

極低温伝熱面上でのミスト化を伴う霜形成メカニズムの解明
に向けた数理モデルの構築

Modeling of Frost Formation with Fog Generation for
Elucidating Its Mechanism on a Cryogenic Heat Transfer
Surface

2024年2月

服部 皓大
Akihiro HATTORI

極低温伝熱面上でのミスト化を伴う霜形成メカニズムの解明に向けた
数理モデルの構築

Modeling of Frost Formation with Fog Generation for
Elucidating Its Mechanism on a Cryogenic Heat Transfer
Surface

2024年2月

早稲田大学大学院 基幹理工学研究科
機械科学・航空宇宙専攻 航空宇宙輸送システム研究

服部 皓大
Akihiro HATTORI

目次

記号表	1
第 1 章 序論	5
1.1 研究背景	5
1.2 着霜現象に関する従来の研究	6
1.2.1 霜形成過程に関する研究	7
1.2.2 霜の結晶形状に関する研究	10
1.2.3 低温環境で生成するミストに関する研究	12
1.2.4 着霜現象の経験的な予測式や霜物性の推定式に関する研究	13
1.2.5 一次元霜成長モデルに関する研究	14
1.2.6 数値流体力学 (CFD) を用いた着霜解析に関する研究	16
1.2.7 ミスト化の数値モデルに関する研究	18
1.2.8 従来の研究のまとめと課題	19
1.3 本研究の目的と方針	19
1.4 本論文の構成	21
第 2 章 異なる伝熱面温度での着霜現象の実験的調査	23
2.1 目的	23
2.2 実験装置・方法	24
2.2.1 着霜試験風洞	24
2.2.2 テストセクション	26
2.2.3 霜層画像の撮影方法	27
2.2.4 冷却平板の構成と冷却方法	28
2.2.5 粒径分布計測方法	30
2.3 実験条件・手順	31
2.4 実験結果・考察：霜質量の計測・二つの光源を用いた霜層とミストの光学計測	32
2.4.1 伝熱面温度による霜形成の違い	32
2.4.2 伝熱面温度による霜形成およびミスト生成の時間変化	37
2.4.3 各伝熱面温度ごとの霜形成過程の特徴	42
2.5 実験結果・考察：ミスト粒子の粒径分布計測	43

2.5.1	バックグラウンド計測結果	43
2.5.2	ページ中・予冷中における計測結果	44
2.5.3	ナノスケール粒子 ($6.15 \text{ nm} \leq d_m \leq 216.7 \text{ nm}$) の計測結果 (SMPS)	44
2.5.4	サブミクロンスケール以上の粒子 ($0.15 \mu\text{m} \leq d_m \leq 10 \mu\text{m}$) の計測結果 (WELAS)	48
2.5.5	ミスト粒径分布計測のまとめ	52
2.6	小括	53
第 3 章	着霜数値解析手法	55
3.1	着霜現象の概要	55
3.2	数値解析上の霜層の表現	55
3.3	霜の体積充填率 ε_f の評価	57
3.4	連成解析	59
3.4.1	流体解析	61
3.4.2	熱 - 物質輸送解析	62
3.5	生成項の評価	64
第 4 章	昇華凝結過程のモデル化	65
4.1	先行研究と目的	65
4.2	昇華凝結モデル	67
4.2.1	単位界面積当たりの相変化量	67
4.2.2	結晶界面の面積	72
4.2.3	昇華凝結モデルのまとめ	73
4.3	検証実験	73
4.3.1	実験装置	73
4.3.2	実験方法	75
4.3.3	実験条件	76
4.4	検証解析	76
4.4.1	解析領域・計算格子	76
4.4.2	初期条件・境界条件・時間刻み	77
4.4.3	表面霜密度	78
4.4.4	霜層内の有効拡散係数	79
4.4.5	数値解析条件	79
4.5	結果・考察	80
4.5.1	格子依存性	80
4.5.2	昇華凝結モデルの評価	80
4.5.3	昇華凝結モデルの界面積パラメータ	84
4.5.4	霜層内における水蒸気の内部拡散パラメータ	92
4.5.5	解析パラメータの検討	94

4.6	小括	96
第 5 章	ミスト化・ミスト堆積過程のモデル化	99
5.1	先行研究と目的	99
5.2	ミスト化・ミスト堆積モデル	100
5.2.1	ミスト化・ミスト堆積モデルの概要	100
5.2.2	ミストに関する一般動力学方程式	100
5.2.3	ミストの核生成・粒径成長・堆積の評価	102
5.2.4	霜層領域の拡大に伴うミスト堆積	107
5.3	検証計算・検証実験	107
5.3.1	計算方法	107
5.3.2	着霜条件	110
5.3.3	格子依存性	110
5.4	数値解析結果・検討	111
5.4.1	霜形状およびミスト生成の様子	111
5.4.2	霜質量	117
5.4.3	後端での突起状の霜形成	120
5.5	小括	122
第 6 章	強制対流下の極低温伝熱面上での霜形成メカニズムの解明	123
6.1	目的	123
6.2	計算方法・条件	124
6.3	ミスト化による霜形成への影響	125
6.3.1	ミスト化による水蒸気の消費と霜形成の抑制	127
6.3.2	フロストヒルの形成過程	129
6.3.3	ミスト化における核生成および粒径成長の寄与	130
6.3.4	ミスト生成量の時間変化と空間分布	132
6.3.5	ミスト化による霜形成への影響のまとめ	134
6.4	ミスト堆積による霜形成への影響	134
6.4.1	ミスト堆積による霜形成およびミスト生成の様子の変化	137
6.4.2	拡散沈着・重力沈降・熱泳動の影響	140
6.4.3	フロストヒル形成への影響	146
6.4.4	ミスト堆積による霜形成への影響のまとめ	147
6.5	重力沈降の過大評価による解析結果への影響	148
6.5.1	ミスト粒径	148
6.5.2	霜形状	149
6.5.3	霜質量	150
6.5.4	重力沈降の過大評価による解析結果への影響のまとめ	152
6.6	小括	152

第 7 章 結論	155
謝辭	159
参考文献	161

記号表

英文字

a	[m]	:	格子定数
A	[m ²]	:	面積
c	[J/(kg K)]	:	比熱容量
c_p	[J/(kg K)]	:	定圧比熱
C_c	[-]	:	カンニガム係数
D	[m ² /s]	:	拡散係数
d	[m]	:	粒径
E	[J]	:	エネルギー
F	[-]	:	内部拡散パラメータ
g	[m/s ²]	:	重力加速度
k	[W/(m K)]	:	熱伝導率
k_B	[J/K]	:	ボルツマン定数
L_{desub}	[J/kg]	:	昇華潜熱
G	[J]	:	ギブスの自由エネルギー
m	[kg]	:	質量
n	[particles]	:	粒子数
p	[Pa]	:	圧力
p'	[Pa]	:	流体運動に伴う差圧
q	[J]	:	熱量
R	[J/(kg K)]	:	気体定数
r	[m]	:	半径
S	[-]	:	過飽和度
T	[K]	:	絶対温度
T^*	[°C]	:	温度 (摂氏)
t	[s]	:	時間
u	[m/s]	:	速度
V	[m ³]	:	体積
ν	[Hz]	:	格子振動数

英文字

x	[m,mm]	:	位置
Bi	[-]	:	ビオ数
Kn	[-]	:	クヌーセン数
Re	[-]	:	レイノルズ数

ギリシャ文字

α	[-]	:	比例係数
α_1	[-]	:	付着係数
α_2	[-]	:	取り込み係数
β	[-]	:	界面積パラメータ
δ	[mm]	:	厚さ
δ_{ij}	[-]	:	クロネッカーのデルタ
ε	[-]	:	体積割合
γ	[J/m]	:	表面張力
γ_{edge}	[J/m]	:	エッジの自由エネルギー
μ	[Pa s]	:	粘性係数
ν	[m ² /s]	:	動粘性係数
ρ	[kg/m ³]	:	密度
ω	[-]	:	質量比

添え字

2DN	:	二次元核
ad	:	吸着
air	:	空気
atm	:	大気
coup	:	連成
cr	:	臨界
crystalsf	:	結晶界面
crystal ∞	:	結晶界面の周囲
depos	:	ミスト堆積
desub	:	昇華凝結
eff	:	有効
f	:	霜
flow	:	流体解析
gr	:	重力沈降
growth	:	粒径成長
hill	:	フロストヒル
ice	:	霜氷
if	:	界面
in	:	流入
ini	:	初期
inn	:	内部
∞	:	遠方, 主流中
m	:	ミスト
mon	:	分子
nucl	:	核生成
plate	:	冷却平板
sat	:	飽和
sd	:	表面拡散
sf	:	表面
step	:	ステップ
th	:	熱泳動
th - m	:	熱 - 物質輸送解析
trans	:	移流
v	:	水蒸気
x	:	x 方向
y	:	y 方向

第1章

序論

1.1 研究背景

着霜現象 (Frosting phenomena) は、空気中の水蒸気が低温固体面上で氷へと昇華凝結して、微細な構造を持つ氷結晶が生成する現象であり、湿潤空気と氷点下の固体面が共存する様々な環境で生じる。この現象は、エアコンや冷凍庫などの冷凍空調機器に搭載される熱交換器の性能低下や流路閉塞、鉄道用架線への着霜によるパンタグラフの故障、農作物の霜害など、さまざまな分野で深刻な問題を引き起こす。とりわけ、低温熱交換器での着霜問題は、その影響範囲の広さから重要視されており、冷凍空調分野を中心に、現象の解明から着霜抑制、制御を目的としたものまで、広く盛んに研究がなされてきた。

近年では、持続可能な開発目標 (課題 7, 13) やパリ協定などに代表されるように、地球温暖化などの環境問題が世界的な課題として議論されるようになってきている。クリーンなエネルギー源として、他の化石燃料に比べて CO_2 や NO_x , SO_x の排出量が少ない、天然ガス (LNG) や水素などへの注目が高まっており、なかでも水素は燃焼時に二酸化炭素を排出しないことから、ゼロエミッション社会実現のカギとして注目されている。エネルギー密度が高く、効率的なエネルギーの輸送や貯蔵を実現する上で有利である液体水素への関心も高まっており、実用化に向けて積極的に関連技術の研究開発が進められている。しかし液体水素は、その液化プロセスにおいて多くのエネルギーを必要とする上に、利用時には再度ガス化して常温まで昇温することが必要であり、全体のエネルギー効率を考えると、昇温時に冷熱を回収して有効に活用することが重要である [1]。液体水素や液化天然ガス (LNG) などの極低温燃料の冷熱活用としては、流入空気の予冷却によるガスタービンの性能向上 [1–3] や、 CO_2 回収技術への応用 [4–7]、超電導分野での利用 [8–10] などの研究が行われている。また、冷凍倉庫の冷却や建造物の空調への活用、冷熱発電への適用など、さまざまな分野への応用が検討されている。

航空宇宙分野においても、輸送機用ジェットエンジンの圧縮仕事の低減と熱効率向上、エンジン内部構造の熱的保護などを目的に、燃料である液体水素の冷熱を活用する研究が進められてきた [11]。現在、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) や大学を中心に開発されている極超音速旅客機用の予冷ターボジェットエンジン (Pre-Cooled Turbo Jet engine, PCTJ) [12–14] にも、流入空気の予冷却を目的とした空気予冷器 (プリクーラ, Precooler) が搭載されている。空気予冷器は、燃

料の液体水素を冷媒として利用し、流入する空気の冷却を行う極低温空気熱交換器であるが、地上運転時や離着陸時などの低速飛行時に大気中の水蒸気が伝熱面に着霜し、伝熱効率の低下や圧力損失の増大、流路の閉塞などを招くことが課題となっている [11]。このような課題の解決のために、凝縮性物質の噴霧 [15, 16] やジェット噴射 [17] などの方法がこれまでも検討されており、着霜による熱交換性能の低下や圧力損失の増大などを低減できることが報告されているが、これらの方法では追加の機構が必要である上に、着霜そのものを抑制することはできない。航空宇宙輸送機用ジェットエンジンにおいて、除霜機構の追加によるエンジン重量の増加や構造の複雑化は避けるべき課題であり、無着霜空気熱交換器の実現という抜本的な解決には至っていないのが現状である。

このような極低温空気熱交換器での着霜問題は、最近では航空宇宙分野以外でも課題となっている。例えば、LNG サテライト基地などでは、LNG を空気熱で気化するために、空気と LNG の間で熱交換を行う大気熱蒸発器 (Ambient Air Vaporizer : AAV) が使用されているが、その伝熱面上でも着霜が同様に問題視されており、盛んに研究されている [18–21]。また、CO₂ 回収への極低温冷熱の活用においても、他の分離技術に比べて高い CO₂ 回収率と純度を得られる利点から研究が進められているが、着霜などによる閉塞のリスクやその対策によるコスト増大が懸念されている [6]。このように、極低温空気熱交換器における着霜問題の解決は、航空宇宙分野に限らず、社会的にも重要な課題の一つである。

上記のような課題の解決のために、極低温空気熱交換器での有効な着霜抑制技術の確立が求められているが、そのためにはまず、着霜現象の詳細な理解が不可欠である。しかし、極低温伝熱面上での着霜現象については、未解明な点が多く残っている。着霜現象は、相変化や熱と物質の同時輸送を伴う現象であり、その複雑さが現象理解の足枷となっている。さらに本研究で対象とする極低温伝熱面上での着霜現象では、伝熱面上での霜形成だけでなく、伝熱面近傍の空気中でも水蒸気が凝縮・凝結し、微小な液滴や氷粒子となる「ミスト化」を伴う。生成する微小な液滴や氷粒子は「ミスト」や「Fog」と呼ばれ、ほとんどが気流により流されるが、一部が伝熱面上に堆積して霜形成にも寄与する。そのため、このようなミストの生成や輸送、堆積がさらに現象を複雑にしており、詳細な霜形成メカニズムは明らかになっていない。このような複雑現象の解明には、実験的手法のみではなく、数値的手法の援用が有効であるが、これまでにミスト化を考慮した有効な着霜数値解析手法はほとんど研究されておらず、ミストの堆積までを考慮した数理モデルは著者の知る限りでは存在しない。

なお、生成する微小な液滴や氷粒子の呼称については、「ミスト」や「Fog」以外にも文献によって様々な呼称があるが、国内においては「ミスト」[22–28]、国外では「Fog」[20, 21, 29–31] と表記されることが多く、本論文においては和名表記を「ミスト」、英名表記を「Fog」とする。

1.2 着霜現象に関する従来の研究

着霜現象は、空気温度や湿度、対流条件、伝熱面の温度や形状など、非常に多くの因子の影響を受ける。中でも、伝熱面温度は重要なパラメータの一つであり、伝熱面温度によって霜層の形成メカニズムも大きく変化する。

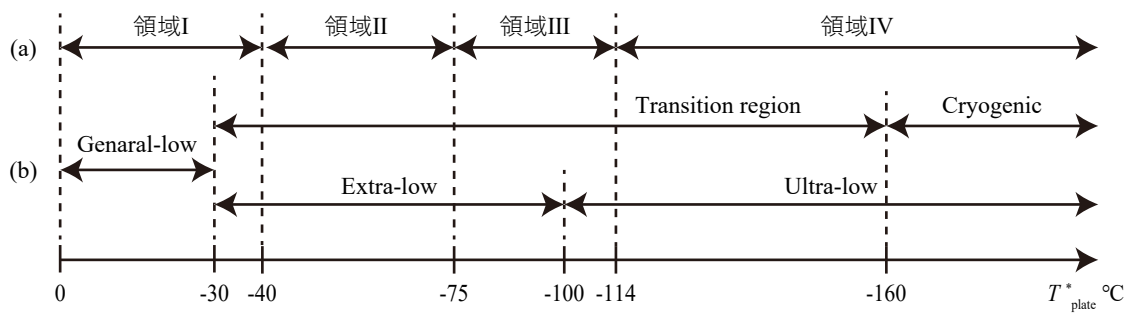


図 1.1: 着霜研究における伝熱面温度の区分と名称. (a) 大久保ら [23], (b) Byun ら [31]

大久保ら [23] や Byun ら [31] による伝熱面温度の分類を図 1.1 に示す. 大久保ら [23] は, 自然対流下での霜形成を実験的に観察した結果を基に着霜曲線を提案し, 伝熱面温度を大きく 4 つに区分した (図 1.1(a)). また, Byun ら [31] は, 強制対流下を対象とした研究も含めて先行研究をまとめ, 図 1.1(b) に示すように温度範囲を区分している. 彼らの区分は, 一般的な空調機や冷凍機に搭載される熱交換器などで問題となる, 比較的高い伝熱面温度範囲を General-low 領域 (-30°C 以上) とし, より低温の領域については二つの分類を行っている. これらの分類はあくまで目安で, 各区間の定義も明確ではなく, 空気の温湿度や対流条件などによっても変化しうる点には留意する必要があるが, 現象を定性的に理解する補助となる.

これまで研究の対象となってきた着霜現象は, 一般的な空調機や冷凍機に搭載される熱交換器などの比較的高い伝熱面温度 (-30°C 以上) での現象が主であった. 近年では, 上述のような液体水素や LNG などの極低温燃料への関心の高まりに伴って, 領域IVや Ultra-low などの極低温伝熱面上での着霜現象に関する研究も盛んになってきている.

以下では, 従来の着霜研究の成果と課題についてまとめる.

1.2.1 霜形成過程に関する研究

霜形成は, 低温固体面上での微細な水結晶の成長過程であるが, その様子は主に実験での観察により明らかにされてきた. 山川ら [32] は実験的に強制対流下での霜形成を観察し, 伝熱面上に針状の霜がまばらに形成して扇状に広がっていき, やがて霜は水平方向にも伸びて互いに絡み合うように成長していくことを報告している. このような成長の様子は林ら [33–35] の研究でも確認されている. 彼らは, 観察結果から着霜過程を霜柱発生期, 霜層成長期, 霜層成熟期の 3 過程に分類して整理した. 霜柱発生期では, 伝熱面上にランダムに形成された針状結晶が一次的に高さ方向へ伸びる. その後, 霜層成長期では, 形成された針状結晶から側枝が成長して樹枝状結晶を構成し, 三次元的な層状の霜層へと遷移する. 霜層成熟期では, 徐々に霜が厚く成長し, 表面温度が上昇して, 表面で部分的な融解と凝固が繰り返される. この融解・再凍結による密度上昇 (熱伝導率の上昇) と, 高さ方向への成長とが繰り返されながら, 霜が形成されていく. さらに, 霜柱発生期と霜層成長期の霜形成の様子を詳細に観察して, 大きく 4 つの成長パターンに分類し, 伝熱面温度と過飽和度 (周囲と伝熱面上との水蒸気濃度差) との関係としても整理している. 伝熱面温度が低いほど, 結晶の高さ方向の成長速度が速くなり, 過飽和度が大きい場合ほど,

表 1.1: 霜形成過程に関する研究

著者	着霜条件	霜形成の様子
山川ら [32]	水平平板 一般低温 ($T^* = -20^\circ\text{C}$) 強制対流下	針状結晶 (霜柱) がまばらに形成 → 扇状に広がり水平にも成長 → 互いに絡み合うように成長
林ら [33-35]	水平平板 一般低温 ($-20 \leq T^* \leq 0^\circ\text{C}$) 強制対流下	霜柱発生期・霜層成長期・霜層成熟期に分類 霜柱発生期・霜層成長期の成長パターン → 伝熱面温度や過飽和度と関連付けて整理
戸倉ら [36] 関ら [37] Tao ら [38, 39] Wu ら [40]	水平平板 一般低温 ($-25 \leq T^* \leq 0^\circ\text{C}$) 自然対流・強制対流下	微小な過冷却液滴が形成 → 過冷却液滴の凍結 (霜の核の生成) → 霜柱が成長 霜柱発生期をさらに二つに分類 (液滴凝縮過程と凝固 - 突起形成過程)
Lee ら [41]	水平平板 一般低温 ($-50 \leq T^* \leq -30^\circ\text{C}$) 強制対流下	比較的伝熱面温度が低い場合 過冷却液滴はほとんど形成しない 昇華凝結によって霜形成
Holton[42] Barron[43] 大久保ら [22, 23] Liu ら [44] Li ら [45]	水平・鉛直平板・円管 一般低温～極低温 ($-188 \leq T^* \leq -10^\circ\text{C}$) 自然対流下	極低温伝熱面の近傍で水蒸気がミスト化 → 着霜量は減少 ミストが堆積することでも霜形成 → 形成される霜は脆く、剥がれやすい ミストの堆積要因 : 流れの乱れによる輸送 [22] を指摘
Lee ら [46] 吹場ら [25, 26]	水平平板・円管 一般低温～極低温 ($-160 \leq T^* \leq -23^\circ\text{C}$) 強制対流下	極低温伝熱面の近傍で水蒸気がミスト化 → 着霜量は減少 特徴的な現象: フロストヒル・霜層分離 ミストの堆積要因 : 重力 [46] や熱泳動 [26] の影響を指摘

結晶は尖った形に、過飽和度が低い場合には、平坦な結晶となることも観察から明らかにしている。この結果から、伝熱面温度が低く過飽和度が高いほど、空隙が多く、より複雑な構造を持つ霜層になることがわかる。

また、戸倉ら [36] や関ら [37] によると、針状結晶ができる前に微小な過冷却液滴が形成され、液滴が凍結してできた霜の核の上に針状結晶が成長していく。このような過冷却液滴の形成とその上での針状結晶の形成は、Wu ら [40] の研究でも報告されている。Tao ら [38, 39] は、この過

程を液滴凝縮過程と凝固－突起形成過程の二つに分類した。また、Songら[47]は、林ら[33]とTaoら[38, 39]の分類を統合した分類を提案している。さらに、関ら[37]は最初期の過冷却液滴の形成に着目し、伝熱面の濡れ性との関係を調査して、接触角が大きいほど液滴の凍結が遅延することを明らかにした。しかし、彼らの研究では、液滴の凍結後の霜形成には接触角による影響はみられなかった。表面の濡れ性に着目した研究は、Liuら[48]やKimら[49]、Hermesら[50]によっても行われている。過冷却液滴は比較的伝熱面温度が高い場合に観察されることが多く、伝熱面温度が低くなると過冷却液滴の形成を介さず（もしくは観察可能な大きさに液滴が成長する前に凍結して）、昇華凝結による霜形成が進行する[41]。

このように、比較的伝熱面温度が高い場合には、過冷却液滴や核となる結晶がまばらに形成されたのち、昇華凝結によって針状の結晶が高さ方向に一次的に成長し、その後徐々に空隙を埋めるような三次元的な霜成長になる。一方で、極低温伝熱面（主に -100°C 以下）上では、上述の霜形成過程に加えて、伝熱面近傍の空気中で水蒸気が凝結して微小な液滴や氷粒子となる「ミスト化」を伴う点が特徴である。ミストは核生成によって生成し、生成したミスト粒子に水蒸気がさらに凝縮・凝結することで粒径が成長する。ミスト化により水蒸気が消費されて霜層への水蒸気供給量が減少するため、着霜量は伝熱面への物質伝達量の理論値に比較して少なくなる。このような極低温伝熱面上での特異な着霜現象は、航空宇宙や医療などの極低温流体を扱う分野での熱輸送に着目して研究を行ったHolton[42]やBarron[43]などにより報告されている。Holton[42]は、航空宇宙分野における極低温推進剤用タンクの壁面への熱輸送を研究し、極低温伝熱面上では温度境界層内で水蒸気が凝縮してミスト化することを報告している。Barron[43]は、極低温伝熱面上でミストが生成し、霜層への物質輸送が低減されることを報告している。このような霜質量や霜厚さの減少は、大久保ら[22, 23]やLiuら[44]、Liら[45]の実験でも確認されており、温度境界層内で凝結したミストが堆積することでも霜が形成されることや、形成される霜が非常に脆く剥がれやすいことも報告されている。

これらの研究は、主に自然対流下で行われてきたものであるが、Leeら（冷却平板上）[46]や吹場ら（冷却円管周り）[25, 26]によって、強制対流下でも伝熱面近傍でミストが生成し、その影響により着霜量が減少することが報告されている。Leeら[46]の研究では、極低温伝熱面上での特有な現象として、前端と後方で分離して霜が形成されること（霜層分離現象）も報告されている。温度境界層内で生成したミストが平板後方に輸送されて堆積することが要因として指摘されているが、実験的にミストの堆積の様子を捉えることは困難であり、ミスト堆積による寄与を定量的に評価できていない。また、ミストの堆積要因については、流れの乱れによる輸送[22]や重力[46]、熱泳動[26]の影響など、様々な要因が指摘されている。一般に、気相中に分散する微小な粒子（エアロゾル）は、気体の流れに加えて、拡散、重力、熱泳動力、静電気力、慣性力などの影響で壁面近傍に輸送されて堆積するが、それぞれの力の寄与は粒子の形状や大きさなどにより異なり、ミストの堆積における支配的な力については、十分に明らかになっていない。

さらに、極低温伝熱面においても表面の濡れ性による影響の評価がByunら[51]によって行われているが、極低温伝熱面上では過冷却液滴の形成を伴わないため、濡れ性の影響は有意ではないことが報告されている。

1.2.2 霜の結晶形状に関する研究

表 1.2: 霜の結晶形状に関する研究

観察方法	概要	著者
霜結晶形状 の光学観察 (一般低温)	主な結晶形状 (昇華凝結によって形成) : 針状結晶, 桁状結晶, 羽毛状・樹枝状結晶, フレーク状・板状結晶, 不定形結晶 伝熱面温度・主流過飽和度に関連	林ら [35] 大久保ら [22, 23] Wu ら [40] Song ら [47] Lee ら [41]
霜結晶形状 の光学観察 (極低温)	ミスト堆積による霜形成 → 粉粒状の霜が 4 段階で成長 粉粒状の霜の上に針状結晶が成長することも	大久保ら [22, 23] Lee ら [46] Jeong ら [52, 53]
放射線技術を 応用した 構造観察 (一般低温)	X 線 μ CT 技術や中性子線を用いたその場観察 レプリカ法と X 線 μ CT 技術を併用した構造観察 霜結晶の 3 次元構造を定量的に取得・観察可能 → 霜層内の密度分布などの計測にも応用	松本ら [54] 高屋敷ら [55, 56]

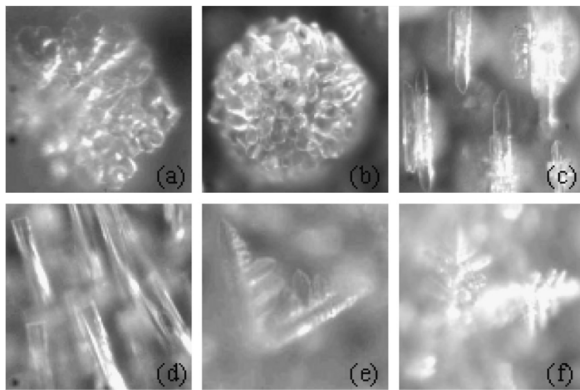


図 1.2: 霜結晶形状の分類例: (a) 不定形結晶, (b) フレーク状結晶, (c, d) 桁状・針状結晶, (e, f) 羽毛状結晶) [40]

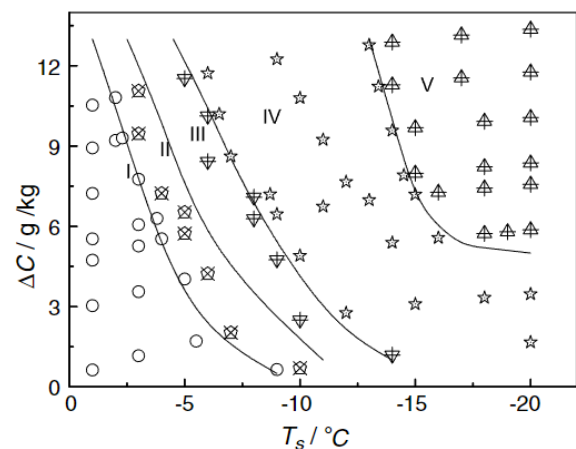


図 1.3: 伝熱面温度, 主流と伝熱面上との湿度差と初期の霜結晶形状の関係 (I: 過冷却液滴, II: 不定形結晶, III: フレーク状結晶, IV: 桁状・針状結晶, V: 羽毛状結晶) [40]

形成される霜結晶の形状も, 伝熱面温度や主流過飽和度の影響を受ける. 雪の結晶形を温度や過飽和度と関連づけて整理した小林ダイアグラム [57] などと同様に, 伝熱面温度, 主流過飽和度と関連付けてまとめられている [35, 40, 47].

主な結晶形状としては, 針状結晶や桁状結晶, 羽毛状・樹枝状結晶, フレーク状・板状結晶, 不定形結晶 [35, 40, 47] など (図 1.2) があり, 昇華凝結によって形成される. また, Wu ら [40] が伝熱面温度や主流と伝熱面上での水蒸気濃度差と, 初期の霜結晶形状との関係をまとめた結果を

図 1.3 に示す. この結果から, 伝熱面温度が低く, 過飽和度が高いほど, 針状や羽毛状の結晶が形成されやすい傾向があることを確認できる. 大久保ら [22, 23] の研究でも, 低温になるにつれて結晶形状は針状から樹枝状の結晶へと変化している. Lee ら [41] が -30°C から -50°C の伝熱面温度で行った実験では, 針状や桁状の霜に比べて, 羽毛状の結晶が形成されやすくなっており, 上記の結果とも整合する.

また, 近年では X 線 μCT 技術を用いた霜の結晶形状の観察 [54-56] もなされている. 高屋敷ら [55, 56] は, レプリカ法を用いた霜の微細な三次元構造の取得と μCT による観察を行っており, 水蒸気量が多い条件では鞘状の霜が形成され, 低水蒸気濃度では板状の霜が形成されること, 伝熱面温度が高いと鞘状に, 伝熱面温度が低いと樹枝状になりやすいことなどを報告している. このような放射線技術は, 霜層の微細な構造を明らかにするだけでなく, 霜層内の密度分布の計測でも活用されている [54, 58].

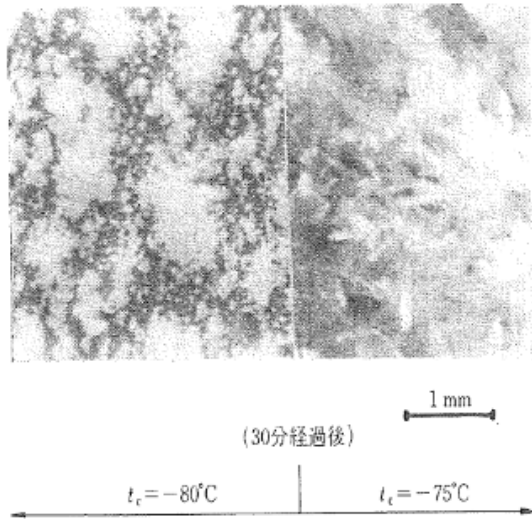


図 1.4: 粉粒状の霜結晶 (左側) と樹枝状結晶 (右側) [22]

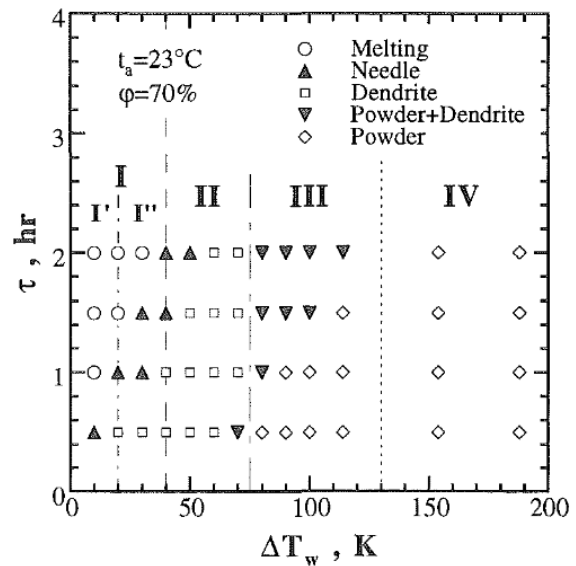


図 1.5: 各伝熱面温度における表面の霜結晶形状の時間変化 [23]

極低温伝熱面上では, ミストの堆積によっても霜が形成される. このように形成された霜は昇華凝結によって形成される霜とは異なり, 粉粒状の霜 (図 1.4) となる [22, 23, 46]. また, 大久保ら [22] は, 自然対流下で霜層表面の結晶形状の時間変化を観察しており, 図 1.5 のように時間とともに結晶形状が変化することを報告している. これは, 霜形成に伴って表面温度が上昇することで, 形成される霜の結晶形状が変化するためである.

強制対流下では, Jeong ら [53] が -180°C の極低温平板上に形成される粉粒状の霜の成長を観察し, (1) Film formation period, (2) Seeding period, (3) Seed growth period, (4) Coalescence period の 4 段階で成長していくことを確認した. 彼らは, 堆積した粉粒状の霜 (Frost seed) が流れ方向に回転しながら低木状の霜 (Shrub-like frost) へと成長していくこと (Circumferential growth) を報告している. さらに彼ら [52] は, より長時間の着霜実験も実施し, 霜層ははじめミスト堆積によって形成されるが, 表面温度が -21°C 以上になると, 表面での液滴の凝縮・凍結による霜形成に遷移することを明らかにした.

1.2.3 低温環境で生成するミストに関する研究

表 1.3: 低温環境で生成するミストに関する研究

著者	条件	計測内容
Sekulic[29, 59]	鉛直平板 一般低温～極低温 ($-193 \leq T^* \leq -23^\circ\text{C}$) 自然対流下	ミスト層厚さを光学的に計測 ミスト層厚さ：理論的な推定値とほぼ一致 ミスト流速：空気流速とほぼ一致
今井ら [24]	鉛直円管 一般低温 ($-50 \leq T^* \leq 1^\circ\text{C}$) 自然対流下 線香を混入 (ミスト化促進)	PDPA (位相ドップラー粒子分析器) による ミストの粒径・流速計測 ミスト粒径：数 μm 程度で、下流ほど大きい ミスト流速：空気流速とほぼ一致
石原ら [27]	鉛直平板 一般低温 (5°C) 強制対流下 線香を混入 (ミスト化促進)	PDPA (位相ドップラー粒子分析器) による ミストの粒径計測 ミスト粒径： $0.5 \mu\text{m}$ から $5 \mu\text{m}$ モード径： $2.3 \mu\text{m}$
Lee[60]	大気中で沸騰する 液体窒素の液面 極低温 (-196°C) 自然対流下	光散乱式粒子計測器を用いた 生成エアロゾル粒子の計測 ミスト粒径： $1 \mu\text{m}$ から $5 \mu\text{m}$

上述のように、ミストの生成は霜形成に大きな影響を与えるものであり、極低温伝熱面上での着霜時にみられる特徴的な現象として報告されている [42, 43]. 大久保ら [22] も、極低温伝熱面上での霜形成を観察し、水蒸気が伝熱面に達する前に霧や雪の形となり、対流とともに流されることを報告しており、彼らはこの凝縮物を「ミスト」と表記している。その後、国内の研究ではミストと表記されることが一般的 [22–25, 27, 28] となった。一方で、国外では Sekulic[29] が、ミスト層を「Fog layer」と表記しており、他にも多くの研究で「Fog」と表記されている [21, 30, 31, 61]. また、ミストは空気中の水蒸気が十分に過飽和であれば生成するため、伝熱面が極低温である場合以外にも、例えば冷凍倉庫のドアの開閉時など、低温空気が湿潤な外気と混合されるような場合などに生じる [28, 30].

ミストそのものの計測はその難しさからあまり行われていないが、Sekulic[29, 59] によって自然対流下における鉛直平板上で形成されるミスト層の厚さが計測されている。また、ミストの粒径については、Barron ら [43] や Sekulic[59] によって、数 μm から数十 μm 程度のオーダーであると指摘されているが、これらの研究では詳細な計測は行われていない。ミストの粒径を計測した

研究としては、今井ら [24] や石原ら [27] が、PDPA（位相ドップラー粒子分析計）を用いて、ミストの粒径分布や粒子速度の計測を行ったものがある。彼らの研究では、 -50°C 以上の比較的高温な伝熱面上で生成するミストを対象に計測を行っている。対流条件や伝熱面形状、伝熱面温度、凝縮核の混入の有無などが異なるため、生成するミストの粒径範囲も文献により異なるが、自然対流下の鉛直円筒伝熱面 (-50°C) 上では、数 μm から数十 μm の粒子が計測されている。また、極低温下で生成するミストの粒径計測を行ったものとしては、Lee[60] が大気中に置いた液体窒素の周囲で生成するエアロゾル粒子の計測を行ったものがある。この研究では、光散乱式粒子計測器を使用して、沸騰する液体窒素の液面付近で生成するミストを分級し、濃度を計測している。その結果、液体窒素の表面から 10 cm 以内の範囲で $0.5\mu\text{m}$ より小さい粒子が形成され、 $1\mu\text{m}$ から $5\mu\text{m}$ に成長することが示されている。しかし、この研究では着霜現象を対象としておらず、ミスト生成と霜形成との関連を明らかにするものではない。

1.2.4 着霜現象の経験的な予測式や霜物性の推定式に関する研究

表 1.4: 着霜現象の経験的な予測式や霜物性の推定式に関する研究

モデル	特徴	著者
経験式	実験条件などを独立変数とした回帰式 主な独立変数 ：主流温度や湿度、伝熱面温度、 それらを代表する無次元数など 非常に多岐にわたる条件で様々な式が提案	Biguria ら [62] 戸倉ら [36, 63] Lee ら [64] Yang ら [65] Shin ら [66] Na ら [67]
	半経験式	霜成長をモデル化して評価式を導出し、 補正や内部パラメータを経験的に決定
機械学習の利用	機械学習による回帰式の推定 比較的高い精度で予測可能 影響が大きな因子の調査などにも応用	Byun ら [72] Zendehboudi ら [73, 74] Moradkhani ら [75]

着霜研究の主な目的として、着霜による熱輸送などへの影響を明らかにすることがある。そのためには、霜成長の予測や霜物性の推定が必要である。着霜現象は、主流温度や湿度、伝熱面温度、対流条件、伝熱面形状など、さまざまな因子の影響を受けるため、非常に多岐にわたる条件での実験が行われ、経験式や半経験式が提案されている。また、そのほとんどが Song ら [47] によってまとめられている。

Biguria ら [62] は、強制対流下の平板上で形成される霜層の密度と熱伝導率を調査した。実験計画法に基づいて複数の条件で実験を行い、その結果から主流温度や流速など、霜形成に影響す

る主要な変数を明らかにして、回帰式を提案している。また、戸倉ら [36] は、自然対流下での実験を行い、次元解析により無次元数を用いた霜密度や霜厚さなどの推定式を求めた。彼らは、これらの式を強制対流下で取得した実験データとも比較し、強制対流下での現象にも適用可能であることを示している [63]。このような無次元数を用いた経験式は、Lee ら [64] や Yang ら [65] などによっても提案されている。Shin ら [66] は伝熱面の濡れ性による着霜現象への影響を調査し、厚さや密度、熱伝導率などについて、動的接触角をパラメータとした経験式を提案している。Na ら [67] は、霜層内における結晶形状が伝熱面温度や過飽和度などで異なることに着目し、伝熱面温度ごとに異なる熱伝導率の評価式を提案している。

上記の経験式の多くは、実験で計測されたデータから回帰等により取得されたものであるが、理論的な考察の下で関数形を決定し、その式に含まれるパラメータを実験結果などとの比較を通して、経験的に決定する半経験式も提案されている [68–70, 76]。山川ら [68] や Schneider ら [69] は、氷柱や霜柱を用いて霜層内での熱伝導や物質輸送をモデル化して霜密度や熱伝導率に関する半経験的な評価式の検討を行った。また、Negrelli ら [71] は拡散律速凝集法 (Diffusion-limited aggregation : DLA) を用いて霜層のフラクタル形状を数値的に再現し、熱伝導率の予測精度の向上にも取り組んでいる。

近年では、霜の厚さや密度などを予測するという目的で、機械学習による回帰式の推定も行われている [72–75]。複数の因子が複雑に関与する着霜現象を、比較的高い精度で予測可能であることが示されている。さらに、単なる予測だけでなく、学習したモデルを用いて霜形成への寄与が大きな因子を明らかにする取り組みもなされている [72]。

1.2.5 一次元霜成長モデルに関する研究

前節では、経験的な霜成長の予測や霜物性の推定について述べたが、環境条件や伝熱面形状などによって式を使い分ける必要がある上に、どの経験式を用いるべきかについて明確な基準は存在しない。また、着霜現象に影響する各因子との相関は明らかになるが、具体的な因果関係を解明することはできない。詳細な霜形成メカニズムを解明するための手段として、実現象の数理モデル化も行われてきた。

初期の数理モデルとしては、上述の氷柱モデルや霜柱モデルが挙げられる [68, 69]。霜の形成過程を比較的単純にモデル化したものであり、その後の数理モデルの基礎となっている。林ら [77] は、山川ら [68] のモデルを発展させ、霜の凹凸を考慮して谷部での相変化も考慮した数理モデルを提案した。青木ら [78] は、さらに複数の霜柱の間を氷-空気多孔質層が埋めた状態を考えている。これにより、3 次元的に霜が形成して霜柱の間を埋めていく、霜層成長期の霜形成を再現可能にした。

上記のモデルは、霜柱発生期や霜層成長期など、特定の期間に着目したものであったが、霜層発生期を氷柱モデルで解き、霜層成長期以降については霜層内でのエネルギー輸送と物質輸送を有限差分法で解くモデルが、Tao ら [79] によって提案された。その後、Le Gall ら [80] によっても改良モデルが提案されている。Tao ら [79] や Le Gall ら [80] のモデルでは、霜層内のエネルギーや水蒸気の輸送に関する偏微分方程式を解いているが、仮定などを適用して常微分方程式に単純

表 1.5: 一次元霜成長モデルに関する研究

モデル	特徴	著者
氷柱モデル・ 霜柱モデルなど	単一の結晶や数個の結晶群の成長をモデル化 特定の期間の局所的な現象に着目 霜物性の検討などにも応用	山川ら [68] Schneider ら [69] 林ら [77] 青木ら [78]
霜層成長モデル (一般低温)	霜層の厚さ方向の一次元的な成長をモデル化 支配方程式 ：霜層内でのエネルギー輸送と物質輸送 に関する偏微分方程式 解法 ：偏微分方程式を有限差分法で解く方法 仮定により常微分方程式にして解く方法 適用する仮定や推定式，経験式などの検討が必要	Tao ら [79] Le Gall ら [80] Sherif ら [81] Lee ら [82] Cheng ら [83] Yun ら [84] Mago ら [30] Hermes ら [85] Wang ら [86] 下村ら [87] Na ら [67, 88]
同上 (極低温)	上記の霜層成長モデルの改良版 極低温伝熱面上での着霜に対応した仮定や 霜物性の推定式，経験式の適用 ミストの存在は考慮しない	Liu ら [18, 19] Ren ら [89] Choi ら [90]

化したモデルも Sherif ら [81] によって提案されている。こちらのモデルについても、Lee ら [82] や Cheng ら [83], Yun ら [84], Mago ら [30], Hermes ら [85], Wang ら [86] などにより、多くの改良モデルが提案されている。これらのモデルでは、多孔質体である霜の物性や、霜層表面や内部での水蒸気や温度の分布などを、経験式や仮定を適用して評価しており、それぞれの研究の中でモデルの改良が試みられてきた。例えば、下村ら [87] は高さ方向の霜密度分布を計測した結果 [91] から、霜層内で密度などの物性値が高さ方向に分布を有することを指摘し、霜層内の非均質な密度分布を考慮した数理モデルを提案している。また、Na ら [67, 88] は核生成や結晶成長に関する理論的考察から霜層表面が過飽和であることを指摘し、霜層表面を過飽和状態とした数理モデルを提案した。しかし、霜層表面における過飽和度を実験的に計測することは難しく、ほぼ飽和状態であるという考察 [92] もあり、いずれの仮定を用いるべきかは明らかになっていない。

上述の数理モデルはいずれも比較的高い伝熱面温度での霜形成を対象に構築されたものであるが、Liu ら [18, 19] や Ren ら [89] は同様のモデルを極低温伝熱面上での着霜現象に適用可能なモデルへと改良し、LNG 用の大気熱蒸発器 (Ambient Air Vaporizer : AAV) における着霜による伝熱性能への影響評価を行った。他にも、極低温推進剤の配管 [90] を対象にした解析も行われている。これらのモデルでは、霜層表面における水蒸気濃度を過飽和としてミスト化による物質伝

達量の低減を再現し、霜密度などの物性値を実験結果に基づく経験式により評価することで、着霜現象を定量的に再現可能にしている。しかし、ミストの生成などを直接モデル化したものではなく、ミスト化やミストの堆積について評価することはできない。

1.2.6 数値流体力学 (CFD) を用いた着霜解析に関する研究

表 1.6: 数値流体力学 (CFD) を用いた着霜解析に関する研究

モデル	特徴	著者
一次元モデル と CFD を連成	計算領域を分割し、別々に解析 (主流領域と霜層領域)	Lee ら [93]
	主流領域：CFD 霜層領域：一次元霜成長モデル	Armengol ら [94]
混相流解析	核生成/粒径成長 (昇華凝結量) = (核生成量) + (粒径成長量)	Cui ら [95]
混相流解析	濃度勾配に比例 霜層表面への物質伝達量の評価式 から派生	Kim ら [96]
混相流解析	(昇華凝結量) = (過飽和度) × (補正係数)	Wu ら [97–99]
	過飽和度に比例 (経験式) 補正係数は経験的に決定	Kim ら [100] Lee ら [101]
混相流解析	氷結晶を球形と仮定 (昇華凝結量) = (球への物質伝達量) 経験的パラメータを含まない	Wong ら [102]
混相流解析	過飽和度に比例 (経験式)	Byun ら [20]
	(極低温向け) 補正係数を極低温用に修正	Qi ら [103]

前節で述べた一次元霜成長モデルでは、霜層の質量や厚さなどを比較的簡便に、低い解析コストで予測できる点が利点である。しかし、霜形成による流れ場への影響が考慮されていない点や熱伝達係数と物質伝達係数に経験式を適用する必要がある点、霜層表面における境界条件の設定方法の妥当性が不明確である点などに課題がある。また、単純な伝熱面形状での高さ方向に均一な霜形成は予測可能であるが、霜が空間的に偏在して形成される場合には適用が困難である。そこで、一次元霜成長モデルだけでは予測が困難な、霜形成に伴う流れ場の変化や多次元的な霜成長を考慮するために、CFD を利用した多次元的な数理モデルの研究も行われている。

Lee ら [93] や Armengol ら [94] は、計算領域を主流領域と霜層領域に分割し、双方の間を境界条件でつなぐことで解析を行った。霜層の周囲の流れ場を CFD 解析により求めることで、霜層への熱輸送と水蒸気輸送の影響を経験式ではなく、数値解析により求めることが可能となった。さ

らに Armengol ら [94] は、霜層表面での霜の成長方向について、水蒸気の濃度勾配に応じた重みづけを行い、数理モデルの改良を試みている。しかし、これらモデルでは霜層の成長と周囲の流れ場は別々に解析を行っており、霜層表面での境界条件の設定には検討の余地が残る。また、霜成長の解析についても、一次元方向の成長モデルの支配方程式を二次元に拡張したものであり、一次元霜成長モデルと同様に、霜層内の水蒸気濃度分布や霜密度分布、主流との境界条件などを、経験式や仮定を適用して評価する必要がある点が課題として残った。

その後、数値解析手法の発展により、混相流解析手法を用いた着霜解析 [95, 96] が提案された。これらの解析では、解析領域を分割して霜層表面を境界条件で接続して主流と霜層を別々に解析するのではなく、霜層内外の全領域で熱輸送や物質輸送を同時に解くことができる。そのため、霜層内外の水蒸気濃度分布や温度分布を数値解析結果として得られるようになり、霜層表面の状態を境界条件として設定する必要がなくなった [96]。霜層内の物理量分布も解析結果として得られるようになったが、霜層内の各体積要素内での局所的な相変化量（昇華凝結量）を評価するモデルが必要となった。

Cui ら [95] は、霜層が氷粒子の集合であると仮定し、古典的核生成理論に基づいた均一核生成による氷粒子の生成と粒径成長として相変化量を評価し、着霜解析に有効であることを示した。また、Kim ら [96] は霜層内での濃度勾配に比例する形で局所的な相変化量を定義している。Wu ら [97-99] は相変化量が局所的な過飽和度に比例するとし、比例係数について複数のモデルを提案している。Kim ら [100] も比例係数の検討を行い、相変化に伴う潜熱の放出と霜層内での熱輸送が相変化の抵抗になると考えて、霜形成抵抗 (Frost Formation Resistance, FFR) を新たに定義した。さらに、Lee ら [101] は Kim ら [100] のモデルに内部浸透項を付加することで、 -50°C までの伝熱面温度に適用可能なモデルへと拡張した。これらのモデルは経験的パラメータを含んでおり、適切にパラメータを選択することで着霜現象を定量的にも精度よく予測できる。しかし、任意の条件に適用可能なパラメータの値は明らかでなく、試行錯誤的な検討が必要である。Wong ら [102] はこの点を指摘し、より汎用性の高いモデル化のために、物質輸送理論に基づいた数理モデルを提案している。

上述の数理モデルは、いずれもミスト化を伴わない比較的高い温度の伝熱面上での昇華凝結による霜形成過程を対象にしており、ミストの生成や堆積は考慮していない。しかし、経験的なパラメータの評価方法などを改良し、極低温伝熱面上での霜形成に適用可能なモデルへと改良した研究もなされている [20, 103]。Byun ら [20] は、比例係数に Stefan 数（低温ほど 0 に近い値になる無次元数）を乗じることで、伝熱面温度が低い場合にミスト化による影響で着霜量が減少する様子を再現可能にした。また、Qi ら [103] も、Wu ら [98] のモデルを用いて、補正係数などのパラメータや霜層表面での過飽和度などを修正することで、極低温伝熱面上での着霜現象の数値解析を行った。これらのモデルでも、パラメータを適切に設定することで霜質量や霜厚などを定量的に実験結果と一致させることができ、着霜の予測や影響の簡易評価などにおいては有用である。しかし、ミストの生成などを直接モデル化していないため、実現象を再現することはできない課題がある。また、これらモデルでの解析結果について、霜層分離や無着霜領域の形成などに関する言及はなく、解析結果の可視化画像などを見る限りでは、極低温伝熱面上での不均一な霜形成を再現できていないと推察される。そのため、詳細な霜形成メカニズムの解明には適さない。

1.2.7 ミスト化の数理モデルに関する研究

表 1.7: ミスト化の数理モデルに関する研究

著者	モデル	特徴
吹場ら [25, 26]	昇華凝結：なし ミスト化：均一核生成+粒径成長 ミスト堆積：なし	研究対象 ：冷却円管周りのミスト化と 伝熱面への物質伝達 熱泳動によるミストの輸送も考慮 霜形成は考慮しない
Gavelli[104]	昇華凝結：なし ミスト化：過飽和分がミスト化 ミスト堆積：なし	研究対象 ：LNG 用気化器周辺のミストの拡散 過飽和分の水蒸気がすべてミスト化 霜形成は考慮しない
Sun ら [105, 106]	昇華凝結：なし ミスト化：物質伝達量として評価 ミスト堆積：なし	研究対象 ：極低温伝熱面近傍での 熱輸送と物質輸送の解析 霜形成は考慮しない
Byun ら [21]	昇華凝結：過飽和度に比例（経験式） ミスト化：過飽和度に比例（経験式） ミスト堆積：なし	研究対象 ：極低温平板上の ミスト化を伴う着霜 霜形成とミスト化を両方考慮 相変化量は経験式モデルで評価 ミストの堆積は考慮しない

1.2.6 節で述べた数理モデルには、伝熱面上でのミスト化を対象にしたものはなかったが、空気中でのミスト化を考慮した数理モデルもいくつか提案されている。伝熱面上でのミスト化を考慮した数理モデルでは、霜形成は考慮せずミスト化のみを扱うものと、ミスト化と霜形成（ただし、昇華凝結のみ）を両方考慮したものの二つがある。

まず前者のモデルとしては、吹場ら [25, 26] のものが挙げられる。彼らは、ミストの核生成や粒径成長、熱泳動による輸送などを考慮した数理モデル化を行い、極低温円管表面への水蒸気輸送量に与えるミスト化の影響を調査している。その結果、ミスト化により伝熱面への水蒸気供給量が大幅に減少することや、水分の多くが熱泳動により伝熱面へと輸送されることを明らかにしている。また、同様にミストのみを考慮した解析として、大気熱蒸発器での霧の発生を対象にした解析がある [104, 105]。LNG 用気化器（大気熱蒸発器）での霧の発生が周囲の環境に与える影響を解析するために、ミストの生成を考慮した解析が行われている。これらの研究では、ミスト化する水蒸気量を核生成や粒径成長ではなく、過飽和度に比例する量として評価している。また、Sun ら [106] は、極低温鉛直平板近傍での水蒸気の相変化量分布を同様の数理モデルで評価し、伝熱面

の最近傍ではなく、少し離れた位置で局所的な相変化量が極大となることを明らかにしている。

上記の研究では、霜形成は考慮されていないが、Byun ら [21] はミスト化と（昇華凝結による）霜形成を同時に考慮した解析を行った。ミスト化する水蒸気量を決定するために、Gavelli[104] や Sun ら [105] と同様のモデルを用い、過飽和度や拡散係数などを独立変数とした次元解析を行って、新たにパラメータとして Bn 数（無次元）を定義して局所的なミスト生成量を評価している。ただし、 Bn 数の具体的な値や決定方法は明らかでなく、解析結果が実験結果と一致するように Bn 数を推定する必要があると推察される。また、霜形成については、1.2.6 節で述べたモデル（過飽和度に比例（経験式））を適用しており、昇華凝結による霜形成のみが考慮されている。そのため、この数理モデルでもミストの堆積による霜形成は考慮されておらず、ミストの堆積による霜形成への影響を評価することはできない。

1.2.8 従来の研究のまとめと課題

以上のように、着霜現象を対象とした研究は、従来から広く実施されており、既に明らかになっている部分もあるが、極低温伝熱面上での着霜現象については、比較的研究例が少なく、未解明な点が多く残る。極低温伝熱面上では、ミスト化やその堆積による影響があることや、強制対流下で流れ方向に不均一に霜が形成されることなど、従来から盛んに研究されてきた一般低温伝熱面上での現象と異なる特徴も報告されている。しかし、現象の複雑さや、霜層やミストそのものの計測の難しさなどから、実験による現象解明には限界があり、詳細な霜形成メカニズムは十分に解明されていない。このような複雑で計測が困難な現象の解明には、数値解析の援用が有効だが、これまでに提案されている数理モデルのほとんどが極低温伝熱面上での霜形成を対象としておらず、ミストの堆積過程まで考慮した有効な数理モデルはない。したがって、これまでの数理モデルでは、昇華凝結と生成したミストの堆積の二つの要因で霜が形成される実現象を再現することはできず、霜形成メカニズムを解明することは難しい。

1.3 本研究の目的と方針

液体水素や LNG などの比較的環境適合性の高い極低温燃料への関心が高まり、その冷熱活用の重要度も増す中で、極低温熱交換器における有効な着霜抑制法を確立するためには、霜形成メカニズムの解明が不可欠である。極低温伝熱面上での着霜現象は、従来から盛んに研究されてきた一般低温伝熱面上での着霜現象と大きく異なり、ミスト化を伴い、昇華凝結とミストの堆積の二つの要因で霜が形成される点が特徴である。しかしながら、その霜形成メカニズムについては解明されていない点が多く残っており、さらにミストの堆積を考慮した有効な数理モデルはない。そこで本研究では、極低温伝熱面上でのミスト化を伴う着霜現象に有効な数理モデルを構築し、実験だけでなく数値解析も用いて、極低温伝熱面上での霜形成メカニズムを解明することを目的とする。

以下に、本研究の方針を示す。

■異なる伝熱面温度での着霜現象の実験的調査 強制対流下の冷却平板上での着霜現象は、伝熱面温度によって大きくその様相が異なる。また、従来の研究では、主に霜形成の様子に着目した研究が多くなされてきたが、ミストに関する研究はその計測の難しさからほとんど例がなく、ミスト生成と霜形成との相互関係や生成するミストの粒径分布に関する調査はほとんどなされていない。特に、極低温伝熱面上で生成するミストの粒径は、ミストの挙動を評価する上で非常に重要であるが、これまで計測された例はほとんどない。そこで本研究では、二つの光源（白色 LED 光源とレーザーシート光源）を用いて霜層とミストを可視化して観察し、霜形成とミスト生成との相互の影響について調査する。また、実験は様々な温度の冷却平板上での現象を対象に行い、伝熱面温度ごとの霜形成の特徴を整理する。さらに、走査式モビリティパーティクルサイザー（SMPS）および白色光エアロゾルスpektロメーター（WELAS）を使用し、生成するミストの粒径分布計測にも取り組む。なお、本実験で取得したデータは、構築する数理モデルの検証用データとしても活用する。

■昇華凝結過程のモデル化 昇華凝結による霜形成（昇華凝結過程）は、一般低温から極低温まで、すべての伝熱面温度で共通して生じる現象である。昇華凝結過程での霜形成については、相変化量が過飽和度 $S-1$ に比例するという定性的な考察に基づき比例係数部分を経験的に評価するモデルや、球への物質伝達を仮定して評価するモデルなどが既に提案されている。しかし、従来モデルでは、試行錯誤的に決定される経験的なパラメータを含んでいることや、氷の結晶成長量として昇華凝結量が評価されていない点に課題がある。そこで本研究では、昇華凝結過程が氷結晶の気相成長過程である点に着目し、雪の結晶成長に関する研究にも適用されている Burton-Cabrera-Frank 理論を用いて、氷の結晶成長量として霜形成量を評価する数理モデルを構築する。また、構築した数理モデルの検証のために、伝熱面温度 -10°C から -30°C 、主流絶対湿度 0.008 kg/m^3 から 0.016 kg/m^3 の条件で実施した着霜実験の結果 [107] との比較を行う。

■ミスト化・堆積過程のモデル化 極低温伝熱面上での霜形成を再現するには、ミスト化やミストの堆積による霜形成（ミスト化・ミスト堆積過程）も数理モデル化する必要がある。従来の極低温伝熱面上での霜形成を対象にした数値解析では、昇華凝結による霜形成やミスト化を考慮したモデルは提案されているが、ミストの堆積による霜形成も考慮した解析は例がない。そこで本研究では、ミスト化だけでなくミストの堆積まで数理モデル化し、昇華凝結過程のモデルと併用することで、極低温伝熱面上での霜形成に有効な着霜解析を実現する。本研究では、一般動力学方程式 [108] を導入し、ミスト化（核生成・粒径成長）と拡散・重力沈降・熱泳動によるミストの輸送、堆積をモデル化する。ミストの生成を伴う条件を対象に検証解析を行い、数理モデルの妥当性や提案する着霜数値解析手法の有用性を評価する。

■極低温伝熱面上での霜形成メカニズムの解明 上記の着霜数値解析手法を用いることで、これまで実験的調査のみでは定量的に明らかにすることが困難であった、ミストの生成や堆積による霜形成への影響を明らかにできる。そこで、強制対流下における極低温平板 ($T_{\text{plate}}^* = -170^{\circ}\text{C}$) 上での着霜を対象に二次元解析を行い、数値解析結果や実験での観察結果などを基に、極低温伝熱面上での霜形成メカニズムを明らかにする。昇華凝結やミスト堆積の霜形成への寄与や、ミス

ト堆積における支配的な要因を明らかにし、強制対流下の極低温平板上での着霜に特有な現象である、フロストヒルや無着霜領域の形成、霜層分離などのメカニズムを解明する。

本研究では冷却平板上での霜形成を対象とするが、実際のブリクーラの伝熱面形状としては円管形状が検討されている。ただし、平板と円管での主な違いは周囲の流れ場であり、昇華凝結とミスト堆積の二つが主要な霜形成要因である点は共通である。また、本解析手法では流れ場についても解くため、流れ場の違いによる影響も考慮できる。そのため、本研究で構築する数値解析手法は伝熱面形状によらず適用可能である。ただし、円管など、異なる伝熱面形状での着霜現象への適用可能性に関する詳細な検討は、今後の課題とする。

1.4 本論文の構成

本論文は、以下に示す全 7 章で構成される。各章における概要を示す。第 1 章では、従来の着霜研究を概観して、着霜現象に関する知見や既存の着霜数値解析手法について整理し、本研究で取り組む極低温伝熱面上でのミスト化を伴う着霜現象の数理モデル化と霜形成メカニズムの解明に向けた課題と方針を示した。第 2 章では、本研究で様々な伝熱面温度における強制対流下の冷却平板上での着霜現象を対象に実施した実験について述べる。レーザーシート光源を用いた霜層およびミストの光学計測と粒径計測装置を用いたミストの粒径分布計測を行い、伝熱面温度ごとに霜形成やミスト生成の特徴を整理する。第 3 章では、本研究で用いる着霜数値解析手法について、使用する支配方程式や計算手法等の詳細を説明する。第 4 章では、昇華凝結過程の数理モデルについて議論する。Burton–Cabrerá–Frank 理論に基づいた昇華凝結過程の数理モデル化について説明し、検証解析により数理モデルの評価を行うとともに、モデルの改良による定量的精度の向上にも取り組む。第 5 章では、ミスト化・ミスト堆積過程の数理モデル化について議論する。ミスト化（ミストの生成・粒径成長）とミスト堆積（拡散・重力沈降・熱泳動による堆積）に関する数理モデルを構築し、第 4 章で構築した昇華凝結過程の数理モデルと組み合わせることで、ミスト化を伴う霜形成に有効な着霜解析を実現する。さらに、ミスト化を伴う条件での検証解析を行い、本数理モデルの妥当性や有用性を示す。第 6 章では、第 5 章で構築した着霜解析を用いて、極低温伝熱面上での着霜現象を対象にした数値解析を行い、極低温伝熱面上での支配的な霜形成要因、フロストヒルの形成や霜層分離のメカニズムなどを明らかにする。第 7 章では、結論と今後の展望を述べる。

図 1.6 に、本論文における各章の位置付けを示す。

第1章 序論

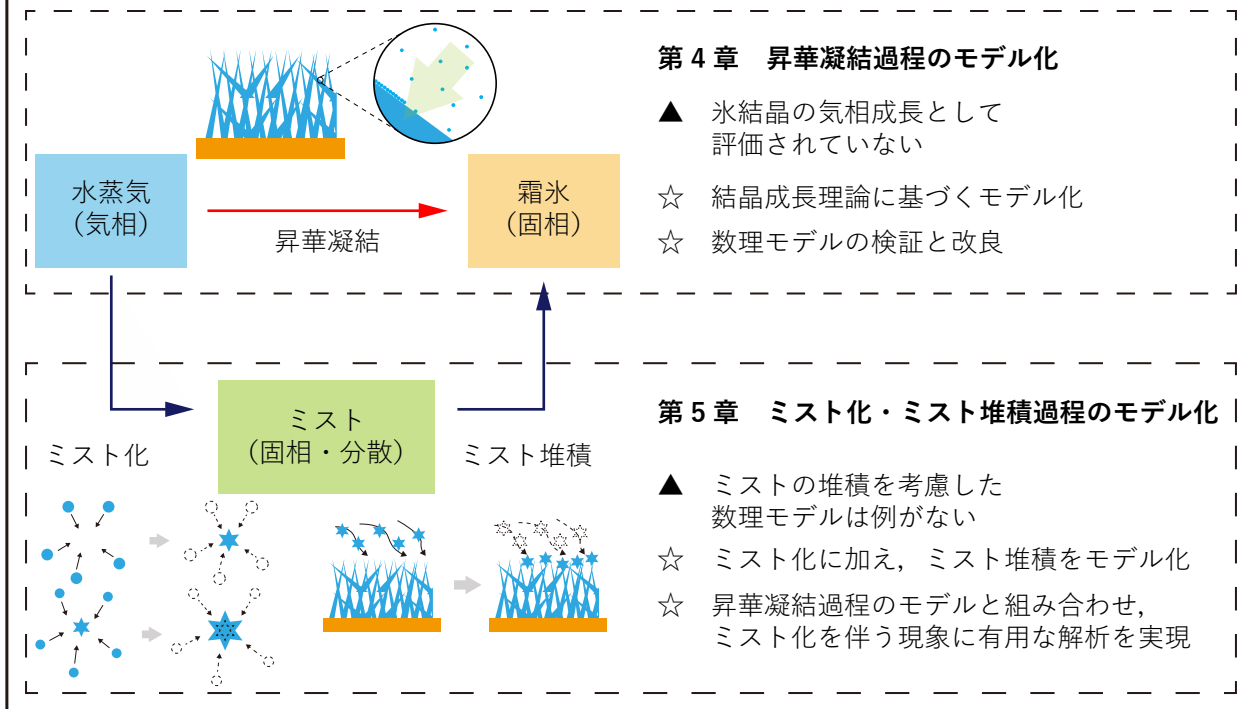


第2章 異なる伝熱面温度での着霜現象の実験的調査

- ▲ 計測が困難
- ▲ 定量的データが少ない (不均一な霜形状・ミスト)
- ☆ レーザーシート光源を用いた霜層およびミストの光学計測
- ☆ 粒径計測装置を用いたミストの粒径分布計測



第3章 着霜数値解析手法



第6章 強制対流下の極低温伝熱面上での霜形成メカニズムの解明

- ☆ 支配的な霜形成要因
- ☆ フロストヒルの形成や霜層分離のメカニズム



第7章 結論

図 1.6: 本論文の構成と各章の位置付け

第2章

異なる伝熱面温度での着霜現象の実験的調査

本章では、強制対流下・低温平板上での着霜現象を対象に、伝熱面温度による霜形成過程やミスト生成の様子の違いを、実験的に調査した結果について述べる。既に、伝熱面温度が比較的高い場合には主に昇華凝結によって霜が形成され、より低温の極低温の場合にはミスト化を伴うことが報告されている。しかし、従来は形成される霜層に着目した研究がほとんどであり、ミストについての計測を行った研究やミスト生成と霜形成とを関連付け、相互の影響に着目した研究はほとんどない。本研究では、白色LED光源とレーザーシート光源を用いた光学計測により、ミスト化と霜形成との関連を調査した。また、これまでほとんど計測された例がないミストの粒径分布の計測にも取り組んだ。本章では、これらの実験とその成果について議論し、伝熱面温度ごとに霜形成やミスト生成の特徴をまとめる。

2.1 目的

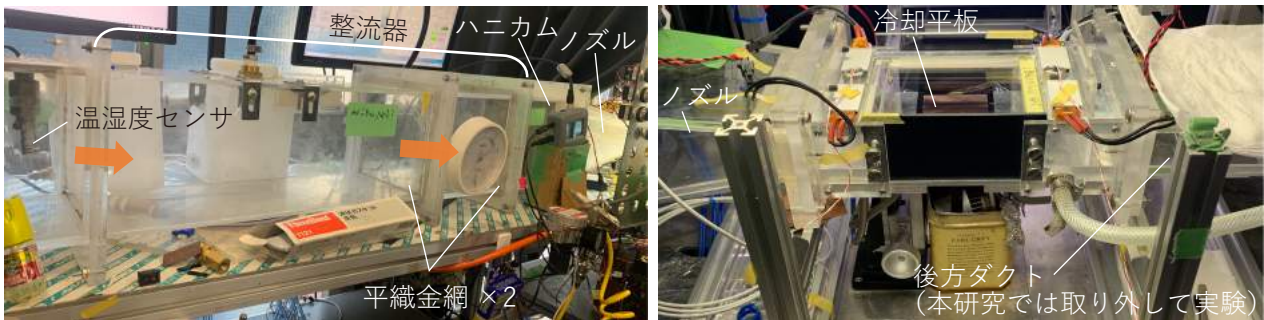
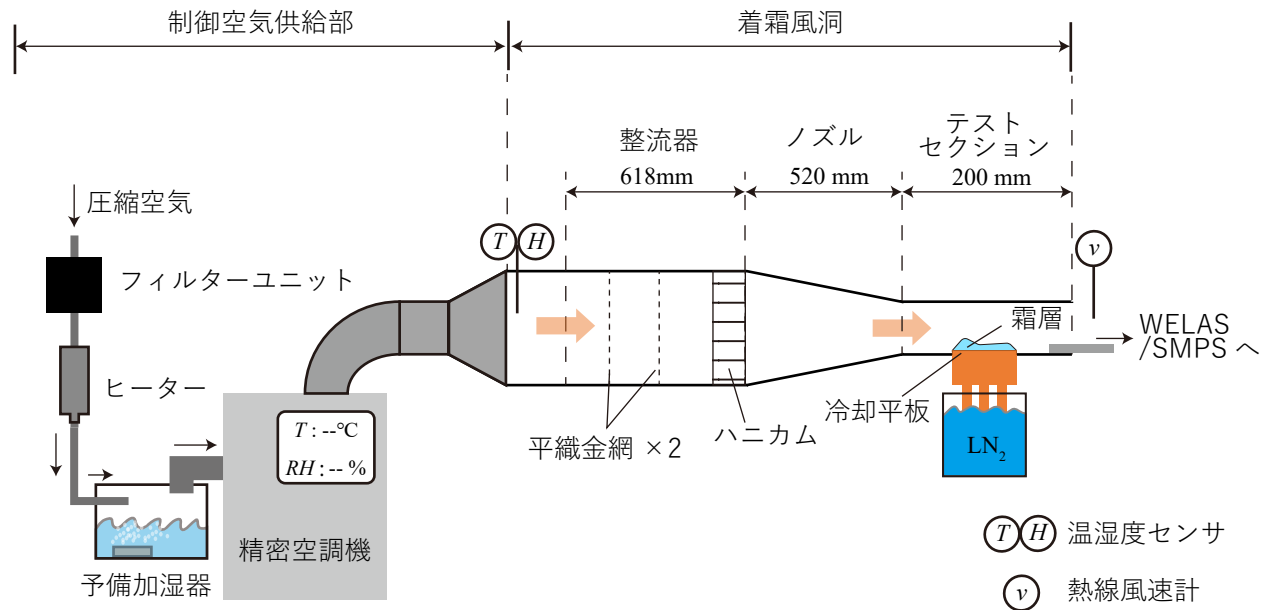
着霜現象は、伝熱面温度によって大きく現象が異なる。既に、極低温の伝熱面（主に -100°C 以下）上では、「ミスト化」により着霜量が減少することや、「昇華凝結」による霜形成だけでなく「ミスト堆積」によっても霜が形成されることなどが報告されている [23, 25, 46]。また、強制対流下では、フロストヒルの形成や霜層分離などの特徴的な現象も報告されている [46]。しかし、これらの詳細については、解明されていない点が多く残っている。特に、これまでの先行研究では、形成される霜層に着目した研究が多く、霜質量や形状の変化については報告されているが、ミストそのものの性質や霜形成とミスト生成との相互の影響などは、ほとんど明らかになっていない。ミスト自体の計測の難しさから、着霜時に生成するミストの粒径分布に関する研究例もほとんどない。

そこで本研究では、強制対流下の平板上の着霜現象を対象に実験を実施し、ミストの生成と霜形成との関連やミストの粒径分布について調査する。白色LED光源とレーザーシート光源の二つの光源を用いて、ミストと霜層を同時に観察し、取得画像から霜層やミスト層、フロストヒルの高さを計測する。また、走査式モビリティパーティクルサイザー（SMPS）および白色光エアロゾ

ルスペクトロメーター (WELAS) の二つの粒径計測装置を使用して、ミストの粒径分布の計測にも取り組む。実験は、 -25°C から -170°C の幅広い伝熱面温度で行い、伝熱面温度ごとの霜形成やミスト生成の特徴を整理する。

2.2 実験装置・方法

2.2.1 着霜試験風洞



(a) 整流器・ノズル

(b) テストセクション

図 2.1: 着霜試験風洞の概略図

着霜実験は、早稲田大学 58 号館 1 階の着霜試験風洞で行った。本研究で用いた着霜試験風洞の概略図を、図 2.1 に示す。また、実験で使用した主な実験装置の一覧を、表 2.1 に示す。

着霜試験風洞は、「制御空気供給部」と「着霜風洞」から構成される。制御空気供給部では、主流空気の温度・湿度を調整しており、精密空調機の吐出口の開度を調整することで、主流流速も調整した。まず、圧縮空気をエアフィルター ($5\mu\text{m}$) と 3 枚のオイルミストフィルター ($0.3\mu\text{m}$, $0.01\mu\text{m}$, 活性炭) を用いて清浄化した。その後、清浄化した空気を、ヒーターと加湿器で予備的に加熱、加湿し、精密空調機でさらに調温・調湿して着霜風洞に供給した。主流空気の温湿度は、制御空気供給部の出口部 (着霜風洞の最上流部分) に設置した温湿度センサ (精密空調機に付属)

表 2.1: 実験装置一覧

装置	メーカー	型番
エアフィルター (5 μm)	CKD 株式会社	F4000-15-W-BW
オイルミストフィルター (0.3 μm)	CKD 株式会社	M8000-20-W-S-BW
オイルミストフィルター (0.01 μm)	CKD 株式会社	M8000-20-W-BW
オイルミストフィルター (活性炭)	CKD 株式会社	M8000-20-W-X-BW
精密空調機	オムロン株式会社	PAP01B-KJ
熱線風速計	日本カノマックス株式会社	CLIMOMASTER 6501-00, 6541-21
カメラ (側方)	東芝テリー株式会社	BU1203MCF
カメラ (上方)	東芝テリー株式会社	BU505MCF
レンズ (側方)	富士フィルム株式会社	HF3520-12M
レンズ (上方)	(株) リコーインダストリアル ソリューションズ	FL-CC2518-5MX
電子天秤	アズワン株式会社	AXA3003
データロガー	グラフテック株式会社	GL840-WV
白金測温抵抗体	株式会社ネツシン	NR-143 Series
レーザーシート光源	Z-Laser	ZM18B
底面熱電対	株式会社チノー	HCHS1-0 (K 型 class 1)
走査式モビリティ パーティクルサイザー (SMPS)	TSI Inc.	3082, 3752
白色光エアロゾル スペクトロメーター (WELAS)	PALAS GmbH	WELAS 2000 H, 2070HP

を用いて計測した。空気条件は、温度 27°C、絶対湿度 0.012 kg/m³ に設定した。また、主流温度、主流湿度の制御精度（実測値）は、それぞれ $\pm 0.2^\circ\text{C}$ 、 $\pm 0.7 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ であった。

着霜風洞は、整流器、ノズル、テストセクションで構成されている。精密空調機から流入する主流空気を、整流器において二枚の平織金網（線径 0.29 × メッシュ数 20 m/s）とアルミハニカム（AL-1/4-5052-.0015N）により整流する。その後、ノズルで縮流してテストセクションに流入させた。ノズル部の壁面は平板となっており、上下および左右で対称に直線的に縮流した。主流空気の流速については、テストセクションの出口部分での流速が 2.0 m/s になるように精密空調機の吐出口の開度を調整した。事前に熱線風速計を使用してテストセクション出口部で計測を行い、テストセクション部での流速が 2.0 m/s \pm 0.1 m/s であることを確認した。冷却平板は、テストセクションの底部に設置し、液体窒素で冷却して着霜試験を実施した。粒径計測用のサンプリングは、テストセクションの出口部で行い、収集した気体を粒径計測装置に流入して計測した。テス

トセクションの詳細は、次節（2.2.2 節）で述べる。

2.2.2 テストセクション

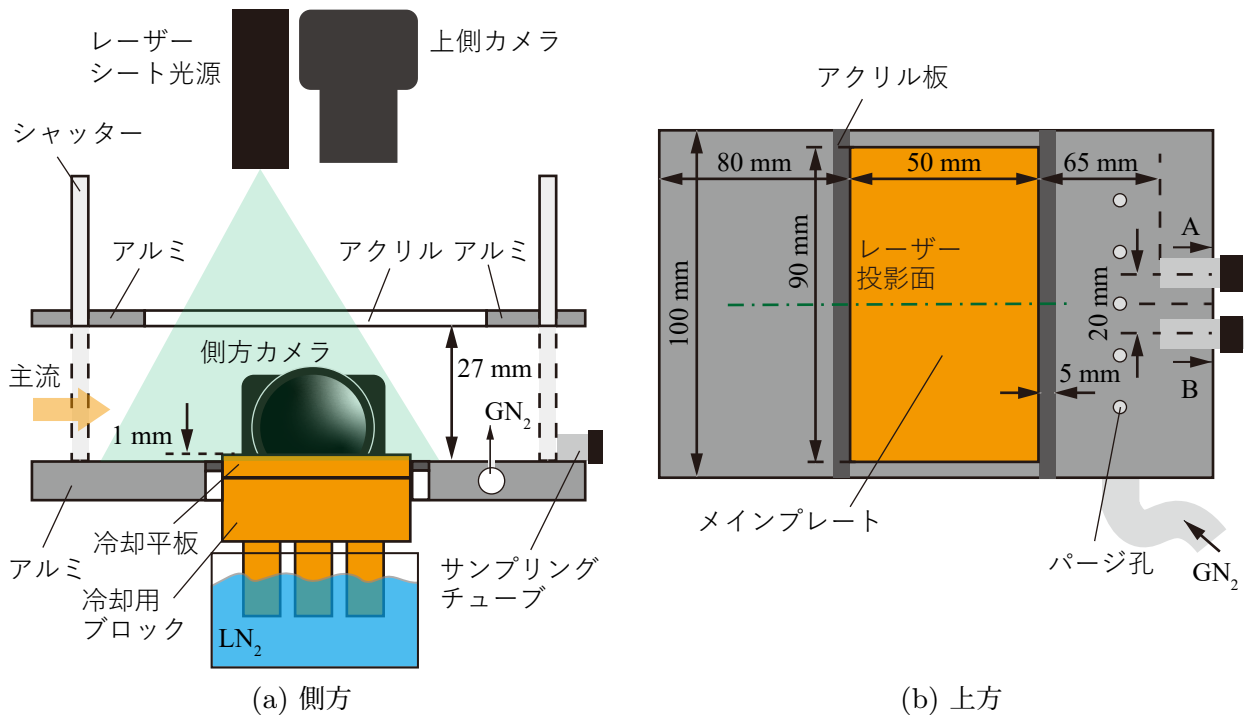


図 2.2: テストセクション概略図

テストセクションの概略図を図 2.2 に示す。図 2.2(a) は側方から、図 2.2(b) は上方から見た概略図である。主流空気は左から右に流れる。

本研究では、平板上での二次元的な霜形成に関する基礎的な現象調査を目的とし、流れに垂直な断面積が $27 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ (アスペクト比: 3.7) の横長の矩形ダクトとした。テストセクションの上下壁面部分にはアルミ製で、側壁部分と上側の可視化窓はアクリル製とした。カメラは、テストセクションの上方と側方の 2 か所に設置し、実験中の霜形成の様子を撮影した。レーザーシート光源は、上方から照射してテストセクション中央部の二次元断面部分 (図 2.2(b) 中の一点鎖線部分) を可視化した。また、装置の周囲には白色 LED 光源を設置し、テストセクション全体を照らした。外部光の影響を遮断するために、実験は装置全体を暗幕で覆った状態で実施した。画像の撮影方法と撮影画像の詳細については、2.2.3 節で述べる。

冷却平板は、テストセクションの入口から 80 mm 後方の位置に、テストセクションの底面へ埋め込む形で設置した。冷却平板は銅製で、大きさは流れ方向に 50 mm、幅 90 mm である。冷却平板とアルミ製のテストセクション底面部の間には、厚さ 1 mm のアクリル板を断熱材として入れて、隙間を塞いだ。アクリル部分も一部熱伝導により冷却されて、霜が形成されてしまうが、その影響を受けないように、冷却平板は平板の表面が 1 mm ほどテストセクションの底面から上方になるように設置した。五十嵐ら [109] によると、本研究の主流条件 (温度 27°C 、流速 2.0 m/s) では、平板を 1 mm 高く設置しても平板前端部で流れが剥離することはない、平板上全体で層流状態となる。また、前端部にできる霜がアクリル部から成長した霜ではなく、平板前端部から成長

したものであることも、実験時に撮影した画像から確認した。冷却平板の詳細な形状や冷却方法については、2.2.4節で述べる。

平板の冷却時にテストセクション底面部の温度が低下しないように、テストセクション底面部（アルミ製）に電気ヒーターを取付けて加熱し、主流温度と同じ温度に制御した。テストセクションの底面には、冷却平板の前後 10, 15, 20 mm の計 6 点にシース熱電対を挿入して温度を計測した。実験中の底面温度は位置によらずほぼ一定で、 $27.0^{\circ}\text{C} \pm 2.6^{\circ}\text{C}$ の範囲であった。平板上面についても同様に、アルミ部分に電気ヒーターを取り付けて温度制御を行い、上下壁面温度を統一した。

テストセクションの出口部分には、粒径分布計測用のサンプリングチューブを設置した。粒径分布計測用のサンプリングチューブは、内径 6 mm, 外径 8 mm のステンレス管であり、冷却平板の後方 65 mm の位置に管壁が底面に接するように設置した。管の中心軸は底面から 4 mm の高さである。走査式モビリティパーティクルサイザー (SMPS) および白色光エアロゾルスペクトロメーター (WELAS) の二つの粒径計測装置を使用するため、サンプリングチューブも二本設置した。サンプリングチューブは、図 2.2(b) に示すように、20 mm の間隔をあけてテストセクション中央部に設置した。A が SMPS 用、B が WELAS 用である。これらのサンプリングチューブで収集した気体中の粒子を、それぞれの計測装置に流入させ、粒径分布の計測を行った。粒子計測の詳細については、2.2.5 節で述べる。

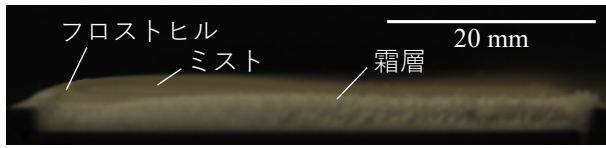
着霜実験では、実験開始前に冷却平板を規定の温度まで冷却して温度を安定させる必要がある。この過程を予冷と呼ぶ。大気中で予冷を行うと、予冷中に冷却平板上で霜が形成されて正確な計測が困難となる。そこで、テストセクションにシャッターとパージガス供給孔を設け、実験開始前の平板予冷時には、シャッターを閉じて冷却平板の周囲を閉鎖空間とし、乾燥窒素をパージして着霜を防止した。

2.2.3 霜層画像の撮影方法

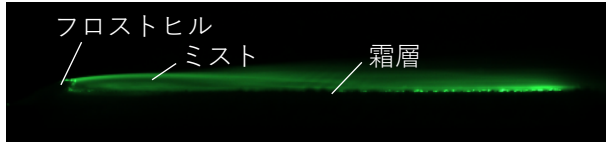
実験中には、白色 LED 光源と緑色のレーザーシート光源を用いて、霜層とミストの可視化画像を 1 秒ごとに交互に撮影した。側方カメラの撮影画像の例を、図 2.3 に示す。冷却平板の温度（以下、伝熱面温度） $T_{\text{plate}}^* = -170^{\circ}\text{C}$ 、100 秒で撮影したものである。図 2.3(a), (b) は、それぞれ白色 LED 光源と緑色レーザーシート光源を用いて撮影した画像である。1 秒ごとに撮影を行っているため、これらの画像の撮影時間差は 1 秒である。白色 LED 光源で撮影した画像（図 2.3(a)）では、霜層とミストの双方が写っており、ミストと霜との境界を明確に区別することが難しい。一方、レーザーシート光源で可視化した画像（図 2.3(b)）では、霜は影となり、ミストがより鮮明に写る。図 2.3(c) は、図 2.3(a) と図 2.3(b) を合成した画像である。白色 LED 光源とレーザーシート光源で撮影した画像の強度を、それぞれマゼンタと緑で示しており、ミストと霜の両方を同時に観察できる。

図 2.4 に合成画像に映る霜およびミストの部分拡大図を示す。レーザー光は、霜結晶とミストの双方で散乱されるが、霜結晶による散乱光とミストによる散乱光は容易に区別可能である。霜結晶によって散乱された光は、ミストよりもコントラストが強く、結晶の形が明瞭に観察できる

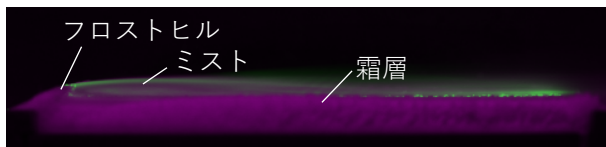
(図 2.4(a)). 一方で, ミストによる散乱光は, ぼんやりと明るく映り, 複雑な構造や極端な輝度の変化がない (図 2.4(b)). 以上のように, ミストと霜結晶とを区別して観察することができる.



