

# 強制対流核沸騰における熱伝達の解析的考察

松 村 博 久\*

(受理 昭和46年5月30日)

## BUBBLE BEHAVIOR AND HEAT TRANSFER IN NUCLEATE BOILING UNDER FORCED CONVECTION

Hirohisa MATSUMURA

The bubble behaviors on the basis of experimental results were considered in detail and the experimental correlations were reported previously on the subcooled-boiling heat transfer with forced convection under the atmospheric pressure. The bubble behaviors were complicated by fluid motion in the neighborhood of nucleate sites.

In this paper, it is discussed that the heat transfer of nucleate boiling under forced convection is related with the mechanism of the bubble movements as a simplified model. This mechanism of boiling heat transfer is not analysed microscopic, but the analytical results agree well with the experimental values.

### 1. 緒 言

自然対流飽和沸騰における気ほうの挙動については多くの研究者によって研究されており、これにおける熱伝達の理論的解析については著名なものだけでも十指にあまる研究論文が発表されている。しかしながら、沸騰時における気ほうの発生、成長、離脱および凝縮などに伴う気ほう発生点附近の伝熱的ならびに流体力学的現象は非常に複雑であるために、微視的解析を行なった沸騰熱伝達の一般的な理論式はいまだに完成されていない。

一方、強制対流を伴う核沸騰熱伝達の整理については、Clark-Rohsenow<sup>1)</sup> や西川一山<sup>2)</sup> などが提案しているように、自然対流時の飽和沸騰熱伝達にたいする理論式から求まる熱負荷と非沸騰時の強制対流熱伝達の整理式から得られる熱負荷の和を強制対流時の核沸騰熱負荷とする近似的な表示法がとられている。また、強制対流における核沸騰熱伝達の理論的解析については、二相共存域モデルを取り扱っているBankoff<sup>3)</sup> の研究があるが、Bankoffの理論式には最終的に実験結果より求めた定数が含まれている欠点を有している。

強制対流表面沸騰における気ほうの挙動についての

観察結果<sup>4~6)</sup>によれば、気ほうの挙動は自然対流核沸騰におけるように単純ではない。以前に沸騰熱伝達機構の一考察を報告<sup>7)</sup>したが、ここでは気ほうの挙動を平均化した考えのもとに、簡単な模型について近似的に熱伝達の機構を取扱ってみた。この熱伝達機構の解析は微視的にまで到達していないが、解析結果は実験結果と比較および検討されている。

### 2. 熱伝達機構の解析

#### 2.1 熱伝達機構の模型

強制対流を伴う核沸騰における熱伝達機構は、気ほうの挙動の観察結果および考察結果から、つぎのような仮定をおくことによって、図1に示すような模型が考えられる。

- (1) 有効気ほう核(周期性をもって気ほうを発生している気ほう発生点)は等間隔に分布し、それぞれの有効気ほう核からは同じ大きさの気ほうが同一周期で発生する。
- (2) 伝熱面は気ほう発生部分(気ほうの成長および離脱により伝熱的に大きく影響を受ける部分)と対流部分(気ほうの成長および離脱により伝熱的にあまり影響を受けない部分)に区分でき、気ほう発生部分の大きさは気ほう発生点離脱時気ほう

\* 鹿児島大学工学部機械工学第二教室・助教授

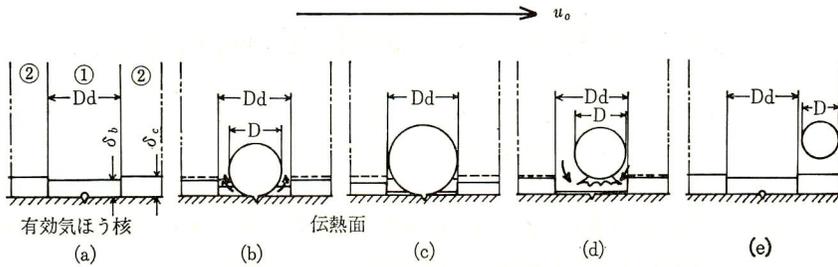


図1 強制対流における沸騰熱伝達機構の模型

の伝熱面への垂直投影面積とする。

- (3) 伝熱面温度は一定である。
- (4) 気ほう発生部分の流体温度は伝熱面から直線的分布とする。
- (5) 伝熱面あるいは気ほう発生点から離脱した気ほうが、対流部分の熱境界層をかく乱する効果は無視できる。

図1において、(a)気ほう発生部分の熱境界層は完全に発達し、有効気ほう核から気ほうが発生する。(b)気ほうの成長に伴って気ほう発生部分は微視的対流を生じ、対流部分は気ほうの伝熱面付着による表面あらさの影響を受けて、熱境界層厚さは減少する。(c)気ほうが最大径となると、気ほうは伝熱面から離脱する。(d)気ほうの離脱および凝縮に伴って、気ほう発生部分は微視的対流を生じ、気ほう発生部分の熱境界層の残部は境界層の外に運び出される。そして、気ほう発生部分には新しい熱境界層が発達する。また、有効気ほう核に新しい気ほうが発生するまで、対流部分は表面あらさの影響を受けない。(e)気ほう発生部分の新しい熱境界層は完全に発達し、有効気ほう核から新しい気ほうが発生する。

