運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所報告

REPORT OF THE PORT AND HARBOUR RESEARCH INSTITUTE

MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 29 NO. 3 SEPT. 1990

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN

国土技術政策総合研究所
図書室
蔵書

港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第29巻　第3号 (Vol. 29, No. 3), 1990年9月 (Sept. 1990)

目　　次 (CONTENTS)

1. 短フェッチ海域の波浪推算モデル
　　……………………………………………………… 後藤智明・末次広児・永井紀彦…… 3
　(Wave Hindcast Model for Short Fetch Sea
　…………………………Chiaki GOTO, Koji SUETSUGU and Toshihiko NAGAI)

2. ベイズ型モデルを用いた海洋波浪の非線型核関数の数値的推定
　　……………………………………………………………………………… 橋本典明…… 27
　(Estimation of Nonlinear Kernel Function of Weakly Nonlinear,
　Quasi-Gaussian Irregular Sea Waves……………………………Noriaki HASHIMOTO)

3. 海水を練り混ぜ水とした海洋コンクリートの耐久性に関する研究
　　……………………………………………………… 福手　勤・山本邦夫・濱田秀則…… 57
　(Study on the Durability of Concrete Mixed with Sea Water
　………………Tsutomu FUKUTE, Kunio YAMAMOTO and Hidenori HAMADA)

4. 港の景観構成に関する研究…………………………… 上島顕司・加藤　寛・斎藤　潮…… 95
　(A Study on Composition of Portscape
　………………………… Kenji UESHIMA, Hiroshi KATO and Ushio SAITO)

港湾技術研究所報告
第29巻　第3号（1990. 9）

1.　短フェッチ海域の波浪推算モデル

後藤智明*・末次広児**・永井紀彦***

要　旨

大阪湾における気象・海象観測資料を用いた海上風の抵抗則と風波の発達則に関する種々の検討を通し，短フェッチ海域の風波を対象とした1地点出力型パラメータ波浪推算モデルを提案した。そして，実測値および従来の有義波法，スペクトル法による波浪推算結果と比較することにより推算特性に関して検討した。

提案したパラメータ波浪推算モデルは，無次元エネルギーと無次元フェッチの1乗則および無次元波高と無次元周期の3/2乗則という2つの経験則で風波の発達特性が記述できるという仮定に基づき定式化されたものである。そこで，経験則を構成する無次元特性量のなかで最も重要と考えられる代表風速に焦点をあて，種々の考察を行うとともに経験則そのものの精度を波浪推算結果と実測結果の比較から検討している。

得られた主要な結論は，以下のとおりである。

1）風速 15m/s 程度以下の気象擾乱による風波に関しては，無次元エネルギーと無次元フェッチの1乗則および無次元波高と無次元周期の3/2乗則がともに代表風速によらず精度よく成立する。ただし，風速 20 m/s 程度以上に関しては，本報告で提案する抵抗則を用いた摩擦速度を用いる必要がある。

2）短フェッチ海域の波浪推算に利用されてきた有義波法および SMB 法は，風速 20m/s 程度以上の気象擾乱に関して推算精度が悪くなる。また，スペクトル法による波浪推算値は，短フェッチ海域の出現周波数スペクトルがスペクトル法で仮定しているものと大きく特性が異なるため，風速値によらず推算精度が著しく劣る。高風速の擾乱に対しては，ここで提案したパラメータ波浪推算モデルを用いる必要がある。

キーワード：波浪推算法，パラメータモデル，短フェッチ海域

* 水工部　海洋エネルギー利用研究室長
** 前海洋水理部　海象調査研究室（現運輸省第四港湾建設局北九州港工事事務所第二工事課）
*** 海洋水理部　主任研究官

REPORT OF THE PORT AND
HARBOUR RESEARCH INSTITUTE
Vol. 29, No. 3 (Sept. 1990)

1. Wave Hindcast Model for Short Fetch Sea

Chiaki GOTO*
Koji SUETSUGU**
Toshihiko NAGAI***

Synopsis

A parameter wave hindcast model for wind generated waves in short fetch sea was developed through the investigation of the wind stress and wave growth formulas using the data obtained in Osaka Bay. Accuracy of the numerical results of the wave hindcast model was also studied by the comparison with the results of other convensional and the measured data.

Presented wave hindcast method is based on similarity laws of the growing wind waves, 3/2-power law of nondimensional significant wave height and wave period and 1-power law of nondimensional wave energy and fetch. Therefore, the accuracy of numerical results is considered to be governed by the exactness of similarity laws. Then, the accuracy of similarity laws were investgated through the comparison of wind stress formulas as a most imortant physical formula related with the growthing rate of wind waves.

The main conclusions are as follows:

1) Data obtained in Osaka Bay less than 15 m/s of 10 m wind speed satisfied simiarity laws with good accuracy independing on wind stress formulas.
2) The significant wave hindcast model and SMB method can not be got accurate results when wind speed is more than 20 m/s. Spectrum model also can not obtaine good results independing on wind speed renge because wave spectra in short fetch sea have a tendance to overshoot against fully developed spectrum. Even if the wind speed is more than 20 m/s, similarity laws describing shear velocity with the presented wind stress formulas are suitable and the parameter wave hindcast model computes accurate results.

Key Words: Wave Hindcast Method, Parameter Model, Short Fetch Sea

---

* Chief. Ocean Energy Utilization Laboratory, Hydraulic Engineering Division
** Formerly, Marine Observation Laboratory, Marine Hydrpodynamics Division (Section of Second Construction, Kitakyuusyuu Port Construction Office, Fourth District Port Construction Bureau, Ministry of Transport)
*** Sinior Research Engineer, Marine Hydrpodynamics Division

目　次

要　　　旨……3

1. まえがき……7

2. 大阪湾の気象・海象観測……7
  2.1 観測の概要……7
  2.2 出現海上風・波浪特性の概要……8

3. 無次元波高と無次元周期の3/2乗則の検討……10
  3.1 代表風速……10
  3.2 無次元波高と無次元周期の3/2乗則……11

4. 1地点出力型パラメータ型波浪推算モデル……12
  4.1 モデルの定式化……12
  4.2 数値計算法……14

5. 代表風速の違いによる発達式および推算精度の差……14
  5.1 10m高度風速……14
  5.2 鳥羽の Z_0 則……15
  5.3 光易の C_D 則……17
  5.4 提案 C_D 則……18

6. 考　　　察……18
  6.1 スペクトル法による波浪推算結果との比較……18
  6.2 東京湾の台風8506号による高波の推算……20
  6.3 パラメータ型波浪推算モデルの推算特性……20

7. まとめ……22

参考文献……22

主要記号一覧表……23

付録A　波浪諸元からの風の推算……25

付録B　波浪推算例……25

1. まえがき

波浪災害の原因の究明や港湾構造物の設計波浪の算定には，有義波法およびスペクトル法と呼ばれる2種類の数値シミュレーション法がよく用いられる。有義波法は，海の波を単一の波で代表させ，推算する方法であり，井島[1]の追跡法や堀川ら[2]の格子点法などが著名である。一方，スペクトル法による波浪推算は，複雑な海面を2次元エネルギースペクトルで表現し，その時間的変化を計算する方法である[3]。

スペクトル法は，周波数および方向別のスペクトル成分の発達，伝播，減衰の過程を理論的に定式化したエネルギー平衡方程式に基づくものであり，極めて一般性のある手法であると考えることができ，特に風波とうねりが混在する波浪に対する推算精度が有義波法に比べ良いため，次第に適用事例が多くなってきている。しかしながら，スペクトルの各成分が独立に発達，伝播，減衰するという線型関係を基調としたモデルであり，また風から波へのエネルギー供給に関する力学機構が十分に解明されていないことなど数多くの問題点が残されていることも事実である。

最近，風波の発達にかかわる力学機構が非線型性の強い極めて複雑な過程であることが明らかとなり，また風波には乱流に似て顕著な相似則が存在することが分かってきた[4]。これらの知見を背景にして，風波の相似則を用いたハイブリッド・パラメータ法が研究されるようになってきた。ハイブリッド・パラメータ法は，風波の発達を相似則に基づく少数のパラメータで表現し，うねりをスペクトルで取り扱う方法であり，有義波法とスペクトル法の両者の長所を組み合わせた方法であるということができる。

波浪推算の精度向上の観点から考えると，うねりを精度よく取り扱い得る可能性があるという理由でスペクトル法またはハイブリッド・パラメータ法が有義波法に比べ将来性のある手法と言うことができる。特に，風波の発達に関する力学的機構を完全に理解することが難しい現段階においては，波浪観測資料により推算モデルが容易に検証・改良できるハイブリッド・パラメータ法を研究開発していくのが得策であると思われる。

本研究では，ハイブリッド・パラメータ波浪推算モデルの開発研究の第一段階として，大阪湾の観測資料により検討した風波の相似則に関する知見を用いて開発した短フェッチ海域を対象としたパラメータ波浪推算モデルについて報告する。

提案したパラメータ波浪推算モデルは，無次元エネルギーと無次元フェッチの1乗則および無次元波高と無次元周期の3/2乗則という2つの経験則で風波の発達特性が記述できるという仮定に基づき定式化されたものである。したがって，推算の精度は経験則そのものの精度であると言っても過言ではない。そこで，経験則を構成する無次元特性量のなかで最も重要と考えられる代表風速に焦点をあて種々の考察を行うとともに経験則そのものの精度を波浪推算結果と実測結果の比較から検討している。

2. 大阪湾の気象・海象観測

2.1 観測の概要

解析に利用したデータは，1984年から1987年の4年間に**写真-1**に示す海上観測局の超音波式波高計および10m高度のプロペラ型風向・風速計で観測したものである。

海上観測局は大阪湾泉州海岸から東方6.5km，水深17mの地点にあり，関西国際空港の建設のため昭和53年から経常的に気象および海象の観測が実施されている。図-1に観測機器の配置を示している。観測項目は気温・水温・気圧・風・波・潮位・潮流の多岐にわたっており，毎正時に13分間または20分間の観測値をテレメータにより中央監視局に伝送し，波高，周期，風向，風速などの各台帳諸元に処理され保存されている。波浪データについては，0.1s間隔のデジタル値をゼロアップクロス法で解析することにより有義波諸元を求めており，風向・風速データも同じく0.1s間隔の値から算出し，台帳諸元としている。なお，超音波式波高計は海上観測局から

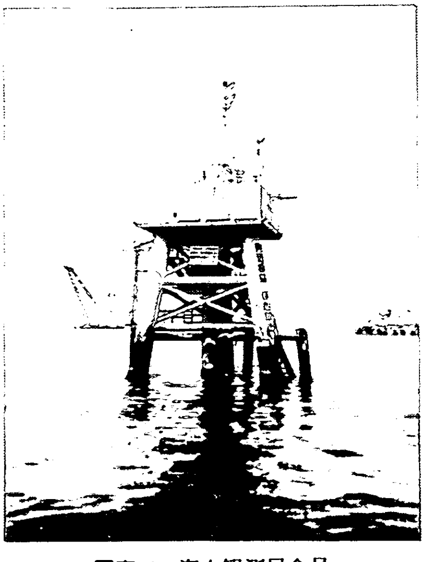


写真-1 海上観測局全景

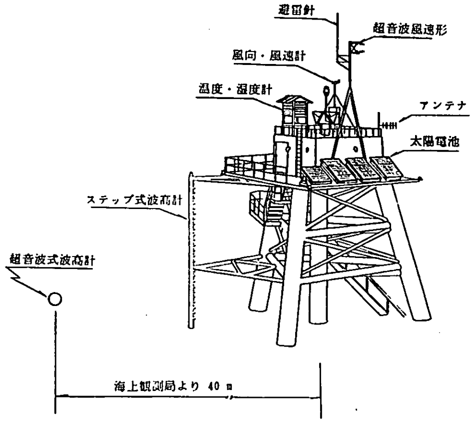


図-1 海上観測局計測器配置

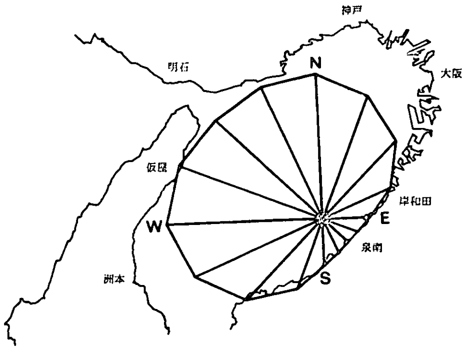


図-2 海上観測局の有効フェッチ

40m離れた位置にあり，設置水深は平均水面から17.5mであり，出現波浪のうち周期4.8s程度以下の波浪は深海域の波と考えられる。また，海上観測局における風向・風速観測は，平均水面から約10mの高度のプロペラ式風向・風速計で実施されている。大阪湾の潮差が1m程度であり，潮位による多少の差異があると思われるが，十分な精度で観測値そのものが10m高度の海上風を表しているものと考えられる。

