

風波スペクトルの発生・発達と海面摩擦力に関する研究 (3)

日 野 幹 雄*

要 旨 前回の報告では Miles-Phillips の風波発生理論と Phillips の平衡領域のスペクトル理論をもとにして、風波特性の解明を試みた。

この論文では、さらに、風と波との相互作用を支配する原理として“エネルギー仮説”を提出し、これから導かれる一連の理論的結果として、fetch graph, スペクトル最大の周波数、海面粗度係数などを求め、また風と波との間のエネルギー授受の力学関係をも示すことができた（なお、文中前の2報告をそれぞれ論文 I¹⁾, II²⁾ として引用する）。

1. 理論的検討

(1) 風波スペクトルと大気圧変動スペクトル

風波発生についての Miles の不安定理論³⁾に Phillips の大気圧変動との共鳴理論⁴⁾を導入して与えられる風波スペクトル $\Phi(k)$ と大気圧変動スペクトル $\Pi(k)$ との関係は式 (1) のように表わされる⁵⁾。ただし、この関係は、風波の速度 $c(k)$ とその方向への風速成分、 $V \cos \phi$ (ϕ は風の方向と波の成分の進行方向とのなす角度) とがほぼ等しく、また、風波の発達が principal stage に入ってから成り立つものである。

$$\begin{aligned} \Phi(k, t) &\sim \frac{t}{2 \rho_w^2 c^2} F(mt) \int_0^\infty \Pi(k, \tau) \\ &\quad \times \cos[k(V \cos \phi - c) \tau] d\tau \\ &= (2 \rho_w^2 c^2)^{-1} t F(mt) \Pi(k, 0) \\ &\quad \times \theta(k, c \sec \phi - V) \dots \dots \dots (1) \end{aligned}$$

ここに、

$$m = \frac{1}{2} \zeta k c (\ll 1) \dots \dots \dots (2)$$

$\zeta = (kc\bar{E})^{-1} (\partial \bar{E} / \partial t)$ (1 ラジアンサイクルあたりのエネルギー増加率)

k = 波数

c = 波速

V = 波数 k の圧力変動の移動速度、ほぼ $U(2\pi/k)$ に等しい

$U(2\pi/k)$ = 水面からの高さ $2\pi/k$ の風速

ϕ = 風向と波の進行方向のなす角度

ρ_w = 水の密度

$\Pi(k)$ = 変動圧力スペクトル

$$F(mt) = (2mt)^{-1} (e^{2mt} - 1) \dots \dots \dots (3)$$

$F(mt)$ は風波スペクトルの増幅関数であるが、論文 I, II と表示法が多少異なる。

θ = 圧力変動の integral time scale

$$\begin{aligned} \zeta = & \frac{\rho_a}{\rho_w} \beta \left(\mu \frac{U_1 \cos \phi}{c} \right)^2 - \frac{4g\nu_w}{c^3} - \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{g\nu_a}{2c^3} \right)^{1/2} \\ & \times \left[1 + 2(\alpha + \beta) \left(\frac{U_1 \cos \phi}{c} \right)^2 \right. \\ & \left. + (\alpha^2 - \beta^2 + 2\alpha\beta) \left(\frac{U_1 \cos \phi}{c} \right)^4 \right] \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

α, β = phase shift および damping に関する係数^{6), 7)}

$U_1 = U_*/\kappa$

U_* = 摩擦速度

κ = Kármán 定数

なお、式 (4) の右辺の第2項以下は無視してよい。また、われわれの問題に必要な non-negative damping factor β は数値計算に便利なよう論文 II に示した内挿式を用いる。

水域が有限ならば風の吹送時間 t と吹送距離 F との間には、各波数成分についてつぎの関係がある。

$$F \sec \phi = \frac{1}{2} c(k) t \dots \dots \dots (5)$$

(2) 大気圧変動

今われわれの問題としている水面上での圧力変動についての観測はほとんどない。しかし、超音速機や ICBM の発達にともなう jet noise の問題と関連して滑面上の乱流境界層の圧力変動についてはかなり研究が進んでいるので、これを参考にすることができる。

乱流境界層による壁面圧力変動の源は、境界層外縁の free turbulence (outer mixing region) で発生する large eddy によるものと、壁面近くのせん断力の強いところでの shear-turbulence interaction によるものとがある⁸⁾。

変動圧力スペクトルについては Kraichnan⁹⁾ や Lilley ら^{10), 11)} の理論がある。これらの理論と実測との間にはある程度の一致がみられる。もっとも、Corcos¹²⁾ のように理論の構成や実験係数の任意性のために、単なる偶然的な一致であろうとする見方もある。

海面上の圧力変動は、海面近くの shear-turbulence interaction によるもののほかに外的変動源（たとえば、高低気圧・不連続線・地形の後流）からの影響が加わる。

海面上の圧力変動を考える場合の大きな問題は、海面

* 正会員 工博 電力中央研究所技術研究所

が風速の増加とともに滑面ではなくなり、また固定された面でもなくなることである。Miles の相互作用理論によれば、風波の発達により海面近くの流れの場が変化し、新たな圧力場が形成されるとともに、海面付近での shear-turbulence interaction による圧力変動は消滅すると考えられる。