(a) 白色 LED 光源

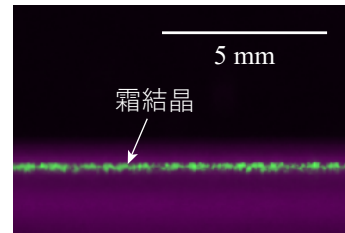


(b) レーザーシート光源

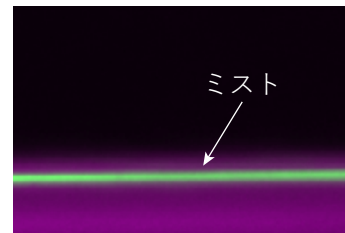


(c) 白色 LED 光源 + レーザーシート光源

図 2.3: 白色 LED 光源とレーザーシート光源を用いた撮影画像 (-170°C , 100 秒)



(a) 霜結晶部分 (-25°C , 25 秒)



(b) ミスト部分 (-170°C , 25 秒)

図 2.4: 白色 LED 光源とレーザーシート光源を用いて撮影した画像の部分拡大図

2.2.4 冷却平板の構成と冷却方法

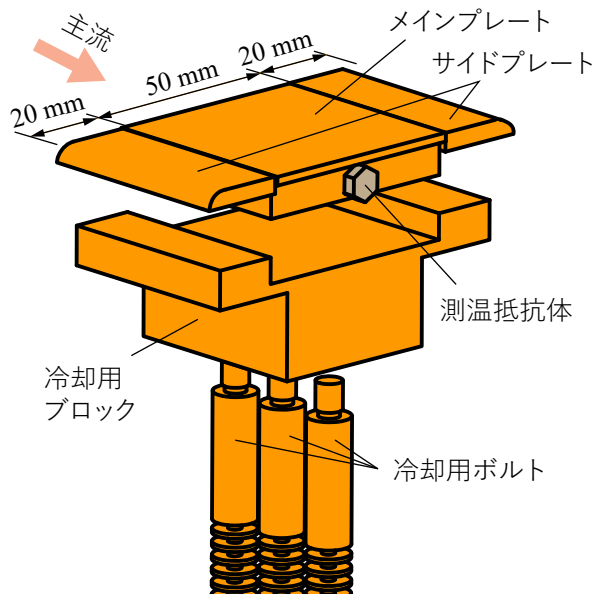


図 2.5: 冷却平板の構成

本研究で使用した, 冷却平板, 冷却用ブロック, 冷却用ボルトの概略図を図 2.5 に示す. 冷却平板は, 幅方向に 3 つに分割されており, 中央を $50\text{ mm} \times 50\text{ mm}$ のメインプレート, その両側を $50\text{ mm} \times 20\text{ mm}$ のサイドプレートとし, サイドプレートは取り外し可能とした. このように平板を分割した理由は後述する. これらの平板は, すべて一つの冷却用ブロックの上に設置してあり, 冷却用ブロックに取り付けた冷却用ボルトを液体窒素に浸すことで, 平板を冷却した. 伝熱面温度は, メインプレートに取り付けた温度センサによって計測した. 温度測定点は, 流れ方向には前端から 28 mm で幅方向の中央部であり, 平板表面から 7 mm 下方である.

本研究の条件 (主流流速: 2.0 m/s) でビオ数 Bi を算出すると, $4.5 \times 10^{-4} \ll 1$ と非常に小さく, 銅の熱伝導率が十分高いため, 平板内の温度は一樣とみなすことができる. 伝熱面温度は, 液体窒素の液位や冷却用ボルトの本数を変えることで制御した. また, 冷却用ブロックには, シース

ヒータが挿入してあり，温度制御に使用した．伝熱面温度の制御精度については，2.3節に示す．また，冷却平板の表面は事前に $9\mu\text{m}$ のダイヤモンドスラリーで研磨し，実験前にはアセトンで表面を拭いてから実験を行った．研磨後に接触角計（エキシマー社製，SImage AUTO 100）で測定した接触角は， $66.7^\circ \pm 9.8^\circ$ であった．

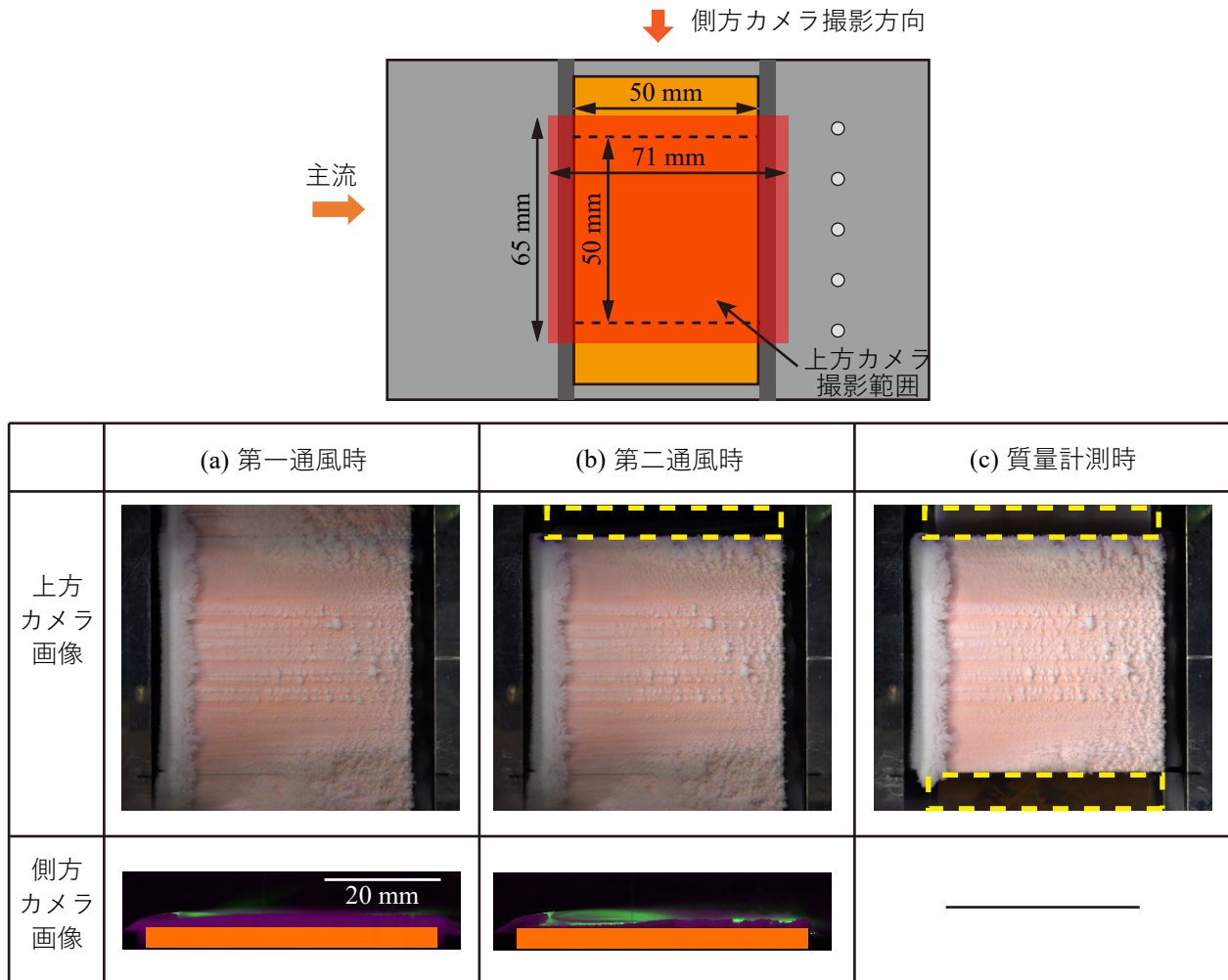


図 2.6: 第一通風時，第二通風時，かきとり時の霜画像

本研究では，上述のように冷却平板を3つに分割し，サイドプレートを取り外し可能にした．その理由について，以下に述べる．図 2.6 に，本研究で撮影した霜の画像を示す．それぞれ (a) 第一通風時，(b) 第二通風時，(c) 質量計測時の画像である．第一通風，第二通風，質量計測の説明は，後述する．側方カメラの画像は，白色 LED 光源とレーザーシート光源の撮影画像の合成画像である．極低温伝熱面上では，ミストの生成による影響で平板の中央部では霜形成が抑制されるが，平板端部ではエッジや側壁などの影響により霜が形成されやすく，平板の側方部から霜が形成されて中央部に成長していく．そのため，図 2.6(a) のように，霜が3次元的な形状となる．このような弓型の3次元的な形状となることは，先行研究 [53] とも一致しており，本研究だけで観察される現象ではない．

側壁付近での霜形成の影響を極力排除して現象を観察するために，本研究では平板を3つのパーツに分割して，側方の二つのサイドプレートを取り外し可能にした．まず，すべてのプレートを設置した状態で通風（第一通風）して実験を行い，実験終了後にカメラ側のサイドプレート

を取り外してアクリル板に置き換え、再び 10 秒ほど通風（第二通風）して霜とミストの画像を撮影する（図 2.6(b)）。これにより、霜の断面形状やミスト生成の様子が、より明瞭に観察できるようになる。その後、直ちにもう一方のサイドプレートも除去（図 2.6(c)）して、メインプレート上の霜をかきとって霜質量を計測した。

以上のように、サイドプレートを取り外し可能にすることで、側方からの着霜による霜形状やミストの観察、霜質量計測への影響を低減した。第二通風による影響については、2.3 節に示す。

2.2.5 粒径分布計測方法

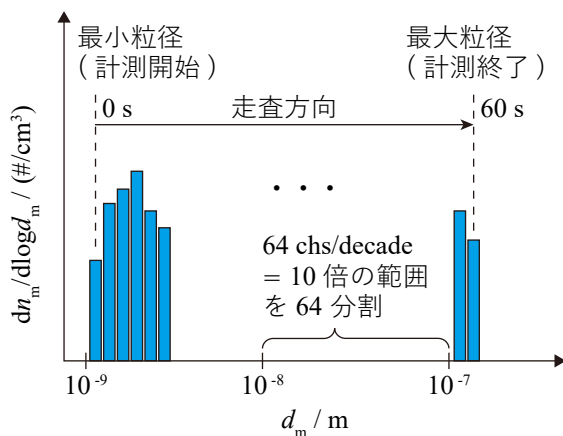


図 2.7: SMPS による粒径分布計測方法

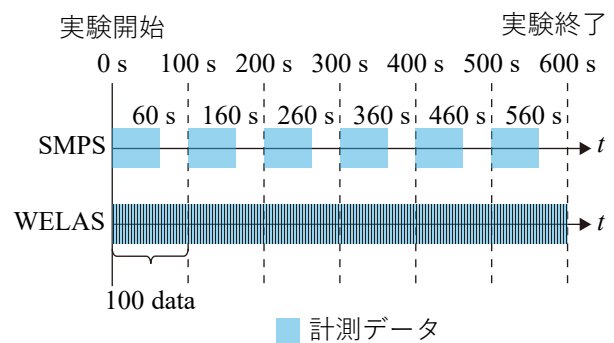


図 2.8: 粒径分布データの測定シーケンス

ミストの粒径分布計測は、走査式モビリティパーティクルサイザー（SMPS）および白色光エアロゾルスpektロメーター（WELAS）を用いて行う。これらの装置はレンタルしたものを使用しており、いずれも校正済みである。2.2.2 節で述べたように、冷却平板の後方 65 mm の位置に設置したサンプリングチューブでサンプリングした空気中に含まれる粒子を計測した。以下では、それぞれの装置の計測原理と計測方法について述べる。

SMPS は、静電分級器と凝縮粒子カウンターで構成されており、まず静電分級器において、粒子にかかる電気泳動力の大きさの違いによって、サンプリングした気体から特定の粒径範囲の粒子だけを分離し、分離した粒子の個数を凝縮粒子カウンターで計測して、特定の粒径範囲の粒子数濃度を取得する。図 2.7 に SMPS の測定手順を示す。SMPS での測定粒径範囲は、 $6.15 \text{ nm} \leq d_m \leq 216.7 \text{ nm}$ である。SMPS では、粒径を 10 倍ごとに 64 分割（64 chs/decade）して計測を行った。例えば、 $1 \times 10^{-8} \text{ m} \leq d_m \leq 1 \times 10^{-7} \text{ m}$ の粒径範囲を 64 個の区間に分割して、それぞれの区間の大きさの粒子数濃度を測定している。SMPS は、最小サイズの粒子から測定を開始して、順番に大きい粒径範囲の粒子数濃度を計測する。そのため、粒径範囲ごとに計測されるタイミングが異なり、一回の計測には 60 秒かかる。

WELAS では、流入する粒子に白色光を照射し、その 90 度散乱光の強度とパルス数によって、粒径と個数を計測する。全体の粒径範囲を 64 chs/decade で分割して計測する点は SMPS と同じであるが、対象とする粒径範囲の粒径分布をすべて同時に取得可能で、計測周期 1 Hz で連続計測できる。WELAS での測定粒径範囲は $0.15 \mu\text{m} \leq d_m \leq 10 \mu\text{m}$ であり、SMPS に比べて大きい。

なお、SMPS、WELAS のサンプリング流量は、それぞれ 1.5 L/min, 5 L/min である。

実験における SMPS および WELAS の測定シーケンスを図 2.8 に示す。SMPS では、1 回の測定に 60 秒、次の測定の準備に 40 秒かかるため、100 秒ごと 1 データを取得する。したがって、600 秒間の実験で得られる測定データは 6 データである。一方、WELAS は粒径分布データを毎秒連続的に取得することができるため、計 600 データを取得する。

2.3 実験条件・手順

本研究での実験条件は下記の通りである。主流温度、湿度、流速は、それぞれ上述の 27 °C, 0.012 kg/m³, 2.0 m/s で一定とし、伝熱面温度を -25, -50, -75, -100, -125, -150, -170 °C の 7 条件として実験を行った。実験中における伝熱面温度の制御精度（実測値）は、目標温度に対して、第一通風時で最大 4.4 °C, 第二通風時で最大 5.3 °C であった。実験時間は 600 秒とした。なお、本研究では、平板上での霜形成に関する基礎的な調査を目的としており、実験条件等の設定において、Re 数などの無次元数を実機と合わせることは行っていないが、プリクーラにおいては地上静止状態や離着陸時などの低マッハ数飛行時に着霜が問題となっていることや、実験装置の性能などを鑑みて、上記の条件を選択した。

本研究での実験手順を以下に示す。

- Step 1 冷却平板の表面をアセトンで拭き、自然乾燥させる。予冷中の着霜を防ぐために、テストセクションのシャッターを閉じて窒素ガスをパージし、実験温度まで事前に冷却する。
- Step 2 平板が冷却された後、パージを止めてシャッターを開放し、通風を開始する（実験開始、第一通風）。
- Step 3 設定時間（600 秒）が経過したら通風を停止する。
- Step 4 霜層とミスト生成の様子を撮影するために、カメラ側のサイドプレートを取り外し、アクリル板に置き換え、再度 10 秒間通風を行う（第二通風）。
- Step 5 第二通風終了後、もう一方のサイドプレートを取り外し、メインプレート上の霜だけをかき取って、その質量を電子天秤で測定する。

本研究では、第二通風後に霜質量の計測を行った。そこで、第二通風による霜質量の計測結果への影響を検討するために、事前に予備実験として第二通風を行った場合と行わなかった場合で霜質量計測を行った。予備実験は、-25, -75, -125, -170 °C の 4 つの伝熱面温度で行った。その結果、かきとりによる霜質量のばらつきは最大で 4.4×10^{-3} kg/m²（平均霜質量に対する相対誤差は最大で 6.1 %）、第二通風の有無による霜質量の変化は最大で 5.4×10^{-3} kg/m²（平均霜質量に対する相対誤差は最大で 7.5 %）であった。

2.4 実験結果・考察：霜質量の計測・二つの光源を用いた霜層とミストの光学計測

本節では、ミスト生成の様子や霜形成の様子を白色 LED 光源とレーザーシート光源を用いて観察した結果を基に、各伝熱面温度での霜形成の特徴やミスト生成と霜形成との相互の影響について述べる。ミストの粒径分布の計測結果については、2.5 節で述べる。

2.4.1 伝熱面温度による霜形成の違い

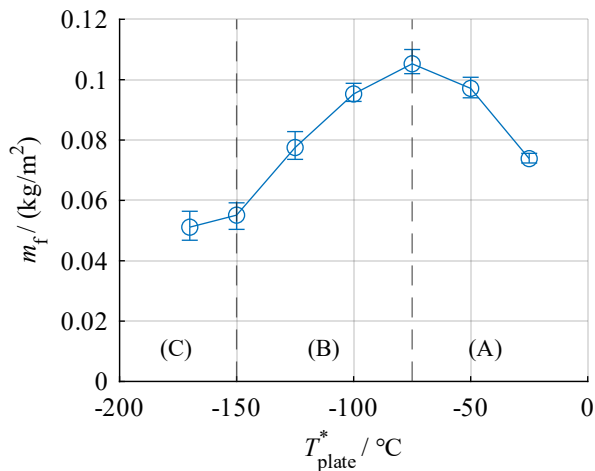


図 2.9: 伝熱面温度と霜質量の関係 (600 秒)

図 2.9 に通風後 600 秒後の霜質量と伝熱面温度の関係を示す。横軸は伝熱面温度、縦軸は単位伝熱面積当たりの霜質量である。プロットは平均値を表し、エラーバーは各条件の測定結果の最大値と最小値である。

図 2.9 から、 $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ と $T_{\text{plate}}^* = -150^\circ\text{C}$ で傾向が変化していることがわかる。 $T_{\text{plate}}^* \geq -75^\circ\text{C}$ (図 2.9(A)) では、伝熱面温度が低いほど霜質量が多くなっている。霜質量は、 $T_{\text{plate}}^* = -25^\circ\text{C}$ と $T_{\text{plate}}^* = -50^\circ\text{C}$ で 32%、 $T_{\text{plate}}^* = -50^\circ\text{C}$ と $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ で 8% 増加した。一方で、 $T_{\text{plate}}^* = -100$ 、 -125°C (図 2.9(B)) の場合には、伝熱面温度が低いほど霜質量が少なくなっている。さらに、 $T_{\text{plate}}^* \leq -150^\circ\text{C}$ (図 2.9(C)) では、霜質量は低温ほどわずかに減少するが、ほぼ一定であった。これらの結果から、本研究では伝熱面温度を 3 つに分類した。

上述のように低温ほど霜質量が減少するのは、ミスト化の影響である。ミストが生成する場合には、ミスト化によって水蒸気が消費されることで、昇華凝結による霜形成が抑制され、生成したミストのほとんどは主流により輸送されるため、結果として霜質量が減少する。また、図 2.9 のような霜質量と伝熱面温度との関係は、自然対流下の鉛直平板上での着霜現象を観察した大久保らの研究 [23] のものと定性的に一致した。しかし、霜質量が極大となる伝熱面温度 (大久保ら [23]: $T_{\text{plate}}^* = -40^\circ\text{C}$, 本研究: $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$) や、霜質量の変化がほとんどない温度範囲 (大久保ら [23]: $T_{\text{plate}}^* \leq -114^\circ\text{C}$, 本研究: $T_{\text{plate}}^* \leq -150^\circ\text{C}$) については低温側にシフトしている。したがって、伝熱面温度に対する定性的な傾向は、本研究の条件に限定されるものではないが、境界となる温度条件は対流条件などにより異なることがわかる。

図 2.10 には、第二通風時に撮影した霜形状とミスト生成の様子を示す。主流空気は各画像の左から右に流れている。霜形状やミスト生成の様子についても、上記の霜質量の計測結果から分類したグループごとに、類似した傾向がみられた。 $T_{\text{plate}}^* \geq -75^\circ\text{C}$ では、伝熱面上にはほぼ均一に霜層が形成された。霜厚さは伝熱面温度が低いほど、また後方ほど高くなる傾向がみられた。 T_{plate}^*

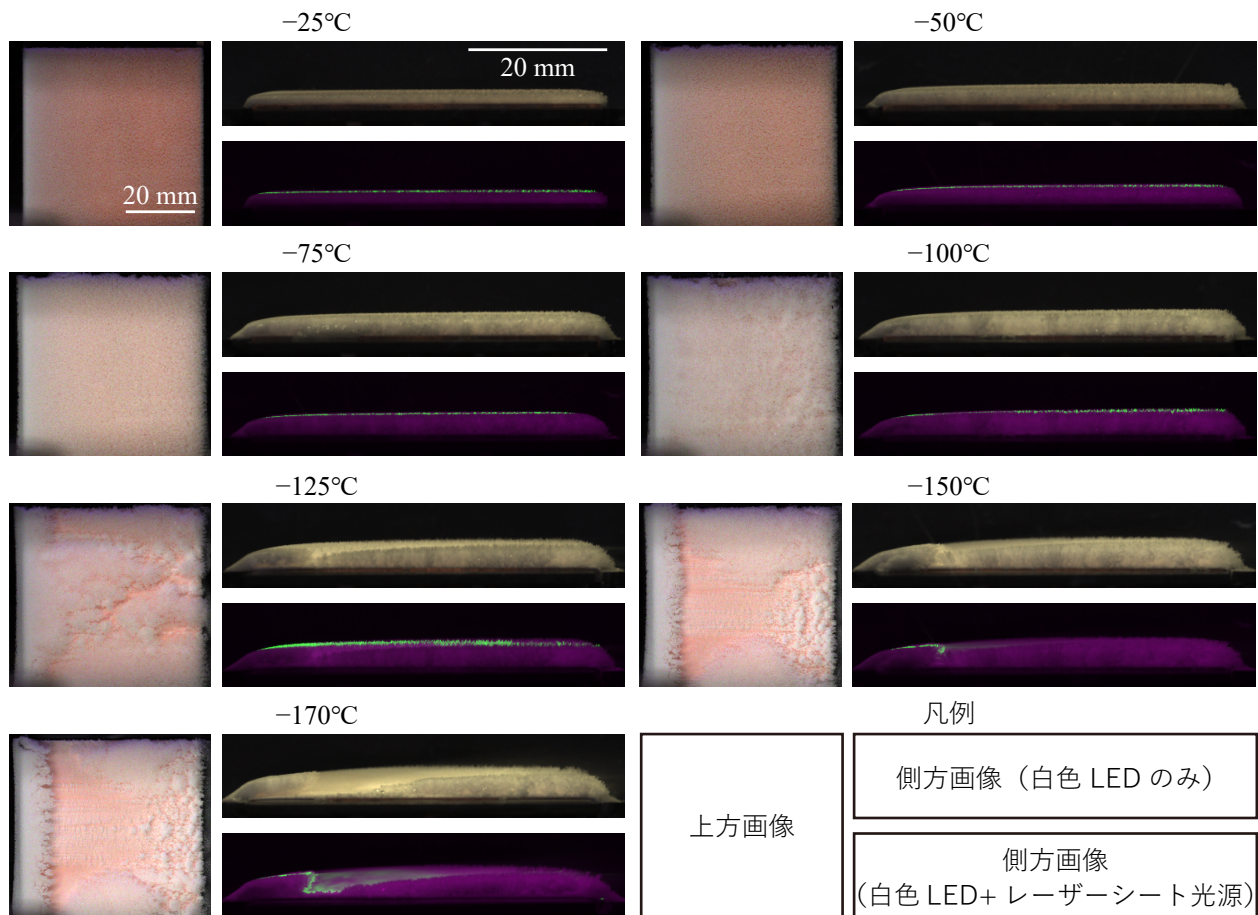


図 2.10: 異なる伝熱面温度での霜形状とミスト生成の様子 (600 秒, 第二通風時)

= -100 , -125 °C でも同様に霜が伝熱面全体を覆ったが、霜層の表面が不均一で凹凸がある霜となり、低温ほど表面の凹凸が目立っている。また、これらの伝熱面温度では、第二通風時の画像からミストの生成を確認することはできなかった。 $T_{\text{plate}}^* \leq -150$ °C の場合には、平板の前端と後方で分かれて霜が形成 (霜層分離) した。前縁部にはフロストヒルと呼ばれる霜の山が形成され、その後ろではほとんど霜が形成されなかった。このようなフロストヒルの形成は、強制対流下の極低温伝熱面上でみられる特徴的な現象であり、平板を底面部に埋め込んで (底面と平板表面の高さを合わせて) 実験を行った、Lee らの研究 [46] でも報告されている。したがって、本研究の装置特有のものではなく、平板を底面から 1 mm 高く設置した影響によるものでもない。また、ミストが 600 秒後も生成していることが画像から確認できた。

以上のように、霜質量の計測結果と霜形成の様子は伝熱面温度に強く依存し、本研究の実験条件の範囲では、伝熱面温度を 3 つのグループに分類できることがわかった。本研究では、それぞれを低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -25, -50, -75$ °C : A), 遷移温度域 ($T_{\text{plate}}^* = -100, -125$ °C : B), 極低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -150, -170$ °C : C) とする。

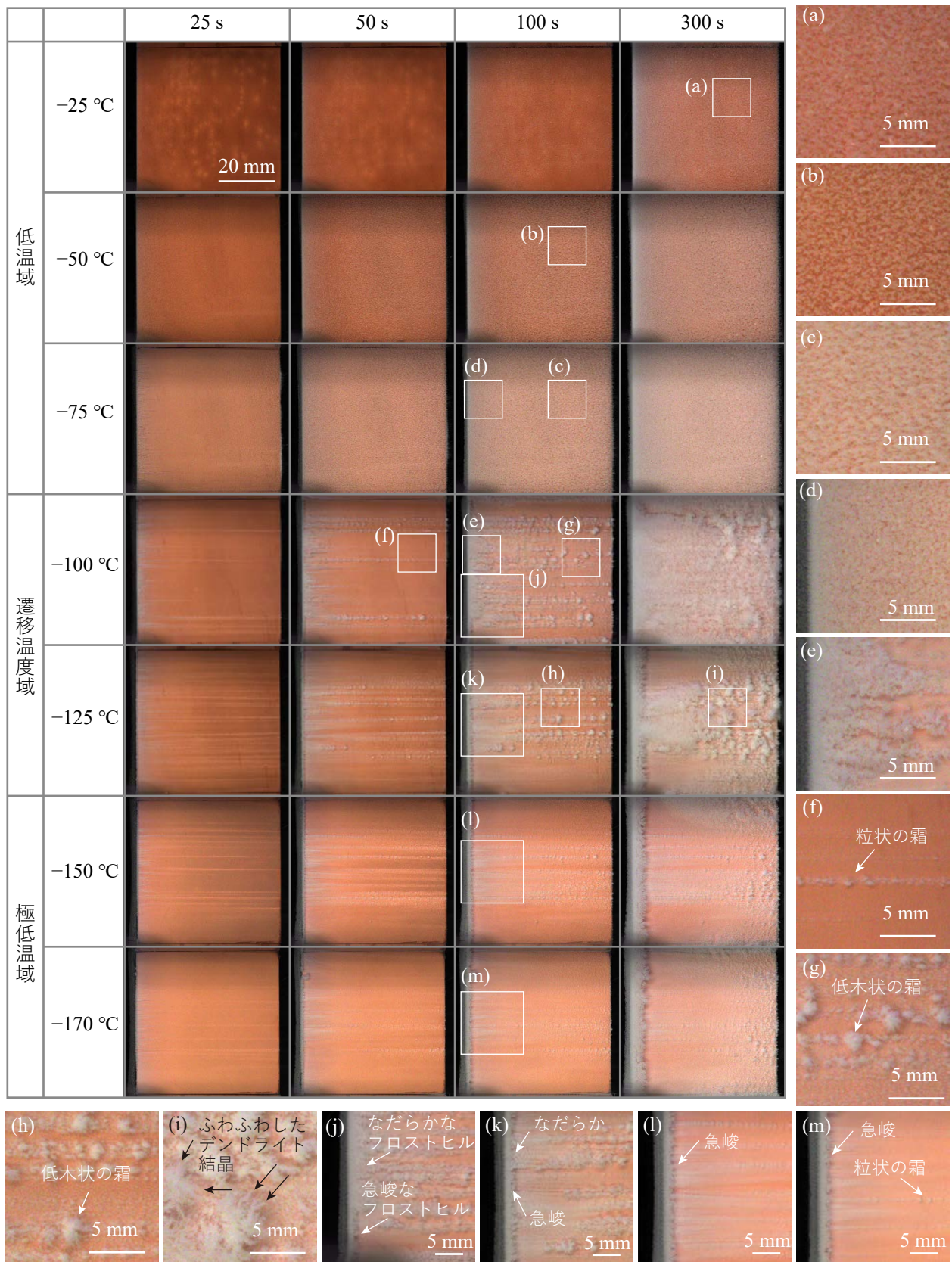


図 2.11: 霜形成の観察画像（上方カメラ）

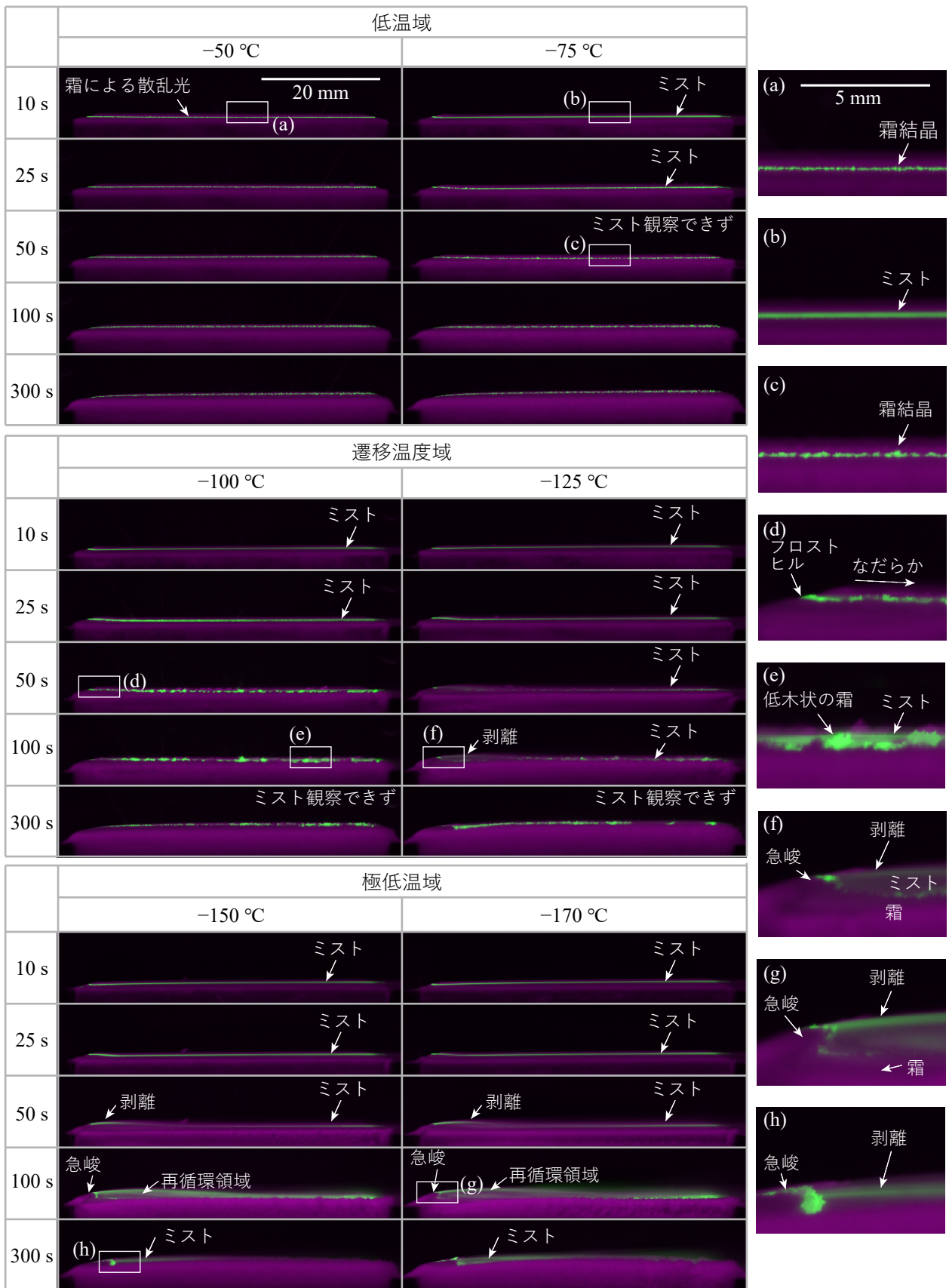


図 2.12: 霜形成の観察画像 (側方カメラ)

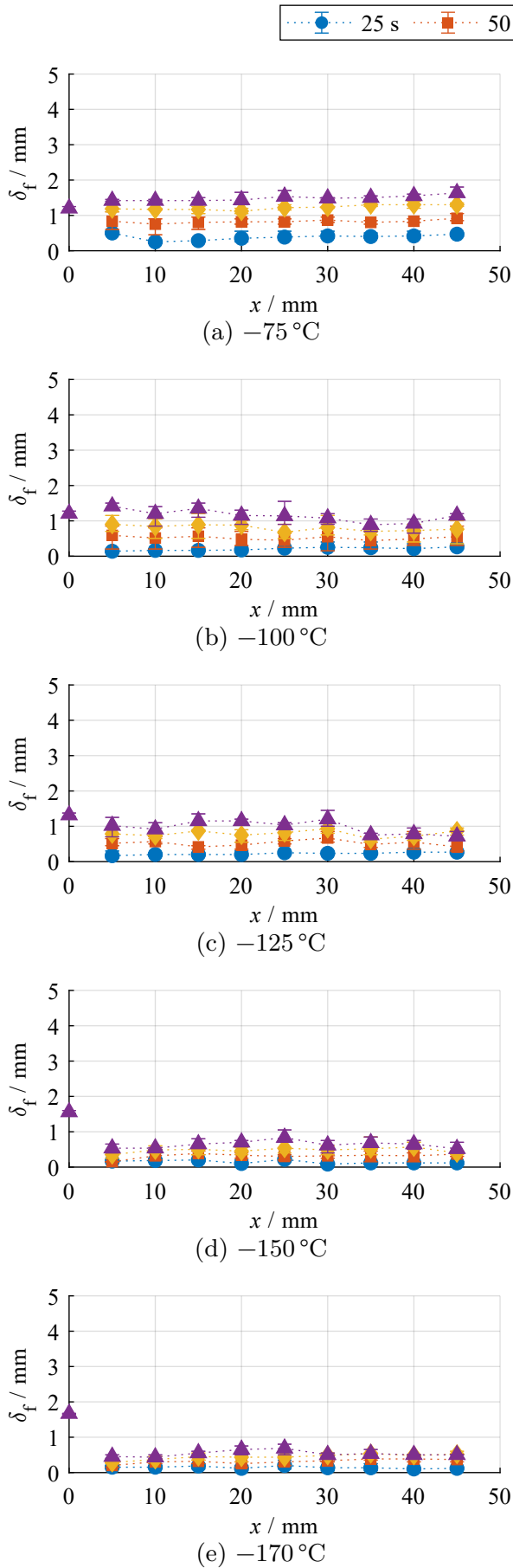


図 2.13: 霜層厚さの計測結果

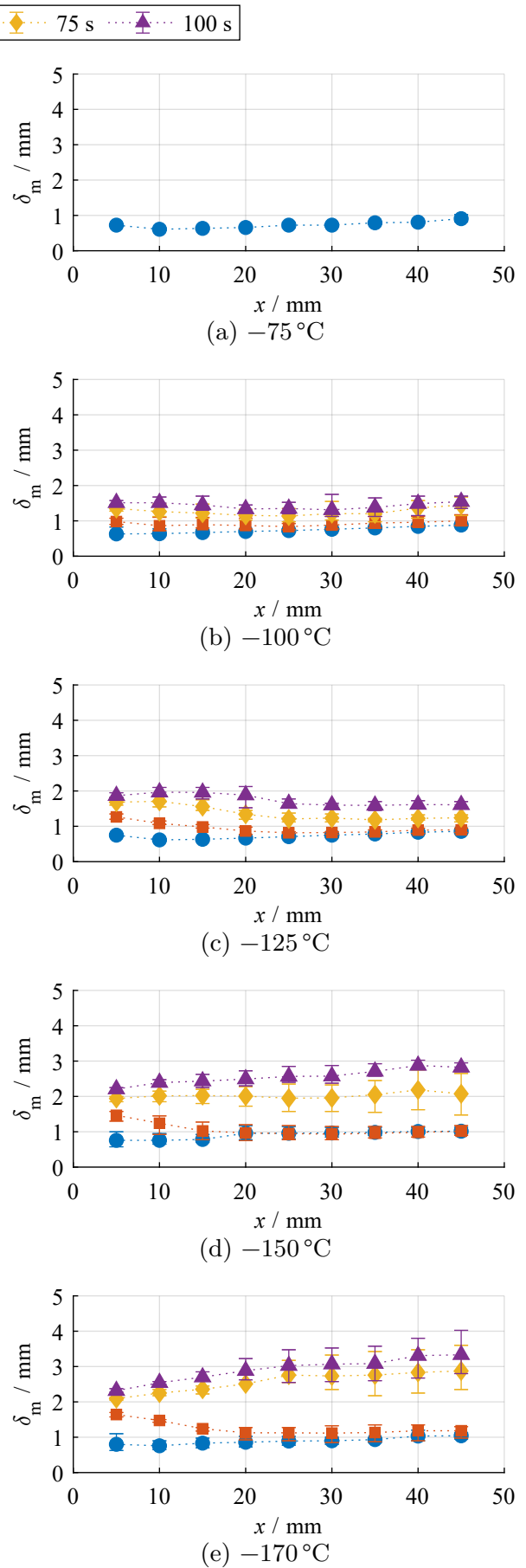


図 2.14: ミスト層高さの計測結果

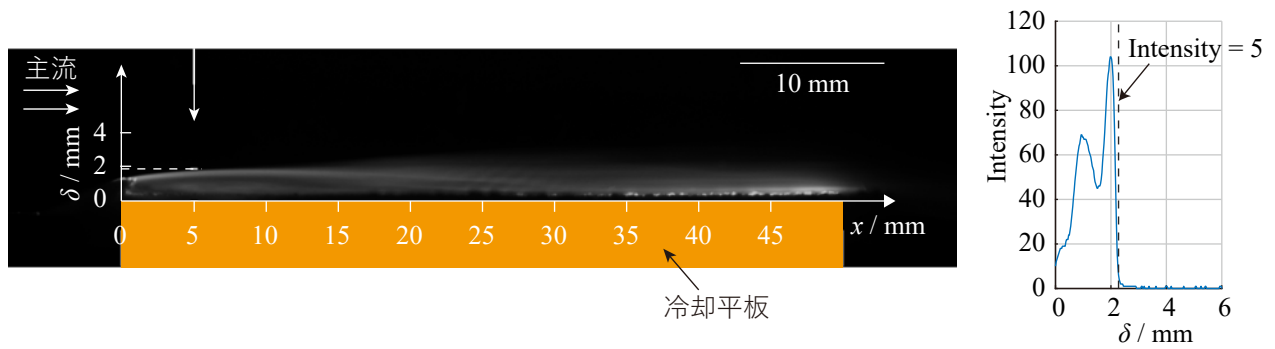


図 2.15: ミスト層高さの計測方法

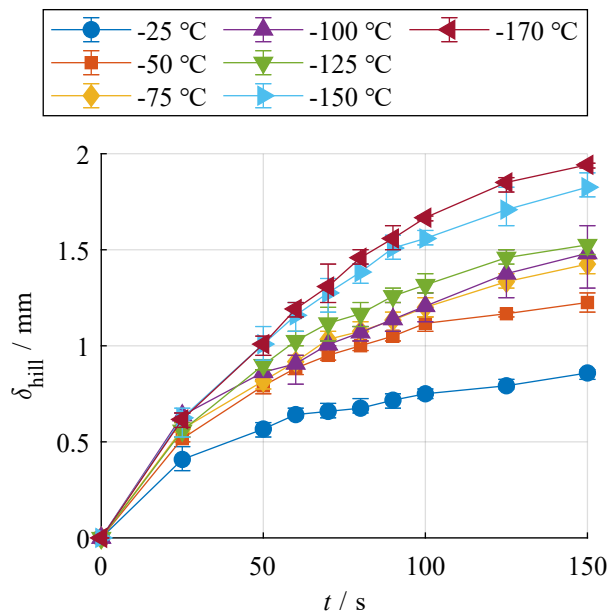


図 2.16: フロストヒル高さの時間変化

2.4.2 伝熱面温度による霜形成およびミスト生成の時間変化

2.4.1 節で、600 秒での霜質量と霜形状、ミスト生成の様子から確認したように、形成される霜層の特徴は伝熱面温度によって大きく 3 つの Group に分類できる。そこで本研究では、それぞれの伝熱面温度での霜層とミストの形成過程について、より詳細な観察を行った。

図 2.11 と図 2.12 に、それぞれ上側カメラと側方カメラでの霜層とミストの観察画像を示す。上方カメラでの撮影画像はメインプレートの部分のみを示す。図 2.13、図 2.14 には、側方カメラでの撮影画像から測定した伝熱面表面からの霜層とミスト層の高さを示す。ミスト層高さは、図 2.15 に示すように、レーザーでミストを可視化した画像をグレースケール化し、輝度が 5 以上となる範囲のうち、最も y 座標が高い位置の高さとした。-75°C については、50 秒以降はミストが観察できなかつたため、25 秒の結果のみ示した。また、先端部ではフロストヒルと呼ばれる霜層の山が形成されており、図 2.13 の $x = 0 \text{ mm}$ には 100 秒時のフロストヒルの高さも示した。フロストヒル高さの時間変化については、図 2.16 にも示す。いずれも各伝熱面温度で 3 回以上実験と計測を行った結果である。低温域では霜層が比較的均一な厚さで形成されるため、フロストヒ

ルが明瞭に観察できない場合があり、その場合には前端から 2.5 mm までの範囲での最高点の高さとした。いずれのグラフでもプロットが平均値を、エラーバーは最大値と最小値を示す。

特に、極低温伝熱面上では、サイドプレート上での霜形成が進むと中央断面部の霜厚さを正確に計測できなくなる。そのため、本研究では霜厚さとミスト層高さについては、比較的サイドプレート上での霜形成の影響が小さい 100 秒以内での計測とした。また、フロストヒル高さについては、側方からの霜形成の影響が比較的小さいが、時間とともに徐々に増加率が減少して変化が小さくなることや、他の霜厚さやミスト層高さの計測を 100 秒までとしていることから、150 秒までの計測とした。なお、霜形状の変化や霜形成によるミスト層の拡大は、通風後 100 秒以内が顕著であった。

低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -25, -50, -75^\circ\text{C}$)

伝熱面温度が比較的高い場合には、微細な結晶が伝熱面の全体でランダムに発生して最終的に全面が霜で覆われた。結晶は後方よりも前端部でより早く、より密に成長した。図 2.11(a) – (c) に示すように、いずれの伝熱面温度でも鋭い針状の結晶が多数観察できる。Lee ら [41] および Wu ら [40] は、このような結晶が昇華凝結によって形成されることを報告しており、これらの霜は昇華凝結によって形成されたものである。

また、ミストは $T_{\text{plate}}^* \geq -50^\circ\text{C}$ では観察できなかった (図 2.12(a))。 $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ では、図 2.12(b) に示すように、通風後 25 秒後までの間で観察できたが、50 秒後 (図 2.12(c)) には観察できなくなっており、すぐにミスト化が抑制されていることが確認できる。観察できない微小なミスト粒子が存在する可能性はあるため、本研究からミストの生成有無の境界となる条件を特定することはできないが、上述の結果から低温域 ($T_{\text{plate}}^* \leq -75^\circ\text{C}$) ではミストが生成してもその影響はほとんどなく、昇華凝結が支配的な霜形成要因であると言える。

先行研究 [23] (自然対流下) では、 $T_{\text{plate}}^* \leq -40^\circ\text{C}$ でミストが生成し、霜質量が低温ほど減少することが報告されているが、本研究では $T_{\text{plate}}^* = -50^\circ\text{C}$ でもミストがほとんど観察できず、霜質量も $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ で極大となった。自然対流下では、温度境界層が厚く、伝熱面温度が比較的高くてもミストが生成できる低温領域が十分に形成されるが、本研究のような強制対流下の場合には、温度境界層が薄く、伝熱面温度が低くても空気が十分に冷却される範囲は狭くなる。また、強制対流下の方が水蒸気物質伝達量は増加するため、ミスト化によって水蒸気が消費されない場合には霜形成がより早く進行し、表面温度が上昇してミスト化のさらなる抑制につながる。これらの要因により、強制対流下では、伝熱面温度が低い条件でもミスト化の影響が顕著になりやすく、霜質量が極大となる伝熱面温度が低温側にシフトした。

図 2.13 に示す霜厚さの時間変化を見ると、 -75°C では通風後すぐの 25 秒でも、すでに他の伝熱面温度の場合に比べて、霜が伝熱面全体で厚く形成されている。時間経過とともに、霜厚さは伝熱面全体でほぼ均一に高くなっており、上記の観察結果とも整合した。

図 2.16 に示す前端部のフロストヒルの高さの時間変化を見ると、通風後すぐの 25 秒では伝熱面温度によらずそれほど変わらないが、伝熱面温度が高い場合にはその後のフロストヒルの成長が抑制されている。これは、伝熱面温度が高いほど容易に表面温度が氷点に達しやすく、フロストヒルの成長が抑制されたためである。また、フロストヒルの高さは後方の霜高さと同程度であ

り、この結果からも霜層がほぼ均一に形成されていることが確認できる。

極低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -150, -170^\circ\text{C}$)

伝熱面温度が極端に低い極低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -150, -170^\circ\text{C}$) では、図 2.11 に示すように、前端部でフロストヒルが大きく成長し、そのすぐ後方ではほとんど霜が成長しない。図 2.11(l), (m) に示す 100 秒後のフロストヒルの拡大図からも、フロストヒルが平板から突き出すように形成されて、その後方でほとんど霜が形成されていないことが確認できる。

ミスト生成の様子 (図 2.12) を見ると、極低温域ではミスト生成が 300 秒後でも持続しており、図 2.10 からは 600 秒時でもミストの生成が確認できる。図 2.12(g), (h) に示すように、フロストヒルで主流が剥離して後方に形成される再循環領域で、ミストが盛んに生成し続けた。一方で、フロストヒルより上流側ではミストはほとんど観察できず、平板の前端部での霜形成にはミスト化の影響がほとんどなく、昇華凝結が支配的といえる。

フロストヒルの後方では、ミストが盛んに生成しており、ほとんど霜が形成されていない。主流から輸送される水蒸気のほとんどがミスト化によって消費され、冷却平板上に供給されていないためである。生成したミストは、ほとんどが主流によって流され、霜形成には寄与しないため、霜質量が減少した。また、平板のさらに後方では、雪が降り積もったような粉粒状の霜が薄く形成された (図 2.11)。このような粉粒状の霜は、生成したミストの一部が堆積することで形成される [23, 46, 52]。このような霜形成によって、300 秒後には前端のフロストヒルとは別に、後方で霜層が形成され、非常にゆっくりと成長した。

図 2.13 に示す結果からも、極低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -150, -170^\circ\text{C}$) では、前端のフロストヒルが高く形成される一方で、後方での霜形成が非常に遅く、ほとんど成長しないことが確認できる。前端で形成されるフロストヒルの高さ (図 2.16) は、100 秒で $\delta_{\text{hill}} = 1.5 \text{ mm}$ に達しており、ほかの伝熱面温度に比べても明らかに高く、その後も高さ方向に成長し続けた。伝熱面温度が低いいため、フロストヒルの表面温度が上昇しにくく、高く成長した。

フロストヒルの後方で形成されるミスト層の高さ (図 2.14) は、通風直後の 25 秒では伝熱面温度によらずほぼ同等の厚さであった。このことから、伝熱面温度の低下は、ミスト層高さにほとんど影響しないことがわかる。しかし、極低温域では、ミスト層高さが 50 秒から 75 秒にかけて、前側から後方にかけて急激に増加しており、他の伝熱面温度の場合に比べても高くなっている。時間経過に伴ってフロストヒルが急峻に成長し、その後方で剥離領域が拡大したため、ミスト層が大きく拡大した。

$T_{\text{plate}}^* = -150^\circ\text{C}$ と $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ の間には、霜質量、フロストヒルの高さ、ミスト層高さなどに、ほとんど定量的な差がなく、伝熱面温度による現象の変化はほとんどなかった。 $T_{\text{plate}}^* = -150^\circ\text{C}$ でも、ほぼ全ての水蒸気がミスト化により消費されており、伝熱面温度が低下しても、ミストの生成による水蒸気消費量は、ほとんど増加しないためであると推察される。このような特徴は、先行研究 [23] (自然対流下) の $T_{\text{plate}}^* \leq -114^\circ\text{C}$ の現象とも一致した。本研究 (強制対流下) の場合には、より伝熱面温度が低い場合に限られており、以下の要因が挙げられる。強制対流下では境界層が薄く、ミスト層の高さは伝熱面温度の影響を受けにくい一方で、ミストの発生領域の拡大はフロストヒルの成長とその背後での流れの剥離による影響を強く受ける。本研究の条

件では、 $T_{\text{plate}}^* \leq -150^\circ\text{C}$ でフロストヒルが全体的に急峻に突き出て形成されたことで、上述の結果につながった。フロストヒルの成長の様子やその後方での剥離の様子は、伝熱面温度によって異なっており、この点については後述する。

遷移温度域 ($T_{\text{plate}}^* = -100, -125^\circ\text{C}$)

遷移温度域 ($T_{\text{plate}}^* = -100, -125^\circ\text{C}$) は、低温域と極低温域の中間的な領域であるが、100 秒以降にまだらに霜が形成されるなど、異なる霜形成の様子が観察できた。

まず、平板の前端付近での霜形成の様子について述べる。図 2.11 や図 2.12 を見ると、前端部でフロストヒルが形成されるものの、極低温域と比べて低く、後方にかけてなだらかなものとなっている。また、フロストヒルの後方でまばらに霜が形成され、全方向に広がるように成長して、フロストヒルとつながるものもあった。このような霜は、通風直後にミストがまばらに堆積して生じた粉粒状の霜が成長したものであると推察される。広がって成長した霜 (図 2.11(d), (e)) は、低温域の霜結晶とも類似しており、昇華凝結によって形成されていることがわかる。ミスト生成の様子については、通風直後に前端付近でもミストが生成するが、霜形成に伴って徐々に生成しなくなっており (図 2.12(d)), 300 秒時には観察できなくなった。一方、図 2.11(j), (k) からわかるように、一部では極低温域と同様に急峻なフロストヒルも形成され、その後方では霜形成が抑制された。

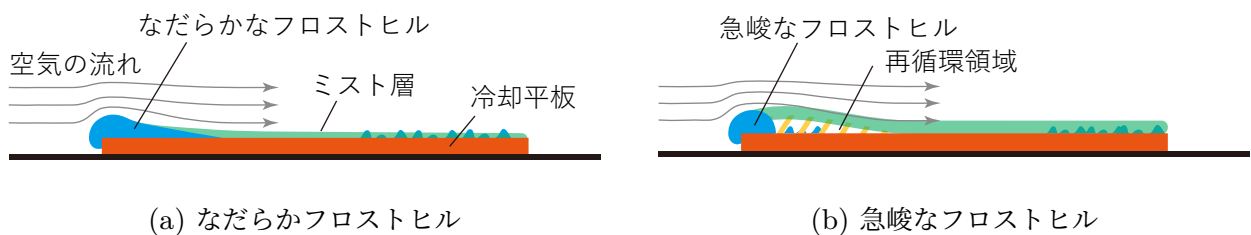


図 2.17: 二つのフロストヒル形状

以上のように、遷移温度域では、図 2.17 に示すような、二つのタイプのフロストヒルが形成された。前端から後方にかけてなだらかなフロストヒル (図 2.17(a)) が形成されると、流れは剥離することなく、霜層に沿うように流れる。霜が形成された場所では表面温度が上昇してミスト化しにくくなっており、水蒸気が豊富に霜層に沿うように輸送されるため、霜層への水蒸気供給が盛んになる。その結果、昇華凝結による霜形成が進み、霜層が連なって形成される。一方で、極低温域でみられたような急峻なフロストヒル (図 2.17(b)) が形成された部分では、後方で流れが剥離し、ミスト化によって水蒸気が消費されて霜形成が抑制される。 $T_{\text{plate}}^* = -100^\circ\text{C}$ と $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ を比較すると、 $T_{\text{plate}}^* = -100^\circ\text{C}$ の方がなだらかなフロストヒルが形成されやすい傾向があり、伝熱面温度が低いほどフロストヒルが急峻になりやすいことがわかる。そのため、 $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ の方が霜形成が抑制されやすく、霜質量が少なくなった。

平板の後方側では、図 2.11(f) - (h) に示すように、粉粒状の霜がまばらに堆積して徐々に成長していく様子が観察できた。粉粒状の霜の成長速度はばらばらで、一部が成長してより大きな低木状の霜 (Shrub-like frost) となる。また、平板の後方では、図 2.12(e) のように、比較的長くミ

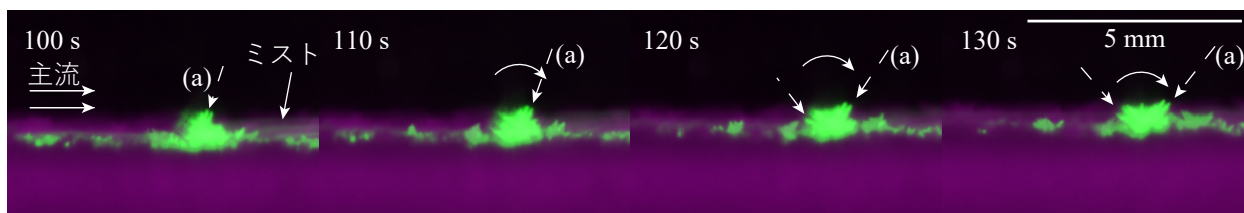


図 2.18: 低木状の霜の上の針状結晶と Circumferential growth ($T_{\text{plate}}^* = -100^\circ\text{C}$)

スト化が確認でき、 $T_{\text{plate}}^* = -100^\circ\text{C}$ では 200 秒、 $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ では 250 秒以上観察できた。後方のまばらな霜の間のくぼみ部分でミストが生成したためである。

図 2.18 に、平板後方で形成された低木状の霜の成長の様子を示す。低木状の霜の表面では、針状の霜 (図 2.18(a)) が形成され、成長した。低木状の霜から伸びる針状結晶は、主流空気によって流れ方向に回転しながら成長しており、Jeong ら [53] によって報告されている Circumferential growth と呼ばれる成長形態と同じであった。彼らの研究では、 $T_{\text{plate}}^* = -180^\circ\text{C}$ の伝熱面上での現象として報告されているが、ミストの堆積によりできた粉粒状の霜の成長である点と同じであるため観察できた。さらに霜形成が進んで低木状の霜が大きく成長すると、霜の上でふわふわした羽毛のような樹枝状結晶が形成された (図 2.11(i))。このように、伝熱面上にまばらに成長した低木状の霜の上で、樹枝状結晶が成長して周囲に広がって平板上を覆っていくことで、表面が不均一で凹凸のある霜層となった。

上述のように、ミストの堆積によりできた粉粒状の霜が成長すると、やがてその表面で (昇華凝結によって形成される) 針状や羽毛状の結晶が形成されるようになっており、局所的な霜形成メカニズムが時間とともに変化することが確認できる。低木状の霜が平板から突き出すように形状されることで、低木状の霜の表面温度が高くなって周囲でのミスト化が抑制され、平板から高さ方向に突き出した低木状の霜の表面に、水蒸気が直接供給されやすくなったことが要因である。

霜厚さ (図 2.13) については、平板上の広い範囲で霜が不均一に形成されるため、全体的に凹凸がある。霜の厚さは $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ よりも薄く、100 秒でおよそ 1 mm 程度であり、ミスト化によって霜形成が抑制されることが確認できる。霜層の厚さは伝熱面の前端付近ほど高く、後方にかけて徐々に薄くなった。先端のフロストヒルの高さ (図 2.16) については極低温域に比べて低く、100 秒で 1 mm 程度であり、霜厚さと大きな違いはなかった。霜厚さは $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ の方が $T_{\text{plate}}^* = -100^\circ\text{C}$ に比べて薄く、一方で、フロストヒル高さは $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ の方が $T_{\text{plate}}^* = -100^\circ\text{C}$ に比べて高くなっており、低温ほどフロストヒルが突出して形成され、後方で霜成長が抑制されることがわかる。

ミスト層の高さ (図 2.14) も時間とともに増加しているが、極低温域のように、大きく厚さが増加することはなかった。ミスト層高さは、霜層の厚さの増加とともに増加しており、霜層上のミスト層高さ (ミスト層の高さと霜層の高さとの差) は徐々に減少した。 $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ では、比較的フロストヒルが急峻に形成されやすいため、図 2.12(f) に示すように、前端部で流れが剥離して、その後方でミスト化が生じる様子も観察できた。

2.4.3 各伝熱面温度ごとの霜形成過程の特徴

2.4節では、二つの光源でのミストと霜層の同時観察や、霜厚さ、ミスト層高さの計測などから、霜形成の様相は伝熱面温度に強く依存し、本研究の実験条件の範囲では3つに分類できる。霜形成の様子は、ミスト化の有無や、形成されるフロストヒルの高さや形状、その後方での剥離の有無によって、特徴づけられる。以下に、伝熱面温度ごとの霜形成の特徴をまとめる。

■低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -25, -50, -75\text{ }^\circ\text{C}$)

- 霜層は伝熱面の全体でほぼ均一に形成され、フロストヒルは形成されない。
- ミストは生成しないか、通風直後に生成しても直ちに消失し、ミスト生成による霜形成への影響はほとんどない。
- 霜層は主に昇華凝結によって形成され、針状や樹枝状の結晶となる。

■遷移温度域 ($T_{\text{plate}}^* = -100, -125\text{ }^\circ\text{C}$)

- 前端部ではなだらかなフロストヒルが形成され、部分的に急峻なフロストヒルも形成される。フロストヒルはいずれも昇華凝結によって形成される。
- なだらかなフロストヒルの後方では流れが剥離しないため、ミスト化が持続せず、昇華凝結による霜形成が進む。平板の後方では、ミストがまばらに堆積して粉粒状の霜が形成されるが、徐々に成長して低木状の霜となり、さらにその上で昇華凝結によって針状や羽毛状の霜が成長し、周囲の霜と合体しながら広がって平板上を覆っていく。
- 部分的に形成された急峻なフロストヒルの後方では、フロストヒルで流れが剥離して後方で再循環領域が広く形成される。再循環領域では、ミストが盛んに生成し、霜形成が抑制される。平板の後方では、生成したミストの堆積によって粉粒状の霜が積もって霜層が形成されるが、その成長は非常に遅い。
- 上記のような霜形成によって、霜層は凹凸のある不均一なものとなる。
- 伝熱面温度が低いほど、フロストヒルが急峻に形成されやすく、それぞれの形成割合が霜の質量や形状の違いに影響する。

■極低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -150, -170\text{ }^\circ\text{C}$)

- 前端では昇華凝結によって急峻なフロストヒルが形成される。
- フロストヒルのすぐ後方では、流れが剥離して再循環領域が広く形成され、ミストが盛んに生成し、霜はほとんど形成されない。
- 平板の後方では、生成したミストの一部が堆積して粉粒状の霜が形成されるが、その成長は非常に遅い。

本研究では、主流の温湿度や流速の条件を変えずに、伝熱面温度のみを変えて、強制対流下の水平平板上での霜形成やミスト生成の様子を観察した。定性的には自然対流下で行われた先行研

究 [23] の結果と一致する点もあるが、強制対流下では平板上での境界層が薄いため、ミスト化の影響がより伝熱面温度が低い条件でないと生じにくい点や、伝熱面温度の低下だけでなく、平板前端部のフロストヒルの形状やその後方での剥離の有無が現象に大きく影響する点が異なる。強制対流下では、剥離の有無などが重要であることから、伝熱面温度だけでなく、主流流速などが現象に大きく影響する可能性があり、今後主流流速などの異なる条件で、さらなる調査を行うことが必要である。

2.5 実験結果・考察：ミスト粒子の粒径分布計測

2.4 節では、ミスト生成や霜形成の様子を白色 LED 光源とレーザーシート光源を用いて観察した結果から、各伝熱面温度での霜形成の特徴を整理し、前端で形成されるフロストヒルやその後方での剥離の有無による影響が重要であることを明らかにした。本節では、粒径計測装置（走査式モビリティパーティクルサイザー：SMPS, 白色光エアロゾルスペクトロメーター：WELAS）を用いた粒径分布計測の結果について述べる。

2.5.1 バックグラウンド計測結果

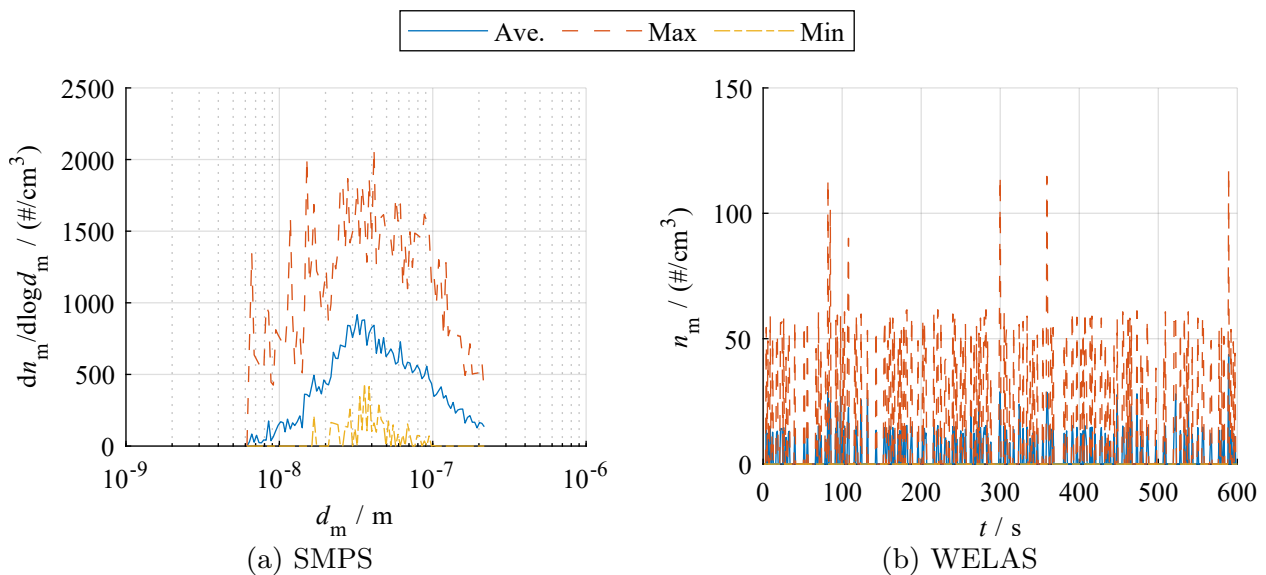


図 2.19: バックグラウンド粒子計測結果

まず、主流空気中に含まれる粒子を計測するために、平板を冷却しない状態で計測を行った。図 2.19 に計測結果を示す。図 2.19(a) は、SMPS で計測された粒径分布である。縦軸は粒子数濃度、横軸は粒径である。縦軸の $dn_m/d\log d_m$ は、異なる区間分割数での計測結果を比較可能にするために、各計測区間の粒子数計測結果を区間の幅で除した値である。log の底は 10 である。計 4 回行った計測結果から、最大濃度、平均濃度、最小濃度を示した。また、図 2.19(b) には、WELAS で計測した総粒子数濃度の時間変化を示す。

SMPS の結果では、主流空気中に $0.03 \mu\text{m} \leq d_m \leq 0.1 \mu\text{m}$ 程度の粒径の粒子が含まれており、その個数濃度がおよそ $2000 \text{ particles/cm}^3$ であった。一方で、WELAS の測定範囲である $0.2 \mu\text{m}$

以上の粒子についてはほとんど検出されず、間欠的に数十 particles/cm³ の濃度で検出される程度であった。

2.5.2 パージ中・予冷中における計測結果

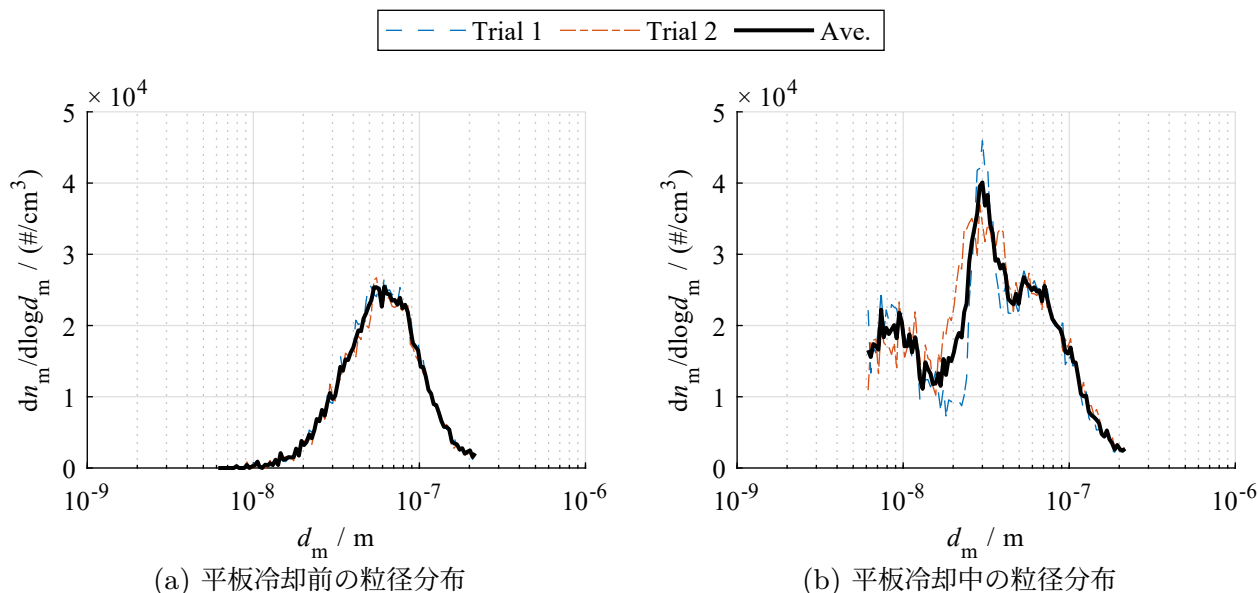


図 2.20: パージ中の SMPS による計測結果

通風開始前に冷却平板の予冷を行うため、予冷時のパージガス中に含まれる粒子や、予冷中の粒子生成の影響についても、事前に調査した。テストセクションのシャッターを閉じ、パージを行った状態で、平板の冷却前と冷却中のそれぞれで 2 回ずつ粒径計測を行った。平板温度は予冷前については室温であるが、予冷中は Trial 1 では $-96.2^\circ\text{C} \leq T_{\text{plate}}^* \leq -91.5^\circ\text{C}$ 、Trial 2 では $-85.1^\circ\text{C} \leq T_{\text{plate}}^* \leq -82.8^\circ\text{C}$ であった。

WELAS では、粒子がほとんど検出されなかったため、SMPS の測定結果のみを図 2.20 に示す。図 2.20(a) は平板冷却前、図 2.20(b) は平板冷却中の計測結果である。冷却前でも $0.02 \mu\text{m} \leq d_m \leq 0.2 \mu\text{m}$ 程度の粒子が比較的高濃度で検出され、パージガス中に微小粒子が含まれていることがわかる。予冷時に使用した窒素ガスは自加圧容器から供給しており、フィルター等を通していないため、窒素ガス中に含まれる粒子が検出されたと推察される。冷却中には、先ほどの冷却前と同じ粒径の粒子に加えて、 $0.02 \mu\text{m}$ 以下の粒子の濃度も増加しており、予冷時に微小な粒子が生成していることが確認できる。窒素ガスパージによりテストセクション内の水蒸気濃度は低くなっているが、構造上テストセクションを完全に密閉することができないため、水蒸気を完全に除去することはできていない。そのため、予冷中に伝熱面付近で核生成によって氷粒子が生成したと推察される。

2.5.3 ナノスケール粒子 ($6.15 \text{ nm} \leq d_m \leq 216.7 \text{ nm}$) の計測結果 (SMPS)

本節では、SMPS を用いたナノスケール粒子の計測結果について、低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -25, -50, -75^\circ\text{C}$) と遷移温度域・極低温域 ($T_{\text{plate}}^* \leq -100^\circ\text{C}$) の二つに分けて述べる。

低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -25, -50, -75 \text{ } ^\circ\text{C}$)

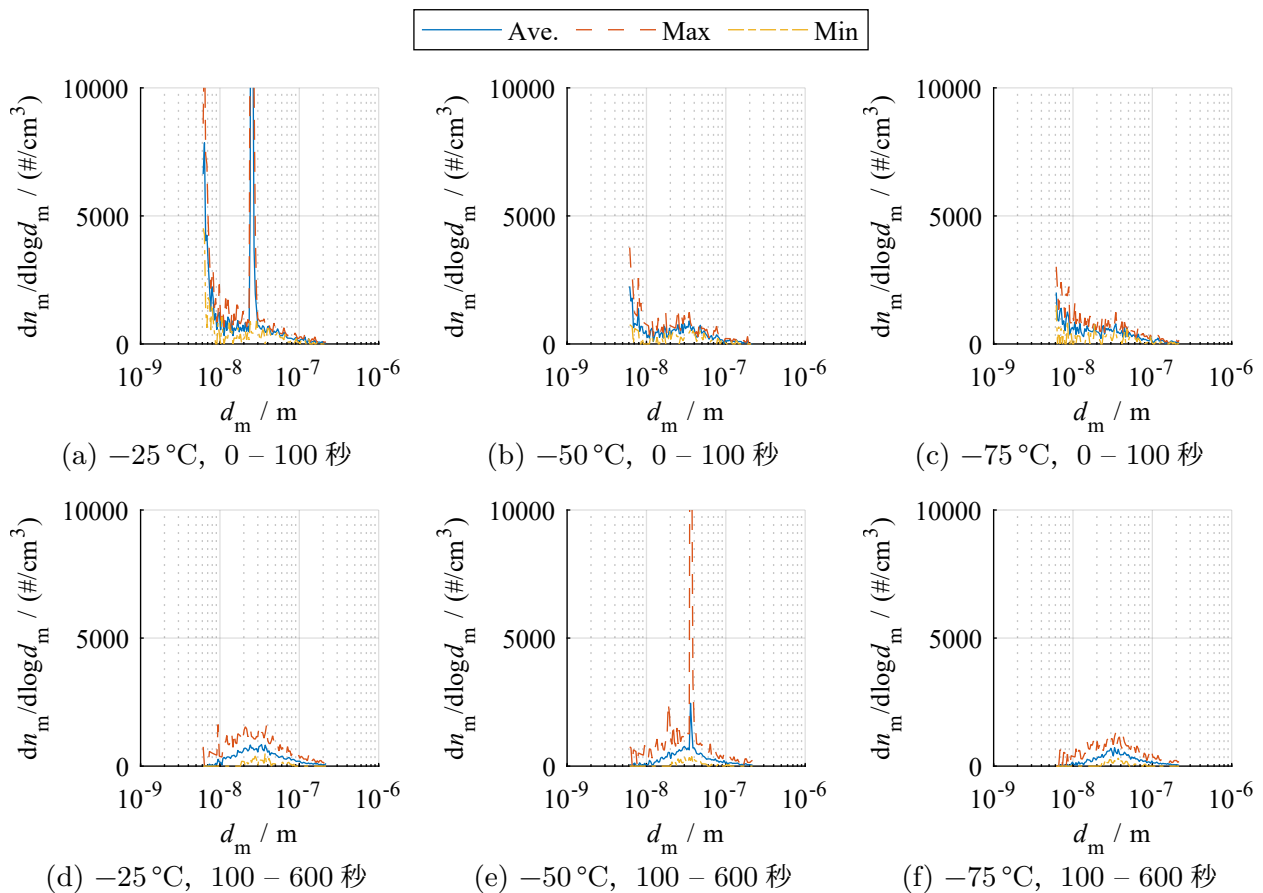


図 2.21: SMPS 計測結果 ($-75 \text{ } ^\circ\text{C} \leq T_{\text{plate}}^* \leq -25 \text{ } ^\circ\text{C}$)

2.4 節での観察結果では、通風開始後にミストが生成しない ($T_{\text{plate}}^* = -25, -50 \text{ } ^\circ\text{C}$) か、もしくは生成するが直ちに消失した ($T_{\text{plate}}^* = -75 \text{ } ^\circ\text{C}$)。SMPS による計測結果を図 2.21 に示す。SMPS の測定結果では、0 – 100 秒 (上側) と 100 – 600 秒 (下側) で違いが見られた。100 秒以降については、ほとんど違いがなかった。いずれも計測結果の平均値、最大値、および最小値を示している。いくつかの計測結果では、特定の粒径で極端に高濃度になっているが、実現象において特定の粒径の粒子だけが、極端に多く生成することは考えにくく、計測値は外れ値である。

0 – 100 秒では、 $0.01 \mu\text{m}$ 以下の粒子の濃度が多く検出された。粒径が大きくなるにつれて粒子数濃度が減少していくが、伝熱面温度が高いほど小粒径側で大きく濃度が低下する傾向がある。SMPS では小粒径側から順に濃度を計測するため、通風直後に計測されるのは最も粒径が小さい粒子である。そのため、0 – 100 秒で計測された $0.01 \mu\text{m}$ 以下の粒子は通風直後に計測される粒子である。2.5.2 節で述べたように、 $0.02 \mu\text{m}$ 以下の粒子は予冷中にも生成しており、通風開始直後に計測された粒子には予冷中に生成した粒子も含まれる。2.5.2 節の結果は、より低い伝熱面温度での計測結果だが、 $T_{\text{plate}}^* = -25 \text{ } ^\circ\text{C}$ でも水の凝固点温度以下であり、凝縮や凝結で粒子が生成しうる。また、粒子数濃度は通風後直ちに減少しており、ページ中や予冷中、通風直後に生じた粒子が検出された後には、ほとんどミストが生成しなくなるためであると推察される。100 秒以降では、粒子はほとんど検出されず、バックグラウンドの計測結果とほとんど変わらなかった。

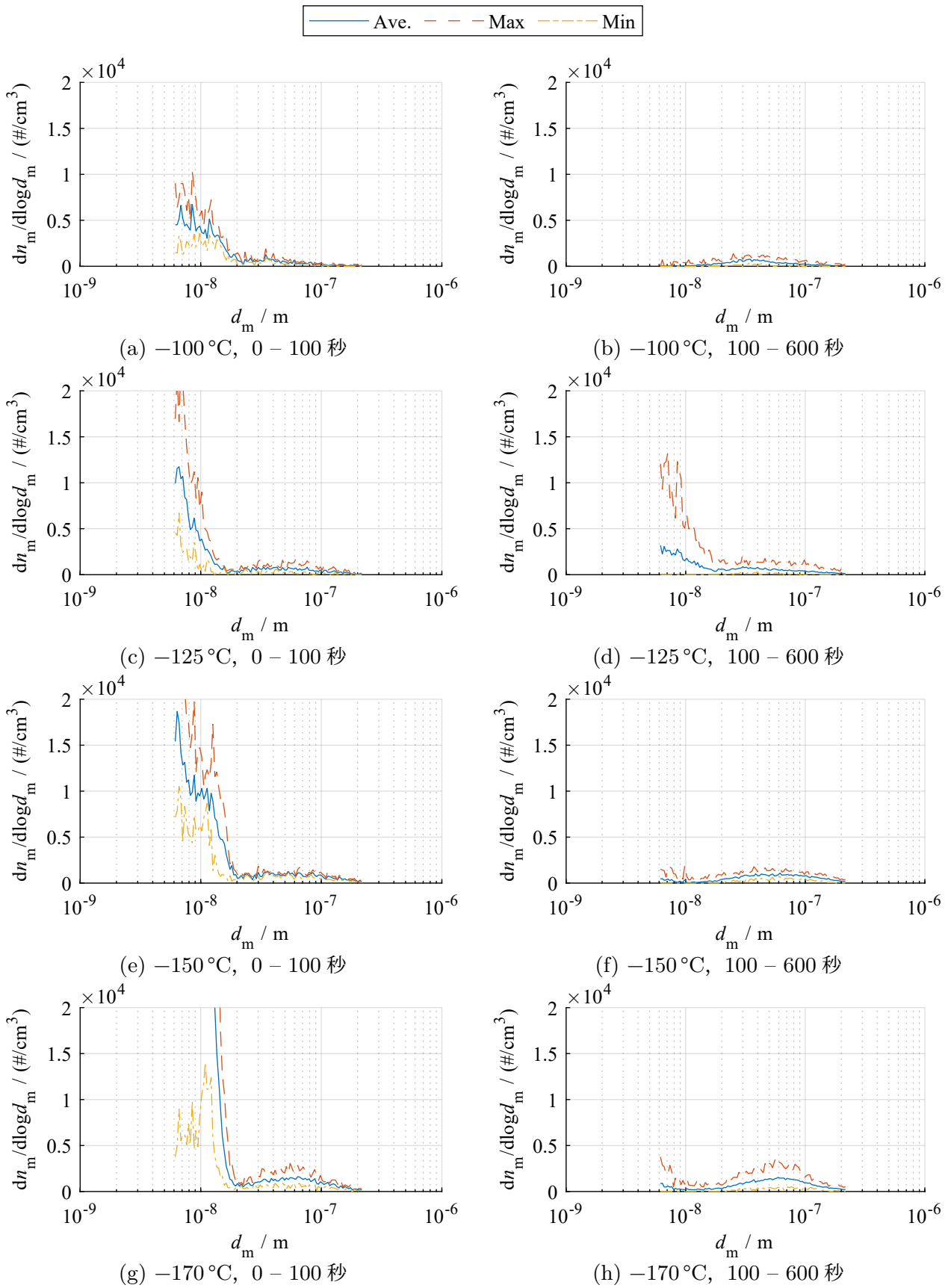


図 2.22: SMPS 計測結果 ($-170^{\circ}\text{C} \leq T_{\text{plate}}^* \leq -100^{\circ}\text{C}$)

遷移温度域・極低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -100, -125, -150, -170\text{ }^\circ\text{C}$)

遷移温度域 ($T_{\text{plate}}^* = -100, -125\text{ }^\circ\text{C}$), 極低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -150, -170\text{ }^\circ\text{C}$) での計測結果を図 2.22 に示す. 図 2.21 と同様に, 0 – 100 秒 (上側) と 100 – 600 秒 (下側) に分けて結果を示している. いずれも平均値, 最大値, および最小値を示している.

