HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	過冷却雲中における雪の結晶の成長 : 特に微小水滴の役割について
Author(s)	黒岩, 大助
Citation	低温科學. 物理篇, 14, 1-13
Issue Date	1955-12-30
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/17893
Type	departmental bulletin paper
File Information	14_p1-13.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

Daisuke KUROIWA 1955 Growth of Snow Crystals in Supercooled Cloud. (On the Role of Minute Water Droplets.) *Low Temperature Science, Ser. A, 14.* (With English résumé p. 12)

過冷却雲中における雪の結晶の成長

——特に微小水滴の役割について*——

黒岩大助

(低温科学研究所　純正物理学部門)

(昭和30年10月受理)

I. 緒　　言

雪の結晶が水蒸気の"昇華"によつてできることは常識的なことがらである。多分，実際にもそれに間違いないであろう。しかしながら，最近の雲物理学の進歩は，天然の雪の結晶は，水蒸気が氷について飽和している空間ではできないで過冷却水について飽和している空間でつくられることを明らかにした。つまり，大抵の場合，雪の結晶は過冷却した水滴を含む雲のなかでつくられる。このようなとき，果して純粋に水蒸気の昇華だけで結晶はできてゆくであろうか？雨滴の成長については，最初，数10μ位までの大きさは水蒸気の凝結がきくが，それ以上の大きさでは雲粒の併合効果が大きいことが示されている。同じようなことがらが雪の結晶の成長の初期についてもいえないだろうか？この疑問は，はやくから花島[1]によつて提出されていた。すなわち，花島は低温科学研究所の低温室のなかで人工的に雪の結晶をつくつていた際に，その実験装置のなかに通常の霧粒の大きさに比べると，比較にならないほど小さい微水滴（直径が1～2μぐらいの）が，成長させつつある雪の結晶のまわりに無数に浮遊していることをみとめた。これらの微水滴はあまりに小さいので通常の照明法ではみられないが，背景を暗視野にするとはつきりみとめられた。彼はこのような微水滴はおそらく雪の結晶面に附着すると，あたかも水蒸気分子のようにふるまつて雪の結晶を成長させるであろうと考えた。また，羽生[2]は同じ人工雪の装置のなかにCottrelの原理による電気収塵器をとりつけ，対流で上昇してくる微水滴を予め取除き，結晶には水蒸気だけが供給されるようにすると，雪の結晶の成長はおそくなるだけでなく，実験条件を樹枝状結晶のできる条件にしておいても角板，又は平板結晶しかできなかつたといつている。もし結晶面に水滴が *at random* に附着しても，それでもなお雪の結晶があのように結晶学的に規則正しい形に成長してゆくか否かは，甚だむつかしい問題であるが，そのようなことがおこつているとすれば，微水滴の結晶成長におよぼ

* 北海道大学低温科学研究所業績　第294号

す影響は，水蒸気の昇華による寄与よりもはるかに大きいであろう。

最近になつて，この問題に対する新しい光が熊井[3]によつて投ぜられた。彼は天然にふつてきた雪の結晶をコロジオン膜の上で昇華させ，その蒸発残渣を電子顕微鏡で調べてみると，雪の結晶の中心にあたる部分には，最初その結晶の核とみられる比較的大きな固体粒子が見出されたが，それと同時にその周辺及び雪の中心からはずれた枝にあたる部分には，直径が0.01～0.1 μ にわたる微粒子――おそらく，それらは燃焼成生物とみられる――が一面に分散しているのがみとめられた。電子顕微鏡の視野のなかで，それら粒子の単位面積当りの数を測つてみると，平均1 μ^2 につき約10個になる。これからもとの結晶全面にわたつて附着していた数を推定してみるとその総数は1結晶につき約10^7個になる。もしかりに，これらの微粒子が，雲のなかに存在している直径が1～2 μ 位の微水滴の凝結核であると仮定すると，この結晶に附着した微水滴の総数は10^7個で，質量は $10^7 \times 4/3\pi(0.6\,\mu)^3\rho$ (微水滴の半径＝0.6 μ とす) となり，これだけでも厚さが10 μ，直径1.6 mmの平板結晶ができあがることになる。そうだとすれば水蒸気の昇華によらなくても雪の結晶はつくられることになる。それ故，熊井は，大気中で雪の結晶ができるときは，このような微水滴が附着してつくられるという意見を出したのである。彼の意見には少し飛躍があるように思われるが，それはともかくとして，雪の結晶の成長に及ぼす微水滴の役割を電子顕微鏡による観測事実にもとずいて強調した点で注目されてよいであろう。また，最近になつて中谷[4]は，松本[5]と協同して行つた研究から，−15°C 位までの温度では雪の結晶の表面には常にうすい水の膜が存在すると考えられる；それ故，雪の結晶面に附着した微水滴は直ちに拡がつて結晶成長を助長してゆくであろう，との見解を発表している。

