

風浪の発達の様式——一つのモデル

藤 縄 幸 雄

国立防災科学技術センター平塚支所

A Model on the Mechanism of the Turbulent Momentum Transfer to Water Waves

By

Yukio Fujinawa

*Institute of Coastal Oceanology, National Research Center for
Disaster Prevention, Science and Technology Agency
9-2, Nijigahama, Hiratsuka-shi, Kanagawa-ken 254*

Abstract

Many field works on the growth rate of wind waves have agreed with each other in their conclusion that the observed growth rate β is by several times greater than that anticipated from the Miles instability theory of wave generation.

One of the causes may be attributed to the interaction between turbulence and the wave-induced field. In fact, some laboratory experiments have shown that the wave-induced turbulent Reynolds stress is not zero but rather larger. Moreover there appeared a few trials to estimate the momentum transfer originated from this mechanism, though all of them are phenomenological in their nature. Here the momentum transfer rate is calculated, starting from the Navier-Stokes equation and the equation of continuity on the base of the rapid distortion assumption. Validity of the assumption depends on the form of dissipation law of the turbulence in the boundary layer over the sea, being somewhat justified on the ground of experimental works already published. Pressure coefficients α' and β' depend on the ratio of roughness length and the characteristic length of the turbulence. Numerical results have shown that the growth rate observed by the field works can be obtained within the plausible range of the parameters.

1. ま え が き

大気と海洋の相互作用の諸過程のうち、風浪の発生については、数多くの実験、理論的研究が積み重ねられている。その結果、かなりの事柄が判明したが、いまだ本質的な機巧につ

いては、明らかでないといってもよい。ここで、簡単に波浪の発生についての研究を概観してみよう。

Jeffreys (1925) の提唱したしゃへいモデル (sheltering model) は、気流が波の峰近くではく離して、その結果、波へエネルギーが供給されるというものである。しかし、この機巧は、Motzfeld (1937) が行なったモデル波面上での実験結果に合わず、退けられた形になった。Kunishi (1963) は、室内実験によってしゃへい係数が、波の傾きと、ある種のレイノルズ数に依存することを見いだした。1957年に発表された Phillips (1957) と Miles (1957) の論文は、以後今日に至るまで、この方面の研究に大きな影響を及ぼしてきた。Phillips の理論は、大気乱流と波との共鳴機巧に基づくものであって、この理論によると、波は時間に比例して発達し、そして、決まった方向に進む波が、異常に大きく成長する。今日、波浪の発生の初期段階は、この理論で説明できると、一般に受け取られている。一方、Miles の理論は、波が存在するために気流中の乱れが生じ、この乱れが、波面近くで、波の傾きに同位相な圧力変動を生むので、波が大きくなるという、一種の不安定機巧に基づいている。Miles の理論は、Lighthill (1962) によって物理的な根拠を与えられるとともに、Longuet-Higgins (1963) の方向スペクトルによる測定結果からも支持されて、波の発生の理論も完成したかに見えた。以後行なわれた実験室における測定結果 (Hamada, 1963; Hidy and Plate, 1966; Shemdin and Hsu, 1966; Sutherland, 1968; Bole and Hsu, 1969; Plate, Chang and Hidy, 1969) も、おおむねその理論の予想と合っていた。しかるに、外海における波の発達率を測定してみたところ、予想されるよりも数倍大きいことが判明した (Snyder and Cox, 1966; Barnett and Wilkerson, 1967; Iwata and Tanaka, 1970; Taira, 1972)。この発見を契機に、波浪の発達に関する研究は、再び活発になってきた。その背景には、産業の発展に伴う港湾事業の増加の結果、波浪予報の要望が強くなったことが挙げられる。

波が、大気と海との境界上に出来る波動現象であることから、当然のことながら、波の発生の問題は、気流の特性という面からと、波を含めての海水の運動の特性という面から研究されている。まず、気流についての研究から見ていこう。

気流から運動量が海水に与えられるために、風速の平均分布は、下の境界が固定している場合とかなり異なると予想したのは、Stewart (1961) である。Takeda (1963) は、波の上の風速分布を測定し、確かに、対数分布からずれて、キンク (kink) が存在することを示した。しかし、今日では、風速の分布は、波の上でもやはり対数分布をされると言われることが多い。一方、Miles (1965) は、Stewart とは逆に、彼の考えた機巧が作用していても、風速の分布には、検知できるほどのキンクが存在しないことを示し、Iwata (1968) は、不安定機巧によって生ずる応力と平衡関係にある風速分布を導き出し、やはり、対数分布からのずれは小さいことを見いだしている。また、彼は、このような風速分布の場合には、特定の波が、Miles の理論によるよりもずっと大きい増大率を持つことも示した。

波によって誘起される気流の特性について、初めて実験的な研究を行なったのは、Stewart (1967) である。彼の測定結果は、著しく Miles の理論と矛盾するものであった。一方、Shemdin and Hsu (1967) は、波面近傍における圧力変動と水位変動の位相関係が、Miles-Benjamin の理論による予想と、矛盾しないことを報告し、Dobson (1971) は、外海における測定によっても、水位変動と圧力変動の位相関係は、Kendall (1970) と Shemdin and Hsu (1967) の実験室の結果に、合うと言っている。Kondo, Fujinawa and Naito (1972) は、波によって誘起される気流の変動の大きさ並びに波に対する位相関係が、定性的にも定量的にも、かなりよく Miles の理論の予想するものに一致するが、位相の逆転の起こる高さや、高い場所での気流変動の大きさに、系統的な差異があることを見いだした。この差異は、多分、大気の流れ状態が変形されるために生じているのであろうが、これを定量的に見積もる試みは、いまだ現れていない。Elliot (1972) の外海における圧力変動と水位変動の測定もある。

さて、Miles の理論においては、大気の運動が乱流状態にあることは、本質的には取り入れられていない。すなわち、乱流成分 u' と波誘起成分 \tilde{u} との相関は、0 であるとされている。近年、乱流レイノルズ応力は、波があるために、かなり変形するという報告がもたらされ始めた。測定の性質上、今のところ、実験室におけるものに限られている (Kendall, 1970; Hussain and Reynolds, 1972; Kato and Sano, 1971)。今後この方面からの研究は、下に述べる理論的研究と相まって、波の発達の機構の解明に、大きな寄与をするに違いない。

