

変調照明シフトによる超精密加工表面の 超解像光学式欠陥計測に関する研究（第3報）*

—コヒーレント結像逐次再構成型超解像法の原理—

工藤良太** 高橋哲*** 高増 潔***

Super-Resolution Optical Measurement for Ultra-Precision Machined Surface Defects by Using Structured Light Illumination Shift (3rd report)

- Principle of Super-resolution Method with Coherent Image Iterative Reconstruction -

Ryota KUDO, Satoru TAKAHASHI and Kiyoshi TAKAMASU

Ultra-precision machined surface such as semiconductor wafer are highly demanded nowadays. However, because of shrinking design rules of the semiconductor, it is uprising the difficulty of detecting nano-defects. To keep process yield in manufacture line, we must develop a defect measurement system with higher resolution, throughput, non-destructiveness and robustness. As such a measurement system, we have proposed the application of the structured light illumination (SLI) microscopy. The proposed method is optical inspection system and that resolution exceeds the diffraction limit. Conventional proposed method has a difficulty about imaging system. Despite the imaging system is coherent system, the imaging system required in conventional super-resolution algorithm is incoherent system. In third report, we propose new super-resolution algorithm based on coherent imaging system, and three-light-flux interference standing wave illumination that enables new algorithm usage. To verify new proposed method, we carried out computer simulation comparing new method and conventional method. As the result, superiority of new method is confirmed. And improvement of new method robustness by increasing standing wave shift times is also confirmed.

Key words: optical defect measurement, ultra-precision machined surface, structured light illumination, super-resolution, coherent image condition

1. 緒 言

ナノテクノロジーの発展にともない精密さを増している超精密加工表面、例えば半導体ウエハなどの構造のサイズはITRS(半導体技術ロードマップ)¹⁾においても予想される通り、縮小の過程をたどっている。超精密加工表面の生産ラインの欠陥計測²⁾において高解像性、高スループット性、非破壊性を持ち合わせた計測手法が求められている。欠陥計測手法としてSEM方式があるが、解像度は十分であるものの、真空環境を必要とすること、カーボンコンタミネーションという破壊性の問題がある。そこで我々は高スループット性、非破壊性を満たす光計測技術に着目した。しかしながら光計測技術は回折の影響により光源波長程度の解像度しか得られず、昨今の解像度の需要を満たすのが困難である。光計測技術の解像度を向上させる手法として、空間的に強度変調され周期的な分布を有する照明(Structured light illumination)の高周波分布情報を利用し、結像において遮断された周波数情報を拡大(帯域の拡大)する後処理によって最終的に得られる結像分布の解像度を、回折限界を超えた状態にする手法(変調照明を用いた超解像顕微技術³⁻⁵⁾)が報告されている。これらの技術は高解像性、高スループット性、非破壊性を持ち合わせた計測手法を実現し、蛍光修飾した生体試料の計測現場において確立された形で有効に使われている。これらの手法は、多くの場合、蛍光の発光等の強度ベースの試料から

の応答を前提としている。振幅ベースの位相を考慮すると、一般には超解像を達成することは困難である。そのことから蛍光修飾が困難な半導体ウエハ等の散乱体サンプルにおいては応用が難しい。蛍光を利用する手法は、インコヒーレント結像を必要とする手法と言える。我々は超精密加工表面の生産ラインに応用可能性のある手法、光学測定の高スループット性、非破壊性を基盤としつつ、回折限界を超える高解像性、ロバスト性を兼ね備えた手法として、変調照明シフトによる超解像光学式欠陥計測法を提案、開発しており、限定環境下において実験的に超解像を実現した⁶⁻⁹⁾。この手法には変調照明の高周波情報による帯域拡大効果以外にも、逐次再構成計算によるデジタル超解像¹⁰⁾の効果も存在する。

前報までの手法⁷⁸⁾においては、計測対象として想定される微小散乱体の計測において一般的に用いられる¹¹⁾¹²⁾レーザを用い、レーザのコヒーレント性を利用して二光束干渉による定在波照明を生成し、変調照明として用いていた。一方で、逐次再構成超解像アルゴリズムはインコヒーレント結像条件を仮定したものであった。そのため位相情報がランダムにならない一般の散乱体サンプルを計測対象とした場合、解像結果において悪影響が生じるケースがあった。この悪影響は主に定在波照明の隣接するピークが逆位相であることに起因している。超解像実現のためには対物レンズの結像により分離できるような、大きな定在波ピッチを利用することによる、近似的にインコヒーレント結像とみなせる条件⁷⁾が重要であった。

高解像性に優れた変調照明シフトによる超解像法を、蛍光修飾を施さず、一般的な生産ラインに限定条件なしで適用するためには、①空間的に強度変調された照明でありながら②空間的

* 原稿受付 平成 26 年 11 月 13 日

掲載決定 平成 27 年 3 月 2 日

** 正 会 員 東京大学(現, 大阪大学; 大阪府吹田市山田丘 2-1)

*** 正 会 員 東京大学; (東京都文京区本郷 7-3-1)

位相分布が正負にまたがらない(強めあう干渉と弱めあう干渉の混在した複雑な干渉状態を生じない)特殊な照明が要求される。そこで、本報においては、従来の二光束干渉による定在波に、新たに試料に対する落射照明を加えた三光束干渉によって定在波全域において同位相の照明を生成することを提案する。さらに提案照明分布を利用することによるコヒーレント結像逐次再構成型超解像手法を提案する。新照明手法により逐次再構成超解像アルゴリズムはコヒーレント結像条件においても適用可能となる。これは一般的な散乱体サンプルに適用が可能となることを意味する。フーリエ光学に基づく計算機シミュレーションによって従来手法と新提案手法を比較し、新手法の妥当性を評価した。基礎的な解像特性の比較方法として、二点散乱体の分解シミュレーションを行った。帯域拡大効果のみで解像できると見込まれる 200 nm 間隔二点と、帯域拡大効果に加えデジタル超解像の効果を利用して解像を試みる 100 nm 間隔二点分解のいずれにおいても、従来手法と比較して、新手法によるサンプル再構成の構造の再現性が高いことが確認された。また提案手法のロバスト性を確認するため、ノイズを導入したシミュレーションを行った。生産現場において現実的な条件であると考えられる、信号に対してノイズが 10%含まれる場合においても、およそ 10 回程度の定在波シフトを行うことによって超解像可能であることを確認した。シフト回数が多いほどロバスト性が高まることも確認された。