熊井の意見に対してのべられた H. J. aufm Kampe, H. K. Weickmann, H. H. Kedesdy[6] らの批判はこうである。例えば，−10°C で過冷却水について飽和している大気中では，直径1 μ の水滴は，その曲率に起因する水蒸気圧の上昇のため約0.7 secで蒸発してしまう。それ故自然大気中でこのような微水滴は，とくに *hygroscopic* な粒子を核としていない限り，安定には存在し得ない。熊井の発見した微粒子はそのような *hygroscopic* な物質とは思えない。だから，そのような微粒子は，雪の結晶に附着した微水滴の凝結核と考えるのは誤りで，単に表面が水のうすい膜で覆われた“ぬれた粒子”と考えるべきで，このような粒子は下層大気又は逆転層の附近には無数に存在している。それ故，雪の結晶が上空からの落下の途中で2次的に捕捉したものと考えるべきである。また，中谷および花島の人工雪の装置のなかに無数に存在している微水滴は，装置のなかに温度の高い水蒸気源があるため高度の過飽和になつている；それ故，このような微水滴の存在が可能である。しかし，この場合でも雪の結晶のそばまできた微水滴は，氷の低い蒸気圧のため0.03 secぐらいで蒸発してしまう計算になる。だから微水滴が液相のまま結晶面に附着してその成長を助長することはおそらくあり得ない，というのがその反対の主旨であつた。

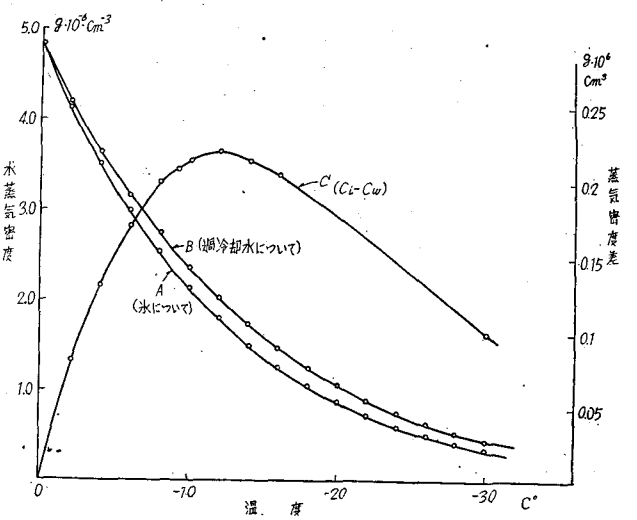
また，最近 J. S. Marshall と M. P. Langleben[7] は中谷および花島の人工雪の実験データをくわしく解析し，その成生条件を論じているが，彼等も結晶成長時における過冷却水滴の役割は液相のままで附着して寄与するのではなく，単に“vapor source”としてのみ役立つている。つまり，水滴がなければ結晶は水蒸気を非常に遠方から引きよせてこなければならないがまわりに水滴があれば，すぐそばから水蒸気を結晶面に拡散させることができ，従つて成長速度が大きくなるといつている。

自然大気中で，とくに雪の結晶が生成されつつあるときに，このような微水滴が存在するか否かはより信頼度の高い観測結果にまつ他はない。しかし，この問題は，自由大気中での結晶成長だけでなく，地上附近でも霜や樹霜の生成機構に重要な関連をもつことがらである。著者は，1954年の冬，北海道旭川市で行われた人工降雪の実験に立会つたとき，川岸の積雪の上に大きく成長している霜の結晶を観測して，この問題に強く心ひかれた。その結晶を調べると水蒸気の昇華だけでなく，川面から立上る“ゆげ”のような細かい微水滴の附着によつてできているように思われたからである。その一部は既に報告[8]しておいたが，ここに再びこの問題について簡単な考察を加えておくのも全くむだなことではないであろう。

