

浅海域で測定された波浪の波高、周期、波向の結合確率分布

権 正 坤*・ 出口 一 郎**・ 榎 木 亨***・ 本 田 耕 一****

1. はじめに

沖合いで発生した多方向不規則波が水深変化に伴って、どのように変形し、有意な漂砂移動が生じる浅海域に來襲するかを正確に把握することは、現地海岸における漂砂移動量を予測する上での重要な課題である。現地不規則波浪の浅水変形に対しては、通常、波浪の非線形性が無視でき、方向分散性が卓越するような深い領域においてはスペクトル解析が用いられ、顕著な漂砂移動が生ずるような浅海域ではゼロダウン（あるいはゼロアップ）クロス法等で定義された個々の波の波列解析が行われる。したがって、現地海岸で生じている漂砂移動量に対してより精度の高い定量化を行うためには、現地海岸での方向スペクトルの浅水変形及び波浪の方向分散性の影響も取り入れた波高、周期、波向の結合確率分布特性を明らかにしておく必要がある。本研究の目的は、現地浅海域において測定された波浪と著者らが既に導いている波高、周期、波向の結合確率分布の理論式に基づいて、結合確率分布に及ぼす各種物理量、特に浅水域では無視することのできない方向分散の非対称性の影響について検討を加えることである。

また、水深の異なる2地点における3成分アレーによって同時測定された方向スペクトルに基づき、浅海域における方向スペクトルの浅水変形予測に対するエネルギー平衡方程式の適用性及びその問題点についても検討を行う。

2. 波高、周期、及び波向の結合確率分布

多方向不規則波浪場における波高、周期、波向の結合確率に対する理論は、著者ら(1988)及び赤井ら(1988)によって提案されている。いずれも、狭帯域周波数スペクトルを仮定し、水位変動(η)、その時間微分($\dot{\eta}$)、及び水平方向2成分水粒子速度(u, v)の包絡線関数を考えるこ

とにより波高比($\chi = H/\bar{H}$)、周期比($\tau = T/\bar{T}$)、波向 α に関する結合確率分布を導いているが、両者の差異は、 $\dot{\eta}$ 及び u, v の共分散を考慮するかどうかということであり、後者では考慮されていない。式(1)は $\dot{\eta} \cdot u$ 及び $\dot{\eta} \cdot v$ の共分散を考慮した著者らの χ, τ 及び α の結合確率分布である。

$$p(\chi, \tau, \alpha) = \frac{\bar{\sigma}}{2^3} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{x^2}{\tau^2} \cdot \exp \left[-\frac{\pi}{4A} \cdot x^2 \cdot (A11 + A44 \cdot \bar{\sigma}^2 \cdot (1-1/\tau)^2 + 2A14 \cdot \bar{\sigma} \cdot (1-1/\tau)) \right] \cdot \left[\frac{\sqrt{A}}{A} + \frac{B'}{A^{3/2}} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot x \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \exp \left[\frac{B' \pi}{4A} \cdot x^2 \right] \cdot \left\{ 1 - Pr \left(-B' \sqrt{\frac{\pi}{2A}} x \right) \right\} \right] \dots\dots\dots (1)$$

$$A = (A22 \cos^2 \alpha + A33 \sin^2 \alpha / r^2 + 2A33 \cos \alpha \sin \alpha / r) \\ B' = -(A12 \cos \alpha + A13 \sin \alpha / r + A24 \bar{\sigma} (1-1/\tau) \cos \alpha + A34 \bar{\sigma} (1-1/\tau) \sin \alpha / r)$$

$$Pr(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\xi} \exp \left(-\frac{t^2}{2} \right) dt \dots\dots\dots (2)$$

$\bar{\sigma} = 2\pi m_1 / m_0$ m_i ; スペクトル i 次 moment.

