海面と大気間の運動量・顕熱・水蒸気に対する輸送係数

著者	近藤 純正
雑誌名	国立防災科学技術センター 研究報告
巻	10
ページ	41-65
発行年	1974-01
URL	http://doi.org/10.24732/nied.00000702

551.551:551.554:551.465.7

海面と大気間の運動量・顕熱・水蒸気に対する輸送係数

近　藤　純　正*

国立防災科学技術センター平塚支所

Air-Sea Bulk Transfer Coefficients in Diabatic Conditions

By

Junsei Kondo*

Institute of Coastal Oceanology, National Research Center for Disaster Prevention, Nijigahama 9-2, Hiratsuka, Kanagawa-ken 254

Abstract

On the basis of recent data for the roughness Reynolds number of the sea surface together with Owen-Thomson's theory on the transfers of heat and mass between a rough surface and a flow above it, the bulk transfer coefficients of the sea surface have been estimated. For a reference height of 10 m, the neutral transfer coefficient for water vapor is larger by only a few percent than that for sensible heat. When the wind speed at the 10-m height is $u_{10}<3$ m/s, the coefficient for sensible heat C_H is larger by about 10% than that for momentum C_D. For $u_{10}>5$ m/s, however, the value of C_D exceeds the value of C_H, and for $u_{10}=15$ m/s it is shown that $C_H \approx 0.8 C_D$. It may be also proposed that $10^3 C_D=1.11$ to 1.70, $10^3 C_E=1.18$ to 1.30, and $10^3 C_H=1.15$ to 1.26 for a range of $u_{10}=4$ to 20 m/s. The diagram of the diabatic transfer coefficients versus wind speed is shown by the use of a parameter of the air-sea temperature difference. For practical purposes the coefficients are approximated by empirical formulae.

1. はしがき

国立防災科学技術センターは国際協力の地球大気開発研究（GARP）のうち，日本が主なメンバーになって行なう予定の南西諸島近海気団変質観測（AMTEX）に参加することになっている．言うまでもなく，冬から春にかけての南西諸島では，いわゆる台湾低気圧が発生するが，時にはその勢力の規模は大台風にも匹敵し，わが国の沿岸地域やその近海に大災害をもたらしている．

まだ記憶に残っている例を挙げるならば，昭和45年1月31日の台湾低気圧によって小名

* 現在：東北大学理学部地球物理学教室
* Present address: Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai, Miyagi-ken 980.

浜港で2万tの貨物船が沈没したのをはじめ，各地に大きな災害があった．当時の平塚沖海洋観測塔でも異常な高波があった．あいにく波高計の測定範囲が 5.5 m 以下であったので，記録は振り切れてしまった．しかし，観測塔に残された傷跡などから波高を推定すると，8 m 程度はあったもようである．ちなみに，この観測塔での水深は 20 m である．翌月の2月9日には，房総半島東方 280 km の海上で6万tの鉱石船「カリフォルニア丸」が遭難したのも異常に発達した低気圧の背後海域であった．

このような異常低気圧は，わが国独特のもので，中国大陸東方を流れる黒潮海流上で，乾燥寒冷な気塊が急激に変質する際に発生すると言われている．しかしながら，この異常低気圧はどのようにして発生・発達するかは十分に解明されておらず，世界的関心の一つになっている．気団変質という立場から，この台湾低気圧の発生機構の解明のため，数年前から AMTEX 計画が立案されてきた．計画の立案と並行して，その基礎研究も各研究組織で行なわれてきた（GARP 国内委員会編集，地球大気開発計画に関連した研究の成果，1973 年 2 月発行を参照）．

いよいよ 1974 年と 1975 年の2月に AMTEX が南西諸島近海で行なわれることになり，国立防災科学技術センターはその研究の中心課題の一つである海面から大気に輸送される各種エネルギー量を評価することを分担して受け持つことになった．本報告はこれまで行なわれてきた基礎的な海面境界層の研究成果を総合し，エネルギー評価の方法を作成したもので，そのまま AMTEX の際に用いることができる．なお，これは AMTEX 以外の目的，例えば水資源としての湖面蒸発量評価，その他の面にも応用することができる．

2. 研究の背景

大気と海面の間では運動量，顕熱，水蒸気量のやりとりが行なわれている．運動量輸送は海面に及ぼす摩擦応力で，吹送流の原因にもなる．顕熱は風の対流混合作用によって海面から空気へそのまま直接的に伝わる熱で，これによって，海水温や気温が下降あるいは上昇する．水蒸気輸送は蒸発であって，直接的には水が減り同時に蒸発の潜熱も失うので海水温度が低下する．その水蒸気がしばらくたって上空に運ばれて凝結し雲が発生する際に，潜熱を放出し大気を暖める．これは台風や低気圧にとって最も重要なエネルギー源になると言われている．

これら各種の輸送量を評価する一つの方法としてバルク法と呼ばれるものがある．これは大気境界層内の輸送理論を基本にしてつくられたもので，海面水温と高度数 m における風速・気温・水蒸気密度（湿度）を観測して，あとは計算で求める．

この目的のために 1940 年代から多くの研究がなされてきた．それらの取りまとめは，例えば Deacon と Webb (1962) や Roll (1965) の教科書に見られる．しかしながら海面近くの大気層の構造についての知識が十分ではなかったことにより，決定的な結論が得られてい

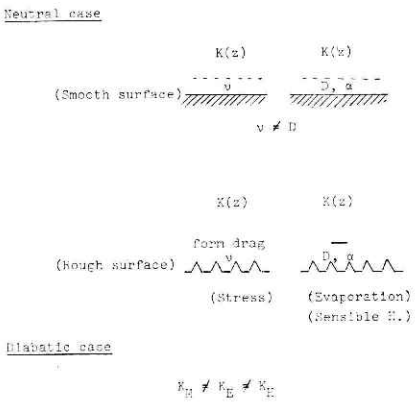


図 1 運動量輸送と熱または水蒸気輸送の相違を示す説明図

ない．

最近になって，海面近くの大気層についての研究が急に多くなり，成果も次々に報告されている．特に微風時を除外すれば，海面は空気力学的に粗面と見なされるようである．粗面上の熱や水蒸気その他のガス輸送は境界面のごく近傍では，最終的にはその流体の分子的熱伝導係数や分子拡散係数によってきまるのに対し，運動量輸送は分子粘性係数のほか，形状抵抗も加わる点が異なる．この形状抵抗は各々の粗度物体に対する気圧力の結果から生じたもので，熱やガス輸送においては存在しない．この輸送の仕方の相違が運動量輸送，すなわち摩擦係数と熱やガス輸送係数の差になってあらわれる．境界面が滑面から粗面になったとき，熱やガス輸送係数は増加するが，摩擦係数の方がもっとも大きく増加する．したがって，余談になるが，パイプ内に暖房用流体を流すときパイプの内壁を滑らかにしておくより粗面にしておく方が熱伝達は良くなるが，内壁の摩擦も増加するため流体を送る圧力も一層高めなければならない．経済的観点から滑面のほうが差し引き有利である．

一つにはそのような事情からか，滑面流に対する研究が非常に多いのに対し，粗面上の熱や物質輸送に関する研究はきわめて数が少ない．その中で，Owen と Thomson (1963) の研究はその先頭に立つものであり，彼らは十分発達した粗面流における物質輸送係数を粗度レイノルズ数の関数として表現した．

以上の事柄を図 1 に模式的に示した．図の上半分は滑面流の場合で壁面近くの摩擦は動粘性係数 ν で決まるのに対し，物質輸送は分子拡散係数 D で，熱は温度拡散係数 α で決まる．両者において，単に分子係数がちがうだけで類似性がある．その下の図は粗面流の場合で，熱や物質輸送には形状抵抗 (form drag) に対応するものがない．

これまでに述べてきたことは，すべて壁に垂直方向の温度差がきわめて小さい，いわゆる中立 (neutral) 成層の場合であるが，温度差が大きい (diabatic) 条件では，壁面からかなり離れた層での乱流拡散係数の運動量輸送に対するもの K_M，水蒸気に対するもの K_E，顕熱に対するもの K_H がそれぞれ異なることを更に考慮に入れる必要がでてくる．

前回の Kondo, Fujinawa と Naito (1973) の報告によると，海面波浪の高周波成分 (3 ないし 30 Hz 周波数) が形成する海面の幾何学的粗度の代表的な高さ h_p は風速とともに増加する．風速が 3 m/s 以下では，h_p は層流境界層の厚さ δ よりも小さいが，風速がそれよりも強くなると $h_p > \delta$ になる．そして彼らは海面の空気力学的粗度はこの h_p がつくる粗度レイノルズ数 $h_p u^*/\nu$ と密接に関係するということを提案した．ただし，u^* は風による摩擦

速度である．

以上の背景をもとにして，海面の熱と水蒸気輸送に対するバルク輸送係数を求めたのがこの報告である．

3. 基 本 式

運動量，水蒸気，顕熱輸送は次のバルク形式で与えられる．

$$\tau/\rho=u^{*2}=C_D u^2\,, \tag{1}$$

$$E/\rho=C_E(q_s-q)u\,, \tag{2}$$

$$H/c\rho=C_H(T_s-T)u\,. \tag{3}$$

ただし，τ はシヤー応力，E は蒸発量，H は顕熱，c は空気の定圧比熱，ρ は空気密度，q_s は海面水温に対する飽和水蒸気比湿，T_s は海面水温，u と q と T はそれぞれ海面上の適当な高度 z における風速と比湿と気温である．C_D と C_E と C_H はそれぞれ運動量，水蒸気，顕熱輸送に対するバルク輸送係数である．

一般化した抵抗をそれぞれ

$$f=u/u^*\,, \tag{4}$$

$$r_E=\rho u^*(q_s-q)/E\,, \tag{5}$$

$$r_H=c\rho u^*(T_s-T)/H \tag{6}$$

と定義すれば，バルク輸送係数は

$$C_D=f^{-2}\,, \tag{7}$$

$$C_E=(r_E f)^{-1}\,, \tag{8}$$

$$C_H=(r_H f)^{-1}\,. \tag{9}$$

いま，等温に近い，いわゆる中立成層の場合を考えると

$$f=\frac{1}{k}\ln\frac{z}{z_0}\,, \tag{10}$$

$$r_E=\frac{1}{k}\ln\frac{z}{z_q}\,, \tag{11}$$

$$r_H=\frac{1}{k}\ln\frac{z}{z_T} \tag{12}$$

がえられる．ここに z_0 は海面の空気力学的粗度，z_q と z_T は z_0 と類似のもので，それぞれ温度分布と比湿分布に対する粗度高のようなものである．また k はカルマン定数でおよそ 0.4 の値である．以下しばらくの間，中立成層の場合だけを考えることにし，非中立の場合はあとで述べることにする．

