

波浪に伴う長周期波の統計的特性について

山口 正 隆*・畑 田 佳 男**

1. 緒 言

近年、砕波帯における波浪の変形や海浜流に関する研究の進展に伴って、いわゆる surf beat など波浪に伴う長周期波の存在が注目され、その発生機構や統計的特性などについて活発な研究が行われている。著者の1人¹⁾も過去に大潟海岸での長大棧橋に沿う多点波浪観測結果の解析から海岸における長周期の定常波の存在を示唆した。本研究は引き続き、長周期波の特性を究明するために、琵琶湖における多点波浪観測結果を用いて、とくに長周期波の統計的特性および入射波浪との関係を重回帰分析手法の適用^{2),3)}によって系統的に検討しようとするものである。本観測の特徴は長期にわたる長時間の多点波浪観測結果の解析に基づいて風波のスケールに対し、準深海域から砕波域に至る長周期波の資料を得た点にある。

2. 観測方法および解析方法

(1) 観 測 方 法

この波浪観測は、波浪の方向スペクトル特性と浅海における波浪の変形特性を究明するため、京都大学波浪観測グループによって、彦根市近郊の琵琶湖彦根・愛西海岸などにおいて1975年3月より約1年間実施されたものであり⁴⁾、図-1に湖岸地形および波高計配置が示されている。彦根・愛西海岸で用いられた波高計は11台

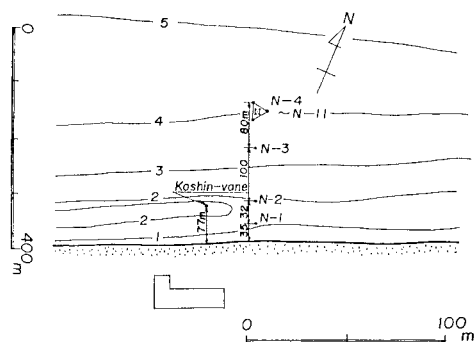


図-1 湖底地形および波高計配置

で、そのうち方向スペクトル測定用波高計8台のうちの1台を含む4台は波浪変形測定用であるが、解析に用いられた資料は、汀線とほぼ直角方向の水深約1m (N-1)、水深2.2m (N-2) および4m (N-9) 地点の3台の波高計記録であり、汀線より波高計までの距離はそれぞれ約31m, 67m および247mである。

(2) 解析方法

まず風波の解析では、波浪記録をサンプリング間隔 $\Delta t = 0.04 \sim 0.05$ s で AD 変換した資料から2~4個ずつの読みとばしを行って得た1640~2050 s 間 ($\Delta t = 0.1 \sim 0.16$ s およびデータ数 $N = 10250 \sim 20500$) の資料を用い、平均波法およびスペクトル法により風波の統計量を求めた。波特性の範囲は $2.24 \leq T_{1/3} \leq 3.82$ s, $36.0 \text{ cm} \leq H_{1/3} \leq 96.6$ cm, $3.39 \leq T_{1/3} \sqrt{g/h} \leq 10.3$ および $0.095 \leq H_{1/3}/h \leq 0.792$ である。ここに、 $H_{1/3}$ および $T_{1/3}$: 水深4m 地点での風波の有義波高および有義波周期である。ただし、風波に対する解析結果はすでに前出の文献に述べられているが、今回の研究では個々の資料の観測時間がかかなり長くとられているので、結果は若干異っている。一方長周期波の解析は、同一時間長の資料 (ただし $\Delta t = 0.2 \sim 0.25$ s および $N = 8192$) から FFT 法により周波数スペクトルの低周波部の極小部にはほぼ相当する約6s以下の周期成分を cut した資料に対して、平均波計算の場合には $\Delta t = 0.4 \sim 0.5$ s および $N = 4096$ の条件で、スペクトル計算の場合には、 $\Delta t = 1.6 \sim 2$ s および $N = 1024$ の条件で FFT 法により行われた。スペクトルの本数は31、自由度は34~42である。また、波高分布および周期分布を表示するため、個々の資料に対して Weibull 分布をあてはめ、その形状母数 m および n を最尤法により推定した。ところで、一般に波浪統計量は相互に相関のある種々の波パラメータの影響を受けて変化するので、通常行われている単相関解析では波浪統計量に及ぼす各波パラメータの影響を十分な精度で検討したことにならない。そこで、重回帰分析を行って他の波パラメータを一定に保った場合に1つの波パラメータが波浪統計量に及ぼす影響を検討するが、波浪統計量の波パラメータに対する非線形的挙動を表現するため、対数線型重回帰モデルを用いる。

