

# MEMS 技術を用いて作製した人工キャビティ付き 伝熱面による核沸騰現象の実験的研究

佐藤 隆登<sup>†</sup> 小泉 安郎<sup>‡</sup> 大竹 浩靖<sup>‡</sup>

## Experimental Study on Fundamental Phenomena of Nucleate-Boiling by Using Heat Transfer Surface with Artificial Cavities Created by MEMS Technology

Takato SATO<sup>†</sup>, Yasuo KOIZUMI<sup>‡</sup> and Hiroyasu OHTAKE<sup>‡</sup>

### Abstract

Pool nucleate boiling heat transfer experiments were performed for water by using a well-controlled and -defined heat transfer surfaces in the range of the surface heat flux of  $\sim 4.54 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ . One or three cavities were created on a mirror-finished silicon plate of 0.525 mm thickness by utilizing the Micro-Electro Mechanical Systems (MEMS) technology. In present experiments, the cavities were arranged in a straight line. The silicon plate was placed facing up at the bottom of the test container filled with distilled water. The back side of the silicon plate was irradiated by a laser beam to heat up the test heat transfer surface. The back side temperature was measured with a radiation thermometer. A boiling state was recorded with a high speed video camera. Thermal interaction between neighboring cavities became weak as the cavity spacing became wide and it disappeared when  $S/L_c = 1.6$  in present experimental range. Four bubble coalescence patterns; vertical, horizontal and declining coalescence and vertical lift (no coalescence), were confirmed. When  $S/L_c \geq 1.6$ , horizontal and declining coalescence disappeared. When the cavity spacing was narrow, hydraulic interaction between neighboring cavities played an important role in heat transfer. It became less important as the cavity spacing became wide. When  $S/L_c \geq 1.2$ , the hydraulic interaction between neighboring cavities became negligible and phase change heat transfer took a main part.

**Key Words:** Nucleate boiling, Bubble behavior, MEMS, Artificial cavity

### 記号

$A$	: 加熱面積	[m <sup>2</sup> ]	$Pr$	: プラントル数	
$C_{cj}$	: 温度相関関数		$Q$	: 全伝熱量	[W]
$D_b$	: 平均離脱気泡径	[m]	$Q_{bubble}$	: 相変化による熱輸送量	[W]
$f$	: 平均気泡離脱周波数	[Hz]	$Q_{conve}$	: 流体対流による熱輸送量	[W]
$g$	: 重力加速度	[m/s <sup>2</sup> ]	$Q_{laser}$	: レーザーによる加熱量	[W]
$Gr$	: グラスホフ数		$Q_{loss}$	: 伝熱面半径方向熱損失量	[W]
$h$	: 熱伝達率	[W/m <sup>2</sup> K]	$q$	: 熱流束	[W/m <sup>2</sup> ]
$h_{lg}$	: 蒸発潜熱	[J/kg]	$R_c$	: キャビティ開口半径	[m]
$h_o$	: 自然対流熱伝達率	[W/m <sup>2</sup> K]	$R_{cj}$	: 温度相関係数	
$k$	: 熱伝導率	[W/mK]	$R_e$	: 平衡球形気泡半径	[m]
$L_c$	: ラプラス長さ	[m]	$r$	: 温度変動の標準偏差	
$n$	: 測定点数		$r_{laser}$	: レーザー照射半径	[m]
$Nu$	: ヌッセルト数		$S$	: キャビティ間隔	[m]

受付日: 2007年3月20日, 第43回日本伝熱シンポジウムより受付, 担当: 門出政則

<sup>†</sup> 工学院大学大学院 機械工学専攻 (〒192-0015 東京都八王子市中野町 2665-1)

<sup>‡</sup> 工学院大学工学部 (〒192-0015 東京都八王子市中野町 2665-1)

$T$	: 温度	[K]
$\bar{T}$	: 測定時間平均温度	[K]
$V_b$	: 離脱気泡体積	[m <sup>3</sup> ]
$X$	: 直線上のキャビティ位置	[m]
$x$	: 伝熱面代表長さ	[m]
$\beta$	: 体膨張係数	[1/K]
$\delta$	: 伝熱面厚さ	[m]
$\Delta T$	: 過熱度	[K]
$\Delta x$	: 伝熱面半径方向熱損失量 算出のための2点間距離	[m]
$\theta$	: 接触角	[rad]
$\mu$	: 粘性係数	[kg/(m·s)]
$\nu$	: 動粘性係数	[mm <sup>2</sup> /s]
$v$	: 比容積 [式(4)]	[m <sup>3</sup> /kg]
$\rho$	: 密度	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	: 表面張力	[N/m]
$\psi_t$	: 温度相互干渉強度	[1/m]

添字

$b$	: 気泡
$c$	: キャビティ直下点
$g$	: 気相
$in$	: レーザー照射範囲内
$j$	: キャビティ周囲の任意点
$l$	: 液相
$out$	: レーザー照射範囲外
$sat$	: 飽和
$w$	: 加熱壁面

