室蘭工業大学
学術資源アーカイブ
Muroran Institute of Technology Academic Resources Archive

霜層の物性および成長速度に関する実験的研究

メタデータ	言語: Japanese
	出版者: 室蘭工業大学
	公開日: 2014-07-30
	キーワード (Ja):
	キーワード (En):
	作成者: 戸倉, 郁夫, 斎藤, 図, 岸浪, 紘機
	メールアドレス:
	所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/3748

霜層の物性および成長速度に関する実験的研究

戸倉郁夫・斉藤　図・岸浪紘機

An Experimental Study on Properties and Growth Rates of Water Frost Layers

Ikuo Tokura, Hakaru Saito and Koki Kishinami

Abstract

The observation of the frosting process in an early stage of the deposition revealed that, in the range of our experiments, the process begins with the condensation of water vapor on the wall in the form of supercooled liquid water droplets. From these observations, it was clarified that the frost density is affected by the number density of the frost nuclei and that the formation of frost nuclei is depending on the heat and mass transfer condtion. Consequently, the dimensional analysis was carried out to find the dimensionless parameters which correlate the thermal conductivity of a frost layer. The experimental results of the density and the thickness of the frost layer were correlated fairly well by the parameters introduced by the dimensional analysis for the case of frost formation on the vertical flat plate in free convection. It was also found that the frost formation process can be divided into two periods if the frost growth data are correlated with the dimensionless parameters presented.

1. 緒　　言

着霜現象は，工業界において，多成分気体からの成分の分離などに利用されている。一方，低温熱交換器の表面上に成長する霜層は，熱抵抗の増大や，流路面積の縮小にともなう通風抵抗の増大をもたらし，その熱伝達性能を低下させる原因となっている。それゆえ，霜層の熱物性や成長量を予測することは，実際面への応用という観点から重要である。また，着霜のメカニズムを知ることは，着霜の促進や抑制すること，換言すれば，着霜の制御方法を考える上での，基礎資料を得ることになり，今後，この分野の発展の基礎となることが期待できよう。

着霜時の熱伝達は，霜層発生初期には，単に〝粗い伝熱面〟と見なせる状態から，より厚く密に成長して表面が融解し，霜層内部の熱移動と，その上に発達する境界層内の熱移動との連成問題として取扱わなければならない状態まで，連続的に変化する。また，着霜は，氷と空気の多孔質物体（霜層）の表面および内部への水蒸気の堆積であり，その密度および相変化（昇華凝縮）温度を一義的に規定できないために，霜層の物性や成長量を簡単には予測できないという特徴を持った現象である。それゆえ，現在まで報告されている着霜に関する研究は，その殆どが実験的な研究である。例えば，霜表面の熱および物質伝達率の測定に関するもの[1) 2) 3)]，あるいは，霜層密度や熱伝導率などの霜層物性の測定に関するもの[4) 5)]等が報告されている。それらの研究により，着霜時の熱伝達と物質伝達の間には，アナロジーが成立すること，および霜層密度が霜層の熱伝導率を決定する大きな要因となっていること等が明らかにされてきた。しかしながら，霜層密度を規定する因子がいまだ十分に明らかにされていない状況にある。したがって，霜層の成長を予測するためには，山川ら[6)]および林ら[7)]が行なったように，霜層をモデル化して密度を決定するか，あるいは，Schneider[8)]や Cremers ら[9) 10)]のように，霜層厚さを直接，霜層表面と冷却面の温度差で整理する方法が採られてきた。しかし，それらの方法は，霜層モデルの幾何学的形状を規定するための実験値が必要であるとか，適用範囲が湿度の高い条件下に限られるというような短所を有しており，霜層成長に関する簡便な予測法が確立しているとは言えない現状にある。

本研究は，霜層の物性および成長速度の予測を試みたものである。着霜初期の霜層成長に関する考察から，次元解析を用いて霜層密度に影響を与える無次元量を導入し，それらの無次元量を用いて自然対流下の垂直平板に付着する霜層の物性および厚さを整理した結果について報告する。

2.　実験装置および実験方法

霜層の諸物性および成長量を調べるために，垂直平板を用いて自然対流下で着霜実験を行なった。実験装置の概略は，図1に示す。着霜板（幅 270mm，高さ 340mm，厚さ 38mm）は，左右対称な構造となっていて（図2），着霜面以外の部分は断熱材で覆ってある。また，側面方向からの空気の流入を防ぎ，自然対流の二次元性を保つために，着霜板は二枚のアクリル板の間に設置された。着霜板は，表面温度を一様にするために，内部に取付けられた仕切板で区切られた流路を流れる冷却液（エチレングリコール水溶液）によって冷却されるので，霜層が両面に付着することになる。一面で，霜層を通る熱量や，霜層表面温度の計測を行い，他の面では霜の付着量の測定を行なった。着霜板は，周囲の温度および湿度が一定となるように，大き