通風後すぐに, 非常に粒径の小さい粒子が検出されており, 100 秒以降でバックグラウンドの計測結果とほとんど差がなくなる点は, 低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -25, -50, -75\text{ }^\circ\text{C}$) での結果と同じである. しかし, 通風後すぐに計測される粒子の濃度が高く, いずれの伝熱面温度でも $0.02\text{ }\mu\text{m}$ 程度まで粒径範囲が広がっている. また, 通風直後に検出される $0.02\text{ }\mu\text{m}$ 未満の粒子の濃度は, 伝熱面温度が低下するにつれて増加した.

SMPS で測定する場合, $0.02\text{ }\mu\text{m}$ までの粒子の濃度を測定するためには, 20 秒ほど時間がかかる. そのため, 通風開始から 20 秒間は $0.02\text{ }\mu\text{m}$ 未満の粒子が多く存在したといえる. これらの粒子には, 予冷中に生成した粒子も含まれているが, 通風開始から 20 秒間テストセクション内で滞留しているとは考えにくい. 本研究の結果から粒子の生成要因を特定することは困難であるが, 一般に $0.1\text{ }\mu\text{m}$ 以下の非常に小さい粒子は核生成や化学反応によって生成する [110, 111]. したがって, 検出された粒子には, 伝熱面近傍での核生成によって生成し, 比較的粒径が小さい状態のまま後流に輸送されて検出されたものも含まれている. 核生成の臨界核半径は, 過飽和度や温度によって大きさが異なるが, おおむね数 nm から数十 nm 程度で, 上記の粒径範囲とも一致する.

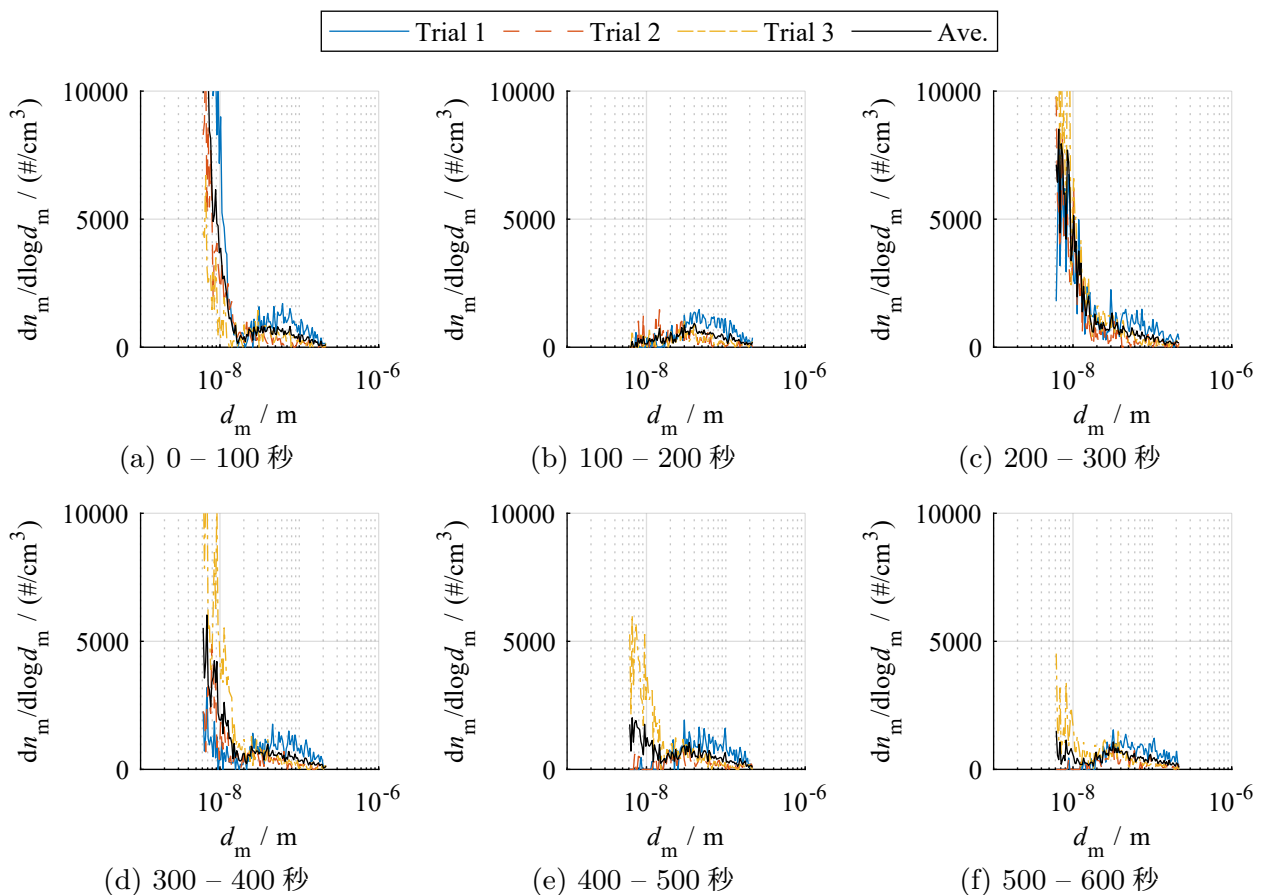


図 2.23: SMPS 計測結果 ($T_{\text{plate}}^* = -125\text{ }^\circ\text{C}$)

$T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ では、100 秒以降でも粒径の小さい粒子が比較的多く検出されており、これらの結果からも、 $0.02\ \mu\text{m}$ 未満の微小粒子が着霜時に平板上で生成しうることが確認できる。 $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ における粒径分布の経時変化を図 2.23 に示す。点線は測定データ、実線は平均値である。100 – 200 秒では、一度ほとんど粒子が計測されなくなるが、その後再び計測されるようになっていく。3 回の試行すべてで同様の傾向が確認されており、有意に微小粒子が生成している。ただし、その濃度は時間とともに減少する傾向がある。また、他の伝熱面温度でも 100 秒以降では粒子がほとんど検出されなくなっており、このような微小な粒子は後方に流出する主要なミスト粒子ではない。

2.5.4 サブミクロンスケール以上の粒子 ($0.15\ \mu\text{m} \leq d_m \leq 10\ \mu\text{m}$) の計測結果 (WELAS)

本節では、WELAS での計測結果について、総粒子数濃度と粒径分布に分けて整理する。

総粒子数濃度

図 2.24 に、WELAS で計測した総粒子数濃度の時間変化を示す。横軸が時間、縦軸が総粒子数濃度である。なお、 $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ (図 2.24(c)) と $T_{\text{plate}}^* = -100^\circ\text{C}$ (図 2.24(d)) については、点線で囲った範囲の部分拡大図も、それぞれ図 2.24(h), (i) に示した。

WELAS では、バックグラウンドの計測で、ほとんど粒子が検出されなかった。 $T_{\text{plate}}^* \geq -50^\circ\text{C}$ では、バックグラウンドの計測結果と変化がなく、有意にミストの生成は確認できなかった。また、 $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ でも、Trial 1, 2 では、同様にほとんど粒子が検出されなかったが、Trial 3 では通風後すぐに粒子数濃度が大きく増加し、直ちに減少した。これらの結果からも低温域ではミストがほとんど生成しないことが確認できる。

一方で、 $T_{\text{plate}}^* \leq -100^\circ\text{C}$ では、有意にミスト粒子が検出されて濃度が高くなった。 $T_{\text{plate}}^* = -100^\circ\text{C}$ の結果は、 $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ のものと比較的似ているが、通風後すぐのミスト濃度は -75°C に比べて非常に高く、時間的な変動があるものの、ミストが断続的に 200 秒程度まで検出されている。 $T_{\text{plate}}^* \leq -125^\circ\text{C}$ では、ミストの個数濃度がさらに増加し、持続的に安定して計測され続けた。 $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ で 200 秒以上、 $T_{\text{plate}}^* \leq -150^\circ\text{C}$ では 600 秒にわたって検出されており、2.4 節で示す観察結果とも整合している。

以上のように、低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -25, -50, -75^\circ\text{C}$) ではミストがほとんど生成せず、遷移温度域 ($T_{\text{plate}}^* = -100, -125^\circ\text{C}$) では低温ほど持続してミストが生成するようになり、極低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -150, -170^\circ\text{C}$) では 600 秒間ミスト化が持続することが、本計測結果からも確認できる。本計測結果ではミストの濃度の定量的なばらつきが大きく、特に通風開始から 80 秒間程度の間では同じ伝熱面温度でも Trial によってばらつきが大きくなった。ミストがほとんど検出されないような場合 ($T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ の Trial 3 や、 $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ の Trial 1 など) でも、実験時の観察ではミストが生成する様子が観察できており、ミストの生成の様子や霜形成の様子には Trial 間で有意な差はみられなかった。

ただし、 $T_{\text{plate}}^* \leq -125^\circ\text{C}$ の 80 秒以降では、定量的にも比較的再現性のあるデータが取得でき

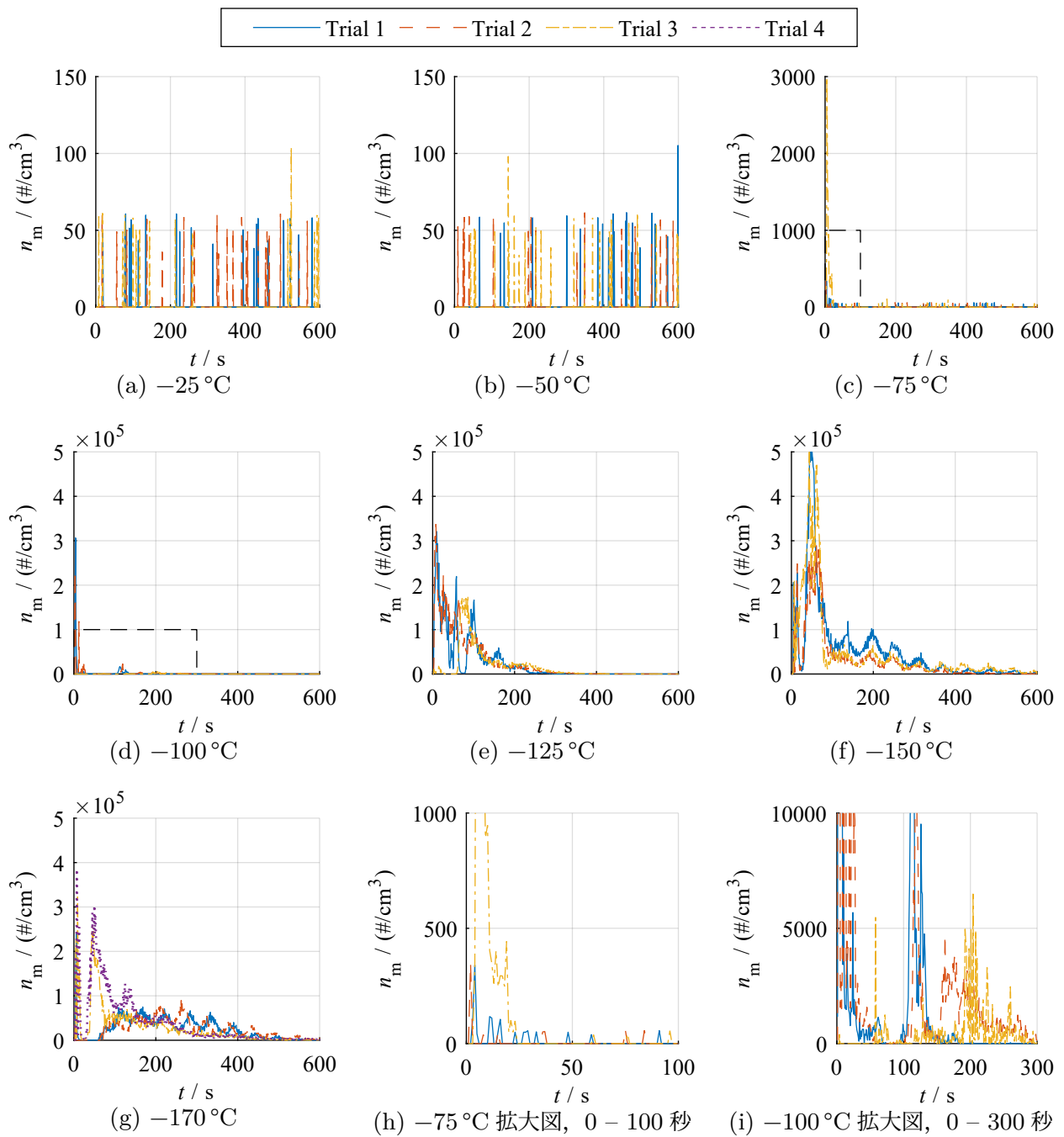


図 2.24: WELAS 計測結果 (総粒子数濃度)

た. $T_{\text{plate}}^* \leq -125^\circ\text{C}$ の 80 秒以降の計測結果を見ると、総粒子数濃度が時間的に変動しているが、これは計測器の特性に由来するものではなく、実際にサンプリングされる気体中の総粒子数が変動したことによる。ミスト層高さやミストの流れる様子の観察結果でも時間的に変動することは確認できており、ミストの輸送経路が変動したことが濃度変動の要因であると推定されるが、本研究の結果から因果関係を特定することはできていない。

粒径分布

WELAS で計測した 100 秒以内のミストの粒径分布を図 2.25 に示す。先述の通り、本研究の計測結果では、特に 80 秒以内での計測結果について、総粒子数濃度の定量的なばらつきが大きい

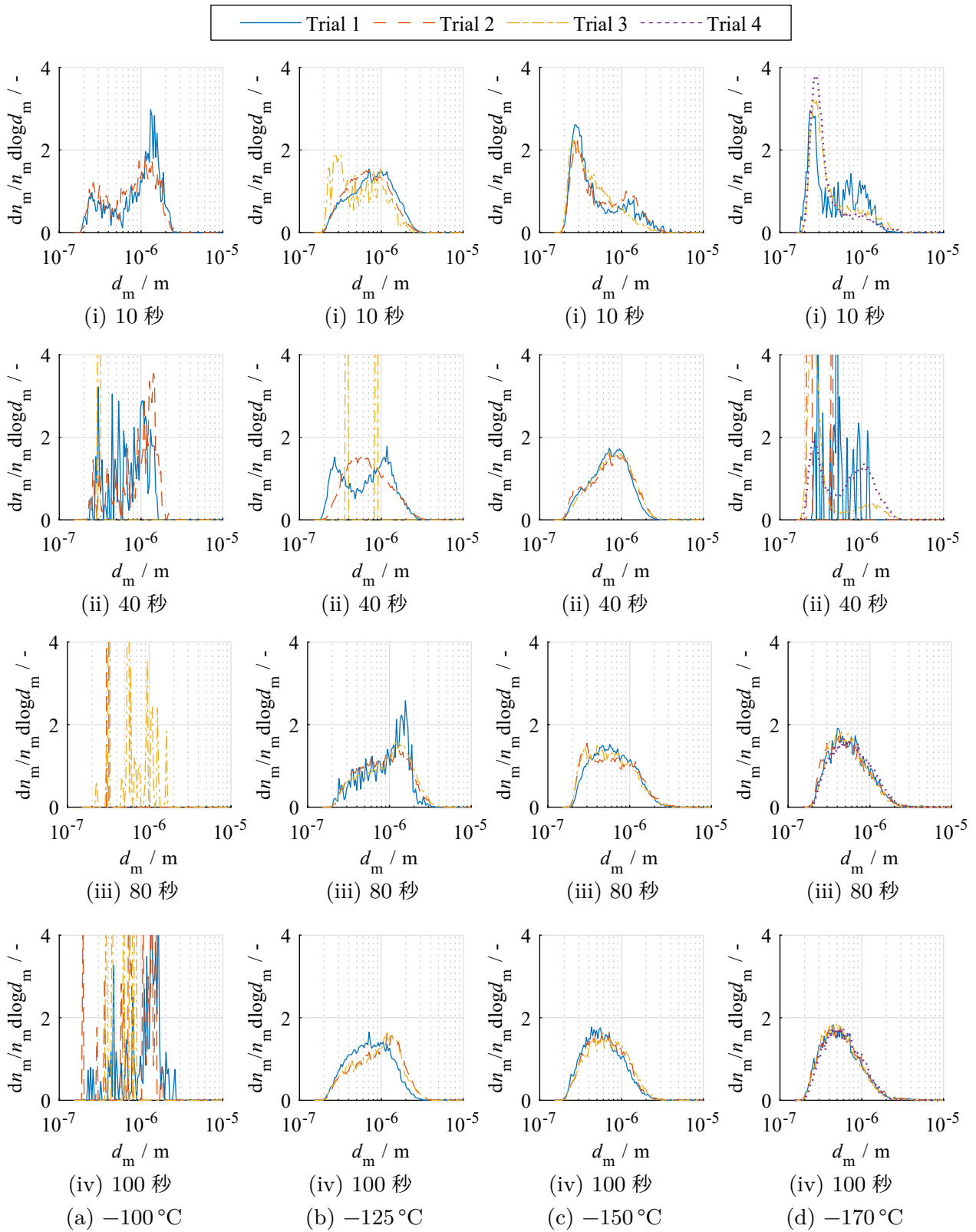


図 2.25: WELAS 計測結果 (粒径分布) ($-170^{\circ}\text{C} \leq T_{\text{plate}}^* \leq -100^{\circ}\text{C}$)

いため、粒径分布については、各粒径範囲の個数濃度を全粒子数で除した相対濃度として示す。それぞれ、横軸が粒径、縦軸が相対粒子数濃度である。各計測結果は各時刻の前後5秒間（計10秒間）の平均値である。ほとんど粒子が検出されなかった場合には、 $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ の40秒（図2.25(b)(ii)）のTrial 3のように、有意な分布とならず、粒子が検出された粒径のみに極端なピークを持つ。

粒径分布はTrial間でも比較的良好に結果が一致しており、生成するミストの粒径については定量的にも再現性のあるデータが取得できた。ミストの粒径は伝熱面温度によらず、 $0.2\ \mu\text{m} \leq d_m \leq 2.0\ \mu\text{m}$ の範囲であることがわかった。また、粒径分布は、伝熱面温度や時間によって変動することも明らかになった。通風後すぐの10秒では、低温ほど小さい粒径の粒子が多くなる傾向がみられた。 $T_{\text{plate}}^* = -100^\circ\text{C}$ では、約 $1.0\ \mu\text{m}$ の範囲の粒子が多く、 $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ では、 $0.8\ \mu\text{m} \leq d_m \leq 0.9\ \mu\text{m}$ 程度で最も多くなっている。 $T_{\text{plate}}^* \leq -150^\circ\text{C}$ では、より小さい粒子が多くなり、直径約 $0.3\ \mu\text{m}$ 程度の粒子が多く観測された。このように、伝熱面温度が低いほど粒径の小さい粒子の割合が高くなる。その後、40秒では、 $T_{\text{plate}}^* = -150^\circ\text{C}$ の場合を除いて、総粒子数濃度と同様に、粒径分布でもばらつきが大きくなっており、再現性のあるデータは取得できていない。

80秒以降の計測結果では、Trial間での計測結果の差が再びほとんどなくなり、粒径分布はよく一致した。ただし、 $T_{\text{plate}}^* = -100^\circ\text{C}$ では、80秒以降でほとんど粒子が計測されなくなったため、有意な粒径分布は得られなかった。 $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ では、10秒の計測結果と比べてもおおむね粒径分布が一致した。 $T_{\text{plate}}^* \leq -150^\circ\text{C}$ においては、10秒では粒子が特定の粒径範囲に集中する様子がみられたが、80秒以降では粒径分布がすこし広がった。

図2.26には、定量的にも再現性のあるデータが取得できた、 $T_{\text{plate}}^* \leq -125^\circ\text{C}$ の100–300秒の粒径分布を示す。横軸は粒径、縦軸は粒子数濃度である。それぞれ複数回の実験で計測したデータの、100、200、300秒の前後5秒間（計10秒間）での平均値である。

粒径分布の計測結果は、 $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ と $T_{\text{plate}}^* \leq -150^\circ\text{C}$ では明確な違いがあるが、 $T_{\text{plate}}^* \leq -150^\circ\text{C}$ では定量的にもほとんど差がみられなかった。ミストの粒径は、いずれの伝熱面温度でもおおむね $0.2\ \mu\text{m} \leq d_m \leq 2.0\ \mu\text{m}$ の範囲であり、 $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ では範囲が広く、 $T_{\text{plate}}^* \leq -150^\circ\text{C}$ では範囲が狭く、小粒径側による傾向がみられた。分布の形はいずれも山が一つの分布だが、低温ほどピーク粒径が小さい側にシフトした。ピーク粒径は、 $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ で約 $1\ \mu\text{m}$ 、 $T_{\text{plate}}^* = -150^\circ\text{C}$ と $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ ではおよそ $0.4\ \mu\text{m} \leq d_m \leq 0.7\ \mu\text{m}$ であった。 $T_{\text{plate}}^* = -150^\circ\text{C}$ と $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ では大きな差はないが、わずかに $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ の方が小粒径側

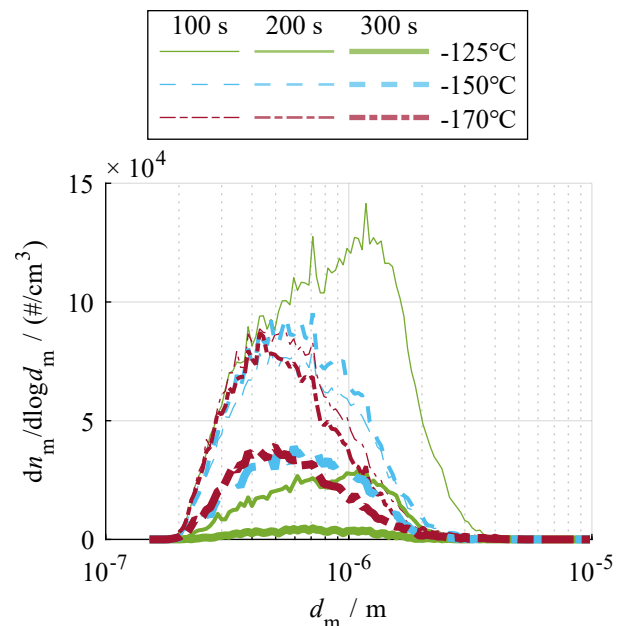


図2.26: 100–300秒の粒径分布 ($T_{\text{plate}}^* = -125, -150, -170^\circ\text{C}$)

に寄っている。

このように、粒径は全体的に伝熱面温度が低いほど小さくなる傾向がある。伝熱面温度が低いほど粒径が小さくなる要因としては、伝熱面温度が低いほどより多くのミスト粒子が生成し、それらの粒子で水蒸気を分け合って粒径成長するため、個々の粒子の粒径が小さくなったことがあげられる。また、伝熱面温度が低い場合には、ミスト層が厚く拡大してミストが広い範囲に分布したことで、広範囲で水蒸気が消費されて、個々の粒子への凝結量が減少したことも要因と考えられる。

同じ伝熱面温度では、粒径分布の時間的な変化はほとんどなく、濃度が時間とともに減少していくのみであった。 $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ では、100 秒から 200 秒で濃度の減少が顕著であり、300 秒ではほとんど粒子が生成していない。2.4 節に示す結果においても、100 秒から 300 秒にかけて霜形成が大きく進んでミストの生成が抑制されており、観察結果とも整合する。100 秒時に $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ の方が $T_{\text{plate}}^* \leq -150^\circ\text{C}$ に比べて濃度が高くなっているが、これは $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ の方がミスト層が薄いためであると推察される。 $T_{\text{plate}}^* \leq -150^\circ\text{C}$ では 100 秒で既に流れが剥離してミスト層が大きく拡大しているが、 $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ では比較的ミスト層が薄く（図 2.14(c)）、狭い範囲で高濃度にミストが存在した。一方で、 $T_{\text{plate}}^* \leq -150^\circ\text{C}$ では、無着霜領域の形成によりミストが持続的に生成するため、100 秒から 200 秒ではほとんど濃度変化がないが、200 秒から 300 秒にかけては平板の後方での霜形成や、側方からの霜形成などにより徐々に無着霜領域が縮小して、ミストの生成量が減少した。

2.5.5 ミスト粒径分布計測のまとめ

走査式モビリティパーティクルサイザー (SMPS) および白色光エアロゾルスペクトロメーター (WELAS) の二つの粒径計測装置を用いて、ミスト粒子の粒径分布計測を行った。以下に、その成果をまとめる。

■低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -25, -50, -75^\circ\text{C}$)

- SMPS と WELAS の双方で、ほとんど粒子が計測されず、可視化観察の結果とも一致した。
- 本結果からも、低温域ではミスト化の影響がほとんどないことがわかる。

■遷移温度域・極低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -100, -125, -150, -170^\circ\text{C}$)

- SMPS と WELAS の双方で、有意に多くのミスト粒子が計測された。
- SMPS では、通風直後に $0.02\ \mu\text{m}$ 以下の微小な粒子が多く検出され、その濃度は低温ほど高かった。このような微小な粒子は、伝熱面近傍で核生成により生成した粒子が、ほとんど成長せずに観測されたものである可能性が高い。ただし、同じ粒径の粒子は予冷中にも生成しており、予冷中に生成した粒子も含まれている。
- 上記の微小な粒子は通風直後に観測されたが、通風後 100 秒以降ではほとんど検出されなくなった。そのため、 $0.02\ \mu\text{m}$ 以下の微小な粒子は、後方に流出する主要なミスト粒子ではない。

- WELAS では、 $T_{\text{plate}}^* \leq -125^\circ\text{C}$ で、比較的安定して持続的にミスト粒子が計測された。低温ほど長くミストが検出され、2.4 節での観察結果とも整合した。また、80 秒以降では、定量的にも比較的再現性のあるデータを取得でき、特に粒径分布は Trial 間でもよく一致した。
- 一方で、 $T_{\text{plate}}^* = -100^\circ\text{C}$ では、通風直後に高濃度のミストが観測されたが、すぐに減少した。
- ミストの粒径範囲は、 $0.2\ \mu\text{m} \leq d_m \leq 2.0\ \mu\text{m}$ で、一つ山の分布であった。通風直後の 10 秒時の粒径分布と 80 秒以降の粒径分布では違いがみられたが、80 秒以降の粒径分布の時間的な変化は小さく、濃度が減少したのみであった。
- ミストの粒径は、伝熱面温度が低いほど小さくなる傾向があり、ピーク粒径は -125°C で約 $1\ \mu\text{m}$ 、 -150°C と -170°C では $0.4\ \mu\text{m} \leq d_m \leq 0.7\ \mu\text{m}$ 程度であった。 -150°C と -170°C では、わずかに -170°C の方が小粒径側に寄っていた。

本研究では、冷却平板から 65 mm 後方の 1 点でサンプリングした気体の計測を行った。後方での計測のため、蒸発などにより粒径が変化する可能性があるが、本研究ではサンプリング気体は平板上で冷却されて比較的低温である（少ない水蒸気量でも飽和状態となる）ことなどから、粒径変化の影響は小さいと推察される。また、粒子の蒸発などが生じて、それに伴って空気側の温度・湿度が変化するため、粒径の変化が抑制されることが、水の噴霧を対象に研究を行った安井ら [112] によっても報告されている。なお、本研究の結果から、ミストの生成要因について明らかにすることは難しく、通風直後のばらつきやミストの濃度変動などについても要因を明らかにすることができていない。以上の点を明らかにするためには、空間的な分布の計測やサンプリング気体の温度や湿度の計測を行う必要がある。

2.6 小括

強制対流下の平板伝熱面上での着霜現象を対象に、伝熱面温度 -25 , -50 , -75 , -100 , -125 , -150 , -170°C の 7 条件で着霜実験を実施した。白色 LED 光源とレーザーシート光源を用いて霜形成とミスト生成の様子を同時に観察し、霜厚さやミスト層高さを定量的に取得した。また、走査式モビリティパーティクルサイザー (SMPS) と白色光エアロゾルスペクトロメーター (WELAS) の二つの粒径計測装置を使用して、ミストの粒径分布計測にも取り組んだ。

霜質量や霜形状、霜層表面の性状などは、伝熱面温度に強く依存しており、本実験条件の範囲では、3つのグループ（低温域： $T_{\text{plate}}^* = -25, -50, -75^\circ\text{C}$ 、遷移温度域： $T_{\text{plate}}^* = -100, -125^\circ\text{C}$ 、極低温域： $T_{\text{plate}}^* = -150, -170^\circ\text{C}$ ）に分類できることを明らかにした。また、霜形成過程は、ミストの生成の有無と前端で形成されるフロストヒルでの剥離の有無によって特徴づけられる。フロストヒルでの剥離の有無は、前端で形成されるフロストヒルの形状とも関係している。

ミストの粒径計測では、 $0.02\ \mu\text{m}$ 程度以下の微小粒子と、 $0.2\ \mu\text{m} \leq d_m \leq 2.0\ \mu\text{m}$ の粒子が計測された。前者は通風直後に検出されたが、100 秒以降ではほとんど検出されず、主要なミスト粒子

ではないと推察される。一方で、後者の $0.2 \mu\text{m} \leq d_m \leq 2.0 \mu\text{m}$ の粒子は、 $T_{\text{plate}}^* \leq -100^\circ\text{C}$ で観測でき、特に $T_{\text{plate}}^* \leq -125^\circ\text{C}$ では持続的に安定して計測できた。伝熱面温度が低いほど長く安定して計測でき、レーザーシート光源での可視化観察の結果とも整合した。

以下に、伝熱面温度ごとの着霜現象の特徴をまとめる。

低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -25, -50, -75^\circ\text{C}$) では、ミストはほとんど生成しない。この様子は、SMPS や WELAS での粒径計測結果からも確認できた。ミスト化の影響はほとんどなく、平板上では昇華凝結によって全面で霜が形成されて、ほぼ均一に成長する。霜層を構成する氷結晶は針状や樹枝状の結晶である。

遷移温度域 ($T_{\text{plate}}^* = -100, -125^\circ\text{C}$) では、ミストが生成するが、前端のフロストヒルからなだらかに霜が形成される。なだらかなフロストヒルの後方では、流れが剥離せず、ミスト化が抑制された。平板の後方では、通風後にミスト堆積によってできた粉粒状の霜が成長して低木状の霜となり、その上で昇華凝結によって針状や羽毛状の霜が成長して、やがて周りの霜と合体しながら平板上を覆っていった。また、一部でフロストヒルが急峻に形成される部分もあるため、その後方では霜形成が抑制された。その結果、平板上の霜は不均一で凹凸のある霜となった。伝熱面温度が低いほど、フロストヒルが急峻になりやすく、ミスト化が持続しやすい傾向が、観察と粒径計測の結果から確認できた。 $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ では、ミストの粒径分布が安定して持続的に計測でき、ピーク粒径は $1 \mu\text{m}$ 程度であった。

極低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -150, -170^\circ\text{C}$) では、前端で急峻なフロストヒルが平板から突き出すように急速に成長した。その後方では流れが剥離して、再循環領域でミストが盛んに生成し、ミスト化によって水蒸気がほとんど消費されたことで、霜形成が抑制された。平板の後方では、ミスト堆積によって粉粒状の霜が形成されたが、ほとんど成長しなかった。ミストは、600 秒間持続して生成する様子が観察でき、粒径計測においても持続的にミストが計測された。ミストの粒径は、伝熱面温度が低いほど小さくなる傾向があり、ピーク粒径は $0.4 \mu\text{m} \leq d_m \leq 0.7 \mu\text{m}$ 程度であった。

第3章

着霜数値解析手法

本章では、本研究の着霜数値解析手法の全体像について示す。主に、着霜数値解析手法の支配方程式や計算方法について述べる。昇華凝結過程とミスト化・ミスト堆積過程のモデル化については、それぞれ第4章（昇華凝結過程）、第5章（ミスト化・ミスト堆積過程）で議論する。

3.1 着霜現象の概要

着霜現象は、水蒸気の相変化により霜が形成される現象である。そのため、着霜数値解析では、図3.1に示すように、水蒸気（気相）と霜氷（固相）の2つの物質の間での状態変化を対象とする。本論文では、氷と空気の双方を含めた多孔質体を「霜（Frost）」、霜を構成する氷結晶を「霜氷（Frost ice）」と呼び、区別する。水蒸気が昇華凝結することで、直接霜氷へと相変化し、霜が形成される。この

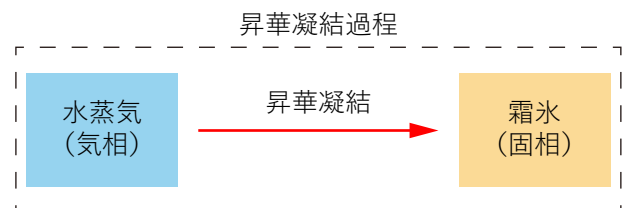


図3.1: 着霜数値解析で考慮する物質と状態変化

ように水蒸気が昇華凝結して霜氷となる過程を、本論文では「昇華凝結過程」と呼ぶ。また、簡単のために、液相の存在は考慮せず、水蒸気はすべて凝固して固相となるとし、一度形成された霜氷の融解や蒸発についても無視した。なお、極低温伝熱面上での着霜を対象とした数値解析ではミストも考慮するが、ミストを考慮した解析の詳細については、第5章で述べる。

3.2 数値解析上の霜層の表現

霜は非常に微細な構造をもつ氷の多孔質結晶であるため、個々の氷結晶の成長を再現することで霜形成を再現することができるが、非常に多くの結晶が相互に干渉しながら成長する様子を直接解くことは非現実的である。そこで、霜層の微細な結晶構造を直接扱うのではなく、図3.2に示すように、全体を有限個の格子で分割して、各検査体積内での霜氷量の変化を解くことで霜層成長を再現する。本研究では、二次元直交格子を用いて解析を行い、霜層の形状を表現するため

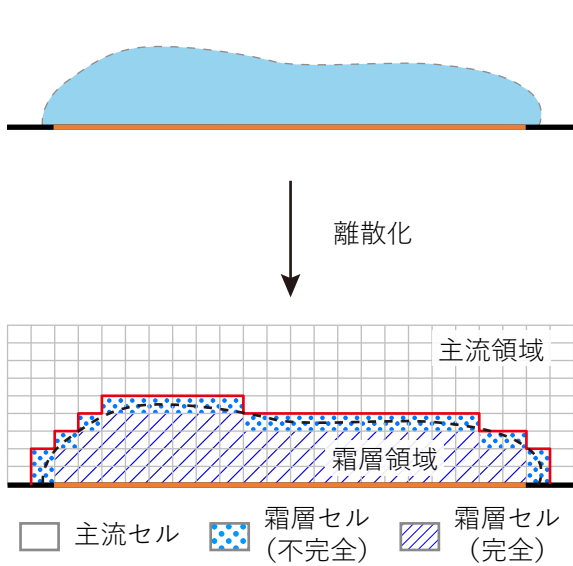


図 3.2: 数値解析上の霜層の表現

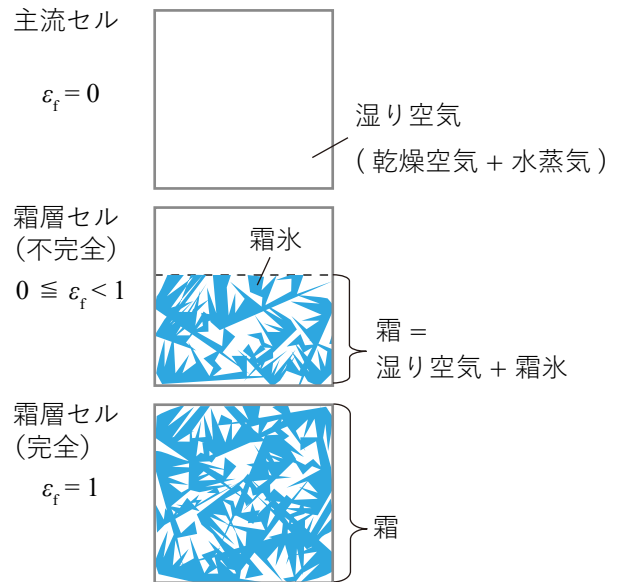


図 3.3: 数値解析上のセルの分類

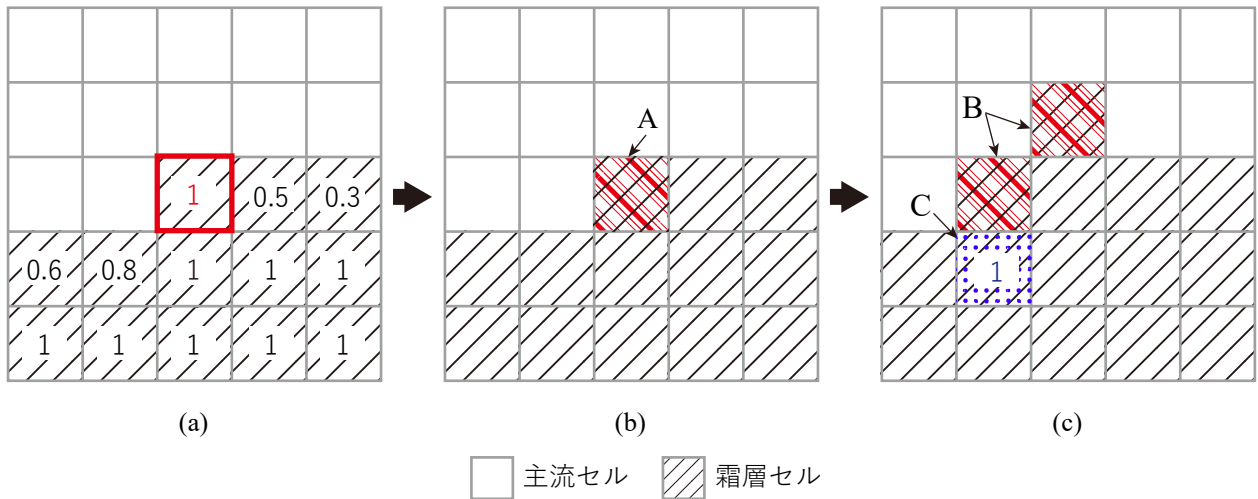


図 3.4: セルの更新による霜層領域の拡大

に、セルを 2 種類（主流セルと霜層セル）に分類した。

主流セルと霜層セルの詳細を図 3.3 に示す。「主流セル」は、セルの内部に霜が存在しないセル ($\epsilon_f = 0$) であり、セル内は湿り空気満たされている。 ϵ_f は霜の体積分率であり、セルの体積を V_{cell} 、セル内の霜の体積を V_f として、

$$\epsilon_f \equiv \frac{V_f}{V_{cell}} \tag{3.1}$$

で定義される。一方で、「霜層セル」は、セル内に霜を含んでいるセルであり、霜層に相当する。さらに、「霜層セル」は、内部を完全に霜層で満たされていない「不完全な」霜層セルと、完全に霜で満たされている「完全な」霜層セルに分類できる。不完全な霜層セルは $0 \leq \epsilon_f < 1$ であり、セルの内部に霜層の表面（霜層と主流空気との界面）が存在する。一方で、完全な霜層セルは $\epsilon_f = 1$ である。これらのセルを用いて、図 3.2 に示すように、霜層を表現する。また、複数の主流セルで構成される「主流領域」は、霜層の周囲の主流空気のみが存在する領域に相当し、霜層セルで構

成される「霜層領域」は霜層に相当する。

解析開始時には、解析領域全体が主流セルであり、時間とともに霜が形成されていくと、一部のセルで霜の体積割合が増加して、主流セルから霜層セルへと変化する。このようなセルの更新により霜形成を再現する。また、セルの更新に伴って霜層領域が拡大することで、霜形状の変化も再現できる。

セルの更新手順は、以下のとおりである。また、セルの更新による数値解析での霜層領域の拡大の様子を図 3.4 に示す。

Step 1 まず、各霜層セル内の霜の体積割合を評価し、新たに霜で満たされたセルがあるかを確認する。そのために霜の体積充填率 ε_f (図 3.4(a) 中の各セル内の数字) を算出する。主流セルでは $\varepsilon_f = 0$ 、「完全な」霜層セルでは $\varepsilon_f = 1$ であるが、「不完全な」霜層セルでは ε_f が時々刻々と変化する。 ε_f の算出方法の詳細は、3.3 節で述べる。

Step 2 霜の体積充填率 ε_f が新たに 1 に達した霜層セル (図 3.4(b) 中の A) がある場合は、該当するセルに隣接する主流セル (図 3.4(c) 中の B) を新たに霜層セルにする。ただし、霜層の表面温度が氷点を超えることはないため、新たに霜層セルとなるセルの温度が氷点を超えている場合には、対象のセルを霜層セルへと更新せずに主流セルのままとし、温度が氷点下まで低下した後に霜層セルへと更新する。

Step 3 セルの更新により周囲 (上下左右) を霜層セルで囲まれたセル (図 3.4(b) 中の C) がある場合には、該当するセルについても霜で満たされたとして、 $\varepsilon_f = 1$ とする。ただし、セル内の霜氷の質量を保ったまま $\varepsilon_f = 1$ となるように、霜密度を再計算する。

上述の条件では、ある霜層セルが霜で満たされた場合に、霜層が成長する。しかし、解析開始時には、全領域が主流セルとなっており、霜層セルは存在しないため、そのままでは霜形成が進行しない。そのため、本研究では低温伝熱面と隣接する主流セルについては、通風後に過飽和度が 1 を超えたタイミングで霜層セル (ただし、 $\varepsilon_f = 0$) へと更新する。詳細は、第 4 章、第 5 章でも述べる。

3.3 霜の体積充填率 ε_f の評価

上述のセルの更新手順のステップ 1 で、霜層セルでの霜の体積充填率 ε_f を評価する必要がある。定義により、主流セルでは $\varepsilon_f = 0$ 、「完全な」霜層セルでは $\varepsilon_f = 1$ であるため、評価が必要なのは「不完全な」霜層セルである。

不完全な霜層セルの模式図を、図 3.5 に示す。不完全な霜層セルでは、セル全体が霜で満たされていないため、図 3.5 の左側に示す

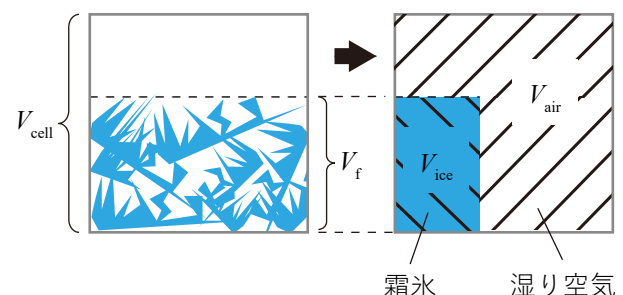


図 3.5: 各体積の定義

ような状態となっている。同じセル内の霜氷を一つにまとめた図が右側の図であり、霜氷の体積充填率 ε_{ice} はセル内の霜氷の体積を V_{ice} とすると、

$$\varepsilon_{ice} \equiv \frac{V_{ice}}{V_{cell}} \quad (3.2)$$

で定義される。

ここで、 ε_f は式 (3.1) で定義されるが、本解析では氷の体積分率 ε_{ice} についての方程式（詳細は 3.4.2 節で述べる）を解いており、 ε_{ice} と ε_f を対応づけて評価することが必要である。そこで、霜密度 ρ_f が霜内の氷の体積割合 $\varepsilon_{ice,f}$ を用いて

$$\begin{aligned} \rho_f &= \varepsilon_{ice,f} \rho_{ice} + (1 - \varepsilon_{ice,f}) \rho_{air} \\ &= \frac{\varepsilon_{ice}}{\varepsilon_f} \rho_{ice} + \left(1 - \frac{\varepsilon_{ice}}{\varepsilon_f}\right) \rho_{air} \end{aligned} \quad (3.3)$$

で得られることに着目し、式 (3.3) を変形した次式 (3.4)

$$\varepsilon_f = \varepsilon_{ice} \frac{\rho_{ice} - \rho_{air}}{\rho_f - \rho_{air}} \quad (3.4)$$

を用いる。しかし、空気密度 ρ_{air} や氷の密度 ρ_{ice} は既知であるが、霜層表面での霜密度（以下、表面霜密度 $\rho_{f,sf}$ ）を直接実験的に取得することは困難であり、 ρ_f は未知である。このままでは ε_f を評価することができないため、本研究では表面霜密度 $\rho_{f,sf}$ を推定して、式 (3.4) により ε_f を求めた。

表面霜密度 $\rho_{f,sf}$ の推定方法としては、先行研究で主に以下に示す二つの方法が用いられている。

■解析条件として表面霜密度を事前に与える方法 Cui ら [95] や、Kim ら [100]、Lee ら [101] は、表面での霜密度をあらかじめ定数として与えて解析を行っている。また、Kim ら [100] や Lee ら [101] のモデルでは、数値解析結果と実験結果を試行錯誤的に比較し、霜質量や霜厚さなどが実験結果とよく一致するように表面霜密度を求め、主流温度や伝熱面温度の関数として回帰式を作成

表 3.1: 表面霜密度の推定式

初期霜密度の推定式	適用可能範囲
Kim et al.[100]	
$\rho_{f,sf} = \left\{ 0.627 \left(1 + \frac{T_{plate}^*}{273.15}\right)^1 \left(1 + \frac{T_{air,in}^*}{273.15}\right)^{\frac{1}{3}} - 0.565 \right\} \rho_{ice}$	$\begin{aligned} -20 \leq T_{plate}^* &\leq -4^\circ\text{C} \\ 5 \leq T_{air,in}^* &\leq 16^\circ\text{C} \\ 0.005 \leq \rho_{v,in} &\leq 0.009 \text{ kg/kg} \\ 0.7 \leq u_{in} &\leq 2.5 \text{ m/s} \end{aligned}$
Lee et al.[101]	
$\rho_{f,sf} = \left\{ 0.546 \left(1 + \frac{T_{plate}^*}{273.15}\right)^{0.3} \left(1 + \frac{T_{air,in}^*}{273.15}\right)^{0.15} - 0.501 \right\} \rho_{ice}$	$\begin{aligned} -50 \leq T_{plate}^* &\leq -15^\circ\text{C} \\ 4 \leq T_{air,in}^* &\leq 15^\circ\text{C} \\ 0.0033 \leq \rho_{v,in} &\leq 0.00633 \text{ kg/kg} \\ 1.5 \leq u_{in} &\leq 2.5 \text{ m/s} \end{aligned}$

している。提案されている推定式を表 3.1 に示す。いずれも伝熱面温度と主流温度の関数であり、適用可能範囲によって経験式を使い分ける必要がある。また、適用範囲外の計算条件に対しては、新たに経験式を作成する必要がある、そのために多くの解析が必要となる課題がある。

■内部の霜密度と同じ密度とする方法 この方法は、一次元的な数理モデルにおいてよく用いられた方法であり、新たに形成される霜の密度を既に形成されている霜の密度から与える方法である。多くのモデルで霜層内での密度が全域で平均霜密度と等しいと仮定しており、その霜密度と同じ密度で霜が高さ方向に成長するとしている。Armengol ら [94] の霜層内の高さ方向の密度分布が考慮されているモデルでも、表面部分の霜密度については高さ方向の霜密度勾配が 0 になると仮定している。しかし、本手法でも伝熱面上で最初に形成される霜については霜密度を与える必要があり、Armengol ら [94] は初期霜密度 $\rho_{f,ini} = 30 \text{ kg/m}^3$ としている。

本研究では、解析条件によって上記の方法を使い分けた。第 4 章に示す比較的高温域での昇華凝結による霜形成を対象とした解析においては、実験で霜密度を取得しているため、実験データを基に表面霜密度を推定してあらかじめ定数として与える方法とした。一方で、極低温伝熱面上では、霜が不均一に形成されることから霜密度を計測することが困難であり、実験値を取得することができていない。そこで、極低温伝熱面上での着霜を対象とした第 5 章、第 6 章での解析では、二つ目の方法を用いた。それぞれの詳細は第 4 章、第 5 章で述べる。

3.4 連成解析

着霜現象では、霜層の形成が流れ場の変化に比べて非常に緩慢である。そこで本研究では、気流場を解析する「流体解析」と、熱や物質の輸送と相変化を扱う「熱 - 物質輸送解析」に分割し、双方を交互に解析する「弱連成解析」とした。これにより、比較的時間スケールの小さい流れ場の変化と比較的時間スケールの大きい熱や物質の輸送や霜形成などを異なる時間幅で解析でき、計算コストを削減することができる。

本研究の着霜数値解析の計算手順を以下に示し、模式図を図 3.6 に示す。

- Step 1 流体解析により、気流場の時間を t^k から $t^{k+1}(= t^k + \Delta t_{\text{coup}})$ まで進行させる。 $\Delta t_{\text{coup}} \equiv t^{k+1} - t^k$ は一回の連成で進む時間幅であり、「連成の時間刻み」と呼ぶ。流体解析のタイムステップは Δt_{flow} とした。 $\Delta t_{\text{flow}} \leq \Delta t_{\text{coup}}$ であり、 Δt_{coup} 後の結果を得るために複数タイムステップの計算が実行される。これにより、時刻 t^{k+1} での気流場を得る。
- Step 2 得られた時刻 t^{k+1} での気流場の下で、熱 - 物質輸送解析を行う。エネルギー方程式や輸送方程式を解き、温度場や水蒸気の濃度場などを決定する。時間刻みは $\Delta t_{\text{th-m}} = \Delta t_{\text{coup}}$ とする。
- Step 3 時刻 t^{k+1} での霜氷の体積充填率 ε_f を評価してセルの更新を行い、時刻 t^{k+1} での霜形状を得る。

連成の時間刻み $\Delta t_{\text{coup}} (= \Delta t_{\text{th-m}})$ や流体解析の時間刻み Δt_{flow} は、本研究ではそれぞれ 10^{-2}

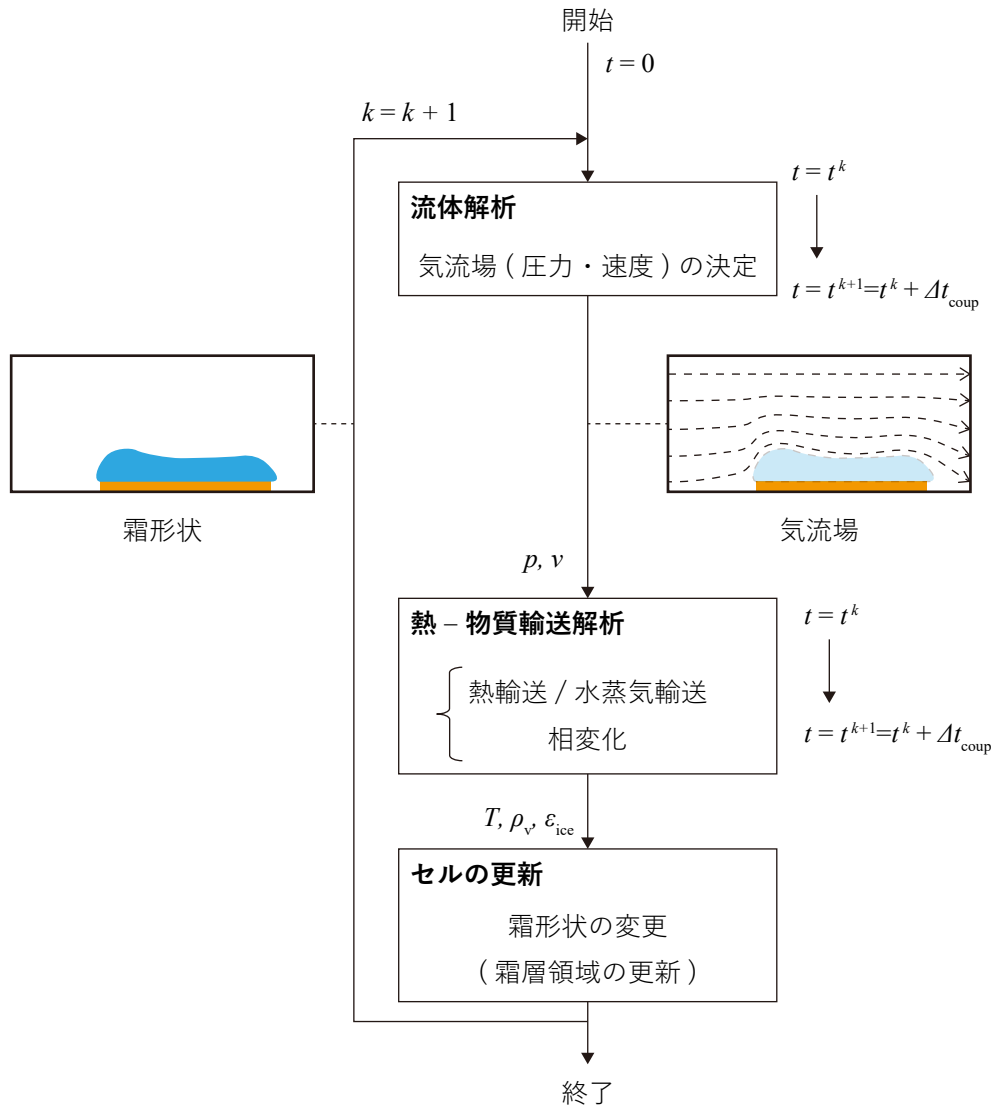


図 3.6: 弱連成解析の解析手順

秒, 10^{-4} 秒程度とし, 個々の問題に応じて設定した. また, 流体解析と熱 - 物質輸送解析との間での情報の受け渡しは, Δt_{coup} の間隔で行われるが, 霜層の形成に比べて十分に短い間隔とした.

また, 流体解析と熱 - 物質輸送解析で共通の解析格子を用いており, 異なる解析格子間での情報のやり取りはない. 重合格子の使用や霜形状に合わせた格子修正などで, 解析の高精度化や効率化が見込まれるが, これらの検討は本研究では対象としない. 解析格子については, 二次元直交格子 (スタガード格子) を用いており, 個々の解析で異なるが, 霜が形成される伝熱面近傍の領域 (おおむね伝熱面から約 5 mm 以内の範囲) で格子幅が細くなるように設定した. 詳細は, 第 4 章, 第 5 章でも述べる.

3.4.1 流体解析

流体解析では、 Δt_{coup} 後の主流領域の圧力場・速度場を決定する。以下に支配方程式（連続の式 (3.5)、運動量保存式 (3.6)）を示す。

$$\frac{\partial \rho_{\text{air}}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{\text{air}} u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho_{\text{air}} u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_{\text{air}} u_i u_j)}{\partial x_j} = & -\frac{\partial p'}{\partial x_i} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \\ & + (\rho_{\text{air}} - \rho_{\text{air},0}) g \delta_{2i} \end{aligned} \quad (3.6)$$

主流領域には、乾燥空気のほかに水蒸気が存在するが、その質量分率は非常に小さい。そこで、主流解析では、乾燥空気のみを单相流として解析を行った。粘性係数 μ については、サザーランドの式 [113] により評価した。流れ場は層流とし、乱流の影響は考慮していない。極低温伝熱面上での着霜現象への適用を想定しているため、低マッハ数近似 [114] を適用して温度変化に伴う密度変化による浮力の影響を考慮している。式 (3.6) 中の右辺最終項が浮力項であり、 $\rho_{\text{air},0}$ は密度の基準値である。基準値は大気圧 p_{atm} 、主流温度 $T_{\text{air,in}}$ での空気密度とした。

低マッハ数近似では、温度変化に伴う密度変化は考慮するが、圧力変化に伴う密度変化を無視する。圧力 p は、一般に絶対基準圧力 p_{atm} 、絶対基準圧力からの静止圧力勾配 $\rho_{\text{air}} g x_2$ 、流体運動に伴う差圧 p' の3つの成分の和

$$p = p_{\text{atm}} + \rho_{\text{air}} g x_2 + p' \quad (3.7)$$

である。運動方程式では圧力差が重要であるため、全域で一定である絶対基準圧力は考慮する必要がなく、絶対基準圧力からの静止圧力勾配 $\rho_{\text{air}} g x_2$ と流体運動に伴う差圧 p' を用いて解析を行う。一方で、低マッハ数流れでは、 $\rho_{\text{air}} g x_2$ と p' がいずれも 10^2 Pa 程度で、絶対基準圧力 $p_{\text{atm}} \simeq 10^5$ Pa に比べて相対的に影響が小さい。そこで、空気密度の決定には、絶対基準圧力 $p_{\text{atm}} \simeq 10^5$ Pa のみを用いて、状態方程式（後述の式 (3.11)）で評価する。これにより、圧力変化と密度変化との相互の関係を断ち、安定した解析が可能になる [114]。

圧力－速度連成手法としては、SIMPLER 法 [115] を用いた。SIMPLER 法は、非圧縮ナビエ－ストークス方程式の代表的な解法として Patankar [115] が提案した Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations (SIMPLE) 法の派生形である。速度と圧力を陰的に連成することで安定性と収束性を向上させ、比較的大きな時間刻みでも安定した解析が可能である。

解析格子には、先述のように二次元直交格子（スタaggered格子）を用いており、スカラー量を各セルの中心で、ベクトル量はセル界面で定義している。離散化スキームは、べき乗法を用いた。

Wu ら [98] や Kim ら [100] は、霜層内を多孔質体として流動を考慮した解析を行っているが、霜層内の流動抵抗によりほとんど流れが通過しないことを報告している。そこで、霜層内部での

流動は無視できる [96, 116] とし、霜層領域と主流領域との境界部分に滑りなし壁境界条件を適用して、霜層の周囲の流れ場のみを対象に解析を行った。霜層内では、流速 $u_{\text{air}} = 0 \text{ m/s}$ 、圧力 $p_{\text{air}} = p_{\text{atm}}$ とした。

時間刻みは $\Delta t_{\text{flow}} (\leq \Delta t_{\text{coup}})$ とし、 Δt_{coup} 後の時刻の速度・圧力場を求める。そのため、 $n = \Delta t_{\text{flow}} / \Delta t_{\text{coup}}$ ステップ分の解析を行う。ただし、反復回数が n 回に達していなくても、十分に収束した時点で計算を終了し、計算コストを低減した。収束判定条件は、圧力の相対変化量が 10^{-3} 未満となった場合とした。

3.4.2 熱 - 物質輸送解析

熱 - 物質輸送解析では、流体解析から得た速度場・圧力場の下で、熱輸送や水蒸気の物質輸送、相変化などを対象に解析を行う。解析格子は共通であるため、データの受け渡しに特別な手続きは必要ない。本解析では、主流領域だけでなく霜層領域も対象とし、全解析領域について解く。支配方程式を式 (3.8)–(3.11) に示す。

$$\frac{\partial \rho c T}{\partial t} + \frac{\partial \rho c u_j T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \dot{q} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \rho_{\text{air}} \varepsilon_{\text{air}} \omega_v}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{\text{air}} u_j \varepsilon_{\text{air}} \omega_v}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho_{\text{air}} D_{v,\text{eff}} \frac{\partial \omega_v}{\partial x_j} \right) + \dot{m}_v \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \rho_{\text{ice}} \varepsilon_{\text{ice}}}{\partial t} = \dot{m}_{\text{ice}} \quad (3.10)$$

$$\rho_{\text{air}} = \frac{p_{\text{atm}}}{R_{\text{air}} T} \quad (3.11)$$

それぞれ、エネルギー方程式、水蒸気の質量保存式、氷の質量保存式、理想気体の状態方程式である。式中の流速 u_j には流体解析で取得した速度を用い、霜層領域では 0 m/s とした。式中の \dot{q} 、 \dot{m}_v 、 \dot{m}_{ice} は生成項であり、霜の形成に関わる項である。これらの生成項については、3.5 節で述べる。また、式中の熱容量 ρc 、熱伝導率 k 、水蒸気の有効拡散係数 $D_{v,\text{eff}}$ については、後述する。

熱 - 物質輸送解析では、式 (3.8)–(3.11) を完全陰解法によって解く。スタッガード格子を用いて解析を行い、離散化スキームは、べき乗法を用いた。すべての独立変数について残差が 10^{-5} 未満となった時に、収束とみなした [117]。

熱 - 物質輸送解析では、霜層領域も含む全領域で解析を行うため、解析領域に異なる物性のセルが混在する。そのため、熱容量 ρc や熱伝導率 k 、拡散係数 $D_{v,\text{eff}}$ などは、セルの種類に応じて適切に評価する必要がある。以下に、それぞれの評価方法をまとめる。

■**熱容量** 主流空気の熱容量については、乾燥空気の定圧比熱 $c_{p,\text{air}}$ を用いた。また、霜層が存在するセルにおいては霜氷と空気の体積割合による加重平均として算出した。

$$\rho c = \begin{cases} \rho_{\text{air}} c_{p,\text{air}} & (\text{主流領域}) \\ \varepsilon_{\text{ice}} \rho_{\text{ice}} c_{\text{ice}} + \varepsilon_{\text{air}} \rho_{\text{air}} c_{p,\text{air}} & (\text{霜層領域}) \end{cases} \quad (3.12)$$

ただし, c_{ice} は氷の比熱である. また,

$$\varepsilon_{\text{ice}} + \varepsilon_{\text{air}} = 1 \quad (3.13)$$

である.

■熱伝導率 主流空気の熱伝導率は, 乾燥空気 [113] のものを用いた.

$$k_{\text{air}} = \frac{2.3340 \times 10^{-3} T_{\text{air}}^{1.5}}{109.10 + T_{\text{air}}} \quad (3.14)$$

霜の熱伝導率は, Auracher の関係式 [80, 101, 118]

$$k_f = \left(\frac{C}{k_{\text{per}}} + \frac{1-C}{k_{\text{par}}} \right)^{-1} \quad (3.15)$$

$$C = 0.45 (0.1 + 0.995^{\rho_f})$$

$$k_{\text{per}} = \left(\frac{\varepsilon_{\text{ice},f}}{k_{\text{ice}}} + \frac{1-\varepsilon_{\text{ice},f}}{k_{\text{air}}} \right)^{-1}$$

$$k_{\text{par}} = \varepsilon_{\text{ice},f} k_{\text{ice}} + (1-\varepsilon_{\text{ice},f}) k_{\text{air}}$$

$$\varepsilon_{\text{ice},f} = \frac{\varepsilon_{\text{ice}}}{\varepsilon_f}$$

を用い, 霜の体積充填率に応じて,

$$k = \left(\frac{\varepsilon_f}{k_f} + \frac{1-\varepsilon_f}{k_{\text{air}}} \right)^{-1} \quad (3.16)$$

とした. ただし, 氷の熱伝導率は,

$$k_{\text{ice}} = 2.22 - 1.01 \times 10^{-2} (T_{\text{ice}} - 273.15) + 3.45 \times 10^{-5} (T_{\text{ice}} - 273.15)^2 \quad (3.17)$$

とした [119]. 以上より, 熱伝導率の評価方法をまとめると, 下記のようになる.

$$k = \begin{cases} k_{\text{air}} & (\text{主流領域}) \\ \left(\frac{\varepsilon_f}{k_f} + \frac{1-\varepsilon_f}{k_{\text{air}}} \right)^{-1} & (\text{霜層領域}) \end{cases} \quad (3.18)$$

■水蒸気の拡散係数 主流空気中での水蒸気の拡散係数は,

$$\begin{aligned} D_{v,\text{eff}} &= D_{v,\text{air}} \\ &= \frac{2.19}{p_{\text{air}}} \left(\frac{T_{\text{air}}}{273} \right)^{1.8} \end{aligned} \quad (3.19)$$

とした [25]. 霜層領域での水蒸気の拡散係数は, Le Gall らの式 [80]

$$D_{v,f} = D_{v,\text{air}} \cdot \left\{ \frac{1-\varepsilon_{\text{ice}}}{1-0.58\varepsilon_{\text{ice}}} + 10\varepsilon_{\text{ice}} F (1-\varepsilon_{\text{ice}})^{10} \right\} \quad (3.20)$$

を用いた。式中の $D_{v,\text{air}}$ は式 (3.19), F は内部拡散に関するパラメータである。以上より,

$$D_{v,\text{eff}} = \begin{cases} D_{v,\text{air}} & (\text{主流領域}) \\ \left(\frac{\varepsilon_f}{D_{v,f}} + \frac{1 - \varepsilon_f}{D_{v,\text{air}}} \right)^{-1} & (\text{霜層領域}) \end{cases} \quad (3.21)$$

である。

3.5 生成項の評価

式 (3.8)–(3.11) 中の生成項 \dot{q} , \dot{m}_v , \dot{m}_{ice} は, 相変化に関連する項であり, 着霜解析において重要な項である。 \dot{q} は相変化等に伴う発熱, \dot{m}_v , \dot{m}_{ice} はそれぞれ水蒸気, 霜水の質量増加率である。いずれも単位体積当たりの量である。

ミスト化を考慮しない場合には,

$$\begin{aligned} \dot{m}_{\text{ice}} &= -\dot{m}_v \\ &= \dot{m}_{\text{desub}} \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\dot{q} = L_{\text{desub}} \dot{m}_{\text{desub}} \quad (3.23)$$

が成立し, 昇華凝結量 \dot{m}_{desub} を評価することで, 解析を行うことができる。昇華凝結量 \dot{m}_{desub} の評価モデルとして, これまでにも複数のモデルが提案されているが, 本研究では Burton–Cabrerá–Frank 理論に基づいた昇華凝結過程の数理モデル化に取り組む。詳細は, 第4章で述べる。また, ミスト化を考慮した場合には, 昇華凝結量 \dot{m}_{desub} に加えて, ミストの生成量や堆積量などについても評価する必要がある。これらについては, 第5章で述べる。

第4章

昇華凝結過程のモデル化

水蒸気が昇華凝結して霜氷となることで霜が形成される昇華凝結過程は、一般低温伝熱面上での霜形成においても重要な過程であることから、従来より数理モデル化がなされている。しかし、従来の数理モデルは、相変化量がギブスの自由エネルギーに比例するという定性的な考察に基づくものであり、いずれも試行錯誤的に設定する必要があるパラメータを含んでいる。本章では、雪の結晶成長に関する研究でも用いられている Burton–Cabrerá–Frank 理論と、雪の比表面積の計測データを用いて、新たな「昇華凝結モデル」を構築する。また、構築した数理モデルを用いて、一般低温伝熱面上での着霜現象を対象とした検証計算を行い、実験結果との比較を通して、モデルの妥当性の評価、改良を行う。

4.1 先行研究と目的

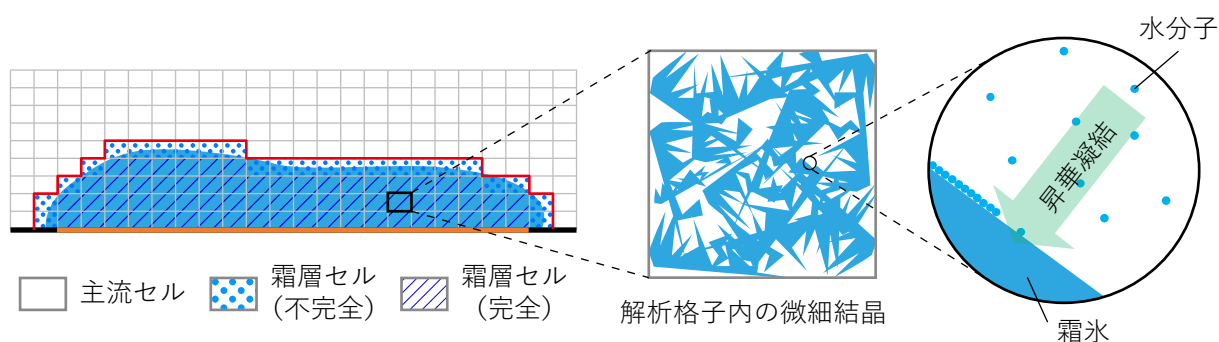


図 4.1: 霜層内での水蒸気の昇華凝結

霜の主な形成要因として水蒸気の昇華凝結が挙げられるが、昇華凝結は氷結晶と湿り空気との界面で生じており、個々の結晶界面での現象を直接解くことは困難である。そこで、数値解析においては、図 4.1 に示すような二次元の直交格子を用いて空間を分割し、各セル内での昇華凝結量を評価する。そのため、各セル内での昇華凝結量 m_{desub} を評価する「昇華凝結モデル」が必要となる。昇華凝結モデルは、既に先行研究でも複数のモデルが提案されており、大きく二つの数理モデルがある。

一つ目のモデルは、霜結晶を微小氷粒子の集合として扱い、均一核生成による粒子生成と生成

した氷粒子の粒径成長として相変化量を算出するモデル [95] である。しかし、昇華凝結による氷結晶の成長は、粒子の核生成や粒径成長とは異なる現象である。

二つ目のモデルは、昇華凝結量を過飽和度の関数として評価するモデル [97–100] である。Wu ら [98] によると、昇華凝結によるギブスの自由エネルギーの減少量が昇華凝結による霜形成の駆動力となる。ギブスの自由エネルギーの減少量は、

$$\begin{aligned}
 -\Delta G &= k_B T \ln \frac{p_v}{p_{v,\text{sat}}} \\
 &= k_B T \ln \left(1 + \frac{p_v - p_{v,\text{sat}}}{p_{v,\text{sat}}} \right) \\
 &\simeq k_B T \frac{p_v - p_{v,\text{sat}}}{p_{v,\text{sat}}} \quad (\because \ln(1+x) \simeq x \text{ when } x \ll 1) \\
 &\propto k_B T \frac{\omega_v - \omega_{v,\text{sat}}}{\omega_{v,\text{sat}}} \\
 &= k_B T (S - 1)
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

と計算でき、過飽和度 $S - 1$ に比例する。そこで、昇華凝結量も過飽和度 $S - 1$ に比例すると考え、

$$\dot{m}_{\text{desub}} = \alpha_{\text{desub}} (S - 1) \tag{4.2}$$

の形で、昇華凝結量を評価している。ここで、 α_{desub} は比例係数である。このようなモデルは、Wu ら [97, 98] や Kim ら [100] など、複数の研究で提案されており、係数部分 α_{desub} の評価方法に違いがある。Wu ら [97, 98] は緩和係数 τ を用いて、

$$\alpha_{\text{desub}} \equiv \tau \varepsilon_{\text{air}} \rho_{\text{air}} \omega_v \tag{4.3}$$

としており、緩和係数 τ については経験的に求めた回帰式 (Re の関数) が提案されている。また、Kim ら [100] は霜形成抵抗 (Frost Formation Resistance, FFR) を導入し、

$$\alpha_{\text{desub}} \equiv \frac{\omega_{v,\text{sat}}}{\text{FFR}} \tag{4.4}$$

$$= \tau \omega_{v,\text{sat}} \frac{\dot{Q}_{\text{cell}}'' A_{\text{cell}}}{L_{\text{desub}} V_{\text{cell}}} \tag{4.5}$$

とした。ここで、 \dot{Q}_{cell}'' はセルから外部へと放出される熱量であり、該当するセルと伝熱面近傍の霜の熱伝導や温度勾配などから算出される。式中の τ は解析条件に合わせて試行錯誤的に値を設定する必要がある。これらのモデルは、相変化の駆動力であるギブスの自由エネルギーが過飽和度に比例するという定性的な考察に基づくモデルであり、セル内での結晶成長過程をモデル化したものではない。

本研究では、セル内での氷結晶の成長に着目し、成長量を結晶成長理論に基づいて評価する昇華凝結モデルを構築する。霜結晶の成長が雪の結晶成長に類似した現象であることから、雪の結晶成長に関する研究 [120–122] でも用いられている Burton–Cabrera–Frank 理論 [123] と、雪の比表面積の計測データ [124] を用いる。

4.2 昇華凝結モデル

昇華凝結過程では、水蒸気が昇華凝結により氷結晶となることで霜が形成される。拡散や対流によって輸送された水蒸気は、既存の水結晶の表面で凝結することで水結晶が成長する。そのため、霜単位体積当たりの昇華凝結量は、単位時間あたり結晶界面単位面積あたりの水蒸気相変化量 j と単位体積当たりの結晶界面の面積 A_{if} を用いて、

$$\dot{m}_{desub} = j \cdot A_{if} \quad (4.6)$$

により算出できる。

4.2.1 単位界面面積当たりの相変化量

霜内の結晶界面付近の拡大模式図を図 4.2 に示す。気相中では水分子が熱運動によりランダムに運動しており、一部の分子が結晶面に衝突する。熱平衡状態にある温度 T 、圧力 p の理想気体において、熱運動により自由に飛び回る分子の速度分布はマクスウェル分布で与えられる。この時、単位面積の界面を通過する分子数は、

$$f = \frac{p_v}{\sqrt{2\pi m_{v,mon} k_B T}} \quad (4.7)$$

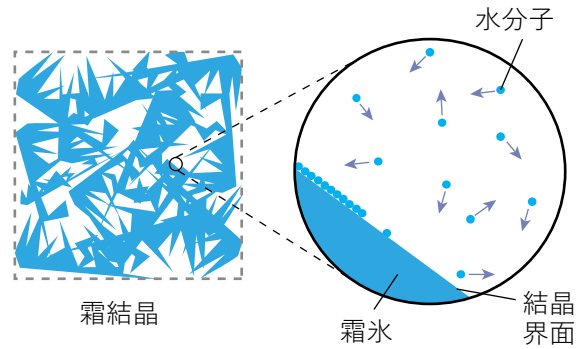


図 4.2: 霜層内の結晶界面の拡大図

で得られる [125]. ただし、 $m_{v,mon}$ は水分子の質量である。結晶が成長するときには、結晶面のごく近傍に比べて周囲の方が分圧が高く、過飽和状態となっている。そこで、結晶から離れた位置での分圧と結晶面のごく近傍での分圧をそれぞれ $p_{v,crystal\infty}$ 、 $p_{v,crystalsf}$ ($p_{v,crystal\infty} > p_{v,crystalsf}$) とし、温度 T は位置によらず等しいとすると、結晶の周囲から結晶のごく近傍に向かって衝突する分子数 $f_{crystal\infty}$ と、結晶面のごく近傍から周囲に向かって飛び出す分子数 $f_{crystalsf}$ は、それぞれ

$$f_{crystal\infty} = \frac{p_{v,crystal\infty}}{\sqrt{2\pi m_{v,mon} k_B T}} \quad (4.8)$$

$$f_{crystalsf} = \frac{p_{v,crystalsf}}{\sqrt{2\pi m_{v,mon} k_B T}} \quad (4.9)$$

となる。したがって、結晶面のごく近傍に単位時間あたりに入射する正味の質量流束 j は、

$$\begin{aligned} j_{HK} &= m_{v,mon} (f_{crystal\infty} - f_{crystalsf}) \\ &= (p_{v,crystal\infty} - p_{v,crystalsf}) \sqrt{\frac{m_{v,mon}}{2\pi k_B T}} \\ &= \sqrt{\frac{R_v T}{2\pi}} (\rho_{v,crystal\infty} - \rho_{v,crystalsf}) \end{aligned} \quad (4.10)$$

で得られる．式 (4.10) は，結晶のごく近傍に入射する分子がすべて結晶面上に取り込まれると仮定した場合の相変化量に相当し，ヘルツ・クヌーセンの式と呼ばれる．この式は，単位面積の界面への単位時間あたりの最大質量流束を与える式である．ただし，実際の相変化量は結晶面上での分子の運動や結晶面の状態に依存して変化する．

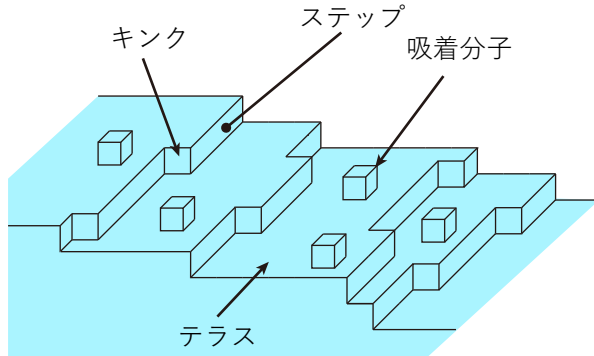


図 4.3: 固体結晶面上のテラス・ステップ・キンク

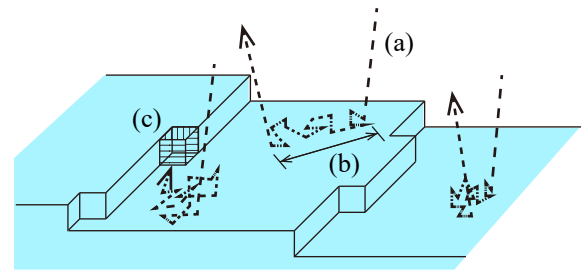


図 4.4: 結晶成長過程：(a) 吸着，(b) 表面拡散，(c) キンクでの分子の取り込み

固体結晶面上の拡大模式図を図 4.3 に示す．図中の凹凸の大きさは，分子一つ分の大きさである．固体結晶面上には，テラスと呼ばれる分子的スケールで平らな面が存在する．また，異なる高さのテラスの境界にはステップと呼ばれる分子一つ分の段差が存在する．ステップは所々で折れ曲がっており，折れ曲がり点はキンクと呼ばれる [125, 126]．キンクに組み込まれた分子はエネルギー的に安定な結晶相の分子とみなすことができ [120]，結晶への分子の取り込みは主にキンクで生じる．キンクで分子が取り込まれることで，ステップが前進してテラスが拡大し，氷結晶が成長する．

気相中から結晶面に入射した分子の多くはテラス上に吸着する（図 4.4(a)）が，一部は吸着せずに跳ね返って再び気相中に飛び出す．吸着した分子は，その後テラス上を表面拡散（図 4.4(b)）により移動し，図 4.4(c) のように，キンクに達した分子が結晶に取り込まれる．一方で，キンクに達することが出来なかった分子は，再び気相中に離脱する．したがって，気相中の分子が結晶に取り込まれるには，まず結晶面上に吸着してとどまり，さらにキンクに達する必要がある．そのため，結晶界面に入射した分子が結晶に取り込まれる確率は，結晶面上に吸着してとどまる確率 α_1 と吸着した分子が結晶に取り込まれる確率 α_2 の積となる．

以上をまとめると，単位時間あたりに単位面積の結晶界面上で昇華凝結する相変化量 j は，ヘルツ・クヌーセンの式で評価される質量流束 j_{HK} に上記の確率 α_1 と α_2 をかけた

$$j = \alpha_1 \alpha_2 \cdot j_{HK}$$

$$= \alpha_1 \alpha_2 \cdot \sqrt{\frac{R_v T}{2\pi}} (\rho_{v, \text{crystal}\infty} - \rho_{v, \text{crystal}sf}) \quad (4.11)$$

$$\simeq \alpha_1 \alpha_2 \cdot \sqrt{\frac{R_v T}{2\pi}} (\rho_v - \rho_{v, \text{sat}}) \quad (4.12)$$

によって得られる．本研究では，霜水の結晶周囲の水蒸気濃度分布は直接解かないため，結晶周囲の水蒸気濃度 $\rho_{v, \text{crystal}\infty}$ はセルの水蒸気濃度 ρ_v と等しく，結晶界面のごく近傍での水蒸気濃度

$\rho_{v,crystalsf}$ はセルの温度における飽和水蒸気濃度 $\rho_{v,sat}$ に等しいとし、式 (4.12) を用いた。また、本論文では α_1 を付着係数、 α_2 を取り込み係数と呼ぶ。それぞれの評価方法は、以下に示す。

付着係数 α_1

付着係数は、気相中から入射した分子が反射せずに結晶界面上に付着する確率であり、 $0 \leq \alpha_1 \leq 1$ である。すべての分子が結晶面上に付着するような場合は $\alpha_1 = 1$ であるが、実際には $\alpha_1 < 1$ であることが実験的に確認 [128–132] されている。分子は気相中で自由に回転しているため、界面上に付着する際にその配向に制限を受けることが要因であるとされている [120]。本研究では、清ら [127] が -30°C 程度までの温度において、(0001) 面と $(10\bar{1}0)$ 面を対象に行った実験の結果に基づいて、温度の一次関数として推定した回帰式を用いて、 α_1 を評価した。

$$\alpha_1 = \min \{ 1, 2.323 - 8.198 \times 10^{-3} T \} \quad (4.13)$$

実験値（プロット）と回帰式による推定値（点線）を図 4.5 に示す。実験値は二つの結晶方位で計測されているが、計測結果に大きな違いはない。

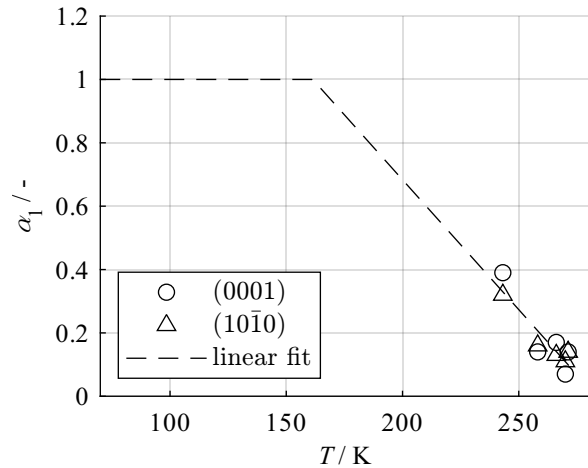


図 4.5: 付着係数 α_1 [127]

取り込み係数 α_2

結晶面上に α_1 の確率で付着した分子は、その後表面拡散によってテラス上を移動する。その距離は個々の分子によって異なるが、平均表面拡散距離 x_{sd} は

$$x_{sd} = a \exp \left(\frac{E_{ad} - E_{sd}}{2k_B T} \right) \quad (4.14)$$

で与えられ、おおむね格子間隔 a の数百倍程度である [120, 123]。ここで、 E_{ad} は吸着エネルギー、 E_{sd} は表面拡散の活性化エネルギーである。本研究では、 $E_{ad} = 6.23 \times 10^{-20}$ J、 $E_{sd} = 1.73 \times 10^{-20}$ J とした [133, 134]。分子が x_{sd} だけ移動する間にキンクに到達すると、結晶に取り込まれる。一方で、到達しなかった場合には、分子は再び結晶面から離脱して気相中に飛び出す。そのため、吸着分子が結晶に取り込まれる確率は、キンクの存在間隔と分子の表面拡散距離 x_{sd} に依存する。Burton ら [123] は、ステップ近傍での吸着分子の拡散方程式を解き、吸着分子がキンクに取り込まれる確率を求めた。この理論は Burton–Cabrerá–Frank 理論 (BCF 理論) と呼ばれており、氷結晶の成長速度や雪の結晶成長の理論的な考察にも用いられている [120, 121, 134]。

簡単のために、ステップ上には十分にキンクが存在しており、ステップに達した分子がすべてキンクに取り込まれる状態を考える。この時、分子が取り込まれる確率は、表面拡散中にステップ

にたどり着く確率となる。取り込み係数 α_2 は、平均表面拡散距離 x_{sd} とステップ間隔 Δx_{step} から

$$\alpha_2 = \frac{2x_{sd}}{\Delta x_{step}} \tanh \frac{\Delta x_{step}}{2x_{sd}} \quad (4.15)$$

で評価できる [120]。式中のステップ間隔 Δx_{step} は、ステップの供給機構により異なり、結晶の成長様式に依存する。

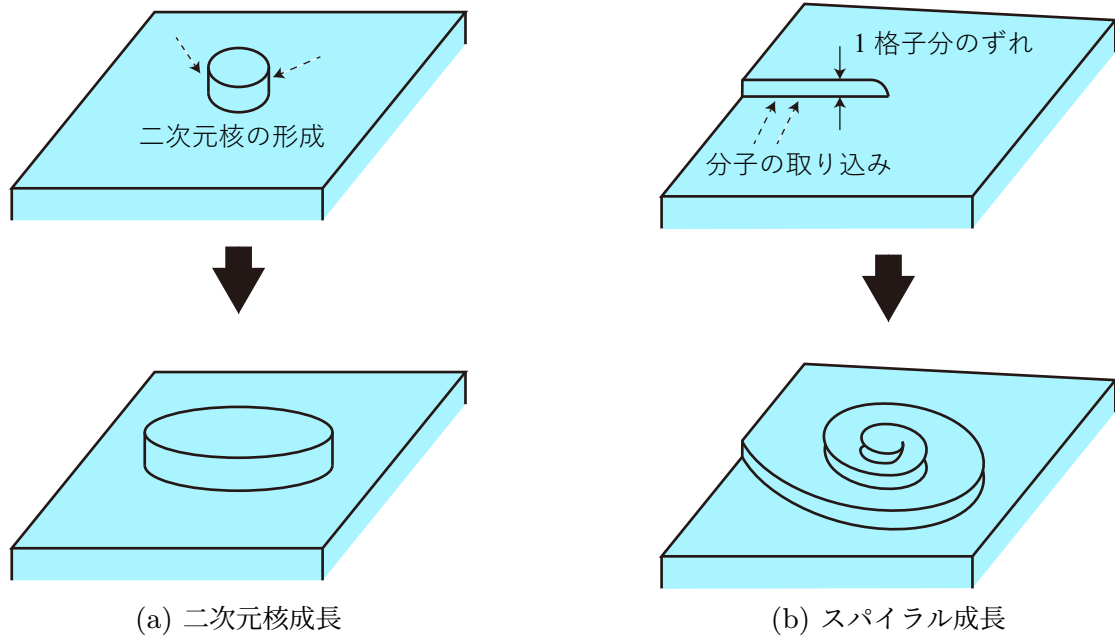


図 4.6: 代表的な結晶成長様式

代表的な二つの成長様式の模式図を図 4.6 に示す。それぞれの成長様式におけるステップ間隔の評価方法 [121] を、以下に示す。

■二次元核による結晶成長 二次元核による結晶成長は、結晶面上での二次元核生成をステップ供給源とする成長様式である。二次元核生成をステップ供給源とするため、欠陥のない平らな面上でも結晶成長が可能であるが、二次元核の形成に伴うエネルギー障壁により、過飽和度が低い条件では結晶成長が抑制される。

二次元核生成により供給されるステップの間隔 x_{step} は、以下のように算出することができる。

$$\Delta x_{step} = \left(\frac{\pi}{3}\right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{u_{step}}{J_{2DN}}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.16)$$

u_{step} はステップ前進速度、 J_{2DN} は二次元核生成率であり、以下の式により算出できる。

$$u_{step} = \frac{2x_{sd}A_{v,mon}p_{v,sat}}{\sqrt{2\pi m_{v,mon}k_B T}} (S-1) \quad (4.17)$$

$$J_{2DN} = \frac{p_v^2}{2\pi m_{v,mon}k_B T} \cdot x_{sd}^2 \cdot \frac{\sqrt{\ln S}}{v} \exp\left(\frac{E_{ad}}{k_B T}\right) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta G_{2DN}^*}{k_B T}\right) \quad (4.18)$$

$$\Delta G_{2DN}^* = \frac{4\gamma_{edge}^2 A_{v,mon}}{k_B T \ln S} \quad (4.19)$$

ただし、 $A_{v,mon}$ は水分子（結晶相）の表面積、 ν は格子振動数、 γ_{edge} はエッジ自由エネルギーである。

■らせん転位によるスパイラル成長 らせん転位をステップ供給源とするスパイラル成長では、らせん転位が前進しても転位が消滅することなく、持続的に結晶が成長可能である。らせん転位の端点を中心とするスパイラル模様を作り出しながら結晶が厚くなっていくため、スパイラル成長と呼ばれている。スパイラル成長では、二次元核の生成に依存しないため、過飽和が低い条件でも結晶成長が可能である。スパイラル成長におけるステップ間隔 Δx_{step} は、

$$\Delta x_{step} = \frac{19\gamma_{edge}A_{v,mon}}{k_B T \ln S} \tag{4.20}$$

により計算できる [121, 123].