1 緒言

沸騰伝熱は高い熱伝達率を有するため、高温物体の効率良い冷却技術として広く利用されてきている。そのため沸騰現象の研究は日本を含め世界各国で60~70年の長きにわたって続けられてきている。しかしながら通常伝熱面の沸騰には、表面粗さ、キャビティの形やサイズなどの表面状態、表面の濡れ性、対流、熱伝導、相変化、気泡挙動などの Fig. 1 に示すような物理的特性や熱特性などが大きな影響を持ち、互いにかみ合っている。また、その中には強い非線形性を持つ難解な現象も含まれている。それゆえ、沸騰現象は非常に複雑であり、多くの未解明な部分を残している。

Kenning ら [1]は、伝熱面に 28.1 mm×40.8 mm、厚さ 0.13 mm のステンレス板を用い、これを水プール内で通電加熱し、伝熱面より発生する気泡の挙動を観察した。また、伝熱面裏面に設置した液晶の色の変化 (104 °C で赤色~123 °C で緑色) から伝熱面過熱度の分布や気泡による過熱度の変化を計測した。伝熱面はマイクロ液膜の蒸発によって冷却される。その伝熱面過熱度は、キャビティからの気泡の生成と離脱によって変動し、マイクロ液膜の蒸発に影響を及

ぼしている。伝熱面を冷却するマイクロ液膜蒸発の影響範囲は、キャビティから成長する気泡の最大半径以内であり、その範囲から離れるほど、伝熱面を冷却する効果は小さくなると述べている。

Judd [2]らはガラス板に酸化錫を塗布し、通電加熱し、沸騰実験を行っている。活発な沸騰挙動を示す複数のキャビティに着目し、それらのキャビティ間隔  $S$  を平均離脱気泡径  $D_b$  で除した無次元数  $S/D_b$  を用いて、キャビティ間隔の沸騰様相への影響を整理している。 $S/D_b < 1$  のとき、連続発泡している活性なキャビティは周囲の不活性なキャビティ内に気泡核を供給し発泡を促進させる。また  $1 < S/D_b < 3$  では、気泡発生の活発なキャビティは周囲のキャビティに対し発泡を抑止する。 $S/D_b > 3$  では、キャビティ間の干渉は無いと、3領域に区別している。

庄司ら[3-7]は、DRIEなどのマイクロマシニング技術を利用して、単一キャビティや複数キャビティをシリコンウェハ上に加工し、人為的に規格統一された伝熱面を作製し、プール沸騰実験を行った。隣接するキャビティとの間隔が気泡離脱周期、離脱気泡へ持つ影響の非線形性について論じている。また、沸騰現象における気泡核干渉を流体的影響、伝熱面温度変動の影響、気泡合体による影響の3つに分類している。

本研究では、鏡面仕上げされたシリコンウェハに MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) 技術を用いて、形状やサイズ、また間隔を統一したキャビティを作製し、沸騰へ影響を及ぼす影響因子に差異が出ない状況を作り出し、境界条件を明確にする。この伝熱面に対し、キャビティ間隔をパラメーターにした沸騰実験を行い、庄司らの研究を参考にしつつ、沸騰現象へのキャビティ間隔の影響を実験的に解明することを目的としている。

2 実験

2.1 人工キャビティ作製方法

伝熱面には、表面を鏡面仕上げした厚さ 0.525 mm のシリコンウェハを用いた。庄司らは核沸騰が安定に継続する人工キャビティ形状を調べている[3-4]。その結果を参考にして、このシリコンウェハ表面上に、径 10 μm、深さ 40 μm の円筒状深穴を掘り、これをキャビティとした。

人工キャビティ作成手順を Fig. 2 に示す。ガラス板にクロム薄膜を形成したクロムマスクに SEM (走査電子顕微鏡) と電子線描画装置を用いてキャビティのパターンを転写し、次にウェットエッチングにより、キャビティ部分のクロム薄膜を溶かす。続いてシリコンウェハにレジストを塗布し、その上からキャビティパターン付クロムマスクを重ね、マスクアライナー装置により紫外線を照射する。感光したレジスト部分を現像液で溶かし乾燥する。これによ

りシリコンウェハ上のレジストにキャビティパターンが転写される。このシリコンウェハを DRIE 装置に設置し、ドライエッチングを行う。このとき、反応性イオンによりキャビティとなる円筒形穴が深く掘られていく。最後にレジストを O<sub>2</sub> プラズマで除去し、ウェハを洗浄・乾燥する。このシリコンウェハをダイシング装置を用いて 20 mm×20 mm に裁断する。

本報では単一キャビティの場合、及び、Fig. 3 に示すように 3 キャビティを直線上に配置し、キャビティ間隔  $S$  を 1 mm~4 mm の範囲で変化させた場合について沸騰実験を行った。

2.2 実験装置及び実験方法

Fig. 4 に実験装置概要を示す。20 mm×20 mm に裁断された伝熱面は、ポリイミド樹脂プレートに接着され、その樹脂板は真鍮製アダプタに固定される。そのアダプタは Fig. 4 に示すように密閉沸騰テスト容器底部に取り付けられる。伝熱面上部には、液面動揺を抑制することを目的としてポリカーボネート製フェンスが設置されている。沸騰テスト容器は高さ 230 mm、断面 200 mm×200 mm の真鍮製密閉容器である。側面には観察用窓があり、容器には水加熱用ヒーター、容器内圧力調整用の水冷却凝縮器が取り付けられている。伝熱面加熱は伝熱面裏面に半導体レーザーを照射することにより行った。この裏

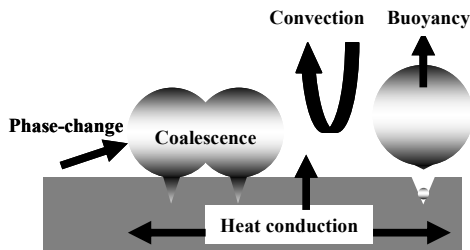


Fig. 1 Effect factors of boiling.

