植物の葉面境界層輸送係数

長谷場 徹 也

(愛媛大学農学部農業気象学研究室)

Convection Coefficient of Transfer across
the Boundary Layer on Plant Leaf Surface

Tetsuya HASEBA

(Division of Agricultural Meteorology,
College of Agriculture, Ehime University,
Matsuyama 790, Japan)

1. は し が き

植物の葉面に限らず物体の表面には、境界層が形成される。基本的には、静止空气中に置かれた物体の表面近くに自由対流が生ずる場合の自由対流境界層と外部気流のある場合の強制対流境界層とがある。境界層内では、風速、温度、物質(ガス)濃度等の物理量が特殊な分布をしている。この分布の形は境界層内の気流構造によってきまる。境界層はその気流構造によって層流境界層と乱流境界層に区別される。境界層の外では、上の物理量は近似的に一樣として取扱われる。葉面では、熱、種々の物質(ガス)、運動量などが境界層を通して出入りしている。この現象は本質的には拡散現象であるが境界層輸送と呼ばれる。熱が運ばれることを熱伝達と称し、物質が運ばれることを物質(又は質量)輸送と呼ぶことが多く、両者は現象が別のもののように印象づけられることがあるが、輸送される物理量が何であろうと、輸送の機構は物理的に同じである。単位面積の葉面で単位時間に輸送される量(フラックス密度)は葉面上と境界層外の物理量の差(ポテンシャル差)に比例し、この時の比例係数が境界層輸送係数(時に、コンダクタンスと呼ばれる)である。その例は、熱伝達係数や水蒸気輸送係数などである。ここでは、これらの係数を境界層輸送係数、もしくは誤解の起らない場合は単に輸送係数と呼ぶことにする。

我々は、通常、全葉面からの輸送量(フラックス)又は平均輸送量(平均フラックス密度)を考えることが多い。境界層輸送係数は葉面上で一定ではない。しかし、輸送係数の葉面上の一点における局所値より全葉についての

平均輸送係数を用いる方が実用上便利である。葉面の平均境界層輸送係数は境界層輸送ならびにそれにつながる葉の熱収支や光合成、蒸散などの植物生理等を考える場合の基礎事項の一つである。本講座では、主として、平均輸送係数について得られている知見を紹介するとともに、今後解明されるべき問題点などについて考えてみる。

植物の葉の形状はさまざまであるが、ここでは、基本的な形状の一つとして平板状の葉を対象とする。

なお、上の記述の中には厳密性を欠くところがあり、さらに、本文でも同様の場合があるが、できるだけ実用的な話とするため、あまり微細な点については深く立ち入らないことにしたのでご寛恕願いたい。

なお、参考文献は紙数の都合でかなり重要なものも割愛せざるを得なかった。ここに挙げた文献をもとに必要なものを検索して頂ければ幸いである。

2. 境界層輸送係数の基礎

2.1 一般的事項

境界層の構造、境界層における輸送などについては、伝熱工学等の分野で非常に多くの理論上・実験上の成果が挙げられていて(Eckert and Drake, 1959; 甲藤, 1967; McAdams, 1954; Rohsenow and Choi, 1961; Schlichting, 1979 など)、葉面の境界層輸送係数の基本的な事柄についてはそこで得られた結果が引用されている。しかし、実際の葉面に適用できる輸送係数については、農業気象学やその関連分野で調べられている。

境界層理論では、しばしば、無次元数が使われ、これらは流体の物性、流速、物体の大きさなどが異なる場合

の問題を取扱う時、一般性かつ相似性を持たせるのに有用である。しかし、実用面からは判りにくい反面もある。境界層輸送係数に関する無次元数には、熱伝達におけるヌッセルト数(Nu)と物質輸送におけるシャーウッド数(Sh)がある。両者の記号は違うが内容は実質的に同じで、いずれも(l/δ)である。ここに、 l は考える面の寸法(代表長と呼ばれることが多い)、 δ は境界層の厚さである。ここで、境界層の厚さが与えられれば、ヌッセルト数またはシュミット数が判り、輸送係数が求められる。しかし、輸送係数を求めるのに、上の手順によることは少ない。なお、強制対流による境界層の厚さは、面の風上側先端(前縁)では0で、風下後方になる程厚くなる。我々が通常扱う範囲内の条件で、その厚さはミリメートルのオーダーであり、 $10\sim 20\text{ cm sec}^{-1}$ 以下の極く低風速の場合に1 cmを超える程度である(長谷場, 1973)。

ヌッセルト数(又はシャーウッド数)と輸送係数(h , cm sec^{-1})との関係は、

$$Nu (=Sh) = h l / \lambda \quad (1)$$

である。

ここに、 λ は、熱伝達の場合温度伝播(導)率又は熱拡散率(κ , $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$)、物質輸送の場合分子拡散係数(d , $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$)である。なお、熱伝達においては、多くの場合、 λ に熱伝導率(k , $\text{cal cm}^{-1} \text{sec}^{-1} \text{deg}^{-1}$)を与え、 h は熱伝達係数($\text{cal cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{deg}^{-1}$)となる。

ヌッセルト数又はシャーウッド数が与えられれば、(1)式より、必要な境界層輸送係数が得られる。

境界層輸送の分野で、よく見られる無次元数には、他に、グラスホフ数(Gr)、レイノルズ数(Re)、プラントル数(Pr)、シュミット数(Sc)などがある。それぞれ、次のような内容を持っている。

$$Gr = g l^3 |\rho_A - \rho_L| / \rho_L \nu^2$$

$$Re_x = u x / \nu, \quad Re_l = u l / \nu$$

$$Pr = \mu c_p / k = \nu / \kappa$$

$$Sc = \mu / \rho d = \nu / d$$

ここに、 g は重力の加速度(cm sec^{-2})； ρ 、空気の数密度(g cm^{-3})で、添字のAは境界層外を、Lは面に接したものを意味する。 x は面の前縁から風下方向にとった距離(cm)； u 、境界層外の風速(cm sec^{-1})； μ 、空気の数粘性係数($\text{g cm}^{-1} \text{sec}^{-1}$)； ν 、空気の動粘性係数($\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$)； c_p 、空気の比熱($\text{cal g}^{-1} \text{deg}^{-1}$)である。

