論文

積雪の変成過程について：I モデル

山崎 剛, 櫻岡 崇¹⁾
中村 亘, 近藤 純正

要 旨

積雪の総合的な変成過程を気象データからシミュレートする鉛直一次元モデルを開発した。このモデルは、積雪面熱収支と内部熱伝導、液体水の流下、粘性圧縮を考慮し、積雪温度、含水量、積雪密度、汚れ粒子濃度の鉛直分布の時間変化を計算する。モデルに現れる物理量のパラメータ化は、アルベード、熱伝導率、濡れ雪の圧縮粘性係数について、従来の方法に改良を加えた。特に、アルベードは汚れや含水による低下の効果を考慮した。

1. はじめに

地表面が積雪に覆われた場合、熱収支・水収支は積雪の物性と構造に大きく支配される。積雪は土壤に比べてアルベードが高い、熱伝導率が小さい、0℃以上にはならない、相変化を伴う等の特徴を持つからである。積雪の物性と構造は降り積もった瞬間から絶えず変化しており、熱収支に決定的な意味を持つアルベードや熱伝導率に大きく反映される。しかもその変化の様子は、気象条件によって大きく異なる。したがって、積雪に覆われた地域の熱収支・水収支を正しく評価するには、積雪自身の物性や構造の変化の様子（積雪の変成過程と呼ぶことにする）を定量的に表現する必要がある。これは、水文学の見地からも融雪出水開始時期や出水量の予測などに役立つ。

積雪の変成については、Anderson (1976) の先駆的な研究がある。ところが、それ以後、積雪の個々の物理的性質（アルベード、積雪面熱収支、熱伝導、粘性圧縮、液体水の流下など）に比べて、総合的な積雪の変成過程については研究例が少ない。特に、気候モデルにも使えるような積雪の汚れの効果も含むアルベードを予測できるモデルは、著者の知る限りない。本研究では、このような積雪の変成過程を記述する鉛直1次元モデルについて述べる。対象はある程度広い範囲に一様に分布する積

雪で、道路脇など人為的な影響の強い場合や、急斜面にはそのまま適用できない。モデルは現段階で可能な限り諸過程を取り入れたが、今後の研究によって随時改良していく予定である。なお、モデルによるシミュレーションは続報（山崎ほか, 1991）にゆずる。

2. 基本方程式

モデルで考えている物理過程の模式図を図1に示す。モデルに出てくる物理量はすべて積雪温度 T_s 、含水量 ρ_{lw} 、積雪乾き密度 ρ_{dry} （アルベードはこれらと汚れ粒子濃度 ρ_D ）で記述される。これらの変数を予測する基本方程式は以下のとおり。

・積雪温度 T_s

熱伝導、日射の透過、融解・再凍結の潜熱、積雪面熱収支を考える。

積雪表面に対して

$$C_s \rho_{dry} \frac{\partial T_s}{\partial t} dz = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial z} \Big|_{z=0} - \frac{\partial I_n}{\partial z} dz - 4F dz + \epsilon L^\downarrow - \epsilon \sigma T_{sf}^4 - H - LE \quad (1)$$

積雪内部に対して

$$C_s \rho_{dry} \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial z} \right) - \frac{\partial I_n}{\partial z} - 4F \quad (2)$$

C_s : 積雪の比熱, λ_s : 積雪の熱伝導率, l : 氷の融解熱, F : 単位時間単位体積当たりの融雪量, I_n : 積雪内の正味日射フラックス密度（これを決めるためにアルベード A_s が必要）、 z : 積雪面を原点とした深さ, $L^\downarrow$: 下向き大気放射量, T_{sf} : 積雪表面温度 (T_s ($z=$

東北大学理学部

〒980 仙台市青葉区荒巻字青葉

1) 現在 大和総研

〒104 東京都中央区京橋1-2-1

図1 積雪の物理過程と変成の模式図。矢印の向きに影響を及ぼし、点線は影響力の小さいことを表す。

0)), ε : 積雪面の射出率 (Kondo and Yamazawa (1986b) により0.97とした), σ : Stefan-Boltzmann 定数, H : 顕熱フラックス, l : 水 ($T_{\text{sf}} < 0^\circ\text{C}$ のときは氷) の気化熱, E : 単位時間単位面積当たりの水 (氷) の蒸発量

・含水量 ρ_{lw}

液体水の流下, 融解・再凍結による増減を考慮する。

$$\frac{\partial \rho_{\text{lw}}}{\partial t} = -\frac{\partial Q}{\partial z} + F \quad (5)$$

ρ_{lw} : 単位体積当たりの含水重量, Q : 液体水流下フラックス

・積雪乾き密度 ρ_{dry}

粘性圧縮および再凍結・融解による増減を考える。

$$\frac{\partial \rho_{\text{dry}}}{\partial t} = \frac{W_s}{\eta} \rho_{\text{dry}} - F \quad (4)$$

