高熱流束沸騰の固液接触構造のモデル化*

田中宏明^{*1}, 西尾茂文^{*2}

A Model for Liquid-Solid Contact in High Heat-Flux Boiling

Hiroaki TANAKA^{*3} and Shigefumi NISHIO^{*3} Sanyo Electric Air Conditioning Co., Ltd.,
1-1-1 Sakata, Oizumi-machi, Ora-gun, Gunma, 370-0596 Japan

The model for high heat-flux boiling, introduced in this paper, is based on a similarity between dropwise condensation and high heat-flux boiling, observed in simultaneous visualization experiment of liquid-solid contact and bubble structure. The bubble coalescing process in boiling on a horizontal flat surface is formulated into integral equations, assuming random positioning of dry patches and bubbles. Taking the nucleation site density and the activeness of nucleation sites, measured by image processing technique, into account, the equations are numerically solved to yield a dry patch diameter distribution as a result of cyclic process of bubble nucleation, transient bubble growth and bubble departure. The three-phase contact-line density, calculated from the dry patch distribution, has a maximum point, similar to that of experimental data. This model has a potential to explain the CHF as the extreme of smooth boiling curve, regarding wall superheat as the driving force of the CHF phenomenon.

Key Words: Boiling, Critical Heat Flux, Bubble, Pool Boiling, Liquid-Solid Contact, Transition Boiling

1. はじめに

沸騰の限界熱流束(CHF)は、系の圧力、液体の物性・蒸気の物性、伝熱面の形状^①、伝熱面の物性^②など様々な要素に影響される複雑な現象である。この事は、CHFのメカニズムが十分に明らかにされていない原因のひとつとなっている。そこで筆者らは、まずは問題を単純化するために、伝熱面の物性の影響を排除し、伝熱面の温度が一定であるという条件のもとで、十分広い水平上向き面の CHF 発生機構を明らかにするべきであると考え、これは熱容量・熱伝導率の十分高い伝熱面上での CHF 発生機構を考えることに相当する。

十分に熱伝導率が高く、熱容量の大きい伝熱面を用いれば、遷移沸騰部分においても定常沸騰を実現できる。そうした注意深い実験により測定された沸騰曲線は、CHF 部分で滑らかに弧を描き、その極大値として CHF が存在する^③。また、そのとき、CHF 近傍では CHF の前後で沸騰様相に顕著な変化は見られないことが知られている^④。そのため、本研究では CHF 近傍における沸騰現象を一括して、高熱流束沸騰とよぶことにする。CHF を伝熱面過熱度により駆動される現

象として捉え、また、CHF を滑らかな沸騰曲線の極大値として捉えることができれば、それは自然な考え方であると考える。

今までに提案されてきた様々な CHF モデルのうち、Dhir ら^⑤、趙ら^⑥、He ら^⑦などのモデルは温度駆動型のモデルである。しかし、それらが仮定している伝熱面近傍の気液構造は互いに異なり、実際の高熱流束沸騰における気液構造は、どう抽象化するべきであるのか、明確になっているとはいえない。

そこで著者らは、比較的熱伝導率の高い透明物質であるサファイアを伝熱面として用い、沸騰面裏側からの固液接触可視化実験を行った^{⑧-⑩}。その結果、限界熱流束付近における伝熱面付近の気液の構造には、蒸気塊とその下の液膜といった層状構造はなく、伝熱面に様々な大きさの蒸気泡が直接付着した単純な構造であること、これらの蒸気泡は、互いに水平方向に合体を繰り返して成長すること、固液接触は乾燥面の隙間に限定され、固液接触割合は 30%程度と低いこと、等の観察結果を得た。

こうした気液構造においては、接触界線(三相界線)近傍の蒸発が主な伝熱機構であると考えられる。そこで本報では、限界熱流束現象を次のように理解する。すなわち、

- (1) 過熱度の上昇につれて発泡点数と界線あたりの蒸発量が増大し、乾燥面とそれに対応する気泡の数

* 原稿受付 2002 年 10 月 7 日。

^{*1} 正員、三洋電機空調(株)(☎ 370-0596 群馬県邑楽郡大泉町坂田 1-1-1)。^{*2} 正員、東京大学生産技術研究所(☎ 153-8505 東京都目黒区駒場 4-6-1)。

