

特 集 5
研 究 解 説

高温面噴霧冷却熱伝達特性とその評価法

Evaluation of Heat Transfer Characteristics of Spray Cooling
for High Temperature Surface

大久保 英 敏*

Hidetoshi OHKUBO

微粒化した液滴群を噴霧二相流の状態で高温面に衝突させ、これを冷却する噴霧冷却は、制御性に優れた冷却方法として幅広い分野で利用されており、将来ますます重要となる冷却技術の一つである。本稿では、液滴の飽和温度以上の高温面の噴霧冷却熱伝達特性を概説し、熱伝達機構および衝突液滴の挙動について考察する。

1. は じ め に

小さな液滴の分散によって形成される噴霧 (liquid spray, spray) を高温物体の表面に衝突させ、高温面を冷却する方法を噴霧冷却と呼んでいる。なお、噴霧の名称に関しては、分散される液滴の大きさや、液滴の微粒化方法によっていくつかの異なった名称が使用されており、残念ながら明確な定義がなされないままに現在に至っている。このため、噴霧冷却もスプレイ冷却、ミスト冷却、フォグ冷却等のいくつかの異なった呼称が用いられている。本稿では、これらすべての冷却法を含んだ一般名称として、噴霧冷却という呼称を使用する。

噴霧冷却は、気体噴流と比較して、より高い冷却能力を得ることができるだけでなく、噴霧流の濃さを表す尺度である液滴流量密度の制御により、気体噴流から液体噴流に至るまで、冷却能力を自在に制御することが可能である冷却方法である。このため、噴霧冷却は金属材料の熱処理、宇宙往還機の排熱処理、食品の凍結保存、固体低温粉碎などといった幅広い分野で利用されている。また、電子デバイスの冷却、ガラス強化などへの利用を目的とした研究も行われており、今後ますます重要な冷却技術となるものと思われる。

本稿では、(噴霧流を形成する) 液滴の飽和温度以上の高温面を冷却する場合の噴霧冷却熱伝達特性に関して、沸騰現象の膜沸騰域に相当する高温域の研究成果を中心に考察する。なお、飽和温度以下の面を冷却する場合には、熱交換器の高性能化などを目的とした研究が盛んに行われており、実験と理論の両面において研究が進んでいる^{1), 2)}。

2. 噴霧冷却熱伝達特性

液滴の飽和温度以上の高温面を噴霧冷却した場合の熱伝達特性は、沸騰曲線と同様のN字曲線となることが1953年に棚沢ら³⁾によって明らかにされている。したがって、この熱伝達特性の解明には沸騰現象が基礎となるものと考えられるが、沸騰現象以外にも衝突液滴の挙動、気流の影響などの要因が新たに加わるため現象は複雑である。噴霧冷却熱伝達特性は、図1に示すように強制対流域、低温域、遷移域、高温域の4つの領域に分けられる。図の横軸は過熱度である。ここでは、これらの領域の境界を示す温度を、低過熱度側から、沸騰開始点過熱度 ΔT_i 、限界熱流束点過熱度 ΔT_c 、高温域下限界過熱度 ΔT_M と呼ぶ。

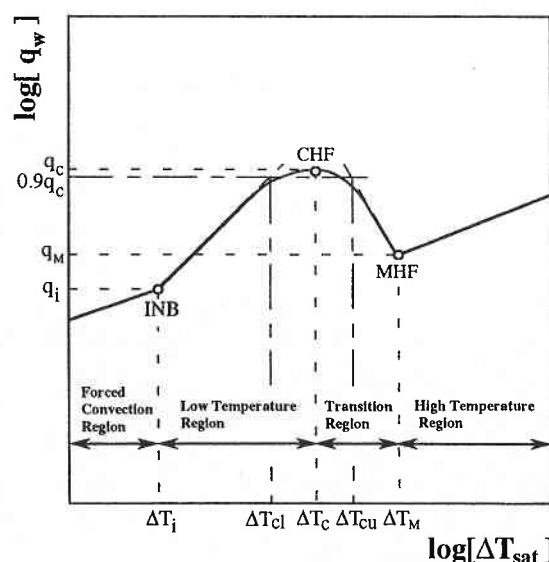


図1 噴霧冷却熱伝達特性

*東京大学生産技術研究所 第2部

噴霧冷却時の被冷却物体の温度履歴は冷却曲線と呼ばれており、材料の熱処理等の分野では、この冷却曲線を把握することが重要となる。冷却曲線は、熱伝達特性を評価することができれば、熱伝導方程式を用いて、数値解析によって求めることができる。西尾・上村⁴⁾は、沸騰曲線を四つの温度領域に分け、熱伝達特性および各領域の境界温度を模式化することによって、冷却曲線の予測法を提案している。噴霧冷却熱伝達特性も、図1に示すように、低温域熱伝達特性、限界熱流束、遷移域熱伝達特性、高温域熱伝達特性および ΔT_{cl} , ΔT_{cw} , ΔT_M が評価できれば、同様の予測が可能である。しかし、現段階では、比較的研究が進んでいる高温域熱伝達特性の定量的評価法すら確立されていないのが現状である。このような現状から、以下では、低温域熱伝達特性および限界熱流束に関しては既存研究を概観するとともに、主として高温域熱伝達特性について考察する。