Owen と Thomson (1963) によるスタントン数 B_H は

$$C_H^{-1}=f(f+B_H^{-1}) \tag{13}$$

で定義される．ただしこの式には熱に対する乱流拡散係数 K_H と運動量に対する乱流拡散係

数 K_M は等しいという仮定が含まれている．もしもそうでなく，$K_H=\gamma K_M$ の場合には上式の f の代わりに f/γ とおけばよい．式 (4), (5), (6), (10) から

$$f=u/u^*=c\rho u^*(T_0-T)/H=\rho u^*(q_0-q)/E$$

が得られる．式 (9) を式 (13) に代入し，上式を用いると次式が得られる．

$$B_H^{-1}=r_H-f=c\rho u^*(T_s-T_0)/H. \tag{14}$$

式 (13) と類似な関係式でドルトン数 B_E が定義されるが，それは上記と同じ方法で次の式となる．

$$B_E^{-1}=r_E-f=\rho u^*(q_s-q_0)/E. \tag{15}$$

ここに注意として，T_s と q_s は海面の水温と比湿であり，通常の測定可能な値であるのに対し，T_0 と q_0 は高度 z_0 における形式的な気温と比湿である．

4. B_H と B_E

前節からわかるように，本報告で最終的に知りたい値の C_H と C_E は B_H と B_E がわかればよい．それで本節では流れの性質が粗面流か滑面流か，あるいはその中間の遷移領域であるかによって B_H または B_E がどのような関数形をもつかを調べてみよう．

4.1 粗面流領域の B

十分に発達した粗面流に対する Owen と Thomson (1963) の結果は

$$B_E^{-1}=0.52(u^*h/\nu)^{0.45}(\nu/D)^{0.8}. \tag{16}$$

ただし，$h=30z_0$ で Nikuradse (Schlichting, 1968, pp. 581–582 参照) の砂粒粗度に相当する高さである．D は分子拡散係数である．熱輸送に対する B_H^{-1} の場合には上式の D の代わりに温度拡散係数 α と取りかえればよい．上の結果は Chamberlain (1968) によっても再確認されている．

これを海面上に応用するには海面の効果的な h を知る必要がある．海面の空気力学的粗度には長波長の重力波は効果的でなく，表面張力重力波領域の短波長の波が効果的であると言われている．前回の Kondo, Fujinawa と Naito (1973) の結果によると，海面風が粗面流になったとき，$z_0=h_p/15$ であるから，$h=2h_p$ とおくことができる．ただし h_p は波浪高周波成分がつくる幾何学的粗度高の代表値である．今，気温が 20°C で，$\nu=0.153\,\mathrm{cm^2/s}$, $\nu/D=0.60$, $\nu/\alpha=0.71$ の場合を考えると，式 (16) は次のごとくなる．

$$B_E^{-1}=0.47(u^*h_p/\nu)^{0.45}, \tag{17}$$

$$B_H^{-1}=0.54(u^*h_p/\nu)^{0.45}. \tag{18}$$

4.2 滑面流領域の B

境界層理論から知られている結果によれば，粗度物体の高さが層流境界層の厚さ δ_M より十分に小さければ，たとえ境界面が粗であっても流れの性質は滑面流と同等である．そして $\nu/D<1$ の場合には水蒸気に対する層流層の厚さ δ_E は δ_M より厚くなる (Schlichting, 1968,

p. 280). λ を定数とすれば

$$\delta_M=\lambda\nu/u^*\,, \tag{19}$$

$$\delta_E=\delta_M(\nu/D)^{-1/3}\,. \tag{20}$$

また，層流層の厚さ δ_M のところの風速と δ_E のところの比湿はそれぞれ次式で与えられる．

$$u(\delta_M)=\frac{\tau\delta_M}{\nu\rho}=\frac{\lambda\tau}{\rho u^*}\,, \tag{21}$$

$$q(\delta_E)=q_s-\frac{E\delta_E}{\rho D}=q_s-\frac{\lambda E}{\rho u^*}(\nu/D)^{2/3}\,. \tag{22}$$

式 (5), (10), (20), (22) を式 (15) に代入して最終的に次式を得る．

$$B_E^{-1}=\lambda\left(\frac{\nu}{D}\right)^{2/3}+\frac{1}{k}\ln\frac{\beta(\nu/D)^{1/3}}{\lambda}\,. \tag{23}$$

ただし

$$\beta=u^*z_0/\nu\,. \tag{24}$$

特に，$D=\nu$ のときは式 (23) は $B_E^{-1}=0$ となる．

滑面流に対しては，$\beta=0.111$, $\lambda=11.6$ であることが知られている．気温が 20°C とすると式 (23) は

$$B_E^{-1}=-3.8 \tag{25}$$

となる．式 (23) の D を α ととりかえ，気温が 20°C とすれば

$$B_H^{-1}=-2.7\,. \tag{26}$$

4.3 遷移領域の B

前記二つの中間が遷移領域である．この領域に対しては有効な層流層の厚さについての仮定を設ける．式 (10), (19), (21) から

$$\lambda=\frac{1}{k}\ln\frac{\nu\lambda}{u^*z_0} \tag{27}$$

が得られる．上式の解は $u^*z_0/\nu<0.91$ に対して存在し，λ を u^*z_0/ν の関数として図 2 に示した．

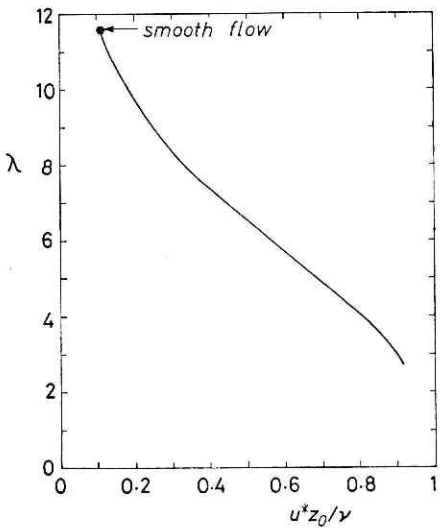


図 2　有効層流層の厚さをあらわす係数 λ と u^*z_0/ν との関係

図の左上の丸印は $\lambda=11.6$ で前節の滑面流に対する値である．λ は u^*z_0/ν が増加するとともに減少するので，層流層の有効な厚さは滑面流領域に対する式 (19) で与えられる厚さよりも薄くなることを意味している．これを支持する実験的証拠は Hill (1972) の研究によって示されている．式 (23) と図 2 の λ を用いることによって遷移領域の B_E^{-1} を求めることができる

(後述の図6の曲線 3).

5. 海面の抵抗係数

この報告では，海面の抵抗係数すなわち運動量輸送に対するバルク輸送係数は粗度レイノルズ数の関数であらわす．Kondo, Fujinawa と Naito (1973) によると，海面粗度の代表値 h_p は風が弱い時には δ_M よりずっと小さいので，高度 10 m の風速 u_{10} が 2 m/s 以下の場合は海面抵抗は空気力学的滑面流の場合と同じで，次式で与えられる．

$$C_D=\left[\frac{k}{\ln(zu^*/\beta\nu)}\right]^2, \qquad u_{10}\leqslant 2\ \mathrm{m/s}. \tag{28}$$

一方，$u_{10}\geqslant 8$ m/s の場合は，$h_p>\delta_M$ となり，海上風は十分に発達した粗面流になる．そして彼らは，$u_{10}=8$ m/s に対して $h_p/z_0=15$ の関係（ただし $u^*h_p/\nu=67$）を提出した．本報告では $u_{10}\geqslant 8$ m/s に対しても $h_p/z_0=15$ の関係を用いることにする．図3の丸印の記号は $h_p/15$ の観測値を示し，これは中立状態に近いときのデータである．u_{10} の単位を m/s で表わすと

$$10^3C_D(10\ \mathrm{m})\approx 1.2+0.025u_{10}, \qquad u_{10}\geqslant 8\ \mathrm{m/s}. \tag{29}$$

ただし，$C_D(10\ \mathrm{m})$ は高度 10 m の抵抗係数を意味する．

次に $2\leqslant u_{10}\leqslant 8$ m/s の遷移領域に対しては，粗度関数 R を用いて抵抗係数を決定する．R は Schlichting (1968, p. 582) の教科書を参照すると

