表面があらい薄板状粒子によるふく射の散乱*

牧野俊郎*¹, 蔵田秀敏*²

Scattering of Radiation by Flake-Type Particle with Rough Surface

Toshiro MAKINO and Hidetoshi KURATA

For heat transfer problems, radiation scattering characteristics of particles of various sizes should be investigated. A significant percentage of such particles is larger than the wavelength of the radiation considered, and have micro-geometrical structures on the surfaces. The scattering characteristics can be affected strongly by the surface structure. This paper presents a new technique for modelling a flake-type metal particle with a rough surface, which has a three-dimensional self-similar micro-structure. We describe the scattering by the particle on the basis of an electromagnetic wave theory. The behavior is characterized by three factors: wavelength of radiation, size of the particle and size of micro-structure of the particle surface. It is shown that the scattering characteristics change from the particle scattering-type to the surface scattering-type with an increase in the particle size. It is emphasized that the size parameter range, in which the conventional theories of particle scattering are directly applicable, is restricted.

Key Words: Heat Transfer, Thermal Radiation, Thermophysical Property, Electromagnetic Wave Theory, Diffraction, Particle Scattering, Surface Scattering, Surface Roughness, Fractal, Modelling

1. 緒 言

幾何形状が簡単でふく射(電磁波)の波長に比べて小さい粒子でのふく射の散乱現象については、すでに確立された理論がある。また、大きい粒子での散乱の計算で生じる数値計算上の難点を克服する努力もなされてきた⁽¹⁾⁽²⁾。しかし、熱工学における散乱の問題で考察の対象となる粒子は、多くの場合、そのサイズが大きいのみならず、ふく射の波長に比べて小さくない表面あらさをもっている。すなわち、例えば、球形粒子が分子・煙・砂じん・サッカーボール・月……と大きくなるとき、粒子散乱も表面散乱の様相を帯びてくことは容易に推定される。粒子が小さい場合から大きい場合までについて、散乱現象の連続的な推移の概要を検討することが望ましい。

これまでに、大きい粒子による散乱の特性については、表面が鏡面反射的あるいは完全拡散反射的であると仮定して、その特性を幾何光学的に計算することがあったが⁽³⁾、その場合に計算される両特性はたがいに

かなり異なるものであった。しかも、実在表面の反射は鏡面反射的と完全拡散反射的の中間的なものであることが多い⁽⁴⁾。また、この点に関係して、表面散乱の研究でもモデル計算の段階では有限の大きさの表面を扱うが、その場合、十分に大きいモデル表面を対象にしないと散乱特性は粒子散乱的になってしまう⁽⁴⁾。この注意事項は、あらい表面をもつ粒子の特性を考え、粒子散乱と表面散乱の関係を検討する研究の糸口になるものである。

本研究では、粒子散乱と表面散乱の関係を検討するために、もっとも簡単な粒子のモデルとして、表面が自己相似的にあらい薄板状の金属粒子の三次元モデルを提案する。その散乱特性を電磁波動論的に調べ、定性的・オーダ的な散乱特性理解のための基礎的知見を得る。

