評価標準化研究会
2011年8月12日

衛星データの大気補正と放射伝達

Atmospheric correction and radiation transfer

千葉大学環境リモートセンシング研究センター
Center for Environmental Remote Sensing
Chiba University
久世宏明
Hiroaki Kuze

環境リモートセンシング研究センター

CEReS
Center for Environmental Remote Sensing, Chiba University

➢ **地球環境問題**の重要性はいまや広く世界の人々に認識されており、ひいては社会的・経済的にも大きな影響をもつようになっています。広域の地球観測を行う上で衛星データによる解析は欠かせないツールとなっています。

➢ **衛星データ**は画像データとしても大変有用ですが、それと同時に一定の精度が保証されれば、科学解析用のデータとしても重要性が増大しています。これまでにも、地上でのさまざまな観測データとの関連を通じて地球温暖化、氷域の変化、災害監視、砂漠化、植生量の評価、大気環境問題など、多くの問題に活用されるようになりました。

➢ 計算機が発達普及した今日でも、大量の**衛星データの処理やアーカイブ**は膨大な手間がかかる作業です。また、衛星データが活用できる環境にかかわるテーマは非常に多岐にわたっています。

➢このような状況から、衛星データとそれに関連する地上観測データを処理・アーカイブ・公開し、関連分野の幅広い研究活動を通じてその科学的活用を図る**「総合環境情報拠点」**としてのCEReS の活動は、国内の関連研究機関の研究者をはじめ、アジアの研究者、世界の研究者の地球環境に関する研究の進展に大きく貢献しています。

➢また、CEReS は千葉大学附置の**共同利用・共同研究拠点**として、大学院教育とも連携してこの分野の後継者の育成を行っています。

国内外の共同利用研究

⇕

衛星データ／地上検証／データアーカイブ

⇕

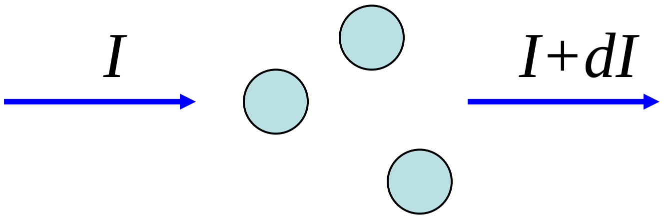
＜プログラム研究＞
- 先端的リモートセンシングプログラム
- 情報統合プログラム
- 衛星利用高度化プログラム

放射伝達方程式

・散乱体の存在する空間での光の伝搬（光強度I [W/m^2]）

$$\boxed{dI = -\alpha_{\mathrm{ext}} I ds = -n\sigma_{\mathrm{ext}} I ds}$$

ここでα_{ext} [m^{-1}]は消散係数、n[m^{-3}]は散乱体の数密度、σ_{ext}[m^2]は消散断面積。



・放射伝達方程式

$$\boxed{\frac{1}{n\sigma_{\mathrm{ext}}}\frac{dI}{ds} = J - I}$$

Jを光源関数という

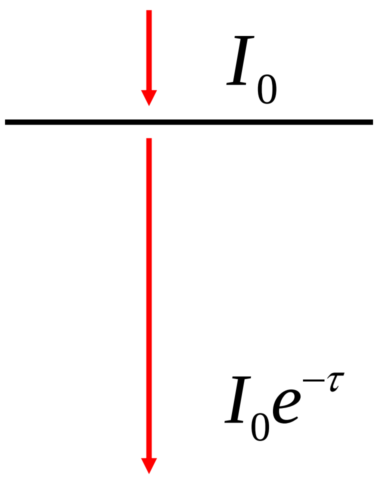
光学的厚さ τ

光源関数 J=0 のときの放射伝達方程式（鉛直方向）

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I$$

$\xrightarrow{\alpha\text{一定}}$

$$I = TI_0$$
$$= I_0 e^{-\alpha z}$$



α [m^{-1}]: 消散係数
Lambert-Beerの法則

$\tau = \alpha z$ を光学的厚さという
（τ=1 なら $I = 0.37 I_0$ ）
optical thickness

大気分子の透過率

大気層を光が透過する場合の全透過率を次のように表す：

$$T_t(\lambda,\theta) = T_m(\lambda,\theta)\cdot T_a(\lambda,\theta) \tag{1}$$

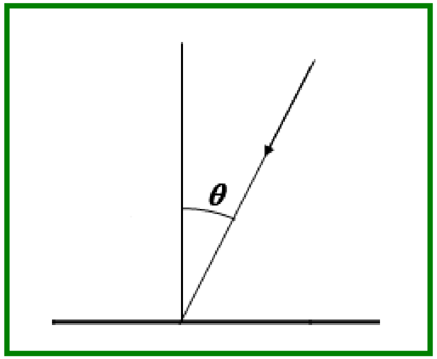
ここで、λは波長、θは光線が鉛直方向と成す角である。また、添字 **m** は大気分子、**a** はエアロゾルを意味している。分子に関する透過率は、吸収が問題とならない波長においては Rayleigh 散乱で決まり、

$$T_m(\lambda,\theta) = \exp\left[-\sigma_R(\lambda)\int_0^\infty n(z')\frac{dz'}{\cos\theta}\right] = \exp\left[-\frac{\sigma_R(\lambda)N_C}{\cos\theta}\right] \tag{2}$$

となる。ここで、

$$N_C = 2.17\times 10^{29}\ \ \mathrm{m}^{-2} \tag{3}$$

は大気分子の鉛直コラム量である。



Rayleigh散乱の断面積

Rayleigh 散乱の断面積 σ_R [m^2] は、分子の分極率を $\tilde{\alpha}$、光の波数を $k=2\pi/\lambda$とすると、

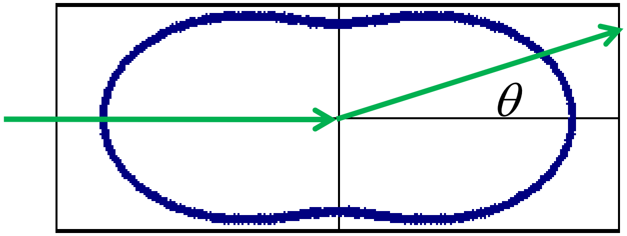
$$\sigma_R(\lambda) = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{\tilde{\alpha} k^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{\tilde{\alpha}}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{4\pi^2}{\lambda^2}\right)^2$$

$$= (4.30\times 10^{-31})\left(\frac{550}{\lambda}\right)^4 \tag{4}$$

で与えられる。ただし、最後の式では波長λは nm 単位で表すものとする。

$$T_m(\lambda,\theta) = \exp[-\tau_R(\lambda)] \tag{5}$$

とするとき、τ_Rを光学的厚さという。



大気分子の分極率と屈折率

物質の屈折率***n***と、それを構成している分子の分極率の間に成り立つ **Lorentz-Lorenz**の関係式により、気体に対して

$$\frac{\alpha_p}{4\pi\varepsilon_0} = \frac{n-1}{2\pi n_{15}}$$

が成り立つ。ここで、$\boldsymbol{\alpha_p}$ は分極率、$\boldsymbol{n_{15}}$は**15**℃における気体の数密度である。屈折率の波長および温度依存性は精密に測定できるので、この式から分極率が計算できる。

（空気にたいする値）

n_{15}= 2.5469 ×10^{25} m^{-3}

λ = 355 nm : $\alpha_p/(4\pi\varepsilon_0)$ = 1.7864 × 10^{-30} m^3

λ = 532 nm : $\alpha_p/(4\pi\varepsilon_0)$ = 1.7384 × 10^{-30} m^3

λ = 1064 nm: $\alpha_p/(4\pi\varepsilon_0)$ = 1.7120 × 10^{-30} m^3

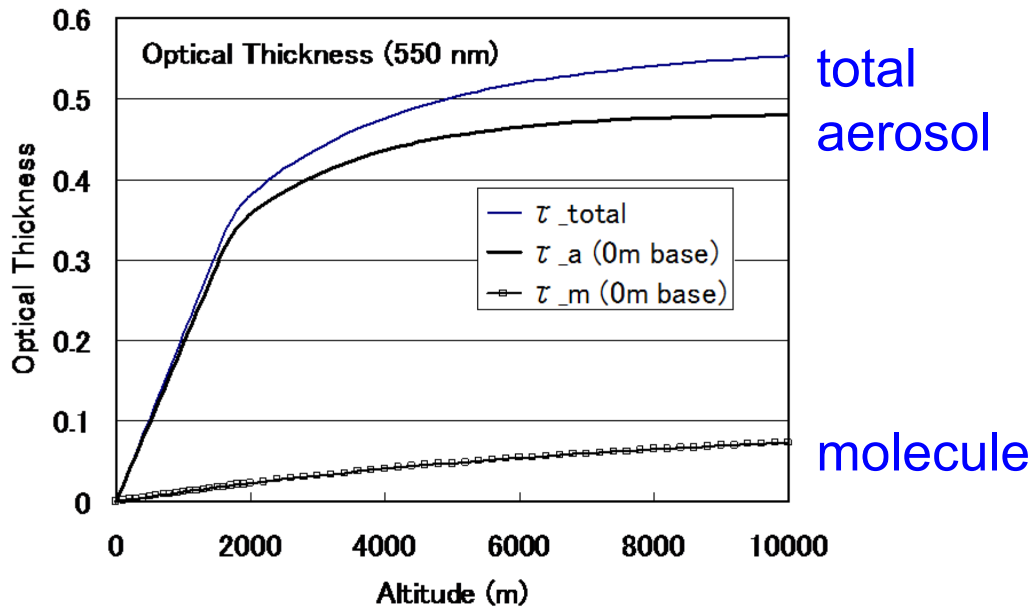
光学的厚さ

太陽スペクトルのピークである波長 550 nm での鉛直方向での光伝搬を考えると、Rayleigh 散乱による光学的厚さは

$$\tau_R(\lambda) = \sigma_R(\lambda) N_C = (4.30 \times 10^{-31}) \times (2.17 \times 10^{29}) = 0.0933 \qquad (6)$$

で与えられ、透過率の大きさは $T_m = 0.911$ となる。すなわち、太陽光のフォトンのうち、約 90%は大気分子との相互作用なしに地上に到達することになる。

地上から測った光学的厚さのシミュレーション



エアロゾル消散係数の高度分布

エアロゾルの鉛直分布は複雑であるが、ここでは取り扱いを簡単にするため

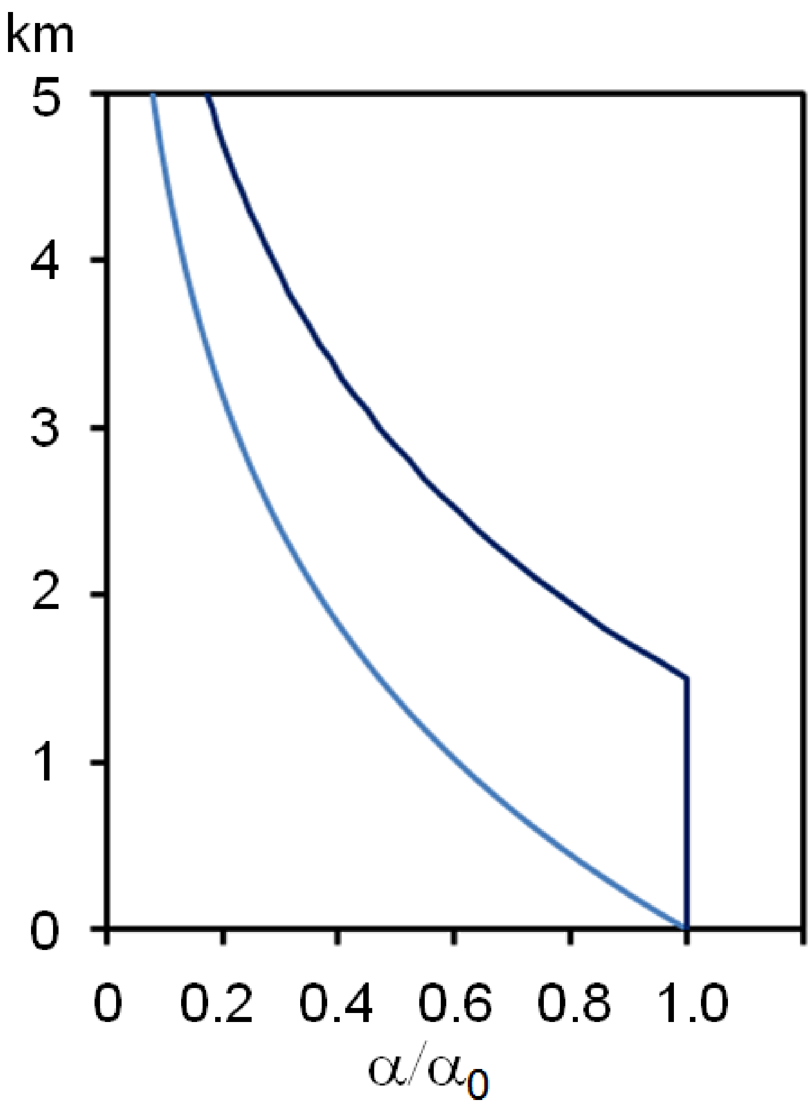
$$n_a(z) = n_a(0)\exp\left(-\frac{z}{h_a}\right) \quad [\mathrm{m}^{-3}] \qquad (7)$$