以上のように、それぞれの有効気ほう核ではこのような現象が順次くりかえされている。

ここに、図1の中の記号は、

- $D$  : 気ほう径,
- $D_d$  : 伝熱面あるいは気ほう発生点離脱時の気ほう径,
- $u_0$  : 主流部流速,
- $\delta_b$  : 気ほう発生部分の熱境界層の最大厚さ,
- $\delta_c$  : 対流部分の熱境界層の最大厚さ,

であり、①は気ほう発生部分で、②は対流部分を表わしている。

有効気ほう核1個の影響面積  $A_i$  は、単位面積当りの有効気ほう核数  $N_e$  の逆数であるから、

$$A_i = \frac{1}{N_e} \dots \dots \dots (1)$$

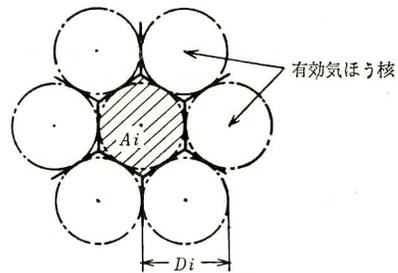


図2 有効気ほう核の影響面積

図2に示すように、円に外接する正六角形が有効気ほう核1個の影響面積であり、伝熱面にはこれが連続的にならんでいるとする。したがって、

$$A_i = \frac{\sqrt{3}}{2} D_i^2 \dots \dots \dots (2)$$

ここに、 $D_i$  は影響面積の正六角形に内接する円の直径である。

また、気ほう発生部分の面積  $A_b$  は、

$$A_b = \frac{\pi}{4} D_a^2 \dots \dots \dots (3)$$

強制対流時の表面沸騰における温度境界層の厚さはかなり薄いので、気ほう発生部分の流体の温度分布は図3に示すような仮定をすると、熱境界層厚さ  $\delta$  は、

$$\delta = \frac{\lambda(T_w - T_0)}{q} = \frac{\lambda(\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub})}{q} \dots \dots \dots (4)$$

ここに、

- $q$  : 熱負荷,
- $T_0$  : 主流部温度,
- $T_w$  : 伝熱面温度,
- $\Delta T_{sat}$  : 過熱度,
- $\Delta T_{sub}$  : サブクーリング,
- $\lambda$  : 液体の熱伝導率,

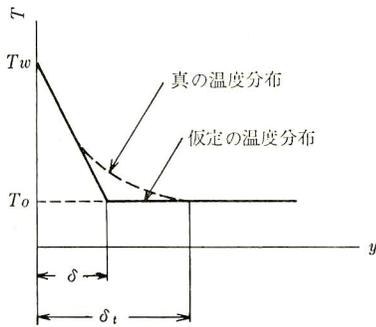


図3 温度分布

である。また、図3の中の記号は、

- T: 温度,
- y: 伝熱面からの距離,
- $\delta_i$ : 温度境界層厚さ,

である。

そして、熱移動の概念は図4に示す。図の中の記号は、

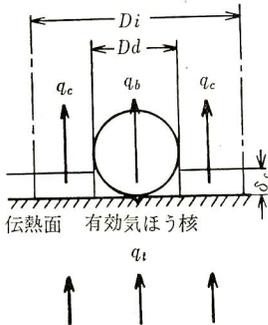
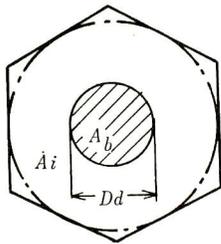


図4 熱移動の概念

- $q_b$ : 気ほう発生部分の熱負荷,
- $q_c$ : 対流部分の熱負荷,
- $q_i$ : 総合熱負荷,

である。

したがって、熱移動の関係式は、

$$q_i A_i = q_c (A_i - A_b) + q_b A_b \dots\dots\dots (5)$$

または、

$$q_i = q_c \left(1 - \frac{A_b}{A_i}\right) + q_b \frac{A_b}{A_i} \dots\dots\dots (6)$$

有効気ほう核1個の影響面積が気ほう発生部分の面積と等しいか、またはそれより大きい場合、気ほうは隣接の有効気ほう核から発生する気ほうに影響をおよぼさないから熱伝達的に孤立気ほうで、この範囲は孤立気ほう領域である。それに反して、影響面積が気ほう発生部分の面積より小さい場合は、気ほうは隣接の有効気ほう核から発生する気ほうに影響を与えるので、その気ほうは干渉気ほうであり、この範囲は干渉気ほう領域である。ここでは孤立気ほう領域のみを取扱うことにする。

2.2 気ほう径

気ほう径と時間の関係を図5に示す。図の中の記号は、

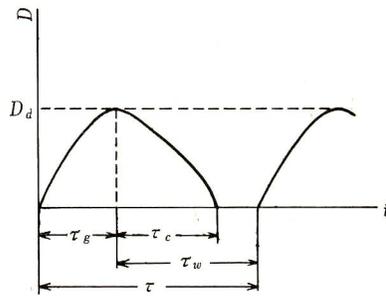


図5 気ほう径と時間の関係

- t: 時間,
- $\tau$ : 気ほう発生周期,
- $\tau_c$ : 気ほう凝縮期間,
- $\tau_g$ : 気ほう成長期間,
- $\tau_w$ : 気ほうの伝熱面あるいは気ほう発生点離脱からつぎの気ほう発生までの期間,

