塗装が伝熱に及ぼす効果について*

国友 孟**, 藤田 雅彦***, Hamdy M. Shafey****

The Effect of Paint Coating on Heat Transfer

by Takeshi KUNITOMO, Masahiko FUJITA and Hamdy M. SHAFey

The effect of paint coating is investigated for simultaneous radiative and conductive heat transfer from surface. The coating layer upon the nongray solid surface of constant temperature is treated as the absorbing, emitting and anisotropically scattering medium of nongray. The scattering property of the coating layer, the temperature of substrate surface, the convective heat transfer coefficient and the layer thickness are considered. The representative values are also proposed for gray approximation in order to simplify the calculation. The maximum value of total heat flux is obtained for the specific layer thickness, which depends on the radiative properties of pigment.

Key Words: Radiative and Conductive Heat Transfer, Paint Coating, Particle Scattering

1. 結 言

分散媒体中における熱ふく射と熱伝導の共存伝熱問題の研究はファイバや粉体による断熱, 多孔質体における伝熱といった技術的観点から近年盛んに行われている。従来の研究では, 灰色体であれ非灰色体であれエネルギーおよび熱ふく射の輸送方程式を解くにあたって繰返し近似法を採用するのが通例であるが⁽¹⁾, 求積法により近似解析解を得ている例もある⁽²⁾。我が国では最近セラミックスを対象として木下ら⁽³⁾が実験的, 解析的研究を行っている。

本研究は従来の研究とは異なり, 固体表面上に塗装が施された場合に伝熱量がどのように変化するのかといった冷暖房などに関連して身近な問題を対象として解析的に現象を把握しようとするものである。すなわち一定温度の非灰色固体表面上に吸収・ふく射・非等方散乱性の非灰色分散媒体層が薄くコーティングされた場合について解析を行う。ふく射輸送の解析にあ

っては波長特性を考えた積分を行うが, 同時に灰色体近似で計算を簡単化する場合の代表値のとり方についても検討する。塗膜の散乱特性, 基板温度, 塗膜表面での対流伝熱条件などを考慮する。

記 号

- h : 対流熱伝達率
 I, I_b, I^* : スペクトラルふく射強度, 黒体スペクトラルふく射強度, 波長積分ふく射強度
 $K_a, \bar{K}_a, K_e, K_s, \bar{K}_s$: 吸収係数, 平均吸収係数, 減衰係数, 散乱係数, 平均散乱係数
 L : 膜厚
 n_v : 媒体の屈折率
 $\bar{p}$: 位相関数
 p_k : 次数 k のルジャンドル関数
 q_c, q_t, q_r, q_R : 対流熱流束, 全熱流束, ふく射熱流束, 塗膜内部でのふく射熱流束
 T, T_1, T_a : 温度, 基板温度, 空気温度
 v : 顔料粒子の体積濃度
 w_j : ガウス分割の重み
 z : 基板表面に垂直方向の座標
 $\epsilon, \epsilon_\lambda$: 有効積分指向ふく射率, 有効スペクトラル指向ふく射率

* 昭和58年11月21日 第922回講演会において講演, 原稿受付 昭和58年5月9日。

** 正員, 京都大学工学部 (〒606 京都市左京区吉田本町)。

*** 正員, (株)日立製作所 (〒300 土浦市神立町502)。

**** 正員, Assiut 大学 (エジプト)。

θ : 天頂角
 $\lambda_p, \Delta\lambda_p$: 分割中心波長, 分割波長間隔
 μ, μ_i : $\cos \theta$, ガウス分割
 ρ : 反射率
 σ : ステファン・ボルツマン定数
 τ, τ_1 : 光学厚さ, 塗膜全体の光学厚さ
 $\bar{\omega}$: 散乱アルベド
 $b_{ia}, g_a, K_0, K_1, s_{il}, \gamma_a$: 定数
 添 字
 e : 外部
 μ : μ 方向