2. 変調照明シフトによる超解像光学式欠陥計測手法

変調照明シフトによる超解像光学式欠陥計測手法の概要を述べる。この手法は、変調照明によって物体(測定試料)を照明した画像に含まれる、照明分布の高周波情報を利用する手法である。高周波情報を利用すると解像力は向上する。概念図を図1に示す。測定試料に変調照明を行い、PZT ステージ駆動などによって発生する微小な光路差を利用して、照明位置を空間的にシフトさせる(図中の I_1, I_2, I_3 のように照明分布をシフトしながら照明する)。照明シフトによって得られた複数像(図中の R_1, R_2, R_3)を計算機によって後処理する。ここで変調照明の生成方法としては二種類が考えられる。一方はコヒーレント性の高いレーザ光源の干渉を用いて生成するもの、もう一方はLED等のインコヒーレント光源を用い、マスクの縮小結像を利用して生成するものである。我々が計測対象とする微小欠陥からの光応答を得るためには、十分な光量を得ることができるレーザを用いるのが一般的である¹¹⁾¹²⁾。この理由からレーザを用いる。

通常の光学結像は点像分布関数 (psf) と、照明分布と測定試料の物体分布(例えば、散乱のしやすさを表す物理量の分布)から表される光学応答とのコンボリューションで表現することが可能である。インコヒーレント結像条件においては、実際に測定可能な強度分布を含んだ形で、線形システムとして記述することが可能である。点像分布関数、変調照明分布、取得された複数像分布を既知として、線形連立方程式を解くことによって未知数である物体分布を解として得る。

計算機後処理で変調照明の高周波情報が解に反映されることで、レイリー限界を超えた解像を達成する。また後処理の逐次再構成計算により、デジタル超解像¹⁰⁾の効果も存在する。本手法では多数の像を利用するが、多数像利用によりランダムノイズの影響の平均化が期待される。ノイズ発生が不可避であるような生産ラインにおける計測法として有効であると考えられる。深い焦点深度の低 NA 対物レンズと超解像処理を組み合わせる

ことによる、試料のマニピュレーション可能な超長作動距離顕微鏡などの応用も考えられる。

3. 従来のインコヒーレント結像逐次再構成型超解像法

従来のインコヒーレント結像を前提とした逐次再構成アルゴリズムについて記述する。前報までにおいて構築した従来の超解像再構成アルゴリズムは、点物体の像として点像強度分布関数を扱っており、像が強度の重ねあわせで表現される系、すなわちインコヒーレント結像系を前提としている。しかし、変調照明として二光束干渉による定在波(Standing wave illumination : SWI)を用いた場合は、像は位相を考慮した振幅の重ねあわせの二乗で表現される系、すなわちコヒーレント結像系となる。この光源とアルゴリズムの前提の相違により、従来手法には限定条件が必要であった⁸⁾。

3.1 インコヒーレント結像逐次再構成アルゴリズムの前提条件について

従来の逐次再構成アルゴリズムがインコヒーレント結像を前提としている理由を述べる。

変調照明を用いた場合、散乱光分布の物体分布および照明分布に対する線形性を仮定すると、結像強度分布 $r(x)$ は点像分布関数 $psf(x)$ を用いて

$$r(x) = psf(x) \otimes [i(x) \cdot a(x)] \quad (1)$$

となる。ここで、 $psf(x)$ が点像強度分布関数、 $i(x)$ が照明強度分布、 $a(x)$ が物体分布である。

式(1)の離散表現に基づいて $r(x)$, $psf(x)$, $i(x)$ を既知として逆問題を解くのがインコヒーレント結像逐次再構成アルゴリズムである。式(1)は照明分布の位相を考慮しておらず、照明の強度情報のみを利用している、インコヒーレント結像条件で成り立つ式である。照明分布の位相を利用したアルゴリズムを開発するためには、結像振幅分布 $r_a(x)$ と点像振幅分布関数 $psf_a(x)$ 、さらに照明振幅分布 $i_a(x)$ を用いて式(1)を

$$r(x) = [r_a(x)]^2 = [psf_a(x) \otimes \{i_a(x) \cdot a(x)\}]^2 \quad (2)$$

と表現しなおし、振幅レベルでの再構成計算を行う必要がある。そのためには結像振幅分布 $r_a(x)$ が既知でなければならないが、像面で得られる情報は結像強度分布 $r(x)$ であり、結像振幅分布 $r_a(x)$ の絶対値を得ることはできても、位相の正負の情報を得ることはできない。さらに、照明振幅分布 $i_a(x)$ の位相の正負を決定することも容易ではない。式(2)に基づくコヒーレント結像条件を前提としたアルゴリズムを構築したとしても、必要情報を得

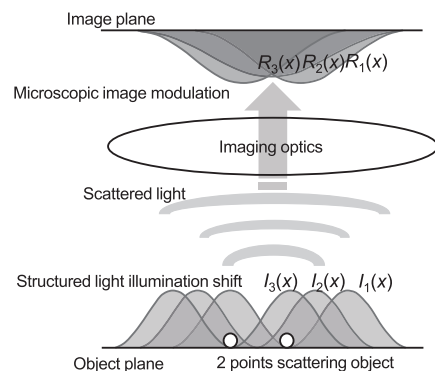


Fig.1 The scattered light image modulation with structured light illumination shift

られないために実用的でない。そこで従来は式(1)に基づくインコヒーレント結像条件を前提としたアルゴリズムにより超解像処理を行っていた。

3.2 光源とアルゴリズムの前提の相違に基づく問題点

インコヒーレント結像条件と、隣り合うピークの位相の異なる定在波を照明として用いたコヒーレント結像条件との違いにより、像面で取得される強度分布情報にどのような差異が生じるかについて、二点散乱体からの散乱光情報の結像を例にとって説明する。二点散乱体とはここでは、理論的な点散乱体が既知の間隔で二点存在するようなサンプルをさす。ここで述べる差異が原因となり、従来手法は使用可能な条件が限られている⁸⁾。

インコヒーレント結像条件では光の強度は、位相がランダムであるために、電場の振幅の二乗の重ね合わせにより得られる。図2にインコヒーレント結像時の概念図を示す。光源の二点における強度は等しいとする。各点からの散乱光振幅情報をそれぞれ独立に二乗し、強度分布を得る。各点からの散乱光強度分布は結像系を通して回折の影響により、エアリーディスク状の空間的広がりをもった形状で像面上に到達する。各強度分布を重ね合わせると、二点間隔が回折限界に充分近い場合、図に示す通りに強度分布は二点が完全に分離された形状にはならない。