初期攪乱あるいは引き金としての大気圧変動スペクトル $\Pi(k)$ としては Lilley¹¹⁾ の式 (6) を採る。

$$\Pi(k, 0) = \frac{\rho_a^2 \sigma_0^2 \bar{v}^2 k_1^2 \exp(-k^2/4\sigma^2)}{4\pi\sigma^4(k+\beta+1/l_2)(k+\beta-1/l_2)} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、

$$\tau = dU/dy \text{ (平均せん断速度)}$$

$$= \tau_0 e^{-\beta y}$$

σ = 相関関数 $f(r) = \exp(-\sigma^2 r^2)$ に表われる渦の大きさの逆数

$\bar{v}^2$ = 乱れの鉛直成分の 2 乗平均

l_2 = 壁面に垂直な方向の渦径

$k_1 = k$ の x 方向の波数成分

式 (6) はさらにつぎのようになる。

$$\begin{aligned} \Pi(k, 0) &= \frac{\rho_a^2 (\bar{v}^2/U_*^2) (\tau_0 \delta_1/U_*)^2}{4\pi(\sigma\delta_1)^2} \\ &\times \frac{U_*^4 \delta_1^4 (k \cos \varphi)^2 \exp(-k^2/4\sigma^2)}{\{(k\delta_1)^2 + 2(\beta\delta_1)(k\delta_1)\}} \\ &\dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

Laufer その他の実験を参照して、Lilley はここに表われる定数をつぎのように与えた。 $\sqrt{\bar{v}^2}/U_* = 0.8$, $\tau_0 \delta_1/U_* = 3.7$, $\beta \delta_1 = 0.31$, $\sigma \delta_1 = 1/2$, $\delta_1/l_2 = 1/2$ 。ここに、 δ_1 は乱流場の特徴的な基準長であって、壁面に沿う境界層では排除厚である。

(3) Integral Time Scale

Phillips は integral time scale θ を differential time scale に等しいと仮定して、

$$\theta \approx 1/k [U(k) - c(k) \sec \varphi]$$

と置いたけれども Longuet-Higgins¹³⁾ も指摘するようにこれには疑点がある。

式 (1) の変動圧力スペクトル $\Pi(k, \tau)$ はつぎのように書きうる。

$$\begin{aligned} \Pi(k, \tau) &= (2\pi)^{-2} \iint R(\xi, \eta, \tau) \\ &\times \exp\{-i(k_1 \xi + k_2 \eta)\} d\xi d\eta \dots\dots (8) \end{aligned}$$

ここに、 $R(\xi, \eta, \tau)$ は圧力変動の時空相関である。これは Taylor の仮説を導入すれば、圧力変動の convection velocity を U_c として、

$$R(\xi, \eta, \tau) = R(\xi - U_c \tau, \eta, 0) \dots\dots\dots (9)$$

と書ける。したがって、式 (8) は、

$$\begin{aligned} \Pi(k, \tau) &= (2\pi)^{-2} \iint R(\xi_1, \eta, 0) \\ &\times \exp\{-i(k_1 \xi_1 + k_2 \eta)\} \cos(k_1 U_c \tau) d\xi_1 d\eta \end{aligned}$$

$$= \Pi(k, 0) \cos(k_1 U_c \tau) \dots\dots\dots (10)$$

となる。

一方、式 (11) で定義される cross-spectral density $\Gamma(\xi, \eta, \omega)$,

$$\begin{aligned} \Gamma(\xi, \eta, \omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R(\xi, \eta, \tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau \\ &\dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

は、相似の仮定による実験値の整理からつぎのように表わすことができる¹²⁾。

$$\begin{aligned} \Gamma(\xi, 0, \omega) &= \Gamma(0, 0, \omega) \cos(\omega\xi/U_c) A(\omega\xi/U_c) \\ &\dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

この関係は Taylor の仮定を導入して式 (11) から導かれる形に関数 $A(\omega\xi/U_c)$ を掛けたものである。それゆえ、 $\Pi(k, \tau)$ も、

$$\Pi(k, \tau) = \Pi(k, 0) \cos(k_1 U_c \tau) A(k_1 U_c \tau) \dots\dots (13)$$

と仮定する方が妥当であろう。

この関数 $A(\omega\xi/U_c)$ は実験より^{12), 14), 15)},

$$A(\omega\xi/U_c) = \exp(-0.7 \omega\xi/2\pi U_c) \dots\dots\dots (14)$$

と与えられる。Willmarth & Roos¹⁴⁾ は 2 つの項で、 $A(\omega\xi/U_c)$ を表わしたが、式 (14) の関係とほぼ同じくなる。

したがって、integral time scale は、つぎのようになる。

$$\begin{aligned} \theta &= \int_0^{\infty} \{\Pi(k, \tau)/\Pi(k, 0)\} \cos[k(U_c \cos \varphi - c)\tau] d\tau \\ &= \frac{a_0 U_c \cos \varphi}{2k} \left[\frac{1}{(a_0 U_c \cos \varphi)^2 + \{2U_c \cos \varphi - c(k)\}^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{(a_0 U_c \cos \varphi)^2 + c^2(k)} \right] \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

ここに、 $a_0 = 0.7/2\pi$ である。

圧力変動の convection velocity U_c として、Phillips は水面から $2\pi/k$ の高さの平均風速を考えた。確かに、Serafini の実験からも波数の大きいほど U_c が小さくなる傾向が認められるが、 U_c の減少はそれほど顕著でないこと、ここで取り扱う問題では energy peak の遷移領域の k が問題であること、種々の試算から θ の値がそれほど直接的に計算結果に影響しないと知れたことなどを考えると U_c は高さ 10 m での風速と考えても良い。

(4) 二、三の検討

風速の equilibrium subrange でのスペクトルは、式 (16) で与えられる¹⁷⁾。

$$\begin{aligned} \psi_e(\omega) &= \lambda g^2 \omega^{-5} \dots\dots\dots (16) \\ [\lambda &= 1.48 \times 10^{-2}, \omega_0 \ll \omega \ll (4\rho_w g^3 T^{-1})^{1/4}, \\ k_0 &\ll k \ll (\rho_w g T^{-1})^{1/2}] \end{aligned}$$

