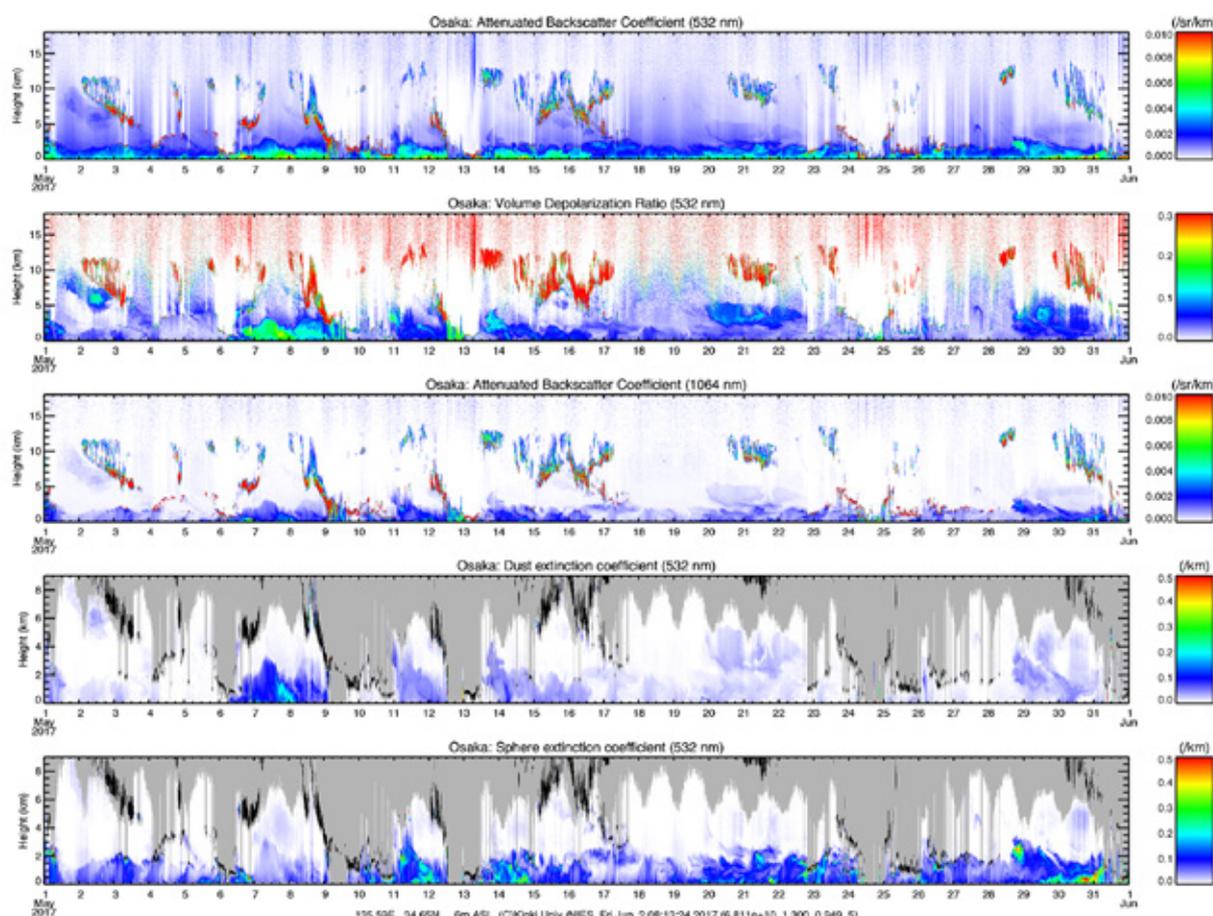


レーザセンシング学会誌

2020
Vol.1 No.1

◆特集◆

エアロゾル計測 I



14 ページの記事参照

レーザセンシング学会誌
Journal of Laser Radar Society of Japan
Volume 1, Number 1 (April 2020)

特集：エアロゾル計測 I
Special Issue on Aerosol Measurement I

巻頭言

Prefatory note

「レーザセンシングする」を考えてみる
Consider the Target of Laser Sensing

岩坂泰信 Yasunobu Iwasaka 1

解説

Technical Review

エアロゾルと大気分子の光散乱計測
Light Scattering Measurement of Atmospheric Aerosols and Molecules

久世宏明 Hiroaki Kuze 4

解説

Technical Review

エアロゾル計測用ライダーシステム
Lidar System for Aerosol Measurement

杉本伸夫 Nobuo Sugimoto 14

解説

Technical Review

アジアダストのライダー観測
Lidar Observation of Asian Dust

甲斐憲次 Kenji Kai 29

- 編集兼発行人：レーザセンシング学会 (<http://laser-sensing.jp/>)
- 企画：レーザセンシング学会編集委員会
委員長：藤井 隆，副委員長：境澤大亮
委員：柴田泰邦，染川智弘，津田卓雄，朝日一平

「レーザセンシングする」を考えてみる

岩坂 泰信

一般社団法人環境創造研究センター (〒461-0005 名古屋市東区東桜 2-4-1)

Consider the Target of Laser Sensing

Yasunobu IWASAKA

Center for Environmental Creative Studies, 2-4-1, Higasisakura, Higasiku, Nagoya, 461-0005

(Received December 17, 2019)

Atmospheric researches using Lidar engineering have been making lots of interesting and important contributions on meteorology and climate research, and we are from now asked to monitor more complicated space such as indoor environment, air of inside of natural forest and so on with the Lidar technique.

レーザに関する基礎的な理論が1940年代から急速に体系化され、1950年代には爆発的に関連の実験が増えてきた。これらの研究では旧ソヴィエト連邦の研究者によるものも多く、1960年代に入ると、大学では、理科系の学生はロシア語も勉強せねばならぬといった風潮さえ生まれていた。1964年「量子エレクトロニクスの分野に基本的な貢献をし、メーザ、レーザの原理に基づく発振器と増幅器を実現した」として、タウンズ、バソフ、プロホロフ (C.T. Townes, N.G. Basov, A.M. Prokhorov) にノーベル物理学賞が授与された。

このノーベル賞の受賞に先立つ1963年、フィヨッコとスムリン (G. Fiocco, L.D. Smullin) がネイチャー誌にライダーによる大気計測を試みた結果を発表しているのである。そして、コリス (R.T.H. Collis) が雲をターゲットにライダー観測を始めており、1965年に科学誌サイエンスに結果の一部を紹介している。この頃から、ライダーによる大気計測が世界のあちこちで試み始められる。私が大学院での修業を終え、名古屋大学の磯野教授 (故人) の研究室の助手になって大気の勉強を始めた頃はそんな時代であった。1972年には日本でレーザーダ研究会が発足した。

大気中にレーザパルスを射出してみると、いろいろなものから散乱光がやってくる。いろいろなものを書いたが、そのほとんどは正体が不明である。この状況は今でも変わらない。

正体がある程度解っている大気中のものの代表は雲であろう。私が所属した磯野研究室は降水の研究をしており、雲や降水を調べる上で、ライダーによる雲観測は、研究を大きく進歩させるのではなかろうかと思われていた。新米助手の仕事の一つとして、「ライダーを作ってみよ」と言うことになり、ライダーの勉強を始めた。

東北大学の稲葉文男 (故人) 教授を招いて講義を受けたり、九州大学の広野求和 (故人) 教授に気象学会や地球電磁気学会の場でいろいろ教わったりしながらライダー作りが始まった。当時、広野研究室の助手だった藤原玄夫 (その後、九州大学から福岡大学に移られ、福岡大学をライダーの有力な拠点にされた) には、細かい技術的なことの相談にも乗ってもらいながらの作業が続いた。

1970年代、80年代はライダーで大気計測をしている者にとって、不思議で幸運な時であった。大きな火山噴火が待っていたかのように起きたのである。1974年10月にグアテマラのフエゴ山 (Fuego Mountain) が大噴火をおこし成層圏まで大量の火山灰を噴き上げたのである。こう書くとなんでもないようだが、成層圏まで本当に吹き上がっているのか？ がそもそも知りたいところなのである。そして、火山噴煙がどのように成層圏を移動するのかについては、いろいろな分野で関心もたれていた。

「火山噴火によって大気中に撒き散らされた火山灰が気候の変化を引き起こすことがあるのか？」と

「レーザセンシングする」を考えてみる (岩坂 泰信)

いう間は、現在でも吟味すべき多様な側面を持つ問いである。長期にわたって地球規模の気象に影響を与えるような噴火については、噴煙が成層圏まで達していることがポイントの一つと考えられている。対流圏にとどまっているとなると、降水によって比較的早く大気圏から洗い流されてしまい地球規模の気象変化につながりにくいという訳だ。

気象学で成層圏がクローズアップされるようになったのは1970年代である。とりわけ我が国では、大気力学の伝統があり1960年代の中頃から成層圏の大気の動きに強い関心がもたれるようになっていた。成層圏に吹き込まれた火山灰は、成層圏の大気運動に応じた動きをするであろうから、火山灰の動きを詳細に観察すれば、成層圏の大気力学にとって価値ある情報が得られると思われた。

しかし、完成度の高い既存の学術集団が求める情報を簡単に提出できたわけではない。当時のライダー観測は、極めて初歩的な荒っぽいものであった。

ただ、そうは言っても、ライダーがキャッチした火山噴煙の動きは、気象の研究者に成層圏や大気中のダスト等に関心を向けさせる大きな切っ掛けになったと思われる。

ライダーの観測によれば、成層圏高度に吹き上げられた火山灰はおおよそ15 kmから20 km高度に分布し、火山灰の塊とでも言うべきものは、噴火直後は東西方向に相当の速さで拡散し10日から2週間ほどで地球を一周しているように推定された。この種の情報は、アメリカのNASAの研究グループと並んで、日本のライダーグループが盛んに発信しており、世界的に見ても日本の活躍は充分自慢されてよいものだった。ただその頃から、NASAは人工衛星による観測を構想しており、日本のライダー研究グループはまだそこまで構想する力が無かった(もちろん、口では「これからは人工衛星に搭載するライダーを」とは言うものの、それで終わってしまった)。

火山噴火による地球規模変動の代表例と考えられているものは、古生代末から中生代に代わる約2億5000万年前の地球上に生じた大変動(生物の大量絶滅、海洋の無酸素状態、等が起きている)である。こういった方面の研究者も、ライダーの観測結果に関心を寄せてた。

NASAは、1979年にSAGEという人工衛星を使った成層圏探査計画を打ち出し、日本のライダーグループはこの衛星観測の地上検証実験(Ground Truth)に参加するようになる。

火山噴火直後に成層圏に入ってしまった噴煙が含ん

でいるものは、火山灰ばかりではない。さまざまなガスがある。そのようなガスと火山灰はどんな関係にあるのかについては、いまだ明らかにはなっていないが、その関係性を示唆する観測結果をもたらしたのは、ライダー観測なのである。

ライダーの観測からは、噴火後に急速に濃度の上昇が見られるが、その途中から偏光消度が低下し始めるのである。詳細は解らぬものの、水蒸気から水滴への変換が起きていることや、その変換過程が噴煙中の極めて小さい火山灰粒子を核として生じていること、さらには、ある程度大きさが計測できる程度の粒子の表面でガスから溶液への変換が起きていることもあろうと推定されている。噴煙に含まれている水蒸気が成層圏で水滴に変わり、初期の噴煙の粒子濃度を増加させていると思われる。水滴に変換される過程では、水蒸気以外の硫黄酸化物や窒素酸化物も何らかの関与をしているであろう。

このような結果は、日本のライダーグループの大きな成果であるとともに、それ以上に、エアロゾルの見方について従来の見方を変えよという強いメッセージを出していたと思われてならない。

多くの分野では、大気中に放出された粒子状の物質については、粒子同志の衝突や併合は強く意識されていたが、粒子が周辺気体と反応(化学反応にとどまらず粒子自身の変質なども含む)する可能性については極めて鈍感であった。

このようにして、大気エアロゾルを見る視点は、「浮かんでいる微小な物質」から「反応・変質しながら浮かんでいる微小な物質」へと大きく変わっていったのである。手の届かない遠い所を浮遊している大気エアロゾルをリモートセンシングする時、単に「○○ km 上空を拡散しています」だけでなく「○○ km 上空を××反応しながら拡散しています」のようにそこで何をしているのかを知ることが求められる時代に入って来たと言えよう。

おそらくレーザセンシングの対象物は、多くの場合直接手に取り観察できない物が多いだろう。手に取ってみることが出来ない物について「どこにあるのか」に加えて、「どんな状態なのか」を知る必要性は、極めて広い分野で生じているに違いない。そして、それらの疑問の先にある「どうしてそんな状態なのか」や「どうしてそこにあるのか」などの新たに生まれてくる問いに応える必要性も生まれて来よう。それをレーザセンシング出来るか? というのが、我々に新たに投げられた宿題でもあろう。

私のつたない研究を手がかりに、大気エアロゾルとりわけ成層圏エアロゾルを例にレーザセンシングする意味や貢献について考えてみたが、レーザセン

シングが求められている分野は極めて広いのではないだろうか。分野によってその学術進展の程度に違いはあると思うが、レーザセンシングする対象を気体中に浮遊する微小物質（エアロゾル）に限ったとしても極めて多い。

例えば、各種構造物や各種建造物の内部や建造物の表層に浮遊するエアロゾルなどは、それらの安全管理の面からモニタリングされることが多い。病院内と工場内を較べてみればわかるように、対象になるエアロゾルも対象空間によって大きく異なるに違いない。森林内や呼吸気管内などは、生きものによって作られた空間と言った趣がありセンシング対象となる空間の構造が複雑な上に、そこに浮遊するエアロゾルについてはほとんどセンシングされていないではなからうか。それは、センシングする必要

が無いのではなく、センシングするための付随的な技術が整備されていないからではないだろうか。そのような空間で、大気とともに浮遊・移動している粒子は何をしているのだろうか？ 奥は深そうである。

昨年、レーザセンシング学会が組織され、そして学会誌が発行される段になった。そんな機会に、改めて「ものをレーザセンシングすること」の意味を考えてみたが、どこかはっきりとは言えないが、レーザセンシングした結果がもたらす情報を読み解くうちに、その先に隠れている情報もほしくなってくる。当然、それに合わせたセンシング技術をまたまたひねりださねばならぬのだが、そんな良きサイクルが生まれてくると少しサイエンスが進むのだろう。

エアロゾルと大気分子の光散乱計測

久世 宏明

千葉大学環境リモートセンシング研究センター (〒263-8522 千葉市稲毛区弥生町 1-33)

Light Scattering Measurement of Atmospheric Aerosols and Molecules

Hiroaki KUZE

Center for Environmental Remote Sensing, Chiba University, 1-33 Yayoi-cho, Inage-ku, Chiba 263-8522

(Received January 14, 2020)

Lidar observation has widely been used for detecting atmospheric aerosols and molecules through the monitoring of backscattering signals. In this review, we describe the fundamental mechanism of the interaction of these atmospheric particles with laser beams propagating through the atmosphere. The basic equations of both Rayleigh scattering of air molecules and Mie scattering of aerosol particles are considered, with attention to the lidar applications.

キーワード：エアロゾル，大気分子，ライダー，レイリー散乱，ミー散乱

Key Words: Aerosol, Atmospheric Molecules, Lidar, Rayleigh Scattering, Mie Scattering

1. はじめに

地球大気の約 90% は高度約 10 km までの対流圏に存在しており，雲の生成・消滅や前線，台風などの気象現象の大部分はこの高度範囲において生じている。地球大気を構成する気体分子を総称して大気分子と呼ぶ。大気分子のうち，窒素分子 N_2 と酸素分子 O_2 の体積比は高度約 80 km までほぼ一定であることが知られており，その値は N_2 が 78%， O_2 が 21% である¹⁾。気候変動の主要因の一つは二酸化炭素 CO_2 で，その体積比は約 400 ppm，すなわち 0.04% である。 CO_2 は地球の地表面や大気が宇宙空間に放出している波長 15 μm 程度の赤外線吸収によって，放射を通じた地球のエネルギー収支（放射収支）に影響を与えている²⁾。

二酸化炭素以上に赤外線の吸収に多大な影響を与えているのが大気中の水蒸気 H_2O である。水蒸気量は地球上の場所により，また同じ場所でも高度により大きく変化し，対流圏における体積比はおおよそ 0.1~3% の範囲にある。水蒸気は地表面や海面から蒸発することによって熱を奪い，一方，上空で凝結して雲となることで大気にその熱を放出している。水蒸気，雲，そして雲からの降水は，地球規模の大

規模な大気循環を通じて赤道域から極域へと太陽放射に由来する熱を輸送する働きを担っている¹⁻³⁾。

気体である水蒸気が凝結して液体・固体の雲粒を作る過程においては，その凝結核として働くエアロゾルの存在が欠かせない¹⁾。エアロゾルは大気中に浮遊する液体または固体の粒子であって，その大きさは数 nm から数 μm という広い範囲に及んでいる。エアロゾルの成因は複雑であるが，大別すると大気汚染気体からの粒子形成に由来する微小粒子と，海塩や土壌など自然起源の粒子を主成分とする粗大粒子に区分できる^{4,5)}。微小粒子の元になる気体としては燃焼等に由来する二酸化窒素 NO_2 や二酸化イオウ SO_2 があり，これらが大気中のアンモニア分子と化合して生じた硝酸アンモニウムや硫酸アンモニウムが微小粒子の主要な成分となっている。これらアンモニウム化合物と，海塩由来の塩化ナトリウムはいずれも潮解性を示す化合物であり，これらが大気中の水蒸気を取り込む形で微小な水滴が形成されて雲粒の元になる。粗大粒子の大きさは直径がおおよそ 2 μm から 10 μm の範囲にあり，これよりも大きな粒子は比較的早く沈降するため大気中の滞留時間が短くなる。なお，典型的な雲粒の大きさはおおよそ 10 μm である。また，春先に多く浮遊

する花粉粒子は、たとえばスギ花粉でその粒径が約 30 μm であり、通常の粗大粒子よりはかなり大きな粒径である。それでも春先の強い風によって数 10 km の範囲にわたって飛散する。

大気中でのエアロゾル濃度が高くなると太陽光の散乱が増え、視程が低下する。近年、アジアの大都市で問題となった PM2.5 による大気汚染は、人為起源の微小粒子が環境基準 (およそ $60 \mu\text{g m}^{-3}$) を大きく超えて存在することによって生じたものである。PM2.5 の例から理解できるように、エアロゾルは多くの場合、太陽放射を散乱するので、雲と同様に地表への太陽光入射を妨げる作用がある。ただし、微小粒子に多く含まれるすす(soot)の粒子は例外で、太陽放射を吸収するため、正の放射強制力をもっている^{4,5)}。

以上のように、地上付近の大気的主要な成分である大気分子、エアロゾルには多様性がある。サンプリングや光学測定を使った「その場計測」やリモートセンシング計測の手法が開発されてきた。本稿では、こうした計測手法のうち、とくにレーザー光の散乱を用いたライダー計測の立場から、その理解に必要な大気分子、エアロゾルの光散乱のメカニズムについて解説する。その散乱として、分子の場合には Rayleigh 散乱、エアロゾルの場合には Mie 散乱について取り扱う。なお、吸収を利用して特定の分子、たとえば水蒸気の分布を計測する差分吸収ライダーや、分子種によって散乱波長が異なることを利用した Raman 散乱ライダーについては本シリーズの別の論文に譲り、本稿では扱わない。また、大気分子やエアロゾルの散乱、吸収が太陽放射の直達光、散乱光強度にどのように影響するかについては、成書¹⁻⁵⁾を参照されたい。

2. 光散乱強度の理論

2.1 大気分子の Rayleigh 散乱

入射する電磁波の波長 λ に比べ、散乱体の粒子の半径 a が非常に小さい場合に生じる散乱を Rayleigh 散乱という。散乱理論では、一般に

$$x = ka = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (1)$$

で定義される x をサイズパラメータという。ここで $k=2\pi/\lambda$ は波数である。Rayleigh 散乱は $x \ll 1$ の場合に相当するので、大気分子 ($a < 1 \text{ nm}$) による可視光 ($\lambda \sim 500 \text{ nm}$) の散乱は Rayleigh 散乱とみてよい。Lord Rayleigh が 1899 年の論文⁶⁾で示しているように、単一の粒子からの Rayleigh 散乱では、散乱波の強度がその電磁波の波長の 4 乗に反比例する。よ

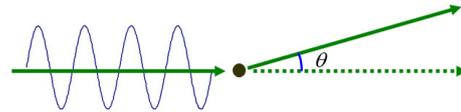


Fig. 1 Definition of scattering angle, θ .

く知られているように、太陽光の散乱においては大気分子によって短波長の光が強く散乱されるため、晴天時の青空が生じることになる。Rayleigh 散乱の角度分布については、後述するように散乱光は入射光の方向とその逆側の方向で最も強く、直角の方向で半分になる。

強度 I_0 の光が微小な粒子 (大気分子) に入射すると、光の振動電場によって粒子中に振動双極子が誘起され、この双極子による放射が散乱光として観測される。散乱角 θ は、Fig. 1 に示すように散乱体がない場合の入射光の直線と散乱光を表す半直線のなす角として定義され、前方散乱で $\theta=0$ 、後方散乱で $\theta=\pi$ となる。入射光と散乱光が存在する平面を散乱面といい、電場ベクトルがこの面に平行な直線偏光を p 偏光、垂直な直線偏光を s 偏光という。太陽光のように、ランダムな偏光をもった連続光が単一粒子に入射するとき、散乱粒子から距離 R の点 P における散乱光強度 I は、次式のように与えられる。

$$\begin{aligned} I(\theta) &= \frac{I_0}{R^2} \left(\frac{d\sigma_{scat}}{d\Omega} \right)_{\theta} \\ &= \frac{I_0}{R^2} \left(\frac{\tilde{\alpha}k^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\cos^2\theta + 1}{2} \end{aligned} \quad (2)$$

ここで $d\sigma_{scat}/d\Omega$ は微分断面積と呼ばれ、散乱光強度の角度依存性を表している。 $\tilde{\alpha}$ は大気分子の分極率、 ϵ_0 は電気定数 (真空の誘電率) である。分極率はテンソルであるが、誘導体が等方性物質である場合スカラー量として扱える。式(1)を立体角 $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ について積分することにより、Rayleigh 散乱の散乱断面積 σ_R が求められる：

$$\begin{aligned} \sigma_R &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{d\sigma_{scat}}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\varphi \\ &= \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\tilde{\alpha}k^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \end{aligned} \quad (3)$$

$k=2\pi/\lambda$ であることから、 σ_R は波長の 4 乗に反比例することになる。なお、後述するように分子分極率は波長によってわずかであるが変化する。このため、厳密には波長の 4 乗則からのずれが生じることになる。

大気分子による消散係数 α_{mol} は、分子数密度を n_{mol} と表すと

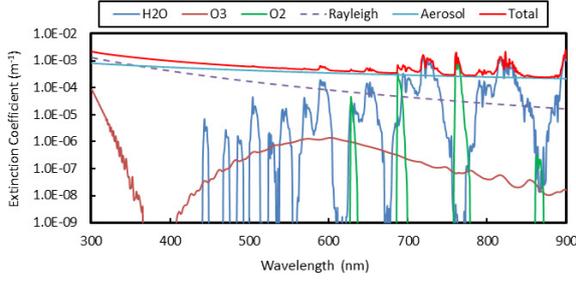


Fig. 2 Wavelength dependence of the extinction coefficient of various atmospheric components simulated at the surface level.

$$\alpha_{mol} = n_{mol}(\sigma_R + \sigma_{abs}^m) \quad (4)$$

となる。ここで、 σ_{abs}^m は、考えている波長での大気分子の吸収断面積である。以下に説明するように、太陽光のピーク波長である波長 550 nm における大気分子の Rayleigh 散乱断面積 σ_R はおよそ $4.3 \times 10^{-31} \text{ m}^2$ である。0°C, 1 atm では分子数密度は $n_{mol} = 2.69 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ であるから、分子吸収が無視できる場合の消散係数 α_{mol} は $1.16 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ と計算される。Fig. 2 に、可視・近赤外波長における消散係数の波長依存性の計算例を示す。

Rayleigh 散乱について、いくつか注記しておく。式(2)は、太陽光のようにランダムに偏光した入射光に対する散乱光強度である。散乱光を p 偏光成分と s 偏光成分に分けて観測する場合には、次の表式が必要になる：

$$I_p = \frac{3\sigma_R I_0}{16\pi R^2} \cos^2 \theta \quad (5)$$

$$I_s = \frac{3\sigma_R I_0}{16\pi R^2}$$

I_p は前方散乱と後方散乱で強度が最大となり、 $\theta = \pi/2$ では強度が 0 となる。一方、 I_s はすべての θ に対して同じ散乱光強度を与える。前方および後方散乱においては I_p と I_s の区別はなく、同じ散乱強度となる。

乾燥空気 (15°C, 1 atm, 0.045% の CO_2 を含む) の複素屈折率 \tilde{n} は、次式で近似される^{7,8)}：

$$(\tilde{n} - 1) \times 10^8 = \frac{5792105}{238.0185 - (\lambda_{vac}/\mu\text{m})^{-2}} + \frac{167917}{57.362 - (\lambda_{vac}/\mu\text{m})^{-2}} \quad (6)$$

この式中で λ_{vac} は真空中の波長であって、その範囲は 0.23~1.69 μm で有効である。

誘電体に関する Clausius-Mossotti の理論によれば、気体の誘電率 ϵ と気体分子の分極率 $\tilde{\alpha}$ との間には

Table 1 Wavelength dependence of molecular polarizability and Rayleigh cross-section.