* 正会員 工博 愛媛大学教授 工学部海洋工学科

** 正会員 工修 愛媛大学助手 工学部海洋工学科

$$y = a_0 x_1^{\beta_1} x_2^{\beta_2} x_3^{\beta_3} \dots \quad (1)$$

そして重回帰モデルから得られる偏相関係数を見ると、波浪統計量がどの波パラメーターに依存するかを知ることができる。

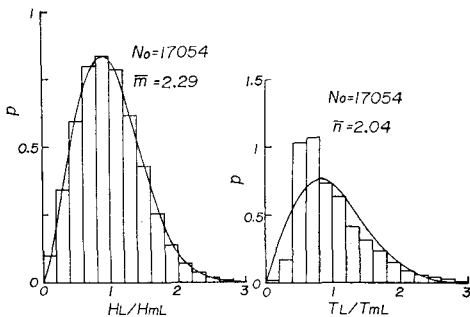
3. 長周期波統計量の平均特性

表一1 は観測結果 125 例について風波および長周期波の各種波高比および周期比などの平均値と標準偏差を示したものであるが、表中の記号のうち、 ρ : 波高と周期の相関係数、 $\sqrt{\beta_1}$: skewness、 β_2 : kurtosis、 T_z : スペクトルの二次モーメントから定義される周期、 Q : 合田による spectral peakedness、 ν_s : スペクトルの一次モーメントで定義されるスペクトル幅パラメーターおよび N_0 : 波数、を表わし、他は通常の定義と同じである。また、長周期波を表示するため、 $H_{1/3L}$ のように、suffix L を用いることにする。

表一1 風波および長周期波の統計量

統計量	風 波	長 周 期 波	統計量	風 波	長 周 期 波
$H_{\max}/H_{1/3}$	1.700 (0.185)	1.613 (0.185)	ρ	0.654 (0.027)	0.516 (0.089)
$H_{1/10}/H_{1/3}$	1.238 (0.027)	1.248 (0.044)	$H_{1/3}/\sigma$	3.954 (0.110)	3.372 (0.186)
$H_{1/3}/H_m$	1.594 (0.028)	1.526 (0.042)	$\sqrt{\beta_1}$	0.417 (0.248)	-0.127 (0.156)
m	1.933 (0.149)	2.294 (0.216)	β_2	3.266 (0.335)	3.188 (0.310)
$T_{\max}/T_{1/3}$	1.009 (0.077)	1.025 (0.382)	T_z/T_m	0.941 (0.061)	0.959 (0.051)
$T_{1/10}/T_{1/3}$	1.008 (0.017)	1.104 (0.108)	ν_s	0.436 (0.054)	0.659 (0.094)
$T_{1/3}/T_m$	1.215 (0.033)	1.324 (0.101)	Q	2.410 (0.301)	0.856 (0.129)
n	3.084 (0.350)	2.037 (0.278)	N_0	655.9 (137.6)	136.2 (17.68)

さて、この表によると、今回の資料は砕波帯におけるものを含むので、風波の水位変動の skewness の平均値は 0.42 とかなり非線型性が顕著であるのに対して、長周期波の水位変動の skewness および kurtosis の平均値は -0.13 および 3.19 であるから、波形は谷の部分でやや尖るものの、頻度分布はほぼ正規分布をする。一方、波高および周期分布に対する Weibull 分布の母数の平均値はそれぞれ 2.29 および 2.04 であるから、長周期波の波高分布は風波のそれに比べてやや尖った分布を示すし、一方周期分布はかなり平坦である。図一2 は長周期波の波高および周期分布を Weibull 分布と比較したものである。これによると、波高分布は Weibull 分布に



