

セグメント望遠鏡のための軸外し
非球面測定用 CGH 干渉計の開発

2012 年 11 月 9 日

名古屋大学大学院 理学研究科 光赤外天文計測学研究室

木野 勝

概要

赤方偏移 $z=15\sim 20$ の極めて遠方で発生するガンマ線バースト (GRB) の検出により、宇宙の最初期に大質量星が形成されていたことを明らかにする。この GRB の観測を行うため、口径 3.8m の専用望遠鏡を開発し、国立天文台岡山観測所に設置する計画を進めている。3.8m 望遠鏡の主鏡には複数の小さな鏡を並べて 1 枚の鏡として使用するセグメント主鏡方式を採用した。このセグメント鏡の表面形状は軸外し非球面であり、これを高精度に加工するために形状測定装置が必要となった。

高精度な光学面の形状測定方法の一つに干渉計がある。特に軸外し非球面の計測には Computer Generated Hologram (CGH) を用いた干渉計がよく使われる。干渉計の性能として被検面に対して垂直方向の分解能が注目されがちであるが、軸外し非球面の加工においては面内方向の分解能 (横解像度) も重要度が増している。しかし従来の CGH 干渉計では高い横解像度の実現が困難であった。それは被検面から戻る光が結像レンズにより検出器上に像を結ぶ際、途中にある CGH での回折によって像にぼけや歪が生じるためである。そこで被検面から戻る光が CGH を 0 次で通過する光学配置に大口径で高解像度な結像レンズを組み合わせることで、軸外し非球面の計測においても高い横解像度と小さな歪曲収差を持つ干渉計を実現した。

この干渉計を 3.8m 望遠鏡の主鏡測定に最適化し実機を作成した。また高精度な測定には測定器自体に加え安定した測定環境が必須である。干渉計は被検面の曲率中心に相当する高さ 10m の測定塔上に設置されるが、この不安定な測定塔上において外乱振動を抑制するための制振装置を開発した。また測定時に被検面を歪ませることなく保持するための鏡面支持装置も併せて開発した。

3.8m 望遠鏡用に製作された軸外し非球面の研削鏡を用いて上記測定環境における CGH 干渉計の動作検証と性能評価を行った。結果、GRB の検出に要求される測定精度を満たしていることを確認した。

目次

第 1 章 遠方ガンマ線バーストの検出	1
1.1 ガンマ線(GRB)バーストとは	
1.1.1 概要と歴史	
1.1.2 GRB モデル	
1.2 GRB による初期宇宙の探査	
1.3 High-z GRB の検出	
1.3.1 GRB 観測衛星での検出	
1.3.2 近赤外線残光の検出	
第 2 章 観測システムに求められる性能	20
2.1 望遠鏡の仕様	
2.2 主鏡の仕様	
2.2.1 鏡面精度	
2.2.2 曲率半径	
2.2.1 光学素子ごとの許容誤差	
2.3 鏡面加工法	
2.3.1 研削加工	
2.3.2 研磨加工	
2.3.2 加工誤差の空間スケール	
2.4 測定器への要求性能	
第 3 章 主鏡形状の計測手法	35
3.1 鏡面計測用干渉計	
3.1.1 2 光束干渉計	
3.1.2 古典的な干渉計	
3.1.3 ヌルレンズ干渉計	
3.1.4 回折光学素子を用いた干渉計	
3.1.5 結像レンズと横解像度	
3.2 測定方式の比較	
3.2.1 干渉計方式	
3.2.2 幾何光学による方式	

- 3.2.3 プロファイラ方式
- 3.2.4 測定方式のまとめと選定

第4章 CGH 干渉計の開発

56

- 4.1 光学系の構成と特長
 - 4.1.1 光学系の構成
 - 4.1.2 特長
- 4.2 構成要素
 - 4.2.1 平行光源
 - 4.2.2 CGH
 - 4.2.3 カメラユニット
 - 4.2.4 被検面と支持装置
 - 4.2.5 参照面ユニット
 - 4.2.6 曲率基準鏡
- 4.3 光学系の支持と位置調整
 - 4.3.1 平行光源～CGH
 - 4.3.2 平行光源～参照面
 - 4.3.3 CGH～被検面
 - 4.3.4 平行光源～カメラユニット
- 4.4 データ処理
 - 4.4.1 位相情報の算出
 - 4.4.2 位相接続
 - 4.4.3 形状データの処理
- 4.5 測定環境と付帯設備
 - 4.5.1 測定塔
 - 4.5.2 動吸振器

第5章 性能評価

88

- 5.1 縦方向の性能
 - 5.1.1 絶対精度
 - 5.1.2 繰り返し再現性
- 5.2 横方向の性能
 - 5.2.1 横解像度
 - 5.2.2 リニアリティ
- 5.3 性能評価のまとめ

第 6 章 まとめ	101
謝辞	103
Appendix	105
A.1 光学系の各要素	
A.2 CGH パターンの計算手順	
A.3 従来型 CGH 干渉計の横解像度の試算	
A.4 CGH 干渉計とレーザー変位計による測定結果の比較	
A.5 動吸振器の伝達関数の導出	
参考文献	115

第 1 章 遠方ガンマ線バーストの検出

$z \sim 20$ までの距離で発生する GRB の検出を主目標とする。更に high- z の GRB を多数検出できれば宇宙初期の星形成(率)を明らかにすることが可能となる。

1.1 ガンマ線バースト(GRB)とは

1.1.1 概要と歴史

ガンマ線バースト(GRB)とは天球上のある一点から短い時間スケール、典型的には数〜数 10 秒間にガンマ線が放射される現象である。現在では相対論的な距離で起こる極めて大規模な爆発現象であると考えられている。

GRB は 1967 年にアメリカの核実験監視衛星 VELA によって偶然に発見された (Klebsadel et al. 1973)。発見当初は軍事機密であったが 1973 年に公表された。1991 年に打ち上げられた Compton ガンマ線観測衛星(CGRO)の BATSE 検出器により、GRB の発生頻度が 1 個/日程度であること、天球上に等方的に分布していることが明らかとなった(Meegan et al. 1992)。銀河系内の現象であれば銀河面に偏った分布となるはずなので GRB が銀河系外の現象であることが強く示唆された。

1996 年に打ち上げられた BeppoSAX 衛星により GRB970228 で X 線残光(Costa et al. 1997)が見つかった。また地上望遠鏡による追観測で可視残光(Groot et al.1997)も検出された。なお、残光に対して、最初に放射されるガンマ線はプロンプト放射と呼ばれる。Metzger らは GRB970508 の残光を Keck 望遠鏡で分光観測し、検出された鉄とマグネシウムの吸収線から GRB の赤方偏移 $z=0.83$ を初めて決定した (Metzger et al.1997)。更に HETE-2 衛星が検出した GRB030329 の残光を VLT 望遠鏡で減光後まで分光観測を続けたところ、Ic 型超新星と酷似したスペクトルが検出された(Hjorth et al. 2003)。これらの観測により GRB の少なくとも一部は極めて遠方で発生した極超新星によるものであることが明らかとなった。

GRB の残光は時間経過と共に暗くなるため、ガンマ線観測衛星が検出した GRB の情報をできるだけ早く地上の観測施設に伝え、追観測を始める必要がある。そこで衛星が GRB を検出すると、天球上の位置を即座に地上局に転送し、更にインターネットを介して世界中に配信する The Gamma-ray burst Coordinates Network

(GCN)というシステムが構築されている。この情報をもとに地上からの観測で残光の情報が得られた場合、再びこれを GCN に配信し更なる追観測に役立てるシステムとなっている。

1.1.2 GRB モデル

GRB はガンマ線放射強度が最短で～1 ミリ秒と非常に短い時間スケールで変化するため、光の通過に要する時間から～300km 程度の極めてコンパクトな現象と考えられる。また距離が判明している GRB において、等方的な放射を仮定するとガンマ線放射のエネルギーが 10^{52} erg に達する極めて明るい現象であることも知られている。

観測されたプロンプト放射の継続時間について頻度分布を作成すると 2 つのピークを持つ形状となる(図 1.1)。継続時間 2 秒を境にして Long-GRB と Short-GRB に分けられ、GRB の発生要因が異なると考えられている。Short-GRB は中性子星やブラックホールの合体ではないかと推測されているが、詳細は未だ不明である。一方 Long-GRB については研究が進んでおり、その多くが超新星爆発に伴うものであることが明らかになっている。Long-GRB のプロンプト放射、及び残光の発生メカニズムとしては、Fireball モデルと呼ばれる以下の仮説が有力である。

- 大質量星の終末期に重力崩壊により超新星爆発をおこし、ブラックホールが形成される
- その際、相対論的な速度を持つジェット(ローレンツ因子 $\gamma \sim 100$)が放出される
- ジェット内部の速度が異なる成分が互いに衝突し、衝撃波が形成される(内部衝撃波)
- 衝撃波での圧縮により強い磁場(数万ガウス)が形成される
- 衝撃波中で加速された電子が磁場に巻き付いてシンクロトロン放射をする(プロンプト放射)
- 星間物質とジェットの衝突でも同様の現象が起こる(外部衝撃波)。ただしジェットの速度が $\gamma \sim 10$ 程度まで低下しているため、よりエネルギーが低い X 線・可視～近赤外光の残光として観測される

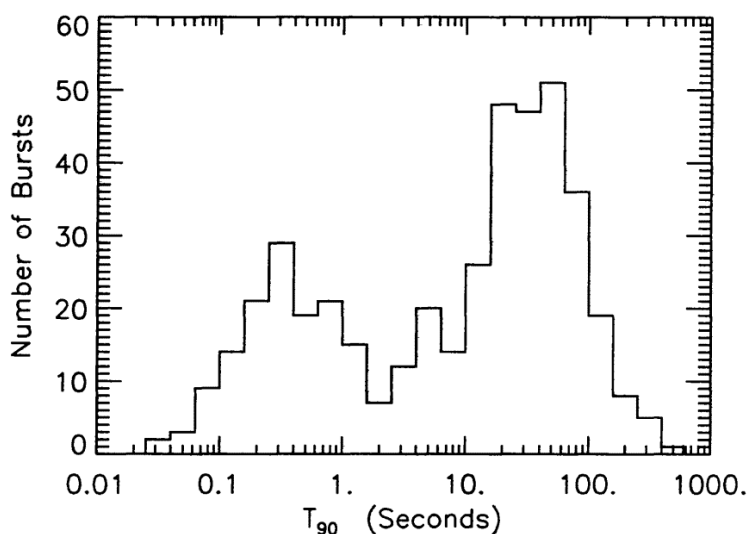


図 1.1 BATSE で検出された GRB の継続時間 T_{90} のヒストグラム。 T_{90} はバーストが始まってから、全フォトン数の 90%が入射するまでの時間である。2 つピークを持っており、 $T_{90}=2$ 秒を境に Short-GRB と Long-GRB に分類される。(Fig. 11b in Meegan et al. 1996)

1.2 GRB による初期宇宙の探査

観測されている最も初期の宇宙からの光は宇宙マイクロ波背景放射である。宇宙が中性化し晴れ上がった赤方偏移 $z=1089$ の時点に相当する。現在観測されている最も遠い天体は GRB090423 で距離は $z=8.2$ と推定されている。宇宙の晴れ上がり後、 $z=8.2$ までのどこかの時点で最初の天体形成が起きたはずである。この時に作られたであろう星は、現在我々の周囲にある星(銀河のディスク領域に存在する種族 I、銀河のバルジ領域や球状星団中に存在する種族 II)と異なると考えられており、種族 III と呼ばれている。

ビッグバンで合成される核種は ${}^4\text{He}$ まで(ごく少量の ${}^7\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Be}$ も合成されるが不安定)であり重元素は存在しない。従って種族 III の星は水素とヘリウムのみで作られる。これらのガスが星のサイズまで収縮するには、解放される重力エネルギーを外部へ放射し温度を下げる必要がある。一般的な種族 I、II の星ではガス中に重金属で構成されたダストが存在し、ガスとの衝突でダストに伝わった熱が放射により散逸し冷却される。しかし重元素がない種族 III の星では熱放射の効率が悪いために冷却速度が遅く、

結果として典型的な質量が太陽の ~ 100 倍の大質量星が誕生したと考えられている。大質量星である種族IIIの星の寿命は 3×10^6 年程度と大変短く、その終末期にはGRBを伴う重力崩壊型の超新星爆発を起こすと考えられる。Ostriker et al. (1996)の数値シミュレーションでは z が20 \sim 15において種族IIIの星形成が起こったと推測されており(図1.2)、この距離で発生するGRBを検出することを主目標とする。

種族IIIの星が大量に形成された時代には、これらの星が放射する強力な紫外線で銀河間ガスが再電離したと考えられている。銀河間ガスによるLyman α 線の吸収線の深さを調べることで中性水素の密度を調べることができ、この時代の宇宙空間の電離状態が分かる可能性がある。また、 $z \sim 20$ までのGRBを多数検出できれば、現在は数値シミュレーションに頼っている宇宙初期からの星形成率の変遷を観測的に知ることができる。

初期宇宙を探る同様の試みは銀河やクェーサーでも行われているが、現在見つかった最遠の天体はそれぞれ $z=7.215$ (Shibuya et al. 2012)、及び $z=7.085$ (Matson 2011)であり、GRBの $z=8.2$ が一步リードしている。

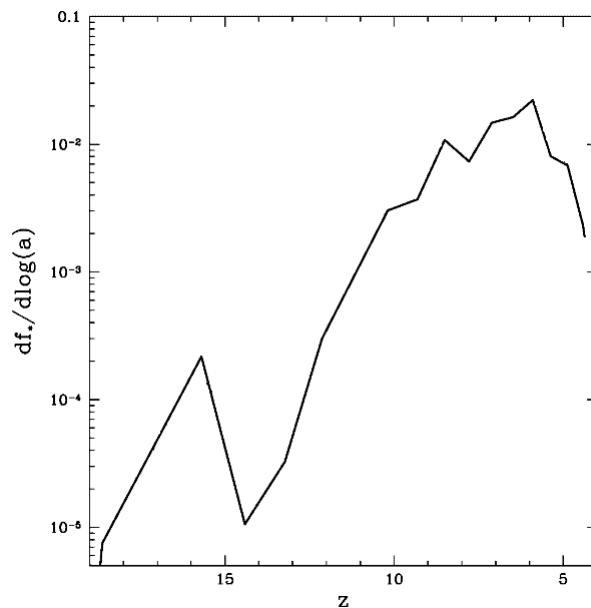


図1.2 Ostriker et al. (1996)らが数値解析で求めた星形成率の変化。 $z=20$ \sim 15で最初の星形成がピークを迎えたと考えられる。

1.3 High-z GRB の検出

1.3.1 GRB 観測衛星によるプロンプト放射の検出

これまでで最も遠い GRB は Swift 衛星の BAT で検出された GRB090423($z=8.2$) である。この観測データを元に同様の現象が $z=20$ で発生した場合の明るさを見積もった。

プロンプト放射のエネルギースペクトルは二つの傾きを持つべき関数によくフィットすることが知られている(Band et al. 1993)。エネルギー E を持つ光子数 $N(E)$ は、

$$\begin{cases} N(E) \propto \left(\frac{E}{100\text{keV}}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) & E \leq (\alpha - \beta)E_0 \\ N(E) \propto \left[\frac{(\alpha - \beta)E_0}{100\text{keV}}\right]^{(\alpha - \beta)} \exp(\beta - \alpha) \left(\frac{E}{100\text{keV}}\right)^\beta & E \geq (\alpha - \beta)E_0 \end{cases} \quad \text{式 1.1}$$

となる。ただし $E_{\text{peak}} = (2 + \alpha)E_0$ であり、光子のエネルギー E_{peak} においてスペクトルが最大値をとるものとする。また典型的な GRB では $\beta \approx -3$ 程度である。

Swift-BAT の観測から求められた GRB090423 のスペクトルパラメータを表 1.1 に示す。式 1.1 にこのパラメータを代入して得られたスペクトルを $z=8.2$ から 20 に移動し、BAT で検出可能なエネルギー範囲 15~150keV で積分すると、 $F_{\text{peak}}=0.31$ ph/cm²/sec であった。同様に Fluence を求めると 2.1×10^{-7} erg/cm² であった。BAT の検出モードは検出器全体での時間あたりのカウント数の急増を検出する rate trigger と、ピクセル単位で光子数を積分し、撮像観測のように点光源を検出する image trigger がある。それぞれの検出限界は積分時間 1 秒での rate trigger の場合 ~ 0.3 photon/cm²/s、積分時間 64 秒の image trigger の場合 $\sim 1 \times 10^{-7}$ erg/cm² である。 $z=20$ に置いた GRB090423 の場合、image trigger であれば検出可能である(図 1.3)。

表 1.1 Swift-BAT で得られた GRB090423 のパラメータ(Palmer et al. 2009)と同じ GRB が $z=20$ で発生した場合の推定。

Redshift	8.2	20
T_{90} [sec]	10.3 ± 1.1	23.5
E_{peak} [keV]	48.6 ± 6.2	21.3
Fluence [10^{-7} erg/cm 2] (15-150 keV)	5.9 ± 0.4	2.1
Peak flux [photon/cm 2 /sec] (1sec)	1.7 ± 0.2	0.31
Photon index α	-0.8	-

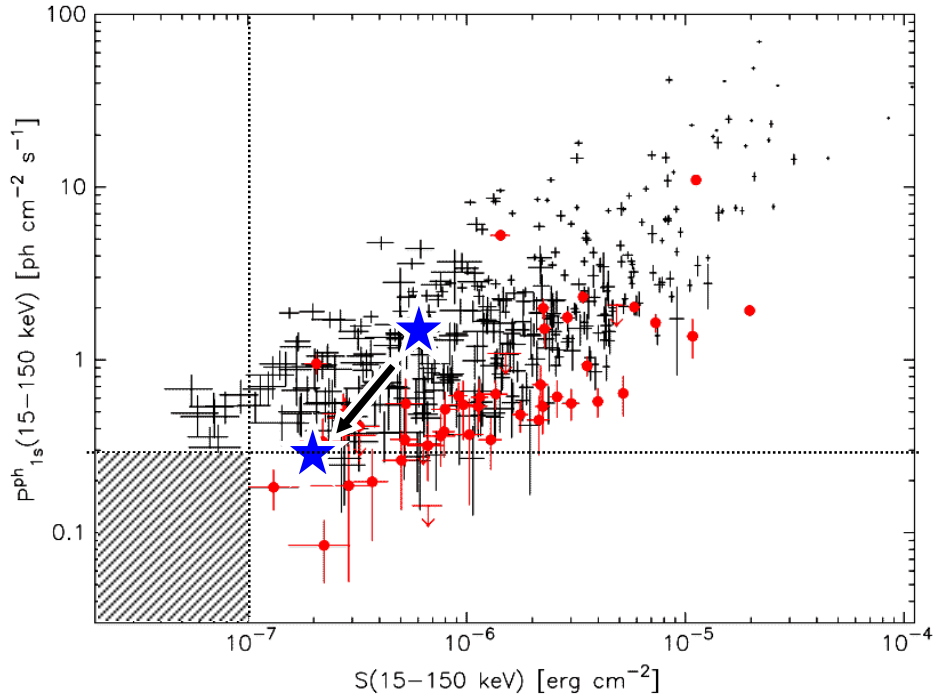


図 1.3 Swift BAT で検出された GRB の 15~150 keV での明るさ(Fig.5 of Toma et al. 2011)。横軸は fluence の積分値、縦軸は 1 秒積分での peak photon flux。赤印は 64 秒積分の Image trigger モードで検出された GRB。現在最遠である GRB090423($z=8.2$)の明るさと、同じ現象が $z=20$ で発生した場合の推定値を星印で加筆。横・縦方向の点線は rate trigger 及び image trigger での検出限界を示しており網掛け部分はどちらのモードでも検出不可な範囲である。

1.3.2 近赤外線残光の検出

観測波長の決定

GRB から放射された光は母銀河中の星間物質や銀河間ガスにより吸収を受ける。最も顕著なのは水素原子による吸収である。Lyman limit (波長 91.2nm)より短波長の光子は、星間／銀河間ガスを電離してしまうためほぼ全てが吸収される(Lyman break)。それより長波長では電子遷移に伴うエネルギー差ごとの吸収線スペクトルとなる。

GRB の母銀河やその周辺の銀河間ガスは宇宙膨張により大きな後退速度を持っているため、それらによる吸収線スペクトルは大きな赤方偏移を示す。我々が検出の対象とする $z=15\sim 20$ では Lyman break の波長は近赤外線まで移動する。

また GRB と観測者の間にある銀河間ガスは距離により後退速度が異なるため、吸収される波長は連続的に分布する。特に吸収が強い Lyman α 線(波長 121.6nm)については、母銀河での吸収線の短波長側に銀河間ガスでの吸収線が大量に並ぶ、Lyman α forest が見られる。銀河間ガスが中性で Lyman α 線の吸収が強い場合には Lyman α 線より短波長側が連続的に吸収されているように見える(Lyman α break)。

観測者における Lyman α break の波長がわかれば GRB までの距離を決定できる。 $\lambda_0=121.6\text{nm}$ の Lyman α 線は $z=15$ では $\lambda_{\text{obs}} = \lambda_0(1+z) = 1.95\ \mu\text{m}$ 、同様に $z=20$ では $\lambda_{\text{obs}} = 2.55\ \mu\text{m}$ となる。これらは近赤外線の測光フィルタバンドに対応させると、 $z=15$ では H バンド(中心波長 $1.63\ \mu\text{m}$)で不検出かつ K バンド(同 $2.19\ \mu\text{m}$)で検出される、 $z=20$ では K バンドで不検出かつ L バンド(同 $3.45\ \mu\text{m}$)で検出される、という条件となる。

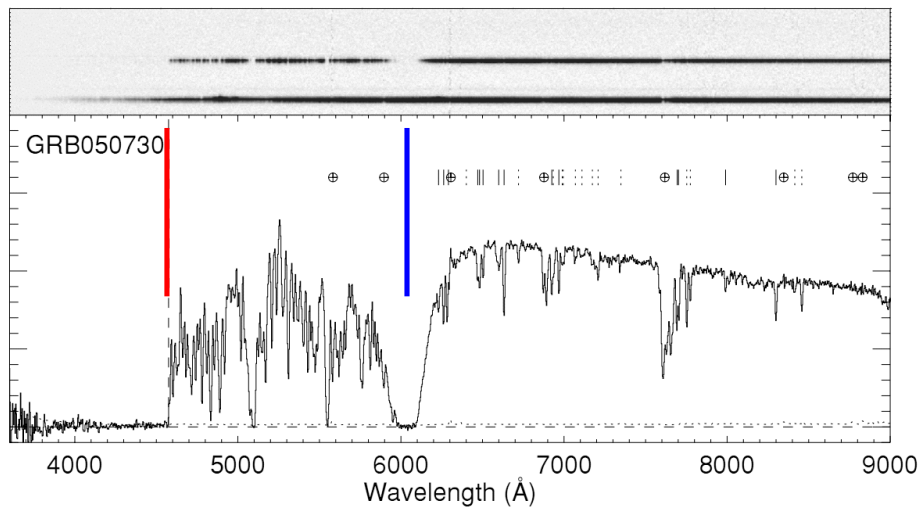


図 1.4 VLT+FORS2 で取得された GRB(GRB050730)の可視残光スペクトルの例。図中赤線は $z=3.97$ での Lyman limit、青線は同 Lyman α の波長を示す。青線－赤線間の多数の吸収線は様々な後退速度を持つ銀河間ガスによる Lyman α 吸収で Lyman α forest と呼ばれる。

GRB の明るさの推定

残光からの放射は Sari et al. (1998)により放射起源がシンクロトロンであり、電子が持つエネルギー分布はべき関数 $N(E) \propto E^{-p}$ で表される(典型的には $p \approx 2.5$)としてモデルが作られた。このモデルでは可視～近赤外域での GRB 残光の明るさは、振動数 ν と発生からの時間 t に対するべき関数で表される。 $L_\nu \propto \nu^b t^a$ とした場合、典型的な GRB 残光では $a \approx -1.3$ 、 $b \approx -1.2$ の場合に観測とよく一致することが知られている。これまでに観測された GRB の減光曲線を図 1.5 に示す。更に Ciardi et al. (2000)、Inoue et al. (2004)により赤方偏移 z が大きい場合の銀河間ガスの吸収を取り入れた Flux モデルが作られた。図 1.6 に Inoue らによる GRB の発生から 1 時間後の残光のスペクトルモデルを示す。K バンドでの $z \sim 15$ の GRB の明るさは約 0.2 mJy、L バンドでの $z \sim 20$ の GRB は約 0.12 mJy の明るさを持つ。上で述べたように GRB 発生からの時間が短ければより明るい状態で観測ができる。

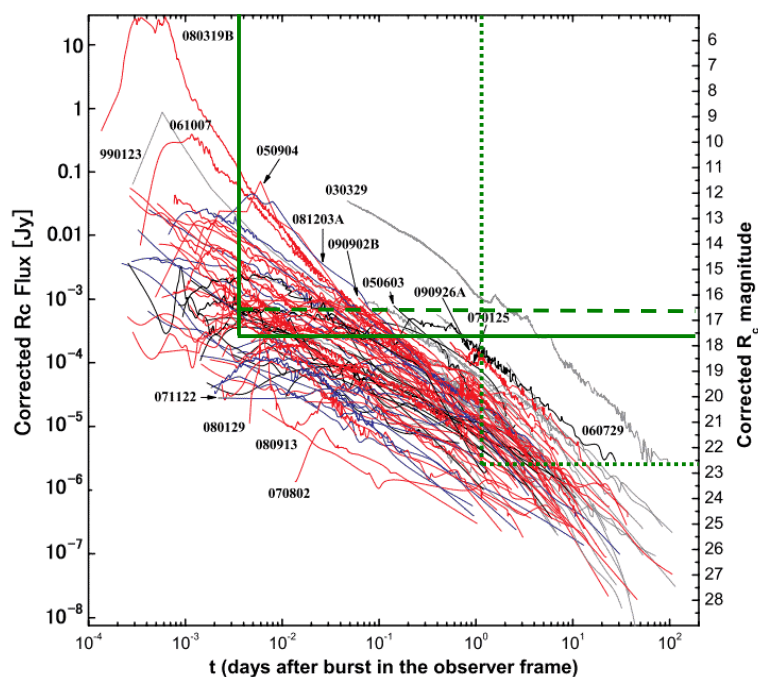


図 1.5 これまでに観測された Long-GRB の減光曲線(Fig. 1 of D. A. Kann et al., 2010)。概ね時間の-1.3 乗に比例して減光している。図中の緑実線は 3.8m 望遠鏡による R バンド撮像観測での典型的な限界等級(約 0.2 mJy)と観測開始までの所要時間(約 5 分)。緑破線は既存の望遠鏡の目安として 1.5m の望遠鏡にの限界等級(約 0.5 mJy)、緑点線は 8m 級の大型望遠鏡による限界等級($2 \mu\text{Jy}$ 、観測までの所要時間 ~ 1 日)。

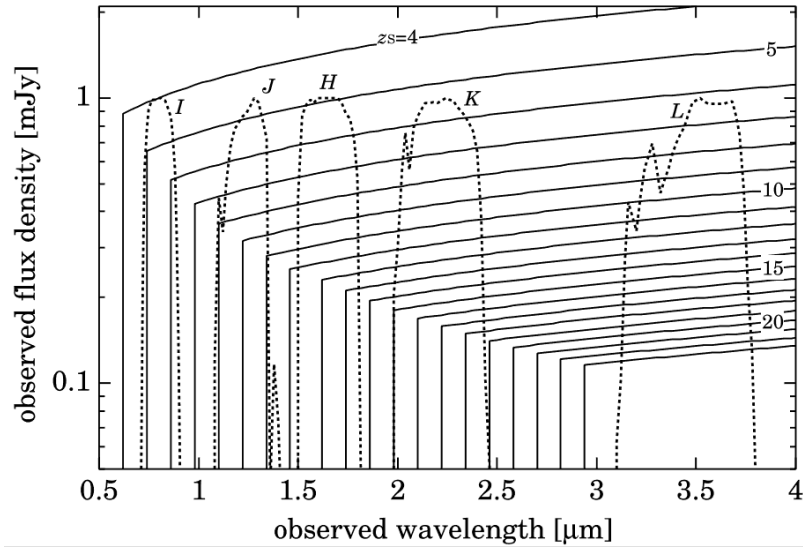


図 1.6 Inoue et al. (2004)による High- z GRB の明るさの推定。GRB と銀河間ガスのモデルを用いて発生 1 時間後の明るさを数値シミュレーションした結果。このモデルは銀河間ガスの電離度が低い場合であり、Lyman α より短波長側はほぼ連続的に吸収されている。点線はこの波長域にある主な測光フィルタバンドの透過曲線。

次に、GRB の検出に最適な積分時間を考える。GRB のような点光源を撮像観測した場合、観測で得られる S/N 比は以下の式で表される。

$$\frac{S}{N} = \frac{n_{obj} \cdot t}{\sqrt{N_{read}^2 + (n_{obj} + n_{BG} \cdot \Omega_{obj}) \cdot t}} \quad \text{式 1.3}$$

ここで t は積分時間[sec]、 n_{obj} は天体からの光子で生じる電子数[e/sec]、 N_{read} は検出器の読み出しノイズ[e]、 n_{BG} は単位立体角あたりの背景光による電子数[e/arcsec²/sec]、 Ω_{obj} は天体の像が占める立体角[arcsec²]とする。地上からの赤外線観測では一般に大気や望遠鏡からの熱輻射、及び夜光による背景光が明るいため n_{BG} が支配的となる。この条件では S/N 比は積分時間 t の 1/2 乗に比例する。この近似を使い、更に GRB の明るさが時間の^{-1.3}乗に比例し暗くなることを式 1.3 に

適用すると S/N 比は以下ようになる。

$$S/N \propto \frac{\int_{t_0}^{t_1} t^{-1.3} dt}{\sqrt{n_{BG} \cdot \Omega_{obj}(t_1 - t_0)}} \quad \text{式 1.4}$$

ここで、GRB が発生してから観測開始までの時間を t_0 、観測終了の時間を t_1 とする。この積分を実行すると

$$S/N \propto \frac{t_0^{-0.3} - t_1^{-0.3}}{\sqrt{t_1 - t_0}} \quad \text{式 1.5}$$

となる。図 1.7 に示すように、この関数は $t_1 \approx 3.13 \cdot t_0$ で最大値をとる。従って観測時間 $t_1 - t_0 \approx 2.13 \times t_0$ の場合に S/N が最大となる。GRB 発生から位置情報の受信・望遠鏡の指向・観測装置・観測モードの切り替えを経て、観測を開始できるまでに要する時間 t_0 は概ね 5 分程度である。このとき S/N が最大となる典型的な観測時間は ≈ 10.7 分となる。

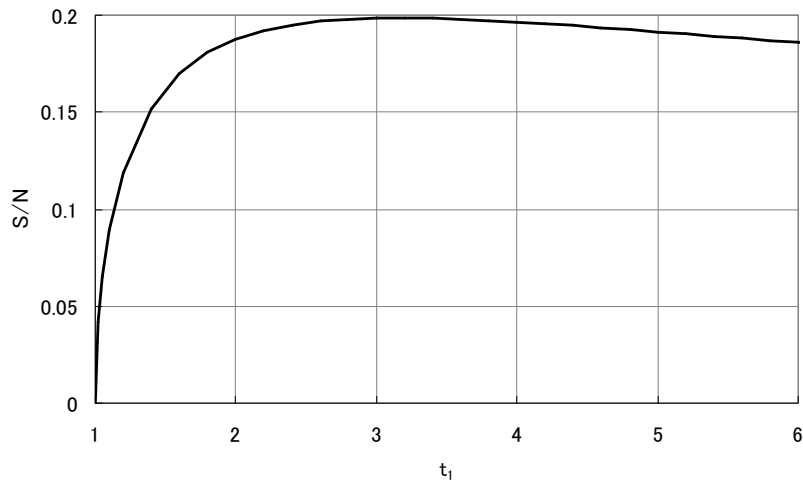


図 1.7 式 1.5 で積分開始時刻 $t_0=1$ とした場合の積分終了時刻 t_1 と S/N の関係。 $t_1 \approx 3.13 \cdot t_0$ において S/N が最大となる。

ここで、GRB 残光の明るさ $L \propto t^{-1.3}$ を $t=5 \sim 5+10.7$ 分の間で数値積分し、この

間での平均値を求めたところ、 $t=9.2$ 分の時点での光度と一致した。9.2 分後の明るさは、図 1.6 に示した 1 時間後の値の $(9.2/60)^{-1.3} \approx 11.4$ 倍となる。発生 1 時間後の $z=20$ の GRB の L バンドでの明るさは 0.14 mJy 程度であったから、発生 9.2 分後では $0.14 \text{ mJy} \times 11.4 = 1.6 \text{ mJy}$ と推定される。同様に K バンドで検出可能性がある $z=15$ の GRB の K バンドでの明るさは 2.4 mJy、H バンドにおける $z=11$ の GRB の明るさは 2.9 mJy 程度となる。

望遠鏡の口径と星像直径への要求

S/N を向上させ、暗い GRB 残光をとらえるためには望遠鏡の口径を大きくして天体からの光量を稼ぐとともに、星像が占める立体角 Ω_{obj} を小さくして背景光を増やさないことが重要である。式 1.3 に対し以下に記述したパラメータを代入し、目的の GRB を検出するのに必要な望遠鏡の口径と星像直径の関係を求めた(図 1.8 細線)。各パラメータ値は表 1.2 にまとめた。

GRB 残光による光子数

GRB 残光により検出器内に生じる単位時間あたりの光子数 n_{obj} は以下の式で表せる。

$$n_{obj} = \frac{L_{obj} \Delta\nu}{h\nu} \times S_{tel} \times T \quad \text{式 1.6}$$

ここで、 L_{obj} は先に求めた $t=9.2$ 分における GRB 残光の Flux 密度、 ν 、 $\Delta\nu$ はフィルタ透過域の中心周波数と帯域幅、 S_{tel} は望遠鏡の有効開口面積である。 T はスループット(光学系の透過率×検出器の量子効率)で、H, K バンドについては岡山観測所で現在使われている近赤外撮像・分光装置 ISLE の実績である 25%、Ln バンドには名古屋大学で開発した広視野冷却望遠鏡 WFCT-II (Haraguchi 2011) の実績である 22% と仮定する。

背景光による光子数

背景光の光子数 n_{BG} も同様に求められる。H, K-band の背景光には、岡山観測所の ISLE での限界等級の見積もり¹に倣い H-band で L_{BG} 4.4 mJy/arcsec², K-band で 5.7 mJy/arcsec² とした。L-band の背景光は岡山観測所での測定例が無い。そこで、標高が高く気温が低いために大気に比べて望遠鏡からの熱放射が卓越していると考えられるハワイ島マウナケア山の IRTF 望遠鏡で測定された 4400mJy/arcsec² (Shure et al. 1994) と、標高が低い南アフリカ天文台サザーランド観測所に設置されているが望遠鏡を冷却して鏡や構造物からの熱放射を低く抑えたに設置されている WFCT-II で測定された 2500mJy/arcsec² (Haraguchi 2011) を合算した 6900mJy/arcsec² を岡山観測所における背景放射と推定した。

積分時間

観測時間は先に求めたように 10.7 分とするのが最適である。ただし近赤外線での観測では明るい背景光により短時間で検出器が飽和してしまうため、短時間の積分を繰り返す必要がある。検出器から画像を読み出している間は次の積分動作ができないため、有効な積分時間は短くなる。

1 回あたりの積分時間は検出器の 1pixel が空を見込む立体角により異なるが、典型的には背景光が少ない H, K-band で 30 秒程度(岡山観測所 ISLE での典型値)、H-band に比べて 1600 倍ほど背景光が強い L-band では 0.2 秒程度となる。一方、検出器の読み出しに H, K-band で 5 秒程度(岡山観測所 ISLE)、L-band では 0.4 秒を要すると仮定すると、10.7 分の観測時間のうち有効な積分時間は H, K-band で 514 秒、L-band で 200 秒となる。

