低圧下での細管内強制流動沸騰限界熱流束*

呉田昌俊^{*1}, 三島嘉一郎^{*2}, 西原英晃^{*2}

Critical Heat Flux for Flow-Boiling of Water in Small-Diameter Tubes under Low-Pressure Conditions

Masatoshi KURETA, Kaichiro MISHIMA and Hideaki NISHIHARA

Critical heat flux (CHF) for flow-boiling of water in small-diameter tubes under low-pressure conditions was measured over a wide range of parameters, and the results were compared with several existing CHF correlations and theoretical models. The experiment was conducted with atmospheric-pressure water in tubes with inner diameter D ranging from 1.0 to 6.0 mm, heated length-to-diameter ratio L/D from 1 to 100, inlet water subcooling ΔT_{in} from 0 to 90 K, and mass velocity G from 0 to 19 740 kg/(m²·s). The highest CHF attained in this experiment was 158 MW/m². The results demonstrated the effects of channel geometry and subcooling under low-pressure condition. In addition, the flow pattern near CHF conditions in a tube with small diameter and short heated length was observed using a high-speed video system. The theoretical model of Celata et al. (Int J. Heat Mass Transf., 1994) for a subcooled condition showed good agreement with the present subcooled data when $L/D \geq 25$.

Key Words: Critical Heat Flux, Forced Convection, Boiling, Small-Diameter Tube, Capillary Tube, Pipe Flow, Vertical Upward Flow

1. 緒 言

近年、核融合炉プラズマ対向機器や高性能半導体素子等の除熱問題と関連して、高熱負荷限界熱流束 (CHF) に関する報告がいくつか発表されている。現在までに報告されている最も高い CHF は、Ornatskii ら⁽¹⁾ によるもので、作動流体には水を用い、内径 $D=0.4$ mm, 加熱部長さ $L=11.2$ mm, 入口サブクール度 $\Delta T_{in}=157$ K, 流速 90 m/s, そして圧力は 32 atm という条件下で得られた 228 MW/m² という値である。このように、高い CHF は高圧下で測定されたものが多いが、実際の機器の使用圧力が比較的低圧力であるため、低圧下での実験データの蓄積とパラメータの影響の検討、そして高熱負荷時のバーンアウト発生機構に関する研究が急務となっている。

著者らは、前報⁽²⁾ において $D=2.2\sim 6$ mm での水による細管内強制流動沸騰 CHF に及ぼす流路寸法の影響や既存の相関式の適用の可能性を明らかにした。稲坂ら⁽³⁾ は、 $D=1\sim 3$ mm の円管を用いた実験を行い、

寸法の影響から LOW 領域と HIGH 領域に分け、そして低クオリティ・サブクール領域用の Tong の式⁽⁴⁾ の修正式を提案した。また、Celata ら⁽⁵⁾ は幅広く実験データを収集し、分析・検討を行い、稲坂らと同様に Tong の式の修正式を提案している。Vandervort ら⁽⁶⁾ は、 $D=0.3\sim 3$ mm で質量速度 G が 3 000 kg/(m²·s) 以上の円管内 CHF 実験データを収集し、高熱負荷サブクール沸騰 CHF の相関式を提案している。さらに近年、甲藤⁽⁷⁾、Celata ら⁽⁸⁾ は、低圧下で用いることのできるサブクール領域の CHF モデルを提案し、従来の実験データとの比較から、これらのモデルが適切な予測を与えることを報告している。

しかし、従来の研究は、その対象として高流量・高サブクール度での CHF に及ぼす寸法の影響を主として取り上げてきたため、低圧下での細管内強制流動沸騰 CHF の全容を明らかにするためには、細管で低流量の場合や、加熱部長さが短い管での入口サブクール度の影響等に関する CHF データが欠如しており、検討の余地が残されていた。

