

## ≡ 一散乱 (II) - 散乱強度 -

### 1. 散乱波に対する表式 [1, 2]

『≡一散乱 (I)』では、直線偏光の単色平面波（進行方向： $z$  方向、偏光方向： $x$  方向、振幅：1）

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_x e^{ikz} = \mathbf{e}_x e^{ikr \cos \theta} \quad (1)$$

が、原点にある粒子（半径  $a$ ）により散乱される場合の散乱波の電場  $\mathbf{E}_s$ 、磁場  $\mathbf{H}_s$  を以下のように求めた [3]。

$$\mathbf{E}_s = - \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( a_n \mathbf{M}_{o1n}^{(3)} - i b_n \mathbf{N}_{e1n}^{(3)} \right) \quad (2)$$

$$\mathbf{H}_s = \frac{k}{\omega \mu} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( b_n \mathbf{M}_{e1n}^{(3)} + i a_n \mathbf{N}_{o1n}^{(3)} \right) \quad (3)$$

ここで

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{e1n}^{(3)} &= \mp \frac{1}{\sin \theta} h_n^{(1)}(kr) P_n^1(\cos \theta)_{\cos}^{\sin} \varphi \mathbf{e}_\theta \\ &\quad - h_n^{(1)}(kr) \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos \theta)_{\sin}^{\cos} \varphi \mathbf{e}_\varphi \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{N}_{e1n}^{(3)} &= \frac{n(n+1)}{kr} h_n^{(1)}(kr) P_n^1(\cos \theta)_{\sin}^{\cos} \varphi \mathbf{e}_r \\ &\quad + \frac{1}{kr} \frac{d}{dr} \left( r h_n^{(1)}(kr) \right) \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos \theta)_{\sin}^{\cos} \varphi \mathbf{e}_\theta \\ &\quad \mp \frac{1}{kr \sin \theta} \frac{d}{dr} \left( r h_n^{(1)}(kr) \right) P_n^1(\cos \theta)_{\cos}^{\sin} \varphi \mathbf{e}_\varphi \end{aligned} \quad (5)$$

であり、展開係数  $a_n, b_n$  は

$$\psi_n(\rho) = \rho j_n(\rho) \quad (6)$$

$$\xi_n(\rho) = \rho h_n^{(1)}(\rho) \quad (7)$$

$$\psi_n'(\alpha) = \left. \frac{d\psi_n(\rho)}{d\rho} \right|_{\rho=\alpha} \quad (8)$$

$$\xi_n'(\alpha) = \left. \frac{d\xi_n(\rho)}{d\rho} \right|_{\rho=\alpha} \quad (9)$$

として

$$a_n = \frac{\psi_n(m\alpha)\psi_n'(\alpha) - m\psi_n(\alpha)\psi_n'(m\alpha)}{\psi_n(m\alpha)\xi_n'(\alpha) - m\xi_n(\alpha)\psi_n'(m\alpha)} \quad (10)$$

$$b_n = \frac{m\psi_n(m\alpha)\psi_n'(\alpha) - \psi_n(\alpha)\psi_n'(m\alpha)}{m\psi_n(m\alpha)\xi_n'(\alpha) - \xi_n(\alpha)\psi_n'(m\alpha)} \quad (11)$$

$$\alpha = ka \quad (12)$$

$$m = \frac{k_p}{k} = \frac{n_p}{n} \quad (13)$$

で与えられる。ここで、式 (13) の  $m$  は相対屈折率、 $n, n_p$  はそれぞれ媒質および粒子の屈折率である（添え字の  $n$  とは異なる）。以下では、その具体的な表式を求める。

