

# 多視野角多重散乱ライダーにおけるエアロゾルの多重散乱効果の解析

高倉 理<sup>1</sup>, 西澤 智明<sup>1</sup>, 神慶孝<sup>1</sup>, 青木 誠<sup>2</sup>, 岡本 創<sup>3</sup>

<sup>1</sup> 国立環境研究所 (〒 305-8506 茨城県つくば市小野川 16-2)

<sup>2</sup> 情報通信研究機構 (〒 184-8795 東京都小金井市貫井北町 4-2-1)

<sup>3</sup> 九州大学応用力学研究所 (〒 816-8580 福岡県春日市春日公園 6-1)

## Evaluation of Multiple Scattering by Aerosol Particles Using Multiple-Field-of-view Multiple-Scattering Polarization Lidar

Satoru TAKAKURA<sup>\*1</sup>, Tomoaki NISHIZAWA<sup>1</sup>, Yoshitaka JIN<sup>1</sup>,  
Makoto AOKI<sup>2</sup>, and Hajime OKAMOTO<sup>3</sup>

<sup>1</sup> National Institute for Environmental Studies, 16-2 Onogawa, Tsukuba, Ibaraki 305-8506

<sup>2</sup> National Institute of Information and Communications Technology, 4-2-1 Nukui-Kitamachi, Koganei, Tokyo 184-8795

<sup>3</sup> Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, 6-1 Kasuga-koen, Kasuga, Fukuoka 816-8580

**Abstract:** The Multiple-Field-of-view Multiple Scattering Polarization Lidar (MFMSPL) is a ground-based lidar designed to cover a wide field of view comparable to space-borne lidar and study impacts of multiple scattering. Since multiple scattering signal depends on each scatter on the way, it contains information of scattering particles, such as size distributions. In this study, we focus on multiple scattering by aerosol particles and Rayleigh scattering. They have smaller cross-sections and larger scattering angles compared to scattering by cloud particles. We developed a model to numerically integrate double and triple scattering signals for an off-axis receiver as MFMSPL. We demonstrate calculated backscatter signals for some example profiles. We also compare the model with the measurement by MFMSPL at 355 nm.

**Key Words:** Aerosol, Multiple-scattering, Mie scattering lidar, Multi-field-of-view, Polarization

## 1 はじめに

大気粒子計測ライダーによる雲・エアロゾルの観測と、その光学特性の理解は、大気の大気熱収支や気候変動への影響の正確な評価につながる。これに対して、衛星ライダーによる全球観測は重要であり、ATLID を搭載した EarthCARE 衛星の打ち上げが予定されている。

大気粒子計測ライダーの信号は簡単には一回の後方散乱で近似される。この近似が成り立つのは、1 回散乱した光が再び散乱されずに受信望遠鏡の視野を出る場合である。視野範囲の光学的厚さが大きいと、多重散乱が起こる。エアロゾルが存在する低層大気において、地上ライダーは観測高度までの距離が近いと、観測領域の水平方向の幅が狭い。したがって、多重散乱に寄与するのは光軸に近い前方/後方散乱だけである。一方、衛星ライダーは距離が遠いため、観測領域の水平方向の幅が地上ライダーより広い。そのため、より広範囲の角度の散乱が多重散乱信号に寄与する。この違いは、多重散乱効果の補正や、大気微粒子の特性推定 (偏光解消度、ライダー比、粒形分布、屈折率等) に影響する。地上ライダーによる観測と衛星ライダーによる観測を正確に比較するためには、多重散乱効果の理解が重要である。

多視野角・多重散乱偏光ライダー (MFMSPL)<sup>1)</sup> は、衛星ライダーと同様の多重散乱信号を観測することを目的とした地上ライダーである。レーザー 1 台は鉛直上向き送信とし、受信側は鉛直上向きと鉛直方向から 10 mrad ずつ傾けた計 5 台の望遠鏡で偏光観測する。各望遠鏡の視野角は直径 10 mrad であり、軸対称を仮定すれば 5 台で実質直径 90 mrad の視野角をカバーする。高度 1 km における視野幅は 90 m であり、衛星ライダーのフットプリント (CALIPSO 90 m, EarthCARE ATLID 30 m) と同等以上の領域を観測する。

本研究では任意の散乱方向を考慮し、MFMSPL で観測される 2 回散乱, 3 回散乱信号を数値積分により導出する。この手法はエアロゾルや大気分子など光学的に薄い対象に適用できる。簡単な大気プロファイルを仮定し、散乱成分ごとの特徴や、寄与の大きい多重散乱の経路を示す。MFMSPL を想定した複数望遠鏡の場合も示す。

