

学位論文

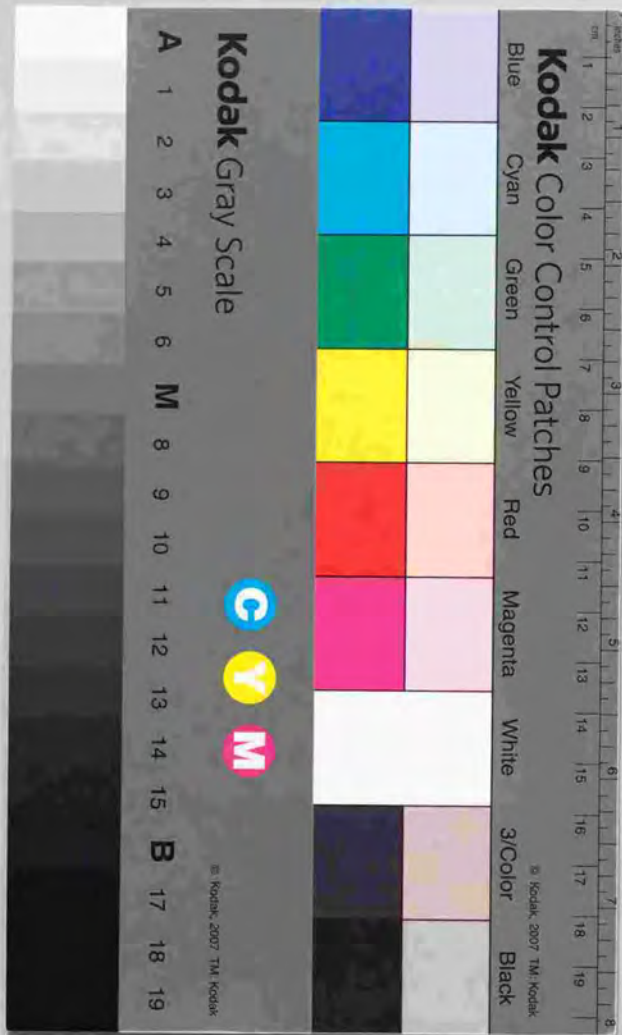
重力波レーザー干渉計用低温鏡の研究

平成11年12月 博士(理学)申請

東京大学大学院理学系研究科

物理学専攻

内山 隆



学位論文

重力波レーザー干渉計用低温鏡の研究

平成 11 年 12 月 博士(理学)申請

東京大学大学院理学系研究科

物理学専攻

内山 隆

目次

Introduction	ix
第1章 重力波の検出	1
1.1 重力波	1
1.1.1 重力波の伝播	1
1.1.2 重力波の性質	2
1.1.3 重力波の放射	3
1.2 重力波検出器	4
1.2.1 自由質点型検出器の原理-マイケルソン干渉計	5
1.2.2 Delay line 方式と Fabry-Perot 方式	7
1.2.3 重力波レーザー干渉計	8
1.3 干渉計の雑音	9
1.3.1 地面振動	11
1.3.2 ショットノイズ	14
1.4 重力波源	15
1.4.1 パルサー	15
1.4.2 連星中性子星の合体	16
1.4.3 重力崩壊	18
第2章 熱雑音	19
2.1 調和振動子の熱振動	19
2.1.1 パワースペクトラム	20
2.1.2 散逸	21
2.1.3 散逸の周波数依存性	22
2.2 重力波レーザー干渉計の熱雑音	26
2.2.1 振動子の熱雑音	26
2.2.2 バイオリンモードの熱雑音	27
2.2.3 鏡の熱雑音	28
2.2.4 具体例	30
第3章 低温鏡	33
3.1 重力波レーザー干渉計の高感度化の必要性	33
3.2 低温技術導入の意義と困難	34

3.3 低温鏡懸架装置	35
3.3.1 発熱問題	37
3.3.2 低温鏡懸架装置で用いる素材	37
3.3.3 鏡の温度の上限値	38
3.3.4 低温鏡導入による他の雑音への影響	39
3.4 低温鏡懸架装置の研究	41
3.4.1 研究に用いたサファイアのサンプル	41
第4章 低温実験	43
4.1 実験装置	43
4.2 低温実験の流れ	44
第5章 鏡の冷却	47
5.1 熱接触抵抗	47
5.2 シリンダーの温度測定	48
5.3 サファイアファイバーの熱伝導率積分値の測定	51
5.4 測定結果	54
5.5 考察 - 熱接触抵抗の概算	54
5.6 考察 - 鏡の温度	57
5.6.1 発熱量	60
5.6.2 鏡の温度	61
5.7 まとめ	61
第6章 鏡のQ値	65
6.1 測定	65
6.2 測定結果	68
6.3 まとめ	69
第7章 サファイアファイバーのQ値	73
7.1 測定	74
7.2 測定結果	77
7.3 まとめ	77
第8章 低温重力波レーザー干渉計	83
8.1 冷却による熱振動低減の効果	83
8.2 LCGT	83
8.2.1 LCGT 用低温鏡懸架装置	85
8.2.2 LCGT の感度	87
8.3 重力波の第一検出	89
8.3.1 第一検出のための戦略	91
8.3.2 短い基線長の善し悪し	91

8.3.3 GRAF	93
8.3.4 GRAF による重力波検出の可能性	94
8.4 まとめ	95
第9章 まとめ	97
感謝の言葉	105

目 次

1 典型的な大型重力波レーザー干渉計の感度	x
1.1 重力波の振動モード	4
1.2 Michelson 干渉計	6
1.3 Michelson 干渉計の伝達関数	7
1.4 Delay line 型干渉計と Fabry-Perot 型干渉計	8
1.5 Power recycled Fabry-Perot 型重力波レーザー干渉計	9
1.6 TAMA の防振系	10
1.7 振り子	12
1.8 振り子の伝達関数	13
1.9 X-pendulum	14
2.1 主な熱雑音	19
2.2 散逸モデルによる熱振動の違い	25
2.3 懸架装置	26
2.4 モードによる熱雑音への影響	29
2.5 懸架装置の熱振動	31
3.1 LIGO I の感度	34
3.2 低温鏡懸架装置	36
3.3 サファイアの熱伝導率 (data book)	39
3.4 サファイアの熱伝導率積分値 (data book)	40
3.5 低温鏡懸架装置内の温度分布	40
4.1 実験に用いたクライオスタットと真空容器	44
5.1 熱環境概略図	48
5.2 サファイアシリンダー平衡温度測定用実験装置	50
5.3 サファイアシリンダー加熱時の温度変化の例	51
5.4 サファイアファイバー熱伝導率積分値測定用実験装置	52
5.5 サファイアファイバー加熱部概略図	53
5.6 サファイアシリンダーの平衡温度測定結果	55
5.7 サファイアファイバー熱伝導率測定の結果	56

5.8	サファイアファイバーの熱伝導率積分値	57
5.9	サファイアシリンダーとサファイアファイバーの温度比較	58
5.10	サファイアシリンダーとサファイアファイバーの熱接触抵抗	59
5.11	Fabry-Perot cavity の吸熱	61
5.12	低温鏡懸架装置	62
5.13	鏡の温度	63
6.1	サファイアシリンダー Q 値測定用実験装置	67
6.2	サファイアシリンダー Q 値測定用クランプ	67
6.3	サファイアシリンダー Q 値測定の測定系	68
6.4	サファイアシリンダー Q 値測定例	70
6.5	Q 値測定を行ったモード	70
6.6	サファイアシリンダーの Q 値の温度依存性	71
7.1	振り子運動と bending motion	74
7.2	サファイアファイバー Q 値測定用実験装置	75
7.3	サファイアファイバーの Q 値測定用クランプ	75
7.4	サファイアファイバー Q 値測定の測定系	76
7.5	サファイアファイバー Q 値測定の測定例	77
7.6	78 K での Q_b の周波数依存性	78
7.7	6 K での Q_b の周波数依存性	79
7.8	振り子の Q 値計算用モデル	80
7.9	6 K での振り子の散逸	80
8.1	低温鏡懸架装置と室温の懸架装置	84
8.2	低温による熱振動の低減	85
8.3	LCGT 用低温鏡懸架装置の冷却能力	87
8.4	6 K での振り子の散逸	88
8.5	LCGT 用低温鏡懸架装置の熱振動	89
8.6	LCGT の感度曲線-初期型	90
8.7	LCGT の感度曲線-advanced type	90
8.8	LIGO I と LIGO II	92
8.9	GRAF の感度曲線	93
8.10	GRAF のターゲット	95

表 目 次

1.1	世界の重力レーザー干渉計計画	9
1.2	地上の検出器のねらう重力波源	15
1.3	宇宙の検出器のねらう重力波源	16
1.4	パルサーを波源とする重力波の上限値	16
2.1	熱振動試算用振り子パラメータ	30
3.1	様々な物質の低温での Q 値と熱伝導率	38
5.1	T_m 測定の熱伝導要素のまとめ	49
5.2	T_f 測定の熱伝導要素のまとめ	52
5.3	発熱量概算パラメータ	60
6.1	サファイアシリンダーの Q 値測定温度	69
6.2	サファイアシリンダーの共振周波数と Q 値	69
7.1	振り子の散逸計算用パラメータ	78
7.2	Q_b 結果一覧 (lower resonance)	79
7.3	Q_b 結果一覧 (higher resonance)	79
8.1	溶融石英の振り子の Q 値	84
8.2	低温と室温の懸架装置の散逸	84
8.3	LCGT パラメータ	85
8.4	LCGT 用低温鏡懸架装置の熱振動計算パラメータ	88
8.5	GRAF パラメータ	94

Introduction

重力波の直接検出を目指している。

重力波の直接検出は一般相対性理論の実験的検証のみならず、重力波天文学としての始まりにつながる。それは、現在の「光」の天文学とは異なる、重力波によってのみ知ることの出来る新たな宇宙像を提示するものと期待されている。

重力波は1916年のA. Einsteinの一般相対性理論において初めて予言された。そして、1974年のR. HulseとJ. Taylorによる連星中性子星の発見とその観測は、重力波の間接的な検出へと導いた[1]。重力波は明らかに存在する。しかし、直接検出の試みは1969年のJ. Weberを皮切りに[2]、世界各地で取り組まれてきたが未だに成功していない。そのような状況のもと、検出器の主力はWeberの始めた共鳴型から、レーザー干渉計へとシフトしている。そして、感度向上の努力が続けられている。

干渉計は基線長数十mのプロトタイプから始まり、本格的に検出を目指した数kmの大型干渉計へと移行しつつある。干渉計の感度は大きさに比例するので、約二桁の感度向上が期待できることになる。この大きさの改革は2002年のLIGO計画(基線長4km)[3]の第一次観測の開始で一つの山場を迎え、大型干渉計を作り、動作させるという方法が確立されたと考えられる。しかし、逆に言えば大型化による感度向上はこれ以上望めない。しかも、2002年のLIGOを持ってしても重力波の直接検出には感度が不足していると考えられている。

次に取り組むべきは、要素の改善しかない。図1に典型的な干渉計の感度曲線を示す。干渉計の特徴として広い観測帯域を持つことが挙げられるが、逆に複数の雑音によって感度が制限されることになる。要素とはつまり、これら雑音のことを指し、それを下げることによってしか、感度を上げる術はない。図中に示した雑音の内、地面振動とショットノイズに関してはそれを改善する先進的な方法が考案されている。しかし、明らかなように熱雑音も同様に低減しなければ干渉計の感度向上に繋がらない。

本研究では熱雑音低減の為に全く新しい方法として「低温鏡」を提案し、その最大の難点の一つと考えられる、「鏡の発熱問題」の解決策を独自に考案した。そして実験的にその問題解決と今まで以上の熱雑音低減の見込みがあることを確認した。本研究の成果により「低温鏡」という熱雑音低減の新たな道を切り開くことに成功した。これは、他の雑音源の低減と併せることに

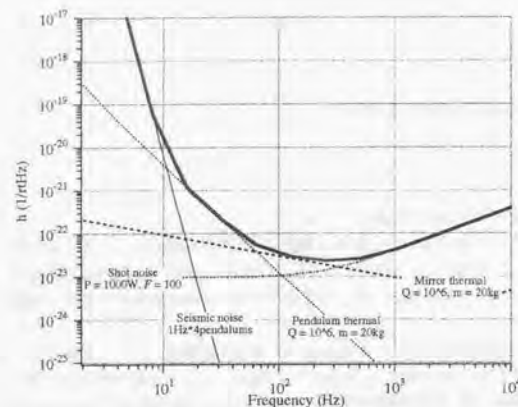


図 1: 典型的な大型重力波レーザー干渉計の感度 (基線長 3 km)。低周波側から地面振動 (seismic noise)、振り子の熱雑音 (pendulum thermal)、鏡の熱雑音 (mirror thermal)、ショットノイズ (shotnoise) の様に支配的な雑音が交代していく。パラメータは参考文献 [5] の表 6-3 を用いた。この干渉計は室温での動作を想定している。

より、干渉計のさらなる感度向上に繋がり、重力波の直接検出の可能性がさらに高まることが期待できる。

この研究は 1997 年度より、LCGT (Large-scale Cryogenic Gravitational wave Telescope) [4] を実現するための基礎技術として、東京大学宇宙線研究所と高エネルギー加速器研究機構低温工学センターとの共同開発研究として始まった。

第1章 重力波の検出

重力波とは波として伝わる時空のひずみである。ここでは重力波とその検出方法に関する基本的な事項について述べる。

1.1 重力波

この章の内容は主に以下の著書を参考にした。平川浩正 [6]、ランダウ・リフシッツ [7]、Misner, Thorn and Wheeler [8]。

1.1.1 重力波の伝播

重力波を厳密に議論するには Einstein 方程式を解く必要がある。Einstein 方程式は Ricci テンソルを $R_{\mu\nu}$ 、スカラー曲率を R 、エネルギーテンソルを $T_{\mu\nu}$ とおくと以下のように表される。

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

ここで、

$$\kappa = \frac{8\pi G}{c^4} = 2.07 \times 10^{-43} \quad [\text{sec}^2/\text{m} \cdot \text{kg}] \quad (1.2)$$

となる。この様に Einstein 方程式は計量テンソル $g_{\mu\nu}$ に関して非線形な方程式なため厳密な解析解を求めることは困難である。そこで、Einstein 方程式を近似して線形方程式に直すことを考える。

重力源から十分離れた場所では重力場は十分弱い。そこでは計量テンソル $g_{\mu\nu}$ が Minkowski 空間の計量テンソル $\eta_{\mu\nu}$ に対して摂動的なずれ $|h_{\mu\nu}| \ll 1$ を持っていると考えることができる。すなわち、

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (1.3)$$

ここで

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ & & & 1 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

この様な計量テンソルを持つ場合の Einstein 方程式を考える。

$$\begin{aligned}\phi_{\mu\nu} &= h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}h\eta_{\mu\nu} & h &= h^k_k \\ h_{\mu\nu} &= \phi_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\phi\eta_{\mu\nu} & \phi &= \phi^k_k \\ & & h &= -\phi\end{aligned}\quad (1.5)$$

$h_{\mu\nu}$ に対して上のような条件を加え、 $h_{\mu\nu}$ の一次の範囲内で Einstein 方程式を解く。その際に、Lorentz 条件

$$\frac{\partial}{\partial x^\nu}\phi_\mu^\nu = \frac{\partial}{\partial x^\nu}h_\mu^\nu - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x^\mu}h = 0 \quad (1.6)$$

を満たすような座標系を選ぶことに注意すると、最終的に、

$$\square\phi_{\mu\nu} = 0 \quad (1.7)$$

$$\square = -\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \quad (1.8)$$

と表される。真空中のエネルギーテンソル $T_{\mu\nu} = 0$ を使った。これは、計量テンソルに摂動として入れた時空のずれ、ひずみに光速で伝搬する性質があることを示している。これが重力波の正体である。

1.1.2 重力波の性質

波としての重力波の性質を調べる。そのために z -軸方向へ伝播する単色平面波を仮定する。すなわち、

$$\phi_{\mu\nu} = A_{\mu\nu}e^{i(-\omega t + kz)} \quad (1.9)$$

$$kc = \omega \quad (1.10)$$

とおく。これは式(1.7)を満たす。ここで、重力波の振幅を表す $A_{\mu\nu}$ は Transverse-Traceless gauge (T-T gauge) を選ぶことができ、

$$A_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

と表される。

ここで時空に対する重力波の影響を調べよう。時空での線素 ds^2 は重力波による摂動を受けた計量テンソルを用いて以下のように表される。

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu \quad (1.12)$$

$$= (\eta_{\mu\nu} + \phi_{\mu\nu})dx^\mu dx^\nu \quad (1.13)$$

1.1. 重力波

重力波が z -軸方向に伝播しているとして、 $A_{\mu\nu}$ に式(1.11)を用いる。さらに、見通しをよくするため $h_+ \neq 0$, $h_\times = 0$ の場合 (Plus mode) と $h_+ = 0$, $h_\times \neq 0$ の場合 (Cross mode) に分けて考える。

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

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + (1+h_\times)dxdy + (1+h_\times)dydx + dz^2 \quad (1.15)$$

最初に、座標原点と z -軸上の dz 離れた自由質点間の線素 ds^2 を光の往復時間を用いて測定することを考える。光に関して $ds^2 = 0$ が成り立つことに注意すると、往復時間 τ_z は式(1.14)や式(1.15)より、 $\tau_z = 2\frac{dz}{c}$ が成り立つ。これは重力波が存在しない場合と全く同じである。つまり、 xy 平面の成分を持たないと h_+ や h_\times の様な重力波の成分を取り出すことが出来ない。すなわち重力波は横波の性質を持つことがわかる。

原点と xy 平面上の自由質点間の重力波による距離 (光の往復時間で測定した) の変化を図 1.1 に示す。結果として重力波の影響は光の往復時間の変化として現れる。この性質を利用したのが重力波レーザー干渉計である。例として、座標原点と、 x -軸上の点 $(L, 0, 0)$ に置かれた自由質点間の距離を光で測定することを考える。 z -軸方向から Plus mode の重力波が来たと仮定すると、式(1.14)と $ds^2 = 0$ より、

$$\frac{dx}{c dt} = \pm \frac{1}{\sqrt{1+h_+}} \quad (1.16)$$

が、成り立つ。光の往復時に $\frac{dx}{c dt}$ の符号が変化することに注意すると、光の往復時間は

$$\tau_x = \frac{2L}{c} + \frac{1}{2c} \int_0^L h_+ dx - \frac{1}{2c} \int_L^0 h_+ dx \quad (1.17)$$

$$= \frac{2L}{c} + \frac{h_+}{c} L \quad (1.18)$$

となる。右辺第二項が重力波による影響を表している。自由質点間の距離 L に比例していることが分かる。これが重力波レーザー干渉計の腕の長さを大きく取る理由である。 y -軸方向に関しても調べておくと、

$$\tau_y = \frac{2L}{c} - \frac{h_+}{c} L \quad (1.19)$$

となる。

1.1.3 重力波の放射

重力波の出力は真空中を仮定した式(1.7)でなく

$$\square\phi_{\mu\nu} = -2\kappa T_{\mu\nu} \quad (1.20)$$

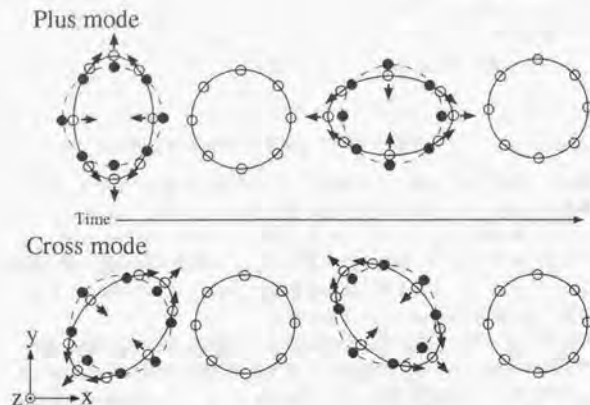


図 1.1: 重力波の振動モード。Plus mode($h_+ \neq 0, h_\times = 0$) と Cross mode($h_+ = 0, h_\times \neq 0$) に分けて示す。原点中心の同心円上に配置された自由質点の固有距離の時間変化。

を考慮する必要がある。重力波源の運動が光速に比べ十分ゆっくりな場合、電磁場からのアナロジーと、質量に関して双光子モーメントが存在しないことに注意すると以下の四重極輻射が最低次の項として表れる。ここで四重極モーメントテンソル、

$$D_{\mu\nu} = \int \rho(3x^\mu x^\nu - r^2 \delta_{\mu\nu}) dV \quad (1.21)$$

を導入すると、単位時間あたりのエネルギー損失は

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{G}{45c^5} \ddot{D}_{\mu\nu} \ddot{D}^{\mu\nu} \quad (1.22)$$

と表される。四重極モーメントと、波源から R_0 離れた場所での重力波の振幅 $A_{\mu\nu}$ は以下の式で結びつけられる。

$$A_{11} - A_{22} = 2h_+ = -\frac{2G}{3c^4 R_0} (\ddot{D}_{11} - \ddot{D}_{22}) \quad (1.23)$$

$$A_{12} = h_\times = -\frac{2G}{3c^4 R_0} \ddot{D}_{12} \quad (1.24)$$

1.2 重力波検出器

重力波検出器は J. Weber の共鳴型から始まり [2]、様々なものが提案されている。それを以下にリストする。レーザー干渉計 (地上) 以外は、参考文献

[9] を参照。

- 共鳴型
- レーザー干渉計 (地上)
- レーザー干渉計 (宇宙)
- ドップラートラッキング
- パルサータイミング

現在の主流は地上の km クラスのレーザー干渉計である。レーザー干渉計は自由質点型の検出器といわれる。以下レーザー干渉計について説明する。

1.2.1 自由質点型検出器の原理-マイケルソン干渉計

1.1.2 で調べたように重力波は自由質点間の固有距離変化を光で測定することで検出することができる。その固有距離の変化を測定する方法としてレーザーを使った干渉計を用いる。最も単純な干渉計である Michelson 干渉計で原理を説明する。

Michelson 干渉計の基本構成を図 1.2 に示す。図にあるように Michelson 干渉計はレーザーから入射した光をビームスプリッターで L 字に分ける。分けられた光はそれぞれの鏡で反射されビームスプリッターに戻り、そこで干渉を起こす。干渉する光の位相差に従って干渉光の強度が変化するので、その変化をフォトディテクターで検出する。 ϕ_x, ϕ_y をそれぞれ x 軸方向、y 軸方向の鏡で反射してビームスプリッターに戻ってきた光の位相とすると、干渉光の出力 P_d は

$$P_d \propto |A_x e^{i\phi_x} + A_y e^{i\phi_y}|^2 \quad (1.25)$$

$$= A_x^2 + A_y^2 + 2A_x A_y \cos(\phi_x - \phi_y) \quad (1.26)$$

となる。 A_x, A_y はそれぞれ光の振幅を表す。右辺第三項が干渉の効果を現しており、戻ってきた光の位相差に依存した変化がでることが分かる。重力波検出器として用いる場合は、二枚の鏡とビームスプリッターは振り子状に吊され、水平方向に関して自由質点化を実現する。光学部品と言うだけでなく、重力波に対するテストマスという意味合いも鏡は持つことになる。式 (1.18) と式 (1.19) を使うと、 $\phi = \tau \times \Omega$ 、ただし Ω はレーザーの角振動数、より

$$\phi_x - \phi_y = \Delta\phi_{gw} = 2\frac{h_+}{c} \Omega L \quad (1.27)$$

となり、干渉光の中に重力波の情報 $\Delta\phi_{gw}$ を見いだすことができる。

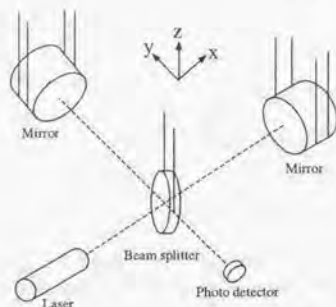


図 1.2: Michelson 干渉計。二枚の鏡とビームスプリッター、レーザーとフォトディテクターで構成される。鏡とビームスプリッターは振り子状に吊され、水平面内にて自由質点として振る舞うようになっている。

これまでの議論は干渉計の中で、 $h_{+} \approx \text{constant}$ として議論してきた。より、一般的に

$$h(t) = \int h(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (1.28)$$

の様な Fourier 積分で表し、干渉計の伝達関数 $H(\omega)$ を考えると、

$$H(\omega) = 2 \frac{\Omega}{\omega} \sin(L\omega/c) e^{-iL\omega/c} \quad (1.29)$$

と表される [10]。ここで、干渉計の重力波に対する出力は

$$\Delta\phi_{gw} = \int h(\omega) e^{i\omega t} \cdot H(\omega) d\omega \quad (1.30)$$

で与えられる。

式 (1.29) から明らかなように基線長 L を固定したとき $L\omega/c = \pi/2$ が成り立つ周波数で伝達関数の絶対値、すなわち感度が最大になり、それより高い周波数では減少する。これは光が干渉計内部にいる間に重力波の効果がうち消しあってしまうからである。逆に言うと、重力波を観測したい帯域を決めたときに最適な基線長があることになる。重力波干渉計の重要な波源として連星中性子星の合体があり、この現象に必要な観測帯域は $10 \text{ Hz} - 1 \text{ kHz}$ である。1 kHz に対する適切な基線長は $L = 75 \text{ km}$ 。図 1.3 に $L = 75 \text{ km}$ としたときの Michelson 干渉計の伝達関数を示す。

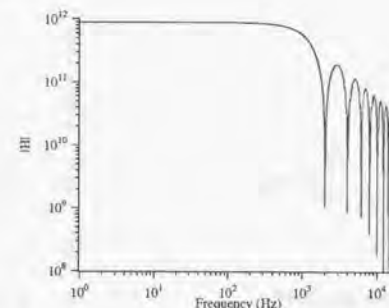


図 1.3: Michelson 干渉計の伝達関数。 $L = 75 \text{ km}$ 、レーザーとして Nd:YAG レーザー ($1.06 \mu\text{m}$) を仮定した。

1.2.2 Delay line 方式と Fabry-Perot 方式

1.2.1 で、1 kHz まで帯域を持つレーザー干渉計の最適な基線長が 75 km であることが解った。しかし、実際にこの大きさのものを作ることとは不可能であるため短い基線長で光路長を稼ぐ方法が用いられている。一つが Delay line と呼ばれる方法。もう一つが現在の主流である Fabry-Perot cavity を用いる方式である。

