

正弦波状波長走査レーザ干渉法による  
形状計測に関する研究

秋山 久

新潟大学大学院自然科学研究科博士後期過程  
材料生産開発科学専攻

# 目次

<b>第 1 章 序論</b>	1
1.1 研究の背景	
1.1.1 単一波長干渉法	
1.1.2 白色干渉法	
1.1.3 2 派長干渉法	
1.1.4 多波長干渉法	
1.1.5 正弦波状波長走査干渉法	
1.2 研究の内容と論文の構成	
<b>第 2 章 正弦波状波長走査レーザ干渉法の原理</b>	12
2.1 はじめに	
2.2 正弦波位相変調干渉法	
2.2.1 正弦波位相変調干渉法の原理	
2.2.2 正弦波位相変調干渉法による位相 $\alpha$ の導出	
2.3 二重正弦波位相変調干渉法	
2.3.1 二重正弦波位相変調干渉法の原理	
2.3.2 $Z_b$ と $\alpha$ の組み合わせによる光路差 $L$ の測定	
2.3.3 周波数比と測定誤差	
2.4 CCD イメージセンサの構成と信号処理	
2.4.1 2 次元 CCD イメージセンサの基本動作	
2.4.2 シャッター機能を用いた信号検出方法	
2.4.3 CCD 駆動信号と変調信号	
2.4.4 CCD の仕様	
2.5 まとめ	
<b>第 3 章 鏡面物体と粗面物体の形状計測</b>	32
3.1 はじめに	
3.2 正弦波状波長走査光源の構成	
3.3 鏡面の形状計測における実験装置の構成	
3.4 $Z_b$ の安定度と測定誤差 $\varepsilon_z$	
3.5 光路差 $L$ に対する $Z_b$ の変化と測定誤差 $\varepsilon_D$	

- 3.6 測定誤差と測定範囲
- 3.7 鏡面物体の段差測定
- 3.8 粗面物体の形状計測
- 3.9 粗面物体の形状計測における実験装置の構成
- 3.10 粗面物体の測定結果
- 3.11 まとめ

## 第4章 薄板の形状計測

56

- 4.1 はじめに
- 4.2 薄膜測定のための干渉法
  - 4.2.1 白色干渉法
  - 4.2.2 直線状波長走査干渉法
- 4.3 フレネルの法則
- 4.4 干渉計を用いた薄膜形状計測の原理
  - 4.4.1 干渉計の原理
  - 4.4.2 信号推定処理法
  - 4.4.3 初期値の設定
- 4.5 干渉計の構成
- 4.6 実験結果
- 4.7 まとめ

## 第5章 薄膜の形状計測

78

- 5.1 はじめに
- 5.2 広帯域波長走査光源
  - 5.2.1 スーパーluminescentダイオード
  - 5.2.2 音響光学波長可変フィルター
  - 5.2.3 正弦波状波長走査光源
- 5.3 干渉計の原理
- 5.4 干渉計の構成
- 5.5 近似式による誤差の影響
- 5.6 比例定数  $K$  の測定
- 5.7 実験結果
- 5.8 まとめ

第 6 章 結論	103
Appendix	105
謝辭	107
参考文献	108
研究業績目錄	110

# 第1章 序論

## 1.1 研究の背景

近年、精密加工技術の発達にともない、物体の形状を高精度で測定する技術に対する要求が高まっている。なかでも測定物体を非接触、非破壊的に測定でき、測定精度も高い光干渉計測法は検査装置として最も適していると考えられる。光干渉計測法を用いた不連続な形状を含まない鏡面物体の測定、例えばIC ウェハーやハードディスクの外観検査装置などは、ある程度十分な測定範囲や測定精度が得られ、製品として販売されているものが数多く存在する。しかしながら、精密加工製品は鏡面に限らず、より複雑な形状をしている物も多く存在する。粗面物体や薄膜を計測する研究は多数行われているが、1点測定である、分解能が悪い、また測定時間が長いなどの問題があり、検査装置として十分な性能が得られているものは数少ない。よって現在でも、粗面物体の場合には接触式の物や、サイズの大きなものに対しては目視などにより検査が行われている場合が多い。しかしながら、接触式の検査器では測定物体に傷がついてしまうため、商品として使用できなくなってしまう。また目視による検査では常に同じ条件にて検査することができないことや、ミクロな物体を測定することができないなどの問題がある。また、薄膜の場合には、粗面と同様に接触式の物やエリプソメーターなどにより測定が行われる。接触式は物体に傷がついてしまい、エリプソメーターでは測定点は1点に限られ、測定時間も長いため、生産ライン上での検査器として有効なものではない。そこで本研究ではレーザ干渉計を用いた段差を有する鏡面物体、粗面物体、薄膜の形状を計測する方法を提案する。

### 1.1.1 単一波長干渉法

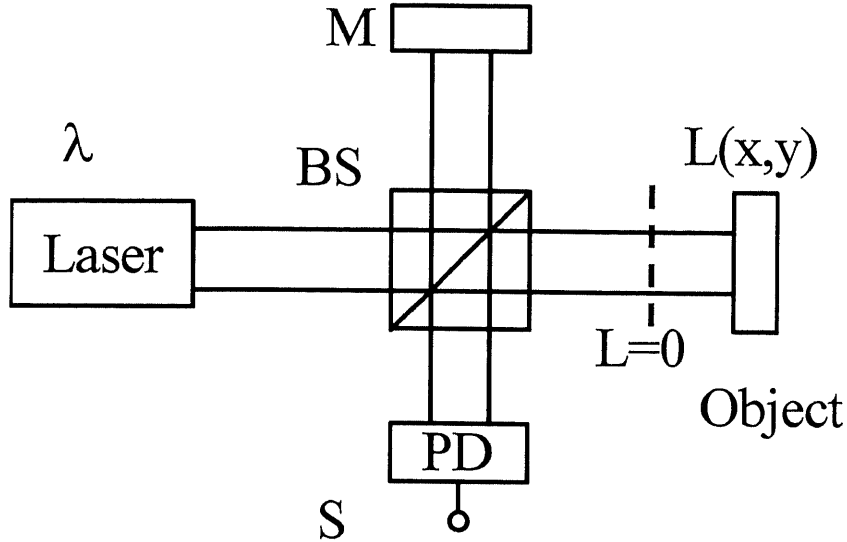


図 1.1 単一波長干渉計

レーザ干渉計では2つの光の干渉により生じる干渉信号の位相を検出することで、2つの光の伝播距離の差である光路差を求める。図 1.1 に一般的な単一波長干渉計の構成を示す。参照光と物体光の光路差の違いにより得られる干渉信号  $S$  は

$$S = A + B \cos[\alpha(x, y)], \quad (1.1)$$

$$\alpha(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} L(x, y), \quad (1.2)$$

となる。ここで、 $\lambda$ は光源の波長、 $A$ 、 $B$ はそれぞれ、物体光、参照光の光強度により決まる定数である。光路差  $L(x, y)$  より測定物体の形状を得ることができる。式(1.1)に含まれる位相  $\alpha(x, y)$  を正確に求めるため、位相シフト法<sup>1)</sup>、フーリエ変換法<sup>2)</sup>、正弦波位相変調法<sup>3)</sup>などが提案されてきた。しかしながら、光路差が光波長以上の場合、光波長の整数倍部分の光路差の値は干渉信号の位相として検出されない。このため、単一の光波長を用いる通常の干渉計では光波長以上の光路差を測定することはできない。この欠点を克服する方法として、白色干渉法、2 波長干渉法、多波長干渉法などが研究されてきた。

### 1.1.2 白色干渉法

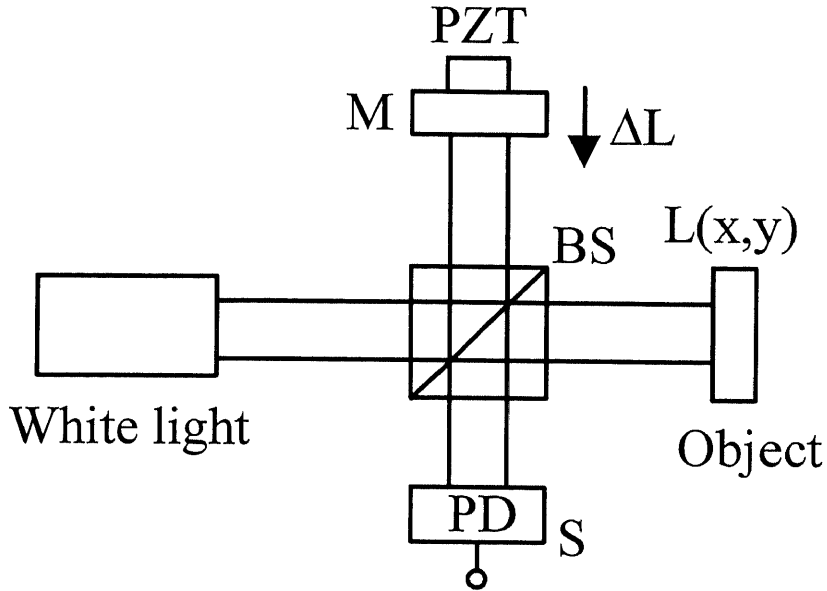


図 1.2 白色干渉計

図 1.2 に白色干渉計の構成を示す。白色干渉法では発振スペクトル幅の広い光源を用い、参照面を移動させることにより光路差変化を与え、光路差がゼロ付近で現われる干渉信号の振幅が最大となる点を検出することにより、測定物体の位置を求める方法である。白色干渉計より得られる干渉信号は

$$S = A + BR[L(x, y)]\cos[\alpha(x, y)], \quad (1.3)$$

$$\alpha(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_0} L(x, y), \quad (1.4)$$

となる。ここで $\lambda_0$ は光源の中心波長であり、 $R/L(x, y)$ はコヒーレンス関数である。コヒーレンス関数は光路差 $L$ がゼロのときに最大となり、 $L$ が長くなるほど sinc 関数的に減少していく。コヒーレンス関数がゼロになる最大の光路差 $L$ をコヒーレンス長といい、発振スペクトルの半値幅と中心波長により決定される値である。白色干渉計では光路差の調整にはピエゾ素子などの機械的駆動部を必要とするため、測定精度や測定時間は機械的走査に強く依存する。

### 1.1.3 2波長干渉法

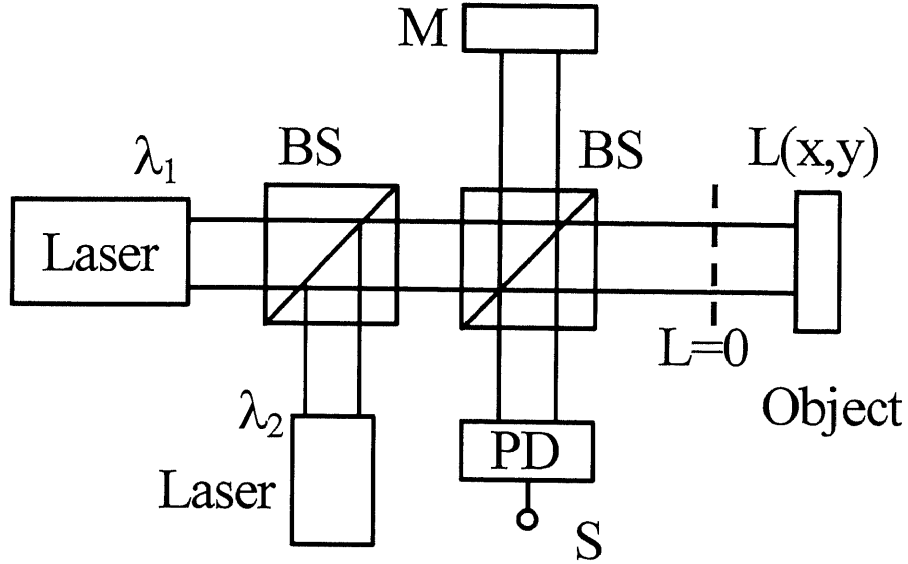


図 1.3 2波長干渉計

図 1.3 に 2 波長干渉計を示す。2 波長干渉法では 2 つの波長により作られる合成波長を用いて光路差を求める。光源の波長を  $\lambda_1$ 、 $\lambda_2$  および  $\lambda_2 > \lambda_1$  とすると、このとき得られる干渉信号  $S$  は

$$S = A + B \cos[\alpha_A(x, y)], \quad (1.5)$$

$$\alpha_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} L(x, y), \quad (1.6)$$

$$\alpha_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} L(x, y), \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} \alpha_A(x, y) &= \alpha_2 - \alpha_1 \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_{eq}} L(x, y), \end{aligned} \quad (1.6)$$

となる。ここで  $\lambda_{eq}$  は合成波長であり、 $\lambda_1$ 、 $\lambda_2$  を用いて

$$\lambda_{eq} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad (1.7)$$

と表される。図 1.4 に波長とそれにより得られる位相の関係を示す。波長 $\lambda$ と得られる位相 $\alpha$ は実線の直線のようにになっている。この直線の傾きから光路差 $L$ が得られる。2 波長法では 2 つの波長 $\lambda_1$ と $\lambda_2$ における位相差 $\alpha_L$ を検出する。位相測定誤差 $\varepsilon_\alpha$ が存在するため、測定された位相はそれぞれ三角印で示すように真値からずれている。図 1.4 の $\lambda_1'$ 、 $\lambda_2'$ のように、2 つの波長を近い値にするほど、合成波長は長くなり、測定範囲が拡大できる。しかし、真値からのずれは大きくなり、測定精度が悪くなる。この測定精度を上げるため、多波長干渉法が用いられる。

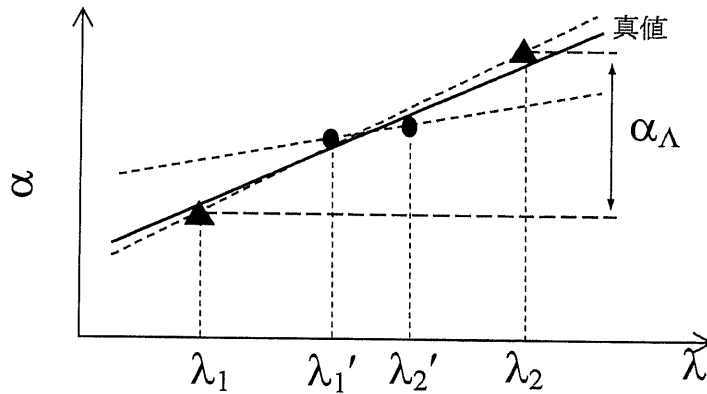


図 1.4 2 波長法による波長と位相の関係

#### 1.1.4 多波長干渉法

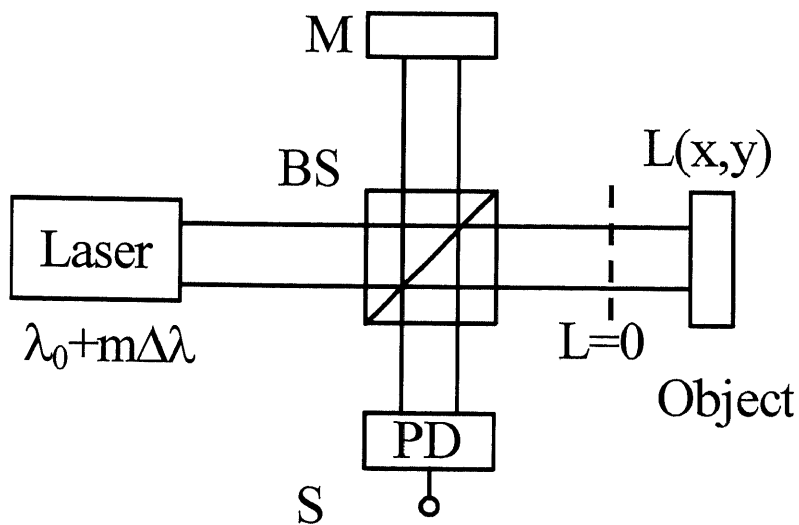


図 1.5 多波長走査干渉計

図 1.5 に多波長干渉計を示す。多波長走査干渉法では、光源の波長を走査することにより複数波長による合成波長を用いて光路差を求める。光源の初期波長を $\lambda_0$ 、波長走査を $m\Delta\lambda$ とすると得られる干渉信号は

$$S = A + B \cos[\alpha_A(x, y)], \quad (1.8)$$

$$\begin{aligned} \alpha_A(x, y) &= \frac{2\pi}{(\lambda_0 + \Delta\lambda)} L(x, y), \\ &\simeq \alpha(x, y) - \frac{2\pi m \Delta\lambda}{\lambda_0^2} L(x, y), \end{aligned} \quad (1.9)$$

となる。ここで位相 $\alpha(x, y)$ は

$$\alpha(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_0} L(x, y), \quad (1.10)$$

であり、初期波長 $\lambda_0$ における位相である。この位相 $\alpha(x, y)$ より波長以下の光路差 $L$ が得られる。また、第二項は合成波長 $\lambda_{eq} = \lambda_0^2 / \Delta\lambda$ とみなすことができ、波長以上の光路差を測定することができる。2 波長法と同様に、波長とそれにより得られる位相 $\alpha_A$ の関係を図 1.6 に示す。多波長干渉法では、多くの測定点があるため、 $\lambda$ と $\alpha_A$ の関係を表す直線は真値に近づく。波長走査干渉計では測定精度は波長走査幅に比例するため、波長走査幅の大きな光源が望まれ、波長可変半導体レーザがよく用いられる。これらの方法により波長以上の光路差も干渉計を用いて高精度で測定できる。

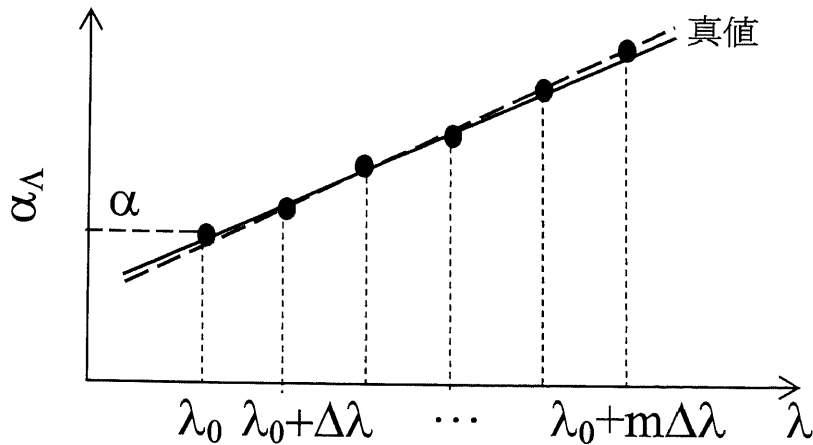


図 1.6 多波長法による波長と位相の関係

### 1.1.5 正弦波状波長走査干渉法

本研究では段差物体、粗面物体、薄膜の形状を測定する方法として多波長干渉法の一つである正弦波状波長走査レーザ干渉法を用いる。まず、正弦波状の波長走査による特性を直線状の波長走査と比較して説明する。図 1.5 の干渉計において、光源の波長を

$$m\Delta\lambda = bt, \quad (1.11)$$

と時間に対して直線状に走査すると、得られる干渉信号は

$$S = A + B \cos[\alpha_A(x, y)], \quad (1.12)$$

$$\begin{aligned} \alpha_A(x, y) &= \frac{2\pi}{\lambda_0} L(x, y) - \frac{2\pi b}{\lambda_0^2} L(x, y)t, \\ &= \alpha(x, y) - 2\pi f_b t, \end{aligned} \quad (1.13)$$

となる。ここで  $f_b$  は

$$f_b = \frac{b}{\lambda_0^2} L(x, y), \quad (1.14)$$

であり、波長走査におけるビート周波数である。図 1.7 に直線状の波長走査と得られる干渉信号の関係を示す。直線状波長走査により得られる干渉信号のビート周波数  $f_b$  から光路差  $L$  が求められる。直線状波長走査では測定時間  $T$  は波長走査幅により制限される。そのため、干渉信号の始端と終端が不連続となる場合、フーリエ変換処理により位相  $\alpha_A$  を求める際には測定精度は悪くなる。

直線状の波長走査に対して、正弦波状の波長走査は連続的な走査であり正確な走査が容易である。図 1.5 の干渉計において、光源の波長を

$$m\Delta\lambda = b \cos(\omega_b t), \quad (1.15)$$

と時間に対して正弦波状に走査すると、得られる干渉信号は

$$S(t) = A + B \cos[\alpha_A(x, y)], \quad (1.16)$$

$$\alpha_A(x, y) = \alpha(x, y) - Z_b \cos(\omega_b t), \quad (1.17)$$

$$Z_b = \frac{2\pi b}{\lambda_0^2} L(x, y), \quad (1.18)$$

となるため、時間に対して変化する位相項が検出される。

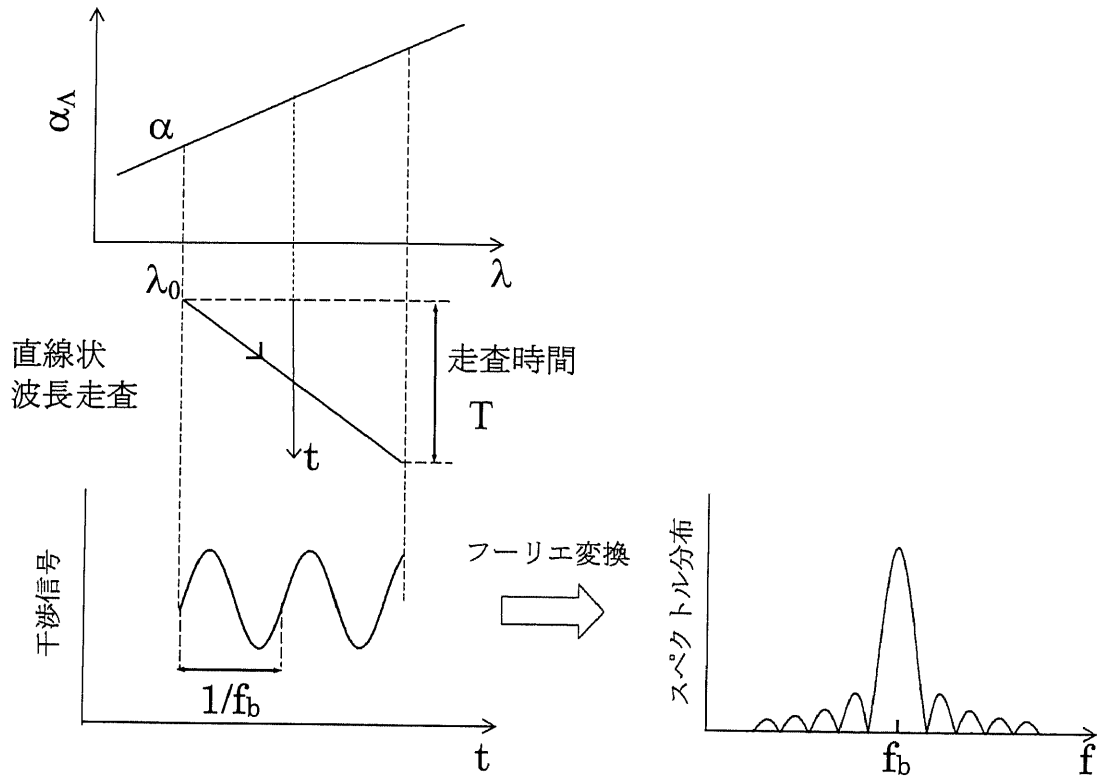


図 1.7 直線状波長走査と位相検出

図 1.8 に正弦波状の波長走査と位相検出の関係を示す。正弦波状波長走査干渉法では、式(1.12)で示される干渉信号の従来の位相に加えて、式(1.12)の第二項に示される光路差と波長走査振幅に比例する位相を干渉信号の中に作り出すことができる。位相測定は位相 $\alpha_L$ の時間変化 $Z_b \cos(\omega_b t)$ の振幅 $Z_b = 2\pi b L / \lambda_0^2$ を求めることになる。この位相測定では干渉信号より $\cos(\omega_b t)$ の周波数成分のみを求めればよいので、位相測定誤差 $\varepsilon_a$ が存在する場合でも高い精度で求めることができる。また、走査時間 $T$ の制限はないため、 $T$ を長く取ることにより雑音が含まれている場合にもより高い精度で $Z_b$ を求めることができる。この $Z_b$ より得られる光路差からは波長以上の光路差を測定できるが、その測定精度は高くない。しかしながら、 $Z_b$ より得られる光路差 $L$ の測定精度が $\lambda_0/2$ 以下であるなら、位相 $\alpha$ より得られる光路差と組み合わせることで高い精度を得ることができる。

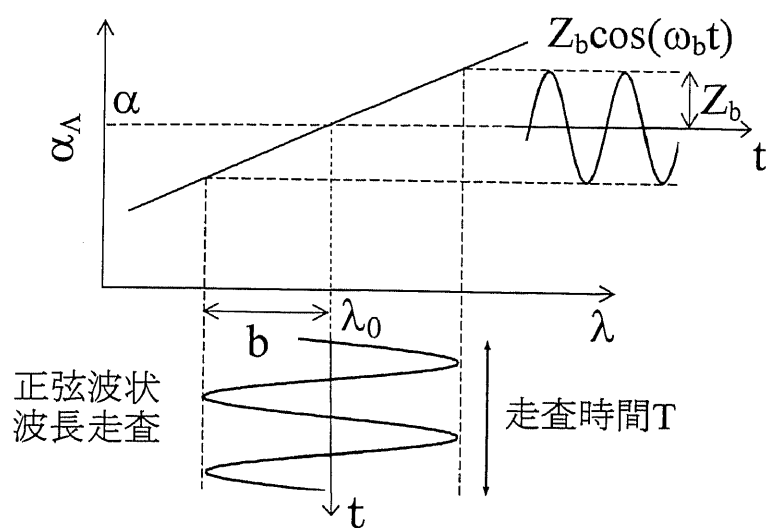


図 1.8 正弦波状波長走査と位相検出

## 1.2 研究の内容と論文の構成

正弦波状波長走査レーザ干渉法による形状計測に関する研究は、以下の内容により構成される。

第2章では、はじめに本研究で用いられる干渉計の基となる正弦波位相変調干渉計の原理を示す。つぎに、この正弦波位相変調干渉計に正弦波状波長走査干渉計を組み合わせた、二重正弦波位相変調干渉計の原理を示す。二重正弦波位相変調干渉計の特性を明らかにするため、測定精度や測定範囲、測定時間の関係を導く。物体を2次元で測定するため、CCDイメージセンサを用いる。時間的に変化する干渉信号を正しく検出するための信号処理方法を示す。

第3章では1つの反射面を有する測定物体として、鏡面の物体と粗面物体を測定する。まず光源として用いられる外部共振器型波長可変半導体レーザの特性を示す。また、光路差測定における誤差について検討する。鏡面の測定物体として2枚のブロックゲージを並べて約  $10\mu\text{m}$  の段差形状を作り、二重正弦波位相変調干渉計の測定精度を確認する。つぎに粗面の測定物体として数十  $\mu\text{m}$  のくぼみのあるアルミ板を用いる。粗面物体に対しても正弦波状波長走査干渉計による測定が可能であることを示す。

第4章では2つの反射面を有する測定物体として、厚さ約  $20\mu\text{m}$  のシリカガラス板を測定する。はじめに、一般に複数の反射面を有する物体を測定する際に用いられる干渉計とその原理を示す。つぎに二重正弦波位相変調干渉計による薄膜形状計測の原理を示す。従来の方法では2つの反射面の位置を表す2つの光路差を求めることが出来ないため、信号推定処理法を用いる。この信号推定処理法の特性を明らかにし、2つの反射面の測定が可能であることを示す。

第5章では2つの反射面を有する別の測定物体として、シリコンウェハ上にコーティングされた厚さ約  $1\sim 4\mu\text{m}$  の  $\text{SiO}_2$  膜を測定する。外部共振器型波長可変半導体レーザでは時間的に変化する位相項の感度が十分ではないため、より広帯域な波長走査幅を持つ光源を構成する。この光源のスペクトル半値幅は従来のレーザに比べ十分に広いため、コヒーレンス長を考慮しなければならない。また、用いる測定物体では強い多重反射光が存在するため、この信号も考慮した干渉計の原理を示す。信号推定処理法で重要となる参照面と物体のそれぞれの反射面との干渉信号の振幅比を実験的に求める方法について示す。本方法によって、実験で得られる振幅比を用いて膜厚が測定できることを示す。

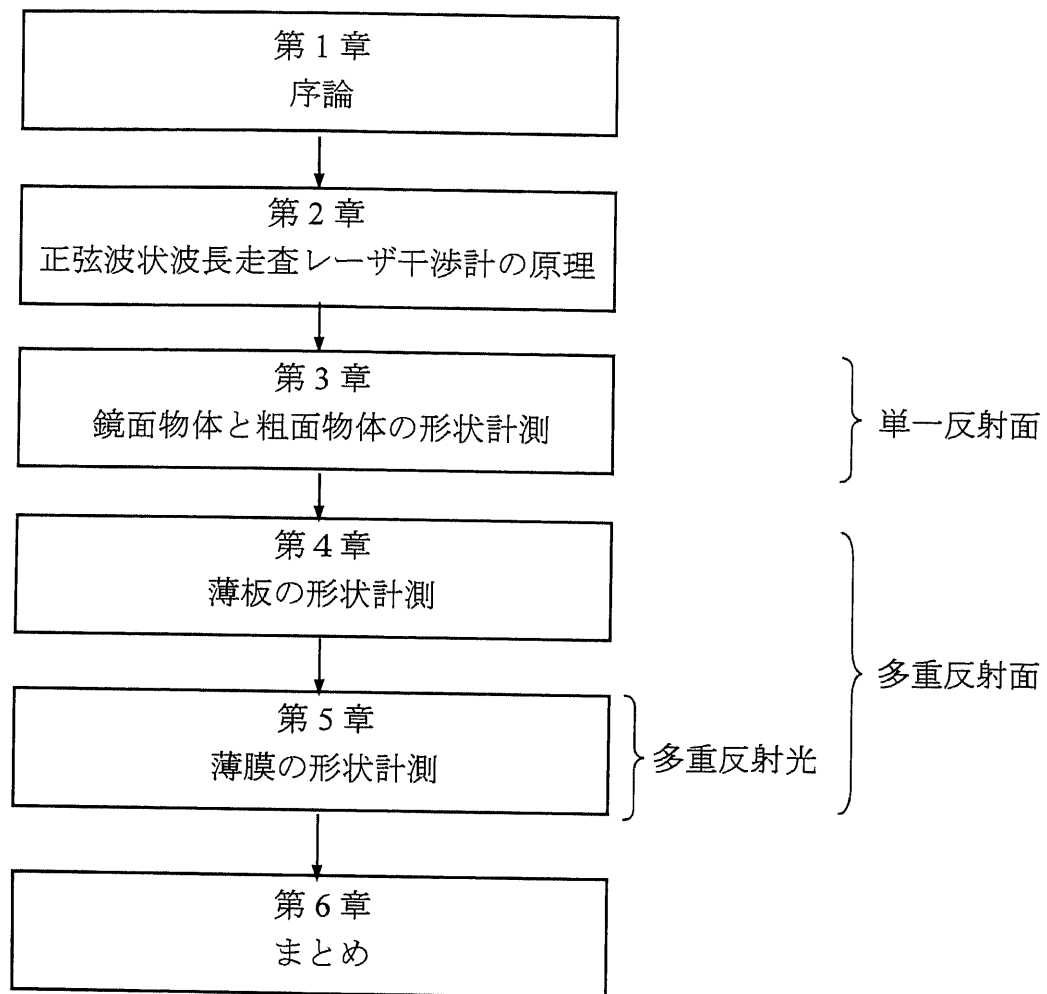


図 1.9 本研究の構成

## 第2章 正弦波状波長走査レーザ干渉法の原理

### 2.1 はじめに

本章では実験で用いる正弦波状波長走査レーザ干渉法の原理について述べる。まず 2.2 節では、正弦波状波長走査レーザ干渉計の基となる正弦波位相変調干渉計の原理について述べる。正弦波位相変調干渉計では、参照用のミラーを正弦波状に振動させ干渉信号に位相変調を加える。この位相変調により生じた信号をキャリア信号とすることにより、干渉信号に含まれる位相を正確に取り出すことができる。しかしながら、単一の光波長を用いる干渉計では、光波長以上の光路差を測定することはできない。そこで、この正弦波位相変調干渉計に正弦波状の波長走査を加えた、二重正弦波位相変調干渉計の原理について 2.3 節で述べる。<sup>4-7)</sup> 二重正弦波位相変調干渉計では、干渉信号の従来の位相に加えて、光路差と波長走査振幅に比例する変調振幅を干渉信号の中に作り出すことができる。この変調振幅より得られる光路差からは波長以上の光路差を測定できるが、その測定精度は高くない。そこで変調振幅より得られる光路差と位相より得られる光路差を組み合わせる方法を 2.3.2 節で示す。これより波長以上の光路差を従来の位相と同様に数 nm の精度で測定することができる。形状検査では測定精度とともに測定時間も重要な要素である。一般に、データのサンプリング数が多いほど測定精度は高くなるが、測定時間は長くなってしまう。そこで 2.3.3 節では $\omega_s$ と $\omega_b$ の性質より、サンプリング数の最適値について検討する。一方、検出器として CCD イメージセンサを用いた場合、時間的に変化する干渉信号を検出するために、CCD の電子シャッターや高速フレームレートの CCD を用いることが必要となる。<sup>8)</sup>そこでこの信号処理系を 2.4 節で示す。

## 2.2 正弦波位相変調干渉法

### 2.2.1 正弦波位相変調干渉法の原理

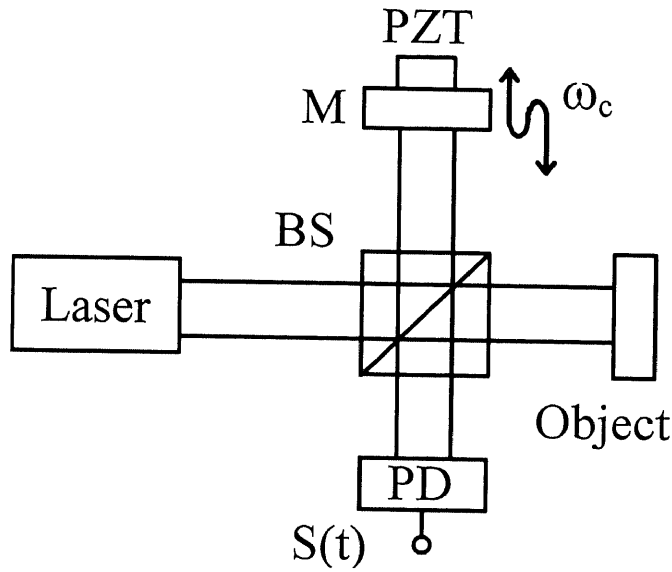


図 2.1 正弦波位相変調干渉計

正弦波位相変調干渉計の構成を図 2.1 に示す。レーザ光源からの光はビームスプリッターBSにより二分され、一方はミラーMで反射する参照光となり、もう一方は物体で反射する物体光となる。これら二つの反射光はビームスプリッターBSにより再度重ね合わされ、光検出器であるフォトダイオードPD上で検出される。参照光を  $U_r$ 、物体光を  $U_o$  とし、それぞれの伝播距離を  $L_1$ 、 $L_2$  とすると

$$U_r = U_1 \exp(j\omega t) \exp(jkL_1), \quad (2.1)$$

$$U_o = U_2 \exp(j\omega t) \exp(jkL_2), \quad (2.2)$$

と表される。ここで  $k$  は波数で、レーザ光源の波長を  $\lambda$  とすると

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2.3)$$

である。これら2つの光によりフォトダイオードPD上で検出される干渉信号  $S(t)$  は

$$\begin{aligned}
S(t) &= |U_r + U_o|^2 \\
&= |U_r|^2 + |U_o|^2 + U_r^* U_o + U_r U_o^* \\
&= U_1^2 + U_2^2 + 2U_1 U_2 [\exp\{jk(L_2 - L_1)\} + \exp\{-jk(L_2 - L_1)\}] \\
&= A + B \cos(kL),
\end{aligned} \tag{2.4}$$

となる。ここで2つの光の伝播距離の差を光路差  $L$  とし、 $L=L_2-L_1$  である。また  $A=U_1^2+U_2^2$ 、 $B=2U_1U_2$  とする。ここで、ミラーMを圧電素子PZTで正弦波振動させることにより、参照光に正弦波状の位相変調を与える。このときミラーMの振動は

$$a \cos(\omega_c t + \theta_c), \tag{2.5}$$

と表される。ここで  $a$  はミラーMの振動の振幅、 $\omega_c/2\pi$  は振動の周波数、また  $\theta_c$  は初期位相である。ミラーMを正弦波振動させることにより、参照光の伝播距離は  $L_1 - 2a \cos(\omega_c t)$  となるため式(2.4)は

$$\begin{aligned}
S(t) &= A + B \cos\{k(L + 2a \cos(\omega_c t + \theta_c))\} \\
&= A + B \cos\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + \frac{4\pi a}{\lambda} \cos(\omega_c t + \theta_c)\right) \\
&= A + B \cos\{Z_c \cos(\omega_c t + \theta_c) + \alpha\},
\end{aligned} \tag{2.6}$$

