

表面粗さを含む金属表面層の光学的性質に対する 有効媒質近似および長波長近似の妥当性*

小竹茂夫^{*1}, 陳 恒^{*2}, 宮重博充^{*3}
鈴木泰之^{*1}, 妹尾允史^{*1}

Validity Analysis of Effective Medium Theory and Long Wave Approximation for the Optical Properties of Metal Surface Layer with Surface Roughness

Shigeo KOTAKE^{*4}, Heng CHEN, Hiromitsu MIYASHIGE,
Yasuyuki SUZUKI and Masafumi SENOO

^{*4} Mie University, Dept. of Mechanical Engineering, 1515 Kamihama, Tsu, Mie, 514 8507 Japan

The effects of surface roughness on the optical properties of metals have been discussed by comparing experimental results of ellipsometry with theoretical results from the homogeneous effective medium model (HEM), the monolayer effective medium model (MEM) and the gradual density layer model (GDL). A gradual increase of $|r_p/r_s| (= \rho)$ has been observed with the increase in surface roughness at a higher angle than θ_B and gradual decrease at lower angle than θ_B , where θ_B is the pseudo Brewster's angle. Though HEM models do not explain the roughness effect on optical properties, MEM model and GDL model show good explanations for the optical effects from rough metal surface, when $\Delta d \ll \lambda$.

Key Words : Polishing, Wear, Optical Engineering, Effective Medium Theory, Surface Roughness, Long Wave Approximation, Surface Layer, Ellipsometry, Surface Morphology

1. 序 論

近年, 原子間力顕微鏡(AFM)等の nm オーダーでの表面形態評価法の発達にともなって, 塑性加工や破壊, 磨耗などの機械的現象が, 表面形態に与える影響について, 様々な物理モデルが提案されてきた^{(1),(2)}. 塑性加工後の表面⁽³⁾や, 靱性—脆性破断面についても, 表面形態のフラクタル性⁽⁴⁾など, 従来の表面粗さとは異なるパラメーターが提案されている. 光による表面形態の評価は, 加工や溶接後の製造プロセスの異常を検出するうえで, 簡便で非接触な点から, 工業的にも多彩な応用⁽⁵⁾が試みられている. 一方で, 反射光は, 表面の様々な情報を含むことから, それぞれのパラメーターに対する定量的な議論を必要とする.

金属は, 複素屈折率($n^*=n+ik$)の虚数成分である消衰係数(k)が大きいので, 反射率が高く, 可視光の侵入

深さは, 高々, 100nm 程度にすぎない⁽⁶⁾. そのため, 試料表面の形態は, 見かけの光学的性質に大きな影響を与える. Beckmann らの⁽⁷⁾や Bennett らの⁽⁸⁾は, Kirchhoff の条件⁽⁹⁾を満たす試料表面について, 理論および実験的考察を行い, 粗さが垂直反射率に与える影響について考察を行ってきた. 一方, 任意の入射角における反射率の変化を含め, 表面粗さが, n^* や誘電関数($\epsilon^* = \epsilon_r + i\epsilon_i = n^2 - k^2 + i2nk$)に与える影響については, あまり議論されてこなかった. また, 従来からのスペックルパターンや光散乱による解析法は, 表面の2次元的な変化には敏感だが, 深さ方向の nm オーダーの変化については, 有用な情報を与えない.

従来, 複素相からなる薄膜など, 複雑な条件を含む表面を, 均一な単一厚さからなる表面層として扱う手法として, 有効媒質近似による光学的解析が試みられている^{(10)~(14)}. 粗さをともなった金属表面を金属部と真空(大気)部($\epsilon_0 = 1$)からなる表面層と考えた場合⁽¹²⁾, 任意の試料表面は, 薄膜や多層膜と同じ均質膜としての取扱いが可能となる. 粗さによって変化する表面層の体積率や厚さは, 見かけの光学定数に大きな影響を与え, 反

* 原稿受付 1998年11月6日.

^{*1} 正員, 三重大学工学部 (〒514 8507 津市上浜町1515).

^{*2} 三重大学大学院 [現: 東京コンピュータサービス(株)].

^{*3} 三重大学大学院 [現: (株)東芝].