読み出しノイズ

地上からの近赤外線観測では背景光による光子数の揺らぎに対して十分に小さいため無視できる。

S/N

有意に天体を検出したと認められるには一般に S/N=10 とされており、この値を使用した。

¹ 岡山観測所 ISLE web page <http://www.oao.nao.ac.jp/~isle/>

測光範囲

測光範囲 Ω_{obj} を狭くすると背景光の光量が減少するため S/N は高くなる。しかし星像サイズ程度まで狭めると、大気揺らぎにより星像サイズが変化した場合に Ω_{obj} に入る光量が大きく変動し測光精度が低下する。これを避けるため、測光半径を星像半径の 2~3 倍以上とするのが一般的である。ここでは測光半径を星像半径の 2 倍とした。

星像サイズを決める要因として、大気揺らぎによる星像の肥大化、回折による広がり、望遠鏡光学系の波面誤差による星像の肥大化が挙げられる。これらについて以下のように見積もった。

大気揺らぎ

大気揺らぎによる星像直径は H, K-band では岡山観測所での典型値(岡山観測所 ISLE Web ページ)である 1".2, 1".1 とする、L-band 実測値が無い場合岡山観測所での H, K-band の実測値より外挿した。星像直径は概ね $\lambda^{-1/5}$ に比例することが知られており、この場合 L-band では 1.0 arcsec となる。これらの値を図 1.8 に破線で示す。

なお天体からの波面の変形をリアルタイムに計測し、可変形鏡を用いて補正する補償光学(Adaptive Optics : AO)を使えば、回折限界に近い星像が得られる。しかし AO を使うには波面の基準として観測天体の近傍にある十分な光量の星が必要となる。そのため GRB をはじめ、いつ、どこに出現するか分からない天体の即応観測では準備に時間を要し、かつ観測可能な天域が限られている AO の使用は適さない。

回折広がり

直径 D の円形開口を持つ光学系で平行光の焦点を結ばせた場合、観測波長を

λ とすると、その像は回折により $\sin \theta = 1.22 \lambda / D$ の広がりを持つ²。この値を図 1.8 に点線で示す。

望遠鏡光学系に許される星像の広がり

最後に、GRB 残光検出に必要な星像直径 ϕ_{total} から大気揺らぎと回折による広がり ϕ_{diff} , ϕ_{atm} 分を減算して求めた、望遠鏡光学系に要給される星像直径

$\phi_{tel}^2 = \phi_{total}^2 - (\phi_{atm}^2 + \phi_{diff}^2)$ を図 1.8 に太線で示す。なお、H, K-band では大気揺らぎと回折の影響が小さいため、 ϕ_{tel} と ϕ_{total} は重なっている。

図 1.8 に示したように、望遠鏡光学系への要求は L-band で一番厳しい。目的の GRB 残光を検出するには少なくとも 3m 以上の口径が必要である。また <5m 程度の中口径望遠鏡で検出するためには望遠鏡による星像劣化を 1arcsec 程度に抑えることが求められる。

² 円形開口を通過し回折により広がる光は十分に離れたスクリーン上で同心円状のパターンとなる。これをエアリーパターンと呼ぶ。電磁波の角周波数を ω 、角波数 k 、開口を D とすると、スクリーン上の座標 (θ, Φ) での電場は

$$E \propto \int_{\rho=0}^{D/2} \int_{\phi=0}^{2\pi} e^{i[\omega t + k\{\rho \sin \theta \cos(\phi - \Phi)\}]} \rho d\rho d\phi$$

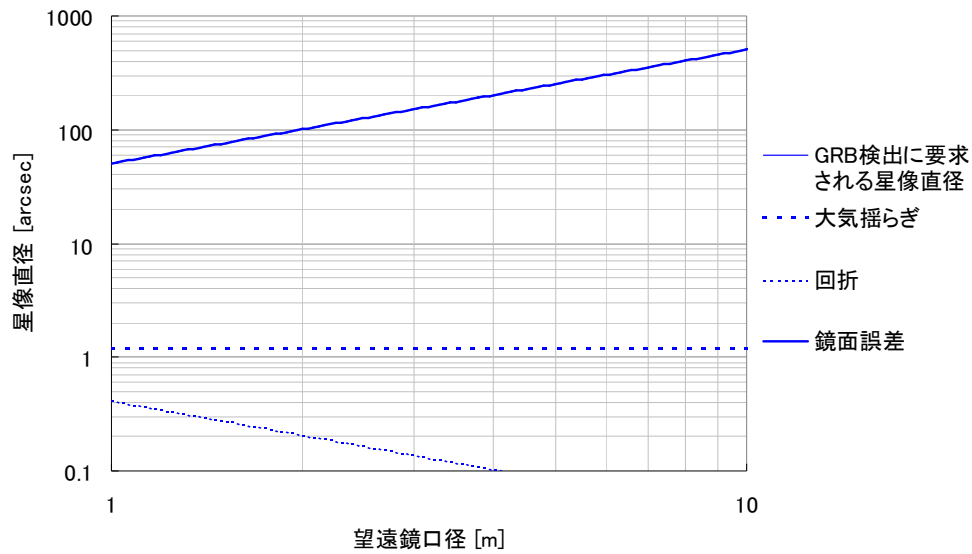
で表される。電場を 2 乗しスクリーン上での強度とすると $I(\theta) \propto \left[\frac{2J_1(kD \sin \theta)}{kD \sin \theta} \right]^2$ となる (J_1 は第 1 種ベッセル関数)。像の中心から

強度が最初に 0 となる(第 1 暗環)までの半径が $\sin \theta = 1.22 \lambda / D$ である。星像の半値全幅とほぼ同じ値となることから回折広がり指標としてよく使われる。

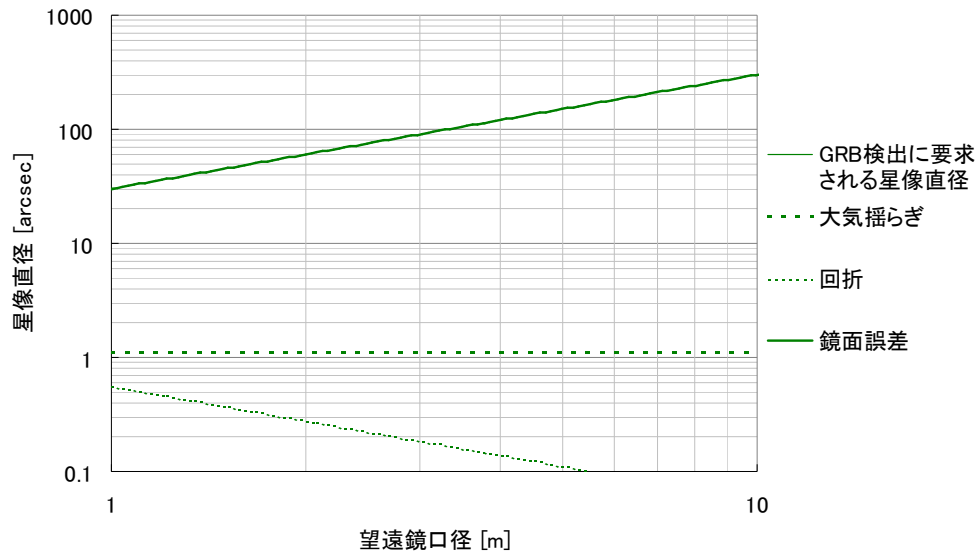
表 1.2 観測バンド毎の限界等級とその算出条件

観測フィルタバンド	H	K	L'
観測波長域 [μm]	1.65 ± 0.18	2.2 ± 0.18	3.55 ± 0.29
GRB 明るさ L_{obj} [mJy]	2.9	2.4	1.6
背景光明るさ L_{BG} [mJy/arcsec ²]	4.4	5.7	6900
スループット T	0.25	0.25	0.22
有効な積分時間 t [sec]	514	514	200
S/N	10	10	10
大気揺らぎによる星像直径 [arcsec]	1.2	1.1	1.0

H-band



K-band



L-band

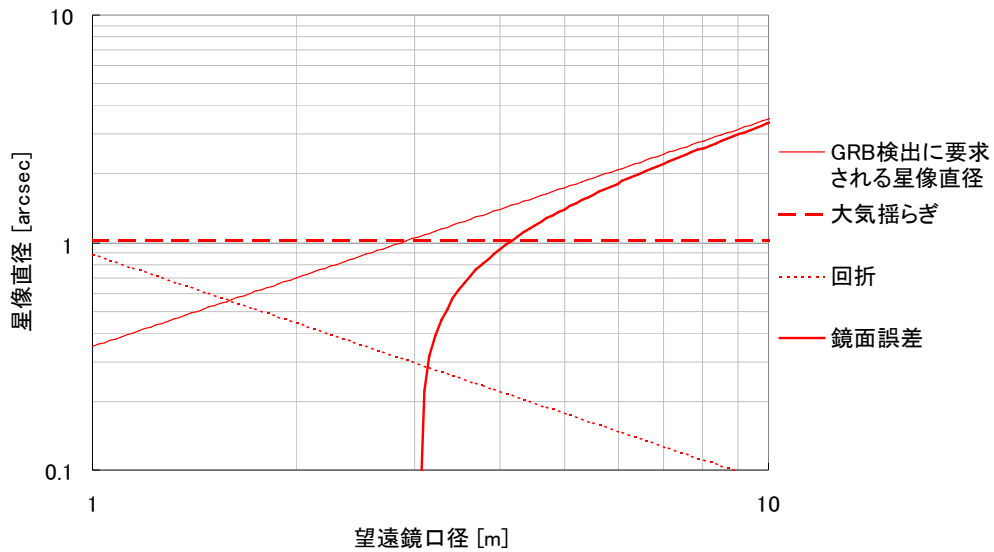


図 1.8 GRB の検出に必要な望遠鏡口径(横軸)と星像直径(縦軸)の関係。上から H-band で $z=10$ 、K-band で $z=15$ 、L-band で $z=20$ の GRB 残光を検出する条件。細線が検出に必要な星像の広がり(最大値)を示す。太線は大気揺らぎ(破線)と回折(点線)による星像広がりがある場合に、望遠鏡光学系に許される星像広がりである。なお、H、K-band では太線と細線は重なっている。

残光の検出確率

現在、GCN で配信されるアラートは年間 100 イベント程度である。配信されたイベントの内、

- (1)可視残光を伴う確率 : 0.5
- (2)観測地が夜間である確率 : 0.4
- (3)観測地の晴天率 : 0.4
- (4)観測可能な天域(高度 $>20^\circ$)にある確率 : 0.33

をかけあわせると年間 ~ 3 イベントが観測可能と考えられる。ただし(1)については残りの 0.5 が赤外線のみで検出可能な high-z GRB である可能性がある。この確率を 1 とすると年間 ~ 5 イベント程度まで増加する可能性がある。

配信されるアラートの内、 $z\sim 20$ の GRB がどれだけ含まれているかは観測例が無いため不明である。 $z\sim 7$ 程度までは、これまでの検出例から発生頻度が推定されており、Butler et al. (2010)によると Swift BAT の場合、年間 1 個程度である。ただし検出例が少ないため 1/3 倍 \sim 3 倍程度の不定性がある。上記で求めた観測可能である確率をかけあわせると 20 年に 1 個程度の頻度で $z>7$ の GRB 残光が観測可能であると見込まれる。

GRB の即応観測を行っている望遠鏡は 0.5 \sim 2m 程度の小口径望遠鏡が多く、high-z GRB が観測可能な口径 3m 級以上で、近赤外線の間即応観測を行っている望遠鏡はハワイ島にある UKIRT など極少数に限られる。特に日本の周辺には定常稼働中の 3m 以上の望遠鏡が存在しないため GRB の観測において重要な場所の一つである(図 1.9)。また、high-z GRB の確実な検出のためには更に多くの望遠鏡を建設することが望ましい。

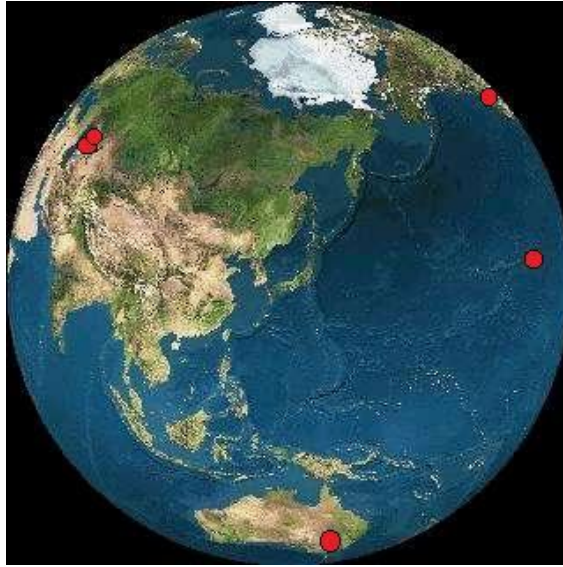


図 1.9 日本を中心とする半球内の口径 3m 以上の光学望遠鏡。日本付近の上空で発生した GRB は既存の望遠鏡では地平線近くにしか見えず、観測が不可能である。

第 2 章 観測システムに求められる性能

遠方 GRB の検出には前章で述べた望遠鏡と、近赤外領域の撮像観測を行う焦点面観測装置が必要である。1.3.2 節の見積もりでは望遠鏡の集光力と結像性能が限界等級を決める主な要因である。そこで、この 2 点に主眼をおいて望遠鏡に求められる仕様を決定した。

2.1 望遠鏡の仕様

1.3.2 で述べたように、近赤外線領域で high-z GRB の残光を有意に検出するには少なくとも口径 3m 以上、できれば 4m 程度の望遠鏡が必要である。しかし国内での望遠鏡開発を考えた場合、大口径の単一鏡の製作は欠点が多い。まず、直径 4m もの巨大かつ精密な鏡面を製作可能な既存の設備が国内には存在しない。加工後の望遠鏡までの運搬や設置、鏡面の再蒸着など維持メンテナンスにも大きな設備が必要となる。また巨大な硝材は、その内部応力を散逸させるためにアニーリングに極めて長い時間を要する。そこで主鏡を複数の小さな鏡に分割して製作し望遠鏡の上で精密に並べ直して一枚の鏡として機能させる「セグメント主鏡」方式を採用する。これは表 2.1 に示すように現在稼働中の全ての 10m 級の大望遠鏡で採用されている方式であり、今後建設が計画されている巨大望遠鏡においても必要不可欠な技術である。また中口径望遠鏡においても中国の LAMOST で採用され開発が進められている。

国内での鏡開発を考えた場合、入手可能な超精密加工機の制約から 1 セグメントあたり 1m 程度とするのが適当である。またこの程度の大きさであれば既存の望遠鏡での運搬・設置・メンテナンスなどの実績も豊富である。4m 級の鏡を 1m サイズに分割する場合、2 重のリングに分け、更に内周リングを 6 枚、外周を 12 枚の扇形セグメントで構成するのが対称性が良く製作が容易である。2.3 で述べる加工機のワークサイズを考慮し、図 2.1 に示すように口径 3.78m の 18 分割の主鏡とした(図 2.1, 2.2)。

望遠鏡の形式は一般的なカセグレン式とした。また第 3 鏡を用いて焦点を高度軸上に引き出したナスミス焦点を使用する。これは焦点面観測装置の取付・支持を容易にするためである。また、この望遠鏡は開発時のアクセスの容易さ、インフラ等の整備状況を考え、日本国内では最も観測条件が良いサイトとされている国立天文台岡山観測所の敷地内への設置を予定している。

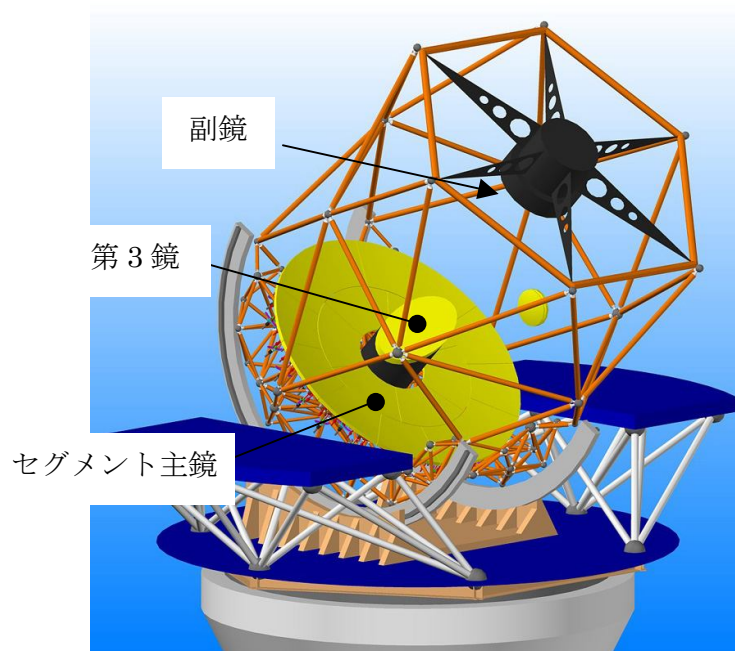


図 2.1 3.8m 望遠鏡の完成予想図。右上方向から入射した光は黄色で示した 18 枚分割の主鏡で反射し、副鏡・第三鏡を経て左右に張り出したナスミス台上に焦点を結ぶ。(Fig. 1.1 of 望遠鏡ワーキンググループ, 2010)

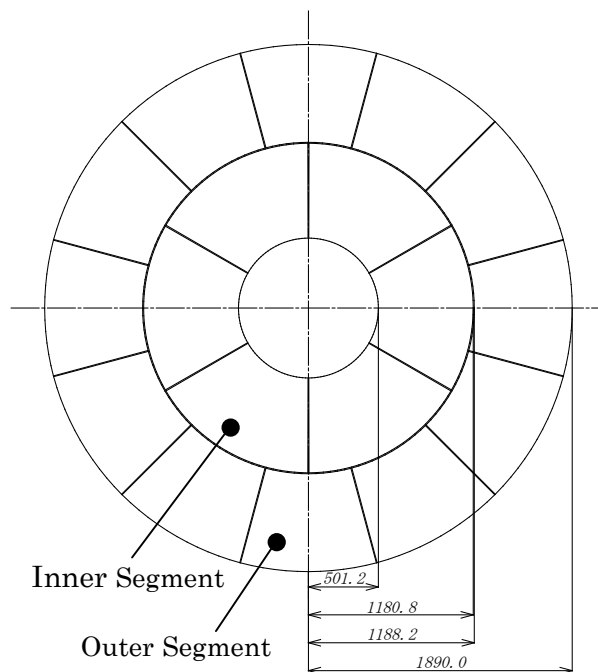


図 2.2 3.8m 望遠鏡の主鏡。内周 6 枚と外周 12 枚の計 18 枚の花弁型のセグメント鏡で構成される。それぞれの鏡は軸外し双曲面の表面形状を持つ。

表 2.1 セグメント望遠鏡(計画を含む)

望遠鏡	口径 [m]	セグメント枚数
3.8m 新技術光学赤外線望遠鏡 ³	3.78	18
W. M. Keck I , II Telescope ⁴ , Gran Telescopio Canarias (GTC) ⁵	10	36
Thirty Meter Telescope (TMT) ⁶	30	492
European Extremely Large Telescope (E-ELT) ⁷	39.3	978
Giant Magellan Telescope (GTC) ⁸	21.4	7
James Webb Space Telescope (JWST) ⁹	6.5	18
Hobby Eberly Telescope (HET) ¹⁰ , Sothern African Large Telescope (SALT) ¹¹	9.2	91
Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopic Telescope (LAMOST) ¹²	4	24(補正板)+ 37(主鏡)

2.2 主鏡の仕様

望遠鏡の形式には、カセグレン型の望遠鏡では最も広視野にわたって収差が小さい

³ 望遠鏡ワーキンググループ, 2010

⁴ <http://www.keckobservatory.org/>

⁵ <http://www.gtc.iac.es/en/>

⁶ <http://www.tmt.org/>

⁷ <http://www.eso.org/public/teles-instr/e-elt.html>

⁸ <http://www.gmto.org/>

⁹ <http://www.jwst.nasa.gov/>

¹⁰ <http://www.as.utexas.edu/mcdonald/het/het.html>

¹¹ <http://www.salt.ac.za/>

¹² <http://www.lamost.org/website/en>

Ritchey Chretien タイプとする。この形式では表面形状が双曲面に近い非球面の主鏡を使用する。ここでは主鏡形状を双曲面で近似しており、その形状は曲率半径 R と非球面定数 k を用いて式 2.1 で表される。ただし r は鏡面中心からの距離、 z はその位置での鏡面の高さとする。

$$z(r) = \frac{r^2}{R + \sqrt{R^2 - (1+k)r^2}} \quad \text{式 2.1}$$

この主鏡形状を図 2.2 に示した 18 個のセグメントに分割したときの各セグメントの仕様を表 2.2 に示す。

表 2.2 3.8m 望遠鏡主鏡の仕様(上)と各セグメントの仕様(下)

口径	3.78 m	
近軸曲率半径 R	10.0 m	
非球面定数 k	-1.034609 (双曲面)	
セグメント数	18 (内周 6 枚 + 外周 12 枚)	
硝材	クリアセラム-Z	
	内周セグメント	外周セグメント
外接円直径	1186.7 mm	1088.3 mm
近似曲率半径	10065 mm	10190 mm
非球面度	42 μ m	150 μ m

2.2.1 鏡面精度

1.3.2 節で求めた望遠鏡口径と星像直径の関係(図 1.8)より、口径 3.78m の望遠鏡で目的の GRB 残光を検出するには星像直径を 1.32 arcsec 以下とする必要がある。このとき、大気揺らぎによる星像の広がり(図 1.8 破線)は 1.02 arcsec、回折は(図 1.8 点線)は 0.24 arcsec であり、光学系の形状誤差で許される星像直径(図 1.8 太線)は 0.81 arcsec である。

鏡面誤差は、その空間スケールにより結像性能に与える影響は異なる。ここでは空間スケール毎の誤差量を表すために構造関数を用いる。構造関数は次の式 2.2 で定義される。

$$D_{\phi}(\mathbf{r}) = \langle [\phi(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - \phi(\mathbf{x})]^2 \rangle_{\mathbf{x}} \quad \text{式 2.2}$$

ここで $\phi(\mathbf{x})$ は位置 \mathbf{x} での波面の形状誤差、 $\mathbf{r} = |\mathbf{r}|$ は空間スケール、 $\langle \rangle_{\mathbf{x}}$ は変数 \mathbf{x} に対する平均値を表すものとする。 $D_{\phi}(\mathbf{r})$ は距離の 2 乗の次元を持っている。 $\sqrt{D_{\phi}(\mathbf{r})}$ とした場合、これは波面上で空間スケール \mathbf{r} だけ離れた点の rms 形状誤差をあらわす。

前述のように星像を肥大化させる要因として大気揺らぎが最も大きな割合を占める。そこで大気揺らぎによる波面誤差が持つ構造関数をもとにして望遠鏡光学系に許される形状誤差の構造関数を見積もった。

大気揺らぎは地表の熱源により、温められた大気に起因する。温度差により対流が生じ、これが風でかき乱され乱流となる。大気温度分布は密度の分布であり、最終的に大気の屈折率分布と言い換えることができる。平面の波面を保って到達した天体からの光は大気の屈折率分布によりその形状を歪められ、星像が劣化する。

乱流の統計的理論の基礎を確立したのは A. N. Kolmogorov である。Kolmogorov の研究をもとに大気揺らぎによる波面の位相構造関数が求められており、

$$D_{\phi}(\mathbf{r}) = 6.88 \left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{r}_0} \right)^{\frac{5}{3}} \quad \text{式 2.3}$$

とあらわすことができる (Tatarski 1961)。ここで \mathbf{r}_0 は Fried 長と呼ばれ、大気揺らぎがもつ典型的な空間的長さをあらわすパラメータである。また Racine (1996) によると Kolmogorov の乱流中を天体からの光が通過した場合、フリード長 \mathbf{r}_0 と星像直径には $\text{FWHM} = 0.976 \lambda / \mathbf{r}_0$ という関係が求められている。望遠鏡に許される星像の肥大化 0.81arcsec と、L-band の中心波長 $\lambda = 3.55 \mu \text{m}$ を代入すると $\mathbf{r}_0 = 882 \text{mm}$ の大気揺らぎに相当する鏡面誤差まで許される。なお大気ゆらぎによる星像直径 1.0arcsec は $\mathbf{r}_0 = 700 \text{mm}$ に相当する。

次に、式 2.3 の位相構造関数に $\lambda / 2\pi$ を乗じて実距離にすると

$$\sqrt{D(r)} = \sqrt{\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 6.88 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}} \left[1 - 0.975 \left(\frac{r}{D_{Seg}}\right)^{\frac{1}{3}}\right]} \quad \text{式 2.4}$$

となる。ここで、 λ は観測波長、 D_{Seg} はセグメント1枚あたりの口径である。 D_{Seg} を含む最後の項は円形開口を仮定し数値演算で求められた、波面の傾斜成分を除く補正項である。この補正は鏡面形状を評価する場合に、傾斜成分を含めないことが一般的なためである。

散乱光成分

空間スケールが小さい領域では散乱光の発生が問題となる。散乱光成分は、天体からの光を散逸させるだけでなく、望遠鏡や周囲の構造物からの熱輻射を散乱させることで、背景光を増加させる影響がある。入射光の強度に対する散乱光の割合は表面粗さ σ 、観測波長 λ を用いて式2.5で表される。

$$Scatter = 1 - \exp\left[-(2\pi\sigma/\lambda)^2\right] \quad \text{式 2.5}$$

セグメント望遠鏡ではセグメント間の隙間(主鏡面積の $\sim 1.5\%$)からの熱放射が存在する。ここでは鏡面での散乱光も同量の 1.5% まで許容するものとする。主鏡・副鏡・第3鏡に等分配すると各 0.5% となる。GRB残光の検出限界が最も厳しいL-band($\lambda=3.55\mu\text{m}$)において 0.5% の散乱強度となる表面粗さは、式2.5よりrms 40nm である。

式2.4の構造関数に表面粗さの成分を加えると式2.6となる。望遠鏡光学系に許される形状誤差として、式2.6に $r_0=822\text{mm}$ 、観測波長 $\lambda=3.55\mu\text{m}$ 、セグメントサイズ $D_{Seg}=1.1\text{m}$ 、及び表面粗さ $\sigma=40\text{nm}$ を代入した構造関数を図2.3に黒色細線で示す。

$$\sqrt{D(r)} = \sqrt{\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 6.88 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}} \left[1 - 0.975 \left(\frac{r}{D_{Seg}}\right)^{\frac{1}{3}}\right]} + 2\sigma^2 \quad \text{式 2.6}$$

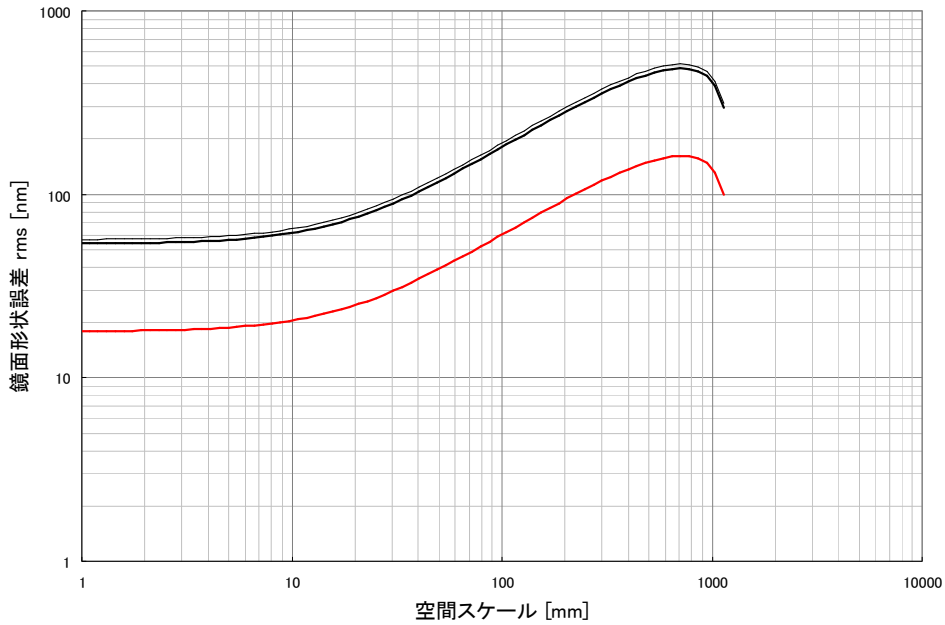


図 2.3 望遠鏡光学系に許される形状誤差の構造関数。黒色細線は望遠鏡の光学系全体に許される形状誤差。黒色太線は主鏡に許される形状誤差を示す。赤線は測定器に許容される誤差で主鏡形状の 1/3 の値とした。

構造関数の値と rms 値、P-V 値の関係

前述のように製作したセグメント鏡の形状精度は構造関数で評価する。しかし市販の光学素子や他の望遠鏡計画における鏡面精度は rms 値や P-V 値のみで定義されている場合も多い。これらとの比較のために、図 2.3 の構造関数で示した鏡面誤差を rms 値、及び P-V 値で表すとどの程度となるかを求めておく。

式 2.2 で示したように、構造関数 $D(r)$ は距離 r だけ離れた 2 点間における鏡面高さの差の 2 乗平均である。鏡面内で距離 r だけ離れた輪帯の面積 $dS(r)$ を求め、 $D(r)$ に乗じて積分すれば形状誤差の rms 値が求められる(式 2.7)。

$$\text{rms Error} = \sqrt{\frac{1}{2S_{\text{Seg}}} \int D(r) \cdot dS(r)} \quad \text{式 2.7}$$

ここで $S(r)$ はセグメント鏡 1 枚の面積とする。図 2.3 に黒細線で示した構造関数をもつ内周セグメントに対して、式 2.7 を数値計算すると rms 値は約 207nm となる。

rms 値と P-V 値は本来は直接の変換が不可能であるが、形状誤差の分布を仮定すれば変換可能である。例えば形状誤差が単一の正弦波で表される場合には P-V 値は rms 値の 4 倍である。前述の rms 207nm に対しては P-V 828nm がおおまかな目安となる。

2.2.2 曲率半径

主鏡全体の曲率半径

主鏡の曲率半径成分の誤差は、焦点位置の調整で大部分が除去されるため観測への影響は小さい。例として、曲率半径誤差が+10mm の場合の視野中心でのスポットダイアグラム(幾何学的な星像の広がり)を図 2.4 に示す。星像の広がりには 0.12arcsec 程度であり、GRB 残光検出のために光学系に許される星像サイズ 0.81arcsec に対して十分に小さい。なお、干渉計による形状測定では、曲率半径は曲率中心に置かれた測定器から鏡面までの距離を測ることで決定できる。10m の曲率半径に対して±10mm の精度は容易に測定・調整できる値¹³である。

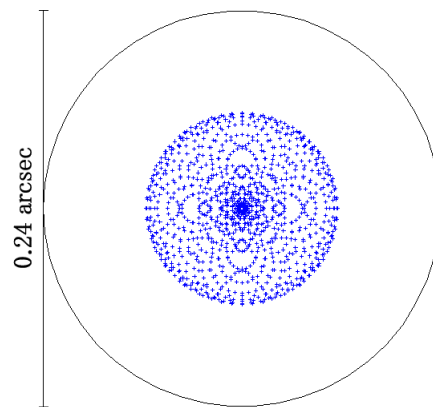


図 2.4 主鏡全体が+10mm の曲率半径誤差をもつ場合のスポットダイアグラム(幾何光学で求めた星像の広がり)。φ 0.24arcsec の円で示した回折広がりよりも小さく、光学系に許される星像の広がり 0.81arcsec に対しては無視できる大きさである。

¹³ ごく一般的な JIS1 級の鋼製巻尺の場合、距離 L での誤差は $dL = (0.2 + L/10000)$ [mm] と定義されている。従って距離 10m での誤差は±1.2mm となる。

セグメント間でのばらつき

各セグメントの曲率半径にばらつきがある場合、セグメント毎にピント調整を行うとセグメント間に段差が生じてしまうため、ピントによる補正は不可能である。そのため主鏡全体と比較して許容精度が厳しくなる。ここでは図 2.3 に示した構造関数がどの程度の曲率誤差に相当するかを見積もった。ただし、この見積りは測定装置の設計・評価においての目安であり、最終的なセグメント鏡の形状精度は、曲率誤差の成分を含んだ構造関数で評価する。

セグメント鏡の形状を放物面と近似すると、鏡の中央から距離を r 離れた点での鏡面誤差 Δz は次のように書ける。

$$\begin{aligned}\Delta z(r) &= \Delta R_{Seg} \frac{d}{dR_{Seg}} \left(\frac{r^2}{2R_{Seg}} \right) \\ &= \Delta R_{Seg} \frac{r^2}{2R_{Seg}^2}\end{aligned}\tag{式 2.8}$$

ここで鏡の曲率半径とその誤差を $R_{Seg} \pm \Delta R_{Seg}$ とする。内周セグメントの曲率半径

$R_{Seg} = 10065 \text{ mm}$ 、外接円半径 $r = 593.3 \text{ mm}$ を代入すると、先ほど求めた P-V 822nm

は $\Delta R_{Seg} = 473 \mu \text{ m}$ に相当する。

2.2.3 光学素子ごとの許容誤差

光学系による星像劣化は主鏡の鏡面誤差だけでなく主鏡の位置合わせ誤差、副鏡の鏡面誤差、第 3 鏡の鏡面誤差でも発生する。副鏡・第 3 鏡は各 1 枚のみ製作すればよいため、セグメント主鏡よりも加工時間の制約が緩く、より高い形状精度に達するまで修正加工が可能である。ここでは既存の望遠鏡における $\phi 1 \text{ m}$ 級の副鏡・第 3 鏡の加工実績¹⁴をもとにそれぞれ rms 30 nm の形状誤差を許すものとする。また主鏡

¹⁴ VLT(Very Large Telescope)の副鏡($\phi 1.1 \text{ m}$)は 3 次の収差を取り除いた後で形状誤差 rms 15nm で製作された。また GTC では副鏡($\phi 1.2 \text{ m}$)に rms 18nm、第三鏡(長径 1.5m)に rms 22nm の誤差を割り当てている。

の位置合わせについては現在開発中であるが、rms 50nm 程度の位置精度を目標としている。これらの誤差が 2 乗平均で合成されるものとし、このときに主鏡に許される形状誤差を図 2.3 に黒色太線で示す。

2.3 鏡面加工法

鏡面の加工は、研削による粗加工と研磨による仕上げ加工の二段階で行う。これは従来より使われてきた手法であるが、研削による粗加工の到達精度を従来の $10\mu\text{m}$ から $1\mu\text{m}$ 以下まで引き下げることで、除去効率が悪い研磨工程の時間短縮を図る。

古典的な望遠鏡では巨大な主鏡を 1 枚だけ製作すればよいため、長い加工時間(典型的には ~ 1 年)が許される。一方、セグメント主鏡の場合には、各セグメントは軸外し非球面(多くの場合軸外し双曲面)であり、分割した数だけ多くの鏡を製作する必要がある。3.8m 望遠鏡計画ではセグメント 1 枚あたり最長でも 1 ヶ月程度、次世代望遠鏡への技術開発としての意味では、10 日程度で加工することを目標としている。