である。

離脱時気ほう径と気ほう成長期間の関係<sup>8)</sup>は、

$$D_d = K' \frac{C_p \gamma_i \Delta T_{sat}}{r \gamma_g} \sqrt{a \tau_g} \dots\dots\dots (7)$$

ここで、

$$a = \frac{\lambda}{C_p \gamma_i}$$

であるから、

$$D_d = K' \left( \frac{\lambda \Delta T_{sat}}{\sqrt{a} r \gamma_g} \right) \sqrt{\tau_g} \dots\dots\dots (8)$$

ここに、

- $a$  : 液体の温度伝導率,
- $C_p$  : 液体の比熱,
- $K'$  : 定数,
- $r$  : 蒸発の潜熱,
- $\gamma_g$  : 気体の比重量,
- $\gamma_l$  : 液体の比重量,

である。

気ほう径と時間の無次元関係は、西川ら<sup>9)</sup>によると、

$$\frac{D}{D_d} = \frac{1}{2m+1} \sqrt{\frac{t}{\tau_g}} \left[ 2(m+1) - \left(\frac{t}{\tau_g}\right)^{m+\frac{1}{2}} \right] \dots\dots\dots(9)$$

ここに、 $m$  はサブクーリングの関数である。気ほうの挙動の観察結果から、 $m$  についての熱負荷および質量速度の影響は小さいので、これらの影響を無視すると、 $m$  はサブクーリングのみの関数となり、サブクーリングが 25°C から 65°C までの実験範囲ではつぎの近似式<sup>7)</sup> が得られる。

$$m = 2.43 \log(\Delta T_{sub}) - 3.47 \dots\dots\dots(10)$$

そして、気ほう成長中の平均気ほう径  $D_{gm}$  は、

$$D_{gm} = \left( \frac{1}{\tau_g} \int_0^{\tau_g} D^3 dt \right)^{\frac{1}{3}} \dots\dots\dots(11)$$

と定義すると、式 (8), (9) および (10) より

$$D_{gm} = K' K_m \left( \frac{\lambda \Delta T_{sat}}{\sqrt{a} r \gamma_g} \right) \sqrt{\tau_g} = K_m D_d \dots\dots\dots(12)$$

ただし、

$$K_m = \frac{1}{2m+1} \left[ 2(m+1)^2 - \frac{8(m+1)}{m+5} + \frac{1}{2m+3} \right]^{\frac{1}{2}}$$

ここに、 $K_m$  はサブクーリングの関数で、サブクーリングが 25°C から 65°C の範囲については  $K_m$  の値は 0.8 から 0.9 であることより、近似的に  $K_m$  の値は 0.85 とおく。

**2.3 対流部分の熱伝達**

伝熱面に付着気ほうのない場合、対流部分の熱伝達は強制対流における乱流熱伝達の式で表わされる。強制対流乱流熱伝達の式は、たとえば McAdams<sup>10)</sup> によると、

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \dots\dots\dots(13)$$

すなわち、熱負荷  $q_c'$  で書きかえると、

$$q_c' = 0.023 \left( \frac{\lambda}{D_e} \right) Re^{0.8} Pr^{0.4} (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) \dots\dots\dots(14)$$

ここに、

$D_e$  : 管路の水力的相当直径,

$Nu$  : ヌセルト数,

$Pr$  : プラントル数,

$Re$  : レイノルズ数,

である。

しかし、沸騰時の気液二相流では気ほう発生により下流に行くほど管路内の流速は加速するので、この影響<sup>11)</sup> を考慮すると、

$$q_c' = 0.023 \left( \frac{\lambda}{D_e} \right) Re_i^{0.8} Pr^{0.4} (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) \times \left\{ \left[ \left( \frac{\gamma_l}{\gamma_g} \right) \frac{1}{S} - 1 \right] x + 1 \right\}^{0.8} \dots\dots\dots(15)$$

ここに、

$Re_i$  : 気ほうを含まない管路入口の平均流速をとるレイノルズ数,

$S$  : すべり比,

$x$  : 蒸気重量率,

である。

また、伝熱面に付着気ほうのある場合の対流部分の熱伝達は、伝熱面表面のあらさとしての影響を与えるので、強制対流における粗面の熱伝達の式で表わされる。強制対流粗面の熱伝達の式は、たとえば、レイノルズ数が  $6 \times 10^3$  から  $9 \times 10^4$  およびプラントル数が 1 から 80 までの実験範囲における Gomclauri<sup>12)</sup> によると、

$$Nu = 0.0218 Re^{0.8} Pr^{0.47} \left( \frac{Pr}{Pr_w} \right)^{0.25} \exp \left[ f \left( \frac{p}{\epsilon} \right) \right] \dots\dots\dots(16)$$

ただし、

$$\frac{p}{\epsilon} \geq 13 \text{ の時, } f \left( \frac{p}{\epsilon} \right) = 0.85 \frac{13}{(p/\epsilon)}$$

$$\frac{p}{\epsilon} \leq 13 \text{ の時, } f \left( \frac{p}{\epsilon} \right) = 0.85 \frac{(p/\epsilon)}{13}$$

