

風と波との相互作用

鳥羽良明

1. はじめに

水の上に風が吹くと風波ができる。風と波との相互作用は、この風波現象にかかわる物理過程である。これは、水の波の要素と、波に働く風の作用と、風の作用による局所的な流れ、ないし乱流の要素とがからみ合った、非線形性の強い極めて複雑な過程であって、その解明を目ざして数多くの研究者が取り組んできた。そしてこれに関わるいろいろな素過程が次第に明らかにされつつあり、それと並行して波浪予報などの実用的側面も、経験法則の助けを借りてかなりの程度実用に役立つようになってきているというのが現状である。しかし、素過程をすべて解明し、それらの結合としての風と波との相互作用の全容を明らかにするには、まだ道程は遠いように思われる。

本講では、過去の関連する研究を一般的にレビューするやり方をとらず、模索のさなかにある現在の私自身の考えの筋道を、したがって私達の研究室で進めているアプローチを主な材料としてお話しして御参考に供し、御批判を仰ぎたいと思う。

2. 風波における相似則の存在

2.1 3/2乗則と1次元スペクトル形

風波には、乱流に似て、顕著な相似則が存在する。このことは、風波が強い非線形現象であることを示唆している。

風波の発達に関するいわゆる fetch graph は、たとえば Wilson⁵⁴⁾ の経験公式

$$\hat{H} = \hat{H}_\infty [1 - \{1 + a_1 \hat{F}^{1/2}\}^{-2}], \quad (1)$$

$$\hat{T} = \hat{T}_\infty [1 - \{1 + b_1 \hat{F}^{1/3}\}^{-5}] \quad (2)$$

で表わされる。ただし、

$$\hat{H} \equiv gH/U_{10}^2, \quad \hat{T} \equiv gT/2\pi U_{10}, \quad \hat{F} \equiv gF/U_{10}^2,$$

H は有義波高、 T は有義波周期、 g は重力加速度、 U_{10} は10 mの高さの風速、 F は吹走距離、であり、係数は

$$\hat{H}_\infty = 0.30, \quad \hat{T}_\infty = 1.37, \quad a_1 = 4 \times 10^{-3}, \quad b_1 = 8 \times 10^{-3} \quad (3)$$

である。(1),(2)式は、 $\hat{F} < 10^3$ の比較的短い距走距離の範囲では

$$\hat{H} = a_2 \hat{F}^{1/2}, \quad a_2 = 2.4 \times 10^{-3} \quad (4)$$

$$\hat{T} = b_2 \hat{F}^{1/3}, \quad b_2 = 5.48 \times 10^{-2} \quad (5)$$

の形をとり、 $\hat{F}$ が大きくなると次第に $\hat{H}_\infty$ および $\hat{T}_\infty$ に漸近する。すなわち、十分発達した飽和状態に達する。このことは水理公式集にもあるようによく知られた経験的事実である。

(4),(5)式は極めて単純な、 $\hat{H}$ と $\hat{T}$ とがそれぞれ $\hat{F}^{1/2}$ と $\hat{F}^{1/3}$ に比例する形式をもっているので、これから $\hat{F}$ を消去すると $\hat{H}^3 \propto \hat{T}^2$ という単純な関係が存在することを示唆するが、事実(1),(2)の多少複雑な形から $\hat{F}$ を消去しても、図1のように、対数グラフ上ではほとんど直線となり、これは3/2乗則

$$H^* = B T^{*3/2} \quad (6)$$

の形で表わされる^{39) 41) 42) 43)}。ここに、

$$H^* \equiv gH/u_*^2, \quad T^* \equiv gT/u_*,$$

$$B = 6.2 \times 10^{-2} \quad (7)$$

であり、 B はここでは経験定数である。(6)式で U_{10} でなく空気の摩擦速度 u_* を用いているのは、 u_* の方が、空気から水への運動量輸送を代表する、力学的により純粋な量であるからである。

ここで解釈が問題である。物理の法則性は、一般に単純な形式で表わされるものの方がより基本的なものである。(1),(2)式と(6)式を比較した場合、(6)式がより基本的な関係であることが予想される。波の上に風が吹いている場合には、風速と、波高、周期などを含む物理過程に一種の局所的な平衡関係が存在し、(6)はそのために縮退した状況を表わしていると考えられる。風波の発達は、(6)における平衡状態を表わす量である H^* または T^* が、吹走距離または吹続時間とともに少しずつずれていく過程であり、それが(4),(5)ないし(1),(2)式で表現されるはずである。

このような局所的平衡関係が成立するのは、この現象が、いろいろな素過程が複雑に結合しあっている一種の強非線形現象であることの表われとみなされる。風波のエネルギー・スペクトル形も、素過程の中心極限定理的な作用によって、経験的に知られるように、自己相似構造をもっている。自己相似の

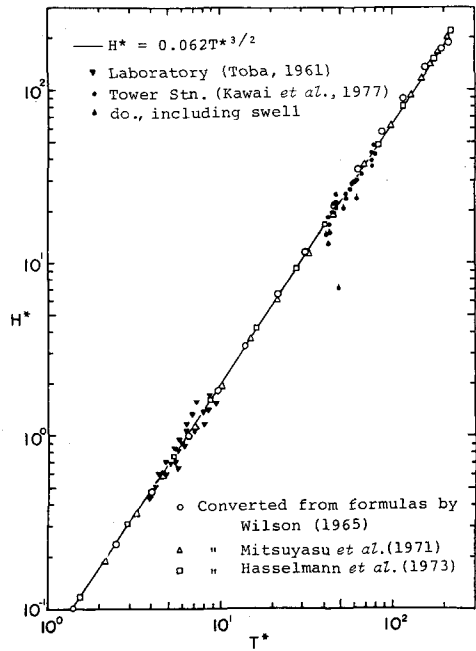


図1 風波の3/2乗則(6)式^{41) 13)}

のスペクトル形として、(6)式と矛盾しない形は

$$\phi(\sigma) = \alpha_s g_* u_* \sigma^{-4} \quad (\sigma \geq \sigma_p) \quad (7)$$

