

海面境界層研究における最近の動向*

近 藤 純 正**

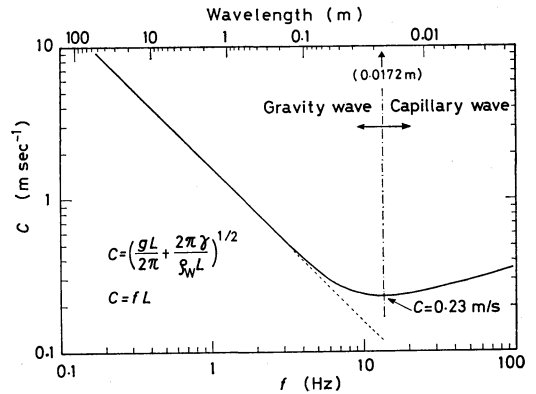
1. はしがき

人々は海面境界層の中を輸送される各種の物理量を知りたいと考えた。この場合、海面における運動量や熱交換過程の研究を行うようになった。1930から1940年代にさかのぼるとすでに Rossby と Montgomery や Jacobs の報告が見られ、実用上の見地からすれば第一近似としてはほぼ満足できるものであった。しかし、それだけでは不満な人々が海面で起こる物理過程の研究に目を向けるにしたがって、諸々の興味ある現象に遭遇した。Miles の波の成長理論は大きな刺激を与え多くの数学者の関心もひき起こし、この分野の研究を盛んにした事はたしかであろう。研究の困難さに比例して世界中の多くの研究者の関心を引き付けている。しかし、このレビューを執筆するに際して強く感じた点は、多くの研究者も述べているように、いろいろの問題点に混乱が見られる事である。こう云う情勢の上に筆者の見当ちがいの解釈をしている点もあるかも知れないことを最初におことわりしておきたい。

第2節は後での話の参考のために、海面の波のもようを概説し、第3節からは数個の話題に焦点をしばってレビューを試みたい。

2. 海面の波

水面上に風が吹き始めると、波高は時間と共に増加し始め次第に平衡状態に近づいていく。風速が同じであっても面積のせまい湖には海洋で起るような大波はたたない。このように波は風が吹き始めてからの連吹時間、風上からの吹送距離、風速等の関数である。軍事作戦上の波浪予報の必要性からおこったと云われる研究に端を發して作られた波浪予報図表がある。必要な上記パラメー



第1図 海面波の波速 C と周波数 f との関係

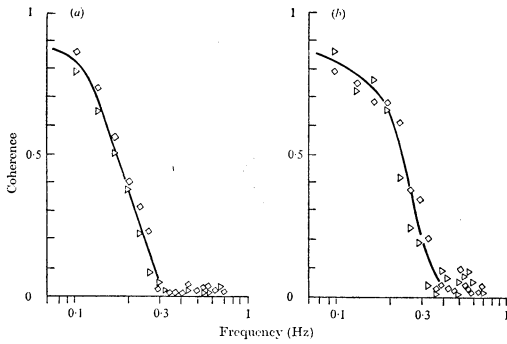
タを与える、海面の代表的な波の特性を知ることができる。複雑で不規則な実際の波を代表するものとして、有義波が定義される。これは引き続いて観測した N 個の波を高い順番に並べて、はじめから $N/3$ 個の波の平均波高と平均周期を有義波の波高と周期と呼んでいる。ただし非常に小さい波は除いてある。熟練した観測者は目測によって有義波に近い波の要素を得ることができると云う。従来の波の研究はこれらの観測にもとづいて発展してきたようであるが、実用上は十分と思われる。

大ざっぱに云うと、広い海面に長時間 10 m/s の風が吹けば、波高は 2~3 m で周期は 8 秒程度の波が卓越する。この波の波長は 100 m、波速は 12 m/s 程度である。あとでの参考のために第1図に波の周波数 f または波長 L と波速 C との関係を示した。 $f > 3$ Hz になると水面の表面張力 γ がきき、Capillary wave の性質を持つようになる。

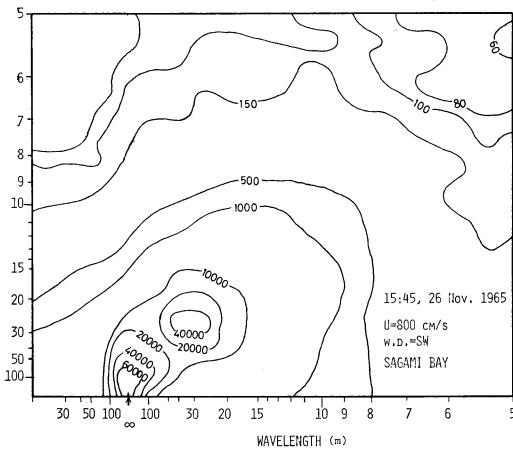
遠方の強風域で発生して伝播してくる“うねり”の性質は別として、実際の海面では単一波でなくいろいろの波速の波が重なっているため、分散の性質をもち、突然

* Recent Progress of Air-Sea Boundary Layer Research

** J. Kondo: 東北大学理学部地球物理学教室
—1973年6月2日受理—



第2図 18.5 m 離れた2点間の海面水位変動のコヒーレンス。(a)風向方向の2点間、(b)風に直角方向の2点間。(Kondo et al., 1972)



第3図 波の二次元スペクトル密度。単位は cm^3 。横座標は東西、縦座標は北方向である。(藤縄・河田, 1973)

に波の山が生れたかと思うとまたたく間に消え、消えては生れると云う様相を呈するのが常である。第2図は風向方向(a)およびそれに直角方向(b)に約18.5mの間隔に並べた3点の波高計による海面水位変動の周波数別の相互相関係数の2乗値を示したもので、0.3 Hzより高い周波数の波は18.5mの距離(0.3 Hzの波の波長にほぼ等しい)だけ離れると相関はなくなる(Kondo et al., 1972)。

第3図は藤縄・河田(1973)による波の二次元スペクトル密度を示したものである。これは相模湾上の航空機から撮影した波の立体写真をもとに解析したもので、南西から8 m/sの風が吹いていた時のものである。矢印で示す原点から北東方向に波長が30 m付近にエネルギー

第1表 波の平衡領域の普遍常数 β の表。

Author	gF/u_*^2	β
Hicks (1960)	380	0.0121
Kinsman (1960)	800	0.0104
Burling (1955)	1800	0.0148
Garrett (1969)	2300	0.0120
Garratt (1973)	3500	0.0130
Volkov (1968)	$\approx 10^4$	0.0113
Pierson (1962)	3×10^4	0.0133
Longuet-Higgins et al. (1963)	5×10^4	0.0080
Mitsuyasu (1973)	$\beta = 0.589(gF/u_*^2)^{-0.308}$	

ピークが見られるが、これは風波である。一方、原点から北方向で波長が200 m付近にも別のピークが見られるが、これは台風からのうねりによるものである。

以上述べたように、海面は複雑な構造を持つゆえ、その上を吹く風も当然複雑なものになるであろう。

波の一次元スペクトル形に関して、Kitaigorodskii (1962)は乱流スペクトルに類推的にえがいた。それによると、低周波域のエネルギー密度は無次元周波数 u_*f/g や無次元吹送距離 gF/u_*^2 の関数であり、また高周波域では水の粘性係数や表面張力がきく領域である。これらの中間領域がいわゆる平衡域と呼ばれる範囲でスペクトル密度は (Phillips, 1966)

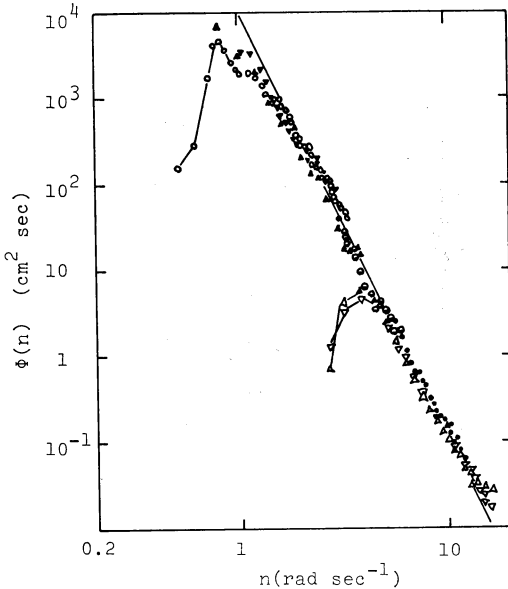
$$\phi(n) = \beta g^2 n^{-5}$$

である。ただし、 g は重力の加速度、 $n = 2\pi f$ 。上式はPhillipsが次元解析からもとめたもので β は普遍常数である。

通常経験する波の平衡領域の周波数は0.1から3 Hz付近で、いわゆる普通の波である。上式の示すように、この領域の波のスペクトル密度の平衡値は風速によらず一定と云う事である。

観測から得られた β の値を第1表に示す。これは主として Garratt (1973)のまとめから引用した。第4図は波のスペクトルの例であるがエネルギー密度のピーク周波数より高周波側で-5乗則が見られる。風速が弱い時(または風が吹き始めの時)のピーク周波数は高周波側にあるが、風速と共に低周波側へ、しかもそのエネルギー密度の値は大きくなる方へ移動していく。その他参考文献は Hess et al. (1969), Volkov (1968)のものがあ

る。なお上式の常数 β はその後の研究によって無次元吹送距離 gF/u_*^2 に依存することが知られている。詳細は Longuet-Higgins (1969), Liu (1971), Mitsuyasu