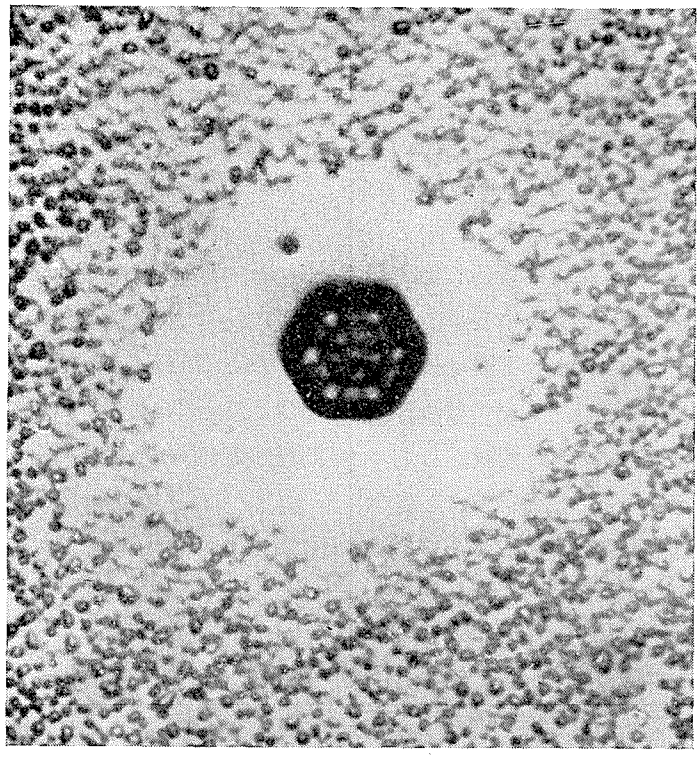
II. 雪の結晶のまわりの diffusion field

我々は先ず，過冷却した微水滴を含む水蒸気で飽和した空間のなかに，1個の雪の結晶がおかれた場合を考えよう。

第1図に示したように，温度が氷点下の大気中では，氷と平衡を保つ水蒸気の密度（曲線Aで示す）は同じ温度の過冷却水と平衡を保つ水蒸気の密度（曲線Bで示す）に比べて小さい。A, B, 2曲線は0°Cで一致するがその差は温度の低下と共に増え，ほぼ−12.0°C附近で極大となり，その後は小さくなつてゆく事が知られている（曲線—C）。それ故，結晶の表面に過冷却水滴が近づくと，両方の蒸気密度の差によつて拡散がおこり，水滴は蒸発して結晶のうえに昇華しなければならない。その結果，結晶のまわりには，霧粒のない透明な空間ができるであろう。実際に，最近実用化してきた人工降雪の実験で，飛行機から過冷却した雲のうえにドライアイスをまくと結晶化がおこ



第1圖　氷及び過冷却水と平衡にある空気中の飽和蒸気密度



第 2 圖 結晶のまわりの過冷却水滴は蒸発して diffusion field の存在を示す

り，その部分に穴があくことが確められている。

第2図は低温室のなかで，スライドのうえに過冷却水滴を一面に凝結させておき，そのなかに氷のかけらをおとしたときの写真である（小林禎作氏撮影）。雪の結晶は，まわりの水滴を喰つて成長し，その周囲に水滴のない空間ができていることがわかる。このような現象は，北海道のような寒地では，冬，窓霜を注意してみるとしばしば気付くことがらである。しかし，この霧粒のない空間の拡がりは，せいぜい中心の結晶の大きさの 2～3 倍程度であつて，それ以上遠くはなれた場所の水滴はほとんど蒸発していない。つまり，結晶の低い蒸気圧力の影響範囲は，結晶のごく近所にだけ限られていることを示す。我々はこの透明な空間のことを，水滴が蒸発して拡散する場所という意味で “diffusion field” と呼ぶことにしよう。この過冷却水滴を蒸発させる diffusion field が結晶のまわりのどの範囲まで及ぶか，結晶が一定速度で運動しているときはその拡がりはどうなるか，が雪の結晶の成長に及ぼす微水滴の寄与を知る重要なかぎになる。

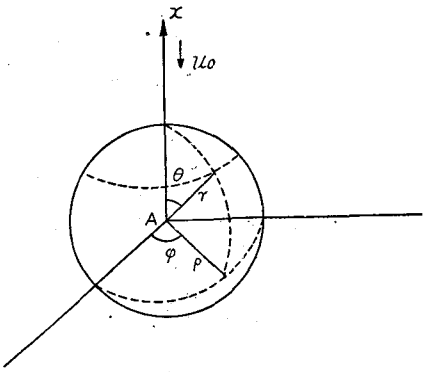
さて，空気中を一定速度で運動しつつある水滴の蒸発又は凝結速度をきめる問題は，古くから Frössling[9]，荻原[10]，辻[11]等によつて研究されてきた。

水滴が運動していると考える代りに，水滴を空間に固定し，その周辺を一定速度 u_0 の空

気が流れているとする。水滴 A の中心を円壔坐標の原点にとり，x 軸を風の方向にとると水滴のまわりの水蒸気密度 c の分布は

$$u_x\frac{\partial c}{\partial x}+u_\rho\frac{\partial c}{\partial \rho}=D\left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial c}{\partial \rho}+\frac{\partial^2 c}{\partial \rho^2}\right)\qquad(1)$$

で与えられる。第1近似として $\partial c/\partial\rho=0$, $u_x=u_0$, $c=e^{-\alpha x}\chi+c_\infty$ とおいて上式を極坐標 $x=r\cos\theta$, $\rho=r\sin\theta$ に書きなおすと



第 3 圖

$$\left(\frac{\partial}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\theta^2}+\frac{1}{r^2}\cot\theta\frac{\partial}{\partial\theta}-\alpha^2\right)\chi=0\qquad(2)$$

となる。この式を適当な条件のもとにとくと水滴からはなれた任意の場所の水蒸気密度 c を求めることができる。

$$c=\frac{A}{r}e^{-\alpha r(1+\cos\theta)}(c_0-c_\infty)\left(1+\alpha A+\frac{\alpha}{r}A^2\cos\theta\right)+c_\infty\qquad(3)$$

