

# 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\*

近藤 純正・山沢 弘実\*\*

## 要 旨

盆地の放射冷却の理論式から、日本の内陸部において数十年間に1回程度しか起こらない最低気温の極値を予知した。この結果は実際の最低気温極値観測資料とよく対応している。平均気温の緯度変化に比べて最低気温の極値が北日本内陸部で異常に低いのは、積雪の熱容量が小さいことと積雪が地中深部からの伝導熱を遮断するからである。

## 1. はしがき

地表面温度や接地気層内の気温が夕方から朝までに下降する夜間冷却量は風が弱い晴天夜間に大きいが、これは放射冷却によるものとされている。放射冷却は、乾燥晴天日のように大気放射量が少ないときほど大きく、また積雪で覆われたときのように地表面の熱物定数が小さいときほど大きい。盆地状地形では夜間に冷気が堆積するので、大気放射量は平地より小さくなり、夜間冷却量は一層大きくなる。

局地の気温予知を具体化するための研究の一環として、本研究では放射冷却によって起こりうる日本各地の最低気温を推定するものである。

## 2. 放射冷却の理論式

夜間の放射冷却が大きくなるのは風が弱く、大気から地表面に供給される顕熱と凝結の潜熱が無視できるようなときであるから、顕熱と潜熱の輸送量がない場合を考える。

### 2.1. 夜間放射による最大可能冷却量

ここでは1晩の地表面冷却を考えるので、大気放射量

$L^{\downarrow}$  は近似的に一定で、夕刻の値  $L_0^{\downarrow}$  に等しいと仮定する。夕刻の地表面温度を  $T_0$ 、 $\sigma$  をステファン・ボルツマン定数とすれば、夕刻の正味放射量は

$$Rn_0 \equiv \sigma T_0^4 - L_0^{\downarrow} \quad (1)$$

$Rn_0$  は一般に正、つまり地表面は差し引きエネルギーを失うので地表面温度は下降する。これを放射冷却という。

地表面温度 (時刻  $t$  の値を  $T_s$  とする) が下降すれば、 $\sigma T_s^4$  もそれだけ小さくなり、正味放射量  $Rn$  はだんだん0に近づくと、ある極限温度で冷却はとまる。その時の極限温度を  $T_e$  とすれば

$$Rn = \sigma T_e^4 - L_0^{\downarrow} \equiv 0 \quad (2)$$

ゆえに

$$T_e = \left( \frac{L_0^{\downarrow}}{\sigma} \right)^{1/4} \quad (3)$$

したがって夕刻からの温度下降量の最大値

$$\Delta T_{s, \max} \equiv T_0 - T_e \quad (4)$$

を最大可能冷却量と定義する (近藤, 1982)。 $\Delta T_{s, \max}$  は式 (1) と (2) から次の近似式で表すこともできる。

$$\Delta T_{s, \max} \doteq \frac{T_0}{4} \frac{Rn_0}{\sigma T_0^4} = \frac{T_0}{4} \left( 1 - \frac{L_0^{\downarrow}}{\sigma T_0^4} \right) \quad (5)$$

### 2.2. Brunt の放射冷却の式

地中の熱伝導微分方程式において、初期条件の時刻  $t=0$  における地中温度の鉛直分布を等温とし、さらに  $Rn = Rn_0$  (一定) と仮定したときの地表面冷却量は

\* Nocturnal radiational cooling of the earth's surface with the snow-cover, and the extreme minimum air-temperature over Japan.

\*\* Junsei Kondo and Hiromi Yamazawa, 東北大学理学部地球物理学教室。

—1983年1月10日受領—

—1983年4月15日受理—

$$\Delta T_{\text{BRUNT}} \equiv T_0 - T_s = 2Rn_0 \sqrt{\frac{t}{\pi c_g \rho_g \lambda g}} \quad (6)$$

これを「Brunt の放射冷却の式」という。この式を式(5)で規格化すれば

$$\frac{\Delta T_{\text{BRUNT}}}{\Delta T_{s, \text{max}}} = \frac{8\sigma T_0^4}{\sqrt{\pi T_0}} \sqrt{\frac{t}{c_g \rho_g \lambda g}} \quad (7)$$

上式右辺は1以下でなければならないので、Brunt の式の適用限界時間  $t$  の範囲は小さい(近藤, 1982)。

### 2.3. Groen の放射冷却の式

地表面温度が下ることによって、その上の大気自身も放射と乱流の作用で冷却するので、大気放射量  $L\downarrow$  は前項で仮定したように一定ではなくて時間と共に小さくなる。そこで、Groen (1947) は正味放射の減少の割合を

$$Rn = Rn_0 - f(T_0 - T_s) \quad (8)$$

とした。ここに  $f$  は実験的に決められる定数である。この場合の地表面冷却量は

$$\Delta T_s \equiv T_0 - T_s = \frac{Rn_0}{f} G(x) \quad (9)$$

ただし

$$x = \frac{f^2 t}{c_g \rho_g \lambda g} \quad (10)$$

$$G(x) = 1 - e^{-x} \text{Erfc}(\sqrt{x}) \quad (10)$$

$$\text{Erfc}(\gamma) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\gamma e^{-\gamma^2} d\gamma \quad (11)$$