E-mail: kotake@mach.mie.u.ac.jp

射率測定による表面形態の評価への応用が期待される。しかし、従来、光学多層膜等で応用されている有効媒質近似が、金属の表面粗さに有効であるかについての定量的議論は、少なかった。

一方、実際の表面粗さにおける物質の体積率は、一般に、表面から内部に向かって次第に増加し、明確な層の境界が存在しないため、均一な表面層を仮定する有効媒質近似とは大きく異なる。Lekner⁽⁴⁾は、有限深さを持つ表面の反射率について、表面層の厚さよりも波長の長い光による摂動近似を行い、Fresnel による不連続面での反射率の式からのずれについて議論を行った。これら光学理論の解析と実験との比較により、表面状態と光学量を結び付ける、より現実に近いモデルの構築が望まれる。

偏光解析法(ellipsometry)の一つである二入射角反射率測定法(two incident angles reflectivity measurement method: TAR)⁽⁵⁾⁽⁶⁾は、2つの入射角におけるsおよびp偏光の反射率(r_s, r_p)の比($\rho = |r_p/r_s|$)から、試料表面の光学定数を評価する手法である。特に、分光された光による測定により(Spectroscopic TAR: STAR)、プラズマ振動数等、物性の変化を含めた議論が可能となる。

本研究では、STAR 装置を作製し、機械的研磨により表面粗さを変化させた銅の試料について、表面層の光学的評価を行った。次に、同じ試料について、AFM による表面形態の測定を行い、研磨面について金属/真空相の体積率および表面層の厚さによる光学定数の変化について議論を行った。以上の結果から、光学的手法による金属表面の粗さの評価における有効媒質近似(HEM モデル、MEM モデル)および長波長近似(GDL モデル)の可能性と問題点について議論した。

2. 装置および実験方法

2.1 装置 図1に、作製した STAR 装置の概略図を示す。装置全体は、0.01 度の角度分解能を持つゴニオメーター(理学電機製)を中心として、光源部、試料部、センサー部からなる。センサー部を固定し、光源-センサー部の角度を 2θ 、光源-試料部の角度(入射角)を θ で回転させることにより、反射の条件を満足させた。

光源には、30W のハロゲンランプを用い、小型モノクロメーター(島津製作所製:SPG-100S)により、波長(λ)が、450~650nm の範囲における単色光(分解能:約0.3nm)とした後、光学チョッパー(ORIEL 製:75157)により、600Hz の変調光とした。また、光源-試料間に偏光子(ポラロイド板)を配置し、これを回転させることにより、s および p 偏光の入射光を得た。

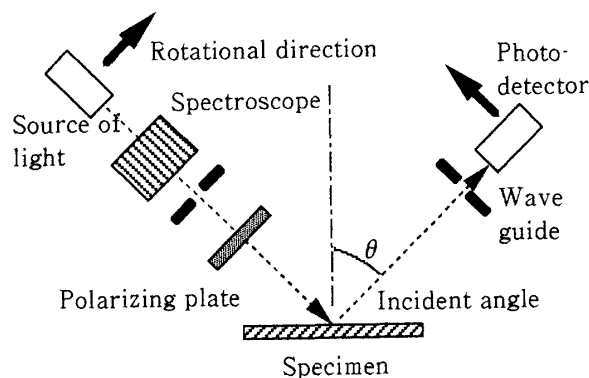


Fig. 1 Schematic figure of STAR apparatus.

試料部の大きさは、20mm 四方とし、絞りにより、この範囲内に照射領域を制限した。センサー部には、光電子増倍管(浜松ホトニクス製:E717-37)を用い、反射光強度を電流値に変換後、プリアンプにて電流-電圧変換および増幅を行った。その後、ロックインアンプによりチョッピング周波数対する位相検波を行い、出力信号をA/D 変換器(Maxim 製:MAX190)により、コンピューター(PC9801VM)に取りこんだ。位相検波により、2dB 以上のS/N比の向上が認められた。

2.2 試料の作成条件 金属試料(Cu:99.99at%以上)に回転研磨板(マルトー製:Doctor-Lap)により機械的研磨を施し、粗さの異なった試料を作製した。その後、アルコールおよびアセトンにて超音波洗浄を行った。バフ研磨にて Al_2O_3 砥粒 $0.05 \mu\text{m}$ で仕上げ研磨した試料および 800 番、400 番のエメリー紙により最終研磨を行った試料をそれぞれ、試料 A, B, C とする。

2.3 表面形態の測定 各試料の表面形態は、AFM(日本電子製:JAFM-4200A)によりコンタクトモードにて測定を行った。カンチレバーには、 Si_3N_4 (オリンパス光学工業製:OMCL-TR400PS-2)を用い、垂直抗力を約 $3 \times 10^{-9} \text{N}$ として、 $10 \mu\text{m}$ 四方の範囲を、 $0.6 \sim 3.3 \mu\text{m/s}$ で走査させた。得られた2次元像($256 \times 256 \text{ pixel}$)の表面高さの情報から、表面形態の評価を行った。

