膜沸騰蒸気膜の伝ぱ的崩壊に関する研究*

(伝熱面温度が液の過熱限界温度以上における膜沸騰蒸気膜の崩壊機構)

大竹 浩 靖^{*1}, 長谷川 均^{*2}, 小 泉 安 郎^{*1}

Study on Propagative Collapse of a Vapor Film in Film Boiling (Mechanism of Vapor Film Collapse at Wall Temperature above the Thermodynamic Limit of Liquid Superheat)

Hiroyasu OHTAKE^{*3}, Hitoshi HASEGAWA and Yasuo KOIZUMI^{*3} Kogakuin University, Dept. of Mechanical Engineering,
2665-1 Nakano-machi, Hachioji, Tokyo, 192-0015 Japan

The mechanism of propagative collapse of a vapor film at high wall superheat and the effect of a local-cold spot on the minimum-heat-flux (MHF) temperature and collapsing fashion in film boiling were investigated experimentally and analytically. Using a 1 mm diameter and 160 mm long platinum wire, pool film-boiling experiments were performed for saturated or subcooled water at atmospheric pressure. In the experiments, temperatures of electrodes which served as the cold spots of the test section were varied in a range from 250 to 450 °C. Experimental results showed that the propagation velocity of vapor film collapse decreased and the MHF temperature increased with a decrease in the local-cold spot temperature. In particular, when the local-cold spot temperature was lower than the thermodynamic limit of liquid superheat, the MHF temperature increased remarkably. Application of the Yamanouchi model for rewetting of a hot surface by a falling film to the present vapor film collapse was successfully tested by including conventional MHF-temperature and critical-heat-flux correlations. Furthermore, a more precise model was developed by coupling heat conduction and a full boiling curve as the boundary condition. The propagation velocities measured were well represented by this model. It was proved that local temperature at a collapsing front of the vapor film, that is the local solid surface temperature at the initiation of liquid-solid contact, never exceeds the thermodynamic limit of liquid superheat even if the collapse of the vapor film occurs at high wall superheat.

Key Words: Heat Transfer, Boiling, Heat Conduction, Minimum Heat Flux, Film Boiling, Thermodynamic Limit of Superheat, Propagative Collapse of a Vapor Film

1. 結 言

クエンチ現象(過渡沸騰を利用した急冷現象)は容易に大きな冷却速度が得られるために、古くから工業上多く利用されてきた。このクエンチ過程を特性づける物理量が膜沸騰熱伝達率と極小熱流束点(以後、MHFと略す)温度であり、クエンチ冷却特性の把握にはこれらの定量化が必要となる。後者のMHF点温度に関しては、過去多くの研究がなされてきており、大気圧水中の清浄な銅伝熱面(良熱伝導体)に対して

$$T_{MHF} = 200 [^{\circ}\text{C}] \dots\dots\dots (1)$$

といわれている⁽¹⁾。しかしながらこの温度は表面熱特性等に敏感に影響を受け、工業的応用の際には上述の温度となることはほとんどない。特にこの傾向はサブ

クール沸騰に対して顕著であり、

$$T_{MHF} = 201 + 8\Delta T_{\text{sub}} [^{\circ}\text{C}] \dots\dots\dots (2)$$

の整理式⁽²⁾が知られているものの、伝熱面系を注意深く設定することで $\Delta T_{\text{sub}} = 80 \text{ K}$ でさえ $T_{MHF} = 200^{\circ}\text{C}$ という報告もあり⁽³⁾、実験者・実験装置によりMHF点温度は大きく変化する。また、前出の整理式は $\Delta T_{\text{sub}} = 14 \text{ K}$ 以上で熱力学的過熱限界温度(T_{lis} : 大気圧水で約 310°C)を超える値となり物理的妥当性に疑問が残る。このような問題の主原因として加熱面上に存在する局所的な低温度部(weak spot)の存在とそれに起因する膜沸騰蒸気膜の崩壊様式の相違が挙げられている⁽⁴⁾。すなわち、一つは局所的な低温度部より蒸気膜の崩壊が始まり伝熱面全体に伝ぱする様式である。文献(4)に従い、これを“伝ぱ的蒸気膜崩壊”と呼ぶ。この崩壊様式では、局所的な低温度部より崩壊が生じるために見掛け上MHF点温度が高温度化する。また、この崩壊時には伝熱面内部に大きな温度分布が生じるため、伝熱面内の熱伝導が支配因子に加わる。他の崩壊様式は、伝熱面上で一様に瞬間的に蒸気膜の

