

# 國立交通大學

電子工程學系電子研究所碩士班

碩士論文

光子晶體與半導體雷射整合研究

Study on Integration of Photonic Crystal and  
Semiconductor Laser

研究生：蘇晟宇

指導教授：林聖迪 教授

中華民國九十八年七月

光子晶體與半導體雷射整合研究

**Study on Integration of Photonic Crystal and  
Semiconductor Laser**

研究生：蘇晟宇

Student : Chen-Yu Su

指導教授：林聖迪 博士

Advisor : Dr. Sheng-Di Lin

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所

碩士論文

**A Thesis**

**Submitted to Department of Electronics Engineering & Institute of Electronics**

**College of Electrical Engineering and Computer Engineering**

**National Chiao Tung University**

**In Partial Fulfillment of the Requirements**

**For the degree of Master of Science**

**in**

**Electronics Engineering**

**July 2009**

**Hsinchu, Taiwan, Republic of China**

中華民國九十八年七月

# 光子晶體與半導體雷射整合研究

學生：蘇晟宇

指導教授：林聖迪 博士

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

## 摘要

本論文研究在半導體量子井雷射元件中，進行光子晶體共振腔與邊射型雷射之整合，我們利用邊射型雷射激發光子晶體共振腔，探討共振腔與雷射發光的耦合情形，量測邊射型雷射的 L-I 曲線、變溫輸出頻譜；並藉由  $\mu$ -PL 系統，量測光子晶體微共振腔在不同溫度下之發光頻譜，得到 D2 共振腔的品質因子(Q factor)約達 5000，變溫紅移速率約  $0.1\text{nm}/^\circ\text{C}$ ，實現了單頻與高溫度穩定性的雷射源。

在理論計算方面，我們進行了幾種共振腔的模擬比較，在 D3 共振腔中可得最高的 Q 值約 11000；而在較大共振腔中，為了解決多模問題，我們計算了加入空氣孔洞，抑制其他的模態的可行性；在 L3 共振腔中，我們考慮共振腔方向對耦合效率的影響，得知縱向入射耦合的效率為最佳，此研究提供了未來積體光學發展的可能性。

# Study on Integration of Photonic Crystal and Semiconductor Laser

Student : Chen-Yu Su

Advisor : Dr. Sheng-Di Lin

Department of Electronics Engineering & Institute of Electronics  
National Chiao Tung University

## Abstract

In this thesis, we studied the integration method of photonic crystal cavity and semiconductor quantum well laser. We fabricated an edge-emitting laser to excite the photonic crystal cavity to investigate the coupling situation between the cavity and the laser light. The laser L-I curve and emission spectrum are measured under various temperatures. To obtain the output spectrum of the cavity, a micro-PL system is used. The result showed that a high-Q ( $\sim 5000$ ) and a low red-shift rate of  $0.1\text{nm}/^\circ\text{C}$  in D2 cavity are achieved. A single wavelength and high temperature stability laser source is realized.

In theoretical simulation, we calculate and compare various kinds of cavities. For D3 cavity, the highest Q factor of about 11000 is obtained. In order to overcome the multi-mode problem in large cavities, we simulate the method of adding an air hole at the center of cavity to evaluate its feasibility. For L3 cavity, we considered the effect of cavity orientation on the coupling efficiency and found that the highest coupling efficiency occurred in vertical direction. This work provides the

possibility of the future development of integration photonic circuit.



## 致謝

隨著碩士論文的完成，我的研究生涯也即將接近尾聲，不管是好還是壞的經驗，都讓我成長許多，很感激這段時間幫助與鼓勵我的人。

感謝林聖迪教授的指導，您總是能包容我因驚鈍與不熟練所犯的錯誤，並且因材施教用最淺顯易懂的方式，來指引我的下一步，沒有距離，不難親近。讓我覺得「成就越大的人，越是平易近人。」這是我從老師身上，終身學習的地方。感謝李建平教授提供良好的實驗設備與環境，林國瑞老師提供完整的雷射量測系統。

最感謝旭傑學長，不管在雷射與光子晶體製程還有量測系統的架設，都給我很大的幫助，隨時隨地為我解答遇到的各種問題；還有英哲在電子束微影製程上的幫忙，陪我熬夜度過數十個夜晚，希望接下來的研究之路你們都能夠很順遂。

感謝黃世傑學長在光子晶體理論上的教導；李柏聰教授實驗室的盧贊文學長在光子晶體模擬上的指導，及宜育在 ICP 機台管理上的幫忙；建宏、柏智，在修課上和生活中的種種關心，很高興可以在研究所交到好朋友；巫俠、依珊在光子晶體量測系統的架設；家豪、俊仁在雷射量測上的教導與經驗分享；羅明城、凌鴻緒、林大鈞學長、聖凱、建宏、岳民磊晶片的辛苦。

感謝我的父母親提拔照顧我，讓我可以安心無虞的做研究，以及我的姊妹隨時為我打氣、鼓勵我，如果沒有你們各方面的支持，我可能無法持續到最後。

總之，有說不盡的感恩，感恩所有的團隊。最後，期許自己能夠不負師長與父母的栽培，學習謙卑待人，做個對社會有貢獻的人。

# 目錄

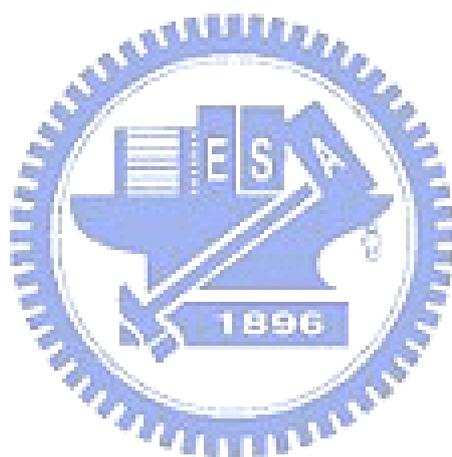
第一章	緒論	1
第二章	光子晶體與半導體雷射原理	4
	2-1 光子晶體概論	4
	2-2 光子晶體理論分析	6
	2-3 光子晶體應用	9
	2-4 雷射半導體原理	12
第三章	結構設計與模擬	15
	3-1 模擬概述	15
	3-2 光子晶體能隙計算	16
	3-3 GaAs 共振腔之模擬	24
	3-3-1 D1 共振腔	24
	3-3-2 D2 共振腔	32
	3-3-3 D3 共振腔	34
	3-3-4 L3 共振腔	41
第四章	光子晶體點缺陷雷射製作與量測結果	48
	4-1 材料之磊晶結構	48
	4-2 元件量測設備簡介	54
	4-3 元件製程結果與量測	59

第五章 結論

68

參考文獻

69



## 圖目錄

- 圖 2-1 光子晶體示意圖
- 圖 2-2 對圖 2-1 的 x 方向折射率分布作圖
- 圖 2-3 光子晶體 SEM 圖
- 圖 2-4 Fabry-Perot 共振腔示意圖
- 圖 3-1 (a)實際元件磊晶結構圖(b)對應的光子晶體剖面圖
- 圖 3-2 光子晶體各項參數說明
- 圖 3-3 TE 示意圖
- 圖 3-4 TM 示意圖
- 圖 3-5 (a)GaAs 材料無限深光子晶體空氣孔洞的能帶圖  
(b) k 空間各方向示意圖
- 圖 3-6 GaAs 不同的  $r/a$  對應的光子能隙圖
- 圖 3-7 三角結構 GaAs 基材  $r/a=0.33$  時的能帶圖
- 圖 3-8 光子晶體結構圖
- 圖 3-9 光子晶體 D1 共振腔能帶圖
- 圖 3-10 (a)D1 共振腔中被激發的共振波長頻譜圖(b)D1 場分布圖
- 圖 3-11 (a)不同主動層厚度對應不同的光子晶體晶格週期圖  
(b)不同主動層厚度對應不同的光子晶體共振波長強度  
圖

- 圖 3-12 D1 缺陷模態的衰減情形
- 圖 3-13 單一共振腔與陣列共振腔所對應的 L-L curve
- 圖 3-14 (a)D1 陣列結構圖(b)D1 陣列場分布圖(c)D1 陣列共振腔所  
被激發的共振波長頻譜圖
- 圖 3-15 光子晶體 D2 能帶圖
- 圖 3-16 D2 共振腔被激發的各共振波長頻譜圖
- 圖 3-17 D2 共振腔場分布圖
- 圖 3-18 光子晶體 D3 能帶圖
- 圖 3-19 D3 共振腔被激發的各共振波長頻譜圖
- 圖 3-20 D3 共振腔的場分布圖
- 圖 3-21 加入空氣孔洞對 WGM 的影響
- 圖 3-22 改善 monopole 附近模態的方法
- 圖 3-23 D3 共振腔的能帶圖
- 圖 3-24 L3 共振腔對稱性最佳的模態場分布圖
- 圖 3-25 L3 共振腔兩側孔洞向外示意圖
- 圖 3-26 L3 共振腔兩側孔洞向外對 Q 值的影響
- 圖 3-27 將光偵測器置於光子晶體共振腔的正上下方
- 圖 3-28 模擬 L3 共振腔上方收光的場分布圖
- 圖 3-29 模擬 L3 縱向橫向共振腔中心剖面圖

- 圖 4-1 InGaAs/GaAs 量子井雷射磊晶圖
- 圖 4-2 實際元件示意圖
- 圖 4-3 (a)光子晶體製程示意圖(b)光子晶體製程示意圖  
(c)實際元件顯微鏡圖
- 圖 4-4 為量測半導體雷射 L-I 特性曲線量測系統
- 圖 4-5 為雷射頻譜量測系統
- 圖 4-6 (a)打線元件示意圖(b)打線後實際元件圖
- 圖 4-7 (a)實際的  $\mu$ -PL 量測系統(b)  $\mu$ -PL 量測系統示意圖
- 圖 4-8 D2 共振腔實際元件 SEM 圖
- 圖 4-9 D2 共振腔對應之雷射自然劈裂面 L-I 曲線圖
- 圖 4-10 比較邊射型雷射對 D2 共振腔變溫頻譜
- 圖 4-11 L3 共振腔實際元件 SEM 圖
- 圖 4-12 L3 共振腔對應之雷射自然劈裂面 L-I 曲線圖
- 圖 4-13 比較邊射型雷射對 L3 共振腔變溫頻譜
- 圖 4-14 D3 共振腔實際元件 SEM 圖
- 圖 4-15 D3 共振腔對應之雷射自然劈裂面 L-I 曲線圖
- 圖 4-16 比較邊射型雷射對 D3 共振腔變溫頻譜

# 第一章 緒論

近年來，光電元件的發展越來越快速。許多光電科技產品如雨後春筍的誕生。由於奈米科技的不斷進步，許多以前只能以理論模擬的光電元件也都漸漸的被開發出來。其中，由於光子晶體(photonic crystal)具有全光子能隙(photonic bandgap)的特性，便是受到矚目的一個可望帶來科技新紀元的嶄新元件。

在 1987 年由 Eli Yablonovitch 與 Sajeev John 所發表的論文，引入一個新的概念-光子晶體的概念[1]。光子晶體近年的發展十分迅速，許多研究中心都著手於相關的研究，便是著眼於其未來在光電領域上可能的重大應用。光子晶體在理論上結合了電磁學與固態物理的原理，在實作上則是以近年來發展迅速的奈米科技來達成。

光子晶體的研究十分廣泛[2]。依維度而言，光子晶體可分為一維光子晶體，二維光子晶體，以及三維光子晶體。一維的光子晶體最常見的例子就是現在已經非常廣泛利用的分佈布拉格鏡面(distributed Bragg reflectors, DBR)結構。而二維的光子晶體則是因為其平面易於操作的特性，最有希望被用來達到製成積體光路(integrated optical circuit)的目標。三維光子晶體因製程方式尚未很成熟，目前還著重於研究階段。

光子晶體微共振腔[3]，可在光子晶體平板上製作出，利用平面點缺陷結構，將光侷限在共振腔中。因為垂直方向上，空氣折射率較材料為低的特性，以全反射的機制侷限光上下的反射；而水平方向就由光子晶體完美鏡面的特性，來限制其側向的光。從最簡單的拿掉一個洞的 D1 共振腔，至拿掉一排三個洞的 L3 共振腔，都引發不少研究者的興趣，其中的原因主要是其品質因子(quality factor,Q)相當高。



光子晶體微共振腔，若平板材料為增益介質，可形成微共振腔雷射。微共振腔雷射因為模態體積(mode volume)相當小，可抑制自發性發光(spontaneous emission)，使得雷射的臨界電流(threshold current)很小，且品質因子又很高，所以在未來積體光路的應用上，微共振腔雷射可用於當單光子(single photon)光源。

微共振腔雷射，在元件應用上主要被製作成光激發 (optical pumping) 元件，僅有少數研究室做出電激發(electrical pumping) 元件[4]，本實驗室透過光子晶體微共振腔和邊射型雷射(edge-emitting laser)結合[5]，成功做出的單模面射型雷射；但是，邊射型雷射和光子晶體的耦合效率(couple efficiency)不高，使單模面射型雷射的強度很弱，為了更深入研究，我們試著模擬與製作其他不同結構的微

共振腔，並期待能提高耦合效率，使結果更加完善。

在此研究中我們以  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  量子井(quantum well)為半導體雷射的增益介質(gain material)，在砷化鎵(GaAs)磊晶片(epitaxy wafer)上做出二維的點缺陷(defect)光子晶體雷射。詳細的製作流程與方法將在下幾章做說明。

本論文的第二章為光子晶體和半導體雷射的原理簡介，第三章為元件的結構設計與模擬，第四章為光子晶體的點缺陷雷射製作與量測結果，第五章為結論。



## 第二章

### 光子晶體與半導體雷射簡介原理

#### 2-1 光子晶體概論

光子晶體就是週期性的折射率分佈的結構，如圖 2-1 所示，圓洞內的材質與圓洞外的材質，折射率不同，但呈週期性的分布；為了更清楚的說明，我們在對圖 2-1 的 x 方向(圖 2-1 中實線)折射率分布作圖，如圖 2-2 所示，可以更清楚的看出其週期性變化。

圖 2-3 為光子晶體實際元件的掃描式電子顯微鏡(scanning electron microscope ,SEM)圖。為在厚度  $d$  的半導體平板上(灰色)，運用製程方法，製作光子晶體空氣孔洞(黑色)。

要研究光子晶體的特性，我們需要靠理論來描述和預測它的行為 [6]。就如同運動學要牛頓(Newton)方程式來描述，而電子行為要靠薛丁格(Schrodinger)方程式來描述一般，而電磁學的馬克斯威爾(Maxwell)方程式正好可以描述光在晶體中的行為。由於晶體週期性結構的關係，會產生能帶結構(band structure)。它會造成某些頻率的

光可往特定方向傳播，而某些方向不能傳播，詳細數學將於下一節做討論。

由於我們研究的光子晶體它的操作範圍是可見光或近紅外線光的範圍，若要獲得此波段光子能隙，其相對應的光子晶體之週期尺寸為奈米等級，由於近年來半導體奈米製程的精進，人們便可用半導體製程來製作光子晶體，研究傳統之光學元件積體化的可行性。

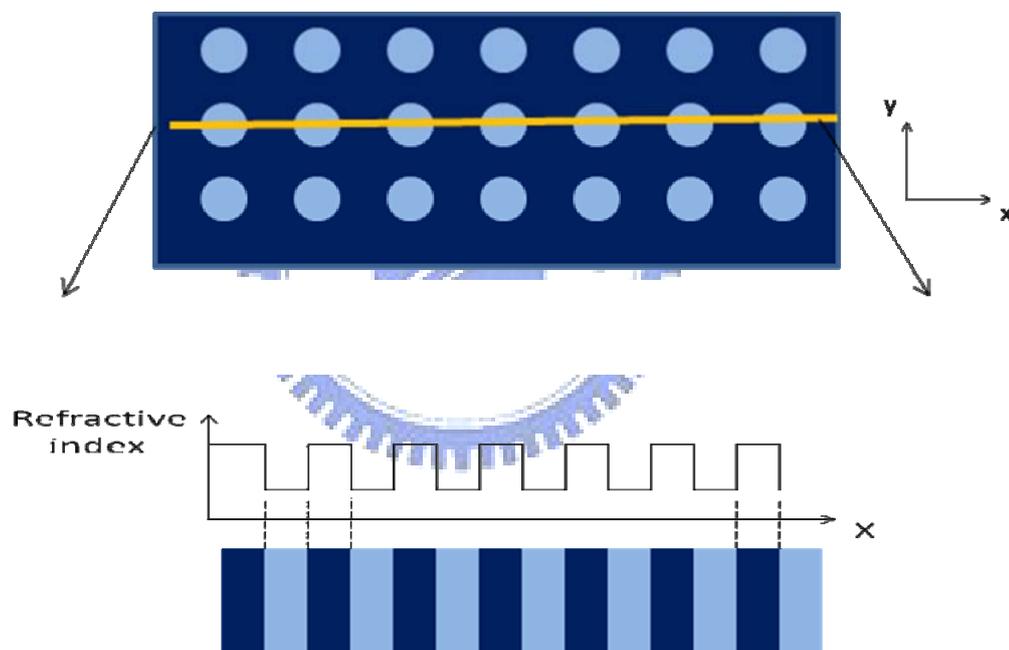


圖 2-2 對圖 2-1 的 x 方向折射率分布作圖

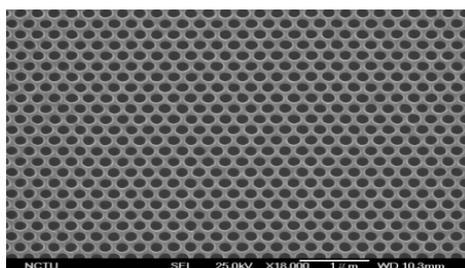


圖 2-3 光子晶體 SEM 圖

## 2-2 光子晶體理論分析

光對於光子晶體所產生的效應，類似於電子在原子晶格中所產生的效應。首先考慮電子的薛丁格方程式，如下：

$$E\varphi(x) = \left[ \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(x) \right] \varphi(x) \quad (1)$$

其中(1)式的  $\varphi(x)$  是粒子的波函數， $V(x)$  是位能， $m$  為粒子的質量， $\hbar$  為  $h$  蒲朗克函數(plank's constant)除以  $2\pi$ 。因位能是週期性的函數，代表著電子在原子晶格內部所見到的能量是週期性的。固態理論對這樣的波函數  $\varphi(x)$  做了詳細的計算，其計算結果可以得到電子的波函數會產生”能隙”的概念。也就是說在某些能量的電子狀態不能存在於週期性的位能場中。

光是一種電磁波，而馬克斯威爾方程式可以解釋與描述各種電磁波，所以光在光子晶體中傳播亦是以馬克斯威爾方程式來描述[7]，馬克斯威爾方程式為向量方程式，包含四個方程式，兩個旋度方程式與兩個散度方程式；彼此相依，兩個旋度方程式隱含兩個散度方程式，無自由電流與電荷的馬克士威方程式可表示如下頁式子所示，其中  $\vec{E}$  代表電場強度(electric field intensity)， $\vec{H}$  代表磁場強度(magnetic field intensity)， $\epsilon$  為絕對介電係數(absolute permittivity)； $\mu$

為絕對導磁係數(absolute permeability)。

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon \vec{E}) = 0 \quad (4)$$

$$\nabla \cdot (\mu \vec{H}) = 0 \quad (5)$$

馬克斯威爾方程式其實是互相有相關性的，兩個旋度方程式中也隱藏了兩個散度方程式，因此通常只要解兩個旋度方程式即可，另外兩個隱藏的散度方程式亦會自動滿足。首先選擇電場或磁場其一做為獨立變數，消去另一個變數，得到二階的單變數向量微分方程式，來避免同時處理電場和磁場。通常在光子晶體的計算上，我們以磁場做為獨立的變數。將電場與磁場寫成

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (6)$$

$$H(\vec{r}, t) = H(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (7)$$

其中為  $\vec{r}$  為位置向量，把(6)(7)式子帶入馬克斯威爾方程式(2)(3)(4)(5)中，再消去時間因子  $e^{-i\omega t}$  可得頻域的馬克斯威爾方程式：

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) = i\omega\mu\vec{H}(\vec{r}) \quad (8)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}) = -i\omega \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (9)$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r})) = 0 \quad (10)$$

$$\nabla \cdot (\mu \vec{H}(\vec{r})) = 0 \quad (11)$$

其中  $\varepsilon(\vec{r})$  介電係數為一空間週期函數，光子晶體的定義即為空間中兩種不同介電係數的介電材料，在空間中做週期性的排列，可將介電係數  $\varepsilon(\vec{r})$  寫成  $\varepsilon_r(\vec{r}) * \varepsilon_0$ ，其中  $\varepsilon_0$  為真空中的介電係數， $\varepsilon_r(\vec{r})$  為相對介電係數；光子晶體的材料一般而言為非磁性材料，所以導磁係數  $\mu$  為真空中的導磁係數  $\mu_0$ 。因此我們將(11)式寫為

$$\nabla \cdot (\vec{H}(\vec{r})) = 0 \quad (12)$$

將(9)寫成

$$\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) = -i\omega \varepsilon_0 \vec{E}(\vec{r})$$

(13)

將(13)左右同取旋度，再代入(8)可得

$$\nabla \times \left[ \frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad (14)$$

