

國立交通大學

機械工程學系

碩士論文

矽微米線陣列上之池沸騰臨界熱通量

Critical Heat Flux of Pool Boiling on the Micropillar
Array-coated Surfaces

研究生：黃志弘

指導教授：呂明璋 博士

中華民國一〇一年八月

矽微米線陣列上之池沸騰臨界熱通量

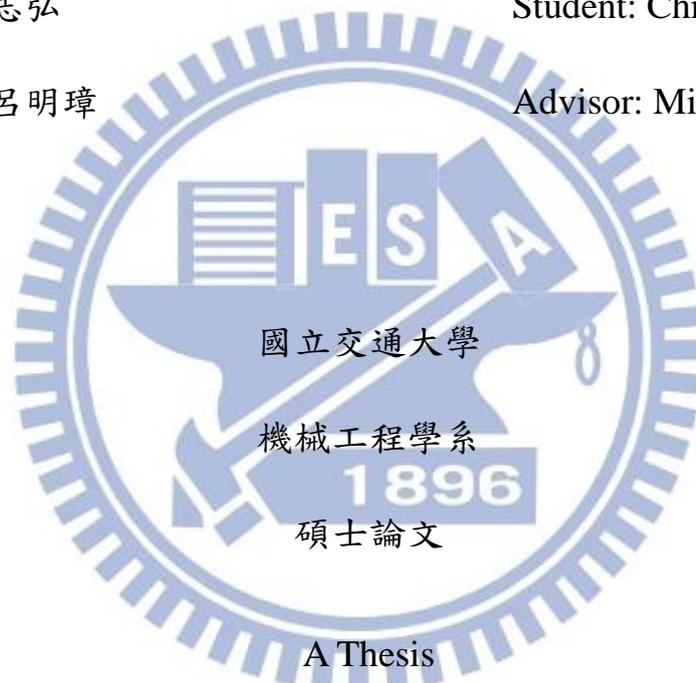
Critical Heat Flux of Pool Boiling on the Micropillar
Array-coated Surfaces

研究生：黃志弘

Student: Chih-Hung Huang

指導教授：呂明璋

Advisor: Ming-Chang Lu



A Thesis
Submitted to Department of Mechanical Engineering
College of Engineering
National Chiao Tung University
in partial Fulfillment of the Requirements
for the Degree of
Master
In
Mechanical Engineering
August 2012
Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國一〇一年八月

矽微米線陣列上之池沸騰臨界熱通量

學生：黃志弘

指導教授：呂明璋

國立交通大學機械工程學系碩士班

摘要

本研究以去離子水為工作流體，探討矽微米線高度與加熱器尺寸對池沸騰臨界熱通量(Critical Heat Flux, CHF)的影響，本研究共探討 5 種不同加熱器尺寸 (0.2×0.2 , 0.5×0.5 , 1×1 , 1.5×1.5 和 $2 \times 2 \text{ cm}^2$)，以及 4 種矽微米線高度(25, 50, 75 和 $100 \mu\text{m}$)，實驗所得在 5 種加熱器尺寸的 CHF (已扣除熱損失)分別為 218, 221, 208 ± 1.1 , 159 ± 4.2 和 $136 \pm 0.8 \text{ W/cm}^2$ ，其熱損失百分比分別為 36, 15, 5.8 ± 0.2 , 8.1 ± 0.7 和 $6 \pm 0.4 \%$ ，在加熱器尺寸為 $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ 時，得到最高之 CHF 為 221 W/cm^2 ，其為目前沸騰熱傳界所得之最高臨界熱通量之一，所得結果顯示當加熱器尺寸大於 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ 時，CHF 隨著加熱器尺寸減小而增加，且所得之 CHF 與經由流體不穩定性理論所計算出來的值接近吻合，此驗證了我們之前所提出的假說，但當加熱器尺寸小於 $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ 時，CHF

不再隨著加熱器尺寸改變，這是由於當加熱器尺寸越小，其表面張力影響越大，造成蒸汽氣泡難以脫離加熱表面，而造成 CHF 無法隨著加熱器尺寸縮小而更加上升。

此外，在 4 種不同矽微米線高度所得的 CHF (已扣除熱損失)分別為 206 ± 0.3 , 208 ± 1.1 , 184 ± 2.9 和 157.6 ，其熱損失百分比分別為 7.5, 5.8 ± 0.2 , 5.7 和 6.3 %，其結果顯示當矽微米線高度大於 $50 \mu\text{m}$ 時，所得之 CHF 與微米線高度是呈反比的關係，隨著矽微米線高度越低，所得 CHF 則越高，此說明所得之 CHF 乃受毛細限制(Capillary Limit)所影響；而當矽微米線高度小於 $50 \mu\text{m}$ 時，所得之 CHF 不再隨矽微米線高度變化的影響，此說明此時所得之 CHF 不受毛細限制，其乃由於此時的矽微米線高度較短，其毛細限較大，故所得之 CHF 並不受毛細限所限制。

關鍵字：池沸騰、臨界熱通量、矽微米線、流體力學

Critical Heat Flux of Pool Boiling on the Micropillar Array-coated Surfaces

Student: Chih-Hung Huang

Advisor: Ming-Chang Lu

Department of Mechanical Engineering
National Chiao Tung University

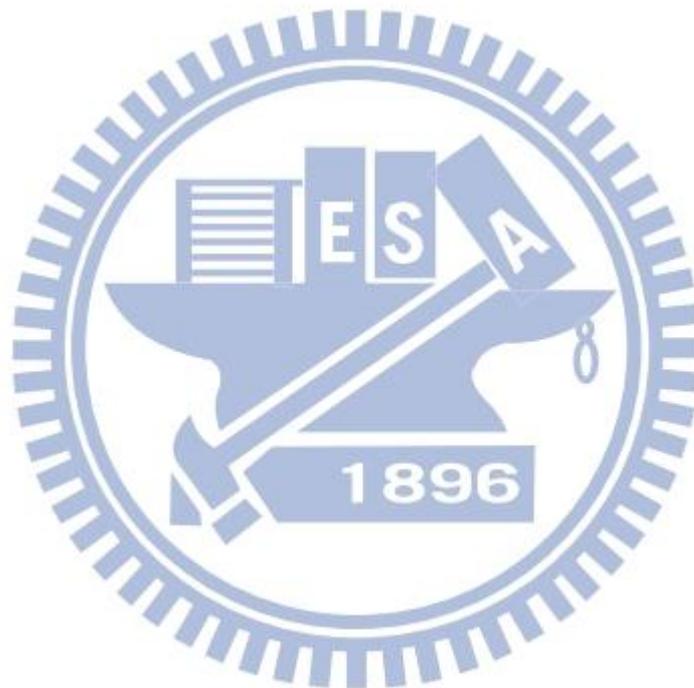
Abstract

In this work, pool boiling of de-ionized (DI) water on the micropillar array-coated surfaces for five different sizes of heater (0.2×0.2 , 0.5×0.5 , 1×1 , 1.5×1.5 and 2×2 cm²) and four different heights of pillars (25, 50, 75 and 100 μm) were studied. The effects of heater sizes and micropillar heights on Critical Heat Flux (CHF) of pool boiling were discussed. The obtained CHF_s after subtracting conduction heat losses for the heater sizes of 0.2×0.2 , 0.5×0.5 , 1×1 , 1.5×1.5 and 2×2 cm² are 217.7, 220.5, 208 ± 1.1 , 159.4 ± 4.2 and 135.8 ± 0.8 W/cm² respectively, and the percentages of the heat losses for the five different sizes of heaters are 35.5, 15.3, 5.8 ± 0.2 , 8.1 ± 0.7 and 6 ± 0.4 % respectively. The highest CHF of about 220.5 W/cm² was obtained on the 0.5×0.5 cm² sized heater. This value of CHF is one of the highest CHF_s obtained in the field of boiling heat transfer. The CHF increases as heater size reduces when heater size is larger than 1 cm². The theoretical predications of the modified hydrodynamic theory agree well with the obtained CHF_s on these sizes of heaters. This also supports our proposed modified hydrodynamic model. On the other hand, there is no apparently size-dependent-CHF observed when the heater size is smaller than 0.5×0.5 cm². This might be due to that the hydrodynamic theory is not suitable for very small heaters on which the surface tension force is too large for bubble releasing.

The obtained CHF (after subtracting conduction heat loss) for the four different heights of micropillars are 205.6 ± 0.3 , 208 ± 1.1 , 184.3 ± 2.9 and

157.6 respectively, and the percentages of the heat loss for the four different heights of micropillars are 7.5, 5.8 ± 0.2 , 5.7 and 6.3 % respectively. The CHF increases as micropillar height reduces when micropillar height is more than $50\mu\text{m}$. It suggests that the CHF is limited by the capillary force for these heights of pillars. Nevertheless, there is no micropillar-height-dependent CHF observed when the height of the pillar is shorter than $50\mu\text{m}$. This might be due to that the capillary limit is too high to restrict the occurrence of the CHF.

Keywords: Pool Boiling, Critical Heat Flux, Silicon Micropillars, Pool Hydrodynamics



誌謝

首先要感謝呂明璋老師的教導，無論在學業或做人處事上，老師都給予極大的幫助與明確的方向，當在研究上遇到徬徨時，可以從他身上解決困惑多時的問題，讓我在研究上不斷的精進與前進，得以在這兩年時間獲益良多，再次感謝老師的指導。

另外要感謝的是實驗室的各個同學與學弟們，無論在學業或是生活上遇到麻煩，因為有你們的幫忙與協助，讓我在這兩年的時間內順利完成學業，也因為有你們的陪伴與度過，在這個短短的兩年的碩士學業期間，每天過著充實精彩的生活。

在研究方面，感謝清大工科曾繁根老師提供實驗室進行實驗，以及交大奈米中心提供機台進行實驗，與國家儀器科學中心與自強基金會的代工幫忙，和國家科學委員會所提供的研究經費，得以讓我的實驗順利完成。

最後要感謝的是我的父母與我的家人，因為有你們的支持與陪伴，我才能達到今天這個位置，並且順利完成碩士學位，我將盡我的所能，在日後更加積極努力與學習，以不負你們對我的期待。

目錄

中文摘要.....	i
英文摘要.....	iii
誌謝.....	v
目錄.....	vi
圖目錄.....	viii
符號說明.....	ix
一、 緒論.....	1
二、 沸騰理論與影響臨界熱通量之機制.....	4
2.1 沸騰曲線.....	4
2.2 流體不穩定性理論.....	6
2.3 基於加熱器表面性質之CHF理論模型.....	8
2.4 加熱器尺寸影響.....	9
三、 實驗系統與實驗方法.....	15
3.1 加熱器表面、加熱器、SU8製程.....	15
3.2 測試端元件製作.....	17
3.3 實驗系統.....	17
3.4 實驗方法.....	18

3.5	熱損失計算.....	18
四、	結果與討論.....	25
4.1	表面濕潤性之影響.....	25
4.2	加熱器尺寸之影響.....	25
4.3	矽微米線高度之影響.....	28
五、	結論與未來工作.....	37
5.1	結論.....	37
5.2	未來工作.....	38
六、	誤差分析.....	40
七、	參考文獻.....	43



圖目錄

圖一	池沸騰之沸騰曲線.....	11
圖二	加熱器尺寸對臨界熱通量之作圖.....	12
圖三	接觸角對臨界熱通量之作圖.....	13
圖四	不同矽奈米線長度下之沸騰曲線.....	14
圖五	加熱器表面、加熱器、SU8 之製程圖.....	20
圖六	矽微米線陣列之 SEM 圖.....	21
圖七	測試端元件之製作圖.....	22
圖八	實驗系統設置圖.....	23
圖九	量測熱散失方法之熱電偶線擺放示意圖.....	24
圖十	矽微米線陣列表面接觸角(Contact Angle)圖像.....	30
圖十一	不同加熱器尺寸之池沸騰曲線.....	31
圖十二	加熱器尺寸與 CHF 之作圖.....	32
圖十三	韋伯數與加熱器尺寸之作圖.....	33
圖十四	不同高度之矽微米線陣列 SEM 圖.....	34
圖十五	不同矽微米線高度(25, 50, 75, 100 μm)之沸騰曲線圖.....	35
圖十六	矽微米線高度與 CHF 之作圖.....	36
圖十七	Pa344 之矽微米線陣列圖.....	39