λ (μm)	$\tilde{\alpha}/4\pi\epsilon_0$ (10^{-30} m^3)	σ_R (10^{-30} m^2)
0.355	1.7854	2.6205
0.532	1.7385	0.4926
0.550	1.7362	0.4301
0.756	1.7206	0.1183
1.064	1.7121	0.02986

$$\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} = \frac{n_{mol}\tilde{\alpha}}{3\epsilon_0} \quad (7)$$

が成り立つ⁹⁾。誘電率 ϵ と屈折率 \tilde{n} の間には

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \tilde{n}^2 \quad (8)$$

の関係がある。さらに、 $|\tilde{n} - 1| \ll 1$ であることと合わせると

$$\frac{\tilde{\alpha}}{4\pi\epsilon_0} = \frac{\tilde{n} - 1}{2\pi n_{mol}} \quad (9)$$

が得られる。この式の左辺は、空気分子に可視光の電場が入射して生じる誘起双極子の大きさを与える電磁気学的な数値であり、右辺は光学測定からの数値である。この式の右辺は屈折率の 1 との差 ($\tilde{n} - 1$) が分子数密度 n_{mol} に比例することを表しており、結果として得られる分極率の値は気温や圧力によらず用いることができる⁸⁾。式(6)と式(9)を用いると、断面積 σ_R を波長 λ の関数として求めることが可能になる。

Table 1 に、主な波長に対する $\tilde{\alpha}/4\pi\epsilon_0$ と σ_R の値を示す。近似的には、次式によって断面積 σ_R を計算できる：

$$\sigma_R(\lambda) = \sigma_R(\lambda_0) \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^4 g(\xi) \quad (10)$$

$$\xi = \frac{\lambda_0}{\lambda} - 1$$

$$g(\xi) = A + B\xi + C\xi^2 + D\xi^3$$

ここで、 λ_0 は 550 nm である。 $A \sim D$ は経験的に求められる定数であり、下記の値が最適値である：

$$A = 0.999942, B = 0.077131, C = 0.045941, D = 0.008492 \quad (11)$$

次に、レーザー光の場合のように直線偏光が単一の空気分子に入射するときについて考える。z 軸に沿って光が入射するものとし、その電場を $E_{0p} = E_0 \cos \varphi$, $E_{0s} = E_0 \sin \varphi$ と表す。空気分子の非球形性を考慮した場合、式(5)に相当する I_p, I_s は次式で与

エアロゾルと大気分子の光散乱計測 (久世 宏明)

えられる¹⁰⁾ :

$$I_p = \frac{A}{R^2} \frac{I_0}{1+2\gamma} [(\cos^2 \theta + \gamma \sin^2 \theta) \cos^2 \varphi + \gamma \sin^2 \varphi]$$

$$I_s = \frac{A}{R^2} \frac{I_0}{1+2\gamma} [\gamma \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi] \quad (12)$$

ただし, $3\sigma_R/8\pi$ を A とおいた. γ は, 粒子 (分子) の非球形性を示すパラメータである偏光解消因子 Δ を用いて次式で表される¹¹⁾ :

$$\gamma = \frac{\Delta}{2-\Delta} \quad (13)$$

I_p, I_s を同時に観測する場合の微分断面積は

$$\frac{d\sigma_{scat}}{d\Omega} = \frac{R^2}{I_0} (I_p + I_s) \quad (14)$$

で与えられるから,

$$\frac{d\sigma_{scat}}{d\Omega} = \frac{1}{1+2\gamma} \left(\frac{\tilde{\alpha}k^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \times [(\cos^2 \theta + \gamma(1+\sin^2 \theta)) \cos^2 \varphi + (1+\gamma) \sin^2 \varphi] \quad (15)$$

となる. 散乱断面積は球形分子の場合と同じ式(3)になることが示される. 後方散乱係数 β は, $\theta = \pi$ における微分散乱断面積

$$\left(\frac{d\sigma_{scat}}{d\Omega} \right)_{\theta=\pi} = \frac{1+\gamma}{1+2\gamma} \left(\frac{\tilde{\alpha}k^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \quad (16)$$

を用いて

$$\beta = n_{mol} \left(\frac{d\sigma_{scat}}{d\Omega} \right)_{\theta=\pi} \quad (17)$$

によって計算される. したがって, ライダー方程式の解法で用いられる空気分子の消散係数と後方散乱係数の比 (大気分子のライダー比) S_2 は次式で表される:

$$S_2 = \frac{\alpha_{ext}}{\beta} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{1+2\gamma}{1+\gamma} \right) \quad (18)$$

空気分子では $\Delta = 0.035$ であることから, S_2 の値は $(8\pi/3)(1+\Delta/2) = 8.52$ sr となる. この値は, 大気分子の非球形性を考慮しない値 ($8\pi/3 = 8.38$) に比べ, 約 1.7% 大きくなっている.

2.2 エアロゾル粒子の Mie 散乱

入射する電磁波の波長 λ と散乱体の粒子の半径 a がほぼ同程度の場合, あるいは波長 λ に比べて散乱体の粒子半径が大きい場合の散乱を Mie 散乱という¹²⁾. 大気エアロゾルの典型的な粒径はおおよそ 1

μm であり, 雲粒は $10 \mu\text{m}$ である. これらは, 可視光の典型的な波長 $0.5 \mu\text{m}$ に比べて同程度か大きく, したがって散乱は Mie 散乱とみてよい. Mie 散乱は, 散乱光の強度が波長にあまり依存しない特徴があり, そのため雲粒によって散乱した可視光線は白色光に近い色となる. 同様に, 高濃度大気汚染時のように大気エアロゾルが多く含まれる大気によって散乱された可視光も白色光に近い色となる.

Mie 散乱は, 単一の誘電体球や金属球による電磁波の散乱を電磁波の境界条件に基づいて計算するもので, 波動光学における回折や幾何光学における反射・屈折など, 複雑な過程がすべて考慮されている¹³⁾. また, Rayleigh 散乱の表式も, 粒子半径が小さい極限として Mie 散乱の表式から導出することができる. 散乱光の強度は, サイズパラメータ $x = 2\pi a/\lambda$ と複素屈折率 $\tilde{n} = n - in'$ によって決定される. 強度 I_0 の自然光が入射するとき, 散乱角 θ の方向で粒子から距離 R の点における光の強度 I は

$$I = \frac{I_0}{R^2} \left(\frac{d\sigma_{scat}}{d\Omega} \right)_{\theta} = \frac{I_0}{R^2} \frac{i_1 + i_2}{2k^2} \quad (19)$$

で与えられる. ここで, $i_1 = |S_1(\theta)|^2$ および $i_2 = |S_2(\theta)|^2$ はそれぞれ, 散乱面に対して電場ベクトルの偏光方向が垂直, 平行な光の強さを表す. $S_1(\theta)$ と $S_2(\theta)$ は散乱振幅と呼ばれる量で,

$$S_1(\theta) = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} \{a_l \pi_l(\cos \theta) + b_l \tau_l(\cos \theta)\} \quad (20)$$

$$S_2(\theta) = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} \{b_l \pi_l(\cos \theta) + a_l \tau_l(\cos \theta)\} \quad (21)$$

のように表される (次数 l の部分波による展開式). $\pi_l(\cos \theta)$ と $\tau_l(\cos \theta)$ は, Legendre の陪関数 $P_l^{(1)}(\cos \theta)$ を用いて

$$\pi_l(\cos \theta) = \frac{1}{\sin \theta} P_l^{(1)}(\cos \theta) \quad (22)$$

$$\tau_l(\cos \theta) = \frac{d}{d\theta} P_l^{(1)}(\cos \theta) \quad (23)$$

と書ける. これらの表式は, 平面電磁波が誘電体球に照射されたとき, 球の内外での電磁波がつながる条件から導かれる. サイズパラメータ $x = ka$ と複素屈折率は, 式(20)と式(21)の展開係数である a_l と b_l の中に次の形で現れる:

$$a_l = \frac{\psi_l'(\tilde{n}x) \psi_l(x) - \tilde{n} \psi_l(\tilde{n}x) \psi_l'(x)}{\psi_l'(\tilde{n}x) \zeta_l(x) - \tilde{n} \psi_l(\tilde{n}x) \zeta_l'(x)} \quad (24)$$

$$b_l = \frac{\tilde{n}\psi'_l(\tilde{n}x)\psi_l(x) - \psi_l(\tilde{n}x)\psi'_l(x)}{\tilde{n}\psi'_l(\tilde{n}x)\zeta_l(x) - \psi_l(\tilde{n}x)\zeta'_l(x)} \quad (25)$$

ここで、複素関数 $\psi_l(\xi)$ は、

$$\psi_l(\xi) = (-1)^l \xi^{l+1} \left(\frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \right)^l \left(\frac{\sin \xi}{\xi} \right) \quad (26)$$

によって定義される関数であり、 $\psi'_l(\xi)$ はその導関数を表す。また、関数 $\zeta_l(\xi)$ は

$$\chi_l(\xi) = (-1)^l \xi^{l+1} \left(\frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \right)^l \left(\frac{\cos \xi}{\xi} \right) \quad (27)$$

$$\zeta_l(\xi) = \psi_l(\xi) + i\chi_l(\xi) \quad (28)$$

として定義される。

Mie 散乱の散乱断面積は、式(19)の微分断面積を全立体角について積分することにより、

$$\begin{aligned} \sigma_{scat} &= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{d\sigma_{scat}}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\varphi \\ &= \frac{\pi}{k^2} \int_0^\pi (|S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2) \sin\theta d\theta \\ &= \frac{2\pi}{k^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1)(|a_l|^2 + |b_l|^2) \end{aligned} \quad (29)$$

と求められる。吸収断面積は、

$$\begin{aligned} \sigma_{abs} &= \frac{4\pi}{k^2} \text{Re}(S(0)) \\ &= \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=1}^{\infty} \left(l + \frac{1}{2} \right) \text{Re}(a_l + b_l) \end{aligned} \quad (30)$$

となる。ここで、記号 Re は複素数の実部を表す。また、前方散乱に対しては $S_1(0)$ と $S_2(0)$ の値は等しいので、 $S(0)$ と表記した。このように、Mie 散乱では、通常、散乱断面積と吸収断面積が同時に計算される。

散乱と吸収の和を消散という。エアロゾル粒子の消散断面積 σ_{Mie} は $\sigma_{scat} + \sigma_{abs}$ に等しく、単位体積あたりの粒子数を n_{aer} とすれば、エアロゾル消散係数は

$$\alpha_{aer} = n_{aer} \sigma_{Mie} = n_{aer} (\sigma_{scat} + \sigma_{abs}) \quad (31)$$

で与えられる。

ライダー計測で重要な後方散乱係数 β_{aer} は、

$$\begin{aligned} \beta_{aer} &= n_{aer} \left(\frac{d\sigma_{scat}}{d\Omega} \right)_{\theta=\pi} \\ &= \frac{n_{aer}}{4k^2} \left| \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^l (2l+1) (b_l - a_l) \right|^2 \end{aligned} \quad (32)$$

で与えられる。また、ライダー方程式の解法で用いられるエアロゾルの消散係数と後方散乱係数の比(ライダー比) S_1 は

$$S_1 = (n_{aer} \sigma_{scat}) / \beta_{aer} \quad (33)$$

と表される。後述するように S_1 の値はおおよそ 10~90 sr という広い範囲で変化し、これが Mie 散乱ライダーの定量的な解析を難しくする一因になっている。以上のほか、エアロゾルの光学特性の記述には、次のようなパラメータがよく用いられる。まず、散乱位相関数 $f(\cos\theta)$ は

$$f(\cos\theta) = \frac{1}{\sigma_{scat}} \left(\frac{d\sigma_{scat}}{d\Omega} \right)_\theta \quad (34)$$

により定義される。この式から理解できるように、 $f(\cos\theta)$ を全立体角について積分すると 1 になる。単散乱アルベドは、

$$\tilde{\omega} = \frac{\sigma_{scat}}{\sigma_{scat} + \sigma_{abs}} \quad (35)$$

と定義される。吸収が 0 であれば $\tilde{\omega} = 1$ となり、完全に吸収される場合には $\tilde{\omega} = 0$ となる。散乱の非対称性因子 g は

$$g = \int f(\cos\theta) \cos\theta d\Omega \quad (36)$$

と定義される。ここで、 $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ であり、積分は全立体角について行う。非対称性因子は -1 から 1 の値をとり、値が大きいほど前方に散乱される割合が大きい。大気分子の Rayleigh 散乱では、前方と後方に対称な散乱パターンであるため、 $g = 0$ となる。エアロゾルの非対称性因子の値は通常、0.6~0.8 程度であって、前方散乱が卓越している。大気分子のライダー比 ($S_2 = 8.52$ sr) に比べてエアロゾルのライダー比 S_1 の値が大きいのは、エアロゾルでは前方散乱が卓越しており、後方散乱係数 β_{aer} が小さくなるためである。

Mie 散乱の消散効率因子 Q_{ext} は

$$Q_{ext} = \frac{\sigma_{Mie}}{\pi a^2} \quad (37)$$

と定義される。Fig. 3 に、3つの典型的な大気エアロゾルについて、 Q_{ext} のサイズパラメータ x への依存性を示した。この図から分かるように、水滴や硫酸アンモニウム液滴のような非吸収性のエアロゾルの場合には Q_{ext} は x が小さいところ ($x < 10$) で最大値をとり、その後、 x の増大にともなって振動しながら 2 に漸近する(厳密には 2 よりやや大きい)。この漸近値が幾何学的断面積 πa^2 のおおよそ 2 倍になるのは、光学における Babine の原理によって説明

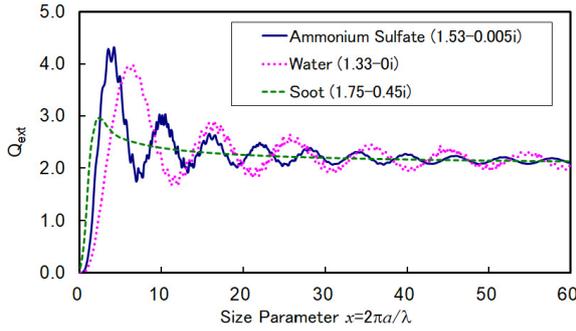


Fig. 3 Plot of Q_{ext} as a function of size parameter, x , for ammonium sulfate, water, and soot aerosols.

できる¹¹⁾。雲粒の典型的な大きさは $10\ \mu\text{m}$ なので、波長 $0.4\sim 0.7\ \mu\text{m}$ の可視光に対するサイズパラメータの大きさは $90\sim 160$ となる。したがって、雲粒に可視光が当たるときには、消散効率因子は波長によってほとんど変化しない。このことが、太陽光の下で雲が白く見える原因となっている。Fig. 3には、すすの粒子の消散効率因子も示してある。他の二つの場合と異なり、すす粒子では x の増加に伴う Q_{ext} の振動は現れていない。これは、複素屈折率の虚数部が大きく、したがって吸収が大きな粒子に見られる特性である。

なお、媒質が複素屈折率 $\tilde{n} = n - in'$ をもつとき、その虚数部 n' が媒質の吸収とどのように結びつくかは、次のようにして考察できる。実数部 n は通常の屈折率であり、媒質中の光速を v 、真空中の光速を c とすると

$$n = \frac{c}{v} = \left(\frac{\epsilon\mu}{\epsilon_0\mu_0} \right)^{1/2} \cong \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (38)$$

が成り立つ。ここで μ_0 は磁気定数 (真空の透磁率)、 ϵ は媒質の誘電率、 μ は媒質の透磁率であり、通常物質では $\mu \cong \mu_0$ が成り立つことを用いた。複素屈折率に対応する複素数の波数は

$$\tilde{k} = \frac{\omega}{c/\tilde{n}} = (n - in') \frac{\omega}{c} = k - in' \frac{\omega}{c} \quad (39)$$

となるので、たとえば z 方向に進む電場の x 成分について

$$\begin{aligned} E_x &= E_0 \exp[-i(\tilde{k}z - \omega t)] \\ &= E_0 \exp[-i(kz - \omega t)] \exp\left(-n' \frac{\omega}{c} z\right) \end{aligned} \quad (40)$$

が成り立つ。光強度は電場の絶対値の2乗に比例するので、この媒質中での吸収定数 α_{abs} は

$$\alpha_{abs} = \frac{2n'\omega}{c} \quad (41)$$

と表せることになる。

3. エアロゾルモデル

3.1 粒径分布モデル

大気エアロゾルは上述したように幅広い粒径にわたって存在しており、これによる散乱・吸収を定量的に記述するためには粒径分布関数のモデル化が必要となる。単位体積中において半径が a から $a+da$ の間の粒子数を dN とすると

$$dN = N(a)da \quad (42)$$

と書ける。この $N(a)$ を粒径分布関数という。累積分布関数を

$$\tilde{N}(a) = \int_{a_{min}}^a N(a')da' \quad (43)$$

によって定義する。 $q = \log_{10} a$ と置くと、 $dq/da = 1/a \ln 10$ であるから、累積分布関数と粒径分布関数の関係は、

$$\frac{d\tilde{N}(a)}{dq} = N(a) \cdot a \ln 10 \quad (44)$$

これを用いると、エアロゾル消散係数は次のように表される：

$$\begin{aligned} \alpha_{ext} &= \int_{a_{min}}^{a_{max}} \pi a^2 Q_{ext}(a) N(a) da \\ &= \int_{q_{min}}^{q_{max}} \pi a^2 Q_{ext}(a) \frac{d\tilde{N}(a)}{dq} dq \end{aligned} \quad (45)$$

多くの観測に基づき、都市型、田園型、海洋型などいくつかの代表的なエアロゾルモデルがあり、これらは次式の3峰性対数正規分布で記述される¹⁴⁾：

$$\frac{d\tilde{N}(a)}{dq} = \sum_{i=1}^3 \frac{n_i}{\sqrt{2\pi} \log \sigma_i} \exp\left[-\frac{(\log a/R_i)^2}{2(\log \sigma_i)^2}\right] \quad (46)$$

ここで、 \log は常用対数であり、 n_i 、 R_i 、 $\log \sigma_i$ はそれぞれ、 i 番目の分布曲線の積分値、平均粒子半径、分布の広がりを与えるパラメータである。Table 2 に代表的エアロゾルモデルに対するこれらパラメータと複素屈折率の代表値を示す¹⁴⁾。また、式(46)で計算される対数正規分布関数を Fig. 4 に示す。Fig. 4(a) は数密度で表した分布関数、同図(b) は面積で表示した分布関数である。後者を見ると、海洋型エアロゾルにおいて粗大粒子が多く、都市型エアロゾルで微小粒子が卓越している様子が理解できる。

Fig. 5 に、3つのエアロゾルモデルに対してミー散乱の計算を行って得られた(a)波長 $550\ \text{nm}$ で規格

Table 2 Size distribution parameters and complex refractive index assumed for representative aerosol models¹⁴⁾.

	n_i	R_i	$\log \sigma_i$	Ref. Index
Maritime				
$i=1$	133	0.0039	0.657	
$i=2$	66.6	0.133	0.21	1.40-0.0001 <i>i</i>
$i=3$	3.06	0.29	0.396	
Rural				
$i=1$	6650	0.00739	0.225	
$i=2$	147	0.0269	0.557	1.55-0.003 <i>i</i>
$i=3$	1990	0.0419	0.266	
Urban				
$i=1$	99300	0.00651	0.245	
$i=2$	1110	0.00714	0.666	1.51-0.017 <i>i</i>
$i=3$	36400	0.0248	0.337	

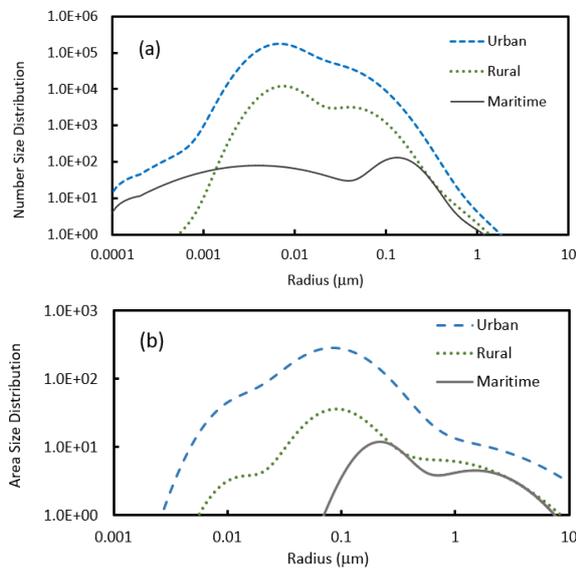


Fig. 4 Size distributions of typical aerosol models: (a) number size distribution and (b) area size distribution.

化した消散係数および(b)ライダー比 S_1 の波長依存性を示す。(a)において波長依存性をもっとも大きいのは都市型モデル、もっとも小さいのは海洋型モデルであるが、これはそれぞれ、微小粒子、粗大粒子が卓越していることに由来している。一般に、消散係数の波長依存性は次式によってよく近似できることが知られている¹⁵⁾：

$$\alpha_{ext}(\lambda) = \alpha_{ext}(\lambda_0) \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-p} \quad (47)$$

この波長部分の指数 p を Angstrom 指数という。Fig. 5(a)の結果から3つのエアロゾルモデルに対して p の値を求めると、海洋型で0.55、田園型で0.84、都市型で1.25程度になっており、これは沿岸部においてサンフォトメータやスカイラジオメータ等の測器によりエアロゾル計測を行って通常観測さ

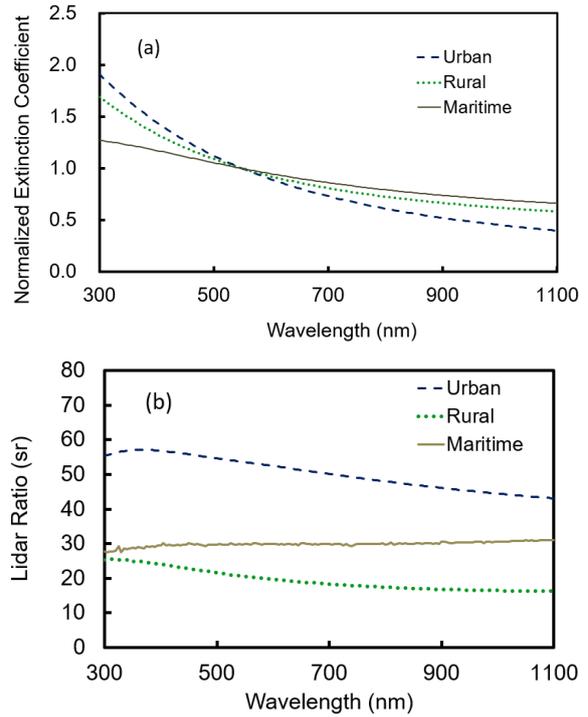


Fig. 5 Wavelength dependence of (a) normalized extinction coefficient and (b) lidar ratio (S_1) for urban, rural, and maritime aerosol models.

れる Angstrom 指数の値に近いものになっている。なお、Rayleigh 散乱の場合は p の値は4であり、これは粒子が小さいほど、短波長側での散乱断面積が大きくなることを反映している。

Fig. 5(b)に示したライダー比においては、 S_1 の値は波長とともに緩やかに変化したが、その大きさを比較すると都市型、海洋型、田園型の順になっている。このモデル計算では、 S_1 はおよそ15~60 srの間の値をとっている。

Fig. 6に、(a)波長532 nmおよび(b)波長1064 nmに対して計算した散乱位相関数の角度依存性を示す。前方散乱の強度は、波長532 nmのほうが1064 nmに比べて強くなっている。一方、後方散乱の強度は田園型が大きく、都市型・海洋型は同じ程度の大きさになっている。また、散乱角が90°~120°の範囲においては、海洋型エアロゾルからの散乱光強度が比較的弱くなっていることが分かる。こうしたことから、スカイラジオメータのように色々な散乱角の方向で天空光(散乱太陽光)の強度を観測し、直達太陽光と比較することによってエアロゾルの特性を計測することが可能になる¹⁶⁾。

ライダーの場合には後方散乱を観測するのが普通であるが、レーザー光の透過にともなう任意の方向での散乱光の計測を行うときは、次のようにして位相関数と散乱光強度を結び付けることができる。い

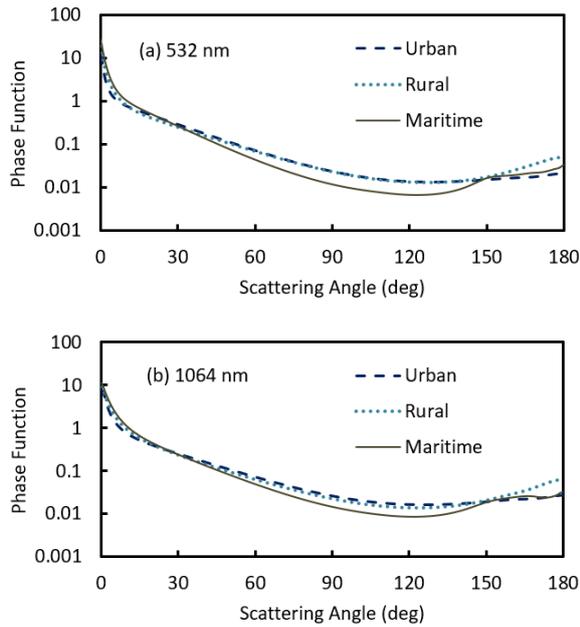


Fig. 6 Scattering-angle dependence of the phase functions for typical aerosol models: (a) 532 nm and (b) 1064 nm.

