



## ランダム水表面の赤外放射・散乱特性

吉 森 久

古野電気(株)技術研究所 〒662 西宮市葦原町 9-52

(1994年11月4日受理)

### Radiation and Scattering from a Random Water Surface

Kyu YOSHIMORI

Research Laboratory, Furuno Electric Co., Ltd.,  
9-52, Ashihara, Nishinomiyama 662

#### 1. はじめに

海洋の表面や湖面などのランダムな水表面の光学的散乱特性、および赤外放射特性は、地球的エネルギー環境を決定する一因子であると同時に、水温分布計測をはじめとする幅広い応用の可能性をもっている。本稿では、ランダム水表面の散乱、放射特性に関する最近の解析的研究とその背景を紹介する。

まず、ランダム水表面の散乱放射特性を研究する上での水表面モデルの重要性を述べ、重力波と表面張力波を統一的に扱える水表面モデルを示す。次に水表面の散乱放射問題を取り扱う方法を説明し、粗面散乱理論における Kirchhoff の近似、幾何光学近似、そして shadowing の問題にふれる。さらに水表面モデルに幾何光学近似を適用することにより水表面の散乱放射特性を調べ、本解説をまとめる。

#### 2. 光学的散乱放射面としての水表面モデル

水表面の散乱放射特性を理論的に研究するためには、現実の水表面をモデル化して扱う必要がある。もし単純な水表面モデルが、その光学特性の決定に関する主要な物理的要因を適切に取り込んだものであるなら、われわれはその水表面モデルを光の散乱、放射に携わる対象として研究することにより、現実の水表面の光学特性に関するさまざまな真理に到達することができるであろう。自然界に存在する水表面は一般に時間的、空間的にランダムに変化しており、それゆえ水表面のモデルは統計的に記述されるものである。そこで、水表面をモデル化す

ることから始めよう。モデル化のポイントは水面波の分散関係、振幅分布、そして波浪スペクトルである。

水表面は巨視的なスケールをもったランダム粗面であると同時に、それ自身水面波という2次元の波動場である。水面波は重力波(うねり)と表面張力波(細波)という2種類の波動の総称であり、それぞれの波動の波長は大体  $10^2 \sim 10^1$  m, および  $10^{-1} \sim 10^{-3}$  m の範囲に分布している。表面張力波は波動としてのエネルギーの伝播は小さいが水表面の散乱、放射特性を知る上で重要な因子である。波の振幅は重力波で  $10^1$  m, 表面張力波で  $10^{-1}$  m を越えない、この2種類の波は異なる分散関係をもち、それらは統一的に<sup>1,2)</sup>

$$\omega(k) = \sqrt{\left(\frac{g}{k} + \frac{\Gamma k}{\rho}\right) \tanh(hk)} k \quad (1)$$

と表すことができる。ここで、 $\omega$ : 角振動数、 $k$ : 波数、 $g$ : 重力加速度、 $\Gamma$ : 水の表面張力定数、 $\rho$ : 水の質量密度、 $h$ : 水深である。

次に水面波は一般にランダムであるから、ある位置  $\vec{x} = (x, y)$  における時刻  $t$  での水面波の振幅  $\eta(\vec{x}, t)$  は、確率変数とみなす必要がある。実際、波浪のある水表面の水面変位を測定すると、その確率密度は若干の非対称性がみられるものの極めて正規分布に近いことが知られている<sup>3)</sup>。そこで振幅分布として正規分布を仮定すれば、水面波の統計性は波浪のスペクトルを指定することによって決定される。このあたりの事情は統計光学で利用される光のモデルであるガウス・ローレンツ光(振幅分布が正規型でスペクトルがローレンツ型)の場合と同様であって、高次の場の相関関数がすべて決定されるからで