となる。ここで  $Z_c$  は正弦波状の位相変調により表れる項であり、位相  $\alpha$  は従来の干渉計にも現われる項である。これらはそれぞれ

$$Z_c = \frac{4\pi a}{\lambda}, \tag{2.7}$$

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} L, \tag{2.8}$$

である。したがって、式(2.6)より位相  $\alpha$  を求めることにより、参照光と物体光の伝播距離の差、つまり物体の形状を測定することができる。従来の干渉計と異なり、正弦波状の位相変調により表れた項  $Z_c \cos(\omega_c t + \theta_c)$  をキャリア信号とすることにより、位相  $\alpha$  を正確に取り出すことができる。

### 2.1.2 正弦波位相変調干渉法による位相 $\alpha$ の導出

式(2.6)において、ベッセル関数を用いて式を展開すると

$$\begin{aligned} S(t) &= A + B \cos \alpha \cos[Z_c \cos(\omega_c t + \theta_c)] - B \sin \alpha \sin[Z_c \cos(\omega_c t + \theta_c)] \\ &= A + B \cos \alpha [J_0(Z_c) - 2J_2(Z_c) \cos(2\omega_c t + 2\theta_c) + \dots] \\ &\quad - B \sin \alpha [2J_1(Z_c) \cos(\omega_c t + \theta_c) - 2J_3(Z_c) \cos(3\omega_c t + 3\theta_c) + \dots], \end{aligned} \quad (2.9)$$

となる。ここで  $J_n(Z_c)$  は  $n$  次のベッセル関数である。この  $S(t)$  から位相  $\alpha$  を求めるためには、2つの未知数  $Z_c$  と  $\theta_c$  を求める必要がある。そこでまず、これら2つの未知数を求める方法を示す。

$S(t)$  のフーリエ変換を  $F(\omega)$  とすると

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \mathfrak{F}[S(t)] \\ &= A + B \cos \alpha \{J_0(Z_c) \delta(\omega) \\ &\quad - J_2(Z_c) [\delta(\omega - 2\omega_c) \exp(j2\theta_c) + \delta(\omega + 2\omega_c) \exp(-j2\theta_c)] + \dots\} \\ &\quad - B \sin \alpha \{J_1(Z_c) [\delta(\omega - \omega_c) \exp(j\theta_c) + \delta(\omega + \omega_c) \exp(-j\theta_c)] \\ &\quad - J_3(Z_c) [\delta(\omega - 3\omega_c) \exp(j3\theta_c) + \delta(\omega + 3\omega_c) \exp(-j3\theta_c)] + \dots\}, \end{aligned} \quad (2.10)$$

となる。 $F(\omega)$  のスペクトル分布を図 2.2 に示す。また、 $n$  次のベッセル関数を図 2.3 に示す。

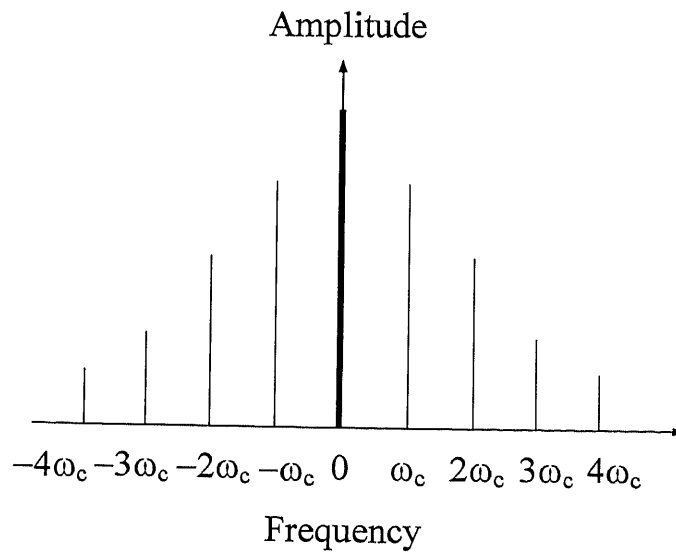
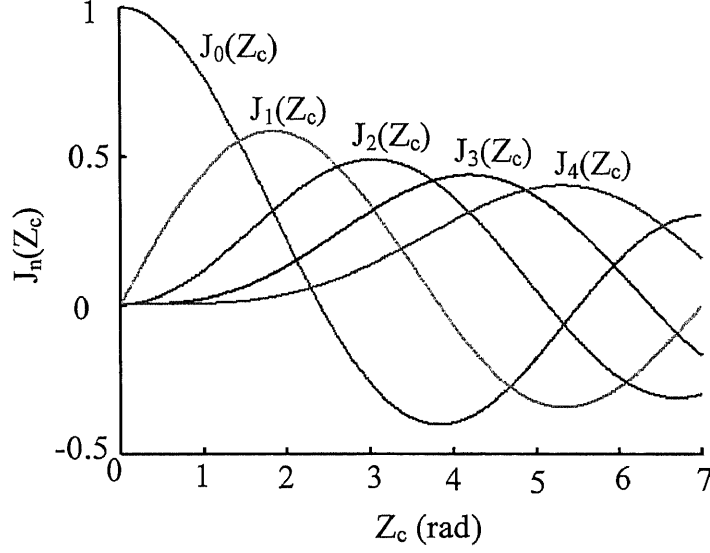


図 2.2  $F(\omega)$  のスペクトル分布

図 2.3  $n$  次ベッセル関数

ここで各周波数成分はそれぞれ

$$F(\omega_c) = -B \sin \alpha J_1(Z_c) \exp(j\theta_c), \quad (2.11)$$

$$F(2\omega_c) = -B \cos \alpha J_2(Z_c) \exp(j2\theta_c), \quad (2.12)$$

$$F(3\omega_c) = B \sin \alpha J_3(Z_c) \exp(j3\theta_c), \quad (2.13)$$

$$F(4\omega_c) = B \cos \alpha J_4(Z_c) \exp(j4\theta_c), \quad (2.14)$$

と表される。式(2.11)、(2.13)より

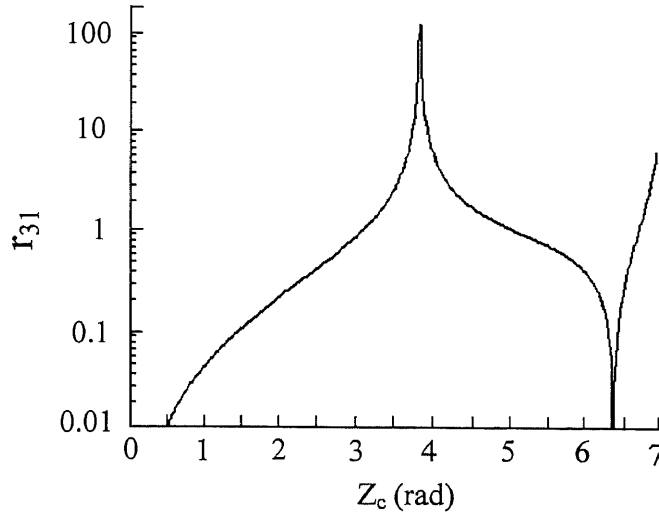
$$r_{31} = \left| \frac{F(3\omega_c)}{F(\omega_c)} \right| = \left| \frac{\sin \alpha J_3(Z_c) \exp(j3\theta_c)}{-\sin \alpha J_1(Z_c) \exp(j\theta_c)} \right| = \left| \frac{J_3(Z_c)}{J_1(Z_c)} \right|. \quad (2.15)$$

が得られる。ここで  $J_1(Z_c)$  と  $J_3(Z_c)$  の比  $r_{31}$  は図 2.4 に示すような関係になっているため、 $r_{31}$  を求めることにより  $Z_c$  の値を決定することができる。

$Z_c$  が得られれば式(2.11)より

$$\begin{aligned} \arg[F(\omega_c)] &= \arg[-\sin \alpha J_1(Z_c) \exp(j\theta_c)] \\ &= \begin{cases} \theta & \alpha \geq 0 \\ \theta + \pi & \alpha < 0 \end{cases}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

となる。ここで  $\arg[F(\omega_c)]$  は複素数  $F(\omega_c)$  の偏角である。式(2.16)より位相  $\alpha$  の符号により  $\pi$  の不確定差をもって初期位相  $\theta_c$  が求まる。

図 2.4  $Z_c$  と  $r_{31}$  の対応

また、式(2.11)、(2.12)より

$$B \sin \alpha = \left[ |F(\omega_c)| / J_1(Z_c) \right] \cdot \text{sgn} \{ -\text{Re}[F(\omega_c)] \cos \theta \}, \quad (2.17)$$

$$B \cos \alpha = \left[ |F(2\omega_c)| / J_2(Z_c) \right] \cdot \text{sgn} \{ -\text{Re}[F(2\omega_c)] \cos 2\theta \}, \quad (2.18)$$

となる。ここで

$$\text{sgn}\{x\} = \begin{cases} 1 & x \geq 0 \\ -1 & x < 0 \end{cases}, \quad (2.19)$$

である。従って

$$\alpha = \tan^{-1} \left\{ \frac{B \sin \alpha}{B \cos \alpha} \right\}, \quad (2.20)$$

となる。これより位相 $\alpha$ を求めることができる。

正弦波位相変調干渉計により得られる位相 $\alpha$ の測定精度は数 nm と非常に高い。また、変調方式が正弦波であるため、正確な変調が容易であり、フードバックなどによる信号処理も容易である。このため波長以上の不連続な形状を有しない物体の計測には適している。しかしながら、単一の光波長を用いる干渉計では波長以上の光路差を持つ物体は測定することはできない。そこで次に光波長を走査し、光波長以上の光路差を測定できる二重正弦波位相変調干渉計を示す。

## 2.3 二重正弦波位相変調干渉法

### 2.3.1 二重正弦波位相変法計の原理

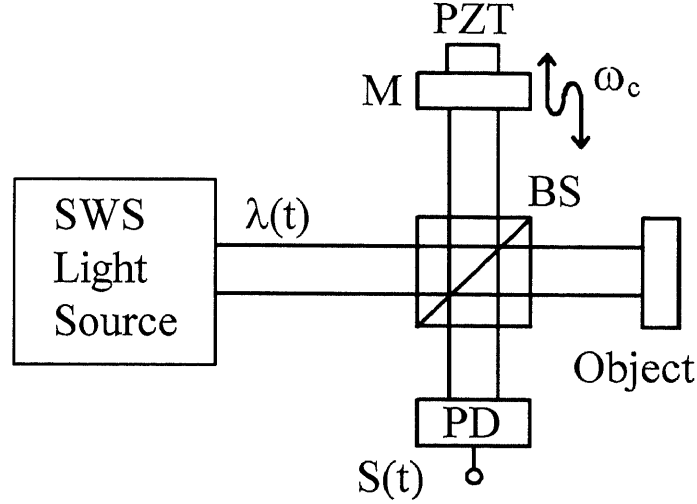


図 2.5 二重正弦波位相変調干渉計

正弦波状波長走査干渉計の構成を図 2.5 に示す。干渉計の光源は正弦波状波長走査光源である。このとき光源の波長は

$$\lambda(t) = \lambda_0 - \Delta\lambda(t) = \lambda_0 + b \cos(\omega_b t + \theta_b), \quad (2.21)$$

と表される。ここで  $\lambda_0$  は中心波長、 $b$  は波長走査振幅、 $\omega_b/2\pi$  は波長走査周波数、 $\theta_b$  は初期位相である。正弦波状の波長走査により、参照光と物体光の波数  $k$  は

$$\begin{aligned} k &= \frac{2\pi}{\lambda_0 - \Delta\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{1}{1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}} \simeq \frac{2\pi}{\lambda_0} \left( 1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \right) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_0} + \frac{2\pi b}{\lambda_0^2} \cos(\omega_b t + \theta_b), \end{aligned} \quad (2.22)$$

となる。ここで、正弦波位相変調干渉計と同様にミラーMを正弦波振動させ、参照光に位相変調を加える。このとき得られる干渉信号の位相の項は

$$\begin{aligned}
k(L_2 - L_1) &= \left[ \frac{2\pi}{\lambda_0} + \frac{2\pi b}{\lambda_0^2} \cos(\omega_b t + \theta_b) \right] [L + 2a \cos(\omega_c t + \theta_c)] \\
&\simeq \frac{2\pi \Delta L}{\lambda_0} + \frac{4\pi a}{\lambda_0} \cos(\omega_c t + \theta_c) + \frac{2\pi b L}{\lambda_0^2} \cos(\omega_b t + \theta_b) \quad (2.23) \\
&= Z_c \cos(\omega_c t + \theta_c) + Z_b \cos(\omega_b t + \theta_b) + \alpha,
\end{aligned}$$

となる。ただし、 $b \ll \lambda_0$ である。また

$$Z_b = \frac{2\pi b}{\lambda_0^2} L, \quad (2.24)$$

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_0} L, \quad (2.25)$$

である。ここで、 $Z_b$ は変調振幅といい、光路差 $L$ と波長走査振幅 $b$ に比例する。これより、 $Z_b$ と $\alpha$ の両方から光路差 $L$ が得られるが、これら2つの光路差はそれぞれ異なる値となる。これらの関係については2.3.2節で説明する。正弦波状の波長走査とそれにより得られる位相の関係を図2.6に示す。

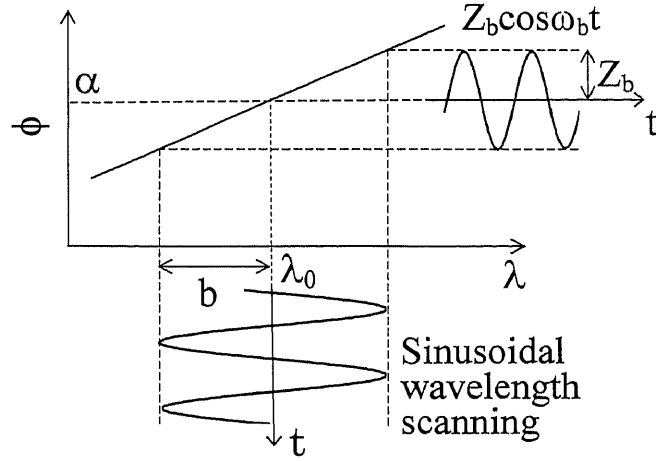


図 2.6 正弦波状波長走査

波長走査による強度変化を  $M(t)$  とすると、 $M(t)$  は、

$$M(t) = 1 + m_0 \cos[2(\omega_b t + \theta_b)], \quad (2.26)$$

と表される。ここで  $m_0$  は波長走査における強度変化の振幅である。

このとき得られる干渉信号は

$$S(t) = M(t) \{ A + B \cos[Z_c \cos(\omega_c t + \theta_c) + \Phi(t)] \}, \quad (2.27)$$

となる。ただし

$$\Phi(t) = Z_b \cos(\omega_b t + \theta_b) + \alpha, \quad (2.28)$$

である。正弦波位相変調法と同様に  $S(t)$  をベッセル関数で展開し、フーリエ変換すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \mathfrak{F} \{ M(t) [A + B \cos \Phi(t)] \}, \\ &= \mathfrak{F} [AM(t)] + \mathfrak{F} [BM(t) \cos \Phi(t)] \\ &\quad * \{ J_0(Z_c) \delta(\omega) - J_2(Z_c) [\delta(\omega - 2\omega_c) \exp(j2\theta_c) + \delta(\omega + 2\omega_c) \exp(-j2\theta_c) + \dots] \} \\ &\quad - \mathfrak{F} [BM(t) \sin \Phi(t)] * J_1(Z_c) \{ [\delta(\omega - \omega_c) \exp(j\theta_c) + \delta(\omega + \omega_c) \exp(-j\theta_c)] \\ &\quad - J_3(Z_c) [\delta(\omega - 3\omega_c) \exp(j3\theta_c) + \delta(\omega + 3\omega_c) \exp(-j3\theta_c) + \dots] \}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

$F(\omega)$  のスペクトル分布を図 2.7 に示す。ここで  $*$  はコンボリューションである。式 (2.29) より、 $F(\omega_c)$  付近の周波数成分には  $F(\omega_c)$  と  $\mathfrak{F} [BM(t) \sin \Phi(t)]$  のコンボリューションによる項が分布する。また同様に、 $F(2\omega_c)$  付近の周波数成分には  $F(2\omega_c)$  と  $\mathfrak{F} [BM(t) \cos \Phi(t)]$  のコンボリューションによる項が分布する。

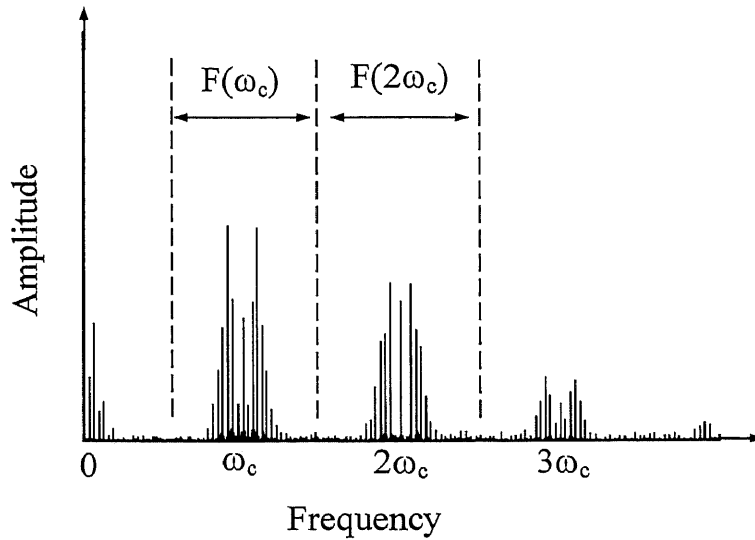


図 2.7  $F(\omega)$  のスペクトル分布

ここで

$$\Im\{BM(t)\sin[\Phi(t)]\} = 0, \quad |\omega| > \omega_c/2, \quad (2.30)$$

$$\Im\{BM(t)\cos[\Phi(t)]\} = 0, \quad |\omega| > \omega_c/2, \quad (2.31)$$

の条件が満たされているなら、 $F(\omega_c)$ 付近の周波数成分と  $F(2\omega_c)$ 付近の周波数成分は分離できる。このとき  $F(\omega_c)$ と  $F(2\omega_c)$ をゼロ周波数にシフトさせると次式が得られる。

$$F_1(\omega - \omega_c) = -2BJ_1(Z_c)\exp(j\theta_c)\Im[M(t)\sin\Phi(t)], \quad (2.32)$$

$$F_2(\omega - 2\omega_c) = -2BJ_2(Z_c)\exp(j2\theta_c)\Im[M(t)\cos\Phi(t)]. \quad (2.33)$$

これらの式は波長の走査を止める事によりそれぞれ式(2.11)、(2.12)と同様になる。そこで正弦波位相変調法により、 $Z_c$ と $\theta_c$ を求めることができる。式(2.32)、(2.33)を式変形し、逆フーリエ変換すると

$$2BM(t)\sin\Phi(t) = \Im^{-1}\left[\frac{F_1(\omega - \omega_c)}{-J_1(Z_c)\exp(j\theta_c)}\right], \quad (2.34)$$

$$2BM(t)\cos\Phi(t) = \Im^{-1}\left[\frac{F_2(\omega - 2\omega_c)}{-J_2(Z_c)\exp(j2\theta_c)}\right], \quad (2.35)$$

となる。ここで $\Im^{-1}[\ ]$ は逆フーリエ変換である。これより $\Phi(t)$ は

$$\begin{aligned} \Phi(t) &= \tan^{-1}\left[\frac{2BM(t)\sin\Phi(t)}{2BM(t)\cos\Phi(t)}\right] \\ &= \tan^{-1}\left\{\frac{\Im^{-1}[F_1(\omega - \omega_c)/J_1(Z_c)\exp(j\theta_c)]}{\Im^{-1}[F_2(\omega - 2\omega_c)/J_2(Z_c)\exp(j2\theta_c)]}\right\}, \end{aligned} \quad (2.36)$$

となる。得られた $\Phi(t)$ をフーリエ変換することにより、直流成分からは位相 $\alpha$ が、また $\omega_b$ の周波数成分からは $Z_b$ が得られる。二重正弦波位相変調法により得られる位相成分 $\Phi(t)$ は、式(2.36)に示されているように光源の強度変化の影響を受けない。また、 $Z_b$ は変調周波数である $\omega_b$ の成分のみから得られるため、他の周波数に含まれている雑音の影響を受けず高い精度で求めることができる。

### 2.3.2 $Z_b$ と $\alpha$ の組み合わせによる光路差 $L$ の測定

式(2.24)、(2.25)で表されているように、 $\alpha$  と  $Z_b$  はともに光路差  $L$  に比例した値となっている。ここで  $\alpha$  は従来の位相の項であり、 $L$  の測定精度は非常に高く数 nm 程度であるが、測定範囲は  $-\lambda/2 \sim \lambda/2$  に限られてしまう。それに対して  $Z_b$  は波長以上の光路差を測定できるが、その測定精度は高くない。そこで次にこれら2つの光路差を組み合わせることにより波長以上の光路差を数 nm の精度で測定する方法を示す。

まず  $Z_b$  より得られる光路差を  $L_z$  とする。また同様に  $\alpha$  より得られる光路差を  $L_\alpha$  とする。一般に波長以上の光路差  $L$  は縞次数  $m$  を用いて次式で表される。

$$L = m\lambda_0 + L_\alpha. \quad (2.37)$$

検出信号より得られた  $L_z$  を式(2.37)に代入すると

$$L_z \simeq m\lambda_0 + L_\alpha, \quad (2.38)$$

となる。縞次数  $m$  は整数であるので  $L_z$  に測定誤差があると上式の左右の値は完全に一致しない。そこで縞次数  $m$  を定数  $m_c$  に置き換え、式変形を行うことにより次式が得られる。

$$m_c = \frac{L_z - L_\alpha}{\lambda_0}. \quad (2.39)$$

ここで  $L_z$  の測定誤差  $\varepsilon_z$  が  $\lambda_0/2$  以下であるなら  $m_c$  を四捨五入することにより  $m$  が求められる。得られた  $m$  を式(2.37)に代入することにより、光路差  $L$  が求められる。このときの測定精度は  $L_\alpha$  と同じく数 nm 程度である。これより波長以上の光路差を数 nm の高い精度で求めることができる。

### 2.3.3 周波数比と測定誤差

一般に、データのサンプリング数は多ければ多いほど測定精度はよくなるが、データの取得や演算にかかる時間が増大する。形状検査においては測定時間の短縮化は非常に重要な要素である。そこで、出来るだけ少ないサンプリング数で測定を行うため、最適なサンプリング数を求める。

まず $\omega_c$ について最適なサンプリング数を求める。 $\omega_c$ の位相変調を与えた時の干渉信号のフーリエ変換は式(2.10)で与えられる。サンプリング定理に従うと、 $\omega_c$ の1周期に対して8点のサンプリングを行った場合には図2.2に示されるように $\pm 4\omega_c$ までの周波数成分が、また、 $\omega_c$ の1周期に対して16点のサンプリングを行った場合には $\pm 8\omega_c$ までの周波数成分が検出できる。このとき、検出可能な周波数より高い周波数成分は折り返された信号となり、低い周波数の成分と重なってしまう。これをエリアシングという。二重正弦波位相変調法により使用する周波数成分は $\omega_c$ と $2\omega_c$ の成分であるので、この成分についてエリアシングの影響を考える。8点サンプリングの場合には、図2.8に示すように、 $\omega_c$ の成分には $7\omega_c$ の成分がノイズとなり、 $2\omega_c$ の成分には $6\omega_c$ の成分がノイズとなり重なる。ここで $n\omega_c$ の成分の振幅は、式(2.10)より $BJ_n(Z_c)$ で表されるため、各成分の振幅比を求める。このとき $Z_c$ の値は最適値2.63を用いる。 $\omega_c$ の成分における振幅比 $J_7(Z_c)/J_1(Z_c)$ は $2.3 \times 10^{-3}$ 、 $2\omega_c$ の成分における振幅比 $J_6(Z_c)/J_2(Z_c)$ は $1.2 \times 10^{-2}$ と十分に小さいため、8点サンプリングで十分な精度が得られることが確認できた。

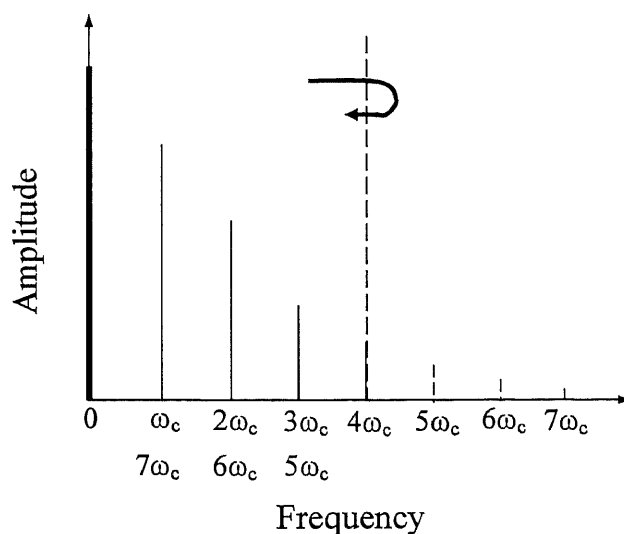


図 2.8 8点サンプリングによるエリアシング

次に $\omega_b$ について最適なサンプリング数を求める。二重正弦波位相変調干渉計により得られる干渉信号のフーリエ変換は式(2.29)で与えられる。 $\omega_b$ の周波数成分は $n\omega_c$ とのコンボリューションで表されるため、 $n\omega_c$ を中心として広がる。 $Z_b$ の値が大きくなるほど、この周波数の広がり大きくなり、 $(n+1)\omega_c$ の周波数と重なる。このとき、式(2.30)、(2.31)の条件は満たされなくなり、 $Z_b$ の正確な値を求めることができなくなる。そこでシミュレーションにより $Z_b$ の測定可能範囲を調べた。周波数比 $\omega_c/\omega_b$ を16、32、64としたときのシミュレーション結果を図2.9に示す。横軸は入力値、縦軸は計算値である。周波数比 $\omega_c=16\omega_b$ 、 $32\omega_b$ 、 $64\omega_b$ のときの入力値と計算値の差が $0.02\text{rad}$ 以下になる範囲はそれぞれおよそ6、12、28 radであった。本実験室の測定環境では、 $Z_b$ と $\alpha$ の組み合わせによる光路差の測定において、 $Z_b$ の測定可能範囲はおよそ11radである。この計算については3.6節に示す。これより、本研究での周波数比 $\omega_c/\omega_b$ の最適値は32である。

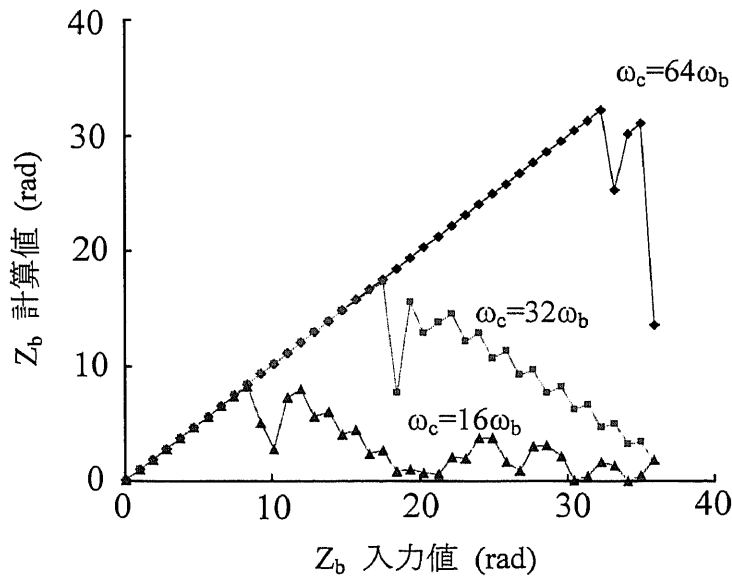


図 2.9  $Z_b$  の測定誤差

## 2.4 CCD イメージセンサの構成と信号処理

### 2.4.1 2次元 CCD イメージセンサの基本動作

干渉信号を検出するには光検出器が必要である。よく知られた光検出器のなかにフォトダイオードPDがある。フォトダイオードはダイナミックレンジが高く、時間に対して連続した出力となっているため、回路構成や信号処理が容易である。しかしながらフォトダイオードは1点の測定しか行えないため、同一時間における測定物体の面形状を求めることができない。そこで2次元 CCD イメージセンサ(以下 CCD)を光検出器として物体の面形状を測定する。図 2.10 に変調信号  $\cos(\omega_c t)$  と干渉信号  $S(t)$  を示す。

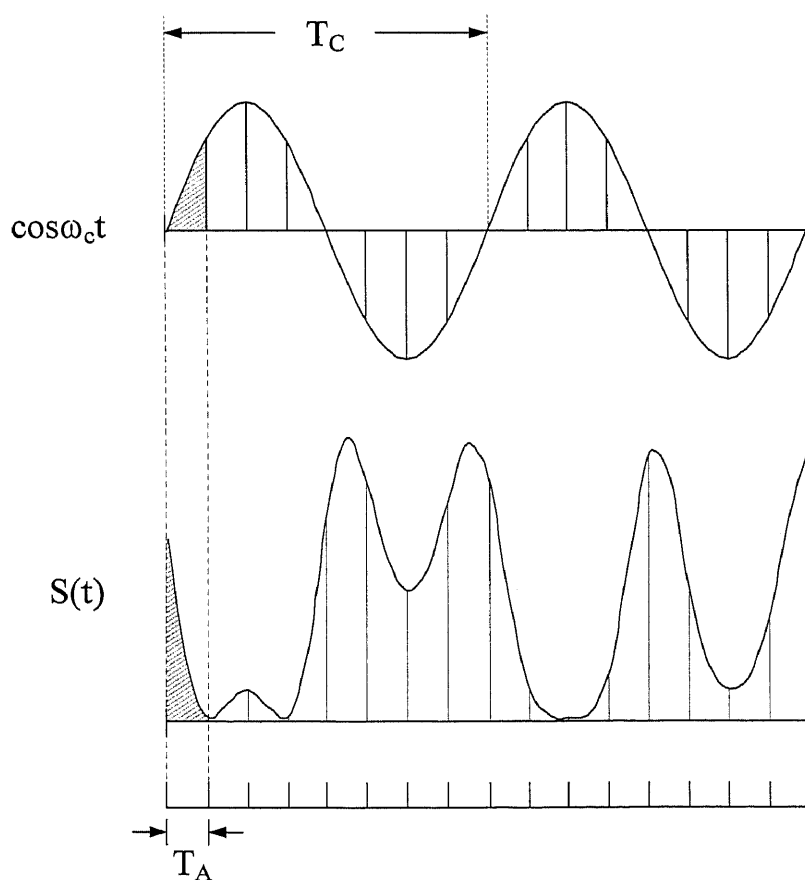


図 2.10 変調信号と干渉信号

CCD はフォトダイオードと異なり、ある一定時間の電荷の積分値を出力する。これを電荷蓄積時間  $T_A$  と呼び、通常の CCD ではこの  $T_A$  がフレーム周期となる。これより CCD による検出信号  $g(m\Delta t)$  は

$$g(m\Delta t) = \int_{-T_A/2}^{T_A/2} S(t + m\Delta t) dt, \quad m = 0, 1, 2, \dots, M-1 \quad (2.40)$$

となる。よって干渉信号  $S(m\Delta t)$  のフーリエ変換を  $F(m\Delta f)$ 、検出信号  $g(m\Delta t)$  のフーリエ変換を  $G(m\Delta f)$  とすると、 $F(m\Delta f)$  は次式で与えられる。

$$F(m\Delta f) = G(m\Delta f) \frac{\pi m / M}{\sin(\pi m / M)}. \quad (2.41)$$

また、二重正弦波位相変調法による信号を検出するにあたり、位相変調周波数  $\omega_c/2\pi$  に対して 8 点サンプリングをすることにした。したがって、この電荷蓄積時間  $T_A$  を  $T_c$  の 1/8 にする必要がある。よって  $T_A$  は

$$T_A = \frac{1}{8} T_c = 239.22 \mu s \quad (2.42)$$

としなければならない。このように非常に  $T_A$  の短い CCD は高価である。そこで CCD のシャッター機能を用いることにより、この短い蓄積時間を作り出した。

## 2.4.2 シャッター機能を用いた信号検出方法

CCD カメラのシャッター機能とは、CCD に入力されたシャッターパルスのパルス幅によって露光時間を設定することができるもので、今回使用した CCD カメラでは、1/4 から 1/100,000[s]まで設定可能である。これにより、積分時間を短くすることができ、式(2.42)で与えられる  $T_A$  を作り出すことができる。図 2.11 に変調信号とシャッターパルス、干渉信号の関係を示す。露光時間  $T_A$  は  $T_c/8$  とすることで干渉信号 1 周期の 1/8 の成分を取り出す。 $T_F$  は CCD カメラのフレーム周期である。ここでこの  $T_F$  を

$$T_F = nT_c + \frac{1}{8} T_c, \quad (2.43)$$

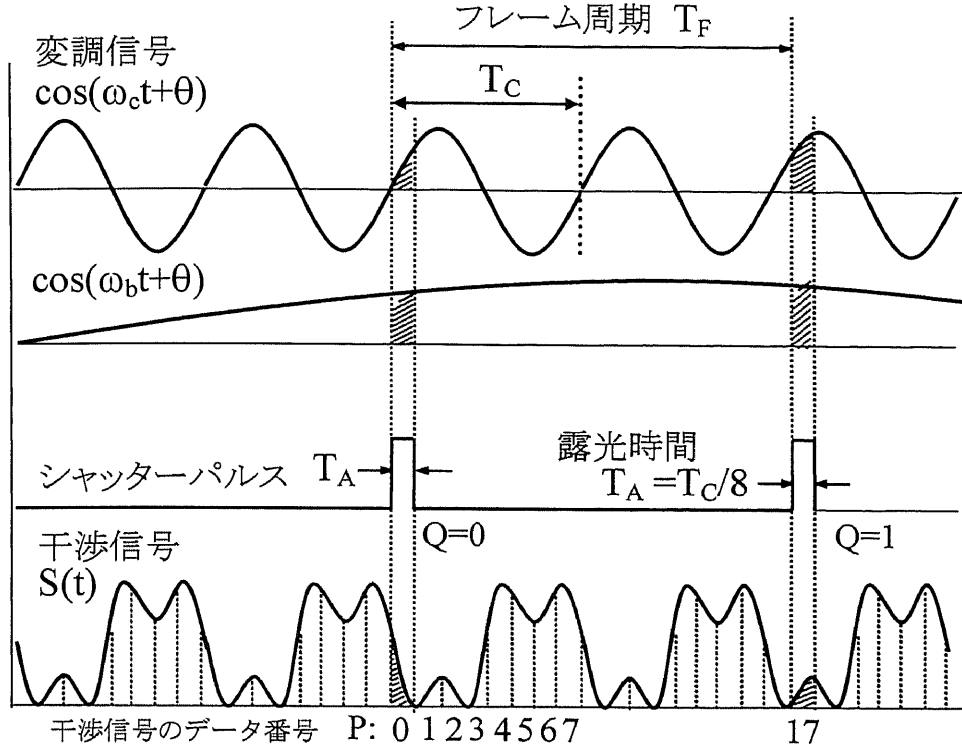


図 2.11 変調信号と干渉信号

とすることにより、各フレーム周期で  $T_c$  が  $1/8$  ずつシフトする。ここで  $n$  は正の整数である。検出した信号は離散データであるが、正弦波の周期性と回路で同期を取ることににより、連続データとして取得することができる。このような方法を用いることにより、 $T_c$  より長いフレーム周期を持った CCD カメラでも干渉信号の検出が行える。

しかし、本研究では二重正弦波位相変調法を用いているため、 $\omega_c/2\pi$  より周波数の低い、波長走査に用いる変調周波数  $\omega_b/2\pi$  が存在する。ここで最初にサンプリングした  $1/8T_c$  から、 $1/8T_c$  ごとにデータ番号を 0 から与え、これを  $P$  とする。また、 $T_F$  ごとに実際に検出する順番を  $Q$  とすると、これら  $P$ 、 $Q$  には

$$P = 17Q - 256 \times \text{IN} \left[ \frac{17 \times Q}{256} \right], \quad (2.44)$$

