

# 光子晶體雷射之近場光學影像分析

研究生：戴梓榆

指導教授：張文豪教授

國立交通大學電子物理學系

## 摘要

本論文利用近場光學顯微技術探討光子晶體產生雷射的空間分布。首先藉由變功率微螢光激螢光光譜量測探討 DO 結構光子晶體雷射中缺陷模態的輸入輸出曲線、波長以及半高寬變化關係。激發功率增加時，會使得缺陷模態訊號增強，半高寬變窄及波長藍移。接著利用變功率全譜線近場光學掃描量測，可釐清光子晶體產生雷射過程時光強度、半高寬及波長的空間分布，並藉此分析雷射產生的區域。當激發功率超過臨界功率後，光激載子會藉由受激輻射轉換成光子，使載子濃度維持動態平衡。藉由高於臨界功率激發的近場掃描中的波長分布則可判斷臨界載子空間分布的情形。最後探討雙重模態同時存在的雷射特性。藉由變功率微光激螢光光譜及近場顯微技術的量測，可觀察到兩種模態在空間中相互競爭的效應。

# Near-Field Imaging of Optical Emission from Photonic Crystal Microcavity Lasers

Student : Tzu-Yu Tai

Advisor : Dr. Wen-Hao Chang

Department of Electrophysics  
National Chiao Tung University

## Abstract

Lasing characteristics of photonic crystal nanocavity are investigated by micro-photoluminescence (micro-PL) and scanning near-field microscopy (SNOM) measurements. First, the optical process of lasing characteristics including intensity, wavelength and linewidth are investigated by power-dependent micro-PL measurements. With increasing excitation power, the modes intensity increasing, linewidth narrowing and wavelength blue shift are observed. The spatial distribution of lasing characteristics are investigated by spectral resolved SNOM measurements. The spatial distribution of modes intensity and linewidth can be used to identify the lasing area. When excitation power exceeding the lasing threshold, photo-excited carriers are converted rapidly into photons due to stimulated emission, and thereby pinning the carrier concentration. The spatial distribution of threshold carrier density can be revealed by lasing wavelength distribution when using above threshold excitation power. Finally, we observe spatial excitation mode competition in dual-mode laser under different powers.

# 致謝

一眨眼兩年碩班生涯就結束了，兩年的淬鍊讓我成長不少。這期間受到許多人的鼓勵及關心，我才能夠堅持下去。最感謝我的指導老師，張文豪教授，總是能夠在我遇到問題時提出精闢的見解，使我在這些年中獲益匪淺。老師對學問的嚴謹更是我輩學習的典範。再來感謝徐子民、周武清、果尚志及綦振瀛口試委員們，在口試時針對研究內容給予建議，使論文更加完善。

感謝林萱、家賢、大雄、衍均、建儒 博士班學長姐平時對我的照顧，不僅僅在實驗上，生活中也受到許多幫助。尤其謝謝林萱學姊，總是像個大姐姐一樣，不吝惜解答許多研究上的問題，讓我口試能夠順利結束。雅菱、廷晏、承晏、鑫封、冠宇、碧珊、大支、子昂淇輔、丞皓，謝謝你們讓我的碩班生活更為有趣。

最後要謝謝我的家人及朋友們，謝謝你們一路的支持及鼓勵，總是在我難過傷心的時候安慰我，陪我談心，給予許多有用的建議。還有謝謝陳韋儒，周末總是不辭辛勞北上，聽我發牢騷，讓我能夠有勇氣面對許多難關。謝謝你們。

