散乱光の強度分布測定による繊維素材の複素屈折率の推定*

山 田 純^{*1}, 黒 崎 晏 夫^{*1}Estimation of the Complex Refractive Index of Fiber Material
by Measuring Scattering Intensity of the Fiber

Jun YAMADA and Yasuo KUROSAKI

This paper deals with an estimation method of complex refractive index (*CRI*) of a fiber material. The intensity distribution of scattered light from a single fiber has been measured for a perpendicular incident beam of light. Comparison of the experimental data with the computed ones based on the model of an infinitely long circular cylinder yields the *CRI* of the fiber material. Two kinds of fibers such as fused silica and tungsten were studied in this paper. The *CRI*s estimated in this study are $1.46-0.00\cdot i$ for fused silica and $0.85-1.05\cdot i$ for tungsten at the wavelength of 632.8 nm. The estimated value of *CRI* for the fused silica is good agreement with the earlier one.

Key Words: Thermal Radiation, Thermophysical Properties, Radiative Properties, Complex Refractive Index, Fiber, Scattering

1. は じ め に

住居壁内の断熱材や防寒着の中綿などに用いられる繊維集合体では、ふく射伝熱が支配的であり、これを予測することは重要な問題である。このような繊維集合体中のふく射伝ばの予測には、減衰係数、散乱係数あるいは散乱位相関数などのふく射物性値が必要であるが、それらのデータはほとんど報告されておらず、また、推定するのも困難である。

近年、Tong-Tien ら⁽¹⁾は、繊維 1 本におけるふく射の散乱に対して電磁気理論を利用して繊維集合体の減衰係数と散乱係数を推定した。この推定法では繊維素材の複素屈折率のデータが必要になるが、彼らは、それらの係数の推定に際して、過去に報告されている複素屈折率を用いている。しかし、いろいろな繊維素材について複素屈折率のデータを求めることは、他のふく射物性値の場合と同様、きわめて難しいのが現状である。

複素屈折率の測定法に関してはいくつかの報告がなされているが、その多くは、ある程度の体積を有する

試料、あるいは、薄膜の試料を必要とするものである⁽²⁾⁽³⁾。したがって、そのような試料を作成できない物質、例えば天然の細い繊維などについては、複素屈折率を求めることはきわめて困難であった。

Farone-Kerker ら⁽⁴⁾は 1966 年に、直径 $1\mu\text{m}$ 以下の石英繊維とパイレックス繊維の 2 種類の繊維を対象に、散乱光の偏光度の測定から繊維素材の屈折率と繊維直径の推定を行った。また、タングステン繊維やプラチナ繊維を対象に、その複素屈折率の推定を試みたが、当時の計算機の能力では、複素屈折率の算出はできなかった。

本研究では、繊維素材の複素屈折率を推定する方法を確立することを目的とする。その方法は、Farone らの方法を発展させたもので、円形断面を有する繊維によって散乱された光の強度分布が繊維素材の複素屈折率に依存することを利用し、逆問題の解法により複素屈折率を推定するものである。本報では、繊維に垂直に光が入射する系を対象に散乱光の強度分布を測定し、その測定結果に最小二乗法の一つである Taylor 微分補正法⁽⁵⁾を適用して、未知パラメータである複素屈折率および繊維直径を決定している。

本報の方法の妥当性を検討するために、石英ガラス繊維およびタングステン繊維の 2 種類を対象にそれぞ

* 平成 2 年 5 月 30 日 第 27 回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成 2 年 11 月 16 日。

*¹ 正員、東京工業大学 (〒152 東京都目黒区大岡山 2-12-1)。

れの素材の複素屈折率を推定した。その結果、石英ガラスおよびタングステンの複素屈折率は測定波長(632.8 nm)において、それぞれ $1.46 - 0.00 \cdot i$, $0.85 - 1.05 \cdot i$ であった。石英ガラスの結果は、他の方法によって得られた値⁽⁵⁾とよく一致し、本報告の妥当性を明らかにした。

