

白色光干渉法による透明膜に覆われた物体の 膜厚と表面形状の同時測定

Simultaneous Measurement of Film Thickness and Surface Profile of Film-Covered Objects
by Using White-Light Interferometry

小川 英光¹, 下山 賢一², 福永 正和³, 北川 克一¹, 杉山 将³

¹ 東レエンジニアリング (株) エレクトロニクス事業本部 滋賀県大津市大江 1-1-45

² (株) 東芝 研究開発センター 神奈川県川崎市幸区小向東芝町 1 番地

³ 東京工業大学 大学院情報理工学研究科 東京都目黒区大岡山 2-12-1

sugi@cs.titech.ac.jp

<http://sugiyama-www.cs.titech.ac.jp/~sugi>

Abstract

In semiconductor and LCD manufacturing processes, film thickness and surface profile of film-covered objects are needed to be measured simultaneously. By using the vertical scanning white-light interferometry, an algorithm is developed that enables such simultaneous measurement. It works well for objects covered with not only thick film but also thin film. Experimental results are presented for film-covered surfaces consisting of approximately 70nm SiO₂ film on silicon substrate.

Keywords

white-light interferometry, surface profiler, transparent film, thickness.

1 はじめに

微細加工された物体表面の凹凸形状を測定する方法の一つに、白色光の干渉を用いる方法がある [1, 2, 3, 4, 5, 6]。干渉顕微鏡を上下に動かすことによって得られる干渉光の強度変化、すなわち、インターフェログラムから、物体表面の高さを推定する方法である。この方法は、サブミクロンの精度で高速に測定できること、及び、ダイナミックレンジが広いという特徴を持っている。

ところで、半導体ウエハや液晶パネルなどの多くは、表面が透明膜で覆われており、膜厚、及び、膜の表面形状と裏面形状を同時に測定したいという要望が急速に膨らんできて

いる．これら 3 種類の量のどれか 2 種類がわかれば，他の 1 種類の量もわかることになる．先ずは，膜厚だけを測定する方法が提案された [7, 8, 9, 10, 11]．また，透明膜が厚い場合は，インターフェログラムに，膜の表面からの反射と裏面からの反射による 2 つの山が明瞭に現れる．これらの山の位置から膜厚や表面形状を測定する方法が提案されてきた [12, 13, 14, 15, 16]．しかし，膜厚が約 $1\mu\text{m}$ 以下の場合には，2 つの山を峻別することが出来ないため，これらの方法を適用することが困難であった．

そこで本論文では，透明膜の厚さによらず，膜厚と表面高さを同時に測定できる新しい方法を提案する．

2 インターフェログラムの理論モデル

本節では，透明膜に覆われた物体を観測して得られるインターフェログラムの理論モデルを導く．

光学系の概要と各種記号を図 1 に示す．測定する物体は，上部が透明膜，下部が不透明層であるものを考える．物体表面の点 P における透明膜の膜厚を D で表す．光線と 2 種類のビームスプリッタの交点を，それぞれ O_1, O_2 で表し， O_2 から参照鏡までの距離を L で表す． O_2 から L だけ下にある仮想的な面を E で表す．任意に固定した基準面 $z = 0$ から E までの高さを z ，基準面 $z = 0$ から物体表面上の点 P までの高さを z_p で表す．物体表面上から E までの距離を d で表す．すなわち， $d = z - z_p$ である．

光の波長を λ で表し，角波数を k で表す．すなわち， $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ である．角波数に対する光源の振幅分布を $a(k)$ で表す．中心波長が λ_c であり，中心から $\lambda_c \pm \lambda_b$ までの波長成分をもつ光源を用いることにする．したがって， $a(k)$ は次の性質をもつ．

$$a(k) = 0 \quad (0 < k < k_l, k_u < k) \quad (1)$$

$$k_l = \frac{2\pi}{\lambda_c + \lambda_b}, \quad k_u = \frac{2\pi}{\lambda_c - \lambda_b}$$

CCD カメラの 1 つの画素に入射してくる光の経路を図 1(a) に点線と鎖線で示す．点線は，参照鏡から反射してくる光の経路であり，経路 r と呼ぶ．鎖線は，物体表面に達し，透明膜の中で N 重反射してくる光の経路であり，経路 $N(N = 0, 1, 2, \dots)$ と呼ぶ．

各経路では，CCD カメラに入射するまでに，透過や反射を繰り返すことにより，光が減衰する．図 1(b) のように，ビームスプリッタの振幅透過係数と振幅反射係数，及び，参照鏡の振幅反射係数をそれぞれ $\eta_o(k), \eta_r(k), \eta_m(k)$ で表す．これらのパラメータを装置係数と呼ぶ． $\eta_o(k)$ は正の値であるが， $\eta_r(k), \eta_m(k)$ は負の値をとる．これは，反射時に光の位相が反転することに対応している．

