

ひまわり 8 号観測バンドにおける雲放射特性の計算方法とその応用
**Introduction to the Computation Method for Cloud Radiative Processes and Its
Application for the Advanced Himawari Imager onboard Himawari-8**

林 昌宏*

HAYASHI Masahiro

Abstract

The Meteorological Satellite Center (MSC) of the Japan Meteorological Agency (JMA), in collaboration with EUMETSAT, has developed a product called Optimal Cloud Analysis (OCA). For this product, cloud properties are determined with the inversion method using radiative transfer computation for Himawari-8 observation. To reduce the computational cost of radiative transfer calculation, the product's formulation involves the use of a pre-computed look-up table (LUT) representing the cloud radiative properties of reflection, transmission and emission (known as the cloud radiative property LUT). Similar LUTs are utilized for various satellite products such as aerosol, volcanic ash and surface radiation data. LUT generation can be considered an essential technique for creating satellite products, as it requires the application of essential radiative computation processes (i.e., single scattering, size-averaging of scattering objects, and multiple-scattering computation). However, MSC Technical Notes have minimal content describing the related processes. Accordingly, this report describes the computational method used with the cloud radiative property LUT for OCA as an example of LUT generation with background knowledge for radiative processes. In addition to aiding understanding of radiative computation for clouds, the report is intended to help readers to compute cloud radiative property LUT data for themselves (especially for spherical particles). In addition to describing the computation processes for LUT data, the report discusses cloud radiative properties of Himawari-8 bands as revealed by theoretical computation of cloud radiation.

要旨

現在、気象衛星センターでは、欧州気象衛星開発機構（EUMETSAT）の協力のもと、ひまわり 8 号観測に対応した雲域の放射伝達計算から逆解析により雲物理量を求める最適雲解析（OCA）プロダクトの開発を行っている。OCA プロダクトにおいては、放射伝達計算を高速かつ必要な精度で行うために、雲の反射率・透過率・射出率といった雲放射特性を事前計算したルックアップテーブル（LUT）を利用している。気象衛星プロダクトの分野では、同様な LUT が雲プロダクトだけでなくエアロゾル・火山灰・日射量プロダクトなどでも利用されている。LUT の作成には単散乱計算・粒径分布の考慮・多重散乱計算と散乱に関する放射伝達計算に必要な過程を一通り

* 気象衛星センター データ処理部 システム管理課
(2017 年 10 月 2 日受領 2017 年 12 月 19 日受理)

含むことも考慮すると、LUT 作成技術は気象衛星プロダクト開発における基礎技術ともいうことができる。しかし、現在までの気象衛星センターにおいては、LUT 作成手法を初めとして雲域の放射計算方法についてまとまった資料が少なかった。そこで、本報告では、OCA プロダクトの LUT 作成を一例として、その作成手法を紹介するとともに、雲域の放射計算の理論的背景についても解説する。本報告の目的の一つは、本報告の通読により、放射計算内容自体の理解に加え、読者自身で雲（特に球形粒子）に関する放射計算を行えるようになることである。また、本報告では、雲放射の理論計算を行うことによって理解できる、ひまわり 8 号観測バンドの定量的な雲放射特性についても解説を行っている。

1. はじめに

雲の粒径分布などの雲の特性を仮定することで、雲粒子が放射を透過・反射する量などの放射特性を理論的に計算することができる。雲域の放射計算により衛星観測をシミュレートし、衛星の観測値から逆解析（インバージョン解析）を行うことで、理論計算の入力値となる雲物理量を推定することができる（インバージョン法、Liou 2002; 第 7 章）。このとき、放射計算は RSTAR (Nakajima and Tanaka 1986) や MODTRAN (Berk et al. 2014) などの精密な放射計算パッケージで行うことも可能であるが、実行には莫大な計算時間を必要とする。したがって、何千万画素にもおよぶ処理を数分などの短い時間で行わなければならない衛星プロダクトの運用の時間スケールでは、こういった放射計算パッケージを逐次的に動かして衛星プロダクト作成を行うことは現実的でない。そこで、雲プロダクト作成処理においては、主要な放射過程をルックアップテーブル（雲放射特性 LUT）として表し、それらを組み合わせて簡易な放射伝達モデルを作成することでプロダクトの計算時間を短縮することが一般に広く行われている

(Nakajima and Nakajima 1995 : CAPCOM, Walther et al. 2011, Menzel et al. 2013)。特に、気象衛星センターでは、Terra・Aqua 衛星に搭載された MODIS 放射計の観測から CAPCOM により水雲の光学的厚さと雲粒有効半径を推定しており、それらを入力として RSTAR を用いた放射計算を実行してひまわり 8 号実観測と比較すること

で相互校正を行っている（高橋・奥山 2017）。また、LUT を用いる手法は、理論計算を行う対象を雲からエアロゾルや火山灰などの別の散乱体に変更することで、色々なプロダクトにも応用でき、同様の LUT を使った様々なプロダクトが作成されている（Higurashi and Nakajima 1999, Prata and Grant 2001, NOAA/NESDIS 2010 など）。気象衛星センターでは、欧州気象衛星開発機構（EUMETSAT）の協力を得て、EUMETSAT で開発・運用されている最適雲解析（OCA）プロダクト（EUMETSAT 2011, Watts et al. 2011）について、ひまわり 8 号への適用のための開発及び高度化を行っている（Bessho et al. 2016）。本プロダクトは、ひまわり 8 号観測とその理論計算値から雲物理量をインバージョン法で求めるものであり、理論計算を高速で行うためにひまわり 8 号観測バンドに対応した雲放射特性 LUT を利用している。本報告では、OCA プロダクトで行っている雲放射特性 LUT 作成の方法及びその理論的背景に加えて、理論計算からわかるひまわり 8 号可視～赤外バンドにおける雲の放射特性について解説する。

本報告の構成としては、第 2 節で OCA プロダクトに用いる雲放射特性 LUT の計算方法を記述する。次に、第 3 節は応用として、LUT を用いたひまわり 8 号観測の放射伝達計算方法に加えひまわり 8 号観測における雲の放射特性を紹介する。最後に第 4 節では、本報告のまとめと今後の展望について記述する。

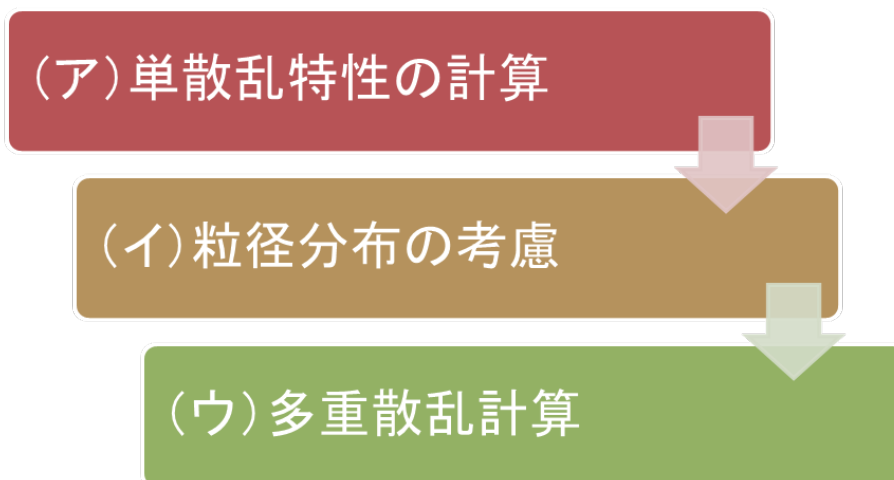


図 1 OCA プロダクトにおける雲の放射過程（雲放射特性 LUT）の計算手順

2. OCA プロダクトにおけるひまわり 8 号用雲放射特性 LUT の作成方法

OCA プロダクトにおける雲放射特性 LUT の計算は、図 1 のような手順を経て行われる。

- (ア) まず、1 つの雲粒子が光を一回散乱したときの散乱の特性である単散乱特性の計算を行い、
- (イ) 多数の雲粒子を持つ雲の粒径分布を考慮した雲の単散乱特性を用意し、
- (ウ) (イ) でモデリングした雲の単散乱特性を用いた多重散乱計算を行う。

以上で、雲の透過率・反射率・射出率といった放射特性を格納した雲放射特性 LUT を作成する。これは雲域の放射伝達計算を行う際の一般的な手順であり、以下、本節でもこの順序で解説する。第 2.1 節で雲粒子の単散乱特性の計算方法を、第 2.2 節で雲粒子の粒径分布の考慮方法を、第 2.3 節で多重散乱による雲放射特性の計算方法を記述する。

2.1 雲粒による単散乱特性の計算

電磁波が粒子に入射したときに起こる単一の散

乱過程を特徴付ける量を、単散乱特性（single scattering property）と呼ぶ。単散乱特性は、雲やエアロゾル中で起こる複数回の散乱（多重散乱）の過程を、第 2.3 節で紹介する放射伝達式を使って計算するために必要となってくる。

雲を構成する雲粒子の単散乱特性は、その粒子形状及び複素屈折率 n_k を仮定すれば、適当な境界条件のもとで電磁気学のマクスウェル方程式を解くことで得られる。本報告では、複素屈折率の値として、水雲を構成する水雲粒子は Hale and Querry (1974) を、氷雲を構成する氷雲粒子は Warren and Brandt (2008) を用いた。図 2 は、ひまわり 8 号観測波長帯である可視～赤外域における複素屈折率の例である。この図からわかるように、水雲及び氷雲では複素屈折率が異なるために、吸収・散乱特性が変わってくる。さらに、後述するように水雲粒子と氷雲粒子では粒子形状が異なるためにそれらの単散乱特性に差異が生じる。そのため、以下では水雲粒子と氷雲粒子の放射特性に分け、順にその単散乱特性及び計算方法を解説する

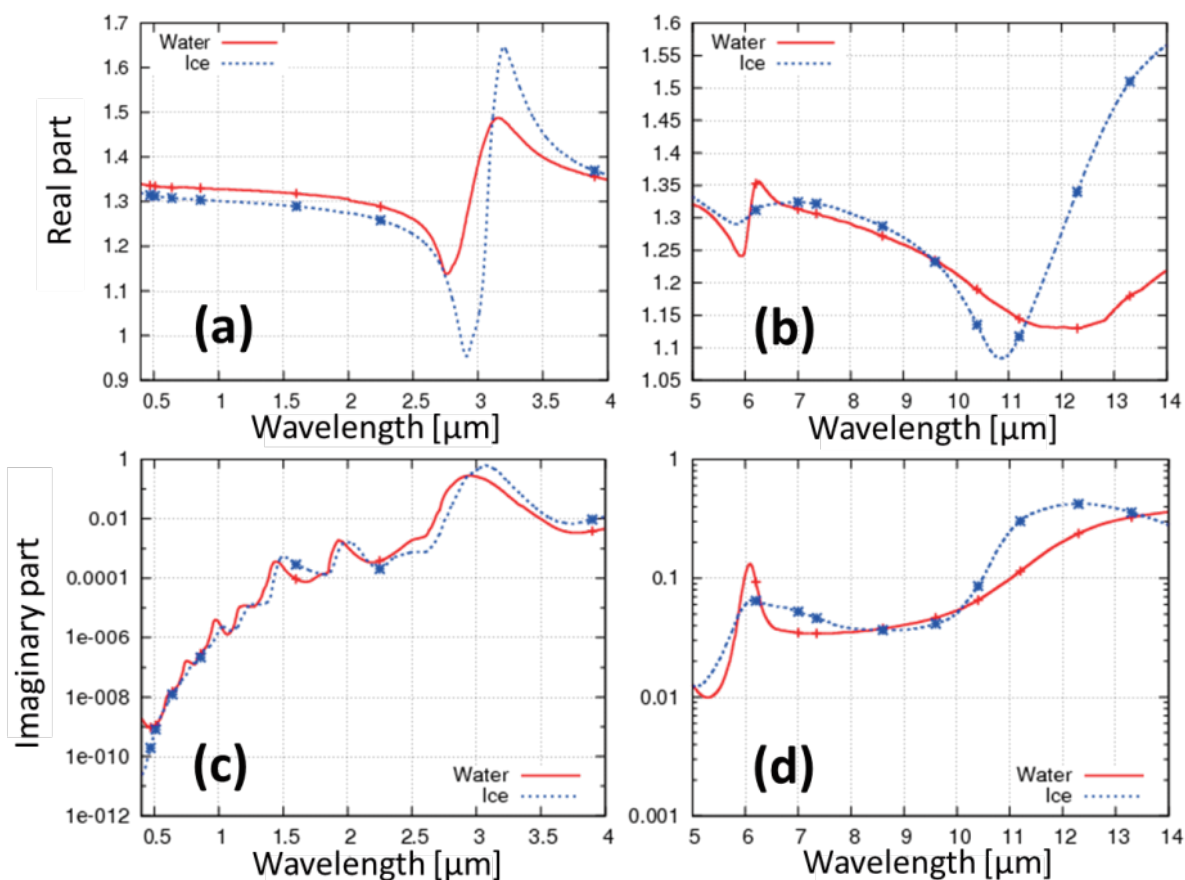


図 2 ひまわり 8 号観測波長域における水と氷の複素屈折率。赤色の実線が水の複素屈折率 (Hale and Query 1974)、青色の破線が氷の複素屈折率 (Warren and Brandt 2008) を表す。曲線中の点は、ひまわり 8 号バンドのおおよその中心波長を表す

- (a). ひまわり 8 号可視～短波長赤外域 (ひまわり 8 号 Band 1～7) の複素屈折率実部
- (b). ひまわり 8 号赤外域 (ひまわり 8 号 Band 8～16) の複素屈折率実部
- (c). ひまわり 8 号可視～短波長赤外域 (ひまわり 8 号 Band 1～7) の複素屈折率虚部
- (d). ひまわり 8 号赤外域 (ひまわり 8 号 Band 8～16) の複素屈折率虚部

2.1.1 水雲粒子の単散乱特性の計算

水雲粒子の形状は通常、球形をとると考えられている。そのため、水雲粒子の単散乱特性は、球形粒子の散乱理論である「Mie 散乱理論」を適用することによって得られる。Mie 散乱理論については一般的な大気放射学や散乱理論の教科書 (浅野 2010、van de Hulst 1957 など) に詳しいため、ここでは雲放射特性 LUT の計算に必要な単散乱特性の計算に必要な結果を羅列し、それら要素の

簡単な解説を行う。本編で解説しない数値計算に必要な要素の計算方法は付録 A.1 を、個々の要素の導出方法については本報告で挙げた教科書・文献を参照されたい。

付録 A.1 では、散乱角 θ (幾何学的条件は図 3(b) など参照) における散乱振幅行列の要素 $S_1(\theta)$ 、 $S_2(\theta)$ 及び Mie 係数 a_n 、 b_n というパラメータの数値計算方法を示した。これらのパラメータを用いれば、波長 λ ・半径 r の球形粒子における主要な単

散乱特性は以下のように求められる。

散乱位相関数 (式 1) :

$$P(\theta) = \frac{1}{2} [S_1(\theta)S_1^*(\theta) + S_2(\theta)S_2^*(\theta)]$$

散乱効率因子 (式 2) :

$$Q_{\text{scat}} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(a_n a_n^* + b_n b_n^*)$$

消散効率因子 (式 3) :

$$Q_{\text{ext}} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}[a_n + b_n]$$

ここで、アスタリスク (*) は複素共役、演算子 $\text{Re}[]$ は括弧内の実部をとることを意味し、 $x = 2\pi r/\lambda$ はサイズパラメータと呼ばれる量である。以下で、これら単散乱特性の意味を簡単に解説する。

散乱位相関数 (scattering phase function) $P(\theta)$ は、入射波が粒子に散乱角 θ で散乱される際のエネルギーの相対的な大きさを表す¹。散乱位相関数の例として、図 3 に、(式 1) を用いて計算した、図 3(a) ひまわり 8 号 Band 3 (0.64 μm)² 及び図 3(b) Band 13 (10.4 μm) の中心波長における球形粒子 (大きさは典型的水粒子の $r = 14 \mu\text{m}$ を仮定) の散乱位相関数 $P(\theta)$ を示す。ここで $P(\theta)$ は、球面 S 上の全立体角 $d\Omega$ 積分が 4π となるように、つまり

$$\int_S P(\theta) d\Omega = 4\pi \quad (\text{式 4})$$

のように規格化している。図 3(a) の Band 3 では

¹ 散乱位相関数の「位相」という言葉は、電磁波の位相を直接は意味しないことに注意する。van de Hulst (1957) によると、ここでの位相 (phase) という言葉は天文学における「月の相 (Moon phase)」からの類推だという

² 本報告では、ひまわり 8 号のバンド番号 X (1 ~ 16) は Band X と表し、中心波長 Y μm の情報が重要と思われる箇所には Band X (Y μm) と後ろに括弧で追加した。バンド名と中心波長の対応は付録 A.4 の表を参照されたい。

雲粒子に比べ波長が短く、複雑な干渉によるギザギザともに非常に大きな前方散乱ピークが見られる。一方、波長と粒子の大きさが同程度となる図 3(b) の Band 13 では、Band 3 に比べ滑らかな散乱位相関数となっている。ただし、Mie 散乱理論における微小粒子の極限に対応する図 3(c) のレイリー散乱 (無偏光) による散乱位相関数 (第 2.3 節 (式 24)) と比較すると、干渉による影響及び前方散乱の割合はまだまだ大きいことがわかる。

散乱効率 (scattering efficiency) Q_{scat} ・消散効率 (extinction efficiency) Q_{ext} は、単位面積に入射した単位エネルギーの電磁波が粒子の幾何学的な断面積 G (球形ならば πr^2) に対してどれだけ散乱・消散されるかを表す量である。ここで、単位時間に単位面積を通過して単位エネルギーの電磁波が入射したときに、散乱される全エネルギーである散乱断面積 σ_{scat} (= 全散乱エネルギー [W] / 入射フラックス [W/m²]) 及び消散断面積 σ_{ext} (= 全消散エネルギー [W] / 入射フラックス [W/m²]) とは、

$$Q_{\text{scat}} = \frac{\sigma_{\text{scat}}}{G}$$

$$Q_{\text{ext}} = \frac{\sigma_{\text{ext}}}{G} \quad (\text{式 5})$$

の関係がある。ちなみに、エネルギー保存則から、散乱と吸収をあわせたものが全消散過程であり、吸収効率 (absorption efficiency) Q_{abs} は、

$$Q_{\text{abs}} = Q_{\text{ext}} - Q_{\text{scat}} \quad (\text{式 6})$$

で表される。図 4 に、ひまわり 8 号波長域 (0.47 ~ 13.3 μm) において典型的な水雲粒子の大きさ (1, 2, 14 μm) の消散効率を示した。可視域 ($1/\lambda \geq 1.5 \mu\text{m}^{-1}$) では、基本的に消散効率は幾何光学の極限で想定される $Q_{\text{ext}} = 2$ ($Q_{\text{scat}} = Q_{\text{abs}} = 1$) に近いが、近赤外域 ($0.5 \mu\text{m}^{-1} \leq 1/\lambda \leq 1.5 \mu\text{m}^{-1}$) では、粒子半径が 1 μm や 2 μm と小さいところでピーク ($Q_{\text{ext}} \sim 4$) となり、粒径が更に大きくなると $Q_{\text{ext}} = 2$ に近づくことがわかる。赤外域 ($1/\lambda \leq 0.5 \mu\text{m}^{-1}$) では、粒子が小さいときは、消散係数は小さくレイリー散乱 ($\propto \lambda^{-4}$) に近い性質