符號說明

A ：加熱器表面面積

A_c ：液體流經之截面積

A_s ：加熱器表面面積

A_v ：加熱器表面上之蒸汽柱面積

β ：固液接觸角

C_{sf} ：Rohsenow 關係式之參數

d ： T_{edge} 與 T_{ref} 之距離

f ：蒸汽氣泡釋放之頻率

g ：重力加速度

h_{fg} ：工作流體之潛熱值

k ：矽晶圓之熱傳導率

κ ：孔洞之滲透性

L ：加熱器表面面積之邊長

L_c ：毛細長度

l ：液體流經之距離

I ：量測之電流

\dot{m}_l ：液體質量流率



N_j ：加熱器表面上之蒸汽柱數目

q'' ：輸入之熱通量

q_{CHF} ：臨界熱通量

q_{CHEZ} ：Zuber 所預測之臨界熱通量

R ：蒸汽柱之半徑

\bar{R} ：理想氣體常數

r_c ：線與線之間的曲率半徑

T ：氣體溫度

T_w ：加熱器表面之溫度

T_{TC} ：熱電偶線之溫度

T_{sat} ：液體飽和溫度

T_{edge} ：ITO 加熱器邊界上之溫度

T_{ref} ：ITO 加熱器邊界一距離 d 處之溫度

u_c ：臨界蒸汽速度

V ：量測之電壓

v ：工作流體水之速度

λ_C ：臨界 Taylor 不穩定性波長

λ_H ：Helmholtz 不穩定性波長

λ_D ：最危險之 Taylor 不穩定性波長

ρ_v : 蒸汽之密度

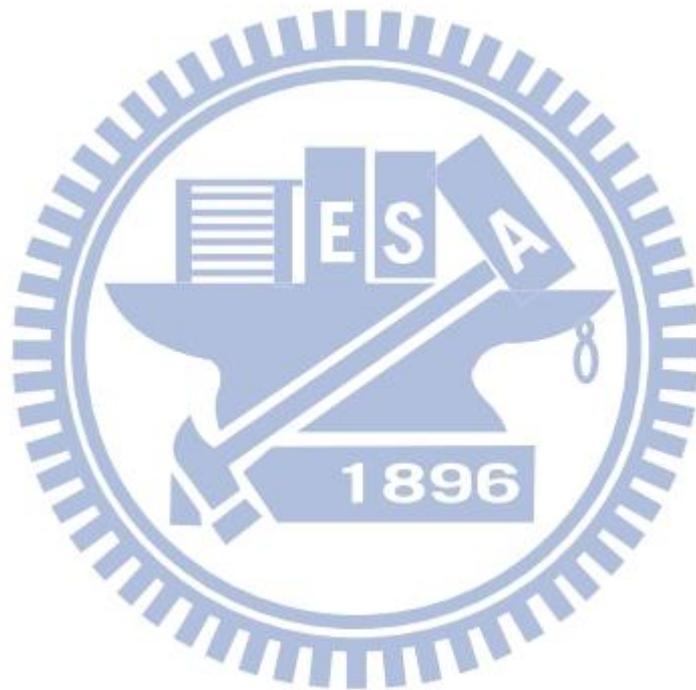
ρ_l : 液體之密度

σ : 液體表面張力

ϕ : 加熱器表面與地平面之角度

μ : 液體之動力黏滯係數

δ : 矽晶圓之厚度



一、緒論

能源與環境是人類所面臨之最大兩個挑戰，近來各地天災不斷，今年 7 月中國北京發生了近期以來最嚴重的水患，同時美國在 2011 年 5 月也發生了一天 312 次龍捲風的最多龍捲風紀錄，歸究此怪異氣候現象，其根本原因可能為溫室效應所造成的聖嬰現象所致；而在去年 2011 年 3 月發生日本福島核事件後，也說明了核能目前並不能解決此人類所面臨的能源與環境的挑戰。目前世界上約有 90 % 以上的電力是經由朗肯循環(Rankine Cycle)之熱機所產生，其最大產出之能量密度受限於沸騰之 CHF，若能提高沸騰之 CHF，將可有效讓熱機之輸出功率上升，進而讓整個能源的使用效率上升，此或許可以成為目前現階段人類對於所面臨的能源與環境的挑戰，所可能的解決方案之一。

當沸騰到達 CHF 時，將在加熱器表面造成非常高的溫度躍升，此大的溫度上升($\sim 1000\text{ }^{\circ}\text{C}$)會使加熱器裝置造成嚴重的損壞，此加熱壁嚴重損壞可能造成如發生在核能電廠的核心融毀，故若能了解 CHF 發生的機制，將有效防止加熱器裝置的損壞。到目前為止，由於沸騰是一個非常複雜的現象，其真正影響 CHF 的機制仍是一個待研究的課題。在本論文中，將探討加熱器尺寸大小與矽微米線高度對矽微米陣列表面上之池沸騰 CHF 的影響，過去已經有好幾位學者發現加熱器尺寸的大小會對 CHF 有所影響：

Lienhard 和 Dhir [1]發現經由改變加熱器尺寸的大小，將影響加熱器表面上的蒸汽柱數目，進而影響 CHF。他們的結論是當加熱器之邊長，小於三倍的最危險之 Taylor 不穩定性波長 (most dangerous Taylor instability wavelength (λ_D)) 時，其加熱器尺寸大小將影響 CHF。他們也推導出一個理論方程式：

$$q_{CHF} = 1.14 \times q_{CHF,Z} \times \left(\frac{N_j \times \lambda_D^2}{A_s} \right) \quad (1)$$

其中 $q_{CHF,Z}$ 為 Zuber 所預測在無限平板所得之 CHF [2]、 N_j 為加熱器表面上之蒸汽柱數目、 A_s 為加熱器表面之面積；特別注意的是，此方程式只適用於當加熱器表面面積邊長大於 λ_D 時使用。

Park 和 Bergles [3]所作之實驗探討改變在垂直加熱器尺寸大小對 CHF 之影響，他們發現在小尺寸的加熱器中，當加熱器尺寸減小，得到 CHF 上升之情形。

BarCohen 和 McNeil [4]也發現加熱器尺寸大小將影響 CHF，他們將加熱器尺寸大小做無因次化($L' = L/L_c$)，當 $L' < 20$ ，加熱器尺寸大小將影響 CHF，其中 L 為加熱器表面面積之邊長、 $L_c (= \sqrt{\sigma/[g(\rho_l - \rho_v)]})$ 為毛細長度。

另外 Gogonin 和 Kutateladze [5]整理文獻所得的實驗結果發現，當 $L' < 2$ 時，加熱器尺寸大小將影響 CHF。

Rainey 和 You [6]的研究發現在小尺寸加熱器中，因為從加熱器邊界產

生重新濕潤之現象，在較小的加熱器尺寸有較小的流阻，因而使 CHF 上升。

同時我們之前的研究[7]發現在矽奈米線陣列表面與矽平面上，當 $L' < 8$ 時，加熱器尺寸大小將影響 CHF，加熱器尺寸越小，得到較大之 CHF。我們並提出一個基於流體不穩定性之 CHF 機制，在加熱表面上只有一個蒸汽柱時，當加熱器尺寸減小，會限制加熱器表面上蒸汽柱之 Helmholtz 不穩定性波長(λ_H)之大小，所以當加熱器尺寸的減小，進而使 λ_H 減小，因而造成 CHF 的上升。我們所做出來的 CHF 實驗值與理論所得到之預測值互相吻合。

在本論文中，延續我們之前所作之實驗 [7]，研究了矽微米線陣列表面上，5 種不同加熱器尺寸大小(0.2×0.2 , 0.5×0.5 , 1×1 , 1.5×1.5 和 2×2 cm^2)之加熱器尺寸，以及 4 種矽微米線高度(25, 50, 75, 100 μm)對 CHF 的影響，進而探討並驗證我們之前所提之基於流體不穩定性之 CHF 機制的假說。

二、 沸騰理論與影響臨界熱通量之機制

在池沸騰中，CHF 扮演一席舉足輕重的角色，CHF 為沸騰曲線中之最高熱通量的點，它決定了在不損毀加熱器表面下，其所能輸出的最高能量密度，首先我們將先對沸騰曲線做一完整之介紹。

2.1 沸騰曲線

在池沸騰中，沸騰曲線是沸騰之熱通量對壁過熱溫度作圖所得之曲線，其是了解沸騰現象之重要曲線。圖一為典型之池沸騰的沸騰曲線，橫坐標為加熱表面之過熱溫度($T_w - T_{sat}$)，縱坐標為熱通量(q)，接下來將逐一去探討沸騰曲線上各階段之物理意義與現象。

首先，若是控制熱通量，一開始在熱通量很小時，加熱表面沒有任何成核之現象，故熱傳主要靠著自然對流(沸騰曲線低於 A 點部分)；逐步上升熱通量，加熱表面開始有氣泡的出現，此時進入到部分成核沸騰區(A-B)，此區因有成核之現象，熱傳導係數大幅的上升，沸騰曲線較自然對流階段陡峭；若再上升熱通量，此時加熱表面蒸汽釋放之頻率隨著熱通量增加而上升，使原本加熱表面上先後釋放的氣泡相連接變成蒸汽柱，此時沸騰表面上形成許多蒸汽柱，此稱為完全成核沸騰區(B-C)。當熱通量接近 C 點時，因表面之高的熱通量，而使加熱器表面之上升蒸汽柱變得不穩定，造成上

升蒸汽柱巨大的擾動，其形成一極大的流體阻力在加熱表面上，而使下降之液體無法回到加熱表面，故加熱表面被一蒸汽毯(Vapor Blanket)所覆蓋，由於蒸汽的低熱傳導率，故使得表面的溫度急遽上升(圖中 C 到 E 點)，此點(C 點)稱為 CHF；當到達 CHF 後，沸騰表面之高溫度躍升將造成加熱裝置嚴重的損毀，因此 CHF 在沸騰中扮演一極重要之角色。

若是控制加熱表面之過熱溫度，當溫度上升時，首先沸騰曲線中的 A-C 區域，將與控制熱通量的現象與趨勢一樣，當沸騰到達 CHF 再增加溫度時，此時所發生的現象將與控制熱通量之情形不同。到達 CHF 後，此時之系統為蒸汽在下液體在上之 Taylor 不穩定性系統，在 C-D 這段區域，因加熱表面之溫度無法使蒸汽支撐上方之液體，而使蒸汽上方之液體不時地接觸加熱表面，隨著加熱表面溫度上升，液體接觸加熱表面的範圍減少，蒸汽接觸表面的範圍增加，而使得表面的熱傳導係數減少，故隨著溫度上升我們看到熱通量的減少，當溫度愈來愈高後，加熱表面之溫度高到可以形成一個穩定的蒸汽膜(圖中 D 點)，則進入到薄膜沸騰區(D-E)。

目前之文獻，所得之最高 CHF 為 240 W/cm^2 [8]；然而 Schrage [9]在 1953 年基於分子動力學理論，所提出的最大熱通量上限之方程式如下所示：

$$q_{lim}'' = 0.741 \rho_v h_{fg} \sqrt{\frac{\bar{R}T}{2\pi}} \quad (2)$$

其中 ρ_v 為蒸汽密度、 h_{fg} 為工作流體之潛熱值、 \bar{R} 為理想氣體常數、 T 為氣

體溫度。由上方程式可以計算出，在一大氣壓飽和的水中，最大熱通量之上限值為 $1.65 \times 10^4 \text{ W/cm}^2$ ，此顯示 CHF 應該還有空間可以往上增加。在目前研究 CHF 機制文獻當中，影響 CHF 的機制主要分為兩種，分別為流體不穩定性理論與基於加熱器表面性質之 CHF 理論模型，下面將逐一去介紹。

2.2 流體不穩定性理論

基於流體不穩定性理論為 CHF 之機制當中，以 Zuber [2]所提出的理論分析最為著名，隨後 Lienhard 和 Dhir [1]也提出相似之理論分析，他們對於不穩定波長與 Zuber 之理論分析有不同之見解。

首先當熱通量上升時，加熱器表面上之上升蒸汽柱速度也跟隨上升，此蒸汽柱之液氣介面隨著上升蒸汽柱與下降液體間速度差增加而趨於不穩定，此為 Helmholtz 不穩定系統 [10]，在此系統中，液氣相對速度造成此介面不穩定，而液體之表面張力想維持液氣介面穩定，當此液氣介面之相對速度超過一臨界速度時，此液氣介面變為不穩定，其不穩定造成上升蒸汽柱巨大的擾動，形成一巨大的流體阻力，其阻力使下降液體無法去接近加熱器之表面，最終使加熱器表面被蒸汽所覆蓋，而造成 CHF 的發生。此基於流體不穩定性理論，所得之 CHF 如下所示：

$$q_{CHF} = u_c \rho_v h_{fg} \left(\frac{A_v}{A_s} \right) \quad (3a)$$

$$u_c = \left(\frac{2\pi\sigma}{\rho_v\lambda_H} \right)^{1/2} \quad (3b)$$

其中 u_c 為臨界蒸汽速度、 A_v 為加熱器表面上之蒸汽柱面積； u_c 當中， σ 為液體表面張力、 λ_H 為臨界 Helmholtz 波長。上式之 u_c 乃經由線性不穩定性理論分析所得到[10]，欲得到 u_c ，首先須知 λ_H ，Zuber 假設 λ_H 等於蒸汽柱之圓周長($\lambda_H = 2\pi R$)，其中 R 為蒸汽柱之半徑，此乃根據 Plateau-Rayleigh 不穩定性理論；此外若由沸騰過渡區域往回到推 CHF 的發生，在沸騰過度區域內，系統為 Taylor 不穩定系統，在此系統中較重之液體在較輕之蒸汽上方，重力欲使此液氣介面趨向不穩性，但表面張力使其趨於穩定，在此系統中之 Taylor 臨界不穩定性波長為 $\lambda_c (= 2\pi[\sigma/(\rho_l - \rho_v)g]^{1/2})$ ，故 Zuber 假設兩蒸汽柱中心距離為 λ_c 且蒸汽柱之半徑(R)等於 $\lambda_c/4$ 。經由推導 $\lambda_H = \pi\lambda_c/2$ ，而蒸汽柱與加熱器面積比(A_v/A_s)經由計算為 $\pi/16$ ，並近似數值項 $3/\sqrt{2\pi}$ 為 1；由以上討論 Zuber 推出之 CHF 之流體不穩定性模型，其方程式如下所示：

$$q_{CHF} = 0.131\sqrt{\rho_v}h_{fg}[\sigma g(\rho_l - \rho_v)]^{1/4} \quad (4)$$

