

地表温度の数値予報

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	7
ページ	47-67
発行年	1971-11
URL	http://doi.org/10.24732/nied.00000693

地 表 温 度 の 数 値 予 報

近 藤 純 正

国立防災科学技術センター平塚支所

Prediction of Air and Soil Temperatures Near the Earth's Surface

By

Junsei Kondo

Hiratsuka Branch, National Research Center for Disaster Prevention

Abstract

Numerical prediction of the diurnal variations in the air and soil temperatures as well as in the wind velocity near the earth's surface has been made by taking account of energy balance of the long-wave radiation, insolation, sensible heat, and latent heat due to the evaporation at the surface. When the wind velocity at the top of the boundary layer (in the present paper, the level being taken at 100-m height) is weaker than several meters per second, nocturnal cooling takes place by the net outgoing radiation only, and the sensible and latent heats become very small quantities. This result agrees with the solution of the Groen's analytical equation. When the wind is not so calm, however, the sensible and latent heats can not be neglected. Under this condition, nocturnal cooling is sensitive to the vapor pressure at initial time. When air is dry, the cooling is intensified by the loss of heat due to evaporation, but in case of humid condition it is suppressed by condensation heat.

Some practices of numerical prediction of the diurnal changes in the air and soil temperatures as well as in wind velocity were made for the periods of 10 to 11 and 23 to 26 July 1956 at O'Neill, Nebraska, U.S.A. Nearly the same results were obtained between the calculated and observed values. If a factor representing the condition of surface humidity for the ground surface is found by numerical calculation, the evaporation from the ground surface with non-saturated vapor pressure can be estimated. This factor for O'Neill was found to be 0.06 by comparison between the values from numerical calculation and the observed data of air and soil temperatures.

1. 序 論

地表面付近の気温や地温の変化は、地表面に入射する太陽からの放射熱、大気中の水蒸気

や炭酸ガスなどから来る長い波長の赤外放射熱，逆に地表面の赤外放射熱，乱流輸送による顕熱，蒸発の潜熱，地中や水中での伝導熱などを表現する方程式を解けば，時刻の関数として得られる．この目的に沿って，主として地温の夜間冷却の問題を取り扱ったのは，Brunt (1939)，Groen (1947)，Jaeger (1945)，Knighting (1950)，Laikhtman (1961) などである．Brunt は，顕熱と蒸発の潜熱を無視し，しかも夜間放射量（地表での長波長放射の正味量）は一定とした場合を解析的に解いた．風が非常に弱いときは，顕熱と蒸発による潜熱は夜間放射量に比較して無視できるので，Brunt の結果は近似的に正しいであろう．しかし，時間がたつと，地表面温度と気温は相当低くなるので，夜間放射量が一定という仮定は怪しくなる．これを改良したのが，Groen である．かれは夜間放射量は地表面の冷却に従って減少するとした．ところで，実際には空気から乱流輸送によって地表面へ熱が運ばれているので，Groen の結果ほど夜間冷却は起こらないはずである．この顕熱を考慮に入れたのは，Jaeger や Knighting などである．かれらは，空気中の熱拡散係数を高さの関数として解いた．しかし，拡散係数は気温分布や風速の関数でもあり，しかも気温や風速分布は地表温度の変化とともに変わるので，拡散係数を最初から与えるのではなく，温度分布と同時に解かなければならない (Kondo, 1971)．

さて，地中の熱伝導の微分方程式は，地中の熱伝導率を λ_1 ，比熱を c_1 ，密度を ρ_1 とし，これらが深さによらず一定であるとすれば，

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda_1}{c_1 \rho_1} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad z < 0, \quad t > 0 \quad (1.1)$$

である．Brunt (1939) は上式を初期条件

$$T(z) = T_{t=0} = \text{constant}, \quad z \leq 0, \quad t = 0 \quad (1.2)$$

と境界条件

$$-\lambda_1 \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} = R_N = R_0 = \text{constant}, \quad z = 0, \quad t > 0 \quad (1.3)$$

を用いて解いた．ただし， R_N は正味の夜間放射量， R_0 は $t=0$ における放射量である．その結果，地表面温度を次のように得た．

$$\begin{aligned} \Delta T_s &= (T_{t=0} - T_{t=t})_{z=0} \\ &= \frac{2R_0 \pi^{-0.5} t^{0.5}}{(c_1 \rho_1 \lambda_1)^{0.5}}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

上式によると，地表面温度は時刻 t の平方根に比例して冷却することを示している． t の基点を夕方の日の入りの時刻と考えると，この結果は経験と定性的に一致するが，しかし， t が大きくなると， R_N が一定という仮定は使えなくなる．それで Groen は (1.3) 式の代りに

$$-\lambda_1 \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} = R_N = R_0 - b \cdot \Delta T_s, \quad z = 0, \quad t > 0 \quad (1.5)$$

とし，夜間放射量は地表面冷却に比例して減少するとした．上式の b は経験的に決められる

定数である。この条件の下での (1.1) 式の解は

$$\frac{\Delta T_s}{R_0/b} = 1 - \operatorname{erfc}(\sqrt{t/t_1}) \cdot \exp(t-t_1), \quad (1.6)$$

$$\operatorname{erfc} x = 1 - (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x \exp(-x^2) dx, \quad (1.7)$$

$$t_1 = c_1 \rho_1 \lambda_1 / b^2,$$

$$b = (R_0 - R_N) / \Delta T_s$$

である。Groen による (1.6) 式は、Brunt による (1.4) 式ほど冷却しないことを示している。

上記の Brunt と Groen は、夜間放射のみを考慮したが、Jaeger (1945) や Knighting (1950) は地表と空気の間で輸送される顕熱も考慮に入れた。空気中の拡散係数を一定の K_0 とし、夜間放射量も時刻によらず一定の R_0 とし、さらに、地温 T と気温 θ の初期条件を

$$T(z) = T_{t=0} = \text{constant}, \quad z \leq 0, \quad t = 0, \quad (1.8)$$

$$\theta(z) = \theta_{t=0} = T_{t=0}, \quad z \geq 0, \quad t = 0 \quad (1.9)$$

とすれば、地表温度の冷却は

$$\Delta T_s = \frac{2R_0 \pi^{-0.5} t^{0.5}}{(c_1 \rho_1 \lambda_1)^{0.5} + c_p \rho K_0^{0.5}} \quad (1.10)$$

となる。ただし、 c_p と ρ は空気の定圧比熱および密度である。また、高さ z の気温は

$$\begin{aligned} \theta = T_{t=0} - \frac{2R_0 \pi^{-0.5} t^{0.5}}{(c_1 \rho_1 \lambda_1)^{0.5} + c_p \rho K_0^{0.5}} & \left\{ \exp(-z^2/4K_0 t) \right. \\ & \left. - \frac{\pi^{0.5} z}{(4K_0 t)^{0.5}} \operatorname{erfc} \frac{z}{(4K_0 t)^{0.5}} \right\} \end{aligned} \quad (1.11)$$

である。(1.10)式は (1.4) 式の分母に $c_p \rho K_0^{0.5}$ が加わっただけで、地表の冷却は、やはり時刻 t の平方根に比例する。

それで、Jaeger はさらに、空気中の拡散係数 K を高さの関数とした場合を考えた。風速分布を

$$u = u_1 (z/z_1)^m, \quad 1 \geq m \geq 0 \quad (1.12)$$

とすると、 K は Sutton により

$$\begin{aligned} K &= a u_1^{(1-m)/(1+m)} z^{1-m}, \\ a &= \frac{(0.5 \pi k^2)^{1-n} (2-n) n^{1-n} \nu^n z_1^{-n(1-n)/(2-n)}}{(1-n)(2-n)^{2(1-n)}}, \\ m &= n/(2-n), \\ n &= 2m/(m+1) \end{aligned} \quad (1.13)$$

である。ただし、 k はカルマン定数、 ν は動粘性係数。そうすれば、空気中の熱伝導微分方

程式は

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial \theta}{\partial z} \right), \quad z > 0, \quad t > 0, \quad (1.14)$$

地中では

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda_1}{c_1 \rho_1} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad z < 0, \quad t > 0 \quad (1.15)$$

であるから、境界条件として

$$R_N = R_0 = \text{constant}, \quad t > 0, \quad (1.16)$$

$$\theta = T, \quad z = 0, \quad t > 0, \quad (1.17)$$

$$-\lambda_1 \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} = -a u_1^{(1-m)/(1+m)} c_p \rho z^{(1-m)} + R_0, \quad z = 0, \quad t > 0 \quad (1.18)$$

を用いて、(1.14) 式と (1.15) 式を解き、

$$\begin{aligned} \Delta T_s &= \frac{R_0}{(c_1 \rho_1 \lambda_1)^{0.5}} \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \alpha^s \frac{t^{0.5(s+1-sn)}}{\Gamma\{0.5(s+3-sn)\}} \\ &= \frac{2R_0 \pi^{-0.5} t^{0.5}}{(c_1 \rho_1 \lambda_1)^{0.5}} - \frac{R_0 \alpha t^{-(m+1)}}{(c_1 \rho_1 \lambda_1)^{0.5} \Gamma\{(m+2)/(m+1)\}} + \dots \end{aligned} \quad (1.19)$$

ただし、

$$\alpha = \frac{c_p \rho a u_1^{(1-m)/(1+m)} (m+1)^{(1-m)(1+m)} \Gamma(1-0.5n)}{(c_1 \rho_1 \lambda_1)^{0.5} a^{0.5n} u_1^{n(1-m)/2(1+m)} \Gamma(0.5n)} \quad (1.20)$$

を得た。(1.19) 式と、Brunt の結果の (1.4) 式とを比較してわかることは、(1.4) 式は (1.19) 式の第2項以下がないことである。

Laikhtman (1961) は空気中の熱拡散係数を Jaeger や Knighting と同じように、高度の関数としたが、さらに時刻の周期関数として与え、また、地表面での正味放射量も時刻の周期関数として与えた場合の日変化の温度を解いた。しかしながら、地温および気温などの日変化は、拡散係数や正味放射量をあらかじめ与えないで、温度変化を解くと同時に解かなければならない。また、多くの場合、蒸発熱は無視されてきたが、これはかなり大きいので、計算に含めなければならない。さらに、空気中での気温変化は乱流混合によるもののほかに、Yamamoto, Kondo (1959) や Kondo (1971) ほかが示したように、晴天時は赤外放射の発散による気温変化も相当あるので、これも考慮に入れなければならない。こうなると、もはや解析的に解くことは困難となり、数値計算によらざるを得なくなる。この方針に従って気温、湿度、風速および地温の日変化を具体的な例について求めることが、この研究の目ざすところである。本研究は、特に地表面温度と地上数 m までの気層に主眼点をおき、それより上層の気温は、近似的に表現しようとする。

本報告は、放射、顕熱および蒸発熱を考慮に入れて、地表面付近の気温と地温の日変化を初期条件と境界条件である上層の気象要素を与えて数値計算し、気温予報の可能性を見だし、さらに、この計算では同時に顕熱や蒸発量も求まるので、現在、それが困難なゆえに、

ほとんど手がつけられていない陸地蒸発の評価の方法の糸口を見いだそうとするものである。

2. 熱輸送と熱伝達に関する方程式

地中温度の変化は次の式で与えられる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda_1}{c_1 \rho_1} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad z < 0, \quad t > 0. \quad (2.1)$$