第4図 平衡領域の風波スペクトル. (Phillips, 1966, p. 113)

(1969, 1973)を参照のこと。また最近、風波の発達段階に“overshoot”の現象が認められた(Barnett and Sutherland, 1969)。これは波が-5乗則のカーブに沿って成長するのでなくて、ひと口で云うとその線より少し上に出たり、下に入ったり、波をうつ様な形で成長する現象である。Mitsuyasu (1969)やTaira (1972)も参照のこと。

3. 波面上の風

正弦形の波が波速 \$C\$ で進行し、その上を一様風速 \$U_0\$ が吹く時の水面上の圧力変動 \$p\$ は、ポテンシャル流からは

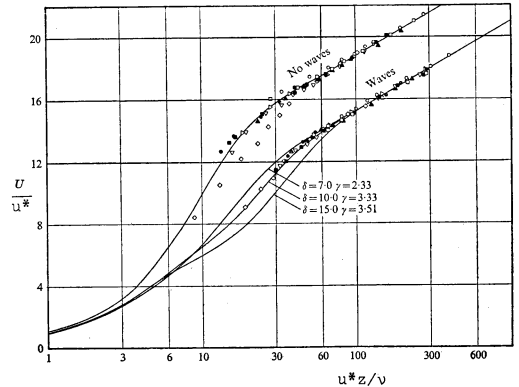
$$p = -\rho g \eta (1 + (1 - U_0/C)^2)$$

である(Lamb, 1932)。ただし \$\rho\$ は空気密度、\$\eta\$ は水面変位である。この式が示す様に気圧変動と水面変位は180度の位相差をもつ。海面上の気圧変動がこのようなものであるならば、波の存在は海面抵抗に重要な影響を(二次的には影響を持つとしても)与えない。水位変動と気圧変動に(180度以外の)位相差が存在する時、はじめて運動量輸送の仕方が本質的にかわってくる。

Jeffreys (1925) は波の峰の風下側でおきる風の流れの剝離現象によって、波の前面と後面で気圧差が生じ、エネルギーが波へ伝わると考えた。これが form-drag になる。この際の気圧変動は

$$p = -s\rho \frac{(U_0 - C)^2}{C} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial t}$$

1973年8月



Wave \$H=1.28\$ cm, \$f=1.96\$ Hz, \$L=40.8\$ cm, \$C=79.6\$ cm/s
\$C/u^*=7\$ to \$24\$

第5図 風洞水槽実験で得た、波がある時とない時の風速鉛直分布. (Stewart, 1970)

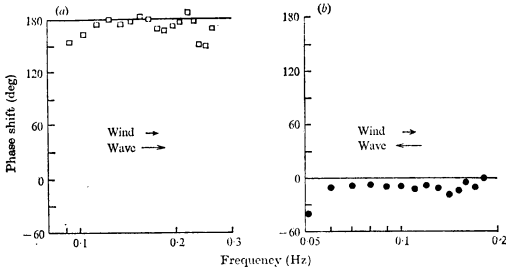
である。\$s\$ は遮蔽係数である。

これに対して Miles (1957) の波の成長理論がある。これは“inviscid laminar model”とも呼ばれ、単正弦波の波面上を対数分布の風が吹く時、波によって誘起された波動風速との作用で波面上に圧力変動が生ずる。\$u(z_c)=C\$ となる高度すなわち critical level 以下では波動風速変動によるレイノルズ応力が生じ、これによって運動量が波に入り、波が指数関数的に成長する機構を考えた。

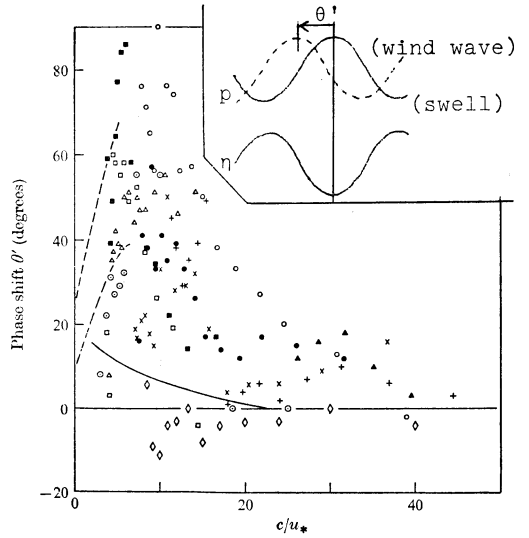
これらの物理機構を実際にたしかめるため、水面上の風速分布、風速変動、気圧変動などについて観測してみる必要がでてきた。

さて、波面上で得られた風の特徴を順次示してみよう。第5図は風洞水槽実験で得た風速分布である(Stewart, 1970)。座標目盛は共に無次元の風速(縦軸)と平均水面からの高さ(横軸)である。波がない時は従来知られている滑面上の風速に近い(表面流 \$V_s\$ を考慮すれば滑面流に一致する)。一方、水面上に波高 1.28 cm の波を機械的に作った場合には、風速分布は水面抵抗が増加する方へ変化している。このように波がある時に抵抗が増加することは、水位変動と風速変動に位相差がある事、あるいは波面上で風が剝離することを暗示している。また、多くの風洞水槽実験が示すように、波の上には組織化された波動風速変動も認められている。

実際の海面上における Stewart (1967) や Weiler & Burling (1967) の観測によると、波によって誘起された波動風速変動は検出できなかった。この事は海面上での観測は風洞水槽内の実験と一致しないように見える



第6図 水位変動と波による波動風速変動の位相差. 海上での観測値. (Kondo et al., 1962)



第7図 水位変動と海面での気圧変動の位相差の C/u_* への依存性. (Dobson, 1971)

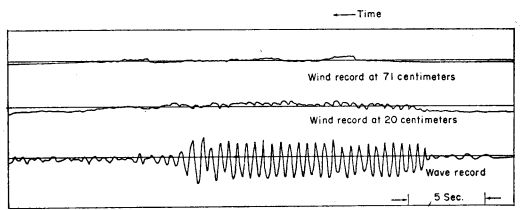
が、海上ではもともと存在する乱流成分の風速変動が強く風のパワースペクトルを調べただけでは波動風速変動成分が認識されなかったであろう。

第6図は海面での水位変動の位相から、波によって誘起された波動風速変動の位相を引いた位相差で各周波数成分に対する値である。左図は卓越波の位相速度 C が風速 u よりも大きい時の例である。位相差は一般に $160 \sim 190$ 度である。右図は波と風の進行方向が互いに逆の時の例である。このような条件では位相差は一般に $-20 \sim 10$ 度である。また $u \approx C$ の時は波による波動風速変動は自然の乱流成分に比較して、きわめて小さいので一般には検出困難であるが、統計的手段によって検出すると、 $u < 1.2C \sim 1.5C$ が成り立つ周波数の成分では位相差は 180 度であるが、上の不等式の符号が逆になる高周波成分では位相差は逆転し負の値をとる。

第7図は Dobson (1971) による海面変位と海面での気圧変動の位相差を C/u_* の関数として示したものである。同図には他の風洞実験結果も含まれている。位相差は右上に挿入した図に定義してある。この図から云えることは、波速が風速より大きい“うねり”では $\theta' \rightarrow 0$ であるが、波速のおそい高周波成分の波に対しては $C/u_* \approx 5$ に対して θ' は $20 \sim 70$ 度である。

以上の事からもわかるように、波面上の風の性質は波速と風速との関係によって決定され、 C/u_* は一つのパラメータになるであろう。Kitaigorodskii (1969) によると、更に波の波長もパラメータであると考えている。

波面上の風について、もう一つ特記すべき点は Harris (1966) が水槽実験で見出した現象である。無風状態の時、水面に機械的に波を起こすとその上の空気も波動することは当然であるが、波の進行方向へ平均風速が生じた。第8図の一番下は波の記録、上の2つは平均水面から 20 cm と 71 cm の高度の風速である。平均風速は



Wave $H=10 \text{ cm}$, $f=1.22 \text{ Hz}$, $L=104 \text{ cm}$, $C=127 \text{ cm/s}$.