其中 g 為重力加速度、 ρ_l 為液體密度。

隨後 Lienhard 和 Dhir 也推導出基於流體不穩定性之理論方程式，然而他們認為 λ_H 應等於最危險 Taylor 不穩定性波長(λ_D)，其中 $\lambda_D = \sqrt{3}\lambda_c$ ，其理論方程式如下所示：

$$q_{CHF} = 0.149\sqrt{\rho_v}h_{fg}[\sigma g(\rho_l - \rho_v)]^{1/4} \quad (5)$$

由 Zuber 與 Lienhard 和 Dhir 他們所推導出 CHF 之理論方程式可以觀察到，其型式是一樣的，只有前面的係數是不相同，這是因為 Lienhard 和 Dhir 認為應 λ_H 等於有較大值的最危險 Taylor 不穩定性波長(λ_D)，因而造成式(5)有較大的係數。

雖然流體不穩定性理論在某些實驗當中可以合理解釋，然而在過去許多文獻中發現，當改變加熱器表面之性質，會影響 CHF 的發生，這是基於流體不穩定性理論所無法解釋的，因為流體不穩定性理論沒有考慮到任何表面之性質，如表面濕潤性、成核點密度與表面毛細力等，接下來將討論加熱器表面之性質對 CHF 所造成之影響。

2.3 基於加熱器表面性質之 CHF 理論模型

由於流體不穩定性理論無法解釋加熱器表面性質對 CHF 之影響，故一些學者提出基於加熱器表面性質之 CHF 理論模型。其中較為著名的是 Kandlikar [11]在 2001 年所發表的一理論模型，此模型探討表面濕潤性對 CHF 的影響，他利用力平衡的原理，探討加熱器表面上之蒸汽氣泡所受之力，當相變化所造成之蒸汽動量，大於表面張力與靜水壓力對氣泡介面所形成的力之和時，將造成 CHF 的發生，其理論方程式如下所示：

$$q_{CHF} = h_{fg}\rho_g^{1/2} \left(\frac{1 + \cos \beta}{16} \right) \left[\frac{2}{\pi} + \frac{\pi}{4} (1 + \cos \beta) \cos \phi \right]^{1/2} \times [\sigma g(\rho_l - \rho_v)]^{1/4} \quad (6)$$

其中 β 為固液接觸角、 ϕ 為加熱器表面與地平面之角度。在這個理論方程式當中，主要探討固液接觸角(β)對 CHF 的影響，當 β 越低時，將造成有較大的 CHF 值；此說明了，當表面濕潤性愈佳，將使 CHF 有較大的值。

另外在討論表面毛細力方面，我們之前所發表的論文[7]中提到，表面毛細壓力可影響 CHF 的發生，下式為當流體流過一多孔性介質中，毛細力與流阻之關係式：

$$\frac{\sigma}{r_c} = \frac{\mu \dot{m}_l l}{\rho_l \kappa A_c} \quad (7)$$

其中 r_c 為線與線之間的曲率半徑、 μ 為液體之動力黏滯係數、 \dot{m}_l 為液體質量流率、 l 為液體流經之距離、 κ 為孔洞之滲透性、 A_c 為液體流經之截面積。

由上之定義關係式，左邊項是毛細壓力，右邊項是黏滯壓力，當毛細壓力上升時，可提供較大的液體質量流率，進而提升 CHF($q_{CHF} = \dot{m}_l h_{fg}$)。

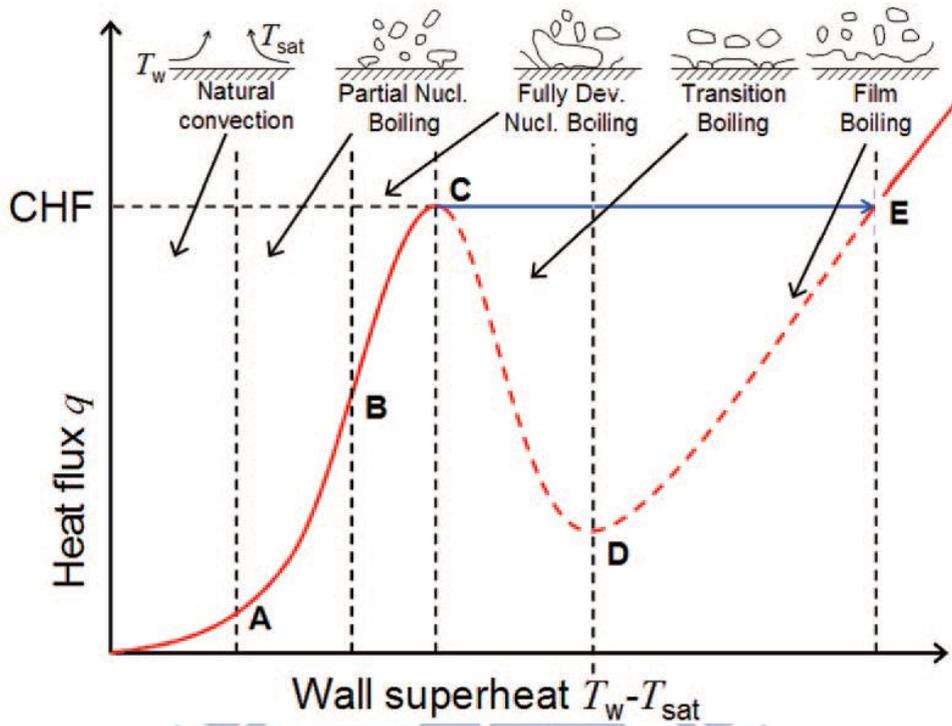
2.4 加熱器尺寸影響

在緒論中提到，加熱器尺寸大小會影響 CHF，我們之前的研究[7]也發現在矽奈米線陣列與矽平面上 CHF 會隨加熱器尺寸縮小而增加，其加熱器

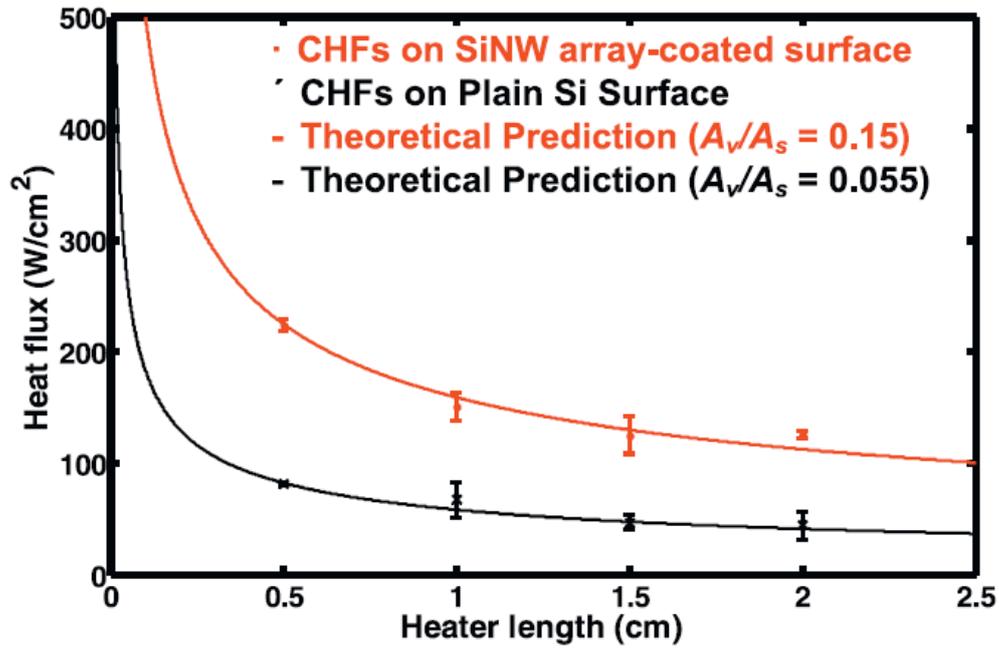
尺寸與 CHF 關係圖如圖二所示。由圖中可以得知，實驗值與基於流體不穩定性理論所得之結果互相吻合，此說明了當加熱器尺寸小於一大氣壓飽和水的 $\lambda_D (= 2.5 \text{ cm})$ 時，其 λ_H 可能被加熱器尺寸所限制，因此可以透過減少加熱器尺寸而對 CHF 有所影響。

到目前為止，真正決定 CHF 的機制仍然是待研究的課題，我們之前的研究中[7,12]，透過有系統的實驗去驗證哪一機制將真正影響 CHF。首先在表面濕潤性方面，如圖三所示，我們在矽奈米線所量測到的接觸角趨近於 0° ，因此我們推斷表面濕潤性不是決定矽奈米線上 CHF 的機制。在毛細力方面，如圖四所示，我們改變不同矽奈米線的長度，其在不同長度下所得之 CHF 沒有多大變化，因此我們推論毛細限制也不是決定矽奈米線上 CHF 的機制。因此綜合上述之論述，我們認為流體不穩定性可能為影響 CHF 的機制。因此，我們提出了一基於流體不穩定性理論之 CHF 機制，我們認為透過改變加熱器尺寸，可以影響 λ_H 而使 CHF 改變。

本論文將延續之前之研究，使用矽微米線陣列表面當作加熱器表面，研究加熱器尺寸與矽微米線高度對 CHF 的影響，驗證我們之前所假設之機制的正確性。此外，矽微米線陣列之優點為較矽奈米線容易去控制幾何結構，以利我們之後對於不同控制參數(如氣泡成核點)之研究。