E-mail: TANA 021927@sanyo.co.jp

密度と成長速度が増大する。

- (2) このため、密に配置されるようになった気泡とそれに対応する乾燥面は、互いに激しく横方向合体を繰り返し、伝熱面に直接付着した合体気泡が急速に成長するようになる。
- (3) すると、合体気泡の滞在時間も増大し⁽⁴⁾、伝熱面上には多くの大きな合体気泡が直接伝熱面に付着したまま、比較的長時間滞在するようになる。
- (4) このため伝熱面上の固液接触割合は 30%程度にまで減少する。
- (5) すると、さらに過熱度が上昇して発泡点数が増大しても、合体乾燥面面積の増大による接触界線の減少の方が、発泡点数の増大による接触界線の増大よりも多くなるような、或る過熱度が存在する。これが限界熱流束時の過熱度である。

この考え方によれば、伝熱面温度により駆動される現象としての、限界熱流束現象の自然な理解が可能であり、CHF を滑らかな沸騰曲線の極大値として捉えることができる。本報では、この考え方に基づき、新しいモデルを提案する。

記号

- f : 界線蒸発係数, [-]
 L : 蒸発潜熱, [J/kg]
 n : 発泡点密度, [$1/m^2$]
 N : 乾燥面半径分布密度, [$1/m^2/m$]
 M : 活性発泡点数密度, [$1/m^2$]
 q : 熱流束, [W/m^2]
 r : 乾燥面半径, [m]
 r' : 乾燥面半径の増大速度, [m/s]
 R_{mx} : 乾燥面の最大半径, [m]

- R_{m0} : 乾燥面の初期半径, [m]
 t : 時間, [s]
 w : 待ち率, [-]
 Γ : 接触界線長さ密度, [m/m^2]
 ΔT : 伝熱面表面過熱度, [K]
 λ_l : 液体の熱伝導率, [W/mK]
 θ : 接触角, [deg]
 ρ_v : 蒸気の密度, [kg/m^3]
 Ψ : 単位長さ接触界線あたりの熱流量, [W/m]

2. 気液構造のモデル化の概要

2・1 気液構造の単純化 著者らは幅 1mm、厚さ 3mm の帯状に加工した単結晶サファイアを水平上向きに設置して透明伝熱面とし、その両端を鉛直なガラス板で挟んだ擬似 2 次元沸騰空間において、固液接触と気液構造の同時可視化を行った⁹⁾。実験の詳細については、参考文献(9)を参照されたい。図 1 にこの実験で得られた連続画像を示した。この映像は、横からの映像(A で示した部分)と伝熱面裏からの映像(B で示した部分、幅 1mm の帯状領域)とが、一画面に合成されているもので、裏からの映像中で白い部分が乾燥面で黒い部分は固液接触面である。

図 1 から高熱流束沸騰の気液構造について以下のことがいえる。

- (1) 合体気泡の下には液膜は見られず、ほぼ全面的に乾燥しており、固液接触はその間に限定されている。
- (2) 伝熱面に付着した気泡の直径と、対応する乾燥面の直径は、同じオーダーである。
- (3) 合体気泡は、合体気泡同士の水平方向合体により成長する。

Fig.1 Bubble structure and liquid-solid contact structure of saturated boiling of R141b ($q=0.77q_{CHF}$)

Fig.2 Liquid-solid contact of saturated R141b at CHF

Fig.3 Boiling curve and contact-line length density of saturated R141b

図2には、40mm 平方で厚さ 3mm の単結晶サファイアを伝熱面として用いた、水平上向き平面上の沸騰の伝熱面裏からの映像⁽¹²⁾を、CHF の場合について示した。擬似 2 次元空間における観察である図1と同様に、伝熱面上には様々な大きさの乾燥面が密に配置されていて、その間を固液接触が網目状に広がっていることが分かる。このとき乾燥面同士は激しく合体・変形・拡大・縮小・移動などを行っている。図1に示した実験において、沸騰空間の 2 次元化の影響を受けているのは、直径 1mm 以上の合体気泡のみである。そのため、図1における単純な気泡構造は、図2のような十分広い伝熱面においても保たれていると考えられる。