第8図 機械的に波を作った時に生ずる水面上の風速の記録. 最下段は波高 10 cm の波の記録. (Harris, 1966)

Stokes 流(後述)から予想される値より桁違いに大きく波高の $2 \sim 5$ 倍の高度で $30 \sim 40 \text{ cm/s}$ であった。この現象についての Harris の定性的説明によれば、波の谷にとりこまれた空気が波の進行方向へ運ばれるためであろうと述べている。

もしそうだとすれば、実際の海面のうねりの上にもこれと同じ現象が存在するであろう。Yefimov & Sizov (1969) がブイを使って上と同じ様な現象を海上で見出し、風速が $2 \sim 7 \text{ m/s}$ の時に高度 2 m 付近の平均風速が強いという結果を出している。これに対し Kondo et al. (前出, 1972) は上記と似た条件の時の平均風速鉛直分布を観測したが、そのような特異形を見出せなかった。その際、風速計相互間の測器誤差がないような特別の工夫を行なっている。

この問題を一つ取り上げても、互いの観測結果は一致していない。その他の問題点についてもまだ混乱した多くの結果が見られるのが、この分野の研究の現状と云える。

話は前後するが、波によって誘起された波動風速変動 \tilde{u} と \tilde{w} によるレイノルズ応力 $\tau_w = -\rho \tilde{u} \tilde{w}$ は Miles の理論によるとクリチカルレベル以下の層で τ の一部を分割して受け持つ。これは平均風から τ_w の運動量が引き取られることであるから、平均風速鉛直分布も当然おれ曲がるはずであると Stewart (1961) は示したが、Miles (1965) の後の評価ではその変化は非常に小さいと云っている。

平均風速鉛直分布のおれ曲がり具合が大きいと云う立場の一例として、Brutsaert (1973) による考察を述べてみよう。波速 C の単正弦波のうねりの上の風を考える。クリチカルレベルの下での風速のシアは

$$\frac{du}{dz} = (u^*/kz) \phi_0 \quad h_s \ll z < z_c$$

の形である。 $\phi_0=1$ は中立状態における陸上での値である。ここでモデル化のため数個の仮定をもうける。すなわち、 \tilde{u} と元から存在する乱流成分との高次相関はない、また ϕ_0 は C/u_* の関数、レイノルズ応力は高さについてはば一定、 \tilde{u} や \tilde{w} は $(C-U)$ によるとする、等の仮定によって

$$\phi_0 = 1 + \beta \left(\frac{C}{u_*} - \alpha \right)^2, \quad (C/u_*) > \alpha$$

の形を得た。抵抗係数が (C/u_*) の関数であると云う Volkov (1969, 1970) やその他の報告から $\alpha \approx 29$, $\beta \approx 0.006$ とした。この結果から $C/u_* \leq 29$ の波の発達期の海面上の真の摩擦速度は $u_* < u_{p*}$ 、逆に $C/u_* \geq 29$ のうねりの上では $u_* > u_{p*}$ となる (ただし u_{p*} は従来の方式による平均風速の鉛直傾度からきめる摩擦速度である。)

しかし定量的評価をするまでには、まだまだ精密測定 (海上観測で云う意味において) が必要と思われる。上記考察によると、風が弱い時は対数分布の風速鉛直傾度は水面近くで大きくなる意味になり、これを支持する観測結果と逆の報告およびほとんど変化しないという3通りの結果がある。

本節の問題は次節以後とも関連する。

4. 海面抵抗

一般に、境界面の近傍では最終的に分子動粘性係数 ν によって支配されている層があり、滑面上で "laminar

sublayer" と呼ばれ、厚さ $\delta = \lambda \nu / u_*$ ($\lambda \approx 11.6$) として知られている。その上方には乱流によって支配される "dynamic sublayer" があり、厚さは $|L|$ である (L はモニン・オブオフのスケール)。高度が $|L|$ より大きくなると浮力の役割が重要となる。

さて、海面の抵抗係数 (運動量輸送に対するバルク輸送係数, C_D) は応力を τ とすれば

$$\tau / \rho = u_*^2 = -\overline{u'w'} = C_{DD} (u - V_s)^2$$

で定義され、実用上便利な係数である。中立でない一般の場合も含めて C_{DD} とした。ここに V_s は水面流速である。上式と同形式が顕熱 H や蒸発 E に対しても与えられる。その時の輸送係数は C_H (Stanton 数) と C_E (Dalton 数) である。これら係数は水面直上の laminar sublayer (ただし存在するとすれば) も含めて、大気層内における輸送過程の性質からきまってくるものである。これら気層内では、水面の波とその上の乱流の力学的相互作用が支配する。

換言すれば、われわれが境界層の研究を行なう目的は、その構造を解明することであって、それらの結果を総合した副産物として輸送係数がえられる。

(例1) 固体面上と同じ性質をもち、

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \phi_M, \quad z \geq z_0$$

である場合、更に z_0 で $u=0$, $\phi_M=1$ の中立状態では、

$$u = (u_*/k) \ln(z/z_0)$$

となるので

$$C_D = (u_*/u)^2 = k^2 (\ln(z/z_0))^{-2}$$

となる。

(例2) laminar sublayer が存在し、

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \phi_M, \quad z \geq \delta$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = u_*^2 / \nu, \quad 0 \leq z \leq \delta$$

である場合には、

$$u - V_s = \frac{u_*}{k} \left(\frac{\delta}{\nu} u_* + \int_0^z \frac{1}{k} \phi_M dz \right)$$

になるので

$$C_{DD} = k^2 \left(\frac{\delta}{\nu} u_* + \int_0^z \frac{1}{k} \phi_M dz \right)^{-2}$$

になる。

海面上の輸送機構については未解決点が多いので、これまでの成果から得られる C_{DD} を使って評価した τ はその他の方法、例えば正確な直接測定で得られる $\rho \overline{u'w'}$

第2表 水面から10mの高さの風速が8m/sの時の抵抗係数 C_{10} の値。下段3つは風洞水槽実験によるが、高度10mの値に換算して示した。 U_t は滑面流から遷移流に移る臨界風速。

Author	U_t	C_{10} ($u_{10}=8$ m/s)
Deacon & Webb (1962)	2 m/s	0.0015
Kondo (1962)	4	0.0016
Phillips (1966)	5	0.0013
Hicks & Dyer (1970)	3	0.0013
Smith (1970)	-	0.0014
Kondo, Fujinawa & Naito (1972)	6	0.0011
Weiler & Burling (1967)	-	0.0014
Miyake et al. (1970)	-	0.0011
Zubkovsky & Kravchenko (1967)	-	0.0018
Francis (1951)	-	0.0010
Kunishi (1963)	2	0.0016
Hamada, Shibayama & Kato (1963)	-	0.0014

と絶えず比較しながら改良していく必要がある。顕熱輸送や蒸発においても同様である。

ところで、海面の抵抗係数が如何なる値であるかの研究は1930年代から見られるようで、今まで多数の報告がある。大気が中立状態における C_D の風速に対する関数形も、あらゆる形が出そろったようである(Kondo & Fujinawa, 1972 参照)。特殊なものとして C_D は風速に対して奇妙な変化をするもの(DeLeonibus, 1971)や風速が2, 4, 8.5 m/s で不連続的にかわるものがある(Ruggles, 1970)。

しかし基準高度を海面から10mにとると、 $C_D=0.001 \sim 0.002$ 程度と見なされる。風速 $u_{10}=8$ m/sの時の C_D を第2表に比較して示した。下の3つは風洞水槽実験の結果である。

摩擦速度 u_* が波の位相速度 C より大きくなると波面上の境界層の剝離が始まることによって海面抵抗は増加すると云う考えから、Kraus (1966), Volkov (1969), Wu (1969)などは C_D は C/u_* の関数と考えた。Charnock (1955)は次元解析から C_D は u_*^2/g の関係であるとした。Kitaigorodskii & Volkov (1965)も同形を提案している。

しかし次の事実は見落すことができない。Cox & Munk (1954)は海面きらめきの測定から $(s^2)^{1/2}$ は風速と共に増加するが、海面に油膜がある場合には自然の

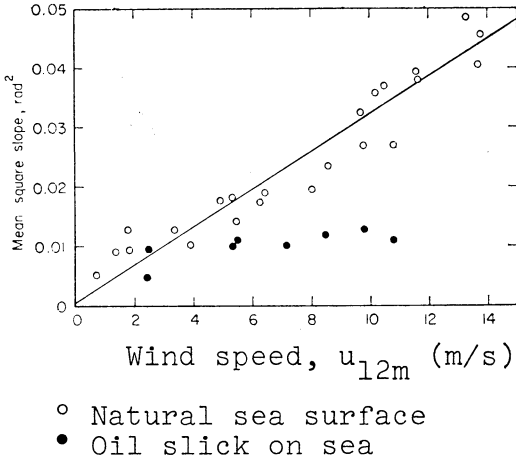
場合の値に比較して小さくなることを見出した。ただし s は海面傾斜で波の高周波成分からの寄与が大きい。この測定は油膜によって海面の微小波がすくなくなった事を意味する。一方、水面微小波(波の高周波成分)の水面抵抗に及ぼす影響はVanDorn (1953)によって人工池面の平均水位傾斜が洗剤をまいた時とそうでない時で変わることから調べられた。この場合、洗剤が存在する時、波長が30 cm以下の $f > 2$ Hzの高周波成分の波はすくなくなった。

更に、Toba & Kunishi (1970)は風洞水槽実験から C_D はレイノルズ数、 u_*H/ν でうまく表現されることを見出した。ただし H は水槽内の波高である。またKondo et al. (1972 b)によると、海面の抵抗係数は波浪の $f \leq 0.5$ Hzの低周波成分の波高への依存性が明確でないという。ここで注意すべき点は、一般に風洞水槽水面の特性波振動数は $f \approx 2 \sim 10$ Hzに対し海面では $f \leq 0.1 \sim 0.5$ Hzである。

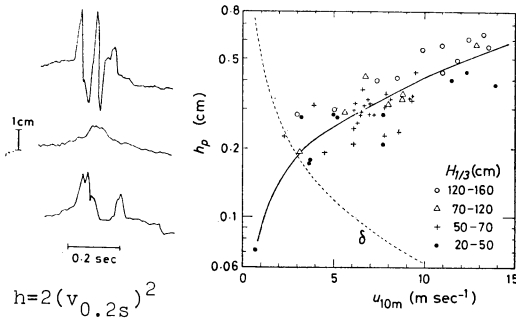
以上の諸結果を総合すると、海面抵抗は第一近似において、波浪低周波成分によらず主として高周波成分に因る。もともと海面での運動量輸送機構は、高周波成分を形成している幾何学的な粗度高度、 h_s での平均風速 $[u(h_s) \approx u_*]$ がその波の位相速度 C より大きい時のみ効果的になり、抵抗は h_s と $\delta = \lambda\nu/u_*$ の比、すなわちレイノルズ数、 u_*h_s/ν の関数であると考えられる(Kitaigorodskii, 1969, も参照のこと)。もしそうだとすれば、海面抵抗に寄与する波の位相速度、波長、波高はその場所の局所的な風速によって決定されるので、前記Krausらの考えた C/u_* の関数も含めて、結局 C_D は風速(正確には u_*)の関数になりそうである。

