

(10) リモートセンシングによる赤潮プランクトン濃度推定のための基礎的研究

ESTIMATION OF RED TIDES ALGAE CONCENTRATION BY SATELLITE REMOTE SENSING

小林 拓*・太田 幸雄*・村尾 直人*・橘 治国*・山形 定*

KOBAYASHI Hiroshi, OHTA Sachio, MURAO Naoto,

TACHIBANA Harukuni and YAMAGATA Sadamu

ABSTRACT ; For satellite remote sensing of red tides, a radiative transfer model for a coupled atmosphere-ocean system was developed to estimate upward flux of radiation from the polluted sea surface. Size distribution and the complex index of refraction of two kinds of red tide algae (*Skeletonema costatum* and *Heterosigma akashiwo*) were measured in batch cultures. The equation of radiative transfer in the coupled atmosphere-ocean system was solved by using Delta-P3 approximation method. Upward flux of radiation from the polluted sea surface which contained only the red tide algae decreased with the increase of algae concentration. Whereas, in case of the sea which contained detritus in addition to the red tide algae, the upward flux had a peak at the wavelength of yellow region. It is, thus, important to determine the concentration and optical properties of detritus for the red tide remote sensing. Ratio of the upward flux at the wavelength of 410nm to one at 560nm decreased with the algae concentration. It is, then, possible to determine the red tide algae concentration by using the ratio of upward flux in satellite remote sensing.

KEYWORDS ; satellite remote sensing, red tide algae, detritus, equation of radiative transfer

1 はじめに

日本の沿岸の海洋環境は、昭和30～40年代に比べると改善され清浄さを取り戻しつつあるが、未だに全国各地で赤潮や青潮、赤土問題などが発生しており¹⁾、例えば赤潮の発生件数は、瀬戸内海で年間100件前後、東京湾でも数十件発生し、漁業への被害も生じている。このような沿岸海域の汚濁対策を行うためには、汚濁状況を定量的に評価することが必要である。ただし、この汚濁状況の把握は、船舶では広範囲にわたる観測に限界があり、人工衛星によるリモートセンシングが期待されている。海中に入射した太陽放射は、海中で水分子によるレーリー散乱、及び汚濁物質によるミー散乱、吸収を受け、再び海表面から上空へ放射される。この上向き放射は、汚濁物質の濃度変化により、例えば清浄海域は濃青色、沿岸海域は緑色、赤潮は赤褐色、黄褐色と変化するため、この海色の変化（上向き放射スペクトルの変化）を測定することにより、海域の汚濁状況を把握することが出来る。

この汚濁物質濃度と上向き放射スペクトルとの関係を求める方法に相関解析法と光学的模式法がある²⁾。相関解析法は、汚濁物質濃度と上向き放射スペクトルを多くの地点で測定して回帰直線を求め、他の水域や他の日時に用いる方法である。しかし水中物質の光学的特性を一切無視しているため、統計的に求めた関係が常に適用できるとは限らず、例えば外洋域のクロロフィル濃度の推定に用いられているGordon et al.のモデル³⁾は、沿岸海域のようにクロロフィル濃度が高い海域に適用することは出来ない。また例えば赤潮は、定常的に発生せず、赤潮毎にプランクトンの光学的特性が違ふ可能性が高いため、相関解析法を適用することはできない。一方、光

* 北海道大学工学部衛生工学科 (Dept. of Sanitary and Environmental Eng., Hokkaido Univ.)

学的模式法は海水中の溶存物質や懸濁物質、海水分子の吸収係数や散乱係数などの光学的特性を与えて大気・海洋系の光の伝播に関する放射伝達方程式を解き、上向き放射スペクトルと汚濁物質濃度との関係を求める方法である。これまで、この海面からの放射スペクトルを理論的に求めて汚濁物質濃度を推定する手法は開発されておらず、汚濁物質の分布状況を色の違いとして定性的に判別しているのみであった。本研究では沿岸海域汚濁の一例として赤潮を取り上げ、この光学的模式法に基づいてリモートセンシングにより赤潮プランクトン濃度を推定する手法についての基礎的検討を行った。

2 大気・海洋結合系における放射伝達計算モデル

2. 1 放射伝達計算モデル

図1に示すように、水平方向に一樣な大気及び海洋を考える。ここで τ は光学的厚さといい、太陽放射の直達光が大気上端からある高度または水深まで大気エアロゾルやプランクトンなどの散乱体により散乱吸収を受けて、減衰するときの減衰係数のことである。太陽放射フラックスは、大きさ πF で天頂からの角度 θ_0 で入射するものとした。天頂角を θ としたとき $\mu = \cos \theta$ とおき、光学的厚さ τ における μ 方向の放射の強さを $I(\tau, \mu)$ とすると、太陽放射の伝達方程式は次式のように与えられる。

