

海面に及ぼす風の応力

光 易 恒

1. 緒 言

大気と海洋は、相互に密接な影響を及ぼしながら変動している。海洋は、日射を吸収してたくわえた多量の熱を水蒸気とともに大気側に輸送し、大気の温度場を規定すると同時に、これらのエネルギー源とした様々なスケールの大気の運動、例えば、大気の大循環、台風、海陸風などを引き起こしている。一方、大気は風を通して、運動エネルギーや運動量を海洋に輸送し、吹送流、大規模な海流、風波、高潮など、様々な形態の海水運動を引き起こしている。このような海水運動は、再び海洋の温度場に影響を与え、さらにその結果が大気側にはね返っている。

ここで議論する、海面に及ぼす風の応力はこの大気と海洋間の相互作用における大気から海洋への運動量の輸送過程に外ならない。従って、海面に及ぼす風の応力の問題に関しては、大気・海洋間の運動量の交換過程として、あるいは海流、風波、高潮等の発生機構に関連して、1930年代から始まって多くの研究が行なわれている。特に1950年代以降の研究はおびただしい数に達し、これらの研究成果をもとにした専門書が、Deacon & Webb (1962), Roll (1965), Kitaigorodskii (1970), Kraus (1972) 等により書かれ、総括的な論文も Kondo (1975), Garratt (1977), Amorocho & DeVries (1980), Wu (1980), Bush (1977) 等により発表されている。

また、最近、大気・海洋相互作用の研究を中心課題として、数多くの国際的な海上実験が行なわれている。例へば、ATEX (1969), BOMEX (1969), JONSWAP II (1973), AMTEX (1974, 1975), GATE (1974), JASIN (1978) などがそれである*)。

これまでに行なわれた、このような数多くの研究の結果、大局的にはかなり多くの事がわかって来たけれども、研究が進むにつれて問題の複雑さが浮び上って来たような面もあって、まだ多くの問題点が残されている。

この小論では、最近の研究の成果をもとにして明らかにされた海面に作用する風の応力の特性を概観するとともに残された問題点につれてふれたいと思う。

2では、序論として、海面上の気流の一般的性質について簡単に述べる。3では、海面に作用する

*) Project の正確な名称は、はじめから、Atlantic Trade Wind Experiment, Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment, Joint North Sea Wave Project, Air-Mass Transformation Experiment, Global Atmospheric Research Program Atlantic Tropical Experiment, Joint Air-Sea Interaction Experiment である。

風の応力の測定法について述べる。また、ここでは、近代的な手法をもってしても、風の応力の測定精度をあげることがいかに困難であるかについても述べる。4では最近の研究成果をもとにして、海面の抵抗係数と風速との関係について述べる。特に従来あまりはつきりとしなかった高風速時の抵抗係数のふるまいについて重点的に議論する。5において、風から水面への運動量の輸送機構の微細構造について述べる。4が、風の応力の巨視的性質に関する議論とすれば、5は風の応力の微視的性質に関する議論である。5の内容は、最近ようやく研究がはじめられたばかりのもので、まだ統一的な結論が導かれる段階にはない。しかしながら、海面に作用する風の応力の問題がいかに複雑な問題であるか、あるいは、これまでに行なわれた極めて多くの研究にもかかわらずなぜ決定的な結論が得られないかと言った疑問に対して、若干の理解が得られるものと考える。6はまとめである。

2. 海面上の風の構造

大局的にみると、地球表面上の気流の場合も風洞における平板上の気流の場合と同様に、下面の境界摩擦の影響を受けたいわゆる境界層と、その外側で摩擦の影響をあまり受けない領域とに区分される。大気の場合、前者を大気境界層 atmospheric boundary layer あるいは planetary boundary layer, 後者を自由大気 free atmosphere と呼ぶ。ただし、大気の場合には、現象のスケールが大きいので、気流の運動に対し、地球の自転の効果によるいわゆるコリオリの力が作用するので現象が若干複雑である。

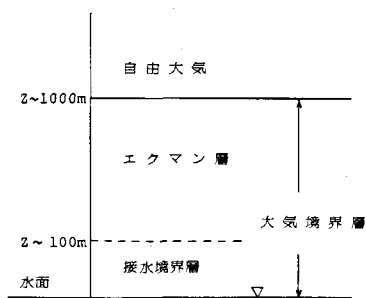


図-1 大気境界層の模式図

大気境界層は、さらに図-1に模式的に示すように底面摩擦の効果が極めて強く、地球自転の効果や水平圧力勾配が比較的小さい接地（水）境界層 surface boundary layer と、地球自転の効果、圧力勾配及び摩擦力の効果がすべてきくエクマン層 Ekman layer とに区分される。自由大気ではコリオリの力と圧力勾配とが支配的で摩擦の効果は無視される。

以上の説明をもう少し具体的に示すために大気境界層を支配する方程式について簡単にふれる。

2.1 大気境界層を支配する方程式

水平座標を x, y , 鉛直座標 z を水面を基準に上方を正にとり、気流の平均速度を $\mathbf{V}(U, V)$, (鉛直成分 W は小さいので無視する), 乱流成分を $\mathbf{v}'(u', v', w')$ とすると運動量に関する平衡方程式は近似的に次のようになる。

$$\rho_a \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla P - \rho_a f \mathbf{n} \times \mathbf{V} + \frac{\partial}{\partial Z} \left\{ -\rho_a \overline{\mathbf{v}'w'} + \mu \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial Z} \right\}, \quad (1)$$

ここに、 ρ_a は大気密度、 P は平均気圧、 $\mathbf{n}$ は z 方向の単位ベクトル、 f はコリオリのパラメータで地球自転の角速度を $\Omega (= 0.73 \times 10^{-4} \text{ rad sec}^{-1})$ 、緯度を α とすると $f = 2\Omega \sin \alpha$ で与えられる。 μ は分子粘性係数である。

一方、平均温度 $\bar{T}$ に関する平衡方程式は、次式で与えられる。

$$\frac{d\bar{T}}{dt} = -\frac{\partial}{\partial Z} \left\{ \overline{T'w'} + \kappa' \frac{\partial T}{\partial Z} \right\} \quad (2)$$

ここに T' は温度変動、 $\overline{T'w'}$ は乱流輸送による温度フラックスでこれに $\rho_a C_p$ 、(C_p は定圧比熱) を乗じたものは、熱の鉛直フラックス H に相当する。第2項は熱伝導によるものであるが普通無視出来る大きさである。