λ_1 , c_1 , ρ_1 はそれぞれ、地中の熱伝導率、比熱、密度で、深さ z によらず一定とする。

次に、水平に一樣な地面上の大気層を考えると、気温変化は主として乱流混合と赤外放射熱の発散量によって起こるので、この発散を時刻とともに計算しなければならないが、ごく地表面に接した層に主眼点を置くために、大気中の風速や気温の鉛直分布は、定常状態に対する理論と観測結果から知られているものを用いる。さらに、地表面粗度係数 z_0 での気温は地表面温度 T_s に等しいと仮定する。さて、地表面での熱収支式は

$$(1-r_s)I_s + (1-r_L)(I_L - \sigma T_s^4) = S + Q + lE \quad (2.2)$$

である。 S は地表面から下向きの地中伝導熱である。 T を地中温度とすると、 $S = \lambda_1 (\partial T / \partial z)_{z=0}$ で、 Q と lE は地表面から上向きの顕熱と蒸発の潜熱である。 E は蒸発量、 l は単位質量当たりの潜熱で $590 \text{ cal} \cdot \text{g}^{-1}$ 。 I_s と I_L はそれぞれ、水平な地表面に入射して来る短波放射と、大気から来る長い波長の赤外放射熱である。 T_s は地表面の絶対温度で、 σT_s^4 はその黒体放射エネルギーである。 r_s , r_L はそれぞれ、短波と長波放射に対する地表面の反射率である。

Kondo (1967) の実験式を用いると

$$I_s = C_s \cdot I_{s0}, \quad (2.3)$$

$$I_{s0} = J_0 (\bar{d}/d)^2 \cos \zeta (0.3 + 0.7 \times 10^{-0.055(1+0.04\bar{e}) \sec \zeta}), \quad (2.4)$$

$$\cos \zeta = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \xi \quad (2.5)$$

とあらわされる。 J_0 は太陽定数で $1.9 \text{ ly} \cdot \text{min}^{-1}$, または $2740 \text{ ly} \cdot \text{day}^{-1}$ である。 d は太陽と地球の距離、 $\bar{d}$ はその平均値、 ζ は太陽の天頂距離、 φ は緯度、 δ は太陽の赤緯、 ξ は正午を0とした太陽の時角、 $\bar{e}$ は mb であらわした地表付近での日平均水蒸気圧であるが、本計算においては、高度 $z_H = 100 \text{ m}$ での水蒸気圧を用いる。 C_s は0と1の間の値で雲量と雲の種類によって変わる。また、

$$I_L = \sigma \bar{T}^4 \{1 - (0.49 - 0.066\sqrt{\bar{e}})C_L\} - \Delta I_L \quad (2.6)$$

である。 $\bar{T}$ は地表面付近の日平均気温の絶対値であるが $\bar{e}$ と同様に $z_H = 100 \text{ m}$ における値を用いる。 C_L も0と1の間の値をとり、 C_s と同様に Kondo (1967) の結果を用いる。 ΔI_L は気温の逆転分布の影響を考えた補正項である。計算の結果、次の近似式が得られた。いま、 θ を気温、 θ_m をその時刻における下層大気の平均的な気温 ($^{\circ}\text{C}$) とすると、

$$\Delta I_L = \left(1 + \frac{3\theta_m}{273}\right) \{0.132(\Delta\theta)_1 + 0.537(\Delta\theta)_2 + 1.4(\Delta\theta)_3 + 2.86(\Delta\theta)_4\}, \quad (2.7)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta\theta_1 &= \theta_{w=0.0001g} - \theta_{w=0}, \\ \Delta\theta_2 &= \theta_{w=0.001g} - \theta_{w=0.0001g}, \\ \Delta\theta_3 &= \theta_{w=0.01g} - \theta_{w=0.001g}, \\ \Delta\theta_4 &= \theta_{w=0.1g} - \theta_{w=0.01g} \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

である。\$w\$ は気圧効果を考慮した水蒸気の光に対する路程で、Yamamoto (1952) によると、

$$w = \frac{1}{g} \int_p^{p_0} q \frac{p}{p_s} dp, \quad (2.9)$$

$$q = 0.622e/(p - 0.378e), \quad (2.10)$$

\$p\$ は気圧、\$p_s\$ は標準気圧、\$e\$ は水蒸気圧、\$q\$ は比湿である。

次に、下層大気層での風速 \$u\$、気温 \$\theta\$、比湿 \$q\$ の鉛直分布形は各瞬間に準定常状態にあると考えれば、

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u^*}{kz} \phi(z/L), \quad (2.11)$$

$$u^* = (\tau/\rho)^{0.5}, \quad (2.12)$$

$$L = -\frac{c_p \rho T u^{*3}}{gkQ} \quad (2.13)$$

で、\$\phi\$ は \$z/L\$ の関数で、無次元風速こう配関数である。\$L\$ は Monin-Obukhov (1954) による大気の安定度を表現する長さである。\$k\$ はカルマン定数で、約 0.4 である。\$u^*\$ は摩擦速度、その他の記号は通常用いられるものと同じである。\$|z/L|\$ が十分に小さい範囲では、\$\phi \doteq 1\$ と知られているから

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u^*}{kz}, \quad z \ll |L| \quad (2.14)$$

となる。いま \$z=z_0\$ で \$u=0\$ の積分定数を用いると

$$\frac{ku}{u^*} = \ln z/z_0, \quad z \ll |L|, \quad (2.15)$$

$$\tau = \rho u^{*2} = \rho k^2 u_1^2 / (\ln z_1/z_0)^2, \quad z_1 \ll |L| \quad (2.16)$$

となる。\$z_0\$ は地表面の空気力学的粗度高であるが、ここでの気温と比湿を \$\theta_0\$ および \$q_0\$ とし、顕熱 \$Q\$、蒸発量 \$E\$ および運動量輸送に対する拡散係数を互いに等しいと仮定すると、上式と同様に、

$$Q = -c_p \rho k^2 u_1 (\theta_1 - \theta_0) / (\ln z_1/z_0)^2, \quad z \ll |L|, \quad (2.17)$$

$$E = -\rho k^2 u_1 (q_1 - q_0) / (\ln z_1/z_0)^2, \quad z_1 \ll |L| \quad (2.18)$$

が得られる。以上は \$z/L\$ が 0 に近い、いわゆる中立に近い場合に対する式であるが、一般の場合の \$\phi\$ 関数形は、現在の段階で、結論がまだ出ていないので、本研究においては、Kondo (1971) に従う。すなわち、大気が安定のときは

$$\phi(z/L) = (1 + \beta z/L)^{0.5} = \left(1 + \beta \frac{z}{|L|}\right)^{0.5}, \quad L > 0, \quad (2.19)$$

不安定なときは

$$\phi(z/L) = \left(1 - \beta \frac{z}{L}\right)^{-0.5} = \left(1 + \beta \frac{z}{|L|}\right)^{-0.5}, \quad L < 0, \quad (2.20)$$

$$\beta = 20. \quad (2.21)$$

いま, $\alpha = \beta/|L|$ とすると, 風速分布は安定のときは

$$\begin{aligned} \frac{ku}{u^*} = & 2\{\sqrt{\alpha z + 1} - \sqrt{\alpha z_0 + 1}\} + \ln \frac{\sqrt{\alpha z + 1} - 1}{\sqrt{\alpha z_0 + 1} - 1} \\ & - \ln \frac{\sqrt{\alpha z + 1} + 1}{\sqrt{\alpha z_0 + 1} + 1}, \quad L > 0, \end{aligned} \quad (2.22)$$

不安定なときは

$$\frac{ku}{u^*} = \ln \frac{\sqrt{\alpha z + 1} - 1}{\sqrt{\alpha z_0 + 1} - 1} - \ln \frac{\sqrt{\alpha z + 1} + 1}{\sqrt{\alpha z_0 + 1} + 1}, \quad L < 0 \quad (2.23)$$

となる. 上の二つの式で, $\alpha z \ll 1$ として近似式を求めると,

$$\frac{ku}{u^*} \doteq \ln \frac{z}{z_0} + \frac{\beta}{2} \frac{z}{L}, \quad z \ll |L| \quad (2.24)$$

となり, これはいわゆる, (対数) + (比例) の分布形である.

風速分布と同様に, 気温と比湿の分布形の一般形は, 安定のときは

$$\begin{aligned} \left. \begin{aligned} \frac{c_p \rho k u^* (\theta_0 - \theta)/Q}{\rho k u^* (q_0 - q)/E} \end{aligned} \right\} = & 2\{\sqrt{\alpha z + 1} - \sqrt{\alpha z_0 + 1}\} + \ln \frac{\sqrt{\alpha z + 1} - 1}{\sqrt{\alpha z_0 + 1} - 1} \\ & - \ln \frac{\sqrt{\alpha z + 1} + 1}{\sqrt{\alpha z_0 + 1} + 1}, \quad L > 0, \end{aligned} \quad (2.25)$$

不安定なときは

$$\left. \begin{aligned} \frac{c_p \rho k u^* (\theta_0 - \theta)/Q}{\rho k u^* (q_0 - q)/E} \end{aligned} \right\} = \ln \frac{\sqrt{\alpha z + 1} - 1}{\sqrt{\alpha z_0 + 1} - 1} - \ln \frac{\sqrt{\alpha z + 1} + 1}{\sqrt{\alpha z_0 + 1} + 1}, \quad L < 0 \quad (2.26)$$

である.

高度 z_H における風速 u_H , 気温 θ_H , 比湿 q_H と z_0 における θ_0 , q_0 を与え, (2.16) ~ (2.18), (2.22), (2.23), (2.25), (2.26) 式を解けば, u, θ, q の分布と u^*, Q, E が求まる. このようにして求めた u, θ, q を逐次 (2.7), (2.8), (2.17), (2.18) 式を用いて, 境界条件の (2.2) 式に代入し, 地温変化の (2.1) 式を解いていくわけである.

次に, 地表面の湿度条件を考えよう. ここでは $z = z_0$ における θ_0, q_0 は地表面の温度および比湿に等しいと仮定している. いま, A を風速などの分布関数を表わすものとする. $u_1 = A u_H$ とおくならば, $\theta_1 - \theta_0 = A(\theta_H - \theta_0)$, $q_1 - q_0 = A(q_H - q_0)$ とおくことができる. もし, 水面のような場合なら, q_0 は θ_0 に対する飽和比湿で $q_0 = q_{SAT}$ とおける. しかし, 一般には乾燥しているため $q_0 < q_{SAT}$ である. q_{SAT} に相当する飽和水蒸気圧を mb 単位で

あらわすと

$$e_{\text{SAT}} = 6.11 + 0.444\theta_0 + 0.0142\theta_0^2 + 0.00025\theta_0^3 + 0.0000043\theta_0^4 \quad (2.27)$$

である.

水面でない場合には, 新しくパラメータ h を導入する. $q_H - q_0 > 0$, すなわち, 地表面に凝結が生じている条件では,

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= Au_H, \\ \theta_1 - \theta_0 &= A(\theta_H - \theta_0), \\ q_1 - q_0 &= A(q_H - q_{\text{SAT}}), \\ q_{\text{SAT}} &= q_0, \end{aligned} \right\} q_H - q_0 \geq 0, \quad (2.28)$$

一方, $q_H - q_0 < 0$, すなわち, 蒸発が起こっているときは,

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= Au_H, \\ \theta_1 - \theta_0 &= A(\theta_H - \theta_0), \\ q_1 - q_0 &= hA(q_H - q_{\text{SAT}}), \\ q_0 &< q_{\text{SAT}}, \end{aligned} \right\} q_H - q_0 < 0 \quad (2.29)$$

と与える. 上式の h の物理的な意味を考えよう. $h=1$ のときは, 地表面の湿度はいつも飽和状態にあることを意味するので, 水面に相当する. 一方, $h=0$ のときは, $q_1 - q_0 = 0$ であるから, 蒸発がないことを意味し, 乾いた砂地の上などに相当する. $0 < h < 1$ のときは, たとえば日中の土壌面とか, あまり湿潤でない草地などのように, 地表面が熱せられたために, 表面近くの水分が蒸発してしまって, その地下からの水分補給が十分でなく, 蒸発は起こっているが, 表面湿度は飽和状態にないことを意味する.

なお, u, θ, q 分布をもとめる計算の実行においては, 計算時間の節約から, あらかじめ (2.16) から (2.26) 式を計算した結果, 次の近似式が得られたので, それを用いた.

(1) 中立またはそれに近い状態, すなわち, $\theta_H - \theta_0 = 0$ および $\theta_H - \theta_0 < 0$ で $u_H > 1,500$ cm/s のとき, または $\theta_H - \theta_0 > 0$ で

$$1 - 0.001(300 + u_H)(\theta_H - \theta_0)^{0.6} < 0$$

のときは,

$$A = \frac{\ln(z_1/z_0)}{\ln(z_H/z_0)} \quad (2.30)$$

とおく.