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P(\tau; \mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu' - \frac{1}{4} F \cdot P(\tau; \mu, -\mu_0) \exp(-\tau/\mu_0) \quad (1)$$

ここで $P(\tau; \mu, \mu')$ は散乱光の角度分布関数で、 μ' 方向からの放射が μ 方向へ散乱されたときの微分断面積を表すものである。

この太陽放射の伝達計算において、ルジャンドル多項式を適用したOhta and Tanaka⁴⁾によるP3近似法に、散乱光角度分布関数の δ 関数近似を適用したデルタP3近似解法を用いて、大気・海洋結合系における放射伝達計算モデルを開発した。大気は、大気境界層（海面～2km）、自由対流圏（2～11km）、成層圏（11km～40km）の3層に分けた。一方赤潮は海洋の表層に発生するので、海洋は、表層（海面～5m）及びそれ以下の層（5m以深）の2層からなるものとした。各層内においては、エアロゾル及びプランクトンの散乱性の強さを表す単一散乱アルベドや、散乱光角度分布関数などの光学的特性は一樣であるとした。海底面での反射率（アルベド）を考慮し、海面は波がなく平面であると仮定した。波長は400nm～750nm間の波長域について10nm毎に放射伝達計算を行った。

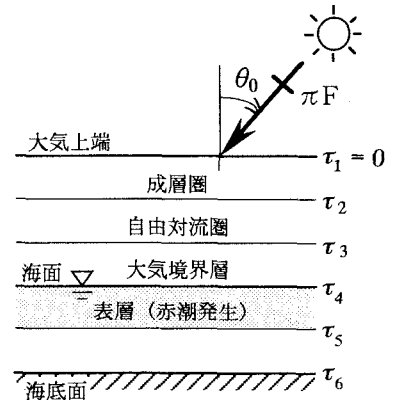


図1 大気・海洋結合系放射伝達計算モデル

本研究では、可視域における衛星リモートセンシングを想定し、大気中の放射伝達過程としては、空気分子によるレイリー散乱と大気エアロゾルによるミー散乱を考慮した。成層圏エアロゾルはそのほとんどが硫酸粒子であるので、複素屈折率は硫酸の値（ $m = 1.55 - 0.0001i$ ）を与えた⁵⁾。自由対流圏エアロゾルは化学組成の測定例がないので、飛行機を用いた太陽放射フラックス観測と地上での太陽放射の観測結果から推定された複素屈折率（ $m = 1.55 - 0.01i$ ）を与えた⁶⁾。大気境界層のエアロゾルは、黒色純炭素、有機物、硫酸アンモニウム、硝酸アンモニウム、海塩粒子、土壌粒子の6成分からなるものとし⁷⁾、ミー散乱理論を用いて、単一散乱アルベドと散乱光角度分布関数を計算した⁸⁾。

2. 2 海面での境界条件⁹⁾

太陽放射の海面での屈折の様子を図2に示す。入射放射の大気中における天頂角を θ_a 、海中における放射の天頂角を θ_s とし、 $\mu_a = \cos \theta_a$ 、 $\mu_s = \cos \theta_s$ とすると、その関係は次式で与えられる。

$$\mu_s = \sqrt{1 - \frac{1}{m^2}(1 - \mu_a^2)} \quad (2)$$

ここで m は、海水の屈折率である。海中から大気中への上向き放射において、 $\mu_a = 0$ となったときの海中の θ を臨界角 θ_c とし、 $\mu_c = \cos \theta_c$ とすると

$$\mu_c = \sqrt{1 - \frac{1}{m^2}} \quad (3)$$

となる。海中からこの臨界角より大きい角度で入射した上向き放射は、海面上に透過することなく全反射される。この領域を全反射領域という。

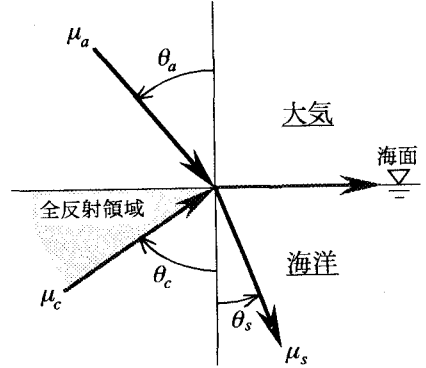


図2 入射放射の海面における屈折

2. 3 立体角の転換係数⁹⁾

大気から海中に放射が入射すると立体角は減少する。逆に海中から大気中に射出するときは立体角は増加する。放射伝達計算において散乱光強度は単位立体角で表しているの、海中に入射するときは見かけ上増加し、大気中に射出されるときは減少する。この立体角の補正を行うのが転換係数である。この補正においては、立体角の水平成分は屈折率によって変化しないが、鉛直成分は変化するので鉛直成分の変化のみを考慮すればよい。よって