主 な 記 号

- a : 繊維半径 m
 d : 繊維直径 m
 E_i : 方向 θ_i における散乱光のふく射強度の測定値 W/m^2
 E^* : 方向 θ_i における散乱光の無次元ふく射強度の測定値 [式(5)]
 I_0 : 入射ふく射強度 W/m^2
 $I(\theta)$: 方向 θ における散乱光のふく射強度の計算値 W/m^2
 I^* : 方向 θ における散乱光の無次元ふく射強度の計算値 [式(6)]
 J_u : 単位ふく射強度 W/m^2
 k : 媒体の波数 m^{-1}
 m : 媒体の屈折率で除した繊維素材の複素屈折率, あるいは, 単に繊維素材の複素屈折率
 n : 屈折率 (複素屈折率の実部)
 r : 繊維軸からの距離 m
 α : サイズパラメータ $= \pi d / \lambda$
 λ : 媒体における波長 m
 x : 消衰係数 (複素屈折率の虚部)
 θ : 入射光の伝達方向からはかった繊維まわりの方位角

2. 繊維 1 本からの散乱

図 1 は、円形断面を有する繊維に光が垂直に入射する様子を示したものである。このとき、入射光は繊維の軸に垂直な平面内に散乱される。この散乱光の繊維軸まわりの強度分布は、繊維素材の複素屈折率と繊維の径に依存し、これらをパラメータとして電磁気学的に計算する方法は知られている。ここでは、まず、この

図 1 繊維による散乱

円形断面を有する 1 本の繊維からの散乱について簡単に触れておく。

図 1 に示される散乱光の強度分布は Maxwell 方程式を解くことで得られる。その解法については Lind-Greenberg⁽⁶⁾, あるいは Kerker⁽⁷⁾らの文献に詳しく述べられている。図 1 に示すように、強度 I_0 の偏らない光が繊維に垂直に入射するとき、散乱光の強度分布は以下の式で与えられる。

$$I(\theta) = (I_{11} + I_{22}) / 2 \cdot (I_0 / J_u) \dots\dots\dots (1)$$

ここで J_u は単位ふく射強度である。また、 I_{11} は偏光面が繊維の軸に平行な単位強度の光が入射した場合の散乱光の強度分布、 I_{22} は偏光面が繊維に垂直な場合の散乱光の強度分布であり、それぞれ以下のように表される⁽⁷⁾。

$$I_{11} = \frac{2}{k\pi r} \left| b_0 + 2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos(n\theta) \right|^2 \dots\dots\dots (2 \cdot a)$$

$$I_{22} = \frac{2}{k\pi r} \left| a_0 + 2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(n\theta) \right|^2 \dots\dots\dots (2 \cdot b)$$

ここで θ は入射光の伝達方向からはかった繊維まわりの方位角、 r は繊維からの距離、 k は波数 ($= 2\pi/\lambda$)、 λ は媒体における入射光の波長である。また、式中の係数 a_n , b_n はそれぞれ

$$a_n = \frac{J_n(\alpha) J'_n(m\alpha) - m J'_n(\alpha) J_n(m\alpha)}{H_n(\alpha) J'_n(m\alpha) - m H'_n(\alpha) J_n(m\alpha)} \dots\dots\dots (3 \cdot a)$$

$$b_n = \frac{m J_n(\alpha) J'_n(m\alpha) - J'_n(\alpha) J_n(m\alpha)}{m H_n(\alpha) J'_n(m\alpha) - H'_n(\alpha) J_n(m\alpha)} \dots\dots\dots (3 \cdot b)$$

である。 $m (= n - x \cdot i)$ は媒体の屈折率で除した繊維素材の複素屈折率である。もし、媒体の屈折率が大気中のように 1 と近似できるなら、 m は繊維素材の複素屈折率に対応する。 α はサイズパラメータ ($= 2\pi a / \lambda$)、 $H_n(z)$ と $J_n(z)$ は、それぞれ、第 2 種の Hankel 関数、および第 1 種の Bessel 関数である。

