

行政院國家科學委員會專題研究計畫 成果報告

子計畫二:BST 介電薄膜在 12 吋矽晶圓上快速熱回火製程中 熱物理性質及熱應力之研究(3/3)

計畫類別：整合型計畫

計畫編號：NSC91-2212-E-009-040-

執行期間：91 年 08 月 01 日至 92 年 07 月 31 日

執行單位：國立交通大學機械工程研究所

計畫主持人：曲新生

報告類型：完整報告

處理方式：本計畫可公開查詢

中 華 民 國 92 年 11 月 1 日

ABSTRACT

This three-year researching project (August 2000 to July 2003) included both theoretical and experimental study.

In the theoretical study, to obtain temperature uniformity across 12-inch silicon wafers during rapid thermal processing (RTP), we estimated the edge heat compensation (the first year) and/or optimal incident heat fluxes (the second year) with one-dimensional thermal model by inverse heat transfer method. Then, in the third year, a numerical two-dimensional inverse-modeling algorithm was developed to calculate optimal incident heat fluxes required for temperature uniformity on 12-inch silicon wafers during RTP. The temperature-dependent thermal properties of silicon and a finite-time algorithm are used. The numerical results show that temperature uniformity can be efficiently achieved using inverse modeling and reveal that the thermal non-uniformity can be reduced considerably if the incident heat fluxes on the wafer can be dynamically controlled according to the results calculated by the inverse methods; the maximum temperature differences were only 0.15, 0.388 and 0.658 °C, respectively, for linear 100, 200 and 300 °C/sec ramp-up rates.

In the experimental study of the first year, the emission spectrum measurement of the rapid thermal processing (RTP) heating source by Fourier Transform Infrared spectrometer (FTIR) is presented. The work has been carried out on two quartz-tungsten-halogen lamps of OSRAM type No. 64573 and No. 64743 at the different lamp voltages in the near-mid infrared wavelength

region of $0.7\sim 20\mu\text{m}$ by using FTIR. From our present experimental measurement results, it is found that the emission spectrum is superposed by three spectral curves located in the range of about $1\sim 4.5\mu\text{m}$, $4\sim 9\mu\text{m}$ and $9\sim 20\mu\text{m}$, respectively, corresponding to the emission from the tungsten filament, the warm quartz glass tube and the base. Increasing the voltage of the lamp will increase the tungsten filament temperature. It also shows that the results are principally in good agreement with the Planck's distribution law and Wien's displacement law. The spectral peak output of these heating sources, corresponding tungsten filament temperatures from about 2000K to 2600K, range from $1.9\sim 2.5\mu\text{m}$ ($4000\sim 5200\text{ cm}^{-1}$). The second year, the transmittance and reflectance of barium strontium titanate (BST) thin films deposited on the Fused-Quartz and MgO substrates are measured on various films thickness at room temperature by using FTIR. In addition, we also used Beer's law and energy conservation law to solve the extinction coefficient and absorptance of the BST thin films can be evaluated. And the refractive index and absorptive index of BST thin films have been measured in the visible light wavelength region of $0.2\sim 0.9\mu\text{m}$ by using Nikon n&k analyzer 1200. The results indicated that the transmittance and the extinction coefficient of the BST films are very high between $0.64\mu\text{m}$ and $10\mu\text{m}$. The third year, continuing the study of last year, the transmittance and reflectance of BST thin films deposited on silicon substrates have been measured on various films thickness and heating process at room temperature by using FTIR. In addition, we also measured the BST thin films at various heating temperature. And the refractive index and absorptive index of BST thin films have also been

measured by using Nikon n&k analyzer 1200. Experimental results show that the higher refractive index and absorptive index of barium strontium titanate thin film occur at its thickness of $0.4\mu\text{m}$. The value of absorptive index of barium strontium titanate thin films is close to zero at near-mid infrared region, but the maximum value of the refractive index is appeared at the visible light region; in addition, there is no manifest difference for the reflection index and has the trend to shift forward to the short-wavelength in the temperatures ranged from 30°C to 600°C . For barium strontium titanate thin films, the reflection index has the trend to shift forward to the long-wavelength because of thin films structures have been transferred while upon the temperature of 600°C .

Keywords: rapid thermal processing (RTP), emission spectrum, temperature uniformity, thermal radiative properties, FTIR, BST thin film.

摘 要

此三年計畫(2000年8月~2003年7月)包括理論與實驗兩部分。

在理論部分，我們分析十二吋矽晶圓快速熱製程(RTP)中之一維熱傳模式，應用逆向熱傳方法探討，使得十二吋矽晶圓上溫度均勻所需的晶圓邊緣的熱補償(第一年)及照射熱通量(第二年)，進而降低過程中所產生的熱應力。在第三年，提出二維的逆向模式之數值演算法以便能計算快速熱製程(RTP)中使得十二吋矽晶圓上溫度均勻所需之最佳的熱通量。考慮矽晶圓熱物理性質隨溫度而變化，並採用含未來溫度演算法的逆解熱傳方法。結果顯示，晶圓上溫度均勻所需的照射熱通量可直覺地、有效地經由此逆向模式評估計算出來。假若快速加熱系統能根據此逆向方法來動態控制晶圓上照射的熱通量，可顯示晶圓上溫度的不均勻性將大大地降低；對於升溫率 100, 200 和 300 /sec，過程中最大的溫差分別僅為 0.15, 0.388 and 0.658 。

在第一年實驗部分，快速熱製程熱源之放射光譜利用傅葉轉換紅外線光譜儀來量測。利用波長範圍在近、中紅外光區段(0.7~20 μm)的傅葉轉換紅外線光譜儀來量測在不同燈的電壓下 OSRAM 型式中的二種石英鎢鹵素燈源，其燈源型號為 No. 64573 和 No. 64743。我們從目前量測的實驗結果可以發現放射光譜在三個光譜曲線區域疊置，疊置區域為波長 1~4.5 μm 、4~9 μm 和 9~20 μm 。其分別對應至從鎢絲鹵素燈、熱的石英玻璃管及基底放射而出。而且增加燈的電壓也將會增加鎢絲鹵素燈的溫度，也可以再從結果發現大部分是遵守浦郎克分佈定律及 Wien 位移定律。當鎢絲鹵素燈的溫度從 2000K 到 2600K，波長範圍從 1.9~2.5 μm (4000~5200 cm^{-1})時，這些加熱燈源的光譜峯值之出現。在第二年實驗部

分，仍應用傅利葉轉換紅外線光譜儀來量測在室溫時鍍在石英和氧化鎂基材上不同厚度的銀鋇鈦薄膜之穿透率及反射率。另外再應用比爾定理，利用實驗量測得到的穿透率及反射率，計算銀鋇鈦薄膜的消散係數；同時也應用物質能量守恆的關係，由量測到的穿透率及反射率來計算銀鋇鈦薄膜試片的吸收率。在此實驗我們也應用 n&k 分析儀來量測銀鋇鈦薄膜在可見光區段(0.2~0.9 μm)之吸收係數及折射係數。由實驗結果可以發現銀鋇鈦薄膜在中紅外線區段(0.64 μm 到 10 μm)時具有很高的穿透率及消散係數。在第三年的實驗部分，延續上一年的研究，應用傅利葉轉換紅外線光譜儀來量測在室溫時鍍在矽基材上不同的薄膜厚度及不同的退火溫度的銀鋇鈦薄膜之穿透率及反射率。另外我們更進一步量測銀鋇鈦薄膜在不同升溫溫度下之反射率。當然我們也再度應用 n&k 分析儀來量測銀鋇鈦薄膜段(0.2~0.9 μm)之吸收係數及折射係數。由實驗結果發現，銀鋇鈦薄膜在厚度為 0.4 μm 時有較高之折射係數以及吸收係數。銀鋇鈦薄膜之吸收係數及折射係數之最大值會出現在可見光區段，而在近、中紅外光區段之吸收係數幾乎為零。當溫度由 30 $^{\circ}\text{C}$ 升至 600 $^{\circ}\text{C}$ 時，其反射率差異不大，但有往較短波長移動之傾向。當溫度高於 600 $^{\circ}\text{C}$ 時，由於銀鋇鈦薄膜的結構已經改變，因此造成反射率往較長波長的方向移動。

關鍵字：快速熱製程、放射光譜、溫度均勻、熱物理性質、FTIR、BST 薄膜

目 錄

英文摘要.....	I
中文摘要.....	IV
目錄.....	VI
圖目錄.....	IX
表目錄.....	XII

第一章 緒論

1.1 RTP 設備發展背景	1
1.2 RTP 加熱系統	3
1.2.1 RTP 的熱源系統	4
1.2.2 RTP 的爐壁結構	6
1.2.3 RTP 的溫度量測	7
1.3 鐵電薄膜之研究背景	9
1.3.1 鉕鋇鈦薄膜之應用	9
1.4 文獻回顧.....	10
1.4.1 RTP 方面	10
1.4.2 鉕鋇鈦薄膜方面	12
1.5 研究動機及目的	16

第二章 理論分析

2.1 熱模式.....	23
2.1.1 垂直與側邊的熱補償.....	23
2.1.2 強度模式和溫度模式.....	25
2.2 逆向熱傳模式.....	26
2.2.1 垂直與側邊的熱補償.....	26
2.2.2 強度模式和溫度模式.....	31
2.3 在線性溫昇的快速熱製程中 12 吋矽晶片之溫度均勻性.....	33
2.3.1 熱模式.....	33
2.3.2 逆向問題演算法.....	35

第三章 實驗分析

3.1 傅利葉轉換紅外線光譜儀之簡介.....	38
3.1.1 光學系統.....	39
3.1.2 試片室.....	42
3.1.3 資料處理系統.....	43
3.1.4 儀器之重要配件.....	45
3.2 實驗的程序及步驟.....	45
3.3 解析度(Resolution)分析.....	46
3.4 儀器校正.....	48
3.4.1 穿透率實驗校正分析.....	48

3.4.2	反射率以及升溫反射率實驗校正分析.....	49
3.4.3	掃描次數分析.....	49
第四章 結果與討論		
4.1	理論結果.....	60
4.1.1	利用逆向模式來估計通過晶圓而達到溫度均勻性所需的入射熱通量.....	60
4.1.2	以逆熱傳方法分析 12 吋矽晶圓在快速熱製程中的熱均勻性.....	62
4.1.3	線性溫昇率之快速熱製程中矽晶圓的熱均勻性.....	65
4.2	實驗結果.....	67
4.2.1	利用傅利葉紅外線光譜儀量測在快速熱製程中加熱光源的放射光譜.....	67
4.2.2	銀鋇鈦薄膜在室溫時之熱輻射性質的實驗研究.....	73
4.2.3	銀鋇鈦薄膜在高溫時之熱輻射性質的實驗研究.....	76
	參考文獻.....	104

圖 目 錄

圖 1-1	傳統水平式熱爐管配置 (a) 側視圖 (b) 俯視圖[1].....	20
圖 1-2	快速加熱爐之主要結構[1].....	20
圖 1-3	冷壁式爐壁示意圖[6].....	21
圖 1-4	暖壁式爐壁示意圖[6].....	21
圖 1-5	熱壁式爐壁示意圖[6].....	21
圖 1-6	各種偵測器可使用的量測範圍	22
圖 2.1	矽晶片的入射熱通量及輻射熱損失.....	37
圖 2.2	矽晶片熱物理性質隨溫度變化的關係[35, 36].....	37
圖 3-1	FT-IR 儀器設備示意圖	52
圖 3-2	麥克森干涉儀構造示意圖	52
圖 3-3	FTIR 穿透率量測設備.....	53
圖 3-4	FTIR 反射率量測設備.....	53
圖 3-5	FTIR 升溫反射率量測設備.....	53
圖 3-6	不同解析度下之量測結果比較(a)~(d)	54
圖 3-7	實驗背景光源強度頻譜圖：(a)以波長表示(b)以波數表示	55
圖 3-8	以 DTGS 偵測器所做的穿透率量測校正：(a)以波長表示；(b)以波數表示.....	56
圖 3-9	在室溫下量測矽晶圓之反射率與 Ravindra et al.數據比較：(a)以波長表示 (b)以波數表示.....	57

圖 3-10 比較矽晶圓在不同掃描次數下之穿透率：(a)以波長表示(b)以波數表示	58
圖 3-11 比較矽晶圓在不同掃描次數下之反射率：(a)以波長表示(b)以波數表示	59
圖 4-1 在過程中晶圓中心的溫度及溫昇率	77
圖 4-2 快速熱製程中矽晶片溫度之差異	77
圖 4-3 應用逆向模式得到之矽晶圓的(a)垂直和(b)側邊的邊緣熱補償係數	78
圖 4-4 應用逆向模式矽晶片計算矽晶圓中心之控制溫度均勻性的(a)垂直和(b)側邊的邊緣 熱補償之三維溫度差異	79
圖 4-5 應用逆向模式獲得垂直與側邊的熱補償，直徑為 100、150、200、300mm 的晶圓邊 緣和中心之間的溫度差異圖	80
圖 4-6 量測誤差為 $\sigma=0.0$ ， $\sigma=0.001$ 和 $\sigma=0.005$ 時之晶圓(a)溫度軌跡(b)溫昇率	81
圖 4-7 應用逆向模式計算，量測誤差 $\sigma=0.0$ 的入射熱通量曲線	82
圖 4-8 藉由逆向方法計算在量測誤差分別為(a) $\sigma=0.0$ (b) $\sigma=0.001$ (c) $\sigma=0.005$ 之入射熱通 量曲線	83
圖 4-9 應用逆向模式計算(a)晶片的溫度分佈(b)當量測誤差為 $\sigma=0.0$ 時之熱不均勻分佈	84
圖 4-10 量測誤差分別為(a) $\sigma=0.0$ (b) $\sigma=0.001$ (c) $\sigma=0.005$ 其晶片上的位置和晶片中心之間 的溫度差異	85
圖 4-11 應用逆向方法，在量測誤差為 $\sigma=0.0$ ， $\sigma=0.001$ 和 $\sigma=0.005$ 時，晶片上的邊緣和晶 片中心之間的溫度差異	86
圖 4-12 利用逆向方法計算，量測誤差為 $\sigma=0.0$ 、 $\sigma=0.001$ 、 $\sigma=0.003$ 和 $\sigma=0.0005$ 時，在 4 吋、6 吋、8 吋和 12 吋時最大的溫度差異	86
圖 4-13 應用逆向模式，量測誤差為 $\sigma=0.0$ ，溫昇率為(a) $100^{\circ}\text{C}/\text{sec}$ (b) $200^{\circ}\text{C}/\text{sec}$ (c) $300^{\circ}\text{C}/\text{sec}$	

的入射熱通量曲線.....	87
圖 4-14 應用逆向模式，量測誤差為 $\sigma=0.0$ ，溫昇率為(a)100°C/sec (b)200°C/sec (c)300°C/sec	
的入射熱通量之熱非均勻性曲線.....	88
圖 4-15 應用逆向模式，量測誤差為 $\sigma=0.0$ 、0.001、0.003 和 0.005，溫昇率與最大溫度差	
異圖.....	89
圖 4-16 加熱溫度為 1100K、1200K 及 1300K 之黑體輻射頻譜(a)在無填充氣體(b)有填充氣	
體(c)理論計算之值.....	90
圖 4-17 實驗量測設備的反應函數(IRF).....	91
圖 4-18 No. 64573 石英鎢鹵素燈之輻射頻譜比較(a)整個燈源量測(b)切斷電源(c)二者相減的	
結果.....	92
圖 4-19 No. 64743 石英鎢鹵素燈之輻射頻譜比較(a)整個燈源量測(b)切斷電源(c)二者相減的	
結.....	93
圖 4-20 在常溫下量測石英基材上鍍上不同厚度之銀鋇鈦薄膜的穿透率.....	94
圖 4-21 在常溫下量測氧化鎂基材上鍍上不同厚度之銀鋇鈦薄膜的穿透率.....	94
圖 4-22 在常溫下量測矽基材上鍍上不同厚度之銀鋇鈦薄膜的穿透率.....	95
圖 4-23 在常溫下量測石英基材上鍍上不同厚度之銀鋇鈦薄膜的反射率.....	95
圖 4-24 在常溫下量測氧化鎂基材上鍍上不同厚度之銀鋇鈦薄膜的反射率.....	96
圖 4-25 在常溫下量測矽基材上鍍上不同厚度之銀鋇鈦薄膜的反射率.....	96
圖 4-26 在石英基材上不同厚度之銀鋇鈦薄膜的吸收率.....	97

圖 4-27 在氧化鎂基材上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的吸收率	97
圖 4-28 在矽基材上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的吸收率	98
圖 4-29 在石英基材上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的穿透率	98
圖 4-30 在氧化鎂基材上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的穿透率	99
圖 4-31 在石英基材上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的消散係數	99
圖 4-32 在氧化鎂基材上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的消散係數	100
圖 4-33 鍍在矽基材上不同厚度的鋇鋇鈦薄膜之折射參數	100
圖 4-34 鍍在矽基材上不同厚度的鋇鋇鈦薄膜之吸收係數	101
圖 4-35 在近、中紅外光區段在矽基材上鍍上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的穿透率	101
圖 4-36 在近、中紅外光區段在矽基材上鍍上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的反射率	102
圖 4-37 在可見光區段在矽基材上鍍上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的折射參數	102
圖 4-38 在可見光區段在矽基材上鍍上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的吸收係數	103
圖 4-39 在近、中紅外光區段在矽基材上鍍上鋇鋇鈦薄膜時在不同的加熱溫度下之反射率	103

表 目 錄

表 1-1 積體電路技術的發展概況[1].....	19
表 3-1 各氣體之能量吸收光帶	51

第一章 緒論

1.1 RTP 設備發展背景

近幾年來半導體工業已成為國內的主力產業之一，而隨著半導體業的蓬勃發展，不但帶起了台灣另一次的經濟繁榮，也使得台灣贏得科技王國的美名。

由於材料科學及工程的發展，使得目前的半導體工業已由之前的超大型積體電路(Very Large Scale Integrated Circuit，簡稱 VLSI)逐漸發展至現在的極大型積體電路(Ultra Large Scale Integrated Circuit，ULSI)。而所謂的積體電路，就是把特定電路所需的各種電子元件及線路，縮小並製作在大小僅在 2cm^2 的晶片，或更小面積上的一種電子產品。又因其是由大小極其細微的固態電子元件所組成，所以我們又習慣以"微電子元件"(Microelectronics)來稱呼它。基本上，我們習慣以線路所能設計與製造的最小線寬、所使用的晶片直徑，及動態隨機存取記憶體(Dynamic Random Access Memory, DRAM)來評斷積體電路技術的發展概況，表 1-1[1]列有從 1989 年到 2001 年的積體電路技術的發展及預估的情形，由此得知 DRAM 的線寬由 1989 年的 $0.7\mu\text{m}$ 至 2001 年將達到 $0.18\mu\text{m}$ ，而相對的 DRAM 的容量也將從 4MB 達到 2GB。然而隨著 DRAM 容量的成長及線體越做越小來看，許多元件的規格勢必也將跟著變小，對於氧化層厚度、接面深度等等的尺寸精確度要求也就越來越高，因此製程技術也就需因應精確度的需求而提昇，以滿足日益成長的半導體工業。

在整個製程方面，舉例而言如薄膜的沈積與成長、摻雜過程、微影製程裡的光阻烘烤、用以改變材料結構的回火、增加絕緣體流動能力的熱流，以及熱氧化等，都需在高溫的環境下進行。而傳統的熱製程大多在熱爐管中進行，以熱擴散製程中的設備而言，熱爐管可

分為直立式與水平式，其中水平式是比較早被採用的一種，不過隨著半導體晶圓廠對潔淨室清潔度的日益要求後，水平式已逐漸被直立式所取代，不過基本上兩者的設計方式與結構仍是大致相同的，圖 1-1 為水平式熱爐管的側視及俯視圖。熱爐管本身是由一個經高溫回火的石英爐管，一組三區加熱裝置，以及量測爐管溫度的熱電偶所組成的。其中三區加熱裝置是對爐管的前、中、後分別加熱，以便於調節爐內的溫度分佈，而爐內的晶舟亦是由回火過的石英所製成，用以裝載晶片(約 100 到 150 片左右)，藉由爐管外的三區加熱裝置提供熱能，而達到執行製程所需的溫度。原則上，晶片所放置的區域其溫控的誤差必須在 0.5 到 $\pm 1.0^{\circ}\text{C}$ 之間，而晶片間的距離則約在 5mm 左右。進行摻雜的氣體將與其它製程的氣體，如氮氣或氬氣，一同由爐管的一端輸入並由另一端排出爐管之外。另外在溫度的量測方面，熱爐管一般都以所謂的針形熱電偶(Spike Thermocouple)，及溫度分佈熱電偶(Profiling Thermocouple)來做溫度的量測。前者通常置於爐管的外圍，用以量測爐管的管壁溫度；而後者則置於爐管內，位置可以自由調節，用以量測不同位置的爐管管內溫度，如圖 1-1(b)。

然而，伴隨著製程技術的成長，許多製程的設備皆已無法滿足新製程技術的需求，以 DRAM 而言，其晶片的容量以每三年成長四倍的速率快速成長，因此相對的對晶片內尺寸的規格要求越來越嚴格，而傳統熱爐管在此方面因加熱時間的關係，無法滿足目前的需求。再者，因經濟因素的考量之下，以 8 吋及 12 吋晶圓為例，兩片 12 吋晶圓的產能相當於五片 8 吋晶圓的產能，所以使得晶圓尺寸製作的潮流趨向於越做越大。而傳統熱爐管若要滿足此條件勢必要加大爐管的尺寸，但以此方式來改善則又增加了爐管的熱預算。此外在其它方面的考量，如摻植的分佈及溫度的均勻性上，傳統熱爐管都漸漸的無法跟隨上製程的

需求。因此，一種針對目前製程需求的加熱設備就因應而生，即所謂的快速熱程序爐(Rapid Thermal Processing Furnace)，而在快速熱程序爐中的熱處理過程即稱為快速熱程序(Rapid Thermal Processing)，簡稱 RTP。

1.2 RTP 加熱系統

RTP 是以一套加熱系統經由各種不同的過程來處理微電子元件，晶圓於 RTP 加熱爐中以極短的時間快速加熱製程所需溫度，而使用的加熱源來自於燈泡組之可見及紅外光範圍的輻射。

在 RTP 中，輻射熱傳是最主要的能量傳送機制，所有的材料在高溫的環境下持續的放射和吸收電磁波或光子，藉以提高或降低本身分子的能階[2]。然而，RTP 技術最初發展的目的在於以極短時間內提高材料溫度，藉由高溫環境下進行物理或化學反應，Singh 等人[3]於 1991 年指出，RTP 中光學效應在改善製程之基材的品質上扮演了一個很重要的角色，但在加熱源及製程基材的熱輻射性質分析卻是具有相當的困難度[4]。

RTP 最早期的運用出現在 60 年代，美國 IBM 公司發展出以脈波雷射運用在回火的技術上，這便是快速熱程序的最早起源。由於近十幾年來半導體業的發展，快速熱程序已經在製程中嶄露頭角。目前所知道 RTP 應用在半導體製程的技術包括快速熱氧化製程(Rapid Thermal Oxidization, RTO)、快速熱化學氣相沈積(Rapid Thermal Chemical Vapor Deposition, RTCVD)和快速回火製程(Rapid Thermal Annealing, RTA)等相關技術[5, 6]，圖 1-2 為 RTP 的示意圖。其在結構方面可分成熱源系統與爐壁主體結構兩個方面，以下將分

別加以說明。

1.2.1 RTP 的熱源系統

在熱源系統方面，一般商業用來加熱 RTP 系統之熱源主要有三種形式：鎢絲鹵素燈泡(The Tungsten-Halogen Lamp)、鈍氣長弧燈泡(The Noble Gas Long-Arc Lamp)及阻抗式鐘狀加熱燈源(Resistively Heated Bell Jar)。這三種加熱燈源各有相異之處，包括其加熱時的頻譜溫度，分別為 3300，6200 及 1700K 左右；起始時的加熱速率(到 600°C 之後速率便相差不多)；以及價格、壽命、熱質量等，而最主要的便是其對稱性。三種燈源的特性分別敘述如下：

1. 鎢絲鹵素燈泡(The Tungsten-Halogen Lamp)

鎢絲鹵素燈泡為一般 RTP 最常使用的加熱燈源，此種燈泡就外型通常可分為兩類，一為類似日光燈兩端有封口的石英外殼燈管，內以鎢絲作為發光熱阻；另外一種為僅有一端封口的石英球，外面配裝有拋物面的反射鏡或者光管(Light Pipe)反射器。在石英管內以鹵素氣體充填，通常為 PNBr_2 ，其主要的用意在於增加燈絲的溫度及壽命。當石英壁溫度超過 250°C 時，由於鎢會和鹵素化合物產生循環再生作用，因此防止鹵素化合物粒子在石英壁上的沈積，此結果可以抑制因石英壁上沈積所造成燈源放射不均勻。此外石英在 4 到 5 μm 之間有個吸收波長，因此當石英受熱到 400°C(最高可達 900°C)時，會導致波長大於 5 μm 的溫度量測受到影響，因為波長大於 5 μm 時，石英會吸收能量而成為第二個輻射熱源，此為此形燈源的缺點之一。此外，鎢絲鹵素燈泡的優點在於其壽命與價格及能量與燈絲長度的比值很高，且就能源的經濟性來說也較其它兩種燈原來的好。

2. 鈍氣長弧燈泡(The Noble Gas Long-Arc Lamp)

在經濟因素的考量下，我們通常只使用兩種此型的燈泡，一為直流式氬氣燈(Vortek DC Water-Wall Argon Lamp)，另一種為交流式氬氣燈(AC Xenon Lamp)。

直流式氬氣燈其結構包含一根石英管，內部充以冷卻水及氬放電氣體(Argon Discharge Gas)，因此水在管內面形成一層薄渦流壁(Vortex Wall)，此渦流壁可以有效的冷卻燈管內部，且抑制被注入管中的氬氣產生渦流。

交流式氬氣燈它包含了兩個同心圓管，內圈的矽管充以氬氣，而外圍的 Pyrex 管(一種耐熱玻璃)則作為冷卻內管的水套。

此兩種燈管內的水柱會吸收 $1.4 \mu\text{m}$ 以上的所有輻射，因此此種燈源只能放射 $1.4 \mu\text{m}$ 以下的波長，且長弧燈源在放光之前需要一個初始電壓，用來激發兩電極間的氣體放電，所以耗費了一些能量。而此型燈泡的主要優點在於，它對矽的有效輸出連結(Efficient output coupling)低於 600°C ，且它的熱質量低。

3. 阻抗式鐘狀加熱燈源(Resistively Heated Bell Jar)

此種燈源是以碳化矽或石英所製成，可以當做一個輻射熱源也可以當做一個加熱爐。其加熱部只佔鐘狀結構的上半部，而所產生的溫度通常比實際製程所需溫度高約 300°C ，鐘狀結構的下半部則與熱傳室連結，在加熱爐中有昇降機可將晶圓上下移動到所需溫度的位置，而加熱與冷卻的速率也受升降機移動速度影響。

此種燈源主要的優點在於它可以提供一個極為中心軸對稱的溫度場，且可用的晶圓尺寸可達 300mm 而不需額外加裝其它的燈源或反射鏡；另一個優點是此燈源可視為灰體，亦

即爐壁的放射率等於晶圓本身的放射率，且提高爐體的縱橫比(Aspect Ratio)可以增加晶圓的有效放射率，降低對放射率變化的敏感度；而其缺點則是碳化矽對某些氣體容易產生化學反應，造成爐壁的腐蝕或者粒子的沈積。

1.2.2 RTP 的爐壁結構

商業上 RTP 系統的爐壁設計主要有三種，分別為冷壁式、暖壁式以及熱壁式，而由於每種設計因為光學及幾何上的差異，所以在溫度的量測上及溫度的均勻性都有所不同，下面就將就將針對此三種結構分別加以說明：

1. 冷壁式(Cool Wall Chamber)

圖 1-3 為冷壁式的外型結構，冷壁式的反應器主要是以可用水來冷卻的金屬製成，如不鏽鋼、鋁或者其他材料等，其外型通常以圓柱形及方形為主，而反應器的內面金屬表面則以陽極電鍍或漆上一層薄石英膜，目的是在使其不易產生化學反應。在爐體內置有一個石英平板窗，它可以讓熱源的加熱光源通過來加熱晶圓，而此石英平板可以水冷或氣冷的方式來冷卻，一般而言水冷的效果比氣冷來得好，尤其是在高產率過程(High-Throughput Processing)中，石英會因受晶圓加熱而使溫度提高，造成在熱場(Hot Spot)中產生粒子的沈積，而降低溫度的均勻性。

而水冷方式也有其缺點，因為在冷卻水中可能有氣泡或污染物的產生，更重要的是它會降低熱源傳到晶圓的能量，這是由於水會吸收 1.4 μm 以上的能量，然而這個問題可以藉由在近紅外線區沒有能量吸收且熱容較大的冷卻液來取代水而得到改善。在其它方面，我們也可以以其它材料取代石英，例如青玉(Sapphire)，它的熱傳導率約為石英的 20 倍，這

可以降低平板的熱記憶。另一方面壁溫太低亦會帶來問題，因為壁溫過低會使得爐內的反應物凝結或沈積，但若可以控制壁溫範圍在室溫到 100°C 之間則可以有效的解決這個問題。

2. 暖壁式(Warm Wall Chamber)

暖壁式反應器的結構包括一個將晶圓包圍起來得石英封罩，其外形通常為方形、圓柱形、橢圓形或鐘形，如圖 1-4 所示。在爐體方面它是以高反射率且可用水冷卻的金屬製成。此型的石英封罩是以強制對流來加以冷卻，但其效率不如以水冷方式冷卻來得好，所以石英反應器的溫度就很容易升高到 200 至 400°C，這也就是"暖壁"式名稱的由來。而在整個處理過程中，爐壁的溫度都明顯地低於晶圓溫度。

暖壁式反應器有幾項優點，即藉由石英封罩的阻隔可以降低來自爐壁的金屬污染，且在反射結構材料的選擇方面有較大的自由；此外它還可使凝結物被吸收而降低化學反應的發生機率。然而它的缺點在於，熱記憶的影響又會再度的浮現，而這只能藉由預熱的方式有解決這個問題，且重複的以蝕刻劑來清潔亦會使得石英的熱傳性質降低。

3. 熱壁式(Hot Wall Chamber)

熱壁式反應器的加熱方式類似傳統的熱爐管，除了一者是每次僅處理一片晶圓，另一者每次處理上百片的晶圓之外，其不同之處還有在處理的過程中熱壁式的爐壁溫度都高於晶圓的溫度。此型的反應爐其加熱燈源是用阻抗式鐘狀燈源，外型如圖 1-5 所示，而爐壁是以碳化矽或石英所製成，而它也可以當作均勻的輻射熱源。

1.2.3 RTP 的溫度量測

一般來說，RTP 系統所用的溫度感應裝置主要分為兩種，一種為熱感應式偵測器，另一種為光子感應式偵測器或稱為量子式偵測器。熱感應式偵測器主要是藉由將入射的輻射通量轉換成溫度的提升，而溫度的改變可以幾種方式來測量。舉例來說，有藉由不同金屬接點的溫差所產生的電壓來量測的，如熱電偶、熱電堆，或者是利用焦熱電效應來量測，如焦熱電式偵測器。

光子感應式的工作原理則是將入射的光子通量量子化，藉由半導體元件的對光子的吸收而產生載波，在理想的狀況之下，反應元件對單一光子只會產生單一的反應。而此反應可以多種的形式表現，例如，以偵測器中的光電放射感應器將光子轉變成光電子的光電倍增管；利用連結光電二極體中的電洞對分離的矽偵測器；或者將光電導體中的電子從價電子躍升到傳導帶的硫化鋁偵測器等等，而通常這些結果是以電流或電壓的方式，經由放大器或其它電子儀器輸出。圖 1-6 為各種偵測器所適用的波長量測範圍。

舉例來說，熱反應式與光子反應式偵測器的主要不同之處在於，同樣 1 瓦的能量以 200nm 的紫外線光子和 10 μ m 的紅外線光子傳送，在熱反應式偵測器所得到的結果是相同的，這是因為所造成的溫度改變相同的緣故，然而在光子反應式偵測器中因為不同光子所帶能量不同的關係，因此得到的結果便有所不同。一般來說，熱反應式的優點在於它的價格較便宜，且量測溫度的頻譜範圍也較大，約從零點多個 μ m 到數十 μ m 左右，但它的反應時間卻較光子反應式來得長，且在某狹小的波段，光子反應式的準確度也較熱反應式來得好。

而實際在 RTP 的應用上，紅外線高溫計是最常用來量測晶圓溫度的量測工具[7]，它主要是利用光感測元件吸收晶圓放射的光譜，藉由晶圓溫度的改變所造成光譜的偏移來分析而得到晶圓的溫度。其主要的優點在於它為非接觸式量測、反應速度快以及適合做高溫量測。而缺點在於它與晶圓的放射率、穿透率有關且對低溫的靈敏性較差。

1.3 鐵電薄膜之研究背景

近年來科技快速發展，各類電子元件朝向微小化、高集積度、高速度、高密度及高機能性的方向邁進。在 21 世紀的明星產業中所面臨的瓶頸，都與材料工程及科學的發展無法獲得有效的突破為主要原因。不幸的，這些材料上的問題也同樣的發生在半導體工業上。為了解決材料上許多難以改善的限制，許多直接或間接與材料有關的新技術研發及改進的方法便如雨後春筍般在近十幾年來綻放，譬如：尋求更理想的介電材料(dielectric materials)來取代現有的 SiO_2 。由於各類薄膜成長技術逐漸成熟，以及對各類材料的了解更深入，因此由鐵電薄膜(ferroelectric thin film)所製成的元件其應用功能以及價值愈來愈獲得重視，從上述可知材料工程與科學的發展，幾乎與各個工業的現在及未來息息相關[1]。

鐵電薄膜的應用十分廣泛，利用其高介電常數(high dielectric constant)性質，可應用於動態隨機存取記憶體(Dynamic Random Access Memory，簡稱 DRAM)中作為平面電容；利用其電光性(electro-optic)可製成濾色元件光閘元件；利用其焦電性(pyroelectric)可製成高感應性室溫紅外光偵測器。因此可知鐵電薄膜之應用均為高科技及高附加價值之關鍵性產物，所以研究鐵電薄膜相關產品的應用也越來越多[8]。

1.3.1 鋇鈦鈦薄膜之應用

近年來積體電路隨著製程技術的改善，DRAM 記憶密度持續增加，因此需要更高的單位面板電荷儲存量。然而在 DRAM 中最重要的部分為”單一電晶體 DRAM 胞(Single Transistor DRAM Cell)”，整個 DRAM 胞中包括一個 NMOS 電晶體與一個以多晶矽為電極且以二氧化矽層作為介電材料所組成的電容器。傳統上用來當作 DRAM 電容的材質有 SiO_2 和 Si_3N_4 ，通常是以 $\text{SiO}_2\text{-Si}_3\text{N}_4\text{-SiO}_2$ 方式結合，即 ONO。為了提升 DRAM 儲存電荷的能力於一定的水準之上，可以採取的主要解決方法有三：(1) 增加電容板面積 (2) 減少電容介電層厚度 (3) 提昇介電層的介電常數，其中 (1) 和 (2) 會使得元件結構和製程更加複雜困難，以致影響良率以及製作成本[3-4]。因此近年來最令人感到興趣的方式是提高介電層的介電常數，也就是尋找高介電常數的材料來取代原有的 SiO_2 ，因此首先被考慮的便是鐵電薄膜材料，而目前應用在 DRAM 中最受矚目的鐵電薄膜材料為鋇鈦鈦薄膜[9，10]。

鋇鈦鈦薄膜($(\text{Ba,Sr})\text{TiO}_3$ ，簡稱 BST)之所以能引起廣泛的興趣與研究，主要是因為室溫下之鋇鈦鈦薄膜具有高介電常數、高穩定性、低介電損失、低漏電流、抗疲勞和老化問題以及在製程設備中具有高適用性等特色。但是由於鋇鈦鈦薄膜的製作涉及許多製程及整合上的問題，而主要以鋇鈦鈦薄膜的沉積與回火條件的最適化以及電極材料的選擇有關，譬如：基材溫度、薄膜的成長溫度以及回火(Annealing)步驟等都會影響整個鋇鈦鈦薄膜電容器的介電常數值[11-15]。

1.4 文獻回顧

1.4.1 RTP 方面

經由前面對傳統熱爐管及 RTP 加熱系統的介紹，大致可將這兩者做一簡單的比較。在設計方面，RTP 是針對晶圓尺寸加大及線路直徑縮小的趨勢而設計，因此可以滿足製程對規格精確度的要求，相對的傳統熱爐管則無法達到此要求。在加熱方式方面，RTP 是以熱輻射直接加熱晶圓，而傳統熱爐管則是加熱爐壁而間接爐內氣體，利用氣體的熱對流來加熱晶圓。