$$\left. \begin{aligned} \langle \eta_c \eta_c \rangle &= \langle \eta_s \eta_s \rangle = \langle \eta^2 \rangle = m_{00} \\ \langle u_c u_c \rangle &= \langle u_s u_s \rangle = \langle u^2 \rangle = m_{20} \\ \langle v_c v_c \rangle &= \langle v_s v_s \rangle = \langle v^2 \rangle = m_{02} \\ \langle \eta_c u_c \rangle &= \langle \eta_s u_s \rangle = \langle \eta v \rangle = m_{10} \\ \langle \eta_c v_c \rangle &= \langle \eta_s v_s \rangle = \langle \eta v \rangle = m_{01} \\ \langle u_c v_c \rangle &= \langle u_s v_s \rangle = \langle uv \rangle = m_{11} \\ \langle \dot{\eta}_c \dot{\eta}_c \rangle &= \langle \dot{\eta}_s \dot{\eta}_s \rangle = \langle \dot{\eta}^2 \rangle = m_{22} \\ \langle u_c \dot{\eta}_c \rangle &= -\langle u_s \dot{\eta}_c \rangle = m_{12} \\ \langle v_c \dot{\eta}_c \rangle &= -\langle v_s \dot{\eta}_c \rangle = m_{21} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

$$\left. \begin{aligned} r_{10} &= \frac{m_{10}}{\sqrt{m_{00} m_{20}}} & r_{01} &= \frac{m_{01}}{\sqrt{m_{00} m_{02}}} \\ r_{11} &= \frac{m_{11}}{\sqrt{m_{20} m_{02}}} & r_{12} &= \frac{m_{12}}{\sqrt{m_{22} m_{20}}} \\ r_{21} &= \frac{m_{21}}{\sqrt{m_{22} m_{02}}} & r &= \sqrt{\frac{m_{02}}{m_{20}}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

* 学生員 工修 大阪大学大学院 工学研究科
 ** 正会員 工博 大阪大学助教授 工学部土木工学科
 *** 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科
 **** 学生員 大阪大学大学院 工学研究科

$$\left. \begin{aligned} A11 &= (1 + 2r_{11}r_{12}r_{21} - r_{12}^2 - r_{21}^2 - r_{11}^2) \\ A12 &= (r_{21}^2r_{10} + r_{01}r_{11} - r_{10} - r_{01}r_{12}r_{21}) \\ A13 &= (r_{10}r_{11} + r_{12}^2r_{01} - r_{10}r_{12}r_{21} - r_{01}) \\ A14 &= (r_{10}r_{12} + r_{01}r_{21} - r_{10}r_{11}r_{21} - r_{01}r_{11}r_{12}) \\ A22 &= (1 - r_{21}^2 - r_{01}^2) \\ A23 &= (r_{01}r_{10} + r_{12}r_{21} - r_{11}) \\ A24 &= (r_{11}r_{21} + r_{01}^2r_{12} - r_{12} - r_{10}r_{01}r_{21}) \\ A33 &= (1 - r_{12}^2 - r_{10}^2) \\ A34 &= (r_{11}r_{12} + r_{10}^2r_{21} - r_{21} - r_{10}r_{21}r_{12}) \\ A44 &= (1 + r_{10}r_{01}r_{11} - r_{01}^2 - r_{11}^2 - r_{10}^2) \\ d &= (1 + 2r_{11}r_{12}r_{21} - r_{12}^2 - r_{21}^2 - r_{11}^2 - r_{10}^2 \\ &\quad + r_{01}^2r_{12}^2 - 2r_{01}r_{10}r_{12}r_{21} + 2r_{10}r_{01}r_{11} \\ &\quad + r_{10}^2r_{21}^2 - r_{01}^2) \end{aligned} \right\} (5)$$