■成長様式の比較 以上のように、二つの成長様式によりステップの供給機構や間隔が異なる。-20°Cでの取り込み係数の過飽和度依存性を図 4.7 に示す。横山ら [121] の値を用いて、 $A_{v,mon} = 8.3 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ 、 $\nu = 1 \times 10^{12} \text{ Hz}$ 、 $\gamma_{edge} = 2.0 \times 10^{-11} \text{ J/m}$ とした。

いずれの成長様式でも、飽和状態 ($S = 1$) では $\alpha_2 = 0$ で結晶に分子が取り込まれないが、過飽和度が高くなると α_2 も大きくなるのがわかる。スパイラル成長では、過飽和度がわずかに高くなると、急激に α_2 も上昇しており、過飽和度が低くても結晶成長が進行することがわかる。一方で、二次元核生成では核生成にエネルギーが必要であるため、過飽和度が低いと結晶成長が進行しないが、過飽和度がある程度まで高くなると α_2 が急激に上昇する。いずれの成長様式でも高過飽和度では α_2 は 1 に収束しており、結晶の成長様式による違いはなくなる。

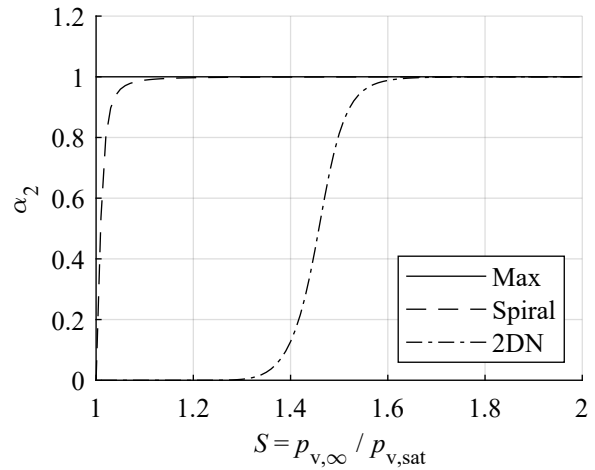


図 4.7: 成長様式による取り込み係数 α_2 の比較

霜結晶の成長様式については明らかでなく、双方の成長様式が寄与していることもありうる。ただし、二次元核生成は欠陥のない結晶面で支配的な成長様式で低過飽和度では結晶が成長しない。一方で、スパイラル成長の場合には、比較的過飽和度が低い条件でも結晶が成長しうる。また、自然界で見られる結晶の多くが欠陥を有しており、スパイラル成長により成長しているという報告 [135] もある。以上の理由から、本研究ではスパイラル成長による結晶成長を仮定して数値解析を行った。

4.2.2 結晶界面の面積

従来のほとんどの数理モデルでは、結晶界面の面積も試行錯誤的なパラメータに含めて評価しており、結晶界面の面積自体を評価する必要がなかった。しかし、本数理モデルでは、セル内の霜の単位体積当たりの結晶界面の面積 A_{if} を評価する必要がある。また、Wong ら [102] は、霜結晶を球体と仮定して球の表面積として評価しているが、実際の霜は微細な構造を持つ多孔質結晶であり、球形ではない。

霜の界面積を実験的に計測することは非常に難しく、計測例は著者の知る限りないが、霜と同じ微細な氷結晶である雪については、いくつかの先行研究 [124, 136, 137] で計測された例がある。成田 [124] は、積雪層から 3 cm 角の立方体を切り出し、低温恒温室内でアニリンに浸してから凍結させ、試料からマイクロトームで薄膜上に断面を削りだし、拡大画像を撮影して断面の比表面積を計測した。また、Legagneux ら [137] は、BET 理論を用いたガス吸着法による比表面積の測定方法を応用し、メタンを吸着ガスとする積雪の比表面積測定法を確立している。さらに八久保ら [136] は、野外でも使用可能な小型かつ可搬性のある積雪比表面積測定装置を開発し、積雪の比表面積を計測している。そこで、本研究では霜と同じ氷の多孔質結晶である積雪の比表面積に関する計測データを基に、霜結晶の比表面積を評価することとした。

本研究では、広範な密度範囲の積雪に対して適用可能な成田 [124] の関係式

$$\log_{10} A^* = \begin{cases} -5.26\rho^* + 3.21 & (\rho^* < 0.150 \text{ g/cm}^3) \\ -1.85\rho^* + 2.72 & (0.150 \text{ g/cm}^3 \leq \rho^* \leq 0.550 \text{ g/cm}^3) \\ -5.56\rho^* + 4.78 & (0.550 \text{ g/cm}^3 < \rho^*) \end{cases} \quad (4.21)$$

を用いて、結晶の比表面積を算出した。この式は成田 [124] が実験での計測結果から推定したものである。ただし、 A^* は単位質量あたりの界面の面積 (cm^2/g)、 ρ^* は積雪の密度 (g/cm^3) であり、単位体積当たりの界面の面積 A は、 $A = \rho^* A^*$ で得られる。式 (4.21) から、霜密度 ρ_f (kg/m^3) と単位体積当たりの界面の面積 $A_{if,inn}$ (m^2/m^3) の関係を求めると次のようになる。

$$A_{if,inn} = \beta_{inn} \cdot 10^{f(\rho_f)} \cdot \rho_f \quad (4.22)$$

$$f(\rho_f) = \begin{cases} -5.26 \times 10^{-3} \rho_f + 2.21 & (\rho_f < 150 \text{ kg/m}^3) \\ -1.85 \times 10^{-3} \rho_f + 1.72 & (150 \text{ kg/m}^3 \leq \rho_f \leq 550 \text{ kg/m}^3) \\ -5.56 \times 10^{-3} \rho_f + 3.78 & (550 \text{ kg/m}^3 < \rho_f) \end{cases}$$

本研究では、霜層内の霜単位体積当たりの結晶界面の面積 $A_{if,inn}$ を式 (4.22) により推定した。ただし、 β_{inn} は補正係数である。

また、不完全な霜層セルには、図 4.8 に示すように、霜層と主流空気との界面も含まれている。霜層と主流との界面部分はすべて湿り空気に露出しているため、その分の面積も考慮する必要がある。そこで、主流と接する部分の面積が x 方向の格子幅と霜内の氷の体積充填率に比例すると仮定し、単位体積当たりの面積を

$$A_{if,sf} = \beta_{sf} \frac{\varepsilon_{ice,f} \Delta x}{V_{cell}} \quad (4.23)$$

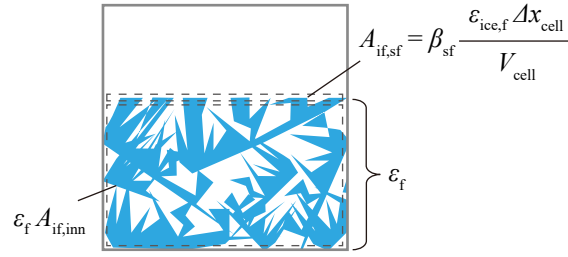


図 4.8: 不完全な霜層セルの界面積

とした。ただし、 β_{sf} は補正係数である。そのため、不完全な霜層セルでは、 $\epsilon_f \cdot A_{if,inn}$ と $A_{if,sf}$ の和が単位体積当たりの結晶界面の面積となる。

以上をまとめると、単位体積当たりの結晶界面の面積 A_{if} は、

$$A_{if} = \begin{cases} 0 & \text{(主流領域)} \\ \epsilon_f \cdot A_{if,inn} + (1 - [\epsilon_f]) A_{if,sf} & \text{(霜層領域)} \end{cases} \quad (4.24)$$

である。式中の $[\cdot]$ はガウス記号であり、 $\epsilon_f = 1$ の時のみ $[\epsilon_f] = 1$ で、 $\epsilon_f < 1$ では常に $[\epsilon_f] = 0$ である。 β_{inn} や β_{sf} については、4.5.3 節で議論する。

4.2.3 昇華凝結モデルのまとめ

以上より、本研究で構築した昇華凝結モデルは、以下ようになる。

$$\dot{m}_{desub} = \begin{cases} 0 & \text{(主流領域)} \\ \alpha_1 \alpha_2 \cdot \sqrt{\frac{R_v T}{2\pi}} (\rho_v - \rho_{v,sat}) \cdot \{ \epsilon_f A_{if,inn} + (1 - [\epsilon_f]) A_{if,sf} \} & \text{(霜層領域)} \end{cases} \quad (4.25)$$

α_1 , α_2 , $A_{if,inn}$, $A_{if,sf}$ は、それぞれ式 (4.13), 式 (4.15), 式 (4.22), 式 (4.23) である。

4.3 検証実験

本数理モデルの検証用の実験データを取得した着霜実験 [107] について、以下に示す。

4.3.1 実験装置

実験装置は、基本的に第 2 章に示す試験装置と同様であるが、主にテストセクション部分や平板形状、冷却方法が異なる。

実験装置の概略図を図 4.9 に示す。また、実験で使用した主な実験装置の一覧を表 4.1 に示す。主流空気の温度・湿度・流速は、精密空調機で調整した。風洞に流入する主流空気は、まず整流器において二枚の平織金網（線径 0.29 × メッシュ数 20 m/s）と、アルミハニカム（AL-1/4-5052-.0015N）で整流した。その後、ノズルで縮流した後、テストセクションに流入させた。主流空気の温湿度は、精密空調機の吐出口に設置した温湿度センサ（精密空調機に付属）を用いて計測した。テストセクションの後方に風速計測用のダクトを延長して取り付け、主流流速はテストセクション後方部（ダクト断面の中心部）で計測した。

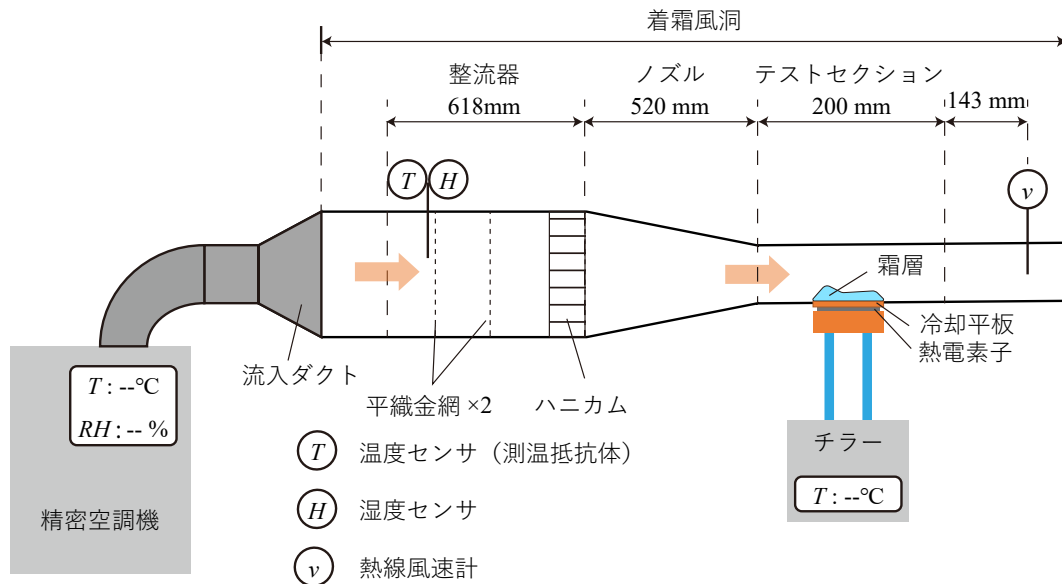


図 4.9: 着霜試験風洞の概略図

表 4.1: 実験装置

装置	メーカー	型番
精密空調機	オムロン株式会社	PAP01B-KJ
熱線風速計	日本カノマックス株式会社	CLIMOMASTER 6501-00, 6541-21
カメラ	東芝テリー株式会社	BU1203MCF
レンズ	富士フィルム株式会社	HF3520-12M
電子天秤	島津製作所	UW420H
データロガー	グラフテック株式会社	GL840-WV
白金測温抵抗体	株式会社ネツシン	HC-0435
K 型熱電対 (class 1)	株式会社チノー	HCHS1-0 (K)
熱電素子	株式会社フェローテック	72001/127/085B
ペルチェコントローラー	株式会社セルシステム	TDU-5000AR

テストセクションの概略図を図 4.10 に示す。主流空気は左から右へと流れる。テストセクションは、流れに垂直な断面積が 27 mm × 100 mm の矩形ダクトである。本実験で使用したテストセクションは全面アクリル製で、ヒーター等による加熱制御は行っていない。銅製の冷却平板 (45 mm × 41 mm) をテストセクションの入口から 80 mm 後方で底面に埋め込み、その平板上に着霜させた。本実験では、テストセクションの底面部と冷却平板の表面は同じ高さになるように設置している。冷却平板の温度 (伝熱面温度) は、冷却平板の裏側 (熱電素子側) に測温抵抗体を挿入して計測し、熱電素子を用いて制御した。また、実験中は平板が低温に冷却されているため、冷却平板の近傍ではテストセクションの底面 (アクリル部) でも温度が低下する。その影響も確認するため、テストセクションの底面部に冷却平板の上流側と下流側にそれぞれ 4 点ずつ、冷却平板の端部から 5 mm ごとに温度計測孔を設けてシース熱電対を挿入し、温度計測を行った。テストセクションの上下流側にはシャッターを設け、実験開始前の平板冷却中 (予冷中) は、シャッ

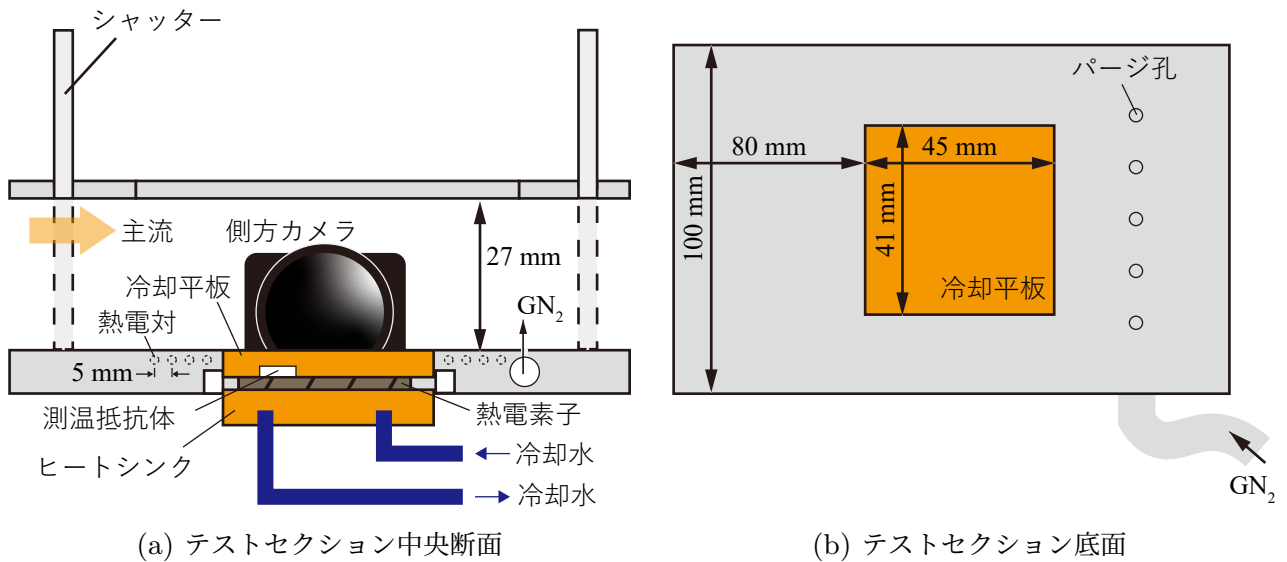


図 4.10: テストセクション概略図

ターを閉じて窒素ガスをパージし、着霜を防止した。

4.3.2 実験方法

以下に本実験の手順を示す。

- Step 1 乾燥窒素ガスをパージし、平板の冷却を行う（予冷）。
- Step 2 予冷が完了し、冷却平板の温度が安定した後、パージを止め、シャッターを開放して通風を開始する（実験開始）。
- Step 3 規定の通風時間が経過したら、シャッターを再び閉じ、通風を終了する（通風終了）。
- Step 4 平板上の霜をかきとり、霜質量を計測する。

また、霜形成の様子を観察するために、高解像度カメラを用いて、テストセクションの側方から 1 Hz で霜画像を撮影した。実験で撮影した霜層の画像を図 4.11(a) に示す。主流空気は、左から右の方向に流れる。撮影画像を二値化（図 4.11(b)）し、霜層の投影面積と各位置での霜厚さを取得した。また、実験終了後に平板上に形成された霜をかきとり、電子天秤で霜質量を計測した。計測した霜質量を霜層の体積（投影面積と平板の奥行方向の幅の積）で除して、平均霜密度を算出した。

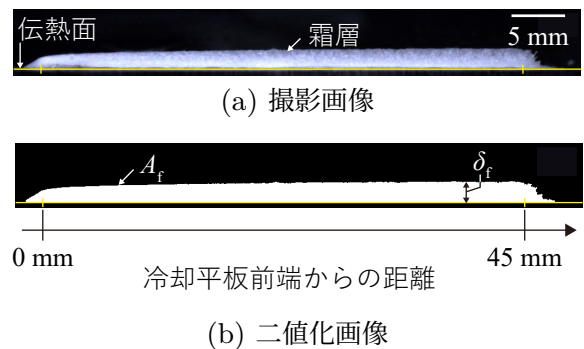


図 4.11: 側方カメラで撮影した霜層画像

4.3.3 実験条件

表 4.2: 実験条件

主流流速	2.0 m/s
主流温度	27°C
主流湿度	0.008, 0.012, 0.016 kg/m ³
伝熱面温度	-10, -20, -30°C

主流温度と主流流速はそれぞれ 27°C, 2.0 m/s で一定とした. 表 4.2 に示すように, 主流湿度と伝熱面温度を 3 条件ずつ変えて, 計 9 条件で実験を行った. また, 霜質量の計測時に霜をかきとるため, 1 回の実験で 1 つの質量計測しかできない. そこで, 霜質量の時間変化を取得するために, 実験時間は 100, 200, 300, 400, 500, 600 秒の 6 通りとした. 再現性を確認するために, 各条件で複数回実験を実施した.

主流温度と主流流速はそれぞれ 27°C, 2.0 m/s で一定とした. 表 4.2 に示すように, 主流湿度と伝熱面温度を 3 条件ずつ変えて, 計 9 条件で実験を行った. また, 霜質量の計測時に霜をかきとるため, 1 回の実験で 1 つの質量計測しかできない. そこで, 霜質量の時間変化を取得するために, 実験時間は

4.4 検証解析

4.4.1 解析領域・計算格子

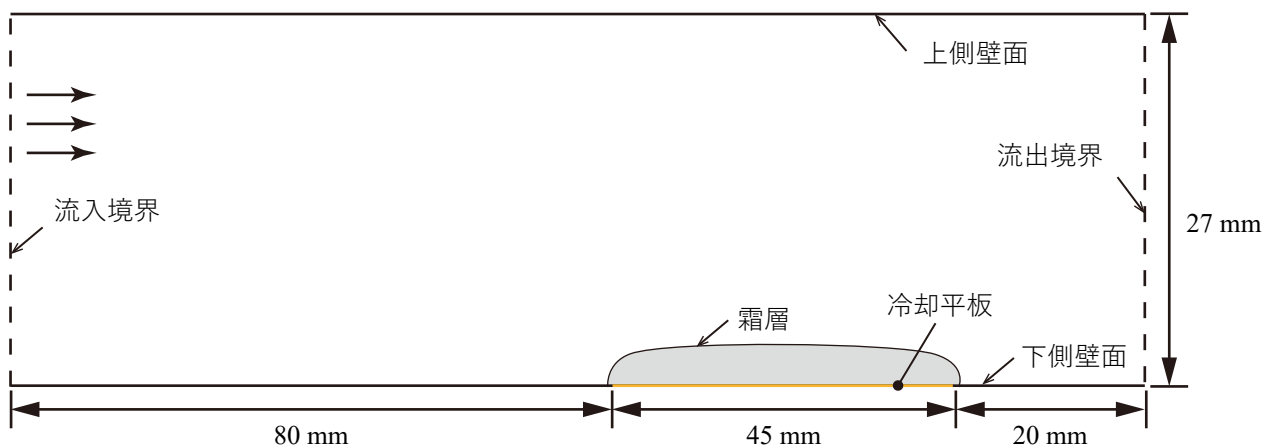


図 4.12: 数値解析領域

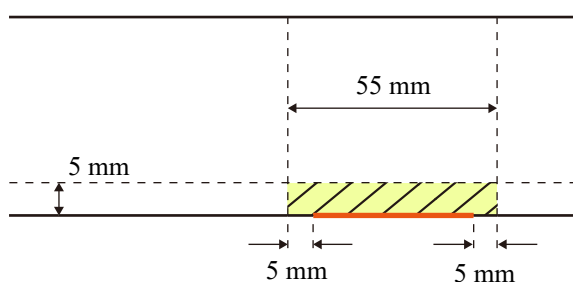


図 4.13: 霜層が形成される領域

検証解析として, 4.3.1 節に示す実験を模擬した条件で, 二次元解析を行う. 数値解析における解析領域を図 4.12 に示す. 計算領域は, テストセクションの入口から冷却平板の後方 20 mm までとした. 上下面は壁面とし, 計算領域の高さはテストセクションと同じ 27 mm とした. 主流空気は計算領域の左端から流入して, 右端から流出する. 本実験の条件では, レイノルズ数 Re (二次元平行

平板間流れとして評価) は 1700 程度であり, 流れは層流であると仮定して乱流モデルは適用しな

い。底面には、流入境界から後方に 80 mm の位置に、長さ 45 mm の冷却平板があり、霜層が形成される。

計算格子は、二次元直交格子とした。霜層が形成される範囲は、流れ方向には冷却平板の前後 5 mm 以内、高さ方向には冷却平板から高さ 5 mm 以内の範囲である。そこで、計算格子は上記範囲（図 4.13 に示す網掛け領域）で最も細くなるように設定した。図 4.13 に示す網掛け領域では、 x 方向の格子幅と y 方向の格子幅が常に $\Delta x : \Delta y = 2 : 1$ となるようにした。また、上下壁面付近と流入境界近傍でも計算格子を細かくした。それ以外の位置では徐々に格子幅を大きくして計算コストを削減した。格子依存性については、4.5.1 節で述べる。

4.4.2 初期条件・境界条件・時間刻み

■初期条件 計算開始時には全領域で主流セルのみとした。解析コストの低減と計算の安定化のために、事前に流入水蒸気濃度 $\rho_{v,in}$ を 0 kg/m^3 （水蒸気濃度以外は解析条件と同じ条件）として定常解析を行い、得られた速度場、圧力場、温度場を初期条件として与えた。また、本数値モデルでは、昇華凝結は主流セルで生じないため、全域が主流セルのままでは相変化が生じない。そこで、冷却平板と隣接する主流セルについては、過飽和度が 1 を超えたタイミングで霜層セルに更新した。

■境界条件 本解析での境界条件を以下に示す。

流入境界：速度、温度、湿度が一定の一様流とする。

$$u_1 = u_{in}, u_2 = 0, \frac{\partial p}{\partial x_j} = 0, T^* = T_{in}^*, \rho_v = \rho_{v,in}$$

流出境界：各物理量の勾配を 0 とする。

$$\frac{\partial u_1}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial u_2}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial p}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial T^*}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial \rho_v}{\partial x_j} = 0$$

上壁面：等温滑りなし壁とし、温度は主流温度と等しい。

$$u_1 = 0, u_2 = 0, \frac{\partial p}{\partial x_j} = 0, T^* = T_{in}^*, \frac{\partial \rho_v}{\partial x_j} = 0$$

底面：滑りなし壁とする。温度については、底面部の温度計測値を基に分布を考慮する。温度の時間変化は考慮しない。温度分布については、後述する。

$$u_1 = 0, u_2 = 0, \frac{\partial p}{\partial x_j} = 0, T^* = T_{bottom}^*, \frac{\partial \rho_v}{\partial x_j} = 0$$

霜層表面（流体解析のみ）：滑りなし壁とする。

$$u_1 = 0, u_2 = 0, \frac{\partial p}{\partial x_j} = 0$$

底面温度 T_{bottom}^* については、冷却平板に相当する部分では伝熱面温度 T_{plate}^* で一定とし、それ以外の範囲では底面部の温度計測値を基に算出した回帰式 (4.26) により設定した。

$$T_{\text{bottom}}^* = \begin{cases} (T_{\text{in}}^* - T_{\text{plate}}^*) \left\{ 1 - \exp\left(-6.4582\Delta x_{\text{front}}^{0.3569}\right) \right\} + T_{\text{plate}}^* & (\text{冷却平板より前方}) \\ T_{\text{plate}}^* & (\text{冷却平板}) \\ (T_{\text{in}}^* - T_{\text{plate}}^*) \left\{ 1 - \exp\left(-3.0858\Delta x_{\text{rear}}^{0.2941}\right) \right\} + T_{\text{plate}}^* & (\text{冷却平板より後方}) \end{cases} \quad (4.26)$$

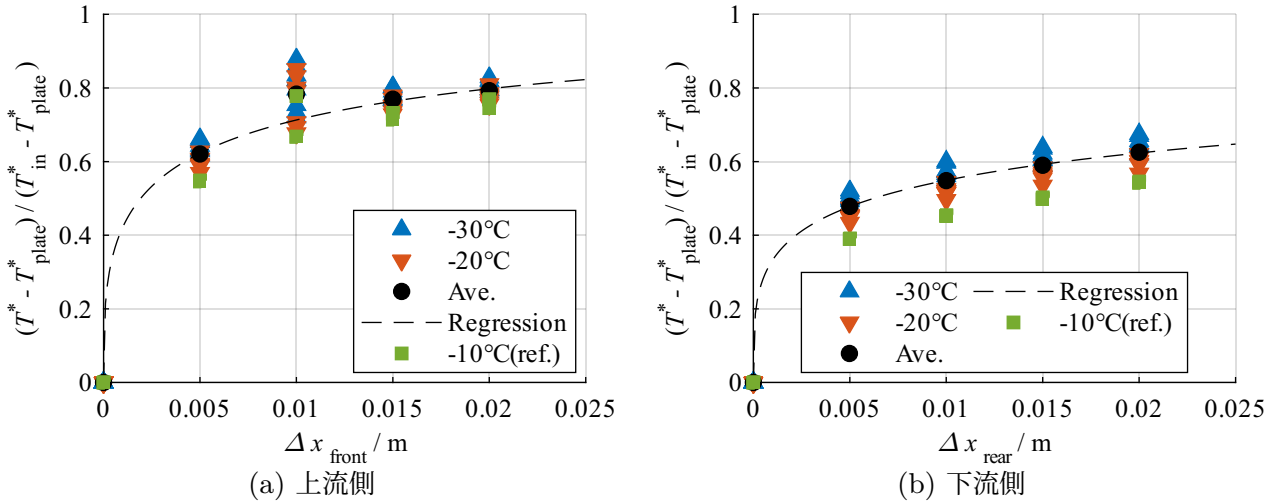


図 4.14: 底面温度の計測値と回帰式

図 4.14 に底面温度の実験での計測結果と回帰式での推定値を示す。伝熱面温度によって温度が異なるため、縦軸は $(T^* - T_{\text{plate}}^*) / (T_{\text{in}}^* - T_{\text{plate}}^*)$ として無次元化した温度を示している。また、横軸 (Δx_{front} , Δx_{rear}) は、それぞれ冷却平板の前端、後端からの距離である。回帰式は、伝熱面温度 -30°C 、 -20°C での各位置における計測結果の平均値 (図中の●) を基に作成した。図 4.14 中には、伝熱面温度 -10°C における計測結果も参考値として示しているが、他の伝熱面温度の場合と比べて、大きな差はないことが確認できる。後方側では、 $(T^* - T_{\text{plate}}^*) / (T_{\text{in}}^* - T_{\text{plate}}^*)$ で 0.1 ほど小さくなっているが、その差は温度に換算すると 4°C 程度で小さく、伝熱面温度 -10°C の場合にも、本推定式を適用して差し支えない。

■時間刻み 連成の時間刻み $\Delta t_{\text{coup}} (= \Delta t_{\text{th-m}})$ は 1×10^{-2} 秒、流体解析の時間刻み Δt_{flow} は 1×10^{-4} 秒とした。

4.4.3 表面霜密度

本解析では、着霜実験で取得した霜密度の計測結果 [107] に基づく推定式 (4.27) を用いて、表面霜密度を評価した。

$$\rho_{\text{f,sf}} = 0.4417(T_{\text{plate}}^* + 273.15) - 262.5\rho_{\text{v,in}} - 93.71 \quad (4.27)$$

実験で計測した平均霜密度の時間変化を基に、線形回帰により 0 秒時の霜密度 $\rho_{\text{f},t=0\text{s}}$ を推定 (表 4.3) し、伝熱面温度と主流湿度を変数とした回帰式を得た。また、図 4.15 には実験データと推定式での推定結果を示す。

表 4.3: 表面霜密度の推定値

T_{plate}^* °C	$\rho_{v,\text{in}}$ kg/m ³	$\rho_{f,\text{sf}}$ kg/m ³
-10	0.008	21.7
-10	0.012	19.7
-10	0.016	18.7
-20	0.008	13.4
-20	0.012	16.6
-20	0.016	10.8
-30	0.008	10.8
-30	0.012	12.7
-30	0.016	10.1

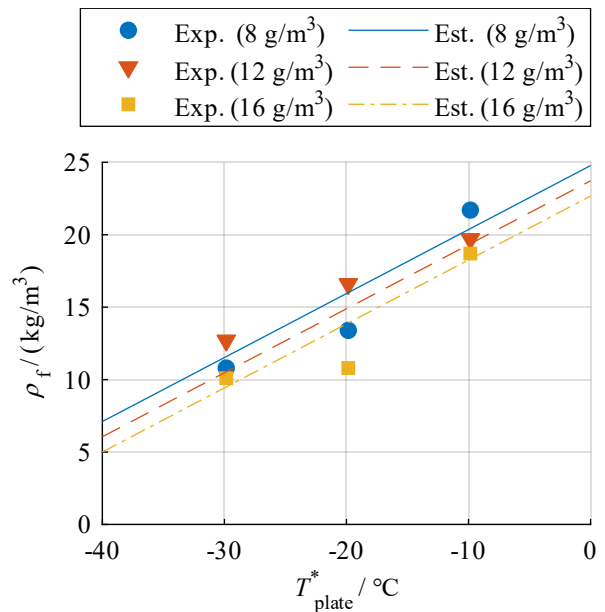


図 4.15: 表面霜密度の実験値と推定式

4.4.4 霜層内の有効拡散係数

3.4.2 節でも述べたように、本研究では霜層内での水蒸気の有効拡散係数を、Le Gall らの式 [80] を用いて評価した。

$$D_{v,f} = D_{v,\text{air}} \cdot \left\{ \frac{1 - \epsilon_{\text{ice}}}{1 - 0.58\epsilon_{\text{ice}}} + 10\epsilon_{\text{ice}}F(1 - \epsilon_{\text{ice}})^{10} \right\} \quad (3.20)$$

拡散係数は F の値に依存し、 F が大きいほど拡散係数も大きくなる。本章では、内部拡散パラメータ F の値についても、4.5.4 節で検討する。

4.4.5 数値解析条件

検証実験で実施した条件のうち、伝熱面温度 $T_{\text{plate}}^* = -20^\circ\text{C}$ 、主流湿度 $\rho_{v,\text{in}} = 0.012 \text{ kg/m}^3$ の条件を基準に、伝熱面温度 3 条件 ($-10, -20, -30^\circ\text{C}$)、主流湿度 3 条件 ($0.008, 0.012, 0.016 \text{ kg/m}^3$) の計 5 条件で解析を行った。表 4.4 に解析を行った 5 条件 (網掛け部) の Case 番号を示す。主流温度と主流流速は、実験と同様に、 $T_{\text{in}}^* = 27^\circ\text{C}$ 、 $u_{\text{in}} = 2.0 \text{ m/s}$ で一定とした。また、解析時間は 600 秒間とした。

表 4.4: 数値解析条件

T_{plate}^* \ $\rho_{v,\text{in}}$	0.008	0.012	0.016
-10		2	
-20	4	1	5
-30		3	

4.5 結果・考察

4.5.1 格子依存性

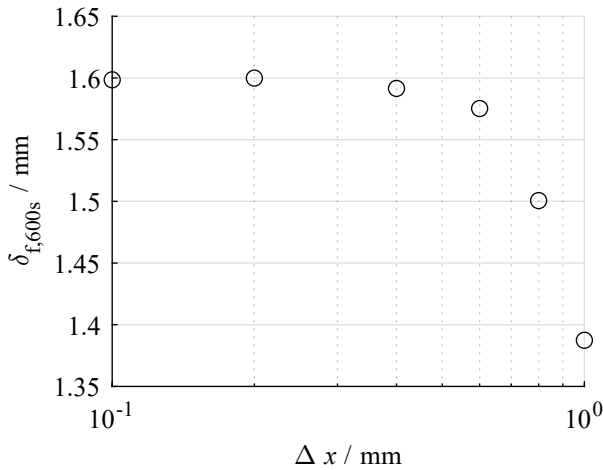


図 4.16: 格子幅と 600 秒時の平均霜厚さ

まず、本数理モデルの格子依存性を確認するために、霜層が形成される図 4.13 の網掛け領域の格子サイズを変化させて解析を行った。格子依存性については、Lee ら [101] と同様に、平均霜厚さの計算結果により評価した。\$x\$ 方向の格子幅を 0.1 mm から 1.0 mm の間で変化させ、6 種類の計算格子で解析を行った結果を図 4.16 に示す。計算は Case 1 の条件で行った。式 (4.22), (4.23) 中の昇華凝結モデルの界面積パラメータは、 $\beta_{\text{inn}} = 0.005$, $\beta_{\text{sf}} = 1$ とし、式 (3.20) 中の内部拡散パラメータは、 $F = 5$ とした。横軸は \$x\$ 方向の格子幅、縦軸は 600 秒後の平均霜厚さである。\$x\$ 方向の格子幅が 0.2 mm 以下では、厚さの変化がほとんどなく十分収束している。そこで、本研究では \$x\$ 方向の格子幅 0.2 mm (\$y\$ 方向の格子幅 0.1 mm) の格子を用いることとする。

4.5.2 昇華凝結モデルの評価

昇華凝結モデルの妥当性を評価するために、Case 1 – 5 (表 4.4 の網掛けの条件) で数値解析を行った。ここでは、式 (4.22), (4.23) 中の昇華凝結モデルの界面積パラメータは、 $\beta_{\text{inn}} = 1$, $\beta_{\text{sf}} = 1$, 式 (3.20) 中の内部拡散パラメータは $F = 0$ とし、補正係数による補正を行わない条件とした。

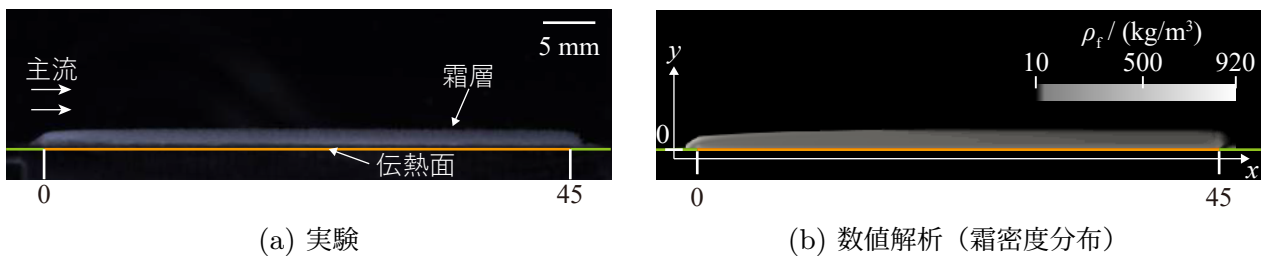


図 4.17: 着霜の様子 (Case 1, 600 秒)

図 4.17 に実験と数値解析での霜画像を示す。数値解析結果は密度分布であり、色が白いほど霜密度が高い。実験と数値解析の双方で、霜層は平板上で流れ方向にほぼ均一に形成された。実験では、平板の上流側や伝熱面の近傍で霜がより白くはっきりと写っていることがわかる。数値解析でも、前端部では霜密度が著しく高くなっており、後方にかけて霜密度が減少する様子が再現されている。また、以下では、図 4.17(b) に示すように、流れ方向を \$x\$ 方向、高さ方向を \$y\$ 方向と

し、平板の前端を x 軸, y 軸の原点とする.

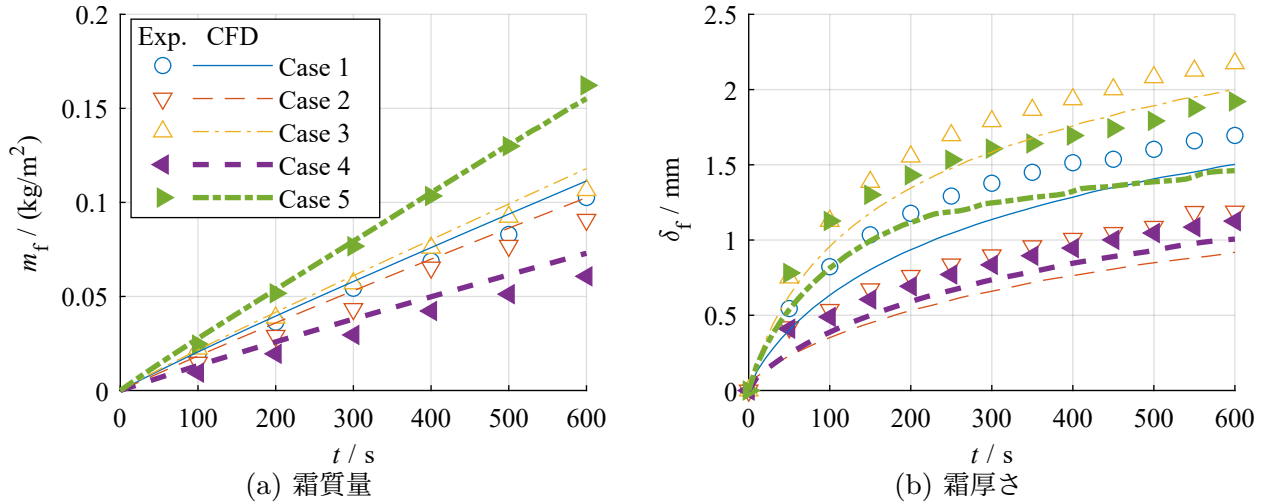


図 4.18: 昇華凝結モデルを用いた解析結果 ($\beta_{inn} = 1, \beta_{sf} = 1, F = 0$)

単位伝熱面積あたりの霜質量を図 4.18(a) に、平均霜厚さを図 4.18(b) に示す. 平均霜厚さについては、冷却平板上 ($0 \text{ mm} \leq x \leq 45 \text{ mm}$) に形成される霜厚さの平均値とした. Case 1 の条件を基準として、伝熱温度を変えた条件 (Case 2, 3) の結果は塗りつぶしなしのプロット (実験) と細線 (数値解析) で示し、主流水蒸気濃度を変えた条件 (Case 4, 5) の結果は塗りつぶしたプロット (実験) と太線 (数値解析) で示している. また、表 4.5 には 600 秒時の霜質量および平均霜厚さの計算結果の実験値に対する相対誤差を示す. さらに、図 4.19 には主流と霜層表面との水蒸気濃度差 (図 4.19(a)), 霜層表面での過飽和度 (図 4.19(b)), 霜層表面温度 (図 4.19(c)), Case 5 での霜層内の高さ方向霜密度分布 (図 4.19(d)) を示す. それぞれ冷却平板の中央部 ($15 \text{ mm} \leq x \leq 30 \text{ mm}$) の平均値である.

表 4.5: 霜質量と平均霜厚さの実験値に対する相対誤差 (600 秒, $\beta_{inn} = 1, \beta_{sf} = 1, F = 0$)

Case	霜質量	平均霜厚さ
	%	%
1	8.6	-11.3
2	12.9	-22.7
3	10.8	-7.8
4	20.2	-10.6
5	-4.3	-23.9

霜質量は時間に比例して増加し、伝熱面温度による影響に比べて主流の水蒸気濃度による影響が大きい. このような傾向は実験と数値解析の双方から確認できる. 霜層内へと輸送された水蒸気は、ほぼすべてが昇華凝結により霜氷となるため、水蒸気物質伝達量の増加が霜質量の増加につながる. さらに、霜層への水蒸気物質伝達量は、主流中と霜層表面との水蒸気濃度差 $\rho_{v,\infty} - \rho_{v,sf}$ に比例する. 水蒸気濃度差 (図 4.19(a)) は、主流水蒸気濃度が高いほど大きくなっており、主流水蒸気濃度による影響が大きいことがわかる. 同じ主流水蒸気濃度 (0.012 kg/m^3) である Case 1-3 では、伝熱面温度により初期に違いがみられるが、やがて一定値に収束しており、伝熱面温度の影響はほとんどなくなった. 霜層表面での過飽和度 (図 4.19(b)) を確認すると、最大でも 10% 程度で、時間とともに減少してほぼ飽和状態となっていることがわかる. 通風直後には、伝熱面温度が低いほど霜層表面温度が低く、表面での水蒸気濃度も低くなるが、霜層表面温度 (図 4.19(c))

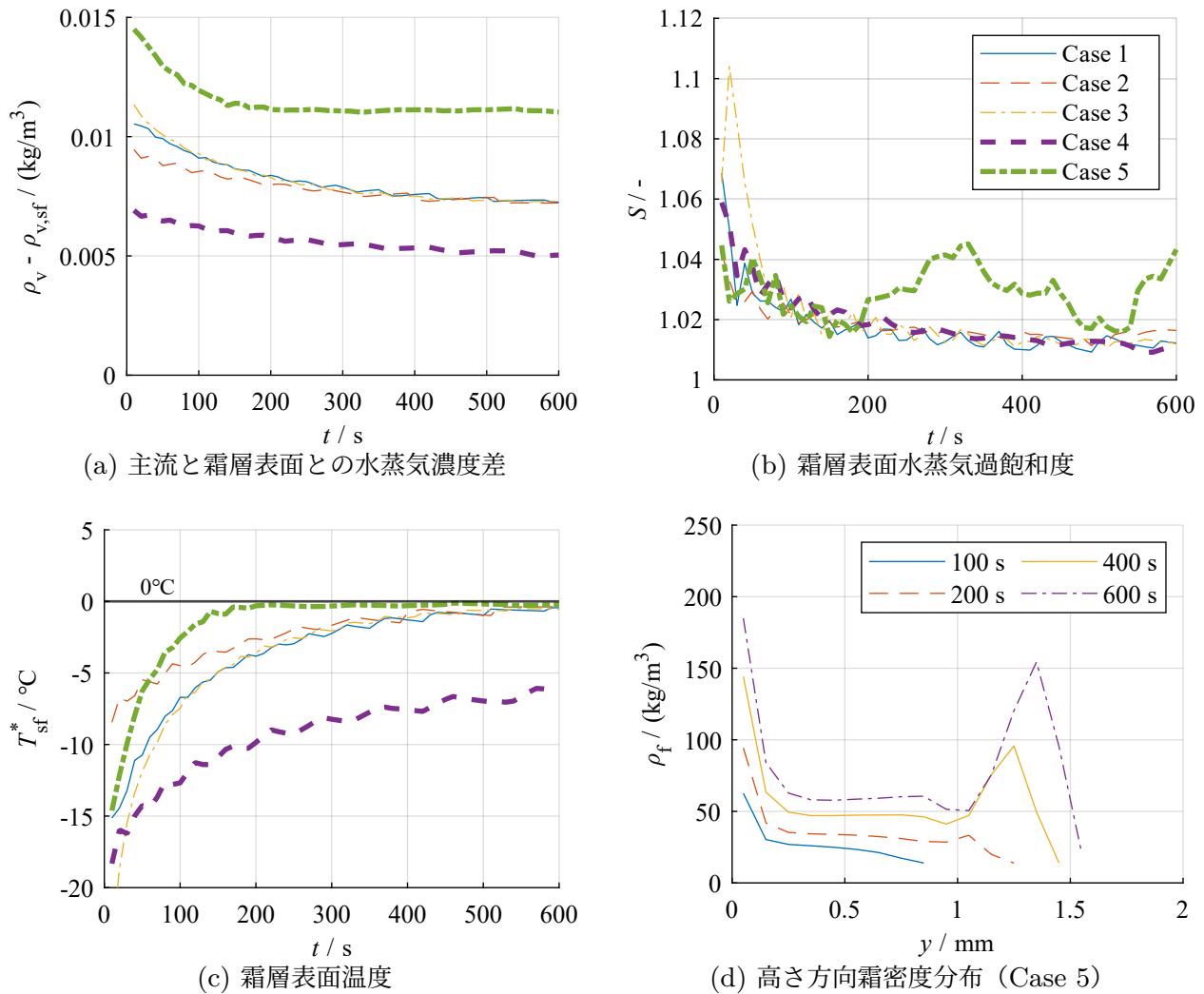


図 4.19: 昇華凝結モデルを用いた解析結果 (冷却平板の中央部 $15 \text{ mm} \leq x \leq 30 \text{ mm}$ の平均値, $\beta_{\text{inn}} = 1$, $\beta_{\text{sf}} = 1$, $F = 0$)

はいずれの条件でも時間とともに徐々に上昇してほとんど氷点程度となるため、表面での水蒸気濃度も概ね同程度となる。そのため、伝熱面温度による影響は通風直後にはみられるものの、比較的小さくなった。霜質量の定性的な傾向は実験と数値解析で一致しているが、表 4.5 に示すように、定量的には全体的に実験に比べて数値解析の方が霜質量が多くなる傾向がみられた。特に Case 4 では、実験に比べて 20% ほど多く、霜質量が算出されている。

霜厚さについても、時間とともに増加するが、その増加率は時間とともに減少して緩やかになる。また、主流水蒸気濃度が低い場合や伝熱面温度が高い場合には薄く、伝熱面温度が低く、主流水蒸気濃度が高い場合には厚くなる傾向が、実験と数値解析の双方でみられた。特に、伝熱面温度が低いほど、霜は厚く成長する傾向がある。霜層の高さ方向への成長は、霜層の表面での昇華凝結量に強く依存し、霜層表面での昇華凝結量が多いほど、厚さの成長が速くなる。そのため、水蒸気濃度が高いほど、霜が高さ方向に早く成長する。また、霜層の形成に伴って徐々に霜層表面温度が上昇して氷点に達すると、霜層表面では水蒸気は凝結できなくなり、厚さ方向の成長が抑制される。そのため、伝熱面温度が低いほど、霜層表面温度も低く保たれ、霜が厚く成長した。このような傾向は、定性的に実験と数値解析で一致している。一方で定量的には、全体的に数値解析

の方が霜厚さが薄くなる傾向があり、表 4.5 から、Case 2 や Case 5 では平均霜厚さの誤差が大きく、20% 以上薄くなっていることが確認できる。

また、Case 2 と Case 4 や、Case 1 と Case 5 などでは、600 秒後の霜厚さの大小関係が実験と数値解析で逆になっている。特に、Case 1 と Case 5 では高湿度ほど霜が薄くなっており、実験とは異なる傾向となった。Case 5 では、霜層表面温度が 200 秒ほどで氷点に達した後で、霜厚さの増加が大きく抑制されている。霜層表面温度が氷点に達すると、輸送されてくる水蒸気は表面では相変化せず、霜層の内部へと浸透して内部で相変化する。これにより、霜密度が増加することで再び霜層表面温度が低下して、霜層表面で水蒸気が昇華凝結できるようになる。このようなメカニズムで霜の高さ方向の成長と内部での高密度化が繰り返されて霜が形成されていく。しかし、Case 5 での霜層内部の密度分布 (図 4.19(d)) を見ると、200 秒以降において、霜層の表面に近い位置でのみ霜密度が大きく上昇している。霜層表面で相変化せずに内部へと浸透した水蒸気のほとんどが、表面に近い位置で凝結し、より内部へとは浸透しなかったためである。その結果、内部には低密度な領域が残ったことで、霜層全体としての有効熱伝導率が低くなり、霜層表面温度が下がりにくくなって、高さ方向への成長が抑制された。このような霜密度の逆転現象については、4.5.3 節でも議論するが、霜層の表面付近で局所的に昇華凝結が生じ、内部に低密度な層が残ったことが厚さの過小評価の要因である。

以上のように、本数理モデルで霜質量や霜厚さの成長を定性的に捉えることができているが、霜質量は過大評価され、霜厚さは過小評価される。したがって、構築した数理モデルでは、補正を行わない ($\beta_{inn} = 1, \beta_{sf} = 1, F = 0$) 条件では、定量的な精度に課題がある。図 4.20 に示すように、着霜時には主流から流入する水蒸気は一部が表面で昇華凝結し、残りが内部に拡散して内部で凝結する。また、内部でも一部の水蒸気が消費されながら残った水蒸気がより内部へと拡散して凝結する。しかし、本数理モデルの解析では、霜層内の表面付近で局所的に昇華凝結が進み、より内部への拡散する水蒸気が少なくなったことで、低密度層が残ってしまい、誤差の要因となっている。上記のパラメータは、表 4.6 に示すように、内部や表面で昇華凝結に寄与する結晶界面積や霜層内での水蒸気の拡散に関するパラメータで、内部での昇華凝結量や水蒸気の拡散に影響する。そのため、これらのパラメータを適切に設定することで、定量的な精度の改善が見込まれる。

以下の節では、これらのパラメータによる影響について検討を行い、数理モデルの改良を行った結果について述べる。界面積パラメータ (β_{inn}, β_{sf}) については 4.5.3 節で、内部拡散パラメータ (F) については 4.5.4 節で議論する。

表 4.6: 本数理モデル内のパラメータ

	概要	含まれる式
β_{inn}	霜層内部の結晶界面積に関する補正係数	$A_{if,inn} = \beta_{inn} \cdot 10^{f(\rho_f)} \cdot \rho_f$
β_{sf}	霜層表面の結晶界面積に関する補正係数	$A_{if,sf} = \beta_{sf} \frac{\epsilon_{ice,f} \Delta x}{V_{cell}}$
F	霜層内の水蒸気拡散に関する補正係数	$D_{v,f} = D_{v,air} \cdot \left\{ \frac{1 - \epsilon_{ice}}{1 - 0.58 \epsilon_{ice}} + 10 \epsilon_{ice} F (1 - \epsilon_{ice})^{10} \right\}$

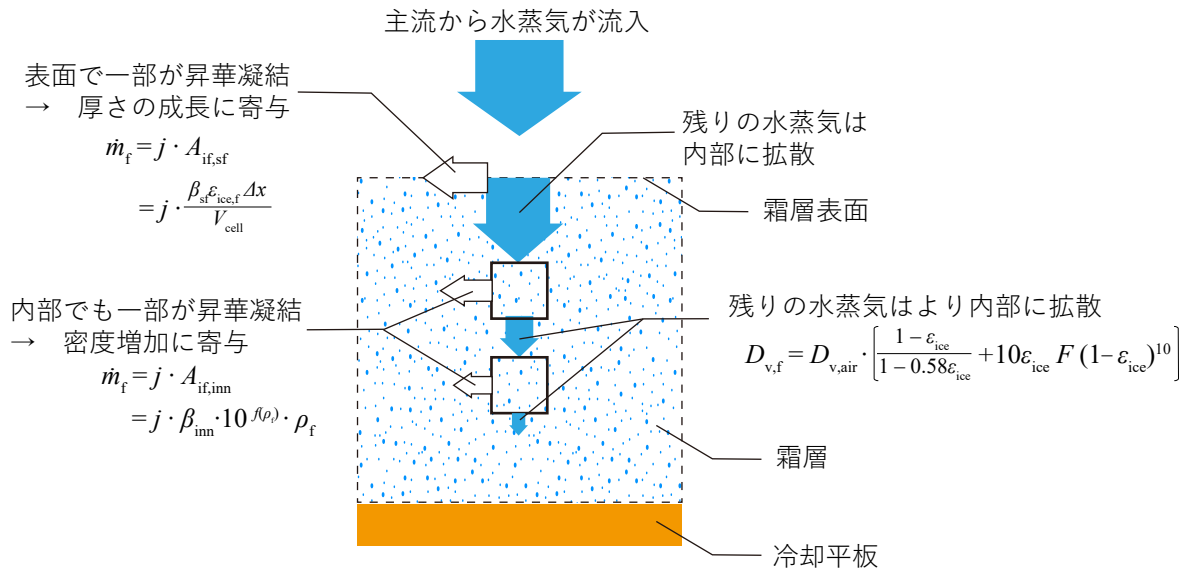


図 4.20: 霜形成過程の模式図

4.5.3 昇華凝結モデルの界面積パラメータ

本節では、界面積パラメータに着目して感度解析を行い、定量的な精度の向上を図るとともに、補正が必要となる要因について調査する。感度解析については、すべて Case 1 の条件で解析を行い、最後に他の条件での解析精度の改善についても評価した。

霜層内部の界面積パラメータ β_{inn}

霜層内における界面積パラメータ β_{inn} を変えて解析を行った結果を図 4.21 に示す。 β_{inn} を大きくすることは、霜層内での局所的な昇華凝結量を大きくすることに対応している。ただし、 $\beta_{sf} = 1$ 、 $F = 0$ とした。

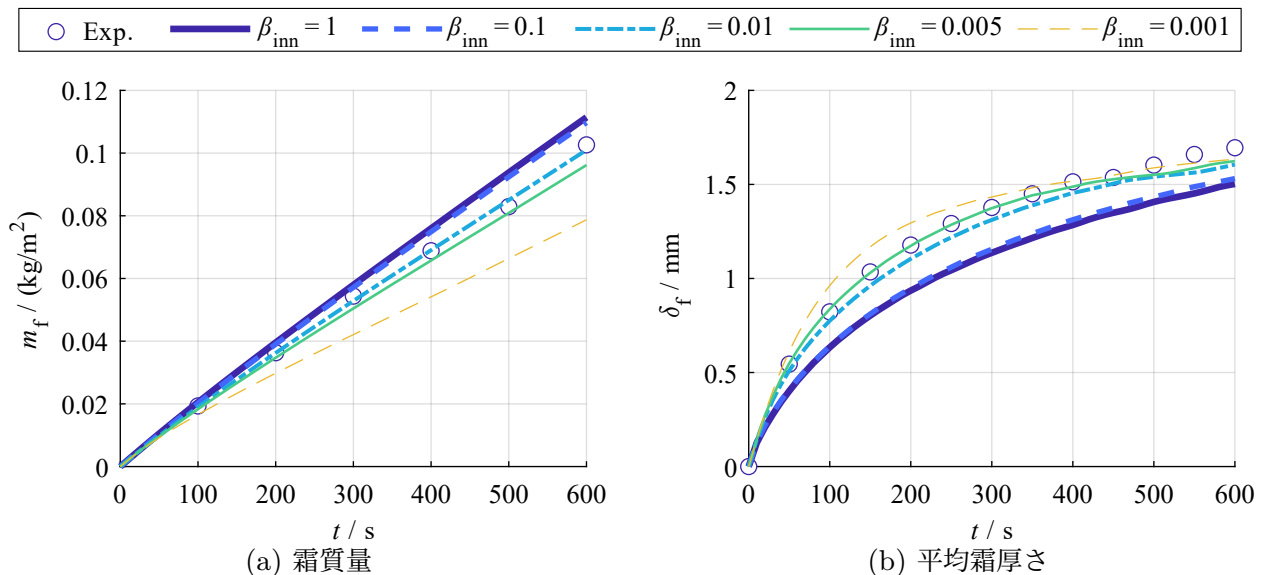


図 4.21: 異なる β_{inn} での解析結果 (Case 1, $\beta_{sf} = 1$, $F = 0$)

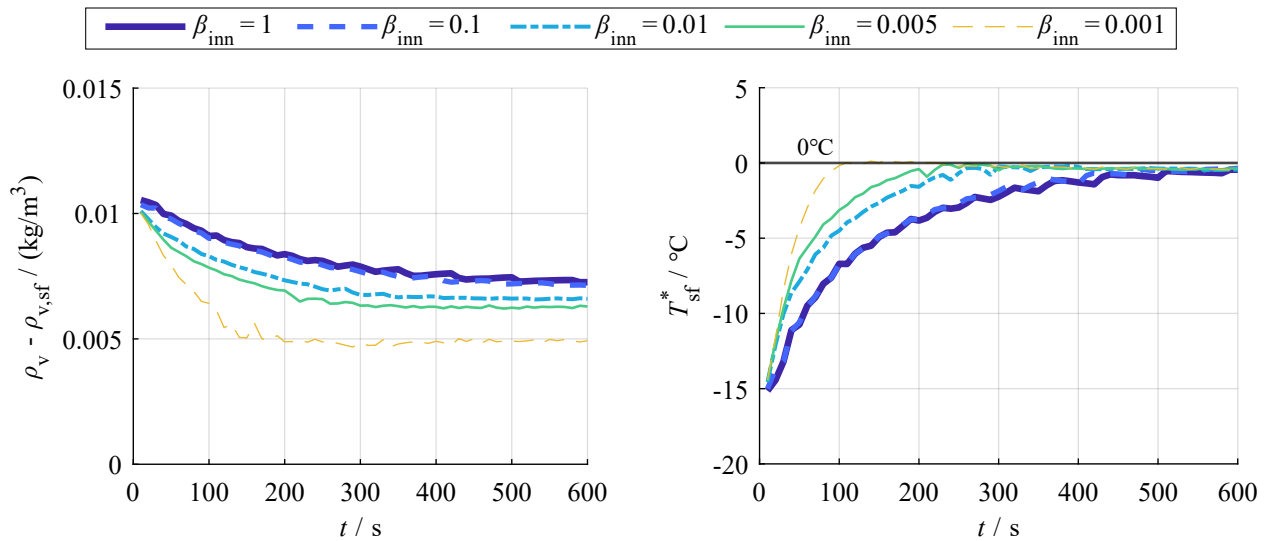


図 4.22: 主流と霜層表面との水蒸気濃度差 (冷却平板の中央部 $15 \text{ mm} \leq x \leq 30 \text{ mm}$ の平均値, Case 1, $\beta_{sf} = 1$, $F = 0$)

図 4.23: 霜層表面温度 (冷却平板の中央部 $15 \text{ mm} \leq x \leq 30 \text{ mm}$ の平均値, Case 1, $\beta_{sf} = 1$, $F = 0$)

霜質量は、 β_{inn} が大きいほど増加する。 β_{inn} を大きくすることで、霜層内での昇華凝結量が増加するためである。図 4.22 に、霜層表面と主流との水蒸気濃度差を示す。 β_{inn} が大きい場合ほど、霜層内での昇華凝結量が増加するため、霜層全体で水蒸気濃度が低くなる。その結果、霜層表面でも水蒸気濃度が低くなり、主流との水蒸気濃度差が大きくなった (図 4.22)。一方で、 β_{inn} が小さい場合 ($\beta_{inn} \leq 0.01$) には、局所的な昇華凝結量が減少するため、霜層の表面でも水蒸気濃度が比較的高くなって、主流との水蒸気濃度差が小さくなった。以上の結果から、局所的な昇華凝結量が多いほど、霜質量が多く評価されることが確認できた。

平均霜厚さについては、 β_{inn} が大きいほど減少した。また、 β_{inn} の値が大きい場合ほど、霜厚さの成長が緩やかに進行した。 β_{inn} が大きい場合には、霜層内での昇華凝結量が増加するため、霜層内の水蒸気濃度が低くなる。そのため、表面から内部へと拡散する水蒸気量が増加し、表面の水蒸気濃度が低下した。表面の水蒸気濃度が低下したことで、表面での昇華凝結量も少なくなって厚さの成長が遅くなった。 β_{inn} が大きいほど表面での水蒸気濃度が低下していることは、 β_{inn} が大きいほど主流と表面との水蒸気濃度差 (図 4.22) が大きくなることから確認できる。また、 β_{inn} が大きいほど、厚さは緩やかに増加して密な霜が形成されるため、表面温度の上昇は緩やかになる。その結果、厚さの成長が長く続いた。一方で、 β_{inn} が小さい場合には、霜が早く厚くなるが、霜層表面温度の上昇も早く (図 4.23)、厚さ方向の成長が早く抑制されて鈍化する。

以上をまとめると、 β_{inn} を小さくして局所的な昇華凝結量を少なくすると、霜層内での昇華凝結量が減少して霜質量が減少する。また、霜層内への水蒸気拡散が抑制されて、霜層表面での水蒸気濃度が高くなり、早く厚く成長する。4.5.2 節での解析結果 ($\beta_{inn} = 1$) では、霜質量が過大評価、霜厚さが過小評価されており、 β_{inn} を小さくすることで、定量的な精度の改善が見込まれる。図 4.21 の結果からは、 β_{inn} として 0.005 程度が適当であると推察される。このことは、BCF 理論に基づく氷結晶の結晶成長速度と積雪の比表面積の実験値から推定した昇華凝結量に比べて、実際の霜層内部での昇華凝結量が 0.005 倍程度も少ないことを意味している。

そこで、補正の妥当性について検討するために、Wu ら [97] のモデルと簡単な比較を行った。彼らのモデルでは、

$$\dot{m}_{\text{ice}} = 10 \cdot \epsilon_{\text{air}} \cdot (\rho_v - \rho_{v,\text{sat}}) \quad (4.28)$$

で、昇華凝結量を評価している。彼らの計算結果では、60 分経過後でも概ね $0.8 \leq \epsilon_{\text{air}} \leq 1$ であり、昇華凝結量は $\rho_v - \rho_{v,\text{sat}}$ の 10^1 倍程度である。一方で、本研究のモデルでは、

$$\dot{m}_{\text{ice}} = \beta_{\text{inn}} \cdot \alpha_1 \alpha_2 \cdot \sqrt{\frac{R_v T}{2\pi}} \cdot (\rho_v - \rho_{v,\text{sat}}) \cdot A_{\text{if}} \quad (4.29)$$

であり、 $\rho_v - \rho_{v,\text{sat}}$ 以外の部分を大まかに見積もると、

$$\begin{aligned} & \beta_{\text{inn}} \cdot \alpha_1 \alpha_2 \cdot \sqrt{\frac{R_v T}{2\pi}} \cdot A_{\text{if}} \\ & \simeq \beta_{\text{inn}} \cdot 10^{-1} \cdot 10^2 \cdot 10^3 \\ & \simeq \beta_{\text{inn}} \cdot 10^4 \end{aligned} \quad (4.30)$$

となる。そのため、昇華凝結量は $\rho_v - \rho_{v,\text{sat}}$ の $\beta_{\text{inn}} \cdot 10^4$ 倍であり、 $\beta_{\text{inn}} = 1$ の場合には、Wu らのモデルに比べて非常に大きくなる。 β_{inn} を 10^{-4} から 10^{-3} 程度とすることで、先行研究のモデルとおおむね一致した値となり、上述の補正係数の値は妥当であるといえる。

このような補正が必要となる要因としてまず考えられるのは、本研究で霜の比表面積の評価に積雪の計測結果を適用している点であるが、霜と積雪はいずれも氷の多孔質結晶体で構造が類似しているため、主な要因とは言い難い。そこで、他に以下の要因が考えられる。

まず、本研究で用いた BCF 理論は、単一の（分子的尺度で）比較的平坦な氷結晶面上での結晶成長に関する理論を基に、結晶成長速度をモデル化したものである。気相中の分子は十分に存在（相変化に伴って濃度がほとんど変化しない）し、すべての界面上で均一に相変化が生じることを仮定している。しかし、実際の霜結晶は樹枝状で複雑な結晶構造を有しているため、近くの界面での相変化による温度上昇や水蒸気濃度の低下が起これ、昇華凝結量が減少しうる。このように結晶界面間での相互作用があるため、理論的に求めた昇華凝結量に比べて、実際の昇華凝結量が減少したと考えられる。

また、氷の場合には過飽和度や温度によって成長しやすい結晶面方位が異なること [138] や、気相成長下で形成される氷の樹枝状結晶では結晶が分子的尺度でみて平らな面で囲まれており [139]、水飽和以上の過飽和度で側枝が形成されにくくなること [140] なども昇華凝結量が少なくなる要因と推察される。以上のような要因で、実際に結晶成長に寄与しうる部分が全結晶界面の一部にすぎないため、補正が必要となった。また、適切な β_{inn} の値は、霜の結晶形状や密度などに依存し、局所的な状態によって異なることが予想される。

霜層表面の界面積パラメータ β_{sf}

続いて、霜層表面の界面積パラメータ β_{sf} についても、感度解析を行った。異なる β_{sf} での霜質量と霜厚さの計算結果を、図 4.24 に示す。ただし、 $\beta_{\text{inn}} = 0.005$ 、 $F = 0$ とした。

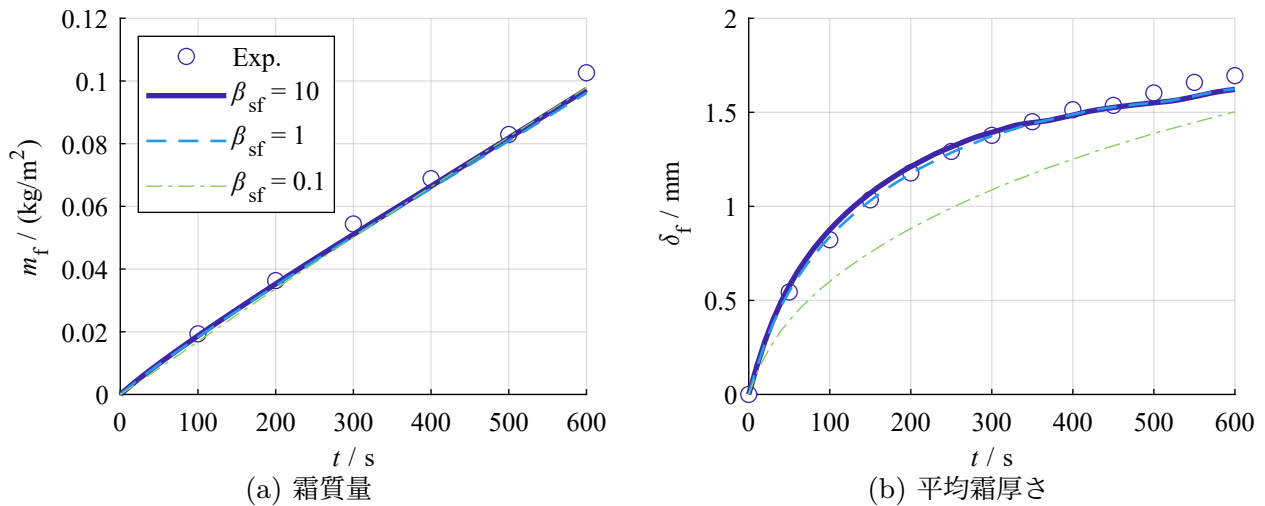


図 4.24: 異なる β_{sf} での解析結果 (Case 1, $\beta_{inn} = 0.005$, $F = 0$)

霜質量は、 β_{sf} の値によらず、ほとんど変化しなかった。 β_{sf} によって影響を受ける霜層表面での昇華凝結量は、全体の昇華凝結量に比べて割合が小さい。また、霜層表面での昇華凝結量が増減しても、増減を相殺する形で霜層内部での昇華凝結量に変化することで、全体の昇華凝結量としては、ほとんど変化しない。

平均霜厚さについては、 β_{sf} が大きいほど厚くなる傾向がある。霜厚さの増加率に着目すると、着霜開始直後では β_{sf} が大きいほど大きいが、600 秒では β_{sf} が小さい方が大きくなっている。これは、厚さ方向への成長が速いほど、霜層表面温度が早く氷点に達するためである。表面での昇華凝結量が多いほど、霜の高さ方向への成長が早く進行するため、 β_{sf} が大きいほど、霜は厚くなり、低密度になる。その結果、いずれの条件でも着霜開始直後にはほとんど表面温度に差がないが、 β_{sf} が大きいほど時間とともに早く霜層表面温度が上昇して氷点付近に達し (図 4.25)、霜層の高さ方向への成長が抑制されて、厚さの増加率が大きく減少した。 β_{sf} が小さい場合には、霜層表面温度の上昇が緩やかなので、霜厚さは持続的に成長した。

また、 $\beta_{sf} \geq 1$ では、霜厚さについても解析結果にほとんど違いがなかった。表面での昇華凝結量は、流入してきた水蒸気量のうち過飽和分のみであり、界面積が大きくなっても、流入する水蒸気量によって昇華凝結量が制限されてしまう。そのため、ある程度 β_{sf} が大きくなると、表面での昇華凝結量はほとんど変化しない。霜層の高さ方向への成長速度もほとんど同じであり、霜層表面温度が氷点に達するタイミングもほとんど変化しなくなる。このような理由により、ある程度 β_{sf} が大きい範囲では、霜厚さにもほとんど影響が生じなかった。

以上をまとめると、 β_{sf} の値による霜質量

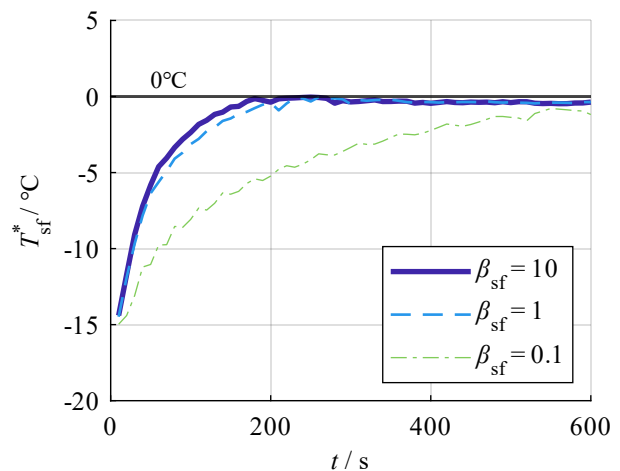


図 4.25: 霜層表面温度 (冷却平板の中央部 $15 \text{ mm} \leq x \leq 30 \text{ mm}$ の平均値, Case 1, $\beta_{inn} = 0.005$, $F = 0$)

への影響はほとんどなく、平均霜厚さへの影響も $\beta_{sf} \geq 1$ ではほとんどない。一方で、 β_{sf} を小さくすると、平均霜厚さの解析結果が実験値から離れていく。このような β_{sf} に対する傾向は、 β_{inn} には依存しないものと推察される。以上の結果から、霜層表面における界面積については、特に補正の必要はなく、 $\beta_{sf} = 1$ として差し支えない。

異なる着霜条件 (Case 2 - 5) での解析

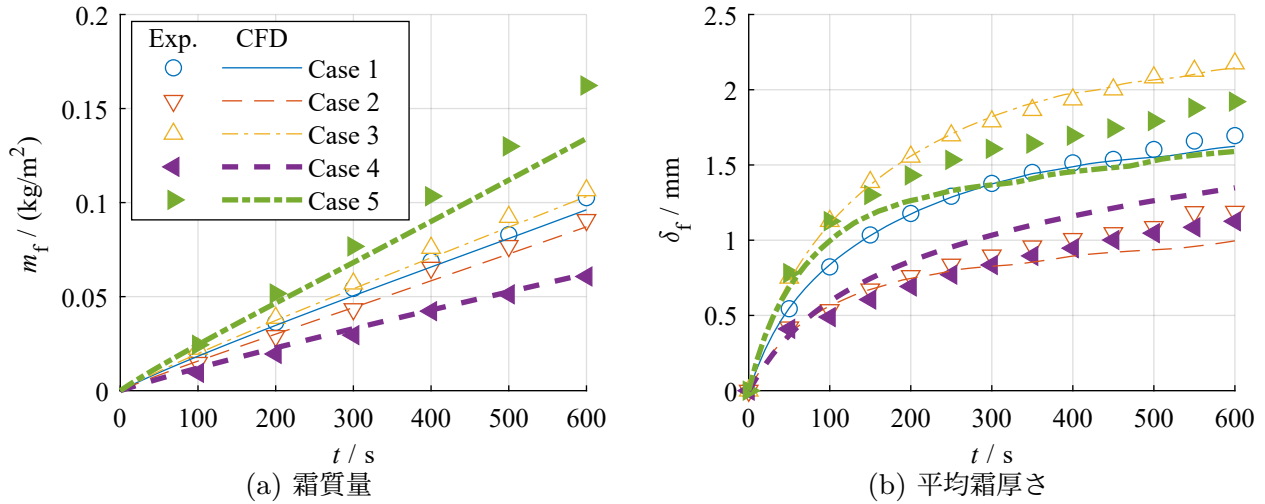


図 4.26: 界面積パラメータによる解析結果への影響 ($\beta_{inn} = 0.005$, $\beta_{sf} = 1$, $F = 0$)

ここまでの考察から、Case 1 の条件では、 $\beta_{inn} = 0.005$, $\beta_{sf} = 1$ とすることで、解析精度が改善することがわかった。そこで、同じパラメータを用いて他の条件 (Case 2 - 5) においても検証を行った。霜質量と平均霜厚さの解析結果を、図 4.26 に示す。

表 4.7: 霜質量と平均霜厚さの実験値に対する相対誤差 (600 秒)

Case	霜質量 %		霜厚さ %	
	A	B	A	B
1	8.6	-6.3	-11.3	-4.2
2	12.9	-4.0	-22.7	-16.3
3	10.8	-3.1	-7.8	-1.3
4	20.2	2.3	-10.6	19.8
5	-4.3	-17.4	-23.9	-17.2

A : $\beta_{inn} = 1$, $\beta_{sf} = 1$, $F = 0$

B : $\beta_{inn} = 0.005$, $\beta_{sf} = 1$, $F = 0$

節での解析結果 ($\beta_{inn} = 1$, $\beta_{sf} = 1$, $F = 0$)、B の欄が $\beta_{inn} = 0.005$, $\beta_{sf} = 1$, $F = 0$ での解析結果である。全体的に定量的な精度が改善し、誤差の絶対値は小さくなっていることが確認でき、霜質量、霜厚さともに 20% 未満に収まっている。しかし、Case 2, Case 5 で霜厚さの相対誤差が大きくなっており、Case 4 の霜厚さや Case 5 の霜質量についても誤差が増大している。

霜質量と霜厚さのいずれについても、4.5.2 節での解析結果 (図 4.18) に比べて、定量的に精度が向上した。特に、Case 5 の場合に霜質量が少なくなったが、ほかの条件ではよく実験値と一致している。霜厚さについても、Case 1 や Case 3 では比較的精度よく予測できている。しかし、Case 2 や Case 5 では依然として霜厚さが実験に比べて薄く、Case 4 では厚く算出された。

表 4.7 に、4.5.2 節での解析結果 ($\beta_{inn} = 1$, $\beta_{sf} = 1$, $F = 0$) と、 $\beta_{inn} = 0.005$, $\beta_{sf} = 1$, $F = 0$ での解析結果の 600 秒における実験値との相対誤差を示す。A の欄が 4.5.2

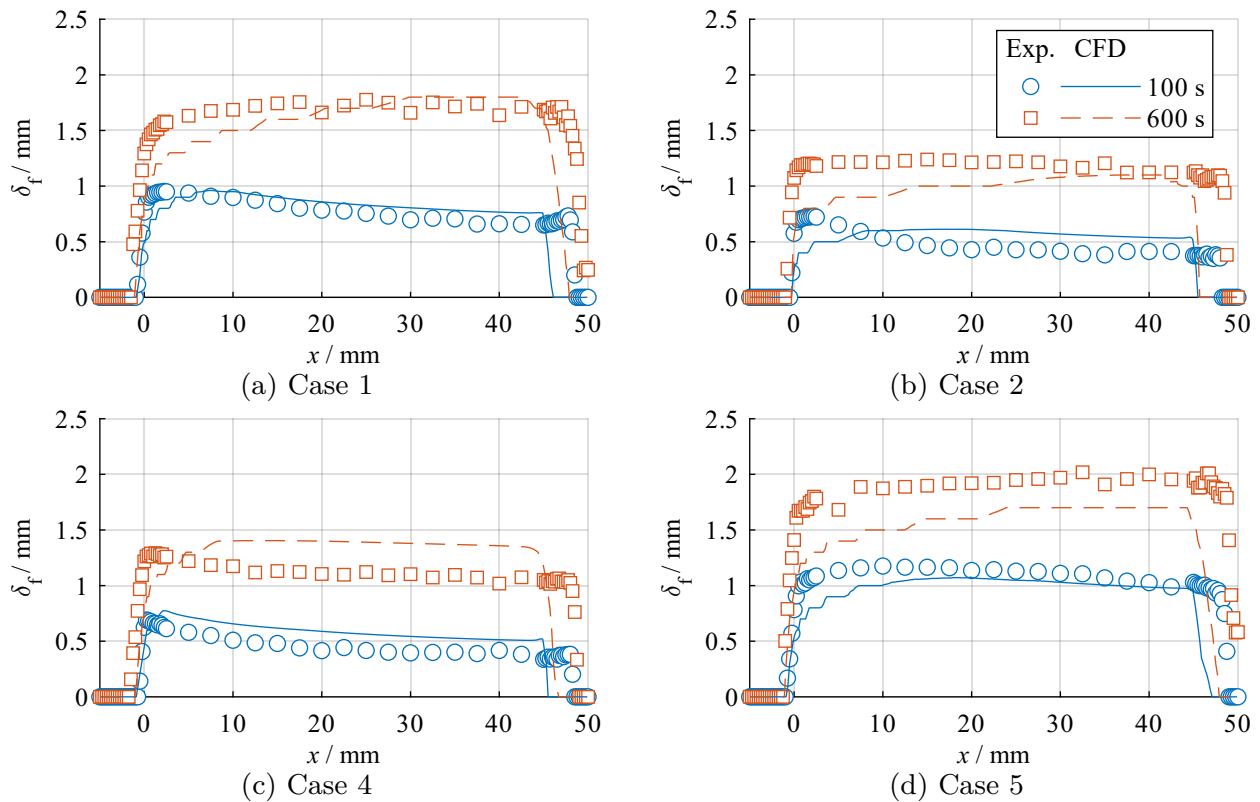


図 4.27: 霜層の二次元形状 ($\beta_{\text{inn}} = 0.005$, $\beta_{\text{sf}} = 1$, $F = 0$)

Case 1, Case 2, Case 4, Case 5 の条件での霜層の二次元形状を図 4.27 に示す. 100 秒と 600 秒の霜形状で, プロットが実験値, 実線と点線が数値解析の結果である. 実験で計測した各点での霜厚さの誤差は, 前端部や後端部では $\pm 0.5 \text{ mm}$ であるが, 平板上の部分では最大で $\pm 0.4 \text{ mm}$, 平均で $\pm 0.1 \text{ mm}$ であった.

