

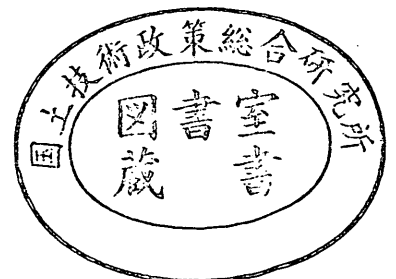
運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 32 NO. 1 MAR. 1993

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告 (Report of P. H. R. I.)

第32巻 第1号 (Vol.32, No.1) 1993年3月 (Mar.1993)

目 次 (CONTENTS)

1. 海洋波の方向スペクトルの推定における最大エントロピー原理法(MEP)の拡張
.....橋本典明・永井紀彦・浅井 正・菅原一晃.....3~25
(Extention of Maximum Entropy Principle Method(MEP) for Estimating Directional Ocean Wave Spectrum
.....Noriaki HASHIMOTO, Toshihiko NAGAI, Tadashi ASAI and Kazuteru SUGAHARA)
2. 波浪の多方向性と弱非線形性を考慮した水圧波から表面波への換算法について
.....橋本典明・永井紀彦・菅原一晃・浅井 正・朴 慶寿.....27~51
(Surface Wave Recovery from Subsurface Pressure Record on the Basis of Weakly Nonlinear Directional Wave Theory
.....Noriaki HASHIMOTO, Toshihiko NAGAI, Kazuteru SUGAHARA, Tadashi ASAI and Kyung-Soo BAHK)
3. 沿岸域における風波の周波数スペクトルと無次元パラメータの特性
-ハイブリッドパラメータ法による波浪換算モデル(第二報)-
.....後藤智明・青野利夫.....53~99
(On The Characteristics of One-Dimensional Spectra And Non-Dimensional Parameters of Wind Waves
-Wave Hindcast Model Using the Hybrid-Parameter Method (2nd report)-
.....Chiaki GOTO and Toshio AONO)
4. 袋詰めサントレーンの超軟弱地盤への適用性に関する研究
.....北詰昌樹・寺師昌明・相原直浩・片山 忠.....101~123
(Applicability of Fabri-Packed Sand Drain for Extremely Soft Clay Ground
... Masaki KITAZUME, Masaaki TERASHI, Naohiro AIHARA and Tadashi KATAYAMA)

3. 沿岸域における風波の周波数スペクトルと無次元パラメータの特性 —ハイブリッドパラメータ法による波浪推算モデル(第2報)—

後藤智明*・青野利夫**

要 旨

海上風と風波の関係を明らかにし、新たな波浪推算モデルの開発のための基礎的な知見を得るため、大阪湾および日本沿岸における観測データを基に有義波諸元、風波の抵抗則、風波の平均的な周波数スペクトル形に関する検討を行った。得られた主要な結論は、以下のとおりである。

- ①風波においては、無次元波高と無次元周期間の経験則である $3/2$ 乗則が精度良く成立する。また、浅海域では、浅水係数を考慮することにより $3/2$ 乗則が拡張される。
- ②風波スペクトルの高周波域での特性は $3/2$ 乗則と矛盾しない形で -4 乗則に従う。
- ③深海域における風波スペクトルの形状は、発達過程でピーク周波数付近のエネルギーレベルが高く、フェッチの増大に伴う風波の平衡状態への移行と共にエネルギーが広がり Pierson・Moskowitz スペクトルに漸近する。
- ④風波の周波数スペクトル標準形として、 $3/2$ 乗則と整合性のある JONSWAP 型の式を提案した。提案した標準形は、有義波高と有義波周期のみによってそのスペクトル形が算定され、その精度は Bretschneider-Mitsuyasu スペクトルよりも高く、発達および平衡状態にある風波でかつ深海域および浅海域に対して適用できる。

キーワード：風波， $3/2$ 乗則，有効風速，周波数スペクトル， -4 乗則，標準形

* 水工部 海洋エネルギー利用研究室長

** 水工部 海洋エネルギー利用研究室 (科学技術特別研究員)

On The Characteristics of One-Dimensional Spectra And Non-Dimensional Parameters of Wind Waves

— Wave Hindcast Model Using the Hybrid-parameter Method (2nd report) —

Chiaki GOTO*
Toshio AONO**

Synopsis

In order to obtain the basic knowledge on growth of wind waves, relationship between wind speed and significant wave parameters and characteristics of frequency spectra were investigated by using the data measured at Osaka Bay and 13 points along Japanese coasts. The main results were as follows :

1. It was confirmed that the measured wind waves data were satisfied the $3/2$ power law which was an empirical formula between non-dimensional wave height and period. The $3/2$ power law was also extended in shallow water region by using shoaling coefficient.
2. The slope of wind wave spectra at high frequency region was approximated by a function of -4 power.
3. In growth stage, the energy density of wind wave spectra was concentrated near peak frequency band. Owing to increase fetch, it gradually approached Pierson-Moskowitz spectrum.
4. The new standard spectrum form of wind waves based on JONSWAP spectrum was obtained. The spectrum could be applied wind waves in both deep and shallow water region. The spectrum could be calculated by significant wave height and period, and agreement with measured spectrum was very well.

Key Words : wind waves, $3/2$ power law, effective wind velocity, frequency spectrum, -4 power law, standard form

* Chief, Ocean Energy Utilization Laboratory, Hydraulic Engineering Division

** Ocean Energy Utilization Laboratory, (National Institute Post Doctoral Fellow), Hydraulic Engineering division

目 次

要 旨	53
1. まえがき	57
2. 既往の研究	57
2. 1 無次元波高と無次元周期の $3/2$ 乗則	57
2. 2 深海波浪スペクトル	59
2. 3 浅海波浪スペクトル	60
3. 解析データ	62
3. 1 大阪湾 MT 局	62
3. 2 沿岸観測波浪	62
3. 3 風波とうねりの分離基準	64
4. 有義波諸元と周波数スペクトル	64
4. 1 波高とスペクトル積分値	66
4. 2 周期とスペクトル積分値	68
4. 3 周期とスペクトルピーク周波数	69
4. 4 代表波とスペクトル積分値の関係	70
5. 無次元波高と無次元周期の $3/2$ 乗則	73
5. 1 風波の無次元特性量の関係	73
5. 2 大阪湾 MT 局観測値の定式化	75
5. 3 有効風速	75
6. 浅海・深海域の周波数スペクトル	79
6. 1 スペクトルの相似性	79
6. 2 JONSWAP スペクトル	79
6. 3 高周波数域のスペクトル特性	79
6. 4 深海域でのスペクトルパラメータの特性	80
6. 5 浅海域でのスペクトルパラメータの特性	83
6. 6 周波数スペクトルの標準形	86

7. 風波の標準スペクトルに関する考察	88
7. 1 3/2乗則と標準スペクトルの関係	88
7. 2 有義波諸元による標準スペクトル形	89
7. 3 既往の標準スペクトル形との比較	89
7. 4 適用限界と誤差	90
8. おわりに	91
参考文献	94
主要記号一覧表	95
付録A. 10m高度風速を用いた場合の風波の無次元特性量	96
付録B. 超音波波高計の観測スペクトル特性	97
付録C. スペクトルパラメータの同定手法	98
付録D. スペクトルモーメント積分値と γ の関係	98
付録E. 提案スペクトルのプログラム表示	99

1. はじめに

海上風と風波の関係を明かにすることは、大気と海洋の運動量交換のメカニズムを理解するばかりでなく、港湾構造物の設計および波浪推算モデルの改良・開発を行う上で重要な要素となる。このような目的から過去半世紀にわたって風波に関する研究が行われ多くの知見が得られている。なかでも海上風と風波の関係を示すものとして代表的なものに、鳥羽¹⁾によって提案された局所的な海上風と風波の関係を表す経験則である無次元波高と無次元周期の $3/2$ 乗則がある。ただし、用いた資料は水理実験結果であり、現地波浪に関して検討した例が少ない。また、風波波面の抵抗係数は、海上風による波への運動量供給を支配するものと考えられるが、風波の抵抗則特性は明確ではなく、 $3/2$ 乗則との関係も明かではない。

一方、発達過程にある風波のスペクトル形には、強い相似性があることが多くの研究者によって指摘されている。Phillips²⁾はエネルギー平衡領域の概念から f^{-5} 則を提案している。この相似性に基づいて Bretschneider-光易型³⁾、Pierson-Moskowitzs 型⁴⁾などを代表とするスペクトルの標準型が提案され、波浪推算などの代表スペクトルとして用いられている。このような標準スペクトルの多くは風波が完全に発達した状態を表現しており、急激な風波の発達期や内湾のような短フェッチ海域における波浪スペクトルには、特にピーク周波数付近での over shoot 現象を正確に表現することが難しい。そのため発達過程にある風波の標準スペクトル形として JONSWAP スペクトルが提案されているが、スペクトルを構成する各パラメータの特性が明確でないため実用的な面で使いにくいという問題がある。

最近、鳥羽⁵⁾は無次元波高と無次元周期の $3/2$ 乗則に基づいて、スペクトルの高周波域の勾配が f^{-4} となること、光易⁶⁾も風波スペクトルの発達率の検討から風波に普遍的な平衡領域が存在するならば f^{-4} となることを示している。この風波のスペクトル形の問題は海上風-風波間の抵抗則(局所平衡理論)と密接な関係にあり、また浅海変形計算の境界条件、設計外力の評価、波浪推算手法の改良などに反映され工学的にも重要な問題であると考えられる。

上述した風波の特性に関しては、その多くが深海波を対象として議論されている。ところが、本研究で対象とする波浪観測地点の多くは水深が50m程度であり、特に高波浪時では有義波を用いた相対水深が0.5以下の浅海領域に相当する波浪データが得られ易い。このような浅

海領域での海上風と風波の関係について検討した例はまだ少なく、また浅海でのスペクトル標準型として提案されているものも僅かである。

著者らは第1報⁷⁾において、短フェッチ海域に適用できる波浪推算手法としてハイブリッドパラメータ法を開発した。ハイブリッドパラメータ法は、風波に対する有義波法にうねりの推定を組み込んだモデルであり、風波スペクトルの相似性を前提としている。ただし、開発したハイブリッドパラメータ法は、風波のスペクトル相似性に関する知見がまだ不十分であるため、適用範囲が内湾のような短フェッチの領域に限られ太平洋沿岸などの領域への適用には問題があった。

本研究は、内湾である大阪湾 MT 局と沿岸域での波浪観測地点とで得られた波浪データに基づいて海上風と風波の関係を明らかにし、さらに有義波諸元と周波数スペクトルの関係からスペクトル標準形を提案し、新たなハイブリッドパラメータ法の開発のための基礎的な知見を得ることを目的として行ったものである。そのため、本研究では風波の諸元に対する基礎的な検討を行い、有義波諸元とモーメント値相互の関係を明らかにする。次いで、現地波浪における $3/2$ 乗則の適用性を検討し、海上風と有義波諸元との関係、さらに有効風速の適用性を検討する。これらの結果を基にして、高周波域でのスペクトル勾配が f^{-4} 則か f^{-5} 則かを含め、浅海域から深海域に至る風波の発達過程でのスペクトル相似性を検証し、最適なスペクトル形の選定と有義波諸元によるスペクトル表示を行う。

2. 既往の研究

2.1 無次元波高と無次元周期の $3/2$ 乗則

(1) 有義波の概念に基づく風波の表示

大気-海洋間における運動量、力学的エネルギー、熱エネルギーなどの交換に際して、大気と海洋の interface となる海面における波動-風波の関係が中心的な役割を果たすことが知られている。特に海面から流体内に流入した運動量は風波の発生・発達と流れ(いわゆる吹送流)の発生を引き起こす。風波の発達は Sverdrup と Munk⁸⁾によって、ランダムな波浪場を有義波高と有義波周期という2つのパラメータを用いてモデル化することが示されている。さらに、この方法は Bretschneider によって波浪の発達を予測する SMB 法として結実し、この方向での改良が進められた結果、Wilson IV式と呼ばれる推算式が得られている。このことは、本来不規則で非常に複雑な海面の変動が少数のパラメータで表現で

きることを意味し、風波の場が持つ相似構造を代表波を用いて取り扱う一つの基礎となっている。

(2) 代表風速と抵抗則

風波の発生・発達に対して海面から供給される運動量が重要であるが、その供給元となる海上風に関しては風波の発達則に関連して従来より10m高度風速が代表風速として用いられている^{9),10),11)}。さらに、風波の発達機構を考慮して海面の抵抗に密接に関係する量として風の摩擦速度(後述)を代表風速として用いた研究が行われている^{12),13),14)}。海上風と風波間の物理的機構のみを考慮すれば、より直接的な量である摩擦速度が代表風速として適していると考えられる。しかしながら、実際には、測定データに誤差が多く含まれること、また、風波の抵抗則自体に対する理解が充分でないことなどから、代表風速として摩擦速度が完全に良いとは言いきれない状況にある。

一般に、温度成層がない場合の constant stress layer における風速の鉛直分布は式(1)の対数分布で近似できる。

$$\frac{U(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \log\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (1)$$

ここに、 z :鉛直座標、 $U(z)$:高度 z での風速、 u_* :風の摩擦速度、 κ :カルマン定数、 z_0 :海面の粗度係数である。摩擦速度は $u_* = \sqrt{\tau/\rho_a}$ で表されここに τ :風の摩擦応力、 ρ_a :空気密度である。摩擦応力は通常 $\tau = \rho_a C_D U_{10}^2$ のバルク公式で表現される。無次元常数 C_D は10m高度風速 U_{10} を基準風速とした海面の抵抗係数であり、 u_* とは式(2)の関係にある。

$$u_* = \sqrt{C_D} U_{10} \quad (2)$$

式(1)と式(2)から、式(1)での高度を10mとすれば海面の抵抗係数と粗度係数とは1対1の対応をしていることが分かる。したがって、10m高度風速と抵抗係数あるいは粗度係数が求めれば、摩擦速度が算定できることになる。

粗度係数 z_0 に関しては、 u_* と g によって正規化した無次元粗度 gz_0/u_*^2 が一般に波齢の関数となると考えられることから(Stewart¹⁵⁾)、表2.1に示すような z_0 則と呼ばれる式が提案されている。ここに σ_p はスペクトルのピーク角周波数を表す。 z_0 則は提案者によって種々の表現が見られ、鳥羽¹⁶⁾は表2.1の ϵ が0,-1,その他の場合をそれぞれA:波に関係しないもの、B:発達しつつある風波、C:BからAへの遷移とする Multiple regimes を仮定することによって表現の多様性を説明できるとしている。

C_D 則に関しては、一般に高風速時と低風速時とで異なる特性を示すことが知られている。表2.2¹⁷⁾は抵抗則に関する従来の成果が示されている。抵抗則に関する特徴は、光易が指摘しているように係数値に若干の違いはあるものの Z_0 則と異なり関数形がほぼ同一であることである。また、 C_D 則には波浪の諸元が含まれていないため、波浪とは無関係に抵抗係数が決定されるように見えるが、(3)の3/2乗則に見られるように波浪の諸元は海上風速と密接な関係にあり、海面の抵抗係数は海上風速を介して波浪と関係すると考えても良い。また鳥羽による3/2乗則の成立を前提とすると、光易による C_D 則が良好な結果を与えることが著者らによる検討から明らかにされている¹⁸⁾。ただし、図2.1に見られるように海面の抵抗値は大きく変動しており C_D 則自体は平均的な抵抗値を与えるものと考えられる。

海面の抵抗則の問題は、いまだ未解明な部分が多いことから風波の発生・発達機構、スペクトル構造などの解

表2.1 Z_0 則に関する既往の研究

$$\left(\frac{gz_0}{u_*^2}\right) = \beta \left(\frac{\sigma_p u_*}{g}\right)^\epsilon$$

authors	β	ϵ
Charnock-Wu (1955, 1980)	0.0185	0
Smith&Banke (1975)	0.0130	0
Garratt (1977)	0.0144	0
Toba-Koga (1986)	0.025	-1
Masuda-Kusaba(1987)	0.01109	1
Toba et al. (1990)	0.02	-1/2

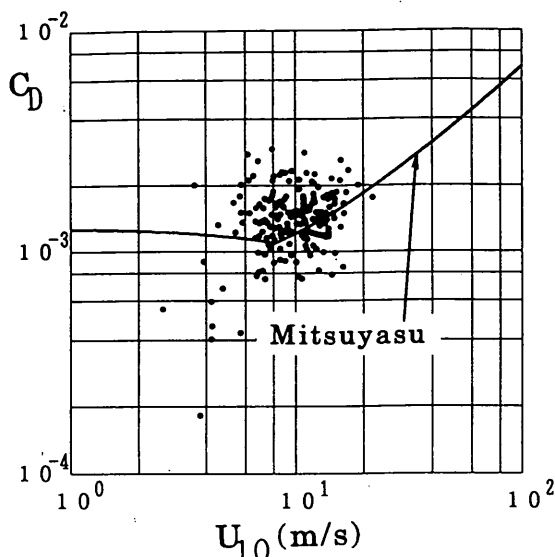


図2.1 抵抗係数 C_D と U_{10} の関係

明の困難さの主要な原因の一つになっている。ただ海面の抵抗機構に関する考え方はまとまりつつあり、光易によると海面の抵抗は主として風波の高周波成分(短周期の波)によって支配されること、また風から水面へ輸送される運動量の多くが波により吸収されるがそのほとんどは乱れ・流れなどに変換され波によって運ばれるものが僅かであることが指摘されている。

(3) 3/2乗則

風波に関する3/2乗則の成立は、従来から Wilson の推算式による関係があり、フェッチに僅かに依存するが代表風速を U_{10} とした次の関係、

$$\left[\frac{gH_{1/3}}{U_{10}^2} \right] = B_w \left[\frac{gT_{1/3}}{U_{10}} \right]^{3/2}, \quad B_w = 1.3 \times 10^{-2} \quad (3)$$

が経験的に成立することが知られている⁷⁾。一方、鳥羽によって提案された3/2乗則は、風波に乱流仮説を導入し自己相似構造を仮定することによって導くことができ、代表風速を摩擦速度とした式(4)のように表現される¹⁹⁾。

$$\left[\frac{gH_{1/3}}{u_*^2} \right] = B \left[\frac{gT_{1/3}}{u_*} \right]^{3/2}, \quad B = 6.2 \times 10^{-2} \quad (4)$$

式(4)の関係は、主要周波数帯の1波1波の風波についても成立する事が鳥羽によって指摘されている。

また、鳥羽ら²⁰⁾は、有義波諸元が変化せず u_* のみが変化する場合、次元的に式(4)が $[gH/u_*^2] \sim [gT/u_*]^{3/2}$ となることから、純粋な風波の成分にうねり

性の波浪が含まれた場合に3/2乗則が歪み1.5~2乗則に変化することを指摘している。

式(3)と式(4)が同時に成立するとして、式(2)の関係をを用いると式(5)のような C_D 則が得られる。

$$C_D = (B_w/B)^4 = 1.4 \times 10^{-3} \quad (5)$$

もし、式(3)と式(4)が厳密に成立するならば、上の関係から風波の抵抗則は一定値をとることになる。しかしながら、式(3)と(4)は共に経験則であり、特に式(3)の関係を基礎とする有義波法では波浪ピーク値付近での観測値と推算値の一致度が低いという指摘があり、また風速による C_D 値の変化が表2.2に示すように実験および観測結果から得られていることを考慮すると高風速時の式(3)の係数 B_w が定数かどうかは必ずしも明確ではない。

著者ら¹⁸⁾は、大阪湾MT局で観測された風データ及び波浪データを用いて、抵抗則の違いによる3/2乗則の係数の差異について比較・検討している。その結果、Wilson 則と Toba の z_0 則、光易の C_D 則が3/2乗則の関係を精度良く満足することを示している。

2.2 深海波浪スペクトル

風波のような複雑な場を表現する手法として、有義波などの代表波を用いる方法と別に、Pierson²¹⁾ や Neumann²²⁾ はスペクトルを用いて風波の不規則な水位の変化を、成分波としての正弦波の重ね合わせによって表現するモデルを構築した。つまり全ての成分を自由波の集まりと考えるモデルであり、このような線形重ね合わせのモデルは解析的な取扱いが可能なることから従来より広く受け入れられてきた。現実の風波では、強制波の発生、分散関係式を満足しない周波数成分の波速などの問題があるが、弱非線形を仮定した理論展開によって問題点の説明が可能であるとしている^{23), 24)}。一方このような風波のスペクトルの解釈には批判もあり、鳥羽は風波の本質が乱流と類似の強非線形性にあるとして、スペクトルを「ある数学的な手続きの結果得られるエネルギー分布に関する一種の情報」¹⁸⁾と説明している。

このように、風波スペクトルの物理的な解釈には、まだ不明確な点が多く解析的な取扱いも議論が分かれている。ただし、経験的な風波の周波数スペクトルの特性については多くの観測、実験から様々な知見が得られている。特にある期間、一定の風向・風速で発達した風波のスペクトル形が相似形を保つことは、多くの研究者から指摘されている。この相似性に基づいて経験的に求めら

表 2.2 海面の抵抗係数に関する既往の実験式

authors	empirical formula for C_D	range of application
Kondo (1975)	$C_D = (1.2 + 0.025U_{10}) \times 10^{-8}$ $C_D = (0.073U_{10}) \times 10^{-8}$	$8\text{m/s} < U_{10} < 25\text{m/s}$ $25\text{m/s} < U_{10}$
Garratt (1977)	$C_D = (0.75 + 0.067U_{10}) \times 10^{-8}$	$4\text{m/s} < U_{10} < 21\text{m/s}$
Amorochi & DeVries (1980)	$C_D = 1.04 \times 10^{-8}$ $C_D = 1.04 \times 10^{-8} + 1.5 \times 10^{-8}$ $\{1 + \exp[-(U_{10} - 12.5)/1.56]\}^{-1}$ $C_D = 2.54 \times 10^{-8}$	$U_{10} < 7\text{m/s}$ $7\text{m/s} < U_{10} < 20\text{m/s}$ $20\text{m/s} < U_{10} < 40\text{m/s}$
Wu (1980)	$C_D = (0.8 + 0.065U_{10}) \times 10^{-8}$	$1\text{m/s} < U_{10}$
Large&Pond (1977)	$C_D = 1.2 \times 10^{-8}$ $C_D = (0.49 + 0.065U_{10}) \times 10^{-8}$	$4\text{m/s} < U_{10} < 11\text{m/s}$ $11\text{m/s} < U_{10} < 25\text{m/s}$
本多・光易 (1980)	$C_D = (1.290 + 0.024U_{10}) \times 10^{-8}$ $C_D = (0.581 + 0.063U_{10}) \times 10^{-8}$	$4\text{m/s} < U_{10} < 8\text{m/s}$ $8\text{m/s} < U_{10} < 25\text{m/s}$

れた風波スペクトルの標準形が多く提案されている。

図 2.2 は、今までに提案された代表的な風波の標準スペクトルに関する研究の流れを示したものである。標準形そのものは Neumann による提案式が先行しているが、風波のスペクトル研究は Phillips (1958) による -5 乗則の提案によって一気に加速されたと言って良い。その後すぐ Pierson・Moskowitz による風波スペクトルの平衡形が提案され、さらにわが国における有限フェッチでの風波の平衡スペクトル標準形ともいえる Bretschneider・Mitsuyasu 型が定式化され、さらに発達過程にある風波のスペクトル形として JONSWAP スペクトルが Hasselmann らによって提案されている。これらのスペクトル形は、高周波域をエネルギー平衡領域とする -5 乗則で表現することにより、経験的なスペクトル形にたいして物理的な意味をもたせている。

特に、JONSWAP スペクトルは、図 2.2 からわかるように Pierson・Moskowitz 型スペクトルに γ という集中化係数を掛けた式形となっており、いわば Pierson・Moskowitz スペクトルを拡張した式形で提案され、発達過程にあるエネルギーの集中度が高い風波のスペクトルを表現する標準形といえる。また、JONSWAP スペクトルはパラメータの数が 5 個と多く、実測値との高い適合性を有することが指摘されている。ただし、JONSWAP スペクトルのパラメータの特性はまだ未解明の点が多く実用的な面で問題が多い。

鳥羽は、砕波しない領域でも風波には高周波域での自己相似性が成立し、さらに風波の本質が乱流と類似の強非線形性にあるとする立場から、砕波が支配的となるエネルギー平衡領域の概念は誤りであるとし、3/2 乗則と矛盾しない形でのスペクトル形として -4 乗則を提案し

た。現実の風波スペクトルの高周波域特性は測定系の問題やスペクトル解析上の問題などからどちらのべき乗則に従うかよくわからない面があったが（波のスケールで考えると両者の差異はごく僅かである）、最近の測定装置の精度の向上から -4 乗則に従う測定例が増える傾向にある。ただし、-4 乗則に従うスペクトル標準系の提案は著者らの知る限りにおいては Donelan²⁵⁾ によるもののみである。最近、Phillips 自身による検討から -5 乗則は誤りであるとして -4 乗則をあらためて提案している²⁶⁾。

