HOKUGA 北海学園学術情報リポジトリ
学校法人北海学園
北海学園大学
北海商科大学

タイトル	計算機シミュレーションによる多色光スペックルの色彩統計解析
著者	魚住，純；Uozumi，Jun；坂井，豊；Sakai，Yutaka
引用	工学研究：北海学園大学大学院工学研究科紀要(20)：3-21
発行日	2020-12-25

Hokkai-Gakuen Organization of Knowledge Ubiquitous through Gaining Archives.

研究論文

計算機シミュレーションによる多色光スペックルの色彩統計解析

魚住　純*・坂井　豊**

Statistical analysis of colors in computer-simulated polychromatic speckles

Jun Uozumi* and Yutaka Sakai**

要　旨

連続スペクトルを持つ空間的にコヒーレントな入射光によって光学的粗面の像面およびフラウンホーファー回折面に生じる多色光スペックルについて，計算機シミュレーションによる解析を行った．従来，多色光スペックルの統計的解析は，表面粗さ測定への応用等を目的として，コントラストや波長間相関などを中心に行われてきた．しかし，近年レーザディスプレイにおけるスペックルノイズの発生など，その色に関する性質に注目が集まっている．本報告では，粗面の粗さによって多色光スペックルの色彩がどのように変化するかに焦点を置き，特に像面スペックルについては，XYZ 表色系および CIELAB 色空間に基づいて，その特性の変化を解析した．その結果，回折面スペックルにおける放射状繊維構造や像面スペックルにおけるコントラスト変化などの既知の性質を再確認するとともに，像面スペックルの色彩が粗面粗さによって複雑な変化を示すことを定量的に明らかにし，その要因について考察した．

1．はじめに

レーザから出射した光は，ほぼ平面ないしは球面状の滑らかな波面を持っている．その光が粗面状の表面を持つ物体，すなわち粗物体を透過する，あるいはそのような物体から反射されると，その直後の波面は粗面の微細な形状に応じて不規則に変形する．そして，空間伝搬とともに，不規則な波面の隣接する領域が回折により互いに干渉し，その後の任意の観測面においてランダムな明暗の干渉パターン，すなわちスペックルを生じる．このランダムな干渉現象には，光の波長やコヒーレンス，粗面の粗さや相関長などの統計的性質，粗面上の照射領域の大きさや形状，粗面と観測面の光学的配置等の多くの要因が関与することから，これらの諸条件の変化によってスペックルは異なる様相を呈し，その統計的性質も異なったものとなる．このようなスペックルの統計については，これまで多くの研究が行われ[1)~3)]，それに基づく光計測等の技術も種々開発されてきた[4)5)]．

スペックルが，基本的には空間的コヒーレンスの高い光のランダムな干渉現象であることから，レーザ光に限らず，遠方の熱的光源に由来する空間的コヒーレンスの高い光による散乱においても，スペックルは観測される．このため，この現象は，レーザの登場以前から，一部の研究者の注目を集め，観察や解析が行われてきた[6)]．熱的光源の多くは白色光ないしは多色光であることから，それによるスペックルはカラフルな多色光スペックルとなる．多色光スペックルでは，上述の諸条件に加えて，光源の波長帯域やスペクトル形状もスペックルの統計に重要な影響を及ぼすこと

* 北海学園大学大学院工学研究科電子情報工学専攻
（現在：北海学園大学大学院工学研究科電子情報生命工学専攻）
Graduate School of Engineering (Electronics and Information Eng.), Hokkai-Gakuen University
(Present: Graduate School of Engineering (Electronics, Information and Life Science Eng.), Hokkai-Gakuen University)
** 北海学園大学大学院工学研究科電子情報工学専攻（現在：日本航空専門学校）
Graduate School of Engineering (Electronics and Information Eng.), Hokkai-Gakuen University
(Present: Japan Aviation Academy)

から，特にそれらがスペックルのコントラストに及ぼす影響や波長間相関等の統計量の取扱いを中心に研究が行われてきた[7)~12)]．

一方，近年，多色光スペックルの色に着目し，シミュレーションによりその色を再現する試みが行われ[13)]，スペックルの色に関する研究はレーザプロジェクタにおけるスペックルノイズの低減の視点からも進められている[14)15)]．また，明るい街灯や対向車のヘッドライトのような遠方の熱的光源を見たときに観測者の目に映る放射状のカラフルなパターンが，実は多色光スペックルであることも，シミュレーションにより明らかにされている[16)]．

本報告は，このように近年改めて関心が寄せられている多色光スペックルについて，その発色や色の分布に着目し，その統計が粗面や光学系の特性にどのように依存するかについて，XYZ 表色系および CIELAB 均等色空間に基づき，計算機シミュレーションの手法を用いて考察することを目的としている．魚住による前報[13)] では，フラクタル性を有するスペックルについて，波長間相関や多色光照射によるコントラストの変化を解析しているが，本報告では，通常のスペックルを対象に，色の統計的分布に着目して解析を行う．

2．スペックル生成の理論的背景

連続スペクトルによって生じるスペックルの統計を理論的に解析することは極めて困難であることから，この報告では，計算機シミュレーションを用いてこの問題を明らかにする．しかし，シミュレーションによって得られる複雑な統計を解釈するには，すでに知られているスペックルの基礎的な統計，および用いる光学系の特性を参照することが必要となる．この節では，そのいくつかについて簡潔にまとめる．

2.1　スペックルの基礎統計

粗面に入射する光の波面が，粗面形状に応じて変形する現象は，入射光の複素振幅に対するランダムな位相の変調として表現することができる．すなわち，簡単のため，入射光が単色の直線偏光したスカラー波であると仮定すると，たとえば，複素振幅 $U(\xi,\eta)$ の入射光が散乱粗面を透過することによって位相が付加された後の複素振幅 $U_0(\xi,\eta)$ は，

$$U_0(\xi,\eta)=U(\xi,\eta)\exp\left[i\phi(\xi,\eta)\right] \tag{1}$$

$$\phi(\xi,\eta)=k(n-1)h(\xi,\eta) \tag{2}$$

と表すことができる．ここで，(ξ,η) は粗面上の直交座標，$\phi(\xi,\eta)$ は粗面によって付加されるランダムな位相，$k=2\pi/\lambda$ は波数，λ は入射波の波長，$h(\xi,\eta)$ は粗物体表面の凹凸構造を表す高さ関数である．また，n は透過粗物体の屈折率であり，空気の屈折率を 1 とした．

光波が粗面で反射する場合，ランダム位相 $\phi(\xi,\eta)$ は入射光の入射角と観測方向によって決まる反射角に依存する．粗面への垂直入射および垂直方向での観測を仮定すると，$\phi(\xi,\eta)$ は，式(2)の中の $(n-1)$ を 2 で置き換えることによって与えられる．

本報告では，スリガラスのような透過散乱物体を仮定し，簡単のため，ガラスの屈折率を $n=1.5$ とする．このとき，式(2)より，$\phi(\xi,\eta)=kh(\xi,\eta)/2$ となり，入射光波が受ける位相変動は，粗面の高さ変動を半減したものに相当している．同様に，h の標準偏差，すなわち粗面の rms 粗さを σ とすると，位相変調の標準偏差は $\sigma_\phi=k\sigma/2$ となる．

粗面でランダムな位相変調を受けた複素振幅 $U_0(\xi,\eta)$ は，その後の光学系を経て，観測面 (x,y) における複素振幅 $A(x,y)$ となり，それがスペックルを形成する．複素振幅 $A(x,y)$ は，$U_0(\xi,\eta)$ が光学系を経ることによってさらに位相が加わり，それが回折等によって干渉した結果である．その効果は，離散的光波の干渉として簡略化すると，

$$A(x,y)=\sum_{k=1}^{N}\frac{1}{\sqrt{N}}a_k(x,y)=\frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{k=1}^{N}|a_k|\exp\left(i\phi_k\right) \tag{3}$$

と表すことができる[1)]．ここで，Nは観測点の場に寄与する離散的散乱光波の数，$a_k(x,y)/\sqrt{N}$ は各光波の複素振幅である．また，ϕ_k は，粗面直後の位相である式(2)の $\phi(\xi,\eta)$ に光学系によって生じる位相が付加されている．

粗面の微細なランダム性から ϕ_k はランダム変数であり，$A(x,y)$ は N 個のランダム変数の和である．N が十分大きい場合，中心極限定理により，$A(x,y)$ の実部 A_r と虚部 A_i はともにガウスランダム変数となる．すなわち，$A(x,y)$ は複素ガウスランダム変数であり，さらに ϕ_k が区間 $(-\pi,$

π) で一様に分布する場合，A_r と A_i はともに平均値が零となり，等しい標準偏差を持つこととなる．そのような $A(x, y)$ は，零平均円形複素ガウスランダム変数とよばれる．ここで，「円形」とは，A_r と A_i の結合確率密度関数（JPDF）の等確率曲線が円になることを意味している．このとき，観測されるランダムなスペックル強度 $I=A_r^2+A_i^2$ の確率密度関数（PDF）は負指数分布

$$p_I(I)=\frac{1}{\langle I\rangle}\exp\left(-\frac{I}{\langle I\rangle}\right)\quad(I\geq 0) \tag{4}$$

となる[1)3)]．ここで，$\langle I\rangle$ は I の平均であり，I の標準偏差 σ_I は $\sigma_I=\langle I\rangle$ となることから，スペックル強度の明暗の度合いを表す量として I の変動係数

$$C=\frac{\sigma_I}{\langle I\rangle} \tag{5}$$

で定義されるコントラストは，$C=1$ となる．式(4)，(5)で特徴づけられるスペックルは，完全に発達したスペックルと呼ばれる．その前提となる ϕ_k の一様分布性は，粗面の粗さが光の波長に比べて小さい場合には必ずしも成り立たないが，粗さが波長程度以上になった場合には成り立つと考えて良い．これに対して，N が十分大きいけれども粗面の粗さが波長に比べてあまり大きくないとき，$A(x, y)$ は非零平均非円形複素ガウスランダム変数となる場合があり，そのスペックルコントラストは $C<1$ となる．このようなスペックルは，未発達なスペックルと呼ばれる．

入射光が空間的にコヒーレントな多色光である場合，異なる波長成分は互いにインコヒーレントであるため，観測される強度は単色光スペックルの強度による重ね合わせとなる．同じ平均強度 I_0 を持つ統計的に独立な完全に発達したスペックルを強度ベースで m 個加算すると，その和の確率密度は，ガンマ分布

$$p_I(I)=\frac{(N/I_0)^m I^{m-1}}{\Gamma(m)}\exp\left(-\frac{mI}{I_0}\right)\quad(I\geq 0) \tag{6}$$

に従うことが知られている[1)]．ここで，$\Gamma(\cdot)$ はガンマ関数である．このときの平均強度は $\langle I\rangle=mI_0$ であり，コントラストは，$C=1/\sqrt{m}$ と低くなる．**図 1** に，いくつかの m の値に対するガンマ分布の PDF を示す．この図および式(6)から分かるように，$m=1$ のとき，ガンマ分布は式(4)の負指数分布となる．また，中心極限定理により，m が大きくなるにつれて，ガンマ分布はガウス分布に近づく．

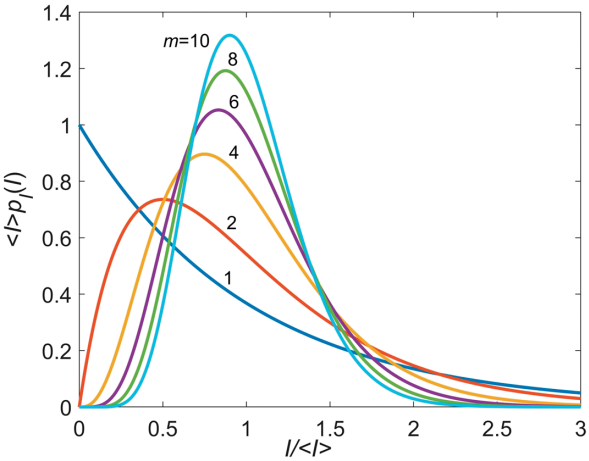


図 1　ガンマ分布．$m=1$ において負指数分布に一致する．

実際の多色光では，近接する波長が相関のあるスペックルを生成するため，式(6)をそのまま適用することはできない．有限個波長の離散スペクトルである場合は，Karhunen-Loève 展開により互いに独立なスペックルの和に変換する扱いも可能であるが，連続スペクトル光によって生成される未発達なスペックルの場合は，解析的扱いは極めて困難である．

