

地形と地表面性質が夜間の斜面風・山風・盆地大気の冷却に及ぼす効果 (1)*

近藤 純正**

要旨

斜面の夜間冷却量・滑降冷気流速・冷気層の厚さが、斜面や谷筋の形・大きさ・地中の熱物理想数・地表面の空気力学定数によってどうなるかを、簡単なパーセルモデルによって検討した。

(1) 斜面冷気層の厚さは冷気の滑降距離と地表面の熱バルク係数の積に比例する。したがって雪氷面のように比較的滑らかな面上では薄く、草地や林地では厚い。(2) 滑降冷気流の風速は斜面上の落差の平方根に比例して増加する。以上2つの結果は小規模斜面から南極大陸斜面までの多くの観測結果を説明できる。(3) 斜面冷気層の外側の大気が安定なときは冷気塊の落差は大きくなれないので、冷気層厚さと斜面流速は大きくなれない。したがって安定気層(冷気湖)ができる盆地底に近い所では斜面流は弱く、地表面冷却は地中の熱物理想数に強く依存した放射冷却に従い、地表面の空気力学定数によらない。(4) 逆に、山頂に近い斜面では地表面冷却や斜面流速は地表面の空気力学定数に強く依存し、地中の熱物理想数への依存性は弱い。斜面の熱バルク係数が大きく、逆に摩擦のバルク係数が小さく、地中の熱物理想数が小さいほど冷気流量は多くなる。

1. はしがき

山間部や盆地の夜間冷却が平地より大きい理由の1つは、周辺の傾斜地で形成された冷気流が上空に堆積し下向き大気放射量を減少させ、地表面の放射冷却を強めるからである。地表面放射冷却に及ぼす冷気堆積効果は、堆積冷気層の厚さにもよるが、10~30%冷却量を大きくする(近藤・山沢, 1983; 播磨屋ら, 1985)。一方、盆地内全大気層については、森ほか(1983)によれば、山間部の静穏夜間の大気冷却の54%は斜面冷気の移流による。また、播磨屋ら(1985)によれば盆地全大気の夜間冷却の76%は冷気移流であり、さらに近藤ら(1983)によれば完全に閉じた小盆地の全大気の冷却は大気が斜面に失った顕熱量では説明できる。

本研究の目的は斜面や谷筋の形・大きさ・地中の熱物理想数($c_g \rho_g \lambda_g$, $c_g \rho_g$ は熱容量, λ_g は熱伝導係数)・地

表面の空気力学定数(粗度または交換係数)によって、山間部や盆地内に形成される安定冷気層の強さ・厚さがどうなるかを調べることである。したがって、本研究は内陸山間部で発生する局地高気圧の強さ、つまり陸風の強さがどういう地形・地表・気象条件のときにどうなるか、また、内陸の森林を裸地に変改したとき大気汚染状況など局地気象がどう変化するか、あるいは大陸高気圧の形成・消滅過程に及ぼす地表面効果などを知るための基礎であり、災害科学や環境科学それに大気大循環における複雑地表のパラメータ化の研究の一環として行うものである。

この目的のためには、現実複雑地表を最初から複雑化しないで、できるだけ単純化し、バルク的なモデルで大勢を知り、だんだんと詳細化して行きたいと考えている。本研究で用いるモデルをパーセルモデルと呼ぶことにする。この第1報では一般風がない場合を想定し、主として斜面冷気流を取り扱う。

2. 斜面滑降流のモデル

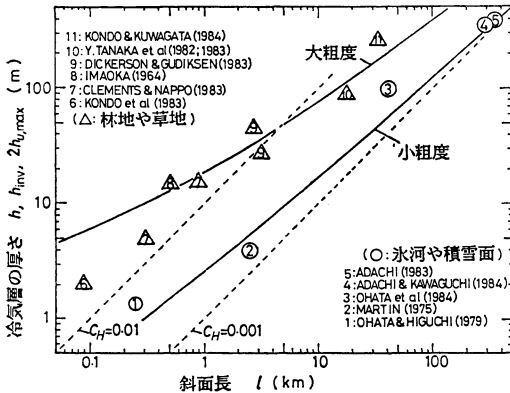
冷却斜面を滑降する気塊(パーセル)を考え、斜面の地表面温位を θ_0 、気塊温位を θ_1 、その厚さを h 、滑降流

* Effect of the topographical and ground surface conditions on the nocturnal drainage wind and cooling in mountainous regions (Part 1).

** Junsei Kondo, 東北大学理学部地球物理学教室。

—1984年6月14日受領—

—1984年8月24日受理—



第1図 斜面冷気層厚さ(縦軸)と斜面長(ただし冷気が滑降可能な路程, 横軸)との関係. 実線は式(5)による理論値, プロットは観測値. プロット番号と詳細は本文と第1表参照.

