沸騰熱伝達における固液接触現象* (接触界線長さ密度の概念の提案)

永井二郎^{*1}, 西尾茂文^{*2}

Liquid-Solid Contact Phenomena in Boiling Heat Transfer (Proposal of Concept of Contact-Line Length Density)

Niroh NAGAI and Shigefumi NISHIO

In the present study, the dynamic behavior of liquid-solid contact phenomena in saturated pool boiling is observed from beneath the boiling surface by using a single crystal sapphire plate as the boiling surface. The results indicate that at low wall superheat in the nucleate boiling region, most of the dry areas are the primary dry areas corresponding to the bubble base areas, but secondary dry areas appear through coalescence of the primary dry areas with increasing wall superheat. However, even at wall superheat near the critical heat flux point, the ratio of the total area of primary dry areas to the total dry areas is not so small. This fact indicates that, even at the critical heat flux point, not only secondary dry areas but also primary dry areas contribute to boiling heat transfer. To account for the contribution of all the dry areas equally, the contact-line length density which is the total length of the periphery between liquid-solid contact and dry areas in a unit heat transfer area is measured. The dependence of this new time- and space-averaged quantity on the wall superheat is very similar to the boiling curve measured on the sapphire surface. Using the experimental data of the contact-line length density and the model of evaporation heat flux per unit contact-line length developed by Dhir and Liaw, boiling curves are predicted as a function of contact angle. The calculated boiling curve for the contact angle of 30 degrees is in good agreement with the measured boiling curve. The results indicate that the contact-line length density, which represents the ratio of intensively evaporating area to the total heat transfer area, is a more direct measure of boiling heat transfer in high-heat-flux nucleate and transition boiling regions than the liquid-solid contact fraction is.

Key Words: Boiling, Heat Transfer, Liquid-Solid Contact, Contact-Line, Visualization

1. 序 論

沸騰熱伝達研究の工学的な最終目標は、各沸騰領域および特性点の熱伝達機構の解明とそれによる沸騰曲線の予測・制御手法の確立であろう。これまでの多くのプール沸騰熱伝達の研究を概観すると、固液接触が発生していない膜沸騰領域については、熱伝達機構の解明と膜沸騰曲線予測の基本的な部分は達成されたと思われる。しかし、固液接触部と乾燥部とが混在する核沸騰から遷移沸騰にまたがる領域については、核沸騰曲線と限界熱流束(CHF)・極小熱流束(MHF)点の予測手法という点ではある限られた範囲で成功を収めているものの、その熱伝達機構の解明や遷移沸騰曲線の予測という点ではいまだに未解決の問題が多い。

筆者らは、この未解決問題の多い領域の沸騰研究に貢献するべく、沸騰における固液接触現象を対象として研究を行ってきた。まず、沸騰における固液接触の動的挙動を沸騰面の裏側から観察するために、透明で超平滑な単結晶サファイア沸騰面を用いる観察方法、および高速度ビデオ撮影により得られる固液接触状況の画像から画像処理を援用することにより固液接触に関わる諸量(固液接触面積割合、乾燥面数密度、沸騰基本構造の寸法・

時間スケールなど)を測定する方法を提案した⁽¹⁾。一方、提案した観察方法は光の全反射を利用するため、使用する単結晶サファイア沸騰面表面を超平滑に仕上げる必要があるが、従来の既存核活性化理論によると超平滑面上では発泡開始過熱度が液体の過熱限界近くになり⁽²⁾、超平滑単結晶サファイア面上の沸騰現象が通常粗さを有する金属面での沸騰現象と根本的に異なる危惧がある。そこで、超平滑面および通常粗さを有する金属面の沸騰曲線を測定することにより、両者の間に基本的な相違がないかどうかを調べた⁽³⁾。その結果、超平滑面における核沸騰曲線は、高過熱度側に位置しているものの粗さをパラメータとした既存の核沸騰曲線整理式とほぼ一致し、またCHFの値は通常粗さを有する金属面での値とほぼ同一であることなどから、観察に使用した超平滑単結晶サファイア面上の沸騰現象は、通常粗さを有する金属面上のそれと本質的な相違はないと判断した。

本報告は、以上を背景として、沸騰における固液接触の観察および固液接触に関わる諸量の測定結果をもとに、沸騰における固液接触の平均形態・量についての考察をまとめたものである。