W_s : 荷重, η : 積雪の圧縮粘性係数

(1)–(4)式を空間的・時間的に差分化し, 気象条件 (日射, 下向き大気放射, 気温, 比湿, 風速, 降水量) を入力し, 予測変数 (含水量 ρ_{lw} , 積雪温度 T_s , 積雪乾き密度 ρ_{dry}) の鉛直プロファイルを計算する。

3. アルベードのモデル

積雪面のアルベードは近藤ほか (1988) を改良し, 積雪濡れ密度, 重量含水率, 汚れ粒子濃度の鉛直プロファイルから求めるモデルを開発した。従来から含水や汚れによりアルベードが低下することが知られているが, このモデルでは, 重量含水率, 汚れ粒子濃度によりその効果を定量的に評価した。ここでは, まず汚れていないきれいな乾き雪に対するアルベードについて述べ, 次に汚れや含水の効果について示す。

(1) きれいな乾き雪のアルベード

基本的には近藤ほか (1988) と同じで積雪を氷板と空気層の重なりからなるとし, その中で光の多重反射を考える。ただし, 積雪を n 層に分けてそれぞれの中

で物性は均質とする。導出は省略し, 結果だけを示す。

アルベード A_s は

$$A_s = r_1 + \frac{(1-r_1)^2 (\beta_1 D_1 + \alpha_1)}{1 + D_1 - r_1 (\beta_1 D_1 + \alpha_1)} \quad (5)$$

ただし,

$$D_i = \frac{(\alpha_i - \beta_{i+1}) D_{i+1} \exp(2i \Delta z \mu_{i+1}) + \alpha_i - \alpha_{i+1}}{(\beta_{i+1} - \beta_i) D_{i+1} \exp(2i \Delta z \mu_{i+1}) + \alpha_{i+1} - \beta_i} \exp(-2i \Delta z \mu_i) \quad (i=1, \dots, n-1)$$

$$D_n = 0$$

$$\mu_i = \sqrt{A_i^2 - B_i^2}$$

$$\alpha_i = \frac{A_i - \mu_i}{B_i}$$

$$\beta_i = \frac{A_i + \mu_i}{B_i}$$

$$A_i = \frac{1 - T_{li}}{l_i} \div \frac{1 - T_{li}}{l_{li}} \frac{\rho_{\text{dry}, i}}{\rho_i}$$

$$B_i = \frac{R_{li}}{l_i} \div \frac{R_{li}}{l_{li}} \frac{\rho_{\text{dry}, i}}{\rho_i}$$

$$R_{li} = r_1 + \frac{(1-r_1)^2 \eta \exp(-2k_l l_{li})}{1 - (r_1 \exp(-k_l l_{li}))^2}$$

$$T_{li} = \frac{(1-r_1)^2 \exp(-k_l l_{li})}{1 - (r_1 \exp(-k_l l_{li}))^2}$$

ここで, μ_i は第 i 層での日射の減衰係数, R_{li} , T_{li} は第 i 層の中の一枚の氷板の反射率と透過率, r_1 ($=0.018$) は氷表面での反射率である。結局, アルベード A_s は積雪乾き密度 ρ_{dry} , 一枚の氷板の厚さ l_i の鉛直プロファイルおよび氷の光吸収係数 k_l により決定される。純粋な氷の光吸収係数 k_l は, 近藤ほか (1988) と同様に $k_l = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ を用いる。

各層の一枚の氷板の厚さ l_{li} は, 比表面積が等しければ, 光学的性質が同等であるという Warren (1982) による仮説に従い, 積雪各層の比表面積 S^*_i から,

$$l_{li} = \frac{2}{\rho_i S^*_i} \quad (6)$$

とする。成田 (1971) による積雪の比表面積と密度の実測データをもとにつくった実験式

$$\log_{10} S^* = -15.32 \rho_{\text{dry}}^3 + 16.65 \rho_{\text{dry}}^2 - 7.30 \rho_{\text{dry}} + 3.23 \quad (7)$$

により各層で S^*_i を積雪乾き密度 $\rho_{\text{dry}, i}$ から求める。

(2) 汚れた雪のアルベード

降雪後のアルベード低下の理由として, 粘性圧縮に伴

い比表面積が減少することのほかに、エアロゾル粒子の降下蓄積と集積による積雪表層の汚れの進行があげられる。これは、前述の k_1 が大きくなることに相当する。この効果は、厳冬期のように降雪が続く間はほとんど現れないが、融雪期のように長い間ほとんど降雪がない場合には大きく、アルベードを著しく低下される。以下では、 $k_1 \rightarrow k_1 + k_D$ と置き換え、 k_D を汚れによる光吸収係数の増加量として、アルベードの低下を定量的に評価する。

その方法として近藤ほか (1988) が提案したように k_D を直接測定する方法もあるが、その測定は多大な労力を要する。そこで、本研究では、積雪中のエアロゾル起源の汚れ粒子濃度 ρ_D を予測変数として加え、これから k_D を推定する方法を採用した。ただし、この場合には、大気から積雪面へのエアロゾル降下量、降雪粒子によるエアロゾル捕捉量、積雪中での汚れ粒子の移動を推定しなければならない。

