

田子の浦港における長周期波の特性

広瀬 宗一*・橋本 典明**

1. はじめに

駿河湾では、昭和 41 年 9 月 25 日未明に来襲した台風第 6626 号により多大な被害を受けた。とりわけ、駿河湾湾奥の田子の浦港では死者 20 名にもおよぶ大惨事を記録しており、この台風は駿河湾台風と呼ばれている。台風第 6626 号来襲時の田子の浦港の波浪の大きさについては、沼津港の波浪観測記録をもとに $H_{1/3} \geq 11.0 \text{ m}$, $T_{1/3} = 17 \sim 20 \text{ 秒}$ であったと報告されている。しかしながら、沼津港の観測記録には上述の田子の浦港における被災推定のもととなった波浪のほか、周期 180 秒および 70~80 秒前後で波高が 1 m を越える長周期波が出現しており、これが災害を助長した可能性が強いとされた。

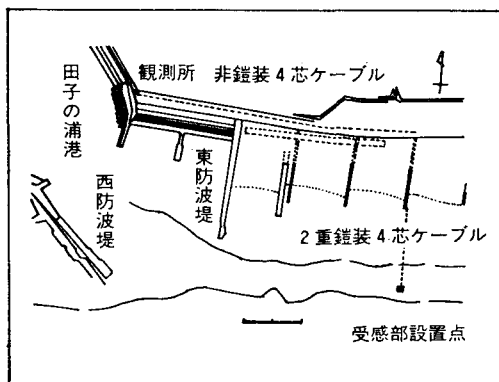
田子の浦港では、これを契機として前面に長周期波計を設置し、昭和 43 年以来継続的に観測を実施してきている。観測成果は沿岸波浪観測成果と共に毎年波浪観測年報¹⁾にとりまとめている。これまでの成果によると、田子の浦港における顕著長周期波出現時のスペクトルはいずれも周期 80~100 秒と 30~50 秒にピークを有する双峰型の形状を示している。

この種の長周期波の生成に関しては、Longuet-Higgins と Stewart²⁾ による Radiation Stress の概念に基づく理論、Gallagher³⁾ によるエッジ波の理論、および Suhayda⁴⁾ による定常長波の理論等がある。しかしながら、長周期波のスペクトル形、および長周期波のエネルギーに関して定量的な議論をした例は少なく、わずかに後者に関して合田⁵⁾による実験式がある程度である。

本稿では、昭和 43 年から 53 年にわたる田子の浦における長周期波観測成果としてとりまとめた一部を紹介するものであり、今後、長周期波に関する理論的検討、および田子の浦港における被災原因の究明のための参考資料となれば幸いである。

2. 田子の浦港における長周期波の観測

田子の浦港に設置されている長周期波計は、受感部としてストレインゲージ型波圧計を改良した圧力変換器を



図一 長周期波計の設置位置図

使用したものである。この変換器は、受圧板に作用する水圧変化を歪量として検知し、ブリッジ回路によって電圧に変換するもので、最終出力はこれをローパスフィルター ($f_c = 0.028 \text{ Hz}$, 減衰傾度 36 dB/oct.) を通過させることによって得られる。長周期波計の設置位置図を図一に示す。長周期波計の出力は A/D 変換器を経由して 250 dig./F.S. およびサンプリング間隔 4 秒で紙テープに記録される。観測は連続観測で行なわれている、本稿では便宜上偶数正時を中心とした 2 時間分のデータを単位として解析している。

駿河湾はわが国でも有数の深度を有する代表的な湾であり、田子の浦港前面はかなりの急勾配を有している。長周期波計は、図一からもわかるように、田子の浦港の東海岸の前面約 150 m、海底勾配約 $1/7 \sim 1/10$ の水深 -17 m の地点に設置されている。