2.2　光学系

1 節に述べたように，遠方の光源を見たときに視野に放射状のパターンが映る場合がある．これは，目の網膜が散乱面のフラウンホーファー回折面に相当するためである．また，レーザプロジェクタのスクリーンに映るスペックルは，網膜に映る像面スペックルである．このためこの報告では，スペックルの観測面として，フラウンホーファー回折面と像面を考える．

図 2 に示すように，焦点距離 f の薄肉凸レンズを用いたフラウンホーファー回折を考える．このとき，観測面の複素振幅 $A(x, y)$ は，物体面，すなわち粗面直後の複素振幅 $U_0(\xi, \eta)$ を用いて，

$$A(x, y)=\frac{1}{i\lambda f}\iint_{-\infty}^{\infty}U_0(\xi, \eta)P(\xi, \eta)\times\exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda f}(x\xi+y\eta)\right]d\xi d\eta \tag{7}$$

と表すことができる[17)]．ただし，$P(\xi, \eta)$ は開口関数である．ここで，

$$x=\lambda f f_X,\quad y=\lambda f f_Y \tag{8}$$

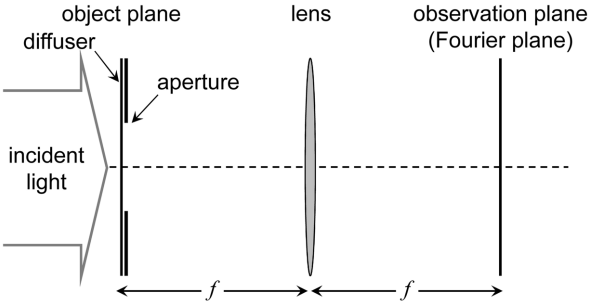


図 2　フラウンホーファー回折面におけるスペックルの観測

とおくと，式(7)は

$$A(f_X, f_Y)=\frac{1}{i\lambda f}\iint_{-\infty}^{\infty} U_0(\xi,\eta)P(\xi,\eta)$$

$$\times\exp\left[-i2\pi(f_x\xi+f_y\eta)\right]d\xi d\eta \qquad (9)$$

となる．式(9)は，$A(f_X, f_Y)$ が複素振幅 $U_0(\xi,\eta)$ と開口 $P(\xi,\eta)$ の積を (ξ,η) 空間から (f_X, f_Y) 空間へ２次元フーリエ変換することにより得られることを示している．したがって，式(8)の (f_X, f_Y) は座標 (ξ,η) の空間周波数であり，この式は，観測面の (x, y) 空間の座標が空間周波数に焦点距離 f と波長 λ を乗じたものであることを示している．これより，異なる波長を含む光で物体を照射した場合，観測面の (x, y) 空間に入射する各波長のフーリエ変換パターンには，波長 λ に比例する拡大が生じ，同時に，式(9)の積分の係数に示されるように，振幅には λ に逆比例する重みがかかり，それらを強度で加え合わせたパターンが観測されることがわかる．

観測面を像面とする場合，ここでは図 3 に示す二重回折光学系を考える．この光学系は，式(9)のフラウンホーファー回折を２回繰り返すことにより，結像を行う．ただし，開口は，散乱面の直後ではなく，フーリエ面に設置されている．２つのレンズの焦点距離が等しいと仮定すると，常に等倍の結像となり，波長による拡大・縮小は生じない．

3．表色系

この節では，多色光スペックルの色分布を解釈する上で必要となる表色系の基礎的な事項についてまとめる．

3.1　RGB 表色系と XYZ 表色系

色を定量的に表現する代表的な表色系として CIE（国際照明委員会）が定めた RGB 表色系がある．RGB 表色系は，波長 700.0 nm（赤），546.1 nm（緑），435.5 nm（青）の 3 単色光を 3 原色，すなわち原刺激[R]，[G]，[B]とし，それぞれの刺激値を R, G, B として，任意の色[F]を

$$[\mathrm{F}]=R[\mathrm{R}]+G[\mathrm{G}]+B[\mathrm{B}] \qquad (10)$$

のように表すものである[18]．RGB 表色系は，発光色などの色表現に適する加法混色の表色系であり，ディスプレイ等の色表現において良く用いられる．ただし，純粋な波長色は実現が難しいため，実用上は近似的な RGB 表色系が用いられる．

色 [F] に対して式(10)が成り立つように刺激値 R, G, B を求めることを等色といい，可視光の各波長色に対して等色を行った結果を等色関数と呼ぶ．RGB 表色系の等色関数 $r(\lambda), g(\lambda), b(\lambda)$ を図 4 に示す．この図から分かるように，この表色系には等色関数に負値を取る波長域があり，そのため，色によっては刺激値を負にしなければならない場合があることが難点となっている．

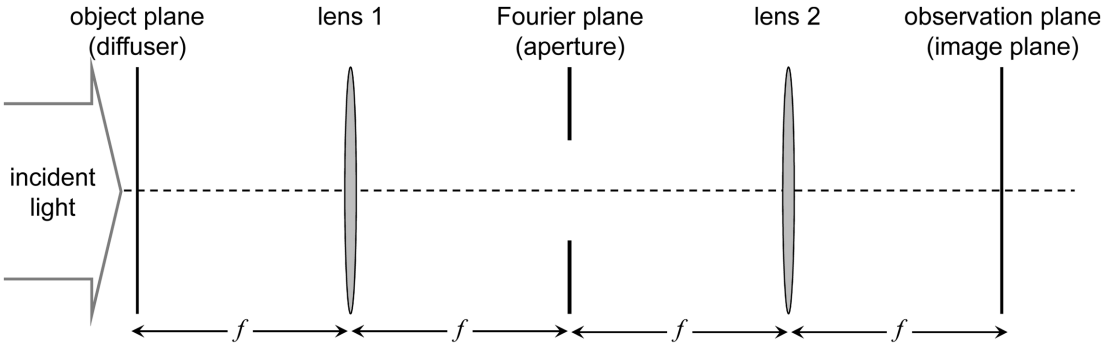


図 3　像面スペックルを観測するための二重回折光学系

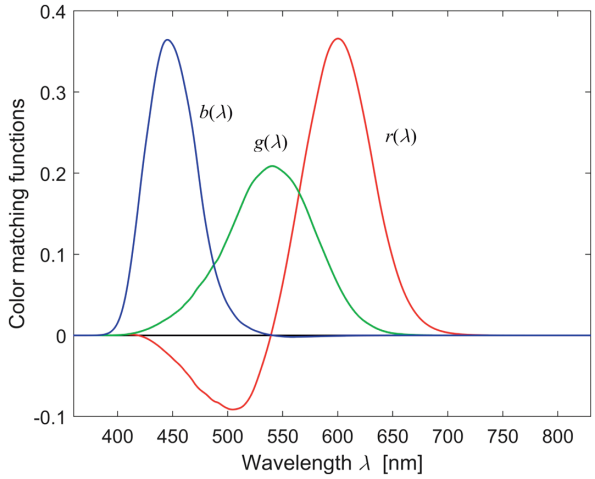


図 4　RGB 表色系の等色関数

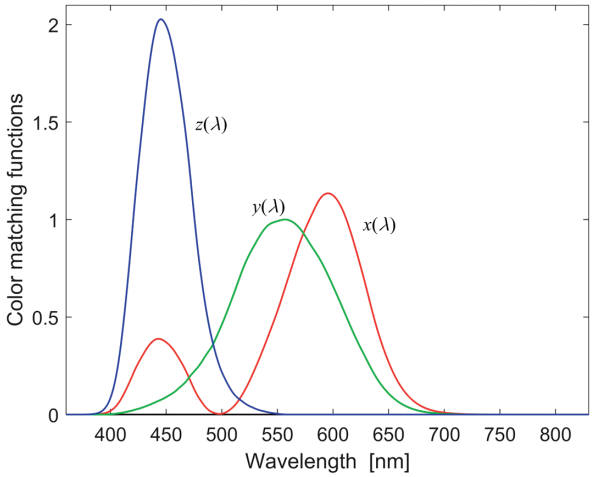


図 5　XYZ 表色系の等色関数

この問題を回避するため，等色関数がすべて非負となるように原刺激[X]，[Y]，[Z]を定めたXYZ 表色系が導入されている．XYZ 表色系とRGB 表色系は，相互に変換することが可能であり，三刺激値 R, G, B と三刺激値 X, Y, Z の間の変換は

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2.7689 & 1.7517 & 1.1302 \\ 1.0000 & 4.5907 & 0.0601 \\ 0.0000 & 0.0565 & 5.5943 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R \\ G \\ B \end{pmatrix} \tag{11}$$

$$\begin{pmatrix} R \\ G \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2.7689 & 1.7517 & 1.1302 \\ 1.0000 & 4.5907 & 0.0601 \\ 0.0000 & 0.0565 & 5.5943 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} 0.4185 & -0.1586 & -0.0849 \\ -0.0912 & 0.2524 & 0.0183 \\ 0.0009 & -0.0026 & 0.1797 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} \tag{12}$$

により行うことができる[18]．この表色系の Y 値は，その色刺激の明度にほぼ等しい値を持つ．XYZ 表色系の等色関数 $x(\lambda), y(\lambda), z(\lambda)$ は，図 5 に示すとおり全て正値になっている．また，原刺激[X]，[Y]，[Z]は，実際には存在しない虚色であるが，図 4 と比較すると，それぞれ[R]，[G]，[B]に近いことが分かる．

XYZ 表色系の三刺激値 X, Y, Z は，3 次元空間における色表示であるため，図示するにはあまり便利ではない．このため，$x=X/(X+Y+Z), y=Y/(X+Y+Z), z=Z/(X+Y+Z)$ で定義される色度座標 x, y, z を用いることが多い．色度座標には $x+y+z=1$ の関係があるため，独立な変数は 2 つだけになり，通常は (x, y) 平面上に色を表示する．これが図 6 に示す xy 色度図である．この図では，各色が最も明るく表示されるよう，各点の R, G, B 値の中の最大値が常に 1 となるように正規化して表示している．そのため，2 つの刺激値が等しくなる境界線が 3 本の明るい線として表示されている．この図からも[X]，[Y]がそれぞれほぼ[R]，[G]に対応していることが分かる．

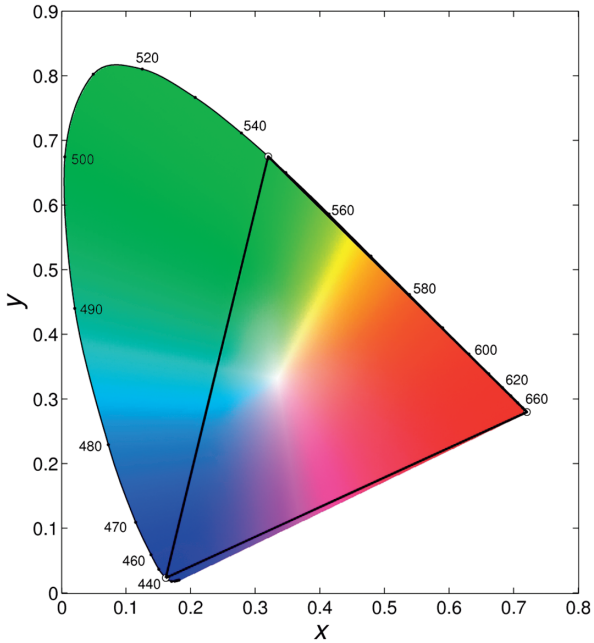


図 6　xy 色度図

図中の白○は，原刺激[R]，[G]，[B]を表しており，この 3 点が形作る三角形内が，正値の三刺激値 R, G, B で表現できる色の範囲である．これは，色を RGB のディジタルデータとして扱う場合，青から緑にかけての広範囲の色が正しく表現できないこと意味しており，図 6 の色も，この三角形の外側は負の刺激値を 0 に置き換えた疑似色

