

方向スペクトルの推定における拡張最大エントロピー原理法の 入・反射波共存場を対象とした修正

橋本典明* ・永井紀彦** ・菅原一晃***
浅井 正**** ・久高将信***** ・小野修平*****

1. はじめに

方向スペクトル推定法は、これまでも多くの方法が提案されており、現地観測データや実験データの方向スペクトル解析に用いられている。既往の方法の内、EMEP (拡張最大エントロピー原理法; 橋本ら, 1993) は最近開発した方法で, MEP (最大エントロピー原理法; 橋本ら, 1985) や BDM (ベイズ法; 橋本, 1987) と同程度の高い推定精度を有し, あまり計算時間を要しない汎用的な方向スペクトル推定法である。

さて, 方向スペクトル観測の応用の一つとして, 構造物による反射波の検出がある。従来, 方向スペクトル観測は波浪の特性を解明する上で欠かせないものと考えられ, 工学的な面からも防波堤や岸壁などによる反射波の検出に効果的であると考えられてきた。しかしながら, 構造物の前面で入射波と反射波を分離するために方向スペクトルを測定する場合, 互いに対をなす入・反射波の位相がランダムでないために, 従来の方向スペクトル推定法では問題が生じる。したがって, 構造物前面の入・反射波共存場で方向スペクトルを測定するためには, 入射波と反射波の位相干渉を考慮した修正が必要となる。

このような修正は, 磯部ら (1993) により MLM (最尤法) を対象として最初に導入された (MMLM; 修正最尤法)。その後, 著者らは BDM を対象として同様の修正をした (MBM (修正ベイズ法), EMBM (拡張修正ベイズ法); 橋本ら, 1987)。しかしながら, これらの修正された方法では, 分解能や計算時間の面で, それぞれの元となる MLM や BDM と同様の長所・短所を有し, 必ずしも高精度かつ実用的な推定法ではなかった。そこで, 本研究では, 高精度かつ簡便な方法として, 上記の EMEP を入・反射波共存場に適用可能な形に修正し (以下ではこれを MEMEP (修正・拡張最大エントロピー原理法) と呼称する), その適用性を検討することとした。

2. 推定理論の定式化

入・反射波のエネルギー分布は周波数と方向角の関数である。したがって, 入射波と反射波のエネルギーの平方根の比で定義される反射率も同様な関数として扱うことが妥当と思われる。そこで以下では, 反射率は周波数 f および方向角 θ の関数として一般的に取り扱う。この場合, 入・反射波共存場の微小振幅で不規則な水面変動, 水面勾配, 水圧変動などの任意の波動量間のクロススペクトル $\Phi_{mn}(f)$ と入射波の方向スペクトル $S(f, \theta)$ の関係は式(1)で与えられる(磯部ら, 1983)。ただし, 式(1)では, 以下の式の誘導の便宜上, m 番目の波動量と n 番目の波動量のクロススペクトル $\Phi_{mn}(f)$ を $\Phi_i(f)$ と表示した。また, ここでは反射率 r も未知量としたため, 積分範囲を反射率の定義域 $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ (入射波の来襲する範囲) で表示した。

$$\begin{aligned} \Phi_i(f) = & \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} H_{0,i}(f, \theta) S(f, \theta) d\theta \\ & + \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} H_{1,i}(f, \theta) r(f, \theta) S(f, \theta) d\theta \\ & + \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} H_{2,i}(f, \theta) r^2(f, \theta) S(f, \theta) d\theta \cdots \cdots (1) \end{aligned}$$

($i=1, \dots, K$)