3. 田子の浦港における顕著長周期波の出現状況

3.1 顕著長周期波と気象擾乱の関係

表一には田子の浦港で観測される顕著長周期波を、気象擾乱別にクレスト波高の大きい方から順に 16 ケースを抽出して各ケースごとにゼロアップクロス法による代表波の波高・周期を示したものである。表中、ケース番号の右肩に * 印を付したケースは台風によるものであることを示す。なお、表に示す代表波の値は、周期 8 秒

* 正会員 運輸省港湾技術研究所水工部主任研究官

** 正会員 運輸省港湾技術研究所水工部高潮津波研究室

表—1 顕著長周期波の一覧表

ケース 番号	時刻	N_s	$\bar{H}$	$\bar{T}$	$H_{1/3}$	$T_{1/3}$	$H_{1/10}$	$T_{1/10}$	H_{max}	T_{max}	$r(H, T)$
1*	71.8. 4. 6	77	32.8	64.5	50.4	77.1	64.6	93.7	78.5	74.2	0.4224
2*	75.8.23. 2	86	28.4	74.4	41.2	83.1	53.4	85.7	73.3	87.0	0.4420
3*	75.8.16.12	85	23.0	73.6	37.7	91.6	51.5	88.2	67.7	76.8	0.5084
4	72.3.31. 4	50	16.6	52.3	26.8	62.3	33.4	63.0	45.0	53.4	0.4135
5	75.4. 6.14	85	16.9	73.4	25.9	80.9	33.7	80.0	43.1	80.6	0.3425
6*	69.8.23.12	112	16.2	53.7	24.2	58.0	30.4	51.0	37.3	49.3	0.2146
7*	72.7.15.22	75	16.7	77.8	25.8	95.9	32.6	89.0	37.3	88.3	0.2605
8*	71.7.22. 6	60	16.1	66.1	25.5	76.2	31.6	89.8	34.3	88.6	0.4001
9*	73.7.20.24	74	14.7	62.8	22.7	73.7	29.4	61.1	36.5	77.4	0.3114
10	72.3.20.24	75	14.0	61.1	22.0	66.9	29.7	57.0	39.0	78.1	0.2861
11*	73.8.16. 2	43	15.7	64.4	22.0	71.5	25.9	71.2	27.3	47.0	0.4185
12*	76.9.11. 4	61	11.7	60.1	19.9	72.2	25.0	89.5	28.5	73.7	0.5390
13	75.1.22.24	67	13.5	91.5	22.3	108.1	29.1	92.3	32.4	83.8	0.2436
14*	68.8.30. 6	31	10.6	69.2	17.0	56.0	20.6	56.0	21.8	42.2	0.2529
15*	68.7. 3.18	99	11.3	58.8	17.5	62.0	21.9	51.8	33.0	40.4	0.1230
16*	76.5.25.16	85	12.3	76.1	19.0	96.4	24.8	103.8	28.1	71.7	0.5276

以下の成分波を除去することにより計算した結果である。

表—1 から明らかなように、11 年間に田子の浦港で観測された長周期波の内、最大波高を示したのは昭和 46 年 8 月初旬の台風第 7119 号来襲時である。この台風は南方洋上から北東に進み、九州の南海上で蛇行した後枕崎付近に上陸したもので、上陸時の台風の中心気圧は 935 mb であった。このように、田子の浦ではるか遠方を通過する台風によっても、最高波高 80 cm 程度の長周期波が出現する。なお、表—1 に示す 16 ケースの有義波の周期の平均値および標準偏差を求めると、それぞれ 77.0、14.5 秒となる。

3.2 長周期波の波高と周期の分布

波高の分布に Rayleigh 分布を仮定すると、平均波高、有義波高、1/10 最大波高はそれぞれ水位記録 η の標準偏差値 η_{rms} と次式で関係づけられる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{H} &= 2.507 \eta_{rms} = 0.626 H_{1/3} \\ H_{1/3} &= 4.004 \eta_{rms} \\ H_{1/10} &= 5.090 \eta_{rms} = 1.271 H_{1/3} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