式(9)を「Groen の放射冷却の式」と呼ぶ。

### 2.4. 盆地における放射冷却の式

下向き大気放射  $L\downarrow$  が時間と共に減少するとき、時刻  $t$  の正味放射  $Rn$  は

$$Rn = \sigma T_s^4 - L\downarrow \quad (12)$$

$$= Rn_0 - (\sigma T_0^4 - \sigma T_s^4) + \Delta L\downarrow \quad (1)$$

ただし

$$\Delta L\downarrow \equiv L_0\downarrow - L\downarrow = F_2(w_i)(\sigma T_0^4 - \sigma T_s^4) \quad (13)$$

$$F_2(w_i) = F_1(1 - \tau_f(w_i)) \quad (14)$$

$$w_i = \frac{1}{g} \int_{p_i}^{p_0} q \frac{dp}{p_*} = \int_0^{z_i} \rho q \frac{dz}{p_*} \quad (15a)$$

$$\equiv 0.622 \rho \frac{\bar{e}}{p_*} z_i \equiv 0.622 \rho \frac{e}{p_*} z_i \quad (15b)$$

$\Delta L\downarrow$ : 下向き大気放射の夕方からの変化量,  $w_i$ : 地表から接地逆転層の高さ  $z_i$  までに含まれる鉛直気柱内有効水蒸気量,  $g$ : 重力の加速度,  $T_0$ : 夕方の時刻  $t=0$  における地表面温度 ( $\equiv$  夕方の気温),  $L_0\downarrow$ : 夕方の下向き大気放射量,  $Rn_0$ : 夕方の正味大気放射量,  $\tau_f$ : 放射に対する透過関数,  $\bar{e}$ : 地上から  $z_i$  までの平均水蒸気圧,  $e$ : 地上付近の水蒸気圧,  $p_0$ : 地上気圧,  $p_*$ : 標準

気圧,  $p_i$ : 逆転層高度  $z_i$  の気圧,  $F_1$ : 逆転層内の気温鉛直分布形による定数。なお,  $\Delta L\downarrow$  が式(13)の形で表されることは山本の放射図を参照すれば容易に理解される。夜間安定時の気温鉛直分布形に対して地表面における放射量を計算してみると、式(14)の係数として

$$F_1 \equiv 0.5 \quad (16)$$

がえられる。山本(1954)によって求められた資料を用いて  $\tau_f(w_i)$  の関数形を試行錯誤によって求めると

$$1 - \tau_f(w_i) \equiv 0.23 \log_{10} \frac{w_i + 0.005}{0.002} \quad (17)$$

ただし,  $w_i$  の適用範囲は

$$0.001 \text{gcm}^{-2} < w_i < 10 \text{gcm}^{-2}$$

ゆえに式(12)は

$$Rn = Rn_0 - F_3(T_0 - T_s) \quad (18)$$

ただし

$$F_3 \equiv 4\sigma T_0^3(1 - F_2(w_i)) = \frac{4}{T_0} \sigma T_0^4(1 - F_2(w_i)) \quad (19)$$

ここに導出された式(18)と式(8)を比較すれば,  $f$  は  $F_3$  に等しいことがわかる。それゆえ放射冷却は式(9)と同形式で

$$\frac{\Delta T_s}{\Delta T_{s, \text{max}}} = \frac{G(x)}{1 - F_2(w_i)} \quad (20)$$

$$x = \frac{F_3^2 t}{c_g \rho_g \lambda g} \equiv \frac{(4\sigma T_0^4)^2 (1 - F_2(w_i))^2 t}{T_0^2 c_g \rho_g \lambda g} \quad (21)$$

式(20)を便宜上「盆地の放射冷却の式」と呼ぶ。

山頂や丘の上のような地形のところでは、夜間に地表付近で生じた冷気は山裾のほうへ流下するので、逆転層は非常に薄く、実質上  $w_i \equiv 0$  としてよい。そのような場合、透過関数は  $\tau_f(0) = 1$  であるから、

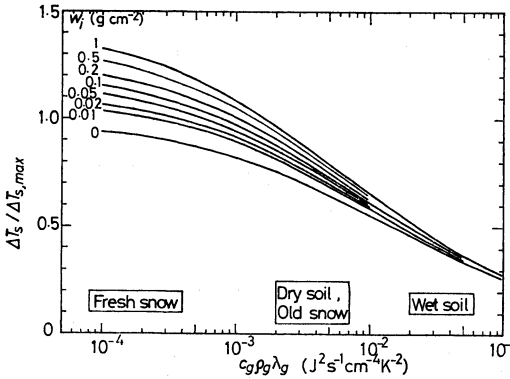
$$\frac{\Delta T_s}{\Delta T_{s, \text{max}}} = G(x) \quad (22)$$

$$x \equiv \frac{(4\sigma T_0^4)^2 t}{T_0^2 c_g \rho_g \lambda g} \quad (23)$$

式(22)を便宜上「丘の上の放射冷却の式」と呼ぶ。

なお、式(20)と(22)に含まれる  $\Delta T_{s, \text{max}}$  は、正確には式(4)で、近似的には式(5)であらわされる。代表的な例として、夕方  $t=0$  の気温を  $T_0 = 280\text{K}$ 、夜の長さを  $t=10\text{hr}$  としたときの無次元冷却量  $\Delta T_s / \Delta T_{s, \text{max}}$  と地表層の熱物定数  $c_g \rho_g \lambda g$  との関係を示した。