上の無次元数の中で、グラスホフ数は面における空気の密度差を含み、浮力と重力との差の大きさを示し、自由対流の大きさを表す示数のようなものである。また、プラントル数とシュミット数は、空気(流体)の物性値のみに関係し、両者の内容は物性値を交換すれば判るよう

に全く相似のものである。

2.2 自由対流輸送係数

自由対流による輸送係数については、専門分野においても十分な理論解析が果たされていない。

自由対流の場合のヌッセルト数(又はシャーウッド数)の基本的な形は次のように表される。

$$Nu (=Sh) = A (Gr \cdot Pr)^m \quad (2)$$

ここで、 Sh に対しては、 Pr を Sc で置き換える。係数 A とべき数 m は、多くの場合実験的に求められている。従って、これらの値は出典によって若干の違いがあることに注意しなければならない。この違いは、実験値をまとめる場合のグラスホフ数の範囲のとり方に主として起因する。

(1)、(2)式より、自由対流輸送係数(h_n)は次のように書ける。

$$h_n = A (Gr \cdot Pr)^m \lambda / l \quad (3)$$

この場合も、物質輸送の場合、 Pr は Sc に置き換えられる。有限な寸法の平板について最もよく引用されている A と m の値は次のようなものである(McAdams, 1954)。

(i) 水平においた平板で、自由対流が上向きの場合の上面及び自由対流が下向きの場合の下面については、

$$A = 0.54, \quad m = 1/4$$

$$\text{但し, } 10^5 < Gr \cdot Pr < 2 \times 10^7$$

(ii) 水平においた平板で、自由対流が上向きの場合の下面及び自由対流が下向きの場合の上面については、

$$A = 0.27, \quad m = 1/4$$

$$\text{但し, } 3 \times 10^5 < Gr \cdot Pr < 3 \times 10^{10}$$

(iii) 鉛直においた平板の片面では、自由対流の向きによらず、

$$A = 0.59, \quad m = 1/4$$

$$\text{但し, } 10^4 < Gr \cdot Pr < 10^9$$

である。なお、(iii)の場合、 A については0.5から0.6の範囲の実験値が報告されている。

平板が傾いた場合は、水平面と鉛直面との中間の値をとって近似的に扱える(長谷場, 1973)。

上の各場合の但し書きにある $Gr \cdot Pr$ の条件は、我々が取扱う通常の平板状植物葉の寸法に限定して言えば、自由対流があまり強くなく、境界層が層流であることを意味するものと理解してよく、また、我々が取扱う現象についての通常の条件を包括しているものとみてよい。自由対流が強くなり、気流が乱れた場合又は葉の寸法の非常に大きい場合などの A と m の値については、文献(McAdams, 1954など)を参照して頂きたい。

ところで、自由対流輸送係数を求める時に手間のかかるのはグラスホフ数の計算である。

自由対流は面上の空気と自由大気との密度差に起因して起る。この密度差は両空気の温度と水蒸気量とによって決まる。面温と気温との差が大きい場合、空気の密度差は温度差によってほぼ決まる。しかし、面気温差が小さい場合には両空気中の水蒸気量の差が自由対流の大きさや向きに影響してくる。水蒸気を含む空気の場合のグラスホフ数は次のように書ける。

$$\begin{aligned} Gr &= (g l^3 / \nu^2) \left| \frac{P - 0.378 e}{P - 0.378 E_L} \frac{\theta_L}{\theta_A} - 1 \right| \\ &\doteq (g l^3 / \nu^2) |\Delta\theta / \theta_A + 0.378 \Delta e / P| \\ &\doteq (g l^3 / \nu^2) |\Delta\theta / \theta_A + 1.75 \theta_M \Delta C / P| \quad (4) \end{aligned}$$

ここに、 P は大気圧(mb)； e 、境界層外の空気中の水蒸気圧(mb)； E_L 、面上の空気中の水蒸気圧(mb)； Δe 、境界層外と面上との空気中の水蒸気圧の差(mb)； θ_L 、 θ_A 、それぞれ、面温と気温(°K)； θ_M 、面温と気温との平均値(°K)； ΔC 、面上と境界層外の空気中の水蒸気密度差(g cm⁻³)。なお、葉の場合 ΔC は実測することがほぼ不可能なので、気孔底と境界層外との空気中の水蒸気密度差で近似することが多い。上式の絶対値記号の中の第1項(温度差項)と第2項(水蒸気密度差項)は、気温が高い場合、面温が気温より数度高くても、ほぼ等しくなることがある。なお、絶対値記号の中が正であれば、自由対流は上向き、負であれば下向きであることはいうまでもない。

さて、(3)、(4)式から、自由対流輸送係数は、 $A = 0.27$ 、 $m = 1/4$ の場合次のように書ける。

$$\begin{aligned} h_n &= 0.27 (Pr g / \nu^2)^{1/4} \lambda l^{-1/4} \\ &\quad \times |\Delta\theta / \theta_A + 1.75 \theta_M \Delta C / P|^{1/4} \\ &= K_n |\Delta\theta / \theta_A + 1.75 \theta_M \Delta C / P|^{1/4} \end{aligned}$$