光易-I 型²⁷⁾、Darbyshire²⁸⁾ および Scott²⁹⁾ によるスペクトルは、早くから提案され、JONSWAP と同様に風波の発達過程の表現が可能なスペクトル形を有するが現在は殆ど用いられていないようである。また最近では山口³⁰⁾ による -4.5 乗則に基づいた標準形が提案されている。

2.3 浅海波浪スペクトル

本研究で用いる波浪データは有義波諸元から算定される相対水深が、特に擾乱の発達初期からピークにかけて 0.5 よりも小さくなることが多い。このようなケースでは波の浅海変形を考慮する必要がある。良く知られているように波は浅海域に進入すると浅水変形・屈折・回折の影響を受けて変形し、最終的に砕波して岸に打ち寄せられる。このような浅海域での風波スペクトルは深海域でのスペクトルに対してさらに水深 h の効果加わることになる。

有限水深における風波のスペクトルに関しては数種類の標準形が提案されているが、ここではこれらの浅海スペクトルを紹介する。比較的初期に提案されたものとし

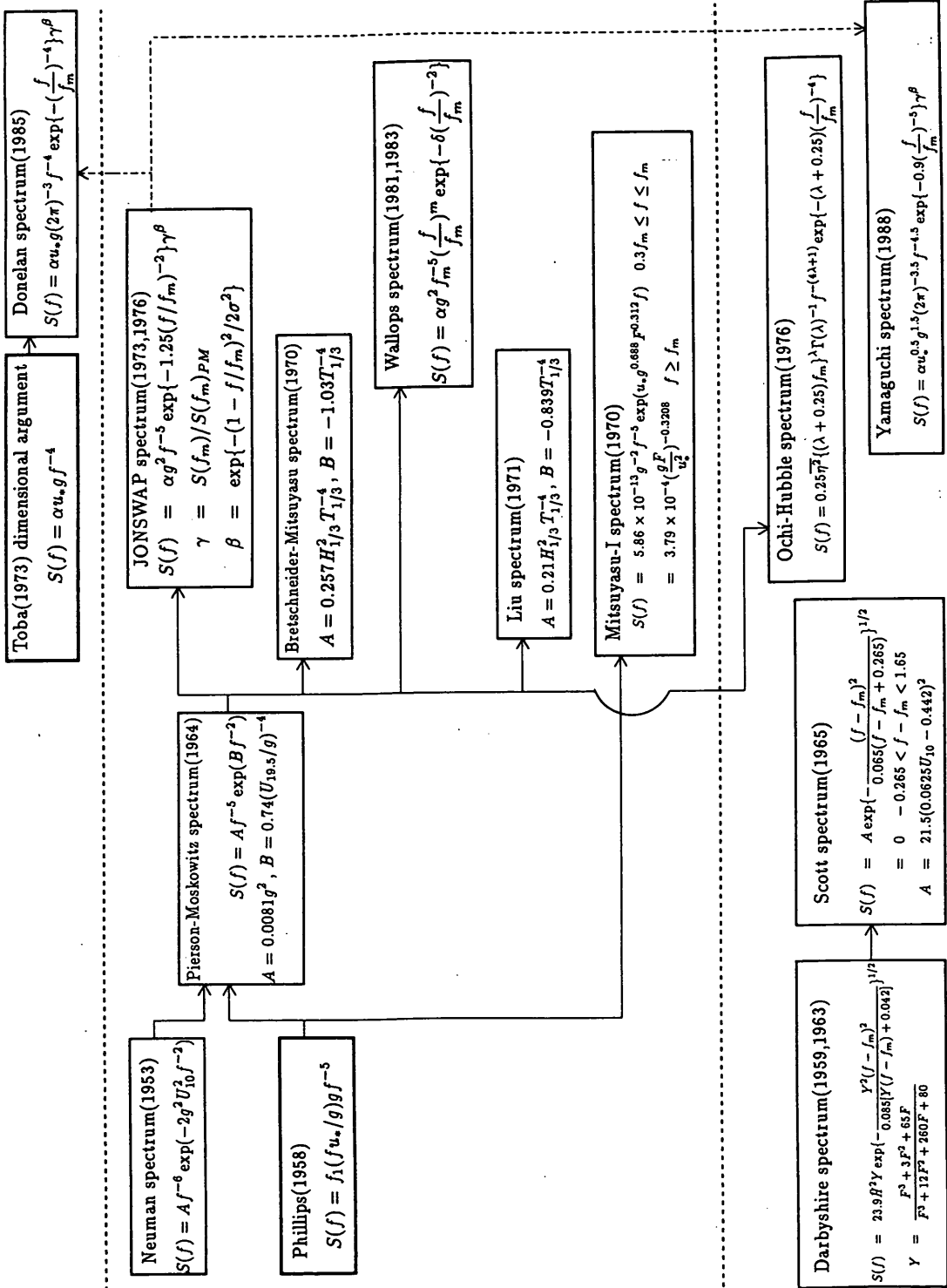


図 2.2 風波の標準スペクトルに関する既往の研究

ては Pierson・Moskowitz スペクトルに基づいた式 (6) の Basinski・Massel スペクトル³¹⁾がある。

$$S(f) = \bar{H}^2 \bar{f}^{-1} \left\{ 0.345 \exp \left[-42 \left(\frac{\bar{f}}{f} - 0.52 \right)^2 \right] + 0.157 \left(\frac{f}{\bar{f}} \right)^{-5} \exp \left[-0.652 \left(\frac{f}{\bar{f}} \right)^{-4} \right] \right\} \quad (6)$$

ここで、 \bar{f} : 経験公式から求められる平均的な周波数である。式 (6) の右辺第 1 項が波の浅水変形による 2 次波成分に相当する。なお式 (6) の 2 次波成分に関する項は経験的に得られたものであり、この式がわが国で用いられたことはないと思われる。

Thornton³²⁾ は Phillips のエネルギー平衡領域のスペクトル形である -5 乗則に水深 h の項を加え次元解析によって次式の -3 乗則を誘導した。

$$S(f) = Bg(2\pi)^{-3} h f^{-3} \quad (7)$$

したがって、式 (7) は浅海域におけるエネルギー平衡領域の存在を前提として成立する式であるといえる。式 (7) の -3 乗則は、砕波現象が本質的である砕波帯での観測結果との適合性が高いことが指摘されている。このことはエネルギー平衡領域という砕波によって波エネルギーの発達が抑制された領域の成立を前提とした式 (7) が、砕波帯のような領域で成立すると考えられる。

Bouws et. al³³⁾ は有限水深での風波の周波数スペクトルの相似性を検証するため、現地観測を行い式 (8) ~ (10) に示される TMA スペクトルを提案した。

$$S(f, h) = \phi_k(\omega_h) S_{\text{JONSWAP}}(f) \quad (8)$$

$$\phi_k(\omega_h) = \frac{\left[k(\omega, h)^{-3} \frac{\partial k}{\partial f} \right]}{\left[k(\omega, \infty)^{-3} \frac{\partial k_0}{\partial f} \right]} \quad (9)$$

$$\omega_h = 2\pi f(h/g)^{1/2} \quad (10)$$

ここで、 $S_{\text{JONSWAP}}(f)$ は沖波の JONSWAP スペクトル、 k は波数、 ω_h は各周波数での相対水深に相当するパラメータ、 $\phi_k(\omega_h)$ は Kitaigorodski et. al による波数スペクトルから周波数スペクトルへの変換係数である。 $\omega_h < 1$ では TMA スペクトルの高周波側は Thornton による式 (7) と同様に -3 乗則が成立する。また、 $\omega_h \geq 1$ では、TMA スペクトルは深海での JONSWAP スペクトルに一致する。

以上のように有限水深における既往のスペクトル標準形は、-5 乗則とエネルギー平衡領域の存在による相似性の仮定とを前提とした -3 乗則が提案されている。しかしながら風波の浅海スペクトル形が既往の標準形のように -5 乗則で記述されることは極浅海域である砕波帯を除いてあまり妥当性は高くなく、深海域との連続性を考慮すれば -4 乗則により記述すべきであると考えられる。

3. 解析データ

本研究で対象とした波浪観測地点は、内湾の大阪湾関西空港 MT 局、沿岸域の日本海側と太平洋側の代表的な 13 地点である。

3.1 大阪湾 MT 局

解析に利用したデータは海上観測局 (写真 3.1: MT 局) の超音波式波高計と 10m 高度に設置されたプロペラ型風向・風速計とによって観測されたものである。海上観測局は大阪湾泉州海岸から東方 6.5km、水深 17.5m の地点にあり (図 3.1)、関西空港建設のための気象・海象の経常的な観測が昭和 53 年から行われている。観測項目は多岐にわたり、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各台帳諸元に処理される。海上風データはサンプリング周波数 0.2Hz で得られ、風速値は平均値を用い、また風向は 16 方位分割し最多の方位を風向とした。波浪データは、サンプリング周波数 10Hz で得られる水面変動値から有義波諸元、周波数スペクトルを算定している。波の定義は、ゼロアップクロス法によって行っている。本研究で扱ったデータは、有義波諸元が 1984 年から 1991 年までの 8 年間分であり、周波数スペクトルは 1984 年から 1987 年までの期間で顕著な擾乱が発生した期間を抽出してスペクトル解析を行った。用いたデータの個数は、有義波諸元が 70,080 ケースでスペクトル解析は 217 ケースについて行っている。

3.2 沿岸観測波浪

運輸省の港湾関係機関で観測を実施している地点は、図 3.2 に示すように 39 地点であり、本研究ではこれらの観測地点から

- (a) 波高計設置水深が比較的深いこと、
- (b) 周辺地形の影響が受けにくいこと、
- (c) 日本沿岸全域を網羅できること、

等を考慮して表 3.1 に示す沿岸波浪観測点 (13 地点)

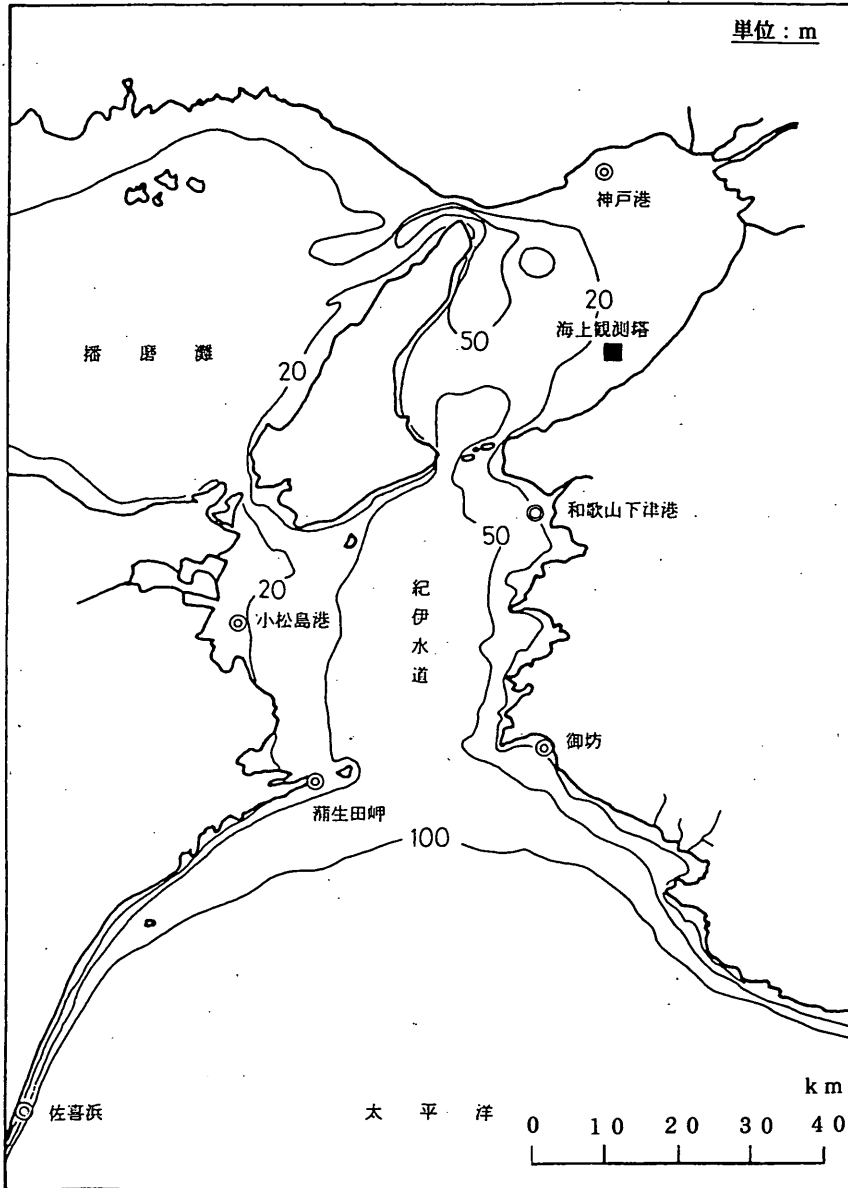


図3.1 大阪湾MT局の位置



写真 3.1 大阪湾海上観測塔

を選択した。観測は高知沖（加速度計式波高計）を除いて超音波式波高計を用いて行っている。各観測点では、2時間毎20分間分の水面変動値をサンプリング周波数2 HzでAD変換し、有義波諸元を算定している。波の定義は、波高はゼロアップクロス法によって行い、周期についてはクレストツウクレスト法によって行っている。スペクトル解析は表3.2に示すような期間に対して行い、周波数スペクトルとモーメント、エネルギー、ピーク周波数等の代表量を算定した。スペクトル解析は、全観測地点で計2546ケースについて行っている。ただし、沿岸観測波浪に関しては、MT局と異なり海上風の測定を行っていないため海上風データはない。そのため風と風波の関係を検討する際は全てMT局のデータを用いている。

3.3 風波とうねりの分離基準

観測波浪から風波成分とうねり成分を分離する手法はまだ確立されておらず、また風波の判定基準となり得る海上風の測定もMT局以外では行われていない。しかしながら、本研究の対象となるのは風波であり、観測波浪から風波をできる限り抽出する必要がある。そのため

以下の基準を設けることにより風波性の波浪とそれ以外の波浪とに分離した。

- 1) 波高と周期の経時変化から、波浪が発達段階であること
- 2) 風向と波向が発達時に一致していること(MT局のみ)
- 3) 風波とうねりが明らかに共存していないこと、すなわち単峰型スペクトルであること。
- 4) JONSWAP スペクトルのパラメータである γ が1以上であること。

具体的には、まず波浪の波高値の経時変化にたいして数値フィルターをかけて変動を滑らかにした後、有義波高の時間変化率 $\partial H / \partial t$ を算定し $\partial H / \partial t > 0$ の場合を波浪の発達状態であるとしてその区間を抽出する。そして、抽出区間に対して、スペクトル形状がピーク周波数および非線形性に起因するピーク値以外にピーク値が存在しないもの、すなわちうねりによる明確なピークが存在しないデータを抽出する。さらに JONSWAP スペクトルパラメータ γ が1以上となるデータを選んで風波性の波浪であるとした。

この分離基準を用いることにより、明瞭なうねりの成分が含まれる波浪データの分離は可能となるが、スペクトルの低周波側にわずかにうねり成分が含まれるような場合は風波と見なされる。

4. 有義波諸元と周波数スペクトル

波の統計理論³⁴⁾³⁵⁾によると、有義波諸元と波の周波数スペクトルの特性量との間には良好な相関があることが知られている。すなわち狭帯域スペクトルを仮定すると、式(11)で定義されるスペクトルのモーメント値と有義波諸元との間には式(12)～(15)の関係がある。

$$m_n = \int_0^{\infty} f^n S(f) df \quad (11)$$

$$\bar{H} = 2.5 \sqrt{m_0} \quad (12)$$

$$H_{1/3} = 4.0 \sqrt{m_0} \quad (13)$$

$$H_{1/10} = 5.1 \sqrt{m_0} \quad (14)$$

$$\bar{T} = \sqrt{m_0 / m_2} \quad (15)$$

一方、本多・光易³⁶⁾は、外洋波のデータ56例から以下の関係を求めている。

沿岸域における風波の周波数スペクトルと無次元パラメータの特性
 -ハイブリッドパラメータ法による波浪推算モデル(第2報)-

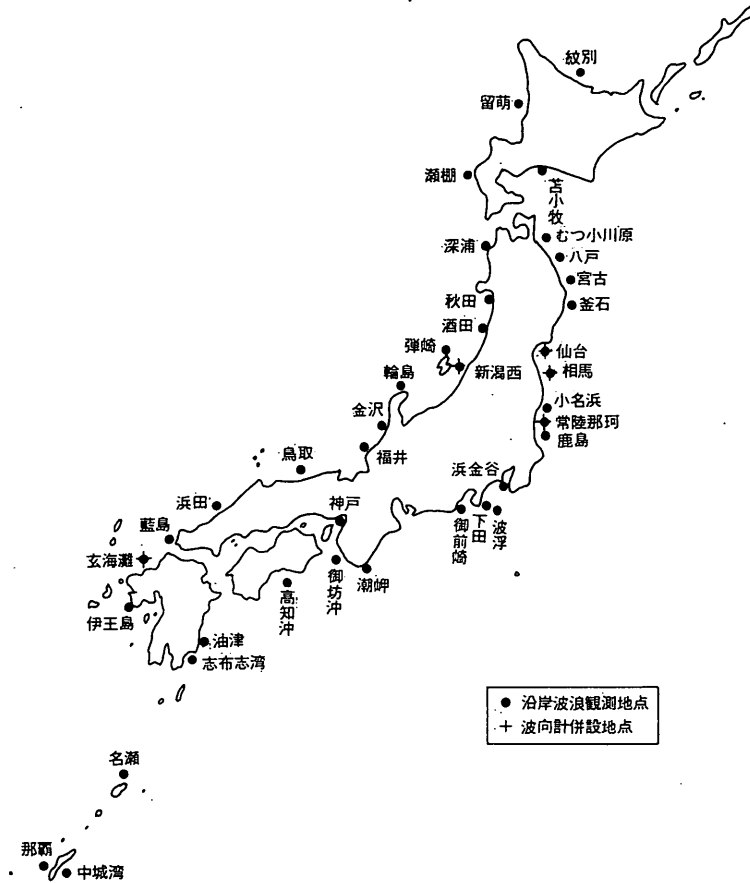


図 3.2 沿岸波浪観測地点

表 3.1 波浪観測地点の諸元

地 点 名	波 高 計 機 種	測 定 地 点		
		水 深 (m)	緯 度	経 度
弾 輪 島 崎 港	USW	- 5.4	北緯 38° 20' 39"	東経 138° 30' 25"
深 浦 港	USW	- 5.0	37° 25' 40"	136° 54' 19"
むつ小川原港	USW	- 4.9.6	40° 39' 25"	139° 54' 57"
常 陸 那 珂 港	USW	- 4.9	40° 55' 20"	141° 25' 40"
波 浮 港	USW	- 3.0	36° 23' 24"	140° 39' 36"
高 知 沖	USW	- 4.9	34° 40' 23"	139° 27' 18"
浜 田 港	AW	- 1.2.0	33° 15' 24"	133° 30' 06"
油 津 港	USW	- 5.1	34° 54' 07"	132° 02' 21"
瀬 戸 湾	USW	- 4.8.5	31° 33' 27"	131° 26' 32"
紋 別 港	USW	- 5.2.9	42° 26' 30"	139° 49' 16"
那 覇 港	USW	- 5.2	44° 24' 58"	143° 26' 00"
中 城 湾	USW	- 5.1	26° 15' 19"	127° 38' 56"
	USW	- 5.0	26° 14' 15"	127° 58' 10"

注) USW: 超音波式波高計

AW: 加速度計方式波高計

表 3.2 抽出擾乱一覧表

地点名	抽出擾乱	地点名	抽出擾乱	
浜田	1980 12 11 24 ~ 1980 12 16 24	油津	1981 10 10 8 ~ 1981 10 23 12	
	1980 12 23 12 ~ 1980 12 31 22		1982 8 23 18 ~ 1982 8 26 10	
	1983 12 27 24 ~ 1984 1 1 20		1983 8 10 14 ~ 1983 8 14 20	
	1986 12 10 20 ~ 1986 12 21 14		1987 10 10 2 ~ 1987 10 17 8	
	1987 1 13 2 ~ 1987 1 15 6		1988 8 23 24 ~ 1988 8 29 4	
常陸那珂	1981 8 22 16 ~ 1981 8 24 6	瀬棚	1983 11 30 20 ~ 1983 12 5 14	
	1981 10 22 16 ~ 1981 10 24 8		1985 1 12 24 ~ 1985 1 15 20	
	1983 2 17 4 ~ 1983 2 21 4		1985 1 16 4 ~ 1985 1 18 16	
	1986 11 10 18 ~ 1986 11 12 14			
	1987 11 5 20 ~ 1987 11 6 20			
輪島	1980 1 30 20 ~ 1980 2 4 24	紋別	1985 1 17 2 ~ 1985 1 20 18	
	1980 12 12 2 ~ 1980 12 17 20		1987 11 24 2 ~ 1987 11 26 24	
	1980 12 24 8 ~ 1980 12 25 20			
	1982 4 9 10 ~ 1982 12 21 14			
1982 11 22 24 ~ 1982 11 27 20				
那覇	1980 9 9 16 ~ 1980 9 12 12	中城	1984 8 15 24 ~ 1984 8 21 24	
	1981 10 20 2 ~ 1981 10 25 4		1986 8 23 14 ~ 1986 8 27 24	
	1984 8 19 10 ~ 1984 8 22 10			
むつ小川原	1981 8 22 2 ~ 1981 8 24 12		高知	1981 7 29 20 ~ 1981 8 1 8
	1983 2 17 16 ~ 1983 2 21 10			1981 8 19 8 ~ 1981 8 22 20
	1985 2 9 12 ~ 1985 2 21 4	1981 10 21 2 ~ 1981 10 23 8		
	1982 3 15 6 ~ 1982 3 16 8			
	1982 8 23 12 ~ 1982 8 28 16			
弾崎	1980 1 30 22 ~ 1980 2 8 12	深浦	1982 11 22 24 ~ 1982 11 27 22	
	1980 12 12 16 ~ 1980 12 10 2		1983 11 17 6 ~ 1983 11 20 12	
	1982 4 9 20 ~ 1982 4 11 24		1983 11 30 16 ~ 1983 12 5 20	
	1983 11 30 16 ~ 1983 12 5 10		1984 1 15 0 ~ 1984 1 19 16	
	1986 11 10 10 ~ 1986 11 12 24		1986 11 10 18 ~ 1986 11 12 16	
波浮	1981 8 20 12 ~ 1981 8 24 8			
	1981 10 18 8 ~ 1981 10 24 20			

$$\bar{H} = 2.44 \sqrt{m_0} \quad (16)$$

$$H_{1/3} = 3.83 \sqrt{m_0} \quad (17)$$

$$H_{1/10} = 4.81 \sqrt{m_0} \quad (18)$$

$$\bar{T} = 1.01 \sqrt{m_0 / m_2} \quad (19)$$

$$T_{1/3} = 1.20 \sqrt{m_0 / m_2} \quad (20)$$

$$f_m = 1 / 1.05 T_{1/3} \quad (21)$$

また、合田³⁷⁾は、周波数スペクトルの形状を変化させた場合の波浪統計量間の関係の変化を数値シミュレーションによって算定し、スペクトルが狭帯域の場合から広帯域の場合までの波高・周期の関係を明らかにしている。

ここでは、内湾である大阪湾 MT 局と表 3.1 に示す沿岸波浪観測地点とで得られた波浪スペクトルと有義波諸元との関係を検討する。なお本研究で扱う波浪データは比較的顕著な高波浪が出現する擾乱期間を抽出していることから、小舟³⁸⁾による長期波浪統計結果とは若干意味が異なり、高波浪時における統計量となっている。

4.1 波高とスペクトル積分値

図 4.1 ~ 4.4 は、MT 局および沿岸波浪観測地点(以後、沿岸波浪と呼ぶ)で得られた有義波高 $H_{1/3}$ とスペクトルモーメント値の平方根 (\sqrt{m} : 水面変動の標準偏差 η_{ms} に相当) を風波の部分と全データについてそれぞれ示したもので、縦軸は有義波高、横軸は $\sqrt{m_0}$ である。各図はデータの存在する区間を 25 分割し、それぞれの区間に含まれるデータの平均値 (黒抜円) と平均値を基準とした正側・負側のデータの標準偏差が縦線で示されている。また各区間の観測度数 (全データ数に対する各区間のデータ数の比率) も同時にヒストグラムで示