以上の解を用いて、数値的に計算した散乱光の強度を図 2 (a), (b) および図 3 に示す。図 2 は、入射光強度 I_0 で無次元化した、方位角 θ に対する散乱光の強度分布を示したものである。図 2 の強度分布には振動が見られるが、これは繊維内部を透過した光や繊維表面で反射した光が互いに干渉することによって生じたものである。

図 2 (a) は、消衰係数 x (複素屈折率の虚部) をパラメータにして計算した散乱光の強度分布である。消衰係数が大きくなると散乱光の強度が小さくなっているが、これは繊維内部に浸透した光が吸収され、外部に射出される光が減少するためである。

図 2 (b) は、図 2 (a) の場合より大きい消衰係数をパラメータに散乱光の強度分布を計算したものである。この図では、図 2 (a) の場合とは逆に消衰係数が

大きくなると散乱光の強度が大きくなっているのがわかる。これは、消衰係数がある程度大きくなると、繊維表面における反射が大きくなるためである。消衰係数が大きくなると繊維の表面における反射が大きくなることは、物質表面における垂直反射率 ρ に関する公式

$$\rho = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

からも裏付けられる。

図3では、消衰係数が零の場合について、複素屈折率の実部 n (屈折率) が散乱光の強度分布に与える影響を示したものである。図3に示されるように、屈折率の違いが、強度分布に大きく影響することがわかる。これは屈折率が変わることによって、繊維の内部を透過する光の経路が変化し、まったく異なった干渉を生じるからである。

3. 複素屈折率の推定法

2章で述べたように、1本の繊維からの散乱光の強度分布は複素屈折率と繊維直径の関数である。したがって、散乱光の強度分布が測定できれば、逆に未知パラメータである繊維の複素屈折率とその径を求めることができる。これは一種の逆問題であり、本報では、以下の方法で複素屈折率とその径を決定した。

図1に示すように、繊維に垂直に光を入射させ、散乱される光の強度を複数の方向から測定する。繊維軸まわりの n 箇所 ($\theta_1, \theta_2 \sim \theta_n$) から測定を行えば、 n 個

の散乱光強度 ($E_1, E_2, \sim E_n$) が得られる。いま、特定の方向 θ_k における散乱光の強度 E_k で規格化した n 個の相対強度 ($E_1^*, E_2^*, \sim E_n^*$) を以下のように定義する。

$$E_i^* = E_i / E_k \quad (i=1, 2, \sim n) \quad \dots\dots\dots (5)$$

また、方向 θ における散乱光の強度 $I(\theta)$ は、2章で述べたように、複素屈折率をパラメータにして理論的に計算できる。測定した散乱光強度と同様、強度分布 $I(\theta)$ に関する相対散乱強度を $I^*(\theta)$ を次のように定義する。

$$I^*(\theta) = I(\theta) / I(\theta_k) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、各方向における相対強度に関して以下の分散 R を考える。

$$R = 1/n \cdot \sum_{i=1}^n [\log E_i^* - \log I^*(\theta_i)]^2 \quad \dots\dots\dots (7)$$

この分散 R は繊維の複素屈折率とその径の関数となる。本報では Taylor 微分補正法⁽⁹⁾を用いて、この R が最小になるように複素屈折率と繊維直径を決定する。この方法は、未知パラメータに対して適当な初期値を与え、 R が小さくなるように、これらの値を補正、改善していくものである。そして、この補正は R が最小になるまで繰り返され、パラメータの最適値が決定される。以下に Taylor 微分補正法の具体的な適用方法について述べる。

本研究で推定すべき未知パラメータは、屈折率と消衰係数(複素屈折率の実部と虚部)、そして、繊維直径の三つである。Taylor 微分補正法では、任意の個数の未知パラメータを扱うことができるが、パラメータの個数が増えるにしたがって最適値への収束性が悪くなる。したがって、ここでは屈折率と消衰係数の二つのパラメータについて微分補正法を適用し、繊維直径については、別の方法で最適値を決定した。

顕微鏡などによる観察から適当な繊維直径を仮りに定めて、まず、直径以外の未知パラメータである屈折率と消衰係数の最適値を微分補正法により求める。微分補正法は、前にも述べたように、未知パラメータに