2. 解 析

2.1 モデルおよび座標系 図1に本研究において対象とした基板-分散層のモデルおよび座標系を示す。塗膜の上・下面は空気および基板と接している。解析を行うにあたって以下の条件を与える。

- (1) 塗膜は吸収・ふく射・非等方散乱性である。
- (2) 光学的・熱的性質は使用温度範囲においては変化しない。
- (3) 媒体および基板は非灰色体であるが、連続的スペクトルを示す。
- (4) 塗膜内部においてはふく射・伝導の熱以外に発熱現象は示さず、また局所熱平衡の仮定が成立する。
- (5) 塗膜-空気境界面は鏡面であり、一定温度である。

2.2 基礎式 一次元熱伝導-熱ふく射共存系に対するエネルギー方程式は次のようである。

$$\frac{d}{dz} \left\{ -k \left(\frac{dT}{dz} \right) + q_R(z) \right\} = 0 \quad (1)$$

ふく射熱流束 $q_R(z)$ は次のように表される。

$$q_R(z) = \int_0^\infty 2\pi \left\{ \int_{-1}^1 I(z, \mu) \mu d\mu \right\} d\lambda \quad (2)$$

上の境界面におけるエネルギーに関する境界条件および

図1 モデルおよび座標系

下の境界面における温度条件はそれぞれ

$$-k(dT/dz)_{z=L} = h\{T(z=L) - T_a\} \quad (3)$$

$$T(z=0) = T_1 \quad (4)$$

である。式(2)における単色ふく射強度 $I(z, \mu)$ は軸対称ふく射場に対する式

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = & -I(\tau, \mu) \\ & + \frac{\bar{\omega}}{2} \int_{-1}^1 \bar{p}(\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu' \\ & + (1 - \bar{\omega}) n_v^2 I_b(\tau) \end{aligned} \quad (5)$$

を解くことによって得られる。上式中で $I(z, \mu)$ が $d\tau = K_e dz$ なる関数により $I(\tau, \mu)$ と書きかえられている。 n_v は媒体の屈折率、 $I_b(\tau)$ は局所温度 $T = T(\tau)$ および波長 λ の関数としてプランクの式で表される真空中での黒体のスペクトルふく射強度である。ふく射に関する境界条件は上の境界面において

$$I(\tau_1, -\mu) = \rho_\mu I(\tau_1, \mu), \quad 1 \geq \mu > 0 \quad (6)$$

塗膜-基板境界面においては、基板を鏡面と考えて

$$\begin{aligned} I(0, \mu) = & \rho_{-\mu} I(0, -\mu) \\ & + (1 - \rho_{-\mu}) n_v^2 I_b(\tau=0) \quad 1 \geq \mu > 0 \end{aligned} \quad (7)$$

である。式(6), (7)の $\rho_\mu, \rho_{-\mu}$ はそれぞれ上・下界面での方向 μ の反射率である。

2.3 数値解析法 エネルギー式(1)およびふく射輸送方程式(5)を連立させて解析解を得ることは非常に困難である。そこで式(1)において $q_R(z) = 0$ として熱伝導のみによる温度分布の解を求め、それを第一次近似とする繰返し法を採用した。この温度分布 $T(\tau)$ に対応する $I_b(\tau)$ を導入しても式(5)を解くことはまずできない。そこで計算した $I_b(\tau)$ を

$$I_b(\tau) = \sum_{i=0}^m a_i (\tau/\tau_1)^i \quad (8)$$

で表すこととした。項数 m および係数 a_i は波長によって異なる。これらの値は塗膜をいくつか分割(本研究では20)して $I_b(\tau)$ を計算し、その計算値に対して最小二乗法を適用するという手法により決めた。