高低気圧のように数日以上の時間スケールで変動する現象に対しては、加速度項 $d\mathbf{V}/dt$ は他の項に比べて小さく無視出来る。また、上層では摩擦力も小さく無視出来るので(1)式は次のように近似される。

$$\rho_a f \mathbf{v} \times \mathbf{V} = -\nabla P, \quad (3)$$

これは、圧力勾配とコリオリの力が平衡した運動で、地衡風 geostrophic wind と呼ばれる*) 上層の自由大気の運動は、近似的にこの式によって支配されている。

これに対して、(1)式のすべての項がきくのがエクマン層である。この層では渦動粘性係数が一定の場合、風速が鉛直方向に向って変化するとともに風向もらせん状に変化することが、(1)式から導かれる。

さらに下層の、地表面の近傍では、圧力勾配やコリオリの力に比して摩擦力の項が支配的になる。普通、摩擦力の項が全体の80%~90%を占める領域を接地(水)境界層と定義している。従って接地(水)境界層では運動量の平衡方程式は(分子粘度の項は特殊な場合以外無視出来る。)

$$-\rho_a \frac{\partial \overline{\mathbf{v}'w'}}{\partial Z} \equiv \frac{\partial \tau}{\partial Z} = 0, \quad (4)$$

となるので、この層のことを constant stress layer と呼ぶ。接地境界層の厚さは、風速その他によって変化するが、大ざっぱには数10 mのオーダーで、海面に作用する風の応力を調べるために、観測が行なわれるのは、大部分の場合この接地層内である。

*) 回転のきかない普通の流れと異なって圧力勾配の向きと、流れの向きとが直交する点に注意されたい。

2.2 接水境界層における風速分布

接水境界層，即ち，constant stress layer における風速の鉛直分布は，温度成層がない場合には，よく知られているように次の対数分布で近似出来る。

境界面が滑らかな場合

$$\frac{U(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{u_* z}{\nu} + 5.5, \quad (5)$$

境界面が粗な場合

$$\frac{U(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} = \frac{2.303}{\kappa} \log \frac{z}{z_0}, \quad (6)$$

ここで， $u_* = \sqrt{\tau_0 / \rho_a}$ ：風の摩擦速度 friction velocity， τ_0 ：水面に作用する風の摩擦応力 wind shear stress， z_0 ：水面の粗度係数 roughness parameter， κ ：Kármán 常数（ ≈ 0.40 ）。

砂粒で様に覆われた平板の場合には $z_0 \approx h/30$ ，（ h は砂の平均粒径）で取扱いが簡単であるが，水面の場合には，風により風波が発生し，その特性が風速，吹送距離等によって変化するので問題が複雑である。この z_0 の特性については後に述べる。

海面に作用する風の応力 $\tau_0 \equiv -\rho_a \overline{u'w'}$ は普通

$$\tau_0 = \rho_a C_D U_{10}^2, \quad (7)$$

と表現され，無次元常数 C_D は海面の抵抗係数と呼ばれる。 U_{10} は海面上の高さ $Z = 10$ m における風速で一種の基準風速である。これは，境界層内では風速が鉛直方向に変化するので，基準高さを設けておかないと， τ_0 は同じでも $U(z)$ に応じて C_D が変化するので結果の相互比較が困難となるために導入されたものである。以後の C_D は U_{10} に対応するものである。

なお，風洞水槽における実験では， $z = 10$ m まで測定することは一般に困難であるので，風速の鉛直分布（対数分布）を外挿して U_{10} を求め，それに対応する C_D を決定している。

摩擦速度の定義， $\tau_0 / \rho_a \equiv u_*^2$ を考慮すると，（7）式から次式が得られる。

$$C_D = (u_* / U_{10})^2, \quad (8)$$

この（6）式と（8）式とを組み合わせると次式が得られる。

$$C_D^{-1/2} = U_{10} / u_* = 2.303 \kappa^{-1} \log 10^3 / z_0 = 2.303 \kappa^{-1} [3 - \log z_0], \quad (9)$$

これより，抵抗係数 C_D と粗度係数 z_0 は 1 対 1 に対応することがわかる。したがって， z_0 が求まれば C_D が，逆に C_D が求まると z_0 が算定出来る。

3. 海面に作用する風の応力の測定法

固体壁の場合と異なって，海面に作用する風の応力を直接に測定することは困難である。従って，様

々な方法で間接的に測定することになり，その際水面近くの境界層内で風の応力が鉛直方向に一定であること，すなわち constant stress layer の特性が有力な手段となる。以下，海面に作用する風の応力の代表的な測定法，その特徴，問題点等について述べる。各測定法に共通する海上観測の問題点については，後にまとめて述べる。

3.1 Profile 法

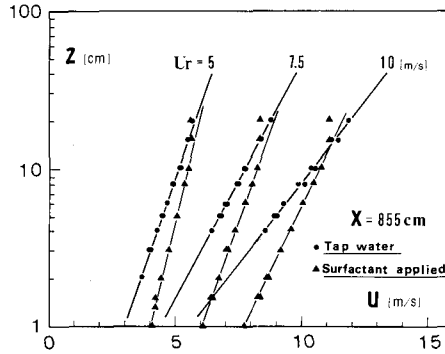


図-2 水面上の風速分布

風がある場合●と，ない場合

▲の比較

(本多・光易 1980)

海面近くの境界層内では風速の鉛直分布は，(6)式で与えられる対数分布を示す場合が多い。

図-2は本多・光易(1980)が風洞水槽で測定した結果を示したもので，界面活性剤を用いて風波の発生をおさえた場合にも，真水で風波が発生している場合にもともに分布は対数分布をしていることがわかる。従って次のような手順で風の応力 τ_0 や抵抗係数 C_D が決定される。

$$\text{風速分布から} \quad \partial U(z)/\partial \log z = 2.303 \kappa^{-1} u_* \Rightarrow u_* \Rightarrow \tau_0 (\equiv \rho_a u_*^2)$$

$$U(z) = 0 \text{ となる仮想の高さとして, } z_0$$

$$(u_*, z_0) \text{ から } U_{10} = 2.303 \kappa^{-1} u_* \log 10^3/z_0 \Rightarrow U_{10}$$

$$(u_*, U_{10}) \text{ から } C_D = (u_*/U_{10})^2 \Rightarrow C_D$$

この方法に固有の問題点は，対数分布をあてはめる範囲の選び方に任意性があること，特に水面のすぐ近くの気流は風波によって乱され大きく変動しているので正確な平均値の測定が困難であることなどである。低風速の場合には吹速流の補正も必要であるし，温度勾配がある場合には温度成層の影響も考慮して，結果を解析する必要がある。