一方、コヒーレント結像条件では光の強度は電場の振幅の重ね合わせの二乗で表現される。振幅ベースで位相が全て一致する場合と正負が入り混じる場合では大きな差異が生じる。以下に具体的に示す。コヒーレントな光源としてレーザ光源を想定する。図3に示す通り、二光束干渉によって生成された定在波照明の隣り合うピークは位相の符号が正負逆になっている。そのため、照明される対象である二点散乱体が定在波の同位相の領域に二点とも存在するか、逆位相の領域に一点ずつ分かれて存在するかにより、得られる強度分布が大きく異なる。各点からの散乱光振幅情報は結像系を通して劣化し、空間的広がりをもって像面上に到達する。各点からの散乱光振幅情報を重ね合わせて二乗することで実際に観測される強度分布を得る。図3下段左の二点が同位相の領域に存在するケースでは、二点間隔がレイリー限界に充分近い場合、図に示す通りに強度分布は二点が完全に分離された形状にはならない。この強度分布はインコヒーレント結像の場合と似た結果ではあるが厳密に一致するわけではない。一方、図3下段右の二点が逆位相の領域にまたがって存在するケースでは、正負の散乱光振幅情報を重ね合わせるため、弱めあう干渉が生じ、二点の間隔が振幅ゼロとなる。散乱光振幅情報を二乗し強度分布を得ると、弱めあう干渉の影響で二点の間隔が振幅ゼロとなり、二点が完全に分離された形状となる。また振幅の正負の打ち消しあいにより、強度が弱くなる。このように二点の存在する位置の照明の位相状態により得られる強度分布が大きく異なる。二点ではなく一般の試料形状を考えると、さらに強めあう干渉および弱めあう干渉の影響が入り混じることになる。このようにインコヒーレント結像条件とコヒーレント結像条件では得られる強度分布が異なるため、コヒーレント結像条件で得られた取得強度分布を用いてインコヒーレント結像条件を前提としたアルゴリズムに基づく処理を行うことには問題がある。

4. コヒーレント結像逐次再構成型超解像法の提案

前章を元に、変調照明シフトによる超解像処理において理想的な照明分布はどのような性質をもつか考察し、そのような照

明分布を実現するために新たな三光束干渉による定在波照明を提案し、提案照明分布を利用したコヒーレント結像逐次再構成アルゴリズムを開発する。

4.1 理想的な照明分布

前章を元に、理想的な照明分布について考察する。理想的な照明分布は以下の2つの性質を持つと考えられる。

1. あらゆる時間 t において、空間的に位相の符号反転が存在しない
2. 空間的に (できるだけ高周波で) 変調がされている

位相の符号反転が存在しない照明分布であれば、位相反転に基づく複雑な干渉状態が起らず、検出 CCD 上で容易に得られる強度情報から結像振幅分布 $r_d(x)$ を推定することができる。照明振幅分布 $i_d(x)$ の位相の正負決定も必要がない。そのため、コヒーレント結像逐次再構成型超解像処理が可能となると考えられる。また、空間的な高周波強度変調は超解像のパフォーマンスを決定する重要要素であり、高い周波数を追求したい。以上を満たす照明分布を模式的に図4に示す。理想的な照明分布においては二点散乱体が、同じピーク内に存在しても、隣り合うピークに分かれて存在しても、複雑な干渉の影響がないために、得られる強度分布に差はない。

4.2 三光束干渉による位相同符号型定在波照明

図4で示したような位相が全領域で同符号に揃うような変調照明の生成方法を提案する。従来の二光束干渉による定在波照明に、二光束による定在波の時間的位相変化に同調しつつ、ま

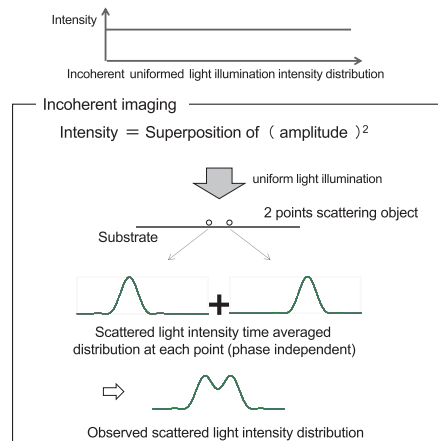


Fig.2 Imaging of 2 points scattering object with uniformed light illumination (Incoherent imaging condition)

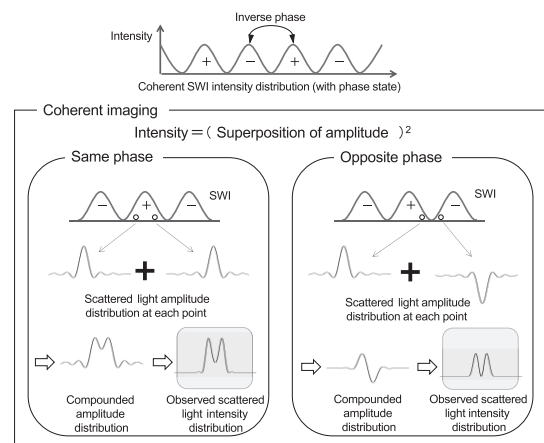


Fig.3 Imaging of 2 points scattering object with SWI (Coherent imaging condition)

た振幅強度も二光束干渉定在波の最大値と一致させて、試料上方よりバイアス平面波照明を加え、三光束干渉させることにより、定在波照明の位相を全領域で同符号にする。三光束干渉による定在波照明のイメージを図5に示す。

以下、三光束干渉定在波について数式を用いて記述する。以下の数式は全て図5で示されるz方向に値を持つ。また斜方照明入射波の入射角をθとする。

二光束のz軸方向の電場成分 E_1, E_2 をそれぞれ

$$E_1(x, y, t) = a \cdot \sin(k \cdot \sin \theta \cdot x - k \cdot \cos \theta \cdot y + \omega \cdot t + \delta_1) \quad (3)$$

$$E_2(x, y, t) = a \cdot \sin(-k \cdot \sin \theta \cdot x - k \cdot \cos \theta \cdot y + \omega \cdot t + \delta_2) \quad (4)$$

とする。ここで a は斜方照明の振幅、 k は光源の波数、 ω は光源の角周波数である。この二光束によって生成される定在波の電場成分は

$$E_1 + E_2 = 2a \cdot \cos(k \cdot \sin \theta \cdot x - \frac{\delta_1 - \delta_2}{2}) \sin(-k \cdot \cos \theta \cdot y + \omega \cdot t + \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}) \quad (5)$$