### 1.1 電場 $E_s$ に対する表式

式 (2) へ式 (4)、(5) を代入して、 $E_s$  の  $(r, \theta, \varphi)$  成分を求めると

$$\begin{aligned}
E_s^{(r)} &= i \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} b_n \frac{n(n+1)}{kr} h_n^{(1)}(kr) P_n^1(\cos \theta) \cos \varphi \\
&= \frac{\cos \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n+1} (2n+1) b_n h_n^{(1)}(kr) P_n^1(\cos \theta) \\
&= \frac{\cos \varphi}{(kr)^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n+1} (2n+1) b_n \xi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \\
E_s^{(\theta)} &= - \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( a_n \frac{1}{\sin \theta} h_n^{(1)}(kr) P_n^1(\cos \theta) \cos \varphi \right. \\
&\quad \left. - i b_n \frac{1}{kr} \frac{d}{dr} \left( r h_n^{(1)}(kr) \right) \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos \theta) \cos \varphi \right) \\
&= - \frac{\cos \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( a_n k r h_n^{(1)}(kr) \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right. \\
&\quad \left. - i b_n \frac{d}{d(kr)} \left( k r h_n^{(1)}(kr) \right) \frac{d P_n^1(\cos \theta)}{d\theta} \right) \\
&= - \frac{\cos \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( a_n \xi_n(kr) \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} - i b_n \xi_n'(kr) \frac{d P_n^1(\cos \theta)}{d\theta} \right) \\
&= - \frac{\cos \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \xi_n(kr) \pi_n(\cos \theta) - i b_n \xi_n'(kr) \tau_n(\cos \theta)) \\
E_s^{(\varphi)} &= - \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( - a_n h_n^{(1)}(kr) \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos \theta) \sin \varphi \right. \\
&\quad \left. + i b_n \frac{1}{kr \sin \theta} \frac{d}{dr} \left( r h_n^{(1)}(kr) \right) P_n^1(\cos \theta) \sin \varphi \right) \\
&= - \frac{\sin \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( - a_n k r h_n^{(1)}(kr) \frac{d P_n^1(\cos \theta)}{d\theta} \right. \\
&\quad \left. + i b_n \frac{d}{d(kr)} \left( k r h_n^{(1)}(kr) \right) \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right) \\
&= - \frac{\sin \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( - a_n \xi_n(kr) \frac{d P_n^1(\cos \theta)}{d\theta} + i b_n \xi_n'(kr) \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right) \\
&= - \frac{\sin \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (-a_n \xi_n(kr) \tau_n(\cos \theta) + i b_n \xi_n'(kr) \pi_n(\cos \theta))
\end{aligned}$$

すなわち

$$E_s^{(r)} = \frac{\cos \varphi}{(kr)^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n+1} (2n+1) b_n \xi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \quad (14)$$

$$E_s^{(\theta)} = - \frac{\cos \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \xi_n(kr) \pi_n(\cos \theta) - i b_n \xi_n'(kr) \tau_n(\cos \theta)) \quad (15)$$

$$E_s^{(\varphi)} = - \frac{\sin \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (-a_n \xi_n(kr) \tau_n(\cos \theta) + i b_n \xi_n'(kr) \pi_n(\cos \theta)) \quad (16)$$

を得る。ここで

$$\pi_n(\cos \theta) = \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \quad (17)$$

$$\tau_n(\cos \theta) = \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} \quad (18)$$