ここに,

$$\Phi_i(f) = \Phi_{mn}(f) / D_{mn}(f) \cdots \cdots (2)$$

$$\begin{aligned} H_{0,i}(f, \theta) = & H_m(f, \theta) H_n^*(f, \theta) / D_{mn}(f) \\ & \times [\cos\{k(x_{mn} \cos \theta + y_{mn} \sin \theta)\} \\ & - i \sin\{k(x_{mn} \cos \theta + y_{mn} \sin \theta)\}] \cdots \cdots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_{1,i}(f, \theta) = & H_m(f, \theta_r) H_n^*(f, \theta) / D_{mn}(f) \\ & \times [\cos\{k(x_{mnr} \cos \theta + y_{mnr} \sin \theta)\} \\ & - i \sin\{k(x_{mnr} \cos \theta + y_{mnr} \sin \theta)\}] \\ & + H_m(f, \theta) H_n^*(f, \theta_r) / D_{mn}(f) \\ & \times [\cos\{k(x_{mnr} \cos \theta + y_{mnr} \sin \theta)\} \\ & - i \sin\{k(x_{mnr} \cos \theta + y_{mnr} \sin \theta)\}] \cdots \cdots (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_{2,i}(f, \theta) = & H_m(f, \theta_r) H_n^*(f, \theta_r) / D_{mn}(f) \\ & \times [\cos\{k(x_{mnr} \cos \theta + y_{mnr} \sin \theta)\} \\ & - i \sin\{k(x_{mnr} \cos \theta + y_{mnr} \sin \theta)\}] \cdots \cdots (5) \end{aligned}$$

* 正会員 工博 運輸省港湾技術研究所海洋エネルギー利用研究室長
** 正会員 運輸省港湾技術研究所海象調査研究室長
*** 正会員 運輸省港湾技術研究所海洋水理部主任研究官
**** 正会員 工修 運輸省港湾技術研究所海域環境研究室研究官
***** 正会員 (株)エコー, 第一技術部, 波浪プロジェクト室

$$\left. \begin{aligned} x_{mn} &= x_n - x_m, & y_{mn} &= y_n - y_m \\ x_{mnr} &= x_{nr} - x_{mr}, & y_{mnr} &= y_{nr} - y_{mr} \\ x_{mrn} &= x_n - x_{mr}, & y_{mrn} &= y_n - y_{mr} \\ x_{mnr} &= x_{nr} - x_m, & y_{mnr} &= y_{nr} - y_m \end{aligned} \right\} \dots\dots (6)$$

$H_m(f, \theta)$ は水面変動から任意の波動量への伝達関数、 (x_m, y_m) は m 番目の波動量を計測する平面座標であり、 (x_{mr}, y_{mr}) とは反射面に対して面対象な関係にある。また、 θ_r は入射角と反射角が等しく、反射面において位相のずれがないと仮定した場合の反射波の伝播する方向角である。 $D_{mn}(f)$ はクロススペクトルを無次元化するとともにクロススペクトルの誤差を正規化するために導入した関数で、式(1)の実部、虚部に対してそれぞれ次式で与えられるコスベクトル $\hat{C}_{mn}(f)$ およびクオドラチャスペクトル $\hat{Q}_{mn}(f)$ の推定誤差の標準偏差 (Bendat, 1986) を用いることとした。

$$\left. \begin{aligned} \sigma[\hat{C}_{mn}(f)] &= \left[\frac{1}{2N_a} \{ \Phi_{mn}(f) \Phi_{nn}(f) \right. \\ &\quad \left. + C_{mn}(f)^2 - Q_{mn}(f)^2 \} \right]^{1/2} \\ \sigma[\hat{Q}_{mn}(f)] &= \left[\frac{1}{2N_a} \{ \Phi_{mn}(f) \Phi_{nn}(f) \right. \\ &\quad \left. - C_{mn}(f)^2 + Q_{mn}(f)^2 \} \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots (7)$$

ここに、 N_a はアンサンブル平均する相異なるデータ個数である。 $D_{mn}(f)$ による正規化により、与えられたクロススペクトルの偏差の発生確率が最小なバイアスの少ない方向スペクトルが推定されるものと思われる。ただし、4.に述べる数値シミュレーションによる検討では、クロススペクトルを推定値としてではなく、真値としてシミュレーションするため、 $D_{mn}(f)=1$ として計算している。

入射波の方向スペクトル $S(f, \theta)$ はその定義域 $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ で0以上の値をとる関数であるが、以下では正值として取り扱う。これは $S(f, \theta)$ が0の領域でも、限りなく0に近い正值とすれば、不合理でないと思われるためである。そこでいま、入射波の方向スペクトルの推定値としてEMEPと同様に次式を仮定する。

$$\hat{S}(f, \theta) = \exp\{x(f, \theta)\} \dots\dots\dots (8)$$

ここに、

$$x(f, \theta) = a_0(f) + \sum_{n=1}^N \{ a_n(f) \cos n\theta + b_n(f) \sin n\theta \} \dots\dots\dots (9)$$