## 2 多重散乱の計算

鉛直上向きの望遠鏡で観測される減衰付き後方散乱係数  $\beta(z)$  は、1 回散乱の場合

$$\beta_{\text{atn}}^{(1)}(z) = \frac{z^2}{A} \sigma(z) \frac{\mathcal{P}(z, \pi) \Omega_1}{4\pi} \exp[-2\tau(z)], \quad (1)$$

である。ただし、 $z$  は高度、 $A$  は望遠鏡の口径面積、 $\sigma(z)$  は散乱係数、 $\mathcal{P}(z, \theta)$  は角度  $\theta$  に散乱する位相関数、 $\Omega_1 = A/z^2$  は望遠鏡を見込む立体角、 $\tau(z) = \int_0^z \sigma(z') dz'$  は光学的厚さである\*。既知である  $A$  と時間から導出できる  $z$  を用いて  $\Omega_1$  を打ち消している。

一方、入射光線が視野外となる望遠鏡では、1 回散乱による信号は理想的には 0 である。

## 2.1 2 回散乱

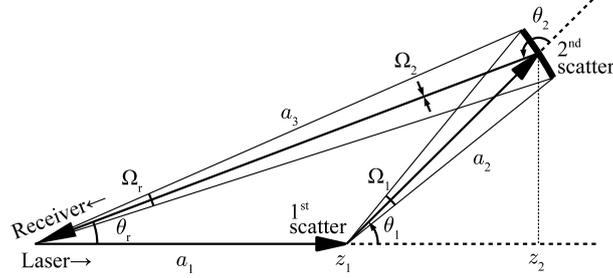


図 1: Schematic of double scattering path

2 回散乱する場合は図 1 のような経路を通ることで斜めの望遠鏡でも信号が見える。 $\theta_r$  は望遠鏡の傾き、 $\Omega_r$  は視野の立体角、 $a_1, a_2, a_3$  は各経路の長さ、 $z_i, \theta_i, \Omega_i$  はそれぞれ  $i$  回目散乱の高度、散乱角、立体角である。幾何学的関係から、 $\Omega_1 \approx \Omega_r a_3^2 / a_2^2$ 、 $\Omega_2 \approx A / a_3^2$ 、 $z_1 = a_1$ 、 $z_2 = a_3 \cos \theta_r$  である。

ここで経路長の和に対して条件  $a_1 + a_2 + a_3 = 2z_*$  を課す。この時、 $0 < a_1 < z_*$  を満たす  $a_1$  に対し、 $a_2, a_3, \theta_1, \theta_2$  はそれぞれ

$$a_3 = \frac{2z_*(z_* - a_1)}{2z_* - a_1(1 + \cos \theta_r)}, \quad (2)$$

$$a_2 = 2z_* - a_1 - a_3, \quad (3)$$

$$\theta_1 = \arccos\left(\frac{a_3 \cos \theta_r - a_1}{a_2}\right), \quad (4)$$

$$\theta_2 = \pi - \theta_1 + \theta_r, \quad (5)$$

と決まる。この条件を満たす経路を経由した信号は全て 1 回散乱の  $z = z_*$  の信号と同時刻に到達する。つまり、2 回散乱の信号は各  $a_1$  の寄与を積分して

$$\beta_{\text{atn}}^{(2)}(z_*) = \frac{z_*^2}{A} \int_0^{z_*} da_1 \left[ \sigma(z_1) \frac{\mathcal{P}(z_1, \theta_1) \Omega_1}{4\pi} \sigma(z_2) \frac{\mathcal{P}(z_2, \theta_2) \Omega_2}{4\pi} \exp[-\sum_{i=1}^3 \tau_i] \right], \quad (6)$$

となる。 $\tau_i$  は各径路  $a_i$  の光学的厚さである。幾何学補正項  $z_*^2/A$  は 1 回散乱と対応させるためである。

## 2.2 3 回散乱

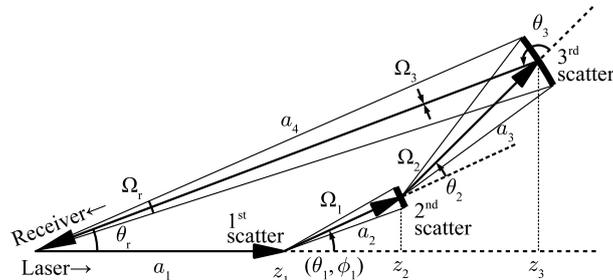


図 2: Schematic of triple scattering path

さらに 3 回散乱の場合は、図 2 のような経路を通る。図は平面上で示しているが、1 回目散乱の方位角  $\phi_1$  は入射光線と望遠鏡の視線を含む平面上 ( $\phi_1 = 0$ ) でなくても構わない。 $\Omega_2 \approx \Omega_r a_4^2 / a_3^2$ 、 $\Omega_4 \approx A / a_4^2$ 、 $z_2 = a_1 + a_2 \cos \theta_1$ 、 $z_3 = a_4 \cos \theta_r$  である。

\*本研究では吸収を無視する。

経路長和を  $z_*$  と定めた時, 3 回散乱の場合, 1 回目散乱の場所  $a_1$  に加え, 2 回目散乱の場所  $\theta_1, \phi_1, a_2$  が経路長和の制限を満たす範囲で自由に選べる. それらを指定すれば  $a_3, a_4, \theta_2, \theta_3$  を導出できる.