ま、パワー P のレーザー光が数密度 N 、散乱断面積 σ の散乱体の存在する空間を伝搬するものとする。距離 dz を進むとき、散乱角 θ 方向に散乱されるパワーは、

$$N\sigma f(\cos\theta)d\Omega \cdot Pdz = N \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta d\Omega \cdot Pdz \quad (48)$$

と表される。位相関数、あるいは微分断面積が既知であれば、この式から θ 方向にある検出器が受光する光子数を計算できる。この式を全立体角について積分すれば

$$\begin{aligned} dP &= -N\sigma \iint f(\cos\theta) d\Omega \cdot Pdz \\ &= -N\sigma Pdz = -\alpha Pdz \end{aligned} \quad (49)$$

となって、Lambert-Beer の法則に一致する ($\alpha = N\sigma$ は消散係数)。

4. Mie 散乱ライダーの観測例

本節では、筆者のグループが千葉大学環境リモートセンシング研究センターにおいて行ってきたライダー観測のうち、とくに本稿に関係の深い Mie 散乱ライダーによるエアロゾル観測例について述べる。地表から鉛直上方に向けて多波長ライダー観測を行うことにより粒径情報を含むエアロゾルプロファイルを対流圏から成層圏下部まで取得できる。その際、各波長においてライダー比 S_1 の値を適切に評価することが不可欠である。昼間の観測でサン

フォトメータやスカイラジオメータの同時計測データが入手可能であれば、次式で定義される光学的厚さ $\tau(\lambda)$ が波長ごとに取得できる：

$$I(\lambda) = kE_0(\lambda) \exp[-m\tau(\lambda)] \quad (50)$$

$$m \cong 1/\cos\theta_S$$

ここで、 $I(\lambda)$ は測器が観測する光強度、 k は装置定数、 $E_0(\lambda)$ は大気上端での太陽分光放射照度、 θ_S は太陽天頂角である。また、 m はエアマスと呼ばれる量で、太陽天頂角とともに変化する。式(50)における装置定数 k の値は、エアロゾル量が少なく、かつ安定している基準日において日中を通じた観測を行い、 $\ln[I(\lambda)]$ を m に対してプロットすることにより決定できる (Langrey プロット)。光学的厚さ $\tau(\lambda)$ は鉛直方向で消散係数 $\alpha(\lambda)$ を積分したものと等しいので、これを拘束条件として波長ごとのライダー比 S_1 の値が決められる (Kinjo et al., 2001)¹⁷⁾。夜間の観測や、雲によって遠方までの信号が取得不能な場合にはこの方法は適用できない。そこで、Yabuki et al., 2003¹⁸⁾ においては、粒径分布・複素屈折率について予め可能な変動範囲を決めて参照テーブルを計算しておき、多波長ライダー信号を地上から順次解析する手法を提案した。こうした手法の発展形として、最近では多波長での散乱計測を行う積分型ネフェロメータや吸収計測を行うエーサロメータ、粒径分布測定を行うパーティクルカウンター等の地上エアロゾルサンプリング装置からのデータを援用した対流圏下部のエアロゾルについての研究が進展している^{19, 20)}。これらのライダーはいずれも後方散乱光を受光して解析するが、バイスタティック計測においては、高感度の紫外望遠鏡システムを用いることによって、地上付近のエアロゾル分布に関して後方散乱では得られない 2次元画像取得ができることを明らかにした^{21, 22)}。

長期間の連続した大気データ取得のためのライダーとして、マイクロパルスライダー (Micro Pulse Lidar, MPL) と可搬型自動アラインメントライダー (Portable Automated Lidar, PAL) が挙げられる。MPL は波長 523 nm (5 μ J/pulse, 2.5 kHz) のライダーで、同軸で送受信を行う装置である。MPL による 1 年間の連続観測データに基づき、筑波における混合層高度と気象の季節変化の関連を明らかにした (Chen et al., 2001)²³⁾。また、ライダーパルスの雲の透過と多重散乱の関係について理論計算との比較を行った (Widada et al., 2000)²⁴⁾。PAL は千葉大学と浜松フォトンクスが共同で開発した連続計測用のライダー (波長 532 nm, 6 μ J/pulse, 2.5/1.4 kHz) で、15

分に1回程度の自動アラインメント機能を備えている点に特徴がある。千葉上空のエアロゾルと雲の長期間の連続解析(Lagrosas et al., 2005)²⁵⁾や二方向からの同時のライダー雲計測結果と衛星データの比較(Bagtasa et al., 2007)²⁶⁾などの結果が得られている。また、地上サンプリングタとの時系列データ比較によって、ライダーによる光学測定とサンプリングによる浮遊粒子状物質(suspended particulate matter, SPM)の質量測定を橋渡しする質量消散係数についての詳細な解析を行うことができた^{27, 28)}。

5. まとめ

本解説では、大気中におけるレーザー光の散乱によって検出される大気分子やエアロゾルについて、その基本的な特性である Rayleigh 散乱と Mie 散乱について述べた。Rayleigh 散乱は、光の波長に比べて大気分子の大きさが十分に小さいことから生じる。その波長依存性は、電磁気学における誘電体理論を援用し、空気の屈折率の波長依存性から精度よく導くことができる。Rayleigh 散乱に基づくライダー比、すなわち消散係数と後方散乱係数の比を求めるには、分子が非球形であることを考慮する必要がある。Mie 散乱は、誘電体球に電磁波が照射されるときに起こる複雑な光学現象を電磁波の境界条件に基づいて説明する理論であり、その基本的な変数は、粒径と波長の比で与えられるサイズパラメータおよび誘電体球の複素屈折率である。大気中を浮遊する液体または固体粒子であるエアロゾルや雲の散乱は、Mie 散乱で記述される。

本解説では触れなかったが、レーザー光や太陽光が光学的に比較的厚い大気層を伝搬する際には、単散乱に加えて多重散乱の効果を考慮する必要がある²⁹⁾。また、大気中には鉱物に由来するエアロゾルや氷の結晶としての雲粒など非球形の粒子も存在しており、T-matrix の理論など、非球形の粒子による電磁波の散乱理論による扱いも必要である³⁰⁾。さらに、レーザー光の大気中伝搬において考慮が必要な現象として大気揺らぎがある³¹⁾。これらについては現在でも実験、理論の両面から研究が進展しており、必要に応じて適当な文献を参照されたい。

謝辞

本論文の執筆にあたり有用な議論を行っていただいた眞子直弘博士に感謝します。

参考文献

1) 小倉義光：一般気象学 第2版補訂版(東京大学出版会, 2016)。

- 2) 浅野正二：大気放射学の基礎(朝倉書店, 2010)。
- 3) 近藤純正 編著：水環境の気象学 一 地表面の水収支・熱収支一(朝倉書店, 1994)。
- 4) 笠原三紀夫, 東野 達 編著：エアロゾルの大気環境影響(京都大学学術出版会, 2007)。
- 5) J. H. Seinfeld and S. N. Pandis: "Atmospheric Chemistry and Physics: From Air Pollution to Climate Change, 3rd edition" (Wiley, 2016)
- 6) Lord Rayleigh F. R. S.: XXXIV. "On the transmission of light through an atmosphere containing small particles in suspension, and on the origin of the blue of the sky", The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, **47:287** (1899) 375-384, DOI: 10.1080/14786449908621276
- 7) P. E. Ciddor: "Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared", Appl. Opt. **35** (1996), 1566-1573.
- 8) B. A. Bodhaine, N. B. Wood, E. G. Dutton, and J. R. Slusser: "On Rayleigh optical depth calculations". J. Atmos. Oceanic Tech., **16** (1999) 1854-1861.
- 9) 砂川重信：理論電磁気学 第3版(紀伊国屋書店, 1999), 75.
- 10) S. Chandrasekhar: "Radiative transfer" (Dover, 1960), 49.
- 11) R. M. Goody and Y. L. Yung, "Atmospheric Radiation — Theoretical Basis", Oxford University Press (1989).
- 12) G. Mie: "Contributions to the optics of turbid media, particularly of colloidal metal solutions". Ann. Phys. (Leipzig), **25** (1908) 377-445.
- 13) H. C. van de Hulst: "Light scattering by small particles", Wiley (1957).
- 14) P. V. Hobbs, ed.: "Aerosol-cloud-climate interactions", Academic Press (1993)
- 15) G. L. Schuster, O. Dubovik, B. N. Holben: "Angstrom exponent and bimodal aerosol size distributions". J. Geophys. Res.: Atmospheres, **111 (D7)** (2006).
- 16) T. Nakajima, G. Tonna, R. Rao, P. Boi, Y. Kaufman, and B. Holben: "Use of sky brightness measurements from ground for remote sensing of particulate polydispersions", Appl. Opt. **35** (1996) 2672-2686
- 17) H. Kinjo, H. Kuze, T. Takamura, M. Yabuki and N. Takeuchi: "Determination of aerosol extinction-to-backscattering ratio from multiwavelength lidar observation", Jpn. J. Appl. Phys. **40** (2001) 434-440.
- 18) M. Yabuki, H. Kuze, H. Kinjo, and N. Takeuchi: "Determination of vertical distributions of aerosol optical parameters by use of multi-wavelength lidar data", Jpn. J. Appl. Phys. **42 (2A)** (2003) 686-694.
- 19) J. Aminuddin, S. Okude, N. Lagrosas, N. Manago, and H. Kuze: "Real time derivation of atmospheric aerosol optical properties by concurrent measurements of optical and sampling instruments", Open J. Air Pollution, **7 (2)** (2018) 140-155.
- 20) P. M. Ong, N. Lagrosas, T. Shiina, and H. Kuze: "Surface aerosol properties studied using a near-horizontal lidar", Atmosphere (MDPI), **11 (1)**, 36 (2020) <https://doi.org/10.3390/atmos11010036>
- 21) S. Fukagawa, I. Kouga, H. Kuze, N. Takeuchi, M. Sasaki, Y. Asaoka, and S. Ogawa: "Simulation study for aerosol distribution retrieval from bistatic, imaging lidar data", Pacific Rim Conference on Lasers & Electro-Optics (July 2005) 1261-1266

エアロゾルと大気分子の光散乱計測 (久世 宏明)

- 1262.
- 22) Y. Yamaguchi, I. Kouga, K. Shinomiya, D. Kataoka, N. Takeuchi, H. Kuze, M. Sasaki, Y. Asaoka, and S. Ogawa: "Development of an imaging lidar for aerosol monitoring using a wide field-of-view, high-resolution telescope", Conference on Lasers and Electro-Optics - Pacific Rim (August 2007).
- 23) W. Chen, H. Kuze, A. Uchiyama, Y. Suzuki, and N. Takeuchi: "One-year observation of urban mixed layer characteristics at Tsukuba using a micro pulse lidar", *Atmos. Environ.*, **35** (2001), 4273-4280.
- 24) W. Widada, N. Takeuchi, H. Kuze, A. Tadaishi, and S. Shimamura: "Signal penetration into thick clouds studied by multi-layer data observed with a micro-pulse lidar", *Opt. Rev.* **7** (2000) 95-100.
- 25) N. Lagrosas, Y. Yoshii, H. Kuze, N. Takeuchi, S. Naito, A. Sone, and H. Kan: "Observation of boundary layer aerosols using a continuously operated, portable lidar system", *Atmos. Environ.*, **38** (2004) 3885-3892.
- 26) G. Bagtasa, C. Liu, N. Takeuchi, H. Kuze, S. Naito, A. Sone, and H. Kan: "Dual-site lidar observations and satellite data analysis for regional cloud characterization", *Opt. Rev.*, **14** (2007) 39-47.
- 27) N. Lagrosas, H. Kuze, N. Takeuchi, S. Fukagawa, G. Bagtasa, Y. Yoshii, S. Naito, and M. Yabuki: "Correlation study between suspended particulate matter and portable automated lidar data", *Aerosol Sci.*, **36** (2005) 439-454.
- 28) G. Bagtasa, N. Takeuchi, S. Fukagawa, H. Kuze, and S. Naito: "Correction in aerosol mass concentration measurements with humidity difference between ambient and instrumental condi-

- tions", *Atmos. Environ.*, **41**, (2007) 1616-1626.
- 29) M. I. Mishchenko, L. D. Travis, A. A. Lacis: "Multiple scattering of light by particles - Radiative transfer and coherent backscattering", Cambridge University Press (2006).
- 30) M. Mishchenko, J. Hovenier, L. Travis, eds.: "Light scattering by non-spherical particles - 1st Edition- Theory, measurements, and applications", Academic Press (1999).
- 31) P. R. Lang and F. S. Lombargo: "Atmospheric Turbulence, Meteorological Modeling and Aerodynamics", Nova Science Publishers (2010).

久世 宏明



1982年に東京大学大学院(物理学専攻)を修了し、理学博士の学位を取得。その後、理化学研究所レーザー科学研究グループ流動研究員、1984年静岡大学教養部助手、1986年同助教授。1987~1988、マックスプランク量子光学研究所客員研究員。1995年に千葉大学環境リモートセンシング研究センター助教授に転任、2004年同教授。2010~2014及び2018~2020同センター長。2014~2016、日本リモートセンシング学会会長。2020年4月より千葉大学名誉教授。所属学協会は、レーザーセンシング学会、応用物理学会、日本リモートセンシング学会、米国光学会、IEEEなど。専門分野は大気リモートセンシング、大気環境の光学計測。

エアロゾル計測用ライダーシステム

杉本 伸夫

国立環境研究所環境計測研究センター (〒305-8506 茨城県つくば市小野川 16-2)

Lidar System for Aerosol Measurement

Nobuo SUGIMOTO

National Institute for Environmental Studies, Center for Environmental Measurement and Analysis,
16-2 Onogawa, Tsukuba, Ibaraki 305-8506

(Received November 30, 2019)

Lidar methods for measuring aerosols are explained. Details of the elastic backscattering lidar system used in the Asian Dust and aerosol lidar observation Network (AD-Net) are presented as well as observation example. The range of lidar-sensitive aerosol particle size and the dependence of the lidar ratio on the particle size are discussed using the Mie-scattering theory. Recent developments in multi-wavelength Raman lidar and high-spectral-resolution lidar are also described.

キーワード: エアロゾル, ミー散乱ライダー, ラマン散乱ライダー, 高スペクトル分解ライダー

Key Words: Aerosol, Mie scattering lidar, Raman scattering lidar, High-spectral-resolution lidar

1. はじめに

エアロゾル計測用ライダーとひとくちに言っても、例えば、計測の対象がローカルな煙突の排煙や沿道のエアロゾルの拡散なのか、都市スケールの大気汚染なのか、地域スケールの大気汚染や黄砂の輸送なのか、気候変動に係るエアロゾルの光学特性なのか、成層圏エアロゾルなのかによって計測システムは大きく異なる。計測の対象に加え、計測の目的によっても必要とされる時間空間分解能、計測精度が異なり、さらに、設置場所や運用の形態、可能な保守作業の頻度などの条件もライダー装置の仕様を決める重要な要素となる。本文では、エアロゾル計測用ライダーで観測するパラメータやライダーシステムの基本的な事項について解説するとともに、エアロゾル計測用ライダーの一例として、東アジアの自動観測ライダーネットワーク (AD-Net: Asian Dust and aerosol lidar observation Network) のライダーについて詳しく紹介する。また、ミー散乱ライダーが感度を持つエアロゾルの粒径の範囲やライダー比 (後述) に関する基本的な事項の解説を試みる。さらに、エアロゾルの光学特性の測定のための

多波長ラマン散乱ライダーや多波長高スペクトル分解ライダーの開発の動向についても解説する。

2. 概論

2.1 エアロゾル計測用ライダー手法

エアロゾル計測用ライダーとして、装置として最も簡単なのはミー散乱ライダー (Mie-scattering lidar) である。ミー散乱は光の波長と同じくらいの球形粒子による散乱で、Maxwell の方程式の厳密解を与えた Gustav Mie の名をとってミー散乱と呼ばれる。ミー散乱ライダーは、弾性後方散乱ライダー (Elastic-backscattering lidar) とも呼ばれる。通常のミー散乱ライダーでは大気構成分子 (窒素, 酸素など) のレイリー散乱も同時に測定するので、Elastic-backscattering lidar という呼称の方が物理的には正しいように思われる。(但し、いわゆるレイリー散乱には回転ラマン散乱も含まれ、またエアロゾルには吸収もあるので厳密に言えば elastic でもない。)

ミー散乱ライダーによるエアロゾル計測で求めたい基本的な物理量は後方散乱係数と消散係数であるが、ミー散乱ライダーで測定されるのはレーザー光

が伝播する間に減衰(消散)を受けた後方散乱信号のみである。言い換えれば、ライダー信号を表すライダー方程式(3.3章)には、後方散乱係数と消散係数の2つの未知数が含まれるが測定値はひとつしかないので解くことができない。そこで、通常は後方散乱係数と消散係数の間に比例関係を仮定して解析を行う。消散係数対後方散乱係数比をライダー比と呼ぶ。式の上では S_1 と表すのが一般的であるので、 S_1 (エスワン)とも呼ばれる。ここで、1はミー散乱を意味する。後に出てくるが、2はレイリー散乱に対するものを表す。 S_1 を仮定してライダー方程式を解いて得られたエアロゾルの消散係数(あるいは後方散乱係数)の分布から汚染状況や大気の構造を把握することができる。

後方散乱の偏光解消度の測定はミー散乱ライダーの付加的な機能として非常に有用である。偏光解消度とは、偏光(通常は直線偏光)したビームを送信したときの散乱光の偏光の乱れの度合いで、散乱体が球形のエアロゾル(液滴状の大気汚染エアロゾルなど)であれば偏光解消度はほぼゼロ、非球形の黄砂などでは大きな値を持つ。従って、黄砂などの非球形粒子の検知において大きな威力を発揮する。

エアロゾルの放射特性や組成の解析を目的とする観測では、消散係数と後方散乱係数を独立に計測することが求められる。大気構成分子の散乱をミー散乱とは独立に測定し、その減衰項からエアロゾルの消散係数を求めるのがラマン散乱ライダーや高スペクトル分解ライダー(high-spectral-resolution lidar(HSRL))である(第4章)。ラマン散乱ライダーでは通常、窒素分子の振動ラマン散乱を利用し、高スペクトル分解ライダーではレイリー散乱を利用する。窒素分子の振動ラマン散乱は(Stokes線の場合)レーザー波長より 2331 cm^{-1} だけ低波長側にシフトするので測定は比較的容易であるが、ラマン散乱断面積は小さく散乱光が微弱であることが難点である。HSRLで利用するレイリー散乱の散乱断面積はラマン散乱断面積に比べて数桁大きい。レイリー散乱とミー散乱はレーザーと同じ中心波長でスペクトル幅が異なるだけであるので、これらを分離して測定するためには高分解能の分光素子を必要とする。これが、高スペクトル分解ライダーと呼ばれる所以である。地球温暖化等に係るエアロゾルの放射特性を評価するためにはエアロゾルの微物理パラメータ(単散乱アルベドや粒径)が重要であるが、これらを推定するためには複数の波長において、消散係数、後方散乱係数、偏光解消度を測定することが求められる。多波長ラマン散乱ライダーや多波長HSRLはそのための有効なライダー手法である。

エアロゾルには性質が異なる様々な起源のものがあり、実際の大气中ではそれらが混合している。これを理解するためにはエアロゾルの種類毎に濃度分布を測定することが望まれる。複数の波長における消散係数、後方散乱係数、偏光解消度の測定はこのような解析にも利用される。ライダーなどの光学的な測定では化学組成を求めることは不可能であるが、光学的な特性で分類したエアロゾルコンポーネント毎に濃度分布を求めることができる。具体的には、光吸収のない微小(サブミクロン)粒子(硫酸塩などの大気汚染粒子)、光吸収のない粗大(大きさ1ミクロンオーダー)粒子(海塩など)、光吸収のある微小粒子(煤など、ブラックカーボン)、非球形粒子(黄砂など)の4種類くらいに分類できる。その他、蛍光を利用するライダーも、エアロゾルの種類(生物起源のエアロゾルなど)の推定に有用な手法となると考えられる。しかしながら蛍光を発する物質は多く、またエアロゾルの蛍光スペクトルは一般にブロードであるので、1波長で励起した蛍光スペクトルのみから物質を特定することは困難である。そこで、複数のレーザーを用いるなど物質を特定するための様々な研究が行われている。その一方で、物質は何であれ吸収した光を蛍光としてどれくらい出すかはエアロゾルの特性のひとつであるという捉え方もある¹⁾。なお、エアロゾルの蛍光ライダーは、背景光のために昼間は観測が困難である。

2.2 ライダーシステムの基本的な事項

ライダーシステムは、送信、受信、信号処理・データ収集システムから構成される。通常はパルスレーザーを送信し、大气中のエアロゾルで散乱された光を受信望遠鏡で集光して光電子増倍管(photo multiplier tube: PMT)やアバランシェ・フォトダイオード(APD)などの高速・高感度の検出器で電気信号に変換し、信号波形を記録する。送信したパルスが散乱されて受信されるまでの時間(time of flight)から距離が、信号の強度からその距離のエアロゾル濃度が分かる(送信ビームの減衰も考えなくては行けないが)。受信信号の記録には、トランジェントレコーダやデジタル・オシロスコープなどのアナログ・デジタル(AD)変換器を用いる方法と光子計数法(photon counting)を用いる方法がある。

エアロゾル計測の場合、分子の吸収を測定する場合などとは違って特に決まった波長のレーザーを用いる必要はなく、Nd:YAGレーザーなどの一般的なレーザーが用いられることが多い。但し目に対する

安全性への配慮が必要であるので、特に掃引型のライダーでは波長の選定に注意が必要である。目の安全性についてはANSIやJISの基準がありこれを考慮する必要がある。さらに空港の周辺などでは、目に対する安全性の基準を満たしていても目に見える波長は使えない場合があるので注意が必要である。しかしその一方で、エアロゾルの光学特性を観測対象とする場合などでは可視域の測定も不可欠である。その場合はビーム方向を鉛直上方に限定するとともに、航空機を検知してレーザーを遮断する安全装置を用いる方法で安全性を確保するのが妥当である。

ライダーの信号強度は、レーザーのパワーと受信望遠鏡の面積の積に比例する。背景光雑音（太陽光など）のない理想的な場合、雑音はショットノイズ（光子の統計的な性質による雑音）のみで信号強度の平方根に比例する。従って、この場合、信号対雑音比（SN比）は信号強度の平方根に比例することになる。パルスライダーには、パルス励起のQスイッチレーザーを用いたパルスエネルギーが大きく繰り返し数の低いものと、連続波（CW）励起のQスイッチレーザーを用いたパルスエネルギーは小さく繰り返し数の高いものがある。後者は、NASAで開発されたMicro Pulse Lidar（MPL）で導入された手法である²⁾。ライダー波形を同じ時間、繰り返し積算して測定を行う場合、背景光雑音のない条件下では得られる信号のSN比は平均パワー（パルスエネルギー掛ける繰り返し数）で決まるので両者に差はないが、背景光雑音や熱雑音（赤外の場合）が無視できない場合には、1ショットの信号強度が高い方が背景光の影響を受けにくく高いSN比が得られる。MPLにおいて単一波長のレーザーと狭帯域の受信フィルターが用いられ、受信視野角も非常に狭く設計されているのは背景光を可能な限り除去する必要があるためである。

ライダーの送受信には、送受信の光軸を同軸にする方法（coaxial）と分離して平行にする方法（biaxial）がある。coaxialの場合、受信望遠鏡の中央部（反射式望遠鏡の場合、副鏡の外側）からビームを送信するのが一般的であるが、送受信に同一の望遠鏡を用いる方法もある。coaxial, biaxialいずれの場合も散乱光を見る効率は近距離で低下する。この因子は、幾何学的効率因子あるいは送受信の重なり関数と呼ばれる。ライダー方程式の中では $Y(R)$ で表されることが多いので、 $Y(R)$ （ワイアール）関数と呼ばれることもある。重なり関数には、近距離で散乱体積が視野から外れる効果と近距離からの散乱がディフォーカスされる効果が関係している。coaxial

とbiaxialを比べると、送受信の光軸のミスアライメントに対してcoaxialの方が影響を受けにくいので優れているが³⁾、装置の設計が簡単なbiaxial方式が採用される場合も多い。coaxialで送受信を同一の望遠鏡を用いる場合、特に偏光解消度の測定を行う場合には、送受信光をどのように分離するかが課題になる⁴⁾。

距離分解測定を行うためにパルスレーザーではなく、変調したCWレーザーを用いるライダー手法もある。そのひとつが、擬似ランダム変調ライダーで、擬似ランダムコードで周期的に変調したCWレーザー光を送信し、受信信号と変調したコードとの相関を計算することでライダー信号波形を得る⁵⁾。CWレーザーのエネルギーを無駄にしないで距離分解測定ができるように思われるが、背景光雑音のない場合には、CWレーザーから単純に（大部分のエネルギーを捨てて）切り出したパルスを用いた測定と比べて利点が得られない。これは雑音となる受信光も増やしてしまうためである。しかし、SN比が背景光雑音で制限されている場合には、およそランダムコードの要素の数の平方根だけSN比が改善される。擬似ランダム変調ライダーに似た方法に、カオス変調ライダーもある⁶⁾。ヘテロダイン検波ではFMCW（周波数変調CW）ライダーがハードターゲットの検知ではよく用いられるが、エアロゾルの計測の例はあまりないようである。

以上はいずれも、基本的にはtime of flightで距離分解能を得ているが、ビームを少し離れた位置で撮像して画像から距離情報を得るバスタティック・イメージングライダーもある⁷⁾。また、イメージングライダーの一種で、ビーム上のどの距離からの散乱も撮像面で焦点を結ぶように撮像素子を傾けたScheimpflugライダーも開発されている⁸⁾。Scheimpflugライダーは通常のイメージングライダーに比べると背景光の影響を受けにくい。一般にイメージングライダーは、近距離まで測定できる利点があるが、遠距離で距離の二乗に比例して距離分解能が悪くなる欠点がある。

次節ではオーソドックスな大気エアロゾル計測用ライダーの例として、国立環境研究所で開発したミー散乱ライダーシステムの詳細を紹介する。また、装置の校正や測定例について述べる。

3. ミー散乱ライダーシステムの実例

3.1 黄砂と越境大気汚染エアロゾルの常時監視のためのライダーシステム

本節では、国立環境研究所を中心に東アジアに展開しているライダーネットワーク（AD-Net）で用

エアロゾル計測用ライダーシステム (杉本 伸夫)

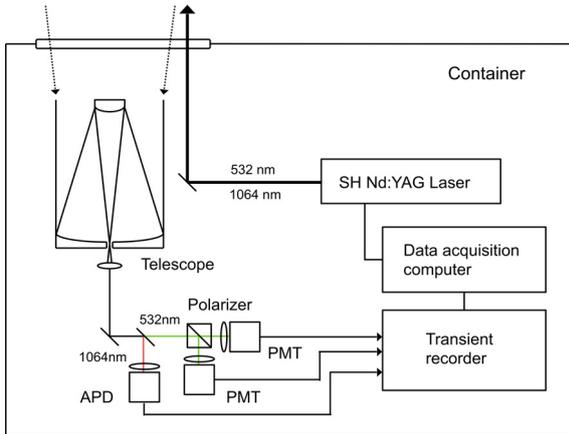


Fig. 1 Block diagram of the AD-Net two-wavelength (1064 nm, 532 nm) and polarization (532 nm) lidar.