ここに、

$$K_n = 0.27 (Pr g / \nu^2)^{1/4} \lambda$$

温度 20℃で、

熱伝達において、ポテンシャル差に温度差をとる場合、

$$K_n = 2.19 \times 10^{-4}, \quad (-0.02\% / ^\circ\text{C});$$

水蒸気輸送において、ポテンシャル差に水蒸気密度差をとる場合、

$$K_n = 0.854, \quad (0.31\% / ^\circ\text{C}),$$

である。但し、この値は乾燥空気中の値で、相対湿度 50% 程度の空気中では上の値より約 1% 小さくなる。

炭酸ガス輸送において、ポテンシャル差に炭酸ガス密度差をとる場合、

$$K_n = 0.588, \quad (0.17\% / ^\circ\text{C}),$$

である。上のカッコ内の数値は係数の温度に対するおよそその変化率を示している。

2.3 強制対流輸送係数

強制対流輸送係数の理論的な基本式は、層流気流に平行で、面上で考える物理量が一樣の(熱伝達の場合であれば等温面であること)、なめらかな半無限平面について得られている(Eckert and Drake, 1959 など)。面が十分に広いという仮定は、拡散が面に垂直方向のみであることを意味している。強制対流の場合の層流境界層におけるヌセルト数(又はシャウウッド数)の前縁から気流方向にとった距離 x の点の局所値(Nu_x , Sh_x)は、

$$Nu_x (= Sh_x) = 0.332 Pr^{1/3} Re_x^{1/2} x / \lambda \quad (5)$$

であり、局所輸送係数(h_x)は、

$$\begin{aligned} h_x &= 0.332 Pr^{1/3} Re_x^{1/2} \lambda / x \\ &= 0.332 Pr^{1/3} \nu^{-1/2} \lambda x^{-1/2} u^{1/2} \quad (6) \end{aligned}$$

である。ここでも、熱伝達の場合、 λ は熱拡散率(κ)に置き換えられるが、 h を熱伝達係数とする場合は、 λ に熱伝導率(k)を用いる。物質輸送の場合、 Pr はシュミット数(Sc)に、 λ は分子拡散係数(d)に置き換えられる。

図1 半無限平面上で考えられる境界層輸送係数の理論値

図1で、単位長の幅で気流方向の長さが l の長方形の面についての平均輸送係数(h_f)は次のようになる。

$$\begin{aligned} h_f &= 2 h_l \\ &= 0.664 Pr^{1/3} Re_l^{1/2} \lambda / l \\ &= 0.664 Pr^{1/3} \nu^{-1/2} \lambda l^{-1/2} u^{1/2} \\ &= K_f l^{-1/2} u^{1/2} \quad (7) \end{aligned}$$

ここに、 h_l は $x = l$ での局所輸送係数であり、

$$K_f = 0.664 Pr^{1/3} \lambda / \nu^{1/2}$$

である。

温度(近似的に面温と気温との平均値) 20℃で、熱伝達において、ポテンシャル差に温度差をとる場合は、

$$K_f = 9.37 \times 10^{-5}, \quad (-0.03\% / ^\circ\text{C});$$

水蒸気輸送において、ポテンシャル差に水蒸気密度差をとる場合は、

$$K_f = 0.360, \quad (0.31\% / ^\circ\text{C}),$$

である。但し、この値は乾燥空気中の値で、相対湿度50%程度の空気中では上の値より約1%小さくなる。

炭酸ガス輸送において、ポテンシャル差に炭酸ガス密度差をとる場合は、

$$K_f = 0.258, \quad (0.31\% / ^\circ\text{C}),$$

である。

境界層が完全に乱流状態になった場合の局所と平均の輸送係数は、それぞれ次のようになる。

$$\begin{aligned} h_x &= 0.0292 Pr^{1/3} Re_x^{4/5} \lambda / x \\ &= 0.0292 Pr^{1/3} \nu^{-4/5} \lambda x^{-1/5} u^{4/5} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} h_f &= 1.25 h_l \\ &= 0.0365 Pr^{1/3} Re_l^{4/5} \lambda / l \\ &= 0.0365 Pr^{1/3} \nu^{-4/5} \lambda l^{-1/5} u^{4/5} \end{aligned} \quad (9)$$

2.4 輸送係数の次元

輸送係数の次元は、一般的には、 $[LT^{-1}]$ である。例えば、熱伝達でポテンシャル差に熱容量差(cal cm^{-3} 、空気の密度×比熱×温度差)をとる場合、及び物質輸送で密度差(g cm^{-3})をとる場合、輸送係数の単位は cm sec^{-1} である。しかし、物理量のとり方で、単位の異なることがある。例えば、熱伝達でポテンシャル差に温度差をとれば、輸送係数(熱伝達係数)の単位は、($\text{cal cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{deg}^{-1}$)であり、物質輸送で濃度差をとれば、($\text{g cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$)となる。なお、輸送係数の逆数は境界層拡散抵抗である。

一般に気流に平行な平板では、風上に近い面の境界層は層流で、後方へ行くとき乱流境界層に移る。境界層が層流から乱流に移るレイノルズ数を臨界レイノルズ数というが、この値は理想的な条件下で 10^5 程度とされている。一つの面上で層流境界層と乱流境界層とが遷移部分で接続している状態で、平均輸送係数を求めることはやや煩雑であり、我々の分野の仕事においては必ずしも実用的でない。

2.5 植物葉面への応用

野外の群落内のように、気流が非常に乱れたところにある植物葉の境界層は大変複雑なものと予想される。ところが、野外においても多くの場合、強制対流境界層輸送係数はみかけ上平均風速の1/2乗に比例することがいくつかの実験から知られている(長谷場, 1975; Thorpe and Butler, 1977など)。このことは境界層中に乱れがあっても、面に接した層流底層の部分が境界層輸送に強く影響しているためと考えられる。さらに、この場合、実験的に得られた輸送係数は境界層理論値より大きい値