図一2 波高および周期の頻度分布

表一2 風波および長周期波の統計量間の比

$H_{\max L}/H_{\max}$	0.0873 (0.0359)	$T_{\max L}/T_{\max}$	5.53 (2.27)
$H_{1/10 L}/H_{1/10}$	0.0910 (0.0323)	$T_{1/10 L}/T_{1/10}$	5.97 (1.56)
$H_{1/3 L}/H_{1/3}$	0.0898 (0.0303)	$T_{1/3 L}/T_{1/3}$	5.43 (1.26)
$H_{m L}/H_m$	0.0934 (0.0306)	$T_{m L}/T_m$	4.96 (0.945)
σ_L/σ	0.105 (0.0342)	$T_{z L}/T_z$	5.01 (0.618)

よって非常によく表示されるが、周期分布は風波の場合と同様に Weibull 分布と必ずしも一致しない。そしてこの結果、平均波高を基準とした長周期波の各種波高比は、風波の場合に比べて小さくなるし、逆に各種周期比は大きくなる。

つぎに、風波と長周期波との間の波高比および周期比などの平均値を示したのが表一2 である。この表から、今回の資料では両者の比の平均値は波高比で 0.08~0.1、周期比で 5~6 であることがわかる。この周期比は合田⁵⁾や藤縄⁶⁾の平均値 7 よりやや小さめである。なお、波高比は後述するように $H_{1/3}^2/h$ に、周期比は ν_{sL} により変化する。

4. 長周期波統計量に対する重回帰分析

(1) 波パラメーター(説明変量)の選択

重回帰分析手法の適用にあたり、説明変量、すなわち、各種統計量の変動を説明する波パラメーターを適切に選択することがきわめて重要であるが、波パラメーターの数を多くとってもあまり意味がないので、まず風波および長周期波のスペクトル形状に対してそれぞれ Q および ν_{sL} を抽出した。風波および長周期波のスペクトル形状を表現するために異なるスペクトル幅パラメーターを用いた理由は単により高い相関係数が得られたということである。次の問題は波の非線型性あるいは浅水性を特徴づけるパラメーターの選択である。考えられるパラメーターとして相対波高 $H_{1/3}^2/h$ 、 $T_{1/3}^2\sqrt{g/h}$ 、アーセル数に相当する $(T_{1/3}^2\sqrt{g/h})^2 \cdot (H_{1/3}^2/h)$ および合田によるパラメーター $\{(H_{1/3}^2/L_0)(1+h/H_{1/3})\}^{1/2}$ などがあげられる。ここに、 $H_{1/3}^2$: 換算沖波波高および L_0 : 沖波波長、である。しかし、今回の資料におけるこれらのパラメーター間の相関係数はいずれも 0.96 以上であり、したがって多少の相違はあるにせよ、どのパラメーターを用いても同様な結果が得られるし、また実際得られたので、ここでは主として著者の 1 人²⁾が浅海における波浪変形の解析に用いた $H_{1/3}^2/h$ を選択した結果について述べる。結局、今回採用した波パラメーターは $H_{1/3}^2/h$ 、 Q および ν_{sL} の 3 つである。