$$\frac{u}{u^*}=\frac{1}{k}\ln\frac{z}{h_p}+R \tag{30}$$

の式で定義される．滑面流に対しては

$$R=5.5+\frac{1}{k}\ln\frac{u^*h_p}{\nu}, \tag{31}$$

また粗面流に対しては

$$R=\frac{1}{k}\ln\frac{h_p}{z_0} \tag{32}$$

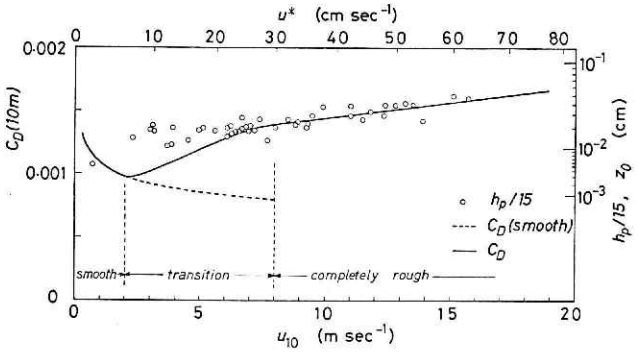


図 3 高度 10 m の抵抗係数と風速との関係

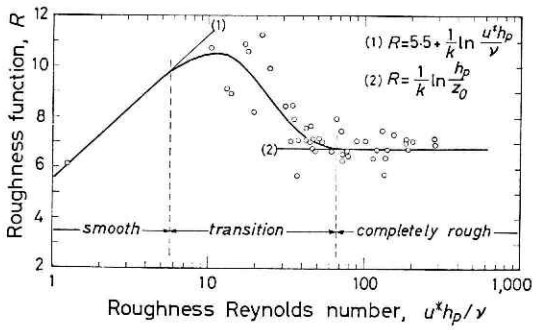


図 4　粗度関数と粗度レイノルズ数との関係

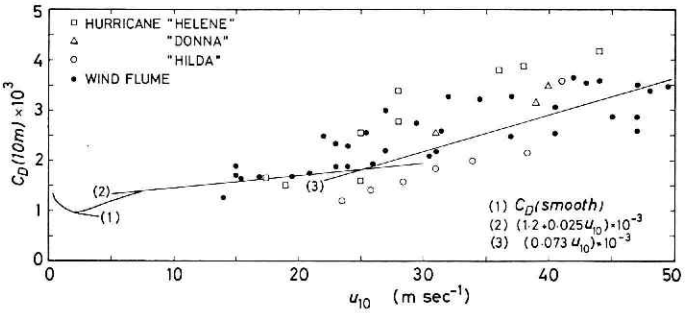


図 5　高速風胴水槽実験またはハリケーン内の運動量収支からきめた抵抗係数と本研究できめた抵抗係数の比較

で与えられる．図4の線1と線2はそれぞれ式 (31) と式 (32) を示している．

さて，$2 \leqslant u_{10} \leqslant 8$ m/s での $C_D(10\,\mathrm{m})$ をきめるわけであるが，まず，この範囲すなわち $5.7 \leqslant u^* h_p/\nu \leqslant 67$ に対して，任意の $C_D(10\,\mathrm{m})$ の形を与える．そうすれば u^* と R が式 (1) と式 (30) から求まる．こういうことを何回かくり返して最終的な R の関数形が Nikuradse の砂粒粗度に対する R の関数形 (Schlichting, 1968, p. 583) に似るまで行なう．このようにして得られた最終的な $C_D(10\,\mathrm{m})$ が図3の $2 \leqslant u_{10} \leqslant 8$ m/s の範囲に示されている．また同様に R が図4の $5.7 \leqslant u^* h_p/\nu \leqslant 67$ の範囲に示されている．図4の R の全体の形は砂粒粗度に対する R とよく似ていることがわかる．ただし，粗面流領域で図4では $R=6.8$ $(h_p/z_0=15)$ に対し，Nikuradse の実験では $R=8.5$ $(h/z_0=30)$ となっていることが異なる．これは h が砂粒粗度の高さに対し，h_p は海面粗度の高さであって，$h=2h_p$ の関係から生じたものである．

上記の方法によって C_D をきめたが，これは現在のところ遷移領域の C_D の関数形が分かっていないので，やむを得ないことである．

このようにしてきめた C_D と風速の関係が，どの風速範囲まで補外できるかを調べるために，図5に強風時の C_D と比較した．黒丸印の記号は Kunishi と Imasato (1966) が風胴水槽実験で得たもの，その他の記号はハリケーン内の運動量収支計算の残余項から得られたも

のである．ハリケーン“Helene”と“Donna”は Miller (1966)，“Hilda”は Hawkins と Rubsam (1968) による結果である．線 (2) は本報告で得られた式 (29) であるが，全く独立な方法で得た C_D であるにもかかわらず，風速が 15 m/s から 25 m/s 付近までの範囲で両者はほぼ一致している．式 (29) は $u_{10} \leqslant 16$ m/s に対して得た実験式であるが，u_{10} が 25 m/s 付近まで適用してもよさそうである．

6. 海面のドルトン数 B_E

種々の観測データに式 (11) と (15) を用いることによって B_E^{-1} を u^*h_p/ν の関数として得ることができ，図 6 に結果が示されている．各記号の 1 点は多くの観測を平均して得られたものである．B_E^{-1} を求めるに際して，図 3 に示された u_{10} と h_p または u_{10} と $C_D(10\,\mathrm{m})$ の関係を用いた．

同図の線 (1) は式 (17) を，線 (4) は式 (25) を示す．線 (3) は $5.7 \leqslant u^*h_p/\nu \leqslant 25$ ($0.11 \leqslant u^*z_0/\nu \leqslant 0.91$) 内の遷移領域に対する λ を式 (23) に用いて得られる値である．また，上記範囲の外，すなわち $25 \leqslant u^*h_p/\nu \leqslant 67$ の遷移領域に対しては太い破線で補間することにした．太い実線と破線で結んだ関係をこの研究で用いる．

参考のため，図 6 には線 (2) を示すが，これは

$$B_E^{-1} = \frac{1}{k} \ln \frac{\nu + k u^* h_p/15}{D} \tag{33}$$

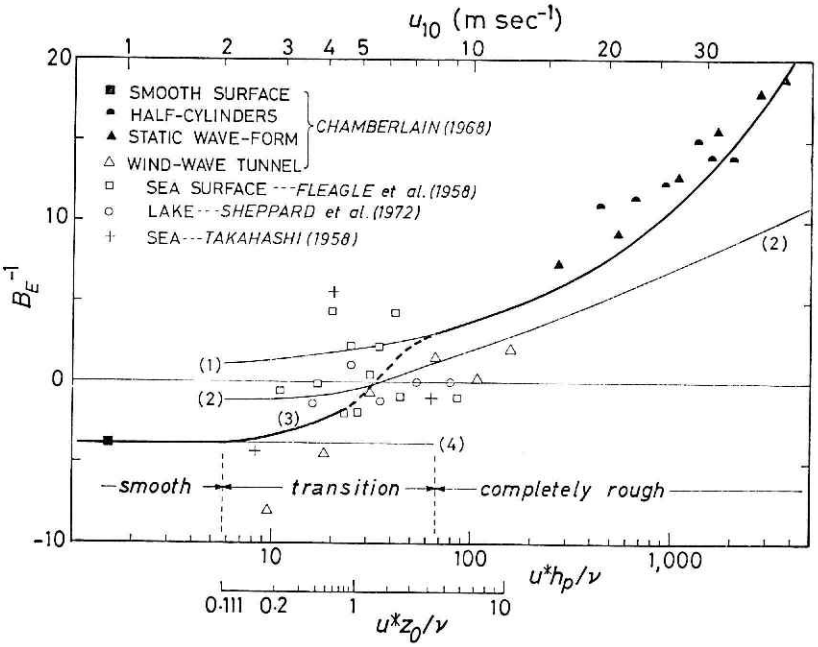


図 6 海面のドルトン数の逆数と粗度レイノルズ数との関係．詳細は本文参照．

であって次の蒸発の式と同等のものである．

$$E=\frac{\rho k u^*(q_s-q)}{\ln[(D+ku^*z)/D]}\ . \tag{34}$$

上式は Sheppard (1958) が提案した $K_M=\nu+ku^*(z+z_0)$ と $K_E=D+ku^*z$ の仮定から得られる．

図6に示された観測点と理論値を $2<u_{10}<10$ m/s の範囲で見るかぎり，どのカーブが正しいかを断定することはできないが，この報告で提案している太い実線と破線を結ぶ線が B_E^{-1} であるとしても不都合ではなさそうである．

7. 断熱条件における輸送係数

前節で得られたドルトン数と図3で示された $C_D(10\,\mathrm{m})$ それに式 (7), (8), (15) を用いて，水蒸気に対する輸送係数 $C_E(10\,\mathrm{m})$ を求めることができる．また，それと同じ方法で顕熱に対する輸送係数 $C_H(10\,\mathrm{m})$ も得られる．図7の破線は C_E を，点線は C_H を示す．

この図から，$u_{10}<2$ m/s では輸送係数は風速が増加するにしたがって減少するが，$u_{10}>2$ m/s では風速とともに輸送係数は増加することがわかる．しかし増加割合は $C_D(10\,\mathrm{m})$ の増加割合より小さい．$8<u_{10}<25$ m/s で輸送係数は近似的に一定値をとり，$C_E(10\,\mathrm{m})=(1.28\pm0.02)\times10^{-3}$，$C_H(10\,\mathrm{m})=(1.24\pm0.02)\times10^{-3}$ である．$C_E(10\,\mathrm{m})$ は $C_H(10\,\mathrm{m})$ より2ないし5% だけ大きい．

この研究で得られた輸送係数を観測から得られている値と比較してみよう．Weiler と

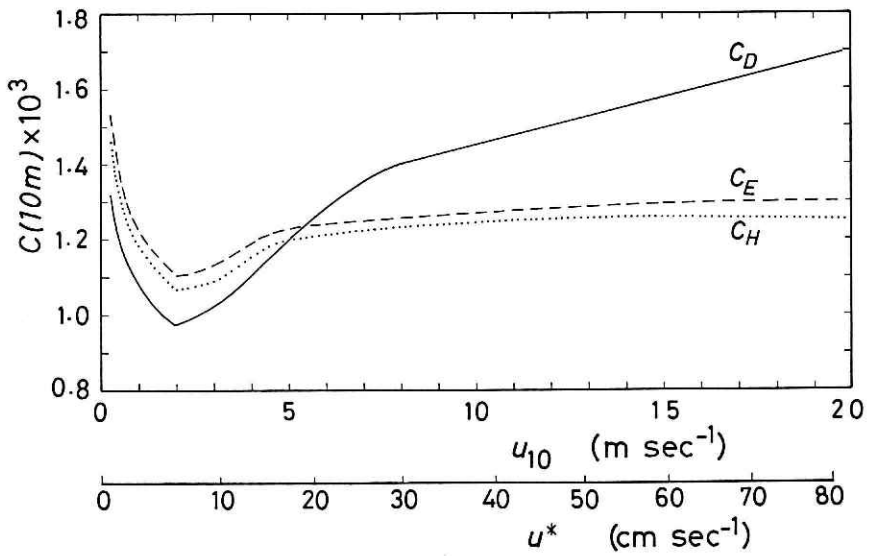


図7　断熱時の高度 10 m における抵抗係数 C_D，蒸発輸送係数 C_E，及び顕熱輸送係数 C_H の風速への依存性．

Burling (1967) は u_{10} が2ないし 11 m/s に対し $C_D(10\,\mathrm{m})=(1.4\pm0.4)\times10^{-3}$ を，Miyake ら (1970) は u_{10} が 4ないし 9 m/s に対し $C_D(10\,\mathrm{m})=(1.1\pm0.2)\times10^{-3}$ を得ている．また，C_D が風速とともに増すという今回の結果と同じ傾向は Deacon と Webb (1962), Zubkovsky と Kravchenko (1967), Hicks と Dyer (1970), Kondo ら (1972), および Smith (1973) の報告にも見られる．一方，C_E と C_H の観測値は非常に数が少ないが，Pond ら (1971) は $C_E(10\,\mathrm{m})=1.2\times10^{-3}$ を $u_{10}=5\sim7$ m/s に対し提出している．また，Hicks (1972) は $u_{10}=2\sim6$ m/s に対し $C_E(10\,\mathrm{m})\approx C_H(10\,\mathrm{m})=1.4\times10^{-3}$ を得ている．