ここで、沸騰現象における固液接触の限定機構に関する知見を簡略にまとめる。沸騰現象における固液接触は、過熱度の増大とともに存在が限定されていく。その限定機構に関してこれまでに提案されたモデルは、『乾燥面出現モデル』と『濡れ抑制モデル』とに大別されよう。前者に関しては、さらに固液接触面や乾燥面の空間配置

* 1996年5月16日 第33回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 1996年8月21日。

^{*1} 正員、福井大学工学部 (〒910 福井市文京3-9-1)。

^{*2} 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)。

に注目する『空間モデル』と、それらのサイクル的な挙動に注目する『時間モデル』とがある。

まず、『空間モデル』としては、Dhir and Liaw⁽⁴⁾が、マクロ液膜内に蒸気柱が定在的に配置される状況を考え、過熱度の増大とともに発泡点密度が増大することと蒸気柱底部の乾燥面直径が増大することにより乾燥面の総面積が増加し、結果的に固液接触面積割合が減少していくことを想定したモデルを提案している。

『時間モデル』としては、Kalininら⁽⁵⁾は、過熱度の増大とともに発泡点密度が増大することにより沸騰面付着気泡同士の合体が起こるまでの時間が短くなり、固液接触時間割合が減少していくことを想定する沸騰気泡合体モデルを提案し、奥山・飯田⁽⁶⁾は、過渡沸騰CHFを念頭に、自発核生成による生成気泡同士の合体により乾燥面が出現することを想定する自発核生成気泡合体モデルを提案している。また、甲藤・横谷⁽⁷⁾は、合体気泡の離脱周期内にマクロ液膜が消耗する時間が過熱度の増大とともに短くなる結果として固液接触時間割合が減少していくことを提案している。その後、原村・甲藤⁽⁸⁾は、CHFモデルを構築するにあたりマクロ液膜初期厚さを定式化することにより、気泡サイクルに注目した乾燥面出現機構を提案し、Panら⁽⁹⁾は、原村・甲藤のマクロ液膜消耗モデルを遷移沸騰モデルに拡張している。一方、丸山ら⁽¹⁰⁾は、過熱度の増大にともない、マクロ液膜中の蒸気柱底部の乾燥面が気液界面での蒸発により拡大する速度が増大することにより固液接触割合が減少していくモデルを提案し、趙ら⁽¹¹⁾は、合体気泡下に周期的に生成される孤立気泡底部のマイクロ液膜が消耗されることにより乾燥面が出現することを提案している。また、統合時間モデルとして、西尾・永井⁽¹²⁾は、マクロ液膜消耗と発生気泡の充満による乾燥面発生機構により固液接触サイクルを形成したモデルを提案している。

『濡れ抑制モデル』としては、Scegv and Bankoff⁽¹³⁾が過熱度の増大とともに乾燥面における空吸着サイトが増大し濡れが拡張出来なくなることを想定する吸着限界モデルを提案しており、Unalら⁽¹⁴⁾はマクロ液膜内の蒸気柱底部の乾燥面の温度がある限界値以上に上昇することにより濡れの抑制が起こることを想定するhot spotモデルを提案している。

このように固液接触を限定する機構に関するモデルが提案されているが、沸騰面表面における固液接触挙動の動的追跡観察例は非常に少なく、これまでのところモデルの妥当性について議論できる段階ではなかったと思われる。本研究では、沸騰における固液接触挙動を沸騰面裏側から高速度ビデオにより動的に観察しており、固液接触を限定する機構に関する重要な情報が得られるもの

と期待できる。

ここで、「乾燥面」あるいは「固液接触面」という言葉の意味について考えてみたい。

まず、「乾燥面」については、例えば既に述べた遷移沸騰における固液接触限定モデルにおいて、研究者により理解の大きな相違があると考えられる。例えば、甲藤・横谷のマクロ液膜消耗モデル⁽⁷⁾において、固液接触割合を直接的に減少させている「乾燥面」はマクロ液膜消耗後に現れる大規模乾燥面であり、生成蒸気の離脱流路である蒸気柱の底部の乾燥面はマクロ液膜消耗を介して固液接触割合と関係しているものの、直接的に固液接触割合を低下させているわけではない。Kalininら⁽⁵⁾のモデルにおいても、沸騰面付着気泡底部の乾燥面は、固液接触割合を直接的に減少させる乾燥面とは扱われていない。