さて、海水の運動特性という面からは、波の諸特性、吹送流、海水中の流速変動等が、研究の対象になっている。波は、二次元平面における波動現象であるからして、一点における測定から求まる周波数スペクトルより得られる情報からは、限られた知識しか得ることができない。どうしても方向まで含めた測定がなされなければならない。方向スペクトルの測定の方法には、いくつかのものが実用化されている (たとえば、Fujinawa, 1974 を参照のこと)。方向スペクトルの測定結果から、波の場の非線形相互作用の役割 (Barnett, 1971; Fujinawa, 1975) や、発達率の方向依存、方向分散 (Fujinawa, 1975) 等についての新しい知見が得られている。

次いで、この論文の主題である乱流と波誘起流との干渉についての理論的研究の発展経過を見てみよう。前に述べたように、Miles (1957) の発生理論においては、大気流の乱流特性は、本質的には、取り入れられておらず、単に、風速分布が対数法則に従うという形で反映されているにすぎない。Phillips (1966) は、その教科書の中で、なかなか巧妙に乱れと波による気流変動の相互干渉を試算した。すなわち、乱れないときには、臨界層 (critical layer) と呼ばれる高さ z_c の

$$U(z_c) = c \quad (1)$$

以外では、完全に逆位相となる波誘起流に伴ううず度 Ω と、鉛直速度成分 w の間に、乱流の持つ拡散的作用によって同位相の成分が生ずるというものである。ここに、 c はある波の波速であり、また、なぜうず度 Ω と鉛直速度成分 w との位相が重要な働きをするかという、それは、波誘起流によって波に及ぼされる $z=0$ におけるレイノルズ応力 $\tau_w(0)$ が

$$\tau_w(0) = \rho \int_0^{\infty} \overline{\Omega w} dz \quad (2)$$

で与えられるからである。しかしながら、このやり方は、巧妙であるとはいえ、基本的な問題をはらんでいる。というのは、圧力（法線方向）変動によって波に入る単位時間当たりの運動量 F は

$$F = \langle p \rangle_0 \langle \partial \zeta / \partial x \rangle \quad (3)$$

であり、速度場 u を

$$u = \bar{u} + \tilde{u} + u' \quad (4)$$

と分解すると

$$F = \tau_w(0) - \rho \langle u'^2 \rangle_0 \langle \partial \zeta / \partial x \rangle + \rho \langle \langle \zeta \rangle \partial \langle u' w' \rangle / \partial z \rangle_0 \quad (5)$$

となる (Phillips, 1966)。ここに $\tau_w(0)$ は、 $z=0$ におけるレイノルズ応力であって、

$$\left. \begin{aligned} \tau_w(0) &= -\rho \langle \tilde{u} w \rangle_0, \\ \tilde{u} &= (u, v, w) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

であり、 $\langle \rangle$ は y 方向についての平均を示す。このように速度場を、波誘起流と乱流に明確に分けておきながら、波誘起流の成分のみから成り立っている $\tau_w(0)$ に、乱れ的作用を入れるのは、論理的に一貫していないと言わなければならない。波誘起流と乱流に干渉が存在するとするならば、(5) 式の $\langle u'^2 \rangle$ や、 $\langle u' w' \rangle$ の中に水面変位 ζ に関係した成分が存在して、それらを含む項が平均的に 0 でなくなるという、議論の進め方をしなければなるまい。しかるに、Phillips は、上のように $\tau_w(0)$ の中に乱流的作用を導入しておりながら、(5) 式の第2項は、乱れが波のひと山を通過する時間

$$t_w = (k|U-c|)^{-1} \quad (7)$$

が、乱流の特性時間

$$t_s = (\partial U / \partial z)^{-1} \quad (8)$$

に比べて、非常に大きいこと、

$$t_w \gg t_s \quad (9)$$

を根拠として、0 であると主張している。第3項は乱流レイノルズ応力の鉛直傾度

$$\partial \langle u' w' \rangle / \partial z \quad (10)$$

が非常に 0 に近いから無視してよい。前に述べたように、この推論の仕方が、首尾一貫していないばかりでなく、乱流の特性時間 t_s の選択が、このような場合には、問題がある。す

すなわち、平均流にシヤーのある場合の乱流を考えた場合、特性時間は、上に使った t_s 以外にも、次のようなものが存在する (Townsend, 1956). すなわち、

$$t_a = l_0 / U_m \frac{dl_0}{dx} \quad (11)$$

及び

$$t_e = \bar{q}^2 / 2\varepsilon \quad (12)$$

である。ここに、 l_0 は流れの横方向スケールであり、 U_m は平均的な流速、 q は $|\mathbf{u}|$ 、 ε は乱流のエネルギー散逸率である。 t_a は、流れが断面の変化する所を通過するときの、任意の断面における代表時間である。一方、 t_e は、乱流の内部運動の時間である。そして、上に用いた t_s は、平均流と乱流との干渉を考えた場合、平均的なシヤーに主に着目して得られる時間である。我々は、なにも今、平均流と乱れとの相互作用について考察しているのではなく、正に、乱れの運動そのものと、波が存在するために生じたシヤーとの干渉に注目しているのである。したがって、特性時間の比較は、 t_w と t_e との間で行なうのが至当である。後に示すように、ある場合には、十分

$$t_w \ll t_e \quad (13)$$

となって、乱流の受ける変形は、波の傾きに同位相で、しかも、波にエネルギーを供給するような圧力変動を生むことがわかる。このことを、できるだけ少ない仮定（これも本質的なものではない）をもとにして示すが、この論文の目的である。それを行なう前に、今までなされてきたこの方面の研究の概観を終わってしまおう。

Miles (1957) は、レイノルズ応力の誘起流による変形を Prandtl の混合距離理論の類推から算出しようと試みたが、当時のこの方面における知識の不足を理由に、単に定式化にとどめている。Davies (1970) は、応力が、瞬間的な波面からの距離の関数であるという仮定を基に計算を行ない、Stewart (1970) が行なった実験結果と比較をした。今少し詳細なものに、Yefimov (1970) 等のわず粘性を用いる方法及び Davies (1970) 等の境界層計算の方法がある。まず前者から見よう。Yefimov は、波誘起流と平均流の和に対する方程式

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial t} + \tilde{U} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial x} + \tilde{W} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_m \Delta \tilde{U} + \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{u'^2}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{u'w'}), \\ \frac{\partial \tilde{W}}{\partial t} + \tilde{U} \frac{\partial \tilde{W}}{\partial x} + \tilde{W} \frac{\partial \tilde{W}}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu_m \Delta \tilde{W} + \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{u'w'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{w'^2}) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