図のパラメータは接地逆転層内に含まれる有効水蒸気量  $w_i$  である。この図から分ることは、たとえば新雪で覆われた時 ( $c_g \rho_g \lambda g \leq 4 \times 10^{-4} \text{J}^{-1} \text{cm}^{-4} \text{K}^{-2}$ ) の夜間冷却



第1図 放射冷却による地表面無次元冷却量  $\Delta T_s / \Delta T_{s,max}$  と地表面の熱物理定数  $c_g \rho_g \lambda_g$  との関係。ただし  $T_0=280K$ ,  $t=10$  時間の場合。

量は最大可能冷却量に近くなる。これを裏づける観測事実はすでに近藤と森 (1982, 1983) が報告している。

2. 5.  $G(x) = 1 - e^{-x} \text{Erfc}(\sqrt{x})$  の近似式

現在よく使われている電子計算機のサブルーチンを使用して  $G(x)$  を単に機械的に計算すると、誤差が非常に大きくなる。

そこで式 (20) の  $G(x)$  を初等関数で表現 (最近の5千円程度の電卓でも計算) できる近似式をつくっておく。  $x \ll 1$  で

$$\left. \begin{aligned} e^{-x} &\doteq 1 - x + \frac{1}{2}x^2 \\ \text{Erfc}(\sqrt{x}) &\doteq 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left( \sqrt{x} - \frac{1}{3}x^{3/2} \right) \end{aligned} \right\} (24)$$

と展開近似ができるので、  $x \leq 0.2$  に対し

$$\begin{aligned} G(x) &\doteq \frac{2}{\sqrt{\pi}} x^{1/2} - x + \frac{4}{3\sqrt{\pi}} x^{3/2} \\ &\quad - \frac{1}{2}x^2 + \frac{1}{3\sqrt{\pi}} x^{5/2} \end{aligned} \quad (25 a)$$

大きな  $x$  に対して、試行錯誤で近似式をつくると、  $0.2 \leq x \leq 2$  で

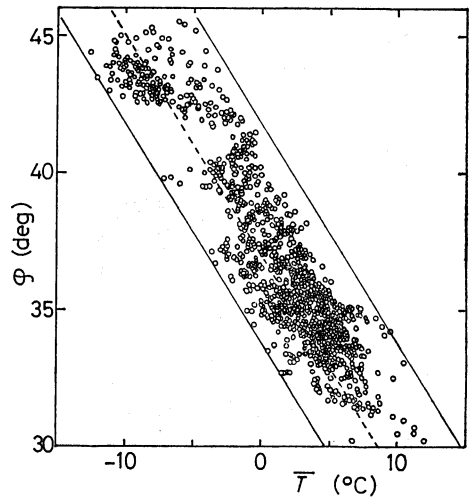
$$G(x) \doteq 0.3102 \log_{10} x + 0.5713 \quad (25 b)$$

さらに、  $2 \leq x$  で

$$G(x) \doteq \tanh \left( \frac{\log_{10} x + 1.067}{1.735} \right) \quad (25 c)$$

上式による誤差は1%以下である。もう少し精度のよいものを Hart (1968) によってつくれば、  $0 < x \leq 64$  で

$$G(x) \doteq \frac{0.001 + 1.168\sqrt{x} + x}{1.062 + 1.725\sqrt{x} + x} \quad (26 a)$$



第2図 日本各地の1月の月平均気温  $\bar{T}$  の緯度  $\phi$  に対する分布、ただし海拔 700 m 以下。

$64 \leq x \leq 10^4$  で

$$G(x) \doteq \frac{\sqrt{x} - 0.498}{\sqrt{x} + 0.067} \quad (26 b)$$

式 (26) による誤差の絶対値は0.001以下である。

3. 日本各地の最低気温極値の資料

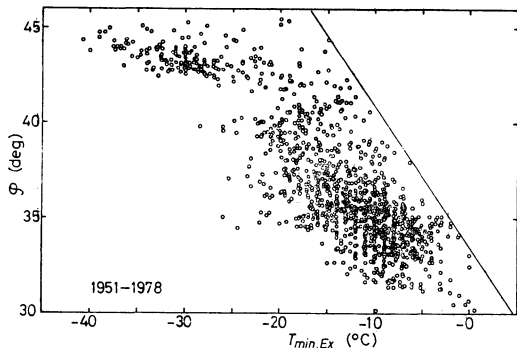
3.1. 最低気温の極値の緯度分布

気象庁観測技術資料第46号 (この資料は1951年から1978年までの28年間の統計で、沖縄県以外の都道府県を対象) によれば、1609観測所のうち統計期間が10年間以上の観測所数は1382である。このうち海拔が700 m以上の71観測所と北緯30度以南の3観測所を除外した1308観測所について1月の平均気温と緯度との関係を第2図にプロットした。本研究では海拔の違いそのものを特別視しなくてもよいように、700 m以下の観測所に限った。