雖然 RTP 有種種優於傳統熱爐管之處，但在目前它仍有一些問題急待解決，而最大的問題便在於輻射熱源及晶圓放射不均勻，造成晶圓表面的溫度不均[11、16~17]。一般來說，薄膜沈積的速率與溫度有關，在製程中若溫度不均可能使薄膜沈積厚度不均，造成製程的困擾。另一方面，溫度不均亦會產生熱應力的問題，當晶圓的單位距離上的溫差超過某特定值時會產生塑性變形造成晶格滑動，晶圓甚至有可能因此扭曲變形而損壞，此臨界的應力稱之為"剪切屈服應力"(Yield Shear Stress)[18]。

近年來因溫度不均所產生的問題已逐漸的受到重視，因而投入這項研究的人也越來越多。而促使晶圓表面溫度不均的最大主因在於晶圓邊緣所產生的熱損失，而邊緣熱損失的方式有輻射、對流以及因氣體流動所造成的冷卻。而為了彌補邊緣的熱損失，1988 年 Lord[19] 分析晶圓在 RTP 製程中的熱及應力，並以防護環(Shield Ring)置於晶圓外圍預期增加燈源對晶圓邊緣的熱輻射，結果顯示加了防護環之後確實可以減少晶圓中心與邊緣的溫度差異。而 Zöllner [20] 等人及 Pushkar[21] 等人則針對燈源的排列方式做了研究，由於晶圓為一軸對

稱的圓盤，所以燈源的排列方式也是以中心軸對稱的方式排列，且因為晶圓邊緣的熱損失較大，因此在外圍的燈源需提供較多的熱源，故將燈源分成三個圓環並且以高低位置排列，而最外圍的燈源最靠近晶圓，最內圍的燈源則離晶圓最遠。而 Cho[22]等人更進一步對燈源的輸出功率加以控制，以求晶圓表面的溫度能更加的均勻。

此外，還可將光管置於燈源前，利用多重的反射將能量重新分配而得到一個均勻的輻射熱源。以及降低熱處理時的壓力，可減少熱對流對邊緣熱損失的影響。

1.4.2 鉬鈦鈦薄膜方面

由於鉬鈦鈦薄膜在常溫下具有高介電常數及低漏損電流等特性，所以鉬鈦鈦薄膜最近幾年來常被研究，以作為 DRAM 中電容器材料的應用。同時也因為鉬鈦鈦薄膜具有較大的折射率、光電係數，所以鉬鈦鈦薄膜也常常被應用在光電元件上。例如，多層系統的鉬鈦鈦薄膜也可以用來製作平面的光導管及光學開關，但是在這些方面的應用，都必須在瞭解鉬鈦鈦薄膜的基本性質之後，才可達到良好的應用。

關於電學性質方面之研究：

1995 年 Won 等人[23]利用 R.F.磁控濺鍍法在 Pt/Ti/Si、Pt/TiSi₂/Si 及 Pt/Ti/SiO₂/Si 三種基材上分別鍍上 Ba_{0.7}Sr_{0.3}TiO₃ 薄膜，其中基材溫度為室溫，薄膜的厚度為 0.24μm，鍍完之後再對此三種不同基材的薄膜作快速回火(Rapid Thermal Annealing, RTA) 650°C 30 秒。本實驗主要是利用 X-ray diffraction (XRD)、Scanning Electron Microscopy (SEM)及 X-ray fluorescence spectroscopy (XRF)觀察在 RTA 650°C 30 秒後鉬鈦鈦薄膜的結構情況及薄膜的化學成分。由 XRD 量測的結果可以發現前二者有 Pt-Si 及 Pt-Ti 的峯值出現，這是由於內部表

面的反應所致，而後者除了 Pt 及 BST 的峯值之外，沒有 Pt-Si 及 Pt-Ti 的峯值出現。由 SEM 的量測結果可以發現，前二者的電性會降低，這是因為在 RTA 650°C 之後基材的 Si 會擴散至鋇鈦鈦薄膜層而導致，後者因基材的 Si 不會擴散至鋇鈦鈦薄膜層，所以電性較穩定。XRF 量測 BST 薄膜後退火 650°C 1 小時之後 Ba/Sr 及 (Ba+Sr)/Ti 的質量分率，由結果可以發現薄膜中 Ba/Sr 的質量分率幾乎等於靶材的構成成分，(Ba+Sr)/Ti 的質量分率略小於靶材的構成成分。

1996 年 Lee 等人[24]利用 R.F.磁控濺鍍法在 Pt/SiO₂/Si 基材，以沉積溫度為 600°C 時鍍上 Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO₃ 薄膜，利用 XRD、Rutherford back-scattering (RBS)、SEM、metal-insulator-metal (MIM)及 Transmission electron microscopy (TEM)觀察不同的鋇鈦鈦薄膜厚度與 grain size、介電常數之間的關係以及薄膜微小結構的情況。由 XRD 量測的結果可以發現 Pt (111)在任何厚度中皆會出現，BST (110)隨著厚度的增加而增加，BST (111)只出現在厚度大於 0.15μm 時。RBS 光譜量測厚度為 0.05μm 及 0.1μm 之鋇鈦鈦薄膜在狹小的能量範圍中之情況，可以發現在寬闊的能量範圍中鋇、鈦及鈦的峯值隨著厚度的變化並不明顯，且在寬闊的能量範圍中有部分的 Pt 及 Ba 的峯值會重疊，所以通常 RBS 光譜較喜愛應用於較狹小的能量範圍中，以方便弄清在此成分中薄膜厚度之影響。由 TEM 觀察厚度為 0.1μm 之鋇鈦鈦薄膜的結構是以隨機方向成長。由 SEM 量測發現當薄膜的厚度增加則晶粒尺寸也隨之增加，而漏電流與晶粒尺寸有關，當晶粒尺寸由 0.032μm 增加至 0.082μm 時，介電常數會由 348 提升至 758。MIM 量測電性結果可由 I-V 特徵曲線發現在低偏壓場中，當晶粒尺寸增加則會有較高的漏電流。

1997 年 Joo 等人[25]利用 R.F.磁控濺鍍法在 TiN/Ti/Poly-Si/SiO₂/Si 基材，以沉積溫度為 550°C 時鍍上厚度為 0.05μm 的銀鋇鈦薄膜，量測在不同的退火環境下之 I-V 特徵曲線以及退火先後次序與漏電流之間的關係。由實驗發現銀鋇鈦薄膜在 Ar/H₂ 及 N₂ 中退火會有較高的漏電流，而在 O₂ 中退火的漏電流會比較小。由退火的先後次序可以發現在組裝上部電極之前先將銀鋇鈦薄膜退火會比組裝上部電極之後再將銀鋇鈦薄膜退火會有較高的漏電流。

2000 年 Ezhivalavan and Tseng [26]蒐集過去幾年來有關銀鋇鈦薄膜研究的資料，做文獻回顧與整理，文中提到銀鋇鈦薄膜的性質會受到製作方式、鍍膜參數、組成成分、回火條件、電極材料選擇、微結構、介面結構等因素影響，所以，在較早期對於銀鋇鈦薄膜的研究大部分是針對於鍍膜的方式、鍍膜時的參數條件、薄膜的電性、薄膜結構與薄膜組成成分等，以獲得介電性、結構性較好的銀鋇鈦薄膜。

關於光學性質方面之研究：

1998 年 Panda 等人[27]利用 R.F.磁控濺鍍法在 p-Si 和 glass 基材，分別鍍上 Ba_xSr_{1-x}TiO₃ 薄膜，其中 x=0.0, 0.5, 0.8 和 0.95。利用 Double beam ultraviolet-visible spectrometer 量測 Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO₃ 薄膜的光學穿透特性，其儀器量測的波長範圍為 0.19~0.9μm，利用 Perkin-Elmer 833 spectrometer 量測 BST/glass 的 IR 穿透光譜，再利用 XRD, AFM 及 RBS 來量測薄膜的結構其組成成分分析。這篇文章的主要目的是探討薄膜的生長方向及組成成分是否會強烈的影響到薄膜的光學特性。由實驗可以發現折射係數和薄膜的組成成分有關，當鋇的濃度佔銀鋇鈦薄膜的 80% 時，折射係數開始下降，也藉 Perkin-Elmer 833 spectrometer 找到結構上關於鍵結部分的吸收頻帶。

1999 年 Kuo and Tseng[28]利用 R.F.磁控濺鍍法在 SiO_2/Si 基材，以基材溫度為 500°C 時鍍上厚度為 $0.415\mu\text{m}$ 的 $\text{Ba}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{TiO}_3$ 薄膜，再分別退火 500 、 550 、 650 及 750°C 。本篇主要是探討不同的退火溫度與鉬鈦鈦薄膜的光學性質和結晶性的關係。利用 Nikon N&K 分析儀，其量測範圍為 $0.18\sim 0.9\mu\text{m}$ ，量測出薄膜的折射係數、吸收係數與厚度。利用 single oscillator dispersion model of Wemple and DiDomenico 來找 dispersion parameter。由實驗結果發現鉬鈦鈦薄膜的 grain size、折射係數會隨著退火溫度的升高而增加，也發現薄膜的厚度會隨著退火溫度的升高而減小，同時會造成鉬鈦鈦薄膜的填充密度(Packing density)增加。為了證實 Nikon N&K 分析儀所量測的厚度值之準確性，也利用 SEM 來驗證所量測到的薄膜厚度。

1999 年 Wang and Tseng[29]利用 R.F.磁控濺鍍法在 Al_2O_3 及 Fused-Quartz 基材，分別以不同的溫度條件鍍上 $\text{Ba}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{TiO}_3$ 薄膜，其中基材溫度為 $350\sim 650^\circ\text{C}$ 、退火溫度為 $450\sim 650^\circ\text{C}$ 。本篇文章主要是探討不同的基材溫度及退火溫度對鉬鈦鈦薄膜光學性質及結構的影響。利用 Double beam spectrometer 量測鉬鈦鈦薄膜的穿透率及反射率，其量測的波長範圍為 $0.25\sim 0.9\mu\text{m}$ 。利用 XRD 觀察鉬鈦鈦薄膜的結構性質。利用 Interference-fringe equation 計算求得薄膜的厚度並使用 SEM 來實際驗證計算所得的厚度。由結果發現鉬鈦鈦薄膜的基材溫度由 350°C 增加至 650°C 時，其折射係數會由 2.17 增加至 2.59 且反射率也會隨之增加。在基材溫度為 350°C 、退火溫度為 650°C 時穿透率減小而且有移向較長波長的趨勢。在不同的基材溫度之鉬鈦鈦薄膜厚度由理論計算值和實際量測值比較可知差異並不大。

2000 年 Tian 等人[30]利用溶凝膠旋鍍法在 Si 在基材鍍上 $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ 薄膜，利用 FTIR

(NIC 7199-C)量測在前置→sol→gel→結晶各步驟中之穿透率，其儀器量測的波長範圍為 2.5 ~25 μm 。由實驗可知在 gel 步驟中，穿透率會隨著乾燥溫度的上升而提高，同時也比較在乾燥溫度為 70°C 時，sol 及 gel 步驟之穿透率。

2001 年 Tian 等人[31]利用溶凝膠旋鍍法在 Si 在基材，鍍上厚度為 0.092 μm 的 $\text{Ba}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{TiO}_3$ 薄膜，再分別退火 500、600 及 730°C。本篇文章主要的目的是量測在不同的退火溫度下鋇鈦鈦薄膜的光學性質，以求得折射係數及吸收係數與電性之間的關係。其中利用 Spectroscopic Ellipsometry 量測鋇鈦鈦薄膜的光學性質，其量測的波長範圍為 0.24~0.6 μm 。利用 single oscillator dispersion model of Wemple and DiDomenico 來求得 dispersion parameter。由實驗結果可知，當鋇鈦鈦薄膜由退火溫度 500°C 升至 730°C 的時候，鋇鈦鈦薄膜的折射係數會由 1.99 增加至 2.18。也可知折射係數和消散係數與光子的能量和薄膜的厚度有關。當光子的能量越大時，退火溫度越高折射係數越高，當光子的能量到達 4eV 時，退火溫度越高消散係數也會越高。最後本文的作者在此篇中依量測得到的實驗數據找到一個 Fit line，只要在相同的量測波長及製作條件與成份下，可以利用這條 Fit line 來找到所需之波長與其對應之折射係數。

1.5 研究動機及目的

在近幾年矽元件生產製造的潮流趨勢都走向增加晶圓的直徑尺寸並降低其電子線路的最大寬度，以增加經濟效益。為了達成這個目的在製造過程中必須降低：(1)熱預算，即溫度和時間的乘積(2)元件的損傷(3)製程所產生的污染物，而快速熱製程則是最佳的處理方

式。以目前的晶圓製造廠而言，在這世紀結束以前其晶圓直徑都預期將達到 300mm，也因此傳統的集體加熱爐在此方面遇到困難，無法再與單片晶圓加熱的快速熱程序爐相競爭。在此新式的熱處理過程中，因為加熱時間極短，所以容易造成加熱過程晶圓表面溫度不均勻，以快速熱氧化(RTO)而言，它是對環境要求最嚴格的製程之一，所需要的溫度控制誤差必須在 $\pm 1^{\circ}\text{C}$ 以內[16]，因此 RTP 過程中溫度均勻度的要求就成為發展的重要課題之一。

而為求溫度的均勻，此方面所做的研究有相當多，而本研究主要的方向則是針對 RTP 爐中最常使用的鎢絲鹵素燈泡，從其輻射頻譜量測著手，觀察在不同電壓下能量分布的情形，由於晶圓在爐中的加熱主要是藉著輻射方式吸收來自加熱燈源所釋放出來的能量，因此了解燈源的輻射頻譜，有助於對其所選用的燈泡形式及規格做更深一層的了解。以近些年的研究來說，為解決 RTP 爐中晶圓表面溫度均勻性的問題，其工作方向都著重於燈源排列方式及能源輸出功率的方向作深入的探討，而此方面的最基本、最初步的工作，就是必須先找出加熱燈源在不同電壓下的輻射能量頻譜，亦即放射能量集中的波段；其次在量測出晶圓的吸收率頻譜。在兩者的相互配合之下，使得晶圓能在其主要能量吸收的波段，吸收到最多由加熱燈源所輻射出的能量，這除了可以避免晶圓在吸收率較差波段的能量損失，以提高能源的使用效率；且可以藉著燈源輻射頻譜的計算推求出實際投射到晶圓表面的能量，並經由微電腦對燈源電流的控制使晶圓表面的溫度達到最均勻。

而在鋇鈦鈦薄膜方面，因其具有高介電常數、低漏損電流、微小的介電損失、沒有疲勞或老化的問題、製程設備的高適用性、電場與極性具線性關係等特性，所以其應用非常的廣泛。然而，鋇鈦鈦薄膜是否可以被成功的應用，則必須大大依賴對於材料性質的全然

瞭解，所以希望藉由此研究可以對銀鋇鈦薄膜的基本性質有更深入的瞭解。但是由文獻可知銀鋇鈦薄膜之熱輻射性質的研究僅止於可見光部分，而針對近、中紅外光區域之熱輻射性質的研究卻非常少見，因此本研究主要是應用傅利葉轉換紅外線光譜儀來量測銀鋇鈦薄膜的在近、中紅外線波段的穿透率及反射率，並利用能量守恆的關係來求得吸收率，即可瞭解銀鋇鈦薄膜對紅外線加熱光源的吸收情形。此外，也應用比爾定律(Beer's law)，利用實驗量測得到的穿透率及反射率，計算出銀鋇鈦薄膜的消散係數。並且還量測銀鋇鈦薄膜在溫度 30~600°C 的反射率，未來更期望能測量到銀鋇鈦薄膜在 30~600°C 時之穿透率，以得到銀鋇鈦薄膜由 30~600°C 之熱物理性質，以方便提供半導體製造工業在快速加熱製程上所需之熱物理性質的參考數據。

年份	1989	1992	1995	1998	2001
最小線寬 (μm)	0.7	0.5	0.35	0.25	0.18
電晶體數量	—	300K	800K	2M	5M
DRAM 容量	4MB	16MB	64MB	256MB	2GB
邏輯電路大小 (mm ²)	—	250	400	600	800
DRAM 大小 (mm ²)	—	132	200	320	500
晶片直徑 (mm)	150	150~200	200	200~300	300~400

表 1-1 積體電路技術的發展概況[1]

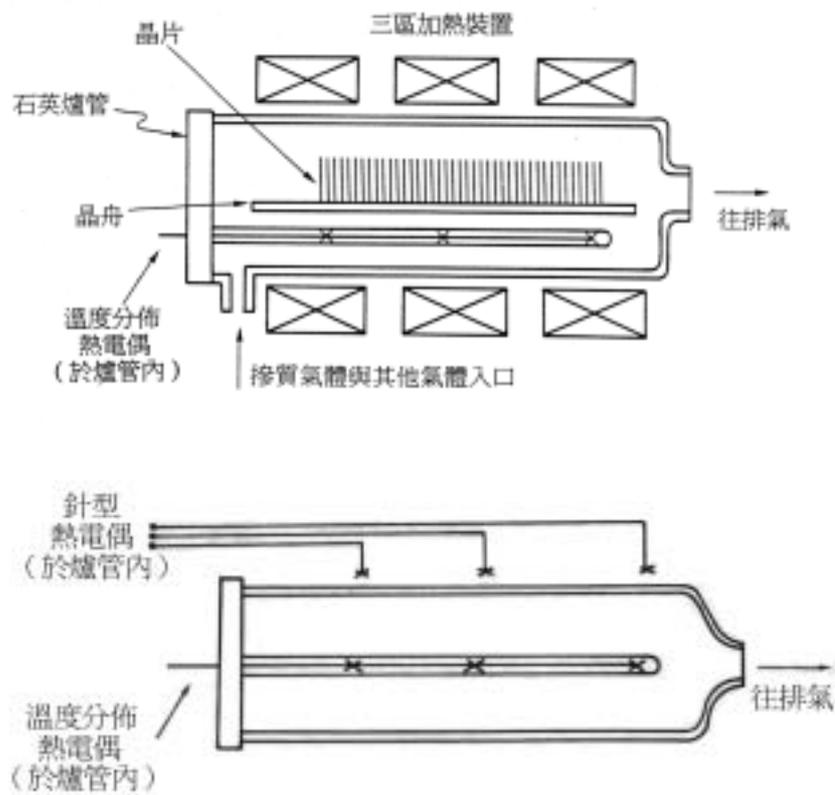


圖 1-1 傳統水平式熱爐管配置 (a) 側視圖 (b) 俯視圖[1]

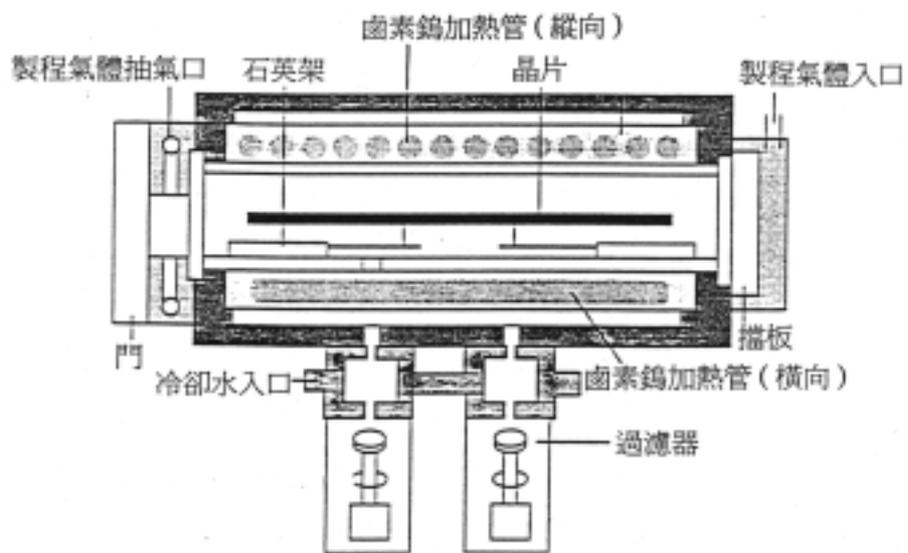


圖 1-2 快速加熱爐之主要結構[1]

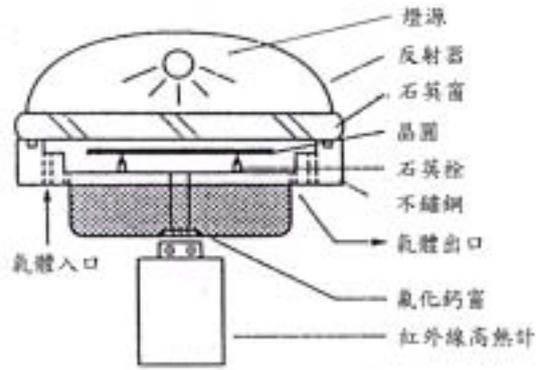


圖 1-3 冷壁式爐壁示意圖

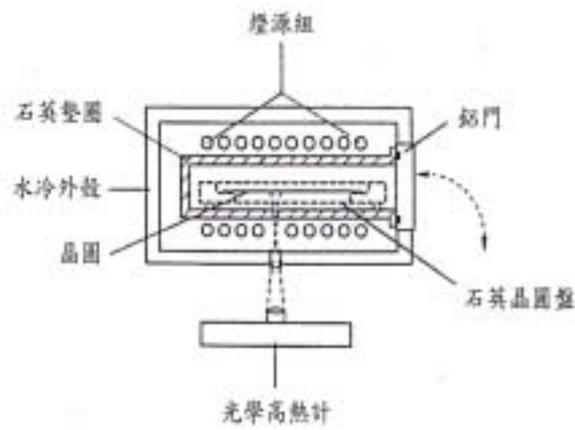


圖 1-4 暖壁式爐壁示意圖[6]

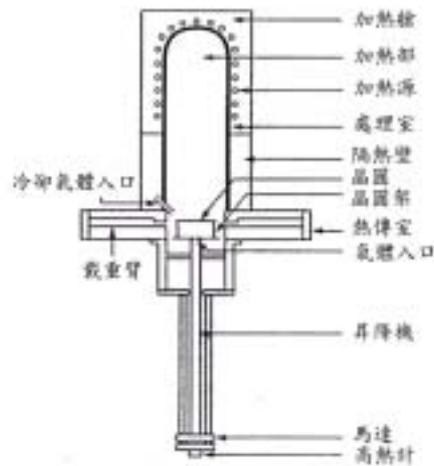


圖 1-5 熱壁式爐壁示意圖[6]

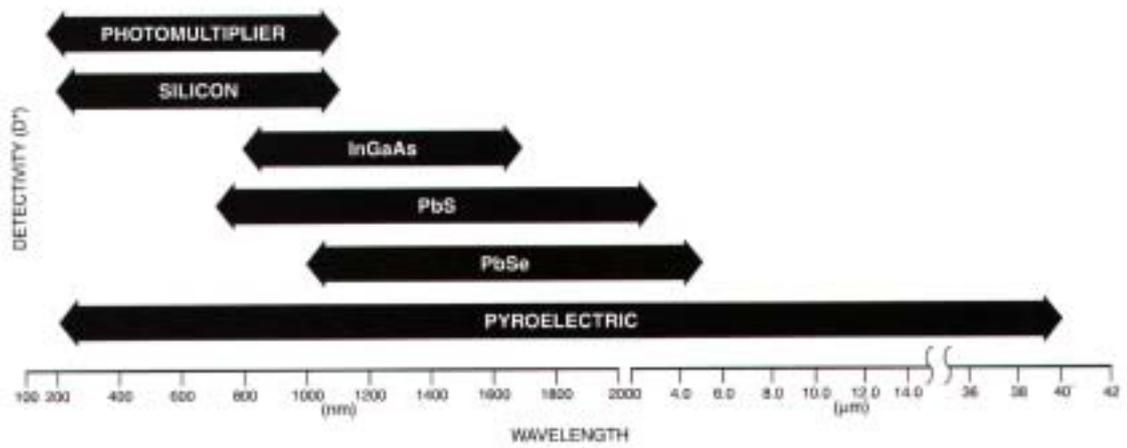


圖 1-6 各種偵測器可使用的量測範圍

第二章 理論分析

2.1 熱模式

2.1.1 垂直與側邊的熱補償

考慮一個薄的軸向對稱的圓形矽晶片，如圖2.1所示。 l 和 δ 為半徑和厚度，另外 T_0 是晶片的初始溫度， T_a 是周遭溫度。輻射燈光照射於矽晶片的二面。在晶片頂部和底部的表面總入射的熱通量為 q_{top} 和 q_{bottom} 。 q_{edge} 指撞擊晶圓邊緣的總側邊熱補償。所有的表面都遭受輻射熱損失。考慮在真空下操作，所以在熱傳遞中可以忽略對流效應。假設透過晶圓厚度的溫度是均勻的。因此一維熱模式可以被採用。

原點設在軸對稱的圓柱座標中心的統御方程式為

$$\rho c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[k(T) r \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{1}{\delta} [G_{top} + G_{bottom}], \quad 0 < r < l \quad (2.1)$$

與

$$G_{top} = \alpha_{top} q_{top}(r, t) - \varepsilon_{top} \sigma_s (T^4 - T_a^4),$$

$$G_{bottom} = \alpha_{bottom} q_{bottom}(r, t) - \varepsilon_{bottom} \sigma_s (T^4 - T_a^4),$$

其中 $\sigma_s = 5.672 \times 10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ 是史特凡-波茲曼常數，溫度 T 是半徑 r 的函數， t 為時間， ρ 、 $k(T)$ 、 $c(T)$ 、 α_{top} 、 ε_{top} 、 α_{bottom} 與 ε_{bottom} 分別表示為密度、熱傳導係數、熱比容、頂部表面的吸收率、頂部表面的放射率、底部表面的吸收率和底部表面的放射率。因為在過程中其溫度變化大，所以可將熱傳導係數和矽的熱比容對溫度的相關考慮如下[35]：

$$k(T) = 802.99 T^{-1.12} \quad (\text{W cm}^{-1} \text{ K}^{-1}) \quad 300\text{-}1683 \text{ K} \quad (2.2a)$$

$$c(T) = 0.641 + 2.473 \times 10^{-4} T \quad (\text{J g}^{-1} \text{ K}^{-1}) \quad > 300 \text{ K} \quad (2.2b)$$

密度假設為常數且等於 2.33 g cm^{-3} 。矽晶圓既為均勻，其熱傳導係數 $k(T)$ 僅輕微的與溫度相關(參見圖 2.2)，當晶圓在某時間的溫度分布之溫度變化小於($\leq 200 \text{ K}$)下，則熱傳導係數 $k(T)$ 的隨晶圓的位置變化可以忽略[37]，所以式子(2.1)可以簡化成

$$\rho c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = k(T) \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{1}{\delta} [G_{top} + G_{bottom}]. \quad 0 < r < l \quad (2.3)$$

上面系統中相對應的初始及邊界條件如下

$$T(r, t) = T_0 \quad \text{at } t = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \text{at } r = 0 \quad (2.5)$$

$$-k(T) \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha_{edge} q_{edge}(t) + \varepsilon_{edge} \sigma_s (T^4 - T_a^4), \quad \text{at } r = l \quad (2.6)$$

其中 α_{edge} 和 ε_{edge} 各為晶圓邊緣的吸收率和放射率。我們可以假設在過程中二面的入射熱通量大部分沒有熱損失且相等，也就是 $q_{top}(r, t) = q_{bottom}(r, t) = q(r, t)$ ，以及所有表面的吸收率與那些表面的放射率是相同的。簡單來說，所有表面的放射率假設為相同的且與溫度相關如下[36]：

$$\alpha_{top} = \varepsilon_{top} = \varepsilon_{bottom} = \alpha_{bottom} = \alpha_{edge} = \varepsilon_{edge} = \varepsilon(T) = 0.2662 + 1.8591 T^{-0.1996} e^{\frac{1.0359 \times 10^{25}}{T^{8.8328}}}. \quad (2.7)$$

因此，式(2.3)和(2.6)分別可以寫成，

$$\rho c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = k(T) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{2}{\delta} \varepsilon(T) [q(r, t) - \sigma_s (T^4 - T_a^4)] \quad 0 < r < l \quad (2.8)$$

和

$$-k(T) \frac{\partial T}{\partial r} = \varepsilon(T) [q_{edge}(t) + \sigma_s (T^4 - T_a^4)]. \quad \text{at } r = l \quad (2.9)$$

以有限差分法分析上述統御方程式及非線性輻射邊界。空間導數採用中央差分而時間導數

採用隱向後差分。我們使用 $T(r, t) = \theta((i-1)\Delta R, n\Delta\tau) = \theta_i^n$ ，其中 p 是相等距離的柵格(空間座標的增加量 $\Delta R = l/p$)和時間座標的增加量 $\Delta\tau$ 。在式子(2.8)和(2.9)非線性輻射四次方項之後已經模擬採用線性組合和 SOR-by-lines 方法[38], 修正在子群中的未知數同時建立係數的三角矩陣型式以允許使用湯瑪斯演算法，如下所示：

$$b_i^n \theta_{i-1}^n + d_i^n \theta_i^n + a_i^n \theta_{i+1}^n = c_i^n. \quad (2.10)$$

其上標表示時間柵格而下標表示空間柵格。給定入射熱通量 $q(r, t)$ 和 $q_{edge}(t)$ ，我們能夠獲得溫度分佈 $T(r, t)$ 。

2.1.2 強度模式和溫度模式

考慮一個薄的軸向對稱的圓形矽晶片如圖 2.1 所示，和在 2.1.1 節中所描述的一維方程式(2.1)~(2.9)。在目前的強度和溫度模式中，不考慮 q_{edge} (代表撞擊晶圓邊緣的總側邊熱補償)。因此統御方程式和初始條件與邊界條件可以簡化成：

$$\rho c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = k(T) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{2}{\delta} \varepsilon(T) [q(r, t) - \sigma_s (T^4 - T_a^4)] \quad 0 < r < l \quad (2.11)$$

$$T(r, t) = T_0 \quad \text{at } t = 0 \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \text{at } r = 0 \quad (2.13)$$

$$-k(T) \frac{\partial T}{\partial r} = \varepsilon(T) \sigma_s (T^4 - T_a^4). \quad \text{at } r = l \quad (2.14)$$

在式子中引入無因次變數，這些無因次公式可寫成：

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = D(\theta) \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) + \frac{2}{\eta} \frac{\varepsilon(\theta)}{C(\theta)} [Q(R, \tau) + A(1 - \theta^4)], \quad 0 < R < 1. \quad (2.15)$$

$$\theta(R, \tau) = \theta_0 \quad \text{at } \tau = 0 \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial R} = 0 \quad \text{at } R = 0 \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial R} = \frac{\varepsilon(\theta)}{K(\theta)} A(1 - \theta^4). \quad \text{at } R = 1 \quad (2.18)$$

在這裡無因次的初始溫度 θ_0 是 T_0/T_a 且無因次常數 A 是 $\sigma_s l T_a^3 / k_a$ 。

在此數值分析解決的方法是使用與 2-1-1 節相同的有限差分法。我們利用 $\theta(R, \tau) = \theta((i-1)\Delta R, n\Delta\tau) = \theta_i^n$ ，其中 p 是相等距離的柵格， $\Delta\tau$ 是時間座標的增加量。給定入射熱通量 $Q(R, \tau)$ ，我們可以獲得晶片的溫度分佈 $\theta(R, \tau)$ 。

2.2 逆向熱傳模式

我們必須從過程後的影響(如晶片的溫度分佈)去決定引起此過程的原因(如入射熱通量)。這類的問題通常叫作逆向問題。許多年來，解決逆向問題的辦法，常被認為不存在，不好求解。直到，六十年代初期，有人證明解決逆向熱傳導問題的辦法，是存在而且唯一，但獲得的預估值不一定總是穩定的[39-42]。因此必須運用特別的方法去解決逆向問題。

2.2.1 垂直與側邊的熱補償

理想地，使用萬花筒似的光管子[43]能夠使不連續的輻射均勻，並且入射熱通量的結果在頂部和底部的表面是非常均勻的。由於晶圓邊緣冷卻，其邊緣的熱補償必須控制，使得晶片的溫度均勻[44]。目前的逆向問題給定溫度分佈，以決定垂直和側邊的熱補償，且要求在熱處理過程達到溫度均勻。假設，沒有一般性的損失，晶片中心溫度的軌跡被從2-1-1節所給的直接熱模式使用均勻熱通量(沒有任何邊熱補償)而計算出。若側邊熱補償難以獲

得，而未知的項僅有垂直邊的熱補償。若側邊熱補償可以獲得，垂直邊熱補償被假設為和從萬花筒似的光管子相同有均勻的熱通量，則未知的項僅有側邊熱補償。

用上面2-1-1節的有限差分法 $\tau = \tau^m = m\Delta\tau$ 來建立下面的矩陣方程式[42，45]：

$$[F^m]\{\theta^m\} = \{\theta^{m-1}\} + \{S^m\} + [V^m]\{\varphi^m\}, \quad (2.19)$$

其中

$$[F^m] = \begin{bmatrix} d_1^m & a_1^m & \cdots & 0 & 0 \\ b_2^m & d_2^m & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & \cdots & b_p^m & d_p^m & a_p^m \\ 0 & \cdots & 0 & b_{p+1}^m & d_{p+1}^m \end{bmatrix}_{(p+1) \times (p+1)}, \quad (2.20)$$

$$[V^m] = \begin{bmatrix} v_1^m & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & v_2^m & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & v_p^m & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & 0 & v_{p+1}^m \end{bmatrix}_{(p+1) \times (p+1)}, \quad (2.21)$$

$$\{\theta^m\} = \begin{Bmatrix} \theta_1^m \\ \theta_2^m \\ \cdots \\ \theta_p^m \\ \theta_{p+1}^m \end{Bmatrix}_{(p+1)}, \quad \{\theta^{m-1}\} = \begin{Bmatrix} \theta_1^{m-1} \\ \theta_2^{m-1} \\ \cdots \\ \theta_p^{m-1} \\ \theta_{p+1}^{m-1} \end{Bmatrix}_{(p+1)}, \quad \{S^m\} = \begin{Bmatrix} S_1^m \\ S_2^m \\ \cdots \\ S_p^m \\ S_{p+1}^m \end{Bmatrix}_{(p+1)}, \quad \text{and } \{\varphi^m\} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ \cdots \\ 0 \\ \varphi_{p+1}^m \end{Bmatrix}_{(p+1)}. \quad (2.22)$$

這裡 d_i^m 、 a_i^m 與 b_i^m 和上面 2-1-1 節描述相同。 $\{S^m\}$ 向量包含問題的所有已知的變量並且矩陣 $[V^m]$ 含有邊熱補償向量 $\{\varphi^m\}$ 的係數。

溫度分佈 $\{\theta^m\}$ 可以從式子(2.19)被導出：

$$\begin{aligned} \{\theta^m\} &= [F^m]^{-1} \{ \{\theta^{m-1}\} + \{S^m\} \} + [F^m]^{-1} [V^m] \{\varphi^m\} \\ &= [M^m] \{ \{\theta^{m-1}\} + \{S^m\} \} + [N^m] \{\varphi^m\}, \\ &= [M^m] \{ \{\theta^{m-1}\} + \{S^m\} \} + [N^m] \{u_{p+1}\} \varphi_{p+1}^m \end{aligned} \quad (2.23)$$

其中 $[M^m] = [F^m]^{-1}$ 和 $[N^m] = [F^m]^{-1}[V^m]$ 。向量 $\{\theta^{m-1}\}$ 含有初始分佈或是前一時間步驟的溫度分佈 $p+1$ 的值。 $\{u_{p+1}\}$ 是單位縱列向量由單位 $(p+1)th$ 組成。 φ_{p+1}^m 表示未知的邊熱補償被要求在過程中達到溫度均勻性。

時間的範圍被劃分的分析間隔為 $\tau^{m-1} \leq \tau \leq \tau^{m+r-1}$ ，其中 r 是未來時間步驟的值[39]。這

些未知的參數是為每一個分析間隔所決定的。下一個時間步驟 $m+1$ 我們可達到

$$\begin{aligned} \{\theta^{m+1}\} &= [M^{m+1}] \{ \{\theta^m\} + \{S^{m+1}\} \} + [N^{m+1}] \{u_{p+1}\} \varphi_{p+1}^{m+1} \\ &= [M^{m+1}] [M^m] \{ \{\theta^{m-1}\} + \{S^m\} \} + [M^{m+1}] [N^m] \{u_{p+1}\} \varphi_{p+1}^m + [M^{m+1}] \{S^{m+1}\} + [N^{m+1}] \{u_{p+1}\} \varphi_{p+1}^{m+1} \end{aligned} \quad (2.24)$$

