Zyungo YOSIDA 1954 A Theoretical Study on Subsidence Force of Snow.
Low Temperature Science, A, 12. (With English résumé p. 35)

積雪の沈降力に關する一考察*

吉田順五
(低温科學研究所 應用物理學部門)
(昭和29年3月受理)

I. 緒言

地面のうえにつもつた雪はしだいにしまつて，それにつれて積雪面がさがつてゆく。そのさい，はじめ積雪面の下にあつた物体は，つよい力で下にひつぱられる。このため，木の下枝がおれたり，塀や棚がこわれたり，電柱の支線がゆるんだり，送電用鐵塔の根本ちかくの骨組がまがつたりする。積雪がこのようにして，その沈降とともに，内部にある物体にくわえる力を沈降力という。沈降力の研究にはじめて手をつけたのは平田徳田郎で昭和 11 年のことであるが[1]，そのご多くの人々が沈降力の研究をおこない，最近になつて荘田[1]，古川[2]，四手井[3]，林，古市，島田[4] の諸氏のすぐれた研究論文が日本雪氷協會の「雪氷の研究」第1巻に掲載された。その研究結果をみると，簡單なばあいには多少とも理論的あつかいが可能のように思われるので，ここに，ごく近似的なものではあるが，數量的考察をくわえるわけである。

II. 雪のなかの力

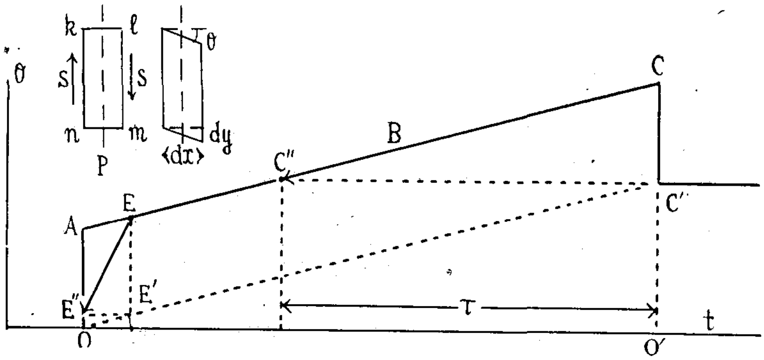
ここであつかうのは，二次元のばあいで，たとえば，地上ある高さで水平に長くつずいている棒とか塀や棚などにかかる沈降力である。沈降力はこれらの物体の上面にかかると考えられるので，この上面は受壓面といわれている。第2圖は，物体の長さの方向に垂直なひとつの斷面を示すものとする。單位長さだけ距たつたこのようなふたつの斷面のあいだにある雪について考えれば充分なことは明かである。

第2圖 の Q が受壓面を表わす。はじめ，水平面 L, L′ が Q の高さと一致していたときに，さらにその上に雪がつもり，それからある時間 t だけたつたときの様子を第2圖は示している。雪の沈降とともに，L L′ は圖に示した位置にさがるが，はじめ L L′ よりも上にあつた表面層は Q にささえられて圖のような形になる。Q のちかくでは宙にういて，その下面はある距離 $D(t)$ だけへだたつたところで水平面 L L′ に接觸する。積雪の表面 S S′ の形は，實際には，Q のま上ではまるみをもつている。しかし，ここでは，考えを單純化するために，表面層はどこでも鉛直方向の厚さとしておなじ厚さ b をもつていると假定するので，積雪表面 S S′ は圖のように Q のまうえで尖つていることになる。

* 北海道大學低温科學研究所業蹟 第245號

表面層の宙にういた部分で，任意のところに鉛直な斷面 P を考える。この面をとおして，その左右の雪はたがいに力をおよぼしあつているにちがいないが，いま，その力は面に平行な剪斷力だけでなりたち，たがいに押しあう（または引きあう）ところの水平方向の成分はもつていないと假定する。ただし，この假定は，斷面 P 全体にわたつての合力についてだけのものである。合力としては水平方向の押しあい（または引あい）の力はないとしても、斷面 P の左右の雪は，相手をある廻轉モメント M でまわそうとしている。したがつて P の上部では引きあいの力が，下部では押しあいの力がはたらいているはずである。ただ，斷面 P 全体として考えると，この押しあいの力と引あいの力とが打消しあつて，合力としては水平方向の力が存在しないという意味である。しかし，この廻轉モメント M も雪の變形に對して影響を與える。けれども，今は，その影響を無視してゆくこととする。