一方、Dhir and Liaw⁽⁴⁾、丸山ら⁽¹⁰⁾および趙ら⁽¹¹⁾のモデルにおいては、このような乾燥面こそ、固液接触を直接減少させる乾燥面として考えられている。

こうした状況は、「固液接触面」についても指摘できる。例えば、図1のように固液接触が極端に限定された状況を考えてみる。気泡付着部などの比較的小さな乾燥面に注目しないとすれば、図1(B)に示されている固液接触の外部境界で囲まれた大きな二つの円内部すべてが固液接触面となるが、すべての乾燥面が同等の貢献を有すると考えれば、外部境界に囲まれた円内部で真に液相と沸騰面とが接触している部分(図1(B)のハッチング部分)のみが固液接触面であることになる。

このように、「乾燥面」あるいは「固液接触面」という言葉の意味は、研究者により理解の相違があり、固液接触に関する様々な実験結果を理解する上でも乾燥面や固液接触面に関する時空間的形態を検討することは非常に重要であると思われる。

以上を背景として、本報告では、実験により得られた固液接触観察結果および固液接触に関わる諸量の測定結

Fig.1 Terms relating to liquid-solid contact

果をもとに、固液接触面あるいは乾燥面の時空間平均形態やその動的挙動を検討し、その結果をふまえて固液接触状況を代表する新たな時空間平均量「接触界線長さ密度」を提案する。

記号表

b	: 図11に示される液層幅, m
C_k	: 蒸発熱伝達率, W/m^2K
D	: 乾燥面の等価直径, m
D_{max}	: 一次乾燥面の等価直径の最大値, m
D_p	: 一次乾燥面の等価直径, m
D_D	: 全乾燥面の等価直径の時間平均値, m
H	: 図11に示される液層高さ, m
n_D	: 測定期間(400ms)内にカウントされた等価直径 D の乾燥面個数
N_D	: 乾燥面数密度の時間平均値, $1/m^2$
q_{cl}	: 接触界線近傍の蒸発熱流束, W/m^2
q_w	: 沸騰面表面熱流束, W/m^2
q_{CHF}	: 限界熱流束, W/m^2
Q_L	: 高さ H の気液界面における接触界線単位長さ当たりの蒸発伝熱量, W/m
r	: 図11に示される沸騰面水平方向座標, m
t	: 時間, s
T	: 座標 (x, r) における液相温度, K
T_{sat}	: 液体の飽和温度, K
T_w	: 沸騰面表面温度, K
W	: 図11に示される距離, m
x	: 図11に示される沸騰面垂直方向座標, m
ΔT_{ws}	: 沸騰面表面過熱度($=T_w - T_{sat}$), K
ΔT_{CHF}	: 限界熱流束点の沸騰面表面過熱度, K
Γ_t	: 固液接触時間割合
Γ_w	: 時空間的に平均された固液接触割合
θ	: 接触角, deg
ϕ	: 図11に示される角度, deg
Φ	: 接触界線長さ密度, m/m^2
Φ_{max}	: 接触界線長さ密度測定値の最大値, m/m^2

2. 固液接触の時空間平均形態・量と動的挙動

固液接触の観察および諸量の測定方法は既報⁽¹⁾で述べているので、ここでは簡略に説明するにとどめる。図2に実験装置の概略を示す。本実験では、透明な単結晶サファイア沸騰面の斜め下から光を入射させた場合に光の全反射が起こるか否かにより乾燥面と固液接触面を区別している。そのような固液接触状況を高速ビデオカメラ(500コマ/s, シャッター数1/2500)により撮影し、その後画像処理を行った。また、沸騰面の加熱は、サファイア板

表面に蒸着した透明導電性薄膜を通電加熱することにより行った。図3に示す大気圧飽和R113のプール沸騰曲線は、薄膜からシリコンオイルへの熱損失が無いものと仮定し、定常実験(核沸騰、膜沸騰領域)の場合には薄膜の通電加熱量と薄膜の温度から求め、非定常実験(遷移沸騰領域)の場合には薄膜の温度履歴から熱伝導逆問題を解くことにより計算した。図中、非定常実験結果は実線で示したが、2つの曲線がプロットされている。これらは、過熱度を増大させた場合と減少させた場合の結果を示しており、本実験の場合は両者の相違はあまり見られないことがわかる。このようにして得られた図3の沸騰曲線上の各 $a \sim j$ 点における代表的な固液接触状況を図4(a)~(j)に示す。遷移沸騰領域に相当する $f \sim i$ 点は、過熱度を増大させた場合の非定常実験結果である。図4において、明部が乾燥面、暗部が固液接触面に対応している。なお、図4(a)~(j)の上部に見られる黒い1/4円部および線状部は、それぞれ熱電対を貼り付けるための接着剤および熱電対