用相同的方式，連續 r 未來時刻的溫度分佈， $\tau = \tau^{m+r-1}$ ，能夠表示為：

$$\begin{aligned} \{\theta^{m+r-1}\} &= [M^{m+r-1}] \{ \{\theta^{m+r-2}\} + \{S^{m+r-1}\} \} + [N^{m+r-1}] \{u_{p+1}\} \varphi_{p+1}^{m+r-1} \\ &= [M^{m+r-1}] [M^{m+r-2}] \dots [M^{m+1}] [M^m] \{ \{\theta^{m-1}\} + \{S^m\} \} \\ &\quad + [M^{m+r-1}] [M^{m+r-2}] \dots [M^{m+1}] [N^m] \{u_{p+1}\} \varphi_{p+1}^m \\ &\quad + [M^{m+r-1}] [M^{m+r-2}] \dots [M^{m+1}] \{S^{m+1}\} \\ &\quad + [M^{m+r-1}] [M^{m+r-2}] \dots [M^{m+2}] [N^{m+1}] \{u_{p+1}\} \varphi_{p+1}^{m+1} + \dots \\ &\quad + [M^{m+r-1}] \{S^{m+r-1}\} + [N^{m+r-1}] \{u_{p+1}\} \varphi_{p+1}^{m+r-1} \end{aligned} \quad (2.25)$$

為了穩定這些逆向演算法中所估計的結果，暫時的假設邊緣熱補償在未來時刻步驟 r 是常數。

$$\varphi_{p+1}^{m+1} = \varphi_{p+1}^{m+2} = \dots = \varphi_{p+1}^{m+r-2} = \varphi_{p+1}^{m+r-1} = \varphi_{p+1}^m \quad (2.26)$$

然後，在每個分析間隔中的每個空間柵格 ($i = 1, 2, \dots, p, p+1$) 的溫度可以被表示為：

$$\begin{aligned} \theta_i^m &= h_i^{m,0} + h_{i,p+1}^{m,m} \varphi_{p+1}^m \\ \theta_i^{m+1} &= h_i^{m+1,0} + (h_{i,p+1}^{m+1,m} + h_{i,p+1}^{m+1,m+1}) \varphi_{p+1}^m \\ \theta_i^{m+2} &= h_i^{m+2,0} + (h_{i,p+1}^{m+2,m} + h_{i,p+1}^{m+2,m+1} + h_{i,p+1}^{m+2,m+2}) \varphi_{p+1}^m \end{aligned}$$

$$\theta_i^{m+r-1} = h_i^{m+r-1,0} + (h_{i,p+1}^{m+r-1,m} + h_{i,p+1}^{m+r-1,m+1} + \dots + h_{i,p+1}^{m+r-1,m+r-2} + h_{i,p+1}^{m+r-1,m+r-1})\varphi_{p+1}^m \quad (2.27)$$

其中

$$\begin{aligned} h_{i,p+1}^{m+k,m+k} &= [u_i] [N^{m+k}] \{u_{p+1}\}, & k = 0, 1, 2, \dots, r-1 \\ h_{i,p+1}^{m+k,m+k-1} &= [u_i] [M^{m+k}] [N^{m+k-1}] \{u_{p+1}\}, & k = 1, 2, \dots, r-1 \\ h_{i,p+1}^{m+k,m+k-2} &= [u_i] [M^{m+k}] [M^{m+k-1}] [N^{m+k-2}] \{u_{p+1}\}, & k = 2, \dots, r-1 \\ h_{i,p+1}^{m+k,m+1} &= [u_i] [M^{m+k}] [M^{m+k-1}] \dots [M^{m+2}] [N^{m+1}] \{u_{p+1}\}, & k = r-2, r-1 \\ h_{i,p+1}^{m+k,m} &= [u_i] [M^{m+k}] [M^{m+k-1}] \dots [M^{m+1}] [N^m] \{u_{p+1}\}. & k = r-1 \end{aligned} \quad (2.28)$$

這裡， $[u_i]$ 表示單位列向量(如： i 組成的單位)。下標 i 和 $p+1$ 各別為這個溫度分佈的位置和

未知的邊緣熱補償的位置的柵格數目。

同樣的，下面的性質可以被導出：

$$\begin{aligned} h_i^{m,0} &= [u_i] [M^m] \{\theta^{m-1}\} + \{S^m\} \\ h_i^{m+1,0} &= [u_i] [M^{m+1}] [M^m] \{\theta^{m-1}\} + \{S^m\} + [u_i] [M^{m+1}] \{S^{m+1}\} \\ h_i^{m+r-1,0} &= [u_i] [M^{m+r-1}] [M^{m+r-2}] \dots [M^{m+1}] [M^m] \{\theta^{m-1}\} + \{S^m\} \\ &\quad + [u_i] [M^{m+r-1}] [M^{m+r-2}] \dots [M^{m+1}] \{S^{m+1}\} + \dots \\ &\quad + [u_i] [M^{m+r-1}] [M^{m+r-2}] \{S^{m+r-2}\} + [u_i] [M^{m+r-1}] \{S^{m+r-1}\} \end{aligned} \quad (2.29)$$

當 $\tau = \tau^m$ 時，估計的參數 φ_{p+1}^1 ， φ_{p+1}^2 ， \dots ，和 φ_{p+1}^{m-1} 被建立，且那時任務是要決定這個未知的

邊熱補償 φ_{p+1}^m 。我們定義

$$\theta_i^{m+k} = h_i^{m+k,0} + E_{i,p+1}^{m+k} \varphi_{p+1}^m \quad (2.30)$$

其中

$$E_{i,p+1}^{m+k} = \sum_{l=0}^k h_{i,p+1}^{m+k,m+l} \quad k = 0, 1, 2, \dots, r-1, \quad (2.31)$$

i 為這個溫度分佈的位置的柵格數目而 $p+1$ 是這個未知的邊熱補償的位置的柵格數目。然

後，在晶片上每個柵格數目的溫度分佈的位置知道

$$\mathcal{G} = \Phi \varphi_{p+1}^m \quad (2.32)$$

其中

$$\mathcal{G} = \begin{pmatrix} \theta_1^m - h_1^{m,0} \\ \theta_1^{m+1} - h_1^{m+1,0} \\ \theta_1^{m+2} - h_1^{m+2,0} \\ \dots \\ \theta_1^{m+r-1} - h_1^{m+r-1,0} \\ \theta_2^m - h_2^{m,0} \\ \theta_2^{m+1} - h_2^{m+1,0} \\ \theta_2^{m+2} - h_2^{m+2,0} \\ \dots \\ \theta_2^{m+r-1} - h_2^{m+r-1,0} \\ \dots \\ \theta_{p+1}^m - h_{p+1}^{m,0} \\ \theta_{p+1}^{m+1} - h_{p+1}^{m+1,0} \\ \theta_{p+1}^{m+2} - h_{p+1}^{m+2,0} \\ \dots \\ \theta_{p+1}^{m+r-1} - h_{p+1}^{m+r-1,0} \end{pmatrix}_{r \cdot (p+1) \times 1} \quad \Phi = \begin{pmatrix} E_{1,p+1}^m \\ E_{1,p+1}^{m+1} \\ E_{1,p+1}^{m+2} \\ \dots \\ E_{1,p+1}^{m+r-1} \\ E_{2,p+1}^m \\ E_{2,p+1}^{m+1} \\ E_{2,p+1}^{m+2} \\ \dots \\ E_{2,p+1}^{m+r-1} \\ \dots \\ E_{p+1,p+1}^m \\ E_{p+1,p+1}^{m+1} \\ E_{p+1,p+1}^{m+2} \\ \dots \\ E_{p+1,p+1}^{m+r-1} \end{pmatrix}_{r \cdot (p+1) \times 1} \quad (2.33)$$

線性最小平方誤差法被用來估計 φ_{p+1}^m 的值。因此， φ_{p+1}^m 的逆轉結果是

$$\varphi_{p+1}^m = \frac{\sum_{i=1}^{p+1} \sum_{k=0}^{r-1} E_{i,p+1}^{m+k} \times (\theta_i^{m+k} - h_i^{m+k,0})}{\sum_{i=1}^{p+1} \sum_{k=0}^{r-1} (E_{i,p+1}^{m+k})^2} \quad (2.34)$$

藉由每個時間步驟的增加，這個方程式提供了估計未知邊熱補償的演算法，以達到的晶圓的溫度均勻性。此後，在熱處理過程中晶片周邊的動態邊緣熱補償被求出，以保持均勻的溫度。一旦加熱器的功率與幾何設計之間的關係已知(可藉由分析或實驗的方法來應用)[32]，那加熱器可藉由連續的控制-迴路功率控制連續的驅動和處理這個晶圓。每個燈源

動力的供給可以獨立的操縱以獲得在處理過程中，使得晶片的溫度保持均勻。

2.2.2 強度模式和溫度模式

逆向熱傳問題在RTP的應用，是給一個晶片溫度分佈，去決定在處理過程中要求達到在晶片上溫度均勻性的入射熱通量的曲線。

在RTP過程中的強度模式[37、46]，若沒有一般性的熱損失，總吸收量假設被控制，所以晶片中心的溫度軌跡被從2-1-2節所給的直接熱模式使用的均勻熱通量(沒有任何邊熱補償)而計算出。然而溫度模式，我們假設在RTP系統中中心溫度的軌跡是沿著幾個不同的線性上升速率而溫昇。給定晶片溫度分佈，僅僅是我們為求溫度均勻性所期待的溫度曲線。逆向熱源方法[42、45]實際用於RTP系統中要求達到溫度均勻的未知入射熱通量的解法之一。

有限差分系統在 2-1-2 節中描述用 $\tau = \tau^m = m\Delta\tau$ 來構成下面的矩陣方程式：

$$[F^m]\{\theta^m\} = \{\theta^{m-1}\} + \{S^m\} + [V^m]\{\phi^m\} \quad (2.35)$$

其中

$$[F^m] = \begin{bmatrix} d_1^m & a_1^m & \cdots & 0 & 0 \\ b_2^m & d_2^m & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & \cdots & b_p^m & d_p^m & a_p^m \\ 0 & \cdots & 0 & b_{p+1}^m & d_{p+1}^m \end{bmatrix}_{(p+1) \times (p+1)} \quad (2.36)$$

$$[V^m] = \begin{bmatrix} v_1^m & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & v_2^m & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & v_p^m & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & 0 & v_{p+1}^m \end{bmatrix}_{(p+1) \times (p+1)} \quad (2.37)$$

$$\{\theta^m\} = \begin{Bmatrix} \theta_1^m \\ \theta_2^m \\ \dots \\ \theta_p^m \\ \theta_{p+1}^m \end{Bmatrix}_{(p+1)}, \{\theta^{m-1}\} = \begin{Bmatrix} \theta_1^{m-1} \\ \theta_2^{m-1} \\ \dots \\ \theta_p^{m-1} \\ \theta_{p+1}^{m-1} \end{Bmatrix}_{(p+1)}, \{S^m\} = \begin{Bmatrix} S_1^m \\ S_2^m \\ \dots \\ S_p^m \\ S_{p+1}^m \end{Bmatrix}_{(p+1)}, \{\varphi^m\} = \begin{Bmatrix} \varphi_1^m \\ \varphi_2^m \\ \dots \\ \varphi_p^m \\ \varphi_{p+1}^m \end{Bmatrix}_{(p+1)}. \quad (2.38)$$

在這裡 d_i^m 、 a_i^m 和 b_i^m 在 2-1-2 節中描述過。向量 $\{\theta^{m-1}\}$ 含有初始分佈或是前面的時間步驟的溫度分佈 $p+1$ 的值。向量 $\{\varphi^m\}$ 由未知的入射熱通量 φ_j^m 構成，其中 $j = 1, 2, \dots, p, p+1$ 。同樣的， j 是估計熱通量函數 φ_j 的位置柵格數目。向量 $\{S^m\}$ 包括問題中任何已知的變數，而向量 $\{V^m\}$ 包含未知變數的係數。時間連續步驟用來決定這些未知的熱通量參數。時間的範圍被劃分的分析間隔長度為 $\tau^{m-1} \leq \tau \leq \tau^{m+r-1}$ ，其中 r 是未來時間步驟的數[39]。對每一個分析間隔而言同時決定了這些參數 φ_j^m 。

從下一個時間步驟 $m+1$ 我們可達到

$$\begin{aligned} \{\theta^{m+1}\} &= [M^{m+1}] \{ \{\theta^m\} + \{S^{m+1}\} \} + [N^{m+1}] \{\varphi^{m+1}\} \\ &= [M^{m+1}] [M^m] \{ \{\theta^{m-1}\} + \{S^m\} \} + [M^{m+1}] [N^m] \{\varphi^m\} + [M^{m+1}] \{S^{m+1}\} + [N^{m+1}] \{\varphi^{m+1}\} \end{aligned} \quad (2.39)$$

用相同的方式，連續 r 未來時刻的溫度分佈， $\tau = \tau^{m+r-1}$ ，能夠表示為：

$$\begin{aligned} &\{\theta^{m+r-1}\} \\ &= [M^{m+r-1}] \{ \{\theta^{m+r-2}\} + \{S^{m+r-1}\} \} + [N^{m+r-1}] \{\varphi^{m+r-1}\} \\ &= [M^{m+r-1}] [M^{m+r-2}] \dots [M^{m+1}] [M^m] \{ \{\theta^{m-1}\} + \{S^m\} \} + [M^{m+r-1}] [M^{m+r-2}] \dots [M^{m+1}] [N^m] \{\varphi^m\} \\ &\quad + [M^{m+r-1}] [M^{m+r-2}] \dots [M^{m+1}] \{S^{m+1}\} + [M^{m+r-1}] [M^{m+r-2}] \dots [M^{m+2}] [N^{m+1}] \{\varphi^{m+1}\} + \dots \\ &\quad + [M^{m+r-1}] \{S^{m+r-1}\} + [N^{m+r-1}] \{\varphi^{m+r-1}\} \end{aligned} \quad (2.40)$$

為了穩定這些逆轉演算法中所估計的結果，暫時的假設，入射熱通量在未來時刻步驟 r 上是常數。

$$\varphi_j^{m+1} = \varphi_j^{m+2} = \dots = \varphi_j^{m+r-1} = \varphi_j^m \quad \text{for } j = 1, 2, \dots, p, p+1 \quad (2.41)$$

然後，在每個分析間隔 $k = 0, 1, 2, \dots, r-1$ 中的每個 i 的空間柵格 ($i = 1, 2, \dots, p, p+1$) 的溫度 θ_i^{m+k} 可以被導出。當 $\tau = \tau^m$ 時，估計的參數向量 $\{\varphi^1\}$, $\{\varphi^2\}$... , 和 $\{\varphi^{m-1}\}$ 被建立且那時的任務是要決定這個未知的入射熱通量向量 $\{\varphi^m\}$ 。然後，我們可以構成以下的矩陣方程式：

$$\{\mathcal{G}\}_{r \times (p+1) \times 1} = \{\Phi\}_{r \times (p+1) \times (p+1)} \{\Psi\}_{(p+1) \times 1} \quad (2.42)$$

將知道的溫度分佈代替向量 \mathcal{G} ，能夠發現向量 Ψ 的組成是使用線性平方誤差法[47]。

結果為：

$$\Psi = (\Phi^T \Phi)^{-1} \Phi^T \mathcal{G}. \quad (2.43)$$

藉由每個時間步驟增加 m 的值，這個方程式提供用來估計未知的入射熱通量的演算法。此後，沿著時間座標的入射熱通量可以反覆的被獲得。在 RTP 過程中，從溫度軌跡上，可以決定在矽晶片的入射熱通量曲線，使得晶圓維持均勻的溫度。

2.3 在線性溫昇的快速熱製程中 12 吋矽晶片之溫度均勻性

2.3.1 熱模式

考慮如圖 2-1 所示之薄圓形矽圓片。其 l 和 δ 分別表示為半徑和厚度， T_0 為初始均勻之晶片溫度，而 T_a 為周圍環境溫度，在晶片的二面採用對稱性的加熱。在晶片頂部和底部表面的總入射熱通量分別為 q_{top} 和 q_{bottom} 。我們可以假設在過程中晶片的二面之入射熱通量相等，即 $q_{top}(r, t) = q_{bottom}(r, t) = q(r, t)$ 。輻射熱損失在所有表面發生。這個過程是考慮在真空下操作，所以在熱傳遞中可以忽略對流效應。

原點設在軸對稱的圓柱座標中心的統御方程式為

$$\rho c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[k(T) r \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[k(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right] \quad (2.44)$$

其中溫度 T 是半徑 r 的函數， z 、 t 、 ρ 、 $k(T)$ 與 $c(T)$ 分別表示為厚度、時間、晶片密度、熱傳導係數及熱比容。這裡，因為在過程中其溫度變化大，所以可將熱傳導係數和矽的熱比容對溫度的相關考慮如下[35]：

$$k(T) = 802.99 T^{-1.12} \quad (\text{W cm}^{-1} \text{K}^{-1}) \quad 300 \sim 1683 \text{ K} \quad (2.45a)$$

$$c(T) = 0.641 + 2.473 \times 10^{-4} T \quad (\text{J g}^{-1} \text{K}^{-1}) \quad > 300 \text{ K} \quad (2.45b)$$

密度假設為常數且等於 2.33 g cm^{-3} 。矽晶圓既為均勻，其熱傳導係數 $k(T)$ 僅輕微的與溫度相關(參見圖 2.2)，當晶圓在某時間的溫度分布之溫度變化小於 ($\leq 200 \text{ K}$) 下，則熱傳導係數 $k(T)$ 的隨晶圓的位置變化可以忽略[37]，式(2.44)可以簡化成

$$\rho c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = k(T) \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (2.46)$$

在上面系統中的初始及邊界條件如下

$$T(r, z, t) = T_0 \quad \text{at } t = 0 \quad (2.47)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \text{at } r = 0 \quad (2.48)$$

$$-k(T) \frac{\partial T}{\partial r} = \varepsilon_{edge} \sigma_s (T^4 - T_a^4), \quad \text{at } r = l \quad (2.49)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad \text{at } z = 0 \quad (2.50)$$

$$-k(T) \frac{\partial T}{\partial z} = -\alpha_{surface} q(r, t) + \varepsilon_{surface} \sigma_s (T^4 - T_a^4) \quad \text{at } z = \frac{\delta}{2} \quad (2.51)$$

其中 $\alpha_{surface}$ 和 $\varepsilon_{surface}$ 各為晶片表面之吸收率和放射率， ε_{edge} 為在晶片邊緣之輻射熱損失的放射率，而 $\sigma_s = 5.672 \times 10^{-12} \text{ Wcm}^{-2} \text{K}^{-4}$ 為史特凡-波茲曼常數。註：吸收率和放射率依賴於晶片溫度、位置和輻射光譜的波長。在目前的工作，我們可以假設所有表面的吸收率與那些

表面的放射率是相同的。簡單來說，所有表面的放射率假設為相同的且與溫度相關如下

[36]：

$$\begin{aligned}\alpha_{surface} &= \varepsilon_{surface} = \varepsilon_{edge} = \varepsilon(T) \\ &= 0.2662 + 1.8591 T^{-0.1996} e^{\frac{1.0359 \times 10^{25}}{T^{8.8328}}}\end{aligned}\quad (2.52)$$

因此, 式(2.49)和(2.51)分別可以寫成，

$$-k(T) \frac{\partial T}{\partial r} = \varepsilon(T) \sigma_s (T^4 - T_a^4) \quad \text{at } r = l \quad (2.53)$$

和

$$-k(T) \frac{\partial T}{\partial z} = -\varepsilon(T) q(r, t) + \varepsilon(T) \sigma_s (T^4 - T_a^4) \quad \text{at } z = \frac{\delta}{2} \quad (2.54)$$

在這裡使用的數值方法為有限差分法。空間導數採用中央差分描述和時間導數採用隱向後差分描述。給定入射熱通量，我們可以獲得晶片的溫度分佈。

2.3.2 逆向問題演算法

對每個 j 用上面所描述的有限差分法 $\tau = \tau^m = m \Delta \tau$ 來建立下面的矩陣方程式：

$$[F_j^m] \{\theta_j^m\} = \{\theta_j^{m-1}\} + \{S_j^m\} + [V_j^m] \{\phi_j^m\} \quad (2.55)$$

晶片表面的溫度分佈 $\{\theta_{j \max}^m\}$ 可以從式(2.55)重新整理如下：

$$\begin{aligned}\{\theta_{j \max}^m\} &= [F_{j \max}^m]^{-1} \{\{\theta_{j \max}^{m-1}\} + \{S_{j \max}^m\}\} + [F_{j \max}^m]^{-1} [V_{j \max}^m] \{\phi_{j \max}^m\} \\ &= [M_{j \max}^m] \{\{\theta_{j \max}^{m-1}\} + \{S_{j \max}^m\}\} + [N_{j \max}^m] \{\phi_{j \max}^m\}\end{aligned}\quad (2.56)$$

其中

$$[M_{j \max}^m] = [F_{j \max}^m]^{-1} \text{ 和 } [N_{j \max}^m] = [F_{j \max}^m]^{-1} [V_{j \max}^m].$$

從下一個時間步驟 $m+1$ 我們可達到

$$\begin{aligned}
\{\theta_{j \max}^{m+1}\} &= [M_{j \max}^{m+1}] \{\{\theta_{j \max}^m\} + \{S_{j \max}^{m+1}\}\} + [N_{j \max}^{m+1}] \{\varphi_{j \max}^{m+1}\} \\
&= [M_{j \max}^{m+1}] [M_{j \max}^m] \{\{\theta_{j \max}^{m-1}\} + \{S_{j \max}^m\}\} + [M_{j \max}^{m+1}] [N_{j \max}^m] \{\varphi_{j \max}^m\} + [M_{j \max}^{m+1}] \{S_{j \max}^{m+1}\} + [N_{j \max}^{m+1}] \{\varphi_{j \max}^{m+1}\}.
\end{aligned} \tag{2.57}$$

用相同的方式，連續 r 未來時刻的溫度分佈， $\tau = \tau^{m+r-1}$ ，能夠表示為：

$$\begin{aligned}
\{\theta_{j \max}^{m+r-1}\} &= [M_{j \max}^{m+r-1}] \{\{\theta_{j \max}^{m+r-2}\} + \{S_{j \max}^{m+r-1}\}\} + [N_{j \max}^{m+r-1}] \{\varphi_{j \max}^{m+r-1}\} \\
&= [M_{j \max}^{m+r-1}] [M_{j \max}^{m+r-2}] \dots [M_{j \max}^{m+1}] [M_{j \max}^m] \{\{\theta_{j \max}^{m-1}\} + \{S_{j \max}^m\}\} + [M_{j \max}^{m+r-1}] [M_{j \max}^{m+r-2}] \dots [M_{j \max}^{m+1}] [N_{j \max}^m] \{\varphi_{j \max}^m\} \\
&\quad + [M_{j \max}^{m+r-1}] [M_{j \max}^{m+r-2}] \dots [M_{j \max}^{m+1}] \{S_{j \max}^{m+1}\} + [M_{j \max}^{m+r-1}] [M_{j \max}^{m+r-2}] \dots [M_{j \max}^{m+2}] [N_{j \max}^{m+1}] \{\varphi_{j \max}^{m+1}\} + \dots \\
&\quad + [M_{j \max}^{m+r-1}] \{S_{j \max}^{m+r-1}\} + [N_{j \max}^{m+r-1}] \{\varphi_{j \max}^{m+r-1}\}.
\end{aligned} \tag{2.58}$$

使用逆向演算法，假設入射熱通量在未來時刻步驟 r 上是常數。

$$\varphi_{i,j \max}^{m+1} = \varphi_{i,j \max}^{m+2} = \dots = \varphi_{i,j \max}^{m+r-1} = \varphi_{i,j \max}^m \quad \text{for } i = 1, 2, \dots, i \max. \tag{2.59}$$

當 $\tau = \tau^m$ 時，估計的參數向量 $\{\varphi_{j \max}^1\}$ ， $\{\varphi_{j \max}^2\}$...，和 $\{\varphi_{j \max}^{m-1}\}$ 被建立來決定這個未知

的入射熱通量向量 $\{\varphi_{j \max}^m\}$ 。我們可以構成以下的矩陣方程式：

$$\{\mathcal{G}\}_{r \cdot i \max \times 1} = \{\Phi\}_{r \cdot i \max \times i \max} \{\varphi_{j \max}^m\}_{i \max \times 1}. \tag{2.60}$$

將已知的表面溫度分佈代入向量 \mathcal{G} ，使用線性平方誤差法，能求得向量 $\{\varphi_{j \max}^m\}$ 。結果

為：

$$\{\varphi_{j \max}^m\} = (\Phi^T \Phi)^{-1} \Phi^T \mathcal{G}. \tag{2.61}$$

藉由每個時間步驟增加 m 的值，這個方程式提供用來估計在晶片上未知的入射熱通量的演算法。

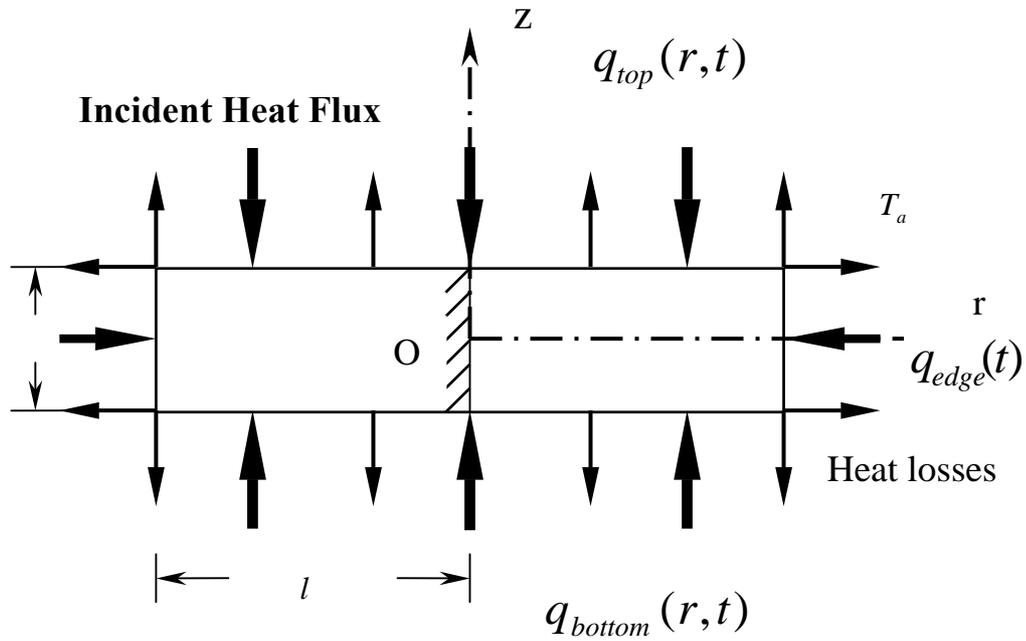


圖 2.1 矽晶片的入射熱通量及輻射熱損失

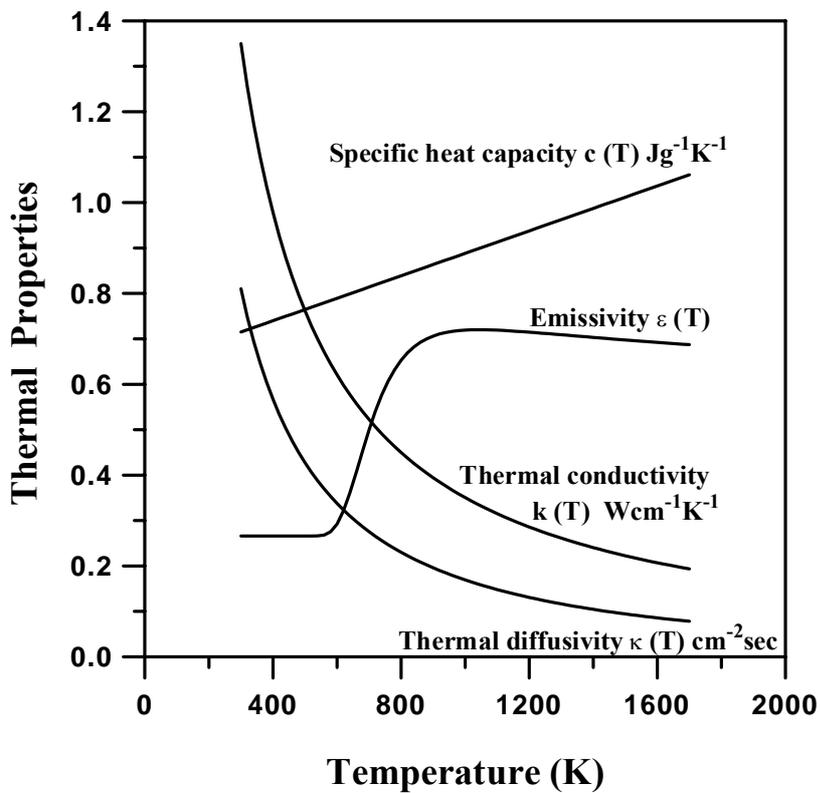


圖 2.2 矽晶片熱物理性質隨溫度變化的關係[35, 36]

第三章 實驗分析

本研究所使用之實驗儀器主要以 FTIR 為主體，再根據所需量測的實驗性質配合適當的配件。例如：量測穿透率、反射率及升溫反射率實驗時，加裝穿透率量測配件、反射率量測配件及升溫反射率量測配件於 FTIR 試片室之位置。此章節將逐一說明實驗所需之儀器設備、配件、工作原理、實驗步驟以及實驗前儀器的校正。

3.1 傅利葉轉換紅外線光譜儀之簡介

本實驗所採用的儀器為 Bomem 公司所生產之 MB154 型傅利葉轉換紅外線光譜儀 (FTIR)。近年來 FTIR 在生物醫學科技及化學分析上的應用相當普遍，例如：人類癌症組織成份的分析、碳、氧元素在晶片中的濃度、氮元素在氮化物中的濃度、磊晶層或薄膜厚度的量測、光阻劑的化學性質分析及曝光時間的監視、化學物品的化學性質分析、製程中二氧化碳及水氣濃度分佈等等[48-51]。但是由於半導體工業製程蓬勃發長，因此 FTIR 在近年來被廣泛的用來量測各種材料的熱物理性質，例如：材料的穿透率、反射率及吸收率或是在加熱製程 RTP 中的升溫穿透率及升溫反射率的量測[52-56]。而這些數據都可以讓材料的使用者更清楚材料的特性，因此使得 FTIR 在工業上被廣泛的使用。FTIR 本身有三個優點：

(1) 為非破壞性分析儀器 (2) 分析時間比一般分析儀器短暫 (3) 能作許多數據分析的功能。因此本實驗將使用 FTIR 來量測矽基材、鎂基材及石英基材上鍍上鋇鋇鈦薄膜之穿透率、反射率及升溫反射率，增進使用者對鋇鋇鈦薄膜之熱輻射性質的瞭解，以作為未來光學材料之研究應用的基礎。本實驗量測之熱輻射性質其應用原理是利用儀器內置的背景光

源，來量測放置試片與放置標準試片的情形之下，偵測器所能接收到光源輻射量的關係。

此套傅利葉轉換紅外線光譜儀內部設備之示意圖如圖 3-1 所示。儀器主要的結構包含內置之穩定紅外線光源、麥克森干涉儀、反射鏡片組、氦氖雷射及偵測器等等。以下將依性質大致分為三個主要系統：(1) 光學系統 (2) 試片室 (3) 資料處理系統，並逐一說明各系統之各項元件、功能以及用途。

3.1.1 光學系統

FTIR 之光學系統主要可分為光源(含雷射部分)、麥克森干涉儀(Michelson Interferometer)、偵測器(Detector)及其他光學反射鏡組組件等四部分，以下依序分別介紹說明：

1. 光源(含雷射部分)

此套 FTIR 的內置背景光源有兩種，第一種是以鎢作為放光燈絲所製成的鎢絲鹵素燈，而此光源主要的波長範圍約在 $0.7\mu\text{m}$ 至 $5\mu\text{m}$ 之間，屬於近紅外線光源；第二種是以碳化矽(SiC)製成的陶磁光源(Globar)，其原理是將 120V 的電流通入，使碳化矽加熱至 1250°C 後，以黑體輻射的方式放出光譜，而此光源主要的波長範圍約在 $1.4\mu\text{m}$ 至 $25\mu\text{m}$ ，屬於中紅外線光源。在儀器中這兩種光源可以單獨使用或是搭配使用以增強量測光源的強度及波長範圍。

此套 FTIR 設備中，除了上面所述的兩種主要光源之外，還有另一種扮演著重要角色的光源，即氦氖雷射(He-Ne Laser)。氦氖雷射的波長約為 $0.6328\mu\text{m}$ ，其主要的功能為提供移動鏡的定位及取樣，所以能提供儀器量測光譜頻率極精準以及可再生的測量，以提高 FTIR 頻率之精確度及最高解析度(Resolution)。

2. 麥克森干涉儀(Michelson Interferometer)

麥克森干涉儀可說是整個 FTIR 光學系統之心臟所在，其中包含三個部分：(1) 固定鏡(Fixed Mirror) (2) 移動鏡(Moving Mirror) (3) 分光鏡(Beamsplitter)，其構造示意如圖 3-2 所示。以下分別敘述各部分的構造及工作原理：(1) 固定鏡：基本的要求為一面鍍有高反射性的鏡子。(2) 移動鏡：移動鏡的種類通常有二種，第一種為空氣軸承式干涉儀，其工作原理是利用電磁驅動，將乾淨及乾燥的空氣充入，並由空氣支撐，使其軸承懸浮於空氣中。此種空氣軸承式干涉儀對震動較為敏感，而且乾燥及乾淨的空氣並不易獲得，但是優點為摩擦力極小。第二種為機械軸承式干涉儀，其工作原理是利用線性馬達帶動，使用圓球形軸來支撐軸承。此種機械軸承式干涉儀較容易磨損，所以會有停工的可能性，但是優點為不需充入乾淨及乾燥的空氣，而且對震動也較不敏感。本實驗儀器 FTIR 是使用機械軸承式干涉儀。(3) 分光鏡：分光鏡是以 ZnSe 材質所製成，其適用之波數量測範圍約從 14000cm^{-1} 至 500cm^{-1} ，也就是波長範圍約從 $0.7\mu\text{m}$ 至 $20\mu\text{m}$ 。利用 ZnSe 當分光鏡的主要原因是因為 ZnSe 在近、中紅外光區段幾乎沒有能量的吸收，因此可以增加實驗的準確性。再者，ZnSe 可以在潮濕的工作環境下作業，無須再添加任何的除濕設備，因此可以避免如 KBr 製成之分光鏡不能在潮濕環境下作業的缺點。其分光鏡之工作原理是將光源以一固定之入射角投射至分光鏡，藉由分光鏡將入射光源一分為二，分成兩道平行光，分別垂直投射至移動鏡及固定鏡上，再經由移動鏡及固定鏡之鏡面反射後，兩道光源在分光鏡上合而為一，而經結合後之光源則射入偵測器中。

其中，因為移動鏡至分光鏡與固定鏡至分光鏡的距離不同，而在分光鏡上結合的光源

便有光程差 δ 產生。再者由於分光後再結合時，其產生的光程差不同，所以當兩道光在分光鏡結合時就造成了干涉現象，亦即當移動鏡至分光鏡與固定鏡至分光鏡的距離兩者相等時，此處便是干涉開始產生的地方。當光程差為波長的整數倍時，即 $\delta = n\lambda$ ，其中 $n=1,2,3\dots$ ，則兩合併光源便產生建設性干涉(Constructive Interference)，而合併後的光源能量加倍；當光程差為半波長的奇數倍時，即 $\delta = n\lambda/2$ ，其中 $n=1,3,5\dots$ ，則產生破壞性干涉(Destructive Interference)，而合併後的光源能量會相互抵銷造成能量衰減。由上述可知，輻射強度的變化是移動鏡移動位置的函數，因此輸出光源的頻率便藉由麥克森干涉儀來調整。這些經由干涉作用的光源最後被傳送到偵測器，再以一種連續的電學訊號輸出，即所謂的干涉光譜(Interferogram)，再藉由電腦將這些干涉光譜進行傅利葉轉換，進而得到實際量測之單一光束頻譜(Signal Beam Spectrum)。

3. 偵測器(Detector)

本實驗儀器 FTIR 所使用之偵測器屬於可更替式，亦即可針對不同用途及量測範圍來選擇適用的偵測器。常見的偵測器種類有：Deuterated Triglycine Sulfate (DTGS)偵測器、InSb 偵測器、Mercury- Cadmium Telluride (MCT)偵測器及 Si 偵測器等等。依其可量測的範圍來區分，量測範圍較大者為 DTGS 及 MCT 偵測器，而量測範圍較小者為 InSb 及 Si 偵測器。但是相對而言量測範圍較小之偵測器在偵測靈敏度方面較量測範圍較大之偵測器來得敏捷。而就使用的方便性而言，InSb 偵測器及 MCT 偵測器使用前都必須在液態氮的冷卻下才能工作，使用上較 DTGS 偵測器及 Si 偵測器麻煩。但是無論採用上述哪一種偵測器，其反應靈敏度在適用的量測範圍內皆可達到 90%以上。因此在實驗之前必須針對所欲量測之