其中  $c = (\mu_0 \varepsilon_0)^{-1/2}$  為真空中的光速  $3 \times 10^8$  m/s。

由(14)可看出磁場在空間的分佈是個特徵值的(eigenvalue)問

題。對應  $\bar{H}(\vec{r})$  會有個線性運算子的特徵向量，其中比例常數  $\frac{\omega^2}{c^2}$  為的  $\bar{H}(\vec{r})$  的特徵值，其中所有非零特徵向量所對應的特徵值之集合，即構成特定的能階或能帶，目前計算光子晶體能帶的方法有幾種，在模擬計算中使用的是 FDTD(finite-difference time-domain)法，在此不多做討論。

對於模擬的邊界條件而言，Rsoft[9]軟體將光子晶體的邊界定為完美金屬層(perfect metal layer,PML)，即邊界為一完美金屬材料，電磁波的電場或磁場在此層或以外都將被吸收，所以在邊界的電場或磁場皆為零。



## 2-3 光子晶體應用

### 光子晶體波導

傳統的積體光學波導(waveguide)利用全反射的原理來做設計，但是波導的彎曲不能大於 1 度，否則能量損失會很大[10]，這會使得積體光學元件面積相當大，達公分等級；若想將元件尺寸變小，可以將波導結合光子晶體，但是，若是在二維的光子晶體中拿掉一排，產生線缺陷(line defect)，便能產生像波導一樣的效果，且轉彎角度可達 120 度[11]，如此可大量縮小元件的面積。光子晶體波導未來

將期望能取代光纖，在光通訊及積體光學元件上，具有很高的商業價值。

## 光子晶體雷射

將增益介質放置於一個設計好的共振腔中，共振腔可以由分布布拉格鏡面或是自然斷裂面得到，有許多的結構如面射型雷射(vertical cavity surface emitting laser, VCSEL)，micro-disk 雷射等等的應用，雖然特性很好，可以達到很低的臨界電流(threshold current)，但是這些應用並不能像光子晶體雷射同時具有多樣的優點，如達到極低的臨界電流，較大的品質因子以及較小的模態體積。

Purcell 預測自發放射會受到光學輻射場的修正而改變[12]，即自發性放射速率會因光源環境的改變而改變，若在光子晶體中加入微洞(micro cavity)後，由於光子晶體共振腔的微小體積可抑制雷射浪費在自發放射的能量，因此 Purcell 因子(Purcell factor,  $F_p$ )成為光子晶體雷射研究中的重要參數。可表示為：

$$F_p = (3/4\pi^2)(\lambda/n)^3(Q/V) \quad (11)$$

其中  $Q$  為品質因子， $V$  為有效模態體積， $n$  為折射係數， $\lambda$  為波長。 $Q$  的定義為光子在共振腔的能量衰減至  $e^{-1}$  的時間與光波頻率的

乘積。我們可由式子中看出若要得到高的  $F_p$ ，我們必須要有  $Q$  值夠大(光子的存在時間夠長)， $V$  值夠小(能量夠集中)這兩種條件的共振腔。二維的光子晶體便可以提供這樣的條件，因此可以做出非常理想的共振腔。

光子晶體結構的晶格缺陷可用來當做雷射的共振腔，在過去的雷射設置一維的分佈布拉格鏡面在共振腔的兩端，使得光波在共振腔中產生共振模態，並發生受激輻射(stimulated emission)。利用此概念，在二維光子晶體中加入晶格點缺陷。因為光子晶體光子能隙的特性，能將光場侷限在一個缺陷內部。因此可以將此缺陷視為一個共振腔，此共振腔具有很小的模態體積，很大的品質因子。附帶一提，若光子晶體雷射，使用量子點作為增益材料，因為量子點的能態密度分部呈 delta function，在特定的能態上較大的復合效率(recombination efficiency)，更可以得到非常低的臨界電流。

在增益介質上製作光子晶體共振腔的主動元件，當主動層的發光後，因為光子晶體的關係，而被限制在微共振腔中，而產生共振的效果，而如果主動層所發光的波長與光子晶體微共振腔耦合，此時自發性發光速率會有加大的效果，使得在該波段的光被放大。若是激發的光源功率夠大，甚至會有激發性的放光，而達到雷射共振

的效果。若能將品質因子數值增大(不同共振腔的品質因子將在第三章討論)，使得光在共振腔中停留的時間夠久，便有可能達到控制光衰減係數(attenuation coefficient)的期望，進而達到積體光路的目標。

## 2-4 半導體雷射原理

### 臨界條件

圖 2-4 為 Fabry-Perot 共振腔，當光在共振腔內行進時，強度  $I$  的變化可寫成  $I = I_0 \cdot e^{(g-\alpha_i)L}$ ，其中  $I_0$  為起始強度， $g$  為增益係數(gain coefficient)， $\alpha_i$  為吸收係數(absorption coefficient)， $r_1$ 、 $r_2$  為鏡面反射率，另  $r_1=r_2=R$ ，當  $I = I_0$  時，才達到起振條件，即  $r_1 \cdot r_2 \cdot e^{(g-\alpha_i)2L} = 1$  時，可得臨界增益(threshold gain)  $g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right)$ ，此時所注入的電流密度稱為臨界電流密度  $J_{th}$ 。

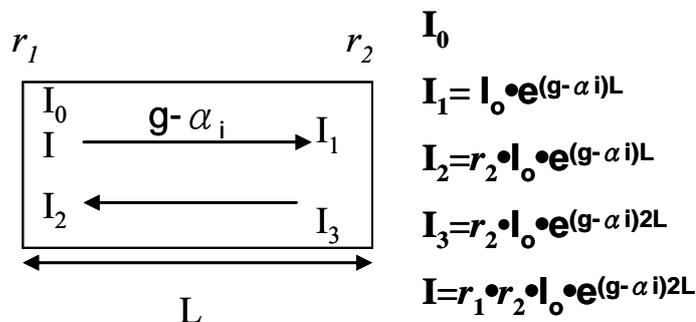


圖 2-4 Fabry-Perot 共振腔示意圖

## 雷射二極體簡介

半導體雷射亦可稱為雷射二極體，顧名思義雷射其實為 PN 所形成的二極體結構，本實驗是利用砷化鎵基板上，加入適當的銦元素，成長出波長為 980nm 的半導體量子井雷射，此波段的雷射主要用於光纖通訊的激發源。其原理為半導體的摻雜形成 P 型與 N 型半導體，當 P 型與 N 型半導體接觸後，會自然形成空乏區，接著再對 P 型及 N 型分別做正偏壓及負偏壓，會使得電子及電洞對於空乏區內結合，產生能量，並導通電流，此時在空乏區的電子和電洞，當偏壓夠大，電子受到外來的能量(光子)激發時，會從基態跳躍至較高能階軌道，此時稱為受激態，但電子並不會長久處於受激狀態，僅約百萬分之一秒，就會回到原來的基態，並放出能量，這就是自發性發光，當注入電流尚未達到臨界電流時，產生的光稱為 LED 光，此時的光強度相對於雷射光可說是相當弱，光譜的分布較為寬廣，約可從 10 奈米至 50 奈米左右。

當電子處於受激態，如果剛好遇到適量的光子撞擊時，愛因斯坦認為這個光子不會被吸收，而誘導受激態的光子回到基態，放出和這個光子一樣的光子，我們稱為同調(coherent)的光子，不僅同波長、同方向、也同相位，此時稱為激發態發光；此時這兩個一樣的

光子，又會激發其他受激態的光子，產生連鎖反應，此時就會達到雷射的基本條件。當發出雷射發光時，此時的光強度可達數十毫瓦左右，光譜的分布較為狹窄，往往不會大於 30 奈米。此時的模態也較少，由於輸入電流大約數十毫安培至 100 毫安培，而輸出額定電壓也往往低於 2 伏特[13]，所以消耗功率非常小。

雷射超過臨界電流後，可直接由電流來調製輸出的功率，因為其輸出曲線為線性關係，所以操作可以輕易控制，十分方便。

因為半導體雷射具有體積小、可使用輸入電流輕易操控其輸出功率且設計很精細，可說是光電產業界相當重要且關鍵的一個元件。



## 第三章

### 結構設計與模擬

#### 3-1 模擬概述

為了要設計光子晶體微共振腔的結構，我們必須模擬以何種參數可以達到我們設計的需求。在這裏我們以 Rsoft 軟體，以二維結構推出光子晶體能隙的範圍後；再以三維結構 FDTD 分別精確計算光子晶體的能隙，缺陷模態(defect mode)以及共振波長(resonance wavelength)。



因為二維計算光子能隙所需運算量低、速度快，此時的光子晶體平板厚度假設為無窮長，但是很明顯的這在真實世界是不存在的狀況；接下來再以三維，即加入平板厚度，做較精確計算，經驗上二維的模擬結果得到的共振波長通常與三維計算的結果有幾十到幾百奈米的差距。因此我們在本實驗所使用的模擬以三維為主，以便於實驗參數的選取。

使用的磊晶結構如圖 3-1(a)所示，最上層的接觸層(contact layer)是為了與鍍上金屬的元件形成歐姆接點；如 2-4 節所述，半導體雷射其實就是為二極體，而在這裡的結構就是 p-i-n 結構，如圖 3-1(a)

箭頭清楚的標示。其中 p 型與 n 型參雜中的 200 奈米 GRIN 層，材料由 GaAs 成長至  $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ ，其中 Al 含量的變化，是為了不使傳導帶(conduction band)和價帶(valence band)的位能變化不會太快，使載子較容易流動至量子井中；量子井的功能為侷限載子，材料為 8 奈米的  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ ；上下再各成長 150 奈米的 GaAs(折射率 refractive index,  $n=3.4$ ) 分隔層(spacer 加 SCH)，分隔層的目的是為了使量子井與侷限光的  $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$  覆蓋層(cladding)，做為區隔；N 型覆蓋層中，含有一層 Al 含量很高的  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$  的犧牲層(sacrifice layer)200 奈米，將犧牲層成長在此的目的，是為了使 n 型結構與 p 型較對稱，使半導體雷射能夠正常運作，所以犧牲層上方先成長一層 200 奈米的  $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$  覆蓋層。

圖 3-1(b)左圖為實際光子晶體厚板立體剖面圖[14]，以虛線對應其磊晶結構圖，如圖 3-1(b)右圖所示，最上層為  $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$  約 50 奈米，依序下來分別為為主動層 300 奈米、N 型覆蓋層 200 奈米、以及犧牲層 200 奈米，為了方便起見，我們模擬時僅將主動層設為 300 奈米[15]。

### 3-2 光子晶體能隙計算

在介紹光子晶體能隙的計算之前，先說明一下所使用到的參

數，如圖 3-2 所示，分別將各參數作標示。

a: 光子晶體週期-光子晶體兩孔洞圓心之距離

r: 光子晶體孔洞之半徑

r/a ratio: 光子晶體孔洞之半徑/光子晶體兩孔洞圓心之距離

d: 光子晶體平板之厚度

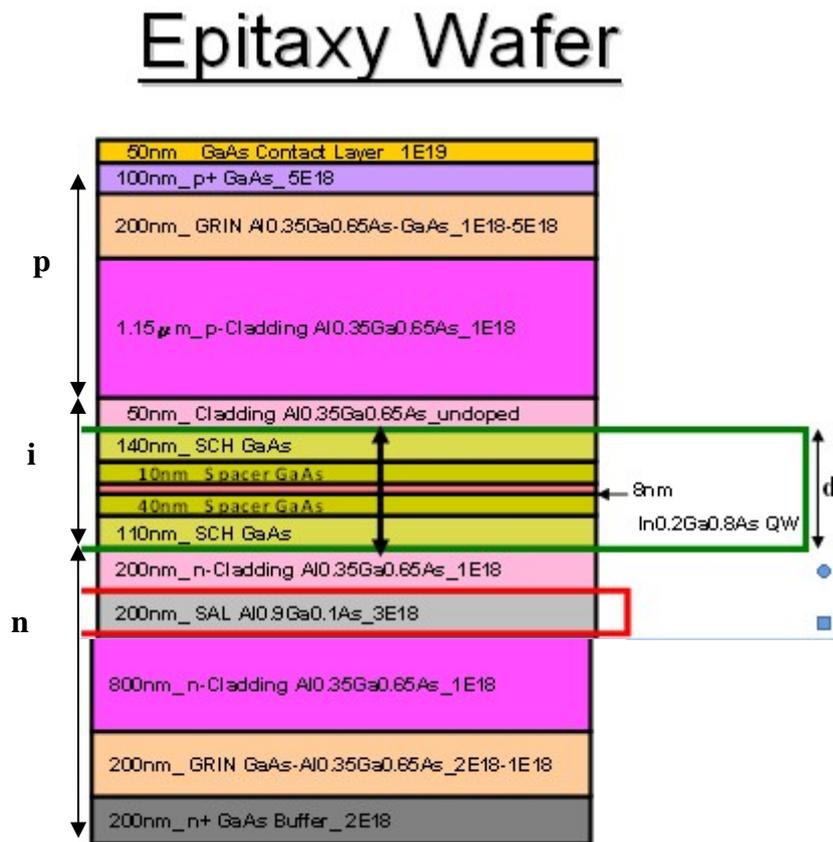


圖 3-1(a)實際元件磊晶結構圖

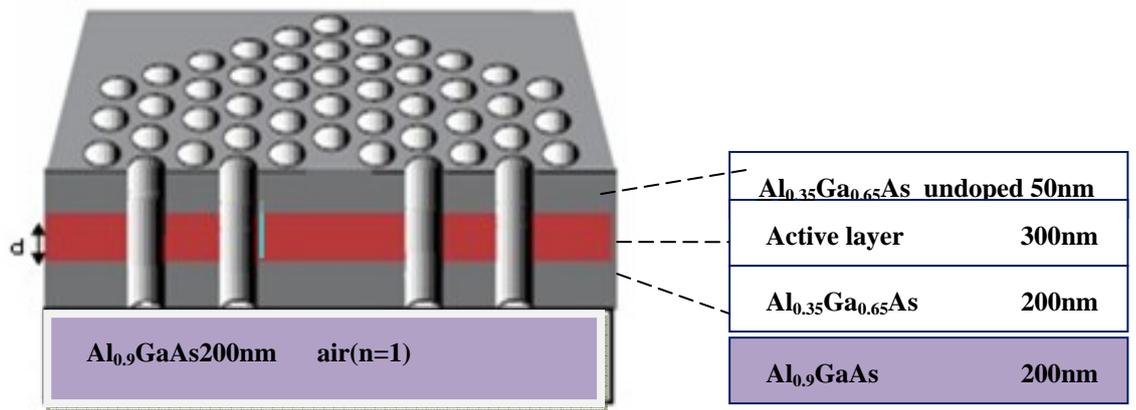


圖 3-1 (b)對應的光子晶體剖面圖

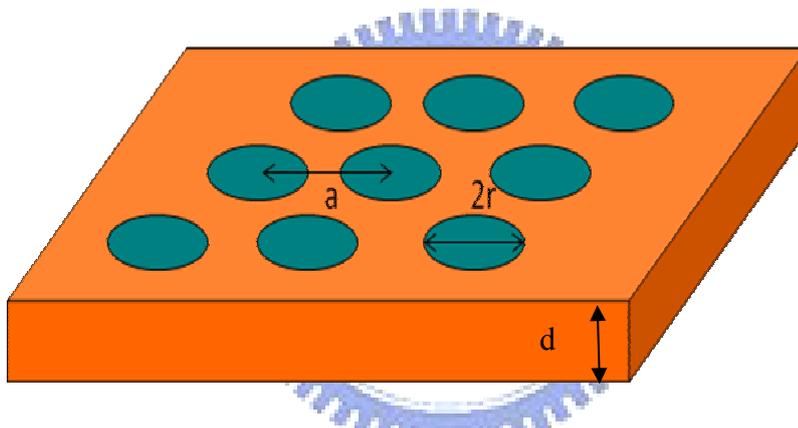


圖 3-2 光子晶體各項參數說明

接下來要模擬 TE 波的光子晶體能隙在何時為最大，在此先分別解釋何謂 TE 波和 TM(transverse magnetic)波。所謂 TE 波即為入射光的電場方向平行於欲入射的光子晶體平面，如圖 3-3 所示；TM 波即為入射光的磁場方向平行於欲入射的光子晶體平面，如圖 3-4 所示。

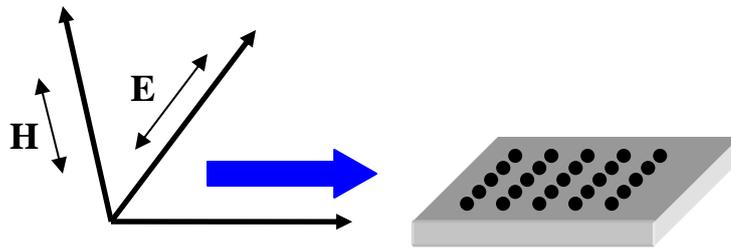


圖 3-3 TE 示意圖

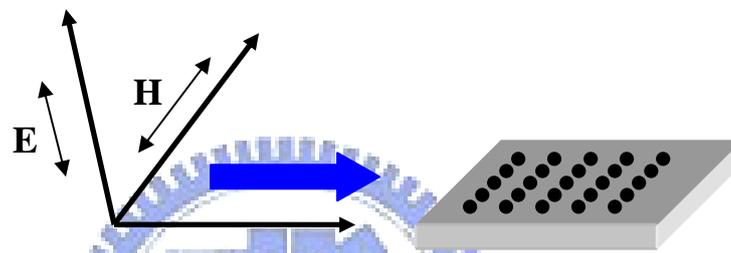


圖 3-4 TM 波示意圖

一般而言[16]，TE 波較容易在於光子晶體空氣孔洞中形成光子能隙；TM 波較容易在於光子晶體柱狀結構中形成光子能隙。如圖 3-5(a) 所示，為 GaAs 材料光子晶體無限深空氣孔洞的能帶圖，可看出淺灰色區域有 TE 波能隙，即在此能隙範圍內，TE 波皆無法穿透此光子晶體，而為何要選擇三角狀不選擇正方形(square)結構，原因是正方形結構的能隙較小，不符合我們的需求，其中在圖 3-5(a)橫軸的  $\Gamma$  MK  $\Gamma$  代表 k 空間(k space)導晶格的方向，如圖 3-5(b)  $\Gamma$  為原點，因晶格的排列具週期性，當選定第一布里淵區( first Brillouin zone) 後，整個晶格就開始向各方向做複製。

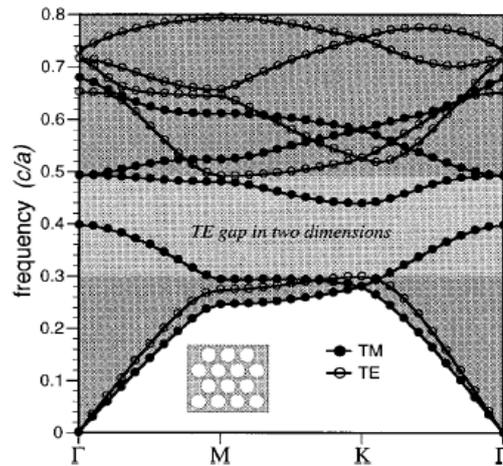


圖 3-5(a) GaAs 材料光子晶體無限深空氣孔洞的能帶圖

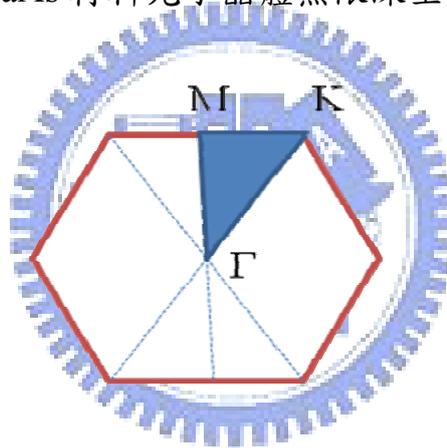


圖 3-5(b) k 空間各方向示意圖

光子晶體的能隙主要是由  $r/a$  這個參數所控制，不同材料所對應的能隙範圍不同，在這裏我們以 GaAs 的材料，三角(hexagonal)狀光子晶體孔洞以二維的方式模擬，藉由調整不同的  $r/a$  來得到不同大小的能隙，在這裡先模擬  $r/a$  由 0 到 0.5，看哪組  $r/a$  為最佳，圖 3-6 即為模擬 GaAs 材料三角狀光子晶體孔洞，TE(transverse electric)波對不同的  $r/a$  產生的兩能帶間，最小的光子晶體能隙圖。

