サブクール沸騰流の限界熱流束と膜沸騰遷移*

金 京 根**, 犬 丸 淳**, 植 田 辰 洋***

Critical Heat Flux and Transition to Film Boiling in a
Subcooled Flow Boiling System

by Kyung-kun KIM, Jun INUMARU, and Tatsuhiro UEDA

Wall temperature fluctuations at the CHF condition are measured for subcooled flow boiling. From the measured inner wall temperature history, the surface heat flux and the outer wall temperature are computed by a numerical method for one-dimensional inverse heat conduction problem. Heat transfer characteristics during overheating and quenching periods at the CHF condition and the wall superheats at rewetting point and minimum heat flux point are presented. The results show that the wall temperature rise at the CHF condition consists of the temperature fluctuations accompanied with passage of large coalescent bubbles and a subsequent sharp increase under film boiling condition.

Key Words: Phase Change, Subcooled Flow Boiling, Critical Heat Flux, Wall Temperature Fluctuation, Overheating and Quenching Periods, Rewet Temperature, Boiling Curve, Film Boiling, Minimum Heat Flux Point

1. ま え が き

サブクール沸騰流の限界熱流束は、沸騰状態が核沸騰から遷移 (DNB) を始めることによって生ずると考えられている。しかし、この領域の流動状態は、蒸気ほうとサブクール液が共存する複雑な非平衡状態にあるため、DNB に至る機構については不明確な点が多い。

Hewitt⁽¹⁾は、よく仮定されるサブクールおよび低クオリティ域の DNB 機構として

(1) 加熱面近傍に形成される気ほう層による加熱面への液供給の阻害

(2) 核沸騰気ほう下のごくうすい液膜の蒸発によって生ずるドライパッチ部の局所過熱

(3) 気ほう塊あるいは蒸気プラグ下の液膜蒸発による壁温上昇

を挙げ、それぞれの機構が可能な質量速度・クオリティ範囲を定性的に示唆している。そして、詳細な DNB 機構を明らかにするには、加熱面近傍の流動状態を明らかにすることが必須であると述べている。

サブクール沸騰域においても、加熱熱流束が限界値に近い高熱流束時の流れは、著しい高質量速度や高サブクール度の場合を除いて、一般に多量の気ほうを含んだボイド率の高い状態に達している。したがって、この場合には上述の(3)または(1)の機構が有力と考えられる。Fiori-Bergles⁽²⁾は、加熱熱流束の増大によって流れがスラグ流状態になると、流路出口付近に現れる蒸気プラグ下のうすい液膜内で核沸騰が生じていることを見だし、この核沸騰によって液膜にドライスポットを生じ、壁温が周期的上昇をはじめることによって DNB に至るモデルを提案している。Molen-Galjee⁽³⁾は流路幅が狭いときはスラグ流状態で DNB を生ずるのに対し、流路幅が広いときには気ほう流状態で DNB が現れることを観測している。

日野・植田⁽⁴⁾は R 113 サブクール沸騰流について、限界熱流束状態における加熱管出口近くの流れはスラグ流または気ほう流であることを観察している。また、極細熱電対による沸騰流路内の温度変動の測定結果⁽⁵⁾から、いずれの流動様式においても、熱流束が限界値近くまで上昇すると、加熱面近傍にかなり大きい合体気ほうの周期的に現れることを示し、合体気ほうの通過による加熱面の周期的温度上昇により DNB を生ずる可能性を示唆している。

* 昭和 59 年 5 月 31 日 第 21 回日本伝熱シンポジウムにおいて普通講演として講演、原稿受付 昭和 59 年 10 月 1 日。

** 正員、東京大学大学院 (〒113 東京都文京区本郷 7-3-1)。

*** 正員、工学院大学 (〒160 東京都新宿区西新宿 1-24-2)。

この報告は上述の日野・植田⁽⁴⁾⁽⁵⁾につづいて行われた研究に関するものである。DNBによる限界熱流束の機構を調べるため、垂直ステンレス加熱管外面にR 113液を上向きに流す系を用い、限界熱流束に至る過程および限界熱流束状態において壁温上昇を生じ膜沸騰に至る過程の壁温変動を測定し、その間の熱伝達特性を求めた。また限界熱流束状態におけるボイド率と壁温急上昇過程に現れる極小熱流束点過熱度について考察を加えた。