* 原稿受付 1999年11月2日。

^{*1} 正員, 工学院大学工学部 (〒192-0015 八王子市中野町 2665-1)。^{*2} 正員, 羽生三洋電子(株) (〒348-8507 羽生市大字秀安 476) [元: 工学院大学大学院]。

E-mail: ohtake@cc.kogakuin.ac.jp

に関して、液サブクール度 ΔT_{sub} は 0 K (飽和), 10 K および 20 K の 3 種類である。

3. 実験結果および考察

3・1 飽和沸騰 図 2 に、飽和沸騰に関して、電極温度 $T_{\text{elc}} = 450^\circ\text{C}$ に対する壁面熱流束 q_w と壁面過熱度 ΔT_{sat} との関係を、伝熱面軸方向位置をパラメータとして示した。図 2 には、Rohsenow の核沸騰熱流束 q_{nb} の相関式⁽⁸⁾

$$\frac{C_{\text{pl}} \Delta T_{\text{sat}}}{h_{\text{fg}} Pr_l^{1.7}} = C_{\text{sf}} \left[\frac{q_{\text{nb}}}{\mu_l h_{\text{fg}}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \right]^{0.33} \quad \cdots (3)$$

Lienhard and Dhir の水平細線における限界熱流束 q_{CHF} の相関式⁽⁹⁾

$$\frac{q_{\text{CHF}}}{q_{\text{CHF, Plate}}} \left| \frac{D}{\lambda_0} < 2.5 \right| = \frac{0.94}{\sqrt[4]{D/\lambda_0}} \quad \cdots (4)$$

Baumeister and Hamill の水平細線における膜沸騰熱伝達率 h_f の相関式⁽¹⁰⁾

$$h_f = 0.373 \left[\frac{k_{\text{vf}} h_{\text{fg}}^* g (\rho_l - \rho_{\text{vf}}) \rho_{\text{vf}}}{\mu_{\text{vf}} \Delta T_{\text{sat}} \lambda_0} \right]^{1/4} \times \left[1 + \frac{9}{\sqrt{6}} \frac{\lambda_0}{D} + \frac{8}{3\sqrt{6}} \left(\frac{\lambda_0}{D} \right) \right]^{1/4} \quad \cdots (5)$$

および Nishio の MHF 点温度の相関値⁽¹⁾ 式 (1) による計算結果を併記した。ここで、 c_p は定圧比熱、 g は重力の加速度、 h_{fg} は蒸発潜熱、 h_{fg}^* は修正蒸発潜熱、 k は熱伝導率、 Pr はプラントル数、 σ は表面張力、 μ は粘性係数、 ρ は密度である。添字 l は液相、 v は蒸気相、 vf は膜温度で評価する蒸気相熱物性を表す。なお、式 (4) 中 $q_{\text{CHF, Plate}}$ は Zuber⁽¹¹⁾ の限界熱流束の解析モデルより

$$q_{\text{CHF, Plate}} = (\pi/24) \rho_v^{1/2} h_{\text{fg}} [\sigma g (\rho_l - \rho_v)]^{1/4} \quad \cdots (6)$$

であり、

$$\lambda_0 = \sqrt{\sigma / [(\rho_l - \rho_v) g]} \quad \cdots (7)$$

はラプラス長さである。図 2 中の凡例の数字は、一对の白金製電圧タップ線間からなる測定部分中心の右電極からの距離を示す。図 2 に示されているように、膜沸騰熱伝達率の定常値は伝熱面位置によらず既存の相関式に一致することがわかる。また、MHF 点温度 (膜沸騰蒸気膜崩壊時の平均伝熱面温度) も既存の相関値に一致する。他の電極温度に対しても、膜沸騰熱伝達率の定常値は伝熱面位置によらず、既存の相関式に一致した。

一方、図 3 には、電極温度、すなわち局所的な低温度部温度が及ぼす沸騰曲線への影響を示す。図 3 に示すように、MHF 点温度は電極温度の減少とともに高温度化することがわかる。特に、電極温度が 300°C より低い場合には顕著に高温度化する。