を仮定する。ここで、h_aはエアロゾル分布のスケール高度と呼ばれ、通常、h_a=2 km とされることが多い。エアロゾルの消散係数プロファイル（高度分布）は、

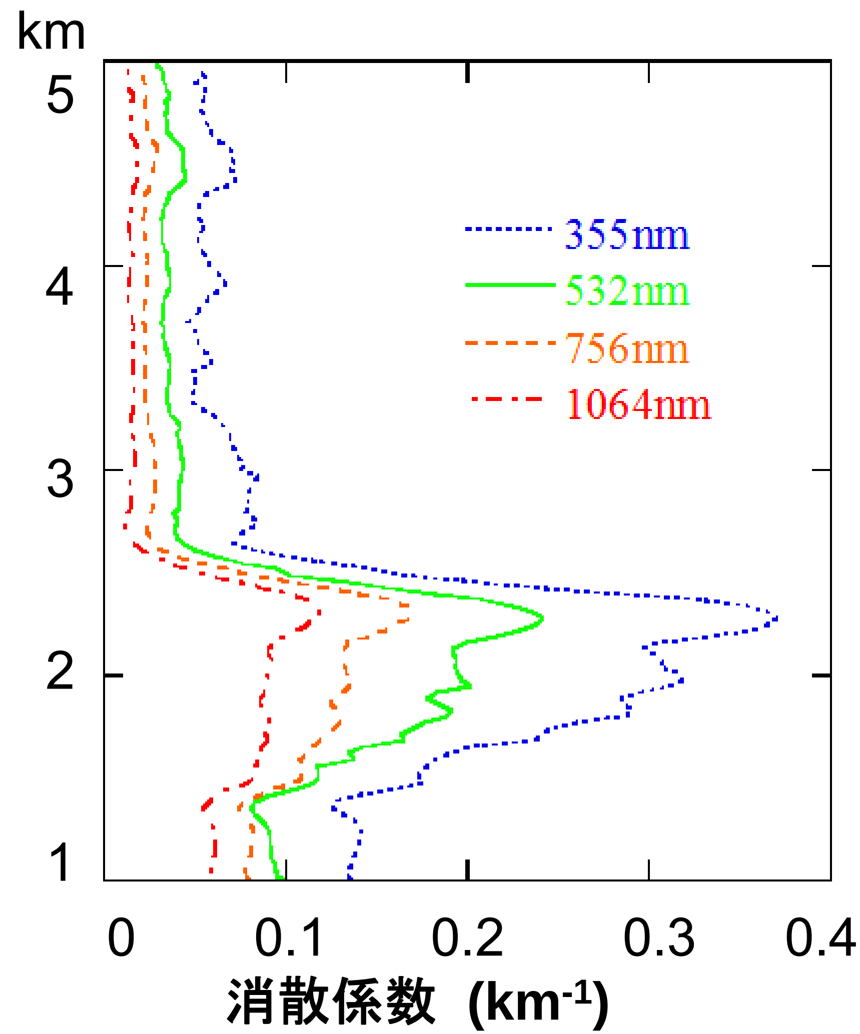
$$\alpha_a(\lambda, z) = \sigma_a(\lambda) n_a(z) = \alpha_a(\lambda, 0)\exp\left(-\frac{z}{h_a}\right) \quad [\mathrm{m}^{-1}] \qquad (8)$$

で与えられる。ここで、$\alpha_a(\lambda,0)$ [m^{-1}] は地上高度 z=0 におけるエアロゾルの消散係数である。

エアロゾル高度分布



（左）高度分布の理論的仮定



（右）ライダーによる実際の分布例

Angstrom指数

エアロゾルの消散係数 $\alpha_a(\lambda,0)$ の値は、地上における水平視程 V を用いて

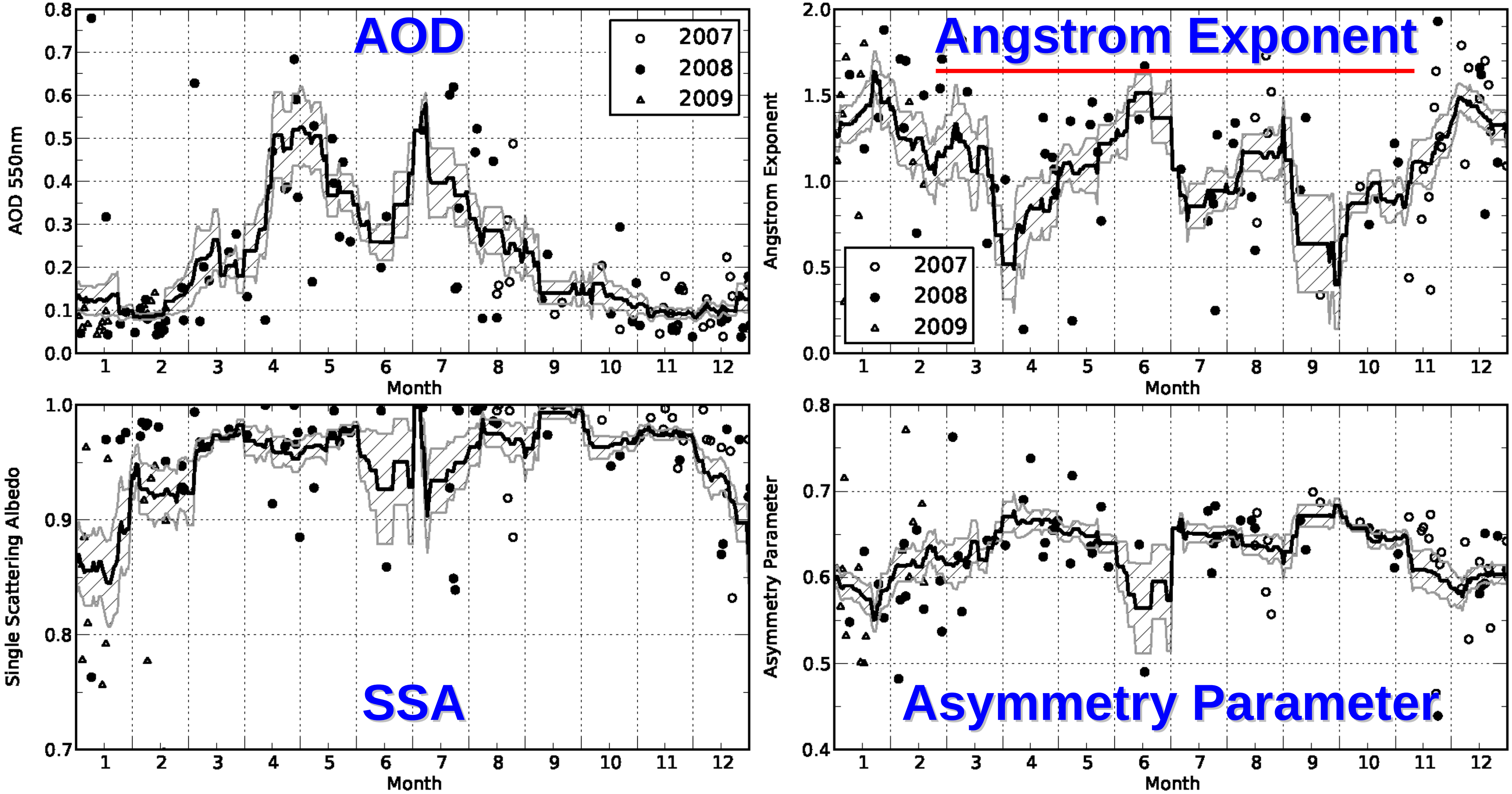
$$\alpha_a(\lambda,0) = \frac{K}{V}\left(\frac{550}{\lambda}\right)^p \tag{9}$$

で与えられることが多い。K は Koschmieder 係数で、視程に関する考察から K=3.912 が用いられる。（Lambert-Beer の法則 $I=I_0\,e^{-\tau}$ において、$I/I_0=0.02$ とすると、$\tau=\alpha_a V=3.912$ となる。）

(9)式で指数 p は Angstrom 指数と呼ばれ、エアロゾルの粒径分布によって変化するパラメータである。通常は p =1 とすることが多いが、都市型のエアロゾルのように粒径が 1 μm よりも小さい粒子（微小粒子）が卓越する場合には p =2 程度の値を、また、海塩粒子や土壌粒子のように粒径が 1 μm よりも大きな粒子（粗大粒子）が卓越する場合には p =0.5 程度の値を用いる。

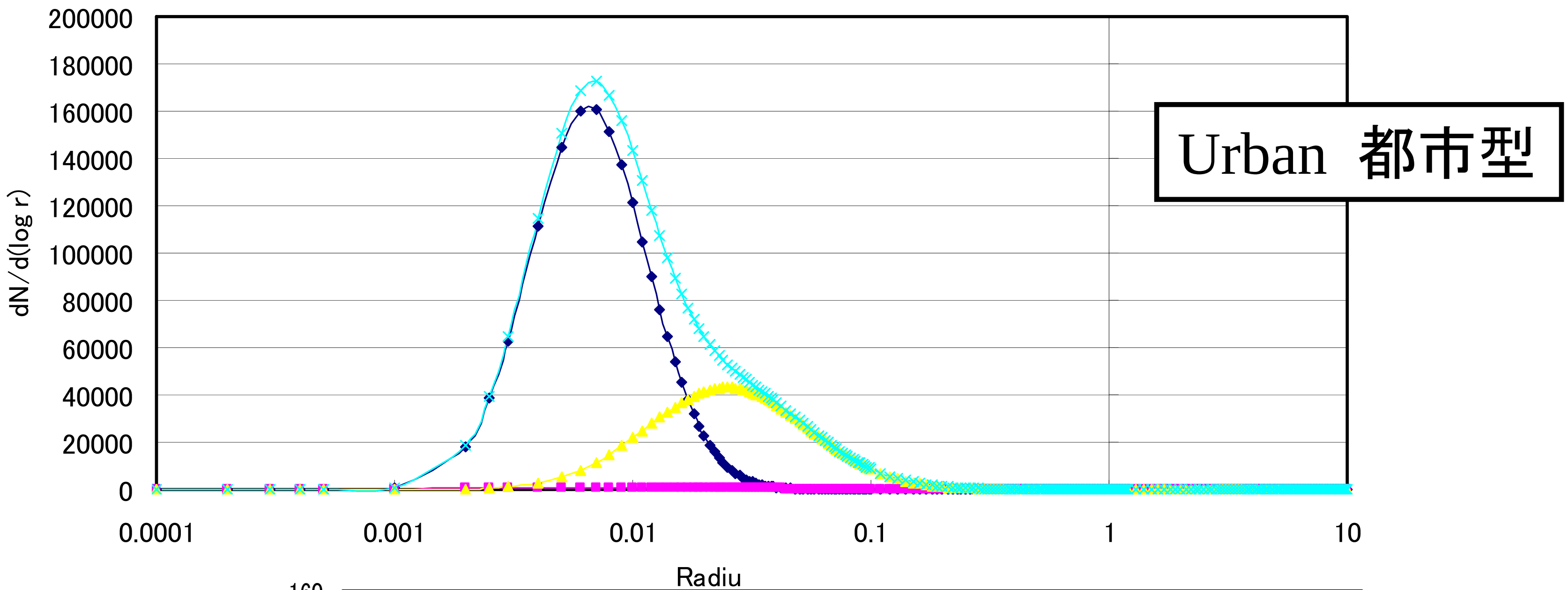
Seasonal variation of aerosol optical properties

Analysis of data observed on 130 days (during August 2007 and March 2009) under clear-sky conditions

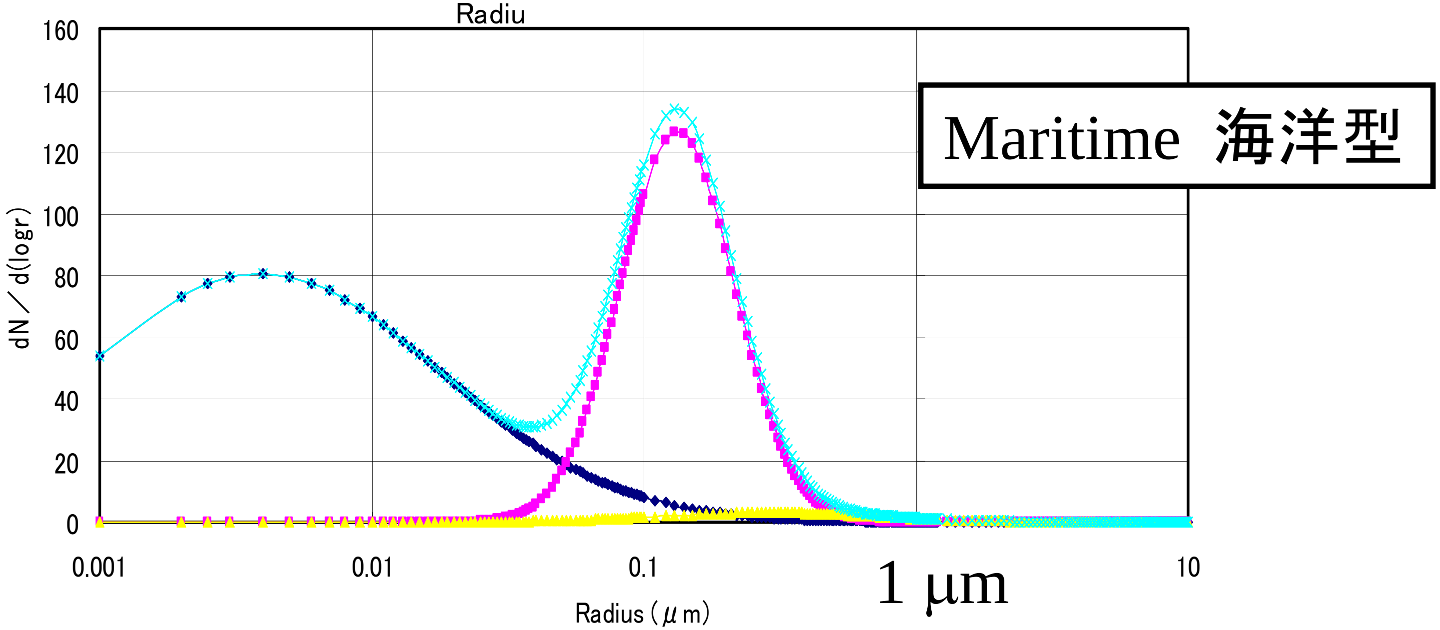


Manago, et al. JQSRT (2010)