そこで本研究では、広範囲にわたって系統的にデータを蓄積し、管内径、加熱部長さ、入口サブクール度、および質量速度の CHF に及ぼす影響についてより詳細に検討することを目的とした。また、近年報告され

* 原稿受付 1995 年 2 月 13 日。

^{*1} 准員、京都大学大学院 (〒590-04 大阪府泉南郡熊取町野田)。^{*2} 正員、京都大学。

た相関式と実験結果とを比較検討するとともに、バーンアウト発生機構に関する知見を深めるために、高速度ビデオによるバーンアウト現象の可視化観察、および近年報告されたモデルの加熱部長さの短い細管への適用の可能性を調べた。

2. 実 験

本実験で用いた装置の概略を図1に示す。作動流体にはイオン交換水を用い、系圧力は、循環ポンプから流量調節弁までが1.3 MPa、試験部出口が大気圧である。本実験では圧力損失の実測は行っていないが、均質流モデルによればCHF時の圧力損失は0.01~1 MPa程度と推算される。イオン交換水は試験部内を垂直上昇し、この流量は試験部入口に取付けてある弁により調節をした。本実験では、加熱部にステンレス管(引抜管で加工精度は、内面粗さは数 μm 、管内径および肉厚の精度が $\pm 10\%$)を用い、この円管と銅電極との間の接触抵抗の低減をはかるために、ステンレス管1本1本に銅電極を銀ろう付けした。直流安定化電源を用いて、このステンレス管を直接通電加熱した。また、加熱部外壁面上にはシース外径が0.5 mmのクロメル-アルメル熱電対を圧着させ、これと電源遮断回路とを接続し、CHF時の温度上昇による試験部の物理的バーンアウトを防止した。熱電対は、加熱部上端から5 mm以内から始まって、上流方向に向かって5~10 mm間隔で3~12本、加熱部長さに応じて取付けた。加熱部長さが短い試験部に関しては、CHFが高くなり、局所的にホットスポットが発生する恐れがあるので、特に加熱部上端の位置で周方向の反対側の2箇所に熱電対を取付けた。なお、バーンアウトが加熱部上端の熱電対で検出された場合を出口バーンアウト、この上端の熱電対位置より上流側で検出された場合を上流バーンアウトと呼ぶことにする。

実験では、所定の試験部入口水温、質量速度に設定した後、加熱部外壁面上の熱電対による測定温度が急

Fig. 1 Schematic of experimental apparatus

上昇するまで、印加電力を小刻みにステップ状に上昇させた。CHFは、温度急昇直前の印加電力の値もしくは加熱部が破断する直前の値をもとに計算した。電源遮断回路の温度設定は、高クオリティ領域でのCHFの場合には200°C、サブクール領域でのCHFの場合には、350~400°Cの範囲で、最適と思われる値を経験的に設定した。なお、およそ30 MW/m²以上の高熱負荷時には加熱部外壁面温度が400°C(電源遮断回路の最高設定可能温度)を超える場合があったが、このときは回路を非接続に切換え、加熱部を破断させることによりデータを蓄積した。測定精度は、印加電力が $\pm 2\%$ 、質量速度が $\pm 3\%$ 、出口圧力が $\pm 2\%$ 、そしてCHFの算出の誤差は、管内径や加熱部長さにより変わるが $\pm 2\sim 15\%$ と見積もられる。また、本加熱部では熱伝導による熱損失が沸騰による熱伝達量に比較すると無視できる程度に小さい。

表1に、実験条件とデータ点数を示す。なお、全データ点数は715点あり、前報のデータは含んでいない。

そして、細管内での沸騰の観察には、管内径が2.4 mmの石英ガラス管を、流れ方向に290 mm外周から加熱できるようにした試験部を用いた。なお、加熱には、銅ブロック中にガラス管の両側に平行に埋め込んだ2本のカートリッジヒータを用いた。この加熱部上端には、長さ80 mmの可視化用の窓が切っており、この窓の中の現象を高速度ビデオを用いて観察した。(この試験部を可視化試験部Aとする)。また、加熱部長さが短い円管内での沸騰の観察には、管内径が6 mmで肉厚が1 mmのステンレス管を加熱部長さ30

