子

ミラーやビームスプリッターを「自由質点」にするための振り子について解説する。重力波を検出するためにはこのように「空間」に固定するわけだが、この振り子には防振という効果があることも重要である。防振効果は一段の振り子の場合

$$x_p = \frac{\omega_0^2 + i\omega_0\omega/Q_p}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega_0\omega/Q_p} x_{\text{seismic}} \quad (2.30)$$

である。ただし、このままでは振り子の共振周波数のところで振幅が Q_p 倍されてしまうため実際には非常に不都合である。そのため、電気的なフィードバックダンピングあるいはエディカレントによるダンピングをかけてQ値を低くする。電気的な方法では、シャドウセンサと呼ばれるもので振り子のマスの位置が読み出され、これを微分してアクチュエータにフィードバックすることでダンピングする。このとき微分するだけでなく、高い周波数の信号はローパスで落として制御帯域を共振周波数の周りだけにしぼっている。こうすることで高周波では振り子本来の防振特性がだせる。もし高周波までフィードバックすると振り子は単にQ値の低いものになってしまうので、防振特性は

$$x_p \sim \frac{\omega_0}{Q_p\omega} x_{\text{seismic}} \quad (2.31)$$

となってしまう。雑雑音の観点からもこれは良くない。

次にエディカレント・ダンピングであるが、これは強い磁石を振り子のマスとなる金属に対向して置き、金属中を流れるエディカレントによって振り子にダンピングを与える方法である。残念ながらこの方法では電気的な方法と違ってダンピング力に周波数選択性を持たせることができないため、上で述べたように単にQの低い振り子になってしまうため、必要な防振特性を持たせるためには2段以上にすることが必要である。長所としては、多自由度に同時にダンピングがかけられることである。

本研究では図 2.11に示すように一段目をマグネットダンピングした2段振り子を用いているため、地面振動は $\omega \geq \omega_0$ のとき

$$x_p \sim \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^3 x_{\text{seismic}} \quad (2.32)$$

となる。ここで二つの振り子の共振周波数は約2Hzに揃えられているため、効果的にダンピングがかけられており、振り子の共振周波数のところでの振幅が大きくなりないようにしてある。マグネットはNd-B-Fe磁石が使われている。この磁石は表面での磁場が1.2Tぐらいあり、サマリウム-コバルトよりも強力である。この特性を利用して1段目のマスの上部にだけマグネットを配置し、マスとマグネット間のクリアランスがはっきり見えるようにしてある。実際にはこのギャップは1mm以下であり、これよりQは5ぐらいにまで下げられている。図 2.12に以上の防振特性を示す。

マスとなるミラーやビームスプリッターの姿勢制御には、マスに貼り付けられた直径2mm、長さ5mmの細長いNd-B-Fe磁石とコイルで構成されるアクチュエータが使われる。必要な自由度はミラーに対し

1. 光軸の回転方向
2. 光軸のあおり
3. 光軸の上下
4. 光軸の左右

であり、このうち1、2に関しては粗調、微調のコンビネーションが要る。このうちの微調をマグネット・コイルのアクチュエータで行うわけである。1、2、3、4の粗調に関しては、1、3、4がそ

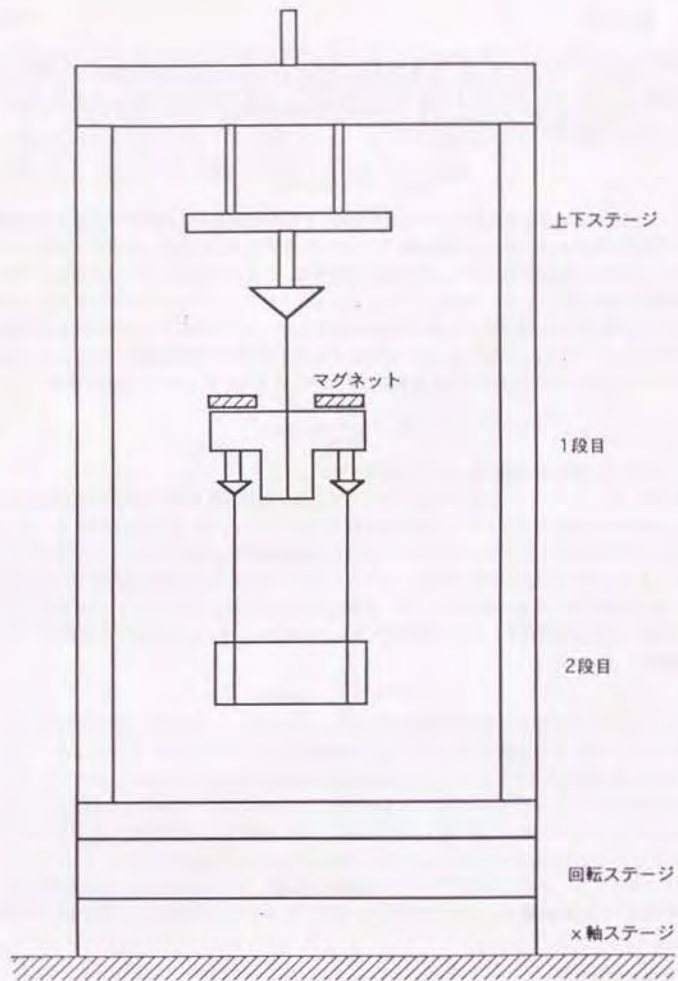


図 2.11: 2段振り子

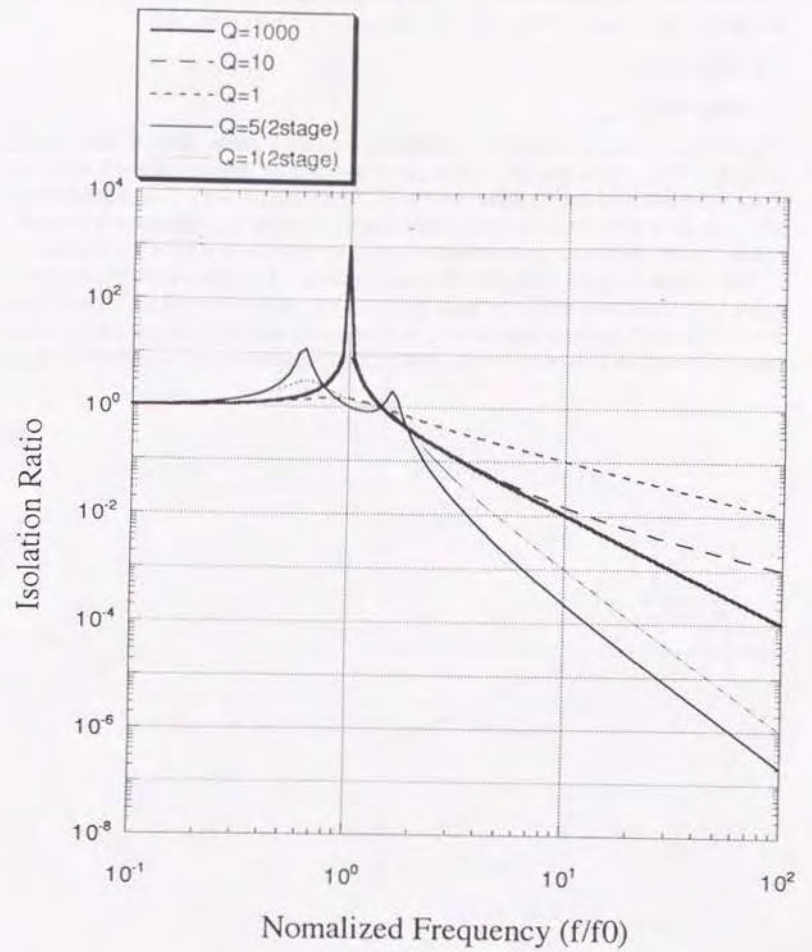


図 2.12: 振り子の防振特性

れぞれマイクロメータを伴ったステージ、2に関しては1段目のマスを釣り下げているワイヤーの位置を重心より前後させることが実現している。またビームスプリッターに関しては

1. 光軸の回転方法
2. 光軸のあおり

の自由度があり、1に対しては回転ステージで粗調だけ、2に対しては粗調、微調ともにミラーと同じ方法で行っている。さらに回転ステージはモータードライブにより、真空中でも動かせるようにしてある。以上の制御すべき自由度と微調用のマグネットの位置を図2.13に示す。この姿勢制御用のアクチュエータはF Pやマイケルソンのフリンジ制御にも共用しているが、これは電流を流す向きを逆にして実現している。図2.14に、この目的で作製されたコイルドライバのブロックダイアグラムを示す。

実験上の注意すべき点は、姿勢制御の微調にあまり頼らず、コイルに流れる電流がなるべく少なくなるように充分粗調であわせ込むことである。微調用のコイルに電流を流すと、重力的に安定なところから少しずれたところにマスが移動するため、F Pマイケルソンの制御に不用な不安定をもたらす可能性があるからである。20mものF Pでは、微調はほんのわずかのダイナミックレンジで充分である。

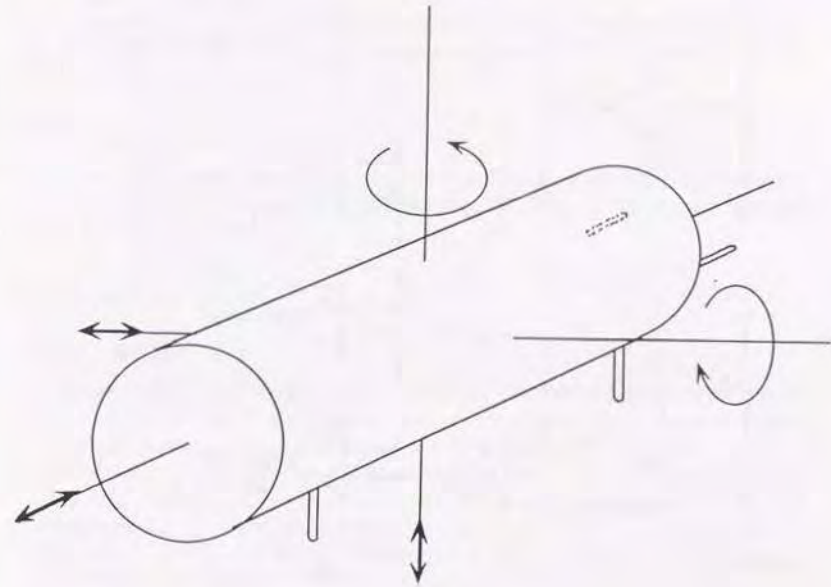


図 2.13: 制御の自由度とアクチュエータの位置

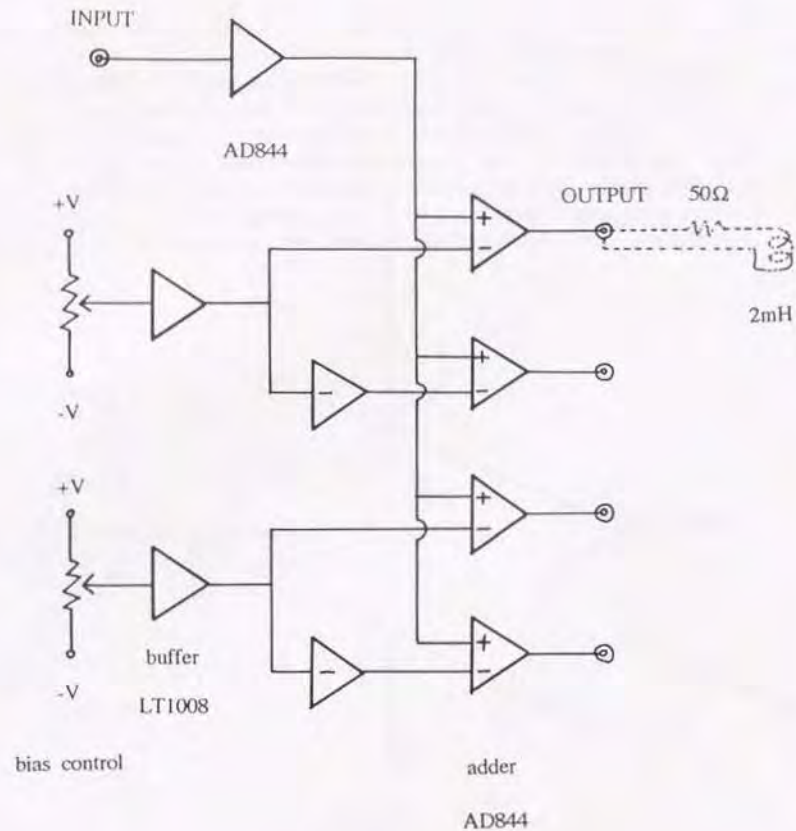


図 2.14: アライメントコントローラ

2.4 真空

kmクラスの干渉計につながる技術を開発するために、真空についてもかなり厳しいスペックを実現するような設計方針をとった。厳しい要求を具体的に挙げると、

- 到達真空度は 10^{-8} Torr 以下
干渉計の感度は、残留ガスによる屈折率の揺らぎの影響を受ける。これは基線長が長くなるほど厳しくなり、kmクラスの干渉計では重力波に対する感度を 10^{-21} にするためには、 10^{-8} Torr以下の真空度が必要である。
- アウトガスが非常に小さいこと
ある程度アウトガスがあっても排気量の大きなポンプを使えば 10^{-8} Torr 自体は達成可能であるが、振動の無い環境で観測を行なうためには、例えばイオンポンプだけでこの真空度を維持できるようにしてはならない。
- ベーキングをなるべく使わないこと
kmクラスの干渉計を建設する場合、現地でのベーキングはあまり実現可能とは思えない。そもそもそのような大きな真空槽のベーキングは経験がないし、それだけの為が大がかりな電気設備をつくるのはかなり難しい。

というものである。

2.4.1 真空槽

真空槽の材質として標準的な材料はステンレスであるが、アルミ製の真空槽が加速器等で着実に広まりつつある。さらに最近では表面処理技術の進歩によって、ベーキング無しでもかなりの真空度を達成できるようになってきた。それで、本研究ではアルミ製の真空槽を使うことに決め、まずテスト用真空槽を試作した。これが図 2.15に示す真空槽である。大きさは、内径 1m、高さ 50cm で、内面は EX-GBB (清浄な O_2+Ar ガス中でガラスビーズブラストを行なう処理法) 処理されている。この真空槽を 300ℓ/sec のターボ分子ポンプで排気したところ、ベーキング前で 5×10^{-8} Torr 程度、ベーキング後には 10^{-8} Torr という満足のいく結果を得ることができた。この段階では、真空槽の容量に対してかなり小さな排気容量のポンプを使っているため、これ以上のことは分からなかった。

この結果を基に 20m 干渉計用の真空槽を設計したわけだが、その設計方針は以下のようなものである。

- 真空槽解放時の光学系アライメント作業がやりやすいこと。
- 真空排気時の圧力差による真空槽変形が光学系に極力影響しないこと。
- 排気系および真空槽の振動が光学系に直接伝わらないこと。
- 到達真空度は 10^{-8} torr 以下とし、アウトガスをできるだけ抑えて排気装置停止中の実験可能時間を伸ばすこと。



図 2.15: テスト真空槽

これを満たすために、

- 光路（ビームライン）を床から1mの高さにする。
- 底部フランジに配線用フィードスルーを付け、タンク解放時にも作業可能にする。
- センタータンクに最終調整用のマンホールを付ける。
- 光学ベンチは真空槽に固定するのではなく、土台から立ち上がるようにして、真空槽の変形や振動が直接伝わらないようにする。
- タンクとパイプの接続はペローを介して行い、なるべくゲートバルブで切り離す。

等の対策をしてある。実際の真空槽の構成は、図 2.16に示すようにセンタータンク1基、エンドタンク2基をパイプでL型につないだ形になっている。それぞれの大きさは表 2.9のとおりである。セン

表 2.9: 真空タンクの大きさ

センタータンク	内径 1.4 m	高さ 2 m
エンドタンク	内径 0.8 m	高さ 2 m
パイプ	直径 20 cm	長さ 8 m (4本)

タータンクとエンドタンクの内壁は前述の EX-GBB 処理されており、パイプは EX 押し出し管を使用している。それぞれのつなぎ目は極力 ICF フランジにしているが、タンクの切り離し部分のかなり径の大きなところ、光学ベンチの足が通るためのペローの部分、また実験時の便宜を考慮して最近取りつけたパイプとタンクの接続部のクイックカップリングにはバイトン Oリングを使用している。光学ベンチとして、当初はアルミハニカム製ブレッドボードを使用する予定であったが、ハニカムを上下の板に張り合わせるのに使われている接着剤のアウトガスが非常に大きいく、到達真空度が 10^{-6} torr にしかならないことが分かったので、最終的には無垢のアルミ板を使用した。そのため防振特性に若干不安がある。

2.4.2 排気装置

レーザー干渉計は数々の高性能光学素子を必要とするので、これらの高性能光学素子を劣化させるようなものを真空槽中に入れてはならない。これは最終的には C_2H_2 （ハイドロカーボン）等が高性能光学薄膜を劣化させるところまで考慮しなければならないが、当面の問題は、ターボポンプのバックに使われるロータリーポンプの油の逆流である。実際、ターボ運転後にターボとロータリーをつないでいる配管を見ても、油で汚れていた。これについては、フォアライトトラップを用いることでかなり低減することができた。さらにロータリーポンプの使用を少なくするために、センタータンクの粗引きはドライポンプ、エンドタンクの粗引きはスクロールポンプを使用している。これでかなり油の逆流は少なくなっているはずである。