である⁴⁰⁾。ここに σ は角周波数、添字 p はスペクトル・ピークを表わし、 $\phi(\sigma)$ はエネルギー密度、 g_* は表面張力 S を含めて拡張した重力

$$g_* = g(1 + Sk^2/\rho_w g)$$

で、 k は波数、 ρ_w は水の密度である。私は最初風洞水槽の風波の高周波側で $\alpha_s = 0.02$ とした。

その後、Kawaiら¹³⁾は白浜海洋観測塔のデータで(6)式、(7)式の形がよく成立つことを示し、 $\alpha_s = 0.062$ とした。

風波の1次元スペクトル形としては、Phillips³²⁾が提案した。

$$\phi(\sigma) = \alpha g^2 \sigma^{-5} \quad (\sigma \geq \sigma_p) \quad (8)$$

が広く用いられていたが、最近Phillips³⁵⁾³⁶⁾は、スペクトルの高周波側では、風から波へのエネルギー流入と、成分波間の非線形相互作用によるエネルギー流束発散と、エネルギー散逸とが同程度に重要であって、それらが互い比例関係にあるという局所的平衡の仮定から、改めて(7)式の形を導き(ただし g_* でなく g を用いている)、(8)式を廃棄するとした。また、上記の仮定から、 α_s の値として0.06程度が妥当な値であることが示されるとした。ただ、上記の3種の量がいつも比例関係にあるという仮定には疑問が残る、結局ある程度は次元的考察に頼ったものと解釈される。

本質的には、(7)式(本当は低周波側もあるが)の積分形が(6)式であり、強い非線形過程は具体的には、風の変化に対するスペクトルの応答として表われる。これについては、あらためて4.2節において述べる。

なお、(6)式を

$$E = \int_0^\infty \phi(\sigma) d\sigma = H^2/16$$

を用いて風波の全エネルギー E に直すと、

$$E^* = B_\sigma \sigma_p^{*-3}, \quad B_\sigma = 5.1 \times 10^{-2} \quad (9)$$

となる⁴³⁾。ただし、

$$E^* \equiv g^2 E/u_*^4, \quad \sigma_p^* \equiv u_* \sigma_p/g, \quad \sigma_p = 2\pi(1.05T)^{-1} \quad (10)$$

を用いている。なお、3/2乗則は主要周波数帯の個々波に対しても成立つ⁵²⁾。

2.2 風から波への運動量輸送と風波発達のマクロな形式

3/2乗則(6)式の平衡形で表わされる状態量の、吹続時間 t または吹走距離 F による発展はどうか。これは3/2乗則の故に、波のエネルギー E と運動量 M との変化率の関係が、波の位相速度を C として、

$$\begin{aligned} dE &= CdM + MdC \\ &= (3/2)CdM \end{aligned}$$

となることを用いて、定常状態での F^* ($\equiv gF/u_*^2$) による変化は

$$\frac{dE^*}{dF^*} = AG \quad (11)$$

の形で表わされうることが示される⁵³⁾。これは、全微分形で

$$\frac{dE^*}{dt^*} = A_1 E^{*1/3} G \quad (12)$$

の形⁴³⁾で表わされたものと同等であって、ここに

$$A = 4.3 \times 10^{-3}, \quad A_1 = 5.8 \times 10^{-3} \quad (13)$$

であり、 G は

$$G \equiv \frac{1}{\tau} \frac{dM}{dt} \quad (13)$$

で定義され、風の海面応力 τ (風から水に輸送される全運動量の時間的割合)のうちで、いろいろな非線形過程を通じて、結局発達する風波の運動量として波に残っていく部分の割合を表わし、(1),(2)の経験公式から経験的には

$$G = G_0 [1 - \operatorname{erf}(0.044 \sigma_p^{*-1})], \quad G_0 = 0.062 \quad (14)$$

または

$$G = G_0 [1 - \operatorname{erf}(0.12 E^{*1/3})] \quad (15)$$

と与えられる⁴³⁾。ここに

$$\operatorname{erf}(x) \equiv 2\pi^{-1/2} \int_0^x \exp(-\zeta^2) d\zeta$$

である。(11)式から、 G を若い波に対する一定値で近似すると、短い吹走距離に対する(4)式の形式となり、また、(4)と3/2乗則より(5)式になる。したがって(4),(5)式の形式は(6)式ひとつからの帰結とみなされる。

G の値は経験関数であり、大きな F^* の場合を含む (14) 式は、 G が風波が最も若いときでも 6 % ($\equiv G_0$) に過ぎず、風波の発達とともに余誤差関数的に小さくなって、十分発達した波に至って 0 となることを示している (図 2)。

なお、(12) および (15) は、TOHOKU 波浪モデル^{45) 46)} および気象庁波浪モデル MR 1-Ⅱ^{54) 55)} において、風波の発達を計算する基礎方程式として用いられている。

3. 風と波との相互作用にかかわる素過程

3.1 風波の発生

静止した水面上に風が吹くとき、最初に波が生ずる機構については、以前には渦なし流れの水の波を想定していたため、波を発生させる原因としては水面にかかる圧力変動しか考えられなかった。そこで、気流中の乱れによる圧力変動が水面を伝わる時、共鳴する水の波が時間に比例して成長するという、Phillips³¹⁾ のいわゆる共鳴機構によって波が発生し、その後は Miles²⁵⁾ の critical layer の存在による不安定機構によって、その成分の波が時間とともに指数関数的に発達し、やがて Phillips³²⁾ の (8) 式の砕波に基づく平衡領域のエネルギー・レベルに達したところで成長がとまるという考え方が流通していた時代があった。しかし、今ではかなり異った考え方になっている。