Table 1 Experimental conditions and number of data points

D [mm]	L/D [-]	Thickness [mm]	ΔT_{in} [K]	Number of data points
1.0	5	0.5	90	15
	10		90	13
	25		90	13
	50		90	8
	100		90	9
2.0	5	0.5	90	19
	10		90	17
	25		90	14
	50		90	10
4.0	1	1.0	90	27
	5		90	17
	10		90	17
	25		90	22
	50		90	23
6.0	5	1.0	0-90	25+310*
	10		90	17
	25		0-90	24+96*
	50		90	19

* Experiment for investigating the effect of inlet subcooling.

mm の長さだけ縦に半分に切り、この部分に管内径 8.8 mm のガラス管をかぶせ可視部とした片面加熱試験部を用いた(この試験部を可視化試験部 B とする)。

3. 実験結果と考察

本実験では試験部出口を大気圧とし、加熱部長さの短い細管での CHF に対する、管内径 D 、加熱部長さ対管内径比 L/D 、入口サブクール度 ΔT_{in} および質量速度 G の影響を詳細に測定した。著者らの経験から、試験部上流側に微小な気泡が存在したり、ブルドン管圧力計が取付けてある場合には CHF が低下すること、また肉厚が薄い(0.25 mm 以下)管を加熱部に用いると CHF が低下する可能性があること、そして低い電気抵抗値をもつ材料で作った微小加熱部の場合には、電流値が 3 000 A を超え、実験装置の制限から実験が困難となり、精度も低下するため、電気抵抗の大きい材料を加熱部に用いたほうがよいことがわかっている。これらの CHF の測定精度を低下させる因子は事前に取り除いて得られた結果をもとに以下の議論を進めることにする。なお、前報と本報との実験条件が重なる部分のデータ同士を比較したところ、それぞれの実験誤差範囲内で一致していた。このことより、前報では加熱部としてニッケル管を、本報ではステンレス管を用いているが、これらの材質の違いは CHF に大きな影響を与えないことが確認された。

3・1 管内径の影響 図 2 は、 $L/D=5$ 、試験部入口水温 $T_{in}=10^{\circ}\text{C}$ の場合の実験結果を示し、 D をパラメータとして G による CHF の変化を示す。図 2 中の点線は、加熱部出口での熱平衡クオリティ $X_{ex}=0$ および 1 となる線を示している。図 2 から、 $D=1\text{ mm}$ の全データが 6 MW/m^2 から最高 158 MW/m^2 まで、 G の増加とともに CHF が非常に高い値に変化している様子がわかる。なお、 $X_{ex}=0$ 近傍の斜線部については

後で議論することにする。

Gambill ら⁽⁹⁾ は、蒸発面での気体分子の移動速度により沸騰の上限熱流束 $q_{\max, \max}$ が決まると仮定して、気体分子運動論に基づき次式を導出している。