これらの共分散のうち, η 及び v の共分散は入射波の方向分散の非対称性を示すものであり, 主方向に対し, 対称な方向分布関数 (例えば光易型) が適用できる場合には 0 となる。なお, これらの共分散は, 方向スペクトル $S(f, \theta)$ が与えられれば (η, u, v の実測値がある場合はクロススペクトル解析によって) 次式のように推定できる。

$$\left. \begin{aligned} m_{12} &= -\int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi 2\pi B(f)(f - \bar{f}) \cos \theta S(f, \theta) d\theta df \\ m_{21} &= -\int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi 2\pi B(f)(f - \bar{f}) \sin \theta S(f, \theta) d\theta df \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

$$B(f) = 2\pi f i \frac{\cosh kiz}{\sinh kih}$$

z : 流速測定点の海底面からの高さ

3. 浅海域で測定された波高, 周期, 波向の結合確率分布について

(1) 現地観測及びその結果の概要

浅海域における波高, 周期, 波向の結合確率分布に影響する各種物理量のうち, 特に方向関数の非対称性がどのようにそれらの分布形状に影響を及ぼすかということについて考察するため, 冬季風浪下の大阪府二色の浜海岸及び兵庫県豊野松原海岸において実施した現地実測データに基づいて検討を行う。

波高の測定は容量式及び圧力式波高計を用いて行い, 方向スペクトルは波高計と同一地点に設置した水平方向 2 成分電磁流速計による 3 成分アレーを用いて EMLM 法 (磯部ら, 1984) によって行った。また, 波別解析を行う際においてはピーク周波数 (fp) の 3 倍以上の周波数をもつ水位変動は微小な波とみなし, 波別解析の対象から除外した。解析時の Sampling 時間間隔 ΔT は 0.1 sec である。

表-1 は実測された 15 ケース (Case 1-1~1-11 は二色の浜海岸, Case 2-1~2-4 は豊野松原海岸の結果) の浅海域波浪とそれぞれのケースにおける式 (4) で示される無次元共分散及び波峰長パラメータ γ , 有義波高, 周期, $H_{1/3}$, $T_{1/3}$, 帯域幅パラメータ ν , 有義波特性を用いて表現した Ursell 数, 水位に関する統計量である Kurtosis, Skewness 及び周波数スペクトルのピークの尖鋭度パラメータ Qp の一覧を示したものである。なお, 式 (6) に基づいて方向スペクトルから m_{12} 及び m_{21} を計算する際の周波数に関する積分範囲は $0.5 fp \sim 3 fp$ (fp : 周波数スペクトルのピーク周波数) とした。表-1 で示されているように, 今回, 解析の対象となる現地実測波浪は Ursell 数は 2.6~66.6, Skewness はほぼ 0.0, Kurtosis はほぼ 3.0 であり, 入射波浪の方向分散が大き

表-1 実測波浪の統計的性質

	ケース	水深 (cm)	波数	r_{10}	r_{01}	r_{11}	r_{12}	r_{21}	γ	$T_{1/3}$ (sec)	$H_{1/3}$ (cm)	ν	Ursell number	Kurto- sis	Skew- ness	Qp
二 色 の 浜	1-1	60.0	279	0.8555	0.1305	0.0014	0.0316	0.3490	0.2660	2.92	8.03	0.374	16.8	3.056	0.042	2.907
	1-2	60.0	250	0.8669	-0.0056	0.0019	0.0167	-0.0310	0.2814	2.93	8.19	0.373	17.4	2.834	0.079	2.365
	1-3	82.0	602	0.8064	0.1033	-0.0039	0.0422	0.2039	0.3053	3.64	12.20	0.372	21.4	3.190	0.162	2.371
	1-4	48.0	680	0.8265	0.1006	-0.0207	0.1480	0.7169	0.2565	3.01	8.30	0.414	30.7	3.140	0.193	1.837
	1-5	97.0	700	0.8207	0.0366	-0.0147	0.0025	0.4116	0.3013	2.99	7.80	0.408	6.0	3.266	0.048	2.035
	1-6	115.0	809	0.8189	0.1028	-0.0204	0.0510	0.6320	0.3915	2.38	8.37	0.302	2.6	2.939	0.023	2.320
	1-7	121.0	668	0.6933	0.1606	-0.0197	0.0190	0.1630	0.3165	3.08	8.70	0.384	4.6	3.360	0.052	1.900
	1-8	134.0	646	0.7825	0.1253	-0.0124	0.0655	0.6800	0.3545	3.04	10.53	0.393	4.3	3.070	0.033	1.890
	1-9	95.0	314	0.6362	0.1648	-0.0060	-0.0220	0.5040	0.2730	2.90	18.63	0.365	14.4	2.577	-0.001	2.600
	1-10	67.0	625	0.5957	0.1421	-0.0216	-0.0200	0.6560	0.2964	2.90	15.07	0.370	24.7	2.714	-0.251	2.720
	1-11	113.0	1393	0.8081	0.1148	-0.0090	-0.2910	-0.0091	0.2987	2.77	19.81	0.362	9.4	2.950	0.016	2.220
豊 野 松 原	2-1	80.0	1185	0.9325	0.0263	-0.0025	-0.0001	0.6490	0.3070	3.30	44.08	0.362	66.6	3.317	0.1441	3.462
	2-2	70.0	334	0.8989	0.0240	-0.0006	-0.0031	0.5100	0.1863	2.93	23.90	0.390	36.5	3.240	0.130	2.340
	2-3	120.0	704	0.9058	-0.0061	0.0001	0.0276	0.4325	0.4306	2.81	23.20	0.358	10.0	2.990	0.1068	2.390
	2-4	120.0	368	0.8942	-0.0633	0.0430	0.0501	0.0151	0.4834	2.72	24.40	0.356	9.7	3.040	0.2190	3.000