3.2 渦相関法 Eddy Correlation Method

超音波風速計のように応答の速い測器を用いて，乱流速度変動 u' , v' , w' を測定し，Reynolds stress $\tau = -\rho_a \overline{u'w'}$ を直接求める方法で，直接測定法とも呼ばれる。測定は水面の上で行なわれるので，水面に作用する風の応力 τ_0 自体を測定するわけではないが，他の方法に比べると最も直接的であいまいさの無い測定法と云える。しかしながら，5で述べるように水面近くでは水面波の影響

を受けて Reynolds stress 自体が複雑な構造を有していること、測器をとりつけたプラットホームの運動の影響を受け易いこと、それらに加え測器自体の誤差もあって問題がないわけではない。

3.3 Dissipation 法

適当な訳語がないが、乱流エネルギーの逸散率から風の Reynolds stress $\tau = -\rho_a \overline{u'w'}$ を推定する方法で、原理ならびに測定法は次の通りである。

定常で水平方向に様な風の場合においては、乱流運動エネルギー $e' = [(u')^2 + (v')^2 + (w')^2]/2$ の平衡方程式は次のようになる（例えば Bush 1977）。

$$\frac{u_*^2}{P} \frac{\partial U}{\partial Z} + g \frac{\overline{w'T'}}{B} - \epsilon - \frac{\partial}{\partial Z} [\overline{w'e'} + \overline{w'p'}/\rho_a] = 0, \quad (10)$$

P 項は、Reynolds stress による生成、 B 項は温度勾配による生成、 ϵ は粘性損失、 D 項は移流項で p' は乱流圧力変動である。 D 項は一般に小さいので近似的に無視され、さらに温度成層がない場合には、(10) 式は次のように簡単になる。

$$u_*^2 \partial U / \partial z = \epsilon, \quad (11)$$

一方、風速の鉛直分布は普通 (6) 式の対数分布で近似出来るので、

$$\partial U(z) / \partial z = u_* / \kappa z, \quad (12)$$

従って、(11) 式および (12) 式から Reynolds stress τ は

$$\tau (\equiv \rho_a u_*^2) = \rho_a (\kappa \epsilon z)^{2/3}, \quad (13)$$

となるので、何らかの方法で ϵ が求まると (13) 式から τ を決定することが出来る。

乱流エネルギー損失の測定法としては普通次の 2 つの方法が使用される。

風の流れの方向の乱流速度変動 u' のスペクトル $\phi_u(f)$ の高周波領域には Kolmogoroff の仮説の成立するいわゆる慣性小領域がありスペクトル形は次式で近似される。

$$\phi_u(f) = K' \epsilon^{2/3} (2\pi f/U)^{-5/3}, \quad (14)$$

ここで $K' (\approx 0.55)$ は 1 次元の Kolmogoroff の常数である。従って、乱流速度変動 u' のスペクトルを測定し、“ $-5/3$ 乗” 領域に (14) 式を適用して ϵ を決定することが出来る。

もう一つの方法は、慣性小領域における 2 次の構造関数 $Du'u'(r)$ に対する表現式

$$Du'u'(r) = \overline{[u'(x+r) - u'(x)]^2} = 4.02 K' \epsilon^{2/3} r^{2/3}, \quad (15)$$

を使用する方法で、 x 方向に r だけ離れた 2 点で u' を同時に測定することによって $Du'u'(r)$ を求め (15) で ϵ を決定する（例えば Large & Pond 1981）。

この方法の特徴は、海上観測に際しプラットフォームの運動等により誤差を生じ易い w' を測定しないで u' のみの測定で τ を決定出来る点である。しかし、値が、 K' や κ などの常数に依存すること、スペクトル形や構造関数を (14) 式および (15) 式のように近似した事などに問題点がある。

3.4 その他の方法

昔よく使用された方法としては、風の応力で生じた水面の勾配を測定し、水側の運動量の平衡式をもとにして水面に作用する応力を求める方法がある。これは、水側からみれば最も直接的な方法とも云えるが、式の中には水底摩擦の項が入ってくるのでこれを正確に評価する必要があること、境界条件（例えば海底地形）効果が複雑にきくこと、水側に水平温度勾配があるとその影響を受けること、波による質量輸送や長周期の水面振動の影響を受けることなど問題は単純でない。この方法を用いた最近の研究としては Donelan et al (1974) のものがある。

このほか、風の観測値をもとに大気境界層の運動量方程式を積分して海面に働く応力を求める方法がある。Miller (1964) がハリケーンによる応力のデータを得たのはこの方法である。この方法は原理的にはすぐれた方法とも考えられるが、大気境界層において運動量方程式の各項を正確に評価出来るような正確な観測データを広範にわたって得ることは実際上困難であるため、色々と誤差が生じ易い。

3.5 風の応力の測定法に関するまとめ

歴史的にみると、風の応力の測定法は、大気境界層あるいは水側の運動量の平衡式をもとにして海面に作用する風の応力を推定する方法、風速の対数分布を利用する profile 法、乱流測定をもとにした渦相関法あるいは dissipation 法などと進んで来て、これは測器の進歩とも対応しているように思われる。いずれの方法にも長所と短所があることは前述の通りであるが、測器の検定ならびに測定条件に十分注意を払うと、渦相関法が最もすぐれていると云えよう。

海面に作用する風の応力を測定するための海上実験に共通する問題点を最後にあげると次のようになる。

(i) プラットフォームの問題：浅海部では測器をとりつけるために固定式のプラットフォームを利用することが出来るが、このプラットフォームが風場を乱す場合が多い。深海部では各種のブイを使用せざるを得ないがこの場合には、波によるブイの運動が色々と複雑な問題を生じる。船舶は、波による船体の運動が無視出来ないうえ、船体が風場を乱すので風の応力を測定するための良いプラットフォームとは言えない。