$$q_{\max, \max} = \rho_g h_{fg} \sqrt{RT/2\pi} \dots\dots\dots (1)$$

大気圧下の水の場合には、上式により計算される上限熱流束は 224 MW/m^2 となる。本研究で得られた最高値は式(1)との限界熱流束比が 0.7 となり、従来報告されている大気圧下でのデータ中では最も Gambill らの理論的限界値に近い値に属する。 $D=2, 4, 6\text{ mm}$ のデータに関しては、 $X_{ex}=0\sim 1$ の領域で、 G が CHF に与える影響は比較的小さく、CHF は D に大きく依存し、 D が小さいほど CHF が高い値となることが確認された。図 3 は、 $L/D=25$ での CHF の変化を同様に示している。 L/D が大きくなることにより、高クオリティで CHF が D にほとんど依存しない領域が現れてくることがわかる。この領域では、CHF 時の X_{ex} の特性が $X_{ex}=1$ の線に沿って変化する。以後、この領域の流量を低流量と呼び、そしてこの低流量区間より低流量側で $X_{ex}>1$ となる流量を微小流量、低流量区間より高流量側で低い X_{ex} 値で CHF に至りようになる流量を高流量と呼ぶことにする。なお、 $L/D=10$ の結果は、図 2 と図 3 の中間的な分布となっており、 $L/D=50$ の結果は図 3 の高クオリティでの D にあまり依存しない領域が広がったような分布となった。以上の結果から D の CHF へ与える影響をまとめたものを以下に示す。

(1) $X_{ex}<0$ の領域では、 D と L/D がともに極端に小さい場合を除くと、 D が小さいほど CHF が高い値となる。(2) 高クオリティ領域では D の影響は比較的小さい。(3) これらの中間領域では D の影響は顕著であり、 D が小さいほど系統的に CHF が高い値となり、 L/D が小さいほど D の影響が顕著である。

Fig. 2 Dependence of CHF on tube diameter and mass velocity

Fig. 3 Dependence of CHF on tube diameter and mass velocity

中間クオリティ領域で D が小さいほど CHF が高い値となる理由を考察するために、可視化試験部 A と高速度ビデオ (1000 フレーム/s) を用いて、細管内での沸騰の様子を観察した。熱流束が CHF に近いとき、加熱部上端でスラグ状に成長した蒸気泡と、蒸気泡間に形成された上下がメニスカスの節状液膜が、交互に上昇する様子が観察された。 D が小さいときには、界面張力の影響を強く受けるため節状液膜が形成される。蒸気泡-加熱壁面間の薄液膜がドライアウトしかけたとき、この節状液膜が通過すると、加熱面は再びぬられ、冷却される。中間クオリティ領域で D が小さいとき、加熱部上端での節状液膜の通過速度は、 D が小さくなるほど増加する。このため、壁面は D が小さいほど、蒸気泡-加熱壁面間の薄液膜はドライアウトしにくいと考えられる。節状液膜の上昇速度や通過頻度の測定は、現象が非常に高速であるため困難であったが、バーンアウトは、この節状液膜の上昇速度と通過頻度、そして蒸気泡-加熱壁面間の薄液膜の消滅速度に依存し、薄液膜がドライアウトするときに発生すると推測される。

3.2 L/D の影響 図 4 は、 $D=1$ mm, $T_{in}=10^{\circ}\text{C}$ の場合の実験結果であり、 L/D をパラメータとして G による CHF の変化を示す。図 4 から $L/D=5$ および 10 の実験結果の一部が $X_{ex}=0$ 近傍でばらついているのがわかる。微小管内で、入口端では高サブクール状態、出口端では飽和状態となり、かつ低圧力、低流量である場合、管内では、チャギングのように蒸気泡が伸縮を繰り返す流動となっていることが推測される。蒸気泡の発泡条件や蒸気泡の長さ、上昇速度、そして伸縮周期が微妙に変化することにより、CHF が 15% 程度の誤差範囲でばらついたと考えられる。なお、このばらつく誤差は、 D , L/D および G が大きくなるにつれて減少し、 $D>4$ mm, $L/D>25$, $G>1500$ kg/

