



霧中でのライダー多重散乱信号のモンテカルロシミュレーション手法

呉 尚謙*・竹内 延夫**

* 筑波大学環境科学研究科 〒305 つくば市天王台 1-1-1

** 国立環境研究所 〒305 つくば市小野川 16-2

(1991年4月23日受付, 1991年6月28日受理)

Monte Carlo Simulation of Lidar Multiple-Scattering in a Fog Medium

Shang-Qian Wu* and Nobuo TAKEUCHI**

* Department of Environmental Science, Tsukuba University,
1-1-1, Ten-nohdai, Tsukuba 305

** National Institute for Environmental Studies,
16-2, Onogawa, Tsukuba 305

(Received April 23, 1991; Accepted June 28, 1991)

In a lidar measurement, the thick optical depth gives a large measurement error to an aerosol distribution profile due to the multiple scattering effect. In this study, the multiple scattering effect of the lidar horizontal measurement in a dense uniform fog, which is the most outstanding case of the multiple scattering, was calculated by Monte Carlo method. There the calculation speed was improved by several ten times by introducing the summation of the scattering probability at each scattering point. The calculation was done for the range of extinction coefficient corresponding to visibility of several ten meters to several kilometers, and for the field-of-view of three to fifty mrad. The isopleth of the constant ratio of multiple-scattering to single scattering was shown. The importance of the multiple scattering effect from the ground surface was exhibited, assuming the ideal diffusive reflection plate.

1. はじめに

ライダー (レーザーライダー)¹⁻³⁾は大気汚染現象や気象要素, 成層圏エアロゾル, 大気成分気体, 汚染物の移流などを遠隔的に測定することに使われている。ライダーでは大気 (媒質) 中を透過して散乱された光を計測している。通常は希薄な大気中の計測を対象とするので, 散乱を1回だけ受けることを仮定している。しかし, 雲物理や悪視程の研究では高濃度の散乱体を計測する必要があり, 多重散乱を取り入れることが重要となる。

ライダー計測において, 光学的厚さが小さいとき, 送光パワー P_0 と距離 R からの受光パワー $Pr(R)$ の関係をライダー方程式

$$Pr(R) = P_0 \cdot K \cdot \Delta R \cdot Ar \cdot \beta_r(R) \cdot T^2(R) \cdot Y(R) / R^2 \quad (1)$$

で表すことができる。 K は光学系の全効率, ΔR は距離分解能, Ar は受光系の面積, $\beta_r(R)$ は体積後方散乱係数, $T(R)$ は透過率, $Y(R)$ は送光ビームが受光視野に含まれる割合である。ライダー方程式で測定される散乱光は後方1次散乱を仮定している。一方, 光学的厚さが大きい場合実際に測定される受光信号 $Pr'(R)$ は

$$Pr'(R) = Pr(R) + Pm(R) \quad (2)$$

であり, ライダー方程式(1)で計算される単散乱受光信号 $Pr(R)$ と多重散乱受光信号 $Pm(R)$ の和である。観測量 $Pr'(R)$ からライダー方程式にしたがって, 体積後方散乱係数や散乱体濃度を求めるときに多重散乱は誤差の原因になる。多重散乱は雲や霧の測定の際に顕著

に現れる。これらは地球温暖化、地球規模の水循環や航空輸送の安全性に関して重要な問題であるが、ライダー計測のデータを正しく使うためにも、多重散乱受光信号 $P_m(R)$ の影響を評価しておくことが重要である。

ライダー計測においては、多重散乱の影響には2通りが考えられる。一つは近距離において送光ビームと受光視野との重なりを示すパラメータ $Y(R)=0$ となる範囲、すなわち、(2)式で $Pr'(R)=P_m(R) \neq 0$ となる場合である。このとき、 $Pr'(R)$ はすべて多重散乱信号である。他の一つは、多重散乱信号が単散乱信号に重なる現象である。ライダー信号での距離は送光から受光までの時間に比例している。空間散乱点と同じであっても、単散乱より多重散乱信号が遠くに表示される。すなわち、見かけ上、遠方からの信号が強く見える現象である。

自然光の散乱現象は層状の大気を仮定して放射の伝達式に基づいた多数の理論的取扱いがなされているが、ライダーの場合には前方散乱のみをガウス型の位相関数の形で取り入れた扱いがなされているだけで、あとはモンテカルロ法を使用して直接計算を行っている。モンテカルロ法による多重散乱効果の研究は、1950年代に雲の中での光の多重散乱について始まった⁴⁾。1968年にはライダー信号の多重散乱に応用された⁵⁻⁷⁾。Kunkelらはモンテカルロ法を用いて計算した結果を多重散乱因子の形でライダー方程式に組み込み、単散乱ライダー方程式を多重散乱に使えるように修正を行ったが⁸⁾、この結果は一般的でないことは本研究の結果でも明らかである。その後、1980年にPlattにより、モンテカルロ法の計算時間を短縮する努力がなされた⁹⁾。