2.3.1 ふく射輸送方程式の解 式(8)を式(5)に代入してガウス求積法を適用すると⁽⁴⁾

$$\begin{aligned} \mu_i dI(\tau, \mu_i)/d\tau = & -I(\tau, \mu_i) \\ & + (\bar{\omega}/2) \sum_{j=1}^{2n} w_j I(\tau, \mu_j) \sum_{k=0}^N C_k p_k(\mu_i) p_k(\mu_j) \\ & + (1 - \bar{\omega}) n_v^2 \sum_{i=0}^m a_i (\tau/\tau_1)^i \quad (i=1, 2, \dots, 2n) \end{aligned} \quad (9)$$

散乱アルベド $\bar{\omega}$ と角度分布係数 C_k は温度に無関係とすれば式(9)は既報⁽⁴⁾と同じ手法で解を求めることができる。級数形の特解をもつので、一般解は

$$I(\tau, \mu_i) = \sum_{a=1}^{2n} g_a b_{ia} \exp(\gamma_a \tau) + \sum_{l=0}^n s_{il} (\tau/\tau_1)^l \quad (i=1, 2, \dots, 2n) \quad \dots\dots\dots (10)$$

と記述される。固有値 γ_a および固有ベクトル b_{ia} は齊次方程式の解として決定され、特殊解における定数 s_{il} は式(9)に

$$I(\tau, \mu_i) = \sum_{l=0}^m s_{il} (\tau/\tau_1)^l$$

を導入して得られる方程式にガウス消去法を適用して得られる。積分定数 g_a は式(10)を境界条件式(6)および(7)の数値形式に代入した方程式系にガウス消去法を適用して決定できる。

2・3・2 エネルギー方程式の解 ふく射熱流束 $q_R(z)$ を知るためにはまず式(2)の μ に関する積分をガウス求積法を用いて数値的に実施し、波長 λ に関する積分は $0 \sim \infty \mu\text{m}$ の範囲を適当な間隔に分割して数値的に求める。すなわち

$$q_R(z) = 2\pi \sum_{p=1}^M \left\{ \sum_{j=1}^{2n} w_j \mu_j I(\tau, \mu_j) \right\} \Delta\lambda_p \quad \dots\dots\dots (11)$$

と表せる。強度 $I(\tau, \mu_j)$ はふく射輸送方程式の数値解であるが、塗膜内部の散乱・吸収性質は波長間隔 $\Delta\lambda_p$ では一定として取扱う。式(10)、(11)を式(1)に代入して z に関する積分を行えば $T(z)$ は

$$T(z) = \sum_{p=1}^M \Delta\lambda_p \left\{ \sum_{a=1}^{2n} \frac{A_{ap}}{k\gamma_a K_e} \exp(\gamma_a K_e z) + \sum_{l=1}^m \frac{B_{lp}}{k(l+1)} \left(\frac{z}{L} \right)^{l+1} \right\} + K_0 z + K_1 \quad \dots\dots\dots (12)$$

となる。ここに K_0 , K_1 は積分定数であり、境界条件式(3)、(4)を用いて定めることができる。上式中の波長依存性の関数 A_{ap} および B_{lp} は

$$A_{ap} = 2\pi g_a \sum_{j=1}^{2n} w_j \mu_j b_{ja} \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$B_{lp} = 2\pi L \sum_{j=1}^{2n} w_j \mu_j s_{jl} \quad \dots\dots\dots (14)$$

と表される。式(12)の温度分布を次の繰返し計算に用いるという手続きを行って収束解を求める。

光学的に厚い層に対して、定数 g_a を求めようとするとき特別の手法を必要とする。既報⁽⁴⁾と同様にして強度を

$$I(\tau, \mu_i) = \sum_{a+} g_a b_{ia} \exp(\gamma_a \tau) + \sum_{a-} g_a b_{ia} \exp\{\gamma_a(\tau - \tau_1)\} + \sum_{l=0}^m s_{il} (\tau/\tau_1)^l \quad \dots\dots\dots (15)$$

と表せばよい。 a_+ , a_- は γ_a の正の値、負の値それぞれに対する和をとることを意味する。積分定数 g_a は式(15)を上・下界面での境界条件に代入することにより

