

Fig. 3: Comparison between varying wind velocity spectrum by AR model and one by BT method

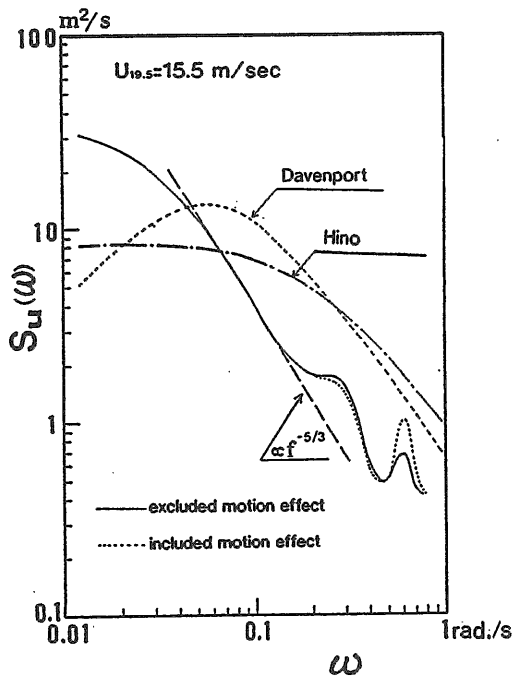


Fig. 4: An example of varying wind velocity spectrum

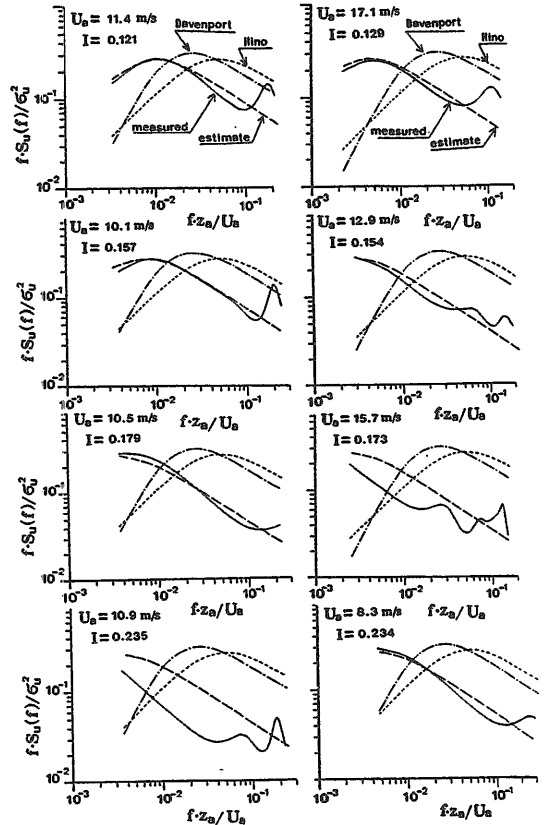


Fig. 5: Varying wind velocity spectra

低いところで、スペクトルは一定値に漸近することから理論的に導かれた変動風スペクトルを表す新しい式として次式が得られる。

$$\frac{f S_u(f)}{\sigma_u^2} = 0.4751 X (1 + X^2)^{-5/6} \quad (77)$$

$$X = f/\alpha$$

ここで、 α は

$$\alpha = 6.23 \times 10^{-2} (u_* / \sigma_u)^3 a^{3/2} U_{19.5},$$

$$= 6.23 \times 10^{-2} (\sqrt{C_D} / I)^3 a^{3/2} U_{19.5}, \quad (78)$$

である。ただし、 $U_{19.5}$ は海面上19.5mの高さにおける平均風速、 u_* は海面の摩擦速度、 σ_u は変動風の標準偏差である。 $I = (\sigma_u / U_{19.5})$ は乱れ強さである。

一般に流れの中に置かれた物体は、流速の自乗に比例した抗力を受ける。流れに平行な壁面が受ける抵抗も同じである。ただ異なるのは比例係数である。大気境界層においても同様な表現を用いることができる。すなわち、境界層の内部がどうあれ、境界面に作用する風による応力 τ_a は次式で表現される。

$$\tau_a = \rho_a C_D U_{19.5}^2 = \rho_a u_*^2 \quad (79)$$

これをバルク則と呼ぶ。(78)式に書き換える際にこの関係を使用した) なお、 C_D は、海面の摩擦係数である。

このとき、スペクトルピーク周波数 f_p は(77)式より次式から求められる。

$$f_p = \sqrt{3/2} \alpha \quad (80)$$

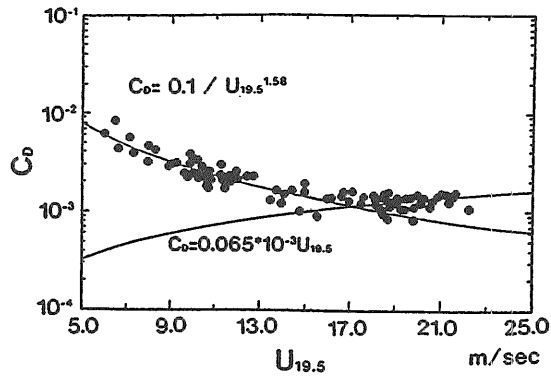


Fig. 6: Friction coefficient between air and sea surface

Fig. 5の破線は観測された f_p と σ_u を用いて上式から推定されたスペクトルを示す。実測スペクトルと上式で推定したスペクトルは良く一致している。また、推定スペクトルは、乱れ強さの増加とともにスペクトルピーク周波数が低周波数側に移動することも表している。この結果から、実測スペクトルは(77)式で近似できると考えられる。(77)式は2つのパラメータ、すなわちスペクトルパワーとスペクトルピーク周波数を有している。(なお、その他、平均風速及びKolmogorov定数も未知数であるが、実測結果からKolmogorov定数 a は、ほぼ0.35であり、平均風速は既知であるとして論を進める)

そこで、これらの2パラメータについてその特性を調べてみる。

スペクトルピーク周波数 (78) 式と (80) 式から、スペクトルピーク周波数は次式で求められる。

$$f_p = \frac{0.0155 U_{19.5}}{I^3} C_D^{3/2} \quad (81)$$

Fig. 6に上式から計算された水面の摩擦係数 C_D を、平均風速 $U_{19.5}$ を横軸にとり示す。この図から摩擦係数は、平均風速とともにいったん減少し、平均風速が17 m/secを超えて大きくなると徐々に増加することが判る。そこで、平均風速が17 m/sec以下の時は摩擦係数は平均風速のべき乗に反比例し、17.5 m/sec以上の平均風速に対しては直線的に増加すると仮定すれば、最小自乗法により次の実験式が得られる。

$$C_D = \begin{cases} 0.1/U_{19.5}^{1.58} & \text{as } U_{19.5} < 17 \text{ m/sec} \\ 0.065 \times 10^{-3} U_{19.5} & \text{as } U_{19.5} > 17 \text{ m/sec} \end{cases} \quad (82)$$