いま、汚れ粒子は氷粒子中へのみ水平方向に一様に存在し、球形で、光を透過せずすべて吸収すると仮定する。氷単位体積内に含まれる汚れ粒子の断面積を a とすると、積雪中にみられる汚れ粒子の粒径は比較的大きいことから、散乱を無視すれば $k_D \equiv a$ である。そこで、次に a を求める方法について示す。

鴻野・前野 (1979) や樋口ら (1977) によると、積雪中に見られる汚れ粒子は半径 $5 \mu\text{m} \sim 7 \mu\text{m}$ の長石 (密度 $2.6 \sim 2.7 \text{ g cm}^{-3}$)、石英 (同 2.7 g cm^{-3}) がほとんどであることから、 $5 \mu\text{m} \sim 7 \mu\text{m}$ の半径のものに注目し、汚れ粒子の密度を、 $n_D = 2.7 \text{ g cm}^{-3}$ で与える。

鴻野・前野 (1979) より、積雪単位体積中の汚れ粒子の個数の粒径分布を、

$$n(r) = c \exp(-br) \quad (8)$$

$1500 \text{ cm}^{-1} \leq b \leq 2400 \text{ cm}^{-1}$, c : 定数, r : 半径 cm と仮定する。

$$\int_{r_1}^{r_2} n(r) \frac{4}{3} \pi r^3 n_D dr = \rho_D$$

より、

$$c = \rho_D \int_{r_1}^{r_2} \frac{4}{3} \pi r^3 n_D \exp(-br) dr \quad (9)$$

したがって、積雪単位体積中に含まれる汚れ粒子の全断面積 A_D は、

$$A_D = \int_{r_1}^{r_2} n(r) \pi r^2 dr = c \pi \int_{r_1}^{r_2} r^2 \exp(-br) dr$$

$$= \frac{3\rho_D}{4n_D} \int_{r_1}^{r_2} r^2 \exp(-br) dr \bigg/ \int_{r_1}^{r_2} r^3 \exp(-br) dr \quad (10)$$

となる。 $r_1 = 5 \mu\text{m}$, $r_2 = 7 \mu\text{m}$ とし計算すると $1500 \text{ cm}^{-1} \leq b \leq 2400 \text{ cm}^{-1}$ では、 b を変化させても $A_D \approx 460 \rho_D$ となる。これを氷単位体積当たりと直す。

$$a = k_D = \frac{460 \rho_D}{(\rho_{\text{wet}}/\rho_I + \rho_D/n_D)} \quad (11)$$

となり、積雪中の汚れ粒子濃度 ρ_D がわかれば、 k_D を推定できる。

積雪内での汚れ粒子の輸送は、液体水の流下によってのみ行われ、流下フラックスに比例するものとする。すなわち、積雪漏れ密度を ρ_{wet} 、液体水流下フラックスを Q とすると、

$$\frac{\partial \rho_D}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_D}{\rho_{\text{wet}}} Q \right) \quad (12)$$

また、降雪粒子によるエアロゾル粒子捕捉量は、統報 (山崎ほか, 1991) で述べる坊平での積雪の k_D の観測値にもとづき、

$$2.37 \times 10^{-6} \quad \text{g/g}$$

で与える。場所による違いはあると思われるが、大気からの降下量に比べてアルベードに与える影響は小さいと考えられるのでこの値を用いる。

したがって、あとは大気から積雪面へのエアロゾル粒子の降下量を与えればよい (付録参照)。

(3) 濡れ雪のアルベード

アルベードを低下させるもう一つの要因は、含水である。これまでアルベードの低下に対する含水の効果を評価した研究例として Wiscombe and Warren (1980) がある。彼らは氷粒子の粒径の変化によってアルベードの低下を説明した。本研究では、乾いた雪が融け、水を帯びると、水は氷粒子同士のくびれなどに優先的に存在するため、光学的に有効な比表面積を減少させ、その結果アルベードが低下すると考える。

乾き雪の比表面積は(7)式のように、乾き密度の関数として近似できた。いま、比表面積低下の割合が重量含水率 w (%) ($= \rho_{\text{lw}}/\rho_{\text{wet}} \times 100$) のみの関数と仮定し、

$$S^* = S^*(\rho_{\text{wet}}) \cdot f(w) \quad (13)$$

とおく。ここで $S^*(\rho_{\text{wet}})$ は(7)式に ρ_{wet} を ρ_{dry} の代わりに代入して求める。

$f(w)$ は以下のように決めた。アルベードの実測値を実現する比表面積 $\bar{S}^*$ を、汚れの光吸収係数、濡れ密度の観測データから逆算する。続いて $\bar{S}^*/S^*(\rho_{\text{wet}})$ と重量含水率との関係を求める。各物理量はいずれも表層