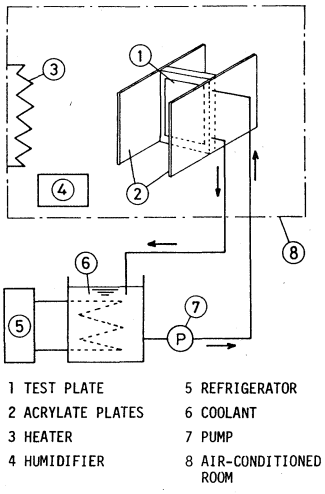

図1　実験装置概略図

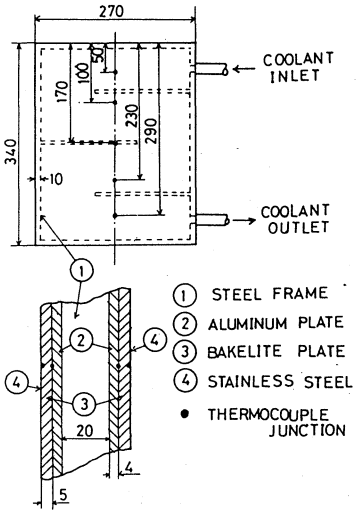

図2　着霜板の構造

さが4m×3m×2m の恒温室内に設置されている。着霜面には，厚さ5mm のベークライト板の表面に，厚さ0.1mm のステンレス板をエポキシ系の接着剤で張ったものを使用した。ベークライト板両側の中央部の高さ方向5箇所に，直径0.1mm の銅・コンスタンタン熱電対を取付け，温度を測定した。霜層を通過する全熱量は，ベークライト板の両面の温度差および熱伝導率を用いて算出できる。霜の付着量は，霜層を幅約2cm で長さ6～8cm 程かき取り，精密天秤で秤量することにより求めた。霜層の厚さおよび表面温度を測定するためには，霜層の表面位置を定義しなくてはならない。霜層は空気と氷から成る多孔質物質であり，着霜条件によっては，平坦ではなくて凹凸の著しい表面を形成する場合があるので，霜層表面位置は測定者の主観によって異なる値を示す可能性がある。本研究では，従来の研究で一般的に用いられている方法として，霜層を巨視的に観察した場合の霜層の先端の平均位置を，霜層表面と定義する。霜層の表面温度は，直径50μm のクロメル・アルメル熱電対を弓状に張り，マイクロメータで移動させて霜層表面に接触させることにより測定した。霜層表面と熱電対との接触は，読取り顕微鏡による目視によって確認した。また，霜層表面温度の測定と同時に，霜層厚さの測定も行なった。実験時間は9時間とし，温度および霜層厚さの測定は，実験開始後1時間目から，ほぼ1時間毎に行なった。実験条件の範囲は，室温が18から25°C，相対湿度が30から73%，冷却面温度が－6から－22°C である。

3. 実験結果および考察

3.1 着霜時の熱伝達および物質伝達

霜層を通過する熱量は以下の式で表される。

$$q_T = q_C + q_W + q_R \tag{1}$$

$$q_C = -\lambda_a \left(\frac{dT}{dy}\right)_f = h(T_\infty - T_f) \tag{2}$$

$$q_W = \dot{m}\{c_{P1}(T_\infty - T_f) + L\} \tag{3}$$

$$q_R = f_1(F,\ \varepsilon)\cdot\sigma\cdot(T_\infty^4 - T_f^4) \tag{4}$$

ここで，q_T は全伝熱量，q_C は対流伝熱量，q_W は水蒸気移動による伝熱量，q_R はふく射伝熱量である。また，着霜速度は，霜の付着量と時間の関係から求めることができ，次式で表される。

$$\dot{m} = h_D(\rho_{1\infty} - \rho_{1f}) \tag{5}$$

q_T は，ベークライト板の両面の温度差と熱伝導率を用いて算出した。式（4）内の $f_1(F, \varepsilon)$ は，室内の幾何学的形状および霜層表面と周囲壁面のふく射率に依存する係数である。境界層内温度分布の測定より求めた q_C と，q_W の測定値を用いて，本実験の $f_1(F, \varepsilon)$ の値を見積ることができる。ふく射伝熱量は，霜層のふく射透過性などにも影響されると考えられるので，上述のようにして求めた $f_1(F, \varepsilon)$ の値は霜層の性状により変化するものと思われ，実測値もかなりの範囲に分布している。本実験ではその平均値として 0.80 を使用した。水蒸気は濃度が小さいので完全ガスと近似し，霜層の表面では相対湿度が 100％であると仮定した。飽和水蒸気圧力には，Goff-Gratch の式[11]による値を用いた。以上の諸関係式を用い，局所ヌセルト数および局所シャウッド数と，局所グラスホフ数の関係を求めると，図3および図4のようになる。図中の実験値は実験開始後約7時間のもので，白丸が霜層表面温度がほぼ0°Cに近い状態の実験値を示し，黒丸は0°C以下（約−10°Cまで）の状態の実験値を示しているが，両者で大きな差がないことがわかる。図より，本実験値は以下のように表される。