決めることができる。温度分布の最終結果は次のようである。

$$T(z) = \sum_{p=1}^M \Delta\lambda_p \left[\sum_{a-} \frac{A_{ap}}{k\gamma_a K_e} \exp(\gamma_a K_e z) + \sum_{a+} \frac{A_{ap}}{k\gamma_a K_e} \exp\{\gamma_a K_e(z-L)\} + \sum_{l=0}^m \frac{B_{lp}}{k(l+1)} \left(\frac{z}{L} \right)^{l+1} \right] + K_0 z + K_1 \quad \dots\dots\dots (16)$$

2・4 基板表面における境界条件について

2・4・1 定数 g_a の決定 ふく射輸送方程式の数値解(10)における $2n$ 個の定数 g_a はふく射に関する境界条件式より決めることができる。すなわち

$$\sum_{a=1}^{2n} g_a (b_{ia} - \rho_{2n+1-i} b_{2n+1-i,a}) = (\rho_{2n+1-i} s_{2n+1-i,0} - s_{i,0}) + (1 - \rho_{2n+1-i}) n_i^2 I_b(\tau=0) \quad (i=1, 2, \dots, n) \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここに ρ_{2n+1-i} はガウス分割 μ_i に対応する入射方向に対してフレネルの式により計算される基板表面でのスペクトラル反射率である。

2・4・2 定数 K_0 , K_1 の決定 式(12)中の定数 K_0 , K_1 は境界条件により決める。対流境界条件式(3)に式(12)を代入すると次式を得る。

$$(hL+k)K_0 + hK_1 = hT_a - \sum_{p=1}^M \Delta\lambda_p \times \left\{ A_{ap} \left(1 + \frac{h}{k\gamma_a K_e} \right) \exp(\gamma_a \tau_1) \right\} + \sum_{l=0}^m B_{lp} \left\{ 1 + \frac{h}{k(l+1)} \right\} \quad \dots\dots\dots (18)$$

式(12)において $z=0$ とおき、式(11)を考慮すれば

$$K_1 = T_1 - \sum_{p=1}^M \Delta\lambda_p \sum_{a=1}^{2n} \frac{A_{ap}}{k\gamma_a K_e} \quad \dots\dots\dots (19)$$

により K_1 を決めることができ、さらにこの K_1 を式(18)に代入すれば K_0 が求められる。

2・5 灰色体近似 非灰色塗膜媒体のスペクトラルな K_a , K_s から平均的な吸収、散乱係数 $\bar{K}_a$, $\bar{K}_s$ を定めて灰色媒体として扱うための近似解法について述べる。媒体のスペクトラル吸収係数 K_a が非常に大きい場合には空気側へのふく射は塗膜のごく上部からのふく射によって支配される。 $\bar{K}_a$ としては次式により定義されるものを用いるのが適当であろう。

$$\bar{K}_a = \frac{\sum_{p=1}^M K_a I_b \{T(z=L)\} \Delta\lambda_p}{\sum_{p=1}^M I_b \{T(z=L)\} \Delta\lambda_p} \quad \dots\dots\dots (20)$$

塗膜内部で散乱のみがおきる場合には温度 $T(z=0)$ での基板からのふく射が塗膜でどのように減衰散乱されるかが問題になるので、 $\bar{K}_s$ を次式により定義するのが良いと考えられる。

$$\bar{K}_s = \frac{\sum_{p=1}^M K_s I_b \{T(z=0)\} \Delta \lambda_p}{\sum_{p=1}^M I_b \{T(z=0)\} \Delta \lambda_p} \dots\dots\dots (21)$$