(2) 上記の条件でなく, 不安定の条件のときは,

$$A = \frac{\ln(z_1/z_0)}{\ln(z_H/z_0)} + 0.0001(1500 - u_H)(\theta_0 - \theta_H)^{0.3}. \quad (2.31)$$

(3) 上の (1), (2) でない場合, すなわち, 中立に近くない安定の条件のときは,

$$A = 0.001 \frac{\ln(z_1/z_0)}{\ln(z_H/z_0)} (300 + u_H)(\theta_H - \theta_0)^{-0.6}. \quad (2.32)$$

3. 顕熱と蒸発熱を無視した場合の夜間冷却

この研究では、数値計算によって地温などの日変化を解くのであるから、その精度を調べておく必要がある。それで、従来 Brunt (1939) や Groen (1947) などによって、簡単なモデルに対する地温の夜間冷却が解析的に解かれているので、それと条件が同じ場合をわざと数値計算し、解析解と比較して精度を調べる。

地中伝導熱 G と地温 T は次の式によった。いま、地中を Δz の厚さに、 n 層に分け、表面から k 番目では、

$$G(k) = \lambda_1 [T(2) - T(1)] / \Delta z, \quad k=1, \quad (3.1)$$

$$G(k) = \lambda_1 [T(k+1) - T(k-1)] / 2 \cdot \Delta z, \quad k=2, \dots, n-1, \quad (3.2)$$

$$G(k) = \lambda_1 [T(n) - T(n-1)] / \Delta z, \quad k=n, \quad (3.3)$$

$$G(k) = 2G(n) - G(n-1), \quad k=n+1 \quad (3.4)$$

とした。また k 番目の地温は、 Δt 時間後には、

$$T(k)_{t+\Delta t} = T(k)_t + [R_N - Q - lE + G(k)] \Delta t / (c_1 \rho_1 \Delta z), \quad k=1, \quad (3.5)$$

$$T(k)_{t+\Delta t} = T(k)_t + [G(k+1) - G(k-1)] \Delta t / (2c_1 \rho_1 \Delta z), \quad k=2, \dots, n \quad (3.6)$$

とした。なお、表面温度は次のように表わした。

$$T_s = \theta_0 = 1.5T(1) - 0.5T(2). \quad (3.7)$$

$n=48$ 層、 $\Delta t=0.005$ h、 $\Delta z=0.5$ cm、初期温度は等温で 16°C で、さらに、

$$\bar{\theta}=16^\circ\text{C}, \quad \bar{e}=18.2 \text{ mb}, \quad c_1 \rho_1 \lambda_1 = 10^{-3} \text{ cal}^2 \text{ s}^{-1} \text{ deg}^{-2} \text{ cm}^{-1} \quad (3.8)$$

とした場合の結果を図1の実線で示した。縦軸は

$$\Delta T_s = (T_s)_{t=0} - (T_s)_{t=t} \quad (3.9)$$

で、表面温度の初期値からの差である。横軸は時間で、1から100時間までをあらわした。Groen の解析解、すなわち (1.6) 式を鎖線で示した。 $t=0$ の夜間放射量は

$$(R_N)_{t=0} = 171.2 \text{ ly} \cdot \text{day}^{-1} \quad (3.10)$$

で、 $t=10$ h で R_N は $100.2 \text{ ly} \cdot \text{day}^{-1}$ 、 $\Delta T_s = 8.5 \text{ deg}$ となったので (1.5) 式の b は

$$\begin{aligned} b &= 8.35 \text{ ly} \cdot \text{day}^{-1} \cdot \text{deg}^{-1} \\ &= 0.348 \text{ ly} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{deg}^{-1} \end{aligned} \quad (3.11)$$

になる。Groen は b が一定としたが、実際には一定ではなく、時間のとり方で多少変化する点に注意する必要がある。

解析解と数値解を比較すると表面温度

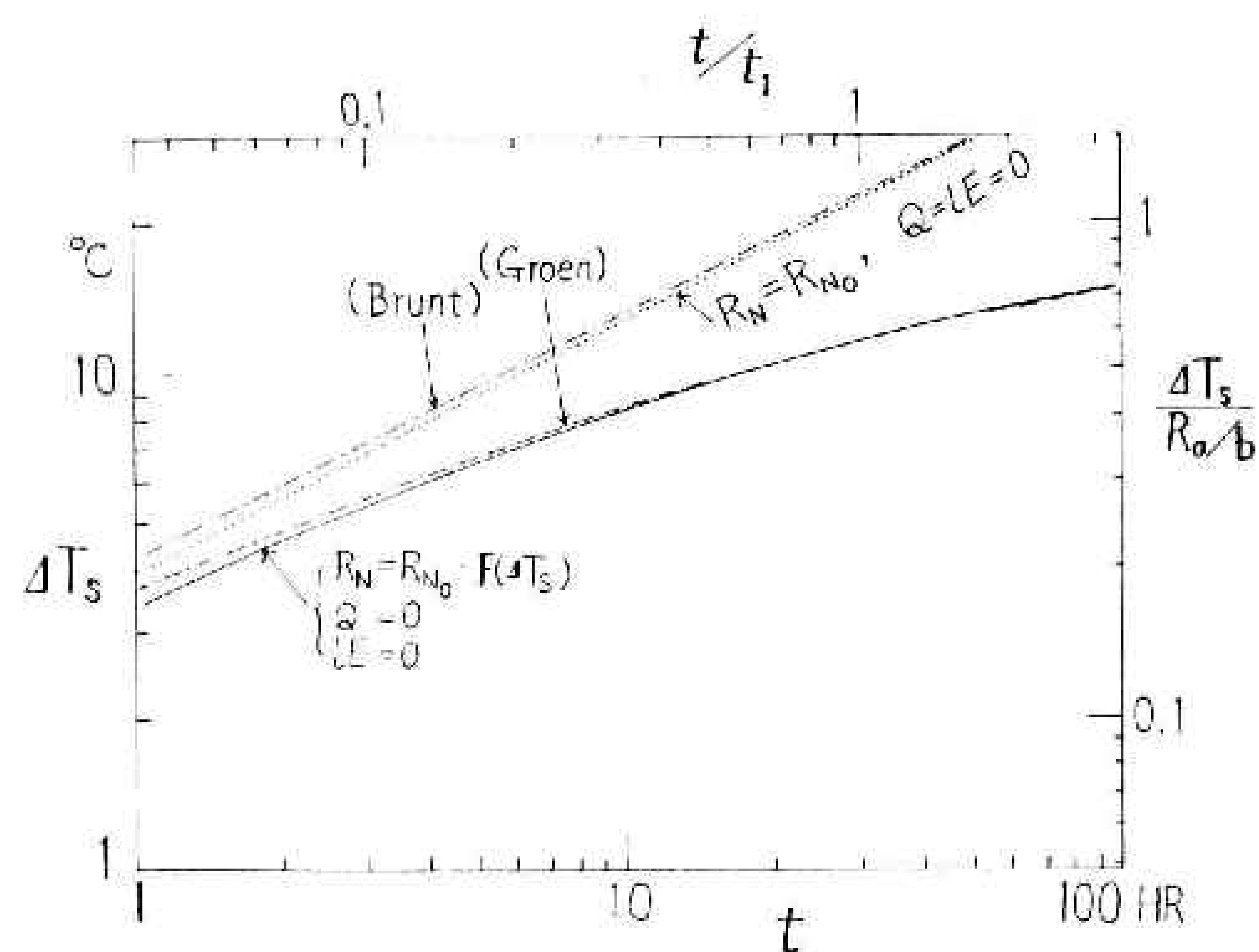


図1 顕熱と蒸発の潜熱がなく、夜間放射熱しかないとした場合の地表面温度の冷却。鎖線はそれぞれ、Brunt と Groen の式の解析解、点線は夜間放射が時間的に一定とした Brunt の式の数値解、実線は夜間放射を地表温度の関数とした Groen の式の数値解である。縦軸は初期時刻の表面温度との差を示し、横軸は時間である。

で、約 0.2°C の差がみられる。これは、 $\Delta z=0.5\text{ cm}$ にしたことと、Groen は b が一定としたことに起因する。なお、 R_N は一定と仮定した Brunt の解析解 (1.4) 式も図 1 に参考のために、鎖線で示した (鎖線に Brunt と付記)。また、その数値解を点線で示したが、この場合も ΔT_s の計算誤差は 0.2°C 程度である。

4. 夜間冷却に及ぼす顕熱と蒸発の影響

顕熱 Q と蒸発の潜熱 LE の表現は第 2 節で示した。また、高度 z_H より上層での条件は日変化をしないと仮定する。初期の気温分布は地温に等しく等温分布から開始する。(3.8) 式の条件のほか、 $z_0=0.1\text{ cm}$, $z_H=100\text{ m}$, $h=1$, $\theta_H=16^\circ\text{C}$, さらに、

$$\left. \begin{array}{l} e_H=13.3 \text{ および } 18.2 \text{ mb,} \\ u_H=0, 600 \text{ および } 1200 \text{ cm/s} \end{array} \right\} \quad (4.1)$$

とする。計算結果を図 2 に示した。点線は e_H が 13.3 mb 、実線は 18.2 mb の場合である。太い線は u_H が 0 のとき、すなわち、 $Q=LE=0$ のときで、第 3 節の結果に相当する。細い線は、 u_H が 600 cm/s と 1200 cm/s の場合である。図 3 は夜間放射量 R_N 、顕熱 Q および蒸発の潜熱 LE が時刻とともにどのように変化するかを示したもので、A 図は $u_H=0$ のとき、B 図は 600 cm/s 、C 図は 1200 cm/s のときである。

図 2 の 3 本の実線を図 3 を参照しながら見てみよう。 u_H が 0 と 600 cm/s の夜間冷却はたいして差はないが、 1200 cm/s になると、