# 目錄

摘要 .....	i
Abstract .....	ii
致謝 .....	iii
目錄 .....	iv
圖目錄.....	vi
第一章 緒論 .....	1
第二章 文獻回顧.....	3
2.1 光子晶體雷射發展與簡介 .....	3
2.2 近場光學簡介 .....	5
2.2.1 近場光學發展 .....	5
2.2.2 掃描式近場光學顯微鏡(SNOM)原理 .....	6
第三章 實驗架設.....	8
3.1 微光激發螢光光譜 .....	8
(Micro Photoluminescence, $\mu$ -PL).....	8
3.2 近場光學顯微鏡 .....	9
(Scanning Near Field Optical Microscopy, SNOM).....	9
第四章 理論介紹與模擬結果 .....	12
4.1 理論介紹 .....	12
4.1.1 受激吸收(stimulated absorption) .....	12
4.1.2 自發輻射(spontaneous emission).....	13
4.1.3 受激輻射(stimulated emission) .....	13
4.1.4 居量反轉(population inversion).....	14
4.1.5 自由載子電漿效應(free carrier plasma effect) .....	15
4.1.6 雷射速率方程式 .....	17
4.2 模擬結果 .....	20
4.2.1 有限時域差分法(FDTD) .....	20
4.2.2 光子晶體電場分布模擬 .....	21
4.2.3 探針誘發光子晶體特性 .....	25
第五章 實驗結果與討論.....	26
5.1 D0 結構光子晶體模態與雷射化之光譜分析 .....	26
5.2 D0 結構光子晶體之空間分布 .....	31
5.2.1 Monopole 模態雷射空間分布特性.....	34
5.2.2 WG 模態近場光學系統下產生雷射特性 .....	39
5.3 雙重模態雷射產生特性 .....	41
5.3.1 雙重模態微光激發螢光雷射化光譜分析 .....	41
第六章 結論 .....	47



# 圖目錄

圖 2-1 平面波展開法計算之光子晶體頻帶結構。	3
圖 2-2 一維、二維以及三維光子晶體結構圖。	4
圖 2-3 Rayleigh 準則。	5
圖 2-4 Syngge 提出近場光學可超越繞射極限的方法。	5
圖 2-5 k 方向分量示意。	6
圖 2-6 消散波示意圖。	6
圖 2-7 近場光纖探針蒐集消散波示意圖。	7
圖 3-1 微光激發螢光系統。	8
圖 3-2 近場光學顯微鏡實驗架設圖。	9
圖 3-3 光纖拉具機。	10
圖 3-4 雷射融拉示意圖。	10
圖 4-1 受激吸收示意圖。	12
圖 4-2 自發輻射示意圖。	13
圖 4-3 受激輻射示意圖。	14
圖 4-4 四能階系統。	15
圖 4-5 雷射速率方程式示意圖。	20
圖 4-6 Yee 提出單位區域的電磁場配置圖。	21
圖 4-7 光子晶體 D0 結構示意圖。	21
圖 4-8 光子晶體 D0 結構 SEM 示意圖。	22
圖 4-9 單極模態(monopole mode)與細語迴廊模態(WG mode)模擬共振波長。	22
圖 4-10 模擬光子晶體薄膜中心(a)monopole mode $E_x^2+E_y^2$ 分布情形 (b)WG mode $E^2$ 分布情形(c)monopole mode $E_x^2$ 分布情形(d)WG mode $E_x^2$ 分布情形(e) monopole mode $E_y^2$ 分布情形(f) WG mode $E_y^2$ 分布情形。	23
圖 4-11 模擬在光子晶體上方 200nm(a) Monopole 模態 $E_x^2+E_y^2$ 分布情形(b) WG 模態 $E_x^2+E_y^2$ 分布情形(c) Monopole 模態 $E_x^2$ 分布情形(d) WG 模態 $E_x^2$ 分布情形(e) Monopole mode $E_y^2$ 分布情形(f) WG 模態 $E_y^2$ 分布情形。	24
圖 4-12(a)探針放在不同位置共振波長的變化 (b)光子晶體 monopole mode $E_x^2+E_y^2$ 分布。	25
圖 5-1 光子晶體結構示意圖。	26
圖 5-2 InGaAsP MQW 螢光光譜。	26
圖 5-3 (a)共振腔模態模擬 (b) 不同 $r'/a$ 共振腔模態辨認。	27
圖 5-4 monopole 模態變功率的微光激發螢光光譜。	28