という関係がある。ここで  $\text{IN}[y]$  は  $y$  の整数部分を取り出したものである。この式に従って、 $Q$  という順番で並んでいるデータを  $P$  という順番に並び替えることで、二重正弦波位相変調法においても信号の検出が可能となる。

### 2.4.3 CCD 駆動信号と変調信号

CCD の駆動信号と変調信号のブロック図を図 2.12 に示す。水晶発振器(XOSC)により 24.5454MHz のクロックを生成し、基準クロックとした。これを分周期により 780 分周して水平同期信号 HD を作り、さらにこの信号を 128 分周して垂直同期信号 VD を作った。これらの信号は外部同期信号として CCD に入力することにより CCD の映像出力と同期を取ることができる。ここで、この VD の周期がフレーム周期となる。フレーム周期  $T_F$  は式(2.43)で与えられるので、 $n=2$  とすると

$$T_F = \frac{17}{8} T_c, \quad (2.45)$$

となる。よって垂直同期信号 VD を 8 分周してから、PLL で 17 倍することにより、位相変調に用いる正弦波  $\cos(\omega_c t)$  を作る。さらにこの信号を 32 分周することにより波長走査に用いる  $\cos(\omega_b t)$  を作り出す。これらの信号を発振器(OSC)の外部同期に入力することで発振器との同期を取る。また、位相器(shifter)により VD の位相とパルス幅を変えることでシャッターパルスを作る。このような流れで各信号を作り出すことにより、各部の信号の同期を取っている。各信号の様子を図 2.13 に示す。

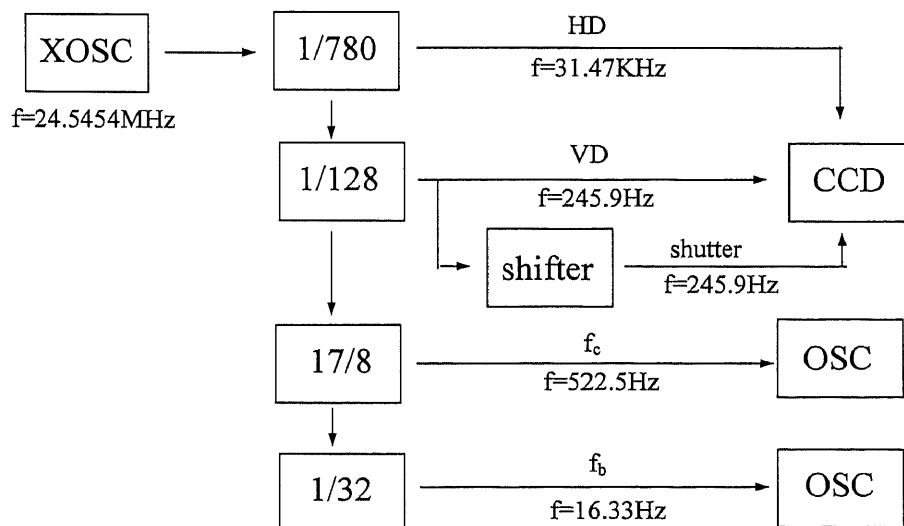


図 2.12 CCD 駆動信号の流れ図

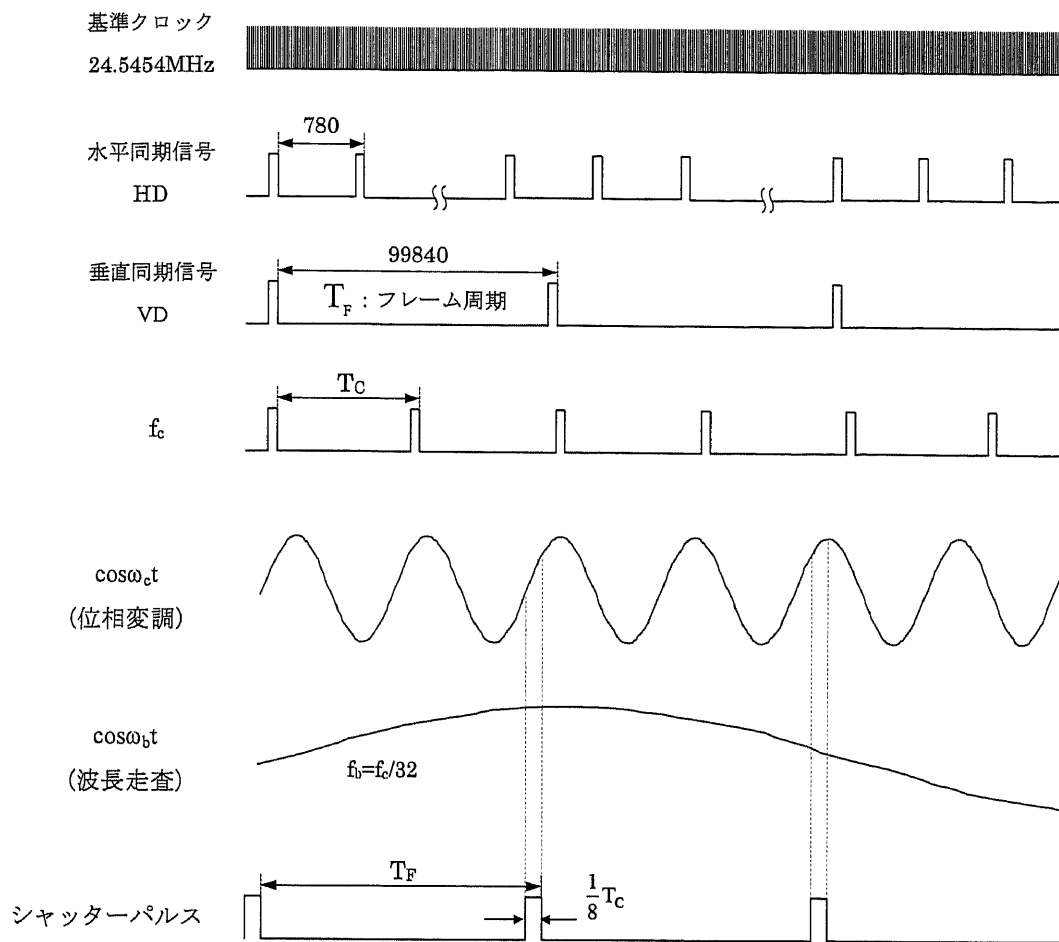


図 2.13 CCD 駆動信号と変調信号

#### 2.4.4 CCD の仕様

今回の実験に用いた CCD カメラは SONY 製 CCD カメラ(XC-HR57)である。この CCD カメラの有効画素数は水平方向 648 セル、垂直方向 494 セルであり、セルサイズは水平、垂直ともに  $9.9\mu\text{m}$  の正方格子セルである。また、CCD カメラのフレーム周波数は  $59.94\text{Hz}$  である。CCD カメラの水平駆動周波数は  $24.5454\text{MHz}$  であるのに対して、実験で用いた AD コンバーターの最高サンプリング周波数は  $20\text{MHz}$  であった。そこでサンプリング周波数を  $12.2727\text{MHz}$  とし、水平方向は一画素置きに信号を取得した。これより実験での水平方向の取得可能セル数は 324 で測定間隔は  $19.8\mu\text{m}$  であった。また、この CCD カメラはビニングモードという垂直方向 2 画素を混合させる機能により 2 倍のフレーム周波数を設定することができる。同様に、ハイレートスキャンという垂直方向の出力画素数を限定することにより、より高速なフレーム周波数で CCD を動作させる機能がある。これら 2 つの機能を使うことにより、 $1/T_f=245.9\text{Hz}$  というフレーム周波数が得られた。このときの垂直方向の取得可能セル数は約 100 セルであり、測定間隔は水平方向と同様に  $19.8\mu\text{m}$  であった。

## 2.5 まとめ

本章では、正弦波状波長走査レーザ干渉法で用いられる光学系の原理と構成を示した。正弦波位相変調干渉計では、参照用のミラーを正弦波状に振動させ干渉信号に位相変調を加える。この位相変調により生じた信号をキャリア信号とすることにより、干渉信号に含まれる位相を正確に取り出すことができる。しかしながら、単一の光波長を用いる干渉計では、光波長以上の光路差を測定することはできない。そこで、この正弦波位相変調干渉計に正弦波状の波長走査を加えた、二重正弦波位相変調干渉計の原理を示した。二重正弦波位相変調干渉計では、干渉信号の従来の位相に加えて、光路差と波長走査振幅に比例する変調振幅を干渉信号の中に作り出すことができる。この変調振幅より得られる光路差からは波長以上の光路差を測定できるが、その測定精度は高くない。そこで変調振幅より得られる光路差と位相より得られる光路差を組み合わせる方法を示した。変調振幅より得られる光路差の測定精度が半波長以下であるならば、2つの光路差を結びつけることにより、波長以上の光路差を数nmの精度で測定できることを示した。形状検査では測定精度とともに測定時間も重要な要素である。そこで $\omega_c$ と $\omega_b$ の性質より、サンプリング数の最適値について検討した。その結果、 $T_c=2\pi/\omega_c$ の1周期に対しては8点サンプリング、また $\omega_c/\omega_b$ は32が最適値であった。最後に、CCDのシャッター機能を使用することにより、CCDカメラのフレーム周期 $T_F$ よりも高速な変調周期 $T_c$ により得られる干渉信号を検出できることを示した。

## 第3章 鏡面物体と粗面物体の形状計測

### 3.1 はじめに

本章では、波長走査干渉法を用いた1つの反射面を有する鏡面物体と粗面物体の測定について述べる。波長走査干渉法では波長走査幅が広いほど分解能は高くなる。そこでまず3.2節では正弦波波長走査光源として用いた外部共振器型波長可変半導体レーザの構成について述べる。外部共振器型の光源では比較的容易に広い波長走査幅を得ることができる。この光源を用いた二重正弦波位相変調干渉計の構成を3.3節に示す。波長を正弦波状に走査し、二重正弦波位相変調法により得られた変調振幅  $Z_b$  の安定度とその測定誤差  $\varepsilon_z$  について3.4節で検討する。3.5節では測定物体に光路差変化を与え、光路差変化に対する  $Z_b$  の変化とその測定誤差  $\varepsilon_D$  について検討する。3.6節では  $\varepsilon_z$  と  $\varepsilon_D$  の組み合わせから  $Z_b$  より得られる光路差  $L_z$  の測定誤差について検討し、測定が可能な範囲を求める。3.7節では2つのブロックゲージを組み合わせることにより構成された段差幅  $10\mu\text{m}$  の測定物体を測定する。3.9節以降では粗面物体の測定を行う。粗面物体に光を照射すると反射光は散乱光となる。レーザ光を照射した場合には、測定物体の表面上の凹凸からの反射光同士が干渉してスペックルパターンが生じる。スペックルパターンは光の強度、位相がランダムに存在している状態であり、測定物体の表面形状に対応した位相を得ることができない。しかしながら、光の伝播距離の情報は保持されているため、光源の波長を走査することにより参照面と測定物体面の絶対的な光路差を求めることができる。また、物体光のフーリエ変換面となる結像レンズの焦点面にピンホールを置くことにより不要な光を遮断し、良好な干渉信号を得ることができる。粗面の測定物体は深さ約  $50\mu\text{m}$  と  $150\mu\text{m}$  のくぼみを有するアルミ板である。3.10節で粗面物体の形状計測結果を示す。

### 3.2 正弦波状波長走査光源の構成

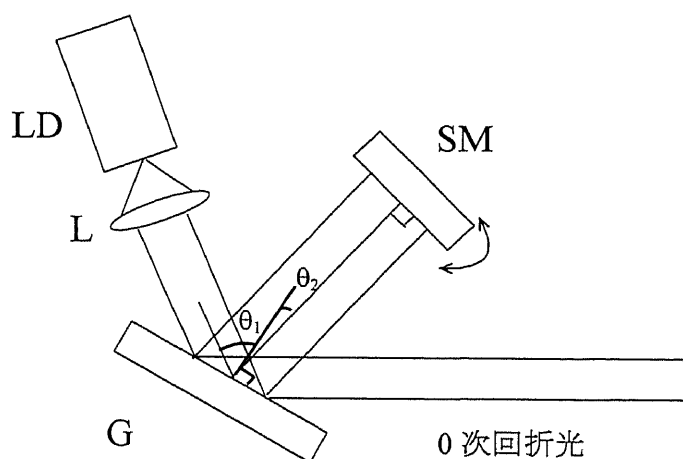


図 3.1 外部共振器型波長可変半導体レーザ

図 3.1 に波長走査光源の構成を示す。LD からの出射光はコリメートレンズ L により平行光となり、回折格子 G に入射される。回折格子からの 0 次回折光は干渉計の光源となる。1 次回折光はスキャナーミラー SM により垂直反射され LD へ戻る。ここで、LD の後方反射面とスキャナーミラー SM により外部共振器が構成される。 $\theta_1$  を入射角、 $\theta_2$  を回折角、 $m$  を回折次数、 $d$  を格子定数、 $\lambda$  を波長とすると、これらには

$$m\lambda = d(\sin \theta_1 + \sin \theta_2), \quad (3.1)$$

という関係がなりたつ。スキャナーミラーの角度を変えることにより、垂直反射される波長が変化するため、波長を走査することができる。通常用いられる半導体レーザではレーザの利得幅や、コリメートに用いるレンズの特性からおよそ 6nm 程度の走査が限界である。本研究ではより広帯域な発振が可能となるルミネックス社製の SAL-780-40 を用いた。この光源は半導体レーザと AR コート付きのコリメートレンズが一体となった製品であり、データシートによる波長可変幅は 10nm 以上である。はじめに、この光源と回折格子により構成された外部共振器型波長可変半導体レーザの波長走査の特性を調べるため、スキャナーミラーのドラ

イバーへ20mVの間隔で直流電圧  $V_m$  を印加した。結果を図3.2に示す。ここで各パラメータはそれぞれ  $\theta_1=60^\circ$ 、 $d=1/600(\text{mm})$  であった。

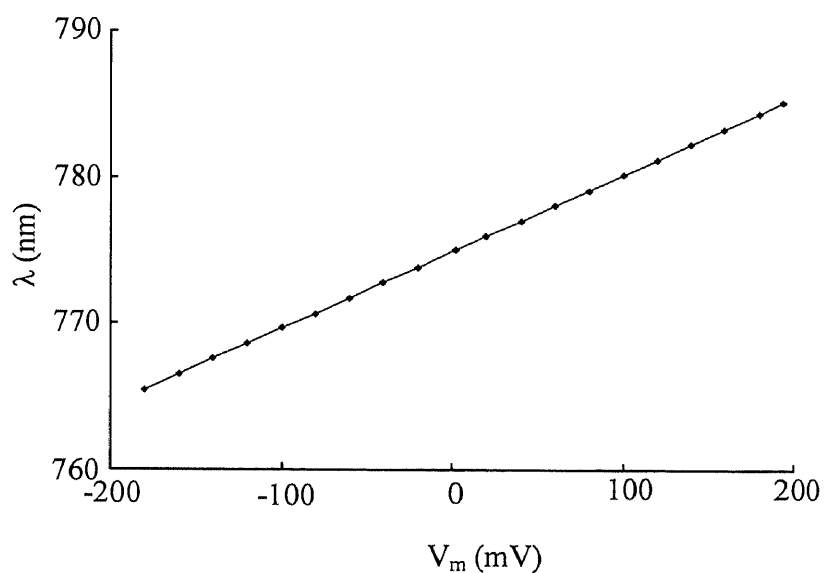


図3.2 電圧一波長特性

図3.2より、印加電圧に比例した波長が得られた。発振できる波長の幅は764.8~785.2nmであった。これより、構成した光源での波長走査幅は最大で20.4nmであった。印加する電圧を正弦波状に変化させることによりスキャナーミラーを正弦波状に回転できるため、正弦波状波長走査光源が得られる。

### 3.3 鏡面の形状計測における実験装置の構成

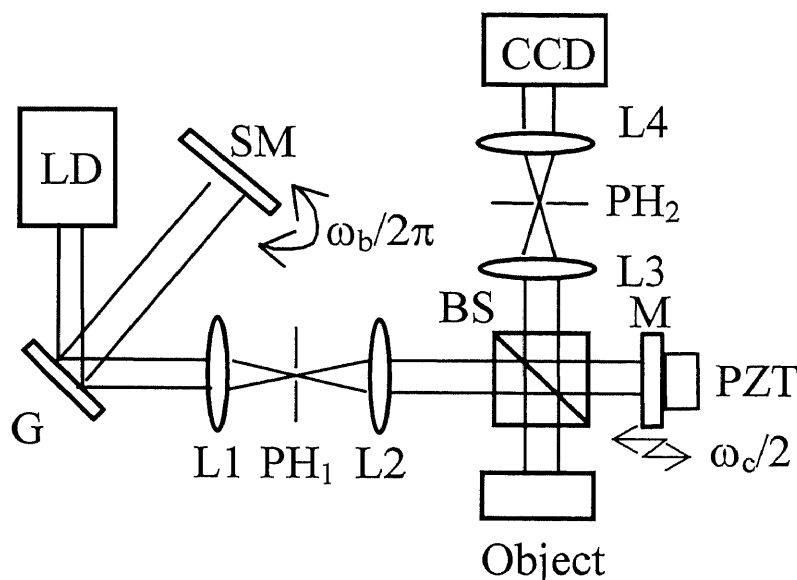


図 3.3 干渉計の構成

鏡面の形状計測における実験装置を図 3.3 に示す。光源からのレーザー光は回折格子 G に入射される。回折格子からの一次回折光はスキャナーミラーにより垂直に反射され、光源へ戻る。回折格子からの 0 次回折光は干渉計への光源となる。0 次回折光はレンズ L1 と L2 により測定物体に適したサイズに調整される。鏡面の測定では物体での反射光が強く CCD 上で十分な光強度が得られるため、レーザー径を大きくとり、中心付近の光強度が一様な部分で測定を行うのが望ましい。そこでレンズ L1 にはレンズ径  $\phi_1=15\text{mm}$ 、焦点距離  $f_1=15\text{mm}$ 、レンズ L2 には  $\phi_2=30\text{mm}$ 、 $f_2=200\text{mm}$  を用いた。またスペイシャルフィルタとしてレンズ L1 の焦点距離の位置に直径  $50\mu\text{m}$  のピンホール PH<sub>1</sub> を入れることでレーザーに含まれる不要な光を取り除いた。2つのレンズにより約 13 倍に拡大された平行光はビームスプリッター BS により物体光と参照光に分けられ、再び重ね合わされ CCD に取り込まれる。CCD で検出された信号は 12bit の AD コンバータによりパソコンに取り込まれ解析される。ここで測定物体の像はレンズ L3、L4 により CCD 上に結像される。レンズ L3 のフーリエ変換面にピンホール PH<sub>2</sub> を入れることで、ビームスプリッターなどの多重反射により生じる不要な光を遮断する。このピンホールは小さいほ

ど不要な光を遮断できるが、小さすぎると物体光や参照光の波面が乱れてしまう。測定物体がミラーの場合には、物体光と参照光のフーリエ変換面でのビームスポット径は約  $200\mu\text{m}$  であった。そこでピンホール  $\text{PH}_2$  は直径  $400\mu\text{m}$  の物を用いた。測定物体、レンズ  $\text{L}_3$ 、 $\text{L}_4$ 、 $\text{PH}_2$ 、CCD の関係を図 3.4 に示す。

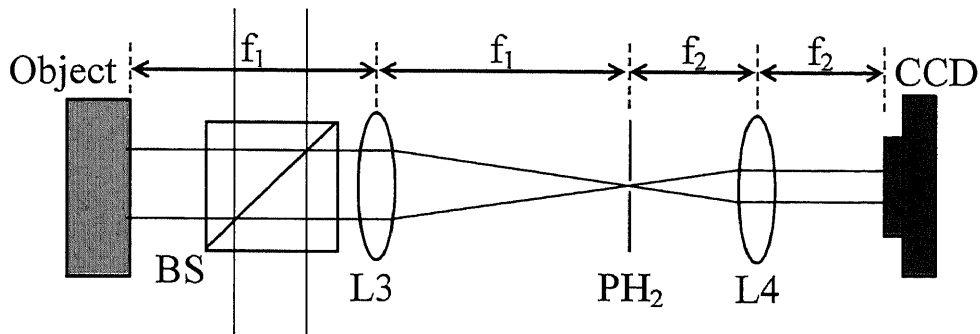


図 3.4 2枚レンズによる結像系

レンズ  $\text{L}_3$  には  $\phi_3=50\text{mm}$ 、 $f_3=150\text{mm}$ 、 $\text{L}_4$  には  $\phi_4=30\text{mm}$ 、 $f_4=100\text{mm}$  を用いた。像倍率  $M$  はレンズの焦点距離  $f$  より

$$M = \frac{f_4}{f_3}, \quad (3.2)$$

で与えられる。この実験では  $f_3=150\text{mm}$ 、 $f_4=100\text{mm}$  であるので像倍率  $M$  は  $2/3$  である。CCD の測定間隔は水平方向  $19.8\mu\text{m}$ 、垂直方向  $19.8\mu\text{m}$  であるので、物体上での測定間隔は水平、垂直それぞれ  $29.7\mu\text{m}$  である。また CCD の使用セルは水平方向 160 セル、垂直方向 80 セルであるので、物体上での測定領域は水平方向  $4.756\text{mm}$ 、垂直方向  $2.376\text{mm}$  である。ここで、半導体レーザの中心波長は  $775.04\text{nm}$ 、出力は  $40\text{mW}$  であり、波長走査周波数、位相変調周波数はそれぞれ  $\omega_b/2\pi=16.3\text{Hz}$ 、 $\omega_c/2\pi=32\omega_b/2\pi$  である。

干渉計の外観は、図 3.5 に示される。

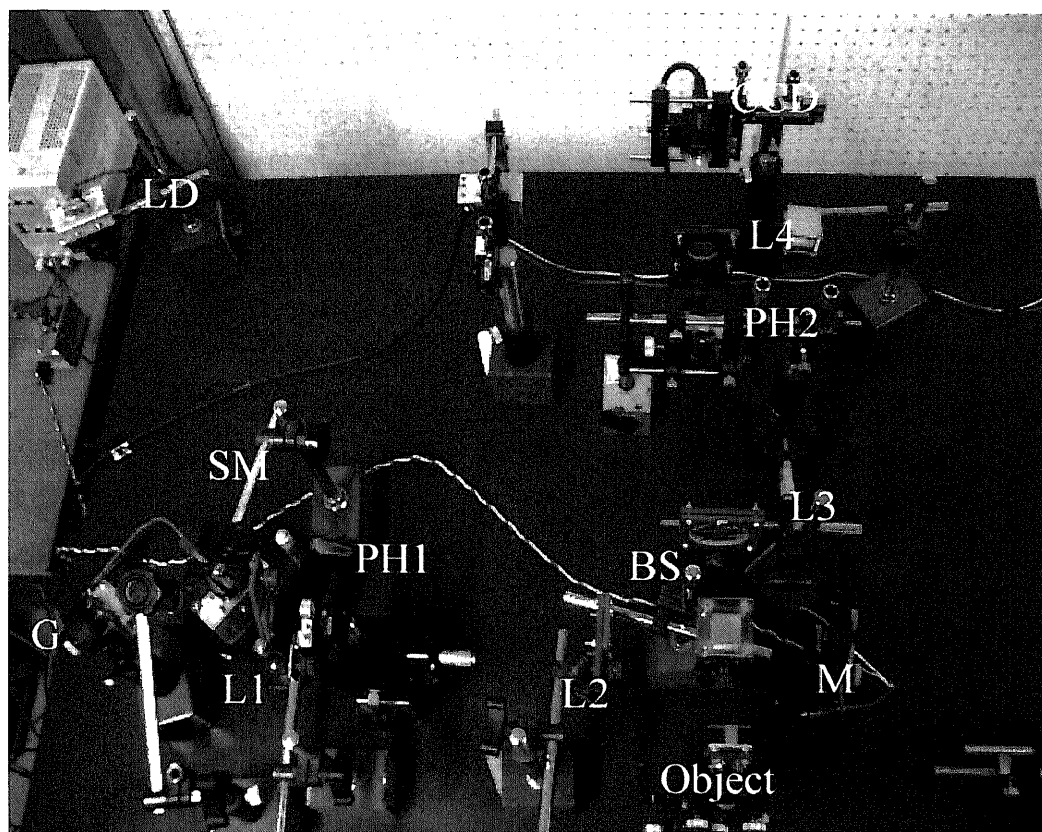


図 3.5 干渉計の外観

### 3.4 $Z_b$ の安定度と測定誤差 $\varepsilon_z$

$Z_b$  より得られる光路差  $L_z$  と  $\alpha$  より得られる光路差  $L_\alpha$  を結びつけるためには  $Z_b$  の測定誤差 $\varepsilon_z$  は  $\lambda_0/2$  以下でなければならない。そこで  $Z_b$  の時間安定度を調べるために、2 分置きに 5 回データを取得した。 $I_y=40$  における  $I_x$  の時間安定度を図 3.6 に示す。ここで  $I_x$ 、 $I_y$  は CCD のセル番号である。

図 3.6 より、 $Z_b$  の変動における最小値と最大値の差である PV 値は 0.0386 であった。よって  $Z_b$  の測定誤差 $\varepsilon_z$  は  $\pm 0.0193$  であった。また、図 3.6 には  $Z_b$  の周期的な変動が見られるが、これは CCD 表面上で生じる多重反射光の影響と考えられる。CCD の構造上、この影響は取り除くことができないため、現在のシステムにおける  $Z_b$  の測定精度の限界値は約 0.01rad であった。

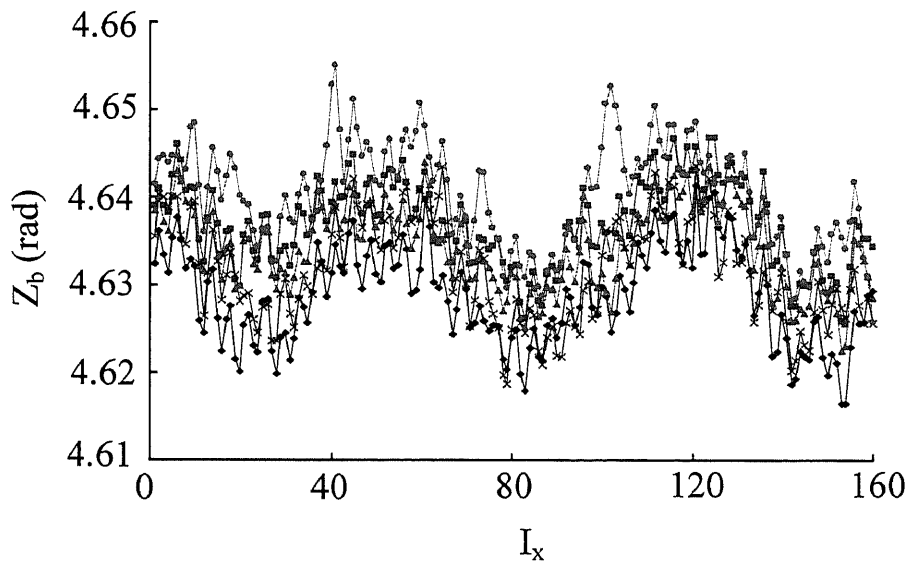


図 3.6  $Z_b$  の安定度

### 3.5 光路差 $L$ に対する $Z_b$ の変化と測定誤差 $\varepsilon_D$

$Z_b$  と  $L$  は式(2.24)で表されるように比例関係にある。そこで比例定数  $D=2\pi b/\lambda_0^2$  を求め、その測定誤差について検討する。図 3.3 に示す測定物体のミラーをマイクロメーターで移動させ、0~50 $\mu\text{m}$  まで 5 $\mu\text{m}$  の間隔で光路差変化  $\Delta L$  を与え、その変化に対する  $Z_b$  の値を求めた。ここで手動のマイクロメーターでは移動距離の精度や読み取り誤差が問題となるため、移動距離の測定にはレーザ変位計を用いた。レーザ変位計は東京精密社の LAZAX(L-DD-01)を用い、測定物体の後方に配置し移動距離を測定した。このレーザ変位計の測定精度は $\pm 0.1\mu\text{m}$  である。スキャナーへの印加電圧を交流で 190mV としたときの光路差変化に対する  $Z_b$  の測定結果を図 3.7 に示す。

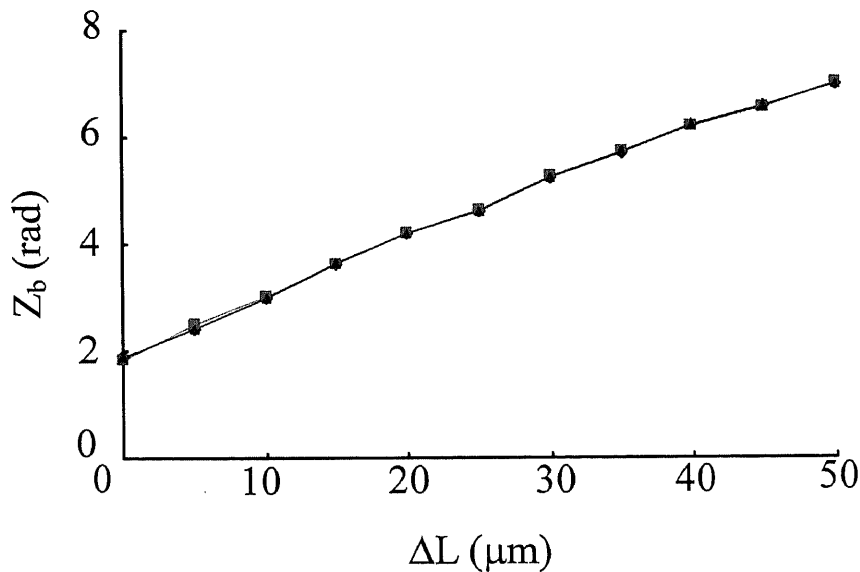


図 3.7 光路差変化に対する  $Z_b$  の変化

5 分間隔で 3 回測定し、それぞれの測定に対して最小 2 乗法で直線を求めることにより、その直線の傾きから比例定数  $D$  が得られた。結果を表 3.1 に示す。 $D$  の各測定値の平均値を求めた結果  $D=0.1037$  が得られた。この値と式(2.24)より、波

長走査振幅  $b$  は  $b=10.05\text{nm}$  であった。次に比例定数の誤差を求める。比例定数  $D$  の逆数  $1/D$  の誤差を  $\varepsilon_D$  とすると、 $1/D$  は  $9.625\sim 9.662$  であるため誤差  $\varepsilon_D$  は  $\varepsilon_D=0.0185$  であった。

表 3.1 比例定数  $D$  の時間的変動

Time(min)	比例定数 $D$	$1/D$
0	0.1039	9.625
5	0.1035	9.662
10	0.1038	9.634

### 3.6 測定誤差と測定範囲

波長以上の光路差  $L_z$  の測定誤差を  $\varepsilon_L$  とすると、 $D$  の測定誤差  $\varepsilon_D$  と  $Z_b$  の測定誤差  $\varepsilon_z$  を用いて

$$L_z + \varepsilon_L = \left( \frac{1}{D} + \varepsilon_D \right) (Z_b + \varepsilon_z), \quad (3.3)$$

という式が表される。この式を  $\varepsilon_z \varepsilon_D \ll 1$  として展開すると

$$\begin{aligned} L_z + \varepsilon_L &= \left( \frac{1}{D} + \varepsilon_D \right) (Z_b + \varepsilon_z) \\ &= \frac{1}{D} Z_b + \frac{1}{D} \varepsilon_z + Z_b \varepsilon_D + \varepsilon_z \varepsilon_D \\ &\simeq \frac{1}{D} Z_b + \frac{1}{D} \varepsilon_z + Z_b \varepsilon_D, \end{aligned} \quad (3.4)$$

となる。これより  $L_z$  の測定誤差  $\varepsilon_L$  は、

$$\varepsilon_L = \frac{1}{D} \varepsilon_z + Z_b \varepsilon_D, \quad (3.5)$$

である。

3.4、3.5 節より  $\varepsilon_z=0.0193$ 、 $\varepsilon_D=0.0185$  であったため、これらの値を式(3.5)に代入すると、

$$\begin{aligned}\varepsilon_L &= 9.640 \times 0.0193 + Z_b \times 0.0185 \\ &= 0.186 + 0.0185 Z_b,\end{aligned}\tag{3.6}$$

となる。この誤差  $\varepsilon_L$  が  $\lambda_0/2$  以下にならないければ、 $L_z$  および  $L_\alpha$  の組み合わせができない。したがって、 $Z_b$  の測定範囲は

$$\begin{aligned}\varepsilon_L &= 0.186 + 0.0185 Z_b \leq \frac{\lambda_0}{2}, \\ Z_b &\leq 10.92 \text{ (rad)}\end{aligned}$$

であった。

### 3.7 鏡面物体の段差測定

厚さ 1.01mm と 1.02mm のブロックゲージによって 10 $\mu$ m の段差幅を作り、測定物体とした。測定物体の外観を図 3.8 (a)に、CCD により撮影された干渉縞の様子を図 3.8 (b)に示す。測定範囲は水平方向 4.756mm、垂直方向 2.376mm である。このときの光源の中心波長は 776.03nm、波長走査振幅  $b$  は  $b=8.58$ nm であった。

はじめに、光路差の異なる点  $P_A(I_x=40, I_y=40)$ 、 $P_B(I_x=120, I_y=40)$  において得られた  $\Phi(t)$  とそのフーリエ変換  $\mathfrak{F}\{\Phi(t)\}$  をそれぞれ図 3.9、3.10 に示す。図 3.9 より、光路差の変化により  $\Phi(t)$  の振幅、つまり  $Z_b$  の振幅が異なっていることがわかる。また、図 3.10 より変調周波数以外のノイズ成分は十分に小さいことがわかる。

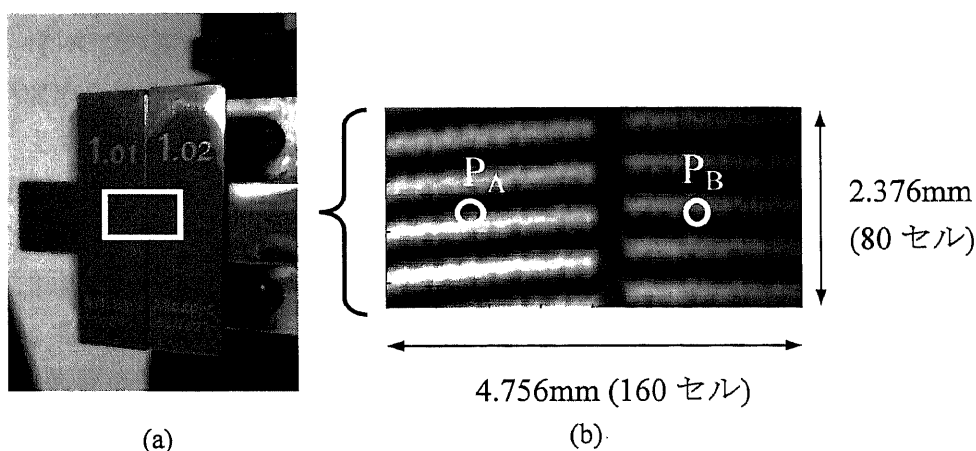
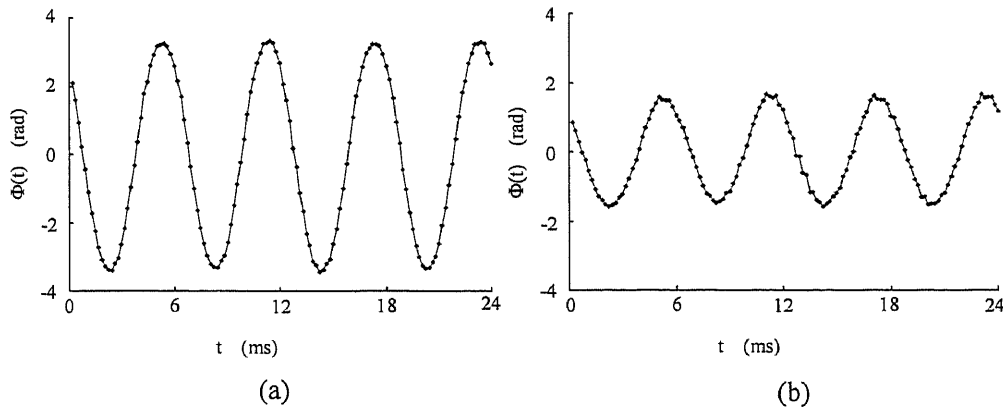
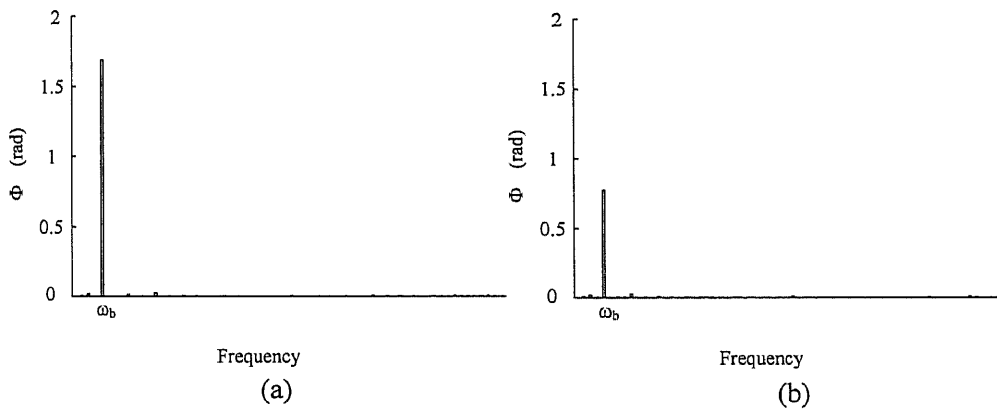