すなわち、静止水面に風が吹き始めると、図 3 に示すように、まず粘性によって表面にシア流が発生

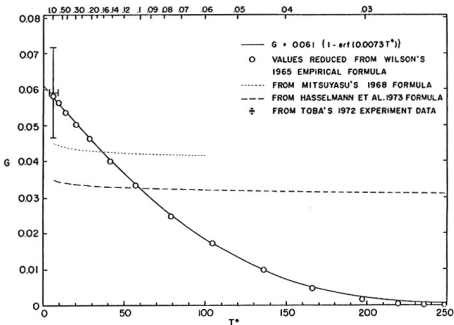


図 2 風から海に輸送される全運動量のうち風波の運動量として残る部分の割合 G ⁴³⁾

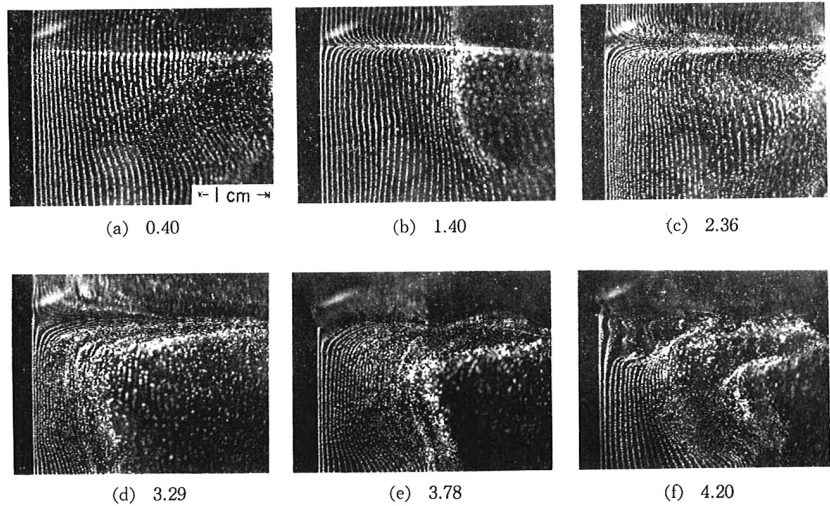


図 3 静止水面に風が吹き始めたとき、水面に粘性せん断流から初期波、3 次元乱れの生成される過程を水素気泡列法で可視化した写真、上から 1/4 のあたりが水面で、その上は鏡像、風路内代表風速 6.2 ms^{-1} 、吹走距離 2.85 m、数字は吹き始めからの時間 (s)²⁹⁾

する²⁹⁾。それがある程度発達すると、空気と水との2層粘性流体のシア不安定によって最初の波が発生する¹¹⁾。この波は規則正しい峰をもった2次元的な波で、表面張力と重力とが同程度にきく最小位相速度の波に近いけれども、Phillips機構と異って、風速によって異なる周波数のものである。

この初期波には、図3に示されるように、数秒の程度で3次元乱れが発生し、不規則な風波に移行する。その後の風波の発達、波と流れと乱れの要素の結合した強い非線形過程として進行する。初期波発生から風波へ移行する過程のスペクトルの変化の例を図4に示す。最初約15 Hzの初期波が発生し、風の吹き始めより約10秒後に、15 Hzの波の発達は一度止まり、あと、多少不連続な過程を経て、幅の広い風波のスペクトルに移行している様子が見える。

3.2 風波上の気流の構造

小型風洞水槽において、気流中にステアリン酸亜鉛末を懸濁させ、0.2 msと0.3 msの時間間隔で3点遅延発光する光切断ストロボ写真をとって解析した風波上の気流のベクトル場の構造の例を図5に示す。峰の風下側に気流の剥離が存在し、剥離泡の内部にいくつかの渦の存在や、剥離泡内部の低速流体の一部が上部にburstingしているのが見える。小型風洞水槽の中の風波では約半分位の波に剥離泡が存在する¹²⁾。

この剥離泡は、波面追従装置にとりつけた2本の熱線風速計による風波上の渦度の測定によっても検出することができる¹⁴⁾。また、波面追従装置によって、風波上の乱流境界層にパラフィンミストを発生させて可視化すると、風波の波長