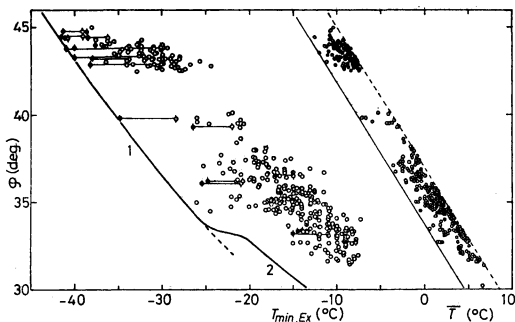
1月の日本各地の平均気温は図中に記入した2本の平行な線にはさまれた範囲内に分布している。左側の実線近くに分布するのは主として内陸部寒冷地観測所、右側の実線近くのもの主として沿岸部温暖地観測所である。

第3図は1951年から1978年までの最低気温極値の緯度分布である。

最低気温の極値はこの図の右のほうの高温側に入れた実線よりすべて低温側にあるが、沿岸温暖地の観測所はこの実線とそれより8°C低温の線 (線は記入していない) の間に大体分布する。しかし、内陸寒冷地の多くの



第3図 日本各地の最低気温の極値  $T_{min,Ex}$  の緯度  $\phi$  に対する分布, ただし海拔 700 m 以下. 統計期間は1951~1978年の28年間.



第4図 左半分は第3図と同じ, 右半分は第2図と同じ, ただし内陸寒冷地観測所のみ. 左半分の図中の白丸印は1951~1978年間の極値, 黒丸印は観測所開設以来の極値, 太い実線(1, 2)は第6章で理論的に推定される最低気温の極値である.

観測所——これは冬季の多積雪地でもある——における最低気温の極値はさらに低温で, 図中の線より  $8 \sim 26^\circ\text{C}$  も左側にずれた範囲に分布する.

3.2. 内陸寒冷地における最低気温の極値

最低気温の極値が低いのは内陸部であることが分かったので, 内陸部だけを取りだして, 以下検討する. 便宜上, 第2図の左側の実線とそれより  $4^\circ\text{C}$  高温側に引いた破線の間分布する観測所を内陸寒冷地と呼ぶ.

第4図の右半分は内陸寒冷地観測所における1月の月平均気温の緯度分布で, 第2図の破線より左側の白丸プロットと同じである. また, 第4図の左半分の白丸プロット群は同観測所の最低気温の極値(1951年~1978年)である.

この図の白丸プロットの統計期間は必ずしも十分とは言えない. そこで参考のために, 観測所開設以来の極値を黒丸印で示した(手もとにある資料から判明したものだけ).

白丸印と黒丸印の連結横棒は上記28年間の極値と開設以来の極値の温度幅である. なお, 第4図の太い実線(1)と(2)は第6章で理論的に推定される最低気温極値の緯度分布である.

4. 最低気温の極値を起こす気象条件

最低気温の極値が出現するのは, 夕方の気温つまり初期条件の気温(第2章で定義した  $T_0$ —これは一般場の気温と考えてもよい)が低温で, 下向き大気放射量  $L\downarrow$  が最小値をとるようなときである. これらの条件と上空の風が微風になる条件のときに起こるであろう最低気温を第6章で理論的に推定するが, その準備を以下で行う.

4.1. 初期条件の気温  $T_0$

地上から約 1 km の高度(900 mb 気圧面に相当)の気温は接地気層の夜間冷却の影響を受けないので, その資料から地上の気温  $T_0$  を推定する.

具体的には, 高層気象観測所におけるラジオゾンデ飛揚時に雲量が3以下を本論文で快晴と呼び, 快晴時の900 mb 気圧面の気温平均値を  $\bar{T}_{900mb}$ , その変動幅の標準偏差を  $\sigma_T$  としたとき

$$T_0 = (\bar{T}_{900mb} - 2\sigma_T) + 6.5^\circ\text{C} \tag{27}$$

とする.  $6.5^\circ\text{C}$  は地上と 900 mb 気圧面高度間の平均気温減率である.  $\sigma_T$  に係数2をかけた理由は, 平均値から  $2\sigma_T$  以上低温になるのは確率2%程度でしか起こらないので, そのような低温を最低気温の極値が生じそうな時の一般場の  $T_0$  と考えた.