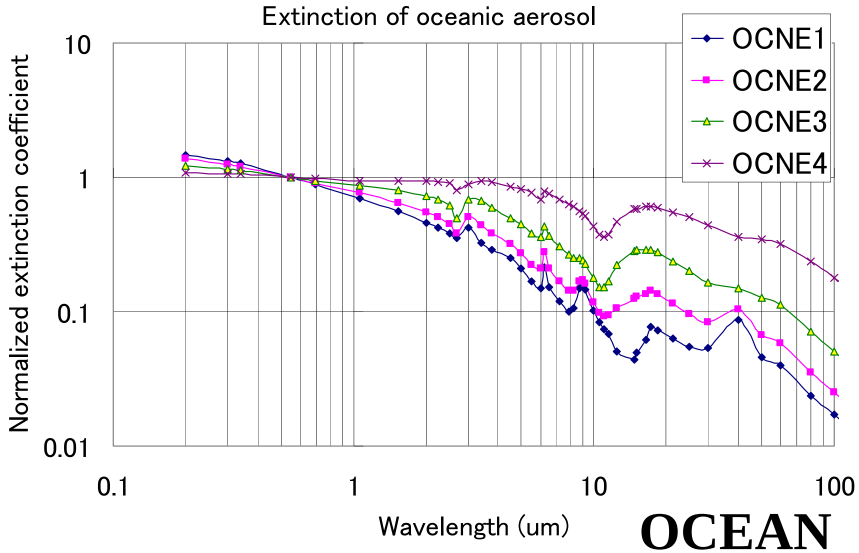
エアロゾル粒径分布の例（対数正規分布）



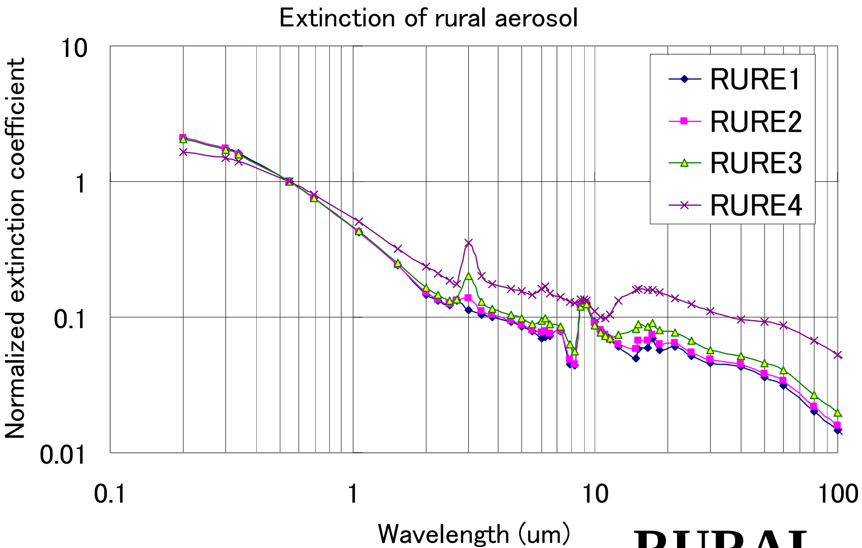
$dN/d(\log r)$



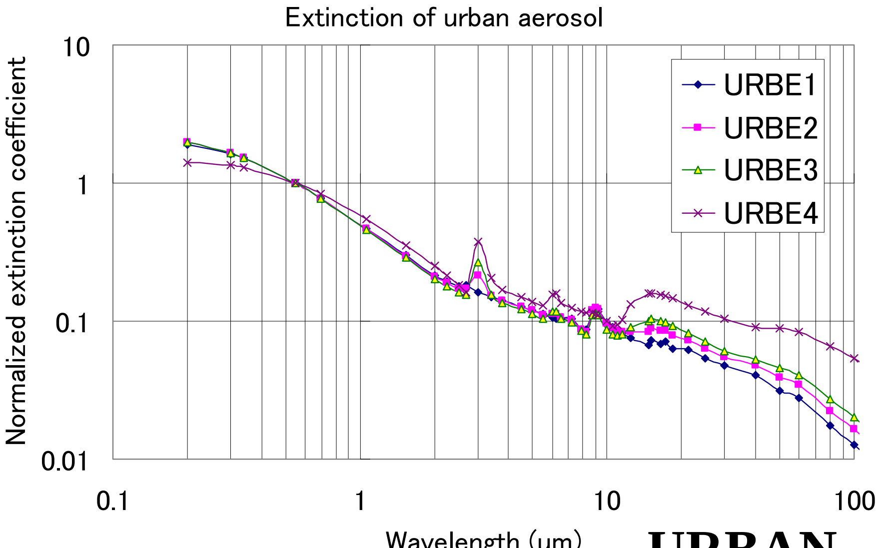
Wavelength dependence of aerosol extinction coefficients



OCEAN



RURAL



URBAN

OCNE1: RH = 0%
OCNE2: RH = 70%
OCNE3: RH = 80%
OCNE4: RH = 99%

地上消散係数の比較

数値例として、波長 550 nm、p =1 で視程が 39 km とすると、エアロゾルの地上消散係数 $\alpha_a(\lambda,0)$ の値は $1.0\times10^{-4}\ \mathrm{m}^{-1}$ となる。一方、大気分子による地上消散係数は気温 15℃、1 気圧で

$$\alpha_m(\lambda,0)=\sigma_R(\lambda)n_m(0)=(1.10\times10^{-5})\left(\frac{550}{\lambda}\right)^4 \quad [\mathrm{m}^{-1}] \qquad (10)$$

となる。σ_Rは(4)式の Rayleigh 散乱の断面積、$n_m(0) = 2.56\times10^{25}$ molecules/m^{3}は対応する分子数密度である。(10)式から、波長 550 nm での分子による地上消散係数は $1.1\times10^{-5}\ \mathrm{m}^{-1}$ となり、エアロゾルの場合よりもほぼ一桁小さい値となる。ただし、(10)式から分かるように、α_mの値は波長λの 4 乗に反比例するので、短波長ほど Rayleigh 散乱の寄与は大きくなる。

大気の全透過率

エアロゾルに話を戻すと、(8)式の消散係数の高度分布の積分を行うと、エアロゾルの光学的厚さとして

$$\tau_a(\lambda) = \int_0^{\infty} \alpha(\lambda, z')dz'$$
$$= \frac{K}{V}\left(\frac{550}{\lambda}\right)^p \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{z'}{h_a}\right)dz' = K\left(\frac{h_a}{V}\right)\left(\frac{550}{\lambda}\right)^p \qquad (11)$$

が得られる。エアロゾルによる透過率は

$$T_a(\lambda, \theta) = \exp\left[-\frac{\tau_a(\lambda)}{\cos\theta}\right] = \exp\left[-\frac{Kh_a}{V\cos\theta}\left(\frac{550}{\lambda}\right)^p\right] \qquad (12)$$

となる。数値例として、視程 39 km、Angstrom 指数 p =1、波長 550 nm のとき、$\tau_a(\lambda)$=0.2 となり、鉛直透過にたいして透過率は T_a=0.82 となる。大気分子による透過率は T_m=0.91 であったから、(1)式に基づく全透過率として、T_t=0.75 が得られる。

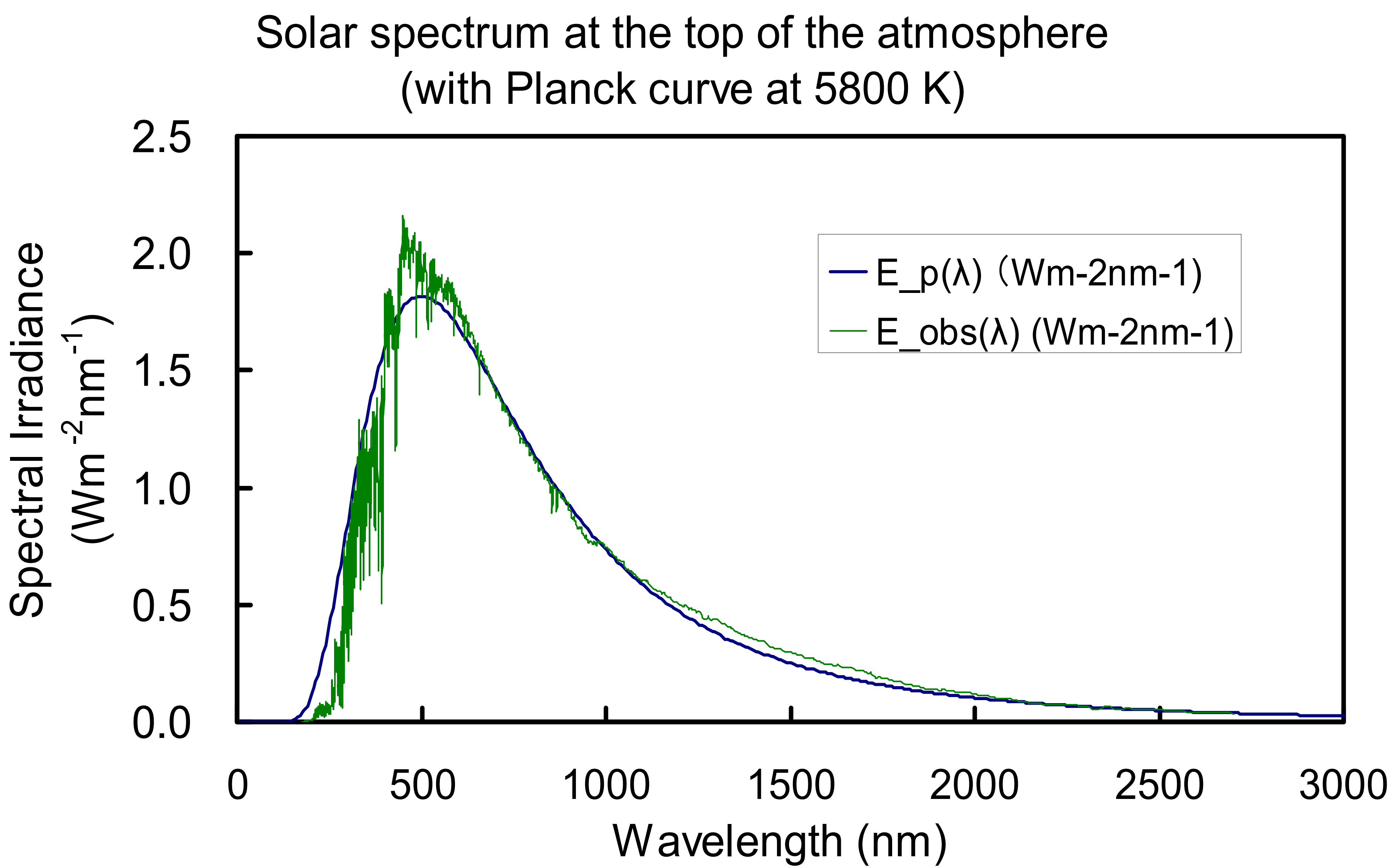
太陽光スペクトル

太陽光が地表面で反射し、衛星搭載のセンサに到達する過程を考える。衛星で観測される輝度値を $L_a(\lambda)$と表す。大気上端における太陽光の放射照度スペクトルを $E(\lambda)$ [$\mathrm{Wm^{-2}nm^{-1}}$]とすると、これを全波長で積分した値が太陽定数となる：

$$E_{TOA} = \int_0^\infty E(\lambda)d\lambda = 1370 \quad [\mathrm{W/m^2}] \tag{13}$$