図2 消衰係数が散乱光の強度分布に与える影響

図3 屈折率が散乱光の強度分布に与える影響

対して適当な初期推定値を与え、式(7)の分散 R が小さくなるようにこれを逐次改善していくものである。屈折率と消費係数の初期推定値 n_0, x_0 に関して、改善値 n', x' を得るための補正量 $\delta n, \delta x$ は、以下の方程式により計算できる⁽⁸⁾。

$$\begin{pmatrix} \sum_{i=1}^n \left[\frac{\partial}{\partial n} \log I^*(\theta_i) \right]^2, & \sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial n} \log I^*(\theta_i) \cdot \frac{\partial}{\partial x} \log I^*(\theta_i) \\ \sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial n} \log I^*(\theta_i) \cdot \frac{\partial}{\partial x} \log I^*(\theta_i), & \sum_{i=1}^n \left[\frac{\partial}{\partial x} \log I^*(\theta_i) \right]^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta n \\ \delta x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sum_{i=1}^n [\log I^*(\theta_i) - \log E_i^*] \cdot \frac{\partial}{\partial n} \log I^*(\theta_i) \\ -\sum_{i=1}^n [\log I^*(\theta_i) - \log E_i^*] \cdot \frac{\partial}{\partial x} \log I^*(\theta_i) \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (8)$$

改善値 n', x' は、これらの補正量 $\delta n, \delta x$ から、次のように与えられる。

$$n' = n_0 + \delta n, \quad x' = x_0 + \delta x \quad \dots\dots\dots (9)$$

屈折率と消費係数の最適値は、 n_0, x_0 を n', x' で置き換えて、分散 R が最小になるまでこの手続きを繰返すことで得られる。

ただし、ここで得られる屈折率と消費係数は、適当に定めた繊維直径における、いわば仮の最適値であり、その際得られる分散 R も仮定した直径における最小値にすぎない。異なる繊維直径を仮定して屈折率と消費係数の最適値を計算する場合には、分散 R も異なった値になる。屈折率と消費係数の真の最適値を決定するためには、繊維直径に対しても分散 R を最小にする必要がある。

本報では、顕微鏡における観察から得られた実測値の近辺で直径を細かく変えて、その都度、屈折率と消費係数の最適値を計算し、各直径に対して得られる分散 R が最小になる値をもって、直径の最適値とした。推定すべき屈折率と消費係数は、この繊維直径において計算された最適値である。

さて、式(8)を用いて、補正量 $\delta n, \delta x$ を計算するためには、相対散乱光強度 $I^*(\theta)$ の屈折率 n と消費係数 x に関する偏微分値が必要である。これらの偏微分を解析的に導くことは可能であるが、その結果はかなり複雑な式になり、数値計算には適さない。そこで本研究では、以下に示す差分近似により偏微分値を計算した。

ここまで相対散乱光強度を $I^*(\theta)$ と記述してきた

が、これは屈折率と消費係数の関数であるので、ここであらためて、

$$F(n, x, \theta) = I^*(\theta)$$

と書き表すことにする。 $I^*(\theta)$ の屈折率 n と消費係数 x に関する偏微分は、それぞれ、

$$\frac{\partial I^*(\theta)}{\partial n} = \frac{F(n + \Delta n, x, \theta) - F(n, x, \theta)}{\Delta n} \quad \dots\dots\dots (10\cdot a)$$

$$\frac{\partial I^*(\theta)}{\partial x} = \frac{F(n, x + \Delta x, \theta) - F(n, x, \theta)}{\Delta x} \quad \dots\dots\dots (10\cdot b)$$

で近似した。

なお、微分補正法を用いるにあたって必要な初期推定値 n_0, x_0 および差分近似における刻み幅 $\Delta x, \Delta n$ は、最適値への収束性に大きく影響する。これらの決定方法については後に述べることにする。