記 号

- A : 流路断面積
 c, c_p : 比熱, 定圧比熱
 D_e : 水力学的等価直径
 G : 質量速度
 g : 重力の加速度
 H_{fg} : 蒸発潜熱
 k : 熱伝導率
 P_h : 加熱管周長
 p : 圧力
 p_c : 臨界圧力
 q : 表面熱流束
 q_v : 単位体積あたり発熱量
 $T, \Delta T$: 温度, 温度差
 T_c : 臨界温度
 T_l : 液バルク温度
 T_s : 飽和温度
 T_w : 加熱管外面温度
 ΔT_s : 壁面過熱度 $= T_w - T_s$
 ΔT_{sub} : 入口液サブクール度 $= T_s - T_{lin}$
 t : 時間
 x : 壁面厚さ
 x_a : 実クオリティ
 x_{eq} : 平衡クオリティ
 z : 加熱開始位置からの管軸距離
 α : ボイド率
 μ : 粘性係数
 ρ : 密度
 σ : 表面張力
 τ_l : 壁面の冷却期間
 τ_v : 壁面の過熱期間
 添 字
 crit: 限界熱流束状態
 in: テスト部入口
 l: 液相
 min: 極小熱流束点

- rw : リウエット点
 v : 蒸気相
 w : 壁面

2. 実験装置と実験方法

実験装置は図1に示すように循環ポンプ、流量計、予熱器、入口液温調節器、テスト部、気液分離器、凝縮器、液貯蔵タンクで構成されている。テスト部は高さ約800 mmの垂直同心二重管で、R 113サブクール液が下端から供給され、環状流路内を上向きに流れる。このテスト部には日野・植田の実験と同じものを用いた。図2に示すように加熱内管は外径8 mm、肉厚0.5 mm、長さ400 mmのSUS 304ステンレス管で、両端には銅電極が銀ろう付され、交流電流の直接通電によって一様に加熱される。外管は内径18 mm (流路の等価直径 $D_e = 0.01$ m) の透明なポリカーボネート管で、流れが観察できるようになっている。予備実験から、この系では、加熱部出口から約10 mm上流の位置に最初の沸騰危機を生ずることがわかったので、その位置、すなわち加熱開始位置から軸方向距離 $z = 0.39$ m ($z/D_e = 39$) の位置における加熱管内面の温度を測定した。図2のように、線径76 μ mのC-A熱電対6本がテフロンプラグによって、加熱管内面に押し付けられている。このうち1本の熱起電力は、テスト部の物理的焼損を防止するため、加熱用電源遮断器 (設定温度220°C) へ入力され、残り5本の熱電対の出力は切換スイッチを経てデータ集録装置または電磁オシログラフで記録される。

本実験では、液单相流状態から加熱熱流束を段階的

図1 実験装置の系統図

に増加させていき、それぞれの熱流束時における $z = 0.39 \text{ m}$ 位置の壁温と、その位置が限界熱流束状態に達し、DNBにより壁温が急上昇する過程における壁温の時間的変化を、電磁オシログラフで記録した。実験はテスト部入口圧力を 0.147 MPa (飽和温度 59.1°C) に保ち、入口液サブクール度 $\Delta T_{\text{sub}} = 10, 20, 30 \text{ K}$ 、質量速度 $G = 261 \sim 1239 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の範囲について行った。

3. 実験結果

3.1 限界熱流束 本実験では、加熱熱流束を段階的に上昇させる操作を、測定位置 $z = 0.39 \text{ m}$ における壁温の急上昇が現れるまで繰返し、限界熱流束の値を求めた。図3はこのようにして求めた限界熱流束 q_{crit} と、そのときの測定位置における平衡クオリティ

$$x_{\text{eq}} = \left\{ \frac{q_{\text{crit}} P_h z}{GA} - c_{pl}(T_s - T_{\text{lin}}) \right\} / H_{fg} \quad \cdots (1)$$