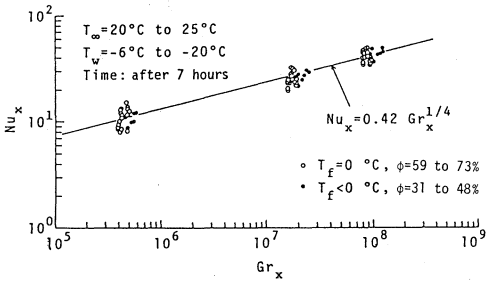

図3　垂直着霜面の自然対流熱伝達

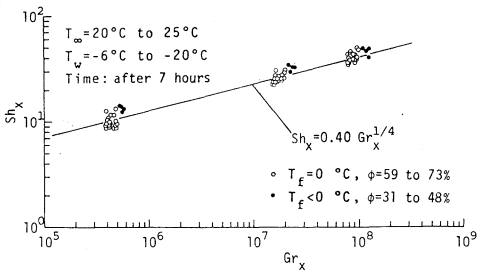

図4　垂直着霜面の自然対流物質伝達

$$Nu_x = 0.42 \quad Gr_x^{1/4} \tag{6}$$

$$Sh_x = 0.40 \quad Gr_x^{1/4} \tag{7}$$

3.2　霜層の熱伝導率

霜層の重要な熱物性値の一つとして，熱伝導率がある。霜層の見かけの熱伝導率は，霜層内部で放出される潜熱の影響も含めて，次式で定義される。

$$q_T = \lambda_F (T_f - T_W)/H_F \tag{8}$$

図5は，霜層の見かけの熱伝導率と密度の関係を示したもので，比較のために，これまで報告されているいくつかの実験結果も併せて記入してある。この図より，λ_F は研究者によって多少異なる値を示してはいるものの，全体としては，ρ_F のみの関数とみて大きな誤りはないと考えられる。すなわち，ρ_F を規定している因子が λ_F を決定していることになり，λ_F を予測するためには，ρ_F に影響を与える諸量がわかればよいということになる。

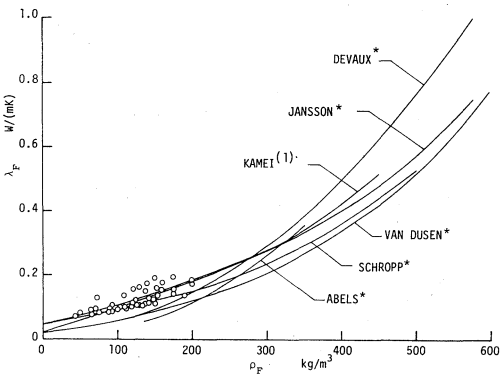

図5　霜層の熱伝導率と密度の関係
（*は，文献4）からの引用による）

以上のような観点から，ρ_F の一般的な挙動を調べてみると，周囲の湿度が一定であれば冷却面温度が低い程（熱伝達大）ρ_F は小さく，冷却面温度が一定であれば，周囲湿度が大なる程（物質伝達大）ρ_F は小さくなる傾向がある。また，冷却面温度が低く（熱伝達大）ても，周囲湿度が低い場合（物質伝達小）には ρ_F は大となることがわかる。それゆえ，熱伝達条件および物質伝達条件は，それぞれ単独にではなく，相互に関連して ρ_F に影響をおよぼしていることがわかる。

3.3　霜層の物性に影響をおよぼす因子

着霜初期の霜層成長の顕微鏡による観察によれば[12]，着霜過程は図6に示されるような経過を辿ることがわかる。本実験程度の冷却面温度では，着霜は，最初に過冷却水滴の凝縮によって始まる。その過冷却水滴が時間の経過とともに成長，合体を繰返して大きくなってゆき，ある時間に凍結して霜堆積の核となる。以後は，その凍結した（霜