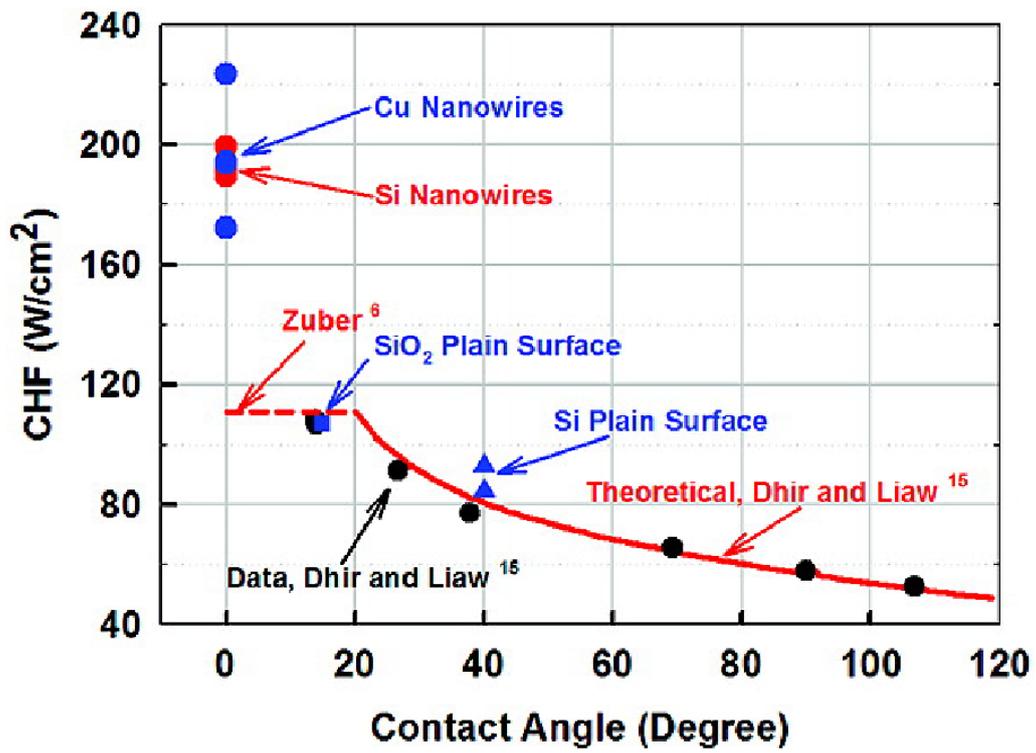


圖一 池沸騰之沸騰曲線。橫坐標為加熱表面之過熱溫度($T_w - T_{sat}$)，縱坐標為熱通量(q) [12]。



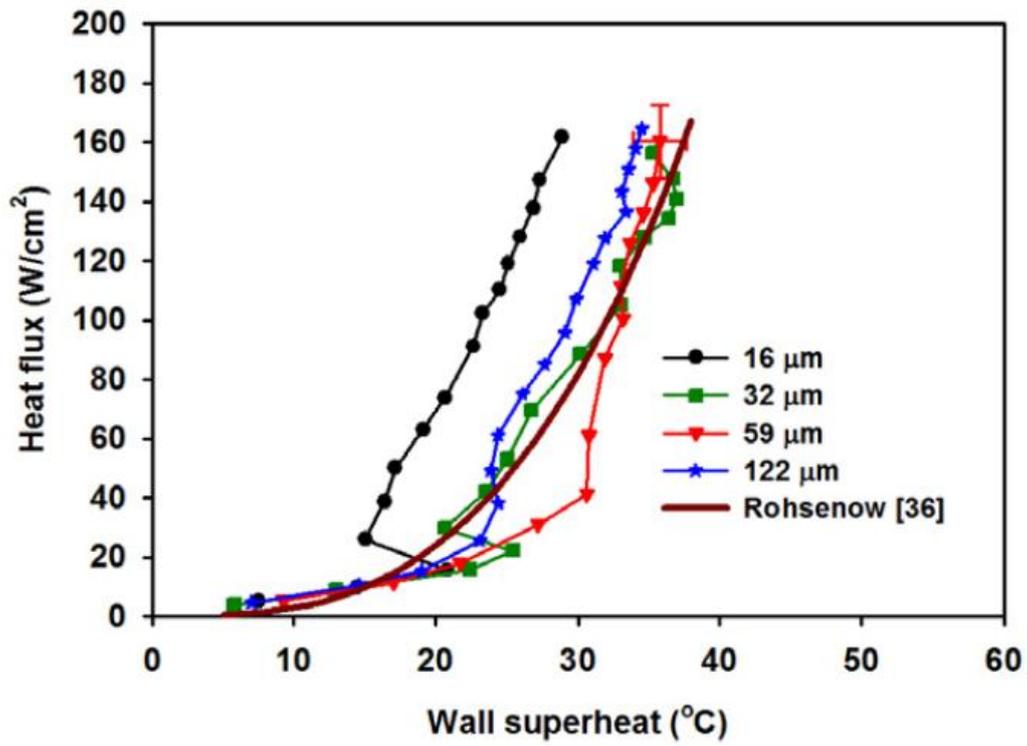
圖二 加熱器尺寸對臨界熱通量之作圖。其中點為實驗之數據，實線為根據流體不穩定性理論(Eq. 3)所得到[7]。





圖三 接觸角對臨界熱通量之作圖[12]。





圖四 不同矽奈米線長度下之沸騰曲線[7]。



三、 實驗系統與實驗方法

在本次池沸騰臨界熱通量之實驗研究中，所用的加熱表面是矽微米線陣列表面，其是運用蝕刻的方式在矽晶圓上蝕刻出矽微米線陣列，並且定義出5種不同大小之加熱器(0.2×0.2 , 0.5×0.5 , 1×1 , 1.5×1.5 和 $2 \times 2 \text{ cm}^2$)，以及4種不同高度之矽微米線(25, 50, 75 和 $100 \mu\text{m}$)，進而去討論加熱器尺寸大小與矽奈米線高度對矽微米線陣列表面上之池沸騰臨界熱通量的影響。

3.1 加熱器表面、加熱器、SU8 製程

本研究探討矽微米線陣列表面之池沸騰現象，因此在矽晶圓上做了許多的製程，以達到所需之結構，其製程如圖五所示。其中圖五(a)為矽微米線陣列之製程圖，首先在矽晶圓上塗佈一層光阻，利用黃光微影製程方式，在矽晶圓上定義出矽微米線陣列之圖形，而後將定義好的圖形，使用反應式離子深蝕刻(Dep RIE)方法，蝕刻未遭光阻覆蓋部分之矽晶圓，而形成所需之矽微米線陣列。

圖五(b)為加熱器的製程圖，首先將已做好的矽微米線陣列之矽晶圓，在矽微米線陣列的背面，塗佈一層光阻，經黃光微影製程定義出與矽微米線陣列相同尺寸大小的面積，達成所需之加熱器尺寸大小，而後利用濺鍍

方式(Sputter)在矽微米線陣列背面形成一薄膜銦錫氧化物(ITO, 約200 nm), 之後將光阻與光阻上之ITO去除, 而製作與定義出所需之加熱器; 最後使用一樣的方式, 在矽微米線陣列背面, 塗佈光阻並定義出圖形, 並利用濺鍍方式將銅濺鍍於ITO加熱器兩側(銅厚約400 nm), 而後去除光阻與光阻上的銅, 以當作加熱器所需之電極。

在加熱器製作完成後, 在矽晶圓正面除了加熱器區域外塗佈了一層約50 μm 之SU8光阻, SU8表面較矽微米線平整光滑, 氣泡成核點不易從SU8表面產生, 且由於SU8之大熱阻值, 其表面上之溫度會低於加熱器表面溫度, 如此可防止沸騰區域大於加熱器面積, 所以更能準確地以加熱器面積計算CHF。其製程如圖(c)所示, 首先將上一製程所做好之矽晶圓, 在矽微米線陣列面上塗佈一層SU8, 而後利用黃光微影定義出與加熱器尺寸一樣大小之圖形, 以達到前述之效果。

其製作好之矽微米線陣列SEM與OM圖, 如圖六(a與b)所示, 其中圖六(a)為矽微米線陣列的剖視圖, 每一根矽微米線量測到的邊長約為8 μm , 同時矽微米線間之間距約為8 μm , 所蝕刻深度約為50 μm 。圖六(b)為矽微米線陣列的上視圖, 每一個小陣列之面積約為 $168 \times 168 \mu\text{m}^2$, 分布於所定義之加熱器尺寸大小內, 且陣列與陣列間的大通道為64 μm 。

3.2 測試端元件製作

本池沸騰熱傳實驗之測試端元件如圖七所示。將製作好的矽微米線陣列之矽晶圓片，使用導電銀膠(16034, ED PELLA INC.)連接銅電極與電線，並使用導熱環氧樹脂(KT 1000, FLYING DRA-GONS Engineering)連接熱電偶線(T Type, OMEGA Engineering Inc.)於ITO加熱器上，而後等待導電銀膠與導熱環氧樹脂硬化後，利用矽膠將黏好電線與熱電偶線之矽晶圓片與鐵氟龍塊(熱傳導率: 0.2 W/m·K)相黏接，而完成測試端元件部分。其中將鐵氟龍塊黏置於矽微米線陣列背面，主要是防止熱由背後散失，以確保熱幾乎是往矽微米線陣列方向所傳遞，所做的防熱措施。

3.3 實驗系統

本池沸騰實驗之實驗系統如圖八所示，以一加熱板(IKA, C-MAG HS10)保持去離子水之水溫於100 °C飽和溫度，並以一電源供應器(Agilent, N5750A)提供加熱器電源以產生熱，而熱電耦線所得之溫度由數據擷取器(Agilent, 34970A)收集並記錄於電腦上，同時以一高速攝影機(Mega Speed, HHC X2)拍攝不同熱通量之矽微米線陣列表面上池沸騰畫面。

3.4 實驗方法

本實驗之實驗方法如下所述：實驗一開始，將製做好之測試端元件，浸漬於飽和的去離子水中，利用加熱板持續讓飽和的去離子水，在100 °C維持至少一小時加熱，以將整個系統環境做除氣動作，讓水中與測試端元件表面之殘留空氣去除，當做完除氣動作後，得以開始進行池沸騰實驗。實驗中，每3分鐘調升一次電源供應器之電壓，當溫度達到穩定後，透過數據擷取器記錄溫度並且從電腦中取得溫度資料；另外一方面，使用高速攝影機拍攝不同熱通量之矽微米線陣列表面上池沸騰畫面，循序漸進到CHF發生。其中，CHF的取得，是在加熱表面突然的溫度升之前，所調整之電壓與電源供應器所回饋的電流，相乘後所得到之功率；而CHF之溫度為當時所對應之加熱表面過熱溫度。

3.5 熱損失計算

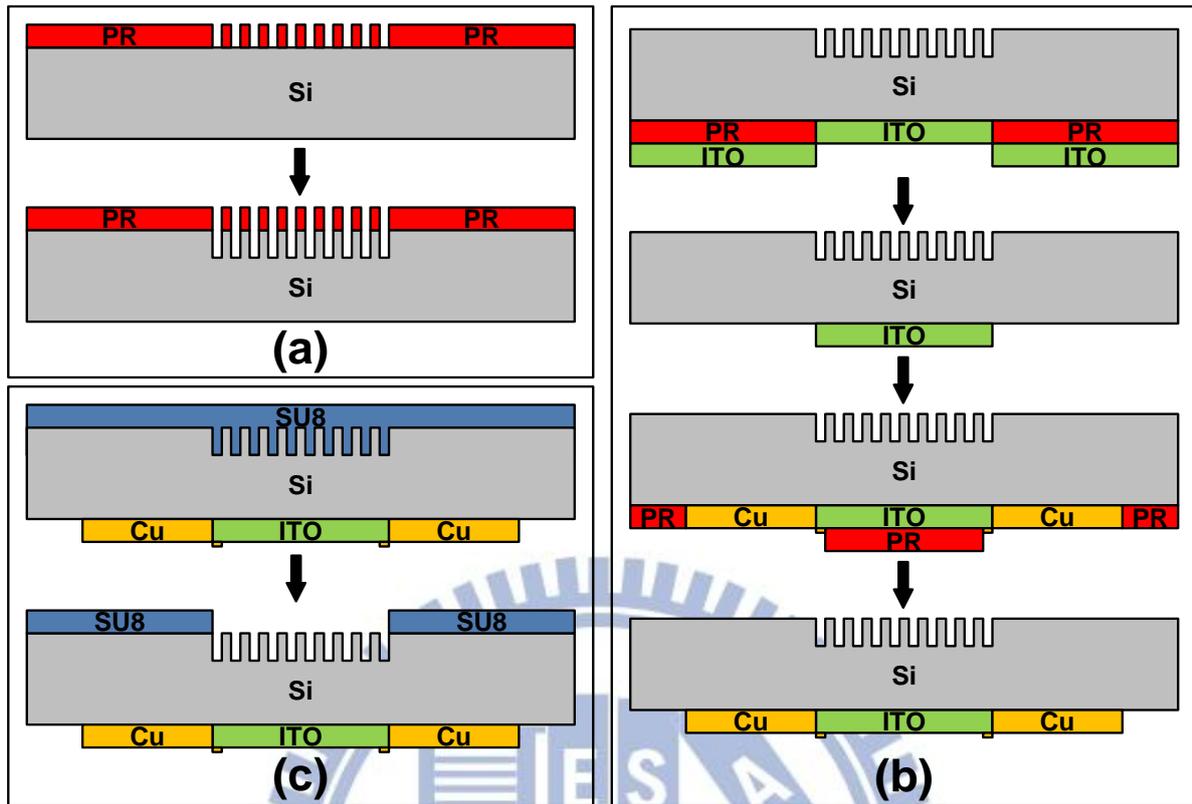
雖然在測試端元件正反面都做了防止熱散失之措施，但熱還是會經由矽晶圓之側面經由熱傳導所散失，因此做了量測熱損失之方法。如圖九所示，將一熱電偶線連接於ITO加熱器之邊界上，另一條則連接於距離邊界2 mm處，並利用熱傳導公式去計算熱損失，其公式如下所示：