($\text{m}^2\cdot\text{s}$) では 8% 以下となる。

図 5 に、 $D=4$ mm の実験結果で G による CHF の変化を示し、図 6 には L/D による CHF の変化を示す。図 5 から、 $L/D=1$ から 50 へと加熱部長さが長くなってゆくときの G の影響が変化してゆく様子がわかる。 $L/D=1$ の結果は次式でよく近似ができ、 G [$\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$] に対して単調に増加する。

$$\text{CHF}[\text{kW}/\text{m}^2]=1671.6G^{0.384}\dots\dots\dots(2)$$

しかし、 L/D が 5 以上では CHF- G グラフ上のこの配が L/D ごとに変化している。特に低流量では、 L/D が大きくなるほど $X_{ex}=1$ (完全蒸発の条件) の線が低下するが、この線と平行して CHF も低下している。Vandervort ら⁽⁶⁾ は、 $G>5000$ $\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ のデータをもとに L/D の影響が顕著に表れるのは、 L/D が 10 以下であると報告している。本研究では、図 6 に示すように、高流量であれば $L/D=10\sim25$ を境に、 L/D が小さくなるほど CHF が急上昇する低 L/D 領域と L/D の変化に対し CHF の変化が顕著でない高 L/D 領域におおよそ分けることができる。そして、流量が小さくなれば、 $L/D=50$ まで L/D の影響が現れ、

Fig. 5 Dependence of CHF on L/D and mass velocity

Fig. 4 Dependence of CHF on L/D and mass velocity

Fig. 6 Dependence of CHF on L/D and mass velocity

L/D が小さくなるほど CHF は上昇の割合を増す。

加熱部長さが短いほど CHF が高い値となる理由を考察するために、可視化試験部 B と高速度ビデオ (1000 フレーム/s) を用いて、バーンアウトに至るまでの流動様式を観察した。図 7 に一例を示す。図 7 (a) は微小流量 [$G=4.8 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$] のときのドライアウトの様子を、(b) は低流量 [$G=28 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$] の時のドライアウトの様子を示している。なお、図 7 (a)、(b) 共に $T_{\text{in}}=50^\circ\text{C}$ である。図 7 (a) から、微小流量時には加熱部上方から液膜が流下することによりドライパッチが上流側で発生していることが、(b) からは、ドライパッチが加熱部上端付近で発生とリウエットを繰返した後、白熱領域が上流側まで広がり破断 (b7 は破断直後) してゆく様子が観察できる。高速度ビデオによるドライアウト現象の観察から以下のようなことがわかった。(1) 管中央を高速に上昇する液滴が、すぐに出口に到達し、加熱部内で液膜へ再付着しにくい様子が観察された。この加熱部が短いときのデポジション率低下は、CHF を低下させる効果があると考えられる。それに対し、(2) 図 7 の (b1) から (b3) のように、周期的に液塊が発生する様子も観察された。加熱部が短いときには、管入口で発生した蒸気泡がその上部のサブクール液塊を出口まで吹き飛ばし、加熱部上

端に形成されたドライパッチをリウエットする。現象 (1) と現象 (2) は、液の上昇速度と大きさ、および (2) が周期的である点で異なり、バーンアウトに及ぼす影響は現象 (2) の CHF 上昇効果のほうが優勢と考えられる。低流量で、加熱部上端の液膜がドライアウトすることによりバーンアウトに至る場合、液塊によるリウエット効果が強くなる加熱部長さが短い管ほど CHF が高くなるものと考えられる。高流量での観察結果は、入口サブクール度の影響を受けるので後述する。

本研究で用いた可視化試験部 B は、半周加熱である。そこで、非加熱部が CHF に及ぼす影響を考察するために、可視化試験部 B を用いて得られた CHF 値と全周加熱試験部での CHF 値とを比較した。また、高橋ら⁽¹⁰⁾ が陽子線を用いて管内の流動様式を観察した結果と、本研究での観察結果を比較した。この結果を以下に記す。(1) 可視化試験部 B (半周加熱) を用いて測定された CHF 値は、他の条件を同じにし、 G の関数として見たとき、全周加熱試験部による CHF 値とお互いの実験誤差の範囲内で一致した。(2) 高橋ら⁽¹⁰⁾ は、陽子線により細管内での沸騰気泡を可視化し、この観察結果を報告している。作動流体にはエチルアルコールを用い、 $D=1.38 \text{ mm}$ と 1.88 mm の 2 種類の