の外側のほぼ静止した気層温位を θ とし, $\theta_s \equiv \theta_1 - \theta_s$, $\theta \equiv \theta - \theta_1$ とおく. 斜面に沿う流速を u としたときの運動方程式は

$$h \frac{du}{dt} = h \frac{g\theta}{\theta} \sin \alpha - \frac{\tau + \tau_h}{\rho} \quad (1)$$

ただし, α は斜面と水平面のなす角度, ρ は空気密度, τ は地表面摩擦応力, τ_h は冷気塊と外側の気間で作用する摩擦応力である. なお, この論文で温位とは対象地の最低標高を基準にした値を指す. 上式を書き直せば

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

$$\left. \begin{aligned} g' &= \frac{g\theta}{\theta} \sin \alpha \\ u_\infty^2 &= \frac{g'h}{(1+F_s)C_M} \\ F_s &= \tau_h/\tau \\ \tau &= \rho C_M u^2 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

g は重力の加速度, C_M は地表面の摩擦のバルク係数である.

斜面上を滑降する冷気の鉛直落差を δz として考えれば, 近似的に以下の式を得る (近藤, 1982, の式46~49参照).

$$\text{冷気流速: } u = \left(\frac{\theta_s}{1+F_s} \frac{C_H}{C_M} \frac{g}{T_0} \delta z \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

$$\text{冷気層厚さ: } h = C_H l \quad (5)$$

$$\text{斜面へ入る顕熱輸送量: } H = c_p \rho C_H \theta_s u \quad (6)$$

ただし, $F_s \equiv 1$, C_H は斜面の熱バルク係数, c_p は空気の定圧比熱, T_0 は平均的な大気温度, l は冷気滑降路程 (α が一定のとき, $l \sin \alpha = \delta z$).

上の関係は滑降流の外側の大気の温位勾配 $\gamma = \partial\theta/\partial z$ が0に近い場合である. 大気の安定度が強いときは, 斜面滑降冷気はその気塊温位が低標高の大気温位より低温の区間だけしか滑降できず, その後は流向を水平方向に変えて堆積をおこす. この際, 滑降可能な落差を δz とすれば

$$\theta - \gamma \delta z = \theta_1$$

ゆえに

$$\delta z = l \sin \alpha = \frac{\theta - \theta_1}{\gamma} = \frac{\theta}{\gamma} \quad (7)$$

α は区間 δz の平均傾斜角度である.

したがって, 以後, 斜面の頂上からの実際の標高差が δz^* , 頂上からの実際の斜面長が l^* のとき,

$$\delta z \leq \theta/\gamma \text{ では } \delta z = \delta z^*, l = l^*, \quad (8)$$

$$\delta z^* > \theta/\gamma \text{ では } \delta z = \frac{\theta}{\gamma}, l = \frac{\delta z}{\sin \alpha} \quad (9)$$

とし, δz と l をそれぞれ冷気塊の「可能落差」と「可能路程」として用いる. つまり, δz^* と θ/γ の小さいほうを δz とする. 第1図の細い破線は $C_H = 0.001$ と 0.01 の場合の理論値である. ところで, h^* を地表面からの距離, z_0 と z_T をそれぞれ風速分布と気温分布に対する粗度とすれば, C_H の定義は

$$C_H = \frac{k^2}{\ln(h^*/z_0) \ln(h^*/z_T)} \quad (10)$$

ただし, k はカルマン定数である. したがって冷気層の厚さ h が厚くなれば C_H は小さく取らねばならない. 実際の冷気層の観測における冷気層上端と地表面温度の中間の温度を示す高度と, 冷気層厚さの比は $0.1 \sim 0.15$ である (第1表の番号2, 6, 9の観測による). それゆえ, 本研究では $h^* = 0.1h$ の関係を使用して, 理論式を観測と比較する.

2本ある実線の内の下側は $z_0 = z_T = 0.01$ cm (平らな積雪面に相当し, 地表面からの距離 1 m の $C_M = C_H = 0.00189$) の場合の理論値で, 現実の場合の下限を表すと考えてよい. 上側の実線は $z_0 = 31.6$ cm, $z_T = 1$ cm (草や樹木から成る粗な面に相当し, 地表からの距離 10 m の $C_M = 0.0134$, $C_H = 0.0067$) の場合の理論値である.

プロットは観測値で縦軸は斜面冷気層の厚さ h_{inv} で

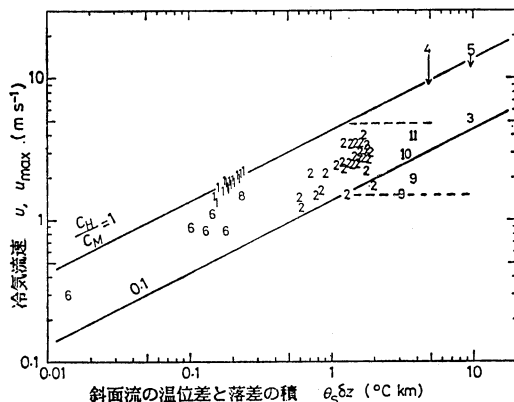
ある。斜面冷気層の厚さとは外部気層（その温位勾配は γ ）の気温分布直線と斜面直上（その温位勾配は γ よりはるかに大きい）の気温分布曲線との交点までの斜面からの厚さである。ただし番号1のデータについては h_{inv} が不明確なので、斜面風速の最大値の厚さの2倍、 $2h_{u, max}$ を用いている。丸印の番号1~5は雪渓や氷河や南極大陸斜面のデータであり、三角印の番号6~11は草や樹木の生えた斜面上のデータである。前者は後者に比べて粗度が小さいので、 h_{inv} の値が小さくなっている。番号2と3、7~9については γ 値が不明のため l は l^* でプロットしてある。そのため、実際の l はこの値より小さい可能性がある。