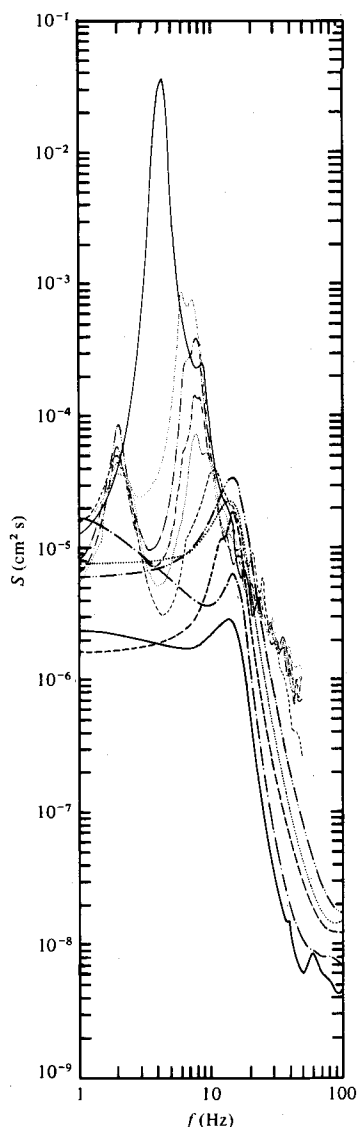


図4 静止水面上に初期波が発生し、風波に移行する過程でのスペクトルの変化¹¹⁾

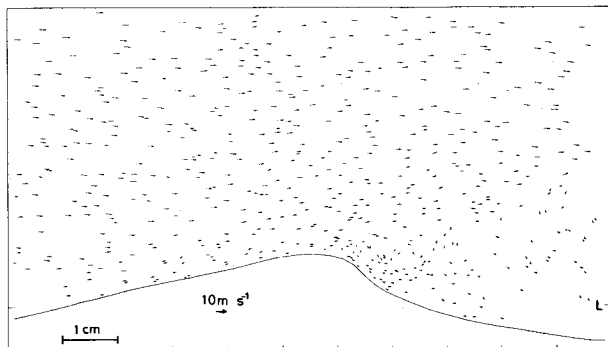


図5 風洞水槽の風波上の気流場を可視化したベクトル表示の例¹²⁾

と同じスケールで配列した bulge が存在し、風波と共鳴的に相互作用しつつある気流の中の秩序運動の存在がよく見える。この秩序運動はまた、上記の流れの可視化と並用した熱線風速計による 2 成分の速度変動解析によっても明らかにされた。このような秩序運動の存在が、気流の運動量の downward 輸送に主要な役割を果たし、また剥離泡の存在によって、風波の峯の風下側に負の圧力変動、次の峯の風上側の気流の再付着点付近に正の圧力変動が印加され、これは sin 型の波面とその上の対数的速度分布との組み合わせによる Miles 型不安定のばあいにくらべて、格段に大きい仕事を、気流が波になすことが予想される^{14) 16)}。

風波のすぐ上で測定した、平均風の方向と上向きとの速度変動(それぞれ $u(t)$ と $w(t)$)、およびレイノルズ応力 $uw(t)$ と、その下の水位運動との関係を図 6 に示す¹⁵⁾。これを見ると運動量輸送と剥離

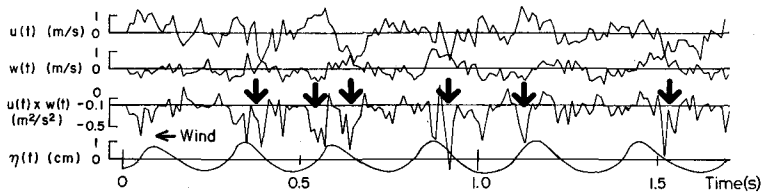


図 6 平均水面上 1.62 cm に固定した 2 成分熱線風速計と水位計の同時記録の例。
矢印は大きな下向き運動量輸送の起った位置を示す¹⁵⁾

泡との対応がよく理解できる。このような秩序運動の存在する風波上の気流の境界層について、通常平均速度のプロファイルをとってみると、図 7 のように、いわゆる対数法則の成立つ層 (constant momentum-flux layer) が存在していることがわかる¹⁴⁾。

一方、水素気泡列による風波表面近くの水粒子の運動追跡によって、気流が風波表面に働く接線応力の分布を小型水槽において測った例では、接線応力は波の峯から風上側にかけて、上述の剥離泡の存在に対応して、ゼロか負の値を示している³⁰⁾。

これらの研究からみても、波に働く風の応力は、波の位相に対して分布する圧力と接線応力とがともに働き、その作用は次に述べるように極めて複雑である。ここで注意しなければならないことは、気流のはがれや、水面に働く応力分布は、スペクトルの成分波に対する属性ではなく、風波の個々波(個々の高まり)に対する属性であることである。

3.3 風波下の水の運動・乱流構造

風波下の水の運動は、渦なし流れの水の微小振幅波の取扱いでは、深さとともに半径が指数関数的に減少する円軌道運動であり、有限振幅になると Stokes ドリフトが存在することになる。しかし、実際

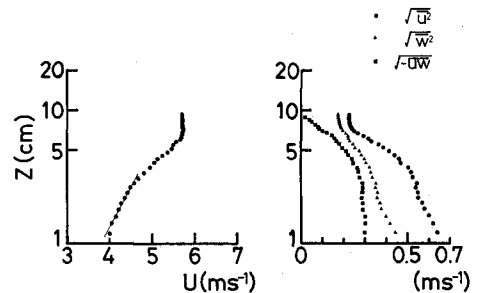


図 7 風洞水槽の風波の平均風速、乱流強度およびレイノルズ応力のプロファイル
 $u_* = 0.29 \text{ ms}^{-1}$, $F = 6 \text{ m}^{14)}$

に風波の中の水粒子の動きを、水素気泡列やポリスチレン粒子によって追跡すると、図3にも見えるように、シア流や乱れが存在する⁵¹⁾²⁹⁾。

前節にのべた波面上の接線応力分布に対応して、風波の下の中中には、特に峯の下に、 10^2 s^{-1} の程の渦度が存在していることがわかる²⁶⁾。渦度を生成する領域が風波の個々波とともに水面を進行するために、水中には必然的に乱れが生ずる。風波の下方には、絶対値が 10 s^{-1} を越える乱れによる正負の渦度が分布している²⁸⁾。ちなみに、渦度をもつ水の波の厳密解である Gerstner 波の、この風波の波長・波高に対応する波の水面付近の渦度は、 1 s^{-1} の程度である。

水の表面付近にできる、このようなマイクロな吹送流は、応力分布に対応して波面上の場所によって異なるが、風洞水槽の波の程度の風波では、峯付近で、頻繁に波の位相速度を越える速さになる²⁶⁾²⁷⁾¹⁷⁾。位相速度を越えて表面の水粒子が水中にもぐる状況 (incipient breaking) が生じて、必ずしも気泡捕捉は起らず、ある程度この度合いが強くなると、気泡捕捉を伴う砕波が生ずる¹⁸⁾。砕波の問題については、5節で再びふれる。