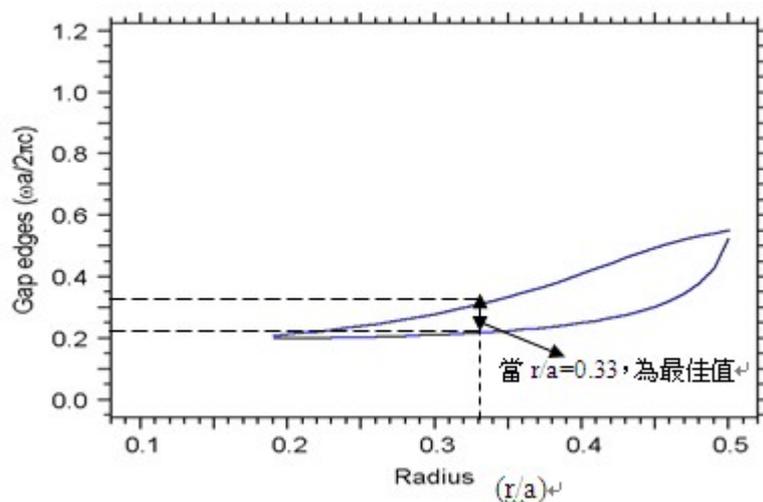


圖 3-6 GaAs 不同的  $r/a$  對應的光子能隙圖

由圖 3-6 看出  $r/a$  值由 0 至 0.45, 能隙逐漸加大; 為了設計的需要, 使缺陷模態就有較大的機會落在能隙內部, 所以我們希望能有較大的能隙。但是  $r/a$  值也不能挑選太大, 因為在實際製作光子晶體, 電子束微影製程(e-beam lithography)在  $r/a$  太大時, 容易導致兩洞交疊(overlap)的情形, 在之後的乾式電漿耦合(inductively coupled plasma, ICP)蝕刻也較容易失敗, 因此我們折衷選擇  $r/a$  為 0.33。

挑選出  $r/a$  為 0.33 後, 再以此條件, 作出歸一化(normalized)頻率對波數(wave number,  $k$ )圖, 如圖 3-7 為 TE 波以 GaAs 為基材三角晶格結構,  $r/a$  為 0.33 的能帶圖, 我們發現有個歸一化頻率在 0.2 至 0.31 左右的能隙。

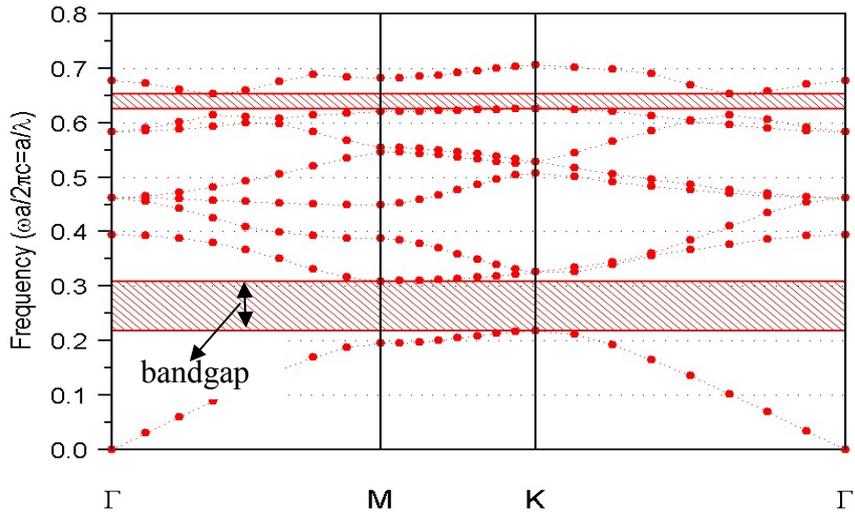


圖 3-7 三角結構 GaAs 基材  $r/a=0.33$  時的能帶圖

選擇好光子晶體能隙後，接著我們開始設計上做出微共振腔，為了要確保我們在微共振腔所產生的缺陷模態會落在我們的能隙中，我們做了下面幾種結構的模擬，分別為挖掉一個洞(D1)圖 3-8(a)，挖掉兩個週期的洞(D2)圖 3-8(b)，挖掉三個週期的洞(D3)圖 3-8(c)，挖掉同一排三個洞(L3)圖 3-8(d)，為了做最簡單說明，不使大家混淆，在此先說明 D1 共振腔的能帶圖，其餘結構在下節中詳述。

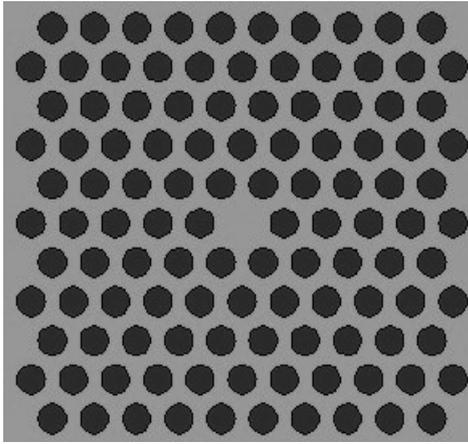


圖 3-8(a)光子晶體 D1 結構圖

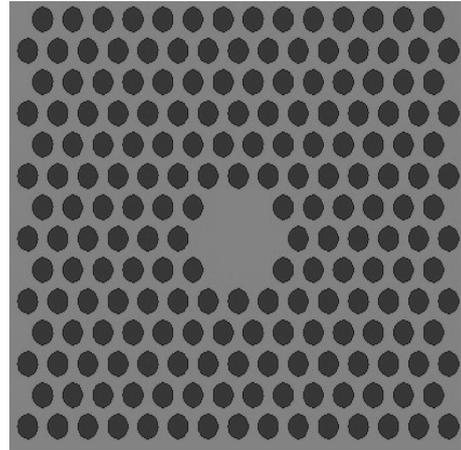


圖 3-8(b)光子晶體 D2 結構圖

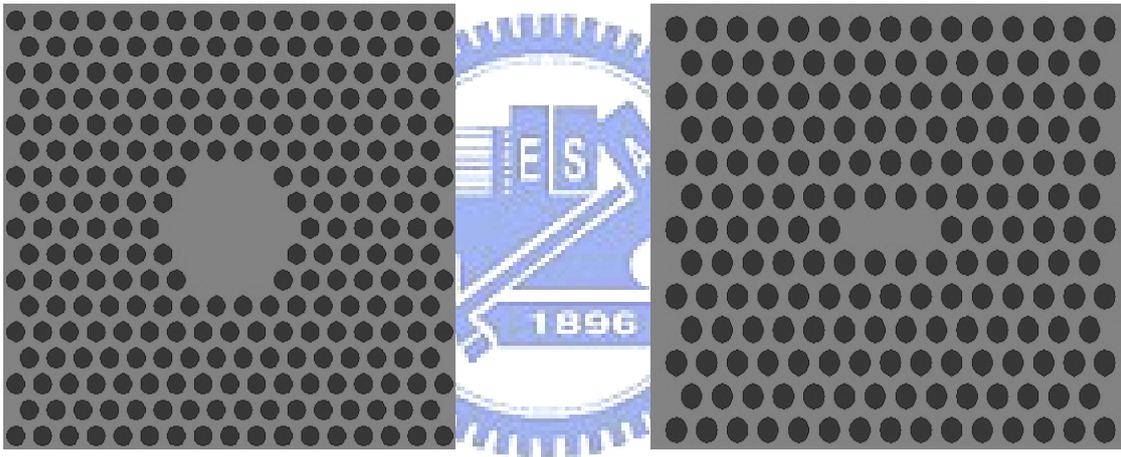


圖 3-8(c)光子晶體 D3 結構圖

圖 3-8(d)光子晶體 L3 結構圖

圖 3-8 光子晶體結構圖

如圖 3-9 能帶圖，我們可以看到 D1 共振腔在歸一化頻率等於 0.25 時有一個缺陷模態。也就是在這個頻率的光可以存在這個結構中，而其他頻率的波長都會被反射，因此在歸一化頻率 0.25 時，這個波長的光便會在共振腔內共振。

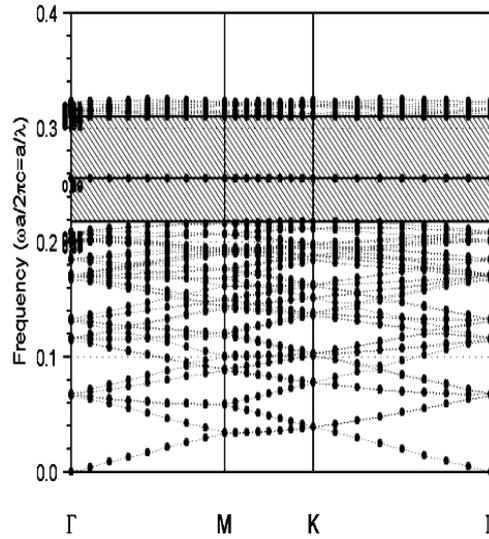


圖 3-9 D1 共振腔能帶圖

在下節中，我們將比較各種不同共振腔結構的共振模態。並經由計算各模態的 Q 值來尋找符合需求的模態。下面的章節將會詳細介紹設計的方法。



### 3-3 GaAs 共振腔之模擬

#### 3-3-1 D1 共振腔

##### 共振腔模態

D1 共振腔就是拿掉一個週期的孔洞，如圖 3-8(a)。因為之前的模擬結果顯示在正規化頻率為 0.25 的時候具有一個缺陷模態。通常在 D1 中會有兩個缺陷模態產生，皆為 dipole mode，場分布(mode profile)

會差異九十度。但因頻率非常接近會產生簡併態(degeneracy)而疊在一起，且共振腔體積較小，所以通常 Q 值並不會太高。

再以二維結構概略推出的能隙、缺陷模態後。在接下來的三維的模擬中，將以 FDTD 法做計算，在此將主動層厚度設為 300 奈米，而材料的折射係數為 3.4。因結合波長 980 奈米半導體雷射來製作光子晶體，又缺陷模態的歸一化頻率約略在 0.25，依此先將晶格週期 a 設為 275nm，讓半導體雷射入射光和光子晶體歸一化頻率相同。

### Q 值模擬



先將一任意波長的高斯波(Gaussian wave)脈衝耦合入 D1 共振腔中，此處的晶格常數如上段所述，設為 275nm。r/a 設定為 0.33，其激發結果如圖 3-10(a)，並由圖可得知 D1 共振腔被激發模態的波長為 990nm，3-10(b)為共振腔  $H_y$  場分布圖，可看出場分布為 dipole mode。此時我們已可精確推出製程時所要的晶格週期 a 為 272nm(前段所述的 a=275nm 為大約估算值)，計算方法為  $a_1/\lambda_1 = a_2/\lambda_2$ ，其中  $a_1$  為先前估算的晶格週期 275nm， $\lambda_1$  為被激發的波長 990nm，這兩個值皆為模擬所得；而對應實際元件的波長  $\lambda_2$  為 980nm，即可推得實際元件製作時所要的晶格週期  $a_2$  為 272nm；但此時的晶格週期為對應主動層為 300nm 時所計算出來，對於不同的主動層厚度，在製

作實際元件時可能需要不同的晶格週期，如圖 3-11(a)所示，隨著主動層厚度越大，被激發波長越大，所對應的晶格週期  $a_2$  也越小；而不同的厚度，亦會造成共振腔被波長強度的變化，如 3-11(b)，所以可推得在製作實際元件時，厚度的精確性對元件的特性會有很重要的影響。

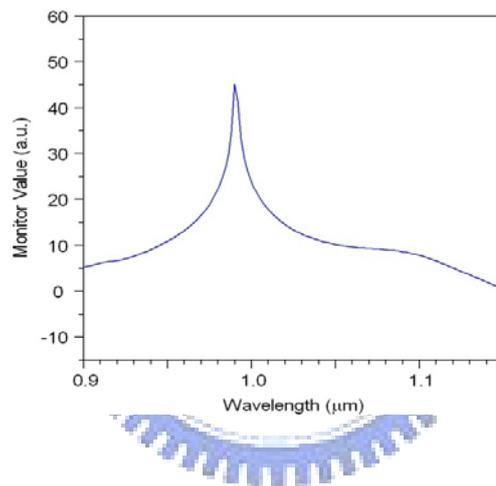


圖 3-10(a)D1 共振腔中被激發的共振波長頻譜圖

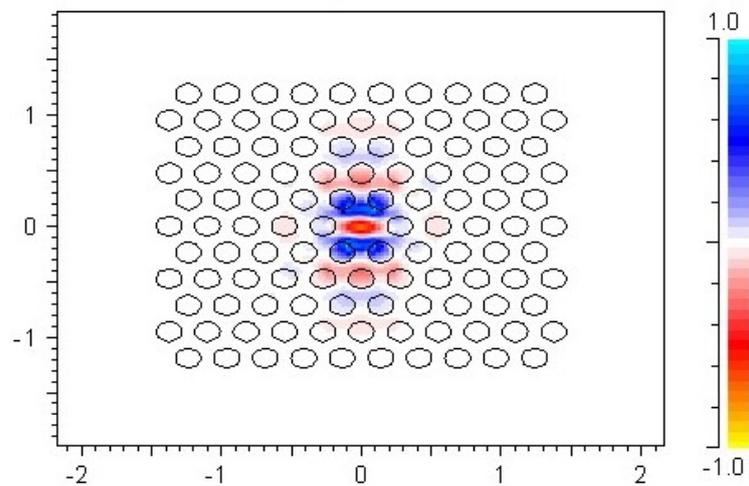


圖 3-10 (b)D1 場分布圖

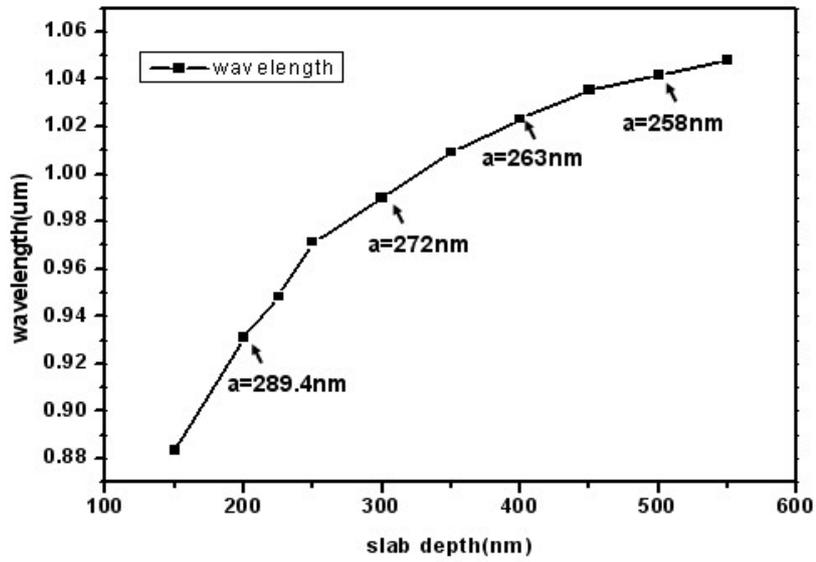


圖 3-11(a) 不同主動層厚度對應不同的光子晶體晶格週期圖

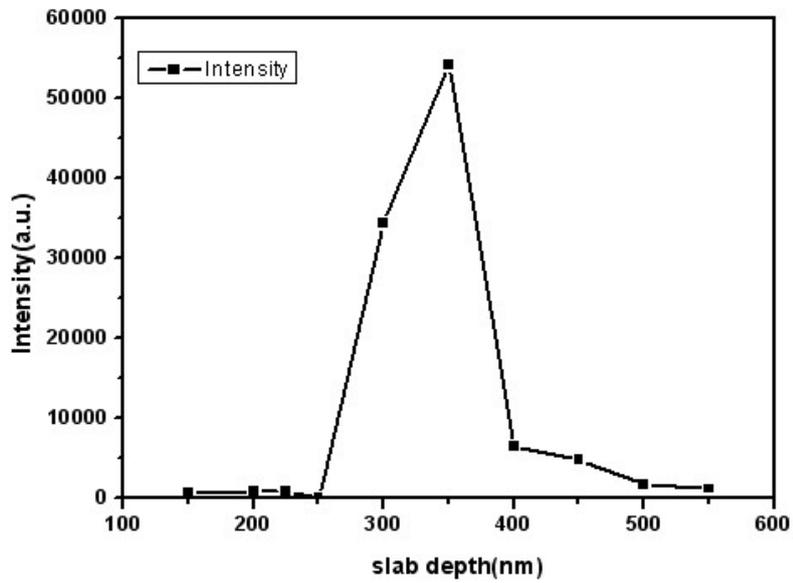
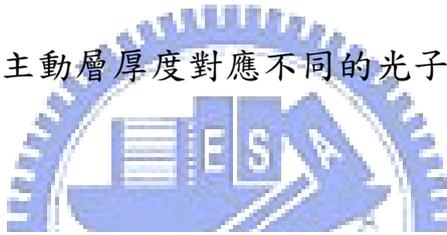


圖 3-11(b) 不同主動層厚度對應不同的光子晶體共振波長強度圖

此時已確定被激發的波長為 990nm，再將其以脈衝的形式耦合入 D1 共振腔中，因為 Q 值的定義為(2π\*儲存的能量/每次震盪損失的能量)，觀察此模態強度衰減情形，如圖 3-12 實線所示；再以指數函數衰減(exponential decay)來耦合(fit)，觀察能量強度變化至 e<sup>-1</sup> 備的時間，如圖 3-12 虛線所示，由圖可知此脈衝波在約 τ=570 時，能量衰減至 e<sup>-1</sup> 倍。

由 Q 值的定義， $Q=2\pi\tau/\lambda=3616$ 。

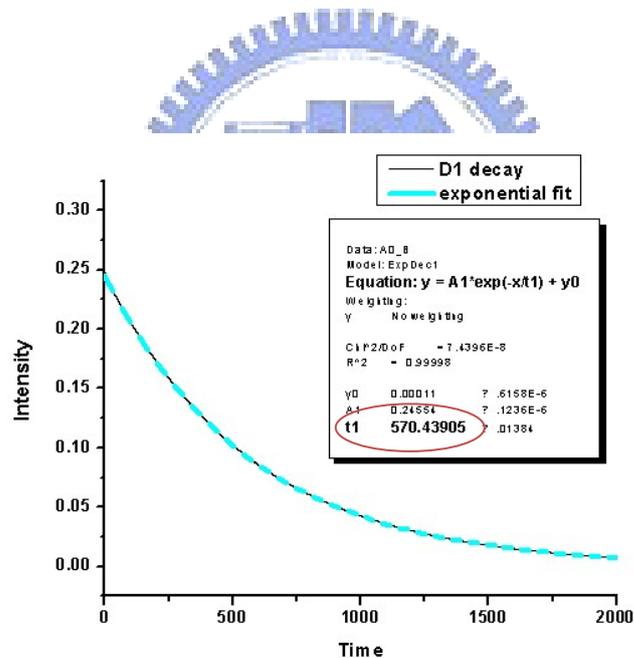


圖 3-12 D1 缺陷模態的衰減情形

## 加強發光效率

由於光子晶體 D1 共振腔很小，約只有 400nm 左右，由共振腔表面所放出的雷射光亦非常小，遠小於 D2 及 D3 共振腔，轉換效率 (couple efficiency) 僅有 0.6% [5]。欲保留 D1 共振腔 single mode 的優點，但又想加強發光的轉換效率。參考將光子晶體共振腔做成陣列 (array) 的格式 [17]，藉由雷射光在各共振腔內相互耦合，而激發更強的光 (約為一個共振腔的數百倍)，但增加的臨界能量僅僅增加數 10 倍，達到既是 single mode，又具有高轉換效率的理想共振腔。圖 3-13 為比較單一共振腔與陣列共振腔所對應不同的 L-L 曲線 [16]；但因其為方型 (square) 的光子晶體結構，因此我們想利用三角結構的光子晶體，來看是否可達到同一效果，圖 3-14(a)(b) 為分別為三角的陣列共振腔及其所對應的場分布圖，經過我們計算的結果仍為 multi-mode，如 3-14(c) 所示，無法達到我們所希望的 single mode，所以製作元件時將不考慮此種元件。

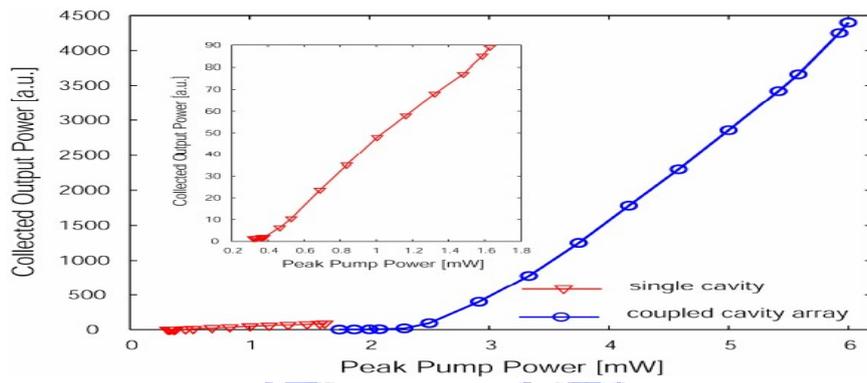
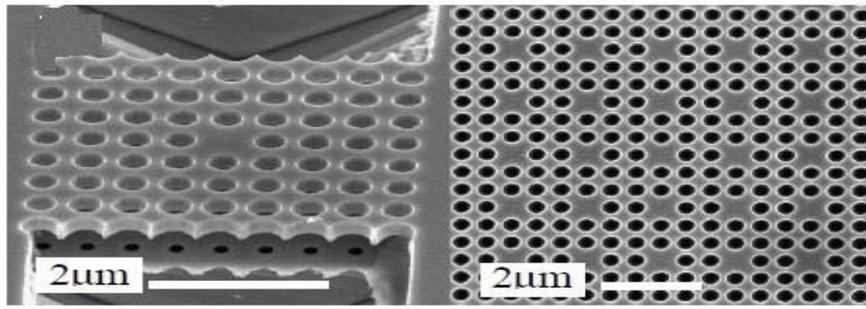


