水平伝熱面における核沸騰について (第1報)⁽¹⁾山 縣 清⁽²⁾ 平野富士夫⁽³⁾ 西川 兼康⁽⁴⁾ 松岡 久光⁽⁵⁾

Nucleate Boiling on Horizontal Heating Surface (1st Report)

by Kiyoshi YAMAGATA, Fujio HIRANO, Kaneyasu NISHIKAWA and Hisamitsu MATSUOKA

The method of temperature measurement, utilizing the refraction of light passing through fluid very close to a heated surface, was employed by Schmidt and Saunders(1935-1937). We extended this method and studied the nucleate boiling on horizontal heating surface.

When the heating surface sets up normal temperature gradient, the path of light, which has incident angle parallel to the surface, is determined by next equation:

$$(dy/dx)^2 = 2N(\theta_b - \theta)$$

θ : Temperature at height y above the surface. θ_b : Temperature at height b above the surface.

n : Refractive index.

$$N = -(1/n)(dn/d\theta)$$

Let ϕ denote the maximum inclination of the path of light to the surface after passing through the boundary layer. ϕ is measured experimentally. Then, $\Delta\theta$ is obtained using the following relations:

$$\phi^2 = 2N\Delta\theta$$

$$N = 4.36 \times 10^{-4} \text{ } 1/^{\circ}\text{C} \quad (\text{for D-line at } 100^{\circ}\text{C})$$

The values of $\Delta\theta$ measured by optical method showed good agreement with those by thermocouples.

Moreover, we devised a simple way of measuring the average ϕ varying with time. The effect of the temperature distribution before the edge of the heating surface upon the angle ϕ was negligibly small. The light after passing through the layer has the dark and light stripes due to temperature disturbance, and they represent the motion of fluid.

The images of bubbles and flow of fluid were photographed at the same time using revolving drum.

At lower heat flux these stripes move uniformly, showing the laminar motion of the temperature disturbances, and at higher heat flux the flow of motion becomes turbulent.

The thickness of temperature boundary layer could be also measured easily. The curve of thickness of boundary layer plotted vs. coefficient of heat transfer has a bending point, which shows the difference between laminar heat transfer and turbulent heat transfer.

This agrees with the results of measuring of motion in the boundary layer.

緒 言

沸騰時における伝熱については、たとえば McAdams: Heat Transmission(1942)に集録してあるような化学工学的な方法と、Jakob⁽⁶⁾による機構研究的な方法が取られてきた。前者によれば沸騰現象の本質をあまり問題にせず、熱伝達係数の測定がなされているので、現象の非再現性のためにその値はいちじるしく散乱し同一実験条件の下でも、一けた近くの違いを生じている。後者にとっては気ほうの発生状況の実測を行って現象の本質を究明しようとしているが、実験方

法が不備なため、十分な結論に達していないで、まだ疑問の点が幾多残されている。

われわれはさきに Jakob の説を実験的に批判しようと試みて、気ほうの発生が必ずしも彼の言うように単純なものでないことを明らかにしたが⁽⁷⁾、気ほう発生と伝熱面近傍の状況との関係を知るまでには至らなかった。気ほう発生と熱伝達現象との関係を明らかにするには、流れの測定が必要になってくるが、Jakob もすでに指摘しながらも、適当な測定方法を考え得ずして終っている。われわれは Schmidt, Saunders⁽⁸⁾

などによって流体の温度測定に利用された光学的方法が以上の目的にもっとも適していることを見出し, この方法を更に発展せしめて水平伝熱面に沿うての境界層内の流れと温度変動, 気ほう発生とを同時に記録することができた。