$$q_s = kA_c \frac{T_{edge} - T_{ref}}{d} \quad (8)$$

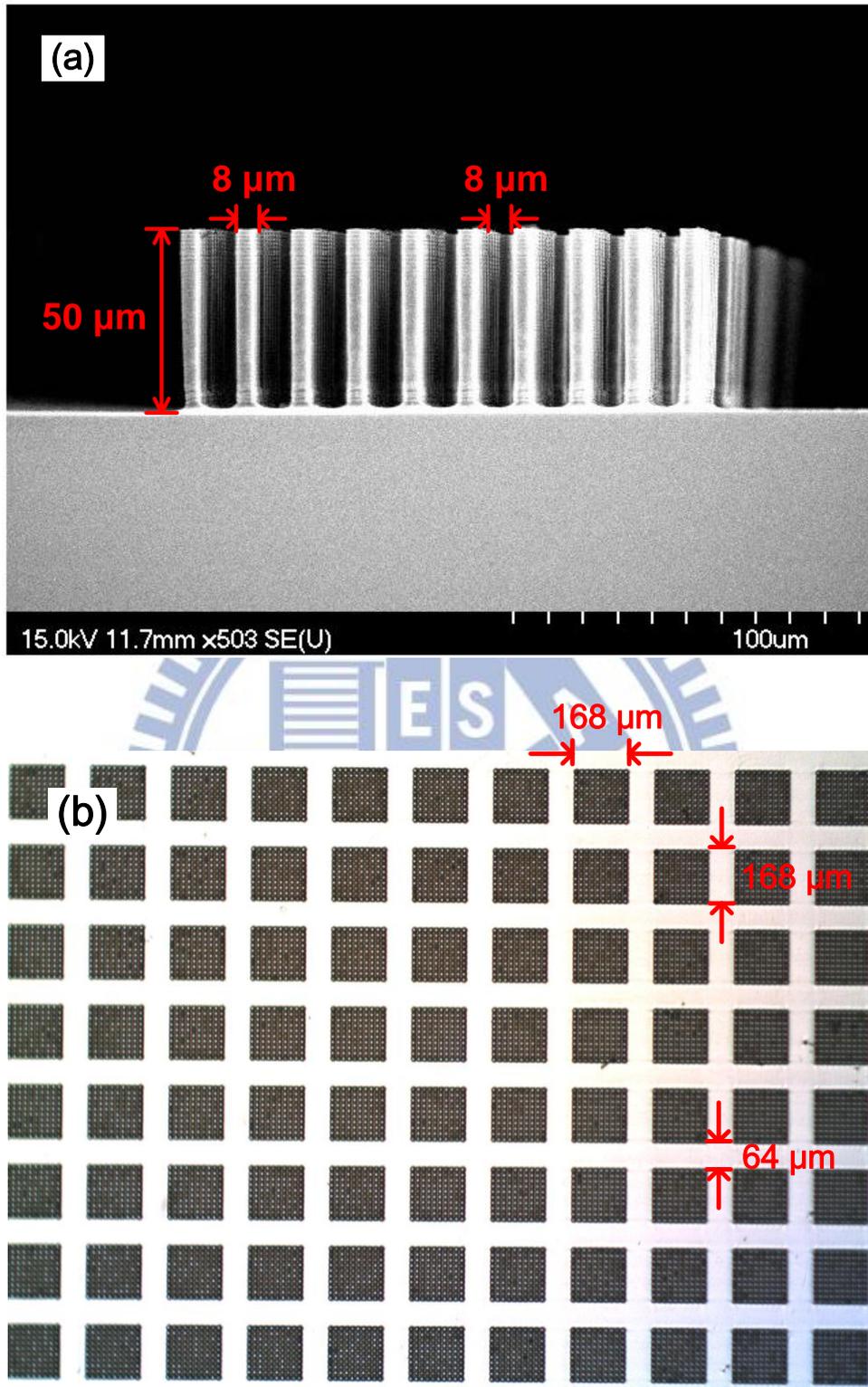
其中 k 為矽晶圓之熱傳導率、 T_{edge} 為ITO加熱器邊界上之溫度、 T_{ref} 為ITO加熱器邊界一距離 d 處之溫度、 d 為 T_{edge} 與 T_{ref} 之距離($d = 2 \text{ mm}$)。當最後實驗得到之CHF，扣除計算出來之熱傳導損失值，才是實際真正所得到之CHF。

此章節敘述加熱器表面製作、加熱器製作、測試端元件製作以及實驗系統的架設方式，並且描述池沸騰實驗方法與熱損失的測量方式。實驗元件的製作方式與實驗方法，幾乎與我們之前矽微米線陣列和平面的大致相似，以利我們得到的數據與之前的實驗做比較。

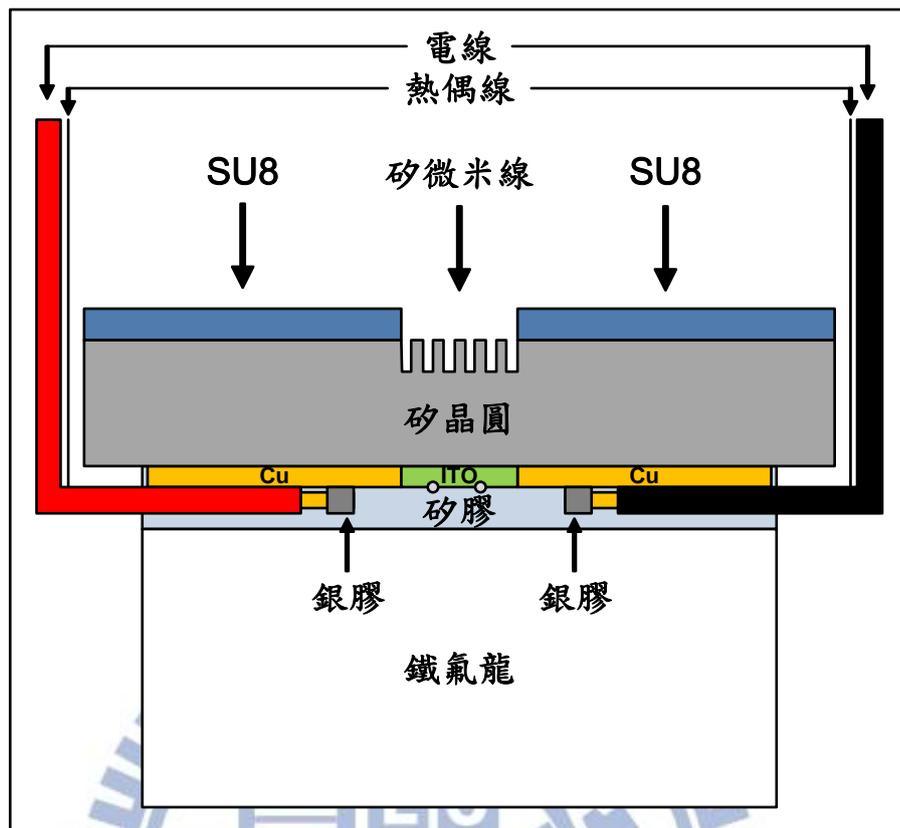




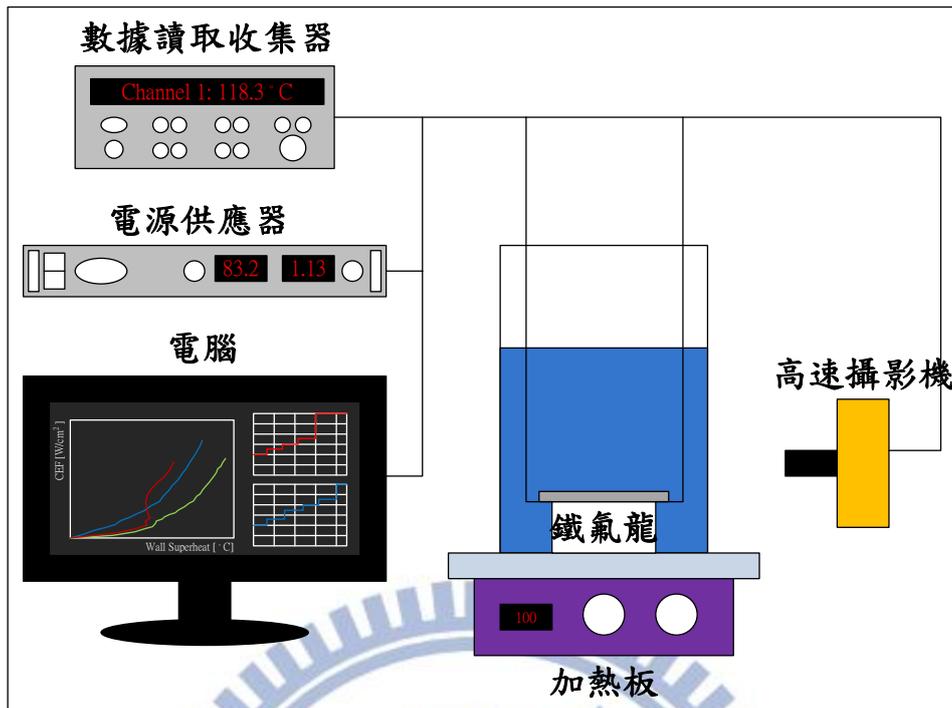
圖五 為(a)加熱器表面、(b)加熱器、(c)SU8之製程圖



圖六 矽微米線陣列之SEM圖 (a)剖視圖(b)上視圖。

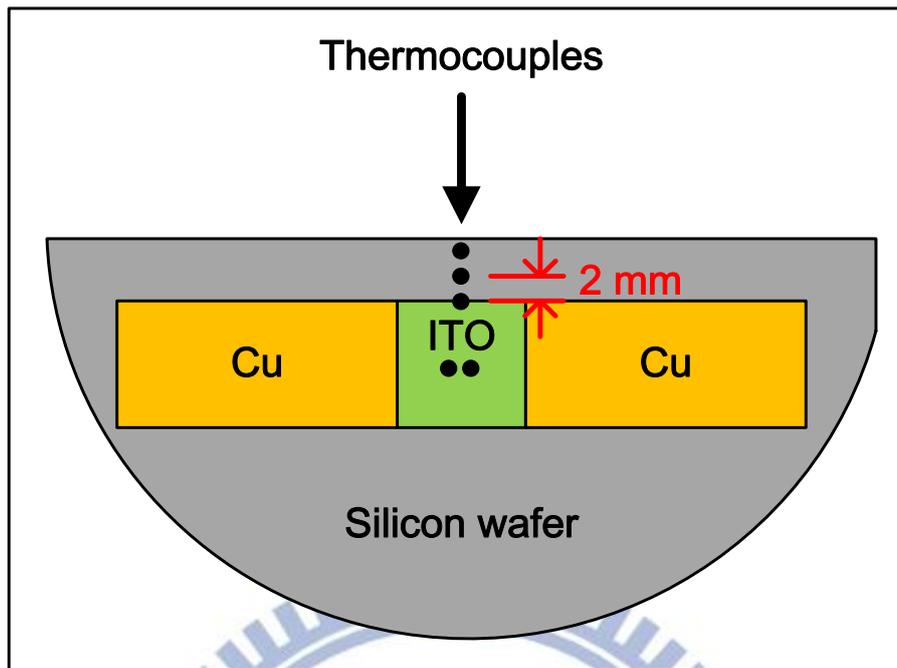


圖七 測試端元件之製作圖。



圖八 實驗系統設置圖。





圖九 量測熱散失方法之熱電偶線擺放示意圖。



四、結果與討論

本研究共探討了5種不同加熱器尺寸(0.2×0.2 , 0.5×0.5 , 1×1 , 1.5×1.5 和 $2 \times 2 \text{ cm}^2$)，以及4種不同矽微米線高度(25, 50, 75 和 $100 \mu\text{m}$)，對矽微米線陣列上池沸騰CHF的影響。

4.1 接觸角之影響

首先，矽微米線陣列表面所測得的接觸角(Contact Angle)如圖十所示，圖十為在加熱器尺寸 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ 且矽微米線高度 $50 \mu\text{m}$ 所量測到的接觸角，其接觸角趨近於 0° ，同時本研究發現不論在哪一種加熱器尺度或矽微米線高度，所量測到的值也是幾乎趨近於 0° ，這與我們之前在矽奈米線陣列所得之接觸角是相同的；同時由於此加熱器表面是一極為親輕水的表面，且其接觸角趨近於 0° ，因此我們認為表面濕潤性不是決定矽微米線陣列池沸騰CHF的機制。

4.2 加熱器尺寸之影響

圖十一為5種不同加熱器尺所得到之沸騰曲線圖，其中黑色曲線為根據Rohsenow理論方程式[13]所計算出來之沸騰曲線，其 C_{sf} 為0.013，在不同加熱器尺寸之所得之沸騰曲線，期趨勢皆符合Rohsenow理論預測值。在5種不

同加熱器尺寸所得到之CHF分別為218, 221, 208 ± 1.1 , 159 ± 4.2 和 $136 \pm 0.8 \text{ W/cm}^2$ ，其熱損失百分比分別為36, 15, 5.8 ± 0.2 , 8.1 ± 0.7 和 $6 \pm 0.4 \%$ 。

由圖十一可以看到，沸騰曲線會有往回反摺的現象，這是因為矽微米線表面是一非常親水的表面，因此需要較大的表面過熱溫度，才能使表面產生成核現象，當表面產生沸騰後由於其熱傳效果較好，因而使加熱器表面溫度下降；另一方面，加熱器尺寸 $0.2 \times 0.2 \text{ cm}^2$ 所得到的實驗值，有別於其他加熱器尺寸大小所得到之實驗值，這是由於此時的加熱器尺寸太小，導致所應給予的電功率很小，而造成加熱器表面溫度是緩緩的線性上升，直到較高溫的時候才產生成核之現象。目前我們在 $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ 加熱器尺寸上，所得到之CHF (221 W/cm^2)，為目前沸騰熱傳界所得到之最高臨界熱通量之一。

圖十二為矽微米線陣列上加熱器尺寸對應CHF之曲線圖，圖中比較了我們之前所得之矽奈米線陣列上之CHF與矽平面上之CHF [7]，其中圖十二中的實線是基於流體不穩定性理論(Eq. 3)所計算得到，我們將 λ_H 當作一變數且令 A_v/A_s 為一貼合因子(Fitting Factor)，其中 A_v/A_s 代表蒸氣在加熱器表面所佔之比例。由圖十二可以看出，當加熱器尺寸大於 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ 時，在矽微米線陣列上所得之CHF同樣隨著加熱器尺寸的減少而增加，且矽微米線陣列實驗所得到之CHF，高於矽奈米線陣列上所得之CHF，這可能是因為矽微米線陣列表面之孔洞，較矽奈米線陣列上有效成核數還要來的多些，因而有較高