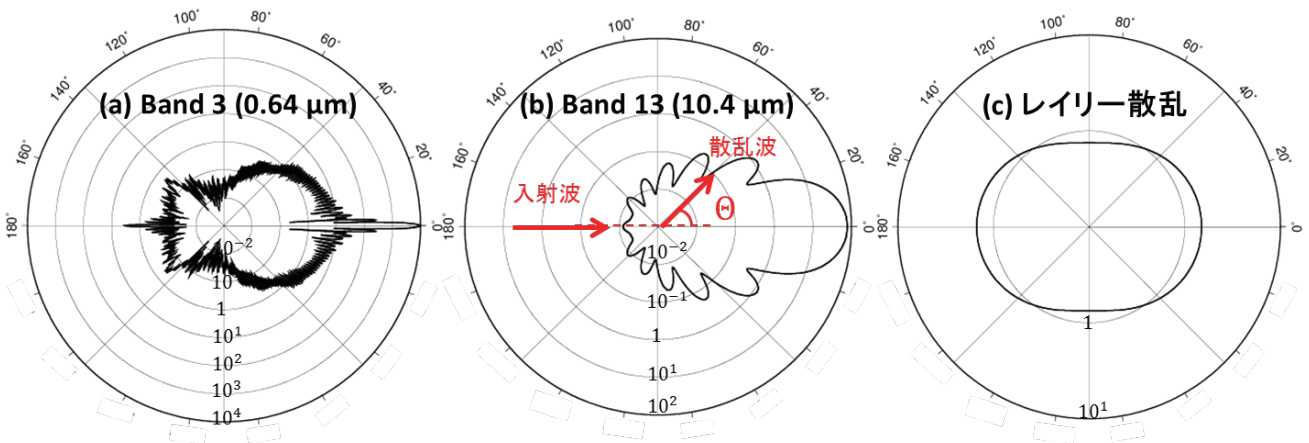


図 3 Mie 理論により計算した水雲粒子及び大気分子のレイリー散乱の散乱位相関数の比較
 水雲粒子（粒子半径は $r = 14 \mu\text{m}$ ）：(a). ひまわり 8 号 Band 3、(b). Band 13 の中心波長で計算
 (c)はレイリー散乱（無偏光）の散乱位相関数

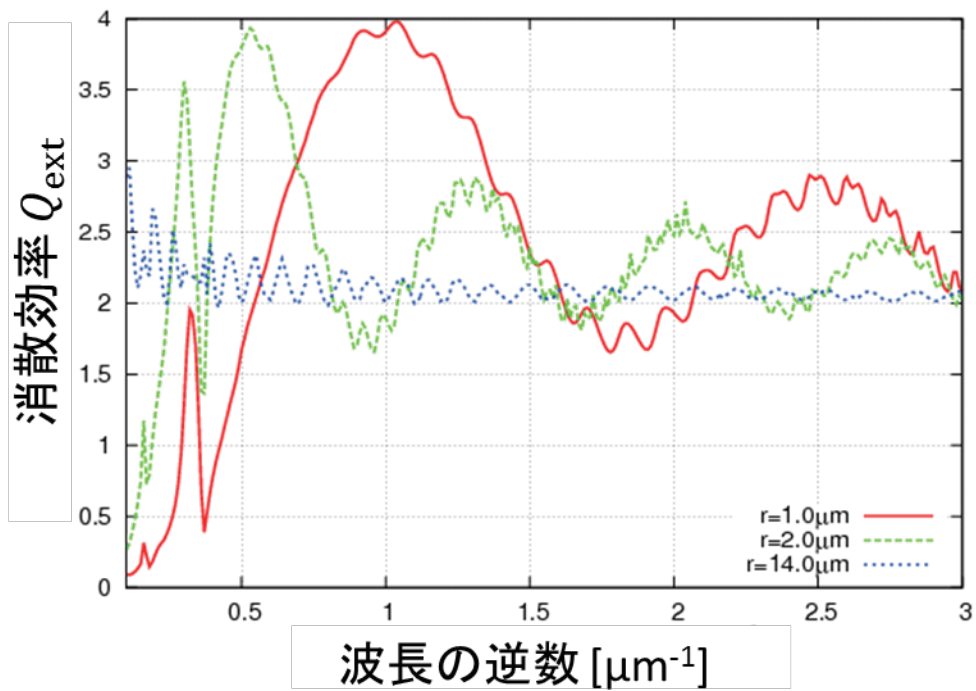


図 4 ひまわり 8 号観測波長域（可視～赤外）における、水粒子の消散効率
 赤線：粒子半径 $1.0 \mu\text{m}$ 、緑線：粒子半径 $2.0 \mu\text{m}$ 、青線：粒子半径 $14.0 \mu\text{m}$

をとるが、粒子が大きくなり波長と同程度となると消散係数は増加し前述のようなピークを経て $Q_{\text{ext}} = 2$ に近づく。

2.1.2 氷雲の単散乱特性の計算

氷雲を構成する氷粒子は大気状態によって様々な形をとる（水野 2000, Lamb and Verlinde 2011）。現実存在する複雑な粒子形状においては、回転対称な場合など簡単な例を除き、上述の



図 5 気象研究所で散乱特性を計算している氷粒子形状の例（気象研究所石元氏提供）

表 1 非球形粒子データベースによる氷粒子の単散乱特性

名称	備考	単位
氷粒子体積	氷粒子の体積 V	m^3
氷粒子面積	平均の射影断面積 A	m^2
最大次元	重心からの最大距離 L	m
消散効率	Q_{ext}	—
散乱効率	Q_{scat}	—
散乱位相関数	$P(\Theta)$	—

Mie 理論のような単散乱特性を記述する厳密解が存在しない。氷粒子の単散乱特性を水雲のように球形粒子と仮定して計算することも可能であるが、後でも少し触れるように球形と非球形粒子では計算結果に無視できない違いが生じ、氷雲の雲粒を球形粒子として放射計算を行った場合には観測される放射量との差異が大きいことが知られている (Mishchenko et al. 1996)。したがって、精度の高い氷雲域の放射計算のためには、氷雲粒子の形状は非球形粒子を用いることが望ましい。

現在までに、非球形粒子の単散乱特性を数値的に計算するために様々な手法が開発されている (Liou 2002; 第 5 章)。しかし、これらの手法は、計算を実行する粒子のサイズパラメータによって得意・不得意があり、まだ決定的な手法はない。気象研究所が開発している非球形粒子の単散乱特性データベースでは、単散乱計算におけるサイズパラメータ依存性を適切に考慮し、その領域に応じて FDTD (Finite-Difference Time Domain) 法・改良幾何光学近似 (GOM2; Masuda et al.

2012)・幾何光学近似という計算方法を組み合わせて計算しており (石元ほか 2011)、六角柱 (Solid Column)、平板 (Plate)、ドロクスタル (Droxtal)、ビュレットロゼット (Bullet-Rossete)、ボロノイ粒子 (Voronoi aggregate; Ishimoto et al. 2012) などの様々な形状の氷粒子の単散乱特性が計算されている (図 5)。OCA プロダクトの氷雲粒子では Mie 散乱計算を行う代わりに、気象研究所で計算された非球形氷粒子データベースの単散乱特性を利用する。当データベースには、ひまわり 8 号の観測波長・結晶の大きさごとに表 1 の要素が格納されている。表 1 では、第 2.1.1 節で解説した単散乱特性に加え、非球形粒子独特の要素として、大きさを特徴付けるため粒子の体積 V ・断面積 A ・長さ L も格納されている。これらは、消散効率・散乱効率と消散・散乱断面積間の変換 (式 5) や、第 2.2.2 節で解説する氷雲の粒径分布平均を行うときに必要となってくる。非球形粒子の単散乱特性の特徴は、第 2.2.2 節でまとめて解説する。

2.2 粒径分布の考慮

2.2.1.水雲の粒径分布

第 2.1 節ではただ一つの粒子の単散乱特性について述べた。しかし、現実の雲は様々な大きさの粒子から形成されている。そのため、雲の放射特性を理論計算するには、それら大きさの違う粒子の散乱特性、つまり粒径分布依存性を考慮しなければならない。地球上の一般的な大気状態では、個々の粒子による散乱過程において互いに干渉せず独立に散乱が起こるという「独立散乱近似」を適用することができる(van de Hulst 1957 など)。したがって、散乱・消滅断面積で重みを付けた粒径分布平均をとることで、現実の雲の近似として散乱や吸収の性質を代表することができる。

粒径分布を考慮するには、粒子大きさが r から $r + dr$ までの粒子の個数を、粒径分布関数 $n(r)dr$ として表現すると便利である。現実の雲粒子の粒径分布は、大気状態や雲の発達過程などに応じて複雑な分布をとると考えられるが、放射の理論計算を行うための粒径分布関数 $n(r)$ には、観測と整合するような簡単な関数形が利用されている(Hansen and Travis 1974 など)。衛星観測による雲物理量推定分野における利用では、粒径分布の関数形として対数正規分布や修正ガンマ関数を採用し、それら関数の持つ平均(モード半径)・分散に対応する二つのパラメータのうち後者を決め打ちすることがほとんどである(Nakajima and Nakajima 1995, Walther et al. 2011, Menzel et al. 2013 など)。その慣習に倣い、本報告でも、水雲粒子の粒径分布に次のような対数正規分布型の粒径分布関数を利用する：

$$n(r) = \frac{N_0}{r} \exp\left[-\frac{(\log(r) - \log(r_{\text{mod}}))^2}{2\sigma^2}\right]. \tag{式 7}$$

ここで、 N_0 は規格化定数、 r は個々の雲粒子の半径、 r_{mod} は粒径分布のモード半径である。本報告では、Nakajima and Nakajima (1995) に倣い、標準偏差 $\sigma = 0.35 \mu\text{m}$ を採用した。

雲の粒径分布を特徴付ける量として、雲粒有効半径 (cloud effective radius) を用いるのが通例

となっている。この雲粒有効半径を粒径分布の特徴量として採用すると、粒径分布関数選択に関しての不確定性が小さくなることがわかっている(Liou 2002; 第 7.3.5 節)。雲粒有効半径 r_{eff} は、各粒子の「半径」 r に対し、その幾何学的断面積 $A(r)$ で加重平均をとったもの：

$$r_{\text{eff}} \equiv \frac{\int_0^\infty rA(r)n(r)dr}{\int_0^\infty A(r)n(r)dr} \tag{式 8}$$

として定義される。水雲の雲粒子を球形と仮定すると、断面積は $A(r) = \pi r^2$ であるので、水雲の雲粒有効半径は次のように書ける：

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int_0^\infty r^3 n(r)dr}{\int_0^\infty r^2 n(r)dr} \tag{式 9}$$

実際の利用の際には、雲粒有効半径 r_{eff} の値とモード半径 r_{mod} では値が異なることに注意しなければならない。幸い、粒子を球形と仮定した場合には、 r_{eff} と r_{mod} の簡単な関係式が得られるので相互の変換は容易である。対数正規分布の粒径分布関数(式 7)を(式 9)に代入して積分を実行すれば、

$$r_{\text{eff}} = r_{\text{mod}} \exp\left[\frac{5}{2}\sigma^2\right] \tag{式 10}$$

という関係が得られる。

粒径分布 $n(r)$ で各単散乱特性を重み付き平均することで、粒径分布平均された単散乱特性を次のように計算できる。

散乱位相関数(式 11)：

$$\bar{P}(\theta) = \frac{\int_0^\infty \sigma_{\text{scat}}(r)P(\theta, r)n(r)dr}{\int_0^\infty \sigma_{\text{scat}}(r)n(r)dr}$$

消滅効率(式 12)：

$$\bar{Q}_{\text{ext}} = \frac{\int_0^\infty Q_{\text{ext}}(r)n(r)dr}{\int_0^\infty n(r)dr}$$

単散乱アルベド (式 13) :

$$\bar{\omega} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_{\text{scat}}(r)n(r)dr}{\int_0^{\infty} \sigma_{\text{ext}}(r)n(r)dr}$$

粒径分布平均された散乱位相関数の例として、図 6 に(a)ひまわり 8 号 Band 3 及び(b)Band 13 における雲粒有効半径 $r_{\text{eff}} = 14 \mu\text{m}$ をとる水雲の散乱位相関数を示す。図 3 で示した単一の粒子による散乱位相関数と比べると、粒径分布平均することで干渉によって現れていたギザギザが平滑化されている。可視バンドの Band 3 では、図中に示した光冠(散乱角 0° 付近)・雲虹(散乱角 140° 付近)・グローリー(散乱角 180° 付近)などの光学現象に対応するピークも明瞭になっており、赤外バンドの Band 13 では前方方向に散乱する割合がやや大きいこと他は滑らかな関数となっていることがわかる。

第 2.3 節で紹介する放射伝達式を解いて多重散乱過程を計算するためには、上記の散乱位相関数

に加え、単散乱アルベド(single scattering albedo) ω と呼ばれる値が必要である。単散乱アルベドは、単散乱の消散過程(散乱過程+吸収過程)において散乱過程の占める割合を示し、 $[0,1]$ の値域をとる。図 7 に、典型的な水雲の雲粒有効半径(4, 8, 20 μm) について、単散乱アルベドをひまわり 8 号波長域で計算したものを示す。可視の波長帯では単散乱アルベドはほぼ 1 の値をとり、電磁波をほとんど吸収せず散乱する。波長が長くなり、近赤外から赤外域になると単散乱アルベドは小さくなり、電磁波を吸収する割合が大きくなるのがわかる。特に近赤外~短波赤外域の Band 5~7 では、雲粒有効半径が大きくなるに比例して吸収の割合が増加していく。この性質は、これらのバンドを用いた雲物有効半径の推定に重要になってくる。また、赤外の波長帯では(Band 8~16)、近赤外バンドより更に吸収の割合が大きくなっていることがわかる。

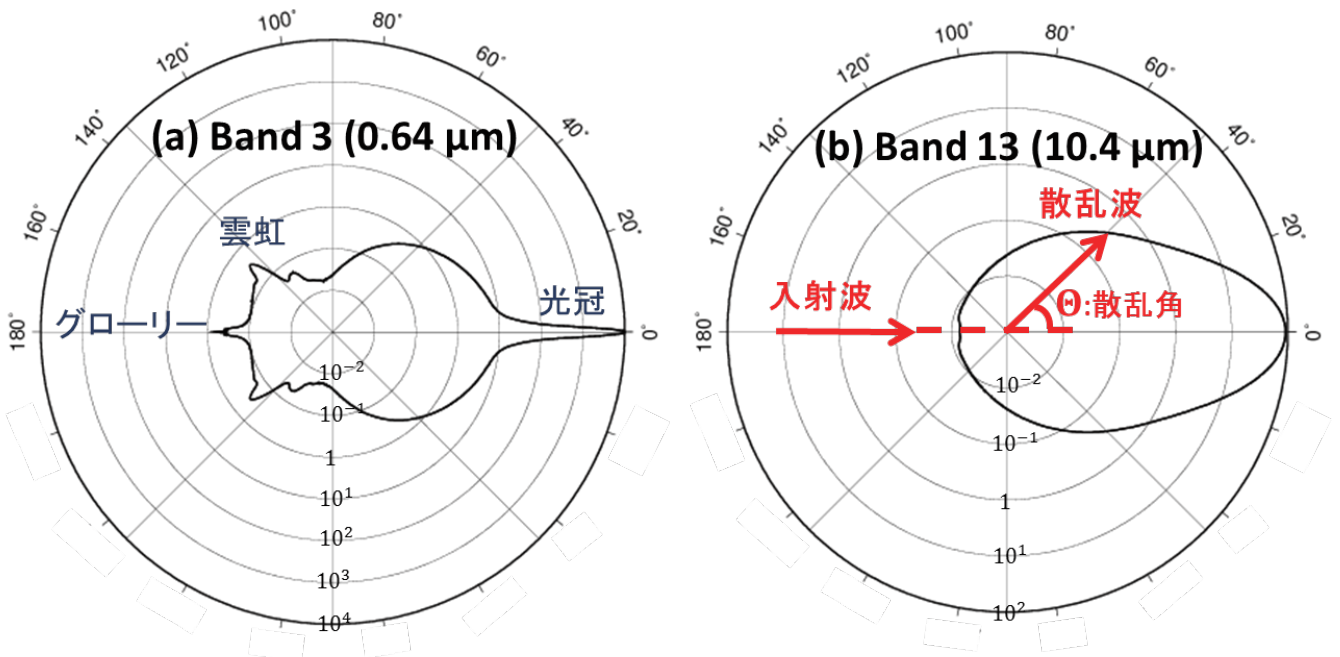


図 6 粒径分布平均 ($r_{\text{eff}}=14\mu\text{m}$) された水雲の散乱位相関数
(a). ひまわり 8 号 Band 3、(b). ひまわり 8 号 Band 13

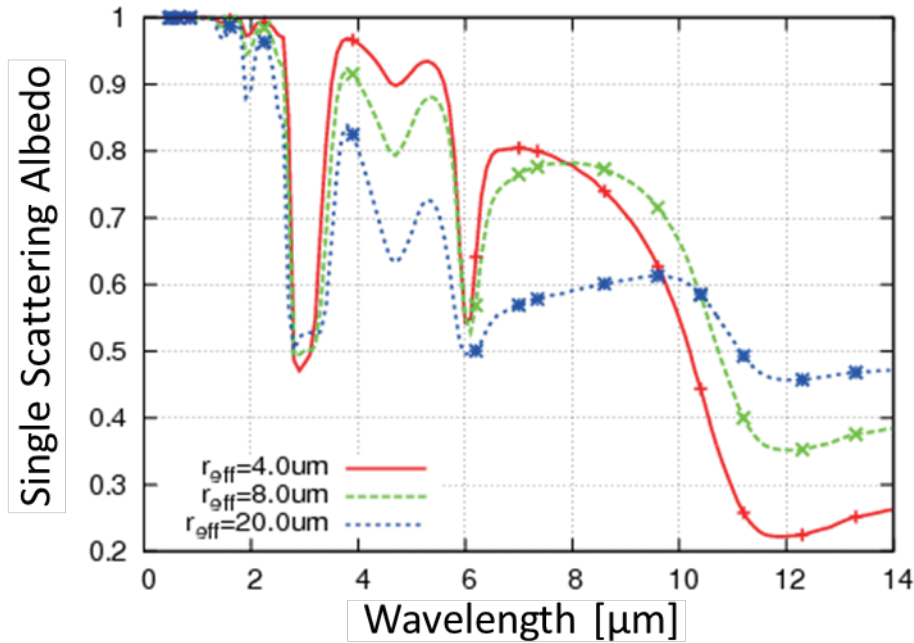


図7 水雲の単散乱アルベドの波長依存性

赤、緑、青の線はそれぞれ 4.0 μm、8.0 μm、20.0 μm の有効半径で計算したもの
各線上の点はひまわり 8 号のバンドの中心波長に対応する

2.2.2 氷雲の粒径分布

OCA プロダクトにおける氷雲粒子の粒径分布関数には、次の修正ガンマ分布 (Deirmendjian 1964, Liou 2002) を利用する

$$n(r) = N_0 r^6 \exp\left[-\frac{6r}{r_{\text{mod}}}\right]. \tag{式 14}$$

複雑な形状をとる氷粒子では、大きさを定義する量が球形粒子の時のように一意に決められない。そのため、氷雲の雲粒有効半径には様々な定義が存在し、採用した定義により単散乱特性の値に違いが生じるために注意が必要である (MacFarquhar and Heymsfield 1998)。ここでは、考えている粒子と同じ体積 (V) の球及び断面積 (A) を基準にする定義を採用する。つまり、等価体積球の直径を $D_{\text{vol}} = (6V/\pi)^{1/3}$ 、等価断面積球の直径を $D_{\text{area}} = 2\sqrt{A/\pi}$ として、次のように氷粒子の有効直径 D_{eff} の 1/2 として氷雲の有効半径 r_{eff} を定義する (Yang et al. 2000, Baum et al. 2014) :

$$r_{\text{eff}} = \frac{D_{\text{eff}}}{2} = \frac{1}{2} \frac{\int_0^\infty D_{\text{vol}}^3 n(L) dL}{\int_0^\infty D_{\text{area}}^2 n(L) dL} = \frac{3}{4} \frac{\int_0^\infty V(L) n(L) dL}{\int_0^\infty A(L) n(L) dL}. \tag{式 15}$$

ここで、Lは最大次元 (Maximum Dimension) と呼ばれる粒子サイズを表す量である (表 1)。(式 15) はもちろん、 $L \rightarrow r$ 、 $V \rightarrow (4/3)\pi r^3$ 、 $A \rightarrow \pi r^2$ と置き換えると、球形を仮定したときの雲粒有効半径 (式 9) と一致する。

(式 15) を使って雲粒有効半径を定義するには、氷雲のときと同じように、雲粒有効半径 r_{eff} とモード半径 r_{mod} の関係を知る必要がある。しかし、非球形の氷粒子の場合、球形を仮定した水粒子 (式 10) のときのような解析解は得られない。そこで、氷粒子の粒径分布の計算では

$$f(r_{\text{mod}}) = \frac{\int_0^\infty r^3 n(r, r_{\text{mod}}) dr}{\int_0^\infty r^2 n(r, r_{\text{mod}}) dr} - r_{\text{eff}} = 0 \tag{式 16}$$