霜層は, 前端が最も高い形状から, 後ろ上がりの形状へと時間とともに遷移した. 平板の前端部は, 局所物質伝達率が大きく, 多くの水蒸気が供給される. そのため, 昇華凝結量は前端で最も多くなり, 霜層の高さ方向の成長と高密度化が最も早く進む. ただし, 前端部では局所熱伝達率も大きく, 潜熱の放出量も多いため, 霜層表面温度が高くなりやすく, 高さ方向の成長が早く制限されやすい. より後方では, 温度境界層, 濃度境界層の発達により霜層表面での温度・濃度勾配が小さくなり, 主流からの入熱や水蒸気の流入が少なくなる. そのため, 昇華凝結量は少ないが, 表面温度も上がりにくく, 比較的ゆっくりと持続的に霜が成長して, やがて前端部に比べて後方の方が厚くなる.

数値計算においても定性的な形状変化は再現できているが, 前端部での成長は実験に比べて早く抑制され, 600 秒ではすべての条件で前端部の霜厚さが実験より薄くなっている. また, Case 5 においては, 前端部のみならず, 後方においても実験より薄い霜層となり, Case 4 では全体的に実験より厚くなった.

Case 1 と Case 5 の平板中央部 ($15 \text{ mm} \leq x \leq 30 \text{ mm}$) における 200 秒, 400 秒, 600 秒での高さ方向の平均霜密度分布の計算結果を図 4.28 に示す. 霜密度は伝熱面に近い位置で最も高く, 表面にかけて減少した. Case 1 ではいずれの時間においても高さ方向に霜密度が単調に減少しているが, Case 5 では時間経過とともに霜層の表面付近で霜が高密度化していく. その結果, 表面

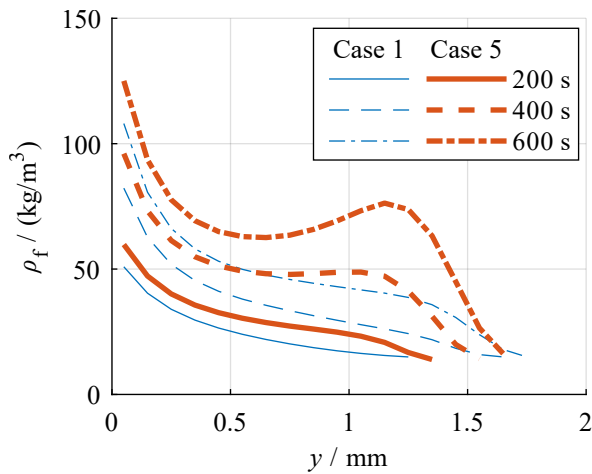


図 4.28: 高さ方向霜密度分布 (冷却平板の中央部 $15 \text{ mm} \leq x \leq 30 \text{ mm}$ の平均値, $\beta_{\text{inn}} = 0.005$, $\beta_{\text{sf}} = 1$, $F = 0$)

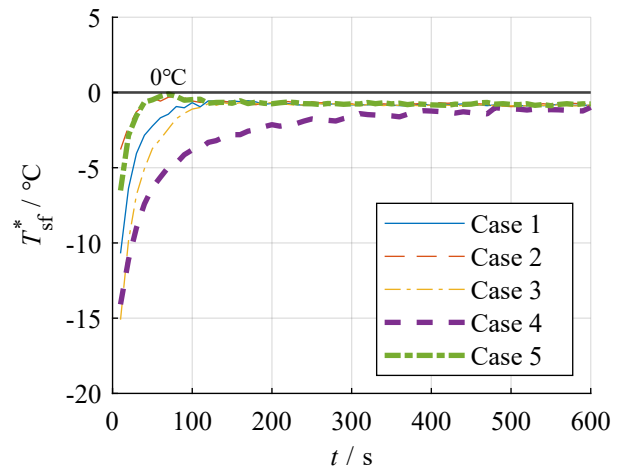


図 4.29: 霜層表面温度 (冷却平板の前端部 $0 \text{ mm} \leq x \leq 15 \text{ mm}$ の平均値, $\beta_{\text{inn}} = 0.005$, $\beta_{\text{sf}} = 1$, $F = 0$)

付近の方が内部より高密度になる密度の逆転現象が生じている。

高さ方向の霜密度分布は著者らが行った実験 [107] では取得していないが, Cremers ら [58] や下村ら [91], 松本ら [54] によって調査されている. Cremers ら [58] は, 自然対流下での円管伝熱面上での着霜を対象に, γ 線を使用した霜密度分布の計測を行った. 下村ら [91] は, 強制対流下の冷却平板上での霜層を対象に, 氷点下に冷却した剃刀を用いて霜層を高さ方向に薄くスライスして質量計測を行い, 霜密度の分布を調査した. これらの研究では, 着霜時間が 120 分や 240 分であり, 霜層が十分に成熟した状態で計測を行っている. 松本ら [54] は, 自然対流下の平板上の霜形成を対象に, μCT により霜層の 3 次元的な微細構造を計測し, 10 分から 20 分程度の比較的短い時間での密度分布を取得している. 着霜条件はそれぞれ異なるが, いずれの研究においても伝熱面付近で高密度層が形成されること, 伝熱面付近から徐々に密度が減少すること, 密度変化は伝熱面付近ほど大きく伝熱面から離れると小さくなることが報告されている. 松本ら [54] の計測では, 伝熱面付近と表面付近では高さ方向に密度が大きく減少し, その間の領域では緩やかに密度が減少することが報告されており, 本研究の Case 1 の結果と一致している.

一方で, Case 5 では密度の逆転現象がみられた. Cremers ら [58] や下村ら [91] の研究でも, 霜密度が平板付近で最も高くなり, 伝熱面から離れるにつれて急激に密度が低下して極小値をとり, 再び表面にかけて霜密度が微増して極大をとったのち, 表面にかけて密度が再度低下していくことが報告されている. このような密度分布は定性的には Case 5 の状態と一致するが, 下村らの研究では霜厚さが 1.5 mm 程度までの範囲では密度は単調に減少するのみであり, 霜層の表面付近で極大となった霜密度は, 平板付近の最も密度が高い位置の 25% にも満たない. 一方で, 本研究では霜厚さが 1 mm 程度の位置でも密度が逆転しており, 平板の付近の霜密度に対して, 表面付近の極大点の霜密度が 50% 以上の高さまで増加している.

霜層表面温度が氷点を超えるまでは, 主流から輸送される水蒸気は霜層表面で多く相変化し, 厚さの成長のために消費される. そのため, この期間では霜層内部での高密度化は比較的緩やかに進行し, 密度の逆転現象は生じない. 一方で, 霜層表面温度が氷点を超えると, 霜層表面での相

変化が生じなくなるので、主流から供給される水蒸気はすべて内部に浸透する。霜層内部では水蒸気が相変化によって消費されながら輸送されていくが、主流から供給される水蒸気が豊富に残る表面に近い位置では多くの水蒸気が相変化し、より内部では水蒸気の供給量が少なく、昇華凝結量が少ないままとなる。その結果、図 4.28 に示すように、伝熱面近傍と表面付近でのみ高密度になり、その間に低密度層が挟まれるような霜層となった。このような霜層では、霜層全体としての有効熱伝導率は低いままとなるため、霜層表面温度が下がりにくい。そのため、一度霜層表面温度が氷点に達すると、高さ方向の成長が抑制されつづけ、霜厚さの大きな誤差の要因となった。

以上より、霜層内で水蒸気がより内部に浸透せずに凝結することが誤差につながっている。要因としては、水蒸気拡散が過小評価されていることが挙げられる。一般に、多孔質体内では流路が屈曲することで、二点間の移動距離は直線距離よりも長くなり、同じ分子の移動距離でも、見かけ上拡散しにくくなる。しかし、霜層の場合には拡散する物質と多孔質体の構成物質が共通であり、相変化も伴う。林ら [33] や吉田 [141] は、このような霜層や積雪内では水蒸気の昇華・凝結・拡散がたえず生じていることを指摘している。また、Tao ら [79] や Le Gall ら [80] は、霜層内では水分子の再昇華が同時多発的に生じることや、クヌーセン拡散、表面拡散などの複数の影響により、霜層内の見かけ上の有効拡散係数が通常分子拡散よりも大きくなることを指摘している。しかし本研究では、霜層内の有効拡散係数を分子拡散と同等 ($F = 0$) として評価しており、霜層内部での水蒸気拡散を過小評価している。そのため、霜層表面から流入した水蒸気が、より内部へと浸透せずに、表面近傍で凝結した。本研究で有効拡散係数の評価式として用いている Le Gall ら [80] のモデルでは、 F の値を適切に設定することで霜層内部での水分子の再昇華や、クヌーセン拡散、表面拡散などの影響を考慮することが可能である。そこで、4.5.4 節において、内部拡散パラメータ F について、さらに検討を行う。

また、モデルの精度が低いもう一つの要因として、本数理モデルでは霜層の融解・再凍結が考慮されていないことが挙げられる。図 4.27 の結果から、Case 4 以外では特に前端部で実験に比べて霜厚さが薄くなっていることわかる。図 4.29 に示す前端部 15 mm の平均霜層表面温度の時間変化をみると、Case 4 以外では 100 秒以内で霜層表面温度が氷点付近まで上昇していることがわかる。林ら [33] は、強制対流下での霜層成長過程を霜柱発生期、霜層成長期、霜層成熟期の 3 段階に分類しており、本数理モデルで精度が低下する期間は霜層成長期から霜層成熟期の期間に相当する。霜層成長期では霜層内部の樹枝状結晶の成長により、霜の高密度化と緩慢な霜厚さの成長が進行し、霜層成熟期になると表面付近の霜が融解して内部に融解水が浸透し、再び凍結する。このような霜の融解・再凍結により、霜層内では高密度な水層が形成される。その結果、霜層の熱伝導率が高くなって、表面温度が再び低下して、厚さ方向の成長につながる。

このような融解・再凍結は、実験 [107] ではほとんど確認されなかったが、側方から撮影した画像から前端部では霜層が白色から透明になり、再び白色に変化する様子が確認でき、局所的に融解・再凍結が生じていることが推測される。このような融解・再凍結は、Case 4 以外の条件で確認でき、特に伝熱面温度が高い Case 2 では顕著にみられた。図 4.27 に示す霜形状からも、前端部での誤差は融解・再凍結が観察されていない Case 4 で最も小さく、顕著に観察された Case 2 で大きくなっていることがわかる。本数理モデルでも、霜層表面温度が氷点付近になると、表面での昇華凝結量が減少して、より多くの水蒸気が霜層内部に輸送され高密度化に寄与するが、融

解水の浸透のような大きな質量流束は再現できず，前端部で霜厚さが薄くなった。

4.5.4 霜層内における水蒸気の内部拡散パラメータ

4.5.3 節での結果から，霜層内での水蒸気拡散を過小評価していることが示唆される．有効拡散係数については，式 (3.20) 中の内部拡散パラメータ F の値を変化させることで補正が可能であり，本節では内部拡散パラメータ F について検討する。

$$D_{v,f} = D_{v,\text{air}} \cdot \left\{ \frac{1 - \varepsilon_{\text{ice}}}{1 - 0.58\varepsilon_{\text{ice}}} + 10\varepsilon_{\text{ice}}F(1 - \varepsilon_{\text{ice}})^{10} \right\} \quad (3.20)$$

Le Gall ら [80] は， F の値が -2 から 20 の範囲となることを報告しており，特に $F > 0$ の時に拡散係数が分子拡散に比べて大きくなる．そこで本節では，霜層内の内部拡散パラメータ F を，Le Gall ら [80] の研究結果を参考に， 0 ， 5 ， 10 として解析を行い，霜層内の水蒸気拡散の影響を調査した．解析条件は，比較的誤差の小さかった Case 1 と誤差が大きくなった Case 5 とした．他のパラメータについては， $\beta_{\text{inn}} = 0.005$ ， $\beta_{\text{sf}} = 1$ とした．

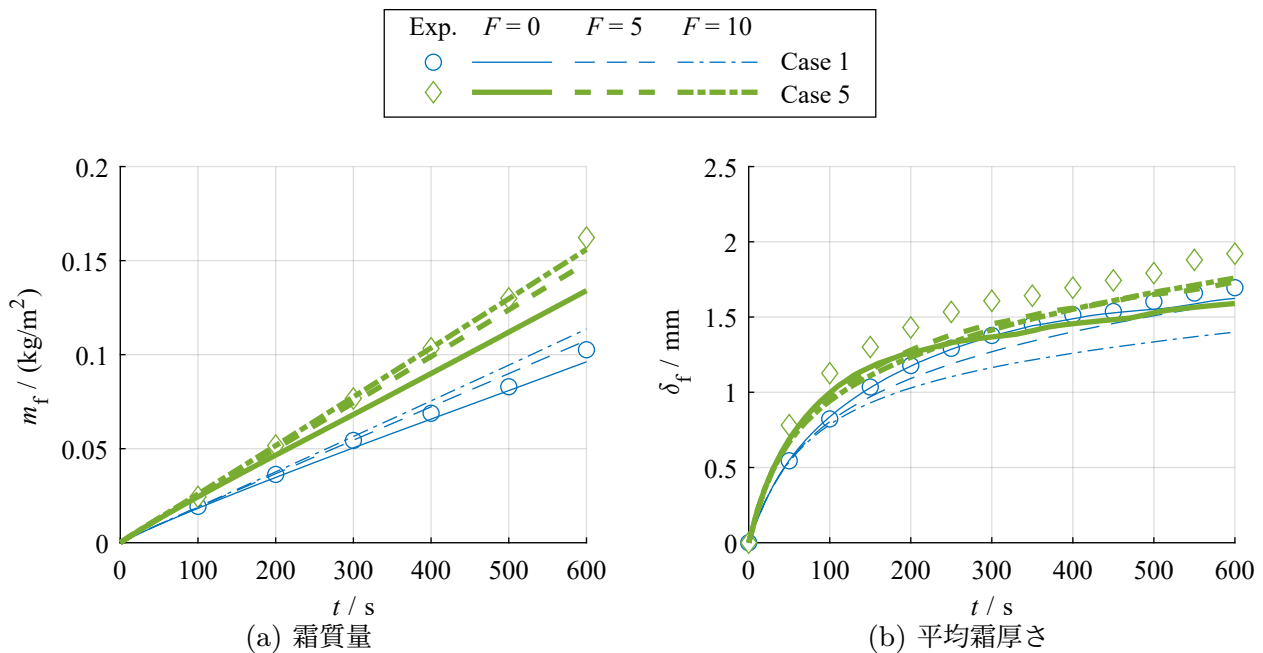


図 4.30: 内部拡散パラメータの影響 ($\beta_{\text{inn}} = 0.005$ ， $\beta_{\text{sf}} = 1$)

霜質量と平均霜厚さの計算結果を図 4.30 に示す．Case 1 の条件では， F が大きいほど霜質量は増加し，平均霜厚さは減少した． F が大きい場合には，霜層内部における水蒸気の拡散が促進される．霜層の表面から内部へと拡散する水蒸気量が増加することで，霜層表面で昇華凝結量が減少するためである．そのため，高さ方向への成長は緩やかになる．一方で，主流と霜層表面との水蒸気濃度差は大きくなるため，水蒸気物質伝達量は増加して霜質量は増加する．Case 5 でも F が大きいほど霜質量は増加し，平均霜厚さは減少したが，150 秒以降では F が大きいほど霜厚さが厚くなる傾向があり，150 秒以前の傾向と逆転した．Case 5 でのこのような変化は， F の値によって霜層内部への水蒸気拡散量に変化したことにより，高さ方向への霜の成長速度や霜層表面温度の上がり方が変化したためである．

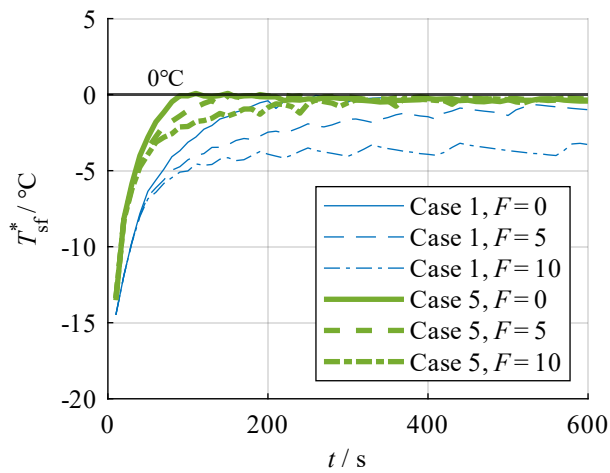


図 4.31: 霜層表面温度 (冷却平板の中央部 $15 \text{ mm} \leq x \leq 30 \text{ mm}$ の平均値, $\beta_{\text{inn}} = 0.005$, $\beta_{\text{sf}} = 1$)

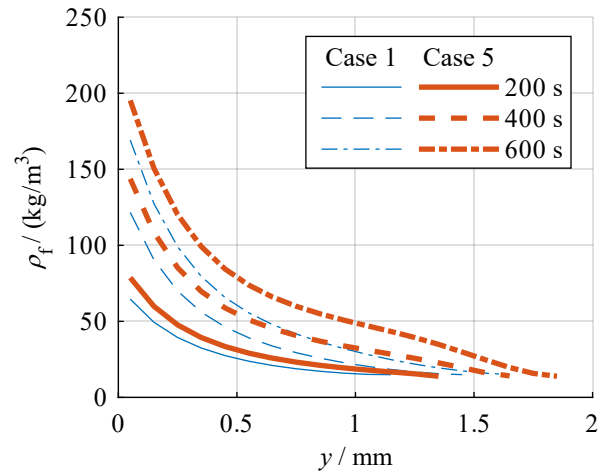


図 4.32: 高さ方向霜密度分布 (冷却平板の中央部 $15 \text{ mm} \leq x \leq 30 \text{ mm}$ の平均値, $\beta_{\text{inn}} = 0.005$, $\beta_{\text{sf}} = 1$, $F = 5$)

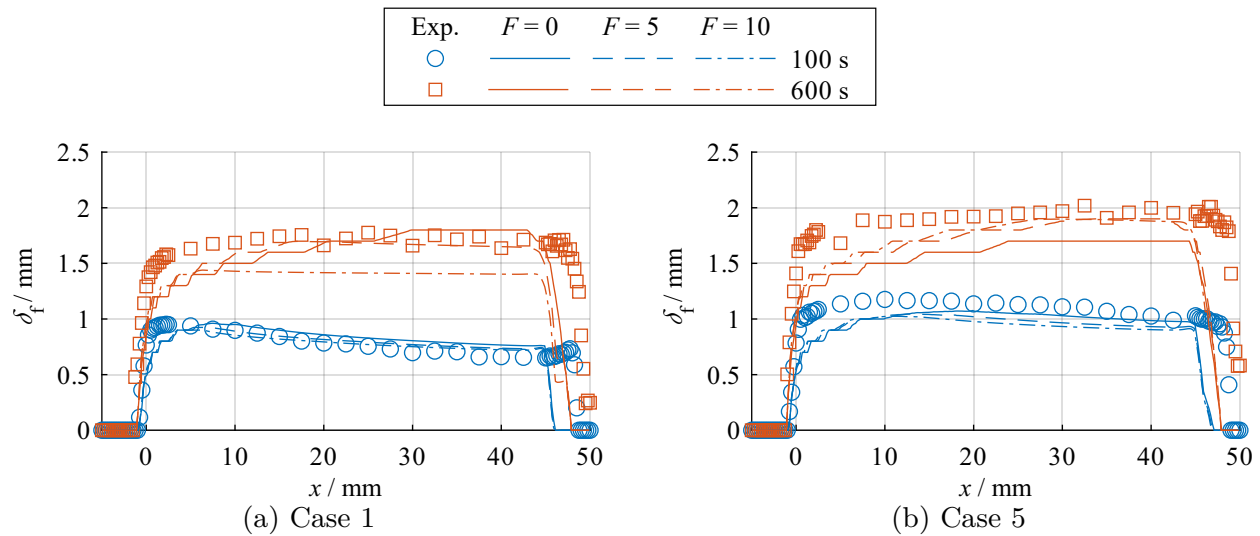


図 4.33: 霜層の二次元形状 ($\beta_{\text{inn}} = 0.005$, $\beta_{\text{sf}} = 1$)

霜層中央部での平均霜層表面温度を図 4.31 に示す。霜層表面温度は、 F が大きいほど緩やかに上昇する傾向があり、Case 1 の $F = 10$ の場合を除いて氷点付近まで上昇している。 F が大きいほど、霜層内部における水蒸気の拡散が促進されるため、表面での昇華凝結量が減少して、高さ方向の成長が緩慢になる。厚さの成長が緩やかな場合には、密度の高い霜が形成されるため、霜層表面温度も緩やかに上昇し、持続的に高さ方向に成長し続けられる。一方で、 F が小さい場合には、霜層が厚く低密度になり、霜層表面温度の上昇が早くなって、霜層の高さ方向への成長が早く抑制される。このような傾向は、Case 5 の結果から確認でき、Case 1 においても $F = 0$ の場合に比べて $F = 5$ の場合の方が 600 秒時の霜厚さの増加率が大きくなっており、600 秒以上経過後に厚さが逆転することが予想される。

図 4.32 には、 $F = 5$ とした場合の平板中央部における高さ方向の平均霜密度分布を示す。 $F = 0$ の場合には、Case 5 で霜層表面付近の霜密度が高くなっていったが、 $F = 5$ では表面付近での高密度化は生じにくくなっており、伝熱面近傍から表面にかけて密度が減少するようになっている。

また、伝熱面近傍の霜密度がより高くなった。

Case 1, Case 5 での霜形状を図 4.33 に示す。Case 1, Case 5 ともに $F = 5$ の場合が最もよく実験値と計算値が一致している。前端部に比べて後方側で F による影響が大きくみられた。前端部においても、 F が大きい方が霜層表面温度の上昇が緩やかになるため、わずかに霜厚さが高くなる傾向がみられるが、前端部では依然として実験値と計算値の差が大きい。一方で、後方に着目すると、Case 1 の場合には、100 秒でも 600 秒でも F が大きいほど薄い霜となっている。 F を大きくすることで、霜厚さの成長が緩やかになったためである。一方で、Case 5 の場合には、100 秒では F が大きいほど霜が薄くなっているが、600 秒では F が大きいほど霜が厚くなっている。これは、 F が大きいほど表面温度の上昇が緩やかになるため、高さ方向への成長が持続したからである。

以上の結果から、霜層内部での水蒸気の有効拡散係数を補正することで、解析精度が向上することが明らかになった。Le Gall ら [80] や山下ら [142] は着霜条件などにより異なる F の値を使用しているが、本研究の結果からも条件ごとに最適な F の値が異なることが推察される。また、内部拡散の補正のみで融解水の内部への浸透のような大きな質量流束を再現することは困難であり、融解・再凍結については、別途モデル化が必要である。

4.5.5 解析パラメータの検討

霜層内部の界面積パラメータ β_{inn} と水蒸気の内拡散パラメータ F により、解析精度が改善することが確認できた。そこで、霜質量と平均霜厚さの予測精度が改善する解析パラメータについても、検討を行った。

表 4.8: パラメータの検討条件

No.	β_{inn}	F	最大相対誤差
1	1	0	23.9%
2	0.005	0	19.8%
3	0.005	5	13.7%
4	0.005	10	18.8%
5	0.006	5	15.4%
6	0.004	5	11.2%
7	0.004	4	11.0%

表 4.7 の結果から比較的誤差の小さい Case 1, 正の誤差が大きい Case 4, 負の誤差が大きい Case 5 の 3 条件を対象として、表 4.8 に示す 7 つのパラメータ条件で解析を行った。各条件での最大相対誤差も表 4.8 に示す。最大相対誤差は、ある β_{inn} , F を用いて行った 3 条件での計算結果から、600 秒での霜質量と平均霜厚さの相対誤差を算出した最大値である。本研究で解析を行った範囲で、最も最大相対誤差が小さい条件は、 $\beta_{\text{inn}} = 0.004$, $F = 4$ であり、最大相対

誤差は 11% であった。

そこで、 $\beta_{\text{inn}} = 0.004$, $F = 4$ として、Case 1 から Case 5 の 5 条件での実験値と解析結果との比較を行った。霜質量の計算結果を図 4.34 に、霜厚さの計算結果を図 4.35 に示す。縦軸が計算値、横軸が実験値であり、100 秒ごとにプロットしている。プロットが図中の点線に近いほど、実験値と計算値が近いことを表している。また、図中の一点鎖線は 15% の誤差範囲である。比較のために、 $\beta_{\text{inn}} = 1$, $F = 0$ での結果も示す。

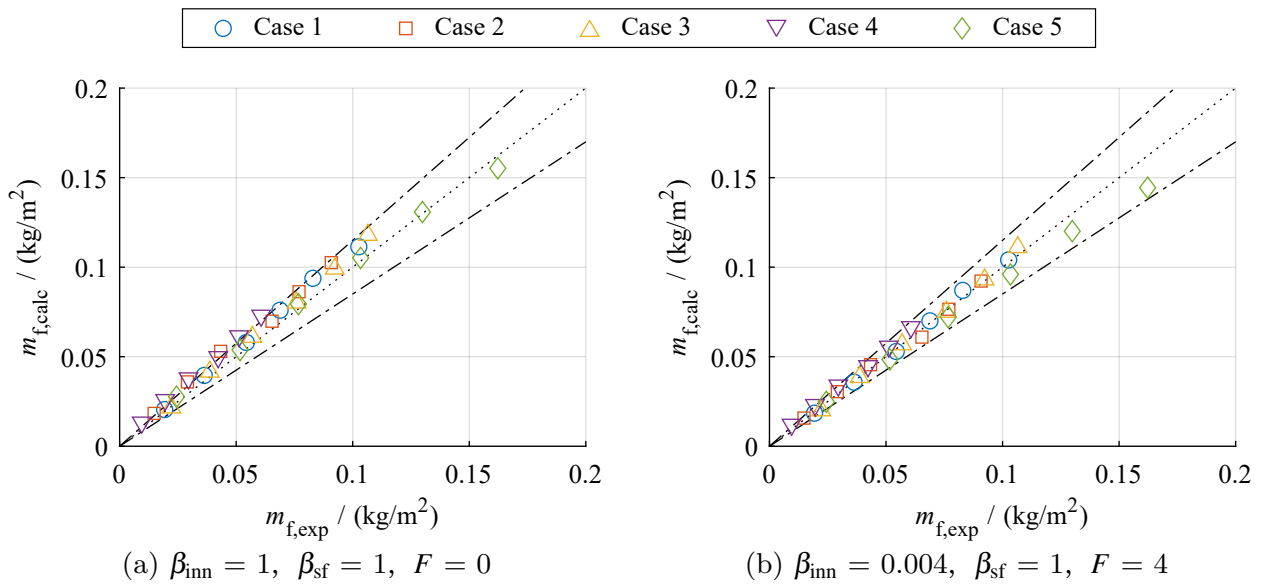


図 4.34: 霜質量の解析結果

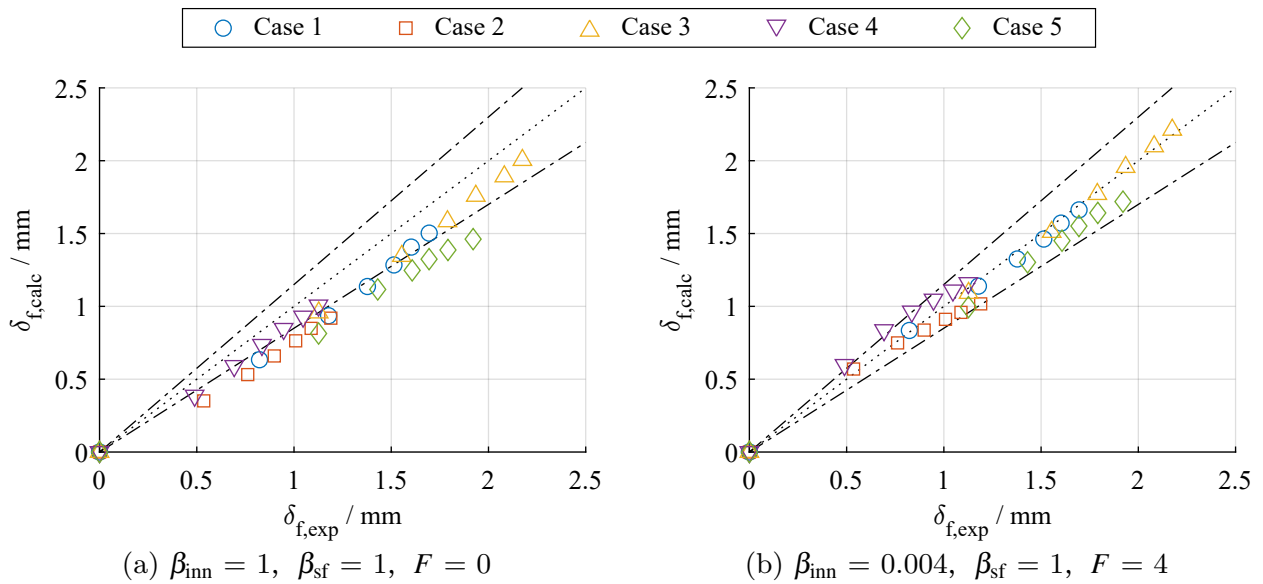


図 4.35: 平均霜厚さの解析結果

霜質量，霜厚さともに，全体的にプロットが点線に近づき，誤差が小さくなっている．特に，霜厚さの計算精度は明確に向上した．霜質量については， $\beta_{inn} = 0.004, F = 4$ とすることで，Case 4 以外では常に 15% 未満に収まっており，Case 4 でも 300 秒以降で 15% 未満の誤差であった．時間が短いほど相対誤差が大きく，時間とともに相対誤差は減少した．Case 4 の 100 秒が最も相対誤差が大きくなった (27%) が，そもそも霜質量が最も少なく ($9.5 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^2$)，絶対誤差としては $2.6 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^2$ であった．平均霜厚さについては，Case 2, Case 4, Case 5 においても精度が高くなっている． $\beta_{inn} = 0.004, F = 4$ では，霜厚さについてもすべての条件でおおむね $\pm 15\%$ 以内の誤差に収まっている．平均霜厚さの誤差が最も大きいのは Case 4 の 100 秒であり，22% であった．600 秒時における霜質量と平均霜厚さの相対誤差については，Case 1 から Case 5 の全条件で，霜質量が最大 11% (Case 5)，平均霜厚さが最大 14% (Case 2) であり，15% 未満の誤差で現象を予測できる．

以上の結果から、本研究の実験条件の範囲では、 $\beta_{inn} = 0.004$ 、 $F = 4$ とすることで、パラメータの値を変えることなく、比較的高い精度で解析が可能である。しかし、霜層内部の界面積パラメータ β_{inn} や内部拡散パラメータ F は、霜層内の局所的な温度や過飽和度、霜密度、結晶形状などに依存するものであり、形成される霜層の内部状態も実験条件によって異なるため、実験条件ごとに最適な値は異なることが推察される。そのため、局所的な状態とパラメータを関連づけて調査することが、実験条件に依存せず、より高精度な解析を実現する上で必要になる。

4.6 小括

昇華凝結過程を対象に、Burton–Cabrerá–Frank 理論と雪の比表面積の計測データを用いた数理モデル化を行った。数理モデルの検証のために、主に昇華凝結によって霜が形成される、一般低温伝熱面上での着霜現象を対象に、検証解析を行った。その結果、本数理モデルでも定性的に現象を捉えることはできるが、定量的な精度には課題があり、数理モデルの補正が必要であることがわかった。

そこで、本数理モデル（以下の式 (4.22), (4.23), (3.20)）に含まれる界面積パラメータ (β_{inn} , β_{sf}) や内部拡散パラメータ (F) について、さらに検討した。

$$A_{if,inn} = \beta_{inn} \cdot 10^{f(\rho_f)} \cdot \rho_f \quad (4.22)$$

$$A_{if,sf} = \beta_{sf} \frac{\varepsilon_{ice,f} \Delta x}{V_{cell}} \quad (4.23)$$

$$D_{v,f} = D_{v,air} \cdot \left\{ \frac{1 - \varepsilon_{ice}}{1 - 0.58\varepsilon_{ice}} + 10\varepsilon_{ice}F(1 - \varepsilon_{ice})^{10} \right\} \quad (3.20)$$

霜層内部の界面積パラメータ β_{inn} が大きいほど、霜質量は多く、平均霜厚さは緩やかに増加する。着霜現象を定量的に予測するためには、 β_{inn} を 10^{-3} 程度とすることが望ましい。その理由として、本数理モデルでは、積雪と霜との結晶構造の違いや、近隣の界面での相変化などに伴う局所的な温度や水蒸気濃度の変化、結晶成長方位による成長しやすさの差異が考慮されていないことが挙げられる。

霜層表面の界面積パラメータ β_{sf} は、霜質量への影響がほとんどなく、霜厚さのみに影響した。 β_{sf} が小さいほど霜厚さの成長が遅くなるが、 $\beta_{sf} \geq 1$ では霜厚さに対してもほとんど影響がない。したがって、 β_{sf} による補正の必要はなく、 $\beta_{sf} = 1$ としてよい。

内部拡散パラメータ F が大きいほど、霜層内での水蒸気拡散が促進される。その結果、霜層内への水蒸気輸送量、内部での昇華凝結量が増加することで、厚さの成長は緩やかになり、高密度な霜が形成される。 F については、5 程度にすることで解析精度が改善する。

$\beta_{inn} = 0.004$ 、 $\beta_{sf} = 1$ 、 $F = 4$ とすることで、伝熱面温度 -10°C から -30°C 、主流湿度 0.008 kg/m^3 から 0.016 kg/m^3 の広い主流条件に対して、条件ごとにパラメータを変えることなく、霜質量や平均霜厚さを最大誤差 15% 未満の精度で再現できた。

以上より、提案する数理モデルは、昇華凝結過程の数理モデルとして妥当であり、パラメータによる補正が必要であるが、比較的高い精度で現象を再現できる。しかし、本モデルには、霜層の融解・再凍結が考慮されていない点や、最適なパラメータの値と着霜条件との関係が未解明であ

る点が、課題として残る。表面での霜層の融解、融解水の浸透、内部での再凍結については、別途数理モデル化が必要である。また、実験条件に依存しない、より高精度な解析を実現するために、霜層内の局所的な状態と、霜層内部の界面積パラメータ β_{inn} や水蒸気の内部拡散パラメータ F との関係を、明らかにしていく必要がある。

表 4.9: 本数理モデル内のパラメータのまとめ

	β_{inn}	β_{sf}	F
概要	霜層内部の結晶界面積に関する補正係数	霜層表面の結晶界面積に関する補正係数	霜層内での水蒸気拡散に関する補正係数
式	式 (4.22)	式 (4.23)	式 (3.20)
特徴	<ul style="list-style-type: none"> • 大きいほど、霜層内の界面積が大きくなる • 大きいほど、霜層内の局所的な昇華凝結量が増加し、より内部に水蒸気が拡散しにくい 	<ul style="list-style-type: none"> • 大きいほど、霜層表面の界面積が大きくなる • 大きいほど、霜層表面での昇華凝結量が増加する 	<ul style="list-style-type: none"> • 大きいほど、霜層内で水蒸気が拡散しやすく、より内部に水蒸気が輸送される
霜質量への影響	<ul style="list-style-type: none"> • 大きいほど、増加 	<ul style="list-style-type: none"> • 大きいほど、増加 	<ul style="list-style-type: none"> • 大きいほど、増加
霜厚さへの影響	<ul style="list-style-type: none"> • 大きいほど、緩やかに増加 • 大きいほど、増加率が緩やかに減少 	<ul style="list-style-type: none"> • 大きいほど、早く成長 • $\beta_{sf} \geq 1$ では影響小 	<ul style="list-style-type: none"> • 大きいほど、緩やかに増加 • 大きいほど、増加率が緩やかに減少
値 (本研究)	0.004	1	4
補正が必要な要因	<ul style="list-style-type: none"> • 積雪と霜との結晶構造の違い • 近隣の界面での相変化などに伴う局所的な温度や水蒸気濃度の変化 • 結晶成長方位による成長しやすさの差異 	(補正の必要はない)	<ul style="list-style-type: none"> • 霜層内での同時多発的な凝結と再昇華、クヌーセン拡散、表面拡散などの影響

第5章

ミスト化・ミスト堆積過程のモデル化

本章では、極低温伝熱面上での着霜現象で重要なミスト化・ミスト堆積過程について、ミストの生成、粒径成長、輸送、堆積を考慮した「ミスト化・ミスト堆積モデル」を構築する。また、ミスト化・ミスト堆積モデルと昇華凝結モデル（第4章）を併用することで、極低温伝熱面上でのミスト化を伴う現象に対応した着霜数値解析を実現し、検証計算により妥当性を確認する。本章では、数理モデル化とその検証を目的とし、詳細な霜形成メカニズムについての検討は、第6章で行う。

5.1 先行研究と目的

極低温伝熱面上の着霜現象では、ミスト化を伴う点が特徴である。そのため、極低温伝熱面上での着霜解析では、第4章でモデル化した昇華凝結過程に加えて、ミスト化やミストの堆積（ミスト化・ミスト堆積過程）も考慮する必要がある。極低温伝熱面上でのミスト化を考慮した数値解析は前例が少ないが、吹場ら [25, 26] や Byun ら [20, 21] によって行われている。

吹場ら [25, 26] は、極低温円管周りでのミスト化と、それに伴う円管への物質伝達量の変化を調査した。ミストの核生成や粒径成長を考慮した CFD 解析を行い、ミスト化により伝熱面への物質伝達量が減少することや、ミストの一部が熱泳動により伝熱面へと輸送されることを明らかにしている。この研究では、ミスト生成やその成長を詳細に数理モデル化している点が特徴である。しかし、彼らの研究では通風後 20 秒以内の非常に短い時間の現象を対象としており、霜層の形成については、考慮されていない。

Byun ら [20, 21] の研究では、霜形成も考慮した解析が行われている。彼らは二つのタイプの数理モデルを提案している。まず、一つ目のモデルでは、ミストの生成による影響で着霜量が減少することに着目し、ミスト化による影響の分だけ昇華凝結量が減少するモデルである [20]。このモデルでは、昇華凝結量の評価式に Stefan 数（無次元数）を導入して、昇華凝結量の評価を補正している。Stefan 数は、空気温度が低いほど小さくなる係数で、低温の場合の昇華凝結量を少なく評価して、ミスト化による着霜量の減少を再現している。Stefan 数を変えることで、霜厚さや霜質量を定量的にもよく再現できるが、係数の試行錯誤的な検討が必要である点や、ミストの生成自体が考慮されておらず、霜形成のメカニズムは実現象とは異なる点が課題である。

二つ目の数理モデル [21] では、新たにミストそのものも考慮しており、ミストの生成と霜形成

を同時に考慮している。しかし、ミストの生成量を核生成や粒径成長として定式化するのではなく、過飽和度に比例して生成量が決まる簡易な数理モデルを用いて評価している。ミストの生成量を決定するために、新たに B_n 数と呼ばれる無次元数が定義されているが、具体的な値や設定方法は明らかにされておらず、経験的に設定する必要があると推察される。また、上述のいずれの数理モデルでも、ミストの堆積による霜形成は考慮されていない。

以上のように、ミスト化に加えて、ミスト堆積による霜形成を考慮した数理モデルは、著者の知る限り例がない。しかし、極低温伝熱面上での霜形成メカニズムを明らかにするためには、昇華凝結とミスト化・ミスト堆積の双方をモデル化した着霜数値解析が必要である。本章では、その実現に向けたミスト化・ミスト堆積過程の数理モデル化と、昇華凝結モデルとミスト化・ミスト堆積モデルを併用した着霜数値解析の実現、検証解析による妥当性・有用性の評価を行うことを目的とする。

5.2 ミスト化・ミスト堆積モデル

5.2.1 ミスト化・ミスト堆積モデルの概要

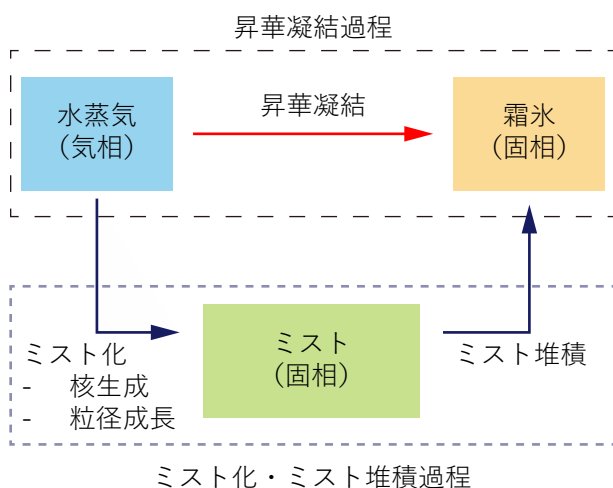


図 5.1: ミスト化・ミスト堆積過程

極低温伝熱面上の着霜解析では、昇華凝結過程に加えて、水蒸気のミスト化とミストの堆積による霜形成過程（ミスト化・ミスト堆積過程）を考慮する必要がある。そこで、図 5.1 に示すように、「水蒸気」と「霜氷」に加えて、新たに「ミスト」を導入する。

ミストは、水蒸気の核生成によって生成し、水蒸気の凝結により粒径が大きく成長する。生成したミストは、対流や拡散によって輸送され、一部が伝熱面や霜層表面で堆積して霜形成に寄与する。ミストは、厳密には氷粒子と微小液滴の双方を含んでいる可能性があるが、簡単のため、本研究ではミストはすべて微小な氷粒子であるとした。また、伝

熱面近傍で生成したミストは、伝熱面上に堆積するか、堆積せずにそのまま主流空気に流されていく。主流空気によって伝熱面よりも後方に流された粒子は、温度が氷点以上の領域に達すると、融解、蒸発するが、伝熱面より後流でのミストの融解や蒸発による着霜現象への影響は小さいと考えられ、本研究ではミストの融解や蒸発については無視した。

5.2.2 ミストに関する一般動力学方程式

本研究では、3.4.2 節に示す熱 - 物質輸送解析（式 (3.8)–(3.11)）に、ミストの質量濃度と個数濃度に関する一般動力学方程式（式 (5.1), (5.2)）を追加し、ミストの生成や輸送、堆積を考慮し

た解析を実現する．以下に支配方程式を示す．なお，式 (3.8)–(3.11) についても，再掲する．

$$\frac{\partial \rho c T}{\partial t} + \frac{\partial \rho c u_j T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \dot{q} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \rho_{\text{air}} \varepsilon_{\text{air}} \omega_v}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{\text{air}} u_j \varepsilon_{\text{air}} \omega_v}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho_{\text{air}} D_{v,\text{eff}} \frac{\partial \omega_v}{\partial x_j} \right) + \dot{m}_v \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \rho_{\text{ice}} \varepsilon_{\text{ice}}}{\partial t} = \dot{m}_{\text{ice}} \quad (3.10)$$

$$\rho_{\text{air}} = \frac{p_{\text{atm}}}{R_{\text{air}} T} \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial \rho_{\text{air}} \omega_m}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{\text{air}} u_{m,j} \omega_m}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho_{\text{air}} D_m \frac{\partial \omega_m}{\partial x_j} \right) + \dot{m}_m \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} + \frac{\partial u_{m,j} n_m}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_m \frac{\partial n_m}{\partial x_j} \right) + \dot{n}_m \quad (5.2)$$

式 (5.1), (5.2) 中の $u_{m,j}$ はミスト粒子の移流速度， D_m はミストの拡散係数である． \dot{q} , \dot{m}_v , \dot{m}_{ice} , \dot{m}_m , \dot{n}_m は生成項である．それぞれの評価方法の詳細は，5.2.3 節に示す．

本数値解析では，ミストは主流セル内にもみ存在し，霜層セルには存在しないとする．主流領域（主流セルで構成される領域）から対流や拡散により霜層領域（霜層セルで構成される領域）に流入するミスト粒子は，すべて霜層表面で堆積し，霜氷となる．また，式 (5.1), (5.2) については，主流領域のみを解析対象とし，主流領域と霜層領域との境界に境界条件を与えて解いた．境界条件については，5.3.1 節で述べる．

ミストの粒径

ミストの振る舞いはその粒径に依存し，拡散係数などを評価するために粒径を評価する必要がある．本解析では，各セル内のミストの質量濃度 $\rho_m \equiv \rho_{\text{air}} \omega_m$ と個数濃度 n_m の関係から，

$$\rho_{\text{ice}} n_m \frac{4\pi r_m^3}{3} = \rho_m \quad (5.3)$$

$$\therefore r_m = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi} \frac{\rho_m}{\rho_{\text{ice}} n_m}} \quad (5.4)$$

で粒径を評価した．拡散係数や重力沈降速度，熱泳動速度等は，この代表粒径を用いて評価した．ただし，ミスト粒子は球形であり，各セル内の粒子は式 (5.4) で得られる平均粒径で均一であるとする．異なるセルでは異なる平均粒径となるため，空間的な粒径のばらつきは考慮されているが，各位置での局所的な粒径分布については考慮しない．局所的な粒径分布を無視した影響については，第6章で議論する．

ミストの拡散係数

ミストの拡散係数 D_m は Stokes-Einstein の式で評価した．

$$D_m = \frac{k_B T}{6\pi\mu r_m} C_c \quad (5.5)$$

ここで、 C_c はカンニガム係数であり、

$$C_c = 1.0 + \text{Kn} \left\{ 1.257 + 0.4 \exp\left(-\frac{1.1}{\text{Kn}}\right) \right\} \quad (5.6)$$

である [143].

ミストの移流速度

ミストの移流流速 $u_{m,j}$ については、主流空気による移流に加えて、重力沈降、熱泳動による輸送の影響を考慮し、

$$u_{m,j} = u_j + u_{gr,j} + u_{th,j} \quad (5.7)$$

とした [144, 145]. u_j は主流空気の移流速度であり、流体解析 (3.4.1 節) で得られた速度場を用いた。流体解析では浮力による影響を考慮しており、 u_j にその影響が考慮されている。 $u_{gr,j}$ は重力沈降速度、 $u_{th,j}$ は熱泳動速度である。本研究では、個々のミスト粒子の運動方程式を解かないため、重力や熱泳動力を外力項として考慮するのではなく、式 (5.7) のように、輸送方程式中の移流速度に重力や熱泳動による輸送速度を加えて、影響を評価した。 $u_{gr,j}$ 、 $u_{th,j}$ の評価方法については、以下に示す。また、重力沈降や熱泳動による影響を無視する場合には、 $u_{gr,j} = 0 \text{ m/s}$ 、 $u_{th,j} = 0 \text{ m/s}$ とする。

■**重力沈降速度** 重力沈降速度は、粒子が重力を受けて媒質中を運動する速度である。本研究では、Stokes の重力沈降速度式 [144, 146] を用いて評価した。また、氷の密度に比べて空気の密度は非常に小さいため、重力沈降速度の評価においては無視した。

$$u_{gr,j} = -\frac{2(\rho_{ice} - \rho_{air})}{9\mu} r_{m,j}^2 g C_c \simeq -\frac{2\rho_{ice}}{9\mu} r_{m,j}^2 g C_c \quad (5.8)$$

■**熱泳動速度** 熱泳動は、粒子が周囲の温度勾配に起因する熱泳動力を受けて輸送される現象である。媒質気体に温度差がある場合、高温側の媒質気体のほうが熱運動が激しい。そのため、粒子の高温側では、低温側に比べて多くの気体分子が衝突し、粒子には高温側から低温側に向かう向きの力がはたらく。その結果、粒子は温度勾配と逆向きに輸送される。このように、媒質気体中の粒子が媒質気体の熱運動による力を受けて運動する際の速度を熱泳動速度と呼ぶ。極低温円管周りのミスト化を解析した吹場ら [25, 26] の研究においても、熱泳動力による輸送の影響が大きく、無視できないことが報告されている。熱泳動速度については、Talbot ら [26, 147, 148] の式を用いて評価した。

$$u_{th,j} = -\frac{2.34 \left(\frac{k_{air}}{k_{ice}} + 2.18 \text{Kn} \right) C_c}{(1 + 3.42 \text{Kn}) \left(1 + 2 \frac{k_{air}}{k_{ice}} + 4.36 \text{Kn} \right)} \frac{v}{T} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (5.9)$$

5.2.3 ミストの核生成・粒径成長・堆積の評価

5.2.2 節で示した熱 - 物質輸送解析の支配方程式中の生成項は、霜形成やミスト化などに関連する項であり、着霜解析において非常に重要な部分である。生成項で考慮すべき現象を図 5.2 に示

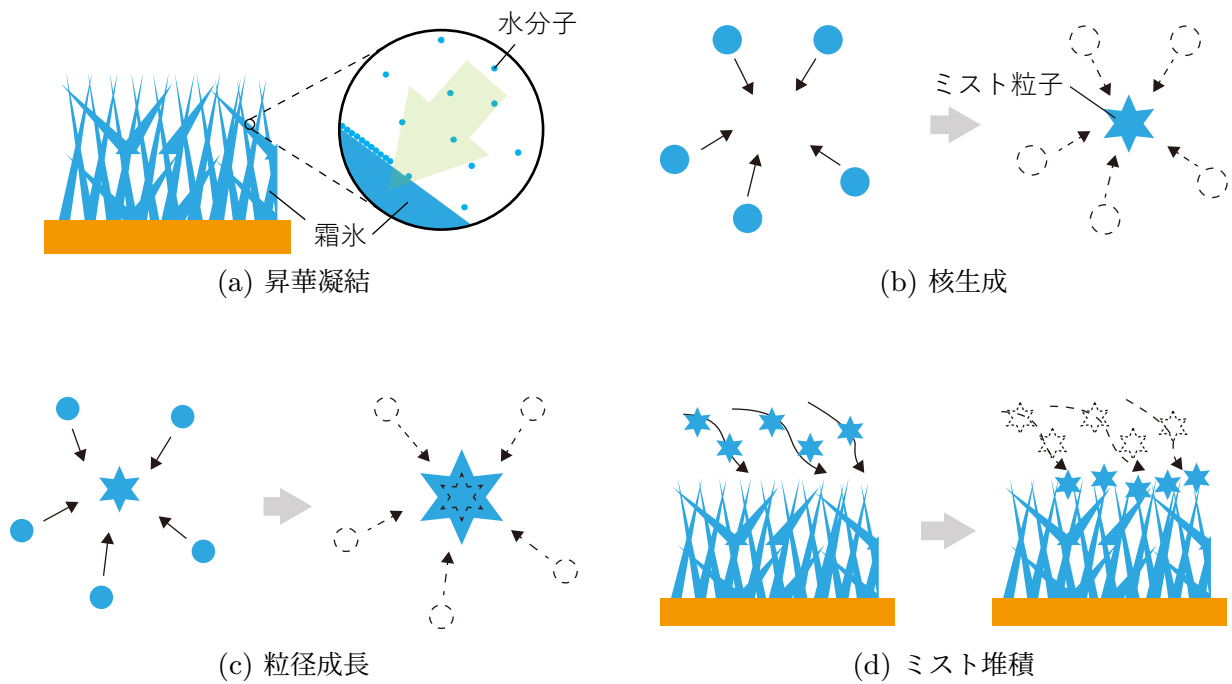


図 5.2: 生成項で考慮すべき現象

す。まず、昇華凝縮過程として、水蒸気の昇華凝縮 (図 5.2(a)) がある。また、ミスト化・ミスト堆積過程としては、核生成によるミストの生成 (図 5.2(b))、既存ミストの粒径成長 (図 5.2(c))、霜層表面へのミストの堆積 (図 5.2(d)) を考慮する必要がある。

ここで、上記 4 過程のうち昇華凝縮に関しては、すでに第 4 章で議論した昇華凝縮モデルで評価が可能である。昇華凝縮以外の核生成 (図 5.2(b))、ミストの粒径成長 (図 5.2(c))、ミストの霜層表面への堆積 (図 5.2(d)) について、以下に示す。

■ミスト粒子の核生成 核生成過程は、主流空気中で水蒸気が相変化し、微小な氷結晶が生成する過程である。核生成過程では、ミストの質量と個数が増加し、ミストの生成により消費された分だけ水蒸気量は減少する。

本研究では、均一核生成を仮定してミストの核生成を評価した。気体中で熱揺らぎによって形成される半径 r のクラスターが持つ自由エネルギーは、

$$\Delta G = 4\pi r^2 \gamma - \frac{4\pi r^3}{3V_{v,mon}} k_B T \ln S \tag{5.10}$$

で得られる [143]。ここで、飽和状態 $S = 1$ では右辺の第二項が 0 となるため、自由エネルギーが粒径の二乗に比例して大きくなる。このことは、粒径が大きいほど系が不安定化することを意味しており、クラスターは飽和状態では安定に存在することができない。一方で、過飽和状態 $S > 1$ では、右辺の第二項により自由エネルギーがある半径 r_{cr} で極大値を持つ。この半径 r_{cr} は臨界核半径と呼ばれ、熱揺らぎによって臨界核半径 r_{cr} 以上の大きさとなった粒子は、より大きな粒子へと安定して成長し続けることができる。

臨界核半径 r_{cr} は、

$$\frac{\partial G}{\partial r} = 0 \tag{5.11}$$

を解くことで得られ,

$$r_{\text{cr}} = \frac{2\gamma V_{\text{v,mon}}}{k_{\text{B}}T \ln S} \quad (5.12)$$

である。また、この時の臨界自由エネルギー ΔG_{cr} は,

$$\Delta G_{\text{cr}} = \frac{16\pi\gamma^3 V_{\text{v,mon}}^2}{3(k_{\text{B}}T \ln S)^2} \quad (5.13)$$

である。核生成速度 J 、すなわち単位時間単位体積あたりに生成する核の個数は,

$$J_{\text{CNT}} = \frac{p_{\text{v}}^2}{\sqrt{2\pi m_{\text{v,mon}} k_{\text{B}}^3 T^3}} \cdot 4\pi r_{\text{cr}}^2 \cdot Z \cdot \exp\left(-\frac{\Delta G_{\text{cr}}}{k_{\text{B}}T}\right) \quad (5.14)$$

で得られる [143, 149, 150]。式中の Z はゼルドヴィッチ因子と呼ばれる非平衡に対する補正係数で,

$$Z = \frac{(k_{\text{B}}T \ln S)^2}{8\pi V_{\text{v,mon}} \sqrt{\gamma^3 k_{\text{B}}T}} \quad (5.15)$$

である。

以上の理論は、古典的核生成理論と呼ばれる。古典的核生成理論による核生成速度は、定性的には実験とよく一致するものの、定量的には実験結果と一致しないことが知られており、修正モデルが提案されている。Girshick ら [151] は、一分子からなるクラスターがもつ自由エネルギー ΔG が 0 となるように、式 (5.10) で与えられる自由エネルギー ΔG を修正した。彼らのモデルは、Internally Consistent Classical Theory (ICCT) モデルと呼ばれ、古典的核生成理論の修正モデルとしてよく知られている [150, 152]。このモデルでは、核生成速度が

$$J_{\text{ICCT}} = \frac{1}{S} \exp\left(\frac{\gamma A_{\text{v,mon}}}{k_{\text{B}}T}\right) J_{\text{CNT}} \quad (5.16)$$

で与えられる。本研究では式 (5.16) を用いて核生成量を評価する。

したがって、単位時間単位体積あたりに新たに生成するミストの粒子数 \dot{n}_{nucl} は、核生成速度 J_{ICCT} に等しく,

$$\dot{n}_{\text{nucl}} = J_{\text{ICCT}} \quad (5.17)$$

となる。また、生成する粒子は、すべて臨界核と同じ半径 r_{cr} の球形粒子であると仮定し、核生成によるミストの質量増加量 \dot{m}_{nucl} は,

$$\dot{m}_{\text{nucl}} = \rho_{\text{ice}} \frac{4\pi r_{\text{cr}}^3}{3} \cdot \dot{n}_{\text{nucl}} \quad (5.18)$$

とする。

■ミスト粒子の粒径成長 粒径成長は、既存のミストに対して水蒸気が凝結し、ミスト粒子が肥大化する過程である。したがって、粒径成長過程では、ミストの質量は増加するが、個数は変化しない。

粒径 r_m のミスト粒子の粒径成長速度は、

$$\frac{dr_m}{dt} = \frac{D_{v,air}}{r_m \rho_{ice}} (\rho_{v,\infty} - \rho_{v,sat}) \cdot \left(\frac{1 + Kn}{1 + 1.71 Kn + 1.33 Kn^2} \right) \quad (5.19)$$

で得られる [143, 153]。したがって、単位体積あたり単位時間あたりの粒径成長によるミストの質量増加量は、ミスト粒子の個数濃度 n_m を用いて、

$$\dot{m}_{growth} = \rho_{ice} 4\pi r_m^2 \frac{dr_m}{dt} \cdot n_m \quad (5.20)$$

で評価することができる。

■ミスト粒子の堆積 ミストの堆積過程は、ミストが霜層の表面に堆積して霜水となる過程であり、ミストの質量と個数が減少して、霜水の質量が増加する。図 5.3 に、本モデルにおけるミストの存在範囲と、主流領域と霜層領域との境界部分の拡大図を示す。赤枠で囲われた領域が霜層領域であり、その外側が主流領域である。ミストは、主流領域内に存在し、一部のミスト粒子が霜層領域に堆積して、霜水となる。

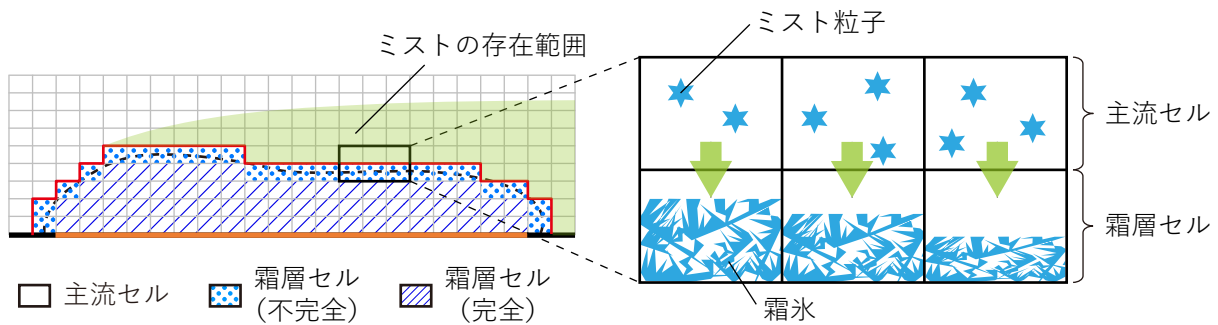


図 5.3: ミスト堆積過程

本研究では、霜層表面に流入するミストがすべて堆積するとし、霜層領域内にはミスト粒子は存在しないとした。そのため、ミストの堆積量は主流セルから霜層セルへのミストの流入量として評価する。ミストは拡散と移流により霜層領域に流入するが、Han ら [154] は複数のメカニズムによる堆積量を各メカニズムによる堆積量の総和として算出しており、本研究でも同様に、拡散沈着による堆積量 ϕ_{diff} とミストの移流による堆積量 ϕ_{trans} の総和

$$\phi_{depos} = \phi_{diff} + \phi_{trans} \quad (5.21)$$

として、堆積量を評価した。それぞれの評価方法を以下に示す。

拡散沈着による堆積量は、拡散係数と濃度勾配から

$$\phi_{diff} = D_v \left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{sf} \quad (5.22)$$

で得られる。霜層表面でミストが完全吸着されるため、霜層セル側にはミストが存在しない。したがって、主流セル側のミスト濃度 C_1 とセル中心から主流セルと霜層セルの境界までの距離 Δx_1 を用いて、

$$\phi_{\text{diff}} = D_v \left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{\text{sf}} = D_v \frac{C_1}{\Delta x_1} \quad (5.23)$$

となる。

また、移流による堆積量は、主流セルから霜層セルへ向かうミストの移流速度 $u_{\text{m,air} \rightarrow \text{f}}$ と主流セル側のミスト濃度 C_1 を用いて、

$$\phi_{\text{trans}} = \max \{ u_{\text{m,air} \rightarrow \text{f}}, 0 \} \cdot C_1 \quad (5.24)$$

とした。 $u_{\text{m,air} \rightarrow \text{f}}$ は、主流セルから霜層セルへ向かう向きを正とする。本解析では、霜層表面を滑りなし壁としているため空気の流動はないが、ミストの重力沈降と熱泳動については霜層表面でも考慮しており、 ϕ_{trans} は重力沈降と熱泳動による流入量に相当する。

本数理モデルでは、主流セルから霜層セルに流入して堆積するため、ミストが減少するセル（主流セル）と霜氷が増加するセル（霜層セル）は、隣接するが、異なる。そのため、ある主流セルから隣接する霜層セルに堆積するミストの量は、隣接する霜層セルへの堆積量の総和となる。したがって、ある主流セルにおける単位体積単位時間あたりのミストの質量変化量 \dot{m}_{depos}^- は、

$$\dot{m}_{\text{depos}}^- = \sum_{\text{隣接霜層セル}} \left(\frac{D_v}{\Delta x_1} + u_{\text{m,air} \rightarrow \text{f}} \right) A_{\text{air,f}} \cdot \rho_m \cdot \frac{1}{V_{\text{cell}}} \quad (5.25)$$

となる。ここで、 $A_{\text{air,f}}$ は、隣接する主流セルと霜層セルの界面積、 ρ_m は主流セル側でのミスト濃度である。和記号は隣接する霜層セルについての総和であることを意味しており、周囲に該当する霜層セルがない場合は、 $\dot{m}_{\text{depos}}^- = 0$ とした。同様に、ある主流セルにおける単位体積単位時間あたりのミストの個数変化量 \dot{n}_{depos}^- は、

$$\dot{n}_{\text{depos}}^- = \sum_{\text{隣接霜層セル}} \left(\frac{D_v}{\Delta x_1} + u_{\text{m,air} \rightarrow \text{f}} \right) A_{\text{air,f}} \cdot n_m \cdot \frac{1}{V_{\text{cell}}} \quad (5.26)$$

である。

一方で、霜層セルでの霜氷の増加量は周囲の隣接する主流セルからの堆積量の総和であるので、ある霜層セルにおける単位体積単位時間あたりの霜氷の質量変化量 \dot{m}_{depos}^+ は、

$$\dot{m}_{\text{depos}}^+ = \sum_{\text{隣接主流セル}} \left(\frac{D_v}{\Delta x_1} + u_{\text{m,air} \rightarrow \text{f}} \right) A_{\text{air,f}} \cdot \rho_{\text{m,nb}} \cdot \frac{1}{V_{\text{cell}}} \quad (5.27)$$

である。ただし、 $\rho_{\text{m,nb}}$ は周囲の主流セルのミスト濃度である。

■熱 - 物質輸送解析の支配方程式中の生成項との関係 上述の方法により、昇華凝結、核生成、粒径成長、ミスト堆積のそれぞれの過程での質量変化量、個数変化量を評価し、式 (3.8)–(3.11)、(5.1)、(5.2) の生成項を評価する。以下には、昇華凝結量 \dot{m}_{desub} 、核生成量 \dot{m}_{nucl} 、粒径成長量 \dot{m}_{growth} 、ミスト堆積量 \dot{m}_{depos}^+ 、 \dot{m}_{depos}^- や、核生成数 \dot{n}_{nucl} 、ミスト堆積数 \dot{n}_{depos}^- と、5.2.2 節で示す

熱 - 物質輸送解析の支配方程式中の生成項（水蒸気の質量変化量 \dot{m}_v 、ミストの質量変化量 \dot{m}_m 、霜水の質量変化量 \dot{m}_{ice} 、ミストの個数変化量 \dot{n}_m 、潜熱の放出量 \dot{q} ）との関係を示す。

まず、水蒸気の質量変化量 \dot{m}_v 、ミストの質量変化量 \dot{m}_m 、霜水の質量変化量 \dot{m}_{ice} と昇華凝結量 \dot{m}_{desub} 、核生成量 \dot{m}_{nucl} 、粒径成長量 \dot{m}_{growth} 、ミスト堆積量 \dot{m}_{depos}^+ 、 \dot{m}_{depos}^- の関係をまとめると、以下のようなになる。

$$\dot{m}_v = -\dot{m}_{desub} - \dot{m}_{nucl} - \dot{m}_{growth} \quad (5.28)$$

$$\dot{m}_{ice} = \dot{m}_{desub} + \dot{m}_{depos}^+ \quad (5.29)$$

$$\dot{m}_m = \dot{m}_{nucl} + \dot{m}_{growth} - \dot{m}_{depos}^- \quad (5.30)$$

ミストの個数変化量 \dot{n}_m については、核生成量 \dot{n}_{nucl} 、ミスト堆積量 \dot{n}_{depos}^- を用いて、以下のよう評価できる。

$$\dot{n}_m = \dot{n}_{nucl} - \dot{n}_{depos}^- \quad (5.31)$$

また、水蒸気から霜水やミストへの状態変化においては、相変化を伴うため、潜熱の放出を伴う。潜熱の放出量 \dot{q} は、

$$\begin{aligned} \dot{q} &= -L_{desub}\dot{m}_v \\ &= L_{desub}(\dot{m}_{desub} + \dot{m}_{nucl} + \dot{m}_{growth}) \end{aligned} \quad (5.32)$$

である。

5.2.4 霜層領域の拡大に伴うミスト堆積

本数理モデルでは、3.2節に示すように、霜層の成長をセルの更新によって表現している。具体的には、ある霜層セルが霜で満たされた場合に、その霜層セルと隣接する主流セルを新しく霜層セルとする。そのため、霜形成に伴ってミストが存在する主流セルが新しく霜層セルとなる可能性がある。このような場合、新たに霜層セルとなったセル内のミストは、すべてセルの更新と同時に霜水とする。

5.3 検証計算・検証実験

強制対流下の冷却平板上での着霜現象を対象とした二次元数値解析を行い、実験結果との比較により数理モデルの妥当性、有用性を確認した。比較のための実験データは、着霜実験を実施して取得した。着霜実験については、第2章と同じ実験装置で行い、実験手順についても同様とした。

5.3.1 計算方法

■解析領域・計算格子 数値解析における解析領域を、図 5.4 を示す。計算領域は、冷却平板の 25 mm 前方から、110 mm 後方までの範囲とした。上下面は壁面とし、計算領域の高さはテストセクションと同じ 27 mm とした。冷却平板は、流れ方向の長さが 50 mm で、表面がテストセク

ションの底面から 1 mm ほど上方である。主流空気は、計算領域の左端から流入して、右端から流出する。

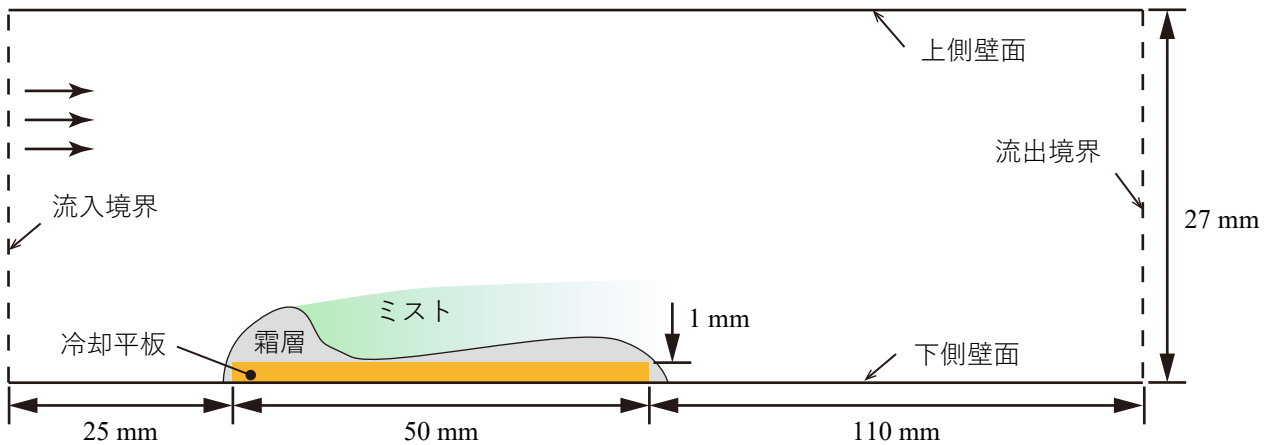


図 5.4: 数値解析領域

計算格子には、直交格子を用いた。霜層が形成される、冷却平板の前後 5 mm 以内、伝熱面から高さ 5 mm 以内の範囲で計算格子が最も細くなるように設定した。また、平板の端部から前後 2.5 mm の位置では格子をさらに細かく設定した。上下壁面付近と流入境界近傍でも計算格子を細かくした。それ以外の位置では徐々に格子幅を大きくし、計算コストを削減した。格子依存性については、5.3.3 節で述べる。

■境界条件 境界条件は以下に示す通りである。

流入境界：

流入流速、温度、水蒸気濃度は流入条件で一定とする。温度、水蒸気濃度については一様とするが、流入流速 u_{in} は境界層の発達による分布を考慮して与えた。計算領域の流入境界は冷却平板より 25 mm 前方だが、テストセクションの入口は冷却平板より 80 mm 前方である。そのため、実験では冷却平板の 80 mm 前方から速度境界層が発達する。テストセクション入口部での流速が主流流速で一様であるとして、流入境界での流速分布 [155] を求めて、流入流速 u_{in} とした。また、ミストは流入気体中には含まれていない。

$$u_1 = u_{in}, u_2 = 0, \frac{\partial p}{\partial x_j} = 0, T^* = T_{in}^*, \rho_v = \rho_{v,in}, \rho_m = 0, n_m = 0$$

流出境界：

各物理量の勾配を 0 とする。

$$\frac{\partial u_1}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial u_2}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial p}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial T^*}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial \rho_v}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial \rho_m}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial n_m}{\partial x_j} = 0$$

上壁面：

等温滑りなし壁とし、温度は主流温度と等しいとする。そのほかの物理量については、勾

配0とする.

$$u_1 = 0, u_2 = 0, \frac{\partial p}{\partial x_j} = 0, T^* = T_{in}^*, \frac{\partial \rho_v}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial \rho_m}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial n_m}{\partial x_j} = 0$$

底面:

滑りなし壁とする. 底面温度 T_{bottom}^* は, 平板からの距離に応じて分布を考慮した. 冷却平板の端部から 5 mm 以上の範囲では, 流入空気温度 T_{in}^* で一定とし, 冷却平板の端部から 5 mm 以内の範囲で, T_{in}^* から T_{plate}^* まで線形に温度が変化する. 温度の時間変化は考慮しない. また, そのほかの物理量については, 勾配0とする.

$$u_1 = 0, u_2 = 0, \frac{\partial p}{\partial x_j} = 0, T^* = T_{bottom}^*, \frac{\partial \rho_v}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial \rho_m}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial n_m}{\partial x_j} = 0$$

伝熱面:

等温滑りなし壁とする. 伝熱面温度 T_{plate}^* で一定とする. そのほかの物理量については, 勾配0とする.

$$u_1 = 0, u_2 = 0, \frac{\partial p}{\partial x_j} = 0, T^* = T_{plate}^*, \frac{\partial \rho_v}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial \rho_m}{\partial x_j} = 0, \frac{\partial n_m}{\partial x_j} = 0$$

霜層表面 (流体解析・ミストに関する一般動力学方程式):

流体解析では滑りなし壁とし, ミストの質量濃度, 個数濃度はいずれも 0 kg/m^3 , 0 particles/m^3 とした.

$$u_1 = 0, u_2 = 0, \frac{\partial p}{\partial x_j} = 0, \rho_m = 0, n_m = 0$$

■昇華凝結モデルと内部拡散パラメータ 昇華凝結モデルには, 第4章のモデルを用いた. 第4章での結果を踏まえて, 昇華凝結モデルの界面積パラメータは, $\beta_{inn} = 0.004$, $\beta_{sf} = 1$ とし, 内部拡散パラメータは, $F = 4$ とした.

■表面霜密度 極低温平板上では霜が不均一に形成されるため, 霜層の正確な体積の計測が難しく, 実験的に霜密度を取得することが難しい. そのため, 表面霜密度を実験値から推定することはできない. そこで, 表面霜密度については, 新しく霜層セルとなるセルの上下左右の霜層セルの霜密度の算術平均とした. ただし, 伝熱面上で最初に形成される霜層については, 周囲に霜が存在しない状態であるため, 霜密度を 10 kg/m^3 とした. また, 第4章と同様に, 伝熱面上の主流セルについては, 過飽和度が1を超えたタイミングで霜層セルに更新した.

■時間刻み 極低温伝熱面上では, 特に通風直後に伝熱面近傍に水蒸気が輸送されると, 非常に過飽和度が高くなり, ミストの生成量や霜の成長量が大きくなって, 解析が不安定になる可能性がある. そこで, 通風直後には連成の時間刻み $\Delta t_{coup} (= \Delta t_{th-m})$ を小さくして解析を行った. 具体的には, 通風後 0.5 秒間は 1×10^{-3} 秒, 通風後 0.5 秒から 1 秒までの間は 2×10^{-3} 秒, 通風後 1 秒から 2 秒までの間は 5×10^{-3} 秒, 通風後 2 秒以降は 1×10^{-2} 秒とした. また, 流体解析の時間刻み Δt_{flow} は, 2×10^{-4} 秒で一定とした.