である。式(8)~(9)の表現は負値を取らず、低い次数のパラメータで平坦な形状から先鋭な形状までの種々の方向スペクトルを表現できる利点がある。一方、反射率 r の定義域は入射波の来襲する範囲 $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ で定義される。また、値域は $0 \leq r \leq 1$ であるが、ここでは便宜的に $0 < r < 1$ と仮定し、次式で与える。

$$\hat{r}(f, \theta) = \frac{\exp\{y(f, \theta)\}}{1 + \exp\{y(f, \theta)\}} \dots\dots\dots (10)$$

ここに、

$$y(f, \theta) = a_0(f) + \sum_{m=1}^M \{ a_m(f) \cos m\theta + \beta_m(f) \sin m\theta \} \dots\dots\dots (11)$$

である。式(10)~(11)の表現は $0 < r < 1$ の任意形状の反射率を低い次数のパラメータで表現できる利点がある。また、複素数で与えられる $\Phi_i(f)$ および $H_{i,\kappa}(\theta)$ ($i=0, 1, 2$) を便宜的に、

$$\left. \begin{aligned} \Phi_i &= \text{Real}\{\Phi_i(f)\}, & \Phi_{\kappa+i} &= \text{Imag}\{\Phi_i(f)\} \\ H_{i,\kappa}(\theta) &= \text{Real}\{H_{i,\kappa}(f, \theta)\} \\ H_{i,\kappa+i}(\theta) &= \text{Imag}\{H_{i,\kappa}(f, \theta)\} \end{aligned} \right\} \dots\dots (12)$$

$(i=0, 1, 2)$

と分離し、すべてを実数に関する式として取り扱う。なお、式(12)の左辺は周波数 f の関数であるが、省略して記述した。以後、周波数 f は便宜的に省略して扱うこととする。このとき式(8)および式(10)を式(1)に代入し、正規化されたクロススペクトルの誤差 ϵ_i を考慮して、結局、式(1)は次式のように表される。

$$\begin{aligned} \epsilon_i &= \Phi_i - \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} H_{0,i}(\theta) \exp\{x(\theta)\} d\theta \\ &\quad - \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} H_{1,i}(\theta) \frac{\exp\{x(\theta) + y(\theta)\}}{1 + \exp\{y(\theta)\}} d\theta \\ &\quad - \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} H_{2,i}(\theta) \frac{\exp\{x(\theta) + 2y(\theta)\}}{[1 + \exp\{y(\theta)\}]^2} d\theta \dots\dots (13) \end{aligned}$$

$(i=1, \dots, L)$

ここに、 ϵ_i , ($i=1, \dots, L$) は互いに独立であり、平均 0、未知の分散 σ^2 の正規分布に従うものとする。なお、式(13)では、クロススペクトルの実部が0となる式、虚部が0となる式はもとの連立積分方程式から除外しており、このような式を除いた残りの独立な積分方程式の数が L である。

式(8)で与えられる入射波の方向スペクトル $S(f, \theta)$ および式(10)で与えられる反射率 $r(f, \theta)$ に含まれる未知パラメータ a_0, a_n, b_n , ($n=1, \dots, N$) および a_0, a_m, β_m , ($m=1, \dots, M$) は、式(13)で与えられる誤差 ϵ_i の自乗和が最小になるように最小自乗法で求めればよい。しかしながら、式(13)はこれらの未知パラメータに関して非線形であり、これを解析的に求めることは難しい。そこでいま、 \bar{a}_n, \bar{b}_n および $\bar{a}_m, \bar{\beta}_m$ が、解 a_n, b_n および a_m, β_m に十分近いものとし、

$$\left. \begin{aligned} a_n &= \bar{a}_n + a'_n, & b_n &= \bar{b}_n + b'_n \\ a_m &= \bar{a}_m + a'_m, & \beta_m &= \bar{\beta}_m + \beta'_m \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

で解を表現する。ここに、 $a'_n, b'_n, a'_m, \beta'_m$ は解 a_n, b_n, a_m, β_m と推定値 $\bar{a}_n, \bar{b}_n, \bar{a}_m, \bar{\beta}_m$ との残差である。このとき、式(14)を式(13)に代入し、 $a'_n, b'_n, a'_m, \beta'_m$ の1