なお、鋼材の冷却の場合には、冷却中に相変態熱が発生することから、この内部発熱量を考慮した数値解析が必要となる。田島ら⁵⁾は、相変態熱を伴う冷却曲線の解析に関する一連の研究を行い、相変態熱が A_1 変態温度(727°C)における鋼材の冷却速度に強く依存することを示している。さらに、相変態熱を見かけの熱容量として取り扱い、非線形非定常の一次元熱伝導方程式を用いて冷却曲線を数値解析により求めている。

2.1 低温域熱伝達特性

低温域の伝熱特性に関して、Ishigai et al.⁶⁾および西尾・遠藤⁷⁾は、核沸騰と同様の整理式を提案している。この場合の熱流束 q の過熱度依存性を示す指数 m の値は、プール沸騰では $m=3$ 程度であるのに対して、噴霧冷却の場合には、半分の $m=1.5$ 程度の値になっている。また、西尾・遠藤⁷⁾は、衝突噴霧流熱伝達では、明確な核沸騰域は存在しないと指摘しており、 $m=1$ としている。彼らは、この理由として、薄液膜内に気泡生成が起こったとしても核沸騰が十分に発達しない状態で限界熱流束に至ることを指摘している。ただし、門出⁸⁾の肉眼観察では、伝熱面を覆っている液膜流内に激しい核沸騰が生じ、この激しい核沸騰領域が熱流束の増加に伴って拡大し、ついに加熱面全面を覆うようになることが確認されている。なお、両者の実験ではサブクール度 ΔT_{sub} が異なっている。また、西尾・遠藤⁷⁾は、実験結果を基にして、低温域の伝熱特性が気流流速と液滴流量密度で整理できることを示唆している。これらの既存結果に基づけば、次式が成り立つ。

$$q = n(\Delta T_{sat})^m, \quad n = \text{func.}[D, V_a], \quad m = 1 \sim 1.5 \quad (1)$$

2.2 限界熱流束

限界熱流束と液滴流量密度 D の関係は、伝熱面に供給さ

れる液体が伝熱面上ですべて蒸発する際の熱流束 q_{max} ($=\rho D(L+C_p\Delta T_{sub})$, ここで ρ , C_p はそれぞれ液滴の密度および比熱であり、 L は蒸発潜熱。)を用いることによって整理できることが知られている。ただし、 D の依存性は、低液滴流量密度域と高液滴流量密度域では傾向が異なる。低液滴流量密度域については、以下の式が成立する。

$$q_c = C_1 \cdot q_{max} \quad (2)$$

(2)式の定数 C_1 の値は、研究者によって異なっており、門出⁸⁾は、 $C_1=0.8$ 、西尾・遠藤⁷⁾および伊藤ら⁹⁾は、 $C_1=0.5$ をそれぞれ提案している。また、高液滴流量密度域では、庄司¹⁰⁾が $q_c \propto D^{0.35}$ としており、西尾・遠藤は、噴霧流気流速 V_a の影響を含めた次式を提案している。

$$q_c \propto V_a^{0.8} D^{0.33} \quad (3)$$

2.3 高温域熱伝達特性

図2に高温域熱流束と伝熱面表面過熱度の関係を示す。図中には、既存整理式^{11)~18)}からの計算結果を液滴流量密度一定の条件下で比較した。また、図3に高温域熱伝達率と液滴流量密度の関係を示す。これらの図から明らかなように、各計算値は分散しており、液滴流量密度だけでは高温域熱流束を予測できないことがわかる。

衝突液滴の挙動にかかわる因子として、液滴直径・液滴速度が挙げられることから、高温域熱伝達率に及ぼす液滴直径・液滴速度の影響に関する研究は、これまでも数多く行われている。表1に、高温域熱伝達率に及ぼす冷却媒体側の因子(液滴流量密度、液滴直径、液滴速度)の影響に関する既存報告をまとめた。この表から解るように、得