(2) 長周期波統計量に及ぼす波パラメーターの影響

さて、長周期波の波高比に対し重回帰分析手法を適用

した結果、有意な偏相関係数をもつ波高比は見出されなかった。つまり、波高分布は3つの波パラメーターにほとんど依存せず、近似的に一定値を取る。ただし、波高比に関する唯一の例外は $H_{1/3L}/\sigma_L$ である。図-3は $H_{1/3L}/\sigma_L$ と ν_{sL} の関係を示したものであり、図中の実線は ν_{sL} の影響が他のパラメーターに比べてはるかに大きいことを考慮して、単相関解析から得た回帰曲線である。この図から、 $H_{1/3L}/\sigma_L$ が ν_{sL} とともにほぼ直線的に減少すること、さらに通常の風波の ν_s が 0.5 程度であるから、回帰曲線によるとその場合の $H_{1/3}/\sigma$ は約 3.7 となって、風波の観測結果よりやや低いことなどがわかる。また、単相関解析によれば、 $H_{1/3L}/\sigma_L$ はかなりの相関(相関係数 0.67)をもって $H_{1/3}/h$ と関係するが、重回帰分析法によれば、 $H_{1/3}/h$ に対する偏相関

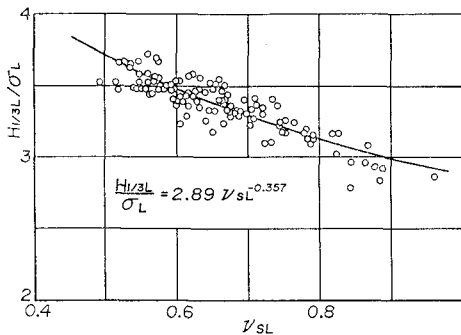


図-3 $H_{1/3L}/\sigma_L$ の ν_{sL} による変化

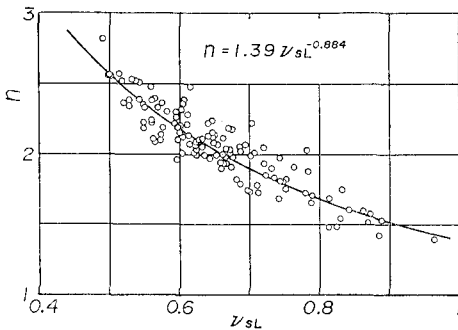


図-4 n の ν_{sL} による変化

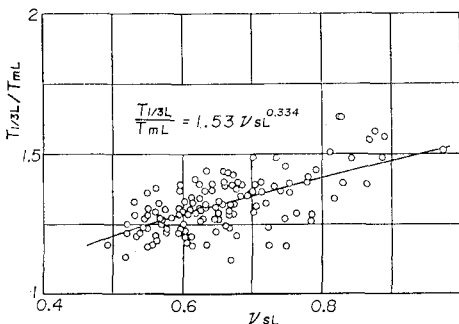


図-5 $T_{1/3L}/T_{ML}$ の ν_{sL} による変化

係数は 0.122 であり、 $H_{1/3}/h$ とほとんど関係しない。このことから、単相関解析法は場合によっては誤った結論を導きだす可能性をもつと言えよう。次に、図-4は周期分布を表わす Weibull 分布の母数 n の ν_{sL} による変化を示したものである。 n は ν_{sL} とともに減少し、長周期波のスペクトル幅が広がるほど、当然周期分布も広くなる。しかし、周期比についてみると、高波高部に相当する周期比 $T_{\max L}/T_{1/3L}$ や $T_{1/10L}/T_{1/3L}$ は ν_{sL} とほとんど相関をもたず、より低い波高部分の $T_{1/3L}/T_{ML}$ が高相関をもつにすぎない。図-5は $T_{1/3L}/T_{ML}$ と ν_{sL} の関係を示したものであり、 n が ν_{sL} とともに減少することに対応して $T_{1/3L}/T_{ML}$ は増大することがわかる。

(3) 入射波と長周期波の関係

3. で述べたように、今回の資料における長周期波の波高と風波の波高の比の平均値は 0.08~0.1 であるが、この値は水深変化とともに大きく変化する。そこで、風波の波高が砕波などによって大きく変化することから、水深 4m 地点での波特性を基準とした長周期波と入射波の関係を検討する。さて、重回帰分析結果によれば、長周期波と風波との波高比は $H_{1/3}/h$ のみならず Q によって変化するが、前者とより強い相関をもつ。図-6は一例として $H_{1/3L}/H_{1/3}$ と $H_{1/3}/h$ との関係を Q をパラメーターとして示したものであり、 $H_{1/3}/h$ が大きいほどそして Q が小さいほど $H_{1/3L}/H_{1/3}$ は大きいことがわかる。また、図中の実線および点線は資料の平均的傾向を表示するために示した重回帰曲線および単回帰曲線であるが、後者の単回帰曲線によると、 $H_{1/3L}/H_{1/3}$ は、

$$\frac{H_{1/3L}}{H_{1/3}} = 0.142 \left(\frac{H_{1/3}}{h} \right)^{0.481} \quad \dots\dots\dots (2)$$