真空ポンプの配置は、図 2.17に示すように

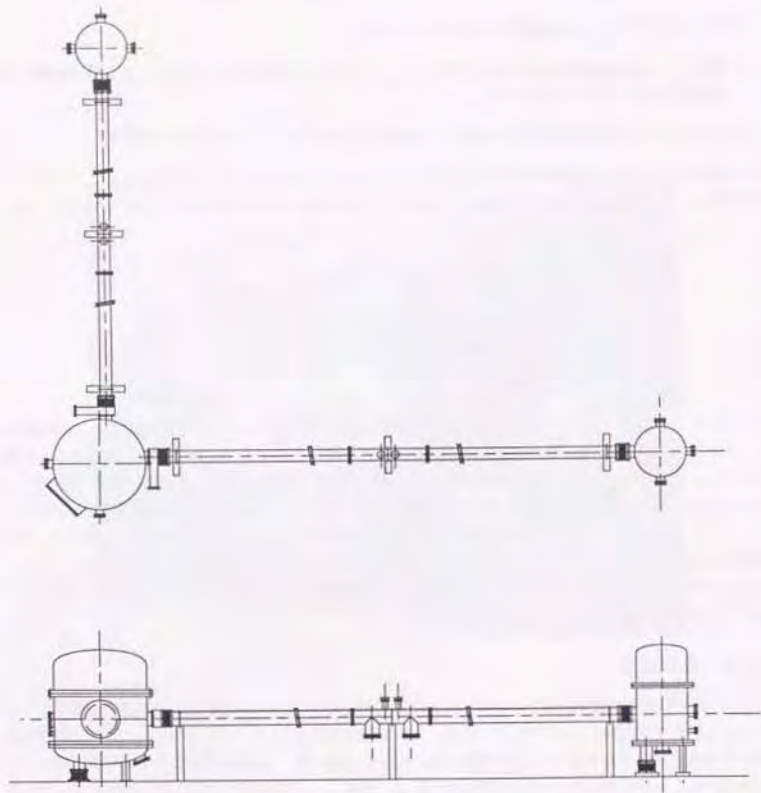


図 2.16: 2.0 mプロトタイプ用真空槽

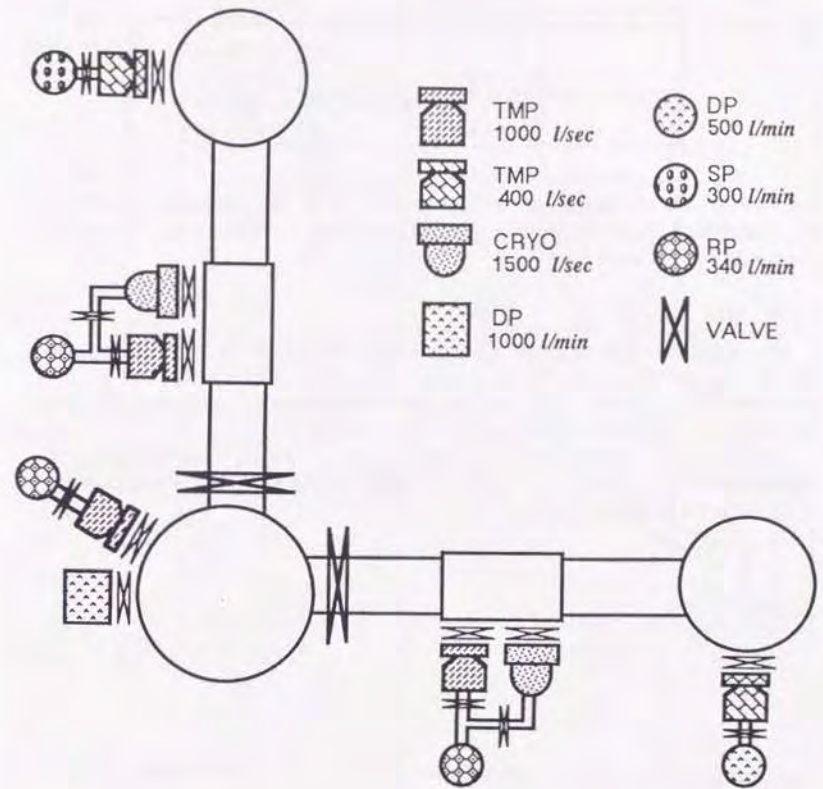


図 2.17: 真空排気系の構成

表 2.10: 排気装置

センタータンク	磁気浮上型ターボ分子ポンプ ドライポンプ	1,000 ℓ /sec 1,000 ℓ /min
エンドタンク	磁気浮上型ターボ分子ポンプ スクロールポンプ ドライポンプ	400 ℓ /sec 310 ℓ /min 500 ℓ /min
パイプ	磁気浮上型ターボ分子ポンプ クライオポンプ	1,000 ℓ /sec 1,500 ℓ /sec

となっている。このうち干渉計運転時に使えるのはパイプについているターボ分子ポンプだけで、これには振動対策として真空引き口とパイプの間に、ダンパー付きベローが入っている。クライオポンプは排気量を大きくする目的がある。

2.4.3 性能

まず、真空槽が空の状態で行った真空テストを行った。結果を図 2.18 に示すが、約 1 週間の排気で誤差の範囲とはいえ、 10^{-8} Torr をきっているところもある。これはベーキングをしていないことを考えると驚くべき値である。干渉計をインストールした後の真空性能は図 2.19 に示す。排気装置を止めた後でも 2 4 時間ぐらひは実験に十分な真空度 ($p < 10^{-3}$ torr) が維持できる。

これらのデータは、真空系から常にデータ収録系に取り込まれ、ネットワーク上で監視することが可能である。このため、不意のトラブルの際 (ターボやクライオの異常停止など) にも迅速に対処することが可能であり、実際にもかなり役に立っている。

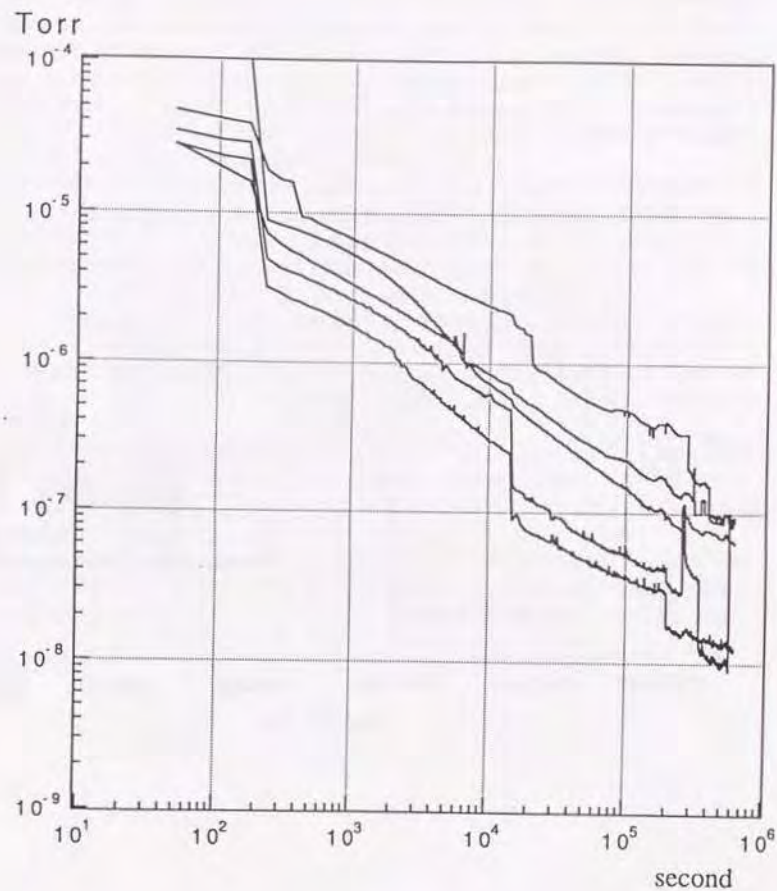


図 2.18: 排気テスト

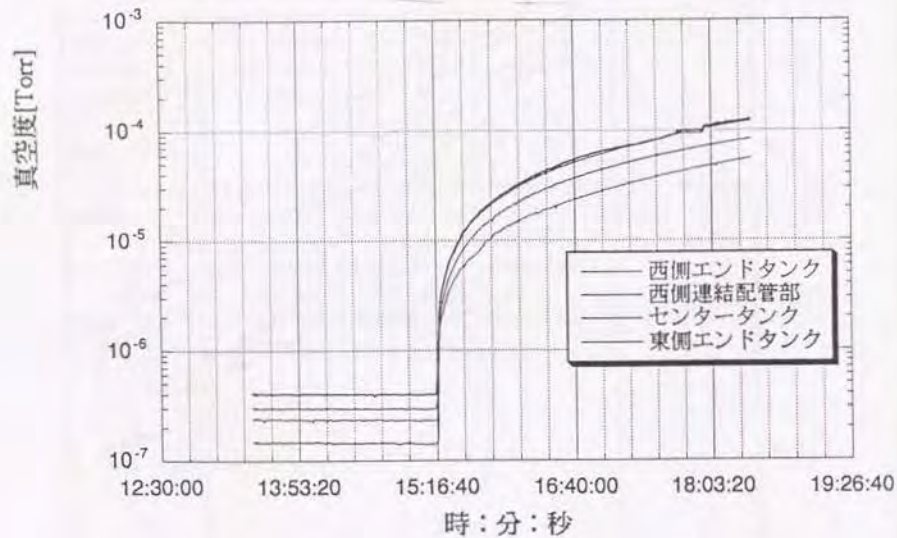


図 2.19: 真空のビルドアップ

2.5 建物、土台

20 m 干渉計の建物は、国立天文台三鷹キャンパス内に独立した建物として建設された。地図 2.20 に示すとおり、干渉計の両腕は中心からみて東北、西北に伸びている。建物自体はプレハブであるが、部屋にはそれぞれの電動クレーンがとりつけられている。とくにセンター用の部屋には建物とは独立の枠に XY 走行クレーンが設置されている。クレーンは真空槽のふたを持ち上げた状態で光学系を設置作業できるように、約 2 m のクリアランスを取っている。部屋の広さはセンタータンク室 5.4 m 四方、エンドタンク室が 2.5 m 四方であり、高さは約 5 m である。20 m パイプを敷設するための通路は幅 1.8 m あり、高さ約 2.5 m である。実験室の図面を図 2.21 に示す。

温度環境を良くするために断熱材が入っており、さらに 5 台のエアコンで ±5 °C ぐらいに保たれている。真空槽としてアルミを使用するため、温度変化には気をつける必要があり、実際にはこれ以上の温度環境が望ましい。エアコンに関しても低騒音タイプが必要であろう。電気、水道などはほとんど排気装置用の電源、冷却水のためである。最初は冷却水源が井戸水であったため、クライオポンプのコンプレッサーがしばしば停止したが、最終的には全て市水に切り換えられている。

データ収録、解析用のネットワークは研究棟から地下埋設管を通してイーサネットケーブルがひかれており、地下部分は光ファイバになっている。これは雷の被害の多い天文台においては必須であった。

光学実験で問題となる防塵対策については、プレハブ構造ではかなりすき間があるので困難であった。しかし、出入りの時に入ってくるチリを防ぐために前室を設置し、センタータンクを光源用の除振台をおおうことのできる、ビニールテントを設置した。

特筆すべきは、真空槽を設置するための土台である。3 つの真空タンクを固定する土台は、実験室の床とは縁切りされており、真空を引いた場合でも光学テーブルのゆがみが小さくなるように設計されている。具体的には、厚さ 1.5 m 角のコンクリート土台が埋め込まれており、さらにこの鉄筋には真空槽設置用の長さ 60 cm のアンカーボルトが取り付けられたアンカープレートが溶接されている。コンクリート土台は図 2.22 に示すように、タンクが真空に引かれた時に横方向に引かれる力に最も強くするように配置されている。実際の実験でも、干渉計本体の光軸は真空引きの後にもあまり変化せず、この設計が生かされている。また、アンカープレートも真空槽を精度良く設置するのに役立った。



図 2.20: 天文台三鷹キャンパス

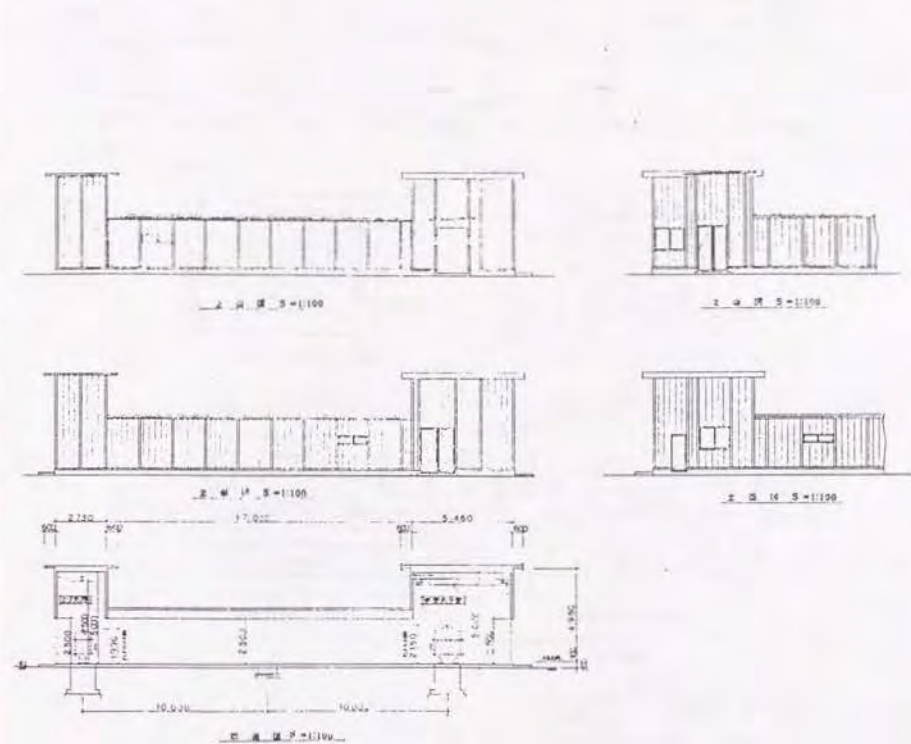


図 2.21: 20mプロトタイプ実験室

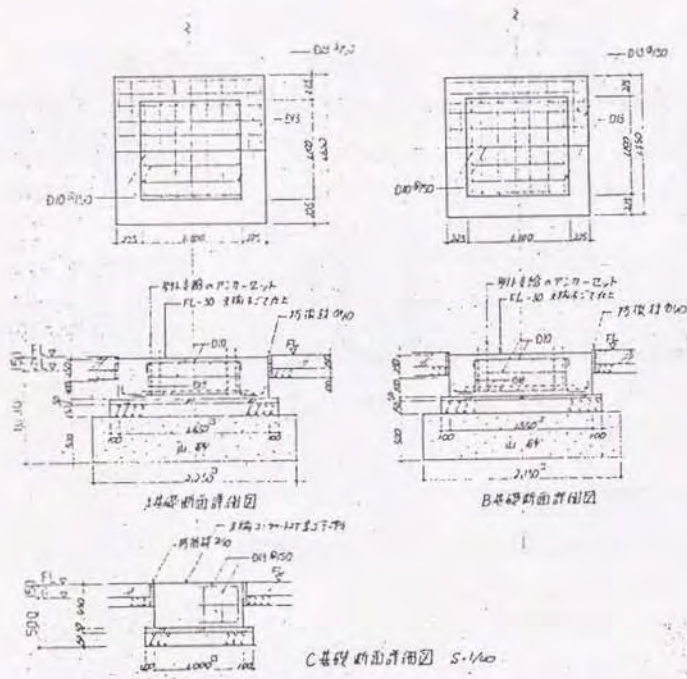


図 2.22: 真空槽設置用の土台

2.6 データ収録装置

まだ本格的に稼働していないが、データ収録用のシステムは当初よりネットワーク対応が取り入れられている。具体的には VxWorks という UNIX 互換のリアルタイム OS を搭載した VME 規格 CPU ボード群が主体になっている。この CPU ボードの制御で ADC からのデータが Ethernet 上に流され、ワークステーションに記録されるというものである。

この装置のブロックダイアグラムを図 2.23 に示す。真空のところでも述べたが、このシステムにより、長時間データの収録、リアルタイム表示、遠隔地からのネットワーク経由での監視に非常に役立つ。

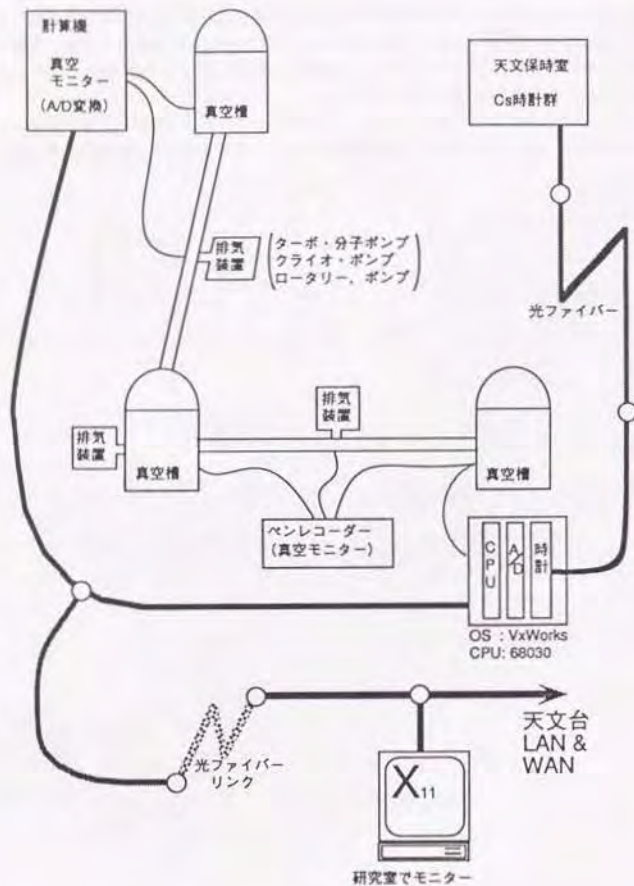


図 2.23: データ収録システム

第 3 章

結果と解析

3.1 干渉計の較正

較正の基準として、ニラミラーとビームスプリッターで構成される単純なマイケルソン干渉計を利用した。基本的には、このマイケルソン干渉計との感度の比を用いて最終的な感度を出すという方法である。

較正時の回路は図 3.1 に示すもので、基準となる較正值を出すフォトアンプ (PD2) は干渉計の出力をほぼ全て (約 300mW) 使っている。これに対し、RF 信号を取り出すフォトアンプ (PD1) は小信号用のものであり、入射パワー 10mW ぐらいで飽和するため、干渉光を 5% 分けて入れている。もしこのフォトアンプと復調器まで含めた系のダイナミックレンジが充分あれば、PD1 だけでも較正は可能である。しかし、この方法を試したところ RF 復調信号が飽和してしまうことがわかったので、このような複雑な方法を探らざるをえなかった。

較正する時の動作点は図 3.2 に示すもので、PD2 では変調を使わないので肩 (差動法)、PD1 ではダークフリッジにロックしている。マイケルソン干渉計の出力の一般式

$$I_{PD} = \frac{I_{\min}}{2} + \frac{I_{\text{eff}}}{2} [1 - \cos(2k\delta\ell - m \sin \omega_m t)] \quad (3.1)$$

$$\delta\ell = \ell_1 - \ell_2 + \delta x = \Delta\ell + \delta x$$

をそれぞれの場合に計算する。

単純マイケルソンの差動法 (DC)

動作点を肩におくとき

$$2k\Delta\ell = \frac{\pi}{2}(4n+1), \quad m=0 \quad (3.2)$$

であるから

$$I_{PD2} = \frac{I_{\max}}{2} + \frac{I_{\text{eff}}}{2} \sin 2k\delta x \quad (3.3)$$