図 3.8 (a)測定物体の外観と(b)干渉信号

図 3.9 (a)P<sub>A</sub> 点と(b)P<sub>B</sub> 点における $\Phi(t)$ 図 3.10 (a)P<sub>A</sub> 点と(b)P<sub>B</sub> 点における $\mathfrak{F}[\Phi(t)]$ 

次に、すべての測定点に対して得られた  $Z_b$ 、 $\alpha$  から式(2.24)、(2.25)より光路差  $L_z$ 、 $L_\alpha$  が求められた。また、式(2.39)により得られた  $L_z$  と  $L_\alpha$  から縞次数  $m$  が求められた。しかしながら、図 3.8 (b)に示されているように2つのブロックゲージの境界付近は、光が回折し干渉信号が極めて弱くなるため、正しい測定値が得られなかった。正しい測定値が得られた  $I_x=1\sim 73$  の領域における  $m$  を  $m_L$ 、 $I_x=84\sim 160$  の領域における  $m$  を  $m_R$  とすると、それらの値の分布はそれぞれ図 3.11(a)、(b)に示される。図より  $m_L$ 、 $m_R$  とともに得られた縞次数は唯一のものではなかった。これは CCD 表面の多重反射による干渉やその他の光の干渉により、3.6 節で示した  $L_z$  の測定誤差の許容値を超えてしまったことによるものと考えられる。しかしながら、これらの割合は測定領域においてわずか2~3%であり、図 3.8 (b)の干渉縞が

らもわかるように、それぞれの測定領域内では不連続な点が存在していない。このため、縞次数  $m_L$  と  $m_R$  はそれぞれ  $m_L=28$ 、 $m_R=54$  と見なすことができる。これより段差の測定結果は図 3.12 となった。 $I_y=40$  における  $I_x$  の段差の分布を図 3.13 に、測定値を表 3.2 に示す。また、 $I_x=1\sim 73$  の範囲で位置  $P$  の平均値を求めた。これより平均値は  $10.982\mu\text{m}$  であった。同様に  $I_x=84\sim 160$  の範囲で平均値を求めた結果、平均値は  $21.002\mu\text{m}$  であった。この結果、段差幅の平均値は  $10.020\mu\text{m}$  であった。連続3回の繰り返し測定の結果、測定誤差はおよそ  $3\text{nm}$  であった。

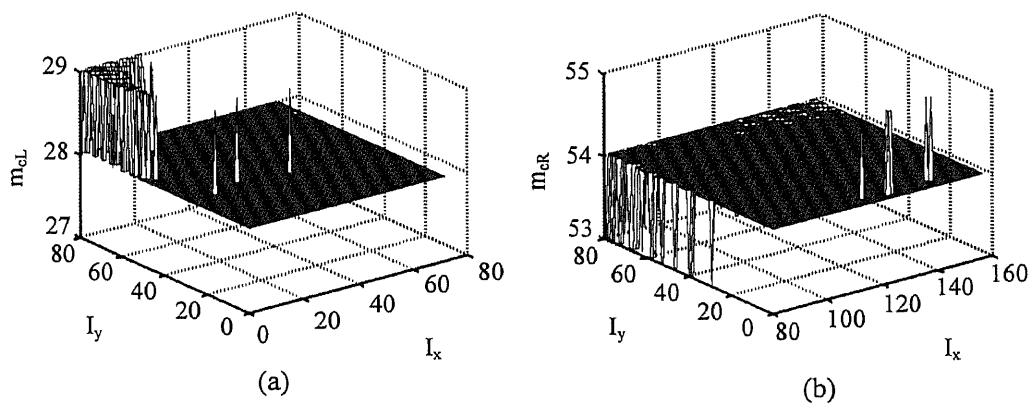


図 3.11 (a)縞次数  $m_L$  と (b)縞次数  $m_R$  の分布

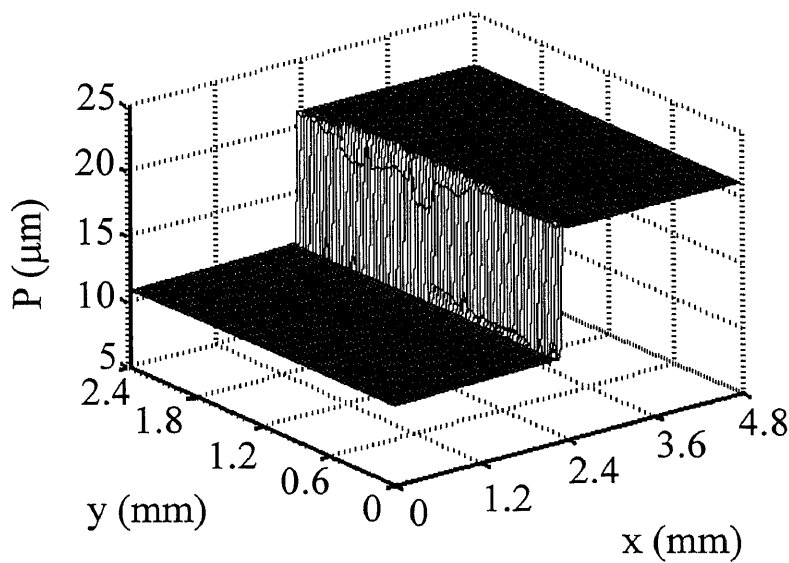
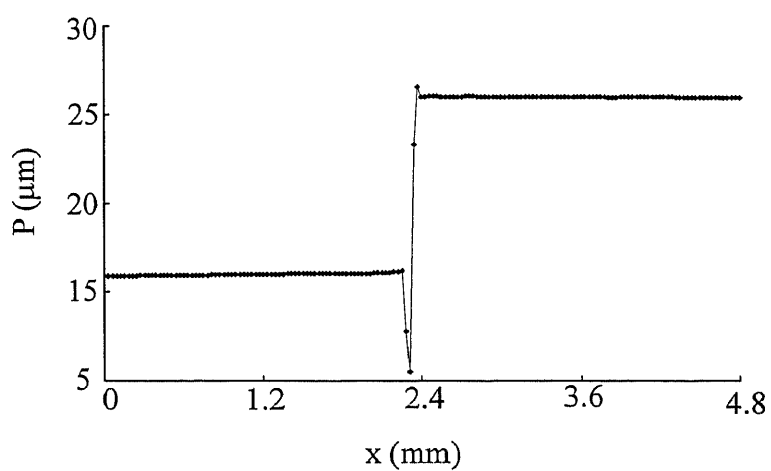


図 3.12 段差形状

図 3.13  $I_y=40$  における段差形状表 3.2  $I_y=40$  における  $I_x$  の各測定値

$I_x$	$Z_b(\text{rad})$	$L_z(\mu\text{m})$	$\alpha(\text{rad})$	$L_\alpha(\mu\text{m})$	$m_c$	$P(\mu\text{m})$
10	1.965	21.92	0.485	0.060	28.2	10927
30	1.968	21.94	0.967	0.113	28.1	10983
50	1.984	22.26	1.332	0.164	28.4	11028
70	1.979	22.00	1.870	0.231	28.0	11095
90	3.774	41.95	0.755	0.093	53.9	21045
110	3.799	42.02	0.577	0.071	54.1	21023
130	3.786	42.02	0.358	0.044	54.1	20996
150	3.779	41.97	0.229	0.028	54.1	20980

### 3.8 粗面物体の形状計測

粗面物体に光を照射すると反射光は散乱光となる。レーザ光を照射した場合には、測定物体の表面上の凹凸からの反射光同士が干渉してスペックルパターンが生じる。鏡面物体と粗面物体をレンズで結像したときの位相の分布を図 3.14 に示す。

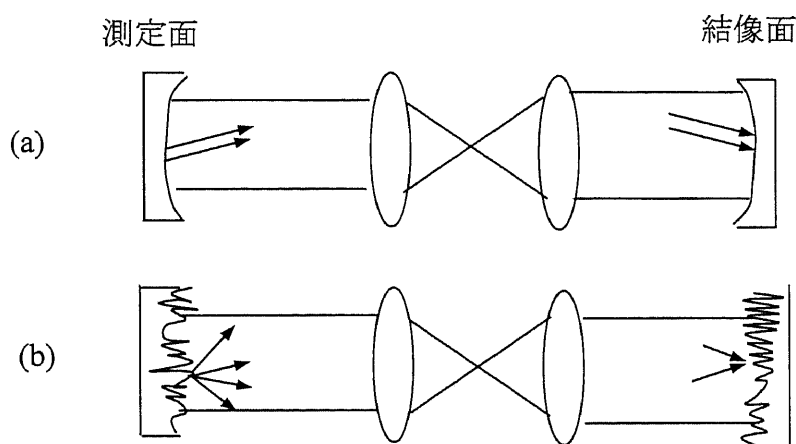


図 3.14 レンズによる光場の生成

ある一つの点から反射する光はレンズを通り、結像面に光場を作る。同様に、一つの点付近の光もレンズを通り、光場を作る。測定面が鏡面である場合には、ほとんどすべての光がレンズを通り、結像面に光場を作るため、得られる位相は測定面と同様となる。しかしながら、測定面が粗面の場合には一つの点から反射する光は必ずしもレンズを通るとは限らない。このときに光場で形成される位相の分布は測定面での位相とは異なる。このため、従来の位相のみを用いる干渉計では測定が困難となる。これに対して、波長走査干渉計では波長以上の光路差が存在する物体でも絶対的な光路差を求めることができる。<sup>9-10)</sup> また、測定は CCD の各セルにより得られるため、ある測定点において正しい結果が得られなくても、隣接する測定点から形状を推定することができる。本研究では正弦波状波長走査干渉計とレンズのフーリエ変換作用を利用することにより、粗面物体の概形を測定することを目的とした。

レンズによるフーリエ変換作用を図 3.15 に示す。一般にレンズは空間フーリエ変換の作用がある。測定物体をレンズの前方に焦点距離  $F$  の位置に配置すると、

レンズの後方  $F$  の距離に測定物体のフーリエ変換像が現われる。測定物体が(a)のように平面であると、物体像の空間周波数は非常に低いため、フーリエ変換面では周波数の低い中心付近に光が集まる。測定物体が(b)のようにある程度の空間周波数をもった形状であるなら、フーリエ変換面では空間周波数に依存した広がりとなる。測定物体が(c)のように粗面である場合には、非常に高い空間周波数をもつため、フーリエ変換面ではかなりの広がりをもった像となる。最後に測定物体が(d)のように粗面物体であってもある低い空間周波数をもつ形状であるなら、フーリエ変換面には低い空間周波数の概形が広がる。よって CCD をフーリエ変換面に置くことで、測定物体の空間周波数分布を観察することができる。また、ピンホールにより特定の周波数成分のみを取り出すことで形状計測が行える。

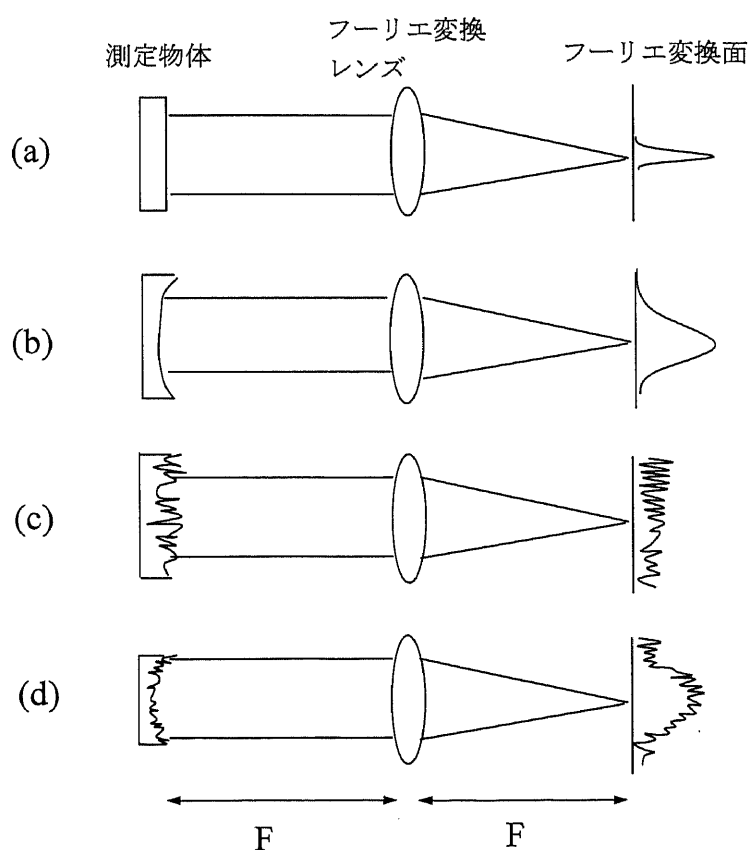


図 3.15 レンズによるフーリエ変換作用

### 3.9 粗面物体の形状計測における実験装置の構成

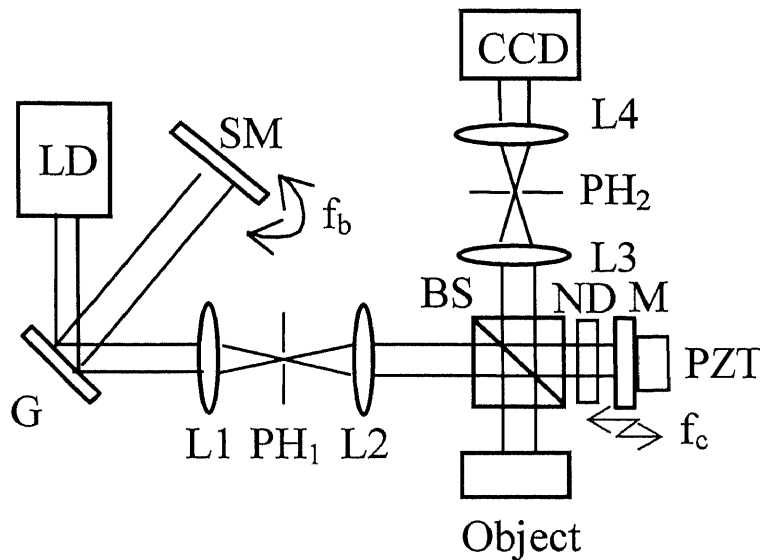


図 3.16 干渉計の構成

粗面の形状計測における実験装置の構成を図 3.16 に示す。干渉計の光源には鏡面計測と同様の外部共振器型の正弦波状波長走査光源を用いた。測定物体は図 3.17 に示すアルミ板であり、4mm×4mm 程度の領域にわたりくぼみが存在する物体である。実験での測定箇所は比較的くぼみの浅い  $P_C$  とくぼみの深い  $P_D$  の領域である。これらの領域では、平面の領域に比べて反射光が非常になくなる。CCD のダイナミックレンジは高くないため、平面とくぼみの領域を同時に測定するには光強度の調整が必要となる。そこで、レンズ  $L1$  と  $L2$  に焦点距離  $f_1=15\text{mm}$ 、 $f_2=50\text{mm}$  のレンズを用い、測定物体に入射するビーム径の半値幅を約 3mm とした。ビームの強度が最大となる点をくぼみの中心に合わせることで、くぼみの領域と平面の領域の光強度がほぼ同じであった。また、物体光は非常に弱いので、参照光に透過率 0.1% の減衰板 ND を入れることで光強度比の調整を行った。測定物体をレンズ  $L3$ 、 $L4$  により CCD 上に結像した。 $f_3=150\text{mm}$ 、 $f_4=100\text{mm}$  であったので像倍率は  $2/3$  であった。CCD の使用セルは水平方向 160 セル、垂直方向 80 セルであるので、物体上での測定領域は水平方向 4.756mm、垂直方向 2.376mm で

ある。

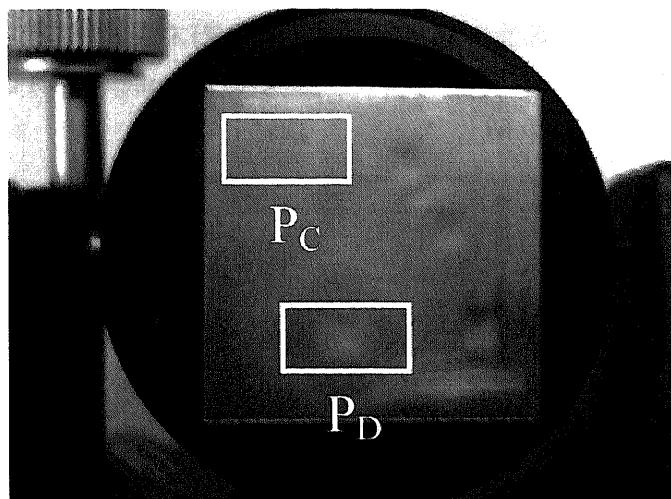


図 3.17 測定物体の外観

### 3.10 粗面物体の測定結果

3.9 節で述べたように、フーリエ変換面には測定物体の空間周波数に依存した像が形成される。そこで、まずフーリエ変換面に CCD を置き、得られる像のパターンを撮影した。結果を図 3.18 に示す。図 3.18(a)、(b)、(c)は測定物体がそれぞれミラー、アルミ板の平面部分、アルミ板の浅いくぼみ部分  $P_C$  のフーリエ変換像である。図 3.18(a)のミラーによるフーリエ変換像は空間周波数が低いため、像の広がり  $200\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$  程度であった。図 3.18(b)のアルミ板の平面部ではランダムなパターンの中に  $1\text{mm} \times 100\text{mm}$  程度の強い像が得られた。垂直方向への大きな広がり、測定物体が完全にランダムな粗面ではなく、垂直方向へ高い空間周波数を持つ形状になっているものと考えられる。図 3.18(c)では(b)に比べ水平方向へ光強度が強く分布する領域が広がる像が得られた。この  $2\text{mm}$  程度の広がりがくぼみの空間周波数に対応しているものと考えられる。くぼみの形状は水平、垂直方向へほぼ等しい形状であるので、垂直方向に対しても  $2\text{mm}$  程度の広がりがあると考えられる。そこで  $\text{PH}_2$  に直径  $2\text{mm}$  のピンホールを用いて、フーリエ変換面からくぼみの空間周波数以下の成分をとりだした。干渉信号より得られる位相  $\alpha$  はラン

ダムに分布するため、二重正弦波位相変調法において  $Z_b$  と  $\alpha$  を結びつけることができない。そこで光路差  $L$  は  $Z_b$  から得られる値のみを用いる。測定点  $P_C$  での  $I_y=10$  における  $Z_b$  の分布を図 3.19 に示す。このときの光源の中心波長は  $776.03\text{nm}$ 、波長走査振幅  $b$  は  $b=8.58\text{nm}$  であった。

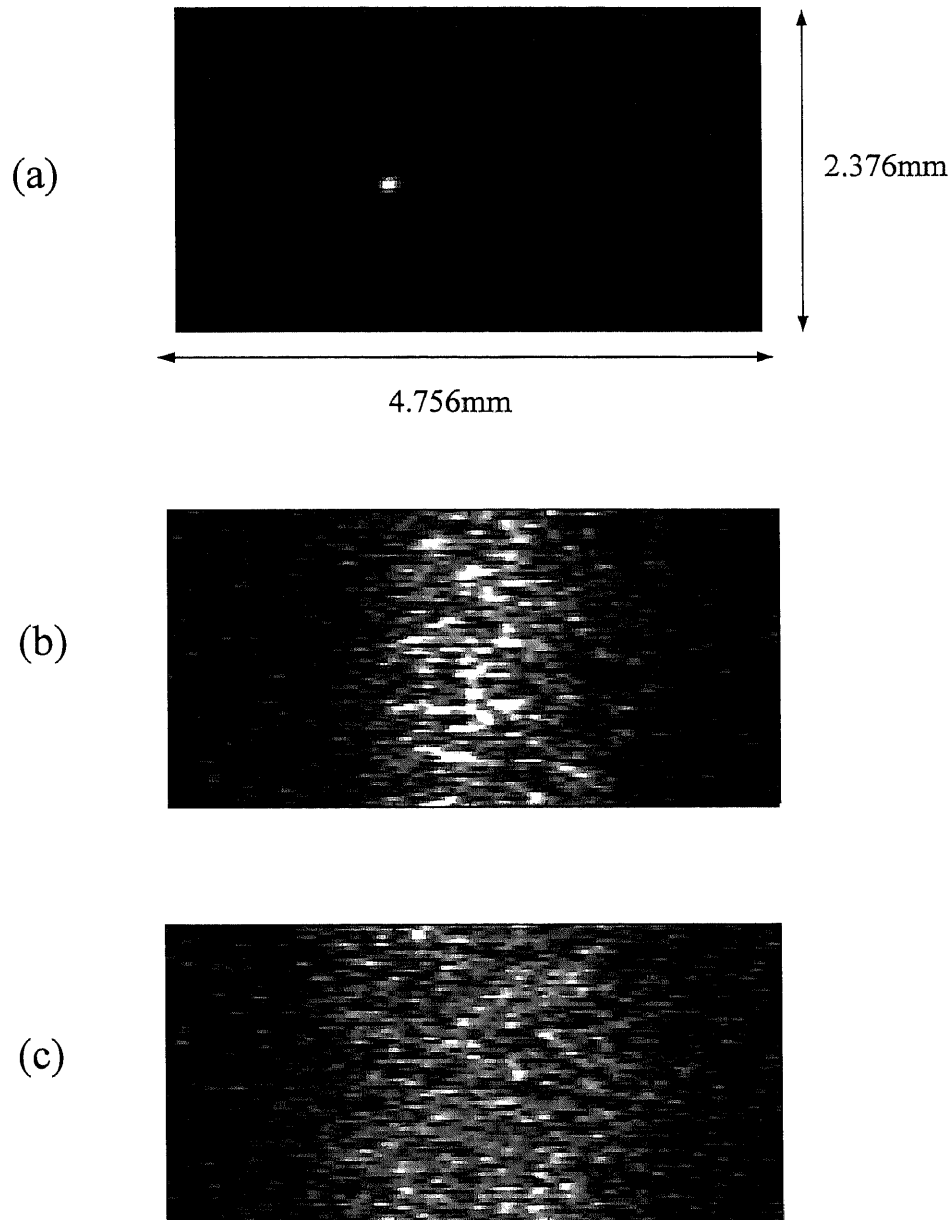


図 3.18 (a)ミラー、(b)粗面物体の平面、(c)粗面物体のくぼみのフーリエ変換像

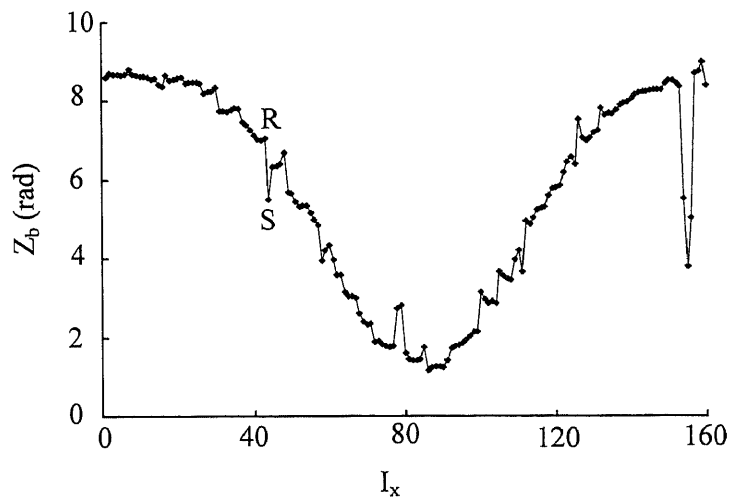
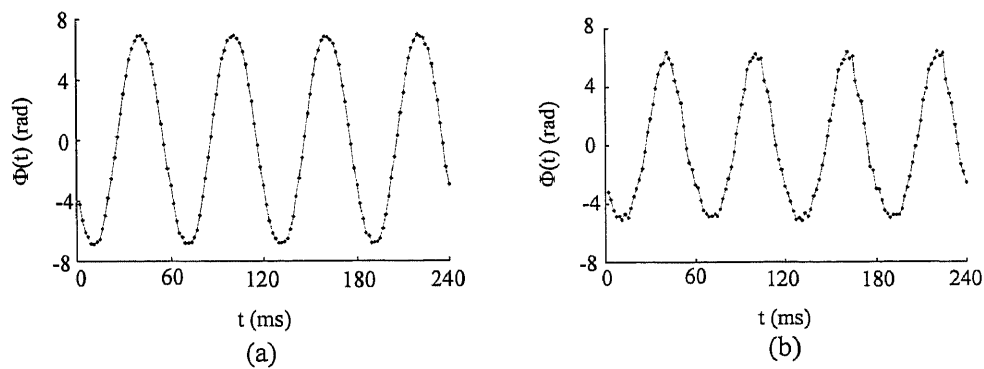
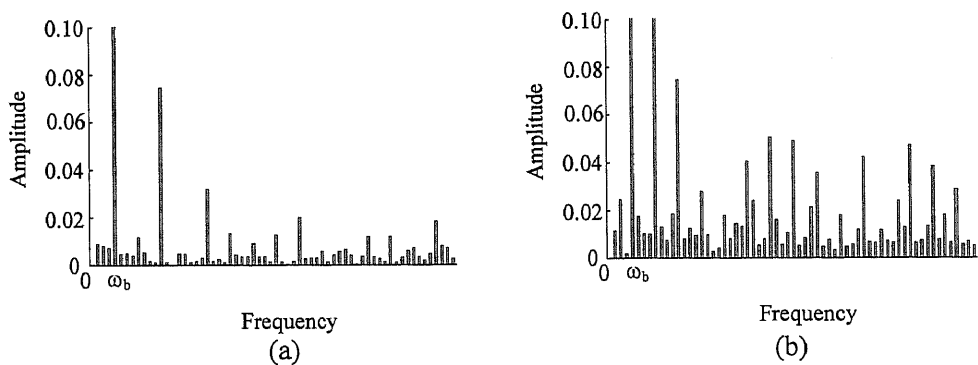
図 3.19  $I_y=10$  における  $Z_b$  の分布

図 3.19 より粗面物体の概形が得られた。場所により  $Z_b$  の値が急激に変化している点が存在した。そこで  $Z_b$  が急激に変化した 2 つの点 R、S について信号を比較した。図 3.20 に  $\cos\Phi(t)$  の信号を、また図 3.21 に  $\cos\Phi(t)$  をフーリエ変換した信号をそれぞれ示す。

図 3.20 (a)R 点と(b)S 点における  $\cos\Phi(t)$ 図 3.21 (a)R 点と(b)S 点における  $\mathfrak{F}[\cos\Phi(t)]$

測定点 R では鏡面物体と同様に高い S/N 比となっていた。しかし、測定点 S ではノイズの成分が大きくなり、正しい測定が行われていない。そこで  $\omega_b$  以外の周波数成分の平均値を求め、この値を閾値と比較することで、正しい値が得られたかどうかを判定した。閾値を 0.02rad に設定して形状を測定した結果を図 3.22 に示す。ここで、ノイズが閾値を越えた点では  $Z_b$  の値を取り除いた。測定面の全体に対するエラーの割合を求めたところ 6.7%であった。

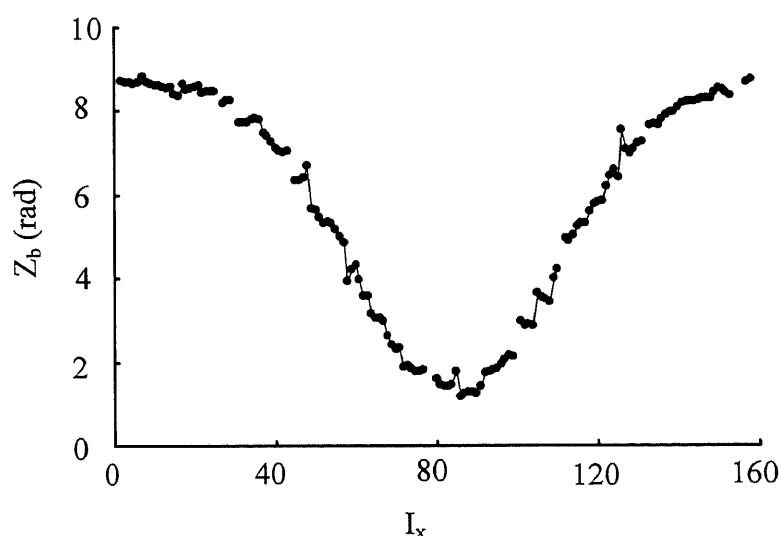


図 3.22 エラーセルを取り除いた  $I_y=10$  における  $Z_b$  の分布

次にピンホール  $PH_2$  のサイズを変えて測定をおこなった。結果を図 3.23 に示す。図 3.23 の(a)、(b)、(c)、(d)のピンホールのサイズはそれぞれ、0.4mm、1mm、3mm、4mm であった。ピンホールを 2mm より小さくすると、図 3.23 の(a)、(b)のように傾斜が急、つまり空間周波数が高い点からの光がピンホールにより遮られるため、形状が求められない。逆にピンホールが大きくなるとノイズの原因となる高い周波数の成分が混ざり、エラーのセル数が増える。表 3.5 にピンホールのサイズとエラーのセル数の関係を示す。この結果より、ピンホールサイズは 2mm の時に最良の結果が得られた。

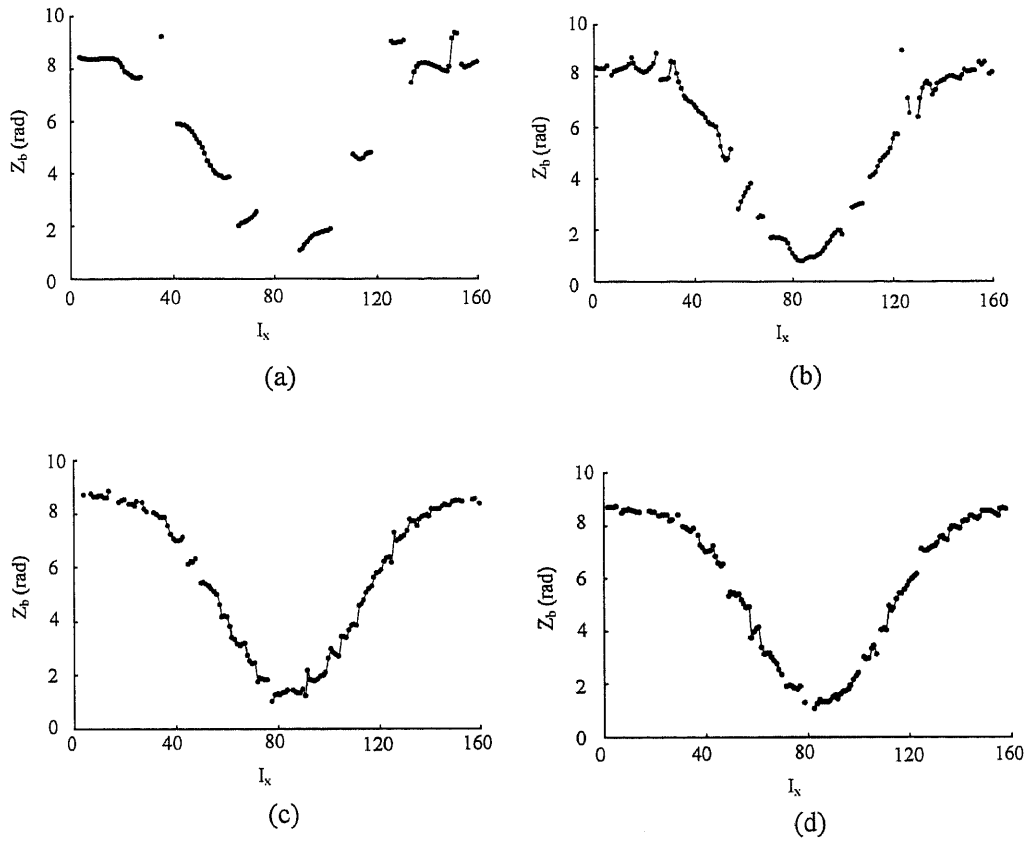


図 3.23 ピンホールサイズ(a)0.4mm、(b)1.0mm、(c)3.0mm、(d)4.0mm のときの  $I_y=10$  における  $Z_b$  の分布

表 3.3 ピンホールサイズとエラーセル数の関係

ピンホールサイズ(mm)	エラーセル数(pixel)	全セル数に対する割合(%)
0.4	2504	19.6
1	1647	12.9
2	859	6.7
3	1536	12.0
4	1816	14.2

今回の形状計測の目的はくぼみ部分の深さやゆるやかな形状を求めることであるので、ピンホールサイズが  $2\mu\text{m}$  のときに得られた形状から高い周波数成分をフィルタリングした。2次元の形状計測結果を図 3.24 に示す。くぼみの最下点の位置  $P$  は  $5.5\mu\text{m}$  であった。最高点は  $50.8\mu\text{m}$  であったため、くぼみの深さは  $45.3\mu\text{m}$  であった。また、連続3回測定の結果、繰り返し測定誤差は RMS 値で  $0.5\mu\text{m}$  であった。

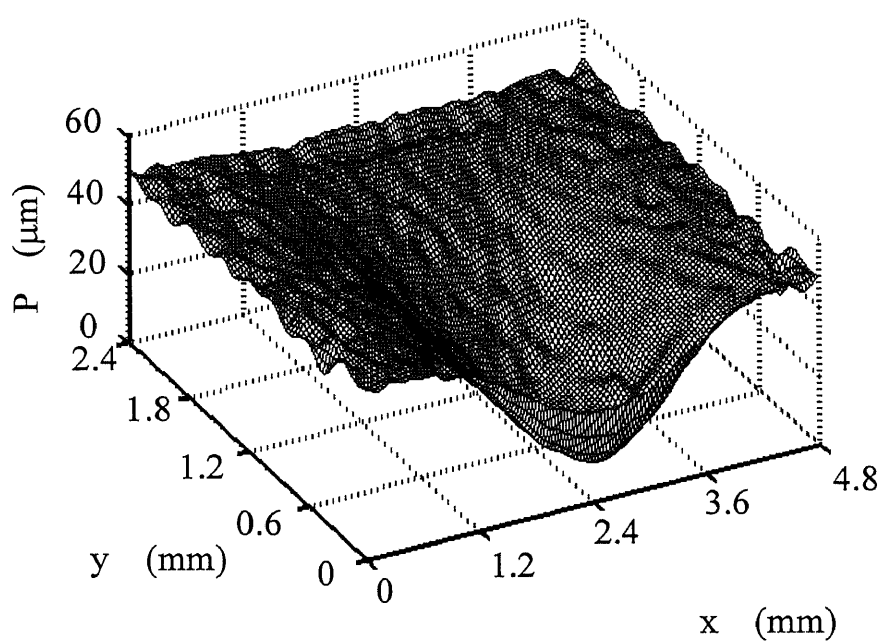


図 3.24 粗面物体の形状

つぎに測定点  $P_D$  についての測定結果を図 3.25 に示す。 $Z_b$  の測定可能範囲はおよそ  $12\text{rad}$  と限りがあるため、波長走査振幅  $b$  が  $b=8.58\text{nm}$  の時は  $67\mu\text{m}$  の深さまでしか測定することができない。波長走査幅を意図的に小さくすることで、測定範囲を拡大させることができるが、波長走査幅を小さくしすぎると測定誤差も大きくなるため測定物体の深さに合わせて調整した。このときの光源の中心波長は  $776.03\text{nm}$ 、波長走査振幅  $b$  は  $b=2.86\text{nm}$  であった。測定点  $P_C$  と同様にピンホールのサイズを変更して測定を行うと、 $2\text{mm}$  の時に最もエラーのセル数が少なくなった。本来、くぼみが深くなるほどフーリエ変換面で像が広がるため、最適なピンホールサイズは  $P_C$  点を測定したときよりも大きくなるはずである。しかしながら、ピンホールサイズの拡大に伴うノイズ成分の増加がより支配的であったと考えられる。ピンホールを  $2\mu\text{m}$  としたときの 2 次元の形状測定結果を図 3.3 に示す。くぼみの最下点の位置  $P$  は  $28.6\mu\text{m}$  であった。最高点は  $170.1\mu\text{m}$  であったため、くぼみの深さは  $141.5\mu\text{m}$  であった。連続 3 回測定の結果、繰り返し誤差は RMS 値で  $2.5\mu\text{m}$  であった。

