

レーザーレーダーとパーティクルカウンターによる  
エアロゾル体積消散係数の測定

MesUREMENTS OF Aerosol Volume Extinction Coefficient  
by Laser Radar and Optical Particle Counter

中根英昭, 笹野泰弘

Hideaki Nakane, Yasuhiro Sasano

国立公害研究所

The National Institute for Environmental Studies

1. はじめに

大気汚染の定量的把握やエアロゾルの光学的性質の研究という観点から Mie 散乱レーザーレーダー観測を行う場合には、A-scopeや体積後方散乱係数の相対値ではなく、“エアロゾル濃度”の絶対値を得る必要がある。最近 Klett<sup>1)</sup>は、“エアロゾル濃度”の高い大気に対するレーザーレーダー方程式の安定な解を示した。また、Fernald<sup>2)</sup>は、これを一般化し、エアロゾルと空気分子による光の散乱・消散を区別した二成分レーザーレーダー方程式の解を得た。本研究は、Fernald の解を用いて“エアロゾル濃度”の絶対値を求めるうえでの問題点を明らかにするとともに、パーティクルカウンターのデータから求めた体積消散係数によって Fernald の方法の検証を行うことを目的としている。

2. レーザーレーダー方程式の解

“エアロゾル濃度”を光学的に測定し得る量で定義することが必要である。ここでは体積消散係数を“エアロゾル濃度”と見なす。Fernald の解は、

$$\alpha_1(R) = -\frac{S_1}{S_2} \alpha_2(R) + \frac{X(R) \exp\left[2\left(\frac{S_1}{S_2} - 1\right) \int_R^{R_c} \alpha_2(R) dR\right]}{\alpha_1(R_c) + \frac{S_1}{S_2} \alpha_2(R_c)} + 2 \int_R^{R_c} X(R) \exp\left[2\left(\frac{S_1}{S_2} - 1\right) \int_R^{R_c} \alpha_2(R) dR\right] dR \quad \dots (1)$$

で表わされる。 $\alpha$  は体積消散係数、 $\beta$  は体積後方散乱係数、 $S$  はその比である。添字 1, 2 でエアロゾルと空気分子に関連する量を区別した。 $X(R)$  は距離自乗補正した受信々号である。 $R$  は距離、 $R_c$  は境界条件を与える位置までの距離である。

$\alpha_1(R)$  を求める際にあらかじめ与えらるべき量  $S_1$ ,  $\alpha_1(R_c)$  の誤差に対する解の敏感度を検討した<sup>3)</sup>。 $\alpha_1(R)$  の真値  $\hat{\alpha}_1(R)$  が正弦形の分布であり、 $S_1$  の真値が  $\hat{S}_1$  であるとき、解  $\alpha_1(R)$  の  $\hat{\alpha}_1(R)$  に対する誤差は図 1 のようになる。ここで  $B_c$  は  $\hat{\alpha}_1(R_c)/\hat{\alpha}_2(R_c)$  を表わす。実線は turbidity  $T (= \hat{\alpha}_1(R)/\hat{\alpha}_2)$  が 5 の場合であり、