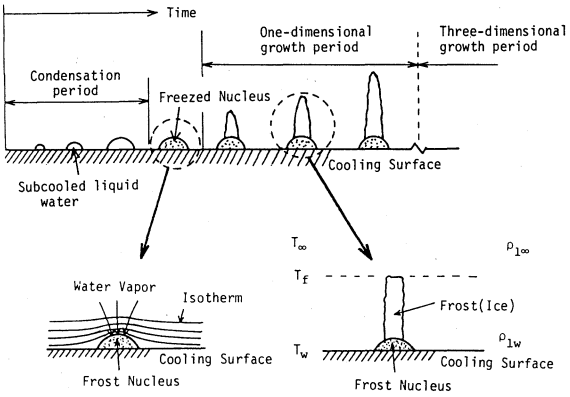

図6　着霜初期の霜成長のモデル図

の核）の上に霜（氷）の結晶が，主として冷却面に垂直方向に一次元的に成長してゆく。さらに時間が経過すると，霜層は冷却面に垂直な方向ばかりでなく，冷却面に並行な方向にも成長する三次元的な成長形態を示すようになることがわかった。霜の核の上に堆積する霜層が，最初一次元的な成長を示す理由としては，水蒸気拡散は濃度勾配の大きな場所ほど大きいので，霜の核の頂部に水蒸気が集中し，霜の結晶が成長するからであると推察される（図6）。このようにして発生した霜の結晶相互間の空隙は，かなり大きなため，ある時間経過した後の霜層のミクロ構造も，霜の核の幾何学的配列や空間的分布によって異なることになる。換言すれば，着霜初期の霜層の構造は，主として霜の核の数密度（単位面積あたりの個数）で決定される履歴を持つと考えられる。

霜層が一次元的な成長を示す場合には，霜層の密度は，結晶成長先端付近の条件よりむしろ霜の核の数密度によって決定されるとみなし得る。そのような霜の核の生成には，冷却面の性状（ぬれやすさなど）や，空気流との間の対流熱伝達および物質伝達条件によって規定されるものと考えられる。それゆえ，λ_F (あるいは ρ_F) 規定する諸量として (λ_F の他に) h, $T_\infty - T_W$, h_D, $\rho_{1\infty} - \rho_{1W}$, L, x, τ および λ_a を選び，次元解析を行うと，つぎの結果が得られる。

$$\frac{\lambda_F}{\lambda_a} = f_2\left(\frac{h_D(\rho_{1\infty} - \rho_{1W})L}{h(T_\infty - T_W)},\ \frac{h_D\tau}{x},\ \frac{hx}{\lambda_a}\right) \tag{9}$$

f_2 (　) 内の第1項は，水蒸気移動による潜熱量と対流伝熱量の比を示す無次元量である。第2項は，周囲湿り空気中に含まれる水蒸気の量に対して，冷却面に伝達される水蒸気量の割合を示す無次元量であり，第3項はヌセルト数である。

上述の次元解析は，着霜初期の霜層の物性は，着霜開始時の熱および物質伝達条件で決定されるという考えを基礎としている。したがって，用いた物理量は，基本的に通常の境界層問題で使用されるものと同様であり，f_2 (　) 内の各無次元量の値は，着霜条件（すなわち T_∞, T_W, ϕ, τ) および式（6）および式（7）で与えられる h および h_D の値を使用すれば，決定することができる。

3.4　実験結果の無次元数整理

3.4.1　霜層密度の無次元数整理

図7は，$(\lambda_F/\lambda_a)/Nu_x^{1/4}$ と $h_D\tau/x$ の関係を示したものである。この図より，$\lambda_F/\lambda_a \propto [(h_D\tau/x)\cdot(hx/\lambda_a)]^{1/4}$ であることがわかる。前述したように，λ_F は ρ_F の関数と考えられるので，ρ_F も無次元量 $(h_D\tau/x)\cdot(hx/\lambda_a)$ の関数となることが期待できる。そこで，ρ_F/ρ_{ice}と$(h_D\tau/$

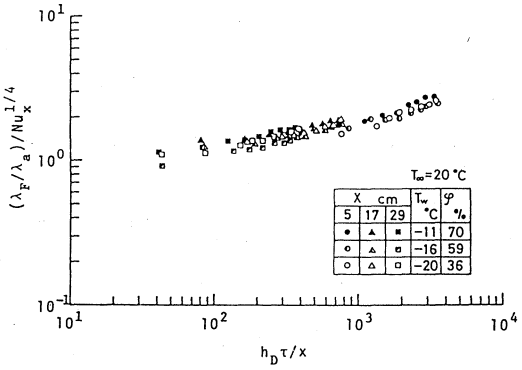

図7　$(\lambda_F/\lambda_a)/Nu_x^{1/4}$ と $h_D\tau/x$ の関係

$x)\cdot(hx/\lambda_a)$ の関係を図8に示す。この図より，ρ_F は冷却面温度が低くなると，わずかながら低い値を示す傾向にある。したがって，ρ_F は，上記無次元量だけの関数ではなく，T_W にも依存しているものと考えられる。図8において，図11の直線（b）で示される部分（三次元的な成長を示す部分）に対応した実験値は，ほぼ次式によって表わされることがわかる。

$$\frac{\rho_F}{\rho_{ice}}=0.001\left[\left(\frac{h_D\tau}{x}\right)\cdot\left(\frac{hx}{\lambda_a}\right)\right]^{1/2},\quad \left(\frac{h_D\tau}{x}\right)\cdot\left(\frac{hx}{\lambda_a}\right)>5\times10^3 \tag{10}$$