4.2. 下向き大気放射量  $L_0\downarrow$

下向き大気放射量は, 前項で述べたと同じ冬季快晴時の高層気象観測資料を用いて, 次の式(近藤, 1981, p. 87)によって計算で求めた.

$$\frac{L_0\downarrow}{\sigma T_0^4} = 0.73 + 0.2y + 0.06y^2 \tag{28}$$

$$y = \log_{10} w_\infty$$

ただし,  $w_\infty$  (単位は  $\text{gcm}^{-2}$ ) は鉛直気柱内に含まれる全有効水蒸気量, 上式の  $T_0$  (単位は K) は地上から高度 100 m 付近までの気層内の平均気温(または地上の日平均気温)である. したがって接地逆転層がある時は注意した.

快晴時の大気放射量の平均値からその変動の標準偏差の2倍を引き算した値を, 最低気温の極値が起こりそう

第1表 日本各地の高層気象観測所における、冬季(1月, 2月)快晴時の気象条件の平均値とそれら変動の標準偏差  $\delta$  の値(1980年と1981年).

高層観測所名	緯度(deg)	下向き大気放射量		有効水蒸気量		地上水蒸気圧		900 mb 気温		快晴確率(%)
		平均 $\sigma$	( $ly\ min^{-1}$ )	平均 $\sigma$	( $g\ cm^{-2}$ )	平均 $\sigma$	(mb)	平均 $\sigma$	( $^{\circ}C$ )	
稚内	45.4	0.264	0.015	0.35	0.07	2.52	0.54	-11.9	4.5	12
札幌	43.1	0.269	0.012	0.37	0.10	2.51	0.57	-10.1	3.7	13
根室	43.3	0.267	0.017	0.36	0.10	2.62	0.73	-12.2	3.6	37
秋田	39.7	0.309	0.021	0.67	0.20	4.65	1.16	-5.7	3.3	6
仙台	38.3	0.307	0.015	0.55	0.13	3.97	0.57	-5.8	3.1	41
輪島	37.4	0.332	0.022	0.78	0.22	5.65	1.29	-2.2	3.2	6
館野	36.1	0.315	0.019	0.54	0.22	4.11	0.98	-2.4	2.5	60
米子	35.4	0.332	0.020	0.74	0.22	5.46	1.09	-2.2	3.6	12
潮岬	33.5	0.337	0.015	0.70	0.17	5.49	1.12	-1.9	3.0	56
福岡	33.6	0.340	0.020	0.70	0.17	5.40	1.10	-0.6	3.6	24
鹿児島	31.6	0.326	0.024	0.57	0.22	5.27	1.60	0.4	3.1	24

などきの大気放射量と考える。

4.3. 最低気温の極値が起こる確率

第1表は高層気象観測所における気象要素の快晴時平均値と変動の標準偏差である。地上水蒸気圧  $e$  は逆転層内に含まれる有効水蒸気量  $w_i$  (式15) を算定するに必要である。

前項で調べた、最低気温の極値が起こりそうな条件が重なる確率を調べる。まず、例として札幌について快晴時の下向き大気放射量  $L_0\downarrow$  と 900 mb 気圧面の風速  $U_{900mb}$  との相関を調べてみると、両者の間に明瞭な相関関係は認められず、互いに独立とみなされた(図は省略)。

$L_0\downarrow$  の変動分布がガウス分布に従うとすれば、 $L_0\downarrow$  の平均値から標準偏差の2倍を引き算した値 ( $0.269 - 2 \times 0.012 = 0.245 ly\ min^{-1}$ ) 以下になる確率は2.3%である。地表面温度が放射冷却に従うと見なされるのは  $U_{900mb} \leq 3ms^{-1}$  であるが(近藤, 1982; 近藤と森, 1982; 同1983), その確率は22.6%である。

さらに、快晴時の確率は第3表から0.13, 1晩中快晴が続く確率を調べてみると0.2程度、冬の日数は約60日と考えられる。まとめれば、

(条件)	(確率または日数)
快晴	0.13
$U_{900mb} \leq 3\ ms^{-1}$	0.226
$L_0\downarrow \leq 0.245\ ly\ min^{-1}$	0.023
1晩中快晴持続	0.2
冬の日数	60日

これら諸条件を近似的に互いに独立とみなせば、ひと冬中に最低気温の極値が起こりそうな確率は、上記数値の積で

$$\text{札幌での確率} = 0.0081 = \frac{1\ \text{回}}{123\ \text{年}}$$

第1表によれば快晴確率が札幌より数倍大きい所もあれば小さい所もあるので、第6章で推定する日本各地の最低気温の極値は20年~300年に1回程度起こる値である。

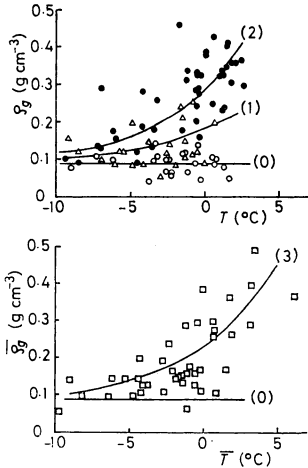
第6章では、また、数箇年に1回程度起こる最低気温も推定するが、その場合は第1表に示した快晴時の平均値を仮定する。この平均値とは、下向き大気放射量  $L_0\downarrow$  が平均値のまわりに標準偏差の幅以内に入っており、かつ微風の日とする。上記と同様に確率を計算すれば、日本各地では2年間~10年間に1回程度となる。