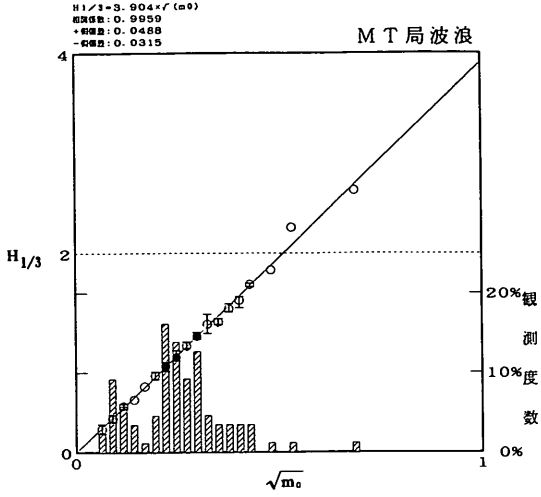


図 4.1 $H_{1/3}$ と $\sqrt{m_0}$ の関係(風波:MT局)

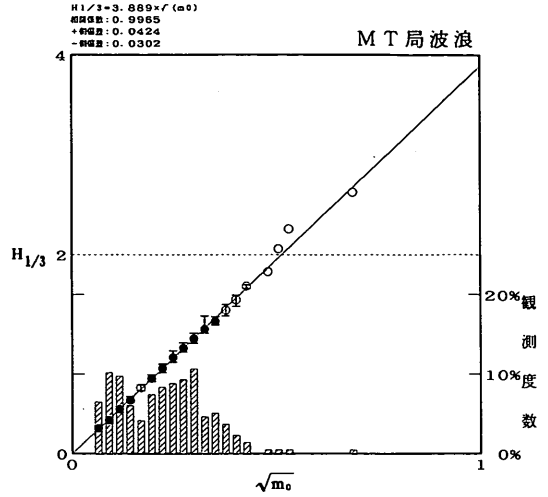


図 4.2 $H_{1/3}$ と $\sqrt{m_0}$ の関係(全データ:MT局)

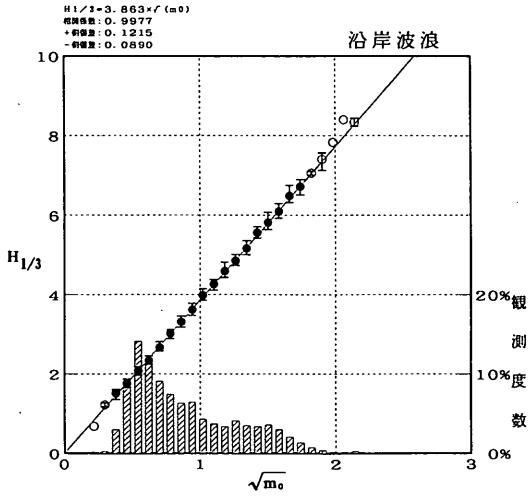


図 4.3 $H_{1/3}$ と $\sqrt{m_0}$ の関係(風波:沿岸波浪)

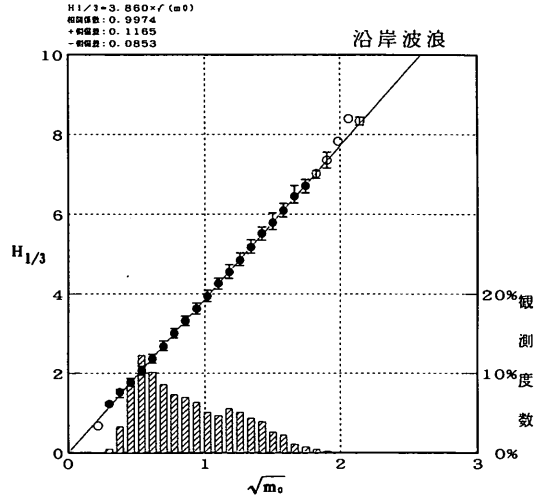


図 4.4 $H_{1/3}$ と $\sqrt{m_0}$ の関係(全データ:沿岸波浪)

してある。白抜きのはデータの数個が10個以下のものでありデータの信頼性が低下していることを示す。また図中の直線は最小2乗法で得られた回帰式である。

$H_{1/3}$ と $\sqrt{m_0}$ の関係はMT局で、

$$H_{1/3} = 3.90\sqrt{m_0} \quad \text{風波} \quad (22)$$

$$H_{1/3} = 3.89\sqrt{m_0} \quad \text{全データ} \quad (23)$$

であり、沿岸波浪では以下の関係となっている。

$$H_{1/3} = 3.86\sqrt{m_0} \quad \text{風波, 全データとも} \quad (24)$$

この関係は、図 4.3、4.4 から明らかなようにデータのばらつきが非常に少ないものから得られている。この結果から、MT局では理論値と光易らの結果との中間値をとる傾向がみられ、沿岸波浪では光易らの結果に近い傾向が見られる。ただ、今回の解析に用いたMT局のスペクトルデータが少ないため、MT局の有義波高とモーメント値の関係の信頼性は沿岸波浪に比較すると低下している。また、フェッチの関係から、内湾であるMT局と外洋の沿岸波浪では m_0 の大きさが相当異なっており、これらのことを考え合わせると有義波高とスペクトルモーメント値の関係は光易らの結果 [式(17)] とほぼ同一であると考えられる。

4. 2 周期とスペクトル積分値

一般にスペクトル法で波浪推算を行う場合、最終的にスペクトルから有義波高と有義波周期を逆算することが行われている。有義波高は前述したような $\sqrt{m_0}$ との関係を用いて算定し、有義波周期は通常式(19)、(20)の関係から逆算される。図4.5、4.6は、MT局と沿岸波浪とにおける有義波周期と m_0/m_1 との関係を示したもので、また図4.7と4.8は有義波周期と $\sqrt{m_0/m_2}$ との関係を示したものである。有義波周期と m_0/m_1 の関

係は、MT局と沿岸波浪で若干異なり、

$$T_{1/3} = 1.109 m_0 / m_1 \quad \text{MT局} \quad (25)$$

$$T_{1/3} = 1.169 m_0 / m_1 \quad \text{沿岸波浪} \quad (26)$$

となる。同様に有義波周期と $\sqrt{m_0/m_2}$ の関係もMT局と沿岸波浪とで異なり以下の関係となる。

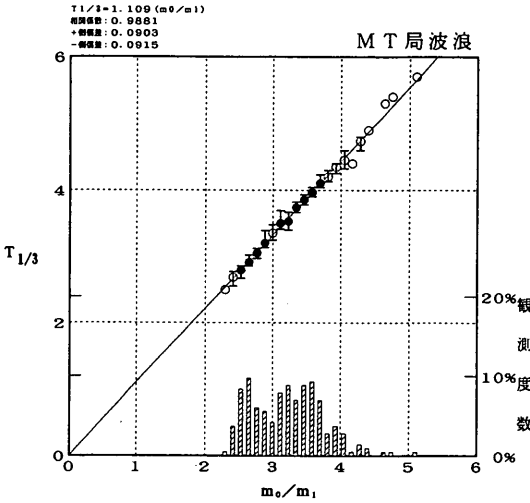


図4.5 $T_{1/3}$ と m_0/m_1 の関係(全データ:MT局)

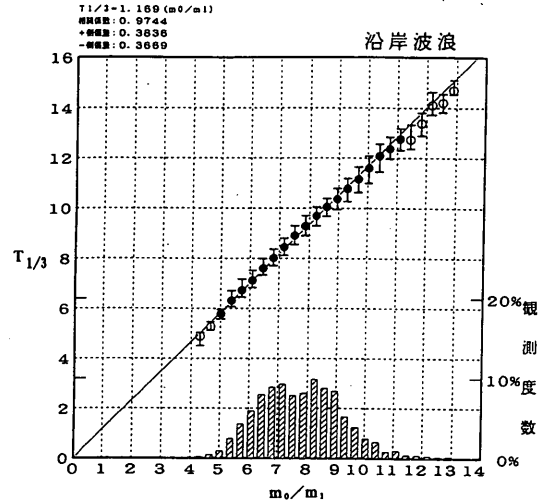


図4.6 $T_{1/3}$ と m_0/m_1 の関係(全データ:沿岸波浪)

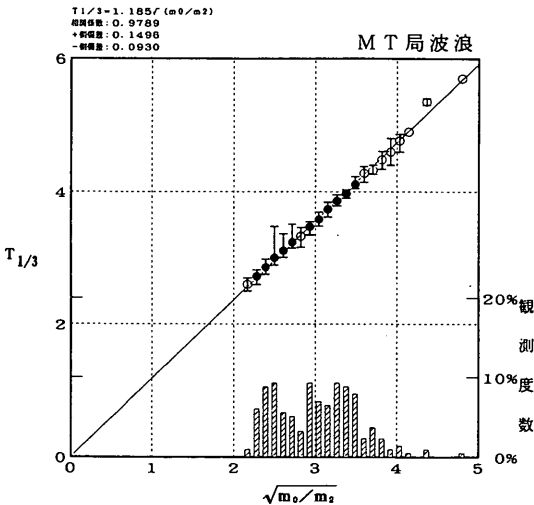


図4.7 $T_{1/3}$ と $\sqrt{m_0/m_2}$ の関係(全データ:MT局)

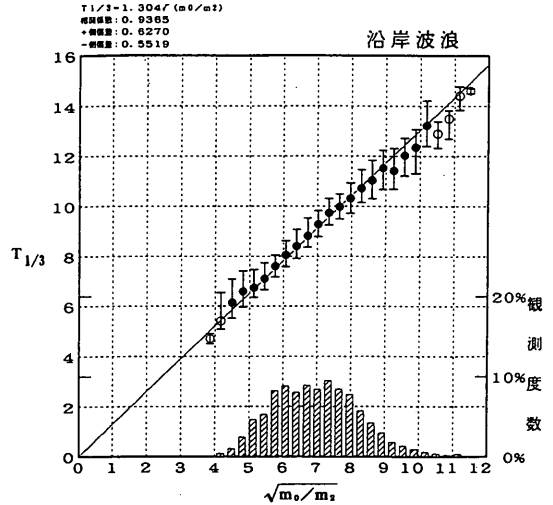


図4.8 $T_{1/3}$ と $\sqrt{m_0/m_2}$ の関係(全データ:沿岸波浪)

$$T_{1/3} = 1.185 \sqrt{m_0/m_2} \quad \text{MT局} \quad (27)$$

$$T_{1/3} = 1.304 \sqrt{m_0/m_2} \quad \text{沿岸波浪} \quad (28)$$

このようなMT局と沿岸波浪の関係の変化は、短フェッチである内湾の波浪場と沿岸波浪との間の相似構造の変化を示しているようであるが、後述するように沿岸波浪とMT局とでは正規化されたスペクトルの形状は殆ど一致しており(図4.9)、相似構造の変化ではなくデー

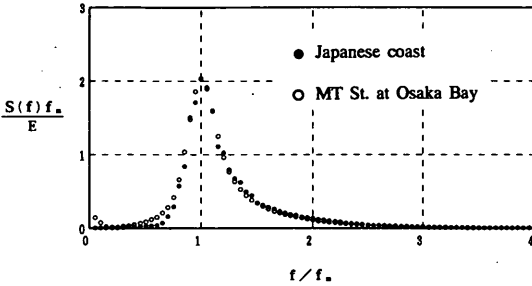


図4.9 MT局と沿岸波浪の無次元スペクトルの形状

タ数の違いによるMT局の信頼性の低下および3.2に述べたように周期の定義法の違いがその主要な原因であると考えられる。さらに、MT局と沿岸波浪の解析区間を見ると、沿岸波浪のデータが存在しない m_0/m_1 の小さい領域 ($m_0/m_1 < 4$) がMT局の解析領域であり、両者の平均を考えると沿岸波浪とMT局とのこの程度の差異はそれほど大きな問題とはならないと思われる。ただ実際の問題では、統計的な信頼性から沿岸波浪の関係をを用いる必要がある。

図4.9は、沿岸波浪とMT局のスペクトル形状を比較したもので、縦軸は無次元スペクトル、横軸は無次元周波数である。スペクトル形は後述するようにフェッチ依存性があるため、沿岸波浪とMT局で無次元フェッチ(これも後述)の値が近いデータを選んでその平均値を示してある。図4.9から明らかなように、沿岸波浪とMT局のスペクトル形状は相似性が保たれている。

有義波周期と m_0/m_1 , $\sqrt{m_0/m_2}$ との関係では、 m_0/m_1 との関係がデータ群の線形性、誤差標準偏差などから $\sqrt{m_0/m_2}$ に比較して良好である。このことはスペクトルの誤差による影響が $\sqrt{m_0/m_2}$ に強く現れるためこのような変化が生じたと考えられる。

4.3 周期とスペクトルピーク周波数

図4.10, 4.11は有義波周期とスペクトルのピーク周波数との関係をMT局と沿岸波浪それぞれについて示

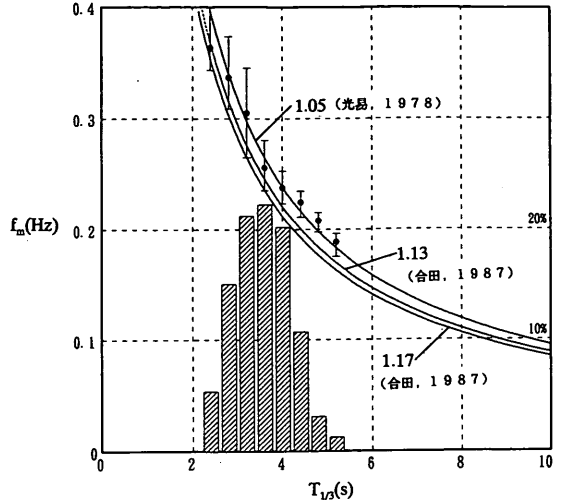


図4.10 f_m と $T_{1/3}$ の関係(MT局)

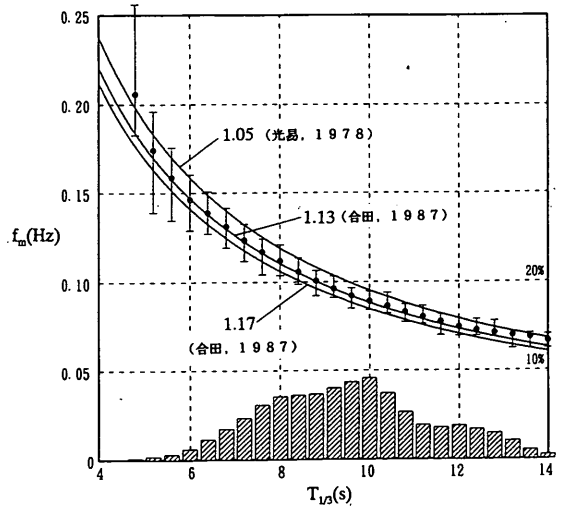


図4.11 f_m と $T_{1/3}$ の関係(沿岸波浪)

したものであり、縦軸はピーク周波数 f_m 、横軸は $T_{1/3}$ である。また図中には、光島による式(21)の関係、合田による数値シミュレーション結果から得られた関係式が示されている。その他の諸元は図4.1と同一である。

ピーク周波数と有義波周期の関係は、MT局と沿岸波浪では異なった傾向を示す。MT局では光島による関係式(21)を満足するが、沿岸波浪では合田によって提案された修正BMスペクトルの次の関係式

$$f_m = 1/1.136T_{1/3} \quad (29)$$

に近い関係が得られている。風波の相似性を考えると本来両者は一致しなければならないが、MT局と沿岸波浪の周期の定義法の違い（MT局はゼロアップクロス法、沿岸波浪はクレストツウクレスト法）、有効フェッチの極端な違い（MT局では数10kmであるが太平洋岸では数千kmにも達する）などが原因と考えられ、4.1と4.2で指摘したような点を考慮して本研究では、式(29)の関係を周期とピーク周波数の関係として用いる。

4.4 代表波とスペクトル積分値の関係

表4.1、表4.2は代表波波高に関する諸元およびスペクトルモーメント値相互の関係を風波と全データについて示したものである。表中には太平洋側と日本海側および内湾である大阪湾MT局での結果がそれぞれ示されている。また、太平洋側と日本海側との平均値も示されている。表4.3はレイリー分布を仮定したときの有義波諸元相互の関係を示したものである。表4.3中の H_{max} に関しては、一般に設計波の算定に用いられてい

る関係³⁹⁾

$$H_{max} = (1.6 \sim 2.0) H_{1/3} \quad (30)$$

を用い、各代表波相互の関係から換算して用いている。

表4.1、表4.2から有義波高に関する関係は風波の場合と全データの場合に大きな違いはなく、また日本海側と太平洋側および内湾では殆ど同一の結果が得られている。表4.3との比較では、観測値は全体的にレイリー分布から得られる理論値と同様の傾向にあることが認められる（例えば、観測値 $H = 0.627 H_{1/3}$ 、レイリー分布 $H = 0.626 H_{1/3}$ ）。 H_{max} に関しては全体的に $H_{max} = 1.6 H_{1/3}$ に基づく関係と良く一致している。これらの関係は、沿岸観測波浪15か年統計から小舟が求めた結果とは若干異なるが、前述したように本研究で得られた関係は高波浪時におけるものであり、常時波浪を多く含む長期統計である小舟の結果とは意味が多少異なっている。

表4.4、表4.5は周期およびスペクトルモーメント

表4.1 各代表波およびモーメント間相互の関係(風波)

($Y = a X$ と仮定した場合の係数 a)

X \ Y		\bar{H}	$H_{1/3}$	$H_{1/10}$	H_{MAX}	$\sqrt{m_0}$
\bar{H}	日本海		1.595	1.984	2.533	0.411
	太平洋		1.592	1.990	2.530	0.414
	平均値		1.594	1.989	2.534	0.413
	内湾		1.563	1.872	2.606	0.400
$H_{1/3}$	日本海	0.627		1.244	1.588	0.258
	太平洋	0.628		1.250	1.589	0.260
	平均値	0.627		1.247	1.589	0.259
	内湾	0.640		1.198	1.668	0.256
$H_{1/10}$	日本海	0.504	0.804		1.276	0.207
	太平洋	0.502	0.800		1.271	0.208
	平均値	0.503	0.802		1.274	0.208
	内湾	0.534	0.835		1.392	0.214
H_{MAX}	日本海	0.395	0.630	0.783		0.162
	太平洋	0.395	0.630	0.787		0.163
	平均値	0.395	0.630	0.785		0.163
	内湾	0.384	0.600	0.718		0.154
$\sqrt{m_0}$	日本海	2.431	3.878	4.824	6.159	
	太平洋	2.419	3.850	4.812	6.121	
	平均値	2.424	3.863	4.817	6.139	
	内湾	2.499	3.904	4.677	6.510	

値相互の関係が示されている。風波の場合と全データの場合とでは係数の差は最大で3%程度であり殆ど差はないといえる。代表波周期相互の関係は、観測波浪毎に若

干異なることが指摘されているが、日本沿岸では高波浪時の平均的な周期の関係が表4.4、表4.5とによって表される。

表4.2 各代表波およびモーメント間相互の関係(全データ)

($Y = a X$ と仮定した場合の係数 a)

X \ Y		\bar{H}	$H_{1/3}$	$H_{1/10}$	H_{MAX}	$\sqrt{m_0}$
H	日本海		1.603	1.997	2.566	0.415
	太平洋		1.597	1.995	2.537	0.414
	平均值		1.600	1.995	2.554	0.415
	内湾		1.563	1.938	2.633	0.402
$H_{1/3}$	日本海	0.624		1.246	1.601	0.259
	太平洋	0.626		1.249	1.588	0.259
	平均值	0.625		1.247	1.596	0.259
	内湾	0.640		1.240	1.685	0.257
$H_{1/10}$	日本海	0.501	0.803		1.285	0.208
	太平洋	0.501	0.801		1.271	0.208
	平均值	0.501	0.802		1.280	0.208
	内湾	0.516	0.806		1.359	0.207
H_{MAX}	日本海	0.390	0.625	0.778		0.162
	太平洋	0.394	0.630	0.787		0.163
	平均值	0.392	0.627	0.781		0.162
	内湾	0.380	0.593	0.736		0.153
$\sqrt{m_0}$	日本海	2.410	3.863	4.815	6.185	
	太平洋	2.414	3.856	4.816	6.127	
	平均值	2.412	3.860	4.815	6.163	
	内湾	2.489	3.889	4.823	6.555	

表4.3 各代表波およびモーメント間相互の関係(レイリー分布)

($Y = a X$ と仮定した場合の係数 a)

X \ Y	\bar{H}	$H_{1/3}$	$H_{1/10}$	H_{max}	$\sqrt{m_0}$
\bar{H}		1.597	2.031	2.6~3.2	0.399
$H_{1/3}$	0.626		1.272	1.6~2.0	0.250
$H_{1/10}$	0.492	0.786		1.3~1.6	0.196
H_{max}	0.31~0.38	0.50~0.63	0.63~0.77		0.13~0.16
$\sqrt{m_0}$	2.507	4.004	5.090	6.4~8.0	

表 4.4 各代表波周期およびモーメント間相互の関係(風波)

($Y = aX$ と仮定した場合の係数 a)

X \ Y		\bar{T}	$T_{1/3}$	$T_{1/10}$	T_{MAX}	m_0/m_1	$\sqrt{m_0/m_2}$	T_m
\bar{T}	日本海		1.245	1.261	1.244	1.059	0.947	1.402
	太平洋		1.239	1.257	1.249	1.067	0.956	1.399
	平均値		1.242	1.259	1.246	1.063	0.952	1.401
	内 湾		1.139	1.135	1.126	1.027	0.961	1.194
$T_{1/3}$	日本海	0.802		1.014	1.000	0.850	0.760	1.127
	太平洋	0.803		1.016	1.009	0.859	0.768	1.124
	平均値	0.802		1.015	1.004	0.854	0.764	1.126
	内 湾	0.877		0.997	0.989	0.901	0.843	1.047
$T_{1/10}$	日本海	0.790	0.985		0.986	0.838	0.748	1.114
	太平洋	0.789	0.983		0.993	0.844	0.755	1.108
	平均値	0.789	0.984		0.990	0.841	0.752	1.112
	内 湾	0.878	1.001		0.990	0.902	0.844	1.051
T_{MAX}	日本海	0.804	1.000	1.014		0.851	0.762	1.142
	太平洋	0.801	0.991	1.007		0.853	0.766	1.135
	平均値	0.803	0.996	1.010		0.852	0.764	1.138
	内 湾	0.881	1.005	1.002		0.906	0.847	1.072
m_0/m_1	日本海	0.943	1.175	1.191	1.175		0.894	1.322
	太平洋	0.936	1.162	1.180	1.172		0.896	1.309
	平均値	0.940	1.169	1.185	1.174		0.895	1.318
	内 湾	0.973	1.109	1.105	1.096		0.935	1.159
$\sqrt{m_0/m_2}$	日本海	1.055	1.313	1.331	1.313	1.118		1.480
	太平洋	1.044	1.294	1.314	1.305	1.115		1.463
	平均値	1.050	1.304	1.322	1.309	1.117		1.474
	内 湾	1.040	1.185	1.180	1.171	1.069		1.243
T_m	日本海	0.701	0.875	0.887	0.876	0.743	0.664	
	太平洋	0.698	0.871	0.886	0.881	0.747	0.668	
	平均値	0.700	0.873	0.887	0.879	0.745	0.666	
	内 湾	0.824	0.940	0.936	0.930	0.847	0.792	

表 4.5 各代表波周期およびモーメント間相互の関係(全データ)

($Y = aX$ と仮定した場合の係数 a)

X \ Y		\bar{T}	$T_{1/3}$	$T_{1/10}$	T_{MAX}	m_0/m_1	$\sqrt{m_0/m_2}$	T_m
\bar{T}	日本海		1.222	1.233	1.211	1.048	0.947	1.357
	太平洋		1.245	1.270	1.268	1.068	0.957	1.413
	平均値		1.237	1.257	1.248	1.061	0.954	1.385
	内 湾		1.132	1.111	1.114	1.020	0.957	1.193
$T_{1/3}$	日本海	0.816		1.009	0.991	0.857	0.774	1.117
	太平洋	0.799		1.021	1.020	0.855	0.764	1.133
	平均値	0.805		1.017	1.010	0.855	0.768	1.125
	内 湾	0.878		0.984	0.994	0.898	0.840	1.062
$T_{1/10}$	日本海	0.808	0.990		0.981	0.848	0.766	1.109
	太平洋	0.780	0.978		0.999	0.835	0.747	1.113
	平均値	0.789	0.982		0.993	0.840	0.753	1.111
	内 湾	0.888	1.012		1.007	0.909	0.850	1.080
T_{MAX}	日本海	0.826	1.009	1.019		0.866	0.782	1.141
	太平洋	0.789	0.980	1.001		0.841	0.755	1.147
	平均値	0.801	0.990	1.007		0.849	0.765	1.145
	内 湾	0.898	1.006	0.993		0.905	0.847	1.075
m_0/m_1	日本海	0.953	1.166	1.177	1.155		0.903	1.295
	太平洋	0.935	1.167	1.190	1.189		0.896	1.322
	平均値	0.941	1.166	1.186	1.178		0.898	1.308
	内 湾	0.977	1.113	1.095	1.105		0.936	1.182
$\sqrt{m_0/m_2}$	日本海	1.054	1.289	1.301	1.278	1.106		1.429
	太平洋	1.043	1.299	1.325	1.324	1.115		1.478
	平均値	1.047	1.296	1.317	1.308	1.112		1.453
	内 湾	1.044	1.188	1.169	1.180	1.068		1.269
T_m	日本海	0.720	0.884	0.892	0.876	0.758	0.684	
	太平洋	0.679	0.852	0.872	0.872	0.727	0.650	
	平均値	0.693	0.863	0.879	0.873	0.737	0.661	
	内 湾	0.819	0.934	0.920	0.930	0.838	0.784	