大阪湾観測データを用いて風波の発達に関する経験則の検証を行なうため，海上観測局の有効フェッチの算定を行なった。**図-2**は Saville の方法を用いて求めた有効フェッチFを描いたものである。具体的には，主波向に対して±45°の角度幅をさらに5°の幅で細分化した線フェッチをF_Iとおき，θ方向の有効フェッチFを

$$F=\frac{\sum F_I \cos^2(\theta_I-\theta)}{\sum\cos(\theta_I-\theta)} \qquad (1)$$

で算定している。

海上観測局の16方位別の有効フェッチは**表-1**となり，東から南方向が短く7km程度以下，西南西から北北東が25kmから30km程度であり，最も長いのは北西方向の33.4kmである。

2.2 出現海上風・波浪特性の概要

(1) 海上風

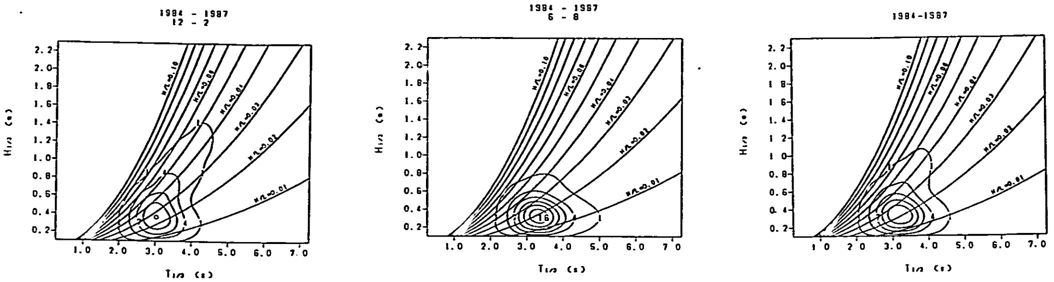
海上観測局で観測された1984年から1987年の4年間の風向・風速データから季節別に出現風の特性を述べると以下のようになる。すなわち，冬季の大阪湾の風は，冬季特有の西高東低の気圧配置が長く続くため，西から西北西方向の季節風が卓越する。風速も他の季節に比べ大きく，風速10m/sを超えるものが全体の15%程度となる。春季は，冬季の西高東低の気圧配置が崩れて移動性の気圧配置となるため，冬季の北西方向の季節風が弱まり，北東および南西方向の風が多くなる。夏季には，太平洋高気圧の発達に伴い，南西方向の風となるが，風速自体はさほど大きくならない。ただし，夏季のデータには，日中に海から陸へ向い，夜間に陸から海に吹く，いわゆる海陸風が顕著に観測されており，風向・風速ともに局所的な値であると考えられる。秋季は再び移動性の気圧配置となるため，北北東から東方向の風となる。

(2) 有義波高と周期の結合分布

大阪湾の波浪は，東京湾のような閉鎖的な湾と異な

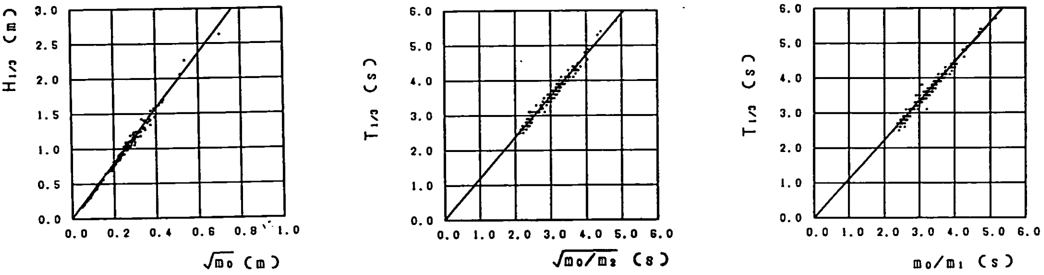
表-1 海上観測局の16方位別有効フェッチ（単位 km）

NNE	*NE*	*ENE*	*E*	*ESE*	*SE*	*SSE*	*S*
30.75	22.10	11.10	7.30	6.25	5.60	6.45	7.40
SSW	*SW*	*WSW*	*W*	*WNW*	*NW*	*NNW*	*N*
11.25	17.30	31.95	30.20	25.05	33.40	25.70	26.80



(a) 冬 季　　(b) 夏 季　　(c) 通 年

図-3 有義波高と周期の結合分布図



(a)　　(b)　　(c)

図-4 有義波諸元とスペクトルモーメント積分値

り，台風や冬季季節風によって湾内で発生する風波ほのか，湾外から侵入するうねりを考える必要がある。**図-3**は，1984年から1987年の4年間に観測されたデータから有義波高と周期の結合頻度分布を描いたものである。図中のコンターラインは順に1，4，7，11，16%の出現頻度を表している。冬季の結合分布は，三角形に近い分布となり，波形勾配は波高が高くなるに連れ0.025から0.05程度まで変化する。この特徴は，日本海沿岸で見られる分布特性と同一であり，湾内において発生する風波が卓越することを表している。一方，夏季は円形に近い分布となり，波高は小さくても周期の長いうねりの出現頻度が無視できないことを示している。波形勾配から見ても勾配の大きい風波と小さいうねりが混在していることがよくわかる。通年は，冬季と夏季の中間の分布図となっている。海上観測局の超音波波高計設置地点が水深17.5mであり，深海波として周期4.8s程度の波までは考えることができるため，全体の99%の出現波浪が深海波の条件を満たしていることになる。

波向を含んだ季別の波浪特性は以下のとおりである。すなわち，冬季は，西から西北西方向の季節風が吹くため，西から北の波となり，また波高1mを越すものが10%程度発生する。春季は，南西から西北西方向の波向が多くなり，出現波浪のうち波高1mを越すものが3%程度である。夏季は，南西から西南西方向の波向であり，90%程度が0.5m以下の波浪であり，波高1mを越すものが1%程度である。秋季は，北から西南西方向の頻度が高く，春季と同様に波高1mを越すものが3%程度である。

(3) 有義波とスペクトルのモーメント積分値

風波の相似則または経験則の検討のため，ここでは海上観測局で観測された波浪に関して有義波諸元とスペクトルのモーメント積分値の関係を調べている。

この有義波諸元と周波数スペクトルの積分値の関係は，Longuet-Higgins の研究をきっかけに種々の機会に取り扱われている。光易ら[5]は，種々の海域の実測資料から，周波数スペクトル $S(f)$ をとおき，スペクトルモーメント積分値を

$$m_n=\int_0^\infty f^n S(f)df \tag{2}$$

で定義して，

$$H_{1/3}=3.83\sqrt{m_0}$$
$$T_{1/3}=1.21\sqrt{m_0/m_2} \tag{3}$$

を求めている。

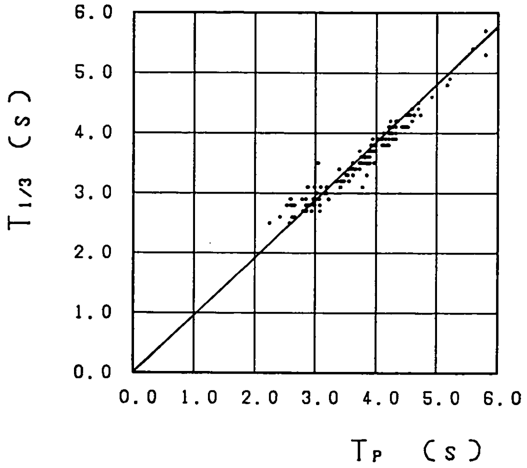
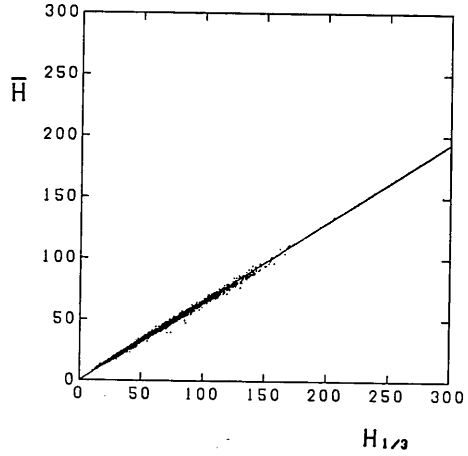
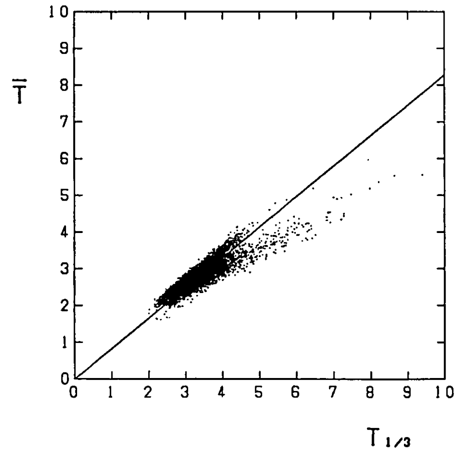


図-5 有義波周期とスペクトルピーク周



(a) 有義波高と平均波高



(b) 有義波周期と平均波周

図-6 有義波と平均波の相関

大阪湾の観測データに関して有義波諸元とスペクトルモーメント積分値の関係を整理した一例が**図-4**である。図は1984年1月3日から同月6日の擾乱に関するものである。相関線は光易の結果と非常によい一致を示し,

$$H_{1/3}=3.83\sqrt{m_0}$$

$$T_{1/3}=1.20\sqrt{m_0/m_2} \tag{4}$$

$$T_{1/3}=1.10(m_0/m_1)$$

となる。また,有義波周期とスペクトルピーク周期 T_p の関係も**図-5** に示すように光易[5]の経験式

$$T_{1/3}=\frac{1}{1.05T_p} \tag{5}$$

に一致する。

なお,平均波と有義波の間には,4年間の全体で**図-6** に示したように

$$\bar{H}=0.64H_{1/3}$$

$$\bar{T}=0.86_{1/3} \tag{6}$$

の関係がある。ただし,季別により多少の変化が見られ,これは夏季から秋季に到来するうねりの影響である。

3. 無次元波高と無次元周期の 3/2 乗則の検討

風波の発達則のうち無次元エネルギーと無次元フェッチの関係は,5章で波浪推算結果と同時に検討することにして,ここでは無次元波高と無次元周期の 3/2 乗則の精度および代表風速の違いによる差異について調べる。

3.1 代表風速

風と風波の関係について調べた従来の研究は,Wilson[6],Mitsuyasu[5],Hasselmann ら[7]の報告のように 10m高度の風で風波の発達則を定式化しているものが多い。最近,より適切であると考えられる風の摩擦速度を用いた整理法が着目され,Charnock, Wu, Mitsuyasu Toba-Koga, Masuda-Kusaba, Toba などにより種々の検討結果が報告されている。本研究においても代表風速として10m高度風速以外に摩擦速度を用いた検討も行う。

一般に,10m 高度風速 U_{10} と摩擦速度 U_* との関係は,対数分布則

$$\frac{U_Z}{U_*}=\frac{1}{\kappa}\log\left(\frac{z}{z_0}\right) \tag{7}$$

を仮定する方法と抵抗係数 C_D により

$$U_*=\sqrt{C_D}U_{10} \tag{8}$$

と記述するものがある。ここに,U_Z は高度 z の風速を

意味し，κ はカルマン定数，z_0 は水面粗度である。

対数分布則を適用する方法では，水面粗度を決めるものとして Wu, Toba-Koga, Masuda-Kusaba, Toba が経験式を提案している。C_D 値に関しては，Mitsuyasu らを始めいろいろな研究者により各種経験式が提案されている。

本研究で検討対象とした抵抗則は，z_0 則として Charnock-Wu[8),9)]，Toba-Koga[11)]，Masuda-Kusaba[12)]，Toba[13)]の式，C_D 則の代表的なものとして Mitsuyasu[10)]の式の5つである。なお，Charnock-Wu の z_0 則は，

$$\left(\frac{gz_0}{U_*^2}\right)=1.8\times10^{-2} \tag{9}$$

Toba-Koga の z_0 則（−1 乗則）は，

$$\left(\frac{gz_0}{U_*^2}\right)=2.5\times10^{-2}\left(\frac{\sigma_P U_*}{g}\right)^{-1} \tag{10}$$