を示している。本実験における限界熱流束値は良好な再現性を示した。質量速度と入口液サブクール度の増加とともに限界熱流束の値が増大している。

なお、テスト部の入口圧力測定位置から壁温測定位置までの圧力損失 Δp は、液単相流の場合、およそ 11 kPa で、静圧項が大部分を占めている。沸騰を伴う場合は、静圧項は減少するが、摩擦損失と加速損失が増大するため、加熱熱流束の増大による Δp の減少は少ない。限界熱流束における Δp の減少は、最大でも 2 kPa であった。したがって、壁温測定位置における飽和温度 $T_s = 56.6 \sim 57.1^\circ\text{C}$ である。

図2 テスト部詳細

3.2 加熱管の壁温変動 加熱熱流束を高めていくと、上流部の壁面近傍に気ほう層が発達し、加熱部出口付近には合体気ほうを生ずるようになる。日野・植田⁽⁵⁾の測定によると、

(1) 熱流束を高めると、加熱部出口付近の壁面近傍に、通過時間の長い合体気ほうが周期的に生ずること、

(2) この通過時間の最大値は、限界熱流束に近づくとき、わずかの熱流束上昇によって著しく増大すること、を示している。

加熱面近傍の大きい合体気ほうの下部には、核沸騰を伴うすい液膜が存在する。この液膜の存在は、前述の Fiori ら⁽²⁾の実験においても、甲藤・倉田⁽⁶⁾の加熱面に平行な飽和液流の沸騰実験においても観察されている。本実験でも、ストロボフラッシュの発光周期を加熱面上の核沸騰気ほうの発生周期に同調させることによって、容易に加熱面上の核沸騰液膜の存在を確認できた。

ただし、合体気ほう下の核沸騰液膜は、合体気ほうの通過時間が長くなると、一部が蒸発消失し、その部分の壁温が上昇するであろう。しかし、簡単な熱計算から明らかのように⁽⁵⁾、上述の合体気ほう最大通過時間内に生じうる壁温上昇はそれほど大きくなく、単一合体気ほうの通過により壁温が一気に安定な膜沸騰を生ずるほど急上昇するとは考えられない。したがって、本実験の限界熱流束状態では、合体気ほう通過にともなう液膜の部分的破断(ドライスポット)による壁温

図3 限界熱流束と壁温測定位置の平衡クオリティ

上昇と、つづく液相部通過による急冷を繰返す過程を経て、壁温が上昇し、壁温が液によってもはやぬれない値すなわちリウェット温度あるいは極小熱流束点温度以上に達すると、急激な温度上昇を始めるものと考えられる。

図4, 5は壁温測定位置 $z/D_e=39$ における加熱管内面温度の測定例で、三つの熱流束時および熱流束が限界値 q_{crit} に達した場合を示している。予測されたように、限界熱流束状態では大きい壁温変動を経た後、単調な急上昇を示している。図4の例では、熱電対 No. (2) および No. (3) が数回過熱・冷却を繰返した後、急激な温度上昇に至り、つづいて高温化が熱電対 No. (1), (4) の位置に及び全周に至っている。Fiori

ら⁽²⁾も加熱部出口付近がスラグ流である場合について、図4と同様な限界熱流束時の壁温変動を測定しており、限界熱流束状態は、ドライスポット部の壁温上昇が、つづく液相部による壁温低下より大きくなることによって生ずるとしている。図5は質量速度の高い場合の例である。この場合には熱電対 No. (3), (4) の高温化が先行している。No. (4) では過熱・冷却を繰返してかなりの過熱度に到達し、約2sその温度を維持した後、高温化に至っている。

図4の限界熱流束状態における熱電対 No. (2) および No. (3) のように、壁温急上昇の発端となる壁温変動の過熱および冷却期間を測定波形より求め、その平均値を質量速度に対してまとめた結果を図6に示

図4 壁温変動の測定例 [$G=514 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $\Delta T_{sub}=10 \text{ K}$, $q_{crit}=172 \text{ kW}/\text{m}^2$]

図5 壁温変動の測定例 [$G=1239 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $\Delta T_{sub}=20 \text{ K}$, $q_{crit}=276 \text{ kW}/\text{m}^2$]