番号1はその論文中の Point A-Period 2-data であり、番号2はその論文中の Day-data から求めた。番号10は苫小牧演習林における積雪期の観測で、地上は見通しの良い疎林である。ここは冷気層の厚さより低い高台と浅い谷すじが北西から南東に平行に伸びているので、一帯を北西から南東向きの斜面と考えた。流れに直角方向の北東~南西断面の地形起伏を考慮し、冷気層上端は平らと仮定して冷気層の平均の厚さ h_{inv} を求めた。番号11の仙台は仙台管区気象台におけるデータであるが、仙台は市街部の外は森林から成る長くて緩い斜面の端とみなされるのでこの解析に利用した。第1図によれば、各地の観測値 h_{inv} はパーセルモデルによる理論値 h で説明できている。冷気層厚さの滑降距離 l 依存性も、地表面粗度 z_0 と z_T 依存性もよいようである。

第2図は式(4)と観測の比較である。2本の実線は C_H/C_M が1と0.1の場合の理論値 u である。観測値のプロットの番号は第1図と同じである。観測値の縦軸は最大風速 u_{max} である。横軸の $\theta_s \delta z$ の θ_s において番号1については高度9.5mと0.5mの気温差を近似的に θ_s に、番号2については高度2.4mと0.4mの気温差を近似的に θ_s に等しいとみなしてある。

第1図で説明したと同様に、外部気層が安定で温位鉛直勾配が γ のときは「可能落差」 δz は θ/γ より大きくなれない。番号2と3、7~9は γ が不明であるので、 δz は δz^* 値でプロットしてある。例として、 $\theta = \theta_s = 5^\circ\text{C}$ で $\gamma = 0.02^\circ\text{Cm}^{-1}$ のとき $\theta_s \delta z \leq 1250^\circ\text{Cm}$ と考えるべきで、実際の斜面長は長くても風速は約 5ms^{-1} ($C_H/C_M=1$ のとき) または約 1.5ms^{-1} (同0.1のとき) を超えない。この関係を破線で示した。

この論文では一般風がない場合、つまり上空は無風状態を想定している。番号4と5は南極みずほ基地と昭和



第2図 斜面流の温位差と落差の積 ($\theta_s \delta z$) の関数としての斜面流速。実線は式(4)による理論値、プロットは観測値で滑降冷気中心部の風速 u_{max} 、プロット番号は第1図に同じ。

基地の値で、理論値より大きい。これら地点の上空約1kmの一般風は無風でなくて、それぞれ 7ms^{-1} と 4ms^{-1} であることが、観測値を大きくした理由かも知れない。参考のために、 u_{max} からそれぞれ 7ms^{-1} と 4ms^{-1} を減じた値を矢印で示した。

第1、2図で示したように簡単なパーセルモデルで、100mから数100km規模までの斜面流が説明できた。しかし数100kmの規模になればコリオリの力を考慮すべきかも知れない。そこで、この効果をモデルに加えてみる。コリオリ因子を f 、斜面傾斜角を α 、傾斜の低い方向と風の吹く方向との角度差を β 、滑降流のベクトルを \mathbf{V} 、空気密度を ρ 、冷気層厚さを h とすれば、滑降冷気塊に作用する重力、摩擦力、コリオリ力はそれぞれ

$$\begin{cases} \rho h \frac{g\theta}{\Theta} \sin \alpha \cdots \cdots \text{斜面の下向き} \\ \tau_s + \tau_h = \rho C_M |\mathbf{V}|^2 (1 + F_s) \cdots \cdots \text{風と逆方向} \\ \rho h \mathbf{V} f \cdots \cdots \text{風向に直角} \end{cases}$$

である。これらの3つのベクトルバランスから、簡単な計算により次式をうる。

$$\frac{\cos \beta}{\sin^2 \beta} = \frac{C_M (1 + F_s)}{h f^2} \frac{g\theta}{\Theta} \sin \alpha \quad (11)$$

$$|\mathbf{V}| = \frac{\sin \beta}{f} \frac{g\theta}{\Theta} \sin \alpha \quad (12)$$

冷気層厚さ h は式(5)から求まるので、それを(11)に代入して β を知る。そうすれば(12)から滑降流速 $|\mathbf{V}|$ が求まる。この $|\mathbf{V}|$ は(4)式の u に相当する。

第1表 斜面滑降流の観測値. 番号1は Ohata・Higuchi (1979), 2は Martin (1975), 3は大畑ほか (1984), 4は Adachi・Kawaguchi (1984), 5は Adachi (1983), 6は近藤ほか (1983), 7は Clements・Nappo (1983), 8は今岡 (1964), 9は Dickerson・Gudiksen), 10は 田中ほか (1982; 1983), 11は近藤・桑形 (1984) の資料に基づく.