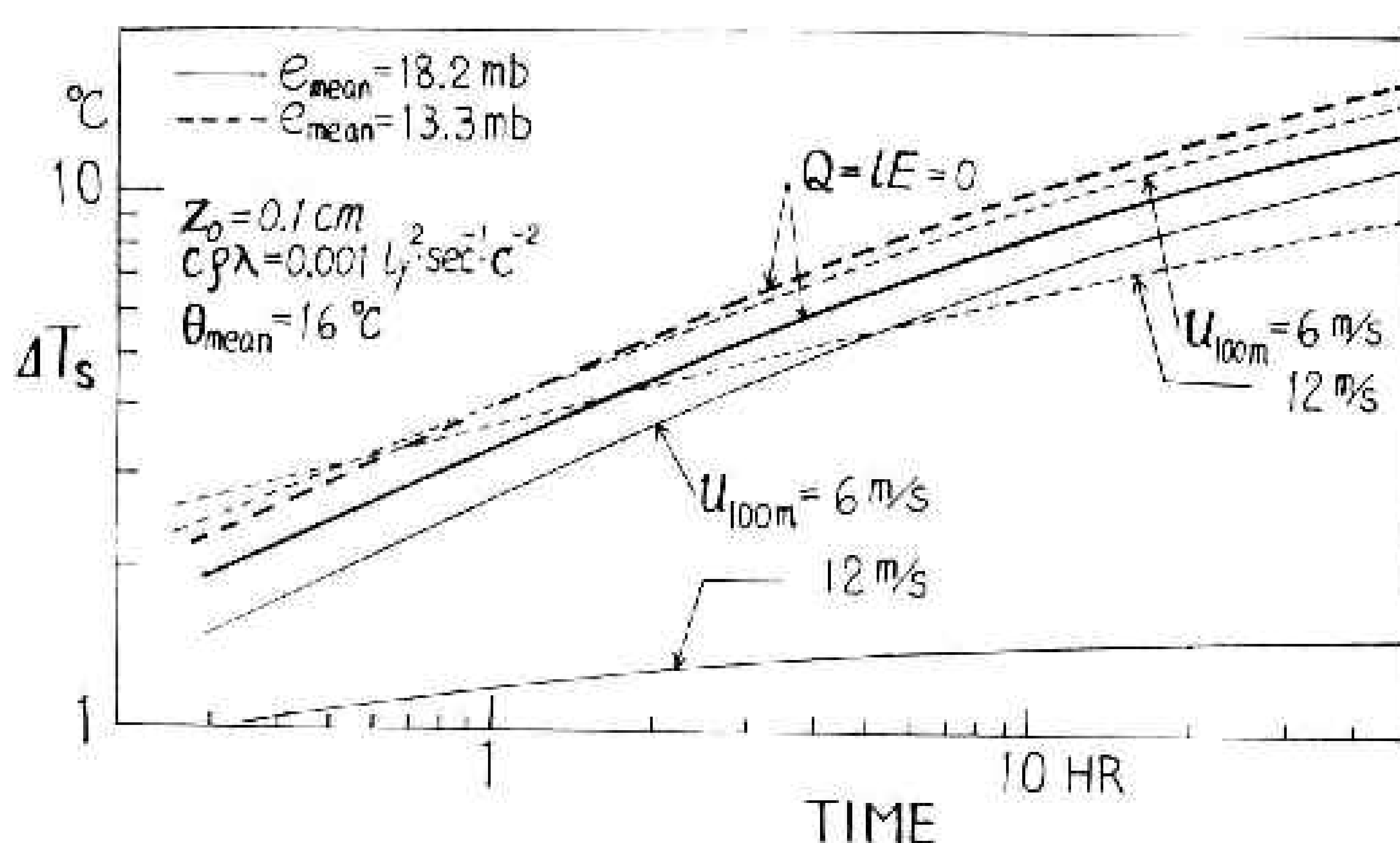


図 2 高度 100 m の風速が $0, 6\text{ m/s}, 12\text{ m/s}$ の場合の夜間冷却。実線は高度 100 m の水蒸気圧が、 18.2 mb 、破線は 13.3 mb の場合である。

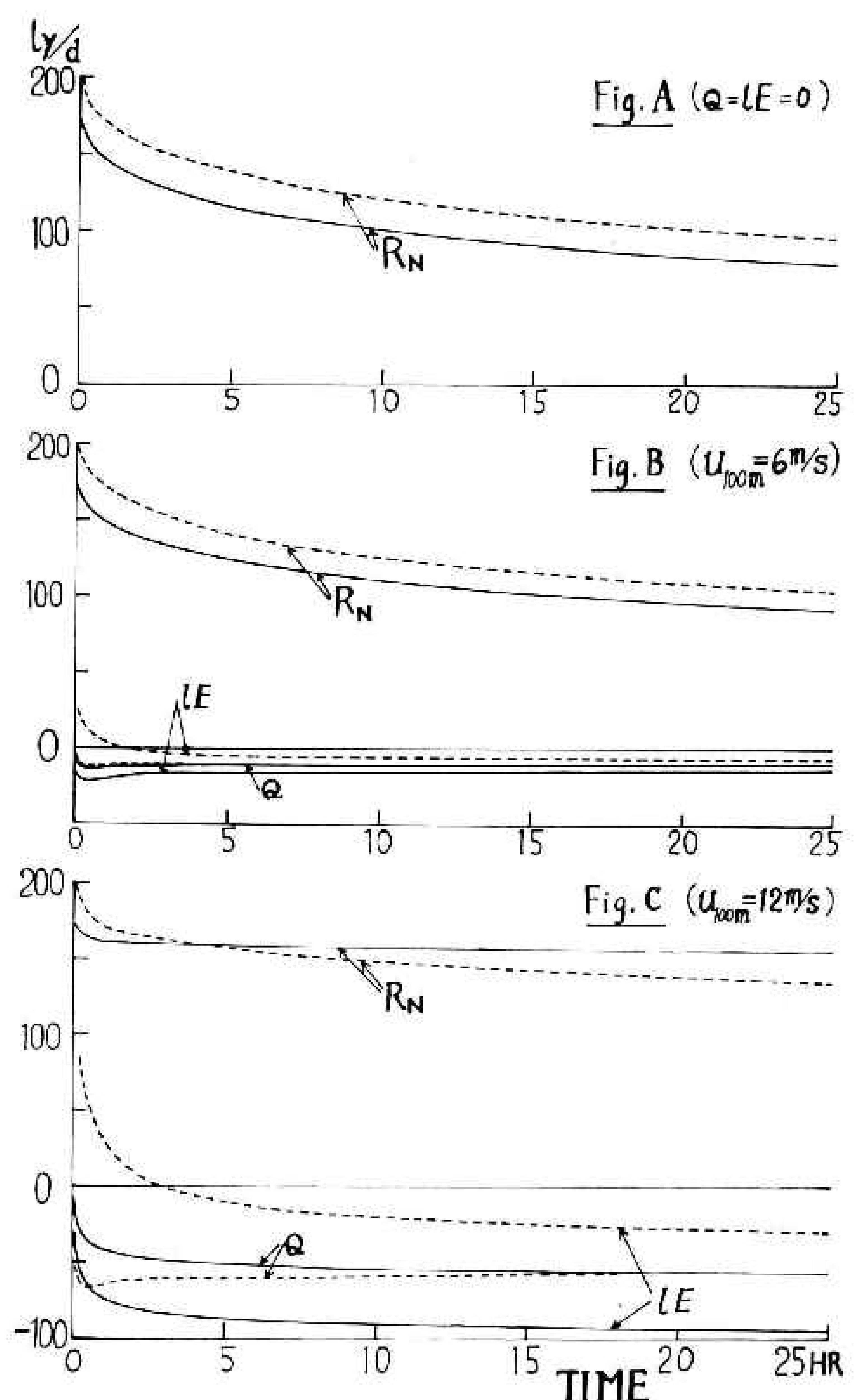


図 3 図 2 の場合の夜間放射 R_N 、顕熱 Q 、蒸発の潜熱 LE の時間変化。実線は水蒸気圧が 18.2 mb 、破線は 13.3 mb のときである。Fig. A, B, C はそれぞれ、風速が $0, 6\text{ m/s}, 12\text{ m/s}$ の場合である。

急に冷却が少なくなる。これらの実線は e_H が 18.2 mb であるが、これは初期温度 16°C で飽和水蒸気圧の値である。したがって、蒸発はなく、地表面に凝結が最初から生ずる条件である。したがって、1200 cm/s のときは地表面は負の顕熱と負の蒸発の潜熱の放出、すなわち熱の補給があるために、冷却が弱いわけである。結論としていえることは、初期条件（夕方ごろ）で空気が飽和に近いときは 600 cm/s と 1200 cm/s の間の範囲で、ある値より強風の夜間は、夜間冷却は少ないといえる。一方、この限界風速より静かな夜は、夜間冷却は大きく、いったん冷却を起こすと、上層風はそんなに弱くなくても、下層大気は強い安定成層となり、風は弱められ、したがって Q と IE の絶対値が小さくなり、ほとんど放射熱で冷却することになる。

今度は、図 2 の点線の場合を見てみよう。これは、 e_H が 13.3 mb で実線の場合より乾燥している。13.3 mb は初期温度の 16°C で 73% の相対湿度に相当する。今度は前述の結果と少し変わっている。 ΔT_s が大きくなった理由は、乾燥しているため、大気から下向きにくる赤外放射が少なく、したがって、上向きに放出する正味の夜間放射が大きいためである。もう一つの特色は、風が強い場合には、早い時刻に、静かなときより冷却が大きい。しかし時間が経過すると冷却は鈍ってくるのがわかる。この理由は、最初は空気が乾燥しているため蒸発が起こり、これは風が強いほど大きいので、地表面からは放射熱に加わって、より大きな熱放出が行なわれる。さらに時間がたつと空気中の水蒸気圧より地表の水蒸気圧が小さくなりやがて蒸発が凝結に変化する。こうなると風が強いほど地表の失う全熱量は少なくなり、地表冷却は鈍くなり、前回述べた実線の場合に相当してくる。

しかし、湿度の高い場合は、凝結で夜間冷却は弱められたが、湿度の低いときは、最初に冷却が早く起こるため、大気がすぐ安定成層となり、ある時間の経過後に凝結が起こっているが、凝結の影響は弱くなっている。このように、夜間冷却には湿度の大小が意外にも大きな影響を及ぼすことがわかる。その他の要素によって、地温の日変化がどのように影響されるかの一般的特性は、近藤と内藤（1969）が詳細に論じている。

5. 気温と地温の日変化の数値予報の例

アメリカ、ネブラスカ州のオニール (O'Neill) で 1956 年の夏に大規模な拡散実験が行なわれた。そのとき、種々の気象要素も観測されたので (Barad, 1958), その実測と今回の方法で行なった計算結果を比較しよう。

数値計算の実行に先だって、計算時間を少なくし、しかも計算そのものの精度として、地表面温度で誤差が 1°C 以上にならない程度に Δz をできるだけ大きくとることにした。予備計算の結果から $\Delta z=2\text{ cm}$, 層の数は $n=24$ にすることにした。なお、この計算は主として、計算機 TOSBAC-3400 を用いたが、24 時間予報に対し、計算時間は 2 ないし 3 分間であった。

オニールは北緯 $42^{\circ}29.6'$ 、西経 $98^{\circ}34.3'$ 、
 海拔およそ 650 m で、付近はほぼ平坦な
 地形の草地である。例として7月10日から11
 日、7月23日から26日までの二つをえらん
 だ。現地での観測値を参考にして、地中の比
 熱と密度の積は、 $c_1\rho_1=0.3\text{ cal}\cdot\text{deg}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$
 を、地中の熱伝導係数は、 $\lambda_1=0.0006\text{ cal}\cdot$
 $\text{cm}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{deg}^{-1}=51.8\text{ ly}\cdot\text{cm}\cdot\text{day}^{-1}\cdot\text{deg}^{-1}$ を
 用いる。日射に対する地表面の反射率は観測
 によると、図4のように、太陽の天頂角によ
 って変わるが、太陽高度が高いときに重点を
 おき、 $r_s=0.19$ の一定値を用いる。太陽赤緯
 は、 $\delta=22^{\circ}$ (7月10~11日)、および $\delta=20^{\circ}$
 (7月23~26日)、地表面の空気力学的粗度、
 $z_0=0.65\text{ cm}$ (Kondo, 1962) である。また、
 (2.16) 式から (2.18) 式に含まれる、 $z_1=$
 10 cm に、 $z_H=100\text{ m}$ を選んだ。この計算に
 必要であるが、一つだけ不明の要素がある。
 それは地表面での湿度条件である。すなわ
 ち、(2.29) 式に含まれる h は最初は不明と
 し、種々の h を与えて計算を行ない、その
 結果から適当な h をさがし出そうと考える。

最初の例として、7月10日~11日の計算を
 行なう。時刻はすべて地方時を用いることに
 する。10日12時を初期時刻とし、初期温度分
 布は観測値を用いる。境界条件として高度
 100 m における風速、気温、湿度および雲の

状態を図5のように与えた。この条件は上層観測の資料などから決定したものであるが(図
 中の白丸印、白四角印などは観測値)、実際の予報の実施にあたっては、もっと大規模スケール
 に対する上層大気の数値予報から、本来は与えられるべきものであろう。図5の最上段の
 ↓印は雲の観測が行なわれた時刻を示すものである。

以上の境界条件を用いた計算結果を図6、図7、図8に示す。図中の白丸印などの記号は
 すべて観測値で、実線や点線などの線は計算値である。図6は高さ 10 cm の気温と 25 cm
 の風速について、計算値と観測値の比較を示したものである。ただし、気温の観測値は