の得られる場合が多い(Brown and Covey, 1966; Hunt *et al.*, 1968; Kanemasu *et al.*, 1969; Pearman *et al.*, 1972)。上の事実は、複雑な野外条件下においても、植物葉面の境界層輸送係数はかなり広い範囲の条件下で層流境界層の輸送係数を基準とし、これにさまざまな条件によってきまる補正をして、表すことができることを示している。

3 葉面境界層輸送係数

3.1 自由対流輸送係数

植物葉の自由対流輸送係数についての研究はさまざま試みられているが(Gates and Benedict, 1963; Kumar and Barthakur, 1971; Parkurst *et al.*, 1968; Parlange *et al.*, 1971; Saldin and Barthakur, 1971; Schuepp, 1973; Sinclair, 1970)、実験の困難さなどから未だ統一的な成果を紹介できる程に至っていない。従って、伝熱工学等の分野で得られている有限寸法の物体についての実験式(2.2参照)をそのまま植物葉にも適用することが多い。

3.2 強制対流輸送係数

(i) 葉の形状

植物の葉の形は、平板状のものに限ってみても、さまざまである。楕円形に近似できる葉の層流境界層輸送係数は、気流方向の楕円の軸と同じ長さの辺を持つ長方形の面の理論値の約1.11倍である(武智, 1973)。

葉縁にきれ目のあるような(Balding and Cunningham, 1976)複雑な葉の層流境界層輸送係数は、次式により得られる代表長を用いて与える(Parkhurst *et al.*, 1968; Monteith, 1973)。

$$l = \left(\int_s^0 l(x) dx / \int_s^0 l^{0.5}(x) dx \right)^2$$

ここに、 s は気流に直角方向の幅で、 x 軸は葉面上で前縁から気流方向にとる。

(ii) 葉の寸法

強制対流による境界層輸送係数の理論値は、半無限平面について得られている。有限な寸法の植物葉では周縁における面に平行方向の拡散や気流のまきこみが輸送係数に影響する(Balding and Cunningham, 1976; Sinclair, 1970)。気流に平行で、考える物理量(温度やガス濃度など)が面上で一様であって、気流方向の長さが l (cm)、気流に直角方向の幅が s (cm)の長方形の面の平均輸送係数($\bar{h}$)の、層流境界層理論値(h_f , (7)式)に対する比($\alpha_1 = \bar{h}/h_f$)が、実験式として、 $l > 0.33 s^{1.6}$ の範囲で、次のように得られている(Haseba and Ito, 1980)。

$$\alpha_1 = 1.20 l^{0.16} s^{-0.26} \quad (10)$$

図2 強制対流における葉面境界層輸送係数が理論値より大きくなる寸法範囲

α_1 , 輸送係数増大率; l , s , それぞれ, 長方形面の気流方向の長さ, 気流直角方向の幅。

下部の破線は, 変動する気流と同期して揺れる葉の輸送係数増大率が1となる寸法境界線を示す。

例えば, 新葉のように小さい, 幅, 長さとも1 cmの長方形の面では, $\alpha_1 \approx 1.2$, イネのような細長い, 長さ40 cm, 幅1 cmの面では, $\alpha_1 \approx 2.2$ である(図2)。

(10)式による寸法補正をした平均輸送係数は

$$\bar{h} = 0.797 P_r^{1/3} \nu^{-1/2} \lambda l^{-0.34} s^{-0.26} u^{0.5} \quad (11)$$

となり, 輸送係数は面の長さのみならず, 幅の関数でもあり, さらに長さ(l)のべき数の絶対値は理論値の0.5より小さく, 長さによる輸送係数の変化は小さくなる(Raschke, 1960)。

なお, $l \leq 0.33 s^{1.6}$ の範囲では, $\alpha_1 = 1$ で, 例えば相対的に幅の広い面では, 有限面であっても, 理論値がそのまま適用できる。

(iii) 気流に対する葉面の傾き

気流に対して傾いている葉面の輸送係数は複雑である(Chamberlain, 1974; Parkhurst and Pearman, 1974; Schuepp, 1972; Thom, 1968; Vogel, 1970)。気流に対して傾いた平板の風上側おもて面について, 面上に生ずる圧力分布が輸送係数を気流平行面のそれより増大させることは, 境界層理論でよく知られている(Eckert and Drake, 1959; Levy, 1952; Schlichting, 1979)。また, 風下側うら面では, 境界層の剝離や渦の形成により, 通常の境界層は形成されることが観察されている(矢吹・原菌, 1978)。さらに, これらが輸送係数に及ぼす効果は面の寸法によって違ってくる。

気流に傾いている葉においても, その風上側おもて面では, 輸送係数は風速の0.5乗に比例する(長谷場, 1973; Thom, 1968など)。輸送係数は傾角とともに増大し

図3 気流に対して傾いた面の輸送係数増大率(α_2)と傾角(ϕ)及び面寸法との関係

(風上側おもて面)

(Murphy and Knoerr, 1977), 気流方向の長さ(l)が気流に直角方向の幅(s)と比べて長い程, その輸送係数($\bar{h}$)の層流境界層理論値(h_f , (7)式)に対する増大率($\alpha_2 = \bar{h}/h_f$)は大きくなる(図3)(未印刷)。

風下側のうら面において, 面の長さとの比(l/s , Aspect ratio, たて・よこ比)が0.5から3の範囲の平板については, 傾角がおおよそ10~20°の範囲で, 輸送係数の風速のべき数が0.6から0.7となる。上の傾角は境界層理論においても, 抵抗係数などが特殊な現象を示す角度として知られている(Schlichting, 1979など)。この傾角の範囲を除けば, 風下側うら面でも, 輸送係数はみかけ上風速の0.5乗に比例するが, 面のたて・よこ比が小さい場合は臨界レイノルズ数が小さくなり, かつ, その輸送係数は理論値より小さい。風下側うら面の輸送係数増大率(α_2)と傾角及び面のたて・よこ比との関係は, 上の特殊な場合を除けば, おもて面の場合と同様の傾向を示す。しかし, その増大率はおもて面のそれより小さい(図4)。これらの輸送係数増大率と傾角及び面の長さならびに幅との関係を表す実験式が得られているがやや複雑である(Balding and Cunningham, 1976)。