いているライダーシステムを紹介する。AD-Netは黄砂と越境大気汚染エアロゾルの常時観測を主目的とするライダーネットワークで、現在、東アジアの約20地点で連続観測を行なっている⁹⁾。ライダーのブロック図をFig. 1に示す。遠隔地で長期間自動連続観測するために、可能な限り簡単な構成としている(開発の経緯については文献10を参照されたい)。測定するパラメータは、1064 nmと532 nmの2波長の後方散乱係数と532 nmの偏光解消度である。これはNASAの衛星搭載ライダーCALIOP/CALIPSOの測定パラメータと同じでもある。2波長の後方散乱信号を用いて雲とエアロゾルを判別したり、偏光解消度を用いて黄砂と大気汚染性エアロゾルを分離して濃度分布を推定することができる。ライダー装置は天井に観測用のガラス窓を設置したコンテナに搭載し、雨天でも観測を止めないこととした。測定データは、インターネット(当初は地点によっては電話回線)で国立環境研究所に転送して一括してデータ処理を行っている。

送受信系の配置図をFig. 2に示す。送信部は第二高調波発生器付の小型のフラッシュランプ励起QスイッチYAGレーザー(Quantel Big Sky, ultra-CFR)、ビームエキスパンダ、送信ミラーで構成される。レーザーからは532 nmと1064 nmが同時にひとつのビームで出力される。レーザー出力は30 mJ (532 nm)、20 mJ (1064 nm)、繰り返しは10 Hz、パルス幅は約10 nsである。レーザー光は、2波長用の5倍のビームエキスパンダで口径を広げ、ビーム広がり角を1 mrad以下に抑えた後、送信ミラーで鉛直上方に送信される。送信ミラーの漏れ光を利用して、受信信号記録のトリガパルスを取っている。受信望遠鏡には口径20 cmのシュミットカセグレン型を用いている。送受信の配置はbiaxial方

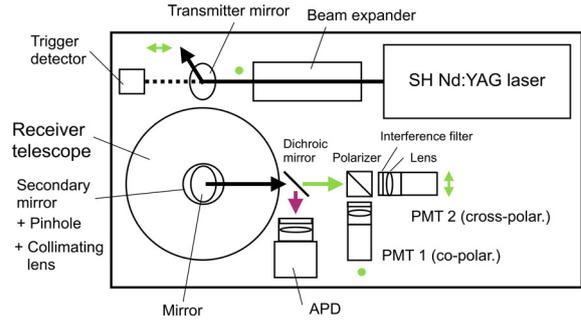


Fig. 2 Layout of the transmitter/receiver of the AD-Net lidar.

式である。受信望遠鏡の無限遠光に対する焦点面にピンホールを用いて受信視野角を1 mradに抑えた後、コリメータレンズでほぼ平行にし、ダイクロイックミラーで1064 nmと532 nmを分ける。1064 nmはAPD(Licel社のモジュール)を用いて検知する。532 nmは偏光プリズムを用いて平行成分と垂直成分を分けてそれぞれPMTモジュール(浜松ホトニクス)で検知する。APDおよびPMTの前にはそれぞれ、背景光を抑えるための干渉フィルターと光電面に集光するためのレンズを取り付けてある。このため受信系全体を暗箱に入れる必要がない。2つのPMTは光軸の回りに回転可能なマウントに偏光プリズムと一体で取り付けられ、偏光方向の微調整や偏光測定の校正(45度に回して2つのチャンネルの入射光量を同じにして校正データを取得する)を容易に行うことができる。全ての光学系は光学ブレッドボードの上にネジ止めされていて、必要に応じて配置を変更することも可能である。レーザー出力は直線偏光、偏光方向は上下方向である。ミラーで折り曲げる際は反射面が偏光方向に垂直あるいは平行になるように配置している。(そうでない場合、反射によって一般には楕円偏光になる。)望遠鏡に対する送信ビームの位置も偏光方向に直交するように配置した。受信光学系の設計は、主望遠鏡のピンホールを通った光は全て検出器に入るように、但し、ピンホール面の像を検出面に作らないように設計されている。(検出面に像を作ると、ライダー信号が、検出面で感度が様でないことによる影響を受けるおそれがある。)また、言うまでもなく干渉フィルターはできるだけ平行光で使う、偏光プリズムは透過の方が偏光度が高いので垂直偏光チャンネルに使うなどの配慮がされている。

APD, PMTからの信号はトランジェントレコーダで記録する。現在AD-Netの多くの地点で、16 bit分解能、25 MHzサンプリングのトランジェントレコーダ(タートル工業TUSB-0216ADMH)を用いている。1レーザーショット毎に記録された信号は



Fig. 3 Photographs of the AD-Net lidar in Tsukuba. (left) Overall view, (right top) transmitter, (right bottom) receiver.

PCに転送され、指定したショット数積算した後、ハードディスクに記録される。AD-Netの通常運用では、15分に5分間測定を行い10分間休止するモードで運用し、5分間（3000ショット）積算したデータを記録している。これは、レーザーのフラッシュランプの交換頻度を下げるため、黄砂や越境大気汚染エアロゾルの時間変化は遅いので時間分解能15分で十分であるという考察に基づいている。また、ネットワーク観測の開始当初は、PCのディスク容量や通信速度に制約があったことも理由のひとつである。現在は、衛星観測の検証など必要に応じて連続に運転し、10秒毎にデータを記録している地点もある。また、5分間の平均だけでなく、二乗平均も記録し、信号の分散を解析（例えば大気境界層高度の推定、雲や雨の判別）に利用することも試みている¹¹⁾。ハードディスクに記録したデータは、毎時、国立環境研究所に転送している。

Fig. 3にライダー装置の写真を示す。左図の左側のテーブルの上の黒い箱がライダー送受信部である。レーザーはパイプを通して送信される。これは、天井のガラス窓によるレーザー光の反射が受信系に入ると悪影響があるため、送信ビームをガラス窓までパイプを通すことによって、ガラス面の反射をパイプ内に戻すようになっている。窓ガラスはSchott社テンパックス（BORO FLOAT 33）を用いている。コーティングは施していない。厚さ5mm、一辺35cmで、ガラスの周辺部には結露防止のためのヒータを貼っている。コンテナ内の温度は空調機で制御されている。このライダーの場合は（MPLと比べると）温度条件は厳しくない（摂氏20~40度程度）が、空調の風がライダー装置に直接当たらないように空調機の下に翼を付けるなど経験的な問題対策も行われている。なお、このライダーシステムは柴田科学により製品化されている（SIBATA L2S-SM II型）。

Fig. 3 右上は、送信部の写真で左端がレーザー、中央にビームエキスパンダ、右端が送信ミラーである。Fig. 3 右下は、受信系で左上が受信望遠鏡のコリメータレンズ、その下に折り返しミラーが見える。手前円筒状のものはAPDモジュールである。写真の装置の場合は窒素ラマン散乱チャンネル（607nm）が追加されており、中央のミラーがダイクロミックミラー、その手前がラマン散乱用のPMTである。中央右奥に見える回転式のマウントに532nm用の偏光プリズムと2つのPMTが取り付けられている。

3.2 測定誤差、校正等

測定誤差にはランダム誤差（統計的な誤差）とシステムティック誤差（系統的な誤差）がある。ライダー計測におけるランダム誤差には光子そのものの統計的な誤差（ショットノイズ）、平均値が時間的に変化しない背景光雑音、熱雑音などがある。一方、系統的な誤差には、レーザーショットと同期した電気的な長周期雑音、強い信号の後ろが裾を引く、あるいは凹む信号誘導雑音（signal induced noise: SIN）などがある。その他、AD変換器の量子化誤差もある。ランダム誤差は、信号のパラッキから評価できる。また、ライダー波形の積算回数を増やすことによって低減できる。系統的な誤差は、積算では低減できず、評価も難しい。電気的な雑音については、望遠鏡を覆って受信光を遮断して信号波形を記録することによって評価することができる。信号誘導雑音（SIN）については評価が非常に難しい。一般に、フォトンカウンティングよりもアナログ方式でSINは大きい。検出器や動作条件に依存し、条件を最適化することで低減できるが、程度の差はあってもSINは避けられないとも言える。対流圏下部のエアロゾルの観測でSINが問題になることは多くないが、エアロゾルの光学特性の解析などでは注意する必要がある。

上方を測定するエアロゾルライダーで、エアロゾルの少ない対流圏上部のレイリー散乱まで測定できている場合は、その高度の信号を基準にしてFernald法¹²⁾によって消散係数あるいは後方散乱係数のプロファイルを導出することができる。この場合は、信号強度の絶対値の校正は必要ない。Fernald法ではライダー比の仮定が入るが、ライダー比の誤差に起因する誤差はエアロゾルが薄い場合は後方散乱係数、濃い場合は消散係数において少ない¹³⁾（文献14のFig. 2）。条件の良い場合を選んでFernald法で後方散乱係数のプロファイルを求め、ライダー信号と比較することによって、ライダーの装置定数

エアロゾル計測用ライダーシステム (杉本 伸夫)

(次節の(2)式)を求めることができる⁹⁾.

偏光解調測定では、レーザーの偏光度が十分に高いこと、偏光チャンネルの角度が正しいこと、2つの偏光チャンネルの感度が同じであることが必要である。前の2つは装置の製作時に調整されるが、感度の校正は適当な頻度で行うことが必要である。AD-Netにおいては、望遠鏡口径よりも大きなシートポライザを望遠鏡の前に45度に置いて校正データを記録し、両チャンネルの強度が同じになるようにデータに補正係数を掛ける方法で校正している。

低高度(近距離)から観測するライダーでは、幾何学的効率因子(Y(R))の補正が必要である。Y(R)を推定するひとつの手法は、エアロゾルが大気下層でよく混合され濃度が均一である状況の測定データを選んで、補正後のライダー信号(後述の減衰後方散乱係数)が高度方向に一定になるようにY(R)を求める手法である¹⁵⁾。AD-Netでも通常はこの手法を用いている⁹⁾。その他、いくつかの地点では、口径が小さく視野角の広い受信光学系(Y(R)がより低高度で1になる)を追加して、これと比較することによって主望遠鏡の受信光学系のY(R)を求める手法も用いている。Y(R)が求められれば、信号に(1/Y(R))を掛けることで補正できるが、低高度(近距離)で送信ビームが全く受信できない範囲ではY(R)が0となるので補正は不可能である。また、信号が小さすぎて補正係数が非常に大きな値となる高度範囲もデータの信頼性が低く利用できない。AD-Netのライダーの場合は、高度120m以下のデータは使っていない。

3.3 ミー散乱ライダーシステムのシミュレーション

この節ではAD-Netのライダーを例に、ライダー測定のシミュレーションについて述べる。これは、ライダー装置の設計時に予想される性能を評価したり、製作した装置の性能評価を行う上で必須である。

ライダーの受信信号パワー(P)は、(1)式のライダー方程式で表される。ライダー方程式は、レーザーパルスが大気中を伝播して、それぞれの距離で散乱されて受光系に戻る過程を考えることによって求められる。(1)式のPは受信信号パワー、Rは距離(または高度)である。Rはレーザー光の往復の伝播時間Tとの間に $R=cT/2$ (ここにcは光速)の関係があるので、ライダー方程式は受信信号の時間応答波形を表すものでもある。

$$P(R) = Y(R)\eta_0 P_0 A_r \frac{c t_p}{2} \frac{\beta(R)}{R^2} \exp\left[-2 \int_0^R \alpha(r) dr\right] \quad (1)$$

Y(R)は前節で述べた幾何学的効率因子、 η_0 は送信受信光学系全体の効率、 P_0 は送信レーザーパワー、 A_r は受信望遠鏡の面積、 t_p はレーザーのパルス幅である。 $\beta(R)$ が測定対象である後方散乱係数である。分母の R^2 は散乱光が球面状に広がることによるものである。(送信ビームはほとんど広がらないで伝播するが、散乱光は球面状に広がり、受信望遠鏡はそのごく一部分を受信する。)expの因子は距離Rまでの往復の透過率で、 $\alpha(R)$ は消散係数である。なお、 α 、 β はそれぞれ、 $\alpha=\alpha_1+\alpha_2$ 、 $\beta=\beta_1+\beta_2$ のようにエアロゾルに対するもの(添字1)と大気構成分子に対するもの(添字2)の和として表される。ライダー方程式を簡略に(2)式のように書くときの定数Cを装置定数と呼ぶ。

$$P(R) = C \frac{\beta(R)}{R^2} \exp\left[-2 \int_0^R \alpha(r) dr\right] \quad (2)$$

受信信号を距離(高度)毎の(時間分解能 ΔT)の光電子数Nで表すと以下ようになる。

$$N = M \frac{\eta P(R) \Delta T}{h\nu} \quad (3)$$

ここに、 η は検出器の量子効率である。また、ライダー信号をMショット積算することを想定している。

測定されるライダー信号の信号対雑音比は次式で表される。ここでは信号のショットノイズと背景光雑音のみを考えている。 N_{sig} 、 N_{bg} はそれぞれに相当する光電子数である。

$$SNR = \frac{N_{sig}}{\sqrt{N_{sig} + N_{bg}}} \quad (4)$$

以上に基づいて、AD-Netライダーの受信信号とSN比のシミュレーションを行った結果を以下に示す。レーザー出力は、532nmで30mJ、1064nmで20mJ、繰り返し数10Hz、パルス幅10ns、望遠鏡の口径20cm、受信視野角1mrad、検出器の量子効率5%、システム全体の光学的効率30%とした。測定では、3000ショット(5分間)積算する場合を考え、距離分解能は30m(時間分解能200ns)とした。なお、ここでは $Y(R)=1$ とした。

大気モデルは、大気構成分子については標準大気、エアロゾルについては、高度2km以下に一様に分布するとした。エアロゾルの後方散乱波長比($\beta_{1064nm}/\beta_{532nm}$)は0.5、濃度は、532nmにお

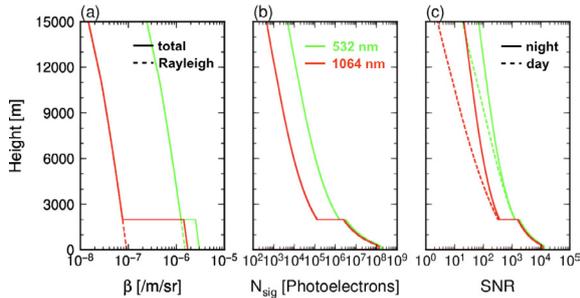


Fig. 4 Simulation of the AD-Net lidar measurement. (a) atmospheric model assumed in the simulation, (b) receiver signal photoelectron number, (b) signal-to-noise ratio.

いてミー/レイリー後方散乱比が2とした。ライダー比はいずれの波長も50 srとした。Fig. 4(a)に仮定した大気モデルの後方散乱係数を示す。Fig. 4(b)に受信信号光電子数、Fig. 4(c)にSN比を示す。ここで、昼間の背景光に相当する光電子数については、実測で経験的に得られた値を用いた。

このようなシミュレーションで得られるSN比は、理想的な場合に到達可能な最大値である。実際の大気の測定では仮定した条件と異なる場合が多いので、条件の近いデータを選んで比較する（あるいは測定事例と近い条件でシミュレーションを行って

比較する）必要がある。なお、前節で述べたような系統的な雑音は考えられていないことにも留意する必要がある。

3.4 観測例

AD-Netの観測例をFig. 5に示す。これはAD-Netのデータのホームページ (<https://www-lidar.nies.go.jp/AD-Net/>) で公開している標準的なデータプロダクトの1ヶ月の表示の一例である。Fig. 5の上から3つは、532 nmの減衰後方散乱係数、532 nmの体積偏光解消度、1064 nmの減衰後方散乱係数で、ミー散乱ライダーの基本的な観測パラメータである。減衰後方散乱係数とは(1)式の $\beta(R) \exp[-2\int_0^R \alpha(r) dr]$ のことで、距離二乗補正信号 $P(R)R^2$ に比例するが、近距離で $\beta(R)$ を与えるように装置定数が校正されている⁹⁾。体積偏光解消度は、受信信号の垂直偏光成分の平行偏光成分に対する比 $P_{\perp}(R)/P_{\parallel}(R)$ である。体積偏光解消度にはエアロゾルのミー散乱成分だけでなく大気構成分子のレイリー散乱成分も含まれている。ミー散乱成分のみの偏光解消度は粒子偏光解消度と呼ばれる。

Fig. 5の下の2つは解析データで、非球形粒子（黄砂）と球形粒子（主に大気汚染性のエアロゾル）

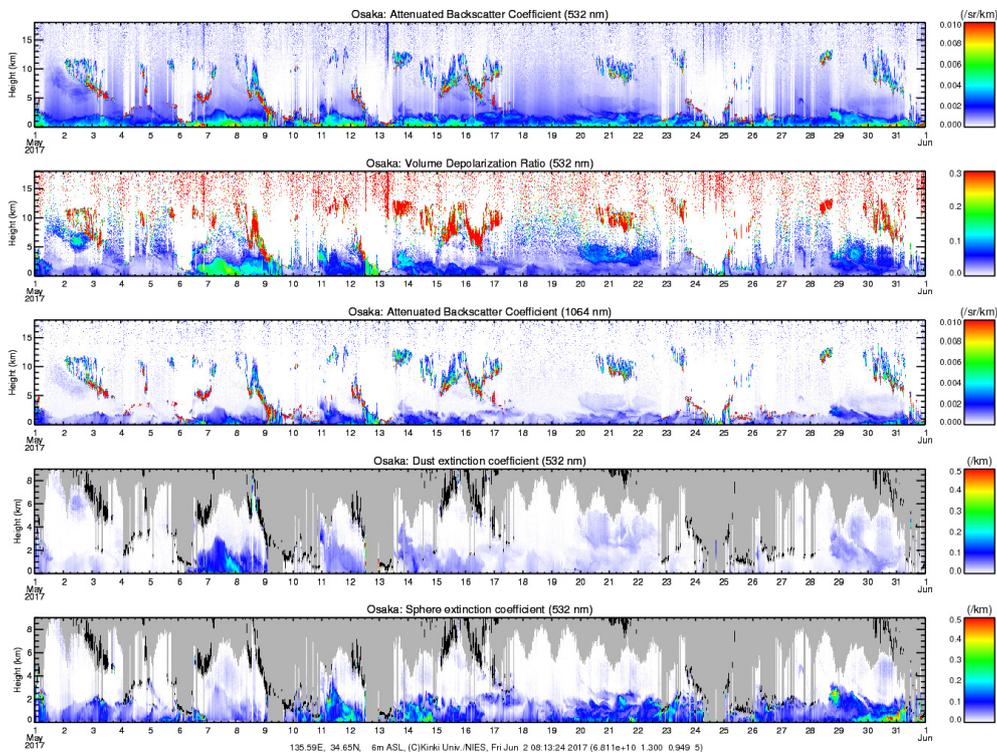


Fig. 5 Example of AD-Net data (Osaka, May 2017). From top, the attenuated backscattering coefficient at 532 nm, the volume depolarization ratio at 532 nm, the attenuated backscattering coefficient at 1064 nm, the dust extinction coefficient at 532 nm, and the spherical aerosol extinction plot. A slightly strong dust event is seen from May 7 to 8 in the dust extinction coefficient plot.

エアロゾル計測用ライダーシステム (杉本 伸夫)

の消散係数を見積もったものである。これは、粒子偏光解消度を用いて、黄砂と球形粒子の混合比を求め、Fernald法で求めた消散係数を黄砂と球形粒子に分割したものである^{9, 16, 17)}。この方法では、大気エアロゾルは、黄砂とその他の球形粒子という2種類の混合物であると仮定する。黄砂は大きな粒子偏光解消度を持つ(例えば0.35)、球形粒子は小さな粒子偏光解消度を持つ(例えば0.05)。実際に観測される粒子偏光解消度はその間の値を取ることで、観測値が表されるように2成分の混合比を求める。また、消散係数を求める際にはライダー比の仮定($S_1 = 50$ sr)も用いている。以上のような簡単な仮定に基づいた手法であるが、黄砂とその他のエアロゾルが良く分離できることが光学パーティクルカウンタ(OPC)との比較などで確認されている。黄砂消散係数は、黄砂現象の解析や化学輸送モデルの検証や同化、黄砂の健康影響の疫学研究など数多くの応用研究に利用されている⁹⁾。一般に黄砂は1ミクロン以上の大粒子で、大気汚染性エアロゾルは多くが1ミクロン以下の粒子であると考えられているが、PM2.5(直径2.5ミクロン以下の粒子の重量濃度)という観点では、PM2.5にも多くの黄砂粒子が含まれている。地上サンプリング観測と下層のライダーデータの比較から、ライダーで求められる532 nmの黄砂消散係数は、黄砂PM2.5(直径2.5ミクロン以下の黄砂粒子の重量濃度)と良い相関を持つことが分かっている¹⁸⁾。次節で考察するように、ミー散乱理論の計算からも532 nmのライダーはPM2.5に感度が高いことが示される。

AD-Netのデータは準リアルタイムで公開されており、黄砂の飛来状況の速報(ナウキャスト)に活用されている。黄砂輸送モデルへのライダーデータの同化については、予報の改善を目的とするものと事後解析を目的とするものがある。これまで、後者について研究が行われ、ライダーデータの同化によって輸送された黄砂の再現精度が改善されるだけでなく、黄砂発生源と発生量の推定にもデータ同化手法が有用であることが示されている。予報のためのデータ同化では発生源に近いデータが必要であり、現在のネットワークでは対応が難しい。発生源付近では簡易なライダーであるシーロメータ(雲底高度計)を黄砂観測に利用することや、さらに簡易なライダーの開発なども検討している。

3.5 ミー散乱ライダーで測定されるエアロゾルの粒径と後方散乱・消散の関係

ミー散乱は波長と同じくらいの大さきの粒子による散乱であるといわれるが、例えばレーザー波長が

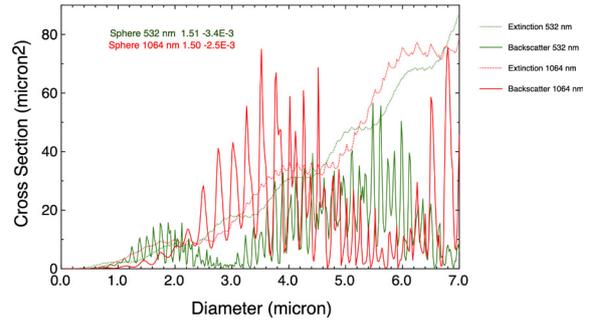


Fig. 6 Backscattering cross-section (solid line) and extinction cross-section (dotted line) at 532 nm (green) and 1064 nm (red) as a function of particle diameter calculated with the Mie theory.

532 nmのライダーはどの粒径に感度を持つか、1064 nmではどうか、本節ではそれらについて少し詳しく考察する。まず、ここでは、測定するエアロゾルとして単一の球形粒子を考える。Fig. 6は波長532 nmと1064 nmに対する後方散乱断面積(実線)と消散断面積(点線)の粒径依存性を示す。複素屈折率は黄砂(鉱物ダスト)に対するものを使っている。単一の球形粒子の後方散乱断面積は粒径に対して激しく振動する。振動の包絡線を見ると、532 nmの後方散乱は直径2ミクロンあたりにピークを持ち、1064 nmでは4ミクロンあたりにピークを持つことが分かる。消散断面積には後方散乱断面積のような大きな振動は見られない。単一粒子の消散断面積は、(振動を別とすれば)粒径が波長よりも大きい領域では粒径の二乗に比例して大きくなる。ライダーでは、測定する散乱体積の中の粒径が異なる多数のエアロゾル粒子の散乱を同時に観測するので、エアロゾルの粒径分布が重要である。

次にエアロゾルの粒径分布を考え、その分布においてどの粒径が後方散乱および消散に寄与しているかを考察する。ここでは、黄砂(ダスト)を想定し、体積粒径分布が、モード半径2ミクロン、標準偏差2.2のlognormal分布(例えば文献19)の(6式)の場合を考える。(実際にはダストは非球形であるため楕円体モデルが使われることが多いが、ここではミー散乱理論で取り扱える球形粒子を考える。) Fig. 7は、想定した粒径分布を体積粒径分布と数粒径分布で表したものの(相対単位、横軸はリニアスケールであることに注意)と、数粒径分布を各粒径の後方散乱断面積、消散断面積と掛け合わせた、粒径ごとの後方散乱および消散への寄与を表す曲線(相対単位)をFig. 6に書き加えたものである。ダストを想定した粒径分布であっても数粒径分布は小粒子で非常に大きく、0.3ミクロン付近にピークを持つ。粒径ごとの後方散乱および消散への

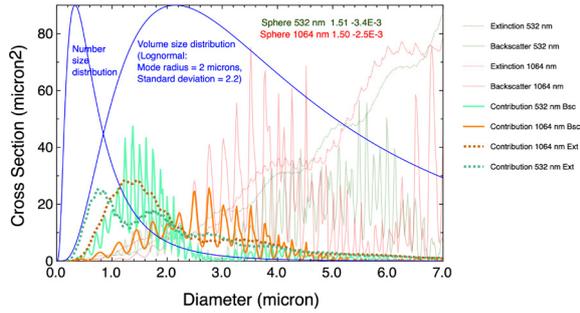


Fig. 7 Assumed particle size distribution (blue) (in relative units) and contribution of each particle size to backscattering (solid line) and extinction (dotted line) (in relative units) at 532 nm (green) and 1064 nm (orange).