實驗範圍來選擇適當的偵測器，以達到最佳化的量測效果。

本實驗儀器 FTIR 所使用的偵測器為 DTGS 偵測器。此種偵測器屬於焦熱電式偵測器，通常是以具有電極性的晶體所製成，當其受熱時晶體會因熱而膨脹且產生電極的改變，使得晶體的另一面生出電荷，而此電荷在兩個表面間的電路中流動因而產生了電流。DTGS 偵測器量測的波長範圍約為 $0.7\mu\text{m}$ 至 $40\mu\text{m}$ ，因此可知其量測的光譜範圍涵蓋了整個近、中紅外光區段。但是在 FTIR 儀器中偵測器真正的使用範圍，必須配合麥克森干涉儀中分光鏡的量測範圍，才能達到實驗真正的有效量測範圍。因此雖然 DTGS 偵測器量測的波長範圍為 $0.7\mu\text{m}$ 至 $40\mu\text{m}$ ，但是因為麥克森干涉儀中分光鏡量測的波長範圍為 $0.7\mu\text{m}$ 至 $20\mu\text{m}$ ，所以本實驗儀器 FTIR 之偵測器實際可量測到的波長範圍約為 $0.7\mu\text{m}$ 至 $20\mu\text{m}$ 。

4. 光學鏡片組

FTIR 儀器內部的光學鏡片系統僅有五個反射鏡，這五個反射鏡不包括麥克森干涉儀那部分的鏡子。這些反射鏡的目的是為了使光源之光能收斂及反射到偵測器中。因此這些反射鏡在鏡面上鍍有高反射率的材質，而且分別具有平行以及聚光的功能，使其輸出的功率大而光路損耗小。

3.1.2 試片室

本實驗儀器 FTIR 之試片室主要功能是用來放置量測的試片。試片室的放置位置位於光源的焦點處，此焦點是經由光學鏡片組的反射及聚焦後，在試片室中會有焦點產生，而焦點的位置所具有的能量強度是最強的，因此通常是將試片室置於焦點處，以達到最佳化的量測效果。

3.1.3 資料處理系統

在本實驗儀器 FTIR 中，資料處理系統為控制整個光學系統以及自動掃描台的中心，而使其將所收集到的資料、數據進行運算、儲存以及分析，以達到 FTIR 中相減、轉換及 Ratio 等功能。本實驗儀器需在 Windows 98 系統下使用 Grams/32 軟體來執行上述的工作。以下說明資料處理系統中最重要的部分—傅利葉轉換過程：

在麥克森干涉儀中是以掃描移動鏡的位置來調整兩道光在分光鏡上結合所產生的相位差，也就是說它是利用兩道光結合時所產生光程差的不同來達到不同的干涉目的。由於光是波動形式，因此會有相位(Phase)偏移的情形產生，而相位偏移可能會產生建設性干涉或破壞性干涉。當產生的情況為建設性干涉時，則能量強度增強；若產生的情況為破壞性干涉時，則能量強度衰減。

假如光源是一單色光，則當兩道光於分光鏡上再結合時，掃描移動鏡會使得輸出的光源強度增強且具有週期性，此時偵測器所接收到的訊號為一正弦函數，而且其頻率正比於單色光之波數，即：

$$I(\delta) = \frac{I_0}{8} [1 + \cos(2\pi\delta\eta)] \quad (3-1)$$

其中： $I(\delta)$ 為光程差為 δ 時所量測到的訊號強度

η 為波數

I_0 為入射光源的訊號強度

但是 FTIR 中所採用的光源為多色光源，因此包含了多種頻率的光，故必需對所有光源的波數作積分才能表示出真實的強度。因此所量測的訊號強度為光程差函數在頻率範圍內

的積分，即所謂的干涉光譜。其干涉光譜數學表示法如下所示：

$$I(\delta) = \int_0^{\infty} S(\eta) \frac{I_0}{8} [1 + \cos(2\pi\delta\eta)] d\eta \quad (3-2)$$

經轉換後可得：

$$I(\delta) = \frac{I_0}{8} \int_0^{\infty} S(\eta) [1 + \cos(2\pi\delta\eta)] d\eta = \frac{I_0}{16} \int_{-\infty}^{\infty} S(\eta) e^{12\pi\delta\eta} d\eta \quad (3-3)$$

最後再經由傅利葉餘弦轉換可以得到強度對頻率的頻譜圖：

$$S(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\delta) e^{-12\pi\delta\eta} d\delta \quad (3-4)$$

事實上，光程差 δ 受到最小解析度 1 cm^{-1} 的要求，而且光源的頻率也會因分光鏡材質的基本限制而不可能從零延伸至無窮大，因此在轉換的過程中，必須完成削足(Apodization)步驟，主要的目的是修正干涉頻譜在儀器掃描極限的地方所產生的不連續。經過削足步驟之後，FTIR 尚須經過 Zero-filling 步驟，此步驟之主要目的是為了延伸 Truncation 的範圍，使經過傅利葉轉換後之干涉頻譜圖的曲線會變得較為平滑，而且在末端會降至為零。本實驗儀器 FTIR 所使用的削足函數為三角切除函數(Triangular Truncation Function)中之餘弦形式函數：

$$F(D) = \frac{1 + \cos(\pi D)}{2} \quad (3-5)$$

其中： D 為光程差與最大光程差之比值。

由上述所知 FTIR 的轉換必須經過三大步驟來處理：

第一步驟：削足步驟

第二步驟：Zero-filling 步驟

第三步驟：作傅利葉轉換。

3.1.4 儀器之重要配件：

本實驗儀器 FTIR 可依量測實驗的性質加裝適合的配件於試片室的位置上。例如：量測穿透率實驗時，加裝試片架於試片室的位置上，如圖 3-3 所示；量測反射率實驗時，加裝反射鏡配件於試片室位置上，此反射鏡配件中鏡子的反射角度可由 30° 至 80° ，如圖 3-4 所示；量測升溫反射率實驗時，加裝升溫反射室於試片室的位置上，如圖 3-5 所示。

3.2 實驗的程序及步驟

1. 先將整套 FTIR 儀器檢查一遍，包括各項配件、偵測器是否安裝妥當以及其它相關設備的連結線路是否鬆脫。
2. 打開儀器的光源啟動按鈕。
3. 開啟電腦軟體。
4. 選擇適當的解析度及增益值。
5. 依實驗需求放置適當的配件於試片室上。例如：量測穿透率實驗時，將量測穿透率的試片架置於試片室上；量測反射率實驗時，將反射鏡配件加裝於試片室位置上；量測升溫反射率實驗時，加裝升溫反射室於試片室的位置上。
6. 依不同實驗放置不同的標準試片於試片室上。
7. 設定實驗量測的參數。例如：掃瞄次數、檔案存取位置、實驗條件註記、量測波數範圍以及數據的形式等等。

8. 放置預量測之試片進行測量。
9. 將實驗所獲得之數據繪製成圖表，並加以分析與討論。

實驗時須注意的事項：

1. 光源開啟後需經過一段時間才可以進行實驗量測，主要原因是為了使放出的光源達到穩定。
2. 在每次實驗之前必須先掃描一次背景光源，察看光源強度是否正常運作。
3. 進行穿透率實驗時以空氣為 background；進行反射率及升溫反射率實驗時以鍍有純金表面之玻璃為 background[57]。
4. 進行升溫反射率實驗時因加熱溫度極高，因此需打開冷卻水系統以避免實驗設備因過熱而損壞。

3.3 解析度(Resolution)分析

對各種不同的儀器設備而言，解析度的定義也會有所不同。在本儀器中可由干涉原理得知其解析度的定義為 $\Delta\eta$ ，即波數 η 與 $\eta + \Delta\eta$ 兩單色光束可完全分離之最小波數差，即為 $1/\delta$ ，亦為 $1/2L$ ，其中 δ 代表光程差， L 代表移動鏡可移動的最大距離。由 $\Delta\eta = 1/2L$ 可知，當解析度的要求越高時，鏡片必須移動越遠。倘若解析度為 2cm^{-1} 時則需移動鏡片 0.25 公分；若解析度為 0.002cm^{-1} 時則需移動鏡片 250 公分，當然這必須是在儀器完全正常的情形之下才能達到理論上所述的要求。相對而言，當解析度提高時，空氣中二氧化碳以及水蒸氣的吸收情況也會變得很明顯，所以並非解析度很高其實驗成果就一定較

佳。除此之外，會影響儀器本身解析度之準確性的因素有下列敘述幾點：

1. 所有光學儀器是否對正。
2. 移動鏡在移動時位置是否對正。
3. 光學零件的平整度。
4. 光束的發散程度。
5. 氬氬雷射頻率的穩定性。

倘若有以上的情形發生，則光束本身不必經由移動鏡的作用便會有光程差的產生，進而造成干擾性的干涉現象而影響解析度。以目前市面上所有 FTIR 的設備而言，都是以電腦自動進行光學對正，因此提升了儀器本身的準確性及穩定性，並且減少了許多在實驗上需要校正儀器的麻煩。

本實驗所採用之 Bomem 公司 MB154 型 FTIR 光譜儀，其可以選用的解析度有 1、2、4、8、16、32、64 及 128cm^{-1} 。根據本實驗所量測的波數範圍 14000cm^{-1} 至 500cm^{-1} 來看，則需要量測的點數為 13500、6750、3375、1688、844、422、211 及 106 個點。換句話說當解析度越高時，即解析範圍越小，因此所需量測的點數就越多且點數的密度也越大，所以量測的結果會較準確，但是相對而言量測的時間也隨著解析度的提高而增長，而且在高解析度時，二氧化碳及水蒸氣的吸收效應也會明顯的出現，如圖 3-6(a)~(d)所示。因此在進行實驗量測之前必須針對實驗的目的以及需求來選擇適當的解析度，才能使得實驗結果能夠達到我們所要求的精確度，並且符合省時間、省記憶體空間的最佳化情況。

3.4 儀器校正

當我們開始進行實驗之前都必須對儀器作校正的工作，這是為了使實驗結果達到更準確的地步，因此以下分別敘述對穿透率實驗、反射率實驗以及升溫反射率實驗的校正情況。

3.4.1 穿透率實驗校正分析

穿透率實驗的校正步驟為：先掃描一次背景光源的頻譜，然後再重複掃描一次未放置試片時之穿透率，倘若量測的結果維持在百分之百，則表示儀器以及其他配件皆運作正常，而且沒有其他的干擾訊號產生。

本實驗儀器的背景光源頻譜圖如圖 3-7 所示，其量測的波數範圍為 14000cm^{-1} 至 500cm^{-1} ，即波長範圍約從 $0.7\mu\text{m}$ 至 $20\mu\text{m}$ ，因為實驗儀器並無抽真空設備，因此在圖中可以發現氣體對輻射能量的吸收佔有相當大的影響，尤其在水氣能量吸收光帶處，即波長 1.38 、 1.87 、 2.7 及 $6.3\mu\text{m}$ 和二氧化碳能量吸收光帶處 2.7 、 4.3 、 9.4 及 $15\mu\text{m}$ 等處的地方特別明顯，雖然水氣以及二氧化碳的吸收並不會造成量測頻譜產生偏移的現象，但是這些氣體的吸收光帶處會造成少許的實驗誤差。在穿透率實驗校正方面，本實驗是以儀器中所配置的 DTGS 偵測器做量測的校正，其結果如圖 3-8 所示，由圖中顯示出在波數為 14000cm^{-1} 以及 500cm^{-1} 附近(約波長 $0.7\mu\text{m}$ 以及 $20\mu\text{m}$ 附近)，干擾訊號非常強烈，這是因為這二個地方剛好是量測的極限值，因此光源的強度都非常微弱，相對的在訊號極弱的狀況之下，干擾情形自然容易產生，所以通常在量測範圍的邊界處之數據都會有相當程度的誤差，因此在數據的採用上通常會將其排除在外。表 3-1 顯示水氣、二氧化碳 以及一氧化碳氣體之能量吸收光帶處。

3.4.2 反射率以及升溫反射率實驗校正分析

本實驗室擁有反射組配件(反射角可由 30° 調至 80°)以及升溫反射組配件(反射角固定為 12°)。為了證明這二種配件組之適用性，分別使用這二種配件組於室溫 30°C 下量測 p 型矽之反射率，並且與文獻作比較，其結果如圖 3-9 所示。由圖中可以發現在實驗量測範圍的邊界處會有較強烈的干擾現象，因此此部分我們不加採用，我們實際研究探討的範圍約為波數 10000cm^{-1} 至 550cm^{-1} ，即波長約為 $1\mu\text{m}$ 至 $18\mu\text{m}$ 。在此範圍中升溫反射組的實驗結果幾乎與文獻所量測到的值吻合，誤差約為 0.246% [58]；而反射組在反射角為 30° 時所得到的實驗結果與升溫反射組所量測到的趨勢相同，但是並不重合，這個現象是因為這二種配件組的反射角度並不相同所致。在圖中可以看見幾個較明顯的吸收能帶區，在 $4.3\mu\text{m}$ 處為二氧化碳的吸收；在 $6.3\mu\text{m}$ 處為水氣的吸收；在 $8.8\mu\text{m}$ 處為二氧化矽的吸收以及在 $16.1\mu\text{m}$ 處為矽的吸收。由氣體吸收的能帶處可以知道我們所作的實驗是準確的，也同時證明這二種反射鏡組所作的實驗是可以被採信的。

3.4.3 掃描次數分析

掃描次數的多寡與實驗的干擾雜訊有著密切的關係。為了降低光源強度在較微弱處之雜訊，即波數為 14000cm^{-1} 以及 500cm^{-1} 附近(約波長 $0.7\mu\text{m}$ 以及 $20\mu\text{m}$ 附近)與氣體吸收光帶處所造成的干擾雜訊，因此便藉由增加掃描的次數將這些干擾雜訊平均化，以增加實驗的準確性。圖 3-10 及圖 3-11 是量測不同的掃描次數對矽晶片穿透率實驗以及反射率實驗結果的影響。在穿透率實驗中分別做了掃描次數為 64、128、256、512 及 1000 次，而在反射率實驗也分別做了掃描次數為 32、64、128、256 及 512 次。由圖 3-10 以及圖 3-11 可以

看出隨著掃描次數的增加，穿透率實驗以及反射率實驗的量測結果幾乎重疊。因此可以知道無論掃描次數的多少，其實驗結果差異非常微小，只有在頻譜的邊界處會出現少許的不同罷了。由圖 3-10 中仍可以看見一些吸收的現象，例如在 $2.7\mu\text{m}$ 處為二氧化碳與水氣的吸收；在 $4.3\mu\text{m}$ 處為二氧化碳的吸收；在 $6.3\mu\text{m}$ 處為水氣的吸收；在 $8.8\mu\text{m}$ 處為二氧化矽的吸收以及在 $16.1\mu\text{m}$ 處為矽的吸收。

因此根據圖示可以知道掃描次數愈多，實驗量測的結果差異愈小，但是相對而言掃描所需的時間也隨之增加。因此根據實驗的準確性以及實驗時間的雙重考量之下，選擇適當的掃描次數以及解析度是非常重要的。以本實驗為例，在解析度方面的選擇為 4cm^{-1} ，而在掃描次數方面的選擇為 256 次。

氣體種類	能量吸收光帶	
	波長(μm)	波數(cm^{-1})
H₂O	1.38	7246.4
	1.87	5347.6
	2.7	3703.7
	6.3	1587.3
	71	140.8
CO₂	2.0	5000
	2.7	3703.7
	4.3	2325.6
	9.4	1063.8
	10.4	961.5
	15	666.7
CO	2.35	4255.3
	4.7	2127.7

表 3-1 各氣體之能量吸收光帶

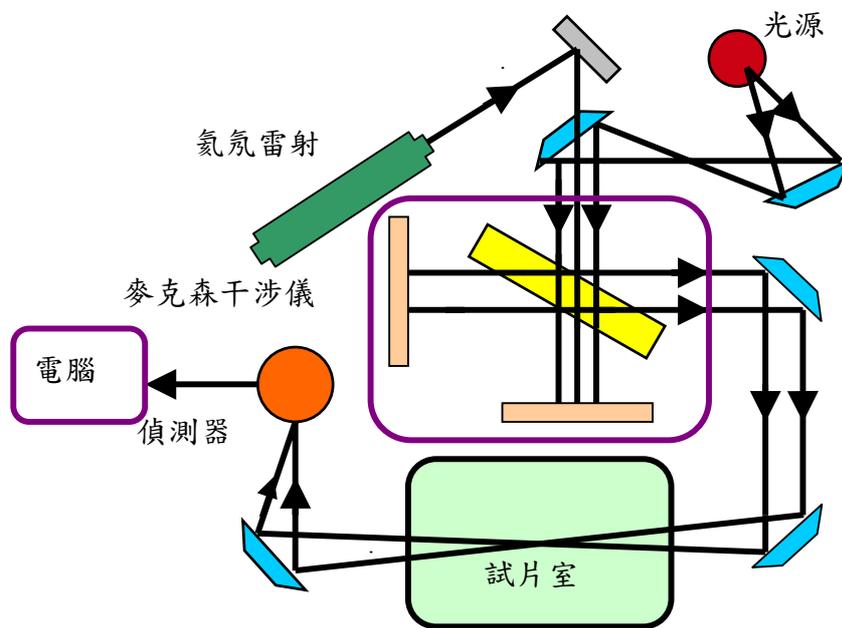


圖 3-1 FT-IR 儀器設備示意圖

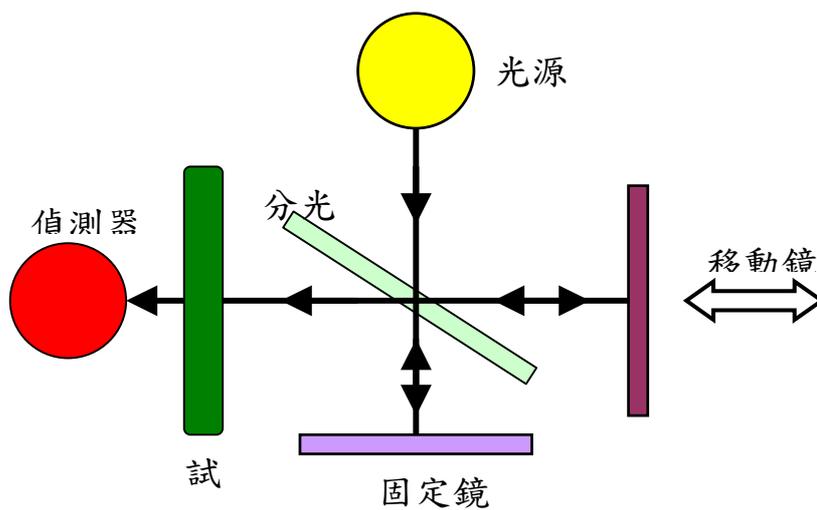


圖 3-2 麥克森干涉儀構造示意圖



圖 3-3 FTIR 穿透率量測設備



圖 3-4 FTIR 反射率量測設備



圖 3-5 FTIR 升溫反射率量測設備

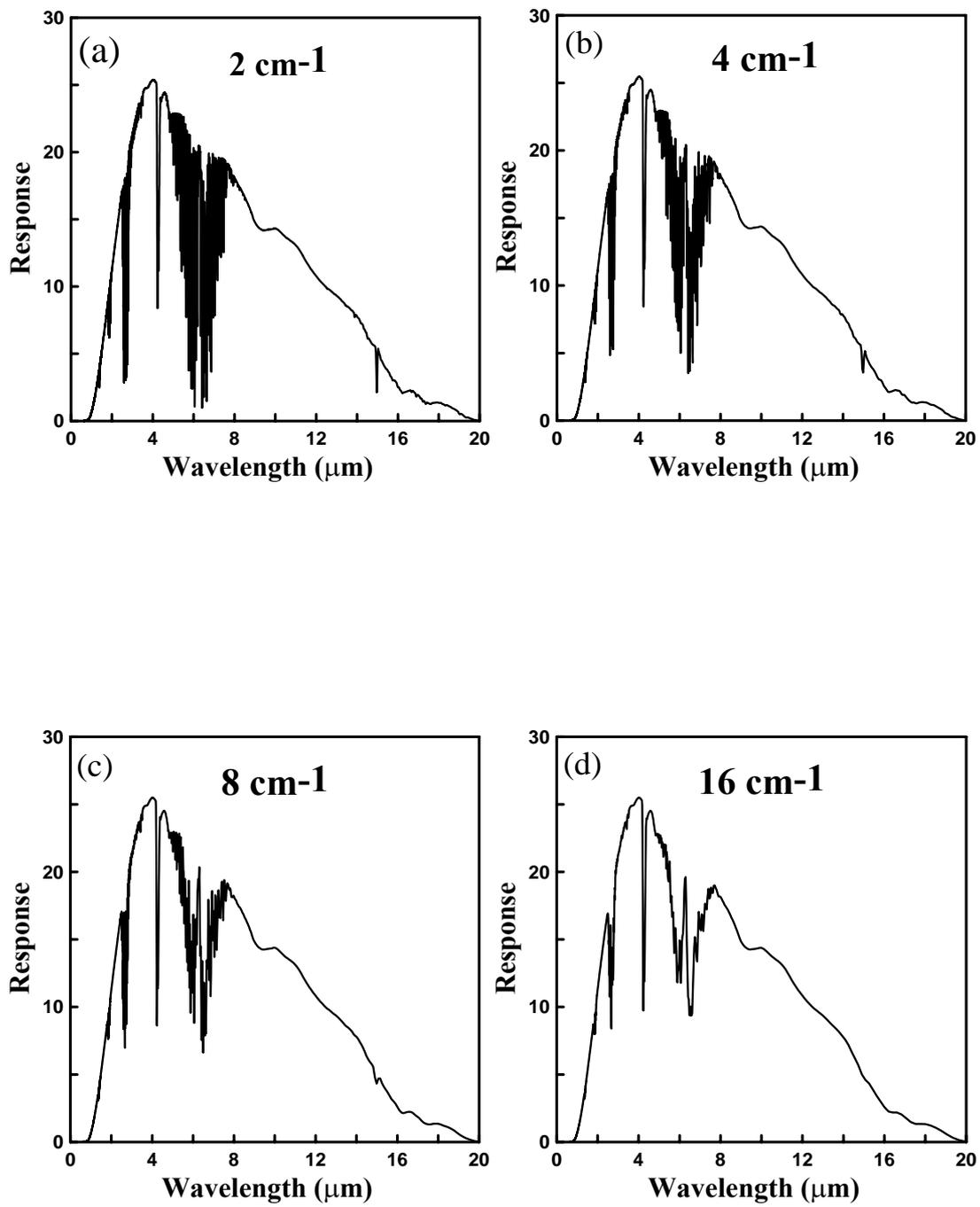


圖 3-6 不同解析度下之量測結果比較(a)~(d)

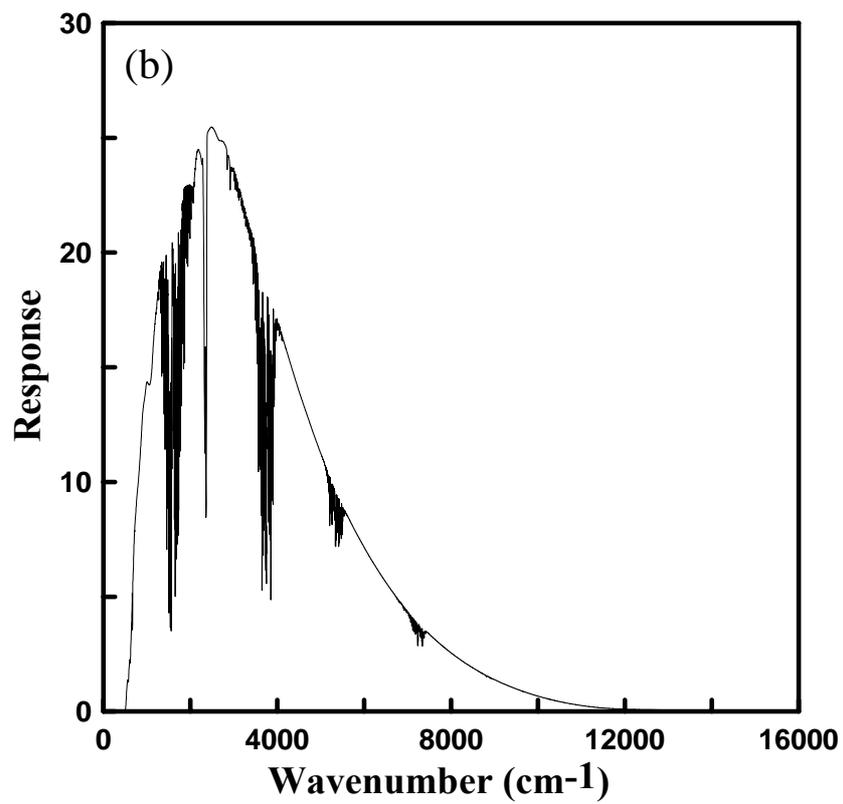
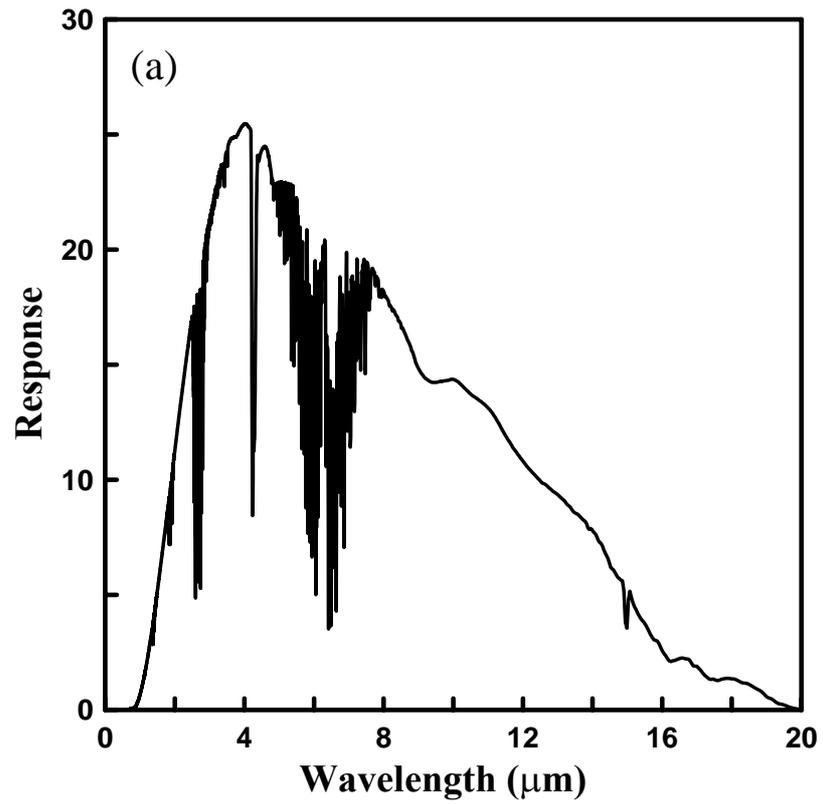


圖 3-7 實驗背景光源強度頻譜圖：(a)以波長表示(b)以波數表示

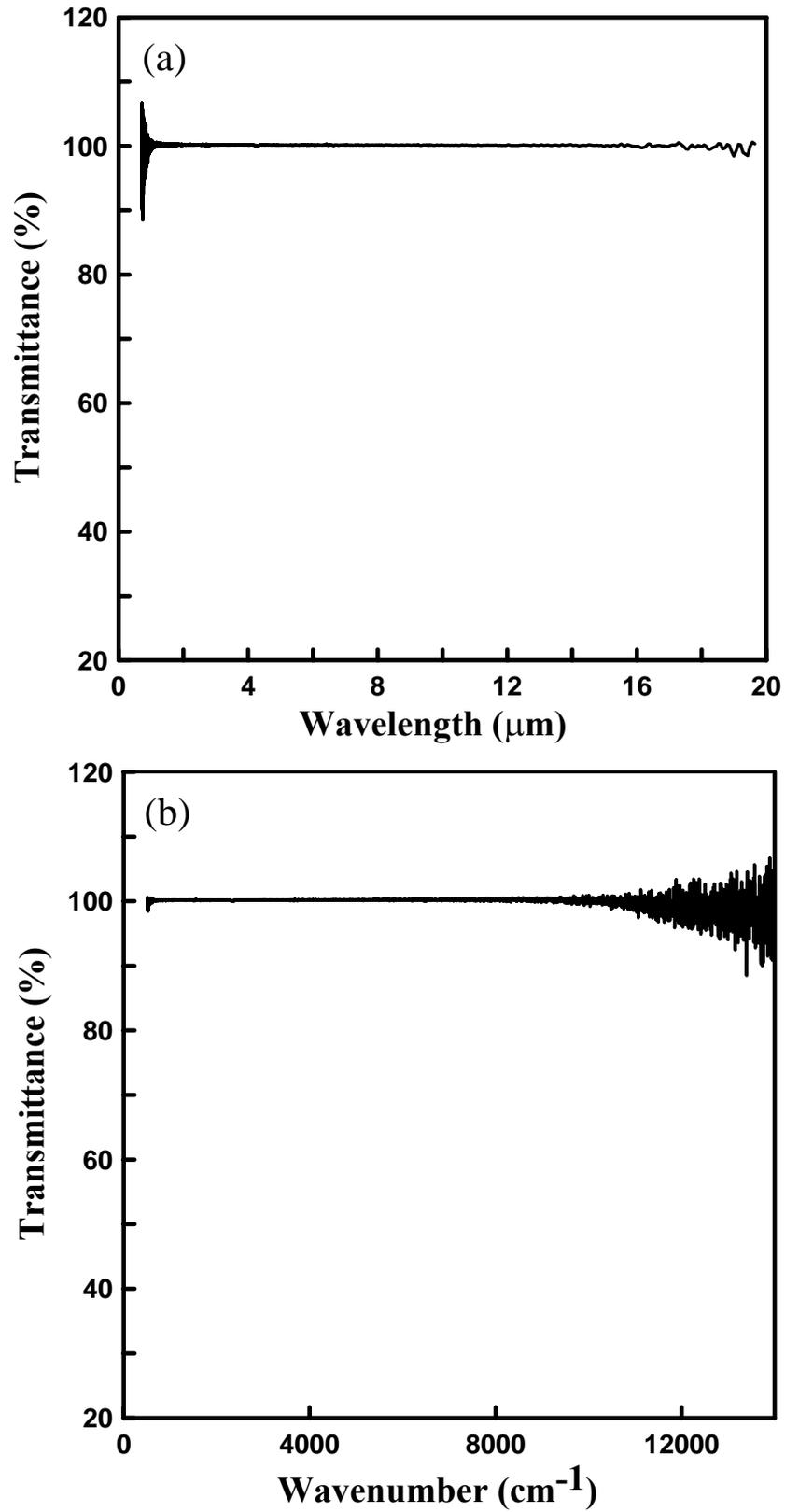


圖 3-8 以 DTGS 偵測器所做的穿透率量測校正：
(a)以波長表示；(b)以波數表示

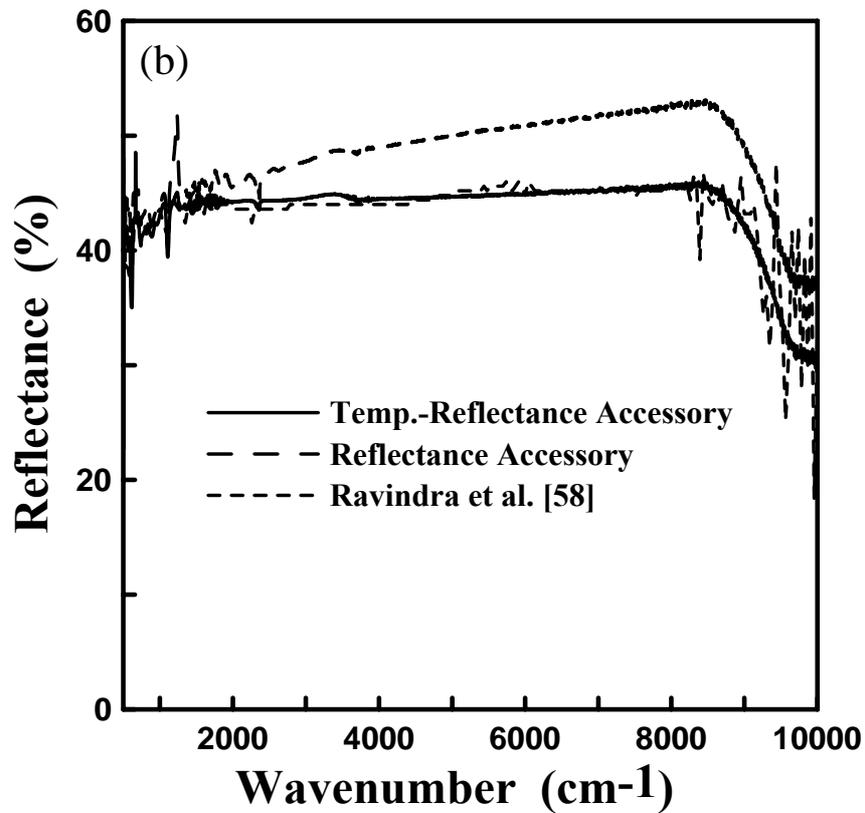
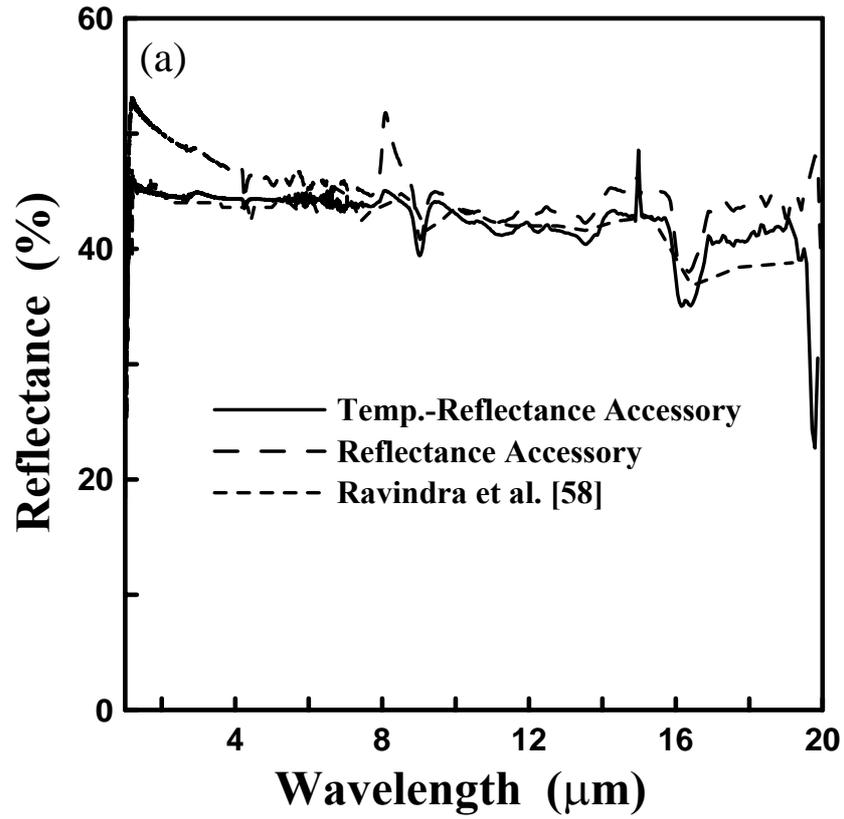