転換係数は、大気から海洋に入射する際は $\frac{d\mu_a}{d\mu_s}$ となり、海洋から大気に入射する際は $\frac{d\mu_s}{d\mu_a}$ となる。(2)

式よりそれぞれ計算すると

$$\frac{d\mu_a}{d\mu_s} = m^2 \frac{\mu_s}{\mu_a} \quad (4)$$

$$\frac{d\mu_s}{d\mu_a} = \frac{1}{m^2} \frac{\mu_a}{\mu_s} \quad (5)$$

となる。

また、太陽直達光に関する補正については、太陽直達光はほぼ完全な平行光線とみなせるので、大気中から海中に入射したとき立体角が変化すると考えるのではなく、幾何光学的な光束の断面積が減少すると考え単に大気中での光束の断面積と海中の光束の断面積の比、つまり

$\frac{\mu_s}{\mu_a}$ を乗じて補正する。

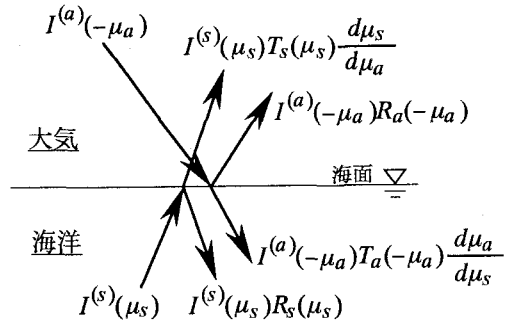


図3 海面上での大気散乱放射と海中散乱放射の関係

2. 4 海面における散乱光の境界条件

大気中の散乱光強度を $I^{(a)}$ 、海中の散乱光強度を $I^{(s)}$ 、大気から入射したときの反射率を $R_a(-\mu_a)$ 、海洋から入射したときの反射率を $R_s(\mu_s)$ 、大気から入射したときの透過率を $T_a(-\mu_a)$ 、海洋から入射したときの透過率を $T_s(\mu_s)$ とする。海面における散乱光の関係を図3に表す。この関係を式に表すと次のようになる。

$$I^{(a)}(\mu_a) = I^{(a)}(-\mu_a)R_a(-\mu_a) + I^{(s)}(\mu_s)T_s(\mu_s)\frac{d\mu_s}{d\mu_a} \quad (6)$$

$$I^{(s)}(-\mu_s) = I^{(s)}(\mu_s)R_s(\mu_s) + I^{(a)}(-\mu_a)T_a(-\mu_a)\frac{d\mu_a}{d\mu_s} \quad (7)$$

これらの関係の他にさらに全反射領域をも考慮し、Marshakの境界条件¹⁰⁾を適用する。Marshakの境界条件とは、上下に隣り合った層の放射を結合する式で

$$\int_0^1 I^{(i-1)}(\tau_i, \pm \mu) \mu d\mu = \int_0^1 I^{(i)}(\tau_i, \pm \mu) \mu d\mu \quad (8)$$

$$\int_0^1 I^{(i-1)}(\tau_i, \pm \mu) \mu^3 d\mu = \int_0^1 I^{(i)}(\tau_i, \pm \mu) \mu^3 d\mu \quad (9)$$

と表される。ここで $I^{(i-1)}(\tau_i, \pm \mu)$ は境界 τ_i における上層の放射の強さ、 $I^{(i)}(\tau_i, \pm \mu)$ は下層の放射の強さを表す。そして (6) 式に、Marshakの境界条件を適用すると

$$\int_0^1 I^{(a)}(\mu_a) \mu_a d\mu_a = \int_0^1 I^{(a)}(-\mu_a) R_a(-\mu_a) \mu_a d\mu_a + \int_0^1 I^{(s)}(\mu_s) T_s(\mu_s) \frac{d\mu_s}{d\mu_a} \mu_a d\mu_a \quad (10)$$

$$\int_0^1 I^{(a)}(\mu_a) \mu_a^3 d\mu_a = \int_0^1 I^{(a)}(-\mu_a) R_a(-\mu_a) \mu_a^3 d\mu_a + \int_0^1 I^{(s)}(\mu_s) T_s(\mu_s) \frac{d\mu_s}{d\mu_a} \mu_a^3 d\mu_a \quad (11)$$