図1、図2で観察されたように、伝熱面に様々な大きさの気泡が直接付着して、伝熱面上に分布しており、互いに横方向合体を行って、ある程度の大きさまで成長して離脱していく様子は、描像としては、水平下向き平面上の滴状凝縮の蒸気と液体の役割を交換したものに近い。そこで本研究では、滴状凝縮に関する理論的研究⁽¹⁵⁾を応用する。応用にあたって乗り越えるべき、滴状凝縮と高熱流束沸騰の違いは、おもに以下の3項である。(a)乾燥面・気泡の変形が激しく、滴状凝縮の

液滴のように切り欠き球形に近くはない。(b)定常沸騰における気泡生成機構は、既存気泡核の活性化である⁽¹⁶⁾ため、滴状凝縮に比べて発泡点の個数が少ない。(c)接触界線の単位長さあたりの熱輸送量が明確にされていない。

(a)の点については、問題ではあるが、理論の単純化のために気泡は半球形であり、接触角 90 度で伝熱面に付着していると考えことにする。そのため、本研究のモデルにより、定量的に高熱流束沸騰を論じることができない。しかし、滴状凝縮との類似性を利用した気泡合体過程の解析により、伝熱面温度を現象の駆動源として沸騰曲線の極大化が表現できたならば、観察結果を基としたモデル化としての本研究の意義は失われないと考える。

2・2 接触界線の単位長さあたりの熱流量の表現

次に上述の(c)について考える((b)については32節に述べる)。高熱流束沸騰においては固液接触割合は、図2に見えるように 30%程度と低い。そのため、固液接触部分における液相への熱伝達よりも、接触界線における蒸発熱伝達のほうが支配的になっていると考えられる。実際、接触界線長さ密度が沸騰曲線と類似した極大値を持つことを、永井ら⁽¹⁷⁾は報告している。ちなみに、図3は、図2の実験での沸騰曲線と接触界線長さ密度(単位面積あたりの接触界線の総延長)の測定値を示したものであるが、永井らの報告と同様の結果が確認できる。この他にも、接触界線における蒸発熱伝達に注目した高熱流束沸騰伝熱の理解が試みられている⁽¹⁸⁾。そこで、本研究においても、解析の簡単化のため、熱伝達は全て接触界線における蒸発によるものとする。つまり、合体による成長を除けば、気泡の熱的成長は、接触界線からの蒸気供給のみによるものとする。

一般に、液相が、ある接触角 θ で伝熱面に接している接触界線近傍では、図4のように、吸着層と液膜の境目にあたる、Interline regionでの蒸発が重要であることが知られ、活発な実験・解析が行われてきた⁽¹⁹⁾。しかし、これらの研究では、接触界線の単位長さあたり熱輸送量の簡潔な解析的表現は得られておらず、乾燥面の合体過程の解明を主眼とした本研究には利用できない。

Fig.4 Profile of evaporating meniscus

一方, Labuntsov ら⁽²⁰⁾は, 界線における蒸発に注目した気泡成長モデルを報告している. このモデルでは, 単位長さ界線あたりの熱流量を, 伝熱面表面から y_A の厚さまでの部分と, 厚さ Δ 以上の部分の液膜は, 熱伝達を行わず, y_A から Δ までの部分のみにより, 蒸発が行われるとして計算し, 次の値を用いている.

$$\Psi = \frac{\log \frac{\Delta}{y_A}}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \lambda_l \Delta T. \quad \dots\dots(1)$$

また, 彼らは, (1)式に含まれる Δ/y_A は, $\log$ の引数となっているため, オーダーのみ与えれば十分であると, $\Delta \approx 10^{-2} [\text{cm}]$, $y_A \approx (10^{-7} \sim 10^{-8}) [\text{cm}]$ であると述べている. この熱流量を用いて算出した沸騰気泡の成長速度は, 1気圧～100気圧での実験結果と良く一致している.