であり、結局微小振幅 δx に対する干渉計の出力は

$$\begin{aligned} V_{PD2}^{\text{DC}} &= R_{DC2}(I_{PD2} - I_{\max}) \\ &= R_{DC2} I_{\text{eff}} k \delta x \\ &= (V_{\max} - V_{\min}) k \delta x \end{aligned} \quad (3.4)$$

と表せる。

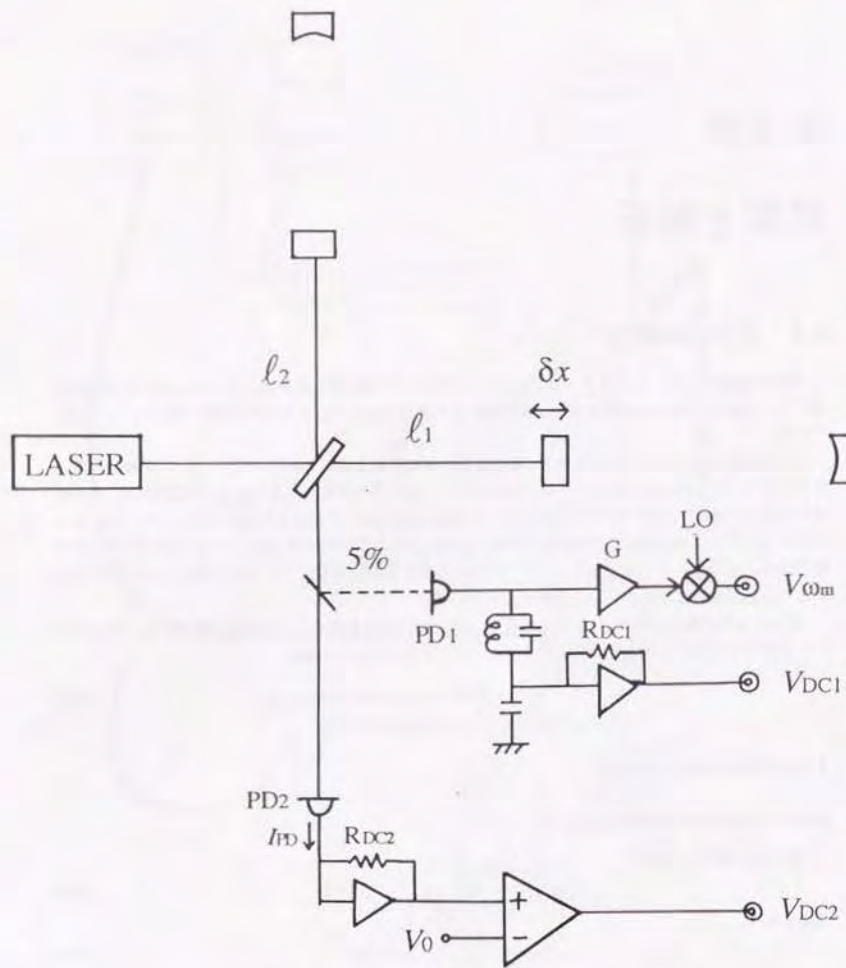


図 3.1: 校正時のマイケルソン干渉計とフォトアンプの構成

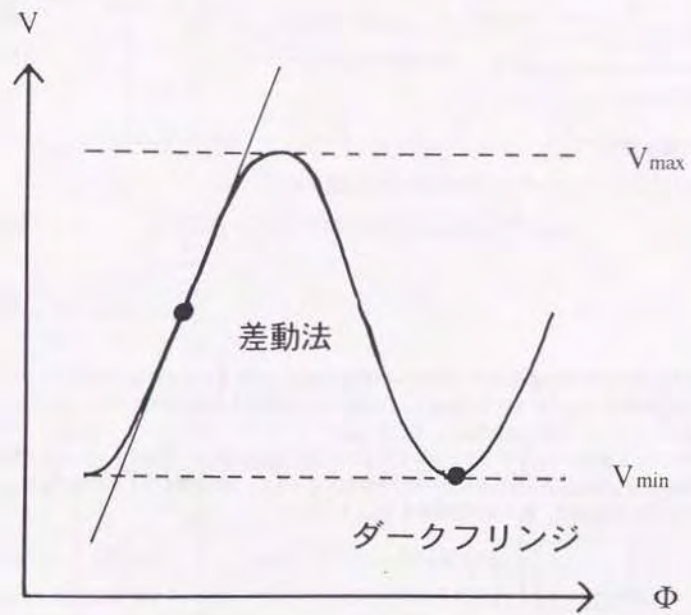


図 3.2: マイケルソン干渉計の動作点

単純マイケルソンのダークフリッジロック (MM)

干渉計の動作点をダークフリッジにする場合

$$2k\Delta\ell = 2n\pi, \quad m = m_0 \sin \frac{\omega_m \Delta\ell}{c} \quad (3.5)$$

となるから、この条件のもとで得られる光電流は

$$I_{PD}(t) = I_{\min} + \frac{I_{\text{eff}}}{2} [1 - J_0(m)] + 2I_{\text{eff}} J_1(m) 2k\delta x \sin \omega_m t \quad (3.6)$$

である。これが結局フォトアンプの出力として

$$V_{PD1}^{\text{MM}} = R_{AC} I_{\text{eff}} J_1(m) k\delta x \quad (3.7)$$

$$= R_{AC} I_{\text{eff}} \frac{m_0}{2} \sin \frac{\omega_m \Delta\ell}{c} k\delta x \quad (3.8)$$

となるわけである。

直接干渉の場合 (FP)

MM をさらにファブリーペローまで含めたものに拡張すると

$$V_{PD1}^{\text{FP}} = R_{AC} I_{\text{eff}} \frac{m_0}{2} \sin \frac{\omega_m \Delta\ell}{c} M \left(\frac{A_z}{\pi} \mathcal{F} \right) k\delta x \quad (3.9)$$

となる。

以上がそれぞれの干渉計構成でのニアミラーの微小振幅 δx に対する感度である。ここで、フォトアンプの回路を図 3.1 としたときの DC 抵抗と AC 抵抗 (アンプのゲインとミキサのコンバージョンロスを含みにしたもの) をそれぞれ R_{DC} 、 R_{AC} とした。

次に校正するときのブロックダイアグラムを図 3.3 に示す。校正に使う δx はスペクトルアナライザのノイズ源を使用した。ノイズ電圧をコイルドライバの入力に与え、基準振幅をつくるわけである。このときニアミラーの振幅は、振り子の伝達関数 $H(\omega)$ を使って

$$\delta x = H(\omega) V_{\text{noise}} \sim \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 V_{\text{noise}} \quad (3.10)$$

となっている。実際にはホワイトノイズを与えるのではなく、モノクロマティックな信号を与えて (swept sine) 信号と干渉計信号の比をデータとして記録した。この方が精確に測定できるという理由である。この方法で得られたデータを図 3.4 に示す。

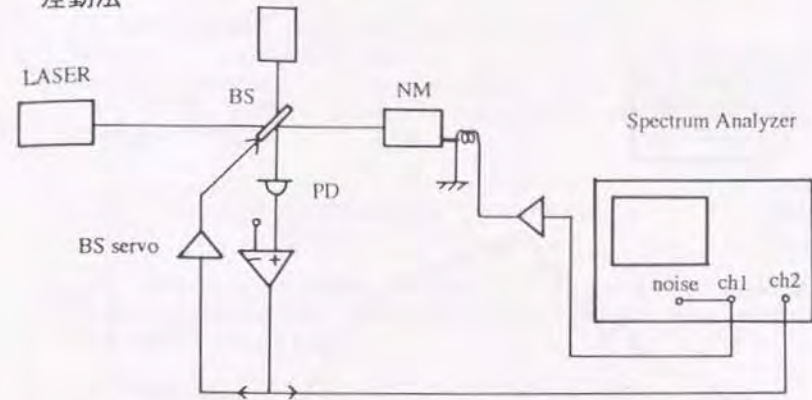
図 3.4 を見て分かるように、この方法で得られた校正データは $1/\omega^2$ に比例するものになっていない。これは、測定時にサーボがかけられているため、その制御帯域内では基準振幅が抑えられてしまうためである。高周波域では大体 $1/\omega^2$ に従っているように思えるが、10kHz 以上になると FP の伝達特性まで効いてくるので、オープンループ伝達関数を測定して補正することが必要である。

3.1.1 オープンループ伝達関数による補正

一般にネガティブフィードバックがかかっていると制御の対象になる量 X は、制御系のオープンループ伝達関数 $G(\omega)$ を用いて

$$X' = \frac{X}{|1 + G(\omega)|} \quad (3.11)$$

差動法



ダークフリッジ

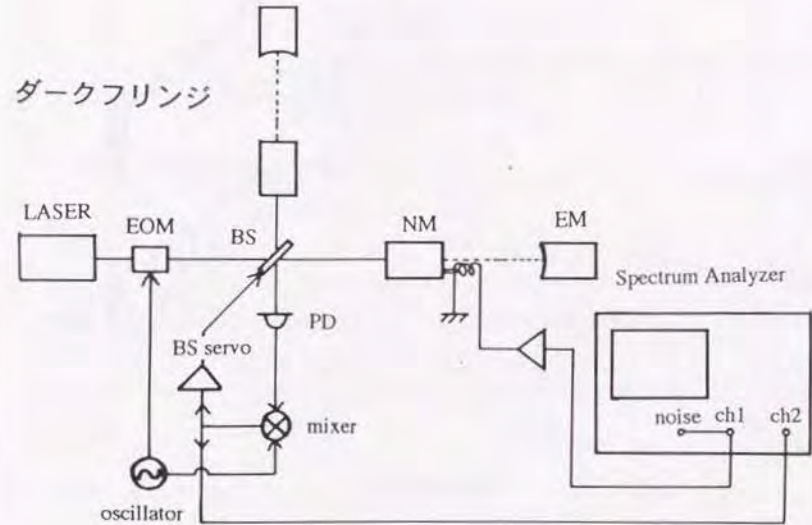


図 3.3: 校正ブロックダイアグラム

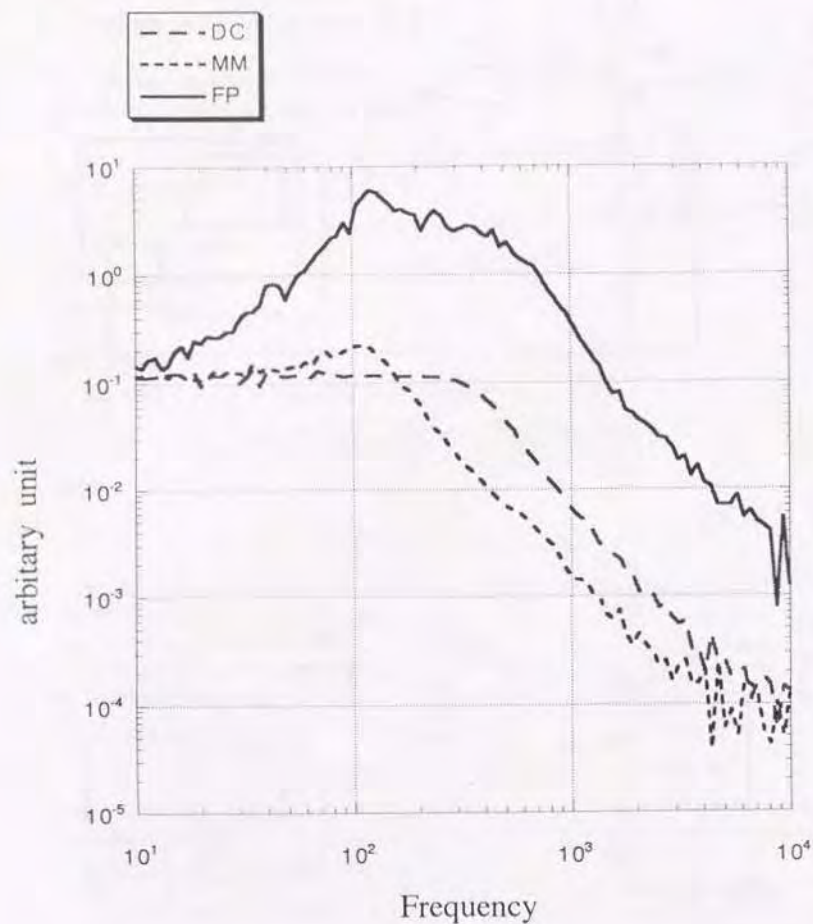


図 3.4: 測定した校正データ

となる。前節で求めた校正データもこれに従って補正しなければならない。

前章でサーボフィルターの伝達関数を解説したが、実際にはこれに振り子の伝達関数を掛け合わせたものが全体の伝達関数となる。そういう意味である程度のオープンループ伝達関数の形はわかっているため、ここでは、ほぼ UGF の測定だけをすれば良いことになる。実際の測定結果を図 3.5 に示す。この結果を用いて校正データは

$$V_{PD2}^{DC'} = V_{PD2}^{DC} \cdot |1 + G^{DC}(\omega)| \quad (3.12)$$

$$V_{PD1}^{MM'} = V_{PD1}^{MM} \cdot |1 + G^{MM}(\omega)| \quad (3.13)$$

$$V_{PD1}^{FP'} = V_{PD1}^{FP} \cdot |1 + G^{FP}(\omega)| \quad (3.14)$$

となる。これを図示したのが図 3.6 である。これは本来 $1/\omega^2$ になるべきであるが、測定誤差の影響でずしこずんでいる。理由は主に UGF が一連の測定中に変化することであるが、これによる誤差は数%であり、現段階では問題とならない。

3.1.2 干渉計の感度

ここで校正に必要なパラメータをまとめておくと下表のようになる。

表 3.1: 校正用パラメータ

V_{max}^{MM}	V_{min}^{MM}	V_{max}^{FP}	V_{min}^{FP}	V_{MM}/V_{DC}	V_{FP}/V_{DC}
4.00(V)	38(mV)	3.06(v)	126(mV)	1	200

差動法による感度は簡単に求めることができ、

$$\begin{aligned} V_{PD2}^{DC} &= (V_{max} - V_{min}) \cdot k \delta x \\ &= (4.00 - 0.038) \cdot \frac{2\pi}{1.06 \times 10^{-6}} \delta x \\ &= 2.4 \times 10^7 \text{ (V/m)} \delta x \end{aligned} \quad (3.15)$$

である。これに図 3.6 から求めた係数をかけることで、それぞれの感度が出せる。

$$V_{PD1}^{MM} = V_{PD2}^{DC} \times 1 = 2.4 \times 10^7 \text{ (V/m)} \cdot \delta x \quad (3.16)$$

$$V_{PD1}^{FP} = V_{PD2}^{DC} \times 200 = 4.7 \times 10^9 \text{ (V/m)} \delta x \quad (3.17)$$

となる。

3.1.3 その他の量

コントラスト

干渉計のコントラストは、DC 及び MM の場合

$$C_{MM} = \frac{4.00 - 0.038}{4.00 + 0.038} = 0.98 \quad (3.18)$$

と満足のいくものが得られた。これに対し FP の場合は、

$$C_{FP} = \frac{3.06 - 0.126}{3.06 + 0.126} = 0.92 \quad (3.19)$$

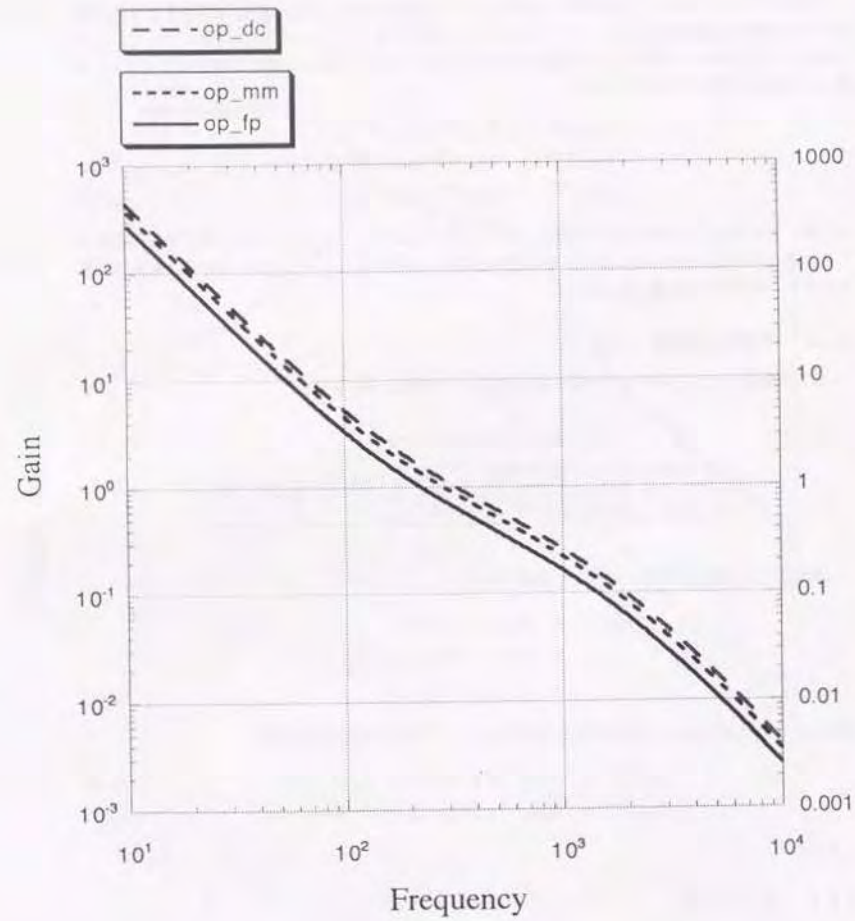


図 3.5: オープンループ伝達関数の測定データ

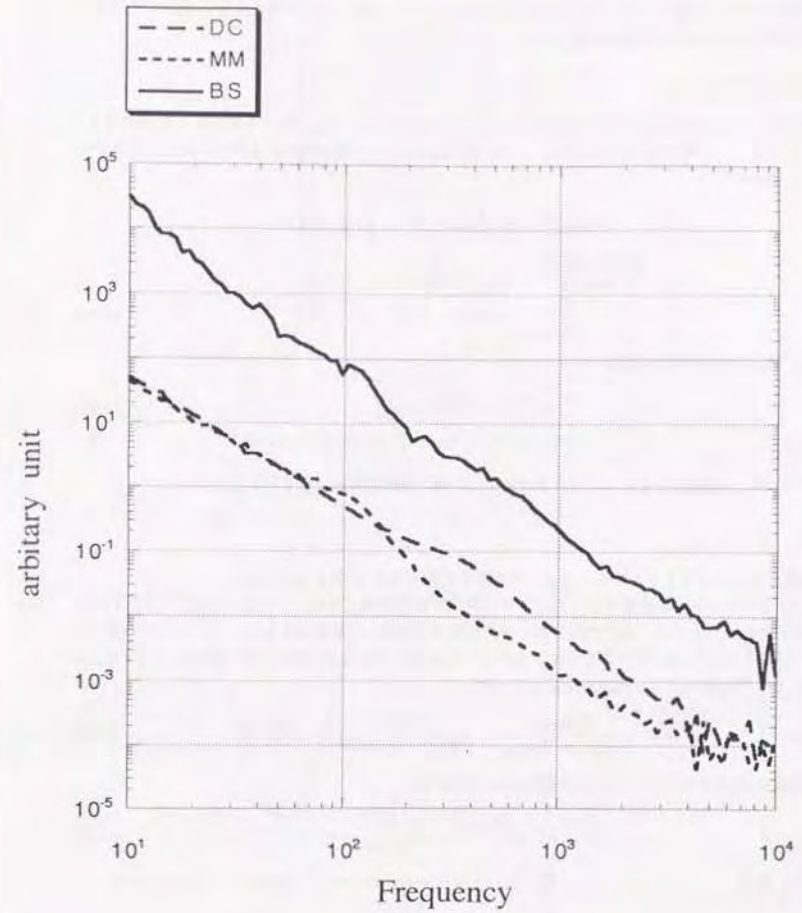


図 3.6: 補正後の校正データ

と少し劣化する。この差は主に2つのFPのマッチングのずれや、FPが共振したときの減光率の差から来るものと思われ、アラインメントにも敏感に反応することがわかっている。アラインメントの調節如何では95%程度までコントラストを上げることができるが、この状態を安定に保つことができず、平均的には92%という結果であった。