である．本報告で示すシミュレーションの結果の全てにおいて，同様の制限があることに留意したい．

CIE が定めた表色系は，当初 2° 視野の分光感度に基づくものであったが，その後より広い 10° 視野の $X_{10}Y_{10}Z_{10}$ 表色系が定められた．$X_{10}Y_{10}Z_{10}$ 表色系は，視角が 4° 以上の場合に使うこととされているが，スペックルパターンは広い視野に渡って生じる現象であるため，本報告では $X_{10}Y_{10}Z_{10}$ 表色系を用いることとし，便宜上これを XYZ 表色系と表記している．図 4 ～ 6 も $X_{10}Y_{10}Z_{10}$ 表色系に基づくものである．

3.2　CIELAB 色空間

xy 色度図は，2 つの異なる色の間の距離と，その色の違いに対する感覚が，色度図上の場所によって一様ではない．これは，色の違いや色ずれを定量的に扱う分野では困った問題であり，CIE は，いわゆる色差をできるだけ一様にする表色系として，CIELUV と CIELAB の 2 つの均等色空間を勧告した．本論文では，このうち，産業界で多く使われる CIELAB 色空間，すなわち $L^*a^*b^*$ 色空間を用いる．XYZ 表色系から $L^*a^*b^*$ 色空間へは，

$$\begin{aligned} L^* &= 116 f\left(\frac{Y}{Y_n}\right) - 16 \\ a^* &= 500\left[f\left(\frac{X}{X_n}\right) - f\left(\frac{Y}{Y_n}\right)\right] \\ b^* &= 200\left[f\left(\frac{Y}{Y_n}\right) - f\left(\frac{Z}{Z_n}\right)\right] \end{aligned} \tag{13}$$

により変換できる．ただし，$f(X/X_n)$ は，

$$f\left(\frac{X}{X_n}\right) = \begin{cases} \left(\frac{X}{X_n}\right)^{\frac{1}{3}}; & \left(\frac{X}{X_n}\right) > 0.008856 \\ 7.787\left(\frac{X}{X_n}\right) + \frac{16}{116}; & \left(\frac{X}{X_n}\right) \leq 0.008856 \end{cases} \tag{14}$$

であり，$f(Y/Y_n)$ と $f(Z/Z_n)$ も同様に定義される[18]．また，X_n, Y_n, Z_n は完全拡散反射面の三刺激値であり，$Y_n = 100$ と規格化する．このことから分かるように，$L^*a^*b^*$ 色空間は，最大輝度が定められる反射色に対して定義される表色系であり，明るさに上限のない発光色には適用できない．このため，本報告では，像面スペックルについてのみ，$L^*a^*b^*$ 色空間に基づく議論を行う．

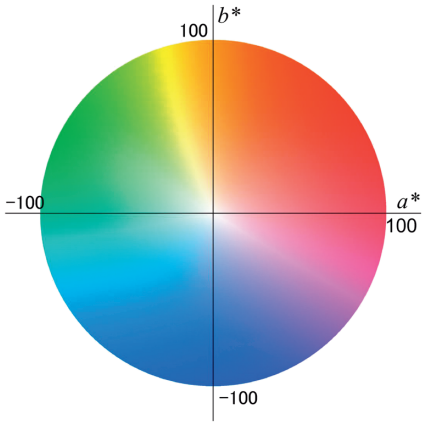


図 7　a^*b^* 面の色分布

この色空間は，L^* が明度を表し，a^*，b^* は色相と彩度を表す色座標である．a^*b^* 面の色分布の例を図 7 に示す．この図においても，図 6 と同様の規格化をしているため，3 本の明線が現れている．この平面では，a^* がおおむね赤–緑，b^* が黄–青の軸に対応している．また，この色空間中の 2 色 (L_1^*, a_1^*, b_1^*)，(L_2^*, a_2^*, b_2^*) の色差 $\Delta E_{L^*a^*b^*}$ は，

$$\Delta E_{L^*a^*b^*} = \sqrt{(L_1^* - L_2^*)^2 + (a_1^* - a_2^*)^2 + (b_1^* - b_2^*)^2} \tag{15}$$

で定義される．この定義に基づいて，本研究では，ランダムに分布する色の $L^*a^*b^*$ 空間内での広がりを表す量として，$L^*a^*b^*$ 標準偏差 $\sigma_{L^*a^*b^*}$ を

$$\sigma_{L^*a^*b^*} = \sqrt{\left\langle (L^* - L_0^*)^2 + (a^* - a_0^*)^2 + (b^* - b_0^*)^2 \right\rangle} \tag{16}$$

で定義する．ただし，〈　〉は統計平均を表し，$L_0^* = \langle L^* \rangle$，$a_0^* = \langle a^* \rangle$，$b_0^* = \langle b^* \rangle$ は，それぞれ L^*, a^*, b^* の平均値である．また，明度の違いを無視した a^*b^* 面内の色分布の広がりを表す量として，a^*b^* 標準偏差 $\sigma_{a^*b^*}$ を

$$\sigma_{a^*b^*} = \sqrt{\left\langle (a^* - a_0^*)^2 + (b^* - b_0^*)^2 \right\rangle} \tag{17}$$

と定義する．$\sigma_{L^*a^*b^*}$，$\sigma_{a^*b^*}$ は，

$$\sigma_{L^*a^*b^*} = \sqrt{\sigma_{L^*}^2 + \sigma_{a^*}^2 + \sigma_{b^*}^2} \tag{18}$$

$$\sigma_{a^*b^*} = \sqrt{\sigma_{a^*}^2 + \sigma_{b^*}^2} \tag{19}$$

と表すこともできる．ただし，

$$\begin{aligned} \sigma_{L^*}^2 &= \left\langle (L^* - L_0^*)^2 \right\rangle \\ \sigma_{a^*}^2 &= \left\langle (a^* - a_0^*)^2 \right\rangle \\ \sigma_{b^*}^2 &= \left\langle (b^* - b_0^*)^2 \right\rangle \end{aligned} \tag{20}$$

である．

4．シミュレーションの方法，結果および考察

4.1　シミュレーションの方法

シミュレーションおよび関連する数値計算には，科学技術用計算機言語であるMATLABを使用した．スペックル生成のシミュレーション手順は以下のとおりである．散乱粗面，開口面，フラウンホーファー回折面，像面には，いずれも1024×1024画素の配列を用いた．散乱粗面は，標準正規乱数を生成する関数randnにより構成した乱数配列に粗さσを乗じたものとし，式(1)，(2)により粗面直後の複素振幅$U_0(\xi, \eta)$を算出した．式(9)のフーリエ変換には，MATLAB関数のfft2を用いた．回折と結像の計算は，波長ごとに行い，生成した光強度は，10°視野の$X_{10}Y_{10}Z_{10}$表色系の等色関数を用いてXYZ表色系の三刺激値に変換し，必要に応じてRGB表色系あるいはCIELAB色空間に変換した．

統計量の計算においては，十分な統計平均を得るため，多数枚の粗面を生成して使用した．パラメータを変えてシミュレーションを行う際には，結果の比較に適するよう，関数randnのseedに同じ値を用いた．

回折面と像面のいずれにおいても，開口を半径25画素の円形とした．これにより，$N=\pi\times25^2\approx1963\gg1$となり，生成されるスペックルがガウスランダム統計に従うことが保証される．

多色光スペックルの生成において，入射光には，360 nmから830 nmまでの一様なスペクトルを想定し，1 nm間隔で計算を行ったものを連続スペクトルとした．この波長範囲は，CIEにおいて等色関数が定義されている波長範囲である．

スペックル等のカラー画像表示には，RGB表色系に変換した後，フルカラーのJPEG画像として保存したものを用いた．その際，すでに述べたように，刺激値の負値は0に置き換えた．

4.2　単色光スペックルの波長依存性

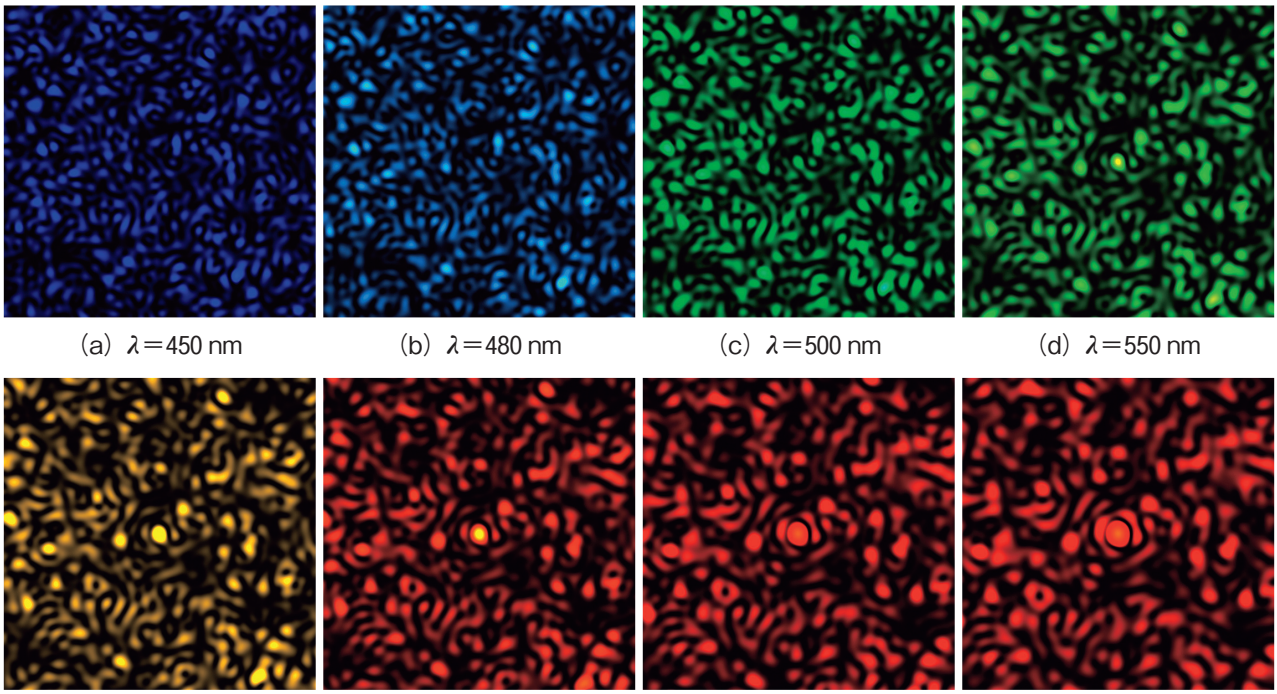
シミュレーションにより生成した，450 nmから700 nmまでの8波長によるフラウンホーファー回折面のスペックル**図8**に示した．波長は，間隔50 nmの6波長に，中間的な波長色を持つ480 nmと570 nmを加えている．また，粗面のrms粗さを$\sigma=400$ nmとした．2.2節で述べた，パターンが波長に比例して拡大する効果と複素振幅が波長に逆比例する効果もプログラムに組み込んでいるが，最終的なパターンは，視覚的にわかりやすいように濃度を調整している．

図8を見ると，波長が長くなるに従って，個々のスペックル粒が次第に変形しながら大きさ（スペックルサイズ）が大きくなり，式(8)に従ってパターン全体が拡大していくことが確認できる．また，$\lambda\gtrsim550$ nmでは中心部に高強度のピークが現れ，波長が長くなるとともに次第に強くなっている．これは，$\lambda\lesssim500$ nmの短波長の光にとっては$\sigma=400$ nmの粗面は十分に粗いのに対し，より長波長の光にとっては，粗さは相対的に小さいため，散乱光が弱くなると同時に，散乱されずに透過する，いわゆるスペキュラー成分が強くなり，それが，円形開口の回折パターンであるエアリーパターンを形成するためである．なお，このスペキュラー成分の外側には，完全に発達したスペックルが現れることが，理論的解析から明らかになっている[19]．

図8と同じ波長，開口，粗面粗さの条件を用いて像面に生じるスペックルを生成した結果を**図9**に示す．像面では，回折面と異なり，散乱されないスペキュラー成分が，像面全体に渡って，明暗のコントラストの低い未発達なスペックルを形成する効果を持つ．また，個々のスペックル粒は，波長の変化に対してやや変形するものの，パターン全体の拡大は生じていない．このように，同じ粗さの粗面が，波長によって特性の異なるスペックルを生成する点が，多色光スペックルの大きな特徴である．