5. 無次元波高と無次元周期の3/2乗則

ここでは、波浪と海上風の同時観測が行われている大阪湾 MT 局で得られた有義波諸元と海上風速を用いて、鳥羽に代表される摩擦速度を代表風速とする無次元波高と無次元周期との3/2乗則の適用性について考察する。具体的には、風波を表現する無次元パラメータ相互の特性とこれらの無次元パラメータから逆算される海上風の比較・検討から代表風速に対して考察を行う。なおここで用いた波浪データは全て有義波に関して深海の条件 ($h/L_0 > 0.5$) を満足するものである。

5.1 風波の無次元特性量の関係

波浪を表現するパラメータとして、ここでは波高 H_* 、周期 T_* 、エネルギー E_* 、フェッチ F_* 、ピーク周波数 f_{m*} を考え摩擦速度と重力加速度 g を用いて無次元表示する。さらに波齢 C/u_* 、波形勾配 $H_{1/3}/L_{1/3}$ などの無次元量も加えて無次元パラメータ相互の関係を検討する。無次元化されたパラメータは以下のように表現される。

$$\frac{gH_{1/3}}{u_*^2}, \frac{gT_{1/3}}{u_*}, \frac{g^2E}{u_*^4}, \frac{gF}{u_*^2}, \frac{fmU_*}{g}, \frac{C}{u_*}, \frac{H_{1/3}}{L_{1/3}}$$

ここで、エネルギーは m_0 であり有義波高とは式 (24) の関係にある。フェッチは、著者ら²⁰⁾ による結果をそのまま用いている。代表風速となる摩擦速度は Mitsuyasu の C_D 則から得られる抵抗係数と10m高度風速から式 (2) により算定している。

図5.1は深海波の条件に適合するデータを用いて、無次元波高 $gH_{1/3}/u_*^2$ と無次元周期 $gT_{1/3}/u_*$ との関係を示したもので、図中には鳥羽による3/2乗則 ($B=0.062$:破線)と著者らによる3/2乗則 ($B=0.067$:実線)の関係が直線で示されている。両者の関係に大きな相違はないが、図5.1の関係から最小自乗法によって求められた3/2乗則の係数は $B=0.067$ であり、著者らによる関係に近いことが認められる。また、図に見られるデータのばらつきは、鳥羽が指摘したようなうねり性の波浪および風向の急激な変化による3/2乗則からのずれがMT局のデータに現れていることを意味している。さらにつけ加えると現地波浪の場合、鳥羽の言う pure wind waves は殆ど存在せず何らかの風波以外の成分が波浪には必ず含まれていることを図5.1は示している。

図5.2～図5.6は、各無次元量相互の関係の一例を示したもので、図5.6は無次元フェッチと無次元ピーク周波数、図5.3は無次元エネルギーと波齢、図5.4

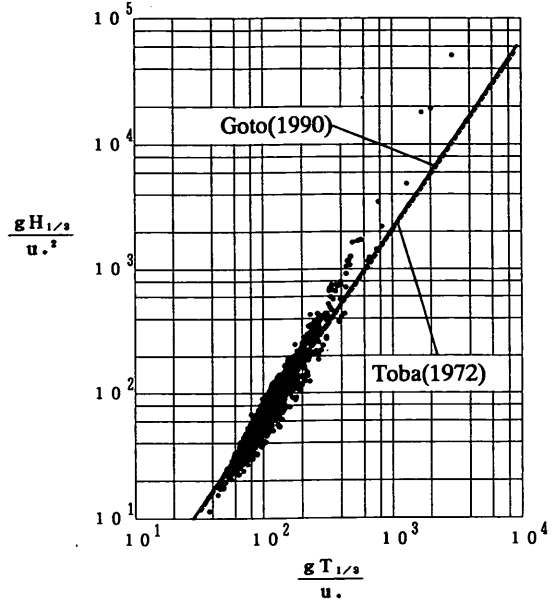


図5.1 無次元波高と無次元周期の3/2乗則

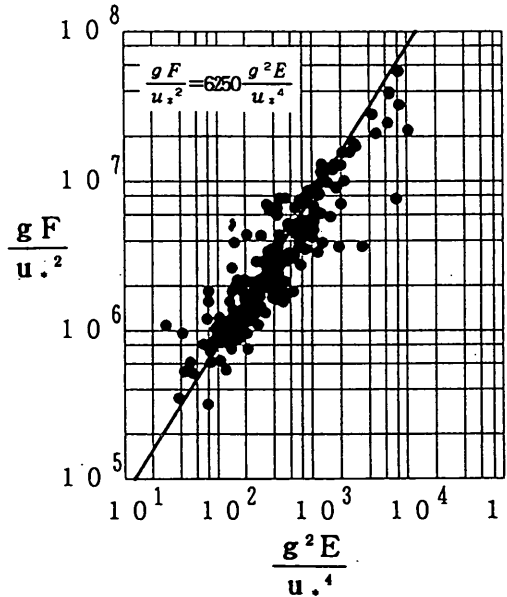


図5.2 無次元フェッチと無次元エネルギーの関係

は無次元周期と無次元エネルギー、図5.5は無次元波高と無次元ピーク周波数、図5.6は無次元フェッチと無次元エネルギーの関係がそれぞれ示されている。これらの中で図5.2の関係は後述する表5.1を構成するための重要な関係であり、無次元フェッチと無次元エネルギーとの関係は以下になっている。

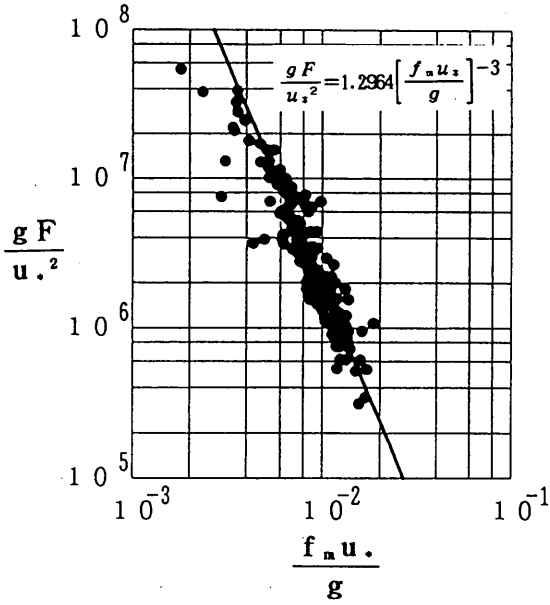


図5.3 無次元フェッチと無次元ピーク周波数の関係

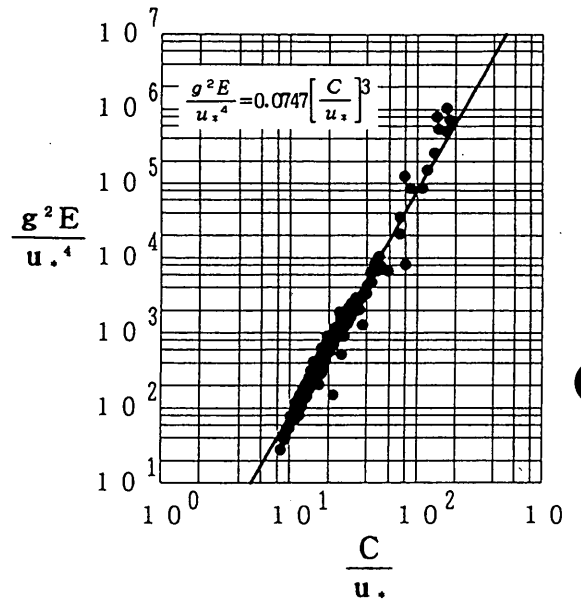


図5.4 無次元エネルギーと波齢の関係

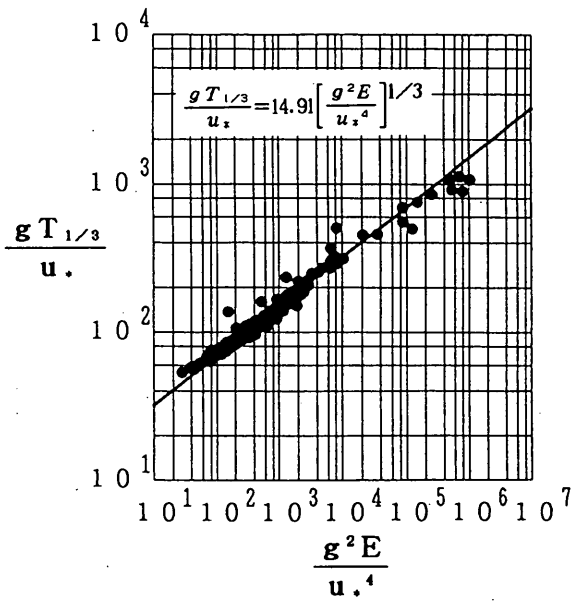


図5.5 無次元周期と無次元エネルギーの関係

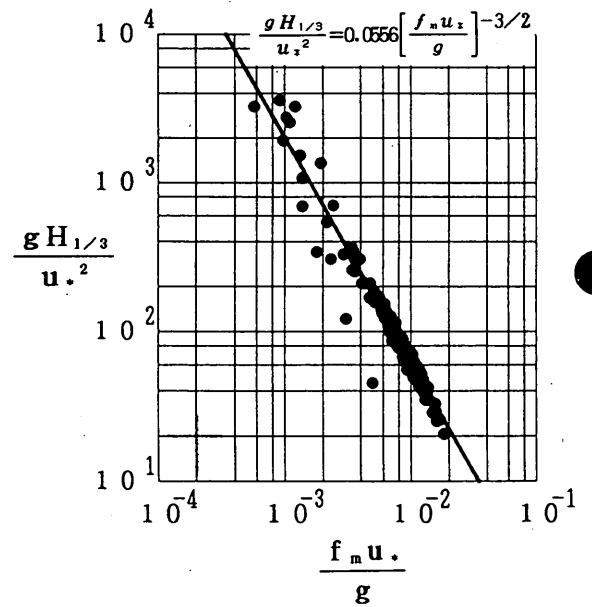


図5.6 無次元波高と無次元ピーク周波数の関係

$$\frac{gF}{u_*^2} = 6250 \frac{g^2E}{u_*^4}$$

$$A=0.00016, a=3.86, B=0.067, b=1.13$$

無次元エネルギーについて示すと次のようになる。

$$\frac{g^2E}{u_*^4} = 1.6 \times 10^{-4} \frac{gF}{u_*^2}$$

図5.3から図5.6までの図中の実線は後述する表5.1の関係が示されている。全体として各無次元パラメータ間の相関は高いことが認められる。各無次元量間の物理的特性については永井らによる文献¹⁷⁾を参照されたい。

5.2 大阪湾MT局観測値の定式化

無次元化された有義波パラメータ相互の関係は、表5.1のように整理できる⁴¹⁾。表5.1は縦の諸元をY、横をXとして $Y=aX^n$ としたときのaとnの関係を示したもので表中に表れる記号は無次元パラメータ間の係数であり、それぞれ、Aは無次元フェッチと無次元エネルギー則の係数、aは無次元波高と無次元エネルギー則の係数、Bは3/2乗則の係数、bは無次元周期と無次元周波数則の係数である。前節までの検討結果から、各無次元量間の係数は以下のようにになっていることが確認されている。

表5.2は表5.1に上に示した係数値を代入して計算した結果と、観測データから指数nを表5.1と同じべき乗則であると仮定して算定した係数aが示されている。ここでの摩擦速度は永井ら¹⁷⁾と同様に光易の抵抗則から得られたものを用いている。表5.2の観測値と計算結果との比較から両者の一致度が高く、無次元パラメータ相互の関係が表5.1の関係で示されることがわかる。このことは3/2乗則が成立する範囲では、海上風から得られる摩擦速度を媒介として波浪を表現する諸元間の独立性は失われることを意味する。言い替えれば風波の波浪諸元は風の摩擦速度と他の諸元1個が得られれば全て算定でき、波浪諸元に関する相似性がこの表5.2から示されたといえる。

5.3 有効風速

前節では、3/2乗則の成立を前提として海上風と波浪の諸元が互いに関係していることを示したが、このことは波浪の諸元から海上風が逆算できることを意味する。有義波高・周期のような比較的取得の容易な諸元から海上風が逆算されさらにその精度が高ければ、現在わが国の海上風の観測点が非常に少ない現状を考慮すると、こ

表5.1 無次元パラメータ相互の関係

無次元パラメータの関係式における係数aと指数n ($Y=aX^n$)

X \ Y	gH/U^2		gT/U		g^2E/U^4		gF/U^2		C/U		$f_m U/g$		H/L	
	a	n	a	n	a	n	a	n	a	n	a	n	a	n
gH/U^2	1	1	B	3/2	a	1/2	$aA^{1/2}$	1/2	$(2\pi)^{3/2}B$	3/2	$B/b^{3/2}$	-3/2	$(2\pi)^3B^4$	-3
gT/U	$1/B^{2/3}$	2/3	1	1	$a^{2/3}/B^{2/3}$	1/3	$a^{2/3}A^{1/3}/B^{2/3}$	1/3	2π	1	1/b	-1	$(2\pi)^2B^2$	-2
g^2E/U^4	$1/a^2$	2	B^2/a^2	3	1	1	A	1	$(2\pi)^3B^2/a^2$	3	B^2/a^2b^3	-3	$(2\pi)^6B^8/a^2$	-6
gF/U^2	$1/a^2A$	2	B^2/a^2A	3	1/A	1	1	1	$(2\pi)^3B^2/a^2A$	3	B^2/b^3a^2A	-3	$(2\pi)^6B^8/a^2A$	-6
C/U	$1/2\pi B^{2/3}$	2/3	1/2π	1	$a^{2/3}/2\pi B^{2/3}$	1/3	$a^{2/3}A^{1/3}/2\pi B^{2/3}$	1/3	1	1	1/2πb	-1	$2\pi B^2$	-2
$f_m U/g$	$B^{2/3}/b$	-2/3	1/b	-1	$B^{2/3}/ba^{2/3}$	-1/3	$B^{2/3}/ba^{2/3}A^{1/3}$	-1/3	1/2πb	-1	1	1	$1/(2\pi)^2bB^2$	2
H/L	$2\pi B^{4/3}$	-1/3	2πB	-1/2	$2\pi B^{4/3}/a^{1/3}$	-1/6	$2\pi B^{4/3}/a^{1/3}A^{1/6}$	-1/6	$(2\pi)^{1/2}B$	-1/2	$2\pi b^{1/2}B$	1/2	1	1

表 5.2 無次元量間の係数値の比較

各無次元量間の関係 (MT局:全データ)

X \ Y		$gH/u.^2$	$gT/u.$	$g^2E/u.^4$	$gF/u.^2$	$C/u.$	$f_{nu.}/g$	H/L
$gH/u.^2$	observed	1	0.067	3.86	0.0475	1.0675	0.0628	0.006
	calculated	1	0.067	3.86	0.0518	1.0552	0.0556	0.005
	ratio	1	1	1.	0.9170	1.0117	1.1295	1.2
$gT/u.$	observed	6.091	1	14.97	0.7941	6.281	0.949	0.185
	calculated	6.062	1	14.91	0.8098	6.283	0.883	0.177
	ratio	1.005	1	1.004	0.9806	0.999	1.0747	1.0452
$g^2E/u.^4$	observed	0.0676	3.10×10^{-4}	1	1.6×10^{-4}	0.0786	2.74×10^{-4}	1.46×10^{-6}
	calculated	0.0671	3.01×10^{-4}	1	1.6×10^{-4}	0.0747	2.07×10^{-4}	1.68×10^{-6}
	ratio	1.0075	1.0299	1	1	1.0522	1.3237	0.8690
$gF/u.^2$	observed	523	2.2267	6250	1	551	1.9214	0.0136
	calculated	419	1.8830	6250	1	467	1.2964	0.0105
	ratio	1.25	1.1825	1	1	1.18	1.4821	1.2952
$C/u.$	observed	0.9696	0.1592	2.3840	0.1264	1	0.1510	0.0295
	calculated	0.9648	0.1590	2.3741	0.1289	1	0.1405	0.0282
	ratio	1.0050	1.0013	1.0042	0.9806	1	1.0747	1.0461
$f_{nu.}/g$	observed	0.1575	0.9489	0.0640	1.2191	0.1511	1	5.6241
	calculated	0.1457	0.8830	0.0592	1.0904	0.1405	1	4.9829
	ratio	1.0810	1.0746	1.0811	1.1180	1.0754	1	1.1287
H/L	observed	0.1745	0.4259	0.1113	0.4755	0.1700	0.4377	1
	calculated	0.1710	0.4210	0.1090	0.4678	0.1679	0.4480	1
	ratio	1.0205	1.0116	1.0211	1.0165	1.0125	0.9770	1

の手法が確立されれば波浪推算結果の補正や波浪推算手法の改良に対して非常に有力な手法となると考えられる。

本節では、数種類の方法を用いて風波の有義波諸元から海上風を逆算し(以後光易⁴⁰⁾ にならって有効風速と言う)、3/2乗則の適用性を確認する。ここで取りあげる有効風速の算定方法は以下の4種類である。

(1) 3/2乗則と Mitsuyasu C_D 則を用いる方法

式(4)の3/2乗則を変形した u_* に関する式(31)から摩擦速度を求める。

$$u_* = \frac{H_{1/3}^2}{gB^2T_{1/3}^3}, B=0.067 \quad (31)$$

ここで係数Bは著者らによって提案された数値を用いている。次に式(31)から得られた u_* を式(2)と式(32)の C_D 則に代入して U_{10} を算定する。

$$C_D = \begin{cases} (1.290 - 0.024U_{10} \times 10^{-3}) & (U_{10} < 8m/s) \\ (0.581 + 0.063U_{10} \times 10^{-3}) & (U_{10} \geq 8m/s) \end{cases} \quad (32)$$

(2) Wilson 則から直接計算する方法

式(3)を U_{10} について示すと次式となる。

$$U_{10} = \frac{H_{1/3}^2}{gB_s^2T_{1/3}^3}, B_s=0.013 \quad (33)$$

式(33)は鳥羽の3/2乗則を認めると、先に述べたように式中には表れないが C_D が一定値となることを暗黙に認めたことになる。

(3) 3/2乗則(鳥羽)と鳥羽 Z_0 則を用いる方法

u_* を式(4)の鳥羽による3/2乗則から逆算し、逆算した u_* を鳥羽による Z_0 則に代入して海面の粗度 Z_0 を算定する。鳥羽の Z_0 則は式(34)で表される。

$$\left(\frac{gz_0}{u_*}\right) = 2.0 \times 10^{-2} \left(\frac{\sigma_p u_*}{g}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (34)$$

ここで

$$\sigma_p = \frac{2\pi}{1.05T_{1/3}} \quad (35)$$

さらに、式(2)の対数則に高度と Z_0 を代入し U_{10} を算定する。

(4) 光易の方法⁴⁰⁾

式(36)を用いて直接 U_{10} を算定する。

$$U_{10} = \frac{1}{6.84 \times 10^{-6} g} E^2 f_m^2 \quad (36)$$

図5.7は、MT局で得られた10m高度観測風速と各有効風速との比較結果の一例である。期間は1985年1月で図中の黒抜き丸が有効風速で実線が観測値である。また有義波高と周期の経時変化も同時に示されている。図5.7から(1)の3/2乗則と C_D 則を用いた方法と(2)のWilson 則を用いた方法が風波域であるとないと拘らず観測値との一致度が高いことが認められる。