Delay line 方式は向かい合わせた二枚の鏡の中で光を往復させ、光路長を稼ぐ方法である。この二枚鏡の組を Michelson 干渉計の両腕に組み込む。これを Delay line 型重力波干渉計という。この方式は次に述べる Fabry-Perot 型干渉計に比べ、大きな鏡が必要となるのが欠点になっている。図 1.4 に概念図を示す。

Fabry-Perot cavity は光の共振器で、向かい合わせた二枚の鏡で構成される。機械共振器の Q 値に相当する量としてフィネス (\mathcal{F}) という量が Fabry-Perot cavity には定義され、特定の波長の光が cavity 内に蓄えられる。光が cavity の中に入射して戻ってくるまでの時間を滞在時間といい、cavity の長さ (L_c) とフィネスによって定義される。

$$\tau_{F.P.} = \frac{2L_c \mathcal{F}}{\pi c} \quad (1.31)$$

Michelson 干渉計の基線長に相当する量は $c \tau_{F.P.}$ で与えられるので、1 kHz まで帯域を取りたい場合は、 $L_c \mathcal{F} = \pi \times 75 \text{ km}$ という関係が cavity 長、つまり基線長とフィネスの間に保たれる。例として、基線長 3 km の場合、フィネスは 80 程度になる。Fabry-Perot 型重力波干渉計には Michelson 干渉計の両腕部分に Fabry-Perot cavity を組み込んでいる。図 1.4 に概念図を示す。

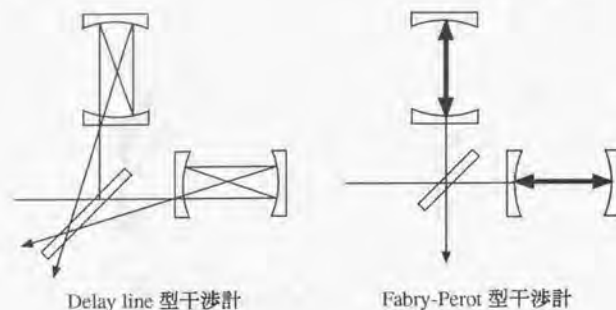


図 1.4: Delay line 型干渉計と Fabry-Perot 型干渉計

1.2.3 重力波レーザー干渉計

図 1.5 に重力波レーザー干渉計の概要を示す。図に示したのは Power recycled Fabry-Perot Michelson 型干渉計である。

全ての鏡やビームスプリッターは真空容器の中に入れられる。真空中に引くのは、音による影響を除くことが第一にある。さらに残留ガスによる屈折率揺らぎによって干渉計の光路長に影響を与えないために通常 10^{-6} Pa 程度の真空中に保たれる。

ビームスプリッターと Fabry-Perot cavity の他にモードクリーナーと recycling mirror が組み込まれている。モードクリーナーも Fabry-Perot cavity の一種である。cavity の特性である、レーザーの周波数とモードの選択性を使って干渉計に入射する光を整える役割を持っている。recycling mirror は、干渉計の基本的な雑音の一つであるショットノイズを低減する power recycling という技術のために入れられる。

光源は半導体励起の Nd:YAG レーザー (波長 $1.06 \mu\text{m}$) が標準的に使われている。重力波干渉計には高出力、高安定性 (周波数と強度) が光源に要求される。その要求を満たすものとして用いられている。

Fabry-Perot cavity を構成する鏡は、熔融石英の基材に反射多層膜を coating したものが使われている。これは光学的なロスが少なく、機械的な散逸 ($1/Q$ 値) が少ないためである。光学的なロスは Fabry-Perot cavity のフィネスや、power recycling を施した際の効率に影響を与える。Q 値は本論文の対象でもある熱雑音に大きく影響する。熱雑音低減のためにより Q 値の大きい単結晶サファイアを基材として使う干渉計も計画されている。鏡は自由質点である必要があるため懸架装置によって振子状に吊られる。加えて、懸架装置自身も地面振動の影響を下げるため、様々な防振装置によって防振さ

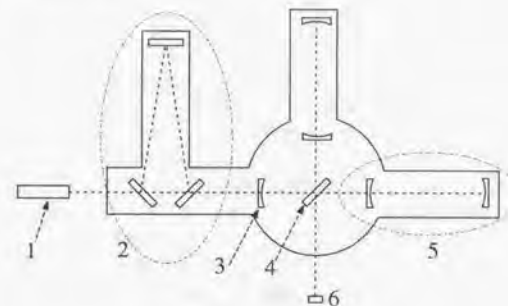


図 1.5: Power recycled Fabry-Perot 型重力波レーザー干渉計。(1) レーザー光源 (Nd:YAG)、(2) リング型モードクリーナー (三枚鏡で構成。)、(3) recycling mirror、(4) ビームスプリッター、(5) Fabry-Perot cavity、(6) フォトディテクター

れている (図 1.6)。

重力波の研究は世界中で行われている。世界の大規模重力波レーザー干渉計計画を表 1.1 にまとめる。

表 1.1: 世界の重力波レーザー干渉計計画。下の二計画は計画段階。

計画名	基線長	建設地	特記事項
TAMA(日本)[11]	300 m	三鷹 (東京)	1999 年にデータ取得
LIGO(米)[3]	4 km	Washington, Louisiana	2002 年観測開始
VIRGO(伊、仏)[12]	3 km	Pisa	Super attenuator
GEO(独、英)[13]	600 m	Hanover	Dual recycling
LCGT(日本)[4]	3 km	神岡	低温鏡
LIGO II(米)[14]	4 km	Washington, Louisiana	2007 年観測開始

1.3 干渉計の雑音

干渉計の雑音には大きく分けて

- 地面振動
- 熱雑音 (振子熱雑音、鏡熱雑音)

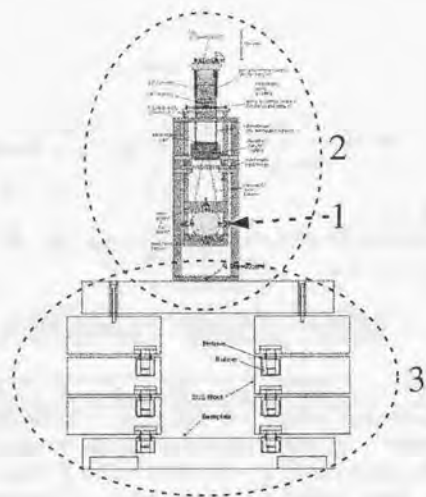


図 1.6: TAMA の防振系。(1) 鏡、(2) 二段振り子、(3) 防振スタック。これらは全て真空容器に入れられる。

● ショットノイズ

が挙げられる。それぞれの雑音の寄与は周波数によって異なる。一般的な重力波レーザー干渉計の場合 20 Hz 以下、20-100 Hz、100-300 Hz、300 Hz 以上でそれぞれ地面振動、振り子の熱雑音、鏡の熱雑音、ショットノイズが支配的な雑音として感度を制限している。熱雑音に関しては次章で触れる。ここではそれ以外の雑音源の概略を紹介する。

上のリストの中で地面振動と熱雑音は変位雑音という分類にはいる。つまり鏡を振動させたり、鏡自身が振動して光路長に変化を及ぼす雑音である。ここで、一つの鏡の振動のパワースペクトラムを $\langle x^2 \rangle$ とおいたとき、その振動によって制限される重力波の振幅 h について考える。Fabry-Perot Michelson タイプの重力波レーザー干渉計を仮定すると、それは四つの鏡で構成されているので、二乗振幅の 4 倍の平方根をとる。これが干渉計全体の振動レベル。それに対して干渉計からは両腕からの寄与で振幅 $2h$ の重力波が観測できる。よって、振動で制限される重力波の感度は以下のように与えられる。

$$h(\omega)[1/\sqrt{\text{Hz}}] = \frac{\sqrt{4 \times \langle x(\omega)^2 \rangle}}{2L} = \frac{\sqrt{\langle x(\omega)^2 \rangle}}{L} \quad (1.32)$$

この式から明らかなように変位雑音に対しては基線長を大きく取る方が有利になる。

重力波干渉計には上に挙げた以外にも様々な雑音がある。それを下にリストしておく [5]。

- レーザーの周波数雑音
- レーザーの強度雑音
- ビームジッター雑音
- Radiation pressure noise
- 残留ガスによる屈折率揺らぎ

1.3.1 地面振動

地面振動は振り子状に吊された鏡を揺らす。鏡の揺れは干渉計の光路長変化に結びつくが、それと重力波による変化と区別することができない。よって雑音になる。

地面振動には地震のような突発的で大きな振動を伴うものとは別に、常微動といわれる定常的に存在する微小振動が存在する。干渉計で問題にしているのはこの常微動の方である。常微動のパワースペクトラム密度は経験則として

$$\delta l_{\text{seis}} \approx \frac{10^{-7}}{f^2} \quad [\text{m}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (1.33)$$



図 1.7: 振り子

が与えられている。実際には場所によりばらつきがあり、より静かな場所に干渉計を作ることが地面振動対策の大前提になる。

地面振動の影響を低減するには振り子のような受動的な防振装置を用いる方法と、積極的に制御して抑えるやり方がある。ここでは振り子による受動的な防振の効果を例として解説する。図 1.7 の様な振り子を考える。振り子の支点の動き $\bar{y}(\omega)$ に対する重りの動き $\bar{x}(\omega)$ の伝達関数 $H_p(\omega)$ が振り子の防振性能を表す。速度に比例するような散逸を含む、共振周波数 ω_0 [rad/sec] の振り子の運動方程式は、

$$m\ddot{x} + \frac{m\omega_0}{Q}(\dot{x} - \dot{\bar{y}}) + k(x - \bar{y}) = 0 \quad (1.34)$$

と表せる。これに Fourier 変換を用いて周波数表示に変え、整理すると、振り子の伝達関数は

$$H_p(\omega) = \frac{\bar{x}}{\bar{y}} = \frac{\omega_0^2 + i\frac{\omega\omega_0}{Q}}{-\omega^2 + \omega_0^2 + i\frac{\omega\omega_0}{Q}} \quad (1.35)$$

と表される。Q は振り子の Q 値である。Q 値に関しては第 2 章でみる。防振比は $|H_p(\omega)|$ で定義される。伝達関数から明らかなように、Q 値が十分大きい場合、振り子の共振周波数より高い周波数域の振動を ω^2 に比例して低減することがわかる。図 1.8 に振り子の伝達関数を示す。この様に干渉計の鏡が振り子状に吊されるのには、自由質点化というだけでなく防振の意味も含まれている。

一般的に振り子の周波数は 1 Hz 程度になる¹ので、100 Hz で防振比は、-80dB (1/10⁴) 程度が見込める。例として、TAMA では 1 Hz の振り子を二段重

¹1 Hz の振り子に必要な長さは約 25 cm。それに対して、0.1 Hz の振り子は 25 m の長さが必要になる。

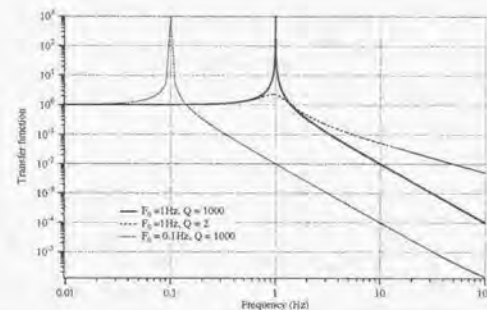


図 1.8: 振り子の伝達関数。図より、Q 値の小さい振り子は防振比が ω^2 でなく ω に反比例して小さくなるのがわかる。また、同じ Q 値の場合、共振周波数の低い振り子は防振比を小さくすることができる。しかし 1 Hz 以下の振り子を作ることは特殊な機構を用いない限り難しい。

ねたものを鏡の懸架装置として用いている。そして、実際にこの二段振り子は 100 Hz で -120dB の防振比が得られている。一段目の振り子にはマグネットを用いたダンピングを施して Q 値をわざと落としているので、この防振比はリーズナブルである。TAMA では二段振り子と防振スタックと呼ばれる防振装置を組み合わせて防振系を構成している。また、日本独自の技術として X-pendulum という低周波の振り子を利用した、低周波防振装置も重力波干渉計用に開発されている。

防振スタックはステンレスブロックの様な重りとゴム等の弾性体の組み合わせで構成されている。これを三段に重ねたものが TAMA では用いられている。この防振装置の Q 値は一般に低く、共振周波数より高い領域での伝達関数は ω^{-2} ではなく ω^{-1} の依存性を持つ。つまり、Q 値の低い振り子を三段に重ねたものと考えればよい。TAMA に導入された防振スタックでは 100 Hz で -40dB の防振比が得られている [15]。

X-pendulum はたすき掛け状にワイヤを張って作った振り子である (図 1.9)。最大の特徴はコンパクトなサイズで低い共振周波数の振り子を実現できることにある。この X-pendulum を用いて水平二自由度の低周波防振装置が開発されている [16, 17]。実際に、高さ 30 cm 程度の大きさで 10 秒の周期をだすことができ、10 Hz で -60dB の防振比がでている [15]。100 Hz では -80dB 程度の防振比が見込める。



図 1.9: X-pendulum 概略図。矢印のたすき掛け状に張ったワイヤによって下部構造が下り下げられる。

1.3.2 ショットノイズ

重力波レーザー干渉計は、重力波による光の位相変化を干渉光量の変化として読みとる。ショットノイズはこの位相変化の検出感度に影響を与える。

ショットノイズは光の量子的な性質によって表れる雑音である。光は光子の集まりなので統計的な粒子数の揺らぎが存在する。これがショットノイズの正体である。ここで、光検出器で定常的に流れる光電流を I_0 とおくとその電流揺らぎのパワースペクトラムは以下の関係を持つ [18]。

$$\delta I = \sqrt{2eI_0} \quad (1.36)$$

ここで e は素電荷である。これより干渉計のショットノイズによる位相検出揺らぎ $\delta\phi_h$ は、レーザーパワー P_0 より

$$\delta\phi_h \propto \frac{\delta I}{I_0} \quad (1.37)$$

$$= \sqrt{\frac{2h\Omega}{\zeta e P_0}} \quad (1.38)$$

と表される。 ζ は光検出器の量子効率を表す。

式 (1.38) より明らかにようにショットノイズを低減するには干渉計内部のレーザーパワーを上げるしかない。ハイパワーレーザーの開発の必要性は当然として、それを生かす技術として Power recycling がある [19]。これは干渉計の戻り光を図 1.5 に示した位置に入れた recycling mirror で再度干渉計に打ち返し、干渉計内のレーザーパワーを増やす方法である。この技術は決して簡単ではないが必須のものとして全ての大型干渉計計画で取り入れられている。プロトタイプ干渉計ではすでに成功例がある [20]。

ビームスプリッターでのレーザーパワーを実効パワーと呼ぶ。TAMA 計画では 30 W [11] が予定されている。内訳は 10 W レーザー、Power recycling

gain 10 をもって達成できると考えられている。10 W レーザーはすでに完成し、動作している。しかし、将来の干渉計ではさらに要求が高くなっている。実効レーザーパワーで、LCGT 計画の場合が 2000 W [4]、LIGO II の場合が 10000 W [14]² が予定されている。これだけのパワーを用意して $h < 10^{-23}$ が達成できる。

1.4 重力波源

実験室で検出可能な重力波を作り出すことは不可能である。そこで重力波源を宇宙に求めている。様々な天体現象が重力波源として予測されているが、それぞれ特徴的な周波数、強度を持っている。また、後述の連星中性子星の合体や重力崩壊のような突発的なイベントに関しては発生頻度にも注目する必要がある。これによって検出器の最初の目標感度が決まるからである。検出確率はカバーする宇宙の体積に比例するので、感度の三乗で増加する。よって、わずかな感度向上もおおそかにできない。

表 1.2 に地上に設置される検出器の、表 1.3 に宇宙空間に設置されるそれの主な重力波源をまとめる [21, 22]。地上の検出器とは共鳴型とレーザー干渉計型をさす。

以下、地上の重力波レーザー干渉計がねらう重力波源に関して簡単な説明を加える。あくまでもここで挙げているのは理論的に予想されている重力波源であるが、それ以外の未知のターゲットの可能性も忘れてはならない。むしろ、その可能性があるからこそ重力波の直接検出を目指すことに意味があるのだろう。

表 1.2: 地上の検出器のねらう重力波源。強度に関しては一年に一回以上観測するのに必要な感度を示した。

重力波源	周波数	強度 (h)	波形
パルサー	1 - 1 kHz	$< 10^{-24}$	連続波
連星中性子星の合体	10 - 1 kHz	$10^{-22} \times \frac{200 Mpc}{R}$	chirp signal
重力崩壊	< 1 kHz	$10^{-22} \times \frac{15 Mpc}{R}$	バースト波

1.4.1 パルサー

パルサーは自転する中性子星である。中性子星の密度分布に非対称性が存在する場合、自転周期の二倍の周波数を持つ重力波を放出する。この非対称

²Optical power at interferometer input = 125 W. Power recycling factor = 80 より求めた。

表 1.3: 宇宙の検出器のねらう重力波源

重力波源	周波数	波形	検出法
連星の軌道放射	$< 1 \text{ Hz}$	連続波	宇宙レーザー干渉計
大質量ブラックホール	$\sim 1 \text{ mHz}$	パースト波	宇宙レーザー干渉計、 ドップラートラッキング
背景重力波	10^{-7} Hz	Stochastic	パルサータイミング

性の評価が難しいため重力波の振幅の正確な予想は難しい。中性子星の自転周期は非常に安定なため、その重力波は連続波として放出される。連続波のメリットは長時間積分することによって感度を上げることができる点にある。しかしパルサーの分布が一部を除いて低周波に固まっているため、地面振動の強力な防振が必要なことと、 h そのものが小さいことがデメリットとしてある。

文献 [23] にいくつかのパルサーについて、非対称性、重力波の振幅、周波数の期待値がまとめてある。表 1.4 に重力波の振幅と、周波数について引用する。日本のグループは、4.2 K に冷却した共鳴型検出器 CrabIV を用いて Crab パルサーからの重力波の実験的上限值

$$h \leq 2 \times 10^{-22} \quad (1.39)$$

を得ている [24]。

表 1.4: パルサーを波源とする重力波の上限值。

パルサー	重力波振幅	重力波の周波数 (Hz)
Vela	1.9×10^{-24}	22.5
Crab	1.5×10^{-24}	60.6
Geminga	1.2×10^{-24}	8.4
PSR1509-68	5.8×10^{-25}	13.2
PSR1957+20	1.7×10^{-27}	1244

1.4.2 連星中性子星の合体

ハルスとテイラーの電波によるパルサーサーベイによって連星中性子星 PSR1913+16 は発見された [1]。連星中性子星としては初めての発見である。その後の連星の公転周期の観測より、その周期が時間とともに短くなってい

ることが確認された。これはエネルギーを失って軌道半径が縮小していることを意味する。そして、このエネルギーの減少が重力波の放出によると仮定した場合と 1% 以下の誤差で一致した。この成果は重力波の存在を間接的に証明するものである。

PSR1913+16 は現在およそ $P_b = 28000$ 秒の軌道周期をもって公転している。この軌道周期の変化率は $\dot{P}_b \sim -73 \mu\text{sec}/\text{year}$ 程度なので、約 10^8 年後に合体する。合体直前にはおよそ 1 kHz の重力波を放射するが、地上の重力波レーザー干渉計の観測帯域に入るのは、最後の三分間と考えられている。三分前、中性子星は約 460 km 離れて公転し、約 20 Hz の重力波を放射している。この後、重力波の振動数と振幅を増大させながら 2500 回程度回転した後、合体する。ここまでの現象はモデルがたちやすく、理論的な解析が他の現象に比べ進んでいる。加えて周波数帯域が重力波 レーザー干渉計の帯域と合う等メリットが多いことから最も重要な対象と考えられている。重力波の第一検出を目指す場合、この重力波を年数回検出できるような感度が目標になる。

この現象の発生頻度は 200 Mpc 内の銀河をカバーして年間 $2 \sim 3$ あると考えられている。すなわち、 200 Mpc 離れた場所が生じた重力波を検出できる様な感度が検出器を作る上で目標になる。その場合の重力波の振幅は

$$h \sim 3 \times 10^{-22} \left(\frac{200 \text{ Mpc}}{R} \right) \quad (1.40)$$

になる。ここには Matched-Filtering というデータ解析法による S/N の改善の効果 [25] を入れてある。すなわち $h < 10^{-22}$ が目標となる重力波の振幅になる。

連星中性子星の合体からくる重力波を観測したときなにがわかるだろうか。観測できる量として、「振動数 f 」「振動数の時間変化 \dot{f} 」「振幅 h_+ 」「振幅 h_\times 」がある。文献 [26] から関連する式を抜き出すと、

$$h_+ = 2 \frac{G^{\frac{5}{2}}}{r c^4} \frac{m_1 m_2}{m_t^{\frac{1}{2}}} (\pi f)^{\frac{5}{2}} \cos(2\pi f t) (\cos^2 i + 1) \quad (1.41)$$

$$h_\times = 2 \frac{G^{\frac{5}{2}}}{r c^4} \frac{m_1 m_2}{m_t^{\frac{1}{2}}} (\pi f)^{\frac{5}{2}} \sin(2\pi f t) 2 \cos i \quad (1.42)$$

$$\frac{df}{dt} = \frac{96 \pi^{\frac{8}{5}}}{5} \frac{G^{\frac{7}{5}}}{c^5} f^{\frac{13}{5}} m_1 m_2 m_t^{-\frac{1}{5}} \quad (1.43)$$

ここで、 r 、 m_1 、 m_2 、 m_t はそれぞれ重力波源までの距離、連星の各質量とその合計を表す。 i は軌道傾斜角 (視線方向に対する軌道面の傾き) を表す。まず式 (1.42) と式 (1.43) の比をとることで、 i を決めることができる。次に測定した f 、 \dot{f} を式 (1.43) に適用することで、質量の関係 $m_1 m_2 m_t^{-\frac{1}{5}}$ が決まる。そして、もっとも特筆すべき成果は、以上の値を式 (1.42) か式 (1.43) に代入することで波源までの距離 r を求めることができる点にある。これはハップ

ル定数の導出にもつながる重要な結果になる。これはまさしく重力波天文学特有の成果といえよう。

以上は、合体直前の三分間の観測からわかることである。それに加えて、合体時の重力波の観測はそれ自体、強い重力場での相対論的現象に関する多くの情報を与えてくれるだろう。合体直前の三分間に対して、合体時の現象に対する理解は深くない。それは、この現象は解析的に解くことができず、数値シミュレーションが唯一の方法だからである。

1.4.3 重力崩壊

重力崩壊によって中性子星は誕生する。その元となる supernova は大きく分けて Type I と Type II の二つに分けられる。Type II と Type I の一部からは中性子星が誕生する可能性がある。supernova の発生頻度は銀河一つあたり一世紀に一度程度と考えられている。よって 100 の銀河をカバーできれば一年に一度以上観測できることになる。銀河系から 15 Mpc 離れた場所に乙女座銀河団がある。乙女座銀河団は 100 個程度の銀河があると考えられるので、そこで発生する重力波を検出する事が目標となる。

重力波は supernova が発生して内部で非対称な重力崩壊が起きたときに生じる。この場合もモデル化が難しい。逆に考えると、重力波を検出することによってこの不明な部分を理解することができる可能性がある。これは重力波天文学特有の情報として価値があるだろう。予想されている、重力波の振幅としては

$$h \sim 3 \times 10^{-22} \left(\frac{15 \text{ Mpc}}{R} \right) \quad (1.44)$$

程度である。

ブラックホールも同様に重力崩壊によって誕生する。一年一度以上の観測を行うには 100 Mpc 以内をカバーすることが必要で、重力波の振幅におおして $h \sim 10^{-22}$ は必要だと考えられている。

第2章 熱雑音

熱雑音は重力波レーザー干渉計にとって原理的な雑音の一つである。第1章で述べたように干渉計の鏡は懸架装置によって振り子状に吊される。これらの鏡や振り子はすべて、熱的に励起された振動を持っている。重力波検出にとって雑音となる熱振動の主な成分として、鏡の振り子運動(振り子の熱雑音)、懸架ファイバー自身の弾性振動(バイオリンモードの熱雑音)と鏡自身の弾性振動(鏡の熱雑音)がある(図 2.1)。これらの熱振動は、干渉計に重力波と区別できない光路長変化をもたらす。

熱雑音は Introduction の図 1 にあるように 20 Hz 付近から 300 Hz 程度までの干渉計の感度を制限している。特に鏡の熱雑音は干渉計の最もよい感度を定める要素の一つであり、その改善は干渉計の感度向上に直接結びつく重要な要素である。

ここでは基礎として、調和振動子の熱振動に触れたのち、干渉計の熱雑音について解説する。

2.1 調和振動子の熱振動

干渉計で問題になる振り子運動や鏡の弾性振動等の機械的な振動は散逸を含んだ単一の調和振動子、あるいはその足し合わせて近似的に表すことができる。そこで最初に調和振動子の熱振動のパワースペクトラムの大きさを定式化する。

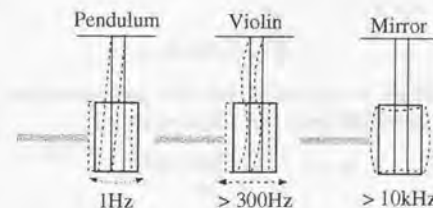


図 2.1: 主な重力波干渉計の熱雑音。それぞれ共振周波数が大きく異なる。

2.1.1 パワースペクトラム

質量 m の重りのついた共振周波数 ω_0 [rad/sec] を持つ調和振動子が熱浴中で熱平衡状態にあるとき、エネルギー等分配則に従って振動子にエネルギーが供給され、振動が励起される。その振動の平均二乗振幅の大きさは k_B を Boltzmann 定数、 T を系の持つ温度として

$$\int_0^\infty \langle x^2(\omega) \rangle d\omega = \frac{k_B T}{m\omega_0^2} \quad (2.1)$$

の様に表すことができる。この様に $k_B T$ に依存した振幅を持つため熱振動と呼ばれる。

調和振動子の熱振動を扱うには、揺動力 $F_{ex}(\omega)$ の加わった運動方程式を考えればよい。実際には周波数領域で熱振動の振る舞いを知りたいので運動方程式を周波数領域で表す。調和振動子の運動方程式を複素ばね定数を用いて周波数領域で表すと、以下のようになる [27]。

$$-m\omega^2 x(\omega) + k_0(1 + i\phi(\omega))x(\omega) = F_{ex} \quad (2.2)$$

$k_0(1 + i\phi(\omega))$ を複素ばね定数と呼び、その複素項 $\phi(\omega)$ が調和振動子の散逸を表す。散逸については2.1.2で触れる。よって熱振動の振幅は調和振動子の伝達関数を $H(\omega)$ とすると、

$$\langle x^2(\omega) \rangle = \langle F_{ex}^2(\omega) \rangle |H(\omega)|^2 \quad (2.3)$$

