極微小平面伝熱面の超高速加熱時 における沸騰核生成*

飯田 嘉宏^{*1}, 奥山 邦人^{*1}, 桜井 菊一^{*2}

Boiling Nucleation on Very Small Film Heater Subjected to Extremely Rapid Heating

Yoshihiro IIDA, Kunito OKUYAMA and Kikukazu SAKURAI

A very small film heater with an area of $0.1 \times 0.25 \text{ mm}^2$, which is immersed in either water, ethyl alcohol or toluene, is heated with an extremely high rate of temperature rise of $93 \times 10^6 \text{ K/s}$ at the maximum. The aspect of nucleation is photographed and the temperature of boiling incipience is measured versus the rate of temperature rise. Under the condition of high rise rate, a large number of tiny bubbles are formed concurrently on the heater surface, and the temperature of boiling incipience becomes constant and almost equal to the theoretical homogeneous nucleation temperature for ethyl alcohol and toluene, whereas it is about 19 K lower than the theoretical one for water. The number density of the nucleated bubbles is measured and compared with that calculated by the nucleation theory. The maximum number density of bubbles is plotted versus the rate of temperature rise. The phenomenon observed at a high rate of rise is concluded to be due to fluctuation nucleation.

Key Words: Boiling, Thermodynamics, Heat Transfer, Boiling Nucleation, Fluctuation Nucleation, Rapid Heating, Small Film Heater, Homogeneous Nucleation Temperature, Aspect of Boiling

1. ま え が き

液体内に蒸気泡が発生し沸騰するためには、液体は過熱状態である必要がある。その過熱度の大きさは工業的にも学術的にも重要な問題であって、伝熱面を用いた実用的な場合については多くの研究が行われ、せいぜい数°Cないし数十°C程度であることが知られている。これは伝熱面のピット等に既存する気泡を核として沸騰するため小さな過熱度で済むためである。

しかし、このような気泡核が存在しない場合、いい換えると沸騰現象にとっては一種の理想的な場合であるが、大きな過熱度下で液体分子が熱運動の揺らぎによって核を生成する「揺らぎ核生成 (fluctuation nucleation)」により、爆発的な沸騰を起こすとされている。その過熱度は、Van der Waals の状態方程式によって示唆されるように既存核による場合に比べて非常に大きく、液相が準安定相を維持できる過熱限界の問題として、また工業的には突沸現象、フラッシング、

蒸気爆発その他に関係して大きな関心をもたれている⁽¹⁾⁽²⁾。なお、本論文では揺らぎ核生成と既存核による核生成全体を沸騰核生成と呼ぶこととする。

揺らぎ核生成には、液相中での均質核生成と、相界面での不均質核生成があって、その理論的研究はこれまでも多く行われている⁽³⁾⁽⁴⁾。一方、この現象を実験的に扱うにはいくつかの方法がある。清浄な液体を準静的に加熱したり系圧力を減じて沸騰させる方法では実験は比較的容易だが、1個の核生成に対応する過熱の限界を確かめるものにすぎない。他の方法は伝熱面を高速に加熱して行い、多数の核が生成する条件を求めるもので、揺らぎ核生成現象の全体像に迫れる可能性がある。高速加熱法では Skripov ら⁽⁴⁾⁽⁷⁾の有機液体を中心とした一連の研究が有名であり、最近では Derewnicki⁽⁸⁾の水の実験、Sinha ら⁽⁹⁾の液化ガスでの実験、奥山・飯田⁽¹⁰⁾による液体窒素での観察、Okuyama ら⁽¹¹⁾による R-113 での実験等がある。

しかし、従来の実験の加熱速度の多くは 10^6 K/s 程度で、最高でも約 $11 \times 10^6 \text{ K/s}$ である⁽⁶⁾⁽⁸⁾。この程度では、特に高い加熱速度を要する水において揺らぎ核生成が起こるに十分とは考えにくいし、また加熱速度に対して核生成現象がいかなる挙動を示すか等々についての理解は困難と考えられる。さらに従来の研究のほ

* 平成2年5月30日 第27回日本伝熱シンポジウム、平成2年11月1日熱工学講演会および平成3年5月31日 第28回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成5年7月23日。