霜の付着量の実測値は，図10に示してあるように，時間の約1乗に比例して増加している。また，図11に示されるように，霜層の厚さは時間が経過すると，時間の1/2乗に比例して増加するようになるので，霜の密度は時間の1/2乗に比例して増加することになる。それゆえ，式(10)が成立するということは，周囲から伝達された水蒸気が霜表面だけに堆積するのではなく，霜層の内部にも堆積することを意味しており，霜の成長が図6で示される一次元的な成長に続く三次元的な成長段階へ移行したことを示しているものと考えることができる。また，図8aおよびbより，冷却面温度が高く，かつ周囲の湿度が小さな場合の ρ_F は，式（10）とはかなり

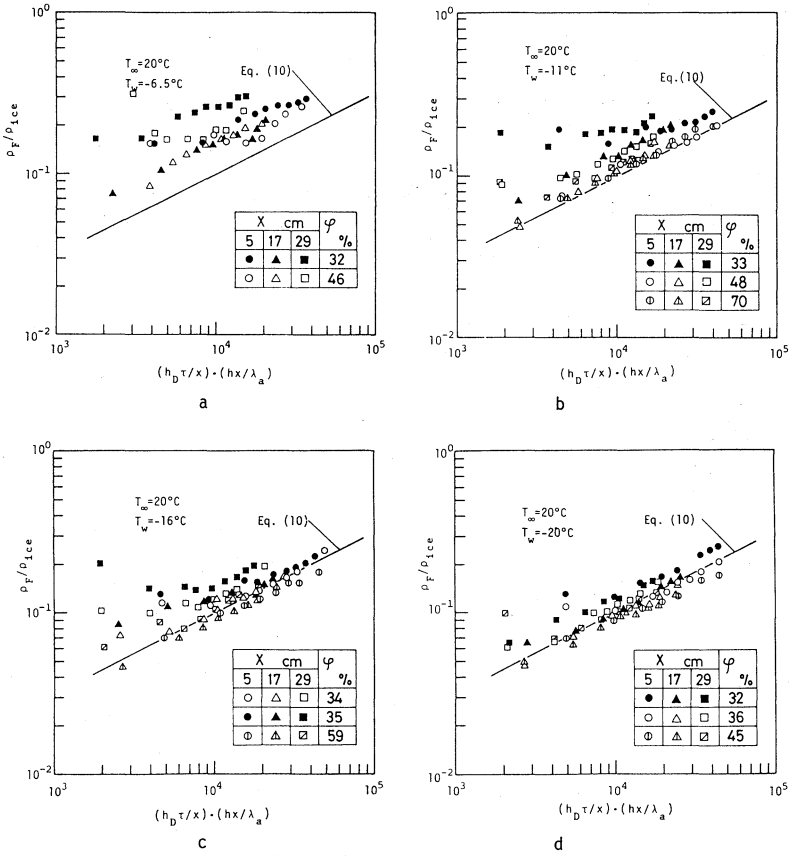

図8　霜層密度の無次元整理

異なる値を示していることがわかる。これらの実験値は図11を参照すると，直線 (a) で近似される(霜層厚さが時間の1乗に比例して増加する)実験値に対応していることがわかる。図9は，霜層が一次元的な成長を示す場合の ρ_F は，霜の核ができた段階での密度と，核の上に一次元的に成長する霜（柱）層の密度の相対的な関係によって決定されるという，著者らの考えを定性的に説明した図である。すなわち，冷却面温度が高く，かつ周囲湿度が小さな条件下では，霜の核の大きさは小さくなる傾向にあり，核が発生し終った段階での密度（過冷却水滴が凍結したものなので，かなり大きな値であると予想される）と，その上に一次元的に成長する霜層の密度との間に大きな差はなく，しかも成長が遅いために，図9の曲線 (a) で示されるように，長時間にわたり密度が大で一定の傾向を示すものと考えられる。一方，冷却面温度が低く周囲湿度も大きな条件下では，霜の核の大きさは大きくなる傾向にあり，核が発生し終った段階での密度と，核の上に成長する霜層の密度の差が大きく，しかも成長速度が大きいので，全体の密度は時間とともに減少してゆき，短時間の内に式（10）が成立する状態になるものと考えられる（図9曲線 (b)）。林ら[13] は，強制対流下で平板上に生成する霜層の成長型を分類し，各成長型におせる霜層密度の経時変化を示している。その結果，着霜速度が大きく，霜層の成長速度が速い場合程，霜層の成長過程の遷移が短い時間内で起り，着霜速度が小さな場合には遷移に要する時間も長くなり，密度もほぼ一定値をとることを述べているが，この傾向は，本実験結果と定性的に非常によく一致している。