これを 2 次元スペクトルに直すと、次式のようになる²⁾。

$$\Phi_e(k) = \Phi(k_*, \varphi) (k/k_*)^{-4} \dots\dots\dots (17)$$

ここに、 k_* は遷移波数、 $\Phi(k_*, \varphi)$ は k_* に対する式 (1) の Φ を表わす。

また、波面上の圧力変動 $(p/\rho_a g)^2$ は Longuet-Hig-

gins¹³⁾らの実測では、 U_0 が 39~14(ft/s) の範囲で 13.1~5.2 (ft²) であったが、それらはほとんど波によって形成された流れの場によるものであると推定された。他方、式(6)あるいはこれを積分した $\frac{p}{\rho a g} = \left(\frac{\beta}{2g} c_f\right)^2 U_0^4$ ($c_f = 2 U_*^2 / U_*^2$ 摩擦係数, $\beta = 4.6$) の関係から乱れによる圧力変動を推定すれば 8~1.2(ft²) となり、ほぼ実測値のオーダーとなる。それゆえ、一たび風波が形成されれば、圧力変動の源である shear layer に変化が生じ、新たに形成された流れの場による波面と in phase な圧力変動成分におきかえられと考えられる。

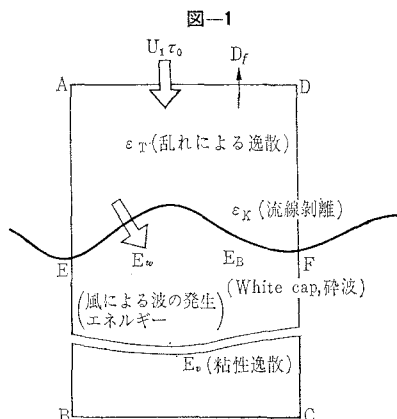
論文 II でも一部示したように、式(1)と式(17)との交点から求められた遷移波数 k_* は大きすぎる値となり、むしろ論文 I の Phillips-Katz の仮定^{1), 20)}の方が良い。これは、式(1)がすでに記した制約のもとで成立することや理論で考えられているような静止水面からの風波の発達という状態が実際とずれていることなどによる。しかし、他方 Phillips の resonance angle の存在も実証される¹³⁾ から、式(3)の波面増幅関数 $F(mt)$ の形を修正する必要がある。一応 μ を修正 ($\mu=4$) する。 $mt=1$ は事実 resonance が instability 過程より卓越する限界ではあるが、波面増幅関数が急増するのは $mt=\mu^2$ である。 μ は U_0, F, c, k には無関係な一定値とする。

(5) エネルギー仮説の導入

ある摩擦速度 U_{*A} を仮定し論文 I の Model II にしたがって風波のスペクトルを求め、逆にこれから U_* を計算し、はじめに仮定した U_{*A} との一致からスペクトル型を決定しようとする考えは、論文 II に見たように解を与えない。つまり、つねに $U_{*A} > U_*$ となる。これは、Miles の理論では粘性の作用および波面からの流線はく離によるせん断応力が考慮されていないことによる。しかし、流線はく離によるせん断力を直接求めることは困難であり、これに代る等価なもう一つの決定要素を導入する必要にせまられる。

さて、多くの場合に微分方程式で記述される現象もエネルギー原理から導きうることは良く知られている。すでに論文 II で述べたように、われわれの問題にもエネルギー仮説を導入することが最も無理のない解決法であろう。すなわち、風のもつエネルギーの一部は波面より上で逸散され、残りは圧力寄与として風波の発生に費される。この際、波面上でのエネルギー逸散が最小であり、風波に移行するエネルギーが最大となる状態が、実際に発生する風波を決定すると考えるのである。

また後にも論ずるけれども、風と波とのエネルギー関係を考へてみる(図-1)。波面をふくむある閉領域でのエネルギーの平衡は、まず風の乱れによって AD 面を通してエネルギーの輸送 D_f とせん断力による仕事 $\tau_0 U_1$ が加えられる。これらのエネルギーの一部は風の乱れに



よって逸散し ϵ_T , また wavelet での後流の逸散 ϵ_K あるいは波面での層流摩擦による逸散 ϵ_L (無視する) となり、残りは pressure の作用で波の発生エネルギー E_w となる。

このように風のエネルギーは一度、波の発生エネルギーとして吸収され、その後 white cap や breaking のために熱あるいは吹送流のエネルギー E_B となり、残りは粘性逸散 E_v により熱に変わる。

したがって、今 ABCD を一つの検査領域とすれば、

$$U_1 \tau_0 - D_f = \epsilon_T + \epsilon_K + E_B + E_v$$

の関係が成立する。もし、 $\epsilon_T, \epsilon_K, E_B, E_v, D_f$ についての表示がわかれば、上の関係から τ_0 。したがって U_* が求められる。このような方法は、著者が粒子流の一般的抵抗法則を導く場合に用いた¹⁹⁾。しかし、 ϵ_T, E_v はともかく ϵ_K, E_B を求めることはむずかしい。つぎに波面より上 AEFD を検査領域と考えれば、

$$U_1 \tau_0 - D_f = \epsilon_T + \epsilon_K + E_w$$

となる。ここに提案する“エネルギー仮説”は系外へのがれるエネルギー E_w が最大で系内の逸散が最小であることを主張するものである。

この仮説と関連して、flexible surface に沿う流れでは乱れのエネルギーがこの面に吸収されて層流から乱流への遷移 Reynolds 数が大きくなること^{20), 21)} が想い出される。また、現在、Taylor-Karman にはじまる乱流理論は、一つの行きづまり状態にあるといわれるが、これまでの方法と全く異なる方向として注目されているものに thermal convection や fully developed flow についての Mulka の理論^{22), 23)} があり、この理論の基礎もエネルギー原理であることは注意して良いと思う。