(番号)	場所	l (km)	α ($^{\circ}$)	θ_s ($^{\circ}$ C)	$h_{u, \max}$ (m)	h_{inv} (m)
(氷河や南極)						
(1)	雪 溪	0.25	8.5	4-6.4	0.5-0.8	—
(2)	氷 河	2.5	7	2-6.6	2	4
(3)	氷 河	40	4	3.5	50	100
(4)	みずほ基地	300	0.17	8.2	170	360
(5)	昭和基地	350	0.86	3.8	200	400
(樹木や草地)						
(6)	吾妻小富士	0.08	30	2.7-3.8	0.8	2
(7)	草地単斜面	0.3	18	2-3	—	5
	同上	0.86	18	2-3	—	15
(8)	伯方島	0.5	14	2	5	15
(9)	Unit-19	2.59	15	5	23	45
	Thorne-7	3.09	15	5	10	27
(10)	積雪疎林	17	1.1	10	—	88
(11)	仙 台	34	1.8	3.5	—	280

ここで, $C_M/h=3.7 \times 10^{-6} \text{m}^{-1}$ を仮定し, さらに Adachi・Kawaguchi (1984) の地図から, 昭和基地の $\sin \alpha=0.015$ (100 km 内陸までの平均), みずほ基地の $\sin \alpha=0.003$, $|f|=1.4 \times 10^{-4}$ とすれば

$$\begin{cases} \text{昭和基地: } \beta=55^{\circ}, |\mathbf{V}|=13.1 \text{ ms}^{-1}, \\ \text{みずほ基地: } \beta=68^{\circ}, |\mathbf{V}|=7.8 \text{ ms}^{-1} \end{cases}$$

となり, 観測値に概略近い. なお, コリオリ力を考慮しない式 (4) による計算値は昭和基地で $u=13.6 \text{ ms}^{-1}$, みずほ基地で $u=10.8 \text{ ms}^{-1}$ である. 式 (4) による計算では斜面傾斜角 α は直接的には入らなく, 「可能落差」 δz が風速を決めるのに対し, 式 (11), (12) では α が入っている. そのため α が一定でない地形へ適用する場合, α をどの距離区間の平均値とするかにあいまいさが残る.

第1表は第1, 2図に用いたデータの観測値の平均(概略)一覧である.

3. 傾斜地の地表面の夜間冷却

傾斜地では, 地表面の冷却で滑降流が発生し, 空気から地表面へ顕熱が供給され, やがて顕熱量と地表面が失う正味放射量とは近似的に釣り合うようになる. そのため傾斜地は平坦地の地表面と違って, 冷却はある程度よ

り大きくなれない. 本章では, 大気温度 θ が時間的にほぼ一定で $\theta=\theta_0$ とみなされる山頂に近い斜面を対象にして, 地表面冷却を検討する. つまり, あとの式 (16) で $a=1$ としてよい最も簡単な場合である.

地表面の熱収支式は, 地中から地表面への伝導熱を G , 地表面が放出する正味放射量を Rn とすれば

$$Rn - H = G \quad (13)$$

夕方の $t=0$ の正味放射量を Rn_0 , 地表面温度を θ_0 (温度を T_0), 夕方からの時間 t の地表面温度を θ_s (温度を T_s) とすれば (近藤, 1982),

$$Rn = Rn_0 - F_3(\theta_0 - \theta_s) \quad (14)$$

ただし

$$F_3 \doteq 4\sigma T_0^3 \quad (15)$$

滑降冷気と地表面の温度差を

$$\theta_s = \frac{a}{2}(\theta_0 - \theta_s) \quad (16)$$

とおく. ここで a の意味を説明しておく. 式 (4)~(6) の導出に際して, 滑降冷気塊の温度はその外側のほとんど動かない空気の温度と地表面温度の中間値をとると考えた.

つまり, $\theta_s = \theta$, すなわち $\theta_s = \frac{1}{2}(\theta_0 - \theta_s)$ とした. この一連の論文では, このモデルを用いている. 一般に

は、盆地内の全大気は時間と共にゆっくり冷却するので、 θ はその初期値 θ_0 からしだいに小さくなる。そこで θ の代わりに、式 (16) のように θ_0 を用いるなら、一般には $t > 0$ で $a < 1$ となる。その事例は近藤・佐藤 (1984) に示されている。