Labuntsov らの, 厚さ y_A から Δ までの液膜部分のみにより蒸発が行われるとする考え方は, 最近の接触界線での蒸発の研究における吸着層の役割の, 単純な近似になっており, 界線あたり熱流量に簡潔な解析的表現を与えている. そこで本研究では, 伝熱面と液体の種類に依存する, 界線の蒸発性能を表す係数として, 式(1)の一部を一括して界線蒸発係数 f と呼び, 界線あたり熱流量を次の式で表す.

$$\Psi = f \lambda_l \Delta T. \quad \text{但し, } f = \frac{\log \frac{\Delta}{y_A}}{2 \sin \frac{\theta}{2}}. \quad \dots\dots(2)$$

この係数 f は, 熱流束と接触界線長さ密度の測定値から求めた実験値を用いた.

2・3 乾燥面合体過程の概略 各気泡には, それぞれ一つの乾燥面が対応しており, 乾燥面は, 互いに重なり合うことなく, その限りでランダムに配置されるとする. つまり, 伝熱面上の乾燥面を全て取り除き, 再び伝熱面上に配置するとき, 大きなものから順にランダムな位置に配置し, 新しく配置する乾燥面が前に配置したものと重なる場合は, もう一度ランダムに配置しなおすようにすれば, 結果的に得られる乾燥面配置は, 再配置以前と同等であると考え.

ある時刻 t に, $N(r, t)$ なる乾燥面半径分布で, 乾燥面がランダムに配置されているとする. このとき各乾燥面は, その輪郭にあたる接触界線からの蒸発によって成長するのに加えて, 他の気泡を合体吸収することにより, 速度 $r'(r, t)$ で成長する. 合体は, 乾燥面が成長によって重なり合ったときに起きるとする. 2つの気泡が合体するときには, より大きな気泡が, より小さな気泡を吸収すると考え, 小さいほうの気

泡は合体時に消滅するとする. このとき気泡は, 合計体積を保ちながら, 瞬時に新たな半球形に変化するとする.

最後に, 気泡は, 半径 R_{min} で発生し, 半径 R_{max} で離脱するとする. 実際には図1からも分かるとおり, 気泡離脱時には乾燥面直径は徐々に減少していき, また, 乾燥面の最大直径も統計的分布を持っている. しかし, 解析の簡単化のため, 半径 R_{max} になると瞬時に乾燥面は消滅するとする.

3. 定式化

3・1 乾燥面合体過程の定式化 乾燥面半径が $[r, r+dr]$ の範囲には, 単位面積あたり $N(r, t)dr$ 個の乾燥面が含まれるが, これらの乾燥面が, 時間 dt の間に, より大きな乾燥面に吸収されて消滅する個数について考える. $\tilde{r} > r$ であるような, 半径が $[\tilde{r}, \tilde{r}+d\tilde{r}]$ の範囲にある $N(\tilde{r}, t)d\tilde{r}$ 個の乾燥面の周りに, それぞれ描かれる半径 $(r+\tilde{r})$, 幅 $\{r'(r, t)+r'(\tilde{r}, t)\}dt$ なる円環のなかに, 最初考えた $[r, r+dr]$ なる半径を持つ乾燥面の中心がもし入っていれば, その乾燥面は, 定義によって消滅することとなる.

Fig.5 Condition for bubble coalescence

まず, この円環部の面積は

$$2\pi(r+\tilde{r})\{r'(r, t)+r'(\tilde{r}, t)\}dt.$$

次に, この面積内に中心がある, 半径 $[r, r+dr]$ なる乾燥面の密度を考える. 大きなものから順に乾燥面を配置してきて, 半径 r の乾燥面を配置する時には, 単位面積の伝熱面のうち,

$$\int_{u=r}^{R_{max}} \pi u^2 N(u, t) du$$

の部分の面積は, すでに乾燥しており, これらの乾燥面の端から距離 r 以上隔たったエリアに中心の存在位置は限定される. このエリアにランダムに $N(r, t)dr$ 個の乾燥面を配置するので, その密度は,

$$\frac{N(r, t)dr}{1 - \int_{u=r}^{R_{max}} \pi(u+r)^2 N(u, t) du}.$$

よって、半径 $[r, r+dr]$ なる乾燥面が、半径 $[\tilde{r}, \tilde{r}+d\tilde{r}]$ なる乾燥面に、 dt の間に吸収され消滅する数は、

$$\frac{2\pi(r+\tilde{r})\{r'(r,t)+r'(\tilde{r},t)\}dtN(r,t)drN(\tilde{r},t)d\tilde{r}}{1-\int_{u=r}^{R_{\max}}\pi(u+r)^2N(u,t)du}$$