とした。

## 1.2 磁場 $\mathbf{H}_s$ に対する表式

同様に、磁場  $\mathbf{H}_s$  の  $(r, \theta, \varphi)$  成分を求めると

$$\begin{aligned} H_s^{(r)} &= \frac{k}{\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( ia_n \frac{n(n+1)}{kr} h_n^{(1)}(kr) P_n^1(\cos \theta) \sin \varphi \right) \\ &= \frac{k}{\omega\mu} \frac{\sin \varphi}{(kr)^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n+1} (2n+1) a_n k r h_n^{(1)}(kr) P_n^1(\cos \theta) \\ &= \frac{k}{\omega\mu} \frac{\sin \varphi}{(kr)^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n+1} (2n+1) a_n \xi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \\ H_s^{(\theta)} &= \frac{k}{\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( -b_n \frac{1}{\sin \theta} h_n^{(1)}(kr) P_n^1(\cos \theta) \sin \varphi \right. \\ &\quad \left. + ia_n \frac{1}{kr} \frac{d}{dr} \left( r h_n^{(1)}(kr) \right) \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos \theta) \sin \varphi \right) \\ &= \frac{k}{\omega\mu} \frac{\sin \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( -b_n k r h_n^{(1)}(kr) \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right. \\ &\quad \left. + ia_n \frac{d}{d(kr)} \left( k r h_n^{(1)}(kr) \right) \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} \right) \\ &= \frac{k}{\omega\mu} \frac{\sin \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( -b_n \xi_n(kr) \pi_n(\cos \theta) + ia_n \xi_n'(kr) \tau_n(\cos \theta) \right) \\ H_s^{(\varphi)} &= \frac{k}{\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( -b_n h_n^{(1)}(kr) \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos \theta) \cos \varphi \right. \\ &\quad \left. + ia_n \frac{1}{kr \sin \theta} \frac{d}{dr} \left( r h_n^{(1)}(kr) \right) P_n^1(\cos \theta) \cos \varphi \right) \\ &= \frac{k}{\omega\mu} \frac{\cos \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( -b_n k r h_n^{(1)}(kr) \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} \right. \\ &\quad \left. + ia_n \frac{d}{d(kr)} \left( k r h_n^{(1)}(kr) \right) \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right) \\ &= \frac{k}{\omega\mu} \frac{\cos \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( -b_n \xi_n(kr) \tau_n(\cos \theta) + ia_n \xi_n'(kr) \pi_n(\cos \theta) \right) \end{aligned}$$

すなわち

$$H_s^{(r)} = \frac{k}{\omega\mu} \frac{\sin \varphi}{(kr)^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n+1} (2n+1) a_n \xi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \quad (19)$$

$$H_s^{(\theta)} = \frac{k}{\omega\mu} \frac{\sin \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( -b_n \xi_n(kr) \pi_n(\cos \theta) + ia_n \xi_n'(kr) \tau_n(\cos \theta) \right) \quad (20)$$

$$H_s^{(\varphi)} = \frac{k}{\omega\mu} \frac{\cos \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( -b_n \xi_n(kr) \tau_n(\cos \theta) + ia_n \xi_n'(kr) \pi_n(\cos \theta) \right) \quad (21)$$

を得る。

### 1.3 散乱波の特徴

式 (14)-(16) および式 (19)-(21) からわかる通り、散乱波には動径成分（縦波成分） $E_s^{(r)}$ ,  $H_s^{(r)}$  が存在する。しかしながら、動径成分は、散乱中心からの距離の 2 乗に反比例して減少し、他の接線成分は距離に反比例して減少するため、動径成分の減少の方が急激である。ゆえに、**放射領域**または**波動領域**と呼ばれる遠く離れた場所 ( $r \gg \lambda$ ) では、接線成分に比べて動径成分は無視でき、この領域での波動は**横波**であるといえる。

式 (14)-(16) および式 (19)-(21) は、散乱波が種々の次数の球面調和関数によって記述される寄与によることを表している。これらの寄与は部分波と呼ばれ、その寄与の強さは、複素係数  $a_n$ ,  $b_n$  の絶対値によって決定される。これらの係数は、式 (10)、(11) に示すように、2 つの媒質の性質および球の半径と入射光の波長との比に依存している。

個々の部分波において  $a_n = 0$  とすれば  $H_s^{(r)} = 0$  となるため、 $a_n$  は磁気的部分を表している。一方、 $b_n = 0$  とすれば  $E_s^{(r)} = 0$  となるため、 $b_n$  は電気的部分を表すと考えることができる。したがって、個々の部分波は、振幅  $b_n$  を持つ電気的部分と振幅  $a_n$  を持つ磁気的部分から構成されている。

