大気圧飽和液体ヘリウムの定常プール沸騰熱伝達*

西尾茂文*¹, Rohana CHANDRATILLEKE*²

Study of Steady-State Heat Transfer of Pool Boiling in Saturated Liquid Helium at Atmospheric Pressure

Shigefumi NISHINO and G. Rohana CHANDRATILLEKE

Effects of surface inclination and roughness on saturated pool boiling curve were experimentally established for atmospheric liquid-helium. Based on the measured boiling curves, the following results were obtained. In nucleate boiling, heat transfer coefficients are increased as either the surface inclination or the roughness is increased. As for film boiling on vertical and inclined surfaces, the so-called two-phase boundary layer model underestimates heat transfer coefficients but it can correctly estimate the effects of surface superheat and surface inclination. This result indicates that a vapor film of laminar, smooth-interface is restricted to a small distance from the leading edge of the vapor film, but the nature of the vapor film remains laminar irrespective of the distance from the leading edge. Critical heat flux is not dependent on surface roughness and its dependency on surface inclination is predicted well by Vishnev's correlation. Finally, the minimum-heat-flux point temperature is not affected by surface roughness and inclination.

Key Words: Thermal Engineering, Cryogenics, Phase Change, Boiling Heat Transfer, Film Boiling, Superconductor

1. 緒 言

液体ヘリウムにより浸漬冷却される超電導コイルでは、超電導状態間の摩擦発熱などによる超電導状態から常電導状態への遷移すなわち「導体の常電導遷移」が経験されている。このため大形の超電導コイルは、たとえ常電導遷移が発生しても導体が自発的に超電導状態に復帰するよう「定常安定性基準」⁽¹⁾を考慮して熱設計される。図1は、定常安定性基準の代表例である等面積基準 (Equal Area Theorem)⁽²⁾の概念を示したものである。すなわち、安定化導体単位表面積あたりのジュール発熱を q_j 、液体ヘリウムへの熱流束を q_w とすると、この等面積基準では、図1におけるA部の面積がB部のそれより大きい条件下では常電導遷移した導体が自発的に超電導状態に復帰するとして、超電導コイル最大通電量が決定される。すなわち、等面積基準により超電導コイルを熱設計する場合には、核沸騰域から膜沸騰域にわたる全沸騰領域における液体ヘリウムの定常沸騰特性を定量的に知る必要がある。

さて、こうした事情を背景として、液体ヘリウムの沸騰熱伝達についてはこれまでに多くの研究報告がなされ、これらは文献(3)~(7)に要約されている。本研究の主な目的は、超電導コイルの熱設計において重要と考えられるが(水などの通常液体について得られている知見と比較して)従来の研究では十分な知見が得られていない問題を検討することにある。検討する沸騰領域が広範にわたっているため、個々の問題に関

図1 定常安定性基準(等面積基準)の概念

* 昭和62年5月27日 第24回日本伝熱シンポジウムにおいて講演, 原稿受付 昭和62年7月14日。

*¹ 正員, 東京大学生産技術研究所 (〒106 東京都港区六本木7-22-1)。

*² 正員, 東京大学大学院。

する詳細は実験結果の項で述べるが、本報における主な検討課題の概略は以下のとおりである。すなわち、遷移沸騰域を除く全沸騰領域にわたり大気圧飽和液体ヘリウムの定常ブール沸騰熱伝達特性を測定し、

- (1) 核沸騰熱伝達と伝熱面傾き角・表面粗さ
- (2) 膜沸騰熱伝達と蒸気膜長さ・伝熱面傾き角
- (3) 限界熱流束点条件および極小熱流束点条件と伝熱面傾き角・表面粗さ・自発核生成などの関係を検討することである。