圖 5-5 Monopole 模態的 (a)發光強度 (b)波長 (c)半高全寬 隨著激發功率的變化。.....	29
圖 5-6 載子濃度增益範圍。.....	30
圖 5-7 (a) Monopole 模態 PL 強度分布 (b) WG 模態 PL 強度分布 (c) Monopole 模態在薄膜中心 $E_x^2+E_y^2$ 分布 (d) WG 模態在薄膜中心 $E_x^2+E_y^2$ 分布.....	32
圖 5-8 (a) Monopole 模態 PL 強度分布 (b) WG 模態 PL 強度分布 (c) Monopole 模態在光子晶體上方 200nm $E_x^2+E_y^2$ 分布模擬 (d) WG 模態光子晶體上方 200nm $E_x^2+E_y^2$ 分布模擬 (e) Monopole 模態在光子晶體上方 200nm $E_y^2$ 分布模擬 (f) WG 模態光子晶體上方 200nm $E_x^2$ 分布模擬。.....	33
圖 5-9 (a) 低於/接近臨界功率 PL 強度分布 (b) 低於/接近臨界功率半高全寬分布 (c) 高於臨界功率 PL 強度分布 (d) 高於臨界功率半高全寬分布。.....	34
圖 5-10(a)低於/接近臨界功率半高全寬分布 (b) 低於/接近臨界功率波長分布 (c) 自由載子對應波長及半寬示意圖。.....	35
圖 5-11 (a) 高於臨界功率半高全寬分布 (b) 高於臨界功率波長分布 (c) 臨界載子示意圖。.....	37
圖 5-12 (a) Monopole 模態磁場平方圖 (b) Monopole 模態高於臨界功率波長分布。.....	38
圖 5-13 (a) WG 模態低於/接近臨界功率 PL 分布 (b) WG 模態低於/接近臨界功率半高全寬分布 (c) WG 模態高於臨界功率 PL 分布 (d) WG 模態高於臨界功率半高全寬分布。.....	39
圖 5-14(a) 低於/接近臨界功率半高全寬分布 (b) 低於/接近臨界功率波長分布 (c) 自由載子對應波長、及半高寬示意圖。.....	40
圖 5-15 (a) 高於臨界功率半高全寬分布 (b) 高於臨界功率波長分布 (c) 臨界載子示意圖。.....	40
圖 5-16(a) 模擬磁場平方分布 (b) 高於臨界功率波長分布。.....	411
圖 5-17 雙重模態 PL 譜線。.....	42
圖 5-18 (a) WG 模態的變功率之微光激螢光光譜 (b) Monopole 模態的變功率之微光激螢光光譜 (c) 雙重模態半高全寬隨著激發功率的變化 (d) 雙重模態波長隨著激發功率的變化 (e) 雙重模態發光強度隨著激發功率的變化。.....	43
圖 5-19 Monopole 模態 20 W (a) PL 強度 (b) 波長 (c) 半高寬 分布圖.....	444
圖 5-20 Monopole 模態 55 W (a) PL 強度 (b) 波長 (c) 半高寬 分布圖.....	45
圖 5-21 (a) 55 $\mu$ W Monopole 模態半高全寬分布 (b) 55 $\mu$ W Monopole 模	

態波長分布 (c) 臨界載子示意圖。.....46





# 第一章 緒論

雷射的概念源自於西元 1958 年由 Schawlow 和 Townes 所提出[1] 1960 年美國物理學家 Maiman 首先利用光與共振腔產生雷射光[2]，雷射幾乎成為各種領域不可或缺的工具。依照使用的活性介質(active medium)，雷射可以分為下列四種：(1)氣體雷射，如氦氖雷射、二氧化碳雷射，(2)染料雷射，(3)固態雷射，如紅寶石雷射，(4)半導體雷射等。其中半導體雷射有較小的體積及較輕的重量並具有高效率以及低耗能，且能相容於其他半導體元件整合成光電積體迴路 (optoelectronic integrated circuit, OEIC)。

近幾年，隨著製程技術的進步，使得大小在光波波長尺度的共振腔能夠被製作出來。此種尺度在微米等級的共振腔被稱為微共振腔 (microcavity)。目前最常使用的微共振腔是微柱共振腔(micropillar microcavity)[3]、微盤共振腔 (microdisk microcavity)[4]，以及薄膜型光子晶體微共振腔(photonic crystal nanocavity)[5]。相較於微柱共振腔以及圓盤共振腔，光子晶體微共振腔同時具有高品質因子(quality factor)及小模態體積的優點。

當材料的折射率或介電係數形成週期性排列的結構即為光子晶體。在自然界中光子晶體也隨處可見，如蝴蝶的翅膀。而人類利用光子晶體共振腔的高品質因子及小體積特性為我們在處理量子資