図9の像面スペックル強度の確率密度関数（PDF）を**図10**に示した．これは，統計的ゆらぎを抑制するため，粗面100枚によるスペックル強度のヒストグラムを正規化して表示したものである．450 nmの波長では，ほぼ完全に発達したスペックルを示す負指数分布（図1の$m=1$の曲線）になっているのに対し，波長が長くなるに従ってその分布は未発達なスペックルの形状に変化していくことが明確に示されている．

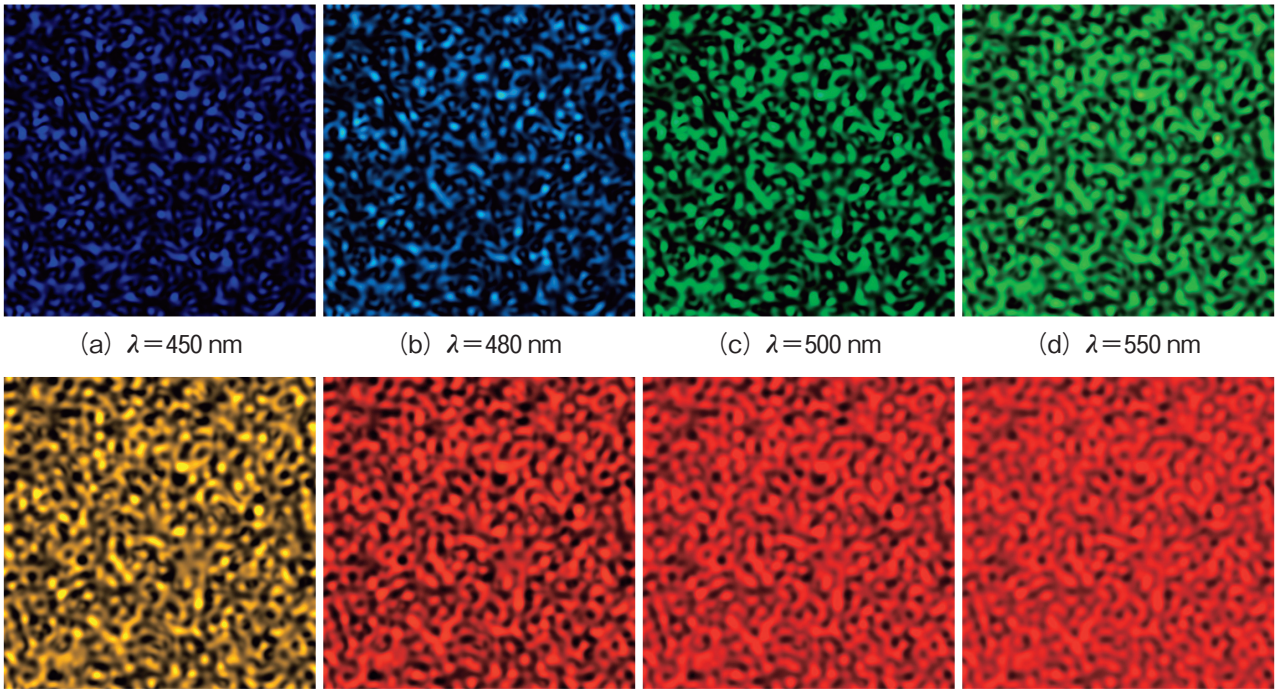
図8～10に示す単色光スペックルの波長依存性は，次節以降の多色光スペックルの特性を考察するうえでの基礎となるデータである．



(a) λ=450 nm　(b) λ=480 nm　(c) λ=500 nm　(d) λ=550 nm

(e) λ=570 nm　(f) λ=600 nm　(g) λ=650 nm　(h) λ=700 nm

図 8　σ=400 nm の粗面によるフラウンホーファー回折面スペックルの波長依存性



(a) λ=450 nm　(b) λ=480 nm　(c) λ=500 nm　(d) λ=550 nm

(e) λ=570 nm　(f) λ=600 nm　(g) λ=650 nm　(h) λ=700 nm

図 9　σ=400 nm の粗面による像面スペックルの波長依存性

4.3　多色光スペックルの粗さ依存性

光源に一様な連続スペクトルを仮定し，粗面粗さ σ を 100 nm から 5000 nm まで 8 通りに変化させて，フラウンホーファー回折面スペックルをシミュレートした結果を図 11 に示す．σ=100 nm においては，ほぼ中心にエアリーパターンが生じるのみで，その周囲には光がほとんど散乱していない．σ=200 nm になると，周囲に放射状のスペックルが生じている．このようなパターンは，

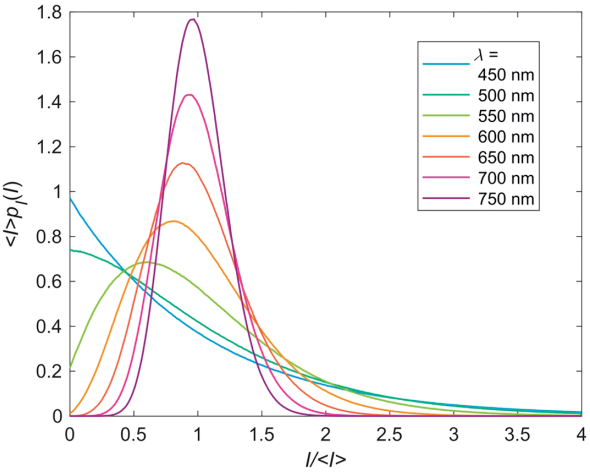


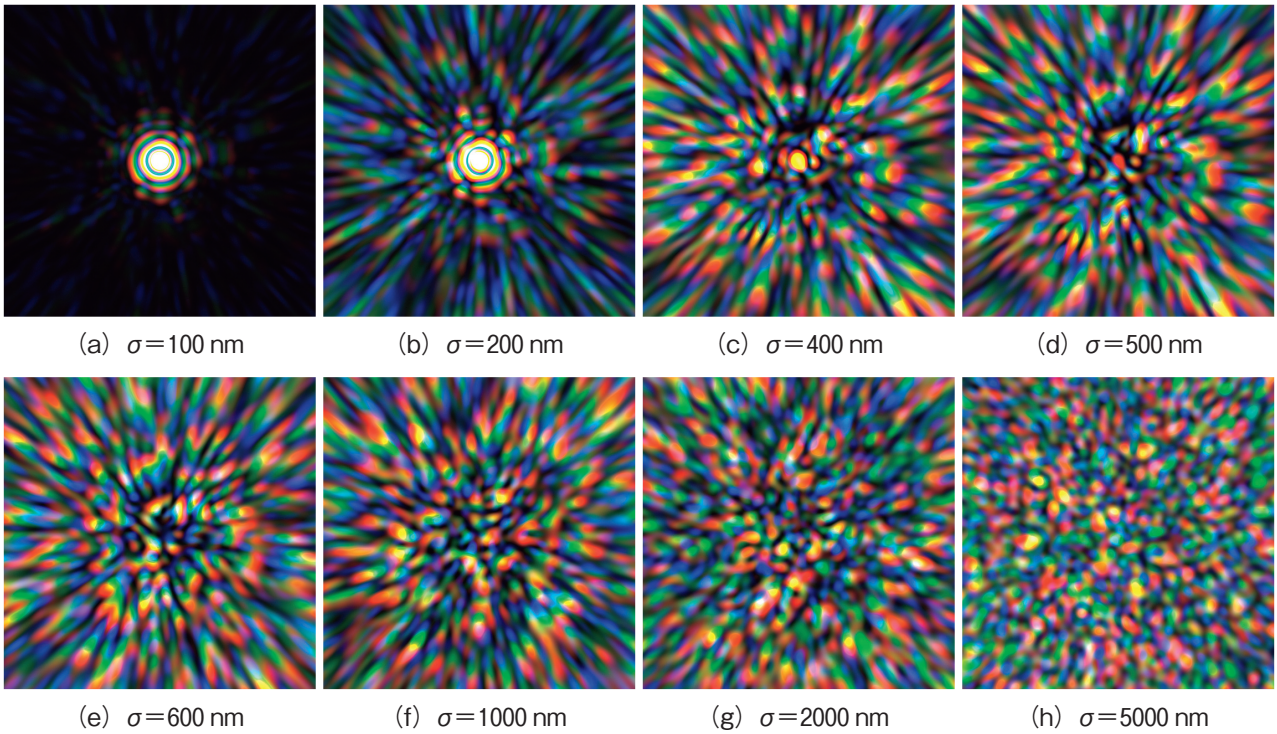
図 10　粗さ σ=400 nm の粗面による像面単色光スペックルの強度 PDF の波長依存性

放射状繊維構造と呼ばれており[20]，回折場における多色光スペックルに特徴的な構造として知られている．その繊維構造は，外側に向かって青から赤までのスペクトル色が並んでいる．図 8 に示したように，各波長が形成するスペックルは，波長が長くなるに従って外側に拡大することがこの放射状繊維構造の生じるメカニズムである．

σ=200 nm では，波長の短い青成分はすでに一定程度散乱されるのに対し，長波長の赤成分はあまり散乱されず，放射状繊維構造も青みの強いものになっている．粗面粗さが大きくなるに従って，長波長成分も散乱されるため，放射状繊維構造はより顕著になり，それと同時に，中心のスペキュラー成分が減少し，σ=600 nm ではほぼ消失している．粗さがさらに大きくなると，近接する波長間の相関が低下することから，放射状繊維構造の繊維の長さが次第に短くなり，σ=5000 nm では，繊維構造はほぼ完全に破壊されている．

図 11 と同じ入射光と粗さに対する像面スペックルをシミュレートした結果を図 12 に示す．像面スペックルでは，粗さが小さい場合に生じる散乱されない成分，すなわちスペキュラー成分は，回折面スペックルのようなエアリーパターンを形成せず，図 9 と同様，像面全体に渡ってスペックルのコントラストを低下させる働きをする．図 11 には掲載していないが，σ=0 nm においては，当然のことながら，白色の完全に一様なパターンとなる．

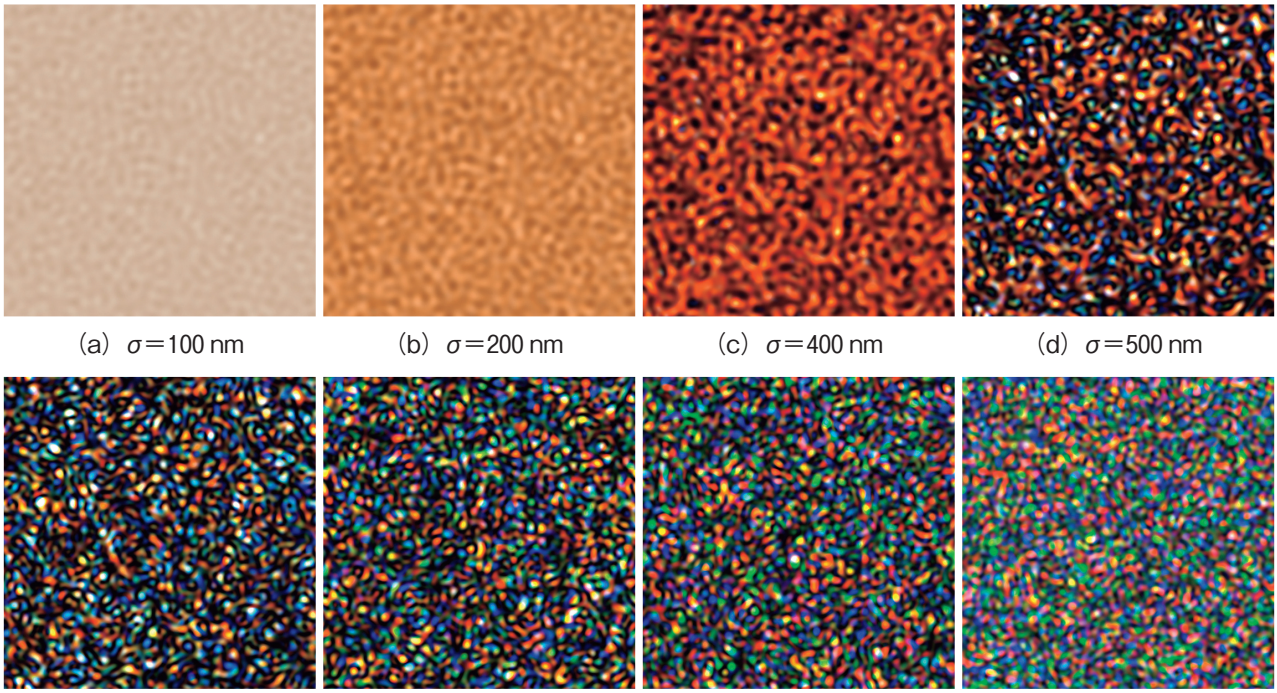
粗さが 100 nm になると，短波長端の光のみが干渉によりわずかに強度の低下を生じるために淡い黄土色を呈する微弱なスペックルが現れる．σ=200 nm では，短波長端の強度低下が強まることで橙色となり，σ=400 nm では，短波長端が完全に発達したスペックルとなる一方で，中長波長帯は未発達に留まるために，さらに赤みの強いス