の非線形方程式を解いて r_{eff} となるような r_{mod} を

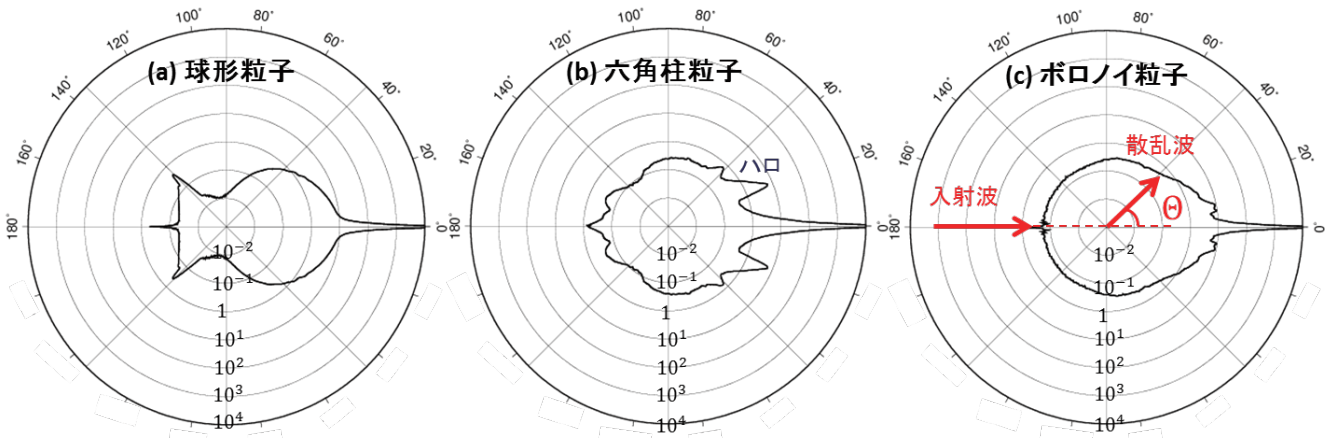


図 8 ひまわり 8 号 Band 3、 $r_{\text{eff}}=40 \mu\text{m}$ の氷雲における散乱位相関数の比較
(a). 球形粒子 (b). 六角粒子 (c) ボロノイ粒子

求める³。非線型方程式はニュートン法や挟み撃ち法などの数値解法で解くことができる（丹慶他（1993）などの数値計算法の文献を参照）。

上記の方法により得られた雲粒有効半径 r_{eff} の粒径分布 $n(L)$ を用いると、水雲のときと同様に、粒径分布平均した氷雲の単散乱特性が得られる。散乱位相関数（式 17）：

$$\bar{P}(\theta) = \frac{\int_0^\infty \sigma_{\text{scat}}(L)P(\theta, L)n(L)dL}{\int_0^\infty \sigma_{\text{scat}}(L)n(L)dL}$$

消散効率（式 18）：

$$\bar{Q}_{\text{ext}} = \frac{\int_0^\infty Q_{\text{ext}}(L)n(L)dL}{\int_0^\infty n(L)dL}$$

単散乱アルベド（式 19）：

$$\bar{\omega} = \frac{\int_0^\infty \sigma_{\text{scat}}(L)n(L)dL}{\int_0^\infty \sigma_{\text{ext}}(L)n(L)dL}$$

この方法を用いて、非球形氷粒子データベースの散乱位相関数を粒径分布平均したものを図

³ ちなみに、球形粒子の場合は、修正ガンマ分布（式 14）を用いた場合にも解析的に r_{eff} と r_{mod} を関係付けることができ、 $r_{\text{eff}} = 3r_{\text{mod}}/2$ となる。

8(b),(c)に示す。Mie 散乱理論により計算した図 8(a)の球形粒子と比較すると、図 8(b)の六角柱粒子、図 8(c)のボロノイ粒子とは、大きく散乱の振る舞いが異なることがわかる。球形粒子のときに顕著であった虹やグローリーのピークは曖昧になり、六角柱粒子では代わりに散乱角 20~30° 程度及び 40~50° のところにピークが見られる。これは「ハロ（暈）」と呼ばれる光学現象に対応し、薄い巻雲が太陽のまわりにかかったときに太陽から 20~30° 程度離れたところに見られる光の輪として観測される。それに対して、ボロノイ粒子の散乱位相関数では、前方散乱のピークの他は目立ったピークは無く非常に滑らかな関数となっていることがわかる。近年の衛星観測から、表面が非常に粗い複雑形状粒子が観測と整合すると言われており（Platnick et al. 2015: 第 2.1 節）、ひまわり 8 号用の OCA プロダクトでは同様な性質を持ったボロノイ粒子を採用する予定である。

次に、図 9 に、ボロノイ粒子を仮定したひまわり 8 号バンドにおける氷雲の単散乱アルベドを示す。氷雲においても、およそ可視域にあたる Band 1~4 では水雲（図 7）と同様にほぼ単散乱アルベドが 1 で、電磁波はほぼ吸収されずに散乱されることがわかる。近赤外においても、雲粒有効半径が大きくなるほど単散乱アルベドが小さくなり吸収の影響が増加するという水雲のときと同様な傾

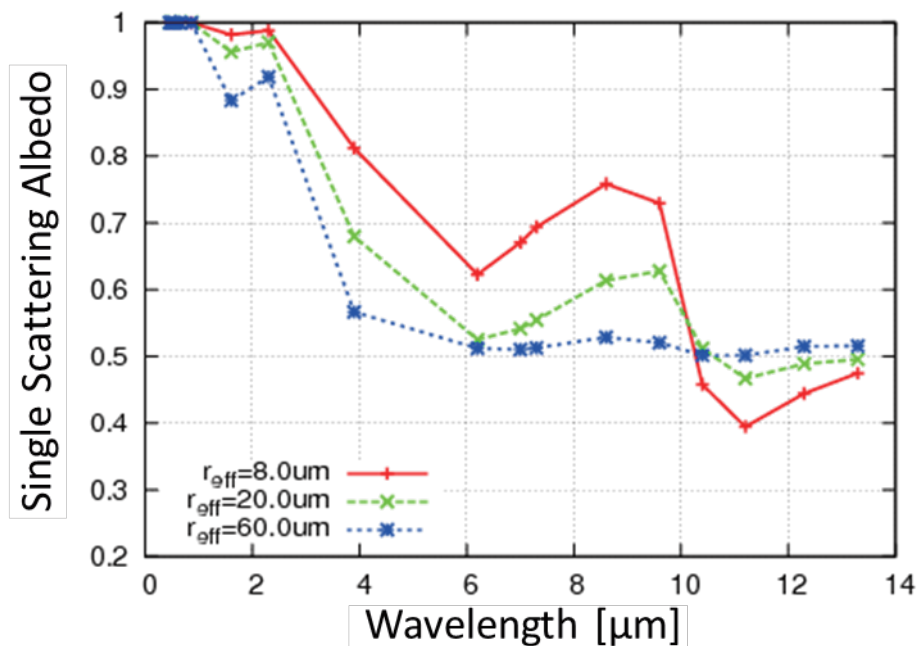


図9 氷雲（ボロノイ粒子）の単散乱アルベドの波長依存性（ひまわり8号中心波長のみ）
赤、緑、青の点はそれぞれ8.0 μm、20.0 μm、60.0 μmの有効半径で計算したもの

向が見られる。ただし、Band 5 (1.6 μm) 及び Band 7 (3.9 μm) では単散乱アルベドが水雲の時の値域と比べて小さく、吸収の割合が大きくなることがわかる。赤外域でも水雲の場合と同様に吸収の割合が可視～近赤外域に比べて大きく、雲粒有効半径が大きくなるほど単散乱アルベドは0.5に近づく性質がある。

2.2.3 単散乱特性の補足：非等方因子

単散乱特性の説明の最後に、補足として水雲・氷雲の「非等方因子」について記述しておく。散乱位相関数の形から想像されるように、雲粒子は前方方向に散乱する傾向が強く、特に放射フラックスの計算ではこの性質が重要となる。前方へ散乱されるエネルギーの割合を表すには、散乱位相関数に散乱角の余弦をかけて全球積分した非等方因子 (asymmetry factor) g を用いるのが定例である：

$$g = \frac{1}{4\pi} \int_S P(\theta) \cos \theta d\Omega \quad (\text{式 20})$$

非等方向因子 g は値域が $[-1, 1]$ をとる関数で、散乱角の余弦で重みを付けているため、前方 ($\theta < 90^\circ$) への散乱の割合が多ければ $g > 0$ に、後方 ($\theta > 90^\circ$) への散乱の割合が多ければ $g < 0$ の値をとる。図10に、(a)水雲及び(b)氷雲の非等方因子を、ひまわり8号バンドの中心波長に対応する波長で計算したものを示す。ひまわり8号観測の波長域において雲の非等方因子はおよそ $g = 0.7 \sim 1.0$ の間にあり、入射した放射エネルギーを前方方向へ散乱する割合が大きいことがわかる。散乱過程が重要な可視・近赤外の波長域では、水雲の非等方因子の値は $0.8 \sim 0.9$ にあり (図10(a))、波長に対して雲粒有効半径が大きくなると幾何学的な極限である $g = 0.88$ に近づく。図10(b)に示した氷雲でも球形粒子 (Sphere) を仮定した場合は水雲の場合と同様の傾向を示すが、六角柱 (Column)・ボロノイ粒子 (Voronoi) を用いた場合は可視・近赤外域で非等方因子が $0.05 \sim 0.15$ ほど小さく、球形を用いた場合よりも前方方向への散乱が小さい。

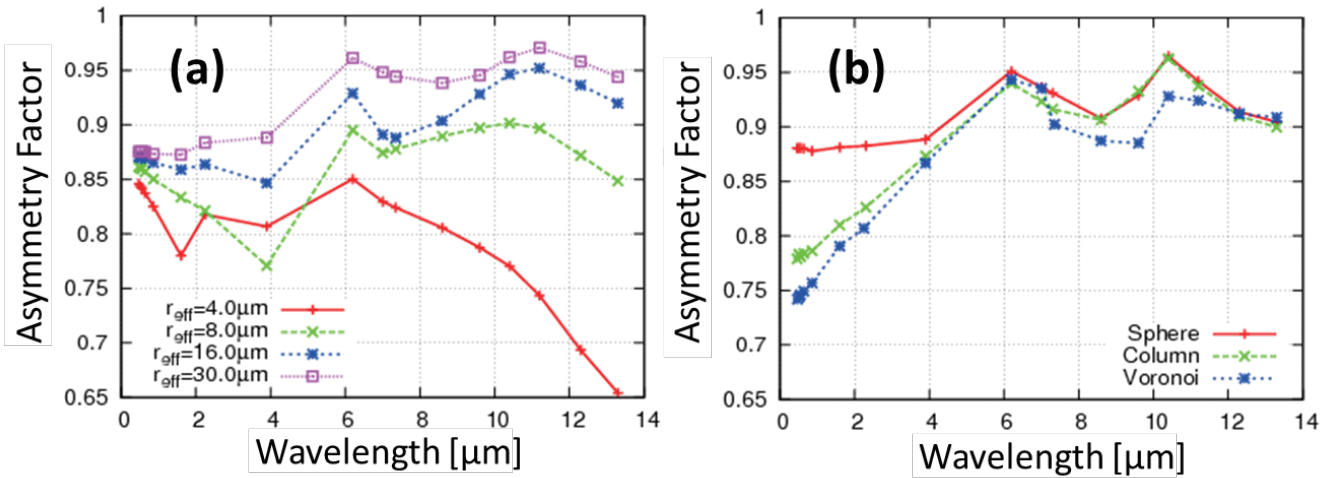


図 10 ひまわり 8 号バンドにおける水雲・氷雲の非等方因子
 (a). 水雲における雲粒有効半径依存性 (b). 氷雲における形状依存性 ($r_{\text{eff}} = 20 \mu\text{m}$)

2.3 多重散乱計算の方法

第 2.2 節では一回の散乱過程を特徴付ける単散乱特性を扱った。しかし、現実大気の中では電磁波は複数回散乱される（多重散乱）ことが多いため、雲の放射特性を計算するためには多重散乱過程を考慮する必要がある。

太陽光フラックス F_{sun} が天頂角 θ_{sun} で入射したとき、雲域における多重散乱を考慮するために解くべき放射伝達式は、 I を放射輝度、 τ を光学的厚さ、 $B(T)$ を温度 T のプランク関数、 μ を天頂角 θ に対する余弦、 ϕ を方位角とすると

$$\mu \frac{dI(\mu, \phi)}{d\tau} = I(\mu, \phi) - R(\mu, \phi) - (1 - \omega)B(T)$$

$$R(\mu, \phi) = \frac{\omega}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P(\mu, \phi, \mu', \phi') I(\mu', \phi') d\mu' d\phi' + \frac{\omega}{4\pi} P(\mu, \phi, \mu_{\text{sun}}) F_{\text{sun}} \exp\left[-\frac{\tau}{\mu_{\text{sun}}}\right]$$

(式 21)

である（導出に関しては Liou 2002 などの教科書を、幾何学的な状況は図 11 (1) を参考にされたい）。放射伝達式の右辺第 1 項は放射の吸収を表し、2 項目は放射の散乱、3 項目は考慮している層からの再放射を表している。また、散乱成分 $R(\mu, \phi)$ の第 1 項は層内の多重散乱成分を表し、2 項目は直達光の散乱を表す。散乱を含んだ放射伝

達式 (式 21) は微分積分方程式になっているため解くことが難しいが、近年では本方程式を解くための様々な手法が開発されており、(式 21) を解いて任意の場所・方向で大気放射を計算できる放射計算パッケージも公開されている (MODTRAN : Berk et al. 2014、RSTAR : Nakajima and Tanaka 1986、SHDOM : Evans 1998、MCARaTS : Iwabuchi 2006)。しかし、それら放射計算パッケージを用いて逐次的に精密な放射計算を行って衛星プロダクト作成を行うのは莫大な計算コストが必要なため現実的ではない。そこで、雲の反射・透過・射出といった放射特性をあらかじめ計算しておき、ルックアップテーブル (雲放射特性 LUT) 化して参照することで計算時間を短縮することを行う。事前に雲プロダクトがとりうる変数の範囲に対して放射伝達計算を実行し、それらの計算結果を雲放射特性 LUT として格納し、プロダクト作成時にはその LUT を参照することで放射伝達計算処理を高速化する。

数値的に (式 21) の放射伝達式を解く方法の一つに Chandrasekhar (1960) によって有名な離散座標法 (Discrete Ordinate Method: DOM) という解法がある。OCA プロダクトでは、放射伝達方程式のソルバとして世界的に広く使われている DOM のパッケージである DISORT (Stamnes et

al.1988) を用いる。DISORT では、第 2.2 節で用意した、雲の単散乱アルベド $\bar{\omega}$ 、散乱位相関数 $\bar{P}(\Theta)$ に加え、入射フラックスや地表面反射率などの境界条件を設定することで、(式 21) を解いて任意の場所・方向の放射量を計算することができる。ただし、DISORT の入力値は散乱位相関数そのものでなくそのルジャンドル展開係数 $\bar{\omega}_l$ なので、計算したい角度分解能(ストリーム数)に応じて必要な項までルジャンドル関数 $P_l(\mu)$ を用いて計算しておく⁴：

$$\bar{\omega}_l = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 \bar{P}(\mu) P_l(\mu) d\mu. \quad (\text{式 22})$$

参考として、ルジャンドル展開についての補足を付録 A.2 に記述した。

DISORT では、鉛直 1 次元の光学的厚さ層を設定し、それぞれの層で考慮したい散乱体の単散乱特性を入力して放射伝達計算を行う。OCA プロダクトの雲放射特性 LUT の作成では、大気分子のレイリー散乱と雲の散乱の相互作用を考慮するために、レイリー散乱層を雲層の上下に挟む(図 11)。放射伝達計算に必要なレイリー散乱の光学特性は、以下に説明するものを利用する。

ある気圧面 p から大気上端までのレイリー散乱による光学的厚さ τ_R は、次の経験式を用いる(Hansen and Travis 1974)：

$$\tau_R(\lambda) = \frac{p}{p_0} 0.008569\lambda^{-4} (1 + 0.0113\lambda^{-2} + 0.00013\lambda^{-4}). \quad (\text{式 23})$$

ここで、 p_0 は地表面気圧であり、 p は雲頂高度である(たとえば、 $p_0 = 1013$ hPa、 $p = 700$ hPa などとして計算する)。次に、レイリー散乱の散乱位相関数 $P_R(\Theta)$ は以下のように記述される

$$P_R(\cos \Theta) = \frac{3(1 + \cos^2 \Theta)}{4}. \quad (\text{式 24})$$

⁴注：DISORT では $\bar{\omega}_l/(2l+1)$ が入力値である。

この散乱位相関数のルジャンドル展開係数 $\bar{\omega}_l$ は $l=0$ のとき1、 $l=2$ のとき0.5で、他は0である。また、レイリー散乱は吸収をとまなわない弾性散乱であり、その単散乱アルベド $\bar{\omega}_R$ は1である。

なお、雲の光学的厚さ τ_c は波長によって異なるが、OCA プロダクトの雲放射特性 LUT では波長 $0.55 \mu\text{m}$ における雲の光学的厚さ $\tau_c(0.55 \mu\text{m})$ を用いる。別の波長 λ への変換は、 $0.55 \mu\text{m}$ における雲の消散効率 $\bar{Q}_{\text{ext}}(0.55 \mu\text{m})$ 及び求めたい波長 λ の消散効率 $\bar{Q}_{\text{ext}}(\lambda)$ を用いて、

$$\tau_c(\lambda) = \tau_c(0.55 \mu\text{m}) \times \frac{\bar{Q}_{\text{ext}}(\lambda)}{\bar{Q}_{\text{ext}}(0.55 \mu\text{m})}$$

とする。

雲放射特性 LUT で作成する出力要素を表 2 に、入力要素とその範囲を表 3 に記述した。図 11 で表される幾何学的条件により、(1) 太陽直達光、(2) 周囲からの等方的な散乱光、(3) 雲による射出、の 3 つ場合に分けて各々で計算を行う。大気分子による吸収・射出及び地表面による反射・射出の過程は、第 3 節で示すように雲放射特性 LUT の外で考慮するため入力とせず、地表面反射率は 0 として計算する。以下で、各幾何学的条件で計算を行う雲放射特性 LUT 出力要素を順に紹介する。

(1) 太陽光線による反射・透過

DISORT では太陽光線などのビーム⁵を境界条件として入射させることができ、各層で放射輝度 $I(\theta_{\text{sun}}, \theta_{\text{sat}}, \phi)$ 及び放射フラックス $F(\theta_{\text{sun}})$ が計算される。太陽光ビーム F_{sun} を太陽天頂角 θ_{sun} で入射させ、図 11 (1) に示す幾何学的状況で以下の要素を各バンドで計算する：

⁵ ここでは、太陽光などの角度に対してデルタ関数的な振る舞いをする光線のことを「ビーム (beam)」と記述する

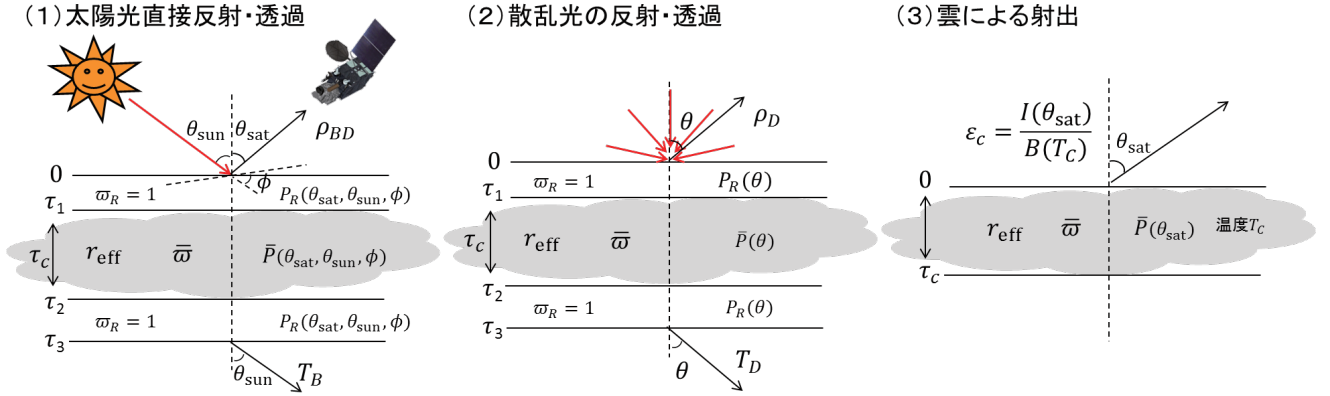


図 11 DOM による雲放射特性 LUT 計算のための幾何学的状況

- ・ 直達光反射率 (ビーム→ビーム)

$$\rho_{BD}(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta_{\text{sun}}, \theta_{\text{sat}}, \phi) = \frac{\pi I^\uparrow(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta_{\text{sun}}, \theta_{\text{sat}}, \phi)}{F_{\text{sun}}} \quad (\text{式 25})$$