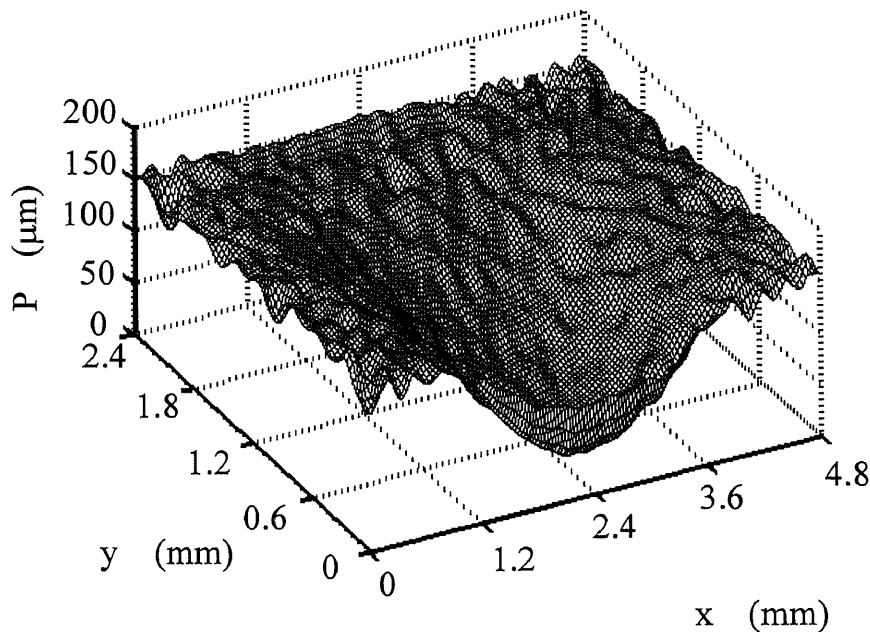


図 3.25 粗面物体の形状

### 3.11 まとめ

本章では1つの反射面を有する測定物体の形状を計測する方法を示した。外部共振器型の波長可変半導体レーザを用いることにより、波長走査振幅が最大で20.4nmの光源が容易に得られた。この光源を用いた二重正弦波位相変調干渉計を構成し、測定誤差と測定範囲について検討した。干渉計の基本的な測定能力を確かめるため、段差幅約10 $\mu$ mの鏡面物体を測定した。測定の結果、平均段差幅は10.020nmであり、繰り返し測定の誤差はおよそ3nmであった。つぎに、粗面物体の測定方法を示した。粗面物体ではスペックルパターンが生じるが、波長走査干渉計と適切なサイズのピンホールをフーリエ変換面に用いることにより測定が可能であることを示した。直径2mmのピンホールを用いることにより、深さ約50 $\mu$ mと150 $\mu$ mのくぼみ形状を測定することができた。

## 第4章 薄板の形状計測

### 4.1 はじめに

粗面物体と同様に薄膜の形状を高い精度で測定することは重要である。たとえば液晶ディスプレイや半導体の生産過程におけるITO膜(インジウム錫酸化膜)や $\text{SiO}_2$ 膜(シリコン酸化膜)を測定する需要は増えてきている。膜厚を測定するための多くの測定器が開発されたが、これらは1点測定のものであり、2次元の形状を測定するためには非常に時間がかかる問題がある。2次元の膜厚や表面形状を測定するため、白色干渉計や波長走査干渉計が研究されてきた。<sup>11-12)</sup>しかしながら、膜厚が薄い場合、白色干渉計では2つの干渉信号の振幅が重なり、直線状波長走査干渉計では2つのスペクトル周波数のピークが重なり、これら2つの成分を正確に分けることが困難となる。よって、膜厚の薄い測定物体に対しては、これら従来の方法では測定物体の位置を正確に求めることができなくなる。文献13では白色干渉計にて光路差がゼロ付近で現われる干渉信号の位相を検出し、検出した位相と理論的な位相の差の二乗和を誤差関数とし、この誤差関数を最小化することにより、測定物体の位置を求めている。この場合も光路差変化にはピエゾ素子などの機械的駆動部を有するため、測定精度や測定時間は機械的走査に強く依存する。文献14,15では音響光学波長可変フィルターを用いた直線状の波長走査干渉計を構成し、約100nmの波長走査幅を用いている。この場合も、誤差関数を最小化することにより膜厚と表面形状を測定している。

本章では、二重正弦波位相変調干渉計を用いた薄板の形状計測を行う。二重正弦波位相変調干渉計と比較するために、薄膜測定に用いられる白色干渉計と直線状波長走査干渉計の原理を4.2節で説明する。膜のように2つの反射面を持つ物体では、多重反射光が生じ、光路差の異なる物体光がいくつか存在する。そこで4.3節ではフレネルの法則に従い、2つの反射面を有する測定物体において多重反射する物体光の強度について検討する。4.4.1節では2つの物体光が存在した場合の干渉計の原理について述べる。2つの物体光が存在した場合には、参照光との干渉だけでなく物体光同士も干渉するため、これが測定誤差の原因となる。二重正弦波位相変調干渉計では、参照光に位相変調を加えることにより、参照光との干渉により生じる信号のみを取り出すことができる。しかしながら、2つの干渉信号が重なっているため、従来の二重正弦波位相変調法では光路差を求めること

ができない。そこで4.4.2節では信号推定処理法を用い、光路差を求める方法について述べる。信号推定処理法では理論式より得られた信号と、検出信号を理論式と同様の信号処理を行うことにより得られた信号の差の二乗和を誤差関数とし、この誤差関数を最小化することにより光路差を求める。誤差関数で比較する信号は  $\sin$  や  $\cos$  などの周期的な信号であるので、この周期に従って多数の極小値が存在する。計測時間を短くするためには、よい初期値の設定が重要であるので、この初期値の設定について4.4.3節で述べる。4.5節では薄板の形状計測を行うための干渉計の構成を示す。測定物体は厚さ約  $20\mu\text{m}$  のシリカガラス板である。最後に4.6節で形状計測の結果を示す。

## 4.2 薄膜測定のための干渉法

### 4.2.1 白色干渉法

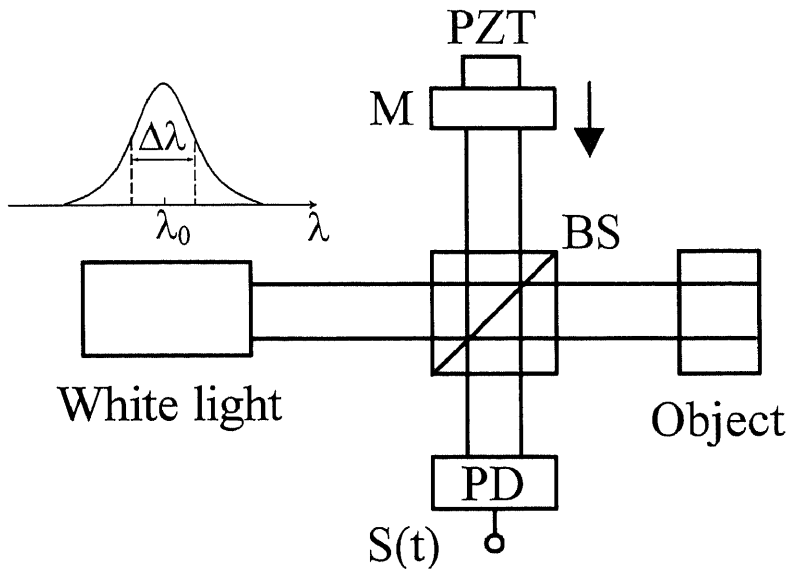


図 4.1 白色干渉計

図 4.1 に白色干渉計の構成を示す。光源には発振スペクトル幅の広いハロゲンランプなどの白色光源が用いられる。光源の中心波長を $\lambda_0$ 、参照光と物体光の光路差を $L$ とする。簡単のために物体光と参照光の強度は等しいとし、スペクトルを $i(\lambda)$ とすると、波長 $\lambda$ の光による干渉信号は

$$S(L, \lambda) = i(\lambda) [1 + \cos(2\pi L / \lambda)], \quad (4.1)$$

である。一般に多波長に対する信号強度 $I_0$ は各成分の重ね合わせにより

$$I_0 = \int_0^\infty i(\lambda) d\lambda, \quad (4.2)$$

である。計算を簡単にするため $k=2\pi/\lambda$ と置き換えると

$$I_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty i(k) dk, \quad (4.3)$$

となる。よって光路差変化に対する干渉信号は式(4.1)、(4.3)より

$$\begin{aligned}
S(\Delta L) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} i(k) [1 + \cos(k\Delta L)] dk \\
&= I_0 + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} i(k) \cos(k\Delta L) dk,
\end{aligned} \tag{4.4}$$

である。ここで、 $k=k_0 \pm \Delta k/2$  の範囲において  $i(k)=\pi I_0/\Delta k$ 、その他の範囲において  $i(k)=0$  とすると式(4.4)は

$$\begin{aligned}
S(\Delta L) &= I_0 \left[ 1 + \frac{1}{\Delta k} \int_{k_0 - \Delta k/2}^{k_0 + \Delta k/2} \cos(k\Delta L) dk \right] \\
&= I_0 \left[ 1 + \frac{\sin(\Delta k \Delta L / 2)}{\Delta k \Delta L / 2} \cos(k_0 L) \right],
\end{aligned} \tag{4.5}$$

となる。ここで

$$R(\Delta L) = \left| \frac{\sin(\Delta k \Delta L / 2)}{\Delta k \Delta L / 2} \right|, \tag{4.6}$$

とし、この  $R(\Delta L)$  をコヒーレンス関数という。また、 $R(\Delta L)$  が 0 でない値をとる  $\Delta L$  の最大値をコヒーレンス長と呼ぶ。上式よりコヒーレンス長  $l_c$  は

$$l_c = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda}, \tag{4.7}$$

である。これより、コヒーレンス長はスペクトル半値幅に反比例している。ハロゲンランプを用いた場合、コヒーレンス長はおよそ  $2\mu\text{m}$  程度である。この短いコヒーレンス長を利用して測定物体の位置を求める方法が白色干渉の基本原理である。図 4.2 に物体の位置と干渉信号の関係を示す。白色干渉計では、参照面を移動させ、干渉信号の振幅のピーク位置から測定物体の位置を求めることができるが、光路差変化は圧電素子 PZT などの機械的な走査を必要とする。よって、この機械的な走査の精度が測定精度に強く依存する。また、測定精度を高くするためには図 4.2 に示すように  $\lambda/2$  以下の位相を求める必要があるため、走査のステップは数百 nm 以下にしなければならない。このため膜厚が厚い場合には測定時間は長いという問題点がある。

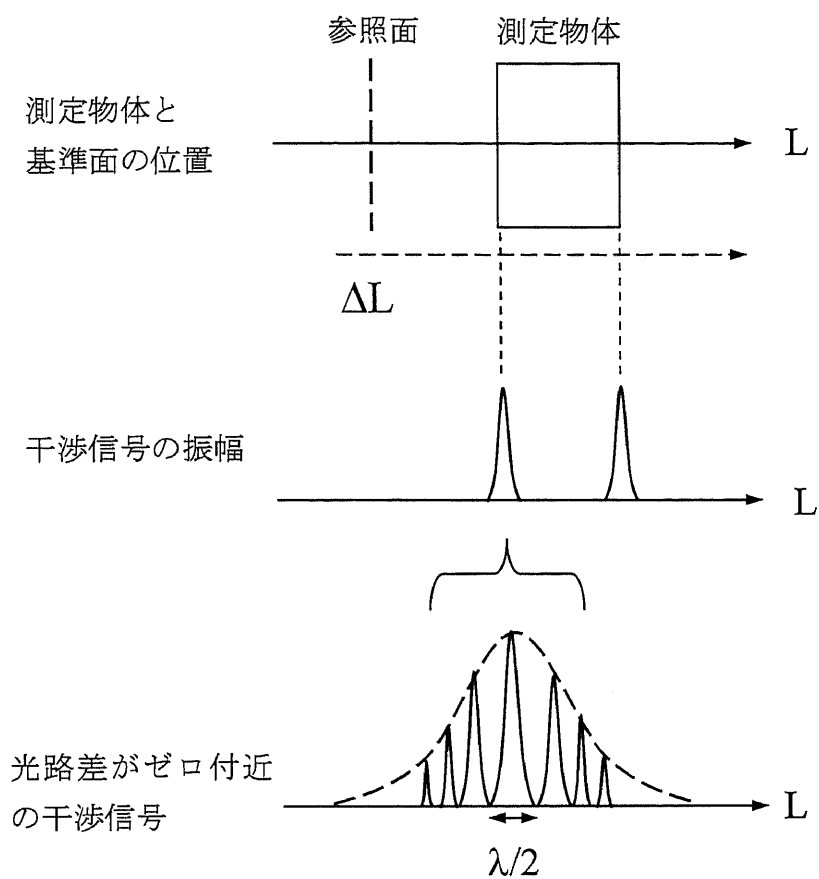


図 4.2 光路差変化と干渉信号の振幅の関係

### 4.2.2 直線状波長走査干渉法

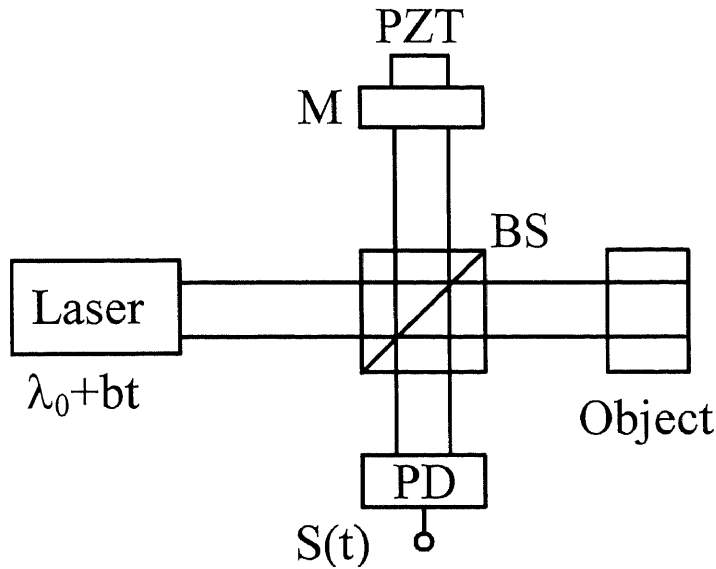


図 4.3 直線状波長走査干渉計

図 4.3 に直線状波長走査干渉計の構成を示す。直線状波長走査干渉計ではミラーを動かす代わりに、光源の波長を直線的に走査する。時間的に直線状に波長を走査すると

$$\lambda(t) = \lambda_0 + bt, \quad (4.8)$$

と表される。参照面と測定物体の前方反射面との光路差を  $L_1$ 、後方反射面との光路差を  $L_2$  とする。まず簡単のために、参照面と測定物体の前面の光路差が同じ、つまり  $L_1=0$  になるように物体の位置を調整する。このとき得られる干渉信号は

$$\begin{aligned} S(t) &= I_1 + I_2 \cos\left(\frac{2\pi L_2}{\lambda + \Delta\lambda}\right) \\ &= I_1 + I_2 \cos\left(\frac{2\pi L_2}{\lambda} - 2\pi f_b t\right), \end{aligned} \quad (4.9)$$

となる。直線状波長走査干渉計では、一般的にビート周波数  $f_b$  を用いて表記される。このビート周波数  $f_b$  は

$$f_b = \frac{b}{\lambda_0^2} L_2, \quad (4.10)$$

である。干渉信号をフーリエ変換することで測定物体の位置を求めることができる。ここで図 4.4 に示されるように、反射面の位置から像が広がる。この像の広がり  $L_s$  は波長走査幅に依存し、

$$L_s = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}, \quad (4.11)$$

と表される。つぎに、参照面が測定物体の前面より手前にある場合には図 4.4 に示すように、それぞれの反射面の位置に依存した 2 つの像が現われる。この 2 つの像が重ならない限界の距離が、この干渉計での分解能である。このため、例えば光路差  $L$  が  $3\mu\text{m}$  程度の物体を測定するためには、レーザの中心波長を  $800\text{nm}$  とすると、約  $210\text{nm}$  の波長走査幅が必要となる。

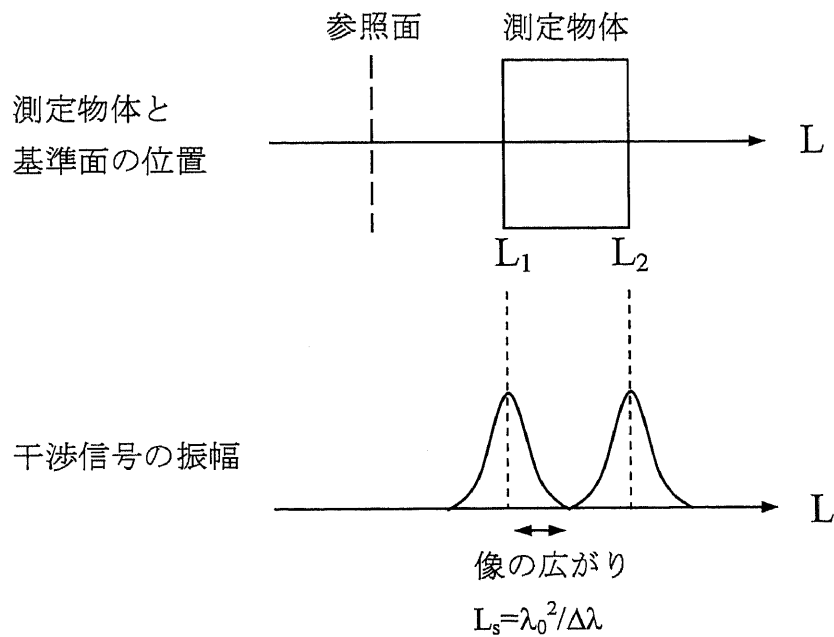


図 4.4 直線状波長走査と干渉信号の振幅の関係

### 4.3 フレネルの法則

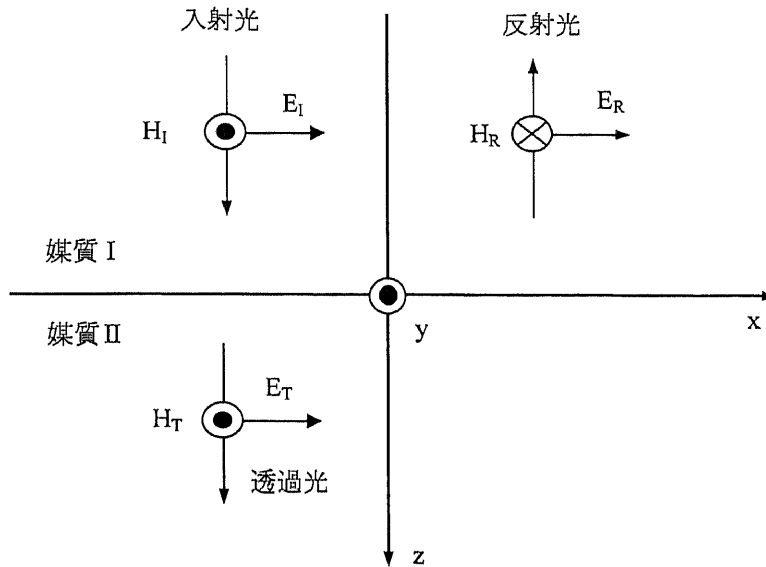


図 4.5 フレネルの法則

はじめに屈折率の異なる媒質の境界での反射、屈折による光の振幅の変化を求める。反射と屈折による振幅の変化の度合いは電場の振動方向により異なる。しかしながら、垂直入射の場合には電場の振動方向は常に反射面に平行になるため、振幅の変化は振動方向に依存しない。図 4.5 に示すように、境界面に対して入射する平面波の電場と磁場の振幅を  $E_I$ 、 $H_I$ 、反射する成分を  $E_R$ 、 $H_R$ 、透過する成分を  $E_T$ 、 $H_T$  とする。ここで媒質 I での誘電率は  $\mu_1$ 、透磁率は  $\epsilon_1$ 、屈折率は  $n_1$  であり、媒質 II での誘電率は  $\mu_2$ 、透磁率は  $\epsilon_2$ 、屈折率は  $n_2$  である。入射光の電場が入射面に対して直行する場合、電場の接線成分の連続化より

$$E_I + E_R = E_T, \quad (4.12)$$

が成り立つ。次に磁場の接線成分の連続性を考える。磁場の反射光の向きは入射光、透過光と逆であるため

$$H_I - H_R = H_T, \quad (4.13)$$

となる。平面波の進行方向に対して、電場と磁場には

$$H = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E, \quad (4.14)$$

という関係がある。これより

$$\frac{E_R}{E_I} = \frac{\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\mu_1} \frac{\mu_2}{\mu_1}}{\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\mu_1} + \frac{\varepsilon_2}{\mu_2}}, \quad (4.15)$$

$$\frac{E_T}{E_I} = \frac{2 \frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}{\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\mu_1} + \frac{\varepsilon_2}{\mu_2}}, \quad (4.16)$$

が得られる。一般に可視光の領域では、屈折率  $n_i = \sqrt{\varepsilon_i \mu_i / \varepsilon_0 \mu_0} \simeq \sqrt{\varepsilon_i / \varepsilon_0}$  が成り立つため、反射係数  $\rho$ 、透過係数  $\tau$  はそれぞれ(4.15)、(4.16)式より

$$\rho \equiv \frac{E_R}{E_I} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}, \quad (4.17)$$

$$\tau \equiv \frac{E_T}{E_I} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}, \quad (4.18)$$

となる。式(4.17)より、反射係数  $\rho$  は  $n_1 < n_2$  のときには負となる。これは反射光の位相が入射光の位相に対して反転していることを意味している。

次に、図 4.6 に示すような薄膜形状の反射、透過について検討する。ここで図ではわかりやすくするために斜入射で表示しているが、垂直入射について考える。上で示したように、屈折率の異なる媒質に光が入射した場合には、反射波の振幅と透過波の振幅の変化は式(4.17)、(4.18)で与えられる。そこで、光が媒質Ⅰから媒質Ⅱに入射したときの反射係数を  $\rho_{12}$ 、透過係数を  $\tau_{12}$  とする。同様に媒質Ⅱから媒質Ⅲでは  $\rho_{23}$ 、 $\tau_{23}$ 、媒質Ⅱから媒質Ⅰでは  $\rho_{21}$ 、 $\tau_{21}$  とすると、それぞれ

$$\rho_{12} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}, \quad \tau_{12} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}, \quad (4.19)$$

$$\rho_{23} = \frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3}, \quad \tau_{23} = \frac{2n_2}{n_2 + n_3}, \quad (4.20)$$

$$\rho_{21} = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} = -\rho_{12}, \quad \tau_{21} = \frac{2n_2}{n_1 + n_2}, \quad (4.21)$$

である。ここで  $n_1$ 、 $n_2$ 、 $n_3$  は媒質Ⅰ、Ⅱ、Ⅲの屈折率である。これより入射光  $U$  の振幅を  $a$ 、反射光  $U_i (i=1,2,3,\dots)$  の振幅を  $a_i$  とすると、次式の関係がなりたつ。

$$\begin{aligned} a_1 &= \rho_{12} a, \\ a_i &= \tau_{12} \rho_{23} \tau_{21} (-\rho_{12} \rho_{23})^{i-2} a. \quad (i=2,3,4,\dots) \end{aligned} \quad (4.22)$$

よって、各媒質の屈折率がわかれば、 $n$  次反射光の振幅を求めることができる。本研究で用いる干渉計では、1 次の反射光の振幅に対する  $n$  次の反射光の振幅の比が重要な値となる。そこで比例定数  $K$  を用い

$$a_i = K_i a_1 \quad (i=2,3,4,\dots) \quad (4.23)$$

を定義する。また、比例定数  $K$  は式(4.22)、(4.23)より

$$K_i = \frac{\tau_{12} \rho_{23} \tau_{21} (-\rho_{12} \rho_{23})^{i-2}}{\rho_{12}} a_1, \quad (i=2,3,4,\dots) \quad (4.24)$$

である。

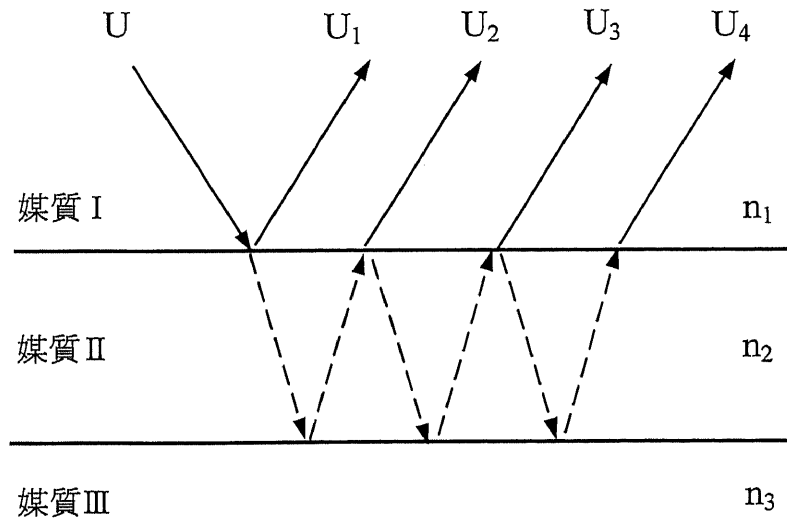


図 4.6 多重反射光

## 4.4 干渉計を用いた薄膜形状計測の原理

### 4.4.1 干渉計の原理

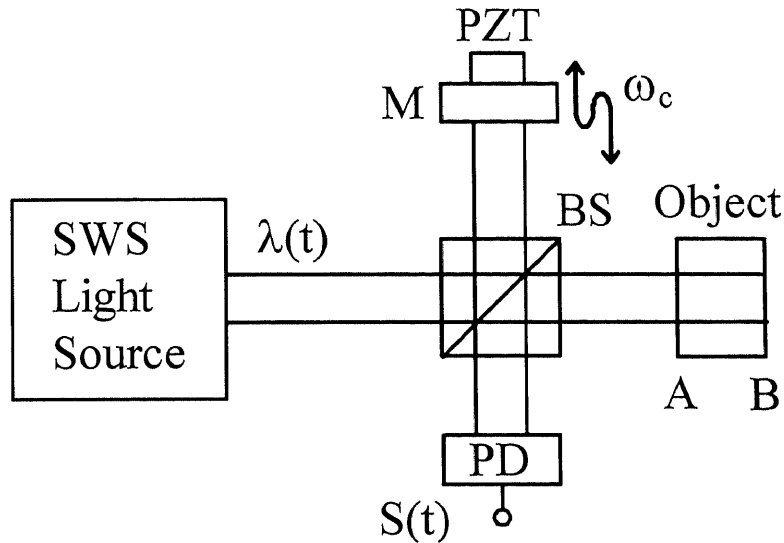


図 4.7 干渉計の構成

干渉計の構成を図 4.7 に示す。測定物体は 2 つの反射面 A、B を有するシリカガラスであり、屈折率は 1.46 である。式(4.19)~(4.24)において  $n_1=1.00$ 、 $n_2=1.46$ 、 $n_3=1.00$  とすると、 $K_2=-0.97$ 、 $K_3=-0.03$  となる。3 次以降の反射光の強度は 1 次、2 次反射光に比べて十分小さいため、影響を無視できる。このため、本節での干渉計では物体光は 2 つのみが存在すると考える。参照光と反射面 A、B との光路差をそれぞれ  $L_1$ 、 $L_2$  とする。また、参照光と反射面 A、B における 2 つの干渉信号の振幅を  $a_1$ 、 $a_2$  とする。2 つの物体光はお互いに干渉するためこの干渉信号の振幅を  $a_3$  とする。2.3 節で示した二重正弦波位相変調干渉計と同様に、光源の波長を正弦波状に走査し、参照用ミラー M を正弦波振動させ、位相変調を加える。このとき得られる干渉信号は

$$\begin{aligned}
S(t) = & A_I M(t) + M(t) \sum_i a_i \cos \left[ Z_c \cos(\omega_c t + \theta_c) + Z_{bi} \cos(\omega_b t + \theta_b) + \alpha_i \right] \\
& + M(t) a_3 \left[ (Z_{b2} - Z_{b1}) \cos(\omega_b t + \theta_b) + (\alpha_2 - \alpha_1) \right], \quad (i=1, 2)
\end{aligned} \quad (4.25)$$

となる。ここで

$$Z_{bi} = \frac{2\pi b}{\lambda_0^2} L_i, \quad (4.26)$$

$$\begin{aligned}
\alpha_1 &= \frac{2\pi}{\lambda_0} L_1, \\
\alpha_2 &= \frac{2\pi}{\lambda_0} L_2 + \pi,
\end{aligned} \quad (4.27)$$

であり、 $i=1$  と  $2$  は反射面 A、B を表す。また、干渉信号の直流分はフーリエ変換の際に取り除くことができるので定数  $A_I$  とおいた。反射面 A での境界面では  $n_1 < n_2$  であるため、位相に  $\pi$  のずれが生じる。しかしながら参照光の位相も同様に  $\pi$  のずれが生じるため、 $\alpha_1$  は同相である。これに対して、反射面 B での境界面では  $n_2 > n_3$  であるため、位相のずれが生じない。よって参照光とは  $\pi$  の位相差が生じ、 $\alpha_2$  は逆相となる。ここで光路差がゼロになる点を測定物体の前方に設定することにより  $0 < L_1 < L_2$ 、つまり  $Z_{b1} < Z_{b2}$  とする。式(4.25)の最後の項は、物体光同士の干渉による項であり、従来の干渉計ではこの成分のみを取り除くことはできない。また、干渉信号には2つの  $Z_b$ 、 $\alpha$  が含まれているため、2節に示した二重正弦波位相変調法ではこれら2つの値を求めることができない。そこで次節では式(4.25)から2つの光路差を求める信号処理方法について示す。

#### 4.4.2 信号推定処理法

まず

$$f(t) = Z_c \cos(\omega_c t + \theta_c), \quad (4.28)$$

$$\Phi_i(t) = Z_{bi} \cos(\omega_b t + \theta_b) + \alpha_i, \quad (4.29)$$

とする。また、強度変化  $M(t)$  は、参照光の強度を検出することにより得られる。そこで式(4.25)を強度変化  $M(t)$  で割り、式(4.28)、(4.29)を用いると次式が得られる。

$$\begin{aligned}
S(t) &= A_I + \{a_1 \cos[f(t) + \Phi_1] + a_2 \cos[f(t) + \Phi_2]\} \\
&\quad + a_3 [(Z_{b2} - Z_{b1}) \cos(\omega_b t + \theta_b) + (\alpha_2 - \alpha_1)], \\
&= A_I + \operatorname{Re} \left( \exp[jf(t)] \{ [a_1 \exp(j\Phi_1) + a_2 \exp(j\Phi_2)] \} \right) \\
&\quad + a_3 [(Z_{b2} - Z_{b1}) \cos(\omega_b t + \theta_b) + (\alpha_2 - \alpha_1)],
\end{aligned} \tag{4.30}$$

ここで

$$A_{eq} \exp[j\Phi(t)] = [a_1 \exp(j\Phi_1) + a_2 \exp(j\Phi_2)], \tag{4.31}$$

とすると、式(4.30)は

$$\begin{aligned}
S(t) &= A_I + A_{eq} \operatorname{Re} \{ \exp[jf(t)] \exp(j\Phi) \} \\
&\quad + a_3 [(Z_{b2} - Z_{b1}) \cos(\omega_b t + \theta_b) + (\alpha_2 - \alpha_1)], \\
&= A_I + A_{eq} \cos[Z_c \cos(\omega_c t + \theta_c) + \Phi(t)] \\
&\quad + a_3 [(Z_{b2} - Z_{b1}) \cos(\omega_b t + \theta_b) + (\alpha_2 - \alpha_1)],
\end{aligned} \tag{4.32}$$

となる。ここで  $S(t)$  をフーリエ変換する。 $F(\omega)$  の周波数分布を図 4.8 に示す。

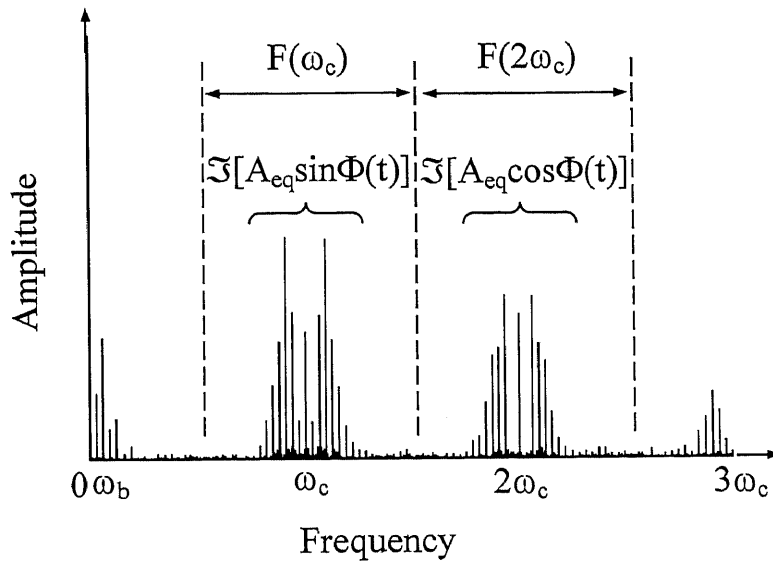


図 4.8  $F(\omega)$  のスペクトル分布

ここで

$$\begin{aligned}\Im\{a_3[(Z_{b2}-Z_{b1})\cos(\omega_b t+\theta_b)+(\alpha_2-\alpha_1)]\} &= 0, \\ \Im[A_{eq}\sin\Phi(t)] &= 0, \\ \Im[A_{eq}\cos\Phi(t)] &= 0,\end{aligned}\quad |\omega| > \omega_c/2 \quad (4.33)$$

の条件が満たされているなら、 $F(\omega_c)$ 付近の周波数成分と  $F(2\omega_c)$ 付近の周波数成分は分離できる。このとき  $F(\omega_c)$ と  $F(2\omega_c)$ をゼロ周波数にシフトさせると次式が得られる。

$$F_1(\omega - \omega_c) = -J_1(Z_c)\exp(j\theta_c)\Im[A_{eq}\sin\Phi(t)], \quad (4.34)$$

$$F_2(\omega - 2\omega_c) = -J_2(Z_c)\exp(j2\theta_c)\Im[A_{eq}\cos\Phi(t)]. \quad (4.35)$$

図 4.8 に示されるように、物体光同士の干渉による信号は、キャリア信号となる  $\omega_c$  の位相変調が加わらないため、周波数的に分離することができ、式(4.34)、(4.35)に含まれない。これより参照面と物体の反射面 A、B のみの干渉の成分が得られる。式(4.34)、(4.35)の  $Z_c$ と  $\theta_c$ はあらかじめ正弦波位相変調法により求められる。よって、

$$A_{eq}\sin\Phi(t) = \Im^{-1}\left[\frac{-F_1(\omega - \omega_c)}{J_1(Z_c)\exp(j\theta_c)}\right], \quad (4.36)$$

$$A_{eq}\cos\Phi(t) = \Im^{-1}\left[\frac{-F_2(\omega - 2\omega_c)}{J_2(Z_c)\exp(j2\theta_c)}\right], \quad (4.37)$$

が得られる。また、式(4.31)より、次式が得られる。

$$A_s(t) = A_{eq}\sin\Phi(t) = \sum_i a_i \sin[Z_{bi}\cos(\omega_b t + \theta_b) + \alpha_i], \quad (4.38)$$

$$A_c(t) = A_{eq}\cos\Phi(t) = \sum_i a_i \cos[Z_{bi}\cos(\omega_b t + \theta_b) + \alpha_i], \quad (4.39)$$

一方、干渉計により検出した信号も同様の処理を行うことにより  $A_s(t_m)$ 、 $A_c(t_m)$  が得られる。ここでサンプリングされた信号は時間に対して離散データとなっているため、サンプリングナンバーを  $m$ 、サンプリング間隔を  $\Delta t$  とすると、 $t_m = m\Delta t$  である。これより、検出された信号  $A_s(t_m)$ 、 $A_c(t_m)$  の値と理論式である  $\hat{A}_s(t_m)$ 、 $\hat{A}_c(t_m)$  の差の2乗和である、

$$H = \sum_m \left\{ \left[ \hat{A}_s(t_m) - A_s(t_m) \right]^2 + \left[ \hat{A}_c(t_m) - A_c(t_m) \right]^2 \right\}, \quad (4.40)$$