次の項までとると、結局、式(13)は次式で表される。

$$\begin{aligned} \epsilon_i = & Z_i - \dot{a}_0 X_{i,0} - \sum_{n=1}^N \{ \dot{a}'_n X_{i,n} + \dot{b}'_n Y_{i,n} \} \\ & - \dot{a}_0 U_{i,0} - \sum_{m=1}^M \{ \dot{a}'_m U_{i,m} + \dot{\beta}'_m V_{i,m} \} \dots\dots\dots (15) \\ & (i=1, \dots, L) \end{aligned}$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} Z_i = & \Phi_i - \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} E_i(\theta) d\theta \\ X_{i,n} = & \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} E_i(\theta) \cos n\theta d\theta \\ Y_{i,n} = & \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} E_i(\theta) \sin n\theta d\theta \\ U_{i,m} = & \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} F_i(\theta) \cos m\theta d\theta \\ V_{i,m} = & \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} F_i(\theta) \sin m\theta d\theta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

$$\left. \begin{aligned} E_i(\theta) = & H_{0,i}(\theta) \exp\{\tilde{x}(\theta)\} \\ & + H_{1,i}(\theta) \frac{\exp\{\tilde{x}(\theta) + \tilde{y}(\theta)\}}{1 + \exp\{\tilde{y}(\theta)\}} \\ & + H_{2,i}(\theta) \frac{\exp\{\tilde{x}(\theta) + 2\tilde{y}(\theta)\}}{[1 + \exp\{\tilde{y}(\theta)\}]^2} \\ F_i(\theta) = & H_{1,i}(\theta) \frac{\exp\{\tilde{x}(\theta) + \tilde{y}(\theta)\}}{[1 + \exp\{\tilde{y}(\theta)\}]^2} \\ & + H_{2,i}(\theta) \frac{2 \exp\{\tilde{x}(\theta) + 2\tilde{y}(\theta)\}}{[1 + \exp\{\tilde{y}(\theta)\}]^3} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{x}(\theta) = & \tilde{a}_0 + \sum_{n=1}^N \{ \tilde{a}_n \cos n\theta + \tilde{b}_n \sin n\theta \} \\ \tilde{y}(\theta) = & \tilde{\alpha}_0 + \sum_{m=1}^M \{ \tilde{\alpha}_m \cos m\theta + \tilde{\beta}_m \sin m\theta \} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

である。

式(15)で与えられる連立線形方程式を適当な初期値 \tilde{a}_n, \tilde{b}_n および $\tilde{\alpha}_m, \tilde{\beta}_m$ を与えて繰り返し計算によって解けば、収束解として a_n, b_n および α_m, β_m が求まり、式(8)~(11)によって入射波の方向スペクトル $S(f, \theta)$ および反射率 $r(f, \theta)$ が求められる。

以上の展開では、式(9)および式(11)に含まれるモデル次数 (Fourier 級数の次数) N および M はあらかじめ与えられたものとして取り扱ってきた。しかしながら、上記の方法を実際の観測データに適用する場合、妥当な入射波の方向スペクトル $S(f, \theta)$ と反射率 $r(f, \theta)$ のモデル次数 N と M は各観測データ毎に異なる値をとるはずである。したがって、観測データ毎にどのように最適モデル次数 N, M を与えるのが新たな問題として生じてくる。

観測データに統計モデルを当てはめる場合、正確にデータの構造を表現するモデルを作成するために、一般に多くのモデル次数を用いて近似しがちである。しかしながら、低次のモデルでデータの構造を表現しきれないと

きに、次数の上昇を行った結果、推定値を不安定にするばかりでなく、モデル固有のくせを持ち込むという問題が生じる。そこでここでは、赤池 (1973) により開発された AIC (赤池の情報量基準) を導入し、AIC 最小化法によって、最適なモデル次数の選択を行うこととした。観測データに有限の未知パラメータを含む統計モデルを当てはめる場合、モデルの属内から最適なモデルを選択する問題では、AIC 最小化法はモデルのデータへの適合度と推定値の滑らかさの両方の観点から望ましい結果が得られることが多い。

上記の方法の場合、方向スペクトルのモデル次数として N 次の項まで、反射率のモデル次数として M 次の項まで取るものとする、0 次の項および誤差 ϵ_i の分散 σ^2 を含めて、未知パラメータの数は $2N+2M+3$ である。したがって、この場合の AIC は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \text{AIC} = & L(\ln 2\pi + 1) + L \ln \hat{\sigma}^2 + 2(2N+2M+3) \\ & \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

ここに、 L は式(15)の連立方程式の数、 $\hat{\sigma}^2$ は式(15)に最小自乗法を適用した際の解 $a_n, b_n, \alpha_m, \beta_m$ の収束時の誤差 ϵ_i の分散である。