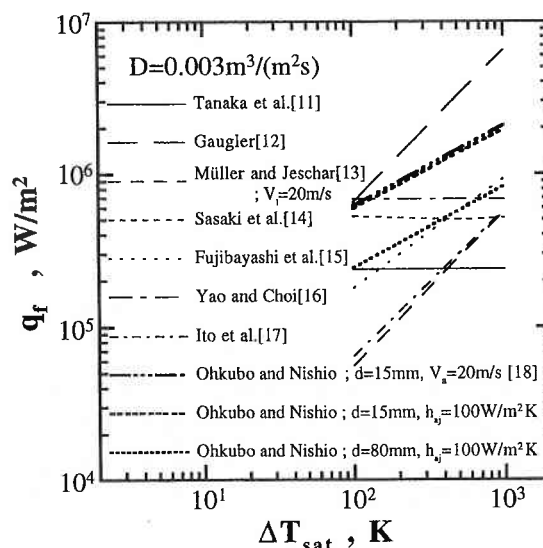


図2 高温域熱流束と伝熱面表面過熱度の関係

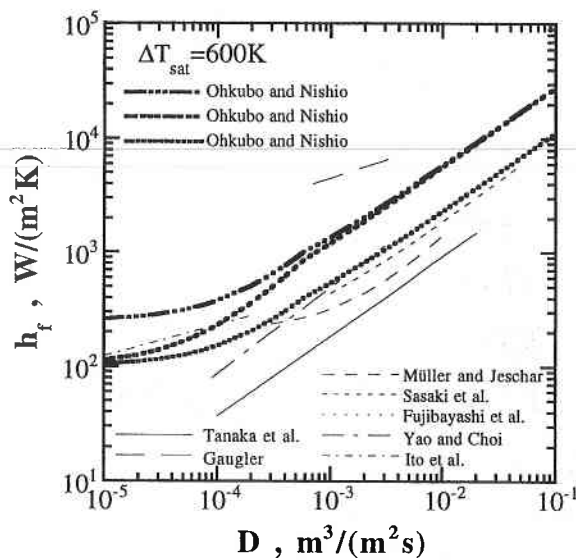


図3 高温域熱伝達率と液滴流量密度の関係

られた結論は研究者によって異なっている。この原因の一つとして、Yao et al.^{16), 19)}が指摘しているように、噴霧流では、液滴直径および液滴速度は均一ではなく、ある分布を持った不均一な液滴の集まりであることから、これらの因子を独立に変化させることができないことが挙げられる。

これまでの研究で、液滴流量密度が主要因子であるとの認識は確立されており、液滴直径・液滴速度の影響は、液滴流量密度の影響のように顕著なものではないことも多くの研究者によって指摘されている²⁰⁾。また、高温域熱伝達率の液滴流量密度依存性は、以下の3領域に分けられる。

領域Ⅰ：液滴流量密度が小さいために液滴熱流束が小さく、気流熱流束が支配的であり、この効果を正しく評価することが重要である領域。

表1 高温域熱伝達率に及ぼす冷却媒体側因子の影響(大気圧、水-空気系)

報告年および報告者	液滴流量密度D→大	液滴直径d ₁ →大	液滴速度V _d →大	提案式, その他
1953 棚沢ら	↑	×	—	
1965 田中ら	↑	×	×	$(h_f - h_s) \propto D^{0.7}$
1968 三塚	↑	×	×	$h_f \propto D^n$ (n=0.5-0.7)
1972 棚ら	↑	×	↑	$h_f \propto (D \cdot V_d)^{0.75}$
1973 Müllerら	↑	×	↑	$(h_f - h_s) \propto 0.001V_1 + (107 + 0.688V_1) \cdot D$
1974 Hoogendoornら	↑	○	×	
1975 大中ら	↑	—	—	$D < D_c: h_f \propto D, D > D_c: h_f \propto D^{0.5}$ ($D_c = 0.0033 \text{ m}^3/\text{m}^2\text{s}$)
1976 島田ら	↑	—	—	$h_f \propto D \cdot V_d$
1978 庄司	↑	↑	↑	$h_f \propto D^{1/4} \cdot d_{50}^{3/4} \cdot V_d^{5/2}$
1979 石谷ら	↑	↓	↓	$h_f \propto D \cdot d_{50}^{-0.25} \cdot V_d^{-0.25}$
1979 牧	↑	×	↑	$h_f \propto D^{1/4} \cdot V_d^{1/4}$
1979 佐々木ら	↑	—	×	$(h_f - 116.3) \propto D^{0.75}$
1982 Belleら	↑	—	—	$h_f \propto D^{0.55}$
1986 藤林ら	↑	×	↑	$h_f \propto D^{0.54} \cdot V_d^{0.22}$
1987 Yaoら	↑	↑	○	$h_f \propto D^{0.75}$
1988 Choiら	↑	○	○	
1989 伊藤ら	↑	↓	↓	$h_f \propto D \cdot d_{50}^{-0.25} \cdot V_d^{-0.25}$
1989 Aronorin	↑	↓	↑	$h_f \propto d_{50}^{-0.5} \cdot V_d^{0.5}$ (この場合のみ液体はLN ₂)
1990 林ら	↑	↓	○	

※なお、図中の記号は以下のとおりである。

↑: 大きくなる, ↓: 小さくなる, ○: (条件によっては)影響有り, ×: 影響無し,

—: コメント無し。

V₁[m/s]: 気流流速, V₁[m/s]: ノズル出口での水の速度。

$$D \leq 2 \times 10^{-4} \text{ m}^3/(\text{m}^2\text{s})$$

領域Ⅱ：実験値が、ほぼ $h_f \propto D^{0.6}$ の関係を満たす領域。

$$2 \times 10^{-4} \text{ m}^3/(\text{m}^2\text{s}) < D < 2 \times 10^{-3} \text{ m}^3/(\text{m}^2\text{s})$$