一般の場合も考えて、式 (16) を用い、 u を滑降流速とすれば式 (6) は

$$H = \frac{a}{2} c_p \rho C_H u (\theta_0 - \theta_s) \quad (17)$$

したがって式 (13) は

$$Rn_0 - F_6 (\theta_0 - \theta_s) = G \quad (17)$$

$$F_6 = F_3 + \frac{a}{2} c_p \rho C_H u \quad (18)$$

山頂近くでは、外部大気の冷却はほとんどなく、その温度は一定で $\theta = \theta_0$ とおけるので $a = 1$ と仮定できる。

斜面では、さきに述べた理由によって冷却はある程度より大きくなれないので、夕方から数時間後の θ_s は近似的に一定とみなされる。すると式 (4) から、 u はより高い近似度で一定と仮定することができ、したがって式 (18) の F_6 は近似的に一定としてよい。以上の近似化は計算を飛躍的に簡単化することになる。式 (17) を境界条件とする地中温度の熱伝導微分方程式の解は、近藤・山沢 (1983)、または森・近藤 (1984) による式と同形で、地表面冷却量: $\Delta T_s \equiv (\theta_0 - \theta_s)$ は

$$\frac{\Delta T_s}{\Delta T_{s, \max}} = \frac{F_3 G(x)}{F_6} \quad (19)$$

$$x = \frac{F_6^2 t}{c_p \rho g \lambda g} \quad (20)$$

θ_0 と θ_s はそれぞれ $t=0$ と $t=t$ における地表面温度。 $\Delta T_{s, \max}$ は放射冷却で起こりうる最大可能冷却量で、

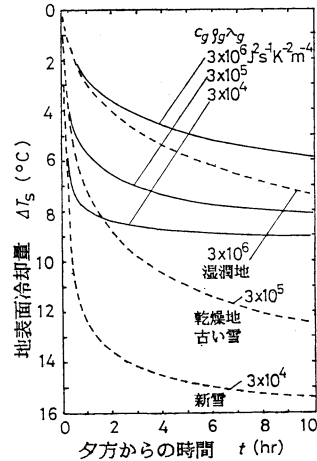
$$\Delta T_{s, \max} = T_0 - T_e$$

$$T_e = \left(\frac{L \downarrow}{\sigma} \right)^{1/4}$$

$L \downarrow$ は $t=0$ の下向き大気放射量であり、 $G(x)$ の近似式は近藤・山沢 (1983) に示されている。

ΔT_s は時間 t の関数として式 (19) で求まるが、その定数 F_6 に滑降流速が含まれている。そこで、式 (4)、(16)、(19) を同時に満足する ΔT_s を求める必要がある。

具体的解法は、まず条件として斜面流の落差 δz 、温度 T_0 、 $\Delta T_{s, \max}$ 、バルク係数 C_M 、 C_H/C_M 、 $c_p \rho g \lambda g$ の値を設定する。[i] θ_s にある値を仮定し ($\theta_s = 1, 2, 3^\circ\text{C}$, ……), 式 (4) に代入し u を求める。この u は一晩中



第3図 地表面冷却の時間変化。実線は斜面 ($\delta z = 100$ m)、破線は平坦地、ただし条件は $\Delta T_{s, \max} = 17^\circ\text{C}$ 、 $C_H = 0.004$ 、 $C_H/C_M = 0.5$ のとき。

一定と仮定する。[ii] 式 (18) から F_6 を求め、式 (20) に代入。一晩の長さ t を 10 時間とし x を計算。 x を式 (19) に代入し、あらかじめ作った $G(x)$ と x の関係グラフから $G(x)$ を読みとり、 ΔT_s (10 h) を算出。[iii] 以上の計算結果、つまり θ_s 対 ΔT_s (10 h) の関係をグラフにえがく。この曲線と直線 $\theta_s = \frac{1}{2} \Delta T_s$ (式(16)) との交点を $\Delta T_s'$ とする。 $\Delta T_s'$ が 10 時間後の $\Delta T_s'$ の解である。[iv] $\theta_s' = \frac{1}{2} \Delta T_s'$ として、あらためて式 (4) に代入し、一晩中一定の u を用いて最終的な F_6 を知り、式 (19)、(20) から ΔT_s を t の関数として計算する。

[例] $a = 1$, $F_3 = 1$, $\frac{C_H}{C_M} = \frac{1}{2}$, $T_0 = 288.2 \text{ K} (= 15^\circ\text{C})$,

つまり $F_3 = 5.43 \text{ Js}^{-1}\text{m}^{-2}\text{K}^{-1}$,

$C_H = 0.004$, $\delta z = 100 \text{ m}$, $\Delta T_{s, \max} = 17^\circ\text{C}$ (つまり $\sigma T_0^4 - L \downarrow = 84.37 \text{ Wm}^{-2}$) の条件における地表面温度の時間変化を第3図に実線で示した。

参考に示した破線は斜面流がない平地の地表面の放射冷却 ($F_6 = F_3$ のとき) である。パラメータは $c_p \rho g \lambda g$ である。斜面流 u がない平地の放射冷却は $c_p \rho g \lambda g$ に強く依存するが、斜面流の起こる傾斜地の地表面冷却量はその依存性は弱い。

第3図によれば「盆地の底は放射冷却で冷えやすく温度下降は大きい、斜面では夕方冷却したあと、あまり冷却はしない」という観測事実をよく説明している (近藤ほか, 1983; 森ほか, 1983; 森・近藤, 1984)。

第2表 地中の熱物理想数 ($c_{g\rho g\lambda g}$) と地表面の空気力学定数 ($C_H/C_M, C_H$) が斜面の冷却量 ΔT_s , 斜面流速 u , 1 晩の平均顕熱量 \bar{H} , 冷気の流量 $hu=C_Hlu$ に及ぼす効果. ただし, $\delta_z=100\text{ m}$ のとき.