Masuda-Kusaba の z_0 則は，

$$\left(\frac{gz_0}{U_*^2}\right)=1.109\times10^{-2}\left(\frac{\sigma_P U_*}{g}\right) \tag{11}$$

Toba の z_0 則（−1/2 乗則）は，

$$\left(\frac{gz_0}{U_*^2}\right)=2.0\times10^{-2}\left(\frac{\sigma_P U_*}{g}\right)^{-1/2} \tag{12}$$

Mitsuyasu の C_D 則は，

$$C_D=\begin{cases}(1.290-0.24U_{10})\times10^{-3} & (U_{10}<8\text{m/s})\\(0.581+0.63U_{10})\times10^{-3} & (U_{10}\geqq8\text{m/s})\end{cases} \tag{13}$$

で表される。ここに，σ_P はスペクトルのピーク角周波数を表し，本研究では式(5)から $\sigma_P=2\pi/1.05T_{1/3}$ として算出している。

3.2 無次元波高と無次元周期の 3/2 乗則

従来から無次元波高と無次元周期の間には 3/2 乗の関係があることが知られている。Wilson の推算式からは，フェッチにわずかに依存するが平均的に

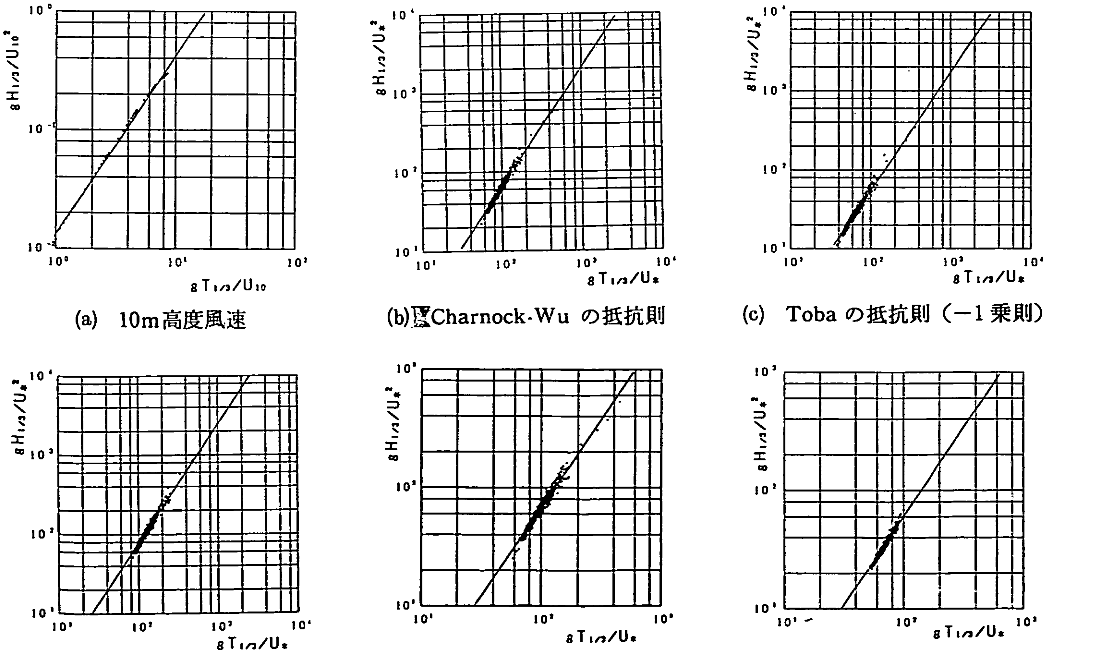
$$\left(\frac{gH_{1/3}}{U_{10}^2}\right)=B\left(\frac{gT_{1/2}}{U_{10}}\right)^{3/2},\quad B=1.3\times10^{-2} \tag{14}$$

の関係が導かれる。また，鳥羽[14)]は風波に関する非線型自己相似構造の観点から独立に

$$\left(\frac{gH_{1/3}}{U_*^2}\right)=B\left(\frac{gT_{1/3}}{U_*}\right)^{3/2},\quad B=6.2\times10^{-2} \tag{15}$$

を提案している。

代表風速として10m高度風速と前節でのべた5種類の抵抗則による摩擦速度について無次元波高と無次元周期の関係を描いたものが図-7である。図は，1984年の1年



(a) 10m高度風速　(b) Charnock-Wu の抵抗則　(c) Toba の抵抗則（−1 乗則）

(d) Masuda-Kusaba の抵抗則　(e) Toba の抵抗則（−1/2 乗則）　(f) Mitsuyasu の抵抗則

図-7 無次元波高と無次元周期の 3/2 乗則

表-2　代表風速の違いによる 3/2 乗則の係数の差異

代表風速		提　案　者	抵抗則	係　数　B	
				既往提案値	大　阪　湾
1	U_{10}	Wilson (1947)		0.013	0.013
2	U_*	Charnock-Wu (1900)	z_0 則		0.067
3		Toba (1986)		0.062	0.054
4		Masuda-Kusaba (1987)		0.058	0.078
5		Toba (1990)		0.062	0.061
6		Mitsuyasu (1984)	C_D 則		0.067

間の観測値から風波であるという条件でデータを抽出したものであり，風波の条件としては，①波高，周期とも発達段階にあること。②風向と波向が一致し，2時間以上風向・波向が変化しないこと。③風速が 2m/s 以上であること。④周期が 4.8 s 以下であること（沖波と見なすことができること)。を採用した。図中の実線は最小自乗法で定めた回帰直線であり，どの代表風速でも大阪湾で観測されたデータは良好な精度で無次元波高と無次元周期の 3/2 乗則を満足することがわかる。ただし，**表-2**に示した比較から明らかなように代表風速の取り方による係数Bの違いが大きい。同表にそれぞれ既往の係数の値を記載してあるが，大阪湾の観測値は代表風速 1 および代表風速 5 をよく支持する結果となる。代表風速 3 に関しては既往の提案値に比べ小さめに，代表風速 4 は大きめになる。特に，代表風速 4 の Masuda-Kusaba の z_0 則に関しては現地波浪と差異が大きく，これは既往の係数が水理実験データのみで決められているためであると考えられる。以上のことから，大阪湾の風波データは高度風速および鳥羽の z_0 則（−1/2乗則）による摩擦速度で記述された無次元波高と無次元周期の 3/2 乗則を精度よく満足すること，また，係数Bに関して既往研究例はないが，波諸元に関係しない Charnock-Wu および Mitsuyasu の抵抗則を用いても無次元波高と無次元周期のは精度の良い相関を示すことが明らかとなった。

なお，無次元波高と無次元周期の関係は，式(15)を書き換えると

$$\left(\frac{H_{1/3}}{L_{1/3}}\right)^2=2\pi B^2\left(\frac{U_*}{C_{1/3}}\right) \tag{16}$$

となることから明らかなように，波形勾配と波齢の関係を表すものと解釈できる。ここに，$L_{1/3}$ および $C_{1/3}$ は有義波周期に対応する波長および波速である。**図-8**は図

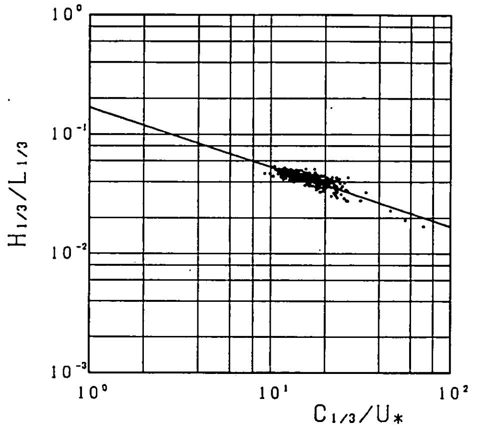


図-8　波形勾配と波齢の関係(Mitsuyasu の抵抗則)

-7と同じ条件で抽出したデータを Mitsuyasu らの抵抗則を用いて波形勾配と波齢に関してプロットしたものの一例である。**図-7**に比べデータのバラツキが大きいが，式(16)において $B=0.067$ として描いた実線がデータ群の中心を通っている。

また，無次元波高と無次元周期の 3/2 乗則は，時々刻々の風と風波の局所平衡状態を表しているため，波浪推算と反対に波諸元から風を予測できるという特徴がある。この波浪諸元からの風の推算に関しては，付録Aを参照されたい。

4.　1地点出力型パラメータ型波浪推算モデル

4.1　モデルの定式化

本研究で提案するパラメータ型波浪推算モデルは，風波を対象とした推算手法で，無次元波高と無次元周期の 3/2 乗則および無次元エネルギーと無次元フェッチの 1 乗則により外力項を定式化したエネルギー平衡方程式を

用いて風波の発達・減衰を追跡する方法である。そして，1地点出力というのは計算出力地点を1地点に絞り，対象地点に到達する各波向成分を波向線上の発達・減衰計算を通じ対象地点の波浪の経時変化を算出する方法である。

いま，無次元波高と無次元周期の 3/2 乗則および無次元エネルギーと無次元フェッチの1乗則をそれぞれ

$$\left(\frac{gH_{1/3}}{U^2}\right)=B\left(\frac{gT_{1/3}}{U}\right)^{3/2} \tag{17}$$

および

$$\left(\frac{g^2E}{U^4}\right)=A\left(\frac{gF}{U^2}\right) \qquad \left(\frac{g^2E}{U^4}\right)<E^*_{\max} \tag{18a}$$

$$\left(\frac{g^2E}{U^4}\right)=E^*_{\max} \qquad \left(\frac{g^2E}{U^4}\right)\geqq E^*_{\max} \tag{18b}$$

とおく。ここで，風速Uは10m高度風速または摩擦速度の何れかであり，最終的に次章の検討結果により定めるものとする。また，$E^*_{\max}$ は無次元エネルギーの風波としての発達の限界値を意味する。

まず，発達段階すなわち無次元エネルギーが限界値 $E^*_{\max}$ より小さい場合について考える。演算を簡単にするため

$$H^*=\left(\frac{gH_{1/3}}{U^2}\right),\quad T^*=\left(\frac{gT_{1/3}}{U}\right)$$
$$E^*=\left(\frac{g^2E}{U^4}\right),\quad F^*=\left(\frac{gF}{U^2}\right) \tag{19}$$
$$t^*=\left(\frac{gt}{U}\right),\quad x^*=\left(\frac{gx}{U^2}\right)$$

なる無次元量を定義し，さらに，有義波高 $H_{1/3}$ とエネルギー $E(=m_0)$ との関係を

$$E=H_{1/3}/a^2 \quad \text{または} \quad E^*=H^*/a^2 \tag{20}$$

有義波周期と平均周期の関係を

$$\bar{T}=bT_{1/3} \qquad \bar{C}_g{}^*=bC_g{}^* \tag{21}$$

とおく。なお，a，b の値は，2章で説明した大阪湾の観測波浪から，$a=3.83$，$b=0.86$ である。無次元エネルギーの風波の伝播に沿った時間変化 dE^*/dt^* は，発達段階の風波に関して

$$\frac{dE^*}{dt^*}=b\bar{C}_g{}^*\frac{dE^*}{dF^*}=AbC_g{}^* \tag{22}$$

となり，

$$\frac{dE^*}{dt^*}=\left(\frac{AbU^3}{4\pi g}\right)\left(\frac{a}{B}\right)^{2/3}E^{*1/3} \tag{23}$$

が導かれる。ここで，式(23)にエネルギーが方向別に

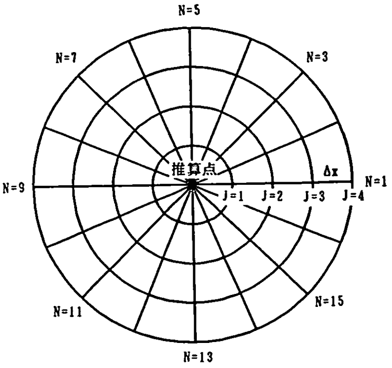


図-9　推算格子

$$\lambda(\theta)=(3\pi/8)\cos^4\theta \tag{24}$$

なる分布をなすと仮定すると，方向別エネルギー $E^*(\theta)$ は，結局，

$$\frac{dE^*(\theta)}{dt^*}=\left(\frac{AbU^3}{4\pi g}\right)\left(\frac{a}{B}\right)^{2/3}\left[\frac{g^2E(\theta)}{U^4\lambda(\theta)}\right]^{1/3}\lambda(\theta) \tag{25}$$