ここで、 $I^\uparrow(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta_{\text{sun}}, \theta_{\text{sat}}, \phi)$ は図の一番上の層からの上向き放射輝度である。

- ・ 直達光透過率 (ビーム→ビーム)

$$T_B(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta_{\text{sun}}) = e^{-(\tau_R + \tau_C) / \cos \theta_{\text{sun}}} \quad (\text{式 26})$$

- ・ 直達光散乱透過率 (ビーム→フラックス (散乱のみ))

$$T_{FBD}(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta_{\text{sun}}) = \frac{F_{\text{scat}}(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta_{\text{sun}})}{F_{\text{sun}}} \quad (\text{式 27})$$

ここで、散乱光フラックス $F_{\text{scat}}(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta_{\text{sun}})$ は直達光を含まない散乱光の放射輝度 $I_{\text{scat}}(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta_{\text{sun}}, \theta_{\text{sat}}, \phi)$ を透過する側の半球($S/2$)で積分したもので、

$$F_{\text{scat}} = \iint_{S/2} I_{\text{scat}}(\theta_{\text{sun}}, \theta, \phi) \cos \theta \sin \theta \, d\theta \, d\phi \quad (\text{式 28})$$

のように計算される(実際は DISORT の出力の一つである)。

- (2) 等方入射光による反射・透過

DISORT では、ビームだけでなく等方入射光のフラックス F_{iso} も境界条件として入射させることができる。ここでは図 11 (2) のように F_{iso} を入射させ、次の要素を雲放射特性 LUT として各バンドで計算する：

- ・ 散乱光反射率 (フラックス→ビーム)

$$\rho_D(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta) = \frac{\pi I^\uparrow(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta)}{F_{\text{iso}}} \quad (\text{式 29})$$

ここで、 $I^\uparrow(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta)$ は図の一番上の層からの上向き放射輝度である。

- ・ フラックス反射率 (フラックス→フラックス)

$$\rho_{FD}(\tau_C, r_{\text{eff}}) = \frac{F^\uparrow(\tau_C, r_{\text{eff}})}{F_{\text{iso}}} \quad (\text{式 30})$$

ここで、 $F^\uparrow(\tau_C, r_{\text{eff}})$ は図の一番上の層からの上向き放射フラックスである

- ・ 散乱光透過率 (フラックス→ビーム)

$$T_D(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta) = \frac{F^\downarrow(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta)}{F_{\text{iso}}} \quad (\text{式 31})$$

ここで、 $F^\downarrow(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta)$ は一番下の層からの下向き放射フラックスである。

表 2 雲放射特性 LUT の要素 (出力値)

要素	説明	角度依存性	図 11 との対応
ρ_{BD}	太陽直達光反射率	$\theta_{\text{sun}}, \theta_{\text{sat}}, \phi$	(1) で計算
T_B	太陽直達光透過率	θ_{sun}	(1) で計算
ρ_D	フラックス→ビーム反射率	θ_{sat}	(2) で計算
ρ_{FD}	フラックス→フラックス反射率	-	(2) で計算
T_{FBD}	ビーム→フラックス透過率(散乱光のみ)	θ_{sun}	(1) で計算
T_D	ビーム→フラックス透過率(全フラックス)	-	(2) で計算
ε_C	射出率	θ_{sat}	(3) で計算

表 3 雲放射特性 LUT の要素 (入力値)

テーブル要素	要素数	最小値	最大値	幅	単位
光学的厚さ	13	2^{-4}	256(= 2^8)	2の冪	
雲粒有効半径(水雲 氷雲)	15 20	2 4	30 80	2 4	μm
太陽天頂角	19	0	90	5	deg.
衛星天頂角	19	0	90	5	deg.
相対方位角	21	0	180	9	deg.

(3) 雲による射出

雲の射出率は、図 11 (3) の幾何学的条件を用いて以下のようにしてひまわり 8 号赤外バンド (Band 7~16) で計算する⁶ :

$$\varepsilon_C(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta_{\text{sat}}) = \frac{I^\uparrow(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta_{\text{sat}})}{B(T_C)} \quad \text{(式 32)}$$

ここで、 $I^\uparrow(\tau_C, r_{\text{eff}}, \theta_{\text{sat}})$ は考慮している層からの上向き放射輝度であり、 $B(T)$ は温度 T のプランク関数である。

⁶ 雲粒子の複素屈折率は第 2.1 節の最初 (図 2 など)で説明した複素屈折率を固定値で与えるため、複素屈折率は温度によって変化しないという仮定を置いていることになる。したがって、温度にどんな値を与えても射出率の計算結果に影響は無く、たとえば 250K を与えて計算する

DISORT では $\delta - M$ 法 (Wiscombe, 1977) による前方散乱ピークをディラックの δ 関数で置き換える処理、及び Nakajima and Tanaka (1988) の単散乱計算による放射輝度の補正を行っている。十分な項数のルジャンドル展開係数を与えれば多くの計算ストリームをとる必要は無く、実用上は~20 程度で十分とされている (Stamnes et al. 2000)。しかしここでは、計算結果の確実な収束を図るため、OCA プロダクトの LUT 計算ではストリーム数 52 を設定した。

計算結果の例として、ひまわり 8 号の可視~近赤外バンドにおける太陽直達光反射率 ρ_{BD} を図 12 に示す。図は、 $\theta_{\text{sun}} = 25^\circ, \theta_{\text{sat}} = 45^\circ, \phi = 110^\circ$ の幾何学的条件で雲の光学的厚さ・雲粒有効半径を変えながら水雲の直達光反射率 ρ_{BD} を計算したものである。可視域の Band 3 ($0.64 \mu\text{m}$) では、光学的厚さに対して単調に反射率が増加し、雲粒有効半径に関しての影響は小さい。対して、近赤外

域・短波長赤外域に属する Band 5 (1.6 μm)、Band 6 (2.25 μm)、Band 7 (3.9 μm) といった波長帯では、光学的厚さが大きくなると反射率が増加するという性質は可視域と同様であるが、雲粒有効半径が大きくなると反射率は減少する傾向があり、特に大きな光学的厚さのときに顕著である。

次に、図 13 はひまわり 8 号の主要な赤外窓バンドにおける水雲の反射率 ρ_D を雲粒有効半径及び衛星天頂角の関数として示したものである。 $\tau_C = 4$ の水雲は光学的厚さが中程度の層雲や積雲に対応する (Rossow and Schiffer 1991)。Band 7 (3.9 μm) では、特に小さめの雲粒有効半径 ($\sim 10 \mu\text{m}$) では反射率が \sim 数十%にもなることがわかる。対して、Band 13 や Band 15 ではほぼ全ての領域で反射率が数%程度以下となっており、無視できる程度の大きさである。また、衛星天頂角

に対して単調に反射率が増加するのは、見かけ上の厚さが大きくなるためであると考えられる。

次に、図 14 は、ひまわり 8 号の主要な赤外窓バンドにおける水雲の射出率 ϵ_C を図 13 と同様に雲粒有効半径及び衛星天頂角の関数として示したものである。この例では、Band 11 (8.6 μm)、Band 13 (10.4 μm) 及び Band 15 (12.4 μm) では雲粒有効半径が小さい場合を除いて雲は黒体に近く射出率 (=吸収率) が 1 に近い値をとる。対して、Band 7 (3.9 μm) はほぼすべての範囲で射出率が 0.7 より小さく、雲の特性として黒体から外れていることがわかる。ちなみに、衛星天頂角が大きくなるにしたがって射出率が増加する傾向があるのは、見かけ上の雲の厚さが大きくなるからであると考えられる。

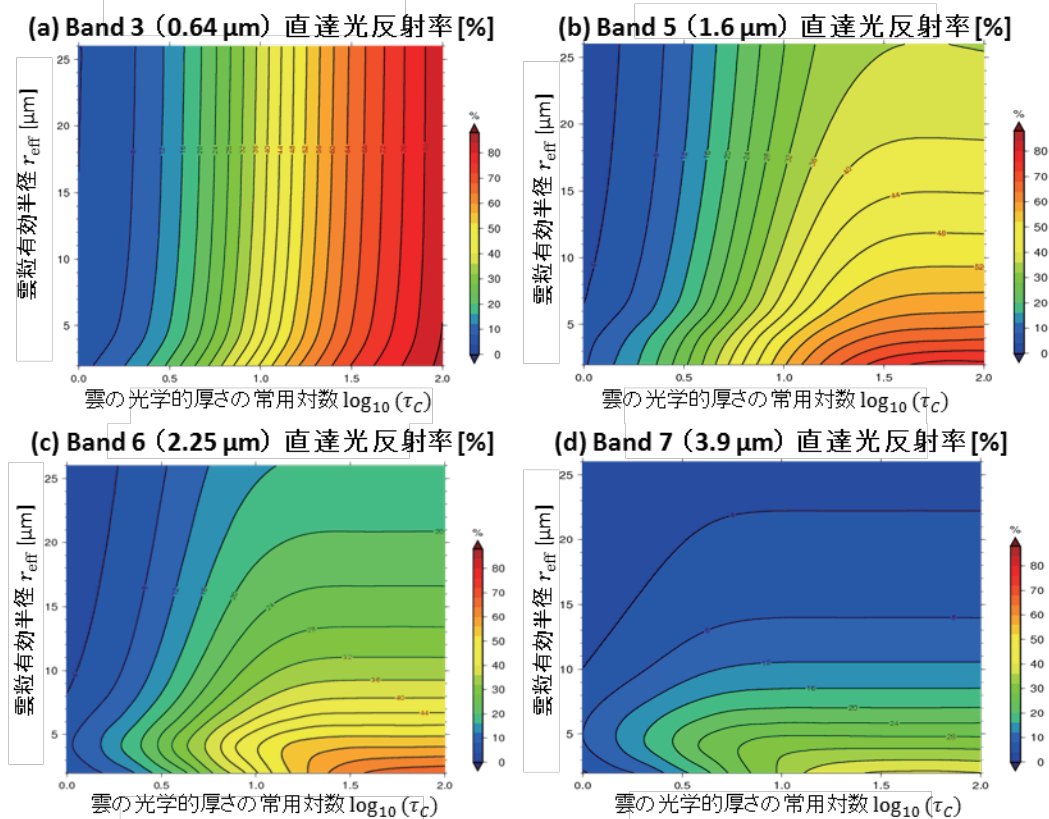


図 12 ひまわり 8 号可視～近赤外バンドの水雲直達光反射率 ρ_{BD} ($\theta_{\text{sun}} = 25^\circ, \theta_{\text{sat}} = 45^\circ, \phi = 110^\circ$)

(a). Band 3、(b). Band 5、(c). Band 6、(d). Band 7

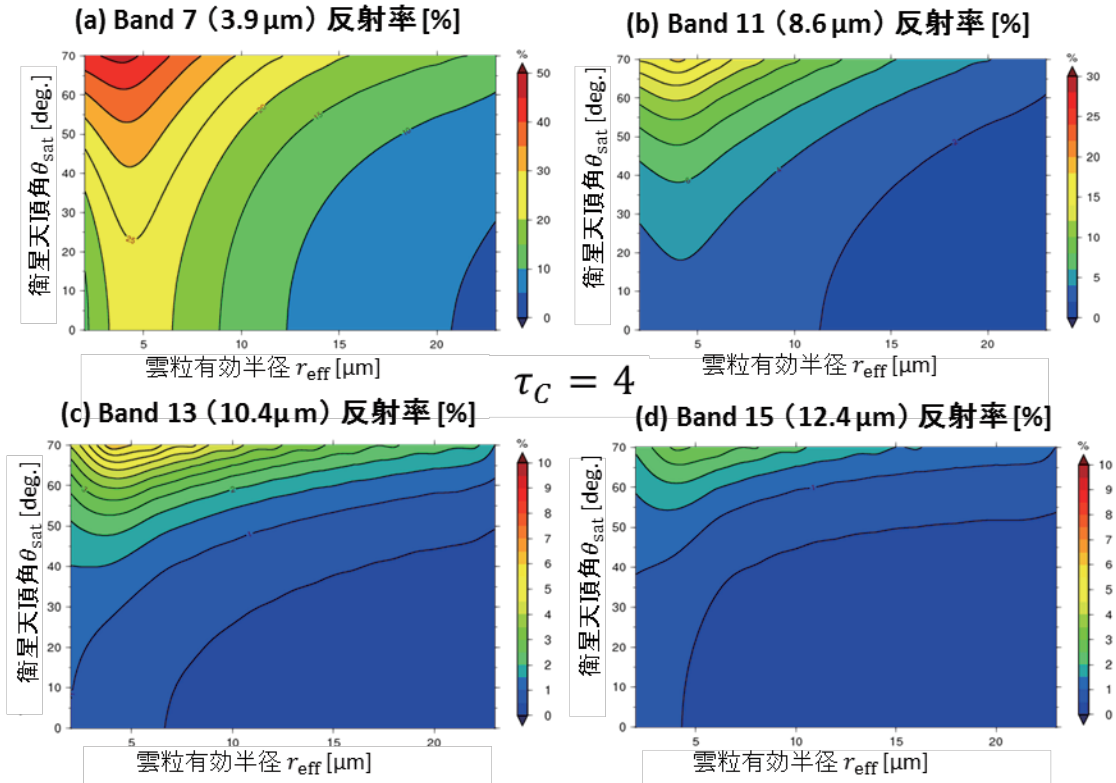


図 13 ひまわり 8 号窓バンドにおける水雲の反射率 ρ_D の有効半径-衛星天頂角依存性 ($\tau_C = 4$)
 (a). Band 7、(b).Band 11、(c). Band 13、(d). Band 15。カラーバーのスケールに注意

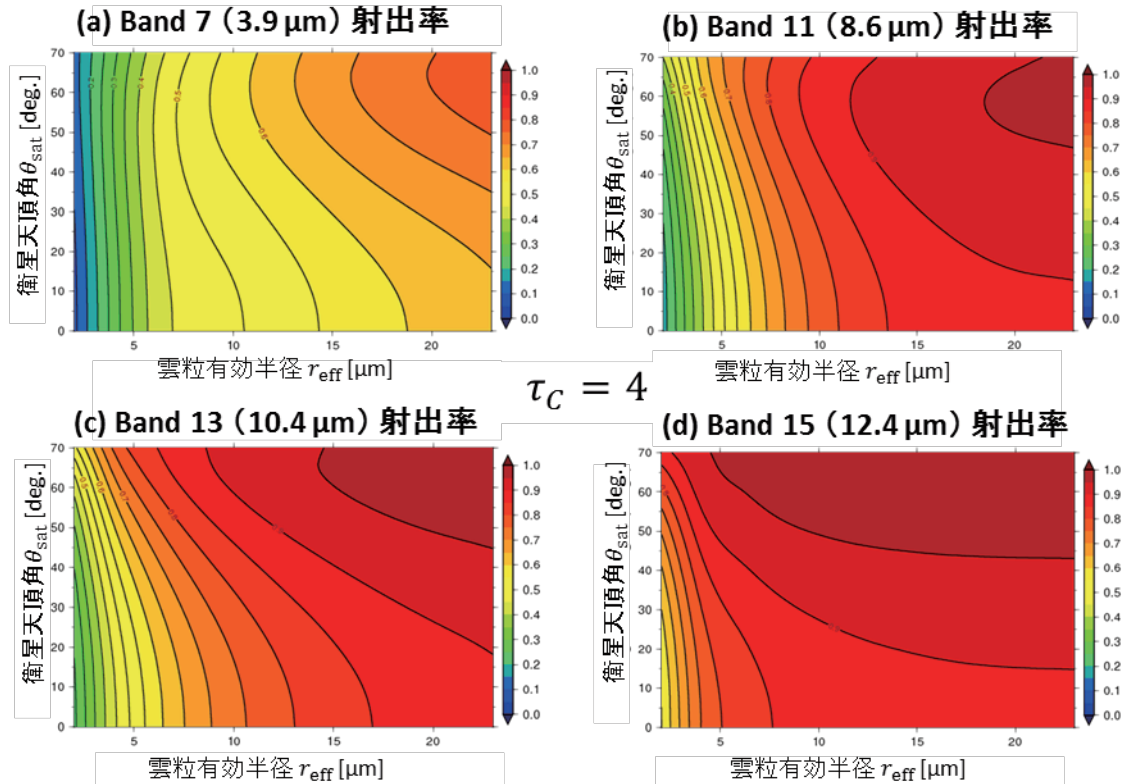


図 14 ひまわり 8 号窓バンドにおける水雲の射出率 ε_C の有効半径-衛星天頂角依存性 ($\tau_C = 4$)
 (a). Band 7、(b).Band 11、(c). Band 13、(d) Band. 15

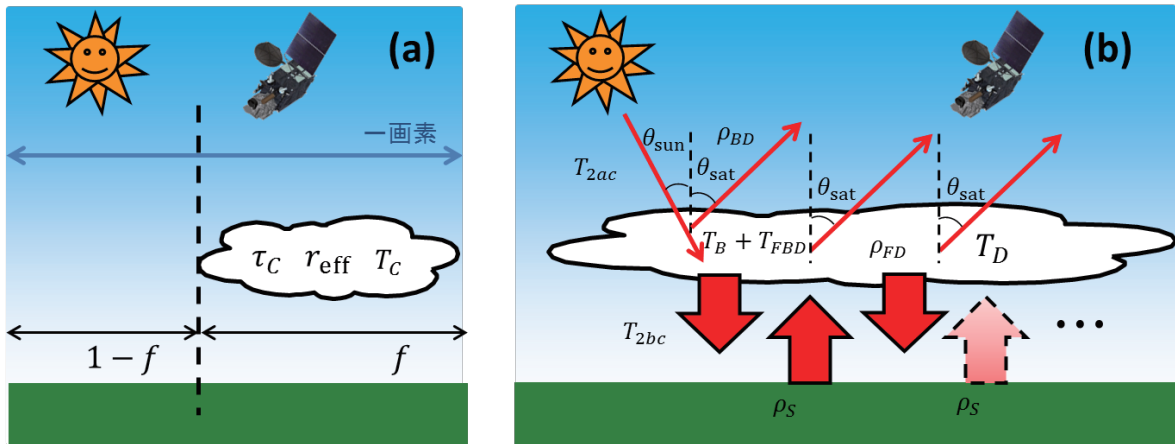


図 15 (a).雲物理量推定の設定 (b).可視～近赤外バンドの大気上端反射率計算の模式図

3. 雲放射特性 LUT の適用例

ここでは、OCA プロダクトにおける放射伝達計算を例として、第 2 節で計算した雲放射特性 LUT を用いたひまわり 8 号観測をシミュレートするための放射伝達計算方法を紹介すると同時に、各バンドにおける雲の放射特性を紹介する。第 3.1 節で可視～近赤外バンドの解説を、第 3.2 節では赤外域のバンドについて紹介する。

3.1 可視～近赤外バンドの雲放射の特徴

3.1.1 ひまわり 8 号可視～近赤外バンドにおける放射伝達過程のモデル化 (フォワードモデル)

可視～近赤外バンドは短波放射 (Shortwave radiation; SW) に属し、太陽光の地球上の物体による反射を観測する。一方、地球上の物体から射出される放射はほぼ無視できる。可視域の雲放射過程の特徴を考えると、第 2 節で見たように (たとえば、図 7・図 9)、雲の単散乱アルベドが 1.0 に近く、可視光はほとんど吸収されず散乱される。また、近赤外バンドでは雲粒有効半径が大きくなると吸収率が大きくなっていく。実際にひまわり 8 号の各バンドでこの特性がどのように観測されるかを見るため、第 2.2 節で計算した雲放射特性 LUT を利用することで大気上端において観測される反射率を見積もることを考える。これを実現するために、OCA プロダクトでは、次のように雲