訊[6]、捕捉光[7]、以及增強光和物質的交互作用[8]增加了許多可能性。

相較於傳統雷射，微共振腔(microcavity)擁有相當小的模態體積，以及相當低的臨界功率。光子晶體雷射的共振腔設計可使光無法在缺陷以外的區域傳遞進而使光在共振缺陷區域也因此光子晶體雷射具有極低的臨界功率及高品質因子。既然光子晶體為周期性排列的結構且光場分布又被侷限於缺陷內，那麼光子晶體雷射的產生是否與空間分布有關成了我們感到興趣的議題。

傳統遠場光學因光波動性質造成的繞射現象所限制，兩物體需大於  $0.61\lambda/N.A.$  才能被解析。在近場量測中，因量測距離小於一個光波長，能夠突破繞射極限，得到相當高的空間解析度。

本論文中，利用高空間解析度的近場光學顯微技術探討光子晶體雷射的產生在共振腔內分布的情形。

## 第二章 文獻回顧

### 2.1 光子晶體雷射發展與簡介

西元 1987 年，E. Yablonovitch 和 S. John 分別提出光子晶體的概念[9][10]；光在晶體結構中傳播，有類似電子能帶結構的現象，提出光子能隙 (photonic band-gap) 的概念。光子晶體是由不同折射率的介質，週期性排列而成的人工微結構。當電磁波進入折射率週期性變化的結構中，在不同介質的介面處，會形成許多散射波而發生建設性與破壞性干涉，導致某特定頻率的光波無法在此結構中傳播，形成光子能隙，又稱禁止能帶(forbidden gap)[11]。

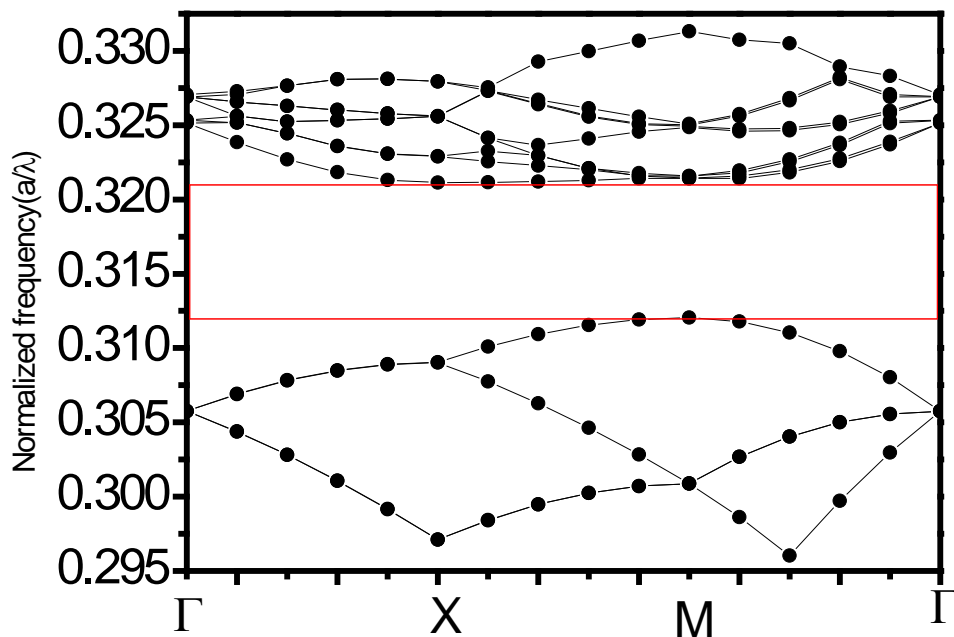


圖 2-1 平面波展開法計算之光子晶體頻帶結構。

光子晶體依照空間維度可分為一維、二維及三維光子晶體，由於製程難易不同，目前被廣泛應用到元件上大部分屬於一維及二維光子晶體，一維光子晶體如多層膜，二維光子晶體如光子晶體薄板。