こう云う事から海面波浪の高周波成分がどうなっているかを調べる必要が生れる。

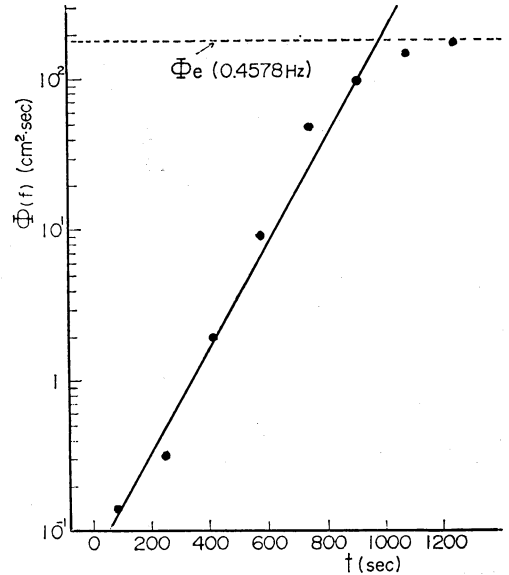
第9図は前記Cox & Munk (1954)による自然海面の場合の海面傾斜2乗平均平方根が風速と共に増加することを示している(白丸印)。また第10図はKondo et al. (1973)によるもので左側は海面波浪の $f=3 \sim 30$ Hz成分をフィルター回路を用いて記録した例であるが、白波が立つような場合に多く見られる。ただし実際には白波として認識されない部分からの寄与が非常に多いことに注意が必要である。この記録例で示される波高の代表値を得るため0.2秒間の分散値の2倍を h とした。あるrunについて調べてみると、 h は $10^{-2} \sim$ 数cmの範囲に分布している。この中で頻度の最も多い h をそのrunの代表的な幾何学的粗度高 h_p として同図の右側に風速



第9図 海面傾斜の $(\overline{s^2})^{1/2}$ と風速の関係。白丸印は自然海面、黒丸印は油膜が海面にある時を示す。(Cox & Munk, 1954)



第10図 海面波浪高周波成分を代表する高さ h_p の風速に対する依存性。詳細は本文参照。(Kondo et al., 1973)



- Taira (1972)
- Snyder & Cox (1966)
- - Equilibrium value
($f=0.4578$ Hz)

第11図 風波の成長の観測例。(Taira, 1972)

Dobson (1971), Taira (1972), Kondo et al. (1972), Davidson & Frank (1973) などによって続々と発表された。

Miles の最初の “inviscid laminar model” の理論では、もともと存在する乱流と波によって誘起されたレイノルズ応力の相互作用はクリチカルレベルでのみ行なわれ、他の高度では無視しているが、改良理論 “turbulent model” によると波による誘起成分と乱流のレイノルズ応力の相互作用を考慮している。実験および改良理論により、風から波へ入るエネルギーは Miles の最初の理論よりも相当大きいことや乱流が風の構造に及ぼす影響、波によるレイノルズ応力の高度分布などがわかってきた。例えば Miles の理論から得られる波の各成分波のエネルギーは時間と共に指数関数的に増加するが(第11図参照)、その成長率は観測よりもおよそ1桁小さい。

海面上で圧力変動と水位変動を同時に観測した Dobson (前出, 1971) は興味ある結果を報告している(第7図も参照)。すなわち水面から数 m 以上離れた高度では風の全運動量輸送量 $\tau_a(f)$ は比較的低周波域、 $f \approx 0.01 \sim 1$ Hz 附近からの寄与が大きく、波のない陸上に

の関数として示した。

上記結果と従来の境界層の空気力学知識を結びつけて、 $u_{10} < 2$ m/s で海上風は空気力学的に滑面流、 $u_{10} > 8$ m/s で粗面流、その中間は遷移流であると彼らは提案した。

ところで、風浪の発生・発達に関する理論の中で、波の発達初期段階において風の乱れに伴う圧力変動成分と波の間で選択共鳴が起って波が発達すると云う Phillips (1957) の理論や前出の Miles (1957他) の理論が大きな刺激になって、その後改良理論が Benjamin (1959), Lighthill (1962), Davis (1970, 1972), Lee (1972) などによって、また実験的研究が Snyder & Cox (1966), Shemdin (1969), Plate et al. (1969), Stewart (1970),

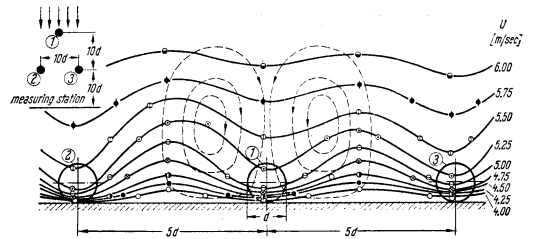
における結果に類似した分布である。しかるに海面の気圧変動と水面変位のクロス・スペクトルからもとめられる波によるレイノルズ応力 $\tau_w(f)$ は、波高のピーク周波数よりも高周波数側に寄り、 $f \approx 1$ Hz 附近の狭い区間に集中している。更に興味あることに $\overline{\tau_w}/\overline{\tau_a} = 0.8 \pm 30\%$ である。波面の真上で $\tau_w(f)$ は $f > 2$ Hz でほとんどなくなっている。この事は VanDorn (前出, 1953) の結果、すなわち「もっと高周波成分の微小波の存在によって運動量の大部分が風から海面へ運ばれる」事実と反するようである。しかし Dobson は「もしも微小波が低周波波浪の発達機構に対する一種の catalyst (接触反応剤) として働いている」と仮定できるなら VanDorn と自分の結果は矛盾しないと述べている。

この節の事がらを再度まとめてみると次のように云えないだろうか。今二つの水面を考える。一方はフェッチの短い小さな湖で高周波成分だけの小波が立っている。もう一方は広い海洋で、高周波の波浪にうねりのような低周波成分も重畳している。いずれの水面でも、ずっと上空では波の影響がないので応力は乱流成分 τ_t だけである。水面近くになると $\tau_a = \tau_t + \tau_w$ に分割されるが、小湖では $\tau_w \ll \tau_t$ に対して海では τ_w の占める割合が大きい。しかし最終的に水面が受け取る全応力は第一近似として小湖面でも海洋水面でも同じである。正確に云うと、海洋水面上では波によって誘起された波動風速変動成分が大きいので、これは瞬間的・局所的な風速シアを変化さす。この新しいシアは新しい乱れの発生につながり、これと波との相互作用を伴うため、小湖水面とは厳密には等しいとは考えられないが、その差の量的評価までには更に進歩した理論と実験を必要としているように思われる。

5. C_D と C_H または C_E とのちがひ

境界面上の流れは滑面流、粗面流およびその中間の遷移流の3つに区分される。粗面物体の幾何学的高さ h_s が $\delta = \lambda\nu/u_*$ よりも小さければ、たとえ凹凸していても流れの性質は“空気力学的に滑面流”である。滑面流においては最下層には分子粘性 ($\nu \partial u / \partial z$) が効く層が存在することは前節で述べたが、熱輸送においても Prandtl 数 ν/α による違いがあるとしても、上と類似である。

粗面流になると事情は少しかわってくる。境界面に及ぼす応力は上記の viscous drag (skin friction) のほかに各突起物体がつくる form drag (pressure drag または normal force) の作用も加わって大きくなるのに対し、熱輸送 (蒸発も同様) に対しては form drag 対



第12図 境界面上に並べた球状粗度物体 (並べ方は図の左上に示す) の背後に出来る渦を破線で示す。風上から見た図である。(Schlichting, 1962, p. 555)