を誤差関数とし、この誤差関数が最小になるように多次元検索を行い、 $a_1$ 、 $Z_{bi}$ 、 $\alpha_i$ を求める。

測定物体の表面  $r_1$  と裏面  $r_2$  はそれぞれ推定値  $\alpha_i$  より、

$$r_1 = \frac{\lambda_0}{4\pi} \alpha_1, \quad (4.41)$$

$$r_2 = \frac{\lambda_0}{4\pi n_2} \left[ (n_2 - 1) \alpha_1 + \alpha_2 \right], \quad (4.42)$$

と表される。また、通常の二重正弦波位相変調法と同様に、推定値  $Z_{bi}$  からは波長以上の光路差  $L_{zi}$  が得られ、 $\alpha_i$  からは波長以下の光路差  $L_{\alpha i}$  が得られる。そこでこれらを組み合わせることにより、式(2.39)と同様に

$$m_{ci} = \frac{L_{zi} - L_{\alpha i}}{\lambda_0}, \quad (4.43)$$

が得られる。ここで  $L_{zi}$  の測定誤差  $\varepsilon_{L_{zi}}$  が  $\lambda_0/2$  以下であるならば、 $m_{ci}$  を四捨五入することにより縞次数  $m_i$  が求まる。ここで  $L_{zi}$ 、 $L_{\alpha i}$ 、 $m_{ci}$ 、 $m_i$  の添え字  $i=1, 2$  はそれぞれ反射面 A、B に対応している。これより測定物体の厚さ  $d$  は次式で与えられる。

$$d = \frac{(m_2 - m_1) \lambda_0}{2n_2} + (r_2 - r_1), \quad (4.44)$$

これより測定物体の表面形状と厚さを測定することができる。

### 4.4.3 初期値の設定

干渉信号を信号処理することにより得られた  $A_s(t)$ 、 $A_c(t)$  を用いて式(4.40)に示される誤差関数を最小化する際に、多数の極小値の存在が確認された。そこでシミュレーションにより初期値の条件を求めたところ、初期値と真値の差が次の条件が満たされている場合には、ほぼ最小値が得られることがわかった。この条件は

$Z_{b1}$  と  $Z_{b2}$  はおよそ 2rad、 $\alpha_1$  と  $\alpha_2$  はおよそ 1.5rad、また  $a_1$  は 50% 程度の精度である。もしこれらの条件のうち、1 つでも満足できない初期値が存在する場合には、最小値が得られるとは限らない。よって、測定時間を速くするには、よい初期値が必要となる。そこで、よい初期値の設定方法について示す。

はじめに初期値  $a_1$  を求めるため、光路差  $L_1$  がおよそ 0 になるように測定物体の位置を調整する。このとき式(4.38)、(4.39)はそれぞれ

$$A_s(t) = C_1 + K_2 a_1 \sin[Z_{b2} \cos(\omega_b t + \theta_b) + \alpha_2], \quad (4.45)$$

$$A_c(t) = C_2 + K_2 a_1 \cos[Z_{b2} \cos(\omega_b t + \theta_b) + \alpha_2], \quad (4.46)$$

ここで  $C_1$  と  $C_2$  は時間変化に対して一定であり、

$$C_1 = a_1 \sin \alpha_1, \quad (4.47)$$

$$C_2 = a_1 \cos \alpha_1, \quad (4.48)$$

である。式(4.45)、(4.46)の第2項は時間に対して  $K_2 a_1$  から  $-K_2 a_1$  まで変化する。比例定数  $K_2$  は物体の屈折率より求められるため、これより初期値  $a_1$  が得られる。

次に  $Z_{b1}$ 、 $Z_{b2}$  の初期値の求める方法を示す。式(4.45)、(4.46)は第2項のみを取り出すと、2.3 節で述べた二重正弦波位相変調計と同様の信号となる。よって二重正弦波位相変調法より  $Z_{b2}$  が求まる。このとき  $Z_{b1}$  はおよそ 0 である。 $Z_b$  の推定可能範囲はおよそ 1~12rad であるので、マイクロメーターで測定物体の位置を動かし、 $1 \leq Z_{b1} < Z_{b2} \leq 12$  (rad) とする。このときのマイクロメーターの目盛りからおよその初期値  $Z_{b1}$ 、 $Z_{b2}$  が得られる。

しかしながら、 $\alpha_1$  と  $\alpha_2$  の初期値は検出信号から得ることができない。 $\alpha$  の範囲は  $-\pi$  から  $\pi$  であるので、まず初期値  $\alpha_2 = 0$  として  $\alpha_1$  を 1.0rad の間隔で初期値に設定する。もし、最小値が得られなければ、 $\alpha_2$  を 1.0rad 変化させ、 $\alpha_1$  は同様に 1.0rad ずつ初期値に設定する。 $\alpha_1$  と  $\alpha_2$  の組み合わせから、最大 36 回の繰り返し測定を行う。一つの測定点において真値が得られたら、その値を隣接するセルの初期値に設定する。これは、不連続な点を含まない物体の形状においては、隣接するセルの  $a_1$ 、 $Z_{bi}$ 、 $\alpha_i$  の差は上に示したよい初期値の条件を満たしているからである。

## 4.5 干渉計の構成

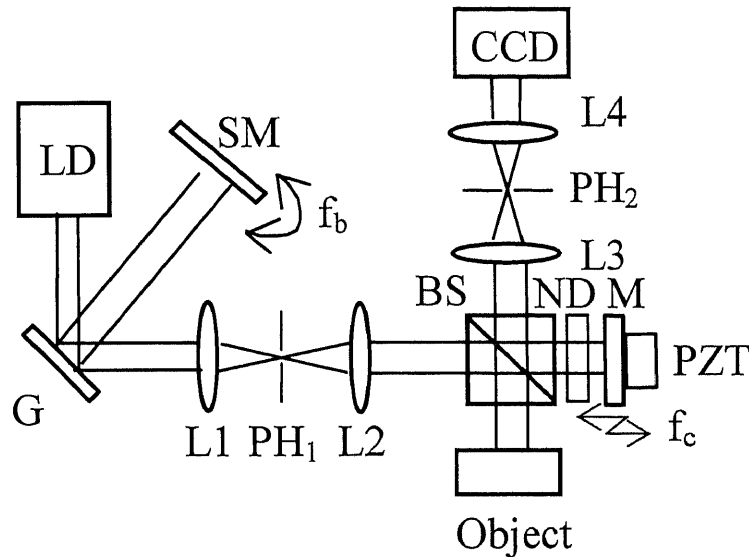


図 4.9 干渉計の構成

干渉計の構成を図 4.9 に示す。測定物体は厚さ  $20\mu\text{m}$  のシリカガラス板であり、屈折率  $n_2$  は 1.46 であった。これより干渉信号の振幅比  $K_2$  は -0.97 であった。半導体レーザは 3 節の物と同じものであり、中心波長  $\lambda_0$  は  $775.04\text{nm}$ 、波長走査振幅  $b$  は  $10.05\text{nm}$  であった。波長走査周波数と位相変調周波数はそれぞれ  $\omega_b/2\pi=66.4\text{Hz}$ 、 $\omega_c/2\pi=32(\omega_b/2\pi)$  であった。レンズ L1 と L2 の焦点距離はそれぞれ  $f_1=15\text{mm}$ 、 $f_2=150\text{mm}$  であり、測定物体に照射されたレーザ径の半値幅はおよそ  $15\text{mm}$  であった。参照光に可変濃度フィルター ND を入れることで物体光と参照光の強度が等しくなるよう調整した。レンズ L3 と L4 に焦点距離  $150\text{mm}$  のレンズを用いることにより、測定物体の像を CCD 上に等倍で結像した。CCD の測定セル数は  $60\times 60$  セル、測定間隔は  $19.8\mu\text{m}\times 19.8\mu\text{m}$  であったので、測定範囲は  $1.188\text{mm}\times 1.188\text{mm}$  であった。測定物体からの光は、フーリエ変換面にて  $1.5\text{mm}\times 0.6\text{mm}$  程度の広がりがあったため、ピンホール PH<sub>2</sub> は直径  $2\text{mm}$  のものを使用した。

## 4.6 実験結果

CCD 上の一つの測定点についての推定結果を示す。4.4.3 節の方法により得られた初期値  $a_1$ 、 $Z_{b1}$ 、 $Z_{b2}$  はそれぞれ  $a_1=0.4$ 、 $Z_{b1}=2$ 、 $Z_{b2}=8$  であった。そこでこれらの初期値を用いて、 $\alpha_1$  と  $\alpha_2$  を 1.0 rad の間隔で推定した結果を表 4.1 に示す。ここで、 $IV$  は初期値、 $EV$  は推定値である。Case 1、4、5 と 6 では最小値が得られ、推定された値はすべて同じであった。推定値より、Case 4、5、6 では与えた初期値がよい初期値の条件を満たしていることがわかる。しかしながら、Case 1 では、 $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$  がよい初期値の条件を満たしていないにもかかわらず、最小値が得られた。Case 2 と 3 では  $\alpha_1$  がよい初期値の条件を満たしていないため、最小値は得られなかった。図 4.10 に検出信号  $\hat{A}_s(t)$  と Case 1、2、3 で推定された推定信号  $A_{s1}(t)$ 、 $A_{s2}(t)$ 、 $A_{s3}(t)$  を示す。Case 1 では誤差関数  $H$  の値は 3.3 であり、推定された信号  $A_{s1}(t)$  は検出信号  $\hat{A}_s(t)$  とほぼ一致した。

表 4.1 CCD 上の一つのセルにおける初期値(IV)と推定値(EV)

Case		a	$Z_{b1}$ (rad)	$Z_{b2}$ (rad)	$\alpha_1$ (rad)	$\alpha_2$ (rad)	H
1	IV	0.4	2	8	0	0	835
	EV	0.28	2.46	8.25	-2.17	2.45	3.3
2	IV	0.4	2	8	0	1	608
	EV	0.47	7.97	8.25	0.59	1.22	87.3
3	IV	0.4	2	8	0	2	445
	EV	0.68	8.03	8.27	0.67	1.08	87.4
4	IV	0.4	2	8	-2	1	317
	EV	0.28	2.46	8.25	-2.17	2.45	3.3
5	IV	0.4	2	8	-2	2	104
	EV	0.28	2.46	8.25	-2.17	2.45	3.3
6	IV	0.4	2	8	-2	3	69.0
	EV	0.28	2.46	8.25	-2.17	2.45	3.3

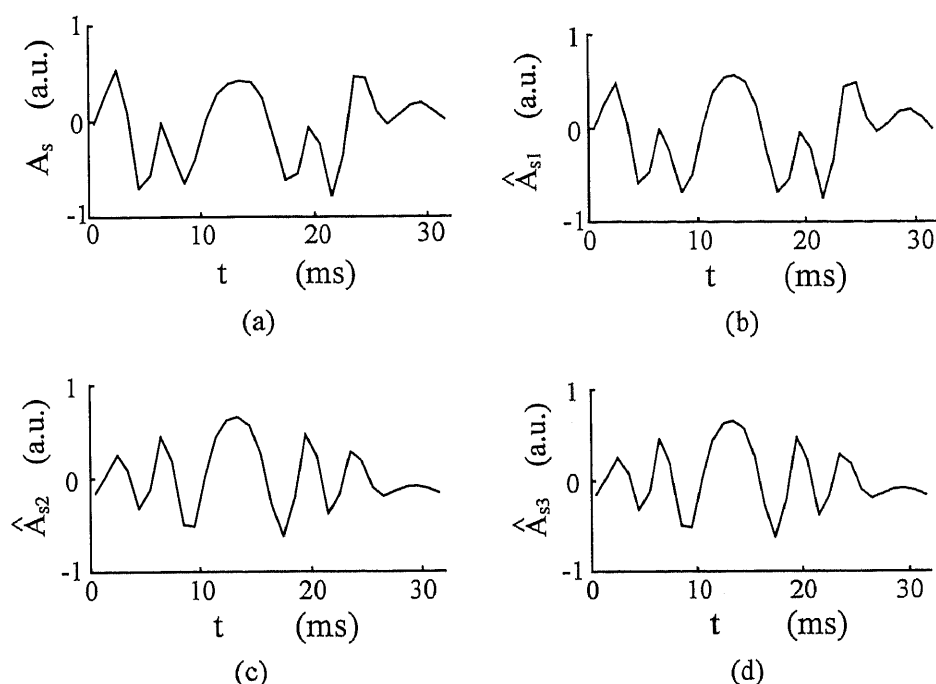


図 4.10 (a)検出信号  $A_s(t)$ と推定信号(a)  $\hat{A}_{s1}$ 、(c)  $\hat{A}_{s2}$ 、(d)  $\hat{A}_{s3}$

得られた推定値を隣接するセルの初期値に設定することですべての測定点において最小値が得られた。式(4.41)、(4.42)より推定された $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$ から物体の表面と裏面の形状 $r_1$ 、 $r_2$ が得られた。結果を図 4.11(a)、(b)に示す。繰り返し測定の誤差を求めるため、5 分置きに 3 回測定した。これより測定誤差は表面、裏面においておよそ 10nm であった。

次に、得られた推定値  $Z_{b1}$ 、 $Z_{b2}$ 、 $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$ から式(4.26)、(4.27)より  $L_{zi}$ 、 $L_{ai}$  が得られ、式(4.43)より  $m_{ci}$  を求めた。 $m_{ci}$  を四捨五入することにより得られた縞次数  $m_i$  を図 4.12(a)、(b)に示す。光路差  $L_{zi}$  の測定誤差  $\varepsilon_{L_{zi}}$  を  $\lambda_0/2$  以下にするためには、波長走査振幅  $b=10.05\text{nm}$  のときには  $Z_{bi}$  の測定誤差はおよそ  $\pm 0.04\text{rad}$  以下でなくてはならない。しかしながら、CCD 表面の多重反射光などの影響により、 $Z_{bi}$  はおよそ  $\pm 0.05\text{rad}$  程度のばらつきが存在した。これら測定誤差の影響により、 $m_1$  と  $m_2$  は 3 つの異なる値を持つ結果となった。図 4.11 に示された表面形状の結果から、2 つの反射面は測定領域内において不連続な点を持たない物体であることがわかる。これより、測定領域内での縞次数は唯一のものであると考えられる。そこで、各縞次数について測定面全体に占める割合を求めると、 $m_1=31$  の点は 73%程度で

あった。また  $m_2=102$  の点は 80%程度であった。これより表面の縞次数  $m_1$  は 31、裏面の縞次数  $m_2$  は 102 とした。得られた縞次数と  $r_1$ 、 $r_2$  から式(4.44)より測定物体の厚さ  $d$  が求められた。厚さの分布を図 4.13 に示す。平均膜厚は  $18.721\mu\text{m}$  であった。厚さの測定精度は  $r_1$ 、 $r_2$  と同様であるのでおよそ  $10\text{nm}$  であった。 $I_x=30$  における  $I_y$  の各測定値を表 4.2 に示す。

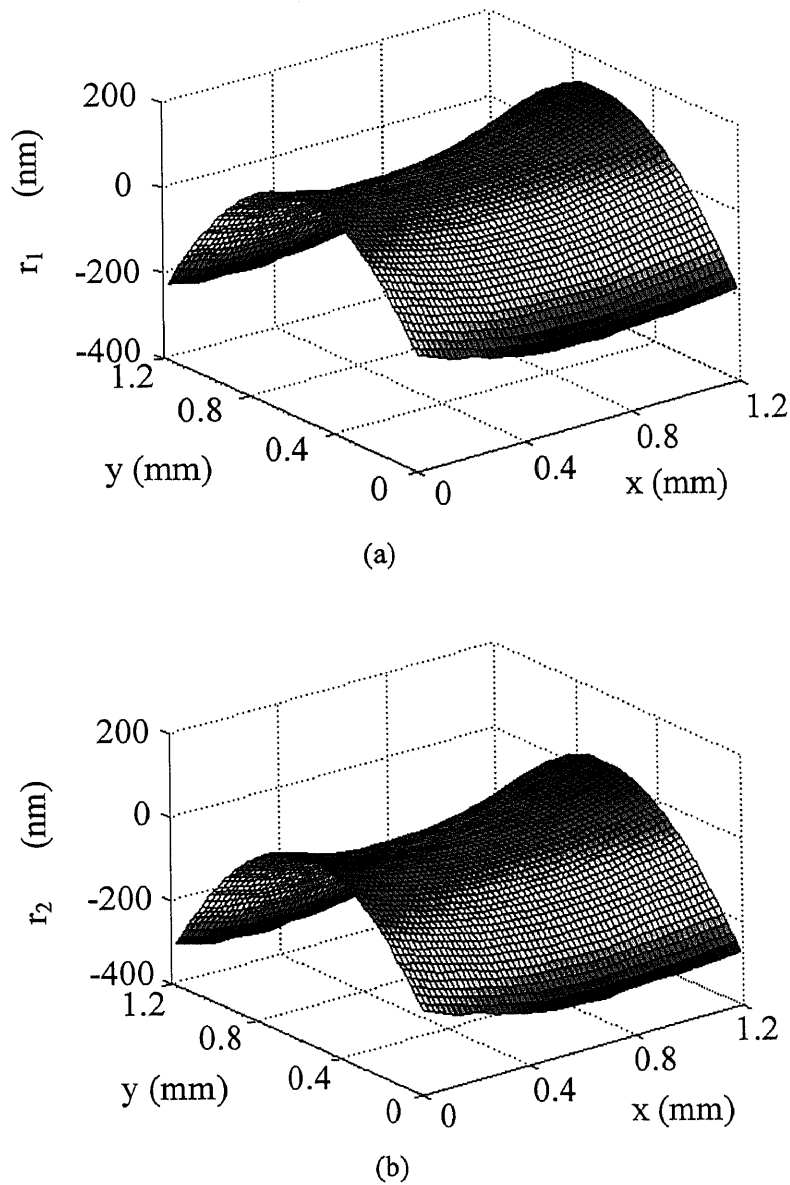


図 4.11 物体の(a)表面形状と(b)裏面形状

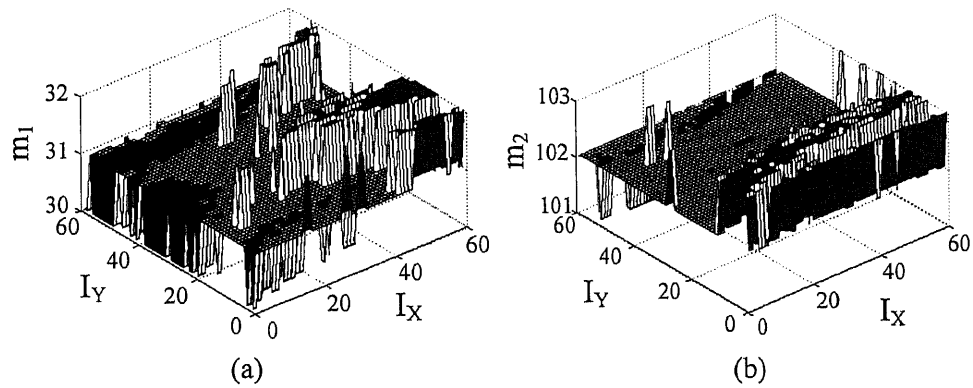
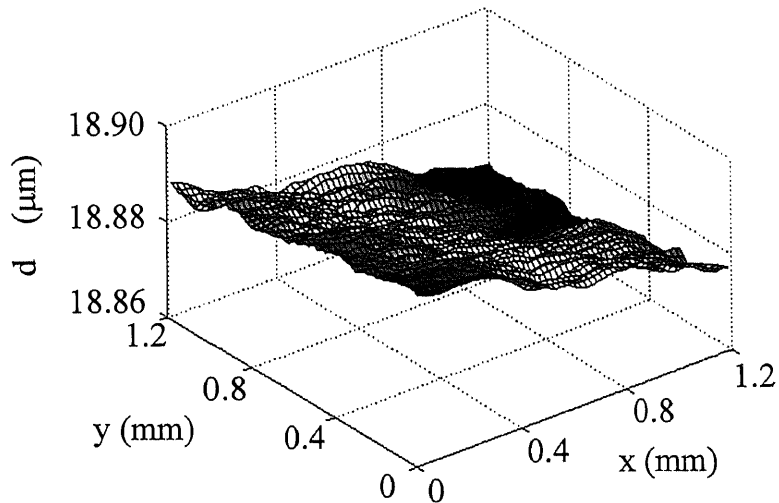


図 4.12 (a)表面と(b)裏面の調次数の分布

図 4.13 測定物体の厚さ  $d$  の分布表 4.2  $I_x=30$  における各測定値

$I_y$	$L_{z1} (\mu\text{m})$	$L_{z2} (\mu\text{m})$	$L_{\alpha1} (\mu\text{m})$	$L_{\alpha2} (\mu\text{m})$	$m_{c1}$	$m_{c2}$	$d (\mu\text{m})$
5	23.93	79.14	-0.286	-0.527	31.0	102.1	18.730
15	24.33	79.68	-0.038	-0.278	31.2	102.4	18.731
25	24.59	79.37	0.097	-0.157	31.4	101.9	18.716
35	24.13	79.09	0.098	-0.157	30.8	101.5	18.715
45	24.38	79.62	-0.022	-0.276	31.3	102.4	18.716
55	23.32	78.76	-0.282	-0.541	30.2	101.6	18.712

## 4.7 まとめ

本章では2つの反射面を持つ測定物体の表面形状と厚さを計測する方法を示した。2つの反射面により生じる多重反射光の振幅をフレネルの法則により解析した。この結果、3次以降の反射光は1次、2次の反射光に比べて十分小さいことが確認できたため、干渉計では物体光は2つのみ存在すると考えた。干渉信号には物体光同士の干渉信号も含まれているが、二重正弦波位相変調干渉計とフーリエ変換などの信号処理により、この成分を取り除くことができることを示した。また、信号推定処理法により、検出信号に含まれる2つの光路差  $L_1$ 、 $L_2$  を推定できることを示した。これより、厚さ約  $20\mu\text{m}$  のシリカガラス板を繰り返し測定誤差  $10\text{nm}$  程度で測定することができた。

## 第 5 章 薄膜の形状計測

### 5.1 はじめに

第 3 章、第 4 章では利得幅の広いレーザを用いた外部共振器型波長走査光源を構成することにより、およそ 20nm の波長走査幅を持つ光源を用いた計測が行われた。鏡面や比較的厚い膜に対しては  $Z_b$  より得られる光路差  $L_z$  の測定誤差  $\varepsilon_{Lz}$  を  $\lambda/2$  以下にすることができ、 $Z_b$  と  $\alpha$  を組み合わせた測定が行えた。しかしながら、膜厚が薄い場合、推定による光路差  $L_z$  の誤差を  $\lambda/2$  以下にすることが難しくなる。 $\varepsilon_L$  は式(3.3)に示されるように  $D$  の逆数、つまり波長走査振幅  $b$  の逆数に比例する。よって、より広帯域なスペクトル走査幅を持つ光源を用いることにより、測定誤差  $\varepsilon_L$  を小さくすることができ、薄い膜に対しても測定が行える。本研究では広いスペクトル幅を持つスーパーluminescentレーザダイオード(SLD)と音響光学波長可変フィルター(AOTF)を用いることで広帯域な波長走査光源を構成する。AOTF を用いた波長走査では、理想と異なり入力信号に対して非線形な成分が存在する。そこで電子回路上でこの非線形成分の補正を行う。波長走査光源のスペクトル半値幅は通常の半導体レーザに比べて十分に広いため、コヒーレンス長による影響がある。また、測定物体は後方反射面の反射率が高い構造となっているため、多重反射光の影響を無視することができない。そこで、これらコヒーレンス長と多重反射光の影響を考慮した薄膜測定の干渉計の原理を 5.3 節で示す。5.4 節では実験で用いた干渉計の構成を示す。波長走査振幅  $b$  の大きな光源では 2 章で示した近似式による誤差が大きくなる。そこで 5.5 節では近似式を用いずに式を展開することで測定誤差を減らす方法を示す。信号推定処理法では複数存在する干渉信号の振幅比が重要な値となる。そこで 5.6 節ではこの振幅比を正確に求める方法を示す。5.7 節では測定結果を示す。

## 5.2 広帯域波長走査光源

### 5.2.1 スーパーluminescentダイオード

近年、低コヒーレンス干渉計においてスーパーluminescentダイオード(SLD)を光源として用いた研究がさかんに行われている。SLDはLDとLEDの中間の性質を有し、広帯域で強い光強度が得られるのが特徴である。今回、光源にSUPERLUM社製、SLD-370-TOW2-PDを用いた。このSLDの中心波長は830nm、また、半値幅は46nmである。光波長分布を図5.1に示す。

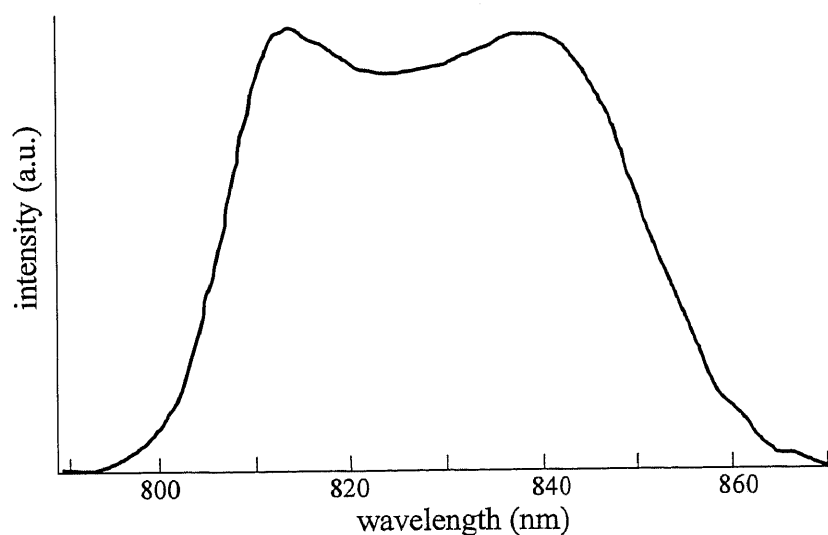


図 5.1 SLD のスペクトル分布

### 5.2.2 音響光学波長可変フィルター

音響光学波長可変フィルター(AOTF)は音響光学効果を利用した周波数フィルターである。動作原理を図 5.2 とともに示す。AOTF は音響波がある結晶からなり、結晶の一片にトランスデューサーが取り付けられている。このトランスデューサーはラジオ周波数 RF が入力されるとこの周波数と等しい周波数で振動する。この振動が音響波となり結晶内を伝播すると、結晶の密度が変化し、屈折率が変わるため位相格子が形成される。この位相格子により光が回折される現象を音響光学効果という。このときに回折される光は従来の回折格子とは異なり、ある特定の波長成分のみ回折されるため音響光学フィルターと呼ばれる。ラジオ周波数 RF を変えることにより、回折される波長も変化するので、回折光を波長可変光源として用いることができる。AOTF からの回折光は図 5.2 のように、0 次、 $\pm 1$  次に分けられ、回折される光の強度は RF パワーを変えることにより調整できる。実験では透過波である 0 次回折光と -1 次回折光をブロックし、+1 次回折光を干渉計の光源として用いる。

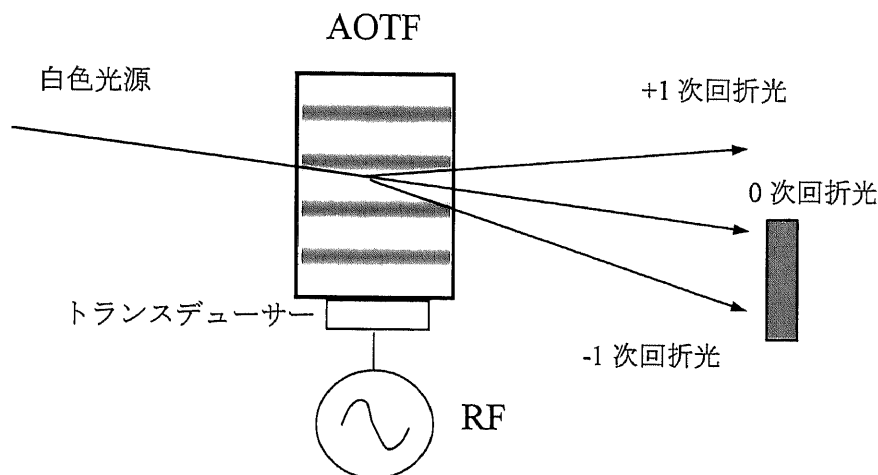


図 5.2 音響光学波長可変フィルターの構成

### 5.2.3 正弦波状波長走査光源

正弦波状波長走査光源の構成を図 5.3 に示す。SLD 光源からの光はレンズ L1 によりコリメートされ平面波となり AOTF に入射する。AOTF からの+1 次回折光の波長は AOTF に印加される RF 周波数と等しい周波数の波長となる。ここで、RF 周波数は RF ドライバーにより発振される。この RF ドライバーはある電圧  $V_b$  が入力されると入力に比例した周波数が出力される。そこで入力する電圧を  $V_b \cos \omega_b t$  と正弦波状に走査すると、周波数も正弦波状に走査される。これより+1 次回折光からは正弦波状に波長が走査された光源が得られる。波長フィルタの様子を図 5.4 に示す。ここで、 $M(t)$  は波長の走査による強度変化である。

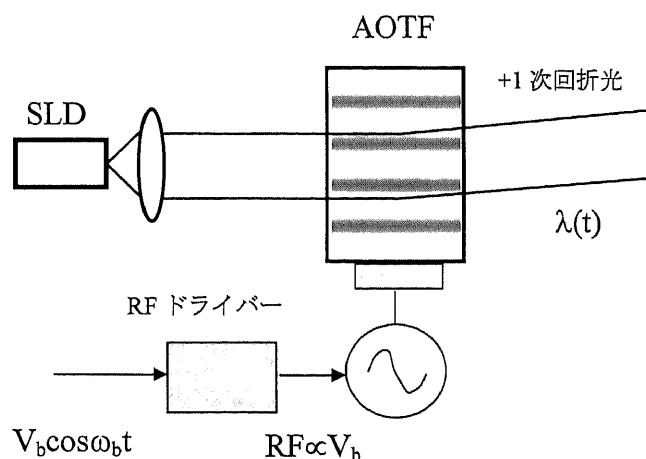


図 5.3 正弦波状波長走査光源の構成

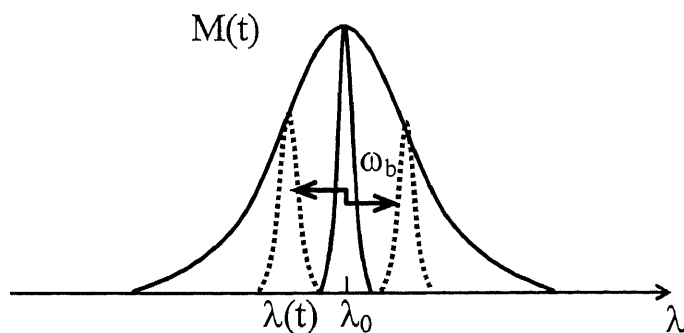


図 5.4 SLD の発振スペクトルと波長可変フィルタ

SLD と AOTF の特性を調べるため、AOTF への印加電圧  $V_b$  を直線的に 20mV ずつ変化させ、1 次回折光の波長をスペクトルアナライザーで観測した。電圧－波長特性を図 5.5 に、電圧－光強度特性を図 5.6 に示す。図 5.5 においてすべての測定点に対して最小二乗直線を求めると、波長は線形に変化していないことがわかる。そこで測定値から最小二乗直線を引いた結果を図 5.7 に示す。

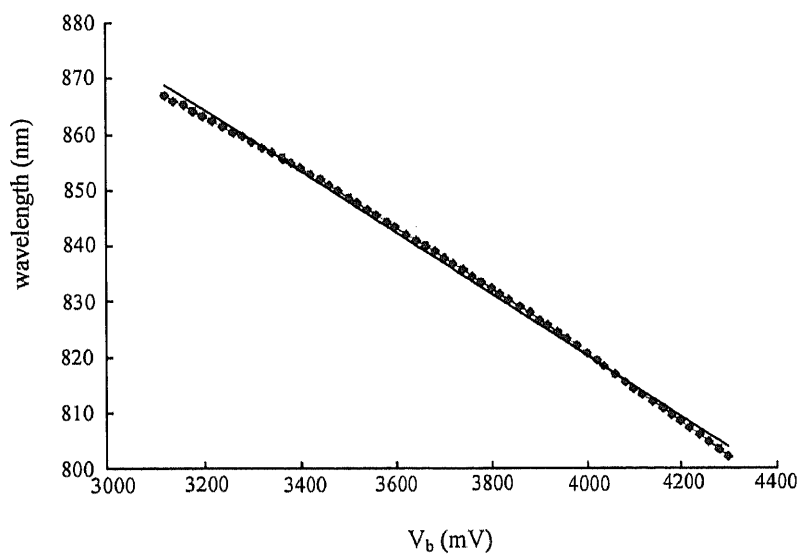


図 5.5 SLD と AOTF による電圧－波長特性

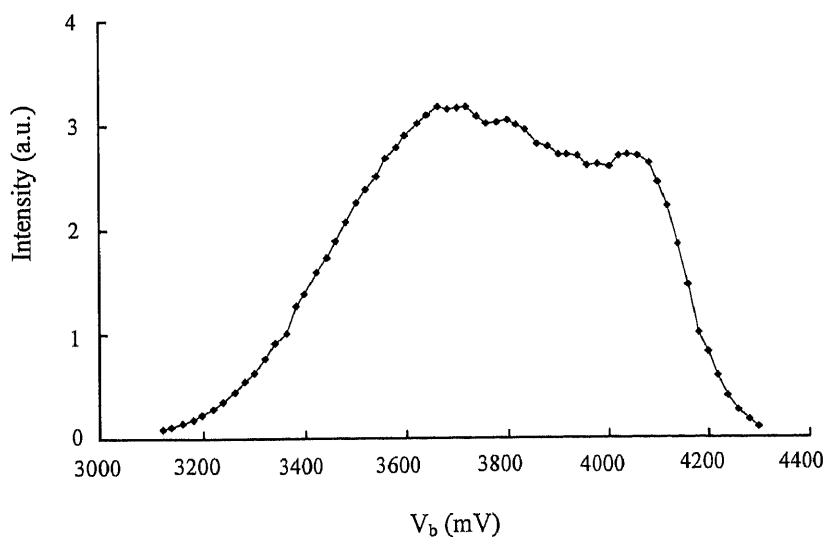


図 5.6 SLD と AOTF による電圧－光強度特性

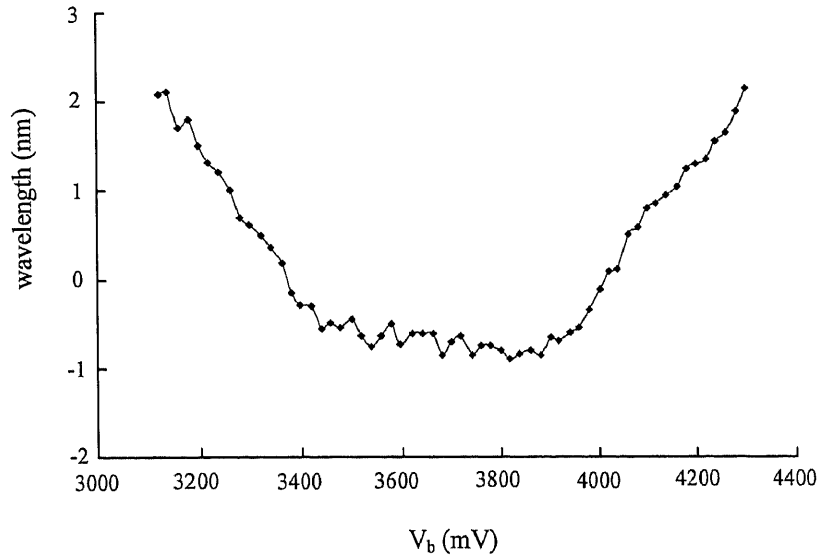


図 5.7 電圧－波長特性における最小二乗直線からのずれ

図 5.7 より理想的な線形直線に対して 2 次関数的に波長がずれていることがわかる。このずれは最大で 2nm ほどである。使用した AOTF と RF ドライバーは 500nm から 1000nm の波長走査範囲を持つものであり、この走査範囲においておよそ線形になるように設計されているため、狭い領域では数 nm の誤差が生じてしまう。しかしながら、本研究で使用する 40~60nm の走査幅に対してこのずれは無視することができない量である。そこで回路を用いてこのずれを補正する。理論値からのずれは 2 次関数であるので図 5.8 に示すような乗算器 MA と増幅器 AMP、加算器 ADD を用いた回路を構成する。直線状の波長走査に対しての補正を確かめるため、印加電圧は振幅 500mV の三角波を加える。乗算器の 2 つの入力と同じ三角波の信号を入れることで二乗の信号を作り、増幅器にて振幅の調整を行う。この信号を補正信号としてもとの信号  $V$  と加算器により加算し、AOTF に入力する。二重正弦波波長走査干渉計において、波長を直線状に変化させると、式(2.29)における  $\phi(t)$  は直線状に変化する。図 5.9(a)に電圧補正前の  $\phi(t)$  を、図 5.9(b) に電圧補正後の  $\phi(t)$  を示す。図 5.9(b) より、印加電圧を補正することにより波長走査の線形走査の精度が高くなっていることが確認できる。