本研究では、多重散乱が最も顕著に現れる濃霧中において、ライダーで水平方向を観測する場合をモンテカルロ法を使用して扱っている。この際に、散乱点からの受光確率を計算し、それを加算することによって計算の効率を高めた。その結果、従来、モンテカルロ法の多重散乱の計算では、十分に信頼できる結果を得るためには1000万個以上の光子数が必要であったが、本研究では20万個の光子数で変動の少ない結果を得ることができた。また、多重散乱の計算に地面の反射の影響を取り入れ、この影響が大きいことを示した。本論文ではこれらの計算のアルゴリズムを中心に述べる。

2. モンテカルロ法シミュレーションのアルゴリズム

2.1 仮定条件

モンテカルロ法を使用して、霧の中でライダー計測に

おける多重散乱の影響をシミュレートする際、簡単のために以下のことを仮定している。

- (1) 散乱媒質(霧)の空間分布が均一である。
- (2) 散乱媒質の吸収をゼロとする。
- (3) レーザー光の広がりをゼロとする。
- (4) 地面は完全拡散反射面(Lambert反射面)である。
- (5) 光子と散乱体粒子の衝突は一対一である(単粒子散乱)。

2.2 座標系の設定と計算の概念

シミュレーションにおいて、ライダーの配置は小型可搬型ライダー¹⁰⁾の観測の状況¹¹⁾を考え、1.2mの高さで水平方向に向き、霧の中に置くことにする(Fig. 1)。計算においては二つの座標系を考える。絶対座標系(X, Y, Z)は、受光系の中心を原点とし、レーザービーム射出方向を Z 軸(進行方向を正)、地面と垂直な方向を X 軸(天頂を正)とする。もう一つの光子座標系(X_p, Y_p, Z_p)は光子に付随した座標系で、散乱点での光子の受光効率を計算した後、一つ高次の散乱点の光子座標を計算するために用いられる。すなわち n 次の散乱を考えるとき散乱点を原点とし、入射方向が $Z_p^{(n)}$ 軸、 $(n-1)$ 次散乱入射光の進行方向($Z_p^{(n-1)}$ 軸)と $Z_p^{(n)}$ 軸を含む面に垂直な方向(右手系)が $Y_p^{(n)}$ 軸である(これを n 次光子座標系と呼び、 n 次散乱点では既知である)。 n 次光子座標系に対する($X_p^{(n)}, Y_p^{(n)}, Z_p^{(n)}$)、 n 次散乱光の進行方向 $\theta^{(n+1)}$ ($Z_p^{(n)}$ と成す角)、 $\phi^{(n+1)}$ ($X_p^{(n)}-Y_p^{(n)}$ 面での方位角)と $(n+1)$ 次散乱までの行程 L は一樣乱数によって決められる。散乱光子の軌跡は散乱角を $\theta^{(n+1)}, \phi^{(n+1)}$ から絶対座標系

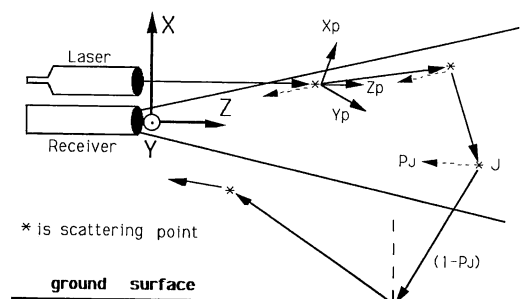


Fig. 1 Two coordinates used in the Monte Carlo calculation. (X, Y, Z) is used for "Absolute Coordinates", which is fixed in a real space. (X_p, Y_p, Z_p) is used for "Photon Coordinate", which alternates at each scattering and has the origin at the scattering point, Z_p -axis parallel to the incident photon propagation direction.

での $\theta^{(n+1)}$, $\phi^{(n+1)}$ に変換することによって得られる。次に散乱光子の軌跡が地面や建物に衝突しないかを調べる。衝突しない場合は n 次散乱点から L の距離を $(n+1)$ 次の散乱点と決め、そこを原点として散乱光方向を $Zp^{(n+1)}$ 軸の方向, $Zp^{(n)}$ 軸と $Zp^{(n+1)}$ 軸を含む面に垂直な方向を $Yp^{(n+1)}$ 軸, それらに直交する方向を $Xp^{(n+1)}$ 軸としてこれまでの議論を繰り返す。地面、建物に衝突する場合は衝突点を $(n+1)$ 次の散乱点として、完全拡散反射面の位相関数の角度を乱数で選択して絶対座標系での散乱角 $\theta^{(n+1)}$, $\phi^{(n+1)}$ を直接求める。計算の具体的な手順は以下に示す。

2.3 光子軌跡の計算

光子の軌跡は散乱点の座標を絶対座標において散乱順に並べた数列で与えられる。散乱点の絶対座標を計算するため、現在の散乱点 (光子座標系既知) から、散乱の位相関数と乱数を用いて、次の散乱点の光子座標を求める。そしてその散乱点の光子座標を絶対座標に変換する。