2.3.1 研削加工

加工対象が軸外し非球面であるため、Computer Numerical Control(CNC)加工機で作られる。加工には共同研究者であるナノオプトニクス・エナジーが所有する超精密研削盤 N²C-1300D (株式会社ナガセインテグレックス製)を使用する(図 2.5)。この研削盤は最大 $\phi 1300\text{mm}$ までの被加工物を搭載可能で、直進 3 軸(x, y, z 軸)と回転軸(B 軸)の計 4 つの駆動軸を持つ。全ての駆動軸が油静圧軸受で支持されており各軸の駆動分解能は 1nm である。平面原器を用いた試験で 400nm の真直度と 100nm 程度の駆動再現性を持つ。これは研削から研磨工程に移る形状精度($<1\mu\text{m}$)を達成するのに十分な駆動精度である。さらに研削用の砥石に加えて仕上げ用の研磨加工軸をもつ。なお駆動軸のサーボモーターを稼働させたままであっても鏡面の測定に対して振動等の悪影響が無いことは確認済みである。

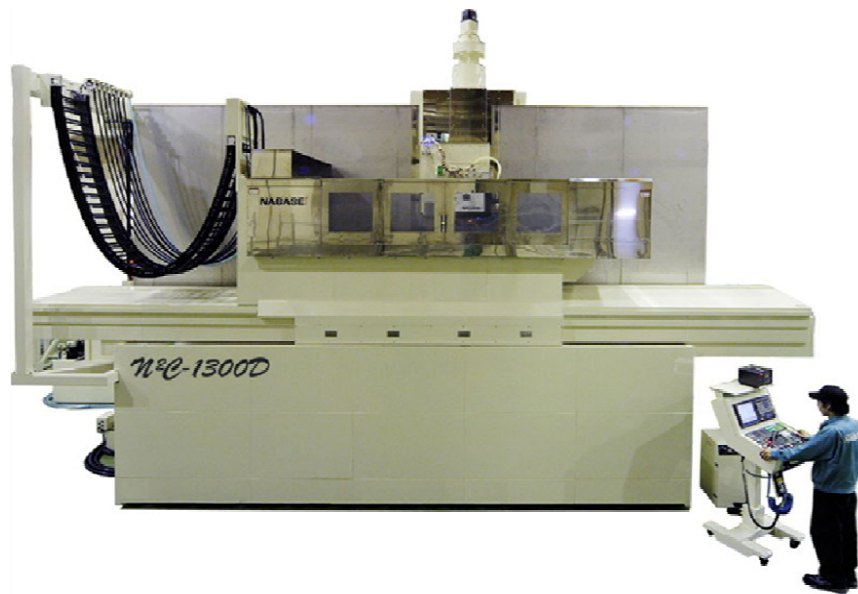


図 2.5 セグメント鏡の加工に使用するナノオプトニクス・エナジー所有の超精密研削盤 N²C-1300D(株式会社ナガセインテグレックス製)。

2.3.2 研磨加工

古典的な研磨では被検面のサイズに近い大きな研磨パッドを用い、回転対称性を生かした装置とすることで高精度な加工を実現してきた。しかし軸外し非球面の加工では、研磨パッド径を大きくすると鏡面が球面に倣ってしまう。従って軸外し非球面を球面に近似できる範囲の小さなパッドを使用することとなる。これを小工具研磨と呼ぶ。

小工具研磨では典型的にはパッド半径程度の空間スケールを持った形状誤差が発生する。この形状誤差を取り除くには、より小さなパッドを使用することになる。パッド径を小さくしながら残存誤差を減らし、鏡面形状を要求精度に追い込んでいく。我々の加工手順ではφ120mmの研磨パッドからスタートし、最終的にφ30mmのパッドまで使用することで、仕様を満たす加工精度が得られることが実験的に確かめられている(所 2012)。

2.3.3 加工誤差の空間スケール

前述のように、軸外し非球面の加工に CNC 研削・小工具研磨加工を使用する。これらの手法は加工可能な面形状の自由度が高い半面、高周波な加工誤差を発生しやす

いという欠点がある。研削加工、及び小工具研磨により生じた加工誤差の測定サンプルを図 2.6 に示す。研削加工では 10～数 100mm の広い空間スケールにわり同心円状のパターンをもつ加工誤差が、小工具研磨では使用した研磨パッドの直径である 30mm 程度の空間周波数においてさざ波状の加工誤差が顕著に見られる。特に小工具研磨は最終仕上げで使用する加工であるため、この段階での加工誤差を正確に測定し、修正加工を行うことが極めて重要である。

研磨加工では鏡の外縁部において幅 3～6mm 程度の領域でダレや盛り上がりなどの加工誤差が発生することがよく知られている。測定対象の鏡は扇形の外形であるため、特に角の部分で局所的に大きな縁だれが生じる恐れがある。このような形状誤差を検出し加工特性を把握していくためにも高い空間解像度をもつ測定器が求められる。

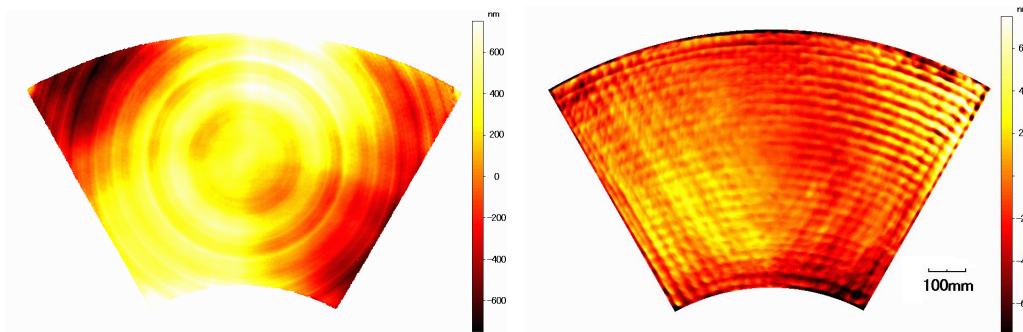


図 2.6 研削加工により生じた形状誤差の例(左)と、小工具研磨加工で生じた加工誤差の例(右)。これらの加工で生じた～10mm の空間スケールを持つ加工誤差を測定し、それをもとに修正加工していく必要がある。

2.4 測定器への要求性能

2.2、2.3 節で述べた主鏡を検査するのに必要な測定器の条件を以下のように決定し、表 2.3 にまとめた。

被検面の形状と大きさ

φ 1.2m 以上の軸外し非球面が測定できることが大前提である。また被検面の形状は内周・外周の 2 種類があるため、この両方に対応できることも要求される。

縦方向の測定精度

図 2.3 に黒色太線で示した主鏡の許容形状誤差に対して、1/3 までの測定誤差を測定器に許容するものとする(図 2.3 赤線)。rms 値で表すと、2.2.1 節で求めた鏡面の許容誤差 rms 207nm の 1/3 である 69 nm となる。P-V 値に換算すれば～276nm である。このとき加工誤差と測定誤差が同じ形状分布を持つと仮定した場合には、加工に許される誤差は残りの 2/3 となる。また主鏡の加工誤差と測定誤差は互いに独立かつランダムだとした場合には、加工に許される誤差は $\sqrt{1-(1/3)^2} = 0.94$ である。最悪値としては前者だが、実際には加工誤差と測定誤差は独立であり後者に近い値となると考えられる。この程度であれば加工の許容誤差への寄与は十分に小さい。

横方向の測定精度

鏡面に沿った面内の解像度と位置精度は $\phi 30\text{mm}$ の研磨パッドで生じる加工誤差に対して十分に小さいことが求められる。

ここで、周期 L の正弦波 $f(x) = \sin(2\pi \cdot x/L)$ 形状を持つ加工誤差をガウシアン $g(x) = \exp[-x^2/2c^2]$ で表されるボケを持つ装置で測定することを考える。これは $g(x)$ での畳み込み演算であるから、ぼかした後の正弦波の振幅は $g(x)$ のフーリエペアである $G(\omega) = \exp[-c^2\omega^2/2]$ 倍されることになる。ここで $g(x)$ の半値全幅 $W = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot c$ であり、 $\omega = 2\pi/L$ とともに $G(\omega)$ に代入すると、

$$G = \exp\left[-\frac{\pi^2}{4\ln 2} \cdot \left(\frac{W}{L}\right)^2\right] \quad \text{式 2.8}$$

となる。 $L=30\text{mm}$ とした時のグラフを図 2.7 に示す。例えば横解像度 15mm の測定器の場合には、周期 30mm の加工誤差が実際の 40%程度まで小さく評価されてしまうことを意味する。十分に小さな測定誤差(ここでは元の振幅に対して 95%程度とする)に抑えるには～3mm の横解像度を達成する必要がある。

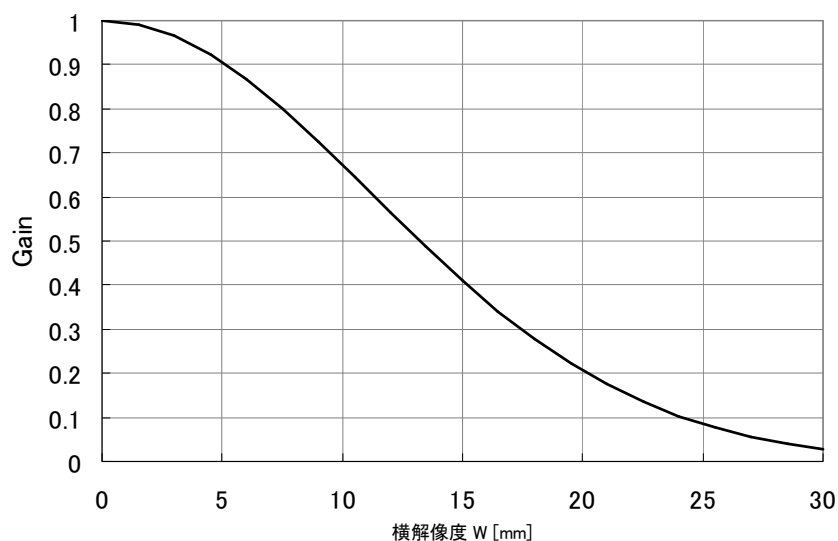


図 2.7 周期 30mm の正弦波状の形状誤差を横解像度 W の装置で測定した場合の振幅倍率。もとの振幅とほぼ同等の測定結果を得るには 5mm 以下、できれば 3mm 程度の横解像度が必要である。

曲率半径

2.2.2 節で求めたようにセグメント鏡間で許される曲率半径のばらつきは $\Delta R_{Seg} = 473 \mu m$ までである。ここで縦方向の精度と同様に、鏡への許容誤差の 1/3 である $158 \mu m$ を測定器への許容誤差とする。

測定時間

セグメント鏡 1 枚あたり 10 日程度での加工を目指している。加工の最終段階では測定と加工を何度も繰り返して形状精度を追い込んでいく作業となる。そのため測定に要する時間はできる限り短いことが望ましい。また、測定と加工の切り替えに要する時間を減らすため、セグメント鏡を加工機の上に設置したまま測定と修正加工を繰り返す。そのため加工機の駆動の妨げとならないよう、被検面付近に大きな構造物を必要としないことも求められる。1 回のフィードバックサイクルを 1 日で行うことを考え、準備作業も含めた 1 回の測定時間は 1 時間以内とする。

表 2.3 測定器への要求仕様

被検面形状	軸外し双曲面(詳細は式 2.1)
被検面外形	大きさ約 1.2m の扇形 (詳細は図 2.2)
縦方向の測定精度	図 2.3 に赤線で示した構造関数 (rms 69 nm 以下)
横方向の測定精度	< 3mm
曲率半径決定精度	158 μ m 以下
測定時間	測定準備も含め 1 時間以内

第3章 主鏡形状の計測手法

この章では、本論文の主題である干渉計について動作原理などの説明を述べた後、干渉計を含む複数の計測手法を列挙し、セグメント鏡の測定に適した方式を選択する。

3.1 鏡面計測用干渉計

平面、球面、または軸対称な非球面に対して従来より使われてきた高精度な測定手法として干渉計がある。干渉計は光の波動としての性質を利用した微小変位を計測する装置で、望遠鏡をはじめ光学素子の形状測定において広く使われている¹⁵。一般によく使われる可視光を用いた干渉計の場合、波長(He-Ne レーザーなら 632.8nm)に対して 1/10~1/100 程度の測定精度を比較的容易に達成できる。また、ステッチング式を除く多くの干渉計は大面積の鏡面全体を一度に測定可能なことも特長である。ここでは干渉計の動作原理と従来から使用されてきた主な形式について述べた後、軸外し非球面の測定が可能となるよう改良された干渉計について議論する。

3.1.1 2 光束干渉計

鏡面測定においてよく使われる 2 光束干渉計では、①光源から出た光を二つに分割し、②一方(もしくは両方)の波面に被検面の形状を転写、③最後に再び二つの光を足し合わせることで干渉させる(図 3.1)。足し合わされた二つの光に光路差が無ければ互いに強め合って明るくなり、半波長分ずれた場合には打ち消し合って暗くなる。結果として二つの光の光路差は検出器上における明るさの分布となる。干渉させる光のうち被検面の形状を転写した側を被検光、もとの波面形状を保つ側を参照光と呼ぶ。

¹⁵ 「干渉計」の名称は、複数の小望遠鏡からの電磁波を干渉させることで高角度分解能を実現する開口合成技術をはじめ、波の干渉現象を利用する多くの機器で使われているが、本稿では特に断らない限り光学素子の形状測定装置を指すものとする。

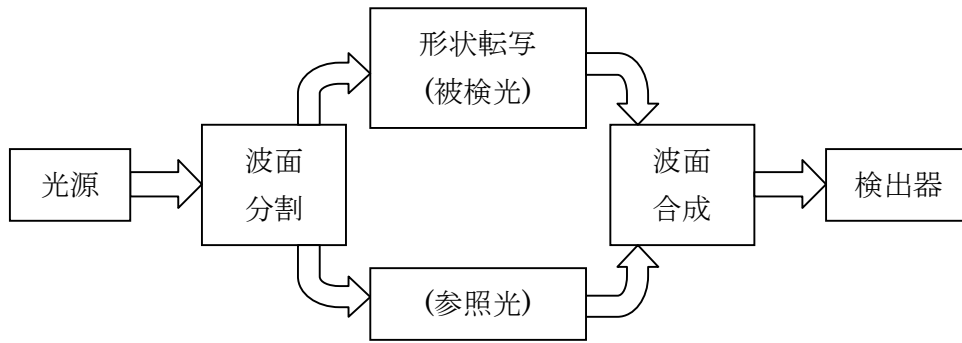


図 3.1 2 光束干渉計の模式図。光源からの光を二つの光路に分割し、一方の波面には被検面の形状を転写した後、再び重ね合わせることで鏡面の情報を含んだ干渉縞が得られる。

検出器上における電場 \mathbf{E}_{total} は被検光と参照光の電場ベクトル (\mathbf{E}_1 , \mathbf{E}_2) の和であり式 3.1 のように表される。

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{total} &= \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 \\ &= \mathbf{A}_1 \exp[i(\phi_1 - \omega t)] + \mathbf{A}_2 \exp[i(\phi_2 - \omega t)] \end{aligned} \quad \text{式 3.1}$$

ここで \mathbf{A}_1 , \mathbf{A}_2 はそれぞれの電場の振幅、 ω は入射光の角周波数 t は時刻、 ϕ_1 , ϕ_2 は位相であり、光源から検出器までの光路長 l_n と波長 λ を用いて $\phi_n = \frac{2\pi l_n}{\lambda}$ と表せる。次に検出器上での光の強度 I_{total} は電場ベクトル \mathbf{E}_{total} の 2 乗であるから、

$$\begin{aligned} I_{total} &= |\mathbf{E}_{total}|^2 \\ &= |\mathbf{E}_1|^2 + |\mathbf{E}_2|^2 + 2\mathbf{A}_1 \cdot \mathbf{A}_2 \{ \exp[i(\phi_1 - \phi_2)] + \exp[-i(\phi_1 - \phi_2)] \} \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\phi_1 - \phi_2) \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\phi) \end{aligned} \quad \text{式 3.2}$$

となり、干渉した光の強度は被検光と参照光の位相差 $\Delta\phi$ の三角関数で表される。この干渉光強度の二次元空間分布を干渉縞と呼ぶ。実際には式 3.2 に周辺環境からの背景光が加わる。また可干渉距離が短い光源を使用した場合には干渉縞の強度振幅は $2\sqrt{I_1 I_2}$ よりも小さくなる。

面形状を波面に転写するには被検面で被検光を反射または透過させればよい。被検面に高さ h の段差がある場合、反射光では $2h$ 、透過光の場合は $h(1-n)$ だけの光路差ができる(被検面の材質の屈折率を n とする)。ただし透過光の場合は裏面の形状、及び材料内部での屈折率の不均一性も光路差を生むので注意が必要である。

被検面が理想形状の場合に干渉像全体が同じ明るさ(干渉縞の本数がゼロ)になる干渉計をヌル干渉計と呼び、高い精度が必要な測定でよく使用される。ヌル干渉計を構成するには理想的な被検面と同じ形の波面を作り出す必要がある。例えば平面の測定には平行平面波が、凹球面を測定するには発散球面波が必要である。同様に非球面を測定するには被検面と同じ形状の非球面波が必要であり、このような被検波面の形状を作り出す光学系をヌル光学系と呼ぶ。

3.1.2 古典的な干渉計

マイケルソン干渉計、トワイマン・グリーン干渉計

1887年に Michelson-Morley による光速の測定のために作られた干渉計。中央の半透鏡で分割された光源からの波面を $M_1 \cdot M_2$ で元の方向に反射し、同じ半透鏡で二つの光を合成する。光速度の測定実験では図 3.2 の $M_1 \cdot M_2$ とともに高精度平面鏡であるが、片方を未知形状の被検面とすることで形状測定にも使用できる。光源に使われた白色光は可干渉距離が短いため、半透鏡から M_1 及び M_2 までの距離を等しくする必要があった(等光路長干渉計)。後に可干渉距離が長い単色光源を使用することで不等光路長でも動作するよう改良されたトワイマン・グリーン干渉計もよく使われる。

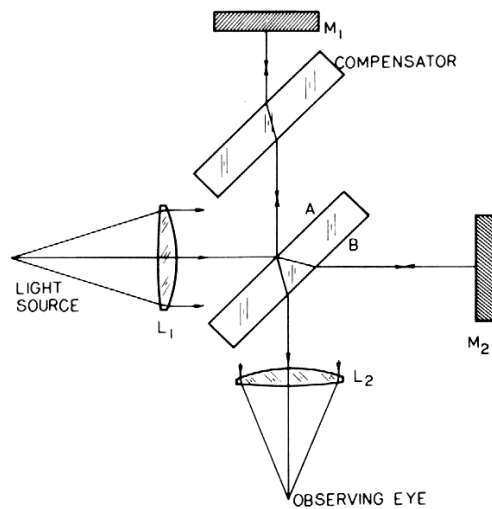


図 3.2 トワイマン・グリーン干渉計の構造図。光学系の構造はマイケルソン干渉計と同等である。左からの入射光を中央の半透鏡で二つに分け、被検面と参照面である M_1 、 M_2 で反射する。反射後の光は半透鏡で再び合成され干渉する。図中の COMPENSATOR は被検光と参照光の光路長を一致させるために必要であり、可干渉距離が長いレーザー光を使う場合には省略できる。(Figure 2.1 of D. Malacara, 1992)

フィゾー干渉計

平面及び球面の測定で最も一般的といえる干渉計。図 3.3 は平面測定用の光学配置を示す。被検光と参照光が同じ光学素子を通過するためコンパクトである。またコリメータで作られた平行光の残存波面誤差は被検光と参照光で相殺されるため高い精度を得られる。原理的に不等光路長となるため光源には可干渉距離が長いレーザーが必須である。

球面の測定を行うには、図中のコリメータに加えて(または交換して)球面基準レンズを使用する。球面基準レンズは光源からの波面を球面波に変換する。収束球面波を射出することで球心を挟んで凹・凸面両方の測定で使用可能なものが一般的である。球面波を形成するレンズ群の最終面が高精度球面の参照面であり、被検光と参照光の両者が途中のレンズ群を通過するため残存波面誤差が相殺され測定結果に影響しない。

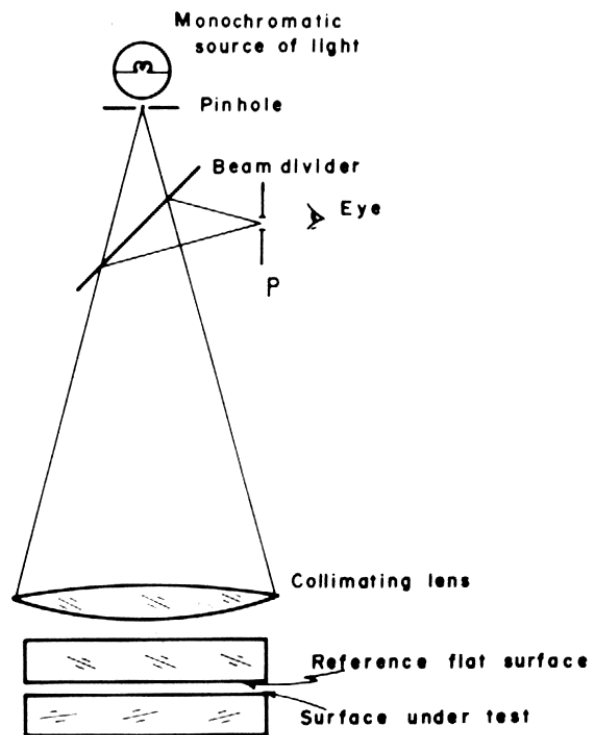


図 3.3 平面測定用フィゾー干渉計の構造図。単色光源からの光はコリメータレンズで平行光に変換された後、一部が参照面で反射される。透過した光は被検面で反射され参照光と共に元の方向に戻り干渉する。被検面と参照面の間には空気以外に光学素子が無いいため高い測定精度が得やすい。
(Figure 1.16 of D. Malacara, 1992)

マツハツエンダー干渉計

光路に往復部分が無く被検光と参照光の光路が独立している。等光路長なのでレーザー以外の光源も使用可能である。光路の途中に透明物体を挿入して透過時の光路差を計るのに適しており、特に流体内の屈折率分布の測定によく使われる。(図 3.4)

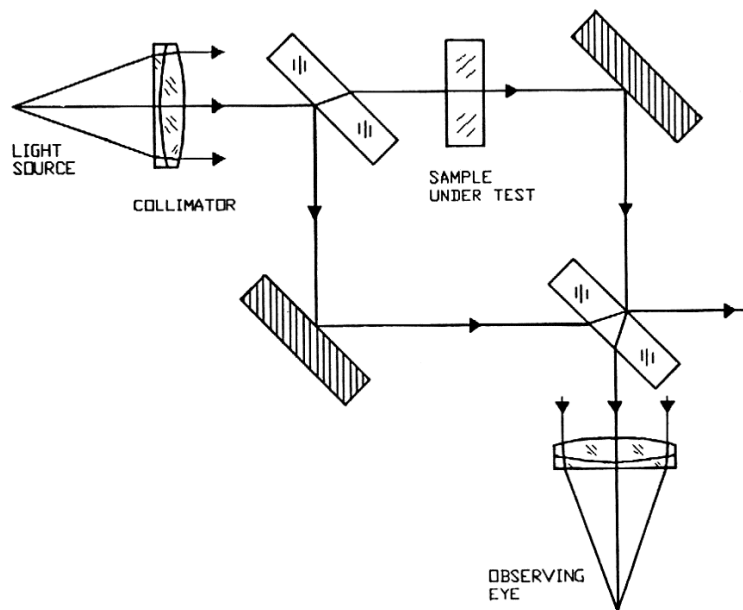


図 3.4 マッハツェンダー干渉計の構造図。被検光(右上の光路)と参照光(左下の光路)が独立、かつ等光路長である。図は測定対象として透明物体を光路中に挿入した場合。透明物体を取り去り網掛けされた鏡の片方を被検面とすることで鏡面形状測定にも使用可能である。(Figure 2.22 of D. Malacara, 1992)

3.1.3 ヌルレンズ干渉計

フィゾー干渉計の球面基準レンズの代わりに、非球面波を生成するレンズ群：ヌルレンズを取り付けた干渉計。単一主鏡をもつ望遠鏡をはじめ、軸対称な非球面の形状測定ではよく使われてきた。一例として Multi Mirror Telescope (MMT) の 6.5m 主鏡計測に使われたヌルレンズ干渉計を図 3.5 に示す。

ヌルレンズ

前述の球面基準レンズとは逆に、入射側の最初の面を入射波面に合わせた高精度の参照面とし、その後ろに置かれた 2~3 枚程度のレンズ群で非球面波面を作り出す。ヌルレンズでは各レンズが持つ球面収差を積極的に利用し、複数枚のレンズ組み合わせることで被検面に近似した波面を形成する。したがって被検面の非球面度が大きい場合や、小さな残存波面誤差を目指す場合には多数のレンズが必要となる。

非球面波を形成するレンズ群を通過するのは被検光のみであるため残存波面誤差はそのまま測定精度を低下させる。球面基準レンズのように最終面を参照面とす

るには高精度な非球面が要求されるため非常に困難である。

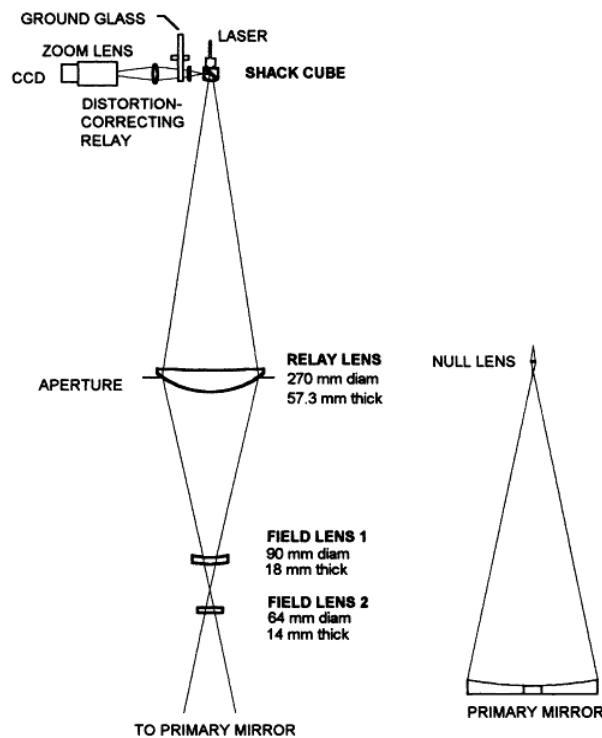


図 3.5 MMT6.5m 主鏡の計測に使用されたヌルレンズ干渉計。右が被検面を含めた全体図、左はヌルレンズ部分の拡大図。ヌルレンズには球面レンズを 3 枚使用している。Shack Cube は Cube 型ビームスプリッタの一面を球面にした光学素子で、この球面が参照面となる。(Fig. 7 of Burge et al. 1994)

3.1.4 回折光学素子を用いた干渉計

Fresnel Zone Plate (FZP)や Computer Generated Hologram (CGH)といった回折光学素子を使用すると、より簡単にヌル光学系を実現できる。非球面度が大きな面の測定ではヌルレンズに必要なレンズの枚数が多くなるが、回折光学素子であれば 1 枚でよい。またはヌルレンズの製作が事実上不可能な、非軸対称面の測定も可能である。

最も単純には、フィゾー干渉計の球面基準レンズやヌルレンズを回折光学素子に置き換えることで、このような干渉計を実現できる。また、回折格子光学素子では、次数により波面が分割されることを活かした新しい型の干渉計も考案されている。

FZP 干渉計

FZP とは同心円状の微細パターンでの回折を利用してレンズと同等の働きをする回折光学素子である。回折格子の溝を不等間隔の曲線とすることで図 3.5 に示すように曲面の波面形状を作り出せる。波面形成に用いるだけでなく、次数の違いを利用して波面を分割・合成する役割を兼ねることもある。FZP のパターンはレンズや鏡を組み合わせて作った干渉縞を写真乾板に写して形成されることが多く、FZP を作るために理想的な被検面やヌルレンズが不可欠という問題がある。

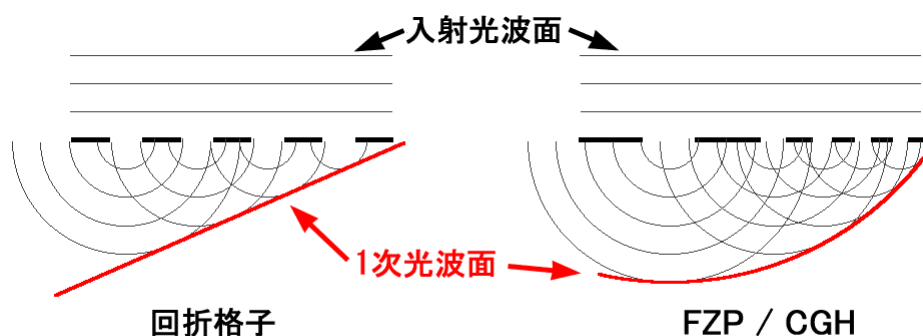


図 3.5 回折格子(左)と FZP/CGH(右)で発生した 1 次光の波面伝搬の様子。上方から入射した光が各スリットで素元波を生み出し、その包絡面が新たな波面となる。FZP/CGH ではスリットを適宜設計することで被検面形状に応じた曲面の波面を作り出す。

最初に回折光学素子を用いた干渉計を開発したのは M. V. R. K. Murty (1963) である。Scatter-plate (Burch 1953) 干渉計とよく似たコモンパス干渉計で、対になる 2 枚の拡散板を FZP に置きかえた構成となっている。被検面の中央に焦点を結ぶ収束光を光源としており、これにより被検面の中央部が参照面としても機能する。

R. N. Smartt (1974) はヌル光学系に FZP を 1 枚だけ使用した実用的なコモンパス干渉計を開発した。この干渉計では光源から被検面に向かって FZP を通過するときには ± 1 次光を被検光、0 次光を参照光に割り当て、反射後の復路は逆の次数を使用する。FZP は次数の正負で発散光と収束光を同時に作り出せる。Smartt は FZP の使い方として、被検光と参照光で使用する次数の正負が異なる 1st~3rd mode の形式を提案した。さらに、FZP への入射光として Murty と同様に収束光を使用する形式と、平行光を使用する二つの形式を挙げ、次数との組み合わせで計 6 種の光学配置を列挙した。

W. Chen et al. (1982)は Smartt が提案した平行光入射の 2nd mode 干渉計を更に改良した。FZP を含む干渉計光学系を軸外しに配置することで高次光の混入を避け、鏡面全体に対して高コントラストの干渉縞を得ることに成功した。これは半透鏡として FZP を使ったトワイマン・グリーン干渉計と見ることができる(図 3.6)。

Smartt 及び Chen の干渉計は被検光と参照光の分割・合成とヌル光学系としての役割の全てを一つの FZP が担うため干渉計全体の構造が非常に単純である。また被検面で反射して戻ってきた光が FZP を 0 次で通過するため収差が発生せず、単純な結像レンズで高い横解像度を達成する可能性を持っている。しかし彼らはこの利点について言及していない。

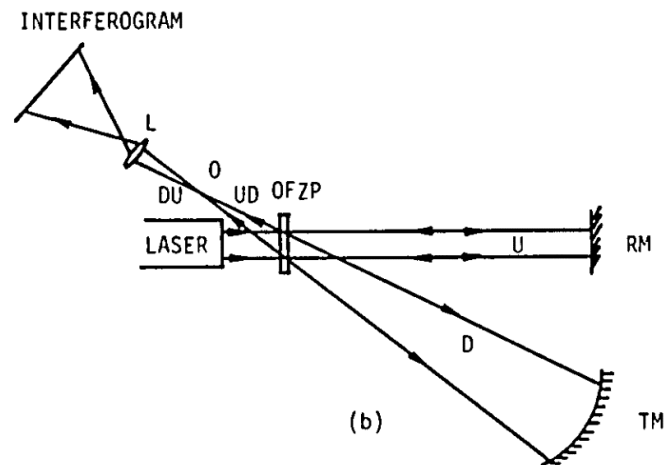


図 3.6 W. Chen, 1982 の Holographic Twyman-Green 干渉計。
TM が被検面、RM が参照面。波面の分割・合成とヌル光学系としての役割を一つの off-axis FZP (OFZP)が担っている。(Fig. 1b of W. Chen et al., 1982)

CGH 干渉計

CGH は FZP と同様の微細パターンをコンピュータを使った数値演算で設計し、レーザーや電子ビームリソグラフィ技術で基板上に描画したものである。波面形成の原理も FZP と同様であるが、マスタとなる光学素子が不要なため任意の波面形状を作り出せる。CGH のみで目的の波面形状を得ることもあるが、レンズなど他の光学系と組み合わせて使用することも多い。その場合、波面の曲率成分をレンズに負担させることで CGH の負担は非球面成分のみとなる。これにより必要な縞の本数が減るため CGH の制作が容易になる。

形状測定用の干渉計に最初に CGH を用いたのは J. MacGovern (1971)である。図 3.7 上段の Diverger レンズは被検面に対して完全なヌル光学系ではなく、参照光路に挿入された CGH(図中では Hologram と表記)が波面誤差を持った被検光と同等の波面形状を参照面に作り出すことでヌル干渉計を実現している。

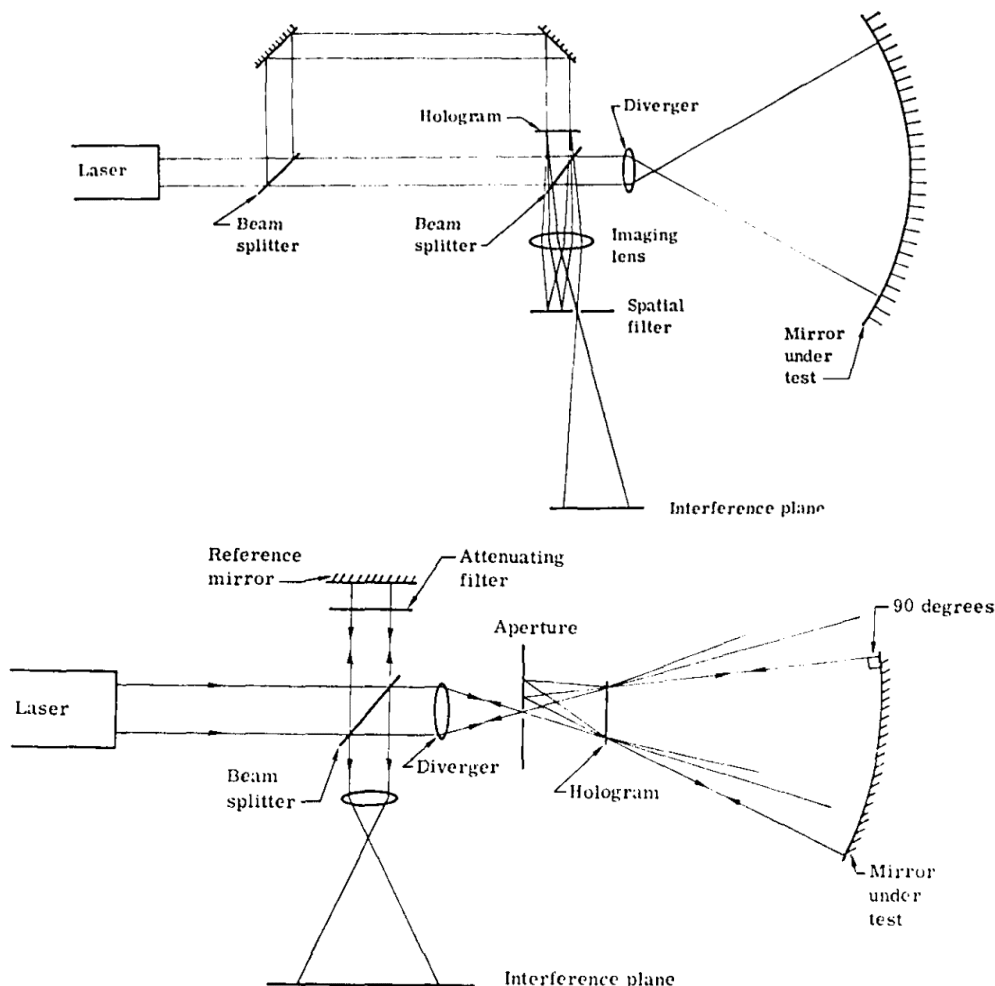


図 3.7 J. MacGovern, 1971 の CGH 干渉計(上段)。図中、右端の鏡に向かう光が被検光、2 枚の平面鏡により上端を迂回する光が参照光である。被検光の途中にある Diverger レンズは完全なヌルでは無い。参照光中に挿入された Hologram が被検光の持つ波面誤差と同様の波面形状を発生させる。(Fig.1 of J. MacGovern 1971) 下段はその応用で Diverger レンズと Hologram を組み合わせて完全なヌル干渉計を構成する。(Fig.13 of J. MacGovern 1971)