(a) σ=100 nm　(b) σ=200 nm　(c) σ=400 nm　(d) σ=500 nm

(e) σ=600 nm　(f) σ=1000 nm　(g) σ=2000 nm　(h) σ=5000 nm

図 11　回折面多色光スペックルの粗さ依存性



（a）σ＝100 nm　（b）σ＝200 nm　（c）σ＝400 nm　（d）σ＝500 nm

（e）σ＝600 nm　（f）σ＝1000 nm　（g）σ＝2000 nm　（h）σ＝5000 nm

図 12　像面多色光スペックルの粗さ依存性

ペックルとなる．

これらの現象は，σ＝400 nm の図 9 に見られる現象と同様であり，（a）の短波長の成分では，比較的大きな位相変調を受けて打ち消しあう干渉による低強度かつ変動の大きい領域が多く生じるのに対して，（h）の長波長の成分では位相変調が相対的に小さく，干渉による強度の低下が起きにくくなっている．この波長によるスペックルの発達度合いの違いが，粗さの小さい領域での色彩の変化を決める大きな要因となっている．

粗さがさらに大きくなり，σ＝600 nm になると，ほぼすべての波長域で完全に発達したスペックルとなり，全体的な赤みは消失する．この粗さは，回折面スペックルにおいて，中心のスペキュラーなビームが消失する粗さに合致している．また，この粗さにおいては，波長間相関が比較的高く保たれており，異なる波長がほぼ同じ場所で高強度になることも多く，白色に近い点がところどころに見られる．粗さがさらに大きくなるにつれて，白色に近い領域は減少し，よりカラフルな印象を与えるようになる．そして，σ＝5000 nm と大きくなると，わずかに異なる波長においても，スペックル間の相関が低下することにより，全体的に色の混合が進み，白みを帯びたパターンになっているものと考えられる．

波長によるスペックルの発達の度合いの違いに加えて，粗さが比較的小さい領域で像面スペックルの短波長成分が抑制されるもう一つの要因が考えられる．像面スペックルでは，粗面からのフラウンホーファー面に開口を置いているため，図 11 に見られるように，$\sigma \lesssim 500$ nm においては，中央のスペキュラーピークに長波長成分が多く含まれることで開口を通過する光量が多いのに対し，強く散乱される短波長成分は，その多くが開口で遮断される．このため，像面ではさらに赤みの強いスペックルが現れると考えられる．

多色光スペックルの過去の研究においては，像面スペックル強度に対し，コントラストの粗さ依存性が実験的に得られ[7)9)]，理論的考察も行われている[10)11)]．そこで，式(5)で定義されるスペックル強度のコントラスト C を，粗面 100 枚を用いたシミュレーションにより求めた結果を図 13 に示す．ここで，多色光スペックルの強度 I の計算には，MATLAB 関数の rgb2gray を用いた．この関数では，RGB の三刺激値から

$$I = 0.2989R + 0.5870G + 0.1140B \tag{21}$$

の関係式により強度を計算している．この式は，式(11)において R, G, B から Y 値を求める式とは異なるが，画像データの処理において，R, G, B から

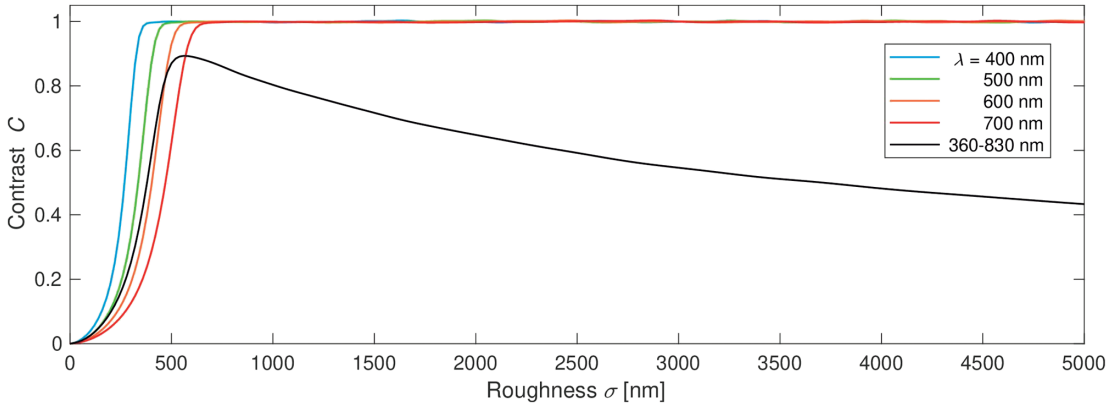


図 13　像面多色光スペックルにおけるコントラストの粗さ依存性

輝度値を求める際にしばしば用いられる変換式である．図 13 には，400 nm から 700 nm までの波長による単色光スペックルのコントラストも掲載した．この図では，粗さの増加に伴って多色光スペックルのコントラストが急激に上昇し，σ=560 nm においてピーク値 0.893 に達した後，緩やかな単調減少に転じている．このピークを与える粗さとピーク値は，用いる光源や光学系により異なるが，定性的には，ガウス統計の範囲内において，過去の実験データ[7)~9)] と同様の傾向を示している．

その振る舞いを単色光スペックルのコントラスト曲線と比較してみると，λ=400 nm の短波長から 600 nm の長波長までのスペックルが順次次第に発達することで，その合成としての多色光スペックルのコントラストも上昇しており，λ=600 nm のスペックルがほぼ C=1 に達する粗さの近辺で最大となり，その後はスペックル強度の波長間相関が粗さとともに減少を続けるために，多色光スペックルのコントラストは低下していく．λ=700 nm のコントラスト曲線の影響が見られないのは，図 4 の等色関数から分かるように，強度に対するこの波長の寄与が小さいためであると考えられる．

次に，粗面粗さによる多色光スペックルの強度の確率密度（PDF）の変化を求めた結果を図 14 に示す．この図も，粗面 100 枚による平均の結果であり，次第にコントラストが増加する粗さ領域を実線で，減少する領域を破線で表してある．図 13 において，σ=560 nm でコントラストが最大となるのに対応して，図 14 の PDF も，それに近い σ=600 nm で最も負指数分布に近づく形になっている．また，σ=5000 nm では，PDF がガウス分布に近づいており，粗さの非常に大きい領域では，波長間相関の低下により，実質的に相関のない多数のスペックル強度の和に近い現象が生じ，それによってコントラストも 0.5 以下の低値になることがわかる．したがって，図 14 の破線の PDF は，図 1 の m>1 のガンマ分布に近い形をとることがわかる．

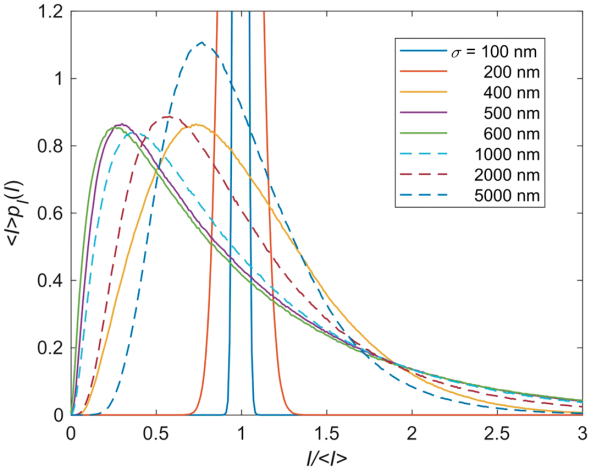
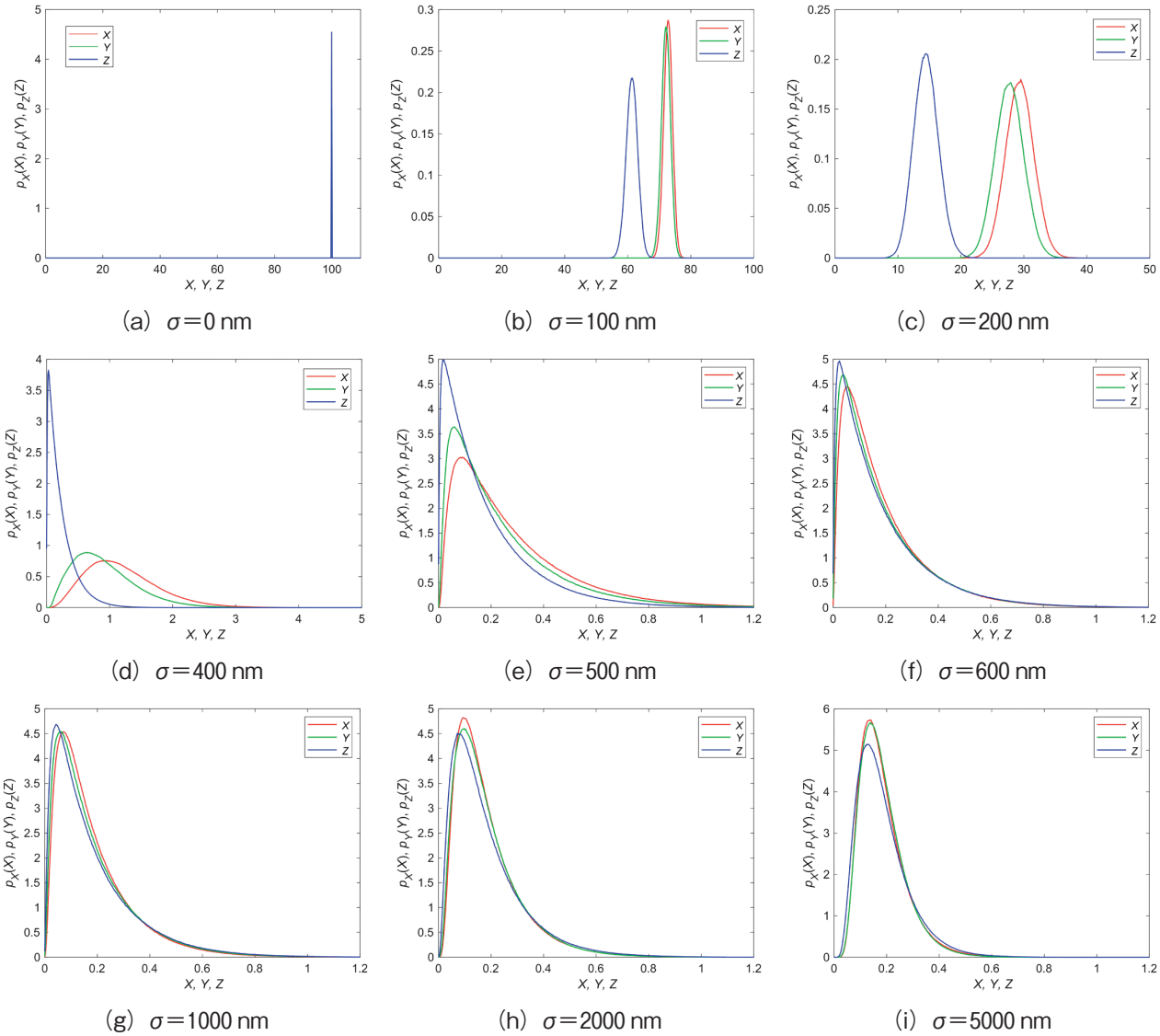