い(波峰長パラメータ(γ); 0.2~0.5) 波浪場であることがわかる。

(2) 結合確率分布に及ぼす方向分散の非対称性の影響

先に述べたように主方向に対して対称な方向分布関数が適用できるような波浪場では r_{21} は 0 になる。また、著者らが、別途行ったエネルギー平衡方程式に基づく方向スペクトルの浅水変形に対する数値 Simulation 結果においても、沖で光型型方向関数のような偶関数を入力条件としエネルギー平衡方程式に基づいて波浪を浅水変形させる限り、方向関数は水深が浅くなるに伴って、大きな非対称的な形状を示さないため、方向スペクトルから推定された r_{21} の値は小さく、波高、周期、波向の結合確率分布に大きく影響を及ぼさないことを数値的に確認している。しかし、現地波浪においては表—1 で示されているように r_{21} は有義な値をもつ。そこで、 r_{21} が波高、周期、波向の結合確率分布に及ぼす影響を及ぼすかということについて、特に r_{21} が大きな値を示す Case 1-4 をとりあげて検討する。

図—1 (a)~(c) は case 1-4 の実測された水位変動からゼロダウンクロス法によって波別解析された個々の波のうち、図中に示す波高比 ($H/\bar{H}$) の間に存在する波の波向、周期の結合分布を示したものであり、 $\bar{H}$ 及び $\bar{T}$ は平均波高及び平均周期である。また、 η と v の無次元共分散 (r_{21}) を考慮して式(1)から計算される統合確率分布を実線で、 $r_{21}=0$ とした計算結果を破線で示す。それぞれの図から明らかなように、波高比にかかわらず、 r_{21} が有義な値を持つことから図中に数字で示す実測波の出現波数は主方向 ($\theta=0$) に対して非対称となる。 r_{21} を無視した場合の計算結果(破線)も考慮した場合と同様に主方向に対して非対称となるが、これは、破線に示す結果においても r_{21} と同様に非対称性を示す η と v の無次元共分散 (r_{01}) を含んでいるからである。しかし、 r_{21} を考慮した場合としない場合の計算結果は明らかに異なり、後者の方が平滑化され、出現波数が 1 以上の領域は広がるのに対し、高波数の出現領域(図—1 の(a)では 10 以上、図—1 の(b)では 20 以上、図—1 の(c)では 15 以上)は計算されない。

図—2 の(a)~(c)、図—3 の(a)~(c) も同様に、図中に示す周期比別の波高、波向及び波向別の波高、周期の結合確率分布を示しているものであり、波向、周期の結合確率分布と同様、 r_{21} を考慮した場合の方がそれぞれの結合分布に対する高波数の出現の再現性がよいことがわかる。したがって、実測結果の高波数出現領域は r_{21} を考慮した計算結果の方がより再現性がよい。しかし、入射波浪の方向分散を示すパラメータ r_{10} 、 γ 及び方向分散の非対称性を示すパラメータ r_{21} 、 r_{01} の間にはそれ