となる。x軸に関する項(x軸項)とy軸と時間に関する項(時間項)が分離しているために、定在波としての性質を示す。この定在波にさらに位相を同期させつつy方向上方から平面波を入射するが、この平面波はx軸方向に変調成分を持たないため、試料面上で以下のように表される。

$$E_3(y, t) = b \cdot \sin(-k \cdot y + \omega \cdot t + \delta_3) \quad (6)$$

ここで b は平面波の振幅である。

三方向入射による照明分布のz軸方向の電場成分は

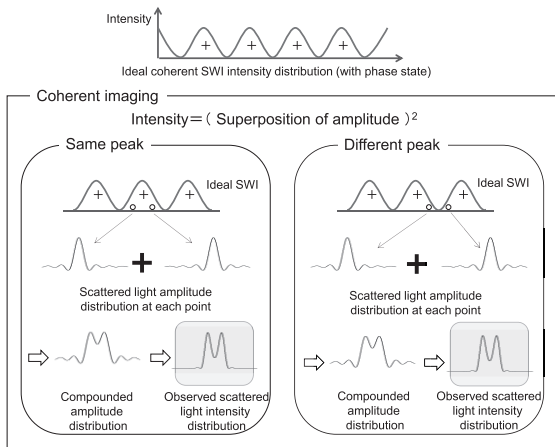


Fig.4 Imaging of 2 points scattering object with ideal SWI (Coherent imaging condition)

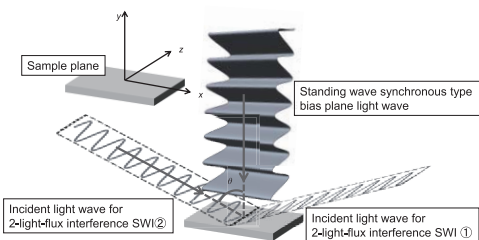


Fig.5 Schematic of three-light-flux interference

$$E_1 + E_2 + E_3 = 2a \cdot \cos(k \cdot \sin \theta \cdot x - \frac{\delta_1 - \delta_2}{2}) \sin(-k \cdot \cos \theta \cdot y + \omega \cdot t + \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}) + b \cdot \sin(-k \cdot y + \omega \cdot t + \delta_3) \quad (7)$$

となる。

本手法は表面計測であるため、サンプル表面を考える。

$$y = 0 \quad (8)$$

ここで二光束による定在波と三光束目のバイアス平面波が理想的に同調する条件を述べる。二光束干渉定在波による振幅、位相と平面波の振幅、位相を揃えることで、三光束干渉定在波は位相反転および光量のオフセットを回避できる。その同調条件は式(7)の第一項と第二項を共通因数でくくることができる条件と言い換えられる。よって以下の式(9)および式(10)の条件が必要となり、最終的に、理想的に同調した三光束干渉による位相同符号型定在波照明の振幅分布は式(11)で表現される。

$$2a = b \quad (9)$$

$$\delta_3 = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}, \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} + \pi \quad (10)$$

$$E_1 + E_2 + E_3 = \begin{cases} 2a(\cos(k \cdot \sin \theta \cdot x - \frac{\delta_1 - \delta_2}{2}) + 1) \sin(\omega \cdot t + \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}) & \left(\delta_3 = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \right) \\ 2a(\cos(k \cdot \sin \theta \cdot x - \frac{\delta_1 - \delta_2}{2}) - 1) \sin(\omega \cdot t + \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}) & \left(\delta_3 = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} + \pi \right) \end{cases} \quad (11)$$

二光束干渉、三方向干渉それぞれによる定在波について図示したものが図6である。図6の(a)が振幅分布、(b)が強度分布を示す。従来の二光束による定在波では振幅分布において位相が正負逆であるような領域が隣り合って存在する(図6(A)(a))。この二光束干渉定在波に対し、位相条件を揃えずにバイアス平面波を入射すると図6(B)(a)のような振幅分布が得られる。その結果、直接観測できる強度分布においては、強いピークと弱いピークが隣り合うような定在波が得られる。この状態では位相の正負が隣り合う問題は解消されていない。式(8)-(10)の条件のもと定在波同調型バイアス平面波を入射すると図6(C)(a)、(D)(a)のように全領域で定在波照明が同符号の位相となる。位相差 δ_3 が $(\delta_1 + \delta_2)/2$ のとき図6(C)(a)、 $(\delta_1 + \delta_2)/2 + \pi$ のとき図6(D)(a)の状態になる。強度分布(図6(C)(b)、(D)(b))を見ると、それぞれの明暗が入れ替わっているような分布である。また、図6(C)(b)、(D)(b)を二光束干渉による定在波の強度分布(図6(A)(b))と比較して、ピッチが二倍になっていることが確認できる。この性質を利用して三光束干渉位相同符号型定在波が生成していることを実験的に確認できる。

従来の二光束では位相が正負逆であるような領域が存在するため、取得像から振幅分布を推定することが困難だが、新照明方式では従来の二光束により生成される定在波に同調してバイアスを加える上方からの第三の光束により全領域で定在波照明が同符号の位相となるため、正負を決定する困難が回避され、取得像の平方根を取ることで振幅分布の点像分布関数 $psfa(x)$ の影響はあるものの、近似的に、小さい誤差で実効的な振幅分布を推定することができる。また照明振幅分布の正負を決

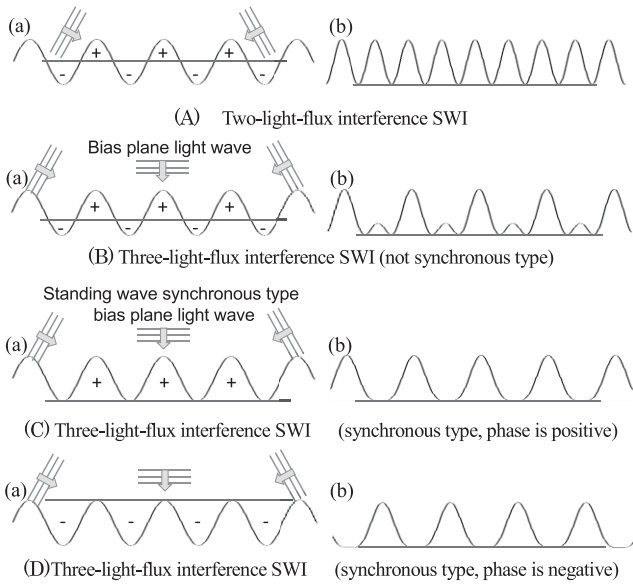


Fig.6 Comparison of SWI distribution

(a) Amplitude distribution, (b) Intensity distribution

定する必要もなくなる。得られた振幅分布を利用することによりコヒーレント結像逐次再構成超解像法が実現される。

4.3 コヒーレント結像逐次再構成アルゴリズム

三光束干渉同符号位相定在波照明により、結像振幅分布 $r_a(x)$ を結像強度分布 $r(x)$ から推定することが可能となった。また照明振幅分布 $i_a(x)$ の位相の正負を決定することも不要となったので式(2)の逆問題を解く形に問題を再設定することが可能となった。式(2)の離散表現を式(12)に示す。