2.4 STAR および光学定数の算出 偏光解析法には、種々の測定法が提案されており⁽⁸⁾、いずれも、2つ以上の測定点から、逐次的近似により、光学定数を決定する。今回我々は、擬ブリュスター角($\theta_B = \text{約 } 70^\circ$)をはさんだ複数の入射角について($\theta = 60^\circ, 80^\circ$)s および p 偏光の光学反射強度(r_p, r_s)の測定を行い、これらの比($|r_p/r_s| = \rho$)から、 ϵ^* の導出を試みた⁽⁹⁾。 ρ は、 r_p, r_s 等の光学強度の絶対値を必要としないため、入射角による照射領域の変化や分光後の光源強度の変化、粗さによる乱反射等の影響を受けない。 n^* および ϵ^* は、既知の銅の値⁽⁶⁾を初期値として、非線形最小二乗法により求めた。

3. 実験結果

3.1 機械研磨による表面形態の変化 試料 A を AFM で測定した結果、表面には研磨による鋭い凹凸が観察された。研磨傷を含む断面プロファイルを図 2 に示す。表面粗さを表すパラメータとして、面上の各点の高さの標準偏差である RMS 粗さ (σ_{RMS}) および、平均高さから σ_{RMS} の幅をとった内部に存在する金属部の体積率 (η_{met}) を求めた。ここで、真空層の体積率 (η_{vac}) との間、 $\eta_{\text{met}} + \eta_{\text{vac}} = 1$ の関係が成り立つ。

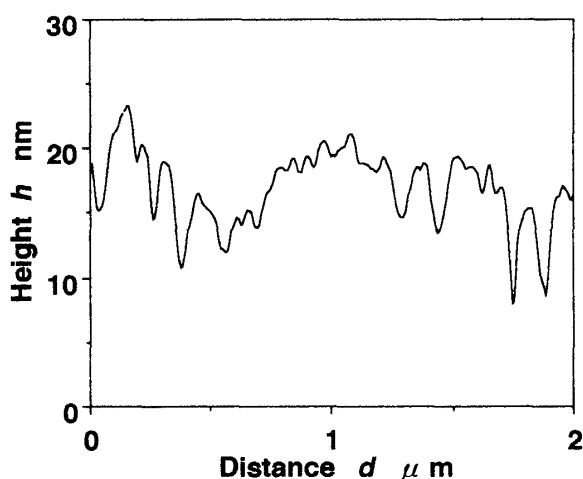
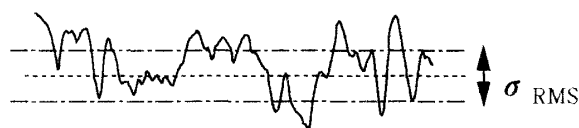


Fig. 2 Surface profile of mechanically polished copper ($\sigma_{\text{RMS}} = 1.5 \text{ nm}$).

図 3 に示すように、表面粗さを金属部と真空部からなる表面層と考えた場合、 σ_{RMS} および η_{met} は、それぞれ、表面層の厚さおよび均一な表面層の見かけ上の物性の変化を示すものと考えられる⁽⁹⁾。表面粗さの光学的取扱いには、同図に示す 3 種類のモデルが考えられ、それぞれを HEM モデル (Homogeneous effective medium model)、MEM モデル (Monolayer effective medium model)、GDL モデル (Gradual density layer model) と呼ぶ。考察の章において、これらのモデルの詳細を記す。Table 1 に、異なる機械的研磨を施した試料における η_{met} および σ_{RMS} の値を示す。研磨の違いによって σ_{RMS} は大きく変化するのに対し、 η_{met} は、0.65 ~ 0.75 程度であり、粗さにあまり依らないことが分かる。このことから、 η_{met} による変化だけでなく、 σ_{RMS} をパラメータ化する MEM や GDL モデルの効用が期待される。

一方、各試料の JIS 規格における算術平均粗さは、A: $0.003 \mu\text{m}$, B: $0.07 \mu\text{m}$, C: $0.18 \mu\text{m}$ であり、 σ_{RMS} と同様な傾向を示した。また、各試料における光の波長