図2 表層5 cmの平均含水量と光学的に有効な比表面積の関係、縦軸は(7)式から表層5 cmの平均濡れ密度を用いて計算した比表面積と観測値から逆算したものの比。実線は(14)式。

5 cmの平均値を考える。図2は坊平, 奥只見, 石打での観測データから逆算した S^* と重量含水率 w (%)との関係である(観測は続報(山崎ほか, 1991)参照)。 $w=100\%$ すなわち、氷粒子がすべて水となったとき、比表面積は0になると考えられるから、 $f(w)$ は、 $w=0\%$ で1、 $w=100\%$ で0となる関数であることが予想される。そこで、

$$f(w) = 1 - \gamma w + \frac{100\gamma - 1}{10000} w^2 \quad (14)$$

で近似し最小自乗法で $\gamma=0.019$ を得た。

4. 顕熱・潜熱フラックス

顕熱 H 、潜熱 LE は次のようにかける。

$$H = C_p \rho C_H U (T_{sfc} - T_a) \quad (15)$$

$$LE = l \rho C_E U (q_{sat}(T_{sfc}) - q_a) \quad (16)$$

ただし、 C_p と ρ は空気の定圧比熱と密度、 U 、 T_a 、 q_a はある高度で測った風速、気温、大気の水蒸気比である。 C_H 、 C_E はそれぞれ顕熱、潜熱に対するバルク係数で、高度1 mに対して、 $C_H=0.002$ 、 $C_E=0.0021$ とする(Kondo and Yamazawa, 1986a)。

5. 積雪内の日射フラックス

積雪内部での日射減衰係数 μ を一定と考えると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_n}{\partial z} &= -\mu S_n \exp(-\mu z) \\ &= -\mu (1 - A_s) S^d \exp(-\mu z) \end{aligned} \quad (17)$$

とおける。積雪内部の上向き・下向きの日射フラックス密度は3節のアルベードの計算途中で求められるので、その結果を採用することもできる。しかし、モデルに

よって求められる積雪の濡れ密度 ρ_{wet} と光減衰係数 μ の関係を評価できる測定データがあまりないこと、モデルをシンプルにする立場から本研究では μ を ρ_{wet} によらず定数と仮定し、積雪の平均的と思われる値として $\mu=0.4 \text{ cm}^{-1}$ (Fukami et al. 1985)を与える。

6. 熱伝導率

積雪には空隙が多く、熱伝導率は氷のそれと比べて非常に小さいが、焼結が進むにつれ氷粒子間のつながりがよくなり、熱伝導率は大きくなっていく。また、積雪中では水蒸気による潜熱輸送の役割は大きく、見かけ上熱伝導率が大きくなる。ここでは、近藤(1988)のモデルをもとに実効熱伝導率を積雪乾き密度 ρ_{dry} と積雪温度 T_s によってパラメータ化する。なお、モデルは鉛直一次元方向の熱伝導のみを扱い、積雪を氷板と空気からなる最も熱伝導の悪い横縞構造と最も熱伝導のよい縦縞構造の組み合わせと考える。

近藤(1988)によれば、横縞モデルと縦縞モデルにおける熱伝導率をそれぞれ λ_a 、 λ_b とすると、

$$\lambda_a = \frac{1}{P/\lambda_1 + (1-P)/\lambda_A'} \quad (18)$$

$$\lambda_b = \lambda_1 P + \lambda_A' (1-P) \quad (19)$$

ただし、 $P=\rho_{dry}/\rho_1$ で無次元密度と呼ばれる。 λ_1 は氷の熱伝導率(0°C の値: $2.2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)である。また、

$$\lambda_A' = \lambda_A + L D_v \frac{dC}{dT} = 2.41 \times 10^{-2} + 6.5 \times 10^{-5} \times 2834 \frac{dC}{dT} \quad (20)$$

($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)

ここで、 λ_A : 空気の熱伝導率(0°C の値: $2.41 \times 10^{-2} \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)、 L : 氷の昇華蒸発の潜熱(0°C の値: $2834 \text{ J} \cdot \text{g}^{-1}$)、 D_v : 水蒸気の拡散係数($6.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$; 前野, 1986)である。クラウドウス・クラベイロンの式から、積雪温度を T_s ($^\circ\text{C}$)として、

$$\begin{aligned} \frac{dC}{dT} &= \frac{d}{dT} \left(\frac{e_s}{R_v T} \right) \\ &= \frac{1324 (5867 - T_s)}{(273 + T_s)^3} \exp \left(6140 \left(\frac{1}{273} - \frac{1}{273 + T_s} \right) \right) \\ & \quad (\text{g} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}) \end{aligned} \quad (21)$$

e_s : 飽和水蒸気圧 (Pa)、 R_v : 水蒸気の気体定数($0.4615 \text{ J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)、 T : 絶対温度 (K)、 C : 飽和水蒸気密度 ($\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$)。