本報ではこの測定方法と, それにより得られた定性的な結果について述べる。

1. 測定 の 原 理

一般論 水平伝熱面に沿うて誘起された流れのために伝熱面上に急激な温度こう配層が生ずるが, この層内では温度こう配に伴い屈折率こう配が存在するため伝熱面に平行に入射した光は上方に屈曲をうける。この光線の進路は Fermat の原理

$$\delta \int n(x, y) ds = 0$$

から導かれ, $\partial \phi / \partial s = (1/n) (\partial n / \partial \nu)$ となる。ここに s は光線の進路の長さ, ν は進路の法線方向, n は屈折率, ϕ は光線進路と x 軸間の角である。角 ϕ が小ならば, 上式は

第 1 図(a) 温度こう配層における先端の屈曲, 入射角 $\beta=0$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y}, \quad \phi = \frac{dy}{dx} \quad (1)$$

となる。 n は温度 θ の単調減少関数であるから, (1)は

$$\frac{d\phi}{dx} = -N \frac{\partial \theta}{\partial y} \quad (2)$$

となる。ここに $N = -(1/n) (dn/d\theta) \dots (3)$ であって, θ の範囲が小ならば, N は定数としてよい。いま θ が x について一様であると仮定すれば, (5)式はただちに積分できて

$$\phi^2 + 2N\theta = \beta^2 + 2N\theta_b \quad (4)$$

となる。境界条件としては,

$$x=0, y=b: \theta=\theta_b, \phi=-\beta \quad (5)$$

と置いた。(4)式で簡単のために

$$\Phi^2 = 2N(\theta_b - \theta) = 2N\Delta\theta \quad (6)$$

$$\Theta = (\theta - \theta_b) / (\theta_b - \theta) \quad (7)$$

$$\Theta_b = (\theta_b - \theta_b) / (\theta_b - \theta_b) \quad (8)$$

と記すことにする。 θ_b, θ_h はそれぞれ $y=0, y=h$ に対応する温度, すなわち伝熱面温度, 境界層外温度である。(4)式は

$$\phi^2 = \beta^2 + \Phi^2(\Theta_b - \Theta) \quad (9)$$

となり, これを積分して

$$\Phi x = \int_b^y \frac{dy}{\sqrt{(\beta/\Phi)^2 + \Theta_b - \Theta}} \quad (10)$$

から光線の進路がきまる。この式が成立するのは $0 < y < h$ の範囲であって $y > h$ すなわち境界層外では光線は直進する。

伝熱面に平行に入射する光線すなわち $\beta=0$ に対しては

$$\phi^2 = \Phi^2(\Theta_b - \Theta) \quad (11)$$

となる。

第1図のように伝熱面から順次に $ABCDE$ の光線は屈折後, 上から ABC と下降し, 更に DE と上昇する。そこで DE の光線を遮光板でさえぎると, 温度境界層内で屈折した光のみが残る。この光線の最大の屈折角度 Φ を測れば, (6)式より温度差 $\Delta\theta = \theta_b - \theta_h$ が求められ, 熱負荷 H kcal/m²h を $\Delta\theta$ にて割って熱伝達係数 α kcal/m²h°C が決定される。

(10)式で $\beta=0$ と置いて BC の交点 $x=L_b$ を求めると

$$\Phi L_b = \int_b^h \frac{dy}{\sqrt{\Theta_b - \Theta}} \quad (12)$$

となる。この L_b が伝熱面の長さ D より小ならば, 光線 B の伝熱面または境界層離脱後の角度 ϕ_b は (9) 式にて

$\beta=0, \Theta=0$ と置いて

$$\phi_b^2 = \Phi^2 \Theta_b \quad (13)$$

となる。これより $L_b < D$ の範囲の ϕ_b を測れば y 方向の温度分布 Θ_b がわかる。

温度分布が p 乗法則に従うときの計算 以上の結果をはっきりさせるため計算が容易になる温度分布

$$\Theta = (1 - y/h)^p, \quad \Theta_b = (1 - b/h)^p \quad (14)$$

を仮定しよう。(12)式の積分は

$$\frac{\Phi L_b}{h} = \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(1 + 1/p)}{\Gamma(1/2 + 1/p)} (1 - b/h)^{1 - p/2} \quad (15)$$