Fig.2 Outline of experimental apparatus

Fig.3 Boiling curve of R113 measured in this experiment

の素線であり沸騰面と反対側に位置しており、固液接触現象とは関係のない映像である。このような観察結果および固液接触に関する諸量の測定結果について以下に述べる。

2・1 固液接触の時空間平均形態の推移 固液接触の時空間平均形態は、過熱度の増大とともに以下のように推移する。まず、図4(a)では乾燥面は見られず、未沸騰状態である。

沸騰開始とともに固液接触面内にほぼ円形の乾燥面が離散的に現れるようになり（図4(b)）、過熱度の増大とともに乾燥面数密度が増大する（図4(c),(d)）。ただし、図4(d)では円形ではなく歪んだ形状の乾燥面が現れ始めており、これはビデオ映像からみると隣接した乾燥面同士が合体を始めたことに対応していることがわかる。本報告では、このような円形乾燥面を「一次乾燥面」、それらが合体した歪んだ形状の乾燥面を「二次乾燥面」と呼ぶ。いずれにしても、図4(b)～(d)では、乾燥面は離散的であり、固液接触面は面状で固液接触面内の任意の2点が連続した線で結べる連結集合になっている。

一方、限界熱流束に相当する図4(e)では、乾燥面数密度、特に歪んだ形状の二次乾燥面の数密度も増大しており、

乾燥面が密に充填された状況になっている。このため固液接触面は、網目のように乾燥面間をばう線状接触面となっているが、未だ連結集合である。またこの過熱度において、固液接触の時間変化を追って見ても、いわゆるマクロ液膜消耗モデルで想定されている「合体気泡底部のマクロ液膜消耗により大規模乾燥面が出現する」という状況は観察されず、図4(e)に示す状況が観察時間の大半を占めている。ただし、一次乾燥面や二次乾燥面間の線状の固液接触部が消耗することによる乾燥面の合体や消滅が発生していることを付記する。ちなみに、図4(e)の観察結果は、微小重力場でOkaら⁽¹⁵⁾が観察した結果に近い。

低過熱度遷移沸騰に相当する図4(f)では二つの形態の乾燥面が現れ始めている。まず第一は、二次乾燥面が合体したと思われる極めて形状の歪んだ乾燥面であり、本報告では「三次乾燥面」と呼ぶ。第二は、こうした三次乾燥面に囲まれて離散化しつつある濡れ面内に線状固液接触面に囲まれて存在する一次あるいは二次乾燥面である。このように離散的な固液接触面内の比較的小さな乾燥面を「内部乾燥面」、離散的な固液接触面を囲む大きな乾燥面を「外部乾燥面」と呼ぶ。

図4(g)～(i)では、線状で離散的な固液接触面の存在がさらに明らかとなってくる。特に、高過熱度遷移沸騰に相当する図4(i)では、三次乾燥面が成長したと考えられる外部乾燥面が連結集合となり、その中に複数の内部乾燥面を取り囲む線状固液接触面が離散的にのみ存在している。