3. MEMEP の数値計算法

式(15)は $\dot{a}'_n, \dot{b}'_n, \dot{\alpha}'_m, \dot{\beta}'_m$ に関して線形な連立方程式である。そこで、適当な初期値 $\tilde{a}_n, \tilde{b}_n, \tilde{\alpha}_m, \tilde{\beta}_m$ を用いて、式(16)~(18)で与えられる係数 $Z_i, X_{i,n}, Y_{i,n}, U_{i,m}, V_{i,m}$ を数値計算によって求め、式(15)に最小自乗法を適用して $\dot{a}'_n, \dot{b}'_n, \dot{\alpha}'_m, \dot{\beta}'_m$ を求める。次に、式(14)により新しい推定値 $a_n, b_n, \alpha_m, \beta_m$ を求め、これを $\tilde{a}_n, \tilde{b}_n, \tilde{\alpha}_m, \tilde{\beta}_m$ の代わりに式(15)~(18)に代入して同様の計算を繰り返す。このようにして $\dot{a}'_n, \dot{b}'_n, \dot{\alpha}'_m, \dot{\beta}'_m$ の絶対値が十分に小さくなった (10^{-2}) ところで計算をやめ、このときの $\tilde{a}_n, \tilde{b}_n, \tilde{\alpha}_m, \tilde{\beta}_m$ を解 $a_n, b_n, \alpha_m, \beta_m$ として採用する。このようにして得られた $a_n, b_n, \alpha_m, \beta_m$ を式(8)~(11)に代入すれば、入射波の方向スペクトル $S(f, \theta)$ および反射率 $r(f, \theta)$ が得られる。

AIC 最小化法による最適モデルの選択は、種々のモデル次数 N (方向スペクトル) と M (反射率) を与えて上記の収束計算および式(19)で与えられる AIC の計算を実施し、種々のモデル次数の中で最小の AIC を与えるモデル次数 N, M を最適次数として選択すればよい。

なお、式(15)~(18)の繰り返し計算では、初期値として与えた $\tilde{a}_n, \tilde{b}_n, \tilde{\alpha}_m, \tilde{\beta}_m$ を式(14)によって $a_n, b_n, \alpha_m, \beta_m$ で置き換えて繰り返し計算するが、ある場合には繰り返し計算が発散する場合がある。そこで、実際の計算では式(14)の代わりに $\dot{a}'_n, \dot{b}'_n, \dot{\alpha}'_m, \dot{\beta}'_m$ に収束計算を制御するための定数 δ を乗じ、次式によって繰り返し計算を実施した。

$$\left. \begin{aligned} a_n &= \bar{a}_n + \delta a'_n, & b_n &= \bar{b}_n + \delta b'_n \\ \alpha_m &= \bar{\alpha}_m + \delta \alpha'_m, & \beta_m &= \bar{\beta}_m + \delta \beta'_m \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

すなわち、繰り返し計算の途中で $a'_n, b'_n, \alpha'_m, \beta'_m$ の絶対値が設定値を越える場合には、 δ の値を $\delta=1$ から $\delta=0.5$ に変化させて繰り返し計算をやり直す。再度 $a'_n, b'_n, \alpha'_m, \beta'_m$ の絶対値が設定値を越える場合には $\delta=0.25$ として再計算する。このように、

$$\delta = (0.5)^l : (l=0, 1, \dots) \dots\dots\dots (21)$$

として徐々に δ の値を小さな値に変化させて繰り返し計算を実施するが、今回の計算では $l=4$ まで変化させることとし、 $l=4$ の場合にも収束しない場合には、計算を打ち切ることとした。

以上のようにして、入射波の方向スペクトルおよび反射率を求める種々の試算を実施した。しかしながら、モデル次数を色々変化させて計算した結果、方向スペクトルや反射率の形状に依存して、ある特定の次数より高次のモデルでは δ を小さな値に変化させても式(15)~(18)の繰り返し計算が発散することが判明した。これは、AIC 最小化法で与えられる最適次数よりもさらに高次のモデルを与えた場合に、未知パラメータの数が過剰となり、数値計算が不安定になるためと思われる。したがって、MEMEP の数値計算は、方向スペクトルと反射率をともに低次のモデルから高次のモデルへと変化させて順次計算を進めることとした。なお、この計算においては、方向スペクトルと反射率の最高モデル次数は式(15)で与えられる独立な連立方程式の数により制限される。すなわち、未知パラメータの数は方程式の数よりも小さくなければならない、 $2N+2M+3 \leq L$ である。最大限この範囲内で AIC 最小化法による最適値の探索を行えばよい。具体的な数値計算法の詳細は文献(橋本ら, 1993)を参照されたい。