最高波高については $H_{1/3}$ に対する比の平均値として次式で与えられる。

$$[H_{max}/H_{1/3}]_{mean} \doteq 0.706 \{ \sqrt{\ln N_0} + \gamma / (2 \sqrt{\ln N_0}) \} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 γ はオイラーの定数であり、0.5772... である。

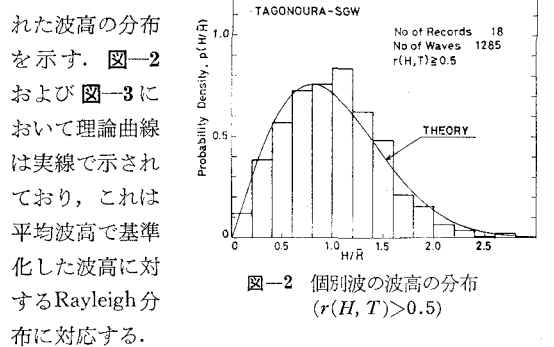
長周期波計のデータから得られた代表波高間の関係を次式に示す。

$$\left. \begin{aligned} (\bar{H})_l / (H_{1/3})_l &= 0.642 \pm 0.029 \\ (H_{1/10})_l / (H_{1/3})_l &= 1.275 \pm 0.048 \\ (H_{max})_l / (H_{1/3})_l &= 1.559 \pm 0.187 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

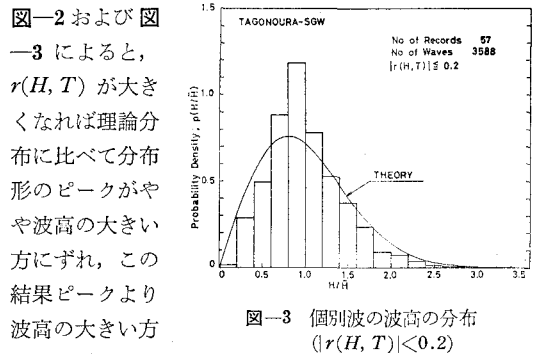
なお、上式は長周期波計と併置（昭和 47 年観測開始）されている超音波式波高計による η_{rms} が 25 cm よりも大きいデータに対する結果である。また、式中の添字 l

は通常の波に対する代表波高と区別するために付したものである。

式 (1) および (3) を比較すると、実測値では $(H_{1/3})_l$ に対して $(\bar{H})_l$ および $(H_{1/10})_l$ 共大きい結果となっている。この結果を検討するために実測値の波高の分布を調べた。図—2 には波高と周期の相関係数 $r(H, T)$ が 0.5 以上、図—3 には $r(H, T)$ の絶対値が 0.2 以下のデータに対して得ら



図—2 個別波の波高の分布 ($r(H, T) \geq 0.5$)



図—3 個別波の波高の分布 ($|r(H, T)| < 0.2$)

が大きくなる傾向がみられる。一方、 $r(H, T)$ の絶対値が小さくなれば分布形が尖鋭になる傾向がみられる。これは通常の波に対する結果と同様である。

一方、田子の浦港の超音波式波高計のデータに対して

式(3)と同様の関係を求めると以下ようになる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{H}/H_{1/3} &= 0.639 \pm 0.023 \\ H_{1/10}/H_{1/3} &= 1.221 \pm 0.046 \\ H_{\max}/H_{1/3} &= 1.393 \pm 0.113 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

上式は超音波式波高計のペン書きアナログ記録をサンプリング間隔 1.0 秒で読み取った 500 個/観測のデータに対する結果である。式(4)の結果を沿岸波浪に対する結果と比較すると、 $\bar{H}/H_{1/3}$ についてはほぼ同じであるが、 $H_{1/10}/H_{1/3}$ および $H_{\max}/H_{1/3}$ については上式の値がかなり小さめである。

周期の分布形としては Longuet-Higgins⁹⁾ により次式が導かれている。

$$p(\tau) = \frac{\nu^2}{2[\nu^2 + (\tau - 1)^2]^{3/2}} \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 τ は平均周期 $\bar{T}$ によって基準化された周期を、 ν はスペクトルの幅パラメーター ($\nu = \sqrt{m_0 m_2 / m_1^2} - 1$ 、 m_1 および m_2 はそれぞれスペクトルの 1 次、2 次のモーメント) を表わす。