2.3.1 散乱自由行程の計算

光子が発射され、粒子で散乱されると、飛行方向が変わる。現散乱点と次の散乱点の間の距離 (自由行程) の長さは指数分布に従う。光子の自由行程の長さ L が $l \sim l+dl$ の間に選ばれる確率 $p(l)dl$ は次の式で与えられる:

$$p(l)dl = \beta \exp(-\beta l)dl \quad (3)$$

式中、 β は散乱による減衰係数である。(3)式を $0 \sim L$ まで積分したもの (確率分布関数) を $(0, 1)$ 間の一様乱数 RN に等しいと置いて L を求める:

$$RN = 1 - \exp(-\beta L) \quad (4)$$

すなわち

$$L = -\ln(1 - RN)/\beta \quad (5)$$

2.3.2 散乱角度の計算

散乱の角度は天頂角と方位角の二つがある。散乱方位角 Φ は 0 から 2π の範囲で一様な確率を持つので、

$$\Phi = RN' \cdot 2\pi \quad (0 \leq \Phi \leq 2\pi) \quad (6)$$

で与えられる (RN' は一様乱数)。

散乱天頂角 θ は散乱される以前の光子の進行方向と散乱された方向とのなす角度である。これは粒径分布・形状などで決まる散乱体の位相関数と乱数を組み合わせで求める。すなわち、散乱天頂角が $0 \sim \theta$ の範囲を取る確率分布関数 $P(\theta)$ は

$$P(\theta) = \frac{\int_0^{2\pi} d\Phi' \int_0^\theta \rho_s(\theta') \cdot \sin \theta' \cdot d\theta'}{\int_0^{2\pi} d\Phi' \int_0^\pi \sin \theta' \cdot d\theta'} \quad (7)$$

である。 $P(\theta)$ を一様乱数 RN'' に等しいと置いて

$$RN'' = \frac{1}{2} \int_0^\theta \rho_s(\theta') \cdot \sin \theta' \cdot d\theta' \quad (0 \leq \theta \leq \pi) \quad (8)$$

となる。(7), (8)式中の $\rho_s(\theta)$ は散乱の位相関数で散乱体の性質によって異なり、本研究では Cloud C-1 モデル¹²⁾を使用する。霧は Cloud C-1 モデル (最頻粒径が $4 \mu\text{m}$ 程度の粒径分布) で最も良く近似されるといわれており、詳しい説明は 2.5 項で行う。(8)式より θ を求めることができる。

2.4 地面における反射の扱い

光子は地面にぶつくと、吸収されない場合は、反射される。本研究では反射されるときに地面が完全拡散反射面 (以下 “Lambert 反射面” とする) と仮定して近似する。Lambert 反射は法線方向の強度を I_N とするとき θ だけ傾いた方向の強度は

$$I_\theta = I_N \cdot \cos \theta \quad (9)$$

で与えられる。

一個の光子が Lambert 反射面に当たると (吸収がない場合)、同じ点から入射方向とは無関係に光子が一個発射される。その方向 (方位角 Φ_L , 天頂角 θ_L) は、位相関数

$$\rho(\theta_L) = \cos \theta_L / \pi \quad (10)$$

で与えられる。反射天頂角が θ_L を取るとき $0 \sim \theta_L$ の範囲の確率分布関数 $P(\theta_L)$ は

$$P(\theta_L) = (\sin \theta_L)^2 \quad (11)$$

である。 $P(\theta_L)$ に $(0, 1)$ の間に一様乱数を代入すると、 θ_L は次式で求められる。

$$\theta_L = \sin^{-1} \{(RN)^{1/2}\} \quad (12)$$

2.5 散乱の位相関数

光は粒子に散乱されるとき、散乱光の強度は散乱される方向によって異なる。光子の散乱確率の異方性を位相関数という (ミー散乱では、前方散乱が強く、側方散乱は弱い)。 θ を散乱角度、 $\rho_s(\theta)$ を位相関数とすると、散乱方向が $0 \sim \theta$ の範囲にくる確率分布関数 $P(\theta)$ は次式で与えられる。

$$P(\theta) = \frac{1}{2} \int_0^\theta \rho_s(\theta') \cdot \sin \theta' \cdot d\theta' \quad (0 \leq \theta \leq \pi) \quad (13)$$

本研究に使われた位相関数は、Cloud C-1 モデルであり¹²⁾、ミー散乱理論から計算したものである。波長は $0.7 \mu\text{m}$ である。Cloud C-1 モデルの水滴粒径分布は次の(14)式で表される。

$$n(r) = 2.373 r^6 \exp(-1.5 r) \quad (\text{cm}^{-3} \mu\text{m}^{-1}) \quad (14)$$

r は最頻粒径で規格化した粒径である。

この位相関数は前方方向に散乱される確率が非常に大きい。散乱される方向と光子の進む方向の間の角度が10度以下を取る確率は50%を越える。50度以下を取る確率は90%以上である。