と表すことができる。伝達関数の絶対値は

$$|H(\omega)| = \frac{1}{m[-\omega^2 + \omega_0^2(1 + i\phi(\omega))]} \quad (2.4)$$

である。揺動力 F_{ex} は揺動散逸定理を用いることで求めることができる。揺動散逸定理は揺動力と散逸を結びつける理論である [28, 29]。それによると、揺動力のパワースペクトラムは調和振動子の機械的なインピーダンス $Z(\omega)$ の実部と以下の様に結びつけられる。

$$\langle F_{ex}^2(\omega) \rangle = 4k_B T \Re(Z(\omega)) \quad (2.5)$$

となる。機械的なインピーダンス Z は加えた力 F_{ex} に対する速度の比。つまり、 $Z = F_{ex}/i\omega x$ で定義される。よって式 (2.2) を用いると

$$Z(\omega) = \frac{-m\omega^2 + k_0(1 + i\phi(\omega))}{i\omega} \quad (2.6)$$

よって

$$\Re(Z(\omega)) = \frac{k_0\phi(\omega)}{\omega} \quad (2.7)$$

となる。

2.1. 調和振動子の熱振動

式 (2.4)、式 (2.5)、式 (2.7) を用いると、調和振動子の熱振動のパワースペクトラムは

$$\langle x^2(\omega) \rangle = \frac{4k_B T}{m\omega} \frac{\omega_0^2 \phi(\omega)}{[-\omega^2 + \omega_0^2(1 + i\phi(\omega))]^2} \quad (2.8)$$

と表される。便利のために共振周波数から離れた周波数域での振る舞いを示しておく。

$$\langle x^2(\omega) \rangle \sim \frac{4k_B T}{m\omega} \frac{\phi(\omega)}{\omega_0^2} \quad (\omega \ll \omega_0) \quad (2.9)$$

$$\sim \frac{4k_B T}{m\omega} \frac{\omega_0^2 \phi(\omega)}{\omega^4} \quad (\omega \gg \omega_0) \quad (2.10)$$

2.1.2 散逸

複素ばね定数の複素項 ϕ と散逸の関係を調べる。複素ばね定数の意味は、弾性振動を想定した場合にひずみと応力の間に $\tan \delta = \phi$ で結びつけられる位相 δ のずれがあることを示している。つまり、変位と応力は以下のように表せる。

$$x(t) = x_0 \cos(\omega_0 t) \quad (2.11)$$

$$kx(t) = k_0 x_0 \cos(\omega_0 t + \delta) \quad (2.12)$$

この様に理想的な弾性からずれた振る舞いをする性質を擬弾性 (anelasticity) という。このような現象は多くの物質でみることが出来る。

さて、この系の一サイクルあたりに失われるエネルギー ΔE は周期を $T_0 = 2\pi/\omega_0$ としたときに

$$\Delta E = \int_0^{T_0} \dot{x}(t) kx(t) dt \quad (2.13)$$

と表せる。よって

$$\Delta E = -\frac{2\pi k x_0^2 \delta}{2} \quad (2.14)$$

となる。ただし $\delta \ll 1$ を用いた¹。調和振動子の運動エネルギーは $k_0 x_0^2/2$ なので一サイクルあたりに失われるエネルギーの割合 $|\Delta E/E|$ は、 $\delta \ll 1$ において $\phi \approx \delta$ に注意すると

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \left| \frac{\Delta E}{E} \right| \quad (2.15)$$

すなわち、 ϕ は単位角振動数あたりのエネルギーの散逸する割合を示している。特にここで調べたような共振周波数での $\phi(\omega_0)$ の逆数を Quality factor

¹ 大きくても $\phi = 10^{-5}$ 程度。

(Q 値) と定義する。

$$Q = \frac{1}{\phi(\omega_0)} \quad (2.16)$$

ある Q 値を持つ調和振動子の自由減衰する振幅の大きさ $A(t)$ は時間の関数で

$$A(t) = A_0 e^{-\frac{\omega_0 t}{2Q}} \quad (2.17)$$

と表される。測定開始時 ($t=0$) の振幅を A_0 とした。これは逆に

$$Q = \frac{\omega_0 t}{2 \ln(\frac{A_0}{A(t)})} \quad (2.18)$$

と、書き直すことができる。これは共振周波数で励起した後、自由減衰する振幅の時間変化を測定することで Q 値を求めることができることを意味している。この様な Q 値の測定方法を Ring Down Method と呼ぶ。本論文にある Q 値測定実験はこの方法を用いて行った。

2.1.3 散逸の周波数依存性

干渉計にとって熱雑音が問題になるのは振り子の熱雑音、鏡の熱雑音ともにそれぞれの共振周波数からはずれた周波数領域である。前述のように共振周波数での散逸すなわち Q 値の測定は行うことができる。しかし散逸 ϕ の周波数依存性を直接測定することは難しい。そこで、具体的なモデルを散逸についてたて、測定した Q 値を元に推測する、あるいは系のパラメータを用いて概算する、等の間接的な手法を取ることになる。

特徴的な周波数依存性を持つ散逸要素を系の外部に要因がある場合と、内部に要因がある場合とに分けて考えると、

外部 残留ガスによるダンピング、Coulomb 摩擦

内部 Structure damping、熱弾性効果

等が挙げられる。これまで散逸と一言で述べてきたが、実際は上に挙げたような複数の散逸要素の重ね合わせたものが現れる。ここでは上に示した散逸要素の概要を紹介する。

残留ガスによる摩擦 干渉計の懸架装置等光学系は超高真空中 (10^{-6} Pa 程度) に置かれる。ここで鏡を吊した振り子を考えてみよう。 10^{-6} Pa では気体分子の平均自由行程は 10^5 cm 程度になり、気体分子同士の衝突は無視できるようになる。ここで振り子に加えられる残留ガスによる摩擦は、気体の粘性ではなく気体分子の振り子への衝突による運動量の交換が主な要因となり、

2.1. 調和振動子の熱振動

速度に比例した摩擦力を受ける。この効果によって決まる Q 値は文献 [30] によると

$$\frac{1}{Q} \approx \frac{PA}{M\omega_0} \sqrt{\frac{\mu}{k_B T}} \quad (2.19)$$

と表される。ここで P 、 A 、 M 、 μ はそれぞれ圧力 [Pa]、鏡の表面積 [m^2]、鏡の質量 [kg]、気体分子の質量 [kg] である。第 6 章、第 7 章で Q 値測定を行っているが、いづれの測定においても問題なく小さい。実際の干渉計においても問題にならない大きさになる。

次に周波数依存性について考える。一般に速度に比例した摩擦力を受ける調和振動子の運動方程式を時間領域で表すと

$$m\ddot{x}(t) + m\alpha\dot{x}(t) + k_0x(t) = 0 \quad (2.20)$$

と表される。 $m\alpha\dot{x}(t)$ が摩擦力を表す。 α はコンスタント。この式を式 (2.2) にならって周波数領域で表すと、

$$-m\omega^2 x(\omega) + k_0(1 + i\frac{\omega\alpha}{\omega_0^2})x(\omega) = 0 \quad (2.21)$$

と書ける。式 (2.2) と式 (2.21) の複素項を比較すると、散逸 ϕ は ω に比例することがわかる。よって式 (2.19) で得られる Q 値とこの比例関係を使うと、散逸の周波数依存性は

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{\omega_0 Q} \quad (2.22)$$

と表される。

以上のような周波数依存性を Velocity Damping Model という。他にマグネットを用いた eddy current damping もこのモデルに従う。

散逸がこのモデルに従う場合、熱振動のパワースペクトラムは以下のような周波数依存性を持つ。共振周波数より低い周波数ではコンスタント、高い周波数では $\sqrt{\langle x^2(\omega) \rangle} \propto \omega^{-2}$ の依存性を持つことに注意。

$$\langle x^2(\omega) \rangle \sim \frac{4k_B T}{m\omega_0^3 Q} \quad (\omega \ll \omega_0) \quad (2.23)$$

$$\sim \frac{4k_B \omega_0 T}{m\omega^4 Q} \quad (\omega \gg \omega_0) \quad (2.24)$$

Coulomb 摩擦 Coulomb 摩擦 (Dry friction とom言う) は乾いた表面上を物体が滑るときに生じる摩擦で、動摩擦係数と面にかかる力で表される。具体的には鏡と懸架ファイバーの接点、ファイバーのクランプ部などで生じる可能性がある。つまり本来なら止まって動かないはずのところが動くことによって生じる。動かずに止まっているのは静摩擦係数に依存した摩擦力によってだが、それ以上の力が加わったり、クランプの締め付けが緩い場合などに

表れる。しかし、この摩擦の影響が表れるはQ値測定時などにわざと振動を励起した場合などで、実際の場面では問題にならないと考えられている。

この場合の運動方程式は式(2.2)と異なり、運動方向とは逆向きの速度に依存しない摩擦力を含むことになる。つまり、

$$m\ddot{x}(t) + kx(t) = -F_c \quad (\dot{x}(t) > 0) \quad (2.25)$$

$$m\ddot{x}(t) + kx(t) = F_c \quad (\dot{x}(t) < 0) \quad (2.26)$$

になる。Coulomb 摩擦による自由減衰の様子は、式(2.17)で表されるような指数関数的な減衰ではなく、線形関数的に減衰する [31]。よって、減衰の様子を見ることで Coulomb 摩擦の影響の有無がわかる。いずれにせよ運動方程式そのものが変わってしまうため、2.1.2で行った議論は成り立たず、この摩擦による減衰からQ値を求めることはできない。よって、Q値測定の実験では Coulomb 摩擦の影響が表れていないことを確認する必要がある。

Structure damping model これは物質の内部摩擦によるダンピングで、周波数依存性を持たない。つまり、 $\phi(\omega) = 1/Q$ である。このダンピングの具体的なメカニズムは理解されていないが、実験的にいくつかの試料でこの周波数依存性が確かめられている [32, 33]。また、メカニズムが解らないので数値的に求めることができず、実際にQ値測定をする必要がある。

干渉計の熱雑音の要因となる散逸は、前に述べた Velocity Damping Model に準ずる外的要因よりもむしろ構成する物質の内部摩擦によると考えられており、その周波数依存性は Structure damping model に従うと考えられている。本論文でも Structure Damping Model を用いて熱雑音の概算を行う。

Structure Damping Model に従う場合の熱振動のパワースペクトラムは、Velocity Damping Model と異なり、共振周波数よりも低周波で $\sqrt{\langle x^2(\omega) \rangle} \propto \omega^{-1/2}$ 、高周波で $\sqrt{\langle x^2(\omega) \rangle} \propto \omega^{-5/2}$ の依存性を持つ。式として表すと、

$$\langle x^2(\omega) \rangle \sim \frac{4k_B T}{m\omega_0^2 Q} \quad (\omega \ll \omega_0) \quad (2.27)$$

$$\sim \frac{4k_B \omega_0^2 T}{m\omega^5 Q} \quad (\omega \gg \omega_0) \quad (2.28)$$

のようになる。後述の干渉計の熱雑音では上式が基本になる。式より明らかにように T/Q を小さくすることによって熱振動を低減することが出来る。

図 2.2 にて Structure Damping Model と Velocity Damping Model に従った調和振動子の熱振動のパワースペクトラム密度を比べる。

熱弾性効果 熱弾性効果 (Thermoelastic effect) も内部摩擦の一種で、擬弾性の性質を示す。メカニズムは理解されており、数値的に散逸を求めることができる。C. Zener の文献 [34, 35, 36] で述べられている。

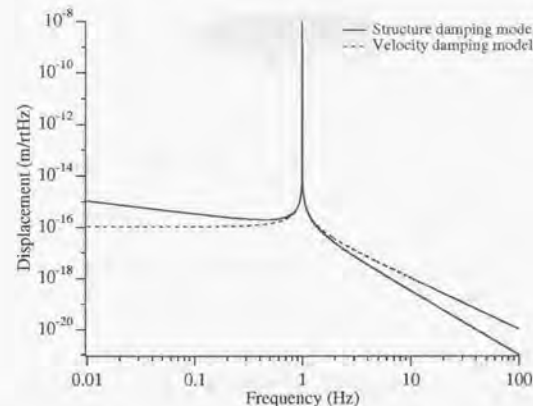


図 2.2: 散逸モデルによる熱振動の違いを示す。共振周波数 1 Hz: 重りの質量 2 kg: 温度 10 K: 振子の Q 値 10^6 で計算した。

物質に周期的な応力を加えるとひずみが生じる。一様でないひずみは物質内に周期的に変化する温度分布を生み出し、物質内部に熱流を生じる。熱流はひずみと位相のずれた応力を生み出す。位相のずれた応力は前に調べたように散逸要素になる。C. Zener によってファイバーを振動させたときの熱弾性効果を求める式は以下のように与えられている。

$$\phi(\omega) = \Delta \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (2.29)$$

ここで、

$$\Delta = \frac{Y\alpha^2 T}{c} \quad (2.30)$$

$$\tau = \frac{1}{2\pi \times 2.16} \frac{d^2}{D} \quad (2.31)$$

である。Y、 α 、c、d、D は、それぞれ、ヤング率 [N/m²]、線膨張率、比熱 [J/K/m³]、ファイバーの直径 [m]、熱拡散係数すなわち熱伝導率を κ [W/K/m] としたとき $D = \kappa/c_0$

例として直径 250 μ m のサファイアファイバーの熱弾性効果を計算すると、200 Hz、 $T = 300$ K で $\phi = 4.5 \times 10^{-4}$ となる。しかし、 $T = 5$ K では $\phi = 2.5 \times 10^{-16}$ の様に無視できるほどに小さくなる。これはサファイアの線膨張率が極低温で劇的に小さくなるからである。熱弾性効果による散逸は室温のサファイアファイバーだけでなく金属製のワイヤのQ値にも測定とよく一致している [37]。

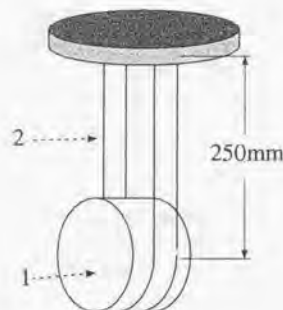


図 2.3: 懸架装置。(1) サファイア製の鏡 (直径 $D=100\text{mm}$ 、長さ $H=60\text{mm}$ 、重さ $m=1.9\text{kg}$)、(2) サファイアファイバー (直径 $d=250\mu\text{m}$ 、長さ $l=250\text{mm}$ → $1\text{Hz}=\omega_p/2\pi$ の振り子。)

2.2 重力波レーザー干渉計の熱雑音

全ての振動しうるものは熱振動を持つ。しかし、干渉計の熱雑音として重要なのは観測帯域 (数 10Hz から数 100Hz まで) で光路長に変化を及ぼすものである。重力波のテストマス、つまり鏡は防振の為に幾段もの振り子によって吊されている。これらの振り子も全て熱振動を持つが、振り子は機械的なローパスフィルタとして働き共振周波数より高い成分をカットする。干渉計の観測帯域は振り子の共振周波数よりも高いので、上段の振り子の熱振動が最下段の鏡に与える影響は小さいと考えられる。この部分の議論は文献 [27] を参照。それに対して最終段の振り子と鏡自身の熱振動は直接、光路長に影響を与える。よってここでは図 2.3 に示すような懸架装置の最終段の図 2.1 にある三種類の熱振動を考える。

なお、これからの議論では Structure damping model が成り立っていると考える。すなわち、 $\phi(\omega)=1/Q$

2.2.1 振り子の熱雑音

振り子の熱雑音は懸架ファイバーの散逸で決まると考えられている。散逸箇所は弾性エネルギーの集中するクランプの部分と考えられる。振り子運動の熱振動は、振り子運動の Q 値を Q_p 、ファイバーの温度を T_f とおき、興味のある周波数領域が振り子の共振周波数よりも高い領域 (10Hz 以上) である

2.2. 重力波レーザー干渉計の熱雑音

点に注意すると、

$$\langle x^2(\omega) \rangle \sim \frac{4k_B\omega_p^2 T_f}{m\omega^5 Q_p} \quad (\omega_p \approx 2\pi \times 1\text{Hz}) \quad (2.32)$$

と表せる。

Dissipation Dilution Theorem (DDT) ここである散逸 $\phi_f(\omega)$ を持つファイバーを使って振り子を作ったときの、振り子運動の散逸 $\phi_p(\omega)=1/Q_p$ と $\phi_f(\omega)$ の関係を述べる。振り子運動のエネルギーは重力のポテンシャル E_{grav} とファイバーの弾性エネルギー E_{el} の合計になる。このうち重力ポテンシャルは散逸がないと考えられるので、振り子運動時の散逸はファイバーの弾性エネルギーの散逸のみと考えられる。これより振り子運動の散逸は

$$\phi_p(\omega) = \frac{\Delta E}{E} = \phi_f(\omega) \frac{E_{el}}{E_{grav} + E_{el}} \quad (2.33)$$

と表される [27]。この様に $\phi_f(\omega)$ が重力のような散逸のないエネルギーによって薄められ、 $\phi_p(\omega)$ として表れるのを、Dissipation Dilution Theorem (DDT) という。

エネルギーの比 E_{el}/E_{grav} はそれぞれのばね定数の比 k_{el}/k_{grav} に等しい。重力加速度、懸架ファイバーの断面二次モーメント ($\frac{\pi d^4}{64}$)、懸架ファイバー一本あたりにかかる張力、鏡を吊すファイバーの本数をそれぞれ g 、 l 、 T 、 n とおくと、 $k_{el}=n\sqrt{TYI}/2l^2$ 、 $k_{grav}=mg/l$ となる。よって一般に $k_{el} \ll k_{grav}$ であることを使うと、

$$\phi_p(\omega) = \phi_f(\omega) \frac{n\sqrt{TYI}/2l^2}{mg/l} \quad (2.34)$$

と表される。

2.2.2 バイオリンモードの熱雑音

懸架ファイバーは弾性体なので弾性振動を持つ。多くの弾性振動の内、特に光軸方向に振動面を持つ横振動は、干渉計に光路長変化をもたらす。それをバイオリンモードの熱雑音とっている。

振り子の熱雑音の場合と異なり、バイオリンモードの熱雑音は一つのモードだけでなく、多くのモードの足し合わせで決まっている。この様に振動モードごとに分解して扱う考え方を Normal mode expansion という。散逸が非一様な分布をしている場合などでは厳密には正しくないが近似的には十分である。また、各振動モードの Q 値はファイバーの散逸で決まっており、モードによらず Q_p の半分であることが示されている [38, 39]。

一般的にモードによって熱振動振幅、つまり光路長変化への寄与は異なる。そこで、モードの足し合わせの際に換算質量 (effective mass) という考え方を

入れると便利がいい。系が単位エネルギー U を持つときの n 次のモードの光路長変化への寄与 Δl_n を考えると、換算質量係数 α_n は以下のように定義される [40]。

$$\alpha_n = \frac{U}{\frac{1}{2} m \Delta l_n^2 \omega_{vn}^2} \quad (2.35)$$

熱振動振幅の大きさは $m_{vn} = \alpha_n \times m$ 、 ω_{vn} をそれぞれ各モードの換算質量、共振周波数として

$$\langle x(\omega)^2 \rangle = \sum_n \frac{4k_B}{\omega} \frac{\omega_{vn}^2}{m_{vn} |-\omega^2 + \omega_{vn}^2| [1 + i \frac{1}{2Q_n}]^2} \frac{2T_f}{Q_p} \quad (2.36)$$

の様に表せる。ここで、文献 [5] より ω_{vn} と m_{vn} はファイバーの線密度を σ とすると以下のように表せる。

$$\cos(\omega_{vn} l/v) - (v \omega_{vn}/g) \sin(\omega_{vn} l/v) = 0 \quad (2.37)$$

$$v = \sqrt{T/\sigma} \quad (2.38)$$

$$m_{vn} = \frac{m}{2} \left\{ 1 + \frac{1}{\cos^2(\omega_{vn} l/v)} \left(\frac{\omega_{vn}}{\omega_p} \right)^2 \right\} \quad (2.39)$$

バイオリンモードの周波数を決める式 (2.37) は近似的に

$$\omega_{vn} \approx n\pi\omega_p \sqrt{\frac{m}{m_f}} \quad (n \neq 0) \quad (2.40)$$

と、表される。 m_f は鏡を吊しているファイバーの全質量。

2.2.3 鏡の熱雑音

鏡は弾性体なので熱的に弾性振動が励起されると光路長変化をもたらす。これが鏡の熱雑音である。鏡の熱雑音は主に基盤の材質の散逸で決まる。

バイオリンモードの熱雑音と同様、鏡の熱雑音の場合も Normal mode expansion を使う。つまり、 n 次のモードの換算質量 m_{mn} 、共振周波数 ω_{mn} 、鏡の温度 T_m 、鏡の Q 値 Q_m を用いて

$$\langle x(\omega)^2 \rangle = \sum_n \frac{4k_B}{\omega} \frac{\omega_{mn}^2}{m_{mn} |-\omega^2 + \omega_{mn}^2| [1 + i \frac{1}{2Q_m}]^2} \frac{T_m}{Q_m} \quad (2.41)$$

と表せる。鏡の熱雑音を考える場合に注意すべきは換算質量がモードの形だけでなく干渉計のレーザービームの半径、レーザーの鏡面中心からのずれ等にも依存する点である。理想的にはレーザーは鏡面の中心に合わせるようアライメントされる (ビームセンタリング) ので、その影響を無視したとしても

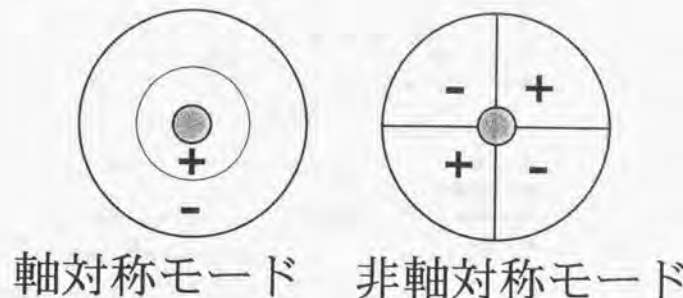


図 2.4: モードによる熱雑音への影響

換算質量の厳密な計算は、三次元の弾性方程式を解くことが必要になるので、困難を極める。この困難を回避するために、等方物質の円柱弾性体の場合には Hutchinson's simulation という方法が開発されている [41]。現在の重力波レーザー干渉計で用いられている鏡は熔融石英製のシリンドラーが主流なので、この方法を使うことができ、モードの周波数に関してはシミュレーションと実験で数%の範囲内で一致している。また有限要素法などの数値シミュレーションを使う方法もある。また、Normal mode expansion を使わずに熱振動を求める方法も提案されている [42]。

モードと熱雑音との関係をみておく。ここで、鏡の形はシリンドラーと仮定する。熱雑音に寄与するかどうかという観点に立つと、振動モードを軸対称とそれ以外に分類できる。この場合の軸とは鏡面に垂直な軸である。通常、干渉計の Fabry-Perot cavity は TEM₀₀ モードでレーザーが共振するように鏡面の曲率などが合わせてある。よって図 2.4 にあるように、非軸対称モードの熱振動に対してはビームセンタリングが正しく行われている限りキャンセルし合って光路長変化として表れない²。つまり注目すべきモードは軸対称モードであることが分かる。

ここで厳密ではないが、鏡の熱振動を概算する方法を示しておく。方針としては熱雑音に最も寄与すると考えられる、共振周波数の低い軸対称モードの熱振動のみ注目する。そして他のモードの寄与を考慮するため、その熱振動をファクター倍して、全体の熱振動とする。長さ l のシリンドラーを想定した場合、その縦振動モード (Longitudinal mode) の周波数は鏡の基板のヤン

² 軸対称モードと比較するとわずかであるが、実際は若干の寄与があることが有限要素法を使った解析で判明した [43]。

表 2.1: 熱振動試算用振り子パラメータ

振り子の Q 値	Q_p	7×10^8
振り子の共振周波数	ω_p	$2\pi \times 1 \text{ Hz}$
1 次のバイオリンモードの共振周波数	ω_{v1}	$2\pi \times 310 \text{ Hz}$
ファイバーの温度	T_f	10 K
鏡の質量	m	1.9 kg
鏡の縦振動モードの Q 値	Q_m	7×10^7
鏡の縦振動モードの共振周波数	ω_L	$2\pi \times 68 \text{ kHz}$
鏡の温度	T_m	30 K

グ率 Y と密度 ρ より、

$$\omega_L \approx \frac{\pi}{l} \sqrt{\frac{Y}{\rho}} \quad (2.42)$$

と表される。このモードの換算質量は $m_L \approx m/2$ で与えられる [27]。文献 [40] にて、他のモードの寄与を含めるファクターとして、 $\langle x(\omega)^2 \rangle$ に対して 12 程度³が与えられているのでこの値を用いる。一般的に観測帯域に対して ω_L は十分高い周波数を持つことを考慮に入ると、

$$\langle x^2(\omega) \rangle \approx 12 \times \frac{8k_B T_m}{m\omega_L^2 Q_m} \quad (2.43)$$

と表される。

式 (2.42) より鏡のアスペクトレシオを変えないと仮定すると、 $\omega_L \propto l^{-1} \propto m^{-\frac{1}{3}}$ の依存性を持つ。すなわち、熱振動は $\langle x^2 \rangle \propto m^{-\frac{1}{3}}$ の依存性を持つことになる。よって、鏡の熱振動を低減するには T/Q を小さくすることが重要になる。

2.2.4 具体例

ここで図 2.3 に示した懸架装置の熱振動のパワースペクトラムの概算を行った。概算に用いたパラメータを表 2.1 にまとめ、図 2.5 に概算した結果を示す。バイオリンモードの熱振動は 10 次のモードまで足し合わせた。

³Saulson は文献 [27] にて $\langle x(\omega)^2 \rangle$ を二つの周波数の低いモードの足し合わせで計算している。それに対して Gillespie は文献 [40] にて実際には Saulson の値より 6 倍大きくなることを示した。本論文では一つのモードだけを使うので 12 倍を適当な値として用いた。