(iv) 葉面上におけるポテンシャル差の分布

(6)~(9)式の強制対流輸送係数の理論値は, 面上で物理量(例えば葉温)が一様である場合のものである。層

図4 気流に対して傾いた面の輸送係数増大率 (α_2) と傾角 (ϕ) 及び面寸法との関係 (風下側うら面)

流境界層の局所輸送係数は、面上の気流前縁からの距離の平方根に反比例するから((6)式)、これにポテンシャル差を乗じて得られるフラックス密度は、ポテンシャル差が一樣の場合、面上で前縁からの距離によって変化する。ところが、葉面上で葉気温差は前縁より後縁へ行く程高くなり (Parlange and Waggoner, 1972; 武智, 1973)。従って葉面もしくは気孔底の水蒸気密度も葉面上で変化する。この場合の面上におけるポテンシャル差 (葉気温差など) の分布が強制対流輸送係数に及ぼす効果は、伝熱工学の分野でよく研究されている (Eckert and Drake, 1959; 甲藤, 1967; Levy, 1952)。その最も端的な場合は、面上においてフラックスが一樣の場合である (Wigley and Clark, 1974; Cowan, 1972)。即ち、局所輸送係数は前縁からの距離の平方根に反比例し、局所のポテンシャル差は距離の平方根に正比例して変化する場合には、両者の積で定まる輸送量は、面上で一定である。この場合の輸送係数は、一樣ポテンシャル面の輸送係数の約 1.4 倍になる (Levy, 1952)。植物葉の境界層輸送にとって問題となるポテンシャル差の分布は、顕熱伝達における葉気温差 (Cowan, 1972) と蒸散における葉内外の水蒸気密度差の分布である。水蒸気密度差の分布は葉気温差の分布によって定まる。有限寸法の葉で、特に葉の周縁付近で、葉温の分布はかなり複雑であるが、近似的には葉気温差は葉の前縁からとった距離の 0.35~0.4 乗 (武智, 1973) に (水蒸気密度差においては 0.2~0.3 乗 (長谷場, 1973)) 比例するとみてよい。この場合の熱伝達係数は温度分布がない葉面のその約 1.3 倍に、水蒸気輸送係数については約 1.2 倍になる。

しかしながら、注意すべきことは、葉面の平均顕熱伝

達量又は平均水蒸気輸送量を求める場合には、葉温の測温位置を葉の中央付近にとるか、もしくは平均葉温を用いることによって、この葉気温差分布による輸送係数の変化は考慮しなくてもよいことになる (長谷場, 1973 など)。

(V) 風の乱れ

風の乱れは葉面境界層の性質を変え、輸送係数も層流境界層理論値と異なってくるのが考えられる。乱れの強さが小さい場合、主風に平行に固定した葉面の輸送係数に及ぼす乱れの効果は小さい (長谷場, 1973; Kestin, 1966)。しかし、特殊な場合を除き、野外で通常観測される強さの乱れがあっても、葉面の輸送係数はみかけ上平均風速の 0.5 乗に比例する (文献前出, 2.5)。ただし、臨界レイノルズ数は一般に小さくなる。

なお、風上側にある葉が覆いかぶさる場合や風上側に気流をさえぎる葉がある特殊な場合においても、輸送係数の中に含まれる風速のべき数は、乱流境界層の 0.8 にはならないことがある。群落内で、静止した葉の輸送係数がみかけ上風速の 0.5 乗に比例する場合、輸送係数は (7) 式の層流境界層理論値より大きくなり、(文献前出, 2.5)、その増大率は、乱れの強さの増大とともに大きくなる。乱れの強さが 40~50% の場合、増大率は 1.4 ないし 1.5 である (長谷場, 1973)。この輸送係数の増大の原因は風の乱れに起因する葉面上の圧力分布と考えられている (Junkhan and Serovy, 1967; Kestin, 1966)。しかし、野外における葉面輸送係数を考える場合、風の乱れを考慮するだけでは不十分と思われる。

(vi) 風の乱れと葉の揺れ

前項では、風の中で葉が静止しているものとしたが、実際には、植物の枝葉は風の変動によって揺れる場合が多い。葉の揺れは枝、葉柄、葉などの曲げや振れによって起り、その揺れ方は大変複雑である。また、風に揺れている葉面の境界層は層流構造でないことが観察されている (原田・矢吹, 1981)。複雑に揺れる葉の境界層輸送係数を統一的に表すことは不可能に近い (Impens *et al.*, 1967; Landsberg and Powell, 1973; Parlange and Waggoner, 1972; Schuepp, 1980; Pearman *et al.*, 1972)。しかし、枝葉の揺れの中には、短時間であるが、風速の変動とほぼ同期して、葉面に直角方向に比較的規則的に揺れる場合があり、このような揺れが断続していることがしばしば観察される。この規則的な葉の揺れの振動数は枝葉の固有振動数とほぼ一致する。風の乱れは葉の揺れと共同し、相乗効果として、風上側おもて面上に圧力分布を生じ、輸送係数を大きくする (Junkhan and Serovy, 1967; Kestin, 1966)。風下側うら面では境界層がこわれ、輸送係数は、特に主風向に対する面の傾角が 10°~20° の場合、特異な性質を示