が，荻原の与えた式である。

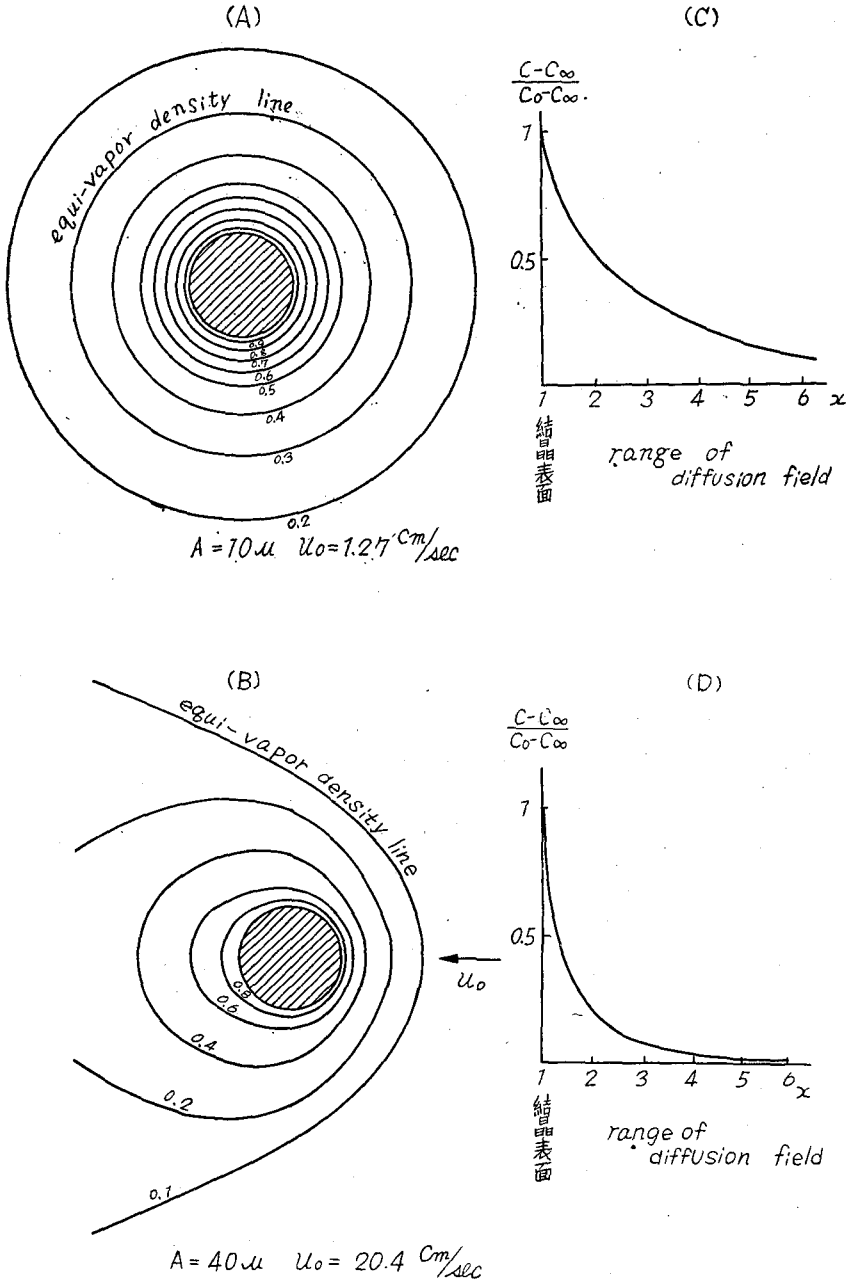
ここに A は水滴の半径，c_0 は水滴の表面の蒸気密度，c_∞ は水滴から十分遠い場所の水蒸気密度，α は $=u_0/2D$ で D は空気中の水蒸気の拡散係数である。α は速度係数とよばれ，風速 u_0 と共に増す。蒸気密度の分布の概念をうるために

$A=40\,\mu$　(u_0=風速であるが落下速度と考えると 20.4 cm/sec となる。)

$A=10\,\mu$　(u_0=落下速度として 1.27 cm/sec)

の場合の $(c-c_\infty)/(c_0-c_\infty)$ を図示したのが第4図の A, B である。実線は水滴のまわりの水蒸気の等密度線をあらわす。半径の小さい——従つて u_0 の小さい——$A=10\,\mu$ の場合の等密度線は，水滴が静止している場合とほとんど同じで対称であるが，$A=40\,\mu$ になつて落下速度 u_0 が大きくなると，水蒸気の等密度線は風上の方につまつて密になる。逆に風下の方は開いて疎になつている。第4図の C, D は，diffusion field の拡がりをみるために，x 軸上を風上にむかつて水滴表面からどれだけはなれた場所の水蒸気密度の差 $(c-c_\infty)$ が，水滴表面の値 (c_0-c_∞) の何分の1に減るかを示したものである。$A=10\,\mu$ の場合は $(c-c_\infty)$ はほぼ水滴からの距離の逆数に比例して減つてゆくが，$A=40\,\mu$ の場合は速度係数 α が大きいため，減衰は急になる。

第4図の水滴のまわりに生ずる水蒸気密度の分布は，我々がこれから問題とする雪の結晶のまわりに生ずる diffusion field にもそつくりそのままあてはまる。この場合は (c_0-c_∞) の代りに (c_i-c_w) とおけばよい。ここに c_i は氷に対する飽和蒸気密度，c_w は過冷却水に対するそ