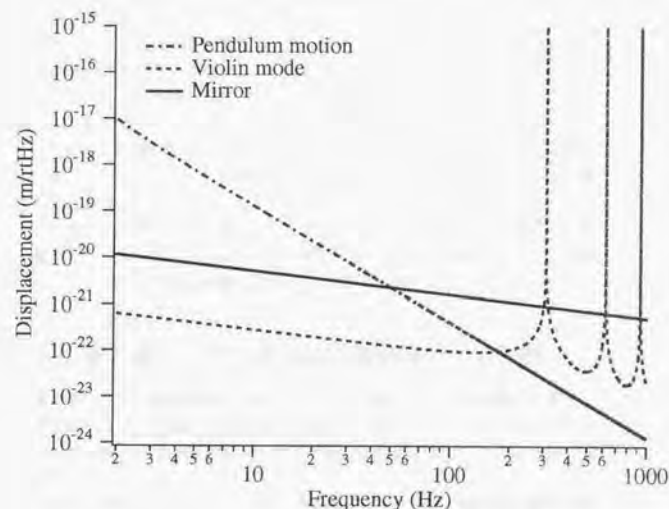


図 2.5: 懸架装置の熱振動。

第3章 低温鏡

重力波の第一検出を目指している。そのために必要なのは高感度の検出器と、それを用いた観測しかない。現在、重力波検出器の主流である、重力波レーザー干渉計の高感度化が世界中で競われている。

重力波レーザー干渉計の感度を、重力波が検出可能なほど向上させるには、「地面振動」「熱雑音」「ショットノイズ」等の様々な雑音を抑えていく必要がある。そのために地面振動には低周波防振装置、ショットノイズに対しては高出力、高安定レーザーや Power recycling 等の先進的な方法が提案、研究されている。「低温鏡」は熱雑音を改善する全く新しい方法である。具体的には、重力波レーザー干渉計の鏡を含む懸架装置全体を極低温に冷却し、熱雑音を低減する。

本研究では「低温鏡」を実現するための基礎技術である、鏡の冷却方法を考案した。そして、その実現可能性を調べるため、懸架装置を試作して性能を調べた。以下この懸架装置の内容について主に述べる。

3.1 重力波レーザー干渉計の高感度化の必要性

重力波は未だに直接検出がなされていない。現在、その直接検出を目指して重力波レーザー干渉計の高感度化が進められている。とくに、km クラスの基線長を持った大型重力波レーザー干渉計の建設がアメリカとヨーロッパで進められている。

干渉計の基線長を延ばすことは、「地面振動」「熱雑音」等の変位雑音の影響を低減し、検出器の高感度化に繋げる一つの方法である。2002年に観測開始予定の基線長4kmのLIGO I[3]はその方針を現実的な限界まで押し進めた検出器である。図3.1にLIGO Iの感度曲線と、干渉計の持つ方向依存性を重みとして掛け合わせ、全方位で平均をとった感度曲線を示す。重力波の検出可能性を考慮するには、この平均を取った感度曲線を用いる。重力波はパルサーを波源とする場合を除いて、基本的にどの方向から来るかわからないからである。

予定通り2002年に観測を始めた場合、LIGO Iは間違いなく世界最高感度の検出器になる。しかし、重力波の検出可能性を考えると一年の観測で10%程度と考えられている。図3.1より、LIGO Iの感度で $S/N=10$ の測定ができる範囲は連星中性子星合体の場合で60 Mpc以内である。第1章で述べたよ

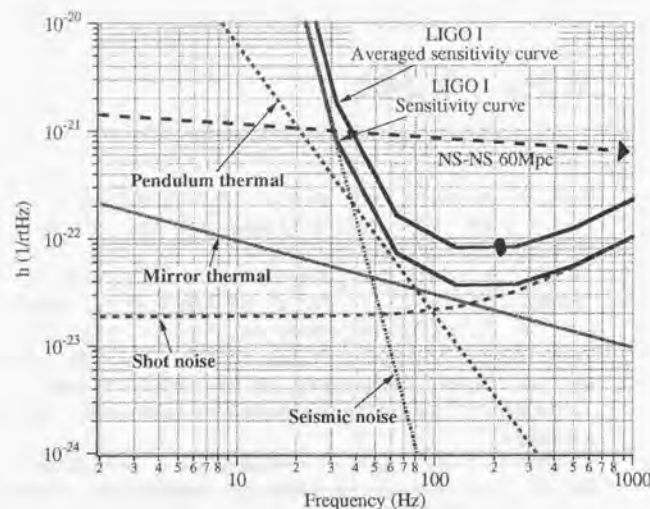


図 3.1: LIGO I の感度。方向依存性を考慮して全方位で平均化した感度曲線も示す。この平均化した感度曲線より、60 Mpc 以内の連星中性子星合体によって発生する重力波を $S/N=10$ 以上で検出することが出来る。この場合の検出可能性は一年間の観測で 10%程度である。

うに、連星中性子星合体の発生する頻度は、200 Mpc 以内で年 2~3 イベントが期待されている。検出確率は観測可能な領域の体積に比例するので、上で述べたような確率になる。

第一検出だけでなく、将来、重力波「天文学」として成り立つには LIGO I の感度では不十分であるといえる。これ以上の基線長の延長が非現実的である以上、さらなる感度向上には図 3.1 より明らかなように、各種雑音要素の低減を進めるほか無い。本論文の主題である「低温鏡」は、それらの雑音要素の中の一つである、「熱雑音」の低減を目的としている。

3.2 低温技術導入の意義と困難

第2章での議論から明らかな様に、「Q 値」と「温度」が熱雑音の大きさを決める上で重要なことは明らかである。熱振動振幅と Q 値¹と温度 T の間

¹structure damping を仮定している。

には

$$\langle x^2 \rangle \propto \frac{T}{Q} \quad (3.1)$$

の関係がある。しかし、現在の干渉計は室温での動作が前提となっているため、Q 値の大きい鏡や懸架装置の開発が熱雑音対策として採られてきた方法である。しかし、殆どの場合で、実現される Q 値は物理的な素性がはっきりしない要因で制限されている。そのため Q 値の改善、すなわち熱雑音の低減は非常に難しい。そこでもう一つのパラメータである温度も積極的に下げ、熱雑音を低減することが考えられた。

図 3.1 にもあるように、鏡の熱雑音は干渉計の最も良い感度を制限する要因の一つであり、その低減は干渉計の感度向上に必須であるといえる。この鏡の熱雑音を低減するために鏡を冷却して温度を下げる。これが「低温鏡」の実体である。

検出器を極低温に冷却して熱雑音を下げ、感度の向上を図るという方法は決して真新しいものではない。実際に、共鳴型の重力波検出器では積極的に行われてきた。それでも、干渉計に低温技術を導入するという試みは今までなされなかった。その主な理由として、

- ・ レーザー光を吸収して発熱する鏡を冷却する方法がない。
- ・ 鏡を冷却するとクライオポンプの効果で鏡面が汚染される²。

等の困難な課題が予想されたからである。本研究では、最初の発熱の問題に取り組み解決した。

発熱の問題を解決する方法として、図 3.2 に示す低温鏡懸架装置を考案した。「単結晶サファイアシリンドラを基材とする鏡」を「単結晶サファイアファイバー」で懸架する。ファイバーの熱伝導で鏡を冷却し、かつ、サファイアの低温で Q 値が増大する性質を生かして熱雑音の低減をはかる。これが本研究の新しいところである。鏡と振り子の Q 値を損なわずに、その鏡を冷却する事が本研究の最も難しい点である。低温鏡懸架装置は後述(第5章から第7章)の実験で示すようにこの問題を解決した。

以下、低温鏡懸架装置の概略を述べる。

3.3 低温鏡懸架装置

第2章で述べたように干渉計の熱雑音は、鏡を吊している最終段の振り子でほぼ決まっている。そこで図 3.2 の様な、鏡を吊す一段の振り子だけ取り出し、研究対象とした。

初めに低温化特有の問題である「鏡の発熱問題」について触れ、その後、具体的な懸架装置の構成について述べる。

²これに関しては実験的に問題にならないことが確認された。[44]

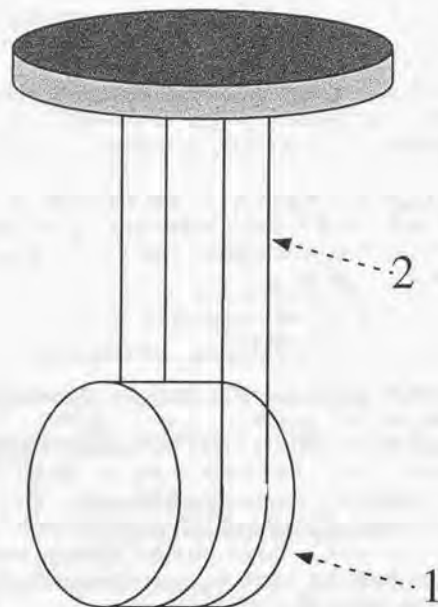


図 3.2: 低温鏡懸架装置。(1) 単結晶サファイア鏡、(2) 単結晶サファイアファイバー。鏡が吸収した熱をファイバーの熱伝導で逃がし、鏡の低温を維持する。単結晶サファイアの Q 値は冷却による増大が期待できる [45] ので、低温化と合わせ、熱雑音の改善が期待できる。サファイアは室温においても熔融石英よりも低損失な素材である。

3.3.1 発熱問題

低温鏡を実現する上で、鏡の発熱を最大の困難の一つとして挙げる事が出来る。鏡は、干渉計の動作中は常に高出力レーザーにさらされることになる。そこには必ずレーザー光の吸収が存在し、鏡に熱を加えることになる。鏡の低温を維持するには、その熱を熱浴に逃がし続ける必要がある。

熱の輸送方法としては、「対流」、「輻射」、「伝導」が考えられる。干渉計の鏡は、第1章で述べたように超高真空中 (10^{-6} Pa) に置かれる。そのため対流による熱の輸送は期待できない。また輻射の効率は T^4 に比例しているので極低温では不利である。最終的に「伝導」が候補として残る。しかし、最終段の振り子はよけいな散逸要素を加えないように出来るだけ単純なものが好ましく、熱を逃がすための熱伝導線などを鏡に取り付けるようなことは出来ない。ここが問題を難しくしている点である。それを解決するために、懸架ファイバー自身を熱伝導路として用いることを鏡冷却のための基本方針とした。よって、熱流の経路となる鏡の基材と懸架ファイバーの素材には、「低温での高い熱伝導率」が必要になる。また「Q 値が大きく、しかも冷却によって増大する」素材を用いることが、熱雑音低減のために重要である。さらに鏡には光学特性も考慮して素材を選ぶ必要がある。

3.3.2 低温鏡懸架装置で用いる素材

表 3.1 に過去に測定された低温と室温での Q 値と、低温での熱伝導率をまとめた。Q 値に関して条件を満たす素材としてサファイア、シリコン、Nb、Mo、Al5056 等が候補として挙げられる。その中でサファイアが熱伝導体としてよく使われる Cu や高純度 Al (99.9999%) と同等の熱伝導率を持つことは注目に値する。逆に Cu や高純度 Al は Q 値の方が期待できない。以上よりサファイアは低温鏡懸架装置の要求を最も高いレベルで満たすと考え、鏡の基材、懸架ファイバーともにサファイアを用いることにした。

サファイアを基材として使った鏡は低温鏡だけでなく室温の干渉計でも検討されており [46]、新しい考えではない。その光学的な特性 (吸収、散乱、屈折率揺らぎ) の評価、複屈折に対する対応など課題はあるが将来的には、現在の熔融石英製の鏡にとって変わると考えられている。その最大の要因はサファイアが熔融石英に対して優れた機械的特性、すなわち高 Q 値、高ヤング率、高密度を持っていることにある。これらの要素は全て鏡の熱雑音を低減する方向に働く。実際の鏡の Q 値は素材だけでなく懸架装置にも左右される。よって、サファイアシリンドラーを低温鏡懸架装置で懸架した状態での Q 値が重要である。

懸架ファイバーにサファイアファイバーを用いるのは初めての試みである。なぜなら、室温のサファイアファイバーは第2章で述べたように熱弾性効果によって Q 値が 10^3 程度に制限されている。室温の干渉計で最も有望な素材

は熔融石英ファイバーで、ファイバーのみで $\sim 10^6$ 程度のQ値が見込まれている[37]。低温のサファイアファイバーがこの値と同等以上のQ値を持たねば、振子子の熱雑音、バイオリンモードの熱雑音に関しては、冷却による熱雑音低減のメリットが薄くなるだろう。

表 3.1: 様々な物質の低温でのQ値と熱伝導率。熱伝導率は目安として低温での最大値を示した (Al5056, Fused silica は除く)。

物質	温度 [K]	Q 値	Q 値 (室温)	形状	熱伝導率 [W/cm/K]
Sapphire[45]	4.2	5×10^9	2×10^8	cylinder	207[47]
Silicon[48]	3.5	2×10^9	4×10^7	cylinder	51[49]
Nb[50]	5	2.3×10^8	5×10^6	cylinder	2.5[51]
Mo[52]	4.2	1.0×10^7	3.0×10^5	torsion	3.62[53]
Cu[54]	4	7×10^4	1×10^3	torsion	196[55]
Al5056[56]	4	4.0×10^7	4×10^5	disk	0.4[57]
Al1050[56]	4	1.3×10^6	4×10^5	disk	3.3[58]
Al(99.9999%)	no data	no data	no data	no data	224[59]
Fused silica[60]	6	4.4×10^3	2.5×10^5	disk	2.0×10^{-3} [61]

3.3.3 鏡の温度の上限值

低温化を考える場合には用いる寒剤のことを考える必要がある。またサファイアの熱伝導で冷却する場合、流せる熱量には限界がある。それは逆に言うと、鏡の温度に上限値があることを意味する。これらを整理しておく。

図 3.3 にサファイアの熱伝導率を示す。図 3.3 よりわかることは 30 K に熱伝導のピークを持つことである。ファイバーによって流れる熱量 Q は、鏡の温度 T_m 、熱アンカーの温度 T_0 とすると、熱伝導率 λ の積分値に比例する。すなわち、

$$Q \propto \int_{T_0}^{T_m} \lambda(T) dT \quad (3.2)$$

となる。これより明らかに T_0 を 30 K 以下にするのが望ましい。 T_0 は寒剤の温度と結びついているが、30 K 以下の寒剤として最も手に入れやすいのは、液体ヘリウム ^4He (4.2 K) である。よって、液体ヘリウム、またはそれに近い温度を持つ冷凍機の使用を考えることにする。以後、熱アンカーの温度を 4.2 K と考える。

次に、熱アンカーの温度を 4.2 K とした熱伝導率積分値を図 3.4 に示す。熱伝導率の温度依存性から予想されるとおり 30 K 以上に鏡の温度が上昇する

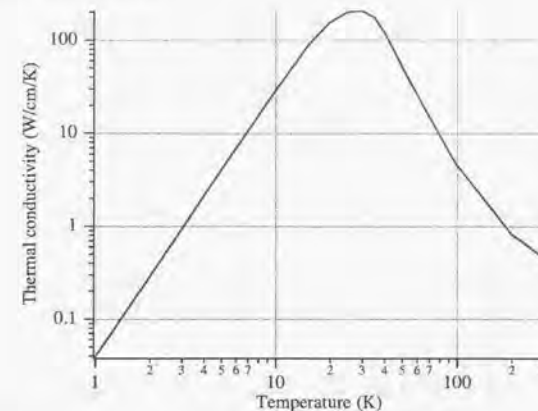


図 3.3: サファイアの熱伝導率。data book[47] に載っているもっとも熱伝導率の高い例を示す。

と、熱の流量が上がらなくなる。もし鏡の温度が 30 K 以上になるような熱が発生した場合、輻射によって熱平衡になるまで鏡の温度は上昇すると思われる。よって、低温鏡の温度の上限値はおおよそ 30 K と定められる。

以上をまとめると図 3.5 に示すような温度分布が低温鏡懸架装置内に出来ると考えられる。

3.3.4 低温鏡導入による他の雑音への影響

低温鏡は熱雑音対策の為に導入されるが、その一方で他の雑音にも影響を与える可能性があることを忘れてはならない。

上で述べたように低温鏡はレーザーパワーにある上限値を定める。その一方で、ショットノイズはレーザーパワーを上げることによって低減することが出来る。すなわち、低温鏡の導入により、ショットノイズの上限を決めることになる。この問題を回避するには十分な冷却能力が低温鏡懸架装置に必要である。

図 3.5 にあるように、低温鏡懸架装置には必ず熱アンカーとの間に熱リンクを取り付ける必要がある。懸架装置は何重もの防振装置によって地面振動から守られているが、取り付け熱リンクにより懸架装置を揺らしてしまうと意味がなくなってしまう。この問題を回避するには、熱リンクを出来るだけ「柔らかく」作らなければならない。これは今後の重要な課題の一つである。

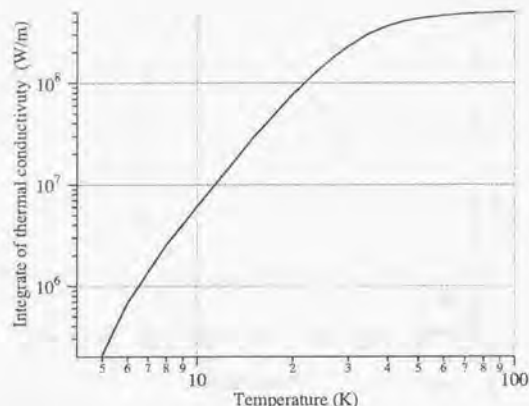


図 3.4: サファイアの熱伝導率積分値。図 3.3 にある熱伝導率の値を使って求め、[m] 単位で規格化した。

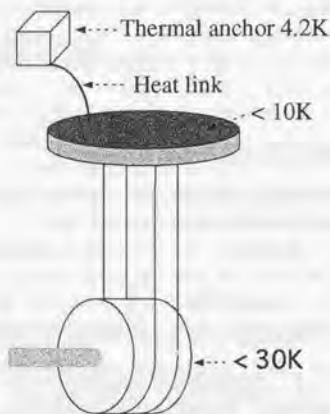


図 3.5: 低温鏡懸架装置内の温度分布。鏡で吸収した熱はサファイアファイバー、heat link を伝わり熱アンカーへ流れる。これにより鏡の低温を維持することが出来る。

3.4 低温鏡懸架装置の研究

低温鏡懸架装置の本質は「サファイアファイバーでサファイアの鏡を吊す」という一点のみにある。その低温鏡懸架装置に関して、「鏡を冷却できるか」、「冷却によって重力波レーザー干渉計の熱雑音の改善が望めるか」を評価した。具体的には以下にリストする三種類の測定を行った。次章以降で詳しく述べる。

- 低温鏡懸架装置で吊したサファイアシリンダーの加熱時の平衡温度。(第5章参照)
- 低温鏡懸架装置で吊したサファイアシリンダーの Q 値の温度依存性。(第6章参照)
- サファイアファイバーの低温での Q 値。(第7章参照)

熱雑音の改善を調べるには、懸架装置の熱振動を測定するのが望ましい。しかし、振動レベルがあまりに小さいため(図 2.5 を参照)現実的で無い。そこで鏡の基材となるシリンダーの Q 値とファイバーの Q 値を測定し、それをもって評価することにした。

3.4.1 研究に用いたサファイアのサンプル

実験にはサファイアシリンダー二種(A, B)と直径 $250\mu\text{m}$ のサファイアファイバーをサンプルとして使った。シリンダー A を温度測定実験に、B を鏡の Q 値測定実験に使用した。大きさは両方とも直径 100mm 、長さ 60mm 。これは TAMA 計画で使われている熔融石英製の鏡と同じ形状である。シリンダーは(米)Crystal Systems Inc. の製品で品質は A が不明、B が HEMLITE グレードの製品を使った。HEMLITE グレードは HEMEX、HEMLUX に次ぐグレードである。製法は Heat Exchanger Method (HEM)。c-axis は A が不明で、B が鏡面垂直方向である。ファイバーは(米)Saphikon Inc. の製品を使った。製法は Edge-defined, Film-fed, Growth (EFG)。

ファイバーの径は、実験で用いるサファイアシリンダーに巻き付けることが出来る最大の直径、という条件で選んだ。図 3.2 の様に懸架するのが最も単純で、簡単な方法だからである。この懸架方法は第5章で述べるように熱接触抵抗という鏡の冷却に不利な要素を持つ。将来、熱接触抵抗が重大な問題になる場合は新しい懸架方法の開発が必要になるだろう。しかし、新しい取り組みの中で冷却能力の下限を知る上では、この最も単純な懸架方法が本研究では適していると考えた。

第4章 低温実験

本章以降、低温鏡懸架装置に関する実験について議論することになる。全ての実験は極低温、真空中で行った。用いた寒剤は液体ヘリウム (^4He) と液体窒素である。ここではクライオスタット、真空容器など各実験共通の実験装置の紹介と、実験の流れを説明する。

4.1 実験装置

図 4.1 にクライオスタットとそれにインストールされる真空容器を示す。クライオスタットは FRP 製で窒素ジャケットを持たないタイプを用いた。クライオスタットの大きさは高さ 1100 mm、外径 400 mm、内径 240 mm。真空容器はクライオスタットの上部フランジから真空パイプによって吊される。真空容器と上部フランジの間には輻射シールドが六層入れられている。真空容器はステンレス製で、ヘリコフレックスガスケットを用いてシールされる。真空容器の大きさは高さ 210 mm、内径 160 mm である。真空容器には 22 pin のフィードスルーが取り付けられており、中に組み込まれる実験装置の電気信号はこれを用いて取り出される。真空ポンプはロータリーポンプとターボ分子ポンプを組み合わせて用いた。真空度はターボ分子ポンプを用いて 10^{-4} Pa 台まで引くことができた。冷却は真空容器をクライオスタット内部に挿入し、液体ヘリウムなどの寒剤に浸すことで行う。真空容器内の実験装置は真空容器からの熱伝導を用いて冷却される。

実験装置の温度は (米) Lake Shore Cryotronics, Inc. 製の Carbon-Glass 抵抗 (CGR) 温度計を用いて測定した。温度によって抵抗値が大きく変化する特性を使い温度測定を行う。CGR 温度計は直径 3 mm、長さ 8.5 mm の銅製の円筒に入れられ、カレント用と電圧用の四本のリード線が取り付けられている。この CGR 温度計を銅製のブロック (10 mm、10 mm、5 mm、縦、横、高さ) にあけてある直径 3.2 mm の空洞に内蔵して用いた。熱接触を十分とるため空洞に真空グリースを塗りつけておく。そして、温度測定をしたい点に真空グリースで銅ブロックを固定した。必要な場合はさらにアルミテープを使って固定した。

CGR 温度計の特徴としてヘリウム温度付近で大きな感度を持つ代わりに、40 K 以上では殆ど感度がない。実験では 40 K 以下で校正されている CGR 温度計を複数用いた。抵抗値は四端子法を用いて印可しているカレントに対す

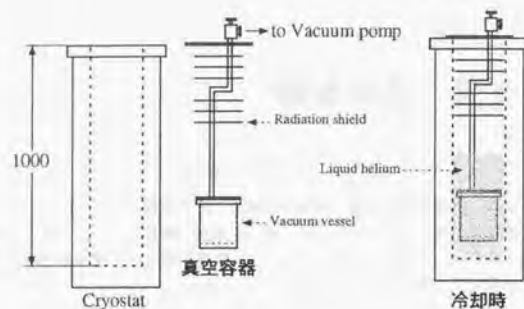


図 4.1: 実験に用いたクライオスタットと真空容器。

る CGR 温度計の電圧出力をモニターして求めた。温度計自身が発熱源にならないように、カレントの大きさを $1\mu\text{A}$ から $100\mu\text{A}$ まで抵抗値に合わせて切り替え使用した。

4.2 低温実験の流れ

低温実験の流れは

1. 実験装置のセットアップ (半日)
2. 予冷 (液体窒素) (半日 - 夜間)
3. 冷却 (液体ヘリウム) (半日)
4. 実験 (半日から 2 日)
5. 昇温 (2 日)

の五段階で一サイクルになる。

第一日目は実験装置を真空容器内に取り付け、動作チェック後に真空容器を封じきり、クライオスタットにインストールする。必要な場合はヘリウムリークディテクターを用いてリークの有無を調べる。インストール後、真空をロータリーポンプで粗挽きし、ヘリウムガスを 300Pa 程度封入する。ヘリウムガスの対流を用いて実験装置を早く冷却することができる。このあと、予冷用の液体窒素をクライオスタットに入れる。予冷は約半日かける。通常は夜間をこの予冷期間に当てる。

第二日目は、窒素温度での測定がある場合は真空を引いた後、実験を行う。測定のない場合は液体窒素のくみ出し後、液体ヘリウムをクライオスタットにトランスファーする。液体ヘリウムは液面計の読みで 80% 程度まで入れた。

100 リットルのヘリウムで三回程度の実験をすることができた。実験装置に取り付けている CGR 温度計の指示がヘリウム温度になるのを確認してから真空を引き始める。真空引き完了後、測定を行う。

測定完了後、残った液体ヘリウムをヘリウムデュワーに戻し、昇温を始める。真空容器にヘリウムガスを入れておくと昇温が速やかにすすむ。この際、温度上昇に伴う真空容器内の内圧の上昇を防ぐために真空引き口に逆止弁を取り付ける。空気などの水つく可能性のある気体が真空容器内に入らないように注意する。昇温はおおよそ二日で完了する。

以上、実験期間をのぞいて三日から四日程度で一サイクル回すことができる。

第5章 鏡の冷却

低温鏡懸架装置の冷却可能性と冷却能力を調べる実験を行った。

具体的には、サファイアファイバーで吊したサファイアシリンダーにヒーターで熱を加え、ファイバーの熱伝導によって熱平衡状態になることを確認する。そして、シリンダーの平衡温度を測定した。それとは独立にファイバーの熱伝導率積分値の測定も行い、シリンダーとファイバーの間にある熱接触抵抗の大きさを評価した。

5.1 熱接触抵抗

低温鏡懸架装置は鏡に発生した熱の輸送を懸架ファイバーの熱伝導をもって行う。このとき問題になるのは鏡とファイバーの間の熱接触である。異なる物質を接触させたとき接触部分に温度差が必ず生じる。これを熱接触抵抗という。熱接触抵抗の影響因子としては [62]

- 接触面の表面粗さ
- 熱伝導率や硬さなどの材質
- 接触面同士の押しつけ力

などが挙げられるが、これらから定量的に熱接触抵抗の大きさを求めることは難しい。そこで実験的に測定することが必要になる。

実験ではサファイアシリンダーをサファイアファイバーで懸架した。このシリンダーに反射膜をつけることで干渉計の鏡として用いることができる。今回の実験で反射膜の有無による影響は無いと考えられる。