フォトアンプのゲイン

V_{PD2}^{DC} と V_{PD1}^{MM} を比較することで、フォトアンプのゲイン R_{AC}/R_{DC} を求めることができる。RFフォトアンプのDC出力とDCフォトアンプの出力の比は実際の測定により6.4であることが分かっているので、

$$\begin{aligned} V_{PD1}^{DC} &= \frac{4}{6}(V_{PD2}^{DC}) = \frac{4}{6}R_{DC}I_{eff}k\delta z \\ \frac{R_{AC}I_{eff}J_1(m)}{R_{DC}I_{eff}} &= 1.0 \times \frac{4}{6} \\ \frac{R_{AC}}{R_{DC}} &= 33.3 \end{aligned} \quad (3.20)$$

となる。ここで変調指数の計算

$$\begin{aligned} J_1(m) &\sim \frac{m}{2} = \frac{m_0}{2} \sin \frac{\omega_m \Delta \ell}{c} = 0.02 \\ (m_0 = 0.13, \omega_m/2\pi = 39.9\text{MHz}, \Delta \ell = 0.2\text{m}) \end{aligned} \quad (3.21)$$

を用いている。結果はフォトアンプ単体で測定した値(前章参照)と良く一致している。

3.1.4 フィネス

単純マイケルソンとファブリーペロー干渉計を比較すると $M \frac{A_c}{\pi} \mathcal{F}$ がわかる。20mFPのフィネスを計算するために、マッチング M 及び補正係数 A_c を測定する。マッチングは第2章で解説したように、FPの高次モードの透過率を使って計算できるが、20mFPの場合アラインメントが良くあっていると2次以上のモードはほとんど透過しないため、実際には TEM_{00} と TEM_{01} だけで充分である。測定量を図3.7に示す。

$$M = \frac{T_{TEM_{00}}}{T_{TEM_{00}} + T_{TEM_{01}}} = \frac{650(910)}{650(910) + 20(15)} = 0.97(0.98) \quad (3.22)$$

補正係数 A_c はFPのビジビリティを測定すれば計算でき、

$$A_c = 1 + \sqrt{1 - V_0} = 1 + \sqrt{\frac{115}{190}} = 1.77 \quad (3.23)$$

である。結局

$$\begin{aligned} M \frac{A_c}{\pi} \mathcal{F} &= 200 \\ \mathcal{F} &= \frac{\pi}{M A_c} \times 200 = 366 \end{aligned} \quad (3.24)$$

とフィネスが計算できることになる。この値は、前章で測定した(FPの伝達関数による)値と良く一致する。複雑な系にも関わらず数%以下の精度で合っているため、較正方法は正しいということになる。

TEM₀₀

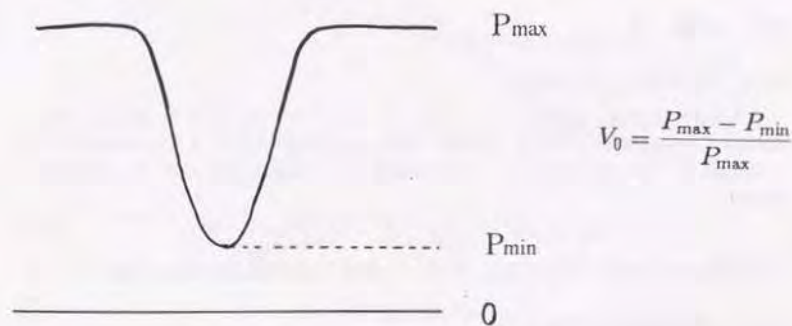
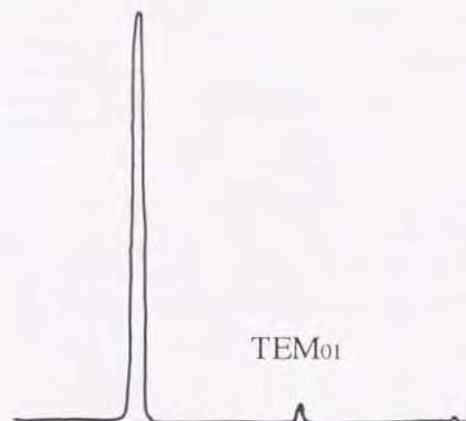


図3.7: マッチングとビジビリティ

3.1.5 ショットノイズ

最後にショットノイズを計算する。

$$\begin{aligned} n_n &= R_{AC} \sqrt{2} \sqrt{2e \frac{V_{min}}{R_{DC}}} \\ &= 2 \frac{R_{AC}}{R_{DC}} \sqrt{e R_{DC} V_{min}} \quad (3.25) \\ &\quad (R_{DC} = 1k\Omega) \end{aligned}$$

となるから、それぞれの干渉計に対し、

$$z_{shot}^{MM} = 7.0 \times 10^{-15} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (V_{min} = 38\text{mV}) \quad (3.26)$$

$$z_{shot}^{FP} = 6.3 \times 10^{-17} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (V_{min} = 126\text{mV}) \quad (3.27)$$

である。

3.1.6 ノイズスペクトル

以上で求めてきた干渉計の感度などを用いて、測定されたノイズスペクトルを、片側のニアミラーを振ったときの雑音振動変位に変換することができる。単純マイケルソンとFPマイケルソンに対して変換して得た等価雑音変位スペクトルを図3.8に示す。

このグラフを見ると、100Hz以下の領域では単純マイケルソンとFPマイケルソンの雑音は等しく、それ以上では単純マイケルソンの方が雑音レベルは低い。1kHz以上では単純マイケルソンのノイズスペクトルは平らになっているが、これはショットノイズレベルに近づいているためである。以下100Hzを境にしてノイズを分けて議論する。

3.2 考察

3.2.1 低周波域 ($f \leq 100\text{Hz}$)

この領域の雑音源は、単純マイケルソンとFPマイケルソンのノイズレベルが一致することから、地面振動だと推定される。そのため、実験室内で測定した地面振動のスペクトルと両者を比較する(図3.9参照)。10Hzでは、両ノイズスペクトルは地面振動より約1桁低い。これは振り子による防振比の計算値

$$H_{attenuation}(\omega) = \left| \frac{\omega_1}{Q_{p1}\omega - \omega^2 + \omega_2^2 + i\omega_2\omega/Q_{p2}} \right| \sim 0.02 \quad (3.28)$$

より若干悪いが、大体これで説明できる。よって、この領域では地面振動が支配的だと結論づけられる。

3.2.2 高周波域 ($100\text{Hz} \geq f$)

FPは光源の周波数ノイズに非常に敏感なため、単純マイケルソンよりFPマイケルソンの方がnoisyだということも考えると、この領域では周波数雑音が支配的であると推定される。実際、前章での測定でレーザーの周波数雑音は1kHzで約20Hz/√Hzであることがわかっており、もしCMRR(同相除去比)が悪ければノイズスペクトルに現れるはずである。関係を簡単に示すと

$$\Delta \ell_{arm} = \frac{\Delta \nu}{\nu} \ell \sim 10^{-12} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (\text{at } 1\text{kHz}) \quad (3.29)$$

$$\Delta \ell_{FP} = \beta \Delta \ell_{arm} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (3.30)$$

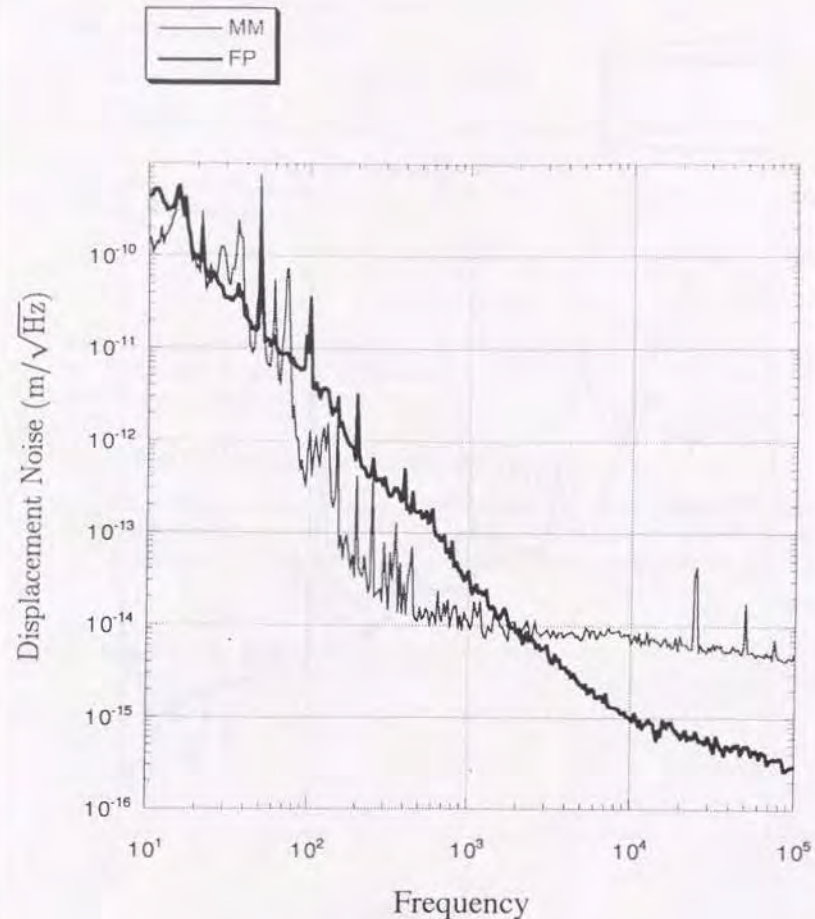


図3.8: 等価雑音変位スペクトル

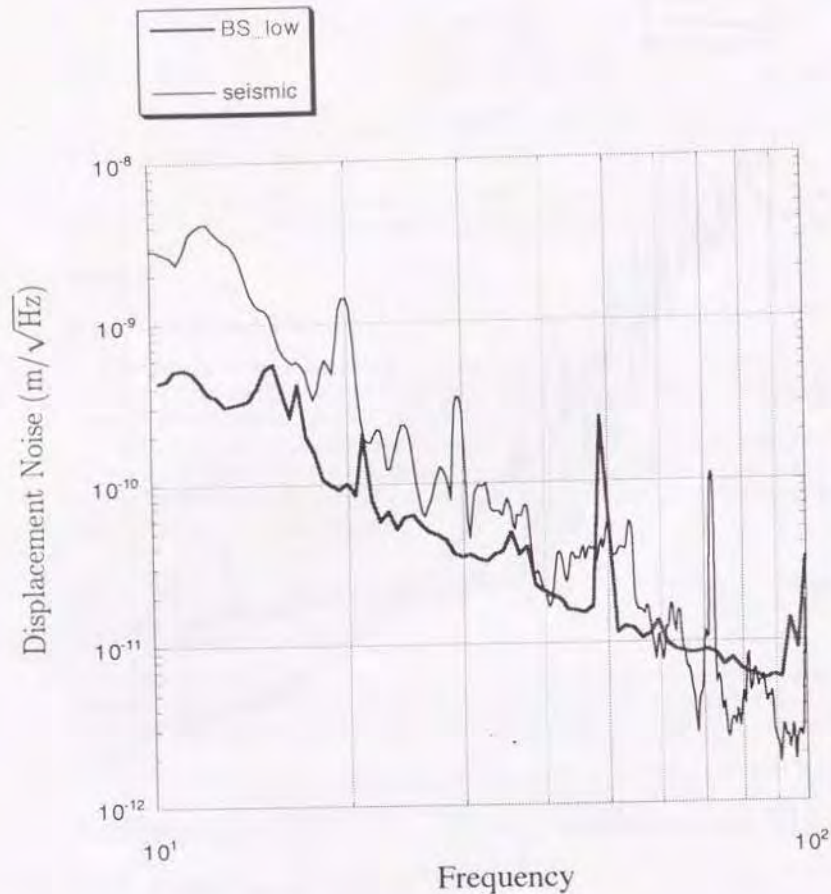


図 3.9: 地面振動の測定データと等価雑音変位スペクトル

である。そこで、片側のFPの反射光で見たノイズスペクトルとFPマイケルソンのものを比べることにより、レーザーの周波数雑音およびCMRRを実測した。結果はグラフ3.10に示すとおりで、上式によく一致し、CMRRについては

$$\beta \sim \frac{1}{17} \quad (\text{at } 1\text{kHz}) \quad (3.31)$$

であることが分かった。議論をさらに進めると、CMRRは第0近似で

$$\beta = \frac{\Delta F}{F} + \frac{\Delta \ell}{\ell} \quad (3.32)$$

と表せる。本研究の場合、

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{370 - 350}{370} \sim \frac{1}{19} \quad (3.33)$$

$$\frac{\Delta \ell}{\ell} \leq \frac{2.5\text{cm}}{20\text{m}} \sim \frac{1}{800} \quad (3.34)$$

であるから上式の第一項が支配的であり、フィネス（またはストレージタイム）のアンバランスで決まっている可能性が高い。しかし、実際にはマッチングのずれ（これはコントラストに現れる）等も効いてくるため、話はそれほど簡単ではない。

3.3 周波数安定化と重力波に対する感度

低周波域の地面振動の影響を下げるためには振り子の改良が必要になるが、周波数雑音は片側のFPの反射光信号を誤差信号としてレーザーにフィードバックすれば可能なので、これを行った。結果は図3.11に示すとおりで、1kHzで約30dB低減していることがわかる。縦軸は、重力波に対する感度

$$h_{\text{noise}} = \frac{\delta \ell}{\ell} \quad (3.35)$$

で、地面振動スペクトル、周波数雑音なども合わせて書いてある。

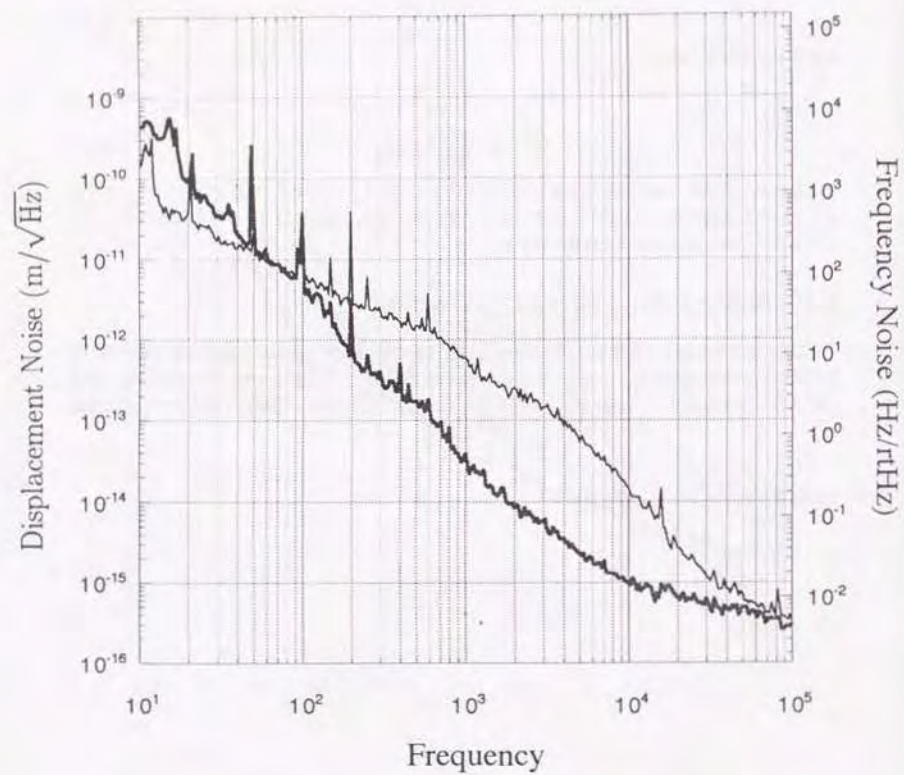


図 3.10: レーザーの周波数雑音と CMRR

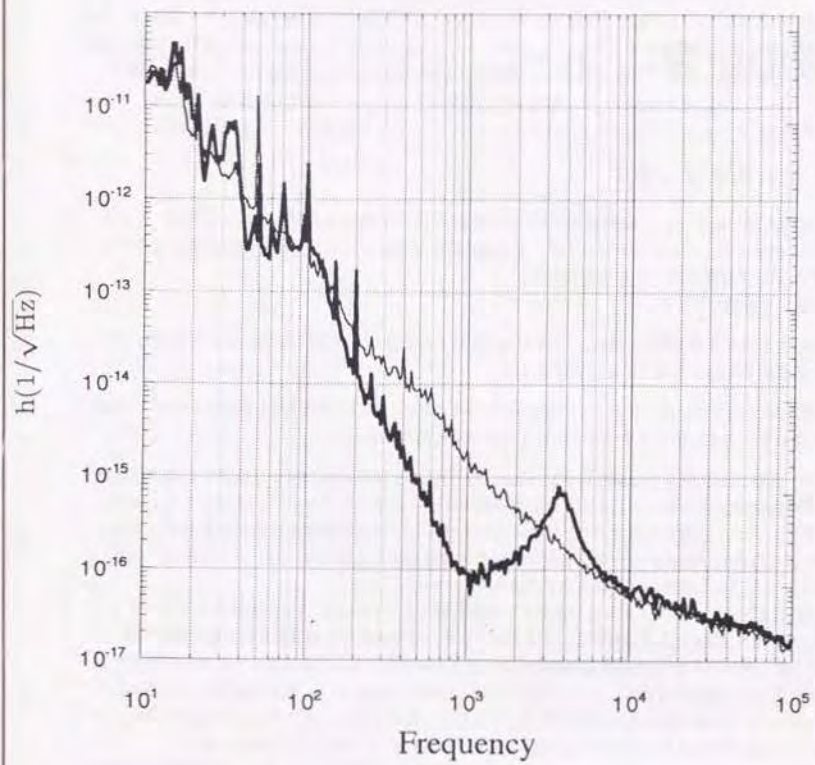


図 3.11: 周波数安定化と重力波に対する感度

第4章

今後の研究について

4.1 モードクリーナー

本文中でも述べたように、本研究に続いてモードクリーナーの組み込みが行われる。現在のところフリーマスのモードクリーナーをプロトタイプに組み込んで運転した例はない。作業は既に進行しており、本年中には結果が得られる予定である。