を解くことを考えた。ここに

$$\tilde{U} = \bar{u} + \tilde{u}, \quad \tilde{W} = \bar{w} \quad (15)$$

であり、 ν_m は分子動粘性係数である。しかしながら、ここには未知の量 $-\overline{u'w'}$ 、 $-\overline{w'^2}$ が混入している。そこで、彼は、次のような現象論的な仮定を導入して、難関を通り抜けようとする。すなわち、問題となっているレイノルズ応力 $-\overline{u'w'}$ を

$$-u'w' = K \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right) \quad (16)$$

とするのである。この第2項が、乱流と波誘起流との干渉を表しているのはいうまでもない。そして、 ν は乱流動粘性係数である。あといくつかの仮定を導入して、方程式の中には余計な未知量が入らない形にして解くのである。Reynolds and Hussain (1972) も、本質的には、上に述べたうず粘性の導入によって、完結 (closure) の問題を解決している。

一方、Townsend (1972) は、やはり波誘起流に対するレイノルズの方程式を導き、次の事柄を仮定して、波誘起流による応力の揺らぎを計算した。すなわち、

(1) レイノルズ応力の変動は、全運動エネルギー \bar{q}'^2 の変動に比例する。

(2) 乱流運動エネルギーの拡散は、こう配 (gradient) 形である。

(3) エネルギー散逸率は、散逸長 L_e とレイノルズ応力のみで決まり、 L_e は、波面からの距離だけの関数である。

(4) 水平方向のレイノルズ応力の方向は、速度のシャーの方向である。

以上のとおりである。その結果、波の発達率の大きさは、Miles の理論で与えられるものに近く、線形の干渉では、十分大きな運動量輸送を生じえないと主張している。

Davies (1972) の方法も、本質的には、上に挙げた Townsend が用いた境界層計算の方法 (Bradshaw *et al.*, 1967) によっている。

ここに見てきたように、従来までの理論は、すべて、本質的に現象論的仮定の上に進められている。筆者は、ここで、ほぼ厳密に運動方程式、連続の方程式のみを使って、乱流と波誘起流との干渉を求める方法を提唱するものである。ここで、ほぼと断った理由は、おのずと明らかになるであろう。計算の結果は、測定された波の増大率を正しく与え得るし、また、Kendall (1970) の波によって生ずる乱流圧力変動の測定とも、比較的よく合うことが判明した。

2. 理論の組立

2.1 背景

乱流自身の持つ特性時間としての t_e は

$$t_e = \left(\frac{1}{u'^2} \frac{d\bar{u}'^2}{dt} \right)^{-1} \quad (17)$$

のようにも書ける。したがって、

$$R = t_e/t_w \gg 1 \quad (18)$$

のときには、乱れが波のひと山を越す間の乱流のそれ自身に対する作用が、無視できて、単に、波誘起流による変形のみを考慮すればよい。実際、不等式 (18) が成立するような状況があるかどうか調べるためには、乱流の減衰法則を具体的な形で知らねばならない。この法

則は、今のところ、格子の後にできる乱流について知られているのみで、壁面上に生ずる境界層乱流に関しては明確には知られていない。そこで、ここでは、議論を進める意味で、格子乱流における散逸法則

$$\frac{d\overline{u'^2}}{dt} = -\frac{(\overline{u'^2})^{3/2}}{l} \quad (19)$$

(Batchelor, 1953) が成り立っているものとする。Townsend (1972) も、この仮定を用いて議論を進めている。ここに、 l は乱流の流れ方向の代表的な大きさを表している。(18) 式の R を以後、変形急速性 (rapidness) 係数と名づけるとして、(19) 式を用いて無次元表示をすれば、

$$R = \frac{5}{\pi} k^* (U^* - c^*) / U^* \quad (20)$$

となる。この式を導くのに、近似的な関係

$$\sqrt{\overline{u'^2}} \doteq 0.1 U \quad (21)$$

を用い、無次元量

$$U^* = U / U_1, \quad c^* = c / U_1, \quad k^* = kl, \quad U_1 = u_* / \kappa \quad (22)$$

を使っている。 u_* は、 $z=0$ における摩擦速度 ($u_* = \sqrt{\tau_s / \rho}$, $\tau_s = \tau_{z=0}$) であり、 κ はカルマン定数で 0.4, k は波数, c は波速である。

かくて、不等式 (18) が成立するような場合には、乱流の内部固有作用 (移流項と粘性項の作用) を無視できるので、乱流の受ける変形は、容易に見積もれよう。この種の近似を最初に行なったのは、Taylor (1935) である。彼は、風洞の断面積が急に変わることによって乱流成分が極端に減少する事実を、このような操作を基に解き明かした。以後、Uberoi and Wallis (1966) や Tucker and Reynolds (1968) は、シャアの存在によってこうむる乱流の変形につき、実験研究を行ない、一方、Townsend (1970) は、自由乱流 (free shear turbulence) 中の速度相関関数を、初期の乱流の状態が、等方性 (isotropic) であって、変形が急速であるとして求め、その結果が測定事実に合うことを示した。

さて、上に用いた乱流の流れ方向の大きさ l は、上では一定の長さとして置いたけれども、実際には、海面からの高さの関数であることが知られている。しかしながら、乱流の縦方向・横方向の代表的な大きさは、鉛直方向の大きさと違って、十分ゆっくりにした変化しかしないであろうから、少なくとも波誘起流が有限な大きさを持つ高さまでならば、 l はある一定の大きさを持つとしても、それほど非現実的ではないと考えられる。この論文の中で仮定することは、不等式 (19) のみである。また、この仮定も、実際には、変形急速性係数の表示にだけ使われており、なんらかの方法で変形が急速であることが判明すれば、この仮定も不要となって、根拠のない仮定は少なくとも運動量移入率の表示を求めるところまでは入らないことになる。

2.2 定式化

まず、 x 軸を波の進行方向に、 z 軸は鉛直上方にとる。 y 軸は水平面内にあるようにする。ここで、考える波を

$$\eta = ae^{ik(x-ct)} \quad (23)$$

で表す。ここに a は振幅である。複素表示を採用するが、断りのないときは、いつも最終的には複素量の実数部分を取るものとする。速度ベクトル \mathbf{u} 、うず度ベクトル $\boldsymbol{\omega}$ 、位置ベクトル \mathbf{r} は、便宜上、