ある<sup>4)</sup>。

波浪のスペクトルの研究は1940年代のRiceらの信号の雑音の研究<sup>5)</sup>にまで遡ることができ、光のコヒーレンスの理論と部分的に同じ起源をもっている。以後海洋学の発展に伴い、数々の波浪スペクトルモデルが提案されてきた<sup>6-9)</sup>。図1に波浪スペクトルモデルの国際的基準であるJONSWAP (Joint North Sea Wave Project) スペクトルを示す<sup>7)</sup>。このモデルは、外部パラメータとして風速、吹送距離、そして波の方向性を決定する風向を指定することにより、波浪場の2次元スペクトルの一種である方向性スペクトル  $S(\vec{x}, \theta; \omega)$  を決定することができる関数モデルである。ここで吹送距離とは、風が観測地点に到達するまでに一様に吹いているとみなせる距離であり、方向性スペクトルは、位置  $\vec{x}$  において振動数  $\omega$  をもち  $\vec{s}(\theta) = (\cos \theta, \sin \theta)$  方向に伝播する波浪の平面波成分に付随したエネルギー密度である。

そこで水表面のモデルとして、振幅分布が正規型でスペクトルがJONSWAP型の水面波を考え、その分散関係を式(1)によって指定すれば、重力波と表面張力波をともに考慮した統一的な動的水表面のモデルとなる。こ

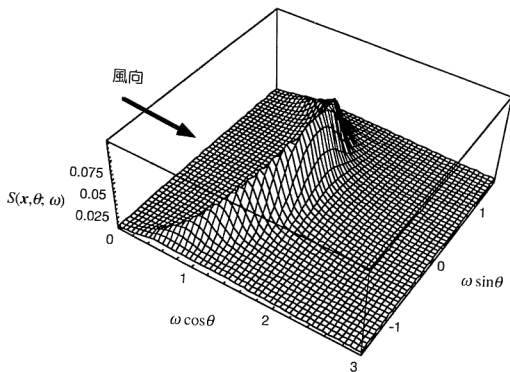


図1 海上10mにおける風速8.7m/s、吹送距離40kmであるときのJONSWAPスペクトル

の水表面モデルを Gaussian-JONSWAP モデル (G-J モデル) とよぶ。G-J モデルから数々の波浪場の統計関数を統一的に導く手続きは、文献1) に詳しい。

ところで、水表面モデルを構成する手続きから予想されるように、2次元のランダムな波動場である水表面の統計的定式化は、3次元のランダムな電磁場の統計性を扱うコヒーレンスの理論、および放射の理論と著しい類似性をもっている。実際、水表面の統計的性質を指定する数々の統計関数は、統計光学に現れる諸統計関数との対応において理解することが可能である。表1に水表面の統計関数と電磁場の統計関数<sup>10)</sup>の対応を示す。このような立場で水表面を眺めることは、光と水面波という異なる物理現象を同じ数学的定式化のもとに理解するという意味で、光学研究者、海洋学の研究者双方にとって有用であろう。

### 3. 水表面による光の散乱と放射

光の波長と水面波の波長、振幅の大きさを考慮すると、ランダムな水表面は、局所的には光に対し平坦な水表面のようにふるまうことが理解できる。このようなランダム粗面による光の散乱放射問題の研究に利用できる解析法の一つに、Kirchhoffの近似がある<sup>11)</sup>。Kirchhoffの近似は、散乱体である粗面の平均振幅  $\eta_0 = \sqrt{\langle \eta^2 \rangle}$  が入射波の波長  $\lambda$  に比べて大きい場合でも利用できる近似法であるが、赤外光と海表面の場合  $\eta_0 = 0.5 \text{ m}$ ,  $\lambda = 10 \mu\text{m}$  と見積ると、この比の値は  $10^4$  程度になる。このように粗面の粗さを特徴づける大きさが入射波の波長に比べて十分大きく、入射光が自然光で干渉距離も十分小さい場合は、Kirchhoffの近似の入射波の波長がゼロの極限として得られる幾何光学近似を利用することができる。幾何光学近似では、入射光線は散乱粗面の各点で反射の法則を満たす方向に反射されると考えて散乱問題を扱い、その際、水表面の各点における反射率は、局所的