圖 3-9 在室溫下量測矽晶圓之反射率與 Ravindra et al.數據比較：(a)以波長表示 (b)以波數表示

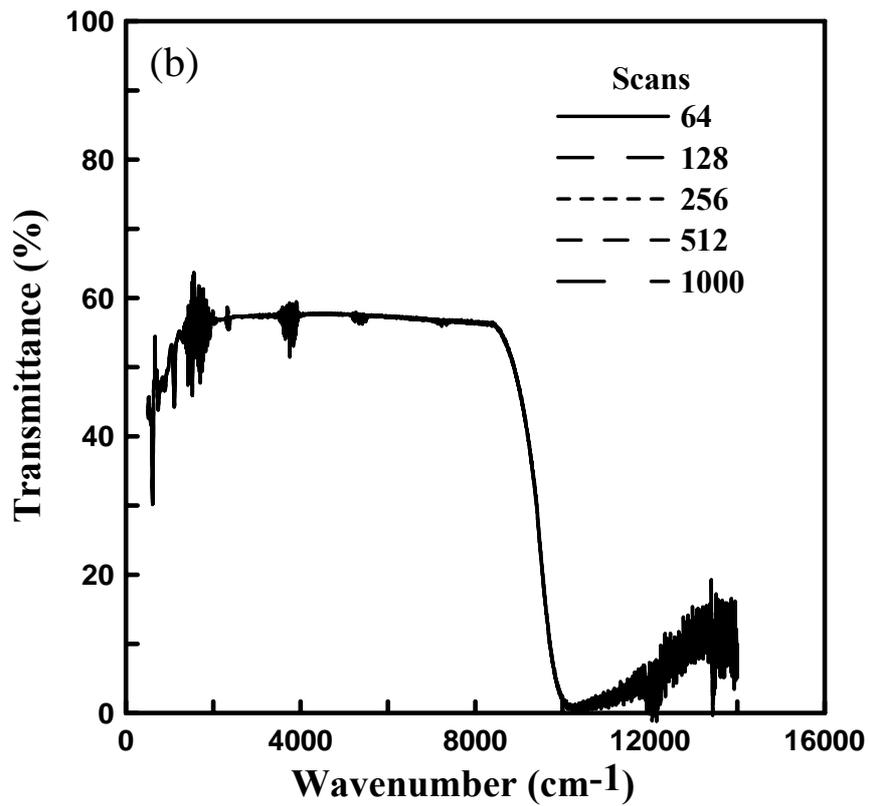
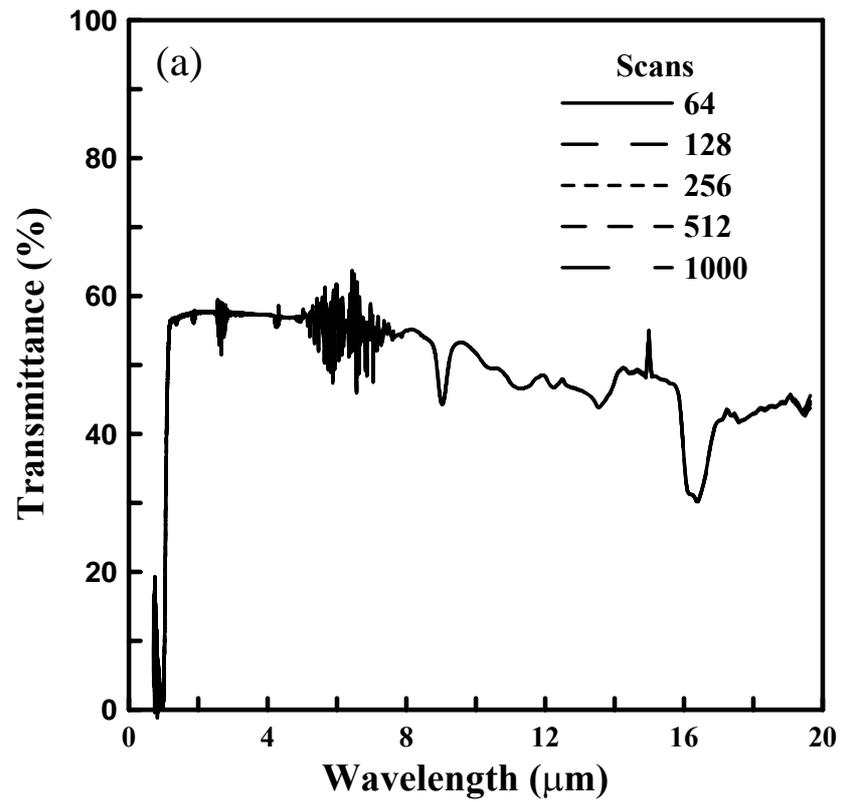


圖 3-10 比較矽晶圓在不同掃描次數下之穿透率
(a)以波長表示(b)以波數表示

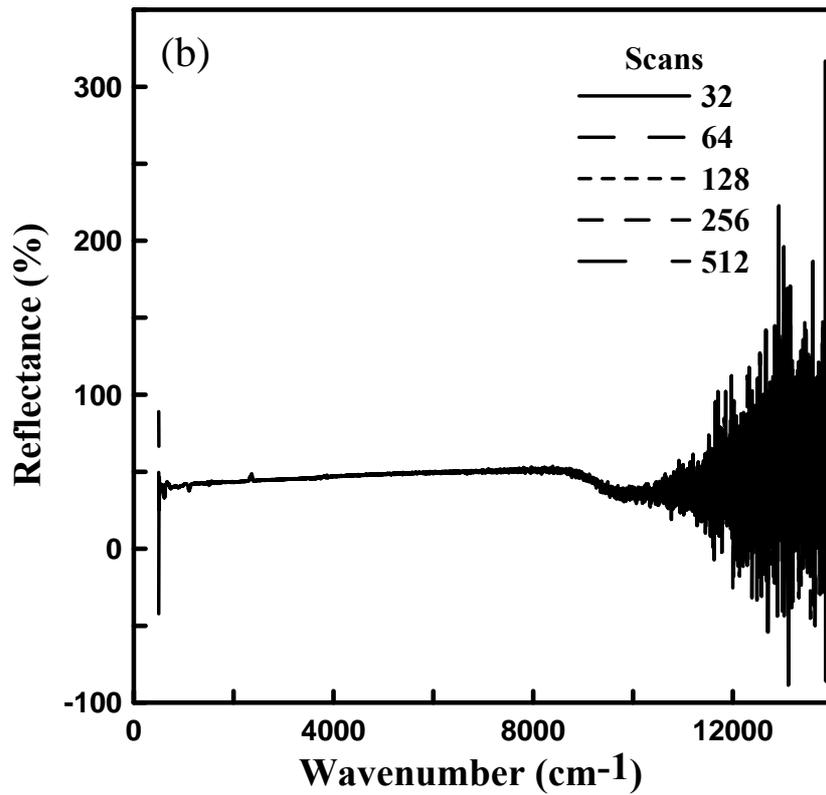
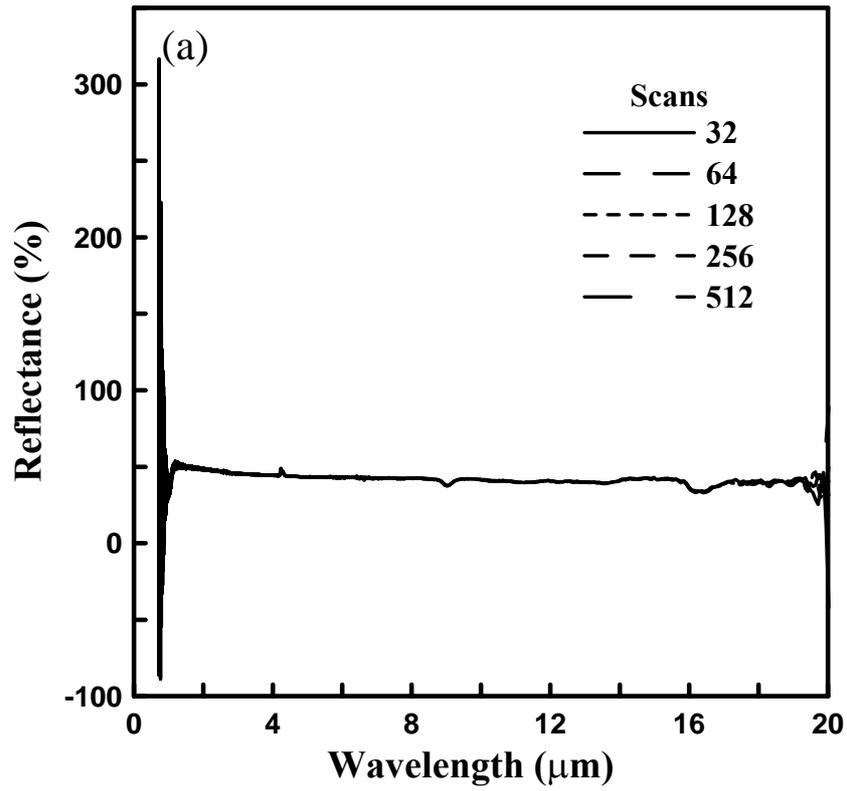


圖 3-11 比較矽晶圓在不同掃描次數下之反射率
(a)以波長表示(b)以波數表示

第四章 結果與討論

4.1 理論結果

4.1.1 利用逆向模式來估計通過晶圓而達到溫度均勻性所需的入射熱通量

在上面所描述的連續演算法可應用於直徑為 100、150、200 和 300mm 而其個別的厚度為 0.6、0.675、0.725 和 0.775 mm 的矽晶片的數值實驗上。環境溫度 $T_a=27^\circ\text{C}$ (300K) 因為從萬花筒似的光管均勻的入射熱通量 $q(r,t)=20\text{W}/\text{cm}^2$ 的加熱模擬，因此初始溫度從 $T_0=27^\circ\text{C}$ (300K) 轉變為最後穩定狀態 1097°C (1370K)。在沒有任何邊緣熱補償，使用有限差分法計算，直徑為 300mm、厚度為 0.775mm 的矽晶片的中心溫度及上升速率在的溫度，如圖 4-1 所示。剛開始，因為沒有任何熱損失，因此最初的補償無需任何能量，所以，所有的吸收能量被用來增加晶片溫度。但是，因為矽晶圓的吸收率和放射率與溫度有相關(隨溫度變化而變化)，當初始，較低的溫度由 800 到 1700K 時，其值為 0.3 至 0.68 (參見圖 2-2)，在溫度範圍為 600 到 800K 時急劇的增加。晶圓在這個溫度時，能量吸收方面更有效。如此，在這個跳躍期間對晶圓溫度的提升更為迅速。因為吸收的能量增加，所以溫度增加，熱損失也增加了並且為補償一部分吸收能的消耗。因此，較少的吸收能從跳躍區離開，跳躍率逐漸減少了。在穩定狀態期間，所有吸收能消耗彌補熱損失。圖 4-2 是一個三維的圖，顯示在這個熱處理過程中直徑為 300mm、厚度為 0.775mm 之矽晶片溫度之差異。從軸心到徑向位置的距離以公分表示，時間軸表示處理時間。垂直軸表示從晶圓上的點到中心之間溫度的差異。最初，在邊緣附近的溫度差異很小。逐漸的，溫度差異在邊緣處增加。最後，

當溫度到達穩定狀態時，在整個過程中最大的溫度差異發生在 25°C。如同上面所提到的逆向模式，可以要求附加的邊緣熱補償以除去晶圓的徑向溫度梯度。我們採用計算晶圓中心溫度的曲線，如圖 4-1。從晶圓的溫度均勻性的情況來看，我們設

$$\theta_2^n = \theta_3^n = \dots = \theta_p^n = \theta_{p+1}^n = \theta_1^n \quad (4-1)$$

由於我們利用已知溫度分佈及逆向模式來決定未知的邊緣熱補償。這樣，在熱處理過程中通過晶圓之必要的入射熱通量被估計了，以達到晶圓的溫度均勻性。

若將邊緣熱補償與均勻熱通量的比，定義為邊緣熱補償係數。圖4-3(a)和圖4-3(b)顯示從直徑各為100、150、200和300mm、厚度各為0.6、0.675、0.725和0.775mm的矽晶圓中，利用逆向模式得到的垂直和側邊的邊緣熱補償係數。因為當溫度增加時邊緣熱輻射放射增加，在初始時間，係數隨時間增加。但是，當入射熱通量的能量，最後與晶圓放射的總能量平衡時，晶圓到達了一個固定的溫度，稱為穩定狀態且係數不再隨時間變化。在圖4-3(a)中，直徑個別為100、150、200和300mm的晶圓在較高穩定狀態期間其需要的垂直邊熱補償比例從最初的1.0增加至1.60、1.45、1.37和1.26。因為這些厚度增加得比圓盤直徑小得多，這些邊緣放射的量也沒增加許多，所以需要的邊緣熱補償比例就減少了。在圖4-3(b)中，全部四個晶圓中較高的穩定狀態期間需要的側邊熱補償比例從最初的零增加到1.0。

圖 4-4(a)和 4-4(b)顯示直徑為 300mm、厚度為 0.775mm 之矽晶片使用逆向模式計算晶圓中心，去控制溫度均勻性的垂直和側邊的邊緣熱補償之三維溫度差異圖。最初，邊緣的溫度非均勻性很小。隨著溫度的增加，此時邊緣附近的溫度之非均勻性就增加了。但是，藉由有效的調制晶圓邊緣熱補償以減少溫度的非均勻性。與圖 4-2 比較，我們看出最大

的溫度差異從 25°C 減少至 0.178°C。圖 4-5 顯示在熱處理過程中可藉由逆向模式獲得邊緣和四個晶圓中心之間的溫度差異。在這些圖中，我們看到垂直和側邊的邊緣熱補償導致幾乎完全相同的溫度差異。在矽晶片直徑分別為 100、150、200 和 300mm 之最大的溫度差異各為 0.279、0.583、0.989 和 0.178°C。

本計畫第一年的目標是要顯示能夠如何充分地闡明這個任務。算法是目前能夠以公式表述解決逆向問題。藉由使用逆向模式來達到熱處理過程最佳化之可能性，以開創 RTP 技術中的新領域。

4.1.2 以逆熱傳方法分析 12 吋矽晶圓在快速熱製程中的熱均勻性

用上面所描述的數值分析方法於典型的 12 吋(厚度為 775 μm)矽圓片。周圍溫度為 $T_a=27^\circ\text{C}(300\text{K})$ ，均勻入射熱通量為 $q(r,t)=20\text{W}/\text{cm}^2$ 下模擬，論證初始溫度 $T_0=27^\circ\text{C}(300\text{K})$ ，經過 20 秒後到達穩定狀況 1097°C(1370K)。假設在過程中構成強度模式，且晶片本身沒有再重複吸收[37、46]。此溫度期間，晶片的中心溫度與溫昇率利用有限差分法來計算，如圖 4-6(a)和圖 4-6(b)所示。因為沒有熱損失，也沒有任何最初的補償強度被需要，因此所有的吸收能量被用來增加晶片的溫度。但是晶圓的吸收率和放射率隨溫度而變化，初始時，溫度由 800 到 1700K 時其值為 0.3 至 0.68 (參見圖 2-2)，於 400°C 附近，在溫度範圍為 600 到 800K，吸收率和放射率急劇的增加；使得晶圓在這個溫度時，在能量吸收方面更有效。這樣，在這個溫昇期間對溫度的提升更為迅速。因為吸收的能量增加所以溫度增加，熱損失也增加了，且為補償一部分吸收能的消耗，溫昇率逐漸減少了。在穩定狀態期間，所有吸收能消耗彌補熱損失 [37]。

一般地，在快速熱製程期間晶片中心位置的溫度被監控。在製程中當我們希望的均勻溫度軌跡，可以採用數值計算的晶圓中心溫度的曲線，如圖4-6所示。因為我們使用精確的計算有限差分法來產生溫度軌跡，可推測溫度的測量將包含誤差。隨機測量的誤差[60]：

$$Y_1^n = \theta_1^n + \omega\sigma \quad (4-2)$$

在這裡下標 1 是在這個晶片中心的空間座標柵格數，而上標 n 是代表時間座標的柵格數。 θ_1^n 是精確的計算溫度， Y_1^n 是測量的溫度， σ 是測量錯誤的標準誤差而和 ω 是隨機數目。 ω 的值是使用這個 IMSL 次程式 DRNNOR 計算並且選擇涵蓋的範圍為 $-2.576 < \omega < 2.576$ ，這表示往測量的溫度有 99% 的信心。當為 $\sigma=0.001$ 和 $\sigma=0.005$ 的情況時，本研究中，其各自類比了量測溫度為 $\theta_1^n \pm 0.7728^\circ\text{C}$ 和 $\theta_1^n \pm 3.864^\circ\text{C}$ 。

我們設置

$$Y_2^n = Y_3^n = \dots = Y_p^n = Y_{p+1}^n = Y_1^n \quad (4-3)$$

如同在快速熱製程期間熱均勻性的需要，因為我們使用逆熱傳方法去描述上述我們已知的溫度分佈 θ_i^n 並且評估在晶片上的入射熱通量 φ_i^n 的曲線。在決定熱均勻性的入射熱通量曲線之後，晶片的徑向溫度分佈，再次使用這節所描述的有限差分法計算，以比較理想均勻的溫度分佈和逆向方法的結果。藉由逆向方法計算在晶片中心的溫度軌跡及溫昇率，量測誤差 $\sigma=0.0$ 意謂精準，而 $\sigma=0.001$ 和 $\sigma=0.005$ 分別顯示在圖 4-6。從這些圖我們可以看出產生於量測之誤差的評估誤差合理。測量誤差越大其評估的結果精確度越小。當 $\sigma=0.0$ 時，透過這樣的逆向熱傳方法其估計的結果有很好的精確度。

圖4-7顯示，應用逆向方式，在量測誤差 $\sigma=0.0$ ，計算入射熱通量曲線的三維圖。發現

只有晶片邊緣的附近需要熱補償。這個與Perkins等人的報告結果相似[46]。在過程中，當晶片溫度增加時，邊緣加熱補償隨之增加，因為晶片的邊緣，藉由溫度四次方的關係和放射率，增加了熱損失。當到達穩定狀態，邊緣的加熱補償也為常數。圖4-8顯示，藉由逆向方法計算，量測誤差分別為 $\sigma=0.0$ 、 $\sigma=0.001$ 和 $\sigma=0.005$ 之入射熱通量曲線，僅在 $\sigma=0.0$ 時有邊緣加熱補償，如圖4-8(a)。然而，在過程中，量測誤差會影響這個給定的溫度軌跡，在圖4-8(b)和4-8(c)中其 $\sigma=0.001$ 和 $\sigma=0.005$ ，在RTP系統中必須以量測誤差動態地控制入射熱通量曲線以保持熱均勻性。如果沒有一個比晶片更冷的邊緣，應用均勻的熱通量曲線於一個晶片的頂部或者底部的表面，就可以達到熱均勻性。由於這個較冷的邊緣，為了晶圓的熱均勻性，需附加能量於此邊緣，如圖4-8顯示。

圖4-9(a)顯示，應用逆向方式，量測誤差 $\sigma=0.0$ ，計算晶片在過程中溫度分佈的三維圖。圖4-9(b)顯示，應用逆向方式，量測誤差 $\sigma=0.0$ ，計算晶片中心在過程中之熱非均勻性的溫度差異。初始時，熱在這個晶片的邊緣產生的變形很小。當晶片的溫度增加，這個邊緣附近的熱非均勻性隨時間而增加。但是，藉由入射熱通量的控制，可減少這個熱非均勻性，並使晶片在較高的穩定溫度 1097°C 時，回到原始的熱均勻性。在圖4-6和圖4-2中比較均勻熱通量的例子，我們看到從 25°C 到 0.132°C 最大的熱變形減少。圖4-10(a)-(c)顯示量測誤差分別為 $\sigma=0.0$ 、 $\sigma=0.001$ 和 $\sigma=0.005$ 其晶片上的位置和晶片中心之間的溫度差異。在圖4-10(a) $\sigma=0.0$ 中，能夠看出在這個晶片的邊緣，首先產生溫度差異，並且在20秒的時間(靠近穩定狀態)，這個晶片，回到原來的熱均勻性被證實了。在圖4-10(b)和圖4-10(c)中，所有表面均產生熱非均勻性而不是從邊緣。然而，最大的溫度差異發生在這個晶片的邊緣。圖

4-11顯示，在過程中，晶片上的位置和晶片中心之間的溫度差異。從這些圖我們可以發現熱非均勻性隨著增加測量誤差而增加，雖然量測誤差確實到達了 3.864°C (在例子 $\sigma=0.005$ 中)，但是藉由逆向方法計算，控制晶片上的入射熱通量，晶片上的均勻性可保持在 0.3°C 下。在快速熱製程期間藉由目前的方法，產生動態入射熱通量的結果顯示，能有效地達到熱均勻性。

藉由熱均勻性的逆向方法，計算研究4吋(厚度為 $600\mu\text{m}$)、6吋(厚度為 $675\mu\text{m}$)和8吋(厚度為 $725\mu\text{m}$)矽晶片的動態入射熱通量。圖4-12顯示量測誤差分別為 $\sigma=0.0$ 、 $\sigma=0.001$ 、 $\sigma=0.003$ 和 $\sigma=0.0005$ ，對於這些晶片從晶片中心的最大溫度差異之絕對值。當量測誤差為 $\sigma=0.0005$ 時分別在4吋、6吋、8吋和12吋矽晶片的最大溫度差異為 0.618 、 0.776 、 0.981 和 0.326°C 。最大的溫度差異 0.981°C 在8吋矽晶片發生，而12吋矽晶片有最小的溫度差異。在量測誤差的瞬間時期，晶片中心的最大溫度差異保持在 1°C 以下。如圖4-12顯示，當 $\sigma=0.0$ 時，在我們的研究中4吋、6吋、8吋和12吋矽晶片的最大溫度差異分別為 0.184 、 0.385 、 0.655 和 0.132°C 。

4.1.3 線性溫昇率之快速熱製程中矽晶圓的熱均勻性

因為晶片非常薄，以致於熱非均勻性也許在(z)軸方向中無意義，我們全力集中在半徑為(r)方向之晶片表面的熱非均勻性。隨機量測誤差 σ 可用以模擬於溫度軌跡的附加[45]。本研究， $\sigma=0.001$ 和 $\sigma=0.005$ 的情況中，其各自的測量溫度 $T_{1,1}'' \pm 0.7728^{\circ}\text{C}$ 和 $T_{1,1}'' \pm 3.864^{\circ}\text{C}$ 被模擬。圖4-13(a)-(c)顯示，應用逆向方式計算，溫昇率分別為 100 、 200 和 $300^{\circ}\text{C}/\text{sec}$ 的均勻溫度軌跡，量測誤差為 $\sigma=0.0$ ，晶片表面入射熱通量的三維圖。當熱損失能量超越

吸收能量時，晶片溫度的躍升發生了。在初始的瞬時階段，晶片溫度隨著吸收能量的增加而增加，並且熱損失也隨晶片溫度增加而增加。這種初始吸收能量為晶片的均勻溫度軌跡所需要，此比在其他時期中大很多。

在量測誤差 $\sigma=0.0$ 時分別為三種的線性溫升率，其逆動態入射熱通量曲線的產生是由於在晶片表面的熱非均勻性，如圖 4-14(a)-(c)所示。這些圖顯示，當入射熱通量被控制如同我們的逆向方法，溫度差異會在這些邊緣發展。最初，溫度的差異(熱非均勻性)並不重要，然而，當在溫升過程中，在這個邊緣產生的熱非均勻性會隨著邊緣加熱補償的增加而增加。當晶片到達較高的穩定狀態時，入射熱通量曲線從瞬時的狀態改變到這個穩定狀態，熱非均勻性逐漸下降且接近穩態。這樣，在處理期間邊緣的加熱補償對熱均勻性有一個過熱的影響。熱非均勻性在目前的逆轉入射熱通量曲線中並不重要，即使在瞬時期間，躍升率分別為 100、200 和 300°C/sec 所產生的最大溫度差異為 0.835、1.174 和 1.516°C。圖 4-17 顯示在瞬時期間當量測誤差分別為 $\sigma=0.0$ 、0.001、0.003 和 0.005 時最大溫度差異 ($|\Delta T|$ ，邊緣和晶片表面中心之間的溫度差異之絕對值)的結果為線性溫升率的函數。由我們目前的結果，顯示在溫升期間當溫升增加時，會發生最大的溫度差異。當量測誤差從 $\sigma=0.001$ 增加至 0.005 時，逆向結果的熱非均勻性減少。雖然線性溫升率為 300°C/sec 時其量測誤差確實到達了 3.864°C(在 $\sigma=0.005$ 的情況下)，但是當根據逆向方法，動態地控制這些入射熱通量曲線時在晶片表面中心的表面溫度保持在 1.6°C 之內。這些熱非均勻性能在 RTP 系統中被接受的。

4.2 實驗結果

4.2.1 利用傅利葉紅外線光譜儀量測在快速熱製程中加熱光源的放射光譜

表4-1顯示藉由紅外線溫度計和K型熱電偶從900°C到1100°C在每隔50°C時檢查黑體溫度(MIKRON M330黑體腔)的結果。分別藉由範圍從0.4 5.5°C和5 7°C COS3709的紅外線溫度計和K型熱電偶在M330黑體之間設置了溫度和測量的溫度的差異。設置的溫度和測量的溫度之間最大的差異不到0.75%。因為表面的放射和吸收經常地使用這個波長，在目前的文章中用波長來表示放射光譜。圖4-16(a)和圖4-16(b)分別顯示在黑體腔輻射熱頻譜量測方面，量測加熱溫度為1100K、1200K及1300K且在無填充氣體及有填充氣體之黑體輻射頻譜圖，為求儘可能將所有放射的能量都量測到，所以黑體腔放置的位置離入射孔越近越好，且高度亦調整到最佳位置。可以由圖4-17(a)和圖4-17(b)比較發現，無填充氣體的黑體輻射頻譜會有水氣的吸收(在1.38 μm 、2.7 μm 、4.3 μm 、6.3 μm 及15 μm 的地方)及二氧化碳的吸收(在2.0、2.7、4.3及15 μm 的地方)，因為在儀器內充入氮氣可以驅離儀器中的水汽及二氧化碳，因此有填充氣體之黑體輻射頻譜圖之吸收情況會減少。測量結果與Edwards (1976)和Modak (1979)所實驗水汽及二氧化碳對光譜吸收特性的影響一致，如表3-1所示。從圖4-16(a)和圖4-16(b)中也可以發現當加熱溫度為1100K時其波長的峯值為4.64 μm (波數為2156 cm^{-1})。這可以明顯的發現與習慣上所用的威恩位移法 $n \lambda_{\text{max}} T = 2898 \mu\text{m}\cdot\text{K}$ 不一致。只是因為Bomen軟體——GRAMS/32實驗量測的資料以波數輸出。從基本的蒲郎克定律，藉由一個可穿透的介質其折射參數為 n 表達對於從一個有界的黑體表面散射的光譜能量分佈(Modest, 1993)

$$E_{b\nu}(T, \nu) = \frac{2\pi h \nu^3 n^2}{c_0^2 [e^{h\nu/kT} - 1]} \quad (4-4)$$

其中 $k = 1.3806 \times 10^{-23}$ J/K 為波茲曼常數、 $h = 6.626 \times 10^{-34}$ Js 為蒲朗克常數、 ν 為頻率(s^{-1} =Hz)

且 c_0 為光在真空下的速度。方程式(4-4)可以容易的透過波長和波數的關係表達

$$\nu = \frac{c_0}{n\lambda} = \frac{c_0}{n} \eta. \quad (4-5)$$

然後，方程式(4-4)能夠用波長表達和波數表達

$$E_{b\lambda}(T, \lambda) = \frac{C_1}{n^2 \lambda^5 [e^{C_2/n\lambda T} - 1]} \quad (4-6)$$

和波數表達

$$E_{b\eta}(T, \eta) = \frac{C_1 \eta^3}{n^2 [e^{C_2 \eta/n T} - 1]} \quad (4-7)$$

這裡 $C_1 = 2\pi hc_0^2 = 3.7419 \times 10^{-16}$ W m² 而 $C_2 = hc_0/k = 14.38$ $\mu\text{m K}$

方程式(4-7)可以將 η 轉變為波長 $1/\lambda$

$$E_{b\lambda}^*(T, \lambda) = \frac{C_1}{n^2 \lambda^3 [e^{C_2/n\lambda T} - 1]}. \quad (4-8)$$

方程式(4-8)為 $n=1$ 、加熱溫度為 1100K、1200K 及 1300K 時用黑體放射理論的光譜。與圖

4-16(b)比較，黑體的實驗量測數據與理論的蒲朗克定律在 14 20 μm 的範圍有些微差異。

實驗量測數據在接近 15 μm 處仍然顯示有二氧化碳的吸收特性。

為了找到方程式(4-6)和方程式(4-7)最大值的位置，我們必須個別的重新整理

$$\frac{E_{b\lambda}(T, \lambda)}{n^3 T^5} = \frac{C_1}{(n\lambda T)^5 [e^{C_2/n\lambda T} - 1]} \quad (4-9)$$

和

$$\frac{E_{b\eta}(T, \eta)}{n T^3} = \frac{C_1 (\eta/n T)^3}{[e^{C_2 \eta/n T} - 1]}, \quad (4-10)$$

折射參數 n 為常數，方程式(4-9)和方程式(4-10)能夠藉由微分決定這些曲線的最大值

$$\frac{d}{d(n\lambda T)} \left(\frac{E_{b\lambda}(T, \lambda)}{n^3 T^5} \right) = 0, \quad \frac{d}{d(\eta/nT)} \left(\frac{E_{b\eta}(T, \eta)}{nT^3} \right) = 0, \quad (4-11)$$

最後由數值方法可以計算得到

$$n \lambda_{\max} T = 2898 \text{ } \mu\text{m-K}, \quad (4-12)$$

和

$$\eta_{\max} / nT = 1.961 \text{ cm}^{-1} / \text{K}. \quad (4-13)$$

如同上面所提到的那樣，方程式(4-12)叫作在波長尺度中的威恩位移法。然而，方程式(4-13)也叫作在波數尺度中的威恩位移法(Bramson, 1968)。這樣，假如 $n = 1$ 時，我們能夠從方程式(4-13)分別在加熱溫度 $T = 1100\text{K}$ 、 200K 及 1300K 那裡取得 $\eta_{\max} = 2157 \text{ cm}^{-1}$ ($4.63 \text{ } \mu\text{m}$)、 2353 cm^{-1} ($4.25 \text{ } \mu\text{m}$) 和 2550 cm^{-1} ($3.92 \text{ } \mu\text{m}$)。用圖 4-16(b)比較上面所述的理論數據量測的光譜峯值的位置與表 4-2 的實驗做比較，它顯示實驗量測也和威恩位移法一致。我們目前的實驗設備可以很好的執行量測放射材料的放射光譜。

在我們目前量測的實驗系統中輸出的放射能量的數據主要跟下列兩項有關。第一為射至分光鏡的光束面積 A ，第二為立體角 Ω 。而立體角 Ω 為在平行鏡入口狹縫中被照射部分所對應的弧長。由於黑體腔所放射出來的能量不可能完全被吸收，所以勢必存在一 α 值，表示被偵測到的能量與黑體腔實際放射能量間的比例，因此立體角 Ω 可由下式算出：

$$\Omega = \frac{\pi}{4} \times d_{ap}^2 \times \frac{\alpha}{fl^2} \quad (\text{sr}) \quad (4-14)$$

其中 d_{ap} 為入口狹縫的直徑， fl 為平行鏡的焦距。假設被光譜儀所吸收實際能量的大小為：

$$E_{\eta} = P_{\eta}^T \cdot A\Omega = \frac{C_1 \times \eta^3 \times A\Omega}{\pi \times [e^{(C_2/\eta T)} - 1]}, \quad (4-15)$$

P_{η}^T 為黑體腔在設定溫度 T 下輻射出的功率。若令 $F_{\eta} = E_{\eta} / A$ ，則儀器反應方程式

(Instrument Response Function)為：

$$IRF(\eta) = \frac{E_\eta}{I_{bb}(\eta)A} = \frac{1}{I_{bb}(\eta)} \times \frac{C_1 \times \eta^3 \times \Omega}{\pi \times (e^{C_2/\eta/T} - 1)} \quad (4-16)$$

其中 $I_{bb}(\eta)$ 是以 Bomem 公司 FTIR 儀器量測到的黑體腔放射頻譜。

當量測未知光源的輻射頻譜時，若在相同的環境下被偵測到的能量與光源實際放射能量之比例為 α_u ，而量得之光源頻譜為 $I_u(\eta)$ ，則可以得到光源 P_u 的絕對能量頻譜密度：

$$P_u = \frac{IRF(\eta)}{I_u(\eta)} \times A = \frac{I_{bb}(\eta) \times \alpha_u \times \pi \times (e^{C_2/\eta/T} - 1)}{I_u(\eta) \times \alpha_{bb} \times C_1 \times \eta^3} \quad (4-17)$$

其中 α_{bb} 為黑體腔被偵測到的能量與實際放射能量間的比例，因此藉由以上的推算可以得到量測值真正的強度。

為了計算這些反應的絕對單位元，必須由圖 4-16(b)所示我們的溫度校準黑體的放射光譜及 4-16(c)在相同的溫度下理論值的黑體放射光譜來紀錄評估設備的反應函數。圖 4-17 顯示我們目前的實驗量測設備的反應函數(IRF)。IRF 是近似於一個常數且處於合理的範圍 1.5

14 μm 。在上面提到了水汽及二氧化碳的吸收能帶在數據中也有微小的峯值，且在 14 20 μm 的範圍中有一些不可接受的誤差。

誤差由許多來源產生。這些被分成三個範疇：校準的誤差、數據獲得的誤差和資料轉變的誤差。而為了辨別量測的結果是否合理，實驗的不準度分析是必要的；在此所採用的誤差分析標準是 ANSI/ASME 之不準度量測標準。

一般來說誤差是指量測值與實驗值間的差異，而量測誤差 δ_k 包括精確誤差 ε_k 及偏移誤差 β 兩種，亦即：

$$\delta_k = \varepsilon_k + \beta \quad (4-18)$$

其中精確誤差的量測主要是取 N 個重複值來作分析，計算後的特徵誤差以精確參數 S

稱之，計算的公式如下所示：

$$S = \left\{ \frac{\sum_{k=1}^N (X_k - \bar{X})^2}{N-1} \right\}^{1/2}, \quad (4-19)$$

其中 X_k 為所有量測值(k 從 1 到 N)， \bar{X} 為所有量測值得平均值

$$\bar{X} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N X_k, \quad (4-20)$$

而量測的平均精確參數可以表示為：

$$S_{\bar{X}} = \frac{S}{\sqrt{N}}, \quad (4-21)$$

偏移極限 B 是量測時儀器本和真實值之間的偏移量，因為量測值的單位並不知道，因此偏移極限相對的也很難估算。在我們的實驗，採用了蒲郎克定律理論比較在 1100K 時量測光譜的峯值。

不準度 U 是要表達一個合理極限的誤差，其區間

$$\bar{X} \pm U \quad (4-22)$$

所代表的意義為量測可能得到的結果，給一個明確的收斂。我們目前的實驗提供了百分之95的信賴區間，這樣

$$U = \left[B^2 + (tS_{\bar{X}})^2 \right]^{1/2}, \quad (4-23)$$

其中 t 為和試驗次數與平均精確參數 $S_{\bar{X}}$ 相關的常數；當多次量測($N \geq 30$)時，則 t 取為 2。

本實驗偏移極限的求法是以 1100K 下之蒲朗克定律為基準，將同溫度之量測頻譜與理論頻譜之尖峰值大小調成一致，再去比較各波長下的偏移極限，而結果如表 4-3 所示。由

表 4-3 可以發現在 $1\mu\text{m}$ 至 $14\mu\text{m}$ 時所求得的不準度都低於 5 表示這此波段的量測值與理論值的波形相差不多，而在 $2、3\mu\text{m}$ 及 $6、7\mu\text{m}$ 之間因為有水蒸氣及二氧化碳的吸收，所以不準度較其他波段來的大，而從 $9\mu\text{m}$ 以後不準度漸增加，超過 $16\mu\text{m}$ 以後不準度超過 5，表示量測值已經不可信了，而此波段不準的原因應是來自於分光鏡其分光的極限所造成。

圖 4-18(a)和圖 4-19(a)分別顯示兩盞石英鎢鹵素燈燈號為 No. 64573 和 No. 64743 在充入氮氣的環境下量測在電壓為 30 50 和 70 伏特的放射光譜。能夠從方程式(14)中已知的 α_{bb} 和 α_u (在我們的實驗 $\alpha_u \approx \alpha_{bb}$) 決定這些燈源的絕對能量光譜分佈。就整體來看在 $1\mu\text{m}$ 到 $20\mu\text{m}$ 的波段之間，可發現有類似三個波形重疊的情形產生，第一個出現於 $1\mu\text{m}$ 到 $4.5\mu\text{m}$ 之間，第二個出現在 $4\mu\text{m}$ 到 $9\mu\text{m}$ 之間，第三個出現在 $9\mu\text{m}$ 到 $20\mu\text{m}$ 之間。三個不同的放射材料其放射光譜大概一致。當燈源的電壓增加時系統輸出的增加(放射能量)且尖峰值的位置會往短波長的方向偏移。圖 4-18(b)和圖 4-19(b)顯示直接關閉燈源的放射光譜。圖 4-18(a)或圖 4-19(a)光譜曲線最高的峯值消失。儘管位於 $4 \sim 9 \mu\text{m}$ 和 $9 \sim 20 \mu\text{m}$ 那裡存在兩個放射光譜曲線。燈鎢細絲的放射光譜在圖 4-18(a)或圖 4-19(a)應該在最高的峯值曲線有責任的。圖 4-18(b)或圖 4-19(b)的兩個放射光譜曲線之一大約在 $6 \mu\text{m}$ 處有一些微小的峯值。根據 SiO_2 (Modest, 1993)的輻射性質，相信這些能帶是由石英外殼的吸收引起。位於 $4 \sim 9 \mu\text{m}$ 的光譜曲線應該與熱石英玻璃管的放射相同的。整個燈裝置其餘一部分的放射應該負責位置範圍為 $9 \sim 20\mu\text{m}$ 的另一個光譜曲線。

圖 4-18(c)和圖 4-19(c)為圖 4-18(a)和圖 4-19(a)與圖 4-18(b)和圖 4-19(b)兩圖結果相減所得的結果。他們是在不同電壓為 30、50 和 70 伏特唯一的鎢細絲之放射。處於不同電壓下