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{u} &= (u_i) = (u_1, u_2, u_3) = (u, v, w), \\ \boldsymbol{\omega} &= (\omega_i) = (\omega_1, \omega_2, \omega_3), \\ \mathbf{r} &= (x_i) = (x_1, x_2, x_3) = (x, y, z) \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

のような混合表示を用いて示すものとする。

大気の密度 ρ を一定とすると、質量保存則は

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (25)$$

となる。ここに、 ∇ はナブラ演算子である。運動量保存を記述する Navier-Stokes の方程式は

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\nabla^2\mathbf{u} \quad (26)$$

と書き表される。ここに、 D/Dt は

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \quad (27)$$

で、時間に関する全微分演算子であり、 p は圧力、 ν は分子粘性係数、 ∇^2 はラプラシアンである。連続・運動量の方程式から圧力を消去して、うず度輸送の方程式

$$\frac{D\omega_i}{Dt} = \omega_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \nu\nabla^2\omega_i \quad (28)$$

を得る。ここでは、よく行なわれるように、指数が同一項内に重複して同じものがあるときには、その指数の全範囲にわたる和を示すことにする。次いで、いよいよ、摂動の方法によって、波誘起流と乱流との干渉を見積もることにする。

場を、平均流 $(\bar{\mathbf{u}}, \bar{\boldsymbol{\omega}})$ 、波誘起流 $(\tilde{\mathbf{u}}, \tilde{\boldsymbol{\omega}})$ 、乱流を含めた残りの変動流 $(\mathbf{u}', \boldsymbol{\omega}')$ に分解すると

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{u} &= \bar{\mathbf{u}} + \tilde{\mathbf{u}} + \mathbf{u}', \\ \boldsymbol{\omega} &= \bar{\boldsymbol{\omega}} + \tilde{\boldsymbol{\omega}} + \boldsymbol{\omega}'. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

うず度輸送方程式は

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\omega}_i + \tilde{\omega}_i + \omega'_i) + (\bar{u}_i + \tilde{u}_i + u'_i) \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\omega}_i + \tilde{\omega}_i + \omega'_i) \\ &= (\bar{\omega}_i + \tilde{\omega}_i + \omega'_i) \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{u}_i + \tilde{u}_i + u'_i) + \nu\nabla^2 (\bar{\omega}_i + \tilde{\omega}_i + \omega'_i) \end{aligned} \quad (30)$$

となる。Miles の考えた準層流モデルは、上式において

$$\mathbf{u}'=0, \quad \boldsymbol{\omega}'=0 \quad (31)$$

とおいたものに等価である。すなわち、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\omega}_i + \bar{\omega}'_i) + (\bar{u}_i + \bar{u}'_i) \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\omega}_i + \bar{\omega}'_i) \\ &= (\bar{\omega}_i + \bar{\omega}'_i) \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{u}_i + \bar{u}'_i) + \nu \nabla^2(\bar{\omega}_i + \bar{\omega}'_i). \end{aligned} \quad (32)$$

(30) 式から (32) 式を引くと、乱流+干渉場に対する方程式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \omega'_i}{\partial t} + u'_i \frac{\partial \omega_i}{\partial x_i} + (\bar{u}_i + \bar{u}'_i) \frac{\partial \omega'_i}{\partial x_i} \\ &= \omega'_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + (\bar{\omega}_i + \bar{\omega}'_i) \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 \omega'_i \end{aligned} \quad (33)$$

を得る。この変動場を、更に、純乱流 \mathbf{u}''_0 と干渉場 $\bar{\mathbf{u}}'$ に分解する。

$$\mathbf{u}' = \mathbf{u}''_0 + \bar{\mathbf{u}}', \quad \boldsymbol{\omega}' = \boldsymbol{\omega}''_0 + \bar{\boldsymbol{\omega}}'. \quad (34)$$

純乱流場に対するうず度方程式は、(33) 式において干渉場 $\bar{\mathbf{u}}'$ 等を 0 とおいて得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \omega''_{0i}}{\partial t} + u''_{0i} \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\omega}_i + \omega''_{0i}) + \bar{u}_i \frac{\partial \omega''_{0i}}{\partial x_i} \\ &= \omega''_{0i} \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{u}_i + u''_{0i}) + \bar{\omega}_i \frac{\partial u''_{0i}}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 \omega''_{0i}. \end{aligned} \quad (35)$$

(33) 式から (35) 式を差し引いて、干渉場 ($\bar{\mathbf{u}}', \bar{\boldsymbol{\omega}}'$) に対する方程式を、最終的に

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{\omega}'_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial \bar{\omega}'_i}{\partial x_i} + (\bar{u}'_i + u''_{0i}) \frac{\partial \bar{\omega}'_i}{\partial x_i} + \bar{u}'_i \frac{\partial \bar{\omega}_i}{\partial x_i} + \bar{u}'_i \frac{\partial \omega''_{0i}}{\partial x_i} + \bar{u}_i \frac{\partial \omega''_{0i}}{\partial x_i} \\ &= \omega''_{0i} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \omega''_{0i} \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_i} + \bar{\omega}_i \frac{\partial u''_{0i}}{\partial x_i} + \bar{\omega}'_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \bar{\omega}_i \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 \bar{\omega}'_i \end{aligned} \quad (36)$$

のように書き下すことができる。この大変に複雑な方程式は、 $R \gg 1$ のときには、結局

$$\frac{\partial \bar{\omega}'_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial \bar{\omega}'_i}{\partial x_i} = \omega''_{0i} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \quad (37)$$

のような簡単なものになってしまう。更に、

$$u_i \doteq \bar{u} = U \quad (38)$$

であるから、結局

$$\begin{aligned} & \bar{\omega}''_2 = 0, \\ & \bar{\omega}'_3 = \frac{1}{U-c} \left(\omega''_{03} \bar{w} + \frac{1}{ik} \omega''_{03} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (39)$$

となる。うず度と流速を結びつける関係

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{\partial \bar{H}}{\partial y} - \frac{\partial \bar{G}}{\partial z}, & v &= \frac{\partial \bar{F}}{\partial z} - \frac{\partial \bar{H}}{\partial x}, & w &= \frac{\partial \bar{G}}{\partial z} - \frac{\partial \bar{F}}{\partial y} \\ \nabla^2 \bar{F} &= -\omega_1, & \nabla^2 \bar{G} &= -\omega_2, & \nabla^2 \bar{H} &= -\omega_3 \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

(Lamb, 1932) を用いて,

$$\nabla^2 \bar{u}' = -\frac{1}{U-c} \left(\frac{\partial \omega'_{01}}{\partial y} \bar{w} + \frac{1}{ik} \frac{\partial \omega'_{03}}{\partial y} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \quad (41)$$

を得る.