モデル	a	b	c	d	e	
$c_{g\rho g\lambda g}$ ($\text{J}^2\text{s}^{-1}\text{K}^{-2}\text{m}^{-4}$)	3×10^6	3×10^5	3×10^4	3×10^5	3×10^4	
C_M	0.008	0.008	0.008	0.008	0.002	
C_H	0.004	0.004	0.004	0.008	0.002	
ΔT_s ($^{\circ}\text{C}$)	5.9	8.1	9.0	5.5	10.1	
u (ms^{-1})	1.6	1.9	2.0	2.2	2.9	
\bar{H} (Wm^{-2})	16	29	37	48	31	
\bar{H}/Rn_0	0.19	0.34	0.43	0.56	0.36	
hu (m^2s^{-1})	0.63	0.74	0.78	1.73	0.58	
備考	湿地		乾燥地, 古い雪	新雪	短かい 粗度面	新雪, 滑面
	粗面					

この例で, C_H のみ 2 倍の場合は (図省略), 流速が増すうえに C_H の値そのものも大きいので「顕熱はますます大きくなり地表面冷却量は小さい」。さらに, 冷気層の厚さも式 (5) によって 2 倍になるので, 冷気流量は 2 倍以上に増える. このことは下流の平地大気の冷却を大きくすることになる.

こんどは積雪面を想定し $c_{g\rho g\lambda g}=3 \times 10^4 \text{ J}^2\text{s}^{-1}\text{K}^{-2}\text{m}^{-4}$ (新雪相当) の場合について, 地表面粗度が大きい積雪面 ($C_H/C_M=0.5, C_H=0.004$) と比較的滑らかな積雪面 ($C_H/C_M=1, C_H=0.002$) を比較してみると (図省略), 表面が滑らかな後者では「降雪流は強い」が, C_H が小さいために顕熱供給が弱く, 両効果相殺し地表面夜間冷却量には大差が生じない. また後者では冷気流速は大きい, その厚さが 1/2 になるので流量は却って少ない.

各条件に対する数値比較を第 2 表にまとめた. 1 晩の斜面への平均顕熱供給量を \bar{H} で示してある. \bar{H} が大きいことは傾斜地の地表面冷却は小さいが, その代わり大気全体は熱損失で盆地全気層の冷却は大きくなる. 無次元値 \bar{H}/Rn_0 は小さい場合に 0.19, 大きい場合に 0.56 である. 近藤 (1984) を参照すれば, 前者は無次元熱交換係数, $J=0.24$, 後者は $J=1.28$ に相当する. 表の最下段は冷気の厚さと風速の積, つまり斜面を流下する単位幅あたりの流量である. これが大きいほど夜間の谷筋の山風流量が多くなる. 流量は C_H が大きく C_M が小さい

第3表 $G(x)$ と $I(x)$ の表.

x	$G(x)$	$I(x)$
0.01	0.1035	0.6810
0.05	0.2096	0.6975
0.1	0.2762	0.7093
0.2	0.3557	0.7283
0.5	0.4770	0.7537
1	0.5727	0.7775
1.5	0.627	0.794
3	0.713	0.823
5	0.767	0.847
7	0.799	0.861
10	0.829	0.876
15	0.859	0.892
30	0.899	0.917
50	0.921	0.932
100	0.944	0.950
200	0.960	0.963
400	0.972	0.974
700	0.979	0.980

ほど大きい.

一晩の平均顕熱供給量 \bar{H} の計算式を導出しておく. 時刻 t_1 に斜面へ入る顕熱供給量は式 (6) と (16) から

$$H(t_1) = c_{p\rho} C_H u \frac{\alpha}{2} \Delta T_s(t_1) \quad (21)$$

ただし, $\Delta T_s(t_1)$ は $t=0$ から t_1 までの地表面冷却量で式 (19) から与えられる. ゆえに, $t=0$ から t_1 までの H の平均値は

$$\bar{H} = \frac{1}{t_1} \int_0^{t_1} H dt = I(x) H(t_1) \quad (22)$$

ただし

$$I(x) = \frac{1}{xG(x)} \int_0^x G(x) dx \quad (\text{平均関数}) \quad (23)$$

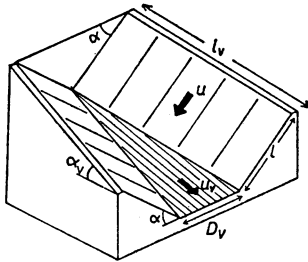
$$x = \frac{F_0^2 t_1}{c_{g\rho g\lambda g}} \quad (\text{無次元時間})$$

t_1 を仮に 10 時間程度とすれば, 朝の H の値から一晩の平均値 \bar{H} が求まることになる. 関数 $G(x)$ の近似式 (近藤・山沢, 1983) を積分すれば