図 14　像面多色光スペックルにおける強度 PDF の粗さ依存性

スペックル強度のコントラストと PDF の計算は，回折面スペックルについては行っていない．図 11 から明らかなように，回折面多色光スペックルは，その統計が観測面内で一様ではなく，計算する領域の取り方に大きく依存するためである．同様の理由から，本報告では，次節以降の XYZ 表色系および CIELAB 色空間解析も，像面スペックルについてのみ行う．



(a) $\sigma=0$ nm　(b) $\sigma=100$ nm　(c) $\sigma=200$ nm

(d) $\sigma=400$ nm　(e) $\sigma=500$ nm　(f) $\sigma=600$ nm

(g) $\sigma=1000$ nm　(h) $\sigma=2000$ nm　(i) $\sigma=5000$ nm

図 15　像面多色光スペックルにおける粗さの増加に伴う X, Y, Z の PDF の変化

4.4　像面多色光スペックルの XYZ 表色系解析

像面スペックルにおける三刺激値 X, Y, Z の確率密度を $0 \leq \sigma \leq 5000$ nm のいくつかの粗さに対してシミュレーションにより求めた結果を図 15 に示す．用いた粗面枚数は，$\sigma=0$ nm の 1 枚を除いて，すべて 100 枚である．この結果を見るにあたって，3.1 節で述べたように，三刺激値 X, Y, Z が，それぞれ R, G, B に近い色を表すこと，および，Y 値が明るさを表すように設定されていることに留意する．

まず，図 15(a) の $\sigma=0$ nm においては，X, Y, Z がすべて 100 の値に集中している．これは，物体に照射された光が全て開口を通過して像面に達し，像面が完全に一様な白色となることに示しており，この値を基準として，その後の三刺激値を算出している．

粗さが増加するに従って，図 15(b)，(c) に示すように，三刺激値は急激に低下し，特に Z の低下が先行している．これは，前節で述べたように，また図 11(a)，(b) に見るように，短波長成分が先行して散乱される成分が増加し，スペックルが発達しはじめると同時に開口を通過できなくなる光量が増加するためである．また，図 5 から分かるように，Z に比べて X と Y の波長域は大きく重なっており，そのため，図 15(b)，(c) においても両者は比較的近い値を保ちつつ減少している．

さらに粗さが増加し，$400 \leq \sigma \leq 600$ nm の領域になると，図 15(d)-(f) に見るように，三刺激値は，Z, Y, X の順に負指数分布に近づき，やはり

σ=600 nm において最も負指数分布に近く，コントラストが高いことを示す分布となっている．

それ以上の粗さの増加に対しては，三刺激値はいずれも次第にガウス分布に近い形に移行してゆく．これも，スペックルの波長間相関の低下によるものと考えられる．この現象は，例えば，図5において λ=450 nm 近辺の光は，いずれも Z 値に大きく寄与するが，粗さが極めて大きい場合，わずかに異なる波長がほぼ相関のないスペックルを生成して重なり合うことにより，Z 値は相関の低い多くの強度の和となり，その結果，中心極限定理により，ガウス分布に近づくこととして理解できる．

図15の Y 値の PDF は，図14の PDF にほぼ対応するものであるが，一見振る舞いが異なるように見える．これは，図14の強度が Y 値と異なる式(21)から算出されていることに加えて，図15の PDF は平均値による正規化を行っていないことにもよる．

4.5　像面多色光スペックルの CIELAB 色空間解析

粗さの変化による像面スペックルの色彩の変化をさらに詳しく調べるため，図15と同じ粗さに対する像面スペックルについて，CIELAB 色空間の L^*, a^*, b^* の各 PDF と，a^*, b^* の結合確率密度（JPDF）の振る舞いを求めた結果を**図16**に示した．さらに，L^*, a^*, b^* の各平均値と各標準偏差の粗さによる変化を**図17**(a)に，a^*b^* 面内および $L^*a^*b^*$ 空間内の標準偏差の粗さによる変化を図17(b)に示した．これらのシミュレーションに用いた粗面数は，$\sigma \leq 200$ nm においては比較的少数としたのを除いて，すべて100とした．

3.2節で述べたように，CIELAB 色空間は，本来完全拡散反射面を想定できる反射光の色について用いられるものである．このシミュレーションでは，4.4節と同様に，入射光が全て像面に到達する σ=0 における X, Y, Z の三刺激値を $X_n = Y_n = Z_n = 100$ として，式(13)，(14)より L^*, a^*, b^* を算出した．

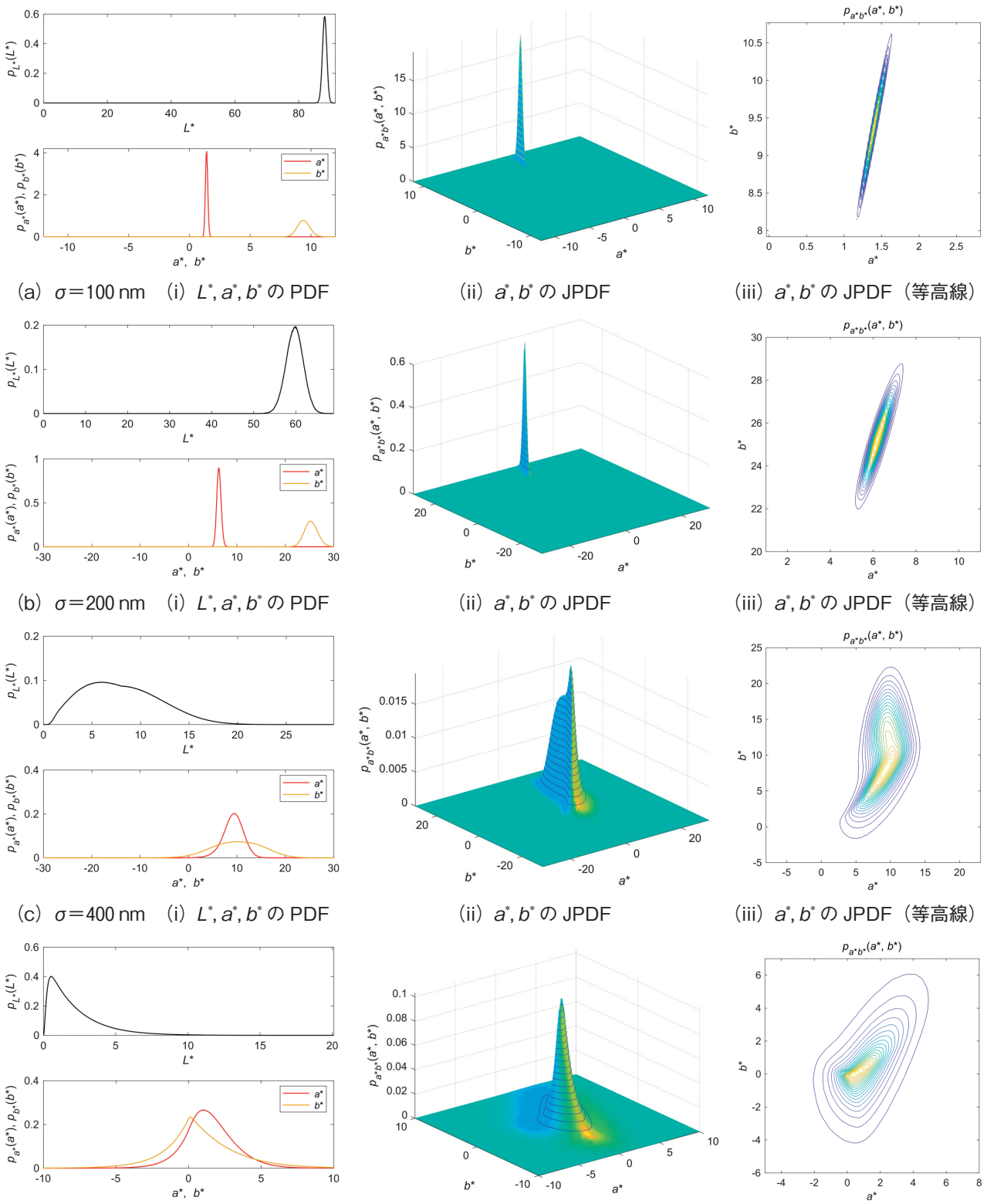
図16では，(a)-(h)が粗面粗さの増加に対応しており，その中で，(i) の列に L^*, a^*, b^* の各 PDF を，(ii) の列に a^*, b^* の JPDF の3Dプロットを，(iii) の列に a^*, b^* の JPDF の等高線プロットを示した．この等高線は，(ii) の3Dプロットに重ねて表示した等高線に対応している．

まず，(i) 列の L^* の PDF に着目する．L^* は，XYZ 表色系の Y 値と同様，明るさを表す量であって，いずれも最大値を100としている．このため，L^* が Y の3乗根を介して計算されていることから定量的な違いはあるものの，粗さの変化に対する L^* の定性的振る舞いは，図15に示した Y の PDF に近いものになっている．

つぎに，a^*, b^* の分布について考える．図16(a)の σ=100 nm においては，a^*b^* の JPDF は，b^* の平均値が10弱と大きいことから黄色味が強く，a^* の平均値も1.5程度とやや大きいために，図12(a)の薄黄土色に対応する点を中心に，少し右に傾きつつ，b^* 軸方向に直線状に伸びた分布になっている．これは，図17(a)，(b)にも $\sigma_a^* \ll \sigma_b^*$ の特徴として現れており，すでに述べたように，短波長成分の減少による相対的な中長波長成分の増加と，短波長成分がわずかながらスペックルを形成し始めることによって，図7に示されるように，b^* 軸方向の変動が増加することを示している．

図16(b)の σ=200 nm になると，a^*, b^* の平均値はいずれもさらに大きくなり，全体に薄橙色を帯びると同時に，直線状の分布は，幅，長さ，傾きがいずれも大きくなる．図17(a)，(b)においても，$\langle a^* \rangle, \langle b^* \rangle, \sigma_{a^*}, \sigma_{b^*}, \sigma_{a^*b^*}$ の増加傾向が示されている．平均値と標準偏差の増加は，短波長側のスペックルの発達と低強度化がより進行することを示し，傾きの増加は，それが少し短波長側にも及び始めてることを表している．

図16(c)の σ=400 nm においては，a^*, b^* の平均値はいずれも10程度となり，図12(c)のスペックルの赤みを定量的に表すものである．分布の広がり，すなわち a^*b^* の標準偏差 $\sigma_{a^*b^*}$ は，図17(b)に示すように，この粗さの付近で極大となっており，それには σ_{b^*} が大きく寄与している．この極大は，図12(c)の視覚的印象には合致しないが，図15(d)が示すように，いまだ大きな光量を保ちつつ発達し始めた長波長成分と完全に発達した短波長成分の混合により，強い赤みを残しつつ，特に b^* 方向に変動を大きくしているためであると考えられる．また，この2つの成分への分離が，(iii) の等高線が中央で屈曲する要因であると考えられる．この粗さのスペックルは，図9に示す各波長のスペックルを合成したものに相当している．



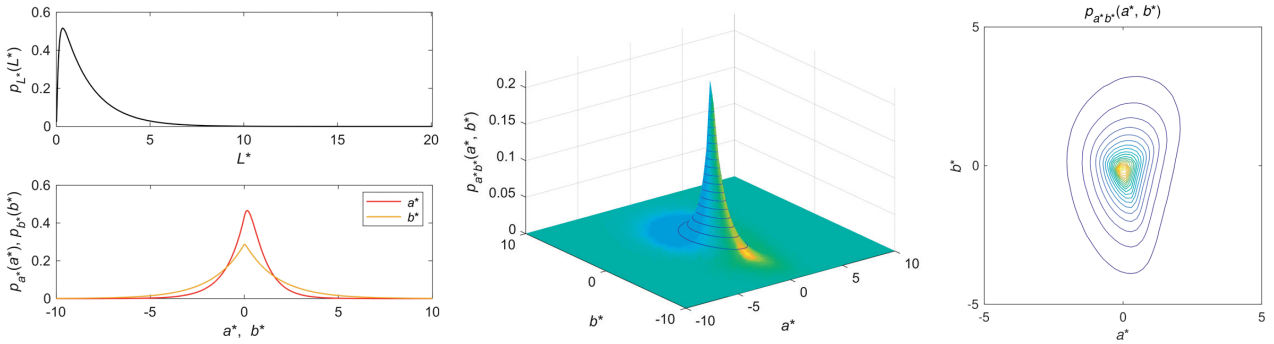
(a) σ＝100 nm　(i) L^*, a^*, b^* の PDF　(ii) a^*, b^* の JPDF　(iii) a^*, b^* の JPDF（等高線）