となる。 $p > 2$ ならば, b が増すと共に L_b が大きくなる。実験結果では明らかにこのようになっている。

$p=2$ では (15) の右辺は $\pi/2$ となり、さらに p が増すと右辺の係数は 1 に近づく。

伝熱面入射端部の補正 以上の計算では伝熱面上に光線が入射すると同時に一様な温度こう配層に入り込むものとしたが、実際には伝熱面の手前 ε の距離から温度こう配がはじまるものとして、この影響を見積るために次のように仮定する。第2図のように ξ, η 軸をとって

$$\theta = \left(\frac{\xi}{\varepsilon} \right)^m \left(1 - \frac{\eta}{h} \right)^p \dots (16)$$

と置く。(2), (6), (7)より

$$\frac{d^2 \eta}{d\xi^2} = \Phi^2 \frac{p}{2h} \left(1 - \frac{\eta}{h} \right)^{p-1} \left(\frac{\xi}{\varepsilon} \right)^m$$

となるが、この式を解けば

$$\eta = \frac{p}{2(m+1)(m+2)} \left(\frac{\varepsilon \Phi}{h} \right)^2 \left(\frac{\xi}{\varepsilon} \right)^{m+2} + \dots$$

をうる。(d η /d ξ) $_{\xi=\varepsilon} = -\beta$ とすれば、高次項を無視して

$$\frac{\beta}{\Phi} = - \frac{p}{2(m+1)} \frac{\varepsilon \Phi}{h}$$

となるが、この β の入射角で伝熱面に入射するものとし、(9)式で $\theta=0, \theta_b=1(b=0)$ と置いて、境界層離脱後の角 ϕ^* を求めると

$$\left(\frac{\phi^*}{\Phi} \right)^2 = 1 + \frac{p^2}{4(m+1)^2} \left(\frac{\varepsilon \Phi}{h} \right)^2 \dots (17)$$

なる。この第2項が伝熱面入射端部の温度こう配の影響を示す補正項の概算値である。

Jakob⁽⁹⁾ のデータから $\varepsilon \approx 10$ mm, $m \approx 3$ であり、方われわれの測定結果より $h \approx 1$ mm, $\Phi^2 < 4 \times 10^{-3}$ である。また p は約3と推定されるから補正項は高々6%の程度である。

いまの計算では厚さ ε の端部こう配層の中を $y=0$ に沿うて進んだ光が伝熱面上 $\eta(\varepsilon)$ の距離から入射する角 β をそのまま $y=0$ からの入射角 β_0 に等しいと見なしたが、実際には入射角 β_0 の光線は $y < 0$ に沿うて入射する光線で、この部分の温度分布は(16)式では表わされていない。むしろ温度分布は(16)式の

第2図 入射端の温度分布の影響

$\eta=0$ 附近のこう配よりもずっとゆるやかになっていると考えられるから β_0 は β よりもはるかに小であろう。したがって前に見積った補正6%は大き過ぎるのであって、入射端部の補正は Φ の測定誤差の範囲内にとどまるであろう。

2. 測定の実際

実験装置 まず加熱器は前報⁽¹⁰⁾ に示したとおり Jakob の使用したものと同構造であって伝熱面は直径 100 mm, 厚さ 5 mm の黄銅板を平面にすり合せ仕上をした後 00 番の研磨紙でみがき、ベンゾール、蒸留水にて十分洗って清浄にした。この伝熱板の厚さの中間のところに、径 2 mm の穴を半径方向に 50 mm と 35 mm の深さにあけて熱電対を挿入した。伝熱面温度はこの熱電対の読みに補正を加えて求めた。

第3図 A: アーク燈, B₁, B₂: ビーカ, L₁, L₂: とつレンズ, L₃: シリンドリカルレンズ, S₁, S₂: 遮光板, H: 加熱器, D: 回転ドラム, O: 電磁型オシログラフ光学筐