図4(j)は低過熱度膜沸騰状態であり、固液接触は消失している。

Fig.4 Typical results of liquid-solid contact situation

Fig.5 Distribution of dry-areas diameter

2・2 一次乾燥面が全乾燥面中に占める位置

図5は、図4に示したようなビデオ画像のうち $7.6 \times 7.6 \text{ mm}$ の領域を400msにわたって画像処理⁽¹⁾して得られた乾燥面直径 D （円形に換算した場合の等価直径）の度数分布を示したものであり、低過熱度核沸騰から高過熱度遷移沸騰にわたる過熱度範囲について示した。度数 n_D は、クラス幅 $\Delta D = 0.05 \text{ mm}$ ごとの乾燥面個数である。いずれの過熱度においても、小直径側ではフラットな分布になっており、ある直径以上で乾燥面の数が急速に減少している。この直径分布は、滴状凝縮における液滴直径分布⁽¹⁶⁾と大きく異なり、これは気泡核と凝縮核とで直径のオーダーが大きく異なることに起因していると考えられる。滴状凝縮における直径分布が示すように、合体が起こると分布は直径が大きくなるにつれて減少する傾向を示すと考えられる。したがって、分布がフラットな直径範囲における乾燥面は一次乾燥面が（合体によるのではなく）自己成長することにより現れる乾燥面に相当し、分布が急速に減少してゆく直径範囲における乾燥面は乾燥面同士の合体により形成される二次・三次乾燥面などに相当していると考えるのが妥当である。合体が起こり始める境界直径は例えば $\Delta T_{ws} = 38 \text{ K}$ および 44 K では約 $0.8 \sim 0.9 \text{ mm}$ 程度であり、限界熱流束近傍でも一次乾燥面や（直径分布が減少傾向を示し始める部分近くに位置すると考えられる）二次乾燥面の全乾燥面に占める割合は無視できないことがわかる。また、当然のことながら、過熱度の増大とともに発泡点密度が増大する結果としてこの境界直径は小さくなっている。

図6は、時空間平均固液接触割合 Γ_w の測定値と他の研究者による水についての固液接触割合測定値^{(17)~(21)}とを、過熱度 ΔT_{ws} をCHF点過熱度 ΔT_{CHF} により規格化して示したものである。図からわかるように、 Γ_w は ΔT_{ws}^{-2} に比例して過熱度の増大にともない単調に減少している。固液

接触割合の観点から観察結果を見ると、 Γ_w は図4(d)の状況で既に有意に1以下の値に下がっている。既に図4, 5に関連して述べたように、この状況で主に固液接触割合を減少させているのは、三次乾燥面や外部乾燥面といった大規模乾燥面ではなく、離散的な一次・二次乾燥面である。限界熱流束や低過熱度遷移沸騰に相当する図4(e)や(f)においても、三次乾燥面や外部乾燥面が現れ始めているものの、一次・二次乾燥面はこうした乾燥面と同程度の比率を占めている。

以上より、少なくとも沸騰熱伝達を考える上では、三次乾燥面や外部乾燥面といった大規模乾燥面のみではなく、一次・二次乾燥面を含めて、すべての乾燥面を乾燥面として同等に扱う必要があると考えられる。

2・3 一次乾燥面の発生点と動的挙動

図4(b)~(d)で現れている一次乾燥面は、一連の観察図4から、沸騰面表面のある特定点からそれぞれ発生した気泡付着部に相当していることがわかる。沸騰面上での気泡生成メカニズムとしては、不均質な自発核生成と、微細なキャビティ⁽²²⁾に捕獲された既存気泡核の活性化とが考えられる。既報⁽²⁾で述べたように、本実験で使用した沸騰面表面粗さと従来の既存気泡核活性化理論によれば、図4(b)~(d)に相当する過熱度程度で活性化される既存気泡核は存在しないことになる。しかし、キャビティへの気相捕獲条件については典型的形状のキャビティに関して検討されているのみであり、キャビティに捕獲された既存気泡核の活性化理論についても理想的キャビティ形状について検討されているのみである。一方、一般には、不均質な自発核生成による気泡発生点は濡れ性の悪い部分であると考えられるが、本沸騰面表面では濡れ性の悪い部分の分布は想定しがたいことから、本実験で使用した沸騰面は超平滑面であるにもかかわらず、図4(b)~(d)などに見られる一次乾燥面は、既存気泡核の活性化により

Fig.6 Dependence of liquid-solid contact fraction on wall superheat

Fig.7 Diameter of primary dry areas vs time

形成された気泡の付着面であると考えるのが妥当である。

ところで、図7は、過熱度 $\Delta T_{ws}=38K$ において観察された五つの一次乾燥面A～Eの等価直径の時間変化を示したものである。これらの一次乾燥面の等価直径 D_p は、図7に示されているように発生後成長して最大値に至りその後縮小するという過程を経る。また、乾燥面の成長速度は、成長過程が顕著に捉えられている乾燥面A～Cにおいてほぼ同じであることがわかる。図中に示した破線は、鳥飼・山崎⁽²³⁾により報告されたマイクロ液膜消耗により形成される乾燥面の半径 R_p の時間変化を表しているが、本実験結果はこの式と同様の傾向を示している。このことは、図4に見られる一次乾燥面は、マイクロ液膜消耗により形成された乾燥面であることを示唆している。