(b) σ＝200 nm　(i) L^*, a^*, b^* の PDF　(ii) a^*, b^* の JPDF　(iii) a^*, b^* の JPDF（等高線）

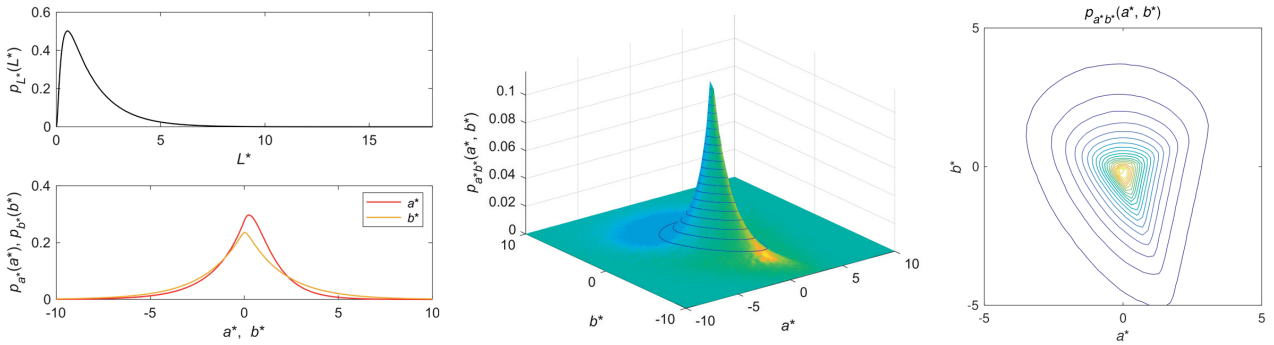
(c) σ＝400 nm　(i) L^*, a^*, b^* の PDF　(ii) a^*, b^* の JPDF　(iii) a^*, b^* の JPDF（等高線）

(d) σ＝500 nm　(i) L^*, a^*, b^* の PDF　(ii) a^*, b^* の JPDF　(iii) a^*, b^* の JPDF（等高線）

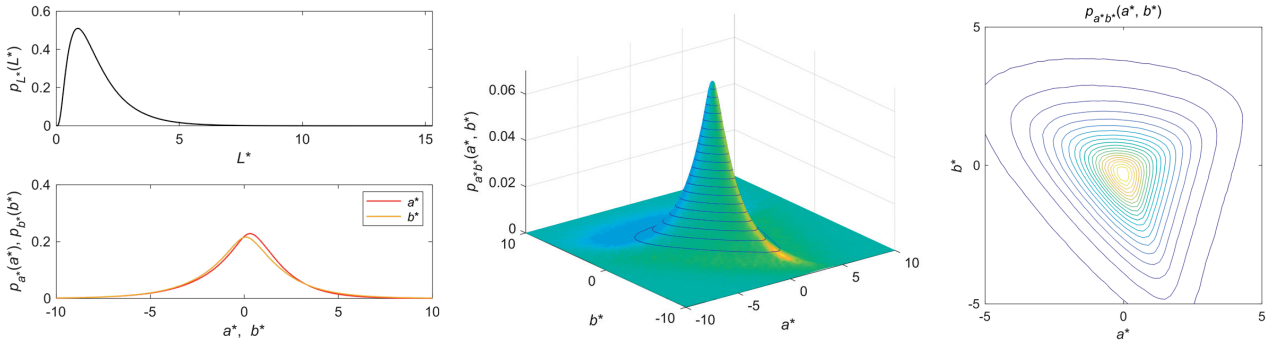
図 16　像面多色光スペックルにおける L^*, a^*, b^* の PDF と JPDF の粗さ依存性



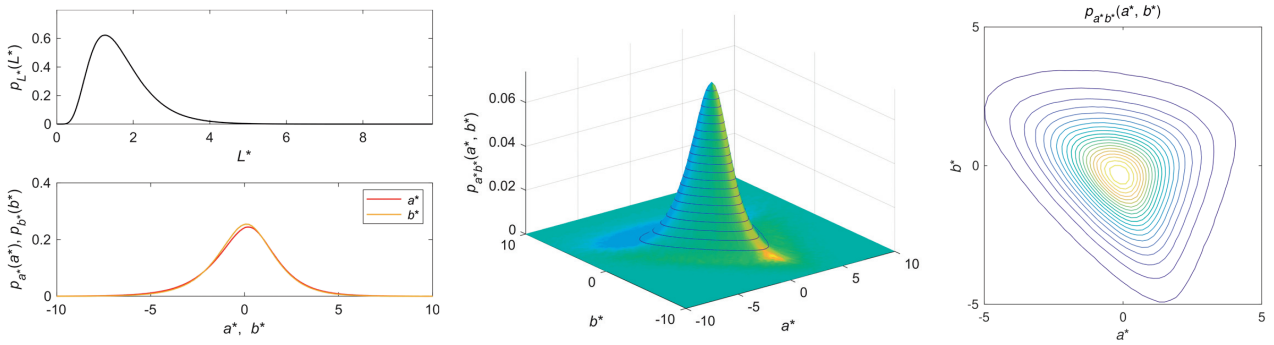
（e）σ＝600 nm　（i）L^*, a^*, b^* の PDF　（ii）a^*, b^* の JPDF　（iii）a^*, b^* の JPDF（等高線）



（f）σ＝1000 nm　（i）L^*, a^*, b^* の PDF　（ii）a^*, b^* の JPDF　（iii）a^*, b^* の JPDF（等高線）

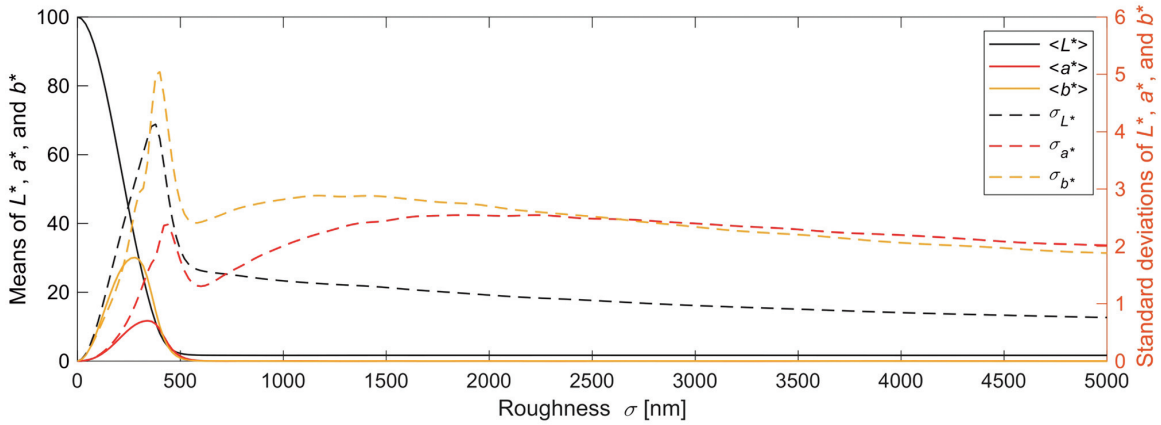


（g）σ＝2000 nm　（i）L^*, a^*, b^* の PDF　（ii）a^*, b^* の JPDF　（iii）a^*, b^* の JPDF（等高線）

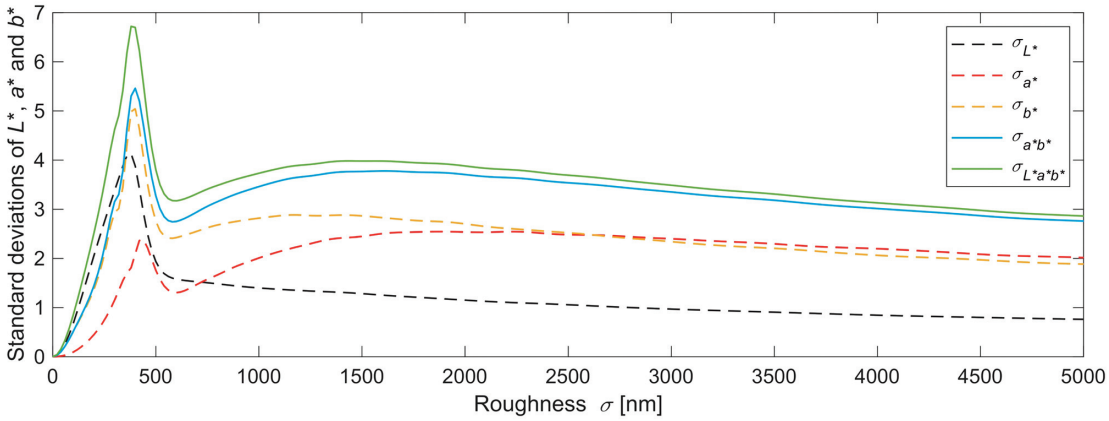


（h）σ＝5000 nm　（i）L^*, a^*, b^* の PDF　（ii）a^*, b^* の JPDF　（iii）a^*, b^* の JPDF（等高線）

図 16　像面多色光スペックルにおける L^*, a^*, b^* の PDF と JPDF の粗さ依存性（続き）



(a) L^*, a^*, b^* の平均値（左軸）と標準偏差（右軸）



(b) L^*, a^*, b^* の各標準偏差，および a^*, b^* と L^*, a^*, b^* の標準偏差

図 17　像面多色光スペックルにおける L^*, a^*, b^* 間の各種標準偏差の粗さ依存性

σ=500 nm を示す図 16(d)になると，a^*, b^* の分布の中心はほぼ 0 になるものの，裾は a^*, b^* ともに正の方向に長く伸びており，図 12(d)のパターンに残る赤みを説明している．この粗さでは，長波長成分もかなり光量を減ずることから，スペックルの発達が進む一方で，$\sigma_{a^*b^*}$ が減少するものと考えられる．これは，式⒀における a^*, b^* の計算には，X と Y および Y と Z の差が関与しており，図 15(e)が示す σ=500 nm においては X, Y, Z の成分量が同程度になることから，a^*, b^* の値が小さくなることに起因すると考えられる．

σ=600 nm になると，図 16(e)に示すように，a^*, b^* は 0 を中心に，やや b^* 軸方向の幅が広いものの，ほぼ正負対象の分布となる．対応するスペックル画像は図 12(e)であり，全ての波長においてスペックルが完全に発達し，負指数分布に特徴的な低強度領域が多く見られるようになる．この状態では，短波長から長波長まで互いに比較的相関の高いスペックルが生じており，その結果，低強度領域と白色に近い高強度領域も散見される．このことは，図 12(c)-(e)のパターンに，微細な濃淡が一致する部分が多く見られることからも理解できる．図 17(b)の $\sigma_{a^*b^*}$ の曲線では，σ=580 nm において極小値 2.74 を示している．

さらに粗さの大きい σ=1000 nm になると，図 16(f)では，a^*b^* の JPDF が全体的に広がり始める．この $\sigma_{a^*b^*}$ の増大は，図 17(b)でも確認でき，この粗さにおいて $\sigma_{a^*b^*}$=3.46 を示す．これは，図 12(f)からも分かるように，波長間相関が低下し始め，比較的波長の離れたスペックルが異なる場所に明るい斑点を生じるようになり，σ=600 nm の場合に見られた低強度領域や白色領域が減少するとともに，全体的にカラフルなパターンになることを反映している．

