

II-10

地表風の乱れが地中での水蒸気輸送に及ぼす影響

京大防災研究所 正員 下島栄一
豊橋技術科学大学 正員 石原安雄
阪神電鉄 正員 原田 大

1. はじめに: 乱流状態にある地表風は、裸地蒸発過程において、現象的に二つの形態で地中に作用を及ぼすと考えられる。一つは、この風が直接地中に侵入し、平均的にみて水平方向に乱れた流れが生じる場合(F型)であり¹⁾、他は、この地表風は大気圧変動を伴うので、この変動が地中の空気圧に影響を及ぼす場合(P型)である²⁾。F型は風速が大きく、地中の透気性がよい状況下で現れるが、両者の現象の分離は必ずしも容易ではないことが予想される。本文では、とくにP型の現象に着目し、地表風は平均的にみて水平方向に一樣となっている条件下での大気圧変動が、地中での蒸発によって生じた水蒸気の地表面までの移動に及ぼす影響を実験を介して明らかにしようとするものである。

2. 理論的背景

a) 基礎式: 解析の簡単のため、地中の場の構造は一樣であり、またそこでの不飽和域の水分布も一樣であるとする。間隙空気移動が Darcy 則に従うとすれば、同式と連続式、状態方程式(等温変化、理想気体)よりつぎの近似式をうる²⁾。 $\partial P / \partial t = D \Delta P$ ① ここに、P は空気圧の変動成分、 Δ はラプラシアン、t は時間、 $D = Pa Ka / \theta a (= \text{const.})$ で、 Pa は大気圧の平均値、 Ka は透気係数、 θa は空隙率である。直交座標(X, Y, Z)で、Z 軸を地面からの深さ、X 軸を風の主流方向とする。

地中の間隙部分での乱れによって生じる水蒸気フラックス(F_t)の Z 成分は次式で与えられる。

$F_t = -\langle \rho v' W \rangle$ ② ここに、 $\rho v'$ は水蒸気密度の変動成分、W は 空気 の Z 方向の Darcy 速度、 $\langle \cdot \rangle$ はアンサンブル平均である。この乱流輸送が混合理論によって表せるとすれば、式②は次式となる。

$$F_t = -Dt, p \rho a \partial \langle q \rangle / \partial Z \quad \text{③} \quad \text{ここに、} Dt, p = l^* Ka \langle |\partial P / \partial z| \rangle \quad \text{④}$$

ρa は空気密度、 q は比湿、 l^* は混合距離である。従って、水蒸気的全フラックス(F)は、分子拡散によるものと乱流拡散によるもの(F_t)の和で表現できる。 $F = -(Dt, p + Dm^{eff}) \rho a \partial \langle q \rangle / \partial Z$ ⑤

ここに、 $Dm^{eff} = \theta a T Dm$ で、 T は tortuosity、 Dm は分子拡散係数である。 Dt, p は乱流拡散係数である。

b) 境界条件及び解: 地表面での大気圧の変動成分(Ps)が次のフーリエ積分で与えられるとする。

$Ps = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B(\sigma, \kappa) \exp\{i(\sigma t - \kappa \cdot X)\} d\sigma d\kappa$ ⑥ ここに、 $X = (X, Y)$ 、 σ は角振動数、 κ は波数(κ_x, κ_y)、 $i^2 = -1$ 、 B は複素フーリエ関数で、 B^* を B の複素共役関数とすると $B^*(\sigma, \kappa) = B(-\sigma, -\kappa)$ が成立する。一方、地下のある深さ(L)に飽和域上縁等の非透気面が存在する場合、そこでは、間隙空気に対する Darcy 則より、次式が成立する。 $Z = L$ で、 $\partial P / \partial Z = 0$ ⑦