MacGovern はより大きな非球面度の被検面を測定するために、Diverger レンズと CGH を共に被検光路中に置いた形式も提案した(図 3.7 下段)。この形式はトワイマン・グリーン干渉計にレンズと CGH から成るヌル光学系を付加した干渉計と見ることができる。被検光が往復共に同じ光路をたどるため、光学系や CGH の設計が容易であり CGH 干渉計の標準的な形式の一つと言える。

3.1.5 結像レンズと横解像度

形状誤差を持つ被検面で反射された光は図 3.8 の点 P に示すように鏡面の局所的な傾きによって進行方向が分散し検出器上での位置が不定となる。そこで検出器の前にレンズを置いて被検面から発散した光を検出器上の点 Q に結像させる。これにより被検面と検出器上の位置が 1 対 1 で対応する。このレンズを結像レンズと呼ぶ。

高い横解像度を達成するには検出器と被検面と検出器の間にある光学系(ヌル光学系・ビームスプリッタ・結像レンズ)全体の収差が十分に小さいことが求められる。しかし途中経路にあるヌル光学系は非球面の屈折成分を持つ。例えば軸外し非球面測定用のヌル光学系であれば、縦方向と横方向で焦点距離が異なる。従って、ヌル光学系が発生させる収差を補正して焦点を結ぶ結像レンズが必要となる。

CGH でなければ実現できないヌル光学系の場合、対応する結像レンズを製作することは困難である。結像レンズも CGH とする手法が考えられるが、回折効率の悪さと高次回折光による迷光の増加で実現は難しい。ヌル光学系の収差を減らす簡易な方法として、結像レンズの開口径を絞る手法がある。しかし開口径の縮小は回折広がり増加を意味する。従来型の干渉計で十分に大きな開口と小さな収差の両立させ、高い横解像度を実現することは極めて難しい。

非球面測定用のヌル光学系は一般的に大きな歪曲収差を持つ。この歪曲収差の補正も結像レンズの役割の一つである。歪曲はレンズの開口径に依らない収差であるため、横解像度とは異なり結像レンズの開口を縮小しても解決しない。ただし歪曲収差が比較的小さい場合は、視野中心からの非直線性を事前にシミュレーション、もしくは測定しておけば形状取得後に計算機内での修正が可能である。

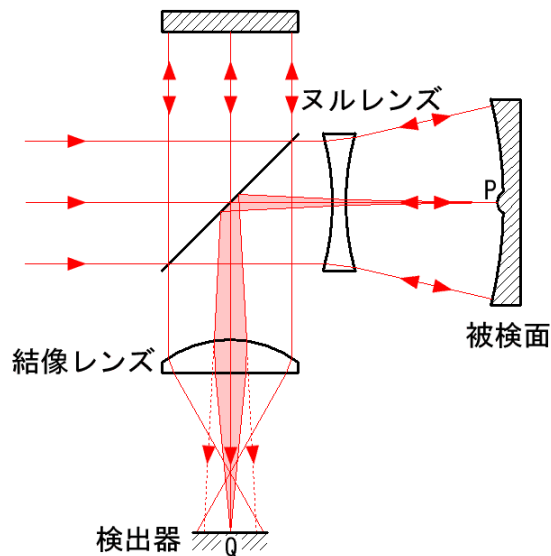


図 3.8 トワイマン・グリーン干渉計(1.3.1 を参照)を例とした結像レンズの働き。被検面の微小な凹凸により点 P から発散した被検光はヌルレンズと結像レンズを通して検出器上の点 Q に焦点を結ぶ。結像レンズが無いと破線で示すように検出器上で拡散し光線の位置が定まらない。

3.2 測定方式との比較

2.4 節で述べたように、鏡面形状の測定器が持つ性能の方向性として、

- ① 軸外し非球面を測定できること・・・測定可能な面の多様化(形状・サイズ)
- ② 縦方向の測定精度の向上
- ③ 横方向の測定精度の向上

があげられる。また特にセグメント鏡の製作において重要となる付加的な項目として、

- ④ 測定時間+準備に要する時間の短縮・・・鏡の枚数が多いため
- ⑤ 曲率半径決定精度の向上・・・全セグメントで焦点を共有するため

がある。この節では軸外し非球面を測定可能な手法をリストアップし、上記 5 つの観点で評価を行う。

3.2.1 干渉計方式

本論文で提案する形式

光学系の基本構造は 3.1.4 節で紹介した Smartt、Chen の干渉計を元に、ヌル光学系を FZP から CGH に変えることで軸外し非球面測定を可能とした干渉計である。②の縦方向の測定精度は主に CGH の描画精度に依るが、ヌル干渉計の一種なので本質的な測定精度は高い。

被検光・参照光に使用する次数の組み合わせは Chen の干渉計と同じである。被検面から戻ってきた被検光が 0 次で CGH を通過するという特長から、③の高い横解像度が容易に実現できる。また被検面全体を一度に測定できるため④の測定時間は短い。また被検光と参照光が等光路長なので、波長変化の影響を受けにくい。一般にレーザーは動作時の発熱により共振管が熱膨張するため、起動直後は発振波長が変動するが、この形式であれば起動直後から安定した測定が可能である。

干渉計による曲面の形状測定では、干渉計から被検面までの距離を別の手法で測定しないと曲率半径が定まらない。本干渉計では曲率半径の基準とする鏡を測定システムに組み込むことで⑤の曲率半径を一定に保つ。

なお、本干渉計の構造や特長については 4 章で詳しく述べる。

JWST、GMT 計画の形式

JWST 及び GMT 計画では図 3.9 に示すようにトワイマン・グリーン干渉計に CGH を含むヌル光学系を加えた MacGovern 形式の CGH 干渉計の使用を予定している (H. P. Stahl 2011, J. H. Burge et al., 2006)。JWST では CGH1 枚のみで、GMT では CGH と球面の折り返し鏡を組み合わせることでヌル光学系を構成している。GMT はセグメント鏡一枚あたりの大きさが直径 8.4m と大きいため被検面の非球面量も大きく、CGH のみで目的の波面形状を作り出すには描画すべき縞本数が多すぎる。これを解決するため、傾斜して配置された 2 枚の鏡により CGH の負担を軽減している。

被検面の周辺には他に光学系が無い場合、加工機に組み込み機上計測を行うことが可能である。そのため④の測定準備に要する時間は短い。

②の縦方向の測定精度は我々の干渉計と同様、ヌル干渉計の一種なので本質的な

測定精度は高い。ただし被検面と参照面が大きく離れた構造のため、振動の影響を極めて受けやすい。そのため偏光を用いて複数位相の干渉縞を一つの検出器に写し込むことで、計測時間を 30 マイクロ秒という極めて短時間に抑えてこの問題を解決している。

この干渉計でも曲率成分精度よく決定することは不可能である。彼らは別途レーザー距離計を使用して干渉計—球面鏡—被検面までの距離を測定し、⑤の曲率成分を決定している。

この方式の光学配置では、被検面で反射された光はヌル光学系を通して(CGH を 1 次光として通過して)検出器に結像するため、3.1.5 節で述べた理由で③の高い横解像度の実現が難しい(軸対称な結像レンズによる横解像度の見積もりについては A.3 を参照)。実際に JWST の干渉計で達成されている横解像度は $\sim 10\text{mm}$ 程度である(H. P. Stahl 2011)。

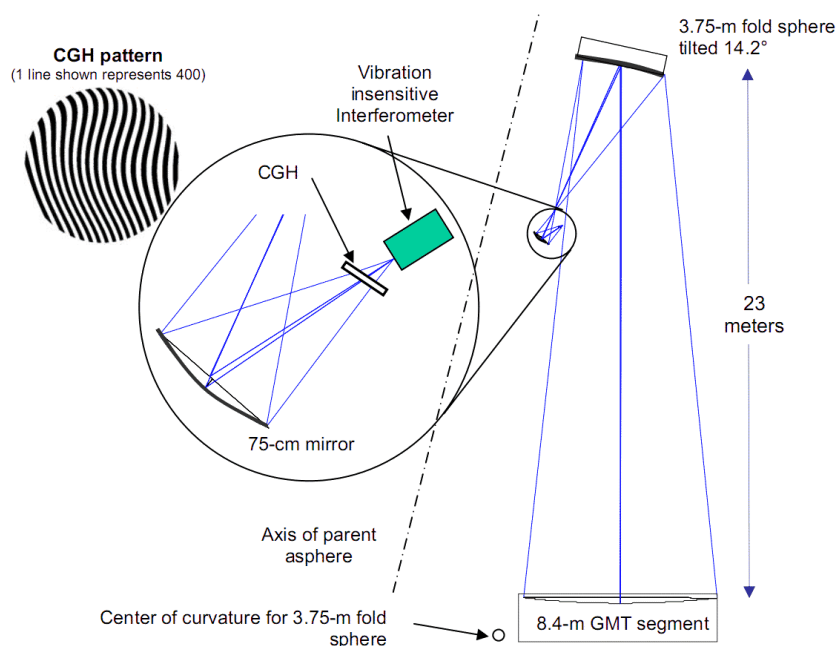


図 3.9 GMT 計画で使用する CGH 干渉計。2 枚の球面鏡と CGH 及びレンズを組み合わせた複雑なヌル光学系となっている。緑色の四角形で示した干渉計本体は極めて短時間で位相シフトが可能なトワイマン・グリーン干渉計であり、参照面はこの中に含まれる。光学的に見た場合、被検光のみが 23m の空間を往復する構造は極めて振動に弱いと言える。(Fig. 6 of J. H. Burge et al., 2006)

TMT、E-ELT 計画の形式

TMT と E-ELT では共通のコンセプトの CGH 干渉計による計測を計画している (図 3.10)。彼らの干渉計はセグメント鏡の直前に参照面を設置し、ニュートンリングと同様の考え方で干渉縞を得る。ただしセグメント鏡は軸外し非球面、参照面は球面であるため、両者による反射波面の形状差を光源付近に置いた CGH で補正する。コモンパス性が非常に高いため安定して②の高精度な測定を実現できる。

また被検面で反射した後の光は CGH を通らないため我々の干渉計と同様に③の高い横解像度を得ることが可能で、TMT では $\phi 1500\text{mm}$ の被検面に対して 500 点以上、すなわち $\leq 3\text{mm}$ の横解像度を計画している。更に参照面となるレンズのもう一方の面を凸形状とすることで、セグメント鏡特有の長大な曲率半径に対して検出器までの距離を短縮し測定システム全体をコンパクトにしている。しかし被検面の直上にそれと同じ大きさである $\phi 1.5\text{m}$ の巨大かつ高精度な凸球面が必要であり、その製作・測定は非常に困難である。特にセグメント数が比較的少ない望遠鏡の場合、巨大な高精度レンズの製作コストが無視できない。また迅速な被検面の取替は困難であり機上計測には適さない。そのため④の測定(準備)時間においてやや難がある。

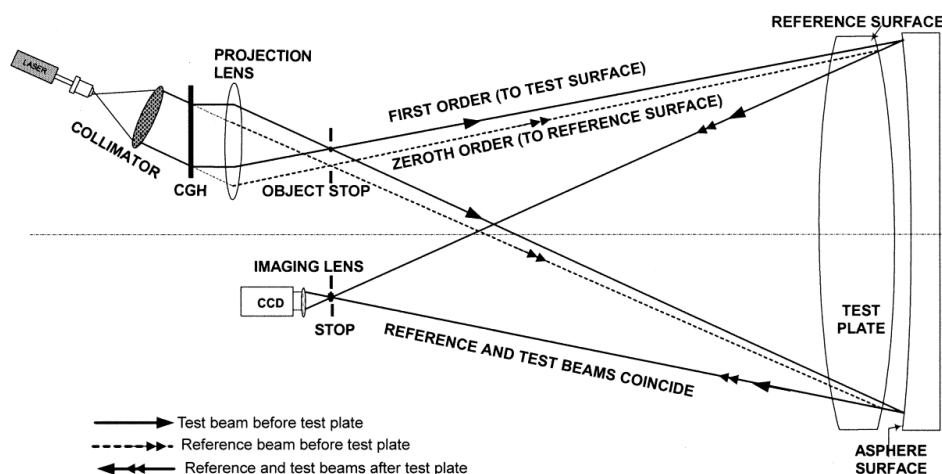


図 3.10 TMT, E-ELT 計画で使用予定の CGH 干渉計。右端の凹面鏡が軸外し非球面の被検面、その直前に置かれた凸球面が参照面となる。光源近くに置かれた CGH で分割した 1 次光を被検面で反射、0 次光を参照面で反射させると両者の波面形状が一致し干渉するよう CGH のパターンが設計されている。コモンパス性が高く非常に安定な干渉計であるが巨大な参照面を必要とする。(Fig. 2 of F. Y. Pan et al., 2004)

この形式の干渉計の場合、曲率半径は被検面と参照面の距離で決まる。被検面と参照面が非常に近くに重ねて配置されていることは、⑤の曲率半径の決定という点では大きな利点である。

ヌルレンズ干渉計の一部を使用

一般的なセグメント望遠鏡の場合、全てのセグメントを並べた全体形状は軸対称な形状(3.8m 望遠鏡では回転双曲面)であるため、ヌルレンズ干渉計でも測定が可能である。ただしヌルレンズは主鏡面全体の波面を作り出すものの、一度に使用されるのはセグメント枚分の領域のみであるため使用効率が悪いと言える。

GMT/JWST の CGH 干渉計と同様、参照面が曲率中心付近にあり被検面から遠く離れているため振動の影響を受けやすい。そのためヌルレンズ干渉計でも偏光を使った複数位相の同時取得などで②の縦方向の測定精度を高める必要がある。一方、被検面の周囲には他の光学系が無い⑤の測定(準備)時間の短縮には有利である。

被検光が復路でもヌルレンズにより屈折するため③横解像度の向上は難しい。また、他の干渉計と同様に⑤の曲率の決定には別手法が必要となる。

ステッチング干渉計

軸外し非球面であっても狭い領域内であれば近似的に球面とみなすことができる。この場合、球面基準レンズを取り付けたフィゾー干渉計による測定が可能となる。小さな測定領域をずらしながら被検面の全面を測定し、後から測定結果をつなぎ合わせることで全体形状を得る手法を **Sub-aperture Stitching Interferometry (SASI)** と呼ぶ。SASI では **Sub-aperture** 毎に干渉計と被検面の相対位置・角度が適切となるよう移動させる構造が必要となる(図 3.11)。

SASI は $\phi 100\text{mm}$ 程度までの小型の非球面測定に使われることが多い。また **Sub-aperture** を比較的大きくできる平面・球面の測定では $\phi 1000\text{mm}$ 程度まで使用される。特に他の干渉計で測定が困難な大口径凸球面の測定では有力な方法である。

この方式の最大の利点は③の横解像度が高いことである。干渉計単体での横解像度が低くても **Sub-aperture** での分割数だけ横解像度は向上する。また曲率中心に干渉計を設置するという制約から開放されるため、参照面を含む干渉計本体を被検

面の近くに配置できる。この点で振動などの外乱を受けにくく②の縦方向の精度も向上できる。

球面測定用の干渉計で非球面の測定をする場合、被検面での反射の前後で被検光の傾きが変化する。これにより測定精度が低下する(直線性が悪化する)ため、非球面度は \sim 数 λ (干渉縞 10 本程度)までに留めておくことが望ましい。3.8m 望遠鏡では、非球面度が最も大きい主鏡の再外周部において ϕ 84mm の円形領域で約 $3\mu\text{m}$ (5λ)の非球面度となる。この Sub-aperture でセグメント鏡全体を覆うには、単純な面積比で 108 倍であり、接続のために重なる領域を考えると \sim 200 領域の測定が必要となる。

Sub-aperture 数の増加は④の測定時間の増加につながる。干渉計の移動+測定時間を 1ヶ所あたり 1分程度としても、被検面全体では 3 時間以上の測定時間となる。また各 Sub-aperture での測定誤差は繋ぎ合わせの過程で積算される。そのため Sub-aperture 数が多くなると、特に⑤の曲率など低次の成分の精度が悪化する¹⁶。

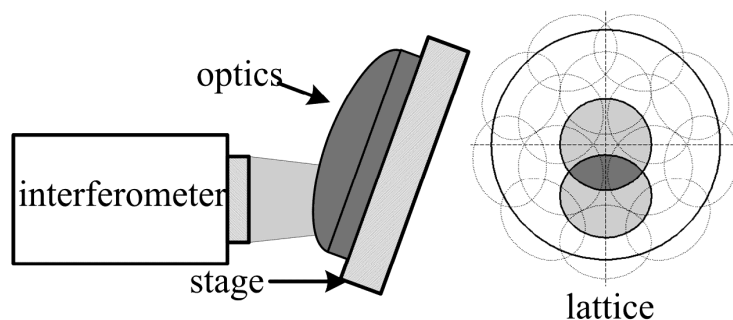


図 3.11 ステッチング干渉計の模式図(左)と被検面上への Sub-aperture の配置例(右)。 (Fig. 1 of P. Zhang et al. 2010)

¹⁶ 鏡面全体での曲率誤差は直線上に並ぶ Sub-aperture 数の 2 乗に比例する。被検面を 200 の Sub-aperture に分割した場合、直線上には概ね $\sqrt{200}$ の Sub-aperture が並ぶ。3.8m 望遠鏡で許容される曲率誤差は $80\mu\text{m}$ であるから、Sub-aperture 毎の測定で許される曲率誤差は $80\mu\text{m}/200 = 400\text{nm}$ 程度となる。

3.2.2 幾何光学による方式

被検面を複数の領域に区切り、各領域を通過(反射)した光束の位置または角度を測定することで鏡面形状を得る。干渉計方式に比べて振動などの外乱に強い。また大きな形状誤差を持った鏡面も測定できるため、非球面度が比較的小さな鏡面であればスル光学系を使わずに測定可能である。

幾何光学を用いた計測方法としては Foucault のナイフエッジテストとハルトマンテストがよく使われる。ナイフエッジテストは定量性が低く、また鏡面の 3 次元形状の復元が困難であるため製品の良否の判断に使用される程度である。ハルトマンテストは望遠鏡の組立後など干渉計での測定が困難な状態での光学性能の測定に用いられる。

ハルトマンテスト

ハルトマンテストでは被検面の前に複数の小開口をあけたマスク(ハルトマン板)を設置する。それぞれの開口を通過した光線の位置 TA_x, TA_y を曲率中心付近に置いた検出器で計測する。ただし厳密な曲率中心位置では光線が重なってしまい、どの開口を通過した光線か区別がつかない。そのため検出器は光線が交わらない位置までずらした位置に置く必要がある。

測定したスポット位置から各光線の傾き、つまり鏡面の法線の傾きを知ることができる。これを被検面内方向に積分することで鏡面形状が求められる(図 3.12)。この計算には一般に台形積分が使われる。式 3.3 に示すように測定で得られた光線の傾きを測定点間で直線近似により内挿し、これを積分することで波面形状を得る。

$$W(x, y) = \frac{1}{r} \int_0^x TA_x(x, y) dx, \quad W(x, y) = \frac{1}{r} \int_0^y TA_y(x, y) dy \quad \text{式 3.3}$$

高い測定精度を得るには、スポット位置を正確に決定することが重要である。振動や空気揺らぎが十分に小さい測定環境では、スポットサイズを小さくすることが位置決定精度の向上につながる。スポットサイズは次の二つの要因で決定される。1 つ目は検出器を曲率中心から外れた場所に置くことによる幾何学的な広がり、スポット径は $d_{GEO} = D \cdot \Delta z / r$ (D は開口径、 Δz は曲率中心から検出器までの距離) である。二つ目は開口径による回折広がり、測定波長を λ とするとスポット径は $d_{Diff} = 1.22 \lambda / D$ となる。

一方、③の横解像度は開口の間隔によって決まる。要求される横解像度 3mm を達成するには間隔 1.5mm 以下で開口を並べる必要がある。また隣り合う開口を確実に分離するために開口径は間隔の半分程度までとするのが望ましい。このような小さな開口の場合、回折によりスポットサイズが大きくなり、縦方向の測定精度が悪化する。縦横の測定精度は背反する関係にあり両立できない。

曲率中心付近からの測定であるため、干渉計と同様に鏡面全体の形状を一度に得られる。そのため④の測定時間は短い。被検面付近にも穴が開いたマスクを置くだけなので測定準備も容易である。また⑤の曲率半径の測定に別の手段を要することも干渉計方式と同様である。

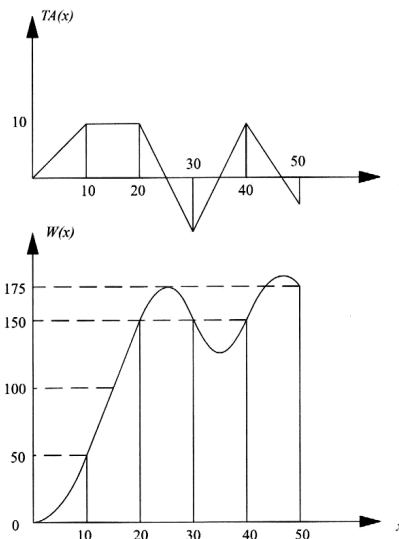
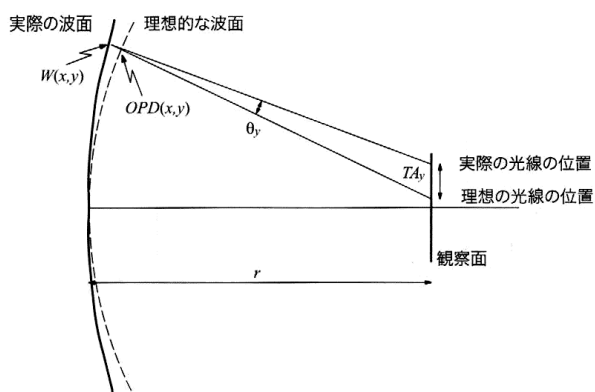


図 3.12 左 ハルトマンテストにおける波面とスポット位置の模式図。波面が傾くと観察面(検出器)上でのスポットが移動する。これを測定してもとの波面形状を復元する。

図 3.12 右 台形積分による鏡面形状の復元(右図)。測定点間を直線で補完し(上)、その結果を積分することで鏡面形状が得られる(下)。

3.2.3 プロファイラ方式

光学素子に限らず物体の形状を測定する手段として 3次元測定器もよく使われる。3次元測定器は 3軸以上の駆動軸をもつテーブルの先端に被検面との接触(もしくは接近)を検出するプローブを取り付けた計測器である。駆動テーブルでプローブをスキャンし物体表面の位置を記録する。光学素子の測定では被検面に傷をつけないため

にレーザー変位計などの非接触式のプローブが使われる。これまでに挙げた測定方法と異なり、光が正反射しない粗面も測定が可能である。焦点や曲率中心などの特異点を使用していないため、測定可能な面形状の自由度は非常に高い。測定用プローブが入り込める形状であれば測定できる。また⑤の曲率も含めた絶対的な形状が測定可能である。

鏡面の加工に用いる研削盤は、それ自体が高精度な駆動軸を備えているため、変位センサを取り付けることで3次元測定器として使用できる。これにより機上計測を容易に実現できる。現状において、この研削盤による加工精度はP-V ~500nm であるが、加工による負荷や擾乱が無い状態であれば、駆動の再現性はP-V ~50nm であることが確認されている(Fig. 4.6 of 望遠鏡ワーキンググループ, 2010)。

この方式では測定点の密度、すなわち③の横解像度と④の測定時間が背反する関係となる。3.8m 望遠鏡のセグメント(鏡面面積~0.6m²)を横解像度 3mm でのナイキストサンプリングとなる間隔 1.5mm でスキャンする場合を考える。スキャン速度を600~60mm/min と仮定すると11~110 時間もの測定時間が必要となる。

一般には、プローブの検出精度よりもテーブル駆動精度で最終的な形状測定精度が決定される。特に大面積の被検面を測定する場合には、巨大なテーブルで十分な真直度を実現することは困難であるため、高精度な基準原器(真直度ゲージ)を用いて事前にテーブルの真直度を校正しておく必要がある。

スキャンテーブルのサイズは少なくとも被検面と同じ~1m は必要となる。測定に長い時間を要するため、温度変化によるスキャンテーブルの熱変形が問題となる。例えば長さ 1m の鉄は~10 μ m/°C の熱膨張となるため、~100nm の測定精度を得るには測定器の温度を 1/100°C の精度で安定させる必要がある。さらに加工機上で測定する場合には、周囲の研削液・研磨液による気化熱の影響があるため高精度な温度制御はより困難になる。

3.2.3 測定方式のまとめと選定

ここで挙げた7種類の測定方法において、3.2の冒頭で述べた5つの性能指標に対する星取表を表3.1に示す。3.8m 望遠鏡のセグメント鏡測定には、本論文で新しく提案する形式のCGH干渉計が最も適している。

表 3.1 測定手法の特徴

手法	面形状	縦精度	横精度	時間	曲率決定
CGH 干渉計(本論文)	○	○	○	○	○
CGH 干渉計(GMT/JWST)	○	○	×	○	別 ^{※1}
CGH 干渉計(TMT/E-ELT) ^{※2}	○	○	○	△	○
ヌルレンズ干渉計	○	○	×	○	別 ^{※1}
ステッチング干渉計	○	○	○	△	△
ハルトマンテスト	○	△	⇔ ×	○	別 ^{※1}
プロファイラ式	○	△	△ ⇔ ×	×	○

※1 別の手法で曲率の測定が必要

※2 巨大かつ高精度な参照レンズが必要

⇔は互いに背反する関係

第 4 章 CGH 干渉計の開発

この章では開発した CGH 干渉計の仕組みと特長、及び構成する光学素子のパターマータについて述べる。干渉計は図 4.1 に示したように $660 \times 560 \times 180\text{mm}$ の黒い箱状の外観で、高さ約 10m の測定塔の上から被検面を測定する。

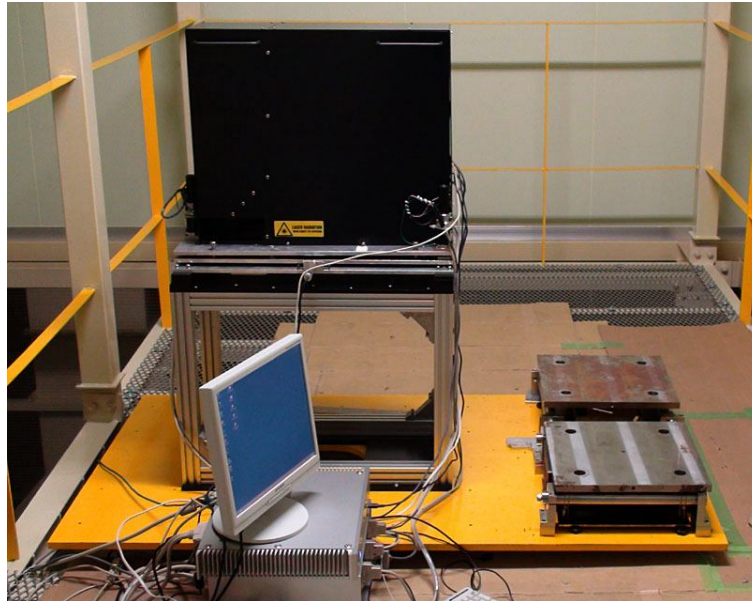


図 4.1 開発した CGH 干渉計。中央上の黒い箱が干渉計本体で手前の PC で干渉縞データを取得・解析する。被検面と参照面は干渉計本体の下 10m の位置に設置されている。右にある 2 つの四角形の装置は測定塔の振動を抑制するための動吸振器(詳細は 4.5.2 を参照)。

4.1 光学系の構成と特長

4.1.1 光学系の構成

図 4.2 に示した光学系の模式図を用いて CGH 干渉計の動作を説明する。

- He-Ne レーザー(波長 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$)の光を空間フィルタとして働くシングルモード光ファイバを通して点光源とした後、球面波として射出された光をコリメータにより平行平面波とする。
- 次に CGH が入射光を 1 次光と 0 次光の二つに分割する。1 次光は図 2.1 の実線で示すように軸外し非球面の波面形状に変換され被検面に向かう。0 次光は破線で示すように平面波のまま参照面となる高精度平面鏡へ向かう。
- それぞれの鏡で反射した光は再び同じ経路で CGH に戻る。CGH を通過した被検光の 0 次光と参照光の 1 次光が重なり干渉する。
- 重なった光束はハーフミラーで反射した後、近似的な曲率中心に置かれた開口を通過する。

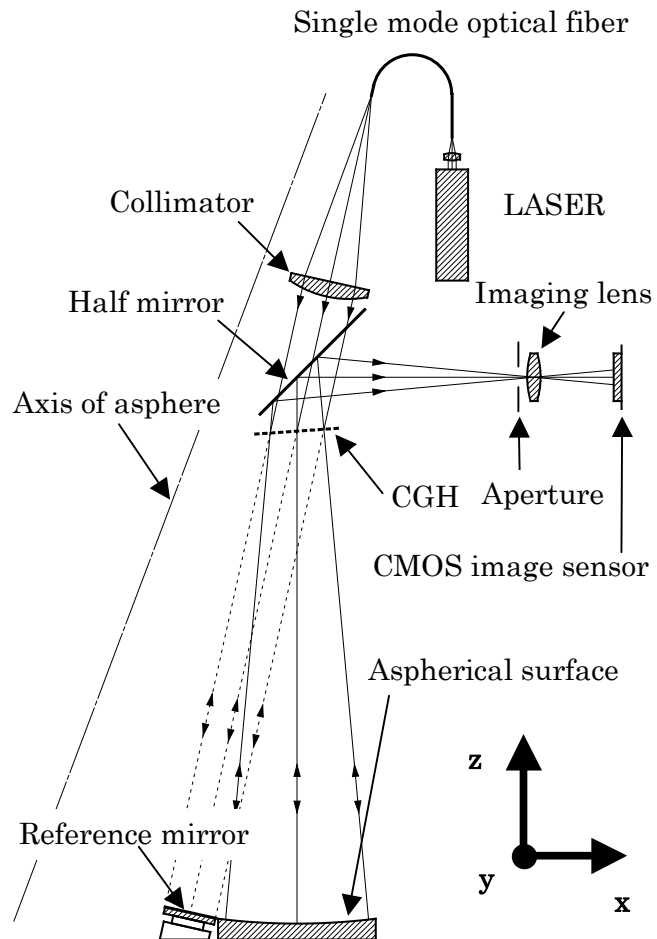


図 4.2 CGH 干渉計の光学レイアウト。CGH が入射光を非球面波面を持つ被検光(1 次光)と破線で示した参照光(0 次光)に分割する。被検面で反射後の光は CGH を 0 次で透過する。被検面と参照面が近接して配置されること、被検面上に広い空間が確保されることは実用上重要である。

- 最後に、結像レンズが検出器上に被検面の干渉像を結ぶ。

なお、参照光(あるいは CGH に入射する平行光)と被検面の光軸は互いに無関係であり、位置・傾きともに任意に設計できる。したがって極めて軸外し量が大きな面や、対称軸が存在しない面の測定も可能である。

4.1.2 特長

高い横解像度

この CGH 干渉計の最大の特長は横解像度が高いことである。被検面の像は CGH・ハーフミラー・結像レンズを通して検出器に結像する。この時、被検面からの光は CGH を 0 次で通過した成分のみを使用するため CGH は被検光に対して全く影響を与えない。したがって結像レンズには高性能かつ安価な市販のカメラレンズを使用でき、最終的に高い横解像度と小さな歪曲収差の達成が可能となる。また形状が異なる被検面を測定する場合には CGH を交換するが、結像レンズは交換不要なことも特長である。

4.2.3 節で詳しく述べるが、この干渉計では横解像度 $\leq 3\text{mm}$ となるよう結像レンズを設計した。同じ被検面を従来型の CGH 干渉計(被検光の往復路ともに 1 次光を使用する形式)で測定する場合、軸対称な結像レンズで達成可能な横解像度は 30mm 程度までとなる(Appendix A.3 を参照)。

高いコントラスト

被検光が CGH を 1 回目に通過するときには 1 次光を、被検面で反射後の 2 回目は 0 次光を使用する。同様に参照光では 1 回目は 0 次光、2 回目は 1 次光を使用する。どちらも 0 次と 1 次の回折を 1 回ずつ使うためトータルでの回折効率が原理的に等しくなり、高いコントラストの干渉縞が取得できる。

振動に対する安定性

被検面と参照面がすぐ近くに配置されているため、振動による干渉計の位置変化が光路差に与える影響が少ない。特にフィゾー干渉計やトワイマン・グリーン干渉計と異なり、鏡面に垂直な方向への変位の影響がほぼ無視できる。

干渉計と被検面の相対位置が微小変位した場合に、被検光と参照光の光路差 ΔL

がどれだけ生じるかを考える。被検光が作る錐状の光束の半頂角を θ としたとき、水平面内の変位 $\Delta x, \Delta y$ に対しては $\Delta L = 2\Delta x \sin \theta$, $\Delta L = \Delta y \sin \theta$ だけ変化する(図 4.3 左)。これは CGH 干渉計だけでなくフィゾー干渉計やトワイマン・グリーン干渉計でも同様である。 $y-z$ 断面で見た場合、参照面は被検面の中央に位置するが、 $x-z$ 断面で見た場合には参照面は被検面の横に置かれている(図 4.2 を参照)。従って被検面のなかで、参照面から最も離れた端で生じる光路差は y 方向と比べて 2 倍の大きさとなる。

鉛直方向の変位 Δz に対しては被検光と参照光で光路長変化の大部分は相殺され、波面と被検面での曲率の違いによる光路差のみが残る。鉛直方向(鏡面中心)の光は光路長が Δz だけ、角度 θ だけ傾いた光は光路長が $\Delta z \cos \theta$ だけ変化する。従って $\Delta L = \Delta z(1 - \cos \theta)$ となる(図 4.3 右)。フィゾー干渉計やトワイマン・グリーン干渉計では参照面が干渉計本体に組み込まれているため参照光の光路長は変化せず、変位 Δz は被検光の光路長のみを変化させる。従って $\Delta L = \Delta z$ となる。

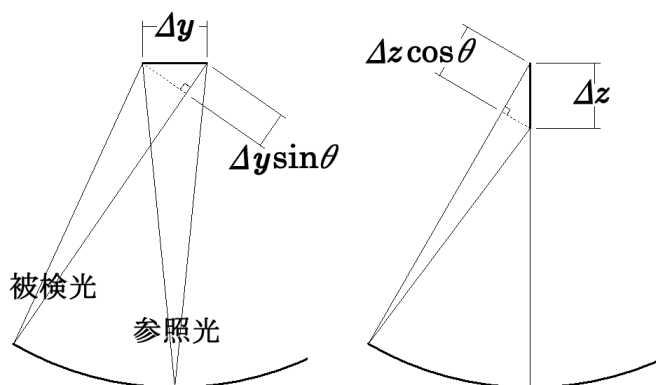


図 4.3 干渉計の微小変位 $\Delta y, \Delta z$ に対する光路長の変化。被検光と参照光のなす角を θ とする。ただし $\Delta y, \Delta z$ は被検面までの距離と比べて小さいものとする。

3.8m 望遠鏡の場合、被検面の曲率半径が約 10m、被検面の大きさは約 1.2m なので、 $\theta \approx 0.06 \text{ rad}$ と小さな値となる。従って表 4.1 に示すように $\Delta x, \Delta y$ に対しては 1/8~1/17 程度、特に Δz に対しては $\sim 1/560$ 倍と極めて小さな光路差しか発生しない。