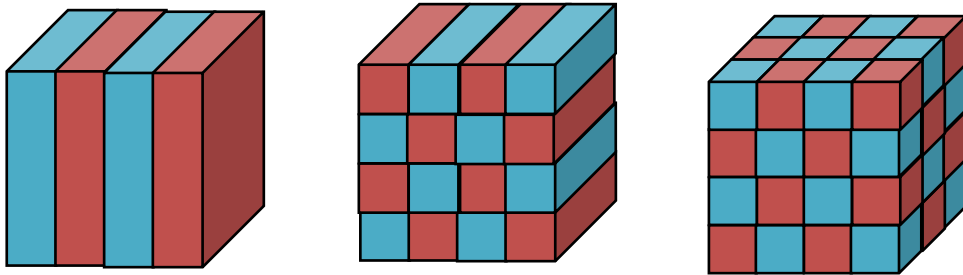


圖 2-2 一維、二維以及三維光子晶體結構圖。

光子晶體雷射通常分為兩種，一種使用二維光子晶體中的缺陷為雷射共振區並且設計雷射共振波長於光能隙中，使得此微共振腔的品質因子增大，相對的光停留在微共振腔的時間較久，和微共振腔裡的增益材料相互作用進而得到雷射現象，稱為光子晶體缺陷型雷射。另一種為光子晶體能帶邊緣型雷射，此種雷射設計於光能帶的群速度等於零的能帶邊緣，因此具有大範圍的雷射共振腔且高功率輸出等特性 [12]。由於本論文使用近場光學顯微技術研究雷射特性，選用臨界功率較低的缺陷型光子晶體雷射。

## 2.2 近場光學簡介

### 2.2.1 近場光學發展

1873 年德國物理學家 Ernst Abbe 認為在遠場光學中(大於一個波長的距離)觀察物體時，必定無法避免光之波動性質所造成之繞射效應，僅能獲得半個波長( $\lambda/2$ )之空間解析度，稱為繞射極限。之後英國 Lord Rayleigh 寫下了所謂 Rayleigh 準則[13]：兩物體的距離必須大於或等於 $(1.22\lambda/2n\sin\theta)$ 才能清楚的分辨出來，其中 $\lambda$ 為探測光波長， $n$ 為折射係數， $\theta$ 為用來收集或聚光至感測器用的物鏡光孔穴半角。

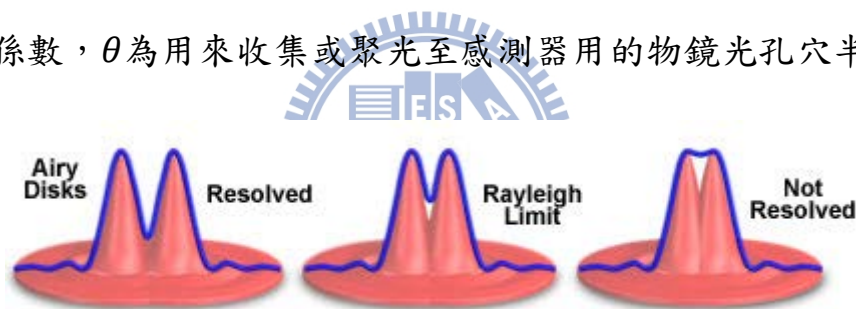


圖 2-3 Rayleigh 準則。

E.H. Syngé 及 O'Keefe 分別在 1928 年及 1956 年提出可獲得超越繞射極限的空間解析方法，即是在遠小於一個波長距離作光學探測，如圖 2-4，此概念直至 1972 年 E.A. Ash 與 G.Nicholls 才利用微波證實

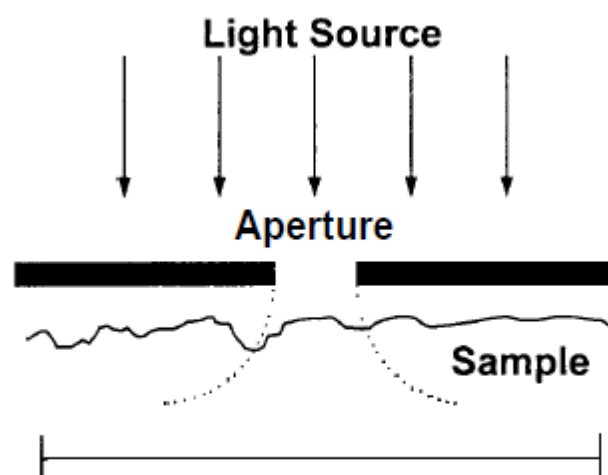


圖 2-4 Syngé 提出近場光學可超越繞射極限的方法。

在近場中可達到 $\lambda/60$ 的空間解析度。在 1992 年美國的 AT&T 實驗室

的 Eric Betzig 及 Rochester Institute of Technology 大學的 Mehdi Vaez-iravani，提出以剪力顯微鏡(Shear Force Microscope)的技術作為近場光學顯微鏡之光學探針的高度迴饋控制，並可獲得極穩定及重覆性極佳的近場光學影像。[14]