圖 3-13 單一共振腔與陣列共振腔所對應的 L-L curve[16]

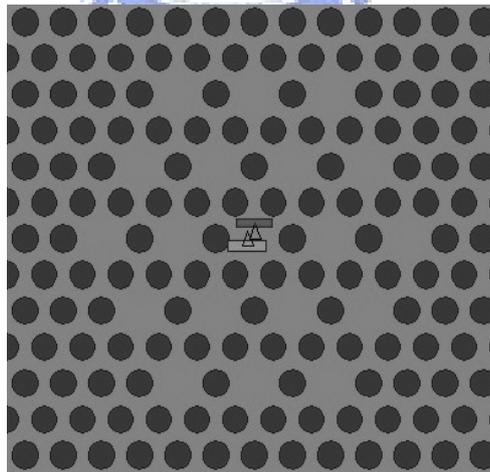


圖 3-14(a) D1 陣列結構圖

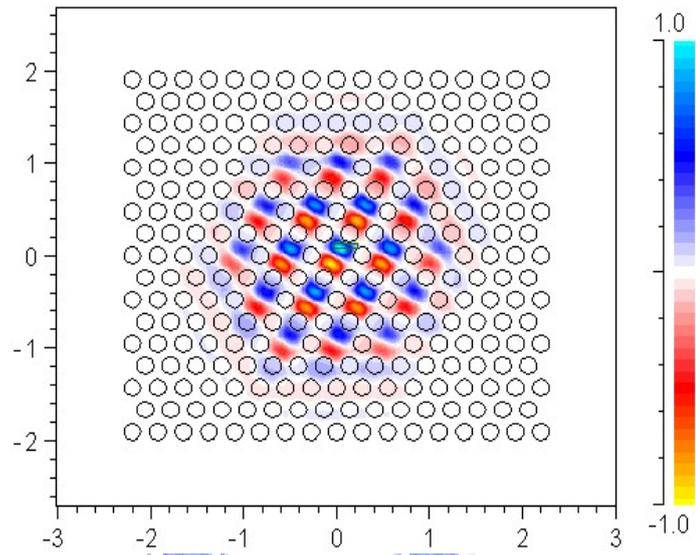


圖 3-14(b) D1 陣列場分布圖

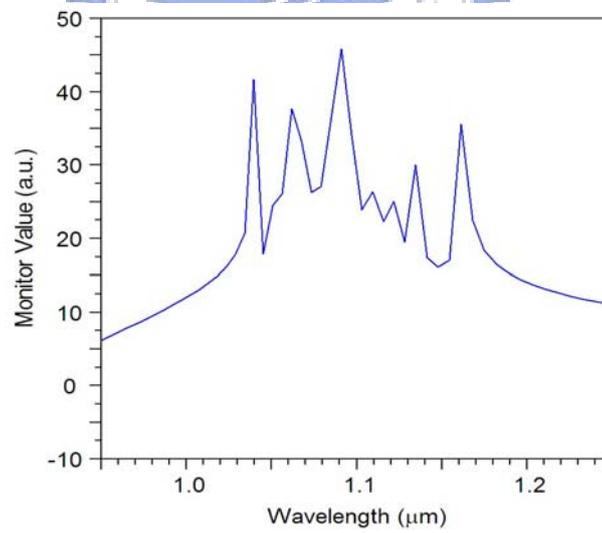


圖 3-43(c) D1 陣列共振腔所被激發的共振波長頻譜圖

### 3-3-2 D2 共振腔

#### 共振腔模態

D2 共振腔就是拿掉兩個週期的孔洞，如圖 3-8(b)。因為 D1 共振腔二維的模擬結果顯示在正規化波長為 0.25 的時候具有一個缺陷模態。而通常在 D2 的共振腔會產生數個缺陷模態在光子晶體能隙當中，如圖 3-15，可以看出能隙中的缺陷模態數目比 D1 多了許多，這是因為共振腔較大的緣故。

不同的共振模態對應的波長也都不相同，因此我們需要找到一個共振模態最對稱，以期達到高 Q 值的目標。如同 D1 共振腔將高斯波耦合入 D2 共振腔中，做三維 FDTD 模擬，可得激發結果，如圖 3-16。

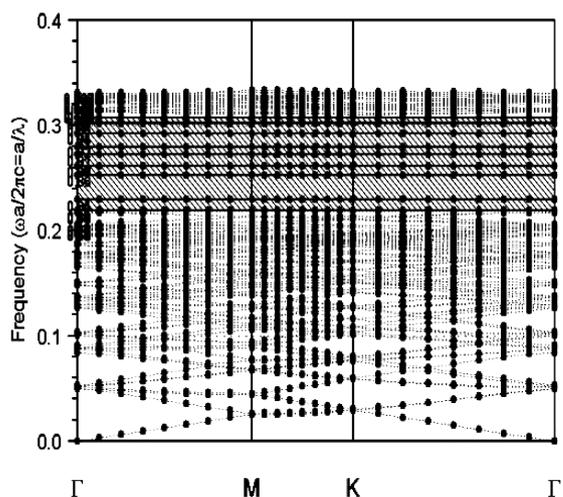


圖 3-15 光子晶體 D2 能帶圖

再由其中挑出場分布對稱性較佳的模態，分別是波長 940nm 的 whisper gallery mode(WGM) 和波長  $1\mu\text{m}$  的 monopole，圖 3-17 為其  $H_y$  場分布圖。

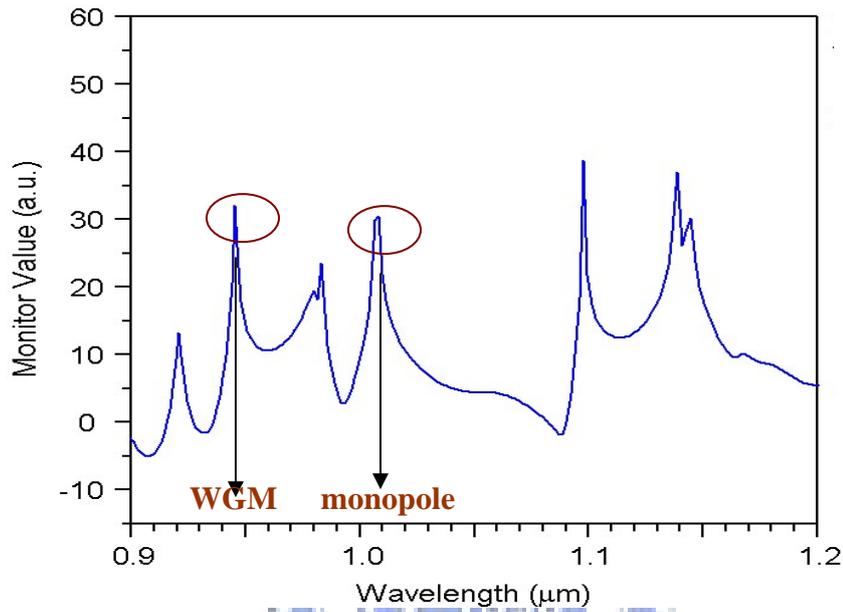
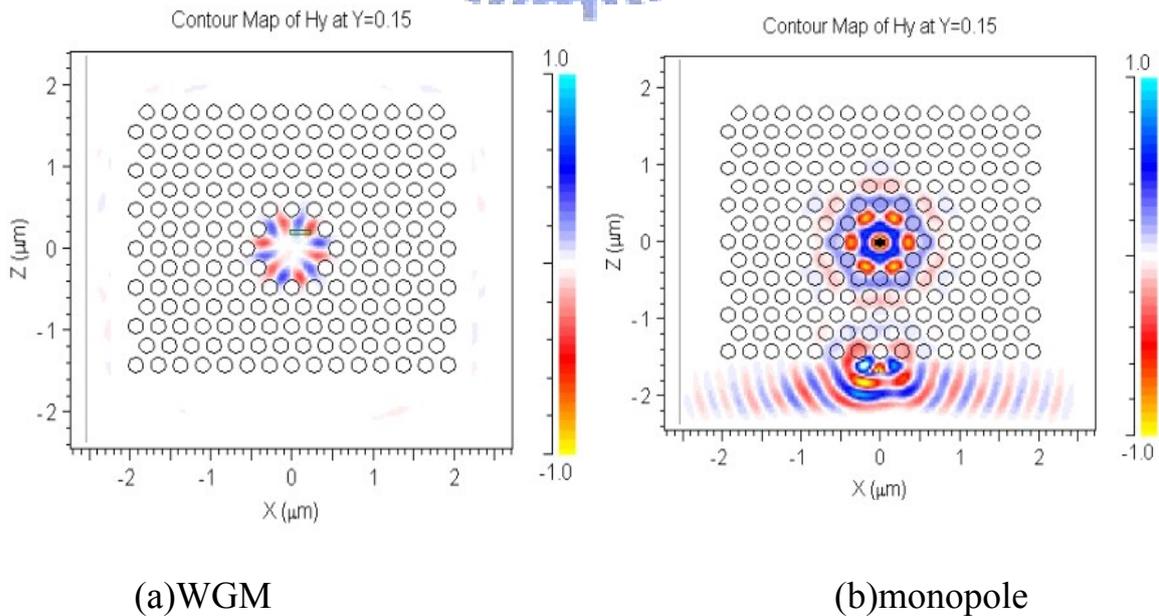


圖 3-16 D2 共振腔被激發的各共振波長頻譜圖



(a)WGM

(b)monopole

圖 3-17 D2 共振腔場分布圖

## Q 值模擬

如同 D1 的計算，D2 共振腔的 WGM 的 Q 值為 840，而 monopole 的 Q 值為 2885。有趣的是，WGM 的對稱性雖然遠優於 monopole，但在 D2 共振腔中的 WGM 並不為一理想的對稱，理想的 WGM 對稱近似一圓形，而圖 3-17(a)中可看出，在 D2 的 WGM 僅有 12 個花瓣型，離完美的對稱還有一段距離，所以 WGM 在 D2 共振腔中 Q 值較小是合理的。

### 3-3-3 D3 共振腔

#### 共振腔模態



D3 共振腔就是拿掉三個週期的孔洞，如圖 3-8(c)。D3 共振腔的能帶圖如圖 3-18，能隙中存在的缺陷模態相當的多，因為其共振腔又比 D1、D2 大。

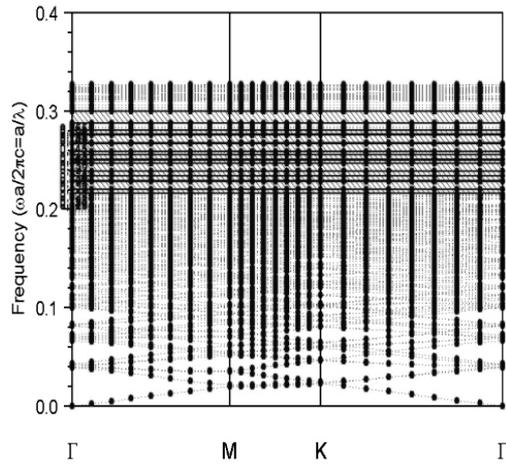


圖 3-18 光子晶體 D3 能帶圖

再以三維 FDTD 法，將任意波長的光耦合入共振腔中，觀察被激發的模態，如圖 3-19；並選擇對稱性較佳的模態，如圖 3-20，分別二階 monopole、WGM、hexapole、一階 monopole 的  $H_y$  場分布圖。

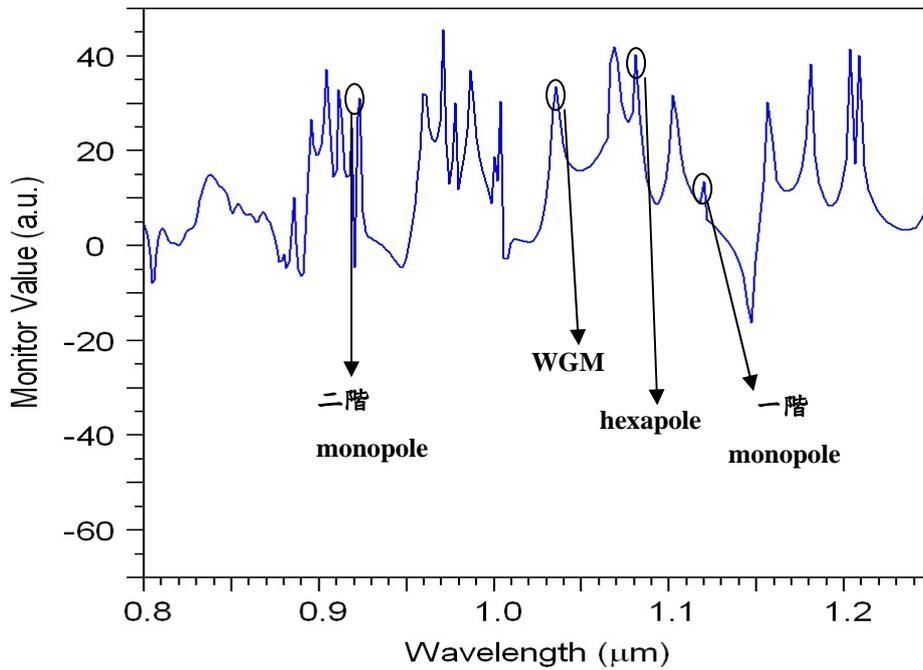
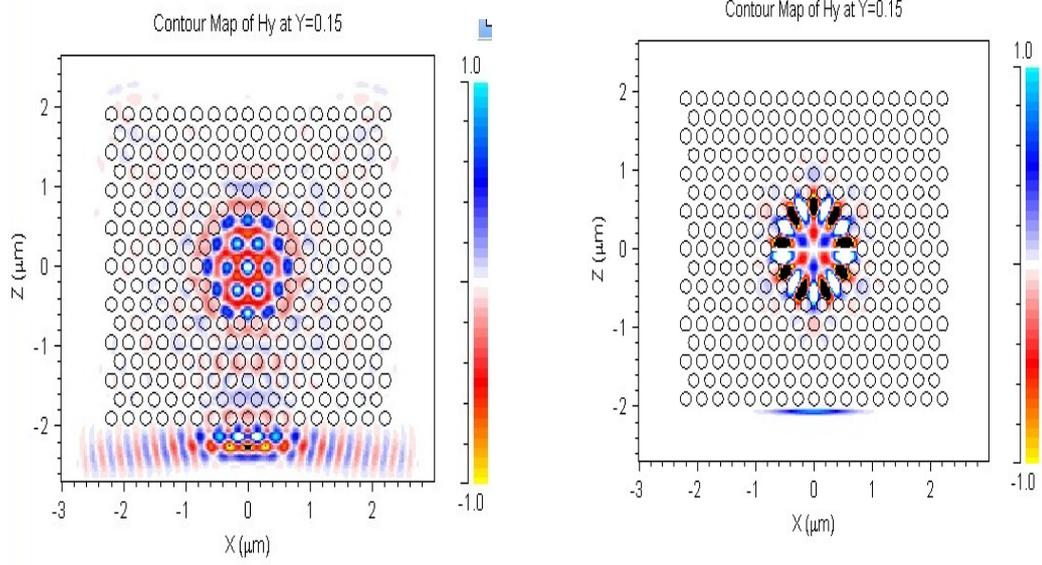
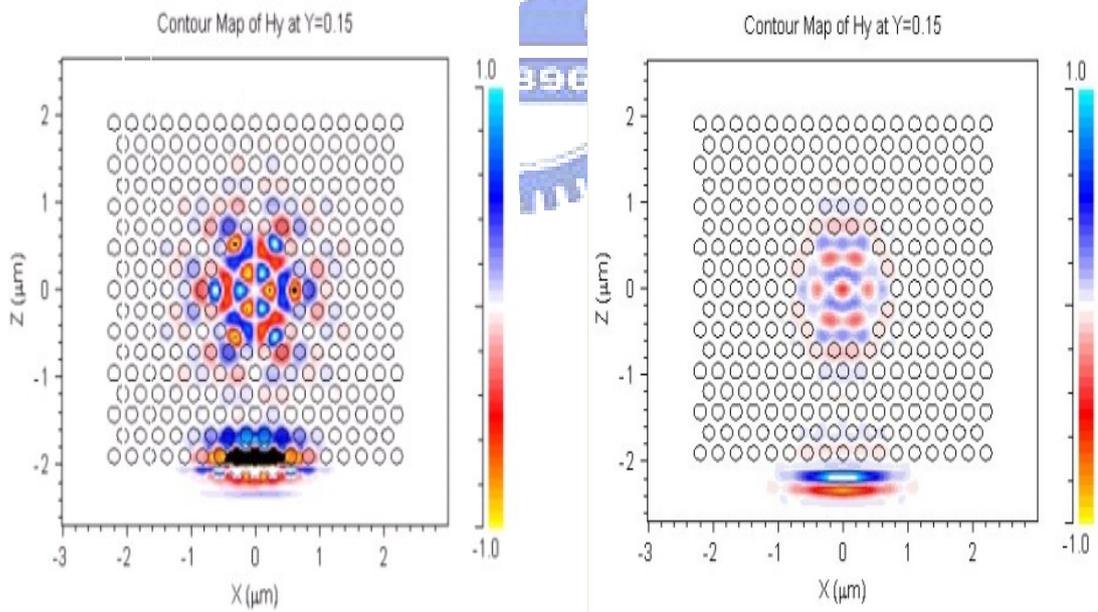


圖 3-19 D3 共振腔被激發的各共振波長頻譜圖



(a) 二階 monopole

(b) WGM



(c) hexapole

(d) 一階 monopole

圖 3-20 D3 共振腔的場分布圖

## Q 值模擬

D3 光子晶體共振腔的 Q 值又大於 D2 共振腔，Q 值分別為

(a)二階 monopole， $Q=5975$ 。

(b)WGM， $Q=11026$ 。

(c)Hexapole， $Q=8092$ 。

(d)一階 monopole， $Q=4977$ 。



其中 WGM 的 Q 值最大，代表其光限制(confined)的效果最好，共振腔內的光能量最大，但至此尚還不確定是否 D3 共振腔表面收光強度亦最大，但實驗時我們將選擇 Q 值最大的 WGM 來製作。

## 消除其他的模態

D3 共振腔共振腔體積較大，可以在共振腔表面收到較強的雷射光源，雖然有此優點，但在量測上有些困擾之處，最為複雜之處即為量子井雷射的頻譜圖中，會出現許多的其他的模態，難以分辨是否量到與設計時相同的模態，於是設計模擬階段，亦須將此過程考慮其中。

(1) WGM：WGM 是非常對稱的模態。尤其在共振腔邊緣的部分，電場磁場在不同的方向做震盪，大小一致；而在共振腔中間部分，電場磁場很小，幾乎可視為零。若想要破壞其他的模態，可在共振腔的中間在加上一空氣孔洞，藉由擠壓其他模態的方式，使得 WGM 強度和其他模態比較更明顯，也因 WGM 的中間部分能量密度很小，並不會受到影響，圖 3-21(a)(b)分別為比較沒有和加入同大小的空氣孔洞對 WGM 的影響，及周圍模態受影響的情形，可清楚看出，圖 3-21(b)WGM 周圍的模態強度被壓縮至很小。

(2) monopole：參考[18]，在微共振腔內加入對稱的空氣孔洞，由圖 3-22(a)場分布圖中可看出，monopole 也是一相當對稱的結構，由頻譜圖可輕易看出，在 monopole 的附近，還有另一個模態，在量測上十分的不易辨認量出的模態為何。因此去破壞其他的模態，於是我們在共振腔中，電場能量為零處，加入六個小空氣孔洞；如此一來，雖然光子晶體的結構和原本不同，但對原本的模態並不會構成太大影響，而且可以擠壓其他的模態，接下來我們來看模擬的結果。