^{*1} 正員、横浜国立大学工学部 (〒240 横浜市保土ヶ谷区常盤台156)。

^{*2} 日本電気(株) (〒213 川崎市宮前区宮崎4-1-1)。

とんでは、実験は比較的容易だが沸騰挙動の把握等に必ずしも適当でなかったり熱容量の影響が大きな細線による実験である。したがって、特に様相を含めた探求には平面伝熱面上の実験が理想的であるが、この定量的研究はほとんど見当たらない。浅井ら⁽¹²⁾は液体との間に保護膜等を介した平面状発熱体を高速に加熱する実験を行っているが、インクジェットプリンタへの応用を目的としたものでこの種の学術的研究に不可欠と考えられる温度測定がされていない。Poppel⁽¹³⁾は同種実験で温度の測定を試みたが、不導体層があるうえ、精度に問題があると思われる。なお著者ら⁽¹⁴⁾は、エチルアルコールの場合について 10×10^6 K/s 以上の加熱速度では特異な沸騰様相が見られることを明らかにしたが、速報として事実のみを示したものである。

そこで本研究では、平面伝熱面を使用してその温度を測定するとともに、これまでの加熱速度を大幅に上回る実験の実現を目指した。この実現には、従来の実験規模の試験部では大電流を要する等で實際上難しい。そのため、 $0.1 \text{ mm} \times 0.25 \text{ mm}$ の極めて微小な平面伝熱面を作成して大気圧下の液体中で加熱し、同時に高性能の電子計測装置を駆使して最大 93×10^6 K/s に至る、従来の細線での最高速度をすら約 1 けた上回る超高速加熱速度を実現した。また、沸騰様相について顕微鏡下の観察を行った。これにより、特にエチルアルコール、トルエン、水の沸騰核生成挙動について一連の実験を行っていくつかの新しい事実を示すとともに、この結果を揺らぎ核生成の理論と比較して種々考察した。

おもな記号

- J_{homo} : 均質核生成速度 ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)
 J_{het} : 不均質核生成数速度 ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)
 N : 核生成密度, 気泡発生数密度 m^{-2}
 n : 試験片面上の気泡発生数
 p : 系圧力 Pa
 $\bar{q}_l$: 液体側への平均熱流束 MW/m^2

図 1 試験片の見取り図

- $\bar{q}_{\text{gen}}$: 発熱体単位面積当たりの発熱量 MW/m^2
 $\bar{r}$: 平均加熱速度 K/s
 t : 時間 s
 θ_{bi} : 沸騰開始温度 $^{\circ}\text{C}$
 θ_l : 液体初期温度 $^{\circ}\text{C}$
 θ_w : 伝熱面温度 $^{\circ}\text{C}$
 λ_l : 液体熱伝導率 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$
 ϕ : 接触角 $^{\circ}$

2. 実験装置と方法

図 1 に、本実験で使用した試験片の見取り図を示す。ヒータは石英ガラス面上に $0.05 \mu\text{m}$ 厚さのクロム、およびその上に $0.20 \mu\text{m}$ 厚さの白金をスパッタリングした薄膜状で、幅 0.10 mm 、電圧タップ間距離 0.25 mm であり、全厚さ $0.25 \mu\text{m}$ に対する幅 0.10 mm は 400 倍なので十分に平面状伝熱面として扱える。このような極めて微小な金属薄膜をヒータとして用いることで、比較的に小さな電力で超高パルス加熱を行い測定することが可能となった。ヒータはあらかじめ脱酸素雰囲気下で 150°C で 1 h、さらに 500°C で 2 h の熱処理を施して抵抗-温度特性の安定化を図った。実験に当たっては、試験片をトリクロロエチレンで洗浄後、伝熱面を上面にして水平に置いた石英ガラスと、その表面に平行に 5 mm 上部にセットしたカバーガラスとの間に、二度蒸留した後に脱気処理した液体を満たした。実験は大気圧下で、液温は室温で行った。また、超純水による実験も行った。

図 2 には、実験装置の系統図を示す。パルスジェネレータからのヒートパルスをパワーアンプで増幅しヒータに加えてパルス通電加熱した。図 1 の 2 本の電圧タップ間の電位差を差動アンプを介してオシロスコープで読み込み、同時にカレントプローブでヒータに流れる電流の時間変化を測定した。測定した電位差・電流データはオシロスコープからパーソナルコンピュー