これを見ると, 干渉によって生ずる乱流の変形は, 元の二つの場 (u'_0 と \bar{u}) の積に比例する形になっていて, 非常にもっともらしい. 具体的に \bar{u}' を求めるためには, 波誘起流の解を知らなければならない. しかしながら, 解析的な解は, 求まっておらず, 数値解が求められているにすぎない. そこで, Lighthill 等による近似解

$$\bar{w} = i a k e^{kz} (U-c) e^{-kz}, \quad kz \ll 1 \quad (42)$$

(Phillips, 1966) を用いると,

$$\bar{u}' = e^{kz} F(z) \quad (43)$$

と置けるから,

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 F}{dz^2} - k^2 F &= \bar{\varphi} = \bar{\varphi}_R + i \bar{\varphi}_i, \\ \bar{\varphi}_R &= -\frac{1}{U-c} \frac{\partial \omega'_{03}}{\partial y} a \frac{\partial U}{\partial z} e^{-kz}, \\ \bar{\varphi}_i &= -a k \frac{1}{U-c} \frac{\partial \omega'_{01}}{\partial y} (U-c) e^{-kz} \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

という常微分方程式に帰する. ここに, $\bar{\varphi}_R, \bar{\varphi}_i$ は, $\bar{\varphi}$ のそれぞれ実数部分, 虚数部分を示している. (44) 式を境界条件

$$\bar{u}'(z=\infty) = 0 \quad (45)$$

のもとに解けば,

$$F = -\frac{1}{2k} e^{-kz} \int_{\infty}^z \bar{\varphi} e^{kz} dz + \frac{1}{2k} e^{kz} \int_{\infty}^z \bar{\varphi} e^{-kz} dz \quad (46)$$

となる. $z=0$ における乱流動圧力変動を \bar{p}' とおく.

$$\bar{p}' = -\rho \langle u'^2 \rangle_0. \quad (47)$$

この圧力変動の内から, 波に無関係なもの, 二次の微小量のものを除くと,

$$\bar{p}' = -2\rho \langle u'_0 \bar{u}' \rangle_0 \quad (48)$$

となる. この成分が, 波と関係しており, 波の位相との関係次第で, 波の発達を助長もすれば, 抑圧もすることになる. 無次元の圧力係数 α', β' を導入する.

$$\bar{p}' = (\alpha' + i\beta') \rho U_1^2 k \eta. \quad (49)$$

(43), (46), (48) 及び (47) 式から, α', β' は具体的に

$$\left. \begin{aligned} \alpha' &= -\frac{2}{k^2 U_1^2} \int_{z_0}^{\infty} \langle \bar{\varphi}_R u'_{0s} \rangle \sinh kz dz, \\ \beta' &= -\frac{2}{k^2 U_1^2} \int_{z_0}^{\infty} \langle \bar{\varphi}_i u'_{0s} \rangle \sinh kz dz \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

と書ける。ここで、 S は $z=0$ での値であることを示し、海面の粗度長 z_0 は

$$U(z_0)=0 \quad (51)$$

となる高さである。また、上式に表れる相関は、

$$\left. \begin{aligned} \langle \bar{\varphi}_R u'_{0s} \rangle &= -\frac{1}{U-c} \frac{\partial U}{\partial z} e^{-kz} \left\langle \frac{\partial \omega'_{0s}}{\partial y} u'_{0s} \right\rangle, \\ \langle \bar{\varphi}_i u'_{0s} \rangle &= -\frac{k}{U-c} (U-c) e^{-kz} \left\langle \frac{\partial \omega'_{0s}}{\partial y} u'_{0s} \right\rangle \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

であり、平均水面における風速の縦方向変動成分と、任意の高さのうず度との相関が重要な役割を果たしていることがわかる。なお、(52) 式の第 2 式中に、約分可能な $(U-c)$ 項を残した理由は、後に明らかになる。

かくて、波に入る運動量の大きさの表示が、陽に与えられた。なお、ここまでの仮定は単に変形が速いということと摂動計算ができるということのみである。この機構が、実際波の成長に寄与し得るのであろうか。これを判定するには、乱流場の相関関数について、具体的な形を知らなければならない。

3. 乱流場における速度の微分の相関

先に出てきた乱流場の相関が、乱流理論に基づいて導き出されれば、理想的なのであるけれども、乱流理論の現状ではとてもそれは望めない。そこで、今までに報告された若干の事実を基にして、相関関数の形、大きさを推定することにしよう。

単なる速度の相関の測定は、従来数多く行なわれているが、速度の微分についての相関の測定は数少ない。Frenkiel and Klebanoff (1971) の報告によると、速度の微分に関する代表的な長さは、速度に関するものに比べて約 1 けた小さく、一様乱流のときには二つの相関関数は、微分操作によって結ばれる。一方、Obukhov (1951) によれば、接地層乱流の場合において、測定される 2 点間の距離が、それらの地上からの高さより小さいときには、相関関数は、近似的に等方性乱流理論から得られるものに等しい。そして、等方性乱流の場合には、

$$\left\langle \frac{\partial u'}{\partial y} \frac{\partial u'}{\partial y} \right\rangle = 2 \frac{\overline{u'^2}}{\lambda^2} \quad (53)$$

(Hinze, 1959) であって、ここに、 λ は Taylor のマイクロスケール (microscale) である。これは二つの点が一致した場合の値であるが、2 点が離れている場合には、Townsend (1956) の用いた指数関数形の相関関数

$$R_{ij} = \overline{u'^2} \left\{ \delta_{ij} \left(1 - \frac{r}{2l} \right) + \frac{r_i r_j}{2rl} \right\} e^{-r/l} \quad (54)$$

が用いられる。ここに、 δ_{ij} はクロネッカーの記号である。 y に関して 2 度微分して

$$\left\langle \frac{\partial u'_0}{\partial y} \frac{\partial u'_{0s}}{\partial y} \right\rangle = 2 \frac{\bar{u}'^2}{zl} e^{-z/l} \quad (55)$$