域の放射伝達過程をモデル化している。まず、図 15(a)のように、光学的厚さが τ_C 、有効半径が r_{eff} 、画素内の幾何学的占有率が f の雲を考える。3 次元的な効果は無視すると、この場合、衛星が観測するのは、晴天の反射率 ρ_{clear} (Clear Sky Reflectance) に曇天の反射率 $\rho_{\text{over}}(\tau_C, r_{\text{eff}})$ (Overcast Reflectance) を f の割合で足し上げた大気上端反射率 ρ_{SW} で近似できると考えられる：

$$\rho_{\text{SW}} = f\rho_{\text{over}} + (1 - f)\rho_{\text{clear}} \quad (\text{式 33})$$

次に、図 15(b)に示したように、大気上端に入射した太陽光は曇天域では次のような過程を経て衛星に到達すると考える⁷：

1. 直達光が雲に反射率 ρ_{BD} で反射され、雲の上の晴天大気により T_{2ac} だけ減衰されて観測される
2. 直達光が雲を $T_B + T_{\text{FBD}}$ の割合で突き抜け、地表面で ρ_S だけ反射され、その放射が雲を T_D の割合で透過したものが衛星で観測される。このとき、放射は雲の下の晴天大気により T_{2bc} 、雲の上の晴天大気により T_{2ac} だけ減衰する
3. 2 の過程で雲を透過しなかった上向き放射は、雲に ρ_{FD} の割合で地表面に向かって跳ね返され、2 と同様の過程を繰り返す

⁷本節では記号が数多く現れるため、必要に応じて付録 A.3 の表でその意味を参照されたい。

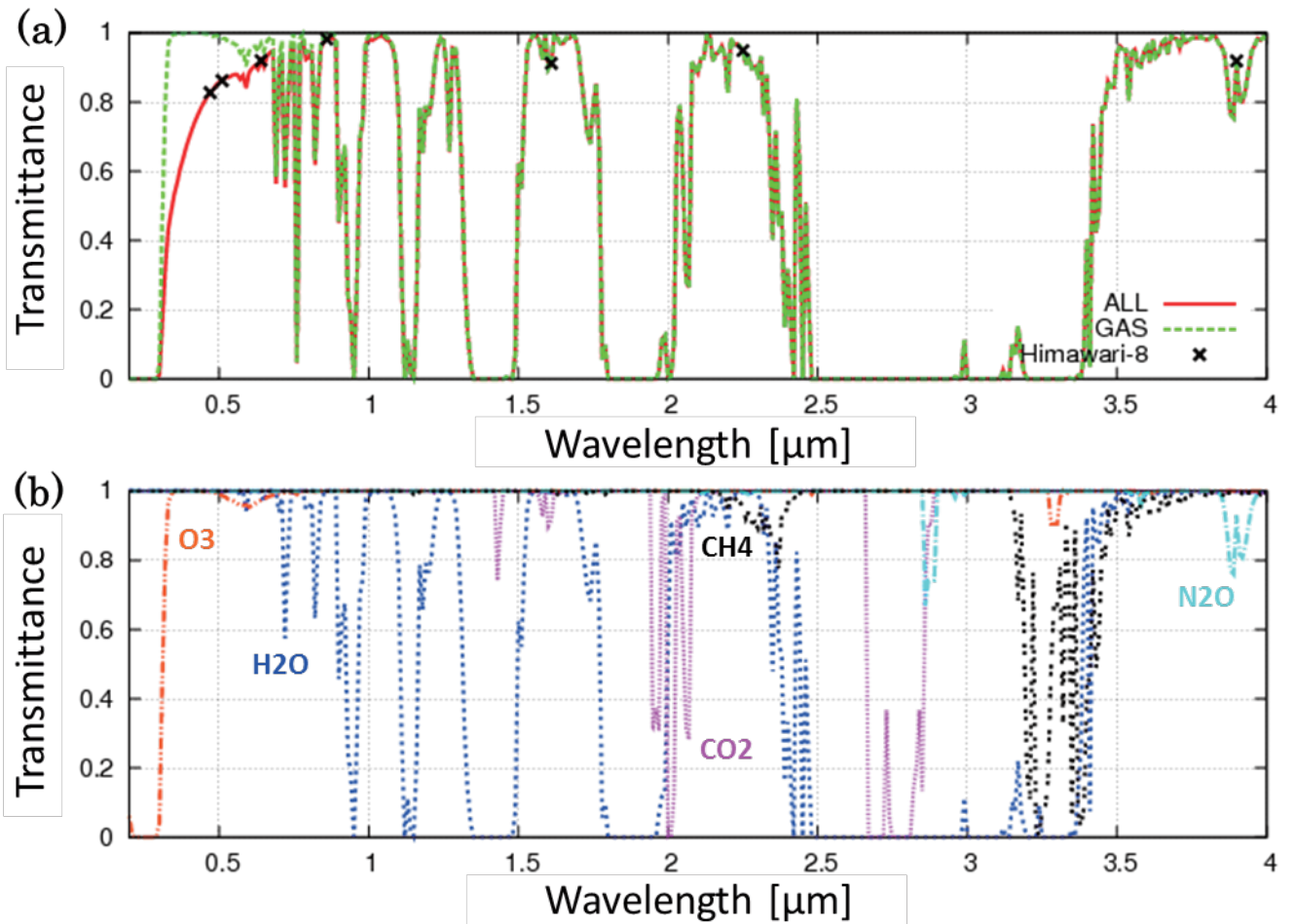


図 16 可視～短波長赤外域における代表的な吸収気体による大気透過率への寄与
 (a) 赤線：大気分子の吸収とレイリー散乱の全合計 (ALL)、緑線：大気分子による吸収 (GAS)
 (b) 青線：水蒸気による吸収 (H2O)、桃線：二酸化炭素による吸収 (CO2)、橙線：オゾンによる吸収 (O3)、
 水色線：亜酸化窒素による吸収 (N2O)、黒色線：メタンによる吸収 (CH4)
 (a)では、ひまわり 8 号の Band 1～Band 7 までのおおよその中心波長位置を黒い×マークで示した

これを数式で表すと

$$\begin{aligned} \rho_{\text{over}} &= \rho_{BD} T_{2ac} + \\ & T_{2ac} (T_B + T_{FBD}) \rho_S T_D T_{2bc} \sum_{n=1}^{\infty} (T_{2bc} \rho_{FD} \rho_S)^{n-1} \\ &= \rho_{BD} T_{2ac} + \frac{T_{2ac} (T_B + T_{FBD}) \rho_S T_D T_{2bc}}{1 - T_{2bc} \rho_{FD} \rho_S} \end{aligned} \quad (\text{式 34})$$

と代数的に表現できる。ここで、開発中のひまわり 8 号用 OCA プロダクトでは、雲の放射過程要素 (ρ_{BD} 、 T_B 、 T_{FBD} 、 T_D 、 ρ_{FD}) は第 2 節で述べた雲放射特性 LUT を利用し、晴天大気の透過率

(T_{2ac} 、 T_{2bc}) は気象庁数値予報モデルの予測値を入力として RTTOV11 (Hocking et al. 2013) で計算する。地表面反射率 (ρ_S) は、陸面ではひまわり 8 号から推定したもの (Fukuda et al. 2013) もしくは MODIS 放射計により推定された気候値 (Lucht et al. 2000) を、海面では風速に依存した海面の微小素片による反射とその影によって生じる効果を考慮した Nakajima and Tanaka (1983) を利用している。

3.1.2 可視～近赤外バンドの大気透過特性

参考のため、図 16 に、RSTAR により標準的な

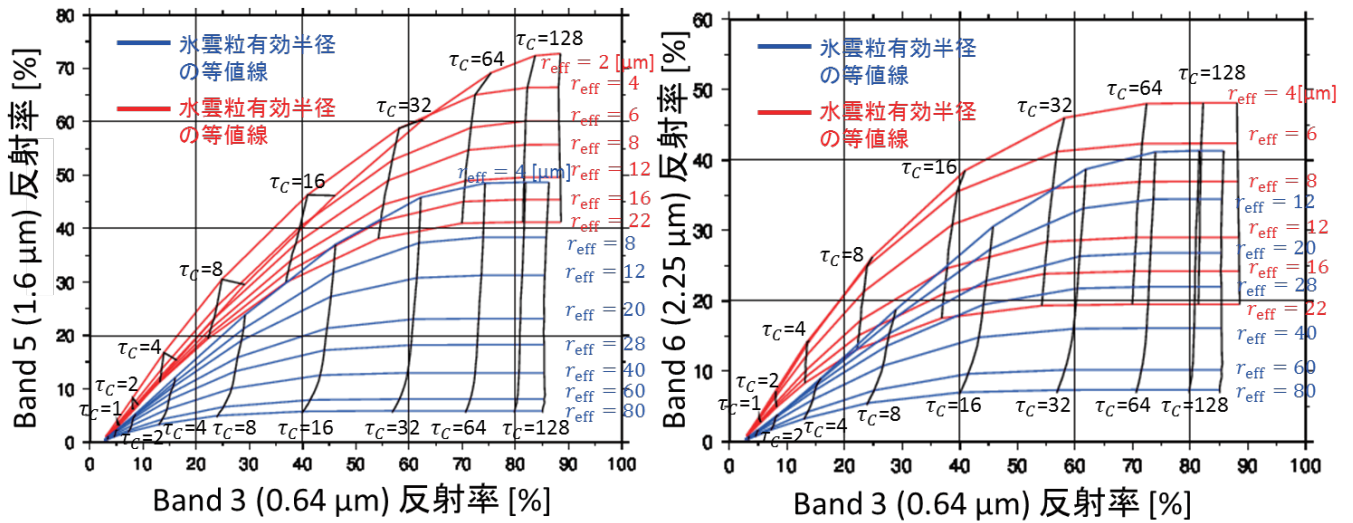


図 17 ひまわり 8 号可視バンドと近赤外の大気上端反射率 ($\theta_{\text{sun}} = 25^\circ, \theta_{\text{sat}} = 30^\circ, \phi = 120^\circ, \rho_s = 0$)

(a) : Band 3 (0.64 μm) と Band 5 (1.6 μm) の反射率

(b) : Band 3 (0.64 μm) と Band 6 (2.25 μm) の反射率

赤色は水雲、青色は氷雲 (ボロノイ粒子) の雲粒有効半径の等値線

黒い直線は光学的厚さの等値線

大気 (可降水量 21 mm、オゾン量 350 DU、天頂入射) で計算した紫外～近赤外域の大気透過率 (大気上端～地表までの透過率) を示す。図 16(a) に大気分子による合計の透過率 (吸収+レイリー散乱) 及び吸収のみの透過率を、図 16(b) に代表的な吸収分子 (水蒸気 H₂O、二酸化炭素 : CO₂、オゾン : O₃、亜酸化窒素 : N₂O、メタン : CH₄) による透過率を示す。黒い×マークで示したひまわり 8 号の可視・近赤外バンド (中心波長) は、図 16(a) のように大気透過率がおおむね 0.8 を超えており、大気吸収帯を外すように帯域が選ばれていることがわかる。可視バンド (Band 1～3) では基本的に吸収は小さいが、Band 1 ではほぼ大気分子の吸収を受けない代わりにレイリー散乱が大きく効き、Band 3 はやや O₃ と H₂O の吸収を受ける。一方、近赤外のバンドではレイリー散乱がほぼ効かない代わりに、CO₂, O₃, H₂O の吸収がやや効いてくることわかる。より波長の長い Band 7 では、H₂O に関しては非常に透明であるが、N₂O による減衰がみられる。

3.1.3 可視～近赤外バンドの雲の光学的厚さ・雲粒有効半径依存性

図 17 は、ひまわり 8 号の可視バンドが観測する大気上端反射率と近赤外バンドの大気上端反射率を雲の光学的厚さ・雲粒有効半径の関数としてプロットしたものである (米国標準大気、幾何学的占有率 $f = 1$)。図中の赤い曲線は雲頂 700hPa の水雲を仮定した雲粒有効半径の等値線であり、青い曲線は雲頂 300hPa の氷雲を仮定した雲粒有効半径の等値線である。黒い線は、各雲における光学的厚さの等値線である。これらの図は、(小さな雲粒有効半径で反射率の値域が重複している場合を除いて、) 2つのバンドの大気上端反射率が決まれば、雲の光学的厚さと雲粒有効半径が一意に決定されることを示している。この図は Nakajima and King (1990) で提唱され、可視・近赤外バンドにおける雲の光学的厚さと雲粒有効半径の関係をわかりやすく示した図であるので、世界的に Nakajima-King diagram (図) と呼ばれている。図 17(a) は、Band 3 と Band 5、図 17(b) は Band 3 と Band 6 における Nakajima-King 図

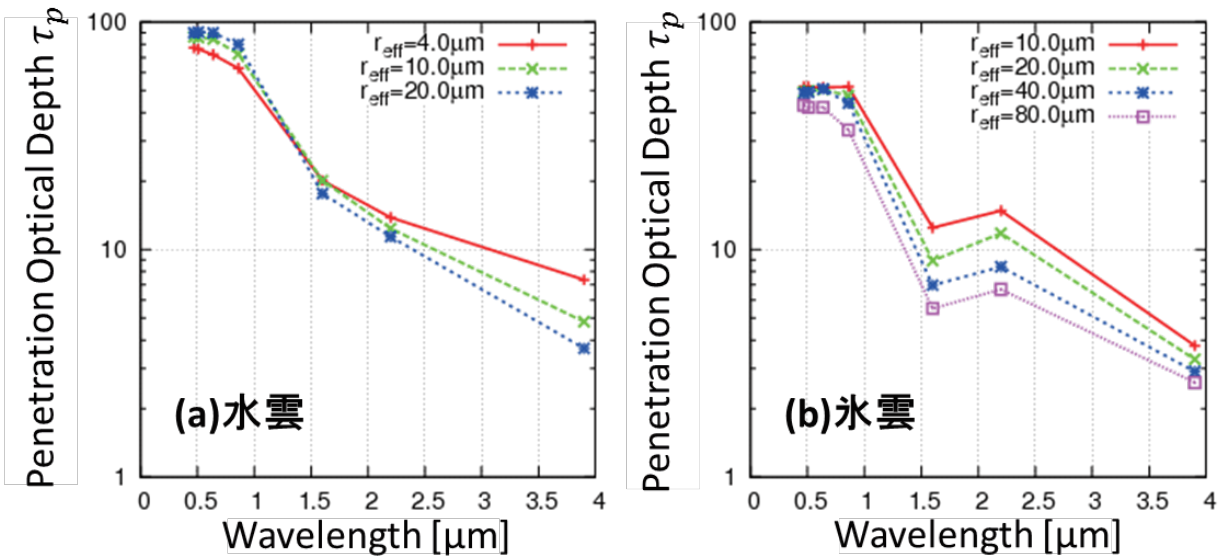


図 18 ひまわり 8 号 Band 1~7 における(a)水雲と(b)氷雲の Penetration optical depth τ_p
 大気プロファイル・幾何位置などの計算の設定は図 17 と同じである

である。図 17(a)の大きな特徴として、Band 5 では反射率の値域が水雲と氷雲で異なることが挙げられる。この性質を利用して、Band 5 の反射率は水雲（水相）と氷雲（氷相）の判別（雲相判別）に用いられている。ただし、「雲粒有効半径が大きな水雲」と「雲粒有効半径が小さな氷雲」は反射率の値域がかぶっているため、注意が必要である。対して、Band 6 も Band 5 と同様に雲粒有効半径に反比例して反射率が大きくなる性質を持っているが、Band 6 は Band 5 と反対に氷は水に比べ吸収がやや小さいため（図 2(c)）、水雲・氷雲で典型的な雲粒有効半径の範囲において反射率の値域が大きく重なっている。

可視バンドと近赤外バンドでこのような観測反射率の違いが生じるのは、先述したように、近赤外バンドでは可視バンドに比べ雲の放射に対する吸収が大きいためである。また、この特性により、入射光が雲内をどこまで透過するかもバンドによって異なってくる。通常、どこまで光が透過するかを表す指標のひとつである浸透深さ（Penetration depth）は入射した光の強度が $1/e$ になる距離として定義されるが、雲内において光

は多重散乱されながら透過するのでこの見積りに困難をとまなう。ここでは Kokhanovsky (2006; 第 4.2.1 節) に倣い、光学的厚さを十分（無限に）厚いところから小さくしていき、雲の反射率が最初の反射率から 90% になったときの光学的厚さ τ_p を Penetration optical depth として、浸透深さの定義を代替する。図 18 は、(a)水雲(b)氷雲の典型的な雲粒有効半径においてひまわり 8 号 Band 1~7 の τ_p を計算したものである。先に述べたように、可視のバンド (Band 1~3) 及び可視に近い近赤外の Band 4 (0.86 μm) と比べ、近赤外の Band 5 (1.6 μm)・Band 6 (2.25 μm) は雲を透過する距離が小さく、Band 7 (3.9 μm) ではさらに透過する距離が小さいことがわかる。また、全体の傾向として、氷雲は水雲に比べ τ_p が小さい。これは、第 2 節で解説したように、氷雲では水雲に比べ非等方因子が小さいため前方散乱が小さいことに加え、吸収が大きいためであると考えられる。Penetration optical depth τ_p を現実の雲で透過される厚さに解釈するには、たとえば次のようにする。雲水量 CWC が一様な雲を仮定すると、鉛直積算雲水量は $CWP = 2\rho_i\tau_c r_{\text{eff}}/3 = CWC \times h$

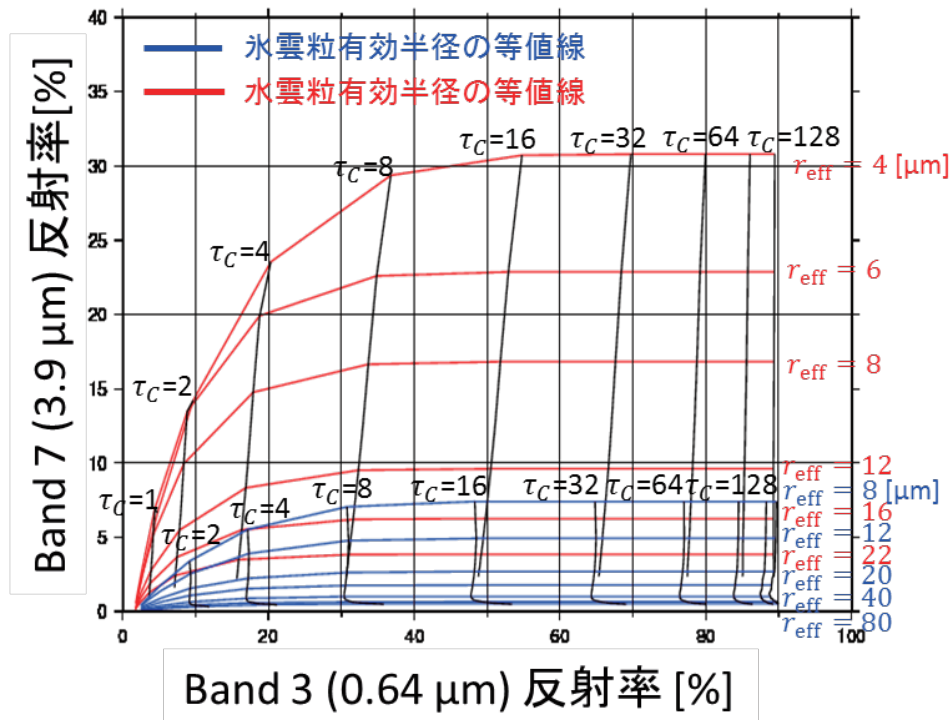


図 19 Band 7 における太陽光反射率の雲の光学的厚さ・雲粒有効半径依存性
大気プロファイル・幾何位置などの計算の設定は図 17 と同じである

で計算できるので（浅野 2010, 第 5 章）、雲内の浸透距離 $h_p = 2\rho_i\tau_c r_{\text{eff}} / (3CWC)$ を概算できる。たとえば、層雲の典型的な雲水量 $CWC = 0.3 \text{ g/m}^3$ 、雲粒有効半径 $r_{\text{eff}} = 10 \text{ }\mu\text{m}$ とすると、可視域では $\tau_p \sim 90$ 、Band 7 では $\tau_p \sim 5$ と見積もれるので、それぞれ $h_p \sim 2 \text{ km}$ 、 $h_p \sim 100 \text{ m}$ と概算できる。このように見ていくと、雲の中まで光がある程度透過する可視バンドと比べ、近赤外～赤外バンドでは「雲の上っ面」を見ていることがわかる。逆に、バンド間で透過する距離の違いを利用することで、雲上部の物理量の鉛直プロファイルを見積もることができる可能性もある（Nakajima et al. 2010）。