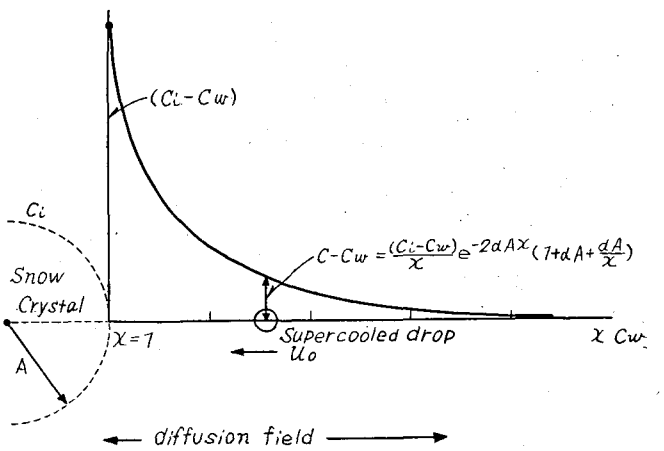
第 4 圖 水滴 (又は結晶) のまわりの水蒸気密度の分布

れである。第4図から，第2図の写真の雪の結晶のまわりの diffusion field の拡がりが，結晶の大きさのほぼ2～3倍にすぎないことが了解されるであろう。

III. 雪の結晶に一定速度で接近しつつある微水滴が蒸發してしまう限界の大きさ

以上のことがらを予備知識として，我々は，結晶に接近しつつある微水滴が diffusion field のなかで蒸発してしまうか，又は蒸発しきれないで液相のまま結晶に附着するか否かを検当してみよう。

そのため，次のような仮定をおく。雪の結晶は半径 A の球で空間に固定しており，半径 a の微水滴 ($a \ll A$) が結晶の落下速度 u_0 に等しい速度で結晶の中心を通る x 軸上を無限遠のところから結晶に近ずいてくるものとする（第5図）。水滴 a は結晶から遠くはなれた場所では蒸発しないが結晶に近接するにつれて，



第 5 圖

A の diffusion field の勢力範囲に入り蒸発し始める。その蒸発速度は結晶に接近すればするほど大きくなるであろう。そして任意の場所における蒸発速度は，その場所における蒸気密度の差 $(c-c_w)$ に比例するであろう。結晶の中心から，その半径 A の x 倍だけ離れた場所における $(c-c_w)$ は(3)式より $r=xA$ とおいて

$$c-c_w = \frac{(c_i-c_w)}{x} e^{-2\alpha Ax}\left(1+\alpha A+\frac{\alpha A}{x}\right) \qquad (4)$$

で与えられる。

ここで我々は次のことを注意しておこう。荻原の与えた(3)又は(4)式では，結晶の半径が大きくなると速度係数 α が増し，従つて αA が大きくなる。その場合，結晶の表面 $x=1$ では $(c-c_w)/(c_i-c_w)=1$ が厳密になりたたない。$A=30\,\mu$ 以下ではほとんど問題はないが $A=40$～$50\,\mu$ ぐらいになると数パーセントの error を生ずる。

一般に，水蒸気密度の差 $(c-c_w)$ によつて蒸発しつつある半径 a の水滴の蒸発速度 dm/dt は次式で与えられる*。

---

* 微小水滴の蒸発速度に関する厳密な式は辻[9]によつて与えられている。しかし，辻の蒸発公式のなかには凝結係数 β を含んでいる。過冷却水滴に関する β は今日迄のところわかつていない。それ故吾々は(5)式を使用することにした。

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi Da\,(c-c_w) \tag{5}$$

従つて結晶から x だけはなれた場所における水滴 a の蒸発速度は上式に (4) を代入して

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi Da\,\frac{(c_i-c_w)}{x}\,e^{-2\alpha Ax}\left(1+\alpha A+\frac{\alpha A}{x}\right) \tag{6}$$

となる。

ここで $m=4/3\,\pi a^3\rho$ とおいて，上式を半径 a の変化に書改めると

$$\frac{da}{dt} = \frac{D(c_i-c_w)}{ax\rho}\,e^{-2\alpha Ax}\left(1+\alpha A+\frac{\alpha A}{x}\right) \tag{7}$$

となる。更に $da/dt=da/dx\cdot dx/dt=da/dx\cdot u_0$ $(u_0=dx/dt)$ とおけば

$$a\cdot da = \frac{D(c_i-c_w)}{\rho u_0 x}\,e^{-2\alpha Ax}\left(1+\alpha A+\frac{\alpha A}{x}\right)dx \tag{8}$$

を得る。

最初，微水滴 a は diffusion field から十分離れた場所にあり，a_∞ という半径をもつているが，結晶の表面 $x=1$ に到達したとき半径 a_1 になつたとすると，a_1 は両辺を積分して

$$-\int_{a\infty}^{a1} a\,da = \int_1^\infty \frac{D(c_i-c_w)}{\rho u_0 x}\,e^{-2\alpha Ax}\left(1+\alpha A+\frac{\alpha A}{x}\right)dx$$

より

$$a_1^2 = -\frac{2D(c_i-c_w)}{\rho u_0}\int_1^\infty \frac{e^{-2\alpha Ax}}{x}\left(1+\alpha A+\frac{\alpha A}{x}\right)dx + a_\infty^2 \tag{9}$$

として得られる。

この式で右辺第1項を

$$a_e^2 = \frac{2D(c_i-c_w)}{\rho u_0}\int_1^\infty \frac{e^{-2\alpha Ax}}{x}\left(1+\alpha A+\frac{A}{x}\right)dx \tag{10}$$