4. 数値シミュレーションによる検討

数値シミュレーション法を利用して、2.で述べた入・反射波共存場における反射率の推定および入射波と反射波の方向スペクトルの分離計算法の妥当性、適用性などの検討を行った。

シミュレーション条件は、図-1に示す4種類のアレイ配置を用い、最短波高計間距離 D と波長 L の比を $D/L=0.2$ とし、反射面から波高計アレイまでの最短距離を波長 L の 0.2 倍の位置に設定した場合を対象として数値シミュレーションを実施した。図-1中の (η) はその位置で水面変動 η を計測することを意味し、 (η, u, v) は水面変動 η と、その水面下で水平2成分の水粒子速度 u と v を計測することを意味している。図-1に示すアレイ配置が4成分以上の波動量で構成されているのは、MEMEP を適用するには、4成分以上の波動量を必要と

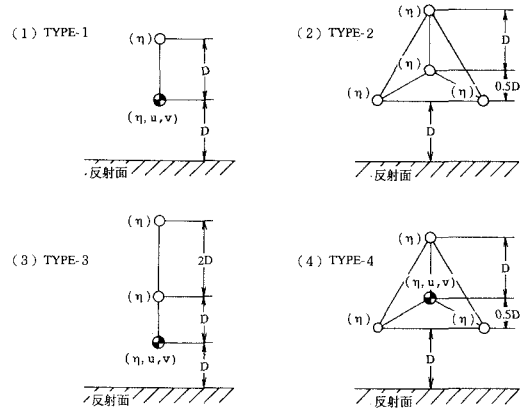


図-1 数値シミュレーションに用いたアレイ配置

するためである。すなわち、MEMEP では方向スペクトルのみならず、反射率も未知量となっており、通常の方法に比べてより多くの情報を必要とするためである。なお、シミュレーションでは、反射率を方向角によらず一定とする場合と、方向角の関数として変化させた場合を検討したが、ここでは方向角の関数として変化させた場合のみについて述べる。

図-2は同一の波浪条件を用い、それぞれ図-1のアレイ配置で計算した結果を示したものである。図-2に見られるように、MMLM で推定された方向スペクトルでは、(1)~(3)でピークが3つ現れており、また、反射率は入射波のエネルギーの卓越した範囲でほぼ妥当な反射率を推定しているものの、それ以外では TRUE との差が大きく現れている。

一方、MEMEP で推定された方向スペクトルと反射率は、MMLM で推定された方向スペクトルと反射率に比べて概して推定精度が高い。しかしながら、MEMEP では、(2)と(3)に比べて(1)と(4)が推定精度がやや高く現れており、波浪条件に依存してアレイ配置の影響を受けるようである。また、MEMEP で推定された反射率は(1), (2), (4)では TRUE に近い妥当な推定値が示されているが、(3)では TRUE と異なる値が推定されており、MMLM よりも推定精度が劣っている。(3)の例では、図に示した推定値よりも TRUE に近い別の推定値が得られていたが、AIC 最小化法による AIC のわずかの差で図に示した推定値が最適値として選択されたためである。AIC 最小化法を用いて最適値を選択する場合、2つのモデル間で AIC の差がわずかの場合は、低次のモデルを最適値として選択する必要があるようである。なお、(3)の例では、反射率は MEMEP の方が MMLM に比べて推定精度が劣っているものの、方向スペクトルは MEMEP の方が推定精度がよい。これは入射波のエネル