また，図 1(c) のように，空気層から入射してくる光の，空気と透明膜の間の振幅透過係数と振幅反射係数，及び，透明膜と不透明層の間の振幅反射係数をそれぞれ $\eta_t(k), \eta_a(k), \eta_s(k)$ で表す．透明膜の屈折率を n で表す．これらのパラメータを試料係数と呼ぶ． $\eta_t(k)$ は正の値であるが， $\eta_a(k), \eta_s(k)$ は負の値をとる．なお，透明膜から空気層へ向かう光の振幅

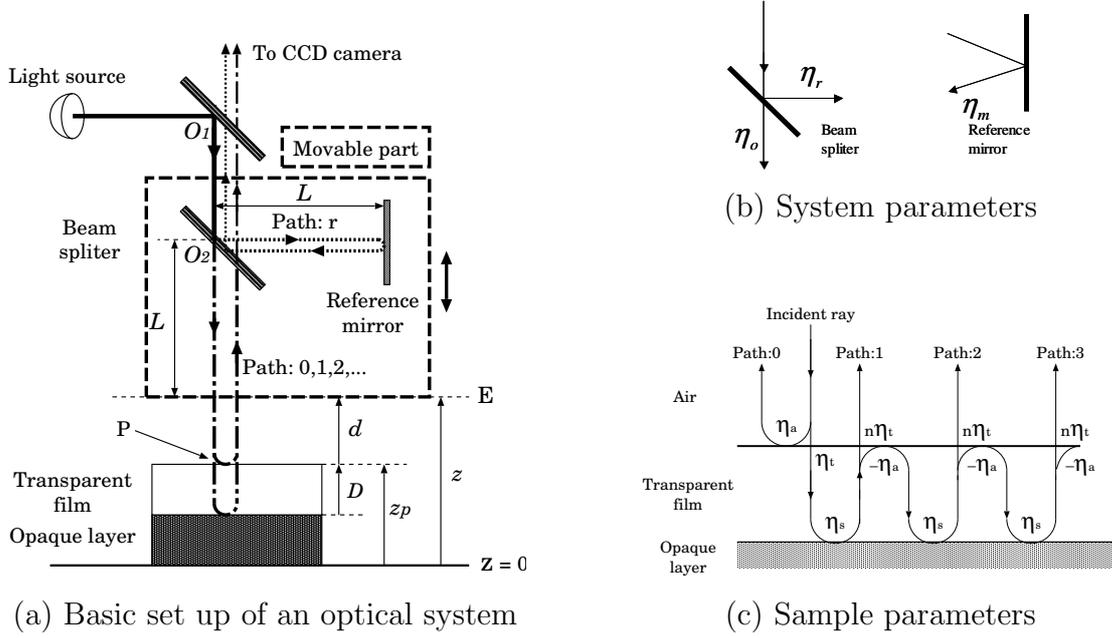


図 1: Notations used in this paper

透過係数と振幅反射係数は、フレネルの公式より、それぞれ $n\eta_t(k)$, $-\eta_a(k)$ となる。これらの係数も、図 1(c) に示してある。

経路 $r, 0, N (N = 1, 2, \dots)$ を経由してくる光の CCD カメラへの到達率を $\gamma_r(k), \gamma_N(k)$ で表せば、

$$\gamma_r(k) = \{\eta_r(k)\}^2 \eta_m(k) \tag{2}$$

$$\gamma_0(k) = \eta_a(k) \{\eta_o(k)\}^2 \tag{3}$$

$$\gamma_N(k) = n \{-\eta_a(k) \eta_s(k)\}^{N-1} \times \{\eta_t(k)\}^2 \eta_s(k) \{\eta_o(k)\}^2 \tag{4}$$

となる。

ところで、透明膜が SiO_2 で不透明層が Si の典型的な設定では、3重反射以上の光の到達率は、0,1重反射の光の到達率の2%以下になっている。そこで本論文では、2重反射までを考慮し、3重反射以降を無視することにする。このときインターフェログラム $g(z; z_p, D)$ は、次のように表現できる。