おもな記号

a : 粒子の代表サイズ m

d : 粒子の厚さ m

$\hat{E}$: 電磁波の複素電場ベクトル Vm^{-1}

$\hat{g}_i$: 式(3)で定義する複素関数 Vm^{-3}

h^* : 粒子表面の凹凸の高さのパラメータ

I : 電磁波の相対強度

* 平成5年5月28日 第29回日本伝熱シンポジウムにおいて講演, 原稿受付 平成5年8月5日。

*¹ 正員, 京都大学工学部 (〒606-01 京都市左京区吉田本町)。

*² 京都大学大学院。

- i : 虚数単位
 j : 自己相似化操作の第 j 段階
 $j_{\max}$: 自己相似化操作の最終段階
 k : 真空中でのふく射の波数 m^{-1}
 $\mathbf{m}_i$: 粒子の表面要素 i の法線単位ベクトル
 $\mathbf{N}$: 粒子の平均面の法線単位ベクトル
 $\hat{n}$: 光学定数
 P : 粒子のサイズパラメータ
 p : 粒子の微細形状のサイズパラメータ
 $\mathbf{R}$: 観測点の位置ベクトル m
 $\mathbf{r}$: 位置ベクトル $= (x, y, z)$ m
 $\mathbf{r}'$: 粒子の表面上の点の位置ベクトル m
 $\hat{\mathbf{u}}$: 観測点における電磁波の複素電場ベクトル Vm^{-1}
 x, y, z : 座標 m
 x_0 : 基準三角形の一辺の長さの半分 m
 z_0 : 粒子表面の x - y 平面からの基準高さ m
 α : 自己相似化操作のパラメータ
 δ : 粒子の厚さのパラメータ
 Δx : 粒子表面の微細形状の代表サイズ m
 θ : 散乱角(観測角)
 λ : 真空中でのふく射の波長 m
 $\hat{\phi}$: 式(4)で定義する複素関数 m^{-1}
 太文字: ベクトル量
 上付き添字
 ap : 開口による回折波の寄与
 in : 入射波
 scat : 粒子散乱波
 sf : 粒子表面電場の散乱波への寄与
 $\sim$: 複素量
 $\bar{\cdot}$: θ についての局所移動平均値
 下付き添字
 j : 自己相似化操作の第 j 段階
 l : 電場の x, y, z 成分

2. 表面があらわな粒子のモデル

2.1 粒子モデルの構想 本研究の目的のために散乱特性を検討するには、粒子モデルは、粒子散乱における表面散乱の影響がより明らかになるものであるべきである。そのためには、モデル化の手法が簡単で確率過程を含まず一意的に指定され、ふく射(電磁波)との相互作用を記述しやすいものであるのが望ましい。そこで、本研究では、もっとも簡単な薄板状の金属粒子のモデルを考える。この粒子は幾何形状が簡単であり、ふく射に対してほぼ不透明である。粒子表面の微細形状は、三次元構造をもち、たがいに大きさの異

なる粒子の散乱特性を正當に比べられるものであるべきである。すなわち、大きさが異なる粒子は、たがいに相似した構造をもち、粒子の大きさが異なっても、一定の波長のふく射が向き合う表面の微細構造はたがいに同一であるのがよい。本研究のモデルでは、粒子の表面に自己相似的な三次元階層構造を与える。

2.2 粒子モデル作成の手法 以下のアルゴリズムに基づいて表面があらわな粒子のモデルを作成する。この方法は、文献(4)に提案した三次元重ね合わせ法の考え方を基礎として、それに、規則的な幾何構造を付与するアイデアを結合するものである。注目する因子は、ふく射の波長 λ 、粒子の代表サイズ a に加えて、粒子の表面の微細形状の代表サイズ Δx の3種である。アルゴリズムは、漸化式の説明の場合のように二段構えで説明する。

(1) x - y 平面上に、座標の原点を重心とし、一辺の長さが $2x_0$ である正三角形領域(基準三角形)を設ける。 x - y 平面は粒子の平均面に一致する。この三角形の3辺をそれぞれ M 等分し($M=3^m, m=1, 2, \dots$)、たがいに合同な M^2 個の小三角形を得る。この分割した小三角形からなる x - y 平面上の領域を第1投影面と呼ぶ。この投影面は小正三角形からなるという点で基準三角形と区別するが、その領域の外周は基準三角形のそれに一致する。 j を2とする($j=2$)。

(2) 第($j-1$)投影面上のすべての最小の三角形の3辺をそれぞれ4等分し、たがいに合同な $(4^{j-1}M)^2$ 個のより小さい正三角形を得る。このより小さい正三角形からなる x - y 平面上の領域を第 j 投影面と呼ぶ。