2. 実験装置および実験方法

本報での実験液体は、大気圧飽和液体ヘリウム (^4He) であり、実験は定常実験である。

伝熱面は、図2に示したように、直径20 mm、長さ30 mmの銅円柱端面であり、銅円柱底面には電気ヒータ (約140 W) が取付けられている。この銅円柱はスタイキャストによりガラス繊維強化されたエポキシフランジに取付けられ、真空断熱された伝熱面容器内に収められている。この伝熱面系は、伝熱面容器側面に設けられたフランジおよびカイド管を介してクライオスタット上部ふたに取付けられている。伝熱面傾き角は、このフランジにより45°おきに調整でき、微調整はクライオスタットが設置されている水平基盤面の角度調整により行った。実験を行った伝熱面傾き角は、水平上向き面を基準として $\theta=0, 45, 90, 135, 157, 175, 179^\circ$ であった。

伝熱面温度 T_w は、図2に示したように銅円柱内に埋め込まれたゲルマニウム温度計により測定した。ゲルマニウム温度計の測温位置は伝熱面表面からの平均深さにして2.5 mmである。温度計のリード線にはサーマルアンカを取り、伝熱面への熱浸入を防止した。一方、表面熱流束 q_w は以下のようにして求めた。伝熱

図2 伝熱面系の概略図

面表面をポリテトラフルオロエチレン製ブロックにより断熱し、液体ヘリウム中で (銅円柱底面に取付けた) 電気ヒータ出力と銅円柱温度との関係すなわち熱損失特性を測定し、電気ヒータ出力から (伝熱面温度に相当する) この熱損失を差引いて表面熱流束値とした。なお、熱損失実験は $\theta=0, 90, 180^\circ$ について行い、その間については、これを補完して熱損失特性を求めた。

また、伝熱面表面粗さの影響を検討するために、エメリー紙により伝熱面表面に粗さを設けた。表面粗さ計による算術平均表面粗さ R_a の測定結果によれば、0.027 (平滑面), 0.06, 0.46, 1.27 μm および 4.35 μm であった。

3. 実験結果および考察

3.1 核沸騰熱伝達と伝熱面傾き角との関係 水などの通常液体の核沸騰熱伝達に対する伝熱面傾き角の影響については、低熱流束核沸騰域において (水平上向き姿勢を基準とした) 伝熱面傾き角 θ の増大とともに熱伝達率が高くなると考えられている⁽⁸⁾。これに対し液体ヘリウムについては、Jergel and Stevenson⁽⁹⁾ の測定値は同様の傾向を示しているが、Lyon⁽¹⁰⁾ の (熱流束減少過程における) 測定値では $\theta=0, 180^\circ$ における核沸騰曲線間にわずかの差しか見られない。

図3に、本実験で得られた平滑面での核沸騰曲線を、伝熱面傾き角 $\theta=0, 90, 175^\circ$ について示した。ただし、図3に示した測定値は熱流束減少過程におけるものである。図3よりわかるように、本実験における核沸騰曲線の測定値は、伝熱面傾き角が増大するとともに上昇している。これは、大気圧水における Nishikawa

図3 平滑面での核沸騰曲線と伝熱面傾き角の関係

ら⁽⁸⁾の報告と一致しており、彼らが指摘したように、伝熱面傾き角が増大するにつれ（伝熱面との間に蒸発液膜を有する）気泡プラグが形成されるようになることに起因すると考えられる。

3.2 核沸騰熱伝達と伝熱面表面粗さとの関係

通常液体においては、系圧力の増大とともに活性沸騰核寸法範囲が広がることにより、核沸騰熱伝達に対する伝熱面表面粗さの影響が小さくなると考えられている⁽¹¹⁾。一方、長坂・小茂鳥⁽¹²⁾の核生成理論を用いた著者らの試算によれば、液体ヘリウムでは、大気圧状態でもすでに大気圧水に比べてこの寸法範囲はかなり広い。したがって、大気圧液体ヘリウムの核沸騰熱伝達については表面粗さの影響が小さいことが予想される。このことについては、現在までにいくつかの報告^{(13)~(17)}があるが、系統の実験はない。

本実験で得られた水平上向き面での核沸騰曲線を、伝熱面表面粗さ R_a をパラメータとして図4に示した。本実験では、図5に示すように熱流束増大過程と減少過程とは顕著なヒステリシスの存在は確認できなかった。図4には熱流束減少過程における測定値のみを示した。図4より明らかなように、上述のように活性沸騰核寸法範囲の広い液体ヘリウムにおいても、伝熱面表面粗さは核沸騰熱伝達に顕著な影響を及ぼし粗面ほど核沸騰熱伝達率は高い。これは液体ヘリウムのぬれ性とも相関があるものと推測される。