所量測 No. 64573)和 No. 64743 的峰值位置之數據分別為 2.4 μm (4160 cm^{-1})、2.15 μm (4650 cm^{-1})和 2.01 μm (4975 cm^{-1})與 2.5 μm (4000 cm^{-1})、2.33 μm (4290 cm^{-1})和 2.17 μm (4610 cm^{-1})。在不同燈源的電壓 30、50 和 70 伏特，從 1 4.5 μm 的範圍中放射光譜的峯值位置大約在 2.25 μm 。儘管鎢細絲不是完美地黑體，但是在這個短波範圍中它這仍然是很好的放射器。可以從方程式(4-13)估計他們從 2000K 到 2600K 相對應的鎢細絲溫度範圍。根據紅外線溫度計 OS3709 在不同電壓 30、50 和 70 伏特下同時測量 No. 64573 的細絲溫度分別為 2179K、2486K 和 2656K，No. 64743 的細絲溫度分別為 2138K、2363K 和 2524K。把那些估計的溫度與這些測量的溫度做比較，顯示他們與蒲朗克定律及威恩位移法大部份都符合。增加燈源的電壓時將增加燈鎢細絲的溫度和系統輸出，和改變最高的峯值位置到短波長區域。這些加熱燈源的光譜峯值輸出範圍從 1.9 2.5 μm ($4000\text{--}5200\text{ cm}^{-1}$)。用圖 4-17 結合儀器反應函數，燈源的絕對單位總放射能量能夠由在放射光譜中之限定的波長能帶的積分計算。

4.2.2 鋇鋇鈦薄膜在室溫時之熱輻射性質的實驗研究

圖4-20和圖4-21分別顯示在石英及氧化鎂基材上鍍上不同厚度的鋇鋇鈦薄膜之穿透率。氧化鎂與石英的表面都經過了雙面拋光的處理。由圖中可以發現在0.64到4.8 μm 波長範圍，石英的穿透率非常高，幾乎都維持在95%，所以石英在這個波長範圍也是個極佳的可穿透光學材料，而在波長大於4.8 μm 時，其石英已變成不穿透。氧化鎂基材的穿透率圖，圖中可以發現在波長小於10 μm 時，氧化鎂的穿透率幾乎都維持在85%，而最後在波長大於11 μm 時，其氧化鎂已變成不穿透。鋇鋇鈦薄膜會降低穿透率。因為干涉會在空氣和薄膜與

薄膜和基材的界面產生，當所鍍的薄膜厚度接近入射光的波長時，就會有干涉現象的產生，如在圖4-20中小於 $3.8\ \mu\text{m}$ (大於 $2630\ \text{cm}^{-1}$)處。

圖4-22為不同厚度的鋇鋇鈦薄膜鍍在矽基材的穿透率比較圖。由圖可以發現波長小於 $1.0\ \mu\text{m}$ 時，矽為不可穿透，而在波長從 1.08 到 $19.6\ \mu\text{m}$ 時，矽的穿透率都維持在 $10\sim 35\%$ 的範圍。由圖也可以發現隨著薄膜厚度的增加其穿透率會降低。

圖4-23、圖4-24和圖4-25分別顯示在石英、氧化鎂及矽基材上鍍上不同厚度的鋇鋇鈦薄膜之反射率。在短波長處這裡也有在上面所提到的干涉現象。在圖4-23中，在波長範圍為 $0.64\sim 8\ \mu\text{m}$ 和 $13\sim 19\ \mu\text{m}$ 時鋇鋇鈦薄膜鍍在石英基材的反射率會大於石英基材的反射率。鋇鋇鈦薄膜鍍在石英基材的反射率會隨著薄膜厚度的增加而增加。在圖4-24中，在波長範圍為 $0.64\sim 7\ \mu\text{m}$ 時鋇鋇鈦薄膜鍍在氧化鎂基材的反射率會大於氧化鎂基材的反射率。從圖4-23和圖4-24知，在短波長時鋇鋇鈦薄膜鍍在石英及氧化鎂基材的最小反射率等於石英及氧化鎂基材的反射率。在圖4-25中，在短波長時鋇鋇鈦薄膜鍍在矽基材的最大反射率等於矽基材的反射率。鋇鋇鈦薄膜的反射率週期隨著薄膜的厚度變化，當鋇鋇鈦薄膜的厚度變厚時，反射率的週期會變的較大。

將傅利葉轉換紅外線頻譜儀所量測得之鋇鋇鈦薄膜試片穿透率及反射率，應用物質能量守恆的關係， $\text{穿透率} + \text{反射率} + \text{吸收率} = 1$ ，就可算出鋇鋇鈦薄膜試片的吸收率。圖4-26、圖4-27和圖4-28分別顯示在不同厚度時的鋇鋇鈦薄膜之吸收率。在圖4-26中，鋇鋇鈦薄膜鍍在石英基材上的吸收率在波長範圍為 $5\sim 7\ \mu\text{m}$ 和 $13\sim 19\ \mu\text{m}$ 時其吸收率會隨著增加薄膜的厚度而降低。在圖4-27中，鋇鋇鈦薄膜鍍在氧化鎂基材上在波長範圍為 $9.5\sim 14\ \mu\text{m}$ 間其吸收率

都會高於90%。在圖4-28中，銀鋇鈦薄膜鍍在矽基材上在波長範圍為0.64 ~ 6 μm 間其吸收率都會高於60%且在波長範圍為6 ~ 19.6 μm 間其吸收率會隨著薄膜厚度的增加而增加。

應用比爾定律，將銀鋇鈦薄膜試片的穿透率除以基材的穿透率即可求得銀鋇鈦薄膜的穿透率。圖 4-29 和圖 4-30 分別顯示在石英及氧化鎂基材上鍍上不同厚度之銀鋇鈦薄膜的穿透率。在圖 4-29 中可以發現在波長範圍為 0.64 ~ 4.1 μm 間在石英基材的銀鋇鈦薄膜的穿透率都在 75% 以上。當然在圖 4-30 中也可以發現在波長範圍為 0.7 ~ 11 μm 間在氧化鎂基材的銀鋇鈦薄膜的穿透率都高於 80%。由於在圖 4-29 中可發現在波長 2.7 μm 的地方有一個很明顯的吸收峰值，這是石英基材本身的 OH 鍵結所造成的[61、62]。當波長大於 3 μm 時，銀鋇鈦薄膜的穿透率會隨著薄膜厚度的增加而降低。當銀鋇鈦薄膜的穿透率被獲得，則我們可以根據比爾定律[63]來計算薄膜的消散係數 σ_e 。圖 4-31 和圖 4-32 分別顯示是從圖 4-29 和圖 4-30 的穿透率根據比爾定律而推得的銀鋇鈦薄膜之消散係數。由實驗數據的結果中我們可以發現水氣及二氧化碳的影響非常嚴重。

利用國家豪微米元件實驗室 (NDL) 內的 n&k 分析儀，直接量測鍍在矽晶圓上的銀鋇鈦薄膜的折射參數 $n(\lambda)$ 與吸收係數 $k(\lambda)$ 。而複數折射係數由實部的 $n(\lambda)$ 與虛部的 $k(\lambda)$ 組成。圖 4-33 中顯示在波長範圍為 0.18 ~ 0.9 μm 時鍍在矽基材上不同厚度的銀鋇鈦薄膜之折射參數。在圖中顯示當波長為 0.3 μm 時其折射參數為最大，這是因為消散曲線靠近電子能階轉變的典型情況。折射參數強烈的增加與基本能帶縫隙間的吸收[28]。圖 4-34 中顯示鍍在矽基材之銀鋇鈦薄膜之吸收係數。由圖中可以發現在波長範圍為 0.3 ~ 0.9 μm 時其吸收係數會隨著薄膜的增加而降低且其值都很小。

4.2.3 銀鋇鈦薄膜在高溫時之熱輻射性質的實驗研究

圖 4-35 和圖 4-36 分別顯示在近、中紅外光區段在矽基材上鍍上不同厚度之銀鋇鈦薄膜的穿透率及反射率。可以發現當增加薄膜厚度時穿透率會增加而反射率可以清楚的看到會有震盪的現象產生。圖 4-37 和圖 4-38 分別顯示在可見光區段在矽基材上鍍上不同厚度之銀鋇鈦薄膜的折射參數及吸收係數。當銀鋇鈦薄膜的厚度為 $0.4\mu\text{m}$ 時，可以發現會有最高的折射參數及吸收係數。在近、中紅外光區段銀鋇鈦薄膜的吸收係數都會趨近於零且折射參數的最高值會出現在可見光區段。因此若我們要用銀鋇鈦薄膜進行快速熱製程時，銀鋇鈦薄膜厚度的選擇最好是為 $0.4\mu\text{m}$ 。

圖 4-39 顯示在近、中紅外光區段在矽基材上鍍上銀鋇鈦薄膜時在不同的加熱溫度下之反射率。由結果可知從加熱溫度從 30°C 到 600°C 時，其反射率的差異不大但有往較短波長移動的趨勢。當加熱溫度高於 600°C 時，因為薄膜的結晶結構已經改變，所以趨勢會跑掉且會往較長波長的方向移動。

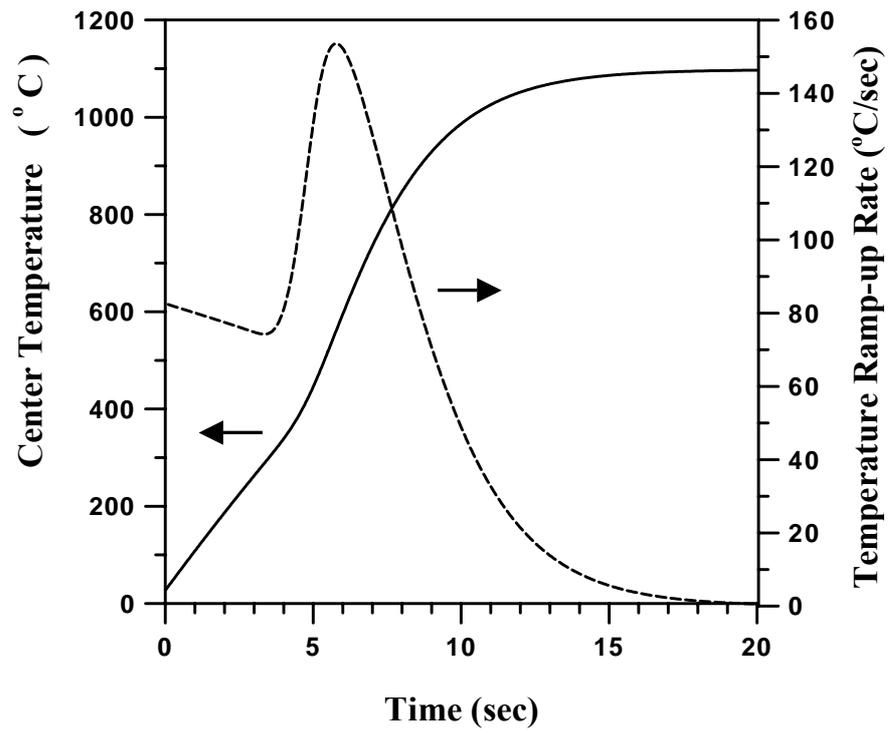


圖 4-1 在過程中晶圓中心的溫度及溫昇率

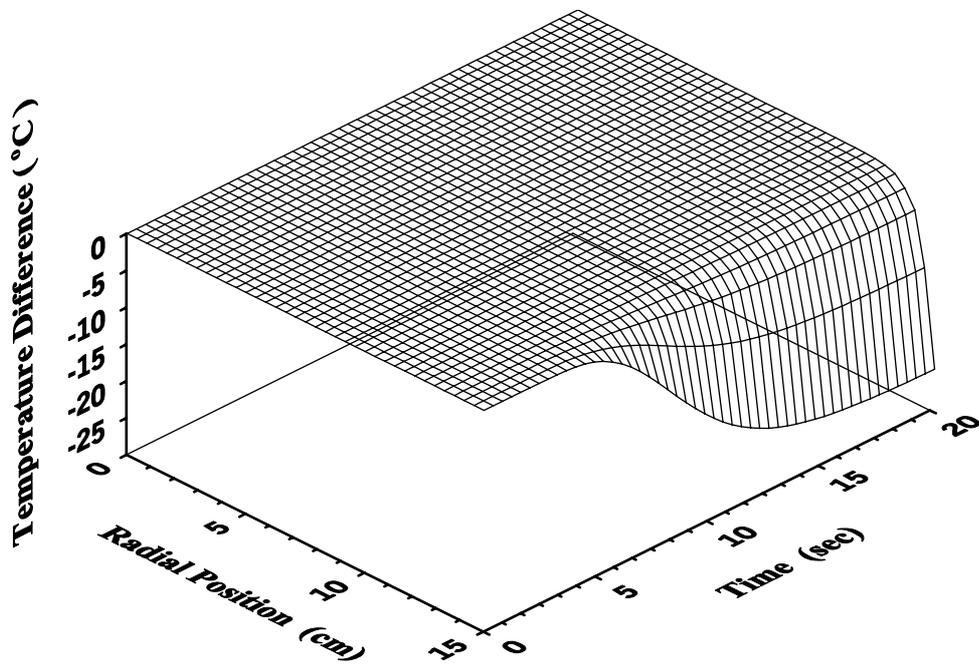


圖 4-2 快速熱製程中矽晶片溫度之差異

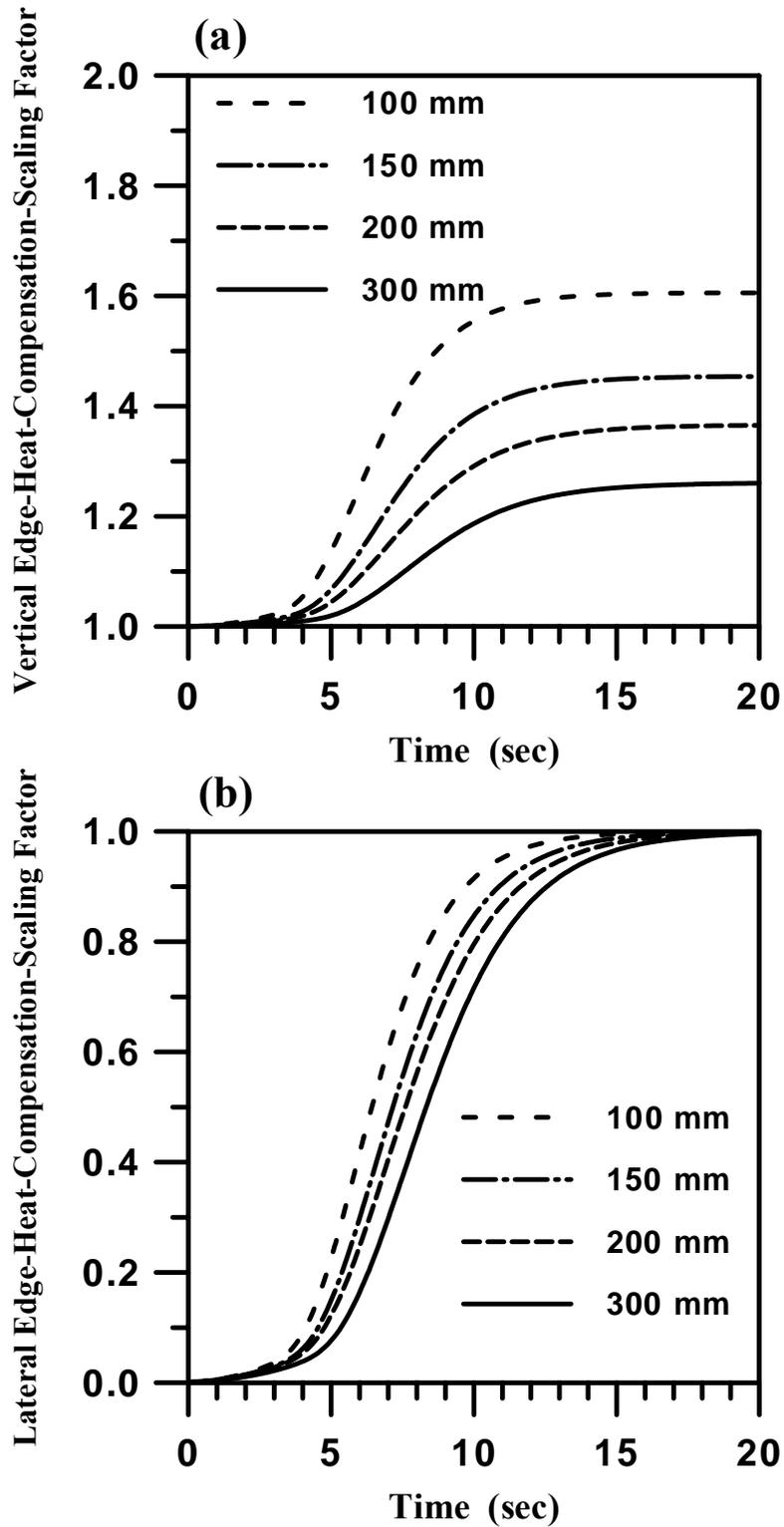


圖 4-3 應用逆向模式得到之矽晶圓的(a)垂直和(b)側邊的邊緣熱補償係數

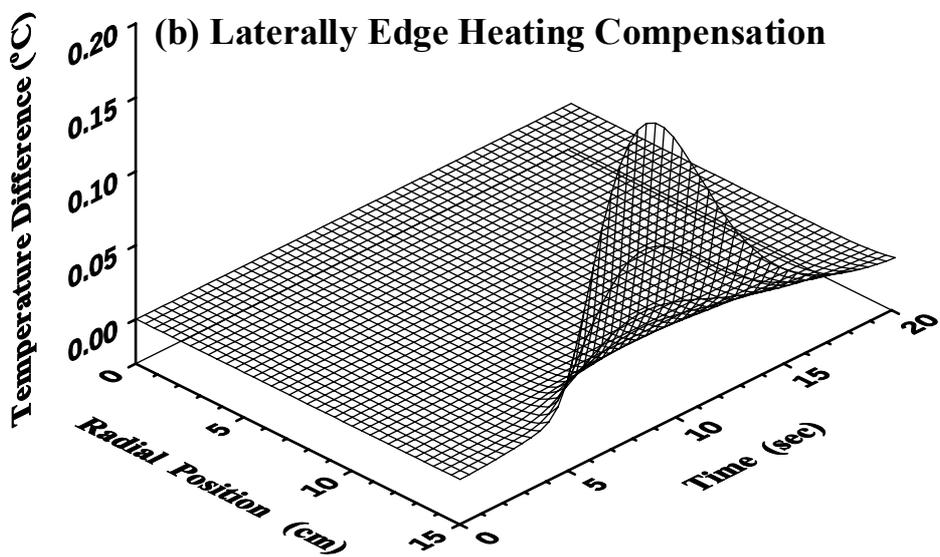
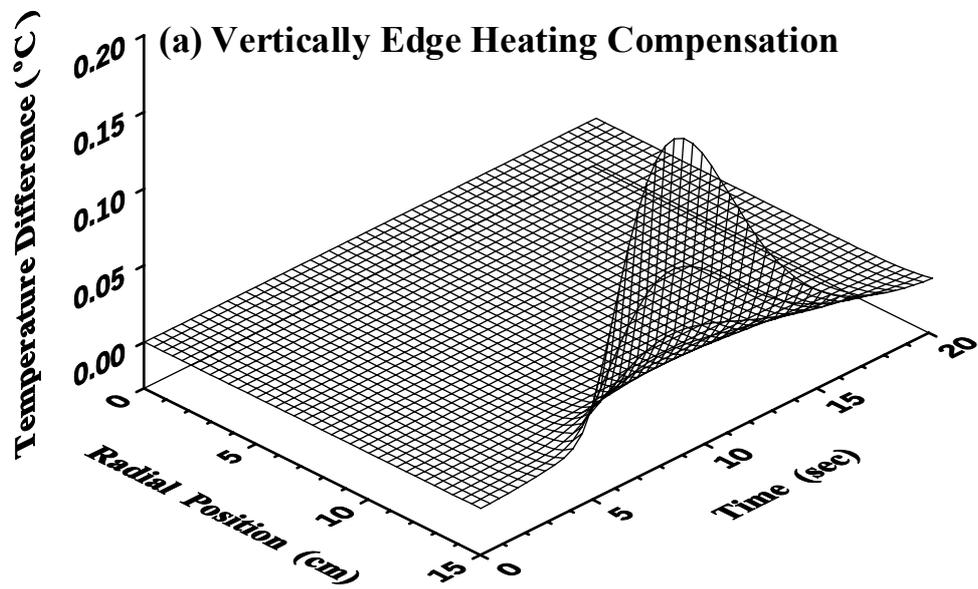


圖 4-4 應用逆向模式矽晶片計算矽晶圓中心之控制溫度均勻性的
(a)垂直和(b)側邊的邊緣熱補償之三維溫度差異圖

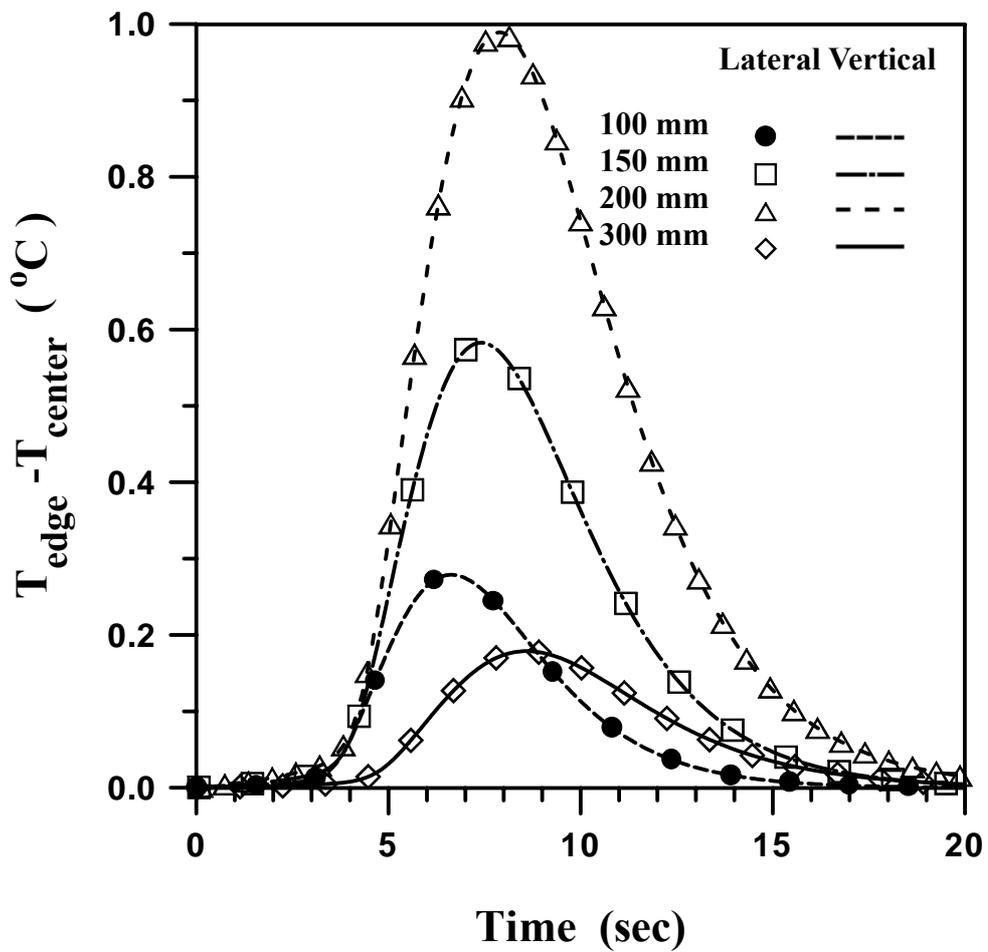


圖 4-5 應用逆向模式獲得垂直與側邊的熱補償，直徑為 100、150、200、300mm 的晶圓邊緣和中心之間的溫度差異圖

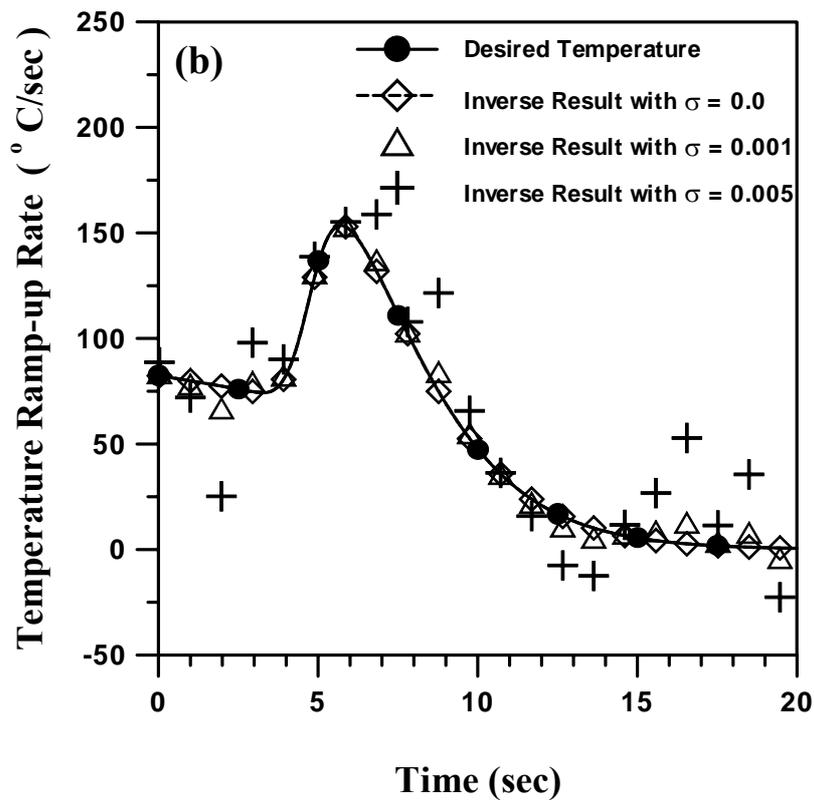
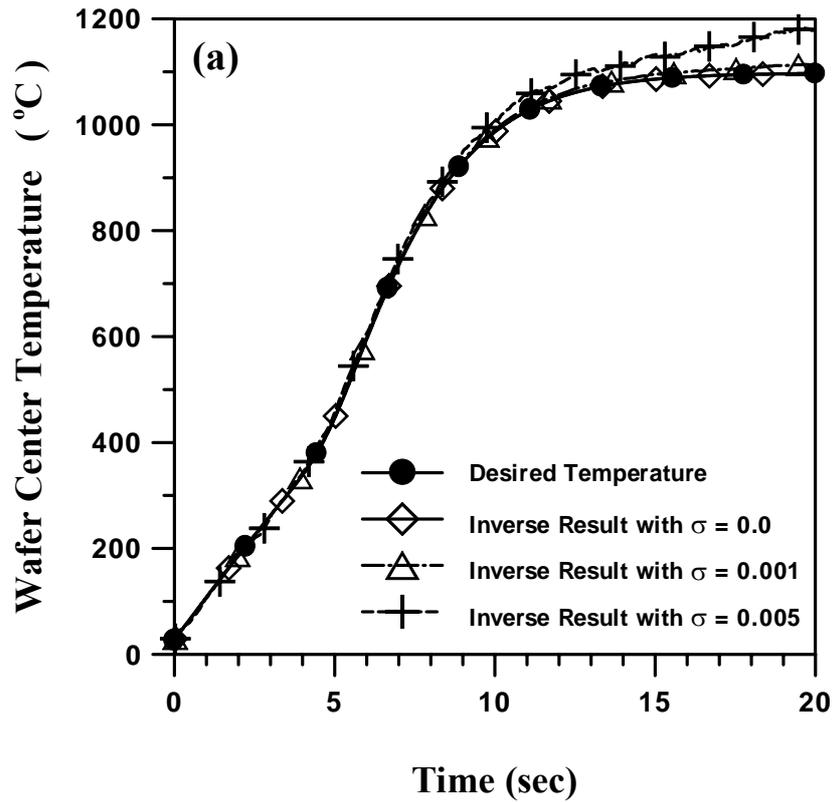


圖 4-6 量測誤差為 $\sigma=0.0$, $\sigma=0.001$ 和 $\sigma=0.005$ 時之晶圓(a) 溫度軌跡(b)溫昇率

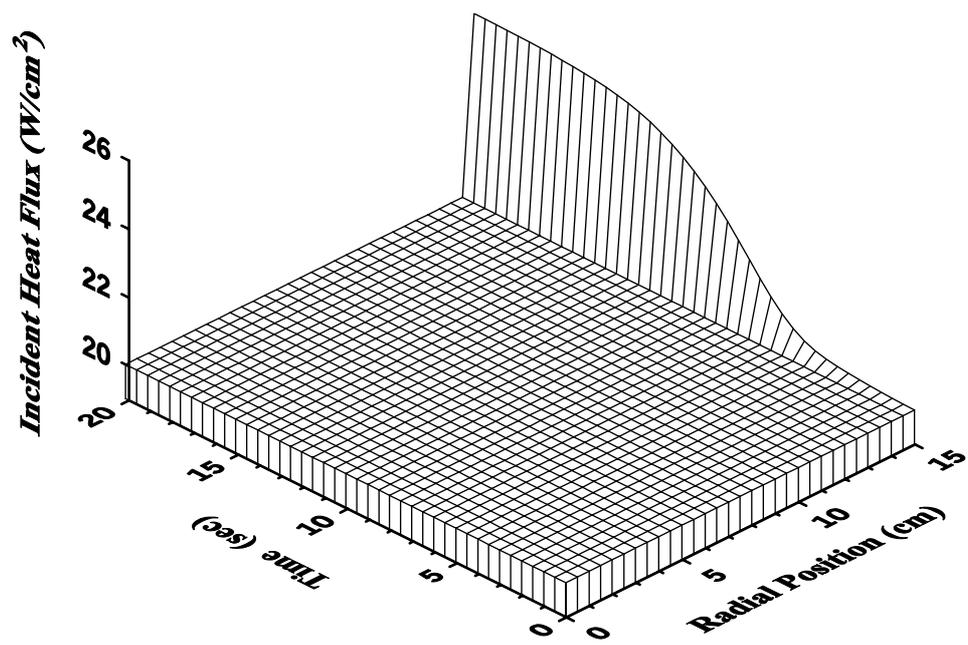


圖 4-7 應用逆向模式計算，量測誤差 $\sigma=0.0$ 的入射熱通量曲線

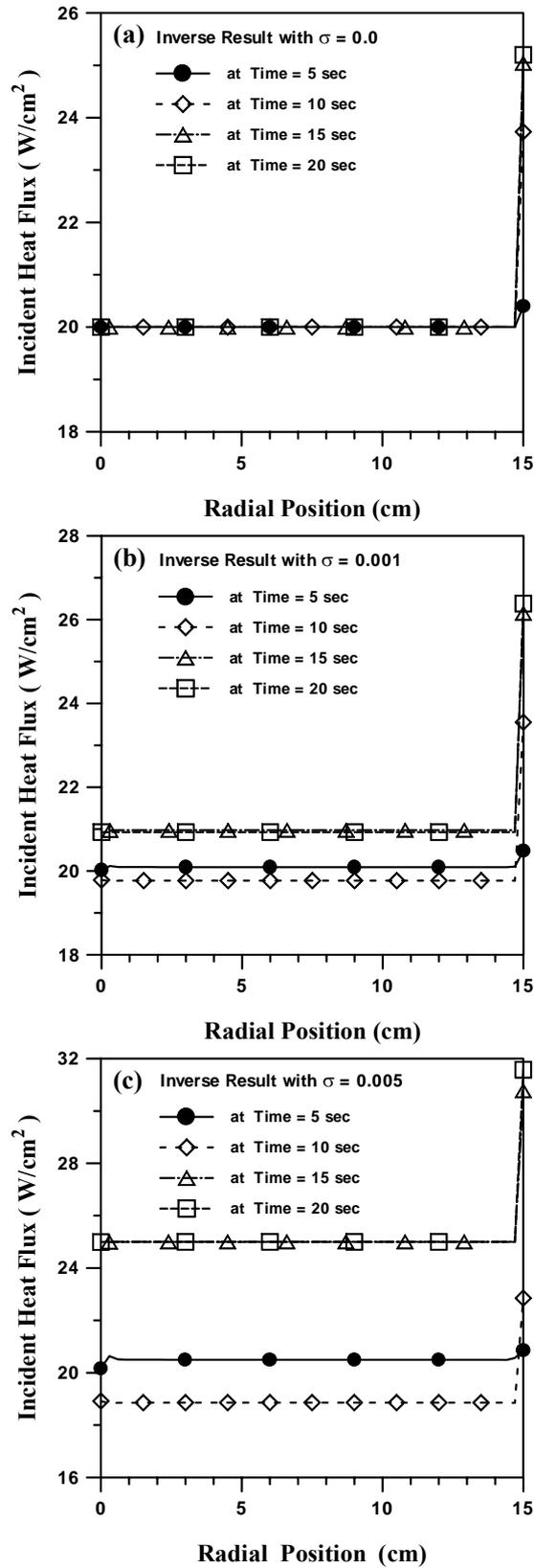


圖 4-8 藉由逆向方法計算在量測誤差分別為(a) $\sigma=0.0$ (b) $\sigma=0.001$ (c) $\sigma=0.005$ 之入射熱通量曲線

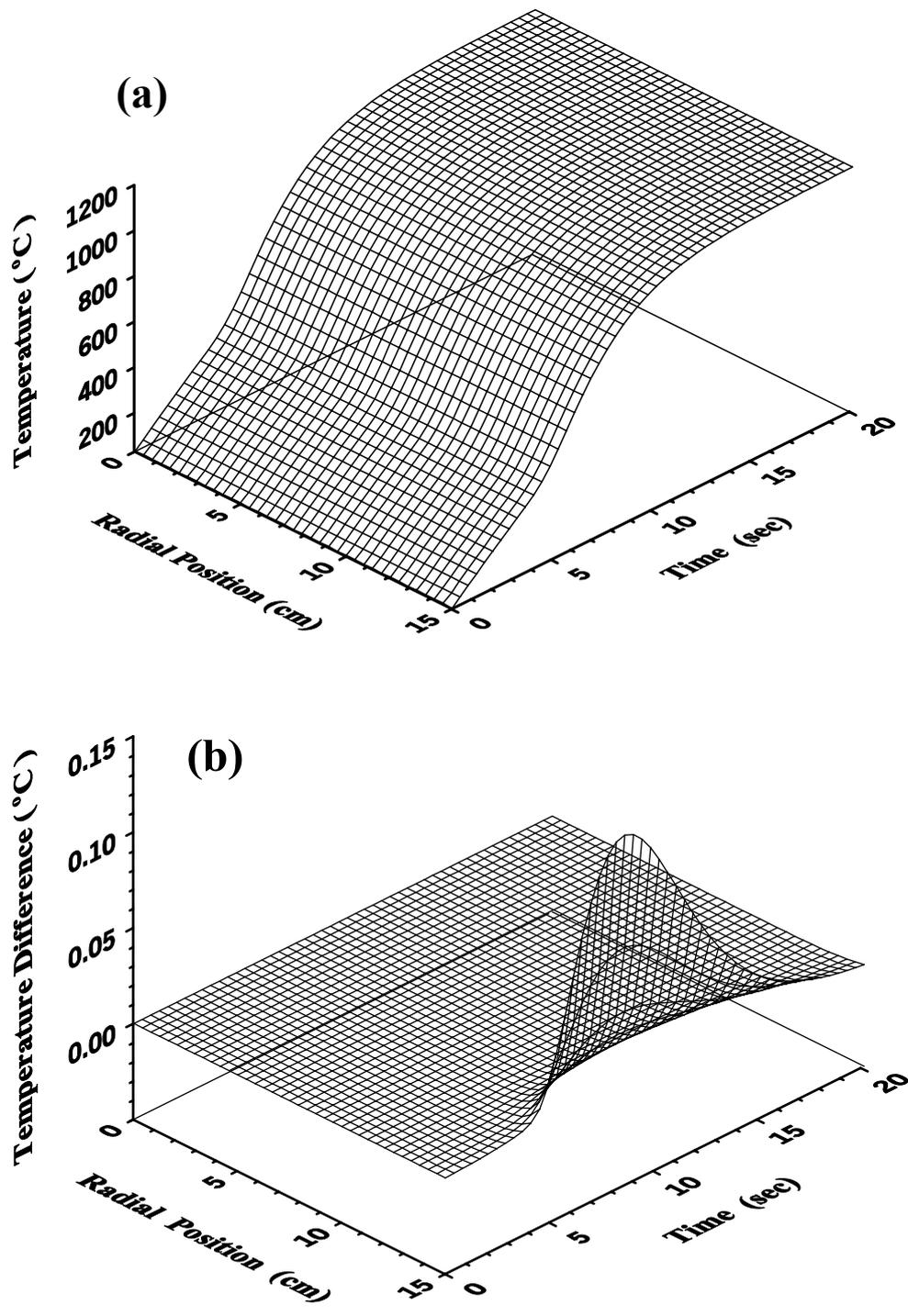


圖 4-9 應用逆向模式計算(a)晶片的溫度分佈(b)當量測誤差為 $\sigma=0.0$ 時之熱不均勻分佈

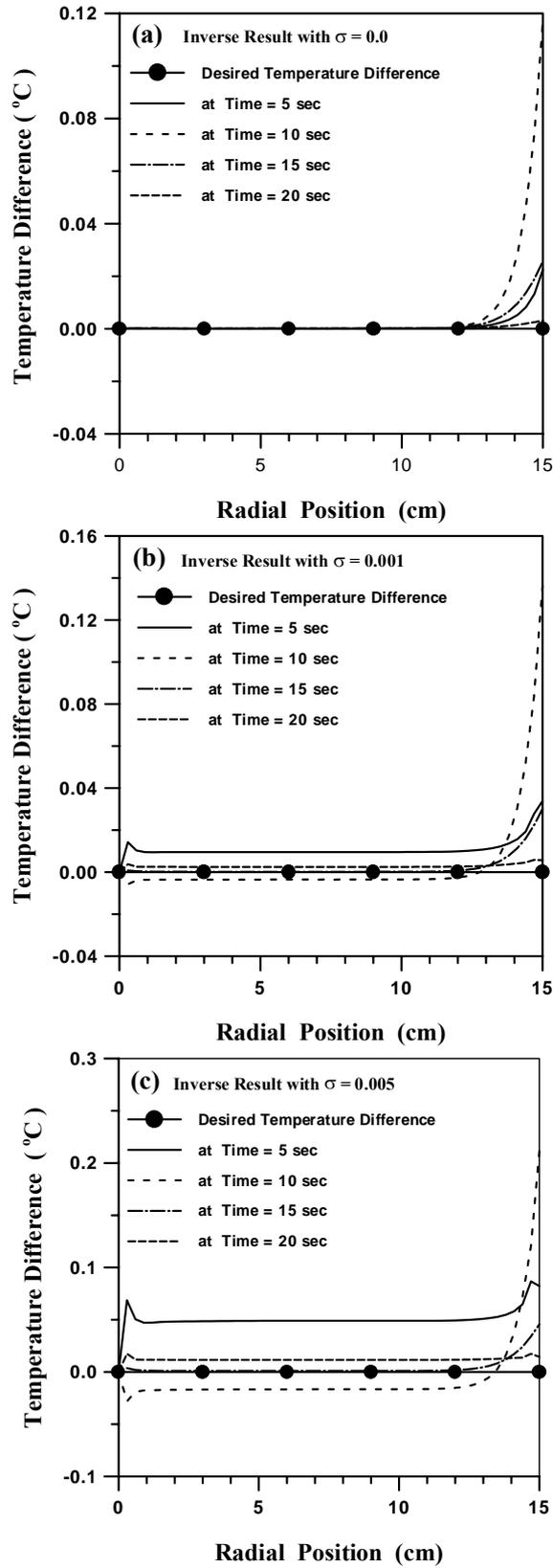


圖 4-10 量測誤差分別為(a) $\sigma=0.0$ (b) $\sigma=0.001$ (c) $\sigma=0.005$ 其晶片上的位置 and 晶片中心之間的溫度差異