表1 波浪場の統計関数<sup>1)</sup>と電磁場の統計関数<sup>10)</sup>との対応

Random water surface	Radiative energy transfer
Frequency spectrum $\Psi(\vec{x}; \omega)$	Space density $u_\nu(\vec{r})$
Local directional spectrum $S(\vec{x}, \theta; \omega)$	Specific intensity $I_\nu(\vec{r}, \vec{s})$
Cross spectrum $\Psi(\vec{x}, \vec{x}'; \omega)$	Cross spectral tensor $W_{ij}(\vec{r}, \vec{r}', \nu)$
$\langle \tilde{a}^*(\omega, \theta) \eta^{(+)}(\vec{x}, \omega) \rangle$	Mixed correlation tensor $\mathcal{M}_{ij}(\vec{r}, \vec{s}, \nu)$
Angular correlation spectrum $A(\theta, \theta'; \omega)$	Angular correlation tensor $\mathcal{A}_{ij}(\vec{s}, \vec{s}', \nu)$

な入射角における平坦な水表面の Fresnel の反射率で与えられる。

次に水表面の放射問題の扱いであるが、水表面と大気の境界面が熱平衡状態にあるとき、この境界面でエネルギーに関する Kirchhoff の法則<sup>12)</sup>が成立する。このとき水表面上のある平坦な局所表面を、その局所法線に対し角度  $\theta$  で指定される方位からみたときの、振動数  $\omega$  なる放射に関する局所表面の分光放射率  $\varepsilon(\theta; \omega)$  は、その方位から局所表面に入射した光に対する局所表面の分光透過率  $\tau(\theta; \omega)$  と等しい。一方、透過率と反射率は足し合わせるると 1 となるから、分光放射率は次のように表される。

$$\varepsilon(\theta; \omega) = \tau(\theta; \omega) = 1 - \rho(\theta; \omega) \quad (2)$$

ここで  $\rho(\theta; \omega)$  は、平坦な水表面の偏りのない光に関する Fresnel の反射率である。

ランダム水表面の実質的な放射率と反射率は、平坦な局所水表面の放射率  $\varepsilon(\theta; \omega)$  と反射率  $\rho(\theta; \omega)$  の水表面勾配に関する統計的平均を取ることにより得られる。水表面の放射問題と散乱問題を統一的に扱えることが幾何光学近似の特徴である。

こうして水表面による散乱と放射の問題は、多重散乱過程をも考慮すると無数に存在する高次の幾何光学的光路に関し、それぞれの光路に現れる反射過程と放射過程の、水表面に関する統計的平均を求める問題であることがわかる。図 2 に多重散乱過程、多重放射過程を含めた幾何光学的光路を示す。

#### 4. Shadowing の問題

Kirchhoff の近似や幾何光学近似による散乱の取扱いは、散乱角が比較的小さい場合は一般に良い結果をあた

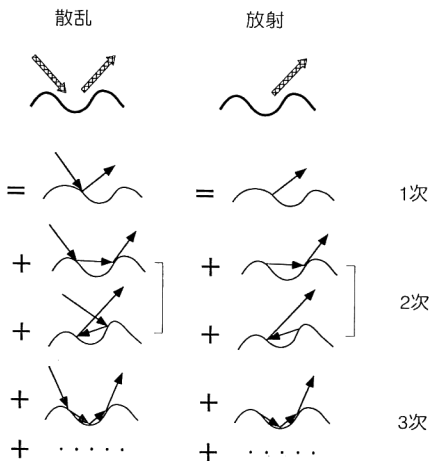


図 2 高次の散乱過程と放射過程

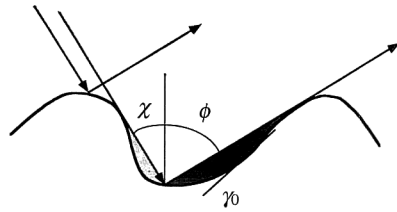


図 3 Shadowing の問題

える。しかし入射角  $\gamma$  または散乱角  $\phi$  の余接が、散乱粗面の平均勾配  $\gamma_0 = \sqrt{\langle \gamma^2(x) \rangle}$  より大きい場合は、図 3 に示したように散乱粗面のすべての点が散乱に寄与しないため、これらの近似は適用できない。この現象は shadowing といわれており、ランダムな境界面における波動の散乱理論のやっかいな問題の一つとなっている。