$$r_i = \sum_{j=1}^N psf_{|i-j|} i_j a_j \quad (12)$$

$(1 \leq i \leq N)$

ここで、 r_i , $psf_{|i-j|}$, i_j , a_j は結像分布 $r_a(x)$, 点像振幅分布関数 $psf_a(x)$, 照明振幅分布 $i_a(x)$, 物体分布 $a(x)$ を離散表現したものである。添え字の i は像側の離散化位置, j は物体側の離散化位置を表している。式(12)をマトリックスで記述したものが

$$\begin{pmatrix} r_1 \\ \vdots \\ r_i \\ \vdots \\ r_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} psf_{|1-1|} i_1 & \cdots & psf_{|1-j|} i_j & \cdots & psf_{|1-N|} i_N \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ psf_{|i-1|} i_1 & \cdots & psf_{|i-j|} i_j & \cdots & psf_{|i-N|} i_N \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ psf_{|N-1|} i_1 & \cdots & psf_{|N-j|} i_j & \cdots & psf_{|N-N|} i_N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_j \\ \vdots \\ a_N \end{pmatrix} \quad (13)$$

式(13)は振幅レベルの光学結像が線形連立方程式で表現可能であることを意味する。式(13)左辺の結像分布が拡大された帯域情報を有し、光学系の点像分布関数および照明分布が既知であれば式(13)の逆問題を解くことによって物体分布の超解像が可能である。逆問題を解くアルゴリズムは従来のインコヒーレント結像逐次再構成アルゴリズム⁷⁾に基づいており、リチャードソン・ルーシーアルゴリズム¹³⁾¹⁴⁾に相当する処理を行っている。

本アルゴリズムの考え方をブロックダイアグラム (図7) に示し、手順を以下に示す。

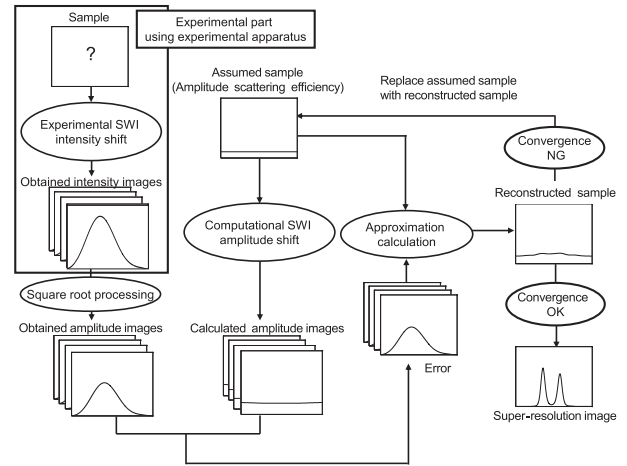


Fig.7 Block diagram of iterative super-resolution reconstruction

- (1) 解像対象の物体分布を未知数として設定 (推定解の設定) し、物体分布および変調照明分布に線形な強度をもつ散乱光の算出像を得る。なお、初期推定解は一定値とし、計算機上で変調照明初期位置における初期推定算出像を得る。
- (2) 実験において、変調照明初期位置における取得像を得て平方根をとり、疑似的に振幅分布を推定する。
- (3) 算出振幅像と取得振幅像との誤差を求める。
- (4) 誤差を推定解に分配 (フィードバック) し再構成解を得る。
- (5) 再構成像を改めて推定解とし、変調照明の次のシフト位置において同様の再構成計算を行う。画像数が N 枚の場合 N 回の再構成計算を行う。
- (6) (1)~(5)の再構成を、1回の再構成計算ループと呼ぶ。この処理を逐次的に行うことによって、誤差を減少させ、解を収束させる。

すなわち、推定解から期待される結像と実験において得られる結像を比較し、それらの差異を係数行列の重みを考慮して次の推定解に反映させる。以上を逐次的に行うことで、推定解を測定試料の物体分布に近づけ、超解像イメージを得る。このような逐次的プロセスにより、多数の照明シフトによる取得像群を解像結果に反映させることが可能である。

5. 三光束干渉定在波によるコヒーレント結像逐次再構成型超解像法のシミュレーション

5.1 提案手法のシミュレーションによる妥当性検証

従来照明手法と新照明手法によるコヒーレント結像超解像処理結果の比較を行うことで新手法の妥当性検証を行う。フーリエ光学に基づいた計算機シミュレーションをそれぞれの手法に則って行った。解像対象サンプルを設定し、実際には実験的に得られる定在波シフトに基づく複数の取得像を数値的に得て、一方でサンプル構造を未知として超解像処理をシミュレーションする。表1で示すシミュレーション条件に従って超解像処理を施す。レイリー限界指標を利用して、帯域拡大効果を見積もる式⁷⁾から、この条件化での帯域拡大による解像度は 156 nm であると見積もられる。レイリー限界はインコヒーレント結像条件に基づく解像限界の指標であり、厳密にはコヒーレント結像条件化での指標ではない。しかしながら、コヒーレント結像条件における帯域拡大による解像度向上を定量的に見積もることは困難である。そこで、本報では帯域拡大とデジタル超解像効果の双方を用いなければ解像できない間隔の閾値として、上記

の式に基づく 156 nm を基準として用いる。帯域拡大効果のみで解像可能と見込まれる 200 nm と、デジタル超解像の効果も援用して解像を狙う 100 nm の構造の解像を例に比較を行う。

比較に用いた 200 nm 間隔の二点散乱体サンプルを図 8(a)に示す。レイリ-限界が 313 nm であるような条件であるため、二点のサンプルは一樣照明によって観察すると図 8(b)のように広がって二点が分解不可能になっている。