これらの傾向は図5.8~5.11においてより明瞭に認められる。図5.8~5.11は1984年から1991年までの8

沿岸域における風波の周波数スペクトルと無次元パラメータの特性
 -ハイブリッドパラメータ法による波浪推算モデル(第2報)-

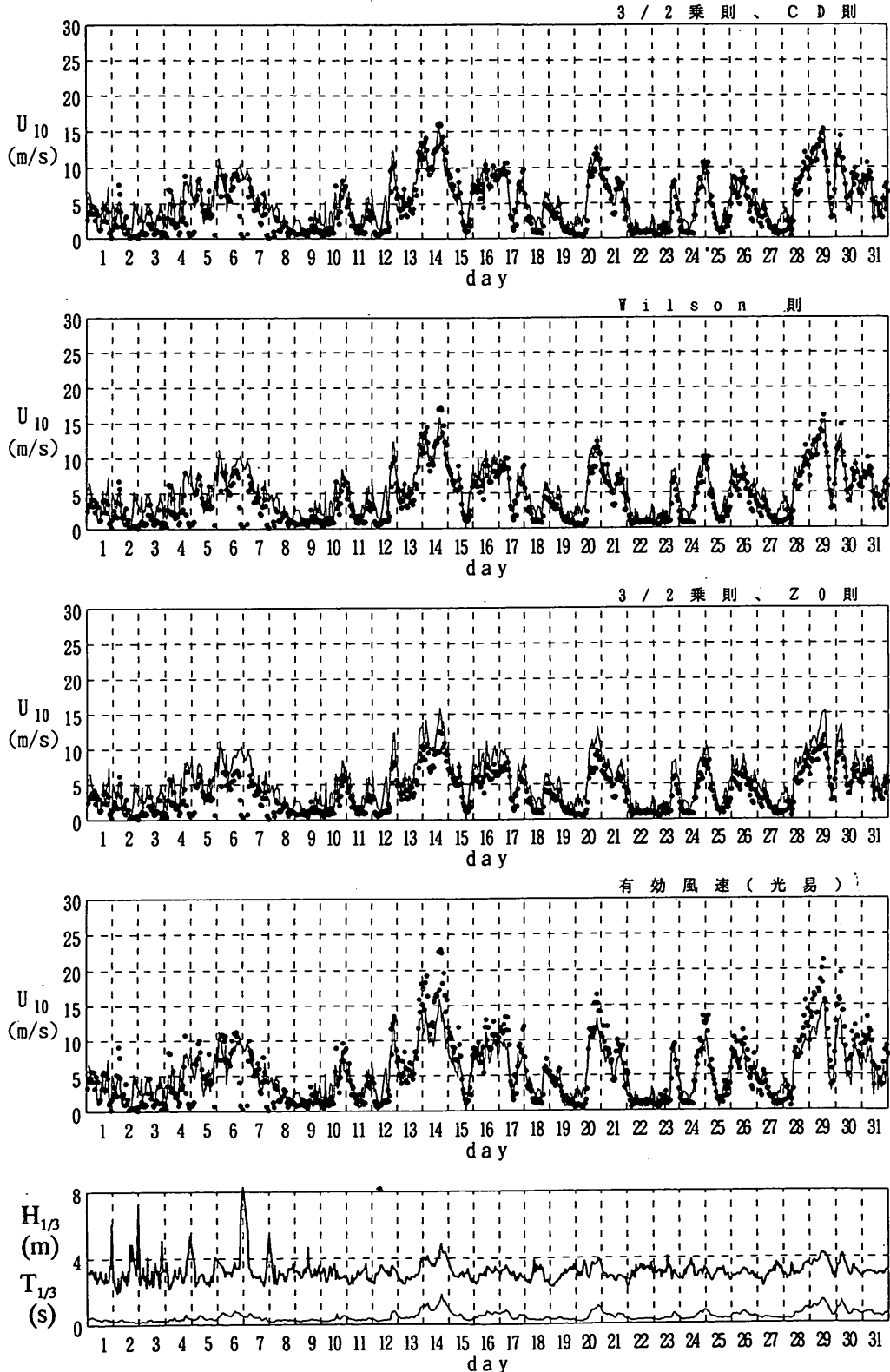


図 5.7 各有効風速と観測風速の比較結果

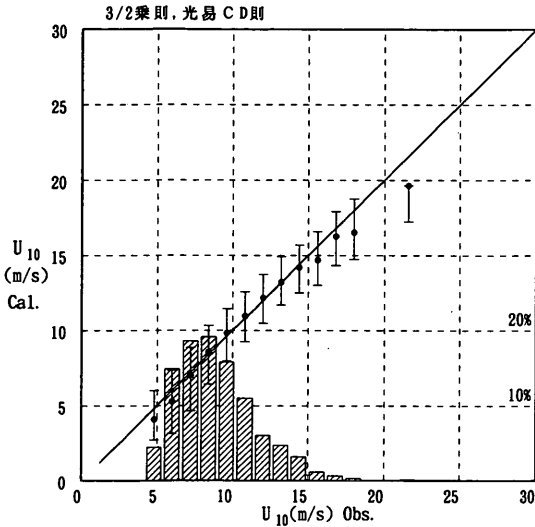


図 5.8 3/2乗則と光易 C_D 則から得られる有効風速と観測風速との相関

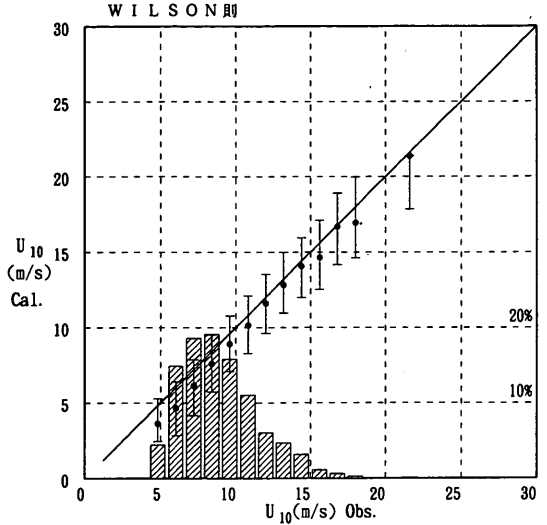


図 5.9 Wilson 則から得られる有効風速と観測風速との相関

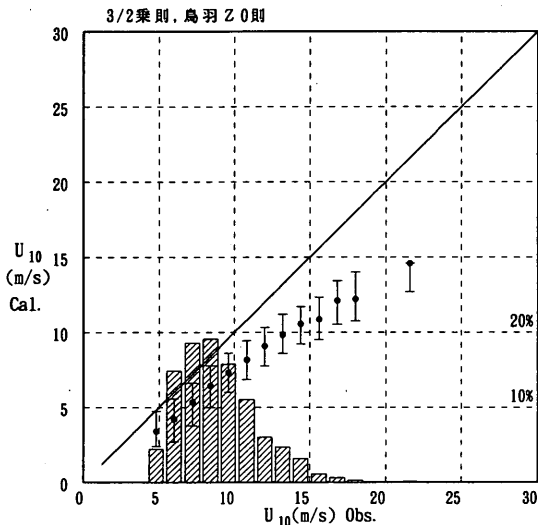


図 5.10 3/2乗則と鳥羽の Z_0 則から得られる有効風速と観測風速との相関

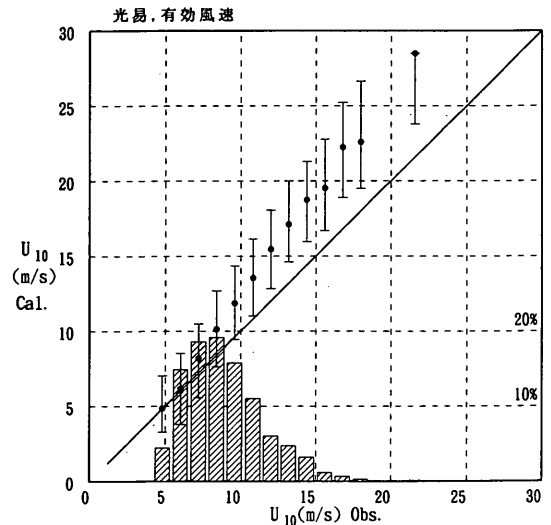


図 5.11 光易の有効風速と観測風速との相関

年間分の観測データに対して有効風速との相関を検討した図であり、縦軸は有効風速、横軸は観測風速であり図中の黒ぬき丸は平均値、縦線は誤差の標準偏差である。これらの図から、観測波浪との相関が最も良いのは(1)の方法であり(2)の方法も比較的高い精度を示すことが認められる。しかし、(3)の方法は観測風を過小評価する傾向にあり、(4)の方法は過大評価する傾向がある。したがって、海上風の特徴を評価するには、現状では(1)の方法か(2)の方法で行うのが適切であると言える。また既往の研究で述べたように風波の抵抗則

で重要となる20m/s以上の風速値は殆ど得られておらず、MT局のデータでは抵抗則に関する手法の妥当性を完全に検討することは出来なかった。しかし測定風速範囲内では光易の C_D 則が最も抵抗則として妥当であり、さらにこの C_D 則が抵抗則に関する水理学的な知見に基づいて提案されていることから現状ではこの抵抗則を用いるのが良いと考えられる。

6. 深海域・浅海域の周波数スペクトル

風波の周波数スペクトルに関する研究では、既往の研究で述べたように実に多くのスペクトル標準形が提案されている。中でも、Pierson・Moskowitz スペクトル (PM スペクトル) と Bretschneider・Mitsuyasu スペクトル (BM スペクトル) さらに JONSWAP スペクトルは波浪推算や模型実験の代表スペクトルあるいは設計スペクトルとして良く用いられている。特に JONSWAP スペクトルは、発達過程にある風波を表現する標準形として PM スペクトルを拡張した式形で提案され (したがって、パラメータによって発達状態から平衡状態まで表現できる可能性がある)、エネルギーの集中度が高いスペクトルを再現できる。さらにスペクトルを表現するパラメータの数も 5 個 (PM スペクトル, BM スペクトルは共に 2 個) と多く実測値との高い適合性を有することが指摘されている。

ここではスペクトルの標準形を考える上で重要となるスペクトルの相似性、高周波域の特性、スペクトルパラメータの特性についてそれぞれ検討する。

6.1 JONSWAP スペクトル

図 2.2 に示した JONSWAP スペクトルを任意のスペクトル勾配に対して適用できるように拡張した JONSWAP スペクトルは次式で表現される。

$$S(f) = \alpha (2\pi)^{-m+1} g u_*^{5-m} f^{-m} \exp\left\{-\frac{m}{4}\left(\frac{f}{f_m}\right)^{-4}\right\} \gamma^\beta$$

$$\beta = \exp[-(1-f/f_m)^2/2\sigma^2] \quad (37)$$

ここで、 α は比例係数、 γ は peak enhancement factor、 σ_1, σ_2 はピーク周波数付近での低周波側と高周波側のバンド幅である。式 (37) からわかるように JONSWAP スペクトルは $\gamma = 1$ とすると PM 型のスペクトルになる。 γ は、スペクトルのピーク値における PM スペクトルと観測スペクトルとの比を表しており、風波の平衡スペクトルに対するピーク値付近でのエネルギーの集中度の違いを表現する。JONSWAP スペクトルでは、 $f_m, \alpha, \gamma, \sigma_1, \sigma_2$ の 5 個のスペクトルパラメータとスペクトルの勾配 [式 (37) 中の $m, m = 5$ 以外の場合はさらに u_*] が決定されればスペクトル形が計算されることになる。

観測波浪から計算したスペクトルに対して JONSWAP スペクトルを当てはめる方法に関しては、付録 C を参照してほしい。

6.2 スペクトルの相似性

風波のスペクトル形に相似性が見られることは 2. で述べたように多くの研究から指摘されている。特に風洞水槽における実験結果⁴¹⁾ および平衡状態にあるスペクトルは、高い精度で相似性が成立する。

発達過程にある風波のスペクトルの場合、本来の JONSWAP スペクトルでは γ が一定値をとるため相似性が成立する。しかし後述するように γ が各発達段階で変化する場合、スペクトル形は発達状態によって異なることになる。したがって γ が変化する場合、風波スペクトルの相似性の検討は各発達段階毎に行う必要がある。しかしながらこのような作業は現実的ではなく、また現地の波浪データでは風向の経時変化特性、うねり成分の存在などにより風波スペクトルの相似性は相対的に低下する傾向にあるため、本研究では 6.4 以後の風波の周波数スペクトルのスペクトルパラメータに対する検討から相似性を確認し、標準スペクトル形の妥当性を検証する。

6.3 高周波数域のスペクトル特性

スペクトルの高周波域に対しては、Phillips, Toba によりそれぞれエネルギー平衡領域に基づく -5 乗則、 $3/2$ 乗則に基づく -4 乗則が提案されている (2.2 参照)。-5 乗則は砕波による平衡状態の発生を意味し、-4 乗則は風波を強非線形形であるとして自己相似性を仮定したときのスペクトル形を意味する。

従来までの風波のスペクトル標準形 (例えば PM, BM など) では -5 乗則に基づいたスペクトルが中心となっている。一方、最近の現地観測結果、及び室内実験結果はスペクトルの高周波域特性が -4 乗則に近いことを示している。

このような風波の高周波域のスペクトル特性に関しては、対象となる周波数領域が $1.5f_m \leq f \leq 3f_m$ 程度であり、風波の全エネルギーに対して高周波域が高々数%のエネルギーしか持たないことから工学的な有用性は高くないと考えられるかも知れないが、その考え方は正しくない。なぜならば、風から波への運動量供給は風波の高周波側によって行われ、風波のスペクトル特性に対して高周波域での勾配が重要な位置を占め、これよりスペクトルからの風波とうねりの分離などの工学的にも重要な手法の開発の基礎となる知見が得られるからである。

実際に風波のスペクトルの高周波域の勾配がどのような特性を示すか検討するため、観測値から計算された周波数スペクトルのピーク周波数の 1.5 倍から 3 倍の区間に対して最小自乗法によりスペクトル勾配を算定した。ただし、スペクトルの高周波側は測定系の影響を強く受けるため (付録 B 参照)、測定系の影響がないケースに

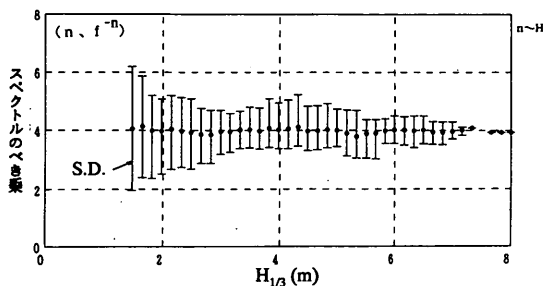


図 6.1 スペクトルの勾配と $H_{1/3}$ の関係

ついて勾配を比較した。図 6.1 は、スペクトルの勾配と有義波高の関係を示したもので、図中の縦線は誤差(標準偏差)を表す。図 6.1 から平均的な風波の高周波域の特性は、 -4 乗則で表現できることが認められる。このことは周波数空間における風波の特性も平均的にみて $3/2$ 乗則によって記述できることを意味し、風波の場の実体が弱非線形ではなく強非線形にあると言える。今、 -4 乗則が平均的にみて成立すると考えると、式 (37) の JONSWAP スペクトルは式 (38) で表現される。

$$S(f) = \alpha (2\pi)^{-3} g u_* f^{-4} \exp\left\{-\left(\frac{f}{f_m}\right)^{-4}\right\} \gamma^\beta \quad (38)$$

6.4 深海域でのスペクトルパラメータの特性

ここでは、深海域(ここでの深海とは前述したように、スペクトルに対応した有義波諸元から算定した相対水深が $h/L_{1/3} > 0.5$ の波浪)におけるスペクトルパラメータの特性について検討することにより、パラメータの定式化を試みる。

(1) γ の特性

a) 既往の研究結果との比較

風波スペクトルに対する JONSWAP 型スペクトルの当てはめは過去にも多く行われているが、ここでは定式化がなされている光易ら⁴⁰⁾ および Donelan et.al²⁶⁾ による結果との比較を行う。ここで問題となるのは代表風速の取扱いである、両者とも U_{10} が無次元量に用いられており、さらに U_{10} についても光易は自身の有効風速を、また Donelan は観測値をそのまま用いている。本研究の立場では、海上風の特性は摩擦速度で与えるべきであるが、ここでは比較のためいくつかの有効風速を用いて γ の特性について比較し、その後摩擦速度を用いた無次元パラメータと γ との関係を検討する。

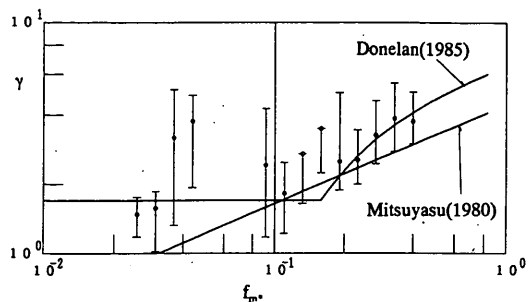


図 6.2 γ と無次元ピーク周波数の関係 (光易の有効風速を代表風速として使用)

図 6.2 は光易の有効風速から得られた U_{10} を用いた無次元ピーク周波数 $f_{m*} = f_m U_{10}/g$ と γ の関係を示したもので縦線は誤差の標準偏差を表す。また図中の実線は、光易による式

$$\gamma = 4.42 f_{m*}^{3/7} \quad (39)$$

Donelan et.al による式

$$\gamma = \begin{cases} 1.7 & 2\pi f_{m*} < 1 \\ 1.7 + 6 \log(2\pi f_{m*}) & 2\pi f_{m*} \geq 1 \end{cases} \quad (40)$$

である。光易の有効風速で整理された γ と f_{m*} の関係は $f_{m*} > 0.1$ では γ のフェッチ依存性が認められ Donelan および光易の経験式に近い傾向が見られる。一方 $f_{m*} < 0.1$ では、 γ の変動が大きく特定の傾向は認められない。図 6.3 は、5.3 で最も精度の高かった $3/2$ 乗則と光易の C_D 則から得られた U_{10} によって正規化された無次元ピーク周波数 f_{m*} と γ の関係を示したものである。図 6.3 の結果は図 6.2 と異なり γ のフェッチ依存性はそれほど高くなく、またどちらの経験式とも相関は高くない。

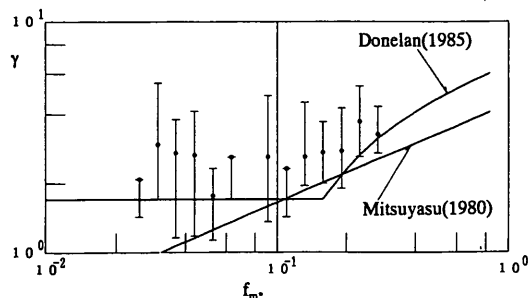


図 6.3 γ と無次元ピーク周波数の関係 (3/2乗則と光易 C_D 則による有効風速を代表風速として使用)

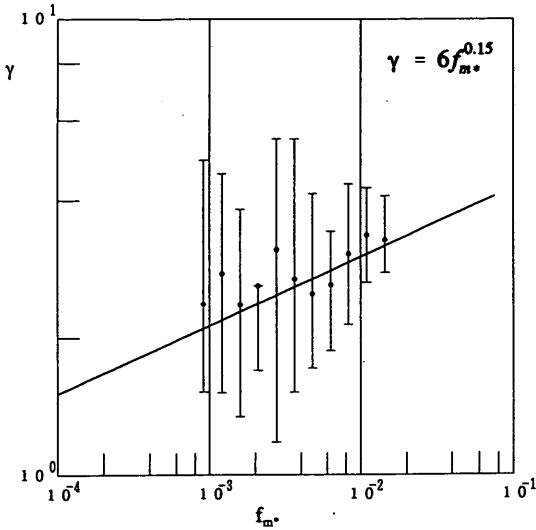


図 6.4 γ と無次元ピーク周波数の関係
 (摩擦速度を代表風速として使用)

b) γ の定式化

図 6.4 は 3/2 乗則から得られた摩擦速度によって正規化された無次元ピーク周波数 f_{m*} と γ の関係を示したものである。 γ の変化特性は、基本的にばらつきが大きく個々に変動している。しかし、平均的には f_{m*} に対してほぼ log-linear の関係にあり、図 6.2 と 6.3 の U_{10} を用いた場合と比較的似た傾向にある。このことは発達過程にある風波が平衡状態に達した場合に γ が 1 に近づく、すなわちフェッチの増大に伴って JONSWAP 型スペクトルから PM 型スペクトルへスペクトル形状が変化することを示している。 γ が 1 に漸近する特性は図 6.4 からは判定することができずまた解析的に取り扱うことも困難なため、ここでは式 (39) の光易の経験式と同様に γ を式 (41) によって定式化する。

$$\gamma = 6f_{m*}^{0.15} \quad (41)$$

ただし、式 (41) は第一近似として提案するものであり、 γ の本質がデータのばらつきにある可能性もある。しかし、現有のデータの解析では新しい知見が得られる可能性が低く、本報告ではこれ以上の検討は行わない。

(2) α の特性

α の特性については従来より多くの研究が行われているが、 α が一種のスケールファクターであることから高周波側の特性、また関数形によってその特性が異なる。そのためここでは既往の経験式との比較を行わず観測値

から α と γ との関係を明らかにする。従来の JONSWAP スペクトルのパラメータの議論では α と γ とは別個に扱われていたが、3/2 乗則を用いることにより両者の関係が解析的に明らかにされる。

a) 3/2 乗則に基づいた JONSWAP 型スペクトルの α と γ との関係

風波のスペクトルが -4 乗則に従うことは 6.3 で明らかにされたが、ここでは高周波域でのスペクトル形が -4 乗則の場合と -5 乗則の場合における深海域での JONSWAP スペクトルの α と γ との関係について検討する。

- 5 乗則

- 5 乗則の JONSWAP スペクトルは次式で表される。

$$S(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp\{-1.25(f/f_m)^{-4}\} \gamma \beta^0 \left. \begin{aligned} \beta_0 = \exp\{-(1-f/f_m)^2/2\sigma^2\} \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

式 (42) は解析的な積分が行えないが、式 (43) のような積分が定義されておりその近似解も提案されている⁴²⁾。

$$M_0 = \int_0^\infty \left(\frac{f}{f_m}\right) \exp\left[-\frac{5}{4}\left(\frac{f}{f_m}\right)^{-4}\right] \gamma \beta^0 df \quad (43)$$

式 (43) は $\sigma = \text{const.}$ (実際には若干変化するが M_0 に対する寄与は小さい) とすると γ の関数となる。

$$M_0 = F(\gamma) \quad (44)$$

したがって、JONSWAP スペクトルの全エネルギー E は式 (45) のようになる。

$$E = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f_m^{-4} M_0 \quad (45)$$

ここで式 (43) に対する光易の近似式である式 (46)

$$M_0 = \frac{1}{5} \gamma^{1/3} \quad (46)$$

の関係を用いると、式 (45) は式 (47) のようになる。

$$E = \frac{1}{5} \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f_m^{-4} \gamma^{1/3} \quad (47)$$

さらに 3/2 乗則を認めて式 (48) の無次元エネルギーと無次元ピーク周波数の関係式

$$\left[\frac{g^2 E}{u_*^4}\right]^{-1/3} \sim \left[\frac{f_m u_*}{g}\right] \quad (48)$$

を用いて変形すると-5乗則での α と γ との関係は

$$\alpha \sim \gamma^{-1/3} \left[\frac{g^2 E}{u_*^4} \right]^{-1/3} \quad (49)$$

となる。

-4乗則

-4乗則でのJONSWAP型式のスペクトルは式(38)と同型であり

$$S(f) = \alpha (2\pi)^{-3} g u_* f^{-4} \exp \left\{ - \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-4} \right\} \gamma^\beta \quad (50)$$

となる。-4乗則における M_0 は、本報告の付録Dにおける検討から明らかなように近似的に

$$M_0 \sim \gamma^{1/3} \quad (51)$$

とおけるので、-5乗則の場合と同様な展開を行うと最終的に

$$\alpha \sim \gamma^{1/3} \quad (52)$$

の関係が成立する。PMスペクトルについても同様の議論ができ、それらの結果とを合わせてまとめると表6.1のようになる。表6.1から明らかなように3/2乗則を認めるとJONSWAPスペクトルでは α と γ とは互いに独立ではなくなることになり、-4乗則では α は γ と-1/3乗則の関係にあることがわかる。

図6.5は本研究で得られた α と γ の関係を示したもので、図中の実線は $\alpha = a\gamma^{-1/3}$ と仮定した時の係数 a を最小自乗法によって求めた結果である。なお図中の縦線は誤差の標準偏差を表す。図6.5から明らかなように α と γ の間には式(53)の関係が成立する。

$$\alpha = 0.17 \gamma^{-1/3} \quad (53)$$

表6.1 $\alpha \sim \gamma$ の関係の周波数スペクトルの形状に よる違い

	PM スペクトル	JONSWAP スペクトル
-4乗則	Const.	$\alpha \sim \gamma^{-1/3}$
-5乗則	$\alpha \sim \left[\frac{g^2 E}{u_*^4} \right]^{-1/3}$	$\alpha \sim \gamma^{-1/3} \left[\frac{g^2 E}{u_*^4} \right]^{-1/3}$

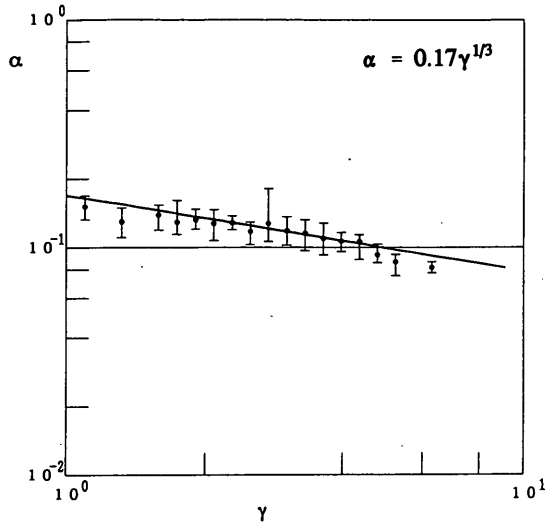


図6.5 α と γ の関係

したがって、スペクトルのパラメータは α か γ のどちらかが求められれば良いことになる。

(3) σ_1 と σ_2 の特性

σ は6.2で述べたようにスペクトルのピーク値付近でのエネルギー集中に対するバンド幅を意味し、低周波側を σ_1 、高周波側を σ_2 としている。従来の研究では、HasselmannらによるJONSWAPも含めて σ の寄与は比較的少ないとして観測値の平均値を与える場合が多かったが、ここでは σ の特性からある程度のモデル化を行う。

a) 全エネルギーにたいする σ の影響

σ のスペクトルに対する寄与は式形から判断するとそれほど大きくないと考えられるが、実際の影響を調べるためJONSWAPスペクトルのパラメータで σ のみを変化させた場合の全エネルギーの変化を計算した。具体的には γ を除いた本来のJONSWAPのパラメータ値 $\sigma_1 = 0.09$ 、 $\sigma_2 = 0.07$ を用いて $\sigma_i = a_s \sigma_i$, $i=1,2$ とする。 $\gamma = 1.5, 2, 2.5, 3, 3.3$ について倍率 a_s を0.02から2まで変化させた場合のスペクトルの面積をシンプソン則で計算した。図6.6は横軸を倍率 a_s 、縦軸をエネルギー比 $E/E_{a_s=1}$ とし γ をパラメータとして示したものである。 σ のスペクトル積分値に対する寄与は、図6.6から明らかなように σ の変動に対する面積比が γ によって異なっている。すなわち、 γ が大きくなるにつれて σ の寄与率が高くなり σ が50%変動すると面積比が5%~13%程度に変化するの認められる。