斷面 P にはたらく剪斷力を單位面積あたり s としよう。第1圖の左上にかいたような，面 P



第 1 圖

を内部にふくむ厚さ dx の雪の部分 kl mn を考えると，その左右の面 kn, lm には圖のように s がはたらいている。この kl mn のなか，どんな位置にでも P に平行な斷面を考えれば，そこにおなじ剪斷應力 s がはたらいているわけである。そして，この s のために kl mn の左側の面 lm は右側の面 kn に對して dy だけ下の方にむかつてずれ，上下の面 kl, mn は角 $\theta = dy/dx$ だけ右下の方にかたむくことになる。θ は剪斷歪で，s のためにひきおこされたのではあるが，その値は現在の s の値だけできまるものではない。現在までに s がどのようなぐあいに作用してきたか，その歴史によつてきまる。したがつて，θ と s との關係は實際には非常に複雜なものとなるが，近似的にはつぎのように考えることができる。

時刻 $t=0$ で急に一定値の s が作用しはじめたとしよう。すると θ は，時間 t の經過とともに，第1圖に示したような變化をする。まず，$t=0$ で θ は瞬間的に O から A にます。そのごは一定速度でましつづけ，直線 ABC によつて表わされる。C 點で s をとりのぞくと，θ は瞬間的に C′ 點までくだり，そのごは一定値をもちつづける。このばあい，CC′ は OA にひとしい。

もしも，$t=0$ で s を作用させたあとすぐに s をとりさると，C 點 は A 點と一致し，したがつて C′ 點は O 點と一致する。このときには，θ と s との關係は全く彈性的とみられるので

$$\gamma = s/\theta = s/\overline{\mathrm{OA}} \quad \cdots\cdots (1)$$

を雪の剛性率という。しかし，s をながいあいだかけておけば，s をとりさつても $\overline{\mathrm{C'O'}}$ のような永久歪がのこつてしまう。これを匍匐という。匍匐の速さ $d\theta/dt$ は，直線 ABC と水平方向とのなす角の正切にひとしいが，これはだいたいに於て s の大きさに比例している。それで

$$\eta = s/(d\theta/dt) \quad \cdots\cdots (2)$$

を雪の粘性係數という。(1), (2) 式の形からわかるとおり，(η/γ) は時間のジメンションをもつている。これを

$$\tau = \eta/\gamma \quad \cdots\cdots (3)$$

として，この τ を雪の緩和時間という。

ところで，雪が C 點 であらわされる狀態にあるとき，s をとりされば，永久歪があとにのこるとはいえ，なにしろ

$$\overline{\mathrm{CC'}} = (s/\gamma) = \overline{\mathrm{OA}} \quad \cdots\cdots (4)$$

だけ歪 θ が元にもどるのであるから，s は彈性的な剪斷力と考えてもよいであろう。しかしまた，(2) 式に示されたように，s と θ とは粘性流体での歪と歪力との關係とおなじ關係になつているので，s は粘性應力とも考えられる。結局 s は，彈性的とも粘性的とも，どちらとも考えられ，これは，既知の概念によつて s を解釋しようとするためにおこることである。現實に存在する s は彈性的ともいわれないし粘性的ともいわれない別の性質のものなのであつて，それが，彈性的であるとか，あるいは粘性的であるとか主張しても意味はないわけである。ただ，ばあいによつて，どちらかの解釋をとると考えやすいときがある。s が作用する時間が緩和時間 τ にくらべて非常にみじかいときは彈性的とした方が考えやすく，沈降力のばあいのように，長いあいだにわたつて作用するときには粘性的として (2) 式の關係をつかつた方が便利である。