(ii) 大気の安定度の問題：今回は紙数の関係で大気の安定度が風の応力に及ぼす影響に関しては立入った議論を省略した。しかし現実にはこの影響を考慮しなければならない場合が多い。特に、海水温と気温との間に大きな差がある場合には、大気の安定度が風の応力に及ぼす影響がかなり大きい（後述図－5 参照）。

(iii) 自然風の変動性：自然風は、制御された風洞気流とは異なって、様々な時間スケールの変動をしているので時間的に定常と言うことは厳密にはあり得ない。このため、10 分間程度の平均時間では平均風速、乱流強度、乱流スペクトル等にあまり安定した値が得られない。かと言ってあまり長時間の平均をとるとその間で定常性の仮定をすることがおかしくなる。また、風速が同一であっても風速が増

大の傾向にあるときと減少の傾向にあるときとで海洋上で求めた風の応力に大きな差が生じたとの報告もある (Large & Pond 1981)。海上風の計測データが安定した値を与えない原因の一つは、この現象の非定常性にあるように思われる。

(iv) 水面波の影響：風速が速くなると、かなり大きな波高の風波が生じるので、水面のごく近くまで測定することが困難となる。たとえ測定出来たとしても水面波による気流の変動が大きいので、現象の機構を明らかにするためには高度の解析方法が必要である。これについては後に 5 で簡単にふれる。

4. 海面の抵抗係数

高潮や海流を発生する外力としての風の応力を推定するためには、正確な海面の抵抗係数の値を知ることが極めて重要である。このため、多くの研究者によって得られた信頼度の高い観測データを統合して、海面の抵抗係数に関する実験式を導く事を主目的とした研究がこれまで数多く行なわれている。代表的なものでは、古くは、Wilson (1960) の研究、比較的最近では、Kondo (1975), Garratt (1977), Amorocho & DeVries (1980), Wu (1980) 等の研究があげられている。

これらの実験式の具体的表現に立ち入るまえに、その背景にある様々な事実ならびに考え方について簡単にふれておく。

4.1 海面の抵抗係数に関する実験式の背景

よく知られているように、極めて低風速の場合には水面は鏡のように滑らかである。従って、この場合の水面附近の気流の構造は、滑らかな平板に沿った境界層のそれに近いことが予想される。事実、Stewart (1970) が風洞水槽で行なった測定によると、吹送流の効果を補正すると、水面上の風速分布は、滑らかな平板上の乱流境界層のそれに一致し、海面の抵抗係数も、滑らかな平板の値に一致して、運動量厚を用いた Reynolds 数の増大とともに減少することが見出されている。従って、極く低風速では、海面の抵抗係数は、風速の減少とともに増大する傾向を示す。

しかしながら、風速が次第に増大すると、風波が発生し、その平均的波高および周期のみならず高周波の成分も風速とともに増大する。それに対応して、海面の抵抗係数も次第に増大することが多くの研究者により見出されている。Munk (1974) は、この場合に、風速約 7 m/s 附近で、海面抵抗係数が急激に増大するという興味ある結果を導いている。これは、完全流体の理論によると風速 7 m/s 附近でいわゆる Kelvin-Helmholtz の不安定機構による波が発生すること（確認はされていない）、同じく風速 7 m/s 附近で水面に砕波が明瞭に見られるようになることなど、海面状態の急激な変化が風速約 7 m/s を境にして生じることを根拠にしている。しかしながら、その後の多くの観測結果によると、後述するように、抵抗係数の風速による変化はもう少しゆるやかなようである。

海面の抵抗係数の風速による変化は、風で発生した風波に関連していることは事実であるが、海面の抵抗係数と風波の巨視的な特性（平均的な波高、周期、波速、波形勾配等）との関連は、はっきり

としない。現在の有力な考えは、海面の抵抗を支配するものは、風波の支配的な成分波ではなく、高周波成分、例えば(波速, C) > (風の摩擦速度, U_*) を満たすような成分波、であると言う考えである。事実、最近の研究 Mitsuyasu & Honda (1974), Lleonard & Blackman (1980), Liu & Lin (1982) 等によると、風波の高周波成分 ($10\text{ Hz} \leq f \leq 100\text{ Hz}$) のスペクトル密度は、風速とともに増大し、吹送距離にはあまり依存しない(図-3)。このことは、海面の抵抗係数が、主として風速のみに依存し、吹送距離にはあまり依存しないと言う事実とよい対応を示す。

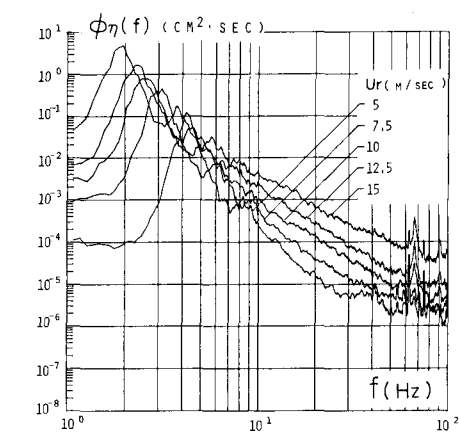


図-3 風波の高周波スペクトルの風速による変化
吹送距離8.25m
(Mitsuyasu & Honda 1974)

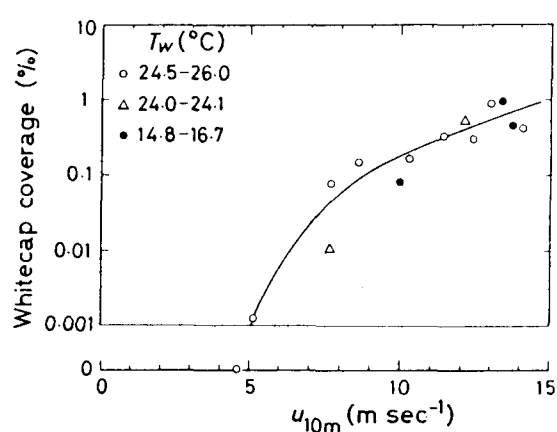


図-4 海面における砕波領域の風速による変化
(Kondo et al 1973)