光易⁴⁰⁾も指摘しているように、日本沿岸で得られる

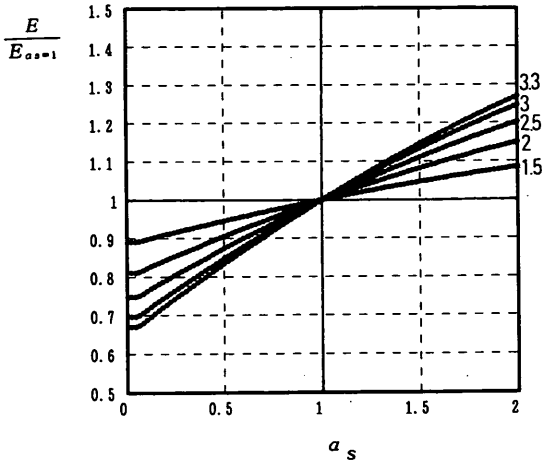


図 6.6 JONSWAP スペクトルの積分値に対する σ の影響

風波スペクトルの γ の平均値は Hasselmann et al. の $\gamma = 3.3$ に対して相当低めの値 (γ が 2.5 前後) をとる。このことを考慮すると、 σ のスペクトル積分値にたいする影響が比較的小さいことが認められ、式 (44) の妥当性が示されたと考えられる。ただし、スペクトル形状に対する定式化を行う上で、この誤差の存在は σ に対しても単純に平均値を用いるのではなくある程度の定式化が望ましいこと示唆している。

b) σ_1 の特性

図 6.7 は σ_1 と無次元ピーク周波数との関係を示したものであるが、同図からは σ_1 と f_{m*} との間に顕著な傾向は認められない。これは低周波域での相似則が成立しない成分、つまりうねりを含む非風波の成分が比較的強い影響をスペクトルの低周波側に与えていることを示している。そのため σ_1 が本来持っている何らかの特性がこれらの雑音の中に埋もれていると考えられる。しかしながら、スペクトル上で風波とうねりを分離する手法が確立されていない現状では、その特性を明らかにすることはできない。そのため問題はあつものの σ_1 については従来と同様に平均値を考えて

$$\sigma_1 = 0.144 \quad (54)$$

とする。

c) σ_2 の特性

図 6.8 は σ_2 と f_{m*} の関係を示したもので、この図から σ_2 と f_{m*} には対数軸上で逆比例の関係にあるこ

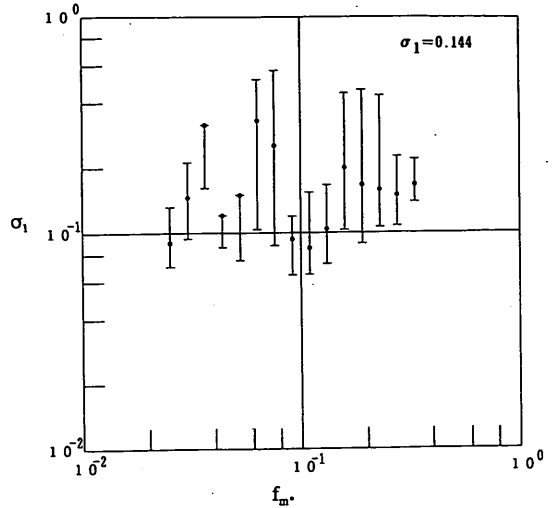


図 6.7 σ_1 と無次元ピーク周波数の関係

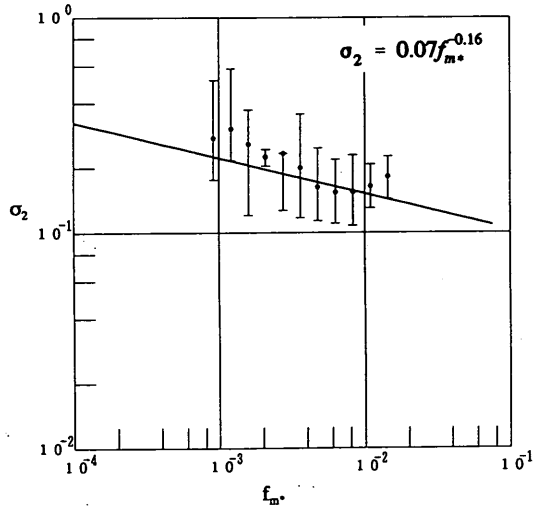


図 6.8 σ_2 と無次元ピーク周波数の関係

とが認められる。このことは σ_2 がフェッチの増大と共に大きくなることを意味し、風波の発達の初期には非常に鋭くピーク値が立ち上がり、それが平衡状態に移行するにつれてピーク値付近でのエネルギーの幅が広がることを表している。本研究では σ_2 と f_{m*} の関係を最小自乗法によって算定した式 (55) によって定式化する。

$$\sigma_2 = 0.07 f_{m*}^{-0.16} \quad (55)$$

6.5 浅海域でのスペクトルパラメータの特性

ここでは、浅海域における風波のスペクトルについて検討し、スペクトルパラメータの定式化を行う。

浅海域における風波の特性は、既往の研究で述べたように風以外に水深の影響を受けて浅水変形・屈折・回折・砕波による波浪変形を受ける。本研究では第一近似としての風波の周波数スペクトル形の変形を考慮するため、線形で扱える領域のみを考慮する。また屈折・回折による変形は、各港湾で測定点が1地点であるため考慮せず浅水変形による効果のみを考慮することにする。

(1) 浅海域の波浪に関する3/2乗則とスペクトルの相似則

浅海域での3/2乗則の定式化とその結果得られる浅海域でのスペクトル相似則を検討する。ここでは沖波と浅海波浪を区別するため各諸元に対して添字0とSを付けている。

a) 3/2乗則

沖波の波高と周期を H_0, T_0 とおくと3/2乗則の関係は、

$$\left[\frac{gH_0}{u_*} \right] = B_0 \left[\frac{gT_0}{u_*} \right]^{3/2} \quad (56)$$

となる。浅海波浪に関しては水深変化のみを考慮し有義波高を等価な規則波で表現できるものとして $H_s = K_s H_0$, $T_s = T_0$ (K_s : 浅水係数, 式(58)参照) が成立すると考え周期の変化を無視すると浅海域での3/2乗則は式(57)となる。

$$\left[\frac{gH_s}{u_*} \right] = K_0 \left[\frac{gH_0}{u_*} \right] = BK_s \left[\frac{gT_s}{u_*} \right] \quad (57)$$

したがって、浅海波浪の3/2乗則の係数は、波浪に関する係数Bに浅水係数 K_s を掛け合した BK_s となる。

図6.9はMT局の観測結果を用いて3/2乗則の係数Bの浅水特性を検討したもので、横軸を相対水深 h/L_0 (L_0 は $T_{1/3}$ と水深 h を用いて微小振幅波理論より算定) 縦軸を沖波の係数で正規化した3/2乗則の係数 B_s/B_0 ($B_0 = 0.067$) として表示したものである。図中には浅水係数 K_s が実線で示されている。 K_s は次式で表されるように線形のエネルギー流束の保存則を意味する。

$$K_s = \frac{1}{\sqrt{\left[1 + \frac{4\pi h/L}{\sinh(4\pi h/L)} \right] \tanh \frac{2\pi h}{L}}} \quad (58)$$

図6.9から明らかなように、浅海域での3/2乗則の係数は第一近似としてみると浅水係数と一致すると考えて良いことがわかる。このことは有義波諸元で表される不規

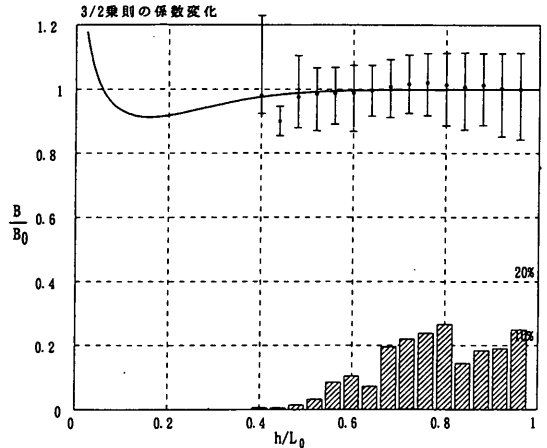


図6.9 3/2乗則の係数の浅水変化特性

則波のパラメータが、それと等価な規則波の諸元で表示されることを意味する。またスペクトルを成分波的に考えて周波数毎に浅海変形を考慮しても、代表波を用いた場合との違いは2~3%程度であり³⁷⁾ 成分波的な考えでも K_s を用いることができる。この一致は、形式的に風波のスペクトルが成分波の重ね合わせで記述できることを意味するが、現象の本質は3/2乗則および前述した一4乗則で表現されると考えられる。

b) スペクトル形

いま、深海域での周波数スペクトル形を式(59)で表し

$$S(f) = \alpha_0 (2\pi)^{-3} g u_* f^{-4} \exp \left\{ - \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-4} \right\} \gamma^\beta \quad (59)$$

とおくと、深海域での全エネルギーは式(60)のように表される。

$$E_0 = \int_0^\infty S(f) df = \alpha_0 g u_* f_m^{-3} M_0 \quad (60)$$

ここで、 M_0 は式(61)で表される。

$$M_0 = \int_0^\infty \left[\frac{f}{f_m} \right]^{-4} \exp \left[- \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-4} \right] \gamma^\beta d \left(\frac{f}{f_m} \right) \quad (61)$$

いま、 M_0 と γ_0 の関係が式(62)で近似できるものとする

$$M_0 = c \gamma_0^m \quad (62)$$

となる。したがって全エネルギー E_0 は式(63)と表さ

れる。

$$E_0 = \alpha_0 c \gamma_0^m u_* f_m^{-3} \quad (63)$$

風波の特性量の関係から無次元波高と無次元ピーク周波数の関係は

$$\left[\frac{u_* f_m}{g} \right] = b \left[\frac{g T_0}{u_*} \right]^{-1} \quad (64)$$

で表され、これより式(63)は

$$\begin{aligned} \left[\frac{g^2 E_0}{u_*^4} \right] &= \alpha_0 c \gamma_0^m \left[\frac{u_* f_m}{g} \right]^{-3} \\ &= [ab^{-3} c \gamma_0^m] \left[\frac{g T_0}{u_*} \right]^3 \end{aligned} \quad (65)$$

となる。さらに、以下の無次元波高と無次元エネルギーの関係

$$\left[\frac{g H_0}{u_*^2} \right] = \alpha \left[\frac{g^2 E_0}{u_*^4} \right]^{1/2} \quad (66)$$

を利用することにより式(65)は式(67)となる。

$$\left[\frac{g H_0}{u_*^2} \right] = a [\alpha_0 b^{-3} c \gamma_0^m]^{1/2} \left[\frac{g T_0}{u_*} \right]^{3/2} \quad (67)$$

式(67)の関係はスペクトル形から導かれる3/2乗則である。式(56)と式(67)から3/2乗則の係数Bは式(68)で表される。

$$B = a [\alpha_0 b^{-3} c \gamma_0^m]^{1/2} = [ab^{-3/2}] [\alpha_0 c \gamma_0^m]^{1/2} \quad (68)$$

もし係数a, b, Bなどが一定値であるとすると、 α_0 と γ_0 の間には、

$$\alpha_0 = \left[\frac{B^2}{ab^{-3}} \right] \frac{1}{c \gamma_0^m} \quad (69)$$

の関係があることになる。

一方、浅海波浪に関しては、沖波と同様な形

$$S(f) = \alpha_s (2\pi)^{-3} g u_* f^{-4} \exp \left\{ - \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-4} \right\} \gamma_s^\beta \quad (70)$$

を仮定すると、浅海での全エネルギー E_s および3/2乗則の関係は以下のように表される。

$$E_s = \alpha_s c \gamma_s^m u_* f_m^{-3} \quad (71)$$

$$\left[\frac{g H_s}{u_*^2} \right] = a [\alpha_s b^{-3} c \gamma_s^m]^{1/2} \left[\frac{g T_s}{u_*} \right]^{3/2} \quad (72)$$

式(57)と式(72)から3/2乗則の係数には式(73)の関係があることがわかる。

$$BK_s = a [\alpha_s b^{-3} c \gamma_s^m]^{1/2} \quad (73)$$

したがって、式(73)に式(68)を代入すると

$$\left[\frac{\alpha_s}{\alpha_0} \right] = K_s^2 \left[\frac{\gamma_0}{\gamma_s} \right]^m \quad (74)$$

なる関係式が得られる。故に結論として

$$\alpha_0 = \alpha_s \text{ ならば } \left[\frac{\gamma_0}{\gamma_s} \right]^m = K_s^2 \quad (75)$$

である必要がある。m=1/3を代入すると式(75)から

$$\left[\frac{\gamma_s}{\gamma_0} \right]^{1/6} = K_s \quad (76)$$

の関係が導かれる。式(75)と(76)の関係は、風波スペクトルの浅海変形がピーク周波数付近でのエネルギー集中の度合いの変化によって表現されることを意味する。

c) 浅海域での α と γ の特性

式(75)において、沖波のスペクトルの諸元である γ_0 は直接算定することができない。そのため、平均的な γ_s の変化がほぼ同一の無次元ピーク周波数の下にあると仮定して、 γ_0 を一定値とし $(\gamma_s/\gamma_0)^{1/6}$ の変化が K_s と最も等しくなるような γ_0 を算定した。図6.10は浅海域での γ の特性を示した図であり、横軸は相対水深、縦軸は $(\gamma_s/\gamma_0)^{1/6}$ である。図中の実線は浅水係数の変化を示し、また図中下部の棒グラフはデータの相対度数を示している。図6.10から浅海域での γ の変化特性は、深海域と同様にデータのばらつきが存在するものの平均的には式(76)の関係を満足することが認められる。

図6.11は α_s/α_0 の浅海域での特性を図6.10と同様に示したもので、浅海域では h/L_0 が0.1前後で多少変化が見られるが α_s は殆ど一定値をとり式(75)の関係が満足されているのがわかる。図6.10および図6.11の結果は第一近似としてみると浅海域での3/2乗則の成立および有義波の浅水変形を K_s で表現することの妥当性

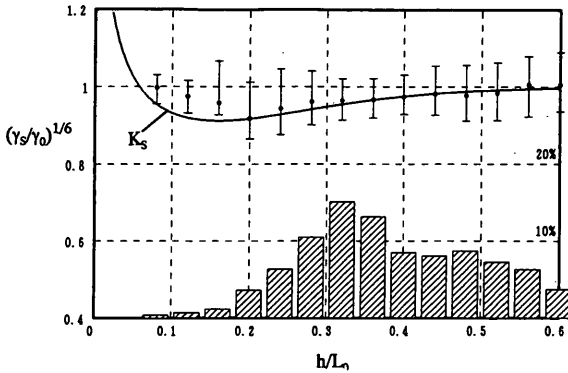


図 6.10 γ の浅水変化特性

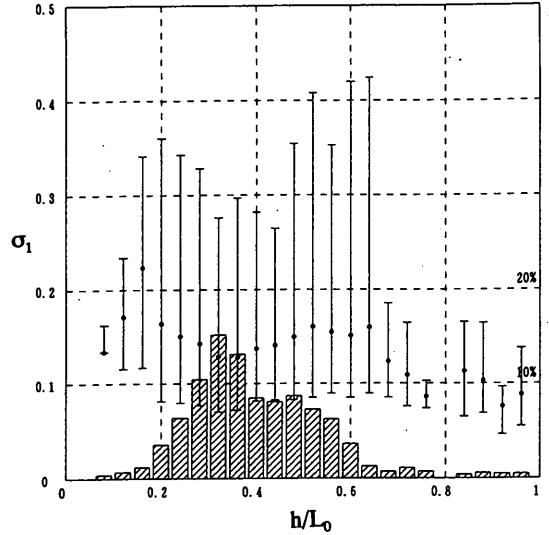


図 6.12 σ_1 の浅水変化特性

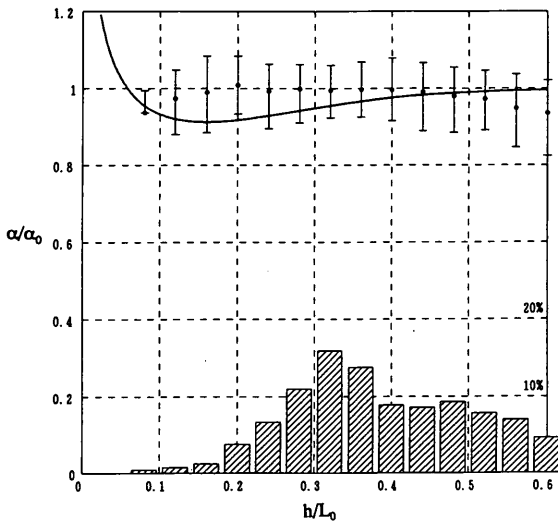


図 6.11 α の浅水変化特性

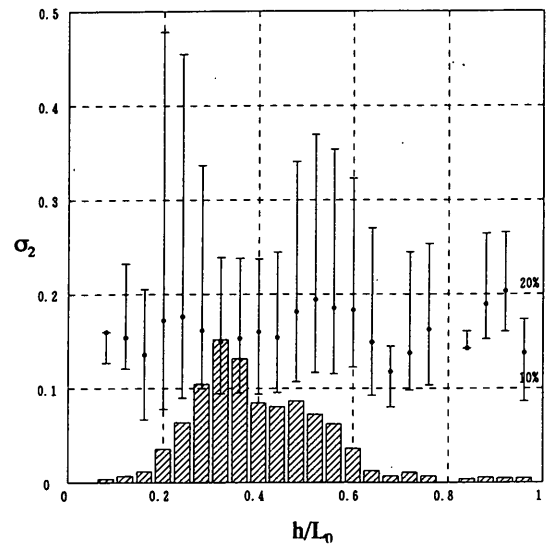


図 6.13 σ_2 の浅水変化特性

および有義波の浅水変形を K_s で表現することの妥当性が示されたものと考えられる。ただし $3/2$ 乗則が成立する周波数スペクトルと浅水係数とが関係することは一見矛盾しており、浅海域における風波のスペクトルの物理的な意味について充分な考察を行う必要がある。浅海域での α と γ の特性に関する考察は後述する 7.2 で行う。

d) 浅海域での σ_1, σ_2 の特性

図 6.12 および図 6.13 はそれぞれ σ_1 と σ_2 の浅海域での特性を示したものである。これらの図より σ_1 と σ_2 とは共に大きく変動し、浅海域での特性は明確ではない。 σ がばらつくのは、JONSWAP スペクトルそのものの問題もあるがむしろ波群の存在によるピーク周波数付近の特性変化に σ が強く影響されていると考えられる。そのため本研究では σ の浅水変形は考慮しない。

6.6 周波数スペクトルの標準形

本節では深海域および浅海域における風波の周波数スペクトルとスペクトルパラメータについて検討し定式化を行った。風波のスペクトルは高周波域で -4 乗則が成立し、深海域では γ と σ のフェッチ依存性、 $3/2$ 乗則に基づく α と γ の $-1/3$ 乗則の成立が認められた。また浅海域では γ が浅水係数 K_s によって支配されることが理論解析と観測結果とから明かにされた。これらの結果から 6.2 で述べたように発達過程における風波のスペ

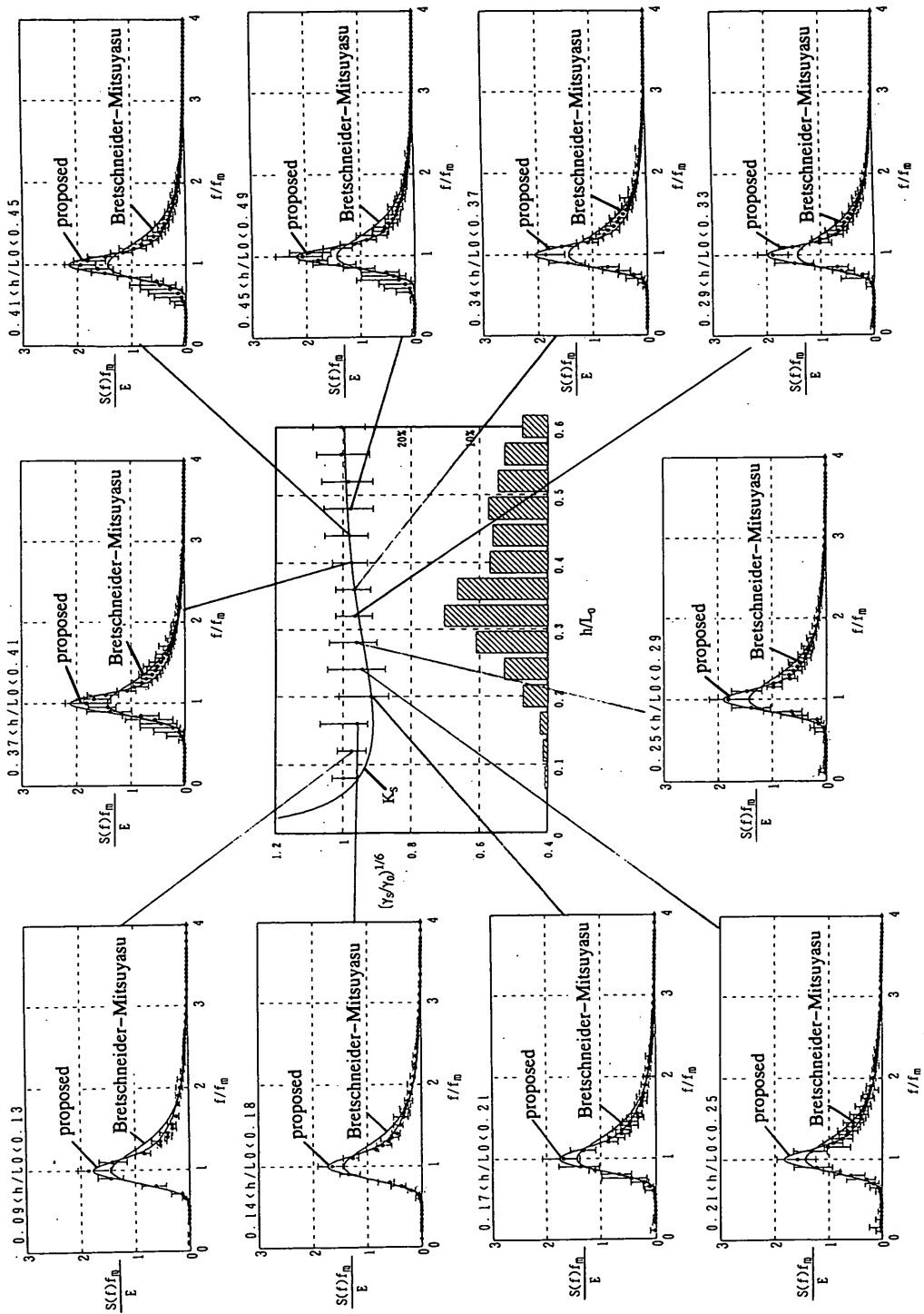


図 6.14 浅海スペクトルの標準形

クトルは、PM や BM などの平衡スペクトルと異なり標準スペクトル形が各発達段階毎に異なった形状となることを示している。

浅海域でのスペクトルの標準形は、 γ の K_s による変化を考慮することにより検討する。図 6.14 は、図 6.10 の γ の相対水深による変化に対応した正規化した風波のスペクトル形を示したものである。各図の縦軸は無次元のスペクトル密度関数 $S(f) f_m / E$ であり横軸は無次元周波数 f/f_m である。図中のスペクトルは無次元周波数毎の沿岸域でのスペクトルの平均値（黒抜き丸）と正負の偏差（縦線）によって表されている。また、図 6.14 のスペクトルには観測値と同時に BM スペクトルおよび後述する 7.3 で提案する風波の標準スペクトルが示されている。図から浅海域での風波のスペクトル形が、 γ の h/L_0 による変化に対応してエネルギーのピーク値付近で変化していることがわかる。また当然ながら BM スペクトルとの適合性は低下している。

7. 風波の標準スペクトルに関する考察

これまで、有義波諸元とスペクトルモーメントとの関係、風波の無次元パラメータの特性と風波のスペクトルに関する諸特性について検討した。特に風波スペクトルの標準形を構成するスペクトルパラメータは 3/2 乗則との関連から定式化され、有義波諸元と海上風とからなる 3/2 乗則と風波の周波数スペクトル形との関係が明らかとなった。

ここでは、風波の周波数スペクトル形と 3/2 乗則との関係および浅海域でのスペクトル特性について考察し、6. で定式化されたスペクトルパラメータから得られるスペクトル標準形を 3/2 乗則を利用して有義波諸元のみで表現し、深海域から浅海域にかけて風波の発達時から平衡状態に至るスペクトル形を提案する。さらにここで提案したスペクトル形の観測スペクトルとの誤差とその適用範囲についても検討する。

7.1 3/2乗則と標準スペクトルの関係

摩擦速度で無次元化した有義波高と有義波周期との関係を表す 3/2 乗則は、風波性の波浪に関して広い範囲において成立する。この 3/2 乗則に基づいて有義波諸元からなる無次元パラメータ間の関係が得られ、さらに 3/2 乗則と C_D 則を用いて逆算した海上風速と観測風速との高い一致度が示された。以上のことから風波と海上風との関係が 3/2 乗則によって適切に表現されることが示され

たとえられる。3/2 乗則の関係はまた 6.5 で誘導したように風波の周波数スペクトルからも導くことができる。

前節の式 (67) は -4 乗則の JONSWAP スペクトル形から得られる 3/2 乗則を示したものであるが、同様の関係は他のスペクトル形からも得られる。いま、-5 乗則の PM スペクトルを考えると式 (77) のように表される。

$$S(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp[-1.25(f/f_m)^{-4}] \quad (77)$$

式 (77) の全エネルギー E は解析的に積分が行え式 (78) のようになる。

$$E = \frac{1}{5} \alpha g^2 f_m^{-4} \quad (78)$$

式 (78) に式 (64)、(66) の関係を用いると無次元波高と無次元周期の関係は式 (79) のようになる。

$$\left[\frac{gH_0}{u_*^2} \right] = ab^{-2} [0.2\alpha]^{1/2} \left[\frac{gT_0}{u_*} \right]^2 \quad (79)$$

したがって、式 (79) に示すように -5 乗則の PM スペクトルではスペクトル形から得られる無次元波高と周期の関係が -2 乗則となる。同様に -4 乗則の PM スペクトル、-5 乗則の JONSWAP スペクトルについても無次元波高と周期の関係が得られ、これらの関係をまとめると表 7.1 のようになる。

表 7.1 スペクトル形から得られる無次元波高と無次元周期の関係 ($[gH/u_*^2] = B[gT/u_*]^{B1}$)

勾配	PM スペクトル		JONSWAP スペクトル	
	B	$\beta 1$	B	$\beta 1$
-5	$\alpha b^{-2} [0.2\alpha]^{1/2}$	2	$\alpha b^{-2} [0.2\alpha \gamma^{1/2}]^{1/2}$	2
-4	$0.5\alpha [\alpha b^{-2}]^{1/2}$	3/2	$\alpha [\alpha b^{-2} c \gamma^{1/2}]^{1/2}$	3/2