Fig. 7 Visualization of boiling flow on CHF taken by high-speed video system

ステンレス管を 20 mm 加熱し、作動流体を自然循環させて、その内部の沸騰の様子を観察している。高橋らの全周加熱試験部を用いての観察結果と、本研究で半周加熱試験部を用いて、低流量時に観察された結果を比較すると、双方共に蒸気泡と液が交互に流れる流動様子となっている点が共通していた。高橋らの実験は自然対流、本実験は強制対流といった違いがあり、流動様式が広い流量範囲でまったく同じになることは考えにくい。しかし、低流量時での細管内の流動は、比較的似た様相になっていることがわかった。(1)、(2)より、細管で加熱部長さが短く低流量である場合には、非加熱部の影響は、CHF、流動様式共に比較的小さいと考えられる。

3.3 入口サブクール度の影響 図 8 は、 $D=6$ mm、 $L/D=5$ の場合の実験結果であり、 G をパラメータとして入口サブクール度 ΔT_{in} による CHF の変化を示す。また図 9 に同実験結果を X_{ex} の関数としてプロットした結果を示す。加熱部長さが極めて短い $L/D=5$ の場合には、バーンアウト発生位置や CHF 時の壁面温度の上昇速度が入口サブクール度の違いに

Fig.8 Dependence of CHF on inlet subcooling and mass velocity

Fig.9 Dependence of CHF on exit quality and mass velocity

より複雑に変化する。そこで図 8 の全データに対しバーンアウト発生位置と CHF 時の壁面温度の上昇速度を詳細に調べると、特徴のあるいくつかのバーンアウト挙動に分類できることがわかった。図 8, 9 中の点線は、これらのグループの境界線を示している。高熱流束域側からこれらのグループを順に示すと、(I)上流・高速バーンアウト、(II)上流・低速バーンアウト、(III)出口・低速バーンアウト、(IV)特殊なグループそして(V)フラッディングバーンアウトとなる。なお、高速バーンアウトは、CHF 時の壁面温度が 1 s 以内で設定温度まで急上昇し、バーンアウト直前まで壁面温度の変動がほとんど見られない特徴をもつ。これに対し、低速バーンアウトは、CHF 時の壁面温度が 3 s 以上かかって設定温度まで上昇する場合が多く、バーンアウト直前まで壁面温度が微妙に変動する特徴をもつ。実験結果が示す CHF- ΔT_{in} 特性と、既存の相関式が示す CHF- ΔT_{in} 特性を比較・検討するために、図 8 のデータの一部と、甲藤⁽¹¹⁾の相関式による予測値を重ねた結果を図 10 に示す。 $G=5$ と $1800 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ の一部で互いに近い値となっているが、その間の流量では、甲藤の相関式が過大評価する。なお、甲藤⁽¹²⁾は、圧力、 G 共に小さい場合、CHF は L/D が減少すると、浮力の影響を受ける特殊領域となり、甲藤の旧相関式と偏差を示すことを補足ルールとして追加している。定性的には、 $\Delta T_{in} > 20 \text{ K}$ のデータと甲藤の相関式は似たような特性を示している。バーンアウト発生機構を考察するために、 D および L/D が図 8 の試験部と同じ可視化試験部 B と高速度ビデオを用いて、上記の各グループでの沸騰の様子を観察した。(I)、(II)のグループおよび(III)のグループの高流量側では、大小の蒸気泡がかくはん・合体しながら高速に上昇する流動様式が観察された。(I)、(II)のグループでは、低圧で入口サブクール度が小さいため、管入口