4. 散乱光の測定装置および方法

測定システムを図4に示した。測定用光源には He-Ne レーザ (632.8 nm) を用いた。このレーザ光は等強度の平行光となるようにレンズによって広げられた後、繊維に垂直に導かれる。散乱光は採光レンズ、および光ファイバーを通して光電子増倍管に導かれる。この採光レンズは繊維の軸を中心に、この軸に垂直な面内を移動できる。また、採光レンズの光軸は常に繊維の中心軸を向くように工夫されている。採光レンズの視野角 ω_d および口径 d は、それぞれ 0.60×10^{-3} sterad, $\phi 1.8$ mm であり、繊維と採光レンズの距離は

図4 測定システム

33.6 mm である。

光電子増倍管に導かれた散乱光のエネルギーは電気信号に変換された後、ロックインアンプを用いた増幅システムを経て記録される。

なお、入射光のエネルギー吸収により繊維の温度が上昇する場合には、繊維自信からの自己射出が、散乱光に重なって出てきてしまう。本研究では、繊維の温度上昇は認められなかったため、この自己射出を無視した。

本報では4種類の繊維を対象にその複素屈折率を推定した。このうち、2種類が石英ガラス繊維、残りの2種類がタングステン繊維である。石英ガラス繊維については消衰係数の小さい素材の例として、タングステ

ンの繊維については消衰係数の大きい素材の例として選んだ。

図5の写真1~2は、試料として用いた石英ガラス繊維とタングステン繊維の表面状態を示したものである。写真直に見られるように、石英ガラス繊維は滑らかな表面を有しているが、タングステン繊維の表面には小さな縦溝が多数見られる。この溝が散乱光の強度分布に与える影響については後で考察する。なお、断面写真から、どの繊維についても、その断面形状は真円に近いものであることがわかる。

5. 推定結果および考察

5.1 複素屈折率の推定結果および推定誤差 図6(a), (b), 図7(a), (b)には散乱光の強度分布に関する測定結果を○印で、また、その測定結果より推定された複素屈折率と繊維直径を用いて計算した結果を実線で示す。計算に用いた複素屈折率と繊維直径は、4章で述べた方法によって推定された最適値である。それぞれの図には、 $\theta=30^\circ$ の散乱光強度に関する相対強度が $\theta=0^\circ$ から 60° の範囲で示されている。

なお、本研究では推定に際して、 $\theta=30^\circ$ の散乱光強度に対する相対強度を用いたが、他の方向 θ に対する相対強度を用いても推定は可能である。ただし、 $\theta=0^\circ$ や散乱光強度がきわめて小さい方向における強度を基準にすることは適当でない。なぜなら、 $\theta=0^\circ$ の光の強度はきわめて大きく、他の方向の散乱光強度と同一条件で測定できないからである。また、散乱光強度が小さいところでは、その値自体大きな誤差を含むことがあるからである。

さて、図6(a), (b)には、光の吸収の小さい材料

(a) 石英ガラス繊維 (b) タングステン繊維

図5 測定試料として用いた繊維の電子顕微鏡写真

図6 散乱光の測定結果および複素屈折率の推定結果 (石英ガラス繊維)

図7 散乱光の測定結果および複素屈折率の推定結果 (タングステン繊維)

の例として用いた石英ガラス繊維に関して測定した散乱光の強度分布を示した。本報で示した推定法を用いて、直径の異なる2種類の石英ガラス繊維から求めた複素屈折率は、どちらも $1.46 - 0.00 \cdot i$ であった。この値は、まったく異なる方法で測定された石英ガラスの屈折率 $n = 1.4567 - 0.0 \cdot i$ (測定波長 $\lambda = 643.847 \text{ nm}$)⁽⁵⁾ によく一致している。

また、図6(a)には、参考のために $m = 1.46 - 0.01 \cdot i$ の計算結果が点線で示されている。この結果が、 $m = 1.46 - 0.00 \cdot i$ の強度分布と大きく異なることから、消費係数に関する推定精度は小数点以下2けたは十分に確保できると考えられる。さらに、図6(b)に示されるように、 $m = 1.46 - 0.00 \cdot i$ と $1.45 - 0.00 \cdot i$ の計算結果の差が十分大きいことから、屈折率についても、その推定精度は小数点以下2けたは十分に確保できると考えられる。