(3) 第 j 投影面上の最小の三角形の頂点を識別するのに、図1(a)に示す格子点座標を考え、その三角形の各頂点(m_j, n_j)を始点とするベクトル、

$$(0, 0, \alpha^{j-1} z_0 * f(m_j + 2n_j))$$

を生成する。ここで、 $m_j, n_j = 0, 1, 2, \dots, (4^{j-1}M)$ 、である。 f は、 $l = 3n, 3n+1, 3n+2$ ($n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$)、のときにそれぞれ、

$$f(l) = -1, 0, +1$$

となる周期関数であり、 z_0 は粒子表面の凹凸の x - y 平面からの基準高さ、 α は $0 < \alpha < 1$ なる自己相似化操作のパラメータである。図1(a)で、○、●、●印を置く格子点には、 z 軸方向にそれぞれ負、零、正の向きのベクトルが生成される。各ベクトルの終点を最近接の終点と結び、ネットワーク構造 $z_j(x, y)$ を作成する。この構造を第 j 成分面と呼ぶ。 $j = j_{\max}$ ならば(4)へ、そうでなければ、 j の値を1だけ増して $j \leftarrow j+1$ とし、(2)に戻る。

(4) 以上に作成された $j_{\max}$ 種の成分面は、たがい

に相似した微細構造をもち、 $(j \leftarrow j+1)$ の1段階ごとに、投影面上で見るときの最小の三角形の一辺の長さが $(1/4)$ 倍ずつ、表面の凹凸の高さが $(1/a)$ 倍ずつ異なるものである。これらの成分面を z 方向に重ね合わせて、構造、

$$z(x, y) = \sum_{j=1}^{j_{\max}} z_j \dots\dots\dots (1)$$

を得る。図1(b)はこの構造の概念図である。ただし、図1(b)では、実際のモデル表面の場合に比べて高さが強調されている。

(a) 第 j 投影面上の格子点に与える凹凸

(b) 粒子の表面構造の概要

(c) 第1投影面(破線の正三角形)と単位セル(実線の正六角形)

(d) 基本セルの配列($N=4$ の場合)

図1 表面があらわな薄板状粒子のモデル化

(5) 第1投影面上の6個ずつの小三角形からなる正六角形領域[図1(c)]に注目し、この領域を単位セルと呼ぶ。図1(d)では1個ずつの正六角形が単位セルである。 $N=1, 2, \dots$ として、図1(d)に示すように、この単位セルを y 軸方向に $(2N+1)$ 個、全部で $[3N(N+1)+1]$ 個だけ並べた第1投影面上の蜂の巣状の領域に注目し、(4)で作成した構造のうちこの領域に対応する部分の z 方向(負の向き)に一樣な(薄い)厚さ d を与える。でき上がった構造が本研究のあらわな表面をもつ薄板状粒子のモデルである。この粒子の表面には図1(b)に示すような微細構造がある。

2.3 粒子モデルの性質 このモデル粒子で、すべての単位セル上方の粒子表面の高さ z の分布は、一つの単位セル上方の z の分布を単位ベクトル、

$$A = \frac{2x_0}{M}(3/2, \sqrt{3}/2, 0)$$

$$B = \frac{2x_0}{M}(0, \sqrt{3}, 0)$$

を繰返し用いて平行移動したものになる。粒子の代表サイズには図1(d)に示す $a(=x_0/\sqrt{3})$ 、粒子の微細形状の代表サイズには、第 $j_{\max}$ 投影面の最小の三角形の一辺の長さの半分、 $\Delta x [=x_0/(4^{j_{\max}-1}M)]$ を選ぶ。以上に提案する粒子モデルは、粒子表面の単位ともいえる離散的な光学鏡面の表面要素(粒子モデル表面の最小の三角形)からなり、自己相似的な三次元構造をもつ。表面要素の総数は、