となる。(7) 式に、Marshakの境界条件を適用すると

$$\int_0^1 I^{(s)}(-\mu_s) \mu_s d\mu_s = \int_0^{\mu_c} I^{(s)}(\mu_s) 1 \mu_s d\mu_s + \int_{\mu_c}^1 I^{(s)}(\mu_s) R_s(\mu_s) \mu_s d\mu_s + \int_{\mu_c}^1 I^{(a)}(-\mu_a) T_a(-\mu_a) \frac{d\mu_a}{d\mu_s} \mu_s d\mu_s \quad (12)$$

$$\int_0^1 I^{(s)}(-\mu_s) \mu_s^3 d\mu_s = \int_0^{\mu_c} I^{(s)}(\mu_s) 1 \mu_s^3 d\mu_s + \int_{\mu_c}^1 I^{(s)}(\mu_s) R_s(\mu_s) \mu_s^3 d\mu_s + \int_{\mu_c}^1 I^{(a)}(-\mu_a) T_a(-\mu_a) \frac{d\mu_a}{d\mu_s} \mu_s^3 d\mu_s \quad (13)$$

となる。この (9) ~ (12) 式をルジャンドル多項式で展開し、放射伝達計算モデルに組み込んだ。なおここで、(11)、(12) 式の右辺第1項は、全反射領域における下向き反射光（全反射光）の寄与を示す。

3 赤潮プランクトンの光学的特性の測定

実際に2種類の赤潮プランクトン (*Skeletonema costatum*, *Heterosigma akashiwo*) について、国立環境研究所から菌株を入手し培養して、その光学的特性を測定した。

3.1 培養した赤潮形成プランクトン¹¹⁾

(i) *Skeletonema costatum* (珪藻綱)

本種は汎布種で、沿岸海域や内湾で繁殖し、特に河口域で大繁殖して赤潮を形成する。増殖の時期は一定せず、暖水期のこともあれば、冬季のこともある。細胞数密度で最高出現値は洞海湾の 2.1×10^8 個/Lであり、東京湾奥や大阪湾奥でも 10^8 個/Lのレベルで出現する。

(ii) *Heterosigma akashiwo* (ラフィド藻綱)

本種は、富栄養化した内湾域で5~7月の梅雨時期を中心に頻繁に赤潮を形成する、代表的な赤潮生物である。降水後に発生することが多い。養殖ハマチや蓄養中のスズキやボウ等に被害がみられる。日本においては、北は北海道から南は九州まで全国的に本種の赤潮が発生している。世界的にみても、隣の大韓民国をはじめ、北欧、北米、さらには南米チ

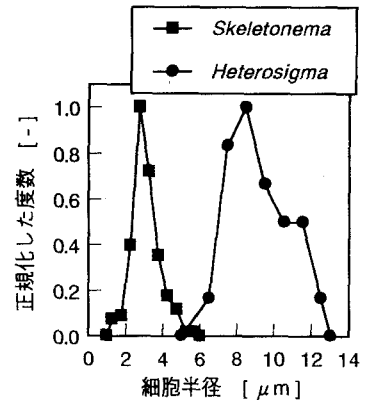


図4 赤潮プランクトンの粒径分布関数

り、オーストラリア、ニュージーランド等でも赤潮を形成し、養殖サケ類等に多大な被害を与えている。

3. 2 海中懸濁粒子の光学的特性の測定法

本研究で用いたデルタP3近似解法による放射伝達計算においては、単一散乱アルベド、散乱光角度分布関数のルジャンドル関数による展開係数、そして消散係数が必要である。これらの光学的パラメータは、赤潮プランクトンの散乱光角度分布関数、消散と吸収の効率因子、粒径分布、及び細胞数濃度から算出される。消散と吸収の効率因子は、ヘッドオンフォトマルチプライアーを取り付けたダブルビーム分光光度計で測定した。粒径分布は光学顕微鏡写真で、細胞数濃度は、トーマの血球計算板を用いて求めた。得られた粒径分布関数を図4に示す。粒径分布関数を求めるために計数した細胞数は、*Skeletonema* 201個、*Heterosigma* 26個である。*Skeletonema* は、半径 $3\ \mu\text{m}$ 前後に度数のピークがあり、 $2\sim 4\ \mu\text{m}$ の間にほとんどの粒子が存在している。一方 *Heterosigma* は度数のピークは半径 $8\sim 9\ \mu\text{m}$ 付近にあり、*Skeletonema* に比べると3倍前後大きい。また分布の標準偏差も大きくなっている。散乱光角度分布関数は、実験的に直接測定することは出来ないで、消散と吸収の効率因子から赤潮プランクトンの複素屈折率を推定¹²⁾、細胞を球形と仮定することでミーの散乱理論より散乱光角度分布関数を推定した。推定した複素屈折率の虚数部（吸収の大きさを表す）を図5に、波長 550nm での散乱光角度分布関数を図6に示す。*Skeletonema* は、前方散乱がかなり大きく、後方散乱は前方散乱に比べて7～8桁小さい。*Heterosigma* はこの傾向がより強く、前方散乱のピークはさらに大きく、後方散乱は前方散乱に比べて9桁小さくなる。