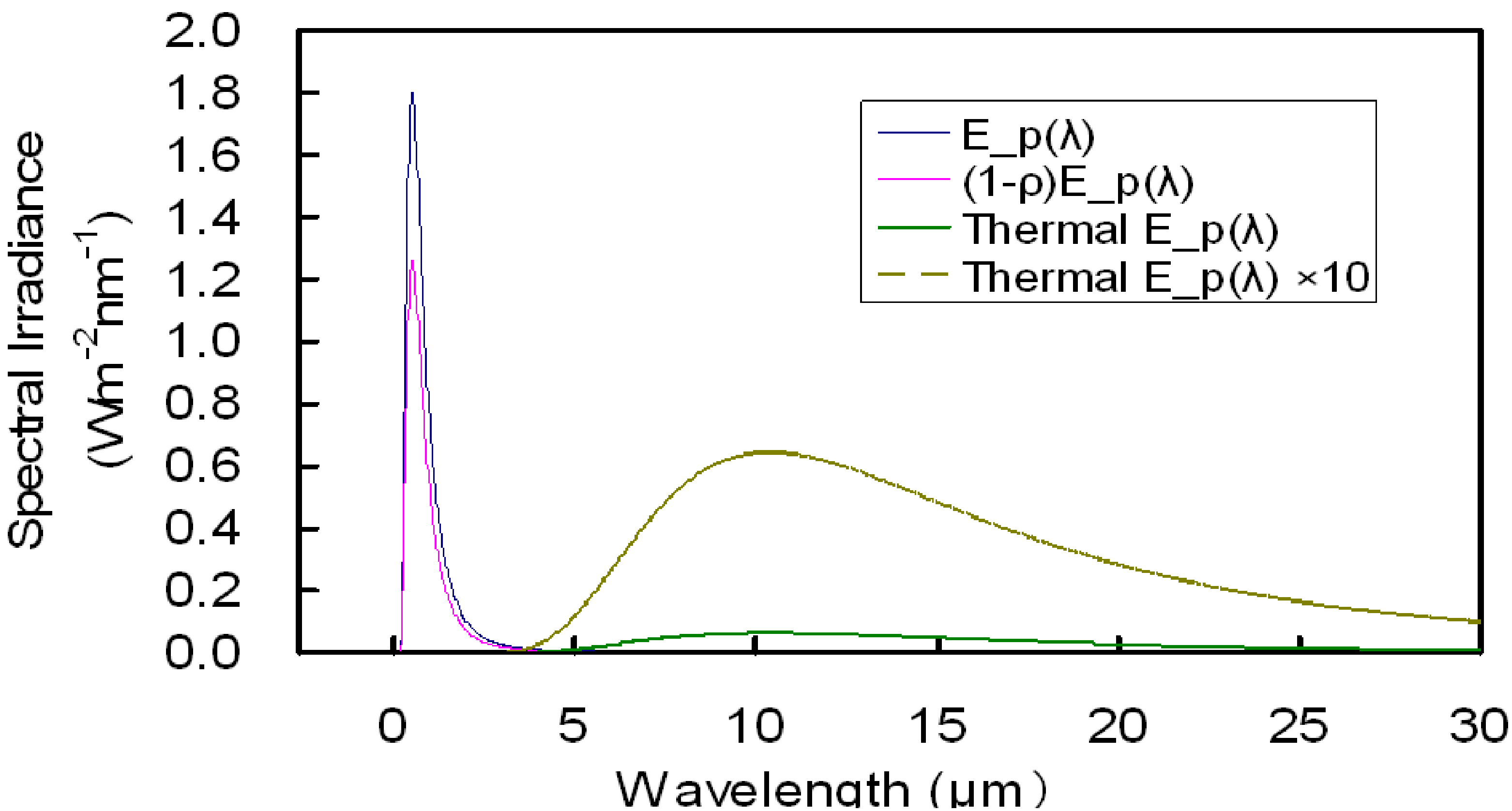
ただし、地球軌道が離心率 0.0167 の楕円であるため、この右辺の値はおよそ 1325-1417 $\mathrm{W/m^2}$ の範囲で季節変動する（北半球の夏季に最小となる）ことに注意する必要がある。

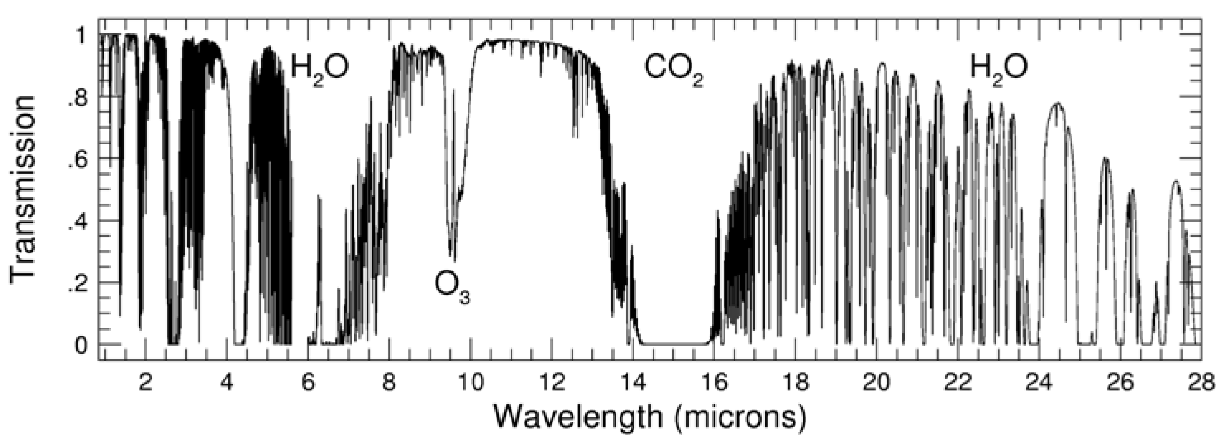
大気上端の太陽光スペクトル



Total irradiance: 1374 W/m^2, 1338 W/m^2

放射収支 Radiation budget





地表面散乱輝度

太陽天頂角をθ_Sとすると、地表における太陽光フラックスの大きさ F_0は、(1)式の全透過率を用いて、

$$F_0 = E(\lambda)\cos\theta_S T_t(\lambda,\theta_S) \quad [\mathrm{Wm^{-2}nm^{-1}}] \qquad (14)$$

で与えられる。地表面における二方向反射率関数(Bidirectional Reflectance Function, BRDF)を$R(\lambda,\theta_S,\theta_V,\Delta\varphi)$ $[\mathrm{sr^{-1}}]$ と表すと、地表面で散乱された輝度値は

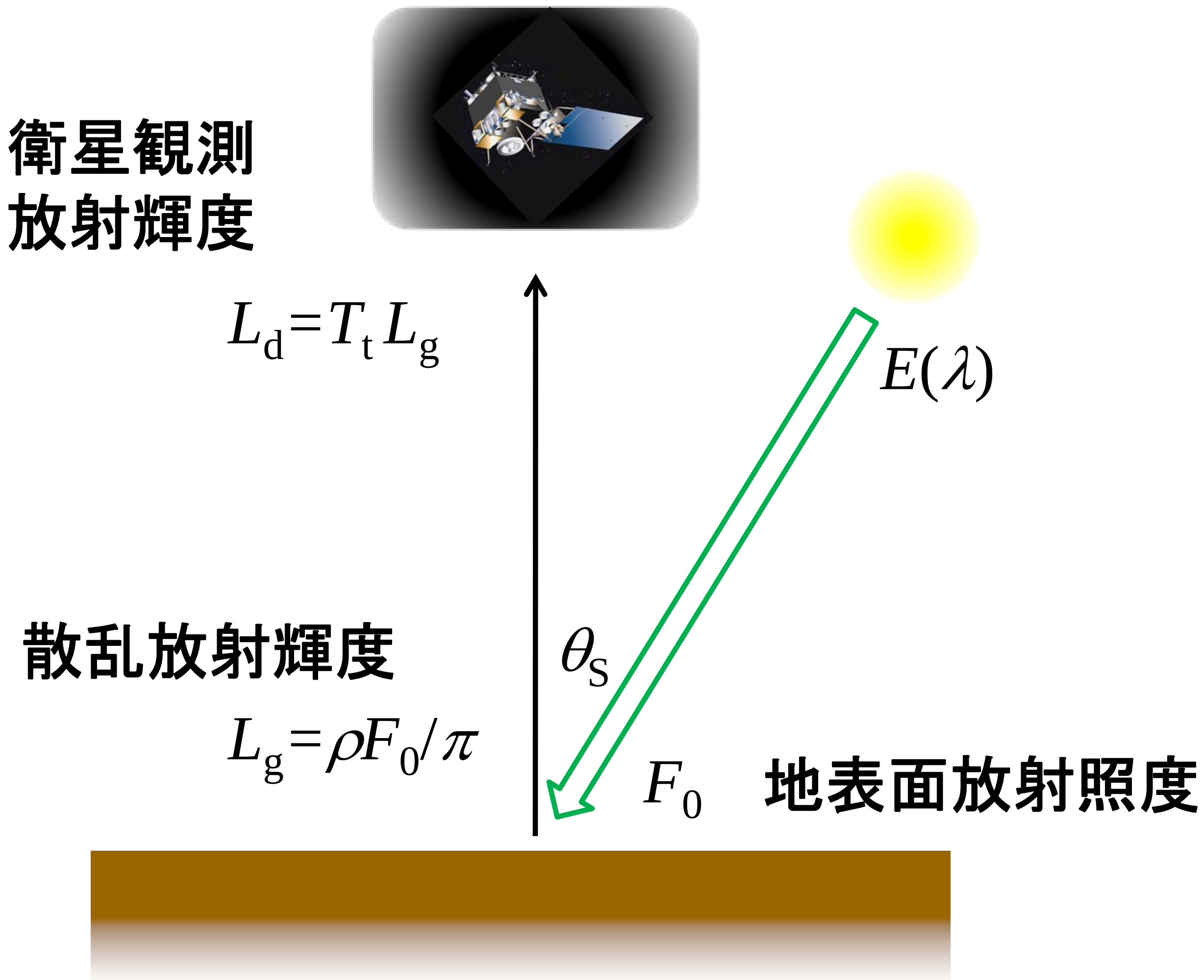
$$L_g(\lambda) = F_0 R(\lambda,\theta_S,\theta_V,\Delta\varphi) \quad [\mathrm{Wm^{-2}sr^{-1}nm^{-1}}] \qquad (15)$$

となる。ランベルト散乱（完全な拡散散乱）の場合、反射率（拡散反射率）$\rho(\lambda)$の値は、

$$\rho(\lambda) = \pi R \qquad (16)$$

で与えられる。（もし、吸収がなくρ=1 であれば R =1/πとなる。）

衛星観測の幾何学的配置



衛星センサが受光する輝度値

(14)-(16)式をまとめると、

$$L_g(\lambda) = \frac{1}{\pi} E(\lambda)\rho(\lambda)\cos\theta_S T_t(\lambda, \theta_S) \qquad (17)$$

となる。この輝度値が、鉛直上方にある衛星センサで受光されるのであるから、その輝度値は

$$L_d(\lambda) = \frac{1}{\pi} E(\lambda)\rho(\lambda)\cos\theta_S T_t(\lambda, \theta_S) T_t(\lambda, 0) \qquad (18)$$

となる。この表式が、反射率が$\rho(\lambda)$の地表面ピクセルから太陽光が反射されて受光される輝度値を与える。

なお、太陽光の放射照度スペクトル $E(\lambda)$の数値は衛星観測などによるデータを利用して得られるが、太陽光スペクトルを温度T=5780 K の黒体放射で近似すれば、次の解析的な式を用いることも可能である。

太陽スペクトルの近似式

すなわち、

$$E(\lambda) = E_{TOA} f(\lambda) \tag{19}$$

として $f(\lambda)$を定義する。ただし、

$$\int_0^\infty f(\lambda) d\lambda = 1 \tag{20}$$

であるとすると、

$$f(\lambda) d\lambda = \frac{15}{\pi^4} \cdot \frac{d\lambda}{\lambda} \cdot \frac{x^4}{e^x - 1} \tag{21}$$

となる。ここで、無次元の変数 x は

$$x = \frac{hc}{\lambda k_B T} = \frac{c_2}{\lambda T} = \frac{2491}{\lambda} \tag{22}$$

である（c_2=0.0144 m・K で、最後の波長 λ は nm 単位）。

単散乱過程の輝度値

次に、太陽光が大気成分（分子およびエアロゾル）のみで散乱されて衛星センサに到達する単散乱過程に基づく輝度値を評価する。そのためには、大気分子、エアロゾルの双方にたいして散乱の微分断面積により特定の方向への散乱光強度を知る必要がある。

分子による Rayleigh 散乱の断面積（全角度で積分した全断面積）σ_R は(4)式で与えられている。対応する微分断面積は、次式で与えられる：

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta = \left(\frac{\tilde{\alpha}k^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{1+\cos^2\theta}{2} = \sigma_R f_R(\cos\theta) \quad [\mathrm{m^2 sr^{-1}}] \qquad (23)$$

