

複雑地形における夜間冷却

—研究の指針*

近藤 純正**

要旨

盆地や山地などの複雑地形における夜間冷却の研究を開始するにあたり、今後の観測計画や精密なモデル化の参考にするために、観測で得られる諸量の概略値を単純化モデルによって求めた。夜間冷却量の地形による違いやその風速依存性、さらに、盆地にできる安定冷却層の厚さと一般風の強さとの関係など、諸問題について議論した。

主な記号

c_p	: 空気の定圧比熱
f	: コリオリ因子
$F_{1,2,3}$: 係数
h	: 境界層(摩擦層)の高さ, 斜面流の厚さ
H	: 顕熱
L	: モニン・オブコフの安定度長
$L\downarrow$: 下向きの大気放射量
Rn	: 正味放射量
t	: 時間
u_*	: 摩擦速度
U_h	: 上空の一般風速
z	: 高さ
γ	: 盆地内安定層の温位勾配
ΔT	: 夜間冷却量
θ_*	: 温度スケール(摩擦温度)
θ	: 温位
ρ	: 空気の密度

1. はしがき—研究の目的***

地表面から高度 10~50 m までの接地層の構造は安定度 z/L で表現されるという相似則に従って解析され、かなりの事がおよそ確立されてきた。次の段階における

大気境界層(エクマン層)の全層の構造は、安定度 $\mu = h/L$ と高さのスケール u_*/f (または境界層の高さ h) で表現されるという考えの基に研究がすすめられている。ここに L はモニン・オブコフの長さ、 z は地表面からの高さ、 u_* は摩擦速度、 f はコリオリ因子である。しかしながら、例えば地表面の各種フラックスと外部条件を結びつけるロスビー数相似則の、いわゆる普遍関数 $A(\mu)$, $B(\mu)$, $C(\mu)$, $D(\mu)$ の値について一致した結論はまだ得られていない。

特に安定条件における普遍関数は大きくばらついている(例えば近藤(1982)がまとめた図 4. 10 参照)。ばらつきの原因として、前提としている「定常で水平方向に一樣な条件」が近似的に満足されるデータが少ないことや、安定大気で重要な影響をもつ大気放射が考慮されていないことが考えられる。

この問題はさておき、境界層研究の今後のもう 1 つの方向は、水平に一樣でない複雑地形上の境界層問題である。およそ、陸地上において、特に日本のように地形が複雑な境界層構造を調べようとするとき、従来のような解析方法でよいのであろうか。複雑地形であっても、広域の地表と大気の相互作用を研究するとき、地表面を平均的な粗度のような要素でパラメータ化しなければならないが、摩擦に対する粗度はどのようになり、顕熱や蒸

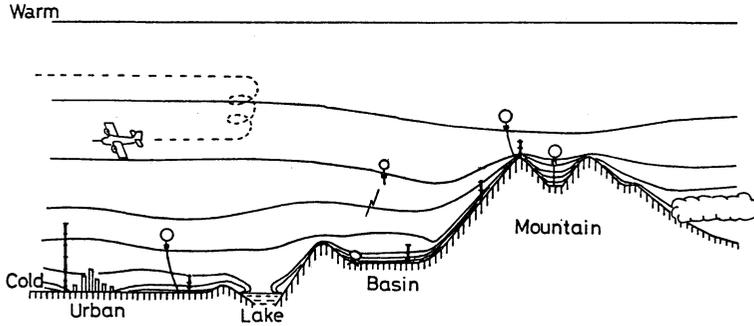
* Preliminary theoretical study on nocturnal cooling over complex terrain.

** Junsei Kondo, 東北大学理学部地球物理学教室。

—1982年3月30日受領—

—1982年7月2日受理—

*** 本論は従来の形式とかなり違っている。筆者はこの報告が複雑地形の夜間冷却の研究をすすめる上での、ある 1 つの「指針」であり「序報」であると考えたので、多少、解説的な性格を含めるように意図して書いた。



第1図 広域の夜間の等温線断面模式図。従来は個々の代表的な地点上の接地層や大気境界層の研究がなされてきた。それらは広域の中の一部をなし、相互影響によって全体の境界層は特徴的な構造を形成する。

発散に対する粗度はどういう値と考えるべきかが問題になってこよう。

これまで、事例研究として複雑地形における熱収支とか夜間の気温分布が観測されてきたが、これら個々の事例をどんなパラメータで整理すべきかが分っていないければ一般化できないし、他の条件の場合に応用も拡張もできない。

そこで、さしあたり複雑地形の夜間冷却を対象とし、できるだけ単純化して考え、今後の研究の指針としたい。ただし、ここでいう複雑地形とは従来対象にしてきた水平様な地表面ではないということで、単純化した盆地や山地を意味している。

筆者らのグループが実施した、直径 450 m、深さ 80 m の円錐状小盆地における気象予備調査によると、盆地の夜間冷却はつぎのようにして起こることが分った。すなわち、夕刻には山頂、斜面、盆底共、地表面はほぼ一律な冷却を受け、薄い冷気が盆底に溜まる（気層 *a* とする）。そのため盆底には強い安定層が形成され、大気からの顕熱輸送は弱まり、地表面温度はほとんど放射量の損失だけで冷却する（これを放射冷却といい、平地においても微風時の冷却は放射冷却である）。一方、斜面では斜面滑降流の空気が顕熱を地表面に供給するので地温は盆底地温より低くならない。そのため、斜面に接した気層で形成される滑降流の気温は盆底直上の気層 *a* の気温より高温で、その下へもぐり込むことが出来ず、斜面の途中で流れの方向を水平方向に変え、盆底冷気層の上側に堆積する（気層 *b* とする）。さらにそれより山頂に近い斜面では上空からの暖かい補償沈降流から、より多くの顕熱が供給されるので、地表面温度の冷却は山頂に近

い斜面ほど小さい。上記と同じ理由で、滑降冷気は途中で方向を変えて気層 *b* の上側に堆積する（気層 *c* とする）。このような過程で、盆底には下から *a*, *b*, *c*, …… の順序で冷気が堆積し、盆内の気温鉛直分布を形成する。全気層は同時に、放射によっても冷却する。ここで気温や地温は、正しくは温位のことである。

規模がそれより1桁ほど大きい斜面長 2 km、山頂との高度差 400 m の地形における予備調査（森ほか、1981）でも、夜間冷却の様子は同じであった。つまり、山頂では補償流としての沈降流のため、地表面上の冷却気層は薄いのが、山裾や平地上の冷却気層は厚い。

この観測フィールドの平地上空で観測された気温の時間変化 $\partial\theta/\partial t$ の高度についての積分値

$$H' \equiv c_p \rho \int_0^{500\text{m}} \frac{\partial\theta}{\partial t} dz$$

を求めてみた。この平地が、もしも、従来の取り扱い方である「水平一様面上の境界層」と仮定できるなら、 H' は大気から平地の地表面に供給された顕熱ということになる。ところが、実際の H' の値は地表面が失なった正味放射の観測値 R_n とほとんど同じであった。顕熱と正味放射が等しければ地温は下降するはずはないが、実際の地温は1晩の間に約 10°C も下降した。この意味は何か？ それは平地のむこうの方にある山の斜面で冷却した空気が平地上空に移流・堆積したにすぎず、 H' は顕熱ではない。つまり、0~500 m 気層の大部分は地表面に顕熱として熱を失ったために冷却したのではなく、横方向からの冷気の流入によって冷却したのである。なお、実際の顕熱は H' より1桁も小さい値であった。また H' の一部分には大気自身の放射冷却による寄

与も少し含まれている (森ほか, 1981).

このように、厚い気層を対象とする場合は水平移流を無視することが出来なく、厚さに応じて水平規模を広くとらなければならない。

以上の事実をふまえて、今後の複雑地形上の観測計画をたてたい。また同時に、数値シミュレーションも行なって理解を深めたい。その際に物理的なイメージがなければ観測資料の整理も数値シミュレーションも実行できない。本論は、観測から期待される現象はどのようなパラメータで表現できるかを考察し、期待される値を概算しようとするものである。

2. 安定時の接地層気温と地表面温度の差

接地層の大気が冷却して安定層が形成されたとき、風速鉛直分布は地表面近くでは近似的に対数分布であるが、その上空では近似的に直線分布になる。いわゆる、よく知られた「対数プラス直線分布」に近い形のことである。さらにその上空で、摩擦力がほとんどなくなる高度 h で風速は一般風の速さ U_h に近づくと考えられる。このような風速鉛直分布を模式的に第2図 (a) に示した。一般に摩擦応力は拡散係数と風速鉛直勾配の積で表すことができるので、図を参照すると、地表面摩擦応力 τ_0 は次のように近似できる。

$$\frac{\tau_0}{\rho} \equiv u_*^2 \approx K_m \frac{U_h}{h} \tag{1}$$

ただし、 \approx の記号は概略値の意味であり、 ρ は空気密度、 u_* は摩擦速度、 K_m は拡散係数である。 K_m は定義によって

$$K_m = \frac{\kappa u_*^2}{\phi_m} \tag{2}$$

ϕ_m は風速のシア関数で z/L の関数である。ここに L は

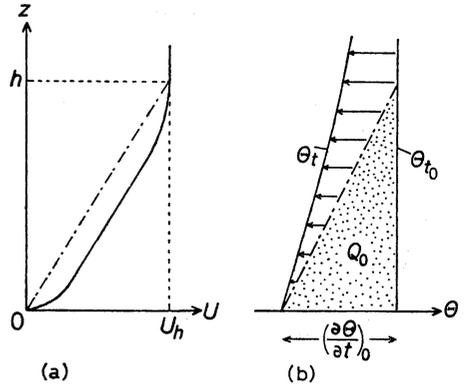
$$L = - \frac{u_*^3}{\kappa \frac{g}{\theta} Q_0} \tag{3}$$