図 2 実験装置の系統図

タに転送し記録した。両値からタップ間電気抵抗の時間変化を求め、別に各試験片ごとに測定した抵抗-温度校正曲線からヒータ平均温度を求めた。校正は、試験片の石英ガラス部に白金測温抵抗体を密着させて精密恒温槽に入れて行い、緩慢な温度上昇時と下降時の測定温度の平均を採った。結果を多項式近似して校正曲線を得た。なお、簡単な計算によれば、ヒータ厚さ方向の温度分布は本実験における最大熱流束付加時でも 1°C 以下であり、この範囲で測定平均温度は伝熱面平均温度と考えてよい。また伝熱面温度はそこに接する液体の温度と理解される。

図3には、パルス加熱時における1ショットのタップ間電位差と電流の記録例を示した。通電開始後両値は急速に大きくなり、約 $0.5\mu\text{s}$ 後から電位差は増加、電流は減少する変化となる。このまま通電を続けるとヒータは高温になり焼損する。この場合は約 $5\mu\text{s}$ 後に電流を切断している。このようなパルスを約10回/sの頻度で試験部に断続的に与えつつ実験を行った。同一条件下での各パルスデータの再現性は非常に高いので、約10パルスの信号をパーソナルコンピュータに送って処理してノイズを平滑化し、データとした。

本実験は最小 $4\mu\text{s}$ の極めて短い超高速パルスの加熱実験なので、計測には非常な困難さが伴った。電気回路の各定数の設定、プローブやレンジの選定およびその校正、ノイズの除去等に多大の工夫と労力と時間を要した。また、実験に当たっては細心の注意を払って本計測系における安定性と精度向上に努めた。その結果、電圧・電流の測定誤差が温度にして $\pm 4^{\circ}\text{C}$ 、抵抗-温度校正曲線の多項式近似の選択次数による誤差が $\pm 1^{\circ}\text{C}$ で、合せて $\pm 5^{\circ}\text{C}$ の温度測定誤差と推定されるに至った。沸騰開始までのヒータから液体側への熱流束は、電流・電位差から求まる付加エネルギーがヒータ自身を昇温させるとともに熱伝導によって一次元的に液体と石英ガラスの両側に移動すると考え、測定される温度変化を元に、両物質の熱物性値の温度依存性を考慮して求めた。なお、同様の考えによって付加入力にお

図3 パルス加熱時における電位差と電流の記録例

ける伝熱面温度の変化をシミュレートして実験結果と比較し、測定値の妥当性を確かめつつ実験を行った。

沸騰様相の観察は、試験面に 10 ns の発光時間のストロボ光を照射し、顕微鏡によって100倍に拡大して行った。発光タイミングすなわち観察の時間は、パルスジェネレータの出力信号の立上りにディレーをかけることによって制御した。また様相は 35 mm カメラによって撮影した。フィルムはISO 3200のものをいい、さらにこれを20 000相当に増感現象した。

3. 実験結果と考察

3.1 温度-時間曲線と沸騰開始直後の様相 図4は、伝熱面温度の時間変化の測定結果代表例である。図4中の4曲線(a)~(d)は、図5に示した沸騰様相の4例の写真群にそれぞれ対応している。沸騰開始までは、ヒータ入力に対する液体側と石英ガラス側への熱伝導によって温度は変化する。図4中の矢印は、それぞれ顕微鏡観察下で初めて発泡を観察した沸騰開始点を示す。1個の発泡は $4 \times 10^7 \text{ n/m}^2$ の発泡点密度に相当する。また、本研究では矢印のしばらく後の、曲線が下向きになる時間で電流を切った。本研究での平均加熱速度 $\bar{T}$ は、沸騰開始温度と液温の差と加熱時間との比である。また図4中には、図が煩雑になるのを避けるため曲線(c)のみについて、温度変化のシミュレーション結果を点線(c')で、また熱流束の同結果を一点鎖線(c'')によって示した。シミュレーションに当たっては、測定された電流と電位差に基づいて、発熱体の熱容量と両液体の熱特性値の温度依存性を考慮して一次元熱伝導を数値計算した。実測値とやや相違するのは、特に加熱開始直後の測定量変化が図3のように顕著なため発熱量の評価に誤差が入ることがおもな原因と考えられる。また図4より、液体側への熱流束は開始直後を除いてはだいたい一定になることがわかる。

図4 伝熱面温度の時間変化の測定例(図5に対応)

図5 沸騰開始直後の発泡様相の変化(図4の温度-時間曲線に対応)