この加熱器を更に径 150 mm のビーカに入れて水を満たしてゴム板でふたをして、大気圧の下で蒸生した水蒸気を凝結器に導く。ビーカ側壁からの熱放散があると伝熱面温度が変わるので、これを防ぐためこのビーカを更に径の大きいビーカに入れ、内外ビーカの間に沸騰水を満たして保温した。

光学的測定装置は第3図のとおりであって、アーク燈を光源としてレンズにて平行光線とし伝熱面に平行に入射するように加熱器の水準を取る。第1図の直進光 D, E をさえぎるために遮光板を設け、これを上下に微動せしめて、1/20 mm までヴァーニアで読み取れるようにしてある。

温度差測定法 温度こう配層で屈曲して出てきた光線 A, B, C の影像を適当な距離で直立に写すと温度の不均一のため第4図のような不規則な波形を示す。この上縁, 下縁はそれぞれ光線 A, C に対応する。この波形は流速に伴って移動するが、第4図の写真は 1/50 s の露出で取ったものである。伝熱面に沿うての温度の不均一のため、はじめ平行に入射した光線も第1図の紙面に直角の z 方向に屈曲をうけて、屈曲光線

が計算される。 N の値は(3)式によるのであるが $dn/d\theta$ は第6図のとおりであって⁽¹¹⁾, $\theta=100^\circ\text{C}$ 以上では補外法によるはかない。また n としては D 線に対する $n_{100}=1.320$ を取って計算すれば $N \approx 2.2 \times 10^{-4}$ 程度の値となる。このようにして測った $\Delta\theta_{op}$ と熱電対で測った $\Delta\theta_{th}$ の値を第7図に示しているが、双方とも誤差があるが、だいたい満足すべき結果を得た。

$\Delta\theta_{th}$: 熱電対, $\Delta\theta_{op}$: 光学測定

第7図 光学的測定法と熱電対による測定法の比較

いままでのところは温度分布は伝熱面全体について平均的に一様であるとみなしたが、実測の結果でもだいたいそうになっている。また同構造の Jakob⁽¹²⁾ の加熱器についての測定値からも温度分布はわれわれの実験した熱負荷の程度では一様としてさしつかえない。

またこの方法で求めた ϕ の値から $\Delta\theta$ を計算するには第1図で $D > L$ でなければならぬことは前述のとおりである。しかるに L の長さを実測してみると、我々の実験した熱負荷の範囲 $6500 \sim 45000 \text{ kcal/m}^2\text{h}$ の範囲では $40 \sim 50 \text{ mm}$ であって、伝熱面の大部分に対して $D > L$ の関係は満たされている。 $L > D$ ならば(10)式の x の代りに D を入れ、これより出した y の値に対する ϕ の値で計算しなければならぬ。以上の方法で誤差の起りやすいのは入射光線と伝熱面とが平行でないことからである(第1図(b)参照)。

温度こう配層厚測定法 遮光板を上から下に動かして第1図の E, D の光線をさえぎると純粹に散乱反射した光線 A, B, C のみが残る。このときの遮光板の高さとちょうど光線 A をさえぎって散乱光が出なくなったときの遮光板の高さの差を取れば、これが温度こう配層あるいは温度境界層厚 h の値がわかる。もちろん h は場所的・時間的に変動するが、平均値として読み取ることができて、その結果を熱伝達係数 α と関係せしめて第8図に示した。

第8図 温度こう配層厚 h と熱伝達係数 α との関係

温度変化の移動速度を知ることができる。

温度 θ の満たすべき式は第1図の紙面に直角な方向を z 方向とし、 z 方向の流速 w に対して x, y 方向の流速 u, v を無視すれば

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \kappa \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right)$$

となる。この式の右辺が左辺にくらべて無視できるならば $\theta = \theta(z - wt)$ となり温度かく乱が流速 w で運搬されることになり、縦じまの進行速度がそのまま流速 w を表わすことになる。もし右辺が無視できないならば温度かく乱は拡散して流速を正確に表わさなくなる。