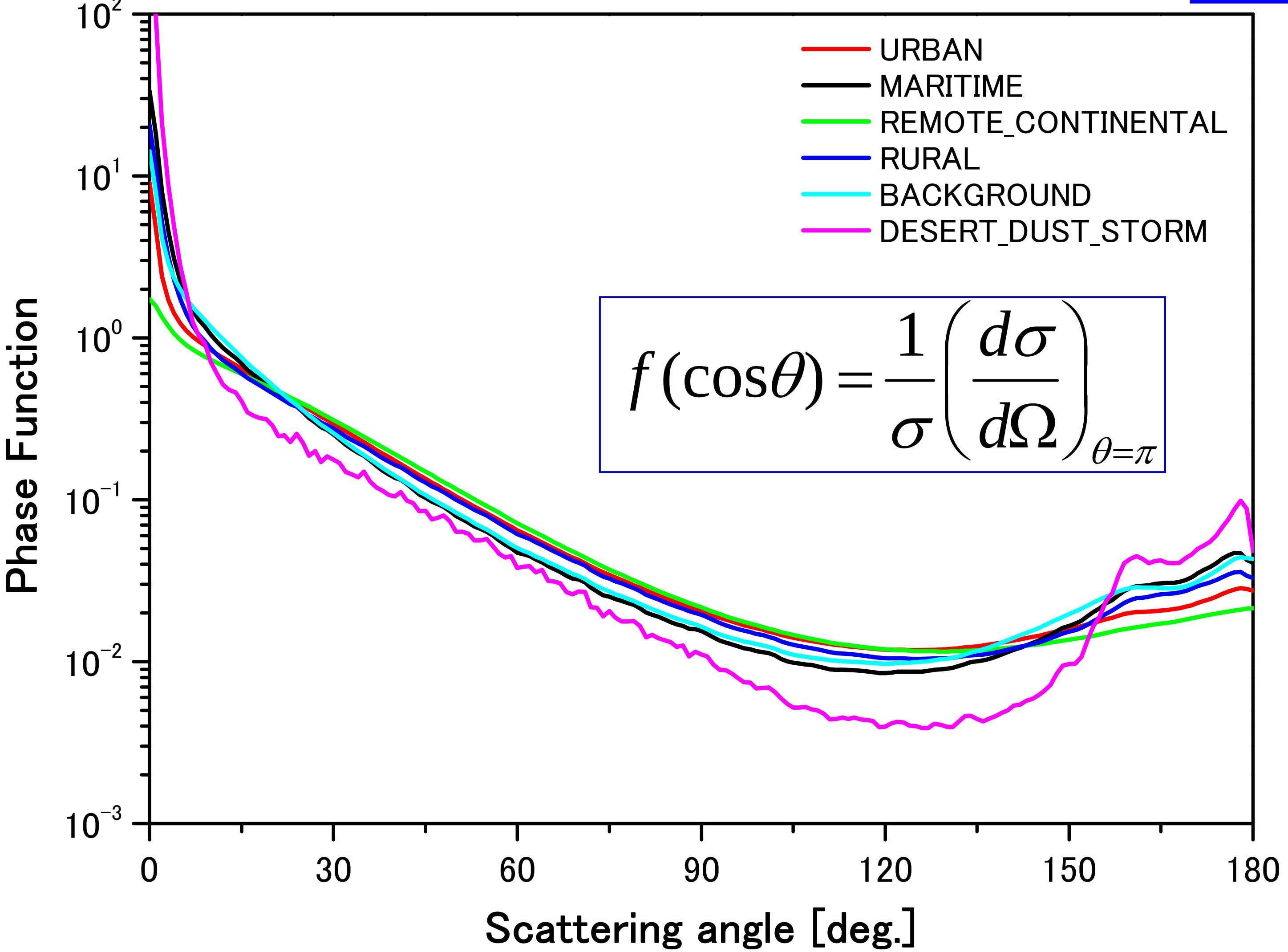
ここで、θ は散乱角、$f_R(\cos\theta)$ は散乱の位相関数であり、

$$f_R(\cos\theta) = \frac{3}{16\pi}(1+\cos^2\theta) \qquad (24)$$

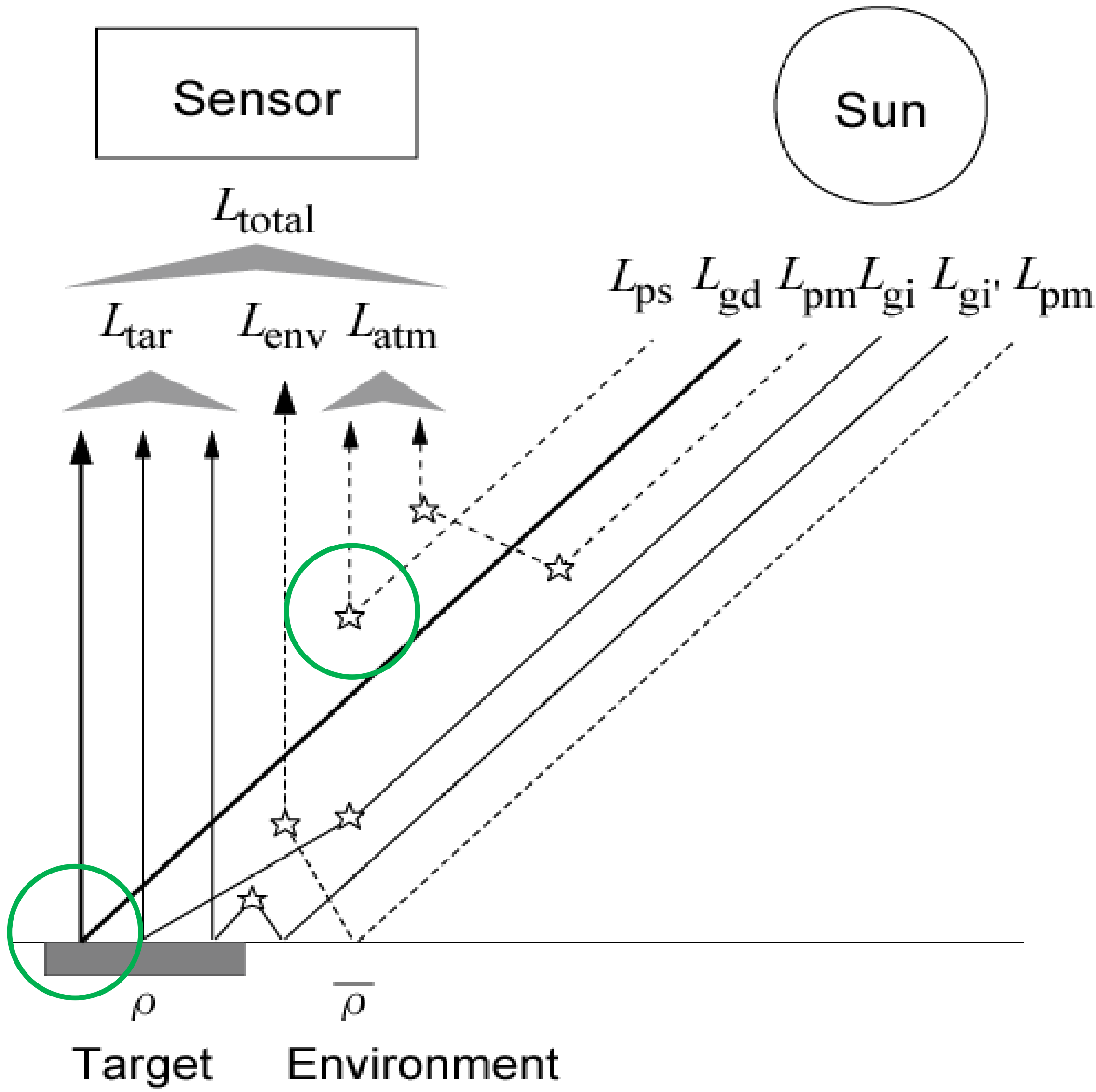
で与えられる。位相関数を全立体角で積分すると、1 になる。太陽天頂角を θ_S とし、衛星は天頂方向にあるとすれば、単散乱過程における散乱角は $\theta = \pi - \theta_S$ となる。

各粒径分布モデルに対する位相関数

n'=1.50
k=0.001
λ=351 nm



衛星が観測する放射輝度成分



位相関数と輝度値

散乱過程が存在する場合の高度平均した透過率を $<T_t>$ と表す（後述）と、分子散乱による輝度値 $L_m(\lambda)$ [$\mathrm{Wm^{-2}sr^{-1}nm^{-1}}$]は、

$$L_m(\lambda) = N_C E(\lambda) < T_t > \sigma_R f_R(\cos\theta) \tag{25}$$

となる。N_C は(3)式の鉛直コラム量である。同様にして、エアロゾル散乱による輝度値として、

$$L_a(\lambda) = N_C{}^{(a)} E(\lambda) < T_t > \sigma_M f_M(\cos\theta) \tag{26}$$

が得られる。ただし、$N_C{}^{(a)}$ はエアロゾルの鉛直コラム量、σ_M は Mie 散乱の全断面積、$f_M(\cos\theta)$ は Mie 散乱の位相関数であり、エアロゾルの光学特性は高度によって変化しないと仮定している。なお、σ_M と $f_M(\cos\theta)$ は、ともに波長 λ の関数である。

単散乱による光路輝度

(2)式および(5)式から分かるように、$N_C\,\sigma_R$は分子の光学的厚さ τ_m を、また、$N_C^{(a)}\sigma_M$ はエアロゾルの光学的厚さ τ_a を表すので、(25)式、(26)式はそれぞれ、

$$L_m(\lambda) = \tau_m(\lambda)E(\lambda) < T_t > f_R(\cos\theta) \tag{27}$$

$$L_a(\lambda) = \tau_a(\lambda)E(\lambda) < T_t > f_M(\cos\theta) \tag{28}$$

と書くことができる。

$$T_m(\lambda,\theta) = \exp\left[-\sigma_R(\lambda)\int_0^\infty n(z')\frac{dz'}{\cos\theta}\right] = \exp\left[-\frac{\sigma_R(\lambda)N_C}{\cos\theta}\right] \tag{2}$$

$$T_m(\lambda,\theta) = \exp[-\tau_R(\lambda)] \tag{5}$$

分子の光学的厚さの計算

式(25)-(28)は高度平均した透過率$\langle T_t \rangle$を用いて表しているが、実際の計算は次のようにして行うことができる。(8)式にならって分子の消散係数プロファイル$\alpha_m(\lambda,0)$ [m^{-1}]を次のように仮定する：

$$\alpha_m(\lambda,z)=\sigma_m(\lambda)n_m(z)=\alpha_m(\lambda,0)\exp\left(-\frac{z}{h_m}\right) \tag{29}$$

ここで、$\alpha_m(\lambda,0)$ は

$$\alpha_m(\lambda,0)=1.10\times10^{-5}\left(\frac{550}{\lambda}\right)^4 \tag{30}$$

で与えられる（15℃、1atm)。(29)式を高度 z から大気上端まで積分すると、分子の光学的厚さとして

$$\tau_m(\lambda,z)=\int_z^\infty \alpha_m(\lambda,z')dz'=a_m(\lambda,0)\,h_m\exp(-z/h_m) \tag{31}$$

が得られる。

エアロゾルの光学的厚さの計算

エアロゾルについては、(11)式の場合と同様にして、

$$\tau_a(\lambda, z) = \int_z^\infty \alpha(\lambda, z')dz' = \frac{K}{V}\left(\frac{550}{\lambda}\right)^p h_a \exp\left(-\frac{z}{h_a}\right) \qquad (32)$$

となる。(25)式は、

$$\begin{aligned} L_m(\lambda) &= N_C E(\lambda) < T_i > \sigma_R f_R(\cos\theta) \\ &= E(\lambda) f_R(\cos\theta) \int_0^{z_{\max}} n_m(z')\sigma_R \exp[-\tau(z')]dz' \\ &= E(\lambda) f_R(\cos\theta) \int_0^{z_{\max}} \alpha_m(z') \exp[-\tau(z')]dz' \end{aligned} \qquad (33)$$

となり、(26)式は

$$L_a(\lambda) = E(\lambda) f_M(\cos\theta) \int_0^{z_{\max}} \alpha_a(z') \exp[-\tau(z')]dz' \qquad (34)$$

となる。

スケール高度

ただし、これらの式における光学的厚さは、積分の上限値 $z_{\max(m)}$, $z_{\max(a)}$を、それぞれ分子とエアロゾルのスケール高度 h_m (約 7 km), h_a(約 2 km)の 1.5 倍程度にとるものとして、$z<z_{\max(a)}$において

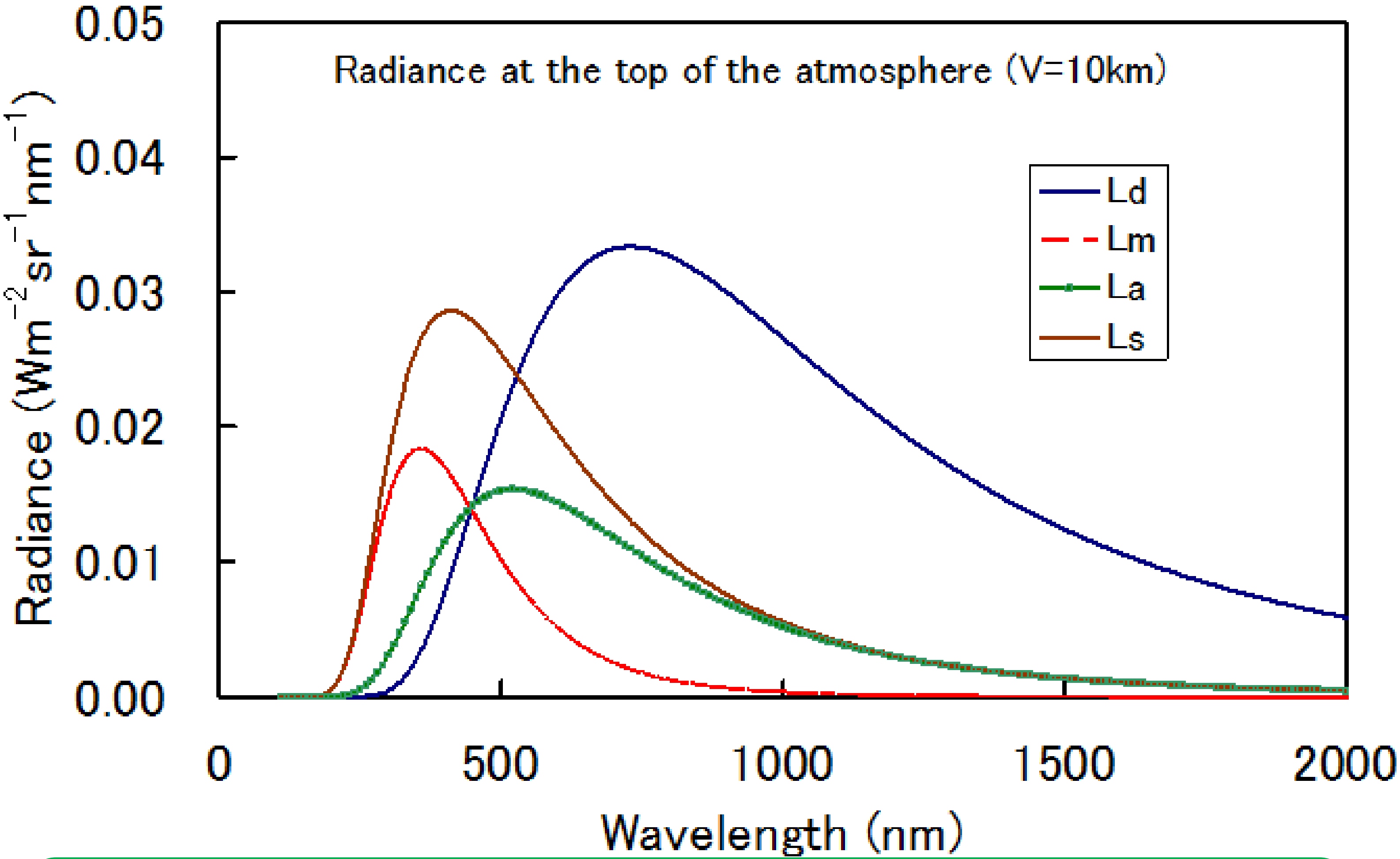
$$\tau(z)=[\tau_a(\lambda,z)+\tau_m(\lambda,z)]\left(1+\frac{1}{\cos\theta}\right) \tag{35}$$