これを、 $\tilde{r}$ について、区間 $[r, R_{\max}]$ で積分すると、半径 $[r, r+dr]$ なる乾燥面が、 dt 間に消滅する数となる。

一方、半径 $[r, r+dr]$ なる $N(r,t)dr$ 個の乾燥面は、時間 dt の間に成長して、半径 $[r+r'dt, r+dr+r'dt+\frac{dr'}{dr}drdt]$ となり、分布密度が $N(r+r'dt, t+dt)$ となるので、2次の微小項を省略して、この間に消滅する数は、次のようにも表せる。

$$\begin{aligned} N(r,t)dr - N(r+r'dt, t+dt) \cdot \left(dr + \frac{dr'}{dr} drdt \right) \\ = N(r,t)dr - \left\{ N(r,t) + \frac{\partial N}{\partial r} r'dt + \frac{\partial N}{\partial t} dt \right\} \cdot \left(dr + \frac{dr'}{dr} drdt \right) \\ = - \left\{ \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial N r'}{\partial t} \right\} drdt \end{aligned}$$

よって、両者を等置して、乾燥面の吸収消滅に関する方程式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial N r'}{\partial r} + \frac{N(r,t)}{1 - \int_{u=r}^{R_{\max}} \pi(u+r)^2 N(u,t) du} \\ \int_{\tilde{r}=r}^{R_{\max}} 2\pi(r+\tilde{r})\{r'(r,t)+r'(\tilde{r},t)\}N(\tilde{r},t)d\tilde{r} = 0. \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(3)$$

同様に、気泡の体積増加は、合体による体積増加に自身の界線からの蒸発分を加えたものであることから、乾燥面の合体成長に関する方程式は、

$$\begin{aligned} 2\pi r^2 r'(r,t) = \frac{2\pi f \lambda_l \Delta T}{\rho_v L} + \\ \int_{\tilde{r}=R_{\min}}^r \frac{2}{3} \pi \tilde{r}^3 \frac{N(\tilde{r},t)}{1 - \int_{u=\tilde{r}_2}^{R_{\max}} \pi(u+\tilde{r})^2 N(u,t) du} \\ 2\pi(r+\tilde{r})\{r'(r,t)+r'(\tilde{r},t)\}d\tilde{r}. \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(4)$$

3・2 乾燥面発生数の定式化

図2では固液接触割合は30%程度と低く、当然、多くの発泡点が乾燥面内に含まれている。乾燥面にマスクされることにより、一時的に失活している発泡点の数を知らず、乾燥面数を算出する上で重要である。著者ら⁽¹³⁾は、透明伝熱面における固液接触映像における各画素の輝度を、十分な時間、時間平均することにより、発泡点の位置を特定することができることを示した。この方法により得た発泡点の位置情報を利用し、図2の実験に

Fig.6 Nucleation site masking rate and waiting site rate

において、全発泡点のうち、マスクされている率(masked)と、固液接触内に含まれている率(waiting)(つまり、発泡待ち時間内にある率で、ここでは待ち率 w と呼ぶ)を、画像処理により測定した結果を、図6に伝熱面乾燥割合と共に示した。

発泡点は伝熱面上にランダムに存在するにもかかわらず、マスクされている率が伝熱面乾燥割合より高いのは、乾燥面は発泡点から発生するため、発泡点上には乾燥面が存在する確率が高いからである。しかし、発泡点が固液接触内にあっても、ある待ち時間の間は発泡せずにあるため、発泡点の上に常に乾燥面があるわけではない。

この状況を簡略化し、本モデルでは、以下のように仮定する。(1)乾燥面は常にその発生源となった発泡点(ここでは母発泡点と呼ぶ)を含み、さらにその他の発泡点をマスクしている。(2)マスクされる発泡点はランダムに分布している。(3)乾燥面の消滅により固液接触が発生する。(4)固液接触面内に含まれた発泡点のうち待ち時間にあるものを除いたものが発泡する。