之CHF。然而，當繼續減小加熱器尺寸至 0.5×0.5 與 $0.2 \times 0.2 \text{ cm}^2$ ，發現其CHF不再隨著加熱器尺寸減小而增加，同時趨近於一定值，在這兩個加熱器尺寸所得之CHF與在矽奈米線陣列上加熱器尺寸為 $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ 所得之CHF值接近，我們推測這是因為當加熱器尺寸越小，其受表面張力的影響情況愈為嚴重，造成加熱器表面的蒸汽氣泡不易從加熱器表面離開，而使CHF不在往上上升。為了探討表面張力的影響，我們計算在三種加熱器表面尺度(矽微米線、矽奈米線和矽平面)各個加熱器尺寸的所得到之韋伯數(Weber Number, $We = \rho_l v^2 L / \sigma$)，其中液體的速度乃利用實驗所得到的熱通量所計算出($v = q_{\text{CHF}} / (\rho_l \cdot h_{\text{fg}})$)，在不同尺度各個加熱器尺寸的韋伯數如圖十三所示，由圖中得知當矽微米線加熱器尺寸小於 $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ 時，韋伯數大幅的下降，此說明了當加熱器尺寸小於 $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ 時，表面張力影響增加且慣性力的影響減少，而限制了蒸氣柱的運動，造成當加熱器尺寸小於 $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ 時，CHF不再往上增加；然而在矽奈米線與矽平面所得之韋伯數幾乎在同一階層。因此，我們推論當矽微米線加熱器尺寸大於 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ 時，流體不穩定性理論乃決定CHF的機制；然而當矽微米線加熱器尺寸小於 $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ 時，由於此時加熱器表面的表面張力主宰了CHF的發展，當加熱器尺寸越小，表面張力所影響越大，因而使CHF不再往上上升，說明了此時流體不穩定性理論不再適用於如此小的加熱器尺寸。而由圖十二中也可以發現，當加熱器尺寸大於 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ 時，在矽微米線陣列上所得到之CHF與我

們之前所提之修正流體不穩定性理論所得到的預測值互相吻合。

4.3 矽微米線高度之影響

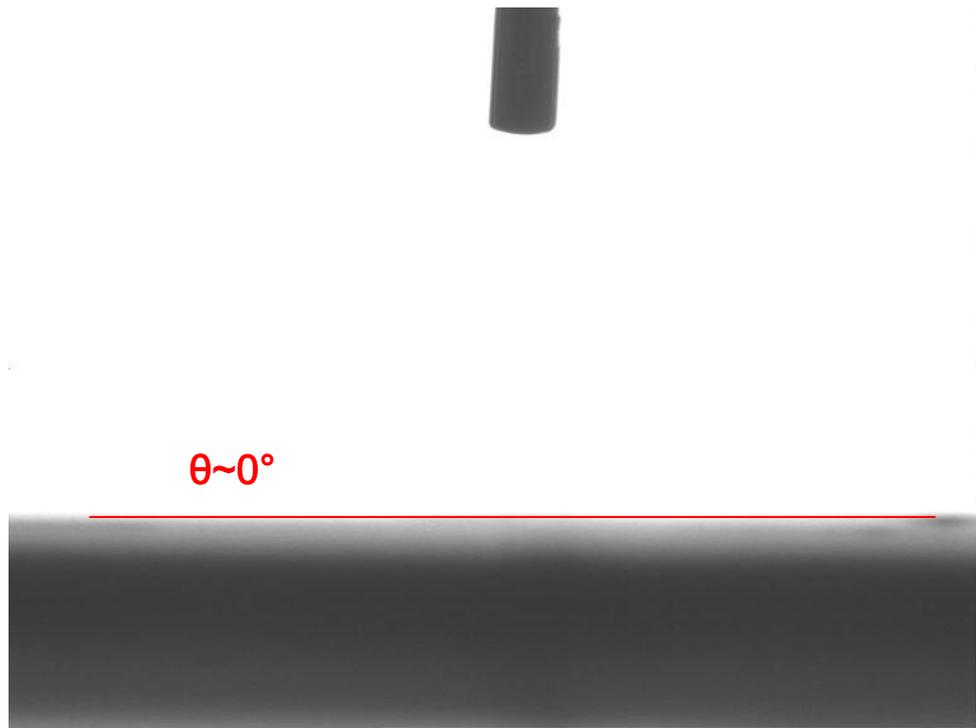
圖十四為4種不同矽微米線高度(25, 50, 75 和100 μm)之SEM圖。圖十五為4種不同矽微米線高度所得到之沸騰曲線圖，其中黑色曲線為Rohsenow理論方程式[13]所計算出來之沸騰曲線，其 C_{sf} 為0.013，實驗值所得到之趨勢皆符合Rohsenow理論預測值。其中在4種不同矽微米線高度(25, 50, 75 和100 μm)所得到之CHF分別為 205.6 ± 0.3 , 208 ± 1.1 , 184.3 ± 2.9 和 157.6 ，其熱損失百分比分別為7.5, 5.8 ± 0.2 , 5.7 和 6.3 %。

圖十六為矽微米線高度對應CHF之作圖。由式(7)可以得知，毛細限會隨著微米線高度降低而增加，而圖中顯示當矽微米線高度大於50 μm 時，其CHF隨著高度增加而減少，故當微米線高度大於50 μm 時，其CHF乃受毛細限(Capillary Limit)所限制；然而，當矽微米線高度小於50 μm 時，其CHF不隨高度變化，故其CHF不受毛細限(Capillary Limit)所限制，其原因推測乃由於此時矽微米線高度極小，造成加熱器表面毛細限較大，因此CHF不受毛細限所影響。

綜合以上的結果，在表面濕潤性上，我們不論在哪種加熱器尺寸或矽微米線高度，量測到的接觸角幾乎趨近於 0° ，因此CHF不受表面濕潤性的影響。在不同加熱器尺寸下，當加熱器尺寸大於 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ 時，CHF受流體不穩定性

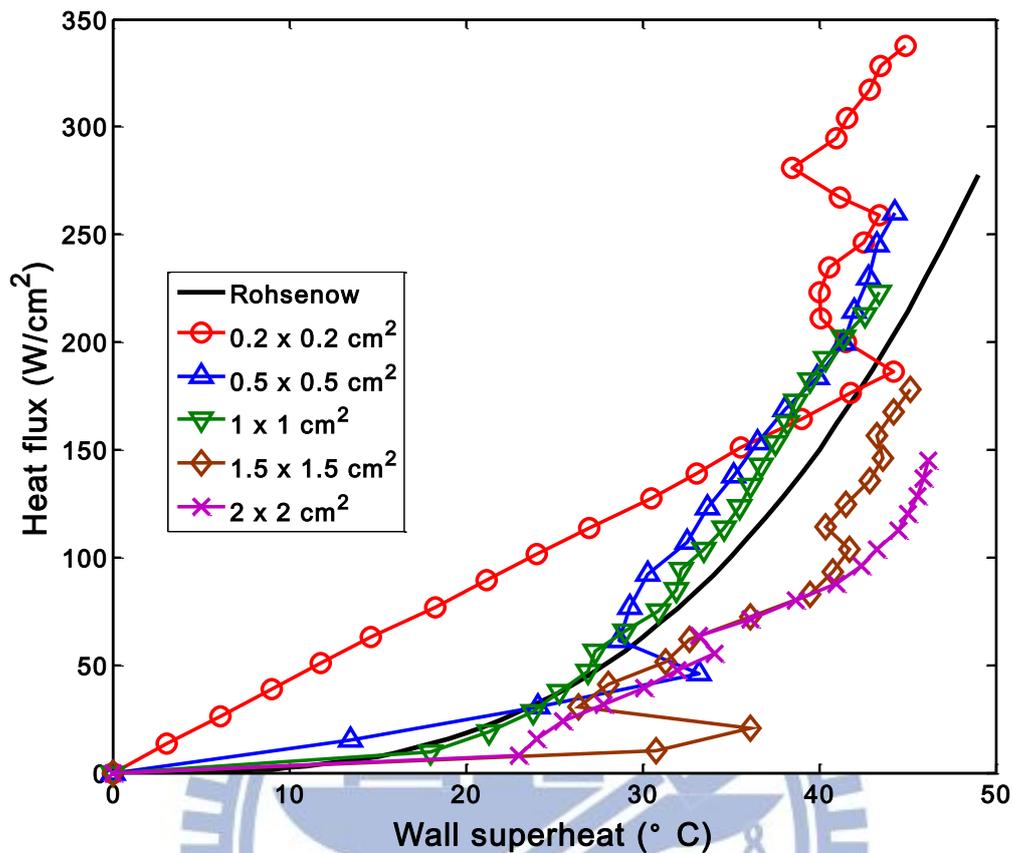
理論的影響；然而當小於 $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ 時，此時的表面張力影響增加而使流體不穩定性理論不適用於如此小的加熱器。此外，當矽微米線高度大於 $50 \mu\text{m}$ ，CHF乃受限於毛細限；然而矽微米線高度小於 $50 \mu\text{m}$ 時，由於毛細限較大，CHF不再受毛細限的限制。綜合以上所得與我們之前的實驗結果[7]，我們發現在三種尺度的表面(矽奈米線、矽微米線、矽平面)，當表面張力影響較小時，其所得之CHF與加熱器尺寸關係皆符合我們之前所提之修正流體不穩定性理論，此初步驗證了我們所提之理論。



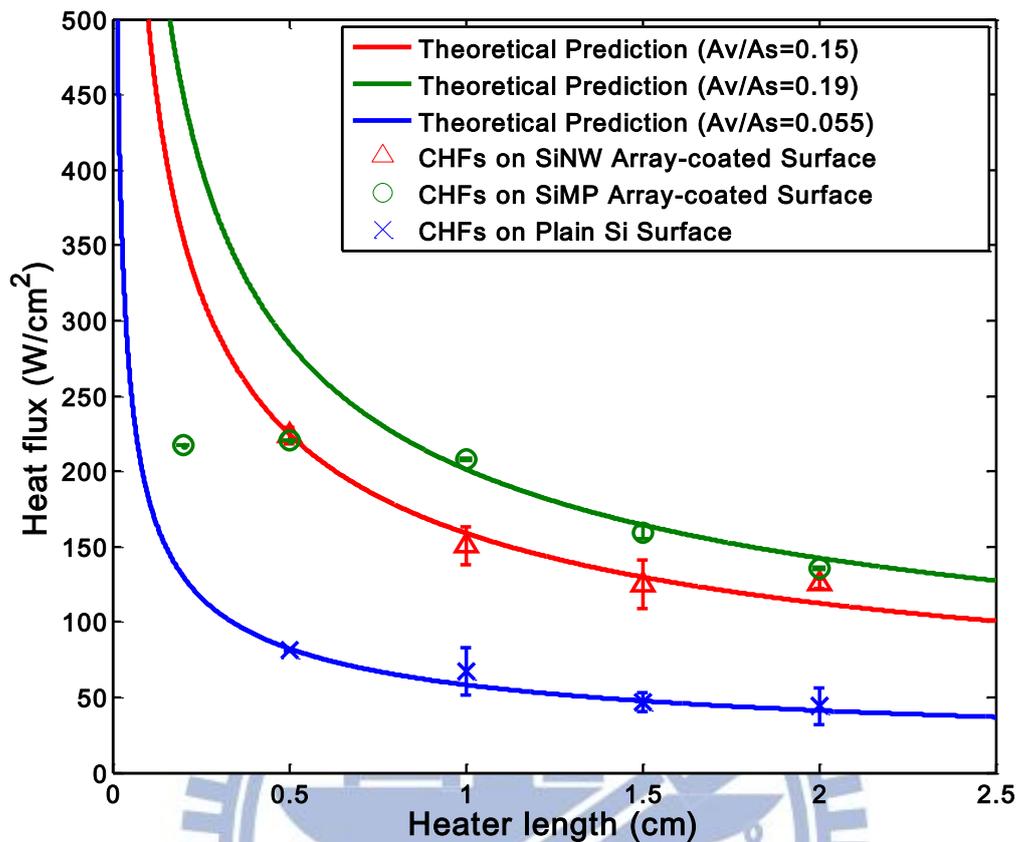


圖十 矽微米線陣列表面接觸角(Contact Angle)圖像。此圖為在矽微米線尺寸為 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ ($50 \mu\text{m}$) 所得到的接觸角，其所得接觸角趨近於 0° 。