式①を境界条件式⑥、⑦のもとで解析的に解くことができるが、実際上の圧力計測を考慮し、以下では、現象は (X, Z) の二次元で扱うことができ、また地表面直上での乱れは凍結乱流の仮定が成立する($\sigma / \kappa_x = Uc$; Uc は一定速度)とすると、以下のような関係式をうる。

$$\langle P^2 \rangle = 4\pi \int_0^\infty S(f) [\cosh\{2\lambda(L-Z)\} + \cos\{2\kappa_z(L-Z)\}] / [\cosh(2\lambda L) + \cos(2\kappa_z L)] df \quad \text{⑧}$$

$$\langle (\partial P / \partial Z)^2 \rangle = 4\pi \int_0^\infty \mu \mu^* S(f) [\cosh\{2\lambda(L-Z)\} - \cos\{2\kappa_z(L-Z)\}] / [\cosh(2\lambda L) + \cos(2\kappa_z L)] df \quad \text{⑨}$$

ここに、 f は周波数、 $S(f)$ は間隙空気圧(P)のパワースペクトル、 $\lambda = [\{\kappa_x^2 + \{\kappa_x^4 + (\sigma/D)^2\}^{1/2}\}/2]^{1/2}$ 、 $\kappa_z = [\{\{\kappa_x^4 + (\sigma/D)^2\}^{1/2} - \kappa_x^2\}/2]^{1/2}$ 、 $\mu = -\lambda - i\kappa_z$ 、 μ^* は μ の複素共役数である。

とくに、式⑧と式⑨で $L \rightarrow \infty$ とおける場合、それぞれはつぎのように簡単に表せる。

$$\langle P^2 \rangle = 4\pi \int_0^\infty S(f) \exp(-2\lambda Z) df \quad \text{⑩} \quad \langle (\partial P / \partial Z)^2 \rangle = 4\pi \int_0^\infty \mu \mu^* S(f) \exp(-2\lambda Z) df \quad \text{⑪}$$

$\langle \cdot \rangle$ が時間平均を意味するものとする、 $\langle (\partial P / \partial Z)^2 \rangle^{1/2} = \langle |\partial P / \partial Z| \rangle = \langle (\partial P / \partial Z)^2 \rangle^{1/2}$ がほぼ成立すると考えられるので、式④で定義した乱流拡散係数 Dp, t は、地面でのパワースペクトル $S(f)$

あるいはある深さ($Z = Z_e$)での同スペクトル $S(f; Z)$ と混合距離 l^* とが決まれば評価できることになる。

c) 水蒸気移動の抵抗と蒸発強度： 地表面上に形成される乱流境界層での運動量と水蒸気の輸送の間にレイノルズ相似が成立すると、そこでの対数則に従う速度分布と比湿分布及び式⑤より次の関係をうる¹⁾。

$$E/(\langle q_0 \rangle - \langle q_b \rangle) = (\rho_a / \rho_w) / \left[\int_0^{Z_e} \frac{1}{(Dt, p + Dm^{eff})} dZ + (\langle u_b \rangle / u_*^2) \right] \quad (12)$$
 ここに、 E は蒸発強度、 ρ_w は水の密度、 $\langle u \rangle$ は平均風速、 u_* は摩擦速度、添字 "e"、"b" はそれぞれ蒸発面及び境界層上縁での値を意味する。式⑫では、蒸発面 ($Z = Z_e$) 上方の水蒸気フラックスは深さに関係なく一定 ($F = -\rho_w E$) としている。上式右辺の $[\cdot]$ は蒸発面から大気境界層上縁の間の水蒸気輸送に関する抵抗とみなせる。