ここに提案するエネルギー仮説の導入により、次節以下に示すように、多くの風波特性について実測結果と良く一致する理論解が得られ、またエネルギー授受関係についても納得のゆく解釈が与えられる。

2. 風波の種々の特性

(1) 風と波とのエネルギー授受

大気と海との相互作用 (air-sea interaction) を明らかにすることは、きわめて興味のある、また重大な課題である。ここでは、おもに風と波との力学的相互作用について考察する。

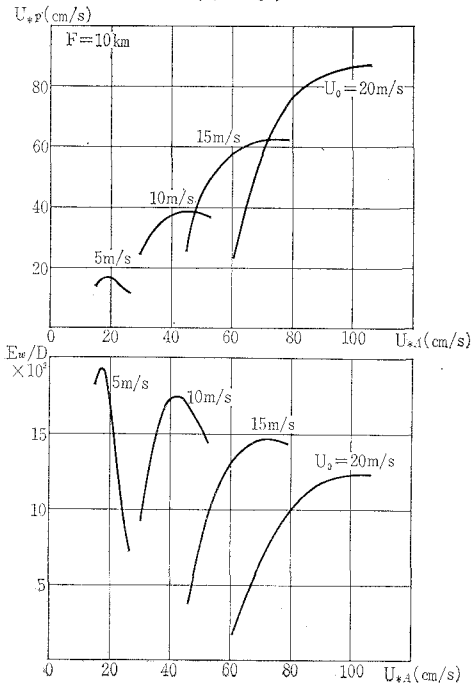
風は波の抵抗でエネルギーを失い、また逆に波は風からエネルギーを補給されつつ成長発達する。このような過程において、波はどのような作用で風抵抗をおよぼすか、つまり直接的な skin friction drag と pressure (or form) drag とはどのような割合になっているかということ、また、風が海面上ある高さ以下で失うエネルギーの何 % が波のエネルギーとして収められ、それがどのようにして逸散するのかという点が問題である。

前節の諸式にしたがって数値計算を行なう²⁾ (計算にはすべて IBM 7090 を使用した)。まず最初に、ある fetch F , 風速 U_0 の条件に対する摩擦速度を仮定する。これを U_{*A} とする。この結果、遷移波数 (エネルギー・スペクトルの最大値に対応する波数) k_* が求まり、スペクトル関数が決定される。これを用いて、今度は pressure contribution による抵抗力 τ_p と波の吸収するエネルギー E_w が次式で計算される^{2), 6)}。

$$\tau_p = \int_0^{k_*} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \rho_a (U_1 \cos \varphi)^2 \beta k^3 \Phi(k) \cos \varphi d\varphi dk + \int_{k_*}^{\infty} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \rho_a (U_1 \cos \varphi)^2 \beta k_*^4 \Phi(k_*, \varphi) k^{-1} \times \cos \varphi d\varphi dk \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$E_w = 2 \rho_a U_1^2 \int_0^{k_*} \int_0^{\pi/2} c \beta k^3 \Phi(k) \cos^2 \varphi d\varphi dk \quad \dots\dots\dots (19)$$

図-2 (a)



また、波が viscous dissipation で失うエネルギー E_v は、

$$E_v = 8 \nu_w \rho_w \int_0^{\infty} \int_0^{\pi/2} k^4 c^2 \Phi(k, \varphi) d\varphi dk \quad \dots\dots\dots (20)$$

風がある高さ z_1 以下で失うエネルギー D は、

$$D = \rho_a U_{*A}^3 \left(U_0 - \frac{U_{*A}}{\kappa} \ln \frac{10^3}{z_1} \right) \quad \dots\dots\dots (21)$$

で計算される。水面に近づくにつれて風速分布の対数関数が成立しないから z_1 としてやや高い位置を選ばなければならない。ここでは、 $z_1 = 1 \text{ m}$ とした。

U_{*A} に対する U_{*p} 、 E_w/D , E_w , U_{*p}/U_{*A} の関係を示したのが、図-2 である。

これらの図から 2 つの結論が得られる。

㊸ U_{*A} を増加させると波高は増加を重ねるけれども、海面摩擦力にしろ pressure drag (wave drag) τ_p (図では U_{*p} に対応) は、 U_{*A} がある値以上になると逆に減少しはじめる。したがって、論文 II で試みたように海面抵抗を wave drag のみとし、初めに仮定した U_{*A} と U_{*p} とが等しくなる状態として求めることはできない。

㊹ U_{*A} の増加につれて波の吸収するエネルギー E_w は急激に増加する。しかし、同時に風の失うエネルギー D も増加するから、風の失うエネルギーのうち波のエネルギーとして移行する割合 E_w/D は U_{*p} の場合と同様に、ある U_{*A} の値以上では減少する。この E_w/D のピークに対応する U_{*A} と U_{*p} のピークに対応する U_{*A} とは一致していないが、これは D の計算に選んだ z_1 の任意性によるものであろう。

したがって、風波スペクトルおよびこれから導かれる

図-2 (b)