これは、Fig. 6に実線で示されている。

一般に、水面の摩擦係数 C_D は、強風時の場合平均風速に比例して増加すると言われている。Fig. 6の結果は、摩擦係数の平均風速依存性を支持しているようである。この依存性の表現式として、すでにGeernaert *et al.* [25], Garratt [26] 及び Wu [27] らが個々に提案しているが、代表的な表現式は、Geernaertの式:

$$10^3 C'_D = 0.65 + 0.067 U_{10} \quad (83)$$

である。この式は、水面上10mの位置での平均風速 U_{10} の表現になっており、平均風速 U_{10} が5から25 m/secに対し、

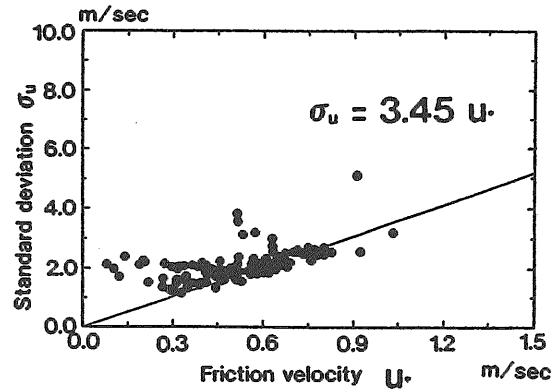


Fig. 7: Relationship between standard deviation and friction velocity

ほぼ $C'_D = 0.985 \sim 2.33 \times 10^{-3}$ のオーダーである。今回の観測結果は、その範囲に入っている。

(82)式から最終的にスペクトルピーク周波数 f_p は次式から求められる。

$$f_p = \begin{cases} 4.9 \times 10^{-4} U_{19.5}^{-1.37} I^{-3} & \text{弱風時} \\ 8.1 \times 10^{-9} U_{19.5}^{5/2} I^{-3} & \text{強風時} \end{cases} \quad (84)$$

この式は、平均風速が $U_{19.5} < 17$ m/secの範囲の時、スペクトルピーク周波数が、 $U_{19.5}^{1.37} I^3$ に反比例すること意味している。それ故、平均風速及び乱れ強さが増加するとスペクトルピーク周波数は低周波数側へ移動することになり、Fig. 5の結果と一致する。

変動風の標準偏差 Monin-Obukhov [28]の相似則に従うと、変動風の標準偏差は摩擦速度に比例する。

$$\sigma_u / u_* = \text{const.} \quad (85)$$

この式の有意な点は、摩擦速度 u_* から直接変動風のパワー(標準偏差の自乗)が見いだせる点にある。

Fig. 7は標準偏差 σ_u と摩擦速度 u_* の関係を示す。摩擦速度は、鉛直方向のモーメントフラックス $\langle uw \rangle$ から直接求められる。実線は、最小自乗近似直線である。

この図から、摩擦速度が0.4 m/secより小さい範囲を除いて、標準偏差は、摩擦速度に対し直線的相関を有していることが判る。強風時には当然摩擦速度は大きくなるので、 σ_u / u_* はほぼ一定であるとして近似しても十分であると考えられる。すなわち今回のケースもMonin-Obukhovの相似則は満たされる。このとき、最小自乗近似により次の関係が求められる。

$$\sigma_u \approx 3.45 u_* \quad \text{for high wind velocity} \quad (86)$$

Forristall [29]は、WESTSOLE固定式プラットフォーム上の高さ13~85mでの風速のデータから σ_u / u_* の値として 2.78 ± 0.29 であると報告している。また、Geernaert *et al.* [25]は、北海での高さ33mの位置での風速データからそれは、2.24であると報告している。今回の結果は、彼らの結果よりもわずかに大きい。

(85)式は、もし摩擦速度が求めれば変動風スペクトルは決定されることを意味している。というのは、摩擦速度と海

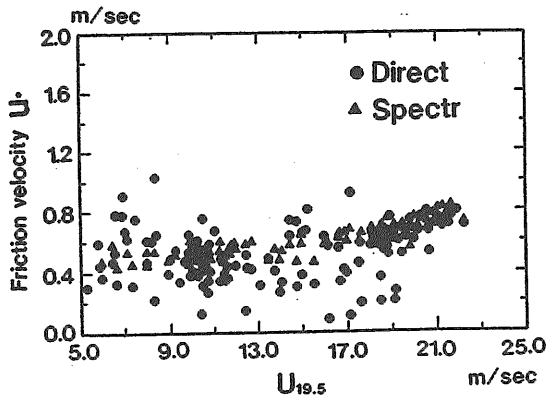


Fig. 8: Comparison between friction velocity by direct measurement and one by wind spectrum

面上の摩擦係数とは一対一に対応するからである。すなわち、鉛直方向の風速分布が対数則に従うのであれば、摩擦速度は $u_*^2 = C_D U_{19.5}^2$ で与えられるので、変動風の分散(標準偏差の自乗)は次式で与えられる。

$$\sigma_u^2 = \begin{cases} 1.19 U_{19.5}^{0.42} & \text{弱風時} \\ 0.774 \times 10^{-3} U_{19.5}^3 & \text{強風時} \end{cases} \quad (87)$$

これは、強風時には変動風のパワーは平均風速の3乗に比例して増加することを意味している。

新提案スペクトルの信頼性と他のスペクトルとの比較 新提案スペクトル(77)式の信頼性を調べるために、摩擦速度をスペクトルを利用して間接的に求め、直接モーメントフラックスから求められるものと比較する。また、ある強風時の変動風スペクトルに対し、新提案スペクトルで推定したスペクトル、実測スペクトル及び他の提案スペクトルとの比較も行う。

Fig. 8は、両者の比較を示している。黒丸印は風速生データを使用して鉛直方向のモーメントフラックスより直接に求めた摩擦速度であり、黒三角は変動風スペクトルから間接的に求めた結果である。両者はほぼ良く一致していることがわかる。これは、(77)式のスペクトル形が今回の実験海域の変動風スペクトルを表す式として妥当であることを意味している。

次に、今回提案した式を用いて、ある強風時の変動風スペクトルを推定した結果と、主要な全世界の計測データの平均線として求めた Ochi-Shin [30] のスペクトル及びそのほかの代表的な提案スペクトルと比較する。

比較の対象としたデータは1988年12月14日のある1時間の風速データである。この時の平均風速は22.208 m/secであった。Fig 9は比較結果を示している。この図で太実線は、計測スペクトル、太破線は今回提案した式を用いて推定したスペクトル、細線は、Ochi-Shinのスペクトルを含む代表的なスペクトル形である。この図から、計測スペクトルと今回提案した式を用いて推定したスペクトル形は非常に良く一致することがわかる。他の代表的なスペクトル形の中では、Ochi-Shinのスペクトルが比較的良く実測スペクトルと一致している。

変動風の統計的性質とガストファクター

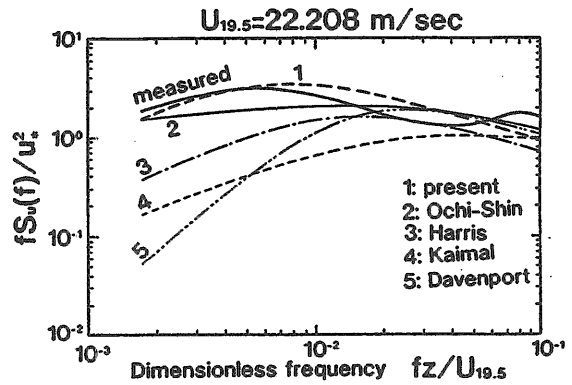


Fig. 9: Comparison among measured wind spectrum, present proposed spectrum and other spectrum forms