3.3 鉛直面に沿う膜沸騰熱伝達と伝熱面高さの関係 鉛直面に沿う膜沸騰熱伝達については、熱伝達率が伝熱面高さ H の1/4乗に逆比例して減少することを予測する Bromley⁽¹⁸⁾の解がある。しかし、この解

の成立範囲は、通常液体では、蒸気膜前縁からわずかの距離にすぎず（例えば大気圧水では5 mm程度⁽¹⁹⁾）、これ以降では熱伝達率がほぼ一定となる傾向を示す測定値がある⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾。この問題については、その機構を含めて通常液体においてもさらに検討する必要があるが、本報ではまず液体ヘリウムにおいて検討する。

本実験範囲の伝熱面表面粗さにおいては、膜沸騰熱伝達に対する表面粗さの影響は見られなかった。平滑な鉛直面における膜沸騰曲線の本測定値を、既存測定値⁽¹⁰⁾⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾と比較して、図6に示した（ただし、Deevら⁽¹⁶⁾の測定値は本実験値と水平上向き面におけ

図5 水平上向き粗面での核沸騰曲線のヒステリシス

図4 水平上向き面での核沸騰曲線と表面粗さの関係

図6 平滑鉛直面での膜沸騰曲線（図中のTPBLは二相境界層理論⁽²²⁾の数値解）

る膜沸騰熱伝達率が等しくなるよう修正してある)。本報を含めてこれらの実験では、伝熱面高さがほぼ10~30 mmの範囲で異なるにもかかわらず、鉛直面に沿う膜沸騰曲線には有意な差は見られない。

このことは、液体ヘリウムについては少なくとも10 mm程度以上の高さとなると膜沸騰熱伝達の高さ依存性が消失することを意味している。このように、鉛直面に沿う膜沸騰熱伝達の高さ依存性がある高さ以上で消失する傾向は、液体水素におけるClassら⁽²¹⁾の測定、液体窒素におけるSuryanarayana and Merte⁽²⁰⁾の測定、および水におけるBui and Dhir⁽¹⁹⁾の測定結果と一致している。

さて、Nishikawaら⁽²²⁾は、層流蒸気膜・平滑界面下における鉛直面および傾斜面に沿う膜沸騰熱伝達に関する二相境界層理論を報告している。図6中の一点鎖線は、この理論による液体ヘリウムでの数値計算結果(ただし伝熱面高さ H は20 mm)であるが、これは測定値よりかなり低い。このことは、層流蒸気膜・平滑界面を仮定した膜沸騰解析が、液体ヘリウムにおいてはもはや10 mm程度の高さにおいて妥当性を失うことを示している。一方、図6中の実線は、上述の二相境界層理論において高さをかりに $H=1.86$ mmとした場合の計算結果であるが、この予測値は本測定値を含め鉛直面における測定値とよく一致している。これらのことは、後述する膜沸騰熱伝達率の伝熱面傾き角依存性に関する実験結果と合わせて考えると、蒸気膜長さの長い膜沸騰では、二相境界層理論が想定する蒸気膜前縁から連続した平滑界面を有する膜沸騰は実現されていないが、蒸気膜の性状は層流状態にある⁽¹⁹⁾ことを示唆している。ただし、蒸気膜長さの長い鉛直面に沿う膜沸騰熱伝達機構の詳細については、報告を改めて議論する予定である。

3.4 膜沸騰熱伝達と伝熱面傾き角との関係 上述の膜沸騰熱伝達に関する二相境界層理論⁽²²⁾は、膜沸騰熱伝達率 h_f の伝熱面傾き角依存性に関し、

$$h_f(\theta) = h_f(\theta=90^\circ) \cdot \sin^{1/4} \theta \quad (1)$$

なる関係を予測するが、この関係が妥当であるか否かについては、通常液体においても確認されていない。そこでここでは、まず液体ヘリウムについてこの関係を検討する。

図7に、平滑面における膜沸騰熱伝達の測定結果を伝熱面傾き角に対して示した。ただし、図7の縦軸は、実験値 Nu_{ex} を、高さ $H=1.86$ mmの鉛直面において二相境界層理論⁽²²⁾より計算される平均膜沸騰熱伝達率が $H=20$ mmにわたる平均熱伝達率と一致すると仮定した場合のヌッセルト数 $Nu_{th}(\theta=90^\circ)$ で無次元