このように吸収・散乱に関する代表値を定めて、厳密に波長依存性を考慮した場合の数値解との比較を行い、従来より採用されている灰色体近似が実在系に適用可能かどうかを検討する。積分強度 $I^*(\tau, \mu)$ に対するふく射輸送方程式は

$$\begin{aligned} \mu \cdot dI^*(\tau, \mu)/d\tau &= -I^*(\tau, \mu) \\ &+ (\bar{\omega}/2) \int_{-1}^1 I^*(\tau, \mu') d\mu' \\ &+ (1 - \bar{\omega}) \bar{n}_v^2 \sigma T^4(\tau)/\pi \dots\dots\dots (22) \end{aligned}$$

ここに

$$\bar{\omega} = \bar{K}_s / (\bar{K}_s + \bar{K}_a) \dots\dots\dots (23)$$

$\bar{n}_v$ は分散媒体の波長平均屈折率である。式(22)は式(5)と同様の手法で数値的に解くことができ、特殊解は式(8)と同様の級数によって温度関数 $T^4(\tau)$ を表すことによって得られる。また積分定数 g_a は、境界条件式(6)および(7)において ρ_μ , $\rho_{-\mu}$ を波長平均値でおきかえ、 $I_b(\tau=0)$ をステファン・ボルツマンの法則によって表すことによって定めることができる。この場合のふく射熱流束 $q_R(z)$ は

$$q_R(z) = 2\pi \sum_{j=1}^{2n} w_j \mu_j I^*(\tau, \mu_j) \dots\dots\dots (24)$$

である。 $I^*(\tau, \mu_j)$ は波長積分強度の数値解である。

3. 解析結果および考察

外部方向 $\mu_e = \cos \theta_e$ への塗膜からの有効スペクトラル指向ふく射率 $\epsilon_\lambda(\mu_e)$ は温度 T_1 で計算される黒体スペクトラル強度との比として

$$\begin{aligned} \epsilon_\lambda(\mu_e) &= (1 - \rho_\mu) I(\tau_1, \mu) / n_v^2 I_b(T_1), \\ (1 \geq \mu_e \geq 0) \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

と定義する。 μ と μ_e はスネルの法則を満足する。塗膜の有効積分指向ふく射率 $\epsilon(\mu_e)$ は

$$\epsilon(\mu_e) = \pi \sum_{p=1}^M \Delta \lambda_p \epsilon_{\lambda p}(\mu_e) I_b(T_1, \lambda_p) / \sigma T_1^4 \dots\dots\dots (26)$$

で与えられる。 λ_p は波長分割 $\Delta \lambda_p$ の中心波長である。空気-塗膜境界面での全熱流束 q_t 、対流熱流束 q_c 、ふく射熱流束 q_r はそれぞれ次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} q_t &= -kK_0 \\ q_c &= h \{T(z=L) - T_a\} \\ q_r &= q_t - q_c \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (27)$$

具体的な計算としてとりあげたのは球形顔料粒子 (TiO_2 , カーボン) がアルキド樹脂結合材中に分散する塗膜を鏡面アルミニウム基板上にコーティングする場合である。したがって最も計算が困難な場合に対応

すると言ってよい。基板温度は最高温度を 500 K とした。周囲空気温度は 300 K とした。顔料の散乱・吸収性質は Mie の理論によって計算した。顔料粒径はいずれも $0.3 \mu\text{m}$ とした。 TiO_2 、カーボンおよびアルキド樹脂の熱伝導率は文献(5)によった。体積濃度 v の球形顔料を含む塗膜の熱伝導率は結合材料および顔料の熱伝導率からマクスウェルモデルにより計算した⁽⁶⁾。表 1 に個々の材料および種々の塗料の熱伝導率を示す。計算結果の例を以下に示す。波長領域の分割は樹脂の吸収係数の波長依存性を考慮して 10 とした。図 2 には塗膜内の温度分布に及ぼす対流熱伝達率の影響を示す。破線は熱伝導のみの場合に対応する。一様温度分布に近い薄い膜 ($L=100 \mu\text{m}$) の場合には対流熱伝達率の影響はほとんどないが、温度変化の大きい厚い膜の場合には対流熱伝達率の影響が非常に顕著である。熱ふく射が特に優勢である $h=0$ の場合には熱伝導のみの場合との差が特に顕著である。 h が大きくなると熱伝導の寄与が増大し、 $h=100 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ 程度では熱伝導のみを考慮しても温度分布にそれほどの差