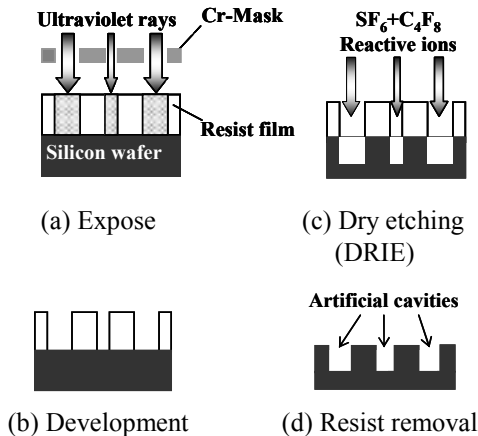


Fig. 2 Process of artificial cavity fabrication.

面はつや消し黒色スプレーで吹き付け着色され、放射率を 0.98 とした。

精製水を沸騰容器内へ注ぎ込み、ヒーターにより加熱する。水温は K 型熱電対により測定され、沸騰容器内圧力は圧力計により測定される。伝熱面裏面温度は、温度分解能 0.08 K、時間分解能 3 ms/line の赤外線放射温度計によって測定される。水温加熱ヒーターと凝縮器により容器内を 0.1 MPa の飽和状態に保ちつつ伝熱面裏側を半導体レーザーにより加熱する。所定の値まで伝熱面加熱量を徐々に増加させる。伝熱面裏面温度と沸騰状態が完全に安定した後、容器内の温度と圧力を記録、また、高速度ビデオカメラを赤外線放射温度計と同期させ、伝熱面裏面温度測定と人工キャビティより発生する気泡挙動の撮影を行った。

3 実験結果及び考察

3.1 人工伝熱面の沸騰特性

実験により得られた測定結果を沸騰曲線の形で Fig. 5 に示す。尚、レーザー照射部から熱伝導により損失する熱量を式(1)により求めた。

$$Q_{loss} = k \frac{\overline{T}_{in} - \overline{T}_{out}}{\Delta x} 2\pi r_{laser} \delta \quad (1)$$

ここで、 $\overline{T}_{in}$  はレーザー照射範囲内の任意点における測定時間 1 秒間の時間平均温度であり、 $\overline{T}_{out}$  はレーザー照射範囲外の任意点における同じく時間平均温度である。また、それら 2 点間の距離を  $\Delta x$  としている。

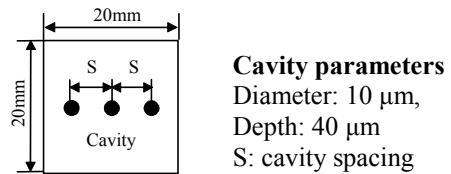


Fig. 3 Cavity pattern on silicon wafer.

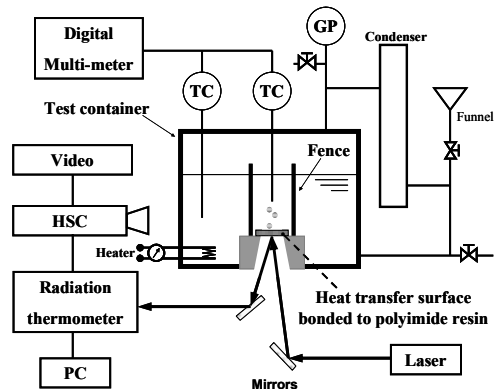


Fig. 4 Experimental apparatus.

Fig. 5 中, 上向水平板自然対流熱伝達の関係は次式により求めた.

$$Nu = 0.54(Gr \cdot Pr)^{1/4}, \quad (2)$$

ここで,  $Nu = hx/k$  はヌッセルト数,  $Gr = g\beta(T_w - T_\infty)x^3/\nu^2$  はグラスホフ数であり,  $Pr$  はプラントル数である. 尚, 本実験条件は層流の  $10^4 < Gr \cdot Pr < 10^9$  の範囲内にある[8-9].