3.1.4 短波長赤外バンド（Band 7）の特性

Band 7 ($3.9 \text{ }\mu\text{m}$) は、短波放射と長波放射との中間の波長帯に属し、昼間は太陽光と地球からの放射を、夜間は地球からの放射のみを観測する。図 19 に太陽光の影響のみを考えたときの雲域にお

ける Band 7 の大気上端反射率を示す。Band 7 の水雲の太陽光反射率特性は Band 5 や Band 6 と同様である。それらのバンドとの違いとして、Band 7 では、氷雲に関して吸収が大きく、粒が大きなきはほとんど太陽光を反射しないが、雲粒が小さいときはある程度太陽光を反射するという特性がある。他の何らかの方法で氷雲を識別できれば、この特性を用いることで雲粒の小さな領域を抽出できる。たとえば、活発な積乱雲域ではその強い上昇流により雲粒の成長が阻害されることから雲粒が小さな傾向があり（Rosenfeld et al. 2008）、この Band 7 の特性を利用することで Day Convection RGB 画像などを通して活発な積乱雲域の解析に用いられている（志水ほか 2018）。

3.2 赤外バンドの放射特性

3.2.1 ひまわり 8 号赤外バンドにおける放射伝達過程のモデル化（フォワードモデル）

次に、ひまわり 8 号の赤外バンドにおける雲の放射特性を述べる。赤外バンドでは太陽由来の放射はほぼ無視できる代わりに、地球からの長波放射 (Longwave radiation; LW) の影響を受ける。可視・近赤外バンドのときと同様に、大気上端におけるひまわり赤外バンドの観測放射量をモデリングする方法を考える。OCA プロダクトでは、赤外バンドの放射を次のようにモデル化している。図 15(a)及び図 20 の状況を考える。すると、ひまわり 8 号バンドが観測する赤外バンドの放射量は、次のように書ける：

$$R_{LW} = fR_{\text{over}} + (1 - f)R_{\text{clear}} \quad (\text{式 35})$$

晴天域における赤外放射 R_{clear} は、次の過程を経て衛星に観測されると考えられる

1. 温度 T_S の地表面から射出率 ϵ_S で射出された放射が大気により透過率 T_{Srf} だけ減衰されて衛星に到達
2. 地表面から大気上端までの晴天大気による上向き放射量 R_{Srf}^{\uparrow} が衛星に到達
3. 地表面から大気上端までの晴天大気による下向き放射量 R_{Srf}^{\downarrow} が地表面により $(1 - \epsilon_S)$ だけ反射され、大気により T_{Srf} だけ減衰されて衛星に到達

この過程を数式で表すと、

$$R_{\text{clear}} = T_{Srf}\epsilon_S B(T_S) + R_{Srf}^{\uparrow} + R_{Srf}^{\downarrow}(1 - \epsilon_S)T_{Srf} \quad (\text{式 36})$$

となる。次に、曇天域における赤外放射 R_{over} は、次の過程を経て衛星に観測されると考えられる：

1. 地表面からの放射を含む雲の下からの上向き放射 R_{bc} が雲を透過率 T_D で突き抜け、雲の上の大気により T_{ac} だけ減衰されて衛星に到達
2. 雲頂温度 T_C の雲から射出率 ϵ_C で射出された放射が雲の上の大気により T_{ac} だけ減衰されて衛星に到達
3. 雲の上の大気による下向き放射量 R_{ac}^{\downarrow} が雲により ρ_D だけ反射され、雲の上の大気により T_{ac} 減衰されて衛星に到達
4. 雲の上の大気による上向き放射量 R_{ac}^{\uparrow} が衛星に到達

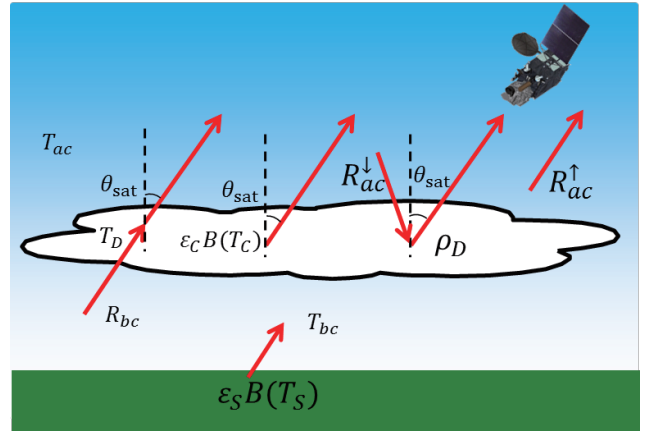


図 20 赤外バンド計算の模式図

この過程を数式で表すと

$$R_{\text{over}} = R_{bc}T_D T_{ac} + \epsilon_C B(T_C)T_{ac} + R_{ac}^{\downarrow}\rho_D T_{ac} + R_{ac}^{\uparrow} \quad (\text{式 37})$$

である。ここで、開発中のひまわり 8 号用 OCA プロダクトでは、雲の放射過程要素 (ρ_D , T_D , ϵ_C) は第 2 節で計算した雲放射特性 LUT を利用し、晴天大気の透過率 (T_{Srf} , T_{ac}) 及び放射量 (R_{Srf}^{\uparrow} , R_{Srf}^{\downarrow} , R_{ac}^{\uparrow} , R_{ac}^{\downarrow}) は気象庁数値予報モデルの予測値を入力として RTTOV11 で計算している。地表面射出率 (ϵ_S) は、陸面では MODIS から算出された月毎気候値 (Seemann et al. 2008) を、海面では風速に依存した海面の微小素片の傾きとそれらの多重反射を考慮した Masuda (2006) を利用している。ある気圧面から下の上向き放射 R_{bc} は RTTOV11 の出力にはないが、晴天放射輝度が $R_{\text{clear}} = T_{ac}R_{bc} + R_{ac}^{\uparrow}$ とも表されることから、次のように計算している：

$$R_{bc} = \frac{R_{\text{clear}} - R_{ac}^{\uparrow}}{T_{ac}}. \quad (\text{式 38})$$

3.2.2 赤外バンドの大気透過特性

ひまわり 8 号赤外バンドにおける大気吸収特性を把握するため、図 21 にひまわり 8 号の赤外域で計算した晴天大気透過率を示す。図 21 の大気プロファイルの計算設定は図 16 と同じである。Band 8 (6.2 μm)、9 (6.9 μm)、10 (7.3 μm) は、図 21(b)の青線で表される水蒸気分子の透過率が

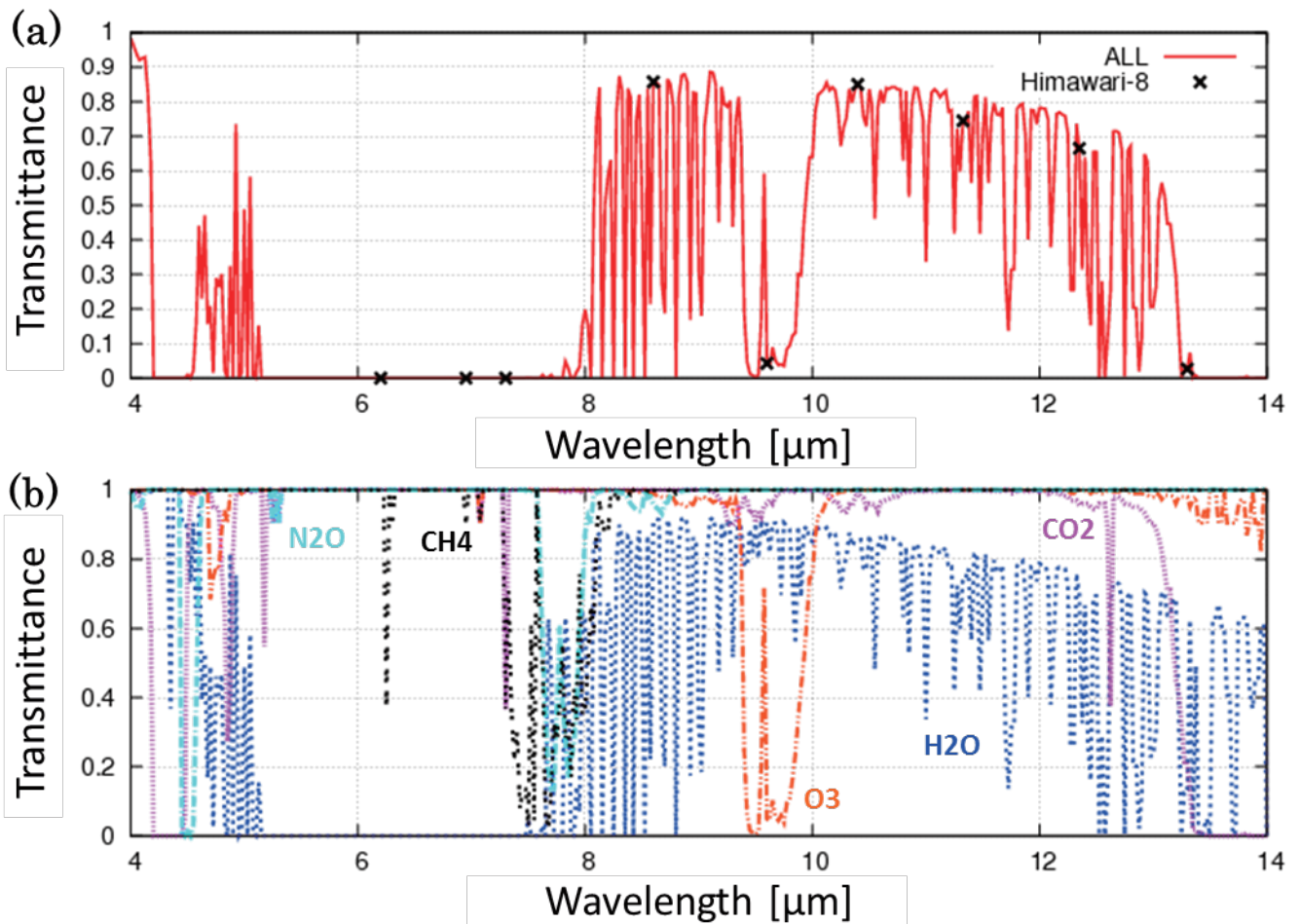


図 21 赤外域における代表的な吸収気体による大気透過率への寄与
 (オゾン全量 350DU、可降水量 21mm)

- (a). 赤線：大気分子の吸収 (ALL)
 (b). 青線：水蒸気による吸収 (H₂O)、桃線：二酸化炭素による吸収 (CO₂)、橙線：オゾンによる吸収 (O₃)、
 水色線：亜酸化窒素 (N₂O) による吸収、黒線：メタンによる吸収 (CH₄)
 (a)では、ひまわり 8 号の Band 8~Band 16 までのおおよその中心波長位置を黒い×マークで示した

示すように、水蒸気吸収帯に属し、大気透過率はほぼ 0 であり地表面からの放射は衛星に届かない (吸収バンド)。Band 11 (8.6 μm) は Band 12 (9.6 μm) が属す O₃ の吸収帯の手前にあり、大気透過率が高い大気窓と呼ばれる領域にある (大気窓バンド)。Band 13 (10.4 μm)、14 (11.2 μm)、15 (12.4 μm) も同様に大気窓バンドに属し、地表面から射出された放射の大部分が衛星によって観測されるが、波長が長くなるにしたがって水蒸

気の影響が増えていくことがわかる。ひまわり 8 号では最も長波長となる Band 16 (13.3 μm) では、13 μm あたりから始まる CO₂ の吸収帯の端に属し、大気透過率はゼロに近い値をとる。

このように、ひまわり 8 号赤外バンドでは、Band 8, 9, 10 を始めとして、時間・空間的な変動が大きい水蒸気量に大きく依存するバンドが多い。水蒸気量が放射計算に与える影響を考慮するためには、気象衛星センターを初めとする衛星運用機

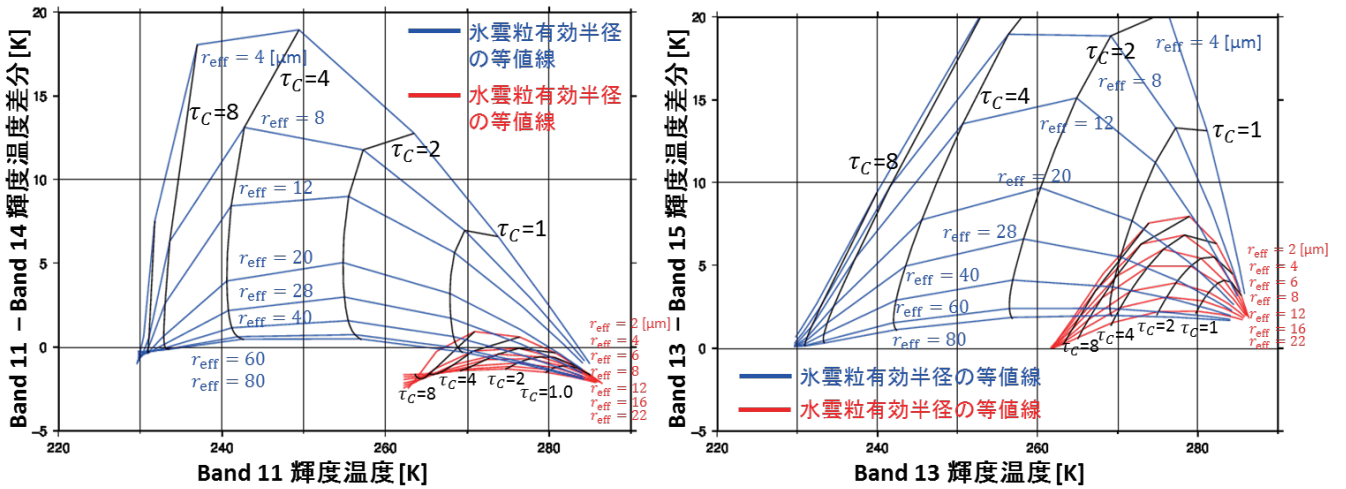


図 22 ひまわり 8 号赤外窓バンドの差分における水雲（赤色）・氷雲（青色）の光学的厚さ・雲粒有効半径依存性。衛星天頂角を $\theta_{\text{sat}} = 40^\circ$ として米国標準大気で計算し、赤色の線は、約 700hPa に雲頂を設定した水雲、青色の線は 300hPa の氷雲（ボロノイ粒子）の雲粒有効半径に関する等値線である。黒線は各雲粒有効半径における光学的厚さの等値線である（左図：Band 11-14 差分、右図：Band 13-15 差分）

関では数値予報モデルの水蒸気量予測値を放射計算に用いることが多いが、放射計算には放射計算自体のモデリング誤差に加え、数値予報誤差に大きく影響されるので注意が必要である。逆に、ひまわり 8 号吸収バンドの水蒸気量に対する感度を利用することによって、水蒸気量の鉛直分布など補正・推定を行うことも可能である (Li et al. 2010)。

3.2.3 赤外バンドにおける雲の光学的厚さ及び雲粒有効半径に関する感度

第 2.2 節で触れたように、可視～近赤外バンドと比較して赤外バンドは吸収が大きく、雲が光学的に厚くなるとすぐに射出率がほぼ 1（黒体）になってしまうので雲の光学的厚さや雲粒有効半径を見積もることは難しい。しかし、巻雲などの光学的に薄い雲では雲の光学的厚さ及び雲粒有効半径を見積もることがある程度可能である (Minnis et al. 1997)。図 22 は、図 17 で解説した可視・近赤外における Nakajima-King 図と同様に、赤外窓 2 バンドの輝度温度差分と赤外バンドの輝度温度を雲の光学的厚さ及び雲粒有効半径の関数と

して表したものである。雲の光学的厚さがゼロに近いときは、雲の放射の影響は小さくほぼ晴天輝度温度同士の差となる。Band 13・Band 14 に比べ Band 11・Band 15 は上層大気の吸収がやや大きいので、Band 11 - Band 14 晴天輝度温度差分は負に、Band 13 - Band 15 差分は正の値をとっている。Band 7 を除く赤外バンドでは、雲の光学的厚さは 10 程度を超えるとほぼ射出率が 1 の黒体になり、上層の雲では大気放射の影響も小さくなるので輝度温度差分は基本的にゼロに近くなる。その中間の光学的厚さでは、(特に大気窓バンドでは) 放射量が大きな雲の下からの上向き放射 R_{bc} を雲が透過する割合がバンドにより異なるので、その輝度温度差分が大きくなる。また、これらのバンドでは雲粒が大きくなると吸収率が大きくなり雲が黒体に近づく傾向があり (図 14)、雲粒が大きくなると輝度温度差分は小さくなる。

3.2.4 赤外バンドによる雲頂高度の推定

上記のように、赤外バンドでは可視・近赤外バンドと比べて雲微物理量に感度が小さい。しかし、雲が厚くなるとすぐに黒体に近くなり雲からの放

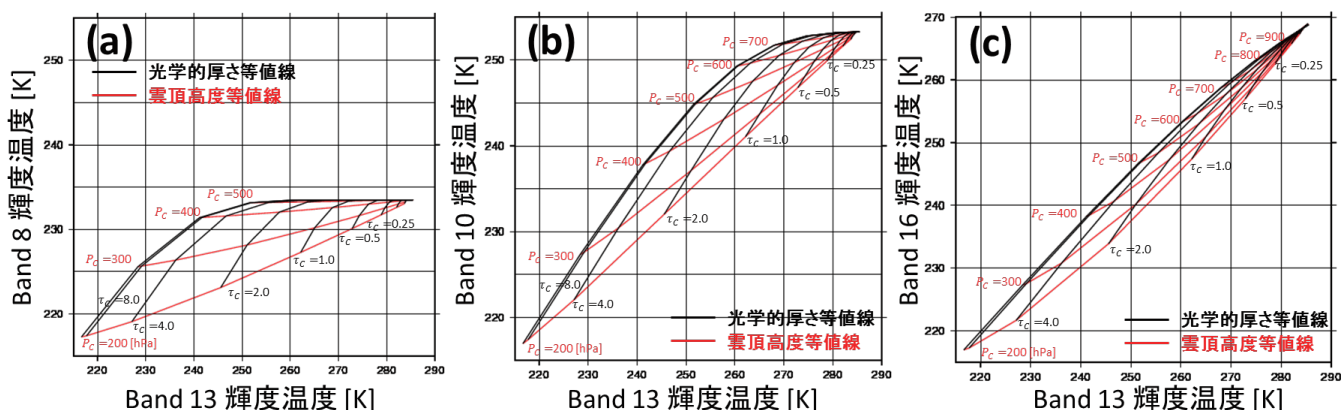


図 23 ひまわり 8 号バンドにおける雲頂高度と雲の光学的厚さ依存性

(a). Band 13 と Band 8 の輝度温度、(b). Band 13 と Band 10 の輝度温度、(c). Band 13 と Band 16 の輝度温度。(c)は y 軸の範囲が違うことに注意。米国標準大気、衛星天頂角 $\theta_{\text{sat}} = 30^\circ$ 、氷雲で雲粒有効半径 $r_{\text{eff}} = 20 \mu\text{m}$ を仮定した。左上の τ_c が非常に大きい黒線がおおよそ黒体を各高度に置いたときの輝度温度（黒体輝度温度）、赤線上が半透明雲で観測される輝度温度、右上端の τ_c が非常に小さく雲頂が低い箇所がおおよそ晴天時の輝度温度（晴天輝度温度）に対応する

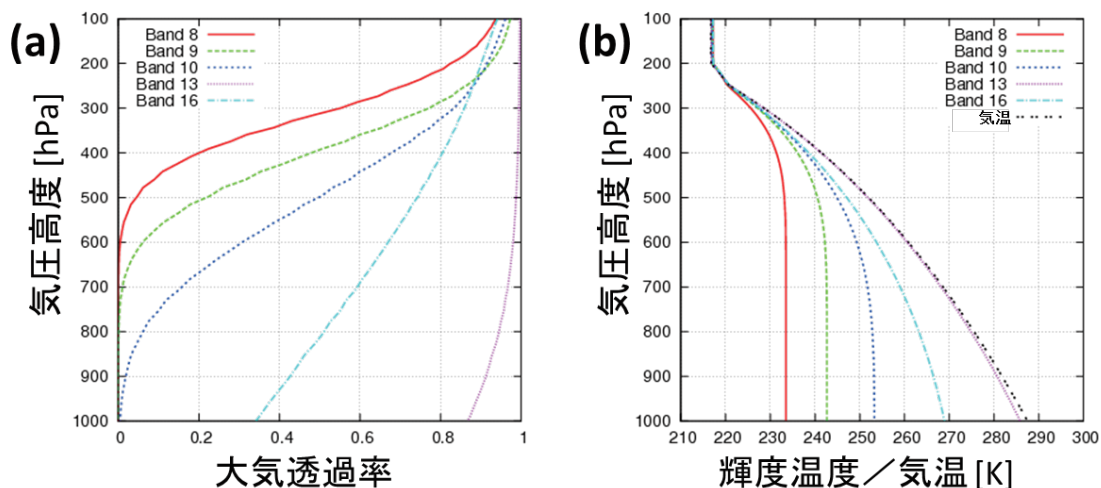


図 24 ひまわり 8 号バンドにおける (a).大気透過率、(b).黒体輝度温度と気温プロファイル
米国標準大気、衛星天頂角 $\theta_{\text{sat}} = 30^\circ$ を仮定した