以上の表面うねりは、反射率の比を議論する本手法において相殺されるため、無視できるものと考えられる。さらに研磨傷には方向性が見られた。



Homogeneous effective medium model

Monolayered effective medium model

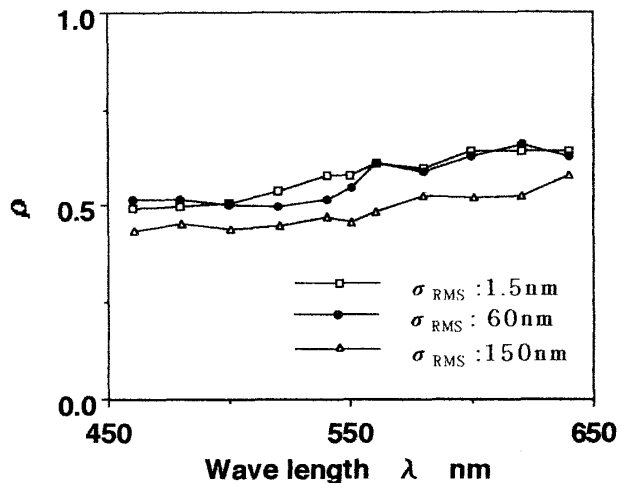
Gradual density layer model

Fig. 3 Three surface layer models of rough metal surface; (a) HEM, (b) HEM and (c) GDL models.

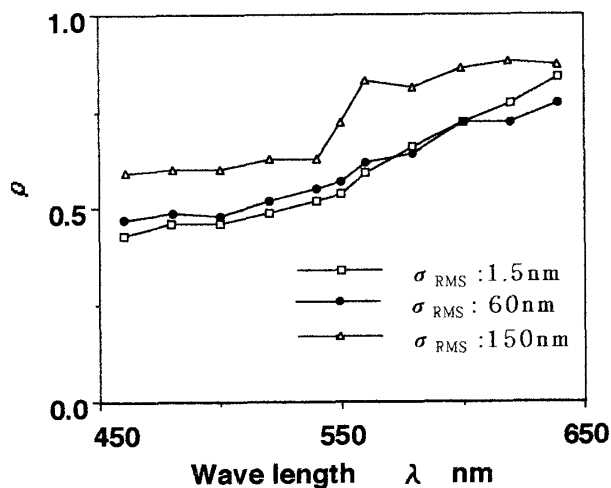
Table 1 Parameters of surface roughness (σ_{RMS} , η_{met}) on polished coppers.

Cu	A	B	C
σ_{RMS}	1.5nm	60nm	150nm
η_{met}	0.70	0.75	0.70

3.2 表面粗さによる ρ の変化 図 4(a) に、 $\theta = 60^\circ$ における、表面粗さの異なる試料についての ρ の変化を示す。表面粗さのパラメータである σ_{RMS} の増加に伴って、 ρ の減少が観察された。逆に、 θ_B よりも大きな入射角 ($\theta = 80^\circ$) の場合 (図 4(b))、粗い試料ほど ρ は増加した。これらの結果は、Ohlidal らによる観察や解析結果と一致した^{(20),(21)}。表面粗さによる ρ の変化は、試料の表面層における見かけの光学定数の変化を意味するものと考えられる。



(a)



(b)

Fig. 4 Variation of ρ in mechanically polished copper with different surface roughness ($\sigma_{\text{RMS}} = \text{A: } 1.5 \text{ nm; B: } 60 \text{ nm; C: } 150 \text{ nm}$) at (a) $\theta = 60^\circ$, (b) $\theta = 80^\circ$

4. 考察

4.1 表面粗さによる反射率の変化 今回の測定では、垂直方向の反射率(r_{\perp})を直接には得ることが出来ない。そこで今回測定された各試料の n^* から、 $r_{\perp} = |(n^* - 1)/(n^* + 1)|^2$ の計算を行った。図 5 より、 r_{\perp} は、長波長ほど、より大きな反射率を示し、Drude-Zener (D-Z) モデルによる一般的な金属の性質を示すことが分かる。一方、 σ_{RMS} の増加に従って、 r_{\perp} は減少し、Beckmann らのにより導かれた表面粗さによる反射率の関係式(式(1))と同様の傾向を示した。

$$r = r_0 \exp(-4\pi n \sigma_{\text{RMS}} / \lambda)^2 \quad (1)$$

試料 C が、式(1)ほど大きな反射率の減少を示さなかった理由の一つには、 σ_{RMS} が波長程度の大きさを持ったため、回折や散乱の効果が生じたためと推察される。以下の考察においても、試料 C の測定値には、同様な誤差が含まれると考えられるが、本測定が反射率の比をとること、 σ_{RMS} は、波長の2割程度と小さいことから、今回は考慮しない。