図-4 および図-5 はそれぞれ図-2 および図-3 に対応するデータに対する周期の分布の結果である。図中に示す ν は実測値の分布形を式(5)で近似することにより得た値である。図-4 および図-5 によると、ともに $\tau = 0.4 \sim 0.8$ で実測分布の出現確率は理論分布のそれよりも大きくな

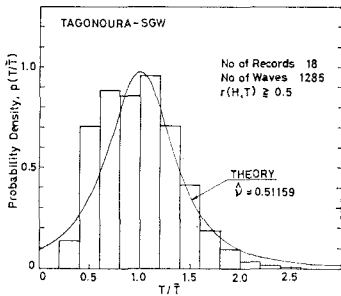


図-4 個別波の周期の分布 ($r(H, T) > 0.5$)

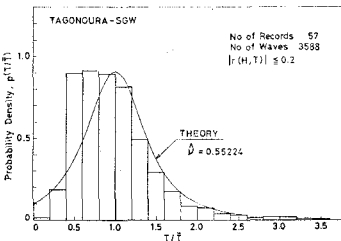


図-5 個別波の周期の分布 ($r(H, T) < 0.2$)

っている。この結果は、沿岸波浪に対して得られている、 $r(H, T)$ が大きくなるほど周期比の大きい方の分布形の勾配が急になる、という結果⁷⁾と異なっている。

以上から、田子の浦における長周期波はエネルギー的には風波の延長として捉えることができるが、来襲するうねりが何らかの原因により周波数変調を受けた結果であると推察できる。

3.3 長周期波の周波数特性

田子の浦港で出現する長周期波の周波数特性を把握するために MEM (最大エントロピー法) により観測デー

タをすべてスペクトル解析した。図-6 には、表-1 に示す第 3 位のスペクトル解析結果を示す。図-6 に示すスペクトルは周期 30~50 秒および 80~100 秒にピークを有する双峰型の形状を示しているが、これは表-1 に示すいずれのケースにも共通して見られる特徴である。そこで、表-1 の各ケースのスペクトルを周期 80~100 秒のピーク周波数で正規化すると図-7 および図-8 のようになる。図中、 E はエネルギーを、 G は重力加速度を表わす。図-7 によると、表-1 の各ケースのうち、多峰型を示す 4 ケースを除けば、特に上述

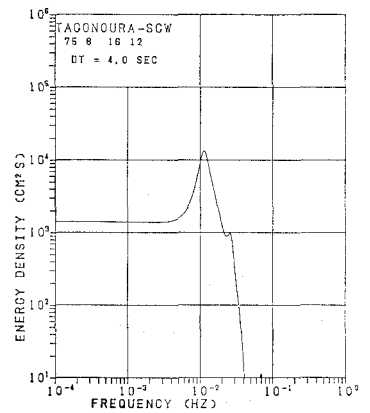


図-6 高波時の長周期波のスペクトル

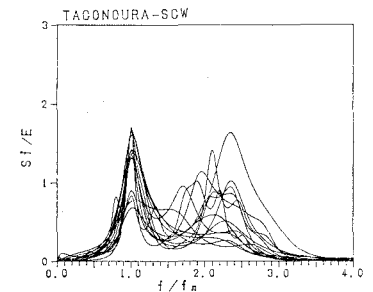


図-7 長周期波の正規化スペクトル

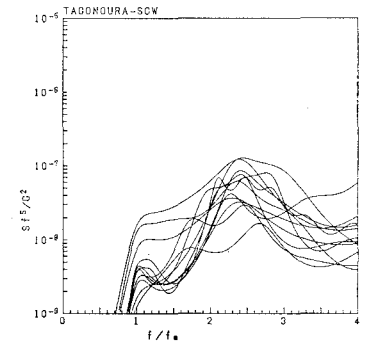


図-8 長周期波の正規化スペクトル

の低周波側のスペクトルの形状については強い相似性を有していることがわかる。しかしながら、上述の 2 つのスペクトルの周波数は相対的にかなりばらついているようにみえる。両者のスペクトルピークの相対的な位置関係を明らかにするために、表-1 の各ケースの卓越ピーク周波数、および低周波側のスペクトルのピーク周波数に対する高周波側のスペクトルのその比を平均値 $\pm$ 標準偏差の形で示すと以下ようになる。