を得る。話は前後するが、上のような相関量に興味を持つのは、(52) 式中の相関が

$$\left\langle \frac{\partial \omega'_{03}}{\partial y} u'_{0s} \right\rangle = - \left\langle \omega'_{03} \frac{\partial u'_{0s}}{\partial y} \right\rangle = \left\langle \frac{\partial u'_0}{\partial y} \frac{\partial u'_{0s}}{\partial y} \right\rangle \quad (56)$$

のように変換されるからである。第3式への移行は、簡単に対称性を考慮して行なわれる。さて、(53) 式と (55) 式は、ごく小さい距離間隔

$$z = \frac{\lambda}{l} \lambda \quad (57)$$

で一致するだけであって、少しでも間隔がこの値からはずれると、両者の差は、拡大する。上のような事情を考慮して、相関関数が

$$\left. \begin{aligned} M_1: & \left\langle \frac{\partial u'_0}{\partial y} \frac{\partial u'_{0s}}{\partial y} \right\rangle = 2 \frac{\bar{u}'^2}{l^2} e^{-z/l}, \\ M_2: & = 2 \frac{\bar{u}'^2}{zl} e^{-z/l}, \\ M_3: & = 2 \frac{\bar{u}'^2}{\lambda^2} e^{-z/l}, \\ M_4: & = 2 \frac{\bar{u}'^2}{\lambda l} e^{-z/l}, \end{aligned} \right\} \quad (58 a)$$

一般に、

$$M_i: = 2 \bar{u}'^2 G(z) e^{-z/l} \quad (58 b)$$

の形であるとして計算を進めてみる。

今一つの相関関数も、簡単な議論のあと、

$$\left\langle \frac{\partial \omega'_{03}}{\partial y} u'_{0s} \right\rangle = \bar{u}'^2 G(z) e^{-z/l} \quad (59)$$

と、近似的に書き表すことができることがわかる。

4. 波の増大率の計算

波に同位相な圧力の係数 α' は、相関関数の表示 (58) 式を用いて、

$$\alpha' = \frac{4 \bar{u}'^2}{k^2 U_1^2} \int_{z_0}^{\infty} e^{-2z} G(z) \frac{1}{U-c} \frac{\partial U}{\partial z} e^{-kz} \sinh kz dz \quad (60)$$

となる。しかしながら、今まで何の断りもなしに、積分範囲を z_0 から無限遠にとってきたが、これは正しくない。すなわち、 $U=c$ となる、いわゆる臨界層では、 R の値は小さく、変形が急速という仮定は、もはや成立せず、むしろ変形が低速となってしまう。したがって、この領域では慣性項の影響が主に運動を支配する。慣性項を含めての解析は、非常に困難を伴うと考えられる。しかしながら、この変形低速ということを考えてすれば、この領域で

の乱流の波誘起流による変形の仕方は、波と一定の位相関係を持ちえない性質のものであることが推測される。(60)式から明らかなように、被積分関数の主な特徴を決めているのは、 $(U-c)^{-1}$ の項であって、これは臨界層で特異な振舞いをする。以上の2点を考えると、臨界層の存在は、

$$(U-c)^{-1} \rightarrow (U-c) / \{(U-c)^2 + A\} \tag{61}$$

という置き換えを行なうことによって、取入れられるものと推測される。このような操作によって、層流の安定理論では粘性項の臨界層近くでの効果が正しく与えられている (Betchov and Criminale, 1967)。よって、

$$z/l = \xi, \quad z_0/l = \xi_0, \quad \bar{G}(\xi) = l^2 G(z) \tag{62}$$

と置けば、

$$\left. \begin{aligned} \alpha' &= \frac{4}{k^{*2}} \int_{\xi_0}^{\infty} \frac{U^* - c^*}{(U^* - c^*)^2 + \varepsilon} \frac{1}{\xi} \bar{G}(\xi) e^{-(1+k^*)\xi} \sinh k^* \xi d\xi, \\ \beta' &= \frac{2}{k^*} \int_{\xi_0}^{\infty} \frac{(U^* - c^*)^2}{(U^* - c^*)^2 + \varepsilon} \bar{G}(\xi) e^{-(1+k^*)\xi} \sinh k^* \xi d\xi. \end{aligned} \right\} \tag{63}$$

ここに、平均風速分布として通常の

$$U = U_1 \ln z/z_0 \tag{64}$$

を用い、かつ $\sqrt{u'^2} \doteq U_1$ (Lumley and Panofsky, 1964) を使った。ε は任意の微小数で、実際には、0.1 と取ったが、0.05 から 0.2 の間では、計算結果に余り変化がなかった。上式から明らかなように、α', β' は、次の二つ、

または三つの無次元数

$$\left. \begin{aligned} \Omega &= g z_0 / U_1^3, \\ H &= l / z_0, \\ K &= l / \lambda \end{aligned} \right\} \tag{65}$$

によって決まる。相関関数が M_1 または M_2 で表し得るときには、圧力係数は K には関係しない。

5. 結果と議論

数値計算の結果を図に示す。この場合の助変数の値は、 $\Omega = 0.0018$, $K = 10^2$, $H = 10^5$ である。ここで興味深いのは、β' の値が長い波ほど大きく、α' は一般に正であって、極値を経て、負値を取るようになることである。β' についての特徴は、Phillips の干涉モデルの結果と一致

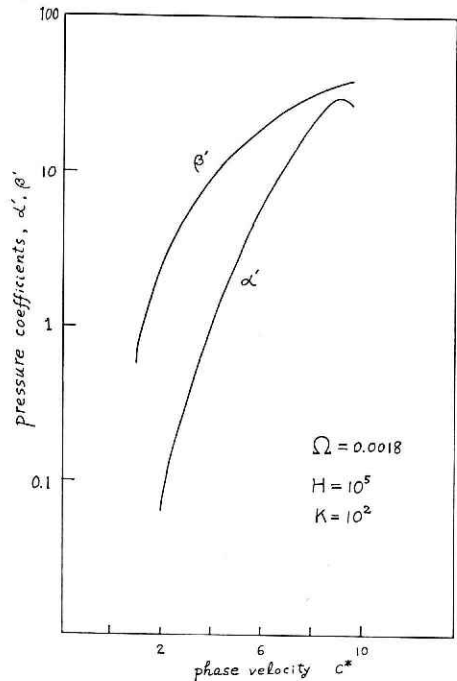


図 1 圧力係数 α', β' の具体的な数値例

している。そして、 β' の大きさは、乱流の特性値のもっともらしい範囲内で、観測値に等しい。しかし、 α' の測定値は、一般に負であるので、この点がこのモデルの欠陥と見られるかもしれないが、次のように考えれば納得がいく。すなわち、図から分かるように、 α' は β' よりかなり小さく、一方、Miles の理論において、両者は同じくらいの大きさである。そこで、波と同位相の圧力変動は、主として、不安定機巧に起因するものであり、波の傾きに同位相の圧力変動は、ここで述べた機巧によって生じていると考えればよい。