ぞれ表—1 で示されているように相関は認められない。測定された波浪特性に限られたものであるから、これらの共分散が一般にどの程度の値をとるかということについては、特性の異なった波浪 ($S_{\max}$ が大きいうねり性) に対する解析が必要である。なお、 r_{12} (η と u の無次元共分散) がどのように結合分布に影響を及ぼすかということに対しても検討を行ったが、その物理的意味に対しては、今回明らかにできなかった。

4. 浅海域における波高、周期、波向の結合確率分布の浅水変形について

最後にエネルギー平衡方程式によって、実測された方向スペクトルの浅水変形予測を行い、その結果を用いて、波高、周期、波向の結合確率分布の浅水変形がどの程度の精度で予測できるかということについて検討した。検討に用いたデータは水深の異なる 2 地点で同時測定された Case 1-10 (水深 67 cm) 及び Case 1-11 (水深 113 cm) であり、Karlsson(1969) が提案した方向分散項を含むエネルギー平衡方程式によって Case 1-11 の実測結果から求められる水深 113 cm 地点の方向スペクトルを 67 cm 地点まで浅水変形させた。計算された水深 67 cm 地点における方向スペクトルから式(1)~(6)に基づいて、波高、周期、波向の結合確率分布を計算し、水深 67 cm において 3 成分アレーによって測定された η 、 u 、 v から計算される波高、周期、波向の結合確率分布と比較した。方向スペクトルの浅水変形計算においては既往の研究成果(西村, 1987)を参照し、数値分散による推定誤差なるべく小さくなるように、差分間隔 1 m、周波数は 20 分割、方向に対しては 45 分割とした。

図—4 (a) (b) (c) は水深 67 cm でのケース (1-10) の実測された水位変動及び水平方向 2 成分流速からのゼロダウンクロス法によって波別解析された個々の波のうち、図中に示す波高比の間に存在する波の波向、周期の結合確率分布を示したものであり、図中の実線はケース (1-10) の実測結果に基づく式(1)の理論曲線、破線はケース (1-11) の方向スペクトルを浅水変形させることによって得られる推定理論曲線を示したものである。これらの図から明らかなように、エネルギー平衡方程式に基づく推定理論曲線(破線)と実測理論曲線(実線)とは高波数の出現領域(図—4 の(a) (b) (c): 10 波以上)はある程度的一致は示すが全体的には方向分散に対する広がりについては(図—4 の(a) (b) (c): 1 波以上)よい一致を示さない。図—5, 6 の(a) (b) (c)は図中に示す周期比別の波向、波高及び波向別の波高、周期の結合確率分布を示しているものであり、周期と波向の結合分布と同様な傾向を示す。これは実際の方向スペクトルは各々の周波数帯においても、方向の広がり、非対称性などの特性を有してお