3. 接触界線長さ密度の提案

さて、2・2節で述べたようにすべての乾燥面について注目するとすれば、こうした様々な乾燥面の存在を直接的に表現する時空間平均量が必要となる。そこで、こうした時空間平均量として、新たに『接触界線長さ密度』の概念を提案する。

3・1 接触界線長さ密度 遷移沸騰熱伝達に関する研究においては、序論で述べた固液接触を限定する機構に関する様々なモデルでもそうであったように、固液接触割合に注目した研究が多い。しかし、例えばGraham and Hendricks⁽²⁴⁾の核沸騰気泡底部のマイクロ液膜に関する古典的研究や、Dhir and Liaw⁽⁴⁾の沸騰熱伝達に関する統合モデルにおける計算結果によれば、沸騰現象では過熱度の増大とともに接触界線（液相・蒸気相・沸騰面が形成する三相界線）近傍における蒸発熱流束が沸騰熱流束の重要な部分を占めるようになる。したがって、2・2節の結果が示すように一次乾燥面から外部乾燥面にいたるすべての乾燥面の存在を明確に意識するとすれば、これらが形成する接触界線長さに注目する必要があると考えられる。

すなわち、マイクロ液膜蒸発が気泡成長速度を支配するようになる過熱度以上の過熱度における沸騰熱伝達を支配している時空間平均量は、固液接触割合であるよりはむしろ接触界線長さ密度であると考えられる。ここで、接触界線長さ密度とは、沸騰面表面の単位面積あたりに存在する接触界線の長さである。ちなみに、同じ固液接触割合でも乾燥面が集合して一つの大きな乾燥面として存在する場合と小さな乾燥面として分散して存在する場合を考えればわかるように、固液接触割合と接触界線長さ密度とは別の概念である。

図8は、各過熱度において本実験で測定された接触界線長さ密度 $\Phi(m/m^2)$ を、その最大値 Φ_{max} で規格化して図示し

たものである。図中には、図3に示した沸騰曲線測定結果を限界熱流束 q_{CHF} で規格化して併記した。 Φ_{max} および q_{CHF} の値としては、定常実験結果の時間平均値の最大値を用いた。この図より、接触界線長さ密度は沸騰曲線と同様に、過熱度の増大とともに増大し極大値を経て減少しており、また極大値をとる過熱度はCHF点過熱度に近いことがわかる。この結果は、接触界線長さ密度が沸騰曲線に対してより直接的な関係にあり、こうした過熱度域では接触界線近傍における蒸発が重要であることを示唆している。

3・2 接触界線長さ密度の特性 図9は、接触界線長さ密度の時間変動を表したもので、過熱度 $\Delta T_{ws}=47K$ がほぼCHF点に相当している。図より以下のことがわかる。低過熱度核沸騰域($\Delta T_{ws}=38K$)では、乾燥面の個数が少なく乾燥面数密度や乾燥面直径の時間変動により接触界線長さ密度も比較的大きな変動を示している。CHF点近傍では、接触界線長さ密度の値は $3000m/m^2$ 程度にも達するが、あまり時間変動が見られなくなっている。このことは、2・1節で述べたようにCHF点近傍において沸騰現

Fig.8 Contact-line length density

Fig.9 Contact-line length density vs time

象に顕著な周期性が見られなかったことと合致している。一方、低過熱度遷移沸騰域($\Delta T_{ws}=67\text{K}$)の結果を見ると、接触界線長さ密度にスパイク状の急減がいくつか見られる。これらは、固液接触状況の観察と対比させた結果、三次乾燥面あるいは外部乾燥面といった大規模乾燥面の形成時刻に相当していることがわかる。

一方、接触界線長さ密度に図8に示したような沸騰曲線と同様のピークが現れる理由は、以下のように説明できる。まず、図7に示したように一次乾燥面の直径はその時間変化の中で最大値を持つが、図10に示すようにこの最大直径 D_{max} は過熱度に対して増大する傾向を示す。また、過熱度の増大とともに発泡点密度も増大するので、乾燥面の合体が起こらない間は過熱度の増大とともに接触界線長さは増大する。一方、図4に示したように、 D_{max} および発泡点密度の増大は乾燥面の密充填状態をもたらし、二次あるいは三次乾燥面を発生させる。こうした二次・三次乾燥面の発生は、図5に示したように、小直径乾燥面の数密度を低下させるとともに、大直径乾燥面の数密度を漸増させ、結果的に過熱度の増大とともに接触界線長さ密度は極大値を経て減少するようになる。