図 5.1 に本実験の熱環境の概略図を示す。以下、内容を説明する。まず、ファイバーで吊されたシリンダーの温度は以下のように書くことができる。

$$T_m(Q) = \Delta T_{(Q, \dots)} + T_f(Q) \quad (5.1)$$

ここで

$$Q = \frac{nA}{L} \int_{T_a}^{T_f} \lambda(T) dT \quad (5.2)$$

となる。 Q 、 T_m 、 ΔT 、 T_f 、 T_a 、 λ 、 n 、 A 、 L はそれぞれファイバーを流れる熱、シリンダーの温度、熱接触抵抗による温度差、ファイバーの温度、熱アンカー

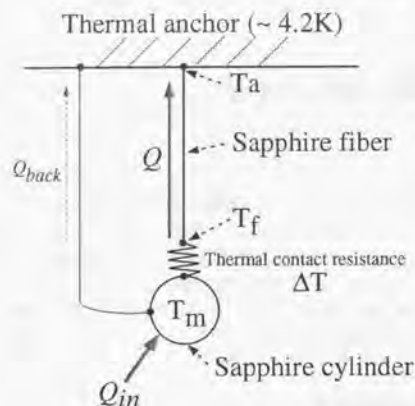


図 5.1: 熱環境概略図

の温度、ファイバーの熱伝導率、熱流路の数、ファイバーの断面積、ファイバーの熱アンカーからシリンダーまでの長さ。式 (5.2) の積分項を熱伝導積分値と呼ぶ。対流と輻射による熱の流出の影響は無視できるとした。以上より T_m を測定し、ファイバーの熱伝導率積分値から T_f を推算することで熱接触抵抗の大きさを評価する。

シリンダーは有限の大きさを持つので実際は温度分布が生じる。この実験の場合、ファイバーの熱伝導がもっとも悪いため、熱平衡状態で温度分布 (温度勾配) はそこに集中的に生じる。それに対し、シリンダーの熱伝導は十分大きい (断面積が大きい) ので、シリンダー内部の温度分布は無視できる大きさになる。よって、ここではシリンダーの温度を単一の値 T_m で表す。実際の測定結果でもこの考えは支持されている。

実際の測定ではシリンダーなどに取り付けたヒーターや CGR 温度計に取り付けた配線からも熱が流れる (この量をバックグラウンドと呼ぶ)。よって $Q = Q_{in} - Q_{back}$ 、 Q_m はヒーターから加えた熱量、 Q_{back} はバックグラウンドを示し、本論文では数値的に求め無視できる量であることを確認した。

5.2 シリンダーの温度測定

図 5.2 に T_m を測定する実験装置の概略図を示す。直径 100 mm、長さ 60 mm のシリンダーをループ状にした直径 250 μm のファイバー 2 本の上に載せて

表 5.1: T_m 測定の熱伝導要素のまとめ

種類	直径 [μm]	熱アンカーまでの長さ [mm]	熱流路の数
サファイアファイバー	250	50	4
ステンレス (ヒーター)	200	100	1
焼青銅 (CGR 温度計)	200	150	16

懸架した。シリンダーは平坦面、側面ともに光学研磨が施されている。ファイバーの熱アンカーから接触点までの長さは 50 mm。ファイバーの端は後述の「サファイアファイバー Q 値測定」の際に用いたクランプで熱アンカーとなる銅アングルに固定されている。二本のファイバーはジグを用いて均等な長さになるように張った。シリンダーの平坦面にはレーザーの吸収による発熱をシミュレートするためにフォイル状のヒーター (72 Ω) が取り付けられている。ヒーターは 4 端子法でカレント印可時の電圧をモニターした。さらにシリンダー表面上に校正済みの CGR 温度計を四つ (c18203-206¹) 取り付けした。ヒーターと CGR 温度計にはそれぞれ熱伝導の悪いステンレス製の同軸ケーブルと焼青銅を配線に用い熱的に孤立させた。これにより、シリンダーに加えられた熱の大部分がファイバーにしか流れない状況ができあがっている。熱アンカーにも CGR 温度計を一つ (c18197) 取り付け温度を測定した。表 5.1 にシリンダーに付随する熱伝導経路をまとめる。実験装置全体を真空容器の中に入れ、 7.0×10^{-4} Pa 以下まで真空に引いた。真空容器はクライオスタットの中に入れられ液体ヘリウムで 4.2 K に冷却される。

測定はヘリウムガスの対流で実験装置全体を 4.2 K に冷却した後、真空引きを行ってから始めた。真空引き完了後、ヒーターでシリンダーに熱を加えシリンダーの温度が平衡状態になるのを待つ。平衡状態は全 CGR 温度計の出力をチャートレコーダーに記録しておき目視で判断した。図 5.3 に示す測定例の様に全ての測定でシリンダーは温度平衡に達した。図 5.2 の様な懸架方法で、サファイアファイバーが熱伝導線として働くことが確認できた。平衡状態の CGR 温度計の出力をデジタルボルトメーターで読みとり、校正表を用いて温度に換算した。その後、ヒーターのパワーを変えて同じように平衡温度の測定を行った。測定はヒーターパワーで 1 mW、3 mW、10 mW、30 mW、100 mW の五点行なった。

¹c18... は個々の温度計に付けられた製品番号。温度計はそれぞれ校正表が異なるので区別する必要がある。

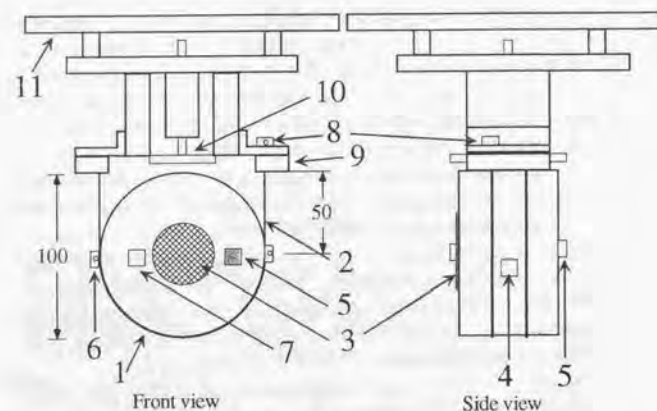


図 5.2: サファイアシリンダー平衡温度 (T_m) 測定用実験装置。(1) サファイアシリンダー (直径 100 mm、長さ 60 mm)、(2) サファイアファイバー (直径 250 μ m)、(3) ヒーター (72 Ω)、(4-7) CGR 温度計 (c18203-6)、(8) CGR 温度計 (c18197)、(9) クランプ、(10) 鏡保持具、(11) 真空容器フランジ。ヒーターでシリンダーに熱を加え、シリンダー上につけた四つの CGR 温度計で温度変化を観察する。そして、シリンダーの平衡温度をヒーターのパワーを変えて測定する。

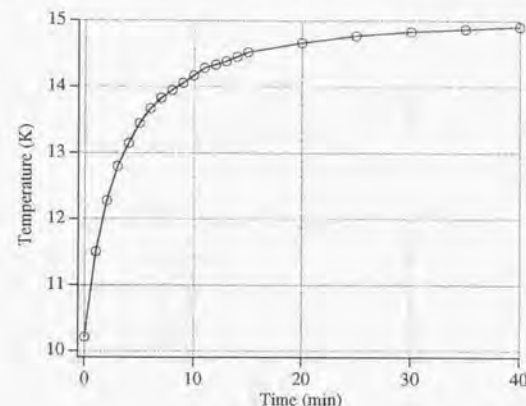


図 5.3: 10 mW の加熱をサファイアシリンダーにした際の温度変化の様子。この結果よりサファイアファイバーが熱伝導路として機能している事が確認できた。

5.3 サファイアファイバーの熱伝導率積分値の測定

この測定で重要なのは、 T_m 測定と異なり、出来るだけ熱接触抵抗が無視できるような状態でファイバーに熱を加えることである。図 5.4 と図 5.5 にファイバーの熱伝導率積分値を測定するための実験装置概略図およびファイバー加熱部概略図を示す。 T_m 測定用実験装置からサファイアシリンダーを取り去り、ファイバー下端を純アルミニウム (純度 99.9998%)² の板 2 枚で挟みネジでクランプした。クランプ部にはグリースを塗って熱接触を良くし、さらに締め付けることで熱接触抵抗の無視できる状態を作った。純アルミ板にヒーター (40 Ω) と CGR 温度計を一つ (c18203) を取り付け、加熱部とした。印可した熱と加熱部の平衡温度からファイバーの熱伝導率積分値を評価することが出来る。ファイバーの熱アンカーから接触点までの長さは 123.5 mm で、 T_m 測定の場合と異なる点に注意する。ヒーターと CGR 温度計は T_m 測定と同じように配線を施し加熱部を熱的に孤立させている。表 5.2 にアルミ板に付随する熱伝導経路をまとめる。実験装置全体を真空容器に入れ、 9.0×10^{-4} Pa 以下まで真空に引いた。真空容器はクライオスタットの中に入れられ液体ヘリウムで 4.2 K に冷却される。測定はヘリウムガスによる冷却後、真空引きをし、平衡温度をヒーターのパワーを変えて測定した。測定はヒーターパワーで 0.6 mW、1.8 mW、6.3 mW、18 mW、60 mW の五点开行った。

² 熱伝導率が高いのでアルミ板の中の温度分布は無視できる

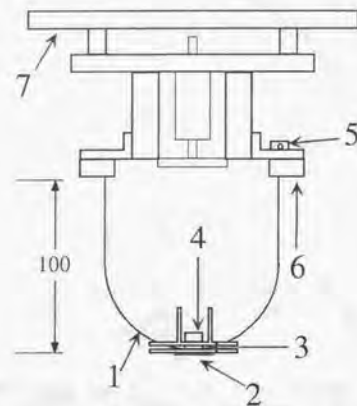


図 5.4: サファイアファイバー熱伝導率積分値測定用実験装置。(1) サファイアファイバー (直径 $250\mu\text{m}$)、(2) ヒーター (40Ω)、(3) 純アルミニウム板、(4) CGR 温度計 (c18203)、(5) CGR 温度計 (c18197)、(6) クランプ、(7) 真空容器フランジ。実験は加熱部につけたヒーターでファイバーに熱を加え、加熱部につけた CGR 温度計で温度変化を観察する。加熱部は熱伝導率の高い純アルミニウムで構成されているため温度分布が無く、ファイバーの温度と等しいと考えられる。ファイバーの平衡温度をヒーターのパワーを変えて測定した。

表 5.2: T_f 測定の熱伝導要素のまとめ

種類	直径 [μm]	熱アンカーまでの長さ [mm]	流熱路の数
サファイアファイバー	250	123.5	4
ステンレス (ヒーター)	200	100	1
焼青銅 (CGR 温度計)	200	150	4

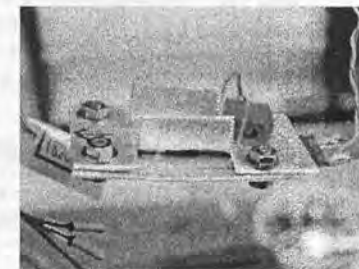
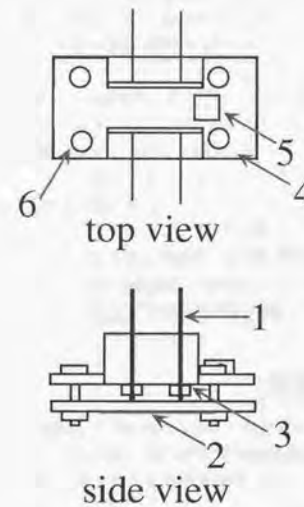


図 5.5: サファイアファイバー加熱部概略図。(1) サファイアファイバー (直径 $250\mu\text{m}$)、(2) ヒーター (40Ω)、(3) 純アルミニウム板 (小)、(4) 純アルミニウム板 (大)、(5) CGR 温度計 (c18203)、(6) 締め付けネジ。加熱部は二枚の大きな純アルミニウム板 (大アルミ板) と小さなアルミニウム板で構成されている。大アルミ板二枚の間に小アルミ板二枚を挟み、ファイバーは小アルミ板と大アルミ板の間にクランプするようにした。

5.4 測定結果

全ての測定でシリンドラーは温度平衡に達した。シリンドラーの平衡温度は、全ての測定に対し、シリンドラー上の四つの CGR 温度計の指示が絶対温度で 1% の範囲内で一致していた。これはシリンドラー内の温度分布が無視できる程度であることを意味し、予想通りである。実際に低温鏡が干渉計に導入された場合、発熱は鏡の内部でも存在する。今回の測定ではシリンドラー表面での発熱をシミュレートしているが、結果として温度分布は無視できるレベルであった。このことより、シリンドラー内部で発熱があった場合でも同様に温度分布は出来ないと考えられ、今回測定したシリンドラーの平衡温度を適応できると考える。

図 5.6 に T_m 測定の結果と数値的に求めたバックグラウンドを併せて示す。図には平衡温度の平均値を示した。バックグラウンドと呼んでいるのは、シリンドラー上に取り付けた CGR 温度計とヒーターの配線から熱アンカーに流れる熱量を意味する。用いているサファイアファイバーは二本だが熱アンカーには四点で接続していることに注意。バックグラウンドの計算は表中の値と参考文献 [63, 64] にある熱伝導率を使って計算した。

図 5.7 にファイバーの熱伝導率積分値の測定結果と数値的に求めたバックグラウンドを示す。バックグラウンドと呼んでいるのは、加熱部につけた CGR 温度計とヒーターの配線から熱アンカーに流れる熱量を意味する。

5.5 考察 - 熱接触抵抗の概算

式 (5.1) に基づいて熱接触抵抗の大きさを求めてみる。それには T_m 測定時の T_f を知る必要がある。便利のように熱伝導率積分値の測定結果をより一般的な量に直しておく。具体的にはファイバーの直径や長さをメートルで規格化した量、

$$\int_{4.2K}^{T_f} \lambda_{(T)} dT = \frac{L}{nA} \{Q_{in} - Q_{back} + \int_{4.2K}^{T_0} \lambda_{(T)} dT\} \quad (5.3)$$

$$\approx \frac{L}{nA} Q_{in} \quad (5.4)$$

に直す。式 (5.3) の右辺かつこ内第三項は熱アンカーが理想的なアンカー温度 4.2 K からずれた分の補正である。この補正項の影響は約 1.3% と小さく³、これからの議論に影響を与えないので無視することにする。図 5.7 より、 Q_{back} も同様に無視できる量である。よって式 (5.4) にあるように Q_{in} を用いて計算する。図 5.8 に実験に使ったサファイアファイバーの熱伝導率の積分値を示す。それと併せて data book [47] にあるサファイアの熱伝導率を使って計算した値をのせる。data book の値と比べると、実験結果は似た温度依存性

³ 図 5.7 をみると、60 mW の加熱時の場合熱アンカーの温度は約 8.5 K。同じグラフからファイバーの温度が 8.5 K の時流れる熱量はおよそ 0.8 mW だとわかる。この値が補正すべき量。

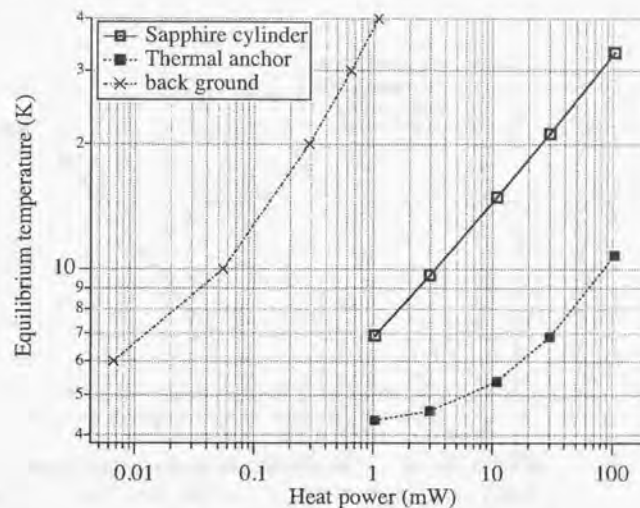


図 5.6: サファイアシリンドラーの平衡温度測定結果。サファイアシリンドラーの温度はシリンドラー上につけた四つの CGR 温度計の読みの平均値。四つの CGR 温度計の絶対温度の読みはすべての測定で 1% 以内で一致している。さらに熱アンカーの温度とバックグラウンドの計算値を示す。図の意味は、例として 3.0 mW の熱をシリンドラーに加えたとき、ファイバーの温度は約 10 K、熱アンカーの温度は約 4.6 K、バックグラウンドに約 0.06 mW 流れたことを示す。バックグラウンドはヒーターに取り付けたステンレス製の同軸ケーブルとシリンドラー上につけた四つの CGR 温度計についている計 16 本の銅製電線の熱伝導による流熱を計算で求めた。ファイバーの直径は 250 μm 、熱アンカーまでの長さは 50 mm。

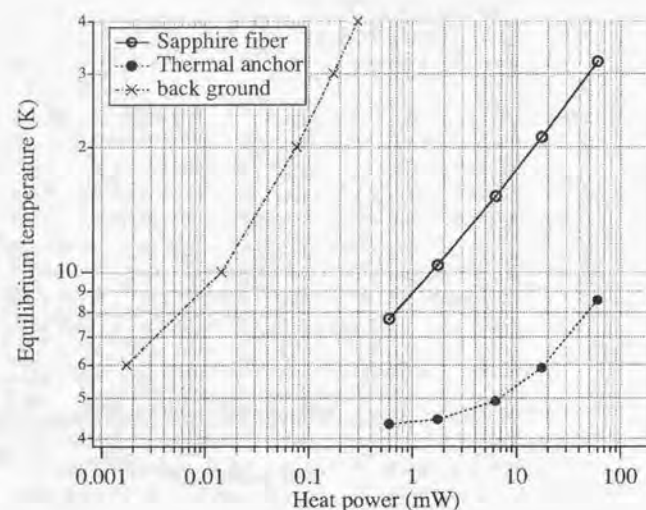


図 5.7: サファイアファイバー熱伝導率測定の結果。正確には熱伝導率の積分値の測定である。熱アンカーの温度とバックグラウンドの計算値を併せて示す。図の意味は、例として 1.8 mW の熱をシリンドーに加えたとき、シリンドーの平衡温度は約 10 K、熱アンカーの温度は約 4.4 K、バックグラウンドに約 0.015 mW 流れたことを示す。バックグラウンドはヒーターに取り付けたステンレス製の同軸ケーブルと CGR 温度計についている計 4 本の銅製電線の熱伝導による流熱を計算で求めた。ファイバーの直径は 250 μ m、熱アンカーまでの長さは 123.5 mm。

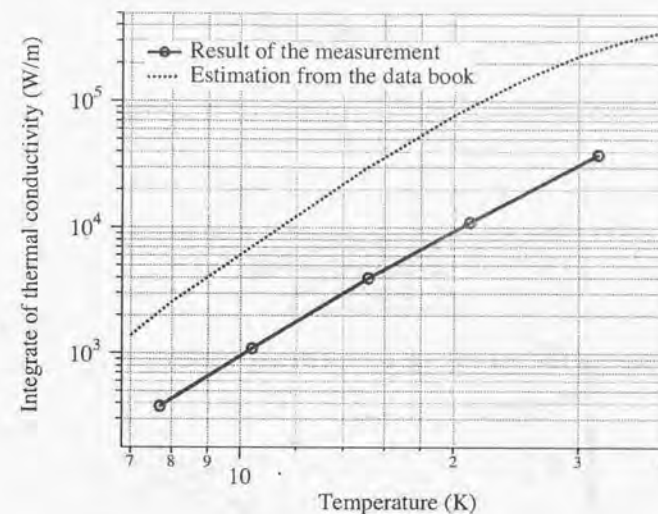


図 5.8: サファイアファイバーの熱伝導率積分値。測定結果と合わせ、data book [47]にあるサファイアの熱伝導率を使って計算した積分値も示す。

を示しているものの値は約 1/6 程度でしかない。ファイバーの質を高めることでさらに熱伝導が改善されることが期待できる。

以上の結果を使って T_m 測定時の T_f を求める。そして T_m と T_f の差から熱接触抵抗の大きさを求める。これは図を使った方がわかりやすい。図 5.9 に T_m の結果と、ファイバーの熱伝導率積分値と表 5.1 にあるファイバーのパラメータを使って得られる T_f を示す。この T_m の場合も Q_{back} と熱アンカーの温度上昇が誤差となるが、影響が小さいので無視する。図 5.9 から明らかにシリンドーとファイバーで温度差が生じている。この温度差が熱接触抵抗の影響と考えられる。図 5.10 に熱量と熱接触抵抗による温度差の関係を示す。

5.6 考察 - 鏡の温度

ファイバーの熱伝導率積分値と、熱接触抵抗の結果を使って干渉計で用いたときの鏡の温度の概算を試みる。そのためには鏡の発熱量を知る必要があり、いくつかの値を仮定する必要がある。

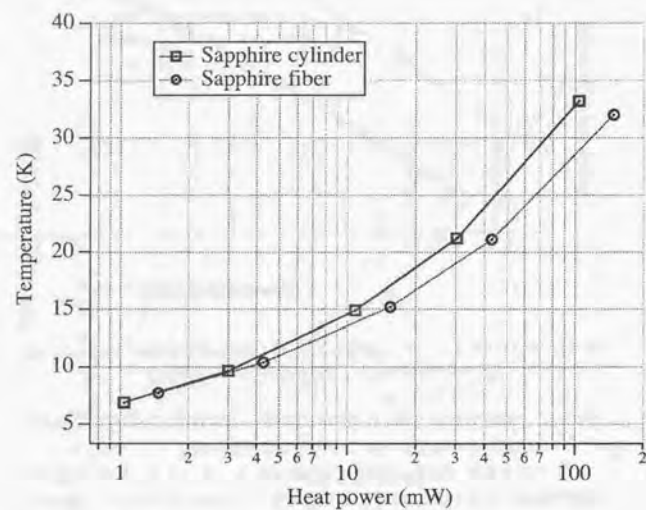


図 5.9: サファイアシリンダーとサファイアファイバーの温度比較。シリンダーは図 5.6 の結果を示した。ファイバーは図 5.8 に示したファイバーの熱伝導率積分値に T_m 測定実験時のパラメータ ($n=4$, $A = \text{直径 } 250\mu\text{m}$ のファイバー断面積, $L = 50\text{mm}$) を入れ、計算した。熱量が大きくなるにつれシリンダーとファイバーの温度差が大きくなるのがわかる。この温度差が熱接触抵抗の影響と考えられる。

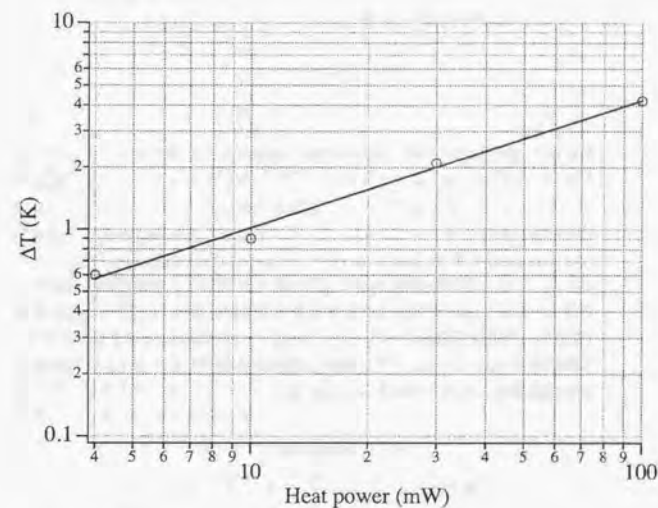


図 5.10: 直径 100 mm、長さ 60 mm のサファイアシリンダー (約 1.9 kg) を直径 $250\mu\text{m}$ のファイバー二本で吊したときの熱接触抵抗による温度差。図 5.9 より温度差を読みとった。

5.6.1 発熱量

最初にレーザーの吸収について考える。図 5.11 にあるように二枚の鏡で Fabry-Perot cavity が構成されている場合、front mirror と end mirror でレーザーの吸収量が異なる。front mirror では鏡の基材と、反射膜の二種類の発熱源がある。end mirror では反射膜で吸収される成分が発熱源になる。ここでは、発熱量の多い front mirror について考察する。実効レーザーパワーを $P[W]$ 、Fabry-Perot cavity のフィネスを \mathcal{F} 、基材すなわちサファイアの吸収率を $a[\text{ppm}/\text{cm}]$ 、鏡の長さを $l[\text{cm}]$ 、反射膜の全吸収率を $b[\text{ppm}]$ とすると front mirror で吸収される熱量 $Q[W]$ は以下のように表せる。

$$Q = \frac{P}{2}al + \frac{P\mathcal{F}}{2\pi}b \quad (5.5)$$

$$= \frac{P}{2}\left(al + \frac{\mathcal{F}}{\pi}b\right) \quad (5.6)$$

右辺第一項が基材で、第二項が反射膜で吸収される熱量である。end mirror の場合は右辺第二項のみになる。以下これ以外の吸熱源がないとして議論する⁴。式 (5.6) から明らかなように、吸熱量を求めるにはサファイアと反射膜の吸収率を仮定しなければならない。サファイアの吸収率は室温での測定で 3.5 ppm/cm から数 10 ppm/cm。最大で 140 ppm/cm 程度の値が報告されている [65, 66]。ここでは 10 ppm/cm を値として用いる。反射膜の吸収率としては $0.5 \pm 0.1 \text{ ppm}$ が文献 [67] にて報告されている。ここでは 0.5 ppm を用いる。フィネス、実効レーザーパワーに関しては TAMA の値を参考にした。この場合で front mirror で 2.1 mW の発熱が予想される。表 5.3 に発熱量とその概算に用いたパラメータをまとめる。

表 5.3: 発熱量概算パラメータ

鏡の長さ	l	6 cm
フィネス	\mathcal{F}	520
実効レーザーパワー	P	30 W
サファイアの吸収率	a	10 ppm/cm
反射膜の吸収率	b	0.5 ppm
全吸収率	$al + \frac{\mathcal{F}}{\pi}b$	140 ppm
発熱量	Q	2.1 mW

⁴実際は光学窓等から 300 K の輻射などの影響も考えられる。しかしこの効果は立体角を小さくすることによって回避することができる。

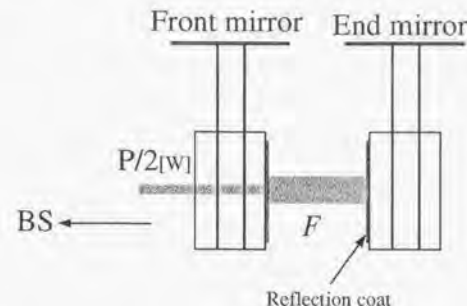


図 5.11: Fabry-Perot cavity の吸熱。二枚の鏡のビームスプリッター (BS) に近い方を front mirror、遠い方を end mirror と呼ぶ。front mirror では鏡の基材と、反射膜で吸収されるレーザーの二種類の発熱源がある。end mirror では反射膜で吸収される成分が発熱源になる。