$Q_0 \equiv H_0/c_p\rho$ は温度フラックス、 H_0 は顕熱、 c_p は空気定圧比熱、 $\kappa(=0.39)$ はカルマン定数、 g/θ は浮力パラメータである。

強い安定状態における結果 (Kondo, et al., 1978) によると、 $0.1 \leq z/L \leq 5/7$ で

$$\phi_m = 1 + 7 \frac{z}{L} \approx 7 \frac{z}{L} \tag{4}$$

の関係があるので、式 (1)~(4) より



第2図 夜間の安定時の状態。(a) 風速鉛直分布模式図、 h は摩擦層の高さ。(b) 気温鉛直分布の時間変化。図の点々部分の面積は地表面における温度フラックス Q_0 に等しい。矢印は大気放射による冷却。なお、実際の地表面直上には放射と乱流(むしろこの付近は分子熱伝導)が作用してできる複雑な冷却率分布が存在するが、接地層全層の冷却には重要な影響を及ぼさないので、ここでは繁雑を避けるために省略してある。

$$\frac{h}{u_*^2} \approx \frac{1}{7 \frac{g}{\theta} \frac{|Q_0|}{U_h}} = \frac{1}{7 \frac{g}{\theta} \frac{u_* \theta_*}{U_h}} \tag{5}$$

ここに θ_* ($\equiv -H_0/c_p\rho u_*$) は摩擦温度である。

次に、気温の冷却を考えてみよう。一般に、夜間の下向きの顕熱は地表面で最大で高さと共に小さくなり、摩擦層高度 $z=h$ 付近で0に近づく。その顕熱の勾配 $|\partial H/\partial z|$ は地表面で大きく、高さと共に小さくなる形である。気温冷却率は顕熱の勾配に比例する ($\partial \theta/\partial t \propto \partial H/\partial z$) ので、気温冷却速度は地表面で大きく、高さと共に小さくなる。それを第2図 (b) の一点鎖線で示した。大気はこの顕熱の発散によるほか、大気放射量の発散によっても冷却するが、後者は普通、地表面から数 100 m の高度まで存在し、顕熱の発散による冷却がほとんど0になる高さより上空まで起こる。夜間における実際の大気は顕熱と大気放射の両作用によって冷却しているわけで、その模式を第2図 (b) に示してある (Kondo, et al., 1978も参照)。なお、この図において、地表面直上にある冷却の複雑構造は省略してある。

図中の矢印は赤外放射の発散による冷却、点々部分は顕熱の発散による冷却である。同図を参照すると、地表

面の温度フラックスは三角形の面積にはほぼ等しいので

$$-Q_0 \equiv u_* \theta_* \approx \frac{h}{2} \left| \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)_0 \right| \quad (6)$$

ただし、 $|\partial \theta / \partial t|_0$ は地表面温度の平均的な冷却速度である。したがって、式(5)と式(6)から

$$\theta_* = \left(\frac{\left| \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)_0 \right| U_h}{2 \times 7 \frac{g}{\theta}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

ここで、代表的な条件としてごく普通の晴天夜間のような場合を想定し、 $(\partial \theta / \partial t)_0 = -1.5^\circ \text{C h}^{-1}$ 、 $U_h = 5 \sim 10 \text{ m s}^{-1}$ を用いると

$$\theta_* \equiv c_1 = 0.064^\circ \text{C} \sim 0.090^\circ \text{C} \quad (8)$$

一般に、上空の風速 U_h が大きくなると気温冷却は小さく、逆に風速が弱いときは気温冷却は大きい傾向と考えられる。つまり式(7)右辺の分子の $(\partial \theta / \partial t)_0$ と U_h とはごく大まかに逆比例の関係があるので、それらの積は概略一定とみなされる。そうすると式(7)から θ_* は近似的にいつも同じような値になる。夜間の安定時における観測によると、理由は不明だが $\theta_* = 0.08^\circ \text{C}$ 前後になると報告されている事実 (Venkatram, 1980) がここに説明されたことになる。

読者の中には、ここでは適当に条件を設定しているの、この説明に満足できない方が居るかも知れない。筆者は θ_* が一定になると主張しているのではなく、ごく普通の夜間の微風時の陸上では θ_* の幅はそんなに大きくないことを注意している。Venkatram の資料以外の多くのデータによっても、この事を確かめることができる。

定義式に従って θ_* を変形すると

$$\theta_* = \frac{K_h \frac{\partial \theta}{\partial z}}{u_*} = \frac{1}{\phi_m} \left(\frac{K_h}{K_m} \right) \kappa \frac{\partial \theta}{\partial \ln z} \quad (9)$$

$z \rightarrow 0$ としたとき、 $\phi_m = 1$ 、 $K_h / K_m = 1$ としよいで

$$\theta_* = \kappa \left(\frac{\partial \theta}{\partial \ln z} \right)_{z=0} \quad (10)$$

つまり

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial \log_{10} z} \right)_{z=0} = \frac{2.30}{\kappa} \theta_* = 0.37 \sim 0.52^\circ \text{C}$$

である。ごく地表面に近い気層 ($z \leq 1 \text{ m}$) における気温鉛直分布は風速と同様に対数分布であるから、気温 θ と

地表面温度 θ_s の差は

$$\theta - \theta_s \approx \frac{\theta_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (11)$$

ただし、 z_0 は気温分布に対する粗度である。そこで、仮に $z_0 = 1 \text{ cm}$ とすれば高度 1 m の気温と地表面温度の差は $0.74 \sim 1.0^\circ \text{C}$ になる。あるいは $z_0 = 0.01 \text{ cm}$ としても、温度差は $1.5 \sim 2.1^\circ \text{C}$ になる。

結論 1 粗度が $10^{-2} \text{ cm} \sim$ 数 cm 範囲の、ごくありふれた地表面上において、日常みられるような晴天夜間の地表面近くの気温と地表面温度の差は $1 \sim 2^\circ \text{C}$ 程度と概算される。なお特殊条件に対しては、式(4)~(11)にその条件を用いて、上記の方法で温度差を見積ること。

3. 夜間冷却量の風速依存性

うへの結論によって、ごく地表面に近い層の気温は地表面温度が予測されれば推定できることになる。それゆえ、以下では地表面温度の最大可能な冷却量を求めてみよう。なお、冷却量とは気温と地温がほぼ等温になる夕刻から朝までの約12時間の温度降下量を指すものとする。

無風で顕熱がまったくないときの夜間冷却は地表面が放出する正味放射 R_n と地中から供給される伝導熱 G_0 がバランスして起こり、地中の熱容量 $c_g \rho_g$ と熱伝導率 λ_g の値によって冷却量がきまる。このとき、冷却時間が十分に長くなると、地表面温度の冷却速度はしだいに小さくなり、ついに0になる。

問題を簡単にするために、1晩程度の時間では下向きの大気放射 $L \downarrow$ はたいして変化しないので、一定値の $L_0 \downarrow$ と仮定する。ここでは1晩程度の時間を考えていることと多少矛盾するが、十分に時間が経過して地温が十分深い層まで冷却を続けると地中伝導熱 G_0 はしだいに小さくなり、実質上 $G_0 = 0$ とみなしてよい状態に近づく。そのような極限状態で、一般に風があるときの地表面熱収支式は

$$L_0 \downarrow - \sigma T_s^4 - H_0 - LE = 0 \quad (12)$$

ただし、 T_s は期待される最も冷却したときの地表面温度である。

(1) 無風時の最大可能冷却量

完全無風時には顕熱 H_0 も蒸発の潜熱 LE も0であるから、正味放射 R_n は地表面から失なう場合を正とすれば、最も冷却した仮想的な極限状態では放射バランスが成立すると考え、 $R_n = 0$ 、つまり

$$\sigma T_s^4 - L_0 \downarrow = 0$$

ゆえに

$$Rn_0 = \sigma T_0 - \sigma T_s^4 \quad (13)$$

ただし Rn_0 は夕刻の正味放射量であり

$$Rn_0 \equiv \sigma T_0^4 - L_0 \downarrow = \sigma T_0^4 \left(1 - \frac{L_0 \downarrow}{\sigma T_0^4} \right) \quad (14)$$

σT_0^4 は夕刻の地表面温度 T_0 に対する黒体放射量である。式 (13) の右辺は近似的に $4\sigma T_0^3(T_0 - T_s)$ に等しいので、最大可能冷却量を与える近似式は

$$\Delta T_s^0 \equiv T_0 - T_s \approx \frac{T_0}{4} \frac{Rn_0}{\sigma T_0^4} = \frac{T_0}{4} \left(1 - \frac{L_0 \downarrow}{\sigma T_0^4} \right) \quad (15)$$