$$6 \cdot (4^{j_{\max}-1}M/3)^2 \cdot [3N(N+1)+1]$$

個である。確率処理を経ていないこの粒子モデルは一意的に与えられる。

3. 電磁波の散乱

本章では、ふく射の波動としての側面を強調するために、電磁波とふく射、また回折と散乱の語を併用する。

3.1 電磁波の回折 真空中での波長が λ である平面電磁波 $\vec{E}_0$ が真空中に置かれた薄板状粒子の表面に垂直に入射するときの散乱特性を計算する。すなわち、粒子の各表面要素の上下両表面に形成される電場を求め、その電場が粒子から遠方の観測点 R につくる回折波の電場を Kirchhoff-Fraunhofer 理論に基づいて得る。全表面要素からの回折波の寄与を重ね合わせて、観測点 R での複素電場ベクトル $\vec{E}^{\text{scat}}(R)$ を求める。ただし、粒子の表面要素での電磁波の過程については Fresnel 則が成立し、各表面要素での回折波は他の要素に再入射しないとする。

3.2 粒子散乱 一般に、位置 r における全電場

$\hat{E}(\mathbf{r})$ は、点 $\mathbf{r}$ への入射波の電場 $\hat{E}^{\text{in}}(\mathbf{r})$ と粒子での反射・透過を経た波の電場の寄与 $\hat{E}^{\text{scat}}(\mathbf{r})$ からなり、

$$\hat{E}(\mathbf{r}) = \hat{E}^{\text{in}}(\mathbf{r}) + \hat{E}^{\text{scat}}(\mathbf{r}) \dots\dots\dots (2)$$

である。また、点 $\mathbf{R}$ における散乱波の電場 $\hat{E}^{\text{scat}}(\mathbf{R})$ を求めるために、複素関数 $\hat{g}_i$ を、式、

$$\begin{aligned} \hat{g}_i\{\hat{E}_l(\mathbf{r}')\} \\ = [\hat{E}_l(\mathbf{r}')\{\mathbf{m}_i \cdot \nabla \hat{\psi}(\mathbf{R})\} \\ - \hat{\psi}(\mathbf{R})\{\mathbf{m}_i \cdot \nabla \hat{E}_l(\mathbf{r}')\}]/(4\pi N \cdot \mathbf{m}_i) \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

で定義しておく。ここで、 $\hat{E}_l(\mathbf{r}')$ は粒子の表面上の点 $\mathbf{r}'$ における電場の l 成分 ($l=x, y, z$)、 N は粒子の平均面 (x - y 平面) の法線単位ベクトル、 $\mathbf{m}_i$ は表面要素 i の法線単位ベクトルである。複素関数 $\hat{\psi}$ は、 k を真空中での電磁波の波数 ($=2\pi/\lambda$) として、式、

$$\hat{\psi}(\mathbf{R}) = (1/|\mathbf{R}|) \exp(ik|\mathbf{R}|) \dots\dots\dots (4)$$

で与えられるものである。このとき、観測点 $\mathbf{R}$ における散乱波の電場 $\hat{E}^{\text{scat}}(\mathbf{R})$ は、粒子表面上の点 $\mathbf{r}'$ における入射波の電場 $\hat{E}^{\text{in}}(\mathbf{r}')$ と粒子表面での反射・透過波の電場 $\hat{E}^{\text{scat}}(\mathbf{r}')$ を通じて、その l 成分について、

$$\hat{E}_l^{\text{scat}}(\mathbf{R}) = \hat{E}_l(\mathbf{R}) - \hat{E}_l^{\text{in}}(\mathbf{R}) \dots\dots\dots (5\cdot a)$$

$$= \sum_i \left[\iint_{\text{element}} [\hat{g}_i\{\hat{E}_l(\mathbf{r}')\}] dx' dy' \right] \dots\dots\dots (5\cdot b)$$

$$\begin{aligned} = \sum_i \left[\iint_{\text{element}} [\hat{g}_i\{\hat{E}_l^{\text{in}}(\mathbf{r}')\}] dx' dy' \right] \\ + \sum_i \left[\iint_{\text{element}} [\hat{g}_i\{\hat{E}_l^{\text{scat}}(\mathbf{r}')\}] dx' dy' \right] \dots\dots\dots (5\cdot c) \end{aligned}$$