定理 1 (インターフェログラムの2重反射モデル) 2重反射までを考慮したインターフェログラム $g(z; z_p, D)$ は、 z に依存する振動成分 $f(z; D)$ と、 z に依存しない直流成分 $C(D)$ を使って、次式で表すことができる。

$$g(z; z_p, D) = f(z - z_p; D) + C(D) \tag{5}$$

ここで

$$f(z; D) = 2 \int_{k_l}^{k_u} \{a(k)\}^2 \gamma_r(k) [\gamma_0(k) \cos(2kz) + \gamma_1(k) \cos\{2k(z + nD)\} + \gamma_2(k) \cos\{2k(z + 2nD)\}] dk \quad (6)$$

$$C(D) = \int_{k_l}^{k_u} \{a(k)\}^2 [\{\gamma_r(k)\}^2 + \{\gamma_0(k)\}^2 + \{\gamma_1(k)\}^2 + \{\gamma_2(k)\}^2 + 2\gamma_1(k)\{\gamma_0(k) + \gamma_2(k)\} \cos(2knD) + 2\gamma_0(k)\gamma_2(k) \cos\{4knD\}] dk \quad (7)$$

である．

3 膜厚と表面高さ同時測定の原理

本論文で提案する膜厚 D と表面高さ z_p の同時測定法の基本的な考え方について述べる．

3.1 測定により得られるデータ

干渉顕微鏡を用いてインターフェログラムを測定するときの標本点間隔を Δ で表し，標本点 $\{z_m\}_{m=1}^N$ を $z_m = (m-1)\Delta$ で定義する．各標本値には観測雑音が含まれる．その雑音を ε_m で表せば，観測されるデータ $\{g_m\}_{m=1}^N$ は

$$g_m = g(z_m; z_p, D) + \varepsilon_m \quad (8)$$

となる．

3.2 膜厚 D の測定原理

観測データ $\{g_m\}_{m=1}^N$ を用いて，インターフェログラムの直流成分 $C(D)$ を次式の \hat{C} により推定する．

$$\hat{C} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N g_m \quad (9)$$

式 (7) の左辺に \hat{C} を代入すると，膜厚 D だけにに関する方程式となるので，それを解くことにより膜厚を求める．この手法を DC(Direct Current) 法と名付ける．本論文では，DC 法を更に拡張した多点 DC 法という測定法も提案する．

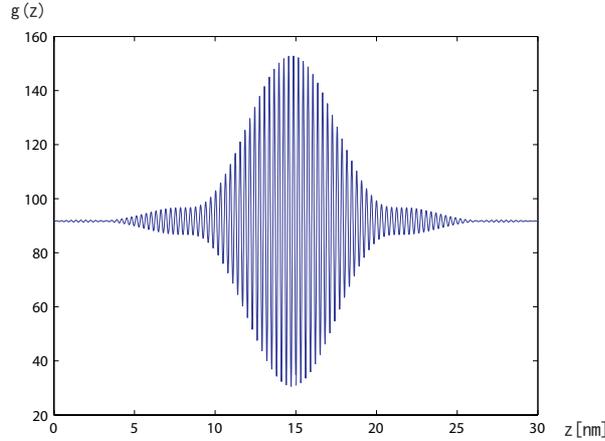


図 2: Interferogram $g(z; z_p, D)$

3.3 表面高さ z_p の測定原理

膜厚 D を前節の方針で測定した結果，インターフェログラム $g(z; z_p, D)$ 及びその振動成分 $f(z - z_p; D)$ は，表面の高さ z_p だけが未知の関数となる．そこで以降は， D を省いて， $g(z; z_p), f(z - z_p)$ と表す．図 2 からわかるように， $g(z; z_p)$ は唯一の点で最大値をとる．そこで， $g(z; z_p)$ 及び $g(z; 0)$ が最大値をとる点を，それぞれ z_{pg}, z_{pg0} で表す．透明膜がない場合， z_{pg} は表面高さ z_p に一致する [5]．一方，透明膜がある場合には， z_{pg} は z_p からずれてくる．しかし， z_{pg} と z_{pg0} の差は，

$$z_p = z_{pg} - z_{pg0} \quad (10)$$

となり， z_p と一致するのである．

ところで，文献 [5, 6] では，透明膜がない場合に対して，インターフェログラムの包絡線を二乗した関数が最大値をとる点を，高速に精度良く求める方法が提案されている．本論文では，この方法を，透明膜がある場合に適用して z_{pg}, z_{pg0} を求め，式 (10) により z_p を求めることにする．

これが表面高さ z_p を測定するための基本的な考え方である．この方法を，DSE (Difference between Squared Envelopes) 法と名付ける．

4 膜厚 D の測定 (DC 法)

式 (9) で得られる推定値 \hat{C} を式 (7) の左辺に代入した方程式を直接解くことは困難である．そこで，式 (7) の右辺を D の 1 次多項式で近似して，一次方程式を解くことにより推定解 \hat{D} を求める．