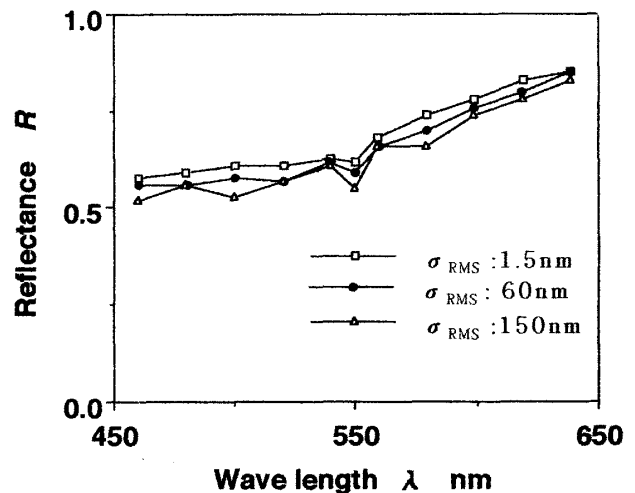


Fig. 5 Variation of calculated reflectance in mechanically polished copper with different surface roughness ($\sigma_{\text{RMS}} = 1.5 \text{ nm, } 60 \text{ nm, } 150 \text{ nm}$).

4.2 試料の誘電関数の算出 STAR によって得られた値から、試料 A について、 ϵ^* の算出を行った。図 6 に示される ϵ_r および ϵ_i の波長依存性は、金属の D-Z の関係⁽²²⁾(式(2), (3))によって説明される。

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_{\infty} - (\omega_p \tau)^2 / \{(\omega \tau)^2 + 1\} \quad (2)$$

$$\epsilon_i(\omega) = \omega_p^2 \tau / \{\omega(\omega^2 \tau^2 + 1)\} \quad (3)$$

$$\omega_p = n_e e^2 / (m \epsilon_0) \quad (4)$$

ここで、 $\epsilon_{\infty} = \epsilon(\infty)$ 、 n_e は価電子密度、 τ はエネルギー散逸による振動の緩和時間であり、プラズマ振動数(ω_p)において、 $\epsilon_r(\omega_p) = 0$ となる。式(4)から、銅($n_e = 8.45 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$ ⁽²³⁾)の ω_p は、114nm 付近の値を示すことが予想され、D-Z の式は、図 6 の曲線の形を説明する。

表面粗さによる光学的性質の変化において、表面形態(面内の波数成分および σ_{RMS})と入射光の波長の関係は重要である⁽⁸⁾。しかし、今回の STAR の結果からは、表面形態の変化による ρ や ϵ などの光学的パラメータの波長依存性は認められなかった。これは、測定範囲が、450~700nm と短く、 ρ の分解能も十分でなかったことが、原因の一つと考えられるが、基本的に、

ρ が反射率の比 ($|r_p/r_s|$) であるために、式(1)の規格化された表面粗さ ($\sigma_{\text{RMS}}/\lambda$) の指数関数部が相殺されたためではないかと推察される。

4.3 金属の HEM モデル 入射光の強度は、深さ方向に指数関数的に減少する。可視光における金属の k は、2~10 程度であり⁽⁶⁾、入射光の強度は、表面層程度の侵入深さにおいて $1/e$ になることから、この物質の光学的性質は、主として表面層の寄与が大きいと考えられる。表面粗さによる光学的影響を単純にするため、光学的性質の寄与を、バルク全体に均一と仮定した HEM モデルについて考察する。

金属/真空相からなる表面を均一層として取り扱う場合、構成する各相の体積率が光学的性質にとって重要なパラメーターとなる。AFM の凹凸像より η_{met} を求め、Bruggeman⁽²⁴⁾ および Maxwell-Garnett⁽²⁵⁾ モデルから、有効媒質近似による理論値 (ϵ_{eff}) についての計算を行った。ここで、金属部の誘電関数 (ϵ_{met}) として、粗さの少ない試料 A における測定値を用いた。図 6 に、測定により求められた実測値に加えて、試料 B, C における両モデルから求めた ϵ_{eff} の波長依存性を示す。各試料における η_{met} の値には差がないため、各試料間の ϵ_{eff} には、大きな変化がみられなかった。一方、実験値においては、 σ_{RMS} の増加とともに ϵ_i の増加や ϵ_r の減少が観察された。今回、計算値および実験値に十分な一致がみられなかったことから、HEM モデルは、現象をうまく説明するとはいえない。

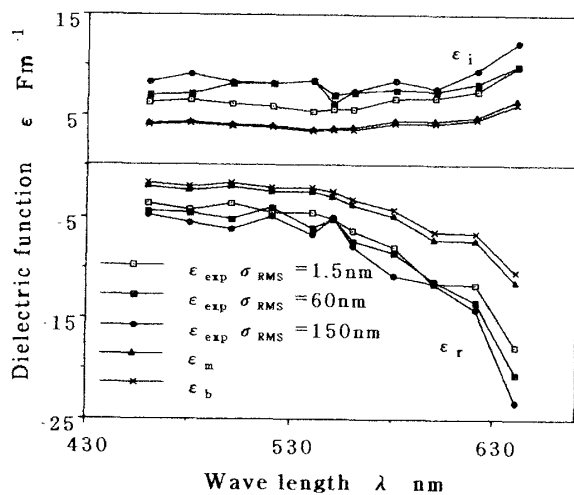


Fig. 6 Observed and calculated dielectric function of mechanically polished copper with different surface roughness (σ_{RMS} : A: 1.5 nm; B: 60 nm; C: 150 nm; o: Observed; b: Bruggeman; m: Maxwell-Garnett model).