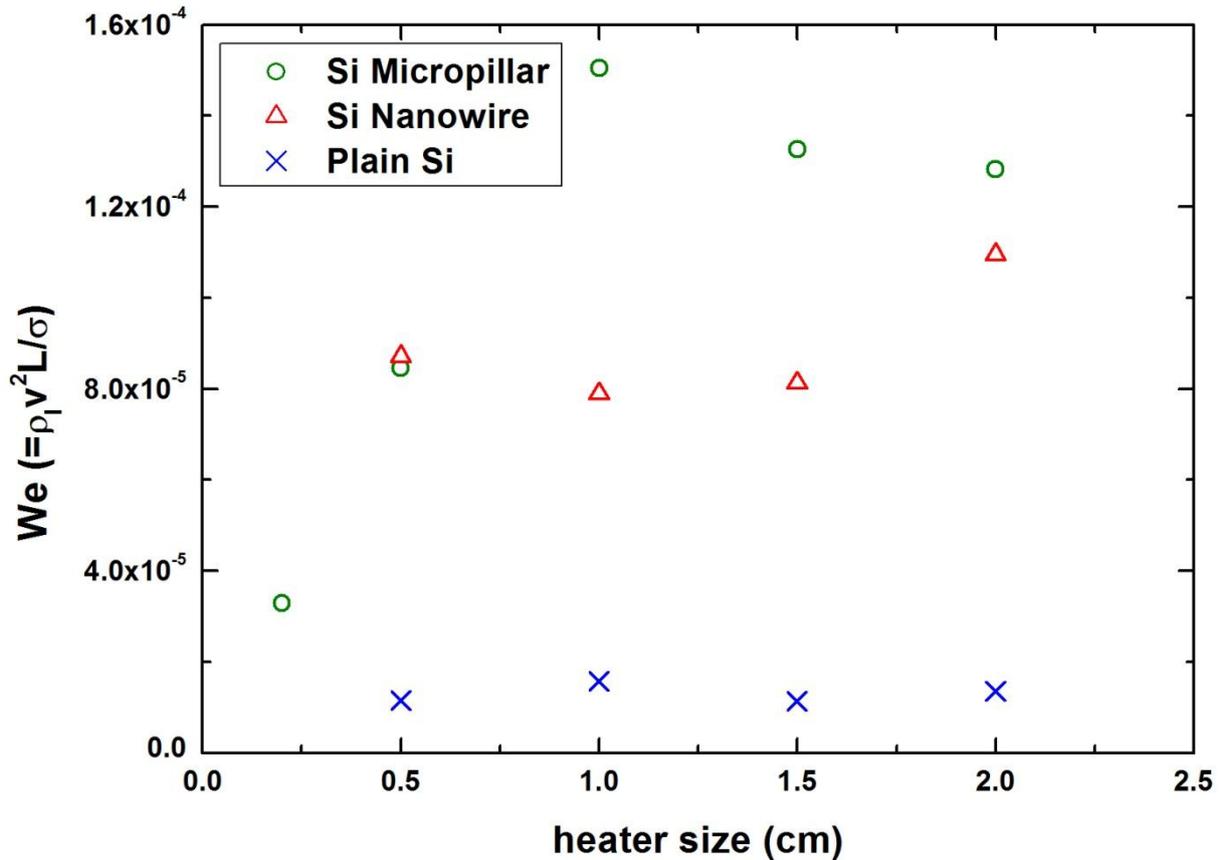




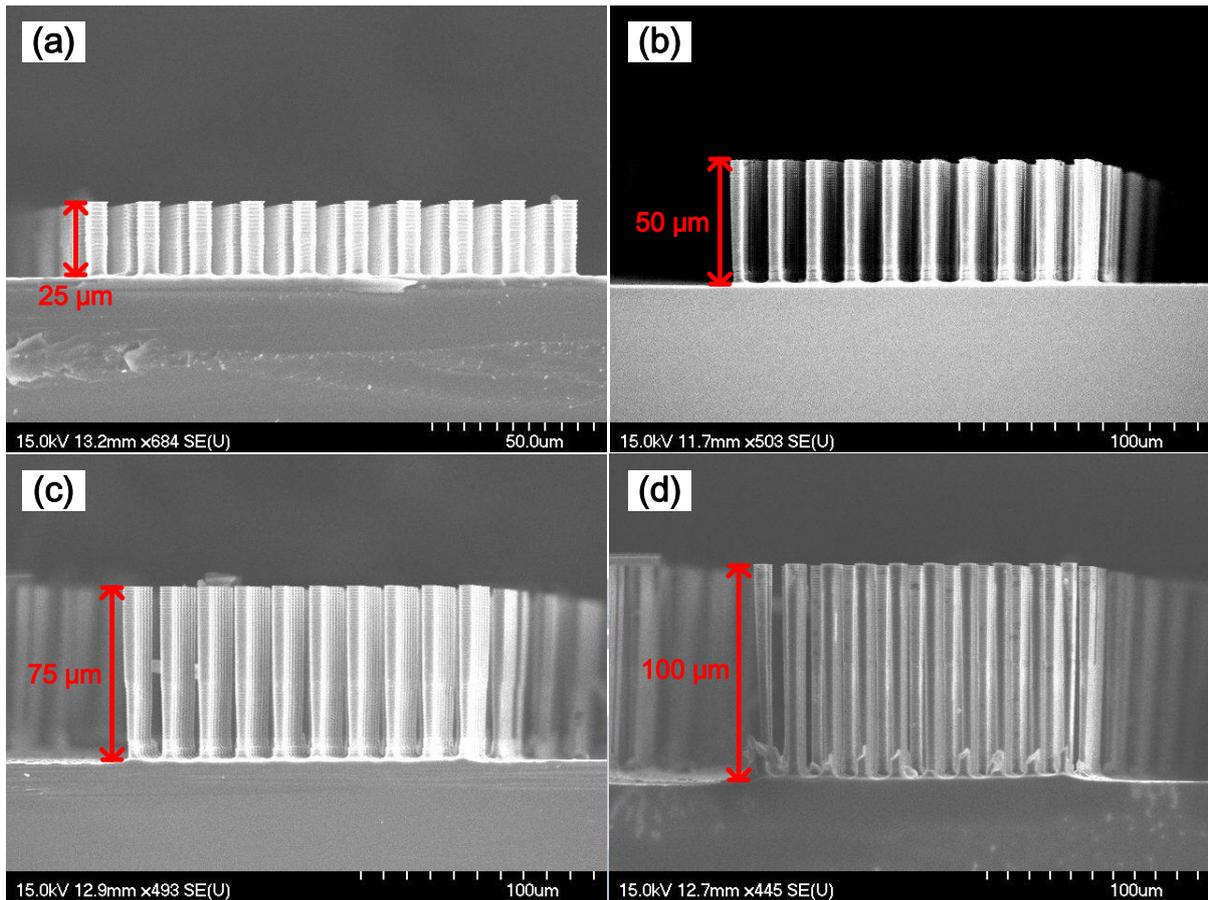
圖十一 不同加熱器尺寸之池沸騰曲線。其中符號為實驗值(紅色圓圈為加熱器尺寸 $0.2 \times 0.2 \text{ cm}^2$ ，藍色正三角形為加熱器尺寸 $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ ，綠色倒三角形為加熱器尺寸 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ ，棕色菱形為加熱器尺寸 $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$ ，紫色叉叉為加熱器尺寸 $2 \times 2 \text{ cm}^2$)；黑色實線為Rohsenow理論方程式[13]所計算之值，其 C_{sf} 為0.013。



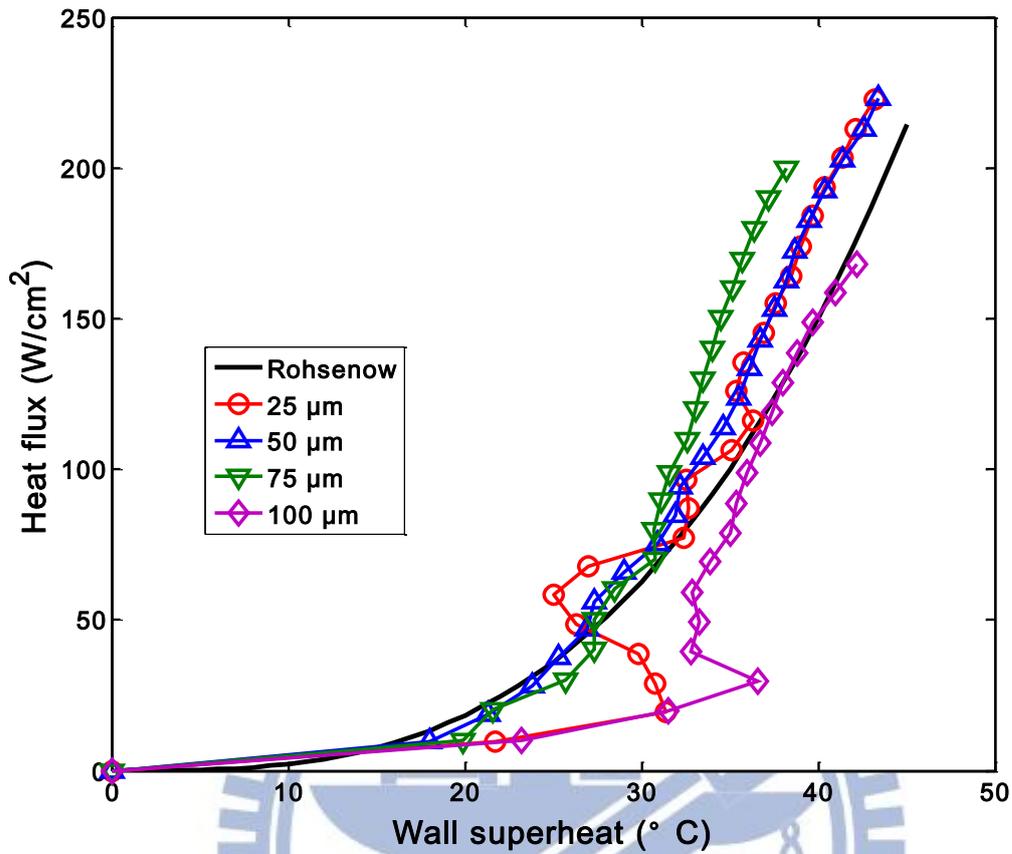
圖十二 加熱器尺寸與CHF之作圖。其中綠色圓圈為矽微米線陣列所得之CHF，而圖中紅色三角形與藍色叉叉，為我們之前所得之在矽奈米線陣列與矽平面所得的實驗數據[7]，實線為根據流體不穩定性理論(Eq. 3)所得之計算值，其中 λ_H 為變數，面積比(A_v/A_s)為理論預測之貼合因子(Fitting Factor)；其代表蒸汽在加熱表面所佔的面積。



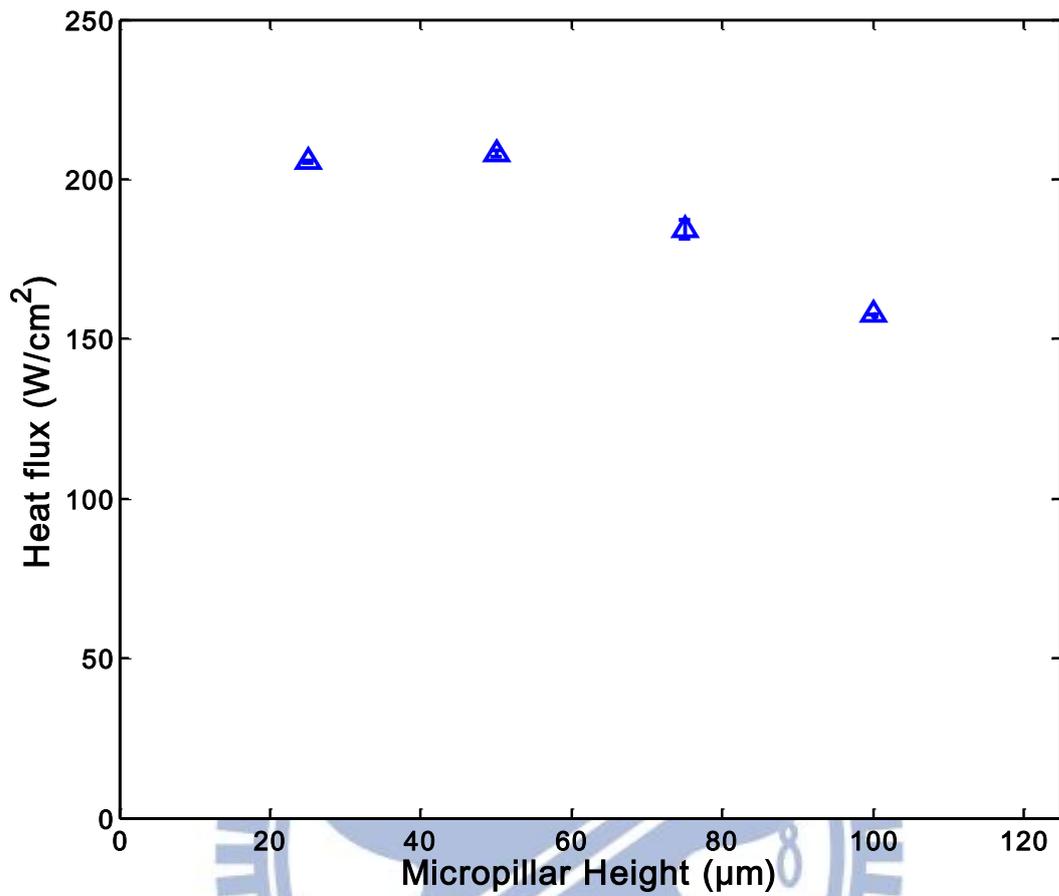
圖十三 韋伯數(Weber Number, $We = \rho_l v^2 L / \sigma$)與加熱器尺寸之作圖。綠色圈圈為矽微米線、紅色正三角形為矽奈米線和藍色叉叉為矽平面在不同加熱器尺寸下，所計算出來之韋伯數，其中韋伯數由實驗所得熱通量(已扣除熱損失)計算出之液體速度，進而計算出韋伯數；由圖中可以得到當矽微米線之加熱器尺寸小於 $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ 時，韋伯數有大幅減小的趨勢，然而在矽奈米線與矽平面所得到之韋伯數仍然在同一個階層下，因此說明了當矽微米線加熱器尺寸小於 $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ 時，韋伯數大幅的下降，其原因為表面張力影響甚大。