図3 熱伝導率モデルでの均質な積雪の模式図。

均質な積雪層の実効熱伝導率 λ_s は λ_a と λ_b の並列組み合わせとなるので(図3), λ_s は λ_a と λ_b の重み付け平均となる。この重み付けは氷粒子間のつながり具合すなわち焼結の進み具合によって決まり、焼結が進むほど縦横構造的になると考えられる。

一般に密度の大きな雪ほど焼結が進んでいるので、最も単純に P そのものを重みとすれば、

$$\lambda_s = P\lambda_b + (1-P)\lambda_a \quad (22)$$

となる。この式による計算値を図4に示したが、従来の測定データと比較してもオーダー的に矛盾しない。

上記の熱伝導率のパラメータ化には積雪が均質であるという前提があった。鉛直方向に熱伝導率が不均一な場合の熱伝導方程式の差分化については、細かく多層に切った各層内では積雪は均質とみなし、定常状態での熱フラックスの連続性を考えると、深さ i 番目の層から $i+1$ 番目の層への実効熱伝導率 Λ_i は

$$\Lambda_i = \frac{2\lambda_{s,i}\lambda_{s,i+1}}{\lambda_{s,i} + \lambda_{s,i+1}} \quad (23)$$

で与えればよいことがわかる。ただし、 $\lambda_{s,i}$ は各層の熱伝導率であり(18)~(22)式から積雪乾き密度、積雪温度を用いて計算される。

7. 積雪温度・含水量の計算方法

(1), (2)式を実際に計算する場合、 T_s が 0°C かどうかによって扱いをかえる必要がある。そこで、具体的にこれらの式を差分化して積雪温度・含水量を計算する方法を述べておく。鉛直深さ方向の空間刻み間隔を Δz 、時

図4 モデルにより計算した熱伝導率と積雪乾き密度の関係。参考のため、従来の測定結果を示した。

間刻みを Δt とし、深さを i で、時間ステップを n で表す。ただし、 i 番目の刻みから $i+1$ 番目の刻みへの熱伝導率を $\Lambda(n, i)$ 、流下フラックスを $Q(n, i)$ で表す。

(1) 積雪表面 ($i=1$)

a) $T_s(n, 1) < 0$ のとき

$$T_s(n+1, 1) = \frac{\Lambda(n, 1)(T_s(n, 2) - T_s(n, 1))}{C_s \rho_{\text{dry}}(n, 1)} \frac{\Delta t}{\Delta z^2} + \frac{\mu I_n \exp(-\mu z)}{C_s \rho_{\text{dry}}(n, 1)} \Delta t + \frac{\epsilon L^4 - \epsilon \sigma T_s(n, 1)^4 - H - lE}{C_s \rho_{\text{dry}}(n, 1)} \frac{\Delta t}{\Delta z} + T_s(n, 1) \quad (24)$$

を計算し、 $T_s(n+1, 1) \leq 0$ となればそのまま続ける。 $T_s(n+1, 1) > 0$ となれば、次のようにおく。

$$\rho_{lw}(n+1, 1) = C_s \rho_{dry}(n, 1) T_s(n+1, 1) / l_f$$

$$T_s(n+1, 1) = 0 \quad (25)$$

b) $T_s(n, 1) = 0$ のとき

$$\Delta t F = \frac{\Delta t}{l_f} \left\{ \frac{\Lambda(n, 1)}{\Delta z^2} T_s(n, 2) + \mu I_n \exp(-\mu z) + \frac{1}{\Delta z} (\epsilon L^4 - \epsilon \sigma T_s(n, 1)^4 - H - lE) \right\} \quad (26)$$

$$\rho_{lw}(n+1, 1) = \Delta t F + \rho_{lw}(n, 1) - Q(n, 1) \Delta t / \Delta z \quad (27)$$

を計算し, $\rho_{lw}(n+1, 1) \geq 0$ とすれば,

$$T_s(n+1, 1) = 0 \quad (28)$$

とし, $\rho_{lw}(n+1, 1)$ はそのまま採用する. $\rho_{lw}(n+1, 1) < 0$ とすれば,

$$T_s(n+1, 1) =$$

$$\frac{l_f \rho_{lw}(n+1, 1)}{C_s (\rho_{dry}(n, 1) + \rho_{lw}(n, 1) - Q(n, 1) \Delta t / \Delta z)}$$

$$\rho_{lw}(n+1, 1) = 0 \quad (29)$$

(2) 積雪内部

積雪表面の場合と同様に(2)式を差分化すればよい. やはり $T_s(n, i) < 0$ のときと $T_s(n, i) = 0$ のときによって分け, 以後の扱いはまったく同じである.

境界条件として積雪最下層の下に 0°C の層を設定した. これは, 日本では, 積雪下面はたいてい 0°C になっていることから妥当といえる.