すなわち、蒸気含有量も考慮して熱負荷  $q_c''$  で表わすと、

$$q_c'' = 0.0218 \left( \frac{\lambda}{D_e} \right) Re_i^{0.8} Pr^{0.47} \left( \frac{Pr}{Pr_w} \right)^{0.25} \times (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) \times \left\{ \left[ \left( \frac{\gamma_l}{\gamma_g} \right) \frac{1}{S} - 1 \right] x + 1 \right\}^{0.8} \exp \left[ f \left( \frac{p}{\epsilon} \right) \right] \dots\dots\dots(17)$$

ここに、

$Pr_w$  : 伝熱面温度にたいするプラントル数,

$p$  : 伝熱面あらさのピッチ,

$\epsilon$  : 伝熱面あらさの高さ,

である。

対流部分の伝熱量は伝熱面に気ほうが付着している

期間の伝熱量と付着していない期間の伝熱量の和であることから、対流部分の熱負荷  $q_c$  は、

$$\begin{aligned}
 q_c &= q_c' \left(1 - \frac{\tau_g}{\tau}\right) + q_c'' \frac{\tau_g}{\tau} \\
 &= 0.023 \left(\frac{\lambda}{De}\right) Re_i^{0.8} Pr^{0.4} (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) \\
 &\quad \times \left\{ \left[ \left(\frac{\gamma_l}{\gamma_g}\right) \frac{1}{S} - 1 \right] x + 1 \right\}^{0.8} \left(1 - \frac{\tau_g}{\tau}\right) \\
 &\quad + 0.0218 \left(\frac{\lambda}{De}\right) Re_i^{0.8} Pr^{0.47} \left(\frac{Pr}{Pr_w}\right)^{0.25} \\
 &\quad \times (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) \\
 &\quad \times \left\{ \left[ \left(\frac{\gamma_l}{\gamma_g}\right) \frac{1}{S} - 1 \right] x + 1 \right\}^{0.8} \exp \left[ f \left( \frac{P}{\epsilon} \right) \right] \frac{\tau_g}{\tau} \\
 &\quad \dots\dots\dots (18)
 \end{aligned}$$

2.4 気ほう発生部分の熱伝達

気ほうの伝熱面離脱に伴う微視的対流により、熱境界層の残部は境界層外へ搬出され、新しい熱境界層が厚さ  $\delta_b$  まで発達する。この熱境界層形成成分の熱負荷  $q_s$  は、

$$q_s = \frac{\lambda}{2a} (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) \frac{\delta_b}{(\tau - \tau_g)} \dots\dots\dots (19)$$

そして、気ほう発生部分の熱境界層厚さ  $\delta_b$  は、

$$\delta_b = \frac{\lambda (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub})}{q_s} \dots\dots\dots (20)$$

で与えると、

$$q_s = \frac{\lambda (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub})}{\sqrt{2a} (\tau - \tau_g)} \dots\dots\dots (21)$$

熱境界層は完全に発達すると有効気ほう核より気ほうを発生し、気ほうの成長に伴って微視的対流が生じる。気ほう成長期間は気ほう発生周期にくらべて比較的小さいので、この微視的対流による熱伝達を微視的対流の平均流速による平板の熱伝達と考えると、この熱伝達の式は、たとえば Pohlhausen<sup>13)</sup> により

$$Nu_u = 0.664 Re_g^{0.5} Pr^{1/3} \dots\dots\dots (22)$$

すなわち、微視的対流による熱負荷  $q_g$  は、

$$\begin{aligned}
 q_g &= 0.664 \left(\frac{\lambda}{l}\right) Re_g^{0.5} Pr^{1/3} (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) \\
 &\quad \dots\dots\dots (23)
 \end{aligned}$$

ただし、

$$Re_g = \frac{l u_g}{\nu}$$

ここに、

- $l$  : 伝熱面離脱時気ほうの半径、
- $u_g$  : 微視的対流の平均流速、
- $\nu$  : 液体の動粘性係数、

である。

伝熱面離脱時気ほうの潜熱輸送による熱負荷  $q_r$  は、

$$q_r = \frac{\pi}{6} D_a^3 r \gamma_g \frac{1}{\tau_g A_b} \dots\dots\dots (24)$$

ここでは、気ほう成長中の気ほう表面から流体へ移動する熱量、伝熱面離脱時気ほうの潜熱輸送による熱量および気ほう離脱に伴う微視的対流による熱量は、熱境界層形成成分の熱量と気ほう成長時の微視的対流による熱量が変化したものと考えられる。気ほう発生部分の伝熱量は熱境界層形成成分の伝熱量と気ほう成長時の微視的対流による伝熱量の和であることから、気ほう発生部分の熱負荷  $q_b$  は、

$$\begin{aligned}
 q_b &= q_s \left(1 - \frac{\tau_g}{\tau}\right) + q_g \frac{\tau_g}{\tau} \\
 &= \frac{\lambda (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub})}{\sqrt{2a}} \cdot \frac{\sqrt{\tau - \tau_g}}{\tau} \\
 &\quad + 0.664 \left(\frac{\lambda}{l}\right) Re_g^{0.5} Pr^{1/3} (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) \frac{\tau_g}{\tau} \\
 &\quad \dots\dots\dots (25)
 \end{aligned}$$