図 4 は、一連の本実験における MHF 点温度を電極温度に対して示したものである。上述したように、電

Fig. 2 Typical boiling curves

Fig. 3 Effect of local-cold spot temperature on boiling curve

Fig. 4 MHF temperature at $\Delta T_{\text{sub}} = 0$ K

Fig. 5 Propagation velocity at $\Delta T_{\text{sub}}=0$ K

極部温度の低減とともに MHF 点温度が高温度化することがわかる。また、図 4 中で区分けされているように、観察結果より本実験条件の飽和沸騰下に対して 2 種類の蒸気膜崩壊様式が出現して、崩壊様式によって MHF 点温度が系統的な差異をもつ。すなわち、電極温度にかかわらず、 T_{MHF} が約 200°C で高い伝ば速度で伝熱面中心部より膜沸騰蒸気膜が崩壊する様式(図 4 中○)と、電極部より崩壊が始まり比較的低速度で崩壊が伝ばする様式(図 4 中●)である。この関係を明確にするため、図 5 に、上述の蒸気膜崩壊面の伝ば速度 w と MHF 点温度との関係を示す。参考のため、図 5 中には、西尾・坂口⁽⁴⁾より報告された直径 2 mm の白金細線-大気圧水系によって得られた伝ば速度の実験結果を併記した。また、サブクール沸騰に対する、一般的な MHF 点温度の相関式である Dhir-Purohit⁽²⁾の式〔式(2)〕による MHF 点温度の計算値も併せて記した。図 5 より、本実験においては、飽和沸騰に対しても MHF 点温度が電極温度の低下に伴い高温度化する傾向が見受けられるが、電極温度が高く $T_{\text{MHF}}=200^\circ\text{C}$ 付近の実験結果は約 40 mm/s 以上の速い伝ば速度を有することがわかる。また、MHF 点温度の増加とともに、伝ば速度は遅くなる。これら MHF 点温度と伝ば速度の関係は西尾・坂口のサブクール沸騰の実験事実⁽⁴⁾と同様の傾向をもち、これら二つの様式が 1.緒言で記述した斉時的崩壊(図 4 中○)と伝ば的崩壊(図 4 中●)とに相当すると考えられる。後者の場合、電極温度の減少とともに MHF 点温度が高温度化し、伝ば速度は小さくなる。特に、図 4 に明記したように、液体の熱力学的過熱限界温度 T_{tts} ⁽¹²⁾

$$\frac{T_{\text{tts}} - T_{\text{sat}}}{T_{\text{cr}}} = 0.923 - \frac{T_{\text{sat}}}{T_{\text{cr}}} + 0.077 \left(\frac{T_{\text{sat}}}{T_{\text{cr}}} \right)^9 \quad \dots\dots\dots (8)$$

Fig. 6 MHF temperature at $\Delta T_{\text{sub}}=10$ K Fig. 7 Propagation velocity at $\Delta T_{\text{sub}}=10$ K

$$T_{\text{tts}} = 325 [^\circ\text{C}] \quad \dots\dots\dots (8)'$$

より詳細には均質自発核生成頻度に関する下式⁽¹³⁾より計算される均質自発核生成温度 T_{hsn}

$$J_{\text{homo}} = N \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m B}} \exp \left[-\frac{16\pi\sigma^3}{3k_B T_{\text{hsn}} (p_{\text{ve}} - p_l)^2} \right] \approx 10^6 [\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}] \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$T_{\text{hsn}} = 306 [^\circ\text{C}] \quad \dots\dots\dots (9)'$$

付近を境にして、電極温度の減少とともに MHF 点温度が高温度化し MHF 点温度が幅広い温度範囲に分散ようになる。ここで、 B は定数 ($=2/3$)、 J_{homo} は均質状態での核生成頻度、 k_B はボルツマン定数 ($=1.381 \times 10^{-23} \text{ J/K}$)、 m は液体分子 1 個の質量、 N は単位体積中の液体分子数、 p は圧力、 T_{cr} は臨界温度を示す。また、平衡球形蒸気泡の圧力 p_{ve} は、

$$p_{\text{ve}} = p_{\text{sat}}(T) \exp \left[-\left(\frac{v_l}{k_B T} \right) (p_{\text{sat}}(T) - p_l) \right] \quad \dots\dots\dots (10)$$

で与えられ、 $p_{\text{sat}}(T)$ は温度 T における飽和圧力、 v_l

Fig. 8 MHF temperature at $\Delta T_{\text{sub}} = 20 \text{ K}$ Fig. 9 Propagation velocity at $\Delta T_{\text{sub}} = 20 \text{ K}$