平均的な表面吹送流の大きさについては、このように局所的な吹送流が一様ではないから、定義も測定もいろいろありうる。しかし、風波の個々波の位相速度が、形式的に水の波が吹送流に乗って流されているとみなせるような、そういう有効吹送流 u_s を定義すると、

$$u_s / u_* = u_s^* = 0.21 \quad (16)$$

の程度とみなされる⁵³⁾。この場合、風波の位相速度 C は、

$$C^* = k^{*-1/2} + u_s^* \quad (17)$$

で表わされる。この関係は、 $3/2$ 乗則とともに、 σ_p およびそれより大きい主要な周波数帯の個々波について成立つ。ただし、

$$C^* = C / u_*, \quad k^* = k u_*^2 / g$$

である。なお、 $3/2$ 乗則より、風波のみかけの分散関係は

$$k^* = \left[(2\pi)^{-1/2} B^{-1} \delta \right] \sigma^{*3/2} \quad (18)$$

となるが、波形勾配 $\delta (= H/\lambda)$ は、これに(16)を用いると、

$$\delta = (2\pi)^{1/2} B (k^{*-1/6} + u_s^* k^{*1/3})^{-3/2} \quad (19)$$

と表わされる。この式は、外挿して、たとえば、 $u_* = 1 \text{ ms}^{-1}$ のとき波長 100 m の風波 ($C/U_{10} \approx 1$) の波形勾配をみると、 $\delta = 0.032$ となって極めて实际的である。

最近、吉川ら⁵⁷⁾は、風波の中の乱流構造を、超音波流速計とサーミスタ温度計とを用いて、大型風

洞水槽で詳細に測定した。それによると、風波の下の方の乱れのエネルギーは、 σ_p よりずっと低周波側に卓越し、その物理過程は、表面からの下向き bursting とみなされること、および、この乱れは、風波発達と一体となって発展するものであって、 σ_p の波の量を用いて無次元化することによって統一的に表わされることがわかった。

たとえば、図 8 に、風の方と垂直上方の、速度変動強度から風波の軌道運動による部分をフィルターによって取り除いたもの（それぞれ $(\bar{U})^{1/2}$ 、 $(\bar{W})^{1/2}$ を σ_p および風波による水位変動 $(\bar{\eta}^2)^{1/2}$ で無次元化したものを示す。異った風速の場合が統一的に表わされている。この乱れ、すなわち、下向き bursting が達する深さは、風波の波長の 2/3 程度であることもわかる。

3.4 水の波の非線形特性

風波は、水の波の要素をもっているから、水の波の非線形特性は重要な素過程であるはずである。有限振幅の水の波の最も基本的な性質は、共鳴相互作用である。重力波では 3 次のオーダーで、4 つの波の間に次の条件が満たされるときにおこる。

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 &= \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4 \\ \sigma_1 + \sigma_2 &= \sigma_3 + \sigma_4 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

ただし、 $\mathbf{k}_i$ は波数ベクトル、 $\sigma_i = (g k_i)^{1/2}$ 、 $i = 1, 2, 3, 4$ である³³⁾³⁴⁾。これらの相互作用では、成分波間でエネルギーの移動があるが、全体のエネルギーは保存される。

有限振幅の波連は、side-band の変調じょう乱をはじめ、いろいろなじょう乱に対して不安定である。波形勾配 δ が小さい間は、Benjamin and Feir¹⁾ の 2 次元不安定が卓越するが、McLean²³⁾ は、 δ が約 0.09 を越えると 3 次元不安定が卓越することを数値的に示した。この不安定は、実験的に Su et al.³⁷⁾ によって確められた。

さらにこの不安定は、発達して碎波に至る¹⁹⁾²⁰⁾。碎波は、非線形相互作用における再帰性を成り立たなくさせ、エネルギー・スペクトル形の非対称な発展をもたらす²⁴⁾。

4. 風波発達の強非線形過程の実験

4.1 風波発達過程の実験的事実

すでに述べたいろいろな素過程の結合として風波が発達していくが、その実際の状況について、いくつかの特徴的な様相を本節に示す。

有限振幅の波は、波形のゆがみにあたる強制波としての高調波をもっている²¹⁾²²⁾。4.2 節で述べた

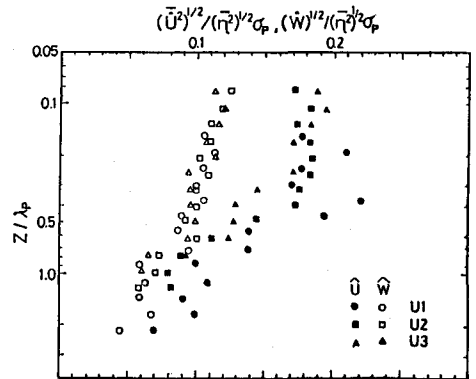


図 8 風波下の乱流強度（風波の軌道運動による部分を除いてある）を風波の諸量を用いて無次元化した表現⁵⁷⁾

気流のはがれや、水面に働く応力分布・渦度生成などが、この強制波の存在を介して、風からのエネルギーを効率よく規則波に供給する機構があるようである^{8) 9) 44)}。すなわち、規則波の上に風を吹かせて波の変化を追跡した実験によると、風波は最初規則波と独立に発達し、規則波はあまり影響を受けない（第1段階）、風波の σ_p が規則波の σ の2倍付近になると規則波は急に発達しはじめ（第2段階）、ついで風波の部分は減衰する（第3段階）。次に規則波そのものが一度オーバーシュートしたのち碎波してエネルギーをおとしてから、規則波そのものが風波として発達する（第4段階）。この4つの段階を、模式的に図9に示す。また、第2段階の存在について図10に、規則波と風波の周波数の比 f_r/f_{w0} が0.5のところに規則波の発達率 β_M が最大値を持つという実験例を示す。