1/n 最大風速の平均と異常値 変動風の確率特性及び最大風速の期待値の予測法について調べる。

1988年11月の臨時データの1時間データ87ケースを解析した結果、分布の歪度(skewness)は平均が0.057、その標準偏差、0.213、尖度(peakedness)は平均が、2.78、その標準偏差は0.286であった。統計的検定理論に従うと、有意水準を5%とすると、標本歪度が0.08以下でなければ「変動風の母集団は正規である」という仮説は棄却される。今回のデータの場合、上述の仮説を棄却できないものは87ケース中わずか35ケースでほとんどが上述の仮説を棄却できるという結果になった。従って、変動風の確率分布は、平均値に対して非対称で裾はそれほど長くないガウス分布と同程度の分布であると考えられる。すなわち、変動風速は準正規過程である。一例として、風速の瞬時値分布と Gram-Charlier 展開の3項近似(歪度まで考慮)で表した分布曲線を Fig. 10に示す。この図から、風速の瞬時値分布は正規分布から僅かにずれていることが判る。

次に極値分布について考察する。狭帯域仮定の基では、極値分布はレーレー分布になるが、変動風速の極大値分布は、Fig. 10からも判るようにガウス分布とレイリー分布の中間分布である。図中の黒丸は、スペクトルモーメントからバンド幅パラメータを求め、Cartwright-Longuet-Higginsの式から推定した極値分布である。これは実測ヒストグラムと良く一致している。Fig. 11はスペクトルバンド幅パラメータと乱れ強さの関係をプロットしたものである。この図からバンド幅パラメータは0.91から0.98に分布しており、平均は0.95である。従って、極値分布は非常にガウス分布に近いことが判る。

Fig 12に極大値及び極小値の1/n 最大期待値 $u_{1/n}$ を示す。この図より極大値の1/3 最大期待値 $u_{1/3}$ は $(1.44 \pm 0.06)\sigma_u$ の範囲、1/10 最大期待値 $u_{1/10}$ は $(2.144 \pm 0.15)\sigma_u$ の範囲にあることがわかる。これらの値は、レイリー分布の場合の2.0 (for $u_{1/3}$)、2.546 (for $u_{1/10}$) に比べてかなり小さい。また $u_{1/3}$ と $u_{1/10}$ の平均値を用いて Longuet-Higgins の結果よりバンド幅パラメータを求めると0.95となり、スペクトルモーメントから求めたバンド幅パラメータの平均値と

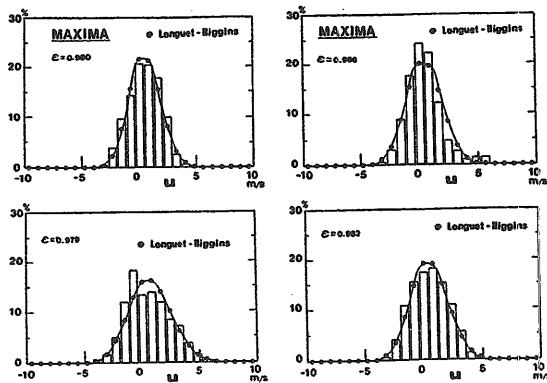


Fig. 10: Peak distributions of wind velocity fluctuation

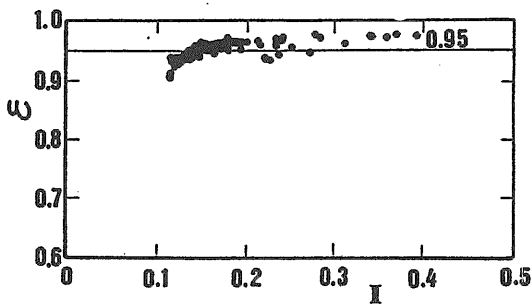


Fig. 11: Relationship between spectral bandwidth parameter and turbulent intensity

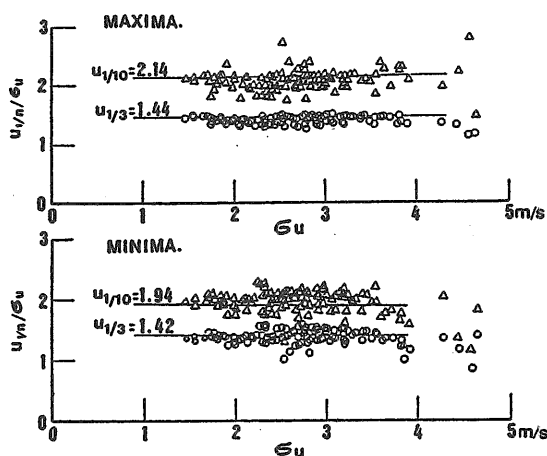


Fig. 12: 1/n th highest mean values of wind velocity fluctuation

良く一致する。このことは、スペクトル形が決まれば $1/n$ 最大期待値は予測できることを意味している。しかし、瞬時値分布が正規分布からずれるにもかかわらず極値分布の予測には正規分布であるという仮定がなぜ成立するのだろうか？ これは非常に難しい問題であるが、乱流理論によるとエネルギー等分配を伴わない領域が存在するからであるとされている。しかしながら、この領域は高周波数域にあると言われており、工学的に重要な低周波数域では変動風は正規過程で表されるとしても十分であると考えられる。

ガストファクター 工学的には、風の乱れの影響を最大瞬間風速 $U_{max} = U_{mean} + u_{max}$ をもって代表させ最大風荷重を次式で推定する方法が用いられる。

$$F_{max} = 0.5 \rho U_{max}^2 S \quad (88)$$

ここで、 S は主流方向の構造物の投影面積である。

一般に、 U_{max} を推定する場合、ある高さの位置での平均風速 U_z に次式で定義される突風率（ガストファクター） G をかけて推定する方法が取られる。

$$U_{max} = G \times U_z \quad (89)$$

最大瞬間風速とは、観測時間内における変動の最大ピーク値を意味している。それゆえ、それは計測時間ばかりでなく風速計の応答スピードにも大きく依存する。応答スピードはサンプリング時間内での風の変動を平均する時間と解釈できるので、それは平均時間あるいは評価時間と見なすことができる。ちなみに、今回使用した3軸超音波風速計の応答時間は20 Hzであり、気象庁が報告している最大瞬間風速とは2～3秒の応答時間を用いたものである。

ガストファクターの予測法として、観測結果から実験式を導く方法とランダム統計理論を用いる方法とがある。ここでは、後者の方法を採用する。

Cartwright-Longuet-Higgins [31]に従うと、ゼロ平均定常正規過程の計測時間 T 内の最大極大値は近似的に次式で表される。

$$u_{max} = \sqrt{2} \sigma_u \left\{ \sqrt{\ln(N)} + \frac{\gamma}{2} \frac{1}{\sqrt{\ln(N)}} \right\} \quad (90)$$