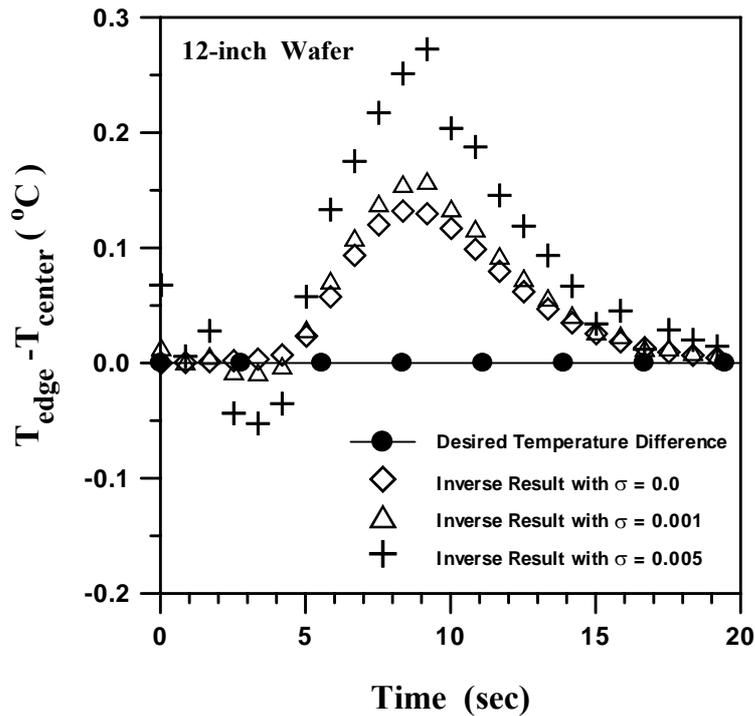


圖 4-11 應用逆向方法，在量測誤差為 $\sigma=0.0$ ， $\sigma=0.001$ 和 $\sigma=0.005$ 時，晶片上的邊緣和晶片中心之間的溫度差異

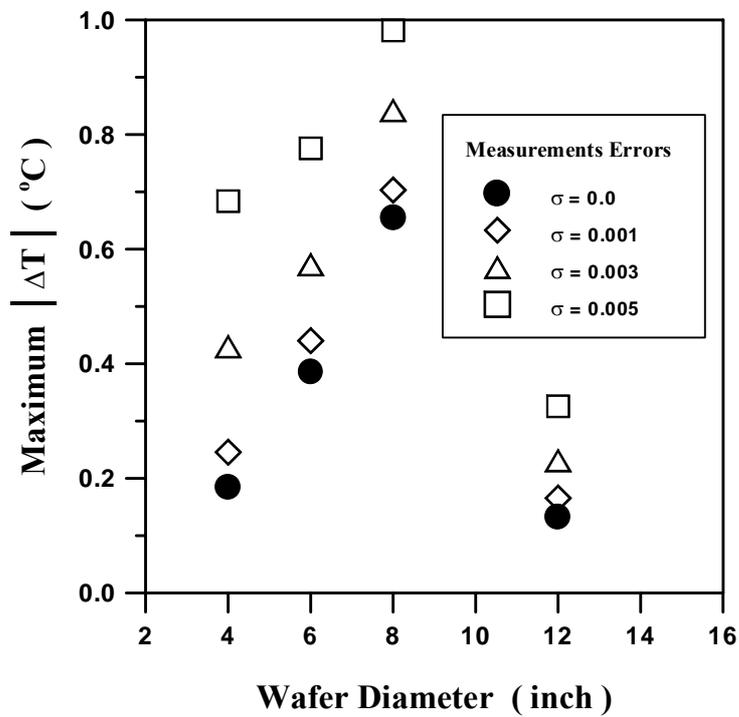


圖 4-12 利用逆向方法計算，量測誤差為 $\sigma=0.0$ 、 $\sigma=0.001$ 、 $\sigma=0.003$ 和 $\sigma=0.0005$ 時，在 4 吋、6 吋、8 吋和 12 吋時最大的溫度差異

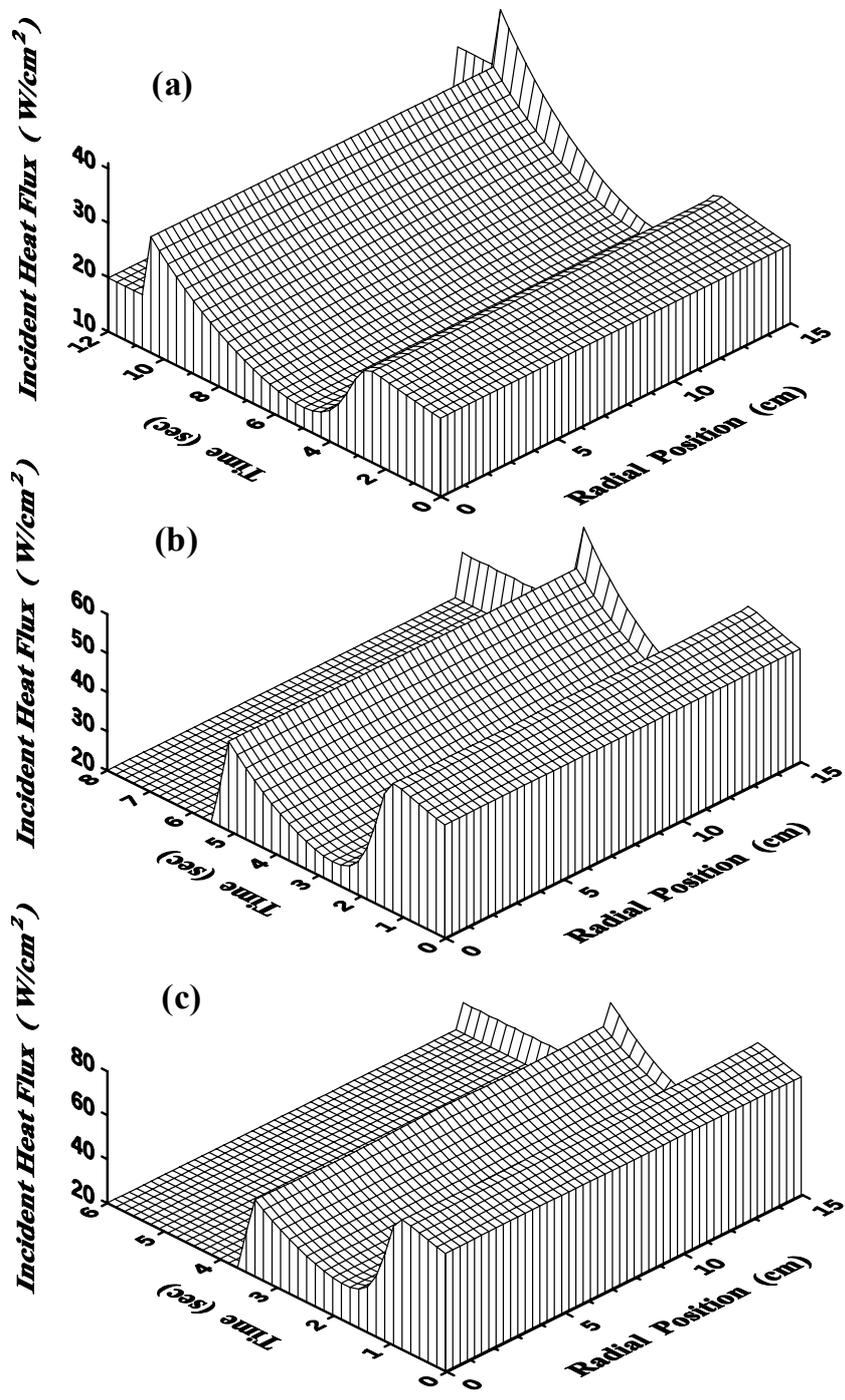


圖 4-13 應用逆向模式，量測誤差為 $\sigma=0.0$ ，溫昇率為(a) $100^{\circ}C/sec$ (b) $200^{\circ}C/sec$ (c) $300^{\circ}C/sec$ 的入射熱通量曲線

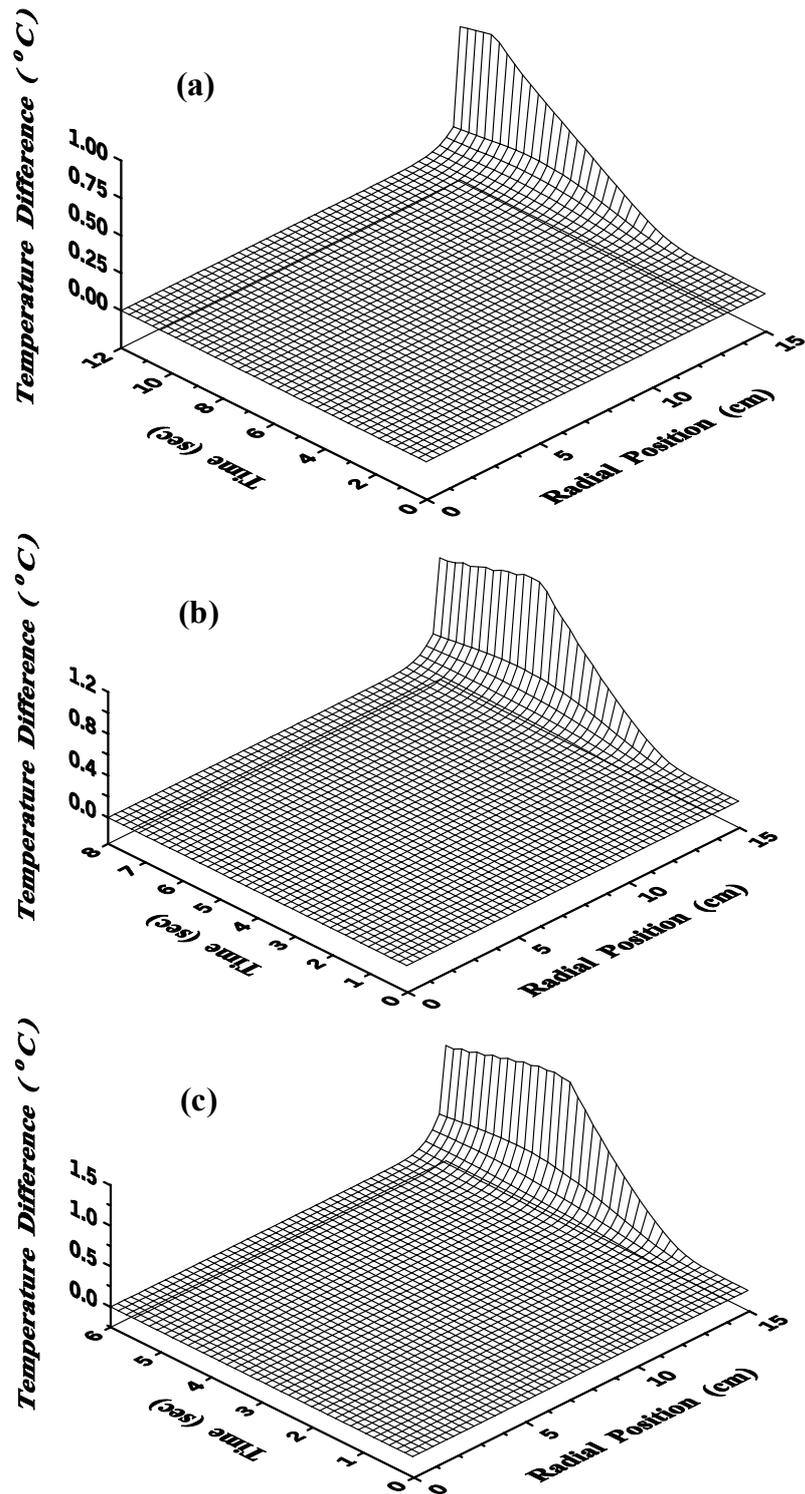


圖 4-14 應用逆向模式，量測誤差為 $\sigma=0.0$ ，溫昇率為(a) $100^{\circ}\text{C}/\text{sec}$ (b) $200^{\circ}\text{C}/\text{sec}$ (c) $300^{\circ}\text{C}/\text{sec}$ 的入射熱通量之熱非均勻性曲線

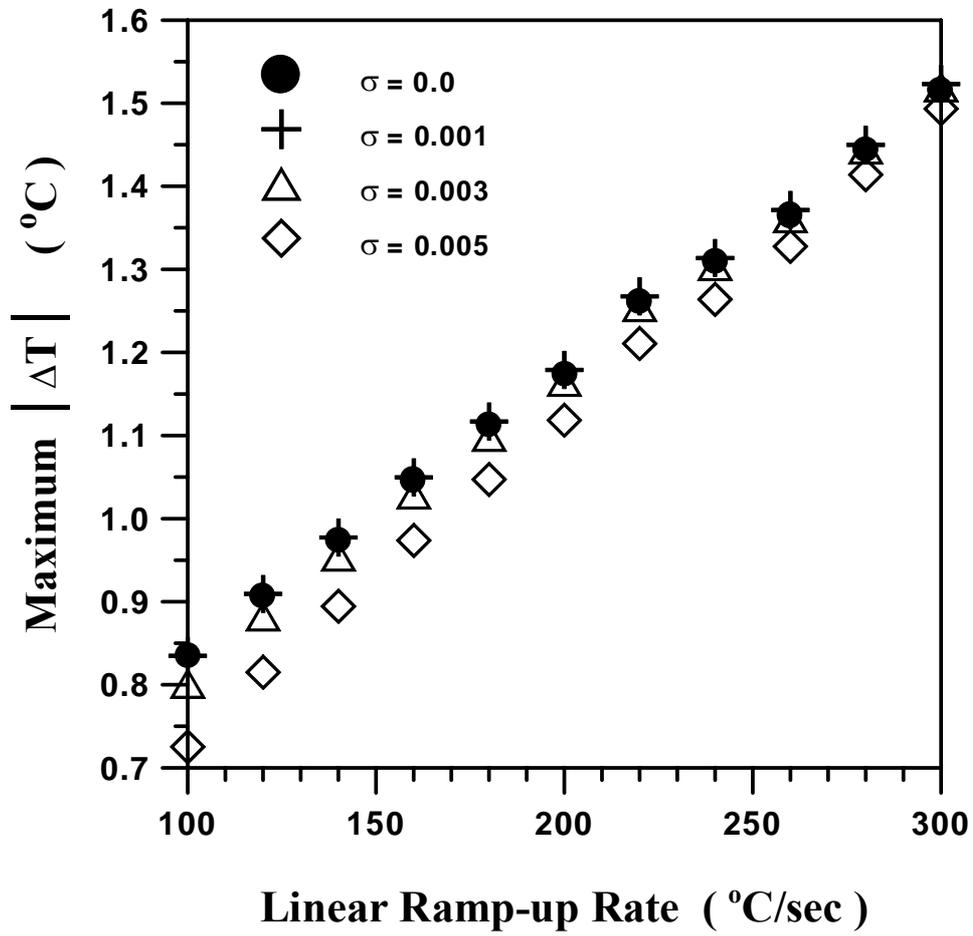


圖 4-15 應用逆向模式，量測誤差為 $\sigma = 0.0$ 、0.001、0.003 和 0.005，溫昇率與最大溫度差異圖

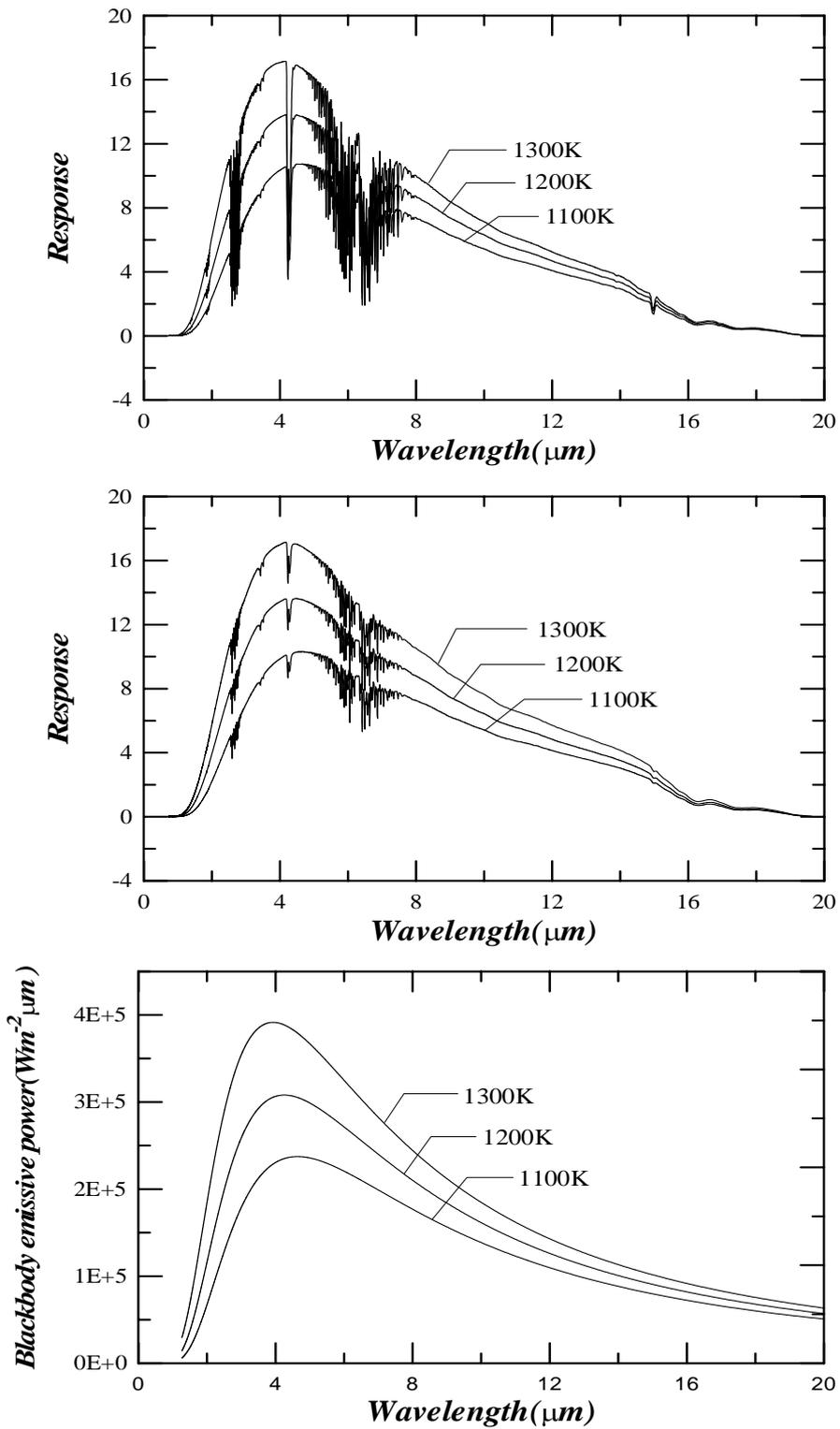


圖 4-16 加熱溫度為 1100K、1200K 及 1300K 之黑體輻射頻譜(a)在無填充氣體(b)有填充氣體(c)理論計算之值

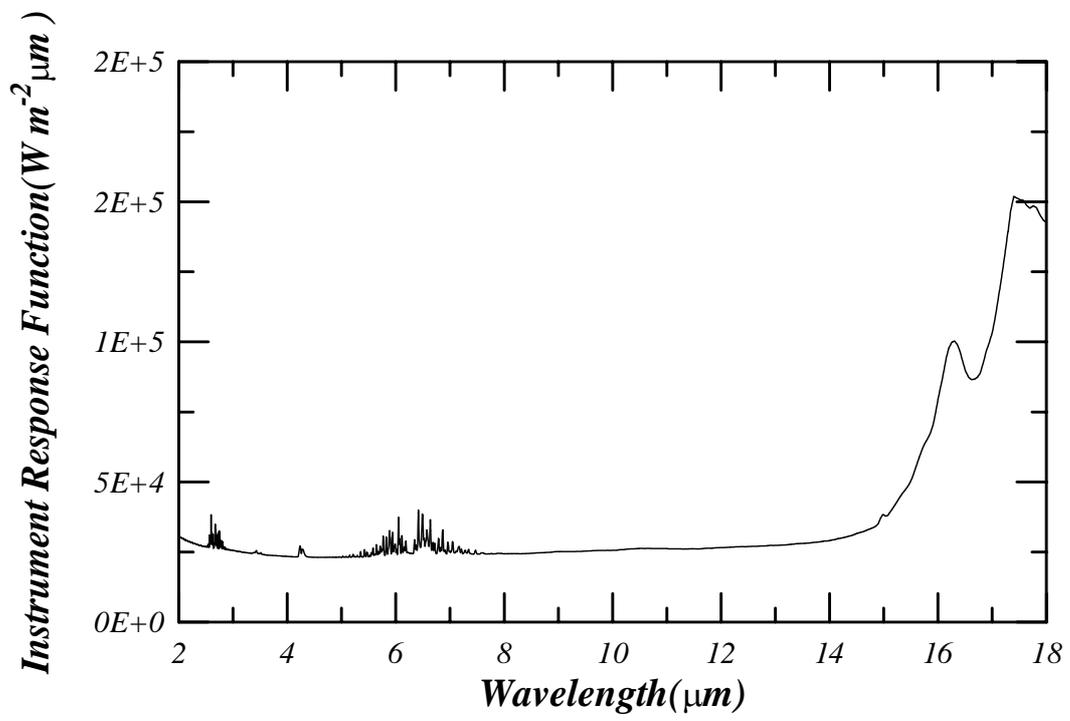


圖 4-17 實驗量測設備的反應函數(IRF)