とおけば (9) 式は

$$a_1^2 = -a_e^2 + a_\infty^2 \tag{11}$$

となり，a_e は微水滴が速度 u_0 で diffusion field を通過して結晶表面に到達する間に，水滴から蒸発した水の量をそれと equivalent な droplet に換算したときの半径をあらわす。それ故，もし，(11) 式で

i) $a_e = a_\infty$ ならば，$a_1=0$ で微水滴は結晶表面に到達した瞬間に蒸発してしまう。

ii) $a_e < a_\infty$ ならば，微水滴は蒸発しきれないで液相のままで結晶面に衝突する。

iii) $a_e > a_\infty$ ならば，水滴は結晶面に到達しない前に蒸発してしまう。

(10) 式よりみられるごとく，a_e は結晶の落下速度 u_0 と (c_i-c_w) とに大きく関係する。u_0 が大きく，(c_i-c_w) が小さい程，微水滴は蒸発しきれないで，液相のまま結晶面に衝突するこ

とになる。次に，a_e を求めるために

$2aA=a'$ とおけば

$$a_e^2=\frac{2D(c_i-c_w)}{\rho u_0}\int_1^\infty \frac{e^{-a'x}}{x}\left(1+\frac{a'}{2}+\frac{a'}{2x}\right)dx$$

$$=\frac{2D(c_i-c_w)}{\rho u_0}\left(1+\frac{a'}{2}\right)\int_1^\infty \frac{e^{-a'x}}{x}dx+\frac{a'D(c_i-c_w)}{\rho u_0}\int_1^\infty \frac{e^{-a'x}}{x^2}dx$$

$$=\frac{D(c_i-c_w)}{\rho u_0}\left\{(2+a')\int_1^\infty \frac{e^{-a'x}}{x}dx-a'^2\int_1^\infty \frac{e^{-a'x}}{x}dx+a'e^{-a'}\right\}$$

更に，

$a'x=t$，$dx=\frac{1}{a'}dt$ とおけば

$$\int_1^\infty \frac{e^{-a'x}}{x}dx=\int_{a'}^\infty \frac{e^{-t}}{t}dt=-E_i(-a')$$

従つて，

$$a_e^2=\frac{D(c_i-c_w)}{\rho u_0}\left[(2+a')\left\{-E_i(-a')\right\}-a'^2\left\{-E_i(-a')\right\}+a'e^{-a'}\right] \qquad (12)$$

となる。ここに $\{-E_i(-a')\}$ は logarithmic integral をあらわし，Jahnke，Emde の函数表からその数値をきめることができる。

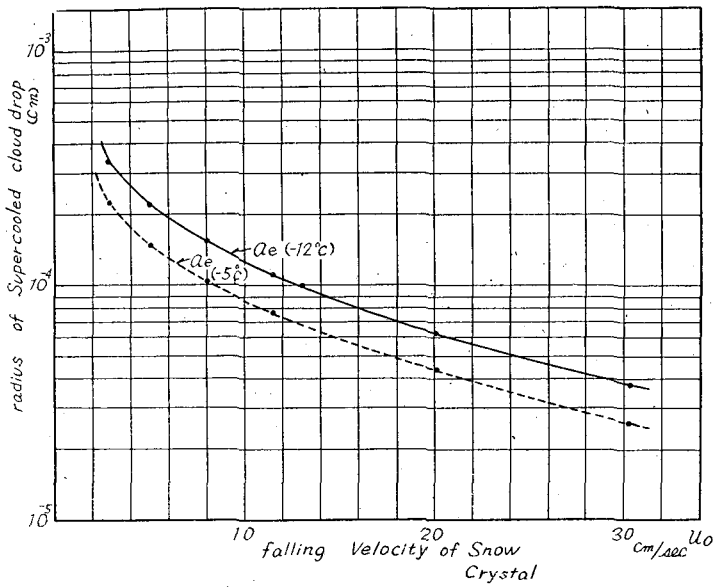
我々は1例として第1図から，(c_i-c_w) が極大値 $0.22\times10^{-6}\,\mathrm{g\cdot cm^{-3}}$ をもつ温度 −12.0°C の場合に，半径 A がそれぞれ 15 μ，20 μ，25 μ，30 μ，40 μ，50 μ の雪の結晶が Stokes の式に従う落下速度で落ちてくる場合の a_e を計算して第1表にかかげよう。

第　1　表

雪の結晶の半径 A (cm)	$15\cdot10^{-4}$	$20\cdot10^{-4}$	$25\cdot10^{-4}$	$30\cdot10^{-4}$	$40\cdot10^{-4}$	$50\cdot10^{-4}$
落下速度 $\mathrm{cm\cdot sec^{-1}}$	2.86	5.09	7.95	11.42	20.4	31.8
$a'=2aA=\frac{u_0A}{D}$	0.021	0.05	0.097	0.168	0.40	0.78
$-E_i(-a')$	3.3547	2.4679	1.9247	1.4051	0.7024	0.3221
a_e (cm)	$3.26\cdot10^{-4}$	$2.12\cdot10^{-4}$	$1.52\cdot10^{-4}$	$1.12\cdot10^{-4}$	$6.37\cdot10^{-5}$	$3.74\cdot10^{-5}$