計測時間 T 内での極大値の個数 N は次式で与えられる。

$$N = f_{02} T, \quad (91)$$

ここで、 f_{02} は

$$f_{02} = \sqrt{\frac{\int f^2 S_{T,s}(f) df}{\int S_{T,s}(f) df}}, \quad (92)$$

であり、 γ は Euler 定数 (0.5772) である。また、計測時間 T 、評価時間 s での変動風スペクトル $S_{T,s}$ は、次のように瞬時値のスペクトル S_u にバンドパスフィルター $F(T, s)$ をかけたものになる。

$$S_{T,s} = F(T, s) S_u(f) \quad (93)$$

ここで、 S_u はサンプリング時間 $\Delta t (\ll s)$ で計測された変動風スペクトル、 $F(T, s)$ は次式で定義される。

$$F(T, s) = \left[1 - \left\{ \frac{\sin(\omega T/2)}{(\omega T/2)} \right\}^2 \right] \times \left\{ \frac{\sin(\omega s/2)}{(\omega s/2)} \right\}^2 \quad (94)$$

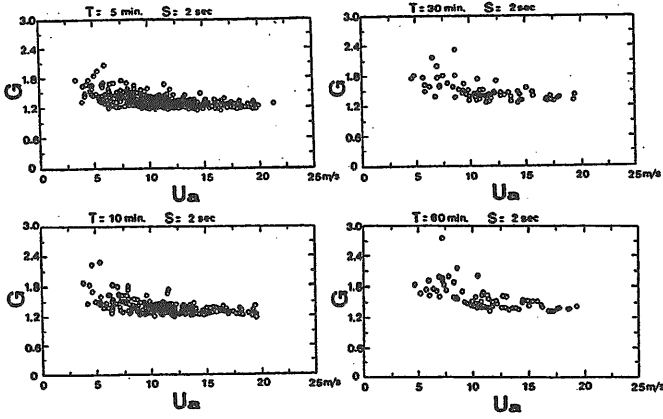


Fig. 13: Gust factor for each measurement and evaluation times

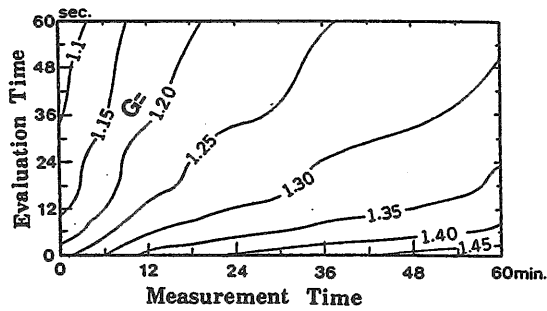


Fig. 14: Contour of gust factor

(89)、(90)式から

$$G(T, s) = 1 + \sqrt{2}I\left\{\sqrt{\ln(N)} + \frac{\frac{1}{2}}{\sqrt{\ln(N)}}\right\} \quad (95)$$

が得られる。この式からガストファクターは乱れ強さとともに直線的に増加することが判る。

Fig. 13は各 T, s に対する $G(T, s)$ の結果である。この結果から、平均風速が 10m/sec 以上では、計測時間が長くなると多少ばらつきが大きくなるものの、ガストファクターはほぼ一定値である。そこで、平均風速 10m/sec 以上のデータに対して平均化処理を行い、 $T-s$ 平面にコンターとしてプロットしたものが Fig. 14 である。この図から計測時間が長くなると G は大きくなり、評価時間が長くなると減少することがわかる。Fig. 15 は計測時間が 1 時間の時の各評価時間に対する実測の G (白丸) と (95) 式から予測した G (黒丸) を示したものである。平均風速 10m/sec 以上では両者は非常に良く一致している。従って、スペクトル形が定めれば (95) 式からガストファクターは予測可能である。

3.1.2 風荷重の推定

実海域での風圧の計測 ポセイドン号では、Fig. 16 に示す位置に風圧力計測孔を設け、導圧管により計測室に導き差圧センサーで前後及び左右方向の表面圧力差を計測した。導圧管の内径は 8mm、長さはそれぞれ 26m である。この計測システムの時定数は、0.6 秒であり、今回の主目的である 60 秒以上の長周期変動風圧を計測することには問題がな

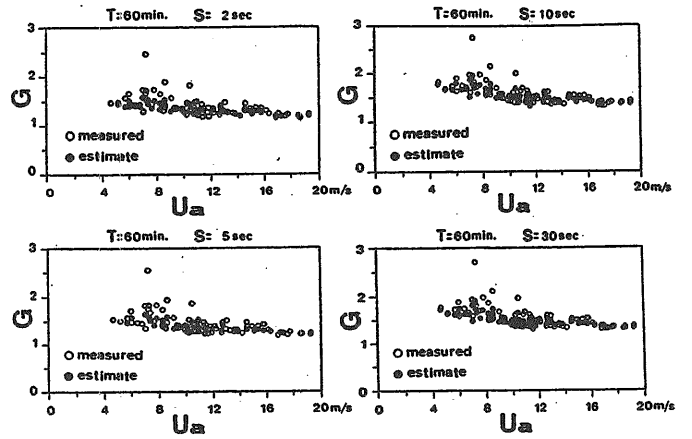


Fig. 15: Comparison of measured results and estimated ones with gust factor

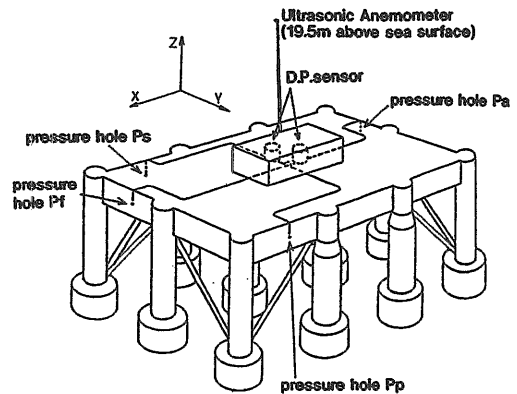


Fig. 16: Measurement of wind pressures

い。Fig. 17 は、船首方向の風圧差の観測結果と模型試験結果の比較を示したものである。図中の実線は、平均風速 \bar{U} と圧力差に次の関係式

$$\Delta P_x = \frac{\rho_a}{2} C_p \bar{U}^2 \cos \alpha \quad (96)$$

$$\Delta P_y = \frac{\rho_a}{2} C_p \bar{U}^2 \sin \alpha \quad (97)$$

が成り立つと仮定し、圧力係数 C_p を 1.3 とした結果である。 \bar{U} は、風圧孔の高さにおける平均風速である。 ρ_a は大気密度である。また、模型実験結果は、1/25 の相似模型を用いた風洞試験結果である。この図より、模型実験結果の方がばらつきは大きく、幾分模型試験の ΔP_y の圧力係数は過小みであるが、両者はほぼ良く一致している。また、計測された風圧差から求めた変動風圧の時系列と風速の変動成分から $p = \rho_a C_p \bar{U} u$ により推定した変動風圧の時系列の比較を Fig. 18 に示す。この図から、両者はほぼ良く一致しており、風速から変動圧を推定することが可能であることがわかる。

変動風が動揺に及ぼす影響

横風の影響 Fig. 19 は、sway 方向の風速成分、圧力差及び動揺の時系列を示したものである。この時の自然条件は、平均風速が 13.8m/sec、平均風向が、ポセイドン号