と表される⁽⁵⁾。ここで、積分 $\iint_{\text{element}} [\dots] dx' dy'$ は粒子の

各表面要素の表面にわたって行う。加算 $\sum_i$ はすべての表面要素にわたって行う。式(5・c)の第1、第2項をそれぞれ $\hat{u}^{\text{ap}}(\mathbf{R})$ 、 $\hat{u}^{\text{sf}}(\mathbf{R})$ と書くと、式(5・a)~(5・c)はベクトル形で、

$$\hat{E}^{\text{scat}}(\mathbf{R}) = \hat{u}^{\text{ap}}(\mathbf{R}) + \hat{u}^{\text{sf}}(\mathbf{R}) \dots\dots\dots (6)$$

となる。第1項 $\hat{u}^{\text{ap}}(\mathbf{R})$ は粒子への入射波 $\hat{E}^{\text{in}}(\mathbf{r}')$ の散乱波 $\hat{E}^{\text{scat}}(\mathbf{R})$ への直接的な寄与であり、粒子の表面端部に形成される電場の寄与に相当する。この項は、本モデルの粒子の場合、近似的に正六角形状開口による回折電場に等しく、その開口面にわたっての面積分に置き換えられる。第2項 $\hat{u}^{\text{sf}}(\mathbf{R})$ は、粒子での反射・透過を経て粒子のあらわ(上下)表面に形成される電場 $\hat{E}^{\text{scat}}(\mathbf{r}')$ の散乱波 $\hat{E}^{\text{scat}}(\mathbf{R})$ への寄与を表す。

3・3 散乱強度 以下では、粒子に自然光(等方的に偏光した電磁波の場合)が照射されることを想定し、 x - z 平面内で振動する波と y - z 平面内で振動する波の、たがいに直交する2種の直線偏光入射波に対して粒子が観測点 $\mathbf{R}$ に作る複素電場ベクトル、 $\hat{u}^{\text{ap}}(\mathbf{R})$ 、 $\hat{u}^{\text{sf}}(\mathbf{R})$ 、 $\hat{E}^{\text{scat}}(\mathbf{R})$ の強度を計算し、それらの強度の入

射電場 $\hat{E}_0$ の強度に対する相対強度、

$$\|\hat{u}^{\text{ap}}(\mathbf{R})\|^2 / \|\hat{E}_0\|^2$$

$$\|\hat{u}^{\text{sf}}(\mathbf{R})\|^2 / \|\hat{E}_0\|^2$$

$$\|\hat{E}^{\text{scat}}(\mathbf{R})\|^2 / \|\hat{E}_0\|^2$$

を求める。ここで、演算記号 $\|\cdot\|$ は複素ベクトル量のノルムを表す。2種の偏光についての計算結果の算術平均値をそれぞれ I^{ap} 、 I^{sf} 、 I^{scat} と表す。なお、式(6)の右辺の加算は電場の重ね合わせあるいは電場の干渉を表すものであり、一般には、強度について、

$$I^{\text{scat}} = I^{\text{ap}} + I^{\text{sf}}$$

を意味しない。

4. 数 値 計 算

上記の回折理論で、 Δx と λ はつねに $(\Delta x/\lambda)$ の形で現れる。また、回折特性は a と λ の関係に依存する。そこで、波数、

$$k = 2\pi/\lambda$$

を用いて、粒子と粒子の微細形状のサイズパラメータをそれぞれ、

$$P = ka, \quad p = k\Delta x \dots\dots\dots (7)$$

と定義する。粒子表面の凹凸の高さは、

$$h^* = z_0/(2 \cdot 4^{j_{\text{max}}-1} \Delta x)$$

で代表する。このとき、粒子を特徴づける入力パラメータは、表面の大きさ・微細構造を指定する5種のパラメータ P 、 p 、 j_{max} 、 h^* 、 α と、粒子の光学定数 $\hat{n}$ 、粒子の厚さ d である。以下に行う数値計算では、 P と p は、

$$P/p = 3\,000/3.2$$

の関係をもとし、他の微細構造のパラメータは、

$$j_{\text{max}} = 4, \quad \alpha = 1/3.7, \quad h^* = 1/37$$

に固定して、

$$P = 3, 9, 30, 300, 3\,000 \dots\dots\dots (8)$$

の5種の大きさの粒子の特性を取扱う。これらの粒子はいずれも1499136個の表面要素からなり、巨視的・微視的な形状がたがいに完全に相似的である。粒子断面の平方根平均二乗(rms)あらさ Σ は $1.15P\lambda/3\,000$ 、フラクタル次元 D は1.5である。ただし、これらの値