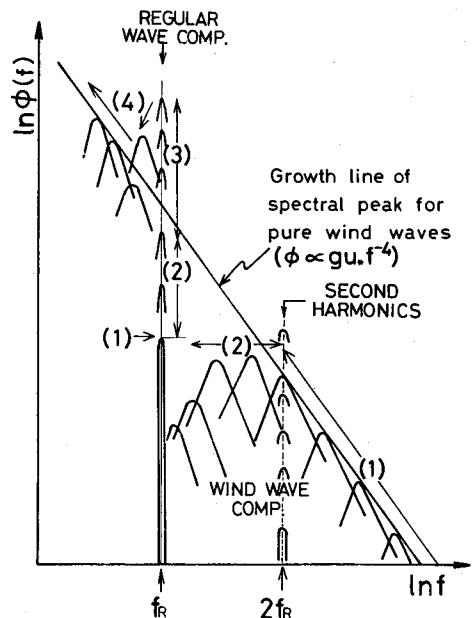


図9 風を規則波の上に吹かせたときの、規則波と風波の発展に関する4つの段階を示す模式図^{8) 44)}

上記の第4段階では、規則波の変調が不規則となるが、波高と周期の変調が同位相で、波群を形成する点、また、変調の増幅とともに個々波の併合が生じることによって、周波数の低い方へエネルギー密度のピークがずれていく点で、水の波の不安定理論とは異なる要素がある。この個々波の併合は、振幅および周期の変調の谷のところで起こる⁷⁾。

また、純風波の場合、スペクトル密度の高い主要周波数帯において、成分波は互いに非線形的に結合し合った波として現れ、スペクトルピーク付近のいくつかの離散したスパイクから成る卓越モードの間で、重力波の4波共鳴条件を満たしつつ、卓越モードが順に入れ替わる形で、エネルギーが低周波側に移って発達してゆく。離散したスパイクの波の周波数差 Δf は、振幅や周期の変調の谷のところで波が併合することによって、波群から波が1つ消えることに対応している^{5) 6)}。

4.2 風波のスペクトル内部過程の時間スケール

風波の発達予測を行うのに用いられるエネルギーバランスの式は、通常、周波数 f 、波向 θ 、距離 x 、時間 t の関数としてのスペクトル密度 $F(f, \theta; x, t)$ に関する放射伝達方程式、

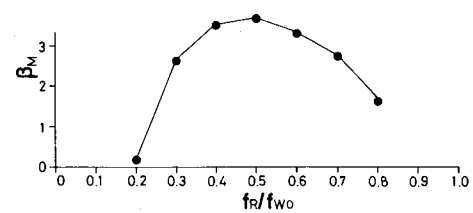


図10 図9の第2段階で、規則波と風波の周波数比が0.5に規則波の発達率の最大があることを示す⁴⁴⁾。

$$\frac{DF}{Dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla F = S_{in} + S_{n1} + S_{ds} \quad (21)$$

の形に書かれる。 $\mathbf{v}$ は σ の波の群速度である³⁸⁾。右辺の3項は source 関数であって、 S_{in} は風から波へのエネルギー流入、 S_{n1} は成分波間の非線形相互作用によるエネルギー密度流束発散、 S_{ds} は碎波による散逸である。たとえば Hasselmann and Hasselmann⁴⁾の EXACT-NL モデルでは、 S_{in} を波面上の圧力分布の観測値から与え、 S_{n1} は弱非線形共鳴相互作用を計算し、 S_{ds} は実際の波の発達に合うように調整している。その f に対する関数形は、図 11 のようになっている。この場合、スペクトル内部過程の時間スケールは、風波発達の時間スケールと同程度である。(なお、このモデルは(1),(2)式のように、飽和状態に達することが表現できないという欠点がある。)

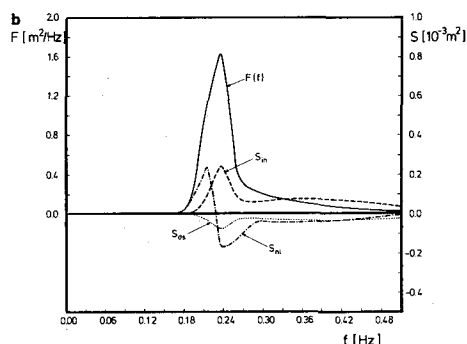


図 11 風波のスペクトル密度 F と、 F に関する放射伝達方程式 (21) 式における source 関数の形を示す例 (The SWAMP Group³⁸⁾)

一方、2 節で述べた強非線形過程による局所平衡の考え方では、スペクトル内部過程の時間スケールが、風波発達の時間スケールにくらべて十分小さいことを想定している。この場合、風が急に強くなると、(6)式で $\phi(\sigma)$ が u_* に比例しているから、 $\phi(\sigma)$ のレベルが上り、しかも全体の積分したエネルギーは急には増えないから、 σ_p は大きくなる。すなわち風が急に強くなると、風波の周期は短くなるはずである。

このことはごく最近、海の実測資料にはっきりと表われていることが見いだされた¹⁰⁾。われわれは Kawai, Okada and Toba¹³⁾で用いた白浜海洋観測塔での観測資料⁴⁹⁾を再整理して、風が変化したときのスペクトル内部過程による応答時間が 10 分の程度であることを見いだした。すなわち、図 12 には、連続した 30 分の風と波の観測資料から、 α_s は+印で示された 15 分平均の u_* のトレンドに対しては十分応答しているが、こまかい u_* の変動に対しては応答し切れず、 u_* と逆相関の変化をしていることがはっきり示されている⁵⁰⁾。なお、図の