図 9,10 に超解像処理に用いるデータを示す。図 9 は従来の二光束干渉定在波シフトによる取得データ、図 10 は三光束干渉定在波シフトによる取得データである。それぞれの照明分布において、図 9(a),10(a)で照明分布初期位置が示されている。図 9(a)では強度分布、図 10(a)では振幅分布が示されている。これは従来手法においては強度ベース、提案手法においては振幅をベースで逐次再構成計算が行われるからである。図 9(a), 10(a)を比較する。2つの画像で、斜方照明の入射角は一致した条件である。どちらの画像も正弦波状の分布であるものの、図 9(a)では図 10(a)と比較して照明分布のピッチが 1/2 になっている。新手法においては振幅レベルでの処理が行われるために、従来の 1/2 の周波数情報を用いて超解像が実現される。図 9 (b) , 10 (b)は定在波照明をナノシフトさせたときに生じる複数照明分布位置を同一画像に表示したものである。図 9 (c) , 10 (c)には、図 8(a)のサンプルに対して図 9 (b) , 10 (b)で示したような、複数の定在波照明位置で照明した場合に得られる、検出 CCD 面上での複数の結像イメージを同一画像に表示している。図 9 (c) , 10 (c)では、図 10 (c)が横方向に広い分布を持つことが確認できる。図 9 (c) , 10 (c)の複数取得画像を利用して超解像処理が行われる。

従来手法では図 11, 新手法では図 12 のような結果を得た。一樣照明においては確認できなかった 200 nm 間隔の構造が確認できる。図 11(a), 12(a)は再構成計算ループ回数 1000 回、図 11(b), 12(b)は再構成計算ループ回数 10000 回である。再構成計算ループ回数が増えるに従い、サンプル由来のピークが急峻になる。しかしながら図 11(b)においてはサンプル由来でない分布が生じている。これは実際の結像条件とアルゴリズムが前提とする結像条件の不整合から生じる現象である。だが、200 nm 二点の分解に関しては従来手法においても、ほぼ正しい分布が得られていることが確認でき、結像条件の不整合による問題に関わらず、実用上問題なく使える可能性がある。

超解像処理は、対象とするサンプル構造が小さくなるほど条件が悪くなり、正しい解を得ることが困難になる。そこで、上記の 200 nm 以下のスケール構造であり、提案手法において目標としている 100 nm スケールの分解可能性を検討するために、100 nm 間隔二点サンプルに対する超解像処理を行う。図 13 に対象とする 100 nm 間隔二点サンプル(図 13(a))とサンプルを一樣照明することにより得られる像(図 13(b))を示す。このサンプルに対しても同様に超解像処理を行う。

図 14, 15 に 100 nm 間隔二点サンプルの超解像処理結果を示す。従来手法では図 14, 新手法では図 15 のような結果を得た。図 14(a), 15(a)は再構成計算ループ回数 1000 回、図 14(b), 15(b)は再構成計算ループ回数 10000 回、図 14(c), 15(c)は再構成計算ループ回数 100000 回である。従来手法においては、どの結果でも二点を分解することはできない。一方、新手法では逐次再構成計算によるデジタル超解像効果を利用して、再構成計算ループ回数 100000 回で二点の分解に成功している。明確に従来手法に対する新手法の優位性を示す結果を得た。また新手法による 100 nm スケール構造の超解像可能性を確認した。

Table1 Simulation setup (5.1)

Wavelength λ	488 nm
Pitch of SWI	two-light-flux: T Three-light-flux: $2T$
Objective lens: NA	0.95
Rayleigh limit	313 nm
SWI shift times: t_{shift}	10
SWI shift step size: S_{shift}	$T/(t_{\text{shift}}+1)$
Iteration loop times	1000, 10000, 100000
Area covered by 1 pixel	5 nm

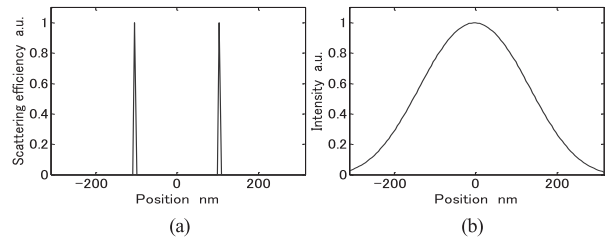


Fig.8 200 nm gap 2-point sample

(a) Sample distribution, (b) Observed image by normal imaging

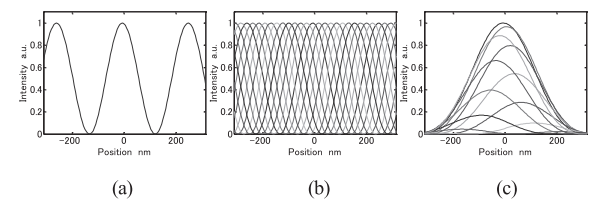


Fig.9 Pre-processed data for super-resolution by conventional two-light-flux interference SWI shift

(a) Illumination distribution at initial position,
(b) Multiple illumination distribution with SWI shift,
(c) Obtained images of sample of Fig.5 with SWI shift

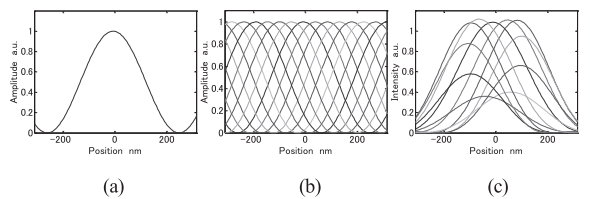


Fig.10 Pre-processed data for super-resolution by proposed three-light-flux interference SWI shift

(a) Illumination distribution at initial position,
(b) Multiple illumination distribution with SWI shift,
(c) Obtained images of sample of Fig.5 with SWI shift

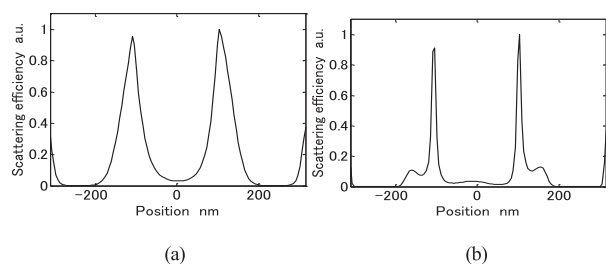


Fig.11 Results of 200 nm gap 2-point super-resolution by conventional method, Iteration times (a)1000, (b)10000