5.6.2 鏡の温度

発熱量の概算がすんだのでその値を使って低温鏡懸架装置に吊した鏡の温度を考える。図 5.12 に示した懸架装置を想定する。熱アンカーと鏡の接触点までの距離が 250 mm であることだけがシリンダーの温度測定実験と異なる。式 (5.1)、式 (5.2) と熱接触抵抗の結果、実験に用いたファイバーの減伝導率積分値の結果を用いることで求める。ここでは熱接触抵抗による温度差を発熱量にのみ依存すると仮定した。

図 5.13 に結果を示す。

5.7 まとめ

以下のことを実験で確認した。

- サファイアファイバーの熱伝導で鏡に発生した熱を逃がし、冷却することが出来る。
- サファイアファイバーとサファイアシリンダー間の熱接触抵抗の存在を確認した。

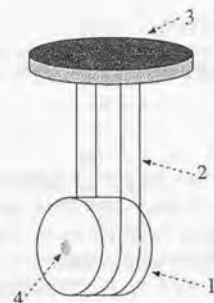


図 5.12: 低温鏡懸架装置。(1) サファイアシリンダー (直径 100mm、長さ 60mm)、(2) サファイアファイバー (2 本掛け、直径 250 μ m、長さ 250mm \rightarrow 1Hz の振り子)、(3) 4.2 K 熱アンカー、(4) 熱 2.1mW

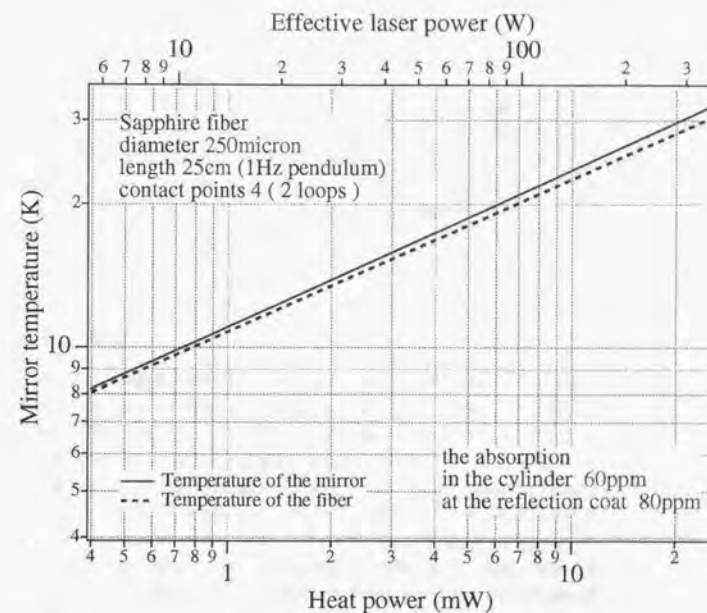


図 5.13: 図 5.12 の鏡の温度。縦軸が鏡の平衡温度、下横軸が鏡の発熱量、上横軸が実効レーザーパワーを表す。30 W の実効レーザーパワーを仮定したとき、発熱量が 2.1mW で、鏡の温度が 15K 程度になることが分かる。逆に鏡の温度を限界値 30 K まで上げると考えると、実効レーザーパワーで 300 W 程度まで許されることになる。

第6章 鏡のQ値

低温鏡懸架装置による冷却で鏡の熱雑音の改善が期待できるか調べた。熱振動の直接測定でなく鏡のQ値でそれを評価した。

サファイアシリンダーを重力波干渉計の鏡と同じように低温鏡懸架装置で吊し、そのシリンダーのQ値の温度依存性を測定した。適当な曲率、反射膜をこのシリンダーの平坦面につければ実際に鏡として使うことができる。反射膜のQ値に与える影響は小さいと考えられるのでこのシリンダーのQ値を鏡のQ値として扱うことが出来る。室温時と冷却時のQ値を比較し、冷却による鏡の熱雑音の改善を評価する。

以下、測定と結果について述べる。

6.1 測定

図6.1に実験装置の概略図を示す。直径100mm、長さ60mmのサファイアシリンダーをループ状にした直径250 μ mのサファイアファイバー2本の上に載せて懸架した。サファイアファイバーは銅の天板にクランプで固定される。本実験で用いたクランプは後述のサファイアファイバーのQ値測定のために開発したクランプとは別種で、アルミニウムブロック(5mm \times 5mm \times 10mm)とアルミニウム製のクランプベースの間にファイバーを挟みねじで締め付ける方式をとっている(図6.2を参照)。図6.1の実験装置は真空容器の中に入れられ、測定時には 10^{-4} Pa程度まで真空に引く。室温、窒素温度(78K)、ヘリウム温度(4.2K)での測定は大気中あるいはそれぞれの寒剤に真空容器をつけた状態で測定を行った。それ以外の測定はヘリウム温度の測定終了後、クライオスタット内の液体ヘリウムをすべて蒸発させ、自然昇温の過程で測定を行った。そのため実際の測定はある温度幅の中で行われている。

シリンダーの結晶軸は平坦面に対して垂直方向を向いている。結晶の品質は製造した(米)Crystal systems Inc.のHemlite grade(上から3番目)のものを用了。両平坦面にのみoptical polishが施され、側面は磨りガラス状態のままである。平坦面には変位計の感度を上げるためにアルミニウムの薄膜を真空蒸着でつけ、極板との静電容量を稼いでいる。なおこのシリンダーは冷却実験に用いたサンプルとは異なる。

Q値の測定には第2章で述べた、ring down methodを用いた。サファイアシリンダーに特定の弾性振動を励起し、その自由減衰の時間依存性を使っ

てQ値を計算する。振動の励起にはPZT素子を用いた。PZT素子はドライバーに取り付けてあり、それを動作させることでPZT素子をシリンドー表面に押しつけたり離したりすることができる。励起時にはPZT素子を表面に押しつけ、PZT素子から励起振動を加える。自由減衰の測定はPZT素子を表面から離れた状態で行う。ドライバーは超伝導線を用いたコイルによるリレーを使った。超伝導線の利用により発熱を抑えることができています。測定温度は実験装置に取り付けた二つのCGR温度計から判断した。

振動の振幅つまり、シリンドー表面の変位の測定には静電容量型の変位計を用いた。これは、実験装置に取り付けられた極板とシリンドー表面の間隔の変化による静電容量の変化からシリンドー表面の変位を読みとる非接触型の変位計である。図6.3に測定系をまとめる。 V_s 、 V 、 x 、 dx 、 c 、 q 、 R 、はそれぞれ変位信号、バイアス電圧、極板間距離、変位、静電容量、電荷、入力抵抗である。図6.3の様な回路を考えた場合、 $V_s = qR$ を使うと

$$V_s = V - \frac{q}{c} \quad (6.1)$$

となる。ここでシリンドー面の振動による c の変化を以下のように考慮する。

$$c = c_0 + \frac{dc}{dx} dx \quad (6.2)$$

$$= c_0 \left(1 + \frac{1}{c_0} \frac{dc}{dx} dx \right) \quad (6.3)$$

これを式(6.1)に代入すると、

$$V_s = V - \frac{q}{c_0 \left(1 + \frac{1}{c_0} \frac{dc}{dx} dx \right)} \quad (6.4)$$

$$\approx V - \frac{q}{c_0} \left(1 - \frac{1}{c_0} \frac{dc}{dx} dx \right) \quad (6.5)$$

$$= \frac{V}{c_0} \frac{dc}{dx} dx \quad (6.6)$$

のようになる。振動を $dx = x_0 e^{i\omega_0 t}$ とおき、 $\frac{dc}{dx} = -c_0/x$ を使うと、最終的に変位信号は

$$V_s = -\frac{V}{x} x_0 e^{i\omega_0 t} \quad (6.7)$$

と出力される。この測定では、 $x < 1 \text{ mm}$ 、 $c \sim 10 \text{ pF}$ 、 $R = 200 \text{ M}\Omega$ に設定して行った。

取得した変位信号はアンプ、バンドパスフィルターを通した後、ロックインアンプを用いて周波数のビートをとった。ビート信号をCGR温度計の出力とともにチャートレコーダーで記録し、振動の自由減衰を測定した。

測定対象は重力波干渉計の熱雑音に大きく寄与する低次の軸対称モード二つを選択した。図6.5に測定した振動モードの側面図を示す。両モードとも軸対称であり、51 kHzが最低次のモード(fundamental mode)、68 kHzがその

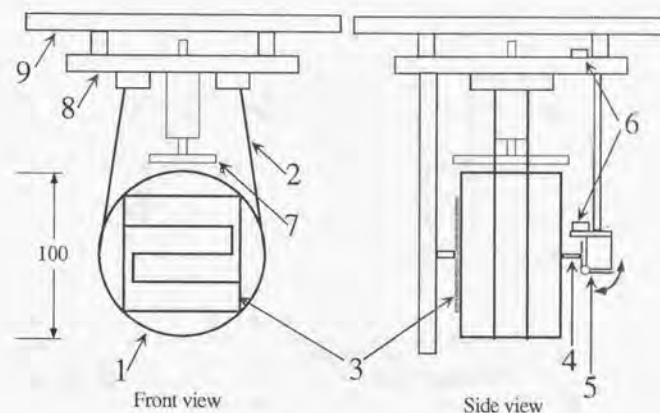


図 6.1: サファイアシリンドーQ値測定用実験装置。(1) サファイアシリンドー (直径100mm、長さ60mm)、(2) サファイアファイバー (直径250μm)、(3) 静電容量型変位計用極板、(4) 振動励起用PZT素子、(5) PZT素子ドライバー、(6) CGR温度計、(7) 鏡保持具、(8) 銅製天板 (4.2K熱アンカー)、(9) 真空容器フランジ

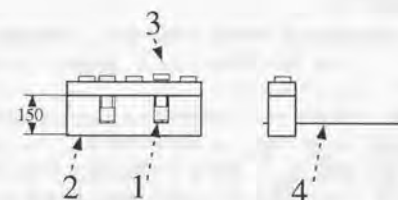


図 6.2: サファイアシリンドーQ値測定用クランプ。(1) アルミニウムブロック (5mm × 5mm × 10mm)、(2) アルミニウムクランプベース、(3) 締め付けネジ、(4) サファイアファイバー。締め付けネジでアルミニウムブロックをベースに押しつけ間に挟んだファイバーをクランプする。

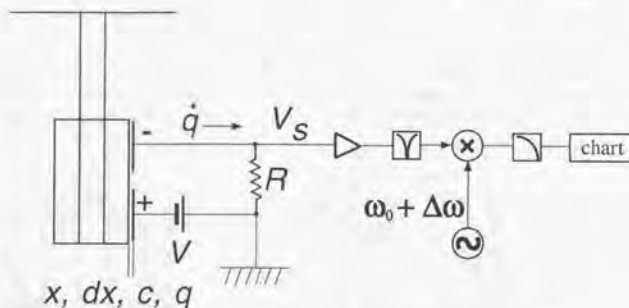


図 6.3: サファイアシリンダー Q 値測定の測定系。変位 $x_0 e^{i\omega t}$ に対して変位信号 $V_s = \frac{1}{2} x_0 e^{i\omega t}$ が得られる。取得した変位信号はアンプ、バンドパスフィルターを通した後、ロックインアンプを用いて周波数のビートをとった。ビート信号はチャートレコーダーで記録した。この測定では、 $x < 1 \text{ mm}$ 、 $c \sim 10 \text{ Fp}$ 、 $R = 200 \text{ M}\Omega$ に設定して行った。

次のモード (longitudinal mode) である。式 (2.43) を使ってシリンダーの熱振動を求めるときは longitudinal mode を使う。周波数とモードの形状は有限要素法を用いたコンピューターシミュレーションプログラム ANSYS を用いて同定した。沼田によるサファイアの非等方性を含めた ANSYS のシミュレーションの結果と実測の周波数は 1% 以下の精度で一致している [43]。

6.2 測定結果

図 6.4 に測定した自由減衰の例を示す。図に示すように指数関数的な減衰を示している。Coulomb 摩擦の影響はみられず、振動振幅の自由減衰から Q 値の評価を行ってもよいと判断した。

ヘリウム温度、窒素温度以外の Q 値測定時の鏡の温度は実験装置に取り付けた CGR 温度計の指示から判断した。表 6.1 にそれをまとめる。測定中の温度変化は $\sim 0.5 \text{ K}$ 程度であった。10 K 以上の測定で温度差が出始めたのは、励起用 PZT をシリンダーに押しつけたり離したりするためのドライバーのコイルが発熱するためと考えられる。コイルは超伝導線を用いて発熱を抑えているが、約 10 K を越えると超伝導状態が壊れ始める。

図 6.6 に Q 値の測定結果を示す。また表 6.2 に特徴的な温度での共振周波数と Q 値をまとめる。両モードとも冷却により Q 値が増大し、特に 15 K 以下では 10^8 を超える値がでてくる。室温との比較では、冷却による Q 値の改善がはっきりと測定された。鏡の温度が 30 K の場合でも、鏡の熱雑音の振幅

表 6.1: サファイアシリンダーの Q 値測定温度

fundamental mode		longitudinal mode	
銅天板	励起用 PZT	銅天板	励起用 PZT
6.5 K	6.5 K	6.1 K	6.5 K
7.5 K	7.7 K	8.1 K	8.1 K
8.7 K	8.7 K	9.3 K	9.2 K
10 K	9.8 K	13 K	14 K
14 K	15 K	15 K	16 K
15 K	17 K	17 K	20 K
19 K	22 K	21 K	25 K
		21 K	33 K

は室温に対してエネルギーで約 1/160 に減衰する。

第 8 章、図 8.2 にこの Q 値測定の結果を使った鏡の熱振動のパワースペクトラムを示している。100 Hz で熱振動の大きさは $\sqrt{\langle x^2 \rangle} \sim 10^{-21} [\text{m}/\sqrt{\text{Hz}}]$ 程度。これは km クラスの干渉計に導入した場合、重力波の振幅になおして、100 Hz で $h \sim 10^{-24} [1/\sqrt{\text{Hz}}]$ 程度になる。

6.3 まとめ

以下のことを実験で確認した。

1. 冷却によって低温鏡懸架装置に吊されたサファイアシリンダーの Q 値が室温時に比べ大きく増大した。30 K 以下で $Q > 7 \times 10^7$ を達成した。
2. 低温と高い Q 値により鏡の熱雑音の冷却による改善が期待できる。

表 6.2: サファイアシリンダーの共振周波数と測定した Q 値。

温度	fundamental mode		longitudinal mode	
	共振周波数	Q 値	共振周波数	Q 値
4.2 K	50.977 kHz	9.6×10^7	67.759 kHz	2.5×10^8
15 K	50.977 kHz	1.0×10^8	67.759 kHz	2.0×10^8
30 K			67.759 kHz	7.2×10^7
78 K	50.971 kHz	2.9×10^7	67.756 kHz	3.5×10^7
300 K	50.633 kHz	3.1×10^6	67.548 kHz	4.6×10^6

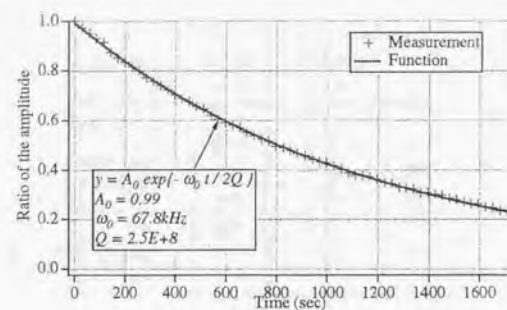


図 6.4: サファイアシリンダー Q 値測定例。サンプルは longitudinal mode の 4.2 K での測定。励起した自由振動が指数関数的に減衰しているのがわかる。このことから Coulomb 摩擦による散逸の影響が無いことがわかる。

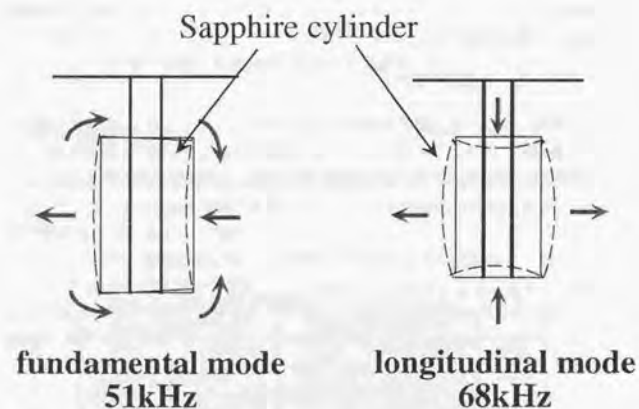


図 6.5: Q 値測定を行ったモードの側面図。両モードとも軸対称である。

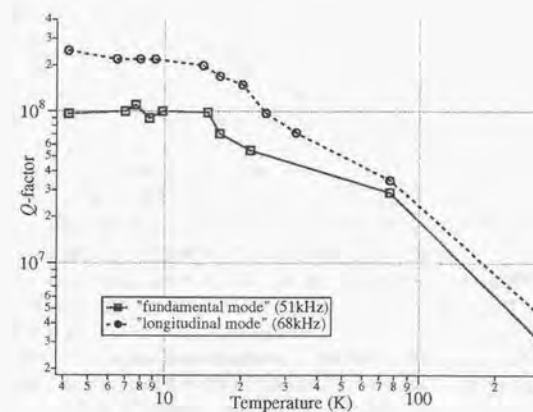


図 6.6: サファイアシリンダーの Q 値の温度依存性の測定結果。

第7章 サファイアファイバーのQ値

低温鏡懸架装置の振り子やバイオリンモード等の、懸架ファイバーの散逸に依存する熱雑音が冷却によって改善されるか調べた。熱振動の直接測定でなく懸架ファイバー、すなわちサファイアファイバーのQ値でそれを評価した。

低温 (78 K と 6 K) でのサファイアファイバーのQ値測定を行った。振り子の熱雑音に効くのは振り子のQ値 (Q_p) だが、その直接測定は振り子運動が低周波 (1 Hz 程度) であることから長時間の測定時間 (Q値が 10^7 の場合で半減期約 600 時間) を必要とし現実的でない。そこで測定したファイバーのQ値から間接的に Q_p を評価することにした。

図 7.1 に振り子運動と、実際に実験で測定したファイバーの bending motion を示す。 Q_p は主に懸架ファイバーとファイバーをクランプする部分の散逸で決まると考えられる。そこで bending motion のQ値 (Q_b) を測定する。このモードは振り子よりも周波数は高いが、振動モードの形が同じである。よって structure damping を仮定すれば 1 Hz (振り子の周波数) で同じ散逸が期待できる。 Q_p に直すにはこの散逸に dissipation dilution theorem (DDT) [27] を適用すればよい。

実験では Q_b の周波数依存性も調べた。周波数依存性を調べることで、散逸要素の特定や、低周波での散逸の振る舞いを予想することが可能であると考えたからである。周波数の変化はファイバーの長さを変えることで行った (およそ 200 Hz から 500 Hz)。

室温でのサファイアファイバーの Q_b はすでに測定されていて、200 Hz で約 5×10^5 という値がでている [37]。同じ文献で測定されている熔融石英ファイバーが Q_b として 10^5 から 10^6 前半の値を出していることに比べるとこの値は決してよい値ではない。サファイアファイバーは室温の重力波干渉計にとってはベストな素材でないといえる。しかしこの測定結果は周波数依存性からサファイアファイバーの熱弾性効果によることが分かっている。この効果はヘリウム温度付近では無視できるほどに小さくなる ($1/Q = 10^{-15}$ 程度) ため、極低温では高いQ値をサファイアファイバーに期待することができる。低温でのサファイアファイバーのQ値測定は初めての試みである。室温の熔融石英ファイバーのQ値 10^6 と 6 K で測定した Q_b を比較して冷却による熱雑音低減の評価をする。

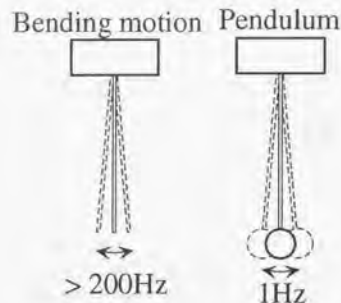


図 7.1: 振り子運動と bending motion

7.1 測定

図 7.2 に実験装置を示す。直径 $250\mu\text{m}$ のサファイアファイバーを用いた。図中のセットアップは三本の銅製の足で真空容器のトップフランジからぶら下げ、真空容器の中に入れられる。銅の足は伝熱路となり、銅テーブルを冷却し、熱アンカーとする。真空はすべての測定で 10^{-4}Pa 以下まで引いた。真空容器はクライオスタット中で液体ヘリウム等寒剤につけられ冷却される。

ファイバーはその片端をクランプで固定する。クランプはサファイアシリンダーのQ値測定に用いたものとは異なるものを用意した。ファイバーのQ値測定においてファイバーの素材が重要なのは言うまでもないが、クランプも大きな要素を占めていると考えられているからである。どのようなクランプが優れているのか定性的にはわからないが、柔らかい板でファイバーをクランプした場合、Q値が低くでることが報告されている [68]。この場合は板にファイバーによる溝ができ、十分にファイバーを固定できないことが原因だと考えられている。シリンダーのQ値測定を行った際のクランプではアルミニウムのブロックを使ってファイバーをクランプしていたが、同様に溝ができており、サファイアファイバーの性能を引き出せない可能性があると考えた。

図 7.3 にこの測定で用いたクランプを示す。アルミニウムのブロックに変わってサファイアブロック ($5\text{mm} \times 5\text{mm} \times 10\text{mm}$ = 縦 × 横 × 奥行き) を二つ用いてファイバーをクランプする事にした。ファイバーをクランプしても上で述べたような溝ができないことと、熱伝導率の良さを重視して選択した。論文中の測定では、サファイアブロックをトルク $50\text{N} \cdot \text{cm}$ で締め付けた M4 のアルミニウムネジでファイバーをクランプした。

Q_h の測定はサファイアシリンダーのQ値測定の時と同様に ring down

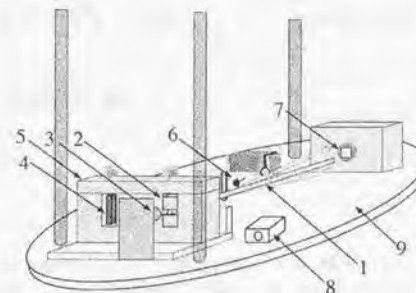


図 7.2: サファイアファイバーQ値測定用実験装置。(1) サファイアファイバー (直径 $250\mu\text{m}$)、(2) サファイアブロック ($5\text{mm} \times 5\text{mm} \times 10\text{mm}$ = 縦 × 横 × 奥行き)、(3) IR LED、(4) 励起用 PZT 素子、(5) クランプ (アルミ製)、(6) 励起用ハンマー、(7) InGaAs フォトディテクター、(8) CGR 温度計用銅ブロック、(9) 銅テーブル

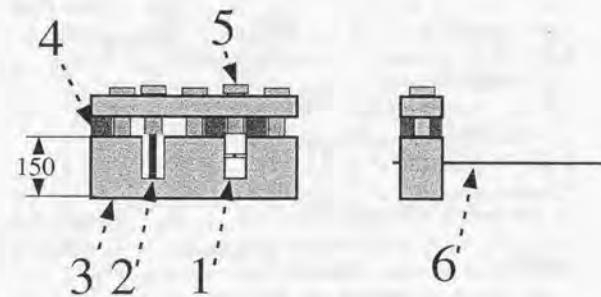


図 7.3: サファイアファイバーのQ値測定用クランプ。(1) サファイアブロック ($5\text{mm} \times 5\text{mm} \times 10\text{mm}$ = 縦 × 横 × 奥行き)、(2) 励起用 PZT、(3) アルミニウム製クランプベース、(4) スペーサー (アルミニウム)、(5) アルミニウムネジ (M4)、(6) サファイアファイバー。アルミニウムネジはトルク $50\text{N} \cdot \text{cm}$ で締め付けた。

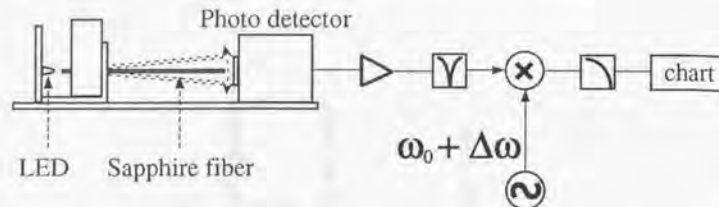


図 7.4: サファイアファイバー Q 値測定の測定系。

methodを用いた。Q値測定したい振動を励起し、その自由減衰の時間依存性からQ値を計算で求める方法である。励起には励起用ハンマーとPZT素子を用意した。共振周波数を探るときは励起用ハンマーで大きく励起し、Q値測定の際はPZT素子で特定のモードのみ小振幅で励起し測定を行った。図7.4に測定系をまとめる。自由減衰はIR LEDとInGaAsフォトディテクターの組み合わせによるシャドーセンサーを用いた。クランプの後部に取り付けられたIR LEDの光はファイバーをクランプしているサファイアブロックを透過してフォトディテクター表面を照らす。ファイバーの振動に応じてディテクターに当たる光量に変化し電気信号としてでてくる。電気信号はアンプとバンドパスフィルターを通した後、ロックインアンプを用いて周波数のピークをとった。ピーク信号はチャートレコーダーにて記録し、振幅の自由減衰を調べ、Q値を評価した。図7.5に測定例を示す。振幅の比は指数関数的に減衰しており、この測定もCoulomb摩擦の影響がないことが分かる。

Q_b の周波数依存性を調べるため、サファイアファイバーをクランプに取り付けたままの状態を先を切断して長さを短くし、共振周波数を変化させた。従って測定は低周波側から高周波側へ順次行われ、すべての測定でファイバーの締め付けの状態は同じだといえる。またこの測定では一つのファイバー長のbending motionに対して二つの共振周波数に分離した。これはどのファイバー長の場合でも約3%周波数がずれて分離している。この周波数の分離はサファイアファイバーが真円でないため起きると考えられる。本論文では低周波側をlower resonance、高周波側をhigher resonanceと呼ぶことにする。