8. 液体水の流下

これまで, 積雪内の融雪水の流下について数多くの研究がある. 本研究では, Colbeck (1978) と Shimizu (1970) の研究成果をもとに液体水流下フラックス Q を記述する. Colbeck (1978) によると Q は,

$$Q = \rho_w \frac{k}{\mu_w} \left(\frac{\partial P_c}{\partial z} + \rho_w g \right) \quad (30)$$

で表される. ρ_w は水の密度 $1.0 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, μ_w は水の粘性係数 (0°C の値: $0.018 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$), g は重力加速度 ($980 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2}$) である. k は透水係数, P_c は毛管ポテンシャルと呼ばれるもので, Colbeck (1978) と Shimizu (1970) から,

$$k = 0.077 d_2 \exp(-7.8 \rho_{dry}) S_E^3 (\text{cm}^2) \quad (31)$$

$$P_c = 430 S_E^{-1} + 3800 (\text{dyn} \cdot \text{cm}^{-2}) \quad (32)$$

$$S_E = (S_w - S_{wi}) / (1 - S_{wi}) \quad (33)$$

と表される. ただし,

S_w : 空隙中で液体水の占める体積の割合で

$$S_w = \frac{\rho_{lw} / \rho_w}{1 - \rho_{dry} / \rho_i} \quad (34)$$

S_{wi} : 空隙中で毛管力によって保持され, 動くことのできない液体水の占める体積の割合で定数と考える. 本研究では, 従来の報告を参考に $S_{wi} = 0.04$ とした.

d : 氷粒子の直径 (cm) 氷粒子が球形であると仮定して比表面積 S^* から,

$$d = \frac{6}{\rho_i S^*} \quad (35)$$

で与え, (7)式から積雪乾き密度の関数とする.

したがって, 液体水の流下フラックス Q は, 含水量 ρ_{lw} , 積雪乾き密度 ρ_{dry} によって決定される.

9. 粘性圧縮

降雪直後の新雪密度は, 通常 $0.07 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 程度と小さい. それが日がたつにつれて増加し, 冬の終わり頃には積雪下層の密度は $0.5 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ほどにもなる. この原因は, 融雪・再凍結や水蒸気の凝結などもあるが, 積雪自身の重さによって起こる氷粒子の塑性変形及び再配列が主なものである. この現象は粘性圧縮と呼ばれ, 小島 (1957), 木下 (1963), Shinojima (1967) 等の研究例がある. 本研究では, それらをもとに, 融雪・再凍結と含水の存在する場合を考慮した粘性圧縮を考え, 積雪の密度変化を記述する. 水蒸気の凝結による密度変化は考えない.

融雪により積雪内に含水が生じると, 粘性圧縮の進行は非常に速くなる. これは水が潤滑材の役割をするためと考えられる. 木下 (1963) は濡れ雪の圧縮粘性係数は乾き雪のそれと比較して $10^{-3} \sim 10^{-4}$ ほどで, 同じ乾き密度で比較しても 10^{-2} にまで下がることを示した. 近藤・沼田 (1988) は, 小島 (1957), Shinojima (1967) による乾き雪の圧縮粘性係数の式に, 含水による低下を表すファクター A を乗ずることによって, 濡れ雪の圧縮粘性係数を

$$\eta = A \eta_0 \exp(K \rho_{dry} - \alpha_s T_s) \quad (36)$$

で与えた. ただし, 定数 η_0 , K , α_s は, 濡れ雪においても変わらないと仮定し, 上記の研究成果から, $\eta_0 = 6.91 \times 10^4 \text{ g} \cdot \text{s} \cdot \text{cm}^{-2}$, $K = 21.0 \text{ cm}^3 \cdot \text{g}^{-1}$, $\alpha_s = 9.58 \times 10^{-2} ^\circ\text{C}^{-1}$ とした.

近藤・沼田 (1988) は, A を平均気温に対して指数

図5 含水による圧縮粘性係数の低下を表すファクター A と含水率 w の関係 ($\beta_s = 0.18$)。

的に減少する関数で表した。しかし、物理的には A は重量含水率 w (%) の関数とするのが妥当である。ただし、詳しい機構がわかっていないので、ここでは第一近似として、 A は $w = 0\%$ で 1、 100% で 0 となるように、

$$A = \frac{\exp(-\beta_s w) - \exp(-100\beta_s)}{1 - \exp(-100\beta_s)} \quad (37)$$

と仮定する。ただし、 β_s は定数である。木下 (1963) は空隙含水量 ($\rho_{lw} / (1 - \rho_{dry} / \rho_l) \times 100$) が 100% の場合の圧縮粘性係数を測定している。そこで本研究ではそれらの値を参考に $\beta_s = 0.18$ を与える (図5)。

したがって、(4)、(36)、(37)式から積雪乾き密度の粘性圧縮による増加を、積雪乾き密度、重量含水率、積雪温度をパラメータとして計算することができる。ただし、ファクター A を実際に計算に用いるときは $\rho_{wet} \geq 0.4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ の場合には含水率によらず $A = 1$ とした。なぜならば、このような高密度の雪は日本では、ほとんどざらめ雪となっていて、球に近い氷粒子からなり、すでにぎっしりと詰まっており、これ以上氷粒子の再配列による充填はされにくいので、圧縮粘性係数の低下はないと考えられるからである。また、実際の積雪乾き密度は融雪や再凍結によっても変化するので、これらを考慮しなければならない ((4)式の第2項)。なお、昇華蒸発に伴う質量の出入りでは、密度は変化しないとして、厚さ(質量)のみを変えた。