$z_{\max(a)}< z <z_{\max(m)}$において

$$\tau(z)=\tau_m(\lambda,z)\left(1+\frac{1}{\cos\theta}\right) \tag{36}$$

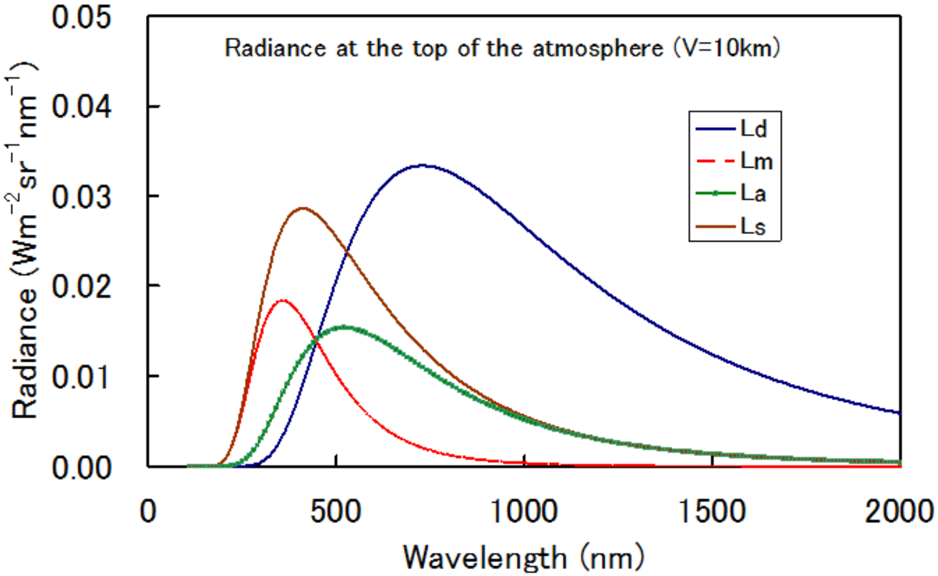
とすればよい。

プランク近似の太陽光スペクトルによる衛星観測輝度値



L_d:地表面反射成分、L_s:単散乱の光路輝度、
L_m: 分子による単散乱　L_a : エアロゾルによる単散乱

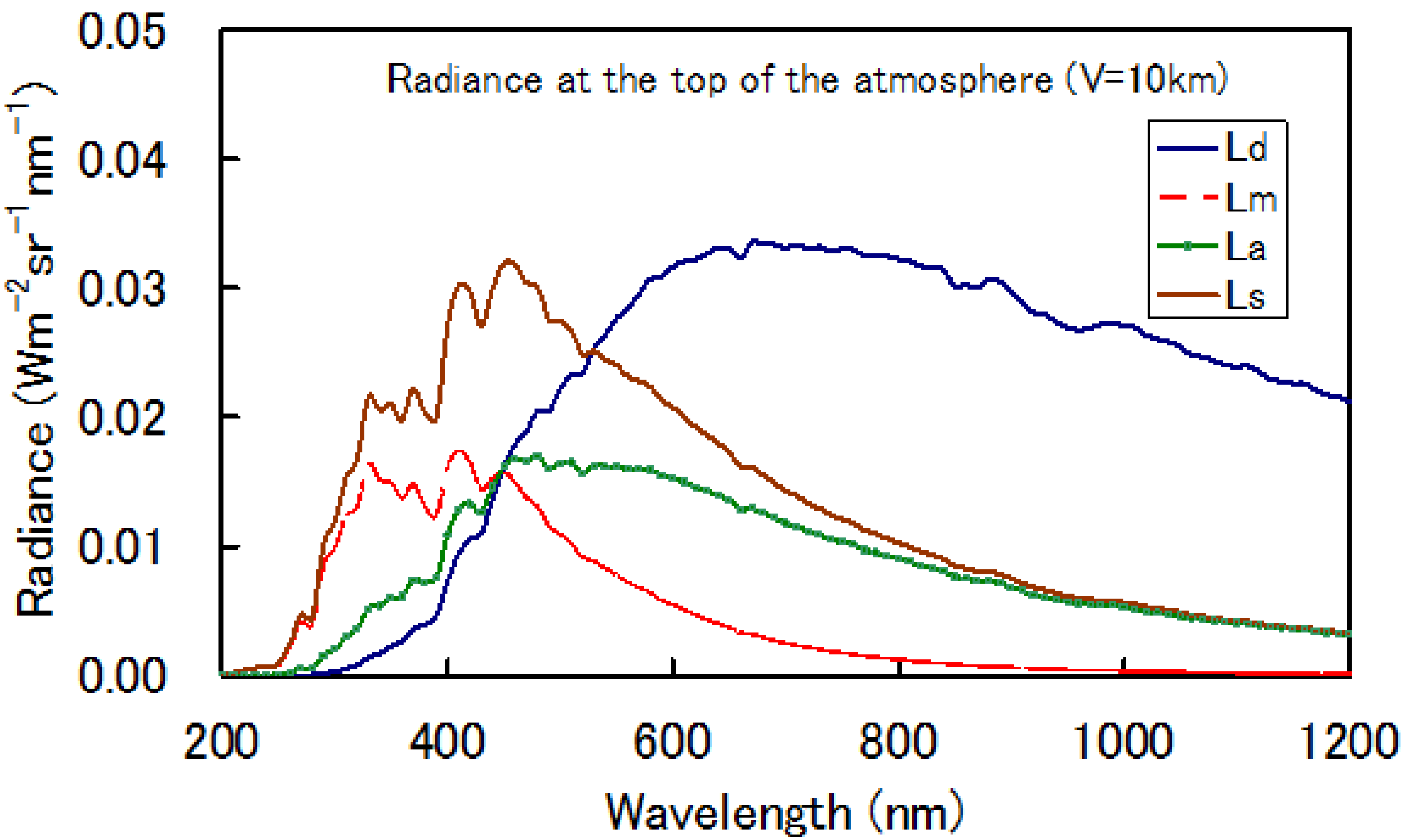
プランク近似の太陽光スペクトルによる衛星観測輝度値



- 左図は、地上視程**10km**に対応するエアロゾルが存在する場合の大気単散乱成分 (L_s=L_m+L_a)、および地表面反射率を ρ=**0.3**に固定した場合の地表面反射成分 (L_d) を波長の関数として示したものである。ただし、大気上端における太陽光スペクトルはプランク関数で近似してある。

- エアロゾルによる光路輝度L_aが最大となる波長は**530nm**付近にあり、大気分子による光路輝度L_mは、それよりも短波長側の**360nm**でピークを示している。
- これらの合計であるL_sは**410nm**程度で最大値を示している。一方、地表面からの輝度値が最大となる波長はずっと長波長側の**730nm**側にある。

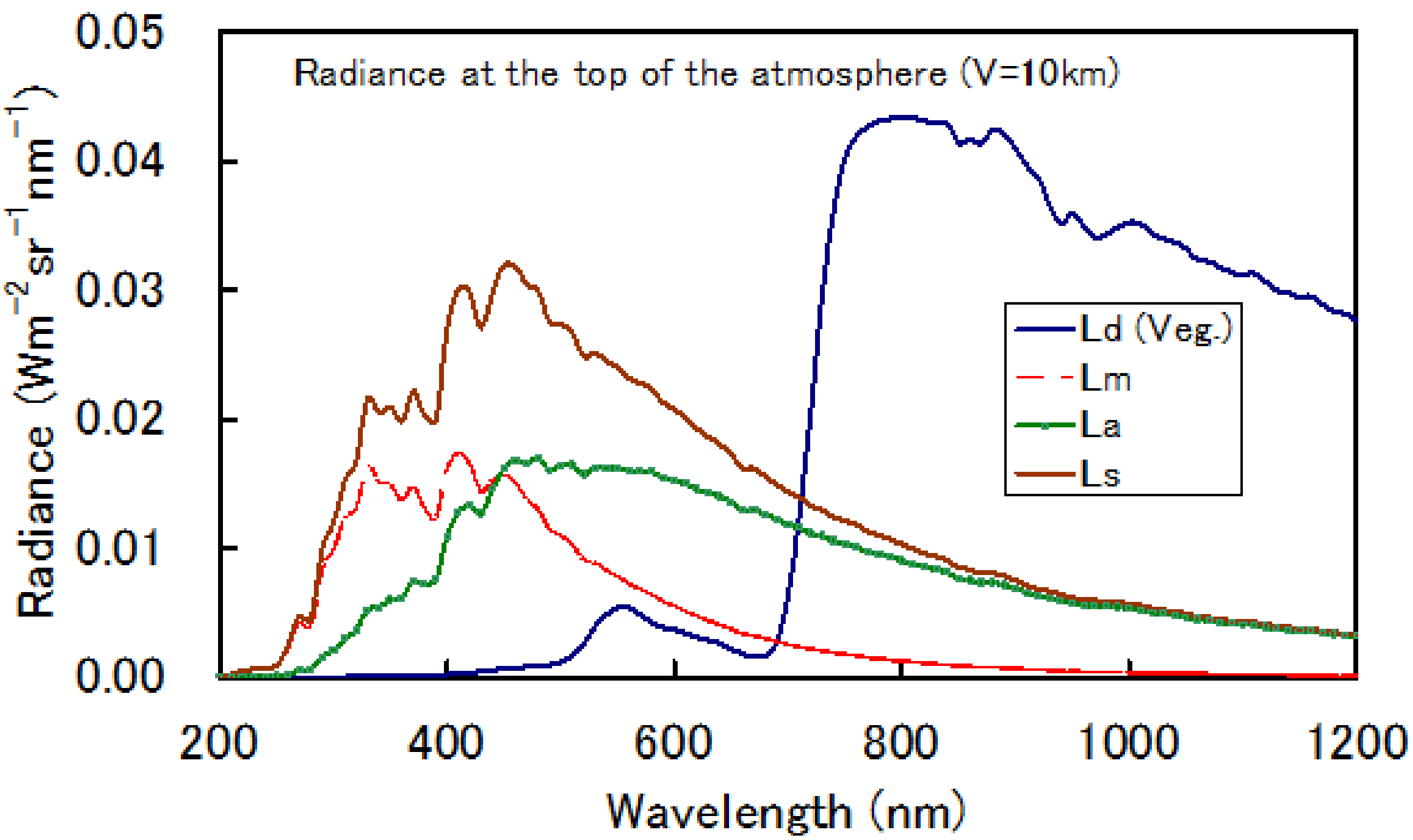
実測の太陽光スペクトルに基づく衛星観測輝度値
(a) 一定の分光反射率



大気上端での太陽光スペクトルを実測値(**10nm**間隔でリサンプルしたもの)で置き換えた場合である。

➢プランク曲線近似の場合と比較すると、とくに大気散乱光において波長**500nm**以下の部分がやや複雑なスペクトル構造を示していることが分かる。

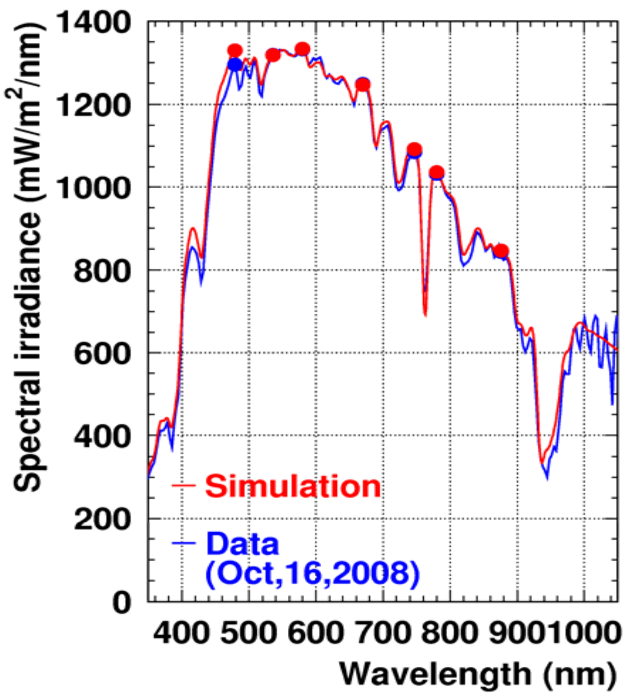
実測の太陽光スペクトルに基づく衛星観測輝度値
(b) 植生の分光反射率



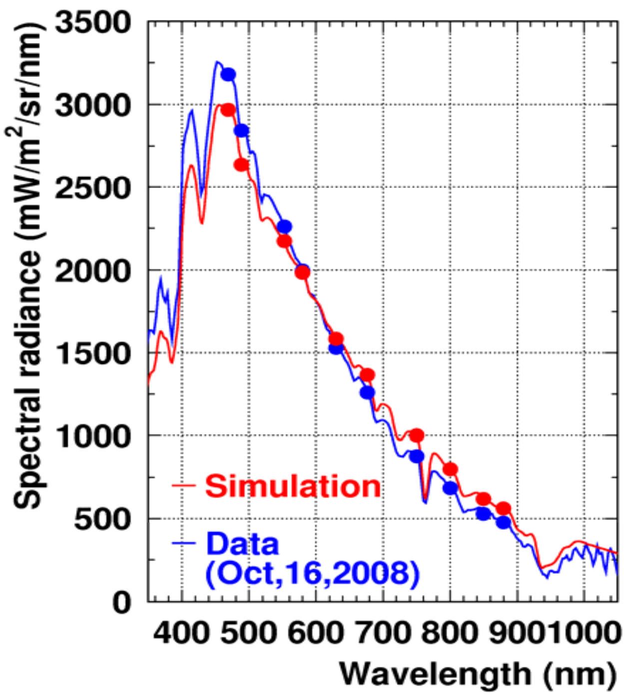
➢波長**700nm**を境として、短波長域では大気散乱光が、長波長では地表面散乱光が卓越する。とくに、波長**500nm**以下では衛星観測輝度値の大部分は大気散乱光によって生じており、このため、植生域は**dark target**と呼ばれている。