2.6 本計算のパラメータ

モンテカルロ法で多重散乱効果の影響を数値シミュレーションするとき用いた計算のパラメータは次のとおりである。

- 光子数: 20万
- 散乱次数: 10次まで
- 視野角: 3~50 mrad
- 減衰係数: 0.001~0.1 m⁻¹
- 距離分解能: 0.5 m
- 受光系半径: 0.1 m
- 地面反射率: 30% および 10%, 60%
- ライダーの高さ: 1.2 m

通常、モンテカルロ法では十分に信頼がおける結果を得るためには1000万個以上の光子数が用いられるが、本研究では各散乱点が視野内に含まれるときの受光確率を計算して加える手法を採用したので、20万個の光子数でも変動の少ない結果を得ることができた。散乱の次数は、15次まで試算したが、10次以上散乱の寄与はほぼゼロであった。視野角は多重散乱に重大な寄与を行うパラメータであり、3, 5, 10, 20, 30, 50 mrad (全角) で計算した。背景光の影響を軽減するために狭い視野角を使用する場合でも射出光との重なり関係から2~3 mradの受光視野が必要である。したがって3~50 mradの範囲は実際の観測の状況を十分にカバーしている。レーザービームの広がりはないもの(糸状)としたので、レーザービームと受光系視野の重なり関数 $Y(R)$ はレーザービームが視野に入るところで0から1へステップ関数状に立ち上がる。

大気減衰係数 β は視程 V_R (光強度が1/50に減衰する距離) と

$$\beta = 3.912 / V_R \quad (15)$$

の関係がある。 $\beta = 0.001 \text{ m}^{-1}$ (霞む程度、視程約4 km) から $\beta = 0.1 \text{ m}^{-1}$ (視程40 m程度、非常に濃い霧) までを計算した。多重散乱が影響を持つのは視程が悪い場合であるので、計算は500 mまで0.5 m間隔で行い、計算後の加算操作によって1 m, 5 m, 10 mの距離分解能の分布を得た。受光系の開口は実際の観測に合わせて半径10 cmとした。レーザー光と受光望遠鏡中心間の距離は22 cmとしている。

水平方向の観測時の地面での反射の影響を調べるために、地面のある場合(ライダーの高さ1.2 m)とない場合を計算した。地面の反射率(アルビド)は30%と仮定し、Lambert反射面であるものとした。反射率の変化による影響は地面の反射率を10%と60%に変えて比較した。

2.7 確率計算の導入

計算に当たっては Fig. 2 の流れに従った。計算は次の三つのステップに分けることができる。

- (a) (3)~(13)式による散乱(あるいは反射)された光子軌跡の計算。
- (b) 各散乱点(あるいは反射点)がライダー受光系視野に含まれるかは次の(16), (17)式で判断する。式中 $X^{(n)}, Y^{(n)}, Z^{(n)}$ は n 次散乱点の絶対座標, FOV は受光系視野角(半角), R_a は受光系開口の半径である。

$$Z^{(n)} \geq 0 \quad (16)$$

$$\{X^{(n)}\}^2 + \{Y^{(n)}\}^2 \leq \{Z^{(n)} \tan(FOV) + R_a\}^2 \quad (17)$$

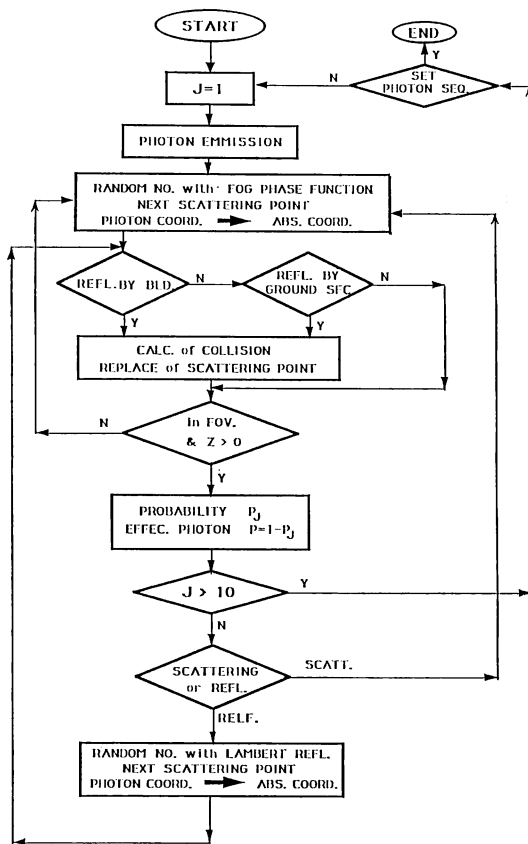


Fig. 2 Flow chart of Monte Carlo calculation for the multiple scattering, including the reflection at a building and the ground.