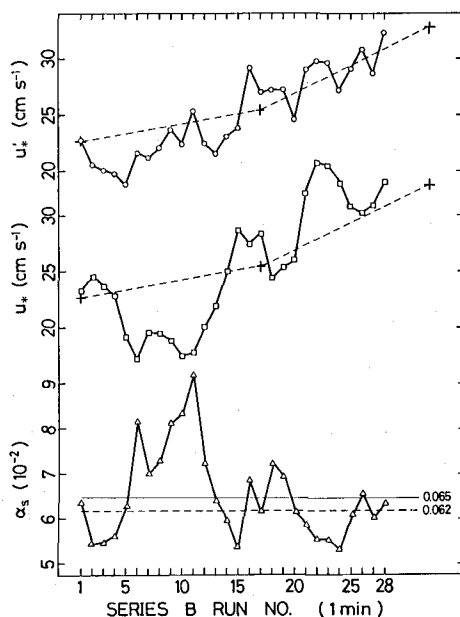


図 12 風が変化したときの、(7)式のスベクトルの係数 α_s の応答の様子⁵⁰⁾

u_*' は $\alpha_s = \bar{\alpha}_s u_*' / u_*$, $\bar{\alpha}_s = 0.062$ で定義された量である。

スペクトルの応答過程の微細構造をみると、 $\Delta\sigma$ で $1 (s^{-1})$ の程度の波の間の非線形相互作用が数分の時間スケールで進行していることや、風に応答するための高周波側のエネルギーレベルの変化が、うねりの領域までまき込んで行われていることなど、興味深い事実が見いだされている。

5. 海面境界過程にかかわる無次元パラメータについて

風と波との相互作用のような粘性や乱流を含む強非線形過程を、厳密な方程式系を用いて解明することは困難である。それにもかかわらず有用な関係や式を求めようとするとき、多かれ少なかれ次元的方法に頼らざるを得ない。

まず、変数を無次元化することによって、関っている変数の数を減らし、本質的な関係を浮かび上げることができる。そのさい変数の数の低減についての法則性は π 定理としてよく知られている。しかし、無次元変数の構成については、その変数の物理的な意味をよく考えて進める必要がある。そのためには、次元のある変数を、(a) 独立変数、(b) 従属変数 (未知数)、(c) 外的条件を表わすパラメータ、(d) 物理定数、(e) スケールを表わすパラメータに分けて考えると便利である。風波の場合、(a) には吹走距離 x と、 t , σ など、(b) には E と σ_p または有義波の H と T 、(c) には風の応力 τ 、(d) には g と、空気と水の密度 ρ_a と ρ_w 、同じく粘性係数 μ_a と μ_w などがあるが、 ρ_a / ρ_w や μ_a / μ_w の比が一定であるから、たとえば ρ_a , μ_a だけを用い、さらに $\mu_a / \rho_a \equiv \nu$ や $(\tau / \rho_a)^{1/2} \equiv u_*$ を用いることによって、あらかじめ変数を減らしておくことができる。

強非線形物理過程による局所平衡を問題にするときは、 x や t はもはや不要であり、変数系は H と T (または E と σ_p) と u_* , g , ν となる。しかし、波の状態に関しては、 ν は陰に u_* に含まれてしまっていて表面化しない。したがってこの場合の変数系は H^* と T^* (または E^* と σ_p^*) のみとなり、(6) 式または (9) 式がこれらの関係を表わしている。

いっぽう、たとえば風の水面応力を考える場合には、中立成層のとき、摩擦係数より粗度定数 z_0 を (b) として考えておくほうが物理的である。またそのさいは u_* とともに局所平衡にある風波の場の代表量 σ_p を (c) として考えておくべきである。この場合は変数系は z_0 , σ_p , u_* , g , ν となるが、マクロにみた水面応力のような境界層の問題では、レイノルズ数によって状況がきまるから、 g は陽に関係しないと考えられる。したがって、 g を落として、

$$z_0^* \equiv u_* z_0 / \nu \quad (22)$$

および

$$R_B \equiv u_*^2 / \nu \sigma_p \quad (23)$$

が変数系として残る。 R_B も一種のレイノルズ数とみなすことができ、経験的には、ほぼ $z_0^* \propto R_B$ となっているため、比をとれば、

$$z_0 = \gamma u_* / \sigma_p, \quad \gamma = 2.5 \times 10^{-2} \quad (24)$$

となり、この関係は Charnock³⁾ の公式よりも有用のようにみえる⁴⁸⁾²⁾。

R_B は、それ自体極めて有用な無次元数で、いろいろな量が R_B の関数として表わされ、たとえば、 $R_B = 10^3$ のあたりで、水面は滑面から粗面に移行し⁴⁷⁾、砕波、白波の発生や海面からの水滴の生成がはじまる⁴⁸⁾。

なお、 H や波長 L を用いたレイノルズ数とは、

$$u_* H / \nu \equiv (2\pi)^{1/2} B R_B / \sigma_p^{*1/2} \quad (25)$$

$$u_* L / \nu \equiv 2\pi R_B / \sigma_p^* \quad (26)$$

の関係があり、 $\sigma_p^* \simeq 1$ である実験室の範囲では R_B と同様のふるまいをする。

参 考 文 献

- 1) Benjamin, T. B. and Feir, J. E. (1967) J. Fluid Mech., **27**, 417-430.
- 2) Brutsaert, W. and Toba, Y. (1986) J. Oceanogr. Soc. Japan, **42**.
- 3) Charnock, H. (1955) Quart. J. Met. Soc., **81**, 639.
- 4) Hasselmann, S. and K. Hasselmann (1985) In "Ocean Wave Modeling" by The SWAMP Group, Plenum. 249-251.
- 5) Hatori, M. (1984 a) J. Oceanogr. Japan, **40**, 1-11.
- 6) Hatori, M. (1984 b) *ibid.* **40**, 12-18.
- 7) Hatori, M. and Toba, Y. (1983) J. Fluid Mech., **130**, 397-409.
- 8) Hatori, M., Tokuda, M. and Toba, Y. (1981) J. Oceanogr. Soc. Japan, **37**, 111-119.
- 9) Imai, Y., Hatori, M., Tokuda, M. and Toba, Y. (1981) Tohoku Geophys. Journ. **28**, 87-103.
- 10) Jones, I. S. F. and Toba, Y. (1985) The Univ. of Sydney Mar. Studies Centre Tech. Rep. 2/85.
- 11) Kawai, S. (1979) J. Fluid Mech. **93**, 661-703.
- 12) Kawai, S. (1982) Boundary-Layer Met. **23**, 503-521.
- 13) Kawai, S., Okada, K. and Toba, Y. (1977) J. Oceanogr. Soc. Japan. **33**, 137-150.
- 14) Kawamura, H. (1983) PhD Dissertation at Tohoku Univ., 103 pp.
- 15) Kawamura, H., Okuda, K., Kawai, S. and Toba, Y. (1981) Tohoku Geophys. Journ. **28**, 69-86.

