乾燥裸地面からの蒸発に及ぼす温度勾配の影響

小林哲夫*

Effects of thermal gradients on the evaporation from a dry soil surface

Tetsuo KOBAYASHI

The role of thermal gradients played in the evaporation process from bare soil after the dry surface layer (DSL) forms is discussed. Water moves only in the vapor phase within the DSL. There exist two mechanisms by which water vapor transfer is influenced by temperature gradients; that is, thermal diffusion and thermal dependence of saturation vapor density. The former can be ignored within the DSL, but the latter cannot be neglected when the daily amount of evaporation is much smaller than 0.1 mm day^{-1} . On the other hand, in the thin air layer next to the ground surface, very large temperature gradients can exist during the day, when the water vapor is forced upward through the layer by thermal diffusion. Consequently, even if water vapor inversion occurs in the thin air layer, water vapor can move upward through the layer against the gradient.

Key words: bare-soil evaporation, temperature gradient, thermal diffusion, DSL

水分移動が水蒸気体でのみ行われる乾燥表層 (DSL) が形成された後の蒸発過程における温度勾配の役割が考察される。温度勾配が水蒸気輸送に影響を及ぼす機構は2種類ある。すなわち熱拡散と飽和水蒸気密度の温度依存性である。DSL内においては、前者は無視できるが、後者は、日蒸発量が 0.1 mm を下回るようになると、無視できない。一方、地表面直上の空気薄層内では、日中、極めて大きな温度勾配が存在する。そのとき接地薄気層内の水蒸気は熱拡散によって強力に上方へ押しやられる。したがって、接地薄気層内で湿度逆転が生じている場合でも、水蒸気は勾配に逆らって同層を通過し、上方へ移動することができる。

キーワード：裸地面蒸発、温度勾配、熱拡散、DSL

I. はじめに

地表面の乾燥が進み、水分移動が水蒸気体でのみ行われる乾燥表層 (DSL) が形成されると、日中、地表面温度は著しく上昇する。砂丘地や砂漠などでは、このような状態が日常的に現れる。

水蒸気体での水分移動は温度勾配の影響を強く受ける。したがって、DSLが形成された段階における蒸発過程は、温度勾配の役割を考慮せずに正しく理解することはできない。

本報では、乾燥裸地面からの蒸発過程を単純にモデル化し、温度勾配の役割について総括的に論じる。また、乾燥裸地面からの蒸発速度測定法の原理とそ

の適用に対して温度勾配が及ぼす影響を考察する。

II. Fickの法則と熱拡散

水蒸気の拡散フラックスを表す基礎式としては、一般にはFickの法則が用いられる。鉛直方向 (z 方向、図-1) の1次元現象を考えることにすれば (以後、同様)、次式のように表すことができる。

$$-j_v = D (\partial \rho_v / \partial z) \quad (1)$$

ここで j_v は水蒸気の鉛直上向き拡散フラックス、 ρ_v は水蒸気密度、 D は現象論的係数である。これは経験的に得られた法則であり、特に単純な条件の下にある場合を除いて、理論的根拠を持たない (Truesdell, 1962)。

Philip and de Vries (1957) は, (1)式に基づいて温度勾配下における有孔性媒体内の水蒸気移動を定式化した。いま, z 方向に温度 T が変化しているとすれば, (1)式は次のように書ける。

$$-j_v = D \left\{ (\partial \rho_v / \partial z)_T + (\partial \rho_v / \partial T) \cdot (\partial T / \partial z) \right\} \quad (2)$$

ここで添字 T は温度一定の条件を意味する。右辺第2項が温度勾配に依存するフラックスを表す。 $(\partial \rho_v / \partial T)$ は水蒸気密度の温度依存性を表しており, 自由空間内でも気体の膨張の影響を反映するが, 実際には水蒸気が液体水と共存している有孔性媒体の間げき内においてのみ意味を持つ (V. 節参照)。すなわち, 飽和水蒸気密度 (厳密には平衡水蒸気密度) の温度依存性に基づくフラックスを表している。しかし, 水蒸気移動の駆動力はあくまでも水蒸気密度の勾配である。