表 1 対象試料の熱伝導率

material	KW/mK	material	KW/mK
TiO_2	6.0	$\text{TiO}_2(v=0.3)$	0.66
carbon	0.07	carbon($v=0.1$)	0.29
vehicle	0.32	carbon($v=0.3$)	0.23

図 2 塗膜内の温度分布(対流熱伝達率の影響)

図 3 塗膜内の温度分布(顔料の影響)

がない。図3は顔料性質が温度分布に与える影響を示している。カーボン顔料のほうが TiO_2 より温度降下が大きいの。これはカーボンは TiO_2 に比べて吸収係数が大きく熱伝導率が小さいことによる。図中のMIXはカーボン顔料と TiO_2 顔料の体積濃度がともに0.15に対応する。図4、5は有効積分指向ふく射率 $\epsilon(\theta_e)$ に関する結果を示す。図4(a)は膜厚の影響を示している。5 μm 程度の膜厚でふく射が基板のみの場合の20倍ぐらいに増大している。 ϵ は膜厚が増大するにつれて増大し、100 μm 程度の厚さで最大に達する。更に膜厚が増すと表面近傍での温度が下降して有効ふく射率は減少する。図4(b)は対流熱伝達率の影響を示す。膜厚が小さい場合にはその影響は小さいが、膜厚が大きい場合には対流熱伝達率の増大とともに有効

ふく射率は急減する。図5は顔料粒子の性質の影響を示す。膜厚が50 μm 程度までは有効ふく射率は増大していき、顔料粒子の性質の影響による差は次第になる。図中Vehicleは結合材のみの場合を示す。膜厚が非常に大きくなると薄膜の場合とは逆の顔料性質影響を示す。これは吸収係数の増大よりは温度降下のほうが効くことによる。図6~8は熱流束 q_t 、 q_c 、 q_r の膜厚依存性を示す。図6は対流熱伝達率の影響である。基板温度は500 Kである。 $h=6 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ の場合には膜厚 L の全範囲にわたって対流熱流束 q_c はほとんど変化しないが、 $h=40 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ という大きな値の場合には膜厚が大きくなると q_c は急減していく。ふく射熱流束 q_r の膜厚依存性は先に述べたとおりの結果である。全熱流束 q_t はまた特定の膜厚で最大値を示すことも明らかである。対流熱伝達率が小さい場合にふく射の寄与が大きくなることがわかる。図中の矢印の位置が塗膜がない場合の全熱流束に相当する(以下の図でも同様)。図7は基板温度 T_1 の影響を示す。 T_1 が増大するとともに q_r が顕著な増大を示すのに対して q_c はそれほどでもない。膜厚依存性は q_r において顕著であるのは図6におけると同様である。図8は全熱流束 q_t に対する顔料性質の影響を示している。膜厚依存性は TiO_2 顔料でもカーボン顔料でもほとんど変わらないが、カーボン顔料のほうがより小さい膜厚で最大熱流束を示す。これはカーボンが大きい吸収係数と小さい熱伝導率をもつことによる。大きい膜厚で

図4 有効積分指向ふく射率(膜厚の影響)

図5 有効積分指向ふく射率(顔料の影響)

図6 熱流束と膜厚(対流熱伝達率の影響)

図7 熱流束と膜厚(基板温度の影響)

図8 熱流束と膜厚(顔料の影響)