5. 地表層の熱物理定数  $c_g \rho_g \lambda_g$

5.1. 積雪密度と気温との関係

ここで地表面とは積雪があるときは積雪表面のことであり、地表層とは積雪表面から深さ10cm程度までの厚さを意味する。日变化的現象にはこの層の物理定数が関係するので、積雪密度はこの層内の平均値を指す。

第5図は積雪密度  $\rho_g$  と気温との関係で、筆者らの測定のほか他の研究者(藤岡ら, 1969; 小島ら, 1965, 1966, 1968; 松岡ら, 1968; 渡辺ら, 1976)による値も含む。降雪直後の積雪密度は小さいが、積雪粒子は時間の経過と共に変質し、積雪密度を増すが、その変化の模



第5図 積雪の密度(縦軸)と平均気温(横軸)との関係。上段の図において横軸は降雪日から積雪密度観測日までの平均気温、実線(0)と白丸印は降雪日、実線(1)と白三角印は降雪翌日、実線(2)と黒丸印は降雪日から2日以上もの測定値。下段の図において横軸は1箇月平均気温、縦軸は1箇月間の密度測定値の平均、実線(3)は式(29)。

様は温度や地表風の強さなどによる。

第5図上段に示す横軸は、降雪日から積雪密度の観測日までの平均気温  $T$  である。降雪日に測定したデータは白丸印で示すが、積雪密度の日平均気温への依存性は認められない。

降雪の翌日に測定したデータは白三角印で、降雪日から2日以上経過したデータは黒丸印で示す。

第5図下段の縦軸は1カ月に数回測定した場合の積雪密度の平均値  $\bar{\rho}_g$ 、横軸はその月平均気温  $\bar{T}$  である。実験式をつくれれば、

$$\bar{\rho}_g = 0.088 + 0.14e^{0.2\bar{T}} \quad (29)$$

ただし、 $\bar{T}$  の単位は  $^{\circ}\text{C}$ 、適用範囲は  $\bar{T} \leq 7^{\circ}\text{C}$  として今後用いる。以下では記号の上につけたバーは省略し、 $\bar{T}$  は前節で求めた  $T_0$  に置き替える。

5.2. 積雪の熱伝導度と積雪密度との関係

積雪密度が  $\rho_g \rightarrow 0$  のとき、および積雪が氷塊状になったとき、熱伝導度  $\lambda_g$  は理論値に一致する必要がある。近藤(1981のp.156)の結果を参考にすれば、

$$\lambda_g = \lambda_0 + (25P^{1.5} + 30P^{1.0}) \times 4.2 \times 10^{-4} \quad (30)$$

$$\lambda_0 = \lambda_{\text{air}} + ID \left( \frac{d\alpha}{dT} \right)$$

第2表 最低気温の極値が出現しそうな諸条件の緯度分布、 $T_0$ : 前日夕刻の気温、 $L_0 \downarrow$  同下向き大気放射量、 $e$ : 地上の水蒸気圧、 $C_g$   $\rho_g \lambda_g$ : 地表層の熱物理定数(ただし積雪があるとき)。

緯度 ( $^{\circ}$ )	$T_0$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	$e$ (mb)	$L_0 \downarrow$ ( $\text{ly} \cdot \text{min}^{-1}$ )	( $\text{Wm}^{-2}$ )	$10^4 \times C_g \rho_g \lambda_g$ ( $\text{J}^2 \text{s}^{-1} \text{cm}^{-4} \text{K}^{-2}$ )
45	-14	1.0	0.230	160	1.7
40	-8	1.9	0.262	183	2.3
35	-2	2.8	0.294	205	5.5
32.5	1	3.3	0.310	216	36
30	4	3.7	0.326	227	83

$$\doteq (0.55 + 10^{-5}(T+40)^3) \times 4.2 \times 10^{-4} \quad (31)$$

範囲は  $-40^{\circ}\text{C} < T \leq 0^{\circ}\text{C}$ 。

積雪温度  $T$  の単位は  $^{\circ}\text{C}$ 、 $\lambda_g$  の単位は  $\text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$  である。ただし、 $l$  は単位質量あたりの昇華の潜熱、 $\alpha$  は水面の飽和水蒸気密度、 $D$  は水蒸気の分子拡散係数、 $\lambda_0$  は積雪密度が  $\rho_g \rightarrow 0$  の時の実効熱伝導度、 $P = \rho_g / \rho_{\text{ice}}$  は積雪の無次元密度、 $\rho_{\text{ice}}$  は氷の密度、 $\lambda_{\text{air}}$  は空気分子熱伝導度である。