は液体分子1個の占める体積(=1/N)である。なお、図4中の T_i は、物理的に固液接触が許されると考えられる最大壁面温度条件、すなわち温度の異なる二つの半無限物体の接触問題で界面温度が熱力学的過熱限界温度となる高温物体の初期温度⁽¹⁴⁾、

$$\frac{T_i - T_{tis}}{T_{tis} - T_l} = \sqrt{\frac{(\rho c_p k)_l}{(\rho c_p k)_w}} \quad (11)$$

である。ここで、添字 w は壁面を表す。以上、伝熱面中央部のweak spotを取り除いた本飽和沸騰の実験結果に対して、伝ば的な蒸気膜の崩壊様式が局所的低温部温度が熱力学的過熱限界温度(均質自発核生成温度)以下で出現する事実より、局所的な膜沸騰蒸気膜の崩壊は過熱限界温度以下の低温部分より生じると考えられる。なお、図5中の曲線については、4章で解説する。

3.2 サブクール沸騰 図4および図5と同様な整理図を、液サブクール度 $\Delta T_{\text{sub}} = 10 \text{ K}$ に対して図6, 7に、 $\Delta T_{\text{sub}} = 20 \text{ K}$ に対して図8, 9に示す。図

6, 8より、若干の特異点(高い電極温度条件で、高いMHF点温度・低い蒸気膜崩壊速度を有するデータ。図6~9中、◎ or ●で表示)があるものの、飽和条件の実験結果と同様な傾向が認められる。すなわち、電極部温度が過熱限界温度以下に対して、MHF点温度が高温度化するとともに、MHF点温度が幅広い温度範囲に分散するようになる。しかしながら、飽和条件の実験結果と異なり、伝熱面中央部で崩壊する様式と電極で崩壊する様式の2種類の蒸気膜崩壊様式が出現するものの、崩壊様式によってMHF点温度が系統的な差異をもたないこと、また、高温の電極温度の実験に対しても膜沸騰蒸気膜の崩壊温度はDhir-Purohitの式が与えるMHF点温度の計算値より高く、熱力学的過熱限界温度より100°C以上も高いことがわかる。

特に、本実験より得られたMHF温度の下限値は、200°Cではなく、Dhir-Purohitの式が与える値と一致する。上述の崩壊温度の高温度化傾向は、weak spotを排除した系で行われた他の研究者による実験結果^{(3)~(5)}と大きく異なる。この現象に対して観察事実から考察すると、まず、サブクール沸騰に対する膜沸騰蒸気膜の崩壊過程における本観察結果より、伝熱面中央部からの崩壊の場合蒸気膜の崩壊開始は電圧タップ線と伝熱面とのスポット溶接部から生じていることがわかった。単純な蒸気膜を介しての熱伝導からの推算によると、膜沸騰蒸気膜厚さ($\delta_v = k_v/h_f$)は、飽和沸騰に対して約80 μm 、液サブクール度10 Kのサブクール沸騰に対して約65 μm 、20 Kに対して約55 μm と予測される。つまり、サブクール沸騰に対する本実験結果は、膜沸騰蒸気膜厚さが電圧タップ線の寸法と同程度になることにより、中央部の崩壊と観察されるものの、電圧タップ線と伝熱面との接合部に存在するweak spotからの伝ば的崩壊であると考えられる。また、高温の電極温度条件の場合、電極部の蒸気膜離脱に起因して、電極近傍の伝熱面位置より、伝ば的な蒸気膜の崩壊が生じていた。実際、図7, 9にみられるように、蒸気膜崩壊速度とMHF点温度の関係をみるとその傾向は飽和条件と類似しており、サブクール沸騰に対する本実験結果のほとんどがweak spotからの伝ば的崩壊であることが類推される。サブクール沸騰に対する、電圧タップ線接合部や高温度電極付近のweak spot化の主因として、電圧タップ線と膜沸騰蒸気膜厚さの関係、サブクール液の接触による冷却に起因する伝熱面熱容量の影響等が考えられる。特に、液サブクール度20 Kの実験結果に及ぼすこれらの影響は大きく、MHF点温度の下限値に関する本実験結果はDhir-Purohitの式による計算値よりも50°C程度

Fig. 10 Application of Yamanouchi's model

高温度化している。なお、3・1節の本実験による飽和沸騰に関しては、膜沸騰蒸気膜の厚さが十分厚く、電圧タップ線と伝熱面との接合部ほかによる weak spot 化の影響は小さいと考えられる。