いったい、このモデルが、正しく現実を記述しているかどうかは、無次元助変数 Ω , H , K の正確な値が、現在ははっきりしていないので、明らかでない。接地層における乱流速度相関についての測定によると、縦方向の速度成分の高さ z_1, z_2 の2点の相関は、

$$R_{11} = \exp[-0.5(z_2^{1/3} - z_1^{1/3})] \quad (66)$$

で表せる (Panofsky and Singer, 1965). Shiotani (1972) も、これに似た結果を報告している。また、彼は、乱れの代表的な大きさについて測定を行ない、強風時において

$$L_{x,u} = 161 \text{ m}, \quad L_{x,w} = 34 \text{ m}, \quad L_{y,u} = 45 \text{ m}, \quad L_{y,w} = 13 \text{ m}$$

を得た。ここに、 L_{x_i, u_j} は速度成分 u_j の x_i 方向に2点を取ったときの代表的な大きさである。なお、Kondo *et al.* (1973) によれば、 $L_{x,u}$ は、 $L_{y,u}$ よりやや大きい。これらの結果は、接地層の風が、等方性乱流から相当かけ離れていることを示している。したがって、等方性乱流の理論を基にして、相関関数を推定したのでは、かなり無理があるかもしれない。もっともらしい値が、波の増大率に対して出るのも、相関関数が M_4 の場合であって、 M_1 の場合には、計算された増大率は小さすぎる。いずれにしろ、この相関関数についての精密な測定が強く望まれる。Kendall (1970) は、直接 $-\rho \langle u'^2 \rangle_0 \langle \partial \eta / \partial x \rangle$ の大きさを測定している。彼の測定 $\Omega = 5.0 \times 10^{-4}$ を使うと、報告された大きさを与える因子 H の大きさは、 10^5 と 10^6 の間 ($K = 10^3$ として) であって、これらは今までの報告からするともっともらしい範囲に入っている。

Townsend (1972) は、乱流と波誘起流との間の線形結合では、外海で測定されるほどの大きさの波の増大率は得られないと主張している。これに関連して、Lee (1972) の非線形干渉の理論が注目される。また、実験の方では、Chang, Plate and Hidy (1971) が、Jeffreys (1925) の予想した波の峰近辺での気流のはく離の存在を立証していることは興味深い。

波の成長は、弱い干渉で成長するのか、あるいはまた、強い干渉が存在して、それが波の発達に主に効いているのであろうか。この点については、何度も述べているように、波の上の乱流の特性に関する知識が不足しているために、今のところ判定できない。この論文では、弱い干渉によっても、十分気流から波へエネルギーが、供給され得ることが示されたにすぎない。

6. 謝 辞

この研究を進めるに当たって、全般的な御指導をいただいた岩田憲幸博士に深く感謝します。また、数値計算のプログラミングでの渡部勲氏の助力は、貴重なものでありました。ここに記して感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Barnett, T. P. and J. C. Wilkerson (1967): On the generation of ocean waves as inferred from airborne radar measurements of fetch-limited spectra. *J. mar. Res.*, **25**, 292—328.
- 2) Barnett, T. P. (1971): An international attempt to understand wind generated ocean waves. Part II. Some results. *Contract No. 0014-68-C-0366, Office of Naval Research, Washington, D. C.*
- 3) Batchelor, G. K. (1953): *The Theory of Homogeneous Turbulence*. Camb. Univ. Press.
- 4) Betchov, R. and W. O. Criminale, Jr. (1967): *Stability of Parallel Flows*. Acad. Press.
- 5) Bole, J. B. and E. Y. Hsu (1969): Response of gravity water waves to wind excitation. *J. Fluid Mech.*, **35** (4), 657—675.
- 6) Bradshaw, P., D. H. Ferriss and N. P. Atwell (1967): Calculation of boundary-layer development using the turbulent energy equation. *J. Fluid Mech.*, **28** (3), 593—616.
- 7) Chang, P. C., E. J. Plate and G. M. Hidy (1971): Turbulent air flow over the dominant component of wind-generated water waves. *J. Fluid Mech.*, **47** (1), 183—208.
- 8) Charnock, H. (1955): Wind-stress on a water surface. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **81**, 639—640.
- 9) Davies, R. E. (1970): On the turbulent flow over a wavy boundary. *J. Fluid Mech.*, **42** (4), 721—731.
- 10) Davies, R. E. (1972): On prediction of the turbulent flow over a wavy boundary. *J. Fluid Mech.*, **52** (2), 287—306.
- 11) Dobson, F. W. (1971): Measurements of atmospheric pressure on wind-generated sea waves. *J. Fluid Mech.*, **48** (1), 91—127.
- 12) Elliot, J. A. (1972): Microscale pressure fluctuations measured within the lower atmospheric boundary layer. *J. Fluid Mech.*, **53** (2), 351—383.
- 13) Frenkiel, F. N. and P. S. Klebanoff (1971): Statistical properties of velocity derivatives in a turbulent field. *J. Fluid Mech.*, **48** (1), 183—208.
- 14) Fujinawa, Y. (1974): Measurement of the directional spectrum of wind waves using an array of wave detectors. Part I. A new technique of evaluation. *J. Oceanogr. Soc. Jap.*, **30**, 10—21.
- 15) Fujinawa, Y. (1975): Observation of directional spectrum of wind waves. *Rep. Natl. Res. Cent. Disaster Prev.*, No. 11, 1—30.
- 16) Hamada, T. (1963): An experimental study of development of wind waves. *Rep. Port and Harbour Res. Inst.*, No. 2.
- 17) Hidy, G. M. and E. J. Plate (1966): Wind action on water standing in a laboratory channel. *J. Fluid Mech.*, **26** (4), 651—687.
- 18) Hinze, J. O. (1959): *Turbulence*. McGraw-Hill.
- 19) Hussain, A. K. M. F. and W. C. Reynolds (1972 a): The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 2. Experimental results. *J. Fluid Mech.*, **54** (2), 241—261.
- 20) Iwata, N. (1968): A note on the wind-wave interaction. *La Mer*, **6** (2), 21—31.
- 21) Iwata, N. and T. Tanaka (1970): Spectral development of wind waves. *Rep. Natl. Res. Cent. Disaster Prev.*, **4**, 1—21 (in Japanese).
- 22) Jeffreys, H. (1925): On the formation of water waves by wind. *Proc. R. Soc. A*, **107**, 189—206.
- 23) Kato, H. and K. Sano (1971): An experimental study of the turbulent structure of wind over water waves. *Rep. Port and Harbour Res. Inst.*, No. 10.