となる。式(25)は波の伝播に沿って考えた時間変化を表すものである。場に固定した座標系でしかも有次元表示にすると

$$\frac{\partial E(\theta)}{\partial t}+\bar{C}_g\frac{\partial E(\theta)}{\partial x}=\left(\frac{AbU^3}{4\pi g}\right)\left[\frac{a}{B}\right]^{2/3}\left[\frac{g^2E(\theta)}{U^4\lambda(\theta)}\right]^{1/3}\lambda(\theta) \tag{26a}$$

となる。ここに，xは図-9の計算格子模式図で示すように出力地点を原点とした距離方向の座標である。

一方，風が弱まったり風向きが変化するといった無次元エネルギーが限界 $E^*_{\max}$ 値を超えた場合に関しては，式(18b)から

$$\frac{dE^*}{dF^*}=0$$

となり，最終的なエネルギー平衡方程式は

$$\frac{\partial E(\theta)}{\partial t}+\bar{C}_g\frac{\partial E(\theta)}{\partial x}=0 \tag{26b}$$

で表される発達がない伝播のみの式となる。

出力地点の有義波諸元は，式(26)で計算された方向別エネルギーを用いて式(17)，(20)，(21)を用いて

$$H_{1/3}=a\sqrt{\int_0^\infty E(\theta)d\theta} \tag{27a}$$

$$T_{1/3}=\frac{\dfrac{U}{g}\left[\dfrac{a}{B}\right]^{2/3}\displaystyle\int_0^\infty\left[\frac{g^2E(\theta)}{U^4\lambda(\theta)}\right]^{1/3}E(\theta)d\theta}{\displaystyle\int_0^\infty E(\theta)d\theta} \tag{27b}$$

で算出される。

4.2 数値計算法

式(26)で表されるエネルギー平衡方程式の計算は，方程式の右辺を零とおいた伝播方程式と伝播項を零においた発達方程式に分けて扱う。伝播方程式

$$\frac{\partial E(\theta)}{\partial t}+\bar{C}_g\frac{\partial E(\theta)}{\partial x}=0 \quad (28)$$

をの1次風上差分法により差分式に書き換えると

$$E^{K+1}{}_{J,N}=E^{K}{}_{J,N}-\bar{C}_g\left(\frac{\Delta t}{\Delta x}\right)[E^{K}{}_{J+1,N}-E^{K}{}_{J,N}] \quad (29)$$

となる。発達方程式

$$\frac{\partial E(\theta)}{\partial t}=\left[\frac{AbU^3}{4\pi g}\right]\left[\frac{a}{B}\right]^{2/3}\left[\frac{g^2E(\theta)}{U^4\lambda(\theta)}\right]^{1/3}\lambda(\theta) \quad (30)$$

を差分化すると

$$\tilde{E}^{K+1}{}_{J,N}=E^{K+1}{}_{J,N}+\Delta t\left[\frac{A_bU^{K+1}{}_{J,N}{}^3}{4\pi g}\right]\left[\frac{a}{B}\right]^{2/3}\left[\frac{g^2E^{K+1}{}_{J,N}}{U^{K+1}{}_{J,N}{}^4\lambda(\theta)}\right]^{1/3}\lambda(\theta) \quad (31)$$

である。ここに，(J, N, K) はそれぞれ距離，波向，時間方向の格子点を表し，$E^{K-1}{}_{J,N}$，$\tilde{E}^{K+1}{}_{J,N}$ は伝播計算後および発達計算後の方向別エネルギーであり，$U^{K+1}{}_{J,N}$ は空間格子 (J, N) の時間ステップ $K+1$ の代表風速を意味する。また，Δx および Δt はそれぞれ計算の距離間隔および時間間隔を表す。したがって，本研究で提案する1地点出力パラメータ波浪推算は，式(29)，(30)を各時間ステップ毎に解いていくことになる。なお，計算の陸岸境界はエネルギーを零とおくことにより表現しており，初期条件は有義波高0.05mに対応するエネルギーを分布させている。

次章以降の検討に用いた波浪推算では，海上観測局を計算出力地点として格子間隔が $\Delta x=1$km の計算格子網を組み，時間ステップ $\Delta t=120$s，方向分割 $\Delta\theta=\pi/8$ として計算している。対象とした擾乱は，1984年1月3日から6日の冬型気圧配置による季節風によるもので，最大風速が20m/sと15m/s程度の擾乱が続けて発生したものである。その他の大阪湾の顕著な擾乱に関する推算例は付録Bに記載してあり，参照されたい。

波浪推算の入力条件すなわち風向・風速に関しては，冬季の波長の長い擾乱を対象としていること，また大阪湾の広さが40km程度であることから，海上局で観測した風向・風速が大阪湾全域にそのまま適用できるものとしている。ただし，利用できる風向・風速データは1時間毎の台帳データであるため，推算の時間ステップに合わせて線型内挿している。

5. 代表風速の違いによる発達式および推算精度の差

ここでは，パラメータ型波浪推算モデルに用いる風波の経験則に関して検討を行う。既往の各種経験則のうちここで取り上げたものは，大阪湾の観測波浪がよく適合するという理由で10m高度風速およびToba（−1/2乗則），Mitsuyasuの抵抗則による摩擦速度を代表風速としたものである。また，検討の結果，風速20m/s程度以上に関しては従来の抵抗則を修正する必要があることがわかったため，修正則に関する提案も行う。

5.1 10m高度風速

風波の有義波諸元の発達特性を記述する経験則を通常推算式と呼んでいる。特に，時間的に定常に達し，風下方向に発達しているfetch-limitedの風波の推算式には，Sverdrup-Munk[15]の以後数多くの研究が行われ，改良が加えられている。現在，最もよく利用されるのはWilson[6]が提案したWilson IV式と言われるものである。

大阪湾で観測されたデータは風向・風速の変動が大きくfetch-limitedの状態に達しているか否かを容易に判定することが難しいため，風波であるという条件を課して波向方向の無次元フェッチと無次元波高・周期の関係を調べることにした。風波の条件としては，無次元波高と無次元周期の3/2乗則を検討する際に課したものより厳しい条件，すなわち，①波高，周期とも発達段階にあること。②風向と波向が一致し，4時間以上風向・波向が変化しないこと。③風速が2m/s以上であること。④周期が4.8s以下であること（沖波と見なすことができ

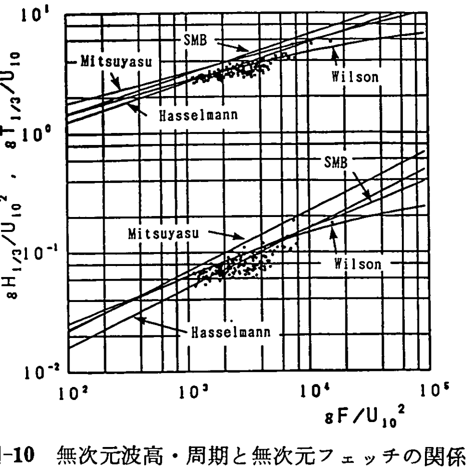


図-10 無次元波高・周期と無次元フェッチの関係（10m高度風速）

ること）とした。これらの条件によりデータを抽出し無次元フェッチと無次元波高・周期の関係を描いたものが**図-10** である。図は，黒丸で表している実測値のほかに SMB[15,16], Wilson[6], Mitsuyasu[5], Hasselmann[7] の各提案式を実線で描いている。抽出条件から判断できるようにプロットされたデータは完全に fetch-limited に達した風波に関するものばかりでなく，またデータの誤差などを考慮すると正確に判定するのは難しいが図のデータ群の上方の包絡線を fetch-limited に達した状態すなわち発達線と考えることができる。無次元波高に関してデータの包絡線と各提案式を比べると，大阪湾のデータは SMB および Wilson の式によく適合すること，光易の式は多少大きめであること，そして Hasselmann らの式は小さめであることがわかる。一方，無次元周期に関しては，光易と Hasselmann らの両式が大きめであり，SMB と Wilson の式が若干小さめであることがわかる。以上のことから，大阪湾の風波の発達特性は，光易および Hasselmann らの式に比べ図式解法または有義波法に利用されている SMB および Wilson の式で表現できることがわかる。

10m 高度風速を代表風速とした推算式の中から Wilson の式を取り上げ前章で提案したパラメータ法を用いて推算した例が**図-11**である。ただし，Wilson の式がもともと無次元波高・周期と無次元フェッチの関係で表されるため，Wilson の式を誤差の最小自乗近似で無次元波高と無次元周期の 3/2 乗則

$$\left(\frac{gH_{1/3}}{U_{10}^2}\right)=B\left(\frac{gT_{1/3}}{U_{10}}\right)^{3/2},\quad B=1.3\times10^{-2} \tag{32}$$

および無次元エネルギーと無次元フェッチの 1 乗則

$$\left(\frac{g^2E}{U_{10}^4}\right)=A\left(\frac{gF}{U_{10}}\right)\qquad \left(\frac{g^2E}{U_{10}^4}\right)<E^*_{max} \tag{33a}$$

$$\left(\frac{g^2E}{U_{10}^4}\right)=E^*_{max}\qquad \left(\frac{g^2E}{U_{10}^4}\right)\geqq E^*_{max} \tag{33b}$$

$$A=3.93\times10^{-7},\quad E^*_{max}=6.1\times10^{-2}$$

に書き換えて推算に用いている。

図は，上から風向，10m高度風速，推算波向と実測波向，推算有義波高と実測有義波向そして推算有義波周期と実測有義波周期である。推算した例は1984年 1 月 3 日から 6 日までの擾乱である。推算手法が風波を対象としたパラメータ法であるため，3 日13時以前，4 日15時から23時そして 6 日 4 時以降の風が弱くなった時刻に関しては波高，周期ともに推算値と実測値に差が見られるが，風速が大きくなると良好な一致を示すことがわかる。ただし，風速 20m/s 程度以上に関しては実測値に比べ推算値が小さくなっている。したがって，平均的には Wilson の式は大阪湾の波浪に関してもよい精度で成り立つが，高風速時の推算精度に多少の問題があると言える。