このことを判別するため κ/w を計算すると：

$\kappa = 6.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{h}$, 実測結果より $w = 2.5 \text{ cm/s}$ 程度であるから $\kappa/w = 6.8 \times 10^{-3} \text{ mm}$ となり、これに対し右辺の θ のかく乱は x, y, z 方向共に 1 mm の程度であるから、 $(\partial \theta / \partial z) / (\partial^2 \theta / \partial x^2 + \partial^2 \theta / \partial y^2 + \partial^2 \theta / \partial z^2) \theta$ も 1 mm の程度であり、明らかに κ/w は後者にくらべて無視できる。

しかし伝熱面にごく近接したところでは w が小なるため、拡散の影響が大きくなり、温度かく乱の伝播速度が w と異なったものになる。 A 光線について入射点附近の伝熱面近接部の w が縦じまに強く表われるものとすれば、ここでは流速はきわめて小であるから縦じまは移動するに従い傾斜してくるであろう。しかるに実際には縦じまは垂直に移動するので、縦じまの移動速度は光束が最も集中する L 附近の流速を示すものと考えられる。もちろん光線は通過する点のすべての影響を受けるのであるが、光束の最も集中する部分の影響が顕著に表われることは明らかであろう。

また縦じまの移動はそのまま半径方向の流速 w を示すものではないが、さきに述べたように L の値が

流速測定法

第4図の波形と明暗の縦じまとは流速に伴って水平方向に移動する。この散乱光を電磁型オシログラフの光学筐を利用して回転ドラムに撮影すれば、第9図のように縦じまの移動速度を写真記録の上で読み取って

(a) $H=9850, \alpha=1540$ (b) $H=9850, \alpha=1790$ (c) $H=10940, \alpha=1610$ (d) $H=13130, \alpha=1820$ (e) $H=13130, \alpha=1920$ (f) $H=17500, \alpha=2410$

H : 伝熱面熱負荷 $\text{kcal/m}^2\text{h}$, α : 熱伝達係数 $\text{kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C}$

第 9 図 流速と気ほう発生

40~50 mm で伝熱面のほぼ中央にあたるから、縦じのま移動速度はだいたい半径方向の流速を示すもので

あろう。したがって w の測定法として以上の方法は完全な定量的結果を与えないが、半定量的に誘起速度と気ほう発生との関係を推測せしめるにたる。

3. 測定結果についての考察

以上の諸測定についての定量的結果は第 2 報に譲るが、ここでは定性的考察のみに止める。

まず第 9 図の写真からわかるように熱負荷が同一でも気ほう発生のようすが異なると誘起速度、したがって熱伝達係数も異なってくる。また熱負荷の小なところでは流速を示す明暗の線は、こう配が小なる上に交錯する事なく長く続いている。これは温度かく乱が相互に入乱れず層流的に運搬されることを示す。しかるに熱負荷が大になると流速を示す線のこう配が急になると共に相互に複雑に入乱れて短く切れ切れになっている。これは盛に混合が行われ温度こう配層が乱流になっていることを示す。

一方第 8 図の温度こう配層 h の厚さの測定結果からしても熱負荷が小で α が小なる範囲では α と h とが逆比例する。これは層流的熱伝達の特長である。 α が大になると $\alpha \sim h$ 曲線が立ってきて、乱流的熱伝達に移行したことがわかり、その中間に不安定な遷移域がある。Jakob によれば水平伝熱面の核沸騰熱伝達においては気ほうかくはんが小なる範囲では乱流的熱伝達が支配的であるとし、 $\alpha \propto (Pr \cdot Gr)^{1/3}$ としているが、われわれの測定は層流的熱伝達も相当広い範囲に存在することを示している。