3. 実験及び考察

幅 34 cm、長さ 94 cm、深さ 69 cm の気乾状態の多孔質層上に風洞を介して平均風速 (U) が一定の乱れた気流を与え、適当な深さでの空気圧の変動を高感度の圧力センサーで計測した。特に層厚の効果を調べるために、層の下方に地下水面を作り、その深さを種々変えた。図-1 は、平均粒径が 0.45 mm の砂層 ($L = 69$ cm) で、 $U = 290$ cm/s 下での $\langle (\partial P / \partial Z)^2 \rangle^{1/2}$ と深さとの関係を示す。計算では $L \rightarrow \infty$ とした。○印と●印は、各測点の $S(f; Z)$ を用い、現象が一次元 ($\kappa_x = 0$)、二次元 ($U_c = U$) であるとした式⑪からの結果であり、破線と実線は深さ 0.85 cm の $S(f; Z)$ を基準に取り、同様にそれぞれ一次元及び二次元とした結果、また▲印は2点間の差圧をその距離で除したものである。砂層表面下約 1 cm 以深では破線、○印、▲印がよく合致しており、また表面直下では実線と▲印が合致しているようにみえる。この結果は、間隙空気圧の変動は、砂層表面直下では二次元的であり、1 cm 程度より深くなると一次元的なものとで近似できることを示唆する。風速や(有効)層厚を異にする条件下での同様な結果をまとめると、上記の結果がそのまま成立し、また L を無限大とした計算値は有限としたものと、 $Z = L$ 近傍を除外すれば、十分に一致することが認められた。以上の結果は、粒径が 0.22 mm の砂や層厚が大きな 2 mm のビー玉の層でも確認された。

蒸発実験は、上記の多孔質層内に地下水面を設け、それに同様に気流を与えて行ったが、その詳細は既報^{1) 3)}を参照されたい。図-2 は図-1 に対応する蒸発実験で、砂層内の最低温度点(蒸発面)の深さ Z_e と $E/\Delta q$ との関係を示したものが丸印であり、●は定水位、○は変水位とした地下水面の条件である。ここに、 $\Delta q = \langle q_0 \rangle - \langle q_b \rangle$ を意味し、 $Z = Z_e$ での水蒸気は飽和とした。式⑫を計算する際、上記の一次元的及び二次元的な空気圧の変動域の接続は、図-1 の実線と破線が交差する点を選択点とする。図-2 中の実線は $l^* = 5$ mm (粒径の10倍) とした式⑫右辺の計算結果 ($L \rightarrow \infty$)、破線は $Dt, p = 0$ としたものである。 l^* 値は一定のパラメータとしたが、実線は丸印とよく合致している。なお、 $U = 150$ cm/s の場合、 $l^* = 0.8$ mm となった。結局、地中での水蒸気の輸送は分子拡散のみでは説明できず、上記のような機構の乱流拡散の影響を同時に考慮する必要がある。

参考文献 1) Ishihara et al(1988); APD-IAHR.

2) Farrell et al(1967); Soil Sci.. 3) Ishihara et al(1989); Bull. DPRI, Kyoto Univ..

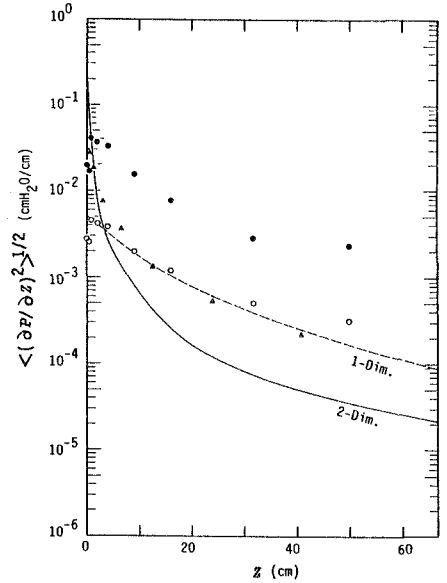


図-1: $\langle (\partial P / \partial Z)^2 \rangle^{1/2}$ と Z の関係

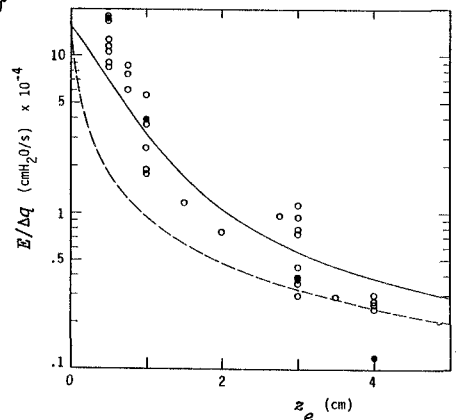


図-2: $E/\Delta q$ と z_e との関係