す。冷却期間はおよそ一定の値をとるのに対し、過熱期間の長さは液サブクール度と質量速度の増大により、すなわち、限界熱流束値の増大にともなって、減少している。この平均の過熱期間は、日野・植田⁽⁵⁾が求めた壁面近傍の蒸気相最大通過時間の1/2程度の値を示している。なお、熱流束が限界値またはそれに近い場合の壁温変動が、図4の $q/q_{crit}=0.95$ の場合のように、およそ全周にわたって同期しているものでは、中心部の流れが全周にわたる大きい蒸気プラグを含むスラグ流となっているものと考えられる。これに対して、同期が少なく壁温変動が円周方向にばらばらに生ずる場合は、流れが気ほう流状態であると思われる。この観点から流れの状態を区分し、その領域を図6に示した。この結果は流れの写真観察とよく一致した傾向を与えている。

3.3 実クオリティとボイド率 日野・植田⁽⁵⁾は流路内に極細熱電対を挿入し、流路断面にわたって局所温度変動を測定し、流体温度の確率密度分布を求めている。その結果によると、高熱流束の場合、液相を示す低温側と蒸気相を示す高温側にそれぞれのピークが現れており、低温側のピーク点の温度は加熱面からの距離 y の流路幅 H に対する比が $y/H \geq 0.3$ の範囲でほぼ一定値を示している。したがってこのピーク点温度を近似的に液バルク温度とみなしてよいであろう。本研究でも日野・植田と同様な測定を $z/D_e=39$ について行い、液バルク温度を求めた。液バルク温度が求まると、蒸気相の温度は飽和温度であるとして、実ク

オリティ（実際の蒸気流量と全流量の比）は次式で求められる。

$$x_a = \frac{q P_h z / GA - c_{pl}(T_l - T_{lin})}{H_{fg} + c_{pl}(T_s - T_l)} \quad \dots\dots\dots (2)$$

したがって、測定点におけるボイド率は蒸気相の平均流速 u_v を与えれば求められる。ここでは、 u_v にZuberら⁽⁷⁾の式を代入した次式⁽⁸⁾

$$\alpha = \frac{G x_a}{\rho_v u_v} = x_a / \left\{ 1.13 \left(x_a \frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l} + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) + 1.41 \frac{\rho_v}{G} \left[\frac{\sigma(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

を用いてボイド率を求めた。図7はこのようにして求めた限界熱流束状態における位置 $z/D_e=39$ の実クオリティとボイド率を質量速度に対して示したものである。実クオリティは質量速度および入口液サブクール度の増加とともに、点線で示す平衡クオリティより高くなっている。また、限界熱流束時のボイド率は60~80%の範囲にあり、かなり高い値となっていることが分かる。図8はBaker線図⁽⁹⁾から求めたR113の流動様式線図上に、限界熱流束時の壁温測定位置における状態を記入したものである。この結果は図6に示す限界熱流束状態での流動様式とよく一致している。

4. 限界熱流束状態における熱伝達

限界熱流束状態で、加熱面温度が変動している過程における沸騰熱伝達特性を調べるために、流体側すなわち外壁面の温度と、壁面の過熱および冷却期間それぞれの表面熱流束を、内壁面温度の測定値から、一次

図6 壁温上昇開始時の平均の過熱および冷却期間

図7 限界熱流束時の実クオリティとボイド率

元熱伝導逆問題の数値解析によって求めた。

ここでは、加熱管を平板とみなし、つぎの非定常一次元熱伝導式

$$\rho_w c_w \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_w \frac{\partial T}{\partial x} \right) + q_v \quad \cdots \cdots (4)$$

を内壁面の境界条件

$$x=0: T_{(0,t)} = T_i^0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad \cdots \cdots (5)$$

および初期条件

$$T_{(x,0)} = T_{(0,0)} - \frac{q_v}{2k_w} x^2 \quad \cdots \cdots (6)$$

のもとで解く。ただし、 t は時間、 x は内壁面からの距離、 q_v は壁面単位体積あたりの発熱量、 T_i^0 は内壁面の時刻 t における測定温度である。式(4)をコントロールボリューム法に従い離散化すると、壁面内の i 番め節点の温度は次式で表される。