5.3.2 着霜条件

表 5.1: 着霜条件

主流温度 T_{in}^*	主流湿度 $\rho_{v,in}$	主流流速 u_{in}	伝熱面温度 T_{plate}^*	着霜時間 t
27°C	0.012 kg/m ³	2.0 m/s	-75, -170°C	400 秒

本研究では、低温域の -75°C と極低温域の -170°C の二つの伝熱面温度で検証を行った。着霜時間は 400 秒とした。なお、着霜実験では、霜質量および霜形状の時間変化を取得するために、50, 100, 150, 200, 300, 400 秒の 6 条件で実験を行った。主流温度、主流湿度、主流流速、伝熱面温度は、表 5.1 に示す通りとし、それぞれ実験でのばらつきは、 $\pm 0.5^\circ\text{C}$ 、 $\pm 0.6 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ 、 $\pm 0.1 \text{ m/s}$ 、 $\pm 4.6^\circ\text{C}$ であった。実験は、再現性を確認するために、各条件で 3 回以上実施した。

5.3.3 格子依存性

表 5.2: 解析格子のセル数

morecoarse	coarse	midcoarse	midfine	fine	morefine
11,222	23,042	32,940	44,472	66,048	97,902

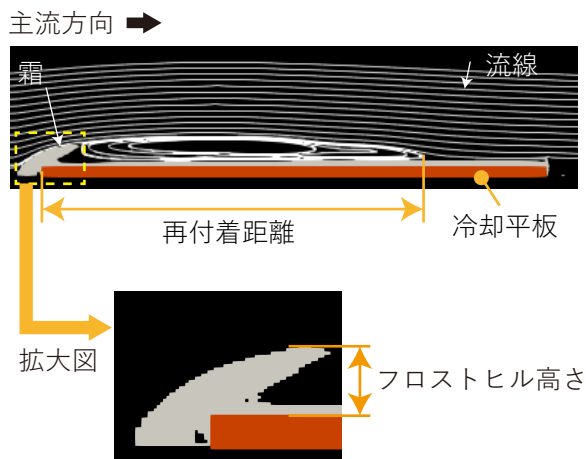


図 5.5: 格子依存性の評価方法 (格子: midfine)

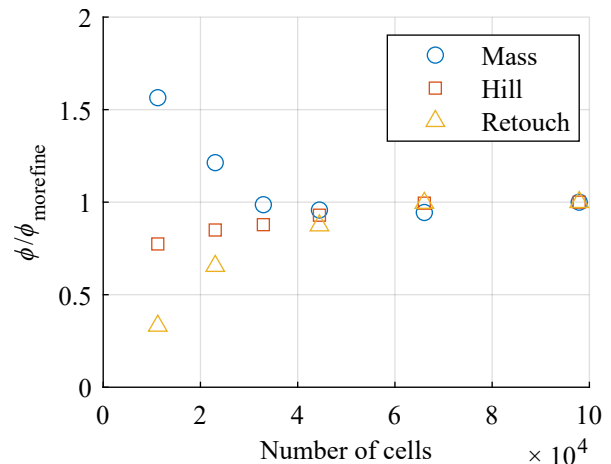


図 5.6: 格子解像度と 100 秒時の霜質量、フロストヒル高さ、再付着点距離の関係

解析結果の格子依存性を評価するために、表 5.2 に示す 6 種類の解析格子で解析を行った。伝熱面温度は、 $T_{plate}^* = -170^\circ\text{C}$ とした。霜形状が流れ方向に均一でないため、平均霜厚さで評価することが難しく、本研究では 100 秒後の霜質量、前端部のフロストヒルの高さ、剥離した流れの再付着点位置について、比較した。フロストヒルの形成やそれに伴う流れ場の変化などが通風直後に顕著であることと、格子点数の増加が計算コストの増加につながることから、100 秒後の比較とした。霜質量、前端部のフロストヒルの高さ、剥離した流れの再付着点位置については、それ

ぞれ図 5.5 に示すように定義する。図中のオレンジ色の部分が冷却平板、白色の領域が霜である。また、実線は流線である。主流空気は、左から右に流れており、冷却平板の前端部に突起状のフロストヒルが形成し、その後方で流れが剥離している。フロストヒル高さは、前端部に形成される突起状の霜の最高点の伝熱面からの高さとした。再付着点距離は、冷却平板の前端から剥離した流れが再び平板上の霜表面に再付着した点までの距離とし、霜層上で気流の流速の x 方向速度が 0 m/s となる点とした。

解析結果の格子依存性を図 5.6 に示す。縦軸は、最も格子解像度が高い morefine の格子での解析結果に対する比であり、1 に近いほど morefine の解析結果に近いことを意味する。霜質量、フロストヒル高さ、再付着距離ともに、格子解像度を高くすると 1 に収束しており、計算格子を細かくすることで解が収束することが確認できる。

5.4 数値解析結果・検討

上記の方法で実験と数値解析を行い、本解析手法の妥当性を検証する。5.3.3 節での結果から、解析格子は midfine（セル数：44,472）の格子を用いた。

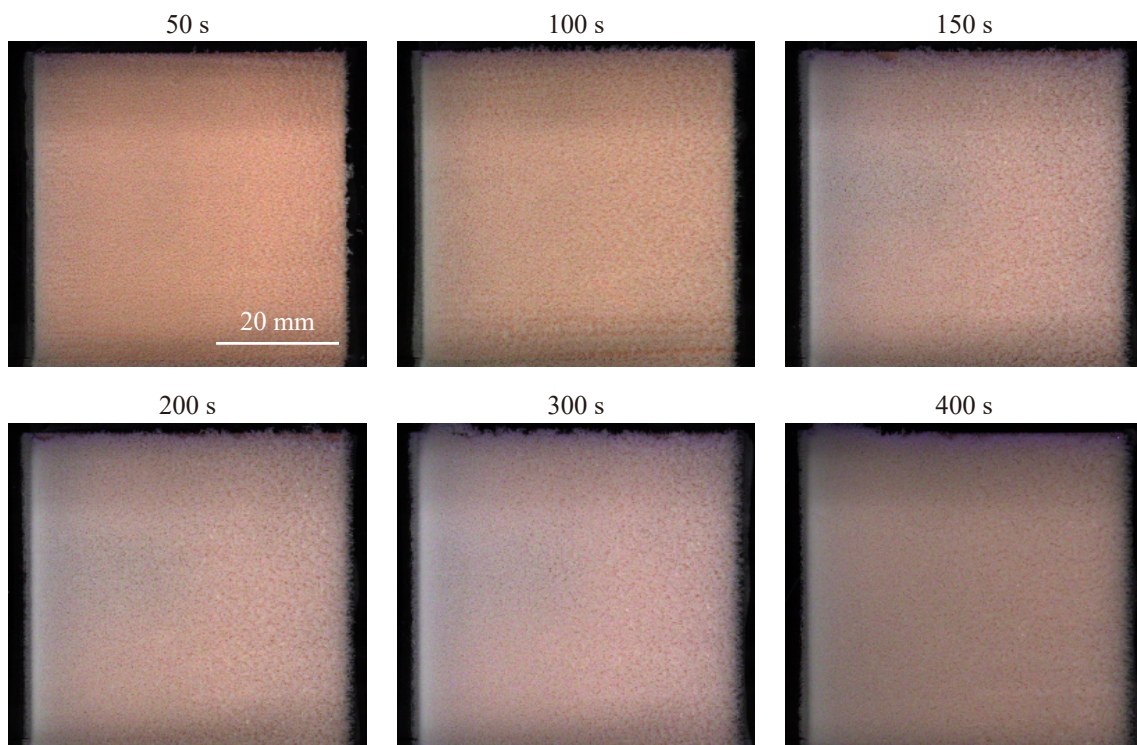
5.4.1 霜形状およびミスト生成の様子

実験で第二通風時に撮影した霜画像（図 5.7, 5.8）を示す。図 5.7 は上側からの霜の撮影画像である。図 5.8 は側方から撮影した画像で、左側には白色 LED 光源での撮影画像、右側には白色 LED 光源での撮影画像とレーザーシート光源を用いた撮影画像の合成画像を示す。主流空気は左から右に流れている。

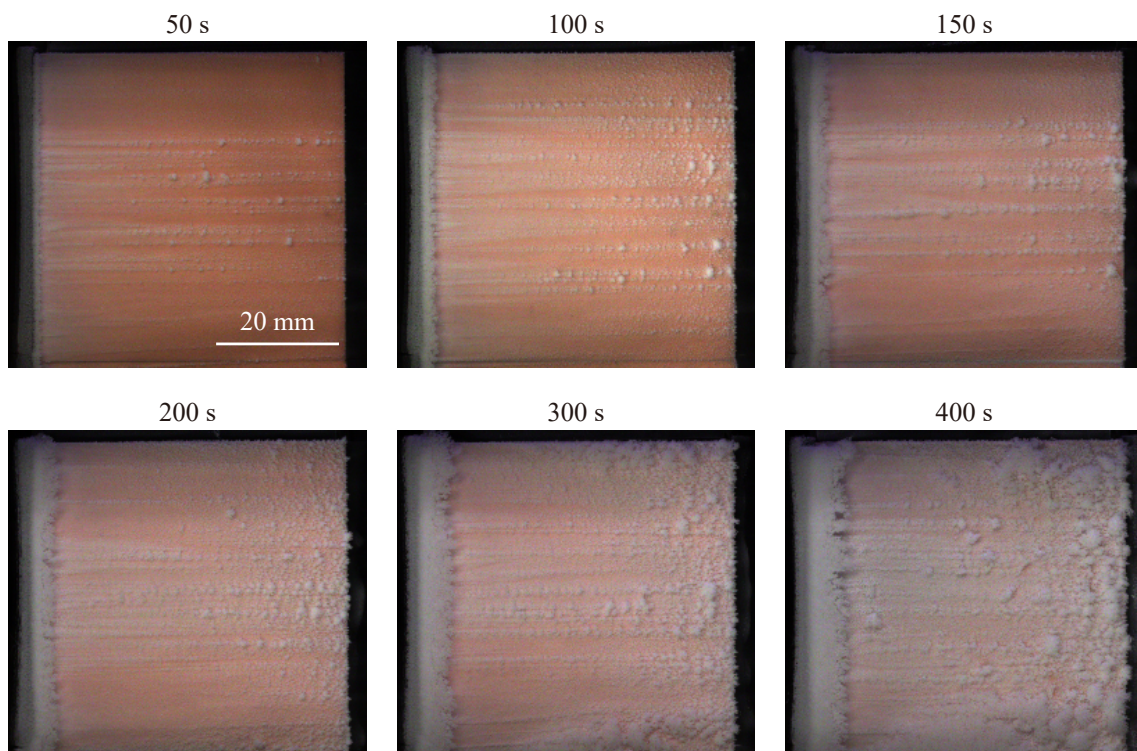
実験結果では、第 2 章に示す結果と同様に、形成される霜の形状や外観が二つの伝熱面温度で大きく異なった。 $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ では、平板上でほぼ均一に霜が形成され、主流方向の霜形状の分布がほとんどない。徐々に後方ほど霜が厚くなる傾向はあるが、全体的に高さ方向に緩慢に成長するのみであった。また、通風後から 40 秒程度までの間はミストが観察できたが、50 秒以降ではミストの生成は確認できなかった。一方で、 $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ では、前端部でフロストヒルが形成され、その後方でミストが生成している。側方のサイドプレートを取り外して撮影したことで、特に 100 秒以降での霜形状やミスト層が明瞭に観察できた。ミストの生成については、400 秒間持続して観察することができた。

図 5.9, 5.10 には、実験と数値解析での霜形状を示す。実験値は平板の前端から流れ方向に 5 mm ごとの間隔で、第二通風時の側方からの撮影画像から計測した。計測は各条件で 3 回以上ずつ行い、プロットが計測値の平均値を、エラーバーが最大値と最小値の幅を示している。

$T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ では、数値解析においても、霜層は平板の前端から形成されはじめて、徐々に後方側でも霜が成長して、最終的には後方ほど厚くなり、平板上でほぼ均一に霜が形成された。定量的にも、霜の厚さや形状が実験と数値解析でよく一致している。 $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ でも、平板前端のフロストヒルと平板後方で分離して霜が成長し、その間で霜形成が抑制される様子が再現できており、定性的な霜形成の様子は実験と数値解析で一致した。定量的にも、前端部のフロスト

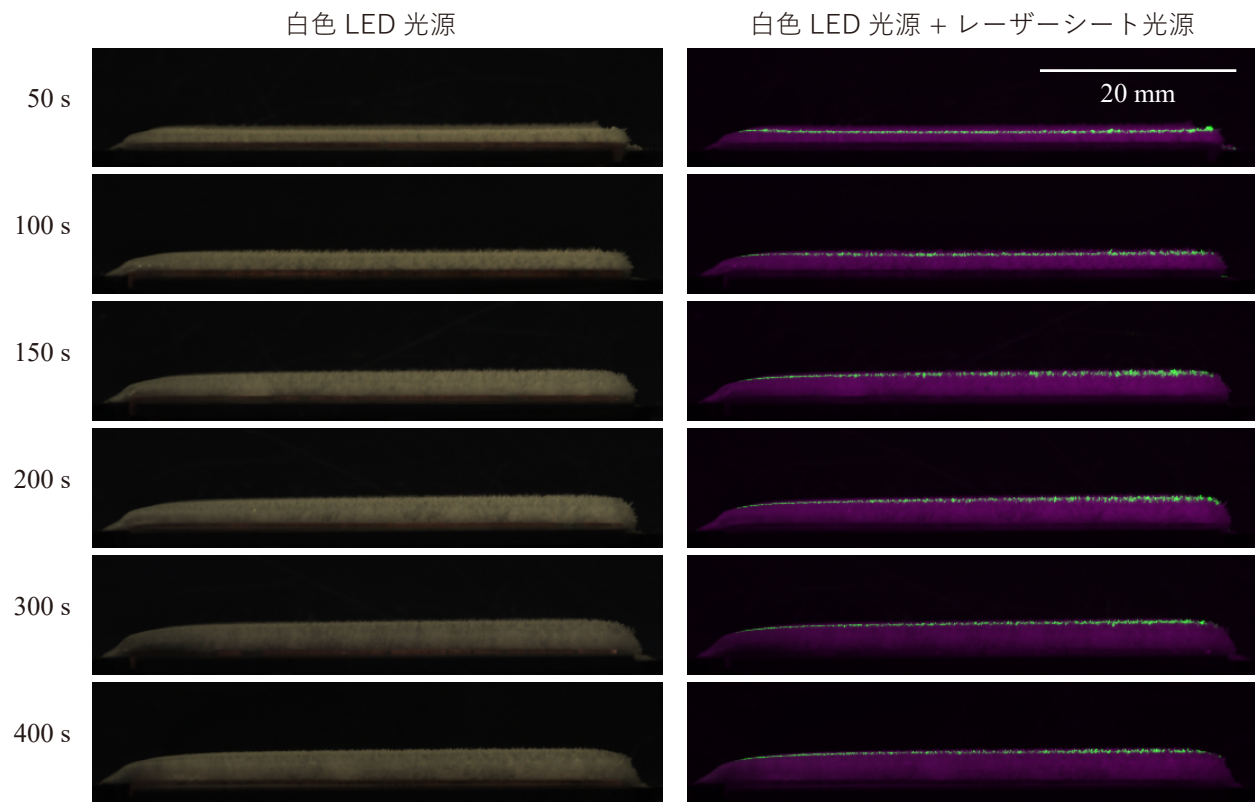


(a) $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$

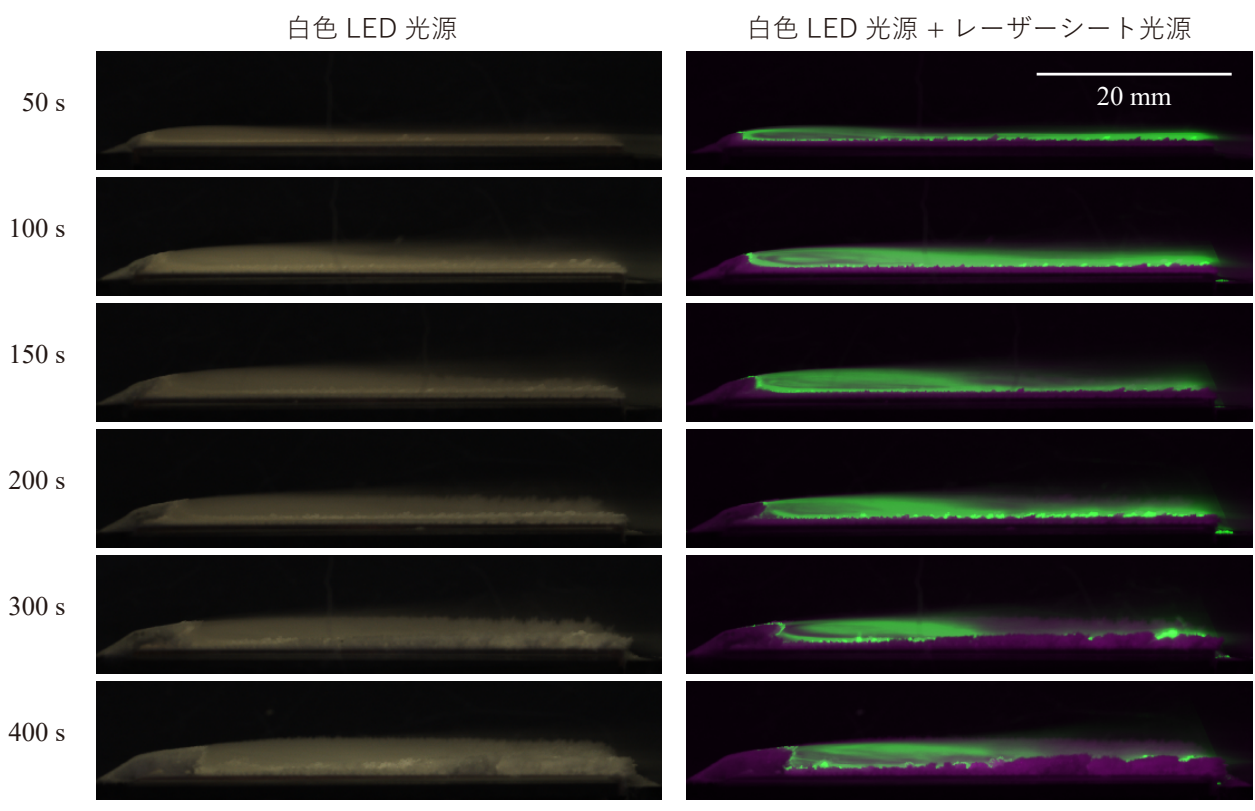


(b) $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$

図 5.7: 第二通風時に上方カメラで撮影した霜画像



(a) $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$



(b) $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$

図 5.8: 第二通風時に側方カメラで撮影した霜画像

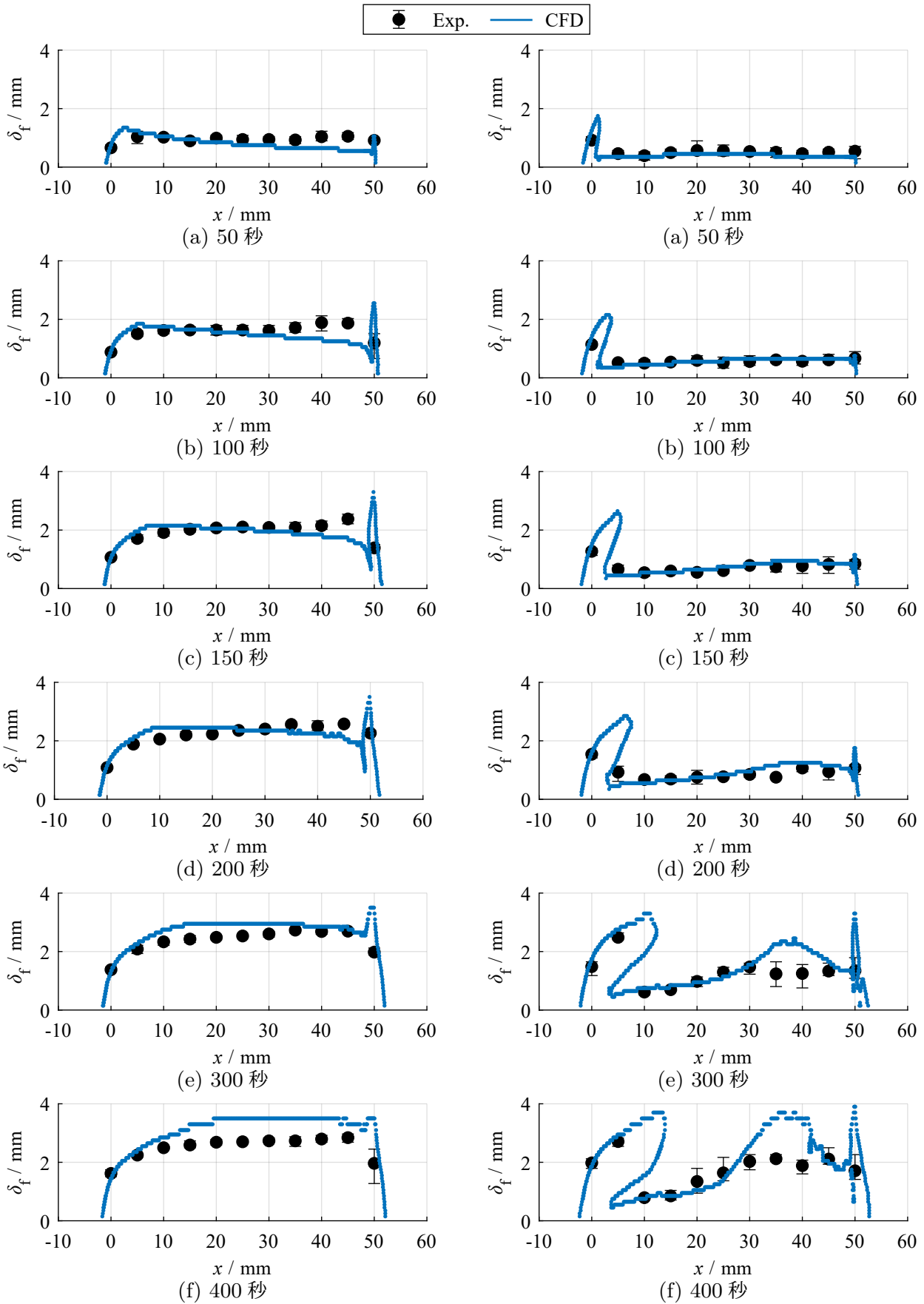


図 5.9: 霜形状 ($T_{plate}^* = -75^\circ\text{C}$)

図 5.10: 霜形状 ($T_{plate}^* = -170^\circ\text{C}$)

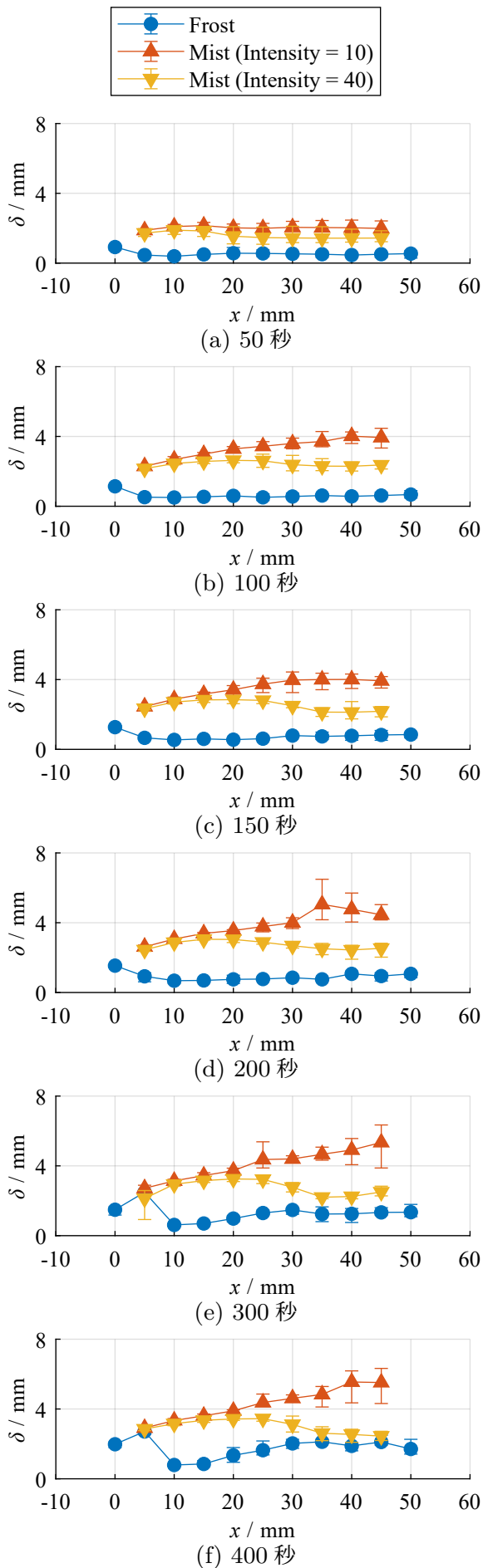


図 5.11: 霜形状とミスト質量濃度部分 (Exp, $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$)

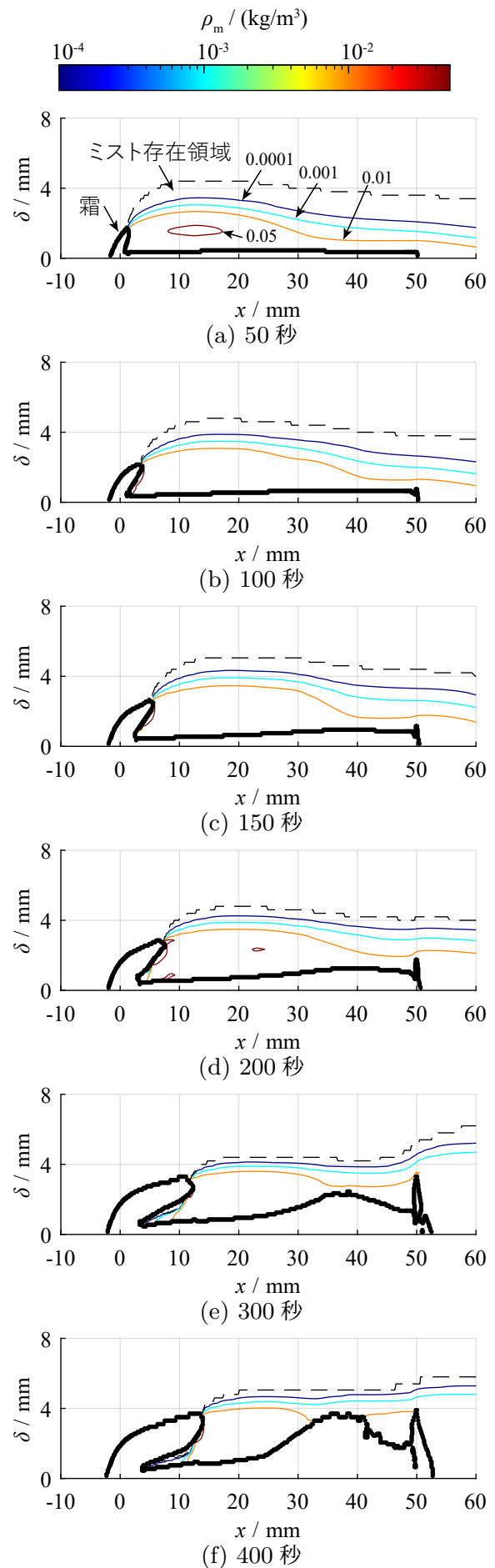


図 5.12: 霜形状とミスト質量濃度部分 (CFD, $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$)

ヒル部分やフロストヒルのすぐ後方の再循環領域の霜厚さは、400 秒間実験と数値解析でよく一致した。平板後方に形成される霜も、時間とともに霜厚さが増加する傾向が再現できており、200 秒までは厚さや形状が定量的にもよく一致している。

数値解析におけるミスト生成量については、5.4.2 節でさらに議論するが、 $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ では通風後 50 秒ほどまで、 $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ では 400 秒間持続してミストが生成し続け、実験での観察結果と整合した。図 5.11, 5.12 には、伝熱面温度 $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ での霜層周りのミスト層高さ（実験結果）とミストの質量濃度分布（数値解析結果）を示す。図 5.11 に示すミスト層高さは可視化画像の輝度が 10 以上の範囲の高さと輝度が 40 以上の範囲の高さを示した。ミストによるレーザー光の散乱強度は、ミストの粒径や形状、散乱方向によっても異なるため、可視化画像（図 5.8(b)）の輝度にも分布が生じる。輝度とミスト濃度を定量的に対応付けることは難しいが、輝度が高い部分ではミストが多く存在すると推察され、二つの輝度での計測結果を示した。なお、図中には霜層の厚さ（●プロット）も示す。また、図 5.12 は数値解析で得た霜形状とミストの質量濃度分布で、図中の黒太実線が霜形状を示している。黒破線が CFD におけるミストの存在範囲を示しており、黒破線よりも外側の領域ではミストが存在しない。色付きの実線が質量濃度コンターであり、数値が質量濃度 (kg/m^3) である。

数値解析結果からも、前端のフロストヒルの後方で流れが剥離してミストが生成し、特に再循環領域でミスト濃度が高くなっていることがわかる。ミスト層の高さについては、50 秒では数値解析結果が実験結果（輝度 10 以上）の 2 倍ほどであったが、100 秒以降ではおおむね実験でのミスト層高さ（輝度 10 以上）と同程度であった。数値解析結果では、ミストの存在範囲の高さは平板上でおおむね一定で、後方にかけてほとんど変化しないが、高濃度の領域は後方にかけて薄くなっており、この傾向も実験結果と整合している。実験においても、輝度 10 以上のミスト層高さは平板の後方にかけて一定か増加する傾向があるが、輝度 40 以上の高輝度の領域は、剥離によりフロストヒルの後方で高くなるが、再付着点より後方では徐々に薄くなった。

以上のように、実験と数値解析で形成される霜の形状やミスト生成の様子はよく一致しており、伝熱面温度に応じた現象の違いも再現できている。さらに、霜厚さや霜形状については、定量的にも実験結果とよく一致しており、ミスト化を伴う着霜現象を定量的にも予測可能であることが確認できた。

ただし、実験と数値解析との間に相違する点もいくつかあった。まず、数値解析では、冷却平板の後端部分で、霜が高さ方向に突き出て形成された（図 5.9(b) や図 5.10(e) など）。実験では、このような突起状の霜は形成されていない。数値解析で突起状の霜が形成された要因については、5.4.3 節で述べる。また、 $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ では、200 秒以降でフロストヒルや後方の霜が実験に比べて大きく成長する傾向がみられた。フロストヒルは実験よりも流れ方向に大きく成長しており、例えば 200 秒時の霜厚さをみると、実験では $x = 0 \text{ mm}$ の位置の方が 5 mm の位置に比べて霜が厚いのに対して、数値解析ではフロストヒルが 5 mm の位置まで成長して、5 mm の位置の方が高くなっている。実験では、200 秒から 300 秒の間で 5 mm の位置の霜厚さがステップ上に変化しており、数値解析の方が早く 5 mm の位置までフロストヒルが成長したことがわかる。また、400 秒時には、数値解析で 15 mm 付近までフロストヒルが成長しているのに対して、実験では 10 mm の位置にも達しておらず、最終的なフロストヒルの大きさも異なる。フロストヒルが大

大きく成長した要因や後方での霜成長の過大評価については、5.4.3節や第6章で議論する。

5.4.2 霜質量

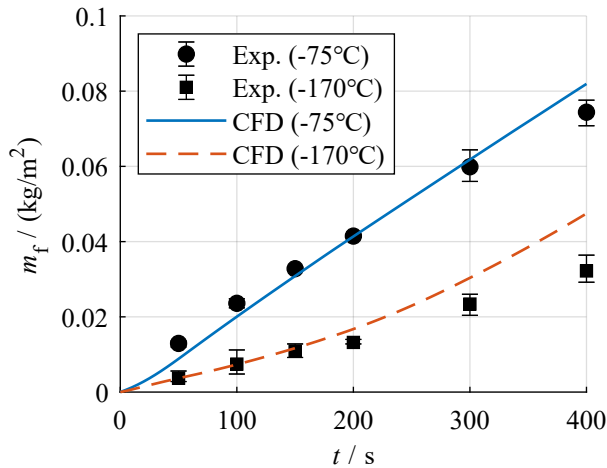


図 5.13: 霜質量

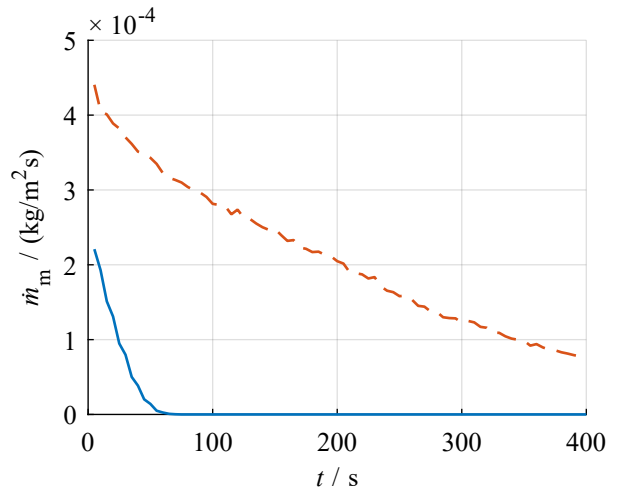


図 5.14: ミスト生成量

霜質量の実験結果と解析結果を図 5.13 に示す。実験結果のエラーバーは 3 回以上計測した最大と最小であり、プロットは平均値である。霜質量はいずれの伝熱面温度でも、実験値と数値解析結果で比較的良好に一致した。 $T_{plate}^* = -75^\circ\text{C}$ では 400 秒にわたって霜質量を定量的にも高い精度で予測できている。また、 $T_{plate}^* = -75^\circ\text{C}$ と $T_{plate}^* = -170^\circ\text{C}$ では、 $T_{plate}^* = -170^\circ\text{C}$ の方がミスト化の影響が大きく、霜質量が少なくなる点も数値解析で再現できた。 $T_{plate}^* = -170^\circ\text{C}$ では、特に 200 秒以内の範囲で、非常に精度よく霜質量を予測できている。200 秒以降では、霜質量が実験に比べて徐々に多くなる傾向があるが、これは霜厚さ (図 5.10) からわかるように、200 秒以降で冷却平板の後方で霜が実験に比べて厚く成長したことや、フロストヒルが実験よりも大きく成長したためである。

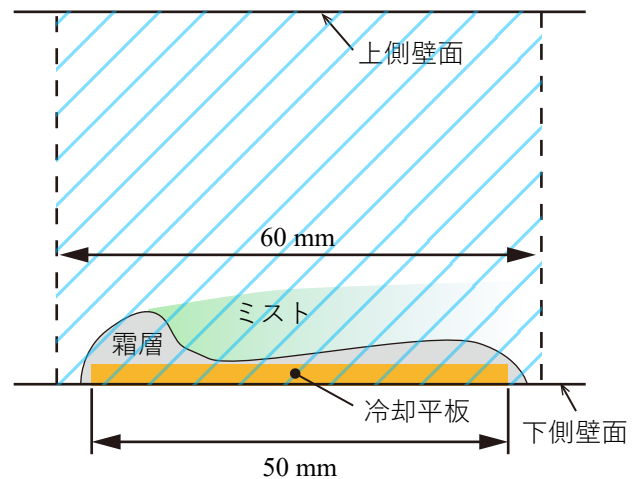


図 5.15: ミスト生成量の総和範囲

ミスト生成量の時間変化を図 5.14 に示す。ミスト生成量は平板の前後 5 mm までの範囲 (図 5.15) の合計である。 $T_{plate}^* = -75^\circ\text{C}$ でも、50 秒程度までミストが生成し、時間とともに生成量が減少して、50 秒以降ではほとんど生成しなくなった。 $T_{plate}^* = -75^\circ\text{C}$ では、実験でも通風後 40 秒程度まではミストが観察できており、おおむね一致している。また、 $T_{plate}^* = -170^\circ\text{C}$ では、実験と数値解析の双方で 400 秒間ミストが生成し続けており、実験結果と数値解析結果がよく整合する。数値解析結果からは、ミストの生成量が時間とともに減少することも確認できた。その要因については、後述する。

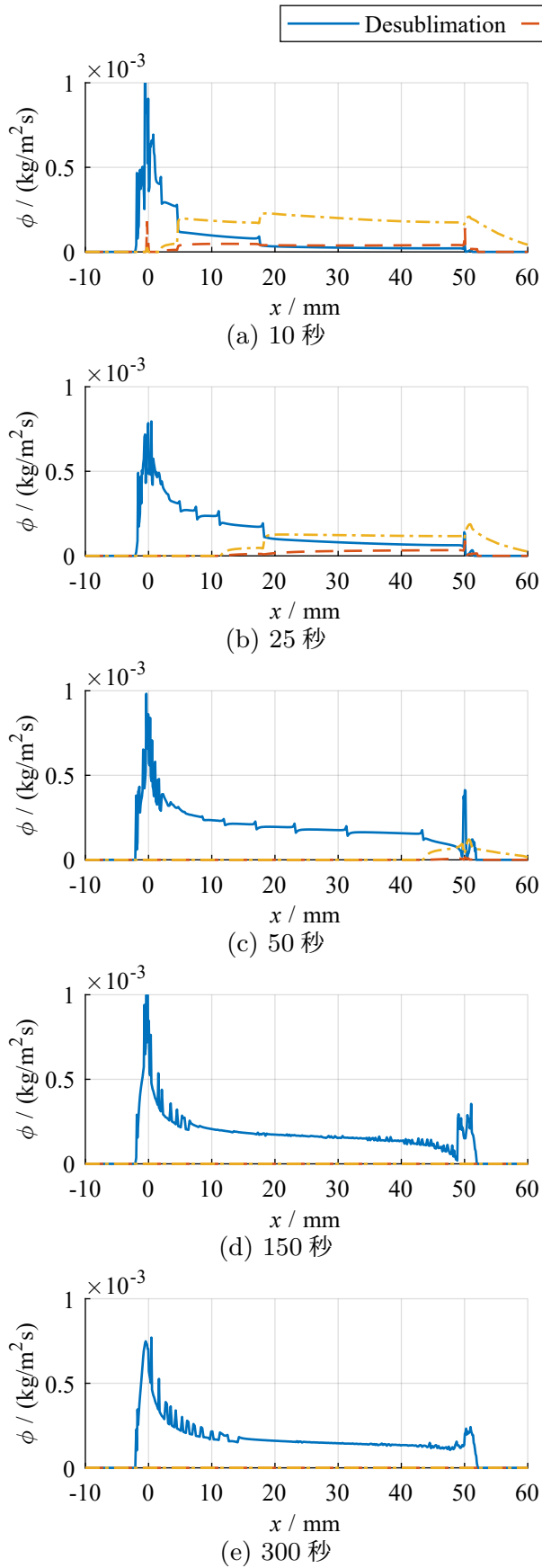


図 5.16: 相変化量分布 ($T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$)

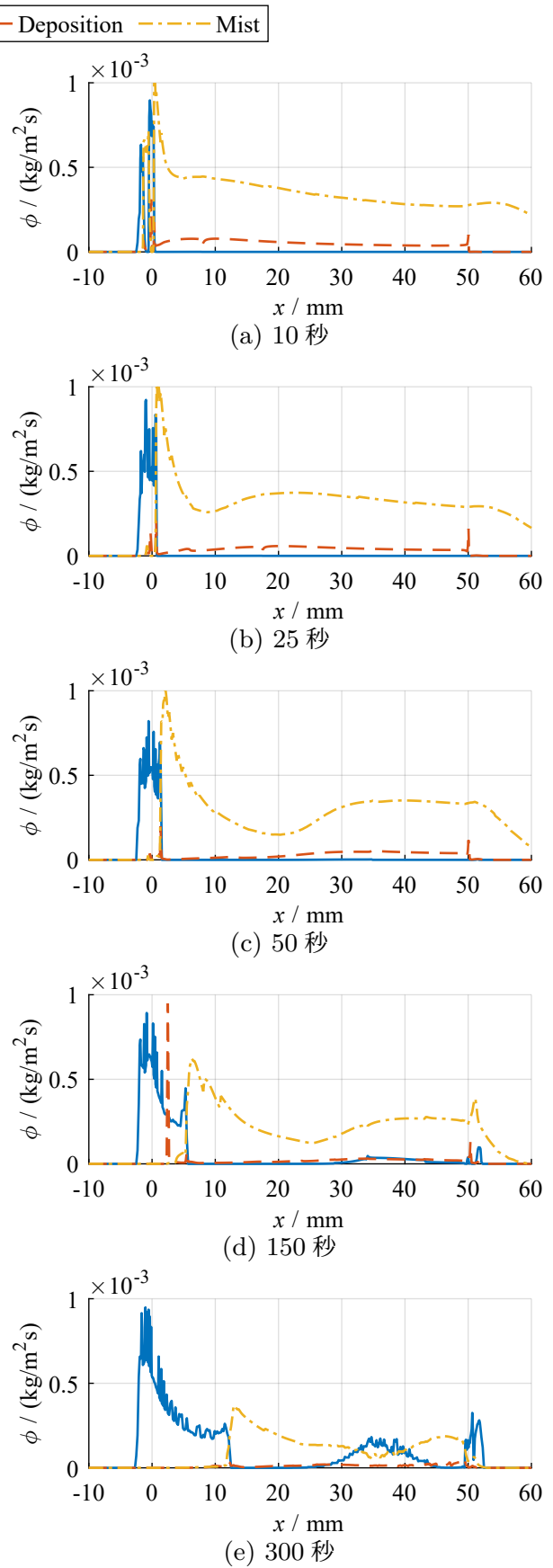


図 5.17: 相変化量分布 ($T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$)

図 5.16, 5.17 には, 平板上での昇華凝結量, ミスト堆積量, ミスト生成量の分布を示す. 横軸は平板前端からの距離, 縦軸は各位置 x における単位時間当たりの相変化量である. 各位置 x における単位時間当たりの相変化量は, 図 5.18 に示すように, 各位置 x における幅 dx の範囲 (高さは計算領域全体) の単位時間当たりの相変化量の総和を幅 dx で除して算出した. なお, dx は格子幅とした. 図 5.16 が $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$, 図 5.17 が $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ での結果で, 実線が昇華凝結量, 破線がミスト堆積量, 一点鎖線はミス

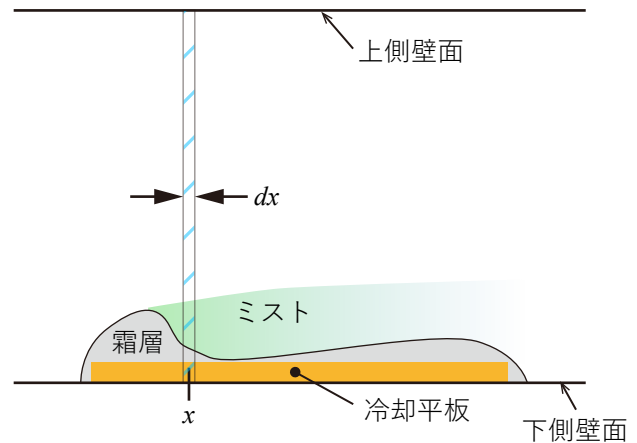


図 5.18: 相変化量分布の算出時の合計範囲

ト生成量である. 昇華凝結量は昇華凝結による霜形成量, ミスト堆積量はミストの堆積による霜形成量, ミスト生成量は核生成や粒径成長によるミストの質量増加量である. それぞれ生成量の分布が不連続に増減する部分があるが, これらは数値解析上で霜層の形状が階段状になっていることが要因である. 特に, 通風後の経過時間が短く霜層が薄い場合の昇華凝結量や, $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ のようにミストの生成範囲が狭い場合には, 影響が顕著になっている. なお, 図 5.17(d) では $x = 2\text{ mm}$ 付近でミスト堆積量が局所的に多くなっているが, この点については 6.4.3 節で述べる.

$T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ では, 通風直後の 10 秒から平板の全体で霜が昇華凝結によって形成されている. 昇華凝結量は前端で最も多く, 後方にかけて徐々に減少した. また, 10 秒ではミストが生成しており, その堆積によっても霜が形成されている. このようなミスト堆積による霜形成は 25 秒までみられたが, その後はほとんど生じなかった. 徐々に霜が形成されて表面温度が上昇し, ミストの生成が抑制されたためである. ミストの生成は, 昇華凝結量の多い前端付近から抑制され, 10 秒に比べて 25 秒ではミストの生成範囲が狭くなっている. 50 秒後にはミストがほとんど生成しなくなり, 平板全体で昇華凝結によって霜が形成された. その結果, ミスト化によって水蒸気が消費されなくなり, $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ では霜質量が多くなった.

一方で, $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ の場合には, 前端で昇華凝結によって霜が形成され, その後方ではミストが生成し, 一部が堆積して霜が形成された. 通風直後から前端で生じた昇華凝結による霜形成は, フロストヒルの形成に対応している. 図 5.10 と比較すると, フロストヒルの成長に伴って, 徐々に昇華凝結の範囲が拡大していることも確認でき, フロストヒルが主に昇華凝結によって形成されることがわかる. フロストヒルの後方では, ミストが盛んに生成して, 昇華凝結による霜形成がほとんど生じなかった. ミストの生成量は, $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ に比べても多く, 時間とともに減少するが, 400 秒間生成し続けた. 多くの水蒸気が伝熱面や霜層の表面に輸送される前にミスト化したことで, 昇華凝結による霜形成は大幅に抑制された. この点が $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ の場合と異なっており, 双方で霜形状が大きく異なる要因である.

ただし, 後方でも徐々にミスト堆積によって霜が形成されるため, ミスト生成量は減少し, 150 秒では昇華凝結によっても霜が形成されるようになった. その後は, 昇華凝結量が多い位置 ($x = 40\text{ mm}$ 付近) で霜が厚く成長した. このようなミスト堆積から昇華凝結への遷移は, 実験で

は確認できなかったが、第 2 章の実験では $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ の場合に観察できている。 $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ に比べて、 $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ では霜形成がゆっくりと進行するため、600 秒間の実験では昇華凝結への遷移は確認できなかったが、さらに霜成長が続ければ、やがて遷移することが予想される。本数値解析では、霜厚さの成長が実験に比べて早く進行したため、昇華凝結による霜形成へと移行しており、定量的な精度には課題があるが、定性的には実現象を再現できている。

以上の結果からも、提案手法がミストの生成を伴う現象をよく再現できていることが確認できる。また、これまで考慮されていなかったミストの堆積による霜形成も再現できた。さらに、解析結果から、 $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ と $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ では、平板上でミスト化により消費される水蒸気量が異なり、その結果、平板上での昇華凝結の抑制の度合いに違いが生じて、異なる霜形状となることを明らかにした。このように、本手法を用いることで、これまで実験では定量的に評価することが困難であった、着霜時のミスト生成量や、昇華凝結、ミスト堆積のそれぞれによる霜形成への寄与を、定量的に明らかにすることができる。第 6 章では、本数理モデルを用いて、極低温伝熱面上での霜形成メカニズムの解明に取り組む。

5.4.3 後端での突起状の霜形成

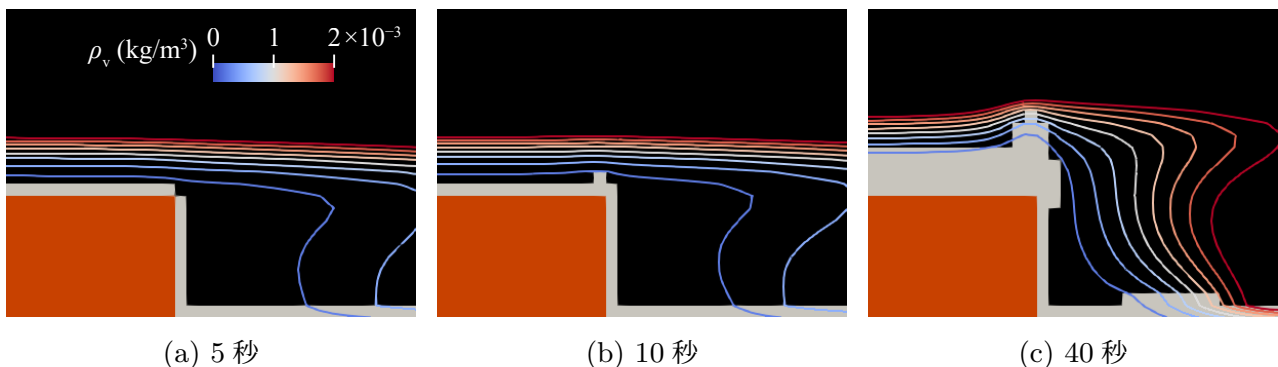


図 5.19: 平板後端部での等水蒸気濃度線 ($T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$)

数値解析では、図 5.9(b) に示すように、平板の後端部で高さ方向に鋭く伸びるように霜が形成された。このような後端部での突き出すような霜形成は、 $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ と $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ の双方でみられた。 $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ では、通風直後には生じないが、徐々にミスト生成量が減少して昇華凝結による霜形成に移行すると、平板の後端部で突き出すように霜が形成されており、このような霜形成が昇華凝結と関連するものであることが示唆される。本節では、このような霜形成の要因について検討する。

図 5.19 に、伝熱面温度 $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ での平板後端部の等水蒸気濃度線図を示す。本研究では、冷却平板の表面がテストセクションの底面から 1 mm ほど高く設置されているため、平板の後端部では主流が下側に広がるように流れており、等濃度線も後端部で平板側に寄っている (5 秒, 図 5.19(a))。そのため、後端部では水蒸気濃度が高くなり、霜の成長がほかの位置に比べて早く進む (10 秒, 図 5.19(b))。周囲よりも高く霜が成長すると、突き出た霜の先端部分はほかの位置に比べて水蒸気濃度が高くなるため、さらに霜成長が進む (40 秒, 図 5.19(c))。このようなメカニズムにより、後端部で突起状に霜が形成された。

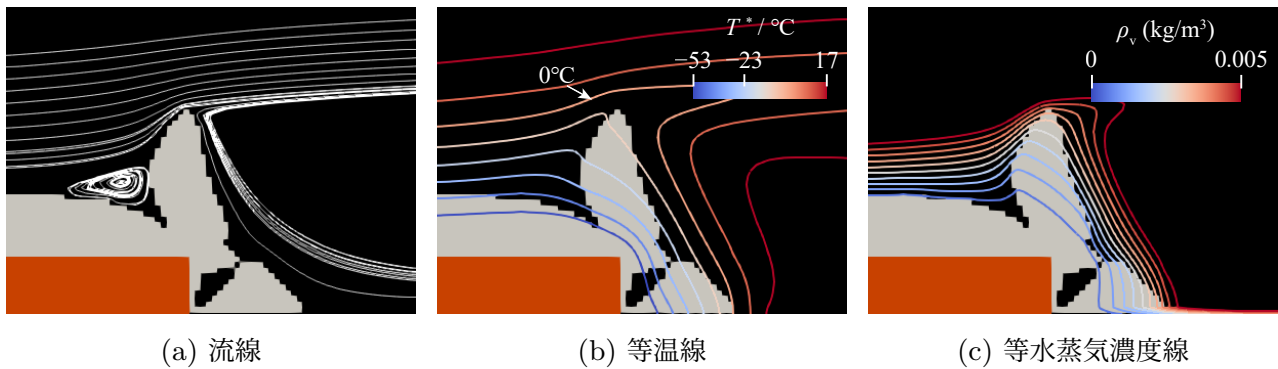


図 5.20: 後端部で突き出るように形成された霜周りの流線, 等温線, 等水蒸気濃度線 ($T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$, 100 秒)

本来は, 高さ方向に霜が成長し続けると, やがて霜層の表面温度が氷点に達して, 成長が抑制されるはずであるが, 本解析では抑制されずに, 高さ方向に突き出て成長し続けた. 図 5.20 に, 100 秒時における後端部の霜の周囲の流線, 等温線, 等水蒸気濃度線を示す. 後端部の霜の周囲では, 流れが霜の上側を迂回するように流れる (図 5.20(a)). このように, 霜層表面付近で冷却された空気が突き出した霜の上側を迂回することで, 霜の先端付近の温度が低下して 100 秒でも氷点下に保たれた (図 5.20(b)). また, 突き出した霜の先端部では, 図 5.20(c) に示すように, 水蒸気濃度も高くなっているため, 結果として, 霜の先端部での成長は抑制されず, むしろ促進された. 実現象では, このような突起状の霜の形成は確認できておらず, 本解析の課題である.

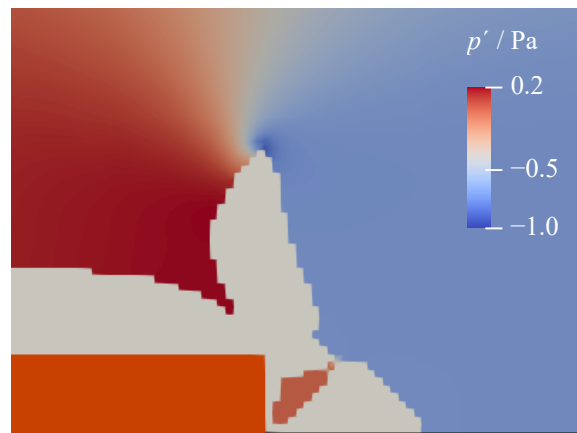


図 5.21: 後端部で突き出るように形成された霜周りの圧力分布 ($T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$, 100 秒)

このような霜形成が生じる要因として, 本解析が二次元解析であることと霜の変形を考慮していないことが挙げられる. 実現象では, 霜が突き出て形成されたとしても, 上側を迂回せずにその側方を迂回するように空気が流ることが可能だが, 本研究では二次元解析であるため, 三次元的な流れを考慮できておらず, 流れは突起状の霜の上側を迂回するしかない. その結果, 上記のような要因で高さ方向への突起状の霜の成長が持続した. また, 図 5.21 に, 後端部で突き出るように形成された霜周りの静圧分布を示す. 突き出した霜の上流側と下流側で圧力差が生じている. 霜は非常に脆く, 差圧によって後流側に霜が倒されることが考えられるが, 本数理モデルでは霜の変形を考慮していないため, このように主流空気によって霜が押し倒されることはなく, 高さ方向に成長を続けた.

霜層の変形を考慮していない点は, $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ で形成されるフロストヒルの過大な成長にも関与している. 実験では, フロストヒルの先端が流れ方向に伸び続けるのではなく, 平板側に巻き込まれるように成長する. 一方で, 本数理モデルでは変形を考慮していないため, 長く伸び

た霜が倒れることなく、流れ方向に伸び続け、実験よりも長く大きなフロストヒルになった。

以上のように、本数理モデルでは、二次元解析であることや霜層の変形を考慮していないことが要因となり、後端部での霜形成やフロストヒルの成長が実現象と乖離している。より実現象に即した解析には、数理モデルの三次元への拡張や霜層の変形を考慮した解析の実現が必要であり、今後の着霜数値解析における重要な研究課題である。

5.5 小括

本章では、極低温伝熱面上での着霜現象において重要な霜形成過程である、ミスト化・ミスト堆積過程に対応する「ミスト化・ミスト堆積モデル」を構築した。さらに、第4章で構築した「昇華凝結モデル」と、本章の「ミスト化・ミスト堆積モデル」を用いることで、昇華凝結による霜形成とミスト化による影響を同時に考慮した着霜数値解析を実現した。本数値解析手法の有用性と妥当性を確認するために、 $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ と $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ の二つの伝熱面温度で、強制対流下の冷却平板上の着霜現象を対象とした実験と数値計算を行った。

検証計算により、本数理モデルがミスト化を伴う条件での霜形成を比較的良好に再現でき、ミストの堆積による霜形成も再現できることを明らかにした。霜形状や霜質量については、定量的にも高い精度で再現できており、ミスト生成の様子も実験結果とよく一致した。また、伝熱面温度による霜形成やミスト生成の違いも再現できており、提案手法が幅広い温度の伝熱面上での現象に対して有用であるといえる。

さらに、 $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ では、ミストの生成量が少ないため、昇華凝結による霜形成を完全に抑制できず、平板全体で昇華凝結により霜形成が進むことを明らかにした。50秒ほどでミストがほとんど生成しなくなるため、ミスト化の影響はほとんどなく、昇華凝結が支配的になる。一方で、 $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ では、フロストヒルの後方で水蒸気がミスト化によって消費されるため、昇華凝結ではほとんど霜が形成されない。そのため、ミスト化が持続し、後方ではミスト堆積によって、ゆっくりと霜が形成される。ミスト堆積によって霜が成長すると、徐々にミストの生成量が減少し、昇華凝結による霜形成へ移行する様子も再現できた。このように、ミスト堆積は霜形成やミスト生成に有意に影響している。

以上より、提案手法はミスト化を伴う着霜現象に有効であり、数値予測や数値的アプローチによる現象解明に適用可能である。第6章では、本手法を用いて極低温伝熱面上での霜形成メカニズムの解明に取り組む。一方で、二次元解析である点や霜層の変形を考慮していない点が課題であり、フロストヒルや後端部での霜形成の様子については、実験と数値解析との差異が大きくなった。三次元解析への拡張や霜層の変形を考慮したモデル化が、今後の重要な研究課題である。

第6章

強制対流下の極低温伝熱面上での霜形成メカニズムの解明

第5章では、昇華凝結過程とミスト化・ミスト堆積過程を同時に考慮した解析を実現し、 $T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ と $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ の二つの伝熱面温度で検証解析を行って、有用性、妥当性を確認した。本数値解析により、昇華凝結やミストの堆積による寄与や、ミストの生成量などを定量的に評価することができ、霜形成メカニズムについて詳細な調査が可能となる。本章では、構築した着霜数値解析手法を用いて、極低温伝熱面 ($T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$) 上での着霜解析を行い、ミスト化を伴う霜形成メカニズムの解明に取り組む。

6.1 目的

これまで実験的な研究を中心に、極低温伝熱面上では着霜時にミスト化を伴うことや、ミスト化によって着霜量が低減されること、ミストが降り積もるように霜が形成される（ミスト堆積）ことなどが報告されている [25, 26, 44, 46]。また、強制対流下の極低温伝熱面上では、前端と後方で分離して霜が形成される特徴（霜層分離）があることも報告されている [46]。しかし、従来の実験的研究のみでは、ミストの生成量や堆積量を計測することが困難であり、ミスト化による水蒸気の消費量や、昇華凝結とミスト堆積のそれぞれによる霜形成への寄与を、定量的に明らかにすることはできていない。このような複雑現象の解明に有効な手法として、数値的アプローチが挙げられるが、従来の数理モデルではミスト堆積による霜形成は考慮されておらず、詳細な霜形成メカニズムの検討には適さないものであった。

本研究では、第5章で、昇華凝結とミスト堆積の二つの霜形成メカニズムを考慮した数値解析手法を構築した。そこで本章では、構築した着霜数値解析手法を用いて、極低温伝熱面 ($T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$) 上での霜形成を対象に数値解析を行い、ミスト化を伴う霜形成メカニズムを明らかにすることを目的とする。昇華凝結やミスト堆積、ミスト化による霜形成への影響や、重力沈降や熱泳動によるミストの輸送や堆積への影響について定量的に調査し、支配的な霜形成要因、フロストヒルの形成や霜層分離のメカニズムを明らかにする。

6.2 計算方法・条件

■計算領域・格子・境界条件等 本章での数値解析については、第5章の解析方法と同様とした。強制対流下の冷却平板上での着霜現象を対象とした二次元解析とし、解析領域は第5章の検証解析と同じく、図6.1に示す領域とした。計算格子についても同様に、midfineの格子を用いた。また、境界条件や表面霜密度についても、5.3.1節に示す通りである。

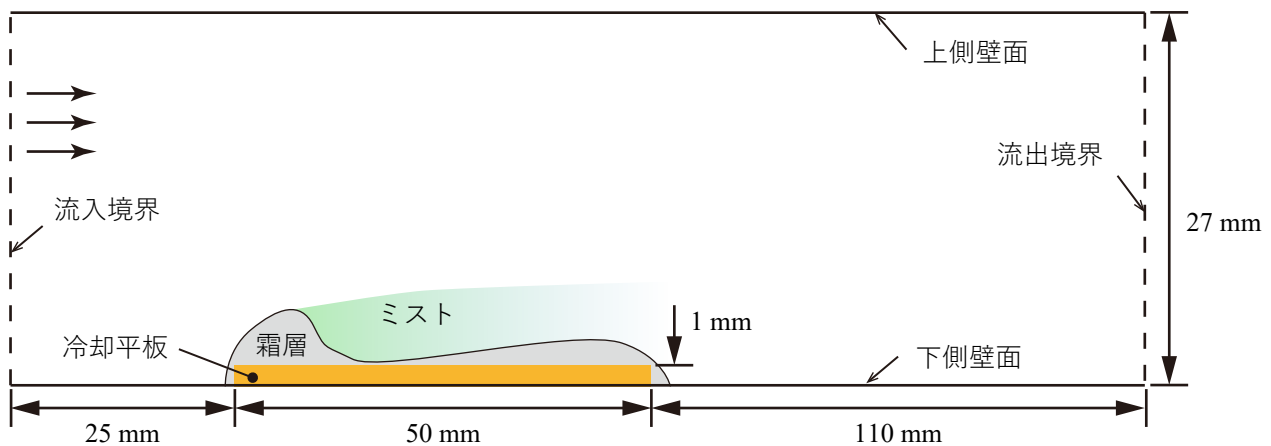


図 6.1: 数値解析領域

■着霜条件 本章では、ミスト化を伴う霜形成メカニズムを明らかにすることを目的とし、着霜条件は表6.1に示す条件とした。伝熱面温度は -170°C のみである。

表 6.1: 着霜条件

主流温度 T_{in}	主流湿度 $\rho_{v,in}$	主流流速 u_{in}	伝熱面温度 T_{plate}^*	着霜時間 t
27°C	0.012 kg/m^3	2.0 m/s	-170°C	400 秒

■解析条件 本手法では、昇華凝結、ミスト化（ミスト生成・粒径成長）、ミスト堆積、重力沈降、熱泳動のそれぞれについて、個別に影響の有無を変えて解析可能であり、表6.2に示す6つの条件で解析を行う。

以下の節では、大きく3つに分割して解析結果を比較し、霜形成メカニズムについて検討する。

- ミスト化による霜形成への影響（6.3節：Model 1, 2の比較）
- ミスト堆積による霜形成への影響（6.4節：Model 2 – 5の比較）
- 重力沈降の過大評価による解析結果への影響（6.5節：Model 5, 6の比較）

表 6.2: 数理モデルの条件

Model	昇華凝結	ミスト化 (ミスト生成・粒径成長)	ミスト堆積 (拡散沈着)	重力沈降	熱泳動
1	✓	—	—	—	—
2	✓	✓	—	—	—
3	✓	✓	✓	—	—
4	✓	✓	✓	✓	—
5	✓	✓	✓	✓	✓
6	✓	✓	✓	—	✓

6.3 ミスト化による霜形成への影響

本節では、ミスト化（ミスト生成 + 粒径成長）による影響を検討するために、表 6.3 に示す二つの条件での解析結果を比較する。Model 1 は昇華凝結のみを考慮してミスト化を考慮しない条件、Model 2 は昇華凝結とミスト化（ミスト生成 + 粒径成長）を考慮した条件である。これらの解析条件では、いずれも霜層は昇華凝結のみで形成され、生成したミストは堆積しない。

表 6.3: 数理モデルの条件

Model	昇華凝結	ミスト化 (ミスト生成・粒径成長)	ミスト堆積 (拡散沈着)	重力沈降	熱泳動
1	✓	—	—	—	—
2	✓	✓	—	—	—

以下に、表 6.3 の各条件での解析結果について、特徴を整理する。

霜形状

図 6.2 に、霜形状とミスト質量濃度分布の時間変化を示す。昇華凝結のみの場合（Model 1）とミスト化を考慮した場合（Model 2）で、大きく霜形状が変化した。昇華凝結のみの場合（Model 1）には、冷却平板全体で霜層が形成された。通風直後では、霜層は前方の方が厚く、後方にかけて薄くなるが、時間とともに後方の霜も厚く成長する。また、後端部では高さ方向に突き出すように霜が成長した。

一方で、ミスト化を考慮した場合（Model 2）には、前端部分でフロストヒルが形成されるが、フロストヒル以外ではほとんど霜が成長せず、フロストヒルの後方ではミストが生成した。時間とともにフロストヒルが成長して、その後方のミストの存在範囲は拡大した。これらの結果は、第 2 章での観察結果とも整合している。昇華凝結とミスト化のみを考慮した解析で、フロストヒルの形成が再現できていることから、フロストヒルが主に昇華凝結によって形成されることがわかる。前端部のフロストヒル形成過程については、6.3.2 節でさらに議論する。

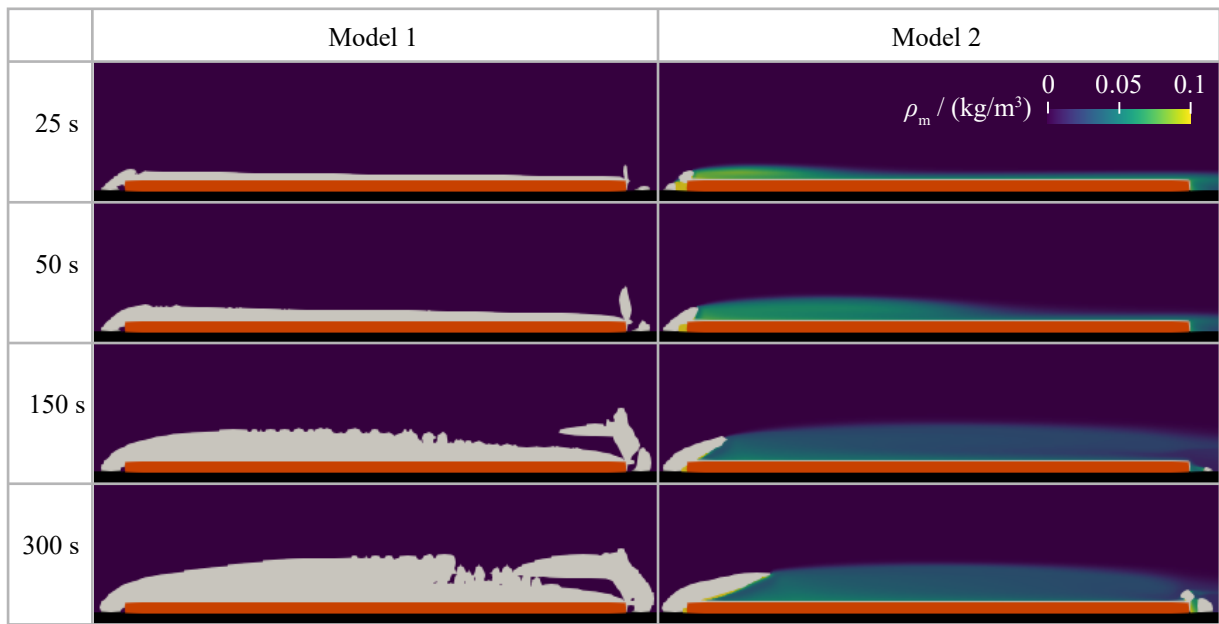


図 6.2: 霜形状とミストの質量濃度分布

霜質量および霜質量増加率

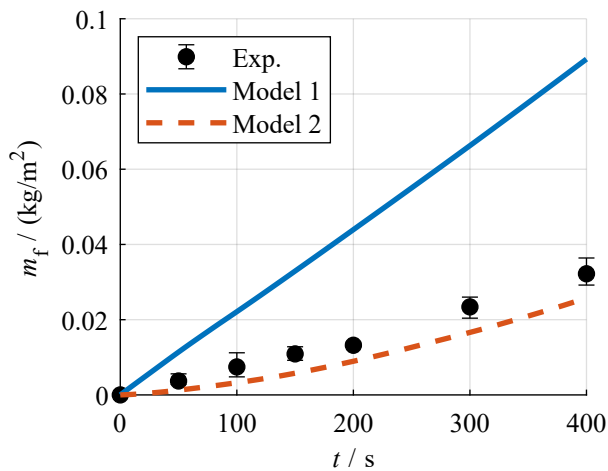


図 6.3: 霜質量

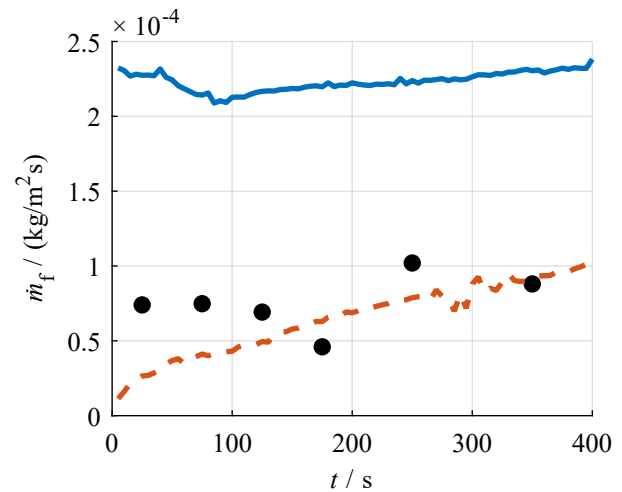


図 6.4: 昇華凝結量

霜質量の時間変化を図 6.3 に示す。実験結果は第 5 章の検証実験で取得したデータである。ミスト化を考慮しない場合 (Model 1) には、霜質量がほぼ線形に増加した。このような傾向は、昇華凝結のみで霜層が形成される条件の特徴とも一致する。霜質量は実験に比べても非常に多く、200 秒時では実験のおおよそ 3 倍ほどになっている。一方で、ミスト化を考慮した場合 (Model 2) では、霜質量が大きく減少して実験値との差が小さくなった。計算結果の霜質量は、実験値に比べてわずかに少ない程度であった。この結果からも、ミスト化を考慮したことで霜形成が抑制されることが確認できる。Model 1 と Model 2 の 200 秒時の霜質量を比較すると、約 80% も霜質量が減少しており、ミスト化による着霜低減効果が大きいことがわかる。

図 6.4 には、単位時間当たりの昇華凝結量の時間変化を示す。昇華凝結量は昇華凝結による霜

の質量増加率である。霜層は平板の上流側や下流側にも拡大して成長することから、本研究では平板の前後 5 mm までの範囲（図 5.15 の斜線部）の総和とした。昇華凝結量のグラフ中のプロットは実験値であり、霜質量の計測結果から、各計測区間での平均質量増加率を算出して示した。本節の解析では、ミストの堆積は考慮していないため、昇華凝結量は霜質量増加率と等しい。

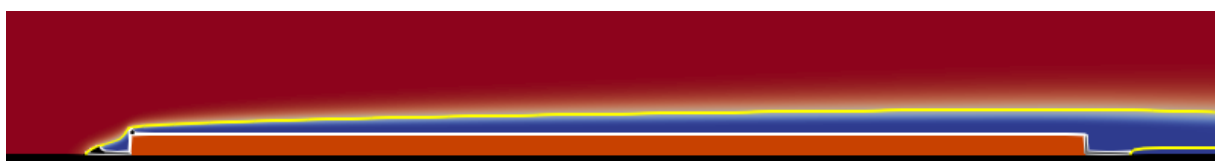
実験結果では、霜質量の増加率は時間的な変動があるものの、ほぼ一定で推移している。昇華凝結のみを考慮した場合（Model 1）には、昇華凝結量が時間によらずほぼ一定であり、定性的には実験結果と整合する。しかし、昇華凝結量は通風直後から非常に大きく、実験値の 2 倍以上であった。一方で、ミスト化を考慮した場合には、定量的には実験値と近くなっているが、通風直後に最小となり、時間とともに徐々に増加していく傾向は、定性的にも実験結果と異なる。特に、通風直後の昇華凝結量が実験での霜質量増加率に比べて少なく、通風直後の霜形成にはミスト堆積の寄与が大きいことが示唆される。ミスト堆積による影響については、6.4 節で議論する。

以上のように、ミスト化を考慮した場合には、前端でフロストヒルが形成されるが、その後方ではミストが生成して、霜はほとんど形成されない。ミスト化を考慮することで、約 8 割ほど霜質量が減少しており、ミスト化による着霜低減効果は大きい。このように、ミスト化が極低温伝熱面上での霜形成に大きく影響することが、数値解析結果からも確認できた。

6.3.1 ミスト化による水蒸気の消費と霜形成の抑制



(a) Model 1



(b) Model 2

図 6.5: 通風直後（5 秒）の霜層周囲の水蒸気濃度分布と等温線（0°C）

上述のように、ミスト化を考慮した解析（Model 2）では、考慮しない場合（Model 1）に比べて、霜質量が大きく減少し、特にフロストヒルの後方で霜形成が抑制された。本節では、ミスト化による霜形成の抑制メカニズムについて述べる。

図 6.5 には、通風直後（5 秒）の霜層周囲の水蒸気濃度分布と 0°C の等温線を示す。ミスト化を考慮しない Model 1 では、伝熱面近傍でも比較的水蒸気濃度が高いが、ミスト化を考慮した Model 2 では、伝熱面近傍の水蒸気濃度が低下している。この結果から、ミスト化を伴う場合に伝熱面近傍での水蒸気濃度が低下していることがわかる。また、水蒸気濃度は 0°C の等温線付近で大きく減少した。

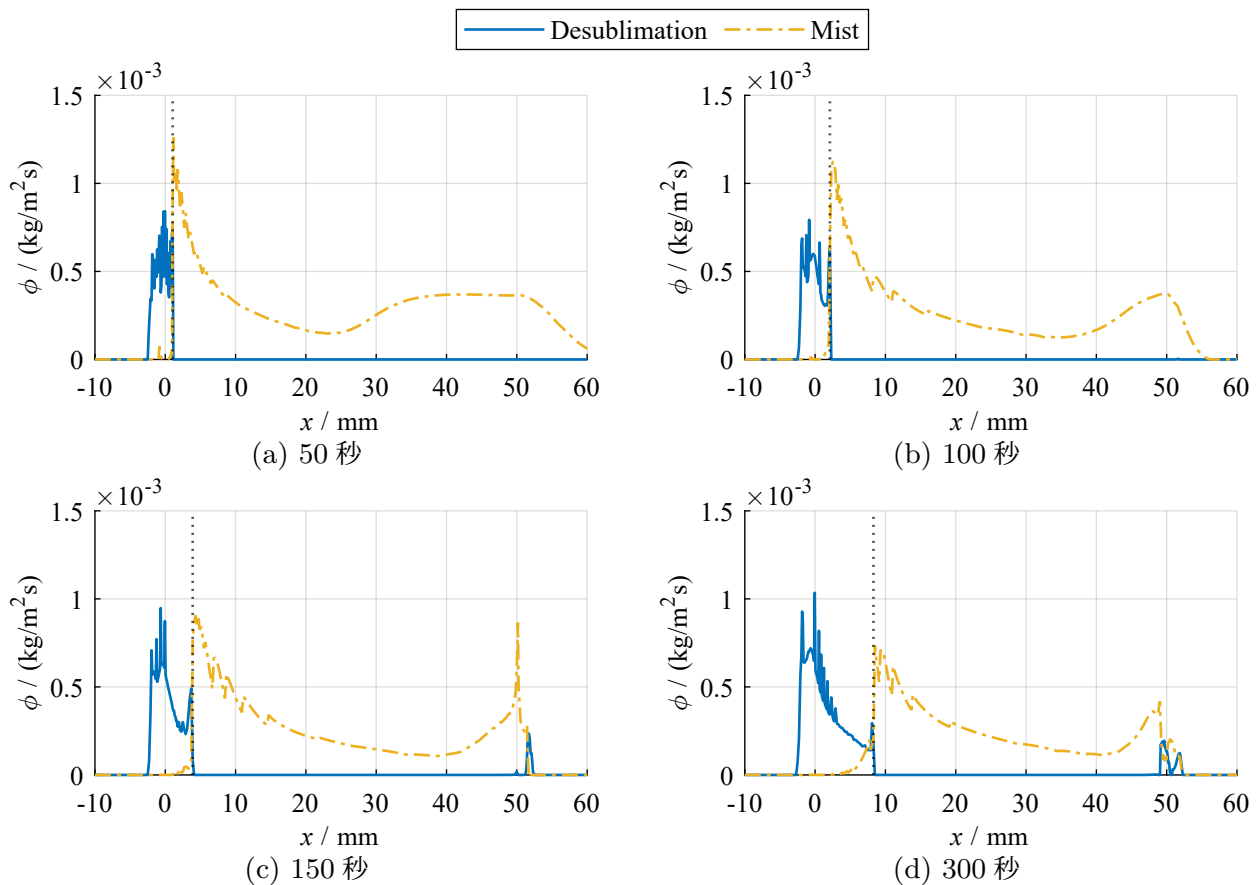


図 6.6: 伝熱面上の昇華凝結量分布およびミスト生成量分布 (Model 2)

図 6.6 には、ミスト化を考慮した条件 (Model 2) での昇華凝結量とミスト生成量の分布を示す。横軸は平板前端からの距離、縦軸は各位置 x における単位時間当たりの相変化量である。各位置 x における単位時間当たりの相変化量は、各位置 x における幅 dx の範囲 (図 5.18 の斜線部) の単位時間当たりの相変化量の総和を幅 dx で除して算出したものである。昇華凝結量は霜層セル内で昇華凝結によって形成される霜の質量増加量、ミスト生成量は主流セル内で核生成や粒径成長によって生成するミストの質量増加量である。また、図中にフロストヒルの最も後方の位置を点線で示した。

前端の昇華凝結によって霜が形成される範囲は、フロストヒルの形成範囲と一致しており、フロストヒルが主に昇華凝結によって形成されることがわかる。図 6.5 からも、前端付近では霜層表面でも水蒸気濃度が比較的高くなっていることがわかる。フロストヒルの成長とともに、徐々に昇華凝結によって霜が形成される領域が拡大しており、図 6.4 に示すように、昇華凝結量も時間とともに増加した。前端でのフロストヒルの形成メカニズムの詳細については、6.3.2 節でさらに述べる。

一方で、後方ではミストが生成し、昇華凝結ではほとんど霜が形成されない。伝熱面近傍に輸送される水蒸気のほぼすべてがミスト化によって消費されて、昇華凝結に寄与する水蒸気がほとんどなくなったためである。図 6.5 の結果からも、ミスト化を考慮した場合には、水蒸気濃度が 0°C の等温線付近で大きく減少しており、氷点下領域内ではミスト化によって水蒸気が消費されていることがわかる。これらについては、6.3.3 節でさらに述べる。ミスト生成量の分布は時間と

ともに変化したが，ミストは生成し続け，昇華凝結量は終始増加せず，霜形成が抑制され続けた。ミスト生成量の時間変化とその要因については，6.3.4 節でさらに述べる。

以上より，極低温伝熱面上では，前端でフロストヒルが昇華凝結によって形成されるが，その後方ではミスト化によって温度境界層内の氷点下領域で水蒸気がほとんど消費され，伝熱面や霜層への水蒸気供給量が減少して，伝熱面上での昇華凝結による霜形成が大幅に抑制される。

6.3.2 フロストヒルの形成過程

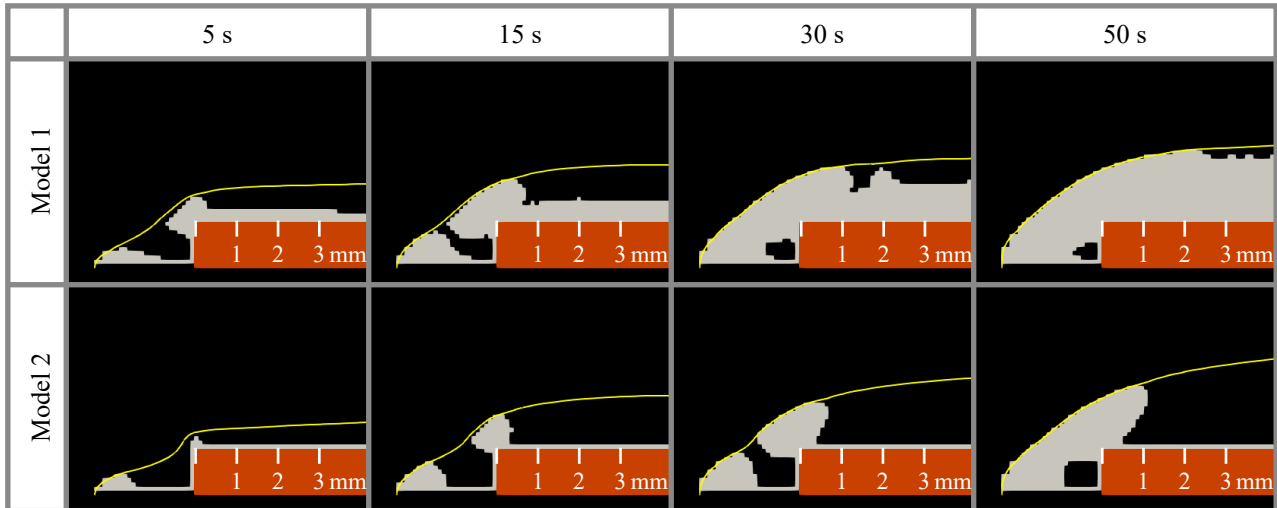


図 6.7: フロストヒルの形成過程

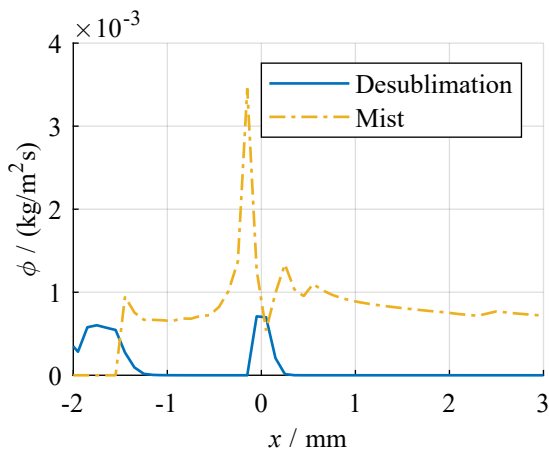


図 6.8: フロストヒル周りの昇華凝結量とミスト生成量 (Model 2, 5 秒)