Fig. 5 中, プール核沸騰の関係は, 式(3)で表される Rohsenow 相関式[10]によった. ここで, 係数  $C_{sf} = 0.013$  とした.

$$\frac{C_l \Delta T_{sat}}{h_{lg} Pr^{1.7}} = C_{sf} \left[ \frac{q}{\mu_l h_{lg}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \right]^{0.33}, \quad (3)$$

また, Fig. 5 中の沸騰開始(ONB)温度は以下の手順で求めている. 液中に, 半径  $R_e$  の気泡が平衡的に存在するために必要とされる液過熱度は, 次式で示される[11].

$$\Delta T_{sat} = \frac{2\sigma(v_g - v_l)T_{sat}}{h_{lg} R_e}. \quad (4)$$

ここで, 比容積  $v (=1/\rho)$  である. このときのキャビティ開口半径 (本実験の場合, キャビティ円筒穴径) を  $R_c$  とする. キャビティ上に半球として存在する気泡の頂部の液温が式(4)で与えられる値よりも大きくなったとき, 気泡が成長し始めるとする[12]と気泡成長開始, すなわち沸騰開始時の壁面過熱度  $(\Delta T_{sat})_{ONB}$  と  $R_c$  の関係は次式で与えられる[13].

$$(\Delta T_{sat})_{ONB} = \frac{2\sigma(\rho_l - \rho_g)T_{sat}}{\rho_l \rho_g h_{lg}} \left( \frac{\sin \theta}{R_c} \right) \times \frac{1}{\left[ 1 - \frac{h}{k_l} \left( \frac{R_c}{\sin \theta} \right) (1 + \cos \theta) \right]} \quad (5)$$

ここで, 液の接触角  $\theta$  である. 本実験で予備的に行なったキャビティ無し, 算術平均平面粗さが  $0.01 \mu\text{m}$  以下の鏡面仕上げシリコンウェハを伝熱面とした実験では, 気泡の発生は確認されていない. この場合の測定結果が, Fig. 5 において黒丸プロット付きの実線で示されており, 自然対流熱伝達の関係と同一傾向を示している.

キャビティを施した人工伝熱面を用いた実験では, 全て加熱熱流束上昇に伴いキャビティより気泡の発生が見られた. Fig. 5 中, 人工キャビティを有する測定点は全て気泡の発生の見られた結果である. この場合の実験での沸騰開始温度は式(5)の予測値に近い. 沸騰開始後の熱流束と過熱度の関係は破線

で示された式 (3) による核沸騰相関式の関係と同様の傾向を示している. これらの結果より, 核沸騰下において, 人工キャビティ付き人工伝熱面は通常伝熱面と同様の挙動を示すことが確認できる.

### 3.2 キャビティ間温度相互干渉

トリプルキャビティの伝熱面温度変動を Fig. 6 に示す. 以下, 伝熱面温度は測定された伝熱面裏面温度である. 熱伝導計算から, 裏面温度と表面温度の差は無視できる程度であることを確認している. Fig. 6 は,  $S = 3 \text{ mm}$ ,  $q = 4.54 \times 10^4 \text{ W/m}^2$  の結果を示す. Fig. 6 (a)は, Center キャビティから Right キャビ

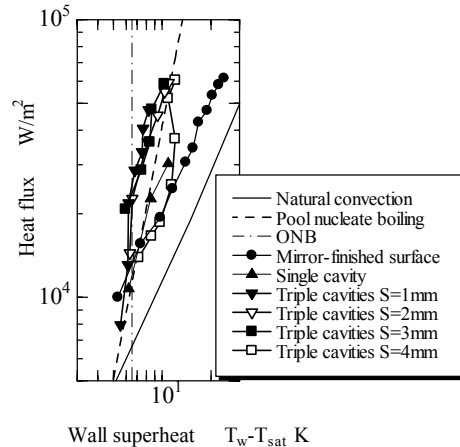
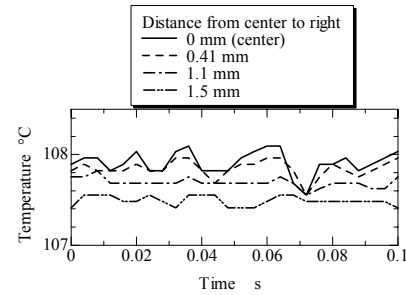
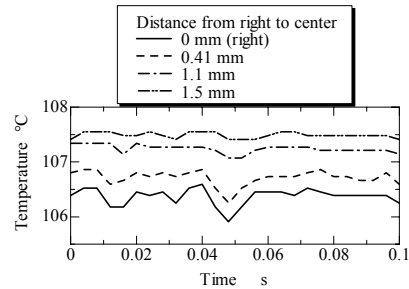


Fig. 5 Boiling curve of artificial cavities.



(a) Center to right



(b) Right to center

Fig. 6 Surface temperature fluctuation (Triple  $S = 3 \text{ mm}$ ).

ティの間である 1.5 mm 位置までの 4 位置における伝熱面変動である。また同様に Fig. 6 (b)は Right キャビティから Center キャビティへの中間位置 1.5 mm までの 4 位置における伝熱面温度変動である。

Fig. 6 (a), (b) より伝熱面温度変動の振幅はキャビティ直下点において最も大きく、キャビティから離れるにつれ、温度変動は小さくなっていることがわかる。伝熱面温度変動は気泡の生成・離脱によりもたらされているものと考えられる。

気泡の発生・離脱・合体の影響によって生ずる伝熱面温度変動を表す指標として、キャビティ直下とその周囲位置の間の伝熱面温度変動相関係数を式(6)により求めた[5].

$$R_{cj} = \frac{C_{cj}}{r_c r_j} \tag{6}$$

ここで、 $C_{cj}$  は温度変動の相関係数

$$C_{cj} = \frac{\sum_{i=1}^n (T_c^i - \bar{T}_c)(T_j^i - \bar{T}_j)}{n} \tag{7}$$