4. 接触界線近傍の蒸発熱流束評価による検討

3章では測定された接触界線長さ密度と沸騰曲線との密接な関連性を示した。次に、接触界線近傍での蒸発伝熱量を見積もり、両者の関連性について検討する。

既に述べたDhir and Liaw⁽⁴⁾の沸騰熱伝達に関するモデルでは、接触界線近傍での蒸発伝熱に注目している。彼らの定在的モデルは、過渡沸騰における限界熱流束への展開の見通しの悪さなどいくつかの重大な問題点を有しているが、接触界線近傍の蒸発伝熱を解析的に表現しうることから、本報告では彼らの計算系を使用することにする。

彼らは、図11に示したように、沸騰面上に蒸気柱が規

則的かつ定在的に配置された状況を仮定し、接触角が 90° の場合に幅 b の液相内の熱伝導方程式および境界条件を以下のように表した。

(熱伝導方程式)

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

(境界条件)

$$\begin{aligned} x=0 \text{ で } & T = T_w \\ x=\infty \text{ で } & T = T_{sat} \\ r = \frac{W}{2} \text{ sec } \phi \text{ で } & \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \\ r = \frac{D}{2} \text{ で } & k_l \frac{\partial T}{\partial r} = C_k (T - T_{sat}) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 $T=T(x, r)$ は座標 (x, r) における液相温度、 k_l は液体の熱伝導率、 C_k は蒸発熱伝達率($=\beta \rho_v H_v^2 (M/2\pi R_0 T_{sat})^{1/2}$ 、 β は蒸発係数(≈ 1)、 M は分子量、 ρ_v は蒸気の密度、 H_v は蒸発潜熱、 R_0 は一般気体定数)である。彼らは、上式から求まる液相内の温度分布から固液接触部の平均熱伝達率を求め、固液接触面積割合を用いて沸騰曲線を計算している。

本報告は接触界線付近の蒸発伝熱に注目しているため、上式を解いて得られる気液界面温度分布をもとに、 $x=0 \sim H$ の気液界面における接触界線単位長さあたりの蒸発伝熱量 $Q_{cl}(W/m)$ について、次式を得た。

$$Q_{cl} = 2C_k \Delta T_{ws} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin 2\lambda_n b}{2\lambda_n b + \sin 2\lambda_n b} \frac{1 - \exp(-\lambda_n H)}{\lambda_n} \quad (3)$$

ただし、 λ_n は次式の解($n=1, 2, \dots, \infty$)である。

$$\lambda_n b \tan \lambda_n b = \frac{C_k b}{k_l} \quad \dots\dots\dots (4)$$

式(3)中の過熱度 ΔT_{ws} 以外のパラメータは、液層幅 b と液層高さ H である。以上から、接触界線近傍の蒸発熱流束 q_{cl} は、図8, 9に示される接触界線長さ密度 Φ の測定値(時間平均値)を用いて次式で表される。

$$q_{cl} = Q_{cl} \cdot \Phi \quad \dots\dots\dots (5)$$

Fig.10 Maximum diameter of primary dry-areas

Fig.11 Calculation system by Dhir and Liaw⁽⁴⁾

図12に、接触角が 90° の場合について式(5)により求められる接触界線近傍の蒸発熱流束 q_{cl} を■印で示した。図中には図3に示した沸騰曲線測定結果も併記した。式(5)を計算するに際し、液層幅 b の値は、既報⁽¹⁾に示した時間平均乾燥面数密度 N_D と図5より得られる時間平均乾燥面等価直径 D_D とから次式

$$b = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{N_D}} - D_D \right) \dots\dots\dots (6)$$

により評価した。液層高さ H は、値を 1mm から 10mm まで変化させても q_{cl} の計算値にはあまり変化が見られなかった。ここでは $H=1\text{mm}$ の結果を図示した。この図から、実験により得られた接触界線長さ密度の値をもとに式(5)により得られた蒸発熱流束の値は、沸騰曲線測定値の半分程度の値になっているが、多くの仮定に基づく簡略なモデルであるにもかかわらず沸騰曲線の定性的傾向をよく表していると判断できる。