熱拡散は温度勾配そのものが駆動力となる輸送現象である (de Groot and Mazur, 1984)。Bearman and Kirkwood (1958) は多成分系内の輸送方程式を統計力学に基づいて誘導した。位相空間内での分布関数を平衡項と摂動項に分離し, 後者を温度勾配, 拡散速度および変形速度の線形関数によって表現することにより, 準定常状態での運動方程式を得た。各成分に作用する平均的な力は化学ポテンシャルの勾配を含む熱力学項, 温度勾配に比例する項, 局所的質量中心に相対的な拡散速度に比例する項, および変形速度を含む粘性項に分離される。Bearman (1959) は, 上記準定常運動方程式に基づき, 輸送現象を記述する慣性項と粘性項も含む現象論的方程式を得た。彼の結果を本研究の場合に適用すれば次式となる。

$$-j_v = L_{vv}(F_v - (M_v/M_d)F_d) + L_{vq}(\partial \ln T / \partial z) \quad (3)$$

ここで L_{vv} と L_{vq} は現象論的係数, F は慣性項と粘性項を含む平均化された作用力, M は分子量, また添字 v と d は水蒸気と乾燥空気を意味する。右辺第2項が熱拡散を表す項である。

慣性項と粘性項, および重力ポテンシャルは無視できるものとし, 水蒸気は希薄であり, 理想気体近似ができるものとすれば, (3)式は次のように書くことができる。

$$-j_v = L_{vv}(R_w T / \rho_v) (\partial \rho_v / \partial z)_T + L_{vq}(1/T) (\partial T / \partial z) \quad (4)$$

ここで R_w は水蒸気の気体定数である。(4)式では(3)式の F として熱力学項のみを考慮していることになる。

(4)式はまた別の方法で誘導することも可能である (小林ら, 1985)。また, 係数 L_{vq} は正になることが確かめられている (Cary, 1963)。

(2)式と(4)式の右辺第1項は等温拡散を意味し, 物理的に同じ内容を表すが, それぞれの第2項は全く異なる現象を表すことに注意しなければならない。(2)式の第2項は温度勾配が水蒸気密度の勾配をもたらすような状況でのみ実的な意味を持つが, (4)式の第2項が表す現象は一般的な状況の下で存在する非平衡現象の一種である。

III. モデル

地表面温度が極めて上昇する日中の乾燥裸地面からの蒸発過程を模式化して図-1に示す。DSL内および地表面では, 水分は土粒子表面に付着 (吸着) しており, 水分輸送は分子拡散 (点影部) と渦拡散によって行われる。間げき内の水蒸気密度は同一深さにおける土粒子表面の付着水と熱力学的平衡状態にある (Milly, 1982)。液体水から水蒸気への気化はDSLより更に下層で行われる。

地表面直上の空気薄層 (以後, 接地薄気層) 内でも分子拡散による水蒸気輸送が行われる。層厚 b は熱的・力学的条件によって変化するものと思われる。仮に対流が発生しないための熱的条件 (レイリー数 $R_a < 10^3$) を適用してみると, 10^{-3} m より薄いという結果が得られる。これが一つの目安と考える。

間げきが地面に開口する部分では, 土粒子径や地上風速にも依存するが, 渦拡散の支配する領域が侵入する。Ishihara *et al.* (1992) は 10^{-2} m のオーダー

図-1 (右) 乾燥裸地面を形成する土粒子とそれを取り巻く接地薄気層 (層厚 b) および間げきの模式図
点影部は分子拡散が支配する領域を示す
(左) 地表面付近の温度 (T) と水蒸気密度 (ρ_v) の平均的プロファイルの模式図

の深さまで侵入しようとしているが、筆者らは無視できない深さは 10^{-3} mのオーダーまでと考えている (Kobayashi *et al.*, 1989)。いずれにしても、地表面近傍の温度と水蒸気密度の分布の微細構造は複雑であるが、本報では、図-1に模式的に示すような、平均的なプロフィールを対象にして考察を進める。したがって温度勾配の影響と言っても、平均化された影響であることは言うまでもない。

IV. 熱拡散の評価

1次元水蒸気輸送の基礎式(4)の熱拡散を表す右辺第2項と等温拡散を表す第1項の比を γ とする。すなわち

$$\gamma = L_{vq}(1/T)(\partial T/\partial z)/L_{vv}(R_w T/\rho_v)(\partial \rho_v/\partial z)_T = s \cdot \rho_v \cdot (\partial T/\partial z)/(\partial \rho_v/\partial z)_T \quad (5)$$