であり、添え字  $c$  はキャビティ直下点、添え字  $j$  は、キャビティ周囲の任意点である。また、 $r$  は式(8)により求められる温度変動の標準偏差である。

$$r = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (T^i - \bar{T})^2}{n}} \tag{8}$$

Fig. 7 に、単一キャビティと、3 キャビティ (キャビティ間隔  $S = 1 \text{ mm}, 2 \text{ mm}, 3 \text{ mm}, 4 \text{ mm}$ ) の場合の式 (6) により求めた温度相関係数を示す。横軸は、Center キャビティの位置を 0 mm とした。

Fig. 7 (a) で、単一キャビティの場合、キャビティ中心から 2 mm 以上離れると、伝熱面温度はキャビティから発生する気泡によって影響を受けないことがわかる。3 キャビティの Fig. 7 (b), (c), (d) (キャビティ間隔  $S = 1, 2, 3 \text{ mm}$ ) の場合、隣接するキャビティの温度相関係数同士が重なり合う領域があり、隣接する気泡核によって伝熱面温度が影響を受けあっている状況が見てとれる。キャビティ間隔が 4 mm と広い Fig. 7 (e) では、温度相関係数の重なり合う領域が、特に Center キャビティと Right キャビティ間で明確であるが、実質的に無くなっており、隣接するキャビティ間で気泡核干渉が消滅している。

また、式(6)により求めた温度相関係数を用い、3 キャビティの場合の隣接するキャビティ間で生じる温度相互干渉の強度を以下の式より求めた[6].

$$\psi_t = \frac{\sum_{i=x(1)}^{x2} R_{cj} + \sum_{j=x2}^{x3} R_{cj}}{X_3 - X_{(1)}} \tag{9}$$

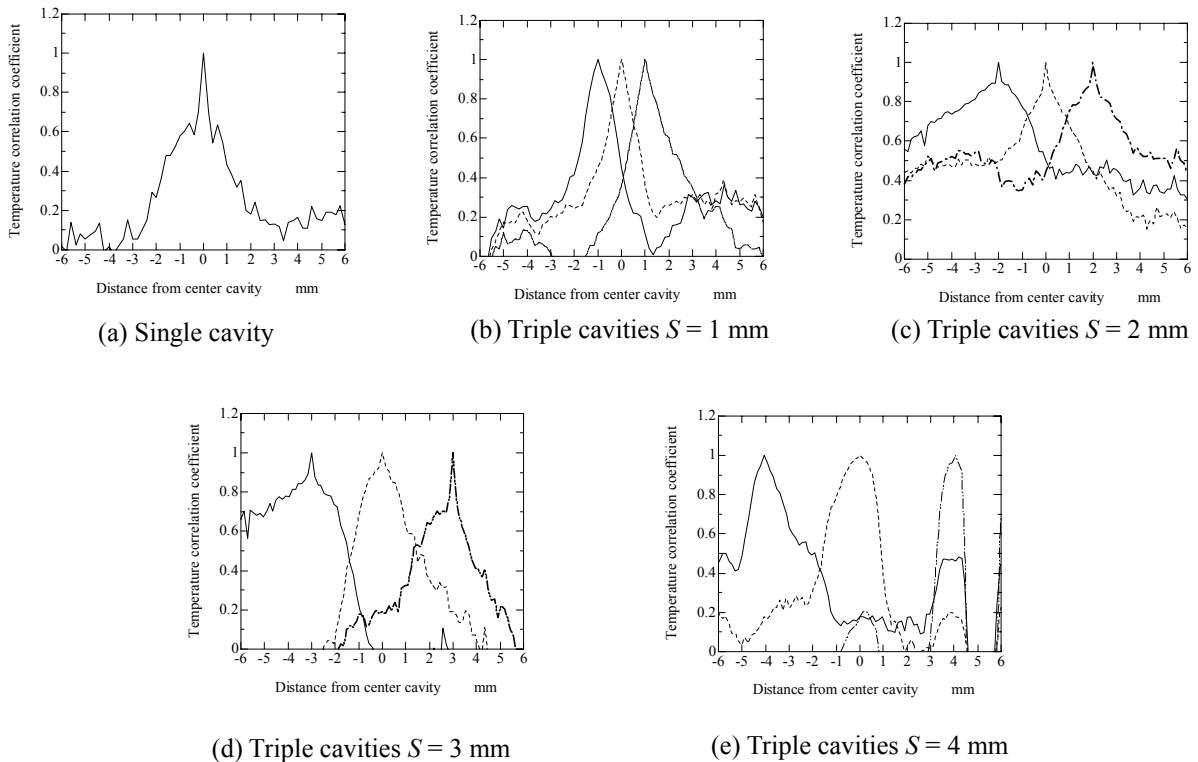


Fig. 7 Correlation coefficient of temperature fluctuation.