寄与を見ると、532 nm では後方散乱、消散ともに2.5 ミクロン以下の粒子の寄与がほとんどである。また、消散の方が後方散乱よりも小粒子の寄与が大きい。前節で黄砂消散係数とPM2.5の相関が良いことを述べたが、これを裏付けるものである。(実際には黄砂は非球形ではあるが、非球形の効果は主に後方散乱に現れ、下に述べるように S_1 に影響する。) 1064 nm では、後方散乱への寄与の半分くらいが2.5 ミクロン以上の粒子であることが分かる。

もし Fig. 7 において、粒径分布を持つダストモデルに対してではなくて粒径毎に後方散乱・消散係数の波長比やライダー比を考察すると、これらのパラメータは粒径に依存して大きく変化することが分かる。(なお、ライダー比は、 $4\pi \times (\text{消散断面積} / \text{後方散乱断面積})$ で求められる。) また、後方散乱と消散では波長比が異なることも分かる。これらのことから、粒径分布を仮定したモデルを考える場合も、モード径や標準偏差(分布の幅)が変わると、ライダー比や、後方散乱波長比、消散係数波長比が変化することが理解できる。

想定した lognormal の粒径分布を持つダストの後方散乱係数、消散係数は Fig. 7 の粒径毎の寄与を粒径で積分することによって求められ、さらに、後方散乱波長比や消散係数波長比(あるいはオングストローム指数*)、各波長の消散係数対後方散乱比(ライダー比、 S_1) がそれぞれ計算される。この例では、後方散乱波長比(β 1064 nm/ β 532 nm) は 0.97、後方散乱オングストローム指数で表すと 0.045、消散係数波長比(α 1064 nm/ α 532 nm) は 1.08、消散オングストローム指数は -0.11、ライダー比は、532 nm で 18.5 sr、1064 nm で 20.6 sr となる。ここでは非球形性が考慮されていないため、ライダー比は小さな値となっているが、実際の黄砂のライダー比は両波長ともに 50 sr 程度である。(*オングストローム指数は、 α 、 β の波長依存性を

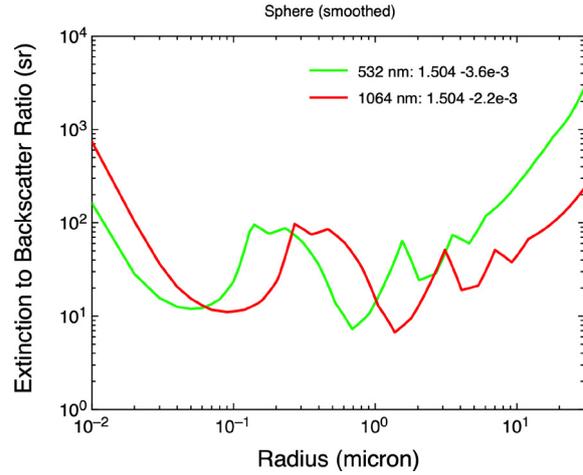


Fig. 8 Dependence of the lidar ratio on particle radius.

λ^{-A} と表すときの A のことである。原典は大気混濁度に関する Anders Knutsson Ångström の 1961 年の Tellus の論文。なお、Anders Knutsson Ångström は、長さの単位で知られる Anders Jonas Ångström の孫である。)

Fig. 6, 7 において、消散断面積と後方散乱断面積を比べると、消散断面積の方が小粒径まで大きいので、ライダー比 (S_1) は小粒径側で大きくなるように思われる。これを確認するために Fig. 8 に、もう少し広い粒径範囲で粒径毎に S_1 を計算した例を示す。この図は横軸が半径で log スケールになっている。(なお、大気放射のコミュニティーでは粒径といえば半径を意味することが多いので注意。一般には粒径は篩(ふるい, sieve)の目の大きさに由来しているので直径である。) 球形粒子で複素屈折率は Fig. 6, 7 とほぼ同じである。1064 nm の S_1 は 532 nm のものを横軸を 2 倍だけシフトしたものとほぼ重なる。小粒径側ではライダー比は大きい値になっている。大粒子側でもライダー比は大きいですが、横軸をシフトしても 532 nm の S_1 の方が大粒子側(半径 1 ミクロン以上)で大きいのは複素屈折率の虚数部が 532 nm の方が大きい(つまり吸収が大きい)ためである。

ところで、粒径が小さくなると、レイリー散乱に近くなるので、レイリー散乱のライダー比 (S_2) の理論的な値、 $S_2 = 8\pi/3 \text{ sr} = 8.38 \text{ sr}$ に近づくはずであるが、Fig. 8 では小粒子で非常に大きい。これは複素屈折率の虚数部が 0 でないためである。実際、虚数部を 0 にしてみると、半径 0.01 ミクロンで、532 nm で $S_1 = 8.43 \text{ sr}$ 、1064 nm で $S_1 = 8.39 \text{ sr}$ となる。なお、虚数部が 0 の場合の消散係数、後方散乱係数を 532 nm と 1064 nm で比べてみると 532 nm で 16 倍大きく、波長の 4 乗に逆比例していてレイリー散

乱に近いことが分かる。

複素屈折率の虚数部が0でない場合(すなわち吸収がある場合), Fig. 8に見られるように小粒子側でも大粒子側でも S_1 が大きくなることは興味深い。消散断面積, 後方散乱断面積の粒径依存性を見ると, S_1 の増加は小粒子側では吸収によって消散が大きくなるため, 大粒子側では吸収によって後方散乱が小さくなるためである。

本節の最初の問いに対する答えをまとめるとおよそ以下のように言える。まず, 後方散乱は直径が波長以下の粒子にはほとんど感度がない。感度が高いのは直径が波長から波長の5倍程度の粒子である(屈折率にも依存する)。消散係数はもう少し小さい粒子にも大きい粒子にも感度がある。消散係数と後方散乱係数で粒径に対する感度が異なるので, 同じ組成のエアロゾルであっても粒径分布によってライダー比は異なる。

4. ラマン散乱ライダー, 高スペクトル分解ライダー

エアロゾルの光学特性やエアロゾル種の推定のためには多波長で後方散乱係数, 消散係数, 偏光解消度を測定することが必要である。消散係数を後方散乱係数と独立に測定する手法にはラマン散乱ライダーと高スペクトル分解ライダー(HSRL)がある。いずれも大気構成分子の散乱プロファイルを利用してエアロゾルによる減衰成分(消散係数)を測定する。(大気構成分子の鉛直分布は既知と考えれば, 散乱プロファイルの減衰成分のうち大気構成分子によるもの以外がエアロゾルによるものである。)ラマン散乱ライダーは通常窒素分子の振動ラマン散乱ライダー散乱, HSRLはレイリー散乱を利用する。ラマン散乱に比べてレイリー散乱の方が散乱断面積が数桁大きいのでHSRLは感度が高く, 昼夜を問わず高感度の計測が可能である。レイリー散乱の中心波長はミー散乱と同じで, 違いは散乱スペクトルの波長幅のみである。レイリー散乱は大気分子の運動によるドップラー幅が広いが, ミー散乱はほとんど送信レーザーと同じスペクトル幅である。HSRLでは散乱光のスペクトル幅の違いを利用してレイリー散乱とミー散乱と分離する。そのために干渉計や分子フィルターを高分解能の分光素子として用いる。

ラマン散乱ライダーもHSRLも, 提案された当初はエアロゾルの消散係数の測定が主目的ではなく, ラマン散乱ライダーでは水蒸気や大気汚染ガスが, HSRLでは気温プロファイルの測定が主要なターゲットであった。ラマン散乱ライダーを視程の

測定に用いる提案は古く, 1976年のHinkley編の成書のMelfiによる章にも記載されている²⁰⁾。しかしながら, エアロゾルの消散係数の測定手法として定式化されたのは1990年頃になってからであった²¹⁾。一方, HSRLはFioccoらの1971年の論文まで遡るが²²⁾, 測定システムの提案は1980年頃で, 金属蒸気フィルターを用いる方法²³⁾と干渉計を用いる方法^{24, 25)}がほぼ同時期に提案されている。Shipley et al. (1983)では, HSRLによりエアロゾルの散乱パラメータを求める手法が詳細に述べられている²⁶⁾。消散係数の導出についても述べられているので提案はラマン散乱ライダーよりも早いと言える。ヨウ素セルを使ったHSRLは1994年にPiironenらにより報告されている²⁷⁾。

多波長ラマン散乱ライダーによりエアロゾルの微物理パラメータ(単散乱アルベドや粒径)を推定する手法はドイツのLeibniz Institute for Tropospheric Research (TROPOS)で開発された。TROPOSでは6波長を同時計測するラマン散乱ライダーが開発された²⁸⁾。インバージョン法によりエアロゾルの単散乱アルベドと有効半径を求める手法が開発された²⁹⁾。それまでも, 多波長ミー散乱ライダーからエアロゾルの粒径を推定する研究はいくつかあったが, 複数の波長で独立に測定した消散係数と後方散乱係数を用いることで初めてエアロゾルの微物理パラメータの導出が可能となったもので画期的であった。その後, 測定波長はNd:YAGレーザーの基本波, 第二, 第三高調波の3波長(1064 nm, 532 nm, 355 nmの後方散乱係数と532 nmと355 nmの消散係数)で十分であることが示された³⁰⁾。その後, 偏光解消度も入れて, 非球形粒子の微物理量の推定ができるようにインバージョン法が拡張された³¹⁾。多波長ラマン散乱ライダーは欧州の多数の研究グループで開発され, 欧州のライダーネットワークEARLINETで用いられている。なかでも, TROPOSで開発されたPOLLYは最も完成度の高い多波長ラマン散乱ライダー装置のひとつである^{32, 33)}。国立環境研においても, AD-Netライダーの設計を拡張して多波長ラマン散乱ライダーを開発し, 現在3地点において連続観測を行っている^{9, 34)}。

HSRLの開発ではいくつかの異なるアプローチが取られている。ひとつは, NASAの航空機搭載多波長HSRLである。1号機, 2号機があるが, いずれも, 532 nmではヨウ素セル, 355 nmではマイケルソン干渉計を用いたHSRL, 1064 nmではミー散乱ライダーで, 3波長とも偏光解消度の測定も行っている³⁵⁾。地上のフィールド観測用のHSRLとしては, ウィスコンシン大学で開発されたHSRLがあ

る。これはマイクロパルス方式のHSRLで、同一の望遠鏡を用いて送受信が行われる³⁶⁾。既に、極域における長期間の観測など多くの実績がある。その一方で、多波長化を目指してはいないと思われる。

国立環境研究所においても古くからHSRLの開発を行ってきた。エアロゾルに関しては、ヨウ素セルを用いた532 nmのHSRLを開発し³⁷⁾、その後、532 nmではヨウ素セル、355 nmでは干渉計を用いたシステムを開発した³⁸⁾。現在は、遠隔地において長期間運用可能なHSRLの開発を目指して、2波長とも干渉計を用いたシンプルな構成のHSRLの開発を進めている^{39,40)}。ねらいは、ラマン散乱ではむずかしい昼間も夜間と同様の感度で連続して観測を行うことにある。このシステムの特徴は、1フリンジ分、周期的にスキャンする干渉計を用いることにある。また、このときレーザー送信光の一部を参照光として同じ干渉計に入射してライダー信号と同時に記録する。これによって、レーザーは単一縦モードを維持するだけでよく、波長の制御を行う必要がない。

Fig. 9に一波長の場合の測定概念を示す。Fig. 9中の右上の図中の点線が大気散乱のスペクトルを示す。中央の鋭いピークがミー散乱である。レイリー散乱は、ほぼガウス関数で表され半値全幅は532 nmの場合およそ2.5 GHzくらい（波数で表せば約0.083 cm⁻¹、波長では約2.4 pm）である。ミー散乱のスペクトルはレーザーのスペクトルとほぼ同じである。その下段の図は干渉計の透過率を表し、スキャンによって透過率のピークが移動する。上段の図の実線（ハッチした部分）のスペクトルは、干渉計の透過率のピークがレーザー波長に等しいときの信号光のスペクトルである。Fig. 9の左下にライダー受信信号を概念的に示す。干渉計の透過率のピークがレーザー波長に等しいときにミー散乱成分が大きく、干渉計の透過率のミニマムがレーザー波長に等しいときにはレイリー散乱成分がほとんどである。これらのライダー信号から、ミー散乱とレイリー散乱のプロファイルが導出される。レーザーのスペクトルおよび干渉計の特性に起因するクロストークがあるが、参照信号（ライダー信号の最初の部分）を用いることによって評価し取り除くことができる。原理的には、レーザーあるいは干渉計を制御してミー散乱信号の最大と最小に対応する信号を記録する方法が効率が良いが、レーザーおよび干渉計の制御が必要である。干渉計を1フリンジ分掃引しながら参照信号とライダー信号を同時に記録する手法では、データ解析時に参照信号からミー散乱の

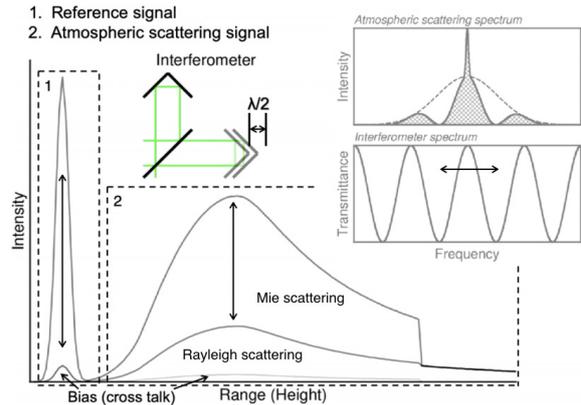


Fig. 9 Concept of HSRL using a periodically scanning interferometer in the receiver.

最大、最小に対応する信号を求めて解析することができる。このためレーザー波長の制御は必要なく、仮にレーザーの波長や干渉計の特性が変化しても、変化がスキャン速度に比べて十分に遅い限りは解析が可能である。この手法はひとつの干渉計を用いた2波長の測定にも拡張できる。これまでに、355 nm、532 nmのHSRL測定を同時に行えることが実証されている。この場合は532 nmで1フリンジ、355 nmで1.5フリンジに相当する分をスキャンしている。

また、さらに簡易なHSRLを目指して、マルチモードレーザーを用いたHSRLの開発も行っている。この場合はレーザーの制御は必要なくなる。既に市販のマルチモードNd:YAGレーザーの第2高調波を用いてシステムを試作し測定に成功した^{41,42)}。ただし、市販のレーザーでは縦モード間隔が狭く、受信系に非常に長い干渉計を用いる必要があるため受信システムの効率に限界がある。そこで、レーザーの開発も含めて計測システムを最適化するための研究を計画している。

国立環境研究所においては、多波長ラマン散乱ライダーおよび多波長HSRLのデータを用いて、エアロゾル種を分離して、それぞれの濃度分布を推定する解析手法の開発を進めてきた^{34,43,44)}。この手法では、エアロゾル種毎の光学特性のモデルを仮定し、観測されるエアロゾルはこれらが混合（外部混合）しているものと考え、多波長ライダーで観測されたパラメータ（後方散乱係数、消散係数、偏光解消度）が最もよく再現されるように、混合比と濃度を決定する。推定できるエアロゾル種は、測定されるパラメータに依存するが、2.1章で触れたように光学的に分離できる4種類（光吸収のない微小粒子、光吸収のない粗大粒子、光吸収のある微小粒子、非球形粒子）である。この手法は、エアロゾル

の光学特性のモデルの仮定に基づくものではあるが、汎用性が高く、異なる測定パラメータを持つライダーによる観測の整合性の確保などにおいても有用であると考えている⁴⁵⁾。

5. おわりに

以上、大気エアロゾル計測用ライダーについて解説した。大気観測分野のハイエンドからは、遠隔地でメンテナンスフリーで長期間連続運用可能な高感度のマルチパラメータライダーが望まれている。技術的な方向はやはりHSRLである。国立環境研究所でも、このような方向を目指してHSRLの開発を進めている。HSRLの原理は1971年のFioccoらの実験にまで遡るもので、基本に立ち返って考えることの面白さを感じさせるものでもある。新たな発見は難しいにせよ、工夫のしどころはまだあるのではないかと期待している。一方、簡易な弾性後方散乱ライダーも、例えば黄砂発生域の大気下層のモニタリングなどにおいてニーズが大きい。この場合には低価格化が課題で、違った意味での工夫が必要である。また、簡易なライダーについては、本文では触れなかった様々な応用分野でもニーズがあるものと期待される。本文が何らかの役に立てば幸いである。

謝 辞

西澤智明さんにはミュー散乱の計算等で、神慶孝さんにはライダー信号のシミュレーション等で多大な協力をいただいた。

参考文献

- 1) N. Sugimoto, Z. Huang, T. Nishizawa, I. Matsui, and B. Tatarov: "Fluorescence from atmospheric aerosols observed with a multi-channel lidar spectrometer", *Optics Express* **20** (19) (2012) 20800–20807.
- 2) J. D. Spinhirne: "Micro Pulse Lidar", *IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing*, **31** (1) (1993) 48–55.
- 3) 杉本伸夫, 松井一郎, 笹野泰弘: 「低層大気構造観測用ライダーにおける幾何光学的効率と送受信光学系の設計」, *光学* **19** (1990) 687–693.
- 4) 杉本伸夫: 「偏光ライダーネットワークによる黄砂と大気汚染エアロゾルのモニタリング」, *レーザー研究* **39** (8) (2011) 579–584.
- 5) N. Takeuchi, N. Sugimoto, H. Baba, K. Sakurai: "Random modulation CW lidar", *Appl. Opt.* **22** (1983) 1382–1386.
- 6) 湊 淳: 「カオス変調を用いたレーザ遠隔計測手法の提案」, *計測自動制御学会論文誌* **34** (10) (1998) 1316–1320.
- 7) K. Meki, K. Yamaguchi, X. Li, Y. Saito, T. D. Kawahara, and A. Nomura: "Range-resolved bistatic imaging lidar for the measurement of the lower atmosphere", *Optics Letters* **21** (17), (1996) 1318–1320.
- 8) L. Mei and M. Brydegaard: "Atmospheric aerosol monitoring by an elastic Scheimpflug lidar system", *Optics Express* **23** (24) (2015) 1613–1628.
- 9) A. Shimizu, T. Nishizawa, Y. Jin, S.-W. Kim, Z. Wang, D. Batdorj, and N. Sugimoto: "Evolution of a lidar network for tropospheric aerosol detection in East Asia", *Optical Engineering* **56** (3) (2017) 031219.
- 10) 杉本伸夫: 「ライダーによる東アジア大気環境および気候研究の推進—2017年度堀内賞受賞記念講演—」, *天気* **65** (5) (2018) 311–320.
- 11) 清水 厚, 杉本伸夫, 西澤智明, 神慶孝: 「AD-Netにおける300秒分散データの活用」, 第37回レーザセンシングシンポジウム (2019) A6.
- 12) F. G. Fernald: "Analysis of atmospheric lidar observation: some comments", *Appl. Opt.* **23** (1984) 652.
- 13) Y. Sasano and H. Nakane: "Significance of the extinction/backscatter ratio and the boundary value term in the solution for the two-component lidar equation", *Appl. Opt.* **23** (1984) 11–13.
- 14) Y. Jin, K. Kai, K. Kawai, N. Sugimoto, T. Nishizawa, I. Matsui, A. Shimizu, and D. Batdorj: "Use of ceilometers for aerosol profile measurements: a comment from AD-Net", *Proc. of SPIE* **9262** (2014) 92620M.
- 15) Y. Sasano, H. Shimizu, N. Takeuchi, and M. Okuda: "Geometrical form factor in the laser radar equation: an experimental determination", *Appl. Opt.* **18** (1979) 3908–3910.
- 16) N. Sugimoto, I. Uno, M. Nishikawa, A. Shimizu, I. Matsui, X. Dong, Y. Chen, and H. Quan: "Record Heavy Asian Dust in Beijing in 2002: Observations and Model Analysis of Recent Events", *Geophys. Res. Lett.* **30** (12) (2003) 1640.
- 17) A. Shimizu, N. Sugimoto, I. Matsui, K. Arai, I. Uno, T. Murayama, N. Kagawa, K. Aoki, A. Uchiyama, and A. Yamazaki: "Continuous observations of Asian dust and other aerosols by polarization lidar in China and Japan during ACE-Asia", *J. Geophys. Res.* **109** (2004) D19S17.
- 18) 兼保直樹, 杉本伸夫, 清水 厚, 山本重一, 河本和明: 「ライダー観測によるダストの推定と地上観測によるエアロゾル質量濃度の比較」, *大気環境学会誌* **47** (6) (2012) 285–291.
- 19) 西澤智明, 杉本伸夫, 松井一郎, 清水 厚, 岡本 創: 「EarthCARE衛星搭載ライダーデータを用いたエアロゾル種推定アルゴリズムの開発」, *日本リモートセンシング学会誌* **33** (5) (2013) 367–376.
- 20) S. H. Melfi: "Remote Sensing for Air Quality Management", in *Laser Monitoring of the Atmosphere*, E. D. Hinkley (ed), Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1976.
- 21) A. Ansmann, M. Riebesell, and C. Weitkamp: "Measurement of atmospheric aerosol extinction profiles with a Raman lidar", *Optics Letters* **15** (13) (1990) 746–748.
- 22) G. Fiocco, G. Beneditti-Michelangeli, K. Maischberger, and E. Madonna: "Measurement of temperature and aerosol to molecule ratio in the troposphere by optical radar", *Nature (London) Phys. Science* **229** (1971) 78.
- 23) H. Shimizu, S. A. Lee, and C. Y. She: "High spectral resolution lidar system with atomic blocking filters for measuring atmospheric parameters", *Appl. Opt.* **22** (1983) 1373–1381.
- 24) R. L. Schwiesow and L. Lading: "Temperature profiling by Rayleigh-scattering lidar", *Appl. Opt.* **20** (1981) 1972.
- 25) E. W. Eloranta, F. L. Roesler, and J. T. Sroga: "The High Spec-

- tral Resolution Lidar”, in *Technical Digest, Workshop on Optical and Laser Remote Sensing*, Monterey, Calif., Feb. 9–11, 1982, paper I3.
- 26) S. T. Shipley, D. H. Tracy, E. W. Eloranta, J. T. Trauger, J. T. Sroga, F. L. Roesler, and J. A. Weinman: “High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. 1: theory and instrumentation”, *Appl. Opt.* **22** (23) (1983) 3716–3724.
 - 27) P. Piironen and E. W. Eloranta, “Demonstration of a high-spectral-resolution lidar based on an iodine absorption filter”, *Opt. Lett.* **19** (3) (1994) 234–236.
 - 28) D. Müller, D. Althausen, U. Wandinger, and A. Ansmann: “Multiple-wavelength aerosol lidar” in *Advances in Atmospheric Remote Sensing with Lidar*, A. Ansmann, R. Neuber, P. Rairoux, and U. Wandinger, eds., Springer-Verlag, Berlin, 1996.
 - 29) D. Müller, U. Wandinger, and A. Ansmann: “Microphysical particle parameters from extinction and backscatter lidar data by inversion with regularization: theory”, *Appl. Opt.* **38** (1999) 2346–2357.
 - 30) D. Müller, U. Wandinger, D. Althausen, and M. Fiebig: “Comprehensive particle characterization from three-wavelength Raman-lidar observations: case study”, *Appl. Opt.* **40** (2001) 4863–4869.
 - 31) I. Veselovskii, O. Dubovik, A. Kolgotin, T. Lapyonok, P. Di Girolamo, D. Summa, D. N. Whiteman, M. Mishchenko, and D. Tanré: “Application of randomly oriented spheroids for retrieval of dust particle parameters from multiwavelength lidar measurements”, *J. Geophys. Res.* **115** (2010) D21203.
 - 32) D. Althausen, R. Engelmann, H. Baars, B. Heese, A. Ansmann, and D. Müller: “Portable Raman Lidar PollyXT for Automated Profiling of Aerosol Backscatter, Extinction, and Depolarization”, *J. Atmospheric Ocean. Technol.* **26** (2009) 2366–2378.
 - 33) R. Engelmann, T. Kanitz, H. Baars, B. Heese, D. Althausen, A. Skupin, U. Wandinger, M. Komppula, I. S. Stachlewska, V. Amiridis, E. Marinou, I. Mattis, H. Linne, and A. Ansmann: “The automated multiwavelength Raman polarization and water-vapor lidar PollyXT: the neXT generation”, *Atmos. Meas. Tech.* **9** (2016) 1767–1784.
 - 34) T. Nishizawa, N. Sugimoto, I. Matsui, A. Shimizu, Y. Hara, U. Itsushi, K. Yasunaga, R. Kudo, and S.-W. Kim: “Ground-based network observation using Mie-Raman lidars and multi-wavelength Raman lidars and algorithm to retrieve distributions of aerosol components”, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **188** (2017) 79–93.
 - 35) S. P. Burton, J. W. Hair, M. Kahnert, R. A. Ferrare, C. A. Hostetler, A. L. Cook, D. B. Harper, T. A. Berkoff, S. T. Seaman, J. E. Collins, M. A. Fenn, and R. R. Rogers: “Observations of the spectral dependence of linear particle depolarization ratio of aerosols using NASA Langley airborne high spectral resolution lidar”, *Atmos. Chem. Phys.* **15** (2015) 13453–13473.
 - 36) E. W. Eloranta: “High spectral resolution lidar”, in *Lidar: Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*, C. Weitkamp (Editor) (Springer Series in Optical Sciences), Springer 2005.
 - 37) Z. Liu, I. Matsui, and N. Sugimoto: “High-spectral-resolution lidar using an iodine absorption filter for atmospheric measurements”, *Optical Engineering* **38** (10) (1999) 1661–1670.
 - 38) T. Nishizawa, N. Sugimoto, and I. Matsui: “Development of a dual-wavelength high-spectral-resolution lidar”, *Proc. of SPIE* **7860** (2010) 78600D.
 - 39) Y. Jin., T. Nishizawa, N. Sugimoto, S. Ishii, M. Aoki, H. Okamoto, and K. Sato: “Development of a high-spectral-resolution lidar at 355 nm and 533 nm using a scanning interferometer”, 29th International Laser Radar Conference, Hefei, June 2019.
 - 40) 神 慶孝, 西澤智明, 石井昌憲, 青木 誠, 岡本 創, 佐藤可織: 「走査型干渉計を用いた二波長高スペクトル分解ライダーの開発(その2)」, 第37回レーザーセンシングシンポジウム(2019) C2.
 - 41) Y. Jin., N. Sugimoto, P. Ristori, T. Nishizawa, L. Otero, and E. Quel: “Measurement method of high spectral resolution lidar with a multimode laser and a scanning Mach-Zehnder interferometer”, *Appl. Opt.* **56** (21) (2017) 5990–5995.
 - 42) 神 慶孝, 杉本伸夫, 西澤智明: 「マルチモードレーザーと走査型干渉計を用いた高スペクトル分解ライダーの開発」, 光アライアンス9(2018) 6–9.
 - 43) T. Nishizawa, N. Sugimoto, I. Matsui, A. Shimizu, B. Tatarov, and H. Okamoto: “Algorithm to retrieve aerosol optical properties from high-spectral-resolution lidar and polarization Mie-scattering lidar Measurements”, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* **46** (12) (2008) 4094–4103.
 - 44) Y. Hara, T. Nishizawa, N. Sugimoto, K. Osada, K. Yumimoto, I. Uno, R. Kudo, and H. Ishimoto: “Retrieval of aerosol components using multi-wavelength Mie-Raman lidar and comparison with ground aerosol sampling”, *Remote Sensing* **10** (2018) 937.
 - 45) 杉本伸夫, 西澤智明, 清水 厚, 松井一郎: 「エアロゾルライダー: データ品質保証と観測の整合性の確保」, エアロゾル研究 **29** (3) (2014) 166–173.