と表わされ、ほぼ $\sqrt{H_{1/3}/h}$ に比例することがわかる。そしてこの傾向は藤縄による結果⁶⁾とほぼ一致するし、 $\sigma_L/\sigma^{(4)}$ を除く他の波高比 ($\sigma_L/\sigma^{(4)}$ の場合、0.41 程度のべき数を取る) についてもこの比例関係が近似的に成立する。前述のように、今回の資料では $H_{1/3}/h$ と $T_{1/3} \cdot \sqrt{g/h}$ との相関がきわめて高いので、式(2)を $T_{1/3} \cdot$

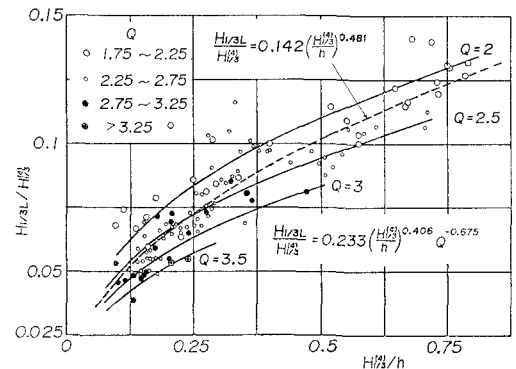


図-6 $H_{1/3L}/H_{1/3}$ の $H_{1/3}/h$ による変化

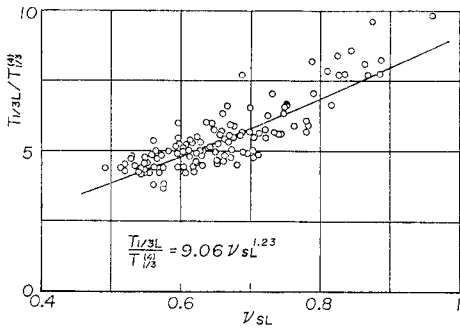


図-7 $T_{1/3L}/T_{1/3}$ の ν_{SL} による変化

$\sqrt{g/h}$ の関数として表示すると、波高比はほぼ $T_{1/3} \cdot \sqrt{g/h}$ に比例することが見出される。一方、単相関解析によれば、 $H_{1/3L}/\sigma_L$ と同様に、各周期比は $H_{1/3}/h$ と強い相関（相関係数の絶対値が0.6以上）をもつが、重回帰分析によれば、 $H_{1/3}/h$ にほとんど依存せず、むしろ ν_{SL} と強い相関をもつ。図-7は $T_{1/3L}/T_{1/3}$ の ν_{SL} による変化を示したものであり、周期比はほぼ直線的に増加することがわかる。

ところで、合田⁵⁾は観測結果の解析からサーフビートの振幅に対する経験式として、

$$\frac{\sigma_L}{\sigma^{(0)}} = 0.04 \left[\frac{H_0'}{L_0} \left(1 + \frac{h}{H_0'} \right) \right]^{-1/2} \dots\dots\dots (3)$$

を提案している。ここに、 $\sigma^{(0)}$ は換算沖波の水位変動の標準偏差である。合田の資料の特徴は海底地形や波浪条件が異なり、しかも非常に浅い3地点におけるものである点や沖波領域でも長周期波の資料を得ている点にある。一方、藤縄は水深20mでの観測結果や合田およびMunkの観測結果を用いて、次式を導いた。

$$\frac{H_{1/3L}}{H_{1/10}} = 0.23 \left(\frac{H_{1/10}}{h} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (4)$$