図9 灰色体近似の妥当性

TiO_2 顔料のほうが全熱流束が大きくなるのはカーボン顔料より温度降下量が小さくて対流分の寄与が大きいことによる。カーボンと TiO_2 を同量含む MIX 顔料の場合、小さい膜厚ではカーボン顔料に近いのはカーボン顔料の吸収係数が十分に大きいことによる。大きい膜厚、大きい対流熱伝達率では MIX 顔料は傾向が TiO_2 顔料のほうに近いが、これは対流熱流束の寄与が大きくなることに起因する。図9は2・5節に述べた灰色体近似によって計算した場合にどの程度の誤差が生じるかを示す。図9(a)は TiO_2 顔料に対する結果であるが、厳密解①と灰色体近似解②は膜厚が小さい場合に大きな差を生じる。膜厚が増大すると厳密解と灰色体近似解との差は小さくなる。図9(b), (c)はカーボン顔料に対する結果であるが、厳密解と灰色体近似解との一致の程度は膜厚が小さい場合も非常に

よい。

4. 結 言

固体表面上に塗装が施された場合の熱伝導・熱ふく射共存伝熱問題を数値的に解析する手法を提起した。重要な結果は次のごとくである。

(1) 膜厚が大きく対流熱伝達率が大きい場合にはふく射と熱伝導は独立に扱うことができ、温度分布は熱伝導のみが存在するとして予測したものとあまり変わらない。

(2) 顔料の散乱・吸収性質に応じてふく射熱流束および全熱流束の最大値を与えるような膜厚がある。

(3) 灰色体近似は全波長範囲にわたって大きな光学厚さをもつような塗膜に対して適用することができる。

文 献

- (1) 例えば Leung, A. T. and Edwards, D. K., *J. Heat Transfer*, 90-2 (1966), 231; Viskanta, R. and Merriam, R. L., *J. Heat Transfer*, 90-2 (1968), 248.
- (2) Kaganer, M. G., *Heat Transfer Sov. Res.*, 1-3 (1969), 176.
- (3) 木下・ほか2名, 機論, 48-432, B (昭57), 1520.
- (4) Kunitomo, T., ほか2名, *Bull. JSME*, 22-173 (1979), 1587; 23-182 (1980), 1366.
- (5) Touloukian, Y. S., *Thermophysical Properties of Matter*, 2 (1970), IFI/Plenum.
- (6) Parrott, J. E., and Stuckes, A. D., *Thermal Conductivity of Solids*, (1975), Pion.

討 論

〔質問〕 上宇都 幸一〔大分大学工学部〕

いわゆる Mie 理論は、その導出の過程において、散乱体周囲の媒質が、非吸収性であるということを前提として使用しており、媒質が吸収性で、その複素屈折率の虚数部が非零である場合には、たとえ、散乱体の相対複素屈折率を適切に変更したとしても、Mie 理論を適用することはできないものと考えられる。貴報で、展色材として考えておられる、アルキド樹脂は、赤外領域で強い吸収性をもつことが予想される。したがって、この領域でも、Mie 理論を使用しておられるご研究の計算結果は、再検討を要するものと推察する。この点につき、お考えをお聞かせ願いたい。

〔回答〕 複素屈折率を $\tilde{n} = n(1 - i\kappa)$ で表すと、

アルキド樹脂の場合、 n は 1.6 近傍の値であり、一方 κ は長さ当たりで示した吸収係数 K_a とは $\kappa = \lambda K_a / (4\pi n)$ なる関係をもつ。 K_a は赤外では $10^{-3} \sim 2 \times 10^{-1} \mu\text{m}^{-1}$ の値をとることが実験によりわかっている。温度 500 K に対応して、波長 $\lambda = 6 \mu\text{m}$ を考えると $K_a \cong 6 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ であり、 $\kappa \cong 0.02$ となり、したがって $\tilde{n} = 1.6(1 - 0.02i)$ を代表的複素屈折率とみなせる。散乱計算等において媒体側のこの 0.02 の項は無視してもよいと考えるのが妥当であろう。もちろん、展色材側の吸収係数としては計算に入っている。よって特に問題はないと考えている。