8. 非断熱条件における輸送係数

Deardorff (1968) は中立すなわち断熱条件における輸送係数が抵抗係数に等しいと仮定した場合の輸送係数の安定度への依存性を調べている．また，Kondo (1962b) は蒸発図表の作成に際して上と同様なことをやっているが更に z_0 が u^* に依存することも考慮している．

本報告では，z_0 が u^* に依存し，しかも中立時に C_D と C_H および C_E はお互いに等しくないという考慮をして，非断熱時の輸送係数を実用的な安定度助変数で表現しようとするものである．この助変数は適当な高度の風速と気温および海面水温の観測値で決められるものとする．

8.1 非断熱時の基本式

非断熱時 (diabatic) の輸送係数として添え字 D をつけてあらわすと次式が定義によって示される．

$$C_{DD}=(u^*/u)^2=k^2\phi_M^{-2}\,, \tag{35}$$

$$C_{HD}=\frac{H}{c\rho u(T_0-T)}=k^2\phi_M^{-1}[\phi_H+c\rho ku^*(T_s-T_0)H^{-1}]^{-1}\,, \tag{36}$$

$$C_{ED}=\frac{E}{\rho u(q_s-q)}=k^2\phi_M^{-1}[\phi_E+\rho ku^*(q_s-q_0)E^{-1}]^{-1}\,. \tag{37}$$

ただし

$$\phi_M(\zeta,\zeta_0)=\frac{ku}{u^*}=\int_{\zeta_0}^{\zeta}\frac{\Phi_M}{\zeta}\mathrm{d}\zeta\,, \tag{38}$$

$$\phi_H(\zeta,\zeta_0)=\frac{c\rho ku^*(T_0-T)}{H}=\int_{\zeta_0}^{\zeta}\frac{\Phi_H}{\zeta}\mathrm{d}\zeta\,, \tag{39}$$

$$\phi_E(\zeta,\zeta_0)=\frac{\rho ku^*(q_0-q)}{E}=\int_{\zeta_0}^{\zeta}\frac{\Phi_E}{\zeta}\mathrm{d}\zeta\,, \tag{40}$$

$$\zeta=\frac{z}{L}\,,\qquad \zeta_0=\frac{z_0}{L}\,, \tag{41}$$

$$T^*=-\frac{H}{c\rho u^*}\,,\qquad q^*=-\frac{E}{\rho u^*}\,, \tag{42}$$

$$L=-\frac{c\rho\Theta u^{*3}}{gkH}=-\frac{\Theta u^{*2}}{gkT^{*}}\,. \tag{43}$$

Φ_M, Φ_H, Φ_E はそれぞれ無次元の風速傾度，気温減率と比湿傾度，L はモニン・オブコフ長 (Lumley と Panofsky, 1964, p. 102 参照)，その他の記号は慣例のものとする．

式 (14) を式 (36) に，また式 (15) を式 (37) に代入して

$$C_{HD}=k^2[\psi_M(\psi_H+kB_H^{-1})]^{-1}\,, \tag{44}$$

$$C_{ED}=k^2[\psi_M(\psi_E+kB_E^{-1})]^{-1} \tag{45}$$

を得る．ただし

$$B_H^{-1}=C_D^{1/2}(C_H^{-1}-C_D^{-1})\,, \tag{46}$$

$$B_E^{-1}=C_D^{1/2}(C_E^{-1}-C_D^{-1})\,. \tag{47}$$

最近の接地層における風速等の鉛直分布の観測から，Dyer と Hicks (1970) は不安定成層に対し次式を提出している．

$$\Phi_M=(1-16\zeta)^{-1/4}\,, \tag{48}$$

$$\Phi_H=\Phi_E=(1-16\zeta)^{-1/2}\,. \tag{49}$$

一方，安定成層に対しては，Kondo (1962a, b), McVehil (1964), Webb (1970), Businger ら (1971) の結果を総合して次式が得られる．

$$\left.\begin{aligned}\Phi_M=\Phi_H=\Phi_E&=1+6\zeta\,, && (\zeta\leqslant 0.3)\\ &=(1+22.8\zeta)^{1/2}\,. && (\zeta\geqslant 0.3)\end{aligned}\right\} \tag{50}$$

図 8 に上記の式を破線で示し，観測値と比較した．また，図 9 には Φ_M/Φ_H の比をとって上

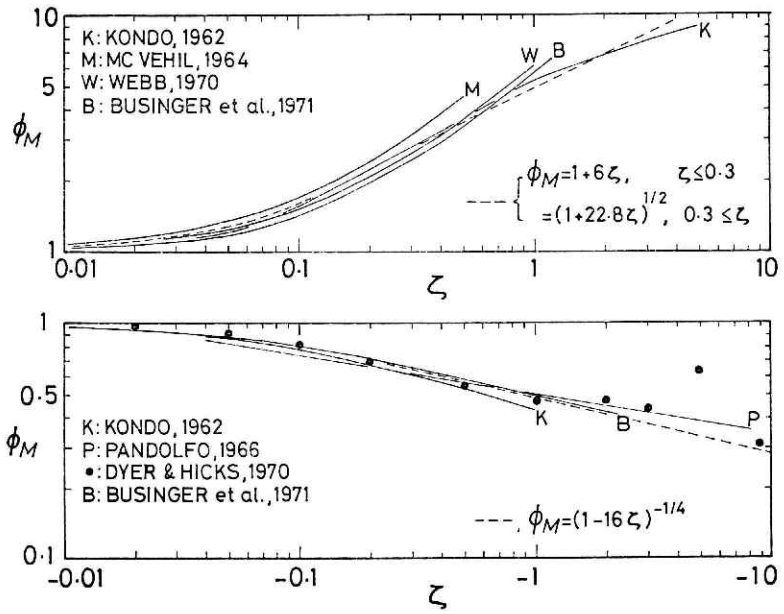


図 8　無次元化された風速シヤー関数．上半分は安定，下半分は不安定条件のとき．

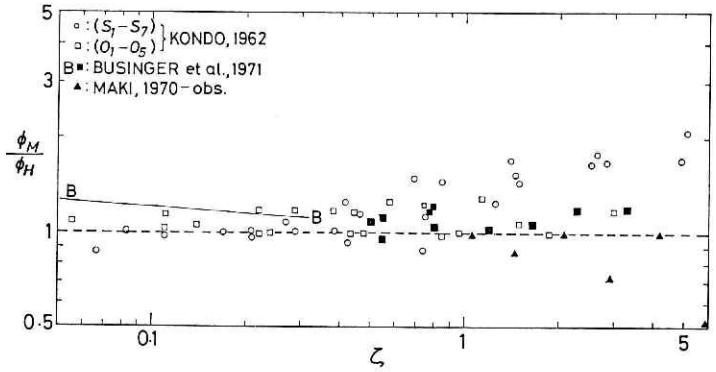


図 9 風速シヤー関数と気温傾度関数の比．(a) 図は安定，(b) 図は不安定条件のとき．

式から導かれるものを破線で，観測値を実線または記号で示した．

式 (48) から (50) を，式 (38) から (40) に代入し，ζ_0 から ζ まで積分すると，以下の結果がえられる．

不安定条件 ($\zeta<0$) に対し

$$\phi_M=\int_{\zeta_0}^{\zeta}\frac{d\zeta}{\zeta}-2\int_{x_0}^{x}\left(\frac{1}{1+x}+\frac{x}{1+x^2}-\frac{1}{1+x^2}\right)dx$$

$$=\ln\frac{\zeta}{\zeta_0}-2\ln\frac{x+1}{x_0+1}-\ln\frac{x^2+1}{x_0^2+1}+2(\tan^{-1}x-\tan^{-1}x_0)\,. \qquad (51)$$

ただし

$$x=\Phi_M^{-1}=(1-16\zeta)^{1/4}\,,$$

$$x_0=(1-16\zeta_0)^{1/4}$$

(Paulson, 1970 も参照のこと)．また，

$$\phi_H=\phi_E=\int_{\zeta_0}^{\zeta}\frac{d\zeta}{\zeta(1-16\zeta)^{1/2}}$$

$$=\ln\frac{x-1}{x_0-1}-\ln\frac{x+1}{x_0+1}\,. \qquad (52)$$

ただし

$$x=(1-16\zeta)^{1/2},$$
$$x_0=(1-16\zeta_0)^{1/2}.$$

$0<\zeta\leqslant 0.3$ の安定条件に対し

$$\phi_M=\phi_H=\phi_E=\ln\frac{\zeta}{\zeta_0}+6(\zeta-\zeta_0). \tag{53}$$

$\zeta\geqslant\zeta_2=0.3$ の安定条件に対し

$$\phi_M=\phi_H=\phi_E=\ln\frac{\zeta_2}{\zeta_0}+6(\zeta_2-\zeta_0)+2(x-x_2)$$
$$+\ln\frac{x-1}{x_2-1}-\ln\frac{x+1}{x_2+1}. \tag{54}$$

ただし

$$x=(1+22.8\zeta)^{1/2},$$
$$x_2=(1+22.8\zeta_2)^{1/2}.$$

以上で示された式を用いれば非断熱時の輸送係数が得られる．

8.2　高度 10 m に対する輸送係数

計算で輸送係数をもとめる具体的手続きは次のとおりである．まず第一に，任意の中立風速 $(u)_N$ をとると，断熱条件の輸送係数 C_D, C_H, C_E が求まる（図7と後節の実験式も参照）．すると，式 (1) と $(u)_N$ から u^* が得られ，式 (46) と (47) を用いて，B_H^{-1} と B_E^{-1} が計算される．第二に，任意の T^* と q^* を選ぶと，ζ_0, ζ, ϕ が式 (41)～(43)，式 (51)～(52) または式 (53) と (54) から求まる．したがって，C_{DD}, C_{HD}, C_{ED} が式 (35)，(44) と (45) から求まる．最後に，式 (35) と (36) から非断熱時の u と T_s-T がわかる．