応するものがない。熱輸送の効率はたしかに増加するが、境界面近傍では最終的に分子温度拡散係数 α だけできまる。

上記 form drag は各突起物体の表面にできた境界層が剝離を起こし、そのまわりの圧力分布を理想流体の場合とは異なるものにすることによって生じる。海面に应用到るに当たって、1950年以前の Sverdrup や Montgomery らは上記の相違を考慮しなかったが、Sheppard (1958) は $K_M = \nu + ku_*z$, $K_H = \alpha + ku_*z$, $K_E = D + ku_*z$ の形で差をつけた。ただし中立状態の場合であるが、この仮定から蒸発量のバルク形式表示は次の如くなる、

$$E = \frac{\rho k u_* (q_s - q)}{\ln[(D + k u_* z)/D]}$$

その後の進歩を見てみよう。さて、境界面上に並べられた突起物体の背後に出来る流れのもようは、空間に置かれた物体の場合とは異なり、例えば第12図の破線で示されたように風下の方向へ細長く延びた渦ができる。この渦の作用で vorticity が境界面へ盛んに運ばれ抵抗を及ぼす。突起物の谷間にできたこの渦が突起物を盛んに洗ひ熱も伝える。このような物理機構を考慮に入れて、Owen & Thomson (1963) は大きな突起物がぎっしり並べられた場合の粗面流を考え、輸送係数 C_H に対して

$$C_H^{-1} = \frac{u}{u_*} \left(\frac{u}{u_*} + B_H^{-1} \right)$$

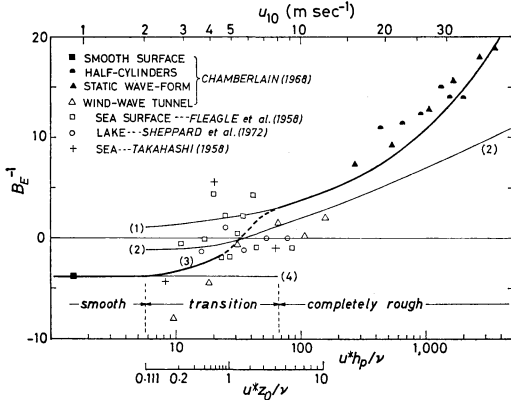
の式を提出した。 B_H は sublayer Stanton number と呼ばれ、もともとは次式で与えられる。

$$H = c \rho u_* (T_h - T_s) B_H$$

ただし T_s は表面温度、 T_h は高さ $h = 30z_0$ (equivalent sand roughness height) における流体温度である。理論的考察と実験から粗面流に対し、

$$B_H^{-1} = 0.52 (u_* h / \nu)^{0.45} (\nu / \alpha)^{0.8}$$

を得た。蒸発に対する sublayer Dalton number B_E の



第13図 蒸発に関する水面の sublayer Dalton 数。詳細は本文参照。(Kondo, 1973)

逆数に対しては上式の α を D に取りかえればよい。
中立状態の時, B_E を書き直すと,

$$B_E^{-1} = r_E - f = \frac{1}{k} \ln(z/z_q) - \frac{1}{k} \ln(z/z_0)$$

となり, B_E は粗度 z_0 とそれに類似な比湿分布に対する z_q とのちがいをあらわすものである。第13図は水面上で測定された中立時の資料をもとにして計算した B_E^{-1} である。測定値の1点は長時間の風洞実験または数多くの観測資料から成っている。曲線(2)は前記 Sheppard の仮定から得られるもの、曲線(4), (3), (1)を結ぶ太い実線は上記 Owen & Thomson の結果とその他の海面での空気力学的結果から計算された。

境界層内における輸送量の直接測定を含んだ無次元風速シャー関数 ϕ , 運動量と熱輸送機構の相違をあらわす K_H/K_M の関数形, 等々の従来の成果と上記結果を総合して, 非中立時におけるバルク輸送係数 C_{DD}, C_{HD}, C_{ED} を得ることができる (Kondo, 1973)。

6. 水面に入った運動量の行くえ

風から諸々の課程を経て水面に入った運動量 τ_a の一部は波のエネルギーを高めるために使われるが, 砕波や粘性によってエネルギーは逸散していくであろうから最終的に波の運動に残るものと, もう一方の残りの運動量 τ_R は海面附近に流れを生じ, 更に下層へとレイノルズ応力の形で輸送される。この力学機構も興味ある問題であるが, 未解決の点が多いようである。

単位断面積の水柱が持つ波の運動量 M と波のエネルギー E との間には, $M = E/C$ の関係がある。 C は成分波の位相速度である。実際の波はスペクトル構造を持つので, 波のエネルギースペクトル密度の増加割合を測定

第3表 風から海面に入る運動量輸送 τ_a と波として残る輸送量 dM/dt との比率 (パーセント)。

Author	$(\frac{dM}{dt})/\tau_a$ (%)
Starr (1947)	10
Korvin-Kroukovsky (1965)	7
Barnett (1971)	10
Stewart (1961)	20
Wu (1968)	20 (12-30)
Taira (1972)	5 (3-10)
Imasato & Kunishi (1971)	(2-15)
Imasato & Kunishi (1973)	7 (3-10)
Toba (1972)	$7.5 \exp(-1.9 C/U)$

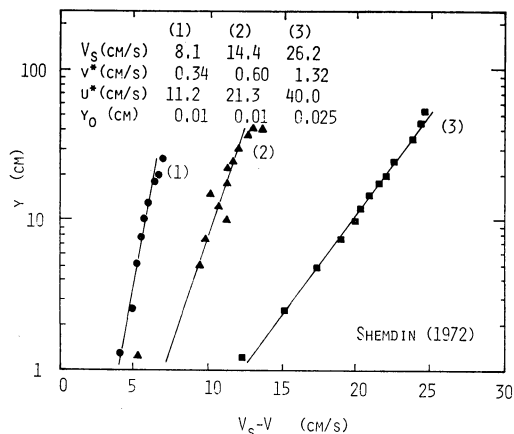
し, 各成分波からの寄与を積分する必要がある。

Imasato & Kunishi (1971), 市川・今里・国司 (1972), 今里・国司(1973)の水槽実験とびわ湖での観測によると, τ_a の2~15%または1~10%が波に供給されたと言う。この場合に, 波を発達させるに必要なとした運動量供給量は各成分波が一様に受け持ったのではなく, 波のエネルギーのピーク周波数附近の範囲で受け持っている。そしてここで獲得したエネルギーは低周波領域の波エネルギーを増加するために流れ, 他の一部は高周波側の粘性による逸散分を補うために輸送されると推論している。

Taira (1972) によると, 波のピーク周波数よりも高周波側で波が平衡値に達しても, 成分波は Miles 機構を通じて風から運動量を供給され, 各成分波間の相互作用を通してエネルギーが波の低周波側へ集中する機構があると示唆している。

第3表に波の発達に残った運動量輸送量 dM/dt と空気から水面に入る運動量輸送 τ_a の比を%で示した。上三つは Taira の論文の孫引きである。この表を見て云えることは τ_a の10%が波に, あとの大部分が流れになると推測される。

第14図は Shemdin (1972) が風洞水槽実験で得た水面下の平均流速分布を水面からの深さ (y) に対して示したものである。 V_s は表面流である。この測定は Lagrangian 流速である。興味あることは水面を境にして空気中の風速と水中の流速が共に対数分布である。更に, それらの鉛直分布から計算した空中の応力と水中の応力が, ほとんど一致した点にある。前記市川らの風洞実験によっても水中の $\tau_R \approx 0.9 \tau_a$ である。また筆者らの湖や海における流速の観測においても $y < 1m$ で対数分布



第14図 水面下の流速の対数分布。(Shemdin, 1972, の資料による)

が認められ、流速鉛直傾度から計算される τ_R は τ_a にほとんど等しい。

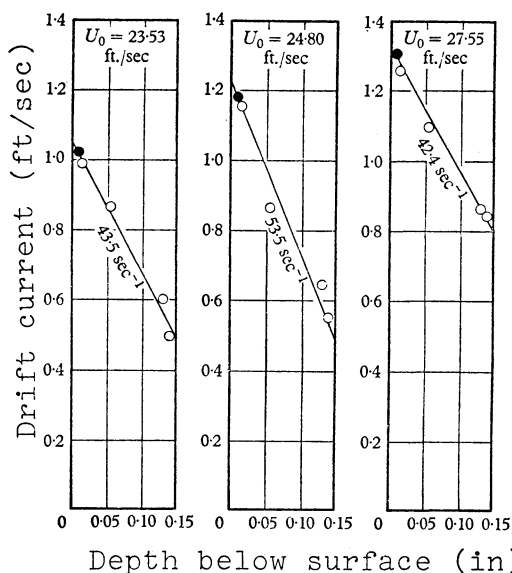
上記の問題に対して、Stokes 流速で説明されるという考えもある。それで、まず Stokes 流について一言説明しよう。1847年に Stokes が提出したもので、現実の波をつくる水粒子の運動は閉じない軌道をえがき、1 回転ごとに少しずつ前進する。この平均流は Stokes mass transport と呼ばれ、

$$S = a^2 \rho \kappa \exp(-2\kappa y)$$

で与えられる。 a は波の振幅、 σ は振動数 (rad/s)、 κ は波数、 y は表面からの距離である。これは非回転流の仮定から出た数学的なものである。上式は単波に対するものであるが、Bye (1967) は波のスペクトル形を仮定し、各周波数成分を重ね合わせることによって流速と深度との関係をもとめた。それをグラフに書くと、部分的には対数分布と見なされる範囲もある。その速度勾配は実際の速度勾配に近い。また特に表面流については $V_s = 30/\sigma_L$ の値が得られる (σ_L は波エネルギーのピーク振動数)。この V_s は現実の海での値の75%であると云う。

この考察から流速は Stokes 流で説明されると提案した。また Kenyon (1969) も同じ結論に達した。Chang (1969) の無風で機械的に作った水面の動きも Stokes の式と一致している。いろいろ調べてみると、たしかに表面流については Stokes の式と実測値はほぼ一致し、その下層の部分的な速度勾配も Bye の云うように観測値に近いが、速度の大きさにおいて相当くいちがっている。成分波の重ね合せに疑問も残る。

一方 Shemdin (前出, 1972) の風洞水槽実験による



第15図 水面直下の層流層の流速分布。(Wu, 1968)

と表面での Stokes 流の計算値は実測の9%である。更に VanDorn (1953) の実測によると V_s は波高によらず風速だけできまると云う。

考え方に多少の混乱がみられるようであるが、以上の事をまとめてみると、次の様に云えようである。すなわち、水中の流速は水面から測った深さの対数に比例する分布形で、その勾配から計算されるレイノルズ応力 τ_R は風の τ_a にほとんど(波が発達中は90%ぐらいの値で)一致する。また表面流速 V_s は波の大小によらず第一近似として風速(正しくは u_*) に比例するが、 V_s にかぎって云えば、その風速で十分発達した波の平衡領域のスペクトルを使って計算した Stokes 流と数値的にはほぼ一致する。