$\tau=\eta/\gamma$ の値は數分の程度であるが[5]，その緩和時間という名はつぎのことからきている。雪にある剪斷應力 s をかけて θ なる歪をおこさせたのち，s ではなく θ を一定値にたもつとする。すると，應力 s はしだいに減少してゆく，すなわち，雪の緊張狀態はしだいに緩和されてくるのである。このときの s の變化は，はじめの s の値を s_0 とすると

$$s = s_0 \exp(-t/\tau)$$

で表わされる。したがつて，τ が長いほど緩和に長い時間がかかることになる。

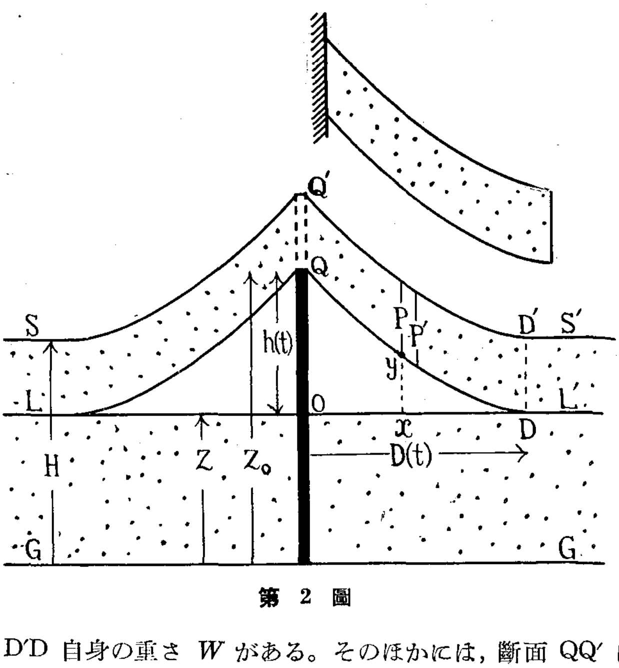
ところで，τ をつぎのように解釋するのもつごうがよい。第1圖の C 點で s をとりさると，歪 θ は C′ 點にもどるが，C′ 點であらわされる θ は直線 ABC 上の C″ 點の θ の値にひと

しい。そして, C″ 點から C 點までの時間はちようど τ にひとしいのである。それで, 雪は, 自分がはじめにあつた狀態である O 點は忘れてしまつて, 現在より τ だけ以前にとつていた C″ 點の狀態を自分のはじめの狀態と誤解し, そこえむかつて彈性的にかえろうとしているということができるであろう。しかし, これには, 匍匐が, すくなくとも τ よりも長い時間つづいたあとであることが必要である。匍匐時間のまだ短い第1圖の E 點であらわされるような狀態では, 雪は O 點にちかい O″ 點をはじめの狀態としておぼえていて, ここにむかつて彈性的にかえろうとする。したがつて, このようなばあいには, 雪は完全彈性にちかい性質を示すことになる。

(2) 式の s と (4) 式の s とはおなじものであるから, このうちの一方の式から他方の式がみちびかれなければならない。$\overline{C'C''}$ は τ にひとしいので, $\overline{CC'}=\tau(d\theta/dt)$ である。これを (4) 式の $\overline{CC'}$ につかい, さらに (3) 式の關係をつかうと, (2) 式がえられる。

III 沈 降 力

前節のはじめにのべたように, 表面層の宙にういた部分, すなわち, 第2圖の QQ′D′D の部分について, 任意の鉛直斷面 P を考えると, P の兩側の雪は鉛直方向にはたらく剪斷應力 s を互におよぼしあつているとして, 沈降力を數學的に求めてみよう。



第 2 圖

はじめ Q とおなじ高さにあつた LL′ 面はしだいにさがつてゆくが, いま, LL′ 面は動かないで, そのかわりに Q がしだいに上の方にのぼつてゆくものと考えなおす。おなじことであるが, このようにした方が考えやすい。Q がのぼるにつれ, 表面層は, それにひつかかつて, もちあげられることになる。