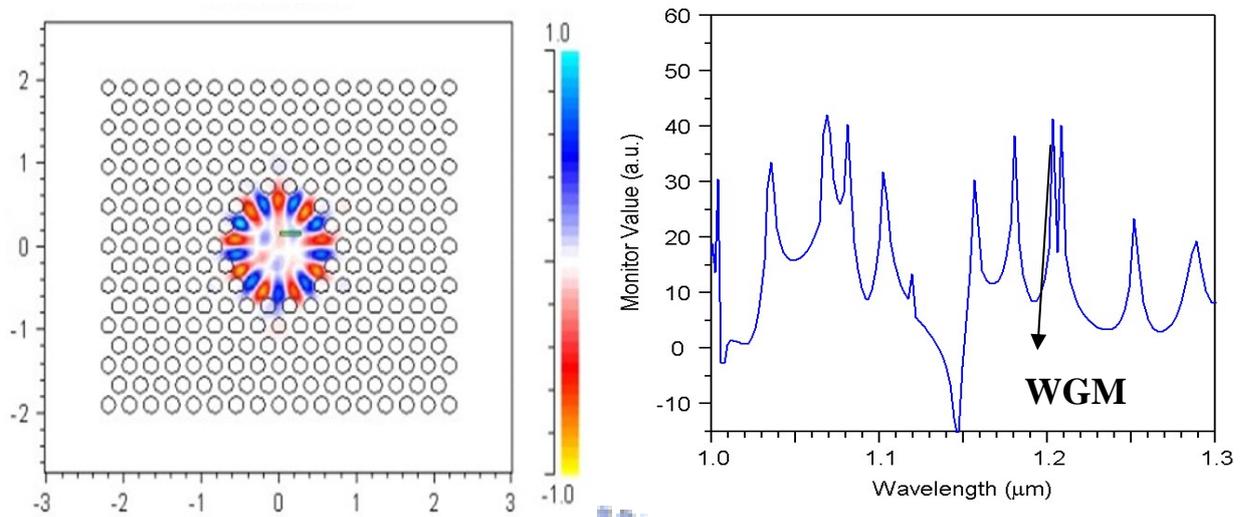


圖 3-21(a)無空氣孔洞的場分布圖及頻譜圖

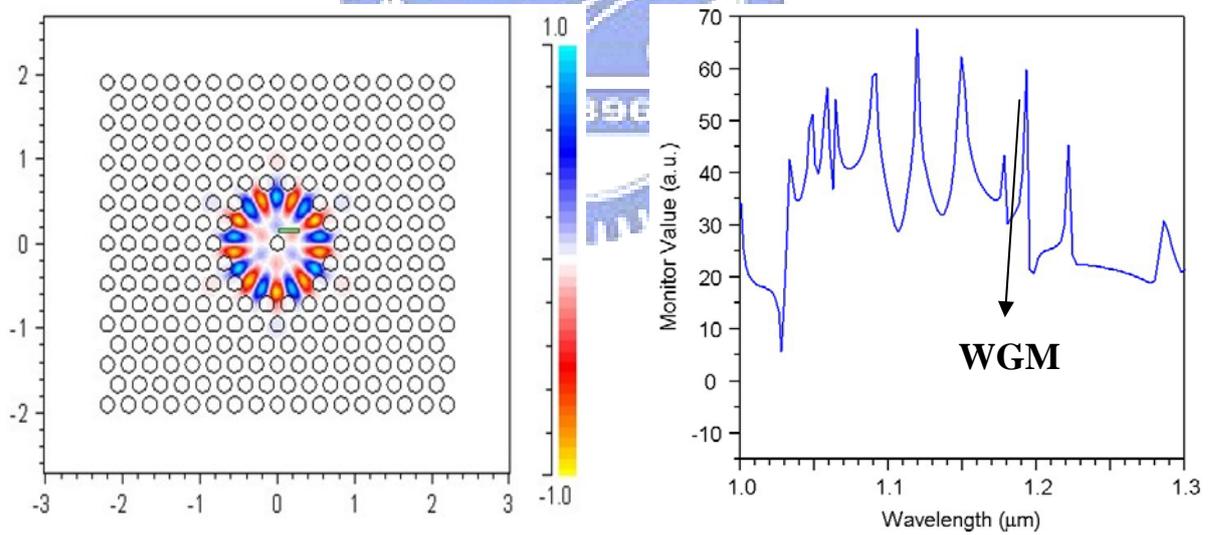
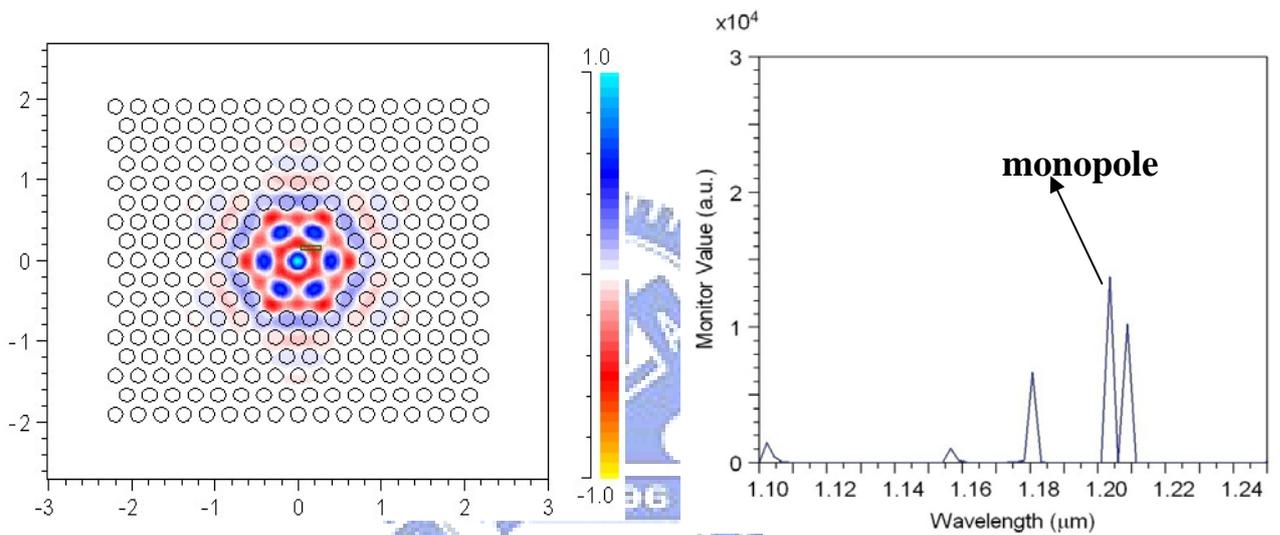


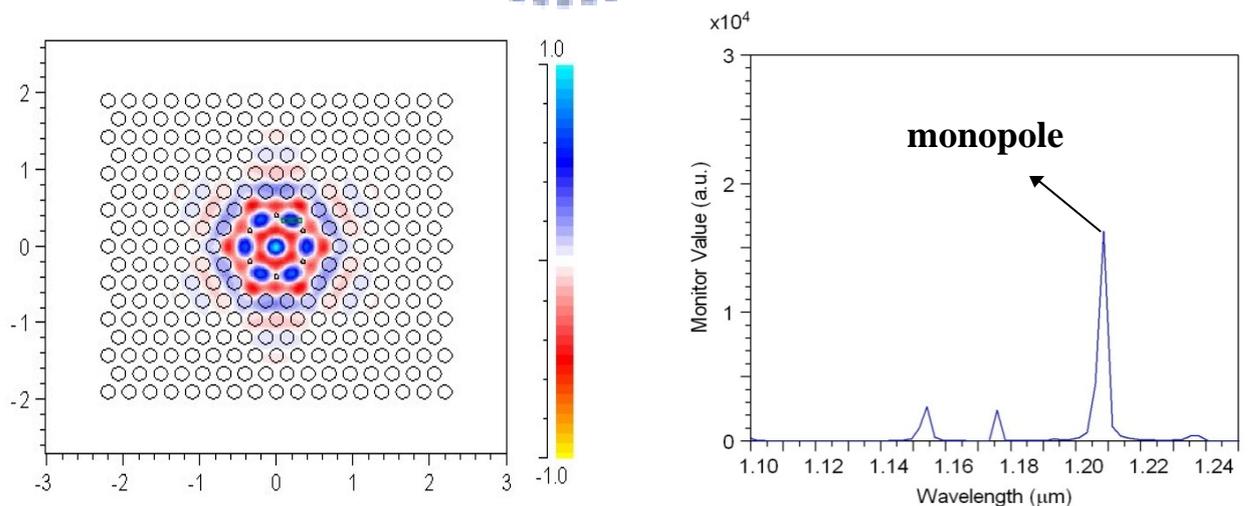
圖 3-21(b)加入空氣孔洞  $r'=r$  的場分布圖及頻譜圖

圖 3-21 加入空氣孔洞對 WGM 的影響

由圖 3-22(b)的頻譜圖可很輕易的看出，monopole 的絕對強度雖然還是一樣，但和 3-22(a)比較，其餘模態的強度已被大大的衰減，可成功近似達到我們單一模態的要求，但此模擬在實際製程上，因為加入的小洞半徑太小，在電子束微影及 ICP 蝕刻時，往往不易達到設計的規格。



(a)沒有加入空氣孔洞 monopole 場分布圖及頻譜圖



(b)加入空氣孔洞的 monopole 場分布圖及頻譜圖

圖 3-22 消除 monopole 附近模態的方法

### 3-3-4 L3 共振腔

#### 共振腔模態

L3 共振腔就是拿掉同一排 3 個光子晶體的共振腔，如圖 3-8(d)，能帶圖如 3-23 所示。

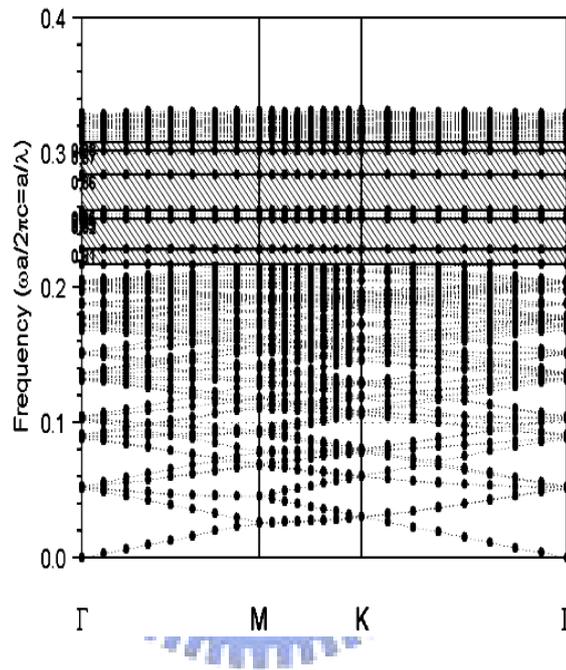


圖 3-23 D3 共振腔的能帶圖

L3 共振腔具有很小的模態體積，但有相當高 Q 值的絕佳特性，L3 共振腔對稱性最佳的模態場分布圖，如圖 3-24 所示，由 Purcell factor 公式(見 2-3 節(11)式)可知， $(Q/V)$ 值越大，代表在共振腔中，被激發的載子群之輻射能同時放射的越多，也就越容易由自然性放光達到激發發光，進而達到雷射的特性。

## Q 值模擬

有趣的是[19]，將共振腔兩側的空氣孔洞稍微向外位移，如圖 3-25 所示，可使得 Q 值加大非常多，而模態體積仍然非小，僅做些微的改變而已，由圖 3-26 模擬兩側空氣孔洞向外移對 Q 值的改變量，如圖所示，我們模擬了六種不同的位移量，結果與[19]一樣，位移量對 Q 值有明顯的改變，唯[19]Q 值最大時為位移量  $0.15a$ ；而我們模擬的 Q 值最大為位移量  $0.2a$ ，其值為 18715，Q 值因為位移量的變化而有不同在[19]中有詳細的解釋。

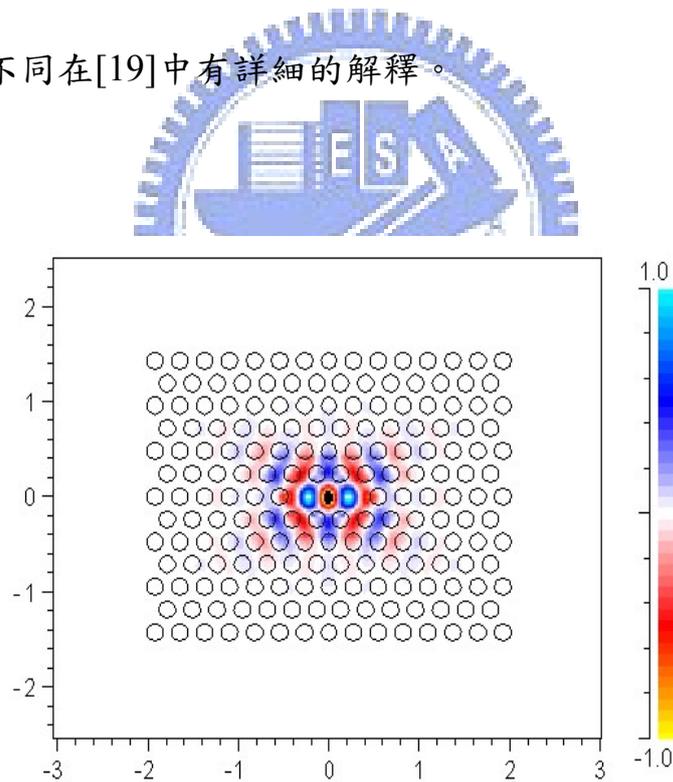


圖 3-24 L3 共振腔對稱性最佳的模態場分布圖

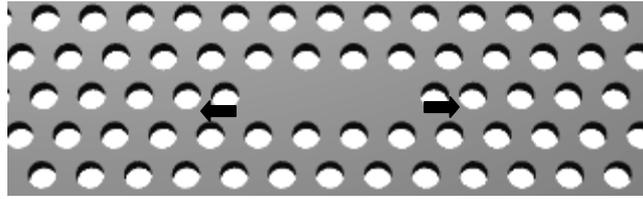


圖 3-25 L3 共振腔兩側孔洞向外示意圖

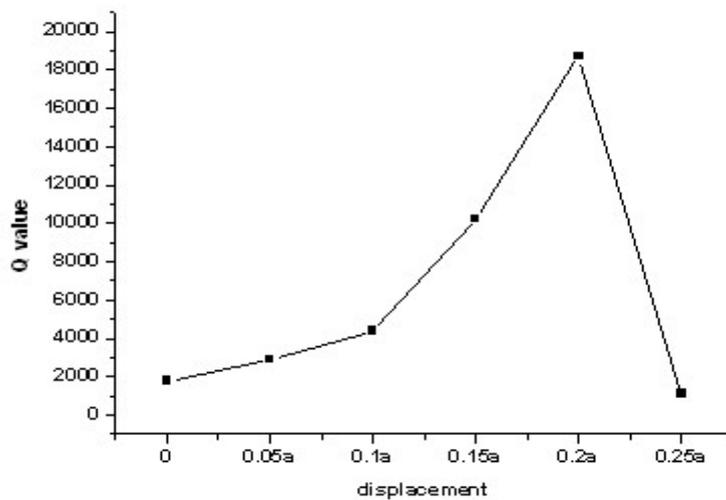


圖 3-26 L3 共振腔兩側孔洞向外對 Q 值的影響

### 入射方向與耦合強度的關係

針對 L3 的共振腔模態，除了對 Q 值的探討外，我們也探討不同光入射方向，是否會造成不同的共振腔耦合效果，在模擬時光源方向一定，比較不同的共振腔方向，計算光由平板上方射出的強度。在模擬階段時，將光源置於光子晶體結構的邊緣，朝共振腔的方向打入，並直接將光源的計算用偵測器(detector)置於共振腔的上方，如圖 3-27 光子晶體平板剖面圖所示。

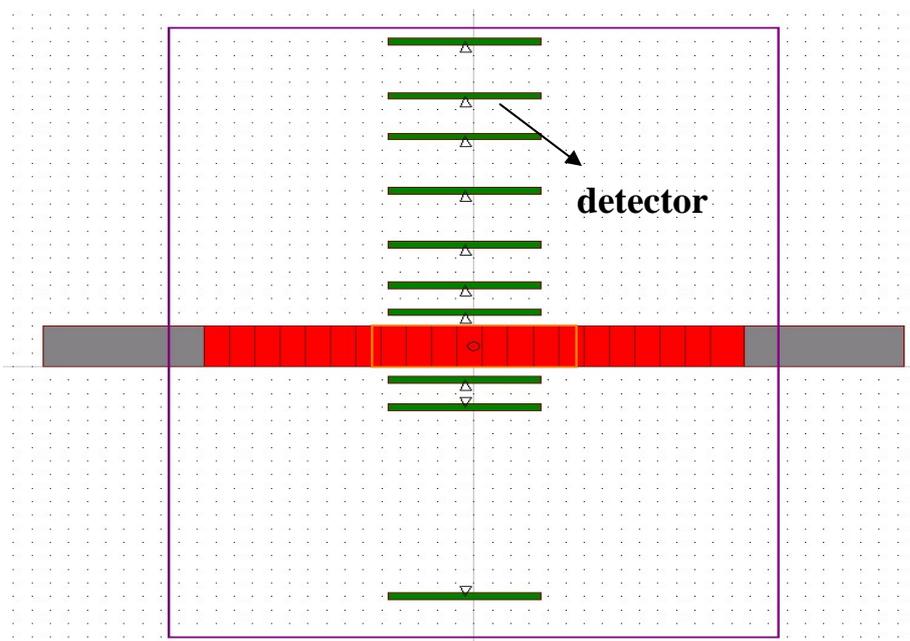


圖 3-27 將光偵測器置於光子晶體共振腔的正上下方

接下來，我們將光打入不同方向的共振腔內，看其共振情形，分別為縱向、橫向、斜向，結果見圖 3-28，且清楚的看出此模態磁場的共振方向為縱向，所以僅有縱向的光可以耦合入 L3 共振腔，如圖 3-28(a)；而橫向的光源因為與磁場方向不同，所以無法耦合入共振腔，由圖 3-28(b)，可以清楚的看出；而斜向亦可成功耦合入共振腔，如圖 3-28(c)；有趣的是，L3 的光子晶體共振腔的方向效應不同於 D1、D2、D3 共振腔呈圓形對稱，而呈單一方向的對稱，所以方向效應會有很大的影響。

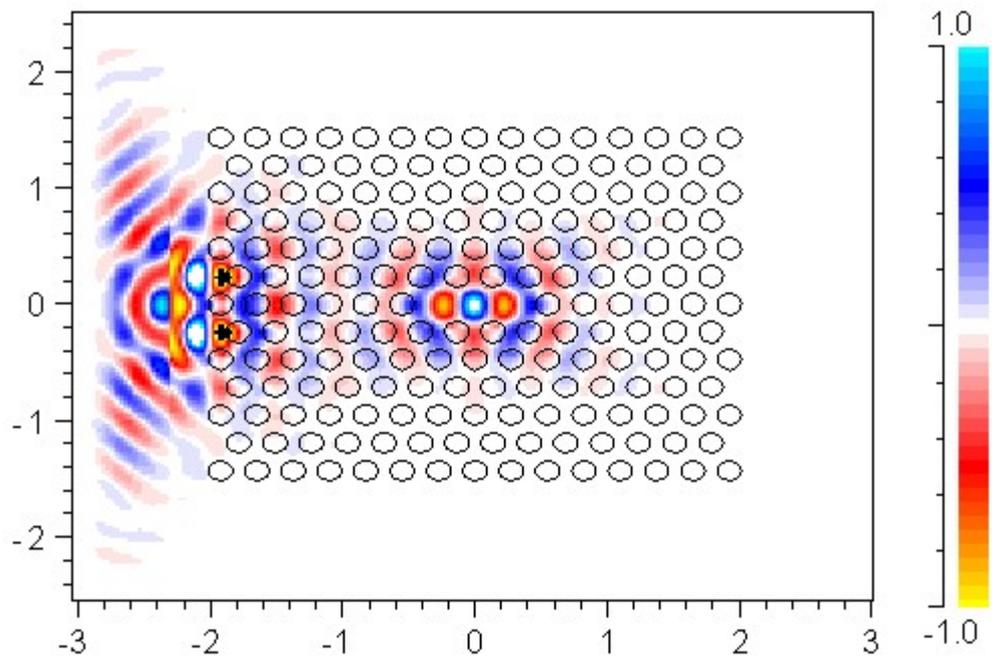


圖 3-28(a) 模擬 L3 縱向共振腔收光的場分布圖

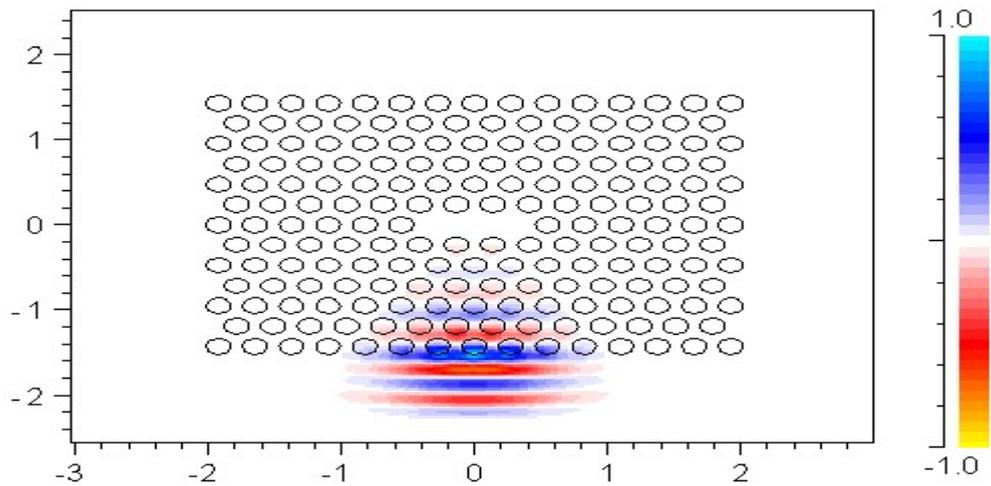


圖 3-28(b) 模擬 L3 橫向共振腔收光的場分布圖

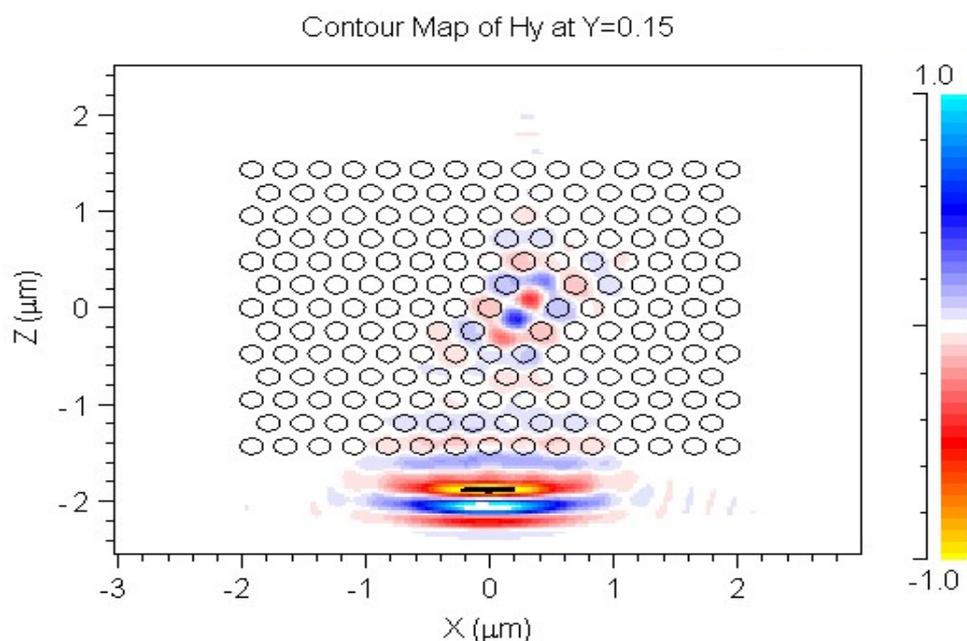


圖 3-28(c) 模擬 L3 共振腔收光的場分布圖(共振腔為斜向)