この値の代表例を第1表に示した。表中の $L_0 \downarrow / \sigma T_0^4$ の値は近藤 (1981) の図3.9を参考にした。なお、 ΔT_s^0 が 10°C 以上になると式 (15) の近似は悪くなるので、表の ΔT_s^0 は式 (13) から求めた値である。つまり、 $\Delta T_s^0 = T_0 - T_s$ の T_s は $\sigma T_s^4 = L_0 \downarrow$ から計算したのである。

最大可能冷却量の定義の仕方はこのほかにもいろいろ (省略) 考えられるが、その中で最も簡単で実用上望ましいものをここに提案したのである。うえて定義した最大可能冷却量は、今後、冷却量を無次元化するのにも利用される。

結論2 冬期は水蒸気量が少ないために下向き大気放射 $L_0 \downarrow$ が小さく、夜間冷却量は大きい。雲があるか無いかによって、パラメータ $L_0 \downarrow / \sigma T_0^4$ は冬期、つまり有効水蒸気量が少いときに大きく変化するので (近藤, 1981, 図3.9参照)、夜間冷却量に及ぼす雲の効果は冬期に大きい。

以上の考察では、地表面温度が時間と共に下降する途中の段階を考えないで、最終的に落ち着くであろう平衡値を求めた。地表面温度の時間変化で最も単純化された場合は、プラントの式

$$\Delta T_{\text{BRUNT}} \equiv T_0 - T_s(t) = 2Rn_0 \left(\frac{t}{\pi c_g \rho_g \lambda_g} \right)^{1/2} \quad (16)$$

によって与えられる。ここに、 t は夕刻からの時間、 $c_g \rho_g \lambda_g$ は地中の熱容量と熱伝導率の積である。しかしながら、プラントの式は Rn_0 が一定と仮定した場合であるから、冷却があまり進んでいない範囲にしか適用できない。式 (15) と式 (16) から

$$\frac{\Delta T_{\text{BRUNT}}}{\Delta T_s^0} = \frac{8}{\sqrt{\pi}} \frac{\sigma T_0^4}{T_0} \left(\frac{t}{c_g \rho_g \lambda_g} \right)^{1/2} \quad (17)$$

第1表 代表的な条件と最大可能冷却量 ΔT_s^0 。
(w_∞ は鉛直気柱内の有効水蒸気量)

条件	$L_0 \downarrow / \sigma T_0^4$	T_0 ($^\circ\text{C}$)	w_∞ (g cm^{-2})	ΔT_s^0 ($^\circ\text{C}$)
快晴	熱帯・夏	28	5	7.8
	春・秋	15	1.5	20.0
	冬	-5	0.5	25.6
	極寒	-25	0.1	30.6
薄曇	熱帯・夏	28	5	7.8
	春・秋	15	1.5	13.1
	冬	-5	0.5	14.6
	極寒	-25	0.1	17.3

$T_0 = 288.2 \text{ K}$ (15°C) とした場合の上式を、時間 t の関数として第3図に斜めの実線で示した。パラメータは $c_g \rho_g \lambda_g$ である。地表面温度の冷却量 ΔT は ΔT_s^0 を越えてはならないので、 $\Delta T_{\text{BRUNT}} / \Delta T_s^0$ が1になる時間をプラントの式の適用限界の目安とみなすことができる。

例えば湿った土壌や砂地においては、その適用限界時間は約 10^5 秒であるので、地表面温度は朝まで連続的に下降する。それに対し、新雪のような場合のその時間は約 10^3 秒であるから、地表面温度は短時間に平衡値に近い値に達し、そのあとは僅かしか下降せず、朝まではほぼ一定の地表面温度が続くことになる。

なお、第3図の破線は、プラントの式の導出に際して用いた、 $Rn = Rn_0 = \text{一定}$ の代りに

$$Rn = Rn_0 - 4\sigma T_0^3 [T_0 - T_s(t)]$$

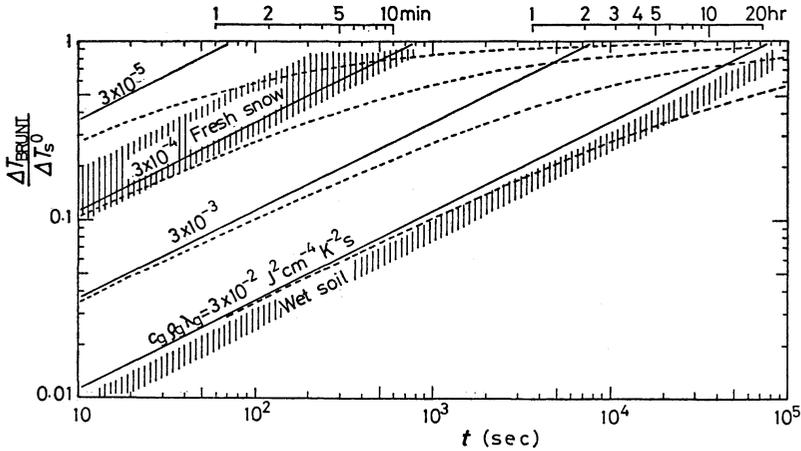
を用いた場合の地表面冷却量 ΔT を式 (15) の最大可能冷却量 ΔT_s^0 で規格化した値である。すなわち

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_s^0} = 1 - \{ 1 - \text{Erf}(\sqrt{t/t_1}) \exp(t/t_1) \} \quad (18)$$

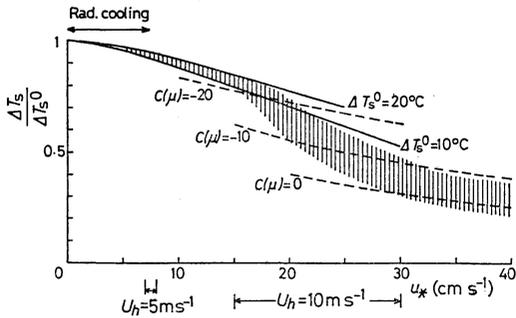
ただし、 Erf は誤差関数であり、 $t_1 = c_g \rho_g \lambda_g / (4\sigma T_0^3)^2$ である。上式によると、地表面の冷却は最初プラントの式に従って急激におこるが、その後は緩やかになり漸近的に最大可能冷却量 (平衡値) に近づく。たとえば、 $c_g \rho_g \lambda_g = 3 \times 10^{-4} \text{ J}^2 \text{ cm}^{-4} \text{ K}^{-2} \text{ s}$ を持つ新雪の場合は夕刻から1時間内に最大可能冷却量の73%に達し、その後の10時間目までには18%しか増加せず、91%である。

なお、第3図の破線は式 (18) であるが、時間 t が十分に大きいときの具体的な値は安田 (1982) の計算値を借用してえがいた。

結論3 新雪が積ったときや土壌が非常に乾燥したと



第3図 プラントの式による夜間の地表面温度の時間変化 (実線). ただし最大可能冷却量 ΔT_s^0 で規格化してある. パラメータは地中の熱容量と熱伝導率の積. 縦の細線範囲は代表的な新積雪面, および湿った土壌や砂地に対する冷却量の時間変化, 破線は式 (18).



第4図 風があるときの夜間冷却量 ΔT_s と摩擦速度 u_* との関係. ただし最大可能冷却量 ΔT_s^0 で規格化してある. 実線は弱風時の関係式 (21) による. 破線は強風時の関係式 (27) による. 縦の細線範囲が実際に期待される関係. 風速 U_h の概略値が図の下側目盛に示されている.

きのように, 地中の熱容量と熱伝導率が小さい場合の夜間冷却量は, 概略, 最大可能冷却量に等しい.

(2) 弱風時の夜間冷却量

式 (12) において蒸発の潜熱 LE を無視した熱収支式は, 式 (13) に対応して次のようになる.

$$Rn_0 - (\sigma T_0^4 - \sigma T_s^4) = c_p \rho u_* \theta_*$$

$$Rn_0 - 4\sigma T_0^3 (T_0 - T_s) \doteq c_p \rho u_* \theta_* \quad (19)$$

ところで, 安定度が強くなったときの地表面摩擦速度

u_* と上空の風速 U_h との比は

$$\frac{u_*}{U_h} \equiv C_2 \approx 0.015$$

の程度になることが知られている (たとえば, 近藤, 1982, 図 4. 11 参照), さらに, 式 (7) で平均の冷却速度は

$$\left| \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)_0 \right| \approx \frac{T_0 - T_s}{\Delta t} \quad (20)$$

とおくことができる. ただし, この Δt は夕刻から朝までの時間で, 12時間程度とする. したがって式 (19) は途中の演算を省略すれば次のようになる.

$$1 - \frac{T_0 - T_s}{\Delta T_s^0} = \frac{T_0}{4\sigma T_0^4} \frac{c_p \rho C_2 U_h^{3/2}}{\left(\frac{g}{\Theta} \Delta t \Delta T_s^0 \right)^{1/2}} \left(\frac{T_0 - T_s}{\Delta T_s^0} \right)^{1/2} \quad (21)$$

この二次式の ΔT_s^0 は前項で求めた無風時の最大可能冷却量であるから, この式を解けば冷却量の風速に対する関数形が求まる.