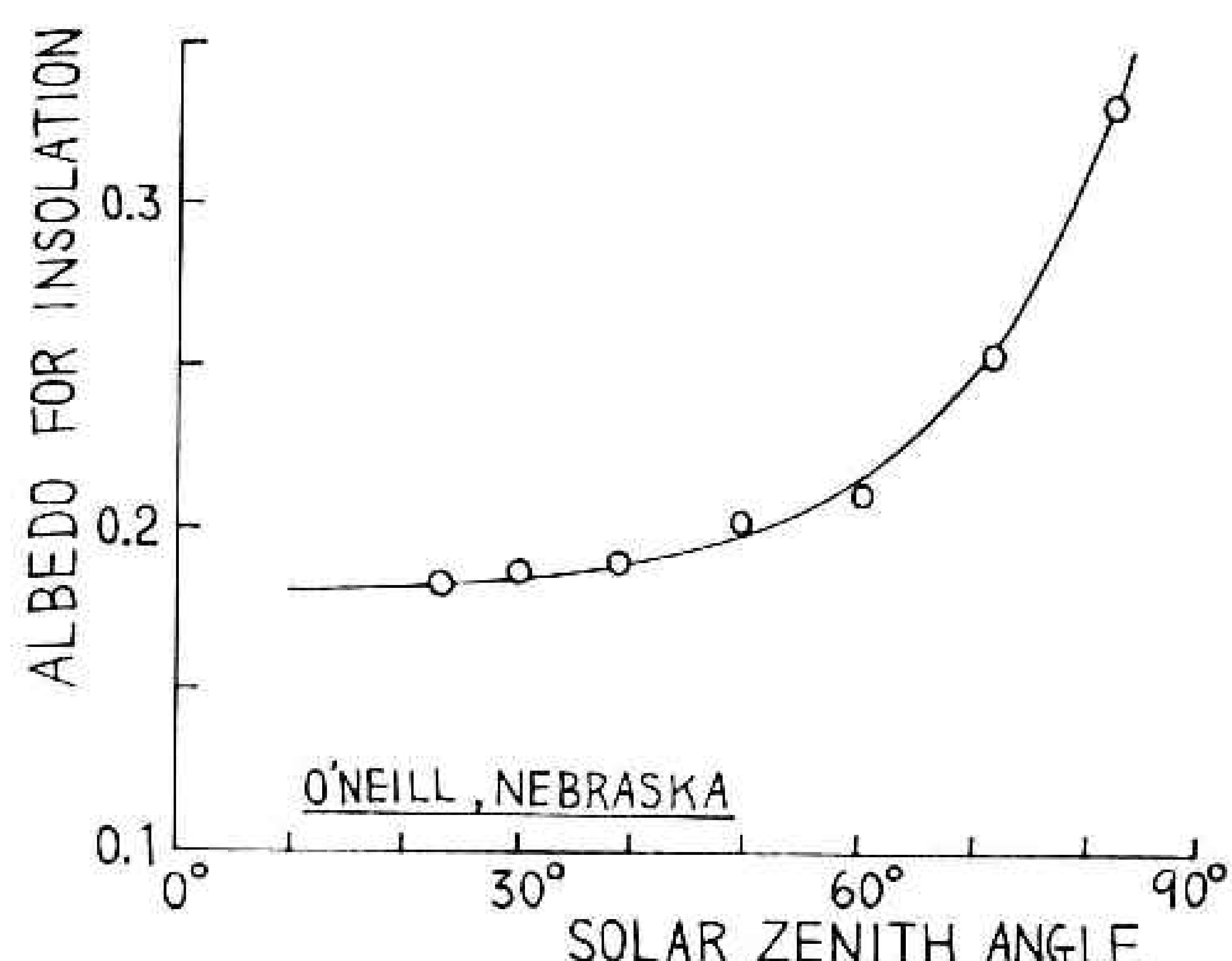


図4 オニール (O'Neill) の地表面の反射
 率と太陽天頂角との関係

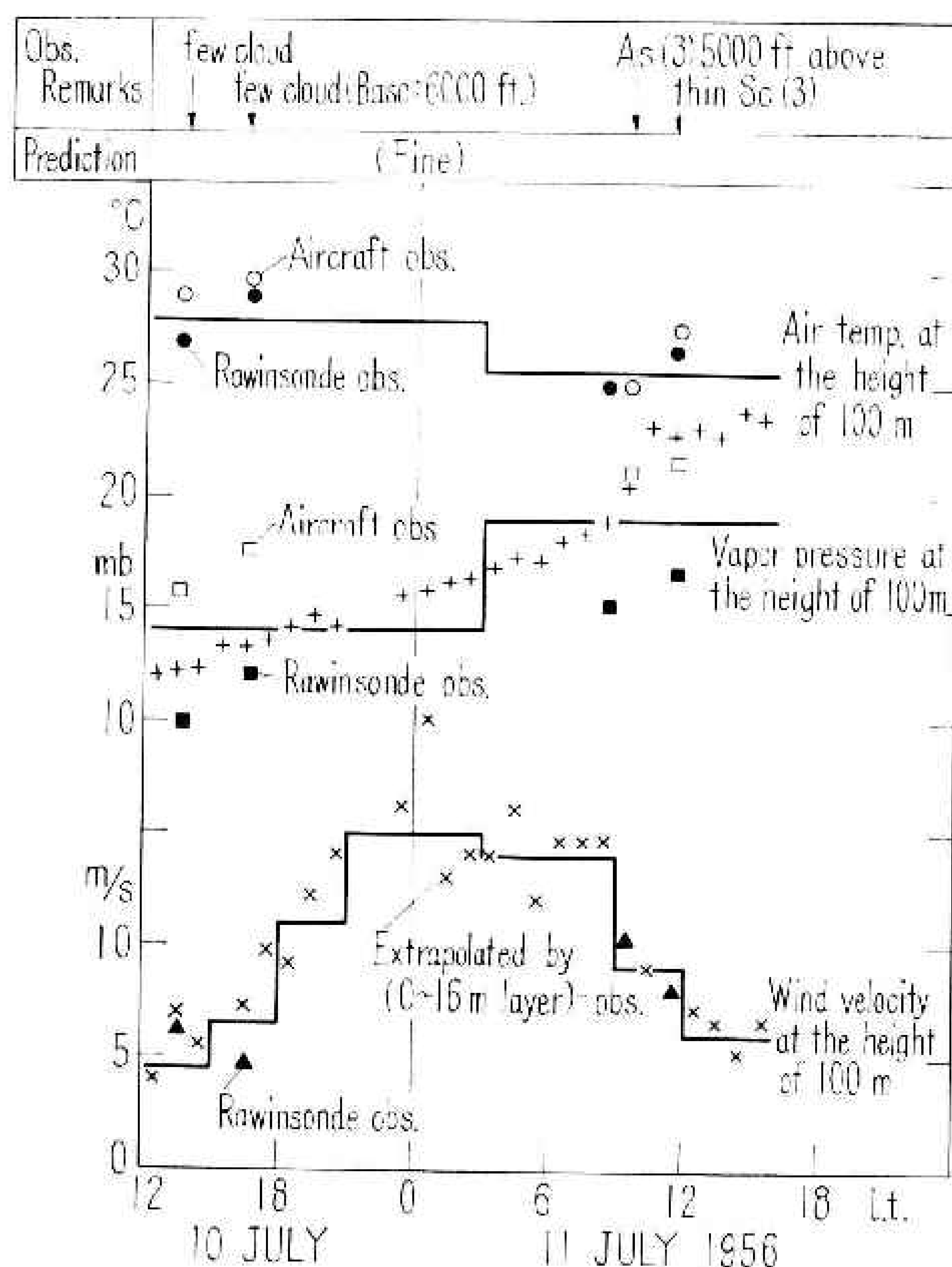


図5 地温などの数値予報に用いた境界条
 件。7月10日~11日。上から順番に、
 天気、高度 100 m の気温、同水蒸気圧、
 同風速。(1956年7月、オニール)

12 cm の高さにおける値である。3 種類の線は、地表蒸発能係数 h が、それぞれ、0.0, 0.06, 1.0 の場合である。観測値は、 h が 0 と 1 の条件に対する計算結果の中間にあって、あとで示される結果からもわかるが、いろいろの h について計算を行なったが、 $h=0.06$ が適当のようである。 $h=0.06$ という意味は前にものべたように、たとえば高度 100 m の蒸気圧が 10 mb で、 z_0 における気温が 40°C であるとすれば、 40°C に対する飽和水蒸気圧、 $e_{\text{SAT}}=73.8\text{ mb}$ であるから、 z_0 における水蒸気圧は

$$e_0 = 10\text{ mb} + 0.06(73.8 - 10)\text{ mb} = 48.3\text{ mb}.$$

図 7 は地温について観測値と計算値を比較したものである。上から順番に、表面地温、深さ 3 cm, 6 cm, 12 cm, 25 cm の地温である。これも $h=0$ と 1 の中間に観測値がはいっている。 $h=0$ とする場合は、蒸発の符号が正の条件のとき、蒸発が生じないから、それだけ地表からの熱放出が少なくなり、地温が上昇するわけである。 $h=1$ のときは、水面に対する場合と同様に、十分な蒸発が行なわれるために、地温や気温が日中あまり上昇しないわけである。

図 8 は上から順番に、日射量、正味放射量、顕熱 Q 、蒸発の潜熱 LE 、および地表面から地中へはいる伝導熱の計算値と観測値の比較である。これも h が 0 と 0.06 および 1 の 3 通りの計算値を示したが、全体を通じて、 $h=0.06$ が適当と思われる。この計算は一次元として取り扱っているにもかかわらず、この程度まで計算値と観測値が似た変化を示すことは、移流によって運ばれる熱エネルギーの地温に及ぼす役割は、あまり強くないということができる。もっとも、ここで行なった計算例は、オニールであって、水平的にほぼ一様性が認められる程度に広いからであるかもしれない。

$h=0.06$ が適当であるということのチェックは、下層大気の湿度の鉛直分布を比較することである。図 9 は 1 時間ごとの湿度分布の計算値と観測値の比較である。計算曲線は (2.25) 式から (2.29) 式によるものである。パラメータ h は簡単な量であるにもかかわらず、きわめて便利なものであると思われる。

次の例として、1956 年 7 月 23 日～26 日に対して計算する。初期時刻は 23 日 7 時 30 分とする。境界条件は図 10 に示すものを与える。今後は、23 日 18 時から 24 時に下層雲量が 4、25 日 8 時から 17 時に下層雲量を 2、17 時から 26 日の 2 時に雲量が 8 を、それ以外の時