4. 伝ば的蒸気膜崩壊に関するモデル化と 高過熱度下における膜沸騰蒸気膜崩壊 に関する考察

4・1 解析モデル 以上まとめると、weak spot すなわち局所的な低温度部が膜沸騰蒸気膜の崩壊様式と密接に関連しており、この崩壊様式により MHF 点温度が大きく変化することがわかる。また、この局所的な低温度部が、既存の報告⁽³⁾⁽⁵⁾⁽¹⁵⁾の伝熱面支持部に相当する。

実際の工業的応用では、支持部、突起部、鋭角部等多くの局所的な低温度部の存在が想定され、クエンチ特性の評価にはこの影響が重要であることを示唆している。この伝ば的蒸気膜崩壊の過程では表面の沸騰熱伝達のみならず、伝熱面内の熱伝導も影響因子に加わることであり、原子炉冷却材喪失事故時の非常用炉心冷却装置作動時のリウエッティング現象と酷似していることが知られている⁽⁴⁾。そこでまず、流下液膜下のリウエッティングにおける山内の式⁽¹⁶⁾

$$w = (1/\rho_w c_w) \sqrt{h k_w / \delta_w} (T_0 - T_s) / \sqrt{(T_w - T_0)(T_w - T_s)} \dots \dots \dots (12)$$

の伝ば的蒸気膜崩壊への適用を試み、この現象に対する定量的検討を行う。すなわち、図 10 に示す以下の仮定をおく。(1) 乾き面温度 T_w を膜沸騰蒸気膜の崩壊温度 T_{MHF} 、つまり蒸気膜崩壊瞬間の伝熱面平均温度、(2) 崩壊面温度 T_0 を理想条件に対する MHF 点温度(真の MHF 点温度)と考えられる 200°C 、(3) ぬれ側熱伝達率の代表値として限界熱流束条件、つまり

Fig. 11 Numerical model of vapor-film collapse

前出の式(4)および式(3)にしたがい、 $h_l = q_{CHF, sat} / \Delta T_{CHF, sat} = 1.31 \times 10^6 / 31.5$ at $\Delta T_{sub} = 0\text{ K}$, $h_l = q_{CHF, sub10} / (T_{CHF, 10} - T_{l, 10}) = 1.93 \times 10^6 / 45.9$ at $\Delta T_{sub} = 10\text{ K}$, そして $h_l = q_{CHF, sub20} / (T_{CHF, 20} - T_{l, 20}) = 2.55 \times 10^6 / 59.4$ at $\Delta T_{sub} = 20\text{ K}$, (4) 乾き側熱伝達は無視, $h_v = 0$, (5) ぬれ側温度 T_s を液温 T_l とする。なお、円柱座標系熱伝導方程式にしたがい、代表寸法は $\delta_w = D/4$ (D は直径)である。また、この解析モデルではジュール発熱の影響を無視した。

以上の計算結果を T_{MHF} に対して、前出の図 5, 7, 9 にそれぞれ記すと、定性的に本実験結果とよく一致していることがわかる。液サブクール度 $\Delta T_{sub} = 0, 20\text{ K}$ に対して、若干、解析結果と実験事実と定量的な差異があるものの、伝ば的蒸気膜崩壊特性がリウエッティングと同一に表現できることがわかる。特に、本サブクール沸騰の実験結果が、西尾・坂口⁽⁴⁾の実験事実(直径 2 mm の白金細線系)の本モデル解析結果の傾向に基づく外挿上に位置しており、サブクール沸騰に対する本実験結果が weak spot からの伝ば的崩壊であることがわかる。

さらなる検証として、膜沸騰蒸気膜の崩壊面温度 T_0 に注目して、簡単なシミュレーションを試みる。上記の仮定(1), (3)~(5)は同一とし、本実験結果に best-fit する T_0 を求めると、図 5, 7, 9 に示すように $\Delta T_{sub} = 0\text{ K}$ に対して $T_{0, sat} = 170^\circ\text{C}$, $\Delta T_{sub} = 10\text{ K}$ に対して $T_{0, sub10} = 200^\circ\text{C}$, $\Delta T_{sub} = 20\text{ K}$ に対して $T_{0, sub20} = 270^\circ\text{C}$ となり、これらの温度は過熱限界温度より低い。この事実、蒸気膜崩壊時の“伝熱面全体の平均温度”が過熱限界温度より高い場合でも、蒸気膜の崩壊面温度 T_0 、すなわち固液接触部の温度は過熱限界温度より低いことを示唆している。