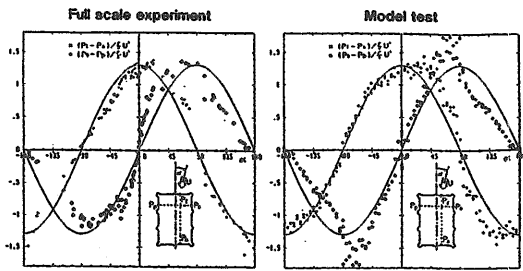


Fig. 17: Comparison between model test results and at-sea experimental ones with respect to steady wind pressures

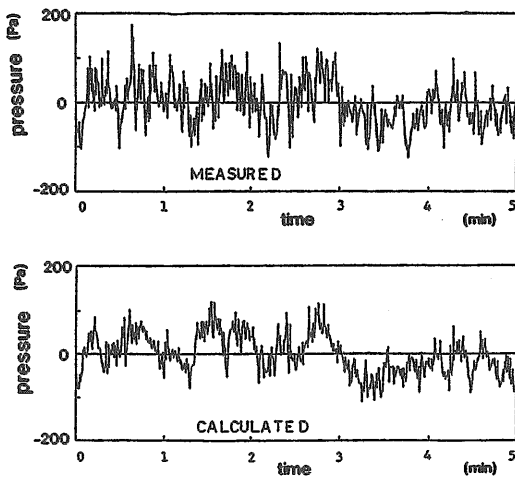


Fig. 18: Comparison between measured wind pressures and estimated ones

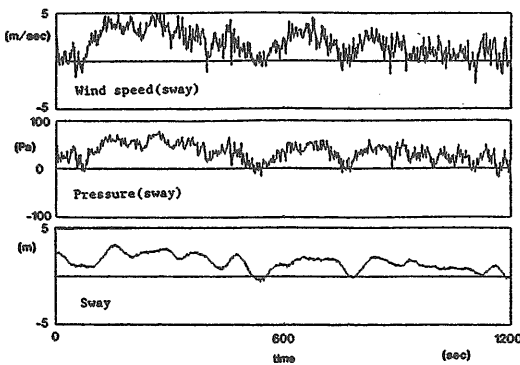


Fig. 19: An example of time series of wind velocity, wind pressure in sway direction and sway motion

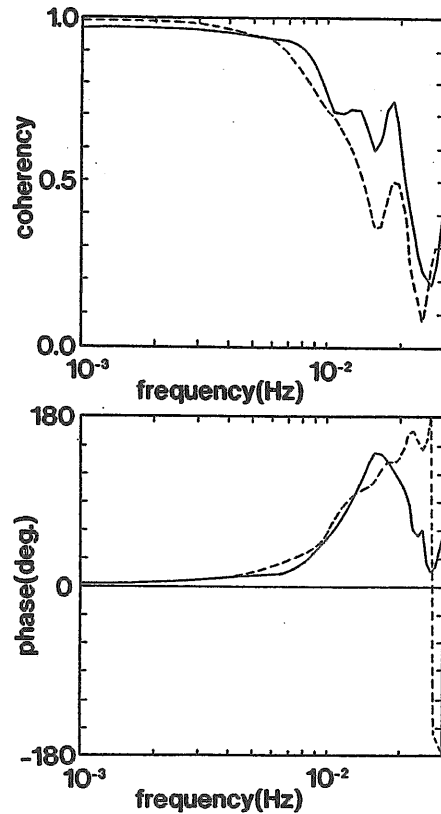


Fig. 20: Simple coherency and phase between wind pressure in sway direction and sway motion

船首より左舷側へ 104°, 有義波高が 0.3m で、風が支配的な状況であった。この図から sway に非常に長い（数分から数十分のオーダー）動揺成分があり、その変動は、風速成分及び風圧差の時系列と良く対応していることが判る。そこで、風圧差と sway とのシンプルコヒーレンシーを調べた。この関数は、一入力出力系を考えたときの線形相関の程度を周波数ベースに表わしたもので、通常のクロススペクトル解析から求められる。Fig. 20はその結果である。図から、100 秒以上の周期成分については、風圧と浮体の長周期運動は、ほぼ線形関係にあり、その範囲では振幅特性はほぼ一定、位相もほぼ 0 であるから周波数特性を持たないことがわかる。即ち、変動風と sway は比例関係にある。

正面風の影響 平均風向が、船首方向である場合の sway 方向の風圧差と sway の時系列の一例を Fig. 21 に示す。この図から、sway と風圧差の時系列は、よく対応していることが判る。また、Fig. 22 にこの時の風圧差と sway とのシンプルコヒーレンシーを示す。この図から、100 秒以上の長周期域でのコヒーレンシーは 1 に近いことから、風向が船首方向であっても sway の長周期運動は生じ、この原因は、風向（平均流方向）に対する横方向の変動風によるものである。なお、Fig. 23 に surge 方向（即ち平均流方向）と sway 方向の変動風スペクトルを示す。この図から surge 方向及び sway 方向ともに同じ程度のパワーを有し、Davenport や日野のスペクトル（陸上風のスペクトルを表す代表的なスペクトル）よりもスペクトルピーク周波数は低周波数側にシフトしており、前述した新提案変動風スペクトル形に近

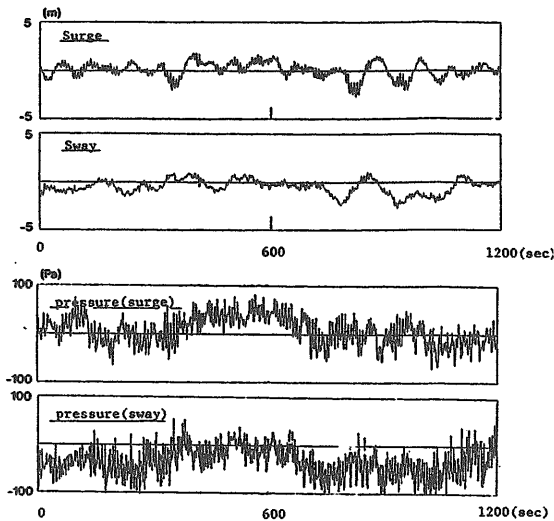


Fig. 21: An example of time series of wind pressure in sway direction and sway motion when the wind direction is in surge direction

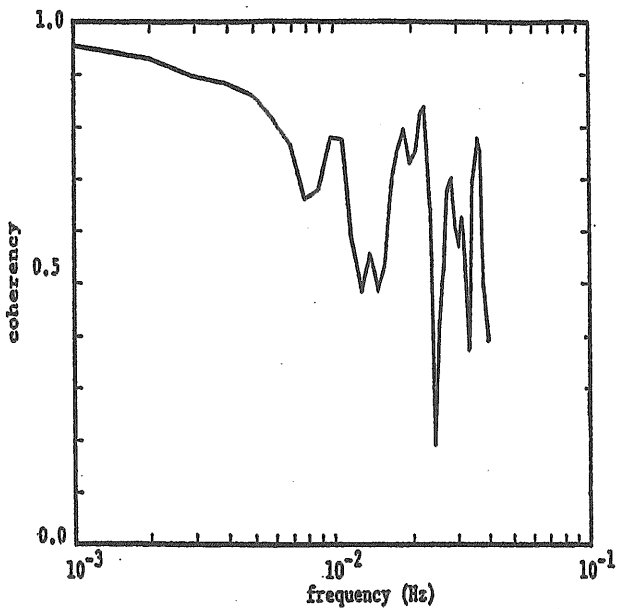


Fig. 22: Simple coherency and phase between wind pressure in sway direction and sway motion