現在 shadowing は二つの方向で研究が進められている。一つは摂動論の範疇で shadowing を扱う方向であり、高次の摂動項を評価するとそこに shadowing が入ってくるという考え方である<sup>13)</sup>。いま一つは Kirchhoff の近似や幾何光学近似の範疇で shadowing を扱う方向であり、こちらは散乱粗面上のある点が、入射方向や観測方向からみて幾何学的に影にならない確率を導入してこの問題に対処する<sup>14,15)</sup>。しかし、この方法で高次の散乱、放射過程まで扱うとなると、散乱と放射のそれぞれの次数の幾何光学的光路に関し、異なるタイプの shadowing 確率を考える必要がある。

粗面散乱理論における幾何学的 shadowing の研究は、最初その重要性が Beckmann<sup>16)</sup> らによって指摘され、その後、Wagner<sup>17)</sup> によって、shadowing がある場合のランダム粗面の勾配と変位の結合確率密度の一般的表現が示され、さらに Smith<sup>18)</sup> による粗面と光線の多重交差に関する考察を経て、単純な形の近似式にまとめられた。Smith の理論はその後、天文学の分野で懸案であった月の周辺部の輝度が、滑らかな球体から予想される値より大きくなる現象の説明に適用され、見事な成功をおさめた<sup>19)</sup>。このあたりの事情は文献 20) に詳しい。

#### 5. G-J 水表面の散乱, 放射特性

G-J 水表面モデルの散乱, 放射特性を、幾何光学近似を用いて調べよう。以後、水表面の観測方位を  $x$ -軸と水表面の平均法線 ( $z$ -軸) を含む平面内にとり、この平面で切った水表面の断面形状を考えることにする。さて、G-J 水表面モデルは 2次元のガウス過程であるから、水面変位の確率密度は正規型である。そこで  $x$  方向の水面勾配  $\gamma$  の確率密度は、微分演算の線形性から正規

型となり、一方水表面の  $x$  方向に関する平均勾配  $\gamma_0$  は、方向性スペクトルから一義的に決定される<sup>1),21)</sup>。しかし shadowing がある場合、表面勾配本来の正規分布はもはや利用できない。

Shadowing を解析的に扱うためには、水表面の勾配に関する実効分布関数というものを利用すると便利である。実効分布関数  $p_0(\gamma; \phi)$  は、観測角 (散乱角)  $\phi$  で水表面を観測したとき、水表面上のある点が観測され、その勾配が  $\gamma$  である確率密度である<sup>18)</sup>。さまざまな観測角に対して計算された実効分布関数を図4に示す<sup>21)</sup>。実効分布関数は、観測角  $\phi$  が小さいときは表面勾配本来の確率密度である正規分布と大きく異ならないが、観測角が大きくなるに従って波の後方でゼロとなる領域が広がり、同時にその水表面上の点が観測される確率 (面積) も小さくなることわかる。

実効分布関数を利用すると、ランダム水表面の実質的な放射率である実効放射率  $\epsilon_{\text{eff}}$  は、平坦な水表面の放射率  $\epsilon(\theta; \omega)$  の水面勾配に関する統計的平均として求めることができる。G-J水表面の実効放射率を図5に示す<sup>21)</sup>。横軸は正規化距離  $\tan \phi$  であり、これは観測位置の平均水表面からの高度で正規化した観測水表面までの水平距離に等しい。実効放射率は平坦な水表面の放射率と比べて、観測角の大きい遠方の水表面で、その値が大きいことわかる。これは shadowing のために、観測方向に傾いた見かけ上放射率の大きい局所水表面が高い確率で観測されるためである。