しかし、まだ最終的な結論とは云えないようで、直接測定でも $\tau_R = -\rho u \overline{u'w'}$ を実測して見る必要がある。Taira (1973) は海中で直接測定を行なったが $\tau_R \approx 30 \tau_a$ と予想外に大きな値を得た。これは空気中の τ の直接測定が困難 (Kraus, 1968) である以上に、この方法による水中での測定の困難性を示すものであろうか。

7. 水面直下に層流境界層が存在するか

前節で示した流速の対数分布は水深が0.4~100 cm ぐらいの範囲であるが、水面のごく近くの流速は深さに対して直線的に減少している。第15図は Wu (1968) の結果を示し、風が弱い時には $\nu \partial u / \partial y$ から計算した水中

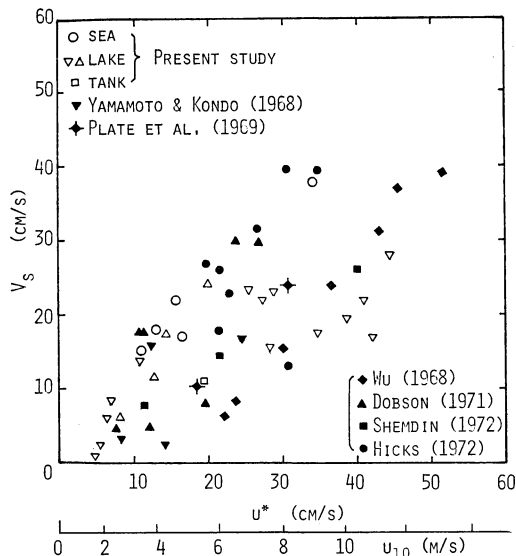
第4表 空気中と35%の海水中および純水中の物質拡散係数 D , 温度拡散係数 α , および動粘性係数 ν . いずれも分子的係数で単位は cm^2/s .

		$T=0^\circ\text{C}$	$T=20^\circ\text{C}$
Air	ν	0.135	0.153
	α	0.189	0.215
	$D(\text{H}_2\text{O})$	0.226	0.257
	$D(\text{CO}_2)$	0.134	—
	$D(\text{O}_2)$	0.178	0.201
35% sea water	ν	0.01826	0.01049
	α	0.00139	0.00149
	$D(\text{NaCl})$	0.0000068	0.0000129
Pure water	ν	0.01787	0.01004
	α	0.00134	0.00143
	$D(\text{NaCl})$	0.0000074	0.0000141
	$D(\text{N}_2)$	0.0000106	0.0000169
	$D(\text{O}_2)$	—	0.000021

の τ は空中の τ_a と一致するという。風が強くなると砕波がおこり境界面は複雑になるため両者は少しずつくるようである。砕波が生じるような場合は鳥羽・徳田(1973)も注目しているように今後の興味ある問題となろうが、それにしても水面直下に層流層に相当するものがあるかどうかは重要な問題になる。なぜなら、流速について考えると、 $\delta \approx 11.6 \nu / V_*$ の厚さにおける速度差は $\Delta V \approx 11.6 V_* = 0.41 u_*$ であるが [$V_* = (\rho_a / \rho_w)^{1/2} u_*$ で水中の摩擦速度]、一方拡散係数 D の物質に対する層流層厚さは δ の $(\nu/D)^{-1/3}$ 倍となり、その厚さでの濃度差は $(\nu/D)^{2/3}$ 倍に比例する事が層流境界層理論から得られる。

第4表に参考のため、空気および海水または水の動粘性係数 ν , 温度拡散係数 α , およびそれら流体中での各種物質の分子拡散係数 D を示した。空気中の $P_r = \nu/\alpha \approx 0.7$ に対し水中では7~13である。また空中の $S_c = \nu/D$ が1の桁であるのに対し水中では 10^3 の桁である。したがって水面付近に層流層が存在すれば、特に物質濃度に大きなギャップが出来ることになる。ガス交換量の評価の仕方に問題点を引きおこすことになる。

第15図で層流層の存在を示唆したが、Kunishi (1963) の風洞水槽実験でも、流速の増加率は水中の ν で説明される。また、Hill (1972) の風洞水槽実験によると真の水面とその少し下層の水温差を測定し、この表皮層の相当厚さを評価すると、 $u_* \leq 30 \text{ cm/s}$ (海面になおすと $u_{10} \leq$



第16図 海面、湖面、水槽面の表皮流速と空気中の摩擦速度 u_* との関係。 u_* と u_{10} の近似関係は、一番下に示してある。(近藤らの未発表資料)

10 m/s に相当) で層流層に近い。それ以上の風速では、この厚さは層流層の場合より薄くなる傾向になる。

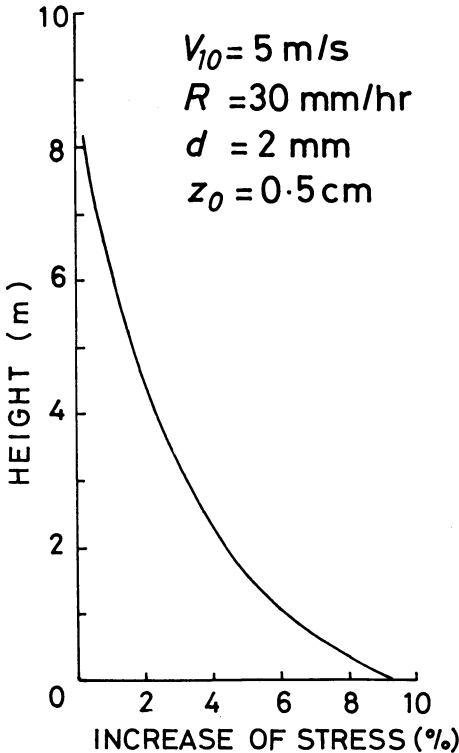
ところで実際の水面流速 V_s は第16図に示す如く、 $V_s \approx u_*$ である。また流速ギャップ $\Delta V = V_s - V$ も前記の予測値に近いようで、いずれにしろ水面直下には層流層に近い性質の層が存在すると考えられている。

そのほか、この問題に関連して、Saunders (1967), McAlister & McLeish (1969) の研究や、特に CO_2 交換もからんだ研究として Bolin (1960), Quinn & Otto (1971), 2波長放射計を使って水面直下の水温傾度を測定した McAlister et al. (1971) 等がある。

8. Flux に及ぼす降雨の影響

これには2通りの事が含まれる。(a) VanDorn (前出, 1953) の実験が示すように降雨水滴が水面に凹凸を機械的につくることによって、水面の粗度を増加させる。(b) 下層大気の流れは鉛直シアを持つので、雨が上方の大きな風の運動量を下方へ運ぶ作用を持つ。

台風内の強雨域ではこれらの作用と更に海面しぶきの作用もからんで、各種物理量の輸送機構に変化をきたすことが予想される。上記(b)に関して、Caldwell & Elliott (1972) が簡単な見積りを行なった。直径 d の水滴が水平速度 u , 落下速度 w で落ちる時、 x 方向の風速 v が u よりも小さい時水滴は空気に力 f を与える。



第17図 降雨強度 $R=30$ mm/hr の時の空気中の応力の変化割合。その他の条件は図中に示す。(Caldwell & Elliott, 1972)

従って乱流応力 τ の変化は $d\tau/dz = -f$ である。水滴自身の抵抗を考慮して、落下の運動方程式を上空 z の高度で $u=v$, $w=wi$ の境界条件で解き、 τ の高度分布をもとめた。

第17図にその一例を示すが、降雨強度 $R=30$ mm/hr の場合である。思ったより影響はすくないと述べているが、極端な例として、風速 $V_{10}=40$ m/s, $R=100$ mm/hr の時地上の τ は5%増加する。一般に τ の変化は R に比例するが風速が強くなると変化率は小さくなる。また水滴が大きくなると影響は小さくなる。

9. おわりに

長くなるので割愛した論文を少し附記しておきたい。水面上の空気側にもありそうな層流境界層に関連するものとして、Schooley (1969), Wu (1971), Schooley (1971), Mangarella et al. (1973) がある。風から海へのエネルギー輸送過程を局所平衡の概念を用いて考察を目下すすめている Toba (1972) の研究、海中の表面境界層の数値モデルの Pandolfo (1969) の研究、海面状

態に関連する短波放射の海面アルベードの Nunez et al. (1972), Payne (1972) の研究もある。空気中の乱流観測に関するごく最近のものだけ上げると、Pond et al. (1971), Hicks (1972), Thompson (1972), Paulson et al. (1972), Stegen et al. (1973), Warner (1973), Haugen et al. (1971) 等がある。

最近 Hidy (1972) が大気海洋相互作用研究のレビューを行なっているが、その他この問題に関連した解説書を巻末に記したので参照されたい。

最後に、本レビューを書き終ってふりかえてみるに、海面境界層における諸過程はおぼろげに理解されかけているが、統一的な解釈が得られる迄にはもう一步のところが多いように見うけられる。文章の途中で筆者なりの解釈を下したところもあるが、将来はまた異なる理解が得られるものと思われる。この分野の研究は、現在わが国に存在する多くの研究グループの地道な活動で発展していくものと信ずる。

10. 謝辞

未発表資料や論文原稿のコピーをいただいた京都大学理学部の今里哲久氏、東京大学海洋研究所の平啓介氏、国立防災科学技術センターの藤縄幸雄氏に、また本原稿をひと通り読んで下さった内藤玄一氏に感謝いたします。

文 献

解説とレビュー

- 1) 大気海洋間の熱交換に関するシンポジウム (近藤純正・菱田耕造・木村竜治・渡辺賢太郎), 海と空, **45**, 49-122 (1969年).
- 2) プラネタリー境界層に関するシンポジウム (片山 昭・光田 寧・根本 茂・横山長之・鳥貫陸), 天気, **19**, 633-663 (1972年).
- 3) 竹内清秀・伊藤昭三, 1966: 大気乱流研究の展望, 天気, **13**, 313-324.
- 4) 竹内清秀, 1972: 地空相互作用に関する研究の現状, 天気, **19**, 60-70.
- 5) 鳥羽良明, 1970: 海面境界層過程, 海洋物理 I (海洋科学基礎講座1), 145-263, 東海大学出版会, 東京.
- 6) Kraus, E. B., 1968; What do we know about the sea-surface wind stress. Bull. Amer. Meteor. Soc., **49**, 247-253.
- 7) Hidy, G. M., 1972: A view of recent air-sea interaction research. Bull. Amer. Meteor. Soc., **53**, 1083-1102.