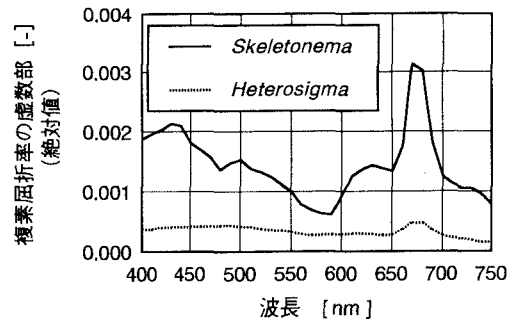


図5 赤潮プランクトンの複素屈折率の虚数部

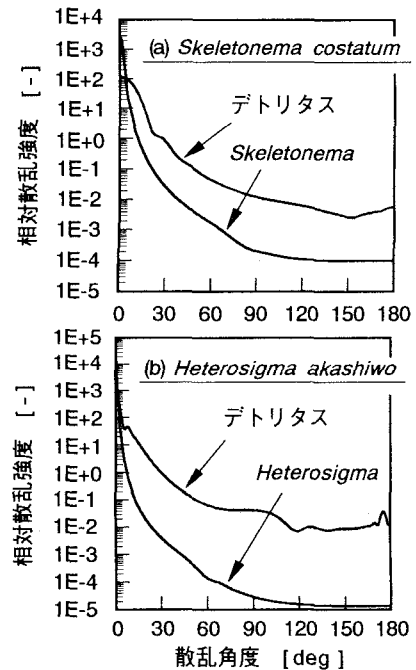


図6 赤潮プランクトン及びデトリタスの散乱光角度分布関数

4. 赤潮発生時の上向き放射スペクトルの計算

本計算では、赤潮プランクトンの細胞個数濃度を清浄な海域の $1\text{個}/\text{ml}$ から濃密な赤潮である $3\times 10^5\text{個}/\text{ml}$ まで増加させ、各波長域の海面直上での上向き放射フラックスを計算した。

4. 1 赤潮プランクトンのみを存在させた場合

赤潮プランクトン自身の光学的特性の海面直上での上向き放射フラックスへの寄与を調べるために、赤潮プランクトンのみが海中に存在すると仮定し、計算を行った。結果を図7に示す。清浄な海域である $1\text{個}/\text{ml}$ の場合のスペクトル（実線）から、濃青色が再現されていることがわかる。しかしプランクトン濃度が増加するとともに海面直上での上向きフラックスが減少した。これは海が暗くなったことを意味するが、現実の赤潮では考えられない現象である。赤潮プランクトンは前方散乱が卓越し、後方散乱が非常に小さい。そのためこの場合には、

赤潮プランクトンの増加に伴い、散乱光はプランクトンに吸収され、海面直上での上向きフラックスは小さくなったためであると推測される。現実の海では、赤潮プランクトンが増加した場合に海が暗くなっていくことはない。赤潮プランクトン以外に後方散乱を引き起こす散乱体が存在すると考えられる。

4. 2 デトリタスを伴なわせた場合

実際の海中では、プランクトン以外に後方散乱を引き起こす散乱体が様々存在し、特にデトリタスは、その存在量がプランクトン濃度に比例すると考えられる。そこでデトリタスを赤潮プランクトンとともに海中に発生させ、現実の赤潮のような海色が再現できるかどうか検討した。デトリタスとは、生物に付随して発生する破片・死骸・代謝産物ならびにこれらの分解産物のことである。しかしこれまで、このデトリタスの光学的特性、及び存在割合については、明らかにされていない。そこで今回は、デトリタスはプランクトンの死骸であることから、光合成色素は分解してなくなり、光を吸収しないものと仮定した。粒径分布は正規分布で、平均粒径はプランクトンの1/4とし、プランクトンと同じ体積濃度 (=プランクトンの個数濃度×100) だけ存在させた。波長550nmでのデトリタスの散乱光角度分布関数を図6に示す。デトリタスを赤潮プランクトンとともに存在させ、再び同様の計算を行った。結果を図8に示す。

Skeletonema の赤潮の場合は、個数濃度が増加するにつれて、全波長域にわたり海面直上での上向き放射フラックスが増加している。個数濃度が 3×10^4 個/mlまでは580nm以下の短波長領域が特に増加し、海色が緑色に