膜厚の設計値を D_i で表し，推定区間の幅を決めるパラメータを ϵ で表す． $C(D)$ の近似

多項式 $C_1(D)$ の，区間 $[D_i - \epsilon, D_i + \epsilon]$ における推定誤差を，

$$\max_{D_i - \epsilon \leq D \leq D_i + \epsilon} |C_1(D) - C(D)| \quad (11)$$

で定義する． $C_1(D)$ としてチェビシェフ多項式を用いることにより，式 (11) の値を最小にすることができる [18] ．

すなわち，式 (7) の右辺を 1 次のチェビシェフ多項式で近似したものを $\hat{C}_1(D)$ で表せば，次のようになる．

$$\hat{C}_1(D) = c_0(D_i) + \frac{c_1(D_i)}{\epsilon}(D - D_i) \quad (12)$$

ここで

$$c_0(D_i) = \frac{1}{2} \left[C\left(D_i + \frac{\epsilon}{\sqrt{2}}\right) + C\left(D_i - \frac{\epsilon}{\sqrt{2}}\right) \right] \quad (13)$$

$$c_1(D_i) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[C\left(D_i + \frac{\epsilon}{\sqrt{2}}\right) - C\left(D_i - \frac{\epsilon}{\sqrt{2}}\right) \right] \quad (14)$$

である．式 (12) の左辺に式 (9) の \hat{C} を代入して得られる一次方程式を解くことにより，次の結果を得る．

膜厚 D の測定法 1 (DC 法とその誤差) 膜厚 D を，

$$\hat{D} = \frac{\hat{C} - c_0(D_i)}{c_1(D_i)}\epsilon + D_i \quad (15)$$

により推定する．膜厚の推定誤差 $|\hat{D} - D|$ の許容値を e_0 で表し， $C(D)$ の n 回微分を $C^{(n)}(D)$ で表す．

$$\epsilon_0 = \sqrt{\frac{4|C^{(1)}(D_i)|e_0}{|C^{(2)}(\frac{\lambda_c}{2n})|}} \quad (16)$$

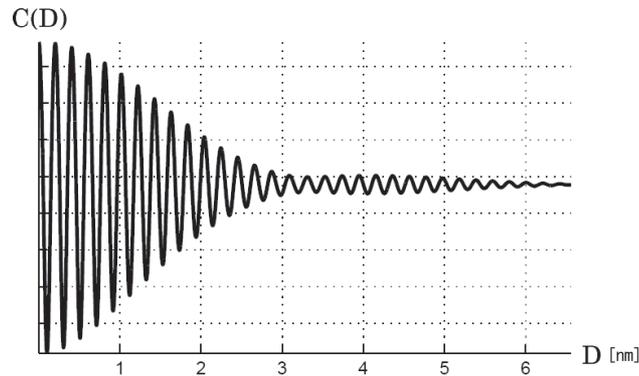
とおき， ϵ として

$$0 < \epsilon \leq \epsilon_0 \quad (17)$$

を満たす値を採用すれば，区間 $[D_i - \epsilon, D_i + \epsilon]$ において，推定誤差は許容値 e_0 以下に抑えられる．

この測定法は，式 (17) を満たす ϵ を用いれば，推定誤差の最大値が許容値 e_0 を超えることはないことを保証している．そこで， $[D_i - \epsilon, D_i + \epsilon]$ を DC 法の有効範囲と呼ぶことにする．

ϵ の上限値 ϵ_0 は，式 (16) より， e_0 と D_i に依存している．ところで図 3 に示すように， z に関する直流成分 $C(D)$ は D に関して周期的に振動している．したがって， $C(D)$ が極値をとる点，すなわち $C^{(1)}(D) = 0$ を満たす点が存在する．以下では，このような点を $C(D)$ の極値点と呼ぶことにする．膜厚の設計値 D_i が極値点に近いとき，式 (16),(17) より，有効範囲はほぼ 0 になり，精度よく推定できる区間が非常に狭くなる．この問題に対する解決法が，次節で与える多点 DC 法である．

図 3: Graph of $C(D)$ function表 1: Measured T_j and $(\lambda_c/(4n))j$ ($\lambda_c = 605.9\text{nm}$, $n = 1.458$)

j	0	1	2	3	4
T_j	0.0000	0.1034	0.2063	0.3092	0.4121
$(\lambda_c/(4n))j$	0.0000	0.1039	0.2078	0.3117	0.4156

5 膜厚 D の測定 (多点 DC 法)

$C(D)$ の極値点を $T_j (j = 1, 2, 3, \dots)$ で表す．区間 $[T_{j-1}, T_j]$ では $C(D)$ が単調になる．したがって，膜厚 D がどの区間に入っているかが事前知識としてわかっているならば， D の推定値は，方程式 $C(D) = \hat{C}$ の解として一意に定まることになる．