圖 3-28 模擬 L3 共振腔上方收光的場分布圖

因為共振模態的場分布對稱性對於縱向光子晶體來說是一樣的，光很容易耦合入共振腔；而對於斜向光子晶體，場分布正好相差 90 度，所以光不容易耦合入共振腔。圖 3-29 為光子晶體橫切面圖，可以更清楚地看出，若入射光為縱向入射，光子晶體中央的共振腔上方的共振模態場分布有值，見圖 3-29(a)；若入射光為橫向入射，光子晶體中央的共振腔上方的共振模態場分布趨於零，見圖 3-29(b)。

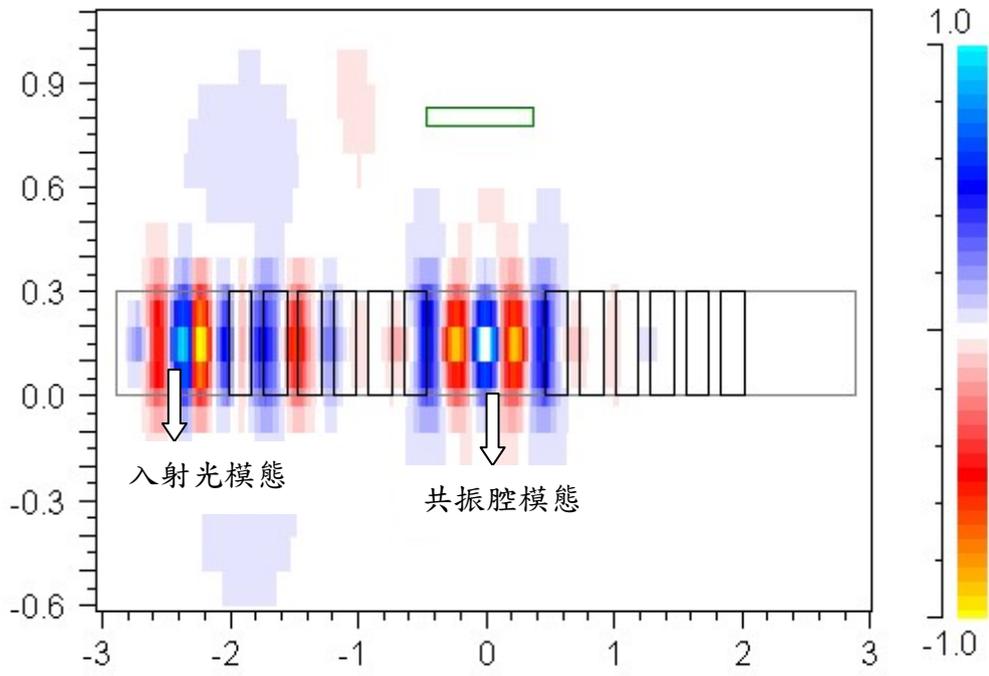


圖 3-29(a) 模擬 L3 縱向共振腔中心剖面圖

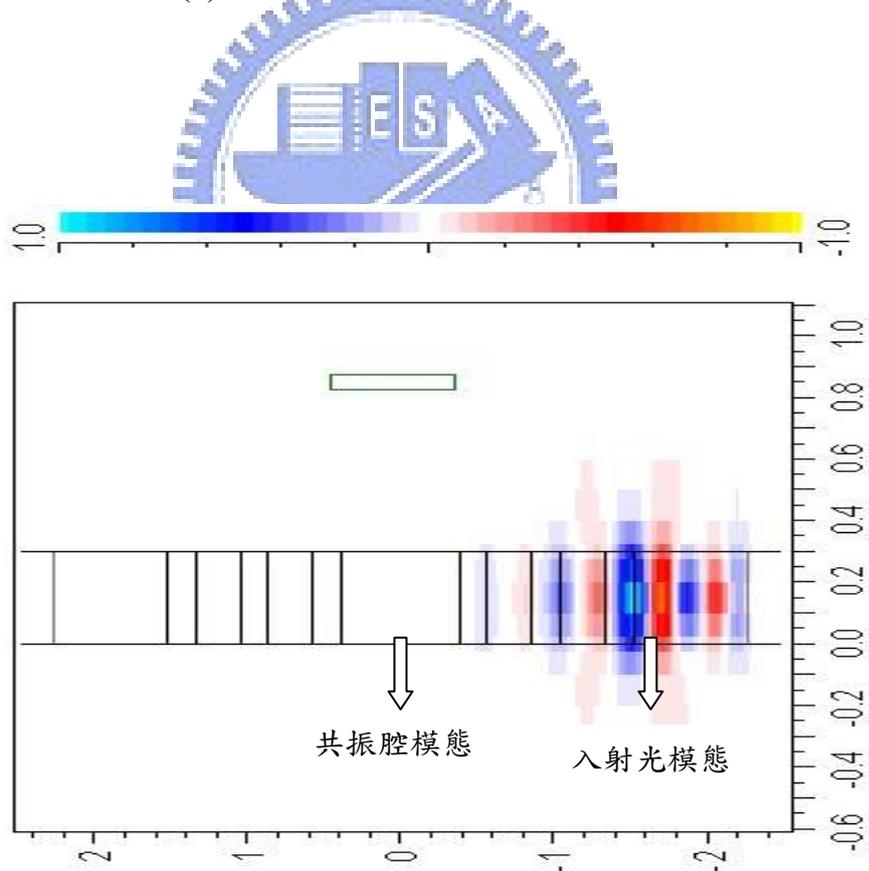


圖 3-29(b) 模擬 L3 橫向共振腔中心剖面圖

圖 3-29 模擬 L3 縱向橫向共振腔中心剖面圖

## 第四章

### InGaAs 量子井光子晶體點缺陷雷射製作與量測

前面的章節介紹了結構的設計以及模擬的結果，本章我們將設計的光子晶體平板結構製作出來。

#### 4-1 材料之磊晶結構

在本實驗中所使用的晶片是使用分子束磊晶法 (molecular beam epitaxy, MBE) 所成長的，晶片成長於 GaAs 基材之上，增益層是單層的量子井結構。材料為 InGaAs/GaAs，被上下兩層的分隔層及覆蓋層所夾在中間。在量子井下方還有一層  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$  作為選擇性蝕刻之用，在製程後會使得該層被蝕刻後成為掏空結構，磊晶結構示意圖如下圖 4-1 所示。

圖 4-2 顯示實際元件的示意圖，可看出將光子晶體共振腔和半導體雷射做結合，而與[5]最大的不同，即是改變了雷射的製程，加大 P 型金屬的寬度，使之後的量測更加方便。

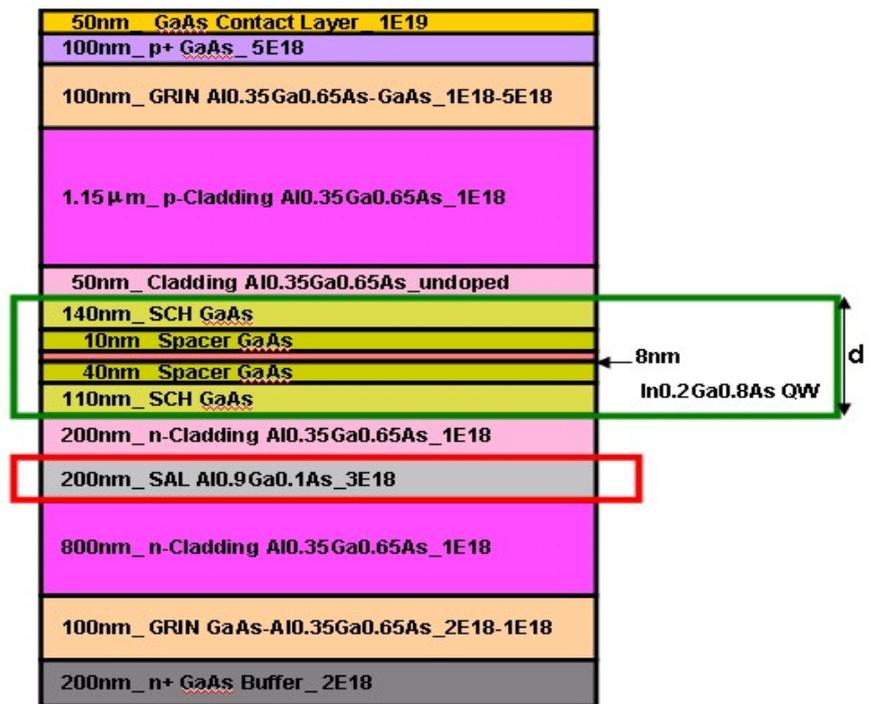


圖 4-1 InGaAs/GaAs 量子井雷射磊晶圖

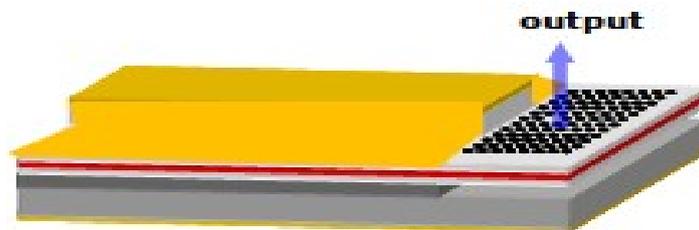


圖 4-2 實際元件示意圖

### InGaAs/GaAs 量子井光子晶體製程

本製程分為兩部分，先製作出半導體雷射再製作光子晶體共振腔

，於是在此我們將分 A,B 兩部分做說明。

## A. 邊射型雷射製程

如圖 4-3(a), 1. 以光阻 AZ6112 黃光定義出半導體雷射 P 型的區域 2. 以溶液( $H_2SO_4:H_2O_2:H_2O=1:8:80$ )做 mesa etching 3. 在低溫沉積  $SiN_x$  100nm, 目的為絕緣用 4. 將之前定義的 P 型雷射範圍內的  $SiN$  以丙酮掀起 (lift off) 5. 以光阻 AZ5214E 黃光定義出 P 型歐姆金屬的區域; 6. 蒸鍍 Ti:30nm/Pt:30nm/Au:170nm 的 P 型金屬; 7. 將 P 型電極外的金屬以丙酮掀起 (lift off); 8. 以 ( $NH_3OH:H_2O_2=1:3$ ) 磨薄背面 9. 以 E-gun 蒸鍍上 Ni:30nm/Ge:70nm/Au:170nm 的 N 型金屬; 為了使金屬與半導體介面形成良好的歐姆接面, 我們利用快速退火系統 (rapid thermal annealing, RTA) 做退火, 11. 以電子數微影光子晶體, 詳細過程於下說明 (見圖 4-3(b)), 再使用切割機將半導體雷射劈裂, 形成自然斷裂鏡面 (cleaved mirror)。

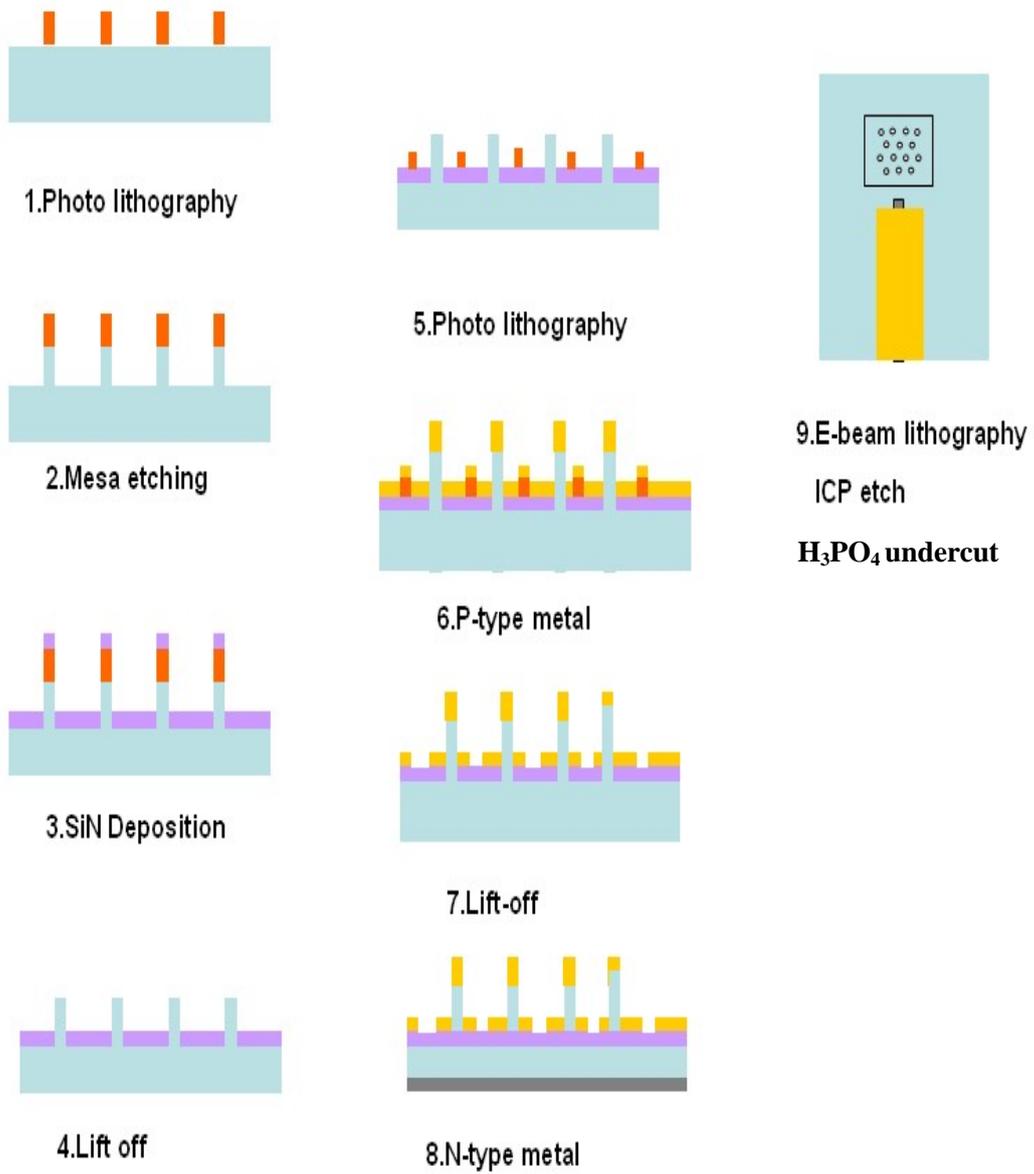
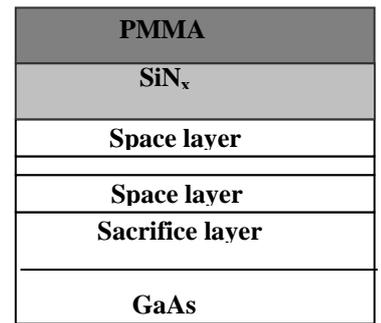


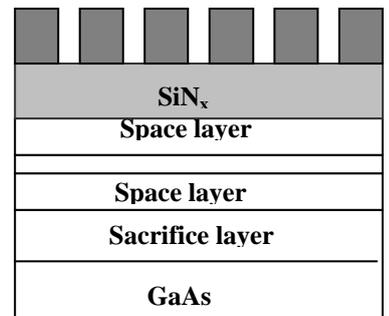
圖 4-3(a) 雷射製程示意圖

## B. 光子晶體製程

- 首先在晶片上以 PECVD 覆蓋一層  $\text{SiN}_x$ ，此層的目的為，因  $\text{SiN}_x$  對 GaAs 蝕刻的選擇比遠優於 PMMA，所以用  $\text{SiN}_x$  來當時蝕刻 GaAs 的光罩。接著再將樣品以 PMMA 覆蓋，準備進行電子束微影步驟。

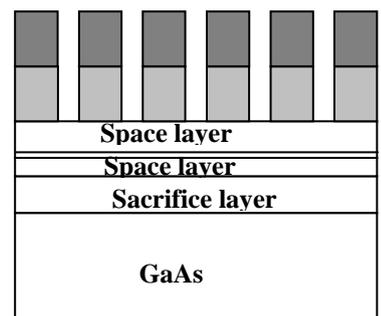


- 以電子束微影將光子晶體圖樣轉到晶片表面的 PMMA 上。

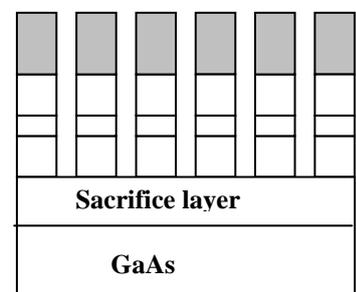


- 以 ICP 將 PMMA 上的圖樣轉到  $\text{SiN}_x$  上。

ICP 為乾性蝕刻，具有垂直方向選擇性高的特性。

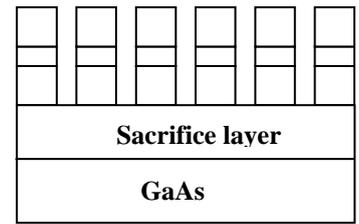


- 再以 ICP 將  $\text{SiN}_x$  上之 PMMA 消去，使用氣體  $\text{SiCl}_4$  7sccm 及  $\text{Ar}$  25sccm 在低壓 2torr 下蝕刻

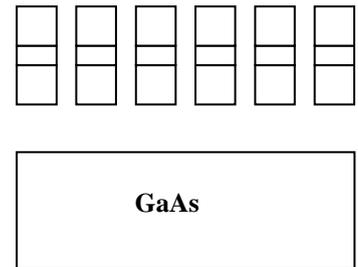


GaAs 晶片，將  $\text{SiN}_x$  上的圖樣轉到晶片上。

5. 以 ICP 消去殘留在晶片之上的  $\text{SiN}_x$



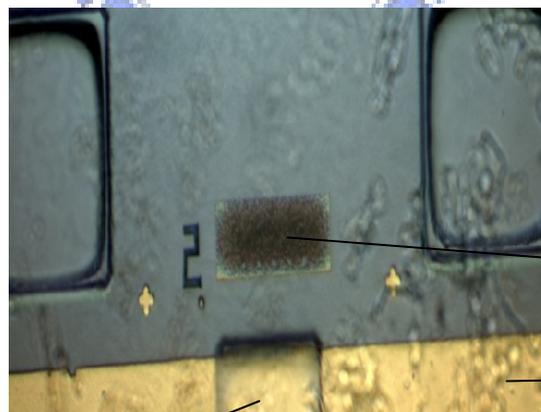
6. 將樣品浸入稀釋的 ( $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}=1:2$ ) 蝕刻液中，將  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$  的蝕刻犧牲層去除。光子晶體元件製作完成，實際元件顯微鏡圖見圖



4-3(c)。



圖 4-3(b) 光子晶體製程示意圖



Laser bar

Photonic crystal

p-type metal

圖 4-3(c) 實際元件顯微鏡圖

## 4-2 元件量測設備簡介

### 雷射量測設備

圖 4-4 為量測半導體雷射 L-I 特性曲線量測系統，將雷射二極體置於樣品金屬座上，驅動電流藉由 Keithley2520 經探針注入二極體，二極體所發的光被光偵測器吸收後，轉換成光電流並傳到訊號平均器(boxcar average)做平均，最後光電訊號經 GPIB 介面傳到電腦中做資料處理及儲存。