表1 表面があらわ強吸収性粒子の概要

	P	p	for $\lambda = 1\mu\text{m}$		
			2a μm	2 Δx μm	d μm
(a)	3	0.0032	1	0.001	0.1
(b)	9	0.0096	3	0.003	0.3
(c)	30	0.032	10	0.01	1
(d)	300	0.32	100	0.1	10
(e)	3000	3.2	1000	1	100

は断面のプロファイルの $1 \times 10^{-5} P \lambda$ ほどの離散値を Fourier 解析して求めたものである。表面要素の平均面からの傾きは最大でも 13° 以内である。

粒子の光学定数 $\tilde{n}$ と厚さ d はそれぞれ、

$$\tilde{n} = 3 + 4i, \quad \delta = kd = P/5$$

であるとする。この $\tilde{n}$ の値は金属の近赤外性質を代表する。粒子は $\lambda = 1 \mu\text{m}$ のふく射について見ると、表 1 に示す大きさと構造 ($a, \Delta x, d$) をもつ。粒子の吸収が強いので、粒子の厚さ d は計算される特性にほとんど影響を及ぼさない。

粒子から 1 m の距離、入射波の伝搬の向きから測った散乱角(観測角)が $\theta = 0 \sim 180^\circ$ の x - z 平面上の観測点における相対強度 I を計算する。ここで、 P の大きい粒子の回折強度の角度分布には明暗の詳細構造(speckle)が密に現れ、これは回折・散乱の定性的な挙動の概要を不明りょうなものにする。そこで、本計算では I の分布に重みつき移動平均処理を施し、その結果を局所平均値 $\bar{I}(\theta)$ の形で与える。なお、以上の計算は、計算機上では倍精度変数を用いて行う。

5. 計算結果および考察

計算結果を図 2~6 に示す。図 2~6 には、表面があらわ粒子の散乱特性 ($\bar{I}^{\text{scat}}$ 特性) のほかに、考察のため

に計算した表面が平滑な(optically smooth and flat)粒子の特性、 $\bar{I}^{\text{sf}}$ 特性の計算値が含まれている。また、図 2 は開口の $\bar{I}^{\text{ap}}$ 特性を表すものである。図 2~6 の (a)~(e) はそれぞれ式 (8) の 5 種の P の粒子に対応する。図 2~6 では、円周方向に散乱角 θ をとって、半径方向に対数目盛で強度 $\bar{I}$ を表す。本研究では、このような目盛の特性について散乱を定性的に論じるが、その立場からすれば、散乱の方位角依存性は弱い。図 2~6 の曲線はいずれも左右対称である。

5.1 表面があらわ粒子の特性 図 3 と図 4 はそれぞれ表面が平滑な粒子の $\bar{I}^{\text{sf}}(\theta)$ 特性と $\bar{I}^{\text{scat}}(\theta)$ 特性を示す。図 5 と図 6 はそれぞれ表面があらわ粒子の $\bar{I}^{\text{sf}}$ 特性と $\bar{I}^{\text{scat}}$ 特性を表す。 $\bar{I}$ を求める Kirchhoff 積分は粒子の上下両表面について行ったが、本研究の強吸収性粒子の場合には、下面での積分の寄与は ($\lambda = 1 \mu\text{m}$ のときに) $d < 1 \mu\text{m}$ の薄い粒子の場合にわずかに認められるのみである。