ここで $s \equiv L_{vq}/L_{vv}R_w T^2$ はSoret係数である。一般に、混合気体中でも混合液体中でも、 $|s| = 10^{-5} \sim 10^{-3} K^{-1}$ であることが実験的に確かめられている (de Groot and Mazur, 1984)。

1. DSL内上部

DSL内上部では $|\partial T/\partial z| \approx 10^3 K m^{-1}$ (Kobayashi *et al.*, 1991), $\rho_v \approx (10^{-3} \sim 10^{-2}) kg m^{-3}$ であるから、(5)式より次の関係を得る。

$$|\gamma| \approx (10^{-5} \sim 10^{-2}) / |(\partial \rho_v/\partial z)_T| \quad (6)$$

上式は $|(\partial \rho_v/\partial z)_T| \leq 10^{-2} kg m^{-4}$ になると熱拡散の影響が無視できなくなる可能性のあることを示している。これは日蒸発量に換算すれば $0.01 mm day^{-1}$ より小さい場合に相当するので、現実の問題としては、熱拡散の影響は無視してよいと思われる。

2. 接地薄気層内

接地薄気層内の温度勾配の測定は難しいが、次のように推定できる。地表面から大気中への顕熱伝達量を H 、地中への熱伝達量を G とすれば、日中、乾燥裸地面では $H \approx (1 \sim 10) G$ となる。また、地表面の熱源は土粒子表面であるから、接地薄気層内の熱伝導率 λ_a とDSL内の熱伝導率 λ_d の間には $\lambda_a \approx 10^{-1} \lambda_d$ の関係がある。したがって、接地薄気層内の温度勾配の絶対値はDSL内上部のその $10 \sim 10^2$ 倍となり、 $|\partial T/\partial z| \approx (10^4 \sim 10^5) K m^{-1}$ と推定される。

水蒸気密度はDSL内上部とほぼ等しく、 $\rho_v \approx (10^{-3} \sim 10^{-2}) kg m^{-3}$ であるから、(5)式から次の関係を得

る。

$$|\gamma| \approx (10^{-4} \sim 1) / |(\partial \rho_v/\partial z)_T| \quad (7)$$

上式は $|(\partial \rho_v/\partial z)_T| \approx 1 kg m^{-4}$ というような極めて大きな水蒸気密度勾配に拮抗する熱拡散の存在がありうること、 $10^{-4} \sim 10^{-2} kg m^{-4}$ 程度の水蒸気密度勾配に逆らって水蒸気が運ばれると考えることは決して不合理でないことを示唆する。

接地薄気層より上の接地大気層(以後、接地層)内では、水蒸気は渦拡散によって上方へ運ばれる。接地層内の水蒸気輸送能力が相対的に小さい場合は、接地薄気層内で湿度逆転が生じる (Kobayashi *et al.*, 投稿中)。すなわち、高度と共に水蒸気密度は増す(図-1)。このような条件の下では、蒸発速度は接地層内の水蒸気の状態には依存しない。地表面が乾燥すると蒸発速度は地中の条件によってのみ決まるようになると言われるが (Gardner and Hillel, 1962; kondo *et al.*, 1992), その理由の一つとして地表面直上に発達する大きな温度勾配をあげることができる。

V. 水蒸気密度の温度依存性の評価

1. DSL内

DSL内では熱拡散は無視してよいので、水蒸気輸送の基礎式として(2)式を用いることができる。温度勾配の影響を表す右辺第2項の第1項に対する比を γ' とすれば、次式を得る。

$$\gamma' = (\partial \rho_v/\partial T)(\partial T/\partial z)/(\partial \rho_v/\partial z)_T \quad (8)$$

DSL内上部の条件($pF \approx 6$, $T < 340 K$)においては (小林・宮川, 1991),

$$(\partial \rho_v/\partial T)/\rho_v \approx (d\rho_s/dT)/\rho_s \approx 5 \times 10^{-2} K^{-1}$$

となる (Nakano and Miyazaki, 1979)。ただし ρ_s は飽和水蒸気密度である。したがって、たとえば $|\partial T/\partial z| = 5 \times 10^3 K m^{-1}$, $\rho_v = 5 \times 10^{-3} kg m^{-3}$ とすれば、次の関係を得る。

$$|\gamma'| \approx 10^{-1} / |(\partial \rho_v/\partial z)_T| \quad (9)$$

基礎式(2)、すなわち(1)式は経験式であり、理論式ではないので、 γ' の値を厳密に評価してもあまり意味はないと思われる。しかし、上記の例の場合、 $|(\partial \rho_v/\partial z)_T| < 10^{-1} kg m^{-4}$ では温度勾配の影響が無視できなくなる可能性を示していると考えられる。これは熱拡散の影響の判定基準よりオーダーが1以上大きい ((6)式参照)。