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\rho_w c_w \Delta x}{\Delta t} + \frac{k_w}{\delta x_i} + \frac{k_w}{\delta x_{i-1}} \right) T_i^1 \\ &= \frac{k_w}{\delta x_i} T_{i+1}^1 + \frac{k_w}{\delta x_{i-1}} T_{i-1}^1 \\ &+ \left(\frac{\rho_w c_w \Delta x}{\Delta t} T_i^0 + q_v \Delta x \right) \quad \cdots \cdots (7) \end{aligned}$$

ただし、 T_i^0 は i 番め節点の時間 t における温度、 T_i^1 は同点の時刻 $t + \Delta t_1$ における温度を示す。これに内壁面 ($i=1$) で断熱、外壁面 ($i=n$) では熱流束が q であるとして離散化した条件式を加え、Patankar⁽¹⁰⁾ による TDMA (Tridiagonal Matrix Algorithm) 法によって解いた。なお実際の計算では $n=11$ とした。本実験のように表面熱流束が決まっていない場合は繰返し計算を要する。時刻 t および $t + \Delta t_1$ における内壁面の測定値 T_i^0 と T_i^1 を用い、過熱または冷却期間中の Δt_1 時間における外壁面熱流束を仮定して Δt_1 時間後

の内壁面温度を求め、これが測定された内壁面温度 T_i^1 と一致するまで繰返し計算を行うことによって、 Δt_1 時間内の外壁面平均熱流束 q と時刻 $t + \Delta t_1$ における外壁面温度 T_w^1 を求めることができる。以下、同様にして、 $t + \Delta t_1 + \Delta t_2$, $t + \Delta t_1 + \Delta t_2 + \Delta t_3$, ... に対する値を導いた。

実際の計算においては、上述のサンプリング間隔 Δt を適当に選ぶ必要がある。庄司⁽¹¹⁾ は、壁温が周期的に変化する場合、無次元サンプリング間隔 $\Delta \tau = \kappa \Delta t / l^2$ (κ は壁面の温度伝導率、 l は壁面厚さ) を 0.1 以上にする必要があるとしている。本論文の計算では過熱および冷却期間それぞれにつき、 $\Delta \tau$ が最低でも (0.4~0.5) 以上、平均値で $\Delta \tau = 0.9 \sim 1.5$ となるように Δt を選んだ。なお、平均値の $\Delta \tau$ を幾つか変化した計算も行ったが、それによる変化はほとんど認められなかった。

図 9, 10 は限界熱流束状態における内壁面温度測定値のうち、最初に壁温急上昇を示した熱電対の測定値を用いて計算した結果の例である。図 9, 10 中の T_w は外壁面温度、○印は過熱期間中の熱流束、△印は冷却期間中の熱流束を示している。冷却期間中の熱流束は一点鎖線で示された限界熱流束値より大きく、ほぼ一定値を示す。これに対して、過熱期間中の熱流束は広い散らばりを見せているが、平均的には限界値よりかなり低く、壁温の増大とともに低下する傾向を示している。ただし、壁温がある値を超すと、冷却期は消滅し、壁温が単調に急上昇する。この場合の熱流束は壁温の上昇により増大する傾向を示しており、安定した膜沸騰状態になっているものと考えられる。ここでは、冷却期が消滅するときの壁温 (壁温変動における最後の冷却期間直前のピーク値の温度をとった) をリウエット温度 T_{rw} 、点線で示した過熱期間中の平均熱