式 (6) に示すように、粒子による散乱波の観測点 R における電場 $\vec{E}^{\text{scat}}(R)$ は、表面電場の直接の寄与 $\vec{u}^{\text{sf}}(R)$ と表面端部の電場の寄与 $\vec{u}^{\text{ap}}(R)$ の重ね合わせで表されるが、このうち $\vec{u}^{\text{ap}}$ は粒子の大きさにのみ依存し、粒子表面の微細形状にはよらない。一方、 $\vec{u}^{\text{sf}}$ は粒子の大きさと表面の微細形状によって特徴づけら

図 2 開口の $\bar{I}^{\text{ap}}(\theta)$ 特性

図 3 表面が平滑な粒子の $\bar{I}^{\text{sf}}(\theta)$ 特性

図 4 表面が平滑な粒子の $\bar{I}^{\text{scat}}(\theta)$ 特性 図 5 表面があらわ粒子の $\bar{I}^{\text{sf}}(\theta)$ 特性 図 6 表面があらわ粒子の $\bar{I}^{\text{scat}}(\theta)$ 特性

れる。したがって、粒子散乱における表面の微細形状の寄与を考えるには、 $\bar{u}^{\text{sf}}$ に注目して、表面があらわ粒子の $\bar{I}^{\text{sf}}$ 特性(図 5)を表面が平滑な粒子のそれ(図 3)と比較するのがよい。いずれの場合にも $\bar{I}^{\text{sf}}$ 特性は基本的に後方散乱的である。

図 3, 5 から、小さい粒子では表面があらわでもその散乱特性は表面が平滑な粒子のそれに近く、 $P=3$ の粒子(a)上の微細形状は粒子の散乱特性に影響しないことがわかる。すなわち、粒子の大きさを代表するパラメータ P が特性を代表する。一方、粒子が大きくなると粒子散乱も表面散乱の様相を帯びる。この場合、表

面が平滑な粒子は鏡面反射的になるが、表面があらわ粒子の特性はあらわ十分に広い表面のそれに近く、 $\theta=180^\circ$ の後方に偏って(不完全に)拡散反射的である。すなわち、粒子表面の微細形状の大きさが現象を特徴づける。 $P \geq 3000$ の大きい粒子の特性は、表面の微細形状が同一ならば、もはや P には依存しない⁽⁴⁾。

5.2 散乱電場の干渉 式(6)の開口の電場 $\bar{u}^{\text{ap}}(\mathbf{R})$ は、図 2 の $\bar{I}^{\text{ap}}$ 特性からわかるように、 P にはよらず前方散乱的であり、 P が大きくなると拡散的から指向的になる。

散乱波の電場 $\bar{E}^{\text{scat}}(\mathbf{R})$ は電場 $\bar{u}^{\text{sf}}$ に電場 $\bar{u}^{\text{ap}}$ が、

複素電場ベクトルのレベルで重ね合わせられたものであるが、図2、図3と4、図5と6を比較すると、 $P=3$ の場合には、 $\hat{u}^{sf}$ と $\hat{u}^{ap}$ の間で(強め合う)場の干渉が生じて、 $\bar{I}^{scat}$ は $(\bar{I}^{sf} + \bar{I}^{ap})$ 以上に大きいことがわかる。一方、粒子が大きい場合には、 $\hat{u}^{sf}$ と $\hat{u}^{ap}$ の場の干渉の影響は弱い。すなわち、 $P \geq 10$ の程度の粒子については、 $\hat{E}^{scat}(\mathbf{R})$ に基づく粒子の散乱強度 $\bar{I}^{scat}$ は、 $\hat{u}^{sf}$ に基づく強度 $\bar{I}^{sf}$ に $\hat{u}^{ap}$ に基づく強度 $\bar{I}^{ap}$ を単純加算して求められる。すなわち、