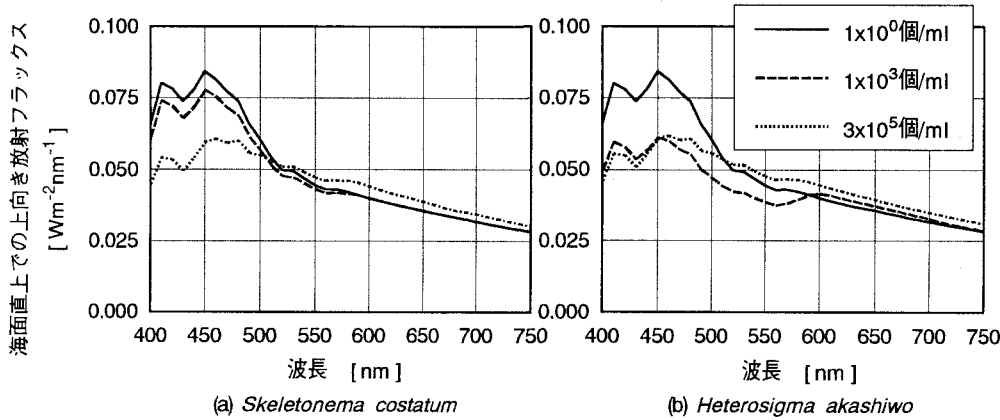


図7 プランクトンのみを存在させた場合の赤潮発生海域における海面直上での上向き放射フラックス

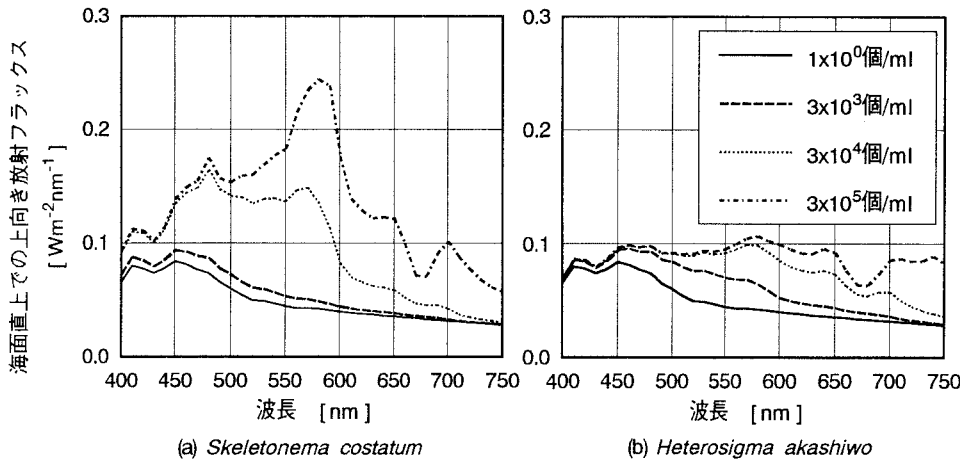


図8 デトリタスを伴う赤潮発生海域における海面直上での上向き放射フラックス

変化した。この濃度を越えると570～590nm付近にピークが出現した。また赤潮プランクトンのみを増加させたときには変化しなかった600nmより長波長領域の海面直上での上向き放射フラックスも増加している。今回設定した最高個数濃度である 3×10^5 個/mlに達したとき、580nm前後に強いピークが出現した。この波長は黄色に相当し、実際の *Skeletonema* の赤潮は黄褐色になることから、本計算によりこの海色を再現できたものと思われる。またこの最大濃度の場合に、675nm付近に上向き放射フラックスの極小、すなわち強い吸収が現れている。これらの580nm前後の強いピークと675nm付近の強い吸収は、それぞれ図5に示したように *Skeletonema* の複素屈折率の虚数部の小さい波長域と大きい波長域に相当している。すなわちデトリタスによって後方散乱されたが出現し、一方675nm付近では強く吸収されたため極小となったものと思われる。

Heterosigma の赤潮の場合は、個数濃度を増加させるに従い、450nmより長波長の全領域の海面直上上向きフラックスが増加し始めた。 *Skeletonema*と同じように濃度が高いときに570～580nm付近に強いピークが、675nm付近に吸収のピークが現れた。しかし上向き放射フラックスは全体的に小さく、これはデトリタスの散乱性が低いためであると思われる。