杉本伸夫 1978年大阪大学大学院基礎工学研究科修士終了。1979年国立公害研究所(現国立環境研究所)入所。1985理学博士(東京大学理学系研究科)。レーザーを用いた能動遠隔計測手法の開発と大気の観測研究に従事。大気汚染NO₂の差分吸収ライダー、成層圏オゾンライダーの開発、ADEOS衛星搭載レトロリフレクター(RIS)を用いた地上衛星間レーザー長光路吸収実験などを手掛けた。また、対流圏エアロゾル観測ライダーネットワーク(AD-Net)を構築し、黄砂や越境大気汚染エアロゾルの研究を推進した。2014年に定年退職後、2019年3月までフェローとして国立環境研究所に勤務。現在は、国立環境研究所客員研究員および名古屋大学宇宙地球環境研究所客員教授。日本気象学会、日本エアロゾル学会、日本リモートセンシング学会会員。米国光学学会、SPIEシニア会員。



付録：エアロゾル観測用ライダー写真集

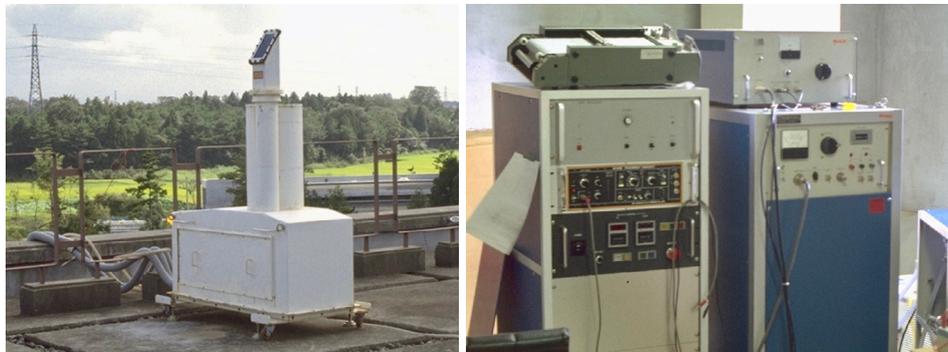
(国立環境研究所におけるエアロゾルライダー研究)



A-1 車載型スキャンングライダー (波長 1064 nm) (1978-85 ごろ). (左) 全景. (中央) 送受信系. 送信部: 東芝製 Nd:YAG レーザー. 繰り返し 20 パルス/秒. ウェッジプリズム 2 枚のビームアライメント装置. 受信部: 口径 30 cm のカセグレン型望遠鏡 (清原光学製), 光電子増倍管は RCA-7102 型, 量子効率 0.03% (1064 nm). (右) 信号処理記録系. トランジェントレコーダは岩通 DM-901 (8bit, 1024 セグメント, 100M サンプル/秒), コンピュータは NOVA-02. データはオープンリールの磁気テープに記録.



A-2 大型スキャンングライダー (波長 532 nm) (1979-2008), 東芝製. (左) 全景. (中央上) 送受信系. 送信部: Nd:YAG レーザー. パルスエネルギー 400 mJ (532 nm), 繰り返し 25 パルス/秒. 受信望遠鏡は口径 1.6 m, カセグレン型. (右上) 操作卓とレーザー電源. レーザーはオシレータと 3 段のアンプ. (右下) 架台制御装置, データ収集装置. トランジェントレコーダは岩通 DM-902. (中央下) 測定制御, データ収集用コンピュータ. 東芝 TOSBAC 7-40. データはオープンリールの磁気テープに記録.



A-3 自動運転ライダー (波長 694.3 nm) (1979). (左) 送受信系. 送信部: ルビーレーザー. パルスエネルギー 1J, 繰り返し 1 パルス/分. 受信望遠鏡は口径 30 cm, フレネルレンズを用いた屈折式. (右) レーザー電源, 測定制御, データ収集処理装置. トランジェントレコーダは川崎エレクトロニクス製. 距離二乗補正後方散乱プロファイルをペンレコーダで表示するよう設計されていた.

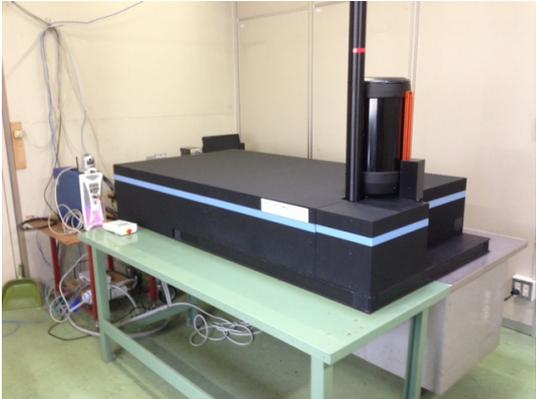
解説



A-4 初期のネットワークライダー。(左) 1996年頃のつくばの連続観測ライダー。(右) 現在のAD-Netライダーのプロトタイプ。2001頃。



A-5 連続自動観測ライダーのバリエーション。(上) 海洋地球研究船「みらい」搭載ライダー (1999頃-2011)。二波長 (1064 nm, 532 nm) 偏光ライダー (532 nm) (下) 航空機搭載ライダー (2003頃)。偏光ライダー 355 nm。



A-6 多波長ラマン散乱ライダーとHSRL。(左) 多波長ラマン散乱ライダー (2012-)。1064 nm, 532 nm, 355 nm で後方散乱, 532 nm, 355 nm で消散および偏光解消度を測定。写真は九州大学。(右) 干渉計を使ったマルチモードHSRLの実験システム (写真は2016)。

アジアダストのライダー観測

甲斐 憲次

茨城大学教育学部 (〒310-8512 茨城県水戸市文京 2-1-1)

Lidar Observation of Asian Dust

Kenji KAI

Ibaraki University, 2-1-1 Bunkyo, Mito 310-8512

(Received January 8, 2020)

The author has carried out lidar observations of the Asian dust since 1986. The present paper described the results of the lidar observations over Tsukuba, Japan, the Taklimakan Desert, China, and Gobi Desert, Mongolia. A combination of the ruby lidar observation at Tsukuba and a three-dimensional numerical simulation showed a long-range transport of the Asian dust from the Gobi Desert to Japan. A Mie-scattering depolarization lidar in Aksu, Xinjiang, China showed the structure of the dust layer in the Taklimakan Desert that was affected by a great local circulation between the Tianshan Mountain and Tarim Basin. A lidar network observation in the Gobi Desert showed a transport of the dust from the atmospheric boundary layer to the free troposphere by a cold frontal system, moving across the desert. Finally, a model of the Mie-scattering depolarization lidar is proposed for observations in the atmospheric boundary layer and lower troposphere.

キーワード：アジアダスト (黄砂), ライダー, 数値シミュレーション

Key Words: Asian dust (Kosa), Lidar, Numerical simulation

1. はじめに

私は大気境界層の乱流エネルギー収支に関する研究で学位 (理学博士・筑波大学) を取得した後、気象庁・筑波大学・名古屋大学・茨城大学において、気象と大気環境に関わる研究・教育・行政に携わってきた。この間、中国のタクラマカン砂漠やゴビ砂漠、モンゴル草原を対象とする大型の研究プロジェクトに参加する機会を得た。ライダーを用いて、アジアダスト (黄砂) の発生と輸送のプロセスを観測しようと試みた。

観測手法としてのライダーの利点は、ダストなどエアロゾルの高度分布を正確に測ることができることである。通常的气象衛星等はダストの平面的な分布をとらえることはできるが、その高度分布を正確に求めることはできない。ダストの気候影響を考察する際、ダストがどの高度に分布するか、すなわち、それは成層圏か、対流圏か、あるいは大気境界

層であるかが決定的に重要である。ダストの輸送を調べる際にも、その高度分布は重要である。なぜなら、高度によって、大気の循環系が異なるからだ。

まず、本稿で取り上げるアジアダスト (黄砂) を簡潔に説明したい。その模式図を Fig. 1 に示す¹⁾。シベリア高気圧に覆われた冬が終わり、春になると、アジア大陸内陸部の乾燥地域に低気圧が侵入し

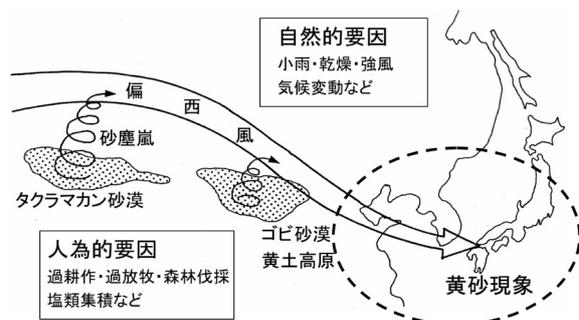


Fig. 1 Occurrence and transport of the Asian dust¹⁾.

アジアダストのライダー観測 (甲斐 憲次)

はじめる。低気圧に伴う強風により、乾燥した大地からしばしば砂塵嵐が発生する。英語では、ダストストーム (dust storm/sandstorm) と呼ばれる。巻き上げられた砂塵は、上空の偏西風に乗って日本、さらには太平洋域に輸送される。黄砂が発生するための基本的な条件は、①乾燥地域で砂塵嵐が発生すること、そして②日本の上空に偏西風帯があることの2点である。気象学的にみると、黄砂現象は、水平スケール約3千km、鉛直スケール約5km、時間スケール数日から1週間に及ぶ物質の長距離輸送現象である。

本稿では、ライダーを用いたアジアダストの発生と輸送に関する研究を紹介し、今後の課題を述べる。

2. ルビーライダーによるアジアダスト観測

2.1 気象研究所への転勤

私は、1986年4月、気象庁観測部産業気象課からつくば研究学園都市の気象研究所に転勤した。仕事の内容は、それまでの気象災害の監視から、ライダーの開発と気象業務への応用が変わった。私にとっては全く新しい研究分野への進出であり、学生時代に戻ったように基礎から勉強を始めた。1年後の1987年、NASAのラングレー研究センターから内野修主任研究官(当時)が帰国した。彼は最新のライダー技術と研究成果を持ち帰った。

気象研究所は1980年のつくば研究学園都市移転に伴い、多額の研究費が投入され、高層観測用大型ルビーライダーが整備された(Fig. 2)。ルビーライダー(波長694.4nm)は1982年から稼働し、成層圏・対流圏のエアロゾル・雲の観測が行われた³⁾。この装置を用いて、しっかりとした研究成果をあげなければとの使命感があった。私たちは今後どのような研究をすべきであるか、毎日議論した。とにかく、研究論文を発表しようということになった。ライ

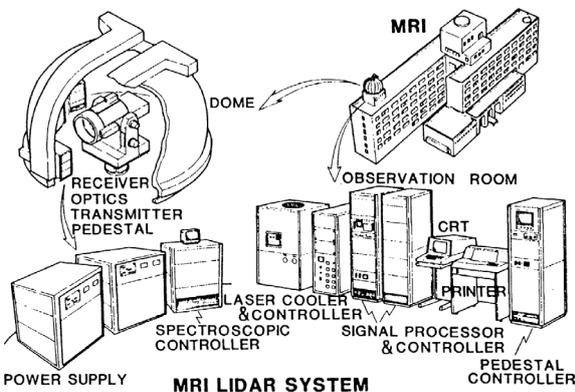


Fig. 2 Lidar system of the Meteorological Research Institute (MRI), JMA²⁾.

ダー研究室は、成層圏エアロゾル・黄砂・対流圏の雲に焦点を絞り論文をまとめることになった。

私は黄砂研究の担当となり、ライダーを用いた黄砂研究のレビューを始めた。気象研究所の図書館で、黄砂に関する論文は手当たり次第に読んだ。先行研究は大気中での黄砂の高度分布と輸送過程に焦点が当てられていた。しかし、中国西域のタクラマカン砂漠、ゴビ砂漠、黄土高原などの発源地域の地表面状態に関する研究が著しく不足しているように感じた。要するに、「○○あたりで発生した黄砂が…」の記述がいい加減なのである。地表面状態が現地データで検証されていない。一方、大気中のふるまいは丁寧に解析されている。黄砂の先行研究は「アンバランスだ」と感じながら、文献調査を進めていた。

2.2 1986年3月のアジアダスト

ライダーデータの吟味を始めると、大変興味深いダスト現象があった。Fig. 3は、1986年3月13日15時4分から20時48分に観測されたライダー信号のプロファイルである。通常、ライダー信号は高度と共に減衰するが、このプロファイルは高度4km付近に強い散乱層がみられた。この散乱層は、黄砂がレーザー光線を散乱していると思われた。黄砂としたら、その数日前に、中国大陸でダストストームが発生しているはずである。

どのように調べたらよいか。かつての上司・小柴厚さん(気象庁産業気象課)のアドバイスに従って、地上気象通報データ(SYNOP)で黄砂の発生状況を調べた。SYNOPは、全世界の地上気象データが収集されている。通常気象データのほか、現在天気・過去天気の情報(砂塵嵐、煙霧など)があった。SYNOPデータをFig. 4(a)の地図にプロットしてみた。数字の分布をみると、3月10-11日にゴビ砂漠と黄河中流でまともな砂塵嵐が発生し、3月12-13日、西日本を中心に黄砂が観測されたことがわかる。つまり、西日本の黄砂現象が発生する3日前にゴビ砂漠周辺に砂塵嵐が集中的に発生していた。Fig. 4(b)は、アジア大陸における砂漠と黄土

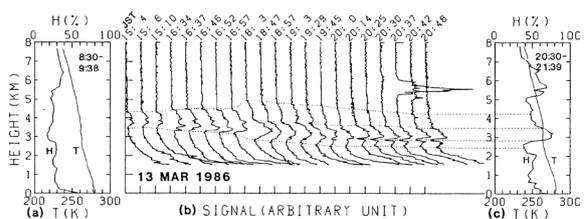


Fig. 3 Profiles of lidar signals, temperature and relative humidity on 13 March 1986²⁾.

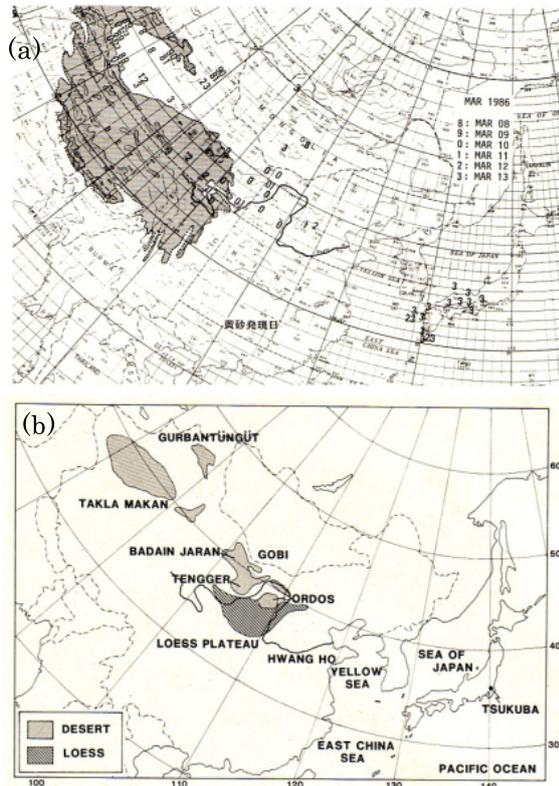


Fig. 4 (a) Dates of the occurrence of the duststorms, sandstorms and Kosa during 8–13 March 1986, and (b) geographical distribution of deserts and loesslands in the Asian Continent and the observation site²⁾.

の分布を示す。北緯 35–40 度沿にゴビ砂漠、黄土高原、タクラマカン砂漠が分布している。アジアダストの発生情報と発生源分布を見比べながら天気図を解析すると、ゴビ砂漠で発生した砂塵嵐が上空の偏西風に乗ってつくば市上空にやってきたと解釈できた。

この研究をまとめて、日本気象学会の英文誌 (J. Meteor. Soc. Japan) に投稿した。しばらくして、編集委員からレフリーコメントが届いた。そのコメントによると、「中国で発生した砂塵嵐が日本上空に達したプロセスの証明がなされていない、あるのは状況証拠のみではないか」との指摘であった。レフリーの指摘はまさに正論であるが、ないものねだりに等しかった。当時、まだだれも黄砂が中国大陸から輸送されるプロセスをきちんと数値シミュレーションで証明したものはいなかった。当時、Duce et al. (1980)⁴⁾や Shaw (1980)⁵⁾の先行研究があったが、古い研究方法 (等圧面流跡線解析) が使われていた。この方法では、おおざっぱな輸送経路しかわからず、ましてや輸送高度の推定は不可能であった。岩坂泰信名古屋大学教授 (当時) は等圧面流跡線解析よりも高度な等温位面流跡線解析により、黄

砂の輸送高度を推定した⁶⁾。しかし、この方法も専門的になるが、等温位 (空気塊の温位が変化しない) という仮定の制約があった。黄砂の移動中に低気圧などで降水現象があると、この方法では正確に推定することができなかった。

2.3 気象庁数値予報課との共同研究

どうしたら、中国から日本への黄砂の輸送を証明できるか、真剣に考えた。私は気象庁数値予報課の中村一さん (故人) に相談した。中村さんは、チェルノブイリ原子力発電所の事故を契機に、放射性物質などの大気中での移流拡散モデルの開発を担当されていた⁷⁾。1986 年 4 月 26 日未明、旧ソ連のチェルノブイリ原子力発電所で大事故が発生し、大量の放射性物質が大気中に放出された。ご承知のように、この事故はその後の原子力政策に大きな影響を及ぼした。ソ連政府からの情報が乏しく、放射性物質がどの程度、大気中に放出され、そしてどの国にどの程度の影響が出るのか、予測がつかなかった。ヨーロッパでは、深刻な環境汚染が懸念されたが、日本への影響はどの程度あるのか。この点にマスコミの質問は集中した。当時の天気予報は、予報官の経験に頼る部分があり、3 日先が実質的な予報の限界であった。チェルノブイリから日本間までの輸送時間は約 1 週間であり、予報することは困難であった。この事件の教訓から、気象庁はグローバルスケールの汚染物質の移動を的確に予報するには、全球移流拡散モデルを開発するしかないと判断した。

中村さんのグループは、移流拡散モデルを開発し、実際の現象、たとえば中ソ国境沿いの山火事による煙の拡散、火山灰の拡散などに応用を始めた時期であった。中村さんは「黄砂の高度分布がわかるライダーデータは、全球移流拡散モデルの検証に使える」と判断された。こうして、私たちと中村さんのグループの共同研究は始まった。

中村さんと同僚の高杉年且さんは、粒子移流拡散モデルを用いて、黄砂粒子の長距離輸送を調べた。私は黄砂の発源地の候補として、ゴビ砂漠・黄土高原 (北緯 40 度, 東経 106 度) とタクラマカン砂漠 (北緯 40 度, 東経 80 度) を選んだ。高杉さんらは候補地にトレーサーの発生源をおき、大量のトレーサーを連続的に放出し、その輸送経路を追跡した。粒子移流拡散モデルは、気象庁の数値予報モデルから供給される 3 次元の風の場と拡散係数を使用し、発生源から放出されたトレーサーの 3 次元のラグランジェ的運動 (移流) と鉛直拡散を計算した。

しばらくして、中村さんから電話があった。「ダメだった。ゴビ砂漠上空 1 km 付近に黄砂の発生源

アジアダストのライダー観測 (甲斐 憲次)

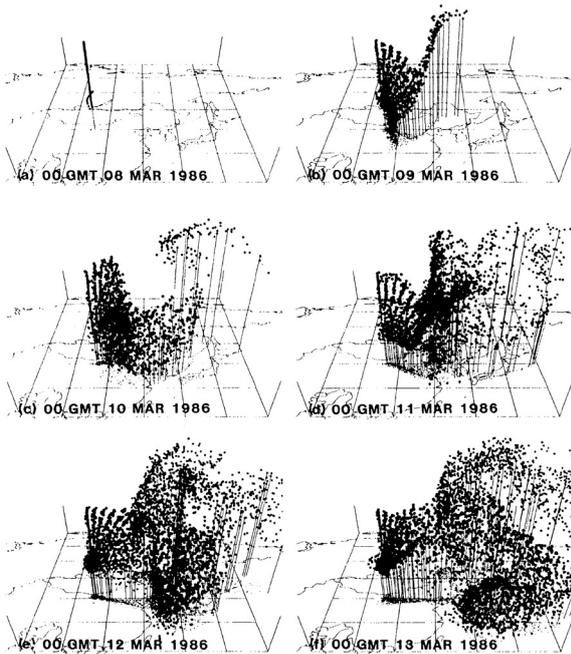


Fig. 5 Predicted three-dimensional distributions of the tracers. Vertical line segments at the corners indicate the height of 800 hPa²⁾.

をおいて、数値シミュレーションしてみると、黄砂は日本にはほとんど来なかった。ライダー観測の結果とは大きく違いが生じた。私は中村さんに、「黄砂の論文を読むと、高度4 km付近に舞い上がるとの報告があります。ゴビ砂漠上空4 kmまで発生源を置き直して、再度、数値シミュレーションをお願いできませんでしょうか。」と伝えた。数日後、中村さんから電話があり、「素晴らしい結果だ。数値シミュレーションとライダー観測がほぼ一致した。」との連絡があった。その日の夕方、つくばから大手町の気象庁に向かった。中村さんがプリントアウトした図をもとに説明された。思わず息をのむほど、精密で、美しさのある図である (Fig. 5)。数値予報課が開発したモデルだけのことはあると感じた。当時はカラーの図が一般的ではなく、白黒だけで大気中に浮遊する黄砂の3次元の図を作図することになる。黄砂粒子から地上に線を引き、立体感をだす工夫がなされた。

黄砂の投稿論文は、数値シミュレーションの結果を追加して、中村さんと連名で学会誌に再投稿した。今度は見事に受理された²⁾。

2.4 黄砂シンポジウム

1988年12月、シンポジウム「偏西風地帯での大陸・海洋間の物質移動—黄砂を例として—」が名古屋大学水圏科学研究所で開催された。コンピーナーの岩坂先生に連絡を取って、私も飛び込みで参加し

た。シンポジウムには、武田喬男 (故人)、岩坂泰信、植松光夫、岡田菊夫、角皆静男 (故人)、石廣玉、樋口敬二 (故人) ら第一線の研究者が発表されていた。

「たかが黄砂」と思っていたが、いろいろな見方があるものだと感心した。大気中で採取した黄砂粒子1個1個の形状や組成を丁寧に調べる人もいるし (ミクロな見方)、黄砂を雲のような塊としてとらえる人もいる (マクロな見方)。気象学、海洋学、雪氷学、エアロゾル学、大気化学の分野の研究者の集まりであるが、それを束ねているコンセプトは「偏西風地帯での大陸・海洋間の物質移動」である。

このシンポジウムでの研究発表は、専門書『大気水圏の科学 黄砂』⁸⁾として出版された。

3. タクラマカン砂漠のアジアダスト

タリム盆地は、三方を5000 m級の山脈・高原に囲まれ、その面積はほぼ日本の面積に相当する。広大なタリム盆地の大半を占めているのが、タクラマカン砂漠である。地形をみると、ゴビ砂漠が平原に広がる開放系の砂漠であるのに対して、タクラマカン砂漠は山脈や高原に囲まれた閉鎖系の砂漠と言える。唯一低くなっているのは、東側の楼蘭〜敦煌付近である。ここがタリム盆地の出口になっている。この地域の気象循環系と3次元地形との関係は、気象学的にも興味深い。

2000-2004年度科学技術振興調整費「風送ダストの大気中への供給量と気候への影響に関する研究 (ADEC)」がスタートした⁹⁾。風送ダスト (ADEC) は Fig. 6 に示す通り、中国西域の砂漠域で発生したアジアダストを連続的に観測し、その輸送経路や気候学的影響を調べようとするものである。

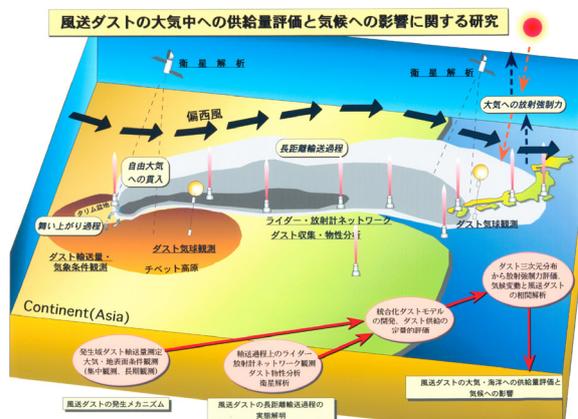


Fig. 6 Japan-China Joint Studies on Aeolian Dust Experiment on Climate Impact (ADEC)⁹⁾.

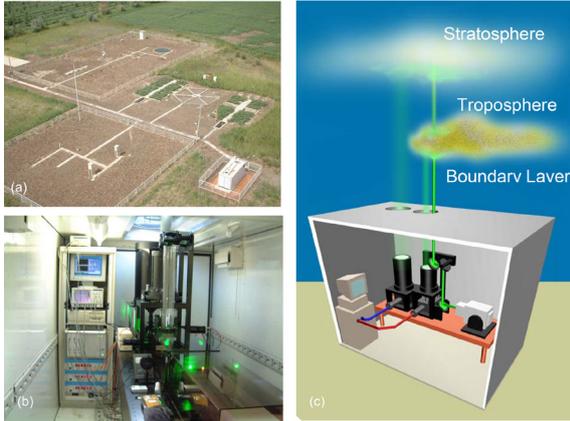


Fig. 7 Japan-China Joint Studies on Aeolian Dust and its Impact on Climate (ADEC)^{10, 11)}.