ところで， T_j の値そのものを解析的に求めることは困難である．しかし，次のようにすれば，そのよい近似値を求めることができる．例えば，透明膜として SiO_2 を使い，光学フィルタとして中心波長 $\lambda_c = 605.9\text{nm}$ のフィルタを使った場合を考える．このとき， T_j の値は表 1 の上段のようになる．一方，この波長帯に対する SiO_2 の屈折率は $n = 1.458$ であるから， $(\lambda_c/(4n))j$ の値は表 1 の下段のようになる．この表からわかるように， $(\lambda_c/(4n))j$ は極値点 T_j の値とよく一致している．そこで， T_j を $(\lambda_c/(4n))j$ で近似することにする．このとき，区間 $[T_{j-1}, T_j]$ は次式で近似できる．

$$\left[\frac{\lambda_c}{4n}(j-1), \frac{\lambda_c}{4n}j \right] \quad (j = 1, 2, \dots) \quad (18)$$

事前知識として，膜厚 D が式 (18) のどの区間に入っているかがわかっているとき， D の推定値は，方程式 $C(D) = \hat{C}$ の解として一意に定まる．こうして，次のアルゴリズムを得る．

膜厚 D の測定法 2 (多点 DC 法)

表 2: i^* の決め方

	$c_1(D_{i_0}) > 0$	$c_1(D_{i_0}) < 0$
$C(D) \leq C(\frac{D_{i_0}+D_{i_0+1}}{2})$	$i^* = i_0$	$i^* = i_0 + 1$
$C(D) > C(\frac{D_{i_0}+D_{i_0+1}}{2})$	$i^* = i_0 + 1$	$i^* = i_0$

1. D に関する事前知識をもとに, j を次式によって求める .

$$\frac{\lambda_c}{4n}(j-1) \leq D \leq \frac{\lambda_c}{4n}j \quad (j = 1, 2, \dots) \quad (19)$$

2. 区間 $[\frac{\lambda_c}{4n}(j-1), \frac{\lambda_c}{4n}j]$ をもとに, 逐次探索によって

正確な区間 $[T_{j-1}, T_j]$ を求める .

3. DC 法を適用する区間の幅 ϵ を, $[0.0050, 0.0075]$ の中から用途に応じて適切に選ぶ .

4. $M = \left\lfloor \frac{T_j - T_{j-1}}{2\epsilon} \right\rfloor$ によって, 区間 $[T_{j-1}, T_j]$ を M 分割する . ここで, $\lfloor c \rfloor$ は c 以下の最大の整数である .

5. $D_0 = T_{j-1} + \epsilon$ とする . 更に, $\{D_i\}_{i=1}^M$ を次式によって求める .

$$D_i = D_0 + \frac{i-1}{M}(T_j - T_{j-1}) \quad (20)$$

6. $x_i = C(D_i) - \hat{C}$ により $\{x_i\}_{i=1}^M$ を計算し, x_i の符号が反転するか $x_i = 0$ となる i を, i_0 で表す .

7. $C(\frac{D_{i_0}+D_{i_0+1}}{2})$ の値を求める .

8. i^* を表 2 に従って決める . この i^* に対して, 真の膜厚 D は区間 $[D_{i^*} - \epsilon, D_{i^*} + \epsilon]$ に入っている .

9. 膜厚 D を

$$\hat{D} = \frac{\hat{C} - c_0(D_{i^*})}{c_1(D_{i^*})}\epsilon + D_{i^*} \quad (21)$$

により推定する .

この方法は, 膜厚 D が存在することがわかっている区間を M 分割し, それぞれの区間に対する DC 法の中心点 D_i の中から適切な点を選ぶアルゴリズムになっている . そこで, この方法を多点 DC 法と呼ぶことにする .

この方法によれば，式 (21) に現れる中心点 D_{i^*} が $C(D)$ の極値点と重なることはない．すなわち，式 (16) の D_i として D_{i^*} を採用しても， ϵ_0 が零になることはない．こうして，前章の終わりに述べた問題が解決されるのである．

なお，表 1 からわかるように， $C(D)$ の極値点は光源の中心波長 λ_c によって異なってくる．したがって，中心波長を変えることによって，この問題を解決することも可能である．

6 表面高さ z_p の測定 (DSE 法)

表面高さ z_p を高速に，かつ安定して推定するために，実際の振動成分 $f(z-z_p)$ と， $z_p = 0$ の場合の振動成分 $f(z)$ を用いることにする．以下にその具体的な方法を説明する．