その結果を第4図に実線で示した. ただし, $T_0 = 288.2 \text{ K}$ (15°C) の場合である. 縦軸は夜間冷却量を式 (15) で規格化した,

$$\frac{T_0 - T_s}{\frac{T_0}{4} \left(1 - \frac{L_0 \downarrow}{\sigma T_0^4} \right)} \quad (22)$$

であり, 横軸は摩擦速度 u_* である. なお, この結果は

強い安定状態に対して導出された式(7)を用いてあるの
で、適用範囲は概略 $U_h \leq 10 \text{ m s}^{-1}$ 程度とみなされる。

結論4 第4図によると、 $u_* \leq 7.5 \text{ cm s}^{-1}$ (概略 U_h は
 5 m s^{-1} 以下)における夜間冷却は無風時とあまり差がな
いので、この場合は放射冷却だけで地温は下降するとみ
なしてよい。

(3) 強風時の夜間冷却量

強風時の大気境界層に対しては、従来の境界層研究の
成果を利用することができる。ロスビー数相似関数の表
現式を用いると、上空の温位 θ_h と粗度 z_0 に対する温
位 θ_0 との差は次のようになる。

$$\frac{\theta_h - \theta_0}{\theta_*} = \frac{1}{\kappa} \left(\frac{K_m}{K_h} \right)_N \left\{ \ln \left(\frac{G}{f z_0} \frac{u_*}{G} \right) - C(\mu) \right\} \quad (23)$$

この式で中立のときの運動量と顕熱に対する拡散係
数の比 $(K_m/K_h)_N$ は1としてよく、また、強風で弱安
定状態で $u_*/G = u_*/U_h \approx 0.02$ 程度、普遍関数 $C(\mu) =$
 0 (または -10 , ないし -20) 程度である。これは近藤
(1982)の4.2.節による。したがって、ロスビー数 $G/fz_0 \approx$
 10^7 (G は地衡風速) とすれば

$$\theta_* = \frac{\theta_h - \theta_0}{C_3} \quad (24)$$

$$C_3 = 30.5 \text{ (または } 55.5, \text{ ないし } 80.5)$$

ゆえに地表面の顕熱 H_0 は

$$-H_0 = c_p \rho \theta_* u_* = c_p \rho \frac{\theta_h - \theta_0}{C_3} \left(\frac{u_*}{U_h} \right) U_h \quad (25)$$

簡単化のために、気温分布に対する粗度 z_0 は風速に
対する粗度 z_0 に等しいと仮定する。また、 θ_h は上空の
温位であるから、これは冷却の始まる時刻 $t=0$ におけ
る地表面温位とみなされる。したがって、 θ_h は T_0 に、
 θ_0 は T_s に対応するので、 $(\theta_h - \theta_0)$ を $(T_0 - T_s)$ とお
くことができる。ゆえに、式(19)に対応する熱収支式
は

$$Rn_0 - 4\sigma T_0^3(T_0 - T_s) = c_p \rho u_* \frac{T_0 - T_s}{C_3} \quad (26)$$

したがって、冷却量 $(T_0 - T_s)$ の無風時の冷却量に対
する比は

$$\frac{T_0 - T_s}{\frac{T_0}{4} \left(1 - \frac{L_0 \downarrow}{\sigma T_0^4} \right)} = \frac{1}{1 + \frac{T_0}{4\sigma T_0^4} \frac{c_p \rho u_*}{C_3}} \quad (27)$$

普遍関数 $C(\mu)$ が -20 , -10 , 0 とした場合の上式に
よる値を第4図に破線で示した。ただし、 $T_0 = 288.2 \text{ K}$
とする。

上の結果は準定常状態で成立する式(23)を用いてあ
るので、適用範囲は概略 $U_h \geq 8 \text{ m s}^{-1}$ とみなされる (U_h
 $= 10 \text{ m s}^{-1}$ は概略、 $u_* = 20 \text{ cm s}^{-1}$ ないし 30 cm s^{-1} 程
度とみなしてよい)。

現在のところ、普遍関数 $C(\mu)$ の関数形は確立されて
いないが、強風になるに従って -20 , -10 , 0 のように
その絶対値が小さくなる傾向があるから、前項で考察し
た弱風時の結果とこの強風時の結果を総合すれば、夜間
冷却量の風速に対する関数形は第4図の細い縦線範囲に
分布することになる。微風時は放射だけによる冷却に近
いが、強風時の冷却量は風速に逆比例する。

なお、これまでは蒸発の潜熱を無視したが、夜間に平
均的に蒸発が起こるような乾燥時の冷却量は図の細線範
囲の上のほうにくる。逆に湿度が高く、平均的に凝結が
起こるような時の冷却量は下のほうにくる。凝結量は図
2(b)で示した原理と類似な方法で見積ることが可能
であるが、その詳細は省略する。

結論5 これまでの理論的考察では夜間冷却量を摩擦
速度 u_* の関数として表現したが、実際には u_* は観測
しにくい量であるので、夜間冷却量観測値を上空の風速
 U_h の関数として整理する。すると、冷却量の風速に対
する関数形から u_* 対 U_h 関係が分るので、その地域
の平均的粗度が推定できる。つまり観測から求める夜間
冷却量の風速に対する関数形から粗度が求まる。そのよ
うな例が続編で示される。

(4) 地形による冷却量のちが

前項では従来の研究で対象としてきた、水平方向に一
様な平地を想定して夜間冷却量の風速に対する関数形を
求めたが、こんどは複雑地形について考察してみよう。

盆地上空には他域の地表面で生成された冷気が移流し
て堆積するので、下向きの放射量 $L \downarrow$ は夕方値 $L_0 \downarrow$ より
小さくなる。それゆえ、最大可能な地表面の冷却量は
式(15)で求めた ΔT_s^0 より大きくなる。この度合を以
下によって概算する。

下向き放射が変化するので、式(13)と式(14)にお
いて $L_0 \downarrow$ の代りに $L \downarrow$ を用いなければならないので、
完全無風時には

$$\left. \begin{aligned} Rn &= \sigma T_s^4 - L \downarrow = 0 \\ Rn_0 &= \sigma T_0^4 - L_0 \downarrow \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

ゆえに

$$Rn_0 = (\sigma T_0^4 - \sigma T_s^4) - (L_0 \downarrow - L \downarrow) \quad (29)$$

右辺第2項は

第2表 上空に冷気が堆積したときの downward 大気放射補正係数 F_1 と最大可能な地表面冷却量 ΔT_s 。ただし、標準条件として、快晴で $T_0=15^\circ\text{C}$, $w_\infty=1.5\text{ g cm}^{-2}$ とし、逆転層高度までの水蒸気量 $w_i=0.4\text{ g cm}^{-2}$ (高度 500 m 程度), または $w_i=0.1\text{ g cm}^{-2}$ (高度 100 m 程度), $w_i=0.01\text{ g cm}^{-2}$ (高度 10 m 程度) のとき。

w_i (g cm^{-2})	逆転層高度 概略, (m)	$\frac{1-\tau_f(w_i)}{1-\tau_f(w_\infty)}$	F_1	ΔT_s ($^\circ\text{C}$)
0.4	500	0.80	0.40	36.3
0.1	100	0.60	0.30	30.1
0.01	10	0.30	0.15	24.0
$L\downarrow$ が不変のとき				20.0

$$L_0\downarrow - L\downarrow = F_1(\sigma T_0^4 - \sigma T_s^4) \quad (30)$$

のように表現できる。ここに F_1 は大気中の可降水量 w_∞ (ただし放射に対する気圧効果を含めた有効水蒸気量) の関数であるほか、逆転層までの水蒸気量の厚さ w_i , および逆転層内の気温鉛直分布形の関数でもある。水蒸気による大気放射の透過関数を τ_f としたとき、 w を g cm^{-2} で表せば、 $0.001\text{ g cm}^{-2} < w < 10\text{ g cm}^{-2}$ 範囲に対し、試行錯誤で簡単な近似式をつくると

$$1 - \tau_f \approx 0.23 \log_{10} \frac{w + 0.005}{0.002} \quad (31)$$

とできる。したがって F_1 の形は

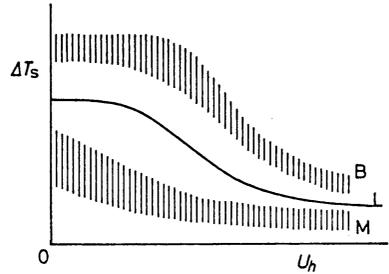
$$F_1 = a \frac{1 - \tau_f(w_i)}{1 - \tau_f(w_\infty)} \quad (32)$$

a は逆転層内の気温分布形によってかわる係数である。いろいろな気温分布形に対して大気放射の鉛直分布を計算し a を求めてみると、気温が対数分布のとき $a=0.25$ (ただし、気温分布に対する粗度 $z_0=0.1\text{ cm}$ 程度のとき), $a=0.4$ ($z_0=10\text{ cm}$ 程度のとき), $a=0.5$ ($z_0=1\text{ m}$ 程度のとき) である。また、気温が地表面から完全に直線分布のとき $a=0.8$ 。そのほか、1 m 高度付近まで対数分布でその上が直線分布、さらに上空で対数分布という現実的な夜間の気温分布に対して $a=0.4\sim 0.6$ である。したがって、ここでは $a=0.5$ を採用することにする。その場合の F_1 の計算例を第2表に示した。