化したものである。

図7に示されているように、膜沸騰熱伝達は、伝熱面傾き角の増大とともに、上向き姿勢から鉛直姿勢($\theta \leq 90^\circ$)まで増大し、鉛直姿勢から水平下向き姿勢($\theta=90 \sim 180^\circ$)にかけては減少する。 $\theta=0 \sim 90^\circ$ の範囲の傾向については、Reimann and Alsmeyer⁽²³⁾の水の中におけるドライアイス面の昇華実験における傾向と一致している。なお、水平面における膜沸騰熱伝率の測定値については、Klimenko⁽²⁴⁾の整理式とよく一致したが、 $\Delta T_{sat} > 10$ K程度ではBerenson⁽²⁵⁾の式より若干高い値であったことを付記する。

また、 $\theta \geq 45^\circ$ では膜沸騰熱伝達率の伝熱面傾き角依存性はほぼ二相境界層理論の予測する式(1)の関係(図7中の実線)とよく一致しており、定量的にも代表高さを1.86 mmとった二相境界層理論の予測値とよく一致している。このことは、上述したように、長い傾斜面における膜沸騰蒸気膜の性状も層流状態にあることを示唆しているものと考えられる。

3.5 限界熱流束と自発核生成 水平上向き面での限界熱流束 q_{CHF} についてはKutateladze⁽²⁶⁾の整理式(次式)が通常液体において成功を修めている。

$$q_{CHF} = C \cdot (\rho_v \cdot L) \cdot [g \cdot \sigma \cdot (\rho_l - \rho_v) / \rho_v^2]^{1/4} \dots (2)$$

ただし、 ρ_v , ρ_l は蒸気、液体の密度、 L は蒸発潜熱、 g は重力の加速度、 σ は表面張力である。しかし、この整理式の比例定数 C については、液体ヘリウムでは通常液体より若干大きい $C=0.16$ が成立するとする報告⁽¹⁰⁾⁽²⁷⁾と、 C の値は、大気圧状態では0.2程度であり⁽²⁸⁾⁽²⁹⁾、また系圧力の増大とともに減少し限界熱流

図7 平滑面での膜沸騰熱伝達と伝熱面傾き角の関係

束点温度が自発核生成温度に近くなるとする報告⁽¹⁶⁾とがある。

さて、大気圧液体ヘリウムにおける均質核生成温度は、均質核生成理論⁽³⁰⁾によれば、均質核生成頻度 $J=1 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ で $\Delta T_{\text{sat}}=0.35 \text{ K}$ 、熱力学的過熱限界に近い⁽³¹⁾ $J=10^{30} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ で $\Delta T_{\text{sat}}=0.62 \text{ K}$ 程度である。図3および図4に示されているように、本測定値は、この程度の過熱度域に達すると核沸騰曲線のこう配が増大する傾向を示している。また、図8には、限界熱流束点における過熱度 ΔT_{CHF} (図8中の黒記号) の測定値を既存測定値⁽¹⁰⁾⁽¹⁶⁾および ΔT_{CHF} の整理式⁽³²⁾⁽³³⁾ (図8中の破線) と合わせて、伝熱面傾き角 θ に対して示したが、 ΔT_{CHF} は θ の増大とともに減少する (図8中の点線は本測定値の平均的傾向を示す) もの、均質核生成温度の予測値 (図8中の実線) 範囲内にあることがわかる。以上のことより、こうした領域における核沸騰には自発核生成の寄与があるものと考えられる⁽⁷⁾⁽³⁴⁾。しかし、図4に示されているように、限界熱流束点の過熱度は伝熱面粗さにより変化するが、限界熱流束自体は変化していないことから、液体ヘリウムにおいても限界熱流束点条件は熱流束により記述できると考えるのが現段階では妥当と考える。