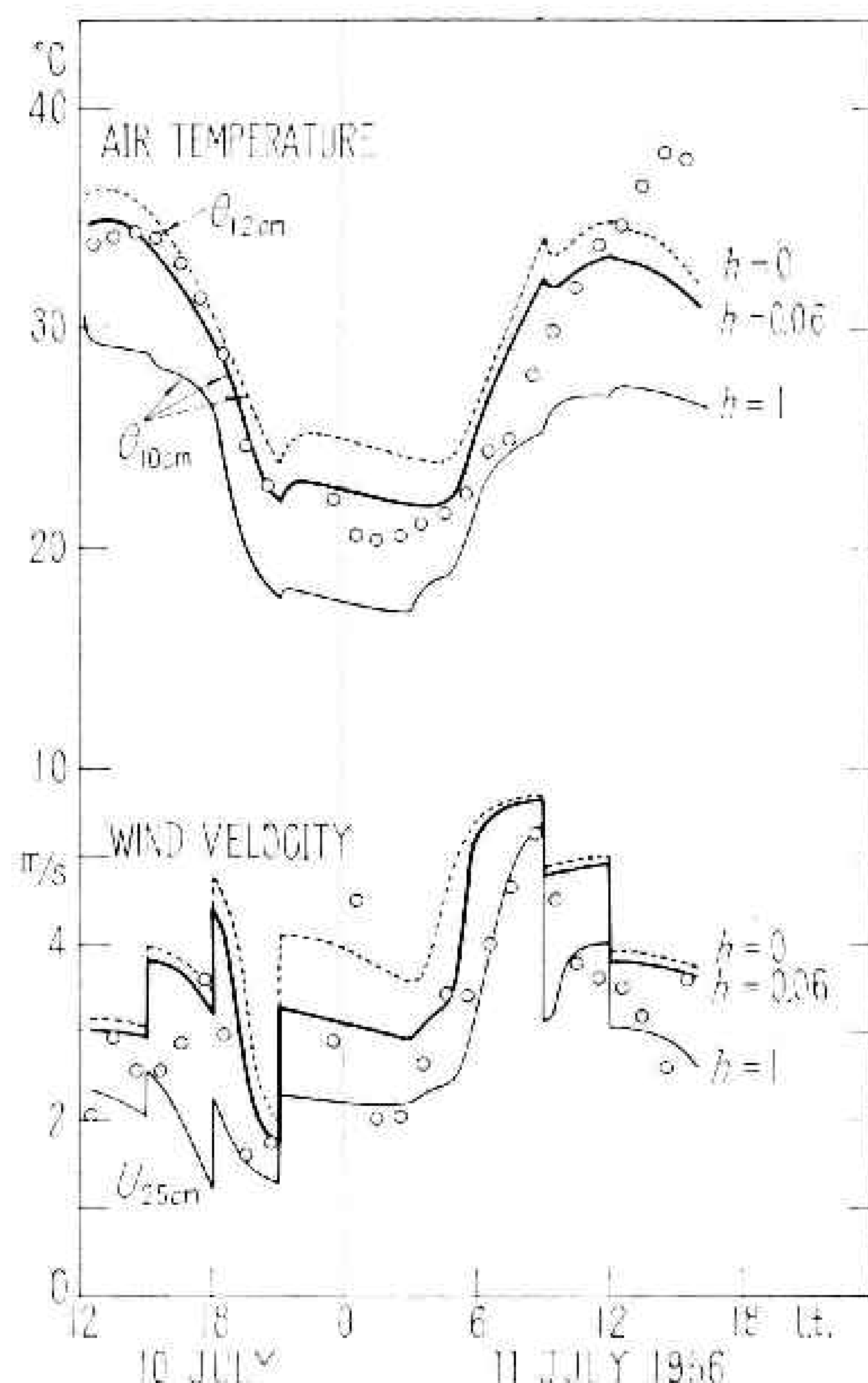


図 6 数値予報の計算結果。1956 年 7 月 10 日～11 日。上半分は気温、下半分は風速。白丸印は実測値。3 本の線は地表面の蒸発能係数 h が、それぞれ $h=0$ (点線)、 $h=0.06$ (実線)、 $h=1$ (細い実線) の場合の計算値である。

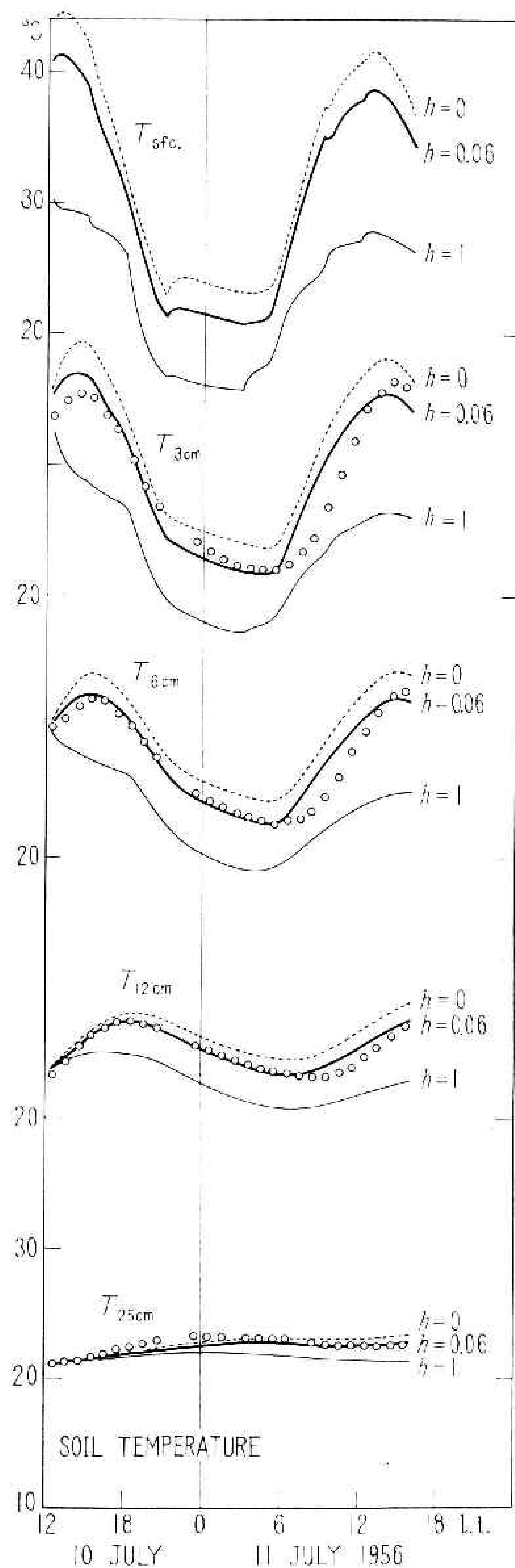


図7 数値予報の計算結果。1956年7月10日～11日。地温の計算結果と実測（白丸印）との比較。深さは上から順番に、0, 3 cm, 6 cm, 12 cm, 25 cmである。各3本の線の説明は図6と同じ。

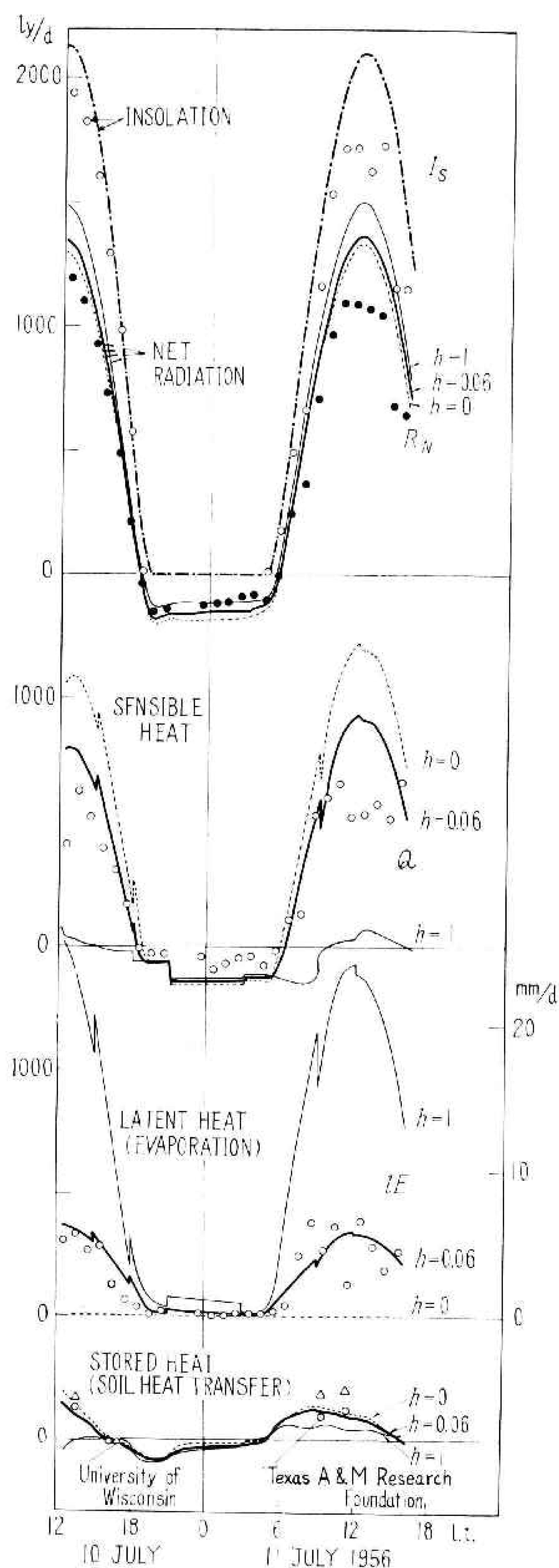


図8 数値予報の計算結果。1956年7月10日～11日。各熱収支項の計算値と実測（白丸印、黒丸印、白三角印）の比較。上から順番に、地表に入射する水平面日射 I_s , 正味放射量 R_N , 顕熱 Q , 蒸発の潜熱 LE , 地中伝導熱の地表面での値 S 。各3本の線の説明は図6と同じ。