携帯型分光計による直達光と天空光の観測

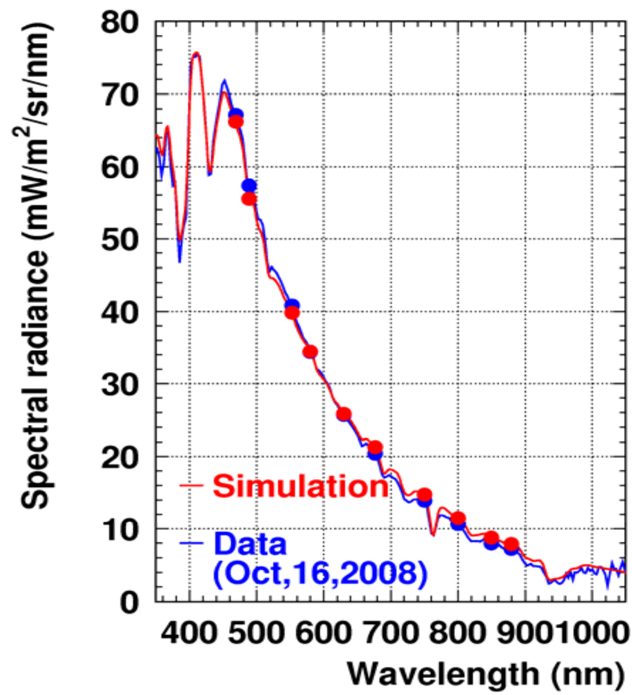
DSR



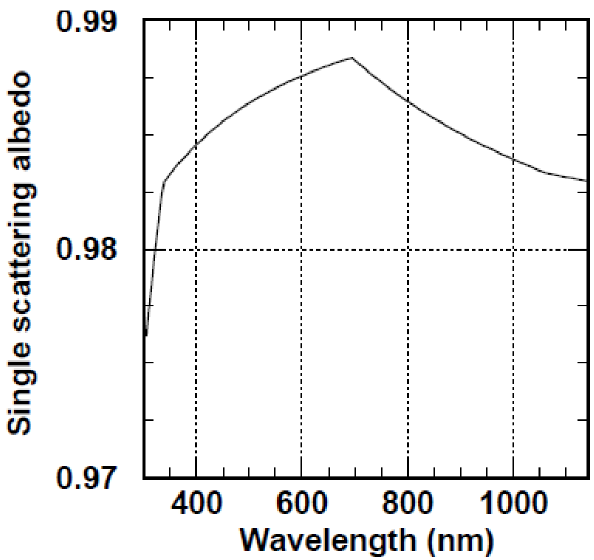
SSR（Aureole）

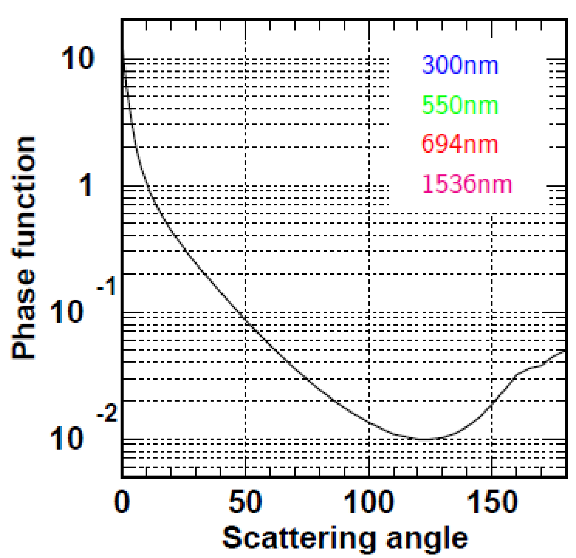


SSR（Zenith）

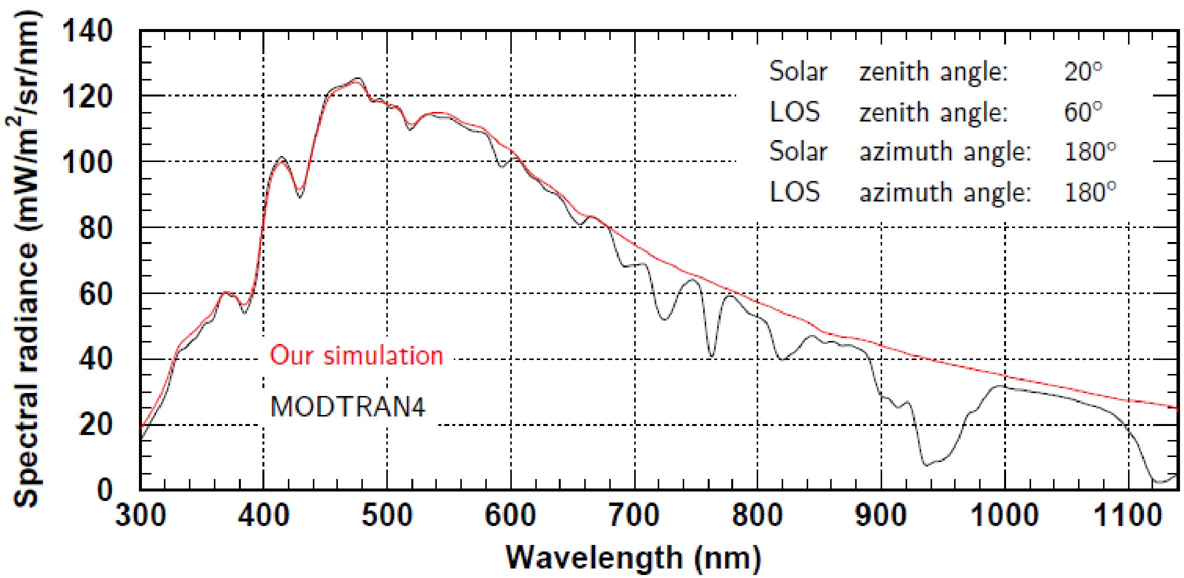


単散乱シミュレーション



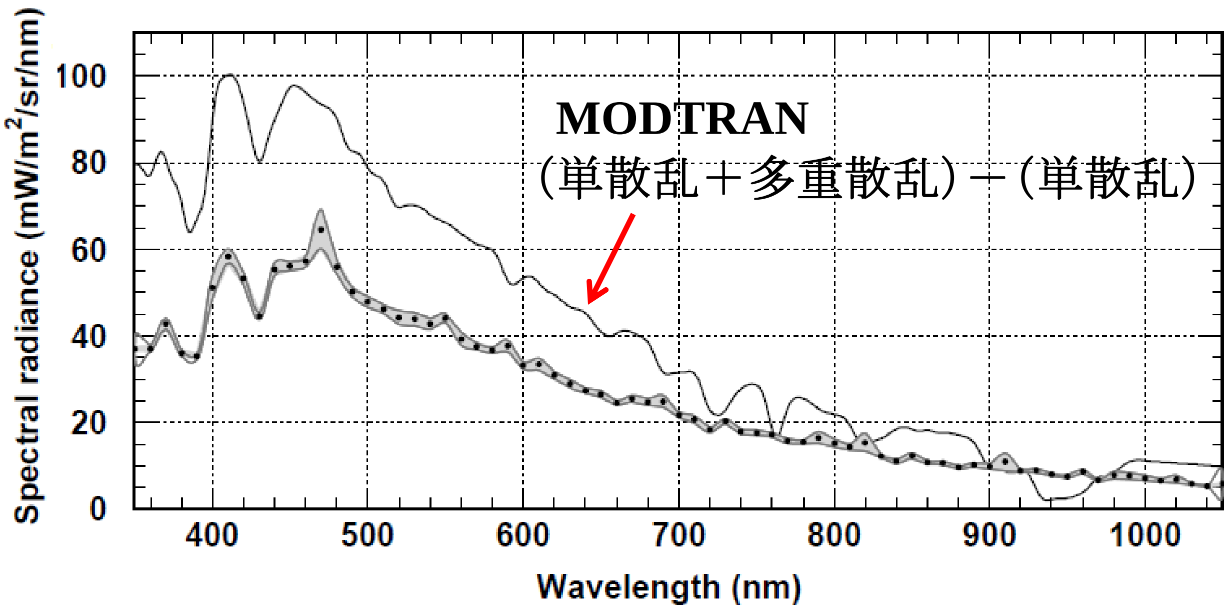


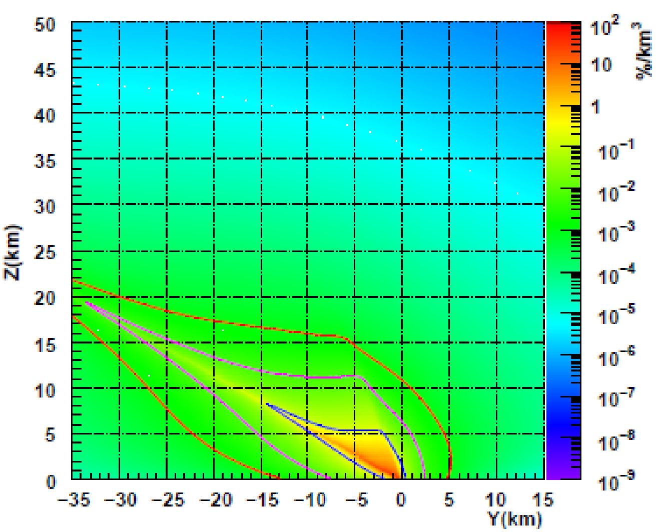
- **Maritime** モデル（相対湿度**70%**）の単散乱アルベドおよび位相関数。