気温が上昇すれば積雪内部で融雪が始まり、熱伝導度は大きくなる。融雪が始まる気温は積雪面粗度その他によって異なり、 $0^{\circ}\text{C} \pm 5^{\circ}\text{C}$  程度の幅がある(近藤, 1981, p.126)、しかし、本論文では簡単化のために、日平均気温が  $0^{\circ}\text{C}$  以上で、熱伝導度は急激に増加すると考える。融雪水は重力によって積雪粒子表面に沿って流下する。途中で凍結すれば、粒子は相互に上下方向のものが連結したような構造になると思われる。そのような構造を代表する理想的モデルの理論熱伝導度は近藤(1981, p.156)によれば、積雪の温度が  $0^{\circ}\text{C}$  のとき

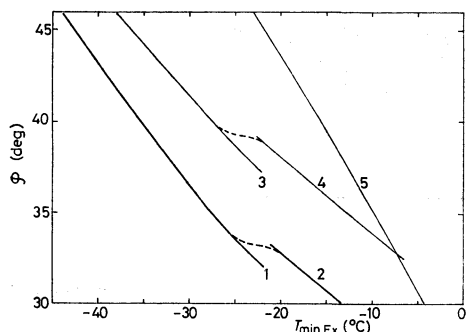
$$\lambda_g = \lambda_{\text{ice}} P + \lambda_0 (1 - P) \doteq (52P + 1.19) \times 4.2 \times 10^{-4} \quad (32)$$

$\lambda_g$  の単位は  $\text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$  である。式(32)は初期条件の気温が  $T_0 \geq 0^{\circ}\text{C}$  の場合に、また式(30)は  $T_0 \leq 0^{\circ}\text{C}$  の場合に用いるが、その際、 $T$  は  $T_0$  に置き替える。

上で求めた熱物理定数  $C_g \rho_g \lambda_g$  は  $T_0$  の関数となるが、積雪深が 50 cm 以上の多雪地域に対する値と考える(近藤と森, 1983)。

6. 理論的に推定される最低気温の極値

第4章で最低気温の極値が起こりそうな気象条件が、第5章で地表層の熱物理定数が推定された。第2表はそれら諸条件の緯度分布である。これを放射冷却の式(20)と最大可能冷却量の式(4)に代入し、地表面温度の最



第6図 内陸寒冷地に対して理論的に推定された最低気温の緯度分布。実線(1, 2)は最低気温の極値, 実線(3, 4)は数年間に1回程度の確率で起こる最低気温, 実線(5)は積雪がなく,  $c_{g\rho g\lambda g}=2\times 10^{-2}J^2s^{-1}cm^{-4}K^{-2}$ と仮定した場合に数年間に1回程度の確率でおこる最低気温。

低値  $T_s=T_0-AT_s$  を計算し, 緯度分布を第4図と第6図に太い実線(1)と(2)で示した。実線(1)と(2)は内陸の積雪深50cm以上の地域に対して推定された最低気温の極値である。ただし, ここでは冬季を対象としているため, 1晩の長さを  $t=14hr$ , 接地逆転層の高さを  $z_i=100m$  とした。

曲線(2)が(1)から右へずれているのは  $T_0<0$  のところである。

最低気温極値の理論推定値は地表面温度に対するものであるが, 第4図の丸印プロットは地上の気温の極値である。放射冷却が起こるような安定接地気層では, 地上1~2m付近の気温は地表面温度より約 $1^{\circ}C$ 程度高温であり, また, 逆転層の高度  $z_i$  を100mから200mにすると理論値は $1^{\circ}C$ 程度低くなることを考慮に入れると, 理論値は実測値の傾向をよく説明している。

緯度が高い北海道や東北地方では積雪が最低気温を異常に低くするのに対し, 低緯度では積雪の効果は少ない。そのひとつの理由は, 積雪が50cm以上あっても日中の気温が上昇すれば, 積雪の一部は融解し内部構造が変質, 熱伝導度が増加, 熱物定数  $c_{g\rho g\lambda g}$  はついに土壌のそれを上まわる。その結果, 翌朝の最低気温はそれほど下降せず, 積雪の効果は逆に気温下降を抑制する(近藤と森ほか, 1982)。

このような積雪の微妙な効果は特に, 中部や西南日本で出現し易く, 最低気温が異常に低くなる条件がそう確率が小さいと考えられる。

次に, 数年間に1回程度起こる最低気温を求める。快晴時の平均条件のモデルの緯度分布(第2表に相当する表は省略)に対して計算された最低気温の緯度分布を, 第6図の実線(3)と(4)で示した。実線(3)が(4)へ移るのは  $T_0>0^{\circ}C$  のところである。

最後に, 積雪がない場合(近藤と森, 1983, を参照すれば, 地表面の熱物定数が  $c_{g\rho g\lambda g}=2\times 10^{-2}J^2s^{-1}cm^{-4}K^{-2}$  とした場合)の関係を図6実線(5)で示した。これと実線(3, 4)を比較すれば, 積雪が地表面冷却にいかほど大きな効果を及ぼしているかが理解される。これが, 第3章の第3図(最低気温極値の緯度分布)で高緯度側の温度幅を広くしている大きな理由である。

## 謝辞

関数  $G(x)$  の近似式をつくる際に, 安田延寿博士から具体的計算数値を借用したので謝意を表します。

## 文献

藤岡敏夫, 清水 弘, 秋田谷英次, 成田英器, 1969: 雪崩観測実験室実験斜面の雪質調査報告Ⅲ, 低温科学, Ser. A 27, 資料集, 15-22.

