

多方向不規則波浪の波別解析法に関する理論的考察

磯 部 雅 彦*

1. 序 論

不規則波浪を記述する方法として、スペクトル解析法と波別解析法とが用いられている。単一方向へ進行する不規則波浪、いわゆる長波峯不規則波浪の場合、それぞれの解析法で主に対象とするのは、周波数スペクトルおよび波高分布である。しかし、実際の海の波は無数の方向へ進行する成分波を含む多方向不規則波浪となっている。この場合、スペクトル解析法では方向スペクトルが用いられ、これに関して種々の研究がなされている。これに対し、多方向不規則波浪を波別解析法によって取り扱うとすれば、個々の波の波高と波向の結合分布を中心に議論を進めることになるが、実際にこのようなことを行なった例はない。ところで、多方向不規則波浪による波力、漂砂量、砕波現象などの解析には、波別解析法に基くものが有用であると考えられる。特に、単一方向不規則波浪の場合と同様に、ある波高と波向を有する個々の波をそれと同等な規則波におきかえることにより、便宜的にはあるが非線形性をとり入れることができる。

本研究においては、多方向不規則波浪の波別解析法に関し、波高と波向の結合確率密度関数などを理論的に導き、限られた条件であるが現地観測結果との比較を行う。

2. 包絡線関数の結合確率密度

(1) 水面変動と水平成分水粒子速度の包絡線関数

個々の波の波向を定義するために用いる観測記録の種類と定義法は種々考えられる。その中で、同一地点における水面変動と水平2成分水粒子速度を用いるものに着目すると、その結果が波力・漂砂量・砕波条件などに、より直接的に使えと考えられるし、また現地観測も比較的容易である。そこで、本研究では、この場合に限って議論を進めることにする。

多方向不規則波浪場は、周波数と波向の異なる無数の成分波の重ね合わせによって表現できる。(i, j) 番目の成分波の周波数を f_i (対応する波数を k_i)、波向を θ_j とすれば、平面上の位置 (x, y) における水面変動 η 、

x および y 方向の水粒子速度 u および v は次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} \eta(t) &= \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} c_{ij} \cos \phi_{ij} \\ u(t) &= \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \hat{H}_i \cos \theta_j \cdot c_{ij} \cos \phi_{ij} \\ v(t) &= \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \hat{H}_i \sin \theta_j \cdot c_{ij} \cos \phi_{ij} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 t は時間を表わし、

$$\phi_{ij} = k_i(x \cos \theta_j + y \sin \theta_j) - 2\pi f_i t - \varepsilon_{ij} \dots (2)$$

$$\hat{H}_i = 2\pi f_i \frac{\cosh k_i z}{\sinh k_i h} \dots\dots\dots (3)$$

であり、 h は水深、 z は底面からの高さである。成分波の振幅 c_{ij} は、その成分波が代表する周波数と波向の範囲を Δf_i および $\Delta \theta_j$ とすれば、方向スペクトル $S(f, \theta)$ との関係において

$$\langle c_{ij}^2 \rangle / 2 = S(f_i, \theta_j) \Delta f_i \Delta \theta_j \dots\dots\dots (4)$$

となる。ここに、 $\langle \rangle$ は統計的期待値を表す。また、成分波の位相 ε_{ij} は 0 から 2π の間を一樣に分布する。

ここで、周波数スペクトルが狭帯減であるものと仮定し、成分波の周波数 f_i が平均周波数 $\bar{f}$ とそれからの微小な変動量 f'_i との和で表わされるものとする。

$$f_i = \bar{f} + f'_i \dots\dots\dots (5)$$

式(5)を式(2)に代入し、さらにそれを式(1)に代入してから三角関数の加法定理を用いて整理すれば、

$$\left. \begin{aligned} \eta(t) &= \eta_0 \cos 2\pi \bar{f} t + \eta_s \sin 2\pi \bar{f} t \\ u(t) &= u_0 \cos 2\pi \bar{f} t + u_s \sin 2\pi \bar{f} t \\ v(t) &= v_0 \cos 2\pi \bar{f} t + v_s \sin 2\pi \bar{f} t \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