2. 接地薄気層内

接地薄気層内では水蒸気の生成・消滅はないので、気体の膨張の影響だけを評価すればよい。理想気体モデルを用いれば

$$|(\partial \rho_v / \partial T) / \rho_v| = 1/T \approx 3 \times 10^{-3} \text{K}^{-1}$$

となり、飽和水蒸気密度の温度依存性の項よりオーダーが1小さいことがわかる。したがってDSL内ではこの項を無視することができた。しかし、接地薄気層内の温度勾配はDSL内よりもオーダーが1～2大きいので、

$$|\gamma'| \approx (10^{-1} \sim 1) / |(\partial \rho_v / \partial z)_T| \quad (10)$$

となる。

ここで、再び基礎式(2)の有効性に立ち返る必要がある。10³～10⁴ K m⁻¹のような極めて大きな温度勾配が存在する条件の下では、基礎式(2)、すなわち(1)式が成立するという保証はないと考えられる。(10)式は、熱拡散の影響の判定基準(7)式と矛盾はしないように見えるが、符号は逆であり、(2)式の第2項が表すフラックスは低温部から高温部へ向かうことになる。これは $L_{vq} > 0$ となる実験事実に反する。

VI. 蒸発速度測定法

1. 原理上の問題点

湿潤地での蒸発速度測定法を乾燥裸地面からの蒸発速度測定に適用する場合には、いくつかの原理上の問題がある。まず、地表面の湿度と接地層内の湿度の差は、一般には蒸発速度に比例しない。地上の湿度のプロフィールは、温度勾配の存在によって、普通は単調関数では表現できないと考えられるからである(図-1)。これは従来用いられているバルク法などが乾燥裸地面からの蒸発速度測定法としては適当でないことを意味する。

また、乾燥裸地面からの蒸発速度は地中の条件によってのみ決まる傾向が強いだけでなく、地表面直上の大きな温度勾配は接地層内の湿度状態が地表面へ伝わることを妨げるので、移流現象がなかなか解消されない。したがって、移流現象がなく、フラックスが一定の気層が存在することを前提とした原理に基づく測定方法、たとえば渦相関法や傾度法などは適用が難しいことになる。

最近、日中の砂漠の接地層内で下向きの水蒸気スラックスが観測された(Wang and Mitsuta, 1990; 原藁ら, 1992)。測定は渦相関法やボーエン比法によって行われたが、残念ながら、移流現象が無視できる状況下にあったかどうかは確認されていない。

2. DSL法と温度勾配の関係

DSL法はDSL内の水分上昇フラックスを層内の含水量と地温プロフィールから求め、蒸発速度を推定する方法である(小林・宮川, 1991)。本法には前項で指摘したような原理上の問題はないが、温度勾配が層内の水分上昇フラックスと蒸発速度の一致を保証する反面、精度上の制約をもたらす。

前節V.でみたように、DSL内では $|(\partial \rho_v / \partial z)_T| \leq 10^{-1} \text{kg m}^{-4}$ になると温度勾配の影響が無視できなくなる。これは日蒸発量に換算すると0.1 mm day⁻¹より小さい場合に相当し、DSL法の精度の限界を示唆している。

DSL内の水分上昇フラックスと蒸発速度が一致するためには、地表面直上の水分を上方へ運ぶ能力がDSL内の水分上昇フラックスより大きくなければならない。接地薄気層内に大きな温度勾配が存在する場合は、層内の水蒸気は熱拡散によって強力に上方へ押しやられるので、地表面から上昇する水蒸気は問題なく同層上部まで運ばれる。接地層内の水蒸気輸送能力が相対的に小さい場合は、水蒸気密度のプロフィールは接地薄気層上部で最大値を示すような形状をとることになる(図-1)。このように、地表面直上の大きな温度勾配の存在は、DSL法が適用可能な条件の一つを保証する。

VII. むすび

DSLが形成される段階にいたると蒸発速度の絶対値は小さい。したがって、地表面の乾燥が進むと蒸発速度は零になるというモデルを用いれば、大きな誤差は生じない。そのために乾燥裸地面からの蒸発過程を理論的に解明する試みはほとんどなされなかったものと思われる。