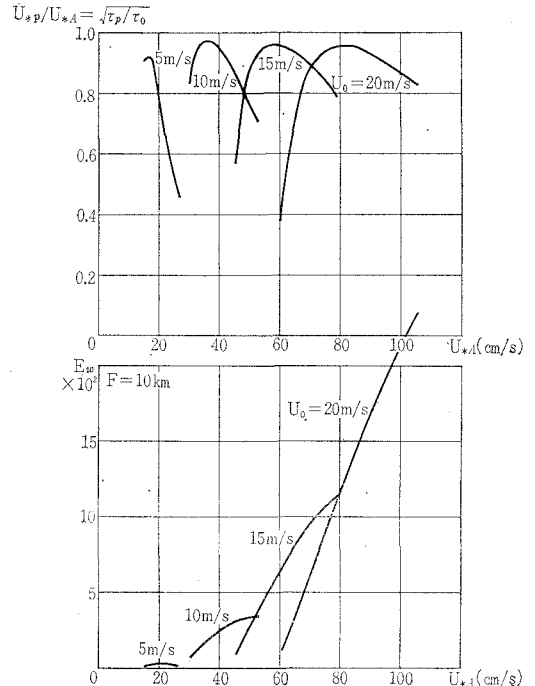


図-2 (c)

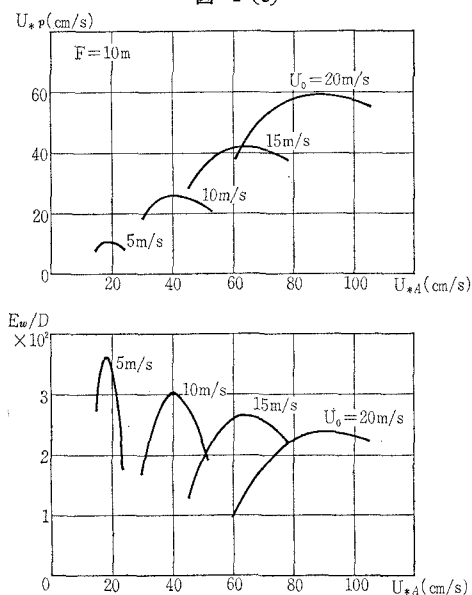
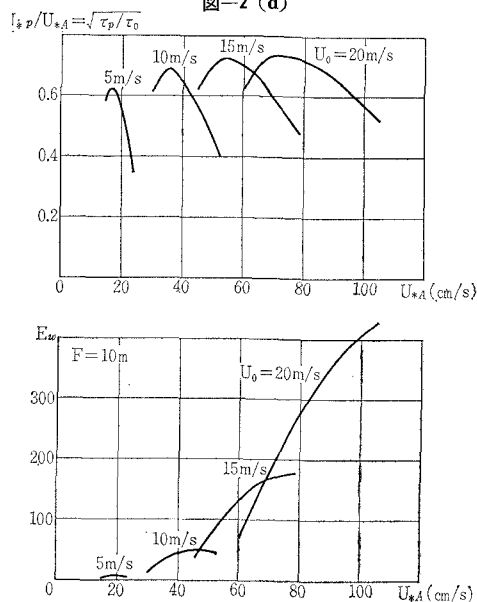


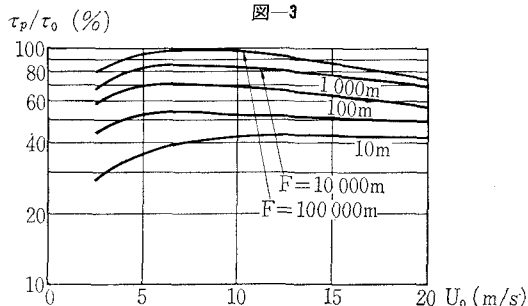
図-2 (d)



諸特性を一義的に決定するために、前節で述べた“エネルギー仮説”を導入する必要がある。以下に示す種々の計算結果と実測との一致からこの仮説の導入が最も自然で納得の行くものであることが判明しよう。

また風波のエネルギー受授の関係についてつぎのような新たな事柄がわかった。

③ 図-3 は fetch をパラメーターとして、風速と海面摩擦力に占める pressure contribution の比を示すものであるが、fetch が短ければ、波数の大きな波が多くこれが粗度要素的作用をして pressure contribution が少なく、fetch が長くなれば波速の大きい波数の小さな波が卓越するために海面抵抗はほとんど wave drag に



よるようになる。これは、論文Ⅰに述べた fetch の短い場合の計算根拠を裏付けるものである。このことは、浜田ら²⁴⁾が“ $c/U_1 < 1$ の場合には波面での流線は離が生じ、さらに phase shift が起こる”とした実験結果の解釈とも一致する。ただ、著者は流線は離を粗度要素による drag, dissipation の増加と解釈するわけである。

Stewart²⁶⁾ は、均質な流れでは圧力のみが非回転運動を起こしうることと、表面波以外に運動量をもつ非回転運動がないことから、海面抵抗はほとんど圧力寄与によ

ると考えたが、図-3 はこの関係をさらに明瞭に示している。

④ 海面付近では、波と風の相互作用のために新たな流れの場が形成され、平板に沿う流れの場合のような境界層は存在しなくなるが、 E_w/D が高々 30% であることから依然として強いエネルギー逸散が海面付近で行なわれていると考えられる(図-4)。