表 4.1 干渉計位置の微小変位で生じる光路差の変化

座標定義は図 2.1 を参照。 θ は曲率中心における被検光の半頂角。下段の数值は 3.8m 望遠鏡($\theta=0.06$ rad)の場合

	Δx	Δy	Δz
CGH 干渉計	$\sin \theta$ (1/17)	$2 \sin \theta$ (1/8)	$1 - \cos \theta$ (1/560)
フィゾー干渉計(比較)	$\sin \theta$ (1/17)	$\sin \theta$ (1/17)	1 (1)

波長変動に対する安定性

被検面と参照面を近くに配置した結果、被検光と参照光の光路差がほぼ 0 となっている。波長変化の影響は光路差内の波数で決まるため、この干渉計は波長変動の影響を極めて受けにくい(詳細は 4.2.1 節を参照)。レーザー電源の投入直後から安定して測定できるため測定準備に要する時間を短縮できる。また曲率半径の大きさによらず、可干渉距離が短いレーザーが使用可能である。

小型の光学素子

ほぼ全ての光学素子は被検面の曲率中心付近に置かれている。曲率中心では被検面の法線が一点に収束するため、被検面に比べて非常に小さな光学素子で干渉計を構成できる¹⁷。唯一、参照面のみが曲率中心から離れた場所に置かれるが、参照光は平行光であるため必要なサイズは曲率中心付近に置かれた CGH と同等である。特に被検面の周囲に大きな光学素子が無いことは、加工機の上でそのまま加工物の測定を行う「机上計測」が容易となり、効率的な鏡の製作に大きく貢献する。

4.2 構成要素

開発した CGH 干渉計の全体構成を図 4.4 に示す。この節では干渉計を構成する主要な光学部品の仕様について述べる。

¹⁷ 球面測定の場合には被検面の各点からの法線は一点で交わる。しかし非球面では鏡面上の場所により曲率半径が異なるため法線は一点で交わらず広がりを持つ。CGH は被検面の法線が互いに交差しない場所に設置する必要があるため、その位置での光束径が CGH の最小サイズとなる。また 4.2.3 節で述べるように必要な横解像度を得るには、幾何学的な光束径に加え、回折広がり分の CGH サイズが必要となる。

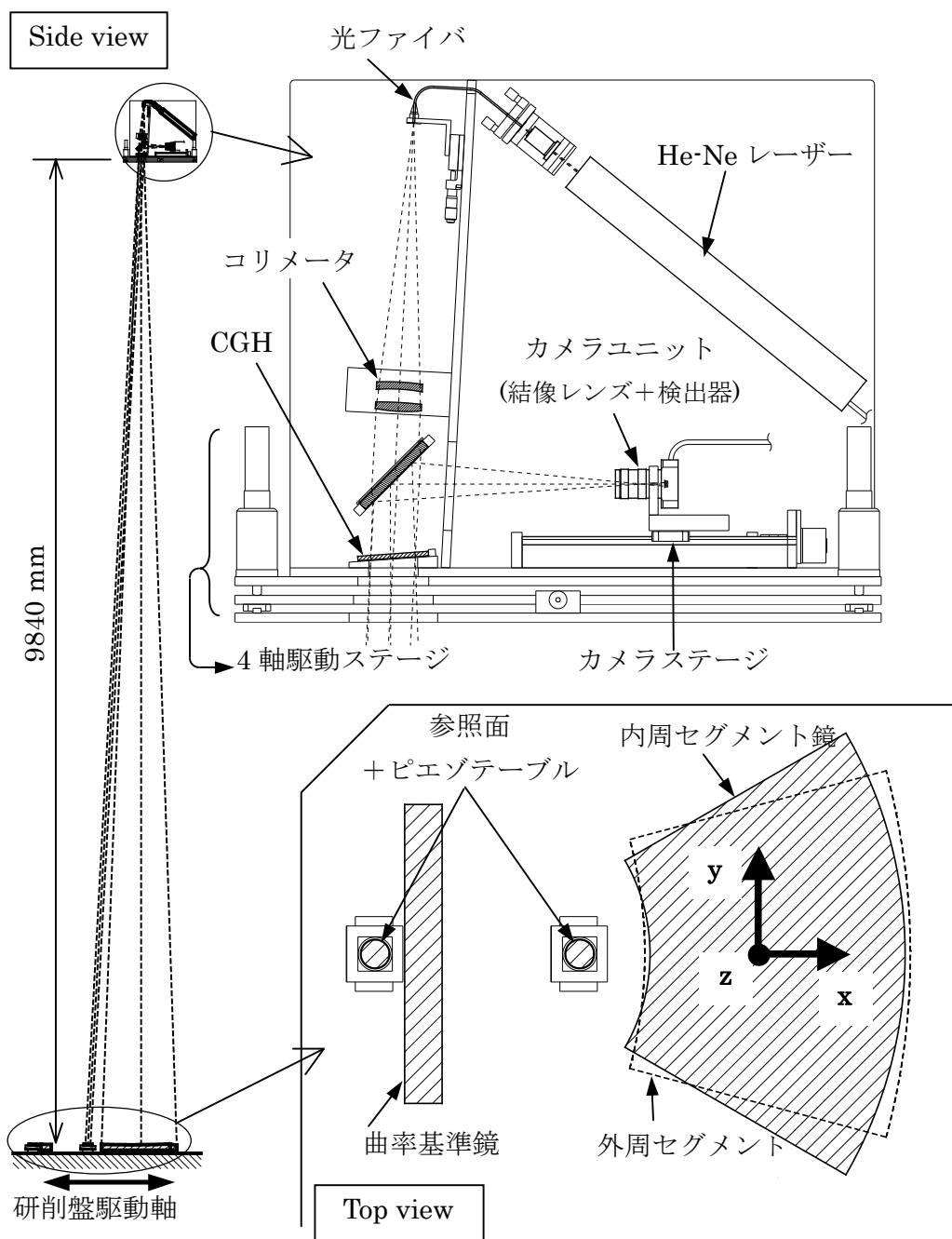


図 4.4 CGH 干渉計システム全体の構成図。干渉計は被検面の上方 10m にある位置調整テーブルに設置される。右上には干渉計本体、右下には被検面周辺の詳細図を示す。

4.2.1 平行光源

光源には多くの干渉計で使用されている He-Ne レーザー(波長 632.8nm)を採用した。この干渉計は被検光と参照光の光路長がほぼ等しい等光路長干渉計であるため、光源の波長変動の影響は極めて小さい。ただし CGH 自体が光路差を利用した回折光学素子であるため、CGH の縞本数(約 3000 本)の往復分である約 6000λ ($\sim 4\text{mm}$) の光路差を持つ(3.1.4 節で述べたように被検光である 1 次光は CGH の縞 1 本毎に 1 波長ずつずれた素源波の重ね合わせである)。要求精度は概ね $\lambda/10$ (P-V $\sim 63\text{nm}$ に相当) であるから、測定中の波長変動は $4\text{mm}/63\text{nm}\approx 1.6\times 10^{-5}$ 程度まで許される。従って一般的な He-Ne レーザー(可干渉距離 $\sim 1\text{m}$ 、波長不定性 1.5×10^{-6} 以下)で十分に安定な測定が可能である。一方、古典的なフィゾー干渉計では被検光と参照光の光路差は測定塔の往復距離である 20m にもなる。従って許される波長変動は $20\text{m}/63\text{nm}\approx 3\times 10^{-9}$ と極めて高い波長安定性が求められるため、発振管の温度制御を行うか、ガス中へのヨウ素のドーピングを行った安定化 He-Ne レーザーが必須となる。

光ファイバには開口数(NA)0.12 の製品を使用している。光ファイバから射出される光は、 $\sin\theta = NA$ の広がりを持つ。ここで θ は円錐状に広がる光束の半頂角とする。コリメータレンズはファイバから射出された球面波を直径 50mm の平行光に変換する。開口 D が NA=0.12 のビーム内に収まるためには $NA \geq D/2f$ を満たす焦点距離 f とする必要がある。 $D=50\text{mm}$ と NA=0.12 を代入すると $f \geq 208\text{mm}$ となる。ここでは組立誤差への余裕をとって $f=320\text{mm}$ とした。出力される平行光はレンズの形状誤差と設置誤差をあわせて $\lambda/4$ ($\sim 160\text{nm}$) の波面誤差を持つ。ただし、この波面誤差は被検光/参照光の双方に同じ影響を与えるため、干渉する際に相殺され測定結果には直接影響しない。

4.2.2 CGH

セグメント鏡の測定に用いる軸外し非球面用パターン 2 種類(内周・外周セグメント測定用)を製作した。加えて測定精度の評価(4 章を参照)のために球面測定用パターンを製作した。セグメント鏡測定用の CGH パターンを図 4.5 に示す。この CGH は鏡面測定に使うパターンと位置合わせ用のパターン(位置合わせの詳細は 4.3 節を参照)で構成される。全てのパターンは透過/遮蔽の二値で振幅変調されており $\square 50\text{mm}$ の基板上に描画される。

計測用パターン

図 4.5 に A で示した領域はセグメント鏡の測定に使用する。最も狭い縞間隔は

パターンの上端で約 $6\mu\text{m}$ である。パターンの開口率、すなわち透過：遮蔽の比率は $65 : 35$ であり、この時 CGH での 1 次光と 0 次光への回折効率の積が最大値 3.4% をとる(図 4.7)。

計測用パターンの外形は被検面から幾何学的に求められるサイズより外側に 4mm だけ広い領域まで描画されている。これには二つの狙いがある。ひとつは部分的な傾きや微小な凹凸を持つ被検面で反射され広がった光を通過させるためである。もう一つはパターン外形での回折による波面の変形を避けるためである。開口を通過した光が回折の影響で広がり、光量分布が生じることはよく知られているが、同時にその波面も変形している。図 4.8 に CGH から平面波として射出された参照光が、参照面で反射し再び CGH まで戻ってきた時の波面形状を示す。黒実線で示した開口のエッジ付近では波面が大きく変形しているが、黒点線より内側では P-V 30nm 以下となっている。同様の理由により、参照面でも幾何学的に求めた光束サイズより大きなものを使用している。

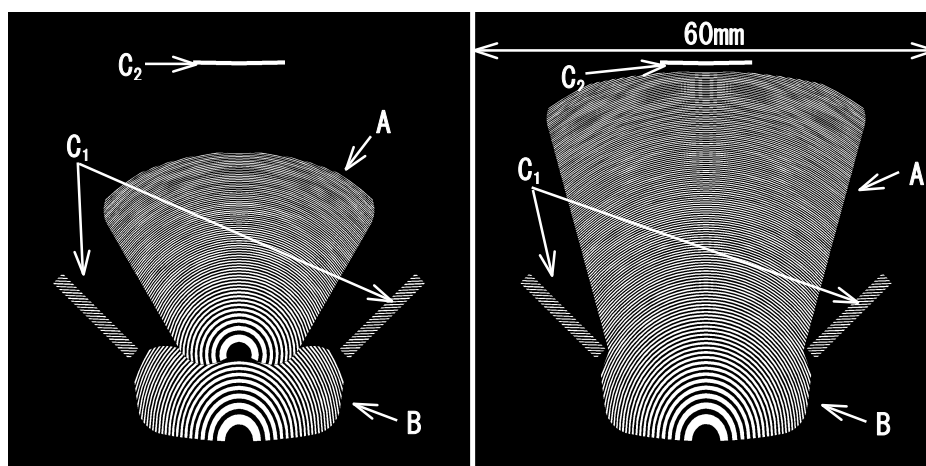


図 4.5 内周セグメント用の CGH パターン(左) と外周セグメント用のパターン(右)。CGH はセグメント鏡測定用のパターン(A)と位置合わせ用のパターン(B, C₁, C₂)で構成される。縞の間隔は $1/30$ に間引いてある。

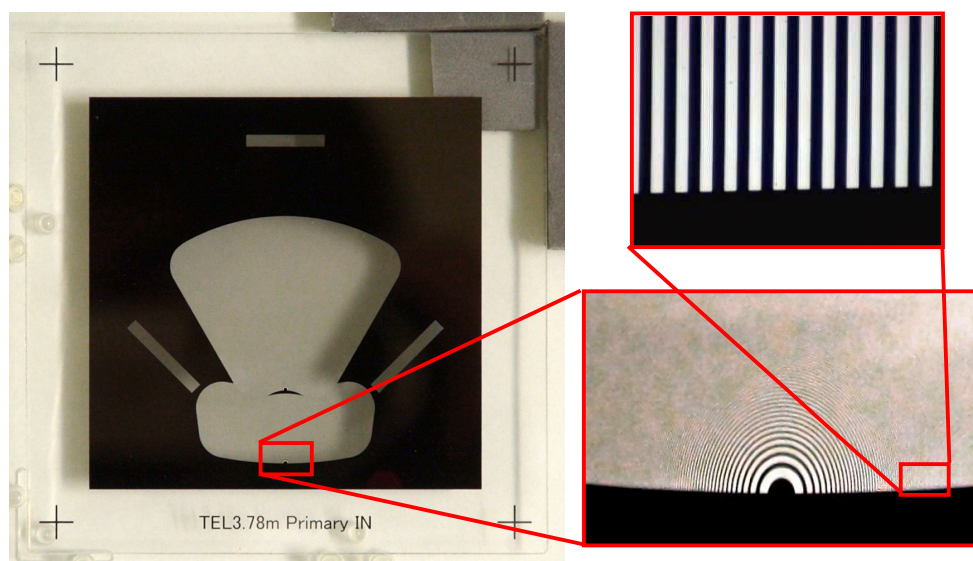


図 4.6 描画された外周セグメント用の CGH。右はその部分拡大図。基板サイズは $\square 80\text{mm}$ 、黒く遮光されている範囲は $\square 60\text{mm}$ 。四隅の十字は描画スケールを確認するための位置基準である。

曲率基準用パターン

領域 B は曲率基準鏡と共にセグメント鏡の曲率半径を決定するために使用する (4.2.6 節を参照)。開口率は領域 A と同じである。

位置合わせ用パターン

領域 C_1 と C_2 は CGH 干渉計とセグメント鏡との位置合わせに使用する。領域 C_1 はセグメント鏡の中心に焦点を結ぶパターンである。外形が 2 個の直交する長方形であるため、その焦点は回折により十字線形状となる (図 4.9)。同様にして C_2 はセグメント鏡の対称軸の方向を示す線分を鏡面端 (鏡面中心から x 軸方向へ 341mm の位置) に表示する。これらのパターンの開口率は 1:1 であり、この時一次光の回折効率が最大値 10% となる。

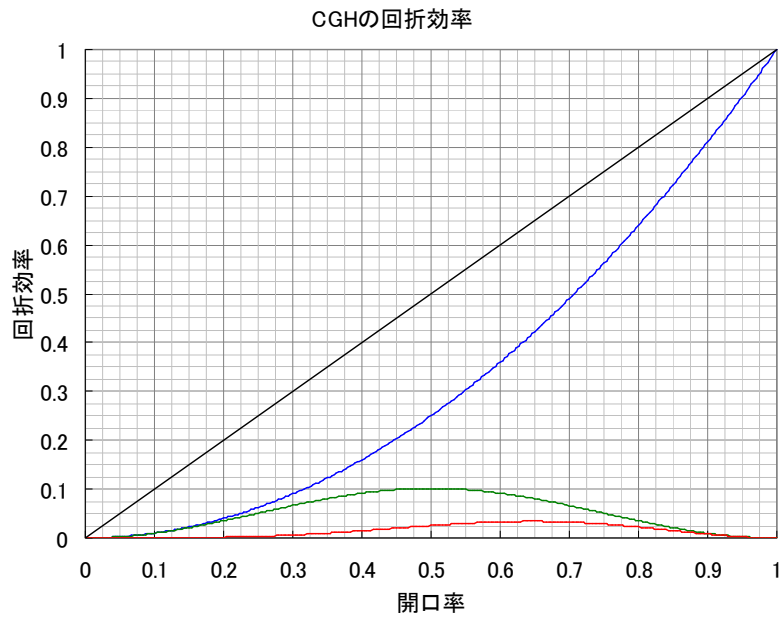


図 4.7 CGH パターンの開口率と回折効率の関係。青線が 0 次光、緑線が 1 次光の効率、黒線は全次数の総和を示す。赤線が 0 次と 1 次の回折効率の積で開口率 0.65 付近で最大値となる。

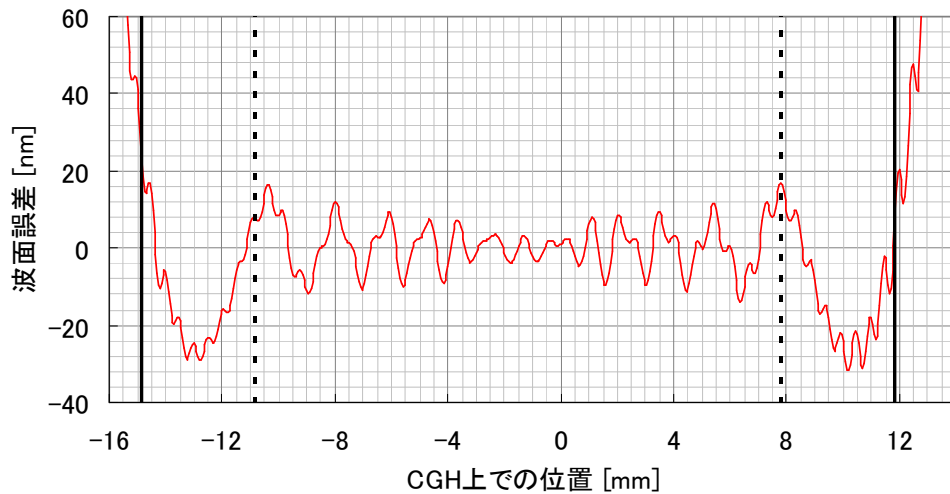


図 4.8 参照面で反射後に CGH 面に戻ってきた参照光の波面形状(被検面の対称軸上での断面)。内周セグメント用の CGH パターンにおけるフレネル回折を数値演算した。黒の実線はパターンの描画範囲(開口の大きさに相当)、黒点線は測定で使用する範囲を示す。開口のエッジ付近では波面の変形が大きいことがわかる。

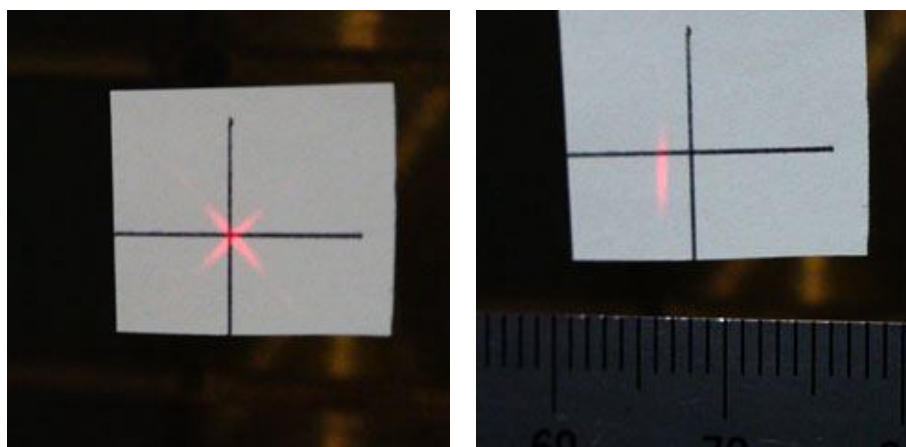


図 4.9 被検面上に位置合わせ用のパターン C_1 により照射された十字線(左)と C_2 により照射された線分(右)

計測用パターンの計算

CGH パターンの設計ソフトウェアは C++ 言語を用いて開発した。このソフトウェアは任意の曲率半径・非球面定数・軸外し量を持つ被検面に対して CGH のパターンを計算できる。計算方法については Appendix A.2 で詳細を述べる。算出されたパターンは DXF 形式のファイルに出力される。DXF ファイルは CAD 図面で一般に使われている形式で CGH の描画装置でも読込可能である。この DXF ファイル内においてパターンは微小な円弧の集合で近似される。

CGH のパターンを透過/遮蔽の二値で表していること、また縞の数が有限であることから、計算どおりに CGH が描画された場合でも生成される波面は形状誤差を持つ。セグメント鏡の対称軸上において電磁場解析を行ったところ、残存波面誤差は内周セグメント鏡で rms 4.2nm、外周セグメント鏡で rms 1.8nm であった。

パターンの描画

CGH の描画は液晶ディスプレイなどの生産に用いられるフォトマスクを製造している株式会社 進映社に依頼した。描画された CGH を図 4.6 に示す。CGH パターンは熔融石英基板の上に蒸着された厚さ 100nm の $\text{Cr} + \text{Cr}_2\text{O}_3$ の蒸着膜にフォトリソグラフィ法によるエッチングで形成される。パターンの描画は HeCd レーザー ($\lambda = 442\text{nm}$) のスポットを X-Y テーブルでスキャンする直接描画方式で行った。

パターンの描画精度は CGH が作る被検光の波面精度、すなわち形状測定結果の絶対精度に直接影響する。CGH の縞模様 1 本が 1 波長(632.8 nm)分の形状に相当するため、パターンが最も密な縞間隔 $\sim 6 \mu\text{m}$ の部分では描画誤差 $\times 632.8\text{nm}/6 \mu\text{m}$ だけの波面誤差を生じる。

CGH 基板の空き領域に描画された位置基準(図 4.6 で基板の 4 角にある十字のパターン)を用いて、縦・横方向の描画スケールを確認した。間隔 70mm の設計値に対して、内周セグメント用 CGH では横方向： $+120 \text{ nm}$ 、縦方向： -10 nm 、外周セグメント用 CGH では横方向： $+50 \text{ nm}$ 、縦方向： -260 nm であった。これにより生じる波面誤差は内周 P-V 13 nm、外周 P-V 31nm 以下となる。実際に干渉計に組み込んだ場合の性能評価については 5.1.1 節で述べる。

4.2.3 カメラユニット

カメラユニットは検出器と結像レンズ、及びこれらを搭載して光軸方向へ移動する 1 軸駆動テーブルで構成される。

ピクセルスケールと横解像度

横解像度 3mm に対してナイキストサンプリングとなる 1.5mm/pixel の条件で最大幅 $\sim 1.2\text{m}$ のセグメント鏡を撮影するには最低でも幅 800pixel 以上の検出器が必要である。さらに曲率基準鏡を写し込む領域や製作時の取付誤差を考慮し、 $1280 \times 1024\text{pixel}$ 、ピクセルサイズ $\square 6.7 \mu\text{m}$ の CMOS イメージセンサを使用した。

結像レンズの焦点距離 f_{cam} と被検面までの距離 R_{mirror} 、検出器上および鏡面上でのピクセルスケール d_{pixel} 、 d_{mirror} は相似の関係 $f_{cam}/R_{mirror} = d_{pixel}/d_{mirror}$ にある。上記検出器で鏡面上でのピクセルスケールを 1.5mm/pixel 以下とするためには $f_{cam} > 45 \text{ mm}$ の結像レンズが必要である。ここでは市販の焦点距離 50mm のカメラレンズを使用しており、被検面上で $1730 \times 1340\text{mm}$ の領域を $\square 1.4\text{mm}$ のピクセルスケールで撮影できる。

結像レンズの開口はセグメント鏡の曲率中心に置かれるが、セグメント鏡は非球面であるため光線は一点で交わらず広がりを持つ。最も光束が細くなった場所(最小錯乱位置)での光束径は内/外周のセグメント鏡でそれぞれ 4mm、12mm である。また結像レンズの回折限界が検出器のピクセルスケール程度になるためには

$d_{pixel} = f_{cam} \cdot 1.22\lambda / D_{cam}$ を満たす開口径 D_{cam} が必要である。上記パラメータを代入すると $D_{cam} = 5.8\text{mm}$ となる。したがって結像レンズに必要な開口径は $12\text{mm} + 5.8\text{mm} = 17.8\text{mm}$ である。前述のカメラレンズの開口は約 28mm と大きい、不要な迷光を遮るため 17.8mm まで絞って使用する。またこのカメラレンズが持つ歪曲収差は $\leq 0.2\%$ となっている。これは半径 500pixel 以内の領域(被検面全体がこの領域に含まれる)での非直線性が 1pixel 以下であることを意味する。

積分時間と測定時間

検出器の読み出しノイズの観点では S/N を上げるために長い積分時間が望まれる。一方、外乱振動の影響を避けるためには測定時間はできる限り短い方が良い。また迷光や環境光が重なった部分でも干渉光が飽和しないことも積分時間を決める条件となる。

本干渉計で使用したレーザー光源と検出器の組み合わせで、検出器が飽和する積分時間を測定したところ約 10 ミリ秒であった。これは検出器の読み出し時間 36.4 ミリ秒と比べて十分に短いため、積分時間を短縮しても全測定時間はあまり短くならない。現在は、検出器の飽和に対して余裕を見て 5 ミリ秒の積分時間で使用している。

鏡面形状の算出に必要な 3 枚の干渉縞画像¹⁸の取得に要する時間(1コマ目の積分開始から 3 コマ目の積分終了までの時間)は $5\text{ms} \times 3 + 36.4\text{ms} \times 2 \approx 88\text{ms}$ である。 3 枚の干渉縞画像を取得後、鏡面形状への変換・ファイルの保存・画面への表示が自動的に実行される。画像取得時間を含め、一連の動作に要する時間は約 1.6 秒である。4.4.3 節で詳しく述べるが最終的なデータとしては ~ 100 枚程度の形状データを平均して使用するため、全体の測定時間は ~ 160 秒となる。また参照面の設置や干渉計の位置調整に必要な時間を含めると概ね 30 分程度となる。

4.2.4 被検面と支持装置

計測対象のセグメント鏡には軽量化のために大きさに対して薄い(幅：厚さが約 $20 : 1$)硝材を使用する。この鏡を望遠鏡に組み込む際には自重変形を避けるためホイップルツリー構造(Wilson 1996)を用いて多点で支持し鏡面の変形を抑制する。加工

¹⁸ 干渉縞から鏡面形状を算出する方法については 4.4.1 節をで詳細を述べる。

機上に設置する場合も同様であるが望遠鏡搭載時と異なり重力に対して傾くことは無いため、より簡易かつ省スペースなバネを使った多点支持装置を開発した。

この支持装置は固定支持点 3 点とバネによる均等荷重支持点(バネ支持点)24 点の計 27 点で鏡面を支持する(図 4.10)。27 点の配置は望遠鏡搭載時のホイップルツリーによる支持点と同じである。また各支持点にかかる荷重が等しくなるようバネの圧縮量を調整してある(精度 $\pm 18\text{gf}$)。熱膨張や研削盤の駆動に伴う加工機テーブルの微小変形はバネ支持点の荷重にはほとんど影響を与えない。そのため 3ヶ所の固定支持点で決まる鏡面の高さや傾きは変化するが鏡面の変形は無い。有限要素法による変形解析から、セグメント鏡に 1kgf の集中荷重を加えると最大で $\sim 1\mu\text{m}$ の変形が生じることがわかっている。バネ支持力のばらつき 18gf では最大 $\sim 18\text{nm}$ の変形となる。

バネ支持点は自重変形を抑えるだけであり、研削時の加工圧に対しては固定点 3 点のみで支持した場合と同様の変形が生じる。そのため研削加工時には FEM を用いて予め鏡面の変形を考慮した砥石の移動パスを作成しておく。ナノオプトクス研究所での加工試験では、この補正により約 $0.5\mu\text{m}$ の形状精度で研削加工が可能であることが確認されている。

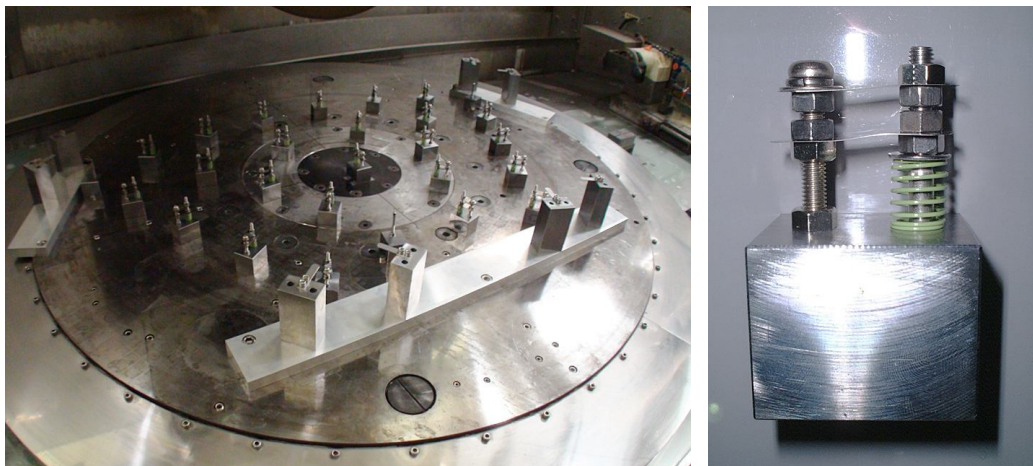


図 4.10 研削盤のターンテーブル上に 27 個配置された支持点(左写真)。そのうち 24 点がバネによる等圧支持点(右写真)で残り 3 点が固定支持点。

4.2.5 参照面ユニット

参照面は $\phi 80\text{mm}$ 、面精度 P-V 30nm の合成石英基板である。表面にコーティング

は施されておらず、垂直入射に対する反射率は約 3.5%となる。セグメント鏡に使用しているクリアセラムの反射率は約 4.6%であるが、この程度の反射率の違いであれば十分に高いコントラストの干渉縞が得られる。参照面は被検面のすぐ隣に設置されており、二つの鏡の心間距離は 530mm である。

位相シフトを行うため、参照面は PZT 駆動による z 軸ステージ(ピーアイ・ジャパン株式会社 P-558ZCD)に搭載されている(位相シフトの詳細は 4.4.1 節を参照)。この PZT ステージは静電容量式の変位センサを内蔵しており、精度 5 nm での駆動が可能である。参照面を載せた状態で位相 120° (実距離 105.5 nm)の駆動に要する時間は 30 ミリ秒であり、検出器の読み出し時間(~50 ミリ秒)以内に次の測定位置へ移動できる。

また参照面と PZT ステージは θ_x , θ_y 方向の 2 軸傾斜ステージに載っており、参照光に対して垂直となるよう角度調整される。

4.2.6 曲率基準鏡

セグメント望遠鏡では全てのセグメントが共通の焦点を持つ必要がある。セグメント毎の曲率半径のばらつきを抑えるため、曲率の基準となる鏡：曲率基準鏡と CGH のパターン B を使用し、セグメントの測定前に干渉計の設置高さを調整する。この鏡は全てのセグメント鏡の加工を終えるまで、被検面のすぐ脇に設置したままにする。

表面形状は軸外し双曲面で、図 4.11 上に示すように内周セグメントと外周セグメント鏡の境界付近を切り出した形状とする。外形は長さ 800mm、幅 100mm の長方形の鏡で、材質は被検面と同じクリアセラムでできている(図 4.11 下)。曲率を測定するには 1 次元の形状データで十分なので鏡の幅は狭くても構わない。一方、鏡の長さは長いほど測定精度が向上する。鏡面形状を放物面で近似した場合、曲率誤差による鏡面の高さの変化は鏡の長さの 2 乗に比例してする。ここでは研削盤で加工可能な最大長とした。

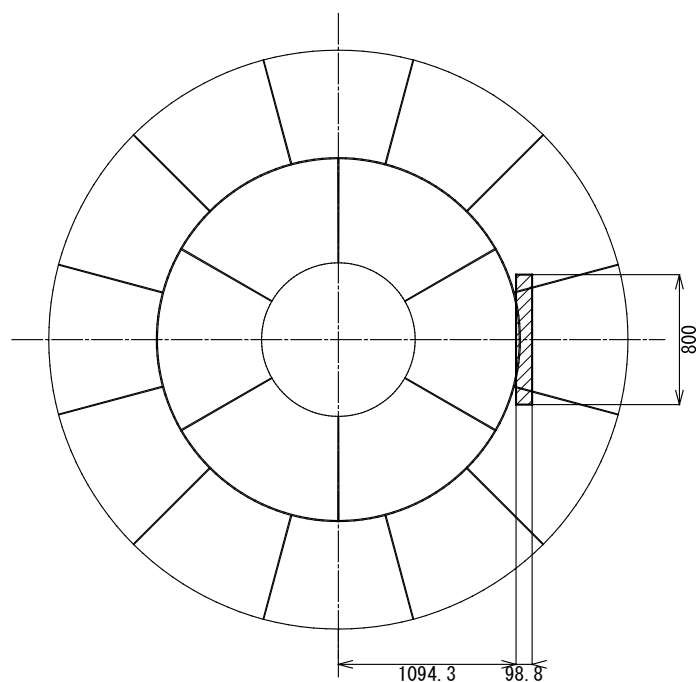


図 4.11 上図：曲率基準鏡は 3.8m 主鏡の網掛け部分に相当する表面形状を持つ。下図：研削・研磨加工を終えた曲率基準鏡。写真右端は参照面と位相シフト・位置調整用のステージ。

4.3 光学系の支持と位置調整

この CGH 干渉計は、①平行光源、②CGH、③被検面(セグメント鏡/曲率基準鏡)、④参照面、⑤カメラユニット、の大きく 5 つの要素に分けられる(図 4.4 を参照)。③と④の二つの鏡は研削盤の加工テーブル上に並べて設置される。一方、①②⑤は一つ

の筐体(以下、干渉計本体)にまとめられ、高さ 10m の測定塔の上に設置される。①～④については相対位置関係を正確に決定する必要がある。また⑤については高い位置精度は要求されないが、内／外周セグメント鏡で近似曲率半径が異なるため、その曲率中心に移動する必要がある。

4.3.1 平行光源～CGH 間

まず①平行光源－②CGH 間を調整する。これは干渉計の組み立て時に一度だけ必要な作業である。平行光線と平面の位置合わせなので光軸に対する CGH の傾き θ_x 、 θ_y のみが調整対象となる。

CGH は基板裏面での反射光が検出器に入るのを避けるため、入射光に対して傾斜をつけて設置してある。この設置角度が設計値と異なる場合、平行光から見た CGH の縞間隔が誤差を持つ。結果的に傾斜誤差を持つ方向とそれに直交する方向で波面の曲率に差が生じ測定形状を歪ませる。本干渉計では設置角度 $\theta_y = 7^\circ.1$ としているが、

これが傾斜誤差 $\Delta\theta_y$ をもつとすると、縞間隔の変化は $\Delta d = \sin 7^\circ.1 \cdot \Delta\theta_y$ となる。こ

こで、CGH の全縞本数は～3000 本であり、縞 1 本分のずれは 1λ の波面誤差に相当するので、CGH 全体では $3000 \cdot \Delta d$ [λ] の波面誤差が生じる。測定の許容波面誤差 rms 69nm より、P-V 値は～4 倍の～276nm と推定できるから、

$3000 \sin 7^\circ.1 \cdot \Delta\theta_y = 276/632.8$ より、 $\Delta\theta_y \leq 4$ 分角となる。 θ_x 方向については傾きが

0 なので $\Delta d = 1 - \cos \Delta\theta_x$ であり、 θ_y と同様に計算すると $\Delta\theta_x \leq 1.5$ 度となる。

実際の調整作業では、CGH を設置する台座の上にウェッジ($7^\circ.1 \pm 1$ 分角)を持ったスペーサと平面鏡を重ねて置き入射光を元の方向に反射させる。この状態でレーザー光を射出する光ファイバの端面をカメラでモニタし、反射光のスポットがファイバのコア中心と一致させる。角度調整は CGH を設置する台座と干渉計本体の基板との間に挟むスペーサで行う。台座の大きさは $\square 100\text{mm}$ なので $\Delta\theta_y \sim 4$ 分角の角度精度はスペーサの厚 $\sim 116 \mu\text{m}$ に相当する。 $\Delta\theta_x$ については機械構造の加工精度で十分に達成できるため調整は不要である。