最近、数値気候モデルに組み込むことを目的として、蒸発速度(潜熱フラックス)をバルク法により表現する試みが行われている。その際、地表面の湿度を評価する必要があるが、経験に基づくモデル化が多数見うけられる(Lee and Pielke, 1992)。しかし、理論なきモデル化は、効率の良いアプローチとは思えない。

裸地面からの蒸発過程、特に地中からの蒸発が支配的になる第2、第3段階の蒸発過程(小林・宮川, 1991)についての理論的研究が進められなければならない。

引用文献

- 1) Bearman, R.J. and Kirkwood, J.G. (1958) : Statistical mechanics of transport processes. XI. Equations of transport in multicomponent systems, *J. Chem. Phys.*, **28**, pp. 136-145
- 2) Bearman, R.J. (1959) : On the linear phenomenological equations. II. The linear statistical mechanical theory, *J. Chem. Phys.*, **31**, pp. 751-755
- 3) Cary, J.W. (1963): Onsager's relation and the non-isothermal diffusion of water vapor, *J. phys. Chem*, **67**, pp. 126-129
- 4) Gardner, W.R. and Hillel, D.I. (1962) : The relation of external evaporative conditions to the drying of soils, *J. Geophys. Res.*, **67**, pp. 4319-4325
- 5) de Groot, S.R. and Mazur, P. (1984) : Non-equilibrium thermodynamics, Dover, pp. 273
- 6) 原蘭芳信・申 建友・劉 新民・李 勝功(1992) : 中国内モンゴル東部の砂丘の秋季の微気象特性, *農業気象*, **47**, pp. 217-224
- 7) Ishihara, Y., Shimojima, E. and Harada, H. (1992): Water vapor transfer beneath bare soil where evaporation is influenced by a turbulent surface wind, *J. Hydrol.*, **131**, pp. 63-104
- 8) 小林哲夫・松田昭美・神近牧男 (1985) : 温度勾配下での土壌中の水蒸気輸送に関する基礎理論, *九州の農業気象*, **21**, pp. 21-26
- 9) Kobayashi, T., Matsuda, A. and Kamichika, M. (1989): A simple method for estimating the rate of evaporation from a dry sand surface, *J. Agr. Meteor.*, **44**, pp. 269-274
- 10) 小林哲夫・宮川賢治 (1991) : 乾燥裸地面からの日蒸発量推定法, *水文・水資源学会誌*, **4**, pp. 37-43
- 11) Kobayashi, T., Matsuda, A., Kamichika, M. and Yamamura, Y. (1991): Why the thickness of the dry surface layer in sand dune fields exhibits a diurnal variation?, *J. Agr. Meteor.*, **47**, pp. 3-9
- 12) Kobayashi, T., Nagai, H. and Shibata, S. (投稿中) : Another comment on "Peculiar downward water vapor flux over Gobi desert in the daytime", *J. Meteor. Soc. Japan*
- 13) Kondo, J., Saigusa, N. and Sato, T. (1992) : A model and experimental study of evaporation from bare-soil surfaces, *J. Appl. Meteor.*, **31**, pp. 304-312
- 14) Lee, T.J. and Pielke, R.A. (1992): Estimating the soil surface specific humidity, *J. Appl. Meteor.*, **31**, pp. 480-484
- 15) Milly, P.C.D. (1982): Moisture and heat transport in hysteretic, inhomogeneous porous media: A matric head-based formulation and a numerical model, *Water Resour. Res.*, **18**, pp. 489-498
- 16) Nakano, M. and Miyazaki, T. (1979): The diffusion and nonequilibrium thermodynamic equations of water vapor in soils under temperature gradients, *Soil Sci.*, **128**, 184-188
- 17) Philip, J.R. and de Vries, D.A. (1957): Moisture movement in porous materials under temperature gradients, *Trans. Amer. Geophys. Union*, **38**, pp. 222-232
- 18) Truesdell, C. (1962): Mechanical basis of diffusion, *J. Chem. Phys.*, **37**, pp. 2336-2344
- 19) Wang, J. and Mitsuta, Y. (1990): Peculiar downward water vapor flux over Gobi desert in the daytime, *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, pp. 399-401

(1992年7月24日受付, 1992年12月3日受理)