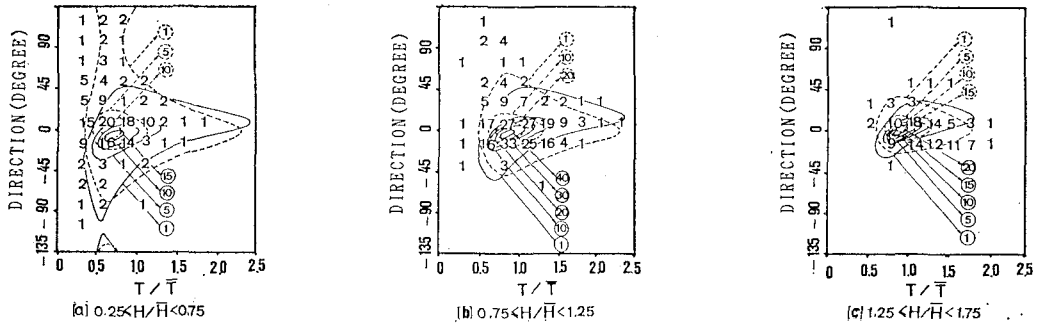
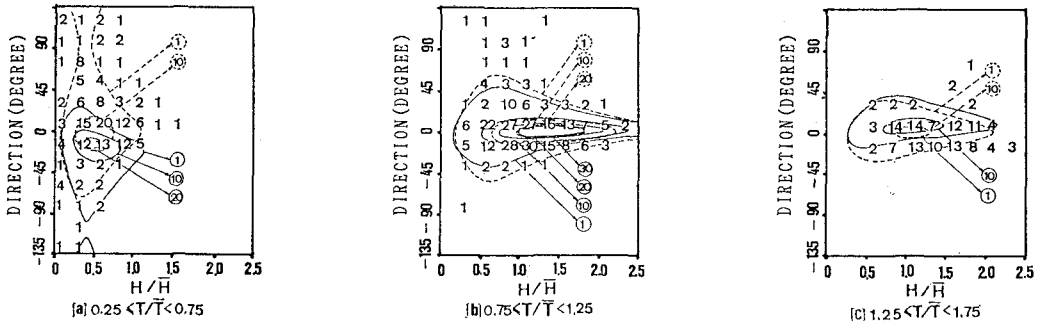
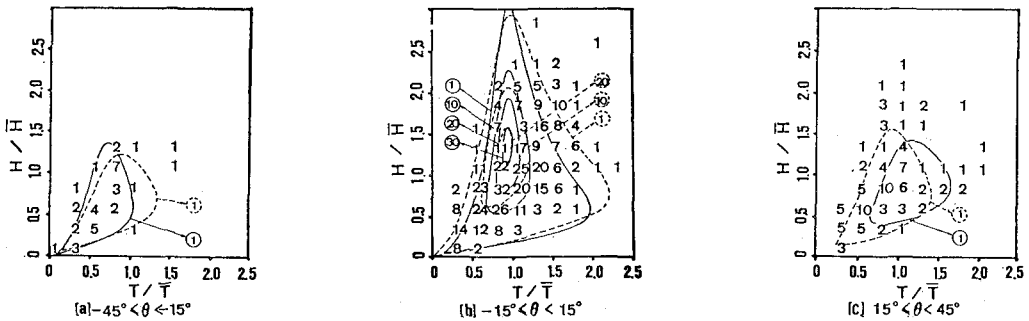
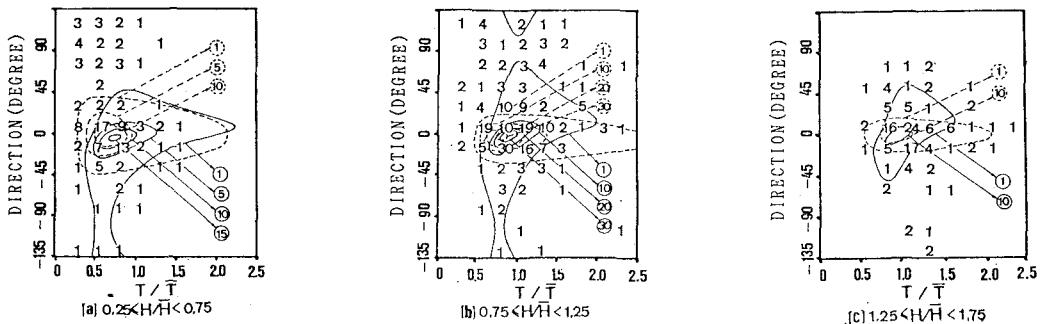
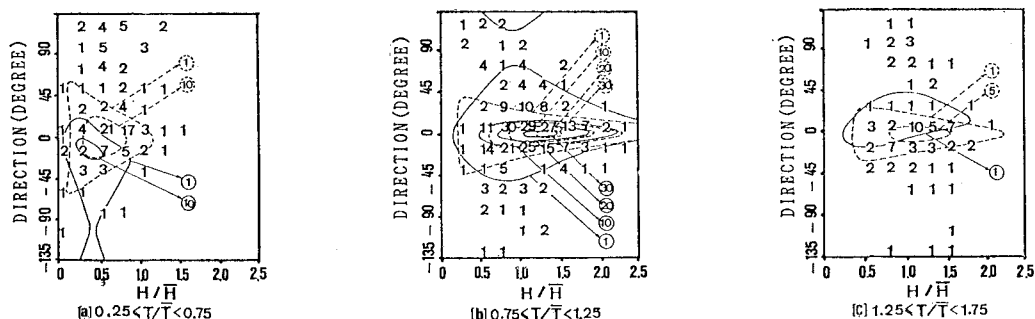
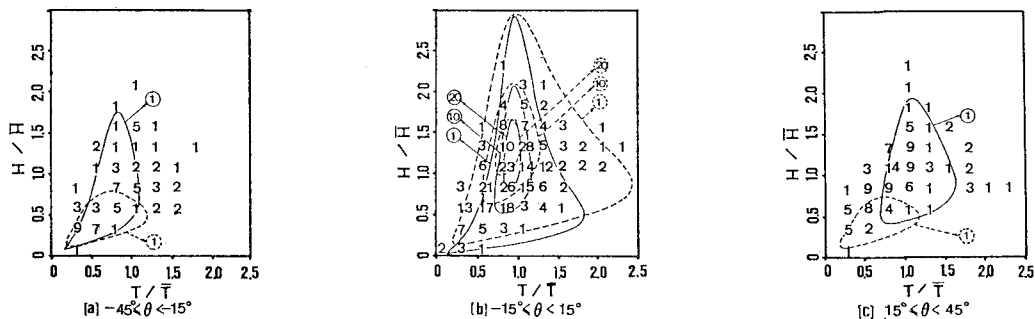