論 文

- 1) 市川 洋・今里哲久・国司秀明, 1972: 風洞水槽における風から波への運動量輸送について,

- 日本海洋学会秋季大会講演 No. 110.
- 2) 今里哲久・国司秀明, 1973: 風浪のエネルギースペクトルの発達について, 日本海洋学会春季大会講演 No. 143.
 - 3) 藤縄幸雄・河田 実, 1973: 波浪の方向スペクトルとその変化, 同上 No. 139.
 - 4) 鳥羽良明・徳田正幸, 1973: 風波の実体について, 同上 No. 141.
 - 5) Barnett, T. P. and A. J. Sutherland, 1968: A note on an overshoot effect in wind-generated waves. *J. Geophys. Res.*, **73**, 6879-6885.
 - 6) Benjamin, T. B., 1959: Shearing flow over a wavy boundary. *J. Fluid Mech.*, **6**, 161-205.
 - 7) Bolin, B., 1960: On the exchange of carbon dioxide between the atmosphere and the sea. *Tellus*, **12**, 274-281.
 - 8) Brutsaert, W., 1973: (Manuscript) Similarity functions for turbulence in neutral air above swell.
 - 9) Bye, J. A. T., 1967: The wave-drift current. *J. Marine Res.*, **25**, 95-102.
 - 10) Caldwell, D. R. and W. P. Elliott, 1972: Effect of rainfall on the wind in the surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **3**, 146-151.
 - 11) Chang, M.-J., 1969: Mass transport in deep-water long-crested random gravity waves. *J. Geophys. Res.*, **74**, 1515-1536.
 - 12) Charnock, H., 1955: Wind stress on a water surface. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **81**, 639-640.
 - 13) Cox, C. S. and W. H. Munk, 1954: Statistics of the sea surface derived from sun glitter. *J. Marine Res.*, **13**, 198-227.
 - 14) Davidson, K. L. and A. J. Frank, 1973: Wave-related fluctuations in the airflow above natural waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **3**, 102-119.
 - 15) Davis, R. E., 1970: On the turbulent flow over a wavy boundary. *J. Fluid Mech.*, **42**, 721-731.
 - 16) Davis, R. E., 1972: On prediction of the turbulent flow over a wavy boundary. *J. Fluid Mech.*, **52**, 287-306.
 - 17) De Leonibus, P. S., 1971: Momentum flux and wave spectra observations from an ocean tower. *J. Geophys. Res.*, **76**, 6506-6527.
 - 18) Deacon, E. L. and E. K. Webb, 1962: Interchange of properties between sea and air, Ch. 3, Small-scale interactions, *The Sea*, edited by Hill, M. N., Interscience, New York, 43-87.
 - 19) Dobson, F. W., 1971: Measurements of atmospheric pressure on wind-generated sea waves. *J. Fluid Mech.*, **48**, 91-127.
 - 20) Francis, J. R. D., 1951: The aerodynamic drag of a free water surface. *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A206**, 387-406.
 - 21) Garratt, J. R., 1973: Studies of turbulence in the surface layer over water (Lough Neagh), 3, Wave and drag properties of the sea-surface in conditions of limited fetch. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **99**, 35-47.
 - 22) Garrett, J., 1969: Some new observations on the equilibrium range of the wind-wave spectrum. *J. Marine Res.*, **27**, 273-277.
 - 23) Hamada, T., A. Shibayama and H. Kato, 1963: An experimental study of development of wind waves. *Rep. Port and Harbour Techn. Res. Inst.*, No. 2, 1-41.
 - 24) Harris, D. L., 1966: The wave-driven wind. *J. Atmos. Sci.*, **6**, 688-693.
 - 25) Haugen, D. A., J. G. Kaimal and E. F. Bradley, 1971: An experimental study of Reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **97**, 168-180.
 - 26) Hess, G. D., G. M. Hidy, and E. J. Plate, 1969: Comparison between wind waves at sea and in the laboratory. *J. Marine Res.*, **27**, 216-225.
 - 27) Hicks, B. B., 1972: Some evaluations of drag and bulk transfer coefficients over water bodies of different sizes. *Boundary-Layer Meteorol.*, **3**, 201-213.
 - 28) Hicks, B. B. and A. J. Dyer, 1970: Measurements of eddy-fluxes over the sea from an off-shore oil rig. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **96**, 523-528.
 - 29) Hill, R. H., 1972: Laboratory measurement of heat transfer and thermal structure near an air-water interface. *J. Phys. Oceanogr.*, **2**, 190-198.
 - 30) Imasato, N. and H. Kunishi, 1971: A note on the energy transfer from wind to waves. *Contr. Geophys. Inst., Kyoto Univ.*, **11**, 71-76.
 - 31) Kenyon, K. E., 1969: Stokes drift for random gravity waves. *J. Geophys. Res.*, **74**, 6991-9994.
 - 32) Kitaigorodskii, S. A., 1962: Application of the theory of similarity to the analysis of wind-generated wave motion as a stochastic process. *Izv., Geophys. Ser. Acad. Sci., USSR*, 1.
 - 33) Kitaigorodskii, S. A., 1969: Small-scale atmo-

- spheric-ocean interactions. *Izv. Atmos. Oceanic Phys.*, **5**, 641-649.
- 34) Kitaigorodskii, S. A. and Yu. A. Volkov, 1965: On the roughness parameter of the sea surface and the calculation of momentum flux in the near-water layer of the atmosphere. *Izv. Atmos. Oceanic Phys.*, **1**, 566-574.
- 35) Kitaigorodskii, S. A. and Yu. Miropolskii, 1967: The theory of turbulence exchange in the upper boundary layer of the ocean. *Izv. Atmos. Oceanic Phys.*, **3**, No. 11.
- 36) Kondo, J., 1962: Evaporation from extensive surfaces of water. *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, Ser. 5, Geophy., **14**, 107-119.
- 37) Kondo, J., 1973: (Manuscript) Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions.
- 38) Kondo, J. and Y. Fujinawa, 1972: Errors in estimation of drag coefficient for sea surface in light winds. *J. Meteor. Soc. Japan*, **50**, 145-149.
- 39) Kondo, J., Y. Fujinawa and G. Naito, 1972: Wave-induced wind fluctuation over the sea. *J. Fluid Mech.*, **51**, 751-771.
- 40) Kondo, J., Y. Fujinawa and G. Naito, 1972 b: Further analysis of wind fluctuation over the sea. *J. Marine Meteor. Soc. Japan*, **48**, 61-71. (in Japanese)
- 41) Kondo, J., Y. Fujinawa and G. Naito, 1973: High-frequency components of ocean waves and their relation to the aerodynamic roughness. *J. Phys. Oceanogr.* **3**, 197-202.
- 42) Kraus, E. B., 1966: The aerodynamic roughness of the sea surface. *J. Atmos. Sci.*, **23**, 443-445.
- 43) Kunishi, H., 1963: An experimental study on the generation and growth of wind waves. *Disas. Prev. Res. Inst. Kyoto Univ. Bull.*, No. 61, 1-41.
- 44) Lamb, H., 1932: *Hydrodynamics* (6th edition). Cambridge University Press, 738 pp.
- 45) Lee, F. A., 1972: Some nonlinear aspects of wind-wave interactions. *J. Phys. Oceanogr.*, **2**, 432-438.
- 46) Lighthill, M. J., 1962: Physical interpretation of the mathematical theory of wave generation by wind. *J. Fluid Mech.*, **14**, 385-398.
- 47) Liu, P. C., 1971: Normalized and equilibrium spectra of wind waves in Lake Michigan. *J. Phys. Oceanogr.* **1**, 249-257.
- 48) Longuet-Higgins, M. S., 1969: On wave breaking and the equilibrium spectrum of wind-generated waves. *Pro. Roy. Soc. (London)*, **A310**, 151-159.
- 49) Mangarella, P. A., A. J. Chambers, R. L. Street and E. Y. Hsu, 1973: Laboratory studies of evaporation and energy transfer through a wavy air-water interface. *J. Phys. Oceanogr.* **3**, 93-101.
- 50) McAlister, E. D. and W. McLeish, 1969: Heat transfer in the top millimeter of the ocean. *J. Geophys. Res.*, **74**, 3408-3414.
- 51) McAlister, E. D., W. McLeish and E. A. Corduan, 1971: Airborne measurements of the total heat flux from the sea during BOMEX. *J. Geophys. Res.*, **76**, 4172-4180.
- 52) Miles, J. W., 1957: On the generation of surface waves by shear flows. *J. Fluid Mech.*, **3**, 185-204.
- 53) Miles, J. W., 1965: A note on the interaction between surface waves and wind profiles. *J. Fluid Mech.*, **22**, 823-827.
- 54) Miles, J. W., 1967: On the generation of surface waves by shear flows, Part 5. *J. Fluid Mech.*, **30**, 163-175.
- 55) Miyake, M., M. Donelan, G. McBean, C. Paulson, F. Badgley and E. Leavitt, 1970: Comparison of turbulent fluxes over water determined by profile and eddy correlation techniques. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **96**, 132-137.
- 56) Mitsuyasu, H., 1969: On the growth of the spectrum of wind-generated waves (II). *Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ.*, **17**, 235-248.
- 57) Mitsuyasu, H., 1973: The one-dimensional wave spectra at limited fetch. *Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ.*, **20**, 37-53.
- 58) Nunez, M., J. A. Davis and P. J. Robinson, 1972: Surface albedo at a tower site in Lake Ontario. *Boundary-Layer Meteorol.*, **3**, 77-86.
- 59) Owen, P. R. and W. R. Thomson, 1963: Heat transfer across rough surfaces. *J. Fluid Mech.*, **15**, 321-334.
- 60) Pandolfo, J. P., 1969: Motions with inertial and diurnal period in a numerical model of the navifacial boundary layer. *J. Marine Res.*, **27**, 301-317.
- 61) Paulson, C. A., E. Leavitt and R. G. Fleagle, 1972: Air-sea transfer of momentum, heat and water determined from profile measurements during BOMEX. *J. Phys. Oceanogr.*, **2**, 487-497.
- 62) Payne, R. E., 1972: Albedo of the sea surface. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 959-970.
- 63) Phillips, O. M., 1957: On the generation of