海面の抵抗係数に関連して、もう一つの興味ある事実は、風速の増大による砕波の増大である。よく知られているように低風速時の風波の波形は比較的滑らかであるが、風速の増大とともに風波は次第に波形勾配を増大し砕波するようになる。そして、砕波の頻度は風速とともに増大し(図-4)、遂にはほとんどの波が砕波することが予想される。砕波の発生は、局所的に水面勾配の不連続点を発生するので、気流は波面からはく離し、形状抵抗を増大する。このような観点からすると、水面が全面的に砕波で覆われると、海面の抵抗係数は飽和して一定値に達するということも考えられる(Amorocho & DeVries 1980)。しかしながら、さらに高風速になると、海水飛沫の増大、水面への気泡の混入等により、海面は、空気と水との不連続な面としての性質を失って来るので、飽和状態があると言う考え方は必ずしも説得力があるとはいえない。

4.2 海面の抵抗係数に関する実験式

Kondo の式

Kondo (1975) は、主として Kondo, Fujinawa & Naito (1973) により行なわれた海洋波の高周波成分に関する研究の結果をもとにして次のような実験式を導いた。

$$C_D = (1.2 + 0.025 U_{10}) \times 10^{-3}, \quad 8 \text{ m/s} \leq U_{10} \leq 25 \text{ m/s}, \quad (16)$$

なお、 $U_{10} \leq 2 \text{ m/s}$ では流体力学的に滑らかな平板の抵抗係数を用い、 $2 \text{ m/s} \leq U_{10} < 8 \text{ m/s}$ では滑面から粗面への遷移領域の抵抗係数を求め、 C_D と U_{10} との関連を示す曲線を得ている。(16) 式は、 $U_{10} < 16 \text{ m/s}$ のデータをもとにして求めたものであるが、実測値との一致は $U_{10} \approx 25 \text{ m/s}$ まで良好である。Kondo (1975) は、さらに、国司・今里 (1966) の実験データならびに Miler (1960) や Hawkins & Rubsam (1966) 等によるハリケーンの観測データを使用して求めた、より高風速に対する実験式

$$C_D = (0.073 U_{10}) \times 10^{-3}, \quad 25 \text{ m/s} \leq U_{10}, \quad (17)$$

と組み合わせて風速の広範囲にわたり適用出来る実験曲線を求めた。Kondo (1975) は、また、風の応力に及ぼす大気の大安定度の効果についても研究し、表面水温 T_s と水面上 10 m の高さの気温 T_{10} との差 ($T_s - T_{10}$) をパラメータとして、 C_D と U_{10} との関係を図示している (図-5)。

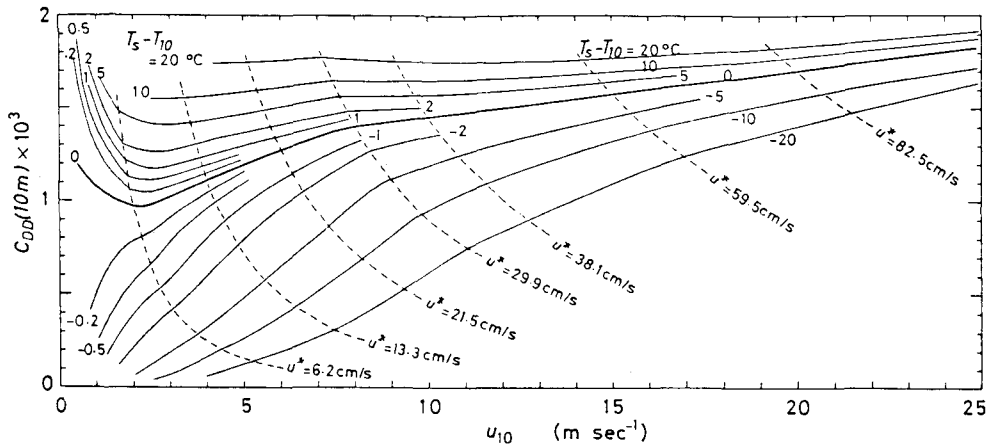


図-5 海面の抵抗係数 C_D と風速 U_{10} および気温水温差 $T_s - T_{10}$ との関係 (Kondo et al 1975)

Garratt の式

Garratt (1977) は、1975 年までに得られた様々な観測データのうち Profile 法ならびに渦相関法で得られた信頼度の高いものを用いて大気の大安定度が中立状態にある場合の海面の抵抗係数に関する実験式を次のように求めている。

$$C_D = 0.5 U_{10}^{0.46} \times 10^{-3}, \quad 4 \text{ m/s} \leq U_{10} \leq 21 \text{ m/s}, \quad (18)$$

あるいは

$$C_D = (0.75 + 0.067 U_{10}) \times 10^{-3}, \quad 4 \text{ m/s} \leq U_{10} \leq 21 \text{ m/s}, \quad (19)$$

これらの式は、海面の粗度係数 z_0 が風の摩擦速度 u_* の 2 乗に比例するという Charnock (1955) の式

$$z_0 = \alpha u_*^2 / g, \quad (20)$$

において無次元常数 α を

$$\alpha = 0.0144, \quad (21)$$

とおき、さらに $g = 9.81 \text{ m/s}^2$, Kármán 常数 $\kappa = 0.41$ (± 0.025) において求めた C_D と U_{10} との関係を簡単な式で近似したものである。Charnock の常数を $\alpha = 0.144$ において求めた C_D と U_{10} との関係は、 $U_{10} \leq 22 \text{ m/s}$ のデータをもとにして求められたものであるが、国司・今里 (1966) が高速風洞水槽において求めたデータ、($U_{10} \leq 47.5 \text{ m/s}$) や Miller (1960) や Hawkins & Rubsam (1966) 等により求められたハリケーンによるデータ ($U_{10} \leq 52 \text{ m/s}$) などの非常に高風時のデータに対しても比較的よい一致を示している (わずかに過大評価する傾向はある)。

Amorocho & DeVries の式

Amorocho & DeVries (1980) は、Garratt (1977) が使用したデータに其の後得られたデータを若干加えたものを新しい観点から解析して、 C_D と U_{10} との関係を導いた。彼等は、 C_D と U_{10} との関係を直接調べるかわりに、 u_* と U_{10} との関係を調べ、風速 U_{10} に応じて現象が3つの領域に分けられることを推論して、最終的に次のような結果を導いた。

- (i) 砕波が発生しない低風速の領域, $0 < U_{10} < 7 \text{ m/s}$

$$C_D = 1.04 \times 10^{-3}, \quad (22)$$

- (ii) 砕波が発生し風速とともにその割合が増加する領域, $7 \text{ m/s} \leq U_{10} \leq 20 \text{ m/s}$

$$C_D = 1.04 \times 10^{-3} + 1.5 \times 10^{-3} \left[1 + \exp \left(-\frac{U_{10} - 12.5}{1.56} \right) \right]^{-1}, \quad (23)$$