文献 [5, 6] と同様にして，式 (6) の振動成分 $f(z)$ は，任意に固定した正の実数 k_0 を用いて次のように表すことができる．

$$f(z) = \sqrt{r(z)} \cos\{2k_0z - \alpha(z)\} \quad (22)$$

ここで，

$$r(z) = \{m_{c1}(z) + m_{s2}(z)\}^2 + \{m_{c2}(z) - m_{s1}(z)\}^2 \quad (23)$$

$$\alpha(z) = \tan^{-1} \frac{m_{c2}(z) - m_{s1}(z)}{m_{c1}(z) + m_{s2}(z)} \quad (24)$$

$$m_{ci}(z) = \int_{k_l}^{k_u} \psi_i(k) \cos\{2(k - k_0)z\} dk \quad (25)$$

$$m_{si}(z) = \int_{k_l}^{k_u} \psi_i(k) \sin\{2(k - k_0)z\} dk \quad (26)$$

$$\psi_1(k) = 2\{a(k)\}^2 \gamma_r(k) \{\gamma_0(k) + \gamma_1(k) \cos(2nkD) + \gamma_2(k) \cos(4nkD)\} \quad (27)$$

$$\psi_2(k) = -2\{a(k)\}^2 \gamma_r(k) \{\gamma_1(k) \sin(2nkD) \quad (28)$$

$$+ \gamma_2(k) \sin(4nkD)\} \quad (29)$$

であり，式 (25),(26) の i は， $i=1,2$ を表す．

$r(z)$ は， $f(z)$ の包絡線を 2 乗した関数であるから， $f(z)$ の 2 乗包絡線関数と呼ぶことにする．

2 つの 2 乗包絡線関数 $r(z - z_p)$, $r(z)$ は，それぞれある唯一点 z'_p, z'_{p0} で最大値をとる．ところで， $r(z - z_p)$ は $r(z)$ を z_p だけ平行移動した関数であるから， z'_p と z'_{p0} の間には， $z'_{p0} = z'_p - z_p$ という関係が成立する．したがって，次式により z_p を求めることができる．

$$z_p = z'_p - z'_{p0} \quad (30)$$

すなわち, z_p を求める問題は, z'_{p0} と z'_p を求める問題になる.

まず, z'_{p0} の求め方を示す. $r(z)$ は, 式 (23) ~ (29) からわかるように, D が決定された後では, 未知のパラメータを持たない関数となる. よって, $r(z)$ が最大値をとる点 z'_{p0} を反復法の探索を用いて求める. 反復法のアルゴリズムには, 2分探索を拡張したもの [5] を用いる.

次に z'_p を求める. $r(z - z_p)$ は未知のパラメータ z_p を含んでいるので, 式 (23) から直接求めることはできない. そこで, 振動成分の標本値 $\{f_m\}_{m=1}^N$ から 2 乗包絡線関数 $r(z - z_p)$ を推定し, その関数が最大値をとる点を z'_p の推定値とする.

ところで, 式 (1) により振動成分 $f(z - z_p)$ の帯域は制限されているので, 帯域通過型標本化定理を用いることができる [5].

J を, 不等式

$$0 \leq J \leq \frac{\lambda_c - \lambda_b}{2\lambda_b} \quad (31)$$

を満たす整数とすると, 標本点間隔 Δ は,

$$\frac{\lambda_c + \lambda_b}{4} J \leq \Delta \leq \frac{\lambda_c - \lambda_b}{4} (J + 1) \quad (32)$$

の範囲で自由にとることができる [5]. 例えば, 実際に使われている $\lambda_c = 605.9\text{nm}$, $\lambda_b = 37.5\text{nm}$ のフィルタでは, $(\lambda_c - \lambda_b)/2\lambda_b = 7.58$ となり, 式 (31) を満たす整数 J が確かに存在する.

式 (32) を満たす標本点間隔 Δ に対して, 2 乗包絡線関数 $r(z - z_p)$ は, $f(z - z_p)$ の標本値から次のようにして求めることができる.

定理 2 (2 乗包絡線関数に対する標本化定理) 2 乗包絡線関数 $r(z - z_p)$ は, 振動成分の標本値 $\{f(z_m - z_p)\}_{m=-\infty}^{\infty}$ を用いて,

1. z が偶数番目の標本点のとき, すなわち $z = z_{2j}$ のとき,

$$r(z_{2j} - z_p) = \{f(z_{2j} - z_p)\}^2 + \left\{ \frac{2}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{f(z_{2m-1} - z_p)}{2(j-m)+1} \right\}^2 \quad (33)$$

2. z が奇数番目の標本点のとき, すなわち $z = z_{2j+1}$ のとき,

$$r(z_{2j+1} - z_p) = \{f(z_{2j+1} - z_p)\}^2 + \left\{ \frac{2}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{f(z_{2m} - z_p)}{2(j-m)+1} \right\}^2 \quad (34)$$

3. z が標本点以外のとき ,

$$\begin{aligned}
 r(z - z_p) &= \frac{2\Delta^2}{\pi^2} \left[\left(1 - \cos \frac{\pi z}{\Delta}\right) \right. \\
 &\quad \times \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{f(z_{2m-1} - z_p)}{z - z_{2m-1}} \right\}^2 \\
 &\quad + \left(1 + \cos \frac{\pi z}{\Delta}\right) \\
 &\quad \left. \times \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{f(z_{2m} - z_p)}{z - z_{2m}} \right\}^2 \right] \quad (35)
 \end{aligned}$$

と表すことができる .