期待される成果としては、

- レーザーの周波数安定化に関し、さらに40dB以上の安定化が可能である。つまり100Hz以上の雑音が2桁以上低減されるはずである。
- MISERの出力光のモードパターンはかなり楕円であり、そのためTEM₀₁モードがかなり邪魔になっているが、モードクリーナーによりかなり低減される。

があるが、同時に2段振り子は縦防振を組み込んだものに置き換えられるので、低周波側の雑音も低減される可能性が非常に高い。しかもこの振り子はモータードライブとPZTの併用により、真空中でもアライメント調整が可能であり、大気中でのアライメント作業無しに実験が可能になるかもしれない。そうなれば鏡をクリーンな状態に保ったまま真空中にできるので、FPのフィネスが低下している理由についても知見が得られるはずである。

光学部品として、オプティカルコンタクトではあるがイオンビームスパッタ装置によりコーティングされたフィネス3000の鏡を使用する。そのため、マスの機械共振に左右されない性能が期待できる。

最初のモードクリーナーは実験室の制約もあり長さ1mであるが、これは図4.3に示す実験室拡張工事の後、3.75mに伸ばされる。このときFSRは40MHzとなるので、干渉計本体のための変調をモードクリーナーの前でかけることができるようになる。もともとモードクリーナーの後にはなるべくEOM等の光学部品を入れないことが理想なので、それにまた一歩近づくわけである。

この段階までに、数100mWのパワーを入れることのできる分割型フォトアンプを製作する予定であるので、ショットノイズもかなり下がることになる。

4.2 リサイクリング

直接干渉型であることを最大限に生かせるのがリサイクリングの研究である。現在既に単純マイケルソン干渉計については、フリーマスでもリサイクリングのロックがかかるようになってきており、安定した技術となったところで直ちにこれを組み込む作業を開始する予定である。

20m干渉計は、地面振動の点から言ってもかなり良い実験環境を提供できるので、世界に先駆けてプロトタイプでリサイクリング運転できる可能性が高い。

4.3 将来計画

本研究は平成3年度からの4年計画である重点領域研究「重力波天文学」の1つの柱となるものであるが、これに引き続き平成7年度より新プログラム方式による研究が開始される予定である。この研究の内容は、国立天文台三鷹に基線長300mのレーザー干渉計を建設するというもので、既に予備調査などが開始されている(図4.3参照)。

この中規模干渉計は最終的には重力波観測までめざすものではあるが、やはり最終計画はLIGO、VIRGOに匹敵する規模のフルスケール干渉計の建設である。21世紀初頭にはkmクラスの干渉計の建設を開始することを目標として、レーザー干渉計のR&Dを進めてゆくつもりである。

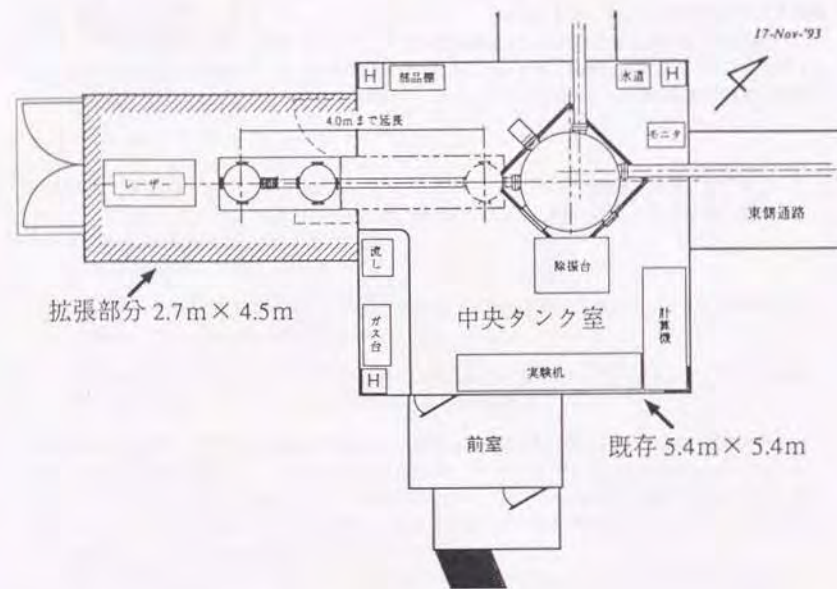


図 4.1: 実験室の拡張



図 4.2: 300 m 干渉計の計画案

第5章

まとめ

国立天文台三鷹に基線長 20m のファブリーペロー方式レーザー干渉計を建設し、運転した。これまでのファブリーペロー方式プロトタイプでは、制御法としてリサイクリング不可能な Locked FP 法を用いていたが、本研究では初めて直接干渉法によりプロトタイプを運転した。これにより大型レーザー干渉計計画には不可欠のリサイクリングに関し、世界に先駆けた研究が可能となった。その他にも、以下のような成果がある。

- 光源として、プロトタイプでは初めて LD 励起 Nd:YAG レーザー ($\lambda = 1.064\mu\text{m}$) を使用した。このレーザーは高出力・高安定レーザーの第一候補である。赤外光のハンドリングに関するノウハウも蓄積した。
- プレモジュレーション法によりダークフリンジにロックした。この方法を、実際のプロトタイプに本格的に採用したのは初めてである。
- 変調周波数は、光源の強度雑音がショットノイズ以下になる 40MHz とした。現在までプロトタイプでは 20MHz 以下の周波数が用いられていたが、この壁も破ったことになる。
- 鏡として、いち早くモノリシック・ミラー (合成石英) を取り入れた。これは機械的 Q 値が高いので熱雑音が小さい、最低共振周波数が高い等の利点がある。
- 鏡を吊す振り子は 2 段構成であり、その 1 段目が強力な磁石を用いてエディカレント・ダンピングされている。これにより、2 段目も充分ダンピングされている。
- 干渉計のコントラストは、単純マイケルソンで 98%、FP をロックした場合で最高 95% である。
- 入射光パワー 400mW に対し、光検出器での有効パワーは 5mW である。これはフォトアンプのダイナミックレンジにより制限されている。
- 周波数安定化後の雑音レベルは 1kHz で $10^{-15}\text{m}/\sqrt{\text{Hz}}$ である。低周波数帯では地面振動、高周波数帯ではレーザーの周波数雑音がドミナントである。
- CMRR は 1/17 であり、これは 2 つの FP のフィネスの差で決まっている。

感度に関しては、モードクリーナーの導入により更にレーザー周波数の安定化が可能であり、2 桁程度の向上が見込まれる。また、リサイクリングの研究も始める予定であり、大型計画への大きな貢献が期待できる。

補遺 A

ファブリーペロー干渉計

A.1 ファブリーペロー干渉計の一般論

光共振器は、通常の入射パワーから大きな電界強度を得るためのデバイスであり、原子分子物理や天文観測のための分光器、レーザー安定化のための周波数弁別器、さらにはモードクリーナーとして使われる等、幅広く応用されている。その特性は共振周波数と共振モードの Q 値によって簡単に表すことができる。マイクロ波の場合には波長程度の大きさを持つ閉じた共振器が一般的であるが、光の場合には開いた共振器 (オープン・キャビティ) となる。これは、波長に対し非常に大きいサイズの共振器中にはたくさんのモードが存在するので、不要なモードの Q 値を下げたり、回折損失によるモード選択をしたりして、単一モード化を行なうためである。

A.1.1 多重反射

部分透過する平行平板を 2 枚向き合わせたファブリーペロー・エタロン (図 A.1) を例にして、多重反射を説明する。簡単のため損失は無いとし、それぞれの鏡の振幅反射率と透過率をそれぞれ、 r_1 、 t_1 、 r_2 、 t_2 とする。光 (角周波数 Ω) が鏡間 (距離 l) を進む際に生まれる位相差を $\Delta = \Omega l/c$ とすると反射波 A_r は入射波 A_i に対し、

$$\begin{aligned} A_r &= [(ir_1 + t_1^2(ir_2)e^{-2i\Delta} + t_1^2(ir_1)(ir_2)^2e^{-4i\Delta} + \dots)] A_i \\ &= [ir_1 + t_1^2(ir_2)e^{-2i\Delta} \sum_{n=0}^{\infty} (ir_1)^n (ir_2)^n e^{-2in\Delta}] A_i \\ &= \left[ir_1 + \frac{t_1^2(ir_2)e^{-2i\Delta}}{1 + r_1 r_2 e^{-2i\Delta}} \right] A_i \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

となる。同様に透過波 A_t についても、

$$\begin{aligned} A_t &= [t_1 t_2 e^{-i\Delta} + t_1 t_2 (ir_1)(ir_2)e^{-3i\Delta} + t_1 t_2 (ir_1)^2 (ir_2)^2 e^{-5i\Delta} + \dots] A_i \\ &= t_1 t_2 e^{-i\Delta} \sum_{n=0}^{\infty} (ir_1)^n (ir_2)^n e^{-2in\Delta} A_i \\ &= \frac{t_1 t_2 e^{-i\Delta}}{1 + r_1 r_2 e^{-2i\Delta}} A_i \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

となる。共振条件 ($e^{-2i\Delta} = -1$) から少しはずれた光 (周波数 $\Omega + \omega$) に対し、 $\delta = \omega l/c$ とすると、

$$A_r = i \left[r_1 - \frac{t_1^2 r_2 e^{-2i\delta}}{1 - r_1 r_2 e^{-2i\delta}} \right] A_i \quad (\text{A.3})$$

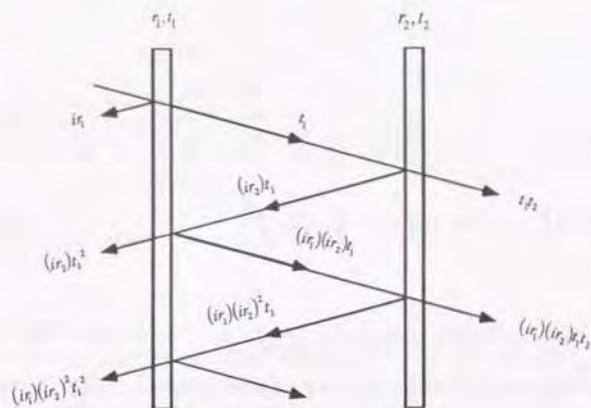


図 A.1: ファブリーペロー・エタロン

$$A_t = \frac{t_1 t_2 e^{-i(\Delta+\delta)}}{1 - r_1 r_2 e^{-2i\delta}} A_i \quad (\text{A.4})$$

である。次に光の透過強度を計算すると、

$$\begin{aligned} I_t/I_i &= \left| \frac{t_1 t_2 e^{-i(\Delta+\delta)}}{1 - r_1 r_2 e^{-2i\delta}} \right|^2 \\ &= \frac{(t_1 t_2)^2}{(1 - r_1 r_2)^2 + 4r_1 r_2 \sin^2 \delta} \\ &= \left(\frac{t_1 t_2}{1 - r_1 r_2} \right)^2 \frac{1}{1 + F \sin^2 \delta} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

$$F = \frac{4r_1 r_2}{(1 - r_1 r_2)^2} = \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi} \right)^2 \quad (\text{A.6})$$

となり、 Q 値 $2\mathcal{F}/\lambda$ のバンドパス・フィルターとして動作することが分る。ここで \mathcal{F} はフィネス (後述) と呼ばれる量である。これを図示すると図 A.2 のようになる。以上見てきた特性は、平面鏡ではなく球面鏡を使った場合でも同じである。また、共振条件が満足される周波数間隔は Free Spectral Range (FSR) と呼ばれ、

$$\Delta\nu_{\text{FSR}} = \frac{c}{2\ell} \quad (\text{A.7})$$

で与えられる。重力波検出器の場合は $\ell \geq 1\text{km}$ にもなるため FSR は 100kHz のオーダーとなる。制御を考えると、帯域を数 10kHz にするためには 100kHz の FSR は限界であり (共振条件を与える周波数のところで位相が飛ぶため)、これもレーザー干渉計の最大長を与える 1 つの大きな原因となる。

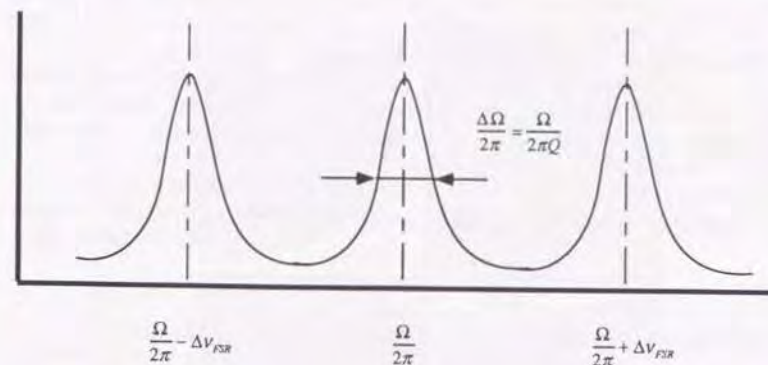


図 A.2: バンドパス特性

A.1.2 球面鏡を用いた光共振器

球面鏡で構成された光共振器は光軸に垂直な平面上でのモードパターンを持つ。これを横モードと呼ぶが、ガウシアンビームでこれを表すことが一般的である。共振器中のモードの電界を式で示すと、

$$E_{n,l,m}(x,y,z) = E_0 \psi_{l,m}$$

$$\psi_{l,m} = \frac{w_0}{w(z)} H_l \left(\sqrt{2} \frac{x}{w(z)} \right) H_m \left(\sqrt{2} \frac{y}{w(z)} \right) \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} - ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} - ikz + i(l+m+1)\eta \right] \quad (\text{A.8})$$

となる。 $w(z)$ 、 w_0 、 $R(z)$ 、 η はそれぞれスポットサイズ、最小スポットサイズ (ビームウエストでのスポットサイズ)、波面の曲率半径、位相因子と呼ばれるもので、

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right], \quad z_0 = \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda} \quad (\text{A.9})$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2 n}{\lambda z} \right)^2 \right] = \frac{1}{z} [z^2 + z_0^2] \quad (\text{A.10})$$

$$\eta = \tan^{-1} \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n} \right) \quad (\text{A.11})$$

と表される。またこのとき、ビーム強度 $|\psi|^2$ の値が一定の点の集合、つまり波面は次の回転双曲面になる。

$$x^2 + y^2 = \text{const.} \times w^2(z) \quad (\text{A.12})$$

FP とガウシアンビームを取り扱う場合は、共振器のモードで入射光を展開するのが良いであろう。共振器の横モードを $\psi_{l,m}$ とすると、入射光は

$$\Psi_i = \sum_{l,m} c_{l,m} \psi_{l,m} \quad (\text{A.13})$$

と表される。モードマッチング等はこの表式を用いて議論するのが良い。

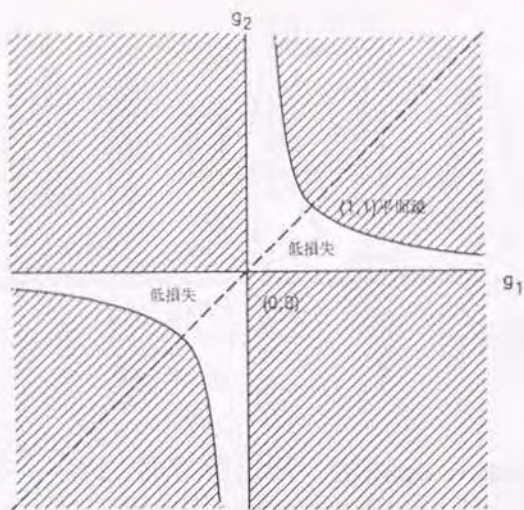


図 A.3: F-P 干渉計の安定性

A.1.3 縦モードの安定性

光共振器の縦モード（光軸方向）の安定性はそれぞれの鏡の曲率半径を R_1, R_2 とすると、 $g_1 = 1 - l/R_1, g_2 = 1 - l/R_2$ で定義される 2 つのパラメータによって決まり

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad (\text{A.14})$$

のときに安定であることが示されている。(図 A.3) $g_1 = g_2 = 1$ は平行平面鏡、 $g_1 = g_2 = 0$ は対称共焦点（コンフォーカル）を表しており安定、不安定の境界にあたる。不安定領域にある場合は、損失が大きくなり充分な性能を発揮しなくなる。特に重力波検出用干渉計では鏡が吊り下げられているので、充分安定な領域にパラメータを設定してある程度の変動が許容されるようにしなければならない。

A.1.4 ビーム径

g_1, g_2 を与えると中にできるモードのビーム径が決まる。ここで言うビーム径とは、光の強度が中心の $1/e^2$ になるところの半径である。それぞれの鏡のところでのビーム径を w_1, w_2 とすると

$$w_i^2 = \frac{\ell \lambda}{\pi |g_i|} \sqrt{\frac{g_1 g_2}{1 - g_1 g_2}} \quad (i = 1, 2) \quad (\text{A.15})$$

$$w_0^2 = \frac{\ell \lambda}{\pi} \frac{\sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{|g_1 + g_2 - 2g_1 g_2|} \quad (\text{A.16})$$

ここで w_0 はビームがいちばん細くなる時の径を表していてビームウエストと呼ばれている。ビーム径は対称共焦点 ($g_1 = g_2 = 0$) の時に鏡の位置で一番小さくなり、ビームウエストの $\sqrt{2}$ 倍である。実際