Fig.10 Comparison between present data and the Katto correlation

から蒸気泡が急激に成長していた。壁面近傍の詳細な観察は困難であったが、バーンアウトは、蒸気泡-加熱壁面間の液膜が高速に消滅することで発生し、このためバーンアウト発生位置が上流側に移行すると考えられる。(III)のグループでは、図7の(b)に示したように、加熱部上端で環状液膜がドライアウトすることによりバーンアウトが発生している。(IV)のグループでは、他のグループのような特徴が見られず、バーンアウト発生位置やCHF時の壁面温度の上昇速度もばらばらについている。高速度ビデオによる観察では、(I)、(II)のグループと同様に、大小の液塊や蒸気泡が激しく乱れ飛ぶ様子が観察された。このときバーンアウトは、複数の発生機構が競合し、最も早く壁面の液膜がドライアウトした位置で発生すると推測される。なお、(IV)のグループの流量範囲は、甲藤ら⁽¹²⁾が指摘している「浮力の影響をうける特殊領域」の流量範囲と一致していた。(V)のグループでは、図7の(a)に示したように、加熱部上方から流下する液と、加熱部下方から流入する液が環状液膜を形成し、その中間にドライパッチが発生することによりバーンアウトに至る。

3.4 既存の相関式との比較 本実験範囲と比較的近い範囲(高流速サブクール領域)で、稲坂ら⁽³⁾およびCelata⁽⁵⁾らが実験を行い、Tong⁽⁴⁾の修正式をそれぞれ提案している。図11に実験結果とCelataの相関式による計算値との比較結果を示す。なお、 CHF_{CAL} は相関式による計算値を、 CHF_{EXP} は実験値をそれぞれ示している。微小加熱部の場合には、Celataの式は50%以上過小評価するが、そうでなければ-50%~+10%以内の誤差で予測できる。なお、稲坂の式は、Celataの式と比べ全体的に低めに予測する傾向があった。これらの式が無次元式でサブクール領域を対象としているのに対し、有次元式で正のクオリティ領域を対象に提案されたLowdermilk⁽¹³⁾の式は前報と同

様に、 L/D が10以上の全データに対して最も実験値に近い予測を与えることがわかった。また、サブクール領域を対象としたVandervortら⁽⁶⁾の相関式と実験結果との比較結果を図12に示す。これより、Vandervortの式は、本研究条件下で予測精度が低下することがわかった。

3.5 サブクール領域内のCHFモデルとの比較

加圧水形原子炉や核融合炉機器の安全性と関連し、サブクール領域用のバーンアウト発生機構に関するモデルがいくつも報告されている。これらのモデルのうち低圧力下でのサブクール沸騰CHFを対象に含む甲藤モデル⁽⁷⁾とCelataモデル⁽⁸⁾が本研究条件に近いので、これらのモデルと実験結果を比較し、これらのモデルの適用の可能性を検討した。

3.5.1 甲藤モデル 甲藤モデルでは、サブクール気泡下の薄液膜がドライアウトする値を、解析的に計算している。本実験結果と甲藤モデルを比較した結果、本実験条件をモデルに代入して計算されるボイド率はすべて0.9以上となり、「CHF発生位置でのボイド率が0.7以下」というモデルの適用範囲を超えてしまうことがわかった。モデルによりCHFが計算できるが、CHF時のボイド率やサブクール気泡の移動速度や気泡長さが大きめに計算されるため、本研究範囲のように細管・短加熱部の場合には適用は困難である。この甲藤モデルでは、モデルの中でSahaら⁽¹⁴⁾によるクオリティの計算式が採用されている。この式のベースとなった実験データの範囲($D > 7$ mm)外への適用は好ましくない結果を生ずることとなるので、本研究のような微小加熱部では、不適切なクオリティ値が計算されている可能性がある。