となる。ここに、 η_0 、 u_0 、 v_0 などは、時間とともに緩やかに変化する包絡線関数であり、

$$\left. \begin{aligned} \eta_0 &= \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} c_{ij} \cos \phi'_{ij} \\ u_0 &= \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \hat{H}_i \cos \theta_j \cdot c_{ij} \cos \phi'_{ij} \\ v_0 &= \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \hat{H}_i \sin \theta_j \cdot c_{ij} \cos \phi'_{ij} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

$$\phi'_{ij} = k_i(x \cos \theta_j + y \sin \theta_j) - 2\pi f'_i t - \varepsilon_{ij} \dots (8)$$

となる。なお、 η_s 、 u_s および v_s は、式(7)において、 $\cos \phi'_{ij}$ を $\sin \phi'_{ij}$ としたものである。

η_0 、 η_s 、 u_0 、 u_s 、 v_0 、 v_s の6種の包絡線関数の値の組み

* 正会員 工博 東京大学助教授 工学部土木工学科

合わせにより、個々の波の振幅（波高）や水面変動と水粒子速度との位相関係が決定する。従って、これらの結合確率密度を求めることにより、個々の波の波高や波向の分布を得ることができる。まず、式 (7) などにより、大数の法則を用いれば、6 種の変数はすべて正規分布することがわかる。それ故、結合確率密度関数は 2 次までのモーメントを用いて完全に決定される。まず、1 次のモーメント、すなわち平均値は、式 (7) などによりすべて 0 となる。2 次のモーメント、すなわち分散および共分散については、式 (1) および (7) などより次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \langle \eta_c^2 \rangle &= \langle \eta_s^2 \rangle = \langle \eta^2 \rangle \equiv m_{00} \\ \langle u_c^2 \rangle &= \langle u_s^2 \rangle = \langle u^2 \rangle \equiv m_{20} \\ \langle v_c^2 \rangle &= \langle v_s^2 \rangle = \langle v^2 \rangle \equiv m_{02} \\ \langle \eta_c u_c \rangle &= \langle \eta_s u_s \rangle = \langle \eta u \rangle \equiv m_{10} \\ \langle \eta_c v_c \rangle &= \langle \eta_s v_s \rangle = \langle \eta v \rangle \equiv m_{01} \\ \langle u_c v_c \rangle &= \langle u_s v_s \rangle = \langle uv \rangle \equiv m_{11} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

なお、 $\langle \eta_c \eta_s \rangle$ など添字 c と s の組み合わせに対してはすべて 0、すなわち $\cos$ 成分と $\sin$ 成分の包絡線関数は独立となる。これらより、 $(\eta_c, u_c, v_c, \eta_s, u_s, v_s) = (\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4, \xi_5, \xi_6)$ といった場合の共分散マトリックス M は、

$$M = [\langle \xi_i \xi_j \rangle] = \begin{bmatrix} M_3 & 0 \\ 0 & M_3 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (10)$$

$$M_3 = \begin{bmatrix} m_{00} & m_{10} & m_{01} \\ m_{10} & m_{20} & m_{11} \\ m_{01} & m_{11} & m_{02} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (11)$$

となる。一般に、多変数の正規分布は、

$$p(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n) = \frac{1}{(2\pi)^{n/2} \sqrt{|M|}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \xi_i M_{ij}^{-1} \xi_j \right) \right] \dots\dots\dots (12)$$

と書ける¹⁾。式 (10) および (11) より、

$$|M| = (m_{00} m_{20} m_{02})^2 \dots\dots\dots (13)$$

$$M^{-1} = \frac{1}{\Delta} \begin{bmatrix} M'_3 & 0 \\ 0 & M'_3 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (14)$$

$$M'_3 = \begin{bmatrix} \frac{1-r_{11}^2}{m_{00}} & -\frac{r_{10}-r_{01}r_{11}}{\sqrt{m_{00}m_{20}}} & -\frac{r_{01}-r_{10}r_{11}}{\sqrt{m_{00}m_{02}}} \\ -\frac{r_{10}-r_{01}r_{11}}{\sqrt{m_{00}m_{20}}} & \frac{1-r_{01}^2}{m_{20}} & -\frac{r_{11}-r_{10}r_{01}}{\sqrt{m_{20}m_{02}}} \\ -\frac{r_{01}-r_{10}r_{11}}{\sqrt{m_{00}m_{02}}} & -\frac{r_{11}-r_{10}r_{01}}{\sqrt{m_{20}m_{02}}} & \frac{1-r_{10}^2}{m_{02}} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (15)$$