10. 降雪・降雨

毎時の降水量データがあることを前提とする。降雪と降雨の判別は、降水量の記録された時刻の気温 T_a が 2°C より高いか低いによって行う (たとえば太田, 1989)。

(1) $T_a \leq 2^\circ\text{C}$ のとき

降雪とみなし、降水量の記録された正時に新雪層を重ねる。新雪密度は近藤・沼田 (1988) と同様 $0.07 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ とした。積雪温度は気温 T_a が 0°C 以下ならば気温を、 0°C 以上ならば 0°C を与える。含水率は 0% と考える。汚れ粒子濃度は前述の降雪粒子による捕捉量を与える。

(2) $T_a > 2^\circ\text{C}$ のとき

降雨とみなし、降水量の記録された時刻の前1時間の間、積雪の第1層に降水量を単位時間当たりに換算した液体水流下フラックスを与える。雨のもつ熱量は一般に小さいので、簡単のため水の温度は 0°C とする。

11. まとめ

積雪乾き密度、含水量、積雪温度、汚れ粒子濃度の鉛直プロファイルの初期値を与え、あとは気象データを与えるだけで積雪の変成過程をシミュレートできる。以下にモデルのまとめと実際の計算手順を示す。

(1) モデル

鉛直一次元モデル

時間刻み: 10 s , 空間刻み: 5 mm

入力: 日射, 下向き大気放射, 気温, 比湿, 風速, 降水量

物理過程: 積雪面熱収支及び内部熱伝導, 液体水流下, 粘性圧縮

予測変数: 積雪温度・含水量・積雪乾き密度・汚れ粒子濃度プロファイル

計算物理量: アルベード, 熱伝導率, 液体水流下フラックス, 積雪深, 積雪水量, 融雪出水量, 性質の異なる積雪層の境界の深さ

(2) 手順

- 1) 積雪の初期データ与える (ρ_{dry} , ρ_{lw} , T_s , ρ_D のプロファイル)。
- 2) アルベード及び液体水流下フラックス・熱伝導率プロファイルを計算する。
- 3) 気象データを使って液体水流下を考慮した熱収支を解き次の時間刻みの T_s , ρ_{lw} プロファイルを計算。
- 4) 3) によって求まる単位時間単位体積当たりの融雪量 F を考慮して, 3) で求まる前の時間刻みの ρ_{dry} , T_s , ρ_{lw} を使って粘性圧縮による ρ_{dry} の変化を求め,

液体水流下フラックスを考慮して ρ_D の変化を求める.

- 5) この結果積雪深が変化するので各層の水量, 熱量, 汚れ粒子重量が保存されるように層を切り直す
6) 2) に戻る.

付 録

大気から積雪面へのエアロゾル降下量の推定

Yamamoto et al. (1968) より, 大気中での単位体積中のエアロゾル粒子の粒径分布を

$$n(r) = cr^{-4} \quad r: \text{半径}, c: \text{定数}$$

と仮定すると, 大気単位体積中でエアロゾル粒子の占める体積 v は

$$v = \frac{4}{3} \pi \int_{r_s}^{r_L} r^3 n(r) dr,$$

$$r_L \approx 2 \mu\text{m}, r_s \approx 0.1 \mu\text{m}$$

であり, ほぼ一定とみなすことができ,

$$v = A(m^*) \beta \quad \beta: \text{大気混濁度} \\ A(m^*) = 0.4 \times 10^{-8}$$

と表される. したがって,

$$c = \frac{3}{4\pi \log(r_L/r_s)} A(m^*) \beta$$

である. 地上付近の降下速度は,

$$w_D(r) = n_D a r^b \quad (\text{cm/s}), \\ a \approx 1.32 \times 10^{-2}, b \approx 2$$

と近似する. ここで n_D はエアロゾルの密度で 2.7 g cm^{-3} を与える. すると, エアロゾル粒子の降下量は,

$$\int_{r_1}^{r_2} n_D \frac{4}{3} \pi r^3 n(r) w_D(r) dr \\ = \frac{A(m^*)}{\log(r_L/r_s)} \beta n_D^2 a \int_{r_1}^{r_2} r dr$$

いま, 半径 $7 \mu\text{m}$ までのエアロゾル粒子を考え, $r_2 = 7 \mu\text{m}$, $r_1 = 0.05 \mu\text{m}$ とすれば, エアロゾル粒子降下量は,

$$3.14 \times 10^{-9} \cdot \beta \quad (\text{g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$$

で与えられる. たとえば, 札幌での冬の観測値 $\beta = 0.1$ (Yamamoto et al., 1968) を用いると

$$3.14 \times 10^{-10} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} = \\ 8.14 \times 10^{-4} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{month}^{-1}$$

である.