今、ある伝熱面と液体の組み合わせに対して、単位面積内の総発泡点数 $n=n(\Delta T)$ が既知であるとし、大きな乾燥面から順に半径 r までの乾燥面面積に含まれる発泡点数を n から差し引いて、残りの面積に含まれる発泡点数を $M(r,t)$ とする(図7)。

Fig.7 Calculating process of active nucleation site density

次に、半径が $[r-dr, r]$ の範囲の乾燥面面積内に含まれる発泡点数は、乾燥面が母発泡点を含み、また、マスクされる発泡点がランダムに分布していることから、次のように表される。

$$N(r, t)dr + \frac{\pi r^2 N(r, t)dr}{R_{\max} - \int_{u=r}^{\infty} \pi u^2 N(u, t)du} \cdot \{M(r, t) - N(r, t)dr\}$$

よって、 M に関する方程式は、2次の微小項を省略して、

$$\frac{\partial M}{\partial r} = N(r, t) + \frac{\pi r^2 M(r, t)N(r, t)}{R_{\max} - \int_{u=r}^{\infty} \pi u^2 N(u, t)du} \quad \dots\dots\dots(5)$$

次に、式(5)の境界条件を考える。

大きな乾燥面に含まれる発泡点から数えて、 n から差し引いていくので、 $r=R_{\max}$ のときは、全ての発泡点が、まだ差し引かれていない。ゆえに、

$$M(r=R_{\max}, t) = n(\Delta T). \quad \dots\dots\dots(6)$$

つぎに、 $r=R_{\min}$ のとき、 $r=R_{\min}$ のときには、すでに全ての乾燥面に含まれる発泡点は、 n から差し引かれているので、残された発泡点は全て待ち時間内にあるものである。待ち時間内にある発泡点数は、 n に w を掛けることで算出できるので、

$$M(r=R_{\min}, t) = w(\Delta T) \cdot n(\Delta T). \quad \dots\dots\dots(7)$$

実際の計算においては、 $n(\Delta T)$ の値には、実験データを用い、 $w(\Delta T)$ の値には、図6の*1、*2の実線で示した値を用いた。

4 方程式の数値解法

初期分布 $N_d(r)$ 、 ΔT 、 $R_{\max}$ 、 $R_{\min}$ を与えると、(3)~(7)の連立積分方程式を数値的に解くことができる。計算は繰り返し計算による。手順は、以下のとおりである。

- (1) $N(r, t)$ と(4)式から、数値積分により $r'(r, t)$ を求める。
- (2) $r'(r, t)$ と(3)式から、 $N(r, t+dt)$ を求める。
- (3) $N(r=R_{\min}, t+dt)$ を(5)~(7)式を満たすように、増大させる。(これが dt 間に発泡する数となる。)

この手順を定常状態が得られるまで繰り返して、定常状態の $N(r)$ を求める。これを用いて、接触界線長さ密度は、次式で表すことができる。

$$\Gamma = \int_{u=R_{\min}}^{R_{\max}} 2\pi u N(u) du \quad \dots\dots\dots(8)$$

5. 計算結果

$N_d(r)$ 、 ΔT 、 $R_{\max}$ に図2の実験におけるCHF条件での

測定値を用い、 $R_{\min}$ を0.01mmとしたときの計算結果

Fig.8 Calculated dry patch diameter distribution

$N(r)$ を、実験値と共に図8に示した。

図8に見えるとおり、計算結果は実験値と一致はしていないが、気泡を半球形とする等の粗略な近似にもかかわらず、曲線の傾きなどは十分表現されており、乾燥面の合体過程は、このランダム配置によるモデルにより理解できると思われる。