2.5 総合熱伝達

伝熱面における総合伝熱量は、式 (6) で表わされるように対流部分の伝熱量と気ほう発生部分の伝熱量の和であるから、総合熱負荷  $q_t$  は式 (6) に式 (18) および (25) を代入することにより

$$\begin{aligned}
 q_t &= 0.023 \left(\frac{\lambda}{De}\right) Re_i^{0.8} Pr^{0.4} (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) \\
 &\quad \times \left\{ \left[ \left(\frac{\gamma_l}{\gamma_g}\right) \frac{1}{S} - 1 \right] x + 1 \right\}^{0.8} \left(1 - \frac{\tau_g}{\tau}\right) \left(1 - \frac{A_b}{A_i}\right) \\
 &\quad + 0.0218 \left(\frac{\lambda}{De}\right) Re_i^{0.8} Pr^{0.47} \left(\frac{Pr}{Pr_w}\right)^{0.25} \\
 &\quad \times (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) \\
 &\quad \times \left\{ \left[ \left(\frac{\gamma_l}{\gamma_g}\right) \frac{1}{S} - 1 \right] x + 1 \right\}^{0.8} \exp \left[ f \left( \frac{P}{\epsilon} \right) \right] \frac{\tau_g}{\tau} \\
 &\quad \times \left(1 - \frac{A_b}{A_i}\right) \\
 &\quad + \frac{\lambda (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub})}{\sqrt{2a}} \cdot \frac{\sqrt{\tau - \tau_g}}{\tau} \cdot \frac{A_b}{A_i} \\
 &\quad + 0.664 \left(\frac{\lambda}{l}\right) Re_g^{0.5} Pr^{1/3} (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) \\
 &\quad \times \frac{\tau_g}{\tau} \cdot \frac{A_b}{A_i} \dots\dots\dots (26)
 \end{aligned}$$

3. 解析結果と実験結果の比較

強制対流表面沸騰における気ほうの挙動の実験結果<sup>7)</sup> を表 1 に示しているが、この結果と解析による計

表1 強制対流における核沸騰熱伝達の実験結果

実験番号	1	2	3	4	5	6	7
$q_{ex}$ , kcal/m <sup>2</sup> h	$3.32 \times 10^5$	$2.05 \times 10^5$	$3.59 \times 10^5$	$2.43 \times 10^5$	$3.53 \times 10^5$	$2.97 \times 10^5$	$3.98 \times 10^5$
$U_m$ , m/s	0.15	0.15	0.30	0.30	0.45	0.45	0.45
$\Delta T_{sat}$ , °C	21.5	18.1	21.0	18.6	20.5	19.0	20.4
$\Delta T_{sub}$ , °C	27.0	31.2	32.0	27.0	31.1	28.0	62.7
$N_e$ , 1/m <sup>2</sup>	$2.2 \times 10^5$	$1.6 \times 10^5$	$2.4 \times 10^5$	$1.6 \times 10^5$	$2.2 \times 10^5$	$1.8 \times 10^5$	$1.6 \times 10^5$
$D_d$ , m	$2.3 \times 10^{-3}$	$1.7 \times 10^{-3}$	$2.3 \times 10^{-3}$	$1.6 \times 10^{-3}$	$1.9 \times 10^{-3}$	$1.8 \times 10^{-3}$	$1.0 \times 10^{-3}$
$\tau$ , h	$7.22 \times 10^{-6}$	$5.84 \times 10^{-6}$	$6.68 \times 10^{-6}$	$3.89 \times 10^{-6}$	$4.45 \times 10^{-6}$	$4.45 \times 10^{-6}$	$2.78 \times 10^{-6}$
$\tau_g$ , h	$5.42 \times 10^{-7}$	$4.00 \times 10^{-7}$	$5.42 \times 10^{-7}$	$3.78 \times 10^{-7}$	$4.47 \times 10^{-7}$	$4.25 \times 10^{-7}$	$2.36 \times 10^{-7}$

算結果と比較してみる。

伝熱面に気泡が付着している状態をあらい面とみなすときの表面あらさにたいするピッチと高さは、

$$p = \frac{\tau}{\tau_g} D_i, \quad \varepsilon = D_{gm} \dots (27)$$

で表わせるから、ピッチと高さの比は式(12)と(27)より

$$\frac{p}{\varepsilon} = \frac{1}{K_m} \cdot \frac{\tau}{\tau_g} \cdot \frac{D_i}{D_d} \dots (28)$$

で表わされる。

また、気泡成長中の微視的対流の平均流速はつぎのように考える。図6に示すように、伝熱面離脱時の気泡が熱境界層内を占める体積を  $V_g$ 、これを熱境界層厚さ  $\delta_b$  で除した面積を  $A_a$  とすると、

$$V_g = \frac{\pi}{3} \delta_b^2 \left( \frac{3}{2} D_d - \delta_b \right) \dots (29)$$

$$A_a = \frac{V_g}{\delta_b} = \frac{\pi}{3} \delta_b \left( \frac{3}{2} D_d - \delta_b \right) \dots (30)$$