表 4.2 平行光源－CGH 間の調整軸

調整軸	駆動方法	基準／参照	要求精度
x, y, z	—	—	—
θ_x	加工精度	—	1.5 度
θ_y	スペーサ	平面鏡＋ファイバ端をモニタ	4 分角
θ_z	—	—	—

4.3.2 平行光源～参照面間

参照面ユニットは加工の妨げとならないよう、鏡面加工時には取り外されている。またセグメント鏡と曲率基準鏡の測定を切り替える際には、参照面ユニットの取り付け位置を変える必要がある。そのため参照面ユニットの再設置時には調整作業が必要となる。平行光と平面の位置合わせなので、参照面の光軸方向の位置 z と傾き θ_x 、 θ_y が位置決めの対象となる。

参照面の角度調整は参照面ユニットに組み込まれた 2 軸傾斜ステージを使用し、平行光源に対する CGH の調整と同様、光ファイバ射出端の中心に参照面からの反射光が戻ってくるよう調整する。調整の精度についても 4.3.1 節と同様である。

4.4.1 節で詳しく述べるが、この干渉計では位相シフトを行うために参照面を z 方向に微小変位させる必要がある。変位量の駆動誤差を図 4.13 の振動による光路長変化と同等に考えると、許容測定誤差 rms 69nm を達成するには z 軸駆動誤差を 173nm 以下とする必要がある。 z 方向の絶対位置については被検光と参照光がほぼ等光路長であれば良い。そもそも CGH で～4mm の光路差が生じることから参照面の絶対位置精度も同程度で十分である。

表 4.3 平行光源－参照面間の調整方法

調整軸	駆動方法	基準／参照	要求精度
x, y	—	—	—
z	ピエゾテーブル	静電容量センサ	173nm (変位)
	—	—	4mm (絶対位置)
θ_x, θ_y	2 軸傾斜ステージ	ファイバ端をモニタ	4 分角
θ_z	—	—	—

4.3.3 CGH～被検面間

高さ 10m の測定塔は僅かな温度変化でも有意に熱膨張するため¹⁹、塔上に設置された干渉計の正確な位置は不定である。セグメント鏡の測定毎に CGH－被検面間の相対位置を再調整する。

セグメント鏡は研削盤の駆動軸により x 方向の直線移動と z 軸周りの回転(θ_z)が可能である。CGH を含む干渉計本体は測定塔上の 4 軸駆動ステージに設置されており、 y 、 z 方向への直線移動と x 、 y 軸周りの回転(θ_x 、 θ_y)が可能である。これらの駆動軸により、CGH－セグメント鏡の相対位置関係を 6 自由度で調整できる。中でも z 軸方向の位置決定には注意が必要である。この CGH 干渉計を含め、多くの干渉計では本質的に z 軸方向の位置(被検面の曲率成分に相当)を決定できない。そこでセグメント鏡の測定の前に曲率の基準となる鏡を用いて z 軸方向の位置を校正しておく。内／外周セグメント鏡を被検面として通常の形状測定を行う状態をモード 1、曲率基準鏡を被検面として干渉計の設置高さを校正する状態をモード 2 と呼ぶ。この二つのモードは研削盤の x 軸を動かすことで容易に切りかえが可能である。

以下に、具体的な調整手順を示す。

- (1)まずモード 2 の状態とし、CGH のパターン B を使って曲率基準鏡－CGH 間の距離を $80\mu\text{m}$ 以内の精度で調整する(z 軸方向)。具体的には干渉計で曲率基準鏡を測定した結果の曲率成分が 0 になる(平面になる)高さに干渉計本体を移動する。
- (2)モード 1 の状態に移動し、パターン C_1 が照射した十字線の交点がセグメント鏡の中心となるよう干渉計本体の傾き(θ_x 、 θ_y)を調整する。セグメント鏡は研削盤の駆動軸(B 軸)で回転できるため、その中心点を見つけることは容易である。
- (3) C_1 と C_2 により鏡面上に照射されたマーカー(十字線と短い線分)の中心を結んだ直線と研削盤の x 軸(セグメント鏡の対称軸と平行)と一致するよう回転(θ_z)を調整する。十字線と直線の位置は鏡面上に置いたカメラ(レンズ無し、検出器面は上向き)を使ってモニタする。
- (4)最後に、CGH の水平面内での位置(x 、 y 軸)を干渉縞の本数が最も少なくなるよう

¹⁹ 均一に膨張する場合、長さ 10m の鉄ならば $0.12\text{mm}/^\circ\text{C}$ の膨張となる。温度勾配によりバイモルフ状の変形した場合はより大きな変位になる可能性がある。

調整する。

z 方向の位置誤差は被検面の曲率成分となって測定結果に現れる。2.4 章で述べたように、セグメント鏡に許される曲率誤差は $158\mu\text{m}$ であり、 z 方向の位置誤差もこの値となる。

セグメント鏡は軸外し非球面であるため、 θ_z の回転も形状誤差の要因となる。回転中心から最も離れた扇形の外周角部分で最も形状誤差が大きくなる。セグメント鏡の形状で数値計算を行うと、 θ_z が 1 分角あたり内周セグメントで P-V 70 nm、外周セグメントでは P-V 140 nm となる。 θ_z の 1 分角は基準マーカをモニタする検出器上の位置で $100\mu\text{m}$ に相当する。 θ_x 、 θ_y 方向の傾斜は光学的には非常に寛容である。ただし、 θ_z を上記の精度で決めるには鏡面中心の位置も同等の精度で決まっている必要がある。約 10m 離れた鏡面上での $100\mu\text{m}$ は 20 秒角の傾きに相当する。

位置 x 、 y の精度は干渉縞が最少となる場所を目視で探す程度で十分である。残った傾斜成分はデータ処理の段階でフィッティングし除去される。表 4.1 より、干渉縞 1 本(光路差 $\lambda/2$)を生じる位置 x 、 y の位置誤差は $5\sim 10\lambda = 3\sim 6\mu\text{m}$ となる。

表 4.4 CGH—被検面間の調整方法

調整軸	駆動方法	基準／参照	要求精度
x	研削盤 x 軸	干渉縞最少	数 μm
y	干渉計 4 軸ステージ	干渉縞最少	数 μm
z	干渉計 4 軸ステージ	曲率基準鏡＋パターン B	$158\mu\text{m}$
θ_x 、 θ_y	干渉計 4 軸ステージ	パターン C_1	20 秒角
θ_z	研削盤 B 軸	パターン C_1 、 C_2	1 分角

4.3.4 被検面～カメラユニット間

結像レンズの開口は被検面のローカルな曲率中心に置かれる必要がある。内周セグメントの近似曲率半径は 10058mm、外周セグメントでは 10190mm であり曲率中心位置が大きく異なるため、被検面の種類を交換するときにはカメラユニットを移動する必要がある。ただし結像レンズの有効径($\phi 17.8\text{mm}$)内に光束が入れば良いので位置精度 $\pm 0.5\text{mm}$ 程度で十分である。これは機械加工の精度で十分に達成でき、調整作業は不要である。

4.4 データ処理

干渉計で取得できるのは干渉光の強度分布(干渉縞)であるから、これを解析し鏡面形状へ変換する作業が必要である。取得した干渉縞から鏡面形状を定量的に求めるために、①光の強度情報である干渉縞を位相情報に変換、② 2π 周期で縮退した位相情報を展開、③位相に $\frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{2\pi}$ を乗じて鏡面形状に変換の3つの手順をふむ。この後、無効なデータの排除や複数のデータの平均化を行うことで高精度な形状データを取得できる。

データ処理の元となる干渉縞画像の一例と、この節で述べる解析手法を使って得られた形状(より正確には理想的な鏡面形状からのずれ)を図4.12に示す。

4.4.1 位相情報の算出

はじめに光の強度情報である干渉縞を位相情報に変換する。干渉前の被検光と参照光の強度が既知であるとき、式3.2から位相差 $\Delta\phi$ を求めることができる。しかし実際には、検出器の感度ムラやゴミの付着による光量の減少、背景光の混入などで正確な $\Delta\phi$ の決定は難しい。これら外乱の影響を取り除き、位相情報のみを抽出する手法としてフーリエ変換法と位相シフト法があるが、ここでは高い横解像度が得られる位相シフト法を採用した。

位相シフト法

被検光と参照光の位相差を既知の量だけ変化させて複数の干渉縞画像を取得し、位相シフト量と光強度の関係を三角関数にフィッティングすることで被検面形状によって生じる初期位相差 $\Delta\phi$ を計算する。この手法は $\Delta\phi$ が検出器のピクセル毎に計算されるためフーリエ変換法と比べて横解像度が高い特長がある。

1 周期分の位相を等間隔に M 段階シフトした場合の強度から位相への変換式を式1.3に示す(D. Malacara, 1992)。

$$\Delta\phi = \tan^{-1} \left\{ \frac{\sum_{m=0}^{M-1} I_m \sin\left(\frac{2\pi m}{M}\right)}{\sum_{m=0}^{M-1} I_m \cos\left(\frac{2\pi m}{M}\right)} \right\} \quad \text{式 4.1}$$

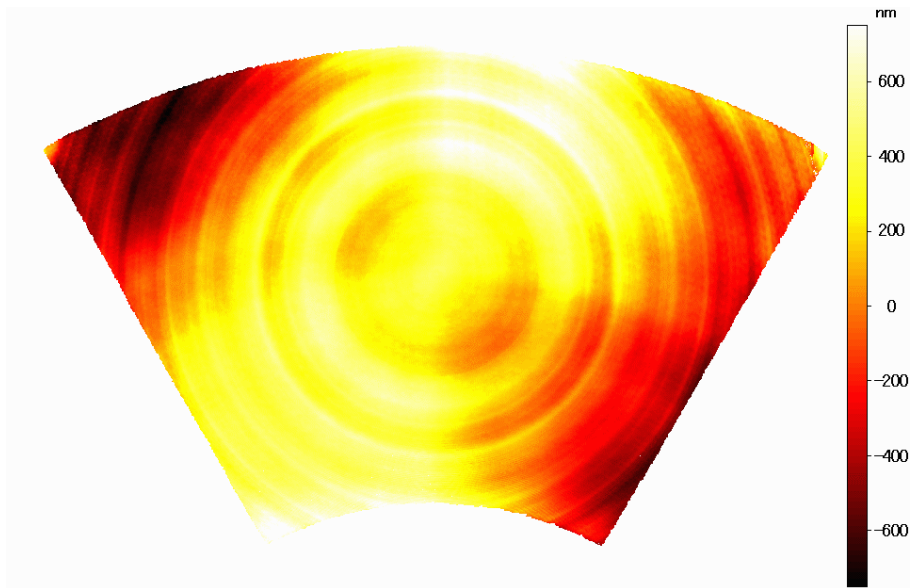
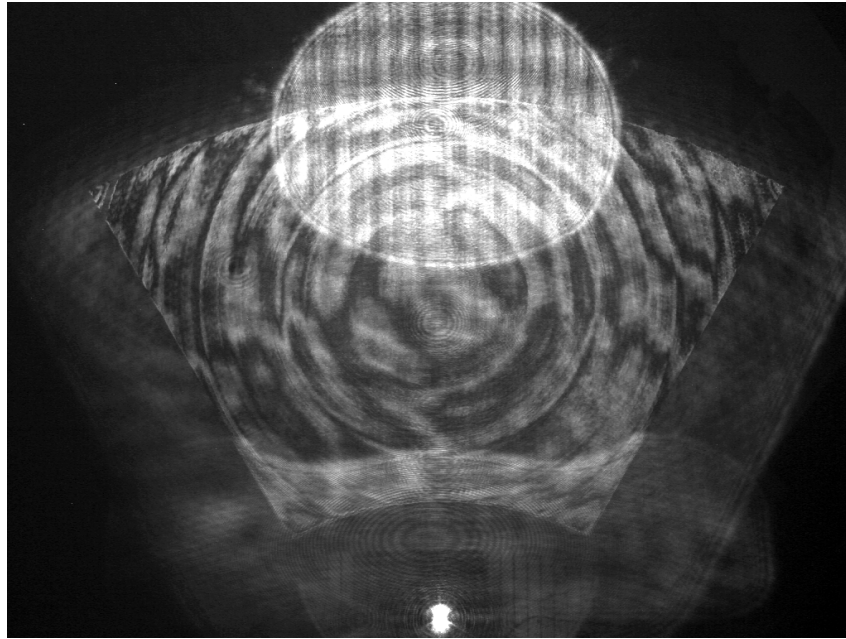


図 4.12 上 CGH 干渉計で取得した内周セグメント鏡の干渉縞。中央の扇形部分が有効な領域で、下端の輝点は 0 次光成分、中央上の明るい楕円は CGH の裏面で反射回折した 3 次光による迷光。位相シフト法による鏡面形状の復元では迷光は排除され、測定結果に影響しない。下 この干渉縞を含むデータセットを解析して得られた鏡面形状。

ここで $\Delta\phi$ は被検面の形状に相当する位相差、 I_m は m 番目の位相シフト位置における干渉光の強度である。これは光強度 I_m を離散フーリエ変換した $f_j = \sum_{m=0}^{M-1} I_m e^{-\frac{2\pi}{M}jm}$ から周期 $j=1$ の成分を抽出し、その位相成分を求めたと言える。この式が成り立つには $M \geq 3$ である必要があり、 $M=3$ の場合には厳密解となる。多くの干渉計では変換計算が単純な 4 位相式をはじめ $M=3\sim 7$ がよく使われている。

またフーリエ変換後の周期 1 の成分に対して絶対値をとることで、干渉縞の強度変化の振幅、すなわち干渉光の強度が得られる。これは干渉縞のパターンや迷光などに影響されること無く被検面の外形を知る上で有用である。

$$A = \sqrt{\left\{ \sum_{m=0}^{M-1} I_m \sin\left(\frac{2\pi m}{M}\right) \right\}^2 + \left\{ \sum_{m=0}^{M-1} I_m \cos\left(\frac{2\pi m}{M}\right) \right\}^2} \quad \text{式 4.2}$$

位相シフト数 M と外乱振動による測定誤差の関係は P. de Groot(1996)によって調べられている。de Groot は位相シフトの量に振幅 $\lambda/100$ 、周波数 f_{vib} の正弦波で表される変動が加わった場合に生じる測定誤差を数値シミュレーションで求めた。図 4.13 に示すように M が増加するほど振動が強く影響する周波数範囲が狭くなる。ただし $4f_{cam}/f_{vib}=2$ でのピークの高さは M に依らずほとんど変わらない。形状の算出後に複数の測定結果を平均化して測定誤差の低減を行うことを考えた場合、 $4f_{cam}/f_{vib}=2$ 付近においては M を最低値の 3 として 1 回の測定に要する時間を短くし、単位時間あたりの測定回数(=平均化枚数)を増やした方が最終的な測定誤差は小さくなる。位相計算手法の選定時には、測定環境における外乱振動の周波数が不明であったため、この最悪条件での測定誤差が小さくなる $M=3$ を採用した²⁰。

²⁰ 後の測定で最大の外乱振動である測定塔の共振周波数は 2.3 Hz 及び 3.5 Hz であることがわかっている。この周波数であれば M を 3 から 5 に変更することで 1/4 程度、 $M=7$ では 1/8 程度まで振動の影響を低減できると考えられる。

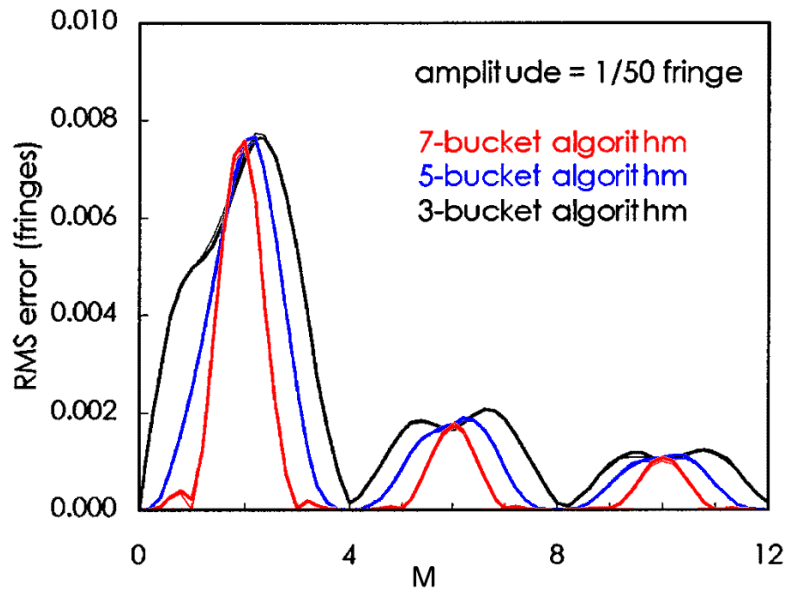


図 4.13 振動に対する測定誤差の数値シミュレーション(de Groot 1996 Fig.1 ~3 を改変)。光路長に振幅 0.02λ の正弦波状の変動を与えた時に生じる rms 誤差を位相の分割数 3, 5, 7 の場合について示している。横軸は振動の周波数で、検出器のサンプリングレートの $1/4$ で規格化されている。位相の分割数を大きくすると振動の影響を受けにくい周波数領域が広がる。ただし $4f_{\text{vib}}/f_{\text{cam}}=4n+2$ (n は整数)付近では分割数に依らず誤差はほぼ同じ値である。

4.4.2 位相接続

干渉光の強度は位相に対して周期 2π の周期関数であるため、上記手法で得られる位相差 $\Delta\phi$ は 2π 毎の不定性を持つ。鏡面形状が滑らかである、すなわち隣り合うピクセル間で鏡面形状により生じる位相差はごく小さいと仮定し、この縮退を解いていく。この作業を位相接続と呼ぶ。

隣り合うピクセル間で位相差が $\pm\pi$ 以内であれば位相の飛びは無い(鏡面形状により生じた位相差だけである)と判断する。逆に位相差が $\pm\pi$ 以上の場合には、鏡面形状により生じた位相差に $\pm 2\pi$ の位相の飛びが加わっていると判断し、 $\mp 2\pi$ を加算することで補正する。これを全ピクセルに対して繰り返し干渉縞画像全体で隣接するピクセル間での位相差を $\pm\pi$ 以下とする。被検面上にスクラッチや大きな勾配があり隣り合うピクセルでの位相差が $\pm\pi$ を超える場合は正しい位相接続が不可能である。

測定データが 1 次元の場合には位相接続の手順は上記のように極めて単純である。しかし 2 次元画像では位相を接続する経路が無数に存在するため、様々なアルゴリズムが考えられる。ここでは、画像処理ソフトウェア等で塗りつぶしのアルゴリズムとして使われているシードフィル法を応用した位相接続プログラムを作成した。また位相接続を実行する条件として、隣接するピクセルでの位相差が $\pm \pi/2$ 以下と厳しい設定とした。これによりノイズ等で間違っただ位相を持つ可能性が高いピクセルに対する接続を避け、遠回りであっても、より滑らかな経路で位相接続される。

4.4.3 形状データの処理

測定室内は $23 \pm 0.1^\circ\text{C}$ に温度調整されているが、加工機やその制御装置・作業員・空調自体が作り出す温度変化で空気密度には揺らぎが生じている。また周囲からの振動により干渉する二つの光の光路差には微小な変動が生じる。ここまでの工程で得られた鏡面形状のデータはこれらの外乱を受けているため、取得した形状データに後処理を行い、より高精度な形状データを作成する。

データの選定

振動や空気揺らぎにより、位相シフト量が 120° から大きく外れた干渉縞画像を解析すると位相に大きな段差が生じやすい。この場合、間違っただ位相接続がなされるため、作成された位相マップ中に $\pm 2\pi$ の位相差が散見される。そこで位相マップ中の $\pm 2\pi$ の段差があるピクセル境界を数え、一定数以上(現在は経験上 100pixel 以上としている)であれば無効なデータとして破棄する。

複数データの平均化

振動・空気揺らぎなどによる測定誤差に対しては、測定環境自体を改善することが望ましいが限界がある。これらは一定時間(典型的には 1~数秒)以上の時間スケールで見ればランダムであるため多数の測定結果を平均して測定誤差を抑制する。

被検面と干渉計の位置関係に手を加えず 1024 枚の形状データを連続取得し、これを用いて平均化枚数と測定誤差の関係を調べた。データ処理は以下の手順で行った。①1024 枚の形状データを N 枚ごとにグループ分け、②連続する N 枚の平均形状データを作成、③次の N 枚の平均形状との差分を作成、④差分形状の分散を取得、⑤全てのグループの分散を平均。この手順を数式で示すと、平均の分散 $\overline{\sigma^2}$ は、

$$\overline{\sigma^2} = \frac{1}{2} \left\langle D \left(\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} [z_{i+2Nk}] - \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} [z_{i+N(2k+1)}] \right) \right\rangle_k \quad \text{式 4.3}$$

となる。ただし z_i は i 番目に取得した形状データ、 $\langle \rangle_i$ は i に対する算術平均、 $D(z_i)$ は形状データ z_i の分散をあらわすものとする。 $N = 1, 2, 4 \dots 512$ の場合の $\overline{\sigma}$ を図 4.14 に示す。なお形状データの取得時間は約 1.6 秒/枚であるため、差分を求めた 2 つのデータセットの取得間隔は $1.6 N$ 秒となる。

概ね $N^{1/2}$ に比例(黒点線)して測定結果のばらつきは減少するが、 $N > 256$ では $N^{1/2}$ の直線よりも誤差が大きくなる。これは測定の時間間隔が長くなったことにより測定環境の変化(構造物温度変化による熱変形)による系統誤差が見えていると考えられる。また、 $N = 100$ 程度で要求される測定精度 \sim rms 40nm に対して 1/10 程度と十分小さな測定誤差が達成できる。

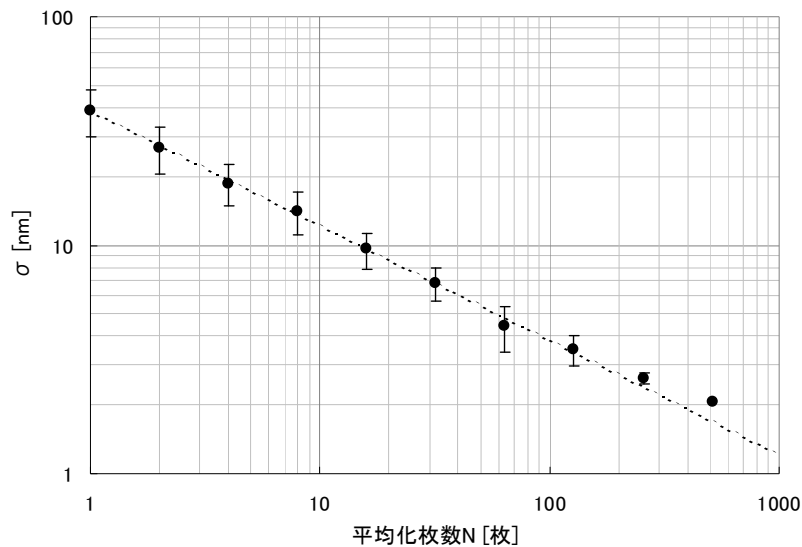


図 4.14 測定結果の平均化枚数 N と繰り返し再現性の関係。 N が小さい場合は空気揺らぎなどランダムな外乱成分が支配的であり、 $N^{1/2}$ に比例(黒点線)して測定結果のばらつきは減少する。 $N > 256$ ではランダム誤差が減少することに加え、測定の時間間隔(データ 1 枚あたり約 1.6 秒)が長くなるため測定環境の変化による系統誤差が見えていると考えられる。

4.5 測定環境と付帯設備

4.5.1 測定塔

CGH 干渉計は研削盤上に置かれたセグメント鏡の曲率中心に配置する必要がある。そのため高さ約 10m の測定塔を研削盤を跨ぐ形で設置した(図 4.15)。干渉計の測定精度と比較して非常に大きな構造物であり、熱膨張や振動による変位が無視できないためこれらを測定・評価した。

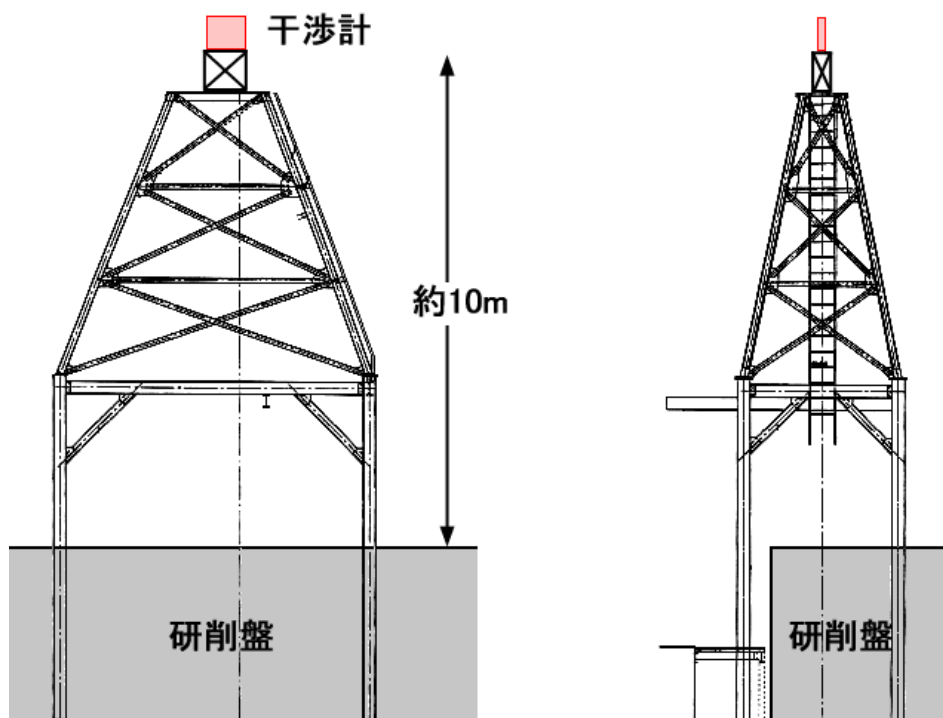


図 4.15 研削盤をまたぐように建てられた測定塔。特に筋交いなどの補強が少ない下部は振動しやすい構造である。

温度変化による変位

3次元レーザー変位計(FARO Laser Tracker)を用いて床面から見た測定塔頂上部の変位を約1日にわたり測定した。図 4.16 に示すように測定時間全体では $100\sim 200\ \mu\text{m}$ の変位がある。特にリアルタイムでの補正ができない z 方向の変位に注目した場合、CGH 干渉計での典型的な測定時間内(~ 30 分)での変位は $\sim 10\ \mu\text{m}$ 程度であった。これは要求される $\leq 80\ \mu\text{m}$ の変位に対して十分に小さい値である。

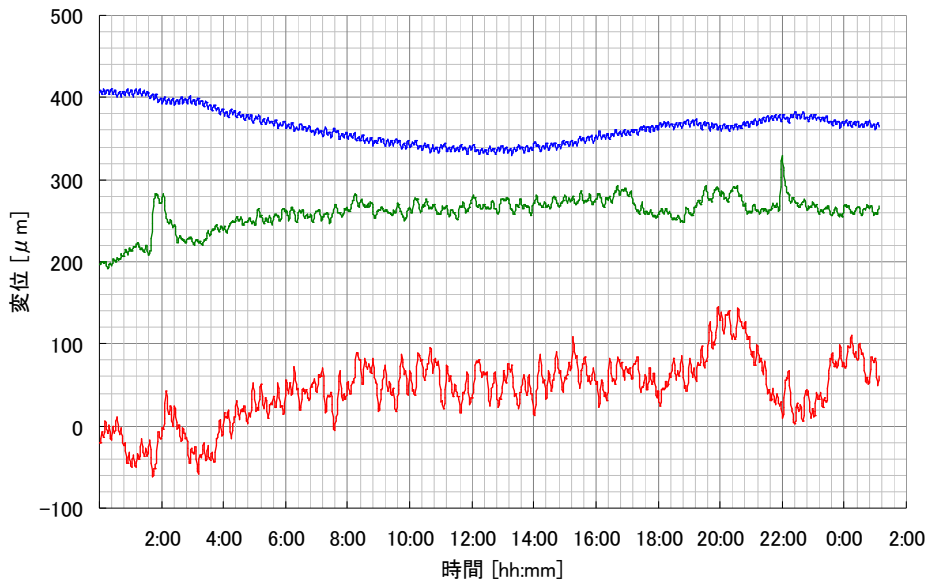


図 4.16 3次元レーザー変位計で測定した測定塔の頂上部のほぼ1日にわたる変位。赤線が Δx 、緑線が $\Delta y + 200 \mu\text{m}$ 、青線が $\Delta z + 400 \mu\text{m}$ 。測定時間全体では $100 \sim 200 \mu\text{m}$ の変位であるが、干渉計での測定に要する ~ 30 分程度の時間範囲内であれば $20 \mu\text{m}$ 程度の変位に収まっている。

振動による変位

この測定塔上に加速度計(昭和測器(株) Model-2403)を設置し測定塔の振動を測定したところ、図 4.18 に赤線で示したように x 方向で振幅 $\sim 800\text{nm}$ 、 z 方向で $\sim 400\text{nm}$ の振動が見られた。4.1.2 で述べたように $x-y$ 面内での変位は $1/10$ 程度の係数で干渉計の光路差に影響を与える。 $\sim 80\text{nm}$ の光路差の変動は要求される測定精度に対して無視できない量であり、 $1/5 \sim 1/10$ 程度の振幅まで振動の抑制が必要である。なお z 方向の振動については振幅が 100nm 以下と小さく、また光路長に与える影響が振幅の $1/800$ 程度と非常に小さいため振動抑制は必要無い。

4.5.2 動吸振器

振動を抑制する手段として、①被検面と干渉計が同じ振動となるよう測定塔の構造を補強する(一般建築でいう耐震)、②研削盤を含む測定システム全体を除振台に載せる(同、免震)、③入力された外乱振動が共振により大きな振幅となる前に熱に変換して散逸させる(同、制震) が考えられる。①については研削盤の駆動や硝材を出し入

れする空間を確保するため下部構造には筋交いなどの補強を効果的に入れられないため実現が困難である。②も研削盤と測定塔の重量を搭載可能な除振台の調達是非現実的であることから③の手法を選択した。制振装置には様々な形式があるが、抑制対象の振動が単一周波数であることから測定塔への設置が容易な動吸振器(補助質量を用いたパッシブ制振装置)を採用した。

動吸振器は建築物など幅広い分野で使用されている。図 4.17 に示すように共振構造と減衰要素を付加した補助質量を制振対象に取り付ける。制振対象の質量を M 、固有振動数を Ω_n 、補助質量の質量を m 、動吸振器の固有振動数を ω_n 、減衰係数を c としたとき、入力される振動 $\sin \omega t$ に対して制振対象の振動の振幅倍率は次のようになる。

$$X = \sqrt{\frac{(\gamma^2 - \lambda^2)^2 + (2\zeta\lambda)^2}{\{(1 - \lambda^2)(\gamma^2 - \lambda^2) - \mu\gamma^2\lambda^2\}^2 + \{1 - (1 + \mu)\lambda^2\}(2\zeta\lambda)^2}} \quad \text{式 4.4}$$

ここで、強制振動数比： $\lambda = \frac{\omega}{\Omega_n}$ 、固有振動数比： $\gamma = \frac{\omega_n}{\Omega_n}$ 、質量比、 $\mu = \frac{m}{M}$ 、減衰比： $\zeta = \frac{c}{2m\Omega_n}$ とする。なお式 4.4 の導出については Appendix A.5 に詳細を記した。

この関数の特徴として減衰比 ζ の値に依らず常に同じ値をとる点が 2 ヶ所ある。この 2 点での振幅倍率が等しくなるよう動吸振器の固有振動比 γ を調整する。次にこの 2 点が極大値となるよう減衰比 ζ を調整することで振幅倍率が最低となり共振が抑制される。最適な固有振動数比は $\gamma = 1/(1 + \mu)$ 、同じく最適な減衰比は

$\zeta_{opt} = \sqrt{\frac{3\mu}{8(1 + \mu)^3}}$ であり、このときの最大振幅倍率は制振対象と補助質量の質量比の

みで表すことができ、 $X_{opt} = \sqrt{\frac{2 + \mu}{\mu}} = \sqrt{\frac{2M}{m} + 1}$ となる。(背戸一登, 2006)

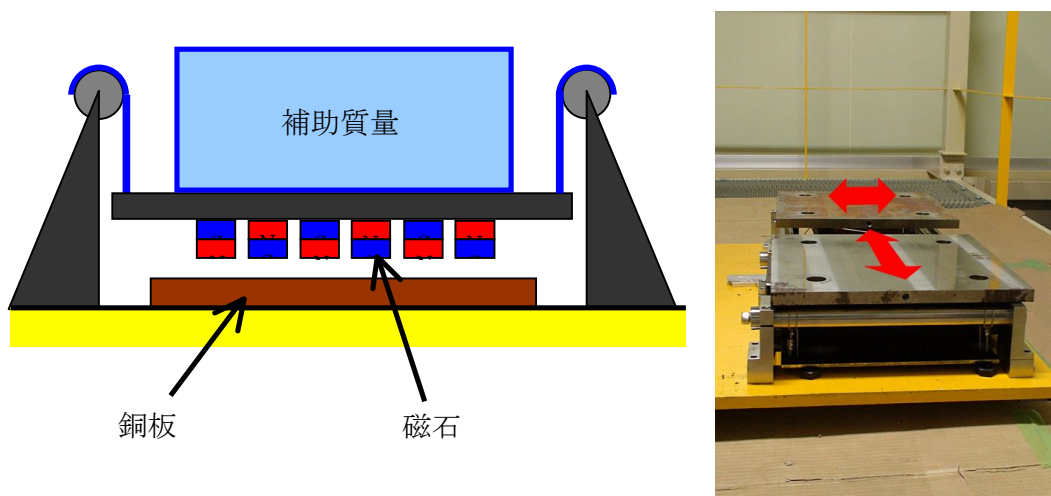


図 4.17 制振装置の構造図(左)と測定塔上に設置した制振装置(右)。磁石と銅板からなる磁気ダンパと補助質量を載せた重力振り子で構成される。右図の矢印は振り子の振動方向でありこの方向の振動を吸収する。水平面内の直交 2 軸に対してそれぞれ最適な減衰となるよう共振周波数・減衰定数を調整する。

補助質量

制振装置が無い単純な減衰振動系の場合、最大振幅倍率は $X_{peak} = Q = f_0 / \Delta f$ で

ある。図 4.18 の赤線を 2 次の伝達関数でフィッティングすると、 x 方向では $X_{peak} \approx 110$ ($f_0 = 3.45$ Hz、 $\Delta f = 0.031$ Hz)、 z 方向では $X_{peak} \approx 50$ ($f_0 = 2.31$ Hz、 $\Delta f = 0.046$ Hz) であった²¹。共振点での振幅を 1/5 ~ 1/10 程度まで減らすには、

$$X_{opt} = \sqrt{\frac{2 + \mu}{\mu}} = \sqrt{\frac{2M}{m} + 1} \approx 10 \text{ 程度になれば良い。測定塔の質量 } M \text{ は約 } 5000\text{kg}$$

なので必要な補助質量は ~100kg となる。

²¹ この測定の周波数分解能は 0.015 Hz なので実際の Δf はより小さい可能性がある。

減衰要素

制振対象は $1\ \mu\text{m}$ 程度の微小振動であるため、このような振幅でも有効に動作するよう、減衰要素にはリニアリティが高い磁気ダンパを採用した。非一様な磁場中を導体が運動すると、導体内に生じた誘導電流に対してローレンツ力が働く。この力は運動方向と逆向きに働き、速度に比例した大きさであるため、理想的な減衰要素として作用する。強さ B の磁場が一辺 a の正方形の領域に存在する場合、速度 v で運動する導体内部に生じる誘導起電力は $V_R = vBa$ である。また導体の厚さを t 、電気抵抗率を ρ とした時、誘導電流が流れる閉回路の抵抗は、おおよそ $R = 4\rho/t$