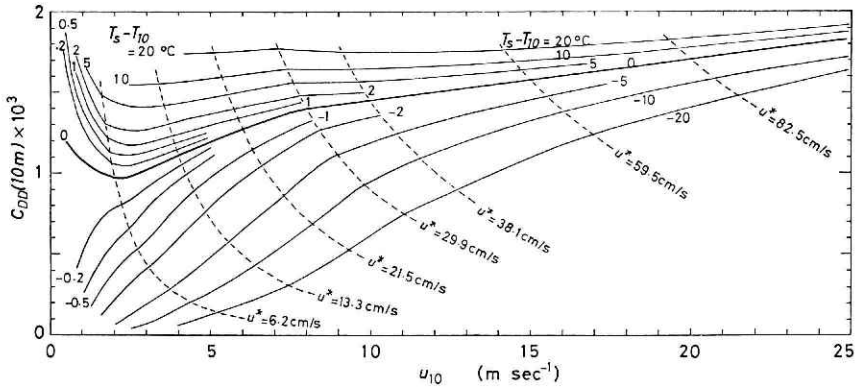
上記方法で，u, T_s-T, C_{DD}, C_{HD}, C_{ED} の一組が得られるが，このような組を数百組求めて1枚のグラフ用紙にプロットする．横軸に風速，縦軸に輸送係数をとり，海面温度と気温差を助変数にして描いた．

図 10 (a) は高度 10 m に対する運動量輸送係数，(b) 図は蒸発に対するもの，(c) 図は顕熱に対するものである．参考のために u^* の等値線を破線で示してある．太い実線は図7で示した断熱時 ($T_s-T=0$) の輸送係数である．

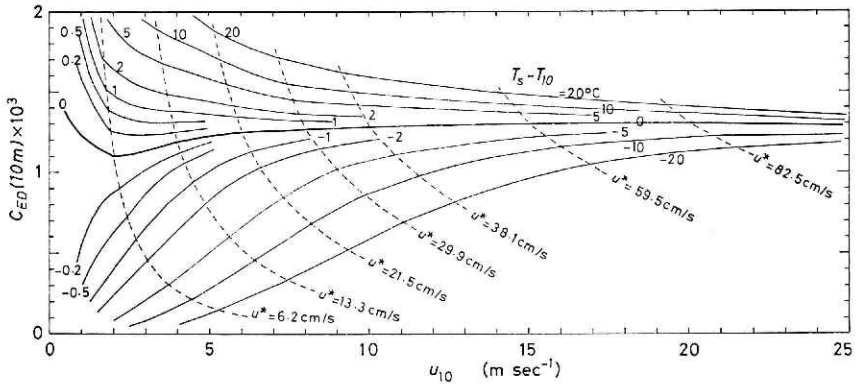
この図からわかることは，微風時には，たとえ水温と気温の差が小さくても，すなわち $|T_s-T|<2$°C でも安定度の影響は非常に大きい．強風のときは，例えば u_{10} が 15 m/s 以上のときは $|T_s-T_{10}|<10$°C ならば非断熱時の輸送係数は断熱時の輸送係数から ±20% 以上はちがわない．

8.3　高度 2.5 m に対する輸送係数

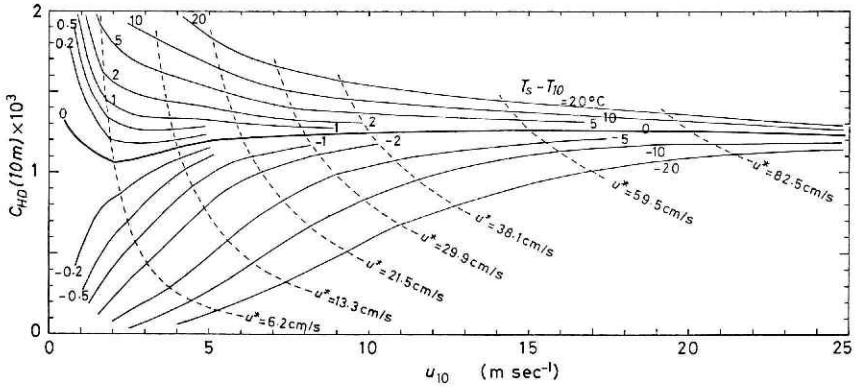
湖面などのように高い波浪がない場合には高度 2～3 m 付近の高さで観測することが実用



(**a**)

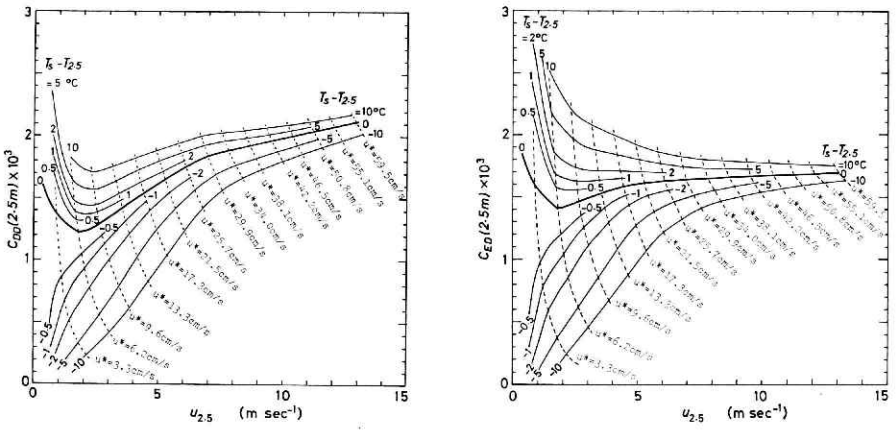


(**b**)



(**c**)

図 10 非断熱条件の輸送係数と風速との関係を水温と気温の差を助変数として示した図．ただし，高度が 10 m の場合．(a) 図は運動量，(b) 図は蒸発，(c) 図は顕熱輸送に対するもの．



(a)　　(b)

図 11　図 10 と同じ．ただし，高度が 2.5 m のとき．

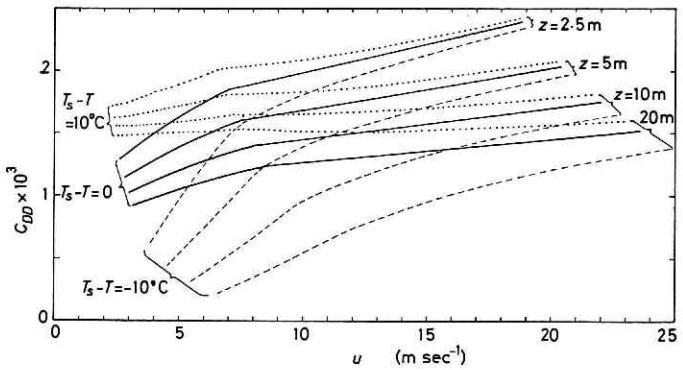
上便利である．前節と同様な手続きで高度 2.5 m に対する輸送係数を求め，$T_s-T_{2.5}$ の等値線を引いたのが図 11 である．(a) 図は運動量輸送係数，(b) 図は蒸発輸送係数である．C_{HD} は C_{ED} とほんど同じであるから図を省略した．

8.4　各高度に対する輸送係数の比較

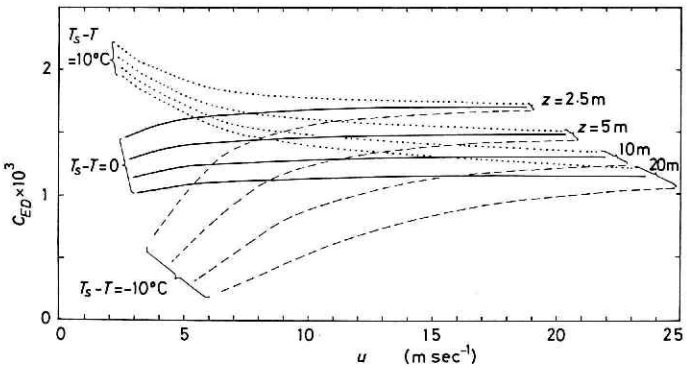
一般には，観測の実行に際しては種々の制約から測器設置高度はいろいろの場合があり得る．高度 z=2.5 m, 5 m, 10 m, 20 m に対する輸送係数を同一グラフに記入して比較してみた．図 12 (a) は運動量輸送係数，(b) 図は蒸発輸送係数，(c) 図は顕熱輸送係数である．横軸の u はそれぞれ各高度の非断熱時の風速である．水温と気温の差が 10°C, 0°C, −10°C の三つの場合だけを示した．

図から言えることは，高度が高くなればなるほど安定度の影響が大きくなるので温度差の測定精度を上げなければならなくなる．したがって低い高度で測定することがこの点だけから考えれば有利である．

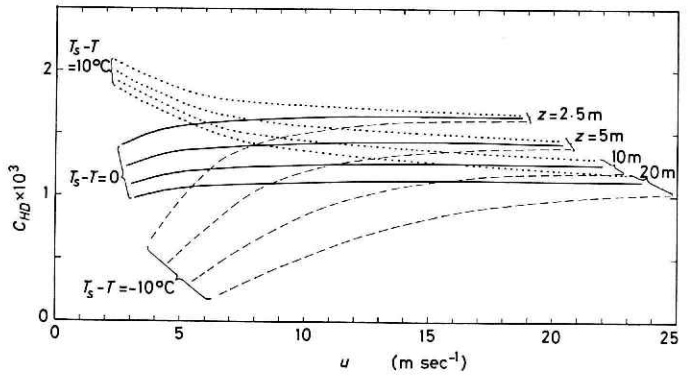
高い高度で測定して有利な点は，波しぶきの影響を受けにくいことのほかに，本報告で用いている B_E^{-1} や B_H^{-1} の誤差の影響が小さくなる．なぜなら，B_E^{-1} や B_H^{-1} は高度 z に依存しない関数であるのに対し，$f=u/u^*$ は z とともに大きくなる関数である．したがって式 (13) から理解できるように z が大きくなると，C_H の誤差は小さくなる．また式 (10) からも理解されるように，f は z が増すにしたがって z_0 の誤差の影響が相対的に小さくなる．以上二つの点からすれば z は大きい方が有利である．しかし，また逆に関数 Φ の誤差は z が増すにしたがってその影響は大きくなる．このようなことを総合すると，風が強いような場合には z を大きく選び，風が弱い場合には z を小さく選べば実際の精度は良くなる．