表2 高温域ミスト冷却熱伝達特性に及ぼす系構成因子の影響(大気圧、水-空気系)

	被冷却物体側パラメータ						冷却媒体側パラメータ				
	冷却面材料 熱伝導性→低	表面粗さ →大	ぬれ性 →良	非定常性 →大	寸法 →大	姿勢	流量密度 →大	液滴温度 →低	液滴速度 →大	液滴直径 →大	気流流速 →大
	β [-] α [W/m ² /K]	H [mm] P/H [-]	θ [deg.]	ℓ [mm]	d [mm]	Θ [deg.]	D [m ³ /m ² s]	T ₁ [°C, K]	V _d [m/s]	d ₁ [mm]	V ₁ [m/s]
高温域下限界過熱度 [ΔT _m , K]	→大 顕著	影響小 (※2)	→大 顕著	影響無	影響無	影響無	一定 →大	影響有 (※5)	影響小	影響無	影響小
高温域熱伝達率 [h _f , W/m ² /K]	影響有 (※1)	影響小	影響無	一定 →低	影響有 (※3)	影響有 (※4)	→大 顕著	→大 顕著	影響小	影響小	影響有

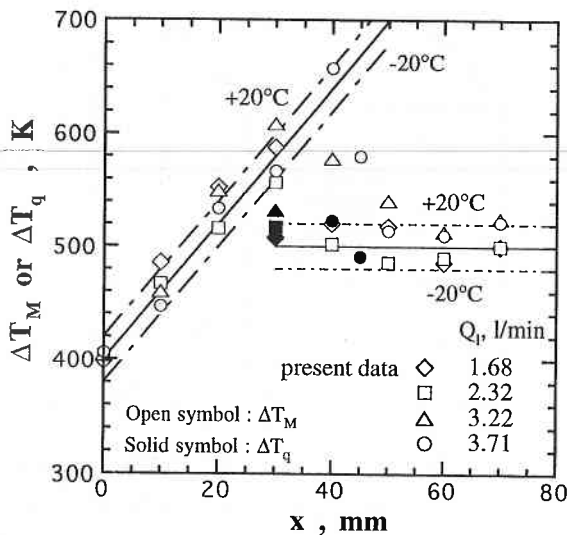
※1. 水平上向き平面系では、高温域熱伝達率への影響は小。鉛直平面系では、熱伝導性の低下とともに高温域熱伝達率は増加する。

※2. 冷却面材料と粗さの幾何学的パターンの組合わせによっては、高温域下限界過熱度が高くなる可能性がある。

※3. ノズル系では、d→大のときh_f→低。一流体均等扇形ノズルでは、影響小。

※4. 水平上向き平面系の方が鉛直平面系よりも高温域熱伝達率が高い。

※5. 現段階では、高温域下限界過熱度に関する信頼できる測定結果が得られていない。

図6 高温域下限界過熱度²³⁾

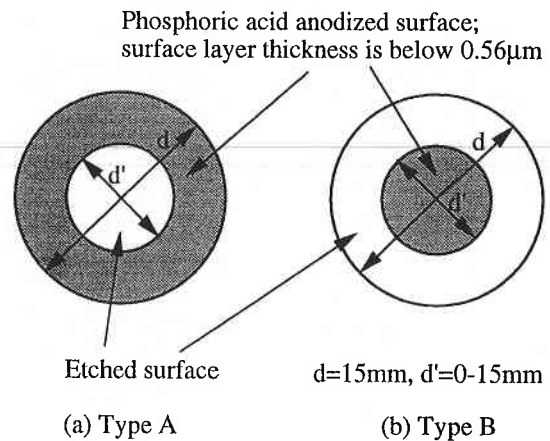
は、棚沢らが指摘したように、液滴群による伝熱 q_l 、空気噴流による伝熱 q_a 、および放射伝熱 q_r の和として表すことができる³⁾。さらに、 $q_a + q_r$ を、空気冷却のみによる測定結果（すなわち放射熱流束を含む気流への熱流束） q_{aj} とみなすことによって、二流体ノズルを用いた実験によって液滴群による伝熱 q_l を独立して測定することができる。

液滴群による熱伝達機構を解明するためには、衝突液滴と高温面との伝熱特性を理解する必要がある。この伝熱特性を理解する上で重要である基礎研究として、ライデンフロスト現象が挙げられる。しかし、実際の噴霧冷却では、必ずしも、衝突液滴は蒸発し消滅するまで高温面上に滞在しているわけではない。この理由から高温面に衝突する液滴を対象とした熱伝達実験が数多く行われている。

単一液滴の衝突実験に関する研究成果から、高温域に相当する非ぬれ領域では、伝熱面に衝突した液滴の挙動は次のようになることが明らかになっている。すなわち、

1. 液滴は、衝突後伝熱面上に薄く広がり、その後収縮または分裂してリバウンドする。
2. 収縮するか分裂するかは、ウェーバ数 We によって決定することができ、 $We=80$ 前後の値を境界値として、境界値より小さい場合は収縮し、大きい場合は分裂する。