圖十四 不同高度之矽微米線陣列 SEM 圖。圖(a)~圖(d)分別為 25, 50, 75 和 100 μm 之矽微米線陣列。



圖十五 不同矽微米線高度(25, 50, 75, 100 μm)之沸騰曲線圖。其中符號為實驗值(紅色圓圈為矽微米線高度 25 μm ，藍色正三角形為矽微米線高度 50 μm ，綠色倒三角形為矽微米線高度 75 μm ，紫色菱形為矽微米線高度 100 μm)；黑色實線為 Rohsenow 理論方程式[13]所計算之值，其 C_{sf} 為 0.013。



圖十六 矽微米線高度與 CHF 之作圖。藍色正三角形為實驗值，分別在(25, 50, 75, 100 μm) 4 種矽微米線高度得到之 CHF，並作圖如上所示。

五、 結論與未來工作

5.1 結論

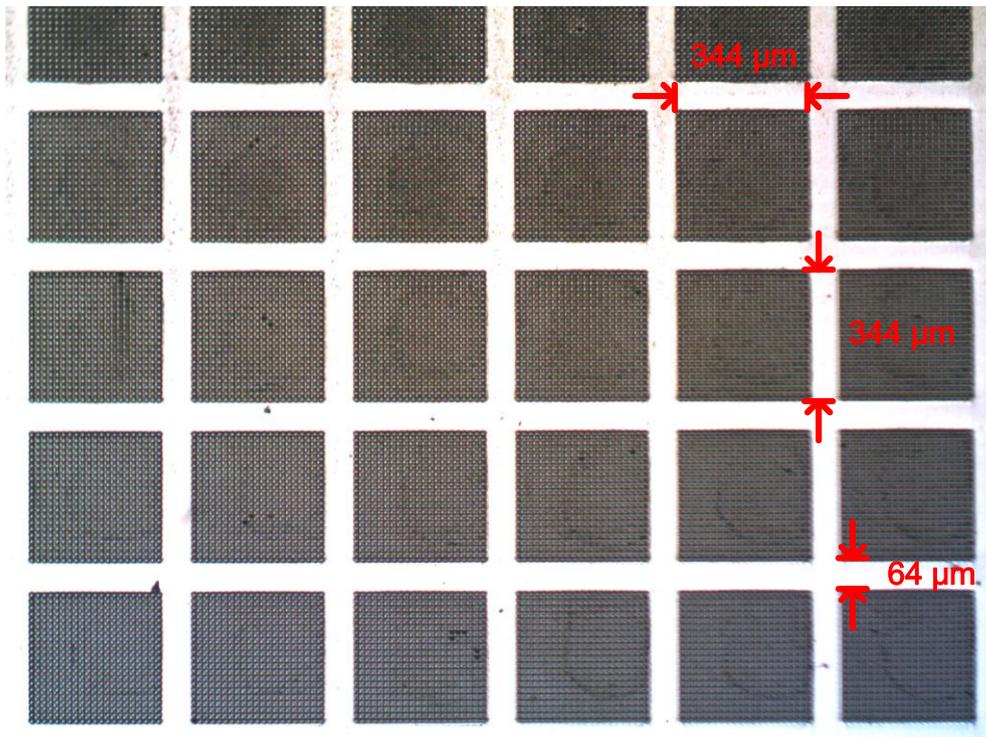
此池沸騰熱傳實驗中，我們得到當加熱器尺寸大於 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ 時，矽微米線陣列表面上CHF隨著加熱器尺寸減小而增加，CHF受流體不穩定性理論所影響；然而，當加熱器尺寸小於 $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ 時，其CHF將不再受流體不穩定性理論的影響，這是由於此時加熱器尺寸的表面張力限制了蒸汽氣泡的脫離，而造成CHF不再往上增加；且在加熱器尺寸為 $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ 得到最高之CHF(220.5 W/cm^2)，為目前沸騰熱傳界所得到之最高臨界熱通量之一。

此外，當矽微米線高度大於 $50 \text{ }\mu\text{m}$ ，CHF隨著矽微米線高度減少CHF而增加，故CHF受毛細限所限制；然而當矽微米線高度小於 $50 \text{ }\mu\text{m}$ ，由於此時CHF不隨矽微米線高度而改變，故CHF不受毛細限限制。綜合以上我們的結果，由於接觸角在各種表面趨近於 0° ，且在不同加熱器尺寸下，蝕刻的深度為 $50 \text{ }\mu\text{m}$ ，因此不受毛細限所影響，此外在不同加熱器尺寸中，當加熱器尺寸大於 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ 時，CHF符合流體不穩定性理論。因此，在這次的矽微米線沸騰熱傳實驗中，驗證了我們之前所提出的修正流體不穩定性理論。

5.2 未來工作

由於實驗數據組數仍然不足，並且需要不同的表面成核密度，來增強我們所提出假說的可信度，未來將持續更多的實驗組數，以確定我們所提出的假說。首先，我們將再多一組矽微米線陣列密度Pa344 (由 $344 \times 344 \mu\text{m}^2$ 之矽微米線陣列構成加熱器表面，如圖十七所示)，來進行池沸騰實驗，在本論文實驗中所用的加熱器表面是Pa168之矽微米線陣列密度，因此，若我們在兩種不同加熱器表面密度得到相同的結果，將可再次驗證我們所提出假說的可信度；此外，在不同矽微米線高度的實驗中，由於只有25, 50 μm 這兩點所得到的CHF是不隨高度所改變，因此我們將在其中多一組37 μm 的實驗，來確定我們所提出當50 μm 的矽微米線高度，不受毛細限所限制。





圖十七 Pa344 之矽微米線陣列圖。



六、誤差分析

本論文誤差的計算是參考 H.W. Coleman 和 W.G. Steele 所寫的這本書 [14]。若某一參數 F 與 A, B, C 相依，則關係式如下所示：

$$F = F(A, B, C) \quad (9)$$

因此誤差 δF 與 $\delta A/A, \delta B/B, \delta C/C$ 的關係式如下所示：

$$\delta F = \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial A} \delta A\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial B} \delta B\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial C} \delta C\right)^2} \quad (10)$$

由上式可計算出實驗所造成的誤差。

6.1 熱通量之誤差計算

本論文的熱通量是經由電能生熱(焦耳定律)進而計算出來，因此熱通量 $q'' = VI/A$ ，其中 V 為量測電壓、 I 為量測電流、 A 為加熱器的面積。實驗所使用的電源供應器(Agilent N5750A)的精準度為 $0.1\% \pm 150 \text{ mV}$ ， $0.1\% \pm 15 \text{ mA}$ ；此外加熱器面積經由使用黃光微影製程的方式製作，因此加熱器面積誤差我們假設為 1% 左右，帶入上式(10)即可求得出系統熱通量之誤差。例如：在 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ 所得到之 CHF 為 209.6 W/cm^2 ，其使用的電流與電壓分別為 74.3 V 與 3 A ，帶入(10)中即可求出系統熱通量之誤差：

$$\frac{\delta q''}{q''} = \sqrt{\left(\frac{\delta V}{V}\right)^2 + \left(\frac{\delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\delta A}{A}\right)^2} = 1.2 \% \quad (11)$$

因此整理熱通量之誤差方程式如下所示：

$$\left.\frac{\delta q''}{q''}\right|_{overall} = \sqrt{\left(\left.\frac{\delta q''}{q''}\right|_{system}\right)^2 + \left(\left.\frac{\delta q''}{q''}\right|_{repeatability}\right)^2} = 1.3 \% \quad (12)$$

6.2 溫度之誤差計算

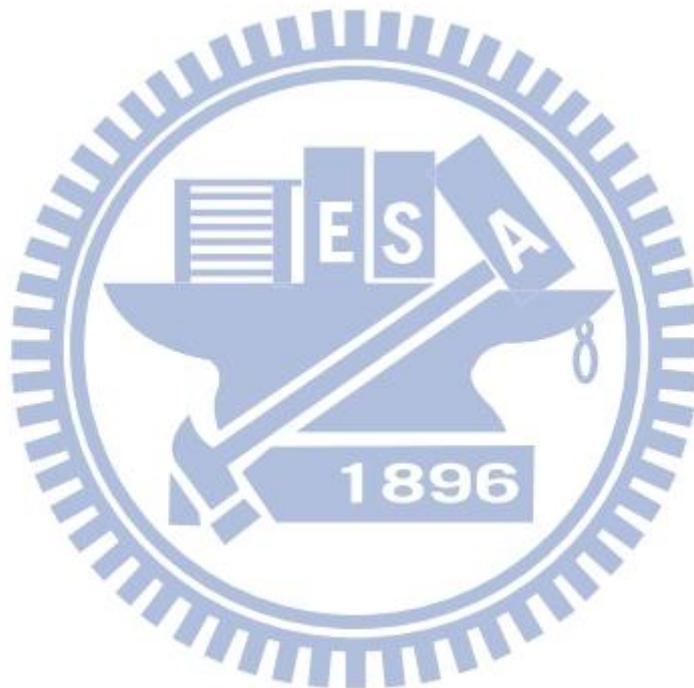
加熱器表面溫度可經由下方程式得到：

$$T_w = T_{TC} - q''/(k/\delta) \quad (13)$$

其中 T_{TC} 為經由熱電偶線所量測到之溫度、 q'' 為通入之熱通量、 k 為矽晶圓之熱傳導率、 δ 為矽晶圓之厚度。熱電偶線之誤差受限於熱環氧樹脂之厚度、數據擷取器 (Agilent 34970A) 之精準度、熱電偶線之誤差 (T Type, OMEGA Engineering Inc.)。假設熱環氧樹脂之厚度為 $5 \mu\text{m}$ ，且在 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ 得到之 CHF (209.6 W/cm^2) 有 1.5% 經由背後所散失，熱環氧樹脂之熱傳導率為 $1.5 \text{ W/m}\cdot\text{K}$ ，因此溫度誤差為 $0.1048 \text{ }^\circ\text{C}$ ，熱電偶線絕對溫度誤差為 $0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ ，且數據擷取器之誤差為 $1 \text{ }^\circ\text{C}$ ，因此全部的溫度誤差為 $1.6048 \text{ }^\circ\text{C}$ 。其壁面溫度誤差如下所示：

$$\frac{\delta T_w}{T_w} = \sqrt{\left(\frac{\delta q''}{q''}\right)^2 + \left(\frac{\delta T_{TC}}{T_{TC}}\right)^2} = 1.64 \% \quad (14)$$

其中 $\delta q''/q''$ 為系統熱通量誤差；在 $1 \times 1 \text{ cm}^2$, CHF (209.6 W/cm^2) 之加熱器表面溫度為 $143.4 \text{ }^\circ\text{C}$ ，因此 $\delta T_{TC}/T_{TC} = 1.12 \%$ 。



七、參考文獻

1. J.H. Lienhard, V.K. Dhir, Hydrodynamic Theory of the Peak and Minimum Pool Boiling Heat Fluxes, CR-2270, 1973.
2. N. Zuber, Hydrodynamic Aspects of Boiling Heat Transfer, AECU-4439, 1959.
3. K.A. Park, A.E. Bergles, “Effects of size of simulated microelectronic chips on boiling and critical heat-flux”, J. Heat Transfer, 110, pp.728-734, 1988.
4. A. Bar-Cohen, A. McNeil, “Parametric effects of pool boiling critical heat flux in dielectric liquids”, ASME Pool and External Flow Boiling, pp. 171–175, 1992.
5. I.I. Gogonin, S.S. Kutateladze, “Critical heat flux as a function of heater size for a liquid boiling in a large enclosure”, J. Eng. Phys., 33, pp. 1286–1289, 1977.
6. K.N. Rainey, S.M. You, “Effects of heater size and orientation on pool boiling heat transfer from microporous coated surfaces”, International Journal of Heat and Mass Transfer, 44, pp. 2589–2599, 2001.
7. Ming-Chang Lu, Renkun Chen, Vinod Srinivasan, Van P. Carey, Arun Majumdar, “Critical heat flux of pool boiling on Si nanowire array-coated surfaces”, International Journal of Heat and Mass Transfer, 54, pp. 5359-5367, Aug. 2011.
8. S.J. Kim, I.C. Bang, J. Buongiorno, L.W. Hu, “Surface wettability change during pool boiling of nanofluids and its effect on critical heat flux”, 50, pp. 4105-4116, 2007.
9. R.W. Schrage, A Theoretical Study of Interphase Mass Transfer, 1953.
10. V.P. Carey, Liquid–Vapor Phase-Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment, second ed., Taylor and Francis, New York, 2008.
11. S.G. Kandlikar, “A Theoretical Model to Predict Pool Boiling CHF Incorporating Effects of Contact Angle and Orientation”, Journal of Heat Transfer, 123, pp. 1071-1079, Dec. 2011.
12. Renkun Chen, Ming-Chang Lu, Vinod Srinivasan, Zhijie Wang, Hyung Hee Cho, and Arun Majumdar, “Nanowires for Enhanced Boiling Heat Transfer”, NanoLetters, 2009.
13. W.M. Rohsenow, “A method of correlating heat transfer data for surface

boiling of liquids”, Trans. ASME, 1952.

14. H.W. Coleman, W.G. Steele, Experimentation and uncertainty analysis for engineers, Wiley, New York, 1989.