(a)



(b)



(c)

図 12 高度が 2.5 m, 5 m, 10 m, 20 m に対する輸送係数の比較．ただし，水温と気温の差が 10°C, 0°C, −10°C の場合．(a) 図は運動量，(b) 図は蒸発，(c) 図は顕熱輸送に関するもの．

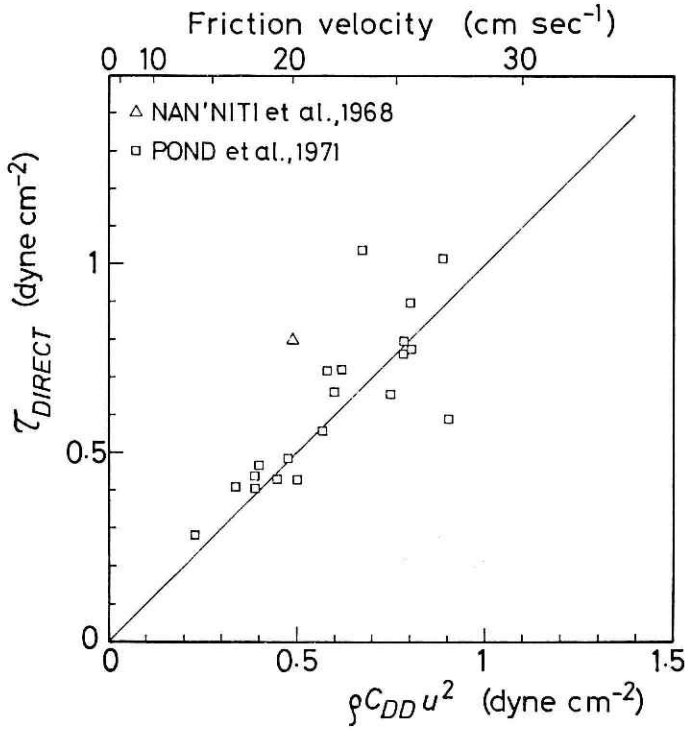


図 13(a)　直接測定とバルク法による輸送量の比較．海面応力の場合．

9.　輸送量の実測値とバルク法による値との比較

最近の技術の進歩によって各種輸送量の実測が可能になった．しかしながら，その精度については測器自体の精度とは別に必ずしもすべての観測が満足できるものでないようである．Kraus (1968) や Hidy (1972) がこの点に関して批判している．Hidy によると，直接測定の誤差はおそらく ±50% を越えるだろうと述べている．

現在までのところ，有用な直接測定輸送量の例は非常に少ないが，本報告で得られたバルク法による計算値と比較してみよう．図 13 は Nan'niti ら (1968), Pond ら (1971) および Thompson (1972) の直接測定との比較を示したものである．

観測値は相当にばらついてはいるが，全体としては両者はほぼ一致して系統的なはずれはないように見うけられる．しかし，本報告のバルク方式の適用が確実かどうかを調べるには，将来もっと多くの精度の高い直接測定輸送量が特に強風時に観測される必要があろう．

10.　実用上の近似式

大量のデータ処理の場合は，図 10 や図 11 をいちいち読みとって計算することは労力がたいへんである．しかも AMTEX 観測の場合のように，各観測点の測器高度が不統一では

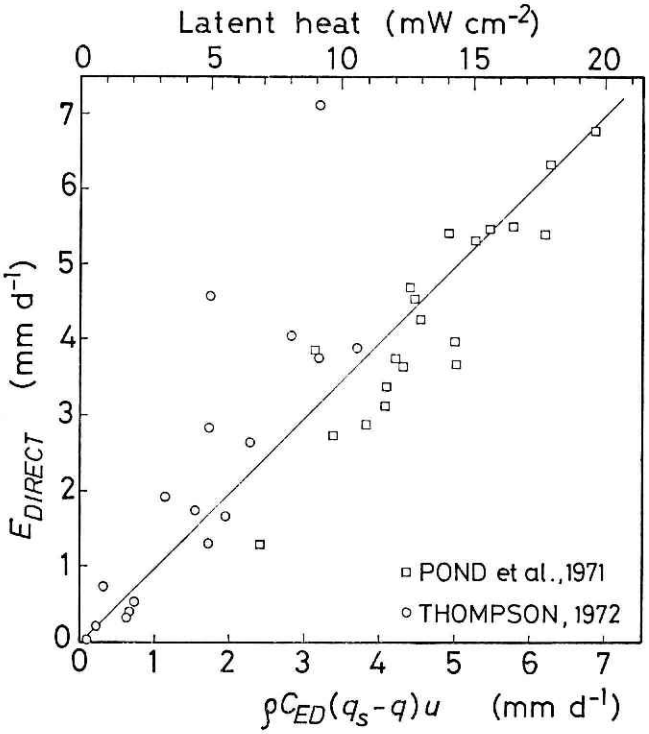


図 13(b) 直接測定とバルク法による輸送量の比較．蒸発の場合．

データ処理は計算機にたよるしか方法がない．そのような場合に便利な実験式と計算方式をこの節で述べる．

10.1 断熱条件に対する実験式

風速の単位を m/s であらわすと，図7の曲線の近似実験式は次のごとくなる．

$0.3 \leqq u_{10} \leqq 2.3$ m/s に対し

$$\left.\begin{aligned} 10^3 C_D(10\,\mathrm{m}) &\approx 1.08 u_{10}^{-0.15}, \\ 10^3 C_H(10\,\mathrm{m}) &\approx 1.185 u_{10}^{-0.157}, \\ 10^3 C_E(10\,\mathrm{m}) &\approx 1.23 u_{10}^{-0.16}. \end{aligned}\right\} \tag{A.1}$$

$2.2 \leqq u_{10} \leqq 5$ m/s に対し

$$\left.\begin{aligned} 10^3 C_D(10\,\mathrm{m}) &\approx 0.771 + 0.085 u_{10}, \\ 10^3 C_H(10\,\mathrm{m}) &\approx 0.927 + 0.0546 u_{10}, \\ 10^3 C_E(10\,\mathrm{m}) &\approx 0.969 + 0.0521 u_{10}. \end{aligned}\right\} \tag{A.2}$$

$5 \leqq u_{10} \leqq 8$ m/s に対し

$$\left.\begin{aligned} 10^3 C_D(10\,\mathrm{m}) &\approx 0.867 + 0.0667 u_{10}, \\ 10^3 C_H(10\,\mathrm{m}) &\approx 1.15 + 0.01 u_{10}, \\ 10^3 C_E(10\,\mathrm{m}) &\approx 1.18 + 0.01 u_{10}. \end{aligned}\right\} \tag{A.3}$$

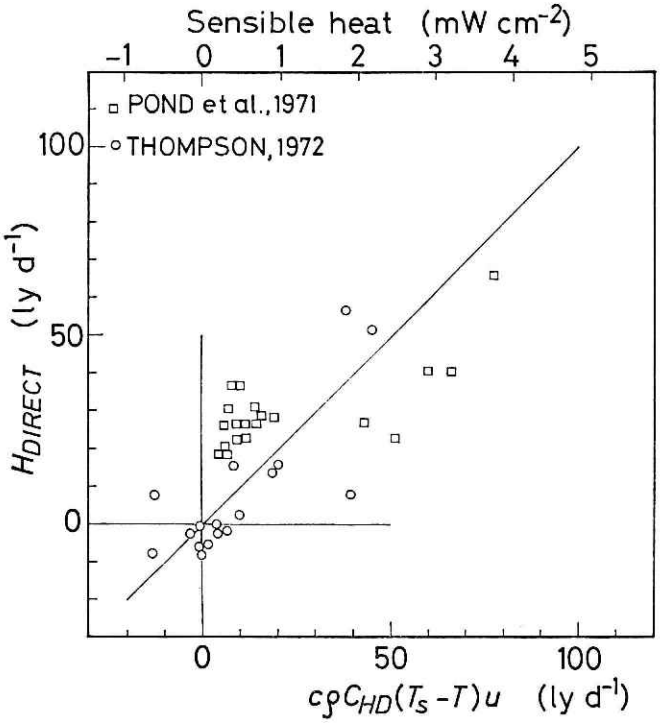


図 13(c)　直接測定とバルク法による輸送量の比較．顕熱の場合．

$8 \leqslant u_{10} \leqslant 25$ m/s に対し

$$\left.\begin{aligned} 10^3 C_D(10\text{ m}) &\approx 1.2+0.025u_{10}\,, \\ 10^3 C_H(10\text{ m}) &\approx 1.17+0.0075u_{10}-0.00045(u_{10}-8)^2\,, \\ 10^3 C_E(10\text{ m}) &\approx 1.196+0.008u_{10}-0.0004(u_{10}-8)^2\,. \end{aligned}\right\} \qquad \text{(A.4)}$$

$25 \leqslant u_{10} \leqslant 50$ m/s に対し

$$\left.\begin{aligned} 10^3 C_D(10\text{ m}) &\approx 0.073u_{10}\,, \\ 10^3 C_H(10\text{ m}) &\approx 1.652-0.017u_{10}\,, \\ 10^3 C_E(10\text{ m}) &\approx 1.68-0.016u_{10}\,. \end{aligned}\right\} \qquad \text{(A.5)}$$

ただし上記の式は海水しぶきの影響が小さいという仮定のもとに得られているので，おそらく暴風などの場合にはしぶきの影響もきくようになり式 (A.5) は多少ちがったものになると予想される．

10.2　高度 10 m から z の輸送係数への変換

第7節で述べたと同じ手続きで，$C(z)$ を求めることは可能であるが，実用上は $C(10\text{ m})$ がすでに実験式として得られているので，$C(10\text{ m})$ から $C(z)$ へ変換する方がよい（特に AMTEX のような場合）．