- (iii) 砕波が飽和状態に達した高風速の領域, $20 \text{ m/s} \leq U_{10} \leq 40 \text{ m/s}$

$$C_D = 2.54 \times 10^{-3}, \quad (24)$$

このように、抵抗係数 C_D が低風速で一定値をとり、中間風速で非線型的な変化をし、高風速で一定値に落ち着くと云う性質は、定性的にはかつて Van Dorn (1953) が得た結果に類似したものである。

Wu の式

Wu は、大気と海洋との相互作用の問題を長期間にわたり研究しており、海面の抵抗係数に関してもいくつかの実験式を提案している。Wu (1980) が提案した最も新しい式は

$$C_D = (0.8 + 0.065 U_{10}) \times 10^{-3}, \quad U_{10} \geq 1 \text{ m/s}, \quad (25)$$

で、この式は Garratt (1977) が提案した式 (18) に極めて類似している。これは、データの処理の仕方は少し異なっているが、使用したデータ自体、Garratt が使用したものと共通するものが多いためと考えられる。

Large & Pond の式

Garratt (1977) により集約された各種の観測データのうち、海洋において Profile 法あるいは渦相関法で測定されたデータは、Smith & Banke (1975) のものを除くと大部分、比較的低風速 ($U_{10} \leq 16 \text{ m/s}$) で得られたものが大部分である。

最近、Large & Pond (1981) は、渦相関法ならびに Dissipation 法を用いて、海洋において風の応力の測定を行ない、比較的高風速 ($U_{10} \approx 25 \text{ m/s}$) 時のものまで含まれる精密なデータを得た。その結果をもとにして、彼等は次のような実験式を提案した。

$$C_D = \begin{cases} 1.2 \times 10^{-3}, & 4 \text{ m/s} \leq U_{10} < 11 \text{ m/s} \\ (0.49 + 0.065 U_{10}) \times 10^{-3}, & 11 \text{ m/s} \leq U_{10} \leq 25 \text{ m/s}. \end{cases} \quad (26)$$

本多・光易の式

最近、筆者等は、大気と海洋間の相互作用における風波の役割を明らかにするために一連の室内実験を行なった (本多・光易 1980, Mitsuyasu & Honda 1983)。この実験では、普通の真水の場合と、界面活性剤を使用して風波の発生を抑制した場合について、それぞれ、水面変動、水面勾配、吹送流、水面上の風速分布、機械的に起こした水面波の風による発達、等を調べた。風速の範囲は、真水の場合 $3 \text{ m/s} \leq U_{10} < 35 \text{ m/s}$ 、活性剤を使用した場合は $4 \text{ m/s} < U_{10} < 20 \text{ m/s}$ である。この実験の結果のうち、水面の抵抗係数に関するものは次の通りである (本多・光易, 1980)。

(i) 海面活性剤を使用すると $U_{10} \leq 20 \text{ m/s}$ まで風波の発生をおさえることが出来、その場合の水面の抵抗係数 C_D は次式で与えられる。

$$C_D = 1.77 \times 10^{-3} U_{10}^{-0.244}, \quad (27)$$

(ii) 真水の場合にも、低風速時 $U_{10} \leq 8 \text{ m/s}$ では、風波は発生しているにもかかわらず抵抗係数 C_D は界面活性剤を用いて風波をおさえた場合と大差がなく、 U_{10} と C_D との関係は (27) 式で近似出来る。しかし、高風速 $8 \text{ m/s} \leq U_{10} < 35 \text{ m/s}$ では真水の場合には次式が成立する。

$$C_D = 2.60 \times 10^{-4} U_{10}^{0.654}, \quad (28)$$

この同じデータを使用して、Garratt (1977) 等と同様に C_D と U_{10} との間の直線的な関係式を導くと、(27) 式および (28) 式に対応して次のような式が得られる。

$$C_D = (1.29 - 0.024 U_{10}) \times 10^{-3}, \quad U_{10} \leq 8 \text{ m/s}, \quad (29)$$

$$C_D = (0.581 + 0.063 U_{10}) \times 10^{-3}, \quad 8 \text{ m/s} \leq U_{10} \leq 35 \text{ m/s}, \quad (30)$$

この高風速時の実験式 (30) は Large & Pond (1981) の式 (26) に極めて近いものであり、海洋での観測結果と風洞水槽での観測結果とは極めて類似していることがわかる。

4.3 海面の抵抗係数に関するまとめ

4.2 において海面の抵抗係数 C_D に関する最近の研究成果について述べたがそれらを総括し、さらに若干補足すると次のようになる。

(i) 海面の抵抗係数 C_D は低風速 $U_{10} \leq 10 \text{ m/s}$ では、 $C_D = 1$ に近い一定値を示す。ただし、極く低風速 $U_{10} \leq 2 \text{ m/s}$ では、海面は滑面の性質を示し C_D は風速の低下とともに増大する。

(ii) 高風速 $U_{10} \geq 10 \text{ m/s}$ では C_D は風速とともに増大し C_D と U_{10} との関係は次式で近似出来る。

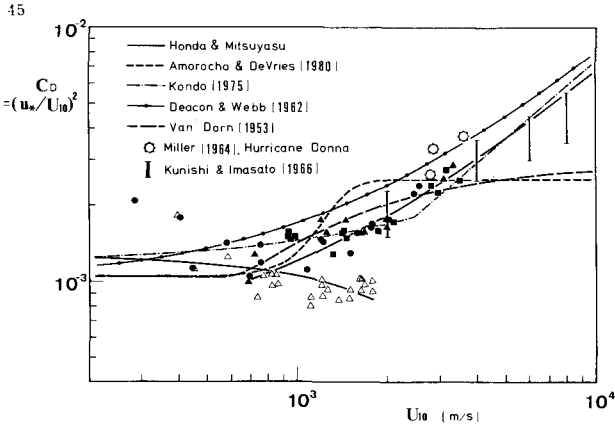
$$10^3 C_D = A + B U_{10}, \tag{31}$$

4.2 で述べた結果をまとめて示すと、係数 A, B は次表のようになる。

表－1 C_D に関する実験式 (31) の係数 A 及び B

研究者	Kondo	Garratt	Wu	Large & Pond	本多・光易
A	1.2	0.75	0.8	0.49	0.581
B	0.025	0.067	0.065	0.065	0.063