式 (29) と式 (30) から

$$\sigma T_0^4 - \sigma T_s^4 = \frac{Rn_0}{1 - F_1} \quad (33)$$

これを近似式で表わせば



第5図 地表面温度の冷却量 ΔT_s と風速 U_h の関係 (模式図)。B は盆地, L は平地, M は山地を想定したもの。

$$\Delta T_s \equiv T_0 - T_s \approx \frac{1}{1 - F_1} \frac{T_0}{4} \left(1 - \frac{L_0\downarrow}{\sigma T_0^4} \right) = \frac{\Delta T_s^0}{1 - F_1} \quad (34)$$

つまり、最大可能な夜間冷却量は $L\downarrow$ が変化しないとして算出した ΔT_s^0 の $1/(1 - F_1)$ 倍になる。

大気自身の放射冷却によってできた逆転層か、あるいは外部からの冷気が盆地上空に移流・堆積してできた逆転層の高さが 500 m, 100 m または 10 m としたときの ΔT_s を式 (33) から計算し、第2表の一番右列に示した。

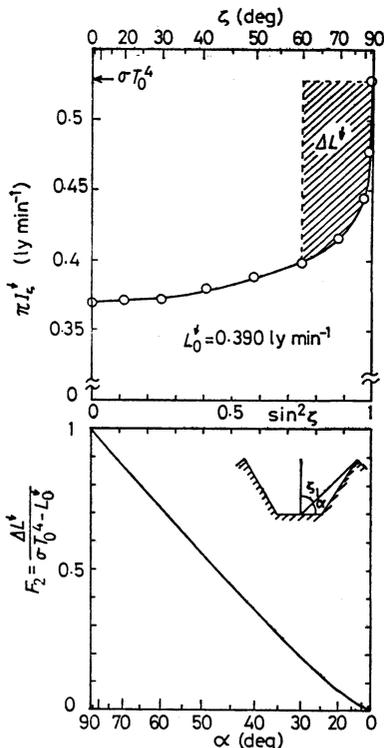
なお、実用上、放射量を補正するために用いる逆転層高度のきめ方は、大気冷却が地表面付近の気温冷却量の 1/10 ないし 1/20 程度になる高度とみなせばよい。

結論6 たとえば盆地のように、その上空に周辺からの冷気が移流し、100~500 m 程度の厚さに堆積するような場合は、そうでない場合に比較して夜間冷却量は 1.5 倍程度大きくなる*。

盆地は上記のほか、後述するように、上空からの風による混合作用が遮断されやすいので、上空の風速 U_h が平地と同じであっても顕熱輸送は弱くなる。したがって、盆底で起こる放射冷却の範囲、つまり第4図の Rad. cooling の記号の範囲はもっと右のほうまで広がることになる。

以上のことをまとめると、盆地における冷却量の風速に対する関数形は第5図の細い縦線群 B のようになる。平地における関数形 L とのずれはその盆地の形状によ

* 夜間冷却量は最大可能冷却量 ΔT_s に近似的に比例すると考えられるが、第2表を参照すると、移流・堆積があるときの ΔT_s は $L\downarrow$ が不変のときの 1.5 倍前後に大きくなっていることから、この結論が得られる。



第6図 (上)大気放射の方向別強度と天頂距離の正弦の2乗との関係。曲線下の面積が下向き大気放射 $L_0 \downarrow$ 、斜線部分は稜線高度角が 30° の円錐状盆地底で観測した場合の放射増加量。(下)軸対称の盆地における放射遮へい率 F_2 と稜線高度角 α との関係。

第3表 放射の遮へい効果からみた地形区分。

稜線高度角 α	遮へい率 F_2	地形の名称
13° 以下	0.03以下	平地
$13^\circ \sim 23^\circ$	0.03~0.1	浅い盆地
$23^\circ \sim 31^\circ$	0.1~0.2	深い盆地
$31^\circ \sim 48^\circ$	0.2~0.5	碗状・急峻谷地
$48^\circ \sim 73^\circ$	0.5~0.9	浅いキャノピー
73° 以上	0.9以上	深いキャノピー

深い盆地(都市ビルの谷間でも同じ)では斜め方向からくる大気放射がその方向の山に遮られ、下向き放射 $L \downarrow$ が大きくなり、冷却量 ΔT_s は小さくなると考えられる。その度合を以下で見積ってみよう。

第6図の上側に示す曲線は、晴天夜間に観測される方向別の大気放射の強さ $\pi I \zeta \downarrow$ の代表的な例である。横軸は $\sin^2 \zeta$ (ζ は天頂距離) である。 $I \zeta \downarrow$ は普通、方位によってほとんど変化しないので、下向き大気放射は

$$L_0 \downarrow = 2 \int_0^{\pi/2} \pi I \zeta \downarrow \sin \zeta \cos \zeta d\zeta$$

$$= \int_0^1 \pi I \zeta \downarrow d(\sin^2 \zeta) \tag{35}$$

いま、軸対称の盆地の中央で大気放射を観測するとすれば、天頂距離 $\zeta > \zeta_1$ からの放射は山腹からの放射である。夕刻ごろの気温と山腹の地表面温度は等しく T_0 とすれば、例えば稜線までの天頂距離が $\zeta_1 = 60^\circ$ の場合は図の斜線部分の面積だけ多い放射量が観測される。この量を $\Delta L \downarrow$ とすれば

$$\Delta L \downarrow = F_2 (\sigma T_0^4 - L_0 \downarrow) \tag{36}$$

F_2 は $\zeta_1 (= 90^\circ - \alpha)$, α は盆地からみた稜線の高度角) の関数で、天空放射の遮へい率である。 F_2 を計算し稜線の高度角 α の関数として第6図の下側に示した。

大気放射の遮へい効果だけを考慮したときの地表面温度の最大可能冷却量は、式(15)に代って

$$\Delta T_s = \frac{T_0}{4} \left(1 - \frac{L_0 \downarrow + \Delta L \downarrow}{\sigma T_0^4} \right)$$

式(36)を代入すると

$$\frac{\Delta T_s}{\Delta T_s^0} = (1 - F_2) \tag{37}$$

したがって、 F_2 が0.5以上となる $\alpha > 48^\circ$ での夜間冷却は平地のその半分以下となる。このような急峻地形は普通には存在しないが、小地域的にみれば植物群落内や密な都市ビルからなるキャノピーの底に相当する。

放射の遮へい率だけから地形を区分し、第3表の呼び

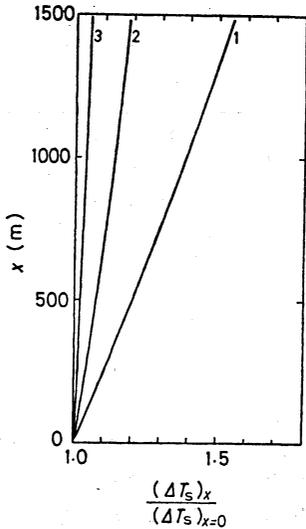
る。浅い盆地では平地の場合に近く、深い盆地では大きくずれるものと期待される。関数形の詳細は今後の観測から決定される。

一方、山頂においては、ほとんど無風のときでもその斜面滑降流の補償流としての沈降流によって上空からの顕熱が山頂の地表面に供給されるので、夜間冷却量は盆地とは逆に小さくなる。それを模式的に第5図の下のほうの細い縦線群Mで示した。この関数形も山地形の規模によってきまるものと考えられる。

将来、山地・盆地・平地が混在した地域の平均的な夜間冷却量を評価することは、陸地表面と大気の相互作用の研究における重要課題の一つになるであろう。

4. キャノピー状地形の底における放射量

これまで平地、または盆地でもその天空が比較的大きく開いた場合を想定してきた。しかしながら、極端に



第7図 夜間冷却量の海拔高度依存性. 曲線の1, 2, 3はそれぞれ, 夏, 春と秋, 冬に相当する.

名を提案したい. $\alpha < 13^\circ$ では F_2 は3%以下であるから, 平地とみなしてよいであろう. $F_2 < 0.2$ までを盆地とする. $0.2 < F_2 < 0.5$ の範囲はかなり特殊な地形であるが, 盆地に対して碗状地形と呼んでおく.

結論7 盆底から周囲の山の陵線を見こむ高度角が 23° 以下であるような普通の盆地では, 山腹の放射に及ぼす直接的な影響は10%以内であり, 近似的に無視してよい.

5. 夜間冷却量と海拔高度

海拔高度が高くなると, その上空に含まれる水蒸気量は減少し, 下向き放射量 L_0 が小さくなる. そのため, 地形やその他の条件が同じなら, 海拔高度が高い地域ほど夜間冷却量は大きい.