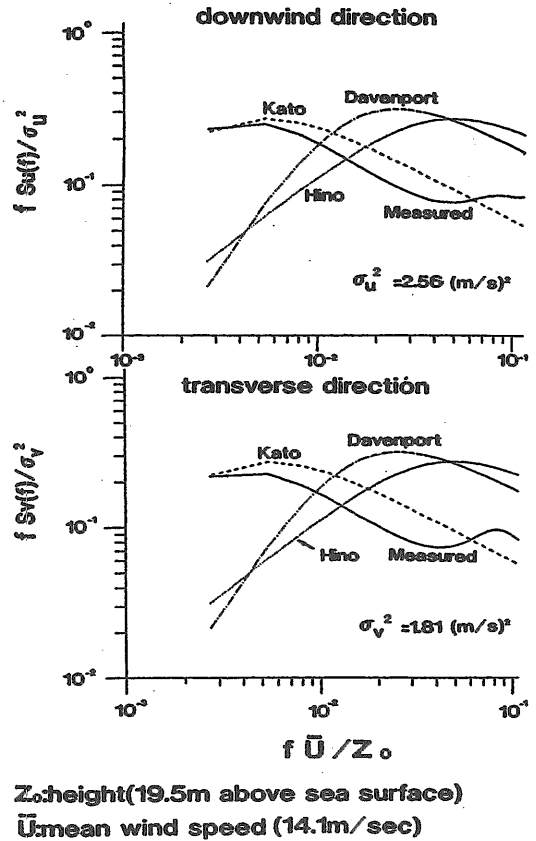


Fig. 23: Wind (Gust) spectra

いことが判る。この現象は、海上においては、一様等方向性乱流の特性が低周波数域でもほぼ成立し、風向によらず変動風のパワーは surge 及び sway 方向ともにほぼ同じになるためである。したがって、たとえ平均風向が surge 方向であっても sway 方向に対し surge 方向と同じ変動風が作用し、それによって sway の長周期運動が誘発される。

風荷重の推定 風荷重は、主流方向の平均風速を \bar{U} 、変動成分を u 及び横方向の変動成分を v とするとボセイドン号の場合、主流方向に働く風荷重 F_1^w 及び主流方向に直角な方向に働く風荷重 F_2^w は、次式で評価される。

$$F_1^w(t) = \frac{\rho_a}{2} S_1 g C_p (\bar{U}^2 + 2\bar{U}u + u^2) \quad (98)$$

$$F_2^w(t) = \frac{\rho_a}{2} S_2 g C_p v^2 \quad (99)$$

ここで、 $S_i (i=1,2)$ はそれぞれの方向の投影面積である。

結果 日本海沿岸の海上風のスペクトルは、スペクトルのパワーと無次元スペクトルのピーク周波数で完全に規定され、それらは海面の摩擦係数と強い相関があることが判明した。またスペクトル形は、Karman モデルと呼ばれる風乱流のスペクトル形でほぼ表される。この形は、既に Harris [7] や日野 [6] によって提案されているが、そのパラメータ推定に違いがある。

工学的には、ある時間内の最大風速あるいはガストファクター（最大風速を平均風速で割ったもの）も重要である。これは、与えられたスペクトル形と変動風過程はガウス過程であるとの仮定を導入すると線形ノイズ理論により求めら

れる。この方法による推定結果と実測値は良好に一致した。風荷重に対しては、準定常仮定の下に圧力係数 C_p を 1.3 にするとモリソンの抗力式より求められる。ただし、乱流特性を考慮して、たとえ平均風向が船首方向であっても横方向の変動風荷重を考慮しなければならない。

3.2 海洋波の特性とスペクトル

海洋波の特性を表すために、一般に周波数スペクトルと方向スペクトルが用いられる。方向スペクトルとは、周波数と波向に対する波エネルギーの分布状態を表すものである。この方向スペクトルが波浪中の構造物の動揺にどのように影響するかが、最近重要な関心を集めているが、これまであまり観測されたデータが少なく、方向スペクトル自身の特性及びその動揺への影響については不明な点が多い。そこで、実海域実験において観測されたデータを下に調査する。

3.2.1 方向スペクトルの特性

計測と解析 方向スペクトル $S(f, \chi)$ は一般に一方向スペクトル (周波数スペクトル) $S_\zeta(f)$ を用いると次のように表示される。

$$S(f, \chi) = S_\zeta(f)D(f, \chi) \quad (100)$$

ここに、 D は方向分布関数で、次のような正規化の条件が課せられる。

$$\int_0^{2\pi} D(f, \chi) d\chi = 1 \quad (101)$$

方向スペクトルの計測にはいくつかの方法がある。今回の実海域実験では3台の波高計アレイによる方法を用いた。計測に用いた波高計は、海底設置型の送受波器を持つ大水深型超音波式波高計である。波高計の仕様等は前報 [24] を参照されたい。波浪観測地点は、由良港沖合い 3km の海域 (ポセイドン号船首側約 180m 前方の地点) であり、水深は 43m である。当初の予定では波高計の配置は、直線アレイとする予定であったが、実際に設置した結果は、直線に近い三角アレイとなった。方向スペクトルの推定法として、少ない波高計アレイでも比較的高分解能を有する最尤法 (Maximum Likelihood Method) を用いた。

Fig. 24 に波高計の配置状況と方向スペクトルの解析に用いた座標系を示す。なお、実際の解析に使用する前に、本波高計アレイによる方向波の推定精度について数値計算により検討してみた。その結果、波周波数が 0.11Hz (周期 9.1 秒) より長い波に対して推定誤差 10% 程度で推定できること及び精度は波の入射角が直角に対し $\pm 30^\circ$ 以内ではほとんど変化しないことが判明した。そのため、有義波周期 $T_{H_{1/3}}$ 9.0 秒以上の波浪データを解析対象にした。

波浪データ 今回解析に使用したデータは、典型的な冬の低気圧の通過に伴って風波が急激に発達したときに収録した連続記録データ (サンプリング時間 1 秒) であり、解析は連続したデータを 30 分毎に分割して行った。Fig. 25 に各データの有義波高 $H_{1/3}$ と有義波周期 $T_{H_{1/3}}$ の経時変化を示す。ここでは、 $T_{H_{1/3}} \geq 9.0$ 秒の場合として総計 132 ケースを解析の対象とする。Table 1 は収録時間中で最大の有義波高を記録したときの風と波の統計量を示したものである。