第　2　表

温　度 (°C)	拡 散 係 数	温　度 (°C)	拡 散 係 数
−20	0.197	10	0.214
−10	0.211	20	0.257
0	0.226	30	0.273



第 6 圖 いろいろな落下速度に対する a_e の計算値

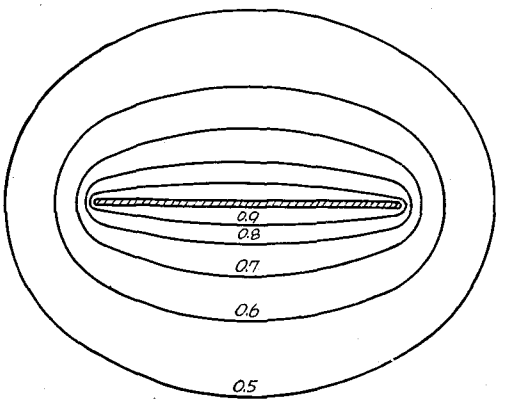
なお計算に使用した −12.0°C における大気中の水蒸気の拡散係数 D は第2表の Montgomery の値から推定して 0.204 を使用した。

第6図は縦軸に a_e を，横軸に落下速度をとつて第1表の計算値を図示したものである。

同図において点線は，温度が −5.0°C における蒸気密度差 $c_i - c_w = 0.15 \times 10^{-6}\,\mathrm{g \cdot cm^{-3}}$ の場合の同様な計算値を示す。たとえば図から，−12°C の場合，$u_0 = 13$ cm/sec で結晶に接近してくる半径 1 μ の微水滴は，$a_e = 1\,\mu$ となる故，結晶面に到達した瞬間に蒸発してしまう。半径 1 μ 以上の微水滴は蒸発しきれないで液相のまま附着し，1 μ 以下の微水滴は結晶に到達する以前に diffusion field のなかで蒸発して結晶面に昇華することになる。更に，落下速度が増せばこの限界の大きさは小さくなつてゆき，大抵の微水滴は液相のままで結晶に附着することになる。

IV. 結　　語

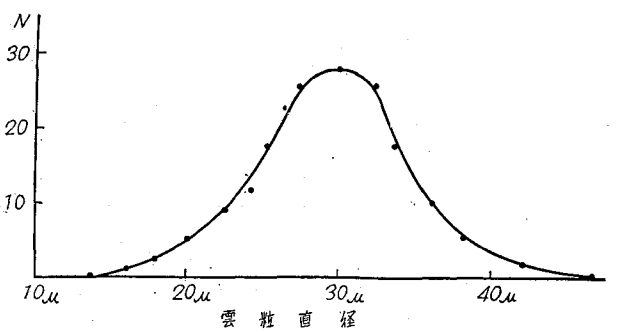
前節に於て我々は，雪の結晶を球と仮定し，その落下速度と周辺に生ずる diffusion field の函数として結晶に接近する微水滴の運命を論じた。その結果，結晶と微水滴との間に相対速度があるときは，微水滴といえども蒸発しきれないで液相のまま附着する可能性がある。従つて，まえにのべた Kampe, Weickmann らの批判は必らずしも正しいとはいえないであろう。ところで，周知のごとく雪の結晶は，角板，針，樹枝状などいろいろ複雑な形をしている。それ故，実際の雪の結晶についてそのまわりの水蒸気密度の分布を analytically に求めることはできないが，水蒸気の移動が拡散方程式に従う以上，静電的な又は流体的なモデルによつて実験的に求めることができるわけである。そうすれば a_e もある程度 estimate できる可能性があ



第 7 圖　円板結晶のまわりの diffusion field

る。第 7 図は，雪の結晶を円板結晶とみなしたときの水蒸気密度の分布を，円板導体のまわりにおける等電位線の分布から類推的に表現したものである。この図からわかるように円板結晶の perimeter に沿う方向の diffusion field はせまくて急であるが，面に垂直な方向（すなわち c 軸方向）のそれは広くてゆるやかである。それ故，同じ速度で perimeter と面とに接近してくる微水滴の a_e は前者が後者に比べてずつと小さくなり，面にむかつてくる微水滴はほとんど途中で蒸発してしまつて液滴のままでは附着しにくくなるであろう。これに反し，perimeter では微水滴は大部分，液滴のまま附着することになるであろう。また，周縁では，水蒸気密度の傾斜が，面のそれに比べ桁違いに大きいため水蒸気の拡散量も多いわけであるが，それに微水滴がプラスしてより成長を早めることになるであろう。

第 8 図は，中谷の著書 “Snow Crystal” から転載した，雪の結晶の面に附着凍結している雲粒の大きさの分布を示す曲線である。この図からわかるように，実際の雪の結晶の平らな面に附着している水滴の大きさには 10 数 μ 以下のものは殆んど発見されていない。この事実は，天然の雲のなかに直径が 10 数 μ 以下の微水滴は存在しないと考えるよりも，うえにのべた理由によつて結晶のまわりの diffusion field の影響によつて蒸発したか，または，蒸発しきれないで液滴のまま附着して，直ちに結晶面に拡がつて痕跡を残さなかつたと解釈してもよいであろう。