に干渉計を設計するときは回折損失を抑えるために鏡の大きさをビーム径の数倍にしなければならないが、あまり大きくすると鏡の機械的な共振やそれに伴う熱振動が干渉計に悪影響を与える。従って、ビーム径をなるべく小さくしたいので対称共焦点に近い組合せが望ましい。しかし、安定性の問題と後で述べる横モードの関係で完全な共焦点からは少しずらした構成がとられていることが多い。また、片方の鏡を平面鏡にした構成もある。この場合は平面鏡の研磨精度の高さを利用できることと、2枚の鏡の曲率半径を揃える必要がないことが工作上的利点となる。更にビームウエストが平面鏡の上のできるのでモード整合を行いやすい点もある。この場合、共焦点型にしても安定であるがアライメントがきびしくなり球面鏡上でのビーム径が対称型に比べて大きくなる。どちらの方が実際の重力波検出器向きであるかは議論の分かれるところであろう。現在のプロトタイプ (Caltech, Glasgow) は、平面鏡-球面鏡の構成である¹。

A.1.5 縦モードと横モード

いままでの議論は光は全く軸対称な強度分布をもつモード (TEM_{00}) についてであるが実際にはさらに多くのモードが存在している。これらを含めた光共振器の共振周波数は

$$\nu_{n, l, m} = \frac{c}{2\ell} [n + (l + m + 1)\gamma] \quad (\text{A.17})$$

$$\gamma = \frac{1}{\pi} \cos^{-1} \sqrt{g_1 g_2} \quad (\text{A.18})$$

であたえられ、 n は縦モード、 l と m は横モードの次数を表している。 γ は縦モード間隔に対する横モード間隔の比を表す。例えば、対称共焦点の場合は $\gamma = 1/2$ となり軸外モード ($l, m \neq 0$) の半分は基本モードと縮退する事になる。光共振器を周波数弁別器として使ってレーザーの周波数安定化を行なう (Pound-Drever 法) 場合は、モードが縮退することを嫌って TEM_{00} モードが十分孤立するような設計になっている。一方分光器として使う場合は、たくさんの線スペクトルを持たないように、対称共焦点にすることが多く、スペクトルアナライザと呼ばれている。また、意図的に TEM_{00} だけを選択するように作られた光共振器は、モードクリーナーと呼ばれている。重力波検出器においてはビーム方向の揺らぎが過剰雑音となって現れてくる。以前は単一モード光ファイバーを用いてそれを抑えていたが、大型計画のようなハイパワーのレーザーを使用した干渉計ではモードクリーナーが使われている。また主干渉計に使われる光共振器では、観測周波数帯域中に横モードがなくなるようにしようとすると基線長が長い場合は非常にきびしい制約となる。その点からも不必要に長い基線長は困難をもたらす。(図 A.4 参照) このため、高次のモードが軸から離れたところまで強度分布を持つことを利用して、適当な絞り (バツプル) を入れて損失を増やし、 TEM_{00} を孤立させる必要があるかもしれない。しかし、これによって基本モードの損失も増えたりサイクリングを行なうときに問題となりうる。これらを考慮した最適設計技術の確立が必要である²。

A.1.6 フィネス

簡単に言うと、FP 干渉計の共振の鋭さを表すパラメータである。前述のように、

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \quad (\text{A.19})$$

というように鏡の反射率だけで定義され、共振器の Q 値とは

$$Q = \Omega \frac{\tau_c}{2} = \Omega \left(\frac{\ell \mathcal{F}}{\pi c} \right) = \frac{2\ell \mathcal{F}}{\lambda} \quad (\text{A.20})$$

¹どちらも $g_1 = 1, g_2 = 0.33$ 程度の値である。

²バツプルによる反射が問題になるという計算結果があるらしい。

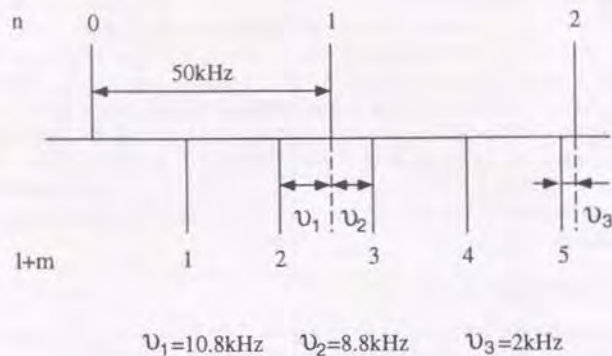


図 A.4: 横モード間隔

の関係がある。ここで τ_s はストレージタイムと呼ばれるもので、この時間経つと反射光強度が $1/e$ 、透過光強度が $1/e^2$ になる。つまりフィネスは光が共振器中で何回ぐらい往復するかを表す量であり、ディレイライン方式で言うところの折返し数 N とは、

$$N = \frac{2}{\pi} \mathcal{F} \quad (\text{A.21})$$

と対応づけられる。式の上ではフィネスは鏡の反射率だけで決まるものだが、現実には鏡表面での乱反射（散乱）等を考慮に入れた実効反射率というべきものを使う必要がある。現在国産の鏡ではフィネス 5,000（実効反射率 99.94%）ぐらいが最高であるが、アメリカでは市販されているものでフィネス 30,000（同 99.999%）、研究室レベルではフィネス 150,000（同 99.998%）というものも実現している。

A.1.7 マッチング

FP を使うときに最も重要なのがモード・マッチングである。一言で言えば、入射するガウシアンビームをどれだけ光共振器のモードに整合させることができるかということであり、入射光を光共振器のモードで展開したときの TEM_{00} モードの係数がこれにあたる。つまりマッチング係数 M は

$$M = \iint \Psi_0 \psi_{00} dx dy \quad (\text{A.22})$$

となる。マッチングしない光はフロントミラーで跳ね返されて、信号光に混じるので反射光を使う検出法に対しては SN を下げる効果となる。このようなわけで重力波検出の観点からは、高次の横モードは百害あって一利無しとも言える。そのためモードクリーナー等を使って、メインキャビティに打ち込む前になるべく入射光を共振器モードにマッチングするようにならなければならない。モードクリーナーによる高次横モードの TEM_{00} に対する suppression ratio は

$$S_{m,n} = \sqrt{1 + \left(\frac{2r}{1-r^2} \sin[(n+m)\Psi] \right)^2} \quad (\text{A.23})$$

となる。ここで r は反射係数であるが、モードクリーナーの透過率を最大にするために 2 つの鏡の反射係数は同じにしなければならないので $r_1 = r_2 = r$ となっている。 Ψ は $\cos \Psi = 1 - d/R$ となる量である。（前述の g_1, g_2 と同じ。）³

また、マッチングとは少し違う概念であるが、フロントミラーとリアミラーの組合せも大事である。反射波を用いる場合、信号の大きさには $(1 + \sqrt{1 - V_0})$ というファクターが付く。 V_0 というのはビジビリティで

$$V_0 = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max}} \quad (\text{A.24})$$

と表されるものである。

A.2 変調法

光共振器を利用する場合、どうやって微分特性を引き出すか、ということが重要である。つまり周波数（位相）のズレを検出するために、どのように共振器を使うかということである。透過光を使う場合は、共振曲線の真ん中（肩）あたりを利用することが多い。FM 変調波のキャリア（中心周波数）が共振器の透過曲線の中間点にあると、FM-AM 変換が起こり強度変調波として取り出すことができる。これを誤差信号としてフィードバックするわけである。信号の帯域が狭くても良い場合、入射光に FP の共振幅より小さな周波数で変調することも可能である。反射波を使う場合はなんらかの変調（入射光の位相変調、FP の機械変調）をかけ、ロックイン検波により微分特性を得るのが一般的である（Pound-Drever 法）。また共振器中に偏光板を入れ、反射波と透過波を掛け合わせて微分特性を得る方法もある。

³ $d/R \sim 0.6$ or 1.4 とした場合かなり良いモードクリーナーとなる。

補遺 B

光学部品

B.1 光学部品の質と FP

ファブリーペロー共振器の特性は使われる光学部品の質に大きく依存する。最たるものが鏡の反射率とロスである。反射率が上がるにつれフィネス、さらには Q 値が高くなる。つまり、位相（周波数）の変化にどんどん敏感になってゆく。しかし高反射率（99.9%以上）になると、ロスの効果を無視できなくなる。現在の技術で 100ppm 程度のロスの鏡は割と簡単に手に入れることができるが、この鏡で原理的に実現できるフィネスは 30,000 程度である。もちろんこのとき外から光も入れられなくなるので無意味な共振器となる。そういう意味でロスも非常に重要な特性である。フィネスが数万の FP では 80% 透過するものが最高クラスのものである。以上はごく簡単な議論であるが、重力波検出器のように始めからショットノイズ・リミットの SN 比を前提にする場合は更に状況は厳しい。たとえフィネス数百の FP の場合でさえ、光が入射する側の鏡（フロント・ミラー）のロスが重要である。つまりロスによって共振器からしみだしてくる光のパワーが減少すると、それはすなわち SN を下げることに対応するからである。ロスによる熱問題も深刻である。誘電体多層膜コーティングの部分での吸収ロスによって入射パワーの一部は熱に換わるが、この熱が鏡を変形させ、モード・マッチングを下げるからである。またリサイクリングを行なう場合は、マイケルソン干渉計一巡のロスがリサイクリング・ゲインの最大値を決めるので、光学部品全部のロスが効いてくる。それぞれの光学部品のロスを 100ppm 以下に抑えることが不可欠であろう。前述のように FP を使う場合は変調法が問題となる。これまではボッケルス・セルによる RF 変調が一般的であった。しかし変調光学素子の透過率はたかだか 99% 程度であり、極限での使用には耐えない。そのため重力波グループは外部変調等新しい変調法を考案してきたが、まだプロトタイプに取り込まれるほど完成してはいない。

B.2 鏡

B.2.1 鏡の工作精度

鏡の曲率半径は基礎長とはほぼ同じであるが、ビームサイズを考慮したシミュレーションや共振器の縦モードと横モードの関係を考慮して設計された通りのものにし、しかも 4 枚の鏡が全く同じ様に製造される必要がある。このとき鏡面精度は $\lambda/100$ 以下でなければならない。一口に鏡面精度といっても色々なことが考えられる。機械的精度としては、曲率半径精度や球面精度等の形状精度と表面粗さが考えられる。

加工方法としては現在でも研磨が主流であるが、リングポリシャによる $\lambda/100$ という平面研磨や

表 B.1: 光学材料の特性

	密度 (g/cc)	音速 (km/s)	Q 値	α/κ (10^{-6} m/W)	β/κ (10^{-6} m/W)	備考
ダイヤモンド	3.51	17.5	?	0.13	1	サイズ
サファイア	3.98	9.3	10^5	28	60	複屈折
シリコン	2.33	8.4	10^5	1.07		不透明
熔融石英	2.20	5.7	10^5	33	10^3	
ULE	2.20	5.5	10^4	± 2.3	10^3	脈理
Zerodur	2.53	6.0	10^3	± 1.4		Q 低い

NC 工作機械による超精密加工も実用段階にはいりつつある。

干渉計用の鏡の製造には検査技術も併せて開発する必要がある。なぜならば、これらの鏡の曲率半径は km のオーダーとなり、測定の基準面さえ存在しないからである。一般の曲率半径（100m 以下）の場合は、既存の基準面に合わせて加工・研磨し、ザイゴと呼ばれる精密表面粗さ計で検査されている。これらの方法も有効であるが、最終的には実際の干渉計本体による検査が必要となるであろう。

B.2.2 誘電体多層膜コーティング

加工精度とともに鏡の性能を決めるのがコーティングであるが、天体望遠鏡に代表される金属コーティングとは異なり、100%に近い反射率を実現するためには誘電体多層膜コーティングを使わなくてはならない。これは高屈折率物質と低屈折率物質を交互に積み重ねたもので、この多層膜中の多重反射により高反射率を達成する。

FP の鏡としては、エンドミラーが超高反射率、ニアミラーは反射率こそ 99% 程度であるが非常にロスの小さい（10ppm 程度）ことが要求される。また 1kW から 100kW というレーザーパワーに耐えられるものでなくてはならない。このような要求を満たすコーティングを実現するためには、多層膜の膜厚や層数を最適化した設計を行い、かつ反射ロス（吸収・散乱）を極力抑える必要がある。また、成膜方法としてはイオンビームスパッタ法が有望である。

現在得られる高品質の鏡の性能は反射率 99.999% 程度（ロス数 ppm）であり、波長 $1\mu\text{m}$ 付近のもののがもっとも良い。

B.3 鏡の光学的および機械的性質

光学的な性質としては、低損失コーティングを無駄にしないような透過特性がもっとも重要であろう。ビームスプリッターとニアミラーを光は通過するが、基材による光の吸収は 10ppm 程度に抑えられる必要がある。通常基材の表面での光の反射が大きいので（数%）、透過率を単独で測定するのは困難である。これについては反射防止コーティング後に測定するしかないであろう。

また複屈折、脈理、屈折率揺らぎ δn にも注意しなければならない（表 B.1 参照）。最後に熱膨張の問題がある。温度変化による鏡の変形は天文の世界でかなり検討されており、特に JNLT 等の 8m クラスの反射鏡では最高の分解能を得るためには、重大な問題である。干渉計においても、同様に重大な問題となる。できれば天体望遠鏡のように熱膨張率が測れないほど小さい Zerodur や ULE という基材を使いたいのが、機械的特性に問題がある。

鏡の機械的特性としては、密度、ヤング率、機械的Q値といったものがある。鏡の機械的共振周波数のうちもっとも低いものが測定周波数帯にあると、重力波検出の邪魔になるので、少なくとも最低共振周波数は10kHz以上であることが望ましい。このためには密度が低くヤング率の大きい、つまり音速が速いものが良い。また共振モードの機械的Qに対して、厳しい要求がある。機械的特性に関係する干渉計の雑音源として、鏡の熱振動がある。これを低減する方法は、

- 重くすること
- 機械的なQ値を高くすること
- 弾性振動の共振周波数を高くすること
- 温度を下げること

等がある。このうち重くすることと共振周波数を上げることは相反するので、最適な値が存在することになる。Q値については、鏡の材質の選定を重視しなくてはならない。温度については、鏡の吸収による温度上昇が決まるが、FPを極低温に冷却する試みもある。

B.3.1 鏡のサイズと弾性体としての性質

まず基線長を3kmにすれば、コンフォーカルに近いキャビティの鏡のあたりのスポットの大きさは直径8cm程度となり、回折のロスを考慮すると鏡の大きさは大体直径24cmぐらいが妥当であると結論できる。次に鏡の熱振動を考えると、 $m \sim 10\text{kg}$ で、弾性振動の最低次のモードが $\omega_M \geq 5\text{kHz}$ 、 $Q_M \geq 10^5$ になるような形状が必要とされる。図B.1は薄い円板の面外振動のモードを示したもので、 n, m はそれぞれ動径部分、角度部分の振動の次数を表し、 k は振動モードに対するパラメータである。

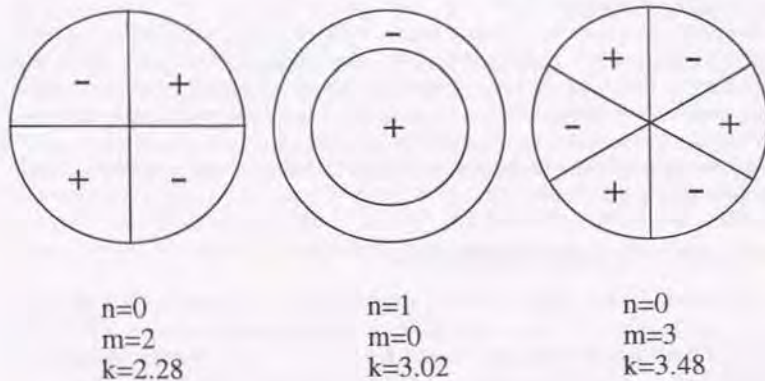


図 B.1: 円板の面外振動

最低次のモードは円板の四重極モードであり、直径を d 、厚さを t とすると共振周波数は

$$\omega_M/2\pi = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{E}{3\rho(1-\sigma^2)}} t \left(\frac{2k}{d}\right)^2 \quad (\text{B.1})$$

で与えられる。ここで、 E, σ, ρ はそれぞれヤング率、ポアソン比、密度を示している。鏡の材質としてフューズドシリカを仮定すると、鏡の直径が24cmであることより、厚さが10cm程度でなくてはならないことになる。このとき

$$\omega_M/2\pi \approx 10\text{kHz} \quad (\text{B.2})$$

である。また、鏡の光軸方向の伸縮モードの振動数は、

$$\omega_{\text{bar}}/2\pi = \frac{1}{2t} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \approx 29\text{kHz} \quad (\text{B.3})$$

となる。この場合、キャビティの機械変調を考えると、変調周波数を20kHzぐらいまで高くすることができることになる。

B.4 熱の問題

干渉計の感度として 10^{-21} を達成するためには1kWのレーザー光が必要である¹。このとき、ミラーやビームスプリッターの誘電体多層膜や、内部基材でのレーザーパワーの吸収の問題が生じる。つまりビームスポットでの局所的な発熱によりその部位が変形し、ビームの波面がみだれる効果と、基材中に温度勾配ができ、それが屈折率勾配を生む熱レンズ効果である。さらにDL方式の場合、スポット部分での加熱の影響が近隣のスポットに及びあうことによるミラーの指向方向や波面の変化の効果も起こる。このような吸収による鏡の熱変形効果は、ミラー間でキャンセルさせることは難しい。また、2つのミラーのコンディションの違いにより干渉のコントラストも完全にはとれなくなるのでモードマッチングも低下する。これらのことを文献[48]に従って解説する。

B.4.1 レーザー光の吸収

まず誘電体多層膜(それも恐らく表面の2,3層)での吸収による効果を考える。熱の輸送には伝導と放射があり、熱伝導は反射スポット近傍の基材の性質に強く依存する。熱放射量の熱伝導量に対する比は、

$$\frac{4\sigma T^3 \omega}{\kappa} \quad (\text{B.4})$$

で与えられる。 σ は基材の放射定数、 κ は基材の熱伝導度、 T は周囲の絶対温度である。kmクラス干渉計の数cmというビーム半径に対し、この比は、溶融石英でたかだか0.1でしかない。またシリコンとかサファイアにおいては κ が大きく、かつ σ が小さいので、この値はもっと小さい。つまり熱輸送のほとんどが熱伝導に依ることになる。こうして基材中に流れた大量の熱により、ちょうどビームが当たっている部分では最もきつい温度勾配ができるが、それ以外の領域では熱が十分な許容量を持つ領域に広がるので温度勾配は緩やかである。しかし鏡を含む干渉計全体は真空中に置かれており、それを吊るしているワイヤーや周りの非常に薄いガスによる熱伝導は極めて小さいので、結局全ての熱を放射で逃さない限り熱平衡状態にはならない。どれぐらい鏡の温度が上がるか見積ってみる。FP方式の場合、鏡に当たる等価的なパワーは入射パワーに光の折返し数をかけた50kW程度である。鏡のロスを大体100ppmとすると、鏡で単位時間に発生する熱は10Wとなる。鏡を取り巻く環境が真空で、真空槽の壁面の温度が室温 T_0 とし、鏡自体は一律に T_1 であるとすると(図B.2参照)、熱放射は

$$P_{\text{radiation}} = \sigma(T_1^4 - T_0^4)S \quad (\text{B.5})$$

で与えられる。直径24cm、長さ15cmの鏡の場合 $S=0.007\text{m}^2$ 、 $T_0=300\text{K}$ 、 $P_{\text{radiation}}=10\text{W}$ を代入すると、 $T_1=308\text{K}$ となり8度ほど温度上昇がある。