$$\Delta = 1 + 2r_{10}r_{01}r_{11} - r_{10}^2 - r_{01}^2 - r_{11}^2 \dots\dots\dots (16)$$

$$r_{10} = m_{10}/\sqrt{m_{00}m_{20}} \dots\dots\dots (17)$$

$$r_{01} = m_{01}/\sqrt{m_{00}m_{02}} \dots\dots\dots (18)$$

$$r_{11} = m_{11}/\sqrt{m_{20}m_{02}} \dots\dots\dots (19)$$

となるから、式 (12) は

$$p(\eta_c, u_c, v_c, \eta_s, u_s, v_s)$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3 m_{00} m_{20} m_{02} \Delta} \times \exp \left[-\frac{1}{2\Delta} \left\{ (1-r_{11}^2) \frac{\eta_c^2 + \eta_s^2}{m_{00}} + (1-r_{01}^2) \frac{u_c^2 + u_s^2}{m_{20}} + (1-r_{10}^2) \frac{v_c^2 + v_s^2}{m_{02}} - 2(r_{10}-r_{01}r_{11}) \frac{\eta_c u_c + \eta_s u_s}{\sqrt{m_{00}m_{20}}} - 2(r_{01}-r_{10}r_{11}) \frac{\eta_c v_c + \eta_s v_s}{\sqrt{m_{00}m_{02}}} - 2(r_{11}-r_{10}r_{01}) \frac{u_c v_c + u_s v_s}{\sqrt{m_{20}m_{02}}} \right\} \right] \dots\dots\dots (20)$$

となる。ここで、 x 軸を主波向の方向にとることにより $m_{11}=0$ 、すなわち $r_{11}=0$ とし、さらに無次元化のために、

$$\left. \begin{aligned} N_c &= \eta_c / \sqrt{m_{00}}, & N_s &= \eta_s / \sqrt{m_{00}} \\ U_c &= u_c / \sqrt{m_{20}}, & U_s &= u_s / \sqrt{m_{20}} \\ V_c &= v_c / \sqrt{m_{02}}, & V_s &= v_s / \sqrt{m_{02}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (21)$$

と変数変換すると

$$d\eta_c d\eta_s du_c du_s dv_c dv_s = m_{00} m_{20} m_{02} dN_c dN_s dU_c dU_s dV_c dV_s \dots\dots\dots (22)$$

であるから、式 (20) は

$$p(N_c, U_c, V_c, N_s, U_s, V_s) = \frac{1}{(2\pi)^3 \Delta} \exp \left[-\frac{1}{2\Delta} \{ N_c^2 + N_s^2 + (1-r_{01}^2)(U_c^2 + U_s^2) + (1-r_{10}^2)(V_c^2 + V_s^2) - 2r_{10}(N_c U_c + N_s U_s) - 2r_{01}(N_c V_c + N_s V_s) + 2r_{10}r_{01}(U_c V_c + U_s V_s) \} \right] \dots\dots\dots (23)$$

となる。ここに、 Δ は式 (16) で $r_{11}=0$ において、

$$\Delta = 1 - r_{10}^2 - r_{01}^2 \dots\dots\dots (24)$$

である。

(2) 水面変動の位相を基準とする変数への変換

水面変動の包絡線関数の $\cos$ 成分と $\sin$ 成分 N_c および N_s より、個々の波の振幅 N_p および位相 δ が決まる。今、水面変動および水粒子速度について δ だけ位相をずらし、水面変動の位相が基準となるような変数変換を行なう。

$$\left. \begin{aligned} N_c &= N_p \cos \delta \\ N_s &= N_p \sin \delta \\ U_c &= U_p \cos \delta - U_q \sin \delta \\ U_s &= U_p \sin \delta + U_q \cos \delta \\ V_c &= V_p \cos \delta - V_q \sin \delta \\ V_s &= V_p \sin \delta + V_q \cos \delta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (25)$$