$$\left. \begin{aligned} f_{m1} &= 0.01118 \pm 0.00071 & (V_R = 0.063) \\ f_{m2} &= 0.02428 \pm 0.0020 & (V_R = 0.082) \\ f_{m2}/f_{m1} &= 2.177 \pm 0.192 & (V_R = 0.88) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 f_{m1} および f_{m2} はそれぞれ低周波側および高

周波側のスペクトルのピーク周波数, V_R は変異係数である。

図-8 には, 表-1 の各ケースのスペクトルを f^5 で正規化した結果を示す。これによると, 特異な3ケースを除けばいずれのスペクトルも低周波側および高周波側のスペクトル共高周波側の勾配は f^{-5} よりもかなり急となっていることがわかる。

4. 長周期波のスペクトルの標準形

4.1 スペクトルの標準形

3. において示したように, 田子の浦港の顕著長周期波のスペクトル形は, いずれも周期約 90 および 40 秒にピークを有し, 強い相似性を示している。この長周期波のスペクトルの基本形として次式を仮定する。

$$S(f) = A f^{-m} \exp(-B f^{-n}) \quad \dots\dots\dots (7)$$

このスペクトル形は A, B, m, n なる4つのパラメータを含んでおり, 風波のスペクトルの標準形として一般的に用いられるものである。上式に含まれる4つのパラメータの内, A および B は有義波高およびスペクトルのピーク周波数の関数として表わすことができる。すなわち, 式(7)で表わされるスペクトルの0次のモーメント m_0 は

$$m_0 = \int_0^\infty S(f) df = \frac{A}{n} \frac{\Gamma[(m-1)/n]}{B^{(m-1)/n}} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに, $\Gamma[\]$ はガンマ関数である。

一方, $dS(f)/df=0$ から得られる解を f_m とおくと,

$$f_m = (Bn/m)^{1/n} \quad \dots\dots\dots (9)$$

式(8)および(9)を連立させて解き, $H_{1/3} = 4\sqrt{m_0}$ とおくと,

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{H_{1/3}^2}{16} \frac{n(m/n)^{(m-1)/n}}{\Gamma[(m-1)/n]} f_m^{m-1} \\ B &= \frac{m}{n} f_m^n \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

上式で, ゼロアップクロス法による有義波高 $H_{1/3}$ を記号上スペクトルから定義される有義波高 H_s で置換し, 式(7)に代入すると,

$$S(f) = \frac{H_s^2}{16} \frac{n(m/n)^{(m-1)/n}}{\Gamma[(m-1)/n]} (f_m/f)^m f_m^{-1} \times \exp\left[-\frac{m}{n} \left(\frac{f_m}{f}\right)^n\right] \quad \dots\dots\dots (11)$$

式(7)から明らかなように, 上式は単峰型スペクトルに対する表示である。田子の浦港における長周期波のスペクトルは顕著な双峰型の形状を示しているため, ここでは Ochi と Hubble⁹⁾ にならって式(11)で表わされるスペクトルを重畳させた次式を標準形として考える。

$$S(f) = \sum_{j=1}^2 \frac{H_{sj}^2}{16} \frac{n_j(m_j/n_j)^{(m_j-1)/n_j}}{\Gamma[(m_j-1)/n_j]} (f_{mj}/f)^{m_j} f_{mj}^{-1} \times \exp\left[-\frac{m_j}{n_j} \left(\frac{f_{mj}}{f}\right)^{n_j}\right] \quad \dots\dots\dots (12)$$