¹リサイクリングしたとしてもビームスプリッター以降は1kWとなる。

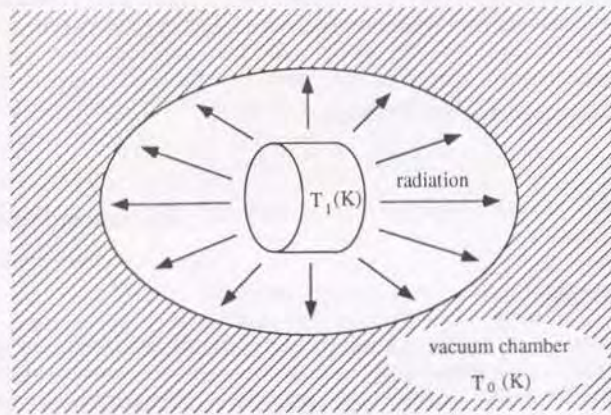


図 B.2: 熱放射

B.4.2 熱変形のモデル

モデルとして、ミラーが変形するしないにかかわらず局所的にその表面は球面になっているものとし、吸収による表面の幾何的な変化を近似的にその表面の曲率半径の変化として扱う(図 B.3)。このような大雑巴で単純なモデルでも、詳しい解析的な計算 [49] とよく一致する。サジッター s は、conforcal または near-conforcal の場合は曲率半径に依存せず、

$$s \approx \frac{\lambda}{2\pi} \quad (\text{B.6})$$

となる。この値は DL も FP も同じになり、基線長 l 等には依存しない。加熱によるサジッターの変化は、反射スポット付近の半球領域の熱輸送を考えれば見積もれる。このとき、

$$P_a = \kappa A \nabla T \approx 2\pi\kappa\omega_m \delta T \quad (\text{B.7})$$

$$\delta s \approx \alpha \omega_m \frac{\delta T}{2} \quad (\text{B.8})$$

ここで P_a は吸収するレーザーのパワー、 κ は基材の熱伝導度、 A は熱が輸送される領域、 α は熱拡散の効率、 δT は半球領域での温度降下である。これらの式から、

$$\delta s \approx \frac{\alpha}{4\pi\kappa} P_a \quad (\text{B.9})$$

$$\frac{\delta s}{s} \approx \frac{\alpha}{2\kappa\lambda} P_a \quad (\text{B.10})$$

となる。この半球領域より外の基材での熱拡散は、ビーム直径よりも遥かに大きな領域に渡り表面の変形を起こすが、(B.9) 式のような曲率半径の変化に比べればほとんど無視できる。また (B.10) 式から、拡散係数が正の場合、吸収パワーには、

$$P_{\text{crit}} = \frac{2\kappa\lambda}{\alpha} \quad (\text{B.11})$$

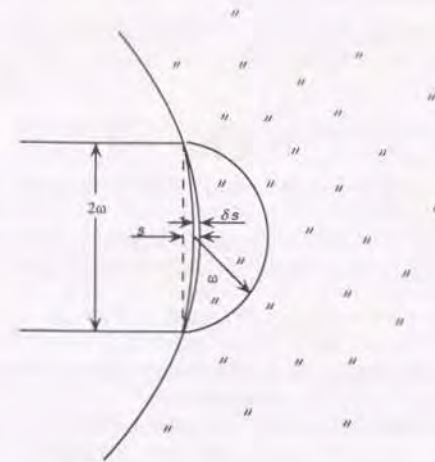


図 B.3: 熱変形モデル

のような反射スポットでのミラー面が平な状態になるクリティカルパワーが存在する。が、もちろん起こり得る変形はずっと小さくて、その量は α/κ になる。例えば、単位を 10^{-8}m/W として熔融石英が 33、サファイアが 28、シリコンが 1.87、ULE が 2.3、ダイヤモンドが 0.13 である。 P_{crit} は、熔融石英で 3W になる。

熱変形の具合から、半球領域での温度降下 δT の大きさを (B.8) 式から以下のように導ける。ここで、 δs の単位を $\lambda/100$ で表すことにする。

$$\delta T \approx \frac{1}{50\alpha} \sqrt{\frac{\pi\lambda}{l}} \left(\frac{\delta s}{\lambda/100} \right) \quad (\text{B.12})$$

$l = 3\text{km}$ 、レーザー波長 $\lambda = 500\text{nm}$ 、 $\delta s = \lambda/100$ 程度に対し、反射スポットあたりの温度変化は熔融石英で 1K のオーダーであり、サファイアやシリコンの場合はたかだか 0.1K である。この程度であれば、線形近似が充分成り立つ。

B.4.3 熱レンズ効果

物質の屈折率は温度に依存するので、コーティングや基材がレーザーの吸収で加熱され、温度勾配のできたところをビームが通ると屈折率の違いからひとつのビーム内でも光行差が生じ、レンズ中を通ったのと同じ効果を受けてビームの波面が乱れてしまう。これが熱レンズ効果である。

² $\lambda/100$ の波面の乱れは、干渉計の感度を十分悪化させる量である。

B.4.4 波面の乱れと干渉への影響

サジッター変化 δs により光の波面は乱れる。両ビームの強度は同じで片方のビームだけが乱されているとし、干渉させる場所でのビームの半径、曲率などのパラメーターを求め、波面の乱れのダークフリンジへの影響を計算すると、

$$\frac{P_{\min}}{P_0} \approx 10^{-3} \left(\frac{\delta s}{\lambda/100} \right)^2 \quad (\text{B.13})$$

となる。ここで P_{\min} はダークフリンジでのパワーであり、光路長がビーム径が著しく変化しない程度に十分短かいと仮定した。

この式は、ビームスプリッターのようなビームを通過させる基材の屈折率揺らぎ δn の許容限界を知るのにも使うことができる。この揺らぎの影響をビームサイズと同じ d の間受けるとすると、ダークフリンジの悪化は、

$$\frac{P_{\min}}{P_0} \approx 10^{-3} \left(\frac{d\delta n}{\lambda/100} \right)^2 \quad (\text{B.14})$$

よりも大きくなるだろう。均質な熔融石英の場合、屈折率揺らぎ δn は 2×10^{-7} であることがわかっており、例えば d が 10cm 程度としたとき P_{\min} は 10% 程悪化する。

熱の問題に関する以上の考察からの結論としては、鏡の基材としてはダイヤモンドを使うのが良いということになるが、材料として入手できるかどうか疑問である。現実的な解としては、非常に品質の高い熔融石英³を選ぶことになるであろう。

B.5 光変調素子

通常数 100W 程度までは、ボッケルスセルの結晶を大きくすることで対応できるが、この方法に限界はないのかという問題がある。結晶サイズが大きくなると、その容量のせいで変調周波数帯域に制限が出てしまうからである。またビームサイズは決まっているわけだから、これとのかねあいもある。こういった光学素子は、光の波面を著しく乱してしまうという問題を抱えており、これと共に特性の不一致は干渉効率を低下させ、干渉計にとっては致命的な欠陥となるかもしれない。さらにリサイクリングにおいては、この素子のロスが問題となる。

結論的には、最終的には EOM は使えないと言わざるをえない。しかし現実には EOM 無しで干渉計を設計することは困難である。

現在干渉計においては 2 本の腕の光路長を調節してダークフリンジにするために EOM を光の位相制御素子として使っている。具体的には世界中のプロトタイプで Gsänger 社のボッケルスセル PM-25⁴ が用いられている。これはそれぞれの鏡の位置を機械的に変化させることによって置き換えることが可能であるが、どれぐらいの制御が必要になるかよく分からない。

また光源の安定化回路には EOM が周波数変調素子として用いられている。この目的にも PM-25 が使われてきたが、変調指数を 1 のオーダーにするために kV の制御電圧が必要になるという問題があった。これに対し最近、米 New Focus 社のバルクの LiNbO₃ を用いた変調素子が広く使われるようになってきた。この素子は 5V 程度の制御電圧で変調指数 1 を実現することができるので重宝であるが、アパーチャーが 2mm 程度しかないという欠点もある。EOM を使わずにレーザー共振器の鏡の位置を機械的に振動させたりすることで周波数変調は可能であるが、1MHz までの高速変調は難しいであろう。米 LIGHTWAVE 社のリンク型 Nd:YAG レーザー (MISER) は、レーザー共振器そのもの

³ 石英と言う場合、合成の物を指すのが普通で、天然の物は水晶というらしい。
⁴ 透過効率 99% 以上、透過波面の乱れ $\lambda/10$ 以下、変調可能周波数 10MHz 程度

が結晶 1 つで構成されており、その結晶に張り付けた PZT によって約 100kHz までの周波数変調が可能であるので、もし 100kHz の変調で良いならばこの方式も有望である。

B.6 光検出器

大出力のレーザーパワーを有効に感度に結びつけるためには、かなり高い量子効率の光検出器が必要となる ($\eta \sim 0.9$)。もともとシリコンのバンドギャップが $1\mu\text{m}$ 付近にあるので、この波長域で高量子効率は望めなかったが、InGaAs 等を用いたフォトダイオードの出現により赤外域でもかなり高い量子効率 ($\eta \sim 0.8$) が実現できるようになっている。これも検出器の表面での反射によって見かけの量子効率が低くなっており、この問題を解決できれば 90% という効率は充分可能だと思われる。ただし、ダークフリンジでも 1W 程度の光が漏れて来る可能性が大きく、その光を充分検出器に入れるためには面積を広くしなければならぬ。この時出力インピーダンスは非常に小さくなってしまふことが予想され、それとマッチングを取れる低雑音のプリアンプを作れるかどうかという問題が残る。マルチフォトダイオードは一つの解決法であるが、並列に使う限りフォトダイオードの持つ容量は足し算されてしまうので、高速のものが作りにくくなる。フォトダイオードを独立に使う複数のフォトアンプに分割すれば、少なくともこの問題は解決するが、アンプのノイズが大きき場合には SN が劣化する。このあたりも充分に考慮してフォトアンプを設計する必要がある。

補遺 C

干渉計に於ける雑音

重力波検出は常に量子限界との闘いであり、レーザー干渉計においても感度を定める最も大きな原因は光の持つ量子雑音としてのショットノイズである。1つ注意すべき点は、干渉計が完全なもの（完全なダークフリッジ条件を満たしている）ならば、ほとんどの雑音は影響しなくなることである。そのため多くの雑音源の干渉計感度への影響は、干渉計の不完全性との掛け合わせで表現されることになる。

ここでは以下のように分けて解説する。

- ショットノイズ、バックアクション、不確定性
- 周波数雑音、強度雑音、ビームジッター
- 熱雑音
- 地面振動
- 光路の屈折率揺らぎ

C.1 ショットノイズ

干渉計型重力波検出器では、重力波による光の位相変化を検出する際に、光子統計に起因するショットノイズ（散射雑音）が検出感度を制限する。具体的には、光検出器に強度一定の光が入射して光電流 $I(A)$ が生ずる時、ショットノイズは雑音密度 $i_n = \sqrt{2eI}(A/\sqrt{\text{Hz}})$ の白色雑音となって現れる。

マイケルソン干渉計は位相変化を強度変化に変換するものであり、内部変調の場合 PD での光電流は、

$$I_{PD}(t) = \frac{P_0}{2} [1 + \cos(\Delta\phi - m \sin \omega_m t)] \quad (C.1)$$

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 \quad (C.2)$$

と表せる。これをベッセル関数

$$\cos(\delta \sin \omega t) = J_0(\delta) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\delta) \cos 2n\omega t \quad (C.3)$$

$$\sin(\delta \sin \omega t) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\delta) \sin(2n+1)\omega t \quad (C.4)$$

で展開して整理し、さらにダークフリッジ条件 ($\cos(\Delta\phi) = -1$) を課すと、

$$I_{PD}(t) = I_{\min} + \frac{I_{\text{eff}}}{2} [1 - J_0(m)] + 2I_{\text{eff}} J_1(m) \Delta\phi \sin \omega_m t \quad (C.5)$$

$$I_{\text{eff}} = I_{\max} - I_{\min} \quad (C.6)$$

$$I_{DC} = I_{\min} + \frac{I_{\text{eff}}}{2} [1 - J_0(m)] \quad (C.7)$$

$$I_{\omega_m} = 2I_{\text{eff}} J_1(m) \Delta\phi \sin \omega_m t \quad (C.8)$$

となる。ここで I_{\min} は干渉計のアンバランスにより出てくるものである。 I_{ω_m} を復調して信号を取り出すわけだが、この復調器に雑音密度 $\sqrt{2eI}$ の白色雑音を入れると、周波数 ω での雑音パワーには $\omega_m \pm \omega$ の両方の雑音が寄与するので、 $\sqrt{2} \cdot \sqrt{2eI}$ の白色雑音となる。よって

$$i_n = 2\sqrt{eI_{DC}} \quad (C.9)$$

等価位相雑音は、

$$\Delta\phi_{SN} = \frac{\sqrt{eI_{DC}}}{I_{\text{eff}} J_1(m)} \quad (C.10)$$

理想的な場合として $I_{\min} = 0$ (コントラスト 1、雑音なし) を考えると、

$$\Delta\phi_{SN} = \frac{\sqrt{1 - J_0(m)}}{J_1(m)} \sqrt{\frac{e}{2I_0}} \quad (C.11)$$

となるので、最適変調度は無限小になり、

$$\Delta\phi_{SN} = \sqrt{\frac{e}{2I_0}} \quad (C.12)$$

である。しかし、現実には有限のコントラストとフォトアンプの雑音の寄与を考慮して最適変調度が決まる。

ここまでは単純なマイケルソン干渉計についての議論であるが、さらに FP まで含めて計算する。前述したように、FP 方式では重力波による光の位相変化は

$$\delta\phi_{GN} = \frac{A_c}{\alpha} |H_{FP}| h \quad (C.13)$$

$$A_c = \frac{t_1^2 r_2}{1 - r_1 r_2} \quad (C.14)$$

で与えられる（補正項 A_c により少し形が変わる）ので、観測帯域幅を BW とすると

$$h_{SN} = \frac{\omega(1 - r_1 r_2)}{A_c |\sin(\ell\omega/c)|} \sqrt{\frac{h(1 + F \sin^2(\omega\ell/c))}{2\Omega\eta P}} BW \quad (C.15)$$

が理想的な場合のショットノイズ限界を与える。ここで光検出器の関係式

$$I_0 = e \frac{\eta P}{h\Omega} \quad (C.16)$$

を使った（量子効率 η 、レーザーパワー P ）。さらに $\omega\ell/c \ll 1$ かつ $1 - r_2 \ll 1 - r_1 \ll 1$ とすると

$$h_{SN} \approx \sqrt{\frac{h[1 + (\tau_e\omega)^2]}{2\Omega\eta P r_s^2}} BW = \sqrt{\frac{h\lambda[1 + (\tau_e\omega)^2]}{4\pi c\eta P r_s^2}} BW \quad (C.17)$$

と表される。この式からわかるように、 $\omega_g \gg 1/\tau_g$ の領域では感度が悪くなってゆく。一方、 $\omega_g \ll 1/\tau_g$ の領域では感度の周波数依存性はなくなり、FP のストレージタイム (またはフィネス) だけで決まっている。これが、FP のフィネスを一定以上高くしても意味が無いといわれる所以である。検出器の設計の際にはこのことに十分注意すべきである。ショットノイズを下げる努力はパワーを上げることよりサイクリングを行なうことである。

低周波域での等価雑音電位は

$$\sqrt{\langle x_{SN}^2 \rangle} = \frac{\pi c}{F} \sqrt{\frac{h}{8\eta\Omega P}} \quad (C.18)$$

となる。

C.1.1 非定常散乱雑音

マイケルソン干渉計やファブリーペロー干渉計を用いて変調法により信号を取り出す場合、光検出器に流れる光電流は変調周波数の2倍波の強度変化を持つ。このような状態ではショットノイズが非定常になり、復調の仕方によってはSNが劣化することがMPQのグループにより示された。しかも通常の変復調法ではこの効果が無視できない。

C.2 バックアクション

光が鏡で反射される場合、その光の運動量の変化分を鏡が力として受け取るが、入射してくる光子の数は統計的に揺らぐため、結果として鏡の位置も揺らぐことになる。1個のフォトンが一回の反射につき $2h\Omega/c$ の運動量変化があるので、パワー P の場合、鏡が受け取る力は

$$f_{ba} = 2 \frac{h\Omega}{c} \frac{P}{h\Omega} = \frac{2P}{c} \quad (C.19)$$

である。鏡の質量を m とすると運動方程式は

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -m\omega^2 x_{ba} = f_{ba} \quad (C.20)$$

である。このとき鏡には輻射圧がかかるが、DC的な変化は考慮する必要がないのでスペクトルで考えると

$$\langle x_{ba}^2(\omega) \rangle = \frac{4 \langle \delta P^2(\omega) \rangle}{(M\omega^2 c)^2} \quad (C.21)$$

となる。入射光の統計がポアソン分布で表される場合

$$\langle \delta P^2(\omega) \rangle = 2h\Omega P \quad (C.22)$$

なので、結局

$$\sqrt{\langle x_{ba}^2 \rangle} = \frac{\sqrt{8h\Omega P}}{M\omega^2 c} \quad (C.23)$$

となり、パワーの大きいレーザーほど大きな影響をもつことがわかる。ファブリーペロー干渉計の場合、パワー P を等価的な内部パワー P とすれば良いはずである。

ショットノイズはパワーに反比例し、バックアクションはパワーに比例するので、最適パワーが存在する。これは、ショットノイズとバックアクションが同じになるという条件から導くことができる。しかし、これは通常 MW という値になるので実現可能ではない。

C.3 量子力学的不確定性

レーザー干渉計のような巨視的な測定でも量子力学的不確定性がある。鏡を自由質点として扱うと、

$$\sqrt{\langle \Delta x(0)^2 \rangle \langle \Delta p(0)^2 \rangle} \geq \frac{h}{2} \quad (C.24)$$