4・2 数値モデル 前出の解析モデルでは、ぬれ側熱伝達率を CHF 条件で一定とする(崩壊速度を過大評価)、伝熱面内ジュール発熱を無視する(崩壊速度を過大評価)および乾き側熱伝達を無視する(崩壊速度

Fig. 12 Comparison with measured cooling curves and calculated values

を過小評価)等の仮定が崩壊速度に及ぼす影響を無視している。次に、数値計算を用いてより詳細なモデルへの発展および蒸気膜崩壊機構の検討を試みる。

文献(17)同様、図 11 に示すように、伝熱面表面境界条件にプール沸騰熱伝達特性を与える有限円柱内一次元非定常熱伝導モデル

$$\rho c_w \frac{T_i^{k+1} - T_i^k}{\Delta t} = k_w \frac{T_{i+1}^k - 2T_i^k + T_{i-1}^k}{\Delta x^2} - \frac{q\pi D}{(\pi/4)D^2} + \rho_e \frac{I^2}{(\pi/4 \cdot D^2)^2} \dots (13)$$

を考える。式(13)中、左辺は蓄積熱量、右辺第1項は熱伝導、第2項は冷却量、第3項がジュール発熱量を示す。境界条件として、(a)乾き面熱流束 q_{fb} は Baumeister-Hamill の水平円柱まわりの自然対流膜沸騰熱伝達の相関式、(b)蒸気膜崩壊面温度 T_0 は理想条件下での MHF 点温度に対応する Nishio の相関値、(c)ぬれ直後の熱流束 q_{tb} は蒸気膜崩壊条件と考えた T_0 の膜沸騰熱流束 q_{MHF} と Lienhard-Dhir の水平円柱系限界熱流束の相関式による q_{CHF} とから沸騰曲線上で直線近似式、(d)ほかのぬれ域熱流束 q_{nb} は Rohsenow の核沸騰熱伝達整理式、の計算値を与える。本モデルに対しては、電気抵抗の温度依存性も考慮したジュール発熱の影響も考えた。ただし、蒸気膜の崩壊を模擬するために、一端部は特異点として、初期にぬれが可能と考えられる最大温度 T_i [式(11)] と限界熱流束 q_{CHF} の値を与える。これは、電極部あるいは Rayleigh-Taylor 不安定に起因する蒸気塊の離脱に伴う浸入形固液接触⁽¹⁵⁾を模擬する。

こうして得られた本計算結果の一例を図 12 に示す。図 12 の左側には、A-D ボードを介して得られた膜沸騰蒸気膜の崩壊に対応する冷却曲線の本実験結果を併記した。図 12 に示すように、実験・観測による蒸気膜の崩壊速度(32.3 mm/s)と計算結果による急冷部の移動速度(10.8 mm/s)とに定量的な差異があるもの

Fig. 13 Postulated boiling curves

Fig. 14 Results of numerical simulations

の、定性的に一致した冷却曲線が得られていることがわかる。なお、本報告では、文献(17)の報告に基づき蒸気膜の崩壊速度は T_0 (仮想沸騰曲線上の MHF 点に対応)の移動速度に対応するものと考え、これらと実験結果との比較を試みる。

前出の図 5 中に、飽和条件に関して得られた本モデル解析の計算結果を、伝熱面全体の平均初期温度すなわち T_{MHF} に対して、一点鎖線の曲線で併記した。図 5 に示したように、 T_0 の移動速度である本モデル計算値は、膜沸騰蒸気膜の崩壊速度の本実験値に比べて過小評価するものの、定性的傾向はよく一致する。さらに、図 13 に示す境界条件である蒸気膜崩壊温度(仮想沸騰曲線の MHF 点温度)を、物理的に固液接触が許されると考えられる条件、

$$T_0 = T_i \dots (14)$$

とした本モデル解析の計算結果を前出の図 5 中に併せて示した。ここで、 T_i の値は式(11)より得る。図 5 に示すように、定性的にも定量的にも実験事実をよく表現することがわかる。さらなる詳細な検討は、信頼できる遷移沸騰域の相関式が必要であるものの、図 5 の結果は、膜沸騰蒸気膜の崩壊温度が熱力学的過熱限