5.2 鳥羽の Z_0 則

無次元波高と無次元周期の 3/2 乗則の検証から，大阪湾の風波データは Toba により提案された Z_0 則（−1/2

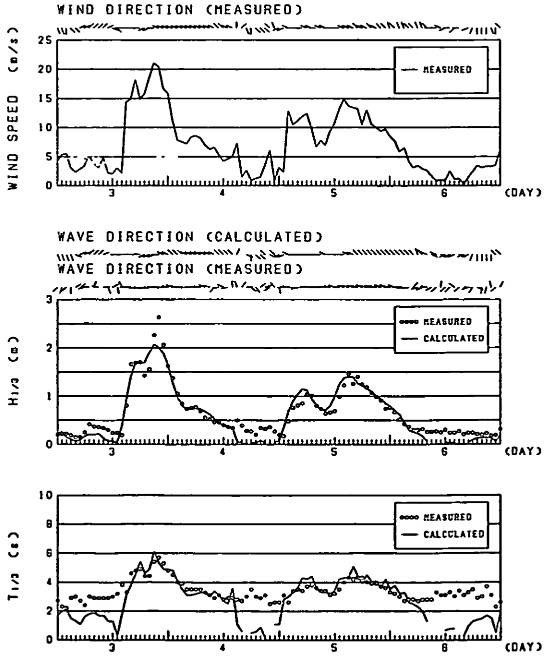


図-11 推算値と実測値の比較（10m高度風速）

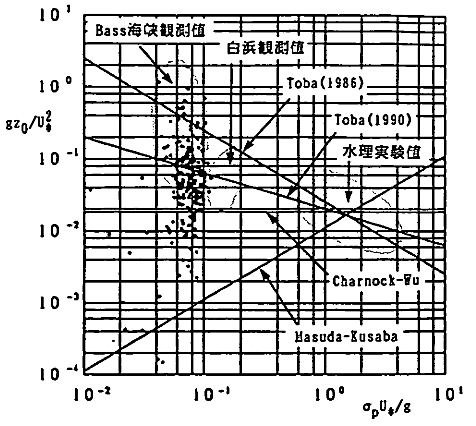


図-12 無次元エネルギーと無次元フェッチの関係

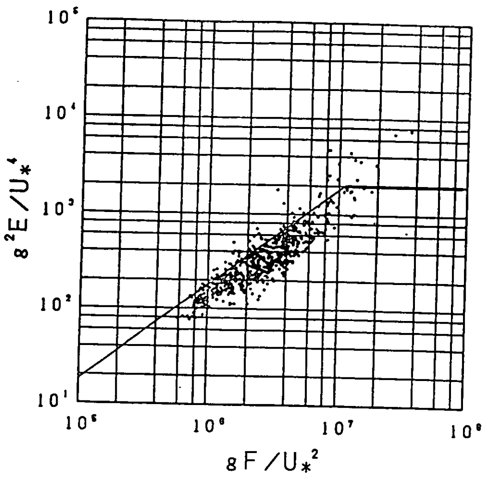


図-13 無次元粗度と無次元ピーク周波数

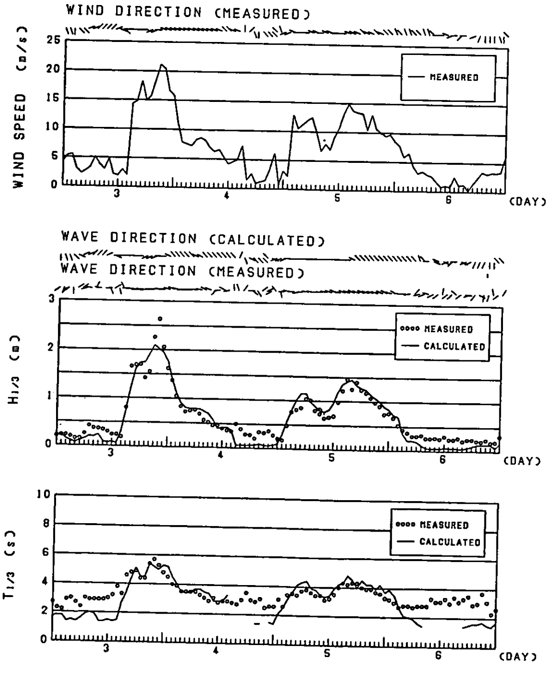


図-14 推算値と実測値の比較（Toba の抵抗則 −1/2 乗則））

乗則）を満たすことが明らかとなった。ここでは，まず，3/2 乗則の係数が Toba の提案した 0.062 であると仮定した場合の Toba の Z_0 則の適合度を調べることにした。**図-12** がその結果である。図には，比較のため水理実験結果，白浜および Bass 海峡の観測データ[13]のバラツキ分布および Toba の Z_0 則（−1/2 乗則）以外に Charnock-Wu, Masuda-Kusaba, Toba の Z_0 則（−1 乗則）の提案則を実線で示してある。黒丸で示す大阪湾の観測データは，バラツキが大きく確たることが言えないが，平均的には白浜の観測値と同様に Toba の Z_0 則（−1/2乗則）を満たしていることがわかる。

Toba の Z_0 則（−1/2 乗則）を用いて算定した摩擦速度を用いて無次元エネルギーと無次元フェッチの関係を描いたものが**図-13** である。先に述べたようにデータの包絡線が fetch-limited の状態を意味することを考慮し，さらにデータにある程度バラツキがあることを考えると実線，

$$\left(\frac{g^2E}{U_*^4}\right)=A\left(\frac{gF}{U_*^2}\right),\quad A=1.3\times10^{-4} \tag{34}$$

が発達式と考えられる。ただし，無次元フェッチが 10^7 程度で発達式を表す線が折れ曲がっているが，これは，波浪推算上の平衡状態すなわち風波の発達限界を仮定しているためである。なお，摩擦速度を算出する際に用いた Toba の Z_0 則（−1/2 乗則）が波浪諸元に関係するため，本来ならばこのような相関をとることには問題があるが，後に述べるように波諸元による摩擦速度の変化量が小さいため発達式が特別おかしなものとはなっていない。

Toba の Z_0 則（−1/2 乗則）による摩擦速度による無次元波高と無次元周期の 3/2 乗則および無次元エネルギーと無次元フェッチの 1 乗則を用いてパラメータ法で波浪推算した結果を**図-14**に示す。**図-11** に示した Wilson 式の場合と同様に風速が 15m/s 程度までの推算値は実測値とよく一致するが，風速を 20m/s 超えるとやはり精度が悪くなっている。したがって，Toba の Z_0 則（−

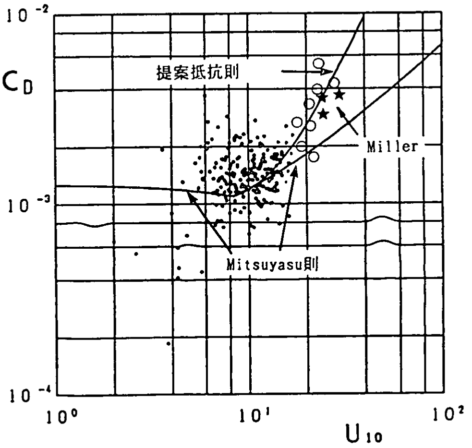


図-15 抵抗係数と10m高度風速

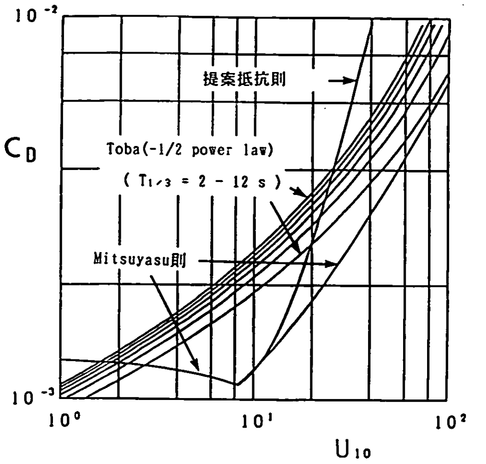


図-16 Toba の抵抗則（−1/2 乗則），Mitsuyasu の抵抗則および提案則の比較

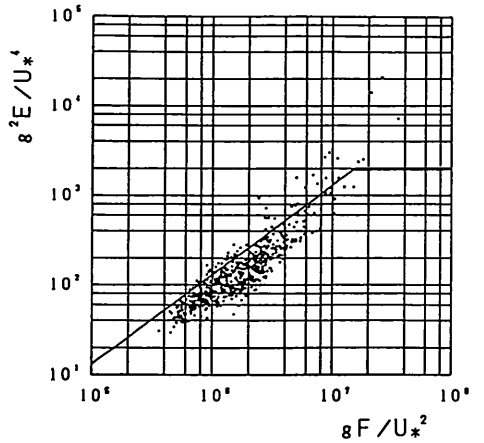


図-17 無次元エネルギーと無次元フェッチの関係（Mitsuyasu の抵抗則）

1/2 乗則）による摩擦速度を用いても従来の Wilson 式より精度の良い推算結果が得られないことがわかる。

5.3 光易の C_D 則

前節と同様に 3/2 乗則の係数を 0.067 に固定して C_D 値を逆算したものを描いたものが図-15 である。図中，小黒丸が風速 18m/s 未満，大白丸が 18m/s 以上の大阪湾のデータを表す。Mitsuyasu の C_D 則の適合性についても，図-12 と同様にデータのバラツキが大きく確たることは言えないが，風速の抵抗則を記述するパラメータがよくわからない現状では波諸元に関係しない摩擦抵抗則を用いても大きな問題は無いと考えられる。

また，抵抗係数と水面粗度が

$$C_D=\left[\frac{\kappa}{\ln(10)-\ln(z_0)}\right]^2 \qquad (35)$$

であることを利用して Toba の Z_0 則（−1/2 乗則）から求まる C_D 値と Mitsuyasu の C_D 則を比較したものが図-16 である。Toba の Z_0 則から算出した C_D 値は周期により異なるが，周期 2s と 12s でもその差は約 30% 程度である。したがって，摩擦速度の違いにすると10% 程度以下であり，先にも述べたように精密な測定が難しく，風速の抵抗則を記述するパラメータがよくわからない現状では波諸元の影響をことさら海上風の抵抗則に取れ入れる効果がないと思われる。

図-17 は Mitsuyasu の C_D 則による摩擦速度を用いて無次元エネルギーと無次元フェッチの関係を描いたものである。図-13 と同様にデータ群の法絡線が fetch-limited の状態であり，風波の発達式は

$$\left(\frac{g^2E}{U_*^4}\right)=A\left(\frac{gF}{U_*^2}\right) \qquad A=1.8\times10^{-4} \qquad (36)$$

で表される。

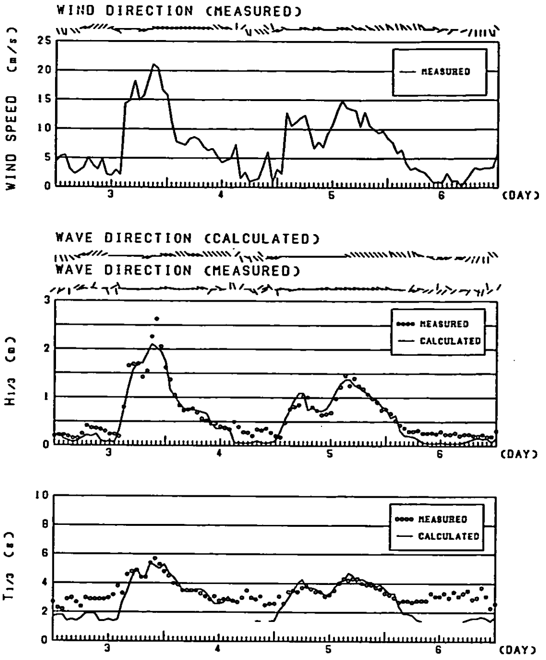


図-18 推算値と実測値の比較（Mitsuyasu の抵抗則）

図-18は図-11，図-14 と同じ擾乱に関して Mitsuyasu の C_D 則による摩擦速度を用いた発達式による推算結果である。Wilson の式，Toba の式の場合と同様に風速 15m/s までは実測値と推算値に良好な一致が見られる。しかしながら，20m/s 程度以上では，やはり推算精度が劣っている。

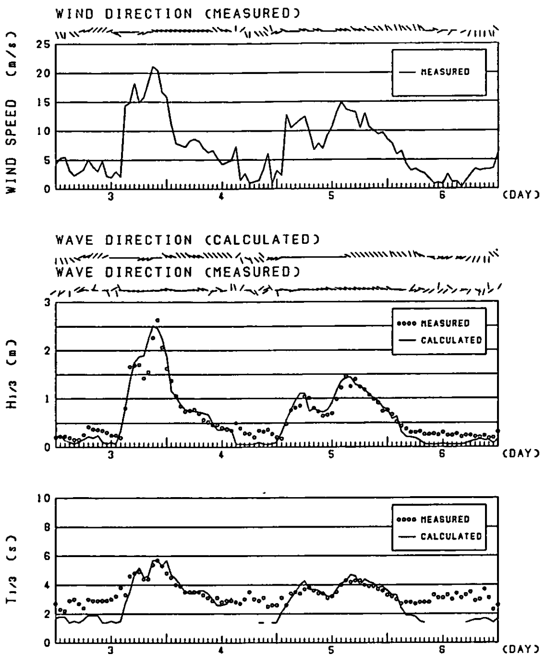


図-19　推算値と実測値の比較（提案則）

5.4　提案 C_D 則

前節までの検討において，代表風速として10m高度風速と摩擦速度のいずれを採用しても，観測データで検証した風波の発達則を用いるならば波浪推算結果が平均的には良好な精度で実測値と一致すること，また，風速20 m/s 程度以上になると実測値に比べ過小な推算結果となることが明らかとなった。そして，摩擦速度を算定する方法としては，風速と波諸元に関係する Toba の抵抗則と風速のみに関係する Mitsuyasu の抵抗則を比較したが，優劣を判断するのが難しいくらいデータのバラツキが大きいため，現状では Mitsuyasu の抵抗則でも十分な精度を有しているものと判断できる。

ここでは，比較的簡単でありしかも理論構成上で整合性がある Mitsuyasu の抵抗則を多少修正することにより高風速時の推算精度を向上させることを考える。

Mitsuyasu の抵抗則を修正するのに用いたデータは，大阪湾の風速 18m/s 以上のデータと Miller[10] の Haurricane Donna のデータである。図-15にそれぞれ白丸印および星印で表している。15m/s 程度までは本来の Mitsuyasu の抵抗則で十分な精度で推算が可能であること。そしてこれらのデータの重心が風速 25m/s で C_D 値が0.04程度であることを考慮すると新しく提案する抵抗則として

$$C_D=\begin{cases}(1.290-0.024U_{10})\times10^{-3} & (U_{10}<8\mathrm{m/s})\\(1.014+0.007(U_{10}-5)^2)\times10^{-3} & (U_{10}\geqq8\mathrm{m/s})\end{cases} \tag{37}$$