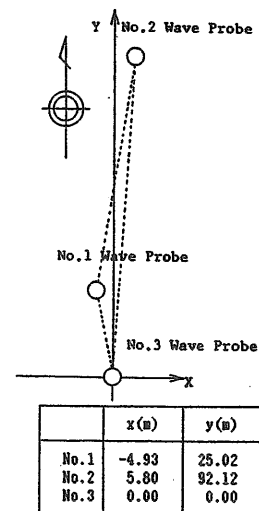


Fig. 24: Coordinate system and position of wave probes

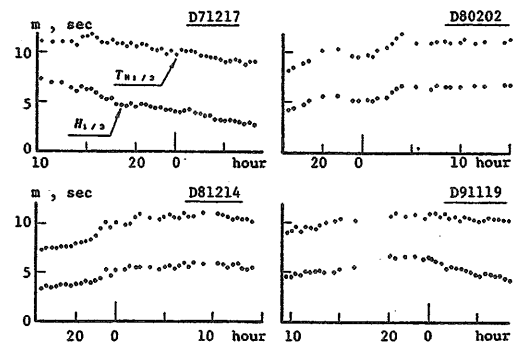


Fig. 25: Changes of $H_{1/3}$ and $T_{H_{1/3}}$ in every 30 minutes

Table 1: Characteristic values of measured data

| | D71217 | D80202 | D81214 | D91119 |
|---------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| Date | 87/12/17 | 88/02/02 | 88/12/14 | 89/11/19 |
| Data Length(hour) | 22.4 | 24.7 | 30.1 | 47.1 |
| sample | 35 | 23 | 30 | 44 |
| $H_{1/3}$ (m) | 7.29 | 6.87 | 5.88 | 6.64 |
| $T_{H_{1/3}}$ (sec) | 11.10 | 11.39 | 10.85 | 10.70 |
| $U_{0.5}$ (m/s) | 18.52 | 15.65 | 21.10 | 20.40 |
| Wind direction | WNW | WNW | WSW | WNW |
| F^* | 7.5×10^6 | 1.3×10^6 | 2.9×10^6 | 4.5×10^6 |

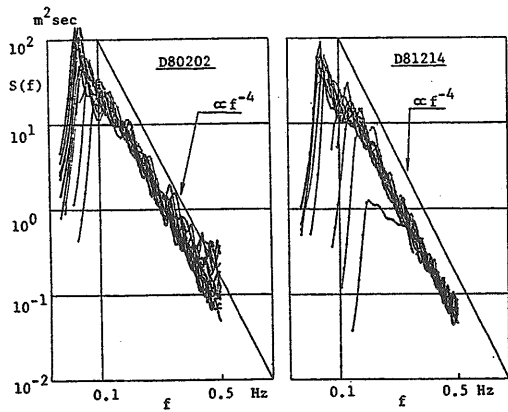


Fig. 26: Change of frequency wave spectra in every two hours

いずれも一様な風が長時間吹き続けた時の風波であり、D71217で記録された有義波高7.60mは今回の実海域実験で観測された最大のものである。表中の無次元フェッチ F^* は Wilson の経験式 [32] より推定したものであり、今回解析に用いたデータの F^* は 10^2 から 10^4 と比較的大きいものであることがわかる。

周波数スペクトルの特性 今回の解析対象とする波浪データの有義波周期は最大で1.2秒であり、浅水影響が無視できない。なお、水深 h と波長 L の比によって深海波 ($0.5 < h/L$)、浅海波 ($h/L < 0.05$) 及び両者の中間的な領域として Intermediate depth wave ($0.05 < h/L < 0.5$) に分けられる。今、周期として有義波周期をとれば、今回の波浪データはほぼ Intermediate depth wave に属することになる。さらに、日本海という閉鎖海である点を考慮すると、この海域で計測される波は典型的な有限フェッチの風波に属する。こうした条件にあう波の周波数スペクトルがどのような特性を持つのか調査した。

Fig. 26は、代表的な例として D80202, D81214 のデータについて波の発達がピークを迎えるまでのスペクトルの変化を2時間ごとに示したものである。なお、ここで示すものはいずれも No.1 波高計より取得されたデータであり、スペクトル解析には AR モデルを使用した。図から次のことがわかる。スペクトルの高周波数側にある種の平衡領域、つまり碎波などによりこれ以上の波が存在しない限界が存在しそこでは、スペクトルが f^{-4} に比例する形状を持っている。こうしたスペクトルの平衡領域の存在は多くの観測所から支持されており、Phillips [33] によりその領域ではスペクトルが $\beta g f^{-5}$ の形状を持つ (β は定数、 f^{-5} 則) とされてきた。この f^{-5} 則は風波の代表的スペクトルとしてしばしば用いられている Pierson-Moskowitz、JONSWAP スペクトルなどの表示式に取り入れられてきたが、今回の結果では、平衡領域の形状としては f^{-4} に比例することになる。

この f^{-4} 則について少し検討してみる。この則は鳥羽により理論的に示されたもので、次式で表される風波の3/2乗則に基づき見いだされたものである。

$$H^* = AT^{*3/2} \quad (102)$$

ここで、 A は経験定数、 H^* と T^* は無次元値であり、

$$H^* = gH_{1/3}/u_*^2, T^* = gT_{H_{1/3}}/u_*$$

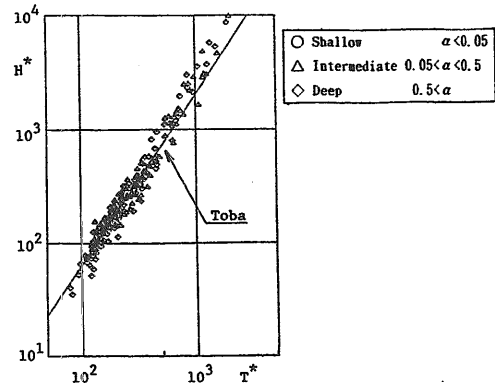


Fig. 27: Verification of 3/2 power law using measured data

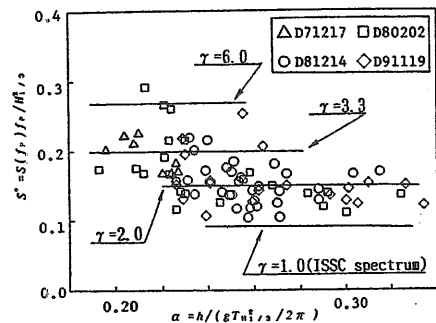


Fig. 28: Distribution of non-dimensional peak values of wave spectra

で表される。ここに、 u_* は海面の摩擦速度である。Fig. 27は風波の3/2乗則を検討した結果である。これは、1987年11月から88年3月、1988年10月から89年3月並びに1989年10月から12月の期間の定時計測(1日4回)で有意波高が1mを超えたケースについて解析した結果である。ただし、 $C_D = 0.0016$ (これは実測結果の平均値を用いた) である。さらに3/2乗則に対する浅水影響を調べるためにパラメータ $\alpha (= h / (g T_{H_{1/3}}^2 / 2\pi))$ によるデータを分類した。図中の実線は、鳥羽が風洞水槽、海洋観測塔などのデータから見いだした結果であり、(102)式の A が0.062に対応する。この図より、風波の3/2乗則は T^* が大きいところ(低速風域)で鳥羽の直線からずれているが、強風時である T^* が小さいところで良く一致している。従って、季節風のような強風時の場合、鳥羽が提唱した風波の3/2乗則がほぼ成り立ちスペクトルは高周波数側で f^{-4} に比例する形状を持つと考えられる。