夜間冷却量の海拔高度に対する関数形を求めるために, 海拔高度が $x=0$ と $x=x$ の地点における諸量に, それぞれ添字 $x=0$ と x をつけてあらわすことにする. 2点における夜間冷却量 ΔT_s の比は, 式(15)を参考にすれば

$$\frac{(\Delta T_s)_x}{(\Delta T_s)_{x=0}} = \frac{\left[T_0 \left(1 - \frac{L_0}{\sigma T_0^4} \right) \right]_x}{\left[T_0 \left(1 - \frac{L_0}{\sigma T_0^4} \right) \right]_{x=0}} \quad (38)$$

上式を具体的に計算し, 冷却量の高度依存性を第7図

第4表 計算モデルの3例. 海拔高度 $x=0$ における夕刻の地表面温度 T_0 と有効水蒸気量 w_∞ , および気温減率と高度2kmまでの相対湿度の表.

番号	$(T_0)_{x=0}$ °C	$(w_\infty)_{x=0}$ g	気温減率 °C km ⁻¹	相対湿度 %
1	28	5	6.5	70
2	15	1.5	6.5	50
3	-5	0.5	6.5	50

に示した. 曲線(1), (2), (3)はそれぞれ第4表のモデル(1), (2), (3)に対応する. 冬期(曲線3)のように水蒸気量が少ないときは, $L_0 / \sigma T_0^4$ の海拔高度による減少の割合が小さく, 冷却量の変化は1,000mにつき3~10%である. それに対し, 夏の冷却量(曲線1)は1,000mにつき30~40%と大きい.

結論8 地形や土壌その他の条件が同じなら, 夏の高原における夜間冷却は海拔高度が低い地域のそれよりも大きい. しかし, 冬期には夜間冷却量の海拔高度依存性は弱くなる.

6. 冷却量予報の実用式

前節までの結果を応用して夜間冷却量を予報する場合の実用式を求めてみよう. 夜間冷却量と摩擦速度 u_* との関係(第4図)において, u_* の代りにその逆数を横座標にとって表すと, 原点付近で直線になる関係になり, 簡単な式で近似できる. すなわち,

$$\frac{\Delta T_s}{\Delta T_s^0} = 1 - \exp\left(-\frac{c_0}{u_*}\right) \quad (39a)$$

$c_0 \approx 20 \text{ cm s}^{-1}$ の程度である. または,

$$\frac{\Delta T_s}{\Delta T_s^0} = \tanh\left(\frac{a_0}{u_*}\right) \quad (39b)$$

$a_0 \approx 15.5 \text{ cm s}^{-1}$ の程度である.

実際の夜間冷却量 ΔT_{obs} は上式にある係数を乗じた形と考えられ, さらに u_* は上空の一般風 U_h と大ざっぱに比例関係があるので,

$$\frac{\Delta T_{\text{obs}}}{\Delta T_s^0} = b_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{a_1}{U_h}\right) \right] \quad (40a)$$

または

$$\frac{\Delta T_{\text{obs}}}{\Delta T_s^0} = b_2 \tanh\left(\frac{a_2}{U_h}\right) \quad (40b)$$

ここに

b_1 (または b_2): 観測地点一帯の地形と地表面状態(積

雪があるとか植被状況)によって決まる季節変化をする係数で,晴天微風時の夜間冷却量の観測データから求める。

a_1 (または a_2): 観測地点の100 m 程度から 10 km 程度のスケールまでを含むような周辺地形によって決まるその地点特有の係数で,主として強風時のデータから求める。

なお, $a_1 \approx kc_0$ (または $a_2 \approx ka_0$) であり, 比例定数 k はその地点特有の値である。実測データから各地点の係数 b_1 と a_1 (または b_2 と a_2) を求めておけば,夜間冷却量は上式によって予報できる。この際, 上空の風速 U_h は最寄りの高層気象観測所の高度 1 km 付近の風速を用いればよいであろう。これらの係数を具体的に求める方法の詳細とその結果は続編に示される。

7. 盆地冷却の力学

(1) 斜面滑降冷気の風速と厚さ

盆地冷却を詳細に調べるには, 風の運動方程式と気温変化の式および地表面の熱収支式を3次元メッシュで解かなければならない。そのような数値実験が今後実行されるようになるであろうが, 現在までのところ比較的単純化したモデルについてしか結果はえられていない。

ここでは, 盆地冷却の全体像をつかむために, 単純化して諸量の概略値を求め, 今後の観測計画や資料整理, それにモデル化の参考にした。

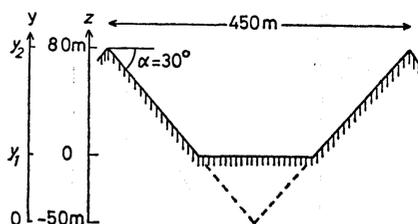
第8図に示す盆地の斜面上で冷却した気塊が滑降し, 途中で方向を変えて堆積し, 最終的に盆地内で温位鉛直勾配 γ の層状構造を形成するとする。斜面の地表面温位を θ_s , その直上の滑降気塊の温位を θ_1 , その気塊の平均的な厚さを h , その外側のほぼ静止した気層温位を θ , $\theta_s \equiv \theta_1 - \theta_s$, $\theta \equiv \theta - \theta_1$ とおく。この気塊が摩擦なしで高度差 δz を自由落下したとすれば, ポテンシャルエネルギーが運動のエネルギーになるので, 気塊の速度 $u_{\tau=0}$ は

$$U_{\tau=0}^2 = 2 \frac{g\theta}{\Theta} \delta z \quad (41)$$

こんどは, 気塊と地表面で摩擦力 τ_s , および気塊と外側の空気との摩擦力 τ_h が作用する場合, 斜面に沿って u の速度で動く気塊の運動方程式は

$$h \frac{du}{dt} = h \frac{g\theta}{\Theta} \sin \alpha - \frac{\tau_s + \tau_h}{\rho}$$

または



第8図 円錐状盆地(福島県吾妻小富士)のモデル。盆地の深さは80 m, 直径は450 m, 斜面傾斜角は30°, $z = y - y_1$, 縦軸スケールは横軸の2倍に拡大してある。

$$\frac{du}{dt} = g' \left(1 - \frac{u^2}{u_\infty^2} \right) \quad (42)$$

ただし, $g' = \frac{g\theta}{\Theta} \sin \alpha$

$$U_\infty^2 = \frac{g'h}{(1+F_3)C_m}$$

$$F_3 = \frac{\tau_h}{\tau_s}$$

$$\tau_s = \rho C_m u^2$$

g は重力の加速度, α は斜面傾斜角, ρ は空気密度, C_m は斜面の抵抗係数である。初速度が0とした場合, 式(42)の解は

$$u = u_\infty \tanh \left(\frac{g't}{u_\infty} \right) \quad (43)$$

である。

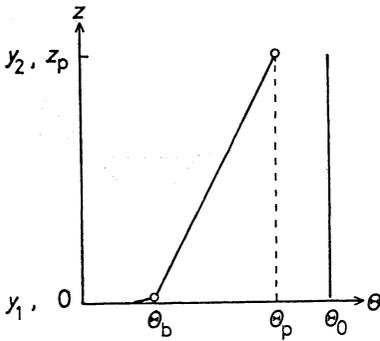
ここで, 粗度が数 cm の地表面で 100 m 桁の長さの斜面を想定し, $C_m = 10^{-2}$, $\alpha = 30^\circ$, $h = 1$ m, $F_3 \approx 1$ 程度, $t = 45$ s とし, さらに [結論1] を参照し晴天夜間を想定して $\theta = 1.5^\circ\text{C}$ とすれば $g't/u_\infty = 1$, したがって $\tanh 1 = 0.76$ より $u = 0.76 u_\infty$ 。それゆえ, 滑降気塊の速度は時間と共にほぼ直線的に増加するが, およそ1分後からは終端速度 u_∞ になると近似してよい。すなわち1分後には

$$u^2 \approx u_\infty^2 = \frac{g'h}{(1+F_3)C_m} \quad (44)$$

一方, 滑降気塊が斜面に失う顕熱(定義式)は

$$H = c_p \rho C_h \theta_s u \quad (45)$$

ただし, C_h は斜面の顕熱輸送に対するバルク係数である。また, この気塊は外側の温度より平均的に θ だけ冷却されているので, 斜面長 l で失った顕熱は平均的に, 概略



第9図 盆地内の温位鉛直分布. θ_0 は夕方の温位, θ_b は朝の盆地空気の温位, θ_p は朝の高度 z_p 面の温位.

$$H = c_p \rho \theta h \frac{u}{l} \tag{46}$$

うえの2式から

$$h = C_h l \frac{\theta_s}{\theta} \approx C_h l \tag{47}$$

式(44)~(46)から

$$\begin{aligned} u^2 &= \frac{\theta_s}{2(1+F_3)\theta} \left(\frac{C_h}{C_m} \right) u_{r=0}^2 \\ &= \frac{\theta_s}{(1+F_3)} \left(\frac{C_h}{C_m} \right) \frac{g}{\theta} l \sin \alpha \end{aligned} \tag{48}$$

(例) $C_h = 0.5 \times 10^{-2}$, $l = 80$ m (第8図で斜面の半分の距離を滑降して, 方向を変えると仮定) とすれば, 滑降気流の平均的な厚さは式(47)から, $h = 0.4$ m, また, $\theta = \theta_s = 1.5^\circ\text{C}$ (結論1参照), $\delta z = 40$ m (つまり $\alpha = 30^\circ$ のとき), $F_3 \approx 1$, $C_m = 2C_h = 10^{-2}$ とすれば

$$u^2 = \frac{1}{8} u_{r=0}^2, \quad u_{r=0} = 2 \text{ m s}^{-1}, \quad u = 0.7 \text{ m s}^{-1}$$

したがって, ポテンシャルエネルギーの8分の1が運動のエネルギーになり, 8分の7が摩擦で消散したことになる.