なので、誘導電流は $I_R = \frac{V_R}{R} = \frac{vBa}{2\rho/t}$ となる。この誘導電流に対して働くローレン

ツ力は $F = aI_R \times B = \frac{vB^2a^2t}{2\rho}$ であるから、 N 個の磁石を並べた場合の減衰定数は

$$c = \frac{F}{v} = N \frac{B^2a^2t}{2\rho} \text{ と書ける。}$$

製作した制振装置では $\phi 10\text{mm}$ 、磁束密度 470mT の磁石を 500 個並べ、厚さ 3mm の銅板 ($\rho = 1.7 \times 10^{-8}\ \Omega\text{m}$) を使用した。このとき $c=2602$ であり、減衰比になおすと $\zeta = 0.6$ となる。

この計算では全ての磁場が銅板を垂直に貫くと仮定しているが、実際には磁石から離れれば磁場は傾斜し、また強度も距離 a 程度のスケールで急速に減少する。これを利用し、動吸振器の質量比 $\mu = 0.02$ から得られる最適減衰比が

$$\zeta_{opt} = \sqrt{\frac{3\mu}{8(1+\mu)^3}} = 0.084 \text{ となるよう、銅板と磁石の距離を調整する構造とした。}$$

共振構造

簡易に実現できる共振構造として、ばね振り子と重力振り子が考えられる。ここでは質量と共振周波数を独立なパラメータとして調整可能にするため、重力振り子を採用した。振り子の長さを l 、重力加速度を g としたとき、振動数は $\omega_n = \sqrt{g/l}$ なので、測定塔の共振周波数が $3.45\ \text{Hz}$ の x 方向では $l = 21.7\text{mm}$ 、 $2.31\ \text{Hz}$ の z 方向では $l = 48.5\text{mm}$ のときに最適同調条件となる。

動吸振器を稼働させた場合の測定塔の振動スペクトルを図 4.18 に青線で示す。周辺環境から伝わる定常的な振動は動吸振器の設置前と比べて 1/10 程度まで改善し CGH 干渉計による安定な測定が可能となった。

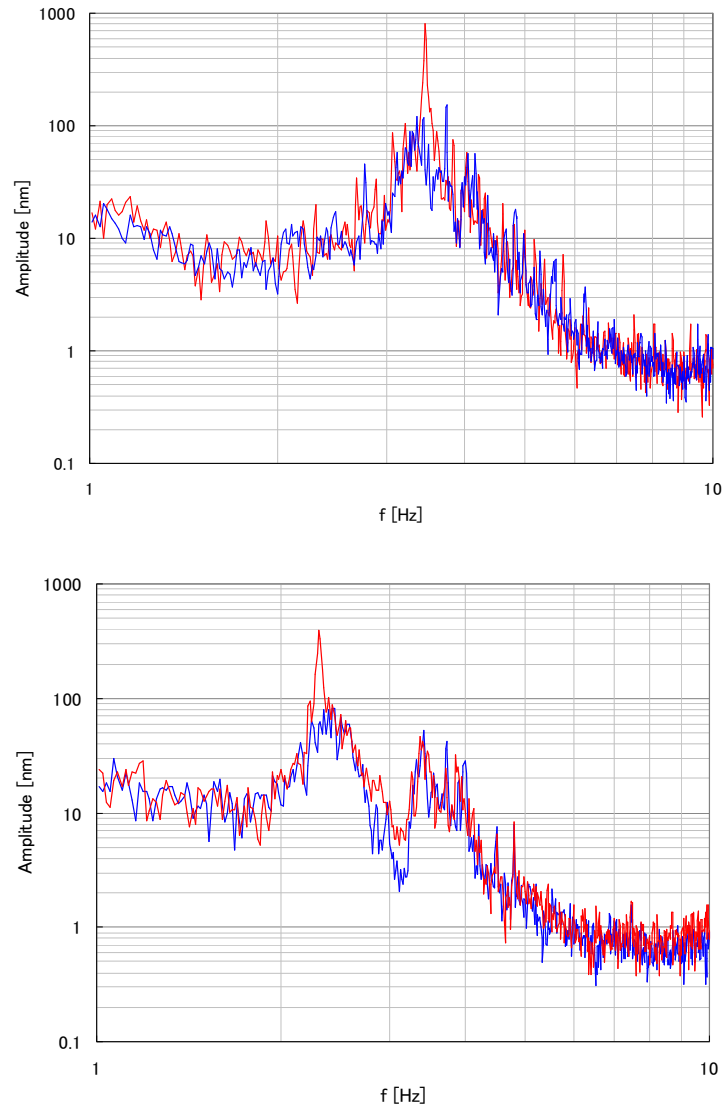


図 4.18 測定塔の x 方向(上段)と y 方向(下段)の典型的な振動スペクトル。青線は制振装置を稼働させた状態、赤線は停止させた状態を示している。 x 方向では 3.45 Hz にある振幅 \sim 800nm、 y 方向では 2.31 Hz の \sim 400nm のピークが制振装置により 100nm 以下まで抑えられた。

第5章 性能評価

測定器の性能を評価する指標として、正確度(真値からのずれ：絶対精度)、精度(複数回の測定でのばらつき：再現性)、分解能(近接した2値を識別できる限界：解像度)などがある。干渉計の場合、鏡面に垂直な方向(縦方向)と面に沿った方向(横方向)に対して、それぞれ上記指標を適用できる。

一般的に干渉計の性能と言えば縦方向の性能を指す。干渉計による測定では縦方向の分解能は十分に高く、性能を決めるのは絶対精度と再現性の2つである。5.1節ではこの2つについて測定を行い構造関数を用いて評価した。一方、横方向の性能については再現性は十分に高いため、分解能(横解像度)と正確度(特にリニアリティ)が重要となる。5.2節では横解像度とリニアリティについて評価を行った。

5.1 縦方向の性能

小口径球面鏡を本干渉計および市販のフィゾー干渉計とで測定し、それらの結果を比較することで正確度を評価した。また、この測定とは別にレーザー変位計を用いたプロファイラ形式での測定結果(1次元のスキャン)との比較を Appendix A.4 に記載した。次に、研削・研磨により実際に加工されたセグメント鏡(大きさ $\sim 1.2\text{m}$ 、軸外し双曲面)を用いて、CGH干渉計での測定の再現性を求めた。

5.1.1 絶対精度

絶対精度は形状が保証されている基準原器を測定するか、十分に高い絶対精度をもつ他の測定器での測定結果と比較することでの評価できる。しかし3.8m望遠鏡と同等の軸外し非球面を持つ基準原器、または基準となる測定器は存在しない。そこでCGH干渉計と基準とするフィゾー干渉計で共通の球面鏡を測定し、絶対精度の評価とした。球面鏡は口径152.4mm、曲率半径1828.8mmのPyrex製でコーティングは施されていない。CGH干渉計には球面測定用のパターンをもつCGHを製作し、取り付けた。4.2.2節で述べたようにCGHパターンは $x-y$ スキャンにより描画されるため非球面度に関係なく描画精度は一定である。フィゾー干渉計には富士フイルム株式会社のF601を使用し、基準面精度 $\lambda/20$ (30nm)の球面基準レンズを取り付けた。二つの干渉計で得られた鏡面形状の差分をCGH干渉計の測定の正確度とする。

測定結果は図 5.1 に示すように P-V 80nm、rms 15nm であった。また図 5.1 の形状を式 2.1 を用いて構造関数に変換した結果を図 5.3 に赤線で示す。ただし評価に用いた球面鏡と、望遠鏡用のセグメント鏡では被検面までの距離(~曲率半径)が異なるため、横方向のスケールを曲率半径の比率($10000\text{mm}/1828.8\text{mm}\approx 5.5$ 倍)だけ変換した。

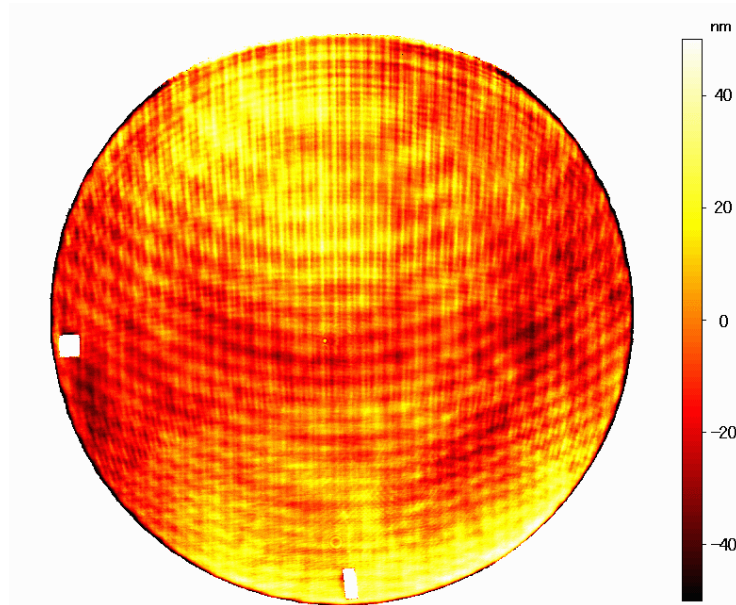


図 5.1 CGH 干渉計とフィゾー干渉計の測定結果の差。被検面は両方の干渉計で測定可能な $\phi 152.4\text{mm}$ 、 $R1828.8\text{mm}$ の球面鏡。表示レンジは $\pm 50\text{nm}$ 。左端と下端の白い四角形は位置合わせ用のマークで、二つの測定結果で位置(x,y)・回転・拡大率を一致させるのに使用した。

図 5.1 に示した鏡面形状の差分から主要な成分を 3 つ抽出した。

- (1)画像の上下端が高く(明るく)左右端が低い(暗い)、P-V 50nm の非点収差状成分。
- (2)画像の上端を中心として同心円状に P-V 20nm 程度で波打つ成分。
- (3)画像全体にわたって見られる P-V 10nm 程度の細かい縦縞模様。

次にそれぞれの成分について、その発生原因を以下のように推測した。

- (1)CGH 描画時の縦横のスケール誤差。または平行光源に対する CGH の設置角度の誤差。

(2)CGH パターンで反射した光が CGH 基板の内面で再反射し、本来の被検光と重なることで生じた被検波面の形状変化。

(3)CGH 描画装置のスクランテーブル駆動の周期誤差。

5.1.2 繰り返し再現性

測定の繰り返し再現性は大きく 2 つに分けられる。1 つ目は干渉計本体－被検面間の位置合わせ誤差に伴う測定のばらつき、2 つ目は被検面を支持台から取り外し、再設置した場合の鏡面の变形である。更に 1 つ目の項目は z 方向の位置合わせ誤差(被検面の曲率成分の再現性に相当する)、及びそれ以外の軸の位置合わせ誤差、の 2 つに分けて評価した。

この節での測定は全て、3.8m 望遠鏡の内周セグメント鏡を使用して行った。被検面は研削加工で作られた軸外し双曲面で、表面粗さを改善して反射率を上げるためわずかに研磨されている。ただし必要な鏡面精度が得られる加工工程が未だ確立していないため評価に用いた鏡には rms 90nm 程度の形状誤差がある。セグメント鏡は研削盤上に、干渉計本体は高さ 10m の測定塔上に設置されている。測定環境での振動や空気揺らぎの影響を減らすため、形状データを連続して 100 枚取得し、位相の飛びが多い異常なデータを除いた約 80 枚を平均したデータを使用した。

①-1 位置合わせ(z 軸を除く)に伴う再現性

干渉計の位置調整を含むシステム全体の測定再現性を求めた。まず 4.3 節の手順で干渉計と被検面・参照面の位置合わせを行った後、1 回目の測定をした。次に干渉計と被検面の位置関係を崩した後、再び干渉計と被検面・参照面の位置合わせ(z 成分を除く)を行い、続けて 2 回目の形状測定を行った。同様の手順で計 5 回分の測定結果を得た。各測定の時間間隔は約 30 分である。

図 5.2 に典型的な再現性誤差として 5 回の測定結果の平均値と 1 回目の測定結果の差分を示す。この再現性誤差から求めた構造関数(5 回分の 2 乗平均)を図 5.3 に橙線で示す。また全空間スケールを積分すると rms 7.8nm であった。

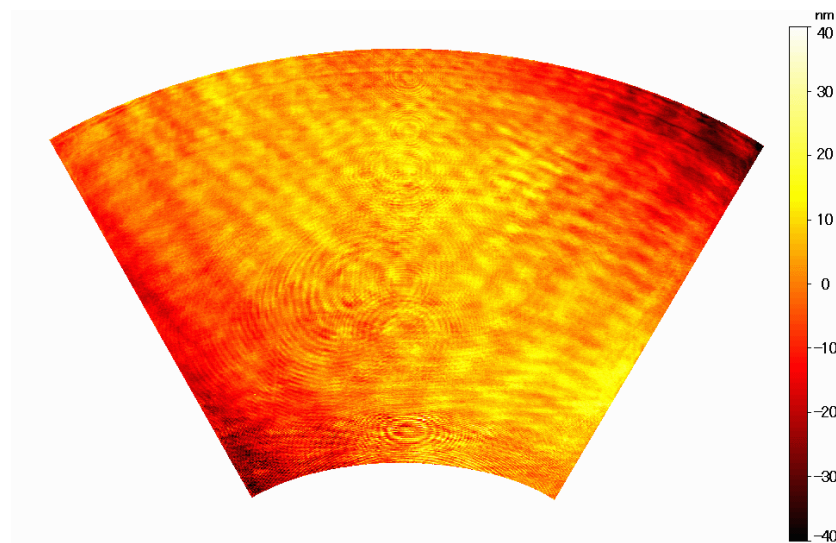


図 5.2 独立な 5 回の測定結果の平均と 1 回目の測定結果の差分。典型的な再現性誤差を表す。グレースケールの表示レンジは±40nm。

①-2 z 軸の位置調整に伴う再現性

曲率基準鏡の測定結果の曲率成分が 0 になる(つまり被検波面と被検面の曲率が一致する)よう干渉計の設置高さを調整してからセグメント鏡を測定する作業を 6 回繰り返した。1 回あたりの測定に要した時間は約 1 時間である。また、曲率基準鏡とセグメント鏡の測定を切り替える際に参照面を移動するため、参照面の再調整を行っている、つまり①-1 に相当する誤差も含んでいる。

z 軸以外の場合と同様、平均形状からの差分形状をもとめ、その構造関数に変換した結果を図 5.3 に緑線で示す。得られた形状データから曲率成分を求めたところ、そのばらつきは P-V 82.8 μm 、rms 30 μm であった²²。これは 2.4 節で求めた曲率誤

²² 誤差要因を明らかにするため、曲率基準鏡を 5 回測定して得られた形状から曲率成分を求めたところ、P-V 15.9 μm のばらつきであった。同様に①-1 の測定結果からセグメント鏡の曲率成分を求めたところ、そのばらつきは P-V 14.9 μm であった。z 軸の駆動に用いたアクチュエータの仕様は駆動精度 4 μm 、再現性±0.5 μm である。また測定塔の変形をモニタした結果(図 4.15)より 1 回の測定サイクル(最長で～1 時間)内で z 軸の変位は 20 μm 程度である。これらの誤差要因の総和は～55 μm となった。P-V 82.8 μm のばらつきを完全には説明できていないため、より高い曲率決定精度を目指すには、更なる原因の究明が必要である。

差の目安である P-V $158\ \mu\text{m}$ を満足する。

鏡面支持の再現性

セグメント鏡を支持台から取り外し、再設置した場合の繰り返し再現性を求めた。再設置時の x - y 平面内の位置は、扇形の角部分において $\sim 20\ \mu\text{m}$ の精度で再現していることをレーザー変位計で確認した。セグメント鏡の脱着作業の安全確保のために参照面を取り外しているため、この測定結果は参照面の再設置誤差を含んでいる。繰り返し回数は 5 回である。測定結果のばらつきの構造関数を図 5.3 に青線で示す。

構造関数で評価した場合の縦方向の測定精度は、各項目とも要求される測定精度内に収まっている。また、図 5.3 の紫線は全 4 つの誤差の 2 乗和平方根を表しており、これも要求精度を満たしている。

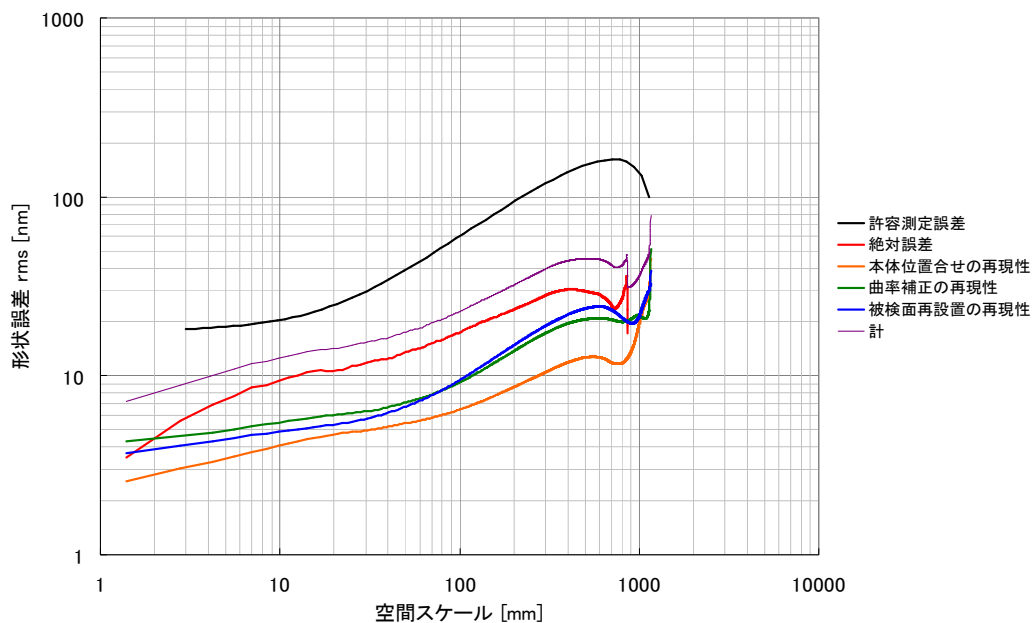


図 5.3 干渉計による測定誤差の構造関数。黒線は許容される測定誤差(図 2.3 の赤線に同じ)。赤線はフィゾー干渉計と比較して求めた絶対誤差。橙線は干渉計本体と被検面間の位置合わせ(z 軸を除く)を行った場合の再現性。緑線は曲率基準鏡を用いて z 軸の調整を行った場合の再現性青線はバネ支持台に被検面を再設置した場合の再現性。紫線は 4 種類の測定誤差の 2 乗和平方根。

5.2 横方向の性能

被検面上に小さなマスクを等間隔に配置し、干渉計を通して得た像のボケ量から横解像度を、像の位置からリニアリティを求め評価した。

5.2.1 横解像度

マスクは図 5.4 に示すように一辺 3mm の正方形で 31 個を 50mm の等間隔で貼りつけた。マスクの位置は鏡面上に照射したレーザースポットを基準に目視で決定しているため、その精度は $\pm 0.3\text{mm}$ 程度である。

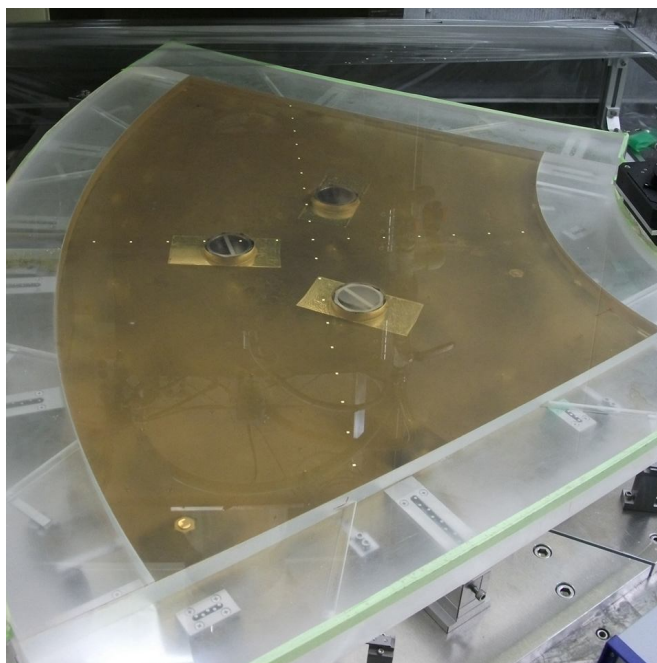


図 5.4 セグメント鏡上に等間隔に並べられた位置基準のマスク。十字に並んだ黄色の小さな点がマスク。マスク間隔の精度は $50\text{mm} \pm 0.3\text{mm}$ である。

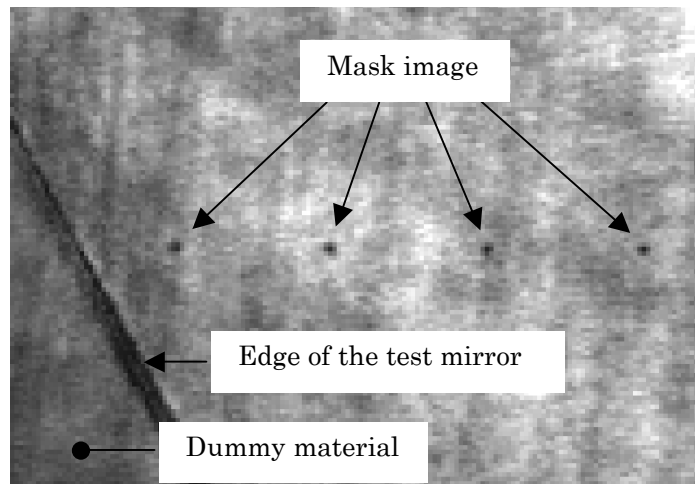


図 5.5 マスクを貼りつけた被検面で取得した干渉縞の振幅マップ(鏡面の一部を拡大)。マスクの部分は被検光が遮られており、干渉を起こさないため暗く写る。

まずマスク付きの内周セグメント鏡を被検面として 3 枚の干渉縞画像を撮影した。次に 3 枚の干渉縞画像から式 4.2 を用いて振幅マップを算出し(図 5.5)、その画像中の各マスク像の位置を求めた。次に 31 個全てのマスク像をサブピクセルの精度で中心位置を揃えて重ねあわせた。重ねあわせ後のマスク像の x 及び y 方向の強度分布を図 5.6 に示す。両方向の強度分布ともに、Point Spread Function (PSF) を FWHM=2.8mm のガウシアンとしたモデルとよく一致している。2.8mm の横解像度は要求仕様($\leq 3\text{mm}$)を満たしている。

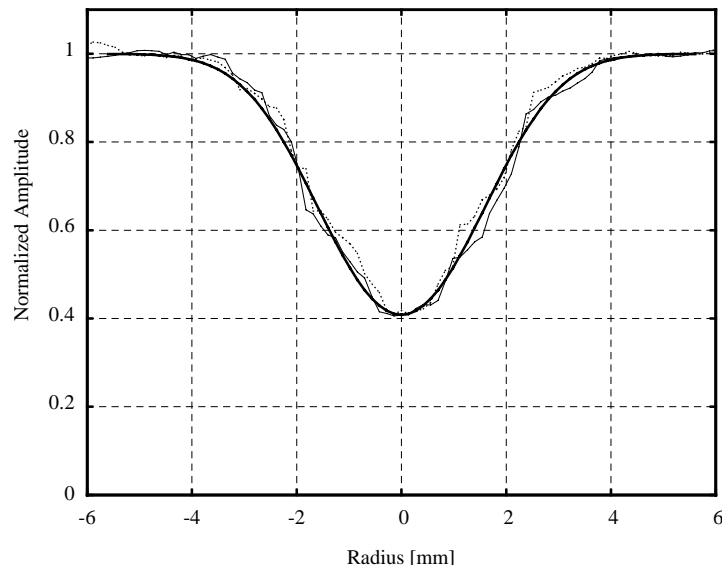


図 5.6 マスク像の x (実線)及び y (点線)方向断面。太線はマスクに相当する幅 3.0mm の箱型関数を半値全幅 2.8mm のガウシアンで畳み込んだもの。

5.2.2 リニアリティ

横解像度の評価と同様に、鏡面に貼りつけたマスクの像を用いて横方向のリニアリティを評価した。前述のように、マスクは $50\text{mm} \pm 0.3\text{mm}$ の等間隔に貼り付けられている。干渉計を通して取得した振幅マップ上で、マスク像の位置がどれだけ等間隔から変位したかを図 5.7 に示す。測定結果のばらつきが大きいものの、P-V 1.4mm、rms 0.34mm であり、干渉計で取得した形状データの横方向の絶対精度は 1pixel (~1.4mm)以内の精度で信頼できる。

なお、リニアリティの低下は結像レンズ歪曲収差が主な原因と考えられる。使用したレンズの仕様では歪曲収差 $\leq 0.2\%$ とされており、これは一番端の測定点(中心から 450mm)で 0.9mm に相当する。

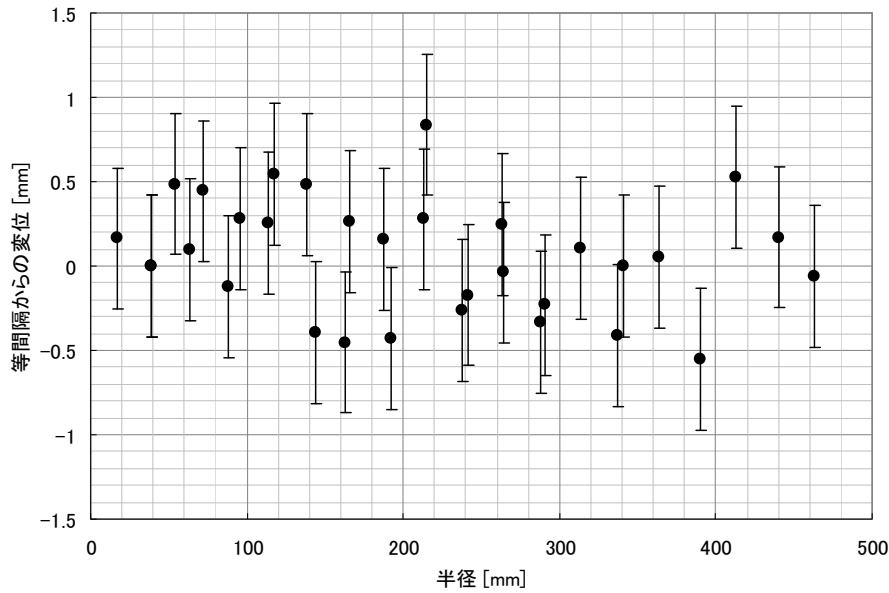


図 5.7 マスク像の等間隔からのずれ量と鏡面中心からの距離の関係。干渉計で取得した形状データの横方向の線形性をあらわす。エラーバーはマスクの貼付け位置精度 $\pm 0.3\text{mm}$ と中心位置の測定精度 $\pm 0.3\text{pixel}$ の 2 乗和から $\pm 0.42\text{mm}$ とした。

5.3 性能評価のまとめ

干渉計の縦・横方向の測定精度ともに要求を満足することが確認できた。この干渉計を用いて望遠鏡の主鏡を製作すれば、岡山観測所の典型的な環境条件下において $z \sim 20$ の high- z GRB 残光の検出が可能になると期待される。

観測天体の S/N 向上への寄与

特に縦方向の測定精度は要求精度の概ね 1/2 程度の大きさである。2.4 章で見積もった加工誤差の許容量を加えると、加工誤差と測定誤差が単純に加算される場合で $\text{rms } 207\text{nm} \times (2/3 + 1/6) = 173\text{nm}$ 、2 乗和平方根で合成される場合には $\text{rms } 207\text{nm} \times \sqrt{1 - 1/3^2 + 1/6^2} = 198\text{nm}$ となり、GRB 残光の検出に要求される鏡面精度 $\text{rms } 207\text{nm}$ に対して向上する。これを 1~2 章で述べた逆の手順で観測天体の S/N に戻すと、最終的に 1.06 倍、1.02 倍とわずかながら向上する。

横解像度と測定精度

本干渉計では大面積の軸外し非球面に対して 2.8mm という高い横解像度を実現できた。一方、従来型の干渉計では～30mm の低解像度(Appendix A3 を参照)の形状データしか得られない。ここでは、低解像度なデータを計算機による画像復元処理で高解像度化した場合の測定精度を推定し、本干渉計の結果と比較する。

低解像度な干渉計の PSF として以下の 2 種類を想定する。1 つ目は本干渉計で PSF を良くフィッティングできた 2 次元ガウシアン $h(\mathbf{r}) = \exp\left[-|\mathbf{r}|^2/2c^2\right]$ 、ただし $\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot c = 30\text{mm}$ とする。2 つ目は従来型の干渉計において解像度低下の最大要因が非点収差であることから、幾何光学的に求めた PSF である 2 次元の矩

形関数 $\begin{cases} h(\mathbf{r}) = 1 & |\mathbf{r}| \leq 15\text{mm} \\ h(\mathbf{r}) = 0 & |\mathbf{r}| > 15\text{mm} \end{cases}$ とする。 \mathbf{r} は画像内での位置を示すベクトルである。

被検面の形状を関数 $f(\mathbf{r})$ で表したとき、これをフーリエ変換したものを $F(\mathbf{s})$ と表記する。同様に低解像度な干渉計で得られた測定データを $g(\mathbf{r})$ に対して、フーリエ変換したものを $G(\mathbf{s})$ 、被検面形状とそのフーリエ変換を $f(\mathbf{r}) \rightarrow F(\mathbf{s})$ 、上記 PSF を $h(\mathbf{r}) \rightarrow H(\mathbf{s})$ 、測定時のノイズ成分を $n(\mathbf{r}) \rightarrow N(\mathbf{s})$ と表す。ただし \mathbf{s} は \mathbf{r} に対応する空間周波数ベクトルである。このとき、周波数空間において劣化した画像 $G(\mathbf{s})$ は次のように書ける。

$$G(\mathbf{s}) = H(\mathbf{s})F(\mathbf{s}) + N(\mathbf{s}) \quad \text{式 5.1}$$

復元処理では劣化した測定データ $G(\mathbf{s})$ に何らかのフィルタ $B(\mathbf{s})$ を作用させて、もとの形状データの推定値 $F'(\mathbf{s})$ を得る。

$$F'(\mathbf{s}) = B(\mathbf{s})G(\mathbf{s}) \quad \text{式 5.2}$$

ノイズが 0 であれば $B(\mathbf{s}) = 1/H(\mathbf{s})$ とすれば容易に $F'(\mathbf{s})$ が求められる。これを逆フィルタと呼ぶ。実際にはノイズが有限であるため $H(\mathbf{s})$ が 0 に近くなる高周波な領域

で $B(\mathbf{s})$ が非常に大きな値となりノイズが発散してしまう。これを抑制するため、 $B(\mathbf{s})$ には次に示す Wiener フィルタを採用した。

$$B(\mathbf{s}) = \frac{H^*(\mathbf{s})}{|H(\mathbf{s})|^2 + \Gamma} \quad \text{式 5.2}$$

ここで $H^*(\mathbf{s})$ は $H(\mathbf{s})$ の複素共役である。 Γ はノイズの大きさに対応した定数であり、高周波領域で $B(\mathbf{s})$ が発散するのを防ぐ働きがある。本来の Wiener フィルタの使い方では、元の形状 $F(\mathbf{s})$ と推定された $F'(\mathbf{s})$ が最小二乗誤差となるよう Γ 値を選択するが、ここでは構造関数を用いて以下の手順で決定した。

まず低解像度な干渉計でも、5.1 節で求めた我々の CGH 干渉計と同量の測定誤差 (その構造関数は図 5.3、及び図 5.8 の紫線) が発生すると仮定する。図 5.1、5.2 に示したような形状誤差データに Wiener フィルタをそれぞれ適用し、その構造関数を求めた。最後に 5.1 節と同様、4 種の測定誤差の 2 乗和平方根をフィルタ適用後の構造関数とした。PSF がガウシアンの場合を図 5.8 に緑線で、矩形関数の場合を青線で示す。Wiener フィルタを適用した場合、特に高周波な(空間スケールが小さな)領域において測定誤差が増幅される。ここではフィルタ適用後の構造関数が鏡面に許される形状誤差(図 5.8 黒線)を超えないよう Γ の値を決定した²³。

Wiener フィルタ適用前後の PSF を図 5.8 下段に示す。もとの PSF が FWHM=30mm のガウシアンの場合、フィルタ適用後の PSF は FWHM=22mm、同様に ϕ 30mm の矩形関数の場合、4.3mm となった。鏡の加工工程に割り当てられるべき鏡面形状誤差のマージンを全て測定誤差に割り当てているが、開発した CGH 干渉計の横解像度に及ばない。また復元後の PSF では中心のコア部分の周囲に円環状のパターンが見られる。これは画像復元処理により新たに測定誤差が発生することを意味する。これらの理由から、従来型の干渉計で取得したデータを画像復元により高解像化する手法は実用的ではなく、必要な横解像度を持つ干渉計を使用すべきである。

²³ 全領域での PSF の積分値が 1 となるよう $h(\mathbf{r})$ 規格化した場合、ガウシアンでは $\Gamma=0.002$ 、矩形関数では $\Gamma=0.0065$ であった。

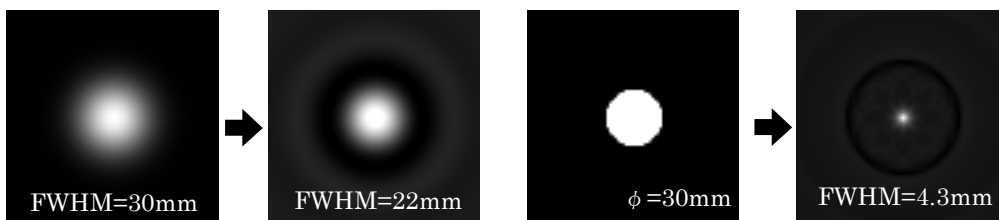
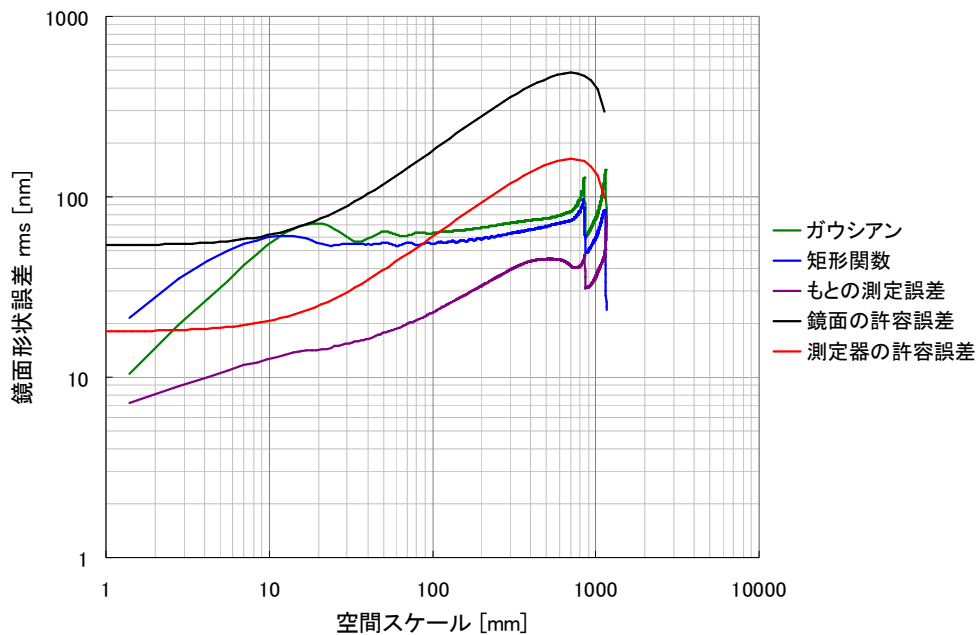