界温度に基づく最大接触温度 T_i を超えないことを示すものである。

図 7, 9 に, サブクール条件に対する同様な計算結果を示す。ここで, 液サブクール度の影響として, CHF を

$$q_{CHF, sub} = q_{CHF, sat} \left[1 + 0.1 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.25} \left(\frac{\rho_l c_{pl} \Delta T_{sub}}{\rho_v h_{fg}} \right) \right] \quad \dots\dots\dots (15)$$

にしたがい⁽¹⁸⁾, また膜沸騰熱伝達率を二相境界層理論の計算結果⁽¹⁹⁾

$$h_{f, sub10}/h_{f, sat} = 1.3 \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$h_{f, sub20}/h_{f, sat} = 1.7 \quad \dots\dots\dots (17)$$

にしたがい計算条件として与えた。図 7, 9 より, 計算結果と実験結果との定性的一致はよいものの, 液サブクール度の増加とともに式(14)で与える物理的最大接触温度を想定した計算結果でも実験事実を過小評価することがわかる。

サブクール条件に関する前出の定量的な差異について検討するため, 一つの数値模擬実験として, 境界条件である図 13 の沸騰曲線, 特に遷移沸騰域の熱伝達特性を変化させた計算を試みる。(A) 蒸気膜崩壊温度 T_0 に過熱限界温度以上を許したモード, すなわち,

$$T_0 = (\text{初期温度: } T_{int}) - 10^\circ\text{C} \quad \dots\dots\dots (18)$$

とする。(B) 蒸気膜崩壊温度 T_0 を過熱限界温度に基づく最大接触温度に制限し遷移沸騰熱流束を上昇させたモード, すなわち $T_0 = T_i$ かつ限界熱流束域の上限過熱度を,

$$\Delta T_{CHF} = 180 \sim 39.4 |_{\Delta T_{sub}=20\text{K}} [\text{K}] \quad \dots\dots\dots (19)$$

とする。モード(A), (B)それぞれの計算を $\Delta T_{sub} = 20\text{K}$ に対して行い, これら計算結果を図 14 に記し本実験結果と比較する。低い MHF 点温度 (T_{MHF} : 蒸気膜崩壊瞬間の伝熱面平均温度) の実験データが少ないものの, 図 14 より定性的にも定量的にも, 膜沸騰蒸気膜の崩壊面温度 T_0 に対して熱力学的過熱限界温度以上を想定するモード(A)より遷移沸騰熱流束を上昇させたモード(B)の計算結果のほうが実験事実をよく表現することがわかる。さらなる詳細な検討は前出したように信頼できる遷移沸騰熱伝達の相関式が必要とされるものの, 現在の知見において上述の事実は, サブクール沸騰に対しても, 蒸気膜崩壊の先端温度 T_0 , すなわち固液接触部の温度は過熱限界温度に基づく最大接触温度 T_i を超えないことを示唆するものと考えられる。なお, 既存の遷移沸騰熱伝達に関する実験事実⁽¹⁷⁾によると, 沸騰曲線上で遷移沸騰域は上に凸の傾向をもち, 実験事実は本モード(A)よりも本モード(B)に近い。また, より現実の熱伝達特性に近いと考

えられる, 限界熱流束域の上限過熱度を 100K とした本モデル(B)(図 13)の計算結果を参考のために図 14 中に点線で併記した。

以上まとめるに, 上述の事実は, 伝ば的蒸気膜崩壊の過程においては, 膜沸騰下の熱流体条件に加え伝熱面内の熱伝導が大きな支配因子の一つに加わることが確認され, また, 蒸気膜崩壊面の局所温度は過熱限界温度以下であることを示唆している。つまり, 伝熱面全体が平均として過熱限界温度以上に維持されていても, 局所的に過熱限界温度(より正確には自発核生成温度 T_{hsn} , またはこれに起因する最大接触温度 T_i)以下の低温度部が存在すると, この部分より局所的な蒸気膜の崩壊が起こり固体内熱伝導を通して周囲が冷却されるため蒸気膜の崩壊が伝ばすることになる。しかしながら, 固液接触部の温度 T_0 は熱力学的過熱限界温度に起因する最大接触温度 T_i を超えない。これが工業的应用の際に遭遇する MHF 点温度の機構と考えられ, MHF 点温度が熱力学的過熱限界温度をも超える事実に対して定量的にも物理的整合性をもつ解釈と考えられる。