なお、収縮するか分裂するかを決定する境界値は、研究者によって若干異なっており、Wachters et al.²⁵⁾ および Bolle and Moureau²⁶⁾ は約80、Ueda et al.²⁷⁾ は約70、庄司ら²⁸⁾ は80～90であるとしている。さらに、徳岡ら²⁹⁾ は、分裂形態を(1)非分裂、(2)遷移分裂、(3)微細分裂の三つの形態に分裂し、非分裂と遷移分裂の境界を $We \approx 40 \sim 50$ 、遷移分裂と微細分裂の境界を $We \approx 70 \sim 80$ であるとしている。高温域噴霧熱伝達の既存測定値は $We \geq 80$ と

図7 冷却面概略図²⁴⁾

なる条件が含まれているものが多く、液滴群による伝熱を評価するためには、衝突液滴の分裂の有無を考慮した熱伝達モデルを作る必要がある。

一方、Yao et al.¹⁶⁾ および筆者ら^{22), 30), 31)} の研究結果によれば、水平上向き平面系では、鉛直平面系よりも高温域熱伝達率が高くなる傾向を示す。この原因としてリバウンド液滴の再衝突が考えられているが、再衝突後の液滴の熱伝達モデルはいまだ提案されていない。

以上のような衝突挙動が予測される場合の伝熱機構はどのようなになっているのであろうか。

Deb and Yao³²⁾ は、液滴群による伝熱 q_l を次のような3つの成分に分けている。

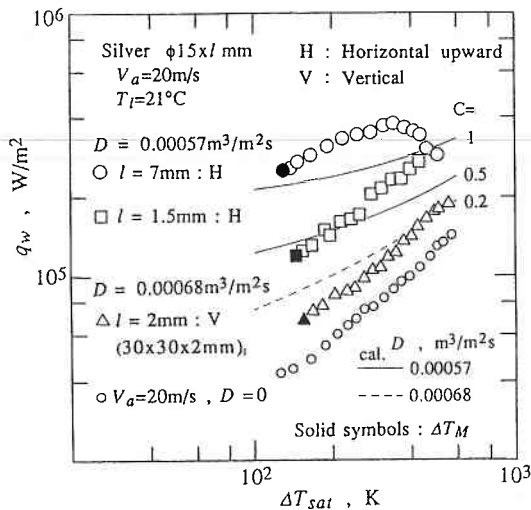
- (a1) 液滴が伝熱面に衝突し反発する間に行われる伝熱
- (a2) 局所的な蒸気層を介しての伝熱
- (a3) 衝突液滴に巻き込まれた空気流と伝熱面間の伝熱

戸田³³⁾ は、高温域の(a1)に関する熱伝達を支配しているものとして、

- (1) 衝突液滴と高温面との直接接触伝熱
- (2) 液膜の膜沸騰状伝熱

の二つの伝熱機構を提案し、前者の伝熱で液膜下部に発生する蒸気によって膜沸騰状態へ移行し、その後、後者の伝熱が行われるという熱伝達解析を行った。これに対して、Bolle and Moureau²⁶⁾ は、ドーム部では(1)の機構の伝熱、ドーム部以外の周辺液膜部分では(2)の機構の伝熱が行われていると仮定し、熱伝達解析を行っている。ただし、Bolle and Moureau のモデルでは、ドーム部全体において固液の直接接触が起こっていると仮定しており、固液接触の時間的・空間的確率を過大に評価している可能性がある。また、伊藤ら³⁴⁾ は(1)の機構の伝熱は認めておらず、(2)の機構の伝熱として液膜状ではなく、球状液滴の熱伝達解析を行っている。

以上の伝熱機構は、Deb and Yao³²⁾ が指摘した成分の内、(a1)についてのみを取り扱っている。残る二成分を

図8 高温域熱流束と伝熱面表面過熱度の関係³¹⁾

取り入れたモデル解析は見受けられないが、(a3) に関しては、固気二相衝突噴流の研究が適用できるものと考えられる。固気二相衝突噴流の研究^{35), 36)}によれば、気相と固体粒子の相対速度による乱れ構造の変化および粒子突入による温度境界層かく乱効果による伝熱促進効果が指摘されている。この乱れの変化による伝熱促進効果は、レイノルズ数の増加とともに減少する。

筆者らは高温域噴霧冷却における熱流束が、液滴への伝熱 q_l と (放射熱流束を含む) 気流への伝熱 q_{aj} との和であり、単一液滴列に関する庄司ら²⁸⁾の報告に基づき、前者が液体顕熱変化と関連しているとする次式を報告した³¹⁾。

$$\begin{aligned} h_f &= (q_l + q_a + q_r) / \Delta T_{sat} \doteq (q_l + q_{aj}) / \Delta T_{sat} \\ &= (C \cdot \rho C_p D \Delta T_{sub} + q_{aj}) / \Delta T_{sat} \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 ρ , C_p は、それぞれ液滴の密度および比熱であり、 C は定数である。