注:—

(1) 昭和 26 年 4 月 4 日 第 28 期定時總會講演會において講演, 原稿受付 昭和 26 年 4 月 5 日。

(2), (3), (4), (5) 正員, 九州大農。

(6), (9), (12) Jakob u. Linke; Phys. Zs. Vol. 36 p. 267 (1935)。

- (7), (10) 山縣, 平野, 西川, 松岡, 機械學會論文集, 17 卷 62 號 (昭 26), 163 ページ. ただし加熱器の側壁は洋白板を用い, 熱電對は小銅管中に挿入した.
- (8) Schmidt & Milverton: Proc. Roy. Soc., A. 152. p. 586, (1935).

- Saunders & Fishenden: Engineering, Vol. 139, p. 483, (1935).
- Schmidt & Saunders: Proc. Roy. Soc. A. 165, p. 216, (1938).
- (11) Dorsey: Properties of Ordinary Water Substance (1940).

536.423.1:536.222.082.5

水平伝熱面における核沸騰について (第2報)

山縣 清⁽²⁾ 平野富士夫⁽³⁾ 西川 兼康⁽⁴⁾ 松岡 久光⁽⁵⁾

Nucleate Boiling on Horizontal Heating Surface (2nd Report)

by Kiyoshi YAMAGATA, Fujio HIRANO, Kaneyasu NISHIKAWA and Hisamitsu MATSUOKA

In order to clarify the mechanism of heat transfer in nucleate boiling, we have taken many photographs of generation of vapour bubbles on a horizontal heated plate (dia. 10 cm) and fluctuation of boundary layer by utilizing the refraction of light passing through the distilled water very close to a heated surface and at the same time we have measured the temperature of a heated plate and the temperature distribution from the surface of plate to the water level by thermocouples or an optical method (see 1 st report). The range of heat flux is from 6 560 to 43 760 kcal/m²h.

The conclusions are shown as follows:

- (1) The flows in the boundary layer close to a heated surface vary as the type of generating vapour bubbles.
- (2) Heat flux below 9 800 kcal/m²h corresponds to the free convection region where stirring effect of steam bubbles is little and heat flux over 15 000 kcal/m²h the forced convection region where stirring effect is important, and between them there is the transition region from free convection to forced convection.
- (3) In the heat transfer to boiling liquid, the important factor controlling the coefficient of heat transfer is not the heat flux or the temperature difference between the surface of a heated plate and boiling liquid, but the stirring effect of vapour bubbles.
- (4) No relating to type, size and frequency of generating steam bubbles, we obtained the following relations in the first approximation.

$$\alpha \propto w^{0.5} \text{ and } \alpha \propto n^{1/3}$$

where α = coefficient of heat transfer to boiling water.

w = average velocity of temperature boundary layer close to a heated plate.

n = number of vapour columns on a heated plate.

1. 緒 言

沸騰液体の熱伝達に関して行われたこれまでの研究の中, 発生蒸気ほうを実際に写真撮影して蒸気ほうの発生機構と熱伝達との関連を追求したものは, わずかに M. Jakob 等⁽⁶⁾の研究があるにすぎないが, 著者等は既に発表した論文⁽⁷⁾において伝熱面より発生する気ほうには球型ほうの外に鐘型, 親子型, くし型等の型式があることを実験的に確かめ, 発生蒸気ほうの性状は温度境界層の液体の流動状態に支配されるに違いないことを指摘しておいた. 本報告は第1報でのべた

伝熱面近傍の温度こう配による液体の屈折異常を利用する光学的方法によって気ほう発生の機構, したがって沸騰液体の熱伝達の機構を明らかにし, 従来非常に実験点のちらばる沸騰液体の熱伝達係数の値を確立しようとするものである.

2. 実験の方法

1. 加熱器の構造 第1報でのべた黄銅板の上向き水平伝熱面をもつ直径 10 cm の手製加熱器で伝熱面表面温度測定のための熱電対挿入口を2個側面に有する.