(c) 散乱点が視野の中にあれば、その散乱点において光子が受光系に戻る確率を計算する。

通常のモンテカルロ法では視野の中で散乱された光子が受光系に飛び込んだ場合、受光信号として光子の数をカウントする。しかしながら、この方法では非常に計算時間が長く、効率が悪い。本研究では、各次数の散乱点が見野内に入っているときにはその受光確率を計算して、確率として加算することによって計算効率を数十～100 倍程度改善した。

受光確率の計算式を、Kunkel らと Platt の手法^{8,9)}を参考にして、次のように導入した。まず1次散乱のライダー方程式を考える。

$$Pr(R) = PoG(R) \quad (18)$$

$$G(R) = \Delta R \cdot K \cdot \beta(R) \cdot T^2(R) \cdot Ar \cdot Y(R) / R^2 \quad (19)$$

$G(R)$ は応答関数で、散乱体の空間分布を表す。また送光パワー Po に対する受光パワーの確率空間分布である。多重散乱の場合には散乱方向は前方から後方まで 180° の範囲にわたるので、(19)式の $\beta(R)$ は、単位立体角あたりの位相関数の値に等しい。透過率 $T^2(R)$ の中の光路長は n 次までの全多重散乱の光路長 $\sum_{j=1}^n L_j + R_n$ である (R_n は n 次の散乱点からライダーまでの距離)。多重散乱の場合に光子の戻る光路が常に受光面に垂直とは限らないので、受光面積として光子の入射方向に垂直な面に投影した有効面積 $Ar \cdot \cos \alpha_n$ を用いる。 n 次の多重散乱に適用するように修正された応答関数は次のようになる (R は(22)式参照)：

$$G_n(R) = K \cdot \Delta R \cdot \frac{T\left(\sum_{j=1}^n L_j + R_n\right)}{R_n^2} \cdot \frac{\rho_i(\theta)}{4\pi} \cdot Ar \cdot \cos \alpha_n \cdot Y(R_n) \quad (20)$$

($i=s$: 散乱, r : 反射)

また確率の計算では、 P_n は n 次散乱において光子が受光系に戻る確率とすると、 $(1-P_n)$ は n 次散乱において光子が受光系に戻らない確率である。次の $(n+1)$ 次散乱では、 n 次散乱までの残る確率を光子強度として計算する。確率の計算式は次の(21)式になる。

$$P_n = G_n(R) \cdot \prod_{k=1}^{n-1} (1-P_k) \quad (21)$$

すなわち、

$$P_n = K \cdot \Delta R \cdot \frac{T\left(\sum_{j=1}^n L_j + R_n\right)}{R_n^2} \cdot \frac{\rho_i(\theta)}{4\pi} \cdot Ar \cdot \cos \alpha_n \cdot Y(R_n) \cdot \prod_{k=1}^{n-1} (1-P_k)$$

R は散乱点と受光系中心の距離、 $\rho_i(\theta)$ は上記の位相関数、 $(1-P_k)$ は k 次散乱で残る確率である。計算では

$K=1, Y(R_n)=1$ とおいた。

3. 多重散乱の計算結果

以上述べた計算方法、位相関数、パラメータ等を用いて、モンテカルロ法で多重散乱の数値シミュレーションを行った計算結果を以下に示す。

なお、1次散乱のライダー方程式と比較しやすいように、受光信号が戻ってくる距離 R として、全光路長の半分である

$$R = (\sum L_j + R_n) / 2 \quad (22)$$

を用いる。これは1次散乱のときには正しい距離を与えるが、多重散乱のときには見かけの距離であり、実際の散乱はこの距離よりも近いところで起こっている。このことが受光信号強度のスロープから求めた見かけの減衰係数を小さくする一因である。距離と同様に光学的厚さも見かけ上のものである。

3.1 計算例

計算は国立環境研究所計算機室の大型計算機を使用して行われた。途中計算機の交替があり、初め HITAC-M 280 を、最近では M 680 を用いた。受光確率を取り入れた計算では M 280 (14 MIPS) で光子数を 20 万個に設定すると CPU 時間で約 70～80 分、M 680 (31 MIPS) で約 20 分である。また、受光確率の計算を導入する前は 20 万個とはほぼ同じ結果を得るのに 1000 万個程度の計算が必要であった。したがって、約数十分の 1 に計算時間が短縮された。

Fig. 3 に視野が 50 mrad 、減衰係数が 0.01 m^{-1} のとき1次から4次散乱まで受光信号の距離変化(地面がない場合)を示す。レーザービームの広がりやをゼロと仮定しているため、重なり関数 $Y(R)$ が1になるところで、直ちに1次後方散乱信号のピークが現れる。散乱の次数が大きくなるほど、ピークの距離は少しずつ遠くなる。例えば、Fig. 3 の場合に2次散乱のピークは 10 m で、3次散乱のピークは 19 m で、4次散乱のピークは約 60 m である。各次数の散乱信号とも距離の増加により単調に減少し、ピークは一つしか現れない。

ライダー受光信号の強さは距離とともに小さくなる。散乱が高次になると、距離による減少がだんだん緩和される傾向があるので、遠方では高次の散乱光強さが1次散乱光強度を越える可能性が十分ありうる。その原因は次のように説明できる。

受光確率の計算式(21)式には受光信号が距離とともに減少する要素が二つ含まれる。すなわち、減衰を示す項 $\exp\left\{-\beta \cdot \left(\sum_{j=1}^n L_j + R_n\right)\right\} / R_n^2$ の分子と分母である。分