宙にういた表面層の部分 QQ′D′D 全体に外部からはたらく力を考えると, まず, その重心に作用する QQ′D′D 自身の重さ W がある。そのほかには, 斷面 QQ′ にはたらく剪斷力 f_Q と斷面 DD′ にはたらく剪斷力 f_D とがあるだけである。このうち f_D は O である。なぜならば, 表面層は D 點で LL′ 面に切しており, DD′ 面では剪斷歪 θ がつねに O 保たれているため, ここに剪斷應力はあらわれえないからである。また, QQ′D′D の重心は下の方にさがりつつあるけれどもその速度は非常に小さく, したがつて, 加速度も無視してよい。それで, 結局, f_Q と W とは釣合

いをたもつことになり

$$f_Q = W \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (5)$$

なる關係がえられる。受壓面 Q のまうえにのつている雪は，斷面 QQ′ をとおして f_Q なる剪斷力で QQ′D′D を鉛直上方にささえており，それと QQ′D′D 自身の重さ W とがつりあいをたもつているわけである。したがつて，QQ′D′D は，Q のまうえにある雪を自分の重さにひとしい f_Q なる力でひきずりおろそうとしており，それが，Q に傳達されて沈降力となつて現われるわけである。Q の左側にある雪もおなじようにして f_Q なる力をおよぼすので，Q のまうえにのつている雪の重さを W_0 とすれば，沈降力 F_s は

$$F_s = W_0 + 2f_Q = W_0 + 2W$$

として與えられる。

Q のまうえにのつている雪の重さ W_0 を別にすれば，沈降力は表面層の宙にうかされた部分の重さによつて生ずるもので，それが斷面 QQ′ における剪斷力の形をへて Q に傳達されることになる。さらに言葉をかえていえば，QQ′D′D の部分は，第2圖の上部に別にかいた圖のように，QQ′ 面によつて鉛直な壁で片持ちされているのとおなじである。したがつて，片持ちの棒のすべてにあてはまる次の式がなりたつ。すなわち，壁から x の距離にある任意の鉛直斷面についての剪斷力 f と回轉モメント M とは

$$f = w\left\{D(t) - x\right\}, \quad M = \frac{w}{2}\left\{D(t) - x\right\}^2$$

であたえられる。w は棒の單位長さについての重さである。ただ，雪は完全彈性体ではないため，この片持ちの棒はその右端ががしだいにさがつてきて，その部分は LL′ の面にのるようになるわけである。

このようにして，上の考えによれば，沈降力は宙にういた部分の重さ $wD(t)$ で與えられるので，$D(t)$ を求めさえすればそれでよいことになる。

Q のましたの LL′ 上の O 點を原點として，表面層の下面と斷面 P との交點の坐標 (x, y) をとる。すると，斷面 P での剪斷歪は $\theta = dy/dx$ で，その變化速度 $d\theta/dt$ は

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{dy}{dx}\right) = \frac{d}{dx}\left(\frac{dy}{dt}\right) = \frac{dv}{dx}$$

$$\frac{dy}{dt} = v$$

となる。したがつて，雪の粘性係數 η をつかつて，斷面 P の單位面積あたりの剪斷應力 s として

$$s = \eta \frac{dv}{dx}$$

がえられ，斷面 P 全体についての剪斷力 f_P は

$$f_P = b\eta\frac{dv}{dx}$$

となる。b は表面層の厚さであるが，第2圖は紙面に垂直な方向に單位長さの厚さをもつた雪の板を表わしているので，b はまた斷面 P の面積とも考えられる。以後，b は面積と考えた方が便利である。斷面 P の右側にある雪は左側の雪を f_P でひきずりあげようとし，逆に，左側の雪は右側の雪をおなじ f_P でひきずりおろそうとしているわけである。

斷面 P から dx だけ右に，もうひとつの斷面 P′ を考えると，P′ の右側の雪は左側の雪を

$$f_{P'} = b\eta\left\{\frac{dv}{dx}+\frac{d}{dx}\left(\frac{dv}{dx}\right)dx\right\}$$