$x \leq 0.1$ に対して

$$\int_0^x G(x) dx = 0.7523x^{3/2} - 0.5x^2 + 0.3009x^{5/2} - 0.1667x^3 + 0.0537x^{7/2} \quad (24)$$

$0.1 \leq x \leq 64$ で



第4図 谷の形のモデル.

$$\int_0^x G(x) dx = x - 1.114\sqrt{x} - 2.38364 - 0.0998Y_3 + 2.4097Y_4 \quad (25)$$

$64 \leq x \leq 10^4$ で

$$\int_0^x G(x) dx = x - 1.130\sqrt{x} + 0.8011 + 0.06673Y_5 \quad (26)$$

$$\text{ただし, } \begin{cases} Y_3 = 1n(x + 1.725\sqrt{x} + 1.062) \\ Y_4 = \arctan(1.773\sqrt{x} + 1.529) \\ Y_5 = 1n(\sqrt{x} + 0.067) \end{cases}$$

Y_4 はラジアン単位である。なお、もとの $G(x)$ は近似式であるので、式(26)は $x=64$ で式(25)に連続となるように係数を少しかえてある。

各種地形の夜間冷却の計算には $G(x)$ と $I(x)$ 関数が必要なので、その一部を第3表に掲げた。

4. 冷気を集めて流れる谷のモデル

第4図に示す谷模形で考える。斜面および谷を流下する冷気に働く重力と地表面摩擦力は、ある時間経過後、近似的に釣り合いの状態になり、風速 u は式(4)と(5)より

$$\left. \begin{aligned} \text{谷: } u_v^2 &\approx \left(\frac{1}{1+F_s} \right)_v \left(\frac{g'}{C_M} \right)_v h_v \\ \text{斜面: } u^2 &\approx \left(\frac{1}{1+F_s} \right)_s \left(\frac{g'}{C_M} \right)_s h \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

添字 v と s はそれぞれ谷と斜面を意味する。ここで $\theta_s/(1+F_s)$ は谷でも斜面でも等しいとすれば

$$\left(\frac{u_v}{u} \right)^2 = \frac{(g'/C_M)_v}{(g'/C_M)_s} \frac{h_v}{h} \quad (28)$$

ただし

$$g'_v = \left(\frac{g\theta}{\Theta} \sin \alpha \right)_v$$

$$g'_s = \left(\frac{g\theta}{\Theta} \sin \alpha \right)_s$$

$$h = C_H l \quad (5)$$

谷には斜面冷気が集まり冷気層は厚くなるが、その一方では流出する。平衡状態では連続の式から

$$2u_l h = u_v D_v h_v \quad (29)$$

係数2は斜面が両側にあることによる。式(28)と(29)から

$$\left. \begin{aligned} \frac{h_v D_v}{2h l_v} &= \left(\frac{(g'/C_M)_s}{(g'/C_M)_v} \frac{D_v}{2l_v} \right)^{1/3} \\ \frac{u_v}{u} &= \left(\frac{(g'/C_M)_s}{(g'/C_M)_v} \frac{D_v}{2l_v} \right)^{-1/3} \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

[例]

$\alpha_v = 5^\circ$, $D_v = 50$ m, $\alpha = 15^\circ$, $l_v = 800$ m, $l = 120$ m, $C_H = 0.002$, $C_H/C_M = 0.5$, $\theta_s = \theta = 3^\circ\text{C}$, $(C_M)_v = (C_M)_s$ に対する結果は、

$$\left\{ \begin{aligned} \text{斜面冷気層厚: } h &= 0.24 \text{ m} \\ \text{斜面流速: } u &= 0.89 \text{ ms}^{-1} \\ \text{流れ断面積: } h_v D_v &= 174 \text{ m}^2 \\ \text{谷の冷気層厚: } h_v &= 3.5 \text{ m} \\ \text{谷の流速: } u_v &= 1.97 \text{ ms}^{-1} \end{aligned} \right.$$

[注] 谷底が平でない場合、谷の流れ断面積(式(29)で $D_v h_v$ に相当)は谷底中心からの深さの関数になるので、その関係式も用いて解く必要がある。

上の理論予想値は山頂に近い所の谷状地形において実施した観測結果をほぼ説明できる(安田ほか, 1984)。

第3章の結果を参考にすれば、斜面流速 u の $c_g \rho g \lambda g$ 依存性は弱い、 C_H/C_M 依存性は強い。また冷気厚さ h は地表面の熱バルク係数 C_H によるので、結局、谷を流下する流量 $u_v h_v D_v$ は C_H に強く依存する。