ここに、添字 p は水面変動と同位相の成分、 q は水面変動と 90° ずれた成分を表わすことになる。上式より

$$dN_c dN_s dU_c dU_s dV_c dV_s = dN_p dN_p d\delta dU_p dU_q dV_p dV_q \dots\dots\dots (26)$$

$$p(N_p, \delta, U_p, U_q, V_p, V_q)$$

$$= \frac{N_p}{(2\pi)^3 \Delta} \exp \left[-\frac{1}{2\Delta} \{ N_p^2 + (1-r_{01}^2)(U_p^2 + U_q^2) \} \right]$$

$$\begin{aligned} & + (1-r_{10}^2)(V_p^2+V_q^2)-2r_{10}N_pU_p-2r_{01}N_pV_p \\ & + 2r_{10}r_{01}(U_pV_p+U_qV_q) \Big] \dots\dots\dots (27) \end{aligned}$$

となる。上式の右辺は δ に無関係なので、 2π 倍することにより $p(N_p, U_p, U_q, V_p, V_q)$ が求められる。

図-1 はこれらの変数の意味を模式的に示したものである。図中では、 N_p, U_p, U_q, V_p, V_q はそれぞれ対応する次元量 $\eta_p, u_p, u_q, v_p, v_q$ に変えて表示されている。一般に、流速ベクトル (u, v) は楕円形の軌跡を描くことになるが、その長軸方向に流速ベクトルが一致する瞬間が水面変位が最大となる瞬間（峯または谷）と同時に起こるとは限らない。そこで、波向の定義として2通り考えられることになる。1つは楕円の長軸方向を個々の波の波向とするもので、主波向の考え方と同じものである。もう1つは、水面変位が最大となる瞬間、つまり波峯通過時の流速ベクトルの方向 α を波向とするものである。これは水面変動と同位相の流速成分の振幅 u_p および v_p の比によって波向を決定することになるから、平均波向の考え方と同じである。ここでは、この種の理論解析の第1歩として後者を採用することにするが、碎波条件への応用などに適した定義となるであろう。

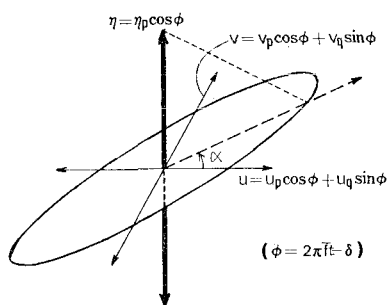


図-1 水面変動と水平乙2成分水粒子速度との関係

平均波向的な定義の場合、波向 α は U_q, V_q と無関係であるから、 $p(N_p, U_p, U_q, V_p, V_q)$ をさらに U_q と V_q について $-\infty \sim \infty$ で積分してしまう。その結果は

$$\begin{aligned} & p(N_p, U_p, V_p) \\ & = \frac{N_p}{2\pi\sqrt{A}} \exp \left[-\frac{1}{2A} \{ N_p^2 + (1-r_{01}^2)U_p^2 + (1-r_{10}^2)V_p^2 \right. \\ & \quad \left. - 2r_{10}N_pU_p - 2r_{01}N_pV_p + 2r_{10}r_{01}U_pV_p \} \right] \dots\dots\dots (28) \end{aligned}$$

である。

3. 波高と波向の結合確率

$\alpha = \tan^{-1}(v_p/u_p)$ で定義される波向を含む確率密度関数を求めるため、 (U_p, V_p) を極座標 (W, α) に変換する。

$$U_p = W \cos \alpha, \quad V_p = (W/\gamma) \sin \alpha \dots\dots\dots (29)$$

ここに、 γ は、 u_p と v_p の無次元化における基準量の違いによる補正量で式 (21) より

$$\gamma = \sqrt{m_{02}/m_{20}} \dots\dots\dots (30)$$

となる。これは、long-crestedness パラメタである。式 (29) より

$$dU_p dV_p = (W/\gamma) dW d\alpha \dots\dots\dots (31)$$

であるから、式 (28) は

$$\begin{aligned} & p(N_p, W, \alpha) \\ & = \frac{N_p W}{2\pi\sqrt{A}\gamma} \exp \left[-\frac{1}{2A} \left\{ N_p^2 + (1-r_{01}^2)W^2 \cos^2 \alpha \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + (1-r_{10}^2)W^2 \frac{\sin^2 \alpha}{\gamma^2} - 2r_{10}N_p W \cos \alpha \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - 2r_{01}N_p W \frac{\sin \alpha}{\gamma} + 2r_{10}r_{01}W^2 \cos \alpha \frac{\sin \alpha}{\gamma} \right\} \right] \dots\dots\dots (32) \end{aligned}$$