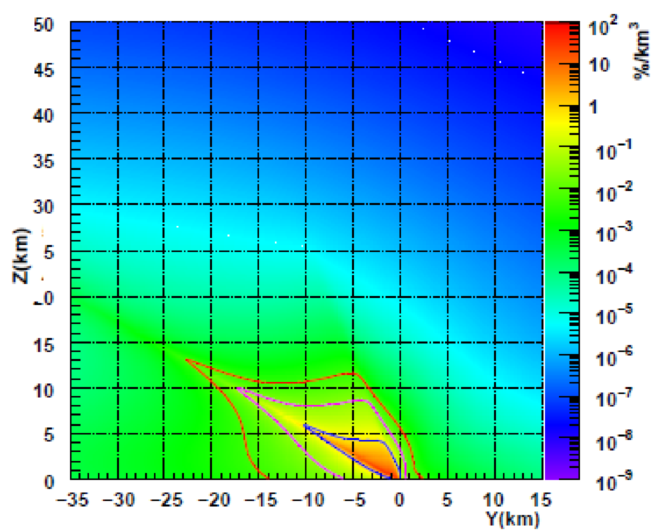


- 大気分子の吸収を無視して計算した地上観測の天空光における単散乱光スペクトルと、**MODTRAN**による単散乱スペクトルの比較。

二重散乱シミュレーション

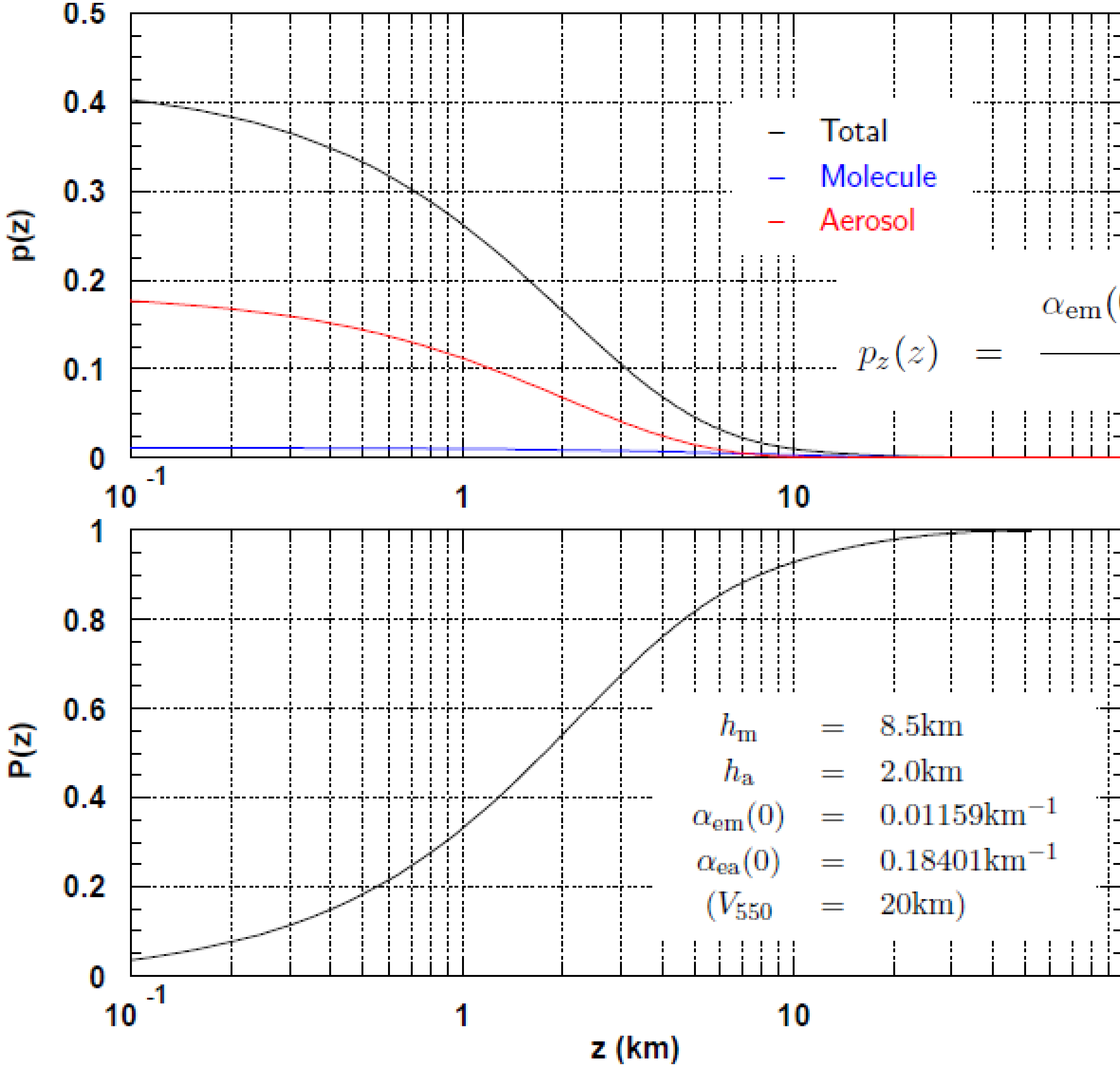






- 二重散乱光は多重散乱光全体の**60%**程度を占めている。
- 大気分子、エアロゾルによる**2** 重散乱光の広がり範囲(**x=0**の断面図)。左は波長**350nm**、右は波長**1050nm** に対する結果。
- 等高線はそれぞれL_{double}のうち**50%、80%、90%**が含まれる範囲を示す。

散乱点の高度の確率密度関数と累積分布関数

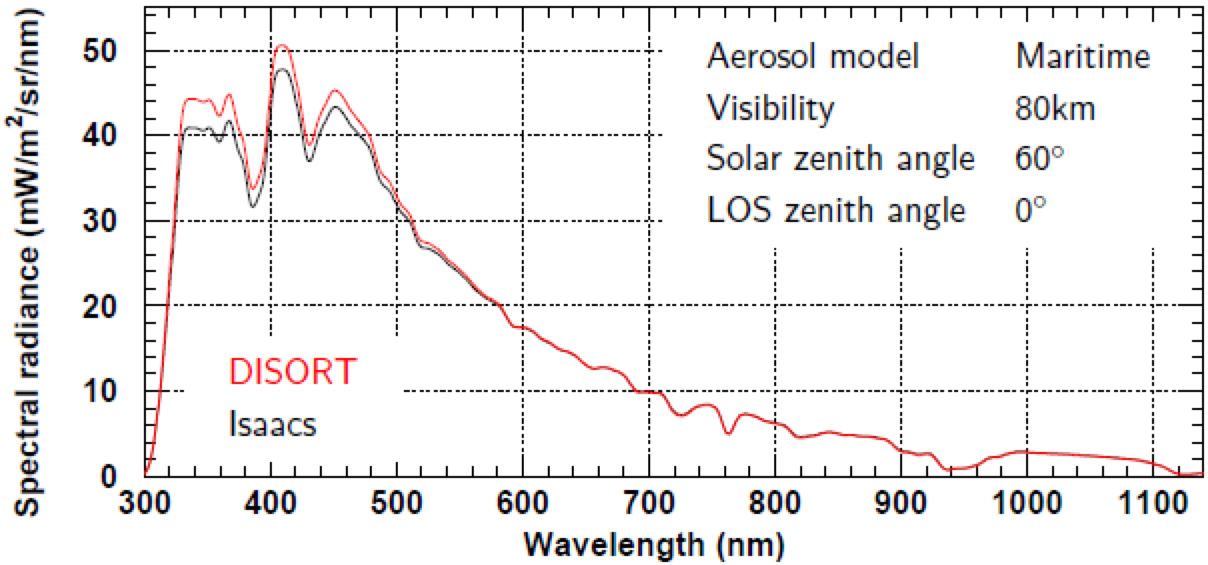


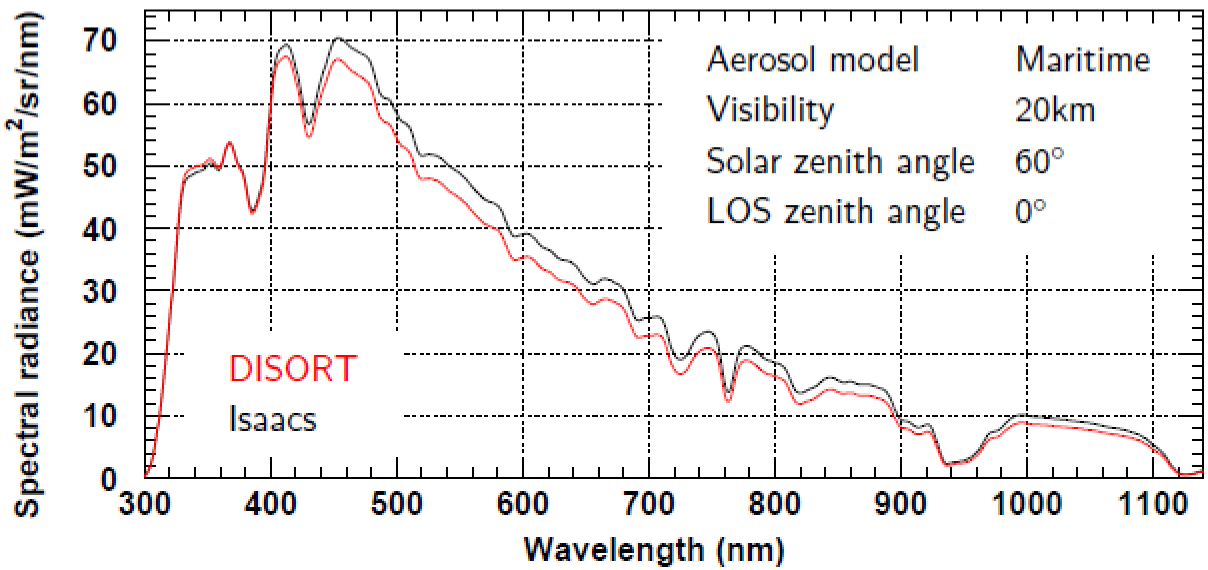
$$p_z(z) = \frac{\alpha_{\rm em}(0)\exp\left[-\frac{z}{h_{\rm m}}\right] + \alpha_{\rm ea}(0)\exp\left[-\frac{z}{h_{\rm a}}\right]}{h_{\rm m}\alpha_{\rm em}(0) + h_{\rm a}\alpha_{\rm ea}(0)}$$

$$\begin{aligned} h_{\rm m} &= 8.5\mathrm{km} \\ h_{\rm a} &= 2.0\mathrm{km} \\ \alpha_{\rm em}(0) &= 0.01159\mathrm{km}^{-1} \\ \alpha_{\rm ea}(0) &= 0.18401\mathrm{km}^{-1} \\ (V_{550} &= 20\mathrm{km}) \end{aligned}$$

- 二重散乱の寄与を計算するMonte Carloシミュレーション

多重散乱の数値計算

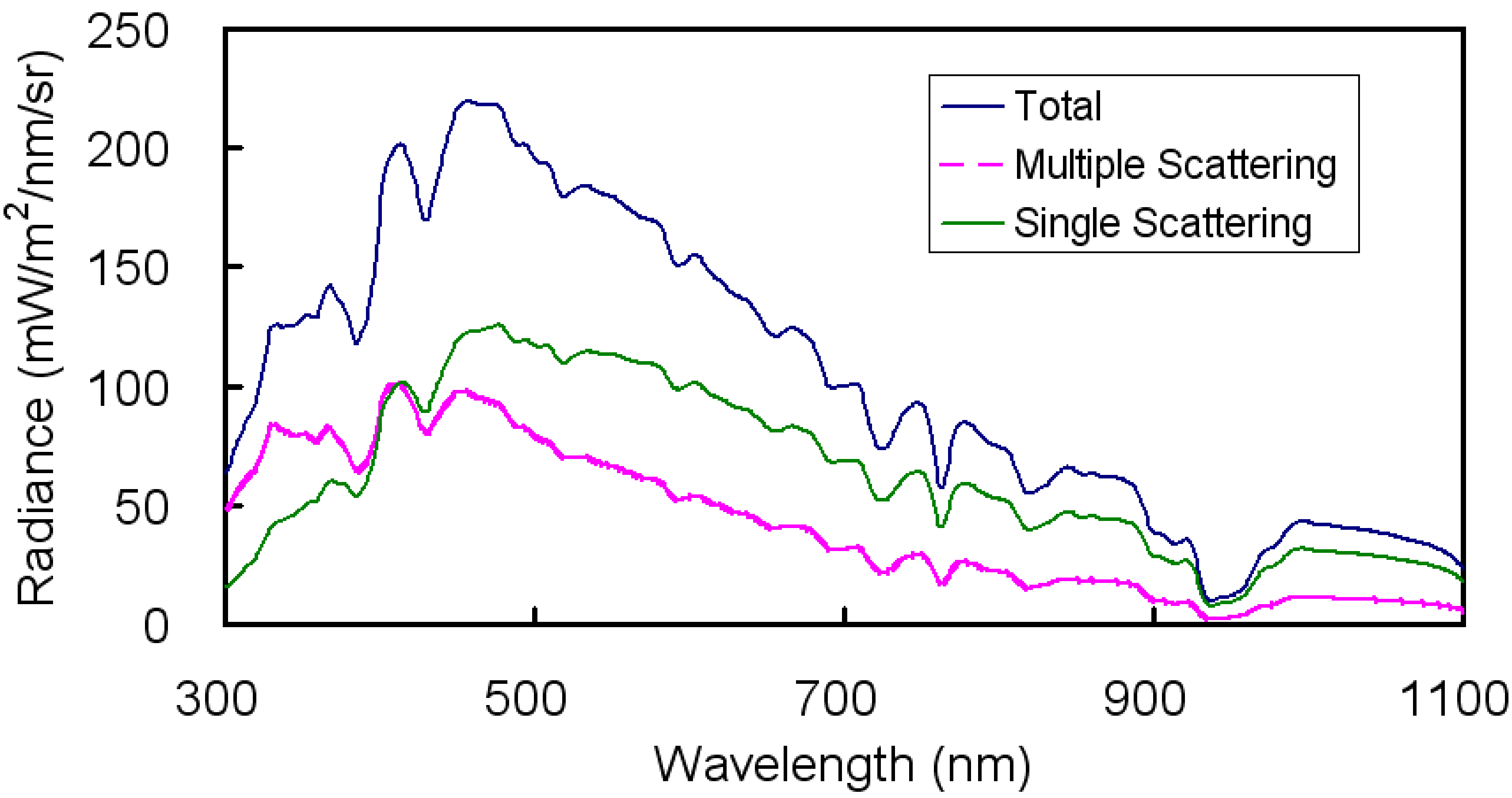




➤多重散乱の計算を行うために **MODTRAN4** には **DISORT**法、**Isaacs** 法の**2** 種類のアルゴリズムが用意されている。

➤**DISORT** は多重散乱を精度良く計算することができるが、非常に時間がかかる。一方、**Isaacs** 法は短時間で計算できるが精度は高くない。

MODTRANによる多重散乱と単散乱



大気モデル: Mid-latitude Summer、H2O、CO2(365ppm)はデフォルト値、O3は10^{-5}倍、エアロゾルモデル: Maritime、視程: 20 km、太陽天頂角: 20 度、視線天頂角: 60 度 視線方位角: 太陽方位角と同じ

Atmospheric effect on the satellite remote-sensing data

1990.4.11 Landsat TM Band 1-3