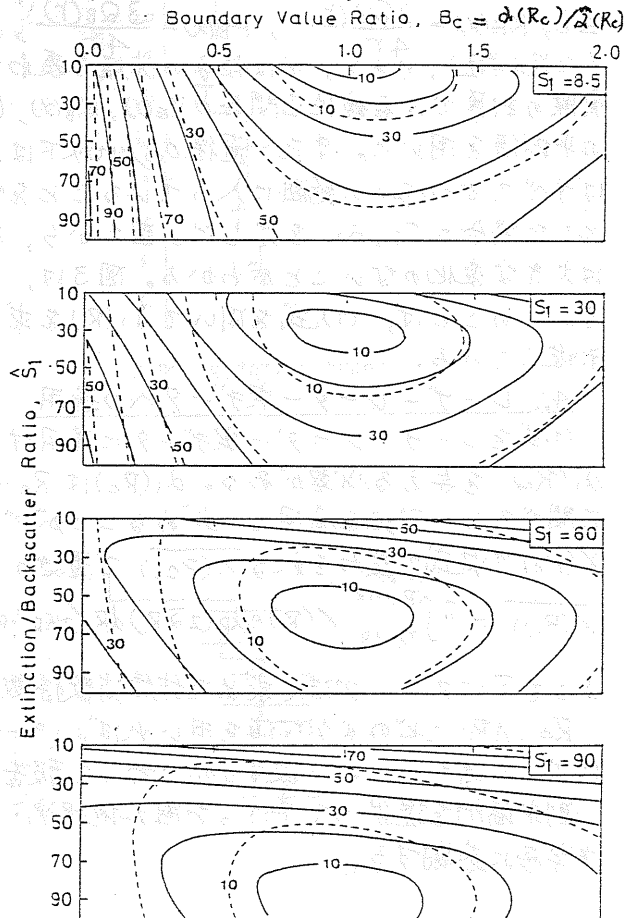


図 1.  $S_1$  と境界条件による解の相対誤差 (%)<sup>3)</sup>。実線:  $T=5$ , 破線:  $T=20$ 。  $\hat{S}_1, \hat{\alpha}_2(R_c)$ : 真値。

破線は  $T=20$  の場合である。turbidity の大きい場合に誤差が小さいことがわかる。  $S_1=30\sim60$  を用いると誤差が比較的小さくなると思われる。

### 3. パーティクルカウンターによる $\alpha_1$ の測定

1983年2月15, 16, 18, 19, 22日の計5日間、国立公衆研究所の北北西7km, 9km, 11kmの3地点(国土地理院, 土木研究所, 大徳中学校の各屋上)においてパーティクルカウンター(リオンKC01A)による粒径分布の同時測定を行った。9時~17時の連続測定によって直径0.3, 0.5, 1, 2, 5  $\mu\text{m}$  以上の粒子濃度の時間変化が得られた。同時に、3測定点を通る直線方向で大型レーザーレーダーによるTRI (time-range indication) 観測を行った。

$\alpha_1$ ,  $\beta_1$ ,  $S_1$  の計算は次式によった。

$$\alpha_1 = \int_0^{\infty} K_E(x) \left( \frac{dV}{dx} \right) dx \quad (2)$$

$$\beta_1 = \int_0^{\infty} K_B(x) \left( \frac{dV}{dx} \right) dx \quad (3)$$

$$S_1 = \frac{\alpha_1}{\beta_1} \quad (4)$$

但し、 $K_E(x) = \frac{3Q_E(r)}{4r}$ ,  $K_B(x) = \frac{3Q_B(r)}{4r}$ ,  $x = \ln r$  ( $r$ : 粒子半径),  $V$  は粒子の体積を表す。実際の計算では各粒径区間毎の  $K_E(x)$ ,  $K_B(x)$ ,  $(dV/dx)$  の平均値を用いた。また、直径0.3  $\mu\text{m}$  以下はユング分布に従うこと、直径0.5  $\mu\text{m}$  以上の粒子の直径はすべて5~10  $\mu\text{m}$  の範囲に入っていることを仮定した。図2, 図3には粒子の屈折率を  $1.5 + 0.0i$  とした場合の  $S_1$ ,  $\alpha_1$  を示した。図2から、 $\alpha_1$  が測定地点・時刻によって大きく異なっても  $S_1$  には大きな変化のないことがわかる。図3は、この傾向がすべての測定日に現われたことを示している。このことは、(1)式を用いて  $\alpha_1(R)$  を求める際  $S_1$  の空間分布・時間変化を無視できることを示唆している。