式(4)において $H_{1/10} = 1.27 H_{1/3}$ を代入すると、比例定数は約0.33となり、著者らの観測結果の約2倍である。図-8は式(2)および(4)が広範囲な波浪特性をもつ合田の観測結果を説明するかどうかを検討したものである。図中のそれぞれの結果に用いられている有義波高の意味は相互に異なるけれども、いずれも近似的に

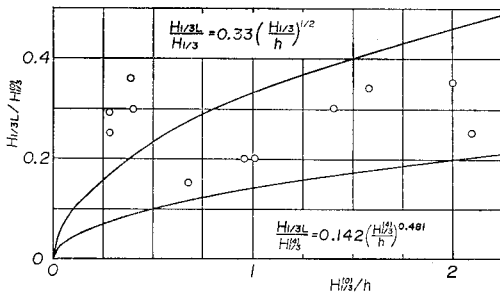


図-8 合田の観測結果と回帰式の比較

沖波波高に等しいとしている。この図によると、波高の低いうねりである宮崎海岸の資料は $H_{1/3}/h$ の小さいところできわだって大きく図示されることから、合田の観測結果は $H_{1/3}/h$ の関数として表示されないことや合田の観測結果をも用いて導出された式(4)は合田による宮崎海岸における観測結果以外の資料よりかなり大きな値を与えることがわかる。そこで、波の非線型性を表わすための波パラメーターとして $H_{1/3}/h$ のかわりに水深4m地点での波高 $H_{1/3}$ を換算沖波波高 H_0' とみなした合田によるパラメーター $(H_{1/3}/L_0)(1+h/H_{1/3})$ を用いて重回帰分析を行った。この結果、波高比は前述のように合田パラメーターに強く依存するほか、 $H_{1/3}/h$ を波パラメーターに選んだ場合に比べて Q への依存性が低下する反面、 ν_{SL} への依存性が増大し、結果的に ν_{SL} および Q に同程度に依存することがわかった。また ν_{SL} および Q に同程度依存していた $\sigma_L/\sigma^{(4)}$ は同様の変化を経て ν_{SL} により強く依存することになる。図-9は著者らの観測結果に対し ν_{SL} をパラメーターとして $\sigma_L/\sigma^{(4)}$ と合田パラメーターの関係を示したものであり、図中の

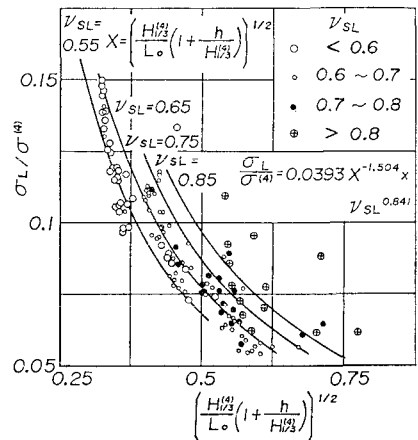


図-9 $\sigma_L/\sigma^{(4)}$ の合田パラメーターによる変化(1)

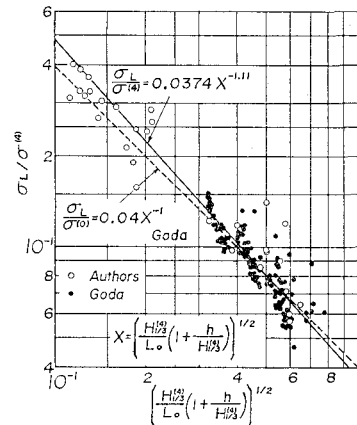


図-10 $\sigma_L/\sigma^{(4)}$ の合田パラメーターによる変化(2)