5. 結 言

高過熱面下の膜沸騰蒸気膜崩壊条件, すなわち MHF 点温度, 崩壊様式および崩壊速度に及ぼす局所的低温度部温度の影響を実験的およびモデル解析的に検討して, 以下の結論を得た。

(1) 低温度部温度の減少とともに MHF 点温度(膜沸騰蒸気膜崩壊時の伝熱面平均温度)が上昇し, 蒸気膜崩壊の伝ば速度は減少する。特に低温度部温度が熱力学的過熱限界温度(より正確には均質自発核生成温度)以下では, MHF 点温度が顕著に高温度化, 伝ば速度は低速度化する。

(2) 伝ば的蒸気膜崩壊特性が, 熱伝導と既存の沸騰熱伝達整理式からなるモデルで表現できること, また, このモデルによって, 膜沸騰蒸気膜の崩壊面温度は熱力学的過熱限界温度と二物体接触を考慮した最大接触温度を超えないことを示した。

(3) 上述の事実は, 以下の現象を示唆している。すなわち, 伝熱面全体が平均として過熱限界温度以上に維持されていても, 局所的に熱力学的過熱限界温度(より正確には均質自発核生成温度)以下の低温度部が存在すると, この部分より局所的な蒸気膜の崩壊が起こり固体内熱伝導を通して周囲が冷却されるため蒸気膜の崩壊が伝ばすることになる。しかしながら, 固液接触部の温度は熱力学的過熱限界温度に基づく最大接触温度を超えない。

(4) これが工業的応用の際に遭遇する MHF 点温度の機構と考えられ, MHF 点温度が熱力学的過熱限界温度をも超える事実に対して定量的にも物理的整合性をもつ一解釈を提言した。

最後に, 本研究の一部は, 平成 6 年度文部省科学研究費補助金奨励研究(A)06750215 および平成 8 年度工学院大学特別研究費により行われた。また, 本論文をまとめるに当たり東京大学名誉教授・工学院大学元教授 植田辰洋先生には貴重なご意見を賜った。記して謝意を表す。さらに, 本実験の一部は元工学院大学大学院学生 坂本恭淑君により, 本実験装置の設計製作は, 元工学院大学学生 黒木信行君の協力により行われた。感謝を記す。

文 献

- (1) Nishio, S., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **30**-10 (1987), 2045-2057.
- (2) Dhir, V. K. and Purohit, G. P., *Nucl. Eng. Des.*, **47** (1978), 49-66.
- (3) 奈良崎道治・ほか 2 名, 鉄と鋼, **75**-4 (1989), 634-641.
- (4) 西尾茂文・坂口和貴, 機論, **53**-490, B (1987), 1781-1787.
- (5) 菊池義弘・ほか 2 名, 機論, **54**-506, B (1988), 2830-2837.
- (6) 西尾茂文, 生産研究, **41** (1989), 745-752.
- (7) JIS C 1604 (1989).
- (8) Rohsenow, W. M., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **74**-3 (1952), 969-975.
- (9) Lienhard, J. H. and Dhir, V. K., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **95**-2 (1973), 152-158.
- (10) Baumeister, K. J. and Hamill, T. D., *NASA Tech. Note*, D-4035 (1967).
- (11) Zuber, N., *Trans. ASME, Ser. C*, **80**-3 (1958), 711-716.
- (12) Lienhard, J. H., *Lat. Am. J. Heat Mass Transf.*, **10** (1986), 169-187.
- (13) 日本機械学会編, 沸騰熱伝達と冷却, (1989), 15, 日本工業出版.
- (14) Yao, S-C. and Henry, R. E., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **100**-2 (1978), 260-267.
- (15) 西尾茂文・上村光宏, 機論, **52**-476, B (1986), 1811-1816.
- (16) 山内淳男, 機論, **34**-266 (1968), 1756-1767.
- (17) 大竹浩靖・ほか 2 名, 機論, **64**-624, B (1998), 2547-2555.
- (18) Ivey, H. J. and Morris, D. J., *Rep. AEEWR*, 137 (1962), UKAEA, Winfrith. [機械学会, 伝熱工学資料 第 4 版, (1986), 131, 丸善より引用].
- (19) 西尾茂文・大竹浩靖, 機論, **57**-538, B (1991), 2124-2131.