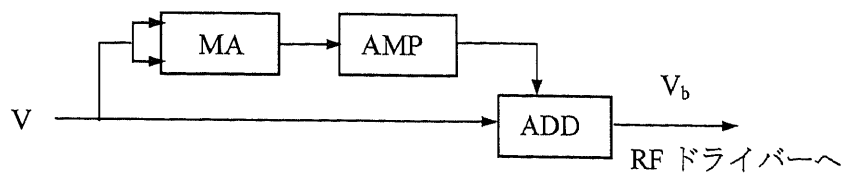
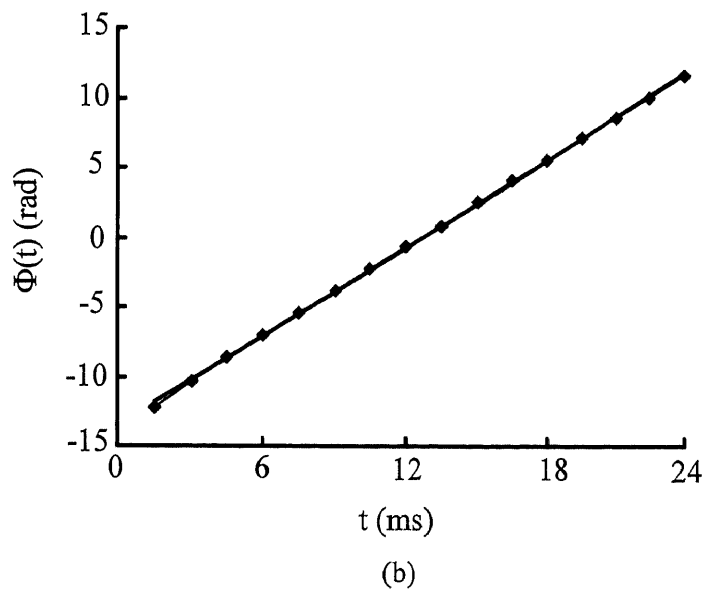
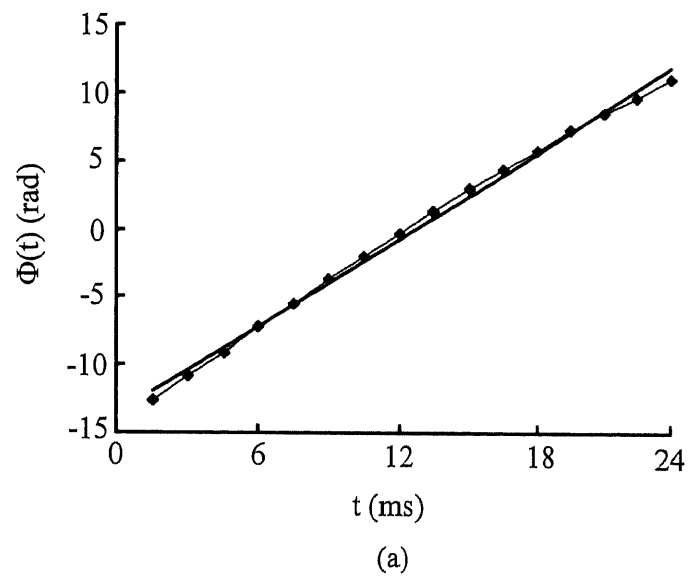


図 5.8 補正電圧生成回路

図 5.9 (a)電圧補正前と(b)電圧補正後の位相変化 $\Phi(t)$

### 5.3 干渉計の原理

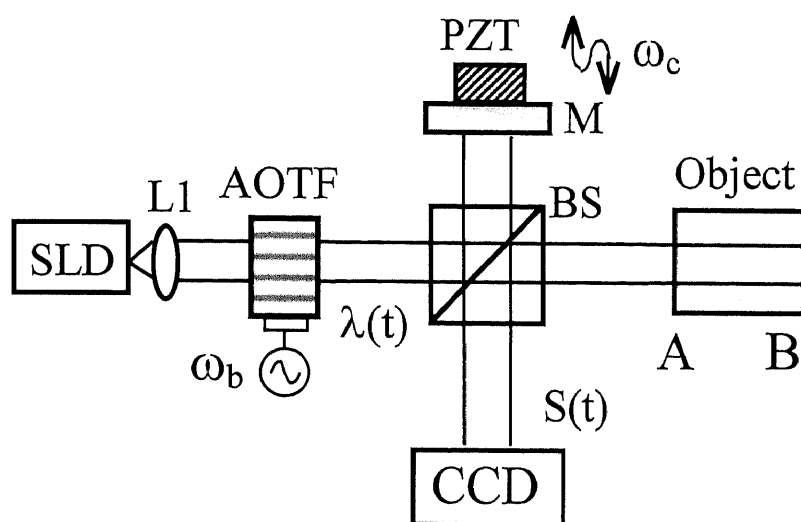


図 5.10 干渉計の構成

干渉計の構成を図 5.10 に示す。SLD からの出射光はコリメートレンズ L1 によりコリメートされ、AOTF に入射する。AOTF からの 1 次回折光の波長は、AOTF への入力信号に比例して走査される。AOTF への入力信号を正弦波状に走査することにより、光源の波長は

$$\lambda(t) = \lambda_0 + b \cos(\omega_b t + \theta_b), \quad (5.1)$$

と表される。このとき、光源の光強度も変化し  $M(t)$  と表される。AOTF からの 1 次回折光はビームスプリッターにより二分され、物体光と参照光となる。参照光はミラー M により正弦波状に位相変調される。このときのミラーの振動は  $a \cos(\omega_c t + \theta_c)$  と表される。

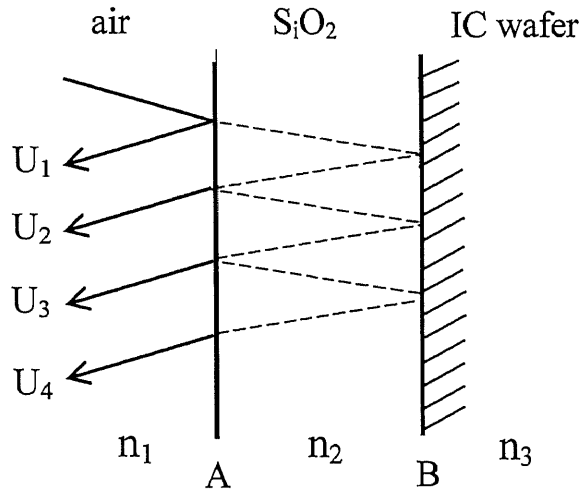


図 5.11 測定物体による多重反射光

測定物体は図 5.11 に示されているように IC ウェハ上にコーティングされた  $\text{SiO}_2$  膜であり、空気、 $\text{SiO}_2$ 、IC ウェハの屈折率はそれぞれ  $n_1$ 、 $n_2$ 、 $n_3$  とする。測定物体は 2 つの反射面を有するため、多重反射光が存在し、これを  $U_i$  ( $i=1,2,3,\dots$ ) と定義する。同様に物体光  $U_i$  と参照光との干渉により生じる干渉信号の振幅をそれぞれ  $a_i$  ( $i=1,2,3,\dots$ ) とする。これより  $a_1$  と  $a_i$  の比を  $K_i=a_i/a_1$  ( $i=1,2,3,\dots$ ) と定義する。振幅  $a_4$  は  $a_1$ 、 $a_2$  に比べて十分小さいため、4 次以降の多重反射光の成分は無視できる。物体光  $U_i$  同士により生じる干渉信号は、フーリエ変換の処理の際に周波数的に分離することができる。反射面 A、B と参照面の光路差をそれぞれ  $L_1$ 、 $L_2$  とすると、物体光  $U_1$ 、 $U_2$ 、 $U_3$  と参照光により得られる干渉信号は

$$S(t) = M(t) \sum_i a_i R(L_i) \cos[Z_c \cos(\omega_c t + \theta_c) + Z_{bi} \cos(\omega_b t + \theta_b) + \alpha_i], \quad (5.2)$$

( $i=1,2,3$ )

と表される。AOTF からの 1 次回折光のスペクトル半値幅は通常の半導体レーザに比べて広いため、4.2 節で示したコヒーレンス関数  $R(L_i)$  が干渉信号の中に現われる。また、

$$Z_c = \frac{4\pi a}{\lambda_0}, \quad (5.3)$$

$$Z_{bi} = \frac{2\pi b}{\lambda_0^2} L_i, \quad (i=1,2) \quad (5.4)$$

$$Z_{b3} = Z_{b1} + 2(Z_{b2} - Z_{b1}),$$

$$\begin{aligned}\alpha_i &= \frac{2\pi}{\lambda_0} L_i, \quad (i=1,2) \\ \alpha_3 &= \alpha_1 + 2(\alpha_2 - \alpha_1) + \pi,\end{aligned}\tag{5.5}$$

である。4.2 節と同様に  $\Phi = Z_{bi} \cos(\omega_b t + \theta_b) + \alpha_i$  と置き換えることにより  $S(t)$  は

$$S(t) = M(t) A_{eq} \cos[Z_c \cos(\omega_c t + \theta_c) + \Phi(t)],\tag{5.6}$$

と表される。ここで

$$A_{eq} \exp[j\Phi(t)] = \sum_i a_i R(L_i) \exp(j\Phi_i), \quad (i=1,2,3)\tag{5.7}$$

である。強度変化  $M(t)$  は参照光の光強度を検出することにより得られる。式(5.6)を  $M(t)$  で割り、フーリエ変換、逆フーリエ変換などの信号処理を行うことにより

$$A_s(t) = \sum_i a_i R(L_i) \sin[Z_{bi} \cos(\omega_b t + \theta_b) + \alpha_i],\tag{5.8}$$

$$A_c(t) = \sum_i a_i R(L_i) \cos[Z_{bi} \cos(\omega_b t + \theta_b) + \alpha_i],\tag{5.9}$$

が得られる。4.2 節と同様に理論式と検出された信号を信号処理することにより得られた検出信号  $A_s(t)$ 、 $A_c(t)$  の差の二乗和を誤差関数

$$H = \sum_m \left\{ \left[ \hat{A}_s(t_m) - A_s(t_m) \right]^2 + \left[ \hat{A}_c(t_m) - A_c(t_m) \right]^2 \right\},\tag{5.10}$$

とし、この誤差関数を最小化することにより、 $Z_{bi}$  と  $\alpha_i$  を求める。 $Z_{bi}$  より得られた光路差  $L_{zi}$  と  $\alpha_i$  より得られた  $L_{ai}$  を結びつけるため次式が用いられる。

$$m_{ci} = \frac{L_{zi} - L_{ai}}{\lambda_0}.\tag{5.11}$$

光路差  $L_{zi}$  の測定誤差  $\varepsilon_{L_{zi}}$  が  $\lambda_0/2$  以下であるならば、得られた  $m_{ci}$  を四捨五入することにより縞次数  $m_i$  が得られる。これより波長以上の光路差は

$$L_i = m_i \lambda_0 + L_{ai},\tag{5.12}$$

で与えられる。測定物体の表面と裏面の位置  $P_1$ 、 $P_2$  は推定された値を用いて

$$P_1 = \frac{m_1 \lambda_0 + L_{a1}}{2},\tag{5.13}$$

$$P_2 = P_1 + \frac{m\lambda_0 + (L_{a2} - L_{a1})}{2n_2}, \quad (5.14)$$

となる。ここで  $m=m_2-m_1$  である。これより物体の厚さ  $d$  は

$$d = P_2 - P_1, \quad (5.15)$$

から求められる。このような信号処理により、測定物体の表面と裏面の位置と厚さが求められる。

## 5.4 干渉計の構成

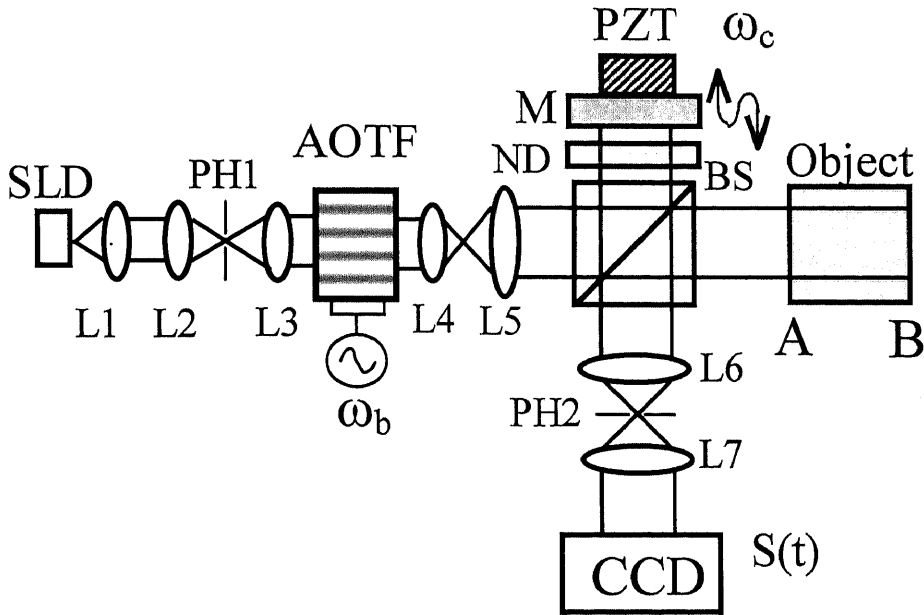


図 5.12 干渉計の構成

図 5.12 に干渉計の構成を示す。SLD の出力は 5mW、中心波長は 831.7nm であり、スペクトル半値幅は 46nm であった。SLD からの出射光はレンズ L1 によりコリメートした。SLD の光強度分布は LD に比べて空間ノイズが多いので、レンズ L2、L3 とピンホール PH1 にてスペイシャルフィルターを構成してこのノイズ成分を除去した。使用したレンズは  $\phi_2=30\text{mm}$ 、 $f_2=50\text{mm}$ 、 $\phi_3=30\text{mm}$ 、 $f_3=50\text{mm}$  であり、PH1 の直径は  $100\mu\text{m}$  であった。空間ノイズを除去した光は AOTF に入射される。AOTF

からの1次回折光はレンズ L4 と L5 により 15 倍に拡大され、干渉計の光源となる。使用したレンズ L4、L5 はそれぞれ  $\phi_4=15\text{mm}$ 、 $f_4=15\text{mm}$ 、 $\phi_5=30\text{mm}$ 、 $f_5=150\text{mm}$  であった。また、AOTF により回折された光の中心波長は  $\lambda_0=837.1\text{nm}$ 、スペクトル半値幅はおよそ  $4\text{nm}$  であった。このため、コヒーレンス長はおよそ  $175\mu\text{m}$  であった。ビームスプリッターにより参照光と物体光に二分された光は再び重ね合わされ、干渉した信号は CCD で検出される。ここで、測定物体の像はレンズ L6 と L7 により、CCD 上に 1/3 倍で結像された。使用したレンズ L6、L7 は  $\phi_6=50\text{mm}$ 、 $f_6=150\text{mm}$ 、 $\phi_7=30\text{mm}$ 、 $f_7=50\text{mm}$  であった。CCD の測定セル数は  $60\times 30$  であり、測定間隔は水平、垂直方向とも  $59.4\mu\text{m}$  であったので、測定領域は物体上で  $3.564\text{mm}\times 1782\text{mm}$  であった。この実験において、波長走査振幅は  $b=24.2\text{nm}$ 、波長走査周波数、位相変調周波数はそれぞれ  $\omega_b/2\pi=16.3\text{Hz}$ 、 $\omega_c/2\pi=32(\omega_b/2\pi)$  であった。干渉計の外観を図 5.13 に示す。

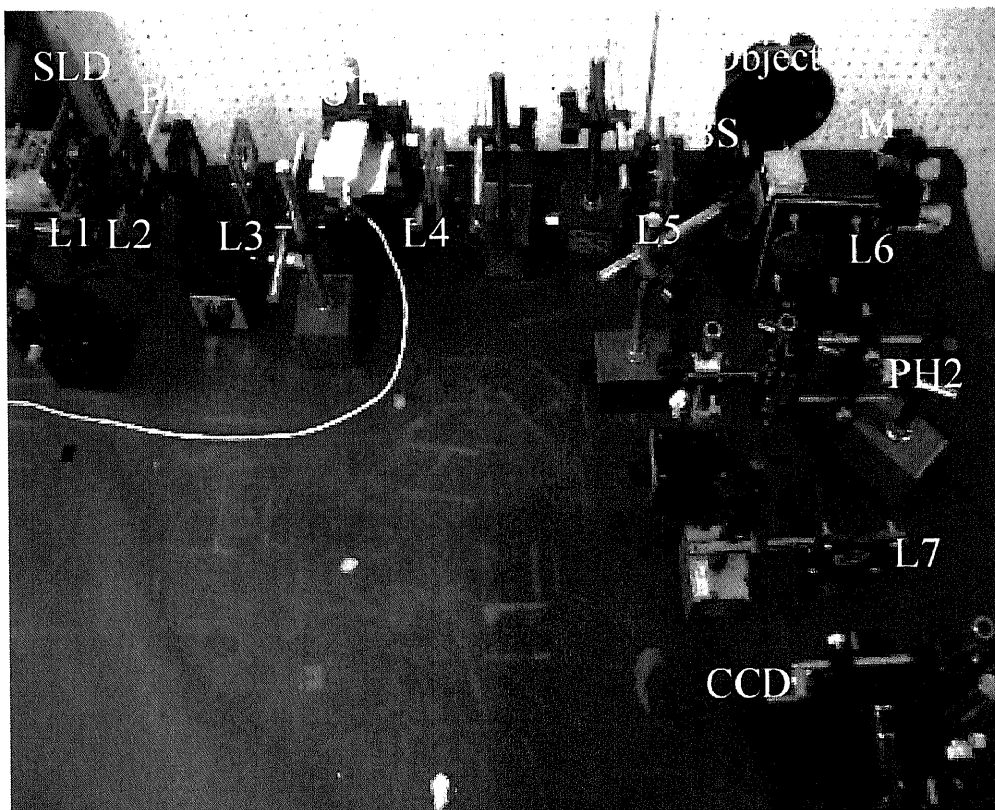


図 5.13 干渉計の外観

## 5.5 近似式による誤差の影響

シミュレーションにて膜厚を想定した2つの光路差を与え、信号推定処理法にて計算した。各種のパラメータは $\lambda_0=800\text{nm}$ 、 $b=20\text{nm}$ 、 $\theta_c=0.1\text{rad}$ 、 $Z_c=2.63\text{rad}$ 、膜厚 $d$ は $3.4\mu\text{m}$ であった。計算結果を図5.14(a)、(b)に示す。実線は理論値であり、(a)、(b)はそれぞれ膜の表面、裏面である。図より表面では最大約 $0.07\text{rad}$ 程度の測定誤差が、また裏面では最大約 $0.02\text{rad}$ 程度の測定誤差が存在した。 $b=20\text{nm}$ の場合には $Z_b$ に $0.15\text{rad}$ の測定誤差があると、 $L_z$ の測定誤差は約 $360\text{nm}$ となり $\lambda_0/2$ に近い値となってしまっている。この測定誤差は2.3.1節で近似した $b \ll \lambda_0$ の条件による誤差である。波長走査振幅が $20\text{nm}$ 程度の場合にはこの近似式が成り立たないため、正確な式を導く必要がある。

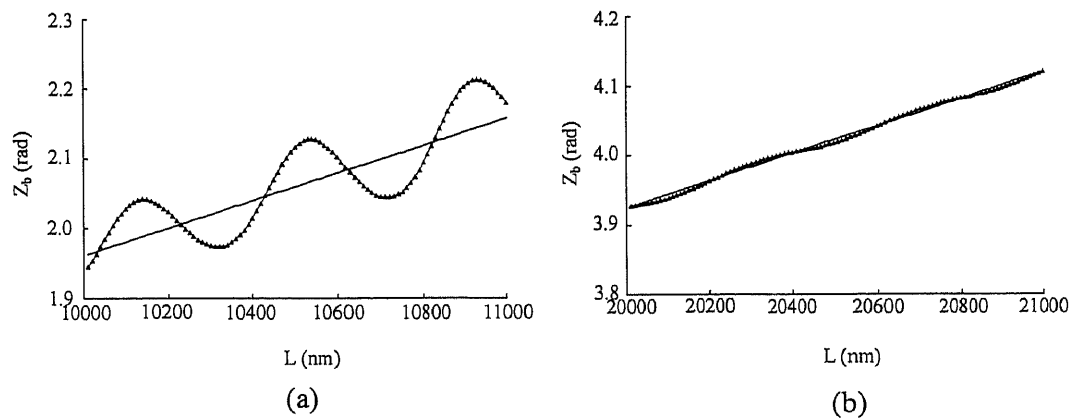


図 5.14 (a)表面と(b)裏面における近似式による誤差

式(2.22)より正弦波状の波長走査による波数 $k$ は

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_0 - \Delta\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{1}{1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}} \simeq \frac{2\pi}{\lambda_0} \left( 1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \right)$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda_0} + \frac{2\pi b}{\lambda_0^2} \cos(\omega_b t + \theta_b),$$

と表されている。 $b=20\text{nm}$ 、 $\lambda_0=800\text{nm}$ のときの近似による誤差は約 $6.0 \times 10^{-4}$ 程度であり十分小さいため、この近似式は成り立つ。つぎに式(2.23)は近似せずに展開すると

$$\begin{aligned}
k(L_2 - L_1) &= \left[ \frac{2\pi}{\lambda_0} + \frac{2\pi b}{\lambda_0^2} \cos(\omega_b t + \theta_b) \right] [L + 2a \cos(\omega_c t + \theta_c)] \\
&= \frac{2\pi \Delta L}{\lambda_0} + \frac{4\pi a}{\lambda_0} \cos(\omega_c t + \theta_c) + \frac{2\pi b L}{\lambda_0^2} \cos(\omega_b t + \theta_b) \\
&\quad + \frac{4\pi ab}{\lambda_0^2} \cos(\omega_c t + \theta_c) \cos(\omega_b t + \theta_b) \\
&= Z_c \cos(\omega_c t + \theta_c) + Z_b \cos(\omega_b t + \theta_b) + Z_d \cos(\omega_c t + \theta_c) \cos(\omega_b t + \theta_b) + \alpha,
\end{aligned} \tag{5.16}$$

となる。ここで

$$Z_d = \frac{4\pi ab}{\lambda_0^2}, \tag{5.17}$$

である。この式を展開していくと式(5.8)、(5.9)はそれぞれ

$$\begin{aligned}
A_s(t) &= \sum_i a_i R(L_i) \sin[Z_{bi} \cos(\omega_b t + \theta_b) + \alpha_i] \\
&\quad \times \{1 + 2J_1(Z_d)[J_0(Z_c) - J_2(Z_c)] \cos(\omega_b t + \theta_b)\},
\end{aligned} \tag{5.18}$$

$$\begin{aligned}
A_c(t) &= \sum_i a_i R(L_i) \cos[Z_{bi} \cos(\omega_b t + \theta_b) + \alpha_i] \\
&\quad \times \{1 + 2J_1(Z_d)[J_1(Z_c) - J_3(Z_c)] \cos(\omega_b t + \theta_b)\},
\end{aligned} \tag{5.19}$$

となる。この式変形は Appendix に示す。得られた式を理論式として再度シミュレーションにより推定処理を行った結果を図 5.15 に示す。実線は理論線であり、三角印は近似式を用いた理論式、丸印は近似式を用いずに展開して得られた理論式より求められた推定値である。図より表面では約 0.02rad、裏面では約 0.01rad の誤差となり、近似式を用いた結果に比べ測定誤差を減らすことができた。

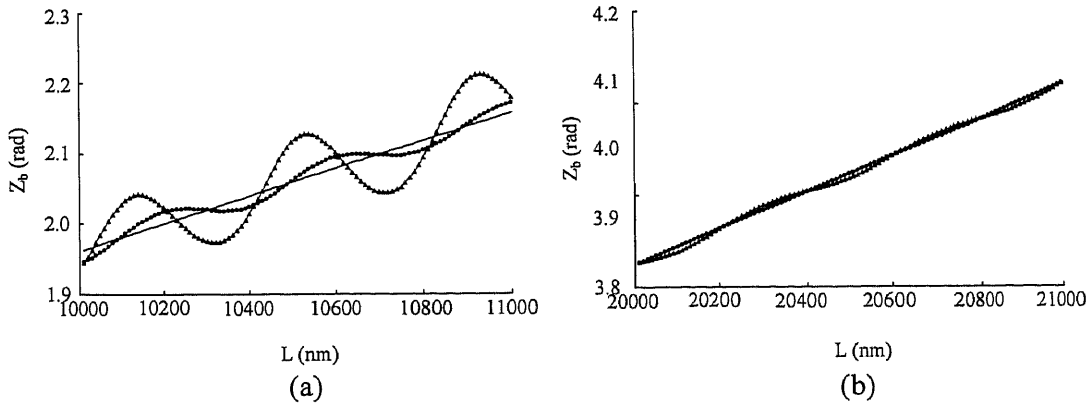


図 5.15 (a)表面と(b)裏面における近似式による測定誤差の比較

## 5.6 比例定数 $K$ の測定

信号推定処理法では、参照光と測定物体 A、B の反射光による干渉信号の振幅比  $K$  が重要な値となる。第4章では正確な屈折率が既知の物体であったため、フレネルの法則に従い、干渉信号の振幅比を求めた。しかしながら本章で用いる測定物体の IC ウェハの正確な屈折率は未知である。そのため、実験的な方法で  $K$  を求める方法を示す。この方法の基本原理は 4.2.2 節で示した直線状波長走査干渉計である。波長を直線状に走査すると、反射面の位置に像が広がる。この像の広がりには式(4.11)で表される。本章で用いられる測定物体の膜厚は、厚い領域で  $4\mu\text{m}$  であり、膜の屈折率は 1.46 である。よって光学的な光路差は  $11.7\mu\text{m}$  となる。光源の中心波長を  $831.7\text{nm}$  とすると像が重ならないため必要な波長走査幅  $\Delta\lambda$  はおよそ  $60\text{nm}$  である。よって波長走査幅を  $60\text{nm}$  とし直線状の波長走査を行うことで各反射面の振幅を求める。直線状の波長走査を行ったときに得られる像の関係を図 5.16 に示す。ここで、測定物体の 2 つの反射面 A、B 間の光路差を  $L_{AB}$  とする。参照面と測定物体の表面 A の光路差を  $3L_{AB}$  になるように設定すると、参照面と測定物体裏面 B との光路差は  $4L_{AB}$  となり、同じく参照面と多重反射光との光路差

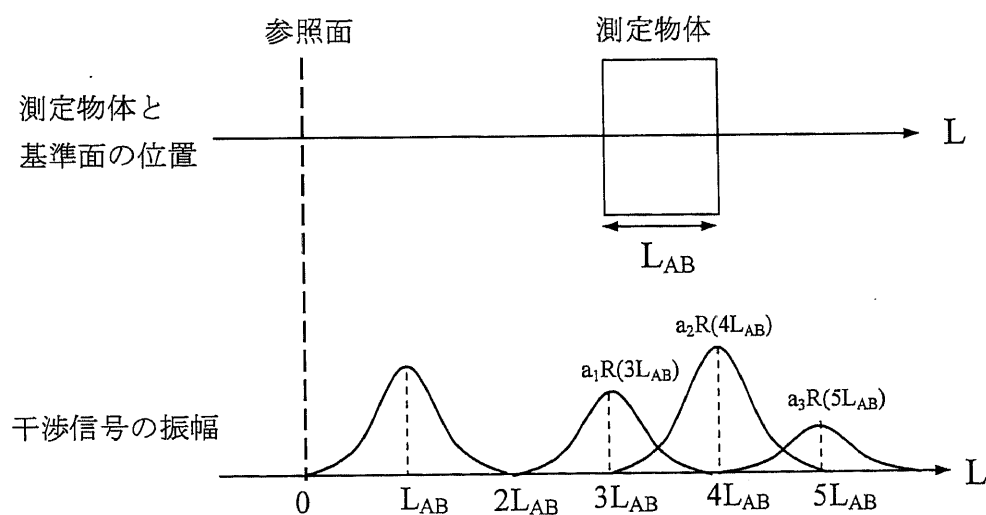


図 5.16 直線状波長走査による干渉信号の振幅

は  $5L_{AB}$  となる。直線状の波長走査を行うと  $L_{AB}$  の位置には反射面 A、B の干渉による像が現われる。同様に  $3L_{AB}$  の位置には参照面と物体の表面 A による干渉、 $4L_{AB}$  の位置には参照面と物体の裏面 B による干渉、 $5L_{AB}$  の位置には参照面と物体からの多重反射による干渉の像が得られる。この像の振幅を比較することで干渉信号の振幅比  $K$  が得られる。 $2L_{AB}$  の位置には測定物体の表面 A と多重反射光による成分が現われるが、この振幅は他の干渉信号の振幅に比べて十分に小さいため、ゼロと見なすことができる。よってこの  $2L_{AB}$  の成分が小さくなるように光路差の調整を行った。測定結果を図 5.17 に示す。

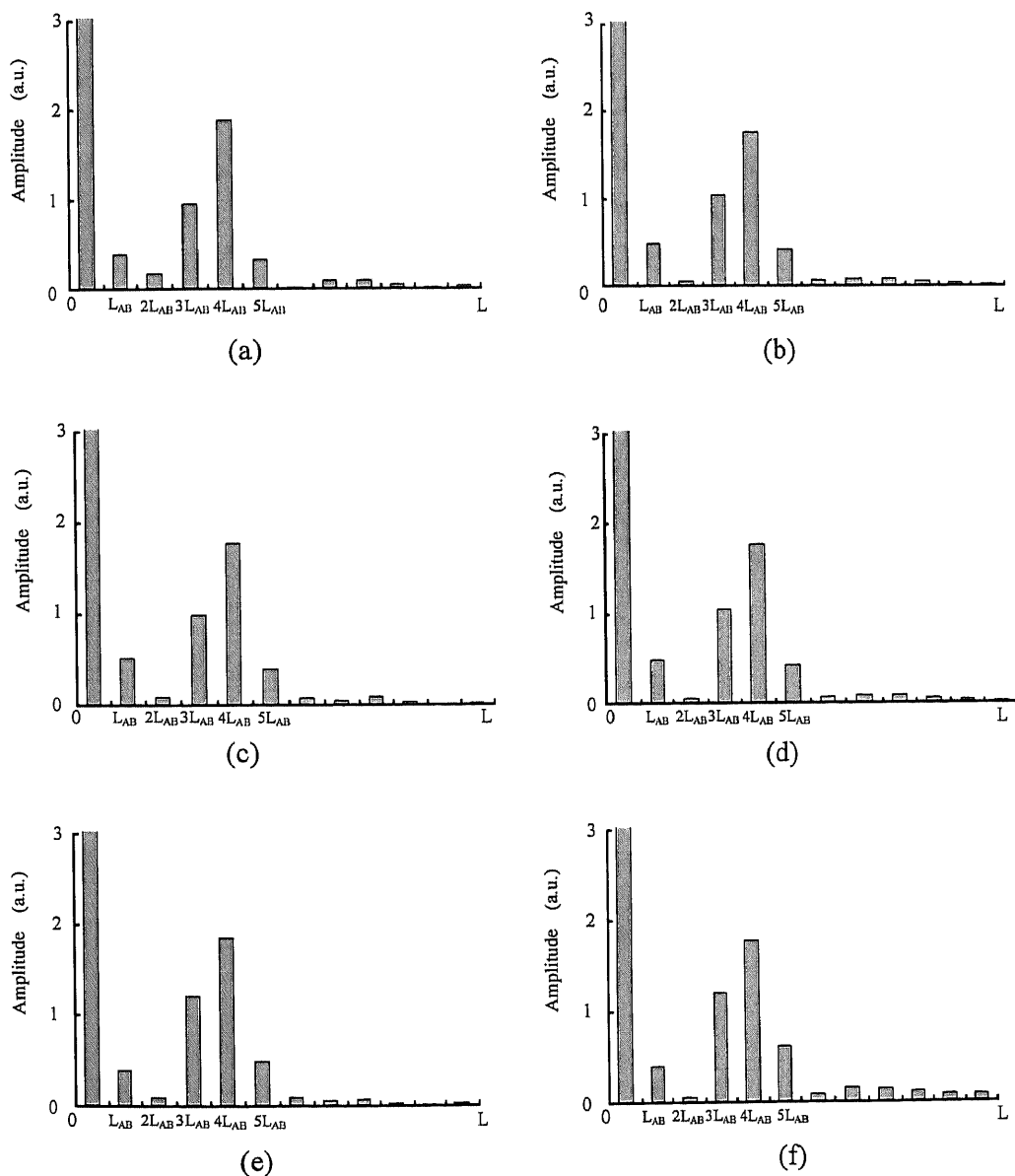


図 5.17 直線状波長走査による干渉信号の振幅

図 5.17 に示されるように、参照面を移動させていくと  $2L_{AB}$  の値が小さくなる位置が複数存在した。そこで  $2L_{AB}$  の成分だけでなく、その他の周波数成分を用いて最適な値を探す。反射面での像の広がり、実際には sinc 関数的な広がりとなる。光路差が像の広がり整数倍になっているときには、図 5.18(a) に示されるように反射面以外の成分は検出されない。ここで図 5.18 では簡単のため、二つの反射面を有する図で表示してある。しかしながら、図 5.18(b) のように光路差が像の広がり整数倍になっていないときには反射面の位置以外の周波数成分にもある値が検出される。よって、反射面の位置がそれぞれ  $L_{AB}$ 、 $3L_{AB}$ 、 $4L_{AB}$ 、 $5L_{AB}$  にあるときには、これら以外の周波数成分の振幅は完全にゼロになるはずである。よって  $L_{AB}$ 、 $3L_{AB}$ 、 $4L_{AB}$ 、 $5L_{AB}$  の周波数成分のみを取り出して逆フーリエ変換し、もとの干渉信号との誤差が一番小さいものが正しい位置にあると考えられる。単純に差の二乗和を計算するだけでは、誤差の値は干渉信号の振幅に依存してしまうため規格化して比較をした。図 5.17 の(a)から(f)に対しての比較結果を表 5.1 に示す。

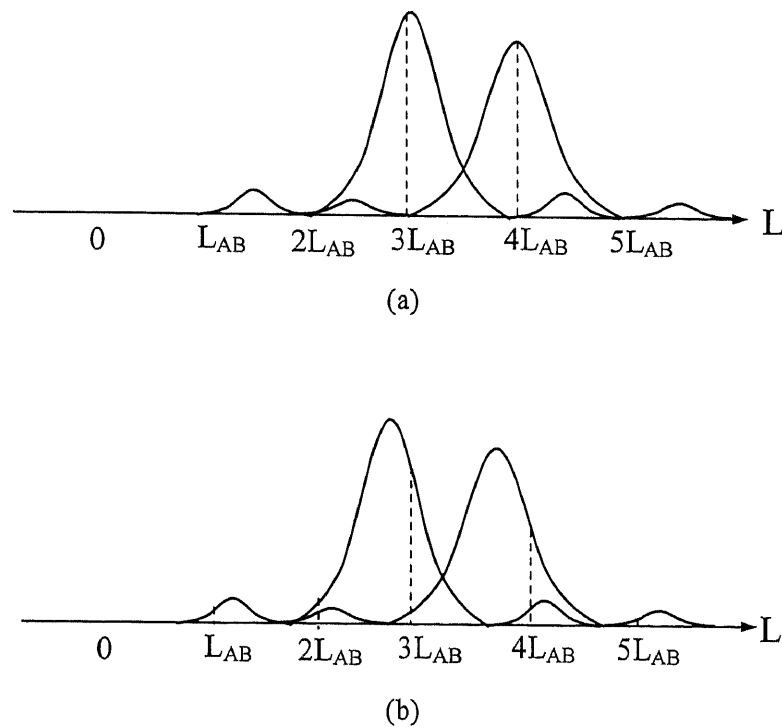


図 5.18 直線状波長走査による干渉信号の振幅

表 5.1 誤差と振幅比  $K_2'$ 、 $K_3'$  の関係

Case	error	$K_2'$	$K_3'$
(a)	0.0208	1.961	0.344
(b)	0.0179	1.840	0.418
(c)	0.0170	1.795	0.402
(d)	0.0162	1.676	0.401
(e)	0.0179	1.520	0.404
(f)	0.0241	1.476	0.508