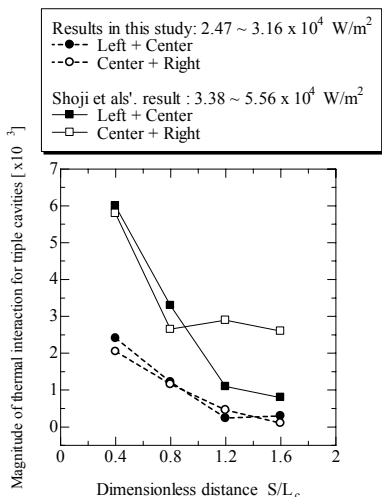


Fig. 8 Intensity of thermal interaction.

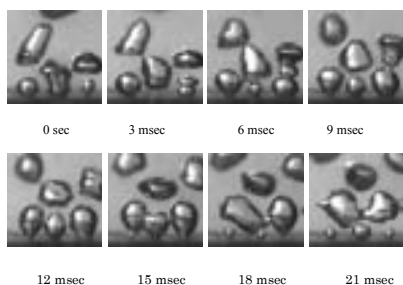


Fig. 9 Bubble behavior from triple cavities.

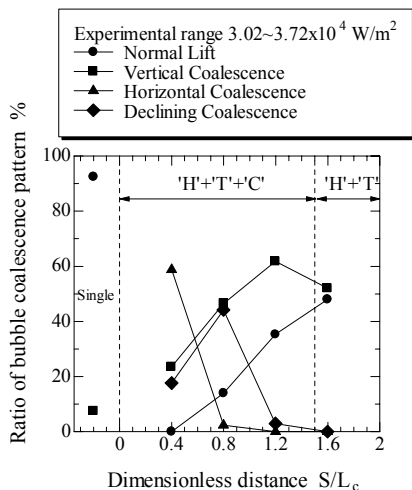


Fig. 10 Bubble coalescence.

Right キャビティと Center キャビティ間の温度相互干渉を求める場合、 $X_1$ は Right キャビティ、 $X_3$ は Center キャビティ、 $X_2$ はその中間点とした。Center キャビティと Left キャビティ間の温度相互干渉を求める際にも、 $X_2$ を中間点として求めた。

キャビティ間隔の変化に伴う、温度干渉の強度の変化を Fig. 8 に示す。同図でキャビティ間隔  $S$  を次

式のラプラス長さ、

$$L_c = \sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_g)} \tag{10}$$

で除した無次元間隔を横軸にとった。Center と Right キャビティ間、Center と Left キャビティ間、共に温度相互干渉の影響は、キャビティ間隔  $S=2\text{ mm}$  で急激に弱くなり、それからキャビティ間隔が広がるほど、徐々に温度相互干渉の影響力が小さくなっていくことがわかる。Fig. 8 中には、同様にして求められている庄司ら [6] の実験結果も比較のため示されている。本実験の場合と同様の傾向が得られている。尚、庄司らの実験では、本実験より熱流束が高く、従って、温度干渉の強度は本実験の場合より大きな値となっていると考えられる。

### 3.3 気泡合体

Fig. 9 に 3 キャビティの場合の気泡挙動画像例を示す。これらの画像から、気泡合体には、庄司ら [7] が述べているように、以下の 4 つの様式があることがわかった。

- Normal Lift : 同一キャビティ上で先行気泡と後続気泡が合体せず離脱する。
- Vertical coalescence : 同一キャビティ上で先行気泡と後続気泡が合体する。
- Declining coalescence : あるキャビティより離脱した気泡と、隣接するキャビティ上で成長する気泡が、斜めに合体する。
- Horizontal coalescence : 隣接するキャビティより生成中の気泡同士が合体する。

単一キャビティと 3 キャビティの場合においてほぼ同一の熱流束 (約  $3.0 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ ) 条件で、気泡の合体様式別にその発生頻度を比較、整理した結果を Fig. 10 に示す。

単一キャビティでは、合体せずに気泡離脱が生じる normal lift がほとんどであるのに対し、3 キャビティでは活発な気泡合体が生じている。キャビティ間隔が狭い場合、横合体の割合が大きく、直上合体、斜め合体がそれに続き、合体の生じない normal lift は無い、キャビティ間隔が広がるにつれ、横合体が無くなり、斜め、直上合体の割合が増え、ついで斜め合体もなくなる。キャビティ間隔が  $4\text{ mm}$  の場合 ( $S/L_c = 1.6$ ) でも、単一キャビティの場合ではほとんど生じていない直上合体が 50% 程の割合で生じている。

Fig. 10 に、庄司ら [5] により述べられた以下に示す気泡核干渉の 3 つの主要影響因子 ‘H’, ‘T’, ‘C’, の発生領域が併記されている。

- ‘H’: 気泡間の流体的相互干渉
- ‘T’: 気泡核間の温度相互干渉
- ‘C’: Horizontal と Declining の気泡合体による相互干渉

$S/L_c = 1.6$  で 'C' が消滅していることは、庄司らの結果と同じである。Fig. 7 (e) に示すように、 $S/L_c = 1.6$  では、本実験では 'T' は消滅すると見なせるが、これは、庄司らの場合に比べ熱流束が低いことによると考えられる。

### 3.4 対流熱伝達

Fig. 9 に示す高速度カメラにより撮影した気泡挙動画像から、気泡の離脱径と離脱周期を求めた。ここで、離脱直前のキャビティ上の気泡の水平方向幅を気泡径とした。Fig. 11 にキャビティ間隔  $S = 4$  mm、熱流束  $q = 1.86 \times 10^4$  W/m<sup>2</sup> 時の気泡径の時間変化を示す。尚、気泡離脱直後気泡径をゼロとした。