4.4 表面層のモデル化 有効媒質近似によって表面形態を議論する場合、一般的に金属は、Clausius - Mossotti の関係⁽²³⁾を満足しないため、定量的な理論式の構築が難しい。また HEM モデルによる有効媒質近似の効果は、粗さにあまり影響しない体積率を光学量に導入したにすぎない。金属の表面形態における光学的性質への影響は、表面層の厚さ ($\Delta d \approx \sigma_{\text{RMS}}$) や体積率の厚さ方向への分布の変化が考えられる。こうしたパラメーターを考慮した表面層の解析には、図 3 に示すような MEM と GDL の2種類のモデルが考えられる。そこで、 Δd を考慮した有効媒質層とバルク部の二層からなる MEM モデルと、 λ が表面粗さよりも十分に大きい場合における長波長近似⁽¹⁵⁾⁽²⁶⁾を用いた GDL モデルについて解析を試みた。

4.4.1 MEM モデルによる表面反射率の解析 表面層とバルク部の二相からなる表面を仮定した場合、 r_s は、式(5)によってあらわされ⁽¹⁹⁾、 $\sigma_{\text{RMS}} (\approx \Delta d)$ の増加は、指数項の位相差に影響する。

$$r_s = (r + r' \exp(2iq_1 \Delta d)) / (1 + r r' \exp(2iq_1 \Delta d)) \quad (5)$$

ここで、 r, r' は、真空部/表面層および表面層/バルクの界面における反射率を、 q_1 は、表面層における波数の垂直成分を示す。ここで表面層は、Maxwell-Garnett モデルに従う有効媒質層とした。

4.4.2 表面の体積率の分布と GDL モデル 一般に、表面から金属内部への深さ方向において、 η_{met} は、0~1 へと変化する。ここでは、長波長近似⁽²⁶⁾を用い、表面層の厚さを σ_{RMS} とし、 η_{met} の変化を試料の深さ方向にとった z の一次関数と考えて、表面層の誘電関数 (ϵ_{surf}) を式(6)で表した (GDL モデル)。

$$\epsilon_{\text{surf}} = \epsilon_0 + (\epsilon_{\text{met}} - \epsilon_0) z / \Delta d \quad (6)$$

$\lambda \gg \Delta d$ と仮定すると、一次までの長波長近似により ρ は、以下の式によって表される。

$$\rho = \rho_0 - 2i Q_0 K^2 I_1 / \{r_{s0} \epsilon_0 \epsilon_{\text{met}} (Q_0 + Q_{\text{met}})^2\} \quad (7)$$

ここで、 $\rho_0 (=r_{p0}/r_{s0})$ は、表面粗さのない場合の p, s 両偏光の反射率の比であり、Fresnel の公式から求められる。一方、 Q_0, Q_{met} は、真空および金属中での p 偏光の波数の垂直成分、 K は反射界面での波数の水平成分である。また、 I_1 は、表面層における一次積分不変量で、以下の式で表される。

$$I_1 = \int_0^{\Delta d} (\epsilon_0 - \epsilon_{\text{surf}})(\epsilon_{\text{surf}} - \epsilon_{\text{met}}) / \epsilon_{\text{surf}} dz \quad (8)$$

4.5 表面層による ρ の変化

4.5.1 入射角による ρ の変化 表面粗さによる ρ の変化が、入射角に依存する現象 (図 4) について、MEM モデルおよび GDL モデルを用いて考察した。

図 7 に、それぞれの手法によって得られた銅表面($\lambda = 550\text{nm}$, $\sigma_{\text{RMS}} = 0, 20\text{nm}$)の ρ の入射角に対する計算結果を示す。両者とも $\theta = 0, 90^\circ$ で $\rho = 1$ となり、 θ_B 付近で最小値を示すなど ρ_0 と似た傾向が示された。さらに、MEM モデルでは、 Δd の増加に伴い、全入射角において ρ が減少したのに対し、GDL モデルでは、 θ_B の低角度側への移動が観察された。そのため GDL モデルでは、 Δd の増加に伴って、 θ_B の低角度側では ρ の減少が、 θ_B の高角度側では増加が観察された。GDL モデルにおけるこの傾向は、Ohlidal らの報告⁽²⁴⁾に等しく、これらの性質の変化が、表面粗さを評価する手段となり得ることが分かる。