3.5.2 Celataモデル Celataモデルは、甲藤モデルと同様にサブクール気泡下の薄液膜がドライアウトする値からCHFを計算するモデルであるが、実験

Fig. 11 Comparison between present data and the Celata correlation

Fig. 12 Comparison between present data and the Vandervort correlation

Fig. 13 Comparison between present data and the Celata model

パラメータを必要とせず、すべて解析的に CHF が計算されるところに特徴がある。本実験範囲への当モデルの適用を試みた結果、このモデルは、 L/D が 10 以下では解を得ることができず、また、気泡長さが加熱部長さを超え、モデルの前提条件を満たさなくなるが、 L/D が 25 以上では適切な計算をすることがわかった。この検討結果から、当モデルの細管への適用限界が L/D が 25 であることが確かめられた。本実験データでサブクール領域にあるデータのうち、当モデルにより解を得ることができ、かつ Celata モデルによる限界気泡長さ L_b が加熱部長さ L 以下であったデータ CHF_{EXP} と当モデルによる計算値 CHF_{CAL} の比較結果を図 13 に示す。図 13 から、 L/D が 25 では、Celata モデルは実験値に非常に近い値を予測していることがわかる。

これらの検討の結果、細管内での Celata の薄液膜ドライアウトモデルの適用限界は $L/D=25$ であり、 L/D が 25 以上であれば Celata モデルによりサブクール領域の CHF は $\pm 10\%$ の誤差範囲内で予測可能であることがわかった。

4. ま と め

本研究により、(1) 低圧下での細管内強制流動沸騰限界熱流束へ及ぼす、管内径、 L/D 、入口サブクール

度、そして質量速度の影響が、高クオリティ領域からサブクール領域までの広範囲にわたりそれぞれ明らかになった。(2) 高速度ビデオによる CHF 時の流動様式の観察をもとに、中間クオリティ領域で管内径が小さいほど CHF が高くなる理由や、加熱部長さが短いほど CHF が高くなる理由を考察した。また、加熱部が短い試験部での入口サブクール度の影響に関しては、バーンアウト発生位置と CHF 時の壁面温度の上昇速度の違いから、5 つの特徴的なバーンアウト挙動に分けられることがわかった。そして、それぞれのグループにおけるバーンアウト発生機構を、高速度ビデオによる現象の観察をもとに考察した。(3) 近年報告された相関式やモデルと実験結果の比較をした。そして、本実験範囲のような細管・短加熱部への適用の可能性を検討した結果、Celata モデルが L/D が 25 以上でサブクール領域の CHF を高精度で予測できることがわかった。

文 献

- (1) Ornatskii, A. P. and Vinyarskii, L. S., *High Temperat.*, 3-3(1965), 400.
- (2) 呉田・三島・西原・田坂, 機論, 60-574, B(1994), 2089-2094.
- (3) Inasaka, F. and Nariai, H., *JSME Int. J.*, 30-268(1987), 1595-1600.
- (4) Tong, L. S., *Int. J. Heat Transf.*, 11(1968), 1208-1211.
- (5) Celata, G. P., Cumo, M. and Mariani, A., *Int. J. Heat Transf.*, 31(1994), 237-255.
- (6) Vandervolt, C. L., Bergles, A. E. and Jensen, M. K., *Int. J. Heat Transf.*, 37(1994), 161-173.
- (7) Katto, Y., *Int. J. Heat Transf.*, 35(1992), 1115-1123.
- (8) Gelata, G. P., Cumo, M., Mariani, A. and Zummo, G., *Int. J. Heat Transf.*, 37(1994), 347-360.
- (9) Gambill, W. R. and Lienhard, J. H., *ASME J. Heat Transf.*, 111-3(1989), 815.
- (10) 高橋・ほか 4 名, 第 31 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1994), 696-648.
- (11) Katto, Y. and Ohno, H., *Int. J. Heat Transf.*, 27(1984), 1641-1648.
- (12) 甲藤・真田, 機論, 48-431, B(1982), 1348-1356.
- (13) Lowdermilk, W. H., *NACA Tech. Note*, 4382 (1958).
- (14) Saha, P. and Zuber, N., *Proc. 5th Int. Heat Transf. Conf.*, IV(1974), 175-179.