す。風下側うら面においても、上の特別な傾角の場合を除けば、変動する風の中で揺れる葉の境界層輸送係数は、みかけ上平均風速の0.5乗に比例する。ただし、臨界レイノルズ数は層流気流中の場合より小さくなる(長谷場, 1975)。乱れと揺れの相乗効果は葉の寸法によって異なり、さらに主風向に対する振動中心位置の傾角によっても異なる。これらの諸要因の輸送係数に及ぼす効果については、必ずしも十分に解明されていないが、若干の事柄は明らかにされている(未印刷)。

乱れと揺れの輸送係数増大効果は、風が葉の先端側から吹いても葉柄側から吹いても、ほぼ同じである。振動の中心位置が主風に平行な葉が、変動する風とほぼ同期して揺れている場合の輸送係数($\bar{h}$)の層流境界層理論値(h_f , (7)式)に対する増大率($\alpha_g = \bar{h}/h_f$)は、振動数が1~4 Hzの場合について、次の実験式で表され、 $\alpha_g \geq 1$ となる寸法の範囲も求められている。

$$\left. \begin{array}{ll} \text{振動数が1 Hzの場合,} & \alpha_g = 1.44 l^{0.27} s^{-0.19} \\ \text{適用寸法範囲,} & l > 0.26 s^{0.70} \\ \text{振動数が2 Hzの場合,} & \alpha_g = 1.61 l^{0.27} s^{-0.22} \\ \text{適用寸法範囲,} & l > 0.17 s^{0.82} \\ \text{振動数が3 Hzの場合,} & \alpha_g = 1.54 l^{0.31} s^{-0.19} \\ \text{適用寸法範囲,} & l > 0.25 s^{0.61} \\ \text{振動数が4 Hzの場合,} & \alpha_g = 1.64 l^{0.30} s^{-0.20} \\ \text{適用寸法範囲,} & l > 0.19 s^{0.67} \end{array} \right\} \quad (12)$$

なお、寸法の適用範囲については、平均的な増大率の得られている振動数が3 Hzの場合、 $l = 0.25 s^{0.61}$ の線を図2に示した。

振動数が3 Hzの場合の増大率を(7)式の層流境界層輸送係数に乗じて、変動する風の中で揺れる葉の境界層輸送係数は次のように表される。

$$\bar{h} = 0.797 P r^{1/3} \nu^{-1/2} \lambda l^{-0.19} s^{-0.19} u^{0.5} \quad (13)$$

ここで、輸送係数の中に含まれる気流方向の面の長さ(l)のべき数の絶対値が理論値の場合の0.5に比べ著しく小さいことは特徴的であり、変動する風の中で揺れる葉の輸送係数は葉の気流方向の長さにあまり関係しないことになる。

他方、寸法補正のみの(10)式と乱れと揺れの効果に寸法補正の加わった(12)式とを比べれば、係数と葉の幅(s)のべき数とのそれぞれで著しい差はなく、乱れと揺れの相乗作用による輸送係数増大効果は葉の気流方向の長さに大きく依存することが示されている。なお、風の乱れと葉の揺れによる増大率は振動数が増大するとやや大きくなる傾向がある。

葉の振動の中心位置が主風に対して傾いている場合は、風上側おもて面で圧力分布が大きくなり、輸送係数はさ

らに大きくなる。

(vii) 気孔を通しての輸送

前項までは、葉の全面にわたって輸送があるとして境界層輸送係数を考えてきた。しかし、水蒸気、炭酸ガスなどは主として気孔を通して輸送されるので、葉面上で気孔部分が湧源又は吸源となる(Gaastra, 1959; Ting and Loomis, 1965)。この場合、葉面上で速度境界層は連続しているが、物質濃度の境界層は不連続になる(図5)。

図5 気孔を通して拡散が起る場合の境界層

気孔の寸法は小さく、気孔開口部分に形成される物質濃度境界層は極めて薄く、輸送係数は大きい。しかし、全気孔面積は葉面積に対して小さいので、各気孔部分の輸送量から得られる不連続な湧(吸)源を持つ葉面の平均輸送係数は、全葉面を湧(吸)源とみなした平均輸送係数より小さい。ところが、気孔は寸法が極めて小さいため、その周縁における葉面に平行方向の輸送が極めて大きい。この周縁効果を考慮すると、気孔の散在する葉面の平均輸送係数は全面を湧(吸)源とした平均輸送係数よりかなり大きくなり得る(Haseba, 1974)。しかし、両者はほぼ等しいという報告(Cannon *et al.*, 1979)もあり、より詳細な検証が必要である。

散在する気孔を不連続な湧(吸)源とみなした場合の葉面境界層輸送係数は気孔の大きさの関数である。他方、気孔内の拡散に関する葉内輸送係数も気孔開度の関数である。境界層輸送係数及び葉内輸送係数をともに気孔開度の関数として与えることは厳密であるが、輸送を取扱う場合には大変煩雑である。そこで、便宜上、境界層輸送係数には葉面全体を湧(吸)源とした輸送係数を与え、気孔開度の関与する効果はすべて葉内輸送係数に含める方法が考えられる。この際の葉内輸送係数は、気孔の数や開度、形状などできまる真の葉内輸送係数とは異なることになる。他方、境界層輸送係数と葉内輸送係数を総括して輸送係数を考えることもできる。いずれにしろ、気孔を通しての輸送がある場合の葉面輸送係数については検討の余地が多い。

ところで、気孔を通しての輸送フラックス密度(w)は簡単には次のように表される。

$$w = \frac{D_B D_L}{(D_B + D_L)} \Delta C = \frac{1}{r_B + r_C} \Delta C$$

ここに、 D_B は境界層輸送係数、 D_L は葉内輸送係数、 r_B は境界層抵抗、 r_L は葉内抵抗、 ΔC は気孔底と境界層外の物質濃度（密度）差である。上式の総括的な輸送係数、 $D_B D_L / (D_B + D_L)$ 、と風速との関係の一例を、水蒸気輸送の場合について、図 6 に示した（長谷場・武智、1972）。この総括的な輸送係数は風速とともに増大し、葉内輸送係数に近づくが、風速の 0.5 乗には比例せず、そのべき数は風速が 1 m sec^{-1} の所でみかけ上 0.2 前後である。