ここで、 $d$  をつぎのように定義すると、

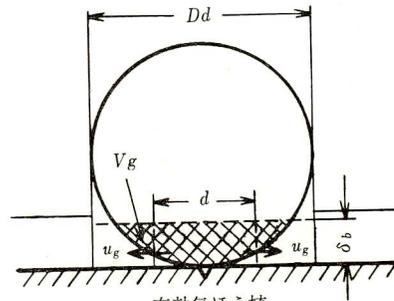


図6 微視的対流の平均流速

$$d = \sqrt{\frac{4}{\pi} A_a} = \sqrt{\frac{4}{3} \delta_b \left( \frac{3}{2} D_d - \delta_b \right)} \dots (31)$$

微視的対流の平均流速  $u_g$  は、

$$u_g = \frac{d}{2\tau_g} \dots (32)$$

となる。

前節の解析結果に上記の関係を代入したそれぞれの熱負荷の計算結果を表2に示す。表にはそれぞれの熱

表2 解析による計算結果

実験番号	1	2	3	4	5	6	7
$A_i$ , m <sup>2</sup>	$4.55 \times 10^{-6}$	$6.25 \times 10^{-6}$	$4.17 \times 10^{-6}$	$6.25 \times 10^{-6}$	$4.55 \times 10^{-6}$	$5.56 \times 10^{-6}$	$6.25 \times 10^{-6}$
$A_b$ , m <sup>2</sup>	$4.16 \times 10^{-6}$	$2.27 \times 10^{-6}$	$4.16 \times 10^{-6}$	$2.01 \times 10^{-6}$	$2.83 \times 10^{-6}$	$2.55 \times 10^{-6}$	$7.85 \times 10^{-7}$
$A_b/A_i$	0.915	0.363	0.998	0.322	0.623	0.458	0.126
$\tau_g/\tau$	$7.51 \times 10^{-2}$	$6.86 \times 10^{-2}$	$8.11 \times 10^{-2}$	$9.73 \times 10^{-2}$	$1.01 \times 10^{-1}$	$9.56 \times 10^{-2}$	$8.49 \times 10^{-2}$
$\varphi$	$5.1 \times 10^{-2}$	$1.9 \times 10^{-2}$	$6.0 \times 10^{-2}$	$2.3 \times 10^{-2}$	$4.7 \times 10^{-2}$	$3.3 \times 10^{-2}$	$0.8 \times 10^{-2}$
$U_g$ , m/s	0.165	0.183	0.162	0.168	0.159	0.164	0.196
$q_g \frac{\tau_g}{\tau} \frac{A_b}{A_i}$ , kcal/m <sup>2</sup> h	$3.49 \times 10^4$	$1.96 \times 10^4$	$4.43 \times 10^4$	$2.08 \times 10^4$	$3.83 \times 10^4$	$2.68 \times 10^4$	$1.83 \times 10^4$
$q_s \left(1 - \frac{\tau_g}{\tau}\right) \frac{A_b}{A_i}$ , kcal/m <sup>2</sup> h	$2.67 \times 10^5$	$1.21 \times 10^5$	$3.12 \times 10^5$	$1.19 \times 10^5$	$2.36 \times 10^5$	$1.63 \times 10^5$	$1.09 \times 10^5$
$q_r \frac{\tau_g}{\tau} \frac{A_b}{A_i}$ , kcal/m <sup>2</sup> h	$6.05 \times 10^4$	$2.20 \times 10^4$	$7.12 \times 10^4$	$2.75 \times 10^4$	$5.54 \times 10^4$	$3.84 \times 10^4$	$0.94 \times 10^4$
$q_b \frac{A_b}{A_i}$ , kcal/m <sup>2</sup> h	$3.02 \times 10^5$	$1.41 \times 10^5$	$3.56 \times 10^5$	$1.40 \times 10^5$	$2.74 \times 10^5$	$1.90 \times 10^5$	$1.27 \times 10^5$
$q_c \left(1 - \frac{A_b}{A_i}\right)$ , kcal/m <sup>2</sup> h	$5.69 \times 10^3$	$4.33 \times 10^4$	$2.56 \times 10^2$	$7.45 \times 10^4$	$6.51 \times 10^4$	$8.52 \times 10^4$	$2.54 \times 10^5$
$q_t$ , kcal/m <sup>2</sup> h	$3.08 \times 10^5$	$1.85 \times 10^5$	$3.57 \times 10^5$	$2.15 \times 10^5$	$3.40 \times 10^5$	$2.76 \times 10^5$	$3.81 \times 10^5$

負荷の計算に必要な数値も示してある。表2の総合熱負荷  $q_t$  は表1の実験による熱負荷  $q_{ex}$  にくらべると式(26)による計算結果の熱負荷がわずかに小さいが、簡単な熱伝達機構の模型から導いた解析式としては、計算値と実験値は良く一致しているといえる。

4. 考 察

4.1 干渉気ほう領域

有効気ほう核1個の影響面積が気ほう発生部分の面積より小さい場合、すなわち、有効気ほう核上で成長している気ほうが隣接の有効気ほう核から発生する気ほうに伝熱的ならびに流体力学的影響を与える場合の領域を干渉気ほう領域と定義する。

熱負荷の増加に伴って有効気ほう核数およびそれぞれの有効気ほう核からの気ほう発生数は増加する傾向があるので、干渉気ほう領域において、熱負荷の増加は気ほう相互間の干渉を強めることになる。したがって、この干渉が大きくなるほど成長中の気ほうを成長途中で伝熱面から離脱させることになるから、伝熱面離脱時気ほう径は次第に小さくなることになる。このことは、自然対流飽和沸騰における Gaertner-Westwater<sup>14)</sup> の実験結果とも一致している。