一方、吸収の大きい素材として用いたタングステン繊維の結果が図7(a), (b)に示されている。それぞれの太さの試料について得られた複素屈折率は $0.73 - 1.05 \cdot i$, $0.97 - 1.08 \cdot i$ であった同一素材であれば、繊維直径が異なる試料から推定される複素屈折率は同じでなければならない。しかし、推定された複素屈折率の値に差が生じているのは、消費係数の大きい素材において、以下で説明されるように複素屈折率の推定精度が低くなるからである。

図8は消費係数を1.0に固定し、屈折率が散乱光の強度分布に与える影響を計算した結果である。この図8に示されるように、消費係数が大きい素材では、屈折率の相違は散乱光の強度分布にあまり影響しないことがわかる。言い換えれば、消費係数の大きな素材では、測定結果から推定される屈折率の精度は低くなる。また、図2(a), (b)に示されるように、消費係数がある程度大きい場合には、消費係数も散乱光の強度分布にあまり影響を与えず、屈折率の推定と同様、消費係数の推定精度も低くなるといえる。

以上に述べたことから、タングステンに関して本報で得られた複素屈折率には、いくつかの誤差が含まれるのは避けられない。著者らの用いた測定システムにおける測定誤差を考慮した場合、タングステンの複素屈折率の真の値は $0.85 \pm 0.2 - 1.05 \pm 0.2 \cdot i$ の範囲に存在すると思われる。

なお、タングステン繊維に関して測定された散乱光の強度分布の結果と繊維を円柱として計算した強度分布の結果に大きな差が見られないことから、写直で観察されるタングステン表面における小さな溝は、その強度分布にほとんど影響しないと考えられる。

繊維直径の推定精度に関しては、Farone-Kerker⁽⁴⁾ が詳細に論じているので、そちらを参照されたい。

5.2 Taylor 微分補正法に用いる初期値および差分近似における刻み幅 Taylor 微分補正法を用いた複素屈折率の推定では、未知パラメータに対して適当な初期値を与える必要がある。測定された散乱光の強度分布の観察から、それぞれのパラメータ (消費係数, 屈折率) に対して、次のように計算上での初期値を与えることが、最適値への収束を助ける。

(1) 消費係数 消費係数の値が大きい場合 ($x > 1$) には、図2(a), (b)で示されるように、方位角が 30° 以上で、散乱光の強度分布の振幅がきわめて小さくなっている。したがって、このような特徴が、測定された強度分布に見られる場合には、消費係数の初期値として $x = 0.5$ 以上の適当な値、例えば $x = 2.0$ を選び、これを初期値として計算を開始すればよい。一方、測定された強度分布の振幅が方位角 θ の増加にともなって徐々に小さくなっていく場合には、消費係数の初期値として $x = 0.05 \sim 0.5$, また、方位角 θ の増加にかかわらず振幅が減衰しない場合には、 $x = 0.0 \sim 0.05$ を選ぶことが、最適値への収束を助ける。

(2) 屈折率 図8に見られるように、消費係数が大きい場合 ($x > 0.05$) には、散乱光の強度分布は屈折率にあまり依存しない。この場合には、屈折率の初期値として $n = 1.0 \sim 3.0$ の適当な値を選べば、この初期値を改善していくことによって、式(7)で述べた R を最小にする屈折率が得られる。一方、消費係数が小さい場合 ($x < 0.05$) には、図3に見られるように、強度分布は屈折率に大きく影響される。この場合には、Taylor 微分補正法によって未知パラメータの改善を繰返す間に発散することが多い。したがって、現在のところ、いくつかの試行錯誤により初期値を改善するしかないようである。

以上に述べた方法によって、複素屈折率を推定するために必要な屈折率と消費係数の初期値を得ることが

図8 屈折率が散乱光の強度分布に与える影響 (消費係数が大きい場合)