が求まる。

新しい抵抗則による摩擦速度を用いた無次元波高と無次元周期の 3/2 乗則と無次元エネルギーと無次元フェッチの 1 乗則は，風速 15m/s 以下のデータに比べ風速 20 m/s 以上のデータが少ないため相関をとっても係数の変化はない。各式の係数が $B=6.7\times10^{-2}$ および $A=1.8\times10^{-4}$ で表されるものとして波浪推算した結果が図-19 である。高風速時の推算値が改善され，全般的に実測値と良好な一致を示し，提案した抵抗則が波浪推算のモデル化にとっては妥当なものであることがわかる。

6.　考　　察

6.1　スペクトル法による波浪推算結果との比較

(1)　モデルの定式化

現在，提案されているスペクトル法による波浪推算モデルとしては，わが国で開発されたものに限定しても，INOUE[17]，MRI[18]，MRI-2[19]，山口・土屋[20]，TOHOKU[21] の合計 5 種類のモデルがある。本研究では，気象庁の波浪予測業務または港湾施設の設計波の算定に長年利用されてきたという実績があるという理由から MRI 法を選び，1 点出力型のモデルに修正したものを用いる[22]。

任意の 1 地点へ襲来する波浪の波向線に一致する座標係を x 軸に採ると，波浪スペクトル S の発達・減衰・伝播を表す方程式は

$$\frac{\partial S}{\partial t}+C_g\frac{\partial S}{\partial x}=S_{\mathrm{net}} \tag{38}$$

で表される。ここに，C_g は群速度を意味し，S_{net} は外力項である。外力項は，波向と風向のなす角 θ と平衡スペクトル S_{PM} との関係から

$$S_{\mathrm{net}}=\begin{cases}(A+BS)[1-\{S/S_{PM}\}^2]\lambda(\theta) & S\leqq1.414\,S_{PM},\ \theta\leqq\pi/2\\-(Df)^4S & S>1.414\,S_{PM},\ \theta\leqq\pi/2\\-\{B\lambda(\theta)+(Df)^4\}S & \theta>\pi/2\end{cases} \tag{39}$$

と記述される。ここに，A，Bは井上[17]の定式化した発達係数，Dは減衰係数，fは成分波の周波数，$\lambda(\theta)$は方向分布関数である。また，平衡スペクトル S_{PM} としては Pierson-Moskowitz スペクトルを仮定している。

式(38)に基づく伝播計算には，演算速度が速いことおよ

び方向・周波数の離散化が比較的粗いときに高精度なスキームを用いるとエネルギーの集中化をもたらす場合があることからパラメータ波浪推算モデルで用いたものと同じ風上差分を用いている。以上の説明で明らかなように，計算法を1地点出力型に変更した以外は外力項の定式化など従来の MRI 法と同じであり，顕著な修正を行なっていない。ただし，フェッチが短い大阪湾を対象とした推算では高周波成分が重要なため，取り扱う周波数の範囲を本来の MRI 法の 0.04—0.25Hz から 0.1—1.0 Hz に変更している。計算の離散化は，パラメータ波浪推算と同じ $\Delta x=1\text{km}$ の計算格子網を組み，時間ステップ $\Delta t=120\text{s}$，方向分割 $\Delta\theta=\pi/16$ としている。また，周波数の離散化については $\Delta f=0.01$ としている。

(2) 推算結果

前章で対象とした擾乱すなわち1984年1月3日から6日までの擾乱に関して推算を行い，実測値と比較したものが**図-20** である。3日から始まる擾乱も5日から始まる擾乱も有義波高および周期ともに指算値が小さくなっている。特に，ピーク波高は，3日から始まる擾乱で実測値が 2.6m であるのに比べ推算値が 1.6m となっており，また，5日から始まる擾乱においても実測値の 1.5 m が 0.8m に推算されるように実測波高の 50—60% 程度の再現しかできていない。したがって，フェッチの長

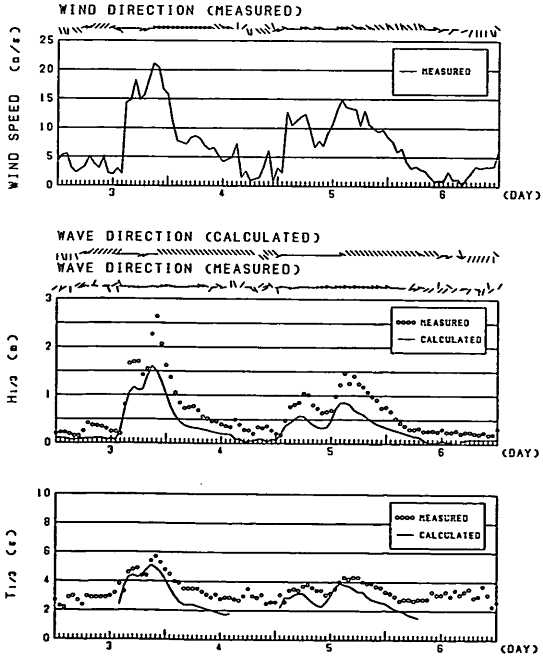


図-20 推算値と実測値の比較（スペクトル法）

20

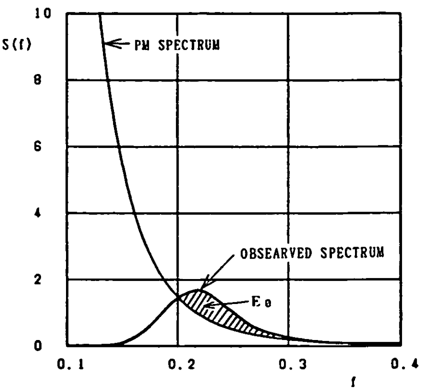


図-21 周波数スペクトルのオーバーシュートの模式図

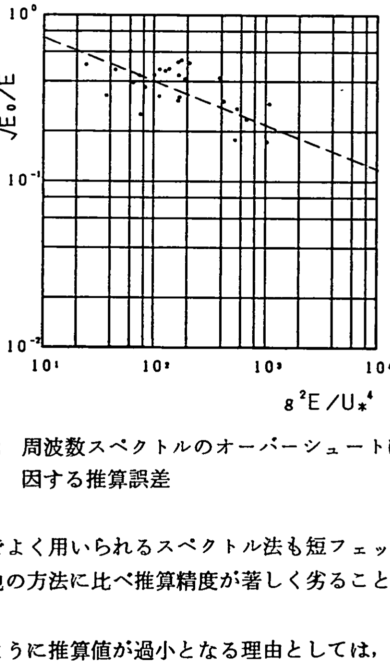


図-22 周波数スペクトルのオーバーシュートに起因する推算誤差

い外洋でよく用いられるスペクトル法も短フェッチの海域では他の方法に比べ推算精度が著しく劣ることがわかる。

このように推算値が過小となる理由としては，スペクトル法のモデルの定式化で最も重要である平衡スペクトル形に問題があることが考えられる。**図-21** はスペクトル法で用いている平衡スペクトルすなわち Pierson-Moskowitz スペクトルと実測スペクトルを比較した一例である。図は周波数が 0.1Hz 以上の範囲で描かれている。Pierson-Moskowitz スペクトルに比べ実測スペクトルはピーク付近でかなりのスペクトルのオーバーシュートが見られる。いま，スペクトルのオーバーシュート量を図の斜線部で表し，そのエネルギーを E_0 で表す。**図-22** は実測スペクトルの全エネルギーを基準としてオ

ーバーシュートするエネルギー量と無次元エネルギーの関係を調べたものである。バラツキがあるものの無次元エネルギーと比較的良い相関があり，無次元エネルギーが小さいほどオーバーシュートするエネルギー量が多いことを示している。スペクトル法による波浪推算は，平衡スペクトルである Pierson-Moskowitz スペクトルで各周波数成分の発達を抑えるためオーバーシュートしたエネルギーを評価することができないという特性を考慮すると**図-20** のように短フェッチ海域で推算結果が過小となることがわかる。したがって，現状のスペクトル法は，波高が大きくまたフェッチの長い波浪を対象としたものであり，波高が低くフェッチの短い波浪に対しては精度が劣るものと結論づけられる。

6.2 東京湾の台風8506号による高波の推算

風速 15m/s 程度までは待来手法である有義波法でも十分な推算精度を持つが，20m/s 以上の風速になると精度が劣るため新しく提案した抵抗則に基づく摩擦速度を用いる必要がある，というのが前章までの結論であった。しかしながら，大阪湾では 20m/s を超えるデータが少なく十分な検討ができなかった。ここでは，東京湾の東京灯標で観測された台風8506号による推算を実施することにより前章の結論を検証する。

台風8506号は東海地方沼津市付近に上陸した首都圏を直撃した台風で，東京管区気象台における最大風速が 36.7m/s という大型のものである。**図-23**は推算結果と実測結果の比較である。凡例に示すように，実測値，パラメータ法，有義波法そしてスペクトル法の推算値が同時に描かれている。ピーク波高に関するパラメータ法の推算結果は実測値に比べ多少の時間遅れがあるが最大波高に関しては非常に良い一致が見られる。有義波法の推算値はピーク波高の実測値 3.09mに対して 2.0m程度の推算値となっており，やはり高風速時の推算精度に問題があることがよくわかる。スペクトル法の推算値も有義波法の結果と同様に過小な推算値となっている。以上のことから，東京湾においても高風速の気象擾乱により発生する波浪に関しては，従来手法である有義波法およびスペクトル法ともに推算精度が劣り，本研究で提案した方法を用いる必要があることが確認できる。

6.3 パラメータ型波浪推算モデルの推算特性

(1) 有義波法との比較

前節までの検討により，大阪湾のような短フェッチ海域に関する波浪推算モデルとして式(37)の抵抗則を用いて換算した摩擦風速を用いたパラメータ型波浪推算モデルが適していることが明らかとなった。ここでは，従来手法である有義波法と風波の発達特性に関して比較検討した結果を述べる。

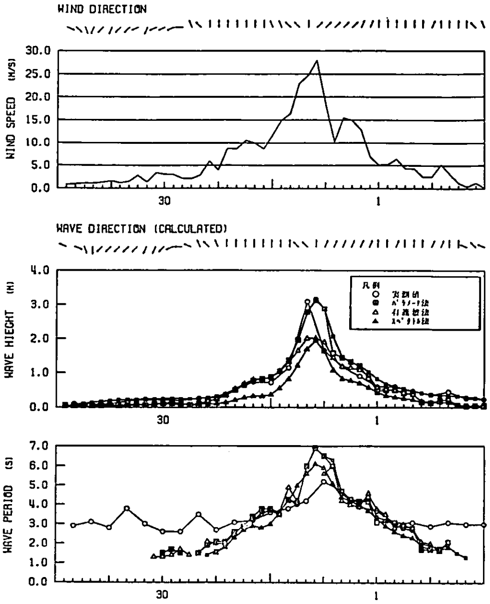
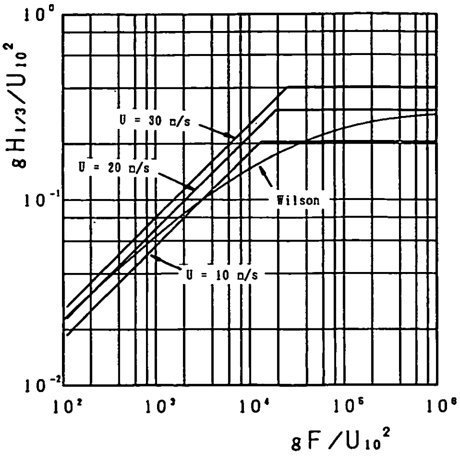