⑤ 波が吸収するエネルギーのうち k が 4.0 以下で直

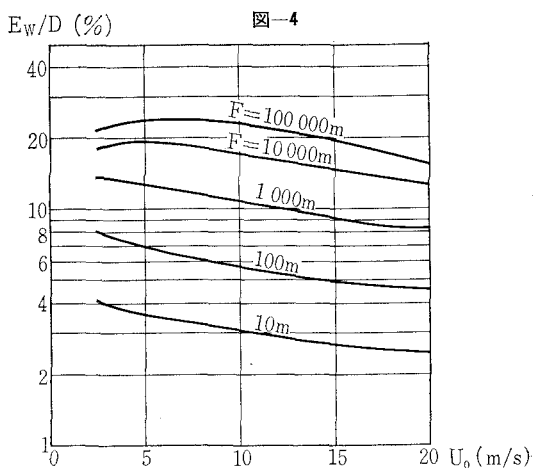


図-5 エネルギースペクトル 風からのエネルギー供給

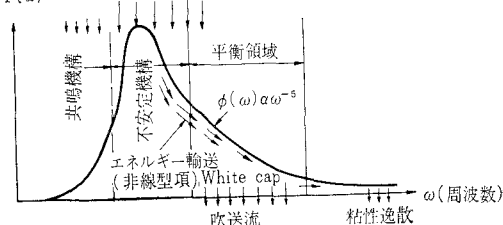
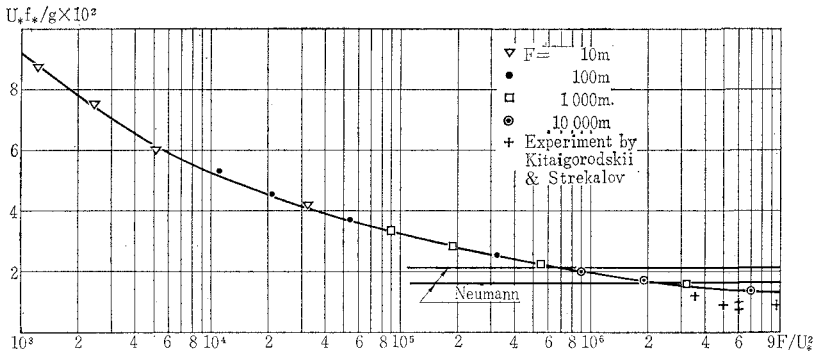


図-6



接水の粘性作用で逸散する率はきわめて少なく(図省略), 大部分は equilibrium range での breaking (drift current), 非線型項によるエネルギーの高波数成分への移行, 高波数成分における粘性による熱エネルギーへの逸散という過程で失われるといいうる。

この関係を模式的に示したのが 図-5 である。

(2) スペクトルのピークに対応する周波数

風波 スペクトルを特徴づける量としてエネルギー スペクトルが最大となる周波数 f_* がある。これを $U_* f_*/g$ 対 gF/U_*^2 の図に示し, Kitaigorodskii & Strekalov²⁸⁾ の実測 (F は数 100 km) と比較した (図-6)。Neumann は暴風域において熟成した波について

$$2\pi f_* = \sqrt{2/3} g/U_0 \dots\dots\dots(22)$$

すなわち,

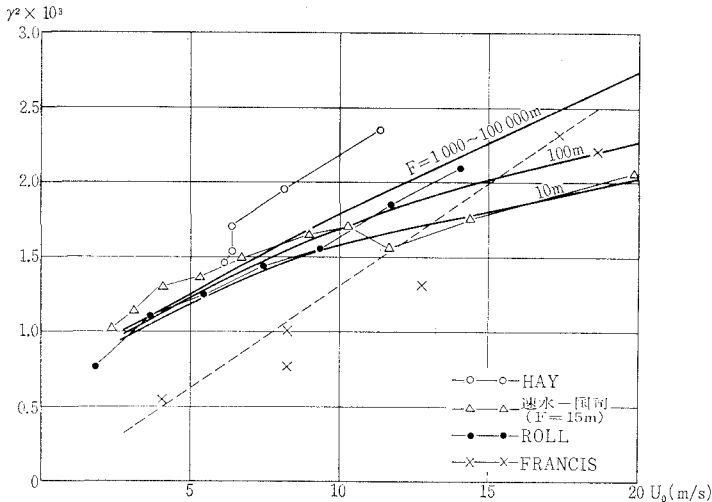
$$\begin{aligned} U_* f_*/g &= 1.3 \times 10^{-1} U_*/U_0 \\ &= 1.3 \times 10^{-1} \sqrt{\gamma^2} = (1.6 \sim 2.1) \times 10^{-2} \end{aligned} \dots\dots\dots(23)$$

の関係を与えている。

(3) 海面摩擦係数

次式で定義される海面摩擦係数 τ^2 と風速・吹送距離との理論的關係を 図-7 に示した。

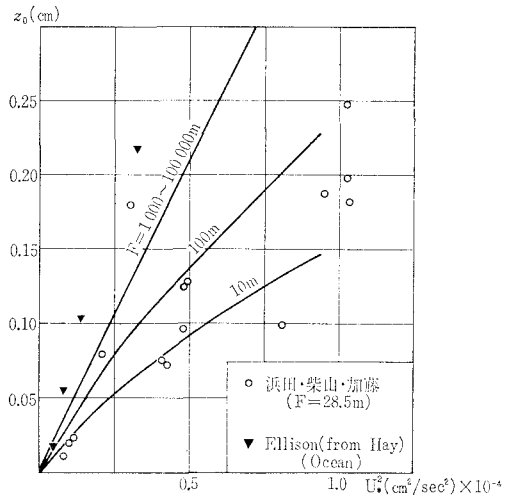
図-7



$$\tau = \rho_a r^2 U_0^2 \dots\dots\dots(24)$$

国司²⁹⁾ によって指摘されたように r^2 は風速のみならず吹送距離の影響も受ける。しかし, 吹送距離が 1 km 以上ではこの影響はほとんどなくなることがわかる。また, Wilson³⁰⁾ は r^2 を弱風域と強風域とで区別したが, 図-7 からも強風域では r^2 は一定値に近づく傾向が示されている。ここに示されている範