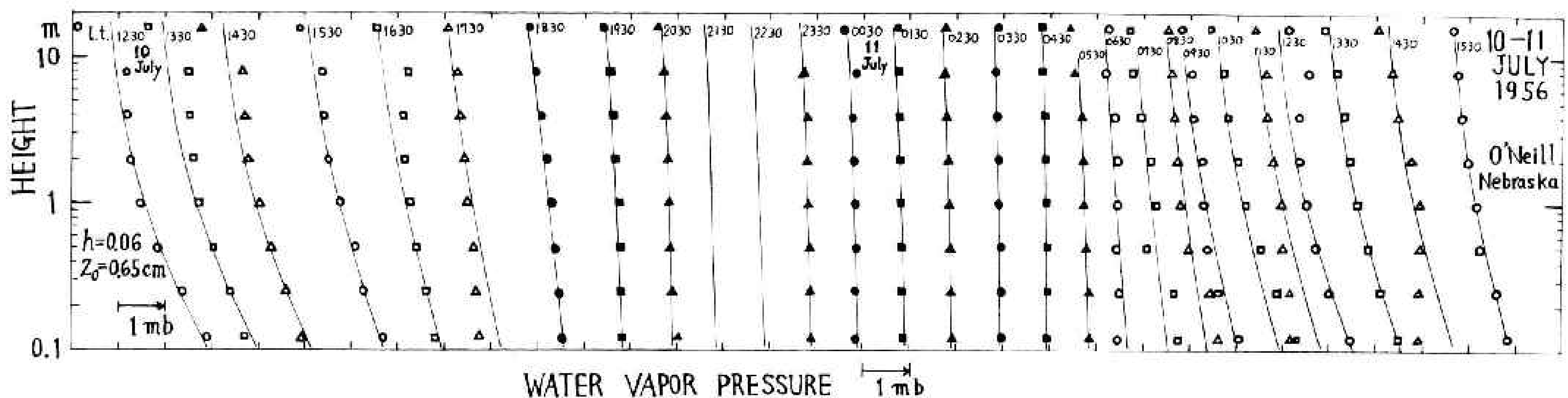


図 9 水蒸気圧の鉛直分布の計算（実線）結果。ただし、蒸発係数を 0.06 とした場合。白丸印その他の記号は実測値。（1956年 7 月，オニール）

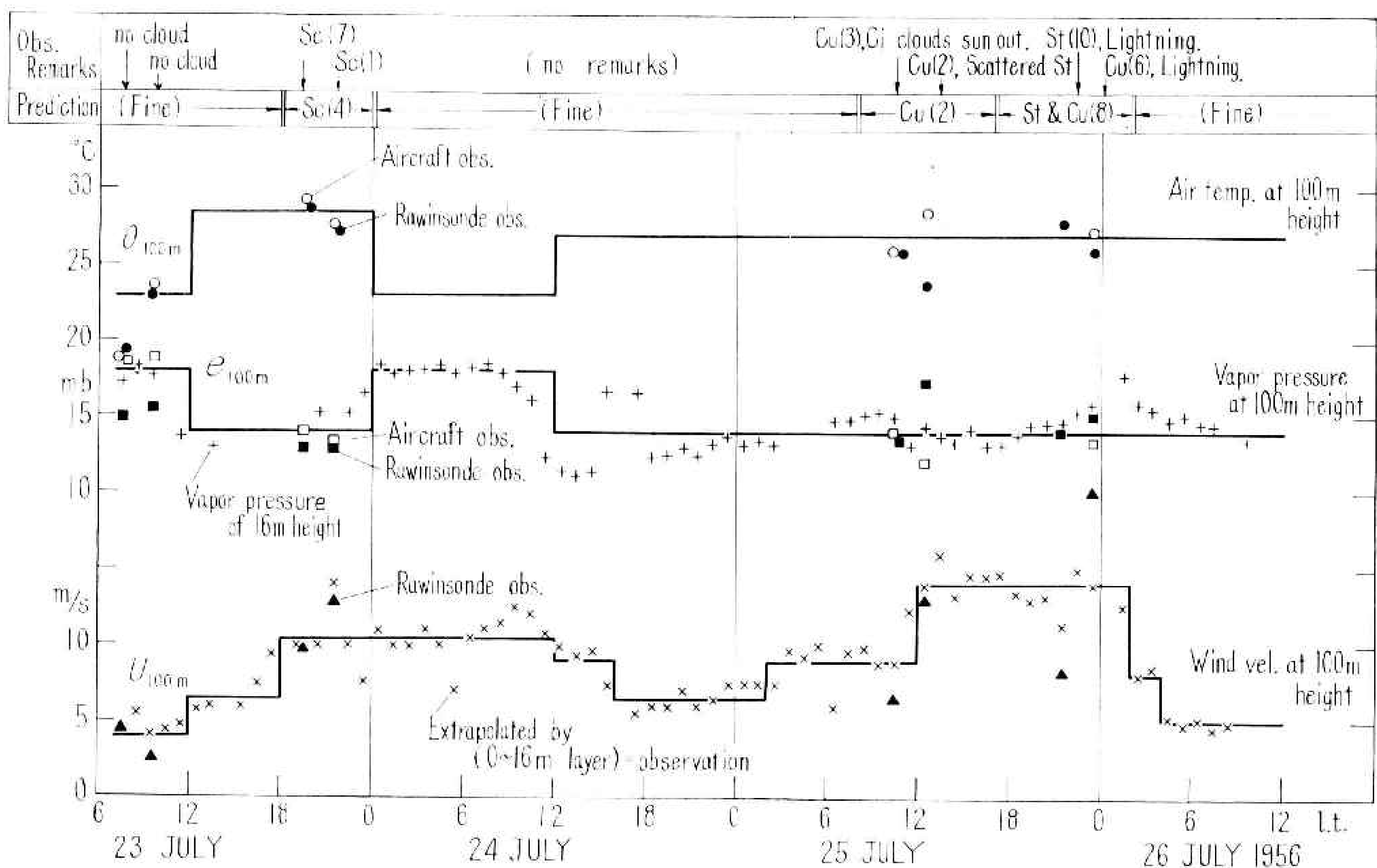


図 10 地温などの数値予報に用いた境界条件。図 5 に同じ。ただし 7 月 23 日～26 日。（1956年，オニール）

刻には雲がないという条件を与えた。

図 11 は高さ 10 cm の気温と 25 cm の風速である。今度も h をいろいろ変えて計算したが、前回と同様に $h=0.06$ が適當のようである。図 12 は地温である。図 13 は図 8 と同様に、熱収支である。

雲がない24日の夜は夜間冷却が大きく、したがって下層大気はきわめて安定状態となり、下層での風速は弱くなった。また、もう一つおもしろい点は、26日の早朝である。25日の夜半に雲が多く、しかも上層風速が比較的強かったために、夜間冷却はわずかであったが、26日 2 時に快晴となり、正味放射量は雲からの赤外放射が急になくなったため、負の大きな値となり、地表面は短時間に大きく冷却した。同時に、下層大気の安定度も増して、風速も弱くなった。また、この計算結果からいえることは、地表面温度は昼夜にかかわらず、雲の急

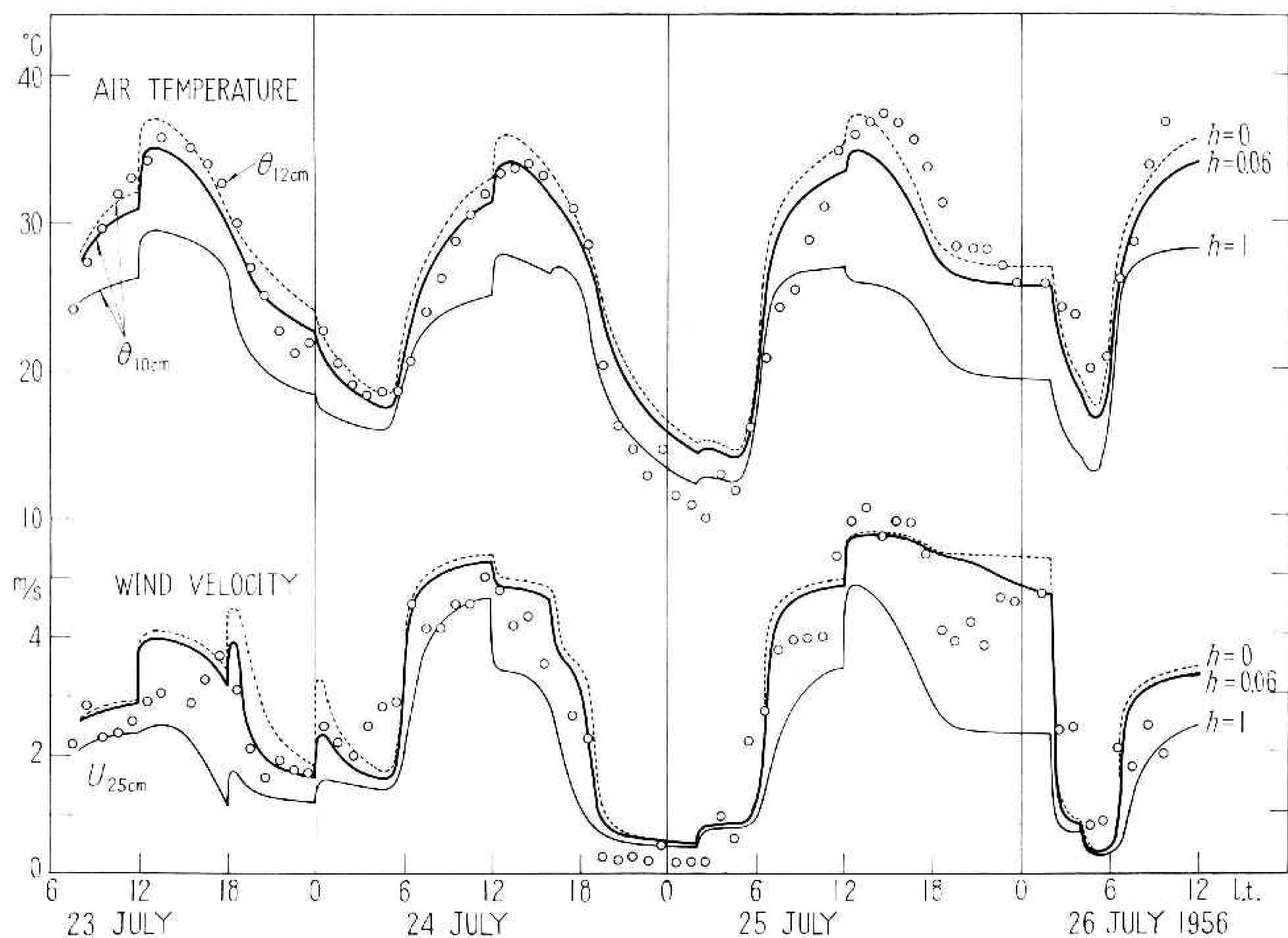


図 11 図 6 と同じ，ただし 7 月 23 日～26 日．

激な変化が生じると，10 分間程度の短時間に急激な変化を起こす．

なお，計算結果を示す曲線の所々に，不連続的な変化が見られるが，これは，境界条件を連続的に変えないで，不連続的に変えたためであることを付記する．

6. 計算結果に対する検討

地表面で顕熱，蒸発の潜熱，日射，赤外放射による熱収支を考慮に入れて，地中温度変化の微分方程式を解けば，地表面近くの気温や地温の数値予報がうまくできる見とおしがついた．ところで，ある小規模スケールの予報を行なう場合は，そのスケールに対応する適当な高度における風速，気温，湿度の境界条件を与えるべきであるが，それは，そのスケールを含んだ，より広いスケールに対して予報されたものである．たとえば，水平的に 1 km 程度の小規模範囲があり，そこの地表面温度を予報することを考えてみよう．まず，総観的なスケールに対する予報から，上空の風速，気温，湿度および雲の状態が求められる．その結果から高度 100 m とか，500 m での風速などを知って，これを目的とする範囲の境界条件として使う．

次に，本研究で問題となった第 1 の点は，地表面の湿度条件を表わす関数である．ここでは，簡単なパラメータ h を用いたが，本来は地中での水物質の移動を数値計算の中に含め