周波数スペクトルの新提案式 波の発達がほぼピークに達したと思われる時点までの周波数スペクトルのピーク値 $S_C(f_p)$ を $S^* = S_C(f_p) f_p / H_{1/3}^2$ で無次元化し、 S^* を α でプロットしたのが Fig. 28である。なお、 S^* の値は、3台の波高計の平均値である。比較の為に次式で表される Modified JONSWAP スペクトル (M-J) の γ を種々変えたときの S^* を示す。

$$S_{PM} = 0.11 H_{1/3}^2 T_V (T_V f)^{-5} \exp\{-0.44 (T_V f)^{-4}\}$$

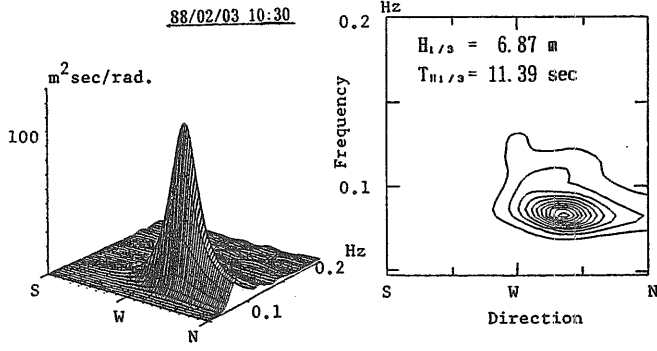


Fig. 29: Bird's eye view and contour of directional wave spectrum

$$S_{\zeta}(f) = S_{PM} \cdot F \cdot \gamma \exp\{-(1.296 f T_V - 1)^2 / 2\sigma^2\} \quad (103)$$

$$\sigma = 0.07 \quad \text{for } f \leq \frac{1}{1.296 T_V}$$

$$\sigma = 0.09 \quad \text{for } f > \frac{1}{1.296 T_V}$$

ここで、 S_{PM} はISSCスペクトル、 F はJONSWAPとISSCスペクトルとの面積比、 γ はピーク倍率係数である。この図から、日本海での風波スペクトルを表す場合、北海などで標準的に使用される $\gamma = 3.3$ ではなくて、 $\gamma = 2.0$ を用いた方が良いことが判る。また、船舶の分野で良く使用されるISSCスペクトルでは、実際のスペクトルのピークを過小評価する。

方向分布関数の特性

解析例 方向スペクトルの代表的な例として、D80202のデータの解析例を Fig. 29に示す。図から、方向スペクトルの推定結果は、明瞭なピークを有しており波のエネルギーの最も集中した方向はWNWであることがわかる。このケースではWNW方向から平均風速 15 ~ 20 m/secの風が12時間吹き続けており、波スペクトルピーク周波数付近の波はほぼ風と同一方向に伝播しているものと考えられる。また有義波高が3mを超えるような高波時に観測される方向スペクトルは Fig. 29とほぼ同じ様な形状を示し、他の波浪源からの寄与を示すような双峰型の方向スペクトルは観測されない。

方向集中パラメータ 方向分布関数の形状について検討する。Fig. 30は、Fig. 29の $f_p = 0.078$ Hzの方向分布関数を求めた結果である。図中には光易型方向分布関数で、 s を14とした結果も示してある。図より、方向分布関数はなめらかな単一のピークを有し、その形状は光易型方向分布関数でほぼ近似できることがわかる。なお、光易型方向分布関数は、次式で表される [34]。

$$D(f, \chi) = D_0 \cos^{2s} \left\{ \frac{\chi - \chi_0}{2} \right\} \quad (104)$$

ここで、 χ_0 は入射波の主方向である。この特徴は、方向集中パラメータ s にあり、合田 [35]は、光易の実験式を基に f_p での s の値 s_{max} を用いて次のように表した。

$$s_{max} = 11.5(2\pi f_p U_{10}/g)^{-2.5} \quad (105)$$

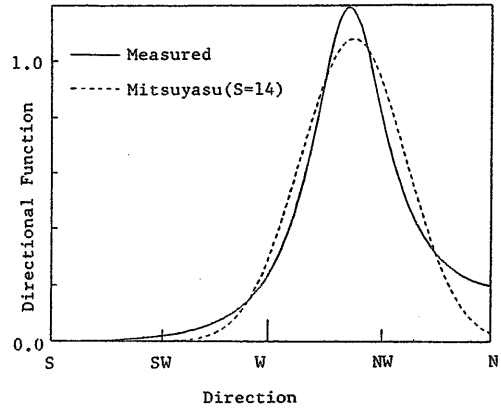


Fig. 30: Example of directional function

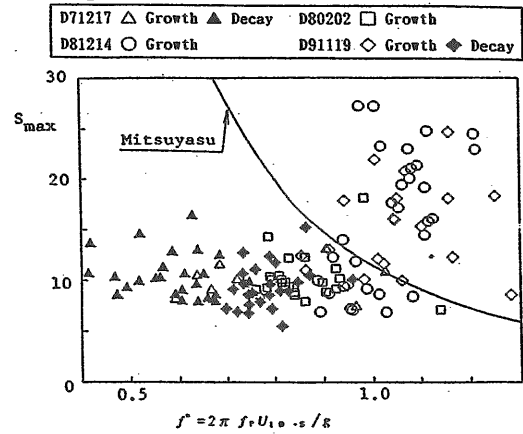


Fig. 31: Relation between s_{max} and non-dimensional frequency f^*

$$s = s_{max}(f/f_p)^5 \quad \text{for } f \leq f_p \quad (106)$$

$$s = s_{max}(f/f_p)^{-2.5} \quad \text{for } f > f_p \quad (107)$$

従って、 s_{max} は、海上10mの高さでの平均風速 U_{10} と f_p から決定される。Fig. 31は、 s_{max} を無次元周波数 ($f^* = 2\pi f_p U_{10}/g$) に対しプロットした結果である。図中実線は、(105)式の結果である。この図から s_{max} の傾向は(105)と逆の傾向を示しており、 $f^* < 1$ の時、すなわち波が減衰過程にある時は平均的に $s_{max} = 10$ であり、 $f^* > 1$ の時、波が発達過程にある時は、 s_{max} は増加する。合田は、風波の s_{max} として10という値を推奨しているが、ほぼ妥当な値である。

こうした方向分布関数の方向集中パラメータに対する具体的な指針を定めているところは少ないが、ノルウェーのNorwegian Petroleum Directorate(NPD)は次のような方法を推奨している。

$$D(\chi) = D_0 \cos^n \chi \quad (108)$$

ただし、 D_0 は規格化関数であり、 $H_{1/3} \leq 10$ mの場合は $n = H_{1/3}$ 、 $H_{1/3} > 10$ mのときは、単一方向波とする。Fig. 32は n と $H_{1/3}$ の関係を調べたものである。図中の実線は、 $n = H_{1/3}$ とした結果である。この図からNPDの方法は、観測値の傾向とほぼ一致しており、方向集中パラメータを採用する際の一つの目安となる。なお、(108)式は $n = 0.46s$ とすると $s > 4$ で光易型方向分布関数とほぼ一致する。