表 5.1 より (d) の時に誤差の最小値が得られた。また  $K_2'$ 、 $K_3'$  はそれぞれ

$$\begin{aligned}
 K_2' &= \frac{a_2 R(4L_{AB})}{a_1 R(3L_{AB})}, \\
 &= K_2 \frac{R(4L_{AB})}{R(3L_{AB})},
 \end{aligned} \tag{5.20}$$

$$\begin{aligned}
 K_3' &= \frac{a_3 R(5L_{AB})}{a_1 R(3L_{AB})}, \\
 &= K_3 \frac{R(5L_{AB})}{R(3L_{AB})},
 \end{aligned} \tag{5.21}$$

である。これより振幅比  $K_2$  と  $K_3$  が得られる。この方法により得られる  $K$  の測定精度はおよそ  $\pm 10\%$  程度である。この誤差の原因は、直線状の波長走査が完全に線形することが出来ないため、反射面の位置から広がる像が理想的なものより広がってしまうことによるものである。よって推定では  $K_2$ 、 $K_3$  とともに  $\pm 10\%$  変化させた値についても推定を行い、最適な結果を求めたところ、Case (c) の条件のときに最もよい結果が得られた。そこで実験結果では Case (c) の結果を示す。

## 5.7 実験結果

測定物体は図 5.19 に示されるように、2つの厚さ  $d_L \simeq 1\mu\text{m}$  と  $d_R = 4\mu\text{m}$  を有する形状であった。まず  $I_x=1$ 、 $I_y=1$  と  $I_x=60$ 、 $I_y=1$  の2つの測定点について、式(5.10)で与えられた誤差関数を最小化することにより、 $Z_{b1}$ 、 $Z_{b2}$ 、 $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$  を推定した。 $I_x=1$ 、 $I_y=1$  で推定された値は厚さ  $1\mu\text{m}$  の領域内の隣接するセルの初期値に設定し、 $I_x=60$ 、 $I_y=1$  で推定された値は同様に厚さ  $4\mu\text{m}$  の領域内の初期値に設定した。このような方法ですべての測定点において  $Z_{b1}$ 、 $Z_{b2}$ 、 $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$  が得られた。図 5.20 に  $Z_{bi}$  から求められた  $L_{zi}$  を、図 5.21 に  $\alpha_i$  から求められた  $L_{ai}$  を示す。 $I_x=30\sim 35$  の領域では段差境界面からの強い回折光の影響で、正しい測定値が得られなかった。式(5.11)より  $L_{zi}$ 、 $L_{ai}$  から物体の表面における縞次数  $m_1$  と裏面における縞次数  $m_2$  が得られた。結果を図 5.22 に示す。図 5.19 に示されているように、 $I_x=1\sim 29$  における縞次数  $m_i$  を  $m_{iL}$ 、また  $I_x=36\sim 60$  における縞次数を  $m_{iR}$  とする。図 5.22(a)より、 $m_{1L}$ 、 $m_{1R}$  はそれぞれおよそ 24、17 であった。また、図 5.22(b)より  $m_{2L}$  はおよそ 28 であった。しかしながら、 $m_{2R}$  は異なる2つの値が得られた。 $m_{2R}$  の領域内でのすべての測定点に対して  $m_{2R}=30$  はおよそ 22%、 $m_{2R}=31$  はおよそ 78% であった。図 5.21 に示されているように光路差  $L_{ai}$ 、つまり表面、裏面の形状はそれぞれの厚さの領域内においてなめらかに変化しているため、縞次数  $m_{iL}$ 、 $m_{iR}$  は唯一の定数を持つことがわかる。これより、縞次数  $m_{1L}$ 、 $m_{1R}$ 、 $m_{2L}$  はそれぞれ 24、17、28 とした。

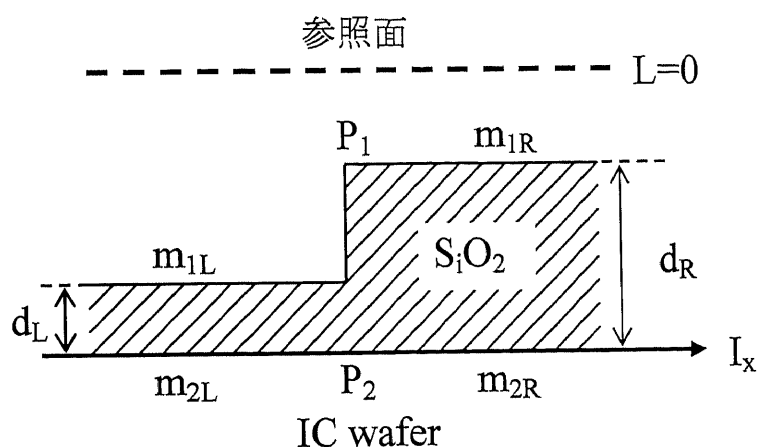
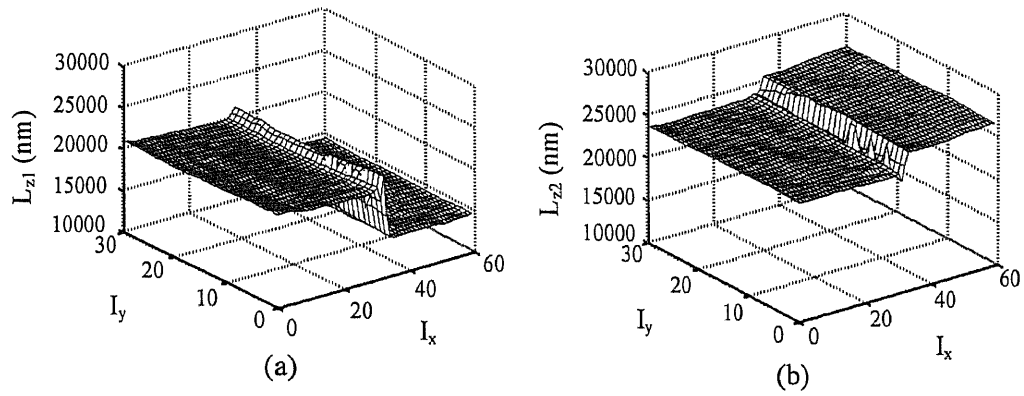
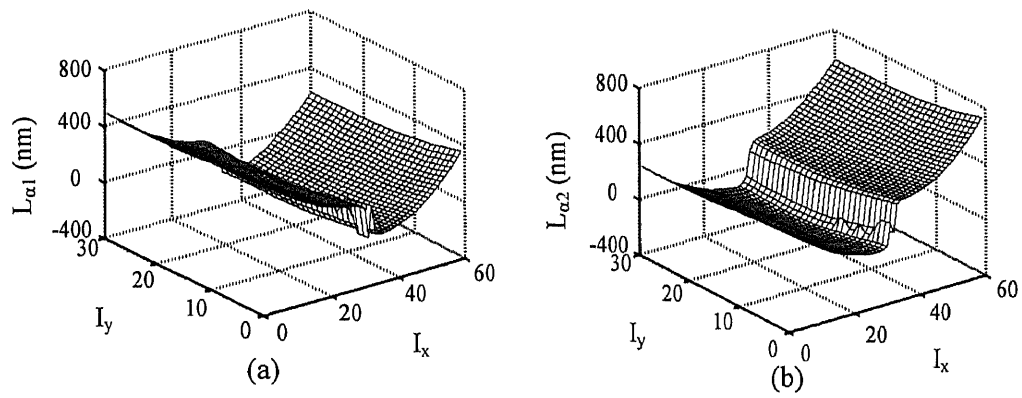
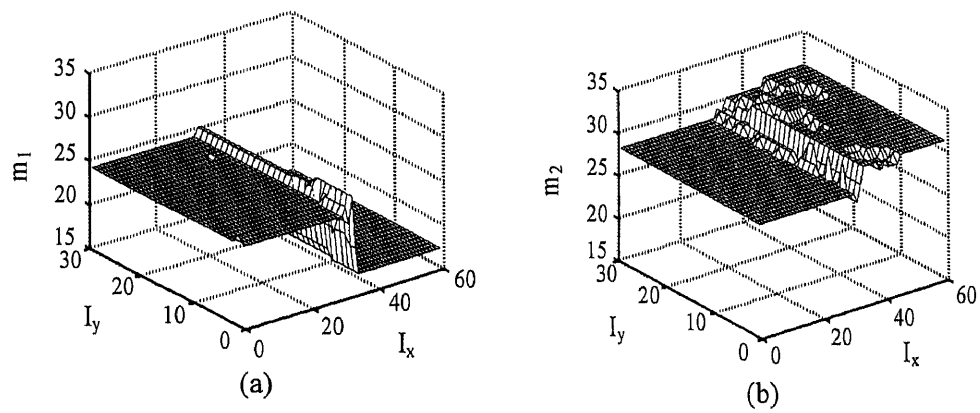


図 5.19 測定物体の外観

図 5.20 (a)表面の  $L_{z1}$  と(b)裏面の  $L_{z2}$ 図 5.21 (a)表面の  $L_{\alpha1}$  と(b)裏面の  $L_{\alpha2}$ 図 5.22 (a)表面の  $m_1$  と(b)裏面の  $m_2$

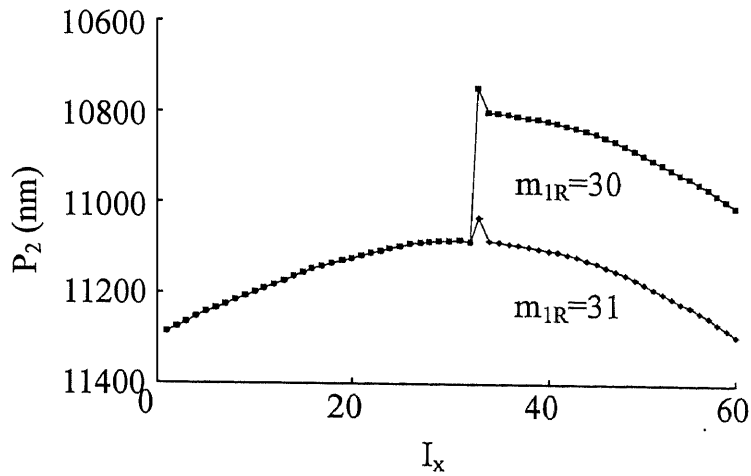
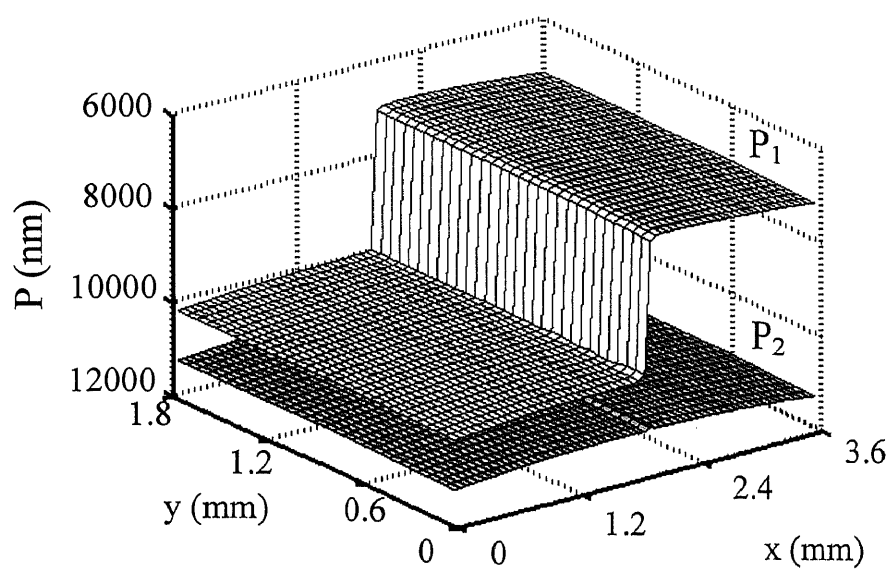
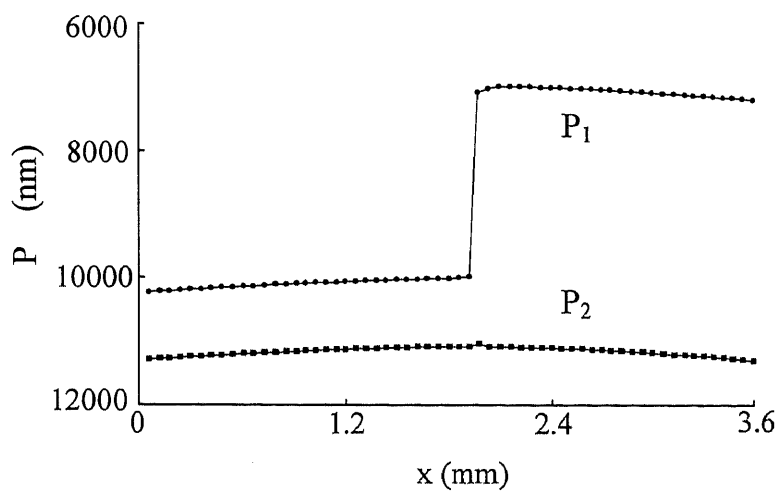


図 5.23  $m_{1R}=30$  と  $31$  における裏面の位置  $P_2$

式(5.14)において  $m_{2R}=30$  と  $m_{2R}=31$  として  $I_y=15$  における  $I_x$  での位置  $P_2$  を求めた。結果を図 5.23 に示す。位置  $P_2$  は IC ウェハーの位置を表し、IC ウェハー上では不連続な点を含まないことを考慮すると、図 5.23 より縞次数  $m_{2R}$  は 31 であるといえる。図 5.24、5.25 に測定された物体の位置  $P_1$ 、 $P_2$  を示す。ここで、位置  $P_1$ 、 $P_2$  は式(5.13)、(5.14)において  $m_{1L}=24$ 、 $m_{1R}=17$ 、 $m_{2L}=28$ 、 $m_{2R}=31$  として求めた。また、位置の差を取ることで膜厚を求めた。結果を図 5.26、5.27 に示す。表 5-1 に  $I_y=15$  における  $I_x$  上の測定値  $L_{zi}$ 、 $L_{ai}$ 、 $m_{ci}$ 、 $P_i$ 、 $d$  を示す。 $d_L$  の領域での平均膜厚は 1062nm であり、 $d_R$  の領域での平均膜厚は 4109nm であった。また、連続 3 回の測定による測定誤差は RMS 値で 3nm 以下であった。測定精度を確かめるために試験的に白色干渉計にて同じ測定物体を測定した。その結果、白色干渉計による平均値  $d_L$  と  $d_R$  はそれぞれ 1074nm、4113nm であった。この結果より、本研究による測定精度は数 nm 程度であるといえる。

図 5.24 表面の位置  $P_1$  と裏面の位置  $P_2$  の分布図 5.25  $I_y=15$  における表面の位置  $P_1$  と裏面の位置  $P_2$  の分布

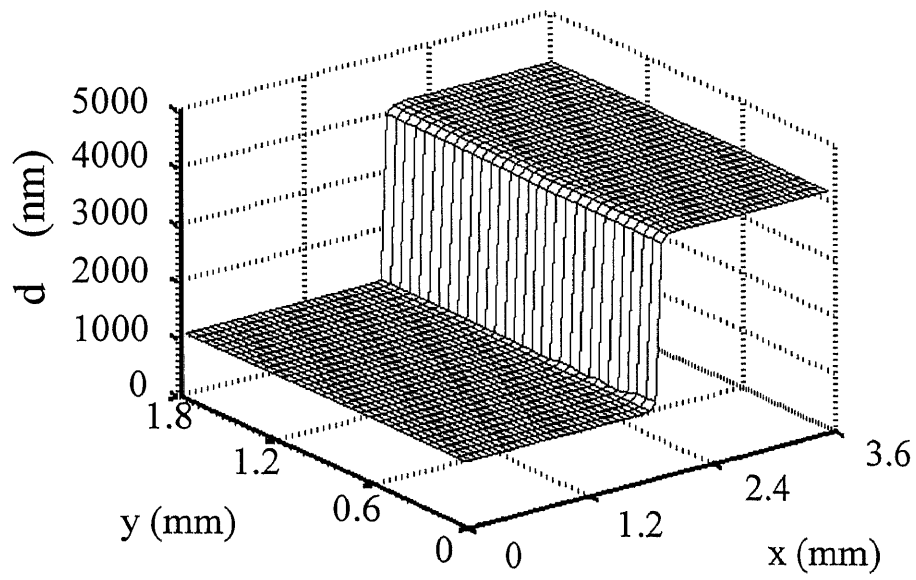
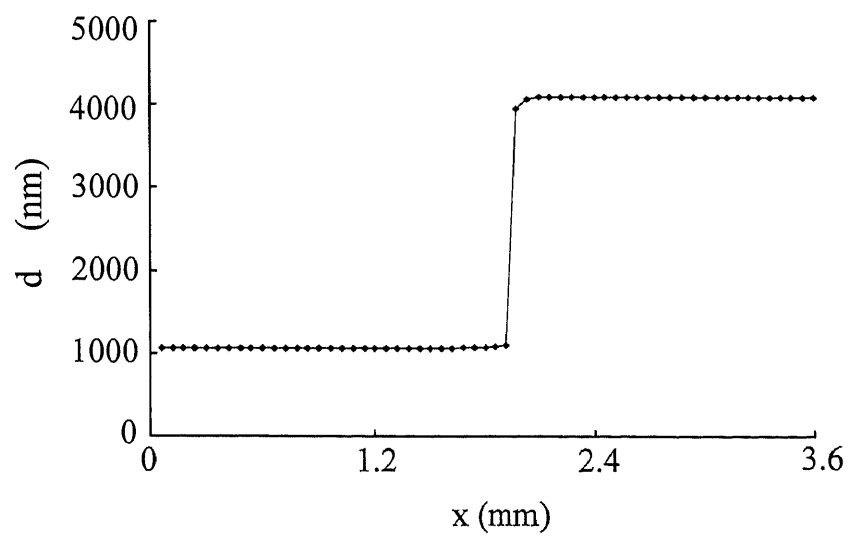
図 5.26 膜厚  $d$  の分布図 5.27  $I_y=15$  における膜厚  $d$  の分布

表 5.2  $I_y=15$  における各測定値

$I_x$	$L_{z1}$ (nm)	$L_{z2}$ (nm)	$L_{\alpha1}$ (nm)	$L_{\alpha2}$ (nm)	$m_{c1}$	$m_{c2}$	$P_1$ (nm)	$P_2$ (nm)	$d$ (nm)
5	20403	23566	409	176	24.0	28.1	10185	11243	1058
10	20207	23530	319	89	23.9	28.2	10140	11199	1059
15	20099	23548	224	8	23.9	28.3	10093	11156	1064
20	19851	23455	157	-57	23.7	28.3	10059	11124	1065
25	19722	23419	98	-108	23.6	28.3	10029	11097	1071
30	19784	23545	54	-125	23.7	28.4	10008	11084	1076
35	15051	25546	-171	183	18.3	30.5	6984	11087	4103
40	13963	25561	-150	225	17.0	30.5	6994	11105	4110
45	13935	25666	-94	278	16.9	30.5	7023	11132	4109
50	14115	25889	3	370	17.0	30.7	7071	11179	4108
55	14191	26057	104	470	16.9	30.8	7122	11229	4107
60	14141	26133	231	599	16.7	30.7	7185	11293	4108

## 5.8 まとめ

本章では、2つの反射面を有する測定物体として厚さ約  $1\mu\text{m}$  と  $4\mu\text{m}$  の段差を有する薄膜の形状を計測する方法を示した。薄い薄膜を測定するため、より波長走査幅の大きな光源が必要となる。そこで SLD と AOTF を用いた光源を構成することにより最大  $60\text{nm}$  の波長走査幅が得られた。しかしながら、この光源のスペクトル半値幅は十分に広いためコヒーレンス長の影響が干渉信号に現われる。また、測定物体の基盤となるシリコンウェハは屈折率が高いため、多重反射光が発生する。波長走査幅の大きな光源では第 2 章で示した近似式の誤差が大きくなる。よって、これらコヒーレンス長、多重反射光、近似式による誤差を考慮した干渉計の原理を示した。信号推定処理法では複数存在する干渉信号の振幅比が重要な値となる。そこで直線状波長走査干渉法を利用することにより、実験的に振幅比を求めた。得られた振幅比を用いて薄膜の測定を行った。測定の結果、厚さの薄い領域では平均膜厚  $1062\text{nm}$ 、厚さの厚い領域では  $4109\text{nm}$  の膜厚が繰り返し誤差  $3\text{nm}$  で測定できた。

## 第6章 結論

正弦波状波長走査レーザ干渉法を用いた、段差を有する鏡面物体、粗面物体、薄膜形状の計測に関して研究を行った。

はじめに正弦波状波長走査レーザ干渉法で用いられる光学系の原理と構成を示した。正弦波状波長走査干渉法では、干渉信号の従来の位相に加えて、光路差と波長走査振幅に比例する変調振幅を干渉信号の中に作り出すことができる。この変調振幅より得られる光路差からは波長以上の光路差を測定できるが、その測定精度は高くない。そこで変調振幅より得られる光路差と位相より得られる光路差を組み合わせる方法を示した。変調振幅より得られる光路差の測定精度が半波長以下であるならば、2つの光路差を結びつけることにより、波長以上の光路差を数 nm の精度で測定できることを示した。波長走査レーザ干渉計では、波長走査幅が大きいほど測定の分解能がよくなる。そこで、外部共振器型の波長可変半導体レーザを構成した。これより約 20nm の波長走査幅が容易に得られた。この光源を用いた正弦波状波長走査レーザ干渉計を構成し、測定誤差と測定範囲について検討した。干渉計の基本的な測定能力を確かめるため、段差幅約 10 $\mu$ m の鏡面物体を測定した。測定の結果、平均段差幅は 10.020nm であり、繰り返し測定の誤差はおよそ 3nm であった。つぎに、粗面物体の測定方法を示した。粗面物体ではスペックルパターンが生じるが、波長走査レーザ干渉計と適切なサイズのピンホールをフーリエ変換面に用いることにより測定が可能であることを示した。直径 2mm のピンホールを用いることにより、深さ約 50 $\mu$ m と 150 $\mu$ m のくぼみ形状を測定することができた。

2つの反射面により生じる多重反射光の振幅をフレネルの法則により解析した。この結果、3次以降の反射光は1次、2次の反射光に比べて十分小さいことが確認できたため、干渉計では物体光は2つのみ存在すると考えた。干渉信号には物体光同士の干渉信号も含まれているが、二重正弦波位相変調干渉計とフーリエ変換などの信号処理により、この成分を取り除くことができることを示した。また、信号推定処理法により、検出信号に含まれる2つの光路差  $L_1$ 、 $L_2$  を推定できることを示した。これより、厚さ約 20 $\mu$ m のシリカガラス板を繰り返し測定誤差 10nm 程度で測定することができた。

2つの反射面を有する別の測定物体として厚さ約 1 $\mu$ m と 4 $\mu$ m の段差を有する薄膜

の形状を計測する方法を示した。薄い薄膜を測定するため、より波長走査幅の大きな光源が必要となる。そこで SLD と AOTF を用いた光源を構成することにより最大 60nm の波長走査幅が得られた。しかしながら、この光源のスペクトル半値幅は十分に広いためコヒーレンス長の影響が干渉信号に現われる。また、測定物体の基盤となるシリコンウェハは屈折率が高いため、多重反射光が発生する。波長走査幅の大きな光源では第2章で示した近似式の誤差が大きくなる。よって、これらコヒーレンス長、多重反射光、近似式による誤差を考慮した干渉計の原理を示した。信号推定処理法では複数存在する干渉信号の振幅比が重要な値となる。そこで直線状波長走査干渉法を利用することにより、実験的に振幅比を求めた。得られた振幅比を用いて薄膜の測定を行った。測定の結果、厚さの薄い領域では平均膜厚 1062nm、厚さの厚い領域では 4109nm の膜厚が繰り返し誤差 3nm で測定できた。

## Appendix

式(5.16)より(5.18)、(5.19)を導く。まず簡単のために測定物体の反射面は1つとし、参照光と物体光の振幅はともに1とする。また、位相変調と波長走査における初期位相 $\theta_c$ 、 $\theta_b$ はそれぞれ0とする。このときに得られる干渉信号の位相は式(5.16)より

$$S(t) = \cos[Z_c \cos \omega_c t + Z_b \cos \omega_c t + 2Z_d \cos \omega_c t \cos \omega_b t + \alpha], \quad (\text{A.1})$$

と表される。この式は、 $\Phi(t) = Z_b \cos \omega_b t + \alpha$  とすると

$$S(t) = \text{Re} \left[ e^{jZ_c \cos \omega_c t} e^{j\Phi(t)} e^{j2Z_d \cos \omega_c t \cos \omega_b t} \right], \quad (\text{A.2})$$

と表される。この式において $Z_c$ を3次、 $Z_d$ を1次までのベッセル関数で展開すると

$$\begin{aligned} S(t) = \text{Re} \{ & [J_0(Z_c) + J_1(Z_c)(e^{j\omega_c t} - e^{-j\omega_c t}) + J_2(Z_c)(e^{j2\omega_c t} + e^{-j2\omega_c t}) \\ & + J_3(Z_c) * (e^{j3\omega_c t} - e^{-j3\omega_c t})] \\ & \times [J_0(Z_d)^2 + J_0(Z_d)J_1(Z_d) * (e^{j(\omega_c + \omega_b)t} - e^{-j(\omega_c + \omega_b)t}) \\ & + J_0(Z_d)J_1(Z_d)(e^{j(\omega_c - \omega_b)t} - e^{-j(\omega_c - \omega_b)t})] \\ & \times e^{j\Phi(t)} \}, \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

となる。実験では $Z_d$ はおよそ0.025radである。このとき $J_0(Z_d)=0.999$ であるので、 $J_0(Z_d)=1$ とみなす。また従来得られる信号成分を取り除くと

$$\begin{aligned} S(t) = \text{Re} \{ & [J_0(Z_c) + J_1(Z_c)(e^{j\omega_c t} - e^{-j\omega_c t}) + J_2(Z_c)(e^{j2\omega_c t} + e^{-j2\omega_c t}) + J_3(Z_c) \\ & * (e^{j3\omega_c t} - e^{-j3\omega_c t})] \\ & \times [J_0(Z_d)J_1(Z_d) * (e^{j(\omega_c + \omega_b)t} - e^{-j(\omega_c + \omega_b)t}) + J_0(Z_d)J_1(Z_d)(e^{j(\omega_c - \omega_b)t} - e^{-j(\omega_c - \omega_b)t})] \\ & \times e^{j\Phi(t)} \}, \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

となる。この式について、 $\omega_c$ 付近と $2\omega_c$ 付近に現われる周波数成分について式を解くと、 $\omega_c$ 付近の周波数成分は

$$\begin{aligned}
\sin[\phi(t)] &= \text{Re}\{J_1(Z_d)[J_0(Z_c) - J_2(Z_c)]\{ [e^{j(\omega_c + \omega_b)t} - e^{-j(\omega_c + \omega_b)t}] + [e^{j(\omega_c - \omega_b)t} - e^{-j(\omega_c - \omega_b)t}] \} \\
&\quad \times e^{j\Phi(t)}\}, \\
&= \text{Re}\{J_1(Z_d)[J_0(Z_c) - J_2(Z_c)][-2j \sin(\omega_c + \omega_b)t - 2j \sin(\omega_c - \omega_b)t]e^{j\Phi(t)}\}, \\
&= \text{Re}\{J_1(Z_d)[J_0(Z_c) - J_2(Z_c)][-j \sin \omega_c t \cos \omega_b t]e^{j\Phi(t)}\},
\end{aligned} \tag{A.5}$$

となる。また  $2\omega_c$  付近の周波数成分は

$$\begin{aligned}
\sin[\phi(t)] &= \text{Re}\{J_1(Z_d)[J_1(Z_c) - J_3(Z_c)]\{ [e^{j(2\omega_c + \omega_b)t} + e^{-j(2\omega_c + \omega_b)t}] + [e^{j(2\omega_c - \omega_b)t} + e^{-j(2\omega_c - \omega_b)t}] \} \\
&\quad \times e^{j\Phi(t)}\}, \\
&= \text{Re}\{J_1(Z_d)[J_1(Z_c) - J_3(Z_c)][2 \cos(2\omega_c + \omega_b)t + 2 \cos(2\omega_c - \omega_b)t]e^{j\Phi(t)}\}, \\
&= \text{Re}\{J_1(Z_d)[J_1(Z_c) - J_3(Z_c)][\cos 2\omega_c t \cos \omega_b t]e^{j\Phi(t)}\},
\end{aligned} \tag{A.6}$$

となる。これより  $S(t)$  をフーリエ変換し、 $\omega_c$  と  $2\omega_c$  をゼロ周波数にシフトさせたときに得られる信号  $\sin[\phi(t)]$ 、 $\cos[\phi(t)]$  はそれぞれ

$$\sin[\phi(t)] = \sin \Phi(t) + 2J_1(Z_d)[J_0(Z_c) - J_2(Z_c)] \cos \omega_b t \sin \Phi(t), \tag{A.7}$$

$$\cos[\phi(t)] = \cos \Phi(t) + 2J_1(Z_d)[J_1(Z_c) - J_3(Z_c)] \cos \omega_b t \cos \Phi(t), \tag{A.8}$$

となる。

複数の物体光が存在する場合、式(A.2)における干渉信号は式(4.29)、(4.32)を用いて

$$S(t) = A_{eq} \text{Re}\left[e^{jZ_c \cos \omega_c t} e^{j\Phi(t)} e^{j2Z_d \cos \omega_c t \cos \omega_b t}\right], \quad i=1,2,3,\dots \tag{A.9}$$

と表されるため、同様の式変形を行うことにより

$$\begin{aligned}
A_s(t) &= \sum_i a_i \sin(Z_{bi} \cos \omega_b t + \alpha_i) \\
&\quad \times \{1 + 2J_1(Z_d)[J_0(Z_c) - J_2(Z_c)] \cos \omega_b t\},
\end{aligned} \tag{A.10}$$

$$\begin{aligned}
A_s(t) &= \sum_i a_i \cos(Z_{bi} \cos \omega_b t + \alpha_i) \\
&\quad \times \{1 + 2J_1(Z_d)[J_1(Z_c) - J_3(Z_c)] \cos \omega_b t\},
\end{aligned} \tag{A.11}$$

が得られる。

## 謝辞

本研究を進めるに当たり、適切なご指導ご助言を頂いた新潟大学工学部教授佐々木修己博士に厚く御礼申し上げます。また、博士論文作成に当たり、ご指導を頂いた新潟大学工学部教授菊池久和博士、同教授佐藤孝博士、同教授大河正志博士、同助教授鈴木孝昌博士に心より感謝申し上げます。

研究のための工作機器などの作成に関して適切なご指導を頂いた新潟大学工学部岩野春男技官に心より感謝申し上げます。

粗面物体の測定資料を提供して頂いたマコー株式会社に心より感謝申し上げます。薄膜物体の測定資料を提供して頂いた東レエンジニアリング株式会社北川克一様に心より感謝申し上げます。

研究を進めるに当たり、ご助言を頂いた新潟大学大学院自然科学研究科博士後期課程李金環様、同卒業趙学峰博士に心より感謝申し上げます。ならびに、新潟大学工学部佐々木修己、鈴木孝昌研究室の皆様にも心より感謝申し上げます。

## 参考文献

1. J. E. Greivenkamp and J. H. Bruning, "Phase Shifting Interferometers," in Optical shop testing, 2nd ed., D. Malacara, ed. (Wiley, New York, 1992), pp. 501-598.
2. M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, "Fourier-Transform Method of Fringe-Pattern Analysis for Computer-Based Topography and Interferometry," *Journal of the Optical Society of America* **72**(1), 156-160 (1982).
3. O. Sasaki and H. Okazaki, "Sinusoidal phase modulating interferometry for surface profile measurement," *Applied Optics*, **25**, 3137-3140 (1986).
4. O. Sasaki, T. Yoshida and T. Suzuki, "Double sinusoidal phase-modulating laser diode interferometer for distance measurement," *Applied Optics*, **30**, 3617 (1991).
5. O. Sasaki, K. Tsuji, S. Sato, T. Kuwahara and T. Suzuki: Sinusoidal wavelength-scanning interferometers, in *Laser Interferometry IX: techniques and Analysis*, M. Kujawinska, G. M. Brown, and M. Takeda, eds., Proc. SPIE **3478**, 37 (1998).
6. O. Sasaki, Y. Shimakura, and T. Suzuki, "Sinusoidal wavelength-scanning superluminescent diode interferometer for two-dimensional step-profile measurement," *Proceedings of SPIE* **4919**, 220 (2002).
7. T. Suzuki, H. Suda and O. Sasaki, "Double sinusoidal phase-modulating distributed-Bragg-reflector laser-diode interferometer for distance measurement," *Applied Optics*, **42**, 60-66 (2003).
8. T. Suzuki, T. Maki, X. Zhao and O. Sasaki, "Disturbance-free high-speed sinusoidal phase-modulation laser diode interferometer," *Applied Optics*, **41**, 1949-1953 (2002).
9. M. Takeda and K. Mutoh, "Fourier-transform speckle profilometry: three-dimensional shape measurements of diffuse objects with large height steps and/or spatially isolated surfaces," *Applied Optics*, **33**, 7829-7837 (1994).
10. S. Kuwamura and I. Yamaguchi, "Wavelength scanning profilometry for real-time surface shape measurement," *Applied Optics*, **36**, 4473-4482 (1997).
11. H. Maruyama, S. Inoue, T. Mitsuyama, M. Ohmi and M. Haruna, "Low-coherence interferometer system for the simultaneous measurement of refractive index and thickness," *Applied Optics*, **41**, 1315 (2002).
12. T. Funaba, N. Tanno and H. Ito, "Multimode-laser reflectometer with a multichannel

- wavelength detector and its application," *Applied Optics*. **36**, 8919 (1997).
13. S. W. Kim and G. H. Kim, "Thickness-profile measurement of transparent thin-film layers by white-light scanning interferometry," *Applied Optics*. **38**, 5968 (1999).
  14. D. Kim, S. Kim, H. J. Kong and Y. Lee, "Measurement of the thickness profile of a transparent thin film deposited upon a pattern structure with an acousto-optic tunable filter," *Optics Letters*. **27**, 1893 (2002).
  15. D. Kim, S. Kim, "Direct spectral phase function calculation for dispersive interferometric thickness profilometry," *Optics Express*. **12**, 5117-5124 (2004).

## 研究業績目録

### 学会誌発表論文

1. Hisashi Akiyama, Osami Sasaki and Takamasa Suzuki:  
Thickness and surface profile measurement by a sinusoidal wavelength-scanning interferometer  
Optical Review, Vol.12, No.4, pp.319-323 (2005).
2. Hisashi Akiyama, Osami Sasaki and Takamasa Suzuki:  
Sinusoidal wavelength-scanning interferometer using an acousto-optic tunable filter for measurement of thickness and surface profile of a thin film  
Optics Express, Vol.13, Iss.25, pp.10066-10074 (2005).

### 国際会議発表論文

1. Hisashi Akiyama, Osami Sasaki and Takamasa Suzuki:  
Thickness and surface profile measurement by a sinusoidal wavelength-scanning interferometer  
International Conference ICO'04, Chiba (2004). Technical Digest, pp.419-420 (2004).
2. Hisashi Akiyama, Osami Sasaki and Takamasa Suzuki:  
Sinusoidal wavelength-scanning interferometer for measurement of thickness and surface profile of thin films  
20th Congress of the International Commission for Optics, Changchun China (2005).  
Proceedings of SPIE, Vol.6024, pp.63-68 (2005).

## 学会報告

1. 秋山久, 佐々木修己, 鈴木孝昌:

正弦波状波長走査干渉法と信号推定による薄膜形状の測定

2005 年(平成 17 年)春季第 52 回応用物理学関係連合講演会, 埼玉大学, 30P-ZF-5,  
pp.1131 (2005)

2. 秋山久, 佐々木修己, 鈴木孝昌:

音響光学波長可変フィルターを用いた正弦波状波長走査干渉計による薄膜形状  
の計測

日本光学会年次学術講演会 OJ2005, 学術総合センター, 東京, 2005 年 11 月  
25pG2 (2005)