Kondo の結果が他とかなり異っているのは、Kondo が、高風速の領域を $8 \text{ m} \leq U_{10} \leq 25 \text{ m/s}$ と $U_{10} \geq 25 \text{ m/s}$ とに 2 分割して、前者に適合する式として (31) の形の式を求めたためであって、 C_D の値自体は、他と極めて類似した値を与える。図－6 は C_D に関する代表的な実験式を相互に比較したものである。参考までに国司・今里 (1966), Miller (1964), 本多・光易 (1980) 等の測定値が記入してある。



図－6 海面の抵抗係数 C_D に関する各種の実験式の比較 (本多・光易 1980)

Deacon & Webb (1962) の式：

$$C_D = (1.0 + 0.07 U_{10}) \times 10^{-3}$$

Van Dorn (1953) の式：

$$C_D = 1.04 \times 10^{-4}, \quad U_{10} \leq 5.6 \text{ m/s},$$

$$C_D = 1.04 \times 10^{-3} (1 - 5.6/U_{10})^2, \quad U_{10} \geq 5.6 \text{ m/s}$$

(iii) 超高風速、例えば、 $U_{10} > 30 \text{ m/s}$ で C_D の値が飽和して一定値になるかどうかは、現在の所不明である。しかし、国司・今里 (1966) や本多・光易 (1980) の実験室における測定結果、Miller (1960) 等によるハリケーンのデータ等によると、 $U_{10} \approx 50 \text{ m/s}$ 附近まで C_{10} の値は増大を続けているようで

ある。

(iv) 水面の抵抗係数 C_D の興味ある性質の一つは、Large & Pond (1981) の式と本多・光易 (1980) の式の類似にもみられるように、海洋での観測値と実験水槽での観測値がよく一致することである。このことは、海面に作用する風の応力が現象のスケール（例えば支配的な波のスケール等）にはあまり依存しないことを意味する。

(v) 無次元量である抵抗係数 C_D を次元量である風速 U_{10} の関数として表現することの問題点が時々指摘されるが、これは、重力加速度 g や表面張力係数 σ あるいは γ ($\equiv \sigma / \rho_w$, ρ_w : 水の密度), 動粘性係数 ν 等を用いて U_{10} を含む無次元量, 例えば $U_{10}\nu/\gamma$, $(g\nu)^{-1/3}U_{10}$ などを導入すれば解決出来る。どのような無次元量が最も適切であるかは今後の問題である。

(vi) 海面に作用する風の応力の測定法の相互比較が最近試みられているが、(例えば Dunckel et al, 1974), profile 法, 渦相関法, dissipation 法などで得られた結果の間にはそれほど大きな差はないようである。これは、一つには、(vii) で述べるように、非常に注意深く測定を行なっても C_D の値は非常に散乱した値を示すためである。また、一方では、次章 5 で述べるように、風の応力 (運動量フラックス) は非常に複雑な構造を有しているので、様々な測定法によって同じ結果が得られると云う保障はない。

(vii) 表—1 の結果からすると、 C_D を求めるための実験式の精度はかなり高いとの印象を受けるが、これらの式は最小自乗法で求められたものであって、データ自体は非常に散乱している。例えば、 $10^3 \times C_D$: 1.1~1.3 に対し標準偏差は 0.16~0.36 で後者は必ずしも前者の値には関係しない (Kraus 1972)。この散乱の原因は 3 の終りに述べたような様々な原因で生じる測定誤差によるものもあるが、単に測定誤差と云うよりも、5 で述べるように風の応力の複雑な内部構造によるものが大きいと考えられる。

5. 海面に及ぼす風の応力の微細構造

最近、風波の発達機構を解明するために、水面上の風の構造ならびに風と水面波の相互作用に関して、詳細な実験的あるいは理論的研究が行なわれている。まだそれらを統合して確定的なことが言える段階にはないが、今回の議論に関連の深いものについて若干述べる。

最近、筆者等は風洞水槽において、同じ断面平均風速であっても、風波が存在する場合と、界面活性剤を用いて風波を消した場合とで、水面上の風速分布に図—2 に示すような大きな差が生じることを見出した (本多・光易 1980, Mitsuyasu & Honda 1983)。すなわち、風速はともに対数分布をするが、分布の傾斜、すなわち風の摩擦速度 u_* や、それに対応する風の応力に大きな差を生じる。さらに興味あることは、風波があってもなくても水面上で profile 法で実測した摩擦速度 u_* を使用すると、風で生じる水面勾配、機械的に起こした規則的な水面波の風による増幅等が統一的に記述出来ることである。このことは、比較的短周期の風波の存在により、風の応力すなわち風の下向の運動量フラッ

クスが変化し、それに対応して、比較的長周期の水面波の増幅率ならびに水面勾配が変化することを意味する。光易 (1982) は、また、砕波してない規則的な水面波の増幅率の測定結果を解析し、波によって運ばれる運動量の移流 (波が風から吸収して運び去る運動量フラックス τ_w に対応) が水面波の波形勾配 H/L の 2 乗に比例して増大し、例えば $H/L = 0.04$ の場合には、風から水面に輸送される全運動量フラックス τ_0 の 35% にも達することを見出した。

以上は水面波の増幅率からの推定であるが、Hsu et al (1980) は、風洞水槽で規則的な水面波上の気流の速度変動 $\mathbf{v} = \mathbf{v}' + \mathbf{v}''$ ($\mathbf{v}'$: 乱流成分, $\mathbf{v}''$: 波によって誘起された変動成分) を直接測定し、波によって気流中に誘起された下向の運動量フラックス $-\rho_a \overline{u''w''}$ が、全運動量フラックス $-\rho_a \{\overline{u'w'} + \overline{u''w''}\}$ の 42% に達することを見出した。

また、Snyder et al (1981) は、海洋において波の測定と同時に波面上の気流中の圧力変動を測定し、波とコヒーレントな圧力変動を通して風から波に輸送される運動量が、風の下向の全運動量フラックス τ_0 の 57% との結果を得ている。このような結果は、ともに、水面波が存在する場合には風から水面に輸送される運動量のかなりの部分が水面波に入って吸収されることを示している。