図5には4種の条件について沸騰開始後のそれぞれ4写真を示した。なお、これらは連続写真ではなく、まったく同じ実験条件下ではあるが別々のパルスショット時に撮影したものである。様相についてまとめて述べると次のようである。エチルアルコール、トルエン、水のいずれの場合についても、加熱速度に対する依存性は異なるものの沸騰様相自体の変化は基本的には同様であった。加熱速度が非常に小さな場合は、1個の気泡のみが成長して全伝熱面を覆う。加熱速度が小の場合は、図5(c)のように発生した数少ない気泡のみが成長する。中位の加熱速度では、図5(a)のように数少ない気泡の発生と成長に伴い、他の気泡も発生成長していく。また加熱速度が高い場合は、図5(b)と図5(d)のように気泡はほぼ同時に多数発生し、数は時間とともに急激に増大していく。

図5(c)によれば、左側の2個の気泡は各パルスショットのいずれでも同じ位置に発生しており、ともに面上における何らかの既存核が発生源になっていると推定される。しかし、図5(a), (b), (d)のおのおのにおいては、時間経過にかかわらず発泡が見られなくなった発生位置も認められる。図6は、比較的高い加熱速度の同一実験条件下で加熱開始後の時間も同じだがパルスショットのみ異なる場合の写真である。気泡発生位置は両者について必ずしも一致しておらず、既

図6 同一の実験条件だが異なるパルスショットで見られる発泡様相の比較

存核以外による核発生が予想されることを示す。なお、図5(b-4)のように、試験片の面上で発泡位置分布の不均一さが見られることがある。これは試験片のスパッタリング加工時において膜厚がわずかでも厚くなった部分は沸騰開始温度に至らなかったためと考えられる。

さて、各液体において加熱速度が大きな場合は、図5にも一部示したが比較的均一径の非常に多くの気泡が一挙に発生する。図7に、大きな加熱速度での水の場合の例を拡大写真で示した。著者ら⁽¹⁴⁾はエチルアルコールのみについて、この発泡現象が観察されたことを速報して「キャビア状発泡」と名付けたが、水、トルエンでも同様なわけである。

図7または図5(d-4)に対して図5(b-4)を比較すると、水に比べてエチルアルコールでは試験片側端部に発泡しない領域がある。この原因を調べるために、試験片の軸に垂直な平面内について二次元熱伝導のシミュレーションを行った。図8はそのうち代表的な条件についての例であり、側端部付近の温度分布を等温線によって描いている。図8より、本研究の目的にとって特に高速加熱を加えた場合は端部の影響の出る範囲は側端部の近くに限定されているが、より低速の場合は端部の影響がかなり広範囲に及んでいることがわかる。このような計算結果から試験片幅方向の面上温度分布を求めると端部効果の及ぶ範囲は発泡しない領域とほぼ一致することが示された。なお、本実験での測定温度は平均値を測定しているが、以下に述べる沸騰開始温度としては端部効果のない中心部の温度を使う必要があるため、上記のようなシミュレーションを多数行い、結果を整理して補正を行うようにした。

3.2 沸騰開始時の温度 図9は、エチルアルコールの実験におけるいくつかの代表的加熱速度について、温度-時間曲線と沸騰開始直後の気泡数の変化を示したものである。ただし、195°Cを境にスケールの大きさを変えてある。図9より、加熱速度が大きくなるほど沸騰開始温度が高くなることがわかる。

図10には、エチルアルコール、トルエン、水のそれぞれについて沸騰開始温度を加熱速度に対して示した。なお、超純水を使用しての結果も図10(c)の結果と一致した。いずれの場合も沸騰開始温度は加熱速度が大きくなるにつれて高くなり、やがて一定の飽和値に達する。図10にはSkripovら⁽⁶⁾による細線上の実験結果を比較のために示している。水のデータは他にDerewnicki⁽⁸⁾が細線で最高 10×10^6 K/sまでの加熱速度で行ったものがあるが、実験値は均質核生成温度より20°C小さな一定温度となったとしている。なお、