図 5.8 上段は測定誤差の測定データに Winener フィルタを施した後の構造関数。構造関数が鏡面の許容誤差(黒線)を超えない範囲で先鋭化した。緑線は測定器の PSF がガウシアンの場合、青線は矩形関数の場合を示す。なお、図中の赤線は測定器の許容誤差、紫線は開発した CGH 干渉計で実際に求めた測定誤差で図 5.3 の紫線と同じである。

下段はフィルタ適用前後での PSF の変化。左は PSF が FWHM=30mm のガウシアンの場合で FWHM=22mm まで、右は ϕ 30mm の矩形関数の場合で FWHM=4.3mm まで横解像度が改善される。

より高精度な測定器への発展

縦方向の測定精度を最も悪化させている項目は、絶対精度の評価における空間スケール \sim 15mm の成分である。これは 5.1.1 節で分類した中で(2)の成分、つまり CGH 基板の内面反射による被検波面の形状変化が原因と推測される。したがって CGH 基板の裏面に反射防止コーティングを施すことで低減が可能と考えられる。

また、4.4.1 節で述べたように位相情報の復元に 3 位相法を使用しているが、位相

シフトの分割数を増やすことで測定環境由来の振動の影響を減らせる可能性がある。これによりランダム誤差低減のためのデータ平均化の数を減らし、測定時間をより短縮できる可能性がある。

本干渉計の利点である横解像度については、現状において使用した検出器のピクセルに対してナイキストサンプリングとなっている。そのため、さらなる向上には高解像度な結像レンズに加えて、検出器のピクセル数の増加が必要となる。ただし、一般的にはピクセル数の増加により読み出し時間が長くなるため、振動・空気揺らぎなどの外乱を受けやすくなり注意が必要である。

第 6 章 まとめ

赤方偏移 $z=15\sim 20$ など、極めて遠方で発生する GRB の研究では光赤外線残光観測が重要であり、その検出を大きな柱とする望遠鏡の開発を進めている。本論文では、想定される GRB 残光を検出するのに必要な主鏡の性能をまず見積った。主鏡の大きさは 4 m 程度必要であり、その加工手段を考えると 18 セグメントに主鏡を分割し、1 枚あたりの大きさを 1 m 程度とするのが適当である。要求される鏡面精度は rms 200 nm 程度であり、最終的には構造関数を用いて目標性能を示した。

個々のセグメント鏡は、軸外し双曲面の形状を持つことになる。その約 1 m というサイズは光学素子としては非常に大きく曲率半径も長い。このような面形状を安定して評価し、修正加工により形状精度を向上させるための測定器として、干渉計を開発することにした。本論文の研究では、必要精度を達成可能な干渉計として、CGH 干渉計を新たに開発した。特徴の第一は、被検面の非球面度に依らず高い横解像度とリニアリティを持つ干渉縞の取得が可能なことである。加えて、被検面と参照面を近くに配置したことで、振動や空気揺らぎ、光源の波長変動に対して安定である。また被検面の近傍に大きな光学素子を必要としないため加工機上での計測に適している。

今回は、実際に加工を始めた 3.8 m 望遠鏡のセグメント主鏡計測用に最適化した CGH 干渉計を設計製作した。鏡面加工用の研削・研磨盤の上にこの干渉計を設置し、大きさ約 1 m の軸外し非球面に加工されたセグメント鏡を測定した。また振動対策や鏡面支持方法といった測定環境の整備も併せて行った。上記軸外し非球面鏡、及び小口径球面鏡を用いて性能評価を行った。その結果、絶対精度、繰り返し再現性ともに要求を満足する精度が得られることを確認した。また横解像度は 2.8 mm、面内方向のリニアリティは 1.4 mm とほぼ要求仕様どおりの性能である。横解像度が低い従来型の干渉計では、このような小さな空間スケールでの測定精度を確保できない。

望遠鏡に使われる大型の軸外し非球面の測定において、高い横解像度が得られることはこの干渉計の大きな特長である。加工の自由度が高い反面、高周波な加工誤差が発生しやすい研削や小工具研磨加工面を加工機上で精度良く計測できることで、効率的な軸外し非球面鏡の製作が可能となる。またセグメント鏡では隣り合う鏡の位置合わせのために鏡面の縁まで正確な加工が求められるが、端面のごく近傍まで計測が可能となる、高い横解像度は利点となる。さらにこの特長を発展させることで、鏡面誤差による散乱がより顕著になる可視光など短波長域での観測や、地上からの観測に比べて背景光が暗いため、それに見合った低散乱な鏡であることが求められる宇宙望遠

鏡などへの応用が考えられる。

現在、共同研究者であるナノオプトニクス研究所においてこの干渉計を使用して 3.8m 望遠鏡のセグメント主鏡の開発が進められている。この望遠鏡は GRB の発生時に他の観測に優先して GRB 残光の観測を行う運用を考えている。これにより $z=15$ ~20 の極めて遠方で発生する GRB の残光を捉えることが可能となり、この時代に最初の大質量星形成が起きたという理論的な予測を観測により確認できると考えている。

謝辞

この研究は 2004 年から現在までの約 8 年間にわたり、名古屋大学理学部 光赤外線天文学研究室(Z 研)、及び光赤外天文計測学研究室(寄附講座)において名古屋大学寄附講座教授 佐藤修二先生の指導のもとで行われた。研究の遂行にあたり、研究室内外の非常に多くの人々から支援を受けたことに感謝している。

佐藤修二先生には開発の基礎となる光学をはじめ、物理素過程の理解において多大な指導をいただいた。また開発実験環境の整備・維持など、目立たない所での支持が干渉計の完成につながったと感じている。京都大学理学部准教授の栗田光樹夫氏には名古屋大学に在籍中から干渉計の機械設計をはじめ、測定試験、及びその後の論文執筆と、研究全体を通して指導教官に並ぶ多大な協力をいただいた。干渉計の実機の開発では Z 研の 4 年生(当時)であった石川博基氏、菅原健氏、畑昌育氏、原田祥和氏(2007 年度)、竹川翔一朗氏、林秀行氏(2008 年度)が大きな推進力となった。

理学研究科の清水裕彦教授、國枝秀世教授、金田英宏教授には論文の執筆と校正にあたり、特に論理の構成について多くの指摘と助言をいただいた。また不足していた性能評価の試験に立ち会っていただくなど、干渉計の性能評価をより確かなものにすることに貢献いただいた。

干渉計の測定対象であるセグメント鏡の制作と測定環境の整備・提供には株式会社ナノオプトニクス・エナジー内 ナノオプトニクス研究所の全面的な支援をいただいた。長時間に及ぶ測定・調整作業に快く応じていただいたことを感謝している。データ取得ソフトの開発においては株式会社ユビテックの協力により使いやすい干渉計が完成し、その後の精度評価を効率的に進めることができた。CGH 描画の基礎開発では、名古屋大学工学部電子情報システム専攻の堀研究室の支援を受けた。研究全体を通して、本研究の目的である 3.8m 望遠鏡計画の共同研究者である京都大学理学部宇宙物理学教室、国立天文台岡山観測所、株式会社ナノオプトニクス・エナジーの方々には開発の進捗ごとに多くのコメントをいただいた。

CGH 干渉計の開発、及び 3.8m 望遠鏡計画に対しては、株式会社ナノオプトニクス・エナジーより研究資金の大部分を提供していただいた。藤原洋代表取締役をはじめ多くの起業家の方々から科学研究に対する理解と支援を得られたことを大変嬉しく思う。また、2005 年からの 2 年間、日本学術振興会の特別研究員(No.17・7611)に採用され特別研究員奨励費の提供を受けた。

ここに名前をあげた方々以外にも数多くの皆様の支援・協力をいただいた。研究に携わった全ての皆様に感謝の気持ちを伝えたい。

Appendix

A.1 光学系の各要素

平行光源

光源：

Edmund Optics 62724-J JDSU 高性能 He-Ne レーザー 7mW ランダム偏光
Edmund Optics 62734-J JDSU 高性能 He-Ne レーザードライバ 5~7mW 用

集光レンズ：

Edmund Optics 30047-J JIS 顕微鏡対物レンズ (アクロマート 20X)

シングルモード光ファイバ：

Opto Science Incorporated SMJ-3S3S-633-4/125-0.5 (両端 FC コネクタ、 λ
633nm シングルモード、NA=0.12、クラッド径 125 μ m、長さ 0.5m)

コリメータレンズ：

有効口径 50mm、焦点距離 320mm、2 枚玉、各レンズの仕様は図 A.1 を参照。
レンズの加工は岡本光学加工所に依頼
組立後の残存波面誤差 $\lambda/7$ (レンズ偏芯 30 μ m、ファイバ偏芯 0.5mm の場合)

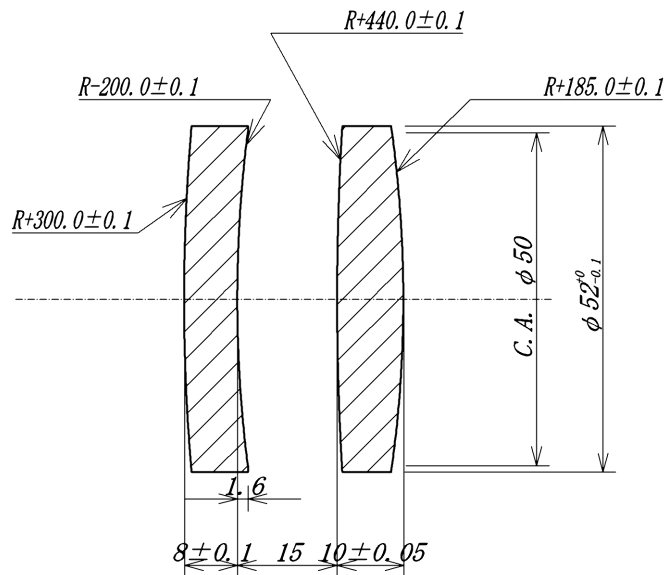


図 A.1 コリメータレンズの構成とレンズパラメータ。硝材は両レンズ共に BK-7、面精度は全ての面で $\lambda/5$ 。

CGH

基板：

□80mm(遮光マスク範囲□60mm、パターン描画範囲□50mm)、t2.3mm
合成石英

遮光膜：Cr+Cr₂O₃ 2層膜 パターンについては 4.2.2、及び A.2 を参照

結像光学系

ビームスプリッター：

シグマ光機株式会社 PSCH100C10-10-550 クロムプレートハーフミラー (φ100mm、面精度 $\lambda/10$)

結像レンズ：

Edmund Optics 56790-J メガピクセル対応固定焦点レンズ (f=50mm、F/1.8、Cマウント、許容検出器サイズ $\leq 2/3$ 型)

検出器：

Sumix Corporation SMX-150M USB2.0Camera (1280×1024pixel CMOS センサ、ピクセルサイズ□6.7 μ m、フレームレート 27.5fps、階調 8/10bit、グロ

ーバル／ローリングシャッタ切替可、Cマウント)

参照面ユニット

参照面：

シグマ光機株式会社 WSSQ-80C12-20-1 ウェッジ基板 (合成石英 ϕ 80mm、面精度 P-V $\lambda/20(30\text{nm})$ 、 1° ウェッジ)

ピエゾテーブル：

ピーアイ・ジャパン株式会社 P-558ZCD

位相 120 deg(105.5 nm)の駆動に要する時間：30 ミリ秒(参照面を搭載した状態)

曲率基準鏡

ナノオプトニクス研究所で加工 $800 \times 100\text{mm}$ 、 t 60mm、材質クリアセラム Z、内周セグメントと外周セグメントの境界部分と同じ表面形状(軸外し双曲面)。

A.2 CGH パターンの計算手順

任意の 2 次曲面波面を生成する CGH パターンの計算方法について述べる。基本となる考え方は以下の 2 つである。

- 理想形状の被検面、及び参照面で反射する光線は鏡面と直交する。
- 被検光と参照光の光路差が波長の整数倍となる部分に線を引く。

パターン計算手順の概略

図 A.2 において黄色で示した部分を被検面である軸外し双曲面、青色で示した部分を参照平面、上部の薄青色部分を CGH 面とする。

参照面上の点 A は被検面(双曲面)をそのまま延長していった時に参照面と傾きが一致する点であり、B は A での法線が CGH 面と交わる点である。参照面の法線は参照光線または入射光線と同義である。実際の CGH パターンにおいて B は同心円状の縞模様を中心に相当する。

被検光 ED と参照光 EC の光路差が 1λ となる点 E を求める。適当な間隔で θ_m を変化させながら光路差の条件を満たす r_m の導出を繰り返すことで縞模様的一本ができあがる。更に光路差を $2\lambda, 3\lambda \dots n\lambda$ と順次増やすことで同心円状の CGH パターンが完成する。

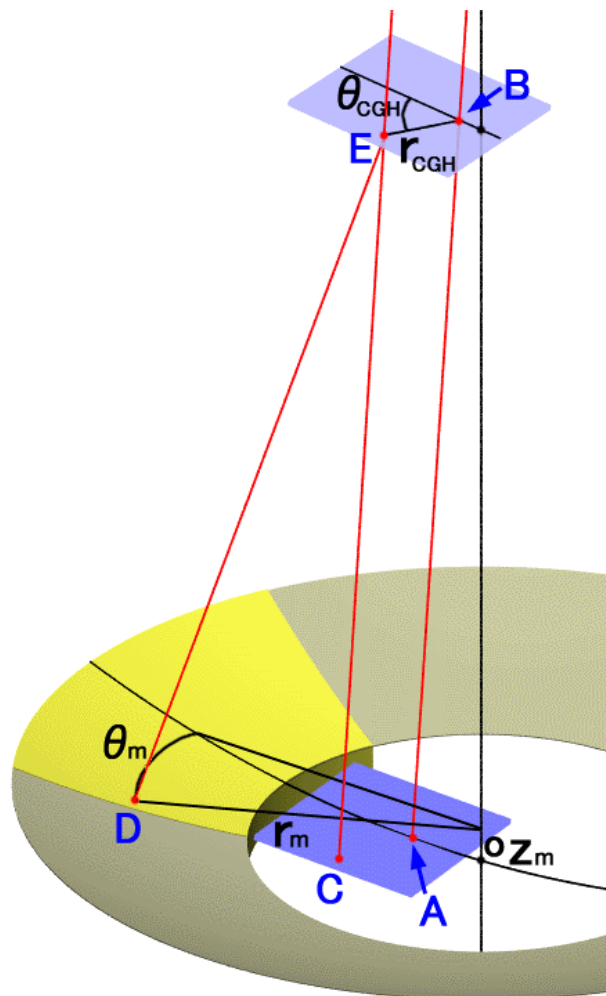


図 A.2 CGH パターンの計算において基準となる点と座標の定義。上部の薄青色部分が CGH 面、下部の青色部分が参照面、黄色部分が被検面を表す。

光路差計算の詳細

o を原点とする円柱座標系で考える。被検面上の点 D を出発点とするのが最も容易である。D において r_m, θ_m を与えたとき被検面の高さ z_m は、

$$z_m = \frac{r_m^2}{R + \sqrt{R^2 - (1+k)r_m^2}} \quad \text{式 A.1}$$

と定義される。ここで R は被検面の曲率半径、 k は非球面定数である。更に D における鏡面の傾きは $\frac{dz_m}{dr_m}$ であるから D を通る法線の式は容易に求まる。この法線と CGH 面との交点を E とする。これで被検光に相当する線分 ED の長さが求まる。

参照光は点 E を通り AB に平行な直線である。この直線が参照面と交わる点 C を求める。線分 EC の長さが参照光の光路長となる。これで被検光と参照光の光路差 $\Delta L(r_m, \theta_m) = ED \cdot EC$ が求められる。

r_m, θ_m を与えた時に光路差 ΔL を求めることはできたが、実際には計算手順の概略で述べたように θ_m と光路差 ΔL から r_m を求める、つまり逆関数である $r_m(\Delta L, \theta_m)$ を知る必要がある。これは解析的に求めることができないためニュートン法により近似解を得る。得られた r_m, θ_m を CGH 面上の点 $E(r_{CGH}, \theta_{CGH})$ に変換すれば CGH パターンを構成する 1 点が求められる。

r_m, θ_m の範囲は扇形の被検面の内側(+横解像度を得るための回折広がり)内に制限する。また光を通すのは光路差が $n\lambda$ となる線上のみではなく、光路差 $n\lambda$ のパターンと $(n+0.65)\lambda$ のパターンに囲まれた内側を透過領域とすることで開口率を最も回折効率が低い 65:35 としている。

A.3 従来型 CGH 干渉計の横解像度の試算

開発した CGH 干渉計との比較のために、被検光に往復路とも CGH の一次光を使用する従来型 CGH 干渉計(またはヌルレンズ)の横解像度を試算する。被検面は軸外し双曲面であるから、扇形外形の対称軸(以下 x 軸)断面とそれと直交する断面(以下 y 軸)では曲率が異なる。3.8m 望遠鏡の外周セグメント鏡の場合、 x 軸方向の近似曲率半径は約 10140mm、 y 軸方向では約 10380mm であり、その差は約 240mm となる。

曲率中心からセグメント鏡面に向かって広がる光束が、けられることなく CGH を通過するには $\phi_{CGH}/d_{CGH} \geq \phi_{Seg}/R_{Seg}$ を満たす必要がある。CGH を通る光束の外径

ϕ_{CGH} は CGH の製作が容易な 50mm と仮定し、セグメント鏡の大きさ $\phi_{Seg}=1100\text{mm}$ 、

y 方向のセグメント鏡の曲率半径 $R_{Seg}=10380\text{mm}$ を使うと、 y 断面の曲率中心から

CGH までの距離 $d_{CGH}=472\text{mm}$ となる。すなわち CGH はコリメータからの平行光を -472mm の位置に(虚の)焦点を結ばせる凹レンズとして機能する。 x 方向については曲率中心の位置が 240mm 近いので、焦点距離は -232mm となる。従って CGH をレンズとしてみた時の焦点距離は x,y 断面で約 2 倍異なっている。

次に CGH とコリメータレンズ、軸対称な光学系から成る結像レンズを用いた場合の結像性能を考える。コリメータレンズは焦点距離 $f_{Col}=320\text{mm}$ で CGH から 100mm の位置に、結像レンズは $f_{Cam}=50\text{mm}$ でコリメータから 320mm の位置(コリメータの焦点付近)にのを設置する。薄肉レンズをの近似では焦点距離 f_1, f_2 の 2 枚の

レンズを間隔 d で配置したときの合成焦点距離は $f = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - d}$ 、また 2 枚目のレ

ンズから焦点までの距離は $s = \frac{f_2(f_1 - d)}{f_1 + f_2 - d}$ であるから、CGH、コリメータ、結像レ

ンズの 3 素子に対して上式を二回適用して合成焦点距離を求めると x 断面で 35mm、 y 断面で 64.0mm となる。すなわち x,y の平均が 49.5mm、差は $\pm 14.5\text{mm}$ である。

開口径を 0.36mm としたとき、幾何学的な最少錯乱直径は検出器上で $14.5 \times 0.36/49.5 = \text{約 } 0.106\text{mm}$ となる。また、このとき開口による回折広がり $1.22 \times 49.5 \times 0.633 \mu\text{m}/0.36\text{mm} = 0.106\text{mm}$ もほぼ同じ値であり、最終的なボケ量を両者の 2 乗

和とすると約 0.15mm となる。これは被検面上に投影すると $0.15 \times 10260 / 49.5 = 30.3\text{mm}$ に相当する。

ボケ量を小さくする最も有効な方法は結像レンズに x, y で焦点距離が異なる非軸対称なレンズを用いることである。しかしこのようなレンズ系は設計・製作が困難である上に、CGH を取り替える場合には結像レンズもあわせて交換する必要がある。

もう一つの方法は CGH の直径を大きくし、曲率中心から遠ざけることで、CGH が持つ焦点距離の x, y での違いを相対的に小さくすることである。しかしこれも CGH の製作コストの増大と、干渉計全体の大型化を招く。仮に、今回開発した干渉計と同程度の横解像度を達成するには曲率中心から CGH までの距離を 10 倍程度長くする必要があり、結果的に $\phi 500\text{mm}$ 程度の CGH が要求される。

A.4 CGH 干渉計とレーザー変位計による測定結果の比較

研削・研磨加工されたセグメント鏡を CGH 干渉計、及び研削盤に取り付けたレーザー変位計を用いて測定した。レーザー変位計には Keyence 製 LT-9010M を使用した。レーザー変位計の最少分解能は $0.01 \mu\text{m}$ 、研削盤の駆動精度は $\sim 50\text{nm}$ (真直度ゲージで補正後) である。レーザー変位計でのスキャン方向はセグメントの対称軸上と、それに直交する方向の 2 方向である。取得した形状の差分を図 A.3 に示す。なお、曲率と傾き成分は差し引かれている (曲率基準鏡で補償するのは曲率のばらつきのみであり、絶対値は決定できない)。両者の形状差は $P-V \sim 0.25 \mu\text{m}$ 以内であった。この値はそれぞれの測定精度に対してやや大きく、有意であると考えているが原因は現在調査中である。

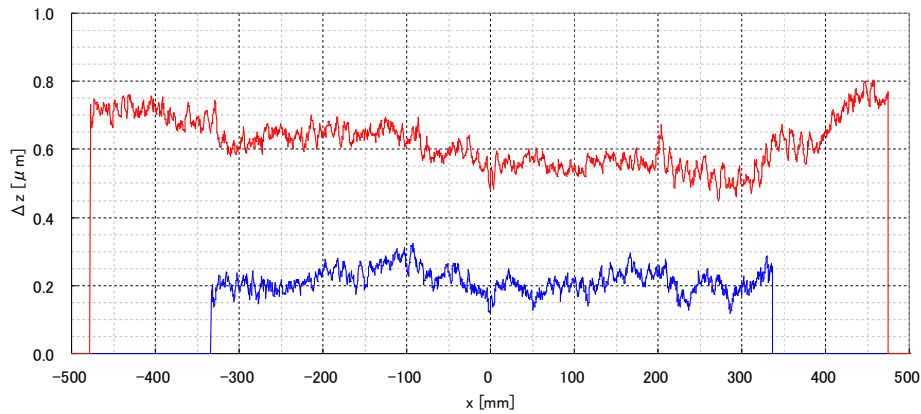


図 A.3 CGH 干渉計とレーザー変位計の測定結果の差。セグメント鏡の対称軸上(青線)とそれに直交する方向(赤線)での断面。干渉計では曲率成分の絶対値と傾きは測定できないため除去されている。二つのグラフは重ならないようにオフセットしてある。

A.5 動吸振器の伝達関数の導出

測定塔の振動抑制に用いた動吸振器の力学モデルを図 A.4 に示す。図中、制振対象の質量を M 、バネ定数を K とし、動吸振器に使用する補助質量を m 、バネ定数を k 、減衰係数を c とすると、系全体の運動方程式は次式のように書ける。

$$\begin{cases} M\ddot{x}_1 + Kx_1 - c(\dot{x}_2 - \dot{x}_1) - k(x_2 - x_1) = f \\ m\ddot{x}_2 + c(\dot{x}_2 - \dot{x}_1) + k(x_2 - x_1) = 0 \end{cases} \quad \text{式 A.2}$$

これを整理すると、

$$\begin{cases} M\ddot{x}_1 + c\dot{x}_1 + (k + K)x_1 - c\dot{x}_2 - kx_2 = f \\ m\ddot{x}_2 + c\dot{x}_2 + kx_2 - c\dot{x}_1 - kx_1 = 0 \end{cases} \quad \text{式 A.3}$$

となる。

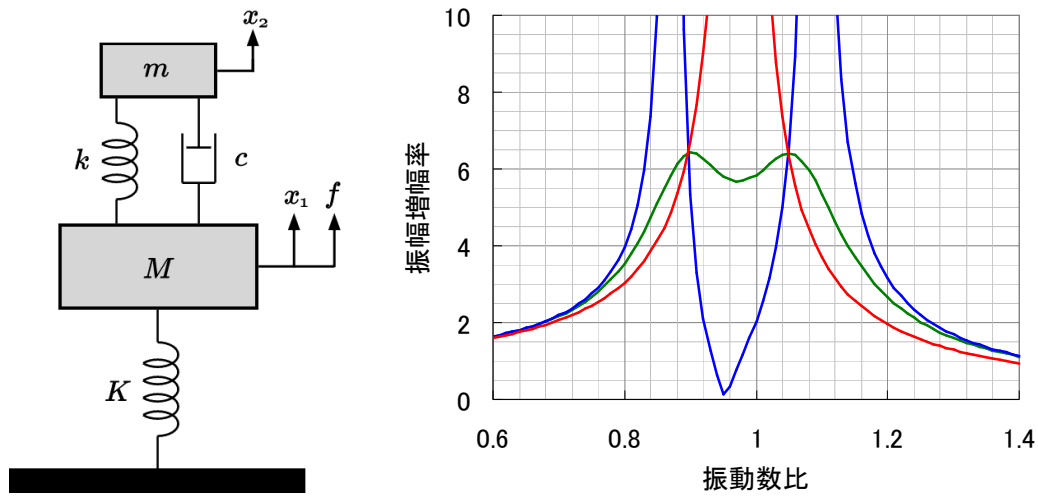


図 A.4 動吸振器の力学モデル(左)と動吸振器を取り付けた制振対象の周波数応答(右)。右図の青線は減衰 0、赤線は無限大(制振対象に固定)、緑線は最適な減衰比の場合を示す。

次に、この運動方程式を $s = \sigma + i\omega$ を用いてラプラス変換し伝達関数を求める。 $x_n(t) \rightarrow X_n(s)$ 、 $f(t) \rightarrow F(s)$ とすると、

$$\begin{cases} Ms^2 X_1 + csX_1 + (k+K)X_1 - csX_2 - kX_2 = F \\ ms^2 X_2 + csX_2 + kX_2 - csX_1 - kX_1 = 0 \end{cases} \quad \text{式 A.4}$$

この連立方程式を X_1 について解くと、

$$X_1(s) = \frac{ms^2 + k + cs}{(ms^2 + k + cs)(Ms^2 + k + K + cs) - (cs + k)^2} F(s) \quad \text{式 A.5}$$

が得られる。求めたいのは定常的な振動の項なので $\sigma = 0$ とし、 $s = i\omega$ を代入すると、

$$X_1 = \frac{-m\omega^2 + k + i\omega c}{(-m\omega^2 + k + i\omega c)(-M\omega^2 + k + K + i\omega c) - (i\omega c + k)^2} F \quad \text{式 A.6}$$

これを整理すると次式のようなになる。

$$X_1 = \frac{(-m\omega^2 + k) + i\omega c}{\{(-M\omega^2 + K)(-m\omega^2 + k) - mk\omega^2\} + i\{K - (M+m)\omega^2\}\omega c} F \quad \text{式 A.7}$$

次に X_1 の絶対値をとり振幅を求める。

$$X_1 = \sqrt{\frac{(-m\omega^2 + k)^2 + (\omega c)^2}{\{(-M\omega^2 + K)(-m\omega^2 + k) - mk\omega^2\}^2 + \{K - (M+m)\omega^2\}^2 (\omega c)^2}} F$$

式 A.8

この式に、制振対象の固有振動数: $\Omega_n = \sqrt{\frac{K}{M}}$ 、動吸振器の固有振動数を $\omega_n = \sqrt{\frac{k}{m}}$ 、
 強制振動数比: $\lambda = \frac{\omega}{\Omega_n}$ 、固有振動数比: $\gamma = \frac{\omega_n}{\Omega_n}$ 、質量比、 $\mu = \frac{m}{M}$ 、減衰比:
 $\zeta = \frac{c}{2m\Omega_n}$ 、床からの振動入力: $X_{in} = \frac{F}{K}$ を代入して整理すると、

$$X_1 = \sqrt{\frac{(\gamma^2 - \lambda^2)^2 + (2\zeta\lambda)^2}{\{(1 - \lambda^2)(\gamma^2 - \lambda^2) - \mu\gamma^2\lambda^2\}^2 + \{1 - (1 + \mu)\lambda^2\}(2\zeta\lambda)^2}} X_{in} \quad \text{式 A.9}$$

となる。さらに振幅増幅率 $X = \frac{X_1}{X_{in}}$ とすれば、式 4.4 が得られる。

参考文献

1. D. Band, L. Ford, "BATSE Observations of Gamma-Ray Burst Spectra. I. Spectral Diversity", *ApJ* 413, 281 (1993)
2. J. H. Bruning, D. R. Herriott, J. E. Gallagher, D. P. Rosenfeld, A. D. White, and D. J. Brangaccio, "Digital wavefront measuring interferometer for testing optical surfaces and lenses", *Appl. Opt.* 13 (11), 2693–2703 (1974).
3. J. M. Burch, "Scatter Fringes of Equal Thickness", *Nature* 171, 889 (1953)
4. J. H. Burge, D. S. Anderson, D. A. Ketelsen, S. C. West, "Null test optics for the MMT and Magellan 6.5-m f/1.25 primary mirrors", *Advanced Technology Optical Telescopes V*, Proc. SPIE 2199, p.658 (1994)
5. J. H. Burge, L. B. Kot, H. M. Martin, R. Zehnder, and C. Zhao, "Design and analysis for interferometric measurements of the GMT primary mirror segments", Proc. SPIE 6273, 62730M (2006).
6. N. R. Butler, J. S. Bloom, and D. Poznanski, "THE COSMIC RATE, LUMINOSITY FUNCTION, AND INTRINSIC CORRELATIONS OF LONG GAMMA-RAY BURSTS", *ApJ* 711:495 (2010)
7. W. Chen, J. B. Breckinridge, "Holographic Twyman-Green interferometer", *Appl. Opt.* 21, 2563 (1982).
8. B. Ciardi, A. Loeb, "Expected Number and Flux Distribution of Gamma-Ray Burst Afterglows with High Redshifts", *ApJ* 540, 687 (2000)
9. E. Costa, F. Frontera, J. Heise et al., "Discovery of an X-ray afterglow associated with the γ -ray burst of 28 February 1997", *Nature*, 387, 783C (1997)
10. P. de Groot, and L. Deck, "Numerical simulations of vibration in phase-shifting interferometry", *Appl. Opt.* 35 (13), 2172–2178 (1996).

11. J. Hjorth, J. Sollerman, P. Moller et al., "A very energetic supernova associated with the gamma-ray burst of 29 March 2003", *Nature* 423, 847 (2003)
12. A. Inoue, T. Nakamura, "Near-Infrared Colors of Gamma-Ray Burst Afterglows and Cosmic Reionization History", *ApJ* 601, 644 (2004)
13. D. A. Kann, S. Klose, B. Zhang et al., "The Afterglows of SWIFT-ERA Gamma-Ray Bursts. I. Comparing pre-SWIFT and SWIFT-ERA Long/Soft (TYPE II) GRB Optical Afterglows", *ApJ*, 720, 1513 (2010)
14. M. Kino, M. Kurita, "Interferometric testing for off-axis aspherical mirrors with computer-generated holograms", *Appl. Opt.*, 51, 19, 4291 (2012)
15. R. W. Klebsadel, I. B. Strong, R. A. Olson, "Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin", *ApJ* 182L, 85K (1973)
16. J. MacGovern, J. C. Wyant, "Computer Generated Holograms for Testing Optical Elements", *Appl. Opt.* 10, 619 (1971).
17. D. Malacara, "Optical Shop Testing", 2nd ed., John Wiley and Sons, New York (1992), ISBN 0-471-52232-5.
18. J. Matson, "Brilliant, but Distant: Most Far-Flung Known Quasar Offers Glimpse into Early Universe", *Scientific American*, 29 (2011)
19. C. A. Meegan, G. N. Pendleton, M. S. Briggs et al., "The Third BATSE Gamma-Ray Burst Catalog", *ApJS.*, 106, 65M (1996).
20. M. Metzger, S. Djorgovski, S. Kulkarni et al., "Spectral constraints on the redshift of the optical counterpart to the γ -ray burst of 8 May 1997", *Nature* 387, 878 (1997)
21. M. V. R. K. Murty, "Common Path Interferometer Using Fresnel Zone Plates", *J. Opt. Soc. Am.*, 53, 568 (1963).

22. J. P. Ostriker, N. Y. Gnedin, "Reheating of the Universe and Population III", *ApJ*, 472, L63 (1996)
23. F. Pan, and J. Burge, "Efficient testing of segmented aspherical mirrors by use of a reference plate and computer generated holograms: 1. Theory and system optimization", *Appl. Opt.* 43, 5303–5312 (2004).
24. F. Pan, J. Burge, D. Anderson, and A. Poleshchuk, "Efficient testing of segmented aspherical mirrors by use of a reference plate and computer-generated holograms. II. Case study, error analysis, and experimental validation", *Appl. Opt.* 43, 5313–5322 (2004).
25. R. Racine, "The Telescopic Point-Spread Function", *PASP*, 108:699 (1996)
26. F. Roddier, "The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy", *Progress in Optics* 19 (1981)
27. R. Sari, T. Piran, R. Narayan, ""Spectra and Light Curves of Gamma-Ray Burst Afterglows", *ApJ* 497, L17 (1998)
28. T. Shibuya et al., "The First Systematic Survey for Ly α Emitters at $z=7.3$ with Red-sensitive Subaru/Suprime-Cam", *The Astrophysical Journal (ApJ)* 752, 114 (2012)
29. R. N. Smartt, "Zone Plate Interferometer", *Appl. Opt.* 13, 1093 (1974).
30. H. P. Stahl, "Rules for Optical Metrology", *International Commission for Optics:(ICO) 22 General Congress*, (2011)
31. M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayash, "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry", *J. Opt. Soc. Am.*, 72, 156 (1982).
32. V. Tatarski, "Wave propagation in a turbulent medium", *Dover Publications, Inc., New York.*, (1961)

33. R. N. Wilson "Reflecting Telescope Optics I", Springer-Verlag, Berlin (1996)
34. R. N. Wilson "Reflecting Telescope Optics II", Springer-Verlag, Berlin (1997)
35. P. Zhang, H. Zhao, X. Zhou and J. Li, "Sub-aperture stitching interferometry using stereovision positioning technique", Optics Express 18, 14 (2010)
36. 背戸一登, "構造物の振動制御", 産業制御シリーズ 11, コロナ社 (2006), ISBN 978-4-339-04431-7.
37. 所仁志, "京大岡山 3.8m 望遠鏡計画 分割鏡の開発", 日本天文学会 2012 年秋季年会, V205b
38. 原口健太郎, "広視野冷却望遠鏡 2 の開発とオリオン星雲における PAH 電離の観測的研究", 博士論文 名古屋大学大学院理学研究科 (2011)
39. 望遠鏡ワーキンググループ, "岡山 3.8m 新技術光学赤外線望遠鏡計画書", 京都大学大学院理学研究科 宇宙物理学教室 (2010).
40. "W. M. Keck Observatory", web page, <http://www.keckobservatory.org/>
41. "Gran Telescopio CANARIAS", web page, <http://www.gtc.iac.es/en/>
42. "Thirty Meter Telescope", web page, <http://www.tmt.org/>
43. "ESO - The European Extremely Large Telescope", web page, <http://www.eso.org/public/teles-instr/e-elt.html>
44. "Giant Magellan Telescope", web page, <http://www.gmto.org/>
45. "The James Webb Space Telescope", web page, <http://www.jwst.nasa.gov/>
46. "Hobby-Eberly Telescope", web page,

- <http://www.as.utexas.edu/mcdonald/het/het.html>
47. "Home: SALT", web page, <http://www.salt.ac.za/>
 48. "Guoshoujing Telescope (LAMOST) ", web page, <http://www.lamost.org/website/en/>
 49. "ISLE Infrared Imager/Spectrograph for the OAO 188cm Telescope", web page, "<http://www.oao.nao.ac.jp/~isle/>