となる。波高と波向の結合確率密度関数 $p(N_p, \alpha)$ を求めるためには、上式を W について $0 \sim \infty$ で積分すればよい。これは次式を利用して行われる。

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty W \exp \left[-\frac{1}{2A} (aW^2 - 2bN_p W) \right] dW \\ & = \frac{A}{a} + \frac{\sqrt{A} b N_p}{a^{3/2}} \exp \left[\frac{1}{2A} \frac{b^2 N_p^2}{a} \right] \\ & \quad \times \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{b N_p}{\sqrt{A} a} \right) \right) \dots\dots\dots (33) \end{aligned}$$

ここに、 erf は誤差関数で、

$$\operatorname{erf}(\zeta) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\zeta \exp \left(-\frac{\zeta'^2}{2} \right) d\zeta' \dots\dots\dots (34)$$

と定義される。式 (33) を利用して式 (32) の積分を行った結果を示すと次のようになる。

$$\begin{aligned} & p(N_p, \alpha) = \frac{1}{2\pi\gamma} \left\{ \frac{\sqrt{A}}{a} N_p \exp \left[-\frac{N_p^2}{2A} \right] \right. \\ & \quad \left. + \frac{b}{a^{3/2}} N_p^2 \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{c}{a} N_p^2 \right] \right. \\ & \quad \left. \times \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{b N_p}{\sqrt{A} a} \right) \right) \right\} \dots\dots\dots (35) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & a = (1-r_{01}^2) \cos^2 \alpha + 2r_{10}r_{01} \cos \alpha \frac{\sin \alpha}{\gamma} \\ & \quad + (1-r_{10}^2) \frac{\sin^2 \alpha}{\gamma^2} \\ & b = r_{10} \cos \alpha + r_{01} \frac{\sin \alpha}{\gamma} \\ & c = \cos^2 \alpha + \frac{\sin^2 \alpha}{\gamma^2} \dots\dots\dots (36) \end{aligned}$$

従って、 r_{10}, r_{01} および γ を与えることにより、波高と波向の結合確率密度関数 $p(N_p, \alpha)$ が完全に決定されることになる。図-2 はその例を示している。

なお、対称波浪系の場合は $r_{01}=0$ であり、しかも方向分散が小さいものとして $r_{10} \rightarrow 1$ とすると、式 (35) は

$$p(N_p, \alpha) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\gamma} \frac{N_p^2}{\cos^2 \alpha} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\tan^2 \alpha}{\gamma^2} \right) N_p^2 \right] \quad (\cos \alpha > 0) \quad \dots\dots\dots (37)$$

となる。この場合について、波向別平均波高 $2\bar{N}_p(\alpha)$ を

$$2\bar{N}_p(\alpha) = 2 \int_0^\infty N_p p(N_p, \alpha) dN_p / \int_0^\infty p(N_p, \alpha) dN_p \quad \dots\dots\dots (38)$$

によって求めてみると、

$$2\bar{N}_p(\alpha) = 8 \sqrt{\frac{1}{2\pi} \left(1 + \frac{\tan^2 \alpha}{\gamma^2} \right)} \quad \dots\dots\dots (39)$$