Fig. 11 から、各キャビティ上の気泡の成長と離脱は、各キャビティ間で時間差を持って行われていることがわかる。キャビティ間隔の変化に伴う平均気泡離脱周波数を Fig. 12 に示す。また、キャビティ間隔の変化に伴う平均離脱気泡径の変化を Fig. 13 に示す。Fig. 12 では、各キャビティ毎に同時刻の 0.3 秒間で気泡離脱周波数を求め、3 つのキャビティの平均を平均離脱周波数とした。Fig. 13 においては、0.3 秒間にすべてのキャビティから離脱する気泡の離脱気泡径を測定し、その径の平均値を平均離脱気泡径とした。Fig. 12, 13 よりキャビティ間隔が小さいほど、気泡が十分成長する前に離脱していることがわかる。Fig. 10 に示されているように、キャビティ間隔が狭いほど、キャビティ間で気泡の横、斜め合体が活発に生じ、キャビティ間で影響しあつて気泡離脱が促進されていると考えられる。

Fig. 13 の平均離脱気泡径を用いて、気泡を真球として気泡体積を算出し、また Fig. 12 の平均離脱周波数を用いて、相変化による伝熱面からの熱輸送量を式(11)より求めた。

$$Q_{bubble} = V_b \rho_g h_{lg} f \tag{11}$$

この  $Q_{bubble}$  と、レーザーによる照射熱量  $Q_{laser}$  と、伝熱面外周方向への熱伝導放熱量  $Q_{loss}$  から人工キャビティ付き伝熱面の対流熱伝達率は、以下の式により求められ、

$$h = \frac{Q_{laser} - Q_{bubble} - Q_{loss}}{(\overline{T_w} - T_l)A} \tag{12}$$

Fig. 5 に示したキャビティ無し伝熱面の熱流束  $2.63 \times 10^4$  W/m<sup>2</sup> 時の自然対流熱伝達率  $h_o$  で式(12)の値を除し、 $S/L_c$  に対して Fig. 14 に示す。

Fig. 14 で、 $h/h_o$  は  $S/L_c < 1.2$  では 1 より大きく、気泡の攪拌効果が大きいことがわかる。一方、 $S/L_c > 1.2$  では  $h/h_o < 1$  であり、気泡の攪拌効果は無視できる程度であることがわかる。尚、 $h/h_o$  が 1 以下となる

ことは、 $h_o$  を気泡の存在する場所を含めた加熱面全体に対し定義していることによる。

レーザーによる照射熱量  $Q_{laser}$  から熱伝導放熱量  $Q_{loss}$  を差し引いた全伝熱量を  $Q$  とし、対流による伝熱量を  $Q_{conve} = Q - Q_{bubble}$  を求め、 $Q_{bubble}/Q$ ,  $Q_{conve}/Q$  と  $S/L_c$  の関係を Fig. 15 に示す。 $S/L_c < 1.2$  では対流成分  $Q_{conve}/Q$  が熱伝達の主要部を占めているのに対し、 $S/L_c > 1.2$  では相変化成分  $Q_{bubble}/Q$  が主要部を占めていることがわかる。

以上の結果は、伝熱面熱流束の大きさによる影響も考慮する必要がある。今後の検討課題である。鳥飼の指摘によれば[14]、低熱流束域では気泡攪乱、顕熱輸送の効果が大きく、熱流束の増大とともに潜熱輸送の効果が大きくなる。

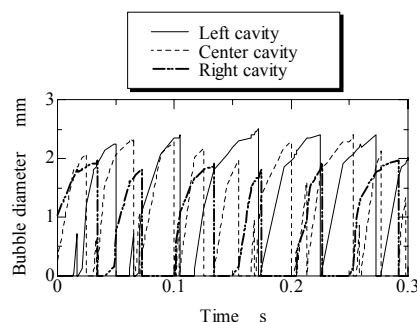


Fig. 11 Bubble diameter variation with time.

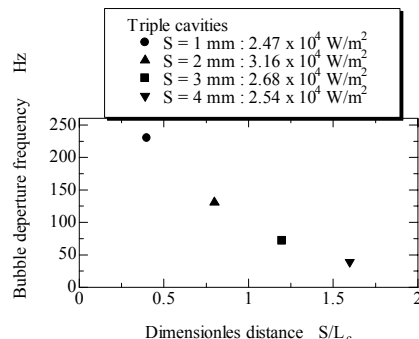


Fig. 12 Bubble departure frequency.

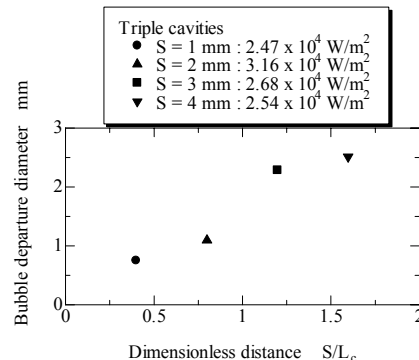


Fig. 13 Bubble departure diameter.