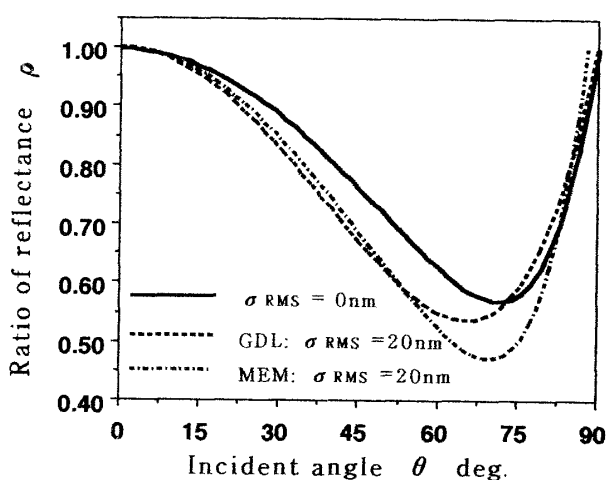


Fig. 7 Variation of ρ as a function of θ from MEM and GDL model with different Δd .

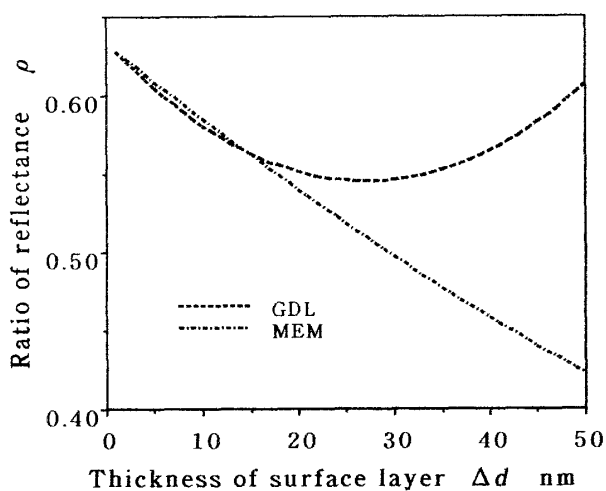


Fig. 8 Variation of ρ as a function of Δd from MEM and GDL model.

4.5.2 Δd による ρ の変化 次に図 8 に、両モデルにおける Δd に対する ρ の変化について考察した ($\theta = 60^\circ$)。両モデルとも、 $\Delta d < 20\text{nm}$ では ρ の減少を示し、実験結果と良い一致が観察された。一方、 $20\text{nm} \leq \Delta d$ では、MEM モデルにおいて ρ は単調に減少したのに対し、GDL モデルでは、増加を示した。これは、GDL モデルにおいて、1次の近似しか用いなかったために、 20nm 以上で、十分な長波長近似が得られなかったためと考えられる。

また図には示さないが、MEM モデルについても、 $100\text{nm} < \Delta d$ において、二層間の干渉特有の ρ の振動が観察された。実際の粗面については、これら ρ の増加や振動は観察されないことから、 Δd の大きな試料については、これらのモデルは良い近似ではないことが分かる。 $\Delta d \ll \lambda$ の領域において、GDL モデルが示す傾向は、粗さに対する ρ の変化と一致するが、あくまで定性的な結果にすぎない。体積率の分布をより精密に定め、近似を高めた解析をすることにより、表面形態と光学量との関連を明らかにする必要がある。

4.5.3 偏光解析による表面の2次元形態の評価 偏光解析のさらなる応用として、表面の2次元形態についての評価の試みが行われている^{(27), (28)}。気相合成における薄膜の成長過程の制御等において、光学的解析は重要な手段となり得る。今回の GDL モデルは、深さ方向の変化を定量化する手段を与えるが、これを精密に議論することは、表面の2次元形態と大きく関わる。これらの間の関連が明らかとなることにより、偏光解析のさらなる発展が期待される。

5. 結論

本研究では、STAR 測定装置を作製し、機械的研磨により表面粗さを変化させた金属表面における s および p 偏光の反射率の測定を行った。これらの結果と3つの表面層のモデルから表面形態 (σ_{RMS} , η_{met}) による光学的性質 (ρ , ϵ^*) の変化について議論を行い、以下の結論を得た。

(1) 機械的研磨により、金属表面の σ_{RMS} は大きく変化したが、 η_{met} は、あまり変化しなかった。つまり、表面粗さの変化は、表面層の光学的性質の変化 (η_{met}) よりむしろ、表面層の厚さ (σ_{met}) の変化であることが分かる。