となる。これは、主波向からずれるに従って平均波高が減少することを示している。

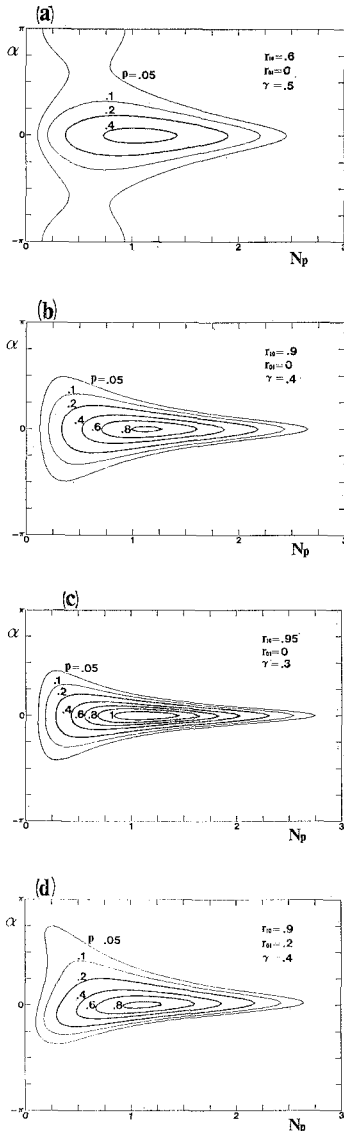


図-2 波高と波向の結合確率密度関数

4. 波峯通過時の水平2成分水粒子速度の結合確率

次に、波峯通過時の水平2成分水粒子速度 (u_p, v_p) の結合確率密度関数を求めてみる。このためには、式(28)を N_p について $0 \sim \infty$ で積分すればよいが、この積分には式(33)と同様な関係式が利用できる。その結果

$$p(U_p, V_p) = \frac{1}{2\pi} \left[\sqrt{A} \exp \left[-\frac{1}{2A} \{ (1-r_{01}^2)U_p^2 + 2r_{10}r_{01}U_pV_p + (1-r_{10}^2)V_p^2 \} \right] + (r_{10}U_p + r_{01}V_p) \exp \left[-\frac{1}{2} (U_p^2 + V_p^2) \right] \times \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r_{10}U_p + r_{01}V_p}{\sqrt{A}} \right) \right) \right] \quad \dots\dots\dots (40)$$

を得る。この場合には、 r_{10} および r_{01} の値によって $p(U_p, V_p)$ が完全に決定されることになる。ただし、 U_p および V_p は異なる基準値 $\sqrt{m_{20}}$ および $\sqrt{m_{02}}$ によって無次元化されているため、実際の流速に換算した場合の両者の比を求めるためには、補正值として long-crestedness パラメータ γ が必要となる。

図-3 は、 $p(U_p, V_p)$ の例を図示したものである。 r_{10} の値が大きくなるほど、波峯通過時の U_p が負になる確率が減少する様子がわかる。

対称な波浪系、すなわち主波向と平均波向が一致する場合を考え、式(40)において $r_{01}=0$ とすると、

$$p(U_p, V_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\sqrt{1-r_{10}^2} \exp \left[-\frac{U_p^2}{2(1-r_{10}^2)} \right] + r_{10}U_p \exp \left[-\frac{U_p^2}{2} \right] \times \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r_{10}U_p}{\sqrt{1-r_{10}^2}} \right) \right) \right] \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{V_p^2}{2} \right] \quad \dots\dots\dots (41)$$

となる。従って、 U_p と V_p とは独立であることがわかる。そして、それぞれについて rms 値を計算すると、

$$(U_p)_{\text{rms}} = 1 + r_{10}^2 \quad \dots\dots\dots (42)$$

$$(V_p)_{\text{rms}} = 1 \quad \dots\dots\dots (43)$$

となる。

さらに、 $r_{10} \rightarrow 1$ の極限をとると

$$p(U_p, V_p) = U_p \exp \left[-\frac{U_p^2}{2} \right] \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{V_p^2}{2} \right] \quad \dots\dots\dots (44)$$

となり、 U_p については Rayleigh 分布、 V_p については正規分布となる。この場合について、波峯通過時の水粒子速度の絶対値の平均値を波向別に求めるため、式(29)