結論9 斜面滑降冷気流の平均的な厚さ h は, 滑降距離および斜面のバルク係数 C_h に比例する(式47). したがって, 斜面が雑多な地表面から成る場合は, その平均的な C_h は h の観測から見積ることができる. また, 滑降冷気流の平均的な風速は滑降距離の平方根に比例し, $C_h / (1 + F_3) C_m$ にも関係するので, 観測から斜面の平均的な抵抗係数を見積ることもできる. ここで晴天夜間を

想定し, これまでの例にたびたび用いた条件に対しては式(48)は, 概略はつぎのようになる.

$$u \approx a_3 \sqrt{l \sin \alpha} = a_3 \sqrt{\delta z} \tag{49}$$

$$\text{ただし, } a_3 = \sqrt{\frac{\theta_s}{1+F_3} \left(\frac{C_h}{C_m} \right) \frac{g}{\theta}} = 1 \sim 2 \text{ cm}^{1/2} \text{ s}^{-1} \text{ の程度}$$

である.

(2) 盆地内にできる安定層の強さ

斜面を滑降した冷気は盆地内に堆積するが, 堆積層の空気はゆっくりと全体が上昇し, 循環をくりかえしながら盆地内の平均温位勾配 γ を増加していく.

夕方から翌朝までの時間 Δt の間に全斜面で失う顕熱は, 斜面の全面積を A とすれば $AH\Delta t$ である. この熱は盆地内の全空気容積 V を平均的に $\Delta\theta$ だけ下げるので

$$V\Delta\theta = \frac{AH\Delta t}{c_p \rho} \tag{50}$$

そこで, この熱損失によって形成される安定層の温位鉛直分布を求めてみよう. 夕方の等温状態(温位 θ_0) から出発して, 朝の温位鉛直分布を

$$\theta = \theta_b + \gamma z \tag{51}$$

とすれば, 全容積の温位下降量は第8図と第9図を参考にして計算すると

$$\begin{aligned} \int_0^{z_p} (\theta_0 - \theta) S dz &= \frac{\pi \gamma y_2^4}{\tan^2 \alpha} \left\{ \frac{1}{3} (1 - \xi^3) - \frac{1}{4} (1 - \xi^4) \right\} \\ &+ \frac{\pi y_2^3}{\tan^2 \alpha} (1 - \xi^3) \frac{\theta_0 - \theta_p}{3} \end{aligned} \tag{52}$$

これが式(50)に等しいはずである. ただし, S は盆地内の盆底からの高度 z における水平断面積,

$$S = \frac{\pi y^2}{\tan^2 \alpha}$$

$$A = \frac{\pi y_2^2}{\tan \alpha \sin \alpha} (1 - \xi^2)$$

$$\xi = \frac{y_1}{y_2}$$

$$z = y - y_1, (y_1 = 50 \text{ m})$$

大抵の場合, $\alpha \lesssim 30^\circ$ と考えてよいので, $\sin \alpha \approx \tan \alpha$, したがって

$$\gamma \approx \frac{C_h \theta_s u (1 - \xi^2) \Delta t - \frac{y_2}{3} (\theta_0 - \theta_p) (1 - \xi^3)}{y_2^2 \left\{ \frac{1}{3} (1 - \xi^3) - \frac{1}{4} (1 - \xi^4) \right\}} \tag{53}$$

(例) $y_1 / y_2 = \xi \ll 1$ のとき

$$\gamma = \frac{12C_h\theta_s\Delta t - 4y_2(\theta_0 - \theta_p)}{y_2^2} \quad (54)$$

ここで、 $\Delta t=10$ 時間とし、その他の条件は前例と同じとすれば

$$\theta_0 - \theta_p = 0^\circ\text{C} \text{ のとき, } \gamma = 0.135^\circ\text{C m}^{-1}$$

$$\theta_0 - \theta_p = 2^\circ\text{C} \text{ のとき, } \gamma = 0.071^\circ\text{C m}^{-1}$$

$$\theta_0 - \theta_p = 4.4^\circ\text{C} \text{ のとき, } \gamma = 0$$

$\theta_0 - \theta_p$ は盆地をとりまく周りの山頂と同じ高度面における上空の1晩の気温冷却量で、 $0\sim 2^\circ\text{C}$ 程度の小さな値であると考えられるので*、 $\gamma = 0.1^\circ\text{C m}^{-1}$ が期待される。

こんどは、第8図で示されている盆地スケールが大きくなった場合に、上で得た関係を適用してみよう。ここで、盆地周辺の山があまり低くなく、 $\theta_0 - \theta_p = 0$ とできる場合とする。式(49)の u を式(54)に代入し、さらに $\delta z = l \sin \alpha \approx y_2/3$ 程度、 $\theta_s = 1.5^\circ\text{C}$ 、 $\Delta t = 10$ 時間とすると

$$\gamma = a_3 \frac{12C_h\theta_s\Delta t}{\sqrt{3}y_2^{3/2}} = a_4 \frac{10^\circ C_h}{y_2^{3/2}} \quad (55)$$

ただし、 $a_4 = 12\theta_s\Delta t a_3/\sqrt{3} = 3.6\sim 7.2^\circ\text{C cm}^{1/2}$ である。それで、仮に $a_4 = 3.6^\circ\text{C cm}^{1/2}$ で $C_h = 0.5 \times 10^{-2}$ の場合には**、山の高さ z_p と γ との関係、および山頂と盆地の温度差 $\theta_p - \theta_b$ との関係は第5表のようになる。

第5表 盆地をとりまく山の高さ z_p と安定層の温度勾配および $\theta_p - \theta_b$ の関係、ただし、 θ_p は z_p の高度面における温度、 θ_b は盆地の地上数 m の高度の温度である。なお、参考のために、安定層内で期待される振動のプラント・バイサラ周期 $2\pi/\omega$ ($\omega = \sqrt{g\gamma/\theta}$) も示してある。

z_p (m)	y_2 (m)	γ ($^\circ\text{C m}^{-1}$)	$\theta_p - \theta_b$ ($^\circ\text{C}$)	$2\pi/\omega$ (s)
80	130	0.1216	9.7	117
160	260	0.0430	6.9	70
240	390	0.0234	5.6	51
320	520	0.0152	4.9	41
400	650	0.0109	4.4	35
480	780	0.0083	4.0	31
560	910	0.0066	3.7	27

あった安定層が破壊されて、下部にある安定層の上に重なって存在する気層を混合層と呼ぶことにする(第10図参照)。以下では、いわゆる通常の大気混合層の発達理論で、最も単純化したものを導入する。

さて、冷却によって生成された位置のエネルギー PE (ただし、夕方の等温状態との差) は盆地外の上空から入ってくる乱流が行う機械的な仕事によって破壊されるが、前者 PE の源は斜面で生成されて盆地のほうへ集まるのに対し、後者の破壊は混合層下端高度 z_m 面の水平断面積 S で実行される (S は z_m が低くなるほど狭くなる)。それゆえ、定常状態では

$$\text{全 } PE \text{ の単位時間当りの生成量} = (\text{単位面積当りの破壊速度}) \times S \quad (56)$$

結論10 第8図に相似な円錐状盆地において、晴天夜間に堆積して形成される安定層の上面温度 θ_p と盆地の地上数 m の高度の温度 θ_b の差は、山の高さが80mから500mに対して、 10°C から 4°C 程度と見積ることができる。ただし、この値は斜面の平均的な顕熱輸送のバルク係数 C_h やその他によって変わる***。なお、これまでは大気自身の放射冷却の効果を無視して議論したが、例で示したような条件に対しては、100~500mの厚さの気層の平均的な大気放射冷却率は1晩に 2°C 程度と考えてよい。

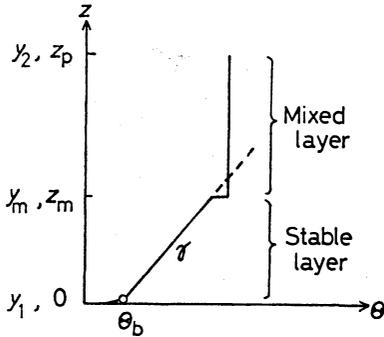
(3) 一般風が強いときの盆地安定層の厚さ

前項では盆地上空の外部の一般風は0で、盆地は完全に外部と独立している場合を考察した。一般風が強い時は、その乱流成分の働きで盆地内の安定層は破壊される。斜面冷却からもたらされる盆地内安定層の生成速度と破壊速度がちょうどバランスする条件が存在し、安定層の厚さが決まると考えられる。ここでは、盆地上部に

* 経験によると、平地の地上1~2m高度の夜間冷却量は、1晩あたり 10°C 程度、山の頂上あたりではその半分程度以下である。山の頂上と同じレベルの自由空間は地表面からかなり離れているので、そこの夜間冷却量 $\theta_0 - \theta_p$ はさらに小さいと予想される。

** 粗度が数cm程度の地表面で晴天夜間のような場合を想定し、これまでたびたび例に用いた値を仮定するとこの数値が得られる。

*** 普通、雑多な地物から成る地表面のバルク係数 C_h の直接的な測定は困難であるので、堆積冷気の層状構造を観測して、逆に C_h が推定できることになる。ここでは例によってその方法の筋を示したのであり、他の形状への応用を行い、より現実的な複雑地形が大気冷却に及ぼす効果を研究することができる。



第10図 盆地内にできた安定層 (Stable layer) と安定層を破壊してできた混合層 (Mixed layer) の模式図. γ は安定層の温位鉛直勾配.