できる。しかしながら、このようにして得られた初期値を用いても、分散 R を最小にする複素屈折率が、Taylor 微分補正法によって得られないことがある。その場合には、異なる初期値をいくつか試してみる必要がある。

なお、繊維直径については、Taylor の微分補正法による屈折率および消衰係数との同時推定を試みたが、その収束性は非常に悪かった。いまのところ 3 章で述べた方法で最適値を求めるほうが実用的であるが、もし、この収束性が改善できれば、微分補正法によって屈折率、消衰係数および繊維直径の同時推定を行ったほうが簡便である。その場合でも、顕微鏡などの観察から得られたおおよその値を、初期値として用いることが収束を早めるであろう。

式(9)に示した差分近似における刻み幅 Δn , Δx も、各パラメータの初期値と同様、微分補正法の収束性に大きく影響する。繊維素材の消衰係数が小さい場合には、屈折率、消衰係数とも散乱光の強度分布にきわめて大きく影響するので、両パラメータとも大きな刻み幅を用いると正確な微分値を得ることはできず、収束性は悪化する。石英ガラスの複素屈折率の推定では、屈折率および消衰係数に関する刻み幅として 0.0005 を採用した。逆に、消衰係数の大きい素材では、各パラメータは散乱光の強度分布にほとんど影響しないので、刻み幅が小さすぎると式(9)における分子のまるめ誤差のために正確な微分値を計算できなくなる。タングステンについては、両パラメータとも 0.01 の刻み幅を用いた。

5. ま と め

繊維によって散乱された光の強度分布の測定から、繊維素材の複素屈折率と繊維直径を推定する方法を示した。そして、この方法を用いて、石英ガラスおよびタングステンの複素屈折率を推定した。その結果、石英ガラスについて得られた複素屈折率は文献値⁽⁵⁾とよく一致した。

また、タングステンの複素屈折率の推定で述べたよ

うに、消衰係数の大きい素材では、小さい素材より複素屈折率の推定精度が低くなる。これは、消衰係数の大きい素材では、屈折率や消衰係数が散乱光の強度分布にほとんど影響しないためである。したがって、推定された複素屈折率から繊維集合体のふく射物性値を予測する場合には、推定値の不確かさはふく射物性値にほとんど影響を与えないと考えられる。ふく射物性値を予測するための基礎データとして複素屈折率を推定する場合には、本報で述べた方法は非常に有効であるといえる。

なお、本報では、波長 632.8 nm において繊維素材の複素屈折率を推定したが、繊維集合体のふく射伝ばを予測するためには、広い波長範囲において測定を行う必要がある。

最後に、本研究の遂行に協力いただいた東京工業大学生産機械工学科学生の高橋昭一朗氏に感謝の意を表す。なお、本研究の経費の一部は文部省科学研究費補助金奨励研究(A)02750135 によるものである。ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) Tong, T. W. and Tien, C. L., Radiative Heat Transfer in Fibrous Insulations-Part I, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **105** (1983), 70.
- (2) Cleek, G. W., The Optical Constants of Some Oxide Glasses in Strong Absorption Region, *Appl. Opt.*, **5-5** (1966), 771.
- (3) Bagley, B. G., Vogel, E. M., French, W. G., Pasteur, G. A., Gan, J. N. and Tauc, J., The Optical Properties of a SO₂-LIME-SILICA Glass in the Region from 0.006 to 22eV, *J. Non-Crystalline Solids*, **22** (1976), 423.
- (4) Farone, W. A. and Kerker, M., Light Scattering from Long Submicron Glass Cylinders at Normal Incidence, *J. Opt. Soc. Am.*, **55-4** (1966), 481.
- (5) 工藤, 分光学的性質を主とした基礎物性値表, (1972), 285, 共立出版.
- (6) Lind, A. C. and Greenberg, J. M., Electromagnetic Scattering by Obliquely Oriented Cylinders, *J. Appl. Phys.*, **37-8** (1966), 3195.
- (7) Kerker, M., The scattering of Light, (1969), 255, Academic Press.
- (8) T. R. マッカーラ, 計算機のための数値計算法概論, (1972), 225, サイエンス社.