そこで、ここに述べる干渉気ほう領域と Gaertner らの実験結果から定義されている干渉気ほう領域とが同じものであるかどうかを確かめる。Gaertner らの孤立気ほう領域と干渉気ほう領域の境界の熱負荷は、約  $1.0 \times 10^5 \text{kcal/m}^2\text{h}$  であり、離脱時気ほう径は  $2.5 \times 10^{-3}\text{m}$  である。

いま、強制対流核沸騰における熱伝達の解析式は自然対流核沸騰の近似的関係も表わすので、大気圧下の自然対流飽和沸騰における孤立気ほう領域と干渉気ほう領域の境界の離脱時気ほう径を解析結果から算出してみる。

ここでは、

$$\Delta T_{sub} \doteq 0, \frac{A_b}{A_i} \doteq 1$$

を用いて、式(26)より

$$q = \frac{\lambda \Delta T_{sat} \cdot \sqrt{\tau - \tau_g}}{\sqrt{2a} \tau} + 0.664 \left( \frac{\lambda}{l} \right) Re_g^{0.5} Pr^{1/3} \Delta T_{sat} \cdot \frac{\tau_g}{\tau} \dots\dots\dots(33)$$

そして、実験結果より熱負荷  $1.0 \times 10^5 \text{kcal/m}^2\text{h}$  にたいする過熱度は  $15^\circ\text{C}$  であるから、式(33)と山根

ら<sup>15)</sup>の実験式

$$\tau = 2.5 \times 10^{-3} D_d \dots\dots\dots(34)$$

および式(8)から

$$D_d = 2.66 \left( \frac{\lambda \Delta T_{sat}}{\sqrt{ar\gamma_g}} \right) \sqrt{\tau_g} \dots\dots\dots(35)$$

の関係を用いて算出した離脱時の気ほう径は、 $2.9 \times 10^{-3}\text{m}$  となる。この値は Gaertner らの実験結果の平均値と良く一致しているので、Gaertner らの干渉気ほう領域について、熱伝達機構的に明確な説明が与えられた。

4.2 バーンアウト熱負荷

核沸騰熱伝達について解析した結果をバーンアウト現象の熱伝達まで拡張してみることにする。バーンアウトを生ずる気ほう発生状態は、図7に示すような Rohsenow-Griffith<sup>16)</sup> や Chang-Snyder<sup>17)</sup> の考えを取上げる。すなわち、図7(a)は伝熱面表面の気ほう配列

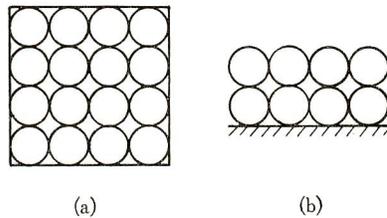


図7 バーンアウト時の気ほう配列

で、図7(b)は(a)を側面からみた配列であるから、

$$\frac{\tau_g}{\tau} = \frac{1}{2}, \frac{A_b}{A_i} \doteq 1$$

の関係と式(26)よりバーンアウト熱負荷  $q_{BO}$  は、

$$q_{BO} = \frac{\lambda(\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub})}{2\sqrt{2a}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\tau_g}} + 0.332 \left( \frac{\lambda}{l} \right) Re_g^{0.5} Pr^{1/3} (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) \dots\dots\dots(36)$$

したがって、式(8)および(32)より

$$q_{BO} = K' \frac{\lambda^2}{ar\gamma_g} \Delta T_{sat} (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) \frac{1}{D_d} \times \left\{ 0.354 + 0.432 Pr^{-2/3} \left( \frac{ar\gamma_g}{K' \lambda \Delta T_{sat}} \right)^{1/4} \right\} \dots\dots(37)$$

ここで、得られた式(37)と実験結果の例を比較してみる。系の圧力  $1.5 \text{ata}$  の強制対流表面沸騰における Gunther<sup>18)</sup> の実験結果からのバーンアウト熱負荷と実験条件より式(37)を用いて計算したバーンアウト熱負荷を表3に示す。

表3 Guntherの実験結果と計算結果

実験番号	1	2	3
$q$ , kcal/m <sup>2</sup> h	$3.8 \times 10^6$	$5.4 \times 10^6$	$1.1 \times 10^7$
$\Delta T_{sub}$ , °C	30	80	80
$D_d$ , m	$1.0 \times 10^{-3}$	$0.6 \times 10^{-3}$	$0.3 \times 10^{-3}$
$\Delta T_{sat}$ , °C	36	38	40
$q_{B0}$ , kcal/m <sup>2</sup> h	$3.0 \times 10^6$	$8.6 \times 10^6$	$1.7 \times 10^7$

ただし、過熱度は明示されていないので実験式<sup>10)</sup>より求めた。また、大気圧下の強制対流表面沸騰におけるバーンアウト熱負荷は、McAdams<sup>10)</sup>の実験結果によると表4に示すとおりであり、バーンアウトにおける伝熱面離脱時気ほう径をGaertnerらおよびGuntherの実験結果から求めて、式(37)よりバーンアウト熱負荷を算出した値も表4に示している。