この式を用いて、 C をパラメータとすることにより、図8に示すように測定値の定量的評価が可能であることが明らかになり、液滴列実験からのアプローチの有効性が確認できた。この式が成立することは、液滴群への熱流束 q_l については、サブクール液滴からの顕熱移動が支配的であることを意味している。この場合、(a2) に関する伝熱は無視できる。ただし、伝熱量の冷却面温度依存性などの定性的評価は (現段階では) 十分ではなく、 C の評価に対して液滴列の実験結果を適用するためには、今後、液滴列実験でのより広範囲な測定値の集積が望まれる。

4. 衝突液滴の挙動

これまでに行われた噴霧冷却の伝熱機構に関する研究では、衝突液滴同士の合体やこれに伴う冷却面表面上での連

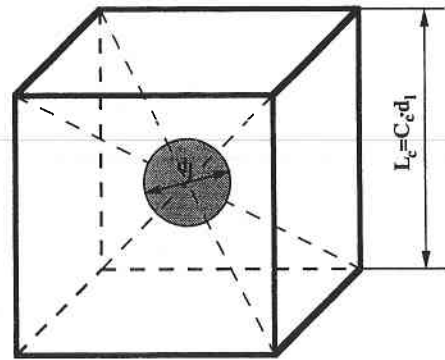


図9 修正立方格子モデルに基づく1液滴の占める空間

続液膜の形成が発生しないとの前提で伝熱機構が議論されており、連続液膜の形成条件まで議論した研究は見受けられない。しかし、これらの前提のもとに高温域噴霧冷却熱伝達特性を検討する場合には、適用範囲を明らかにするために、まず衝突液滴同士の合体が発生する条件や液膜の形成条件を検討しておく必要がある。また、液滴群による伝熱を評価するためには、衝突液滴の分裂・非分裂を考慮した熱伝達モデルを作る必要がある。そこで、本節では、衝突液滴の挙動に関する検討を行う。

4.1 衝突液滴の挙動の定式化

ここでは、噴霧流を形成する液滴が高温面に衝突し、高温面から離脱するまでの現象を取り扱うことにする。まず、問題を単純化するため以下の仮定を置く。

仮定1: すべての液滴は、同一直径 d_l 、同一速度 V_d であり、噴霧流空間において戸田³³⁾の示した修正立方格子モデルの位置に存在する。

仮定2: リバウンド液滴の再衝突は考慮しない。

仮定3: 衝突液滴は、 $We \geq 80$ では分裂を起こし、 $We < 80$ では非分裂である。

仮定に基づき、1液滴の占める空間を図9に示すような1辺 $L_c (= C_c \cdot d_l)$ の立方体と考える。ここで、 C_c は定数である。この場合、 L_c に対する式として次式が得られる。

$$L_c = C_c \cdot d_l = (\pi V_d / 6D)^{1/3} \cdot d_l \quad (5)$$

ここで、噴霧流を形成する液滴が冷却面に衝突した際の冷却面上での滞在時間を t_d 、液滴供給サイクルの1周期の時間を t_c 、1個の液滴が冷却面上に滞在している際の時間平均被覆投影面積を $A_{d,m}$ とすると、時間・空間的平均冷却面被覆率 P は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} p &= (A_{d,m} / L_c^2) \times (t_d / t_c) \\ &= 6Dt_d A_{d,m} / (\pi d_l^3) \end{aligned} \quad (6)$$

(6) 式から被覆率を求めるためには、 t_d と $A_{d,m}$ の評

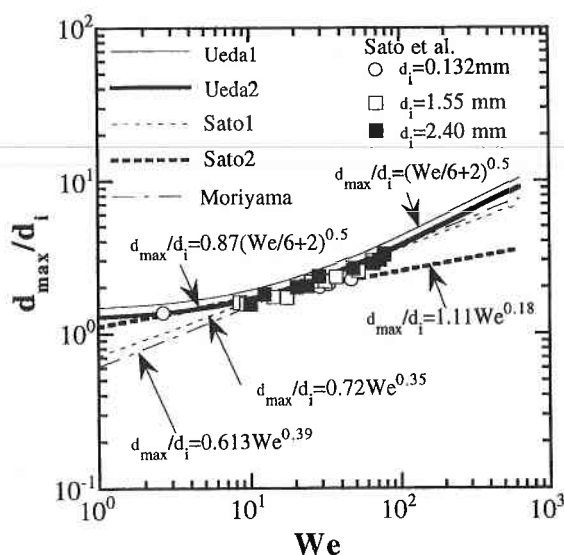


図10 最大液膜径と We 数の関係

価法を検討する必要がある。この場合、衝突液滴の広がり直径の時間的変化を評価しなくてはならない。ここでは、広がり直径の時間的変化を最大液膜径 d_{\max} に達する時間 t_{\max} を境にして 2 領域に分け、それぞれの領域に対して近似式を求めることによって以下に示す式を提案する。