表 7.1 から明らかなように、3/2 乗則の関係はスペクトルの高周波域が -4 乗則の場合について成立する関係であり、-5 乗則では無次元波高と周期との間が -2 乗則の関係にある。-2 乗則の成立は、前述 [2.1(3)] したように波浪の諸元が一定で摩擦速度のみが変化する状態を意味しており、風波にうねり性の波浪が含まれた場合に現れるものである。したがって、3/2 乗則の成立が普遍的なものであるとするならば -5 乗則に従うスペクトル形は風波によるもの以外の成分が多く含まれていると考えられる。

鳥羽の3/2乗則は Wilson 式からの類推によりフェッチに依存しないと考えられ、海上風と風波の局所的な平衡状態を表現する。このことをスペクトル形から見ると、海上風と風波の局所的な平衡状態が高周波域の-4乗則の成立によって示され、さらに有義波諸元がスペクトルのピーク周波数付近のエネルギーレベルで決定されることから、3/2乗則の成立は高周波域での特性がスペクトルの全体形状に強い影響を与えること示唆している。ただし、スペクトルの詳細な形状は6. で示したように γ および σ がフェッチに依存する傾向にあることから、3/2乗則から直接求めることは出来ない。このことは3/2乗則における係数Bが一定であるとして得られる α と γ との関係式(69)からも明かであり、風波のスペクトルの発達はフェッチに依存する γ の変化に対して3/2乗則の関係を満足するように α が変化すると考えることができる。

7. 2 浅海域におけるスペクトルの物理的機構

前節の6. 5において、スペクトルパラメータである γ は浅海域で浅水係数 K_s と式(76)の関係にあることが示された。このことは風波スペクトルの浅海変形がピーク周波数付近のエネルギー変化で表現され、さらにそれがスペクトル積分値に対応する有義波と等価な規則波の浅水変形によって表現されることを示している。ただし γ は不規則な風波のスペクトルのピーク値でのエネルギー集中を表現するパラメータであり、また K_s は線形の規則波のエネルギー流束の保存則を表す係数であることから、 γ の浅海域での変化が K_s のみで表現されるのは直感的には理解しにくい面がある。またこの事実は風波の強非線形性を前提とする-4乗則の成立と一見矛盾した結果となるが、以下のような解釈を行うことにより説明可能である。

(a) 浅海域における風波の全エネルギーの変化は風波スペクトルの相似性および浅海でのスペクトルパラメータの特性である $\alpha = \text{const.}$ からフェッチに依存する γ の変化によって表現されることになる。またこのことは前述したように風波の浅海変形がピーク周波数でのエネルギー変化で表されることを意味し、本来不規則な風波が規則的な特性を示すことになる。これは風波の特に高波浪時の波群的な特性が浅海では支配的な特性を持つことを意味する。

(b) 風波の全エネルギーの変化は、また有義波諸元の変化で表すことができる。浅海域では3/2乗則の係数変化で示したように有義波と等価な規則波の浅水係数によって風波の浅水変形が説明される。

(c) 以上のことから風波の有義波の浅海変化がスペクトルパラメータ γ の変化に対応し、 γ の変化が浅水係数 K_s で表されることになる。

(d) ピーク周波数付近を境界としてスペクトルの低周波域と高周波域では、群速度の特性が異なり低周波域では自由波的に各成分毎に伝播し、高周波域ではピーク周波数付近の波速で全成分が伝播(拘束波的)することが指摘されている¹⁸⁾。このことはスペクトルの低周波域と高周波域を分けて取り扱う必要があることを示唆している。

(e) γ と K_s の関係を-4乗則から見ると、浅海域では風波のスペクトルが成分波の重ね合わせで表現されるのではなく、一つのスペクトル形に対応する規則波が存在することを示している。実際、高波浪時における波浪は一波毎の周期・波高の変化が少なく規則的な特性を示す傾向にある。またスペクトルの高周波数側がピーク周波数の波速で伝播するのに対し、低周波側は自由的な伝播をし成分波として取り扱う形になるが、うねりのない場合低周波数側はスペクトルの相似性から3/2乗則を満足するように高周波側に対応して変化するため-4乗則を満足する事になる。

7. 3 有義波諸元による標準スペクトル形

前節6で得られた風波スペクトルのスペクトルパラメータに関する関係式および高周波域の特性、さらに3/2乗則を用いることにより有義波諸元(具体的には有義波高と周期)のみを用いて風波の周波数スペクトル標準形を算定する。

(1) 沖波スペクトル

スペクトル形を式(80)で表し、6. で得られたスペクトルパラメータの関係式および摩擦速度に関する3/2乗則、さらにピーク周波数と有義波高の関係式(29)を用いて有義波高と有義波周期とによってスペクトル標準形を算定する。まず摩擦速度、ピーク周波数、有義波高と周期から算定され、さらに無次元ピーク周波数が算定される。したがって各スペクトルパラメータが計算されスペクトル形が求まることになる。

$$S(f) = \alpha (2\pi)^{-3} g u_* f^{-4} \exp\left[-\left(\frac{f}{f_m}\right)^{-4}\right] \gamma^\beta \quad (80)$$

$$\beta = \exp[-(1-f/f_m)^2/2\sigma^2] \quad (81)$$

$$\left. \begin{aligned}
 \gamma &= 6f_m^*{}^{0.15} \\
 \alpha &= 0.17\gamma^{-1/3} \\
 f_m &= 1/1.136T_{1/3} \\
 \sigma_1 &= 0.144 \\
 \sigma_2 &= 0.07f_m^*{}^{-0.16} \\
 f_m^* &= f_m u_* / g \\
 u_* &= H_{1/3}^2 / gB^2 T_{1/3} \quad B = 0.067
 \end{aligned} \right\} \quad (82)$$

上式の関係は表 5. 1 の関係を用いることにより容易に他の無次元パラメータに変換することができる。

(2) 浅海スペクトル

式 (76) の関係を上の式 (80) に代入すると、浅海でのスペクトルは容易に式 (83) で表される。

$$S_s(f) = K_s^6 \beta S(f) \quad (83)$$

ここで K_s : 浅水係数である。

式 (83) が本研究で提案する風波の周波数スペクトルの標準形であり、 K_s の特性から式 (83) が深海域から浅海域までそのまま適用できる。また γ および σ のフェッチ依存性を考慮してあるため、発達過程から平衡状態に至る風波を再現することができる。式 (83) の具体的な計算は付録 E に計算プログラムを示したのでそちらを参照してほしい。

式 (83) の計算結果は前出の図 6. 14 に示されており浅海域におけるスペクトル標準形としての適用性の高さを表している。

7. 4 適用限界と誤差

本研究で提案されたスペクトル標準形の式 (83) は、入力データとして有義波高と周期のみがあれば良く、また深海域から浅海域にかけて、風波が発達過程から平衡状態に至るまでの周波数スペクトルが計算可能となっている。このように式 (83) は風波に関して適用範囲の広い標準スペクトル形を与えるが、実際の適用にあたってはどの程度の誤差が観測スペクトルとの間にあるのかをあらかじめ評価しておく必要がある。ここでは誤差としてスペクトル形状の違いを考え、誤差の評価を行う。

各周波数毎の観測値と計算値との差の絶対値を誤差とすると、計算スペクトルの誤差 E_r は次式で表される。

$$E_r = \frac{\int_0^\infty |S_c(f) - S_0(f)| df}{\int_0^\infty [S_c(f) + S_0(f)] df} \quad (84)$$

ここで、 $S_c(f)$: 提案スペクトルの計算結果、 $S_0(f)$: 実測スペクトルである。

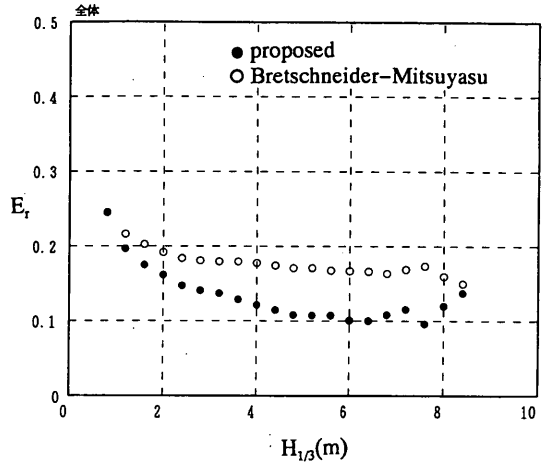


図 7. 1 提案スペクトルの誤差と $H_{1/3}$ の関係

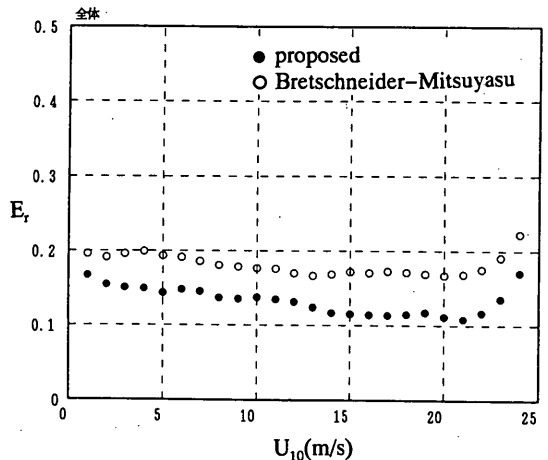


図 7. 2 提案スペクトルの誤差と U_{10} (有効風速) の関係

図 7. 1 と 7. 2 は提案スペクトルの平均的な誤差特性を示したもので、縦軸は誤差 E_r 、横軸は図 7. 1 が有義波高、図 7. 2 が有効風速 U_{10} である。図中には参考のため BM スペクトルを用いた場合の誤差が同時に示されている。図 7.1 より提案スペクトル形の誤差は、 $4\text{ m} < H_{1/3} < 8\text{ m}$ では E_r が 0.1 程度、 $8\text{ m} < H_{1/3}$ では若干増加する傾向にある。 $H_{1/3} < 4\text{ m}$ では E_r は有義波高値が小さくなるにつれて大きくなり $H_{1/3} = 1\text{ m}$ で $E_r = 0.2$ 程度となり $4\text{ m} < H_{1/3} < 8\text{ m}$ での E_r に対して誤差はほぼ倍となっている。また BM スペクトルとの比較では提案スペクトルが全体的に誤差が小さいことがわかる。ただし、低波浪時 ($H_{1/3} < 2\text{ m}$) では BM スペクトルと提

案スペクトルの精度は殆ど同一となる傾向にある。図7.2の有効風速による変化特性は、図7.1と同様な傾向にあり全体的にBMスペクトルよりも誤差が小さく、低風速時と $U_{10} > 22\text{m/s}$ の高風速域で誤差が大きくなる傾向にある。

提案スペクトルのこのような誤差特性は、低波浪時における風波成分とうねり成分の混在、減衰時における風波からうねりへの変換などによる風波スペクトルの適応性の低下を示している。また、高波浪あるいは高風速時における誤差の増大は、 U_{10} が 22m/s を越えるような領域で風波の抵抗特性が若干変化する可能性を示唆するが、本研究ではそのような領域でのスペクトルデータが不足しているため充分な検討は出来なかった。

提案スペクトルのより詳細な誤差特性を明らかにするため、波浪の経時変化に対応するスペクトルの経時変化特性について検討する。

図7.3と7.4はそれぞれ太平洋側の高知沖と日本海側の浜田における観測スペクトルと提案スペクトルの比較結果を、一つの擾乱期間に対して示したものである。期間は図7.3の高知沖が1981年7月29日から8月1日までの4日間、また図7.4の浜田が1983年12月30日から1984年1月1日までの3日間である。スペクトル図には4時間毎の観測値と提案スペクトルおよびBMスペクトルが同時に示され、経時変化図には $H_{1/3}$ 、 $T_{1/3}$ 、相対水深 h/L_0 、各手法の E_r が同時に示してある。スペクトル図に関しては、紙面の関係から波高が完全に減衰した領域については示していない。

図7.3と7.4は太平洋および日本海の代表的な地点での比較結果であるが両者に対する提案スペクトルの特性には大きな違いはなく、観測スペクトルとの形状の違いは比較的小さい。また提案スペクトルの定式化に用いていない擾乱初期のエネルギーレベルの低いスペクトル形状に対する提案スペクトルとの比較は以下のようである。すなわち観測スペクトルに風波成分が多く含まれている場合は、提案スペクトルのパラメータの算定が良好に行われており観測値と一致度は高いが、うねり成分が強い時はBMスペクトルと同程度の精度となる。

波浪の発達期および減衰期では全体的に提案スペクトルは観測スペクトルと一致するか若干過大評価傾向にある。誤差 E_r の差に比較すると、スペクトル図から得られるBMスペクトルと提案スペクトルとの差異は顕著であり、ピーク周波数付近でのエネルギー集中は本研究による式(83)を用いることにより良く再現するといえる。

8. おわりに

本研究では、大阪湾MT局および日本沿岸の主要な波浪観測地点から得られた有義波諸元、周波数スペクトルおよび海上風速を用いて、風波の相対構造について検討し相似性を仮定して得られる種々の関係を観測値から明らかにし、その結果を基に新たな周波数スペクトルの標準形を提案した。本研究で得られた主要な結論は以下の通りである。

①高波浪時のデータを対象とした解析から代表波高・周期とスペクトルモーメントの関係は、光易の観測結果とほぼ同様の傾向を示し、有義波高間の関係はレイリー分布を仮定した理論解とほぼ同一の結果となった。有義波周期と m_0/m_1 、 $\sqrt{m_0/m_2}$ の関係は、相関特性から m_0/m_1 との関係の精度が高いことが認められた。有義波周期とピーク周波数との関係式における係数は、光易の提案した1.05よりも合田の提案した1.13に近い。

②無次元波高と無次元周期との間の $3/2$ 乗則は、内湾域、沿岸波浪の両方について広い範囲で成立する。ただし、その係数は鳥羽による $B=0.062$ ではなく $B=0.067$ であった。また、浅海域では浅水係数の項を入れることにより $3/2$ 乗則が成立する。

③有義波高・周期から逆算される有効風速は、 $3/2$ 乗則と光易の C_D 則から得られる風速が最も実測の風速を良く説明する。またWilson式より得られる有効風速の精度も比較的高かった。

④風波スペクトルの高周波域での特性は鳥羽によって提案された -4 乗則に従う傾向が見られる。

⑤風波スペクトルにJONSWAPスペクトルを当てはめた時のスペクトルパラメータの特性は以下のとおりであった。

深海域：

ピーク周波数での観測スペクトルとPMスペクトルの比である γ は光易が指摘しているようにフェッチに依存する、すなわちフェッチの増大に伴い $\gamma=1$ のPMスペクトルに漸近する。

ピーク周波数より高周波側のバンド幅を表す σ_2 はフェッチの増加にともない増大する傾向にあり、風波の平衡状態への移行と共にピーク付近でのエネルギーの広がりが大きくなる。

σ_1 は低周波域のバンド幅であるが、低周波域ではうねりその他の影響が強いためその特性は明確に認められなかった。

α と γ との間に $3/2$ 乗則の仮定の下で導かれた $-1/3$ 乗則が成立する。

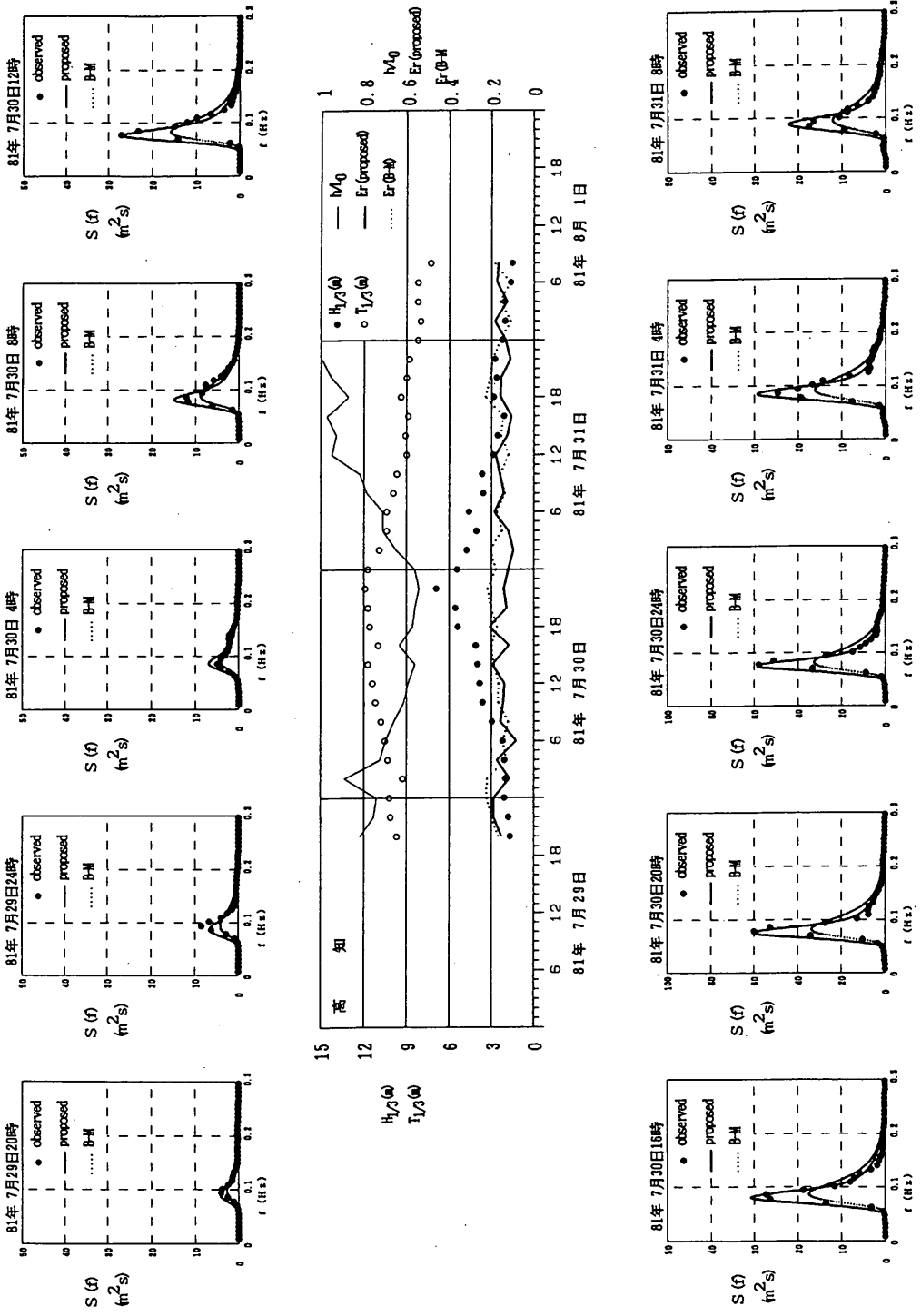


図 7.3 高知沖における観測スペクトルと提案スペクトルの比較 (1981年7月29日～1981年8月1日)

沿岸域における風波の周波数スペクトルと無次元パラメータの特性
 -ハイブリッドパラメータ法による波浪推算モデル(第2報)-

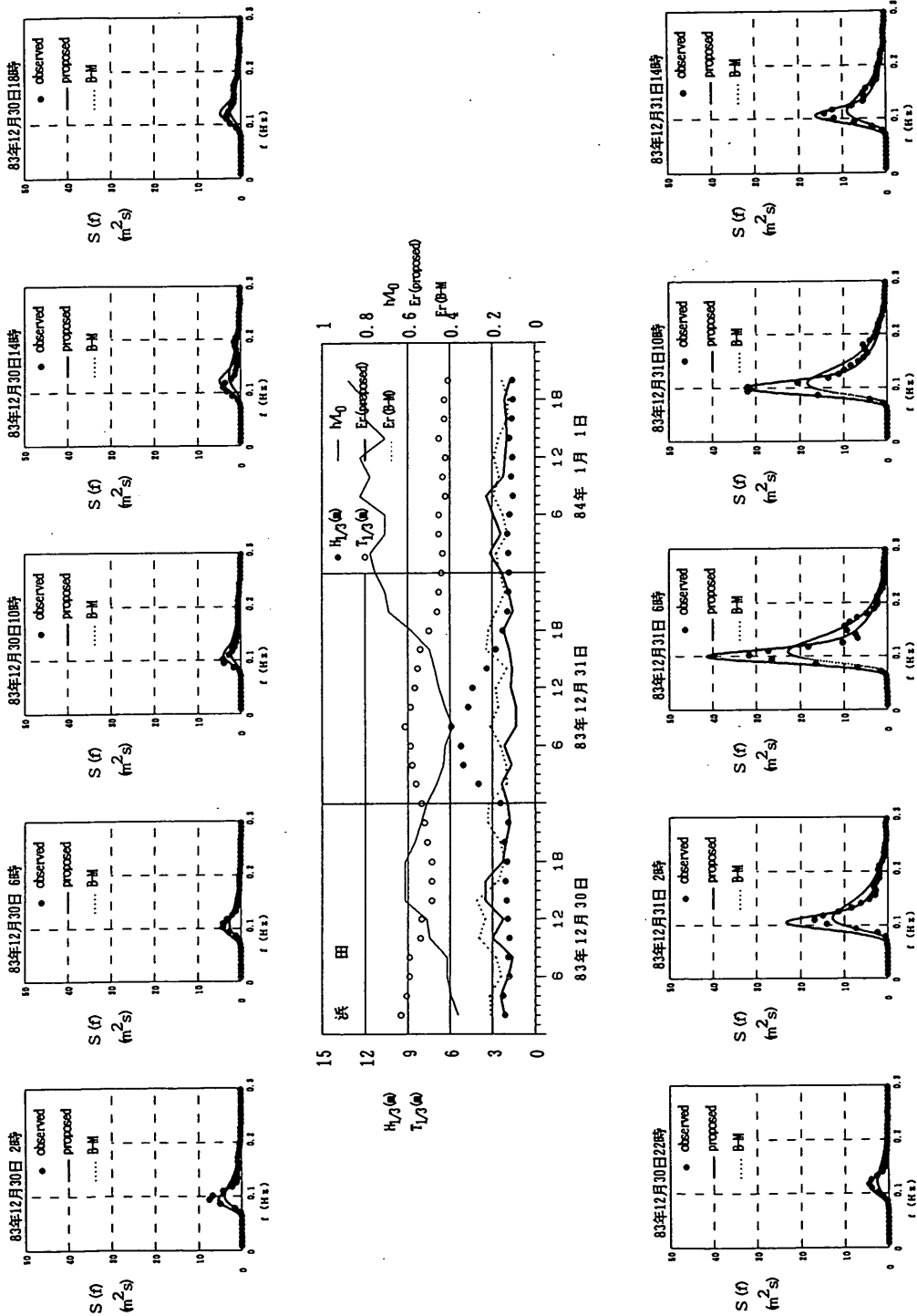


図 7.4 浜田における観測スペクトルと提案スペクトルの比較
 (1983年12月30日～1984年1月1日)

浅海域：

3/2乗則の成立を前提とすると、浅海域では

$$\alpha_s = \alpha_0 \quad \text{ならば} \quad (\gamma_s / \gamma_0)^{1/6} = K_s$$

の関係が成立し、風波スペクトルの浅海での特性が浅水係数 K_s によって示されることが明かとなった。

⑥風波の周波数スペクトル標準形として、3/2乗則と整合性のある JONSWAP 型の式を提案した。提案した標準形は、BM 型スペクトルと同様に有義波高と周期のみによってそのスペクトル形が算定され、その精度は BM スペクトルよりも高く、発達および平衡状態にある風波でかつ深海域および浅海域に対して適用できる（但し、 h/L_0 が0.1以上）。

謝辞：本研究を実施するにあたり、港湾技術研究所野田次長および堀江海洋水理部長から貴重な助言を受けた。また、海象調査研究室からは貴重なデータを提供して頂いた。さらに海洋エネルギー利用研究室研修生柴木秀之氏（株式会社エコー）および亀山研究官（現運輸省第2港湾建設局横浜調査設計事務所）から有益な助言を受けた。ここに謝意を表する。

(1992年11月25日受付)