図12の■印の計算結果が測定値の半分程度の値である理由の1つは、計算で仮定した接触角 $\theta=90^\circ$ が現実の値より大きな値であるためと考えられる。そこで、この蒸発熱流束に対する接触角 θ の影響について検討する。Dhir and Liaw⁽⁴⁾は、接触角が 90° 以外の場合には式(1)を数値計算により解き、固液接触部の平均熱伝達率を接触角 θ と液層幅 b をパラメータとして求めて図示している。そこで、その図から接触角が 90° 以外の場合の熱流束 $q(\theta)$ と接触角が 90° の場合のそれ $q(\theta=90^\circ)$ との比を求め、接触角が 90° 以外の場合の蒸発熱流束を評価した。図12に、このようにして評価した $\theta=10^\circ$ 、 30° の場合の蒸発熱流束を併記した。この図から、 $\theta=30^\circ$ の場合の計算結果が沸騰曲線測定結果に近い値を示していることがわかる。本実験では沸騰時のR113の接触角を測定することはできなかったが、Ramilison and Lienhard⁽²⁵⁾による測定値（銅鏡面上のR113の前進接触角 35° 、後退接触角 10° ）から考えると 30°

という接触角の値は、非現実的な値ではないと思われる。以上をまとめると、測定された接触界線長さ密度をもとにして接触界線近傍の蒸発熱流束を評価した結果、沸騰曲線の測定結果と同様の傾向を示したことから、提案した接触界線長さ密度と沸騰曲線の密接な関連性について再確認することができた。

5. 結 論

沸騰における固液接触現象の観察結果および固液接触に関する諸量の測定結果をもとに、固液接触の時空間平均形態・量について考察を行った。その結果、沸騰面上に現れるすべてのタイプの乾燥面を同等に扱う必要があることを指摘し、さらに固液接触割合とは別の『接触界線長さ密度』の概念を提示した。測定された接触界線長さ密度は、沸騰曲線と同様の過熱度依存性を示しており、また接触界線長さ密度をもとに評価した接触界線近傍の蒸発熱流束値が沸騰曲線を比較的良好に表すことから、接触界線長さ密度は沸騰曲線と密接な関連性を有することがわかった。

参 考 文 献

- (1) 永井・西尾, 機論, **61**-588, B(1995), 3018.
- (2) Nagai, N. and Nishio, S., *Exp. Thermal and Fluid Sci.*, **12**-3(1996), 373.
- (3) 永井・竹内・木村, 第32回伝熱シンポジウム論集, **1**(1995), 259.
- (4) Dhir, V.K. and Liaw, S.P., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **111**-3(1989), 739.
- (5) Kalinin, E.K., et al., *Adv. Heat Transf.*, **18**(1987), 241.
- (6) 奥山・飯田, 機論, **56**-526, B(1990), 1741.
- (7) 甲藤・横谷, 機論, **37**-295, (1971), 535.
- (8) 原村・甲藤, 機論, **49**-455, B(1983), 1919.
- (9) Pan, C., et al., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **32**-7(1985), 3199.
- (10) 丸山ら, 第29回伝熱シンポジウム論集, (1992), 303.
- (11) 趙ら, 機論, **62**-598, B(1996), 2338.
- (12) 西尾・永井, 機論, **58**-549, B(1992), 1489.
- (13) Segev, A. and Bankoff, S.G., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **23**(1980), 637.
- (14) Unal, C., et al., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **114**-4(1992), 972.
- (15) Oka, T., et al., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **117**-2(1995), 406.
- (16) Tanasawa, I., *Adv. Heat Transf.*, **21**(1991), 55.
- (17) Ragheb, H.S. and Cheng, S.C., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **101**-2(1979), 381.
- (18) Lee, L.Y., et al., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **28**-8(1985), 1415.
- (19) Netti, S., et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **57**(1986), 3043.
- (20) Dhuga, D.S. and Winterton, R.H.S., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **28**-10(1985), 1869.
- (21) 庄司・川上, 第26回伝熱シンポジウム論集, (1989), 806.
- (22) Bankoff, S.G., *AIChE J.*, **4**-1(1958), 24.
- (23) 鳥飼・山崎, 機論, **32**-240, (1966), 1275.
- (24) Graham, R.W. and Hendricks, R.C., *NASA Tech. Note*, D-3943, (1967).
- (25) Ramilison, J.M. and Lienhard, J.H., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **109**-3(1987), 746.

Fig.12 Results of calculation ($\theta = 10^\circ, 30^\circ, 90^\circ$)