第 8 圖　雪の結晶に附着した雲粒の分布

結晶面に液滴のままで附着した過冷却水滴は接触面から結晶化が始まり，遊離される潜熱によつて温度は一たん 0°C まで高められる。しかるのちに結晶面への熱伝導と，空気への熱伝達とによつてやがて氷結してゆくであろう。この氷結に要する時間は，水滴の大きさと気温と落下速度とがあたえられればある程度計算によつて見積ることができる。もし，微水滴が凍結する以前に結晶面に，その場所の結晶学的な orientation に従つて拡がつてゆくものとすれば，凍結時間よりもはやい時間内でそれが行われなければならない。しかもその際，微水滴の凍結に要する時間はその半径の冪によつて小さくなることを注意しなければならない。微水滴

が結晶面で拡がるに要する時間は，簡単に考えれば，附着の瞬間には水滴はおそらく半球状であろうから，接触角は $\pi/2$ である。それが水と氷との界面状態できまるある critical な値に達するまでに要する時間を知ればよいであろう。しかしこの値は，容易には求められそうにない。ただ，中谷，松本によつて指摘されたように，温度が高いときは雪の結晶面は常に水の膜で覆われているものとすれば，水滴の拡がるに要する時間は氷結時間よりも速くなるであろうということが想像できるだけである。この論文はそのような界面現象にまでは立入らないで，簡単な計算から diffusion field における微水滴の消長を論じたのである。何等かの参考になれば幸である。

最後に，有益な御助言と熱心な discussion をしていただいた，堀健夫教授，大浦助教授に対し心から感謝の意をあらわす次第である。この研究の一部は文部省科学研究費によつた。

文　献

1) 花島政人 1944 人工雪の生成条件について—補遺. 低温科学, ***2***, 23.
2) 羽生寿郎 Unpublished
3) Kumai, M. 1951 Electron-Microscop Study of Snow-Crystal Nuclei. Jour. of Met. ***8***, 151.
4) Nakaya, U. 1953 An Electron-Microscope Study of Snow-Crystal Nuclei. Jour. of Glacio., ***12***, 176.
5) Nakaya, U. and A. Matsumoto, 1954 Simple Experiment Showing the Existence of "Liquid Water" Film on the Ice Surface. Jour. of Coll. Sci., ***9***, 41.
6) aufm Kampe, H. J., H. K. Weickmann and H. H. Kedesdy. 1952. Remarks on "Electron-Microscope Study of Snow-Crystal Nuclei". Jour. of Met. ***9***, 374.
7) Marshall, J. S. and M. P. Langleben, 1954 The Theory of Snow-Crystal Habit and Growth. ***11***, Jour. of Meteor. 11, 104.
8) Kuroiwa, D. 1954 Growth of Air Hoar in Supercooled Fog. Low Temperature Science, (in Japanese) Ser. A, ***13***, 105.
9) Frössling, N. 1938 Über die Verdunstung fallender Tropfen. Beitr. Z. Geophys., ***52***, 170.
10) Ogiwara, S. 1944 On the Evaporation of Fog and Cloud Particles (Studies on Evaporation. II) (in Japanese) Jour. of Meteor. Soc. Japan., ***22***, 134.
11) 辻　幹男 1948 微小水滴の蒸発速度について. 気象集誌, 特別号, 40.

Résumé

Kumai[1] and Nakaya[4] have proposed the opinion that the growth of snow crystals in the atmosphere is largely promoted by minute water droplets $1\sim2\mu$ in diameter that directly come in contact with the crystal surface. Kampe, Weickmann[5], etc., on the other hand, maintain the view that, since such minute water droplets will be evaporated within small fraction of a second ($\sim$1/100 sec) owing to the difference between the vapor density over ice and that of supercooled water droplet, the contribution to the crystal growth of the droplets as they are in liquid state is unconceivable. It is true that when the relative velocity between the snow crystal and the water droplet is zero or extremely small, the droplet will be evaporated instantly, but, in case there exists sufficiently large relative velocity, the diffusion field windward will be contracted so that there occurs the possibility that the droplet will come into collision with the crystal without being completely evaporated.

By calculating the amount of evaporation of the droplet in such a case, the author deduced therefrom the equivalent radius a_e of a virtual droplet that would have the same mass as the total amount of evaporation, and by comparing this with the original droplet radius a_∞, he determined the conditions under which the droplet passing through the diffusion field will or will not completely be evaporated. The result indicates that when the fall velocity of the crystal u_0 amounts to 20～30 cm/sec the droplet with the diameter 1～2μ can arrive upon the crystal surface without complete evaporation, even at the temperature −12°C where the vapor pressure difference between ice and water (c_i-c_w) reaches a maximum. The equivalent radius a_e as a function of u_0 and c_i-c_w is given by

$$a_e^2=\frac{D(c_i-c_w)}{\rho u_0}\left[(2+a')\left\{-E_i(-a')\right\}-a'^2\left\{-E_i(-a')\right\}+a'e^{-a'}\right],$$

where D: diffusion coefficient of water vapor,
ρ: density of water
u_0: falling velocity of snow crystal,
$a'=\frac{u_0A}{D}$ (A: radius of snow crystal),
$\{-E_i(-a')\}$: logarithmic integral.