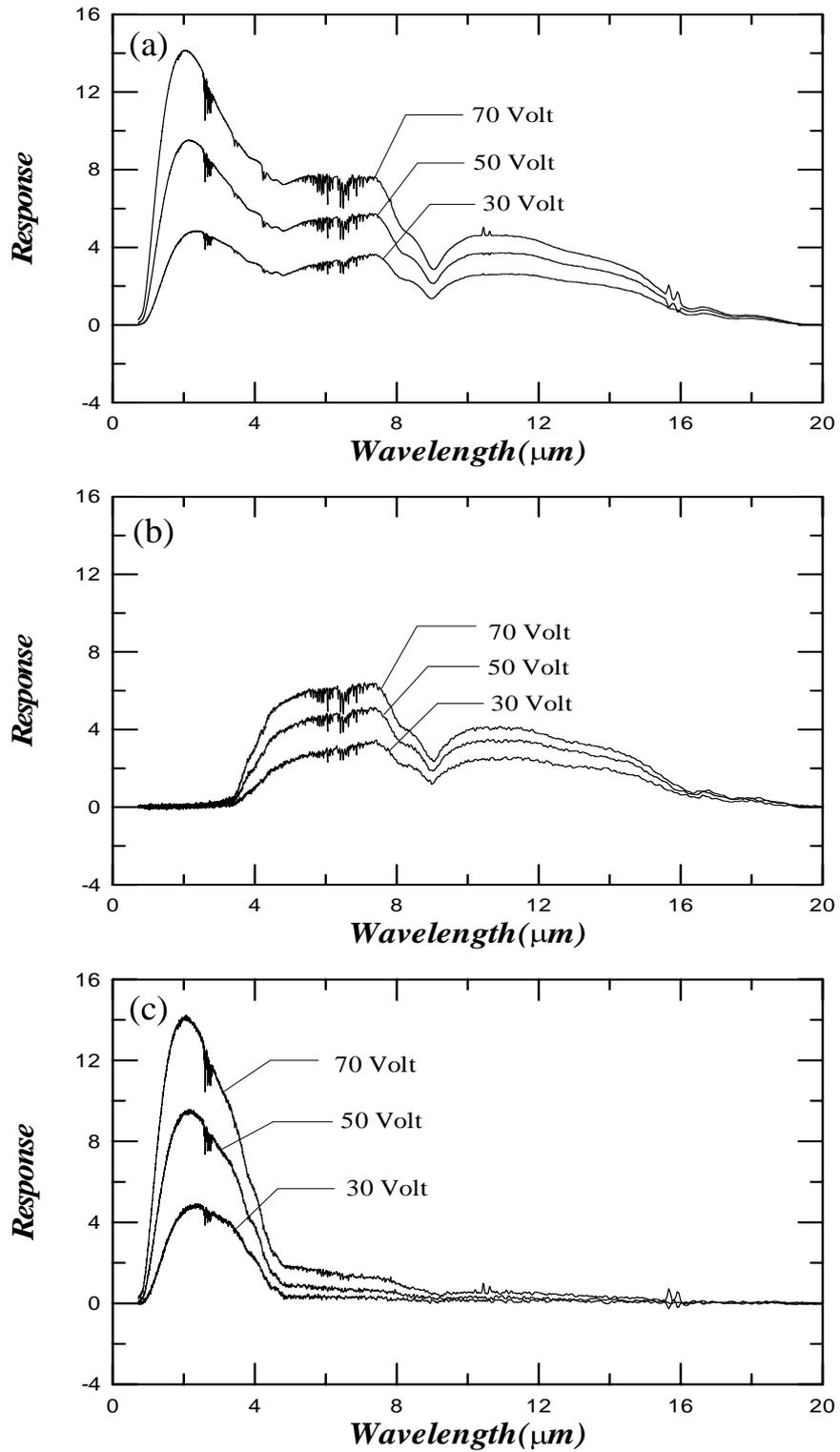


圖 4-18 No. 64573 石英鎢鹵素燈之輻射頻譜比較(a)整個燈源量測(b)切斷電源(c)二者相減的結果

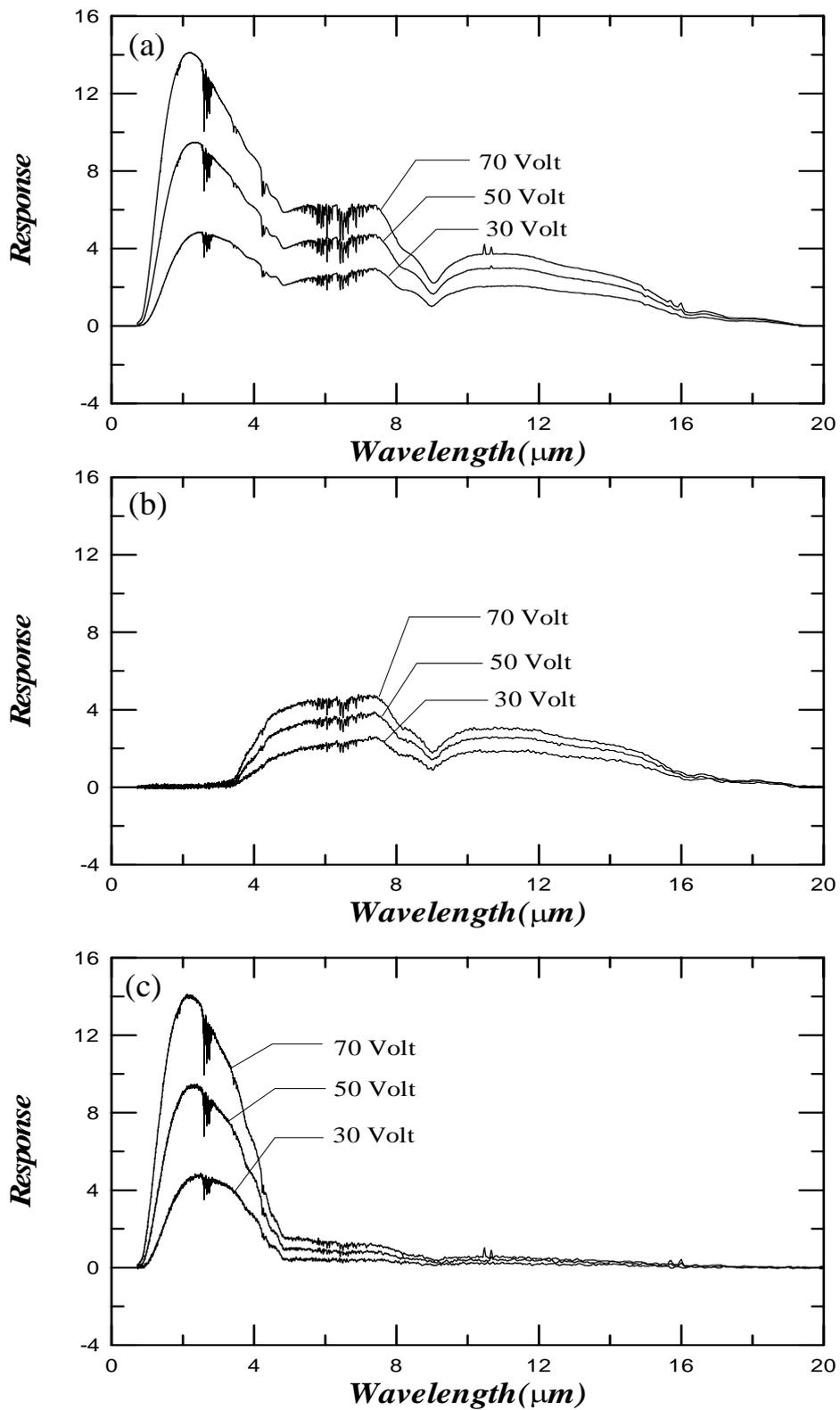


圖 4-19 No. 64743 石英鎢鹵素燈之輻射頻譜比較(a)整個燈源量測(b)切斷電源(c)二者相減的結果

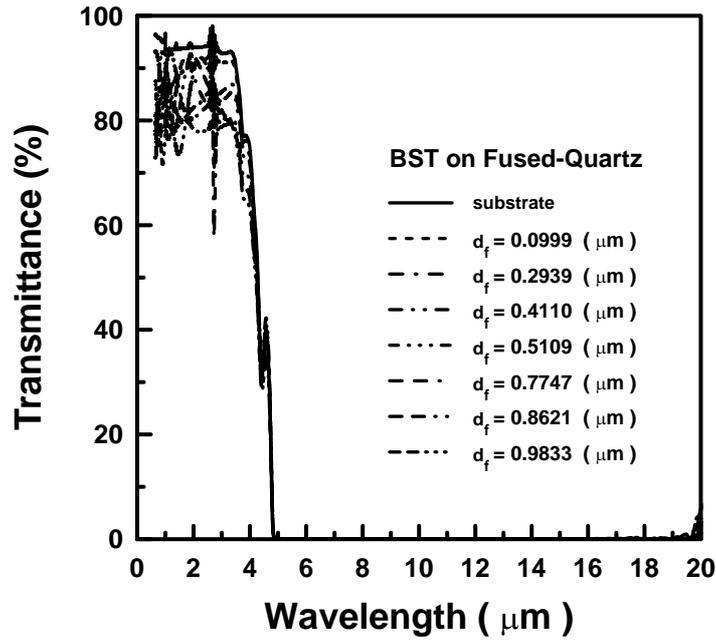


圖 4-20 在常溫下量測石英基材上鍍上不同厚度之鉬鋇鈦薄膜的穿透率

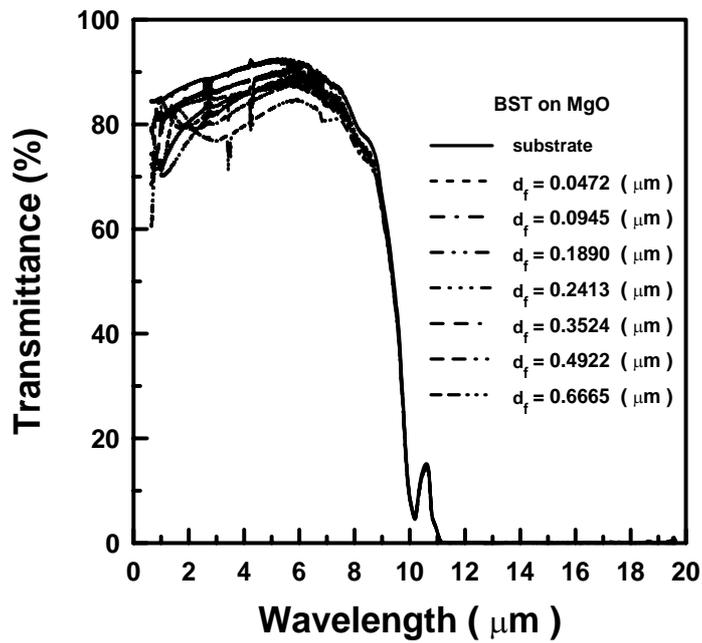


圖 4-21 在常溫下量測氧化鎂基材上鍍上不同厚度之鉬鋇鈦薄膜的穿透率

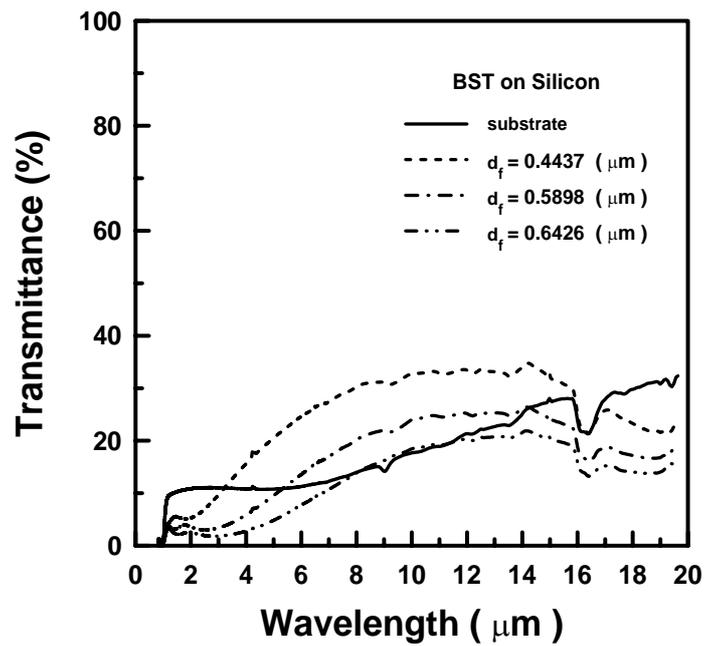


圖 4-22 在常溫下量測矽基材上鍍上不同厚度之鋇鋁鈦薄膜的穿透率

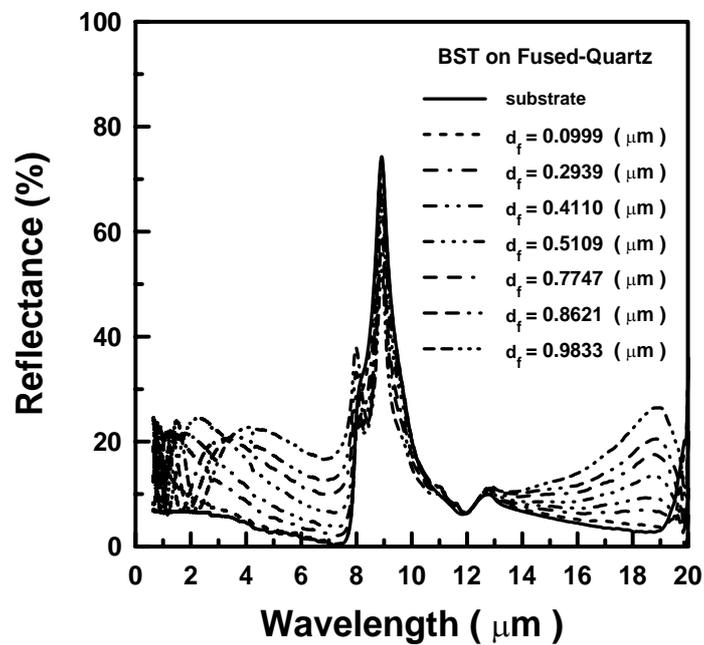


圖 4-23 在常溫下量測石英基材上鍍上不同厚度之鋇鋁鈦薄膜的反射率

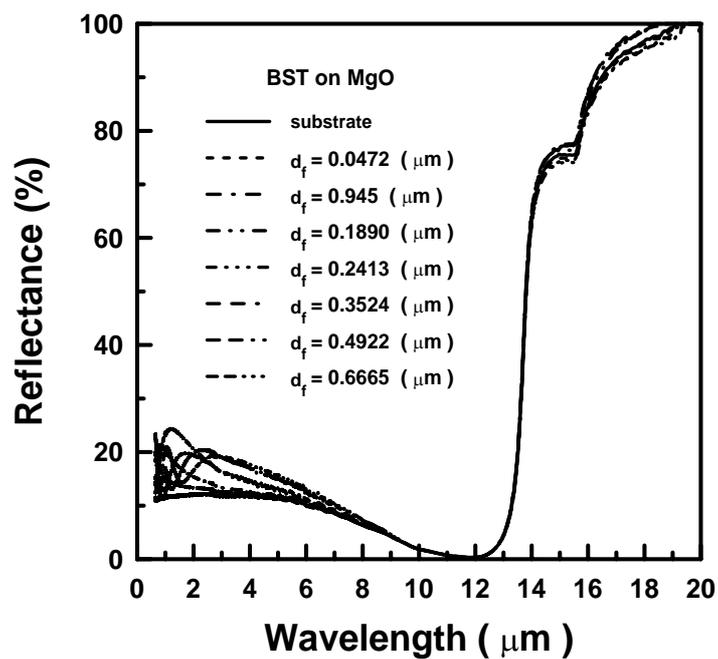


圖 4-24 在常溫下量測氧化鎂基材上鍍上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的反射率

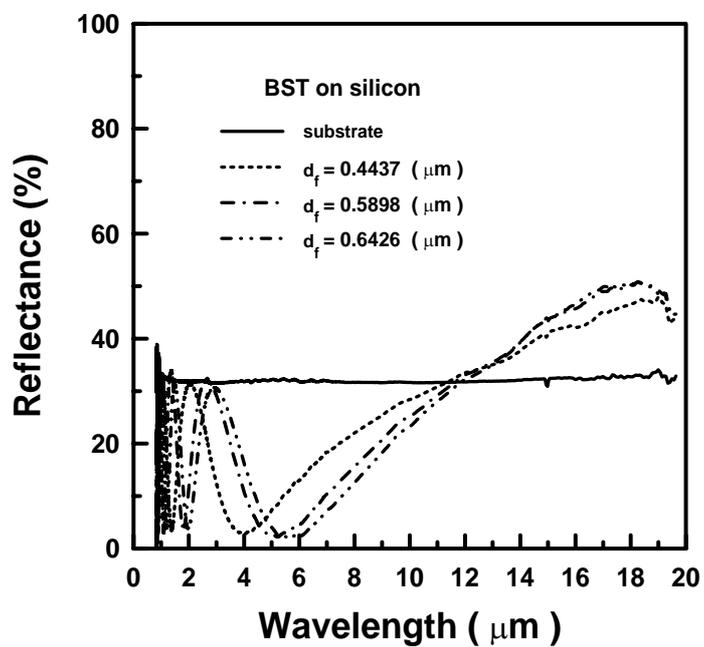


圖 4-25 在常溫下量測矽基材上鍍上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的反射率

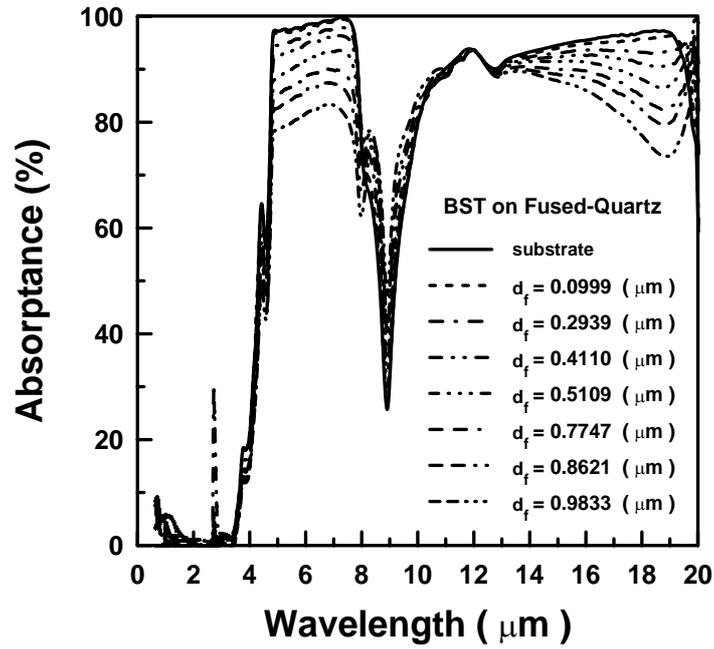


圖 4-26 在石英基材上不同厚度之銀鋇鈦薄膜的吸收率

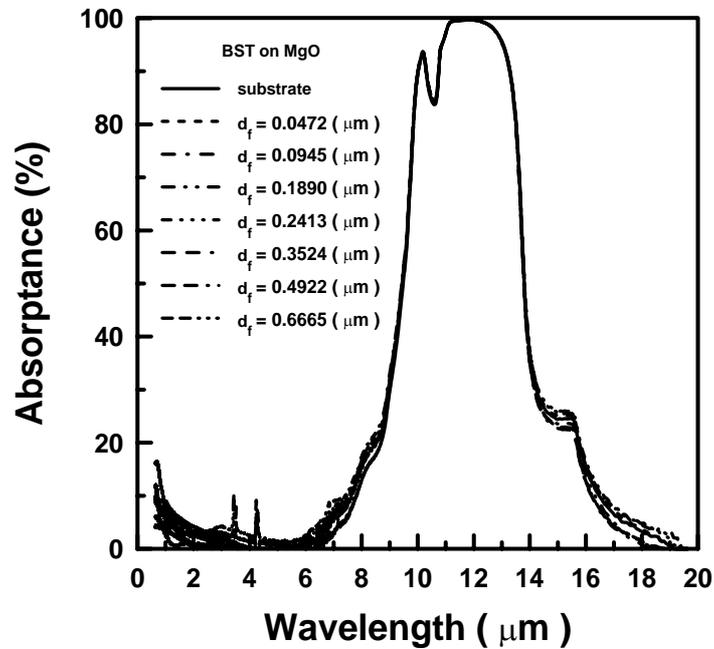


圖 4-27 在氧化鎂基材上不同厚度之銀鋇鈦薄膜的吸收率

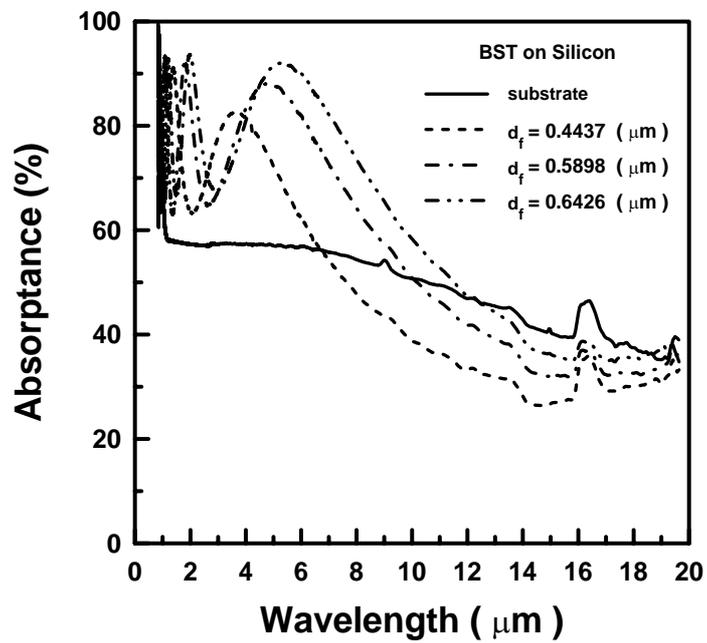


圖 4-28 在矽基材上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的吸收率

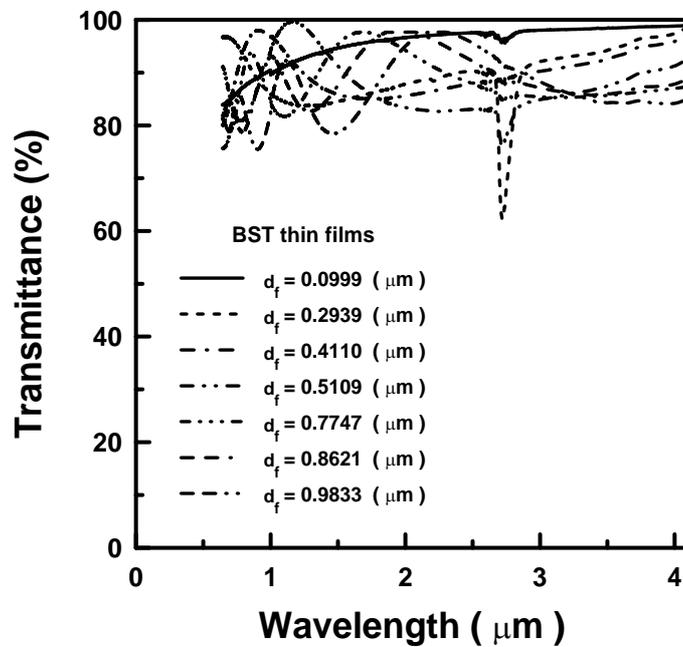


圖 4-29 在石英基材上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的穿透率

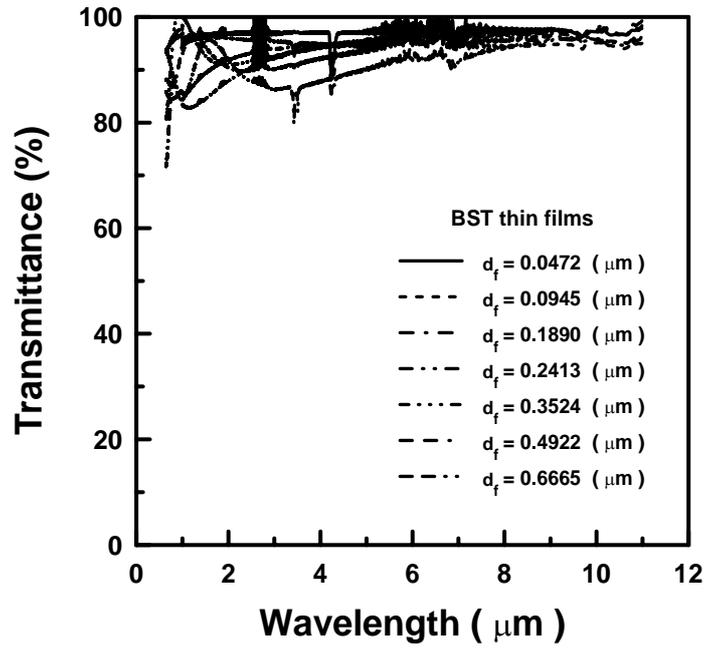


圖 4-30 在氧化鎂基材上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的穿透率

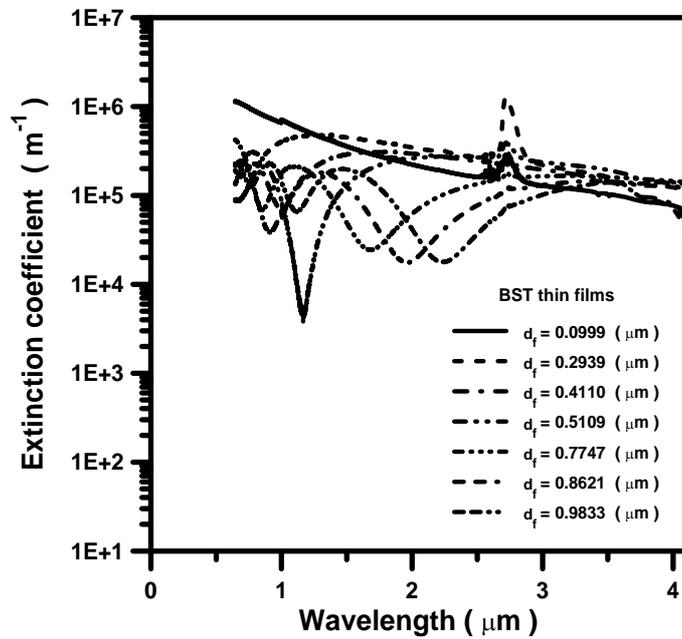


圖 4-31 在石英基材上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的消散係數

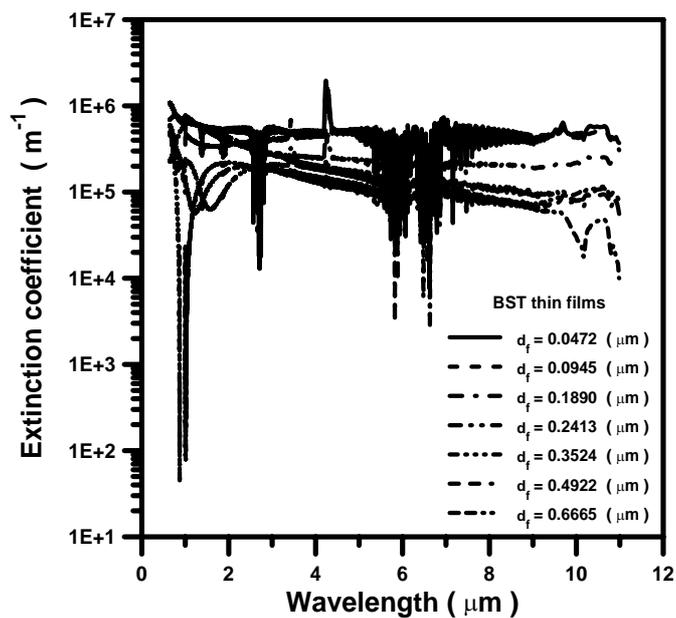


圖 4-32 在氧化鎂基材上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的消散係數

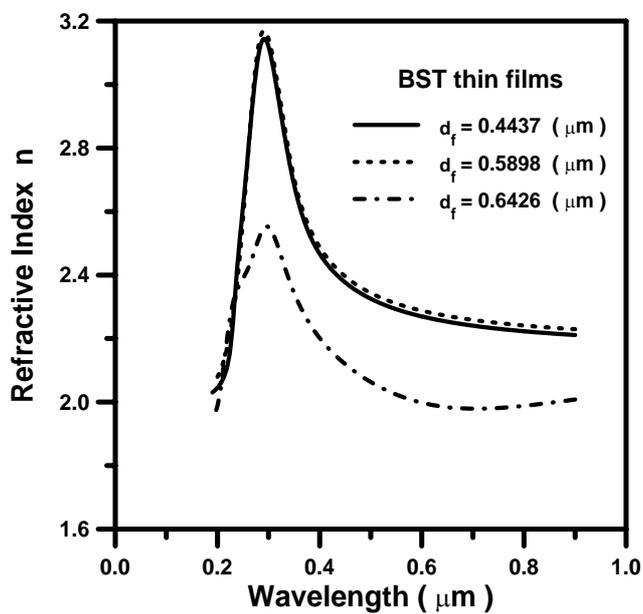


圖 4-33 鍍在矽基材上不同厚度的鋇鋇鈦薄膜之折射參數

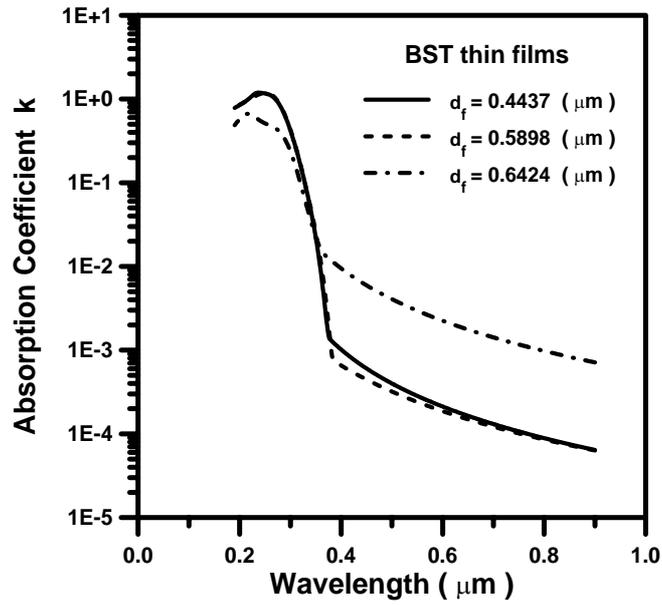


圖 4-34 鍍在矽基材上不同厚度的鋇鋇鈦薄膜之吸收係數

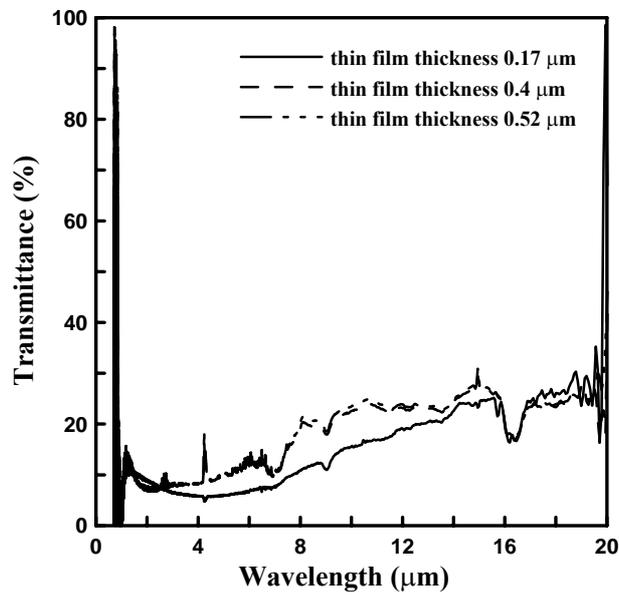


圖 4-35 在近、中紅外光區段在矽基材上鍍上不同厚度之鋇鋇鈦薄膜的穿透率

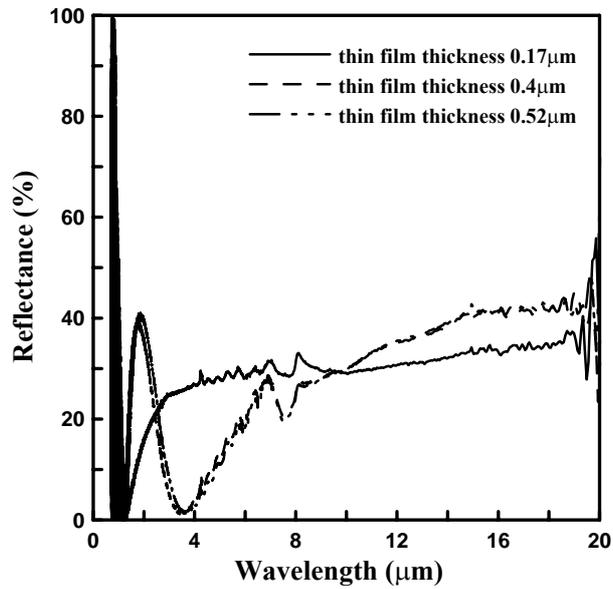


圖 4-36 在近、中紅外光區段在矽基材上鍍上不同厚度之銀鋇鈦薄膜的反射率

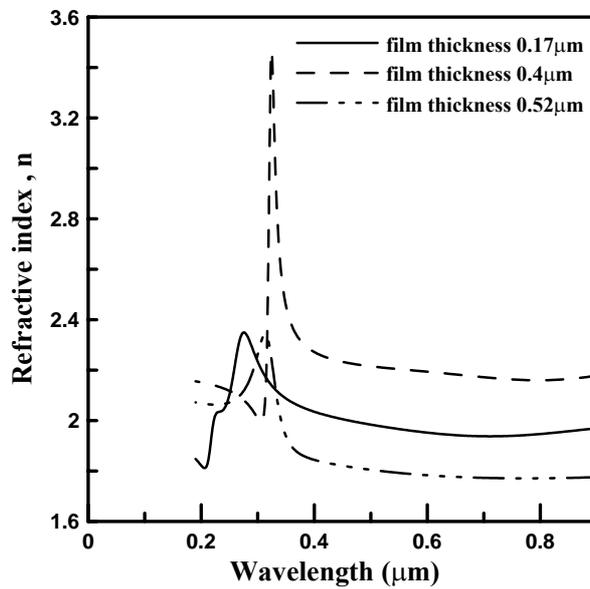


圖 4-37 在可見光區段在矽基材上鍍上不同厚度之銀鋇鈦薄膜的折射參數

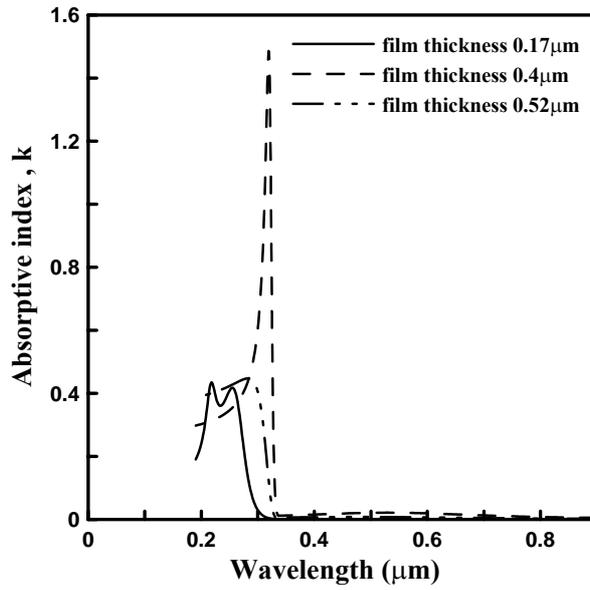


圖 4-38 在可見光區段在矽基材上鍍上不同厚度之銀鋇鈦薄膜的吸收係數

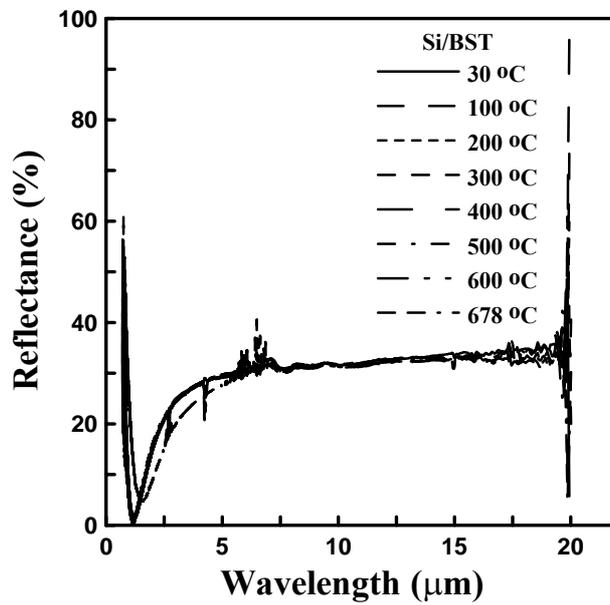


圖 4-39 在近、中紅外光區段在矽基材上鍍上銀鋇鈦薄膜時在不同的加熱溫度下之反射率

參考文獻

1. 莊達人, 2002, VLSI 製造技術, 高立出版社(台北).
2. Modest, M. F., 1993, *Radiative heat transfer*, New York: McGraw-Hill.
3. Singh, R., Sinha, S., Thakur, R. P. S., and Chou, P., 1991, "Some photoeffect roles in rapid isothermal processing," *Appl. Phys. Lett.*, **58**(11), pp.1217-1219.
4. Timans, P. J., 1996, "The role of thermal radiative properties of semiconductor wafers in rapid thermal processing," *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **429**, pp.3-14.
5. Borisenko, V. E., and Hesketh, P. J., 1997, *Rapid thermal processing of semiconductor*, New York: Plenum Press.
6. Fair, R. B., 1993, *Rapid thermal processing: science and technology*, Boston: Academic Press.
7. Chungshin, L., 1993, "Temperature measurement in a furnace-heated RTP system," *Journal of Solid State Technology*, **36**(4), pp. 41-42.
8. 陳猷仁, 1998, "銦鈦酸鉛鐵電薄膜低溫製程之研究," 清華大學材料科學工程學系碩士論文, pp.1-3.
9. 施啟元, 1998, "銦鈦酸鉛鐵電薄膜之鐵電特性與其應用於記憶體之可靠度分析," 清華大學電機工程學系碩士論文, pp.1-3.
10. 吳啟明, 1997, "利用濺鍍法以鎳酸鋇為電極製作動態記憶體之鈦酸鋇鋇薄膜的研究," 清華大學材料科學工程學系博士論文, pp.1-15 - 1-21.
11. Zöllner, J. P., Patzschke, I., Pietzuch, V., Pezoldt, J., and Leitz, G., 1994, "Mathematical modeling of the dynamic behaviour in RTP," *Microelectronic Engineering*, **50**(2-4), pp.259-364.
12. Chu, H. S., Lin, S. P., Chang, C. C., Su, C. C., Yen, C. C., and Tsao, J. C., 1999, "Emission Spectrum Measurement of the Rapid Thermal Processing Heating Source by Fourier Transform Infrared Spectroscopy," *J. Chinese Soc. Mech. Eng.*, **20**(6).
13. Vandenabeele, P., and Maex, K., 1992, "Influence of temperature and backside roughness on the emissivity of Si wafer during rapid thermal processing," *J. Appl. Phys.*, **72**(12).
14. Sato, T., 1967, "Spectral emissivity of silicon," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **6**(3), pp.339-347.
15. Perkins, R. H., Riley, T. J., and Gyurcsik, R. S., 1995, "Thermal Uniformity and Stress Minimization During Rapid Thermal Process," *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing*, **8**(3), pp.272-279.
16. Kakoschke, R., Bußmann, E., and Föll, H., 1990, "Modeling of wafer heating during rapid thermal processing," *J. Appl. Phys. A, Solid Surf.*, **50**(2), pp. 141-150.
17. Knutson, K. L., and Campbell, S. A., 1994, "Modeling of three-dimension effects on

- temperature uniformity in rapid thermal processing of eight inch wafer," *IEEE Trans. Semicond. Manuf.*, **7**(1), pp.68-72.
18. Schroter, W., 1983, "Yield point and dislocation mobility in silicon and germanium," *J. Appl. Phys.*, **54**(4), pp. 1816-1820.
 19. Lord, H. A., 1988, "Thermal and analysis of semiconductor wafer in a rapid thermal processing oven," *IEEE Trans. Semicond. Manuf.*, **1**(3), pp. 105-114.
 20. Zöllner, J. P., Ullrich, K., Pezoldt, J., and Eichhorn, G., 1992, "New lamp arrangement for rapid thermal processing," *Appl. Surf. Sci.*, **69**(1-4), pp. 193-197.
 21. Apte, P. P., and Saraswat, K. C., 1994, "Rapid thermal processing uniformity using multivariable control of a circularly symmetric 3 zone lamp," *IEEE Trans. Semicond. Manuf.*, **5**(3), pp.180-188.
 22. Cho, Y. M., Paulraj, A., Kailath, T., and Xu, G., 1994, "A contribution to optimal lamp design in rapid thermal processing," *IEEE Trans. Semicond. Manuf.*, **7**(1), pp. 34-41.
 23. Won, J. H., Paek, S. H., Hwang, Y. S., and Kim, K. K., 1995, "Phase formation and characteristics of r.f.-sputtered barium-strontium titanate thin films on various bottom layers," *J. of Materials Science*, **6**, pp.161-164.
 24. Lee, W. J., Kim, H. G., and Yoon, S. G., 1996, "Microstructure dependence of electrical properties of $\text{Ba}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{TiO}_3$ thin films deposited on Pt/SiO₂/Si," *J. Appl. Phys.*, **80**(10), pp.5891-5894.
 25. Joo, J. H., Jeon, Y. C., Seon, J. M., Oh, K. Y., Roh, J. S., and Kim, J. J., 1997, "Effect of Post-Annealing on the Conduction Properties of Pt/(Ba,Sr)TiO₃/Pt Capacitors for Dynamic Random Access Memory Applications," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**, pp.4382-4385.
 26. Ezhilvalavan, S., and Tseng, T. Y., 2000, "Process in the Developments of (Ba,Sr)TiO₃Thin Films for Gigabit ere DRAMS," *Materials Chemistry and Physics*, **65**, pp.227-248.
 27. Panda, B., Dhar, A., Nigam, G. D., Bhattacharya, D., and Ray, S. K., 1998, "Optical properties of RF sputtered strontium substituted barium titanate thin films," *Thin Solid Films*, **332**, pp.46-49.
 28. Kuo, Y. F. and Tseng, T. Y., 1999, "Structure-related optical properties of rapid thermally annealed $\text{Ba}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{TiO}_3$ thin films," *Materials Chem. and Phys.*, **61**, pp.244-250.
 29. Wang, Y. P. and Tseng, T. Y., 1999, "Optical and Structural Properties of (Ba,Sr)TiO₃ Thin Films Grown by Radio-Frequency Magnetron Sputtering," *Journal of Materials Science*, **34**, pp.4573-4578.
 30. Tian, H. Y., Luo, W. G., Pu, X. H., Qiu, P. S., He, X. Y., and Ding, A. L., 2000, "Synthesis and analyses of thermal decomposition and microstructure of Sr-deped barium titanate alkoxide derived precipitates and thin films," *Thermochimica Acta*, **360**, pp.57-62.
 31. Tian, H. Y., Luo, W. G., Pu, X. H., Qiu, P. S., He, X. Y., Ding, A. L., Yang, S. H., and Mo, D., 2001, "Determination of the optical properties of sol-gel-derived $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ thin film by spectroscopic ellipsometry," *J. of Phys.:Condensed Matter*, **13**, 4065-4074.

32. A. Kersch, and T. Schafbauer, 2000, "Thermal modelling of RTP and RTCVD processes," *Thin Solid Films*, **365**, pp. 307-321.
33. A. Theodoropoulou, R. A. Adomaitis, and E. Zafiriou, 1998, "Model reduction for optimization of rapid thermal chemical vapor deposition systems," *IEEE Trans. Semiconduct. Manufact.*, **11**, pp. 85-98.
34. T. J. Riley and R. S. Gyurcsik, 1993, "Rapid thermal processor modeling, control, and design for temperature uniformity," *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **303**, pp. 223-229.
35. V. E. Borisenko and P. J. Hesketh, 1997, *Rapid Thermal Processing of Semiconductors*. New York: Plenum Press.
36. A. Virzi, 1991, "Computer modelling of heat transfer in Czochralski silicon crystal growth," *J. Crystal Growth*, **112**, pp. 699-722.
37. R. Kakoschke, E. Bubmann, and H. Föll, 1990, "Modelling of wafer heating during rapid thermal processing," *Appl. Phys. A*, **50**, pp. 141-150.
38. D. A. Anderson, J. C. Tannehill, and R. H. Pletcher, 1984, *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*, New York: McGraw-Hill, pp. 134-135.
39. J. V. Beck, B. Blackwell and C. R. St. Clair, 1985, *Inverse Heat Conduction—Ill-posed Problem*, New York: Wiley.
40. E. Hensel, 1991, *Inverse Theory and Applications for Engineers*. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall.
41. O. M. Alifanov, 1994, *Inverse Heat Transfer Problems*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag.
42. K. Kurpisz and A. J. Nowak, 1995, *Inverse Thermal Problems.*, Boston: Computational Mechanics Publications.
43. M. Chen, J. Berkowitz-Mattuck, and P. Glaser, 1963, "The use of a kaleidoscope to obtain uniform flux over a large area in a solar or arc imaging furnace," *Appl. Optics*, **2**, pp. 265-271.
44. K. S. Balakrishnan and T. F. Edgar, 2000, "Model-based control in rapid thermal processing," *Thin Solid Films*, **365**, pp. 322-333.
45. C. Y. Yang, 1998, "A sequential method to estimate the strength of the heat source based on symbolic computation," *Int. J. Heat Mass Transfer*, **41**, pp. 2245-2252.
46. R. H. Perkins, T. J. Riley, and R. S. Gyurcsik, 1995, "Thermal uniformity and stress minimization during rapid thermal processes," *IEEE Trans. Semiconduct. Manufact.*, **8**, pp. 272-279.
47. G. Strang, 1980, *Linear Algebra and its Application*, 2nd ed. New York: Academic Press.
48. Ojala, K. T., Koski, E., and Lampinen, M. J., 1992, "Reflection and transmission measurement with an integrating sphere and Fourier Transform Infrared Spectrometer," *Appl. Optics*, **31**(22), pp.4582-4589.
49. Paluszkiwicz, C., and Kwiatek, W. M., 2001, "Analysis of human cancer prostate tissues using FTIR microspectroscopy and SRIXE technique," *J. of Molecular Structure*, **565-566**, pp.329-334.

50. Joe, I. H., Vasudevan, A. K., Aruldas, G., Damodaran, A. D., and Warriar, K. G. K., 1997, "FTIR as a Tool to Study High-Temperature Phase Formation in Sol-Gel Aluminium Titanate," *J. Solid State Chem.*, **131**, pp.181-184.
51. Li, W. S., Shen, Z. X., Zheng, J. Z., and Tang, S. H., 1998, "FT-IR Study of the Imidization Process of Photosensitive Polyimide PMDA/ODA," *Appl. Spectrosc.*, **52**(7), pp.985-989.
52. Wu, D., Li, A., Ling, H., Yin, X., Ge, C., Wang, M., and Ming, N., 2000, "Preparation of Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO₃ thin films by sol-gel method with rapid thermal annealing," *Applied Surface Science*, **165**, pp.309-314.
53. Tian, H. Y., Choi, J., No, K., Luo, W. G., and Ding, A. L., 2002, "Effect of compositionally graded configuration on the optical properties of Ba_xSr_{1-x}TiO₃ thin films derived from a solution deposition route," *Materials Chem. and Phys.*, **78**, pp.138-143.
54. Kilian, G., Rommel, M., Pamler, W., Unger, E., Höpfner, A., and Kolbesen, B. O., 2001, "Some aspects of the high-temperature behavior of bismuth, strontium and barium on silicon surfaces studied by total reflection X-ray fluorescence spectrometry," *Spectrochimica Acta Part B*, **56**, pp.2313-2319.
55. Varsamis, C. P., 2002, "Determination of the Complex Refractive Index of Materials via Infrared Measurements," *Appl. Spectroscopy*, **56**(8), pp.1107-1113.
56. Xing, S., Song, Z., and Lin, C., "The Effect of Thermal Treatment on PLD Derived Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO₃ Thin film Capacitor," *IEEE*, pp.714-717.
57. Toscano, W. M., and Cravalho, E. G., 1976, "Thermal Radiative Properties of the Nobel Metals at Cryogenic Temperatures," *J. Heat Transfer*, **98**, pp.438-445.
58. Ravindra, N. M., Chen, W., Tong, F. M., Nanda, A. K., and Speranze A. C., 1998, "Temperature-dependent emissivity of silicon-related materials and structures," *IEEE Trans. Semicond. Manuf.*, **11**(1), pp.30-39.
59. F. Y. Sorrell, M. J. Fordham, M. C. Öztürk, and J. J. Wortman, 1992, "Temperature uniformity in RTP furnaces," *IEEE Trans. Electron Devices*, **39**(1), pp. 75-79.
60. C. Y. Yang, 1999, "The determination of two heat sources in an inverse heat conduction problem," *Int. J. Heat Mass Transfer*, **42**, pp. 345-356.
61. Roozeboom, F., 1996, "Advances in Rapid Thermal and Integrated Processing," Boston: Kluwer Academic Publishers, pp. 6.
62. Silverstein, Robert M. and Webster, Francis X., 1997, "Spectrometric Identification of Organic Compounds," Sixth Ed., John Wiley & Sons Inc., New York.
63. Chu, H. S., Stretton, A. J. and Ten, C. L., 1988, "Radiative Heat Transfer in Ultra-Fine Power Insulations," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **31**(8), pp. 1627-1634.