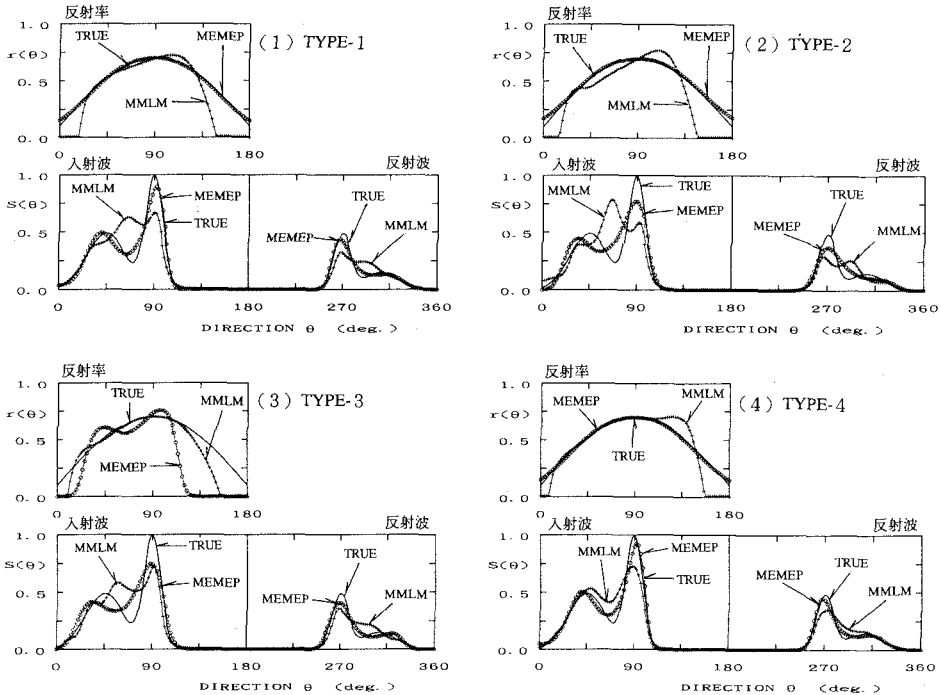


図-2 反射波を方向角の関数として変化させた場合の数値シミュレーション例 (二方向波浪)

ギーが卓越した範囲では、MEMEPの反射率がほぼ妥当な値であるためである。

6. おわりに

本論文では、入・反射波共存場に適用可能な方向スペクトル推定法として、著者らが先に開発したMBMやEMBMよりもさらに実用的なMEMEP(修正・拡張最大エントロピー原理法)について述べた。MEMEPでは入射波の方向スペクトルと反射率の両方を未知量として定式化し、入・反射波の方向スペクトルの分離計算と同時に、反射率も周波数と方向角の関数として推定可能である。数値シミュレーション結果によれば、MEMEPを4成分以上の観測データに適用する場合、MEMEPは反射率が方向角によらず一定の場合や、方向角の関数として変化する場合、あるいは入射波の方向スペクトルが単峯型や双峯型の場合など、種々の場合に適用可能であって、高い精度で方向スペクトルと反射率を推定可能である。また、MEMEPは計算が比較的簡便であり、パーソナルコンピュータによる利用も可能である。しかしながら、シミュレーション結果の一部には、別に最適な推定値があるにもかかわらず、これとは別の推定値を最適値として選択する場合も有り得ることがわかった。これについては今後さらに検討する予定である。

参考文献

磯部雅彦・近藤浩右 (1993): 入・反射波の共存場における方向スペクトルの推定法, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 44-48.
 橋本典明・小舟浩治 (1985): 最大エントロピー原理 (MEP) を用いた方向スペクトルの推定, 港湾技術研究所報告, 第24巻, 第3号, pp. 123-145.
 橋本典明 (1987): ベイズ型モデルを用いた方向スペクトルの推定, 港湾技術研究所報告, 第26巻, 第2号, pp. 97-125.
 橋本典明・小舟浩治 (1987): ベイズ型モデルを用いた方向スペクトルの推定—入・反射波共存場を対象として—, 港湾技術研究所報告, 第26巻, 第4号, pp. 3-33.
 橋本典明・永井紀彦・浅井 正・菅原一晃 (1993): 海洋波の方向スペクトルの推定における最大エントロピー原理法 (MEP)の拡張, 港湾技術研究所報告, 第32巻, 第1号, pp. 3-25.
 橋本典明・永井紀彦・浅井 正 (1993): 海洋波の方向スペクトルの推定における拡張最大エントロピー原理法の修正—入・反射波共存場を対象として—, 港湾技術研究所報告, 第32巻, 第4号, pp. 25-47.
 Akaike, H. (1973): Information theory and an extension of the maximum likelihood principle, 2nd Intr. Simp. on Information Theory (Petrov, B. N. and Csaki, F. eds.), Akademiai Kiado, Budapest, pp. 267-281.
 Bendat, J. S. and A. G. Piersol (1986): Random Data Analysis and Measurement Procedures, Second edition, John Wiley & Sons, 566 p.