ここで、第8図に似た地形モデルを用いると、 PE が最大になる朝において、 ρ を空気密度とすれば

$$\begin{aligned} \text{全 } PE &= \int_{y_1}^{y_2} \Delta \rho y g S dy = \int_{y_1}^{y_2} \frac{\pi \beta g}{\tan^2 \alpha} y^4 dy \\ &= \frac{\pi \beta g y_2^5}{5 \tan^2 \alpha} (1 - \xi^5) \end{aligned} \quad (57)$$

ただし、 $\Delta \rho = \rho_b - \rho = \beta y$

$$\beta = \frac{\rho_b \gamma}{\theta}$$

$$S = \frac{\pi y^2}{\tan^2 \alpha}$$

$$\xi = \frac{y_1}{y_2}$$

ゆえに、全 PE の単位時間あたりの生成量は上記の全 PE を夕方から翌朝までの時間 Δt で割り算した値である。

一方、破壊速度は (近藤, 1982, 5.3.2. 節参照),

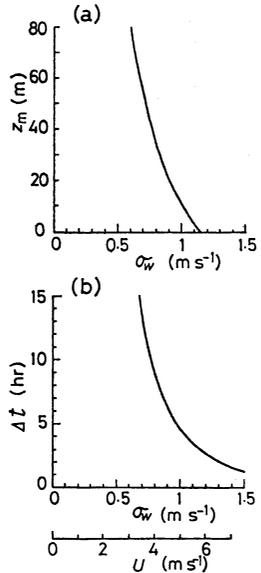
$$m \rho_b \left(\frac{\sigma_w}{1.25} \right)^3 S \quad (58)$$

ただし、 $m (\approx 0.36)$ は通常の大気混合層、つまり地表面が日中加熱または混合作用によってできる混合層内における観測からえられた係数で、乱流がなす仕事に密度分布 ρ を変える際の比例定数である。また、 σ_w は混合層内の乱流鉛直成分の標準偏差である。

したがって、式 (56) を書き直すと、混合層と安定層の境界面高度は

$$z_m = y_m - y_1$$

ただし、



第11図

- (a) 第8図の盆地に形成される安定層の厚さ z_m と混合層内の乱流強度 σ_w との関係.
- (b) 第8図の地形モデル内に形成された安定層が上空からの風による機械的作用だけで破壊される場合の、安定層消失までの時間 Δt と上空の乱流強度 σ_w との関係.

$$y_m = \left[\frac{(g/\theta) \gamma y_2^5 (1 - \xi^5) (1.25)^3}{5m \Delta t} \right]^{1/2} \sigma_w^{-3/2} \quad (59)$$

(例) 盆地スケールは第8図と同じで、 $\gamma = 0.1^\circ \text{C m}^{-1}$ 、 $\Delta t = 10$ 時間としたときの z_m と σ_w の関係を計算し、第11図 (a) に示した。この図によると、 $\sigma_w < 0.6 \text{ m s}^{-1}$ の条件では盆地内の全層が安定層になるが、 $\sigma_w = 1 \text{ m s}^{-1}$ では安定層は 10 m 程度に薄くなる。

つぎに、盆地の形は第8図に相似であるが、スケールが違う場合を考えてみよう。式 (55) と式 (59) によると

$$y_m \propto \gamma^{1/2} y_2^{5/2} \sigma_w^{-3/2} = y_2^{7/4} \sigma_w^{-3/2} \quad (60a)$$

が予想される。したがって、盆地スケールが変化しても σ_w が一定なら、安定層の厚さは盆地スケールに強く依存することになる。

しかし、もしも、乱れの強さが盆地周辺一帯の地形スケールに比例して決まるとすれば、 $\sigma_w \propto y_2$ が考えられるので

$$y_m \propto y_2^{7/4} y_2^{-3/2} = y_2^{1/4} \quad (60b)$$

つまり、この場合は安定層厚さの地形スケールへの依存性は弱いことになる。この問題は今後、観測からも検討すべき課題である。

(4) 安定層が破壊・消失するまでの時間

安定層をつくるポテンシャルエネルギー PE 生成が止まり、外部からの風による機械的な破壊作用だけが残っているとき、安定層はどれだけの時間 Δt で消失するかを見積ってみよう。これは朝方、上空にちょうど適当な雲がでて冷却を停止させる場合である。

$$\Delta t = \frac{\text{全 } PE}{(\text{高度 } y \text{ についての) 平均の破壊速度}} \quad (61)$$

とおくことができる。この式の分母は式 (58) を用いると

$$\begin{aligned} \text{分母} &= \frac{1}{y_2 - y_1} \int_{y_1}^{y_2} m \rho_b \left(\frac{\sigma_w}{1.25} \right)^3 \frac{\pi y^2}{\tan^2 \alpha} dy \\ &= \frac{m \rho_b \left(\frac{\sigma_w}{1.25} \right)^3 \pi y_2^3 (1 - \xi^3)}{3 (1 - \xi) \tan^2 \alpha} \end{aligned}$$

ゆえに

$$\Delta t = \frac{3g\gamma \left(\frac{1.25}{\sigma_w} \right)^3 y_2^3 \frac{(1 - \xi^3)(1 - \xi)}{(1 - \xi^3)}}{5\theta m} \quad (62)$$

(例) 第8図の地形モデルで、 $\gamma = 0.1^\circ \text{C m}^{-1}$ とした場合の消失時間 Δt と乱れの強さ σ_w の関係を上式から計算し、第11図(b)に示した。 $\sigma_w = 1.5 \text{ m s}^{-1}$ のとき、安定層は1.3時間で破壊・消失するが、 $\sigma_w = 0.7 \text{ m s}^{-1}$ のときは13.1時間を要する。したがって、後者の場合、安定層は半日では完全に破壊されない。なお、混合層内の乱れ(つまり盆地外部からの一般風に含まれる乱流)の強さ σ_w と一般風速 U の関係が $\sigma_w = 0.2 U$ とした場合の風速目盛りを図の下につけてある。

結論11 晴天夜間に盆地内に形成される安定層の厚さは、外部からの風の機械的な破壊速度によって決まる。微風のときは安定層は厚いが、風が強いときは安定層は

存在できない。夜間冷却が停止したような場合、安定層は時間と共に薄くなるが、第8図の地形モデルでは消失するまでの時間は強風時は1時間程度、微風時は半日以上である。なお、安定層を形成するポテンシャルエネルギー PE を熱量に換算すると、第8図の地形モデルでは6ly程度でしかないので、安定層が日射エネルギーによって温められた地表面からの顕熱で昇温・解消されるとすれば、僅か10~30分間程度の時間しか要しない。

8. あとがき

本報告では、実際の観測データを用いた具体的な解析法や、この指針に沿った解析から得られる複雑地形の夜間冷却の実際、および興味ある多くの副産物は特に示さなかった。それらは今後の続報で示す予定である。

なお、本研究は文部省自然災害特別研究「作物被害の要因としての接地層内の異常冷却の発生機構と量的予知に関する研究」の一環として行なわれたものである。

文 献

近藤純正, 1981: 大気科学講座第1巻の第3章, 東京大学出版会, p. 88.
 ———, 1982: 大気境界層の科学, 東京堂出版, 219 pp.
 Kondo, J., O. Kanechika and N. Yasuda, 1978: Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, 35, 1012-1021.
 森 洋介, 近藤純正, 安田延寿, 高平 進, 佐藤威, 萩野谷成徳, 三浦 章, 山沢弘美, 川中敦子, 柿本 均, 上口弘晃, 庄司邦彦, 齋藤恵子, 阿部愛美, 1971: 山地における夜間冷却, 東北地方調査研究会・日本気象学会東北支部講演会資料(昭和56年度).
 Venkatram, A., 1980: Estimating the Monin-Obukhov length in the stable boundary layer for dispersion calculations, *Boundary-Layer Met.*, 19, 481-485.
 安田延寿, 1982: 斜面滑降流の素過程について, 日本気象学会1982年秋季大会講演.