$$\bar{I}^{scat} = \bar{I}^{ap} + \bar{I}^{sf} \dots\dots\dots (9)$$

である。表面が平滑な大きい粒子の散乱特性の研究⁽²⁾で仮定された式(9)は、本研究の表面があらわな粒子についても有効である。

5・3 大きい粒子の散乱特性 粒子による散乱波の電場強度の角度分布は、図4、6で比較検討される。結論的に、 $P \geq 100$ の程度の大きい粒子での散乱では、表面の微細形状が本質的であり、この点を考慮しないで計算の精度を追うのに意味はないことになる。このことは、例えば、波長 $1\mu\text{m}$ のふく射についていえば、直径 $30\mu\text{m}$ の粒子の表面に 40nm のrmsあらさがある場合には、特性は表面散乱支配のものになることを述べている。それは実際の粒子系の特性評価を行ううえでかなり強い限定になる。

ふく射を透過しない大きい強吸収性粒子についての図4(e)や図6(e)における前方に強い $\bar{I}^{scat}$ のピークは、われわれの日常的な実感から外れて逆説的であるが、この点については、粒子の前方の厳密な $\theta=0^\circ$ の(粒子から無限に遠い観測点の)方向と、粒子の背後の影の部分(厳密には $\theta=0^\circ$ でない方向)とを区別して考えることが必要である。影の部分では観測の対象となる式(5・a)の全電場は $\hat{E}(\mathbf{R})=0$ である。その式の $\hat{E}^{scat}(\mathbf{R})$ と $\hat{E}^{in}(\mathbf{R})$ は、振幅が等しく位相が 180° ずれた波となり干渉の結果両者は相殺される⁽⁶⁾。

5・4 表面があらわな粒子のモデル 図3～6で、 $P=3$ の粒子(a)の散乱特性が粒子表面の微細形状に依存しなかったことから、 $P=3000$ のあらわな粒子(e)上に $p < 3.2$ のより微細な構造があっても、それは粒子の特性に影響しないと推定される。すなわち、本研

究の、表面があらわな粒子についての計算結果(図6)は、表面の微細形状が無限の(本来の、 $j_{\text{max}} \rightarrow \infty$ の)自己相似性をもつ粒子の特性を代表すると考えられる。

6. 結 言

本研究では、表面があらわな薄板状粒子によるふく射の散乱特性を検討し、大きい粒子の散乱特性における粒子散乱と表面散乱の関心に注目した。得られた知見を以下にまとめる。

(1) 表面が自己相似的にあらわな薄板状粒子のモデルを提案することができた。

(2) 粒子が大きいとき粒子散乱も表面散乱の様相を帯びる。その散乱特性は、ふく射の波長と粒子のサイズの関係のみならず、ふく射の波長と粒子の表面の微細構造の関係によって特徴づけられる。

(3) 純粹に粒子散乱のとみなせる粒子の大きさの範囲は限定される。実在の粒子の散乱特性を詳しく推定するときには、粒子の表面の微細構造の考慮が不可欠である。

(4) 大きい粒子の散乱特性を評価するには、式(9)の単純加算近似が有効である。

本研究の過程で、大分大学 上宇都幸一教授からは貴重なご議論をいただいた。研究経費の一部は文部省科学研究費補助金によった。ここに記して感謝する。

文 献

- (1) Kerker, M., *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation*, (1969), 27-96, Academic Press, New York.
- (2) Yamada, J. and Kurosaki, Y., Radiation Transfer in Fibrous Media with Large Size Parameter, *Proc. 2nd JSME/KSME Therm. Eng. Conf., Kitakyushu*, 3(1992), 25-30.
- (3) Siegel, R. and Howell, J. R., *Radiation Heat Transfer*, 2nd ed., (1981), 577-592, Hemisphere, Washington.
- (4) 牧野・加賀, 三次元重ね合わせ法によりモデル化したあらわな表面におけるふく射の散乱, *機論*, 58-553, B(1992), 2827-2833.
- (5) Ogilvy, J. A., *Theory of Wave Scattering from Random Rough Surface*, (1991), 73-85, Adam Hilger, Bristol.
- (6) Ishimaru, A., *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, (1978), 9-40, Academic, New York.