$$t \leq t_{\max} : d_f/d_i = d_{\max}/d_i \cdot (t/t_{\max})^{1/3} \quad (7)$$

$$t > t_{\max} : d_f/d_i = d_{\max}/d_i \cdot (t/t_{\max})^{-0.6} \quad (8)$$

最大液膜径 d_{\max} に達する時間 t_{\max} については、次式に示す佐藤ら³⁷⁾の式が適用できるものと考える。

$$t_{\max} = 0.27t_r = 0.27 \cdot \pi / 4 \cdot (\rho_l d_i^3 / \sigma_l)^{1/2} \quad (9)$$

ここで、 t_r は Rayleigh の自由振動第 1 モード周期、 σ_l は液滴の表面張力である。

最大液膜径 d_{\max} に関しては、これまでに数多くの研究があるにも係わらず、従来の研究を相互に比較検討した研究はあまり見受けられない。そこで、 d_{\max} に対してこれまでに提案されている式^{27), 37), 38)}を佐藤らの実験値と比較してみる。この結果を図10に示すが、この図より、液滴直径 d_i が 0.3mm よりも大きい場合には、Ueda et al.²⁷⁾が提案した次式が広範囲の We 数に対して実験値とよく合うことがわかる。

$$d_{\max}/d_i = 0.87 \cdot (We/6 + 2)^{1/2} \quad (10)$$

Ueda et al. の式は、液膜の変形抵抗によるエネルギー損失を無視し、衝突前の液滴の保有エネルギー（運動エネルギー＋表面エネルギー）が最大液膜径になったときの表面エネルギー

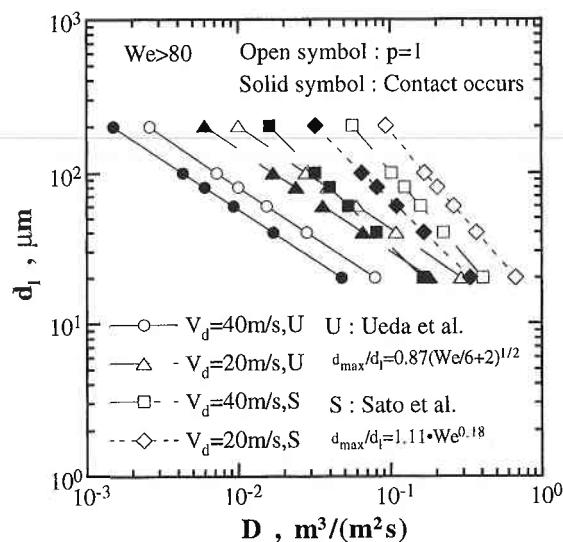


図11 液膜形成条件

に等しいとみなすことによって得た式 ($d_{\max}/d_i = (We/6 + 2)^{1/2}$) に、補正係数を掛けた式である。また、 $We > 20$, $d_i < 0.132\text{mm}$ の場合には、Ueda et al. の式は実験値よりも最大液膜径を大きく見積る傾向にある。しかし、この場合に適用できる整理式は、現段階では図中の破線で示した佐藤ら³⁷⁾が $d_i = 0.132\text{mm}$ の条件に対して提案している式があるだけである。したがって、 $d_i < 0.3\text{mm}$ の場合には、既存研究だけでは、 d_i が変化した場合の d_{\max} の予測ができないと考えられることから、この条件での測定値の集積が今後の課題となろう。低温域に関しては、戸田ら³⁹⁾によって提案されている次式がある。

$$d_{\max}/d_i = (We/3 + 20/3)^{1/2} : (We < 16) \quad (11)$$

$$d_{\max}/d_i = 2.38 \cdot (We/3 + 20/3)^{0.15} : (We > 16) \quad (12)$$

以上の式から、1 個の液滴による時間平均被覆面積 $A_{d,m}$ は、冷却面からリバウンドするまでの時間を $t_d = a \cdot t_{\max}$ とおくことにより、次式で求められる。

$$A_{d,m} = \left\{ \frac{3}{20} - \frac{5}{4} (a^{-0.2} - 1) \right\} \cdot \frac{\pi \cdot d_{\max}^2}{a} \quad (13)$$

ここで、非分裂の場合の液滴滞在時間 t_d は Rayleigh の自由振動第 1 モード周期 t_r に等しいと考えることにより、 a の値は $a = 1/0.27$ となる。また、分裂の場合は、千田ら⁴⁰⁾の測定結果に基づき $a = 0.6/0.27$ とする。

図11に、以上の式を用いたモデル計算で得られる液膜形成条件を示した。なお、計算の際に必要な d_{\max} の評価式としては、佐藤らの式および Ueda et al. の式を用いた。図中には、広がり液滴同士の接触が発生する条件も併記した。噴霧流を形成する液滴が冷却面に衝突した際の液