実際には標本値は有限個しか使えないので , 無限級数を有限項で打ち切る . また , 標本値 $f(z_m - z_p)$ として , $f_m = g_m - \hat{C}$ を用いる . こうして得られた 2 乗包絡線関数 $r(z - z_p)$ の推定関数を $r_N(z - z_p)$ で表すと , 次のようになる .

1. z が偶数番目の標本点のとき , すなわち $z = z_{2j}$ のとき ,

$$\begin{aligned}
 r_N(z_{2j} - z_p) &= (f_{2j})^2 \\
 &\quad + \left\{ \frac{2}{\pi} \sum_{m=1}^{\lfloor \frac{N}{2} \rfloor} \frac{f_{2m-1}}{2(j-m)+1} \right\}^2 \quad (36)
 \end{aligned}$$

2. z が奇数番目の標本点のとき , すなわち $z = z_{2j+1}$ のとき ,

$$\begin{aligned}
 r_N(z_{2j+1} - z_p) &= (f_{2j+1})^2 \\
 &\quad + \left\{ \frac{2}{\pi} \sum_{m=1}^{\lfloor \frac{N}{2} \rfloor} \frac{f_{2m}}{2(j-m)+1} \right\}^2 \quad (37)
 \end{aligned}$$

3. z が標本点以外のとき ,

$$\begin{aligned}
 r_N(z - z_p) &= \frac{2\Delta^2}{\pi^2} \left[\left(1 - \cos \frac{\pi z}{\Delta}\right) \left\{ \sum_{m=1}^{\lfloor \frac{N}{2} \rfloor} \frac{f_{2m-1}}{z - z_{2m-1}} \right\}^2 \right. \\
 &\quad \left. + \left(1 + \cos \frac{\pi z}{\Delta}\right) \left\{ \sum_{m=1}^{\lfloor \frac{N}{2} \rfloor} \frac{f_{2m}}{z - z_{2m}} \right\}^2 \right] \quad (38)
 \end{aligned}$$

ここで , $\lfloor c \rfloor$ は c 以上の最小の整数である . この推定関数 $r_N(z - z_p)$ が最大値を取る点を反復法の探索を用いて求め , z'_p の推定値とする .



図 4: Photograph of a surface profiler SP-500[17]

表 3: Measurement errors of \hat{D} and \hat{z}_p

Sample #	D	Mean of \hat{D}	Standard deviation of \hat{D}	Mean standard deviation of \hat{z}_p
1	103nm	96.8nm	0.24nm	163nm
2	304nm	294.8nm	0.25nm	171nm
3	750nm	738.0nm	0.24nm	162nm

7 実サンプルの測定結果

図 4 に示す表面形状測定装置 SP-500[17] に、本論文で提案した手法を実装した。SP-500 はハロゲンランプの光源を用いているので、中心周波数 $\lambda_c = 605.9\text{nm}$ 、半値幅 37.5nm の干渉フィルタを使って、式 (1) で示される帯域制限白色光を実現した。そして、透明膜が SiO_2 で、不透明層が Si の様々な試料を使って、次の 2 種類の実験を行った。なお、膜厚の測定には多点 DC 法を用い、インターフェログラムに対する標本点間隔は $\Delta = 1.425\mu\text{m}$ とした。まず、膜厚が 103nm , 304nm , 750nm の一定値をとり、表面形状も平坦な 3 種類の試料を測定した。各試料面上の $0.33\text{mm} \times 0.31\text{mm}$ の領域を 100×100 に区切り、各部分に対して D と z_p を 10 回測定した。

表 3 には次の値が示してある。まず D に関しては、1 回の測定で得られる $100 \times 100 = 10,000$ 個のデータ \hat{D} の平均を求める。この平均値 10 個に対する平均と標準偏差を示す。 z_p に関しては、1 回の測定で得られる $10,000$ 個のデータ \hat{z}_p に対して平面の当てはめを行い、その平面からの \hat{z}_p のずれの標準偏差を求める。この標準偏差 10 個に対する平均を示す。表 3 では、これらの値をそれぞれ、Mean of \hat{D} , Standard deviation of \hat{D} , Mean standard