## 2. 散乱波の強度

放射領域 ( $r \gg \lambda$ ) における散乱波の強度について考える。相対的な強度にのみ興味があるため、強度としては電場ベクトルの絶対値の 2 乗を採用する。 $kr \gg 1$  を考えるので、球ベッセル関数の漸近形 [4] を用いて

$$\begin{aligned}\xi_n(kr) &= krh_n^{(1)}(kr) \\ &\sim kr \left( (-i)^{n+1} \frac{e^{ikr}}{kr} \right) \\ &= (-i)^{n+1} e^{ikr} \\ \xi_n'(kr) &= \frac{d}{d(kr)} \left( krh_n^{(1)}(kr) \right) \\ &= \frac{1}{k} \frac{d}{dr} \left( krh_n^{(1)}(kr) \right) \\ &\sim \frac{1}{k} \frac{d}{dr} \left( kr (-i)^{n+1} \frac{e^{ikr}}{kr} \right) \\ &= (-i)^{n+1} \frac{1}{k} \frac{de^{ikr}}{dr} \\ &= i (-i)^{n+1} e^{ikr}\end{aligned}$$

と近似すると

$$i^n (-i)^{n+1} = i(i^2)^n (-1)^{n+1} = i(-1)^{2n+1} = -i$$

に注意して、式 (14)-(16) より

$$\begin{aligned}
E_s^{(r)} &\sim \frac{e^{ikr} \cos \varphi}{(kr)^2} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} (2n+1) b_n P_n^1(\cos \theta) \sim 0 \\
E_s^{(\theta)} &\sim -\frac{\cos \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( a_n (-i)^{n+1} e^{ikr} \pi_n(\cos \theta) - i b_n \cdot i (-i)^{n+1} e^{ikr} \tau_n(\cos \theta) \right) \\
&= -\frac{e^{ikr} \cos \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( a_n i^n (-i)^{n+1} \pi_n(\cos \theta) + b_n i^n (-i)^{n+1} \tau_n(\cos \theta) \right) \\
&= i \frac{e^{ikr} \cos \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta)) \\
E_s^{(\varphi)} &\sim -\frac{\sin \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( -a_n (-i)^{n+1} e^{ikr} \tau_n(\cos \theta) + i b_n \cdot i (-i)^{n+1} e^{ikr} \pi_n(\cos \theta) \right) \\
&= -\frac{e^{ikr} \sin \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left( -a_n i^n (-i)^{n+1} \tau_n(\cos \theta) - b_n i^n (-i)^{n+1} \pi_n(\cos \theta) \right) \\
&= -i \frac{e^{ikr} \sin \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n(\cos \theta) + b_n \pi_n(\cos \theta))
\end{aligned}$$

すなわち

$$E_s^{(r)} \sim 0 \quad (22)$$

$$E_s^{(\theta)} \sim i \frac{e^{ikr}}{kr} \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta)) \quad (23)$$

$$E_s^{(\varphi)} \sim -i \frac{e^{ikr}}{kr} \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n(\cos \theta) + b_n \pi_n(\cos \theta)) \quad (24)$$