滴広がり割合を ξ とすると, この場合の液滴流量密度 D は次式で与えられる.

$$D = \pi \cdot V_d^{-1/2} \cdot d_l^{3/2} / \{6(\xi \cdot a \cdot t_{\max})^{3/2}\} \quad (14)$$

5. お わ り に

噴霧冷却は, 冷却媒体側因子だけではなく, 被冷却物体側因子の影響も熱伝達特性に顕著な影響を及ぼす. したがって, 研究を進めるにあたっては, これらの因子の影響が独立に評価されているか否かの問題に細心の注意を払う必要がある. 本稿で概説したように, 今後明らかにすべき課題は多いが, 現象の解明が進むことによって, 制御性に優れた噴霧冷却法の特徴をさらに生かすことができるものと思われる. 本稿ではさらに, 既存研究成果に基づき, 高温面に衝突する液滴の挙動について検討した. 挙動の定式化では, いくつかの仮定を置かざるを得なかったが, 今後, 各方面からの研究が進むにしたがって, より厳密な解析が可能となることを期待したい. (1994年9月20日受理)

参 考 文 献

- 1) T. Aihara ほか 2 名, Int. J. Heat Mass Transfer, 22 (1979), 51.
- 2) 林ほか2名, 機械の研究, 39-1(1987), 161.
- 3) 棚沢ほか2名, 機械の研究, 5-2(1953), 143, 5-3(1953), 200, 5-4(1953), 263, 5-5(1953), 321, 5-6(1953), 387, 5-7(1953), 449.
- 4) 西尾・上村, 熱処理, 23-5(1983), 260.
- 5) 田島ほか 2 名, 機論, 54B-508(1988), 3491.
- 6) S. Ishigai ほか 2 名, 機論, Technol. Repts. Osaka Univ., 30-1540(1980), 225.
- 7) 西尾・遠藤, 生産研究, 31-10(1979), 697.
- 8) 門出, 機論, 45B-394(1979), 849.
- 9) 伊藤ほか 5 名, 第24回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1987), 419.
- 10) 庄司, 第12回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1975), 213.
- 11) 田中ほか 2 名, 三菱重工技報, 2-2(1965), 48.
- 12) R.E. Gaugler, Thesis, Carnegy Institute of Technology, (1966).
- 13) H. Müller and R. Jeschar, Arch. Eisenhüttenwes., 44-8 (1973), 589.
- 14) 佐々木ほか 2 名, 鉄と鋼, 65-1(1979), 90.
- 15) 藤林ほか 3 名, 第22回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1985), 70.
- 16) S.C. Yao and K.J. Choi, Int. J. Multiphase Flow, 13-5 (1987), 639.
- 17) 伊藤ほか 4 名, 第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 1(1988), 268.
- 18) 大久保・西尾, 鉄と鋼, 79-4(1993), 497.
- 19) K.J. Choi and S.C. Yao, Int. J. Heat Mass Transf., 30-2 (1987), 311.
- 20) 機械学会編, 沸騰熱伝達と冷却, (1989), 221, 日本工業出版.
- 21) E. Specht and R. Jeschar, Proc. Intern. Seminar on Advanced Heat Transfer for Manufacturing and Processing of New Materials, CM1 (1990).
- 22) H. Ohkubo and S. Nishio, Proc. 1987 ASME-JSME Thermal Engng. Conf., 5 (1987), 71.
- 23) 金ほか 2 名, 機論, 60B-574(1994), 2158.
- 24) 大久保・西尾, 生産研究, 45-6(1993), 474.
- 25) L.H.J. Wachters and N.A.J. Westerling, Chem. Engng. Science, 21(1966), 1047.
- 26) L. Bolle and J.C. Moureau, Multiphase Sci. and Tech., 1, (1978), Hemisphere Pub. Co.
- 27) T. Ueda ほか 2 名, Bull. JSME, 22-167(1979), 724.
- 28) 庄司ほか 2 名, 機論, 50B-451(1984), 716.
- 29) 徳岡ほか 2 名, 機論, 51B-465(1985), 1712.
- 30) 大久保・西尾, 機論, 55B-517(1989), 2846.
- 31) 大久保・西尾, 機論, 57B-539(1991), 2349.
- 32) S. Deb and S.C. Yao, Int. J. Heat Mass Transf., 32-11 (1989), 2099.
- 33) 戸田, 機論, 39B-323(1973), 2172.
- 34) 伊藤ほか 2 名, 機論, 55B-511(1989), 805.
- 35) 黒崎・佐藤, 機論, 57B-537(1991), 1780.
- 36) 黒崎・佐藤, 機論, 57B-537(1991), 1787.
- 37) 佐藤ほか 2 名, 機論, 51B-465(1985), 1703.
- 38) K. Araki and A. Moriyama, Proc. 2nd ICLASS, (1982), 389.
- 39) 戸田ほか 2 名, 第23回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1986), 560.
- 40) 千田ほか 3 名, 機論, 52B-481(1986), 3372.