図 8 流動様式線図

図 9 限界熱流束状態における外壁面温度と熱流束

流束が最低値をとる壁温を極小熱流束点温度 T_{min} として、それぞれを図 9, 10 中に示した。図 11 は図 9 の熱流束を壁面過熱度 ΔT_s に対してプロットしたものである。なお、図 11 中のロ印は熱流束を高めていく過程で求めた定常核沸騰域の測定値を示す。限界熱流束状態の壁温変動域における過熱期間中の伝熱特性は、遷移沸騰的な性質を示している。このような伝熱特性は、3・2 節で述べたように、合体気ほう通過にともなう下部の核沸騰液膜が過熱期間中に部分的に破断し、加熱面上にドライスポット部と核沸騰液膜部が混在する状態になるために生ずると考えられる。この期間の熱流束は広い範囲に散らばっているが、これは過熱期間したがって蒸気相通過時間の長短に関係し、過熱期間の長いときのデータほど低い熱流束値となる傾向をもっていた。壁温急上昇域すなわち膜沸騰域の熱流束は、壁面過熱度とともに増大しており、そのこう配は Yilmaz-Westwater⁽¹²⁾ の R 113 飽和液の強制流動膜沸騰のデータに近い値を示している。

図 12 は伝熱特性に及ぼす入口液サブクール度と質量速度の影響を示している。限界熱流束状態における壁温変動時の過熱および冷却期間中の熱流束は、ともに入口液サブクール度と質量速度の増加とともに増大している。

図 13 は本実験で測定されたリウエット点および極小熱流束点の過熱度を質量速度に対してプロットしたものである。質量速度が大きい場合には、リウエット点を壁温変動波形のグラフ上から精度よく見つけることはむずかしいこともあって、リウエット過熱度のデータは散らばっているが、質量速度の増加により幾分減少するようである。これに対して極小熱流束点過熱度はほぼ一定の値を示している。

極小熱流束点温度に対しては、これまで多くの研究が行われている。Simon ら⁽¹³⁾ は強制対流の過渡冷却実験の結果から、Spiegler ら⁽¹⁴⁾ の式を修正した次式を提案している。

図 10 限界熱流束状態における外壁面温度と熱流束

図 11 沸騰曲線

図 12 沸騰曲線（入口液サブクール度と質量速度の影響）

図 13 リウエット点および極小熱流束点の過熱度

$$\frac{T_{\min}}{T_c} = 0.13 \frac{p}{p_c} + \frac{27}{32} \dots \dots \dots (8)$$

一方, Berenson⁽¹⁵⁾は膜沸騰における流体力学的安定限界から極小熱流束点過熱度に関する次式

$$\Delta T'_{\min} = 0.127 \frac{\rho_v H_{fg}}{k_v} \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l + \rho_v} \right]^{2/3} \times \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2} \left[\frac{\mu_v}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/3} \dots \dots \dots (9)$$

を提案し, Henry⁽¹⁶⁾は Berenson のモデルに基づいた次の相関式を得ている.

$$\frac{T_{\min} - T'_{\min}}{T'_{\min} - T_l} = 0.42 \left[\sqrt{\frac{k_l \rho_l C_l}{k_w \rho_w C_w}} \frac{H_{fg}}{C_w \Delta T'_{\min}} \right]^{0.8} \dots \dots \dots (10)$$

ただし, $T'_{\min} = T_s + \Delta T'_{\min}$.

本実験で求めた極小熱流束点過熱度は, かなり速い過渡的伝熱過程における値であるが, 参考のために, 上述の相関式の値と比較してみた. 図 13 に見られるように, これらの相関式の間にはそれほど差はなく, 本実験の結果と平均的によく一致している.

5. 結 論

サブクール沸騰流の限界熱流束状態において, DNB を生じ膜沸騰に至る過程の壁温の時間的变化を測定し, 次の結論を得た.

(1) 限界熱流束状態では, 壁面近傍に生じた合体気ほうの通過による壁温上昇と, つづく液相部通過による急冷を繰返しながら壁温が上昇し, リウエット点あるいは極小熱流束点以上の温度に達すると, 膜沸騰状態となって急激な壁温上昇を始める.

(2) したがって本実験の限界熱流束状態では, Fiori-Bergles が指摘したように, 壁面近傍に通過時間の長い合体気ほうを生じ, その下部液膜の部分的破断にともなう壁面過熱が, つづく液相部による壁温低下より大きくなることによって生ずるものと考えられ

る.

(3) 限界熱流束状態の壁温変動域において, 冷却期間中の熱流束は限界熱流束値よりやや大きいほぼ一定値を示すのに対し, 過熱期間中の熱流束は平均的にはかなり低く, 遷移沸騰的な伝熱特性を示す.