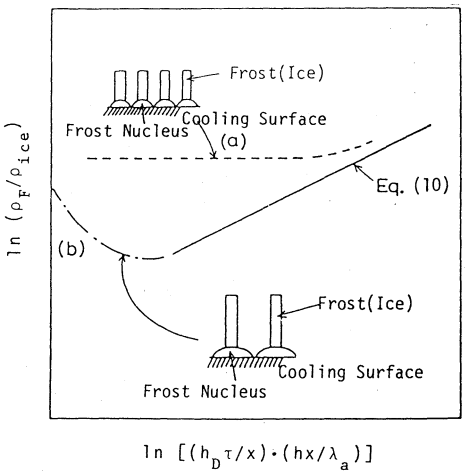

図9　発生初期における霜層の密度変化の説明図

3.4.2　霜層厚さの無次元数整理

霜の付着量は，図10（図中の実線は，実験値の傾向を示したもの）に示してあるように，時間の0.9乗から1.0乗に比例して増加していることがわかる。霜の付着量は次式によって表される。

$$m_F = \rho_F H_F = h_D(\rho_{1\infty} - \rho_{1f})\tau \qquad (11)$$

霜層表面温度は予測が困難なため，ρ_{1f} を前もって計算することはできない。そこで便宜的に ρ_{1f} の代わりに ρ_{1W} を使用すると，霜層厚さは近似的に

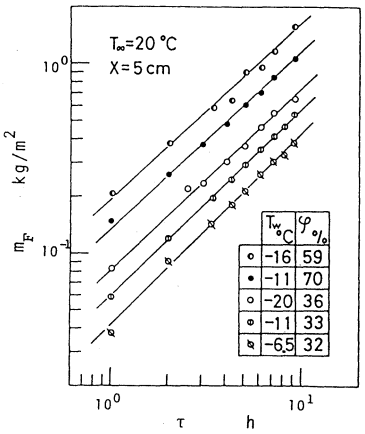

図10　霜の付着量と時間の関係

$$\frac{hH_F}{\lambda_a}=\frac{(\rho_{1\infty}-\rho_{1W})}{\rho_F}\left[\left(\frac{h_D\tau}{x}\right)\cdot\left(\frac{hx}{\lambda_a}\right)\right] \tag{12}$$

となる。ρ_F に，式（10）を代入すると上式は

$$\frac{hH_F}{\lambda_a}\propto\frac{(\rho_{1\infty}-\rho_{1W})}{\rho_{ice}}\left[\left(\frac{h_D\tau}{x}\right)\cdot\left(\frac{hx}{\lambda_a}\right)\right]^{1/2} \tag{13}$$

と書くことができる。図11に，霜層厚さ hH_F/λ_a と $[(\rho_{1\infty}-\rho_{1W})/\rho_\infty]^2[(h_D\tau/x)\cdot(hx/\lambda_a)]$ の関係を示してある。図中の実線（a）および（b）は，後述の式（14）および式（15）を示している。各図で，横座標の値が小さな部分の実験値のバラツキが大きいのは，この部分は，着霜の初期に相当しており，霜層がきわめて薄く，かつ粗いために，厚さの測定精度が悪くなるためである。これらの図より，霜層厚さは式（13）で示されるように，時間の1/2乗に比例して増加していることがわかるが，横座標の値が 10^{-1} 以下では，実験値がこの関係からはずれる傾向がみられた。そこで，霜層厚さのより詳細な変化を調べるために，別の実験装置を製作し，測定開始時間を実験開始後5分からにして，5分から10分間隔で約3時間測定した結果を図12