3.1 タクラマカン砂漠のライダーシステム

筆者のグループは、風送ダストの一環として、2001年、中国科学院新疆生態地理研究所と共同して、タクラマカン砂漠にライダーステーションを立ち上げ、2002年より現地観測を行った。観測場所は中国北西部、タクラマカン砂漠のオアシス都市・アクスにある中国科学院新疆生態地理学研究所アクス観測所内の圃場（北緯40.6度、東経80.8度、標高1028m）である。偶然ではあるが、アクスは、中村さんらと実施した数値シミュレーションのダストソースとほぼ一致する²⁾。

タクラマカン砂漠はユーラシア大陸の中央部に位置している。砂漠の気候は過酷で、夏は40℃を超え、冬はマイナス10℃以下になる。当然のことながらレーザー、光学機器などの精密機器は砂塵、温度変化、電圧変動に弱いので、システム全体を防塵防水型のコンテナ（6m×2m×2m）に収納し、エアコンで温度調節を行うなどの工夫を試みた（Fig. 7）。ライダーの光源として、ネオジウム・ヤグレーザー（Nd:YAG）を使用した。このレーザーは、グリーンレーザー（波長532nm, 1064nm）を発振する。レーザーパルスを大気中に発射し、後方に散乱される光を光電子増倍管で受信する。さらに、散乱強度や偏光特性より、大気中に浮遊する散乱体の量や形状の情報が得られる。

最下層の大気境界層では、大気中に浮遊する微粒子が多く、一般に散乱強度が極めて大きい。一方、成層圏などの上層大気では、空気が澄んでいて、散乱強度は微弱である。最下層の大気境界層から上空の成層圏まで連続的に観測しようとする、散乱強度（距離自乗で反比例）のレベルは6桁くらい変化する。タクラマカン砂漠のライダーでは、ダイナミックレンジを広げるため、受光用の望遠鏡を二つ用意した。小さい望遠鏡（直径20cm）は下層大気

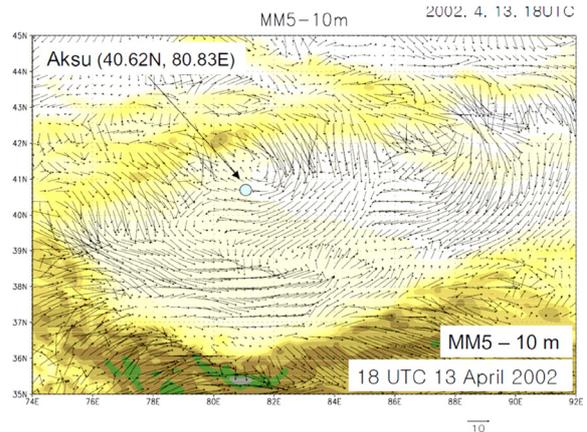


Fig. 8 Surface wind field around the Taklimakan Desert at a height of 10 m at 18:00 UTC on April 13, 2002, as simulated by MM5. The grid resolution of MM5 is 12 km. The arrows indicate the wind vector¹¹⁾.

（大気境界層、下部対流圏）からの強い散乱信号を、大きい望遠鏡（直径35cm）は上層大気（上部対流圏から成層圏）からの微弱な散乱信号を受信する。このような工夫により、地表面に極めて近い高度から成層圏までの幅広い高度範囲を観測できるよう設計されている。しかし、後述するように、私たちはダスト層の光学的厚さを甘く見ていた。

3.2 東風による砂塵嵐とダスト層高度の日変化

2002年4月、科学技術振興調整費「風送ダスト」の集中観測が、中国北西部から日本に至る領域で、2週間ほど実施された。観測期間中の4月13日、ダストストームが発生し、ダストはその後数日間、タクラマカン砂漠上に滞留した。

Fig. 8は、数値モデルで再現したタクラマカン砂漠の地上風系である。天山山脈を迂回した気流が東風となって、タクラマカン砂漠に侵入している。この東風が乾燥した砂漠域から大量の砂塵を巻き上げた。ライダーの観測結果によると、この砂塵嵐の先端部分はくさび状になっているので、重力流の性質を持っていた。このことから、タリム盆地の東部から重力流のような形で侵入した気流が、タクラマカン砂漠の広域にわたって、砂塵嵐を発生させたと推察される。

Fig. 9は、ライダーで観測した、2002年4月13-16日、激しいダストストームの様子を示す。ここでは、ライダーで観測されたダスト現象とダストの除去プロセスを述べる。

ダストストームの前の4月11-12日、快晴で視程は40kmであった。ダスト層は3-4kmの厚さがあり、後方散乱比は4-8、偏光解消度は8-10%であった。上層雲がしばしば高度10-13km付近に現

アジアダストのライダー観測 (甲斐 憲次)

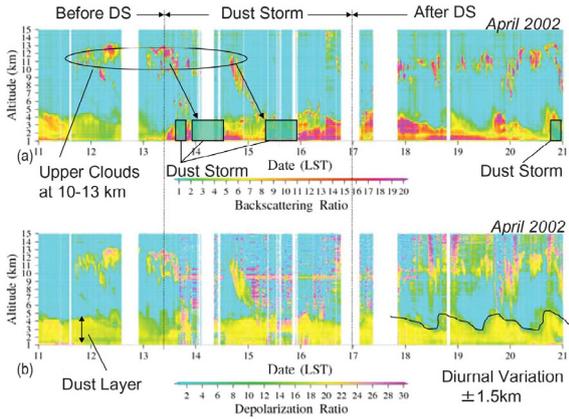


Fig. 9 Time-altitude cross-sections of backscattering ratio (a) and depolarization ratio (b) over Aksu on April 11-21, 2002¹¹⁾.

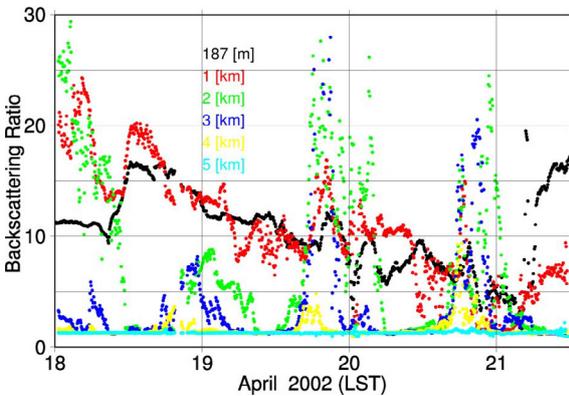


Fig. 10 Time-altitude cross-sections of backscattering ratio (a) and depolarization ratio (b) over Aksu on April 11-21, 2002¹¹⁾.

れた。この雲は、おそらく周囲の山脈や高原に対応するものと思われる。

4月13日、上空の雲が高度数kmまで下がった。この現象は、前線面上に雲を伴う気圧の谷が通過したことを示す。これに呼応して14:30地方時、ダストストームが発生した。強い東風が吹き、ピーク時の風速は6 m/s以上であった。視程は1 kmとなった。このダストストームは4日間続いた。密なダスト層が地上から高度5.5 kmまで発達した。後方散乱比は20かそれ以上で、偏光解消度は15-25%であった。密なダストによるレーザー光線の吸収のため、ダストストーム中のライダー観測は、数時間にわたって、できなかった。本研究では、ライダー方程式を直接解くことにより、ダストストーム中の最下層における後方散乱比を推定した。

Fig. 10は高度187 m、1-5 kmにおける後方散乱比の時間変化を示す。ダストストームの後、ダスト層上端高度の日変化がはっきりと観測された。この期間、下層(高度2 km以下)のライダー信号は、

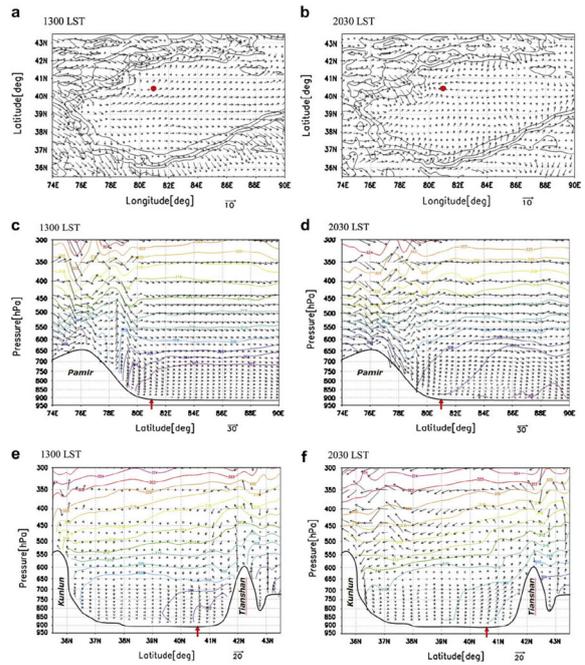


Fig. 8. Same as Fig. 7 for 18 April 2002.

Fig. 11 Surface wind fields (a, b) and vertical cross section of wind files in east-west (c, d) and north-west (e, f) at 1300 LST and 2330 LST 11 April 2002 over Aksu. Red dot and thick red arrow indicate the location of Aksu. Black contours and colored contours indicate topography and potential temperature, respectively¹²⁾.

徐々に減衰した。この結果は、地表近くの比較的大径の大きいダスト(直径10 μmかそれ以上の粗大粒子)が徐々に重力沈降していることを示す。他方、高度2-4 kmのライダー信号は、夕方から深夜にピークをもつ、明瞭な日変化を示した。このピークはほかの場所で巻き上げられた比較的大径の小さいダスト(直径1-10 μm位)が天山山脈-タリム盆地の局地循環により移流してきたことが示唆される。

ダストストーム前の4月11日には、ダスト層高度の日変化は小さかった。4月18日以降、ダスト層高度は日中低く、夜間に増加する傾向があった。この原因を調べるため、メソ気象モデルを用いて数値シミュレーションを行った(Fig. 11)¹²⁾。その結果、4月11日は、大気混合層が十分発達せず、大気下層は比較的小静穏で、上空の自由対流圏と分離された状態であった。一方、4月18日は上空の空気の流入と高い山脈に囲まれたタクラマカン砂漠上の局地循環により、顕著なダスト層の日変化が現れた。

3.3 パミール越えの気流による砂塵嵐

2003年3月、パミール高原越えの気流により砂塵嵐が発生した。珍しいケースである。常松展充君

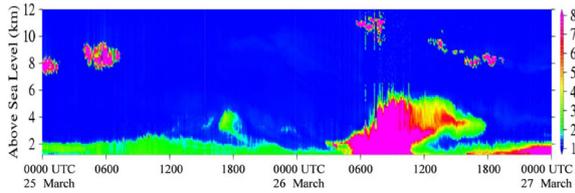


Fig. 12 Time-height cross section of the backscattering ratio (R) at the lidar observation site from 0000 UTC 25 March to 0000 UTC 27 March 2004. An altitude of the observation site is 1028 m ASL¹³⁾.

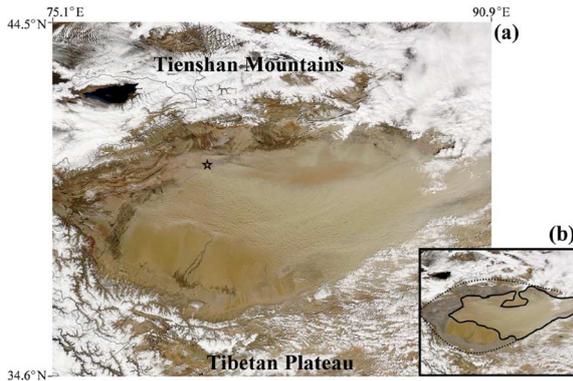


Fig. 13 Satellite image of the Taklimakan Desert at 0750 UTC 26 March 2004 by MODIS/AQUA: (a) large image and (b) sketch of the large image¹³⁾.

(環・東京都環境科学研究所)が中心となって、この砂塵嵐の全容を明らかにした¹³⁾。Fig. 12に示す通り、3月26日05UTC、砂塵嵐が侵入し、黄砂は高度6 kmまで舞い上がった。砂塵嵐は6時間継続し、12UTC頃終息した。

大気循環系をみると、この時期、上空は偏西風が卓越している。ところがある条件が加わると、この強い偏西風が地上に降りて、砂塵嵐を発生させることがある。Fig. 13の衛星写真は、このように発生した砂塵嵐を示している。この写真の乳白色の部分が砂塵嵐の発生しているところである。タリム盆地の北西部から東部に向かって分布している。よくみると、熱いみそ汁のように、蜂の巣状の対流が発生している。大気が不安定であることが分かる。

この様子を数値モデルで再現すると、Fig. 14のようになる。地上で強風が出現している領域(北西部から南東部)は、衛星画像で黄砂が発生している領域に対応する。この強風が黄砂を引き起こしたことがわかる。それでは、この強風はどこからやってきたのだろうか。タリム盆地に日射が差し込むと、砂漠の地上付近が加熱される。夜間に形成された安定層は次第に破壊される。大気が不安定になる。対流が発生し、大気混合層が形成される。この大気混合層は次第に成長し、偏西風が卓越する領域に達す

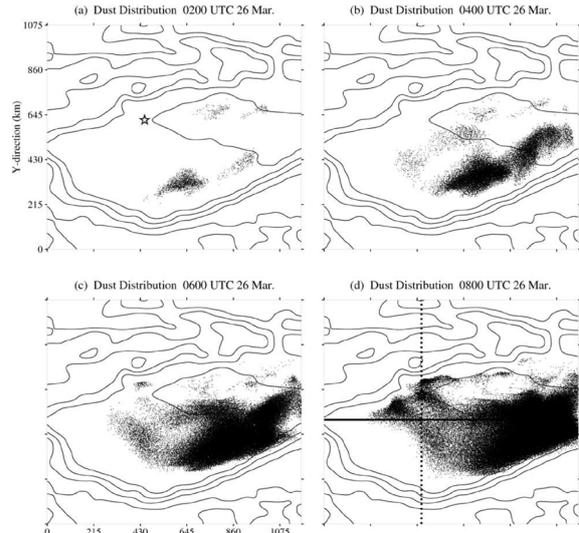


Fig. 14 Calculated dust distributions in the Taklimakan Desert on 26 March 2004: (a) 0200 UTC, (b) 0400 UTC, (c) 0600 UTC, and (d) 0800 UTC. Each dot represents a dust particle. The star in Figures 10a and 10d indicates the lidar observation site¹³⁾.

る。そうすると、この大気混合層により、上下の空気の混合が生じ、上空の強風が地上に降りてくることが分かった。

砂塵嵐は地上風速が何 m/s になると発生するのであろうか。砂漠の砂塵が舞い上がる風速を臨界風速という。黄砂の発生を予測するモデルが中国、韓国、日本で相次いで開発されているが、予報の重要なポイントはこの臨界風速である¹⁴⁾。従来の研究によると、地表面状態(乾湿、凹凸、植生など)ではばらつきがあるものの、タクラマカン砂漠ではおおよそ 6.5 m/s とした。この仮定を用いて、数値シミュレーションを行った結果が Fig. 14 である。黄砂の分布は、衛星画像に見られる黄砂の水平分布をよく再現している。

ライダーの連続観測から、タクラマカン砂漠北部のダスト層高度は、海拔 2.5–5 km の間で変動しており、それは総観場の気流およびタリム盆地の局地風循環(山谷風)と関連していることが分かった¹⁵⁾。数値モデルにより天山山脈の感度実験(on/off)を行い、タリム盆地における天山山脈の効果をもたらした。

2003年3月、日本の各地で黄砂が観測された。当初、アジアの砂漠から飛来したものと思われたが、Tanaka et al. (2005)¹⁶⁾は全球ダスト輸送シミュレーションモデルを用いて、中東を起源とするダストが輸送されてきたことを示した。途中のアクスのライダー観測からもそのことが裏付けられた(Fig. 15)。

アジアダストのライダー観測 (甲斐 憲次)

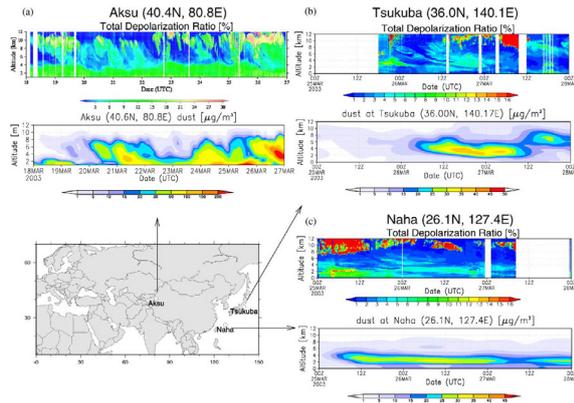


Fig. 15 Time-height sections of lidar total depolarization ratios d (unit: %) and simulated dust concentrations (unit: mgm^{-3}) at (a) Aksu (40.41N, 80.81E), (b) Tsukuba (36.01N, 140.11E), and (c) Naha (26.11N, 127.41E). Exceptionally high d signals correspond to clouds¹⁶⁾.

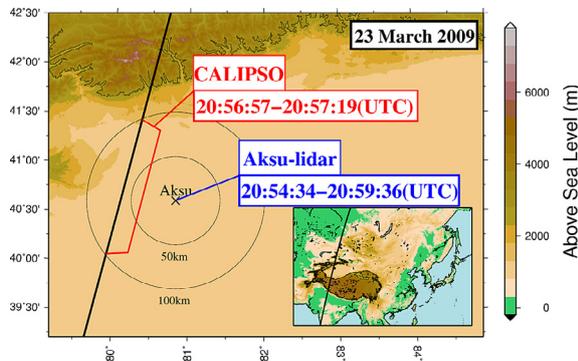


Fig. 16 CALIPSO ground track and distance circle from the Aksu-lidar station. CALIPSO passed within 100 km of the Aksu-lidar station from 20:56:57 to 20:57:19 (UTC)¹⁸⁾.

3.4 スペースライダー CALIOP との同期観測

2008年、科研費・基盤研究(B)「タクラマカン砂漠上の局地循環と黄砂の発生機構の解明」が採択され、アクスでのライダー観測を再開した。その前年、NASA ラングレー研究センターの Winker さんとお話をする機会があった。画期的ともいえるスペースライダー CALIOP が NASA の CALIPSO 衛星に搭載されている¹⁷⁾。タクラマカン砂漠の地上ライダーと CALIOP との同期観測の話をする、彼はしつこく「いつ現地に行くのか」と尋ねた。私が詳しい日程を答えると、彼はノートを確認して「良かった」と言った。幸運なことに、CALIOP のメンテナンス期間は、私たちの観測期間と1週間ずれていた。

2009年、神慶孝君(現・国立環境研究所)と再びアクスに行き、ライダーシステムを再稼働した。地上ライダーとスペースライダー CALIOP との同期観測を行い (Fig. 16), 発生源地域におけるダス

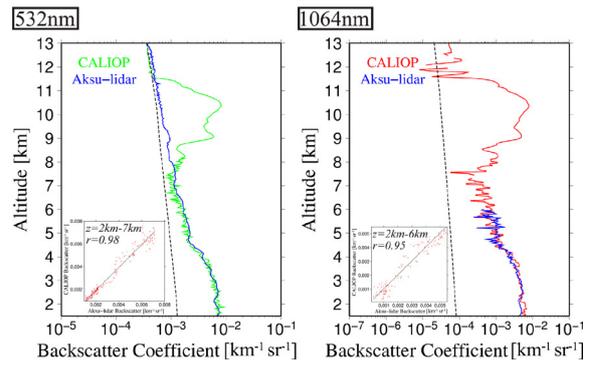


Fig. 17 CALIOP and Aksu-lidar backscattering coefficients at 532 nm and 1,064 nm. The dotted line indicates the molecular backscattering coefficient¹⁸⁾.

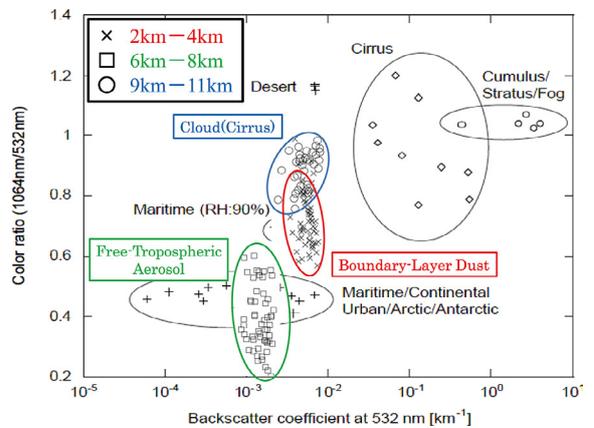


Fig. 18 Comparison of color ratio versus backscatter coefficient at 532 nm between model and observation results¹⁸⁾.

トの後方散乱係数、消散係数、ライダー比(消散係数と後方散乱係数の比)、偏光解消度、カラー比などの光学的特性を推定した (Fig. 17-18)¹⁸⁾。

Fig. 18 は、後方散乱係数とカラー比の散布図より、エアロゾルの種類を分類したものである。これらの結果は、現地観測の空白地帯とも言えるタクラマカン砂漠では、初めて得られたものが多く、学問的にも貴重である

ダストの気候への影響を正しく評価するためには、ダストの鉛直分布に関する情報が不可欠である。この同期観測より、NASA が提供している CALIOP の標準雲マスク (VFM) に雲/ダストの誤判別の問題があることを指摘した。次いで、CALIOP データの解析において問題となっている雲/ダストの誤判別を解決するため、標準雲マスクの改良を試みた。

地上ライダーと CALIOP の同期観測から、タクラマカン砂漠におけるライダー比を推定すると、波長 532 nm に対して 42.0 sr、波長 1064 nm に対して 45.9 sr である。このライダー比を使って後方散乱係

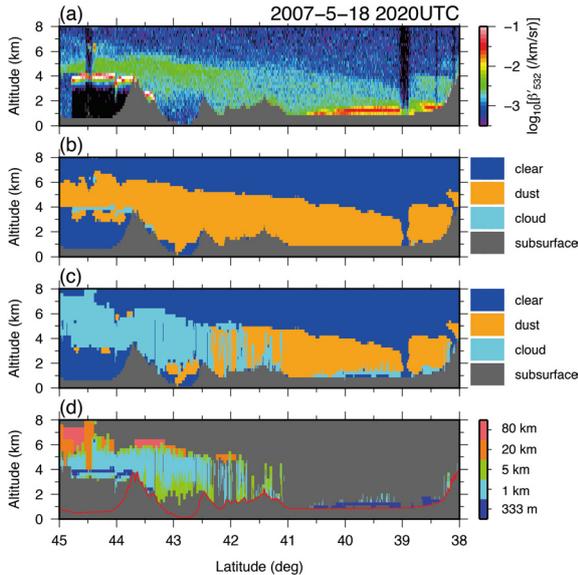


Fig. 19 An example of dust misclassification as clouds in the VFM cloud mask. Latitude–altitude cross sections of (a) the attenuated backscattering coefficient at 532 nm, (b) the data mask based on the C2' cloud mask, (c) the data mask based on the VFM cloud mask, and (d) the horizontal resolution in the VFM cloud mask¹⁹⁾.

数を再計算すると、CALIOP level 2 データの後方散乱係数は本研究による結果と比べて 21% 小さいことがわかった。この違いは、CALIOP level 2 データで使用されている VFM 雲マスクがダストを雲と誤判別し、ライダー比の選択が誤っていたことが原因であると示唆される (Fig. 19)¹⁹⁾。

4. ゴビ砂漠のシーロメーター観測

4.1 タクラマカン砂漠からゴビ砂漠へ

2014 年、JSPS 研究拠点形成事業「アジアダストと環境レジームシフトに関する研究拠点の構築」が採択されると^{20, 21)}、私はライダー観測のフィールドをモンゴルのゴビ砂漠・草原に移した。ゴビ砂漠はアジアダストの主要な発生源の一つである。アジアダストは偏西風による長距離輸送を通して、気候システムに直接的・間接的に影響を与える。本事業の観測概要を Fig. 20 に示す。モンゴル・中国・日本の研究機関がアジアダストの輸送経路上で地上・大気境界層・自由対流圏に分布するアジアダストの集中観測 (IOP) を実施した。モンゴルの研究機関はモンゴル情報・気象水文環境研究所、モンゴル国立大学、中国は蘭州大学、中国科学院新疆生態地理研究所、日本は名古屋大学、金沢大学、酪農学園大学、国立環境研究所等である。各研究機関が所有するライダー、シーロメーター、PM2.5/PM10 測定器、パーティクルカウンター、エアロゾルサンプラー、係留気球を用いて、IOP を実施した。衛星ラ

イダー CALIOP、地球観測衛星 MODIS、SPOT 等を用いてアジアダストと植生の分布を、ホスタイ国立公園ではモンゴル草原における環境レジームシフトを調査した。発生源地域と風下の能登半島と北海道でバイオエアロゾルを採取し、遺伝子レベルで解析した²²⁾。

4.2 シーロメーターによる自動観測

ゴビ砂漠におけるアジアダストの鉛直構造を観測するために、モンゴル情報・気象水文環境研究所と共同で、2013 年 5 月、モンゴル南部のダランザドガド気象台 (北緯 43 度 34 分、東経 104 度 26 分、海拔 1470 m) にシーロメーター (Vaisala 製 CL51, 波長 910 nm) を設置した。ダランザドガドは、ゴビ砂漠の中心に位置し、アルタイ山脈の風下効果でよく低気圧・砂塵嵐が発生する場所である。

この気象台は、この地域の中核的な気象台で、ルーチ的にラジオゾンデ観測が行われている。圃場には、国立環境研究所 (NIES) の PM10/PM2.5 計測器および NASA・AERONET のサンフォトメーターも設置されている。さらに、砂漠地域としては電気が比較的安定供給されることとホテルがあることも重要な選定理由の一つであった。

次に、観測システムの選定では、タクラマカン砂漠での経験から、次の方針を取った。

- 1) 基本的にメンテナンス・フリーで、タフなシステムであること。
- 2) 自動観測によりインターネットを通じて日本にデータを転送できる。

当時、この条件を満たす装置として、ヴァイサラのシーロメーター CL51 を選んだ。

Fig. 21 は、シーロメーターによる観測とインターネットを介したデータ転送のシステムを示す。シーロメーター CL51 は、観測窓の汚れを吹き飛ばす窓ブロワーや凍結防止用の内部ヒーター、約 2 時間の電源バッテリーを搭載し、気象条件や電気設備



Fig. 20 Observation plan of the JSPS Core-to-Core Program^{20, 21)}.