- 16) Kawamura, H. and Toba, Y. (1985) In "The Ocean Surface" ed. by Toba and Mitsuyasu. D. Reidel, 105-110.
- 17) Koga, M. (1981) *Tellus* **33**, 552-563.
- 18) Koga, M. (1982) *ibid.* **34**, 481-489.
- 19) Longuet-Higgins, M. S. (1982) *J. Fluid Mech.* **121**, 403-424.
- 20) Longuet-Higgins, M. S. and Cokelet, E. D. (1978) *Proc. R. Soc. Lond., A.* **364**, 1-28.
- 21) Masuda, A., Kuo, Y.-Y. and Mitsuyasu, H. (1979) *J. Fluid Mech.* **92**, 713-730.
- 22) Mitsuyasu, H., Kuo, Y.-Y. and Masuda, A. (1979) *ibid.* **92**, 731-749.
- 23) McLean, J. W. (1982) *J. Fluid Mech.* **114**, 315-330.
- 24) Melville, W. K. (1982) *J. Fluid Mech.* **115**, 165-185.
- 25) Miles, J. W. (1957) *J. Fluid Mech.* **3**, 185-204.
- 26) Okuda, K. (1982) *J. Oceanogr. Soc. Japan.* **38**, 28-42.
- 27) Okada, K. (1984) *ibid.* **40**, 46-56.
- 28) Okuda, K. (1985) In "The Ocean Surface", ed. by Toba and Mitsuyasu, D. Reidel, 407-412.
- 29) Okuda, K., Kawai, S., Tokuda, M. and Toba, Y. (1976) *J. Oceanogr. Soc. Japan.* **32**, 53-64.
- 30) Okuda, K., Kawai, S. and Toba, Y. (1977) *ibid.* **33**, 190-198.
- 31) Phillips, O. M. (1957) *J. Fluid Mech.* **2**, 417-445.
- 32) Phillips, O. M. (1958) *ibid.* **4**, 426-434.
- 33) Phillips, O. M. (1974) *Ann. Rev. Fluid Mech.* **6**, 93-110.
- 34) Phillips, O. M. (1977) "Dynamics of the Upper Ocean" Cambridge Univ. Press, 336 pp.
- 35) Phillips, O. M. (1985 a) In "The Ocean Surface" ed. by Toba and Mitsuyasu, D. Reidel, 111-123.
- 36) Phillips, O. M. (1985 b) *J. Fluid Mech.* **156**, 505-531.
- 37) Su, M. - Y., Bergin, M., Marler, P. and Myrick, R. (1982) *J. Fluid Mech.* **124**, 45-72.
- 38) The SWAMP Group (1985) "Ocean Wave Modeling" Plenum. 256 pp.
- 39) Toba, Y. (1972) *J. Oceanogr. Soc. Japan.* **28**, 109-120.
- 40) Toba, Y. (1973) *ibid.* **29**, 209-220.
- 41) Toba, Y. (1974 a) *Tohoku Geophys. Journ.* **22**, 61-73.

- 42) Toba, Y. (1974b) J. Oceanogr. Soc. Japan. **30**, 241-242.
- 43) Toba, Y. (1978) J. Phys. Oceanogr. **8**, 494-507.
- 44) Toba, Y., Hatori, M., Imai, Y. and Tokuda, M. (1986) In "Wave Dynamics and Radio Probing of the Ocean Surface" ed. by Phillips. Plenum, 117-127.
- 45) Toba, Y., Kawai, s. and Joseph, P.S. (1985) In "Ocean Wave Modeling" by The SWAMP Group, Plenum, 201-210.
- 46) Toba, Y., Kawai, S., Okada, K. and Iida, N. (1985) In "The Ocean Surface", ed. by Toba and Mitsuyasu, D. Reidel, 227-232.
- 47) Toba, Y., Kawamura, H. and Ebuchi, N. (1986) To be published.
- 48) Toba, Y. and Koga, M. (1986) In "Oceanic Whitecaps and their Role in Air-Sea Exchange Processes" ed by Monahan and MacNiocaill, Galway Univ. Press. 37-47.
- 49) 鳥羽良明・国司秀明・西 勝也・河合三四郎・島田良恵・柴田中夫(1971) 京大防災研年報第14号B, 519-531.
- 50) Toba, Y. and Okada, K. (1986) To be published.
- 51) Toba, Y., Tokuda, M., Okada, K. and Kawai, S. (1975) J. Oceanogr. Soc. Japan. **31**, 192-198.
- 52) Tokuda, M. and Toba, Y. (1981) J. Oceanogr. Soc. Japan. **37**, 243-258.
- 53) Tokuda, M. and Toba, Y. (1982) *ibid.* **38**, 8-14.
- 54) Uji, T. (1984) J. Oceanogr. Soc. Japan. **40**, 303-313.
- 55) Uji, T. (1985) In "The Ocean Surface", ed. by Toba and Mitsuyasu, D. Reidel, 221-226.
- 56) Wilson, B. W. (1965) Deut. Hydrogr. Z. **18**, 114-130.
- 57) 吉川郁夫・川村 宏・鳥羽良明(1985) 第17回乱流シンポジウム講演論文集, 76-80.