盆地全大気の冷却は斜面面積に比例し、空間容積に逆比例するので、山並みが多く、平坦部が少ない盆地ほど冷却は大きくなる。つぎに、平面地図上の斜面の面積が同じ場合に、斜面の傾斜角 α の影響を考えてみる。斜面の表面積と水平投影面積の比は $\sec \alpha$ で、仮に $\alpha = 25^\circ$ とすれば、 $\sec \alpha = 1.1$ 。したがって表面積は10%しか多くなならない。 $\alpha > 25^\circ$ では表面積は大きくなるが、放射遮へい率も大きくなり(近藤, 1982)、冷却に及ぼす両効果は相殺し合う。したがって冷却に及ぼす α の影響は弱い。

[注] 谷の下流で、冷気が堆積する盆地底に近い所を考える。そこでは夜半すぎから $\gamma (= \partial\theta/\partial z)$ は大きく、さらに θ_s も小さくなるので、流速は夕刻の冷却開始直後に大きい、そののち弱くなり微風状態になる。

5. あとがき

地形や地表面状態が斜面滑降流や斜面冷却に及ぼす効

果を単純化したパーセルモデルで調べた。この結果は100 m スケールから南極大陸斜面のスケールまでの観測を説明することができる。斜面へ気塊が顕熱を失うことは斜面冷却を抑制することになるが、他方では気塊自身の温度を下げることになる。そのため、盆地内の全大気の冷却は周辺斜面における斜面流と斜面との相互作用の結果として決まる。この問題は続報で述べる予定である。

文 献

- Adachi, T., 1983: Numerical simulation of strong katabatic winds at Syowa and Mizuho Station, Antarctica, Mem. Natl. Inst. Polar Res., Spec. Issue, No. 29, 50-60.
- , and S. Kawaguchi, 1984: Numerical simulation of katabatic wind at Mizuho Station, East Antarctica, Mom. Natl. Inst., Polar Res. Spec. Issue, No. 34, (in printing).
- Clements, W.E. and I.C.J. Nappo, 1983: Observation of a drainage flow event on a high-altitude simple slope, J. Clim. and Appl. Met., 22, 331-335.
- Dickersen, M.H. and P.H. Gudiksen (ed.), 1983: Atmospheric studies in complex terrain, Tech. Progress Rep. 1979-1983, ASCOT 84-1, Lawrence Livermore National Lab. Univ. of California, 367 pp.
- 播磨屋敏生, 菊地勝弘, 谷口 恭, 真木雅之, 1985: 盆地における夜間冷却機構 (発表予定).
- 今岡円七, 1964: 斜面下降風と一般風との関係について, 農業気象, 20, 41-45.
- 近藤純正, 1982: 複雑地形における夜間冷却—研究の指針—, 天気, 29, 935-949.
- , 1984: 複雑多様な地表面の熱収支—研究の指針, 天気, 31, 573-581.
- , 桑形恒男, 1984: 盆地にできる夜間の安定気層の深さと地形との関係, 天気, (投稿中).
- , 森 洋介, 安田延壽, 佐藤 威, 萩野谷成徳, 三浦 章, 山沢弘実, 川中敦子, 庄司邦彦, 1983: 盆地内に形成される夜間の安定気層 (冷氣湖), 天気, 30, 327-334.
- , 佐藤 威, 1984: 地形と地表面性質が夜間の斜面風・山風・盆地大気の冷却に及ぼす効果(2), 天気, (投稿中).
- , 山沢弘実, 1983: 夜間の地表面放射冷却と積雪および日本各地の最低気温の極値について, 天気, 30, 295-302.
- Martin, S., 1975: Wind regimes and heat exchange on Glacier de Saint Sorlin, J. Glaciology, 14, 91-105.
- 森 洋介, 近藤純正, 1984: 冷気の堆積・流出を考慮した山地の夜間放射冷却, 天気, 31, 45-52.
- , ———, 庄司邦彦, 佐藤 威, 安田延壽, 萩野谷成徳, 三浦 章, 山沢弘実, 川中敦子, 高平 進, 阿部愛美, 1983: 山地の夜間冷却と熱収支, 天気, 30, 259-267.
- Ohata, T. and K. Higuchi, 1979: Gravity wind on a snow patch, J. Met. Soc. Japan, 57, 254-263.
- 大畑哲夫, 近藤裕史, 榎本浩之, 1984: 大規模な氷河における氷河風, 日本気象学会1984年春季大会講演予稿集, 95.
- 田中夕美子, 石城謙吉, 藤原滉一郎, 小林大二, 1982: 台地と谷すじの夜間冷却について (1), 農業気象, 30, 245-251.
- , 藤原滉一郎, 小林大二, 1983: 同上(2), 農業気象, 30, 213-217.
- 安田延壽・近藤純正・成田義浩・田中寿男・森 洋介, 1984: 谷形地形の夜間冷却—冷却過程と風速分布の特徴, 日本気象学会1984年春季大会講演予稿集, 126.