### 2.2.2 掃描式近場光學顯微鏡(SNOM)原理

光在真空中行進時，根據色散公式

$$\hbar\omega = c \cdot \hbar k, k \text{ 為波向量}$$

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_z^2} (\text{假設 } k_y = 0)。$$

海森堡測不準原理指出一固定方向軸，粒子位置不確定量與動量不確定量的乘積不能少於  $\hbar$ ，

$$\Delta \hbar k_x \cdot \Delta x \geq \hbar,$$

$$\Delta x \geq \frac{1}{\Delta k_x} = \frac{\lambda}{2\pi}。$$

與 Lord Rayleigh 在 1879 年所提出的繞射極限意義相同，如想提高光學系統解析，必須要讓動量越大越好，所以假設 x 方向動量必須大於 k 方向動量，為了

滿足前式， $k_z$  必須為虛數，將 z 方向

光以平面波表示， $\exp(ik_z z) = \exp(-|k_z|z)$ ，z 方向強度會隨距離增

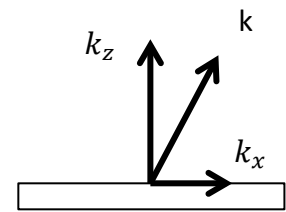


圖 2-5 k 方向分量示意。

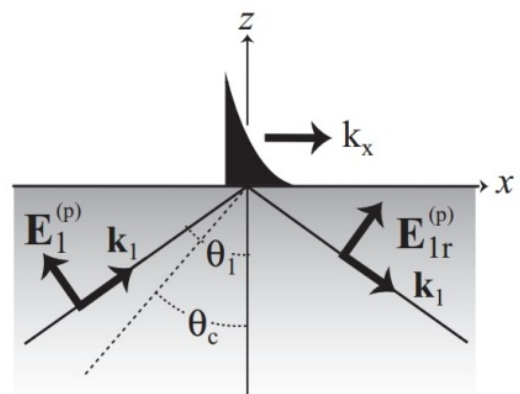


圖 2-6 消散波示意圖。

加而成指數衰減，所以光在 z 方向不會傳播，即為消散波的特質 (evanescence wave)[15] 。

由以上原理可知，為了增加 x 方向解析度，我們必須收集 z 方向的消散波，此消散波只存在樣品表面附近不會傳播出去。而光纖探針操作距離樣品表面十奈米，雷射由光纖針尖輸出後激發樣品，使樣品產生光激螢光訊號，針尖與消散波耦合進而蒐集消散波的訊號。