なる力でひきずりあげようとしている。斷面 P と斷面 P′ とのあいだにある雪には，自分自身の重さ

$$dW = b\rho g dx$$

が外力として働いている。ρ は雪の密度で g は重力の加速度である。したがつて，P, P′ のあいだの雪には，上むきに $f_{P'}$，下むきに f_P と dW とが作用していることになり，これらは互に釣合いを保つていなければならないことから

$$f_{P'} = f_P + dW\,,$$

すなわち

$$\frac{d^2v}{dx^2} = \frac{\rho g}{\eta}$$

なる微分方程式がなりたつことになる。D 點では，v も dv/dx もつねに 0 でなければならない。この條件をみたすような上の微分方程式の解は

$$\frac{dy}{dt} = v = \frac{\rho g}{2\eta}\left\{D(t)-x\right\}^2 \qquad\cdots\cdots(6)$$

である。

われわれのまず求めたいのは $D(t)$ で，ついで $y(x, t)$ である。そのために，(6) 式から出發して，以下のような取扱いをする。

(6) 式で，$D(t)$ は變化しないものと假に考えて，(6) 式を t について積分すると，$t=0$ で $y=0$ という條件のもとに

$$y = \frac{\rho g}{2\eta}\left\{D(t)-x\right\}^2 t \qquad\cdots\cdots(7)$$

がえられる。

任意の時刻 t に對して，$x=0$ での y の値は第2圖の $\overline{\mathrm{OQ}}=h(t)$ にひとしくなければならない。$h(t)$ は，Q が LL′ の上にぬきでた高さで，これは LL′ より下にある雪がしまつたために

現われたのであるが，雪のしまりかたについは石原健二の式[6]をつかうことにする。それによると，はじめ Z_0 の厚さの雪が時間 t だけたつて厚さ Z になつたとすると

$$Z = Z_0\left(1-\frac{t}{A+Bt}\right)$$

なる關係がある。Q の高さを Z_0 とし，LL′ の現在の高さを Z とすれば，上の式がそのままあてはまるわけで，

$$h(t) = Z_0 - Z = \frac{Z_0 t}{A+Bt}$$

がえられる。それで，(7) 式で，$x=0$, $y=h(t)$ とおくと，

$$D(t) = \sqrt{\frac{2\eta Z_0}{\rho g}}\frac{1}{\sqrt{A+Bt}} \qquad (8)$$

がえられる。この $D(t)$ はもちろん近似値ではあるが，$t=0$ で有限な値をもついる。しかし，$t=0$ では表面層の下面 LQL′ は水平面で，$D(t)$ は無限大でなければならないはずである。それで近似度をもう一段たかめるため，(8) 式の $D(t)$ を (6) 式の $D(t)$ につかい，(6) 式を積分して

$$y = \frac{\rho g}{2\eta}x^2 t - \frac{4}{B}\sqrt{\frac{\rho g Z_0}{2\eta}}\sqrt{A+Bt}\;x + \frac{Z_0}{B}\log\left(1+\frac{B}{A}t\right) \quad \cdots (9)$$

をもとめる。この式で dy/dx を 0 になるような x の値をあらたに $D(t)$ にとることにすると

$$D(t) = \frac{4}{B}\sqrt{\frac{\eta Z_0}{2\rho g}}\frac{\sqrt{A+Bt}}{t} \qquad (10)$$

となる。この $D(t)$ ならば，$t=0$ で無限大になる。そのかわり，$t=0$ では，x の値のいかんにかかわらず y が 0 にならなければならないのに，(9) 式の y は $x=0$ でしか 0 にならない。また，$x=0$ の値も正確には $h(t)$ と一致しない。しかし，これらのことは近似式としてやむをえないであろう。

なお，(9) 式は (10) 式をつかうと

$$y = \frac{\rho g}{2\eta}\left\{D(t)-x\right\}^2 t - \left\{\frac{\rho g}{2\eta}\,t\,D^2(t) - \frac{Z_0}{B}\log\left(1+\frac{B}{A}t\right)\right\}$$