次に、水表面の散乱特性を指定する実効放射率について

考える。実効放射率  $w_1(\chi, \phi; \omega)$  は、角度  $\chi$  で指定される方向から水表面に入射した単位放射束のうち、 $\phi$  方向に散乱されてくる放射束の単位水表面あたりの大きさで定義されており、粗面の散乱微分面積に相当するものである。この場合 shadowing は図3のように観測方位だけでなく入射方位に対しても発生する。この問題を扱うために、反射過程における表面勾配の実効分布関数  $p_1(\gamma; \phi)$  を利用する。この実効分布関数は、水表面を角度  $\phi$  で観測したとき水表面上のある点が観測され、かつその点を含む局所水面に関し観測方位と反射の法則を満たす方位からも観測され、その点の勾配が  $\gamma$  である確率密度である。図6に反射過程における実効分布関数を示す<sup>21)</sup>。  $p_1(\gamma; \phi)$  は  $p_0(\gamma; \phi)$  と比べて、波の後方でより速やかにゼロに近づくことわかる。これが第2の方向の shadowing の効果である。ランダム水表面の実効放射率は、反射過程における実効分布関数を用いて平坦な水

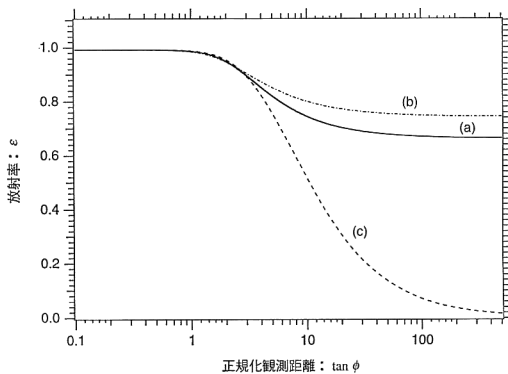


図5 G-J水表面の実効放射率  
(a)  $U_{10}=5$  m/s,  $X=10^5$  m,  $\Psi=0$  度, (b)  $U_{10}=15$  m/s,  $X=10^5$  m,  $\Psi=0$  度 ( $\gamma_0=\tan 10.88$  度), (c) 平坦な水表面の放射率。水の屈折率は  $n=1.19$ 。

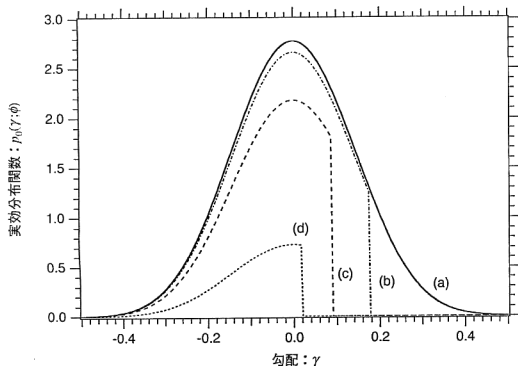


図4 Shadowing がある場合の表面勾配の実効分布関数  
観測角は (a)  $\phi=0$ , (b) 80, (c) 85, (d) 89 度。平均勾配は  $\gamma_0=\tan 8.20$  度で、風速  $U_{10}=5$  m/s, 吹送距離  $X=10^5$  m, 風向角  $\Psi=0$  度 (風と観測方位が平行) として G-J モデルから決定した。

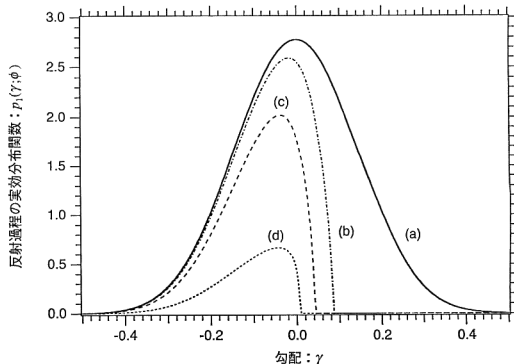


図6 反射過程における水表面勾配の実効分布関数  
観測角は、(a)  $\phi=0$ , (b) 80, (c) 85, (d) 89 度。風に関する条件は図4と同様。