3 回散乱の信号は, これら 4 変数について積分して

$$\beta_{\text{atm}}^{(3)}(z_*) = \frac{z_*^2}{A} \int_0^{z_*} da_1 \int_0^\pi d\theta_1 \sin\theta_1 \int_0^{2\pi} d\phi_1 \int_0^{a_2^*} da_2 \left[ \frac{\mathcal{P}(z_1, \theta_1)}{4\pi} \sigma(z_2) \frac{\mathcal{P}(z_2, \theta_2)\Omega_2}{4\pi} \sigma(z_3) \frac{\mathcal{P}(z_3, \theta_3)\Omega_3}{4\pi} \exp[-\sum_{i=1}^4 \tau_i] \right], \quad (7)$$

となる.  $\theta_1, \phi_1$  積分の微小立体角  $\sin\theta_1 d\theta_1 d\phi_1$  が  $\Omega_1$  に対応する.  $a_2$  の最大値  $a_2^*$  は  $a_1, \theta_1$  に依存し,

$$a_2^* = \frac{2z_*(z_* - a_1)}{2z_* - a_1(1 - \cos\theta_1)}, \quad (8)$$

である. ただし, 1 回目散乱が後方散乱の場合, 2 回目散乱の  $z_2 < 0$  となってしまう場合がある. その場合,  $a_2^* = -a_1/\cos\theta_1$  とする.

### 3 計算例

数値計算では散乱係数の高度分布  $\sigma(z)$  と散乱の位相関数  $\mathcal{P}(z, \theta)$  を与え, 式 (7), (8) の積分を行う. 大気分子によるレイリー散乱とエアロゾルの散乱など, 複数成分を同時に考慮する場合は成分ごとに  $\sigma_j, \mathcal{P}_j$  を与え,

$$\sigma(z_i)\mathcal{P}(z_i, \theta_i) = \sum_j \sigma_j(z_i)\mathcal{P}_j(z_i, \theta_i), \quad (9)$$

とする. レイリー散乱の位相関数は

$$\mathcal{P}_{\text{mol}}(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta), \quad (10)$$

である. エアロゾルの位相関数はガウシアンを仮定し,<sup>2)</sup>

$$\mathcal{P}_{\text{aer}}(\theta) = (1 - \mathcal{P}_\pi) \frac{4}{\theta_s^2} \exp[-\theta^2/\theta_s^2] + \mathcal{P}_\pi, \quad (11)$$

とした.  $\mathcal{P}_\pi$  は後方散乱の値, 前方散乱の幅  $\theta_s$  は粒子半径  $r_p$ , 波長  $\lambda$  に対して概ね  $\theta_s = r_p/(\pi\lambda)$  である.

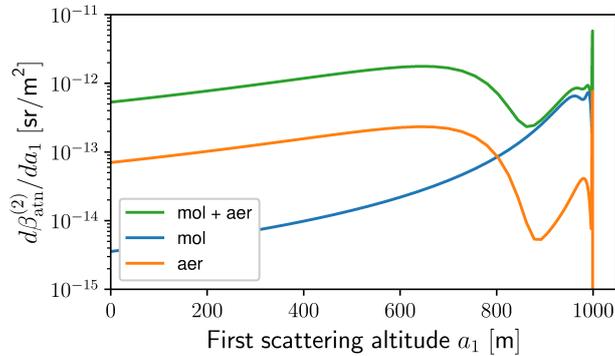


図 3: Contribution for double scattering

2 回散乱の場合について, 1 回目散乱が  $a_1$  の経路の寄与 (式 (6) の大括弧内) を図 3 に示す.  $\sigma(z)$  は一様に  $6 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ ,  $z_* = 1 \text{ km}$ ,  $\theta_r = 40 \text{ mrad}$ ,  $\lambda = 0.355 \mu\text{m}$ ,  $r_p = 1 \mu\text{m}$ ,  $\mathcal{P}_\pi = 0.2$  とした.