$N(r)$ は比較的鋭いピークを持っているので、 $R_{\min}$ は十分小さければ計算結果には影響しない。ゆえに、 $R_{\max}$ を ΔT の関数として与えることができれば、 $N(r)$ は ΔT のみで決定することができる。そこで、気泡の運動に関するDavidsonら⁽¹⁴⁾の方程式に、本モデルで算出した $r'(r, t)$ を与えて算出した合体気泡離脱半径を $R_{\max}$ として用い、 ΔT を変化させて、繰り返し $N(r)$ を算出して、式(8)により接触界線長さ密度を計算した結果を図9に示した。また、これに f_h をかけて熱流束を算出して、共にプロットした。

Fig.9 Calculated contact-line length density and heat flux

まず、図9の計算をする上で、待ち率 $w(\Delta T)$ の近似式(図6に*1, *2の実線で示した)を高過熱度側に外挿して用いたが、2種類の計算で互いに大きな差は認められなかった。図9の計算結果と図3の実験結果を比較すると、計算結果の I のピーク値は低く、また高過熱度側にずれている。そのため、 q にはピークは現れていない。これは、実際は複雑な形状をしている合体乾燥面を、円形とした仮定のために、低いピーク値となったと考えられる。また、図1の30msecの画像に見えるように、成長段階の合体気泡は、横長の扁平な形をしており、乾燥面直径は、同じ体積でも半球形の気泡よりは大きいはずである。こうした点を改善すれば、本モデルは、沸騰曲線の高熱流束部分を再現できる可能性を含んでいる。

6. 結 論

本研究では、乾燥面のランダム配置を基礎とした、単純なモデル化により、乾燥面の合体過程を理解し、伝熱面温度を現象の駆動源とし、滑らかな沸騰曲線の極大値として、限界熱流束現象を把握しうる可能性を示した。

文 献

- (1) Saylor, J. R., Simon, T. W., Bar-Cohen, A., *ASME Publication HTD*, **108**(1989), 71-79.
- (2) Watwe, A. A., Bar-Cohen, A., *Heat Transf.*, **5**(1994), 183-188.
- (3) Haramura, Y., *Proc. ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conf.*, **2**(1991), 59-64.
- (4) Hohl, R., Bulum, J., Buchholz, M., Luttich, T., Auracher, H., Marquardt, W., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **44** (2001), 2225-2238.
- (5) Giarratano, P. J., Frederick, N. V., *Adv. Cryogen. Eng.*, **25** (1980), 455-466.
- (6) Dhir, V.K. and Liaw, S.P., *Trans ASME J. Heat Transfer*, **111**-3 (1989), 739-746.
- (7) 趙・増岡・鶴田, 機論(B), **62**-598(1996), 2338-2343.
- (8) He, Y., Shoji, M., Maruyama, S., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **44** (2001), 2357-2373.
- (9) 田中・西尾, 第 37 回伝熱シンポジウム講演論文集, **I**(2000), 71-72.
- (10) 西尾・田中, 第 38 回伝熱シンポジウム講演論文集, **II**(2001), 581-582.
- (11) 田中・西尾, 第 38 回伝熱シンポジウム講演論文集, **II**(2001), 583-584.
- (12) 田中・西尾, 第 36 回伝熱シンポジウム講演論文集, **III**(1999), 611-612.
- (13) Nishio, S., Tanaka, H., *JSME Int. J. Ser. B*, **45**-1 (2002), 72-78.
- (14) Walters, J. K., Davidson, J. F., *J. Fluid Mech.*, **17**(1963), 321.
- (15) 田中, 機論, **40**-336(1974), 2283-2294.
- (16) Gaertner, R. F., Westwater, J. W., *Chem. Engr. Prog. Symp. Ser.*, **56**(1960), 39-48.
- (17) 永井・西尾, 機論(B), **63**-610(1997), 2104-2111.
- (18) Nikolayev, V. S., Beysers, D. A., Lagier, G. -L., Hegseth, J., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **44** (2001), 3499-3511.
- (19) Mirzamoghadam, A., Catton, I., *Trans ASME J. Heat Transfer*, **110**-1 (1988), 201-213.
- (20) Labuntsov, D. A., Kol'chugin, B. A., Golovin, V. S., Zakharova, É. A., Vladimirova, L. N., *High Temperature*, **2**-3 (1965), 404-409.
- (21) Labuntsov, D. A., *Izhenenno-fizicheskii zhurnal*, **6**-4 (1963), 33-39.