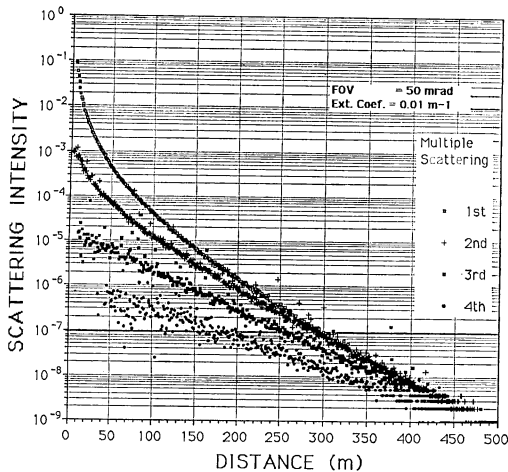


Fig. 3 Distance dependence of the multiple scattering intensity. Ordinate shows the probability (arbitrary unit). Abscissa shows the distance. Calculation conditions are as follows; FOV: 50 mrad (full angle), Extinction coefficient β : 0.01 m^{-1} (corresponding to the visibility of roughly 400 m). The curve shows the 1st, 2nd, 3rd, and 4th scattering from the above.

子は散乱による減衰であり、光子が散乱媒質の中で飛ぶ距離の合計 $\sum L_j + R_n$ が大きいほど、また減衰係数 β が大きいほど速く減衰する。分母は散乱点と受光系中心の距離の自乗に比例した減衰である。これは散乱点と受光系との距離が遠いほど、信号が戻り難いことを意味する。

1次散乱と多重散乱において、光子の飛行距離（全光路長）が等しければ減衰項の分子の大きさは同じであるが、分母では多重散乱の場合に $0 \leq R_n \leq \sum_{j=1}^n L_j$ 、1次散乱のときに $R_1 = L_1$ であるので、1次散乱と比べて多重散乱の距離自乗減衰は小さい。したがって、2次以上の多重散乱は一定の距離で1次散乱を越えることが可能である。

多重散乱が1次散乱を越える距離は受光系視野の大きさと関係する。視野角が大きいほどその距離は短い。一方、視野が十分小さいときには、多重散乱は1次散乱を越えることはない。すなわち、視野が十分小さいときに多重散乱点は常に視野の外にあるので、受光信号の中に多重散乱信号が含まれない。このことは多重散乱信号を制限するのに視野角が重要であることを意味する。

本研究の計算結果では、地面がなく、受光光学系の半径が 0.1 m 、視野角が 50 mrad のときには光学的厚さが約 3.3 のところから2次散乱は1次散乱を越える。

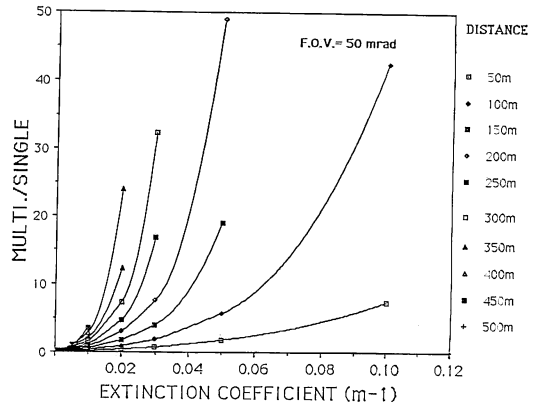


Fig. 4 Extinction coefficient dependence of multiple scattering intensity at each distance for the case of no reflection on the ground. Ordinate shows the ratio of multiple scattering intensity to the single scattering.

そして光学的厚さが約 $4.5, 6$ のところでそれぞれ3次散乱、4次散乱が1次散乱を越える。視野角が小さいとこの値はもっと大きく（遠方に）なる。

3.2 減衰係数の依存性

減衰係数は媒質の散乱と吸収により、光の減衰を表すパラメータである。本研究では吸収による減衰を考慮していないので、減衰は散乱だけによるものである。減衰係数が大きいほど光が早く減衰する。(5)式に示すように減衰係数が大きくなると光子が散乱される際、飛行距離が短くなる。そのため散乱点と受光系間の距離は短くなり、高次の散乱点を受光系視野の中にある可能性は大きくなるので、多重散乱の影響が大きくなる。

Fig. 4 はライダー受光系視野角 50 mrad 、地面からの反射の影響がない場合に多重散乱の減衰係数依存性を示す図である。**Fig. 4** は 50 m の間隔で 500 m までの距離において、単散乱に対する多重散乱の割合が減衰係数によってどのように変化するかを示している。

Fig. 4 の例では一定の距離での多重散乱は減衰係数のほぼ2乗に比例して増大し、また距離とともに多重散乱は急速に増大することがわかる。

3.3 視野角依存性

ライダー受光系視野とは受光面積を小さい底面とする円錐台の空間範囲を意味する。その体積は受光系の面積が一定のとき視野角が大きいほど大きい。視野角が小さいほど多重散乱の影響は少ないが、実際のライダーでは送光系からコリメートされて出されたレーザービームは有限の広がりを有するので、受光系の視野角がゼロでない有限の値を持つことが必要である。