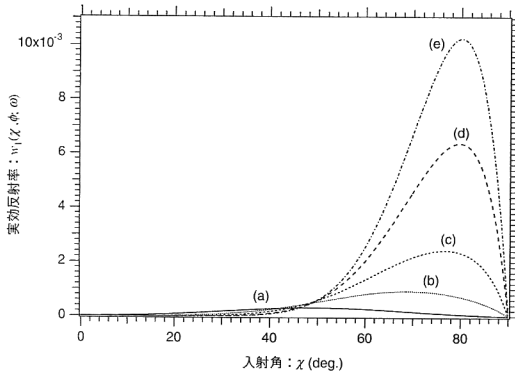


図 7 G-J 水表面の実効反射率  
観測角は (a)  $\phi=45$ , (b) 60, (c) 70, (d) 80, (e) 85 度。風に関する条件は図 4 と同様で、水の屈折率は  $n=1.19$ 。

表面の反射率の水表面勾配に関する統計的平均をとることにより求めることができる。図 7 に入射角  $\chi$  の関数としての G-J 水表面の実効反射率を示す<sup>21)</sup>。観測角が小さい場合、実効反射率は入射角が観測角  $\phi$  に近い値でピークをもつ緩やかな分布を示す。しかし、観測角が大きい場合は、入射角が観測角より小さい領域で大きなピークをもつ。このことは、遠方の水表面を観察した場合、その反射光には水平線近傍の空の反射が多く含まれていることを示唆している。

ここで述べた水表面の散乱、放射特性は、低高度からの水表面の温度分布計測法<sup>22-25)</sup>において中心的役割を果たすものである。

## 6. おわりに

本稿では、水表面の散乱・放射問題の研究の現状に関して、最近の解析的な研究とその背景を紹介した。紙面の関係で多くの研究<sup>26)</sup>を割愛することになったが、なかでも Cox と Munk によるサングリッターの研究<sup>27)</sup>や、Preisendorfer と Mobley によるモンテカルロ法を用いた表面張力波のみがある場合の水表面の散乱放射特性の研究<sup>28)</sup>などは本稿との関連が深い。

近年の計算機の高速度化によって、多くの散乱問題が大型計算手段であるモンテカルロ法を用いて研究されるようになってきている。モンテカルロ法は散乱体のモデルに密着した数値解が得られることが特徴であるが、個々の数値解は特殊な条件における解であり、この場合はそうであるが異なる条件においてはどうか、といった問題には直接答えない。いわば得られた数値解の解釈は、それを見る者の心眼に委ねられるわけである。それに対して解析的研究は、複雑な問題における最終的な物理量の解析

的表現を、多少の近似を導入しても得たいという要求に応えたものであり、それは解析解が本来もっている物理的見通しのよさが、将来の研究の指針として重要な情報を提供するからであろう。逆に解析解にとって数値解は、実験事実と同様その真価が試される試金石である。また、物体の散乱特性を利用した計測法において、現実的な規模で装置をまとめるならば、現時点ではどうしても解析解を利用することになってしまう。こういうわけで、散乱問題の解析的研究は応用面から極めて重要であり、今後の進展が強く望まれる研究領域であろう。

最後に本解説を執筆する機会を与えていただいた大阪大学、一岡芳樹教授と伊東一良助教授に感謝の意を表し、本稿を終える。

## 文 献

- 1) K. Yoshimori, K. Itoh and Y. Ichioka: "Statistical formulation for an inhomogeneous random water surface: a bases for optical remote sensing of oceans," *J. Opt. Soc. Am. A*, **11** (1994) 723-730.
- 2) K. Yoshimori, K. Itoh and Y. Ichioka: "New statistical formulation for an inhomogeneous ocean surface," *Topical Meeting of IEEE Geoscience and Remote Sensing Society Digest* (1994) pp. 455-459.
- 3) B. Kinsman: *Wind Waves* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1965) p. 336.
- 4) R.J. Glauber: "Coherent and incoherent states of the radiation field," *Phys. Rev.*, **131** (1963) 2766-2788.
- 5) S.O. Rice: "Mathematical analysis of random noise," *Bell Syst. Tech. J.*, **24** (1945) 46-156.
- 6) W.J. Pierson and L. Moskowitz: "A proposed spectral form for fully developed wind sea based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodskii," *J. Geophys. Res.*, **69** (1956) 5181-5190.
- 7) D.E. Hasselmann, M. Dunckel and J.A. Ewing: "Directional wave spectra observed during JONSWAP 1973," *J. Phys. Oceanogr.*, **10** (1980) 1264-1280; 次の文献も参考になる, K. Hasselmann, *et al.*: "Measurements of wind wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP)," *Dtsch. Hydrogr. Z., Reihe A (8)*, Nr. 12 (1973).
- 8) H. Mitsuyasu, F. Tasi, T. Suhara, S. Mizuno, M. Ohkutsu, T. Honda and K. Rikiishi: "Observation of the power spectrum of ocean wave using a cloverleaf buoy," *J. Phys. Oceanogr.*, **10** (1980) 286-296.
- 9) N.H.S. Long, C.T.Y. Yuen and L.F. Bliven: "A unified two-parameter wave spectral model for a general sea state," *J. Fluid Mech.*, **112** (1981) 203-224.
- 10) E. Wolf: "New theory of radiative energy transfer in free electromagnetic fields," *Phys. Rev. D*, **13** (1976) 869-886.
- 11) A. Ishimaru: *Wave Propagation and Scattering in Random Media* (Academic Press, New York, 1978) p. 484.