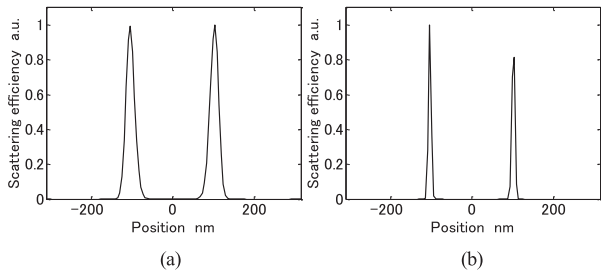


Fig.12 Results of 200 nm gap 2-point super-resolution by proposed method, Iteration times (a)1000, (b)10000

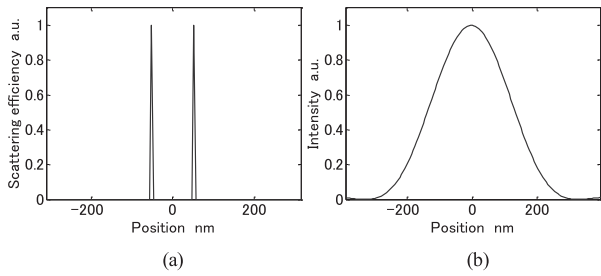


Fig.13 100 nm gap 2-point sample
(a) Sample distribution, (b) Observed image by normal imaging

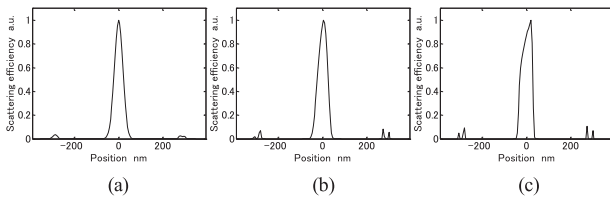


Fig.14 Results of 100 nm gap 2-point super-resolution by conventional method, Iteration times (a)1000, (b)10000, (c)100000

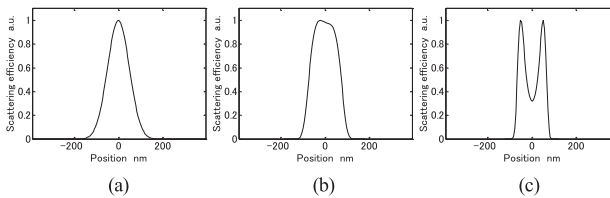


Fig.15 Results of 100 nm gap 2-point super-resolution by proposed method Iteration times (a)1000, (b)10000, (c)100000

5.2 定在波シフト回数増加によるロバスト性向上

次に、新手法におけるノイズに対するロバスト性について、調査した。変調照明シフトによる超解像法は、定在波シフト回数、換言すれば処理に利用する散乱光取得画像数が多いほど、ロバスト性が向上することが見込まれる。この効果を確認するためのシミュレーション条件を表2に示す。ノイズ要因としては光源分布の不安定性や、検出器における電気ノイズ等が考えられる。本報においては、ノイズ情報は最終的に検出器で観測されることを考慮し、簡易的に、結像後の取得画像にランダムノイズを導入する。ノイズの無い条件での取得像の信号最大値を基準としてノイズレベルを設定する。またノイズは正規分布に従う。基本的な光学系の条件は表1と同等であるが、定在波シフト回数を0から20まで変化させたシミュレーションを行った。また、エラーのフィードバック回数を各条件で揃えた。再構成計算フィードバック回数は、再構成計算ループ回数と散乱

Table2 Simulation setup (5.2)

Wavelength λ	488 nm
Pitch of Three-light-flux SWI: $2T$	508 nm
Objective lens: NA	0.95
Rayleigh limit	313 nm
SWI shift times: t_{shift}	0~20
SWI shift step size: S_{shift}	$T/(t_{\text{shift}}+1)$
Iteration feedback times (iteration loop times * $(t_{\text{shift}} + 1)$)	Nealy 1000
S/N ratio	0.5, 10%
Trial times	20
Area covered by 1 pixel	5 nm

光取得画像数(定在波シフト回数+1)との積として与えられ、再構成計算フィードバック回数が1000回に最も近くなるような再構成計算ループ回数が採用された。厳密に1000回としない理由は、利用される定在波の位相情報が不均一になることによる、解像結果の予期しない悪化を避けるためである。定在波の高周波情報による帯域拡大効果で見積もられる解像度である、156 nm 間隔の二点散乱体サンプルを採用してシミュレーションを行った。

図16にノイズを導入しない条件によるシミュレーション結果を示す。縦軸は超解像処理結果と、真のサンプル構造との相関係数を表す。評価値としてレイリー限界条件での通常観察像と、真のサンプル構造との相関係数0.125を利用し、これを上回る相関係数が得られた場合に、解像に成功すると判断する。ノイズのないケースではシフト回数2回において、解像パフォーマンスがほぼ最大になり、シフト回数3回以降シフト回数が増加しても変化しないことが確認できる。これは定在波の周期構造を利用して、解析的に試料分布を求める際には、定在波シフト回数2回、換言すれば使用画像枚数3枚で可能であるという事実⁴⁾に対応している。表2の条件において、シフト回数2回で、帯域拡大効果によって見込まれる解像度を越えることが確認できた。図17に試料からの信号に対し、ノイズが5%に含まれるような条件におけるシミュレーション結果を示す。ノイズはランダムに与えられ、20回の試行を行った。解像結果の相関係数の平均値は図16と似た傾向を示している。このケースでは定在波シフト数が3回以上の条件の全てにおいて、解像に成功する結果を得た。また、定在波シフト回数が増加することによって、エラーバーの幅が減少する傾向も確認できる。さらに図18に、製造現場において想定される試料信号に対しノイズが10%の条件化での結果を示す。ノイズの影響によりエラーバーの幅が大きくなり、解像成功率が悪化していることが確認できる。しかしながら、定在波シフト回数の増加により、エラーバーの幅が縮小し、解像成功率が改善している傾向が確認できる。試料信号に対しノイズが10%の条件化で10回程度の定在波シフトを行うことで超解像処理が可能であることが判明した。これらの結果により、定在波シフト回数の増加によるノイズに対するロバスト性の向上効果が確認できた。

6. 結 論

我々の開発している定在波シフトによる超解像光学式欠陥検査技術において従来問題となっていた結像条件に基づく適用限定条件をなくすため、コヒーレント結像超解像処理実現を目指