図10の一定飽和値の範囲では、沸騰様相はキャビア状発泡になっている。

各場合の一点鎖線は、本実験の試験片上で1個の核生成があったとして3.3節で述べる式(1)を使って計算した大気圧下での均質核生成温度の各理論値である。同値は加熱速度とともに少しずつ大きくなるがほぼ一定値である。エチルアルコールでは飽和値が同理論値と一致している。トルエンでもほぼ一致しているといえる。両有機液体は固体面と比較的よくぬれやすい液体である。一方、水においては飽和値が約19°Cだけ同理論値より低い値であった。Skripov⁽⁴⁾は水について観察気泡数に対応した理論値を312.5°Cと与えている。有機液体が一致して水が一致しない確かな理由については現在のところ不明であるが、第1には有機液体と水の固体表面とのぬれ性の相違に関係すると思われる。この件については、3.3節において計算結果とともに考察する。

3.3 実験結果と揺らぎ核生成現象に関する考察

液体中での揺らぎによる単位体積当たりの核生成率は古典的分子運動論に基づいたDöring-Volmerの理論⁽³⁾で与えられる。式(1)は、温度 θ の過熱液中で核

図8 試験片端部付近の二次元温度分布の熱伝導シミュレーション結果例

図7 大きな加熱速度下で見られる多数の均一径気泡の発生状況(水、 $\bar{r} = 60.4 \times 10^6$ K/s、 $\bar{q}_1 = 175$ MW/m²、 $\theta_w = 302.8^\circ\text{C}$)

図9 温度-時間曲線と沸騰開始時条件および気泡数増加の様子

生成する割合で、この場合を均質核生成と呼ぶ。一方、他相との界面における核生成は不均質核生成と呼ばれ、核生成率は式(2)で与えられる。なおここで前出の記号表に記された以外の記号として、 k : ボルツマン定数(J/K), N_0 : 単位容積当たりの分子数(cm^{-3}), p_s : 飽和温度での蒸気圧(Pa), T : 絶対温度(K), λ_v : 分子当たりの蒸発熱(J), ρ : 密度(kg/m^3), σ : 表面張力(N/m)である。

$$J_{\text{homo}} = N_0 \left\{ \frac{6\sigma}{\pi m(3-b)} \right\}^{0.5} \exp \left(-\frac{\lambda_v}{kT} \right) \times \exp \left\{ -\frac{16\pi\sigma^3}{3kT(p_s - p)^2(1 - \rho_l/\rho_v)^2} \right\} \dots\dots (1)$$

$$J_{\text{het}} = N_0^{2/3} \Psi \left\{ \frac{6\sigma}{\pi m(3-b)\omega} \right\}^{0.5} \exp \left(-\frac{\lambda_v}{kT} \right) \times \exp \left\{ -\frac{16\pi\sigma^3\omega}{3kT(p_s - p)^2(1 - \rho_l/\rho_v)^2} \right\} \dots\dots (2)$$

ここで、

$$b = 1 - p/p_s, \quad \Psi = (1/2)(1 + \cos \phi),$$

$$\omega = (1/4)(1 + \cos \phi)^2(2 - \cos \phi)$$

図 10 3 液体における沸騰開始温度と平均加熱速度の関係

さて、本実験のような実験体系においては、揺らぎ核生成は図 8 に示したような数 μm 程度の厚さの急峻な温度こう配をもつ薄い過熱液層中の伝熱面ごく近傍で均質核生成が、伝熱面上で不均質核生成が起こる。本実験ではこれを液体側から観察しているの、観察される生成気泡の数は、式(3)で与えられる。ただし、過熱液層中の温度分布は直線と与えられると仮定する。

$$N = \int_0^t \left\{ \int_0^\infty J_{\text{homo}}(\theta) dx + J_{\text{het}}(\theta_w) \right\} dt \dots\dots (3)$$

図 11 は、式(1)と式(3)を使用し、水について、伝熱面との接触角が零の場合の本伝熱面上の核生成数 n または核生成密度 N と壁温の関係を示したものである。図 11 中の加熱速度の条件はパルス加熱時の非定常熱伝導解析解から選び、線上の数字は壁温が 300°C に達した時刻からの経過時間である。図 11 より、本試験片上で数えられる数になる温度は約 314°C 前後である。

図 11 均質核生成理論に基づいて計算された核発生数と壁温、加熱速度、経過時間の関係(水)

図 12 接触角を考慮した場合の核生成数の計算結果(水)

図 13 気泡数の増加についての実験値と理論値の比較例(水)