射が周囲の大気の温度を反映するという性質を逆に利用して、雲頂の高さを見積もることが可能である。図 23 及び図 24 を用いて雲頂推定の原理について説明する。図 23 は、米国標準大気において、ひまわり 8 号大気窓バンドと吸収バンドを雲の光学的厚さと雲頂高度の関数としてプロットしたものである。また、図 24 は、米国標準大気において、(a)ひまわり 8 号各バンドの大気透過率の鉛直プロファイル、(b)黒体を各高度に置いたとき

に各バンドで観測される輝度温度と気温プロファイルを描画したものである。最初に、雲が厚い場合を考える ($\tau_c \geq 10$)。この場合は、観測される輝度温度は同じ雲頂高度に黒体を置いたときの輝度温度と近くなるので、図 24(b)の鉛直プロファイルから対応する輝度温度（Band 13 等の窓バンドが通常用いられる）の高度を探索するだけで雲頂高度が比較的精度良く得られる。この場合、雲頂高度推定精度は、利用する数値モデル予測値や

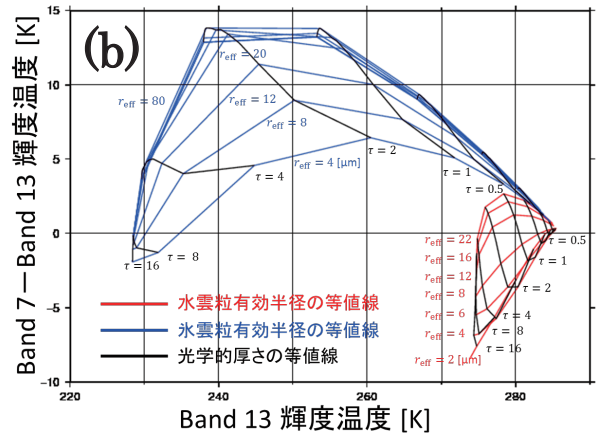
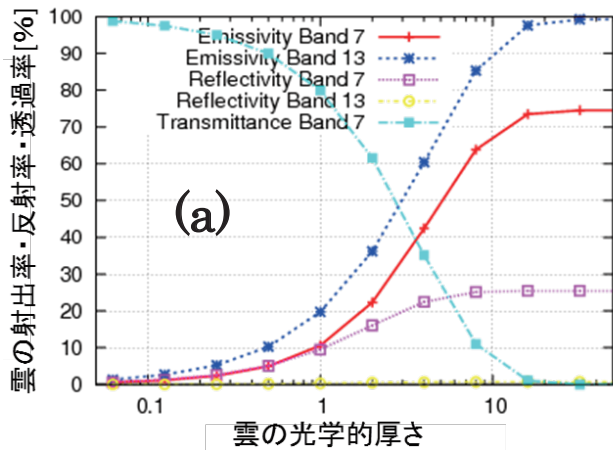


図 25(a). 水雲における Band 7 (3.9 μm) の射出率・反射率の関係

(雲粒有効半径 8 μm 、衛星天頂角 30 度、赤線：Band 7 射出率、青色 Band 13 射出率、桃色線：Band 7 反射率、黄色線：Band 13 反射率、水色線：Band 7 透過率)

(b). Band 7・Band 13 の輝度温度差分 (計算設定は図 22 と同じ)

解析値などの鉛直プロファイルの精度に大きく依存する。次に、雲が薄い場合 (半透明雲) を考える。この場合は、雲からの放射に地表面からの放射など雲から下の放射が大きく混ざるので、雲頂高度の推定には工夫が必要となる。半透明雲の雲頂高度推定には伝統的に以下で説明する手法が利用されてきた⁸。まず、図 23(a), (b) の Band 13-水蒸気吸収バンド (Band 8, 10) のダイアグラムを見ると、雲頂高度の等値線は黒体を該当高度に置いた輝度温度 (黒体輝度温度) と晴天輝度温度を結ぶ (ほぼ) 直線となっていることがわかる。この性質を利用し、この図の晴天輝度温度から観測輝度温度へ直線を引き、黒体輝度温度の曲線との切片から半透明雲の雲頂高度を求める方法が水蒸気インターセプト法 (Szejwach 1982) である。この手法の注意点としては、ひまわり 8 号は水蒸気吸収バンドが複数あり、バンドによって感度のある高度が異なることが挙げられる。たとえば、図 24(a) の各バンドの大気透過率から推察されるように、図 23(a) の Band 8 では対流圏中層より下に感度が無いためそれ以下の雲頂高度の推定はで

きないが、図 23(b) の Band 10 では、対流圏の下層近くまで雲頂を推定することが可能である。次に、CO₂ 吸収バンドを利用した雲頂高度推定手法を紹介する。図 23(c) は窓バンドの Band 13 と CO₂ 吸収バンドである Band 16 において図 23(a), (b) と同様の図を示したものである。水蒸気吸収バンドの場合と違い、黒体と晴天放射を結ぶ曲線は直線からは外れているが、このダイアグラム上で (1) 観測される輝度温度と晴天輝度温度の差 (2) 観測される輝度温度と黒体輝度温度の差の比 (雲の有効射出率と呼ばれる) をバンド間で一定と仮定して求めることで、半透明雲の雲頂高度を推定することができる。これは CO₂ スライシング法と呼ばれている (Menzel et al. 1983)。ひまわり 8 号の Band 16 は対流圏のほぼ全層に感度があり、時空間分布の変動が小さい CO₂ の吸収帯を利用するので、水蒸気吸収バンドを用いる水蒸気インターセプト法よりも雲頂高度推定の品質が安定しているという利点がある。ただし、水蒸気吸収バンドを用いた場合に比べ等値線が密になっていることから推測されるように、場合によっては、推定精度が利用する気温の鉛直プロファイルの精度や放射計算の精度に影響されやすいという欠点もある。このように、伝統的な 2 バンドを用いて半

⁸ これらの手法は放射輝度で行うことが正しいが、ここでは簡単のため輝度温度で解説している

透明雲の高度を補正する手法では、バンド選択の任意性があり、さらに用いる手法により一長一短がある。このため近年では、複数のバンド間の性質を同時に考慮でき、さらには雲粒有効半径依存性の考慮も容易な最尤推定法が雲頂高度推定では主流となってきた（Heidinger 2011, Iwabuchi et al. 2016）、OCA プロダクトでもこの手法を用いている。

3.2.5 短波長赤外バンド (Band 7) の特性

次に、Band 7 (3.9 μm) の地球放射成分の特徴を見る。図 25(a)は Band 7 及び Band 13 における水雲の透過率・射出率・反射率を雲の光学的厚さの関数として表したものである。ところで、雲の放射過程ではエネルギー保存則により (透過率 + 射出率 + 反射率) = 1 という関係が成り立つ。この観点から見ると、雲の光学的厚さが十分大きくなると ($\tau_c \sim 10$) Band 13 では反射がほぼ 0 で射出率がほぼ 1 になる一方、Band 7 は電磁波を数十%の大きさで反射する分だけ射出率が低くなるという傾向がある。ひまわり 8 号の観測する Band 7 - Band 13 輝度温度差分で見ると (図 25(b))、水雲では光学的厚さがそれなりに厚く雲粒がそれほど大きくなければ ($\sim 15 \mu\text{m}$) その輝度温度差分がマイナスになるという一方、氷雲では基本的にプラスの値をとる。これは、大気窓バンドの Band 7 では雲の上からの下向き大気放射量 (R_{ac}^{\downarrow}) が小さいため、反射成分 (式 37 第 3 項) が射出率成分 (式 37 第 2 項) に比べ小さくなるからである。航空気象等で重要な霧は、水雲かつ雲粒がそれほど大きくないことが多いため、本特性 (Band 7 - Band 13 輝度温度差分がマイナスの領域の検出) を利用した Band 7 - Band 13 輝度温度差分画像は伝統的に夜間の霧検出に利用される (志水ほか 2017)。

4. まとめ

本報告では、OCA プロダクトで利用する雲放射特性 LUT の作成方法の詳細と理論的背景、及び

そこから得られるひまわり 8 号観測バンドにおける雲放射特性を解説した。OCA プロダクトはまだ衛星センターでは現業化に至っていないため、ひまわり 8 号用 OCA プロダクト自体の解説及び評価については別の機会に報告を行いたい。OCA プロダクトにより、気象衛星センターでは新たに、本報告で解説した雲の光学的厚さや雲粒有効半径という雲微物理量を算出する予定である。これらの値は、特に気候学で重要である (Rossow and Lacis 1990)。また、近年では衛星により算出された雲微物理量の気象学への適用も行われている。たとえば、ナウキャストへの応用としては、発達する積雲の早期検知 (Rosenfeld et al. 2008, Mecikalski et al. 2011, Siegraff et al. 2014) や、航空機への着氷域の検知 (Smith et al. 2011, Francis 2007) など衛星から算出した雲の微物理量が利用されている。また、数値予報モデルへの寄与としては、雲の光学的厚さ・雲粒有効半径から見積もった雲水量の数値予報モデルへの同化も行われている (Jones et al. 2013, Chen et al. 2015)。さらに、衛星から算出された雲物理量は地表面における下向き短波放射フラックスである日射量の算出 (Takenaka et al. 2011, AWG Radiation Budget Application Team 2010) にも利用されており、気象衛星センターにおいても、OCA プロダクトが推定した雲物理量を入力とした日射量プロダクトを開発している。日射量プロダクトにおいても、ここで紹介したものとほぼ同じ方法で日射量プロダクト用の雲放射特性 LUT が作成できる。日射量プロダクトでは、雲放射特性 LUT の計算波長をひまわり 8 号バンドから日射のスペクトルに変更し、放射伝達計算 (式 34) を衛星ではなく地上方向へ伝達させるように変更することで日射量を推定する。このように OCA プロダクトと日射量プロダクトの雲放射計算の一貫性を保つことで、日射量プロダクトの品質向上が望める。

近年、計算機の進歩・ひまわり 8 号に代表される気象衛星観測の進歩にもなって複雑な放射伝達計算を用いた物理プロダクトが増加している。

物理プロダクト作成過程においては RSTAR などの放射計算パッケージを利用することが多いが、そういった放射計算パッケージの利用は簡便ではあるものの、その特性や誤差を効率的に把握するためには、パッケージ内部の放射過程の理解が必要である。物理プロダクトの改良は、そういった各過程の放射特性を把握した上で、足りない過程・仮定を導入・精緻化することによって行われることが自然であり最良であると考え。気象衛星センターでも、個人・組織が放射過程についての理解を一つ一つ深め、より良いプロダクトをユーザーへ提供できるように努めたい。

謝辞

この報告では、OpenCLASTR プロジェクトの RSTAR パッケージを利用させていただいた。気象研究所の石元裕史氏・増田一彦氏には、非球形氷粒子の単散乱特性データベースを提供いただいた。システム管理課の高橋昌也氏・余郷友祐氏には、文章の通読をお願いし、有益なコメントをいただいた。また、EUMETSAT の Phil Watts 氏には OCA プロダクト及びその放射計算過程について暖かいご指導をいただいた。この場を借りて深く感謝したい。

参考文献

浅野正二, 2010: 大気放射学の基礎, 朝倉書店
 石元祐史, 増田一彦, 真野祐三, 2011: 非球形粒子による電磁波の散乱計算, 気象研究ノート, **223**, 93-122
 志水菊宏, 齋藤幸太郎, 山本幹人, 2017: ひまわり 8 号・AHI の 16 バンド画像の特性, 気象衛星センター技術報告, **62**, 39-71
 志水菊宏, 齋藤幸太郎, 山本幹人, 2018: RGB 合成画像, 気象研究ノート (準備中)
 高橋昌也, 奥山新, 2017: 全球衛星搭載センサー相互校正システム (GSICS) の紹介とひまわり 8 号可視赤外バンドの校正・評価, 気象衛星セ

ンター技術報告, **62**, 1-18
 丹慶他訳, Press et al., 1993: ニューメリカルレシピ・インシー C 言語による数値計算のレシピ, 技術評論社
 水野量, 2000: 雲と雨の気象学. 朝倉書店, 196pp
 Arfken, G. B. and H. J. Weber, 2001: *Mathematical Methods for Physics (Fifth Edition)*, *Academic Press*, 1112pp
 AWG Radiation Budget Application Team, 2010: GOES-R Advanced Baseline Imager (ABI) Algorithm Theoretical Basis Document For Downward Shortwave Radiation (Surface), and Reflected Shortwave Radiation (TOA) Version 2.0, *NOAA NESDIS CENTER for SATELLITE APPLICATIONS and RESEARCH*, 104pp
 Baum, A. B., and Coauthors, 2014: Ice cloud single-scattering property models with the full phase matrix at wavelengths from 0.2 to 100 μm . *J. Quant. Spectr. Radiative Transfer*, **146**, 123-139
 Berk, A., P. Conforti, R. Kennett, T. Perkins, F. Hawes and J. van den Bosch, 2014: MODTRAN6: a major upgrade of the MODTRAN radiative transfer code, *Proc. SPIE*, 9088
 Bessho, K., and Coauthors, 2016: An introduction to Himawari-8/9—Japan's new-generation geostationary meteorological satellites. *J. Meteor. Soc. Japan*, **94**, 151–183.
 Bohren, C. F. and D R. Huffman, 1983: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. *Wiley*, 530pp
 Chandrasekhar, S, 1960: *Radiative Transfer*. *Dover*, 393pp
 Chen, Y., and Coauthors, 2015: Variational Assimilation of Cloud Liquid/Ice Water Path and Its Impact on NWP. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **54**, 1809-1825.
 Deirmendjian, D., 1964: *Scattering and*

- polarization properties of water clouds and hazes in the visible and infrared. *Appl. Opt.*, **3** 187-196
- EUMETSAT, 2011: ATBD for Optimal Cloud Analysis Product. *EUMETSAT*
- Evans, K. F., 1998: The spherical harmonic discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 429-446.
- Fukuda, S., and Coauthors, 2013: New approaches to removing cloud shadows and evaluating the 380 nm surface reflectance for improved aerosol optical thickness retrieval from the GOSAT/TANSO-Cloud and Aerosol Imager, *J. Geophys. Res.*, **118**, 13520-13531
- Francis, P. N., 2007: Detection of aircraft icing conditions over Europe using SEVIRI data. *Proc. of AMS/EUMETSAT Meteorological Satellite Conference*, 9pp
- Hale, G. M., and M. R. Querry, 1973: Optical constants of water in the 200 nm to 200 μm wavelength region. *Applied Optics*, **12**, 555-563
- Hansen, J. E. and L. D. Travis, 1974: Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Rev.*, **16**, 527-610
- Heidinger, A., 2011: ABI Cloud Height Version 2.0, *NOAA NESDIS CENTER for SATELLITE APPLICATIONS and RESEARCH*, 77pp
- Henry, L. C. and J. L. Greenstein, 1941: Diffuse radiation in the Galaxy. *Astrophys. J.*, **93** 70-83
- Higurashi, A. and T. Nakajima (1999): Development of a two channel aerosol retrieval algorithm on global scale using NOAA/AVHRR, *J. Atmos. Sci.*, **56**, 924-941.
- Hocking, J, P. Rayer, D. Rundle, R. Saunders, M. Matricardi, A. Geer, P. Brunel and J. Vidot, 2013: RTTOV v11 users guide. *NWP SAF*
- Ishimoto, H., K. Masuda, Y. Mano, N. Orikasa, and A. Uchiyama, 2012: Irregularly shaped ice aggregates in optical modeling of convectively generated ice clouds, *J. Quant. Spectr. Radiative Transfer*, **113**, 632-643
- Iwabuchi, H., 2006: Efficient Monte Carlo methods for radiative transfer modeling. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2324-2339
- Iwabuchi, H., and Coauthors, 2016: Retrieval of radiative and microphysical properties of clouds from multispectral infrared measurements. *Prog. Earth Planet. Sci.*, 3(1), 32.
- Jones, T. A., D. J. Stensrud, P. Minnis, and R. Palikonda, 2013: Evaluation of a forward operator to assimilate cloud water path into WRF-DART. *Mon. Wea. Rev.*, **141**, 2272-2289,
- Kokhanovsky, A., 2006: Cloud Optics. *Springer*, 276pp
- Lamb, D and J. Verlinde 2011: Physics and Chemistry of Clouds, *Cambridge University Press*, 585pp
- Li, J., T. J. Schmit, X. Jin, and G. Martin, 2010: Legacy Atmospheric Moisture Profile, Legacy Atmospheric Temperature Profile, Total Precipitable Water, and Derived Atmospheric Stability Indices Version 2.0, *NOAA NESDIS CENTER for SATELLITE APPLICATIONS and RESEARCH*, 106pp
- Liou K.N., 2002: An Introduction to Atmospheric Radiation 2nd Edition. *Academic Press*, 577pp
- Lucht W., C. B. Schaaf and A. H. Strahler, 2000: An algorithm for the retrieval of albedo from space using semiempirical BRDF models. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **38**, 977 - 998
- MacFarquhar, M. G., and A. J. Heymsfield, 1998: The Definition and Significance of an

- Effective Radius for Ice Clouds. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2039-2052
- Masuda K., 2006: Infrared sea surface emissivity including multiple reflection effect for isotropic Gaussian slope distribution model, *Rem. Sen. Env.*, **103**, 488-496
- Masuda, K., H. Ishimoto and Y. Mano, 2012: Efficient method of computing a geometric optics integral for light scattering by nonspherical particles, *Pap. Meteor. Geophys.*, **63**, 7-16
- Mecikalski, J. R., P. D. Watts, and M. Koenig, 2011: Use of Meteosat Second Generation optimal cloud analysis fields for understanding physical attributes of growing cumulus clouds, *Atoms. Res.*, **102**, 175-190
- Menzel, W. P., W. L. Smith and T. R. Stewart. 1983: Improved cloud motion wind vector and altitude assignment using VAS, *J. Cli. Appl. Meteor.*, **22**, 377-384
- Menzel, W. P., R. A. Frey and B. A. Baum., 2013: Cloud Top Properties and Cloud Phase Algorithm Theoretical Basis Document (MODIS Product Collection 006 Update)
- Minnis P., and Coauthors, 1997: Cloud Optical Property Retrieval (Subsystem 4.3), in *Clouds and the Earth's Radiat Energy System (CERES) Algorithm Theoretical Basis Document*, 60pp
- Mishchenko, M. I., and Coauthors, 1996: Sensitivity of cirrus cloud albedo, bidirectional reflectance and optical thickness retrieval accuracy to ice particle shape, *J Geophys Res-Atmos*, **101**, 16973-16985
- Nakajima, T., and M. D. King, 1990: Determination of the optical thickness and effective radius of clouds from reflected solar radiation measurement. Part I: Theory. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1878-1893
- Nakajima, T. and M. Tanaka, 1983: Effect of wind-generated waves on the transfer of solar radiation in the atmosphere-ocean system. *J. Quant. Spectr. Radiative Transfer*, **29**, 521-37
- Nakajima, T. and M. Tanaka, 1986: Matrix formulation for the transfer of solar radiation in a plane-parallel scattering atmosphere. *J. Quant. Spectr. Radiative Transfer*, **35**, 13-21
- Nakajima, T., and M. Tanaka, 1988: Algorithms for radiative intensity calculations in moderately thick atmospheres using a truncation approximation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **40**, 51-69
- Nakajima, Y. T., and T. Nakajima, 1995: Wide-Area Determination of Cloud Microphysical Properties from NOAA AVHRR Measurements for FIRE and ASTEX Regions. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 4043-4058
- Nakajima, T. Y., K. Suzuki and G. L. Stephens, 2010: Droplet Growth in Warm Water Clouds Observed by the A-Train. Part I: Analysis of the MODIS-Derived Cloud Droplet Sizes, *J. Atmos. Sci.*, **67**, 1884-1896
- NOAA/NESDIS, 2010: GOES-R Advanced Baseline Imager (ABI) Algorithm Theoretical Basis Document for Suspended Matter / Aerosol Optical Depth and Aerosol Size Parameter (Version 2.0). *NOAA/NESDIS/STAR*, 99pp
- Prata, A. J. and Grant, I. F., 2001, Retrieval of microphysical and morphological properties of volcanic ash plumes from satellite data: Application to Mt. Ruapehu, New Zealand., *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **127**, 2153–2179.
- Platnick et al. 2015: MODIS Cloud Optical Properties: User Guide for the Collection 6 Level-2 MOD06/MYD06 Product and