(2) 表面粗さの増加に伴い θ_B の低角度側では、 ρ の減少が、 θ_B の高角度側では、 ρ の増加が観察された。この傾向は、Ohlidal らの報告と一致した。

(3) 実験によって得られた見かけ上の表面層の誘電関数の変化は、粗さに大きく影響されたのに対し、これを有効媒質近似により、単一なバルクとして解析した場合 (HEM モデル)、粗さによる大きな変化は認められなかった。これは、見かけ上の ϵ の変化が、主として、表面層の厚さや垂直方向の体積率の推移によるためである。

(4) 表面形態 ($\sigma_{\text{RMS}}, \eta_{\text{me}}$) を考慮した MEM モデルおよび GDL モデルにより、 $\Delta d \ll \lambda$ の領域において、 $\Delta d (= \sigma_{\text{RMS}})$ に対する ρ の変化は、実験結果と良い一致を示した。

(5) 表面粗さ ($= \Delta d$) が大きい場合、MEM モデルについては、 Δd に対する ρ の変化は単調であり、実験結果と同じ傾向を示した。一方、GDL モデルによる解析からは、実験結果との良い一致は見られなかった。これは、GDL モデルによる計算が 1 次積分不変量までに限られており、近似が十分でなかったことが原因と考えられる。

文 献

- (1) P. Meakin, *Fractals, scaling and growth far from equilibrium*, Cambridge University Press, Cambridge (1998), 401-418.
- (2) B.N.J. Persson and A.I. Volokitin, *J.Phys.: Condens. Matter*, **9** (1997), 2869-2889.
- (3) 黒崎 靖・松井 正仁・高山 智幸・中西 章, *機論*, **63-613**, C (1997), 3265-3271.
- (4) 川崎 正・元家 勝彦, *セラミックス*, **26** (1991), 1198-1201.
- (5) K. Riedling, *Ellipsometry for Industrial Applications*, Springer, Wien (1988), 23-25.
- (6) E.D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press, INC. (1985), 283-286.
- (7) P. Beckmann and A. Spizzichino, *The Scattering of Electromagnetic Wave from Rough Surfaces*, Pergamon Press, Oxford (1963), 80-97.
- (8) H.E. Bennett and J.O. Porteus, *J.Opt.Soc.Am.*, **51** (1961), 123-129.
- (9) P. Beckmann and A. Spizzichino, *ibid.*, 17-33.
- (10) Y. Gaillyova, *Thin Solid Films*, **155** (1987), 217-225.
- (11) R.L. Strong and P.B. Smith, *J.Vac.Sci.Technol., A*, **8-3** (1990), 1544-1548.
- (12) T.M. Christensen and D.I. Dalton, *Surf.Interface Anal.*, **18** (1992), 153-158.
- (13) S. Logothetidis, *J.Appl.Phys.*, **65-6** (1989), 2416-2426.
- (14) P.G. Snyder, Y. Xiong, J.A. Woollam, E.R. Krosche and Y. Strausser, *Surf.Interface Anal.*, **18** (1992), 113-118.
- (15) J. Lekner, *Physica*, **112A** (1982), 544-556.
- (16) L.S.P.F. Humphreys-Owen, *Proc.Phys.Soc.*, **77-5** (1960), 949-957.
- (17) E.D. Palik, *ibid.*, 71-78.
- (18) R.M.A. Azzam and N.M. Bashara, *Ellipsometry and Polarized Light*, North-Holland, Amsterdam (1986), 23-25.
- (19) J.P. Piel, *Thin Solid Films*, **234** (1993), 447-450.
- (20) I. Ohlidal and F. Lukes, *Opt. Commun.*, **5** (1972), 323-326.
- (21) I. Ohlidal, F. Lukes and K. Navratil, *Surf. Sci.*, **45** (1974), 91-116.
- (22) 工藤 恵栄, *光物性の基礎*, オーム社 (1990), 82-85.
- (23) C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley & Sons, New York (1996), 150-151.
- (24) D.A.G. Bruggeman, *Ann.Phys. (Leipzig)*, **24** (1935), 636-664.
- (25) J.C. Maxwell Garnett, *Philos.Trans.R.Soc.London*, **203** (1904), 385-405.
- (26) J. Lekner, *Theory of Reflection*, Martinus Nijhoff Publishers, Boston (1987), 156-160.
- (27) D.E. Apenes and J.B. Theeten, *Phys. Rev. B*, **20** (1979), 3292-3302.
- (28) T.V. Vorbuger and K.C. Ludema, *Appl. Opt.*, **19** (1980), 516-573.