参 考 文 献

- 1) Toba, Y. (1972): Local balance in the air-sea boundary processes, I. On the growth process of wind waves, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 28, pp. 109-120.
- 2) Phillips, O. M. (1958): The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves, *J. Fluid Mech.*, 4, pp. 426-434.
- 3) 光易 恒 (1970): 風波のスペクトルの発達(2)-有限な吹送距離における風波のスペクトルの形について, 第17回海岸工学講演会論文集, pp.1-7.
- 4) Pierson, W. J. and L. Moskowitz (1964): A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii, *J. Geophys. Res.*, 69, pp. 5181-5190.
- 5) Toba, Y. (1973): Local balance in the air-sea boundary processes, III. On the spectrum of wind waves, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 29, pp. 209-220.
- 6) 光易 恒 (1979): 風波のスペクトルの増幅率について, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 88-91.
- 7) 永井紀彦・後藤智明・小舟浩治 (1990): ハイブリッドパラメータ法による波浪推算モデル (第1報) - 東京湾における検討 -, 運輸省港湾技術研究所報告, 第29巻, 第4号, pp. 85-118.
- 8) Sverdrup, H. U. and W. H. Munk (1946): Empirical and theoretical relations between wind, sea, and swell, *Trans. Amer. Geoph. Union*, 27, pp. 823-827.
- 9) Mitsuyasu, H. (1968): On the growth of the spectrum of wind generated waves (1), *Rep. Res. Inst. Mech. Kyushu Univ.*, Vol. 16, pp. 459-482.
- 10) Wilson, B. W. (1965): Numerical prediction of ocean waves in the North Atlantic for December, *Deut. Hydrgr. Z.*, Vol. 18, pp. 114-130.
- 11) Hasselman, K. et. al (1973): Measurements of wind wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), *Deut. Hydrgr. Z., Suppl.* 8, pp. 1-95.
- 12) Charnock, H. (1955): Wind stress on a water surface, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 81, pp. 639-640.
- 13) Wu, J. (1980): Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions - A revisit, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, pp. 727-740.
- 14) Mitsuyasu, H., R. Nakamura and T. Komori (1971): Observation of the wind and waves in Hakata Bay, *Rep. Res. Inst. Mech. Kyushu Univ.*, Vol. 19, pp. 37-74.
- 15) Stewart, R. W. (1974): The air-sea momentum exchange, *Boundary-Layer Met.*, 6, pp. 151-167.
- 16) 鳥羽良明・江淵直人 (1990): 風の海面応力の波浪依存における多重構造, 日本海洋学会 1990 年春季大会講演要旨集.
- 17) 光易恒 (1980): 海面に及ぼす風の応力, 水工学に関する夏期研修会講義集 B, 土木学会.
- 18) 後藤智明・末次宏児・永井紀彦 (1990): 短フェッチ海域の波浪推算モデル, 運輸省港湾技術研究所報告, 第29巻, 第3号, pp. 3-26.
- 19) 鳥羽良明 (1978): 第2章 海面付近の力学, 気象研究ノート, 第135号, pp. 65-96.
- 20) Ebuchi, N., Y. Toba and H. Kawamura (1992): Statistical study on the local equilibrium between wind and wind waves by using data from ocean data buoy stations, *J. Oceanogr.*, Vol. 48, pp. 77-92.
- 21) Pierson, W. J., Jr. (1952): A unified mathematical theory for the analysis, propagation and refraction of storm generated ocean surface waves, *Parts I*

- and II. N.Y.U., Coll. of Eng., Res. Div. Dept. of Meteorol. and Oceanogr. Prepared for the Beach Erosion Board. Dept. of the Army, and Office of Naval Res., Dept. of the Navy, 461pp.
- 22) Neumann, G. (1952): On wind generated ocean waves with special reference to the problem of wave forecasting. N.Y.U., Coll. of Eng., Res. Div. Dept. Met. and Oceanogr. Prepared for ONR, 136pp.
- 23) Masuda, A., Y. Y. Kuo and H. Mitsuyasu (1979): On the dispersion relation of random gravity waves, J. Fluid Mech., Vol.92, pp.717-730.
- 24) Mitsuyasu, H., Y. Y. Kuo and A. Masuda (1979): On the dispersion relation of random gravity waves, J. Fluid Mech., Vol.92, pp.731-749.
- 25) Donelan, M.A., J. Hamilton and W. H. Hui (1985): Directional spectra of wind-generated waves, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A315, pp.509-562.
- 26) Phillips, O. M. (1985): Spectral and statistical properties of the equilibrium range in the wind-generated gravity waves, J. Fluid Mech., Vol.156, pp.505-531.
- 27) Mitsuyasu, H. (1973): Rep. Res. Inst. for Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. XX, No.66, pp.37-53.
- 28) Darbyshire, J. (1959): A further investigation of wind generated waves, Deutsche Hydrograph. Z., 12, pp.1-13.
- 29) Scott, J. R. (1965): A sea spectrum for model test and long-term ship prediction, J. Ship Res., 9, pp.145-152.
- 30) 山口正隆 (1990): 一般化された標準風波スペクトルの適用性について, 愛媛大学工学部紀要, 第12巻第1号, pp.395-404.
- 31) Basinski, T. and S. Massel (1973): The coastal research station at Lubiatowo: Investigations, new methods and equipment. Inter Ocean '73, Vol.2, pp.1078-1086.
- 32) Thornton, E. B. (1977): Rederivation of the saturation range in the frequency spectrum of wind-generated gravity waves, J. Phys. Oceanogr., Vol.7, pp.137-140.
- 33) Bouws, E., H. Gunther, W. Rosenthal and C. L. Vincent (1985): Similarity of the wind wave spectrum in finite depth water 1. Spectral form, J. Geophys. Res., Vol.90 No.C1, pp.975-986.
- 34) Longuet-Higgins, M. S. (1952): On the statistical distributions of the height of sea waves, J. Marine Res., Vol.IX, No.3, pp.245-266.
- 35) Cartwright, D. E. (1962): The sea, Vol.1, W. N. Hill. Interscience, N. Y.-London, pp.567-586.
- 36) 本多忠夫・光易恒 (1978): 外洋波の波高と周期との結合確率分布について, 第25回海岸工学講演会論文集, pp.75-79.
- 37) 合田良美 (1987): 数値シミュレーションによる波浪の標準スペクトルと統計的性質, 第34回海岸工学講演会論文集, pp.131-135.
- 38) 小舟浩治 (1990): わが国沿岸海域における波浪観測手法と出現波浪の特性に関する研究, 港湾技研資料, No.668, pp.1-188.
- 39) 合田良美 (1977): 港湾構造物の耐波設計—波浪工学への序説—, 鹿島出版会.
- 40) 光易恒 (1980): 風波のスペクトルの発達 (3) —有限な吹送距離における風波のスペクトルの標準形—, 第27回海岸工学講演会論文集, pp.94-98.
- 41) 例えば光易恒 (1976): 海洋波のスペクトル構造, 水工学に関する夏期研修会講義集 B, 土木学会.
- 42) 山口正隆 (1984): JONSWAP スペクトルの積分特性量に対する高精度近似式について, 土木学会論文集第345号/II-1(ノート), pp.149-152.

主要記号一覧表

a	: 無次元波高と無次元エネルギーの関係式における係数
A	: 無次元フェッチと無次元エネルギーの関係式における係数
b	: 無次元周期と無次元ピーク周波数の関係式における係数
B	: 3/2乗則の係数
C	: 波速
C _D	: 抵抗係数
E	: 波のエネルギー
E _r	: 標準スペクトルと観測スペクトルとの誤差
f	: 周波数
f _m	: スペクトルのピーク周波数
g	: 重力加速度
h	: 水深
H	: 平均波高
H _{1/3}	: 有義波高
H _{1/10}	: 1/10有義波高

- H_{max} : 最大波高
- K_s : 浅水係数
- $L_{1/3}$: 有義波波長
- m_n : n次のスペクトルモーメント
- M_0 : JONSWAP スペクトルの積分を行うためのモーメント
- $S(f)$: 周波数スペクトル
- $S_c(f)$: 計算周波数スペクトル
- $S_o(f)$: 観測周波数スペクトル
- T : 平均周期
- $T_{1/3}$: 有義波周期
- $T_{1/10}$: 1/10有義波周期
- T_{max} : 最大周期
- u_* : 摩擦速度
- $U(z)$: 高さzでの風速
- U_{10} : 高度10mにおける海上風速
- z : 海面からの高度
- z_0 : 海面の粗度高さ
- α : JONSWAP スペクトルのパラメータ(エネルギーにたいする比例係数)
- β : z_0 則で用いる係数
- γ : JONSWAP スペクトルのパラメータ (peakenhancementfactor)
- ϵ : z_0 則で用いるべき乗値
- σ_p : ピーク角周波数
- σ_1 : JONSWAP スペクトルのパラメータ(ピーク周波数低周波側のバンド幅)

σ_2 : JONSWAP スペクトルのパラメータ(ピーク周波数高周波側のバンド幅)

付録A. 10m高度風速を用いた場合の風波の無次元パラメータ

本文では摩擦速度で正規化した無次元パラメータを用いて風波の特性を検討したが、摩擦速度ではなく10m高度風速を用いた無次元パラメータも当然考えられる。スペクトル法などの波浪推算手法に対する海上風の補正などに用いるにはむしろ10m高度風速を用いたものが便利である。10m高度風速を用いた無次元パラメータは次式で与えられる。

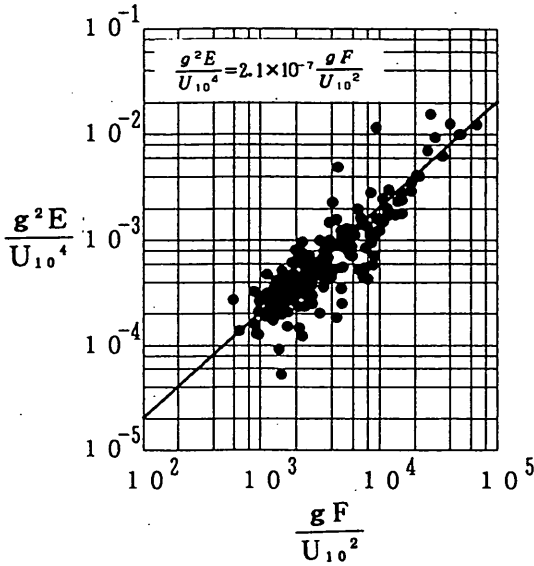
$$\frac{gH_{1/3}}{U_{10}^2}, \frac{gT_{1/3}}{U_{10}}, \frac{gE}{U_{10}^4}, \frac{gF}{U_{10}^2}, \frac{f_m U_{10}}{g}$$

3/2乗則の係数と無次元エネルギーと無次元フェッチ間の関係式の係数は表5.1と異なるため以下のようにする。まずWilsonの3/2乗則の係数 $B=0.013$ として、さらに図A-1に示すような E_* と F_* の関係から最小自乗法によって得られる係数 $A=2.1 \times 10^{-7}$ を用いる。他の係数を表5.1と同一にすれば無次元パラメータの関係式は表A-1となる。表A-1から明らかなように代表風速として10m高度風速を用いた場合でも、摩擦速度の場合と同程度の精度で無次元パラメータ間の関係は成立する。

表A-1 U_{10} を用いた無次元パラメータ相互の関係

各無次元量間の関係 (MT局:全データ)

Y \ X		gH/U^2	gT/U	g^2E/U^4	gF/U^2	C/U	$f_m U/g$	H/L
gH/U^2	observed	1	0.013	3.86	0.0017	0.2017	0.0119	7.64×10^{-6}
	calculated	1	0.013	3.86	0.0018	0.2047	0.0108	7.08×10^{-6}
	ratio	1	1.	1.	0.9444	0.9853	1.1019	
gT/U	observed	18.502	1	45.55	0.2615	6.283	0.950	0.0066
	calculated	18.087	1	44.51	0.2645	6.283	0.883	0.0067
	ratio	1.0229	1	1.0234	0.9887	1.	1.076	0.9851
g^2E/U^4	observed	0.0672	1.13×10^{-6}	1	2.1×10^{-7}	0.0028	9.76×10^{-6}	3.37×10^{-12}
	calculated	0.0671	1.13×10^{-6}	1	2.1×10^{-7}	0.0028	7.81×10^{-6}	3.37×10^{-12}
	ratio	1.0015	1	1	1	1	1.2497	1
gF/U^2	observed	413599	62.41	6204934	1	15481	53.956	1.73×10^{-6}
	calculated	319600	54.01	4761905	1	13396	37.186	1.60×10^{-6}
	ratio	1.294	1.16	1.30	1	1.156	1.451	1.0813
C/U	observed	2.9449	0.1592	7.2493	0.0416	1	0.1511	0.0011
	calculated	2.8788	0.1590	7.0837	0.0421	1	0.1405	0.0011
	ratio	1.0230	1.0013	1.0234	0.9881	1	1.0754	1
$f_m U/g$	observed	0.0519	0.9499	0.0211	3.7026	0.1512	1	158.06
	calculated	0.0488	0.8830	0.0198	3.3378	0.1405	1	132.35
	ratio	1.0635	1.0758	1.0657	1.1093	1.0762	1	1.19
H/L	observed	0.0189	0.0805	0.0121	0.1566	0.0321	0.0827	1
	calculated	0.0192	0.0817	0.0122	0.1588	0.0326	0.0869	1
	ratio	0.9844	0.9853	0.9918	0.9861	0.9847	0.9517	1



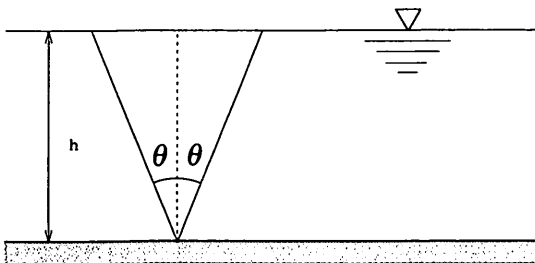
図A-1 U_{10} を用いた無次元エネルギーと無次元フェッチの関係

付録B. 超音波波高計の観測スペクトル特性

超音波式波高計(USW)は海底設置型の波高計であり、水面に向かってある放射角で超音波を放射し水面での反射エコーが送受波器に戻って来ることによりその地点の水深を求めるものである。いま、図B-1で示すように水深 h の地点に設置されたUSWから放射角 θ で超音波が発射されると水面では式(B-1)で表される直径 a の円となる。

$$a = 2h \tan \theta \quad (B-1)$$

したがって、超音波式波高計の出力は直径 a の円内の水面変動の平均値となる。この円の直径に対応する波浪の周期は深海波を仮定すると式(B-2)となる。



図B-1 超音波式波高計の測定原理

$$T = \sqrt{\pi h \tan \theta / g} \quad (B-2)$$

このようなある領域の平均値を用いてスペクトル解析を行うと、スペクトルの高周波数域に誤差が現れる、すなわち平均化誤差である。これは不規則変動を長さ s の区間ごとに平均して読み取った場合に現れる誤差で、真のスペクトルに対してフィルターをかけることに相当する。超音波式波高計の場合、フィルターは式(B-3)で表せる。

$$\frac{\sin^2 \pi f s}{(\pi f s)^2} \quad (B-3)$$

したがって、超音波式波高計から得られた水面変動から計算されるスペクトルは真のスペクトルに式(B-3)がかけられた形になり、スペクトルは式(B-4)のようになる。

$$S'(f) = \frac{\sin^2 \pi f T}{(\pi f T)} S(f) \quad (B-4)$$

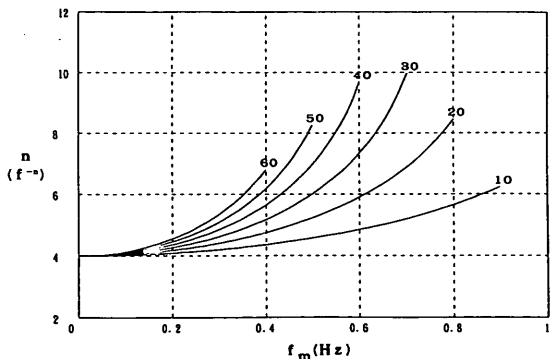
いま、最も簡単なスペクトル形として式(B-5)のような関数形を考える。

$$S(f) \sim f^{-n} (1.5f_m < f < 3f_m) \quad (B-5)$$

式(B-4)に式(B-2)と式(B-5)を代入するとスペクトル形は式(B-6)となる。

$$S'(f) = \frac{1}{4} \frac{\sin^2(2\pi f \sqrt{\pi h \tan \theta / g})}{\pi^3 (h \tan \theta) g} f^{-n-2} \quad (B-6)$$

図B-2は、式(B-6)で $n=4$ として得られるスペクトルの勾配の変化を示したもので、縦軸はスペクトル



図B-2 水深とピーク周波数の違いによるスペクトル形状の変化特性

ルの勾配で横軸はスペクトルピーク周波数である。さらに図中の数字は設置水深を意味しここでは10m~60mの場合について示されている。平均化誤差の影響は、ピーク周波数が高くなるほど顕著に現れ、また、設置水深が深いほど強くなっているのがわかる。したがって、超音波式波高計で得られた水面変動値は高周波数側の特性が波高計の設置水深と入射波特性によって変動することになる。

付録C. スペクトルパラメータの同定手法

ここでは観測波浪データから計算されたスペクトル形に対して JONSWAP スペクトルを当てはめる手法つまりパラメータの同定手法について述べる。-4乗則の JONSWAP スペクトルのパラメータは式(C-1)に示すように、 $\alpha, \gamma, \sigma_1, \sigma_2, f_m, u_*$ の6個(-5乗則の場合は、 u_* がなくなり5個となる)であるが f_m に関しては観測スペクトルから直接求めることができ、また u_* に関しては3/2乗則から逆算できるため f_m, u_* を除いた4個のパラメータの同定法について述べる。

$$S(f) = \alpha (2\pi)^{1-m} g^{m-3} u_*^{5-m} f^{-m} \exp\left\{-\frac{m}{n} \left(\frac{f}{f_m}\right)^{-n}\right\} \gamma \exp\left\{-\frac{(1-f/f_m)^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (C-1)$$

① α の同定

標準スペクトルの観測スペクトルに対する比例係数に相当する α は、 γ および2次波の影響を受けないと考えられる式(C-2)の区間で算定される。

$$1.35f_m \leq f \leq 2.0f_m \quad (C-2)$$

α は、上の区間に対する観測スペクトルとPMスペクトルの平均的な比として表され、式(C-3)で計算される。

$$\alpha = \frac{1}{(2.0-1.35)f_m} \times \int_{1.35f_m}^{2.0f_m} \frac{S(f)}{\alpha g^{m-3} (2\pi)^{1-m} u_*^{5-m} f^{-m} \exp\left\{-\frac{m}{n} \left(\frac{f}{f_m}\right)^{-n}\right\}} df \quad (C-3)$$

② γ の同定

実測スペクトルとPMスペクトルのピーク値($f=f_m$)での比が γ の定義であるから、 γ は①で求めた α と f_m を用いて式(C-4)によって与えられる。

$$\gamma = \frac{S(f_m)}{\alpha g^{m-3} (2\pi)^{1-m} u_*^{5-m} f_m^{-m} \exp\left\{-\frac{m}{n} \left(\frac{f_m}{f_m}\right)^{-n}\right\}} \quad (C-4)$$

③ σ_1, σ_2 の同定

$$\begin{aligned} 0.7f_m \leq f < f_m & : \sigma_1 \\ f_m \leq f < 2.0f_m & : \sigma_2 \end{aligned} \quad (C-5)$$

上の周波数範囲で σ_1, σ_2 をそれぞれ0.0~1.0まで変化させ、改訂マルカート法を用いて自乗誤差

$$\sum |S_c(f) - S_o(f)|$$

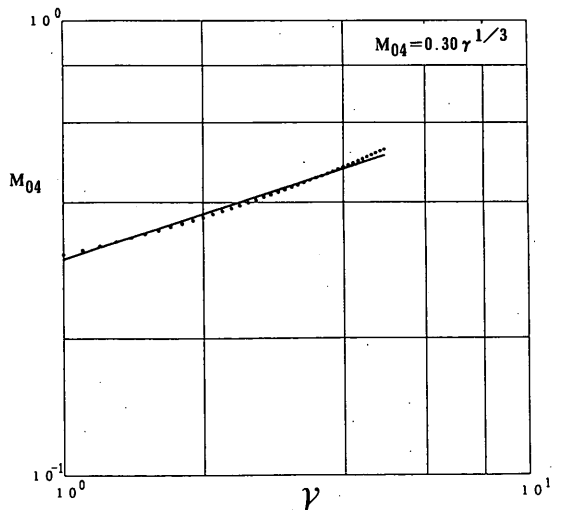
を最小にするような σ_1, σ_2 を求める。

付録D. スペクトルモーメント積分値と γ の関係

JONSWAP型スペクトルの関数形はPM型のスペクトル形と異なり解析的に積分が行えない。ただし、式(D-1)のような積分が定義されていて、その近似解が容易によって提案されている。

$$M_0 = \int_0^\infty \left(\frac{f}{f_m}\right)^{-5} \exp\left[-\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_m}\right)^{-4}\right] \gamma^\beta df \quad (D-1)$$

しかしながら式(D-1)は-5乗則の場合にのみ成立する関係であり-4乗則の場合は式(D-2)で表される積分を行う必要がある。



図D-1 モーメント値と γ の関係

$$M_{04} = \int_0^{\infty} \left(\frac{f}{f_m}\right)^{-5} \exp\left[-\left(\frac{f}{f_m}\right)^{-4}\right] \gamma^\beta df \quad (D-2)$$

このスペクトルの近似解を求めるため数値積分を行った。数値積分は Simpson 則を用いて行い積分範囲は $0 \leq f/f_m \leq 200$ とし、積分の刻み幅は 0.03 とした。図 D-1 は積分結果を対数軸上で示したもので横軸を γ とし縦軸に積分値を示してある。また、図中の実線は積分値と γ との間に最小自乗法を当てはめた結果が示されている。図 D-1 から M_{04} と γ の関係は若干 log-linear からはずれてはいるものの近似的に光易と同様な関係にあることがわかる。したがって、-4乗則の場合の JONSWAP スペクトルで用いる M_{04} は式 (D-3) で表すことができる。

$$M_{04} = 0.30 \gamma^{1/3} \quad (D-3)$$

付録 E. 提案スペクトルのプログラム表示

図 E-1 は本文中の式 (80) ~ (83) で示した提案スペクトルの簡単な計算プログラムを示したものである。プログラム spct は提案スペクトル値を計算する FUNCTION 文で入力値として f : 周波数, H3 : 有義波高, T3 : 有義波周期, aKs : 浅水係数が必要となる。プログラム sco, kh はそれぞれ浅水係数, kh を算定する FUNCTION 文, SUBROUTINE 文で spct の入力データ aKs を計算するために用いる。ここでプログラム kh は, Hunt (1979) による kh の近似解法を用いており、繰り返し計算を行わずに直接解を求めることができる。近似解は式 (E-1) で表される。

$$(kh)^2 = y^2 + \frac{y}{1 + \sum_{n=1}^{\infty} d_n y^n} \quad (E-1)$$

ここで、 $y = \sigma^2 h / g = k_0 h$ である。また、各係数値はプログラム kh に示されている。式 (E-1) の誤差は全範囲で 0.1% 程度であり高い精度で kh を計算できる。

これらのプログラムを用いた簡単な例を示すことにする。水深 30m, 有義波高 4m, 有義波周期 10s の風波スペクトル形は以下のようなプログラムで簡単に算定できる。計算範囲は 0 ~ 5 Hz で刻み幅は 1/100 である。

```
dimension ss(500)
df=1./100.
nmax=500
H3=4
T3=10
```

```
ah=30
call kh(T3,ah,akh,C)
aKs=sco(akh)
do 10 i=1,nmax
f=df*float(i)
ss(i)=spct(f,H3,T3,aKs)
10 continue
stop
end
```

```
function spct(f,H3,T3,aKs)
data pi,g,B/3.14159265,9.8,0.067/
pi2=pi*2
fm=1./(1.136*T3)
u=H3**2/(g*B**2*T3**3)
fmm=fm*u/g
sgm1=0.144
sgm2=0.07*fmm**(-0.16)
gm=6.*fmm**(0.15)
alp=0.17*sgm**(-1./3.)
if(f.le.fm) sgm=sgm1
if(f.gt.fm) sgm=sgm2
if(fm.eq.0.) return
if(f.eq.0.) return
gep=exp(-(1-f/fm)**2/(2*sgm**2))
gm1=gm*gep
spct1=alp*gm*(pi2)**(-3)*u*f**(-4)*exp(-(f/fm)**(-4))*gm1
spct=aKs**(6.*gep)*spct1
return
end
```

```
C
function sco(akh)
scol=sqrt(tanh(akh)*(1.+2*akh/sinh(2*akh)))
sco=1./scol
return
end
```

```
C
subroutine kh(T,ah,akh,C)
real*8 d(6),y,yy,x
data d/0.6666666666,0.3555555555,0.1608465608,
1 0.0632098765,0.0217540484,0.0065407983/
data pai,g/3.14159265,9.8/
sgm=pai*2/T
y=sgm**2*ah/g
yy=0
do 10 i=1,6
yy=yy+d(i)*y**(i)
10 continue
x=y**2+y/(1+yy)
akh=sqrt(x)
C=g*ah*(y+
1 (1.+0.6522*y+0.4622*y**2+0.0864*y**4+0.0675*y**5)**(-1))**(-1)
C=sqrt(C)
return
end
```

図 E-1 提案スペクトルの計算プログラム