- 12) R. Siegel and J.R. Howell: *Thermal Radiation and Heat Transfer* (Hemisphere Publishing, New York, 1981) p. 57.
- 13) 小倉久直, 高橋信行: “ランダム表面による波動散乱—相反定理と後方散乱強調—”, 輻射科学研究会資料, RS 93-11 (1993).
- 14) A. Ishimaru and J.S. Chen: “Scattering from very rough surfaces based on the modified second order Kirchhoff approximation with angular and propagation shadowing,” *J. Acoust. Soc. Am.*, **88** (1990) 1877-1883.
- 15) N.C. Bruce and J.C. Dainty: “Multiple scattering from rough dielectric and metal surfaces using the Kirchhoff approximation,” *J. Mod. Opt.*, **38** (1991) 1471-1481.
- 16) P. Beckmann and A. Spizzichino: *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces* (Pergamon, Oxford, 1963) p. 28.
- 17) R. J. Wagner: “Shadowing of randomly rough surface,” *J. Acoust. Soc. Am.*, **41** (1967) 138-147.
- 18) B.G. Smith: “Geometrical shadowing of a random rough surface,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **AP-15** (1967) 668-671.
- 19) B.G. Smith: “Lunar surface roughness: shadowing and thermal emission,” *J. Geophys. Res.*, **72** (1967) 4059-4067.
- 20) F.G. Bass and I.M. Fuks: *Wave Scattering from Statistically Rough Surface*, translated and edited by C.B. Vesecky and J.F. Vesecky, Vol. 83 of International Series in Natural Philosophy (Pergamon Press, London, 1979) p. 275.
- 21) K. Yoshimori, K. Itoh and Y. Ichioka: “Thermal radiative and reflective characteristics of a wind-roughened water surface,” *J. Opt. Soc. Am. A*, **11** (1994) 1886-1893.
- 22) 吉森 久, 伊東一良, 一岡芳樹: “波浪のある水表面の熱映像構成法”, 光学, **23** (1994) 50-57.
- 23) K. Yoshimori, K. Itoh and Y. Ichioka: “Statistically-corrected ocean thermography,” *Appl. Opt.*, **33** (1994) 7078-7087.
- 24) K. Yoshimori, K. Itoh and Y. Ichioka: “Optical characteristics of a wind-roughened water surface: a two-dimensional theory,” *Appl. Opt.* submitted.
- 25) 吉森 久, 伊東一良, 一岡芳樹: “統計的水表面熱映像法 (2次元水表面散乱特性の決定と応用)”, 光学連合シンポジウム浜松'94講演予稿集 (1994) pp. 193-194.
- 26) C.D. Mobley: *Light and Water* (Academic Press, San Diego, 1994).
- 27) C. Cox and W. Munk: “Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter,” *J. Opt. Soc. Am.*, **44** (1954) 838-850.
- 28) R. W. Preisendorfer and C. D. Mobley: “Albedos and Glitter patterns of a wind-roughened sea surface,” *J. Phys. Oceanogr.*, **16** (1986) 1293-1316.