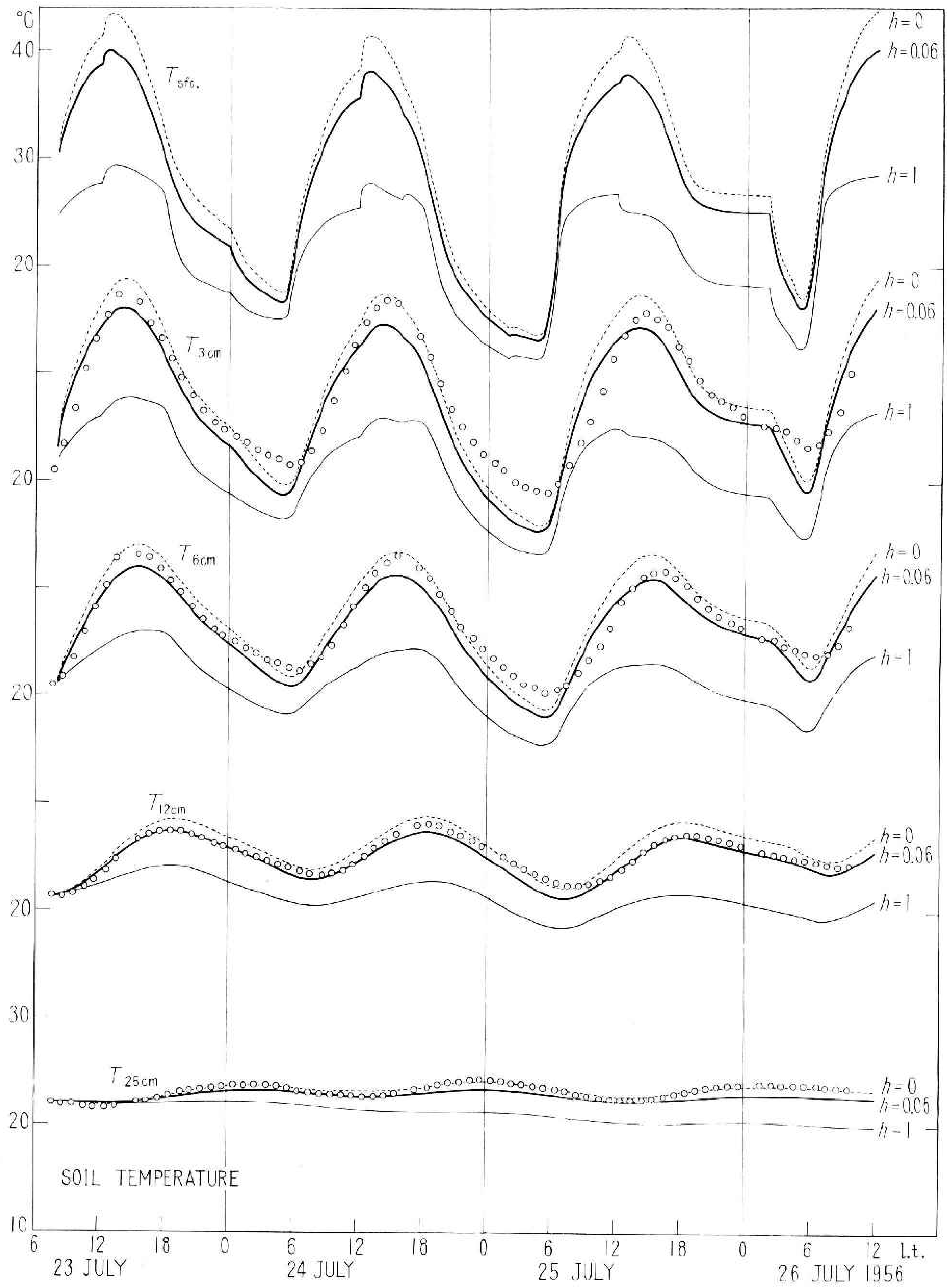


図 12 図 7 と同じ，ただし 7 月 23 日～26 日。

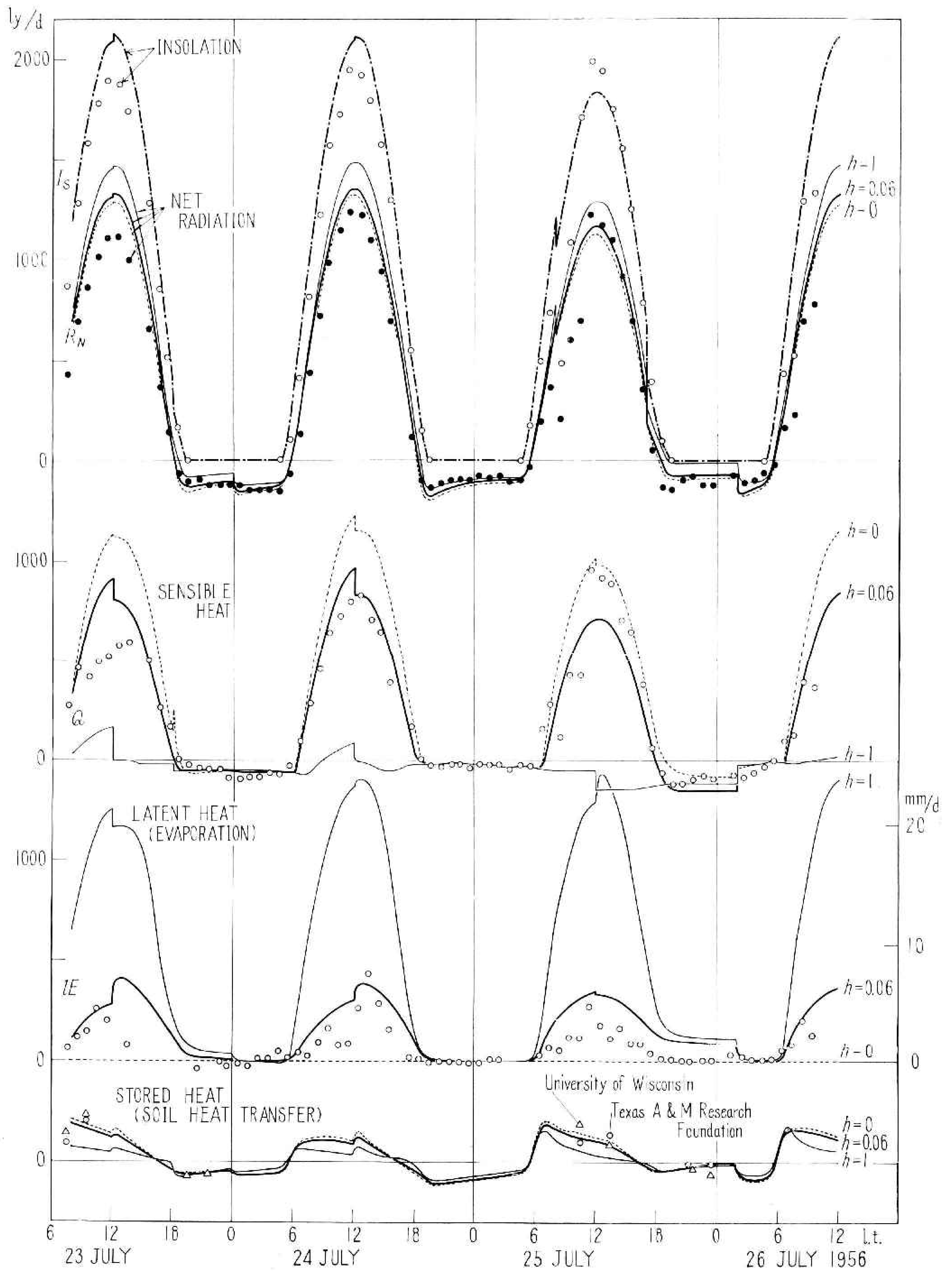


図 13 図 8 と同じ。ただし 7 月 23 日～26 日。

て行なうべきであろうが、この移動機構についての知識が現在のところ乏しいので、将来改良の余地が残されている。しかし、ここで新しく導入されたパラメータ h は非常に簡単な量であり、しかも、これで湿度鉛直分布をかなり良く表現できるので、この h を用いることによって、現在それが困難とされている陸地蒸発の評価の一方法が見つかったように思われる。 h は 0 と 1 の範囲にあって、 h が 1 に近いときは、蒸発が盛んで、それゆえに、気温や地温はあまり上昇しない。一方、 h が 0 に近い砂ばくのようなときは、蒸発が少なく、したがって、その分の熱で地温や気温が上昇する。このことから、たとえば地表面付近の気温、地温の観測値と計算値が一致する h を数値実験から見つけ出せば、蒸発量は求まることになる。オニールの夏は、 h が 0.06 と出たが、これは日本の気候に比較すれば、割合乾燥した地域の草地に対する値である。ちなみに、オニールの 1956 年 7 月の降水量は 22 mm、降水日数は 8 日である。複雑な地形で、その地域内に森林、草地、裸地などが混在するような場合の蒸発は、オニールのように平坦な単純な地形のようにはうまくいかないかもしれないが、その地域の平均的な気候を決定するパラメータ h を見つけ出すことができれば、そこでの蒸発量の評価の可能性がある。

第 2 の問題点は、この研究では、大気中の風速、気温、湿度分布関数として、準定常状態におけるものを用いたことである。本来は、地中温度に対して行なったと同様に、気温変化の微分方程式も逐次計算し、冷却加熱を求め、同時に風速や湿度の時間変化も計算すべきである。本研究では、数 m 以下の気温や地表温度に重点を置き、準定常状態に対する風速などの分布関数を用いたが、次の研究の段階では、気温に対しても冷却加熱を計算することを考えている (Kondo, 1971)。

7. 結 論

(1) 初期条件と境界条件である上空の風速、気温、湿度および雲の状態を与えて、その地点の緯度、地表面の反射率、地表面の空気力学的粗度、地中の熱伝導係数、比熱、密度が知られている場合の地表面近くの風速、気温、地中温度の日変化を予報することを考えた。その方法は、地中での熱伝導の微分方程式を解くが、地表面では放射熱、顕熱、蒸発の潜熱の収支を計算し、空気中での風速、気温、湿度の分布は準定常状態における分布関数を用いた。

(2) 夜間冷却は、初期温度と上空での風速と湿度の関数である。晴天の場合で上空の風速が数 m/s 以下の弱い場合は、冷却は大きく、したがって下層大気は急激に安定成層となり、地表面近くの風速はますます弱くなる。こうなると、顕熱と蒸発の潜熱は夜間放射熱に比較して無視できる程度になるので、夜間冷却は放射熱のみを考慮した Groen (1947) の式でよいことになる。また短時間の 2 ないし 3 時間の場合は Brunt (1939) の式で十分である。

(3) しかし、風速がある限界風速を越える場合は顕熱と蒸発の潜熱は無視されない。限

界風速は特に、空気中の湿度によって決まるものと考えられる。それは、この研究でもわかったように、乾燥した条件の場合は、夜間でも蒸発が起こり、地表での熱放出は夜間放射に加わってより大きくなるのに対し、湿潤の場合は凝結が起こり、その熱が夜間冷却を和らげる働きをするからである。顕熱と蒸発の潜熱の大きさ、正か負かによって、もし冷却が小さければ、下層大気の安定度は強くない。したがって地表面付近の風速も弱くならないので、それ以後も冷却はあまり進まない。これとは逆に、蒸発と顕熱がともに正の値で、ある程度より大きいと、冷却を強め、いったん冷却が強くと、強い安定成層となり、したがって地表面付近の風が弱くなり、それ以後は顕熱と蒸発の潜熱は無視してよく、ほとんど夜間放射で冷却は進行し、Groen の式に近似的に従う。このように、夜間冷却には湿度の影響が意外に強い。

これは、朝の最低地温を、前日の日の入りごろの気温と湿度の関数で経験的に予想することがあるが（たとえば、気象台の予想）、これは静穏な晴れた日にはその方法でも近似的によいということを裏づけするものである。

(4) 地表面付近の気温、風速および地中温度などの日変化の予報を実例について行なってみた。アメリカ、ネブラスカ州のオニールの1956年7月10日～11日と23日～26日の2例を計算した。計算と実況を比較したところ、多少不一致の点もあるが、全体としてきわめて似た変化傾向を示している。

(5) この計算に、ただ一つ不明のパラメータがある。それは地表面の湿度条件である。本研究では、きわめて簡単なパラメータ h を用いた。これを新しく地表面の蒸発能係数と呼ぶことにしたい。 h は0と1の間のある値をとるが、 h を種々変えることによって、計算した気温や地温が観測値に一致すれば、その h はその地点の h である。オニールでは $h=0.06$ である。

(6) h の決定には二通りの方法がある。その一つは上述の方法で h をさがし出す。もう一つは、下層大気の湿度の鉛直分布を観測して決める方法である。

(7) h を計算によって見いだすことは、その地点の蒸発量を評価したことにもなる。それゆえ、この研究で用いた方法は、現在困難とされている陸地蒸発を評価する一方法となりうるものである。

謝 辞

数値計算の実行は、国立防災科学技術センターの TOSBAC-3400 と、SDS-92 形計算機を使用した。TOSBAC 計算機の操作に際して、協力していただいた第3研究部の勝山ヨシ子氏と渡辺八重子氏に感謝します。

参 考 文 献

- 1) 近藤純正, 内藤玄一, 1969: 地表面近くの地温・気温の日変化特性. 国立防災科学技術センター研究報告, 第2号, 89—105.
- 2) Barad, M.L., ed., 1958: Project prairie grass—a field program in diffusion. Vols. 1 and 2. *Geophys. Res. Pap.*, No. 59, U.S. Air Force, Bedford, Mass.
- 3) Brunt, D., 1939: *Physical and Dynamical Meteorology*, 2nd ed. Cambridge Univ. Press.
- 4) Groen, P., 1947: Note on the theory of nocturnal radiational cooling of the earth's surface. *J. Met.*, **4**, 63.
- 5) Jaeger, J.C., 1945: Note on the effect of wind on nocturnal cooling. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **71**, 388—390.
- 6) Knighting, E., 1950: A note on nocturnal cooling. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **76**, 173—181.
- 7) Kondo, J., 1962: Observations on wind and temperature profiles near the ground. *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, Ser. 5, *Geophys.*, **14**, 41—56.
- 8) Kondo, J., 1967: Analysis of solar radiation and downward long-wave radiation data in Japan. *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, Ser. 5, *Geophys.*, **18**, 91—124.
- 9) Kondo, J., 1971: Effect of radiative heat transfer on profiles of wind, temperature and water vapor in the atmospheric boundary layer. *J. Met. Soc. Japan*, Ser. 2, **49**, 75—94.
- 10) Laikhtman, D.L., 1961: *Fizika pogrannichnogo sloya atmosfery*. Gidrometeoizdat., Leningrad. Translated into English by I. Shechtman, 1964: *Physics of the Boundary Layer of the Atmosphere*. Israel Program for Scientific Translations, Ltd., Jerusalem.
- 11) Monin, A.S. and A.M. Obukhov, 1954: Basic regularity in turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Tr. Geofiz. In-ta AN SSSR*, No. 24, 151.
- 12) Yamamoto, G., 1952: On a radiation chart. *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, Ser. 5, *Geophys.*, **4**, 9—23.
- 13) Yamamoto, G. and J. Kondo, 1959: Effect of surface reflectivity for long-wave radiation on temperature profiles near the bare soil surface. *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, Ser. 5, *Geophys.*, **11**, 1—9.

(1971年1月18日 原稿受理)