こと、壁温が 1°C 上昇する間に核生成密度は約10倍にもなることがわかる。加熱速度が小さいほど同じ温度での核生成密度は大きくなるが、これは核生成温度を経由する時間が長くなることと核を生成する層が厚くなることによっている。

図12は、同じ加熱条件の下で式(1)、(2)および式(3)を使用して接触角をパラメータとして示したものである。点線は均質核生成のみの場合である。図12より、接触角が 30° より大きくなると沸騰開始温度(例えば、 $n=1$ の温度)は顕著に低下することがわかる。もしも接触角が 90° であると、 300°C 以下になることが読取れる。 $3\cdot 2$ 節において水の沸騰開始温度が均質核生成温度より低い結果が得られた原因の一つは、この理由によると考えられる。前述のDerewnicki⁽⁶⁾も理論値より 20°C 低い温度を得たことより、ぬれにくい面上での揺らぎ核生成と定義した自発核生成の始まりと推定していることとも、本考察は符合する。

次に図13は、水についての2例の加熱速度下において観察された気泡数の時間変化を示す。小さな加熱速度の場合は約 $4.4\mu\text{s}$ での沸騰開始後気泡数が増えるが、 $n=20$ 個で一定となりその後成長・合体する。大きな加熱速度の場合は急速に気泡数を増やして約300個になり、後は合体して測定不可能となる。これは前述のキャビア状発泡の場合である。一方、実線は後者の場合の均質核生成の理論計算値である。実験値は同理論値より小さいが変化傾向はよく似ている。もしもこのようなキャビア状発泡が揺らぎ核生成によっているとするならば、理論系に比べて実験系では、(1)発泡により、核生成を生じる液体領域の大きさが次第に減少すること、(2)発泡による潜熱消費で周囲液体を冷却すること等により、本比較結果のような小さな傾向になることが十分予想される。

図14は、エチルアルコールについて試験面上に現れた気泡数が伝熱面温度の増加に対して増大する変化

図 14 気泡数の増加と壁温についての実験値と理論値の比較(エチルアルコール)

図 15 各加熱速度下での最大気泡数密度と加熱速度の関係

を、3種の加熱速度に対して示したものである。いずれの場合も沸騰開始とともに気泡数は増大しやがて合体して計測不能になる。実線は各場合の均質核生成の理論値であるが、小さな加熱速度の場合は理論値より低い温度で気泡数を増加させている一方、加熱速度 $11 \times 10^6 \text{ K/s}$ の場合は実験値と理論値はほぼ一致しているといえる。この速度の場合はキャビア状発泡が起きているものである。

図15は、エチルアルコール、トルエン、水の各場合について、各加熱速度下で測定し得た最大の気泡数密度を加熱速度に対して示したものである。いずれの場合も気泡数は加熱速度の増加とともに大きく増大し、最大値は 10^{10} m^{-2} またはそれ以上に達している。ちなみに定常核沸騰時について測定し得た気泡発生点密度は最大で約 10^6 m^{-2} であり⁽¹⁵⁾、物理的内容が相違するので直接の比較の対象になり得ないが、いかに大きな密度かがわかる。

さて、以上の実験事実と考察より、本研究で扱った沸騰現象、そのうち特にキャビア状発泡を生じているものはおもに揺らぎ核生成によるものではないかと推定する。その理由をまとめると以下のようなものである。(1)加熱速度とともに沸騰開始温度は大きくなり、飽和値

になった、(2) その飽和値はエチルアルコールとトルエンで均質核生成温度の理論値に一致した、(3) 水の飽和値は理論値より約 19°C 低かったが、不均質核生成を考慮することで定性的に説明し得る、(4) 高い加熱速度下では、パルスショットごとに相違した位置から発泡するものが増える、(5) 気泡数すなわち核生成数の変化はキャビア状発泡域について均質核生成の理論値とほぼ同じ定量的傾向を有する。なお、キャビア状発泡のみが揺らぎ核生成によるとするわけではない。加熱速度の増大とともに揺らぎ核生成の割合が高まり、キャビア状発泡では主になると考えるものである。

4. あ と が き

極めて微小な平面伝熱面を液体中でパルス通電して高速に加熱し、高性能の電子計測装置を駆使することにより、液温から核生成温度に至る平均加熱速度として、最高 $93 \times 10^6 \text{ K/s}$ の超高速加熱速度を実現した。これを用いて、大気圧下のエチルアルコール、トルエン、水の沸騰核生成挙動に関して実験的研究を行うとともに、揺らぎ核生成現象に関して考察した。おもな結果をまとめると次のようである。