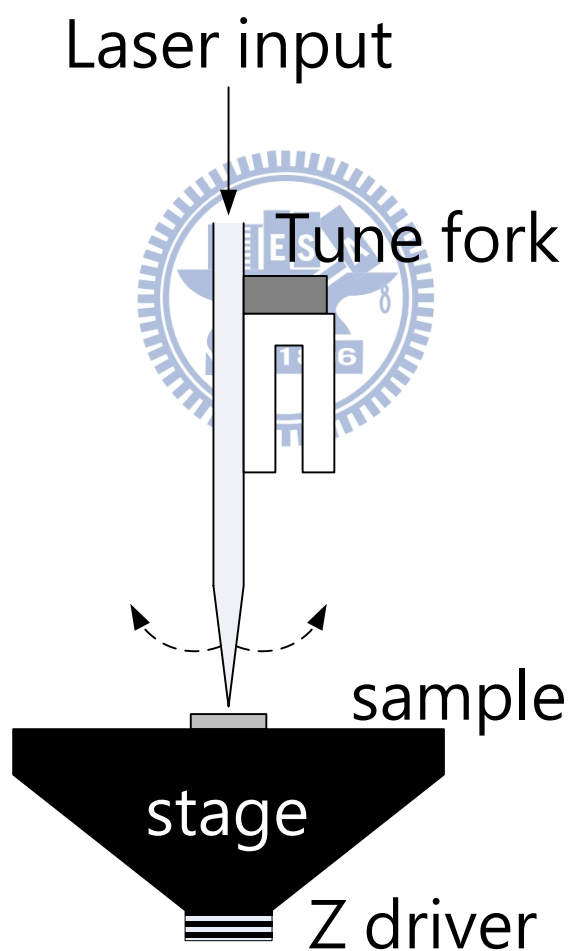


圖 2-7 近場光纖探針蒐集消散波示意圖。



# 第三章 實驗架設

## 3.1 微光激發螢光光譜

### (Micro Photoluminescence, $\mu$ - PL)

實驗架構如圖 3-1 所示，以波長為 785nm 的 TTL 二極體雷射作為激發光源(duty cycle:3% , repetition rate:1.25MHz) , 雷射光利用 100 倍物鏡聚焦至光子晶體共振腔。在接受訊號方面，以相同的物鏡接收光子晶體共振腔發出的訊號，接著再將共振腔訊號聚集至光譜儀。經由光譜儀內部的反射式光柵分光後，再由砷化銦鎵(InGaAs-diode array)偵測，最後再將接收到的電訊號傳至電腦，經過處理後得到螢光譜圖。

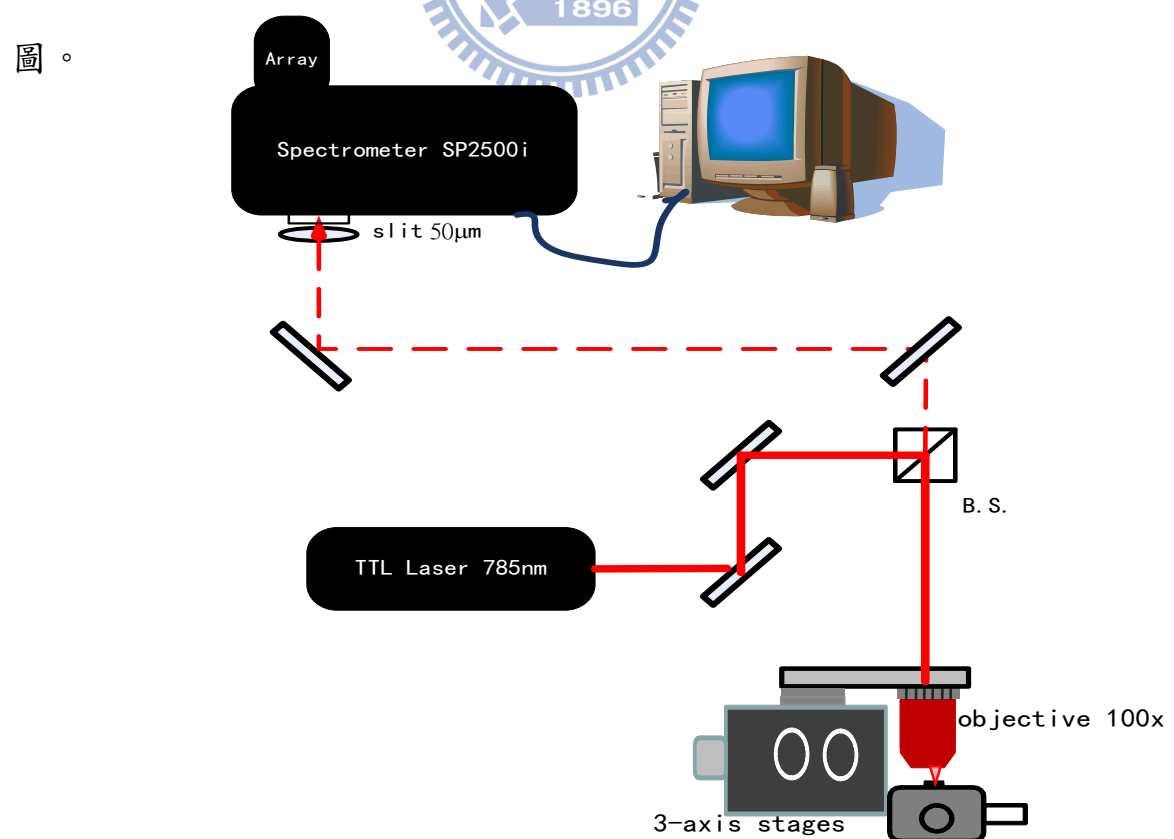


圖 3-1 微光激發螢光系統。



## 3.2 近場光學顯微鏡

### (Scanning Near Field Optical Microscopy, SNOM)

實驗架設如圖 3-2 所示，以 785nm 的 TTL 二極體雷射作為激發源，雷射經由分光鏡(Beam Splitter, B.S.)反射至 10 倍物鏡(Number Aperture N.A 為 0.9.)中再耦合進光纖中，雷射經由耦合光纖傳遞激發光子晶體共振腔。接收訊號方面以探針蒐集光子晶體螢光訊號，再經由相同物鏡再將訊號聚集至光譜儀解析，最後由砷化銻鎵二極體陣列偵測，經電腦處理後即得到與空間對應的螢光光譜。