成分が大気分子のみの場合は,  $z_*$  の少し手前で  $\theta_1 \sim \pi/2$  の方向に散乱し, 望遠鏡の視野に入ってから  $\theta_2 \sim \pi/2$  の方向に散乱する経路の寄与が大きい. この経路では  $a_2 \ll a_3$  となるため,  $\Omega_1$  が大きくなるためである.

一方, エアロゾルのみの場合は,  $a_1 < 800 \text{ m}$  の手前で前方散乱し, 望遠鏡の視野内で後方散乱する経路が寄与している.  $a_1$  が  $z_*$  付近になると  $\theta_1 > \theta_s$  となり, 寄与が小さくなる.  $z_*$  直前の細いピークは, 1 回目後方散乱し望遠鏡の直前で 2 回目前方散乱する経路である. 2 回目が前方散乱かつ  $\Omega_2$  が大きくなるためピークになるが,  $a_1$  の幅が狭く, 積分全体に対する寄与は小さい.

大気分子とエアロゾルが両方存在する場合は,  $a_1 < 800 \text{ m}$  において, エアロゾルのみの場合に対し 7.6 倍になっている. これはエアロゾルで前方散乱, 大気分子で後方散乱する場合の寄与による. エアロゾルのみでは  $\mathcal{P}_\pi$  が小さかったが, 大気分子により後方散乱の確率が増え, 信号が大きくなる. 一方, 横方向に散乱する経路にエアロゾルは効かないため, 大気分子のみの場合とほとんど変わらない.

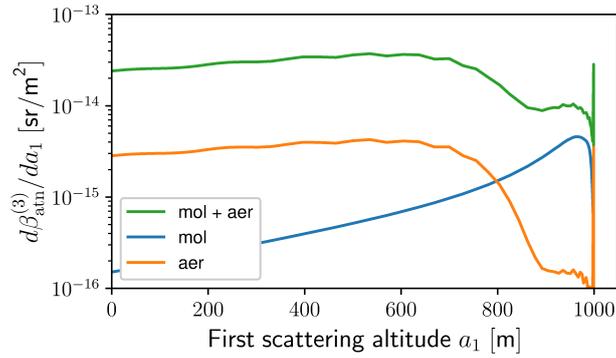


図 4: Contribution for triple scattering

同様に 3 回散乱の場合 (式 (7) の  $\theta_1, \phi_1, a_2$  積分まで行ったもの) を図 4 に示す. 2 回散乱の場合と同様に, エアロゾルで前方散乱し, 大気分子で後方散乱する経路が主要な寄与を担う. 散乱回数が増えるため, 全体的に 2 回散乱の場合よりも  $\sim \sigma_{z*}$  倍小さい.

## 4 MFMSPL 測定値のシミュレーション

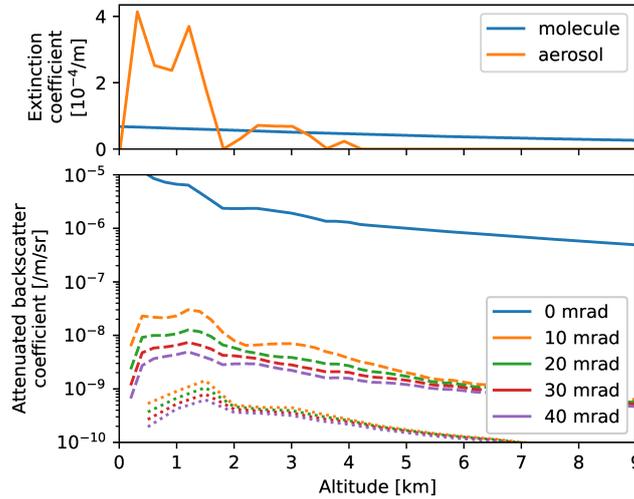


図 5: Top: Extinction profile for model calculations Bottom: Model calculations (solid line: single scattering, dashed line: double scattering, dotted lines: triple scattering)

MFMSPL を想定し, 複数の傾きの望遠鏡に対する数値計算結果を図 5(下) に示す. 0 mrad については 1 回散乱 (式 (1)) を, それ以外は 2 回散乱 (式 (6)) および 3 回散乱 (式 (7)) を示した. 図 5(上) は計算に用いた散乱係数分布である.  $r_p = 1 \mu\text{m}$ ,  $\mathcal{P}_\pi = 0.2$  を仮定した. 発表では, 実データとの比較についても報告する予定である.

## 謝辞

本研究は科研費 JP17H06139, JP18K03745 の助成を受けた.

## 参考文献

- 1) T. Nishizawa, Y. Jin, N. Sugimoto, K. Sato, M. Fujikawa, S. Ishii, M. Aoki, K. Nakagawa, and H. Okamoto : J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **271**, 107710 (2021)
- 2) Eloranta E. W., Appl. Opt. **37** (1998) 2464–2472