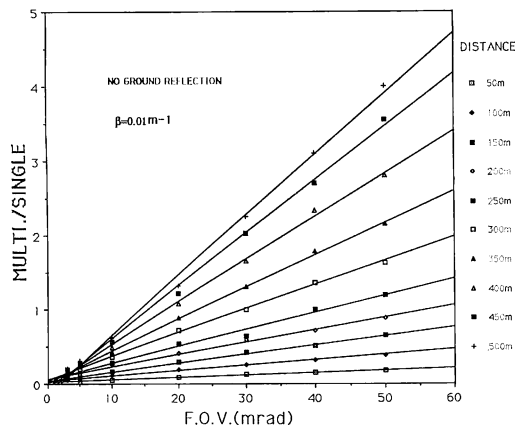


Fig. 5 FOV dependence of multiple scattering intensity at each distance for no ground reflection. Ordinate shows the ratio of multiple scattering intensity to the single scattering. Extinction coefficient β is 0.01 m^{-1} (corresponding to the visibility of roughly 400 m).

受光系視野の中に散乱が発生すれば、散乱の次数を問わずに受光信号に寄与する。次数別にみると、1次後方散乱は散乱点が ($Y(R)=0$ のところを除いて) 常に視野の中にあるので、視野角を変えても不変である。一方、多重散乱信号は、視野角が大きくなると散乱点が視野の中にある存在確率が増加し、無視できない高次の散乱の次数も散乱量も増大する。

Fig. 5 は減衰係数が 0.01 m^{-1} (視程約 400 m に相当) のとき、地面がない場合の多重散乱の受光系視野角の依存性を表す。一定の減衰係数と距離において多重散乱の割合は視野角とともに増加する。例えば、**Fig. 5** の条件で距離が 150 m、視野角が 5 mrad から 50 mrad に 10 倍拡大すると、多重散乱信号は約 8 倍大きくなる。

通常、受光系に入る背景光を減らすために視野角を小さくする方法が用いられるが、多重散乱信号の影響を軽減するためにも視野角を小さくすることが有効である。ただし、視野角が小さくなると、 $Y(R)=0$ の距離は大きくなり、多重散乱信号が 100% を占める範囲が大きくなるので、注意を要する。

3.4 地面反射の影響

ライダーを霧の中で地面の近く (計算例では 1.2 m) に置き、水平方向を観測する場合、光子は地面に反射され、受光系に戻るケースがある。この地面の反射を含んだ多重散乱信号の計算を地面が完全拡散反射面 (Lambert 反射面) と仮定し、反射率が 30% の場合について行った。

Fig. 6 は地面の影響を入れた計算結果であるが、各

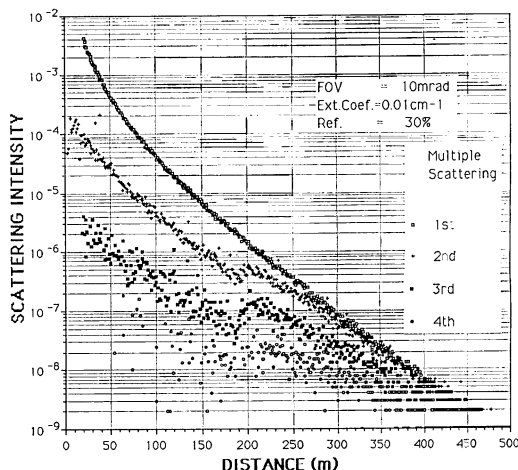


Fig. 6 The effect of ground reflection on the multiple scattering intensity. Extinction coefficient β : 0.01 m^{-1} , FOV: 10 mrad. Ordinate: multiple scattering intensity (arbitrary unit). Abscissa: distance. The curves show the 1st, 2nd, 3rd and 4th scattering from the above. At 190 m, the effect of multiple scattering appears.

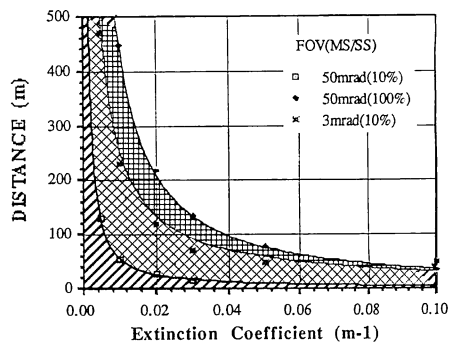


Fig. 7 Isopleths of constant multiple- to single-scattering ratio for no ground reflection case.