### 4. レーザーレーダー実データへの適用

(1)式をレーザーレーダー実データに適用する場合、境界条件  $\alpha_1(R_c)$  を与える必要がある。 $\alpha_1(R_c)$  は  $R_c - \Delta R$  から  $R_c + \Delta R$  の区間でスロープ法を適用して求めることができる。この場合、 $X(R_c)$  は次式で表わされる  $X(R_{ci})$  で置きかえる方がよい。

$$\overline{X(R_{ci})} = \left\{ \int_{R_c - \Delta R}^{R_c + \Delta R} X(R) \exp(2\bar{\alpha}R) dR / 2\Delta R \right\} \exp(-2\bar{\alpha}R) \quad (5)$$

ここで  $\bar{\alpha}$  はスロープ法で求めた体積消散係数である。

$R_c$ ,  $\Delta R$  にどのような値を用いれば、パーティクルカウンターによって得た  $\alpha_1$  と一致するかについて報告する。

測定場所を提供して下さった国土地理院・土木研究所・大徳中学校に感謝する。

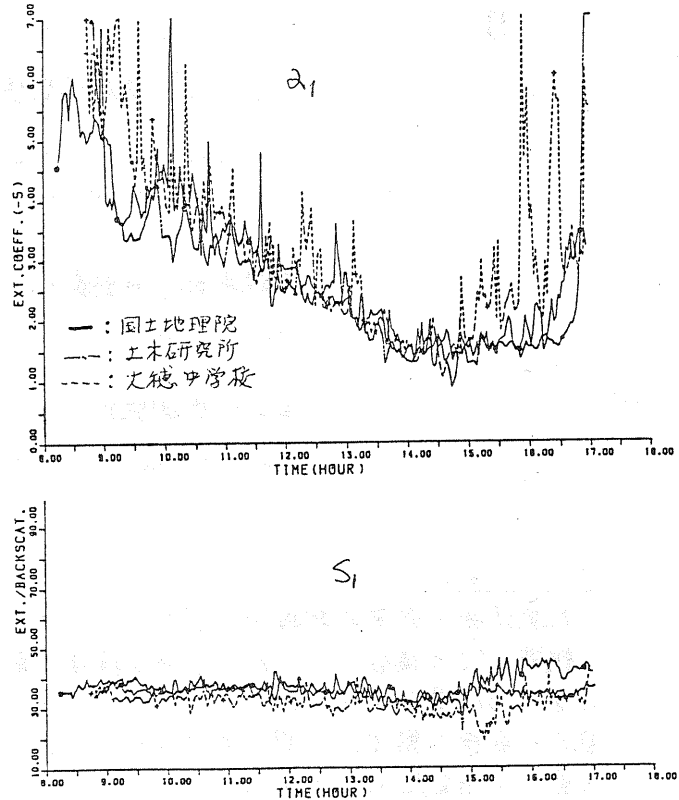


図2. パーティクルカウンターによる粒径分布データから計算した  $\alpha_1$  と  $S_1$ 。  $n = 1.5 + 0.0i$  とした。

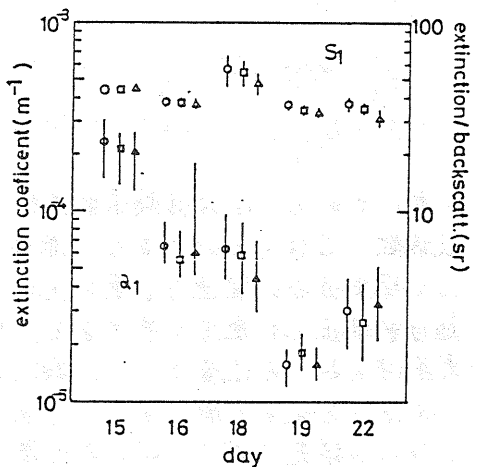


図3. パーティクルカウンターのデータより計算した  $\alpha_1$  と  $S_1$  の日平均値および標準偏差。  
O: 国土地理院, □: 土木研, Δ: 大徳中

- 1) J. D. Klett, Appl. Opt., 20, 211(1981).
- 2) F. G. Fernald, Proc. of 11th ILRC, 213, Wisconsin, June 1982.
- 3) Y. Sasano and H. Nakane, Appl. Opt., submitted.