そこで、限界熱流束 q_{CHF} の測定値を伝熱面傾き角 θ に対して既存測定値⁽¹⁰⁾とともに図9に示した。図9に示されているように、水平上向き面における限界熱流束値は、 $C=0.16$ とした Kutateladze の整理式 (図9中の破線) より高く、Deev ら⁽¹⁶⁾の指摘するように、整理式の比例定数を 0.2 とした値 (図9中の一点鎖線) に近い。また q_{CHF} と θ との関係は、Vishnev⁽³⁵⁾の整理式 (図9中の実線) とよく一致している。

3・6 極小熱流束点と温度支配仮説 極小熱流束 (MHF) 点条件の考え方には、温度支配説と熱流束支配説がある⁽³⁶⁾。また液体ヘリウムについては Kutateladze and Avksentyuk⁽³²⁾の整理式があるが、 $\theta=0$ 以外の条件でこれが成立するか否かは不明である。

本実験範囲の伝熱面表面粗さでは、極小熱流束点条件は表面粗さにより変化しなかったため、図8に、平滑面における極小熱流束点過熱度 ΔT_{MHF} (図8中の白ぬき記号) の測定値を既存測定値⁽¹⁰⁾⁽¹⁶⁾とともに、伝熱面傾き角に対して示した。図8中の一点鎖線は上述の ΔT_{MHF} の整理式の値であるが、 ΔT_{MHF} の測定値は、伝熱面傾き角に依存せず一点鎖線に近い一定値をとる傾向を示している。このことは、極小熱流束点条件に対する温度支配仮説の有効性を示唆する結果と考える。しかし、 ΔT_{MHF} の測定値は、熱力学的過熱限界温度にほぼ相当するといわれる⁽³¹⁾ $J=10^{30} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ における運動論的過熱限界温度よりも高く、これについては現在のところ温度支配仮説からは有効な説明ができない。なお、水平上向き面における Berenson⁽²⁵⁾の極小熱流束点条件式の予測値は $\Delta T_{\text{MHF}}=3.8 \text{ K}$ 、 $q_{\text{MHF}}=1.1 \text{ kW/m}^2$ であり、測定値よりかなり高いことを付記する。

4. 結 論

大気圧飽和液体ヘリウムの沸騰熱伝達に対する伝熱面傾き角 θ および表面粗さ R_a の影響を、 $\theta=0 \sim 179^\circ$ 、 $R_a=0.027 \sim 4.35 \mu\text{m}$ の範囲で実験的に検討し、以下の結論を得た。

(1) 核沸騰熱伝達は、液体ヘリウムにおいても θ

図8 CHFおよびMHF点における過熱度

図9 限界熱流束と伝熱面傾き角の関係

および R_a の増大とともに向上する。

(2) 鉛直面に沿う膜沸騰熱伝達は、伝熱面高さが 10~30 mm 程度では高さに依存しない一定値をとる。この値は、二相境界層理論の予測する値よりかなり高いが、本実験範囲の $\Delta T_{\text{sat}}=2\sim 40\text{K}$ 程度では代表高さを 1.86 mm とすると二相境界層理論の予測値は測定値と一致する。また、膜沸騰熱伝達は、 R_a には依存しないが θ には依存し、 $\theta=0^\circ$ では Klimenko の整理式で、 $\theta\geq 45^\circ$ における θ の影響は二相境界層理論の予測する関係、すなわち、 $Nu(\theta)=Nu(\theta=90^\circ)\cdot \sin^{1/4}\theta$ で表される。以上の結果は、 $\theta\geq 45^\circ$ における蒸気膜長さの長い膜沸騰熱伝達に対し、平滑界面を有する連続した蒸気膜はもはや存在しないが、蒸気膜は依然として層流状態にあることを示唆している。

(3) 限界熱流束の値は、 R_a には依存せず、 θ に対する依存性は Vishnev の整理式でよく表現できる。また、限界熱流束点過熱度は、 θ および R_a の増大とともに減少し、運動論的過熱限界に相当する過熱度に近い値をとる。さらに、極小熱流束点過熱度は、 θ および R_a には依存せず Kutateladze and Avksentyuk の整理式の予測値に近い一定値をとる。