式から明らかなように, 上式は H_s, f_m, m, n についてそれぞれ $j=1, 2$ の計8個のパラメータを有している。なお, ここでは便宜上 $j=1$ を与えたパラメータを有するスペクトルが低周波側のスペクトルを表わすものとし, 上式中の m をスペクトルのモーメントの m と区別するために, 以下では前者を $\hat{m}$, n についても同様に $\hat{n}$ として表示する。

4.2 スペクトルの近似結果

式(12)による実測スペクトルの近似は, $0.005 \text{ Hz} < f < 0.03 \text{ Hz}$ の範囲で, かつ, $\hat{m}, \hat{n}$ 共 1.0 よりも大きいという条件付きで行なった。このように近似に際して周波数範囲を限定したのは, 低周波側については観測波形にみられる周期 20 分前後の長周期振動の影響を, 一方, 高周波側については長周期波計の遮断周波数特性の影響を少なくすることを考慮したためである。近似計算は非線型な最小自乗法の一つであるシンプレックス法により行なった。

図-9 には, 実測スペクトルと式(12)に基づく近似スペクトルの比較例を示す。これによると, 全般的に近似結果は良好である。しかしながら, 実測スペクトルは近似ス

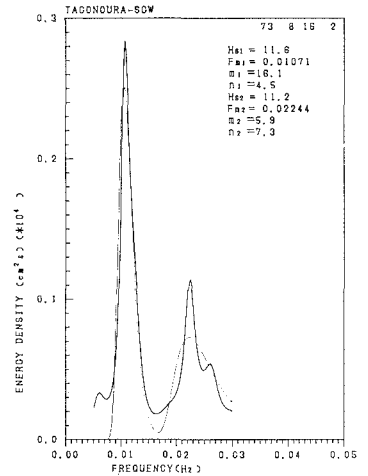


図-9 長周期波のスペクトルの近似結果

ペクトルに比べてピーク付近の形状が尖鋭であり, また低周波側のスペクトルに比べて高周波側のスペクトルの近似精度がやや悪くなる傾向が見られる。これは, 前者については実測スペクトルとして ME スペクトルをそのまま用いたこと, 後者については $\sum (S(f) - \hat{S}(f))^2$ を最小にするように近似したことによる。これらは以降に示す結果にも影響をおよぼすが, ME スペクトルの計算過程で得られた予測誤差フィルターの項数が比較的短い(ほとんど 15~30 項)こと, およびここでは双峰型のスペクトルの内低周波側のスペクトルを議論の対象としたため, これらに対して特別な補正を行なわないこととした。高周波側のスペクトルを議論の対象から除外したのは, 別途行ったスペクトル特性関数¹⁰⁾の解析結果から低周波側のスペクトルとは独立な生成要因を有するとみられ, また 3.3 に示す結果を考慮するとピーク周波数は低周波側のそれに比べて変動が大きいため, 長周期波計の遮断周波数特性による見かけのスペクトルである

可能性が強いと判断したことによる。

いずれにせよ、田子の浦における長周期波のスペクトルは式 (12) でよく表現することができることから、通常の波浪のスペクトルと強い相似性を有すると結論できる。また、このことは長周期波のスペクトルの形状が入射波浪の特性と関連づけられる可能性があることを示唆している。

4.3 パラメーターの特性

式 (12) に含まれる 8 つのパラメーターの内長周期波のスペクトルの $\sqrt{m_0}$ に対しては H_{s1} , $\hat{m}_1$ および f_{m1} が比較的高い相関性を有する。また、 H_{s1} と超音波式波高計の記録から得られる $(\sqrt{m_0})_w$, および f_{m1} と $\hat{m}_1$ の間にはかなり高い相関がありそうなので、それらの関係を調べることとした。用いたデータは、長周期波計と超音波式波高計の同時観測記録が得られている台風第7505号来襲時のものである。上述の関係を最小自乗法により求めると、

$$\left. \begin{aligned} H_{s1} &= 0.217(\sqrt{m_0})^{1.16} & (r=0.7121) \\ f_{m1} &= 0.0072\hat{m}_1^{0.157} & (r=0.6074) \end{aligned} \right\} \dots (13)$$