文 献

- 秋田谷英次, 1964: しもぞらめ雪の研究, 低温科学, 物理篇, **23**, 67-74.
秋田谷英次, 1969: 地中から積雪内へ流れる熱流の測定, 低温科学, 物理篇, **27**, 409-413.
Anderson, E. A., 1976: A point energy and mass balance model of a snow cover, NOAA Tech. Rep. NWS 19, U.S. Dep. of Commerce, Silver Spring, Md.
Colbeck, S.C., 1978: The physical aspects of water flow through snow, Adv. Hydrosci., **11**, 165-206.
Fukami, H., K. Kojima and H. Aburakawa, 1985: The extinction and absorption of solar radiation within a snow cover, Ann. Glaciol., **6**, 118-122.
樋口敬二・名越昭男・田中洋一, 1977: エアロゾルの雪面への降下蓄積, 文部省特定研究, 研究課題番号110518, 87-100.
和泉 薫・藤岡敏夫, 1975: 積雪の変態と熱伝導率の研究 I, 低温科学, 物理篇, **33**, 91-102.
木下誠一, 1963: 0°C の水に浸した雪の圧縮 I, 低温科学, 物理篇, **21**, 13-22.
小島賢治, 1957: 積雪層の粘性圧縮 III, 低温科学, 物理篇, **16**, 167-196.
近藤純正, 1988: 積雪の熱伝導と融雪水の流下速度のパラメータ化, 雪氷, **50**, 17-24.
近藤純正・沼田洋一, 1988: 積雪表層密度のパラメータ化, 雪氷, **50**, 80-86.
近藤純正・沼田洋一・山崎 剛, 1988: 積雪面アルベードのパラメータ化, 雪氷, **50**, 216-224.
Kondo, J. and H. Yamazawa, 1986a: Bulk transfer coefficient over a snow surface, Boundary-Layer Meteorol., **34**, 123-135.
Kondo, J. and H. Yamazawa, 1986b: Measurement of snow surface emissivity, Boundary-Layer Meteorol., **34**, 415-416.
鴻野繁和・前野紀一, 1979: 融雪による積雪内固体粒子の移動, 低温科学, 物理篇, **38**, 81-92.
前野紀一, 1986: 基礎雪氷学講座 I, 雪氷の構造と物性 (前野紀一, 福田正己編), 古今書院, 173-181.
成田英器, 1971: 積雪の比表面積の測定 II, 低温科学, 物理篇, **29**, 69-79.
扇谷繁二, 1946: 文献からひろった積雪の熱伝導度, 雪氷, **8**, 53.
太田岳史, 1989: 気温および降水量による山地積氷量の経時変化の推定, 雪氷, **51**, 37-48.
Shimizu, H., 1970: Air permeability of deposited snow, Low temperature Sci. Ser., A, **22**, 1-32.
Shinojima, K., 1967: Study on the visco-elastic deformation of deposited snow, Physics of Snow and Ice (ed. H. Oura), Inst. Low. Temp. Sci. Hokkaido Univ., I (2),

875-907.

高橋喜彦・相馬清二, 1956: 夜間輻射による積雪層の冷却について, 雪氷, **18**, 43-47.

Warren S. G., 1982: Optical properties of snow, Rev. Geophys. Space Phys., **20**, 67-89.

Wiscombe, W.J. and S.G. Warren, 1980: A model for the spectral albedo of snow, I: Pure snow, J. Atmos. Sci., **37**, 2712-2733.

山田知充・長谷美達雄・和泉 薫, 佐藤篤司, 1974: 積雪組織の異方性と弾性波の伝搬速度及び熱伝導率につい

て, 低温科学, 物理篇, **32**, 71-80.

Yamamoto, G., M. Tanaka and K. Arai, 1968: Hemispherical distribution of turbidity coefficient as estimated from direct solar radiation measurements, J. Meteor. Soc. Japan, **46**, 287-300.

山崎 剛・櫻岡 崇・中村 亘・近藤純正, 1991: 積雪の変成過程について II, 観測とシミュレーション, **53**, 125-133.

吉田順五・岩井 裕, 1950: 積雪塊の熱伝導率の測定, 低温科学, 物理篇, **3**, 79-87.

A study of snow metamorphism: I Model description

Takeshi YAMAZAKI, Takashi SAKURAOKA¹⁾, Toru NAKAMURA and Junsei KONDO

Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai, 980 Japan

¹⁾Present affiliation: *Daiwa Sohken*

Abstract: A one dimensional model has been developed to simulate all-around snow metamorphism using meteorological data. This model takes into account the heat balance at snow surface and the heat conduction in snow as well as the liquid water flow and the densification, and calculates time series of profiles of temperature, liquid water content, snow density and solid impurities density. Improvements were made on parameterization of the compactive viscosity coefficient of wet snow and the thermal conductivity. Albedo decrease by impurities and liquid water in snow was considered for albedo parameterization.

(1990年10月1日受付, 1990年1月9日改稿受付, 1991年2月19日受理)