による変数変換を行い, $p(W, \alpha)$ を表示したところで

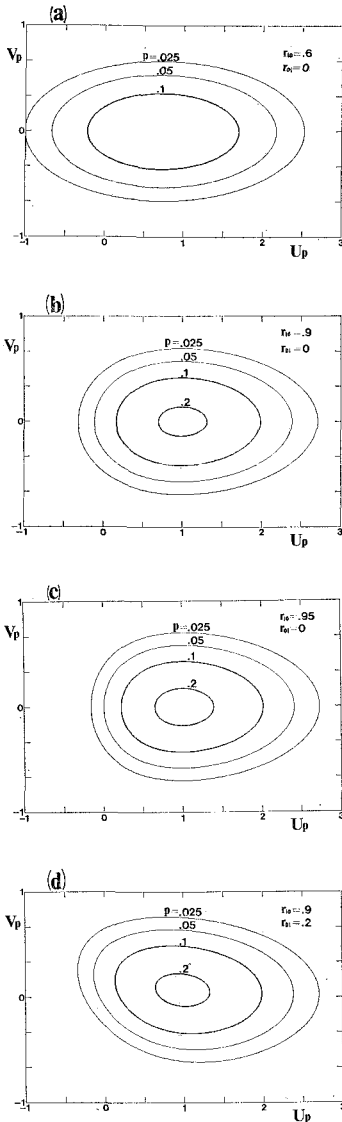
$$\bar{W}(\alpha) = \int_0^\infty W p(W, \alpha) dW / \int_0^\infty p(W, \alpha) dW \cdots (45)$$

を計算すれば

$$\bar{W}(\alpha) = 2 \sqrt{\frac{\pi}{2} \left(\cos^2 \alpha + \frac{\sin^2 \alpha}{r^2} \right)} \cdots (46)$$

を得る.

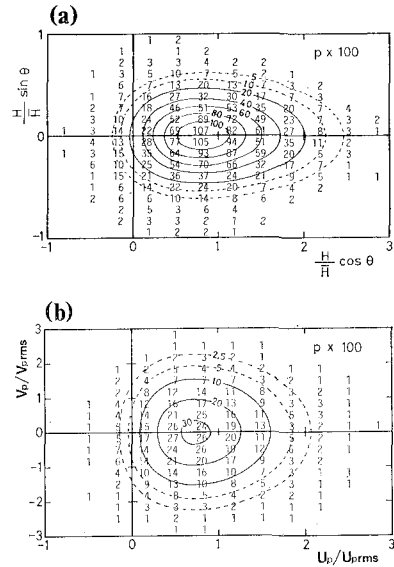
なお, 式 (40) を導くのに, ここでは包絡線波形を用いる方法²⁾によったが, 波峯通過時の諸量の分布を直接求める方法³⁾を用いると狭帯域の仮定をせずに同じ結論を得ることができる.



図一三 波峯通過時の水平 2 成分水粒子速度の確率密度関数

5. 現地観測結果との比較

不規則波浪の回折を調査する目的で行った現地観測⁴⁾



図一四 結合確率密度関数の理論値と測定値との比較

において, 入射波の観測用に設置した波高計と流速計から得られたデータを示した結果が 図一四 (a) および (b) である. (a) では平均波高によって無次元化された波高 $H/\bar{H}$ と波向 α から平面座標に直した表示, また (b) では rms 値によって無次元化した変数による表示となっている. 航跡波の影響を除くため, 0.05~0.17 Hz のバンドパスフィルターがかけられているので, 結果としてデータを狭帯域にしていることもあり, 理論曲線と非常によく一致している.

6. 結論および今後の課題

水面変動と水平 2 成分水粒子速度を用いて定義される個々の波の波高と波向の結合確率密度関数を導き, 現地観測結果と比較した. 今後, 多くの観測結果と比較するとともに, 応用面を考慮して波向の定義や種々の形の結合確率密度の誘導をさらに進めていく必要がある.

なお, この研究には五洋建設株式会社より研究費の助成を受けたことをここに記し, 謝意を表する.

参考文献

- 1) Rice, S. O.: Mathematical analysis of random noise, Bell Syst. Tech. J., Vol. 23, pp. 282~332, 1944.
- 2) Longuet-Higgins, M. S.: On the statistical distribution of the heights of sea waves, J. Mar. Res., Vol. 11, pp. 245~266, 1952.
- 3) Cartwright, D. E. and M. S. Longuet-Higgins: The statistical distribution of the maxima of a random function, Proc. Roy. Soc. Lond., Ser. A, Vol. 237, pp. 212~232, 1956.
- 4) 泉宮尊司・磯部雅彦・清水琢三・大下哲則: 回折領域における波浪場の現地観測, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp. 129~133, 1986.