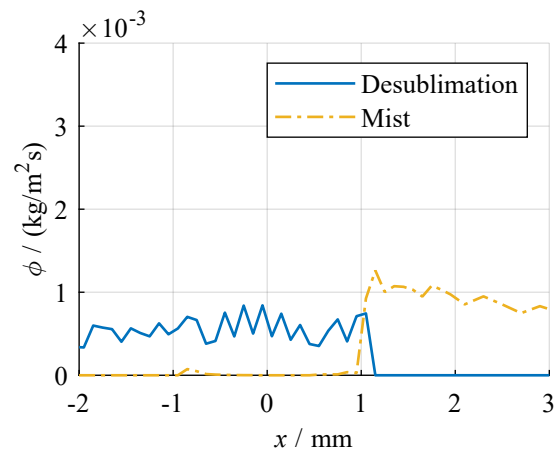


図 6.9: フロストヒル周りの昇華凝結量とミスト生成量 (Model 2, 50 秒)

前端では，ミスト化を考慮した場合でも昇華凝結によって霜が形成され，突起状のフロストヒルとなる。本節ではその形成過程について述べる。

図 6.7 に，Model 1, 2 での前端部での霜形成の様子を示す。図中の黄色線は， 0°C の等温線である。ミスト化の有無によらず，霜は前端部で最も成長が早く，5 秒でもすでに前端から突き出る形で霜が形成される。これは，冷却平板の前端部で最も水蒸気物質伝達量が多くなるためである。図 6.5 からも，平板の前端付近では境界層が薄く， 0°C の等温線が伝熱面に近くなっており，

水蒸気濃度も伝熱面の近傍まで比較的高くなっていることが確認できる。

しかし、図 6.7 に示すように、ミスト化を考慮した場合 (Model 2) には、前端部での霜形成が遅れた。図 6.8 に、5 秒における平板前端部での昇華凝結量とミスト生成量を示す。この結果から、平板の前端部 ($x = 0 \text{ mm}$) では昇華凝結により霜が形成されているが、周囲ではミストが多く生成しており、昇華凝結による霜形成が抑制されていることが確認できる。一部、平板より前方の部分 ($x \leq -1 \text{ mm}$) でも昇華凝結量が増加しているが、これは平板より前方の底面部分での霜形成によるものである。

また、15 秒までは、いずれのモデルでも前端部の霜成長が後方に比べて早く、先端で突き出るように霜が成長した (図 6.7)。前端で形成される霜は、表面温度が氷点に達するまでは高さ方向へ成長し、表面温度が氷点に達すると、等温線に沿って霜が広がるように成長した。その結果、フロストヒルの上流側の霜形状は、 0°C の等温線に沿う形となる。フロストヒルの表面温度は、15 秒ほどで氷点に達している。

その後、ミスト化を考慮しない場合 (Model 1) には、フロストヒルの後方でも霜が成長し、やがて前端で形成されたフロストヒルと一体になった。そのため、前端の霜だけが突起状に形成されるのではなく、後方になだらかにつながった霜となった。ミスト化を考慮した場合 (Model 2) には、前端部で形成される突起状のフロストヒルの後方では、霜がほとんど成長しなかった。フロストヒルの後方で形成されているセル層分の霜層領域は、通風直後に霜層セルへと更新されたセルである。

図 6.9 に平板前端部での 50 秒における昇華凝結量とミスト生成量の分布を示す。6.3.1 節でも述べたように、前端のフロストヒルは昇華凝結によって形成されており、この範囲ではミスト生成はほとんどない。ミストは霜層内の空洞部分で ($x = -1 \text{ mm}$ 付近) でわずかに生成したのみである。フロストヒルが形成された範囲では、霜層の表面温度が氷点に達しており (図 6.7)、対流や拡散で輸送されてくる水蒸気は、すべてミスト化せずに霜層領域で昇華凝結して霜氷となる。一方で、フロストヒルよりも後方 ($x \geq 1 \text{ mm}$) では、ミストの生成量が多く、昇華凝結量はほとんどない。このように、ミスト化によって水蒸気が消費され、後方での霜形成が抑制されたことで、前端のみで突起状にフロストヒルが形成された。

以上のように、平板前端は境界層が薄いいため、比較的水蒸気が伝熱面や霜層に輸送されやすく、昇華凝結によりフロストヒルが形成される。フロストヒルの上流側の表面温度は、数十秒で氷点に達し、その後は 0°C の等温線に沿うような形状に成長する。また、表面温度が氷点に達することでミストは生成しなくなり、フロストヒル部分の成長は昇華凝結が支配的になる。一方で、フロストヒルの後方では、水蒸気がミスト化により消費されて、平板上での霜形成が抑制される。その結果、前端部のフロストヒルのみが突起状に成長する。

6.3.3 ミスト化における核生成および粒径成長の寄与

ここまで結果から、平板の前端では主に昇華凝結によってフロストヒルが形成されるが、その後方ではミストが盛んに生成していることがわかった。また、ミスト生成量が多いフロストヒルの後方では、昇華凝結量が非常に少なく、ミスト化によって霜形成が抑制されている。ミスト化

の要因として、核生成と粒径成長の二つがあるが、それぞれの寄与はこれまで明らかにされていない。そこで本節では、核生成と粒径成長のそれぞれの寄与について述べる。

図 6.10 に、図 6.9 と同じ時刻、範囲での Frost ヒル周りのミストの質量増加率の内訳を示す。この結果から、ミストの質量増加は、ほとんどが粒径成長に起因するものであり、核生成によるミストの質量増加 (= 水蒸気の消費) は、ほとんどないことがわかる。これは、核生成により生じるミスト粒子が非常に小さく、質量としての影響は非常に小さいためである。

さらに、図 6.11 に Frost ヒル周りの粒径成長によるミスト質量増加量の分布と水蒸気濃度分布を示す。図中の黄色実線は、 0°C の等温線である。ミストの粒径成長量

(図 6.11(a)) は、 0°C の等温線に沿う位置で多くなっている。また、水蒸気濃度も 0°C の等温線付近を境に急激に低下した (図 6.11(b))。Frost ヒルの後方では流れが剥離して再循環領域が形成されており、生成したミストが流れとともに循環している。氷点下で、かつ、過飽和であれば、循環するミストに水蒸気が凝結し、粒径が成長する。その結果、氷点下領域の境界付近 (0°C の等温線付近) で水蒸気のほとんどが粒径成長によって消費された。このように、 0°C の等温線付近で水蒸気のほとんどが消費されたことで、伝熱面近傍に輸送される水蒸気量が減少し、Frost ヒルの後方の伝熱面近傍には水蒸気がほとんど存在せず、昇華凝結が抑制された。

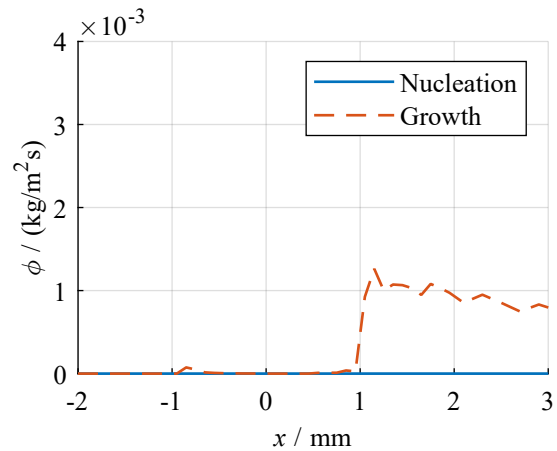
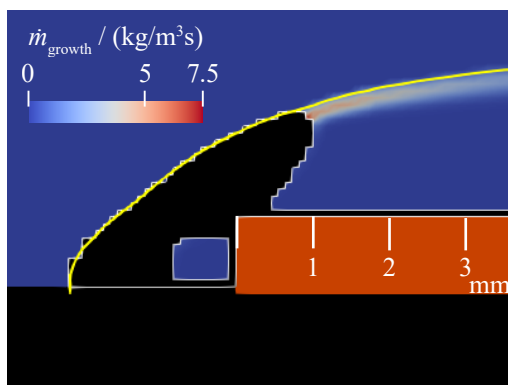
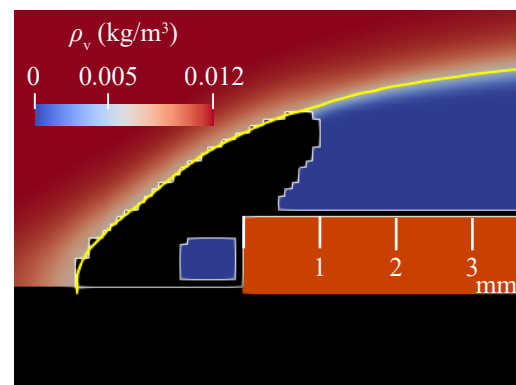


図 6.10: Frost ヒル周りのミストの質量増加の内訳 (Model 2, 50 秒)



(a) 粒径成長によるミスト質量増加量分布



(b) 水蒸気濃度分布

図 6.11: Frost ヒル周りの粒径成長によるミスト質量増加量分布と水蒸気濃度分布 (Model 2, 50 秒)

以上より、主な水蒸気のみスト化過程は粒径成長であり、核生成によるミストの生成量は非常に少ない。また、Frost ヒルの後方では、ミスト粒子の粒径成長によって、 0°C の等温線付近で水蒸気がほとんど消費されている。そのため、伝熱面近傍にはほとんど水蒸気が供給されず、昇

華凝結が抑制される。ただし、粒径成長するミスト粒子は、核生成により生成したものであり、核生成を無視すると粒径成長する粒子も生成しなくなる。そのため、核生成のみによる水蒸気の消費量は非常に小さいが、核生成を無視することはできない。

6.3.4 ミスト生成量の時間変化と空間分布

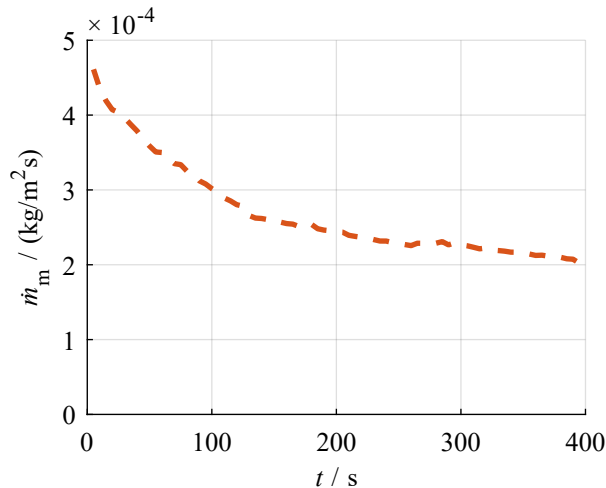


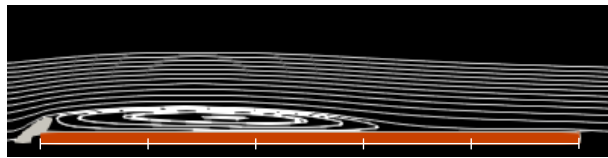
図 6.12: ミスト生成量 (Model 2)

図 6.12 に、ミスト化を考慮した場合 (Model 2) の単位時間当たりのミスト生成量の時間変化を示す。平板の前後 5 mm までの範囲の総和である。ミスト生成量は、通風直後が最大であり、時間とともに減少した。ミスト生成量の減少率も時間とともに鈍化し、120 秒程度以降ではほぼ一定となった。また、ミスト生成量は、平板上で分布があり、時間的にその分布が変化する (図 6.6)。50 秒では、ミストの生成量はフロストヒルのすぐ後方で最も多く、平板の後方にかけて減少して極小となり、再び増加する。極小点より後方では、後方にかけてミスト生成量が

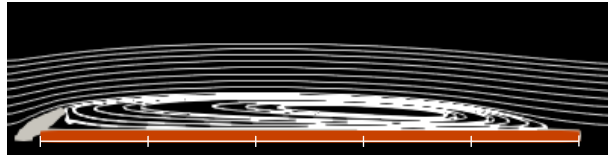
増加し続けるのではなく、ある程度で一定値となった。ミスト生成量の極小点は、時間とともに後退 (図 6.6) し、150 秒以降には $x = 40$ mm 程度の位置でとどまった。また、フロストヒルが成長することで、ミスト生成範囲は徐々に縮小した。

図 6.13, 6.14 に霜層周りの流線と水蒸気濃度分布を示す。図中に示す平板の下には 10 mm 間隔の目盛りを付している。50 秒では、再付着点はおおよそ前端から 30 mm ほどの位置であった。この位置は、ミスト生成量の極小点の位置 ($x = 25$ mm 付近) ともおおむね一致している。その後、フロストヒルが時間とともに高くなって再循環領域が拡大すると、再付着点が後方 (100 秒では 45 mm 付近) に移動した (図 6.13)。この様子は、ミスト生成量の極小点の後退 (図 6.6) とも対応している。

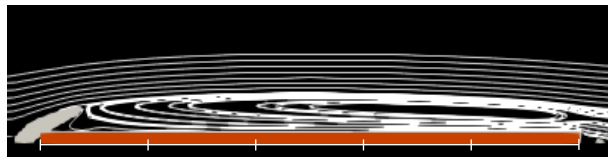
主流中の水蒸気は上流側ほど豊富で、徐々に霜形成やミスト化によって消費されるため、後方にかけて濃度が低下する。そのため、フロストヒルのすぐ後方ではミスト生成量が多く、後方にかけてミスト生成量は減少する。また、流れが剥離した領域には水蒸気が輸送されにくくなるため、流れが剥離した領域でもミスト生成量は減少する。一方で、再付着点より後方では、伝熱面の近傍まで水蒸気が主流によって輸送され、ミスト生成量が増加した。再付着点より後方では、物質伝達量によってミスト生成量が律速されたことで、ほぼ一定値となった。さらに、再付着点付近では、循環する流れにより水蒸気が伝熱面近傍に引き込まれてミスト化するため、後方にかけてミスト生成量が徐々に増加した。このように、ミスト生成量の分布は、流れの剥離の影響を受け、再循環領域の拡大に伴ってミスト生成量が少ない範囲が広がることで、全体のミスト生成量も時間とともに減少する。



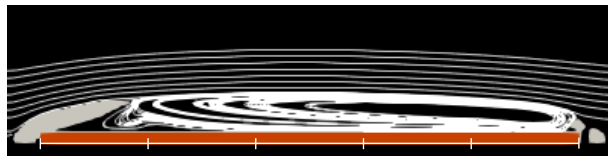
(a) 50 秒



(b) 100 秒

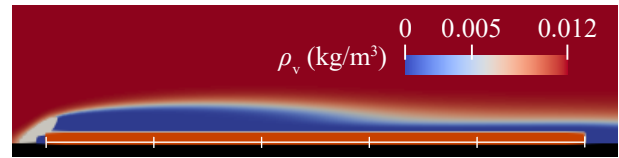


(c) 150 秒

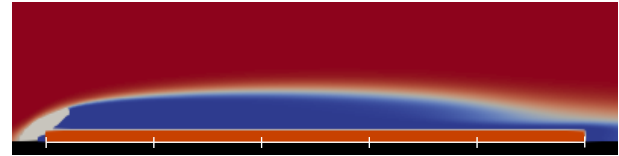


(d) 300 秒

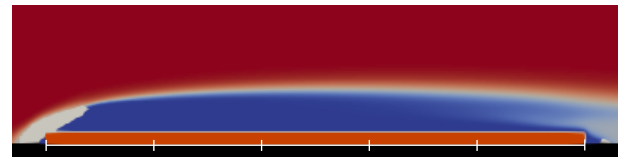
図 6.13: 霜層周りの流線 (Model 2)



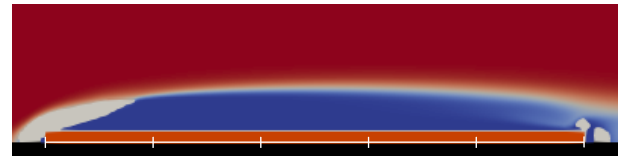
(a) 50 秒



(b) 100 秒



(c) 150 秒



(d) 300 秒

図 6.14: 霜層周りの水蒸気濃度分布 (Model 2)

120 秒ほどで再付着点が平板よりも後方に移動し、平板上で完全に流れが剥離した状態になると、剥離点の移動に伴う影響はなくなった。そのため、再付着点が平板より後方に移動した後は、ミスト生成量の分布に大きな変化はなくなった。完全に剥離した状態でも、ミスト生成量は平板の後端付近で後方にかけて増加したが、これは再付着点が平板より後方に移動したことで、後方から上流側に循環する流れが生じ、平板よりも後方から水蒸気が輸送されて、平板の後端でミスト化したためである。120 秒以降では、再循環領域の拡大による影響がなくなったため、全体のミスト生成量の減少も鈍化した。120 秒以降のミスト生成量の減少は、フロストヒルの成長に伴うミスト生成範囲の縮小が主な要因である。平板よりも後方から輸送されてくる水蒸気は、後端部での昇華凝結にも寄与した。

以上をまとめると、ミスト生成量は通風直後に最も多く、時間とともに減少する。また、フロストヒルのすぐ後方でもっとも多く、流れが剥離した範囲では後方にかけて大きく減少して、再付着点より後方で再び増加する。ミスト生成量の時間的な減少は、フロストヒルの成長によるミスト生成範囲の縮小と再循環領域の拡大によるものである。再循環領域の拡大による影響は、120 秒程度まで生じるが、120 秒ほどで平板上で流れが完全に剥離するため、再循環領域の拡大による影響がほとんどなくなり、ミスト生成量の減少率が鈍化する。このように、霜形成やそれに伴う流れ場の変化がミストの生成に影響することが、本解析結果から確認できた。

6.3.5 ミスト化による霜形成への影響のまとめ

昇華凝結のみを考慮した解析 (Model 1) と、昇華凝結による霜形成とミスト化 (ミスト生成・粒径成長) を考慮した解析 (Model 2) を行い、霜形成へのミスト化の影響を調査した。

ミスト化の影響がない場合 (Model 1) には、平板全面で霜が形成した。霜は前端部から形成され始め、徐々に後方の霜が厚くなっており、昇華凝結のみで霜が形成される場合の特徴と一致した。一方で、ミスト化を考慮した場合 (Model 2) には、平板の前端部で昇華凝結によりフロストヒルが形成され、その後方ではほとんど霜が形成されなかった。フロストヒルの成長に伴い、昇華凝結による霜形成範囲が拡大して、昇華凝結量が増加した。フロストヒルの後方では、ミスト化によってほとんどの水蒸気が消費された。水蒸気は、 0°C の等温線付近でミストの粒径成長によって消費され、 0°C の等温線を境に水蒸気濃度が大きく低下した。その結果、平板上にはほとんど水蒸気が輸送されず、昇華凝結による霜形成が抑制された。ミスト生成量は、時間とともに減少し、その分布はフロストヒルの成長や流れ場の変化、特に再循環領域の拡大に伴って変化した。

上述のミスト化 (生成・粒径成長) を考慮した場合 (Model 2) でも、平板の後方での霜形成が再現できておらず、特に通風直後の霜質量増加率が実験に比べて過小評価された。これらの差異の要因として、ミスト堆積による霜形成の影響を考慮していないことがあげられる。ミスト堆積による影響については、6.4 節で述べる。

6.4 ミスト堆積による霜形成への影響

6.3 節では、昇華凝結とミスト化のみを考慮した解析を行い、ミスト化による霜形成への影響を明らかにした。本節では、ミスト化に加えて、ミストの堆積を考慮した解析を行い、ミスト堆積による霜形成への影響を検討する。また、ミストの輸送過程における重力沈降や熱泳動による影響についても議論する。表 6.4 に本節で扱う解析条件を示す。なお、第 5 章での計算条件は、Model 5 に相当する。ミスト堆積のみを考慮した Model 3 では、ミストは拡散沈着のみによって堆積する。また、重力沈降と熱泳動の影響を考慮した Model 4, Model 5 では、重力沈降や熱泳動による輸送による影響も、ミストの堆積量の評価で考慮している。

表 6.4: 数理モデルの条件

Model	昇華凝結	ミスト化 (ミスト生成・粒径成長)	ミスト堆積 (拡散沈着)	重力沈降	熱泳動
2	✓	✓	-	-	-
3	✓	✓	✓	-	-
4	✓	✓	✓	✓	-
5	✓	✓	✓	✓	✓

以下に、表 6.4 の各条件での解析結果について、特徴を整理する。

霜形状

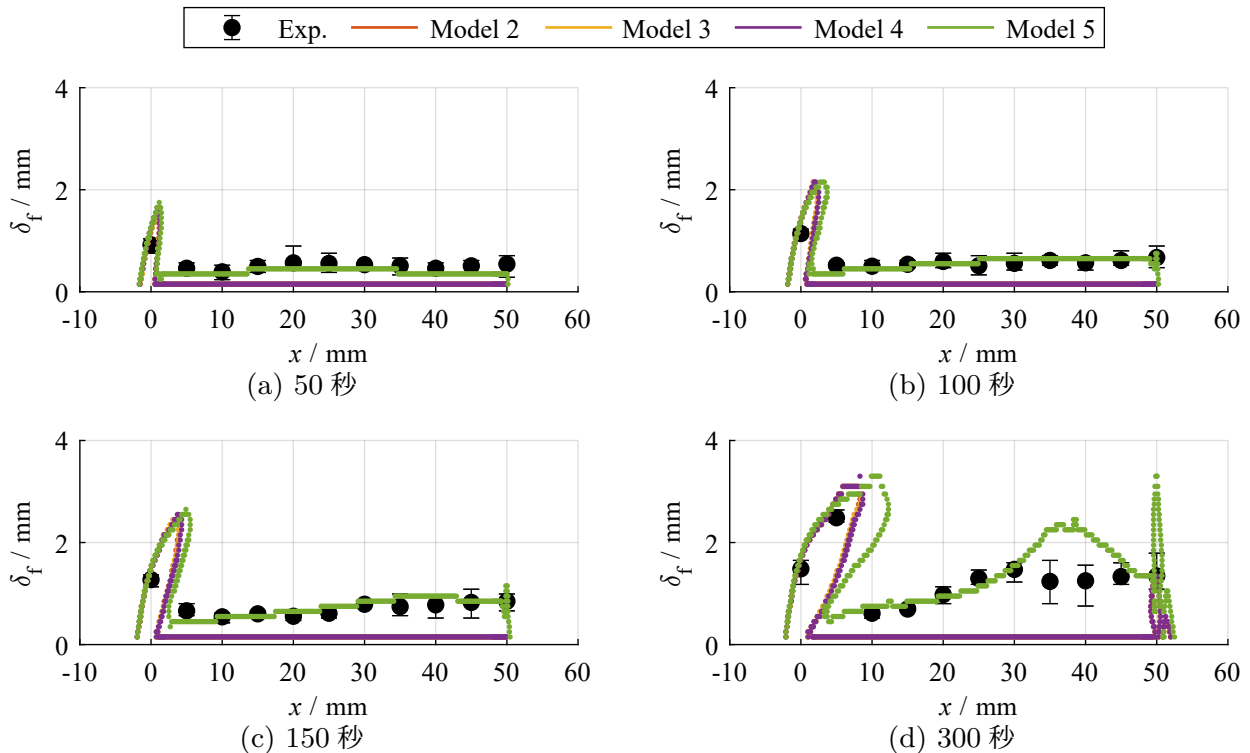


図 6.15: 霜形状

霜形状の時間変化を図 6.15 に示す。実験結果は第 5 章の検証実験で取得したデータで、各位置における霜厚さを示している。霜形状は、Model 2, Model 3, Model 4 ではほとんど違いがみられなかった。これらのモデルでは、フロストヒルの後方でほとんど霜が形成されなかった。ミスト堆積を考慮していない Model 2, 拡散沈着のみを考慮した Model 3, 拡散沈着と重力沈降の影響を考慮した Model 4 で、ほとんど違いがないことから、拡散沈着や重力沈降の霜形成への影響が、ほとんどないことがわかる。一方で、Model 5 では他のモデルとは明確な違いがみられ、50 秒時でもフロストヒルの後方で霜が形成されており、時間とともに霜厚さが増加した。そのため、熱泳動がフロストヒルの後方で霜形成に寄与するといえる。これらの要因については、次節以降で詳細に検討する。また、他のモデルに比べて、Model 5 ではフロストヒルが後方に大きく成長した。この点については、6.4.3 節で述べる。

霜質量および質量増加率

図 6.16(a) に霜質量の時間変化を示す。霜形状と同様に、Model 2, Model 3, Model 4 の結果に、ほとんど違いがなく、Model 4 でわずかに着霜量が増加した程度であった。この結果からも、拡散沈着や重力沈降によるミスト堆積の影響が小さいことがわかる。Model 5 では、Model 4 よりも顕著に霜質量が増加しており、150 秒以内の範囲では定量的にも実験結果と霜質量がよく一致している。この点も霜形状の解析結果と整合しており、熱泳動が有意に霜形成に寄与することがわかる。ただし、150 秒以降では Model 5 で霜質量が実験に比べて徐々に大きくなっており、定量的な差も拡大している。

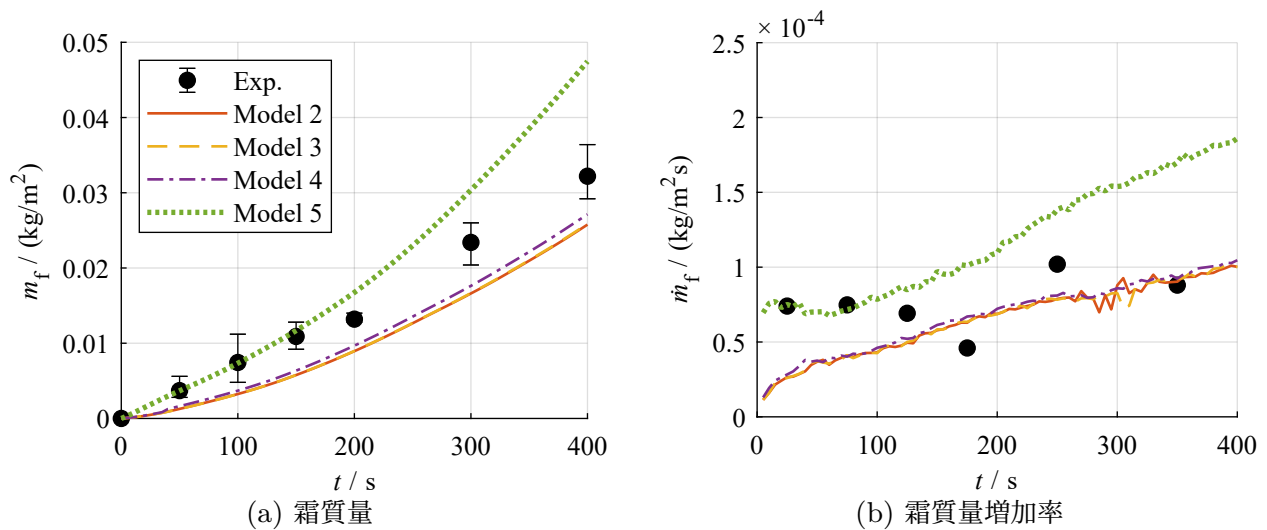


図 6.16: 霜質量および霜質量増加量

図 6.16(b) に平板の前後 5 mm までの範囲の霜質量増加率の時間変化を示す. Model 2, Model 3, Model 4 では, 質量増加率についてもほとんど差がなく, 通風直後には実験に比べて小さいが, 時間とともに徐々に増加した. 一方で, Model 5 では通風直後から霜質量増加率が大きく, 実験値とも定量的によく一致しており, 100 秒まではほぼ一定で推移する傾向も一致している. しかし, 100 秒以降では時間経過とともに質量増加率が実験値よりも大きくなっており, 霜質量も 200 秒以降では実験値より多くなった. これらの過大評価の要因についても, 次節以降で議論する.

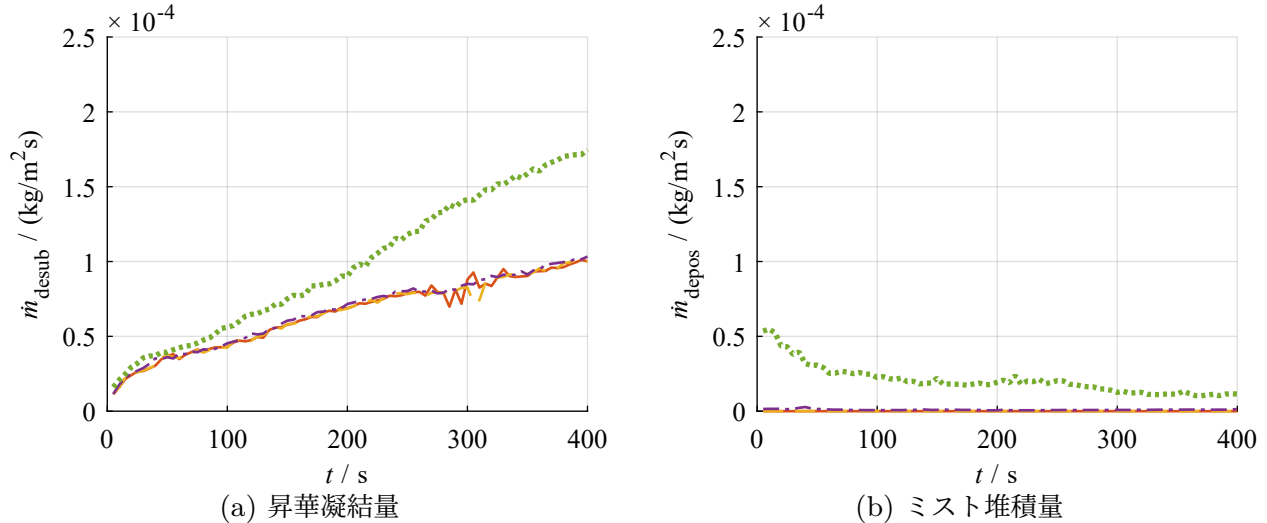


図 6.17: 昇華凝結量およびミスト堆積量

また, 霜質量増加率 (図 6.16(b)) は, 昇華凝結量とミスト堆積量の和であり, 図 6.17 にそれぞれの時間変化を示す. これらの結果からも, Model 2, 3, 4 では, ほとんど結果に差がなく, ミスト堆積では霜がほとんど形成されていないことが確認できる. 一方, Model 5 では, 昇華凝結量とミスト堆積量の双方で他の Model と異なっており, 特にミストの堆積によっても霜が形成されている点特徴的である. 通風直後においては, 昇華凝結量がいずれのモデルでもほとんど変化しなかったのに対し, ミスト堆積量は Model 5 でのみ大きく増加している. このことから, Model 5 では, ミスト堆積によって通風直後の質量増加率が増加したことがわかる. また, ミス

トの堆積による霜形成は、量が減少するものの、400秒間持続した。ミスト堆積量の減少を昇華凝結量の増加が補い、通風後に霜質量増加率が一定で推移した。100秒以降では昇華凝結量の増加による影響が大きくなり、霜質量増加率は徐々に実験値に比べて大きくなった。この要因は、6.4.1節で述べる。

ミスト生成量

図6.18にミスト生成量の時間変化を示す。平板の前後5mmまでの範囲における総和である。ミストの生成量についても、Model 2, Model 3, Model 4では、差がみられなかった。一方で、Model 5では、ミストの生成量が通風直後からわずかに少なく、150秒以降でも生成量の減少が鈍化しなかった。いずれのモデルでも、ミストは400秒間生成し続けたが、Model 5では特に150秒以降で他のモデルよりも少なくなった。Model 5では、平板の後方でも霜が形成されており、後方での霜形成がミストの生成に影響していることが示唆される。このようなミスト生成量の時間変化の要因については、6.4.1節でさらに議論する。

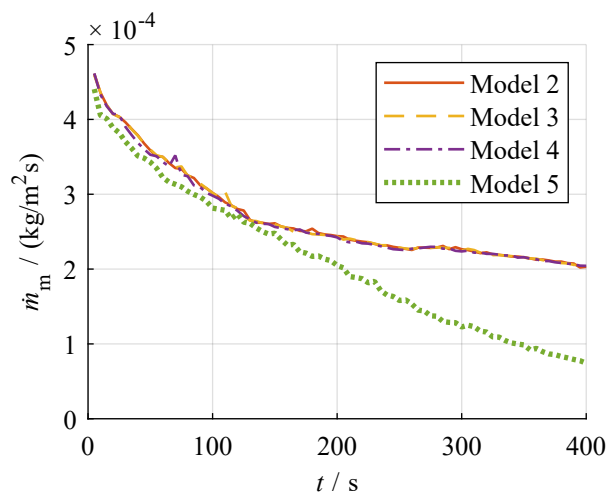


図 6.18: ミスト生成量

以上より、熱泳動を考慮した Model 5 での解析結果は、他のモデルと有意に異なった。Model 5 では、ミスト堆積量が増加しており、ミストの堆積によって特に平板の後方で霜が形成された。このような霜形成は実験でも観察できており、定性的に実験と整合する。また、200秒程度までは霜質量や霜厚さも実験結果とよく一致しており、通風直後の霜質量増加率も実験結果と定量的によく一致した。ミストの生成量についても、他のモデルと差異があり、ミストの堆積による霜形成がミストの生成にも影響することが示唆される。

これらの結果からも、極低温伝熱面上での霜形成において、ミストの堆積が重要であることは明らかである。また、ミスト堆積を考慮した場合でも、拡散のみを考慮した Model 3 や、拡散と重力沈降のみを考慮した Model 4 では、ミストの堆積による影響はほとんどなく、ミストの堆積を無視した Model 2 とほとんど同じ結果であった。この結果から、拡散や重力沈降によるミスト堆積の影響は小さく、熱泳動が重要であることが示唆される。

6.4.1 ミスト堆積による霜形成およびミスト生成の様子の変化

Model 5 の場合には、ミスト堆積による影響がみられ、霜質量や形状、ミスト生成量に、ミストが堆積しない場合と比較して、有意な差があることが確認できた。特に、ミストの堆積は平板後方での霜形成に大きく寄与し、平板後方でも霜が形成されるようになる。本節では、主にミス

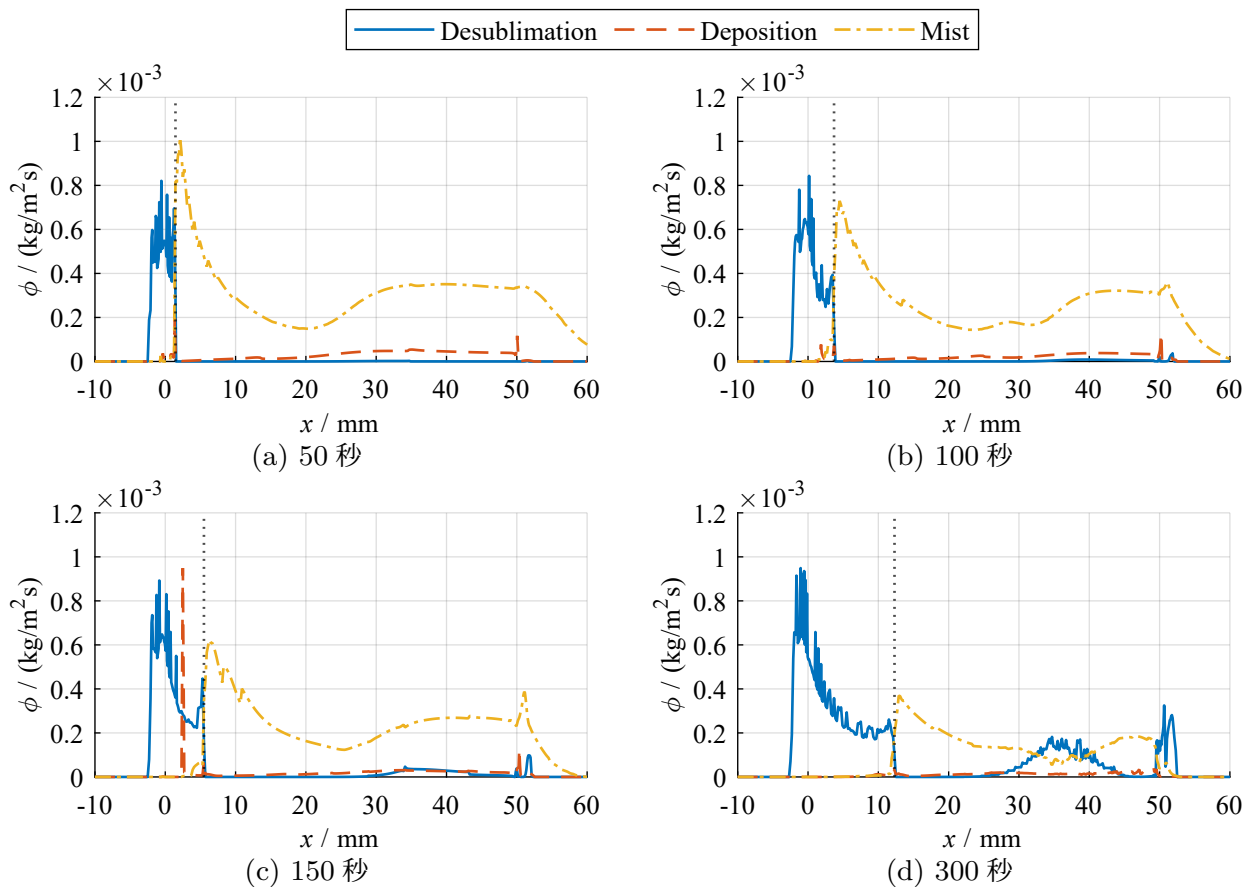


図 6.19: 相変化量分布 (Model 5)

ト堆積による霜形成とその影響について、ミストの堆積を無視した Model 2 の結果とミストの堆積によって霜が形成される Model 5 の結果を比較して、考察を行う。熱泳動が有意にミスト堆積に影響することも前節の結果から明らかになったが、ミスト堆積の支配的要因に関しては、6.4.2 節で議論する。

ミストの堆積を伴わない場合 (Model 2) には、6.3.1 節で議論した通り、平板前端部のフロストヒルが昇華凝結によって形成され、その後方ではミスト化によって水蒸気が消費されて、ほとんど霜が形成されなかった。Model 3, Model 4 でもほとんどミストが堆積せず、Model 2 の結果と同じであった。

図 6.19 に Model 5 での昇華凝結量、ミスト堆積量、ミスト生成量の分布を示す。前端でフロストヒルが昇華凝結によって形成される点や、その後方でミストが生成して昇華凝結による霜形成がほとんど生じない点は、Model 2 の場合 (図 6.6) と共通している。一方で、Model 5 では、特に平板後方でミストの堆積量が多くなっている。この結果から、平板後方で霜形成が主にミスト堆積によるものであることが確認できる。また、50 秒におけるミスト堆積量をみると、平板の後方にかけて増加する傾向があり、均一ではないことがわかる。ミストの堆積量は、時間とともに平板全体で緩やかに減少していき、図 6.17(b) の結果とも整合する。150 秒時に $x = 2.5$ mm 付近でミスト堆積量が著しく多くなっているが、この点については 6.4.3 節で述べる。

150 秒以降では、平板後方 ($35 \text{ mm} \leq x \leq 45 \text{ mm}$) でも昇華凝結によって霜が形成された。また、前端のフロストヒルが他のモデルに比べて大きく形成されたことで、昇華凝結による霜形成

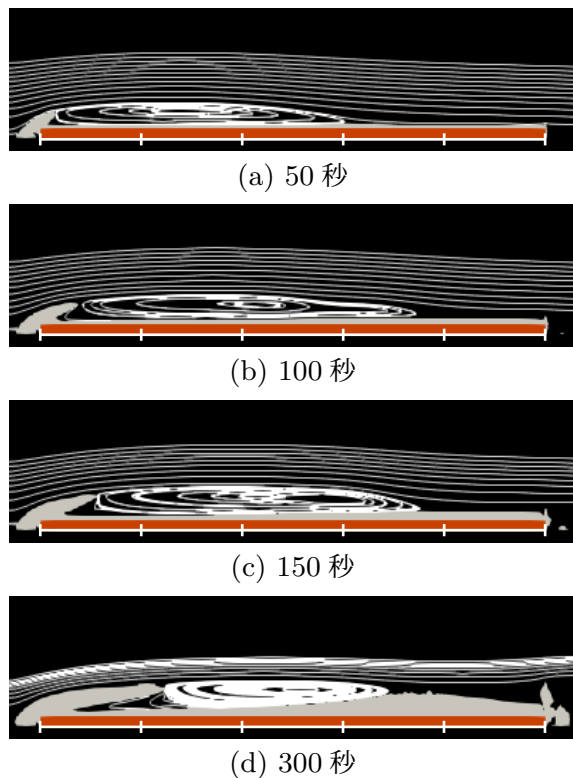
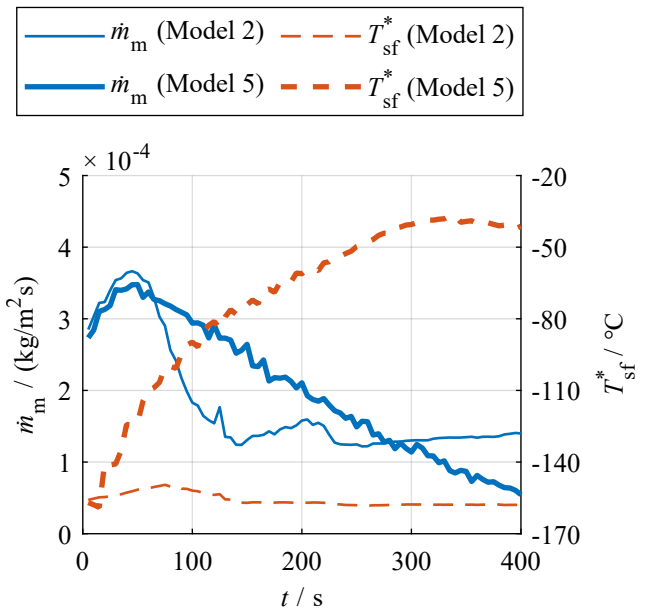


図 6.20: 霜層周りの流線 (Model 5)

図 6.21: 平板後方 ($35 \text{ mm} \leq x \leq 45 \text{ mm}$) のミスト生成量と平均霜層表面温度

範囲が拡大した。このように、平板後方で昇華凝結によっても霜が形成されることと、前端部のフロストヒルが大きくなったことが、昇華凝結量 (図 6.17(a)) が時間とともに増加し、他のモデルに比べても大きくなった要因である。ミストの堆積を伴う場合にフロストヒルが大きく成長する点については、6.4.3 節で述べる。

ミスト生成量については、特に通風後 50 秒程度では、ミストが堆積しない場合 (図 6.6) とミストが堆積する場合 (図 6.19) でほとんど差はなかった。ミストの生成量は、フロストヒルの後端で最も多く、後方にかけて減少して $x = 20 \text{ mm}$ 付近で極小となり、再び増加してほぼ一定となる。その後、フロストヒルの拡大とともに、昇華凝結による霜形成範囲が拡大し、ミスト生成範囲が縮小する点も同じである。しかし、ミストの堆積を伴う場合には、ミスト生成量の極小点がほとんど後方に移動せず、50 秒から 100 秒で少し後方に移動するが、100 秒以降では $x = 25 \text{ mm}$ 付近でとどまった。また、ミストの生成量が時間とともに全体的に減少した。

図 6.20 に Model 5 での霜層周りの流線の可視化図を示す。図中の平板の下側には、10 mm 間隔で目盛りを付した。フロストヒルでの流れの剥離により後方で再循環領域が形成され、100 秒程度までは再循環領域の拡大とともに、再付着点が後方に移動しているが、150 秒以降ではほとんど再付着点は移動していない。平板後方で霜が形成されると、再付着点は後方へ移動しにくくなる。その結果、再循環領域が後方に拡大せず、ミスト生成量の極小点が後方に移動しなかった。また、再付着点付近では霜形成が盛んに進行した。特に、50 秒では再付着点から後方にかけてミストの堆積量が多くなっている (図 6.19(a))。これにより、フロストヒルのすぐ後方に比べて、平板のより後方側で霜形成が早く進行し、霜層が分離して成長する。再付着点付近で霜形成が盛んになる要因や霜層分離との関連については、6.4.2 節でさらに議論する。

図 6.21 には、Model 2 と Model 5 の場合の平板後方 ($35 \text{ mm} \leq x \leq 45 \text{ mm}$) でのミスト生成量と平均霜層表面温度の時間変化を示す。通風直後の 50 秒ほどでは、ほとんどミスト生成量の違いはなかった。しかし、Model 2 では、50 秒から 120 秒ほどにかけて大きくミスト生成量が減少して、その後ほぼ一定で推移している。50 秒から 120 秒ほどにかけての減少は、再循環領域が拡大したことによる影響であり、 $35 \text{ mm} \leq x \leq 45 \text{ mm}$ の範囲が再循環領域の内側になったことで、ミスト生成量が大きく減少した。また、Model 2 では、平板上でほとんど霜が形成されないため、霜層表面温度は伝熱面温度とほぼ同等の -160°C 程度で変化しなかった。Model 5 でも同様に、ミスト生成量は 50 秒から減少するが、Model 2 とは異なり、一定の割合で減少し続けた。Model 5 では、再循環領域が平板全体に拡大しないため、再循環領域の拡大に伴うミスト生成量の減少はない。しかし、霜層の表面温度は時間とともに上昇しており、その影響で徐々にミスト生成量が減少した。霜層表面温度の上昇は、ミスト堆積によって霜層が形成されて、徐々に霜が厚くなり熱抵抗が大きくなることによる。また、このようにミストの生成量が減少したことで、ミストの堆積量も減少する。さらに、水蒸気が霜層表面に輸送されやすくなって、昇華凝結によっても霜が形成されるようになる。その結果、後方では 150 秒以降で昇華凝結とミスト堆積の双方によって霜が形成されるようになった。

以上のように、ミストの堆積により、以下の影響があることが明らかになった。まず、平板の後方でミストの堆積により霜が形成され、フロストヒルとは分離して霜層が成長する。その結果、フロストヒルで剥離した流れの再付着点が後退しにくくなり、流れの剥離に伴うミスト生成量の減少は生じない。平板後方で霜が成長することで、徐々に表面温度が上昇して、ミストの生成量は減少する。その結果、ミストの堆積量は減少し、昇華凝結によっても霜が形成されるようになる。

6.4.2 拡散沈着・重力沈降・熱泳動の影響

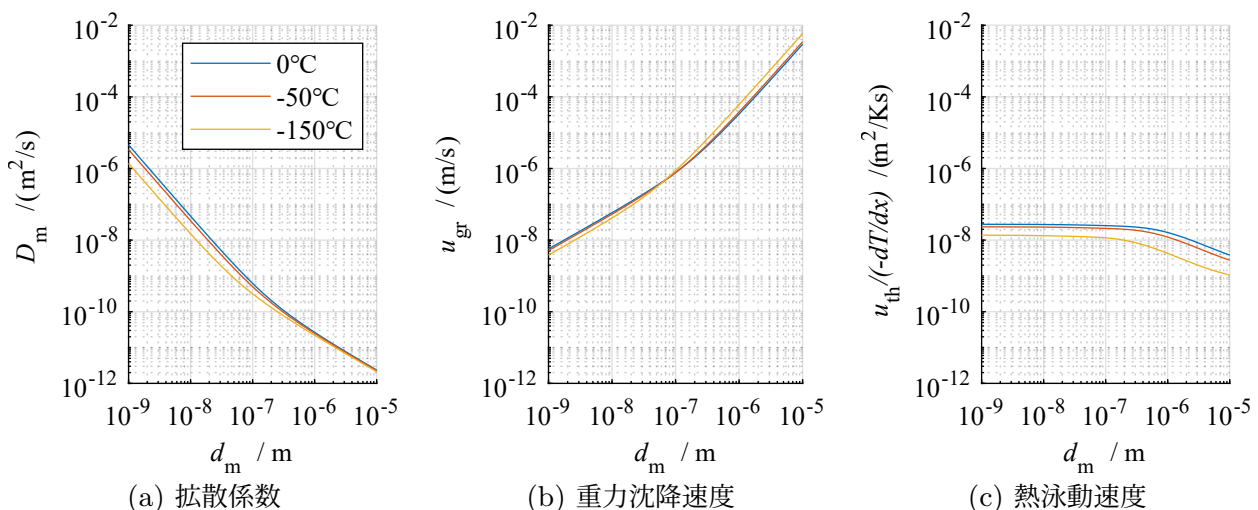


図 6.22: 空気中の氷粒子の拡散係数、重力沈降速度、熱泳動速度、

本節では、熱泳動による影響が大きくなった要因と、拡散沈着や重力沈降、熱泳動による霜形成への寄与について、より詳細に検討する。一般に、粒子の拡散係数や重力沈降速度、熱泳動速度は、粒径 d_m に依存する。特に、拡散係数 D_m と重力沈降速度 u_{gr} については、粒径 d_m への依存度

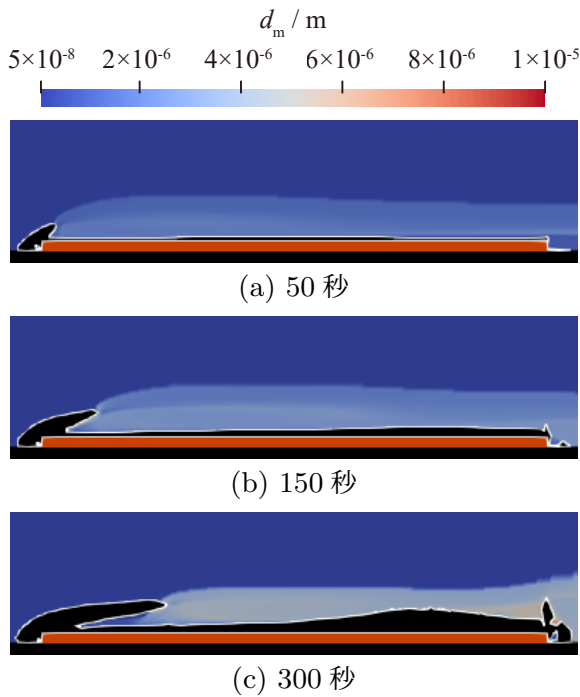


図 6.23: 平均粒径の空間分布 (Model 5)

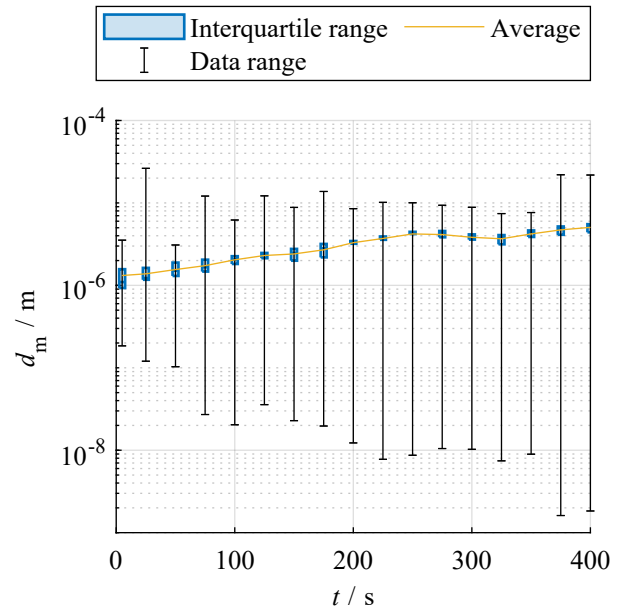


図 6.24: 平均粒径の時間変化 (Model 5)

が大きい. 図 6.22 に, 空気中におけるミスト (氷粒子) の拡散係数 D_m , 重力沈降速度 u_{gr} , 熱泳動速度 u_{th} の粒径依存性を示す. 熱泳動速度については, 温度勾配に比例するため, 温度勾配への比例係数部分を示した. それぞれ次元が異なるため単純な比較はできないが, 拡散係数 D_m は粒径が小さいほど, 重力沈降速度 u_{gr} は粒径が大きいほど大きくなる. 一方で, 熱泳動速度 u_{th} は, 粒径が小さい場合にはほとんど粒径に依存せず, 粒径が大きくなるとわずかに小さくなるのみで, 温度勾配への依存度の方が大きい.

図 6.23 に霜層周囲のミスト平均粒径の空間分布を示す. また, 平均粒径とは各セル内のミスト粒子の平均粒径であり, 位置や時間によって異なる. 図 6.24 には平均粒径の時間変化を示す. 平板の前後 5 mm までの範囲におけるミストの平均粒径の四分位範囲 (ボックス), 最大粒径と最小粒径 (エラーバー), 平均値 (実線) の時間変化である. エラーバーは広がっているが, 四分位範囲が比較的狭くなっており, 局所的に平均粒径が大きい場所や小さい場所が存在するが, 全体的には平均粒径が揃っていることがわかる. また, 全体的に粒径は時間とともに大きくなる傾向があり, 通風後には $1 \mu\text{m}$ 程度であったが, 300 秒後には $4 \mu\text{m}$ 程度になった. また, 平均粒径が小粒径側に拡大していく傾向があるが, これは図 6.23 からわかるように, フロストヒルのすぐ後方側に水蒸気が供給されにくい領域ができ, 微小な粒子がほとんど成長しないまま滞留するためである.

図 6.25 に, 平板の前端からの距離が $15 \text{ mm} \leq x \leq 40 \text{ mm}$ の範囲の霜層表面上の主流セル (霜層領域と隣接した主流セル) におけるミストの平均質量濃度の時間変化を示す. 細かな変動は, 本解析での霜の離散化方法や流れ場の変動に起因するものである. 通風後の霜層表面の主流セルでのミスト濃度は時間とともに増加し, その後減少するが, 概ね 10^{-2} kg/m^3 程度であることがわかる. 本解析では, y 方向のセル間隔が $1 \times 10^{-4} \text{ mm}$ であり, 霜層表面のミストの質量濃度は 0 kg/m^3 としているため, 霜層表面での濃度勾配はおおよそ 10^2 kg/m^4 程度である. 図 6.22 を

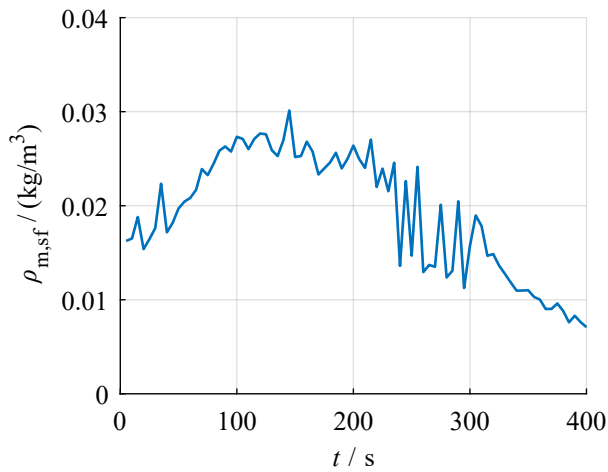


図 6.25: 霜層表面での平均ミスト質量濃度
($15 \text{ mm} \leq x \leq 40 \text{ mm}$, Model 5)

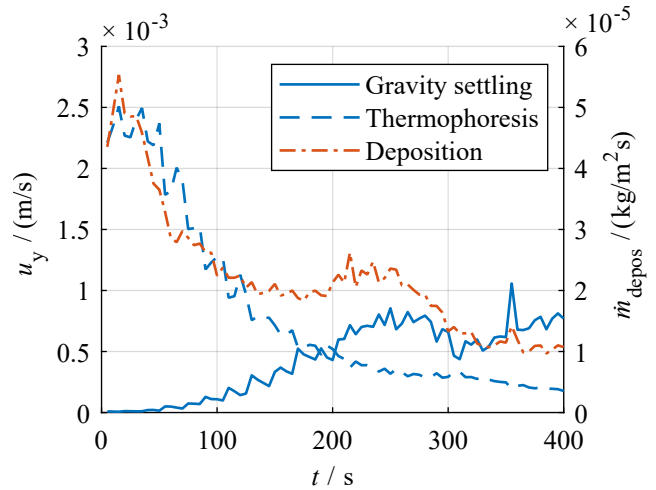


図 6.26: 霜層表面での平均重力沈降速度と
平均熱泳動速度およびミスト堆積量 ($15 \text{ mm} \leq x \leq 40 \text{ mm}$, Model 5)

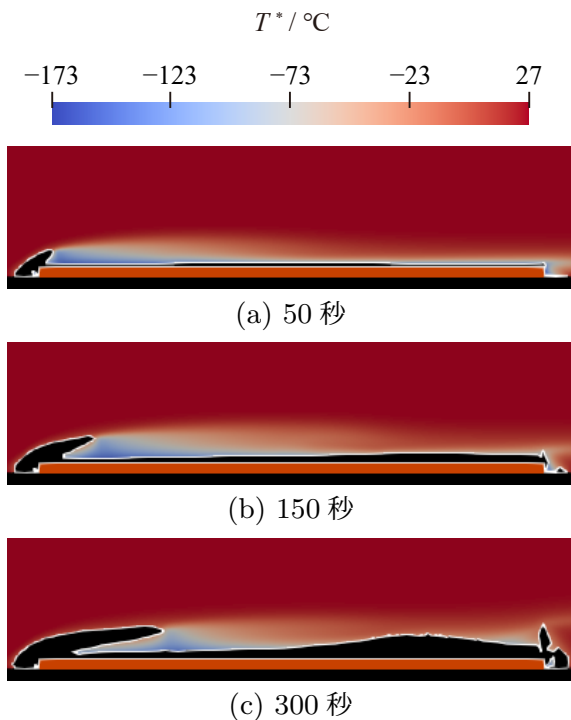


図 6.27: 霜層周囲の温度分布

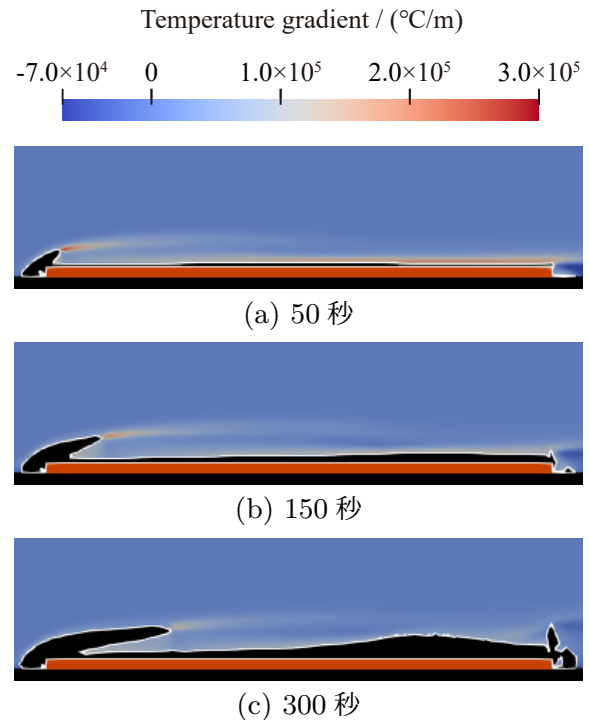


図 6.28: 霜層周囲の温度勾配 (y 方向, 鉛直下向きを正)

みると、粒径が $1 \mu\text{m} \leq D_p \leq 4 \mu\text{m}$ の範囲の拡散係数は 10^{-12} から $10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ である。ここで、重力沈降速度、熱泳動速度と次元を揃えるために、拡散による輸送フラックス（拡散係数と濃度勾配の積）を濃度で除して、拡散による輸送速度を算出すると、せいぜい 10^{-11} m/s 程度で非常に小さい。

図 6.26 には、 $15 \text{ mm} \leq x \leq 40 \text{ mm}$ の霜層表面での平均重力沈降速度と平均熱泳動速度を示す。同じ範囲でのミスト堆積量の総和もあわせて示した。重力沈降速度や熱泳動速度は、おおむね 10^{-4} から 10^{-3} m/s 程度であり、拡散によるミストの輸送速度 (10^{-11} m/s 程度) に比べて十

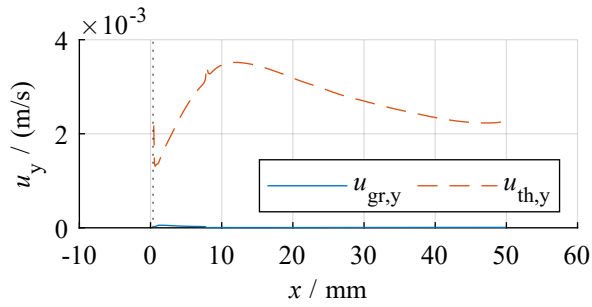
分大きい。そのため、ミストの拡散による輸送は、重力沈降や熱泳動による輸送に比べて、非常に影響が小さく、ほとんど霜形成に寄与しないことがわかる。また、重力沈降速度と熱泳動速度は、いずれも霜形成に寄与するが、その影響の大きさは時間とともに変化する。熱泳動速度は、通風直後に最も大きく、時間とともに減少した。一方で、重力沈降速度は、通風直後には非常に小さいが、徐々に大きくなって200秒ほどで熱泳動速度よりも大きくなった。ミスト堆積量は表面でのミスト濃度にも依存するため、単純に対応しているわけではないが、重力沈降速度、熱泳動速度の総和と、ミストの堆積量との間には相関があることがわかる。通風直後には、熱泳動速度が大きく、ミストの堆積量も最大となり、熱泳動速度の減少とともにミストの堆積量も減少するが、重力沈降速度が大きくなっていくため、ミスト堆積量の減少は鈍化した。このように、平板の後方での霜形成には、熱泳動のみだけでなく、重力沈降も寄与している。

図 6.27, 6.28 に、霜層周囲の温度と y 方向の温度勾配の分布を示す。温度勾配は鉛直下向きを正として示した。また、図 6.29 には、通風後 10 秒から 300 秒までの霜層表面での重力沈降速度と熱泳動速度 (y 方向成分) を、図 6.30 にミスト堆積量の分布を示す。フロストヒルより後方の領域のみについて示した。重力沈降速度と熱泳動速度については、いずれも鉛直下向きを正とした。

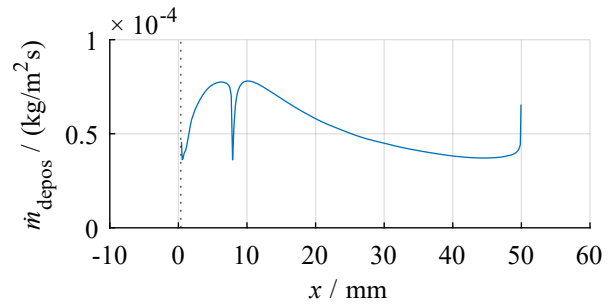
図 6.27 をみると、再循環領域では比較的溫度が低い範囲が広がっており、再付着点よりも後方では溫度境界層が薄くなることわかる。そのため、フロストヒルのすぐ後方では、伝熱面から離れたフロストヒルの先端付近で溫度勾配が大きいが、再付着点より後方では、霜層表面近傍で溫度勾配が大きくなった (図 6.28)。霜層表面での熱泳動速度は、再付着点付近で最も大きくなっており、再付着点の後退とともに熱泳動速度の極大点も後方に移動した (図 6.29)。再付着点付近から後方で霜層表面での溫度勾配が大きくなるためである。一方で、フロストヒルのすぐ後方の再循環領域では、霜層表面付近での溫度勾配が小さいため、熱泳動速度も小さく、ミストの堆積があまり進まなかった。そのため、ミストが比較的高い濃度で滞留しているにも関わらず、フロストヒルのすぐ後方では霜形成が抑制され、より後方ではミストが多く堆積して霜層が分離した (図 6.30)。さらに、霜形成に伴って霜層の表面溫度が上昇して溫度勾配が小さくなると、熱泳動速度の影響は全体的に徐々に小さくなっていく。また、通風後すぐでは重力沈降の影響がほとんどないが、徐々に重力沈降速度が大きくなり、やがて熱泳動よりも影響が大きくなる様子が本結果からも確認できる。

以上の結果から、霜層分離や無着霜領域の形成のメカニズムは、以下のように整理できる。まず、フロストヒルで流れが剥離し、その後方でミスト化が盛んになったことで、水蒸気が消費されて伝熱面や霜層への水蒸気供給が減少し、フロストヒルの後方では昇華凝結による霜形成が抑制された。フロストヒルの後方の再循環領域では、霜層表面での溫度勾配が小さく、熱泳動速度が小さいため、ミストが存在してもほとんど堆積せず、無着霜領域となった。再付着点より後方の溫度勾配の大きい範囲では、熱泳動によるミストの堆積が盛んであり、再付着点が後方に移動することで、ミスト堆積が盛んな位置 (溫度勾配が大きい位置) も後方に移動するため、霜層が分離して形成された。その後、後方での霜形成により再付着点が後退せずにとどまると、ミスト堆積が盛んな位置の変化がなくなり、平板の後方で有意に霜形成が進む。一方で、重力沈降速度は通風後すぐでは非常に小さく、霜層分離や無着霜領域形成への寄与は小さい。

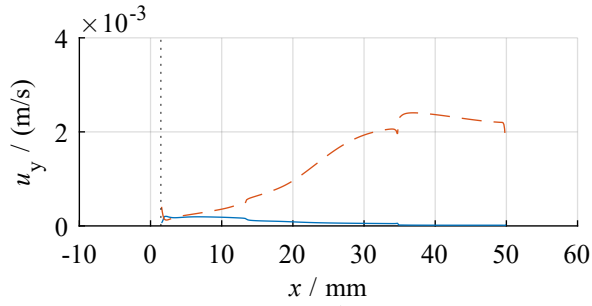
さらに時間が経過すると、徐々に熱泳動の影響は小さくなり、重力沈降の影響が大きくなって、



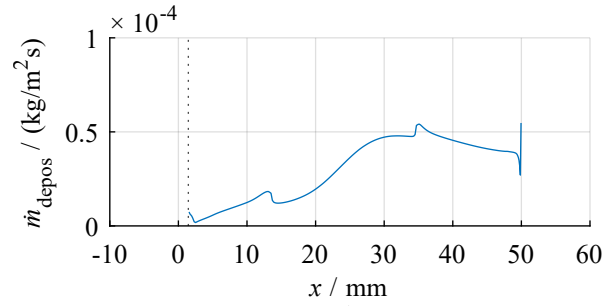
(a) 10 秒



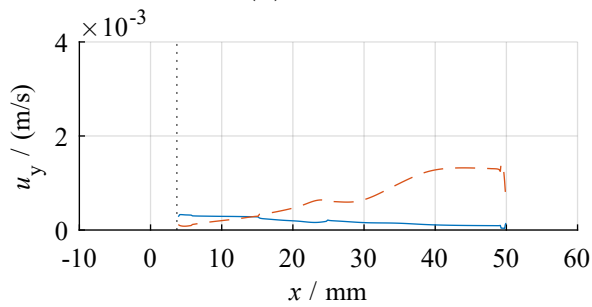
(a) 10 秒



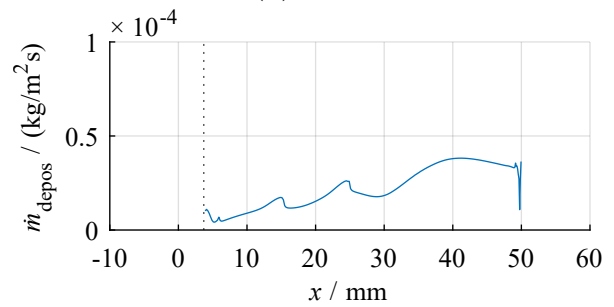
(b) 50 秒



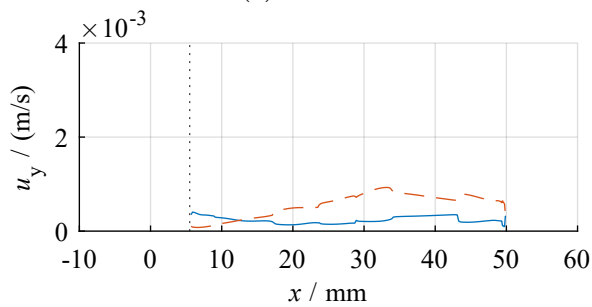
(b) 50 秒



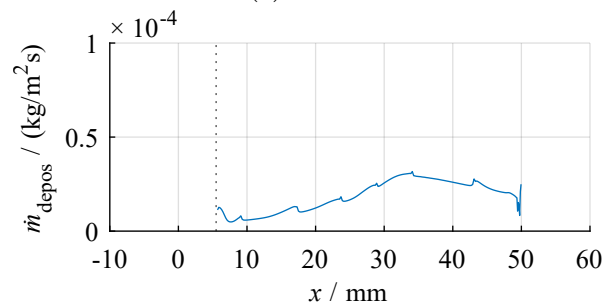
(c) 100 秒



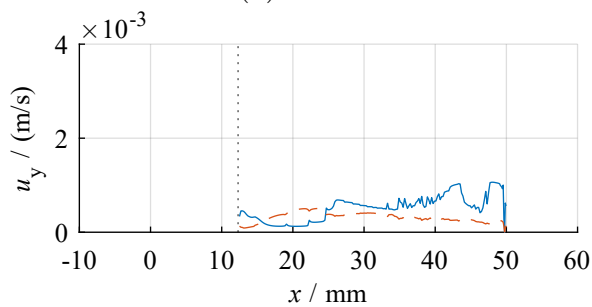
(c) 100 秒



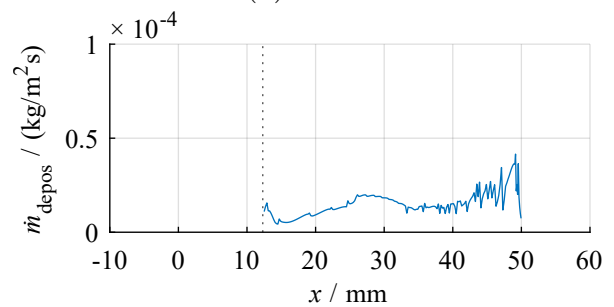
(d) 150 秒



(d) 150 秒



(e) 300 秒



(e) 300 秒

図 6.29: 霜層表面での重力沈降水速・熱泳動速度分布 (y 方向, 鉛直下向きを正)

図 6.30: 霜層表面でのミスト堆積量分布

ミスト堆積に寄与するようになる。重力沈降速度は粒径に強く依存しており、粒径が $1\ \mu\text{m}$ 程度から $4\ \mu\text{m}$ 程度まで大きくなった (図 6.24) ことで、重力沈降速度も徐々に大きくなった。しかし、第 2 章の実験結果 (図 2.26) では、 $-170\ ^\circ\text{C}$ におけるピーク粒径は $0.4\ \mu\text{m}$ から $0.7\ \mu\text{m}$ 程度であり、本解析では実験に比べて粒径が大きくなっている。実験で得られたピーク粒径の範囲では、重力沈降速度は $10^{-5}\ \text{m/s}$ 程度で十分に小さく、実際の現象では重力沈降の影響はほとんどない可能性が高い。以上の結果から、本数理モデルでは粒径が過大評価されており、その影響で重力沈降の影響も過大評価されている可能性が考えられる。そこで、まず粒径の過大評価について考察を行う。

ミストの粒径には、本来各位置でも局所的な粒径分布がある。そこで、個数濃度が $1 \times 10^6 / \text{cm}^3$ の場合のサンプルデータとして、対数正規分布 (平均: $\log_{10}(3 \times 10^{-7})$, 分散: 1) から生成した 1×10^6 個の乱数を粒径とした粒径分布を図 6.31 に示す。図中の一点鎖線は平均粒径 (本数理モデル) であり、算出方法は後述する。また、表 6.5 にもピーク粒径と平均粒径 (本数理モデル) を示す。なお、サンプルデータのピーク粒径は、図 6.31 から、 $0.3\ \mu\text{m}$ である。平均粒径 (本数理モデル) は、5.2.2 節に示す本数理モデルでの評価方法と同様の方法で求めた。ある粒径 d の粒子数を n_d として

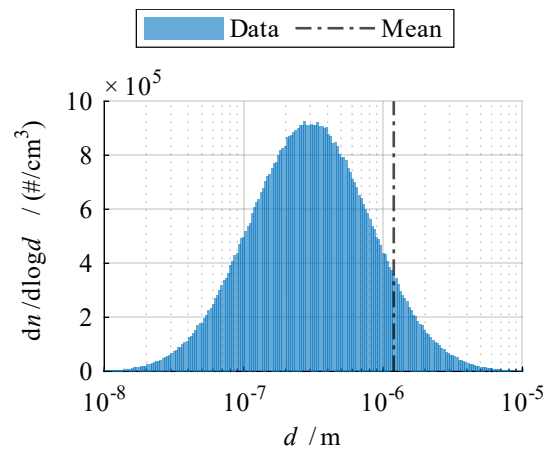


図 6.31: 粒径分布のサンプルデータ

表 6.5: ピーク粒径と平均粒径

ピーク粒径	$0.3\ \mu\text{m}$
平均粒径 (本数理モデル)	$1.2\ \mu\text{m}$

$$\bar{d} = \sqrt[3]{\frac{6 \sum d_m^3 n_m}{\pi \sum n_m}} \tag{6.1}$$

で評価すると $1.2\ \mu\text{m}$ となる。本数理モデルの評価方法では、すべての粒子が平均粒径と同じ大きさであるという仮定の下で、全粒子の総質量と総個数が等しくなるように、平均粒径を算出している。そのため、粒径が大きい粒子による影響が大きく、粒径が小さい粒子の影響は相対的に小さくなり、平均粒径がピーク粒径に比べて大きく評価される。したがって、実際にはより小さい粒子が多く存在するが、本数理モデルでは粒径が過大評価されてしまい、重力沈降の過大評価につながった。粒径を正しく評価するためには、局所的な粒径分布を考慮する必要がある。また、熱泳動速度については、比較的粒径への依存性が小さい (図 6.22(c)) ため、粒径の過大評価による影響は小さい。

以上の結果をまとめると、後方でのミスト堆積による霜形成に対して、拡散による輸送の影響はほとんどなく、重力沈降と熱泳動の双方が影響していることが明らかになった。特に、通風直後は霜層表面での温度勾配が大きいため、熱泳動による影響が大きく、熱泳動によってミストが堆積して霜が形成された。また、フロストヒルのすぐ後方の再循環領域では温度勾配が小さく、再付着点より後方で温度勾配が大きくなることから、熱泳動によるミストの堆積は、再付着点より後方で有意に進行し、霜層分離や無着霜領域の形成につながった。徐々に霜が形成されると、霜形成

に伴って霜層の表面温度が上昇し、温度勾配が小さくなって、熱泳動の影響は小さくなる。なお、本数理モデルでは粒径が過大評価されており、その影響で重力沈降の影響が過大評価されている可能性がある。本数理モデルにおける重力沈降の過大評価については、6.5節でさらに議論する。

6.4.3 フロストヒル形成への影響

ミストの堆積によっても霜が形成される条件 (Model 5) では、フロストヒルがより大きく成長した。本節では、その要因について述べる。

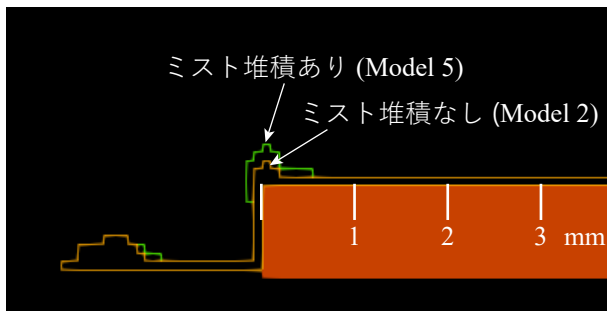


図 6.32: ミスト堆積の有無によるフロストヒル形状の違い (5 秒)

図 6.32 に、通風直後 (5 秒) における平板前端部のフロストヒル形状を示す。橙色の線がミスト堆積を伴わない場合 (Model 2)、緑色の線がミスト堆積を伴う場合 (Model 5) のフロストヒルの輪郭線である。フロストヒルは、通風直後でもミスト堆積を伴う場合の方が大きくなっている。

図 6.33 には、通風直後 (5 秒) と 150 秒後におけるフロストヒル周囲の相変化量分布を示す。通風直後 (5 秒, 図 6.33(a)) には、 $x = 0$ mm 付近で昇華凝結だけでなく、ミストの堆積も生じていることがわかる。フロストヒルの形成範囲では昇華凝結量が多く、ミストの堆積量は少ないが、ミストの堆積を伴う場合には、フロストヒルがより大きく成長する (図 6.32)。また、フロストヒルが急速に成長することで表面温度が急速に上昇するため、フロストヒルが形成された領域ではミストの生成が抑制されて、水蒸気はミスト化せずにフロストヒルの成長に寄与する。この様子は、150 秒後の結果 (図 6.33(b)) からも確認できる。このように、フロストヒルが大きいほど、ミスト化せずにフロストヒルの成長に寄与する水蒸気量が多くなり、よりフロストヒルが大きく成長することにつながる。

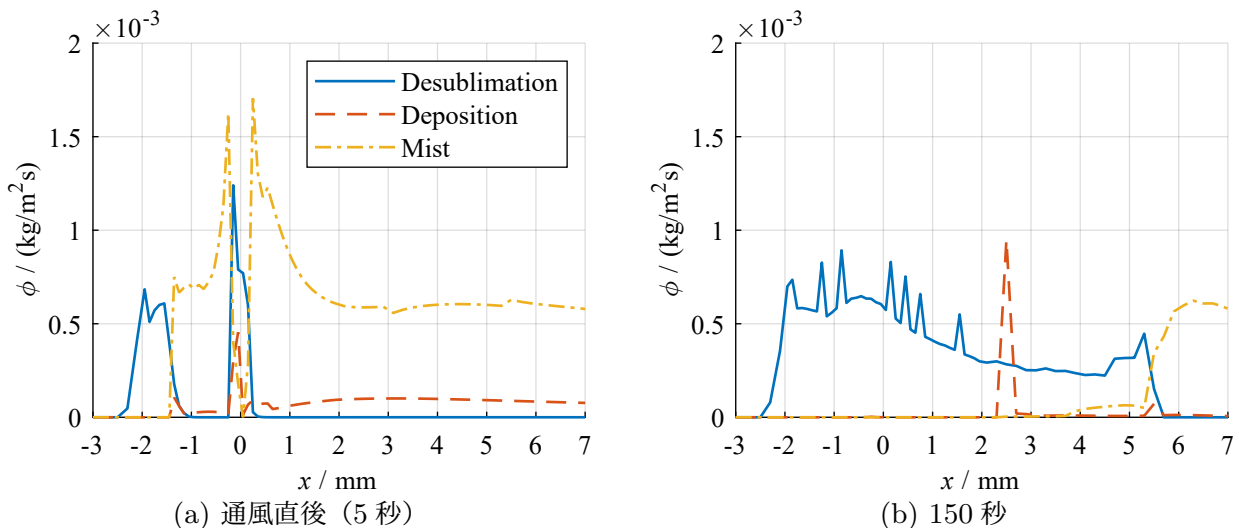
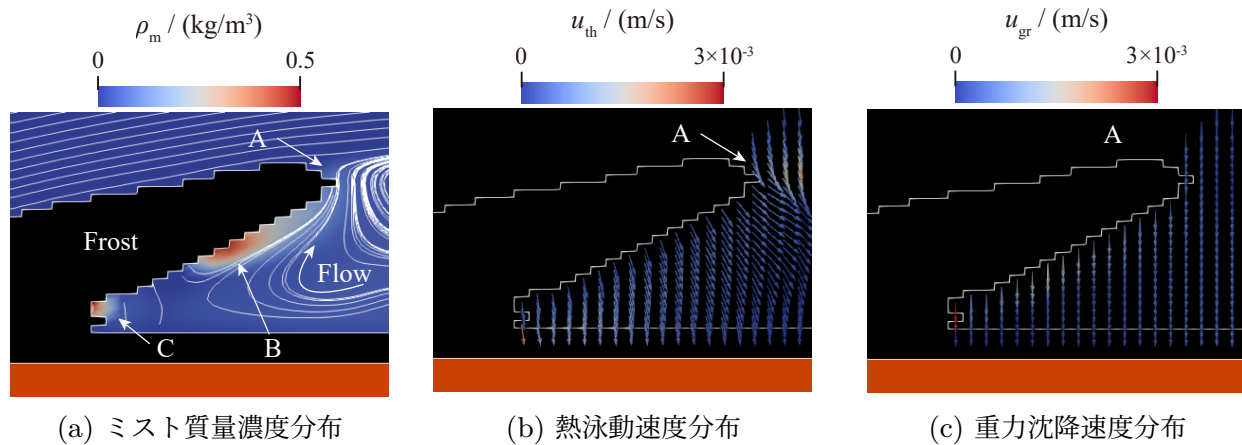


図 6.33: フロストヒル周囲の相変化量分布 (Model 5)



(a) ミスト質量濃度分布

(b) 熱泳動速度分布

(c) 重力沈降速度分布

図 6.34: フロストヒル周囲のミストの質量濃度分布, 熱泳動速度分布, 重力沈降速度分布 (150 秒, Model 5)

以上のように, フロストヒルの形成は昇華凝結が主要因であるが, 一部でミストの堆積も寄与する. また, フロストヒルが大きいくほどその成長に寄与する水蒸気量が増加するため, さらにフロストヒルが大きく成長することにつながった. このような要因で通風直後のフロストヒルの成長が促進された. 数値解析では, 実験に比べてフロストヒルが長く伸びるように成長したが, 5.4.3 節でも述べたように, フロストヒルの変形を考慮していないことが要因と考えられる.