アジアダストのライダー観測 (甲斐 憲次)

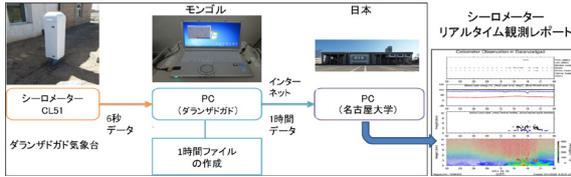


Fig. 21 Automated observation of the Asian dust by the ceilometer in Dalanzadgad, Mongolia and its data processing system.

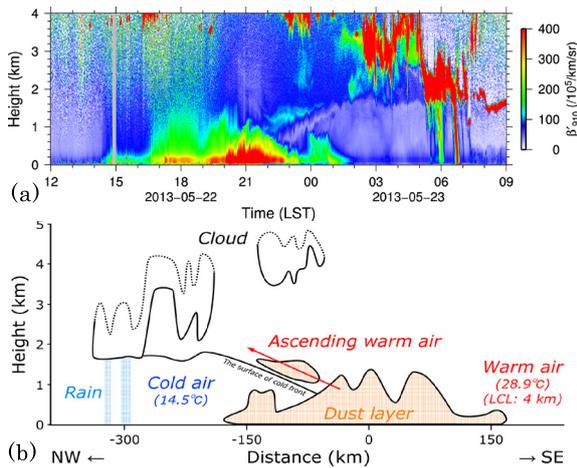


Fig. 22 Ceilometer observation at Dalanzadgad on 22-23 May 2013. (a) Time-height cross section of attenuated backscatter coefficient. (b) Observational model of the dust storm²³.

状況の悪い観測場所においても、ほぼメンテナンスフリーの長期連続観測を行うことが可能である。河合慶君（現・名古屋大学ポスドク）が中心となって、観測データを1時間毎にインターネット経由で名古屋大学に転送し、シーロメーター稼働状況や観測結果をwebサイト上で確認できるようにした。

4.3 大気境界層から自由対流圏へのダスト輸送

Fig. 22は、2013年5月22-23日に発生したダストイベントの事例解析である。発達中の低気圧とそれに伴う寒冷前線の通過によって、ダストストームがゴビ砂漠で発生した。ダランザドガドでは、22日午前中から6 m/s以上の風の強い状態が続き、ダストが舞い上がった。16時半から23時半にかけて、地上付近で後方散乱が強くなり (Fig. 22(a)で赤くなっている部分)、21時頃には高度1.5 kmまで上昇した。PM10、PM2.5の値は地上付近の後方散乱に対応して大きくなり、22時にはそれぞれ119 $\mu\text{g}/\text{m}^3$ 、76 $\mu\text{g}/\text{m}^3$ に達した。22時頃から寒気内のクリアな空気がくさび状に入り始め、23日2時には地上から高度1.6 kmまで後方散乱が弱くなった。この寒気の縁に後方散乱の境界が見られるが、これは寒冷前線面に対応するものである。また、この寒

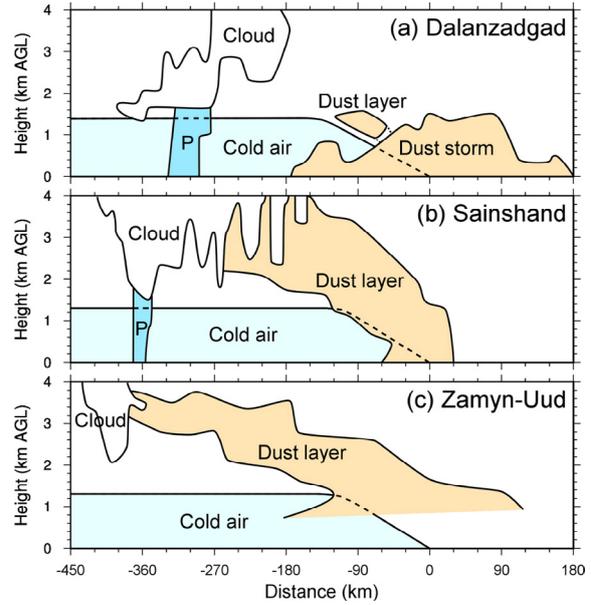


Fig. 23 Observational models for (a) Dalanzadgad, (b) Sainshand, and (c) Zamyn-Uud at a height of 0-4 km during the dust event²⁵.

冷前線上に弱い後方散乱が見られ、一部のダストが寒冷前線前面の暖気の上昇に伴って上昇したことがわかる。Fig. 22(b)は、寒冷前線付近の強風で巻き上げられたダストが寒冷前線面上を上昇して、自由対流圏に輸送されるプロセスを模式的にまとめたものである。

ダランザドガドはゴビ砂漠中央部に位置するが、東部のサインシャンドとザミンウドにはAD-Netライダーネットワークの2波長ミュー散乱偏光ライダーが設置されている²⁴。この3台のライダーを使うと、ゴビ砂漠を横断中におけるダストの輸送プロセスをとらえることができる (Fig. 23)。2013年5月22-23日にゴビ砂漠で発生したダストストームは寒冷前線と共にゴビ砂漠を北西から南東へ移動し、ダランザドガド、サインシャンド、ザミンウドの順に通過した。このダストの分布範囲は、ダランザドガドでは高度1.8 kmまで、サインシャンドとザミンウドでは高度4 kmまで広がり、自由対流圏に到達していた²⁵。

以上のことから、このダスト層は、寒冷前線システムとともにゴビ砂漠を横切る間に自由対流圏まで発達したことが明らかになった。このメカニズムは自由対流圏における偏西風によるダストの長距離輸送をもたらす。

いくつかの観測例を検討すると、ダストが自由対流圏に輸送されないケースもあった。Fig. 24は、2015年4月29-30日にゴビ砂漠で発生したダストイベントの事例である。ダストストームが発生した

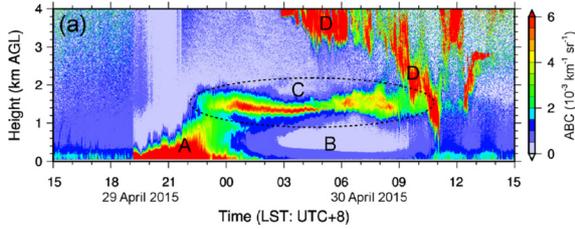


Fig. 24 Time-height cross section of attenuated backscatter coefficients observed by the ceilometer at Dalanzadgad on 29–30 April 2015. The letters A–D mark the dust storm, clean air, floating dust layer, and clouds, respectively²⁶⁾.

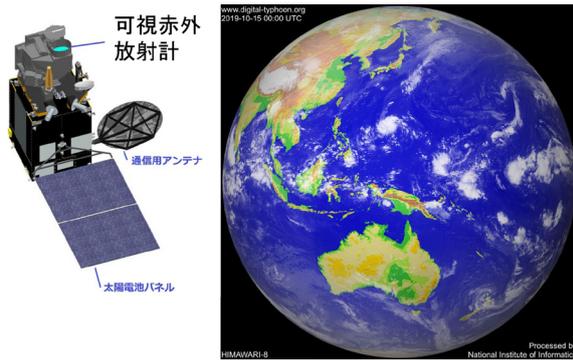


Fig. 25 JMA Geostationary meteorological satellite Himawari-8 and Advanced Himawari Imager (AHI)^{28, 29)}.

ものの (図の A), 高度 1.2–1.5 km 付近の安定層にトラップされ, 上空へは到達できず, 安定層高度で漂っている (図の C)²⁶⁾. 本事例のようにダストの鉛直分布は, 気象状況, とくに気温の鉛直分布と密接に関係している.

4.4 ひまわり 8 号 Dust RGB によるダスト解析

静止気象衛星ひまわり 8 号に搭載された可視赤外放射計 (AHI) は, 観測バンド数の増加と時空間分解の向上により, きめ細かい観測を可能とし, 多くの分野にインパクトをあたえている (Fig. 25)²⁷⁾. ダスト研究の分野でも, ひまわり 8 号のプロダクトである Dust RGB を用いることにより, 広大な砂漠域で発生する中小規模のダストストームを抽出し, その輸送過程を詳細に研究することができるようになった.

Fig. 26 は, 高時空間分解能を有する気象衛星「ひまわり 8 号」の Dust RGB データの解析により, ゴビ砂漠からモンゴル草原にかけてのダストの発生と輸送を調べたものである³⁰⁾. 図中で, ピンク色で示される領域がダストである. ダランザドガド付近を通過した寒冷前線がダストを巻き上げ, 寒冷前線の後面に分布している (図の b と c). 新しい発見としては, ゴビ砂漠起源のダストとは独立に, 中国内モンゴルのホルチン砂地を起源とするダストス

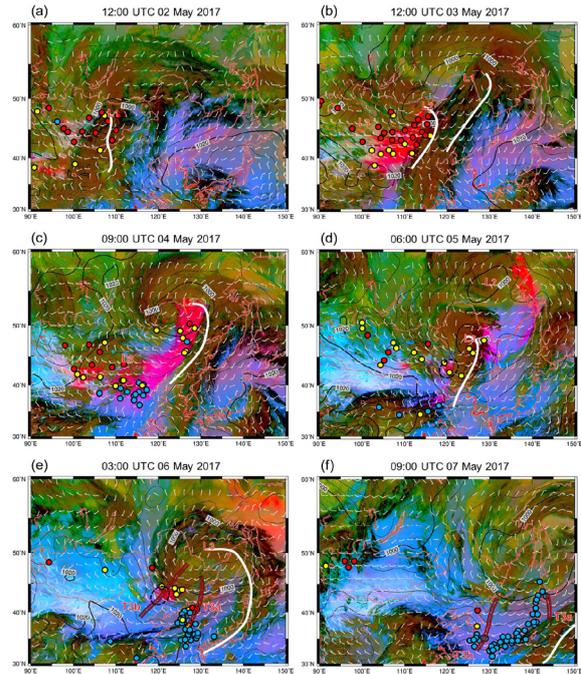


Fig. 26 Dust RGB imagery with sea level pressure (contours; every 4 hPa) and surface wind during 2–7 May 2017. In the Dust RGB imagery, pink indicates dust, whereas yellow, brown, green, and black show clouds. The white lines and double red lines represent cold fronts and troughs, respectively. The red, yellow, and blue circles show dust storms, blowing dust, and floating dust, respectively. The black dotted circle in panel (d) and (e) shows the location of the Horqin Sandy Land³⁰⁾.

トームがあることが分かった (図の d). このダストの塊は, 寒冷前線と共に東に移動し, 2017 年 5 月 5–6 日, 日本全国に黄砂現象をもたらした. この衛星観測は, 地上ライダーや CALIOP との良好な対応が見られた.

5. 終わりに

私は 1986 年, 気象研究所のルーライダーを用いたアジアダストの研究を皮切りに, タクラマカン砂漠やゴビ砂漠の研究プロジェクトに参加する機会を得た. 本稿では, ナラティブとして, 現地での体験や観測成果を中心に述べた. タリム盆地の出口にあたる敦煌での研究成果は, 岩坂泰信名古屋大学名誉教授らによる著書にまとめられている³¹⁾. 最後に, これまでの観測の反省と今後の展望を述べたい.

2000 年, 科学技術振興調整費「風送ダスト」では, タクラマカン砂漠にライダーステーションを建設し, 発源地におけるアジアダストのデータをとるといのがミッションとなった. 共同研究者の永井智広気象研究所主任研究官 (当時) と阿保真東京

アジアダストのライダー観測 (甲斐 憲次)

都立大学助教授 (当時) の指導のもと、八十嶋恒和君 (現・トヨタ自動車) らの優秀な院生に恵まれ装置は完成した。2001年8月、気象研究所でライダーの試験観測を行った後、装置をバラバラに分解して、中国に輸出した。その年の11月、現地アクセスでライダーの再組み立てを行い、2002年4月の集中観測に間に合わせた。2009年には、神慶孝君らが中心となって地上ライダーと衛星ライダーCALIOPとの同時観測を実施した。

反省点は、ライダーを設計する際、私たちはダスト層の光学的厚さを甘く見ていたことである。アクセスのライダーは、光源として高出力のレーザー (パルスエネルギー 300 mJ)、直径 35 cm の受信望遠鏡を使用した。これがあだとなった。現地でダストストームが発生すると、昼間でも大量のダストによって太陽光が遮られ、夜のようになることがある。レーザー光はほぼ消散されて、このダスト層を通過できない。また、レーザーパルスは強い後方散乱光となって戻り、大望遠鏡で受光される。当然、光電子増倍管 (PMT) は飽和する。私たちは、望遠鏡や PMT に ND フィルターを入れて、1000 分の 1 以下に強度を落として観測した。それでも、強いダストストームの最中は、PMT が飽和して、観測できなかった。常時観測をするためには、もう少し小型のレーザー・望遠鏡がよかったかもしれない。また、現地の電力とインターネットの事情により、自動観測はあきらめざるを得なかった。

しかしながら、アクセスのライダーにより、タクラマカン砂漠の貴重なデータが得られた。欠測の多い、不完全なデータではあったが、発生源での観測データとして、多くの研究者に使って頂いたのは幸いである。

タクラマカン砂漠の反省から、2014 年からスタートした JSPS 研究拠点形成事業では、基本的にメンテナンスフリーのシーロメーターを使用した。インターネットで観測データを名古屋大学の研究室に転送できるので、大変重宝した。私たちのグループでは、河合慶君が中心となってシーロメーターと衛星データ・再解析気象データ等を組み合わせ、ゴビ砂漠のダストストームの構造と自由対流圏へのダスト輸送を解明した。ただし、1 波長しか使えないので、エアロゾルの性状を議論することはできない。ライダーの専門家にとっては物足りないかもしれない。

筆者はライダーのユーザーとして、大気境界層・下部対流圏観測用の 500 万円ライダーの実現を提唱したい。その根拠は次の 3 点である。

1) 人類の生存圏とも言える大気境界層・下部対流

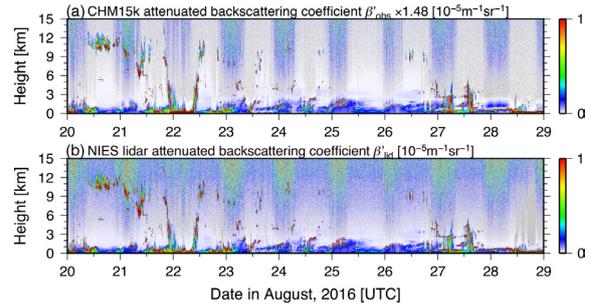


Fig. 27 Attenuated backscattering coefficient at 1064 nm observed for (a) CHM15k and (b) NIES Lidar in August 20 to 29, 2016. Time and height resolutions are 5 min and 30 m, respectively³²⁾.

圏には、大気混合層、大気汚染層、気温逆転層、海陸風、山谷風、積乱雲などの諸現象があり、大気環境を支配する。ライダーを用いて、これらの現象の時空間構造を正確に調べることは極めて重要と考えられる。

2) 大学でライダーが手軽に使用できれば、若手研究者のすそ野が広がる。数千万円もする高額なライダーを大学の研究室レベルで維持するのは困難である。

3) 大学の教員がある程度の研究実績をあげれば、科研費の基盤研究 (B) に手が届く。この申請額の上限は 2000 万円である。500 万円のライダーであれば、設備備品費として無理なく、申請書に計上することができる。基盤研究 (A) の申請額の上限は 5000 万円であるが、採択率が低いのであまり期待できない。

候補となるライダーは、独・ルフト社のシーロメーター CHM15k に偏光機能が追加されたものである。Fig. 27 は CHM15k と国立環境研究所のライダーの比較観測を示す。かなり良い対応が見られる³²⁾。印象としては、コンパクトなミー散乱・偏光ライダーとして大気境界層や下部対流圏のエアロゾル観測には十分役立つと思われる。

最後に現金な話になったが、ハードウェアの専門家にぜひご検討いただきたい。

謝 辞

ここで紹介した研究は、2000–2004 年度科学技術振興調整費「風送ダストの大気中への供給量と気候への影響に関する研究 (ADEC)」(代表：三上正男)、2008–2010 年度科学研究費・基盤研究 (B)「タクラマカン砂漠上の局地循環と黄砂の発生機構の解明」(No.20403008 代表：甲斐憲次)、2014–2016 年度 JSPS 研究拠点形成事業「アジアダストと環境レジームシフトに関する研究拠点の構築」

(コーディネーター：甲斐憲次)，2016–2019 年度科学研究費・基盤研究 (A) 海外学術調査「発生源地域におけるアジアダストと環境レジームシフトの国際共同研究」(No.16H02703 代表：甲斐憲次) および 2017–2019 年度科学研究費・基盤研究 (A) 海外学術調査「東アジア沙漠地帯における黄砂バイオエアロゾルの発生過程とその越境輸送ルートの解明」(No.17H01616 代表：牧輝弥) の支援を受けた。現地調査では、中国科学院振興生態地理研究所の H. Zhou 教授，S. Hu 氏，蘭州大学の J. Huang 教授，モンゴル情報・気象水文環境研究所の G. Sarantuya 所長，E. Munkhjargal 氏，E. Davaanyam 氏，モンゴル気象環境監視庁の D. Batdorj 部長，柴田隆名古屋大学名誉教授にお世話になった。岩坂泰信名古屋大学名誉教授，星野仏方酪農学園大学教授，牧輝弥金沢大学准教授，杉本伸夫国立環境研究所フェローからご助言を頂いた。以上の方々に謝意を表す。

参考文献

- 1) 甲斐憲次：気象ブックス 018 黄砂の科学 (成山堂書店，2007) p. 146.
- 2) K. Kai, Y. Okada, O. Uchino, I. Tabata, H. Nakamura, T. Takasugi, and Y. Nikaidou: "Lidar observation and numerical simulation of a Kosa (Asian Dust) over Tsukuba, Japan during the spring of 1986", *J. Meteor. Soc. Japan*, **66** (1988) 457.
- 3) O. Uchino, I. Tabata, K. Kai and I. Akita: "Five-year lidar observational results and effects of El Chichon particle on Umkehr ozone data", *J. Meteor. Soc. Japan*, **66** (1988), 635.3)
- 4) R. A. Duce, C. K. Unni, B. J. Ray, J. M. Prospero, and J. T. Merrill: "Long-range atmospheric transport of soil dust from Asia to the tropical North Pacific: temporal variability", *Science*, **209** (1980) 1522.
- 5) G. E. Shaw: "Transport of Asian Desert Aerosol to the Hawaiian Islands", *J. Appl. Meteor.*, **19** (1980) 1254.
- 6) Y. Iwasaka, H. Minoura, and K. Nagaya: "The transport and special scale of Asian dust-storm clouds: a case study of the dust-storm event of April 1979", *Tellus*, **35B** (1983) 189.
- 7) T. Takasugi and H. Nakamura: "A tracer diffusion model couples with the JMA global spectral model", *JMA / NWPD Technical Report*, 24 (1988).
- 8) 名古屋大学水圏科学研究所 編：大気水圏の科学 黄砂 (古今書院，1991) p. 328.
- 9) M. Mikami, G.-Y. Shi, I. Uno, S. Yabuki, Y. Iwasaka, M. Yasui, T. Aoki, Y. Tanaka, Y. Kurosaki, K. Masuda, A. Uchiyama, A. Matsuki, T. Sakai, T. Takemi, M. Nakawo, N. Seino, M. Ishizuka, S. Satake, K. Fujita, Y. Hara, K. Kai, S. Kanayama, M. Hayashi, M. Du, Y. Kanai, Y. Yamada, X.-Y. Zhang, Z. Shen, H. Zhou, O. Abe, T. Nagai, Y. Tsutsumi, M. Chiba, and J. Suzuki: "Aeolian dust experiment on climate impact: An Overview of Japan-China joint project ADEC", *Global Planetary Change*, **52** (2006) 142.
- 10) K. Kai, S. Hu, H. Zhou, T. Yasojima, B. Xu, T. Nagai, and M. Abo: "Development of a new lidar for measuring the aeolian dust originated from the Taklamakan Desert: test observation at Tsukuba, Japan", *J. Arid Land Studies*, **11** (2002) 321.
- 11) K. Kai, Y. Nagata, N. Tsunematsu, T. Matsumura, H.-S. Kim, T. Matsumoto, Hu Shunjun, Zhou Hongfei, M. Abo, T. Nagai: "The structure of the dust layer over the Taklimakan Desert during the dust storm in April 2002 as observed using a depolarization lidar", *J. Meteor. Soc. Japan*, **86** (2008) 1.
- 12) H.-S. Kim, Y. Nagata, and K. Kai: "Variation of dust layer height in the northern Taklimakan Desert in April 2002", *Atmos. Env.*, **43** (2009) 557.
- 13) N. Tsunematsu, T. Sato, F. Kimura, K. Kai, Y. Kurosaki, T. Nagai, and Hongfei Zhou, and M. Mikami: "Extensive dust outbreaks following the morning inversion breakup in the Taklimakan Desert", *J. Geophys. Res.*, **110** (2005), doi:10.1029/2005JD005994.
- 14) D. A. Gillette, J. Adams, D. R. Muhs and R. Kihl: "Threshold friction velocities and rupture moduli for crusted desert soils for the input of soil particles into the air", *J. Geophys. Res.*, **87** (1982) 9003.
- 15) N. Tsunematsu, K. Kai, and T. Matsumoto: "The influence of synoptic-scale air flow and local circulation on the dust layer height in the north of the Taklimakan Desert", *Water, Air, and Soil Pollution: Focus*, **5** (2005) 175.
- 16) T. Y. Tanaka, Y. Kurosaki, M. Chiba, T. Matsumura, T. Nagai, A. Yamazaki, A. Uchiyama, N. Tsunematsu, and K. Kai: "Possible transcontinental dust transport from North Africa and the Middle East Asia", *Atmospheric Environment*, **39** (2005) 3901.
- 17) D. M. Winker, M. A. Vaughan, A. Omar, Y. Hu, and K. A. Powell: "Overview of the CALIPSO mission and CALIOP data processing algorithms", *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **26** (2009), 2310.
- 18) Y. Jin, K. Kai, T. Shibata, K. Zhang, and H. Zhou: "Validation of the dust layer structure over the Taklimakan Desert, China by the CALIOP space-borne lidar using ground-based lidar", *SOLA*, **6** (2010) 121.
- 19) Y. Jin, K. Kai, H. Okamoto, and Y. Hagiwara: "Improvement of CALIPSO cloud masking algorithms for better estimation of dust extinction profiles", *J. Meteor. Soc. Japan*, **92** (2014) 433.
- 20) K. Kai ed.: "Proceedings of First Seminar of the JSPS Core-to-Core Program", Nagoya University, 4–9 August 2014, 43pp.
- 21) 甲斐憲次：アジアダストと環境レジームシフトに関する国際共同研究，科学 (岩波書店)，**89** (2019) 148.
- 22) T. Maki, K. C. Lee, K. Kawai, K. Onishi, C. S. Hon, Y. Kurosaki, M. Shinoda, K. Kai, Y. Iwasaka, S. Archer, D. Lacap-Bugler, H. Hasegawa, and S. B. Pointing, "Aeolian dispersal of bacteria associated with desert dust and anthropogenic particles over continental and oceanic surfaces", *J. Geophys. Res. Atmosphere*, <https://doi.org/10.1029/2018JD029597>, (2019).
- 23) K. Kawai, K. Kai, Y. Jin, N. Sugimoto, and D. Batdorj: "Dust Event in the Gobi Desert on 22–23 May 2015: Transport of Dust from the Atmospheric Boundary Layer to the Free Troposphere by a Cold Front", *SOLA*, **11** (2015) 156.
- 24) N. Sugimoto, I. Matsui, A. Shimizu, T. Nishizawa, Y. Hara, C. Xie, I. Uno, K. Yumimoto, Z. Wang, and S.-C. Yoon: "Lidar Network Observations of Tropospheric Aerosols", *SPIE*, **7153** (2008) 71530A-1.

アジアダストのライダー観測 (甲斐 憲次)

- 25) K. Kawai, K. Kai, Y. Jin, N. Sugimoto, and D. Batdorj: "Lidar network observation of dust layer development over the Gobi Desert in association with a cold frontal system on 22–23 May 2013", *J. Meteor. Soc. Japan*, **96** (2018) 255.
- 26) K. Kawai, Y. Nishio, K. Kai, J. Noda, E. Munkhjargal, M. Shinoda, N. Sugimoto, A. Shimizu, and E. Davaanyam: "Ceilometer observation of a dust event in the Gobi Desert on 29–30 April 2015: arrival of a developed dust storm and trapping of dust within an inversion layer", *SOLA*, **15** (2019) 52.
- 27) 関山 剛, 吉田真由美, 菊池麻紀, 弓本桂也: 第7章 エアロゾルプロダクト, 気象研究ノート「静止気象衛星号ひまわり8号・9号とその利用」, **238** (2018) 85.
- 28) 気象庁: 静止気象衛星—ひまわり8号・9号—, リーフレット, 2017.
- 29) 国立情報学研究所: デジタル台風, <http://www.digital-typhoon.org/>
- 30) Y. Minamoto, K. Nakamura, M. Wang, K. Kawai, K. Ohara, J. Noda, E. Davaanyam, N. Sugimoto, and K. Kai: "Large-scale dust event in East Asia in May 2017: Dust emission and transport from multiple source regions", *SOLA*, **14** (2018) 33.
- 31) 岩坂泰信, 西川雅高, 山田 丸, 洪天祥編: 黄砂 (古今書院, 2009) p. 342.
- 32) Y. Jin, N. Sugimoto, A. Shimizu, T. Nishizawa, K. Kai, K.

Kawai, A. Yamazaki, M. Sakurai, and H. Wille: "Evaluation of ceilometer attenuated backscattering coefficients for aerosol profile measurement", *J. Applied Remote Sensing*, **12** (2018) 042604-1.

甲斐 憲次



1952年, 鳥根県生まれ。1981年, 筑波大学大学院博士課程地球科学研究科修了, 理学博士。気象庁観測部運輸技官, 気象庁気象研究所気象衛星・観測システム研究部主任研究官, 筑波大学地球科学系講師, 名古屋大学大学院環境学研究科教授を経て, 茨城大学教育学部特任教授。人間活動と大気環境の相互作用という視点から, 黄砂と都市の大気環境を研究している。専門は気象学・気候学。

【著書】

「スペクトル解析ハンドブック」(2004年分担執筆, 朝倉書店), 「黄砂の科学」(2007年単著, 成山堂書店), 「二つの温暖化—地球温暖化とヒートアイランド」(2012年編著, 成山堂書店) など。