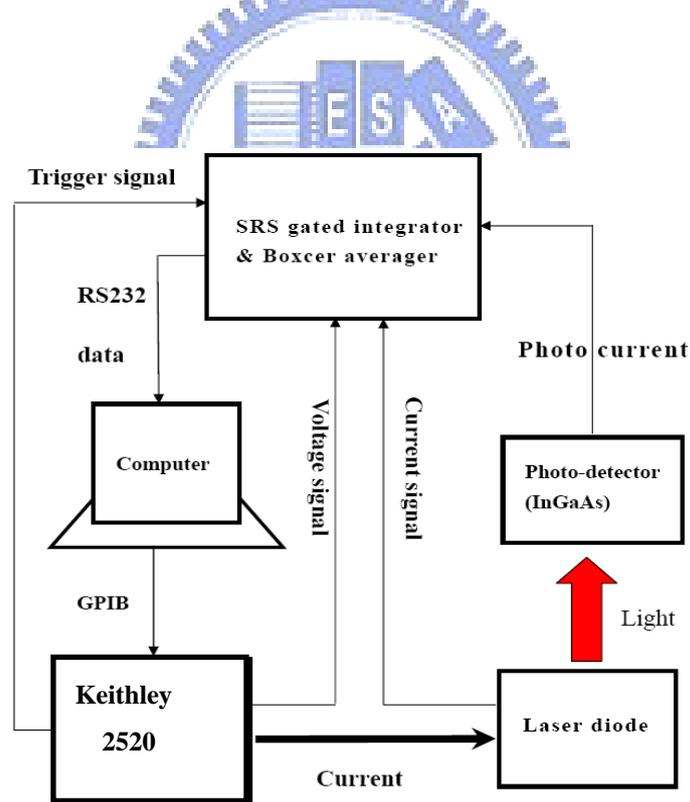


圖 4-4 量測半導體雷射 L-I 特性曲線量測系統

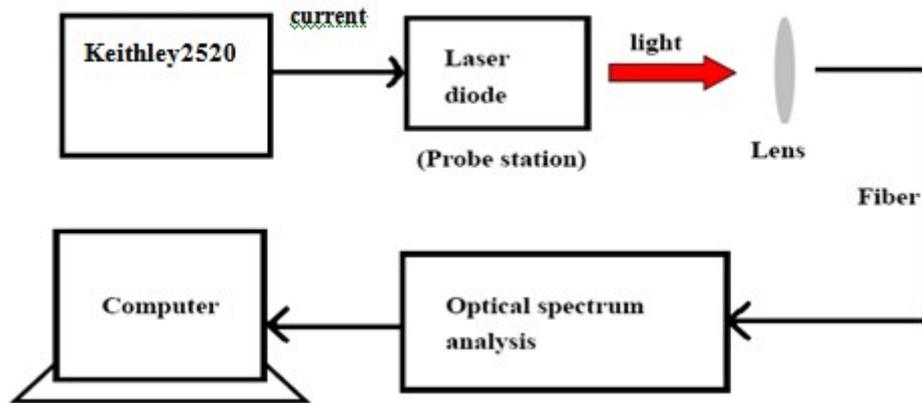


圖 4-5 雷射頻譜量測系統

圖 4-5 為雷射頻譜量測系統，量測頻譜時，光訊號由光纖耦合入頻譜儀。以上的設備對於射型雷射的量測已經相當完善，但是對於光子晶體共振腔頻譜的量測並不是很方便，因為光子晶體共振腔的直徑很小，在之前的量測中[5]，要在顯微鏡底下，以探針(probe)的方式用光纖收光，不僅難以控制光纖的正確位置，而且對於脆弱的光子晶體元件更是容易受到損傷。所以，我們想利用實驗室現有的  $\mu$ -PL 系統，來量測光子晶體共振腔的發光頻譜， $\mu$ -PL 系統請見圖 4-6。為了能使用這套系統作量測，必須將雷射的正極以打線(wire bonding)接出，負極以銅膠貼於陶瓷板上，接著在陶瓷板上將正負極焊線接出，接於 BNC 接頭上，再將 BNC 接頭接於 Keithley2520 上，即可通入電流作量測，圖 4-6(a)為其示意圖。圖 4-6(b)為打線後

的實際的元件圖。

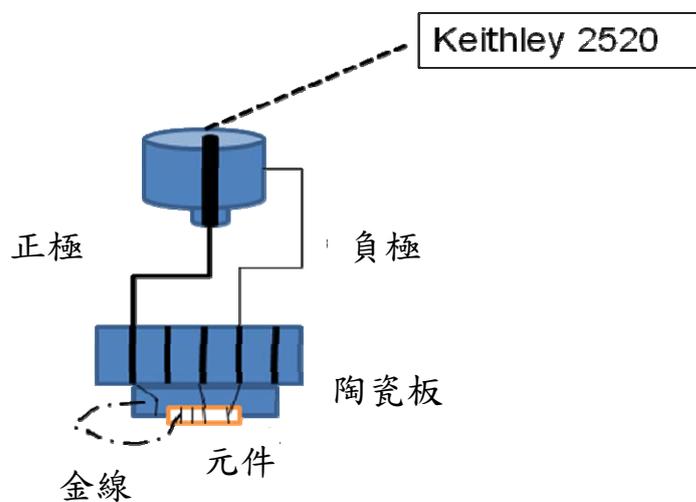


圖 4-6(a)打線後元件示意圖



圖 4-6(b)打線後實際元件圖

因製作好的元件是製於銅座上量測，可用 TE cooler 於室溫上作變溫

量測。

圖 4-7(a)為實際的  $\mu$ -PL 量測系統，圖 4-7(b)為實際量測系統示意圖。為了清楚的說明，各區域用數字來標記來做說明。區域 1 內可看到高倍顯微鏡的下方有一黃銅載座，製作好的元件置於上面量測。

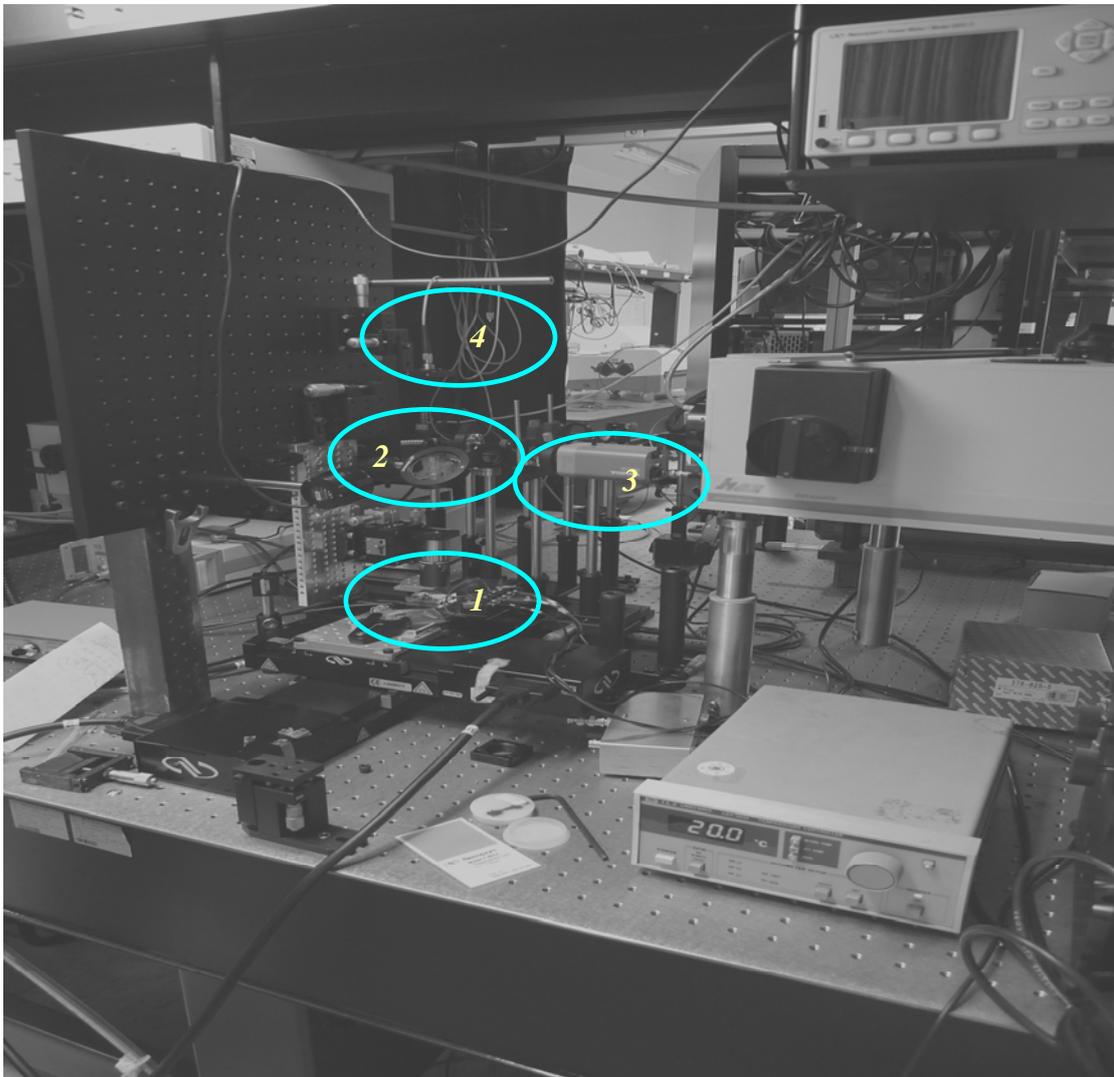


圖 4-7(a)實際的  $\mu$ -PL 量測系統

區域 2 將光子晶體共振腔對準(align)於的高倍顯微鏡下，使得向

上的光線經由顯微鏡聚焦後再打入分光鏡(beam-splitter)，一半的光打入 CCD(區域 3)使之成像於電腦上，另一半的光用光纖前面加收平行光用的 collimator 收光(區域 4)，再接入雷射系統的頻譜儀量測光譜(spectrum)。

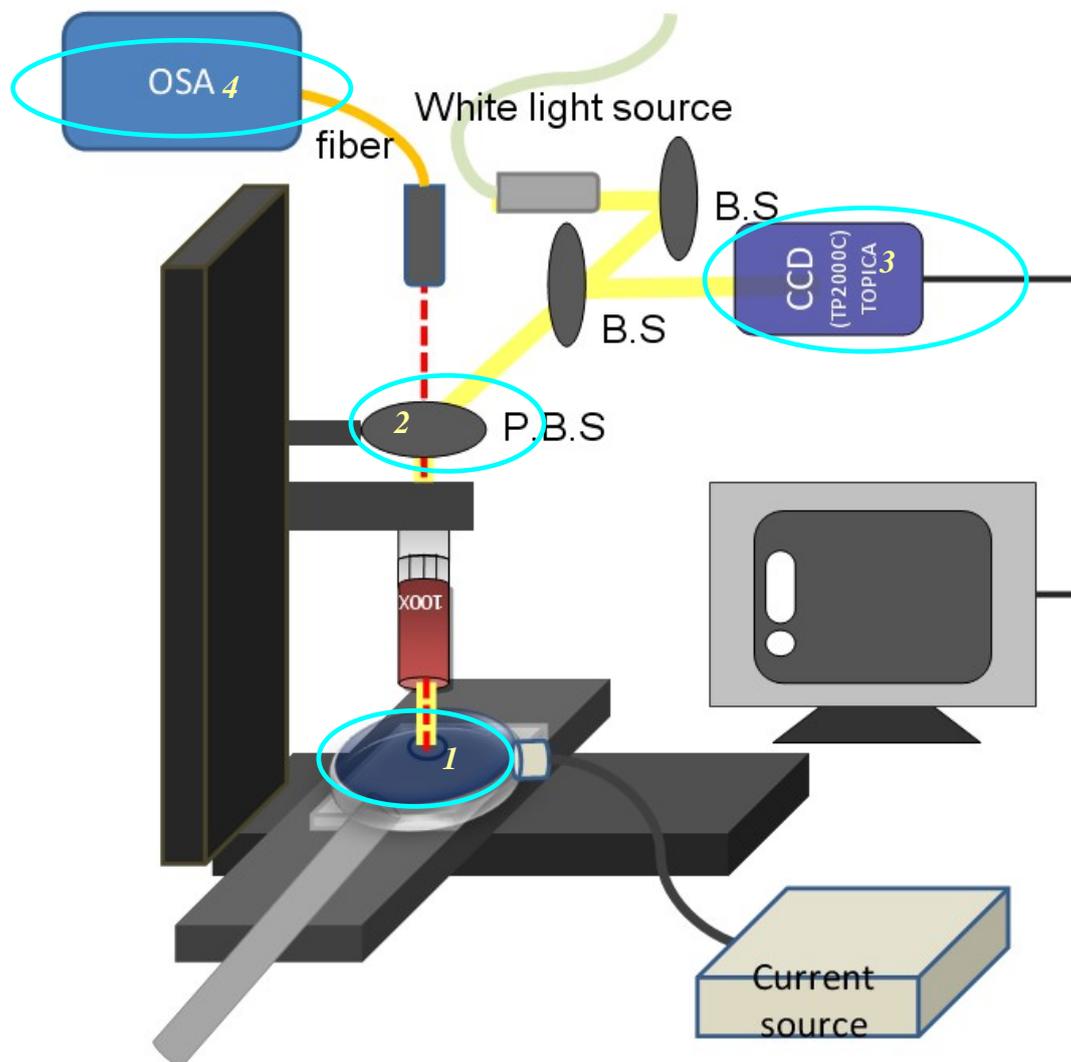


圖 4-7(b)  $\mu$ -PL 量測系統示意圖

### 4-3 元件製程結果與量測

我們挑選了第三章中比較有興趣的共振腔形狀做模擬，分別為 pattern1. D2 共振腔；pattern2. L3 共振腔；pattern3. D3 共振腔。

#### pattern1. D2 共振腔

元件的 SEM 圖如圖 4-8 所表示，將 D2 共振腔周圍一圈的光子晶體空氣孔洞做變化(由左至右越來越大)，使得 D2 共振腔由左至右依序越來越小，前方的邊射型雷射為長度  $1500\ \mu\text{m}$ 、寬度為  $30\ \mu\text{m}$ ，D2 共振腔對應之自然劈裂面 L-I 曲線圖見圖 4-9，由圖可知  $I_{\text{th}}=85\text{mA}$ ， $J_{\text{th}}=188\text{A}/\text{cm}^2$ 。

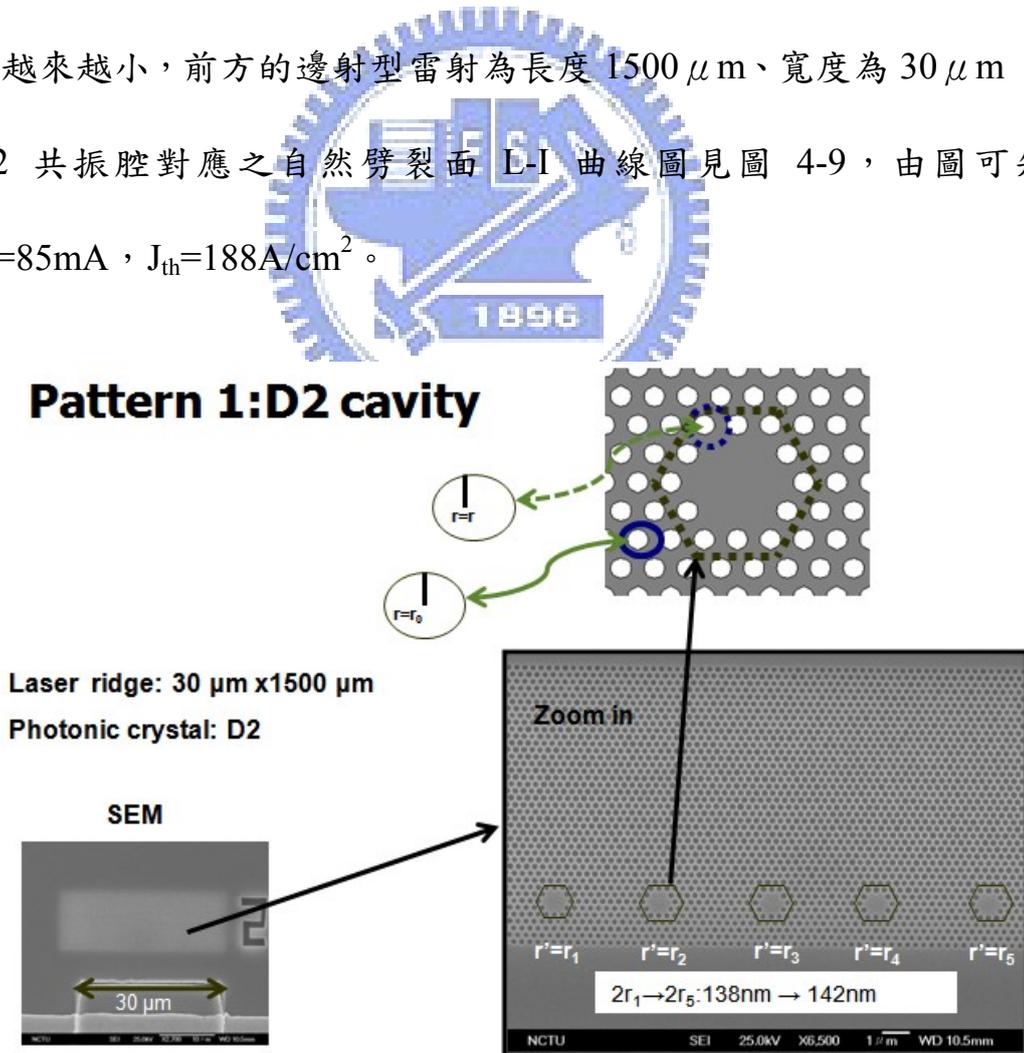


圖 4-8 D2 共振腔實際元件 SEM 圖

## L-I curve

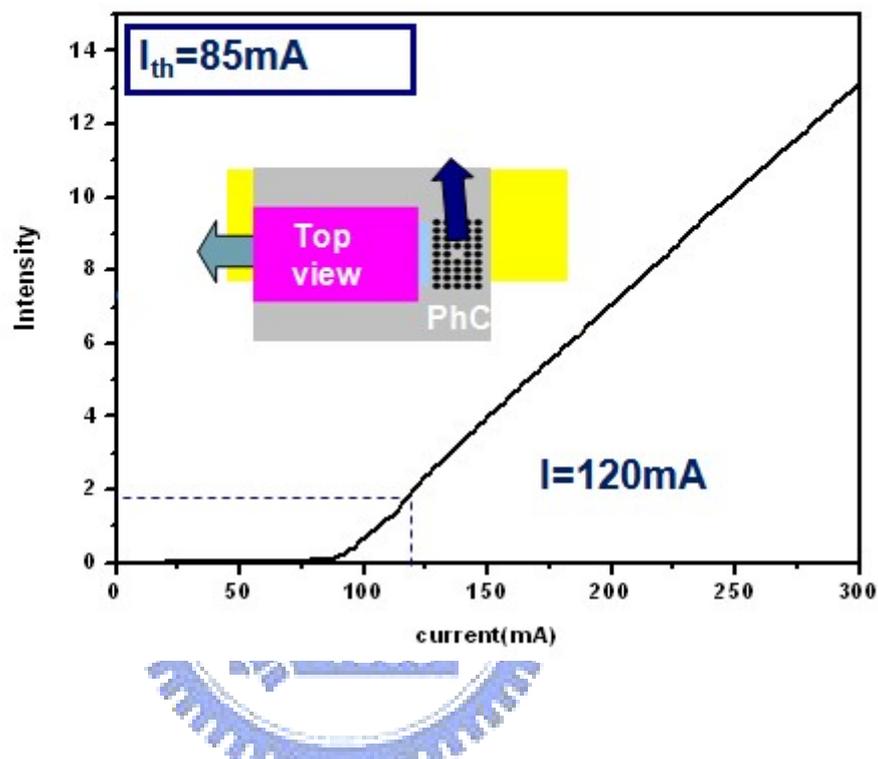


圖 4-9 D2 共振腔對應之雷射自然劈裂面 L-I 曲線圖

將此元件於 120mA 下操作，如圖 4-9 所示，雷射光的強度約 1.8mW。在此狀態下量測雷射光及光子晶體共振腔的變溫頻譜，變溫範圍由攝氏 20°C 至 30°C，每隔 2°C 作一次量測並比較其變化情形。頻譜圖見圖 4-10。左圖為雷射自然劈裂面的頻譜(dB 值)；右圖為光子晶體共振腔上方收光的頻譜(線性任意值)。