さて C_D は書き直すと

表 1 断熱条件の輸送係数で，高度がそれぞれ 2.5 m, 5 m, 10 m, 20 m の場合．

$(u_{10})_N$ cm/s		200	400	800	1200	1600	2000
u^*	cm/s	6.24	13.33	29.93	46.48	63.98	82.46
z_0	cm	0.0027	0.0061	0.0228	0.0330	0.0454	0.0613
$z=2.5$ m	u cm/s	178	354	696	1037	1378	1712
	$C_D\times10^3$	1.22	1.42	1.85	2.00	2.16	2.31
	$C_H\times10^3$	1.35	1.47	1.60	1.63	1.64	1.64
	$C_E\times10^3$	1.41	1.52	1.64	1.68	1.70	1.70
$z=5$ m	u cm/s	189	377	748	1120	1489	1857
	$C_D\times10^3$	1.09	1.25	1.60	1.72	1.85	1.97
	$C_H\times10^3$	1.19	1.30	1.40	1.42	1.43	1.43
	$C_E\times10^3$	1.24	1.34	1.43	1.46	1.48	1.48
$z=10$ m	u cm/s	200	400	800	1200	1600	2000
	$C_D\times10^3$	0.97	1.11	1.40	1.50	1.60	1.70
	$C_H\times10^3$	1.06	1.15	1.23	1.25	1.26	1.26
	$C_E\times10^3$	1.10	1.18	1.26	1.29	1.30	1.30
$z=20$ m	u cm/s	211	423	852	1282	1711	2142
	$C_D\times10^3$	0.88	0.99	1.24	1.32	1.40	1.48
	$C_H\times10^3$	0.95	1.02	1.09	1.11	1.12	1.11
	$C_E\times10^3$	0.98	1.05	1.12	1.14	1.15	1.15

$$C_D=k^2[\ln(z/z_0)]^{-2}$$
$$=k^2[\ln(z_{10}/z_0)-\ln(z_{10}/z)]^{-2}$$
$$=k^2\{k[C_D(10\text{ m})]^{-1/2}-\ln(z_{10}/z)\}^{-2}. \qquad (A.6)$$

ただし，z_{10} は高度 10 m を意味する．式 (7), (9), (12) から高度 z の C_H は次式となる．

$$C_H=kC_D{}^{1/2}[\ln(z/z_T)]^{-1}$$
$$=kC_D{}^{1/2}[\ln(z_{10}/z_T)+\ln(z/z_{10})]^{-1}$$
$$=kC_D{}^{1/2}\{k[C_D(10\text{ m})]^{1/2}[C_H(10\text{ m})]^{-1}+\ln(z/z_{10})\}^{-1}. \qquad (A.7)$$

上記と類似な手続きで高度 z の C_E は

$$C_E=kC_D{}^{1/2}\{k[C_D(10\text{ m})]^{1/2}[C_E(10\text{ m})]^{-1}+\ln(z/z_{10})\}^{-1}. \qquad (A.8)$$

対数分布の風速の定義から

$$z_0=\exp\{\ln z_0-k[C_D(10\text{ m})]^{-1/2}\}, \qquad (A.9)$$
$$u_{10}=u_z\ln(10/z_0)/\ln(z/z_0). \qquad (A.10)$$

この場合，観測で分かっているのは u_{10} でなく u_z（高度 z における風速）である．

具体的計算は逐次近似法で行なう．まず第1近似として $u_{10}=u_z$ とおき，式 (A.1)～(A.5) から第1近似の $C_D(10\text{ m})$ を得る．これを式 (A.9) に代入し，式 (A.10) を用いて第2近似の u_{10} を得る．この第2近似の u_{10} を再び式 (A.1)～(A.5) に代入し，第2近似の $C_D(10\text{ m})$

を得る．式 (A.9), (A.10) を用いて第3近似の u_{10} を得る．この操作を繰り返すと次第に収束値に近づくが，実際上は2ないし3回の繰り返しでよい．そうして最後に式 (A.6)～(A.8) から $C_D(z)$, $C_E(z)$, $C_H(z)$ が求まる．

10.3 非断熱時に対する実験式

安定度をあらわす助変数として次式を用いる．

$$S=S_0\frac{|S_0|}{|S_0|+0.01}\,. \tag{A.11}$$

ただし

$$S_0=(T_s-T)u^{-2}[1.0+\log_{10}(10/z)]^{-2}\,. \tag{A.12}$$

T_s-T は高度 z の気温と水温の差で °C 単位，u は m/s 単位，z は m 単位とする．

そうすると安定条件 ($T_s-T<0$) に対し

$$\left.\begin{aligned}\frac{C_{DD}}{C_D}&\approx\frac{C_{HD}}{C_H}\approx\frac{C_{ED}}{C_E}\\&\approx 0.1+0.03S+0.9\exp(4.8S)\,, \qquad (-3.3<S<0)\\&\approx 0\,. \qquad\qquad\qquad\qquad (S\leqslant -3.3)\end{aligned}\right\} \tag{A.13}$$

また，不安定条件 ($T_s-T>0$) に対し

$$\left.\begin{aligned}\frac{D_{DD}}{C_D}&\approx 1.0+0.47S^{0.5}\,,\\\frac{C_{HD}}{C_H}&\approx\frac{C_{ED}}{C_E}\approx 1.0+0.63S^{0.5}\,.\end{aligned}\right\} \tag{A.14}$$

11. 各種輸送量の計算例

AMTEX 観測用につくった計算プログラムと計算例を付表に示した．計算例の1列目から9列目までは入力データで，LAT と LONG の記号は緯度と経度，U と T は高度（記号 Z）z における風速と気温，TS は海面水温，V は高度 z の水蒸気圧である．第10列目から第16列目までは計算値である．VS は T_s に対する飽和水蒸気圧，CD, CH, CE はそれぞれ非断熱時の運動量，顕熱，蒸発に対する輸送係数，TAU は海面応力の τ, H は顕熱，LE は蒸発によって失う潜熱を示す．

12. ま と め

一般の非断熱条件に対する海面・大気間のバルク輸送係数を，海面水温と気温の差を助変数にして表わした．この研究では，固体壁の上の流れと海上風の間の力学的相似の仮定が用いられている．蒸発と顕熱に対する輸送係数の風速への依存性は抵抗係数における依存性よりも小さいことが分かった．高度 10 m の風速が 2～8 m/s においては，$10^3C_E(10\,\mathrm{m})=1.10$～$1.26$, $10^3C_H(10\,\mathrm{m})=1.06$～$1.23$, また風速が 8～25 m/s においては，$10^3C_E(10\,\mathrm{m})=1.28$

付表 1　輸送量計算のプログラム

```
C AMTEX (TURBULENCE FLUXES AT THE SEA SURFACE)
C
C   KONDO, 20 MARCH 1973, NEAC
C
C Z=HEIGHT                    (CM)
C U=WIND SPEED AT Z           (CM/S)
C TS=SEA-SURFACE TEMPERATURE  (0.1 C)
C T=AIR TEMPERATURE             (0.1 C)
C V=VAPOR PRESSURE            (0.1 MB)
C VS=V. P. AT THE SURFACE     (0.1 MB)
C TAU=STRESS                  (0.01 DYNE/CM**2)
C H=SENSIBLE HEAT             (LY/DAY)
C LE=LATENT HEAT              (LY/DAY)
C
C MEMO=0 - - TYPE MISS
C MEMO=ABOVE 5001 - - LAST DATA
C
      WRITE(4,1)
1     FORMAT(
     C63H   DATE    TIME     LAT    LONG       Z       U       T      TS       V
     C56H      VS      CD      CH      CE     TAU       H      LE   MEMO//,
     C63H             GST  .1DEG   .1DEG      CM    CM/S    .1C    .1C    .1MB
     C49H    .1MB  .00001  .00001  .00001  .01DYN   LY/D   LY/D,/,
     C91X,7H  CM**2,/)
      DO 1000 J1=1,100
      WRITE(4,2)
2     FORMAT(1H )
      DO 1000 J2=1,4
6     CALL PTREAD(IDATE,ITIME,LAT,LONG,IZ,IU,IT,ITS,IV,MEMO)
      IF(MEMO-5001) 8,7,7
7     J2=4
      J1=100
8     IF(MEMO) 6,6,9
9     Z=IZ
      Z=0.01*Z
      U=IU
      U=0.01*U
      T=IT
      T=0.1*T
      TS=ITS
      TS=0.1*TS
      V=IV
      V=0.1*V
      VS=4.58+3.433*TS+0.010B5*TS**2+0.00018?3*TS**3
     C +0.0000322*TS**4
      VS=1.3333*0.98*VS
      DV=VS-V
      DT=TS-T
      U10=U
      DO 21 K=1,3
      IF(U10-3.3) 10,11,11
10    U10=3.3
11    IF(U10-2.2) 12,12,13
12    CD=0.00108/(U10**0.15)
      GO TO 20
13    IF(U10-5.0) 14,14,15
14    CD=0.00077+0.00063*U10
      GO TO 20
15    IF(U10-9.0) 16,16,17
16    CD=0.00087+0.00068*U10
      GO TO 20
17    CD=0.0012+0.00025*U10
20    ZO=EXP(2.3078-0.4/SQRT(CD))
21    U10=U*ALOG(10./ZO)/ALOG(Z/ZO)
      IF(U10-2.2) 22,22,23
22    CH=0.00115/(.10**0.15)
      CE=0.00123/(U10**0.16)
      GO TO 30
23    IF(U10-5.0) 24,24,25
24    CH=0.00097/(.10**0.15)
      CE=0.00097*0.00052*U10
      GO TO 30
25    IF(U10-7.5) 26,26,27
26    CH=0.00115+0.00001*U10
      CE=0.00114+0.00001*U10
      GO TO 30
27    CH=0.00117+0.00007*(U10-11.5)*(U10-11.5)*0.0345*(U10-7.5)**2
      CE=0.00114+0.00001*(U10-11.5)*(U10-11.5)*0.0006*(U10-7.5)**2
30    CD=0.16/(ALOG(10.*Z/ZO))**2
      CH=0.4*SQRT(CD)/(0.4*SQRT(CD)-ALOG(10.*Z/ZO))
      CE=0.4*SQRT(CD)/(0.4*SQRT(CD)/CH+ALOG(Z/10.))
      S=DT/(U*(1.+0.61*(V/1000.)))**2
      S=(S**2*(S+3.))/(4.*S+3.01)
      IF(S) 32,31,32
31    CDD=CD
      CHD=CH
      CED=CE
      GO TO 40
32    CDD=CD*(1.+0.07*SQRT(S))
      CHD=CH*(1.+0.03*SQRT(S))
      CED=CE*(1.+0.03*SQRT(S))
      GO TO 40
33    IF(ABS(S)-3.3) 34,34,35
34    SS=0.1+0.03*S+0.9*EXP(0.8*S)
      GO TO 36
35    SS=0.0
36    CDD=CD*SS
      CHD=CH*SS
      CED=CE*SS
40    TAU=12.8*CDD*U**2
      H=0.12*0.24*CHD*DT*U
      E=0.12*0.622*CED*ALOG*U/(1000.*
      H=H*600.*0.01
      LE=597.3*586.0*E
      ICDD=100000.0*CDD
      ICHD=100000.0*CHD
      ICED=100000.0*CED
      ITAU=100.0*TAU
      IVS=10.0*VS
      WRITE(4,3) IDATE,ITIME,LAT,LONG,IZ,IU,IT,ITS,IV,IVS,
     C ICDD,ICHD,ICED,ITAU,H,LE,MEMO
3     FORMAT(17I7)
1000  CONTINUE
      STOP
      END
$0
```