78Kと6Kの二点で測定を行った。温度は銅テーブル上に取り付けたCGR温度計を用いてモニターした。熱伝導率のよい素材で構成されているので、銅テーブル、クランプ、サファイアファイバーで大きな温度分布はできていないと考えCGRの読みをファイバーの温度とする。液体ヘリウムで冷却した測定ではIR LEDの発熱のため4.2Kでなく6Kでの測定になった。

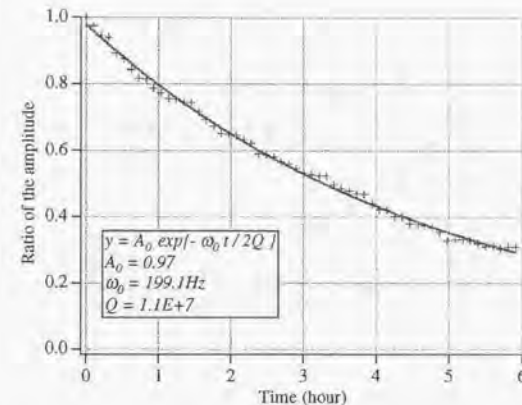


図 7.5: サファイアファイバー Q 値測定の測定例。サンプルは 199 Hz の higher resonance、6 K での測定である。

7.2 測定結果

図7.6及び図7.7に各温度の Q_b の周波数依存性を示す。表7.2及び表7.3にファイバー長さ、共振周波数、各温度での Q_b の値の一覧を示す。

6Kの Q_b の測定結果は全ての測定点で 10^6 を越えた。この測定値から低温鏡懸架装置によって振り子の熱雑音、バイオリンモードの熱雑音など、ファイバーの散逸に依存した熱雑音の低減が期待できる。

図7.8の様な低温鏡懸架装置を考えたときの振り子のQ値を求める。ファイバーの Q_b に、DDTを適用して振り子の散逸 ϕ_p を求め、structure damping modelを仮定して求める。表7.1にDDTに用いる振り子のパラメータをまとめ、図7.9に低温鏡懸架装置の冷却時の振り子の散逸を示す。図より、 $Q_p \sim 7 \times 10^6$ 程度、期待できる。

第8章、図8.2にこの懸架装置の振り子とバイオリンモードの熱振動のワースペクトラムを示す。

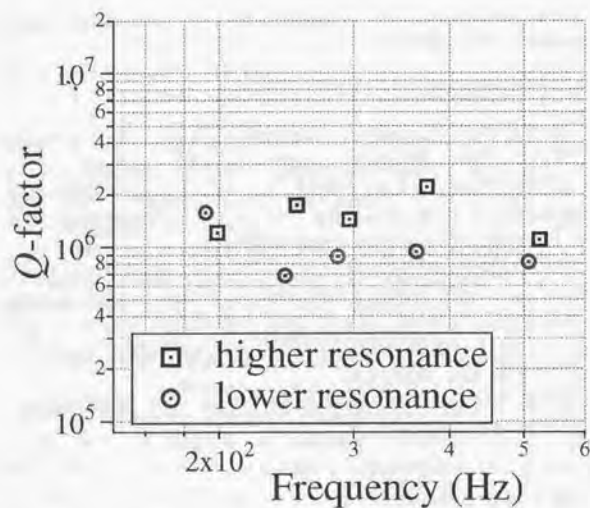
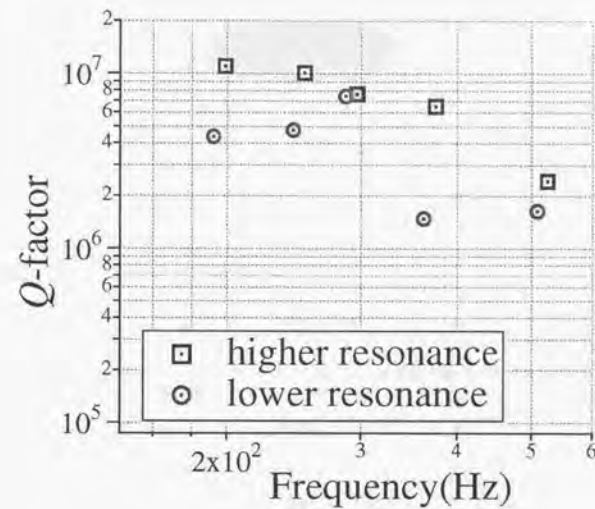
7.3 まとめ

以下のことを実験で確認した。

1. 冷却によってサファイアファイバーのQ値が室温の熔融石英ファイバー

表 7.1: 振りの散逸計算用パラメータ

項目	記号	数値
鏡の質量	m	1.9 kg
振りの長さ	l	0.25 m
ファイバーの本数	n	4
ヤング率	Y	$4.7 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$
断面二次モーメント	I	$1.9 \times 10^{-16} \text{ m}^4$
DDTによる補正	$\frac{n\sqrt{YI/2l^2}}{mg/l}$	8.9×10^{-3}

図 7.6: 78 K での Q_b の周波数依存性。図 7.7: 6 K での Q_b の周波数依存性。表 7.2: Q_b 結果一覧 (lower resonance)

ファイバー長さ	共振周波数	78 K での Q_b	6 K での Q_b
43.0 mm	192 Hz	1.6×10^6	4.4×10^6
38.4 mm	245 Hz	6.8×10^5	4.8×10^6
35.5 mm	287 Hz	8.8×10^5	7.4×10^6
31.0 mm	362 Hz	9.4×10^5	1.5×10^6
26.6 mm	508 Hz	8.2×10^5	1.6×10^6

表 7.3: Q_b 結果一覧 (higher resonance)

ファイバー長さ	共振周波数	78 K での Q_b	6 K での Q_b
43.0 mm	199 Hz	1.2×10^6	1.1×10^7
38.4 mm	253 Hz	1.7×10^6	1.0×10^7
35.5 mm	296 Hz	1.4×10^6	7.6×10^6
31.0 mm	374 Hz	2.2×10^6	6.5×10^6
26.6 mm	525 Hz	1.1×10^6	2.4×10^6

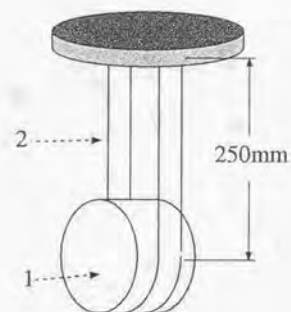


図 7.8: 振りの Q 値計算用モデル。(1) サファイアシリンダー (1.9 kg)、(2) サファイアファイバー (直径 250 μm 、長さ 250 mm \rightarrow 1 Hz の振り子)。

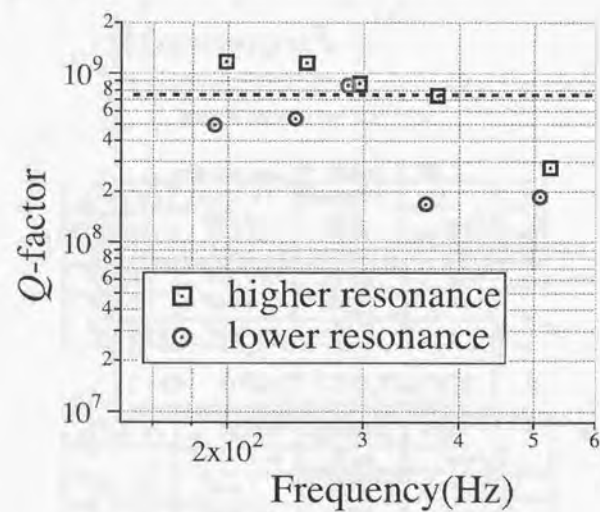


図 7.9: 6 K での振りの散逸。振りの Q 値として $\sim 7 \times 10^8$ (黒点線) 程度が期待できる。

に比べ大きく増大した。

2. 低温と高い Q 値により振りの熱雑音、バイオリンモードの熱雑音など、ファイバーの散逸に依存した熱雑音の低減が期待できる。

第8章 低温重力波レーザー干渉計

この章では低温鏡懸架装置を用いた低温重力波レーザー干渉計について考察する。まず初めに、冷却した低温鏡懸架装置の熱振動が室温の懸架装置のそれに比べ低減されることを示す。次に、具体的な低温重力波レーザー干渉計として LCGT に触れる。その後、重力波の第一検出を目的とした、中型高感度の低温重力波レーザー干渉計を提案する。

8.1 冷却による熱振動低減の効果

今までの実験からサファイアファイバーの熱伝導を使った鏡の冷却と、それによる鏡やファイバーの Q 値の上昇を確認した。

図 8.1 に示すような低温と室温の懸架装置を考え、熱振動の大きさを比較し、冷却の効果をみる。室温の懸架装置については鏡にサファイア、懸架ファイバーに熔融石英を選択した。低温と室温で懸架ファイバーが異なる点に注意。熔融石英ファイバーの振りの Q 値 (Q_p) は、まずファイバーのみの Q 値を 10^6 と仮定し、その値に Dissipation Dilution Theorem を適用して、 Q_p を求める。結果として、熔融石英ファイバーとサファイアファイバーで同程度の振りの Q 値になった。表 8.1 に熔融石英ファイバーに関するパラメータをまとめる。鏡の Q 値に関しては第 6 章で測定した longitudinal mode の 30 K と 300 K の結果を使う。サファイアファイバーによる振りの Q 値は第 7 章で求めた値を使う。表 8.2 に Q 値の値をまとめる。

図 8.2 にそれぞれの懸架装置について計算した熱振動を示す。冷却による熱振動低減の効果がよくわかる。特に鏡の熱雑音に関しては第 6 章で述べたように約一桁の改善がある。この低温による鏡の熱雑音の低減を感度に生かす事が低温重力波レーザー干渉計にとって重要になる。

8.2 LCGT

LCGT[4] は東京大学宇宙線研究所の将来計画として提案されている、検出器の低温化を盛り込んだ基線長 3 km の大型重力波レーザー干渉計である。地面振動の特に小さい神岡鉱山内に設置する事が考えられている。ここではまず始めに LCGT 用の低温鏡懸架装置について、論文中的実験結果を応用してその冷却能力を予測する。そして地面振動、ショットノイズを加えて干渉計

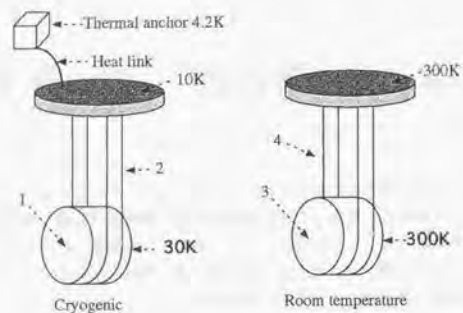


図 8.1: 低温鏡懸架装置と室温の懸架装置。(1, 3) サファイアミラー (直径 100 mm、長さ 60 mm、1.9 kg)、(2) サファイアファイバー (直径 250 μ m、長さ 250 mm)、(4) 熔融石英ファイバー (直径 200 μ m、長さ 250 mm)

表 8.1: 熔融石英の振り子の Q 値

項目	記号	数値
鏡の質量	m	1.9 kg
振り子の長さ	l	0.25 m
ファイバーの直径	d	200 μ m
ファイバーの本数	n	4
ヤング率	Y	7.3×10^{10} N/m ²
断面二次モーメント	I	7.9×10^{-17} m ⁴
DDT による補正	$\frac{n\sqrt{Y}I/2l^2}{mg/l}$	2.2×10^{-3}
ファイバーの Q 値	Q_f	10^6
振り子の Q 値	Q_p	4.5×10^8

表 8.2: 低温と室温の懸架装置の散逸

項目	値
サファイアファイバーによる Q_p	7×10^8
熔融石英ファイバーによる Q_p	5×10^8
サファイアミラー (30 K)	7×10^7
サファイアミラー (300 K)	5×10^6

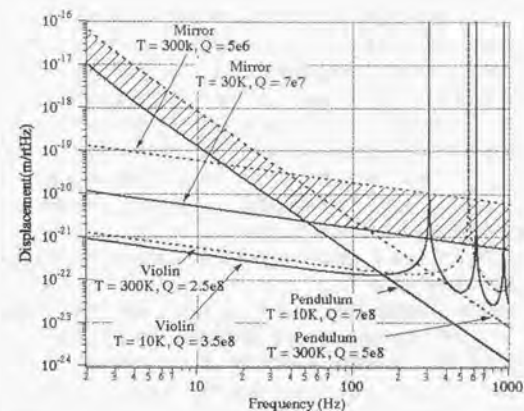


図 8.2: 低温による熱振動の低減。図 8.1 に示した懸架装置の「振り子」「バイオリンモード」「鏡」の熱振動を計算した。図中斜線部が冷却によって、低減した熱振動。

の感度を評価する。

8.2.1 LCGT 用低温鏡懸架装置

表 8.3 に LCGT のパラメータを示す。LCGT は基線長は 3 km の Power recycled Fabry-Perot Michelson 型の重力波レーザー干渉計である。初期の実効レーザーパワーは 2000 W が予定されている。

表 8.3: LCGT パラメータ。鏡の基材、ファイバーともにサファイア。

項目	記号	値
基線長	L	3000 m
フィネス	\mathcal{F}	100
実効レーザーパワー	P	2000 W
鏡の直径	D	300 mm
鏡の長さ	H	180 mm
ファイバーの直径	d	1 mm
ファイバーの長さ	l	250 mm

LCGT の鏡は、論文で用いたサンプル、すなわち基線長 300 m の TAMA

で使われている物より大きい。それは、レーザー光の鏡の縁での回折損失を抑えるために、鏡の直径をレーザー光の直径よりも十分大きく取る必要があるからである。レーザー光は基線長が長くなるにつれ大きく広がる。そのため LCGT の様な km クラスの干渉計では TAMA の鏡より大きい直径 300 mm 程度のものが必要になると考えられている。鏡の長さ方向はアスペクトレシオ (長さ/直径) が極端な値にならないよう、直径に合わせて決めるのが普通である。つまり、棒状のもの (アスペクトレシオ $\gg 1$) や板の様な形状 (アスペクトレシオ $\ll 1$) をとると極端に周波数の低い軸対称モードが発生して鏡の熱雑音に影響を与えるからである。実験で用いたシリンドラのアスペクトレシオ、すなわち TAMA の鏡のそれを採用すると、LCGT の鏡は直径 300 mm、長さ 180 mm になる。

鏡の大型化は、熱雑音の低減に関して大きなメリットを持つ。振り子の熱雑音に関してはファイバーの径一定の場合、鏡の質量 m に対して $\sqrt{x^2} \propto m^{-1/2}$ の比例関係を持つ¹⁾。鏡の熱雑音の場合は第2章で述べたように、アスペクトレシオが一定ならば、 $\sqrt{x^2} \propto m^{-1/2}$ の様に鏡の質量を増すことによって低減することが出来る。また、鏡の直径が大きくなると、今のような懸架方法の場合、より太いファイバーで吊すことが出来る。これは、冷却という観点において非常に有利になる。ここでは直径 1 mm のファイバーを選択する。冷却能力に関しては、ここが大きな変更点になる。

鏡が大きくなることのデメリットとしては、大きくなるほど高品質の素材が得にくくなるという点が挙げられる。そのために、鏡の大きさは前述の回折ロスで決まる下限の大きさが選ばれている。実験で用いたサファイアシリンドラのメーカーである (米) Crystal Systems Inc. では実験的な試みで直径 400 mm、長さ 280 mm のサファイアの固まりを作ること成功している [69]。将来、ここで議論している直径 300 mm、長さ 180 mm のサファイアシリンドラを手に入れることは不可能ではないだろう。しかし、現実的に鏡の大きさが桁違いに大きくなることは難しいと考えられる。

図 8.3 に、この低温鏡懸架装置の冷却能力を示す。この概算には、熱接触抵抗とファイバーの熱伝導率に関して第5章で述べた実験結果を適用した。両項目とも実験による確認が必要なのは言うまでもない。特に熱接触抵抗に関しては、鏡の質量増加とその直径の拡大により、懸架ファイバーの接触面積が増加する方向に働く。これは熱接触抵抗による温度差を下げる方向に働くと考えられる。吸収に関する仮定は第5章と同じとした。つまり、サファイアの基材での吸収率を 10 ppm/cm、反射膜での吸収率を 0.5 ppm とする。フィネスの効果を入れると反射膜では実効レーザーパワーの 13 ppm が熱に変わることが解る。図から、鏡の温度の上限值 30 K での発熱量が 200 mW、実効レーザーパワーが 2000 W であることが解る。つまり、LCGT はこの低温鏡懸架装置で冷やすことが出来る。

¹⁾ 鏡の質量を増すことで振り子の散逸が $m^{-1/2}$ で小さくなることを含んでいる。

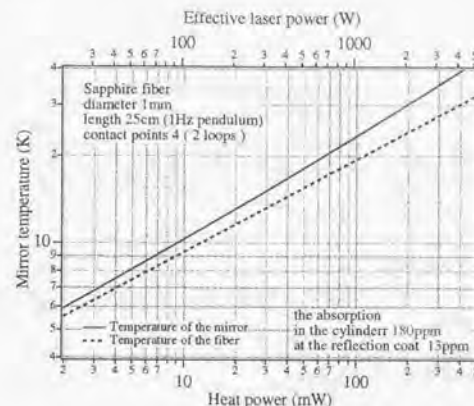


図 8.3: LCGT 用低温鏡懸架装置の冷却能力。縦軸が鏡の平衡温度、下横軸が鏡の発熱量、上横軸が実効レーザーパワーを表す。点線はファイバーの温度を表し、それに熱接触抵抗による温度上昇の効果を含めて、実線で示した鏡の温度になる。

最後に LCGT 用低温鏡懸架装置の熱振動を求めておく。表 8.4 に熱振動の計算に必要なパラメータを整理しておく。また、図 8.4 に第7章で測定したサファイアファイバーの Q 値に、DDT の補正を施して求めた振り子の散逸を示す。その散逸に対して structure damping を仮定し、ここでは振り子の Q 値を 2×10^8 とした。

図 8.5 に計算した熱振動のパワースペクトラム密度を示す。図より明らかに violin mode の熱振動は鏡のそれに比べ小さい。以後の、干渉計の感度の評価では振り子と鏡の熱雑音にのみ注目する。

8.2.2 LCGT の感度

図 8.6 に初期の LCGT の感度曲線を示す。比較のため室温の場合の感度曲線も重ねて示す。室温の振り子の Q 値に関しては熔融石英ファイバーとサファイアファイバーで同程度と考え同じ値を使った。

地面振動に関しては、LCGT の設置場所として予定されている神岡鉱山の常微動のレベルが通常の地面より一桁小さいことを考慮した。すなわち、常微動のパワースペクトラム密度は以下ようになる。

$$\delta_{\text{noise}} = \frac{10^{-8}}{f^2} \quad [\text{m}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (8.1)$$

表 8.4: LCGT 用低温鏡懸架装置の熱振動計算パラメータ

項目	記号	値
鏡の質量	m	50 kg
DDT による補正	$\frac{\pi\sqrt{TYI/2l^2}}{mg/l}$	2.7×10^{-2}
振り子の Q 値	Q_p	2×10^8
振り子の温度	T_p	10 K
振り子の周波数	ω_p	$2\pi \times 1$
バイオリンモードの最低次の周波数	ω_{v1} [rad/sec]	$2\pi \times 400$ Hz
鏡の Q 値	Q_m	7×10^7
鏡の温度	T_m	30 K
鏡の縦振動モードの周波数	ω_L	$2\pi \times 23$ kHz

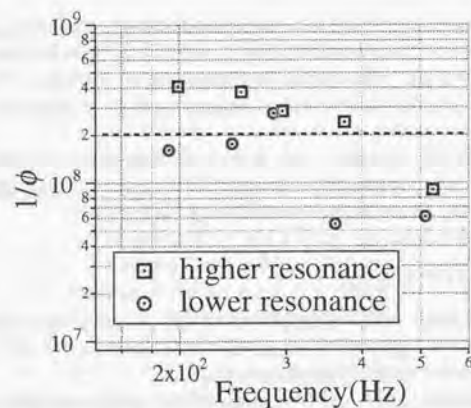
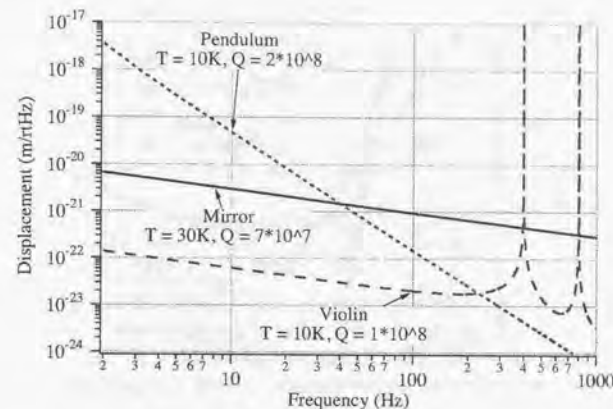
図 8.4: 6 K での振り子の散逸 (ϕ). 振り子の Q 値として $\approx 2 \times 10^8$ (黒点線) 程度が期待できる。

図 8.5: LCGT 用低温鏡懸架装置の熱振動

この常微動に対する防振装置の性能として、10 Hz あたり -160 dB の減衰比を仮定した。これは理想的な 1 Hz の振り子四段で得られる性能だが、実際には超低周波防振装置を絡めて実現されるだろう。

図 8.6 から明らかなように低温化によって下げた鏡の熱雑音に比べ、ショットノイズレベルが高く、低温導入による感度向上が振り子の熱雑音による低周波部分のみしかない。例として図 8.7 に示すように、一桁のショットノイズの低減が可能ならば、低温化による感度向上の恩恵を得ることが出来る。しかし、それは実効レーザーパワーにして二桁の向上、つまり 200000 W もの大きなパワーが必要ということになる。2007 年観測開始予定の LIGO II の実効パワーが 10000 W だが、それと比較してもとてつもない大きさであることが解る。将来を目指した高出力のレーザーの開発や、低温鏡懸架装置の冷却能力の向上をはかることは十分意味がある。しかし早期の実現は難しいであろう。

8.3 重力波の第一検出

現在の重力波を研究する者が最も望んでいる物理的成果がその第一検出であることは間違いない。そこで、重力波の第一検出を目標とした、LCGT とは異なる低温重力波レーザー干渉計を提案する。その内容は、低温技術を導入して高感度化 (100 Hz で $h[1/\sqrt{\text{Hz}}] \approx 10^{-23}$) した中型 (基線長 300 m) の重

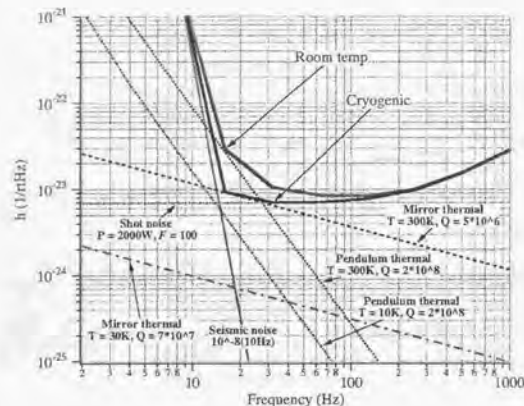


図 8.6: LCGT の感度曲線-初期型。ショットノイズレベルが鏡の熱雑音に比べ大きく、低温化が感度向上に結びついていない。

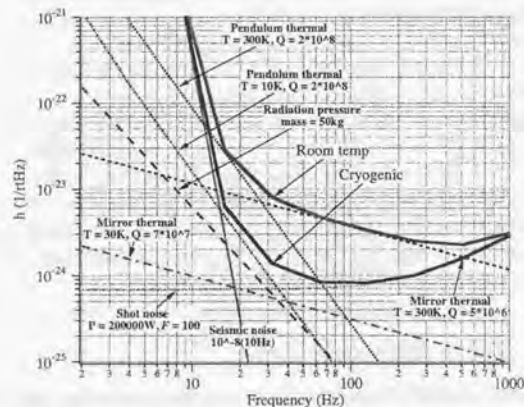


図 8.7: LCGT の感度曲線-advanced type。ショットノイズレベルを十分下げることが出来れば低温による熱雑音低減の効果を発揮することが出来る。

力波レーザー干渉計である。この干渉計を神岡鉱山内のような地面振動の静かな場所に設置する。検出器の規模を小さくして「低予算」と「短い建設期間」をはかりながら、全周波数領域で LIGO I より 3 倍以上の感度向上を実現することが特徴である。3 倍の感度向上は検出確率にして 27 倍の向上につながる。この干渉計を 2007 年に予定されている LIGO II より前に観測を開始することが、第一検出を達成する上での基本的な戦略になる。

以下、便宜的にこの干渉計を GRAF (GRAVitational wave Finder: グラフ) と呼ぶことにする。

8.3.1 第一検出のための戦略

重力波の第一検出が諸外国の研究グループとの競争であることを忘れてはならない。考慮すべき要素は、その時点で最も感度の高い検出器が何であるかという点である。現在最も感度が高いのは日本の TAMA である。2002 年のアメリカの LIGO I (基線長 4 km) の観測開始から km クラスの干渉計が登場する。2003 年以降にはヨーロッパの VIRGO (基線長 3 km) も観測を始めると考えられている。LIGO I と VIRGO では低周波で VIRGO が優れているものの全体的に同程度である。しかし、重力波の検出はまだ難しいと考えられている。次に大きな変化があるのは 2007 年の LIGO II の観測開始である。LIGO II は LIGO I から一桁程度の感度の向上を計画している。ここで戦略として LIGO II より早く、LIGO I や VIRGO よりも高感度の干渉計を作ること考えた。図 8.8 に LIGO I と LIGO II の感度曲線を示す。

8.3.2 短い基線長の善し悪し

ここでは基線長の短い干渉計のメリット、デメリットについて整理する。基線長の短い干渉計には以下に挙げるような有利な点がある。

- 低予算
- 短い工事期間
- 操作性

干渉計にかかるコストや工事期間の殆どは基線長の長さに依存した、土地代、長い真空パイプにかかる費用、トンネル工事の費用と期間などで決まっている。基線長が 1/10 になると、コストに関しては 1/10、工事期間についても圧倒的に短くなることが期待できる。また基線長が短いほど、干渉計として動作させるための難しさが軽減されることは明らかである。これは、干渉計の安定動作につながり、干渉計動作中の実観測時間の割合を高め、重力波検出の機会の増大に寄与するだろう。以上の要素は全て第一検出の戦略上、非常に重要である。