(1) 加熱速度の増加とともに核生成温度は次第に増大し、ある加熱速度以上では一定の飽和値になった。この飽和値はエチルアルコール、トルエンについては均質核生成温度の理論計算値にほぼ一致した。水については理論値より約 19°C 低かった。

(2) 加熱速度が大きな場合は、いずれの液体においても伝熱面上にほぼ均一径の小さな気泡が数多く出現する「キャビア状発泡」を認めた。

(3) 揺らぎ核生成理論に基づき、加熱速度、伝熱面温度、経過時間、液と伝熱面との接触角が核生成密度に及ぼす影響を求めるとともに、これらを実験結果と比較し考察した。その結果、大きな加熱速度の場合は一部は定性的傾向が一致し、また一部は定量的にも一致することが示された。

(4) 核生成して成長した気泡数の密度を加熱速度に対して求めた。密度の最大値は、水について $2 \times 10^{10} \text{ m}^{-2}$ に達した。

(5) 本実験結果と考察により、比較的大きな加熱速度下での沸騰現象、そのうち特にキャビア状発泡を

生じているものは主として揺らぎ核生成によるものと推定した。

本研究に当たっては、本学大学院学生であった佐々木純一、深澤太郎、片山貴仁、西澤丈裕の諸氏の協力を得たことを記して謝意を表する。また本研究の経費の一部は、文部省科学研究費補助金 [平成 2, 3 年度一般研究(B)課題番号 02452126 および平成 5 年度重点領域研究(1)課題番号 05246105] に負ったことを記す。

文 献

- (1) Cole, R., Boiling Nucleation, *Adv. Heat Transf.*, **10** (1974), 85.
- (2) Avedisian, C.T., The Homogeneous Nucleation Limits of Liquids, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **14**-3(1985), 695.
- (3) Volmer, M., *Kinetics der Phasenbildung*, (1939), 1, Steinkopff.
- (4) Skripov, V.P., *Metastable Liquids*, (1974), 101, John Wiley and Sons.
- (5) Pavlov, P.A. and Skripov, V.P., Boiling of a Liquid with Pulsed Heating, *Trans. Teplofizika Vysokikh Temperatur*, **3**-1(1965), 109.
- (6) Skripov, V.P. and Pavlov, P.A., Explosive Boiling of Liquids and Fluctuation Nucleus Formation, *Trans. Teplofizika Vysokikh Temperatur*, **8**-4(1969), 833.
- (7) Pavlov, P.A., *Dynamics of Boiling* (in Russian), (1988), 103, Soviet Science Academy.
- (8) Derewnicki, K.P., Experimental Studies of Heat Transfer and Vapor Formation in Fast Transient Boiling, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **28**-11(1985), 2085.
- (9) Sinha, D.N., Brodie, L.C. and Semura, J.S., Liquid to Vapor Homogeneous Nucleation in Liquid Nitrogen, *Phys. Rev.*, **B**, **36**-7(1987), 4082.
- (10) 奥山・飯田, 液体窒素の過渡沸騰伝熱特性(急加熱時の沸騰気泡挙動と熱伝達履歴), 機論, **56**-526, B(1990), 1741.
- (11) Okuyama, K., Kozawa, Y., Inoue, A. and Aoki, S., Transient Boiling Heat Transfer Characteristics of R113 at Large Stepwise Power Generation, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **31**-10(1988), 2161.
- (12) 浅井・平澤・高橋, 薄膜抵抗体をパルス加熱した場合の発泡・気泡成長および収縮, 第 22 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1985), A 103.
- (13) Poppel, J., Measurements of Temperature Gradients at the Heater of a Bubble Jet by Detection of the Nucleation, *SID 89 DIGEST*, (1989), 176.
- (14) Iida, Y., Okuyama, K. and Sakurai, K., Peculiar Bubble Generation on a Film Heater Submerged in Ethyl Alcohol and Imposed a High Heating Rate over 10^7 K/s , *Int. J. Heat Mass Transf.*, **36**-10(1993), 2699.
- (15) 飯田・小林, 飽和ブール沸騰における発生蒸気泡の挙動(第 1 報, 核沸騰および膜沸騰における挙動), 機論, **36**-283(1970), 438.