図-23 東京港の台風8605号の波浪推算

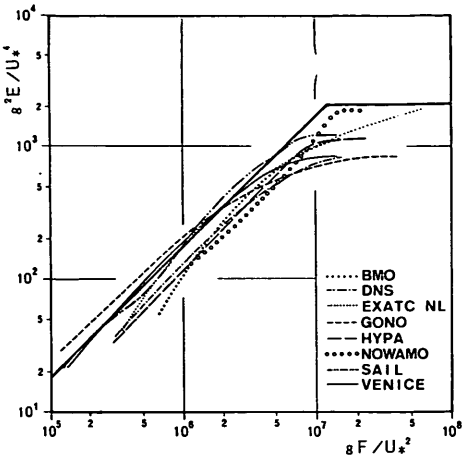
パラメータ型波浪推算モデルは，有義波諸元そのものでないがエネルギーという単一パラメータとフェッチの関係で発達特性を表し推算する方法である。したがって，有義波法と比較するには無次元フェッチと波浪諸元の関係を見ればよい。**図-24** (a), (b) はそれぞれ無次元波高，無次元周期と無次元フェッチの関係で有義波法とパラメータ型波浪推算法を比較したものである。図中の実線が Wilson 式および 10m 高度風速が 10m/s, 20m/s, 30m/s のパラメータ型波浪推算法の発達特性を表したものである。風波の発達時の多くは無次元フェッチで10^2から10^4程度であることを考慮すると，図から風速 10m/s 程度では有義波法と同程度または以下であり，風速20m/s 以上はパラメータ法の発達率の方が大きくなる特性があることがわかる。

(2) SWAMP テスト

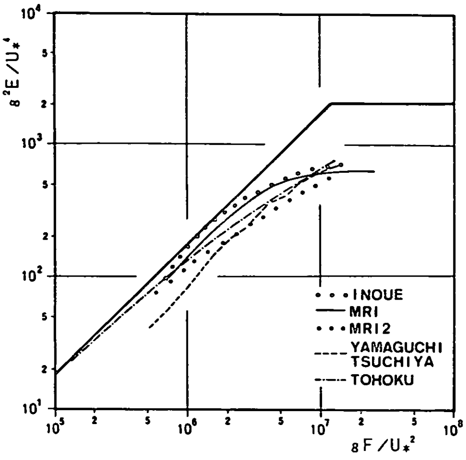
ここでは，推算特性に関して従来手法である各種スペクトル法に関する SWAMP テスト[23)]の一例を通して比較した結果を述べる。SWAMP テストは風波の物理特性をモデリングの観点から調べる各種モデルの相互比較テストで，7種類のテストからなる。ここで比較に用いるのはケース2と名づけられたもので，フェッチあるいは吹続時間により波浪の発達が推算モデルによりどのように変化するかを調べたものである。ケース2の推算条



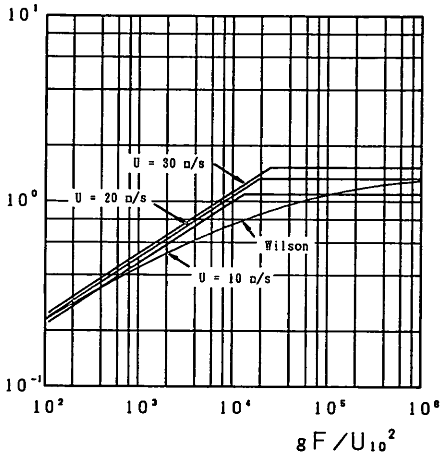
(a) 推算波高に関する有義波法との比較



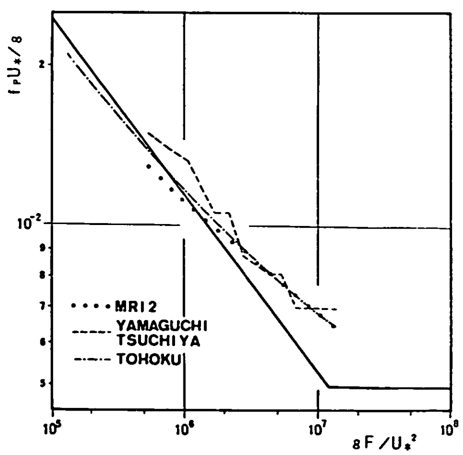
(b) 推算周期に関する有義波法との比較



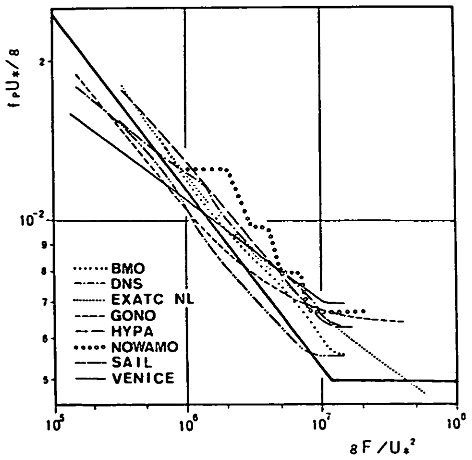
(c) 無次元エネルギーに関する各種スペクトル法との比較（その１）



(d) 無次元エネルギーに関する各種スペクトル法との比較（その２）



(e) 無次元ピーク周波数に関する各種スペクトル法との比較（その１）



(f) 無次元ピーク周波数に関する各種スペクトル法との比較（その２）

図-24 パラメータ波浪推算モデルの特性

件は，1000km四方の海域を対象として風速20m/sの一様な風を波浪場が定常となるまで吹かし続けるものである。

図-24(c)から(f)は無次元エネルギーと無次元フェッチおよびスペクトルの無次元ピーク周波数と無次元フェッチに関して各種推算モデルと比較したものである。図-24(c)および(e)のわが国で開発されたモデルとの比較では，太実線で示すパラメータは無次元フェッチが小さい範囲で TOHOKU モデルに近い性質を持ち，全体では INOUE モデルに似た発達特性があることがわかる。図-24(d), (f)の外国のモデルとの比較では，EXACT NL, GONO, SAIL そして VENICE と近い特性を有することがわかる。なお，本研究は大阪湾を対象とした波浪推算を中心に種々の検討をしているため短フェッチ海域の波浪推算手法と位置づけているが，発達特性に関する他手法との比較検討結果から判断するとフェッチの長い外洋の波浪にも精度よく適用することが可能であると思われる。

7. まとめ

本研究で得られた主要な結論は以下のとおりである。

① 無次元波高と無次元周期の3/2乗則と無次元エネルギーと無次元フェッチの1乗則により定式化したパラメータ波浪推算モデルを提案した。

② 観測風速（10m高度の海上風）を用いて無次元波高と無次元周期を整理すると良好な精度で乗則が成立する。また，SMB, Wilson の発達式に観測データはよく適合する。ただし，10m高度の海上風により定式化した発達則を用いた波浪推算結果は，風速 15m/s 程度以下であると観測値とよく一致するが，風速 20m/s 以上の場合に適合度が悪くなる。

② 大阪湾の観測データは Toba（−1 乗則）および Masda-Kusaba の抵抗則との適合性はあまりよくなく，Toba（−1/2 乗則）に近い，Toba（−1/2 乗則）の抵抗則を用いた波浪推算結果は，①の場合と同様に風速 15m/s 程度以下であると観測値とよく一致するが，風速 20m/s 以上の場合に適合度が悪くなる。

③ Mitsuyasu の抵抗則を用いた推算値も Wilson および Toba（−1/2乗則）の場合と同じ傾向となる。ただし，20m/s 以上のデータを用いて修正した抵抗則を用いると高風速時の波浪に関しても実測値とよく合致する推算結果が得られる。

④ スペクトル法による波浪推算値は，短フェッチ海域における出現周波数スペクトルがスペクトル法で仮定しているものと大きく特性が異なるため，風速値によらず推算精度が著しく劣る。

（1990年6月30日受付）

謝　辞

本研究を行うにあたり，東北大学工学部首藤伸夫教授，理学部鳥羽良明教授ならびに港湾技術研究所海洋水理部海象調査研究室小舟浩治室長から御指導，御助言を得た。なお，本論文で用いた観測データは運輸省第三港湾建設局および関西国際空港株式会社および東京都港湾局から提供していただいたものである。ここに記して謝意を表す。

参考文献

1）井島武士・副島毅・松尾隆彦：数値計算による台風域内の波の分布について，第14回海岸工学講演会論文集，1967.

2）堀川清司・西村仁嗣・小沢保臣・宮本幸治：別府湾における台風時の波浪推算について，第18回海岸工学講演会論文集，1971，pp. 7-12.

3）合田良實：波浪の数値計算，1970年度水工学に関する夏期研修会講義集，土木学会水理委員会，1970.

4）鳥羽良明：風と波との相互作用，1986年度水工学に関する夏期研修会講義集，土木学会水理委員会，1986.

5）Mitsuyasu, H.: On the growth of the spectrum of wind generted waves (1), *Rep. Res. Inst. Mech. Kyushu Univ.*, 1968, Vol. 16, pp. 459-482.

6）Wilson, B. W.: Numerical prediction of ocean waves in the North Atlantic for December, *Deut. Hydrgr. Z.* 1965, Vol. 18, pp. 114-130.

7）Hasselmann, K. et. al.: Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), *Deut. Hydrgr, Z.*, 1973, Suppl. 8, pp. 1-95.

8）Charnock, H.: Wind stresson a water surface, *Quart J. Roy. Meteor. Soc.*, 1955, Vol. 81. pp. 639-640.

9）Wu, J.: Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions — a revisit, *I. Phys. Oceanogr.*, 1980, Vol. 10, pp. 727-740.

10）Mitsuyasu, H., R. Nakamura and T. Komori: Observation of the wind and waves in Hakata Bay, *Rep. Res. Inst. Mech. Kyushu Univ.*, 1971, Vol. 19, pp. 37-74.

11）Toba, Y. and M. Koga: A parameter describing overall conditions of wave breaking. white-capping, sea-spray production and wing stress, In "Oceanic Whitecaps", eds. E. C. Monahan and G. Mac Niocaill. D. Reidal, 1986, pp. 37-47

12）Masuda, A. and T. Kusaba: 0n th local equilibrium of wind-waves in relation to surface drag, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 1987, Vol. 43, pp. 28-36.

13）Toba, Y., N. Iida and Ian S. F. Jones: The wave

dependence of sea-surface wind stress. *J. Phys. Oceanogr. Soc Trans.* 1990, in press.

14) Toba, Z.: Wind waves and turbulence, In "Recent Studies of Turbulent Phenomena", eds. T.Tasumi, H. Maruo and H. Takami, Assoc. for Sci. Doc., Tokyo, 1985, pp. 277-296.

15) Sverdrup, H. U. and W. H. Munk: Wind, sea and swell, theory of relations for forecasting, *U. S. Navy Hydro.* Offide, 1947, Pub. 601.

16) Bretschneider, C. L.: The generation and decay of wind waves in deep water, *Trans. AGU,* 1952, Vol. 33, No. 3, pp. 381-389.

17) Inoue, T.: On the growth of the spectrum of a wind generated sea accoding to a modified Miles-Phillips mechanism and its application to wave forecastng, Dept. of Meteorol. and Oceanogr., New York Univ. Report, 1967, TR-67-5, 74p.

18) Isozaki, I. and T. Uji: Numerical prediction of ocean wind waves, *Papers in Met. and Geophys.,* 1973, Vol 23 (4), pp. 347-359, 1973.

19) Uji, T.: A coupled discrete wave model MRI-II, *Oceanogr. Soc. Japan,* 1984, Vol. 40, pp. 303-313.

20) 山口正隆・土屋義人：有限風域場における波浪の数値予知法，第26回海岸工学講演会論文集，1979, pp. 96-100.

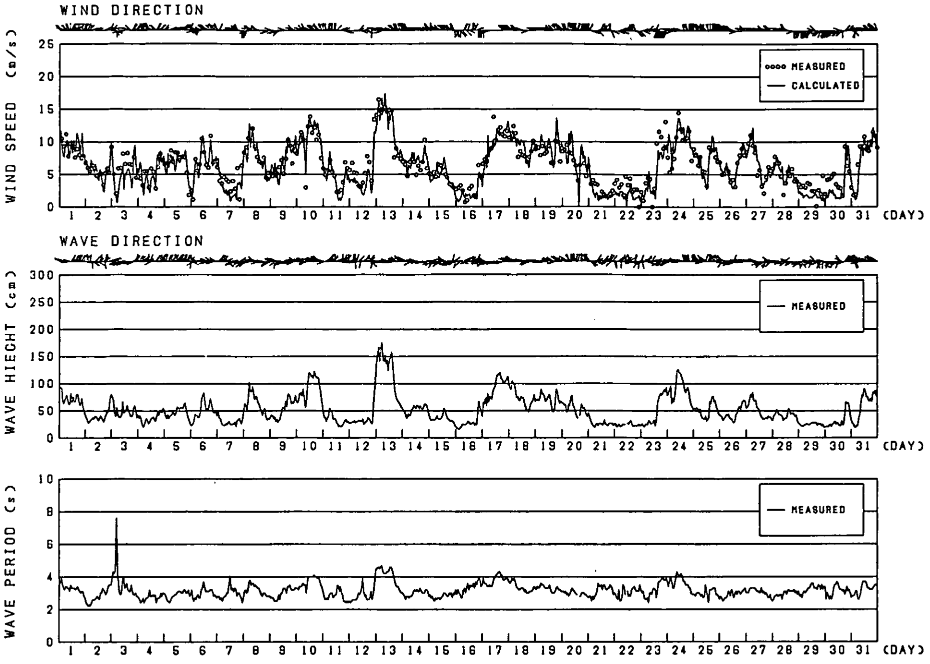
21) Kawai, S., P. S. Joseph and Y. Toba: Prediction of ocean waves based on the single-parameter growth equation of wind waves, *J. Oceanogr. Soc.* Japan. Vol. 35, pp. 151-167.