曲線が重回帰曲線である。そしてこの図から $\sigma_L/\sigma^{(4)}$ は合田パラメーターの増大とともに減少し、 ν_{sL} の増加とともに増加することがわかる。次に、単相関解析の立場から同一のデータに対し、 $\sigma_L/\sigma^{(4)}$ と合田パラメーターの関係を図示したのが 図-10 であり、図中には合田による観測資料、著者らの資料から導かれた回帰曲線および合田の経験式が同時に与えられている。この図から、著者らの結果は合田による観測結果と同様な傾向を示すことがわかる。すなわち、著者らの観測結果の平均的傾向は、

$$\frac{\sigma_L}{\sigma^{(4)}} = 0.0374 \left[\frac{H_{1/3}^{(4)}}{L_0} \left(1 + \frac{h}{H_{1/3}^{(4)}} \right) \right]^{-0.555} \quad \dots (5)$$

により表示される。そしてこの式の係数はかなりばらつきをもつ観測結果から導かれた合田の経験式のそれと非常に近く、実際、式(5)による値も合田によるものと驚くほど一致している。以上のように、海底地形や波浪条件の異なる3か所での広範囲な波特性に対する観測結果と、水深は異なるが同一地点における多くの観測結果とが合田パラメーターによって統一的に表示されることから、長周期波高と入射波高の比を第一義的に支配するのは相対波高というよりむしろ合田パラメーターであると言えるであろう。

5. 結 語

以上、本研究では、琵琶湖彦根・愛西湖岸における多点波浪観測結果の解析から多数の長周期波に対する資料を得たのち、重回帰分析手法の適用により長周期波の統計的特性が詳細に検討された。そしてその結果、長周期波の水位変動の頻度分布は正規分布で、波高分布は母数を 2.29 とした Weibull 分布で表示されること、周期分布や周期比などはスペクトル幅パラメーター ν_{sL} により変化すること、長周期波高と入射波高の比は $H_{1/3}^{(4)}/h$ のみならず、 Q によっても変化するが、相関係数のより

大きい $H_{1/3}^{(4)}/h$ のみで表示すると、ほぼ $\sqrt{H_{1/3}^{(4)}/h}$ に比例すること、長周期波周期と入射波周期の比は ν_{sL} とともに増加することおよび $\sigma_L/\sigma^{(4)}$ に対する著者らおよび合田による観測結果の平均的傾向は合田が提案したパラメーターにより統一的に表示されたことから、長周期波の波高と入射波の波高の比は相対波高というよりむしろ合田パラメーターにより第一義的に変化することなどが見出された。今後他地点での観測結果を加えた解析を行うとともに、長周期波のスペクトルおよび位相特性についても考察するつもりである。

最後に、御指導賜った京大防災研究所 土屋義人教授ならびに資料の整理や図の作製に助力願った愛媛大学工学部 大福 学技官に謝意を表するとともに、本研究は文部省科学研究費による研究成果の一部であることを付記する。なお、本研究の計算は京都大学および九州大学大型計算機センターの M-200 と愛媛大学計算機センターおよび情報処理センターの Facom 230-28 および M-180 II AD によった。

参 考 文 献

- 1) 土屋義人・山口正隆・芹沢重厚：長大栈橋を利用した容量型波高計群による波浪観測について、第20回海岸工学講演会論文集，pp. 531～534，1973。
- 2) 山口正隆・土屋義人：浅海における波浪の統計的特性の変形，愛媛大学紀要，第Ⅲ部工学，第9巻第3号，pp. 299～321，1980。
- 3) 山口正隆：有限風域場における風波の統計的性質について(2)，愛媛大学紀要，第Ⅲ部工学，第9巻第4号，pp. 349～366，1981。
- 4) 岩垣雄一・土屋義人・酒井哲郎・山口正隆ほか：琵琶湖における波浪観測について，京大防災研年報，第19号 B-2，pp. 361～379，1976。
- 5) 合田良実：浅海における波浪の碎波変形，港湾技術研究所報告，第14号，第3巻，pp. 57～106，1975。
- 6) 藤縄幸雄・岡田憲司・渡辺 勲：波浪に伴う長周期波(サーフ・ビート)の特性(I)，国立防災科学技術センター研究報告，第15号，pp. 159～191，1976。