次数の散乱信号が距離による変化を示している。地面がある場合に 1 次散乱光の強さは変わらないが、2 次、3 次など多重散乱信号は受光視野が地面と交わる距離から増大する。したがって視野角が増えれば、立ち上がる距離は近くなる。一般的には減衰係数が小さいときに、地面の反射の影響で多重散乱信号が増加する割合は大きい。

3.5 多重散乱の影響

多重散乱の影響を評価する一方法として、多重散乱光強度 (2 次以上) と単散乱強度との比を検討した。単散乱強度との比による比較は霧の濃度そのものを測定する場合に重要である。このケースは三陸海岸で毎年 5~8 月に起る濃霧 (やませ; オホーツク海からの濃い霧) 等をライダーで観測する場合¹³⁾ などが該当する。**Fig. 7** に

縦軸に見かけの測定距離, 横軸に減衰係数をとったときの比を示した. 視野角が 50 mrad (全角) のときには多重散乱の割合(以下誤差と呼ぶ)が 10% 以下の領域は非常に狭いが, 視野角が 3 mrad のときには, 視野が 200 m (減衰係数 0.02 m^{-1} 程度) のとき 100 m 程度まで誤差が 10% 以内であることがわかる.

4. おわりに

本研究では, ライダー計測における多重散乱効果の影響についてモンテカルロ法を使用して, 数値シミュレーションを行った結果をアルゴリズムを中心に示した. 従来の研究と比較して, 本研究で採用した方法は以下の特徴を有する.

(1) 霧の中へのライダーの配置: 雲のように高濃度の散乱体が離れて存在する条件のときと比べると, 多重散乱信号の絶対量が大きいが多重散乱信号が単散乱信号を越える距離は速くなる.

(2) 散乱光強度計算に散乱確率の採用: モンテカルロ法では通常, 戻った光子の数を計数するが, ここでは雲の場合に Kunkel ら⁹⁾によって導入された手法を濃霧の場合に当てはめ, 散乱点が視野の中にあるときに受光される確率を計算する手法を導入し, 計算の効率を高めた.

(3) 地上反射の影響の考慮: 地上で水平方向をライダー観測するときに, 多重散乱信号は地面の反射に影響される. 本研究では, 地面を完全拡散反射面であると仮定して計算に取り込み, 地面反射による多重散乱信号の変化を予測した.

(4) 広いパラメータ範囲: 本研究で行った計算の範囲は多重散乱がほとんど認められない範囲まで含んでおり, 多重散乱の寄与を統一的に検討するのに有効である.

その結果, 視野が 3 mrad 以下では多重散乱の寄与はほぼ視程の距離(減衰係数の逆数の 3.91 倍)まで1次

散乱の 10% 以下になる, また, 減衰係数が 0.001 m^{-1} のときには視野角が 50 mrad でも 2.4 km まで 10% 以下であることが示された. なお, 視程は散乱強度比の距離に対する減衰の傾きが関与する. 多重散乱と視程の関係の検討は別の機会に譲る.

本研究の全般にわたり, 河村武教授(筑波大)のご鞭撻を受けたことを記し感謝する.

文 献

- 1) E. D. Hinkley ed.: *Laser Monitoring of the Atmosphere*, Vol. 14 of Topics in Applied Physics (Springer Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1976).
- 2) R. M. Measures: *Laser Remote Sensing* (John Wiley & Sons, 1984).
- 3) 竹内延夫, 五十嵐 隆, 土屋 淳, 藤沢 彰: “レーザーレーダ”, レーザーハンドブック, レーザー学会編, 第27章(オーム社, 1983) pp. 527-545.
- 4) S. Fritz: “Scattering of solar energy by clouds of ‘large drops.’” *J. Meteorol.*, **11** (1954) 291-300.
- 5) G. N. Plass and G. W. Kattawer: “Influence of single scattering albedo on reflected and transmitted light from clouds,” *Appl. Opt.*, **7** (1968) 361-367.
- 6) G. N. Plass and G. W. Kattawer: “Monte Carlo calculation of light scattering from clouds,” *Appl. Opt.*, **7** (1968) 415-419.
- 7) G. N. Plass and G. W. Kattawer: “Reflection of light pulse from clouds,” *Appl. Opt.*, **10** (1971) 2304-2310.
- 8) K. E. Kunkel and J. A. Weinman: “Monte Carlo analysis of multiply scattered lidar returns,” *J. Atmos. Sci.*, **33** (1976) 1772-1781.
- 9) C. M. R. Platt: “Remote sounding of high clouds. III: Monte Carlo calculations of multiple-scattered lidar returns,” *J. Atmos. Sci.*, **38** (1981) 156-167.
- 10) N. Takeuchi, H. Baba, K. Sakurai and T. Ueno: “Diode-laser random-modulation cw lidar,” *Appl. Opt.*, **25** (1986) 63-67.
- 11) 竹内延夫, 馬場浩司, 桜井捷海, 上野敏行: “半導体レーザーを光源とする擬似ランダム変調 cw ライダー”, *応用物理*, **56** (1987) 1630-1636.
- 12) D. Deirmendjian: “Scattering and polarization properties of water clouds and hazes in the visible and infrared,” *Appl. Opt.*, **3** (1964) 187-196.
- 13) 十文字正憲: “レーザーレーダを用いたやませ霧の観測”, *海洋*, **22** (1990) 408-411.