付表 2 輸送量計算結果の実例.（1973年2月27日）

DATE	TIME	LAT	LONG	Z	U	T	TS	V	VS	CD	CH	CE	TAU	H	LE	MEMO
	JST	.1DEG	.1DEG	CM	CM/S	.1C	.1C	.1MB	.1MB	.00001	.00001	.00001	.01DN/CM**2	LY/D	LY/D	
227	900	400	1756	1000	2320	77	111	76	129	182	127	132	1176	250	625	1
227	900	499	1765	1000	410	59	50	71	85	92	94	97	18	-8	21	1
227	900	308	1779	1000	670	180	174	194	194	127	117	120	68	-11	1	1
227	900	277	1360	1000	310	160	175	150	195	122	136	140	14	15	75	1
227	900	243	1325	1000	720	220	230	150	275	141	130	134	88	23	459	1
227	900	264	1295	1000	460	195	217	206	254	133	140	144	33	35	121	1
227	900	286	1482	1000	510	177	211	150	244	140	146	150	43	63	276	1
227	900	368	1795	1000	1290	156	139	131	155	148	122	126	297	-67	150	1
227	900	185	1343	250	1240	250	265	220	339	212	167	172	392	77	970	101
227	900	185	1343	500	1240	250	265	220	339	180	146	151	332	68	849	102
227	900	185	1343	1000	1240	250	265	220	339	155	130	134	287	60	755	103
227	900	185	1343	1500	1240	250	265	220	339	144	123	126	267	57	711	104
227	900	185	1343	2000	1240	250	265	220	339	138	119	122	254	55	686	105
227	900	340	1731	250	1030	167	150	123	166	197	161	165	251	-70	284	201
227	900	340	1731	500	1030	167	150	123	166	166	138	142	211	-60	245	202
227	900	340	1731	1000	1030	167	150	123	166	139	119	122	177	-51	209	203
227	900	340	1731	1500	1030	167	150	123	166	124	107	110	159	-46	189	204
227	900	340	1731	2000	1030	167	150	123	166	113	98	101	144	-43	173	205
227	900	340	1730	1000	1030	50	150	123	166	165	147	151	211	377	259	301
227	900	340	1731	1000	1030	100	150	123	166	159	139	143	202	179	246	302
227	900	340	1731	1000	1030	150	150	123	166	145	124	127	185	0	219	303
227	900	340	1731	1000	1030	200	150	123	166	123	105	107	156	-134	185	304
227	900	340	1731	1000	1030	250	150	123	166	101	86	88	129	-221	152	9305

± 0.02, $10^3 C_H(10\,\mathrm{m}) = 1.24 \pm 0.02$ の結果が得られた．風が弱いときには輸送係数に及ぼす安定度の影響は非常に大きいことも分かった．

直接測定によって得られている輸送量と，この方式によって算出される輸送量の比較がなされた．直接測定値にはかなりのばらつきがみられるが，全体として見たとき，系統的な差違は認められない．今後，特に強風時の直接測定輸送量の精度の高いものが必要のように思われる．

実用上，大量にデータ処理を行なう AMTEX などに便利なように実験式をつくり，その実例を示した．

参 考 文 献

1) Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y. and Bradley, E. F. (1971): Flux-profile relationships in the atmospheric surface layers. *J. atmos. Sci.*, **28**, 181—189.
2) Chamberlain, A. C. (1968): Transport of gases to and from surfaces with bluff and wave-like roughness elements. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **94**, 318—332.
3) Charnock, H. (1967): Flux-gradient relationships near the ground in unstable conditions. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **93**, 97—100.
4) Deacon, E. L. and Webb, E. K. (1962): Interchange of properties between sea and air, Chapter 3. Small-scale interactions. *The Sea*, edited by M. N. Hill, Interscience, New York, 43—87.
5) Dyer, A. J. and Hicks, B. B. (1970): Flux-gradient relationships in the constant flux layer. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **96**, 715—721.
6) Deardorff, J. W. (1968): Dependence of air-sea transfer coefficients on bulk stability. *J. geophys. Res.*, **73**, 2549—2557.
7) Fleagle, R. G., Deardorff, J. W. and Badgley, F. I. (1958): Vertical distribution of wind speed, temperature and humidity above a water surface. *J. mar. Res.*, **17**, 141—157.
8) Hawkins, H. F. and Rubsam, D. T. (1968): Hurricane Hilda, 1964, II. Structure and budgets of the Hurricane on October 1, 1964. *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 617—636.
9) Hicks, B. B. and Dyer, A. J. (1970): Measurements of eddy-fluxes over the sea from an offshore oil rig. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **96**, 523—528.
10) Hicks, B. B. (1972): Some evaluations of drag and bulk transfer coefficients over water bodies of different sizes. *Boundary-Layer Meteorol.*, **3**, 201—213.
11) Hidy, G. M. (1972): A view of recent air-sea interaction research. *Bull. Am. meteorol. Soc.*, **53**, 1083—1102.
12) Hill, R. H. (1972): Laboratory measurement of heat transfer and thermal structure near an air-water interface. *J. phys. Oceanogr.*, **2**, 190—198.
13) Kondo, J. (1962a): Observations on wind and temperature profiles near the ground. *Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, Geophys.*, **14**, 41—56.
14) Kondo, J. (1962b): Evaporation from extensive surface of water. *Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, Geophys.*, **14**, 107—119.
15) Kondo, J., Fujinawa, Y. and Naito, G. (1972): Wave-induced wind fluctuation over the sea. *J. Fluid Mech.*, **51**, 751—771.
16) Kondo, J., Fujinawa, Y. and Naito, G. (1973): High-frequency components of ocean waves and their relation to the aerodynamic roughness. *J. phys. Oceanogr.*, **3**, 197—202.
17) Kraus, E. B. (1968): What do we know about the sea surface wind stress. *Bull. Am. meteorol. Soc.*, **49**, 247—253.
18) Kunishi, H. and Imasato, N. (1966): On the growth of wind waves by high-speed wind flume. In Japanese. *Disaster Prev. Res. Inst. Annu., Kyoto Univ.*, **9**, 667—676.
19) Lumley, J. L. and Panofsky, H. A. (1964): *The Structure of Atmospheric Turbulence.* Wiley, New York and London, 239 pp.
20) Maki, T. (1972): Unpublished data in "On the turbulent heat transfer on the sea ice in

Antarctica." *J. agric. Meteorol. Jap.*, **28**, 89—92.
21) McVehil, G. E. (1964): Wind and temperature profiles near the ground in stable stratification. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **90**, 136—146.
22) Miller, B. I. (1966): Energy exchanges between the atmosphere and the oceans. *Am. Soc. Oceanogr. Publ.* No. 1, Hurricane Symposium, October 10—11, 1966, Houston, Texas, pp. 134—157.
23) Miyake, M., Donelan, M., McBean, G., Paulson, C., Badgley, F. and Leavitt, E. (1970): Comparison of turbulent fluxes over water determined by profile and eddy correlation techniques. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **96**, 132—137.
24) Nan'niti, T., Fujiki, A. and Akamatsu, H. (1968): Micrometeorological observations over the sea, Part 1. *J. Oceanogr. Soc. Jap.*, **24**, 281—294.
25) Owen, P. R. and Thomson, W. R. (1963): Heat transfer across rough surfaces. *J. Fluid Mech.*, **15**, 321—334.
26) Pandolfo, J. P. (1966): Wind and temperature profiles for constant-flux boundary layers in lapse conditions with a variable eddy conductivity to eddy viscosity ratio. *J. atmos. Sci.*, **23**, 495—502.
27) Paulson, C. A. (1970): The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *J. appl. Meteorol.*, **9**, 857—861.
28) Pond, S., Phelps, G. T., Pasquin, J. E., McBean, G. and Stewart, R. W. (1971): Measurements of the turbulent fluxes of momentum, moisture and sensible heat over the ocean. *J. atmos. Sci.*, **28**, 901—917.
29) Roll, H. U. (1965): *Physics of the Marine Atmosphere*. Academic Press, New York and London, 426 pp.
30) Schlichting, H. (1968): *Boundary-Layer Theory, 6th ed.* McGraw-Hill, New York, 747 pp.
31) Sheppard, P. A. (1958): Transfer across the Earth's surface and through the air above. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **84**, 205—224.
32) Sheppard, P. A., Tribble, D. T. and Garratt, J. R. (1972): Studies of turbulence in the surface layer over water (Lough Neagh), Part 1. Instrumentation, Programme, Profiles. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **98**, 627—641.
33) Smith, S. D. (1973): Thrust anemometer measurements over the sea re-examined. *Rep. BI-R-73-1, Bedford Institute, Dartmouth, N. S., Canada*, 23 pp.
34) Swinbank, W. C. (1964): The exponential wind profile. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **90**, 119—135.
35) Takahashi, T. (1958): Micro-meteorological observations and studies over the sea. *Mem. Fac. Fish. Kagoshima Univ.*, **6**, 1—46.
36) Thompson, N. (1972): Turbulence measurements over the sea by a tethered-balloon technique. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **98**, 745—762.
37) Webb, E. K. (1970): Profile relationships; the log-linear range, and extension to strong stability. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **96**, 67—90.
38) Weiler, H. S. and Burling, R. W. (1967): Direct measurements of stress and spectra of turbulence in the boundary layer over the sea. *J. atmos. Sci.*, **24**, 653—664.
39) Zubkovsky, S. L. and Kravchenko, T. K. (1967): Direct measurements of some characteristics of atmospheric turbulence in the near-water layer. *Izv. atmos. oceanic Phys.*, **3**, 73—77.

(1973年7月31日原稿受理)