文 献

- (1) Nick, W., *Stability of Superconductors*, (1981), 139, Int. Inst. Refrigeration.
- (2) Maddock, B. J., ほか 2 名, *Cryogenics*, **9-4** (1969), 261.
- (3) Clark, J. A., *Adv. Heat Transf.*, **5** (1968), 325.
- (4) Smith, R. V., *Cryogenics*, **9-1** (1969), 11.
- (5) Verkin, B. I. and Kirichenko, Yu. A., *Proc. ICEC*, (1978), 505.
- (6) Schmidt, C., *Stability of Superconductors*, (1981), 17, Int. Inst. Refrigeration.
- (7) Pfortenhauer, J. M. and Donnelly, R. J., *Adv. Heat Transf.*, **17** (1985), 65.
- (8) Nishikawa, K., ほか 3 名, *Proc. 1983 ASME-JSME Thermal Engng Joint Conf.*, **1** (1983), 129.
- (9) Jergel, M. and Stevenson, R., *Cryogenics*, **12-4** (1972), 312.
- (10) Lyon, D. N., *Int. Adv. Cryogenic Eng.*, (1965), 371.
- (11) Nishikawa, K., ほか 3 名, *Proc. 7th Int. Heat Transf. Conf.*, **1** (1982), 61.
- (12) 長坂・小茂鳥, 機論, **41-345** (昭 50), 1517.
- (13) Cummings, R. D., *DSc Thesis, MIT* (1965).
- (14) Boissin, J. C., ほか 3 名, *Adv. Cryogenic Eng.*, **13** (1968), 607.
- (15) Grigoriev, V. A., ほか 4 名, *Cryogenics*, **17-3** (1977), 155.
- (16) Deev, V. I., ほか 4 名, *Cryogenics*, **17-10** (1977), 557.
- (17) Ogata, H. and Nakayama, W., *Adv. Cryogenic Eng.*, **27** (1981), 309.
- (18) Bromley, L. A., *Chem. Eng. Prog.*, **46-5** (1950-5), 221.
- (19) Bui, T. D. and Dhir, V. K., *Trans. ASME, Ser. C*, **107-4** (1985), 764.
- (20) Suryanarayana, N. V. and Merte, H., *Trans. ASME, Ser. C*, **94-4** (1972), 377.
- (21) Class, C. R., ほか 3 名, *Adv. Cryogenic Eng.*, **5** (1959), 254.
- (22) Nishikawa, K., ほか 2 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **19-10** (1976), 1173.
- (23) Reimann, M. and Alsmeyer, H., *Proc. 7th Int. Heat Transf. Conf.*, **1** (1982), 167.
- (24) Klimenko, V. V., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **24-1** (1981-1), 69.
- (25) Berenson, P. J., *Trans. ASME, Ser. C*, **83-3** (1961), 351.
- (26) Kutateladze, S. S., *Zhurn. Tekhn. Fiz.*, **20-11** (1950), 1389.
- (27) Purdy, V., ほか 2 名, *Adv. Cryogenic Eng.*, **16** (1970), 359.
- (28) Bewilogua, L., ほか 2 名, *Cryogenics*, **15-3** (1975), 121.
- (29) Kirichenko, Yu. A., ほか 2 名, *Cryogenics*, **23-4** (1983), 209.
- (30) J. L. Katz and Blander, M., *J. Colloid Interface Sci.*, **42-3** (1973).
- (31) Eberhart, J. G., *J. Colloid Interface Sci.*, **56-2** (1976), 262.
- (32) Kutateladze, S. S. and Avksentyuk, B. P., *Cryogenics*, **19-5** (1979), 285.
- (33) Kirichenko, Yu. A., ほか 4 名, 文献(5)中の文献(2).
- (34) Flint, E., ほか 3 名, *Adv. Cryogenic Eng.*, **27** (1981), 283.
- (35) Vishnev, I. P. and Lebedev, M. E., 文献(28)中の文献(23).
- (36) Nishio, S., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **30-10** (1987), 2045.