また, 150 秒後 (図 6.33(b)) では, $x = 2.5 \text{ mm}$ や $x = 6 \text{ mm}$ 付近でミストの堆積量が増加した. 図 6.34 に, 150 秒時のフロストヒル先端付近のミスト質量濃度分布, 熱泳動速度分布, 重力沈降速度分布を示す. 速度分布については, カラーで速度の大きさを, 矢印で方向を示している. また, 図 6.34(a) に示す流線はミストの移流速度であり, 空気の移流速度と重力沈降速度, 熱泳動速度の和 (式 (5.7)) である.

図 6.34(a) から, フロストヒルのすぐ後方では, 循環する流れが平板側から上方に流れるため, 最も後方に突き出た部分 (A) のすぐ上方にもミストが輸送される. 先端の (A) 部分では, 熱泳動速度 (図 6.34(b)) や重力沈降速度 (図 6.34(c)) がいずれも上方から下方に向かう向きに向かっており, 先端部 (A) にミストが堆積する. そのため, $x = 6 \text{ mm}$ 付近でもミストの堆積量がわずかに増加した. このようなフロストヒルが突き出た部分 (A) でのミスト堆積も, フロストヒルの後方への成長に寄与する. また (C) 部分では, ミストが高濃度に滞留しており, 下側の霜層にミストが堆積したことで, $x = 2.5 \text{ mm}$ 付近でミストの堆積量が増加した. 一方で, (B) 部分でも高濃度に滞留しているが, 熱泳動速度や重力沈降速度の向き (下方向き) に霜が存在しないため, 堆積はしなかった.

6.4.4 ミスト堆積による霜形成への影響のまとめ

本節では, ミスト化に加えて, ミストの堆積を考慮した解析を行い, ミスト堆積による霜形成への影響を調査した. また, 拡散や重力沈降, 熱泳動のそれぞれの影響についても検討した.

熱泳動を考慮した解析を行うことで, 平板の前端部で昇華凝結により霜が形成され, 後方でミスト堆積により霜が形成される様子を再現できた. 通風直後の質量増加量がミスト堆積による霜

形成によって増加したことで、実験値とも定量的によく一致した。ミスト堆積によって後方で霜が形成されることで、徐々に霜層表面温度が上昇し、平板上でのミストの生成量は減少した。また、ミスト生成量の減少に伴って、昇華凝結によっても霜が形成されるようになった。

ミストの堆積においては、拡散による影響はほとんどなく、熱泳動の影響が大きい。熱泳動による影響は温度勾配が大きい通風直後ほど大きく、霜形成に伴って温度勾配が小さくなると、その影響は小さくなる。フロストヒルのすぐ後方の再循環領域では、流れの剥離により伝熱面や霜層表面での温度勾配が小さくなり、熱泳動による霜形成はほとんど進まず、無着霜領域となる。一方で、剥離した流れの再付着点付近では温度勾配が大きく、熱泳動による霜形成が進んで、フロストヒルとは別に霜層が分離して形成される。

通風直後にはミストの粒径が小さいため、重力沈降の影響が小さいが、時間経過とともにミストの粒径が大きくなると、重力沈降の影響が大きくなった。そのため、熱泳動速度が小さくなった後も、重力沈降によってミスト堆積が持続した。しかし、本数理モデルでは粒径が過大評価されており、重力沈降の影響を正しく評価できていない可能性がある。この点については、6.5節でさらに議論する。

6.5 重力沈降の過大評価による解析結果への影響

6.4節で述べたように、本解析では粒径が過大評価され、重力沈降の影響を正しく評価できていない可能性がある。本節では、重力沈降を考慮せず、ミストの熱泳動のみを考慮した数値解析 (Model 6) を行い、重力沈降の過大評価による影響を調査する。重力沈降の過大評価により解析結果の精度が低下している場合には、重力沈降を無視することで解析精度が改善することが見込まれる。

表 6.6 に、本節で扱う数値解析結果の解析条件を示す。

表 6.6: 数値モデルの条件

Model	昇華凝結	ミスト化 (ミスト生成・粒径成長)	ミスト堆積 (拡散沈着)	重力沈降	熱泳動
5	✓	✓	✓	✓	✓
6	✓	✓	✓	-	✓

6.5.1 ミスト粒径

まず、図 6.35 に Model 6 でのミスト粒径の時間変化を示す。ミストの粒径は、300 秒で $3\ \mu\text{m}$ 程度であった。図 6.24 に示す Model 5 での解析結果 ($4\ \mu\text{m}$) に比べてわずかに小さくなったが、ほとんど変化がなかった。時間とともに大きくなる傾向などは定性的に変化がなく、重力沈降の考慮の有無で生成するミストの粒径はほとんど変化しないことが確認できた。

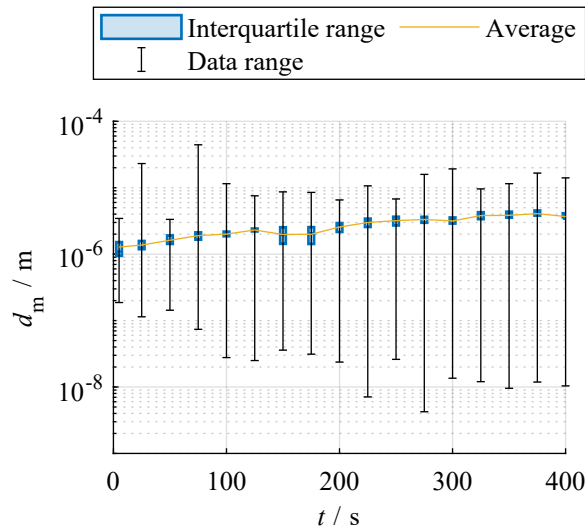


図 6.35: ミスト粒径 (Model 6)

6.5.2 霜形状

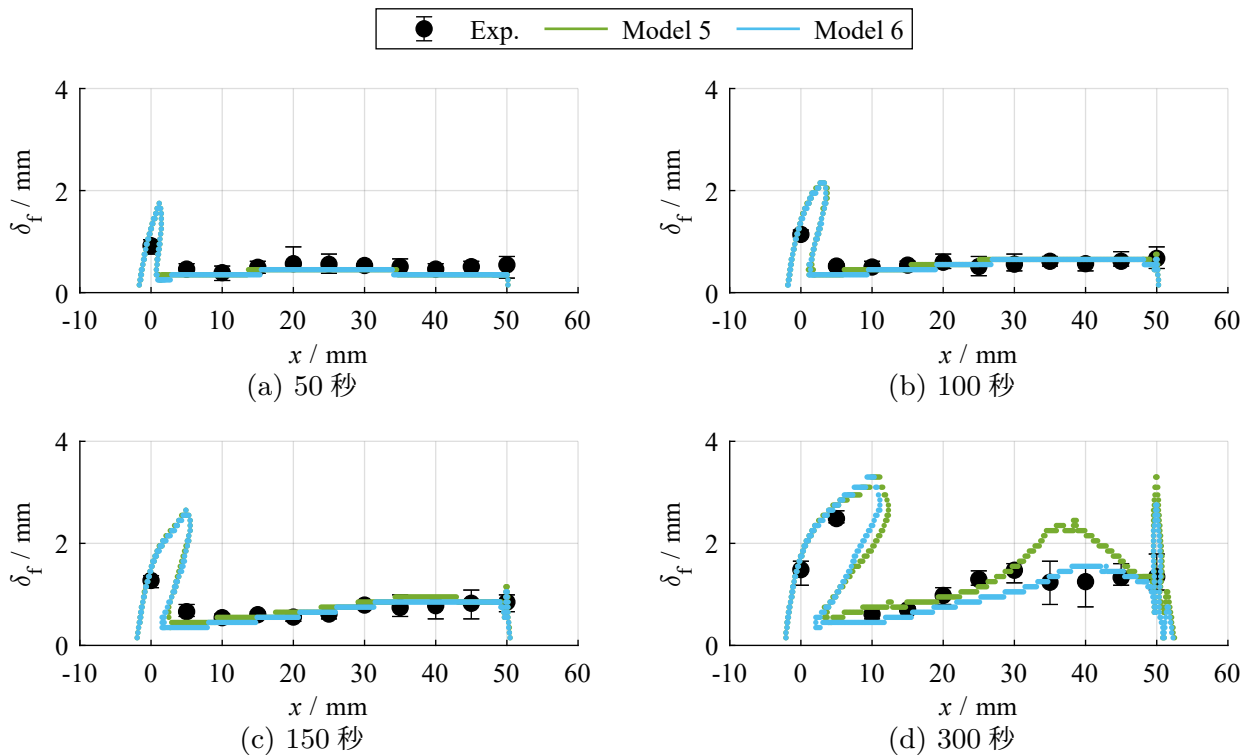


図 6.36: 霜形状

霜形状の時間変化を図 6.36 に示す。50 秒では、Model 5 と Model 6 の間にはほとんど差がないが、100 秒程度から徐々に霜形状に差がみられ、300 秒では霜形状に明確な違いがある。Model 5 の場合に比べて Model 6 の方が霜形成が遅れ、フロストヒルがわずかだが短くなった。また、後方で形成される霜の厚さは全体的に薄くなり、特に 35 mm 付近での成長が大きく抑えられている。Model 5 に比べて Model 6 の方が霜形状が全体的に実験と近い結果となっており、特に誤差が大きかった平板後方での霜形状が 300 秒経過後でも定量的によく実験と一致している。した

がって、重力沈降速度を考慮しない方が実現象の再現度が高く、Model 5で重力沈降による影響が過大評価されたことで、解析精度が低下したといえる。

6.5.3 霜質量

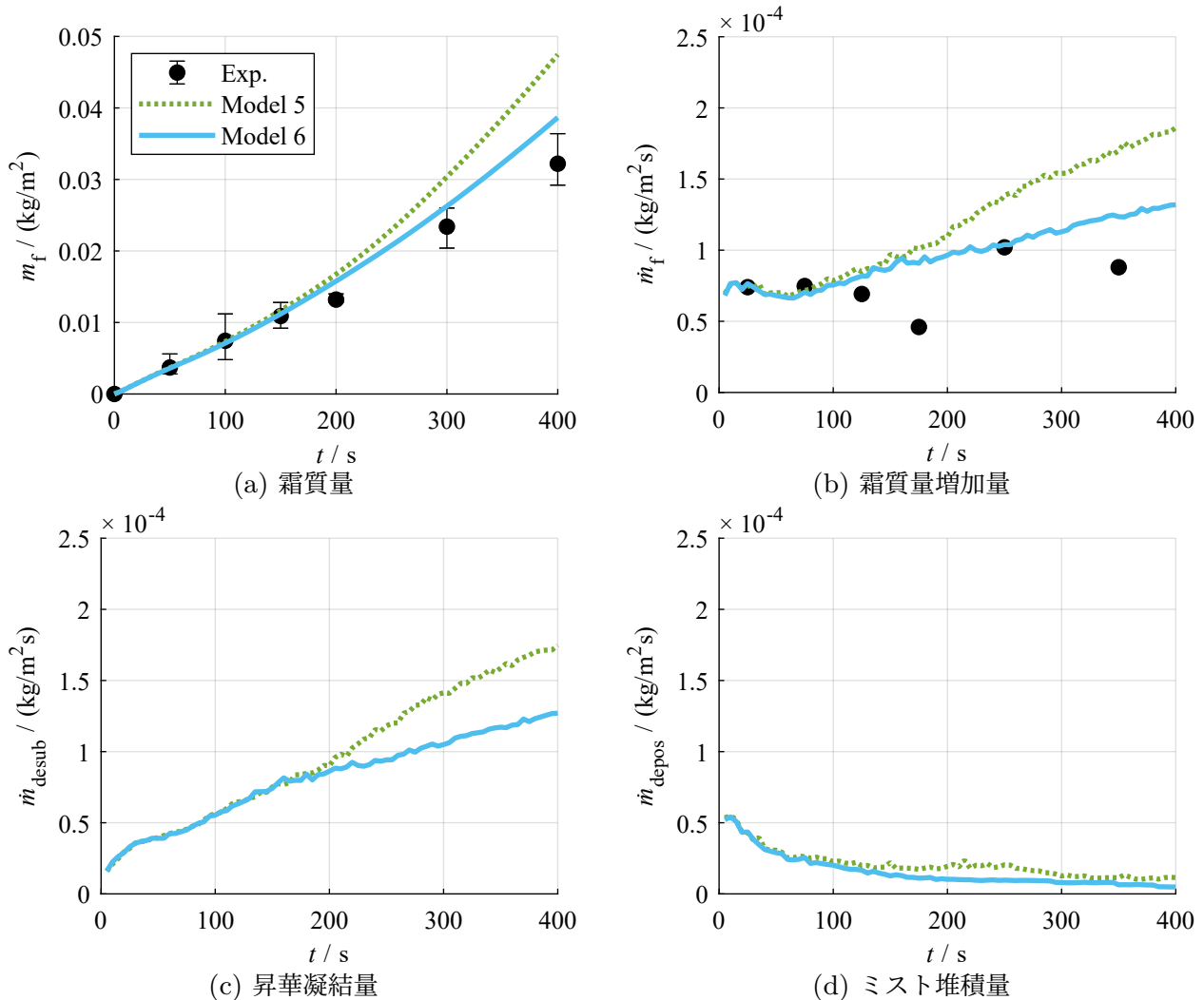


図 6.37: 霜質量, 霜質量増加率, 昇華凝結量, ミスト堆積量

図 6.37 に、霜質量、霜質量増加率、昇華凝結量、ミスト堆積量の時間変化を示す。

霜質量 (図 6.37(a)) については、霜形状と同様に 150 秒ほどまでの間は、Model 5 と Model 6 でほとんど差がないが、その後徐々に差が大きくなった。Model 5 に比べて Model 6 の方が実験結果とよく一致しており、特に 200 秒以降で改善がみられた。本解析結果からも重力沈降の過大評価が解析結果の誤差の要因であったことが確認できる。

霜質量増加率 (図 6.37(b)) についても、通風直後には一致しているが、100 秒以降で徐々に差が生じている。昇華凝結量 (図 6.37(c)) とミスト堆積量 (図 6.37(d)) をみると、双方で Model 5 よりも Model 6 の方が少なくなっている。昇華凝結量については 200 秒以降で、ミスト堆積量については 100 秒ほどで差が生じており、ミスト堆積量に比べて昇華凝結量の方が差が大きかった。単に重力沈降速度を無視したことでミスト堆積量が減少しただけでなく、昇華凝結による霜

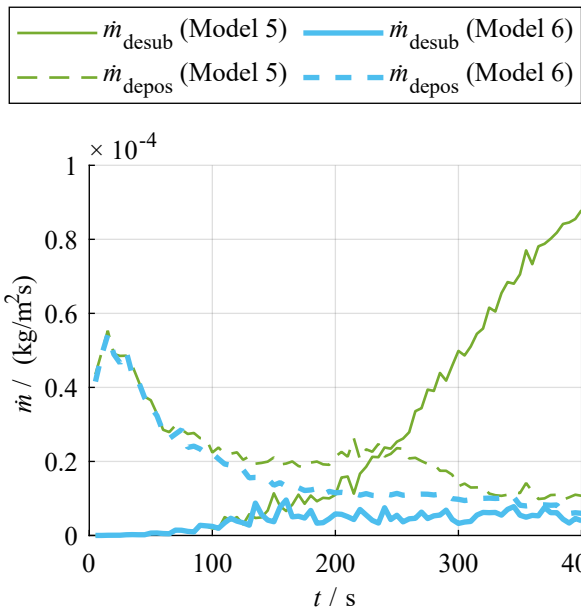


図 6.38: 昇華凝結量およびミス堆積量 (15 mm ≤ x ≤ 40 mm)

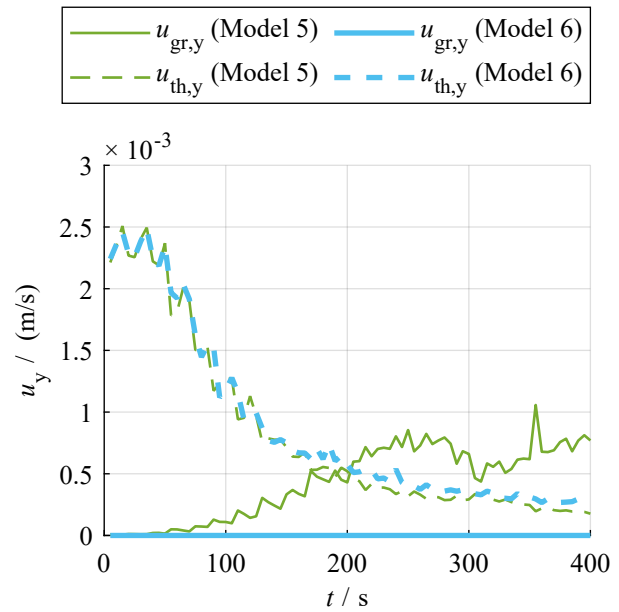


図 6.39: 霜層表面での平均重力沈降水速と熱泳動速度 (15 mm ≤ x ≤ 40 mm, y 方向, 鉛直下向きを正)

形成も遅延していることが確認できた。

ミス堆積による霜形成は、主に平板の後方での霜形成に寄与しており、そのため重力沈降の有無の影響は後方で大きい。図 6.36 に示す霜形状からも、平板の後方での霜形状に違いが生じていることが確認できる。そこで、図 6.38 に Model 5 と Model 6 における平板後方 (15 mm ≤ x ≤ 40 mm) での昇華凝結量 (実線) とミス堆積量 (破線) の時間変化を、図 6.39 に同じ範囲での霜層表面における y 方向の平均重力沈降水速 (実線) と平均熱泳動速度 (破線) を示す。また、図 6.40 には後方で霜形成が盛んであった 35 mm ≤ x ≤ 45 mm でのミス生成量 (実線) と霜層表面温度 (破線) の時間変化を示す。いずれも太線が Model 6 の結果である。

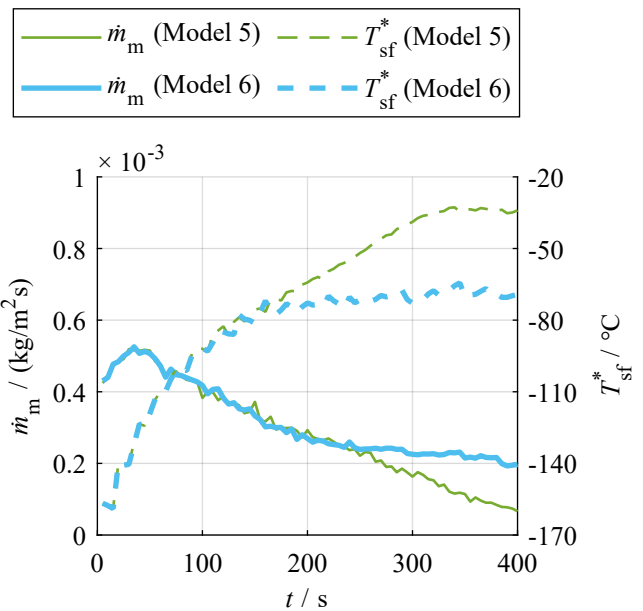


図 6.40: ミス生成量および平均霜層表面温度 (35 mm ≤ x ≤ 45 mm)

まず、重力沈降水速が比較的小さい 100 秒程度まででは、いずれの結果もモデル間で違いがない。しかし、徐々に重力沈降水速が大きくなることで、ミス堆積量については 100 秒程度から、昇華凝結量については 150 秒程度から徐々に差が生じた。これは図 6.37(c), (d) に示す全体での昇華凝結量、ミス堆積量に差が生じたタイミングともおおむね一致する。図 6.39 を見ると、Model 5 と Model 6 でミス堆積量に差が生じ始めた 100 秒ほどから、Model 5 で重力沈降水速

が徐々に大きくなっている。一方で、熱泳動速度については双方でほとんど差がみられなかった。ミスト堆積量（図 6.38）は、重力沈降速度が大きくなった Model 5 の方が 100 秒から 350 秒程度までの間で大きくなっているが、Model 6 では熱泳動速度が時間とともに減少していくため、ミスト堆積量は単調に減少していった。Model 5 においても 350 秒以降でミスト堆積量が減少して、Model 6 との差がほとんどなくなったが、これは重力沈降速度の影響が小さくなったためではなく、平板後方でミストの生成量が Model 6 よりも減少（図 6.40）したためである。

また、Model 5 では 150 秒以降で大きく昇華凝結量が増加した。Model 6 ではそのような昇華凝結量の増加はなく、150 秒以降もほぼ一定であった。上述のように、100 秒以降ではミストの堆積量が Model 5 の方が多く、霜形成が早く進行する。一方で、Model 6 では重力沈降の影響がなく、熱泳動の影響も小さくなるため、霜形成が進みにくい。霜層表面温度（図 6.40）は Model 5 では霜形成に伴って上昇していくが、ミストの堆積量が少ない Model 6 では 150 秒以降ではほとんど上昇せず、 -70°C 程度で一定のままである。その結果、Model 5 ではミスト生成量が 250 秒以降で減少して、昇華凝結量が増加していくが、Model 6 ではミストの生成量も変化せず、昇華凝結量も増加しなかった。

6.5.4 重力沈降の過大評価による解析結果への影響のまとめ

熱泳動のみを考慮した Model 6 での解析結果は、Model 5 での解析結果に比べて、霜形状や霜質量の定量的な解析精度が改善しており、実現象をよく再現できている。Model 5 での解析結果では、ミスト粒径の過大評価により重力沈降の影響が過大評価されたことで、誤差が大きくなったが、実現象ではミストの粒径が小さく、重力沈降による影響は無視できるほど小さいといえる。

本数理モデルでは、ミストの粒径が過大評価され、重力沈降の影響を正しく評価できないが、重力沈降を無視する（Model 6）ことで、比較的高い精度で現象を再現可能であることがわかった。ただし、ミストの粒径は着霜条件に依存し、重力沈降による影響が重要となるような場合もありうるため、粒径をより定量的に評価可能なモデルへと改良することが望まれる。例えば、 $T_{\text{plate}}^* = -125^{\circ}\text{C}$ ではミストの粒径がより大きく、重力沈降による影響が無視できない可能性がある。本研究では、ミストがすべて平均粒径と同じ大きさであると仮定したが、実現象では粒径に分布があるため、モーメント法やビン法といった粒径分布を考慮できる解析手法 [108] を実装することで、数理モデルの精度向上が期待できる。

6.6 小括

本章では、第 4 章と第 5 章で議論した昇華凝結モデルとミスト化・ミスト堆積モデルを用いて、 $T_{\text{plate}}^* = -170^{\circ}\text{C}$ の極低温伝熱面上での着霜現象を対象に数値解析を行い、数値的アプローチからミスト生成を伴う霜形成メカニズムの解明に取り組んだ。以下に、得られた知見をまとめる。

極低温伝熱面上では、前端で昇華凝結によりフロストヒルが形成され、その後方では盛んにミストが生成する。フロストヒルの後方でミスト化により、昇華凝結による着霜量は大幅に（約 80%）減少することを示し、ミスト化による着霜低減効果が大きいことを定量的に明らかにした。

フロストヒルの後方では、水蒸気が 0°C の等温線に沿う位置でミストの粒径成長によってほとんど消費される。特に、フロストヒルの後方では、流れが剥離することで、平板から離れた位置で水蒸気がほとんど消費され、平板近傍には輸送されてこない。そのため、昇華凝結による霜形成が大きく抑制された。ミストの生成量は流れ場や温度場の変化の影響を受けるため、フロストヒルの成長や再循環領域の拡大、後方での霜成長に伴う霜層表面温度の上昇などによって変化する。また、平板の後方では、生成したミストの堆積によって霜が形成される。ミスト堆積による霜形成には、熱泳動が大きく寄与することを明らかにした。一方で、拡散や重力沈降によるミストの輸送、堆積の影響は、熱泳動に比べても十分に小さく霜形成に有意に寄与しない。ミストの堆積は、再付着点より後方の温度勾配が大きい領域で顕著で、霜層が前端と平板後方で分離して成長する。再循環領域では、伝熱面や霜層の近傍での温度勾配が小さいため、終始ミスト堆積が抑制され、無着霜領域が形成される。また、時間経過とともに霜が形成され、温度勾配が小さくなった領域では、ミストの堆積量が少なくなる。

本数理モデルでは、ミストの粒径が過大評価される課題があることも明らかになった。そのため、重力沈降速度が過大評価されてしまい、定量的な精度が低下した。本研究で対象とした $T_{\text{plate}}^* = -170^{\circ}\text{C}$ の極低温伝熱面上での着霜現象では、重力沈降の影響が小さいため、その影響を無視することで定量的な再現度が向上した。しかし、ミストの粒径は伝熱面温度などの条件で異なり、重力沈降の影響を無視できない場合もありうる。本数理モデルで粒径が過大評価された要因として、ミストの粒径をセル内の平均粒径で均一としたことが挙げられ、粒径分布を考慮できる手法を取り入れることで、ミスト粒径や重力沈降の影響を正確に評価できる数理モデルへと発展させていくことが、今後の重要な課題の一つである。

第7章

結論

本研究では、着霜現象が伝熱面温度に依存して異なり、極低温伝熱面上での霜形成ではミスト化を伴う特徴がある点に着目して、着霜実験と数値解析の双方のアプローチから、霜形成メカニズムの解明に取り組んだ。また、極低温伝熱面上でのミスト化を伴う霜形成に対応した新しい着霜数値解析手法を構築するために、昇華凝結過程とミスト化・ミスト堆積過程をそれぞれモデル化し、双方のモデルを用いた着霜数値解析を実現した。以下に、本研究で得られた成果をまとめる。

異なる伝熱面温度における着霜現象の特徴

本研究では、白色 LED 光源とレーザーシート光源を用いた霜やミストの同時観察や光学計測、粒径計測装置を用いたミストの粒径分布の計測などを行うことで、霜質量や霜厚さに加えて、これまでほとんど計測例のないミストに関する定量的なデータも取得し、異なる伝熱面温度における強制対流下での霜形成の特徴を明らかにした。

着霜現象は、伝熱面温度によって大きく異なり、本実験の条件（主流温度：27°C，主流湿度：0.012 kg/m³，主流流速：2.0 m/s）では、伝熱面温度を3つの範囲（低温域： $T_{\text{plate}}^* = -25, -50, -75$ °C，遷移温度域： $T_{\text{plate}}^* = -100, -125$ °C，極低温域： $T_{\text{plate}}^* = -150, -170$ °C）に分類できる。

伝熱面温度が比較的高い低温域では、伝熱面上でミストはほとんど生成せず、 $T_{\text{plate}}^* = -75$ °Cでも通風直後の40秒程度で消失した。低温域では、ミスト化の影響はほとんどなく、全面でほぼ均一に昇華凝結によって霜が形成される。一方で、より低温の遷移温度域や極低温域では、昇華凝結による霜形成だけでなく、ミストの生成を伴う。平板前端部のフロストヒルは、昇華凝結で形成されるが、後方ではミストの堆積によって、まばらに粉粒状の霜が形成される。強制対流下においては、後方でミスト生成や霜形成の様子が、前端に形成されるフロストヒルの形状や、その後方で剥離の有無の影響を受け、流れ方向に不均一に霜が形成される。極低温域では、フロストヒルが急峻に形成され、その後方では流れが剥離してミストが盛んに生成し、霜形成は緩やかに進行する。遷移温度域では、フロストヒルが一部では急峻になるが、前端から後方にかけてなだらかに形成され、その後方では流れが剥離せず、ミスト化が持続しにくくなり、ミスト堆積だけでなく、昇華凝結によっても霜形成が進行する。

ミストは、伝熱面温度が低いほど長く持続して生成する。水蒸気がミスト化して後流に流され

るため、霜質量は伝熱面温度が低いほど減少する。また、極低温域では伝熱面へと輸送される水蒸気のほとんどがミスト化するため、霜質量は最も少なくなる。ミストの粒径計測では、主に $0.2 \mu\text{m} \leq d_m \leq 2.0 \mu\text{m}$ の範囲の粒子が計測され、ピーク粒径は $T_{\text{plate}}^* = -125^\circ\text{C}$ で約 $1 \mu\text{m}$, $T_{\text{plate}}^* \leq -150^\circ\text{C}$ では $0.4 \mu\text{m} \leq d_m \leq 0.7 \mu\text{m}$ 程度で、低温ほど小さくなる傾向がある。

着霜現象の数値モデル化

極低温伝熱面上では、着霜時にミスト化を伴い、昇華凝結による霜形成とミスト堆積による霜形成の二つの霜形成メカニズムが関与する。本研究では、昇華凝結による霜形成（昇華凝結過程）とミストの生成や粒径成長、ミストの堆積による霜形成（ミスト化・ミスト堆積過程）に分け、それぞれの過程のモデル化を行い、極低温伝熱面上でのミスト化を伴う霜形成に対応した着霜数値解析を実現した。

昇華凝結過程は、水蒸気が対流や拡散により霜層へと輸送され、霜層の表面や内部の結晶界面で昇華凝結して結晶が成長する過程である。本研究では、霜層内での氷結晶の成長過程に着目し、霜と同じ氷結晶である雪の結晶成長に関する研究でも用いられている Burton-Cabrera-Frank 理論と、雪の比表面積の計測データを用いて、モデルを構築した。

本数値モデルでは、積雪と霜との結晶構造の違いや結晶成長方位による成長しやすさの差異などが考慮されていないことから、界面積パラメータ β_{inn} による補正が必要で、 β_{inn} を 10^{-3} 程度とすることで、定量的に現象を再現できることを示した。また、霜層内部での水蒸気拡散の影響についても調査し、内部拡散パラメータ F を 5 程度にすることで、解析精度が改善することを示した。さらに、これらのパラメータについて、 $\beta_{\text{inn}} = 0.004$, $F = 4$ とすることで、伝熱面温度 -10°C から -30°C , 主流湿度 0.008 kg/m^3 から 0.016 kg/m^3 の範囲では、600 秒後の霜質量、平均霜厚さを最大誤差 15% 未満の精度で再現できることを明らかにし、本モデルの有用性を示した。

ミスト化・ミスト堆積過程は、水蒸気からミストが生成する過程と、ミストが堆積して霜になる過程である。本研究では、これまでの数値モデルでは考慮されていない、ミストの堆積による霜形成まで考慮した数値モデル化に取り組んだ。ミストの質量濃度と個数濃度に関する一般動力学方程式を用いて、ミスト化（核生成・粒径成長）やミスト堆積を考慮した。ミストの堆積においては、拡散に加えて、重力沈降や熱泳動による影響も考慮した。さらに、構築したミスト化・ミスト堆積モデルを昇華凝結モデルと併用して、極低温伝熱面上での霜形成に対応した着霜数値解析を実現し、低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$) と極低温域 ($T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$) の二つの伝熱面温度で検証解析を行い、有用性と妥当性を確認した。

$T_{\text{plate}}^* = -75^\circ\text{C}$ では、通風後 50 秒ほどでミストがほとんど生成しなくなり、平板全体で昇華凝結によって霜が形成されて、ほぼ均一に霜が成長する様子が再現できた。 $T_{\text{plate}}^* = -170^\circ\text{C}$ では、フロストヒルが昇華凝結により形成され、その後方ではミストが生成してほとんど霜が形成されず、平板後方でミスト堆積によって霜形成が進む様子が再現できた。霜形状や霜質量については、定量的にも比較的よく実験結果と一致した。本成果は、提案する数値解析手法が異なる伝熱面温度での霜形成やミスト生成の違いを再現できることを示しており、極低温域のみではなく、幅広い伝熱面温度に対して適用可能であることを示すものである。

強制対流下の極低温平板上における着霜メカニズムの解明

本研究では、強制対流下における -170°C の極低温平板上での霜形成を対象に、複数のモデル条件で数値解析を行い、ミスト化を伴う霜形成メカニズムの解明に取り組んだ。数値解析では、本研究で構築した着霜数値解析手法を用い、従来の実験的アプローチでは明らかにすることが困難であった、ミスト化による影響や、昇華凝結とミスト堆積のそれぞれによる霜形成への寄与、ミストの輸送メカニズム（拡散、重力沈降、熱泳動）の影響などについて、定量的に評価した。特に、昇華凝結やミスト化だけでなく、ミストの堆積による影響も考慮しており、ミスト堆積による霜形成への影響や、ミスト堆積の支配的なメカニズムについても、定量的に検討を行った。

前端で形成されるフロストヒルが昇華凝結によって形成され、その形状は 0°C の等温線に依存することを明らかにした。フロストヒルの後方では、ミスト化によって水蒸気がほとんど消費されており、昇華凝結による霜形成が大きく抑制されていること、水蒸気が主に 0°C の等温線付近でミストの粒径成長によって消費されていることも明らかにした。また、ミスト化による着霜低減効果が大きいことを、数値解析結果から定量的に示した。平板の後方では、主にミスト堆積によって霜が形成され、拡散や重力沈降による影響に比べて、熱泳動の影響が大きい。熱泳動は、温度勾配に比例して影響が大きくなり、剥離や霜形成に伴って温度勾配が小さくなると影響が小さくなる。そのため、フロストヒルの後方の再循環領域では、霜が形成されにくく無着霜領域となり、一方で再付着点より後方では、霜形成が有意に進行する。このようなメカニズムで霜層が前端と後方で分離して成長することを明らかにした。

最後に、今後の課題と展望について述べる。本研究では強制対流下の極低温伝熱面上での着霜現象を対象に、数理モデルの構築と、数値解析と実験による霜形成メカニズムの解明に取り組んだ。本研究で構築した数理モデルでは、霜層の融解・再凍結や変形が考慮されていない点、ミストの粒径が過大評価される点などが課題である。これらの課題を解決しながら、3次元的な解析へと拡張していくことで、実社会で課題となっている実機熱交換器における霜形成過程の可視化や予測が可能になり、空気予冷器に限らず、低温冷媒を用いる各種熱交換器の性能向上や設計効率化につながる。また、明らかにした霜形成メカニズムからは、平板上での再循環領域を制御することで、ミスト化の促進やミスト堆積の抑制が可能であることが示唆され、伝熱面形状などを工夫して流れをコントロールすることで、着霜を抑制できることが期待される。以上のように、本研究の成果は、将来の極低温空気熱交換器における着霜問題の解決や、極低温冷熱の活用の実現に、貢献するものである。

謝辞

本研究の遂行にあたり、多くの方々にご指導、ご助言をいただきました。この場を借りて、感謝の意を述べさせていただきます。

早稲田大学の佐藤哲也教授には、学部3年時の研究室配属以来、7年間にわたり、懇切丁寧にご指導いただきました。常に私の自由な発想を尊重し、様々な研究に挑戦させていただくとともに、国内外の学会・研究会への参加や外部機関での実験参加など、多くの経験をさせていただきました。楽しく充実した学生生活を送り、本論文を完成させることができたのは、佐藤先生のご指導ご厚情のお陰に他なりません。今後も一人の研究者として、日々精進してまいりますので、ご指導ご鞭撻のほど、よろしく願いいたします。

早稲田大学の山口誠一准教授（副指導教員）、宮川和芳教授、静岡大学の吹場活佳准教授には、本論文の副査をお引き受けいただき、様々な視点からご助言をいただきました。論文の内容を深め、研究の完成度を高めるためのアドバイスにとどまらず、本研究のさらなる発展や新しい研究テーマにつながる提案もいただきました。先生方との議論を通して得られた気づきを活かし、今後も研究活動に励んでまいります。

佐藤哲也研究室の皆様、特に十川悟氏、倉田琢巳氏、堀越大輝氏、森永裕大氏、植田晃弘氏、吉田幹男氏、平井理久氏、富田泰成氏、西川暉氏には、日々の活発な議論をとおして有益なご意見をいただいたほか、いろいろな形で本研究の遂行にご協力いただきました。

最後に、家族には、いつもあたたかく応援していただき、生活面や精神面など、様々な面で私を支えていただきました。

本論文を結ぶにあたり、本研究に関わる全ての方々に、心より感謝申し上げます。

本研究は、日本学術振興会の科学研究費助成事業（特別研究員奨励費、課題番号 JP22J10859）、早稲田大学理工学術院総合研究所の若手研究者支援事業（アーリーバードプログラム）、JST 次世代研究者挑戦的研究プログラム（JPMJSP2128）の支援を受けたものです。また、本研究で使用した走査式モビリティパーティクルサイザー（SMPS）および白色光エアロゾルスpektロメーター（WELAS）は、東京ダイレック株式会社様より賃借いたしました。ここに謝意を表します。

参考文献

- [1] Zhang, N. and Lior, N., “A Novel Brayton Cycle with the Integration of Liquid Hydrogen Cryogenic Exergy Utilization,” *Int. J. Hydrogen Energy*, Vol. 33, No. 1, 2008, pp. 214–224.
- [2] Tsujikawa, Y. and Sawada, T., “Off-Design Point Characteristics of the Precooled Gas Turbine Cycle with Liquefied Hydrogen as Fuel,” *Int. J. Hydrogen Energy*, Vol. 9, No. 12, 1984, pp. 1011–1017.
- [3] Tsujikawa, Y. and Asakura, H., “Optimization of the Precooler of Hydrogen Fueled Gas Turbine,” *Heat Recovery Syst. CHP*, Vol. 8, No. 5, 1988, pp. 433–443.
- [4] Song, C., Liu, Q., Deng, S., Li, H., and Kitamura, Y., “Cryogenic-Based CO₂ Capture Technologies: State-Of-The-Art Developments and Current Challenges,” *Renewable Sustainable Energy Rev.*, Vol. 101, 2019, pp. 265–278.
- [5] Xin, Y., Zhang, Y., Xue, P., Wang, K., Adu, E., and Tontiwachwuthikul, P., “The Optimization and Thermodynamic and Economic Estimation Analysis for CO₂ Compression-Liquefaction Process of Ccus System Using Lng Cold Energy,” *Energy*, Vol. 236, 2021, p. 121376.
- [6] Hong, W. Y., “A Techno-Economic Review on Carbon Capture, Utilisation and Storage Systems for Achieving a Net-Zero CO₂ Emissions Future,” *Carbon Capture Science & Technology*, Vol. 3, 2022, p. 100044.
- [7] Shen, M., Tong, L., Yin, S., Liu, C., Wang, L., Feng, W., and Ding, Y., “Cryogenic Technology Progress for CO₂ Capture under Carbon Neutrality Goals: A Review,” *Sep. Purif. Technol.*, Vol. 299, 2022, p. 121734.
- [8] Shirai, Y. and Shiotsu, M., “Research and Development of Liquid Hydrogen-Cooled Superconducting Energy Apparatus,” *TEION KOGAKU*, Vol. 55, No. 1, 2020, pp. 44–52.
- [9] Hara, S., Iwami, Y., Kawasaki, R., Matsumoto, T., Shirai, Y., Shiotsu, M., Kobayashi, H., Naruo, Y., Nonaka, S., Inatani, Y., Ishii, M., Yoshinaga, S., and Tanaka, T., “Development of Liquid Hydrogen Cooling System for a Rotor of Superconducting Generator,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 31, No. 5, 2021, pp. 1–5.
- [10] Ohya, M., Ikuta, S., Miura, H., Obata, K., and Tonooka, S., “Current Flow Simulation of Assembled Conductors for Field Coils of Liquid Hydrogen-Cooled High-Temperature

- Superconducting Generator,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 33, No. 5, 2023, pp. 1–5.
- [11] Sato, T., Tanatsugu, N., Harada, K., Kobayashi, H., and Tomike, J., “Development Study on a Precooler for the Hypersonic Air-Breathing Engine,” *J. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci.*, Vol. 50, No. 580, 2002, pp. 196–203.
- [12] Sato, T., Taguchi, H., Kobayashi, H., Kojima, T., Okai, K., Fujita, K., Masaki, D., Hongo, M., and Ohta, T., “Development Study of Precooled-Cycle Hypersonic Turbojet Engine for Flight Demonstration,” *Acta Astronaut.*, Vol. 61, No. 1, 2007, pp. 367–375.
- [13] Sato, T., Taguchi, H., Kobayashi, H., Kojima, T., Fukiba, K., Okai, Masaki, D., Keiichi, Fujita, K., Hongo, M., and Sawai, S., “Development Study of a Precooled Turbojet Engine,” *Acta Astronaut.*, Vol. 66, No. 7, 2010, pp. 1169–1176.
- [14] Taguchi, H., Hongoh, M., Kojima, T., and Saito, T., “Mach 4 Performance Evaluation of Hypersonic Pre-Cooled Turbojet Engine,” in: *22Nd AIAA International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies Conference*. AIAA SPACE Forum. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2018.
- [15] Harada, K., Tanatsugu, N., and Sato, T., “Development Study of a Precooler for the Air-Turboramjet Expander-Cycle Engine,” *J. Propul. Power*, Vol. 17, No. 6, 2001, pp. 1233–1238.
- [16] Kimura, T. and Sato, T., “Improvement of the Precooler Performance Against the Icing Problem by Using the Condensable Gas,” *J. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci.*, Vol. 51, No. 598, 2003, pp. 597–605.
- [17] Fukiba, K., Inoue, S., Sato, T., and Ohkubo, H., “Defrosting of a Heat Exchanger for Precooled Turbojet Engines Using Jet Impingement,” *J. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci.*, Vol. 56, No. 657, 2008, pp. 464–470.
- [18] Liu, S., Jiao, W., Ren, L., Wang, H., and Zhang, P., “Dynamic Heat Transfer Analysis of Liquefied Natural Gas Ambient Air Vaporizer under Frost Conditions,” *Appl. Therm. Eng.*, Vol. 110, 2017, pp. 999–1006.
- [19] Liu, S., Jiao, W., Ren, L., and Tian, X., “Thermal Resistance Analysis of Cryogenic Frosting and Its Effect on Performance of LNG Ambient Air Vaporizer,” *Renewable Energy*, Vol. 149, 2020, pp. 917–927.
- [20] Byun, S., Jeong, H., Kim, D. R., and Lee, K.-S., “Frost Modeling under Cryogenic Conditions,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 161, 2020, p. 120250.
- [21] Byun, S., Jeong, H., Kim, D. R., and Lee, K. S., “Modeling of Frost Growth and Fog Generation at Ultra-Low Temperatures,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 166, 2021, p. 120741.

- [22] Ohkubo, H. and Tajima, O., “The Frosting Phenomena to the Vertical Plate in Natural Convection Flow (Effect of Surface Temperature),” *Refrigeration*, Vol. 58, No. 663, 1983, pp. 3–11.
- [23] Ohkubo, H. and Tajima, O., “Effect of Surface Temperature on Frosting Phenomena,” *Transactions of the Japanese Association of Refrigeration*, Vol. 12, No. 3, 1995, pp. 285–294.
- [24] Imai, T., Ishihara, I., Umekawa, H., and Matsumoto, R., “Study of Mist Occuring Near a Cold Surface with Frost Formation,” *Transactions of the Japan Society of Refrigerating and Air Conditioning Engineers*, Vol. 21, No. 3, 2004, pp. 227–233.
- [25] Fukiba, K., Sato, T., Tsuboi, N., and Kobayashi, H., “Mass Transfer Around a Cold Cylinder with Condensation of Vapor (1St Report),” *J. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci.*, Vol. 53, No. 623, 2005, pp. 577–585.
- [26] Fukiba, K., Sato, T., Tsuboi, N., and Kobayashi, H., “Mass Transfer Around a Cold Cylinder with Condensation of Vapor (2Nd Report),” *J. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci.*, Vol. 54, No. 629, 2006, pp. 257–265.
- [27] Ishihara, I., Matsumoto, R., Kitamoto, T., Yoshioka, S., and Shibata, Y., “Mist Formation in Heat Exchanger of Air Conditioners,” *Transactions of the Japan Society of Refrigerating and Air Conditioning Engineers*, Vol. 23, No. 3, 2006, pp. 257–263.
- [28] Nakano, H., Onishi, H., Tada, Y., and Takimoto, A., “C215 Heat Transfer Characteristics of Finless Tube Heat Exchanger under Frost Conditions with Mist Deposition,” *The Proceedings of the Thermal Engineering Conference*, Vol. 2007, No. 0, 2007, pp. 253–254.
- [29] Sekulic, D. P., “The Influence of Fog Sublayer Formation on H₂O Cryodeposit Instability,” *Cryogenics*, Vol. 23, No. 3, 1983, pp. 163–165.
- [30] Mago, P. J. and Sherif, S. A., “Frost Formation and Heat Transfer on a Cold Surface in Ice Fog,” *Int. J. Refrig*, Vol. 28, No. 4, 2005, pp. 538–546.
- [31] Byun, S., Jeong, H., Son, H., Kim, D. R., and Lee, K.-S., “Frost Formation From General-Low to Ultra-Low Temperatures: A Review,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 195, 2022, p. 123164.
- [32] Yamakawa, N., Takahashi, N., and Ohtani, S., “Heat and Mass Transfer by Forced Convection under the Frosting Condition,” *Kagaku Kogaku*, Vol. 35, No. 3, 1971, pp. 328–334.
- [33] Hayashi, Y., Yuhara, H., and Aoki, K., “Researches on Frost Formation by Forced Convection : 1St Report, Experimental Study,” *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, Vol. 42, No. 355, 1976, pp. 885–892.
- [34] Hayashi, Y., Aoki, A., Adachi, S., and Hori, K., “Study of Frost Properties Correlating With Frost Formation Types,” *J. Heat Transfer*, Vol. 99, No. 2, 1977, pp. 239–245.

- [35] Hayashi, Y. and Aoki, K., “A Study on Frost Deposition on Flat Surface : Classification of the Growth of Frost Layer According to the Structure,” *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, Vol. 43, No. 368, 1977, pp. 1384–1391.
- [36] Tokura, I., Saito, H., and Kishinami, K., “An Experimental Study on Properties and Growth Rates of Water Frost Layers,” *Memoirs of the Muroran Institute of Technology. Science and Engineering*, Vol. 10, No. 5, 1983, pp. 697–708.
- [37] Seki, N., Fukusako, S., Matsuo, K., and Uemura, S., “Incipient Phenomena of Frost Formation,” *Bulletin of JSME*, Vol. 27, No. 233, 1984, pp. 2476–2482.
- [38] Tao, Y. X., Besant, R. W., and Mao, Y., “Characteristics of Frost Growth on a Flat Plate During the Early Growth Period,” *ASHRAE Trans.*, 1993, pp. 746–753.
- [39] Iraragorry, J., Tao, Y.-X., and Jia, S., “Review Article: A Critical Review of Properties and Models for Frost Formation Analysis,” *HVAC&R Research*, Vol. 10, No. 4, 2004, pp. 393–420.
- [40] Wu, X., Dai, W., Xu, W., and Tang, L., “Mesoscale Investigation of Frost Formation on a Cold Surface,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, Vol. 31, No. 8, 2007, pp. 1043–1048.
- [41] Lee, J. and Lee, K. S., “The Behavior of Frost Layer Growth under Conditions Favorable for Desublimation,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 120, 2018, pp. 259–266.
- [42] Holten, D. C., “A Study of Heat and Mass Transfer to Uninsulated Liquid Oxygen Containers,” in: *Advances in Cryogenic Engineering*. Springer US, 1961, pp. 499–508.
- [43] Barron, R. F. and Han, L. S., “Heat and Mass Transfer to a Cryosurface in Free Convection,” *J. Heat Transfer*, Vol. 87, No. 4, 1965, pp. 499–506.
- [44] Liu, Z., Dong, Y., and Li, Y., “An Experimental Study of Frost Formation on Cryogenic Surfaces under Natural Convection Conditions,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 97, 2016, pp. 569–577.
- [45] Li, L., Liu, Z., Li, Y., and Dong, Y., “Frost Deposition on a Horizontal Cryogenic Surface in Free Convection,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 113, 2017, pp. 166–175.
- [46] Lee, J., Jeong, H., Kim, D. R., and Lee, K. S., “Frost Layer Growth Behavior under Cryogenic Conditions,” *Appl. Therm. Eng.*, Vol. 163, No. March, 2019, pp. 114–333.
- [47] Song, M. and Dang, C., “Review on the Measurement and Calculation of Frost Characteristics,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 124, 2018, pp. 586–614.
- [48] Liu, Z., Gou, Y., Wang, J., and Cheng, S., “Frost Formation on a Super-Hydrophobic Surface under Natural Convection Conditions,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 51, No. 25–26, 2008, pp. 5975–5982.
- [49] Kim, H., Kim, D. R., Jang, H., Kim, D. R., and Lee, K. S., “Microscopic Observation of Frost Behaviors at the Early Stage of Frost Formation on Hydrophobic Surfaces,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 97, 2016, pp. 861–867.
- [50] Hermes, C. J. L., Nascimento, V. S., Loyola, F. R., Cardoso, R. P., and Sommers, A. D., “A Study of Frost Build-Up on Hydrophilic and Hydrophobic Surfaces under

- Forced Convection Conditions,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, Vol. 100, No. July 2018, 2019, pp. 76–88.
- [51] Byun, S., Jeong, H., Kim, D. R., and Lee, K.-S., “Frost Layer Growth Behavior on Ultra-Low Temperature Surface with a Superhydrophobic Coating,” *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, Vol. 128, 2021, p. 105641.
- [52] Jeong, H., Byun, S., Kim, D. R., and Lee, K.-S., “Frost Growth Mechanism and Its Behavior under Ultra-Low Temperature Conditions,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 169, 2021, p. 120941.
- [53] Jeong, H., Byun, S., Kim, D. R., and Lee, K.-S., “Optical Investigation of Cryogenic Frost Formation under Forced Convection,” *Appl. Therm. Eng.*, Vol. 202, 2022, p. 117887.
- [54] Matsumoto, R., Uechi, T., and Nagasawa, Y., “Three-Dimensional Microstructure of Frost Layer Measured by Using X-Ray μ CT,” *J. Therm. Sci. Technol.*, Vol. 13, No. 1, 2018, pp. 1–11.
- [55] Takayashiki, M., Nishimura, K., Sciazko, A., Okabe, T., Taniguchi, J., and Shikazono, N., “Three Dimensional Reconstruction of Frost Structure by Replica Method,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 196, 2022, p. 123280.
- [56] Takayashiki, M., Nishimura, K., Sciazko, A., Okabe, T., Taniguchi, J., and Shikazono, N., “Reconstruction of Frost Three-Dimensional Structure by Replication Method,” *Transactions of the Japan Society of Refrigerating and Air Conditioning Engineers*, Vol. 39, No. 3, 2022, pp. 241–248.
- [57] Kobayashi, T., “Crystal Growth of Snow and Ice,” *OYOBUTURI*, Vol. 44, No. 12, 1975, pp. 1234–1248.
- [58] Cremers, C. J., Hahn, O. J., and Skorupski, J. H., “Frost Density Measurements on Vertical Cylinders by Gamma-Ray Attenuation,” in: *Advances in Cryogenic Engineering*. Ed. by K D Timmerhaus. Boston, MA: Springer US, 1978, pp. 371–375.
- [59] Sekulić, D. P., “Irreversible Condensation Conditions Near the Cryosurface,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 28, No. 6, 1985, pp. 1205–1214.
- [60] Lee, B. U., “Cryogenic Aerosol Generation: Airborne Mist Particles Surrounding Liquid Nitrogen,” *Int. J. Environ. Res. Public Health*, Vol. 17, No. 3, 2020, p. 1071.
- [61] Epstein, M., Hauser, G. M., Fauske, H. K., Grolmes, M. A., Henry, R. E., and Leung, J. C., “Fog Formation and Deposition Within Laminar and Turbulent Natural Convection Boundary Layers Along Cold Vertical Plates,” *Chem. Eng. Commun.*, Vol. 118, No. 1, 1992, pp. 163–187.
- [62] Biguria, G. and Wenzel, L. A., “Measurement and Correlation of Water Frost Thermal Conductivity and Density,” *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, Vol. 9, No. 1, 1970, pp. 129–138.

- [63] Tokura, I., Saito, H., and Kishinami, K., "Prediction of Growth Rate and Density of Frost Layer Developing under Forced Convection," *Wärme - Und Stoffübertragung*, Vol. 22, No. 5, 1988, pp. 285–290.
- [64] Lee, Y. B. and Ro, S. T., "Frost Formation on a Vertical Plate in Simultaneously Developing Flow," *Exp. Therm. Fluid Sci.*, Vol. 26, No. 8, 2002, pp. 939–945.
- [65] Yang, D. K. and Lee, K. S., "Dimensionless Correlations of Frost Properties on a Cold Plate," *Int. J. Refrig*, Vol. 27, No. 1, 2004, pp. 89–96.
- [66] Shin, J., Tikhonov, A. V., and Kim, C., "Experimental Study on Frost Structure on Surfaces With Different Hydrophilicity: Density and Thermal Conductivity," *J. Heat Transfer*, Vol. 125, No. 1, 2003, pp. 84–94.
- [67] Na, B. and Webb, R. L., "New Model for Frost Growth Rate," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 47, No. 5, 2004, pp. 925–936.
- [68] Yamakawa, N. and Ohtani, S., "Heat and Mass Transfer in the Frost Layer," *Kagaku Kogaku*, Vol. 36, No. 2, 1972, pp. 197–203.
- [69] Schneider, H. W., "Equation of the Growth Rate of Frost Forming on Cooled Surfaces," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 21, No. 8, 1978, pp. 1019–1024.
- [70] Hermes, C. J. L., Loyola, F. R., and Nascimento, V. S., "A Semi-Empirical Correlation for the Frost Density," *Int. J. Refrig*, Vol. 46, 2014, pp. 100–104.
- [71] Negrelli, S., Cardoso, R. P., and Hermes, C. J. L., "A Finite-Volume Diffusion-Limited Aggregation Model for Predicting the Effective Thermal Conductivity of Frost," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 101, 2016, pp. 1263–1272.
- [72] Byun, S., Jeong, H., Hyeon, S., and Lee, K.-S., "Quantitative Analysis of Frosting Characteristics at Ultra-Low Temperatures under Forced Convection Conditions," *Energy Build.*, Vol. 248, 2021, p. 111186.
- [73] Zendehboudi, A., Wang, B., and Li, X., "Application of Smart Models for Prediction of the Frost Layer Thickness on Vertical Cryogenic Surfaces under Natural Convection," *Appl. Therm. Eng.*, Vol. 115, 2017, pp. 1128–1136.
- [74] Zendehboudi, A. and Hosseini, S. H., "Modeling of the Frost Deposition by Natural Convection on Horizontal Ultra-Low-Temperature Surfaces," *J. Therm. Anal. Calorim.*, Vol. 137, No. 6, 2019, pp. 2029–2043.
- [75] Moradkhani, M. A., Hosseini, S. H., Valizadeh, M., and Song, M., "Machine Learning Based Models to Predict Frost Characteristics on Cryogenic Surfaces under Forced Convection Conditions," *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, Vol. 129, 2021, p. 105667.
- [76] Negrelli, S. and Hermes, C. J. L., "A Semi-Empirical Correlation for the Thermal Conductivity of Frost," *Int. J. Refrig*, Vol. 58, 2015, pp. 243–252.
- [77] Hayashi, Y., Aoki, K., and Yuzuhara, H., "Frosting Phenomena Under Forced Convection: 2Nd Report, Theoretical Research by Modeling Frost Layer," *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, Vol. 42, No. 355, 1976, pp. 893–901.

- [78] Aoki, K., Kitawayama, K., Hayashi, Y., and Adachi, S., "A Study on Frost Deposition : A Theory of Frost Layer Growth," *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers. Series B*, Vol. 45, No. 394, 1979, pp. 869–876.
- [79] Tao, Y.-X., Besant, R. W., and Rezkallah, K. S., "A Mathematical Model for Predicting the Densification and Growth of Frost on a Flat Plate," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 36, No. 2, 1993, pp. 353–363.
- [80] Le Gall, R., Grillot, J. M., and Jallut, C., "Modelling of Frost Growth and Densification," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 40, No. 13, 1997, pp. 3177–3187.
- [81] Sherif, S. A., Raju, S. P., Padki, M. M., and Chan, A. B., "A Semi-Empirical Transient Method for Modelling Frost Formation on a Flat Plate," *Int. J. Refrig.*, Vol. 16, No. 5, 1993, pp. 321–329.
- [82] Lee, K.-S., Kim, W.-S., and Lee, T.-H., "A One-Dimensional Model for Frost Formation on a Cold Flat Surface," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 40, No. 18, 1997, pp. 4359–4365.
- [83] Cheng, C.-H. and Cheng, Y.-C., "Predictions of Frost Growth on a Cold Plate in Atmospheric Air," *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, Vol. 28, No. 7, 2001, pp. 953–962.
- [84] Yun, R., Kim, Y., and Min, M.-K., "Modeling of Frost Growth and Frost Properties with Airflow Over a Flat Plate," *Int. J. Refrig.*, Vol. 25, No. 3, 2002, pp. 362–371.
- [85] Hermes, C. J. L., Piucco, R. O., Barbosa, J. R., and Melo, C., "A Study of Frost Growth and Densification on Flat Surfaces," *Exp. Therm. Fluid Sci.*, Vol. 33, No. 2, 2009, pp. 371–379.
- [86] Wang, W., Guo, Q. C., Lu, W. P., Feng, Y. C., and Na, W., "A Generalized Simple Model for Predicting Frost Growth on Cold Flat Plate," *Int. J. Refrig.*, Vol. 35, No. 2, 2012, pp. 475–486.
- [87] Shimomura, N., Kumada, M., Chu, R., and Mizuno, T., "Study of Thermal Performance with Frosting under Forced Convection on a Flat Plate (Prediction of Frost Growth Using Non-Homogeneous Property)," *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers. Series B*, Vol. 68, No. 673, 2002, pp. 2586–2592.
- [88] Na, B. and Webb, R. L., "Mass Transfer on and Within a Frost Layer," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 47, No. 5, 2004, pp. 899–911.
- [89] Ren, L., Jiao, W., Tian, X., and Liu, T., "Effect of Frost Layer on Heat Transfer of Cryogenic Fluid in a Finned Tube," *Cryogenics*, Vol. 109, 2020, p. 103115.
- [90] Choi, S. and Kim, S. J., "Effect of Initial Cooling on Heat and Mass Transfer at the Cryogenic Surface under Natural Convective Condition," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 112, 2017, pp. 850–861.

- [91] Shimomura, N., Kumada, M., Chu, R., and Mizuno, T., "Study of Frost Phenomenon under Forced Convection on a Flat Plate," *Transactions of the Japan Society of Refrigerating and Air Conditioning Engineers*, Vol. 19, No. 3, 2002, pp. 245–254.
- [92] Nath, S. and Boreyko, J. B., "On Localized Vapor Pressure Gradients Governing Condensation and Frost Phenomena," *Langmuir*, Vol. 32, No. 33, 2016, pp. 8350–8365.
- [93] Lee, K.-S., Jhee, S., and Yang, D.-K., "Prediction of the Frost Formation on a Cold Flat Surface," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 46, No. 20, 2003, pp. 3789–3796.
- [94] Armengol, J. M., Salinas, C. T., Xamán, J., and Ismail, K. A. R., "Modeling of Frost Formation Over Parallel Cold Plates Considering a Two-Dimensional Growth Rate," *Int. J. Therm. Sci.*, Vol. 104, 2016, pp. 245–256.
- [95] Cui, J., Li, W. Z., Liu, Y., and Jiang, Z. Y., "A New Time- and Space-Dependent Model for Predicting Frost Formation," *Appl. Therm. Eng.*, Vol. 31, No. 4, 2011, pp. 447–457.
- [96] Kim, D., Kim, C., and Lee, K. S., "Frosting Model for Predicting Macroscopic and Local Frost Behaviors on a Cold Plate," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 82, 2015, pp. 135–142.
- [97] Wu, X., Ma, Q., Chu, F., and Hu, S., "Phase Change Mass Transfer Model for Frost Growth and Densification," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 96, 2016, pp. 11–19.
- [98] Wu, X., Chu, F., and Ma, Q., "Frosting Model Based on Phase Change Driving Force," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 110, 2017, pp. 760–767.
- [99] Wu, X., Ma, Q., and Chu, F., "Numerical Simulation of Frosting on Fin-And-Tube Heat Exchanger Surfaces," *J. Thermal Sci. Eng. Appl.*, Vol. 9, No. 3, 2017, p. 031007.
- [100] Kim, C., Lee, J., and Lee, K.-S., "Numerical Modeling of Frost Growth and Densification on a Cold Plate Using Frost Formation Resistance," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 115, 2017, pp. 1055–1063.
- [101] Lee, J., Kim, J., Kim, D. R., and Lee, K. S., "Modeling of Frost Layer Growth Considering Frost Porosity," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 126, 2018, pp. 980–988.
- [102] Wong, J. C. Q., Pareek, V. K., and Sun, B., "CFD Analysis of Phase Change Behaviour and Frost Growth under Various Conditions Using Mass Transfer Theory," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 198, 2022, p. 123396.
- [103] Qi, Y., Zhi, X., Zhang, H., Wang, K., and Qiu, L., "Mechanisms of Trace Water Vapor Frosting on a Cryogenic Surface in Nitrogen Gas Flow," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 169, 2021, p. 120898.
- [104] Gavelli, F., "Computational Fluid Dynamics Simulation of Fog Clouds Due to Ambient Air Vaporizers," *J. Loss Prev. Process Indust.*, Vol. 23, No. 6, 2010, pp. 773–780.
- [105] Sun, B., Wong, J., Wadnerkar, D., Utikar, R. P., Pareek, V. K., and Guo, K., "Multiphase Simulation of LNG Vapour Dispersion with Effect of Fog Formation," *Appl. Therm. Eng.*, Vol. 166, 2020, p. 114671.

- [106] Sun, B., Ghatage, S., Evans, G. M., Bhatelia, T., Utikar, R. P., and Pareek, V. K., “Dynamic Study of Frost Formation on Cryogenic Surface,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 150, 2020, p. 119372.
- [107] Hattori, A., Kurata, T., Tokawa, S., Morinaga, Y., Ueda, A., and Sato, T., “Effects of the Plate Temperature and Absolute Humidity on Frosting Phenomenon under Forced Convection,” *Transactions of the Japan Society of Refrigerating and Air Conditioning Engineers*, Vol. 38, No. 2, 2021, pp. 59–71.
- [108] Fujimoto, T. and Kuga, Y., “Modeling of Aerosol Kinetics and Transport Using Bin Method and Moment Method,” *Eaorozoru Kenkyu*, Vol. 25, No. 4, 2010, pp. 309–314.
- [109] Igarashi, T. and Takasaki, H., “Fluid Flow and Heat Transfer Around Rectangular Cylinder in a Flat Plate Laminar Boundary Layer,” *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers. Series B*, Vol. 56, No. 529, 1990, pp. 2759–2766.
- [110] Whitby, K. T., “The Physical Characteristics of Sulfur Aerosols,” *Atmos. Environ.*, Vol. 12, No. 1, 1978, pp. 135–159.
- [111] Kasahara, M., “Behavior of Particles in the Atmosphere,” *Journal of Japan Society of Air Pollution*, Vol. 29, No. 6, 1994, A93–A101.
- [112] Yasui, S., Yamanaka, T., Sagara, K., Totani, H., and Momoi, Y., “Fundamental Study on Behavior Analysis of Droplet Sprayed in Air: Part2. Behavior Analysis of a Representative Droplet Considering Air Temperature and Humidity Changes,” in: *Technical Papers of Annual Meeting, the Society of Heating, Air-Conditioning and Sanitary Engineers of Japan*. 2011, pp. 309–312.
- [113] McQuillan, F. J., Culham, J. R., and Yovanovich, M. M., “Properties of Dry Air at One Atmosphere,” 1984.
- [114] Shiraishi, Y., Kato, S., and Ishida, Y., “Study on Prediction Accuracy of Boussinesq Approximation with Comparison of Low Mach Number Approximation : Study on Numerical Simulation of Compressible Flow with High Buoyancy,” *J. Environ. Eng.*, Vol. 69, No. 577, 2004, pp. 13–18.
- [115] Patankar, S. V., “Numerical Heat Transfer and Fluid Flow,” ed. by Yukio Mizutani and Masashi Kazuki. Tokyo: Morikita Publishing Co., Ltd., 1985.
- [116] Ismail, K. A. R., Salinas, C., and Gonçalves, M. M., “Frost Growth Around a Cylinder in a Wet Air Stream,” *Int. J. Refrig*, Vol. 20, No. 2, 1997, pp. 106–119.
- [117] Versteeg, H. K. and Malalasekera, W., “An Introduction to Computational Fluid Dynamics : the Finite Volume Method,” ed. by Yosuke Matsushita, Yasuhiro Saito, Hideyuki Aoki, and Takatoshi Miura. 2nd ed. Morikita Publishing Co., Ltd., 2011.
- [118] Auracher, H., “Effective Thermal Conductivity of Frost,” in: *International Symposium on Heat and Mass Transfer in Refrigeration and Cryogenics*. Connecticut: Begel House Inc., 1986, pp. 285–302.

- [119] Fukusako, S., Tago, M., and Yamada, M., "Thermophysical Properties of Ice, Snow, and Sea Ice," *Netsu Bussei*, Vol. 2, No. 2, 1988, pp. 89–100.
- [120] Kuroda, T., "Theoretical Study of the Growth Mechanisms of Snow Crystals and Their Growth Forms," *Tenki*, Vol. 32, No. 3, 1985, pp. 109–119.
- [121] Yokoyama, E. and Kuroda, T., "Quantitative Investigation of Rate Determining Process of Growth of Snow Crystals," *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, Vol. 66, No. 6, 1988, pp. 927–936.
- [122] Yokoyama, E. and Kuroda, T., "Pattern Formation in Growth of Snow Crystals Occurring in the Surface Kinetic Process and the Diffusion Process," *Phys. Rev. A*, Vol. 41, No. 4, 1990, pp. 2038–2049.
- [123] Burton, W. K., Cabrera, N., Frank, F. C., and Mott, N. F., "The Growth of Crystals and the Equilibrium Structure of Their Surfaces," *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A*, Vol. 243, No. 866, 1951, pp. 299–358.
- [124] Narita, H., "Specific Surface of Deposited Snow II," *Low Temperature Science. Series A, Physical Sciences*, Vol. 29, 1972, pp. 69–79.
- [125] Saito, Y. and Uwaha, M., "Crystal Growth From Vapor," *Kotaibuturi*, Vol. 29, No. 6, 1994, pp. 517–525.
- [126] Waizumi, K., "Interfaces in Crystal Growth (Phenomena at Interfaces)," *Chemistry & Education*, Vol. 47, No. 9, 1999, pp. 608–611.
- [127] Sei, T. and Gonda, T., "The Growth Mechanism and the Habit Change of Ice Crystals Growing From the Vapor Phase," *J. Cryst. Growth*, Vol. 94, No. 3, 1989, pp. 697–707.
- [128] Beckmann, W. and Lacmann, R., "Interface Kinetics of the Growth and Evaporation of Ice Single Crystals From the Vapour Phase: II. Measurements in a Pure Water Vapour Environment," *J. Cryst. Growth*, Vol. 58, No. 2, 1982, pp. 433–442.
- [129] Gonda, T. and Sei, T., "Growth Mechanism and the Habit Change of Ice Crystals Growing From the Vapour Phase," *Journal of the Japanese Association for Crystal Growth*, Vol. 15, No. 3-4, 1989, pp. 311–321.
- [130] Sei, T. and Gonda, T., "Growth Rate of Polyhedral Ice Crystals Growing From the Vapor Phase and Their Habit Change," *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, Vol. 67, No. 4, 1989, pp. 495–502.
- [131] Kuroda, T. and Gonda, T., "Rate Determining Processes of Growth of Ice Crystals From the Vapour Phase," *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, Vol. 62, No. 3, 1984, pp. 563–572.
- [132] Kossacki, K. J., Markiewicz, W. J., Skorov, Y., and Kömle, N. I., "Sublimation Coefficient of Water Ice under Simulated Cometary-Like Conditions," *Planet. Space Sci.*, Vol. 47, No. 12, 1999, pp. 1521–1530.

- [133] Kiefer, J. and Hale, B. N., “The Water Monomer on the Basal Plane of Ice Ih: an Effective Pair, Central Force Potential Model of the Static Interaction,” *J. Chem. Phys.*, Vol. 67, No. 7, 1977, pp. 3206–3213.
- [134] Kuroda, T. and Lacmann, R., “Growth Kinetics of Ice From the Vapour Phase and Its Growth Forms,” *J. Cryst. Growth*, Vol. 56, No. 1, 1982, pp. 189–205.
- [135] Nishinaga, T., “Understanding of the Crystal Growth Mechanism,” *OYO-BUTURI*, Vol. 87, No. 8, 2018, pp. 583–589.
- [136] Hachikubo, A., Schneebeli, M., Yamaguchi, S., Hori, M., Sugiura, K., Matoba, S., Niwano, M., Kuchiki, K., and Aoki, T., “Relation Between SSA and Grain Size of Snow,” *Snow and Ice in Hokkaido*, Vol. 33, 2014, pp. 121–124.
- [137] Legagneux, L., Cabanes, A., and Dominé, F., “Measurement of the Specific Surface Area of 176 Snow Samples Using Methane Adsorption at 77 K,” *J. Geophys. Res.*, Vol. 107, No. D17, 2002, p. 4335.
- [138] Kuroda, T., “IV. Other Systems : Growth of Snow Crystals and Their Forms (Physics of Pattern Formation and Self-Organized Systems),” *Butsuri*, Vol. 39, No. 10, 1984, pp. 772–778.
- [139] Saito, Y., “Physics of Crystal Growth 3: Dendritic Growth Controlled by Heat Conduction;” *Mater. Jpn.*, Vol. 49, No. 9, 2010, pp. 431–436.
- [140] Gonda, T. and Sei, T., “Formation Mechanism of Ice Crystal Habit and Side Branches of Dendritic Ice Crystals Growing From the Vapor Phase,” *Journal of the Japanese Society of Snow and Ice*, Vol. 64, No. 3, 2002, pp. 269–278.
- [141] Yoshida, Z., “Physical Studies on Deposited Snow. I. ; Thermal Properties,” *Contributions From the Institute of Low Temperature Science*, Vol. 7, 1955, pp. 19–74.
- [142] Yamashita, K. and Ohkubo, H., “Analysis of the Frost Growth in Low Temperature Environments,” *Transactions of the Japan Society of Refrigerating and Air Conditioning Engineers*, Vol. 26, No. 1, 2009, pp. 35–43.
- [143] Takahashi, K. and Japan Association of Aerosol Science and Technology, “Earozorugaku no Kiso,” Morikita Publishing Co., Ltd., 2003.
- [144] Ohira, H., “Numerical Simulation of Aerosol Behavior in Turbulent Natural Convection,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, Vol. 40, No. 5, 2003, pp. 307–316.
- [145] Ohira, H., “Numerical Simulation of Aerosol Behavior in Turbulent Natural Convection—Evaluation of Aerosol Behavior by Homogeneous Nucleation in Cover Gas Region of LMFRs—,” *Earozoru Kenkyu*, Vol. 18, No. 2, 2003, pp. 125–132.
- [146] Okuyama, K., “Dynamic Behavior of Submicron Particles in Gas and Liquid,” *Journal of Geography (Chigaku Zasshi)*, Vol. 98, No. 6, 1989, pp. 81–87.
- [147] Talbot, L., Cheng, R. K., Schefer, R. W., and Willis, D. R., “Thermophoresis of Particles in a Heated Boundary Layer,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 101, No. 4, 1980, pp. 737–758.

- [148] Friedlander, S. K., "Smoke, Dust, and Haze: Fundamentals of Aerosol Dynamics," Oxford University Press, 2000.
- [149] Tanaka, K. K., Tanaka, H., Yamamoto, T., and Kawamura, K., "Molecular Dynamics Simulations of Nucleation From Vapor to Solid Composed of Lennard-Jones Molecules," *J. Chem. Phys.*, Vol. 134, No. 20, 2011, p. 204313.
- [150] Kalikmanov, V. I., "Nucleation Theory," Lecture Notes in Physics. Springer Dordrecht, 2013.
- [151] Girshick, S. L. and Chiu, C.-p. P., "Kinetic Nucleation Theory: A New Expression for the Rate of Homogeneous Nucleation From an Ideal Supersaturated Vapor," *J. Chem. Phys.*, Vol. 93, No. 2, 1990, pp. 1273–1277.
- [152] Oxtoby, D. W., "Homogeneous Nucleation: Theory and Experiment," *J. Phys. Condens. Matter*, Vol. 4, No. 38, 1992, pp. 7627–7650.
- [153] Fuchs, N. A. and Sutugin, A. G., "High-Dispersed Aerosols," in: *Topics in Current Aerosol Research*. Ed. by G M Hidy and J R Brock. Pergamon, 1971.
- [154] Han, Z., Xu, Z., and Yu, X., "CFD Modeling for Prediction of Particulate Fouling of Heat Transfer Surface in Turbulent Flow," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 144, 2019, p. 118428.
- [155] Naito, E., "Laminar Heat Transfer in the Entrance Region of the Parallel Plates," *Chem. Eng.*, Vol. 38, No. 10, 1974, pp. 739–745.

早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

氏名： 服部 皓大

印

(2024年 2月 9日 現在)

種類別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
論文 (筆頭)	○ <u>Hattori, A.</u> , Sato, T., Numerical Model of Frost Formation Based on Burton–Cabrera–Frank Theory Considering Complex Transportation of Water Vapor in Frost, <i>Transactions of the Japan Society of Refrigerating and Air Conditioning Engineers</i> , Vol. 40, No. 4 (2023), pp.215-226.
論文 (筆頭)	○服部皓大, 吉田幹男, 佐藤哲也, 強制対流下の平板上におけるミスト化を伴う霜形成メカニズムに関する光学計測を用いた実験調査, 日本冷凍空調学会論文集, Vol. 40, No. 4 (2023), pp.227-239.
論文 (筆頭)	○服部皓大, 倉田琢巳, 十川悟, 森永裕大, 植田晃弘, 佐藤哲也, 強制対流条件下での着霜現象への冷却面温度及び主流絶対湿度の影響, 日本冷凍空調学会論文集, Vol. 38, No. 2 (2021), pp.59-71.
国際会議 論文 (査読付)	○ <u>Hattori, A.</u> , Ueda, A., Yoshida, M., Hirai, R., Sato, T., Numerical Research on Effects of Gravitational Settling and Thermophoresis of Mist Particles on Frost Formation under Cryogenic Conditions, <i>Proceedings of the 17th IIR International Conference on Cryogenics</i> , pp.78-83.
講演 (国際)	○ <u>Hattori, A.</u> , Tokawa, S., Morinaga, Y., Chen, W., Ueda, A., Yoshida, M., Sato, T., Numerical Prediction of Frost Formation on a Cryogenic Plate Considering Mist Generation Using General Dynamic Equation, <i>The 10th Asian Conference on Refrigeration and Air-conditioning</i> , 59, 2022年4月.
講演 (国際)	○ <u>Hattori, A.</u> , Sato, T., Influence of Sublimation Models on the Computational Method for Predicting Frost Formation Phenomena During the Sublimation Process, <i>2nd Asian Conference of Thermal Science</i> , 50421, 2021年10月.
講演 (国内)	○服部皓大, 数値解析を用いた極低温伝熱面上での着霜予測と現象解明への取り組み, 2023年度第一回着霜除霜研究会, 2023年9月.
講演 (国内)	○服部皓大, 吉田幹男, 富田泰成, 西川暉, 佐藤哲也, 昇華凝結過程とミスト堆積過程を考慮した着霜数値解析, 2023年度 日本冷凍空調学会 年次大会, B322, 2023年9月.
講演 (国内)	吉田幹男, 服部皓大, 富田泰成, 西川暉, 佐藤哲也, 異なる伝熱面温度における霜形状と結晶構造の時間変化の観察, 2023年度 日本冷凍空調学会 年次大会, B321, 2023年9月.
講演 (国内)	植田晃弘, 服部皓大, 陳衛偉, 吉田幹男, 平井理久, 佐藤哲也, 極低温冷却面上の霜結晶構造に関する実験的研究, 令和4年度宇宙輸送シンポジウム, STCP-2022-023, 2023年1月.
講演 (国内)	森永裕大, 十川悟, 服部皓大, 植田晃弘, 吉田幹男, 佐藤哲也, 極低温平板冷却面での着霜現象におけるミスト化の影響に関する実験研究, 令和3年度宇宙輸送シンポジウム, STCP-2021-032, 2022年1月.
講演 (国内)	○服部皓大, 十川悟, 森永裕大, 陳衛偉, 植田晃弘, 吉田幹男, 佐藤哲也, ヘルツ・クヌーセンの式に基づく昇華凝結モデルを用いた着霜現象の予測, 2021年度日本冷凍空調学会年次大会, A121, 2021年9月.
講演 (国内)	服部皓大, 十川悟, 森永裕大, 陳衛偉, 植田晃弘, 佐藤哲也, 強制対流条件下における着霜現象への冷却面温度および絶対湿度の影響, 令和2年度宇宙輸送シンポジウム, STCP-2020-039, 2021年1月.
講演 (国内)	服部皓大, 佐藤哲也, エアロゾル輸送解析とCFDとの連成による着霜解析手法の提案, 第34回数値流体力学シンポジウム, B03-1, 2020年12月.
講演 (国内)	倉田琢巳, 服部皓大, 堀越大輝, 十川悟, 佐藤哲也, 核形成理論を用いた数理モデルによる平板上への着霜現象の予測, 2019年度日本冷凍空調学会年次大会, B141, 2019年9月.

早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

氏名： 服部 皓大

印

(2024年 2月 9日 現在)

種類別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
講演 (国内)	服部皓大, 十川悟, 倉田琢巳, 堀越大輝, 木下義章, 佐藤哲也, 強制対流条件下の平板冷却面における二次元着霜モデルに関する研究, 2018年度日本冷凍空調学会年次大会, B324, 2018年9月.
その他 (国内)	吉田幹男, 服部皓大, 富田泰成, 西川暉, 佐藤哲也, ダスト粒子を用いたミスト化促進による強制対流下での平板冷却面での着霜量とミスト厚さの影響調査, 令和5年度宇宙輸送シンポジウム, STCP-2023-032, 2024年1月.
その他 (講演)	Hattori, A., Yoshida, M., Tomita, T., Nishikawa, H., Sato, T., Experimental Study on the Frost Suppression Effect of Arizona Test Dust Injection, 2023 SAREK Summer Conference, 23-S-091, 2023年6月.
その他 (講演)	服部皓大, 十川悟, 植田晃弘, 吉田幹男, 佐藤哲也, エアロゾルを用いたミスト化促進による着霜低減効果に関する研究, 2022年度日本冷凍空調学会年次大会, B112, 2022年9月.
その他 (講演)	吉田幹男, 十川悟, 服部皓大, 植田晃弘, 佐藤哲也, 線香を用いたミスト化促進による円管伝熱面への着霜低減効果に関する研究, 混相流シンポジウム2022, E0102, 2022年8月.
その他 (講演)	十川悟, 服部皓大, 森永裕大, 植田晃弘, 吉田幹男, 佐藤哲也, 陽極酸化法を用いた超撥水アルミニウム平板上での過冷却水凍結時間の遅延化に関する研究, 2021年度日本冷凍空調学会年次大会, A131, 2021年9月.
その他 (講演)	十川悟, 倉田琢巳, 服部皓大, 堀越大輝, 佐藤哲也, 陽極酸化法を用いた超撥水伝熱管によるプリークレー伝熱面への着霜遅延化に関する研究 第2報: 着霜への主流流速の影響に関する検討, 2018年度日本冷凍空調学会年次大会, B314, 2018年9月.
その他 (受賞)	服部皓大, 日本冷凍空調学会「優秀講演賞」, 2022年9月.
その他 (受賞)	服部皓大, 日本機械学会「畠山賞」, 2019年3月.
その他 (受賞)	服部皓大, 「早稲田大学基幹理工学部長賞 最優秀賞」, 2019年3月.
その他 (受賞)	服部皓大, 「早稲田大学機械科学・航空学術賞」, 2019年3月.