図-8



囲では, 実測と理論はきわめて良く一致している。

また, 図-8 は風速分布を対数則 (安定度: 中立),

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \dots\dots\dots(25)$$

で表わすときの海面粗度 z_0 と U_* との關係を示す。こ

の理論値は, 浜田²⁵⁾ の実験結果と良く合っているが, Ellison³¹⁾ が Hay の実測結果を整理した関係よりやや小さい値となっている。

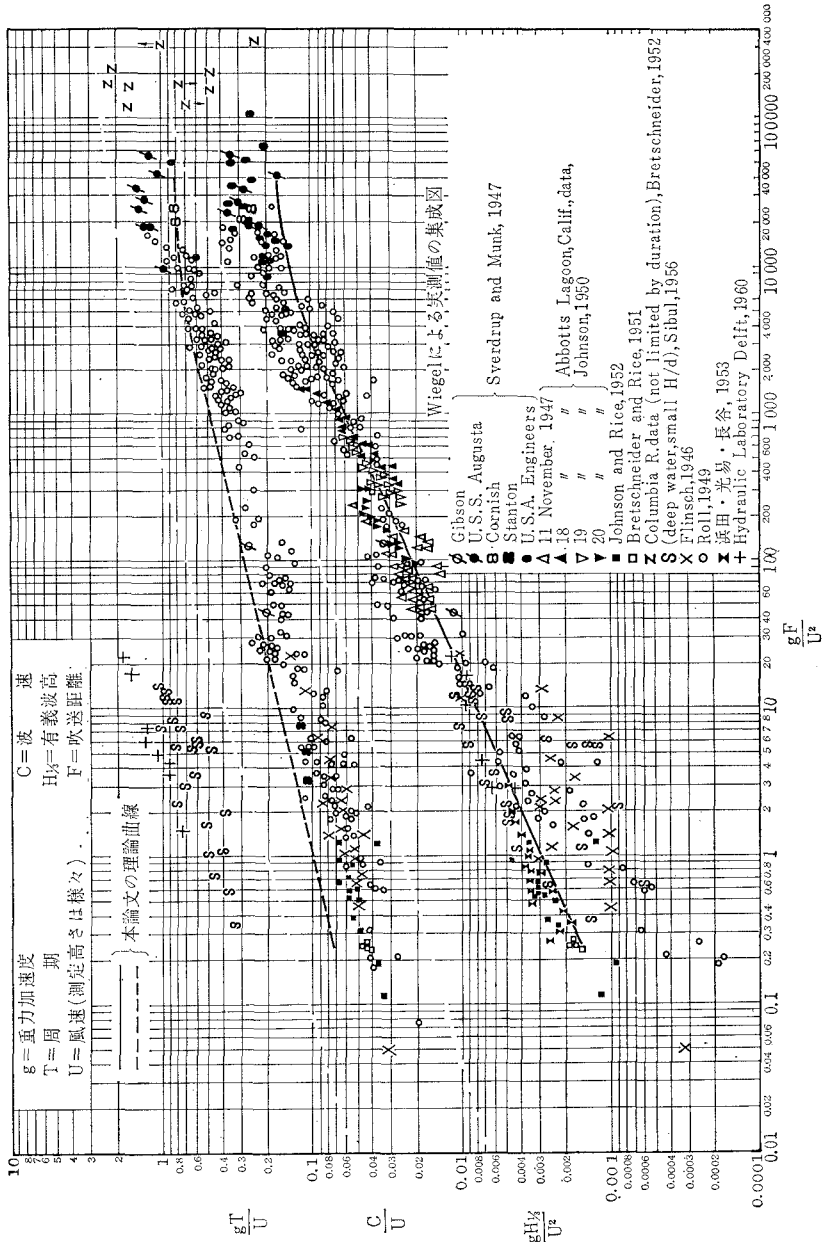
(4) Fetch Graph

風波の波高・波速と風速・吹送距離との關係を fetch graph としてまとめてみると 図-9 となる。ここに, 有義波高 $H_{1/3}$ としては,

$$H_{1/3} = 2\sqrt{2} \sqrt{E} = 4\sqrt{\gamma^2} \dots\dots\dots(26)$$

の關係³²⁾ を用いた。また, 波速としては f_* に対応する波速を採った。しかし, これには Sverdrup & Munk の用いた波令 $\beta = c/U$ と波形勾配 $\delta =$

図-9



H/L との関係を用いた方が良いと思われる。

$gH_{1/3}/U$ 対 gF/U^2 の理論的關係は、実験・実測³⁰⁾ とかなり良く一致するが、 c/U 対 gF/U^2 の關係は実測値よりも上にずれる。このことは、Sverdrup-Munk や Bretschneider の fetch graph についてもいえる。

論文 I に示したように fetch graph には、吹送距離の影響が表われる^{1), 29)}。しかし、これは風速がきわめて小さい場合に相当し、工学的な重要性はほとんど認められない。それゆえ、ここでは特に計算はしなかった。

しかし、いずれにしても、この論文で述べた Miles-Phillips の風波理論と新しく提案したエネルギー仮説が

ら出発する方法は、従来の Sverdrup-Munk の理論における多くの仮定や論理の輻輳から解放される点を大きな特徴としている。しかも、fetch graph を求めるのに海面摩擦係数と風速の關係を用いずに、これらをより基礎的な理論からの独立の結果として与えることができた。

(5) 2 次元スペクトル

風波の directional spectra の観測として 2, 3 の報告^{13), 18), 34)} がある。しかし、同一データを利用しても解析法の違いにより結果に差がでる³⁴⁾。上述の理論にもとづいて 2 次元スペクトル計算することができる (図省略)。