- Associated Level-3 Dataset (Version 1.0), 145pp
- Rosenfeld, D., W. L. Woodley, A. Lerner, G. Kelman, and D. T. Lindsey, 2008: Satellite detection of severe convective storms by their retrieved vertical profiles of cloud particle effective radius and thermodynamic phase. *J. Geophys. Res.*, **113**, D04208
- Rossow, W. B. and A. A. Lacis, 1990: Global Seasonal Cloud Variations from Satellite Radiance Measurements. Part II: Cloud Properties and Radiative Effects, *J. Climate*, **3**, 1204-1253
- Rossow, W. B., and R. A. Schiffer, 1991: ISCCP Cloud Data Product, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **72**, 2-20
- Seemann S., E. E. Borbas, R. O. Knuteson, G. R. Stephenson, and H.-L. Huang, 2008: Development of a Global Infrared Land Surface Emissivity Database for Application to Clear Sky Sounding Retrievals from Multispectral Satellite Radiance Measurements., *J. of Appl. Meteor. and Clim.*, **47**, 108-123
- Siegraff, J. M., L. M. Cronce, and W. F. Feltz, 2014: Improving Satellite-based convective cloud growth monitoring with visible optical depth retrievals, *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **53**, 506-520
- Smith, W. L., P. Minnis and C. Fleeger, 2011: Flight Icing Threat, *NOAA NESDIS CENTER for SATELLITE APPLICATIONS and RESEARCH*, 46pp
- Stamnes K., S.-C. Tsay, W. Wiscombe and K. Jayaweera, 1988: Numerically Stable Algorithm for Discrete-Ordinate-Method Radiative Transfer in Multiple Scattering and Emitting Layered Media, *App. Opt.*, **27**, 2502 - 2509
- Stamnes K. S-C Tsay and I. Laszlo 2000: DISORT, a General-Purpose Fortran Program for Discrete-Ordinate-Method Radiative Transfer in Scattering and Emitting Layered Media: Documentation of Methodology (version 1.1, Mar 2000), 107pp
- Szejwach, G., 1982: Determination of semi-transparent cirrus cloud temperature from infrared radiances: Application to METEOSAT, *J. Appl. Meteor.*, **34**, 3-15
- Takenaka, H., and Coauthors, 2011: Estimation of solar radiation using a neural network based on radiative transfer. *J. Geophys. Res.*, **116**, D08215
- Thomas G. E. and K. Stamnes 1999: Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean, *Cambridge*, 517pp
- Van de Hulst, H. C., 1957: Light Scattering by Small Particle., *Wiley*, New York
- Warren S.G. and R. E. Brandt, 2008: Optical constants of ice from ultraviolet to microwave: A revised compilation, *J. Geophys. Res.*, **113** D14220
- Walther A., W. Straka and A. K. Heidinger, 2011: Algorithm Theoretical Basis Document for Daytime Cloud Optical and Microphysical Properties (DCOMP) Version 2.0. *NOAA NESDIS CENTER for SATELLITE APPLICATIONS and RESEARCH*, 61pp
- Watts P. D., R. Bennartz, and F. Fell, 2011: Retrieval of Two - layer Properties from Multispectral Observations Using Optimal Estimation. *J. Geophys. Res.*, **116**, D16203
- Wiscombe, W. 1977: The Delta-M Method: Rapid Yet Accurate Radiative Flux Calculations, *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1408-1422
- Yang, P., K. N. Liou, K. Wyser, and D. Mitchell, 2000: Parameterization of the Scattering and Absorption Properties of Individual Ice Crystals. *J. Geophys. Res.*, **105**, 4699-4718

付録 A.1 Mie 散乱理論に用いる要素の数値計算法

散乱角 θ の散乱振幅行列 $\mathbf{S}(\theta)$ は、散乱に関して基本的な量であり、散乱波の振幅や位相を記述する。波長 λ 、半径 r の球形粒子を仮定すると、Mie 散乱理論では散乱振幅行列の要素 $S_1(\theta)$ 、 $S_2(\theta)$ が以下のように記述される：

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\theta) + b_n \tau_n(\theta)]$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n(\theta) + a_n \tau_n(\theta)].$$

(式 A.1)

ここで、 a_n と b_n は Mie 係数と呼ばれる量であり、複素屈折率 n_k 、リッカチ・ベッセル関数 $\psi_n(x)$ 、 $\xi_n(x)$ を用いて

$$a_n = \frac{\psi'_n(n_k x) \psi_n(x) - n_k \psi_n(n_k x) \psi'_n(x)}{\psi'_n(n_k x) \xi_n(x) - n_k \psi_n(n_k x) \xi'_n(x)}$$

$$b_n = \frac{n_k \psi'_n(n_k x) \psi_n(x) - \psi_n(n_k x) \psi'_n(x)}{n_k \psi'_n(n_k x) \xi_n(x) - \psi_n(n_k x) \xi'_n(x)}$$

(式 A.2)

で求められる。また、式中の x はサイズパラメータ $x = 2\pi r/\lambda$ であり、プライム (') はサイズパラメータに関する微分を表す。ところで、(式 A.1)において展開係数 n は無限まで和をとることになっているが、実際の計算では有限の項数 N で打ち切る必要があり、通常はサイズパラメータ x 程度に設定する。本報告では、Bohren and Huffman (1983) に倣い、 $x + 4x^{1/3} + 2$ の値を打ち切り項数 N に設定して単散乱特性を計算している。

リッカチ・ベッセル関数とその微分は次の漸化式から計算できる：

$$\psi_{n+1}(x) = \frac{2n+1}{x} \psi_n(x) - \psi_{n-1}(x),$$

$$\psi'_n(x) = \psi_{n-1}(x) - \frac{n}{x} \psi_n(x)$$

$$\xi_{n+1}(x) = \frac{2n+1}{x} \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x),$$

$$\xi'_n(x) = \xi_{n-1}(x) - \frac{n}{x} \xi_n(x)$$

$$\psi_{-1}(x) = \cos x, \psi_0(x) = \sin x,$$

$$\xi_{-1}(x) = \exp(ix), \xi_0(x) = -i \exp(ix).$$

(式 A.3)

実際には、計算不安定を避けるために Mie 係数は次の形に直してから計算することが行われている (Bohren and Hoffman 1983, 第 4.8 節)：

$$a_n = \frac{\left[\frac{D_n(n_k x)}{n_k} + \frac{n}{x} \right] \psi_n(x) - \psi_{n-1}(x)}{\left[\frac{D_n(n_k x)}{n_k} + \frac{n}{x} \right] \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)}$$

$$b_n = \frac{\left[n_k D_n(n_k x) + \frac{n}{x} \right] \psi_n(x) - \psi_{n-1}(x)}{\left[n_k D_n(n_k x) + \frac{n}{x} \right] \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)}.$$

(式 A.4)

ここで $D_n(x) \equiv d \ln(\psi_n(x))/dx = \psi'_n(x)/\psi_n(x)$ であり、次の下降漸化式で計算する：

$$D_{n-1}(n_k x) = \frac{n}{n_k x} - \frac{1}{D_n(n_k x) + \frac{n}{x}}.$$

(式 A.5)

実際の計算では、(式 A.4) の Mie 係数を (式 A.3) の漸化式を使って計算する前に、(式 A.5) の漸化式を用いて、打ち切り係数 N より十分多い数 N' (Bohren and Huffman 1983 では $N' = N + 15$) の $D_{N'}(x) = 0$ から始めて $D_1(x)$ まで $D_n(x)$ の値を求めておく。

次に、(式 A.1) で現れる π_n と τ_n は第 1 種ルジャンドル陪関数 $P_n^1(\theta)$ を用いて

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

$$\tau_n(\theta) = \frac{d}{d\theta} P_n^1(\theta)$$

(式 A.6)

と表される ($P_1^1(\theta) = \sin \theta, P_0^1(\theta) = 0$)。これらは次の漸化式によって計算する。

$$\pi_{n+1}(\theta) = \frac{2n+1}{n} \cos \theta \pi_n(\theta) - \frac{n+1}{n} \pi_{n-1}(\theta)$$

$$\tau_n(\theta) = n \cos \theta \pi_n(\theta) - (n+1) \pi_{n-1}(\theta).$$

(式 A.7)

以上から、波長 λ ・粒子半径 r ・複素屈折率 n_k を与えることで、第 2.1 節の水雲粒子を初めとする球形粒子の単散乱特性を数値計算することができる。

付録 A.2 ルジャンドル展開についての補足

放射伝達式の数値解法である離散座標法 (DOM) では、散乱位相関数をルジャンドル展開する必要がある。本付録では、ルジャンドル展開の方法とその内容について簡潔に記述する。

任意の関数を sin 関数や cos 関数を基底として級数展開するフーリエ級数展開と同様に、任意の関数 $f(x)$ は次のように、値域 $[-1, 1]$ で定義されるルジャンドル関数 $P_l(x)$ を用いて、次のように級数展開で表現できる

$$f(x) = \sum_{l=0}^{\infty} \tilde{\omega}_l P_l(x). \quad (\text{式 A.8})$$

このように任意の関数がルジャンドル関数の級数展開で表現できるのはルジャンドル関数が直交性及び完全性を持つためであり (Arfken and Weber 2001)、直交性は

$$\int_{-1}^1 P_l(x) P_m(x) dx = \frac{2}{2l+1} \delta_{lm} \quad (\text{式 A.9})$$

として表される。ここで、 δ_{lm} はクロネッカーのデルタである。(式 A.8) の両辺に $P_m(x)(2l+1)/2$ をかけて $[-1, 1]$ の区間で積分すると、

$$\tilde{\omega}_l = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 f(x) P_l(x) dx \quad (\text{式 A.10})$$

となり、級数 (モーメント) l のルジャンドル展開係数 $\tilde{\omega}_l$ の値を計算することができる。実際にルジャンドル展開係数を計算するには、 $P_l(x)$ を次の漸化式

$$P_l(x) = \frac{2l-1}{l} x P_{l-1}(x) - \frac{l-1}{l} P_{l-2}(x) \\ P_1(x) = x, \quad P_0(x) = 1 \quad (\text{式 A.11})$$

で求め、(式 A.10) の積分を実行する。 $[-1, 1]$ の区間の積分には、ガウス求積を用いると相性が良い。ちなみに、散乱位相関数ルジャンドル展開係数の第 1 項 $\tilde{\omega}_1$ は非等方因子 g と、

$$\tilde{\omega}_1 = \frac{3}{2} \int_{-1}^1 P(x) P_1(x) dx = \frac{3}{2} \int_{-1}^1 P(x) x dx = 3g$$

という関係がある。

実際にルジャンドル展開を行った例として、関数 $f(x)$ を Henyey-Greenstein (H-G) 散乱位相関数と呼ばれる

$$P_{\text{HG}}(\theta) = \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g\cos\theta)^{3/2}} \quad (\text{式 A.12})$$

としてルジャンドル展開係数を求めたものを図 A.1 に示す (非等方因子 $g = 0.9$)。この関数は星間物質の散乱を表すために考えられた人工的な関数であるが (Henyey and Greenstein 1941)、大気放射の分野では雲やエアロゾルなどの散乱位相関数を近似するため広く利用されているものであり、そのルジャンドル展開係数は

$$\tilde{\omega}_l = (2l+1)g^l \quad (\text{式 A.13})$$

と解析的に表される。図の右側の枠中に示された H-G 散乱位相関数のルジャンドル展開係数について、赤色の実線が本付録の方法に基づいて数値的に求めたもの、緑の破線が解析解を示す。

逆に、ルジャンドル展開係数から (式 A.8) を使って H-G 散乱位相関数を求めたものを図 A.2 に示す。足しあげるモーメント l が多くなるにつれ H-G 散乱位相関数の再現精度が上がっていることがわかる。この関数ではモーメント l が 100 程度でほぼ完全に H-G 散乱位相関数を再現できるが、より前方散乱ピークが鋭くなるなど、さらに細かな角度分解能が必要な場合は関数を再現するのに必要な l が大きくなるので注意する。本編中で述べた DOM では、必要なストリーム数 (モーメント数) を多くとると計算コストが大きくなるため ($\propto l^3$)、必要なストリーム数を減らし計算コストを低減させるために色々な手法が開発されている。それらの具体的な解説は Thomas and Stamnes (1999) や DISORT の解説書 (Stamnes et al. 2000) に詳しい。

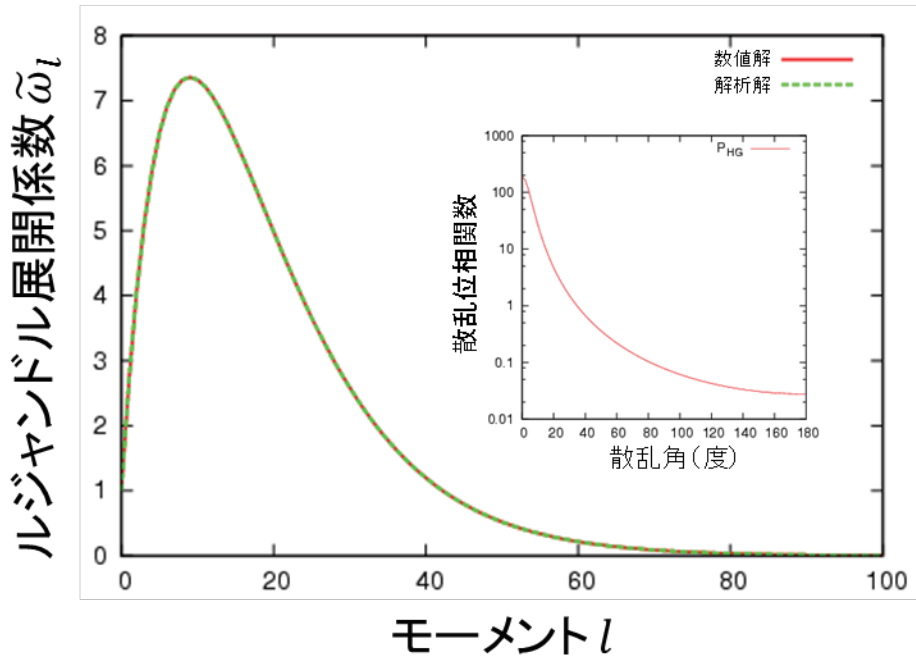


図 A.1 Henyey-Greenstein 散乱位相関数のルジャンドル展開係数 ($g = 0.9$)

図右側の枠中に示された Henyey-Greenstein 散乱位相関数のルジャンドル展開係数について、赤色の実線が本付録の方法に基づいて数値的に求めたもの、緑の破線が解析解 (式 A.13) である

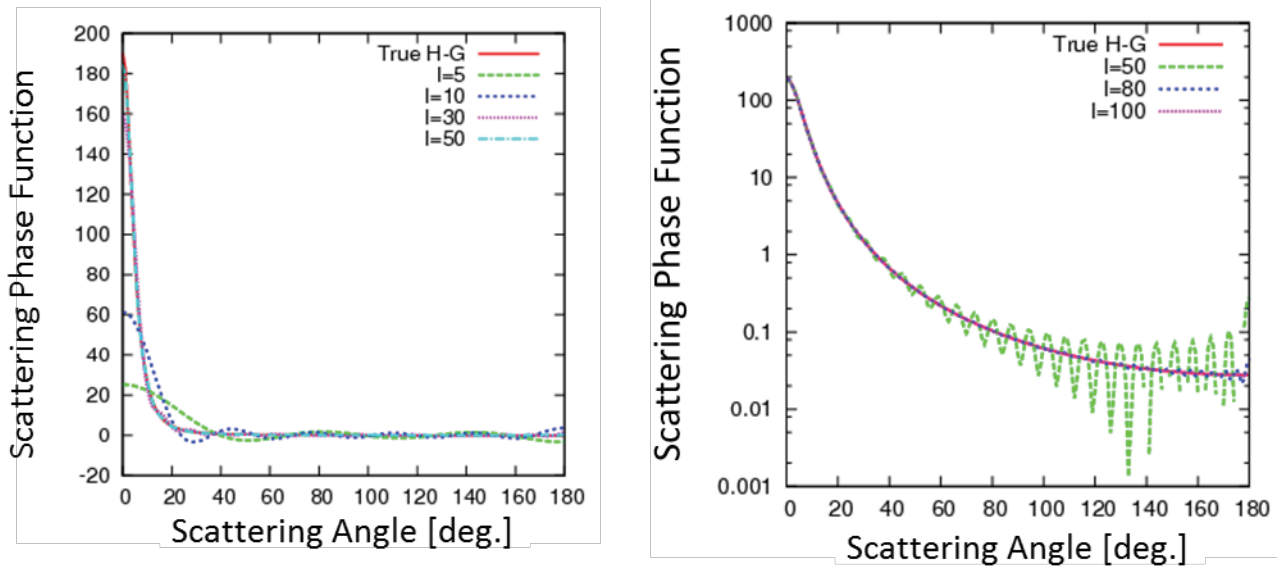


図 A.2 ルジャンドル展開係数から H-G 位相関数を求めたもの。赤色の直線が真値 (式 A.12)
 左図：足し上げる際の最大モーメント l が 5, 10, 30, 50 の場合を図示
 右図：y 軸を対数グラフにして表示したもの。最大モーメント l が 50, 80, 100 のものを図示

付録 A.3 本報告で使用される主な記号

記号	内容
λ	波長
n_k	複素屈折率
τ_C	雲の光学的厚さ
r_{eff}	雲粒有効半径
P_C	雲頂気圧 (高度)
T_C	雲頂温度
θ_{sun}	太陽天頂角
θ_{sat}	衛星天頂角
ϕ	相対方位角
Θ	散乱角
$P(\Theta)$	散乱位相関数
Q_{ext}	消散効率
Q_{scat}	散乱効率
Q_{abs}	吸収効率
σ_{ext}	消散断面積
σ_{scat}	散乱断面積
ω	単散乱アルベド
g	非等方因子
$\tilde{\omega}_l$	モーメント l のルジャンドル展開係数
$P_l(x)$	モーメント l のルジャンドル関数
T_B	雲の直達光透過率
T_{FBD}	雲の散乱光透過率
T_D	雲の透過率 (ビーム \leftrightarrow フラックス)
ρ_D	雲の反射率 (ビーム \leftrightarrow フラックス)
ρ_{FD}	雲のフラックス反射率
ρ_S	地表面反射率
ρ_{over}	曇天 (overcast) 反射率
ρ_{clear}	晴天反射率
R_{bc}	ある層の下から上方への放射量 (地表面からの放射を含む)
R_{ac}^{\uparrow}	ある高度面 (から上の晴天大気による上向き放射量
R_{ac}^{\downarrow}	ある鉛直レベルから上の晴天大気による下向き放射量
R_{over}	曇天 (overcast) 放射量
R_{clear}	晴天放射量
T_{bc}	地表からある鉛直レベルまでの透過率
T_{ac}	ある鉛直レベルから大気上端までの透過率
T_{2bc}	地表-ある鉛直レベル-地表までの透過率

T_{2ac}	大気上端ある鉛直レベル・大気上端までの透過率
$B(T)$	温度 T のプランク放射量
ε_c	雲の射出率
ε_s	地表面射出率
T_s	地表面温度 (スキン温度)

付録 A.4 ひまわり 8 号のイメージャ (Advanced Himawari Imager: AHI) バンド対応表

バンド名	Band 1	Band 2	Band 3	Band 4	Band 5	Band 6	Band 7
中心波長 (μm)	0.47	0.51	0.64	0.86	1.6	2.25	3.9

Band 8	Band 9	Band 10	Band 11	Band 12	Band 13	Band 14	Band 15	Band 16
6.2	6.9	7.3	8.6	9.6	10.4	11.2	12.4	13.3