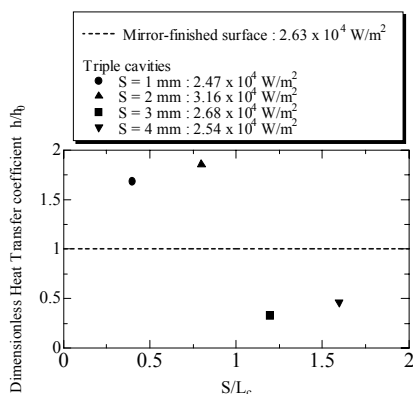


Fig. 14 Bubble agitation effect.

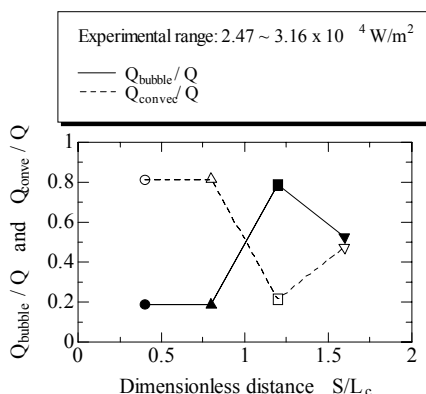


Fig. 15 Relation between phase change and convective heat transfer.

#### 4 結論

MEMS 技術を用いてキャビティ開口径 10  $\mu\text{m}$ 、深さ 40  $\mu\text{m}$  の円筒形キャビティを平滑なシリコンウェハ上に作製し、またキャビティ間隔を 1 mm ~ 4 mm まで変化させ、それを伝熱面として用い、熱流束  $\sim 4.54 \times 10^4 \text{ W/m}^2$  の範囲でプール沸騰熱伝達実験を行い以下の結論を得た。

- (1) キャビティ直下・周囲の温度変動の関係から、キャビティ間隔が広がるほど熱的隣接気泡核間干渉の度合いが小さくなることを確認した。本実験範囲では  $S/L_c = 1.6$  ではほぼ熱的干渉は消滅していた。
- (2) 気泡の合体には 4 パターンあることを確認し、 $S/L_c \geq 1.6$  より Horizontal coalescence と Declining coalescence の気泡合体が無くなることがわかった。
- (3) 低熱流束域において、 $S/L_c > 1.2$  より隣接気泡間の流体的な干渉が小さくなることがわかった。

#### 謝辞

本研究を進めるに当たり神奈川大学教授 庄司正弘氏、東京大学 渡辺誠氏、東京大学大学院 丹下学氏、カルフォルニア大学サンディエゴ校 Surapong Chatpun氏に御指導を頂きました。また、実験を行うにあたり元 工学院大学工学部機械工学科 学生 小原和也氏、玉置暢幸氏、波照間諒氏にご協力を頂きました。ここに謝意を表します。

#### 参考文献

- [1] Kenning, D. B. R. and Yan, Y., "Pool boiling heat transfer on a thin plate: features revealed by liquid crystal thermography", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. **39**, No. 15 (1996), 3117-3137.
- [2] Judd, R. L. and Chopra, A., "Interaction of the Nucleation Processes Occurring at Adjacent Nucleation Sites," *Trs. of the ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol. **115** (1993), 955-962.
- [3] 安井康二, 庄司正弘, "単一キャビティからの発泡特性", 第 39 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (2002), 721-722.
- [4] Shoji, M. and Takagi, Y., "Bubbling features from a single artificial cavity," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. **44** (2001), 2763-2776.
- [5] Zhang, L. and Shoji, M., "Nucleation site interaction in pool boiling on the artificial surface," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. **46** (2003), 513-522.
- [6] Chatpun, S., Watanabe, M. and Shoji, M., "Nucleation site interaction in pool nucleate boiling on a heated surface with triple artificial cavities," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. **47** (2004), 3583-3587.
- [7] Chatpun, S., Watanabe, M. and Shoji, M., "Experimental study on characteristics of nucleate pool boiling by the effects of cavity arrangement," *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. **29** (2004), 33-40.
- [8] Fujii, T., Imura, H., "Natural Convection Heat Transfer from a Plate with Arbitrary Inclination," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. **15** (1972), 755.
- [9] Lloyd, J. P., Morran, W. R., "Natural Convection Adjacent to Horizontal Surface of Various Planforms," *ASME Pap. 74-WA/HT-32*.
- [10] Rohsenow, W. M., "A Method of Correlating Heat Transfer Data for Surface Boiling Liquids," *Trans. ASME*, Vol. **74** (1951), 969.
- [11] 棚澤一郎, 西尾茂文, 前川透, 伝熱工学 (1989), 83, 朝倉書店.
- [12] Bergles, A. E. and Rohsenow, W. M., "The determination of forced-convection surface-boiling heat transfer," *ASME Ser. C*, **86** (1964), 372.
- [13] 大竹浩靖, 井上成実, 小泉安郎, "超音波を用いた核沸騰開始温度の低減化に関する研究",



日本機械学会論文集 (B 編), 63-614 (1997),  
3353-3361.

[14] 日本機械学会編, 沸騰熱伝達と冷却 (1989),  
46-49, 日本工業出版.