同様の関係を田子の浦における波の発達時のデータだけに限定して求めるとさらに良好な近似結果が得られ、

$$\left. \begin{aligned} H_{s1} &= 0.046(\sqrt{m_0})^{1.47} & (r=0.9792) \\ f_{m1} &= 0.0066\hat{m}_1^{0.174} & (r=0.8033) \end{aligned} \right\} \dots (14)$$

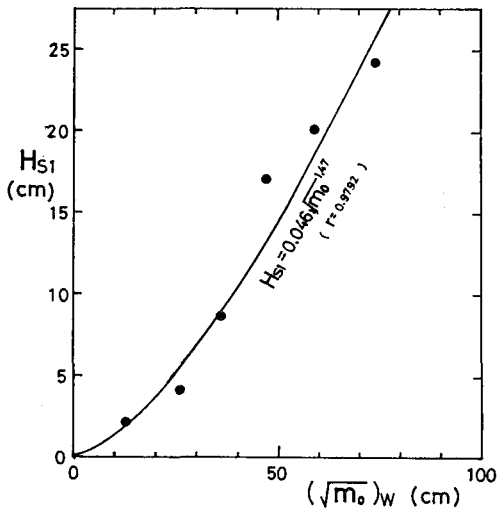


図-10 H_{s1} と $(\sqrt{m_0})_w$ の関係

となる。これより、田子の浦港における長周期波のエネルギーは来襲波浪のエネルギーの約 3/2 乗に比例し、そのピーク周波数はスペクトルの高周波側の勾配に比例するといえる。

5. あとがき

本稿においては、田子の浦港において 11 年間に観測された長周期波の特性をとりまとめた。得られた結果を要約すると以下ようになる。(1) 長周期波の波高の分布特性は通常の沿岸波浪のものと同様であるが、周期については異なる、(2) 長周期波のスペクトル形は風波のスペクトルの延長として捉えることができる、(3) 田子の浦の長周期波のスペクトルのピークはほぼ周期 90 秒前後にみられ、気象擾乱による変化は小さい、(4) 長周期波のスペクトルのエネルギーは通常の波のエネルギーの約 3/2 乗に、またスペクトルのピーク周波数は高周波側の勾配の約 1/6 乗に比例する。

田子の浦における長周期波の観測期間は十分なものであるため、長周期波の出現特性については上述のような成果を得たが、今後、最近より得られるようになった湾内各地点での長周期波観測データ、および長周期波観測地点の近傍における補足観測データの入手を待ってさらに理論的な検討を実施したいと考えている。

参 考 文 献

- 1) 高橋智晴ほか：港湾技研資料，No. 137, 158, 178, 201, 209, 233, 258, 282, 311, 332.
- 2) Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart: J. Fluid Mech., 13, pp. 481~504, 1962.
- 3) Gallagher, B.: J. Fluid Mech., 49, pp. 1~20, 1941.
- 4) Suhayda, J.: Ph.D dissertation, Univ. California, 106 p., 1972.
- 5) 合田良実：港湾技術研究所報告，第 14 巻，第 3 号，pp. 63~105, 1975.
- 6) Longuet-Higgins, M. S.: J. Mar. Res., Vol. IX, No. 3, pp. 245~266, 1952.
- 7) 広瀬宗一・高橋智晴：昭和 57 年度港湾技術研究所講演会論文集，pp. 1~55, 1982.
- 8) Longuet-Higgins, M. S.: J. Geophys. Res., 80, pp. 2688~2694, 1975.
- 9) Ochi, M. K. and E. N. Hubble: Proc. 15th Conf. Coastal Engg., pp. 301~328, 1976.
- 10) 広瀬宗一・高橋智晴：第 28 回海岸工学講演会論文集，pp. 173~177, 1981.