ともかかれる。したがつて，表面層の形は，だいたい，D 點を頂點とし，Q を通過する双曲線で表わされると考えてよい。

$D(t)$ がもとめられたので，さきにのべたことにより，沈降力 F_s は

$$\begin{aligned} F_s &= W_0 + 2b\rho g D(t) \\ &= W_0 + \frac{4b}{B}\sqrt{2\rho g\eta Z_0}\frac{\sqrt{A+Bt}}{t} \qquad (11) \end{aligned}$$

によつてあたえられる。$\sqrt{A+Bt}/t$ は t が大きくなるとともに小さくなるので，沈降力はし

だいに減少してゆくことになる。

$D(t)$ を求めるのには，(6) 式の右邊で $x=0$ とおいたもの，すなわち $\rho g D(t)/2\eta$ が，dy/dt の $x=0$ での値，すなわち $dh(t)/dt$，にひとしい條件をつかえばよさそうである。そして，こうして求めた $D(t)$ を (6) 式にいれ，t について積分すれば，y が t の函數として求められる。ところが，この積分で積分常數はひとつしかでてこないのに，y のみたすべき條件としては，$x=0$ で $y=h(t)$，$x=D(t)$ で $y=0$ というふたつがある。したがつて偶然によらないかぎり，これらふたつの條件は滿足されないことになる。しかし，うえに行つたように，(7) 式をつかつて求めた (8) 式の $D(t)$ を (7) 式につかうことにすれば，y のみたすべきふたつの條件はたしかに滿足されている。もちろんこの (7) 式は，正確なものではないが，みたすべき條件は滿足している近似式である。それで，(7) 式をもとにして，うえのようなとりあつかいをしたわけである。

IV. 考察

まず，$D(t)$ の値を數値的にとりあつかう。さきにあげた石原健二の研究は長野縣關山の雪について行われたもので，時間 t の單位に「日」をつかつて

$$Z = Z_0\left(1-\frac{t}{2.23+1.13\,t}\right)$$

として表わされている。すなわち，$A=2.23$ day，$B=1.13$ である。雪の粘性係數 η は $-1°C$ から $-3°C$ までの範圍で，だいたい 5×10^8 gr/cm·sec としてよいであろう。雪の密度 ρ として 0.3 gr/cm³，重力加速度 g として 980 cm/sec² をとると，$D(t)$ の式は

$$D(t) = 10\sqrt{Z_0}\,\frac{\sqrt{2.23+1.13\,t}}{t}\ \mathrm{cm}$$

となる。ただし，ここで，Z_0 には cm を單位とした値，t には day を單位とした値をつかわなければならない。函數 $\sqrt{2.23+1.13\,t}/t$ は第3圖のグラフのようになり，$t=0$ での無限大の値から，1日たつと 1.8；2日で 1；5日で 0.55 というように，はじめは急激にへり，10日の 0.37 からあとはゆつくり減少して 60日で 0.14 になる。受壓面 Q の高さを 1 m，すなわち，$Z_0=100$ とすると，上の式から，$D(t)$ は 2日で 1 m；5日で 55 cm；10日で 35 cm，60日で 14 cm という勘定になる。$D(t)$ の實測値を知らないので，これが實際のものとどの程度にちがうかわからないが，ちがいがあるとしても大きくはないと考えられる。なお第3圖に示したように，$\sqrt{2.23+1.13\,t}/t$ は t が 10 以上になれば $\sqrt{1.13}/\sqrt{t}$ とほとんどちがわない。このばあいには，