を得る。

**散乱平面**は、入射光の進行方向ベクトル  $e_z$  と、散乱波の進行方向ベクトル  $e_r$  の張る平面として定義される (図1)。

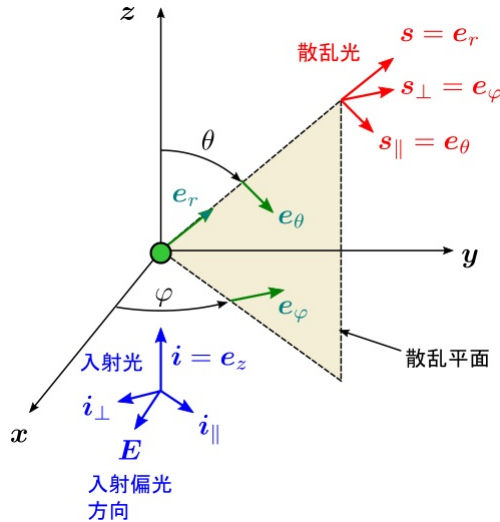


図1 入射光、散乱光、散乱平面の関係

散乱波の偏光は、この散乱面内の成分を**水平偏光**  $S_{\parallel}$ 、散乱面に垂直な成分を**垂直偏光**  $S_{\perp}$  と呼ぶ。したがって、極座標の定義から明らかに、電場ベクトルの  $e_{\theta}$  成分が水平偏光  $S_{\parallel}$ 、 $e_{\varphi}$  成分が垂直偏光  $S_{\perp}$

に対応している。この定義より

$$S_{\parallel} = E_s^{(\theta)} \sim i \frac{e^{ikr}}{kr} \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta)) \quad (25)$$

$$S_{\perp} = E_s^{(\varphi)} \sim -i \frac{e^{ikr}}{kr} \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n(\cos \theta) + b_n \pi_n(\cos \theta)) \quad (26)$$

とも表される。各偏光に対する散乱強度は

$$\begin{aligned} |E_s^{(\theta)}|^2 &= |S_{\parallel}|^2 \\ &= \left( \frac{\cos \varphi}{kr} \right)^2 \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta)) \right|^2 \\ &= \cos^2 \varphi \left( \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2 \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta)) \right|^2 \\ &= \cos^2 \varphi I_{\parallel}(\theta) \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} |E_s^{(\varphi)}|^2 &= |S_{\perp}|^2 \\ &= \left( \frac{\sin \varphi}{kr} \right)^2 \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n(\cos \theta) + b_n \pi_n(\cos \theta)) \right|^2 \\ &= \sin^2 \varphi \left( \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2 \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n(\cos \theta) + b_n \pi_n(\cos \theta)) \right|^2 \\ &= \sin^2 \varphi I_{\perp}(\theta) \end{aligned} \quad (28)$$

と表される。ここで

$$I_{\parallel}(\theta) = \left( \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2 \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta)) \right|^2 \quad (29)$$

$$I_{\perp}(\theta) = \left( \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2 \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n(\cos \theta) + b_n \pi_n(\cos \theta)) \right|^2 \quad (30)$$

とおいた。したがって、観測方向  $(\theta, \varphi)$  での散乱強度は

$$I(\theta, \varphi) = \cos^2 \varphi I_{\parallel}(\theta) + \sin^2 \varphi I_{\perp}(\theta) \quad (31)$$

となる。

式 (27)、(28) によると、 $\varphi = 0$  または  $\varphi = \pi/2$  ならば、 $E_s^{(\theta)}$  または  $E_s^{(\varphi)}$  は 0 であるため、散乱面が入射波の偏光方向と平行であるか、または直交しているならば、散乱光は直線偏光である。ここでは、 $x$  軸方向を向いた電場ベクトルをもつ入射波を考えているので、散乱平面が  $xz$  平面となる散乱波では、 $\varphi = 0$  となり  $E_s^{(\varphi)} = 0$  より、散乱波は電場ベクトルが  $\theta$  方向を向いた直線偏光となる (図 2(a))。一方、散乱平面が  $yz$  平面となる散乱波では、 $\varphi = \pi/2$  となり  $E_s^{(\theta)} = 0$  より、散乱波は電場ベクトルが  $\varphi$  方向を向いた直線偏光となる (図 2(b))。