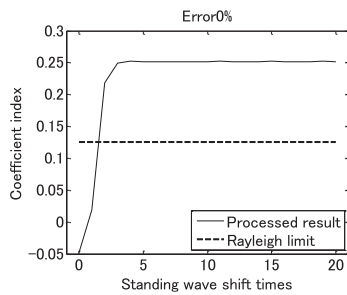


Fig.16 Effect of SWI shift times with 0% noise

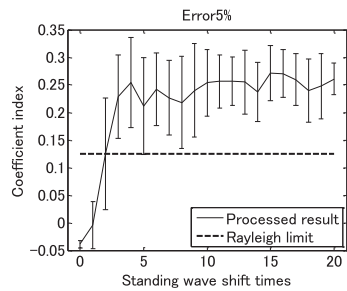


Fig.17 Effect of SWI shift times with 5% noise

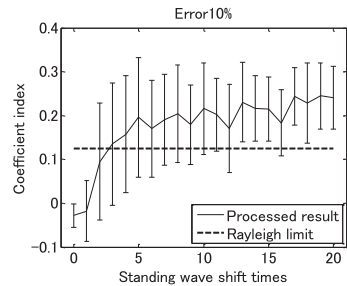


Fig.18 Effect of SWI shift times with 10% noise

した。そのための新照明方式による超解像手法を提案した。従来の二光束によって生成された定在波においては位相の正負が逆である領域が隣り合って分布しているため、取得された強度の情報は複雑な干渉を経た結果であり、電場分布を位相の正負を正しい形で推定することが困難であった。従来の二光束に、二光束で生成された定在波に同調する形でバイアスをかける平面波を試料上方から加えた三光束干渉を用いて照明の位相を全領域で等位相とすることによって、取得散乱光分布の平方根を取ることで容易に実効的な電場分布を近似推定することが可能となる。新照明方式では得られた電場分布を逐次再構成超解像アルゴリズムで処理可能であり、コヒーレント結像逐次再構成が可能となる。

(1) 新照明方式の妥当性検証のため、従来手法と新手法のフーリエ光学に基づく計算機シミュレーションによる比較を行った。

- 帯域拡大効果のみで超解像可能であると見込まれる、200nm 間隔の二点散乱体の分解をコヒーレント結像超解像処理によって試みると、従来手法、新手法双方において二点を分解することに成功している。しかしながら従来手法においてはサンプルに由来しない構造が生じる。
- 帯域拡大効果のみではなく、逐次再構成計算のデジタル超解像効果も援用して解像可能であると考えられる 100nm 間隔の二点散乱体の分解において、従来手法では二点散乱体構造の二点を分解することはできない。一方新手法におい

てはサンプル構造の二点を分解することに成功し、二点のピークの位置もサンプルと一致した結果を得た。以上の結果によって新手法においては従来手法以上の精度でコヒーレント結像逐次再構成が可能であることが検証された。

(2) 新手法において、定在波シフト回数を増加させることによる、ノイズに対するロバスト性向上効果を確認するために、計算機シミュレーションを行った。ノイズをランダムに与え、それぞれ 20 回の試行を行った結果、

- 定在波フィードバック回数を固定すると、ノイズのない条件化での超解像パフォーマンスが、定在波シフト回数 2 回で、ほぼ最高になることが確認された。
- 定在波シフト回数の増加により、ノイズの影響を小さく抑えることができることが確認された。生産現場で想定される、試料信号に対して 10% のノイズ存在の状況下であっても約 10 回以上の定在波シフト回数であれば、レイリー限界 313 nm の条件化で、156 nm 間隔の 2 点が解像可能であることが確認された。

今後は新手法における解像特性を詳細に検討し、新手法を実現する超解像実験装置を構築、実験的な検証を試みる。

謝 辞

本研究の一部は、GCOE プログラム「機械システム・イノベーション国際拠点」、財団法人豊田理化学研究所、NEDO 産業技術研究助成、JSPS 科研費 25889012 の支援を受けた。

参 考 文 献

- 1) International Technology Roadmap for Semiconductors 2013 Edition, ORTC, (2013).
- 2) K. Watanabe, S. Maeda, T. Funakoshi and Y. Miyazaki: DUV Optical Wafer Inspection System for 65-nm Technology Node, Hitachi Review, **54**, 1(2005)22.
- 3) M. G. L. Gustafsson: Surpassing the lateral resolution limit by a factor of two using structured illumination microscopy, Journal of Microscopy, **198**, 2(2000)82.
- 4) R. Fedosseev, Y. Belyaev, J. Frohn and A. Stemmer: Structured light illumination for extended resolution in fluorescence microscopy, Optics and Lasers in Engineering, **43**, (2005)403.
- 5) Peter T. C. So, Hyuk-Sang Kwon and Chen Y. Dong: Resolution enhancement in standing wave total internal reflection microscopy, Journal of Optical Society of America A, **18**, 11(2001)2833.
- 6) S. Usuki, H. Nishioka, S. Takahashi and K. Takamasu: Super-resolution optical inspection for semiconductor defects using standing wave shift, Proc. of SPIE International Symposium on Optomechatronic Technologies, (2005) 60490C-1.
- 7) 白杵深, 西岡宏晃, 高橋哲, 高増潔: 変調照明シフトによる超精密加工表面の超解像光学式欠陥計測に関する研究 (第 1 報) 一解像特性の理論的検討一, 精密工学会誌, **74**, 5(2008)498.
- 8) 白杵深, 西岡宏晃, 高橋哲, 高増潔: 変調照明シフトによる超精密加工表面の超解像光学式欠陥計測に関する研究 (第 2 報) 定在波シフト実験による解像原理の実験的検証一, 精密工学会誌, **74**, 6(2008)581.
- 9) R. Kudo, S. Usuki, S. Takahashi, K. Takamasu: Fundamental Verification for 2-Dimensional Super-Resolution Optical Inspection for Semiconductor Defects by Using Standing Wave Illumination Shift, The XIX World Congress IMEKO 2009 TC2-354, (2009)106.
- 10) 河田聡: デジタル超解像, 超解像の光学, 学会出版センター, (1999)97
- 11) 秋山信行, 鈴木寿朗, 川田賢司, 吉田昌弘, 八掛保夫: SiO₂ 薄膜付きウエハ上微粒子からの散乱光検出, 精密工学会誌, **68**, 4(2002)531.
- 12) 井上晴行, 片岡俊彦, 押鐘寧, 遠藤勝義, 森勇蔵, 中野元博, 安弘, 里見慎哉, 和田勝男: レーザ散乱法による Si ウエハ表面上の超微小欠陥計測, 精密工学会誌, **68**, 10(2002)1337.
- 13) William H. Richardson: Bayesian-Based Iterative method of Image Restoration, Journal of Optical Society of America, **62**, 1(1972)55.
- 14) L. B. Lucy: An iterative technique for the rectification of observed distributions, The Astronomical Journal, **79**, 6(1974)745.