表4 McAdamsの実験結果と計算結果

実験番号	1	2	3
$q$ , kcal/m <sup>2</sup> h	$5.5 \times 10^6$	$4.0 \times 10^6$	$3.0 \times 10^6$
$\Delta T_{sat}$ , °C	40	36	35
$\Delta T_{sub}$ , °C	56	28	11
$D_d$ , m	$0.7 \times 10^{-3}$	$0.9 \times 10^{-3}$	$1.0 \times 10^{-3}$
$q_{B0}$ , kcal/m <sup>2</sup> h	$6.3 \times 10^6$	$3.2 \times 10^6$	$2.0 \times 10^6$

以上のように、強制対流核沸騰における熱伝達の解析式をバーンアウト時の熱伝達にまで拡張した関係式からの計算結果と表3および表4のそれぞれの実験結果は良好な一致を与えることがわかった。

## 5. 結 言

強制対流表面沸騰における気ほうの挙動の観察結果から簡単な熱伝達機構のモデルを考え、伝熱面を気ほう発生部分と対流部分にわけて熱伝達の理論的解析を行なった。この解析結果は、強制対流表面沸騰の実験結果と良好な一致を示した。

また、バーンアウト現象まで拡張した解析結果は、強制対流表面沸騰時のバーンアウトにおける実験結果と比較され、この場合にもよい結果が得られた。

さらに、孤立気ほう領域と干渉気ほう領域の境界は、従来の実験的に求められていたものと同じであることから、従来の実験的なものに熱伝達機構による解釈を与えることができた。

なお、ここでは孤立気ほう領域のみを取扱ったが、

干渉気ほう領域についても気ほう相互間の干渉の影響を実験的にみいだすことができれば、孤立気ほう領域と同様の熱伝達機構でもって解析することができる。

## 文 献

- 1) J. A. Clark & W. M. Rohsenow: Local Boiling Heat Transfer to Water at Low Reynolds Number and High Pressure, Trans. ASME, 76, (1954-5), 553.
- 2) K. Nishikawa & K. Yamagata: On the Correlation of Nucleate Boiling Heat Transfer, Int. J. Heat Mass Transfer, 1, (1960), 219.
- 3) S. G. Bankoff: On the Mechanism of Subcooled Nucleate Boiling, Part I; Preliminary considerations, Part II; Sequential rate process model, Chem. Engng. Progr. Symp. Ser., 57, 32 (1961), 156, 164.
- 4) 佐藤・松村・岡田: 強制対流表面沸騰における気ほうの挙動について, (第1報), 日本機械学会関西支部第38期定時総会講演会講演論文集, (1963-3), 49.
- 5) 佐藤・松村・岡田: 強制対流表面沸騰における気ほうの挙動について, (第2報), 日本機械学会第714回講演会講演論文集, (1963-11), 93.
- 6) 佐藤・松村・岡田: 強制対流表面沸騰における気ほうの挙動について, (第3報), 日本機械学会関西支部第39期定時総会講演会講演論文集, (1964-3), 31.
- 7) 松村: 強制対流表面沸騰の伝熱機構についての一考察, 鹿大工学部研究報告, 5, (1965-9), 39.
- 8) 松村: 核沸騰における気ほう発生周期と伝熱面離脱時の気ほう径の関係について, 鹿大工学部研究報告, 6, (1966-9), 55.
- 9) 西川・楠田・山崎: 核沸騰における気ほうの成長と崩壊について, 日本機械学会論文集, 30, 216 (1964-8), 989.
- 10) W. H. McAdams: Heat Transmission, 3rd Ed., (1954), McGraw-Hill Co.
- 11) 松村: 強制対流核沸騰熱伝達の整理式, 鹿大工学部研究報告, 9, (1968-3), 17.
- 12) V. Gomelaui: Influence of Two-Dimensional Artificial Roughness on Convective Heat Transfer, Int. J. Heat Mass Transfer, 7, (1964), 653.
- 13) F. Kreith: Principles of Heat Transfer, (1960), Int. Textbook Co.
- 14) R. F. Gaertner & J. W. Westwater: Population of Active Sites in Nucleate Boiling Heat Transfer, Chem. Engng. Progr. Symp. Ser., 56, 30 (1960), 39.
- 15) K. Yamagata, F. Hirano & K. Nishikawa: Nucleate Boiling of Water on the Horizontal

- Heating Surface, The Memoirs of the Faculty of Engng. Kyushu Univ., 15, 1 (1955), 79.
- 16) W. M. Rohsenow & P. Griffith: Correlation of Maximum-Heat-Flux Data for Boiling of Saturated Liquids, Chem. Engng. Progr. Symp. Ser., 52, 18 (1956), 47.
- 17) Y. P. Chang & N. Y. Snyder: Heat Transfer in Saturated Boiling, Chem. Engng. Progr. Symp. Ser., 56, 30 (1960), 30.
- 18) F. C. Gunther: Photographic Study of Surface-Boiling Heat Transfer to Water with Forced Convection, Trans. ASME, 73, 2 (1951-2), 115.
- 19) 佐藤・松村：強制対流 表面沸騰の熱伝達について, 日本機械学会論文集, 28, 195 (1962-11), 1542.