(4) 本実験で得られたリウエット点過熱度はかなり散らばっているが, 極小熱流束点過熱度はほぼ 70~90 K の範囲にあり, 従来提案されている相関式による値と平均的によい一致を示した.

終わりに, この研究は文部省科学研究費補助金 (エネルギー特別研究—高位有効エネルギーの利用限界) によって行われたことを記して謝意を表する.

文 献

- (1) Hewitt, G. F., *Proc. 6th Int. Heat Transf. Conf.*, 6 (1978), 143.
- (2) Fiori, M. P. and Bergles, A. E., *Proc. 4th Int. Heat Transf. Conf.*, 6 (1970), B 6.3.
- (3) van der Molen, S. B. and Galjee, F. W. B. M., *Proc. 6th Int. Heat Transf. Conf.*, 1 (1978), 381.
- (4) 日野・植田, 機論, 50-458, B (昭 59), 2401.
- (5) 日野・植田, 機論, 50-460, B (昭 59), 2985.
- (6) Katto, Y. and Kurata, C., *Int. J. Multiphase Flow*, 6-6 (1980), 575.
- (7) Zuber, N., ほか 2 名, *Proc. 3rd. Int. Heat Transf. Conf.*, 5 (1966), 24.
- (8) Saha, P. and Zuber, N., *Proc. 5th Int. Heat Transf. Conf.*, 4 (1974), 175.
- (9) Baker, O., *Oil Gas J.*, 53 (1954), 185.
- (10) Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, (1980), Chap. 4, 41, Hemisphere.
- (11) 庄司, 機論, 44-381 (昭 53), 1633.
- (12) Yilmaz, S. and Westwater, J. W., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 102-1 (1980), 26.
- (13) Simon, F. F., ほか 2 名, *NASA Tech. Note*, D-4307 (1967).
- (14) Spiegler, P., ほか 4 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 6-11 (1963), 787.
- (15) Berenson, P. J., *Trans. ASME, Ser. C*, 83-3 (1961), 351.
- (16) Henry, R. E., *AIChE Symp. Ser.*, 70-138 (1974), 81.

討 論

〔質問〕 堀 政 義

〔石川島播磨重工業(株)技術研究所〕

定量化しにくい CHF 点近傍の q - ΔT_s の関係をめいりょうにされておられることに敬意を表す.

CHF 発生機構に関し, 結論(2)で述べられていることについて, ご意見をお聞かせ願いたい.

図 11, 12 の沸騰曲線と図 9, 10, 13 に示される $T_{\min}$ ならびに T_{rw} の結果から, CHF 点の熱流束が核

沸騰曲線と異なる ΔT_s に対し q 一定の直線傾向を示し, その発生点は T_{rw} よりも低めの過熱壁温度をとるようにも考えられる. このことは, 結論(2)よりも CHF 発生機構の初期の段階である加熱面近傍の合体気ほうの流動と, それにともなう液供給障害が重要と思われるがいかかが.

〔回答〕 結論(2)は壁温が大幅な上昇を示すに至る, したがって限界熱流束状態を生ずる発端の条件

付図 1 壁面近傍流れの概念図

を述べたものである。しかし、次の問題は、どのよう

な機構あるいは条件で、長い過熱期間を与える合体気ほうが加熱面のごく近傍に生ずるかということであり、ご質問もこの点に関するものと思う。

この点については、まだ必ずしも明確ではないが、著者らは限界熱流束の初期段階における壁面近傍の流れは付図1のようなものであろうと考えている。したがって、長い合体気ほうの周期的生成は、

(i) 壁面からの蒸気発生量

(ii) サブクール液による蒸気凝縮

(iii) 壁面近傍から気ほうを主流部に輸送する能力に関係するであろう。ご指摘の合体気ほうの流動と液供給阻害は、広い意味では上の(iii)に関連をもつように思う。ただし、ここで問題にしているのは壁面のごく近傍の状態であり、そこには液相部も存在するから、上の(iii)には、むしろ壁面近傍の流れにおける乱れあるいは気ほうの乱流拡散がきいているとみるほうが適切ではないか、と考えている。