しかしながら、一方では風波の発達特性から、風波による運動量の移流を推定してみると、それは風から水面に向って輸送される全運動量の 5% 以下にしかない (Toba, 1978, 光易, 1982)。

以上のような事実を総合すると、大気、海洋間の運動量輸送に関し次のような一つの描像が得られる。風から水面に輸送される運動量のかなりの部分は波によって吸収されるが、波はその大部分を砕波、非線型作用、粘性作用等によって他の運動、例えば流れおよび乱れに転化し、波自体によって運ばれるものは極めてわずかである。海面上の風の応力を非常に注意深く測定しても、測定データが非常に散乱した値を示す背景には、このような風と波との非常に入り組んだ相互作用の機構があることが考えられる。

6. 結 語

多くの研究分野に見られるように、海面に作用する風の応力の研究も、現在一つの転換期を迎えようとしている。それは、従来の多くの研究がどちらかと言えば粗な固体壁面上の境界層を念頭において巨視的な観点から進められてきたのに対して、風と水面波との相互作用を考慮した微視的な観点からの新しいしかも具体的な研究が始まろうとしているからである。

今回は、前者の系列の研究を概観し、出来るだけ統一的な結果を示すことに重点をおいた。その結果が 3 および 4 の内容である。しかしながら、この路線での研究は、風の非定常性や大気の安定度の効果をもう少し明らかにするという問題は残されているが、或程度行きつく所に達しているように思われる。今後、海面に作用する風の応力の問題を更にはっきりさせるためには、風から運動量を吸収しながら時空的に変動し、しかも内部構造を有している風波の影響を受けた気流の乱流境界層という非常に複雑なそれだけに魅力的な研究対象を集中的に研究することが必要であろう。

最初の予定では、5において風と波との相互作用に関する最近の研究結果についてもう少し詳しい議論を行なうことを考えていた。しかしながら、3および4で予想以上に頁をついやしたこと、加えて5の内容となる研究の結果が非常に混乱していて、現時点では統一的な議論が困難であることなどのため少し予定を変更した。研究がもう少し進展した時点であらためてこの問題を議論したいと思う。

最後に、この原稿に目を通していただいた水野信二郎、増田章の両博士ならびに原稿の作成を手伝っていただいた北條万寿代さんに感謝致します。

参 考 文 献

- 1) Amorocho, J. & J. J. DeVries : J. Geophys. Res., Vol. 85, No. C1, 1980, pp. 433-442.
- 2) Bush, J. A. : "Modeling and prediction of the upper layer of the ocean", Ed. E. B. Kraus, 1977, Pergamon Press, pp. 72-91.
- 3) Charnock, H. : Quar. J. Roy. Meteor. Soc., Vol. 81, 1955, pp. 639-640.
- 4) Deacon, E. L. and E. K. Webb : *The Sea*, Vol. 1, 1962, Interscience, pp. 43-87.
- 5) Donelan, M. A., F. C. Elder and P. F. Hamblin : Proc. 17th Conf. Great Lakes Res., 1974, pp. 778-788.
- 6) Dunckel, M., L. Hasse, L. Krügermyer, D. Schriever and J. Wucknitz : Boundary-Layer Meteor., Vol. 6, 1974, pp. 81-106.
- 7) Garratt, J. R. : Mon. Weather Rev., Vol. 105, 1977, pp. 915-929.
- 8) Hawkins, H. F. and D. T. Rubsam : Mon. Weather Rev., Vol. 96, 1968, pp. 617-636.
- 9) 本多忠夫・光易 恒 : 第27回海岸工学講演会論文集, 1980, pp. 90-93.
- 10) Hsu, Chin-Tsau, En Yun Hsu and R. L. Street : J. Fluid Mech., Vol. 105, 1981, pp. 87-117.
- 11) Kitaigorodskii, S. A. : "Physics of air-sea interaction", 1970 [Engl. transl. (1973), Jerusalem : Israel Prog. Sci. Transl.] .
- 12) Kondo, J., Fujinawa and G. Naito : J. Phys. Oceanogr. Vol. 3, 1973, pp. 197-202.
- 13) Kondo, J. : Boundary Layer Meteor., Vol. 9, 1975, pp. 91-112.
- 14) 国司秀明, 今里哲久 : 京大防災研年報, 第9号, 1966, pp. 1-10.
- 15) Kraus, E. B. : "Atmospher-Ocean Interaction", Oxford Monogr. on Meteorology, Clarendon Press, 1972, pp. 175.
- 16) Large, W. G. and S. Pond : J. Phys. Oceanogr., Vol. 11, 1981, pp. 324-336.
- 17) Leonart, G. T. and D. R. Blackman : J. Fluid Mech., Vol. 97, 1980, pp. 455-479.
- 18) Liu, Hsein-Ta and Jung-Tai Lin : J. Fluid Mech., Vol. 123, 1982, pp. 165-185.
- 19) Miller, B. I. : Mon. Wether Rev., Vol. 92, 1964, pp. 389-406.

- 20) 光易 恒 : 1982 年度日本海洋学会春季大会講演要旨集, 1982, pp. 199—200.
- 21) Mitsuyasu, H. and T. Honda : J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 30, 1974, pp. 185—198.
- 22) Mitsuyasu, H. and T. Honda : Proc. IUCRM Symposium of wave dynamics and radio probing of ocean surface (in press), Miami, 1983.
- 23) Munk, W. H. : J. Mar. Res., Vol. 6, 1947, pp. 203—218.
- 24) Roll, H. U. : "*Physics of the marine atmosphere*", Academic Press, 1965, pp. 426.
- 25) Smith, S. D. and E. G. Banke : Quart. J. Roy. Meteor. Soc., Vol. 101, 1975, pp. 665—673.
- 26) Snyder R. L., F. W. Dobson, J. A. Elliott and R. B. Long : J. Fluid Mech., Vol. 102, 1981, pp. 1—59.
- 27) Stewart, R. H. : J. Fluid Mech., Vol. 42, 1970, pp. 733—754.
- 28) Toba, Y. : J. Phys. Oceanogr., Vol. 8, 1978, pp. 494—507.
- 29) Van Dorn, W. G. : J. Mar. Res., Vol. 12, 1953, pp. 249—276.
- 30) Wilson, B. W. : J. Geophys. Res., Vol. 65, 1960, pp. 3377—3382.
- 31) Wu, J. : J. Phys. Oceanogr., Vol. 10, 1980, pp. 727—740.