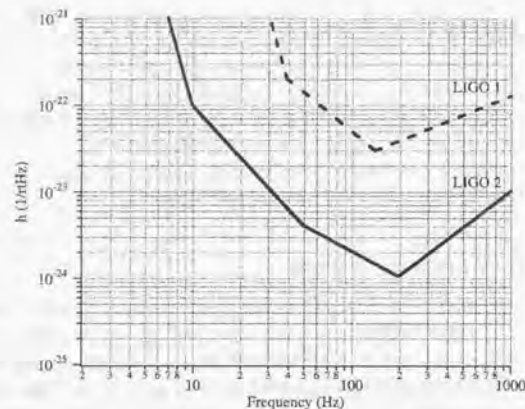


図 8.8: LIGO I と LIGO II。基線長は同じだが、防振装置、懸架装置、レーザーなどを大幅に改良して感度の向上を果たす。

以上のメリットがある反面、基線長の長い干渉計に比べ変位雑音に弱く、結果として感度を出しにくいというデメリットがある。すなわち、第1章で述べたように干渉計の感度を制限している主な雑音源として、「地面振動」「熱雑音」「ショットノイズ」が挙げられる。この内、地面振動と熱雑音は変位雑音であり、干渉計内に光路長変化を引き起こすことによって生じる雑音である。この様な変位雑音振幅 $\sqrt{x(\omega)^2}$ は基線長 L を持つ重力波干渉計の感度と以下の式で結びつけられる。

$$h(\omega)[1/\sqrt{\text{Hz}}] = \frac{\sqrt{x(\omega)^2}}{L} \quad (8.2)$$

これより明らかに基線長の長い大型干渉計の方が、同じ変位雑音振幅の場合感度が上がることが解る。しかし変位雑音振幅を一桁落とすことが出来るならば、一桁短い基線長で大型干渉計と同等の感度を出すことが出来る。GRAF は地面振動に対して「一桁静かな地面」、熱雑音に対しては「低温鏡」を用いて変位雑音振幅を下げ、基線長を短くする事のデメリットを解消し、LIGO I の様な大型干渉計よりも高感度を達成する。

ショットノイズに関しては実効レーザーパワーと、 $L \times f$ を等しくすることで干渉計の基線長の長さによらず同じ感度が得られる。基線長 300m の干渉計で LCGT (基線長 3000m、フィネス 100) と同等にするにはフィネスが 1000 必要になる。

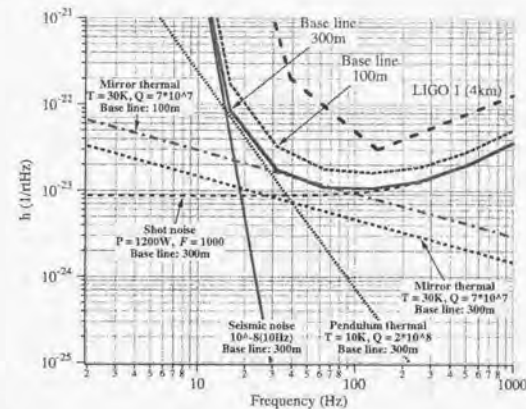


図 8.9: GRAF の感度曲線。参考として、基線長 100m の場合の鏡の熱雑音、感度曲線も示す。基線長を 300m 以上にして鏡の熱雑音を下げても感度の向上には寄与しない。逆に 100m 以下にすると、鏡の熱雑音によって感度が制限され始める。基線長 300m で LIGO I に比べ 3 倍以上の感度向上が期待出来ることが解る。感度向上の要因は表 8.5 にあるように実効レーザーパワーの増大 (x8) によるショットノイズの低減と強力な防振装置、そして低温鏡による熱雑音の低減である。室温の場合、鏡の熱雑音が約一桁増大し、それによって感度が制限される。

8.3.3 GRAF

GRAF の実体は基線長を短くした LCGT である。つまり、GRAF の防振装置、低温鏡懸架装置、レーザー等は LCGT で想定したものをを用いる。図 8.9 に GRAF の感度曲線、表 8.5 に GRAF のパラメータを LIGO I、LIGO II のものと併せてまとめる [14]。GRAF の基線長に関しては図 8.9 より、100m から 300m の間が適当であると考えられる。ここでは 300m として議論を進める。また、注目すべき点として、表 8.5 にあるように防振装置の性能やレーザー光源などは LIGO II に比べ同等以下のスペックである。つまり、低温を除いて技術的な課題は LIGO II よりも先に解決する事が期待でき、目標である LIGO II よりも早い GRAF の完成は決して不可能ではない。逆に、2000 年度に宇宙線研究所で始まる低温干渉計のプロトタイプの開発の成否が重要になるだろう。

GRAF では基線長を LCGT に比べ短くすることを前提にしているが、km クラスで使うような大きな鏡を選んでいる。理由は、大きな鏡を使うことで太いファイバーを利用可能にし、低温鏡懸架装置の冷却能力を出来るだけ高める必要があるからである。冷却能力の向上は利用可能なレーザーパワーの

表 8.5: GRAF パラメータ

項目	GRAF	LIGO I	LIGO II
基線長	300m	4000m	4000m
レーザー出力	100 W	10 W	180 W
干渉計に入るパワー	40 W	5 W	125 W
リサイクリングゲイン	30	30	80
実効レーザーパワー	1200 W	150 W	10000 W
フィネス	1000	100	100
鏡の素材	サファイア	熔融石英	サファイア
鏡の質量	50 kg	11 kg	30 kg
鏡の直径	300 mm	250 mm	280 mm
鏡の厚さ	180 mm	100 mm	120 mm
懸架ファイバー素材	サファイアファイバー	steel	熔融石英リボン
ファイバーの直径	1 mm	不明	$4 \times 10^{-7} \text{ m}^2$ (断面積)
振り子周期	1 Hz	1 Hz	1 Hz
防振装置の減衰比	10^{-8} (10 Hz)	10^{-5} (100 Hz)	10^{-8} (10 Hz)

上限値を引き上げ、ショットノイズレベルの低減に結びつく。GRAF の低温鏡懸架装置は LCGT と同じ直径 1 mm のファイバーを想定した。

発熱に関しては、GRAF のフィネスが基線長が短くなったことで大きくなることを考えに入れる必要がある。つまり、フィネスが大きくなることで反射膜での発熱量が増加する。図 8.3 に直径 1 mm のファイバーで懸架した場合の冷却能力の概算が示されている。その図によると、鏡の温度の上限値 30 K での発熱量は 200 mW であることが解る。GRAF ではフィネス 1000 を仮定しているので、Front mirror での発熱は、鏡に入射するレーザー (実効レーザーパワー P の半分) に対して基材内部で 180 ppm、反射膜で 160 ppm になる。GRAF の実効レーザーパワー P は、以下の関係式から 1200 W となった。

$$200 \text{ mW} = \frac{P}{2} \times (180 \text{ ppm} + 160 \text{ ppm}) \quad (8.3)$$

8.3.4 GRAF による重力波検出の可能性

重力波レーザー干渉計の最も有力な重力波源は連星中性子星の合体である。それによる重力波の振幅は第 1 章で述べたように Matched-Filtering を用いて、

$$h \sim 3 \times 10^{-22} \left(\frac{200 \text{ Mpc}}{R} \right) \quad (8.4)$$

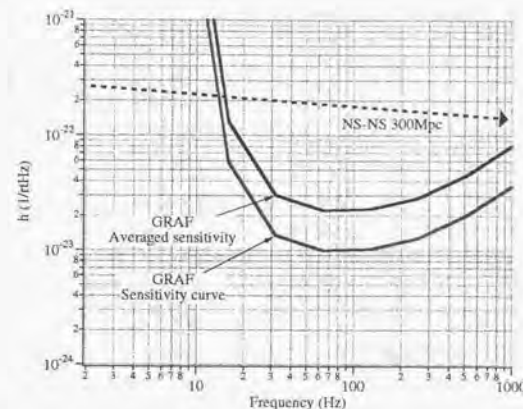


図 8.10: GRAF のターゲット。基線長は 300 m。感度曲線と方向依存性を考慮して全方位で平均化した感度曲線を示す。平均化した感度曲線によると、300 Mpc 以内の連星中性子星合体による重力波を $S/N=10$ 以上で検出できる。この場合、一年で 7~10 イベントが期待できる。

程度になる。GRAF で $S/N = 10$ の測定を行うとすると、図 8.10 に示すように 300 Mpc 以内のイベントに対して感度を持つことがわかる。連星中性子星合体の発生頻度は 200 Mpc 以内で年 2~3 イベントと考えられている。300 Mpc 以内をカバーする GRAF の場合、年 7~10 イベントが期待できることになる。すなわち実観測時間で 50 日 (1200 時間) に一度の割合で、重力波を検出する可能性がある。LIGO II より一年早く観測を始めることが出来れば単独の第一検出は十分可能と思われる。

8.4 まとめ

二種類の低温重力波レーザー干渉計、LCGT と GRAF について考察した。LCGT の現在考えられているショットノイズレベルでは、低温導入による感度の向上は低周波の一部分にとどまっておき、低温鏡の意味は薄い。ショットノイズレベルの低減と低温鏡懸架装置の冷却能力の向上が出来れば室温では不可能な高感度の重力波検出器も不可能ではない。しかしその実現には時間がかかると思われる。

GRAF は重力波の第一検出を目指す検出器として本論文中で提案した。低温鏡による感度向上の利点を生かした中型高感度の干渉計で、完成すれば重

力波の第一直接検出も不可能ではないと思われる。

第9章 まとめ

重力波レーザー干渉計の熱雑音を低減する方法として、新たに鏡とその懸架装置の低温化に取り組んだ。そして、「単結晶サファイアの鏡」を「単結晶サファイアのファイバー」で懸架し、ファイバーの熱伝導で鏡を冷却する方法を考案した(低温鏡懸架装置)。そして実験的に「冷却可能性」と「鏡とファイバーの低温でのQ値の増大」を確認した。以下、研究の成果をまとめる。

- サファイアファイバーの熱伝導で、加熱した鏡を冷やすことに成功した。第5章参照。
- 実際に低温鏡懸架装置で吊したサファイアシリンダーのQ値を測定し、冷却によってQ値が一桁以上増大し、 10^8 に達することを確認した。低温化と合わせて、鏡の熱雑音は振幅にして一桁以上の改善がみこめる。第6章参照。
- 低温でのサファイアファイバーのQ値の測定を行い、最高で 10^7 を超える値を測定した。室温の熔融石英ファイバーと比べても優れた値で、低温化と合わせ、振子子の熱雑音、バイオリンモードの熱雑音など、ファイバーの散逸に依存した熱雑音の低減が期待できる。第7章参照。

以上により、低温化による熱雑音改善の目処が立ち、LCGT等の低温重力波レーザー干渉計の実現の為の基礎を確立できた。本研究は、日本のみならず世界の重力波レーザー干渉計の高感度化と重力波の直接検出に貢献するだろう。

関連図書

- [1] R. A. Hulse and J. H. Taylor. Discovery of a pulser in a binary system. *Astrophys. J.*, Vol. 195, pp. L51-L53, 1975.
- [2] J. Weber. Evidence for discovery of gravitational radiation. *Phys. Rev. Lett.*, No. 22, pp. 1320-1324, 1969.
- [3] A. Abramovici, et al. LIGO: The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory. *Science*, Vol. 256, No. 17, pp. 325-333, apr 1992.
- [4] K. Kuroda, et al. In *XXXIVth Rencontres de Moriond, Gravitational Waves and Experimental Gravity*, 1999.
- [5] 中村卓史, 三尾典克, 大橋正健 (編). 重力波をとらえる - 存在の証明から検出へ, 第 6-6 章. 京都大学学術出版会, 1998.
- [6] 平川浩正. 相対論. 共立出版, 1970.
- [7] L. D. ランダウ, E. M. リフシッツ. 場の古典論. 東京図書, 1964. 広重徹・恒藤敏彦 (訳).
- [8] C. W. Misner, K. S. Thorne, and J. A. Wheeler. *Gravitation*. Freeman, San Francisco, 1973.
- [9] 中村卓史, 三尾典克, 大橋正健 (編). 重力波をとらえる - 存在の証明から検出へ, 第 5 章. 京都大学学術出版会, 1998.
- [10] 中村卓史, 三尾典克, 大橋正健 (編). 重力波をとらえる - 存在の証明から検出へ, 第 6-1 章. 京都大学学術出版会, 1998.
- [11] K. Tsubono. 300-m laser interferometer gravitational wave detector (tama300) in japan. In *Gravitational wave experiment*, pp. 112-114. World Scientific, Singapore.
- [12] C. Bradaschia, et al. Virgo: Very wide band interferometric gravitational wave antenna. *Nucl. Phys. B*, Vol. 28A, No. 17, pp. 54-60, 1992.

- [13] K. Danzmann, et al. In E. Coccia, G. Pizzella, and F. Ronga, editors, *1st Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Wave Experiments*, pp. 100-111. World Scientific, Singapore, 1995.
- [14] LIGO II Conceptual Project Book, 1999.
- [15] Tama status report 99, 1999.
- [16] D. Tatsumi, Mark A. Barton, T. Uchiyama, and K. Kuroda. Two-dimensional low-frequency vibration attenuator using x pendulums. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 70, pp. 1561-1564, 1999.
- [17] M. A. Barton, T. Uchiyama, K. Kuroda, N. Kanda, and H. Ishizuka. Two-dimensional x pendulum vibration isolation table. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 70, pp. 2150-2154, 1999.
- [18] 桜井捷海, 霜田光一. 応用エレクトロニクス-物理学選書 17, 第 5.2.2 章. 裳華房, 1984.
- [19] R. Drever. Interferometric detectors for gravitational radiation. In N. Deruelle and T. Piran, editors, *Gravitation Radiation*, pp. 321-338. North-Holland, 1983.
- [20] M. Ando, K. Arai, K. Kawabe, and K. Tsubono. Demonstration of power recycling on a fabry-perot-type prototype gravitational wave detector. *Phys. Lett. A*, Vol. 248, pp. 145-150, 1998.
- [21] 中村卓史, 三尾典克, 大橋正健 (編). 重力波をとらえる - 存在の証明から検出へ, 第 4 章. 京都大学学術出版会, 1998.
- [22] 中村卓史, 三尾典克, 大橋正健 (編). 重力波をとらえる - 存在の証明から検出へ, 第 5-1 章. 京都大学学術出版会, 1998.
- [23] J. A. de Freitas Pacheco and J. E. Horvath. Gravitational wave emission from galactic radio pulsars. *Phys. Rev. D*, Vol. 56, pp. 859-863, 1999.
- [24] T. Suzuki. Search for continuous gravitational wave from pulsars with resonant detector. In *Gravitational Wave Experiment*. World Scientific, 1995.
- [25] 中村卓史, 三尾典克, 大橋正健 (編). 重力波をとらえる - 存在の証明から検出へ, 第 4-4 章. 京都大学学術出版会, 1998.
- [26] 中村卓史, 三尾典克, 大橋正健 (編). 重力波をとらえる - 存在の証明から検出へ, 第 4-4-2 章. 京都大学学術出版会, 1998.

- [27] P. R. Saulson. Thermal noise in mechanical experiments. *Phys. Rev. D*, Vol. 42, pp. 2437-2445, 1990.
- [28] H. B. Callen and T. A. Welton. Irreversibility of generalized noise. *Phys. Rev.*, Vol. 83, p. 34, 1951.
- [29] H. B. Callen and T. A. Welton. On a theorem of irreversible thermodynamics. *Phys. Rev.*, Vol. 86, p. 702, 1952.
- [30] P. R. Saulson. *FUNDAMENTALS OF INTERFEROMETRIC GRAVITATIONAL WAVE DETECTORS*. World Scientific, 1994.
- [31] L. Meirovitch. *ELEMENTS OF VIBRATION ANALYSIS*. McGraw-Hill, 1975.
- [32] K. Yuki, M. A. Barton, N. Kanda, and K. Kuroda. Measuring the anelasticity of cu-be film under tensile stress using x-pendulum. *Phys. Lett. A*, Vol. 223, pp. 149-154, 1996.
- [33] S. Matsumura, et al. A measurement of the frequency dependence of the spring constant. *Phys. Lett. A*, Vol. 244, pp. 4-8, 1998.
- [34] C. Zener. Internal friction in solids I - theory of internal friction in reeds. *Phys. Rev.*, Vol. 52, pp. 230-235, 1937.
- [35] C. Zener. Internal friction in solids II. general theory of thermoelastic internal friction. *Phys. Rev.*, Vol. 53, pp. 90-99, 1938.
- [36] C. Zener. Internal friction in solids III. experimental demonstration of thermoelastic internal friction. *Phys. Rev.*, Vol. 53, pp. 100-101, 1938.
- [37] G. Cagnoli, L. Gammaitoni, J. Kovalik, F. Marchesoni, and M. Punturo. Low-frequency internal friction in clamped-free thin wires. *Phys. Lett. A*, Vol. 255, pp. 230-235, 1999.
- [38] A. Gillespie and F. Raab. Thermal noise in the test mass suspension of a laser interferometer gravitational-wave detector prototype. *Phys. Lett. A*, Vol. 178, pp. 357-363, 1993.
- [39] A. Gillespie and F. Raab. Suspension losses in the pendula of laser interferometer gravitational-wave detectors. *Phys. Lett. A*, Vol. 190, pp. 213-220, 1994.
- [40] A. Gillespie and F. Raab. Thermally excited vibrations of the mirrors of laser interferometer gravitational-wave detectors. *Phys. Rev. D*, Vol. 52, pp. 577-585, 1995.

- [41] J. R. Hutchinson. Vibration of solid cylinders. *J. Appl. Mech.*, Vol. 47, pp. 901-907, 1980.
- [42] Y. Levin. Internal thermal noise in the LIGO test mass : a direct approach. *Phys. Rev. D*, Vol. 57, pp. 659-663, 1998.
- [43] 沼田健司ほか. 低損失材料のIntrinsic Q 値測定 II. 日本物理学会 1999 年秋の分科会.
- [44] Cryogenic contamination of an ultra-low loss mirror for cryogenic laser interferometric gravitational wave detector. to be published.
- [45] V. B. Braginsky, V. P. Mitrofanov, and V. I. Panov. *Systems with Small Dissipation*. The University of Chicago Press, 1985.
- [46] L. Ju, M. Notcutt, D. Blair, F. Bondu, and C. N. Zhao. Sapphire beam-splitters and test masses for advanced laser interferometer gravitational wave detectors. *Phys. Lett. A*, Vol. 218, pp. 197-206, 1996.
- [47] Y. S. Touloukian and C. Y. Ho, editors. *THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF MATTER VOLUME 2: THERMAL CONDUCTIVITY: Nonmetallic Solids*, pp. 93-97. Plenum Publishing Corporation, 1970.
- [48] D. H. Douglass. Gravitational wave experiments. In *Proceedings of the Academia Nazionale dei Lincei International Symposium on Experimental Gravitation.*, 1976.
- [49] Y. S. Touloukian and C. Y. Ho, editors. *THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF MATTER VOLUME 1: THERMAL CONDUCTIVITY: Metallic Elements and alloys*, pp. 326-339. Plenum Publishing Corporation, 1970.
- [50] P. J. Veitch, J. Ferreira, D. G. Blair, and N. Linthorne. Low temperature acoustic loss of pure and alloyed niobium and titanium with application to gravitational radiation detectors. *Cryogenics*, Vol. 27, pp. 586-588, 1986.
- [51] Y. S. Touloukian and C. Y. Ho, editors. *THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF MATTER VOLUME 1: THERMAL CONDUCTIVITY: Metallic Elements and alloys*, pp. 245-253. Plenum Publishing Corporation, 1970.
- [52] Jr. William Duffy. Acoustic quality factor of polycrystalline molybdenum from 50 mk to 300 k. *Physica B*, Vol. 169, pp. 463-464, 1991.

- [53] Y. S. Touloukian and C. Y. Ho, editors. *THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF MATTER VOLUME 1: THERMAL CONDUCTIVITY: Metallic Elements and alloys*, pp. 222-229. Plenum Publishing Corporation, 1970.
- [54] Jr. William Duffy. Acoustic quality factor of copper, brass and beryllium copper from 50 mk to 300 k. *Cryogenics*, Vol. 32, pp. 1121-1124, 1992.
- [55] Y. S. Touloukian and C. Y. Ho, editors. *THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF MATTER VOLUME 1: THERMAL CONDUCTIVITY: Metallic Elements and alloys*, pp. 68-81. Plenum Publishing Corporation, 1970.
- [56] T. Suzuki, K. Tsubono, and H. Hirakawa. Quality factor of vibration of aluminum alloy disks. *Phys. Lett.*, Vol. 67A, pp. 2-4, 1978.
- [57] Y. S. Touloukian and C. Y. Ho, editors. *THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF MATTER VOLUME 1: THERMAL CONDUCTIVITY: Metallic Elements and alloys*, pp. 477-479. Plenum Publishing Corporation, 1970.
- [58] Y. S. Touloukian and C. Y. Ho, editors. *THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF MATTER VOLUME 1: THERMAL CONDUCTIVITY: Metallic Elements and alloys*, pp. 905-907. Plenum Publishing Corporation, 1970.
- [59] Y. S. Touloukian and C. Y. Ho, editors. *THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF MATTER VOLUME 1: THERMAL CONDUCTIVITY: Metallic Elements and alloys*, pp. 1-9. Plenum Publishing Corporation, 1970.
- [60] Private communication with T. Suzuki.
- [61] Y. S. Touloukian and C. Y. Ho, editors. *THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF MATTER VOLUME 2: THERMAL CONDUCTIVITY: Nonmetallic Solids*, pp. 183-193. Plenum Publishing Corporation, 1970.
- [62] 荻原宏康 (編). 低温工学概論, 第 7.4.2 章. 東京電機大学出版局, 1999.
- [63] Y. S. Touloukian and C. Y. Ho, editors. *THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF MATTER VOLUME 1: THERMAL CONDUCTIVITY: Metallic Elements and alloys*, pp. 1174-1175. Plenum Publishing Corporation, 1970.

- [64] Y. S. Touloukian and C. Y. Ho, editors. *THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF MATTER VOLUME 1: THERMAL CONDUCTIVITY: Metallic Elements and alloys*, pp. 584-587. Plenum Publishing Corporation, 1970.
- [65] P. Y. Baurès and C. N. Man. Measurements of optical absorption at 1.06 μm in low-loss materials. *Opt. Mater.*, Vol. 2, pp. 241-247, 1993.
- [66] D. G. Blair, F. Cleva, and C. N. Man. Optical absorption measurements in monocrystalline sapphire at 1 micron. *Opt. Mater.*, Vol. 8, pp. 233-236, 1997.
- [67] D. G. Blair, M. Notcutt, et al. Development of low-loss sapphire mirrors. *Appl. Opt.*, Vol. 36, pp. 337-341, 1997.
- [68] D. J. Dawid and S. Kawamura. Investigation of violin mode Q for wires of various materials. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 68, pp. 4600-4603, 1997.
- [69] F. Schmid, C. P. Khattak, et al. Current status of very large sapphire crystal growth for optical applications. SPIE's 13th Annual Int'l Symposium on Aerospace/Defense Sensing, Simulation, and Controls.

感謝の言葉

これほど充実した二年半を過ごしたことはありません。それを支えてくれた皆さんに感謝の気持ちを伝えたいと思います。

まず誰よりも黒田先生に感謝します。とてつもなく challenging で価値のある「低温鏡」というテーマを与えてくれたこと、その研究のための環境を整えてくれたこと、なによりも内山のやりたいように自由奔放にこのテーマに取り組ませてくれたことを感謝します。おいしいご飯を何度もご馳走して下さった奥さんとあわせて深く感謝します。そして、またよろしくお願いします。

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 低温工学センターの新富先生、山本先生を始め低温センターの皆さんには本当にお世話になりました。新富先生は KEK に来たときから低温センターに暖かく迎えてくれたこと、実験室の整備など環境面を支えていただいたことを感謝します。山本先生には本論文では全く触れていませんが、二種類の重力波用クライオスタットのデザイン、設計について指導していただきました。この経験はこれからきっと役に立つと思います。お二人には本当にかわいがっていただきました。これからも内山をかわいがって下さい。

低温センターの技官の皆さん (三森さん、菅原さん、飯田さん、大島さん) には特にお世話になりました。ヘリウムが無くて困ったときに何度も分けていただいたことは決して忘れません。でも、こうして分けてもらったヘリウムで実験をするという結果がでるのだから世の中って不思議なものです。本当にありがとうございました。

助教授の大橋さんは 90 年の春から黒田研の一員になりましたがそれ以前から「低温鏡」を理解し、支持してくれました。鏡の Q 値測定で一番苦しんでいた時に的確な助言で内山を救ってくれました。ファイバーの Q 値測定実験で成果が出たときに誰よりも早く喜びのメールをよこしてくれたのは大橋さんでした。こういうのはとってもうれしいんです。本当にありがとうございました。

助手の三代木さんは、研究で最も面倒くさい物品の購入などの泥臭い仕事を引き受け、研究を支えてくれました。ありがとうございました。そして、低温鏡にとっても重要な「鏡の汚染実験」をわざわざ田無から KEK まで来てこなしてくれました。でも、その時にせっかくフィネスの計り方を教えてもらったのにちゃんと出来ませんでした。ごめんなさい。

研究員の辰巳さんは何よりも「形状記憶スプリングを使った鏡保持具」という最高のアイデアを提供してくれました。また、一緒に飲んだときにその独特の体型とは裏腹に鋭い意見をびびしと繰り出す様は内山にとってとても刺激的で楽しい時間です。これからもまた一緒に飲みましょう。

博士2年の都丸君とはここ二年間テーマは別々でしたが一緒に研究を続けてきました。同学年の人間が一人もいなかった一年目に比べ、どれだけ刺激的だったか分かりません。物理的な議論で刺激的なこともたまにはありますが、やはり彼のユーモアの精神はたまらないものがありました。CrabIIIを立ち上げたときや、真夜中の乳頭温泉でとった「重力波キャンペーン」用の写真は内山のお気に入りです。厳しいだけでなく楽しい研究生活にしてくれたことに深く感謝します。ありがとう。

私は大好きなおかずを最後に食べる主義ではありませんが.... 内山がこの「低温鏡」の研究に際し、最大の感謝を捧げなければならないのは鈴木敏一さんです。鈴木さんに低温実験の基礎を教わりました。鈴木さんの経験や知識の助けなしに「低温鏡」の研究はここまで進むことはなかったはずです。しかし、最も感謝したいことは、鈴木さんも黒田先生同様、内山のやりたいようにやらせてくれたことです。そのために陽のように影のようにサポートしてくれたことを忘れません。とても深く感謝しています。どうもありがとうございました。