図 6 気孔を通しての拡散がある場合の総括的な葉面水蒸気輸送係数

点線は全面が輸送源となる場合の葉面境界層輸送係数で、ほぼ風速の 0.5 乗に比例する。

(vii) その他の要因

植物の葉は平板に近いものもあるが、多くの葉は多少なりとも曲面をなしている。葉の湾曲が輸送係数に及ぼす効果について統一的な成果は得られていない。曲面は気流に対して面が傾いていることと同等であるともみることのできる、部分的には、面の湾曲が面上に圧力分布を生じて輸送係数を大きくすることが考えられる（Grace and Wilson, 1976；Schuepp, 1972；Thom, 1968）。しかし、このことについては否定的な報告もあり（Parlange *et al.*, 1971），なお今後の検証が必要である。

葉面には葉脈の突起や毛茸があり、葉面は必ずしも空気力学的になめらかではない。葉脈は葉面上で乱れの発生源となるので、葉脈の存在は臨界レイノルズ数を小さくすることが考えられる。毛茸の存在は輸送係数を大きくするという報告（Wolpert, 1962）があるが、今後の検討がなお必要と思われる。

4. 今後の問題

今後解明しなければならない極めて重要なもののひとつに 1 m sec^{-1} 以下の微風速域における境界層輸送係数がある。微風域において外部気流に平行な葉面上で、自由大気との間に空気の密度差があれば、自由対流による気流成分が面に平行な強制対流による気流に加わり、境界層の構造は、単なる強制対流又は自由対流によるものと異なってくる（Schneider, 1979；Thom, 1972）。静止空気中では自由対流の輸送係数を、風速が大きい場合には浮力の影響を無視して強制対流の輸送係数を用いられよいとされているが、中間の微風域では、強制対流による輸送係数に浮力の効果を入れなければならない。野外の群落は多くの場合この微風域にあるので、事柄は重要である。微風域では経験的に、強制対流と自由対流との輸送係数を加算して境界層輸送係数を近似的に与える場合があるが、これの直接的な根拠はない。微風域における葉面境界層輸送係数の解明が望まれるところである。

なお、(vi) で述べられた主風に傾いて揺れる葉の輸送係数の特性も早急に明らかにされなければならない。

また、再言及することになるが、気孔を通しての輸送がある場合における実用的な輸送係数の与え方を明確にする必要がある。

参 考 文 献

- 1) Balding, F. R. and Cunningham, G. L., 1976: A comparison of heat transfer characteristics of simple and pinnate leaf models. *Bot. Gaz.*, 137, 65–74.
- 2) Brown, K. W. and Covey, W., 1966: The energy-budget evaluation of the micrometeorological transfer processes within a cornfield. *Agric. Meteorol.*, 3, 73–96.
- 3) Cannon, J. N., Krantz, W. B., Kreith, F. and Naot, D., 1979: A study of transpiration from porous flat plates simulating plant leaves. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 22, 469–483.
- 4) Chamberlain, A. C., 1974: Mass transfer to bean leaves. *Boundary-Layer Meteorol.*, 6, 477–486.
- 5) Cowan, I. R., 1972: Mass and heat transfer in laminar boundary layers with particular reference to assimilation and transpiration in leaves. *Agric. Meteorol.*, 10, 311–329.
- 6) Eckert, E. R. G. and Drake, R. M., Jr., 1959: *Heat and Mass Transfer*. McGraw-Hill, New York, 530 pp.
- 7) Gaastra, P., 1959: Photosynthesis of crop plants as influenced by light, carbon dioxide, temperature, and stomatal diffusion resist-