22) 後藤智明・小舟浩治：現地で簡単にできる波浪推算法について，第35回海岸工学講演会論文集，1988, pp. 26-30.

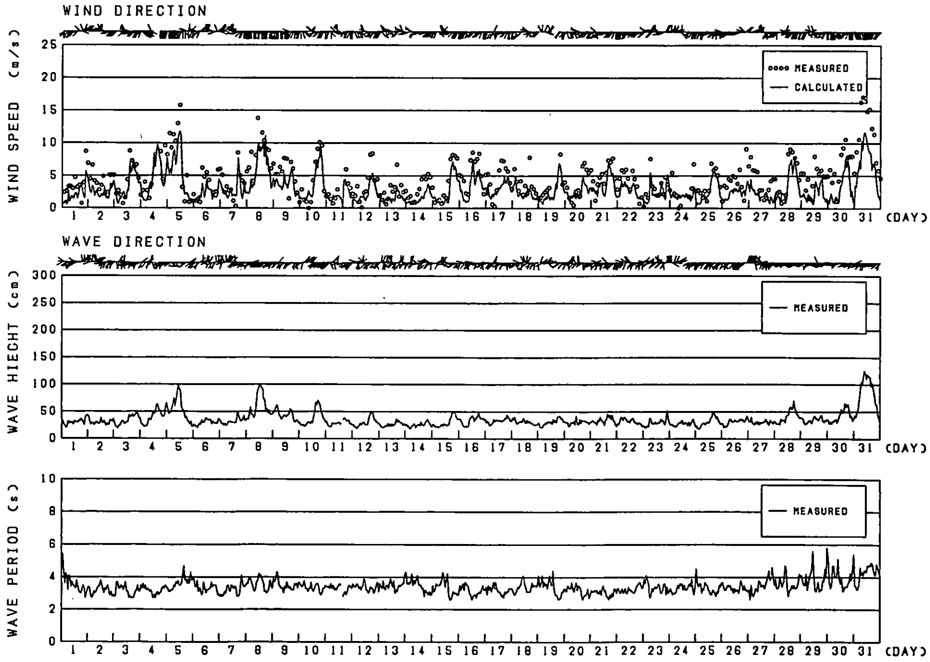
23) The SWAMP Group: Ocean wave modeling, Plenum, 1985, 256p.

主要記号一覧表

$C_{1/3}$	：有義波周期に対応する波速
C_D	：海上風の抵抗係数
E	：波浪エネルギー
$E(\theta)$	：方向別波浪エネルギー
E_0	：オーバーシュートするエネルギー
E^*	：無次元エネルギー
E^*_{max}	：無次元エネルギーの限界値
F	：有効フェッチ
F_I	：I方向の線フェッチ
F^*	：無次元フェッチ
$\bar{H}$	：平均波高
$H_{1/3}$	：有義波高
H^*	：無次元有義波高
$L_{1/3}$	：有義波周期に対応する波長
m_n	：スペクトルのn次モーメント積分値
S	：方向スペクトル
$S(f)$	：周波数スペクトル
S_{net}	：スペクトル法の外力項
S_{PM}	：平衡スペクトル
$\bar{T}$	：平均波周期
$T_{1/3}$	：有義波周期
T_P	：スペクトルピーク周期
T^*	：無次元有義周期
U_{10}	：10m高度風速
U_*	：摩擦速度
z_0	：水面粗度
σ_P	：スペクトルピーク角周波数
$\lambda(\theta)$	：方向分布関数



(a) 冬 季 の 例



(b) 夏 季 の 例

付図-1 波浪諸元からの風の推算

付録A　波浪諸元からの風の推算

無次元波高と無次元周期3/2の乗則の関数を用いて海上風を波浪データから推算するには，3/2乗則を書き換えればよい。すなわち，

$$U_* = \frac{H_{1/3}^2}{gB^2 T_{1/3}^3} \qquad \text{(A-1)}$$

である。摩擦速度から10m高度風速は，式(37)を用いればよい。

1984年の冬季と夏季の代表的な月について波浪データから推算した風速と実測風速を比較した例を**付図-1**に示す。冬季に関しては逆算風速と実測風速が非常によい一致を示すことがわかる。これは，西系の風が支配的であり外洋からのうねりの侵入が少なく，風波という条件が満たされるためである。一方，夏季の場合は大阪湾にうねりが来襲することと海陸風が顕著になるため波浪データから海上風の逆算精度が悪くなる。

以上のように風波であるならば，波浪諸元から海上風を推算する手法として無次元波高と無次元周期の3/2乗則が利用できることがわかる。したがって，波浪推算で最も重要な問題として残されている気象データからの求めた推算風を補正する手法として利用したり，本研究で提案したような3/2乗則を組み込んだ波浪推算モデルを開発することにより点で観測した波浪を面的に精度よく補間する手法が確立できる可能性もある。

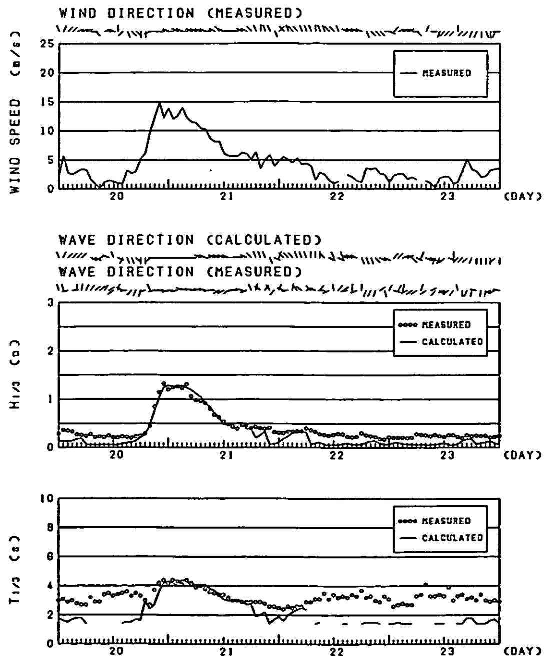
付録B　波 浪 推 算 例

ここでは，本研究で提案したパラメータ波浪推算モデルを用いて先に扱った擾乱以外に特徴のある気象擾乱として4ケース

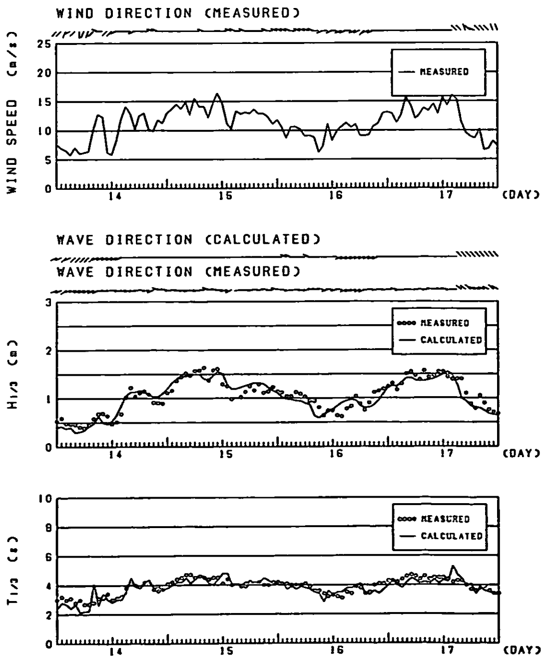
① 1984年10月20日から23日の擾乱
② 1985年12月14日から17日の擾乱
③ 1986年12月27日から30日の擾乱
④ 1987年1月12日から15日の擾乱

を選び，波浪推算した結果を述べる。推算の諸条件は本論で扱ったケースと同じであり，推算結果は**付図-2**から**付図-5**に示してある。

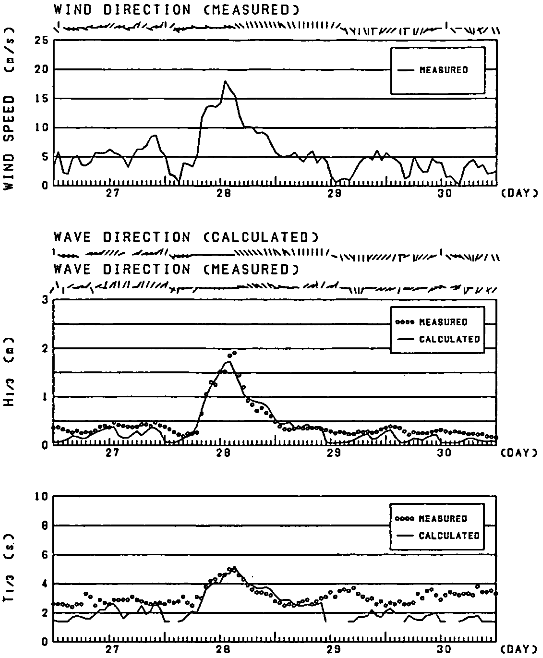
1984年10月20日から23日の擾乱は，日本海低気圧北上に伴う最大風速が西方向の15m/s弱のもので，波高1.7m，周期4.3sを記録したものである。風波を対象とした推算モデルであるため，風速の弱い20日前半および21日後半以降が実測値に比べ推算値が小さい結果となるが，擾乱のピーク前後は非常に良好な一致を示している。



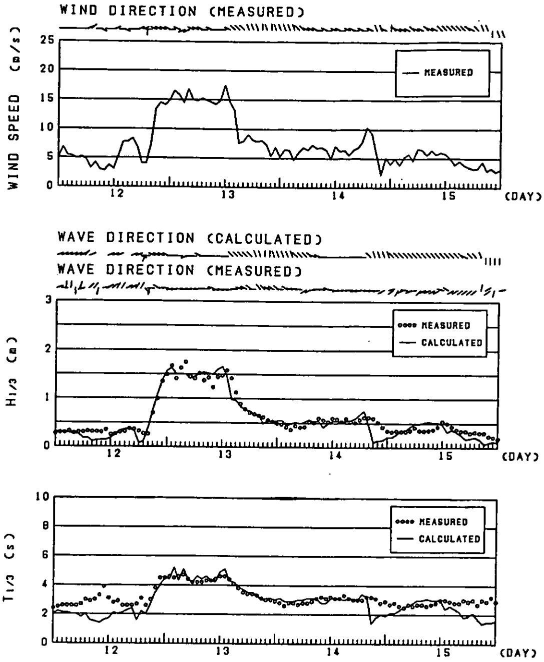
付図-2　波浪推算例（1984年10月20日から23日の擾乱）



付図-3　波浪推算例（1985年12月14日から17日の擾乱）



付図-4　波浪推算例（1986年12月27日から30日の擾乱）



付図-5　波浪推算例（1987年１月12日から15日の擾乱）

1985年12月14日から17日の擾乱は，比較的強い冬型気圧配置が長く続いたケースであり，風速は 6m/s から 16m/s，風向は西南西から西北西である。以上のように，この擾乱は強い風速が継続したため，全期間にわたり波高，周期とも実測値と良好な一致を示している。

1986年12月30日から27日の擾乱は，九州のすぐ南で低気圧が発生しこの低気圧が発達しながら本州南岸を東進したもので，最大で風速 18m/s，波高 1.9m/s，周期 5.1 sが観測されたものである。推算結果はピーク値が多少小さくなっているが，風速が強い期間は良好な一致を示す。

1987年１月15日から日の擾乱は，本州南岸と日本海を東進する二つの玉低気圧によるもので，12日の後半から13日の前半にかけて15m/s強の風が続いたものである。推算値と実測値に多少の差異が見られるが全般的には良好な一致を示している。