- 24) Kendall, J. M. (1970): The turbulent boundary layer over a wall with progressive surface waves. *J. Fluid Mech.*, **41** (2), 259—281.
- 25) Kondo, J., Y. Fujinawa and G. Naito (1972): Wave-induced wind fluctuation over the sea. *J. Fluid Mech.*, **51** (4), 751—771.
- 26) Kondo, J., G. Naito, Y. Fujinawa and I. Watabe (1974): Scale of turbulence in horizontal wind component near the sea surface. *Rep. Natl. Res. Cent. Disaster Prev.*, No. 10, 25—40.
- 27) Kunishi, H. (1963): An experimental study on the generation and growth of wind waves. *Disaster Prev. Res. Inst. Bull., Kyoto Univ.*, No. 61, 1—41.
- 28) Lamb, H. (1932): *Hydrodynamics*. Camb. Univ. Press.
- 29) Lee, F. A. (1972): Some nonlinear aspects of wind-wave interactions. *J. phys. Oceanogr.*, **2** (4), 432—438.
- 30) Lighthill, M. J. (1962): Physical interpretation of the mathematical theory of wave generation by wind. *J. Fluid Mech.*, **14** (2), 385—398.
- 31) Longuet-Higgins, M. S. (1962): The directional spectrum of ocean waves, and processes of wave generation. *Proc. R. Soc. A*, **265**, 286—315.
- 32) Lumley, J. L. and H. A. Panofsky (1964): *The Structure of Atmospheric Turbulence*. Interscience.
- 33) Miles, J. W. (1957): On the generation of surface waves by shear flows. *J. Fluid Mech.*, **3** (1), 185—204.
- 34) Miles, J. W. (1967): On the generation of surface waves by shear flows. Part 5. *J. Fluid Mech.*, **30** (1), 163—175.
- 35) Motzfeld, H. (1937): Die turbulente Strömung an welligen Wänden. *Z. angew. Math. Mech.*, **17**, 193—212.
- 36) Obukhov, A. M. (1951): Investigations of the microstructure of the wind in the atmosphere near the surface. *Izv. AN SSSR, Geophys. Ser.*, No. 3, 49.
- 37) Panofsky, H. A. and I. A. Singer (1965): Vertical structure of turbulence. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **91**, 339—344.
- 38) Phillips, O. M. (1957): On the generation of waves by turbulent wind. *J. Fluid Mech.*, **2** (2), 417—445.
- 39) Phillips, O. M. (1966): *The Dynamics of the Upper Ocean*. Camb. Univ. Press.
- 40) Plate, E. J., P. C. Chang and G. M. Hidy (1969): Experiments on the generation of small water waves by wind. *J. Fluid Mech.*, **35** (4), 625—656.
- 41) Reynolds, W. C. and A. K. M. F. Hussain (1972 b): The mechanism of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments. *J. Fluid Mech.*, **54** (2), 263—288.
- 42) Shemdin, O. H. and E. Y. Hsu (1967): Direct measurement of an aerodynamic pressure above a simple progressive gravity wave. *J. Fluid Mech.*, **30** (2), 403—416.
- 43) Shiotani, M. (1972): *Structure of Gusts in High Winds. Interim Rep.* Part 6. The Physical Science Laboratories, Nihon Univ. at Narashino.
- 44) Snyder, R. L. and C. S. Cox (1966): A field study of the wind generation of ocean waves. *J. mar. Res.*, **24**, 141—178.
- 45) Stewart, R. H. (1970): Laboratory studies of the velocity field over deep-water waves. *J. Fluid Mech.*, **42** (4), 733—754.
- 46) Stewart, R. W. (1961): The wave drag of wind over water. *J. Fluid Mech.*, **10** (1), 189—194.
- 47) Stewart, R. W. (1967): Mechanics of the air-sea interface. *Phys. Fluids, Supplement; Boundary Layers Turbulence*, **10**, S47—S55.
- 48) Sutherland, A. J. (1968): Growth of spectral components in a wind-generated wave train. *J. Fluid Mech.*, **33** (3), 545—569.
- 49) Taira, K. (1972): A field study of the development of wind-wave. Part 1. The experiment. *J. Oceanogr. Soc. Jap.*, **28** (5), 7—21.
- 50) Takeda, A. (1963): Wind profiles over sea waves. *J. Oceanogr. Soc. Jap.*, **19** (1), 16—22.
- 51) Taylor, G. I. (1935 b): Turbulence in a contracting stream. *Z. angew. Math. Mech.*, **15**, 91—96.

- 52) Townsend, A. A. (1956): *The Structure of Turbulent Shear Flow*. Camb. Univ. Press.
- 53) Townsend, A. A. (1970): Entrainment and the structure of turbulent flow. *J. Fluid Mech.*, **41** (1), 13—46.
- 54) Townsend, A. A. (1972): Flow in a deep turbulent boundary layer over a surface distorted by water waves. *J. Fluid Mech.*, **55** (4), 719—735.
- 55) Tucker, H. J. and A. J. Reynolds (1968): The distortion of turbulence by irrotational plane strain. *J. Fluid Mech.*, **32** (4), 657—673.
- 56) Uberoi, M. S. and S. Wallis (1966): Small axisymmetric contraction of grid turbulence. *J. Fluid Mech.*, **24** (3), 539—543.
- 57) Yefimov, V. V. (1970): On the structure of the wind velocity field in the atmospheric near-water layer and the transfer of wind energy to sea waves. *Izv. atmos. oceanic Phys.*, **6**, 1043—1058.

(1974年3月19日原稿受理)