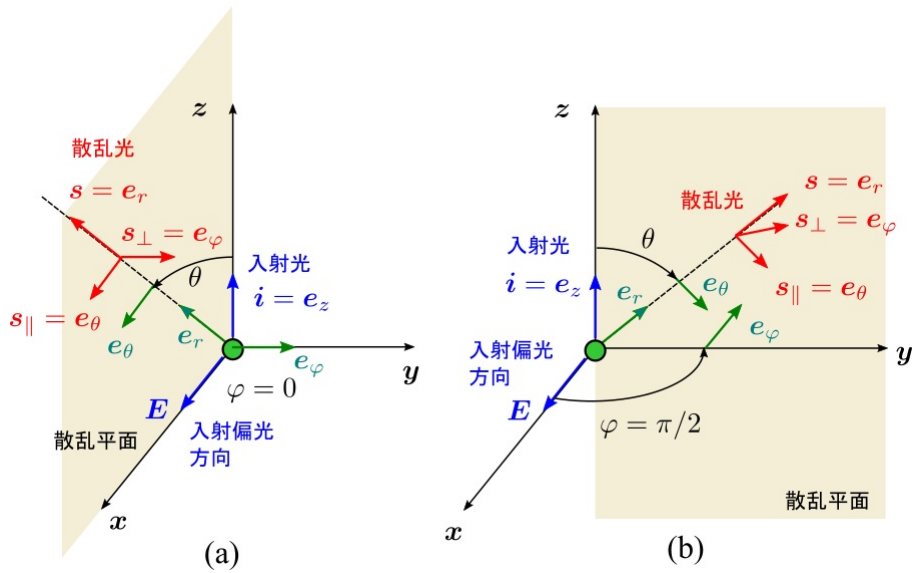


図2 散乱平面と  $\varphi$  の関係

その他の任意の方向  $(\theta, \varphi)$  に対しては、 $E_s^{(\theta)}/E_s^{(\varphi)}$  は複素数であるため、散乱波は一般に楕円偏光である。

自然光の散乱強度を考える場合は、自然光が無偏光状態であることから、偏光した散乱光の式をすべての偏向角に関して平均する必要がある。すなわち、 $A(\theta, \varphi)$  の  $\varphi$  についての平均を

$$\overline{A(\theta)} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} A(\theta, \varphi) d\varphi$$

で表せば

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2 \varphi d\varphi = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} (\cos 2\varphi + 1) d\varphi = \frac{1}{2}$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin^2 \varphi d\varphi = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} (1 - \cos 2\varphi) d\varphi = \frac{1}{2}$$

より

$$\overline{|E_s^{(\theta)}|^2} = \frac{1}{2} I_{\parallel}(\theta) \quad (32)$$

$$\overline{|E_s^{(\varphi)}|^2} = \frac{1}{2} I_{\perp}(\theta) \quad (33)$$

$$I(\theta) = \frac{1}{2} I_{\parallel}(\theta) + \frac{1}{2} I_{\perp}(\theta) \quad (34)$$

となる。一般に、 $I_{\parallel}(\theta)$  も  $I_{\perp}(\theta)$  も 0 でないため、散乱光は部分偏光である。また、散乱光の偏光度  $P(\theta)$  は

$$P(\theta) = \left| \frac{I_{\perp}(\theta) - I_{\parallel}(\theta)}{I_{\perp}(\theta) + I_{\parallel}(\theta)} \right| \quad (35)$$

によって定義される。

## 参考文献

- 1) 松山 達：『ミー散乱理論の導出』 J. Soc. Powder Technol., Japan, **43**, 115-124(2006)  
([https://www.jstage.jst.go.jp/article/sptj1978/43/2/43\\_2\\_115/\\_article/-char/ja/](https://www.jstage.jst.go.jp/article/sptj1978/43/2/43_2_115/_article/-char/ja/))
- 2) M. Boron and E. Wolf (草川 徹 訳) 『光学の原理 III 第7版』 p.280  
東海大学出版会 (2006/06/20)

3) 『ミ-散乱 (I)』

([https://ieyasu03.web.fc2.com/EM/EM\\_11\\_Mie\\_1.html](https://ieyasu03.web.fc2.com/EM/EM_11_Mie_1.html))

4) 『ベッセル関数 (VII) ー球面ベッセル関数ー』

([https://ieyasu03.web.fc2.com/PhysicsMath/42\\_Bessel\\_7.html](https://ieyasu03.web.fc2.com/PhysicsMath/42_Bessel_7.html))