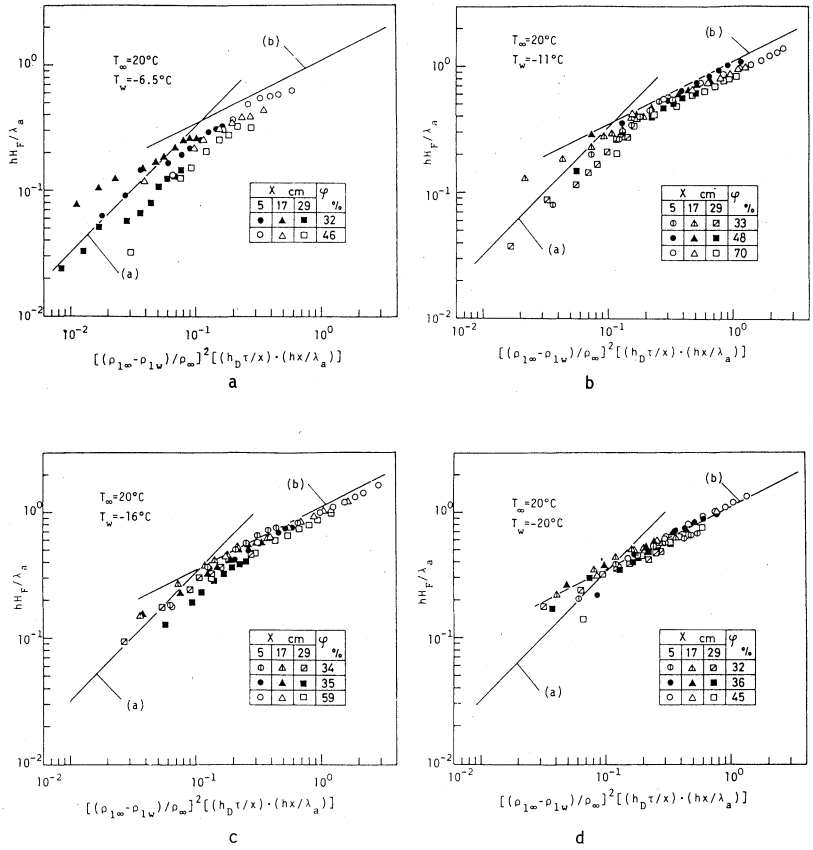

図11　霜層厚さの無次元整理

に示す。この図は，霜の成長を $[(\rho_{1\infty}-\rho_{1W})/\rho_\infty]^2[(h_D\tau/x)\cdot(hx/\lambda_a)]$ の値が約 10^{-1} を境として，二つの部分に分けることができることを明らかにしている。一つは，霜層の厚さが時間の1乗に比例して増加する部分（図12，直線 (a)）であり，これは式（12）からわかるように，ρ_F が一定値をとる場合に実現されると考えられるので，図6で示されるような一次元的な霜の成長を示しているものと考えられる。もう一つは，霜層の厚さが時間の1/2乗に比例して増加する部分（図12，直線 (b)）であり，水蒸気が霜層表面だけではなく，霜層内部にも堆積する三次元的な成長形態を示しているものと解釈できる。各部分の霜層の厚さは，それぞれ以下の式によって整理される。

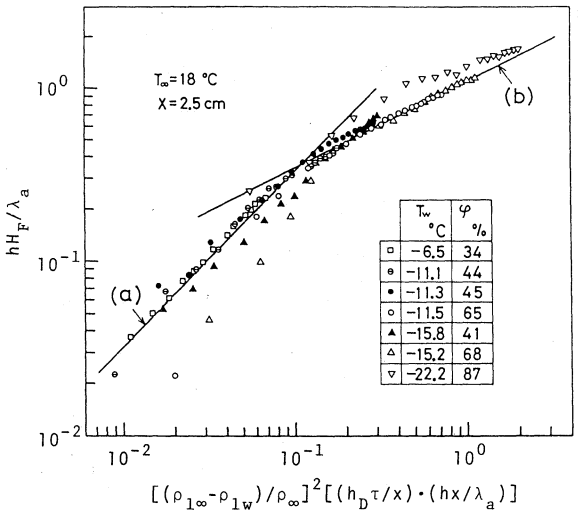

図12　霜層厚さの無次元整理

$$hH_F/\lambda_a = 3.23\,Z,\quad Z<0.11 \tag{14}$$

$$hH_F/\lambda_a = 1.08\,Z^{1/2},\quad Z>0.11 \tag{15}$$

ここで，$Z=[(\rho_{1\infty}-\rho_{1W})/\rho_\infty]^2[(h_D\tau/x)\cdot(hx/\lambda_a)]$ である。

式(15)は，また

$$H_F \propto (\rho_{1\infty}-\rho_{1W})(\tau\cdot h_D/h)^{1/2} \tag{16}$$

と書くこともできる。着霜時の熱伝達と物質伝達の間にアナロジーが成立つと考えると，h_D/h の値は一定値をとるために，霜層の厚さは冷却面上の位置には依存せず，周囲と冷却面の水蒸気の密度差と時間によって決定されることになる。この結果は，平板または円柱状冷却面上に成長する霜層の厚さは，場所に依らずほぼ一様な値を示すという従来までの観測結果[5]と一致している。なお，Schneider は，強制対流中の円柱上に成長する霜の実験を行い，冷却面の形状や，周囲と冷却面の水蒸気の分圧差およびレイノルズ数は，霜層の厚さに影響を与えないことを報告している[8]。しかしながら，彼の実験は，主流の相対湿度が100％に近い条件で行われており，フォグ発生の可能性もあり，本実験結果と比較することは適当ではないと考えられる。