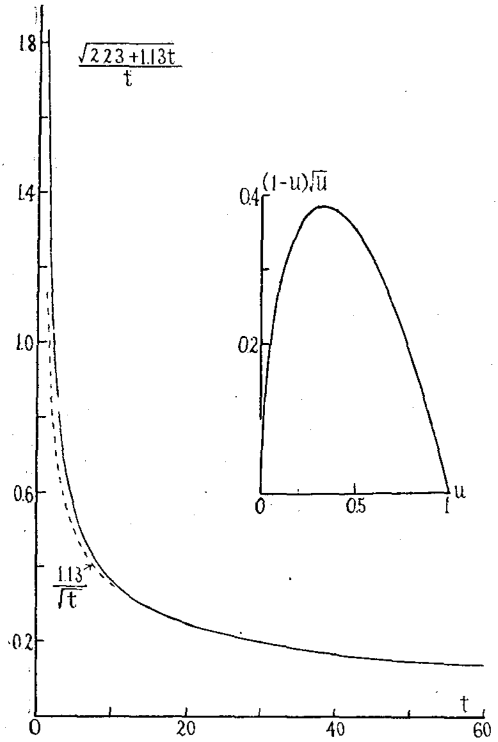
$$D(t) = 10.6\sqrt{Z_0/t}, \qquad (t>10)$$

としてよい。

さきにのべたように，沈降力 F_s は，この $D(t)$ の範圍内にある表面層の重さであるから，新

たな降雪がないかぎり，F_s は時間とともにへつてゆく。この論文のはじめにあげた諸氏の報告にも，F_s が降雪のないときには減少してゆくことがあらわれている。また，F_s の大きさそれ自身も，うえのような考えかたでもとめられるものと，あまりひどくはちがわないようである。

うえの議論は，自然積雪面がちようど受壓面Qの高さにあるときを時間 t の原點，すなわち $t=0$ とし，そのときに，この積雪面のうえに新たにできた積雪層について考えたものである。實際には，この積雪層がある程度變形したときに，つぎからつぎと，第2層，第3層と雪層が重なつてゆく。こういうばあいについては，もうすこし理論を細かくしなければならないが，近似的にはつぎのように考えてもよいであろう。そして，それは，少なくとも定性的な考えをするうえには役にたつように思われる。時刻 t は今までとおなじにとることにして，第2層ができた時刻を t_2，第3層のできた時刻を t_3 として，表面層の厚さが，t_2 では，はじめの b から b_2 にまし，t_3 では，さらに b_3 にますと考えるのである。(8), (10) 式の $D(t)$ や表面層の形をあらわす (9), (10) 式には表面層の厚さはふくまれていないから，b に上のような變化があつても，これらの式はなんらの變更もうけない。ただし，沈降力 F_s は表面層の厚さに比例するので，F_s は時刻 t_2, t_3 で不連續的に增加することになる。そして，この增加がおこつたあと，つぎの降雪があるまで除々に減少してゆく (すでに t_2, t_3 は大きな値になつているから，$D(t)$ の減少速度は小さい) ことになり，これらのことは實測の結果とほぼあつている。



第 3 圖

自然積雪深 H (第2圖參照) がおなじなばあい，受壓面 Q の高さ Z_0 によつて F_s はかわるはずである。ある一定時刻 t での沈降力は，さきの式により，k_1 を比例常數として

$$F_s = k_1 b\sqrt{Z_0}$$

とかきあらわすことができる。b は受壓面 Q によつて宙にうかされた表面層の厚さであるから，Z_0 が小さいほど b は大きい。そして，H, Z_0, b とのあいだには，

$$H = k_2(b+Z_0) \qquad (k_2 < 1)$$

の關係が近似的になりたつていると考えられる。なぜならば，自然積雪は，はじめは，すなわち

$t=0$ においては，Z_0 の厚さの雪層とその上の b の厚さの雪層とが重なつていたのが，それが重なつたまま沈降したものにほかならない。そして，この両方の層とも，近似的には，おなじ割合でその厚さを減少してゆくとみてよいからである。うえのふたつの式を組合わせ

$$u = (k_2 Z_0)/H$$

とおくと，k_3 を第3の比例常数として

$$F_s = k_3(1-u)\sqrt{u}$$

がえられる。k_2Z_0 は，受壓面の高さが，積雪がしまるのとおなじ割合いで減少したと假想したばあいの受壓面の高さである。それゆえ，もしも，k_2Z_0 が H よりも大きければ，受壓面ははじめから雪をかぶつていないわけで，沈降力はあらわれない。そして，$k_2Z_0<H$ のばあいには，高さ k_2Z_0 より上にある自然積雪の層が沈降力に有効にはたらいているのであるから，ここで，假に，k_2Z_0 を「受壓面の有効高さ」とよぶことにしよう。有効高さは時間とともに減少してゆくものである。