4. 3 デトリタスの光学的特性の感度計算

今回の研究では、デトリタスの光学的特性が明らかにされていないため、その複素屈折率、粒径分布そして存在量を仮定したが、これらの光学的特性が、上向き放射フラックスにどのような影響を示すか調べるために感度計算を行った。4. 2で用いた値を基準にして、複素屈折率の実数部、平均粒径そして存在量を変化させた。計算結果を図9に示す。ここでプランクトンとしては、 *Skeletonema costatum*を、影響の程度を見やすくするため個数濃度としては設定した最高濃度 (3×10^5 個/ml) で計算を行った。この結果より、各物性値が上向き放射フラックスにかなりの影響を及ぼすことがわかった。

これらの結果からデトリタスが海色に大きな影響を与えていることが明らかになった。すなわちリモートセンシングにおいて衛星データから赤潮プランクトン濃度を推定するためには、デトリタスの光学的特性と存在量の把握が重要であることがわかった。

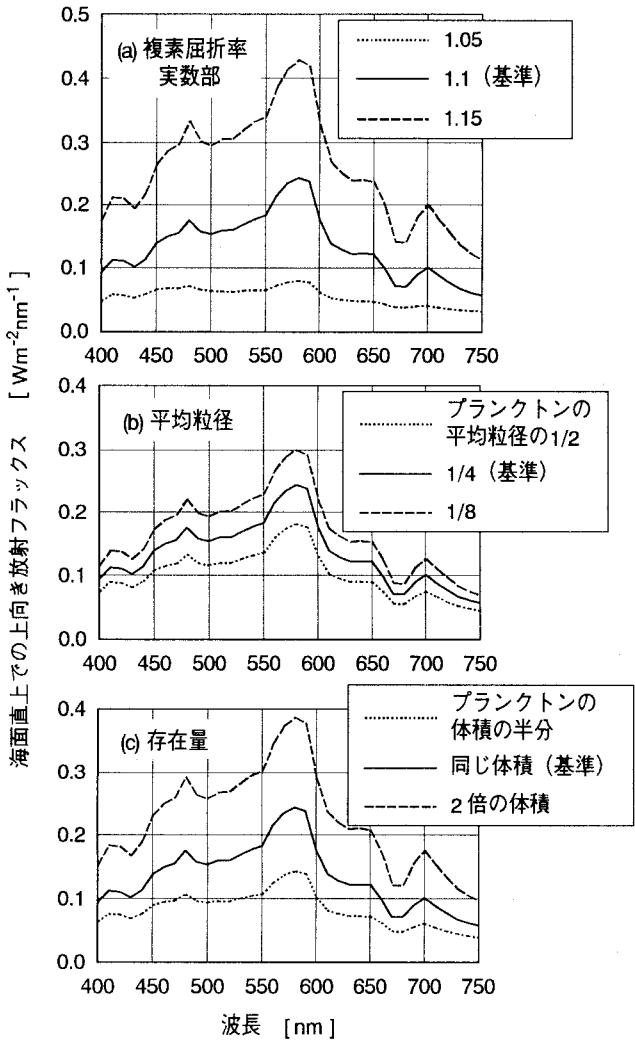


図9 デトリタスの光学的特性の感度計算結果

5. リモートセンシングによる赤潮プランクトン濃度の推定の可能性

今回の計算を基に、リモートセンシングによる赤潮プランクトン濃度の推定の可能性を検討した。人工衛星は日本の地球観測衛星“みどり”，センサは海色海温走査放射計OCTSを想定した。このセンサの分光特性とそれ

に対応する今回の計算で用いた波長を表1に示す。実際の解析の際は、大気による影響を取り除くために各センサのバンド間の上向き放射フラックスの比を使用する。各バンド間の海面直上での上向き放射フラックスの比を図10に示す。

Skeletonema のバンド間のフラックス比をみると、赤潮といわれるような個数濃度が 10^3 個/mlを超えるあたりから、値が大きく変化

し始めている。しかし 3×10^4 個/mlを超えてからは、その変化は小さくなる。よって 10^3 個/mlから 3×10^4 個/mlの範囲では、精度よく濃度を推定できることがわかる。なお 3×10^4 個/mlを超える濃度の高い場合は、海面直上での上向き放射フラックスそのものがかなり増加しており、この放射フラックスを補完的に用いれば高い濃度域でも個数濃度の推定は可能であると思われる。

Heterosigma の結果を見ると、フラックス比の変化の形がほとんど*Skeletonema*と同様な傾向を示すことがわかる。ただしフラックス比が変化し始める個数濃度が、互いに異なっている。

以上赤潮発生海域における、海面からの上向き放射フラックスに関するモデル計算を行ったが、リモートセンシングによって赤潮プランクトンの個数濃度を推定するためには、4章で述べたように今後デトリタスの光学的特性とその存在量の把握が特に重要であることがわかった。