 図-1 r_{21} が大きい場合における波高比別, 周期と波向の結合確率分布

 図-2 r_{21} が大きい場合における周期比別, 波高と波向の結合確率分布

 図-3 r_{21} が大きい場合における波向別, 波高と周期の結合確率分布


図-4 波高比別, 波向と周期の結合確率分布の浅水変形



図—5 周期別, 波向と波高の結合確率分布の浅水変形



図—6 波向別, 波高と周期の結合確率分布の浅水変形

り, それらの方向関数がうまく表現できない限り, 現地波浪における波高, 周期, 波向の結合確率分布に対する浅水変形はエネルギー平衡方程式として表現できないことがわかる. したがって, 現地波浪における方向スペクトルに対し, 特に方向関数に対する解析方法, 定義などの研究が必要である.

5. 結 論

波高, 周期, 波向の結合確率分布に影響する各種物理量の共分散の空間分布特性に対して, 浅海域の波浪測定結果に基づき, 検討を行った. 特に, r_{21} は波浪の方向分散の非対称性を示すパラメータであり, 浅海域における波高, 周期, 波向の結合確率分布形状に大きく影響することがわかった. また, 水深の異なる2地点において3成分アレーによって同時測定された方向スペクトルに基づく浅海域における方向スペクトルの浅水変形予測に対するエネルギー平衡方程式の適用性及びその問題点に

についても検討を行った. 今後更に, 現地観測結果を集積するとともに, 波浪の不規則性及び方向分散性がどのように漂砂移動に影響を及ぼすかについて検討を加えていくつもりである.

参 考 文 献

- 赤井鈴子・水口 優 (1988): 多方向不規則波浪場における波高, 周波数, 波向の結合確率分布, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 143~147.
- 磯部雅彦・近藤浩右・堀川清司 (1984): 方向スペクトルの推定における MLM の拡張, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 173~177.
- 権 正坤・石本晴義・榎木 亨・出口一郎 (1988): 波高, 周期及び波高の結合分布について, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 148~152.
- 西村 仁嗣 (1987): エネルギー平衡方程式の積分に伴う数値分散について, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 11~15.
- Karlsson, T. (1969): Refraction of continuous ocean wave spectra, Waterways Harbor Division, Proc. ASCE, Vol. 95, No. WW4, pp. 437~448.