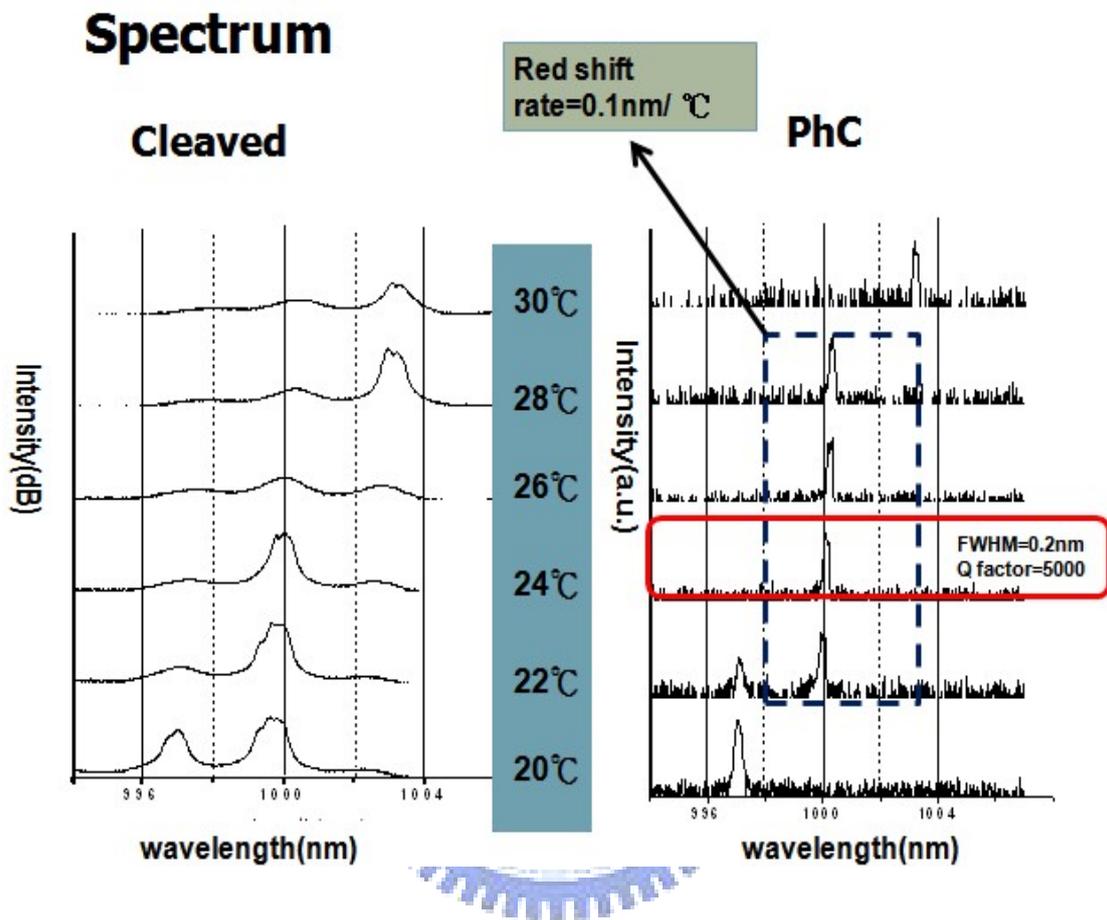


圖 4-10 比較邊射型雷射對 D2 共振腔變溫頻譜

比較圖 4-10 的左右兩張圖，可看到在 22°C 與 24°C 的頻譜(圖 4-10 實線方框)，邊射型雷射的頻譜凹陷處(dip)，正好是光子晶體訊號產生處，這很有可能是光子晶體共振腔的訊號[5]。且光子晶體訊號對溫度的敏感性相當低，如圖 4-10 虛線方框所示，22°C 至 28°C 紅移的比例約僅有 0.1nm/°C，較邊射型雷射的紅移比率可說是相差很大。

再說到 4-10 左右兩圖的頻譜半高寬 (full-width half-maximum ,FWHM)，光子晶體的半高寬可說是相當的窄，僅有約 0.3nm 左右，綜觀以上論點，是否真正量測到光子晶體共振腔的訊號，在此我們姑且不談，只能以之與[5]的結果做比較。所以最後我們僅求出所關心實際元件的 Q 值，其值為 5000。

### pattern2. L3 共振腔

元件的 SEM 圖如圖 4-12 所表示，分別為 4 種不同方向的 L3 共振腔，前方的邊射型雷射為長度  $1500\ \mu\text{m}$ 、寬度為  $40\ \mu\text{m}$ ，L3 共振腔對應之自然劈裂面 L-I 曲線圖見圖 4-11，由圖可知  $I_{\text{th}}=110\text{mA}$ ， $J_{\text{th}}=183\text{A}/\text{cm}^2$ 。

### Pattern 2:L3 cavity

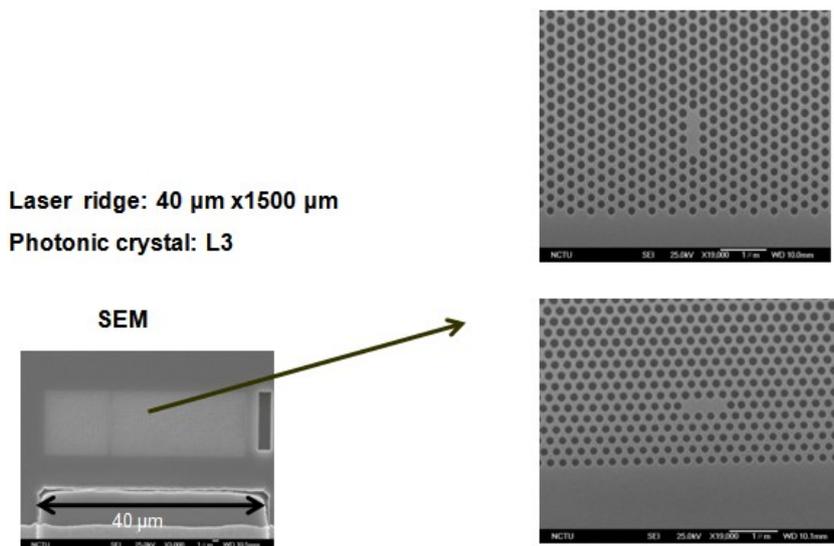


圖 4-11 L3 共振腔實際元件 SEM 圖

## L-I curve

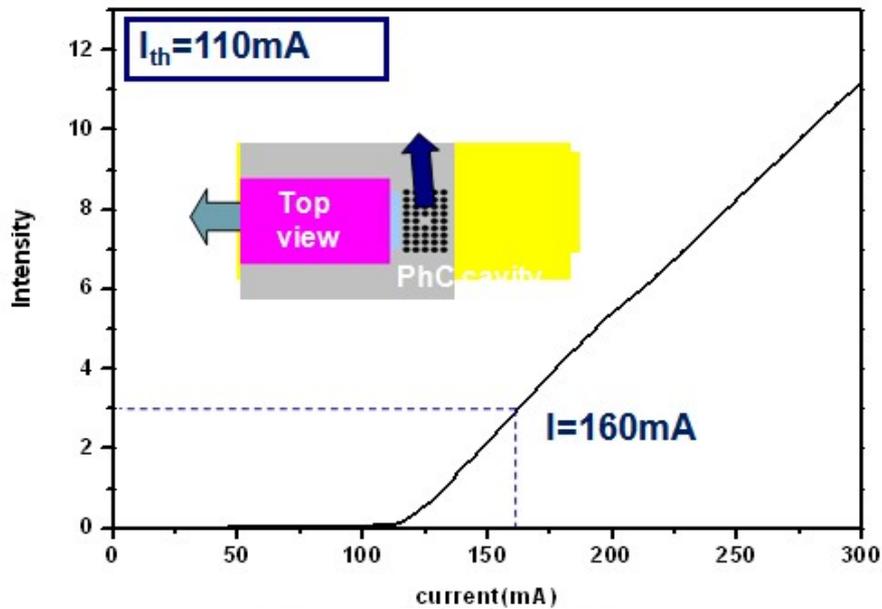


圖 4-12 L3 共振腔對應之雷射自然劈裂面 L-I 曲線圖

將此元件於  $160\text{mA}$  下操作，如圖 4-12 所示，雷射光的強度約  $3\text{mW}$ 。在此狀態下量測雷射光及光子晶體共振腔的變溫頻譜，變溫範圍由攝氏  $20^\circ\text{C}$  至  $30^\circ\text{C}$ ，每隔  $2^\circ\text{C}$  作一次量測並比較其變化情形。頻譜圖見圖 4-13。左圖為雷射自然劈裂面的頻譜(dB 值)；右圖為光子晶體共振腔上方收光的頻譜(線性任意值)。

# Spectrum

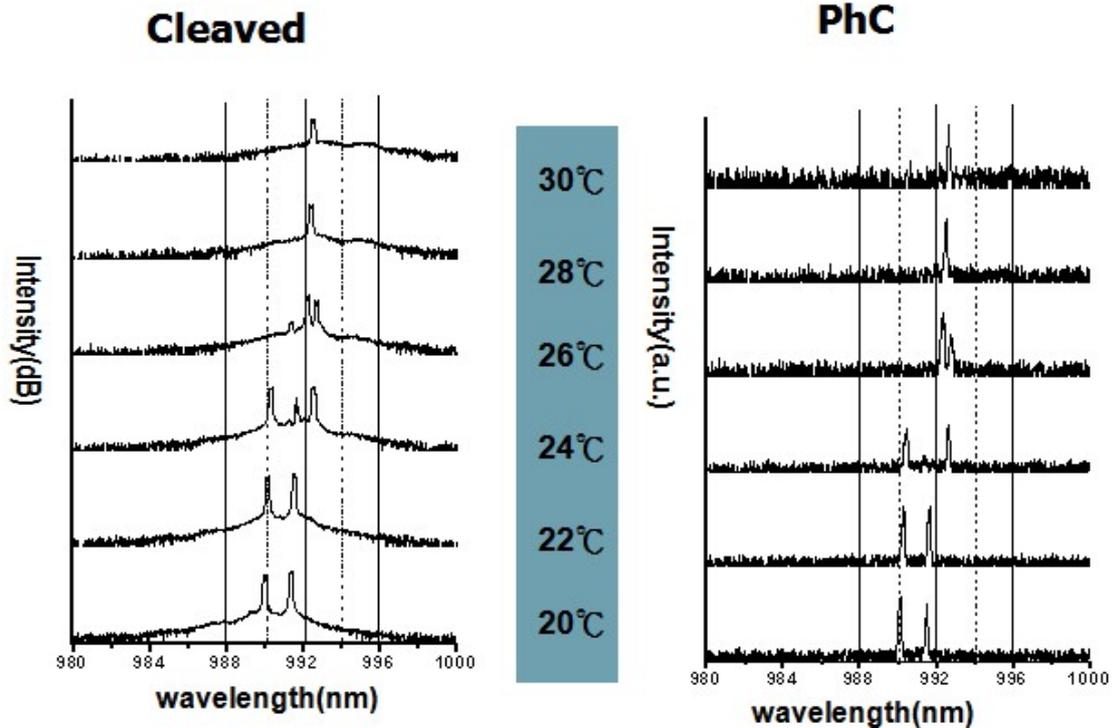


圖 4-13 比較邊射型雷射對 L3 共振腔變溫頻譜

比較圖 4-13 的左右兩張圖，發現變溫的頻譜不管在波形與紅移 (red shift) 幅度都相當接近，有此可知可能在量測 L3 共振腔時，收到劈裂面的漏光。

### Pattern3. D3 共振腔

元件的 SEM 圖如圖 4-14 所表示，為 3 種不同的 D3 共振腔，由左至右分別為加入同一大小空氣孔洞、不加空氣孔洞、加入 1.5 倍直徑的 D3 共振腔，前方的邊射型雷射為長度  $1500\ \mu\text{m}$ 、寬度為  $20\ \mu\text{m}$ ，D3 共振腔對應之自然劈裂面 L-I 曲線圖見圖 4-15，由圖可知  $I_{\text{th}}=130\text{mA}$ 。

將此元件於  $160\text{mA}$  下操作，如圖 4-15 所示，雷射光的強度約  $1.8\text{mW}$ 。在此狀態下量測雷射光及光子晶體共振腔的變溫頻譜，變溫範圍由攝氏  $20^\circ\text{C}$  至  $30^\circ\text{C}$ ，每隔  $2^\circ\text{C}$  作一次量測並比較其變化情形。頻譜圖見圖 4-16。左圖為雷射自然劈裂面的頻譜(dB 值)；右圖為光子晶體共振腔上方收光的頻譜(線性任意值)。

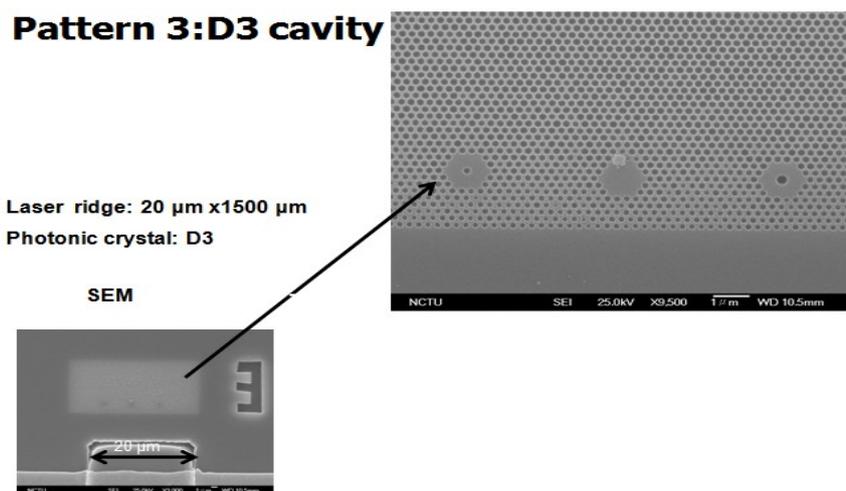


圖 4-14 D3 共振腔實際元件 SEM 圖

## L-I curve

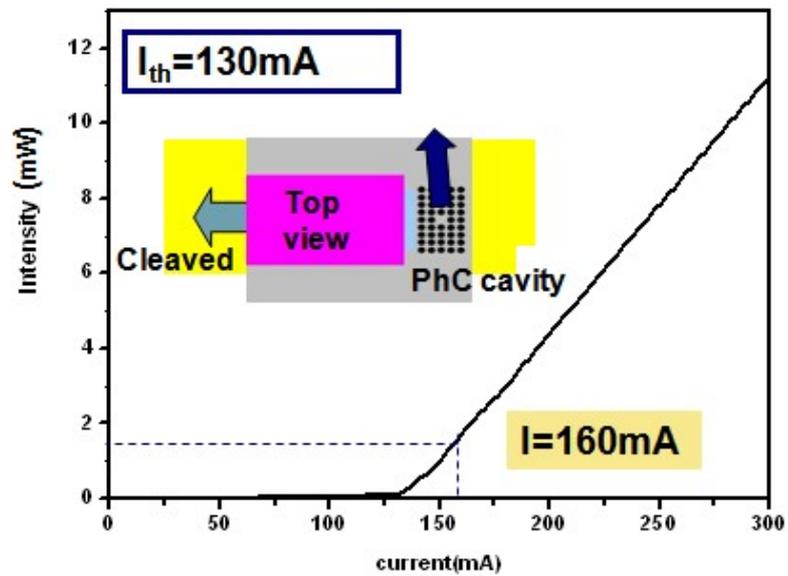


圖 4-15 D3 共振腔對應之雷射自然劈裂面 L-I 曲線圖

比較圖 4-16 的左右兩張圖，如 D3 共振腔，變溫的頻譜不管在波形與紅移幅度都相當接近，有此可知在量測時，可能收到劈裂面的漏光。

# Spectrum

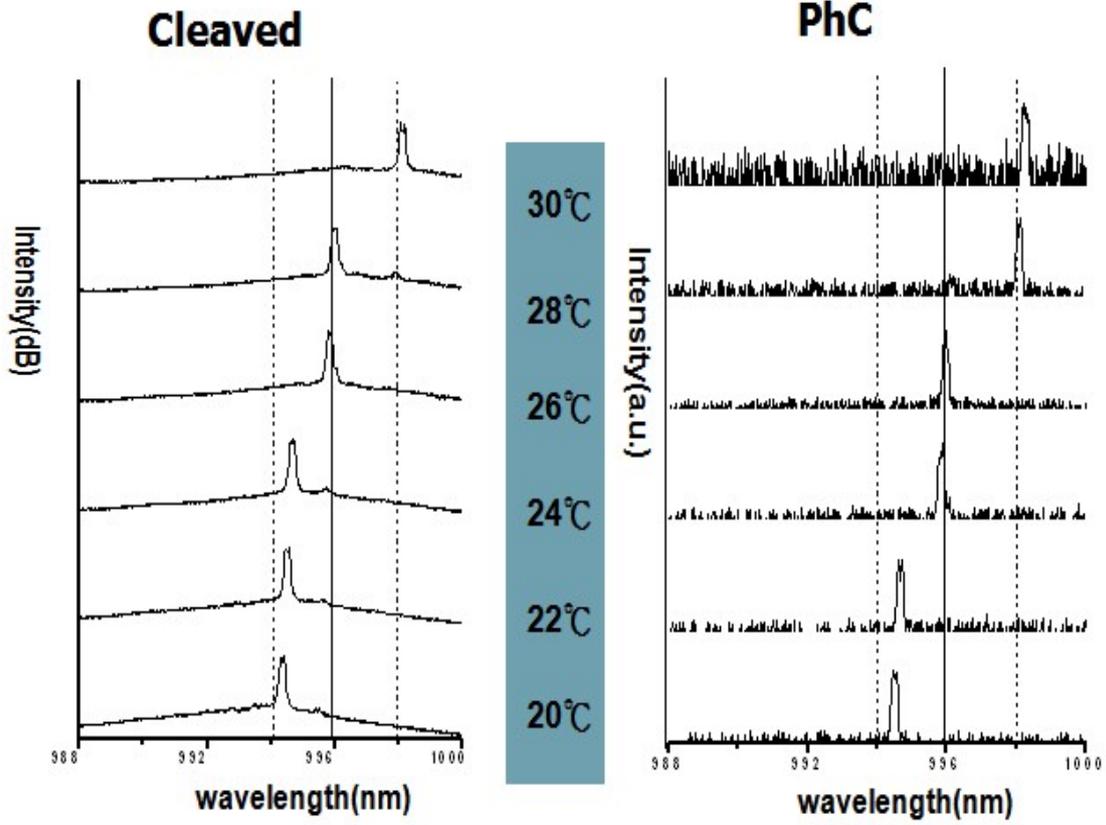


圖 4-16 比較邊射型雷射對 D3 共振腔變溫頻譜

## 第五章 結論

本論文用精確的三維光子晶體模擬，比較各種共振腔的 Q 值，D3 共振腔在 WGM 的 Q 值可達 11026，L3 共振腔在移動兩側的空氣孔洞 Q 值最大可達 18715；在 D3 共振腔的 monopole、WGM 中加入空氣孔洞，在對稱性不差太大的情況下，可抑制消除其他的模態；模擬 L3 微共振腔方向效應對耦合的影響，光對縱向的共振腔耦合效果較好。在實際元件的製程上，改變製程方法，成功的製作出雷射與光子晶體的整合元件，提高元件量測的重覆性。

藉由  $\mu$ -PL 量測系統，在放大倍率較高的情況下，我們較能掌握光子晶體共振腔的位置，使元件的發光頻譜量測較為可信，我們量測到的 D2 共振腔半高寬僅約 0.2nm，Q 值可達 5000，對溫度的紅移結果約 0.1nm/°C，小於邊設型雷射的紅移速度，唯元件尚容易收到其他的散射光，經過實驗，半導體雷射與光子晶體共振腔的模態，還是有差異性，在未來如何將兩者更精確的結合，是我們可以努力的目標。

## 參考文獻

- [1] E. Yablonovitch., Phys. Rev. Lett.58, 2059(1987)
- [2] 楊志忠，“新世紀奈米級光電材料結構”，物理雙月刊(第二十三卷六期)(2001)
- [3] 樂丕綱、陳啟昌，光子晶體—從蝴蝶翅膀到奈米光子學，五南圖書出版股份有限公司(2005)
- [4] G. H. Kim, Y. H. Lee, A. Shinya, and M. Notomi, Optics Express, vol. 12, no. 26, 6624-6631(2004)
- [5] Huang S. C., Yang T. H., Lee C. P., Lin S. D., Appl. Phys. Lett., vol. 90, no. 15, 151121(2007)
- [6] 鄭雅芝，“淺談光子晶體”，物理雙月刊(第二十四卷四期)(1999)
- [7] J. D. Joannopoulos, Photonic crystals: molding the flow of light (1995)
- [8] D. K. Cheng ,Fundamentals of Engineering Electromagnetics(1992)
- [9] RSoft CAD Environment, FullWAVE, BandSOLVE, RSoft Design Group, Inc.400 Executive Boulevard, Ste. 100Ossining, NY 10562, USA
- [10] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, Phys. Rev. Lett, vol.77, no.25, 3787-3790(1996).
- [11] T. Uusitupa, K. Kärkkäinen and K. Nikoskinen, Microwave and Optical Technology Letters, vol.39, no.33, 326-333, (2003)
- [12] E. M. Purcell, Phys. Rev. 69, 681 (1946).

- [13]張守進，“半導體雷射”，科學發展349期(2002)
- [14] O. Painter et al., Science vol. 284, 1819(1999)
- [15]在實際元件中，主動層尚包括犧牲層上方 200 奈米的 N 型覆蓋層，所以主動層共 500 奈米；但這樣會使得光子晶體上下結構不對稱，為了模擬方便，我們主動層僅取 300 奈米。
- [16] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, Phys. Rev. B, vol.60, 5751 (1999)
- [17] W. Kuang, J. R. Cao, S. J. Choi, J. D. O'Brien, and P. D. Dapkus, IEEE Photon. Technol. Lett., 17, 941 (2005)
- [18] Y. T. L. S, O'Brien J.D., Deppe D. G., IEEE Photonic Technology Lett., vol. 17, No. 11, 2244-2246(2005)
- [19] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, and S. Noda, Optics Express, vol. 13, no. 4, 121421 (2005)



## 簡歷 (Vita)

姓名：蘇晟宇 (Chen-Yu, Su)

性別：男

出身年月日：民國70年9月2日

籍貫：台北縣

學歷：

中原大學電子工程學系學士(88.9-95.6)

國立交通大學電子研究所碩士班(95.9-98.7)

碩士論文題目：

光子晶體與半導體雷射整合研究

Study on Integration of Photonic crystal and Semiconductor Laser