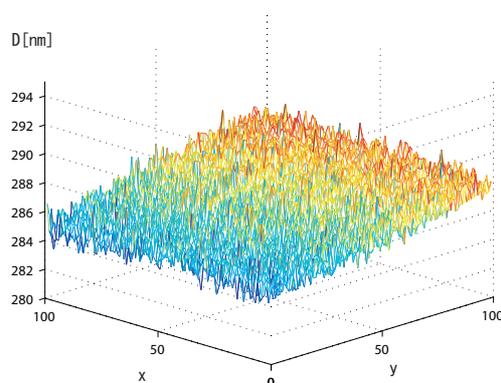


図 5: Measured film thickness of sloped sample

deviation of \hat{z}_p と表現してある。

次に、透明膜が一定の傾斜を持ち、不透明層が平坦な試料の膜厚を測定した。結果を図 5 に示す。

これらの結果から、本手法が十分実用に耐えるものであることがわかる。

8 むすび

表面を透明膜で覆われた物体の膜厚、及び、膜の表面形状と裏面形状を、白色光干渉を利用して同時に測定する方法を提案した。まず、膜内の 2 重反射まで考慮したインターフェログラムの理論モデルを導き、 z 軸に依存しない直流成分と z 軸に依存する振動成分の和による表現を与えた。そして、この直流成分から膜厚を推定する方法 (DC 法、多点 DC 法) を与えるとともに、この推定結果と振動成分を用いて膜の表面形状を求める方法 (DSE 法) を与えた。また、これらの方法を表面形状測定装置 SP-500 に実装して、有効性を確認した。その結果、薄膜から厚膜まで、数ナノメートルの精度で測定出来ることがわかった。

参考文献

- [1] G. S. Kino and S. S. C. Chim: "The Mirau correlation microscope," Appl. Opt., **29**, 3775/3783 (1990).
- [2] P. J. Caber: "Interferometric profiler for rough surfaces," Appl. Opt., **32-19**, 3438/3441 (1993).

- [3] P. de Groot and L. Deck: "Three-dimensional imaging by sub-Nyquist sampling of white-light interferograms," *Opt. Lett.* **18-17**, 1462/1464 (1993).
- [4] L. Deck and P. de Groot: "High-speed noncontact profiler based on scanning white-light interferometry," *Appl. Opt.*, **33**, 7334/7338 (1994).
- [5] 平林晃, 小川英光, 水谷竜也, 永井健, 北川克一: "帯域通過型標本化定理を用いた白色光干渉による表面凹凸形状の高速測定", *計測自動制御学会論文集*, **36-1**, 16/25 (2000).
- [6] A. Hirabayashi, H. Ogawa, K. Kitagawa: "Fast surface profiler by white-light interferometry by use of a new algorithm based on sampling theory," *Appl. Opt.*, **41-23**, 4876/4883 (2002).
- [7] P. A. Flournoy, R. W. McClure, and G. Wyntjes: "White-light interferometric thickness gauge," *Appl. Opt.*, **11-9**, 1907/1915 (1972).
- [8] T. Tsuruta and Y. Ichihara: "Accurate measurement of lens thickness by using white-light fringes," *Japn. J. Appl. Phys., Suppl.*, **14-1**, 369/372 (1975).
- [9] T. M. Merklein: "High resolution measurement of multilayer structures," *Appl. Opt.*, **29**, 505/511 (1990).
- [10] M. Itoh, R. Yamada, R. Tian, M. Tsai, and T. Yatagai: "Broad-band light-wave correlation topography using wavelet transform," *Optical Review* **2-2**, 135/138 (1995).
- [11] S. Diddams and J. C. Diels: "Dispersion measurements with white-light interferometry," *J. Opt. Soc. Am. A*, **13**, 1120/1129 (1996).
- [12] B. S. Lee and T. C. Strand: "Profilometry with a coherence scanning microscope," *Appl. Opt.*, **29-26**, 3784/3788 (1990).
- [13] 中村収, 豊田幸司: "膜下パターンのコヒーレンス・プローブ計測", *光学*, **21-7**, 481/484 (1992).
- [14] S.-W. Kim and G.-H. Kim: "Thickness-profile measurement of transparent thin-film layers by white-light scanning interferometry," *Appl. Opt.*, **38-28**, 5968/5973 (1999).
- [15] 北川克一: "白色光干渉法による透明膜の三次元膜形状計測", *ViEW2003 ビジョン技術の実利用ワークショップ講演論文集*, 87/92 (2003).
- [16] K. Kitagawa: "3-D profiling of a transparent film using white-light interferometry", *計測自動制御学会学術講演会*, TAI-7-2, 585/590 (2004). (CD ROM)

[17] 東レエンジニアリング , 表面形状測定装置 SP-500 ,
<http://www.scn.tv/corp/torayins/>

[18] 赤坂隆:”数値計算”, コロナ社, 応用数学講座7 (1969).