- waves by turbulent wind. *J. Fluid Mech.*, **2**, 417-445.
- 64) Phillips, O. M., 1966: *The Dynamics of the Upper Ocean*. Cambridge University Press, 261 pp.
- 65) 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**, 625-656.
- 66) Pond, S., G. T. Phelps, J. E. Pasquin, G. McBean and R. W. Stewart, 1971: Measurements of the turbulent fluxes of momentum, moisture and sensible heat over the ocean. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 901-917.
- 67) Quinn, J. A. and N. C. Otto, 1971: Carbon dioxide exchange at the air-sea interface: Flux augmentation by chemical reaction. *J. Geophys. Res.*, **76**, 1539-1549.
- 68) Ruggles, K. W., 1970: The vertical mean wind profile over the ocean for light to moderate winds. *J. Appl. Meteor.*, **9**, 389-395.
- 69) Saunders, P. M., 1967: The temperature at the ocean-air interface. *J. Atmos. Sci.*, **24**, 269-273.
- 70) Schlichting, H., 1962: *Boundary-Layer Theory*, (4th ed.) New York, McGraw-Hill, 647 pp.
- 71) Schooley, A. H., 1969: Evaporation in the laboratory and at sea. *J. Marine Res.*, **27**, 335-338.
- 72) Schooley, A. H., 1971: Diffusion sublayer thickness over wind-disturbed water surfaces. *J. Phys. Oceanogr.*, **1**, 221-223.
- 73) Shemdin, O. H., 1969: Instantaneous velocity and pressure measurements above propagating waves. Tech. Rept. No. 4, NSF Grants GK-736 and GK-3986, College of Engineering, University of Florida.
- 74) Shemdin, O. M., 1972: Wind-generated current and phase speed of wind waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **2**, 411-419.
- 75) Sheppard, P. A., 1958: Transfer across the Earth's surface and through the air above. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **84**, 205-224.
- 76) Sheppard, P. A., D. T. Tribble and J. R. Garratt, 1972: Studies of turbulence in the surface layer over water (Lough Neagh), Part 1. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **98**, 627-641.
- 77) Smith, S. D., 1970: Thrust-anemometer measurements of wind turbulence, Reynolds stress, and drag coefficient over the sea. *J. Geophys. Res.*, **75**, 6758-6770.
- 78) Snyder, R. L. and C. S. Cox, 1966: A field study of the wind generation of ocean waves. *J. Marine Res.*, **24**, 141-178.
- 79) Stegen, G. R., C. H. Gibson and C. A. Friche, 1973: Measurements of momentum and sensible heat fluxes over the open ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **3**, 86-92.
- 80) Stewart, R. W., 1961: Wave drag over water. *J. Fluid Mech.*, **10**, 189-194.
- 81) Stewart, R. W., 1967: Mechanics of the air-sea interface. *Phys. Fluids.*, **10**, s 47-s 55.
- 82) Stewart, R. H., 1970: Laboratory studies of the velocity field over deep-waves. *J. Fluid Mech.*, **42**, 733-754.
- 83) Taira, K., 1972: A field study of the development of wind-waves, Part 1. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **28**, 187-202.
- 84) Taira, K., 1973: (Manuscript) Measurements of underwater Reynolds stress in the surface layer of a wave field.
- 85) Thompson, N., 1972: Turbulence measurements over the sea by a tethered-balloon technique. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **98**, 745-762.
- 86) Toba, Y., 1972: Local balance in the air-sea boundary processes (1). *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **28**, 109-120.
- 87) Toba, Y. and H. Kunishi, 1970: Breaking of wind waves and the sea surface wind stress. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **26**, 71-80.
- 88) Van Dorn, W. G., 1953: Wind stress on an artificial pond. *J. Marine Res.*, **12**, 249-276.
- 89) Volkov, Yu., A., 1968: Analysis of the spectra of sea swell developing under the action of turbulent wind. *Izv. Atmos. Oceanic Phys.*, **4**, 555-564.
- 90) Volkov, Yu. A., 1969: The spectra of velocity and temperature fluctuations in airflow above the agitated sea surface. *Izv. Atmos. Oceanic Phys.*, **5**, 723-730.
- 91) Volkov, Yu. A., 1970: Turbulent flux of momentum and heat in the atmospheric surface layer over a disturbed sea-surface. *Izv. Atmos. Oceanic Phys.*, **6**, 770-774.
- 92) Warner, J., 1973: Spectra of the temperature and humidity fluctuations in the marine boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **99**, 82-88.
- 93) Weiler, H. S. and R. W. Burling, 1967: Direct measurements of stress and spectra of turbulence in the boundary layer over the sea. *J. Atmos. Sci.*, **24**, 653-664.

- 94) Wu, J., 1968: Laboratory studies of wind-wave interactions. *J. Fluid Mech.*, **34**, 91-111.
- 95) Wu, J., 1969: A criterion for determining air-flow separation from wind waves. *Tellus*, **21**, 707-714.
- 96) Wu, J., 1971: An estimation of oceanic thermal-sublayer thickness. *J. Phys. Oceanogr.*, **1**, 284-286.
- 97) Yefimov, V. V. and A. A. Sizov, 1969: Experimental study of the field of wind velocity over the waves. *Izv. Atmos. Oceanic Phys.*, **5**, 530-537.
- 98) Zubkovsky, S. L. and T. K. Kravchenko, 1967: Direct measurements of some characteristics of atmospheric turbulence in the near-water layer. **3**, 73-77.

地方の調査研究について

(特に気象庁地方官署の役割に関連して)

講演企画委員会

このテーマが地方の大会でとりあげられるようになって、何年かが経過した。実は、この問題は、それほど新しいものではなく、中央気象台が気象庁になる(昭和31年7月)より前にもとりあげられており、予報研究ノート4巻3号(昭和28年6月)をみると、地方の調査研究の組織化の必要性が驚くほど広範な人々によってうたえられている。

この問題は、学会だけで考えていたのでは、これ以上の進展は望めないと思うので、これまで個人ベースで考えられてきた問題点を整理しておく段階にきたように思う。以下に、地方における研究のあり方(天気 Vol. 20, No 1)を中心に問題点を羅列してみた。

1. 組織化の必要

これについての反論は少ないようであるが具体的に考えようとするといろいろの意見がでてくる。組織の内容は何か、管区の調査課の役割、組織の目的あるいは調査研究と気象業務との関係などである。

2. 調査研究の進め方

1と関連しているが、人材の有無や転任問題をからめて一般にグループ研究がよしとされている。そのほか問

題設定と研究交流の問題も議論されている。

3. 将来の発展への足がかりになる現状の議論

- a) 地方配算の調査費の使い方
- b) 解説資料作成等調査業務予算
- c) 気象研究所の地方共同研究費
- d) 地方における電計利用

(新総合電子計算機, AMEDAS)

- e) 管区研究会と学会の共催の方法
- f) 研修との関係

4. 学会としての扱い

今秋の「地方における調査研究について」の座談会は、従来のように非公式会議の形式で夜開くことをやめ、正式のセッションの中に組み入れ、なるべく多数の方に参加して頂くようにした。これまでの討論を総括して学会としてまとめたものにしたためである。そのため、上記のような問題点を提起しておいたので、秋季大会より前(10月15日(月))までに下記宛意見をお寄せ頂きたい。

(〒100) 千代田区大手町 1-3-4 気象庁
電子計算室気付 講演企画委員会