4. 結　　言

自然対流下の着霜実験を行い，霜層の密度および厚さを無次元量を用いて整理した結果，霜層の初期の成長過程は無次元量 $[(\rho_{1\infty}-\rho_{1W})/\rho_\infty]^2[(h_D\tau/x)\ (hx/\lambda_a)]$ の値が約 10^{-1} を境として，霜層厚さが時間の1乗に比例して増加する時間と，時間の1/2乗に比例して増加する時期の二つの部分に分けられることが明らかとなった。それぞれの時期は，霜層が一次元的な成長を示す期間と，三次元的な成長を示す時期に対応しているものと考えられる。また，三次元的な成長を示す時期の霜層の密度は，式（10）で整理されることがわかった。無次元量を導入するために行なった初期の霜層成長に関する考察は，自然対流下の着霜だけではなく，強制対流下の着霜に対しても適用できるものと考えられるので，強制対流下で成長する霜層の密度および厚さも，本研究で得られた無次元量で整理できるものの期待される。

霜層がより厚く，密に成長して霜層表面温度が0°Cに達し，表面の融解が起こる場合には，霜層の稠密化する機構が本研究で対象としているものと異なってくる。本研究は，主として発生初期の霜層を取扱っており，霜層表面の融解が起こる場合には，本研究で得られた無次元関係が適用できない。そのような場合に対する霜層物性の予測に関しては，今後の研究の発展に期待したい。

終わりに，本研究を行うに当り，ご助言をいただいた北海道大学工学部関　信弘教授，ならびに装置の製作にご協力いただいた本学産業機械工学科村本和夫助手に感謝の意を表する。

使　用　記　号

D: 拡散係数	[m²/h]	T: 温度	[K]
Gr_x: グラスホフ数，$gx^3(1-\rho_\infty/\rho_W)/\nu^2$	[−]	x: 冷却板上端からの距離	[m]
g: 重力加速度	[m/h²]	λ_a: 空気の熱伝導率	[W/(mK)]
H_F: 霜層の厚さ	[m]	λ_F: 霜層の熱伝導率	[W/(mK)]
h: 局所熱伝達率	[W/(m²K)]	ν: 空気の動粘度	[m²/h]
h_D: 局所物質伝達率	[m/h]	ρ: 湿り空気の密度	[kg/m³]
L: 相変化の潜熱	[J/kg]	ρ_F: 霜層の密度	[kg/m³]
$\dot{m}$: 着霜速度	[kg/(m²h)]	ρ_{ice}: 氷の密度	[kg/m³]
Nu_x: 局所ヌセルト数，hx/λ_a	[−]	σ: Stefan-Boltzmann 定数	[W/(m²K⁴)]
q_T: 全伝熱量	[W/m²]	τ: 時間	[h]
Sh_x: 局所シャウッド数，h_Dx/D	[−]	ϕ: 相対湿度	[%]

添　　字

$_F$: 霜層　　$_1$: 水蒸気

$_f$: 霜層表面　　$_\infty$: 周囲状態

$_W$: 冷却面

（昭和58年5月20日　受理）

参 考 文 献

1) 亀井・ほか3名：化学機械　**14,** 53 (1950).

2) Whitehurst, C. H.: ASHRAE J. **4,** 58 (1962).

3) Kennedy, L. A. and Goodman, J.: Int. J. Heat Mass Transfer **17,** 477 (1974).

4) Yonko, J. D. and Sepsy, C. F.: ASHRAE Trans. **73,** Part 1. 1−1 (1967).

5) Biguria, G. and Wenzel, L. A.: I&EC Fundam. **9,** 129 (1970).

6) 山川・大谷：化学工学　**36,** (2) 197 (1972).

7) 林・ほか2名：機械学会論文集　**42,** (355) 893 (1976).

8) Schneider, H. W.: Int. J. Heat Mass Transfer **21,** 1019 (1978).

9) Cremers, C. J. and Mehra, V. K.: Trans ASME, J. Heat Transfer **104,** 3 (1982).

10) White, J. E. and Cremers, C. J.: Trans. ASME, J. Heat Transfer **103,** 3 (1981).

11) Goff, J. A.: Humidity and Moisture **3,** (Reinhold, 1965).

12) 斉藤・ほか3名：機械学会論文集（投稿中）.

13) Hayashi, Y・ほか3名：Trans. ASME, J. Heat Transfer **99,** 239 (1977).