この領域の $\sigma_{a^*b^*}$ の増大は，σ=1600 nm で極大値 $\sigma_{a^*b^*}$=3.78 をとるが，σ=2000 nm においても $\sigma_{a^*b^*}$=3.71 と比較的大きい値を保っており，図 16(g)の JPDF の等高線が大きく広がっていることが，そのことを示している．したがって，図 12 の中では，赤色のバイアスを有する特異な状況に

ある(c)の除けば，(g)が最も色彩の変化が大きい，カラフルなスペックルであるということになる．

この極大を過ぎると，$\sigma_{a^*b^*}$ は減少し始めるが，その要因は，粗さの増大により，スペックルの波長間相関の低下が極めて近い波長間にも及び始めるためである．その結果，観測面の各点において，入射光スペクトルの多くの波長によるスペックルのランダムな重畳が生じ，パターン全体の白色化が進行する．実際，σ=5000 nm の場合である図12(h)のパターンは，明らかに白みを帯びており，図16(h)(iii)の等高線も，広がりを減じている．

図17(b)に示す $\sigma_{L^*a^*b^*}$ は，$\sigma_{a^*b^*}$ に明るさの変動 σ_{L^*} の効果が加わって，$\sigma_{a^*b^*}$ より大きな値を保つ変化をしている．

全波長においてスペックルが完全に発達した図16(e)-(h)においても，(iii)の等高線は円形にはならず，三角に近い形状をしている．これは，CIELAB 均等色空間と言えども完全な均等性を備えていないことによるものと考えられる．

5．おわりに

CIE によって等色関数が定義されている全波長域に均一なスペクトルを持つ空間的にコヒーレントな光が一様に入射する場合を想定して，像面とフラウンホーファー回折面に生じる多色光スペックルを異なる粗面粗さに対してシミュレートした．

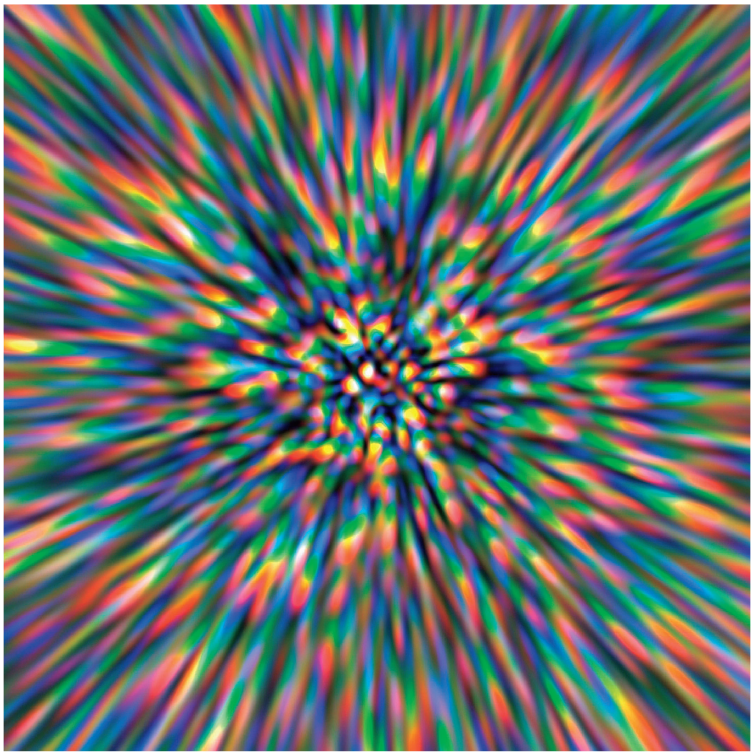
その結果，フラウンホーファー回折面では，比較的粗さが大きい領域において，過去の研究において知られている放射状繊維構造が再現された．この現象は，露で曇った窓ガラスを通して遠方の明るい街灯を見たときに視野に映るパターンを説明するものであり，また夜間，自動車の運転中に，対向車のヘッドライトなどの強い光が目に入ったときに見られるパターンのシミュレーション結果に類似している[16]．後者は，粗面ではなく，目の水晶体内の微細な散乱粒子によるものと考えられるが，いずれの場合も，多色光による回折場スペックルに特徴的なパターンである．

像面においては，中程度以上の粗さにおいて，ステンドグラスのようなカラフルなスペックルが現れることが確認された．その色分布は，観測面内で統計的に一様であることから，像面多色光スペックルの統計的特性として，コントラストと強度の確率密度を計算し，粗さの増加による変化について考察を行った．さらに，XYZ 表色系と CIELAB 色空間を用いて，像面多色光スペックルの色彩が，粗さによってどのような変化を示すかについて解析を行った．その結果，粗さが小さい領域では，波長によってスペックルの発達度合いが異なることによる平均的な色彩の変化が現れ，粗さが大きい領域では，スペックル強度の波長間相関の低下による色分布の低下が生じるなど，その色彩分布は複雑な変化を示すことが明らかとなった．

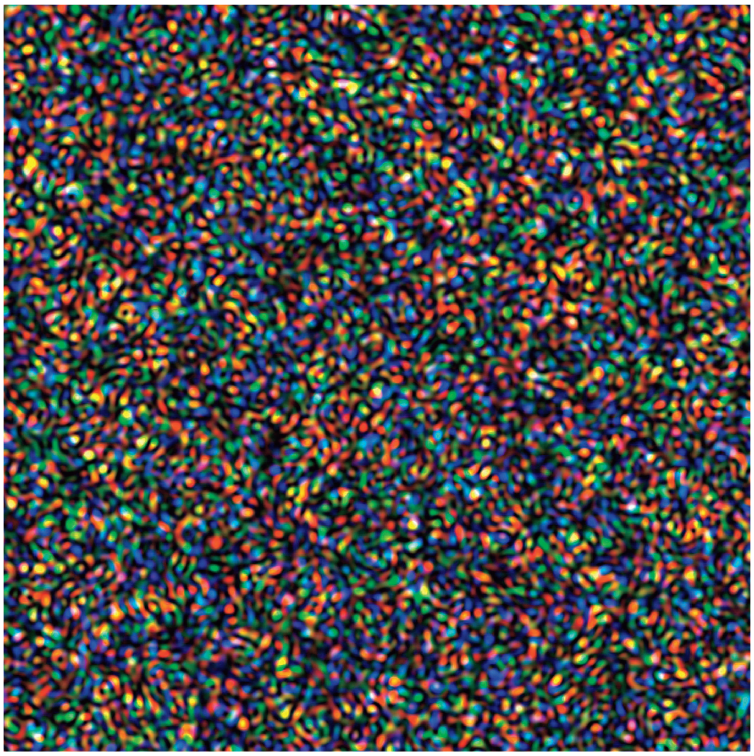
最後に，本シミュレーションによって明らかとなった最も特徴的な多色光スペックルを**図18**に示す．図18(a)は，σ=560 nm におけるフラウンホーファー回折面のスペックルであり，全ての波長が十分に発達したスペックルを形成しつつ，波長間相関が高いために，最も長い放射状繊維構造を持っていると考えられる．また，図18(b)は，全ての波長が完全に発達したスペックルを形成しつつ，適度に波長間相関が低下することで，$\sigma_{a^*b^*}$ が最大となり，最もカラフルな様相を呈する σ=1600 nm における像面スペックルである．いずれの場合も，開口の半径は50とした．

本シミュレーションで得られた結果は，多色光によるコヒーレントな光散乱に見られる諸現象を解釈するうえで参考になるものであり，特に像面スペックルの色彩統計は，レーザプロジェクタにおけるスペックル低減のためのスクリーンの粗さ設定等にも参考になろう．ただし，レーザプロジェクタでは，使用する光源が R, G, B に対応する3波長であり，連続スペクトルを想定した本シミュレーション結果をそのまま適用することはできない．実際の光学的設定に応じて，シミュレーションを行う必要がある．

本研究のシミュレーションは，一定の仮定の下で行っており，その設定に関していくつかの検討課題が残されている．一つは，結像のシミュレーションを2回のフーリエ変換とフーリエ面における開口通過に単純化していることである．フラウンホーファー回折の結果から明らかなとおり，フーリエ面では，波長によるパターンの拡大が生じるため，長波長成分は，短波長成分に比してより多く開口により遮断されると考えられる．その効果を考慮に入れると，中程度の粗さの領域で，赤い長波長成分の抑制が一定程度生じる可能性がある．また，L^*, a^*, b^* 値の計算における完全拡散



（a）σ＝560 nm におけるフラウンホーファー回折面多色光スペックル



（b）σ＝1600 nm における像面多色光スペックル

図 18　フラウンホーファー回折面および像面における最も特徴的な多色光スペックル

反射面による X_n, Y_n, Z_n 値の設定にも検討の余地がある．本シミュレーションでは，光が開口を完全に通過する $\sigma=0$ nm における X, Y, Z を採用しているため，散乱が進行し，開口を通過できない成分が増加するにつれて L^*, a^*, b^* の値が急速に小さくなっている．このため，全波長域の光が十分に発達したスペックルを生じる粗さ領域では，X_n, Y_n, Z_n の値を再設定すべきとも考えられる．これらの点も含めて，多色光スペックルの統計的現象の記述についてさらに検討を行っていく必要がある．

参考文献

1）J. W. Goodman: Statistical properties of laser speckle pattern, in *Laser Speckle and Related Phenomena*, ed. J. C. Dainty (Second Enlarged Edition), pp. 9–75, Springer, Berlin, 1984.

2）J. C. Dainty: Recent development, *ibid*., pp. 321–337.

3）J. W. Goodman: *Speckle Phenomena in Optics, Theory and Applications*, Roberts, Englewood, 2007.

4）R. K. Erf, ed.: *Speckle Metrology*, Academic, New York, 1978.

5）R. S. Sirohi, ed.: *Selected Papers on Speckle Metrology*, SPIE Milestone Series Vol. MS 35, SPIE, Washington, 1991.

6）J. C. Dainty: Introduction, in *Laser Speckle and Related Phenomena*, ed. J. C. Dainty (Second Enlarged Edition), pp. 1–7, Springer, Berlin, 1984.

7）R. A. Sprague: Surface roughness measurement using white light speckle, *Appl. Opt.* **11**, 12, pp. 2811–2816, 1972.

8）K. Nakagawa and T. Asakura: Contrast dependence of white light image speckles on surface roughness, *Opt. Commun.*, **27**, 2, pp. 207–213, 1978

9）K. Nakagawa and T. Asakura: Average contrast of white-light image speckle patterns, *Opt. Acta*, **26**, 8, pp. 951–960, 1979.

10）G. Parry: Some effects of temporal coherence on the first order statistics of speckle, *Opt. Acta*, **21**, 10, pp. 763–772, 1974.

11）H. M. Pedersen: On the contrast of polychromatic speckle patterns and its dependence on surface roughness, *Opt. Acta*, **22**, 1, pp. 5–24, 1975.

12）G. Parry: Speckle patterns in partially coherent light, in *Laser Speckle and Related Phenomena*, ed. J. C. Dainty (Second Enlarged Edition), pp. 77–122, Springer, Berlin, 1984.

13）魚住　純：多色光照射によるフラクタルスペックル—計算機シミュレーション—，工学研究（北海学園大学大学院工学研究科紀要），**8**，pp. 63–74，2008.

14）K. Kuroda: Color speckle in laser displays, *Proc. SPIE* **9659**, p. 161, 2015.

15）黒田和男：カラースペックル，レーザー研究，**42**，7，pp. 543–550，2014.

16）T. J. P. van den Berg, M. P. J. Hagenouw, and J. E. Coppens: The ciliary corona: physical model and simulation of the fine needles radiating from point light sources, *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.*, **46**, 7, pp. 2627–2632, 2005.

17）J. W. Goodman: *Introduction to Fourier Optics, Third Edition*, Roberts, Englewood, 2005.

18）大田　登：色彩工学　第2版，東京電機大学出版局，2001.

19）J. Uozumi and T. Asakura: First-order intensity and phase statistics of Gaussian speckle produced in the diffraction region, *Appl. Opt.*, **20**, 8, pp. 1454–1466, 1981.

20）Y. Tomita, K. Nakagawa and T. Asakura: Fibrous radial structure of speckle patterns in polychromatic light, *Appl. Opt.*, **19**, 18, pp. 3211–3218, 1980.