参 考 文 献

- 1) 日野幹雄：風波スペクトルの発生・発達と海面摩擦力に関する研究 (1)，第 10 回海岸工学講演会講演集 13-18 (1963)。および Studies on wave generation by wind and roughness of the sea, Part 1, Coastal Engineering in Japan, Vol. 7, 1-10 (1964)。
- 2) 日野幹雄：風波 スペクトルの発生・発達と海面摩擦力に関する研究 (2)，第 11 回海岸工学講演会 講演集 35-41 (1964)。
- 3) Miles, J.W.: On the generation of surface waves by shear flows, J. Fluid Mech., Vol. 3, 185-204 (1957)。
- 4) Phillips, O.M.: On the generation of waves by turbulent wind, J. Fluid Mech. Vol. 2, 417-445 (1957)。
- 5) Miles, J.W.: On the generation of surface waves by turbulent shear flows, J. Fluid Mech., Vol. 7, 469-478 (1960)。
- 6) Miles, J.W.: On the generation of surface waves by shear flows, Part 2, J. Fluid Mech., Vol. 6, 568-582 (1959)。
- 7) Conte, S. & Miles, J.W.: On the numerical solution of the Orr-Sommerfeld equation J. Soc. Indust. Appl. Mech., Vol. 7, 361-366 (1959)。
- 8) Serafini, J.S.: Wall-pressure fluctuations and pressure-velocity correlations in a turbulent boundary layer, NASA Tech. Rep. R-165 (1962)。
- 9) Kraichnan, R.H.: Pressure fluctuations in turbulent flow over a flat plate, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 28, No. 3, 379-390 (1956)。
- 10) Lilley, G.M. & Hodgson, T.H.: On surface pressure fluctuations in turbulent boundary layers, Note 101, The College of Aero., Cranfield, (1960)。
- 11) Lilley, G.M.: Pressure fluctuations in an incompressible turbulent boundary layer, The College of Aeronaut., Cranfield, Report 133 (1960)。
- 12) Corcos, G.M.: The structure of the turbulent pressure field in boundary-layer flows, J. Fluid Mech., Vol. 18, 353-378, (1964)。
- 13) Longuet-Higgins, M.S.: The directional spectrum of ocean waves, and process of wave generation, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 265, 286-315 (1962)。
- 14) Bakewell, Jr., H.P.: Longitudinal space-time correlation function in turbulent air flow, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 35, 936-937, (1963)。
- 15) Willmarth, W.W. & Roos, F.W.: Resolution and structure of the wall pressure field beneath a turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 22, Part 1, 81-94 (1965)。
- 16) Wills, J.A.B.: On the convection velocities in turbulent shear flows, J. Fluid Mech., Vol. 20, Part 3, 417-432 (1964)。
- 17) Phillips, O.M.: The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves, J. Fluid Mech., Vol. 4, 426-434 (1958)。
- 18) Phillips, O.M. & Katz, E.J.: The low frequency components of the spectrum of wind-generated waves, J. Marine Res. Vol. 19, 57-69 (1961)。
- 19) 日野幹雄：Turbulent characteristics of solid-liquid two-phase flow, Proc. 13th Japan National Congress for Appl. Mech., 148-156 (1964)。
- 20) Brook Benjamin, T.: Effects of a flexible boundary on hydrodynamic stability, J. Fluid Mech., Vol. 9, 513- (1960)。
- 21) Landahl, M.T.: On the stability of a laminar incompressible boundary layer over a flexible surface, J. Fluid Mech., Vol. 13, 609- (1962)。
- 22) Malkus, W.V.R.: The heat transport and spectrum of thermal turbulence, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 225, 196-212 (1954)。
- 23) Malkus, W.V.R.: Outline of a theory of turbulent shear flow, J. Fluid Mech., Vol. 1, 521-539 (1956)。
- 24) 浜田徳一・柴山煒彦・加藤 始：風波の発達に関する実験的研究，第 10 回海岸工学講演会講演集，7-17 (1963)。
- 25) Hamada, T.: An experimental study of development of wind waves, Report of Port and Harb. Tech. Res. Inst., Report No. 2, (1963)。
- 26) Stewart, R.W.: The wave drag of wind over water. J. Fluid Mech., Vol. 10, 189-194 (1961)。
- 27) Lighthill, M.J.: Physical interpretation of the mechanical theory of wave generation by wind, J. Fluid Mech., Vol. 14, 385-398 (1962)。
- 28) Китаigorodskii, С.А. и Стрекалов, С.С.: К Анализу Спектров Ветрового Волнения-1, ИЗВ. АКАД. НАУК, Сер. Геофиз, No. 9, 1221-1228. (1962)。
- 29) 国司秀明：風洞水槽における風波の研究 (II)，日本海洋学会創立 20 周年記念論文集，470-487 (1962)。
- 30) Wilson, B.W.: Note on surface wind stress, J. Geophys. Res., Vol. 65, 3377-3382 (1960)。
- 31) Ellison, T.H.: Atmospheric Turbulence (Survey in Mechanics edited by Batchelor and Davis), 400-430, Cambridge U. Press. (1956)。
- 32) Cartwright, D.E. & Longuet-Higgins, M.S.: The statistical distribution of the maxima of a random function, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 237, 212-232 (1956)。
- 33) Wiegel, R.L.: Some engineering aspects of wave spectra, Ocean Wave Spectra, 309-322, National Academy of Sciences (1963)。
- 34) Uberoi, M.S.: Directional spectrum of wind-generated ocean waves, J. Fluid Mech., Vol. 19, Part 3, 452-464 (1964)。

風波スペクトルの発生・発達と海面摩擦力に関する研究 (2) 正誤表

頁	欄	行	誤	正
36	左	20	式 (9) $F = \frac{1}{2} c(k) t$	$F \sec \varphi = \frac{1}{2} c(k) t$
36	左	下から 5	Kraichnam	Kraichnan
36	右	4, 下から 12	Kraichnam	Kraichnan
36	右	19	せん断応力	せん断速度 dU/dy
36	右	下から 8	$p_1 = 9 \times 10^3$	$p_1 = \sqrt{9 \times 10^3}$