このように，$k_2Z_0<H$ のときだけが問題になるので，u はつねに 1 より小さい。そして，$(1-u)\sqrt{u}$ は，$u=\dfrac{1}{3}$ で極大値をもつ，第3圖右上部にかいたような函數である。すなわち，有効高さが自然積雪面の高さの 1/3 の受壓面がいちばん大きい沈降力をうけるという結果がえられた。このことは，莊田幹夫のえた結果（引用文献 (1) の第6圖）とある程度一致しているようにみえる。

以上，受壓面によつて宙に支えられた積雪表面層の鉛直斷面には，合力としては剪斷力しかはたらかいいないとの假定のもとに議論をすすめてきた。しかし，鉛直斷面でなく，それと傾いた斷面をとれば，その面には，それに平行にはたらく剪斷力も，それに垂直にはたらく張力または壓力もあらわれてくるわけである。したがつて，斷面をどういう方向に考えるかで說明のしかたがちがつてくるわけで，古川巖の珠數の模型[2]は，宙にういた層を，鉛直方向にではなく，層の方向に垂直にきつたとした斷面にはたらく力をもとにしての考えとみるべきであろう。結局，雪のなかのストレスの狀態をどのようにして表現するかによつて取扱いかたがちがつてくるのであつて，もつとも簡單なストレスの表現をえらぶのがよいわけであろう。

筆者自身は沈降力の實驗も觀察も行つたことがなく，ただ，報告された研究結果だけによつて，うえのように考えたのである。實際を知らないものとして，とんでもない誤解をしているかもしれないので，實際に沈降力の研究にたずさわつている方々に特に御叱正をおねがいするしだいである。

この研究は文部省科學研究費によつて行われたものである。

文　　献

1) 荘田幹夫 1953 電柱支線及び送電鐵塔に對する積雪の沈降力の研究. 雪氷の研究(日本雪氷協會發行), **1**, 139～154.
2) 古川 巖 1953 沈降荷重の研究. 同上, **1**, 155～166.
3) 四手井綱英 1953 積雪の沈降力. 同上, **1**, 167～179.
4) 林 潔・古市千太郎・島田 潔 1953 鐵塔の脚部に加わる積雪の沈降力. 同上, **1**, 180～188.
5) 吉田順五 1953 雪の粘彈性及び雪の破壞抵抗. 低溫科學, **10**, 1～12.
6) 石原健二 1951 積雪深變化の豫報. 雪氷, **13**, 31～35.

Résumé

A body which is completely within snow cover is drawn down by the "subsidence force" as the snow cover gradually settles down. Experimental measurements on the subsidence force have been carried out recently by many researchers in this country. The author derived a mathematical formula for the subsidence force applicable to the case when it was acting on a long horizontal bar and found that the derived formula was in accord with the results of the above mentioned experiments.

The subsidence force F_s acting on a unit length of the horizontal bar is given by

$$F_s = 2b\rho\, D(t)$$

$$D(t) = \frac{4}{B}\sqrt{\frac{\eta Z_0}{2\rho g}}\;\frac{\sqrt{A+Bt}}{t}.$$

b is the thickness of surface snow layer which lay initially above the level of the horizontal bar and ρ is the snow bensity of this layer. g, Z_0, t are respectively the acceleration of gravity, the height of the horizontal bar above the ground surface and the time which has passed since the surface snow layer began to descend. A and B are two constants present in the experimental formula $Z = Z_0\left(1 - \frac{t}{A+Bt}\right)$ given by K. Ishihara which represents the relation between the initial thickness Z_0 of any snow layer and its thickness Z after its subsidence during the time t.

F_s is different for different heights Z_0 of the horizontal bar and attains a maximum value for such a value of Z_0 which is one third of the initial thickness of the snow cover.