- ance. *Meded. Landbouwhogeschool, Wageningen*, **59**, 1–68.
- 8) Gates, D. M. and Benedict, C. M., 1963: Convection phenomena from plants in still air. *Amer. J. Bot.*, **50**, 563–573.
- 9) Grace, J. and Wilson, J., 1976: The boundary layer over a *Populus* leaf. *J. Exptl. Bot.*, **27**, 231–241.
- 10) 原蘭芳信・矢吹万寿, 1981: 葉面境界層と作物の物質生産に関する研究(1)気流方向, 葉の迎え角がカンショの葉面境界層抵抗値に及ぼす影響, 農業気象, **37**, 103–110.
- 11) 長谷場徹也, 1973: 植物の蒸散に関する農業気象学的研究, 愛媛大学農学部紀要, **18**, 1–141.
- 12) 長谷場徹也, 1975: 風に揺れる葉形湿面からの水蒸気輸送, 農業気象, **31**, 135–143.
- 13) Haseba, T., 1974: Mass transfer across the boundary layer on plant leaves. (1) Preliminary study of water-vapor transfer from a leaf-like flat plate with separated evaporation sources. *J. Agr. Met.*, **29**, 1–9.
- 14) Haseba, T. and Ito, D., 1980: Dimension dependence of boundary-layer transfer coefficient of water-vapor for flat plant leaf. *J. Agr. Met.*, **36**, 89–94.
- 15) 長谷場徹也・武智 修, 1972: 蒸散に関する研究(4)蒸散に及ぼす風速の影響, 農業気象, **28**, 93–101.
- 16) Hunt, L. A., Impens, I. I. and Lemon, E. R., 1968: Estimates of the diffusion resistance of some large sunflower leaves in the field. *Plant Physiol.*, **43**, 522–526.
- 17) Impens, I. I., Stewart, D. W., Allen, L. H., Jr. and Lemon, E. R., 1967: Diffusive resistances at, and transpiration rates from leaves in situ within the vegetative canopy of a corn crop. *Plant Physiol.*, **42**, 99–104.
- 18) Junkhan, G. H. and Serovy, G. K., 1967: Effects of free-stream turbulence and pressure gradient on flat-plate boundary-layer velocity profiles and on heat transfer. *J. Heat Mass Transfer*, **89**, 169–176.
- 19) Kanemasu, E. T., Thurtell, G. W. and Tanner, C. B., 1969: Design, calibration and field use of a stomatal diffusion porometer. *Plant Physiol.*, **44**, 881–885.
- 20) 甲藤好郎, 1967: 伝熱概論, 養賢堂, 453 pp.
- 21) Kestin, J., 1966: The effect of free-stream turbulence on heat transfer rates. *Advances in Heat Transfer*, **3**, 1–32.
- 22) Kumar, A. and Barthakur, N., 1971: Convective heat transfer measurements of plants in a wind tunnel. *Boundary-Layer Meteorol.*, **2**, 218–227.
- 23) Landsberg, J. J. and Powell, D. B. B., 1973: Surface exchange characteristics of leaves subject to mutual interference. *Agric. Meteorol.*, **12**, 169–184.
- 24) Levy, S., 1952: Heat transfer to constant-property laminar boundary-layer flows with power-function free-stream velocity and wall-temperature variation. *J. Aeron. Sci.*, **19**, 341–348.
- 25) McAdams, W. H., 1954: *Heat Transmission*, McGraw-Hill, New York, 532 pp.
- 26) Monteith, J. L., 1973: *Principles of Environmental Physics*, Edward Arnold, London, 241 pp.
- 27) Murphy, C. E., Jr. and Knoerr, K. R., 1977: Simultaneous determinations of the sensible and latent heat transfer coefficients for tree leaves. *Boundary-Layer Meteorol.*, **11**, 223–241.
- 28) Parkhurst, D. F., Duncan, P. R., Gates, D. M. and Kreith, F., 1968: Wind-tunnel modelling of convection of heat between air and broad leaves of plants. *Agric. Meteorol.*, **5**, 33–47.
- 29) Parkhurst, D. F. and Pearman, G. I., 1974: Convective heat transfer from a semi-infinite flat plate to periodic flow at various angles of incidence. *Agric. Meteorol.*, **13**, 383–393.
- 30) Parlange, J.-Y. and Waggoner, P. E., 1972: Boundary layer resistance and temperature distribution on still and flapping leaves II. Field experiments. *Plant Physiol.*, **50**, 60–63.
- 31) Parlange, J.-Y., Waggoner, P. E. and Heichel, G. H., 1971: Boundary layer resistance and temperature distribution on still and flapping leaves I. Theory and laboratory experiments. *Plant Physiol.*, **48**, 437–442.
- 32) Pearman, G. I., Weaver, H. L. and Tanner, C. B., 1972: Boundary layer heat transfer coefficients under field conditions. *Agric. Meteorol.*, **10**, 83–92.
- 33) Raschke, K., 1960: Heat transfer between the plant and the environment. *Ann. Rev. Plant Physiol.*, **11**, 111–126.
- 34) Rohsenow, W. M. and Choi, H. Y., 1961: *Heat, Mass and Momentum Transfer*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 537 pp.
- 35) Saldin, T. F. and Barthakur, N., 1971: Heat transfer between *Phaseolus vulgaris* and the environment. *Can. J. Bot.*, **49**, 833–838.
- 36) Schlichting, H., 1979: *Boundary Layer Theory*, McGraw-Hill, New York, 817 pp.
- 37) Schneider, W., 1979: A similarity solution for combined forced and free convection flow over a horizontal plate. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **22**, 1401–1406.
- 38) Schuepp, P. H., 1972: Studies of forced-convection heat and mass transfer of fluttering realistic leaf models. *Boundary-Layer*

- Meteorol.*, 2, 263–274.
- 39) Schuepp, P. H., 1973: Model experiments on free-convection heat and mass transfer of leaves and plant elements. *Boundary-Layer Meteorol.*, 3, 454–467.
- 40) Schuepp, P. H., 1980: Heat moisture transfer from flat surfaces in intermittent flow: A laboratory study. *Agric. Meteorol.*, 22, 351–366.
- 41) Sinclair, R., 1970: Convective heat transfer from narrow leaves. *Aust. J. Biol. Sci.*, 23, 309–321.
- 42) 武智 修, 1973: みかん園の微細気象と葉の熱収支に関する研究, 愛媛大学農学部紀要, 17, 51–184.
- 43) Thom, A. S., 1968: The exchange of momentum, mass, and heat between an artificial leaf and the airflow in a wind-tunnel. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 94, 44–55.
- 44) Thorpe, M. R. and Butler, D. R., 1977: Heat transfer coefficients for leaves on orchard apple trees. *Boundary-Layer Meteorol.*, 12, 61–73.
- 45) Ting, I. P. and Loomis, W. E., 1965: Further studies concerning stomatal diffusion. *Plant Physiol.*, 40, 220–228.
- 46) Vogel, S., 1970: Convecting cooling at low airspeeds and the shapes of broad leaves. *J. Exptl. Bot.*, 21, 91–101.
- 47) Wigley, G. and Clark, J. A., 1974: Heat transfer coefficients for constant energy flux models of broad leaves. *Boundary-Layer Meteorol.*, 7, 139–150.
- 48) Wolpert, A., 1962: Heat transfer analysis of factors affecting plant leaf temperature. Significance of leaf hair. *Plant Physiol.*, 37, 113–120.
- 49) 矢吹万寿・原園芳信, 1978: 風速と光合成に関する研究(7)葉面境界層の構造Ⅱ, 農業気象, 34, 87–94.