という条件から、

$$\langle \Delta x(r)^2 \rangle \geq \frac{hr}{2m} \quad (C.25)$$

という制限が得られる。これがS Q L (Standard Quantum Limit) である。鏡を振り子 (調和振動子) として扱うと、

$$\sqrt{\langle x_{SQL}^2 \rangle} = \frac{h}{2m\omega_p} \quad (C.26)$$

となる。

C.4 光源による雑音

C.4.1 レーザーの周波数雑音

位相雑音を持つ入射光を

$$A_i = e^{i\Omega t + i\phi} \quad (C.27)$$

と表すと、片方のFPの反射光には

$$\delta\phi_{FP} = \int \phi_n(\omega) \frac{[r_2(r_1^2 + t_1^2) \exp(-2i\omega\ell/c) - r_1][1 - r_1 r_2]}{[1 - r_1 r_2 \exp(-2i\omega\ell/c)][(t_1^2 + r_1^2)r_2 - r_1]} e^{i\omega t} d\omega \quad (C.28)$$

のように現れる。FPの外から見た場合周波数雑音と重力波による位相変化は全く区別できないので、干渉計のCMRR (同相雑音除去比) を β とすると干渉計の感度は、

$$h_{FM} = \beta \frac{\delta\nu}{\nu} \quad (C.29)$$

となる。つまりできるだけ周波数雑音を下げることで、CMRRを稼ぐことによってこれをショットノイズ以下に改善する必要があるわけである。 β は簡単に言うと干渉計の2つの腕の長さの差を示すので、第0近似では

$$\beta = \frac{\Delta(\mathcal{F}\ell)}{\mathcal{F}\ell} = \frac{\Delta\mathcal{F}}{\mathcal{F}} + \frac{\Delta\ell}{\ell} \quad (C.30)$$

となる。 β を 10^{-4} 程度にするためには3kmの基線長を30cmの精度で合わせる必要があるわけである。DL方式の場合はこの値はほとんど鏡の曲率半径の誤差 (つまり工作精度) で決ってしまうがFPの場合はそうでもない。ただし曲率半径の異なる鏡を使って同じ基線長 ℓ に鏡を配置すると、それぞれの共振器のモードは異なったものとなる。この2つの共振器にモードマッチングさせるためにはビームスプリッターとフロントミラーの間にレンズを入れなければならないという問題が生ずる。

C.4.2 レーザーの強度雑音

干渉計は位相変化を読むといっても、結局は強度変化に変換するので、強度雑音の影響は免れない。強度雑音については、信号周波数帯域をRFに持ち上げるによりかなり逃げる事ができる (これもCMRRによる) が、やっかいなのはFPの中心周波数が光源の周波数と違うことによってAM-FM

変換され、あたかも周波数雑音のように振舞うものである。これはFPの最適長 l からのズレ δx を用いて

$$h_{AMnoise} = \frac{\delta I}{I} \frac{\delta x}{l} \quad (C.31)$$

と表される。 δx は干渉計が動作している状態での実際のズレであるから、静的なズレ δl とは、サーボ回路のゲイン G を使って

$$\delta x = \frac{\delta l}{1+G} \quad (C.32)$$

と表すことができる。

C.4.3 ビームジッター雑音

レーザーの出力ビームはビーム径や方向が時間的に変化している。このビームは高次モードを持ったガウシアンビームと考えることができ、あたかも強度雑音のように振る舞う。これを前述したモードクリーナーを通すことによって低減するわけである。

干渉計が完全に対称に出来ていれば、やはりこの揺らぎは出力に現れてこないが、現実には干渉計の非対称性やミスアライメント、光検出器の非一様性などとカップルして現れることになる。

C.5 熱雑音

実際の検出器は有限温度の熱浴に接しているため、さまざまな部分で熱振動が起こる。この雑音を低減するためには、

1. 温度を下げる
2. 振動子の機械的な Q をあげる

等の方法がある。共振型重力波アンテナでは、こういった方法が取り入れられている。共振周波数付近では熱雑音の振る舞いは良く分かっているが、共振から離れたところでは、未だに良く分からないところもあるので、さらに研究することが必要である。

一般に機械的な振動は一つの調和振動子と考えることができ、

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} + kx = 0 \quad (C.33)$$

という運動方程式に従う。ここで、 m は共振モードの換算質量である。このような振動子が温度 T の熱浴と接しているとブラウン運動を行う。熱雑音力は

$$\langle f_N^2 \rangle = \frac{4k_B T m \omega}{Q} \quad (C.34)$$

で与えられるので、ブラウン運動の振幅は

$$\langle x(\omega)^2 \rangle = \frac{1}{m \omega^3 (1 - (\omega/\omega_0)^2)^2 + (\omega/\omega Q)^2} \frac{4k_B T}{Q} \quad (C.35)$$

となる。

減衰力が単純に速度に比例していない場合、つまり $k' = k[1 + i\phi(\omega)]$ のように複素バネ定数で表されるような系についての運動方程式は、

$$m[-\omega^2 + \omega_0^2 + i\phi(\omega)]x(\omega) = f(\omega) \quad (C.36)$$

のように書け、共振の Q は $Q = 1/\phi(\omega_0)$ で与えられる。もし、

$$\phi(\omega) = \gamma\omega/k \quad (C.37)$$

ならば通常の減衰力となるが、実際に測定された例で、いろいろな物質で Q はこのような周波数依存性をもたず、むしろ一定値をとるような報告がある。これは ϕ が一定になる方が現実に近いことを示唆している。この場合、共振より高い周波数では熱雑音スペクトルは急峻に落ちるが、逆に低周波側では、減衰力が速度に比例する場合よりも雑音が大きくなることに注意しなければならない。つまり、重力波検出の観点からは「厳しい」わけである。現在までに種々の議論が行われてきたが、最近ではこちらのモデルを考えるのが定着しつつある。

C.5.1 振り子の熱雑音

今、振り子の質量を $m = 10\text{kg}$ で共振周波数を $f_0 = 1\text{Hz}$ とする。

$$\sqrt{\langle x(\omega)^2 \rangle} \sim 8.2 \times 10^{-21} \left(\frac{10\text{kg}}{m}\right)^{1/2} \left(\frac{f_0}{1\text{Hz}}\right)^{1/2} \left(\frac{10^5}{Q}\right)^{1/2} \left(\frac{1\text{kHz}}{f}\right)^2 m/\sqrt{\text{Hz}} \quad (C.38)$$

となる。1kHzの信号に対しては十分である。

2段振り子を用いる場合はふたつの振り子の損失が結合するが、共振モードよりも周波数が充分高いときには

$$\langle x_2(\omega)^2 \rangle = \left[\left(\frac{\omega^2}{\omega_1}\right)^2 \frac{1}{m_1 \omega_1^2}\right]^2 \langle f_1^2 \rangle + \left(\frac{1}{m_2 \omega_2^2}\right)^2 \langle f_2^2 \rangle \quad (C.39)$$

$$\langle f_i^2 \rangle = \frac{4m_i \omega_i k_B T}{Q_i} \quad (i=1,2) \quad (C.40)$$

となり、主な雑音源は第2項である。これは実際にはかなり有益で、2段目になる振り子の Q を充分高くすることに留意すれば良いということになる。

C.5.2 鏡の熱雑音

こちらは鏡の機械共振による熱振動であるが、弾性振動のモードパターンが関係してくるので、振り子の場合より面倒である。鏡で問題となるのは、円柱の伸縮モードと面外の四重極モードである。前者では、鏡の端面は一様に運動するので寄与はいちばん大きくなり、長い円柱では基本モードになる。この場合の換算質量と共振周波数は

$$m = \frac{M}{2}, \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \frac{\pi}{L} \quad (C.41)$$

で与えられ、 M , L , E , ρ はそれぞれ円柱の全質量、長さ、ヤング率、密度である。たとえば、溶融石英 ($\rho = 2.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 音速 5.7 km/s^2) で直径が30cmで長さが15cmの鏡に対し、 $M = 23\text{kg}$, $f_0 = \omega_0/2\pi = 19\text{kHz}$ で、 $Q = 10^5$ とすると、

$$\sqrt{\langle x(\omega)^2 \rangle} \sim 2.9 \times 10^{-21} \left(\frac{12\text{kg}}{M/2}\right)^{1/2} \left(\frac{10^5}{Q}\right)^{1/2} \left(\frac{19\text{kHz}}{f_0}\right)^{3/2} m/\sqrt{\text{Hz}} \quad (C.42)$$

となる。

表 C.1: 必要とされる各種分子の到達真空度

Molecule	$n_0 - 1 (10^{-4})$	u_0 (km/s)	$p (10^{-6} \text{Pa})$
H ₂ O	2.52	0.435	0.55
N ₂	2.97	0.349	0.32
H ₂	1.38	1.31	5.8

C.6 地面振動による雑音

レーザー干渉計型重力波検出器では一番危惧されているものである。基線長を k m にする一番の理由は、この地面振動の影響をなるべく低減したいからである。

地面振動の典型的なスペクトルは

$$y(f) \sim \frac{10^{-7}}{f^2} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (\text{C.43})$$

にははしたがうことが知られている。ファクターの 10^{-7} は場所によって異なり、シベリアでは 10^{-9} 程度に達する。

地面振動をどれだけ防振できるかについては、振り子の伝達関数 $H(\omega)$ を考えれば良い。振り子の支持点の振動に対する伝達関数は

$$H(\omega) = \frac{\omega_0^2 + i\frac{\omega_0\omega}{Q}}{-\omega^2 + \omega_0^2 + i\frac{\omega_0\omega}{Q}} \quad (\text{C.44})$$

となる。共振より高い周波数域では地面振動は $(\omega_0/\omega)^2$ に従って落ちるわけである。観測帯域の $f = 1 \text{ kHz}$ では、 $\omega_0/2\pi = 1 \text{ Hz}$ 、 $Q \gg 1$ とすると、鏡の振動変位 $x(f)$ は

$$\begin{aligned} x(f) &= H(f)y(f) \\ &\sim \frac{f_0^2}{f^2} \times \frac{10^{-7}}{f^2} \\ &= 10^{-19} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}} \end{aligned}$$

となり、 km クラスで $h \sim 10^{-21}$ を達成するのに必要な変位感度の $10^{-18} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ 以下で問題にならないが、これより低い周波数の観測をする場合は、さらに防振比をかせく必要がある。そのための最も簡単な方法は、振り子を多段にすることであり、実際に3段振り子まで開発されている。

C.6.1 残留ガスの影響

干渉計の光路は屈折率の揺らぎを抑えるために真空中に保たれるが、残留ガスが存在していてこれが影響を及ぼす。これについてはいろいろな計算があるが、ファクター程度のばらつきがある。しかし、オーダーが変わることはないので、それらの計算により求められた必要分圧をそのほかのパラメータと一緒に表 C.1 にまとめる。結局、内部の圧力は 10^{-6} Pa ($\sim 10^{-8} \text{ Torr}$) 以下が必要となる。

C.6.2 ミスアラインメントとミスマッチング

干渉計でよい干渉縞を得るためにはふたつの腕からのビームが位相だけでなく空間的なモードも一致していなければならない。また、FP ではさらにそれぞれの腕の FP のモードが入射ビームのモード

と一致していなければならない。これらがもしずれているとコントラストの低下による散乱雑音の増加などの問題を引き起こす。

参考文献

- [1] 重力波アンテナ技術検討書(干渉計ハンドブック)、三尾・大橋編、1992.
- [2] J. Taylor, *13th International Conf. on General Relativity and Gravitation*, July 1992, Argentina.
- [3] H. Tagoshi and T. Nakamura, *Phys. Rev. D* (1994) in press.
- [4] A. Abramovici *et al.*, *SCIENCE*, **256**, 325 (1992).
- [5] T. Nakamura, *Proc. of The Eighth Nishinomiya-Yukawa Memorial Sympo.*, (1993) in press.
- [6] 佐藤勝彦、天文月報「重力波天文学特集号」、1991年
- [7] S.M. Miyama, H. Ohtsuki and T. Nakamura, *Proc. of Sixth Marcel Grossmann Meeting, Kyoto*, 1991.
- [8] T. Piran and T. Nakamura, *Prog. Theor. Phys.* **80**, 18 (1990).
- [9] E.S. Phinney, *Astrophys. J.* **380**, L17 (1991).
- [10] C. Culter *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2984 (1993).
- [11] M. Ohashi and M.-K. Fujimoto, *Proc. of Sixth Marcel Grossmann Meeting, Kyoto*, 1991.
- [12] M.-K. Fujimoto, *et al.*, *Proc. of Elizabeth & Frederick White Res. Conf*, Canberra, 1990.
- [13] R. Takahashi, J. Mizuno, S. Miyoki, N. Kawashima: *Phys. Lett. A* **187** (1994) 157.
- [14] K. Nakagawa *et al.*, *Optics Communication*, in press.
- [15] *The Detection of Gravitational Radiation*, edited by D.G. Blair (Cambridge University, Cambridge, England, 1991).
- [16] 光エレクトロニクスの基礎, Amnon Yariv 著, (丸善, 1988).
- [17] R.W.P. Drever *et al.*, *Appl. Phys.* **B31** (1983) 97-105.
- [18] A. Rudiger *et al.*, *Optica Acta* **28** (1981) 641-658.
- [19] N.A. Robertson, K.A. Strain and J. Hough: *Optics Comm.* **69** (1989) 345-348.
- [20] C.N. Man, D. Shoemaker, M. Pham and D. Dewey: *Phys. Lett.* **148** 8-16.
- [21] Jean-Yves Vinet and Brian Meers: *Phys. Rev.* **D38** (1988) 433-447.
- [22] G.A. Kerr and J. Hough: *Appl. Phys.* **B49** (1989) 491-495.
- [23] A. Carmichael, J. Hough and G.P. Newton: *Phys. Lett.* **A163** (1992) 37-40.
- [24] Brian Meers: *Phys. Rev.* **D38** (1988) 2317-2326.
- [25] K.A. Strain and B.J. Meers: *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1391-1394.
- [26] Peter Fritschel, David Shoemaker and Rainer Weiss: *App. Opt.* **31** (1992) 1412-1418.
- [27] Adalberto Giazotto: *Physics Report* **182** (1989) 365-424.
- [28] J.E. Logan, N.A. Robertson, J. Hough and P.J. Veitch: *Phys. Lett.* **A161** (1991) 101-110.
- [29] Andrej Cadez and Alex Abramovici: *J. Phys. E* **21** (1988) 453-456.
- [30] C.A. Cantley *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **63** (1992) 2210-2219.
- [31] G.A. Kerr, N.A. Robertson, J. Hough and C.N. Man: *Appl. Phys.* **B37** (1985) 11-16.
- [32] David Shoemaker, Alain Brillet, C. Nary Man, Olivier Cregut and Graham Kerr: *Optics Letters* **14** (1989) 609-611.
- [33] N.A. Robertson *et al.*, *Proc of Fifth Marcell Grossmann Meeting* 1775-1780.
- [34] N.A. Robertson, S. Hoggan, J.B. Mangan and J. Hough: *Appl. Phys.* **B39** (1986) 149-153.
- [35] W. Winkler, K. Danzmann, A. Rudiger and R. Schilling: *Phys. Rev.* **A44** (1991) 7022-7036.
- [36] B.J. Meers and K.A. Strain: *Phys. Rev.* **D43** (1991) 3117-3130.
- [37] Brian J. Meers and Kenneth A. Strain: *Phys. Rev.* **A44** (1991) 4693-4703.
- [38] Brian Meers and Norman MacDonald: *Phys. Rev.* **A40** (1989) 3754-3763.
- [39] David Shoemaker *et al.*, *App. Opt.* **30** (1991) 3133-3148.
- [40] A. Krolak, J.A. Lobo and B.J. Meers: *Phys. Rev.* **D43** (1991) 2470-2483.
- [41] 村山 他: *光学*, **19** (1990) 650.
- [42] H.K. Pulker: *Appl. Opt.* **18** (1979) 1969.
- [43] K.H. Gunther *et al.*: *Thin Solid Films*, **34** (1976) 363.
- [44] N.A. Robertson, K.A. Strain and J. Hough: *Opt. Communi.* **69** (1989) 345.
- [45] H.J. Baving, H. Muuss, and W. Skolaut: *Appl. Phys.* **B33** (1984) 75.
- [46] J.P. Richard, J.J. Hamilton, and Y. Pang: *J. Low Temp. Phys.* **81** (1990) 189.
- [47] J.P. Richard and J.J. Hamilton: *Appl. Opt.* **30** (1991) 3560.
- [48] W. Winkler, K. Danzmann, A. Rüdiger, and R. Schilling: *Phys. Rev.* **A44** (1991) 7022.
- [49] P. Hello and J.Y. Vinet: *J. Phys.* **51** (1990) 2243.

謝辞

まず天文台スタッフ、藤本真克助教授、山崎利孝助手、福岡美津広技官に感謝する。特に山崎、福岡両氏は怠惰な研究者である私に代わり、様々な重労働で研究を支えてくれた。実験室建設、真空槽設計・設置、その他の雑用を引き受けてくれたので本研究は遂行できたと言える。

次に共同研究者の新谷昌人氏、寺田聡一氏に感謝する。この2人の協力を得て、実験は驚異的な速さで進行した。2人の実験センス無くして、この時期に成果をあげることは不可能であったと言える。

そもそも私がこの魅惑的な研究分野へ進むことができたのは故平川浩正先生のおかげであったが、先生が志なげにしてこの世を去られたのは非常に残念であった。また、苦しい状況にあった重力波グループを再構築され、重点領域研究を立ち上げられた故早川幸男先生には、何時の日か重力波を観測することをご恩返ししたいと思っている。重点領域代表者の中村卓史氏、レーザー代表者の植田憲一先生には度重なる議論の過程で、研究の厳しさを教えられた。平川先生の研究を引き継がれた坪野公夫氏をはじめ黒田和明氏、河島信樹先生にはいろいろお世話になった。

新しい実験のアイデア等を聞いた水野潤氏、実験の細かいところを色々教えてもらった河辺径太氏、森脇成典氏、計算機関係でお願いした上塚田紀彦氏、水野英一氏をはじめとして、書けばきりが無いが、重力波グループのメンバーの皆様にも重ねて感謝する。

実際の実験にあたり、特に光学設計や計算および実験技術について、いつも頼りになるのは三尾典克氏と川村静児氏であった。議論した、というよりは常に教えられる立場であったような気がする。この2人なくして本研究は成り立たなかったと言って過言ではない。川村氏は現在 LIGO のスタッフとして精力的に研究されているが、何時の日か、日本の研究を支えるために戻って来て欲しいと思っている。

最後に研究を除で支えてくれた妻真理子に心より感謝する。

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
DEPARTMENT OF CHEMISTRY
1950

RESEARCH REPORT
NO. 100

BY
J. H. GOLDSTEIN
AND
R. F. W. WILSON

RECEIVED
MAY 15 1950

DEPARTMENT OF CHEMISTRY
UNIVERSITY OF CHICAGO
CHICAGO, ILLINOIS

RESEARCH REPORT NO. 100