Groen, P., 1947: Note on the theory of nocturnal radiational cooling of the earth's surface, J. Met., 4, 63-66.

Hart, J.F., 1968: Computer approximations. John Wiley & Sons, New York, 343 pp.

近藤純正, 1981: 大気科学講座第1巻(竹内清秀と近藤純正著)の大気放射, 地表面の熱収支, 雪氷面の境界層を参照, 東京大学出版会, 226 pp.

———, 1982: 複雑地形における夜間冷却—研究の指針—, 天気, 29, 935-949.

———, 森 洋介, 1982: アメダスデータを用いた夜間冷却量の解析と最低気温予報式(1), 天気, 29, 1211-1233.

———, ———, 1983: アメダスデータを用いた夜間冷却量の解析と最低気温予報式(2), 天気, 30, 143-150.

———, ——— ほか, 1982: 夜間冷却と最低気温予報式および気温の極値, 東北技術だより, 19, 88-91.

小島賢治, 木下誠一, 若浜五郎, 清水 弘, 中村 努, 秋田谷英次, 1965: 札幌の平地積雪断面測定資料報告, 低温科学, Ser. A, 23, 99-119.

———, 若浜五郎, 中村 勉, 秋田谷英次, 小林大二, 遠藤八十一, 1966: 札幌の平地積雪断面測定資料報告, 低温科学, Ser. A 24, 159-176.

———, 小林大二, 小林俊一, 若浜五郎, 中村 勉, 遠藤八十一, 秋田谷英次, 成田英器, 牛木久雄, 1968: 札幌の平地積雪断面測定資料報告, 低

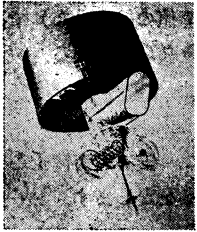
温科学, Ser. A, 26, 113-142.

松岡春樹, 清水 哲, 伊藤文雄, 1968: 融雪期における融雪及び雪質の日変化の観測例 (I), 福井大学教育学部紀要, Ser. II, Nat. Sci., 18, 1-

20.

山本義一, 1954: 大気放射学, 岩波書店, 174 pp.  
渡邊善八 (代表者), 1976: 積雪害防止に関する基礎的研究, 研究報告の積雪断面図, 71-105.

1071 (熱帯低気圧)



ひまわり2号

## 宇宙から見た気象——No. 18

### 熱帯低気圧の対発生

木村 竜 治\*

GMS の画像を見ていると、北半球と南半球のほぼ同じ経度上に、熱帯低気圧と思われる円形の雲塊が対になって存在している場合が時々見出される。写真1はその一例である。このような現象は、夏季を除くどの季節にも見られる。偶然に南北両半球で同時に熱帯低気圧が発生することも考えられるが、偶然でない場合もある。写真1の雲分布の時間変化を溯ると、1980年1月14日に東経140度付近の赤道上の雲塊から渦巻きの対が発生しているが、雲分布が不規則であるために渦対の発生過程はよくわからない。しかし、その様子がよくわかる例もいくつか存在する。写真2の右側の図にある渦対の発生過程を遡ると、左図のように赤道の真上に反時計まわりの渦巻きが見出される。この写真だけからは反時計まわりかどうか確かでないが、雲のその後の経過を追っていくと北半球の低気圧性循環であることが確認できる。写真3は、写真2と別の例であるが、やはり赤道を越えて反時計まわりの渦巻き状の雲塊が存在し、それが変化して南北両半球に渦巻きの対ができる過程を示したものである。

写真3の最初の3枚の写真は12時間間隔の赤外画像である。左上の写真には、赤道をまたいで反時計まわりの

渦巻きが存在するが、南半球の部分は急速に変化し、高気圧性循環の東側に時計まわりの低気圧性循環の渦巻きが発生する。低気圧性循環の渦巻きの発生が、高気圧性循環の付随現象であるのか、それとも南半球にすでに低気圧性循環のじょう乱の芽が存在していたためなのかという点は、雲分布の写真からではよくわからない。しかし、南風によって南半球の惑星渦度が移流される効果は重要であろうと思われる。3枚目の写真では反時計まわりの渦巻きは北半球のみに取り残されて、渦対が形成される。3枚目と4枚目の時間間隔は36時間である。渦対ができた直後は、2つの渦巻きの対称軸に沿って帯状の雲が見られる。帯状の雲は、このような渦対の発生の際に常に現れるようである(写真2の右側の図にも見られる)。

正確な統計をとったわけではないが、赤道をまたぐ反時計まわりの渦巻きは東経180度付近に発生しやすい傾向が見られる。なぜ、このような奇妙な渦ができるのかわからないが、赤道をまたぐ渦巻きが発生した後の変化は、どの場合も写真3と同様である。なお、赤道をまたぐ時計まわりの渦巻きを見出すことはできなかった。

\* Ryuji Kimura, 東京大学海洋研究所.