表1 海色海温走査放射計のセンサ仕様

バンド	中心波長 [nm]	波長幅 [nm]	割り当てた放射伝達計算の波長 [nm]
band 1	412	20	400, 410, 420
band 2	440	20	430, 440, 450
band 3	490	20	480, 490, 500
band 4	515	20	510, 520
band 5	560	20	550, 560, 570
band 6	660	20	650, 660, 670

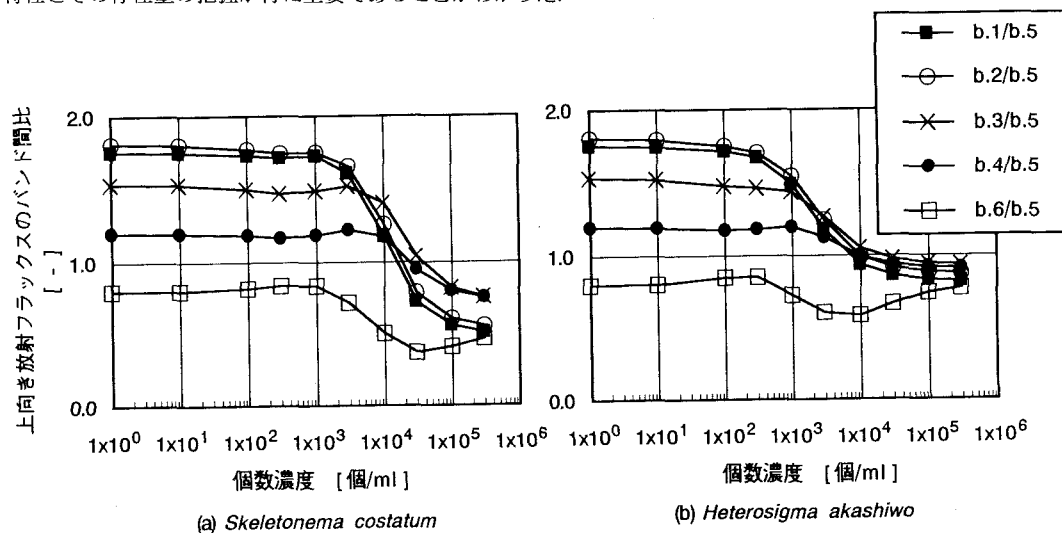


図10 OCTSのセンサバンド間の海面直上での上向き放射フラックス比

[謝辞]

本研究で用いたプランクトンの培養に関して、懇切丁寧な御指導を頂きました国立環境研究所恵良田真由美様に厚く御礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) 日本海洋学会編：海洋環境を考える，恒星社厚生閣（1994）。

- 2) 土屋清編：リモートセンシング概論，朝倉出版，272-278（1990）。
- 3) Gordon H. R., Clark D. K., Brown J. W., Brown O. B., Evans R. H. and Broenkow W. W. (1983) Phytoplankton pigment concentrations in the Middle Atlantic Bight: comparison of ship determinations and CZCS estimates. *Applied Optics*, 22, 20-36.
- 4) Ohta S. and Tanaka M. (1984) P3-approximation method as applied to foggy and cloudy atmospheres. *J. Met. Soc. Japan*, 62, 146-157.
- 5) Wang P. H., McCormick M. P., Swissler T. J., Osborn M. T., Fuller W. H. and Yue G. K. (1989) Influence of stratospheric aerosol composition and size distribution from SAGE II satellite measurements. *J. Geophys. Res.*, 94, D6, 8435-8446.
- 6) Asano S. (1989) Aircraft measurements of the radiative effect of tropospheric aerosols: II. Estimation of aerosol optical properties. *J. Meteor. Soc. Japan*, 67, 1023-1034.
- 7) Ohta S. and Okita T. (1990) A chemical characterization of atmospheric aerosol in Sapporo. *Atmospheric Environment*, 24A, 815-822.
- 8) Ohta S., Hori M., Murao N., Yamagata S. and Gast K. (1996) Chemical and optical properties of lower tropospheric aerosols measured at Mt. Lemmon in Arizona. *J. Global Environment Eng.*, 2, 67-78.
- 9) Tanaka M. and Nakajima T. (1977) Effect of oceanic turbidity and index of refraction of hydrosols on the flux of solar radiation in the atmosphere-ocean system. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 18, 93-111.
- 10) Marshak R. E. (1947) Note on the spherical harmonics method as applied to the milne problem for a sphere. *Phys. Rev.*, 71, 443-446.
- 11) 堀輝三編：藻類の生活史集成，第3巻，単細胞性・鞭毛藻類，内田老鶴圃，（1993）。
- 12) Bricaud A. and Morel A. (1986) Light attenuation and scattering by phytoplanktonic cells: a theoretical modeling, *Applied Optics*, 25, 571-580.