此實驗系統架構中，所使用的光纖探針為無鍍金屬的裸針黏於石英音叉上。若使用鍍有金屬的光纖探針量測，光纖探針輸出功率會減弱不足使光子晶體共振腔產生雷射，對研究雷射特性上會是一大阻礙。

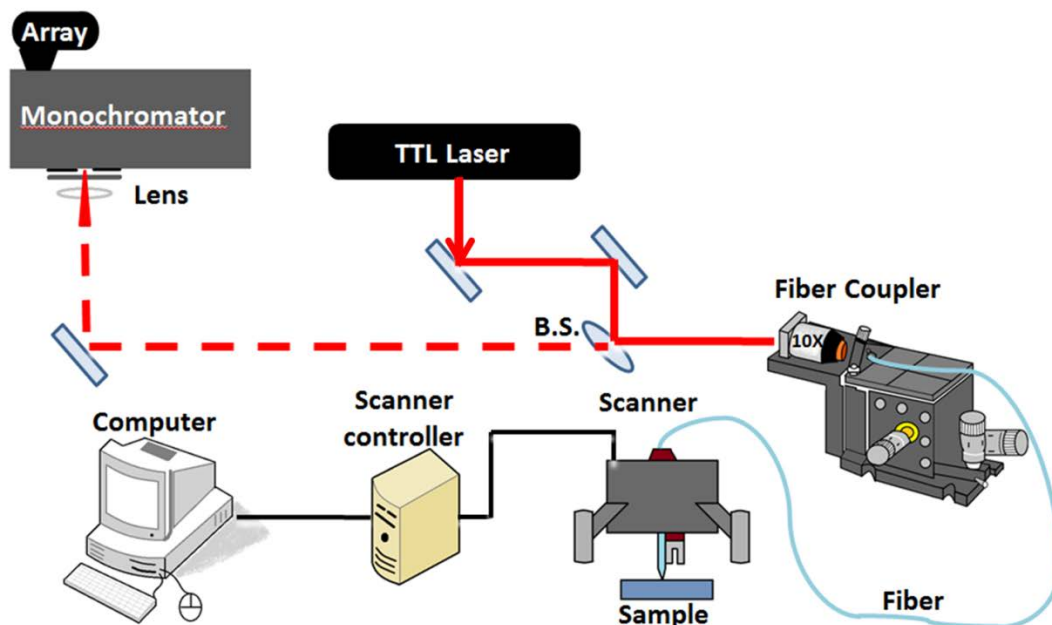


圖 3-2 近場光學顯微鏡實驗架設圖。

### 3.3 光纖探針製備

經過許多年的演進，有多種探針被開發出來，其中最效率最好，最廣為人們使用的即是光纖探針。由於光纖具備低損耗且良好的光波導特性，成為近場光學量測微小訊號的首選。要得到高解析度的近場影像與針間孔穴大小有關，因此光纖探針製作的方式在此實驗中顯得十分重要。目前光纖探針製備分為兩種，(一)管蝕刻(tube etching) (二)雷射熔拉。在本實驗中採用後者方式製備光纖，原因為重複率高、製作速度快且經濟實惠。該方法是 1991 年 Eric Betzig 提出，利用二氧化碳雷射聚焦於撥除外殼的裸光纖上，光纖熔化後，左右兩邊施予一穩定拉力，逐漸形成尖銳的光纖探針，如圖 3-4。使用機台為 Model P-2000 Sutter Instrument，如圖 3-3，調整雷射光源的加熱功率，兩邊拉力的速度以、強度以及雷射輸出後到拉斷的延遲時間等參數，經過多次嘗試及實驗，即可製作出高品質光纖探針。



圖 3-3 光纖拉具機。

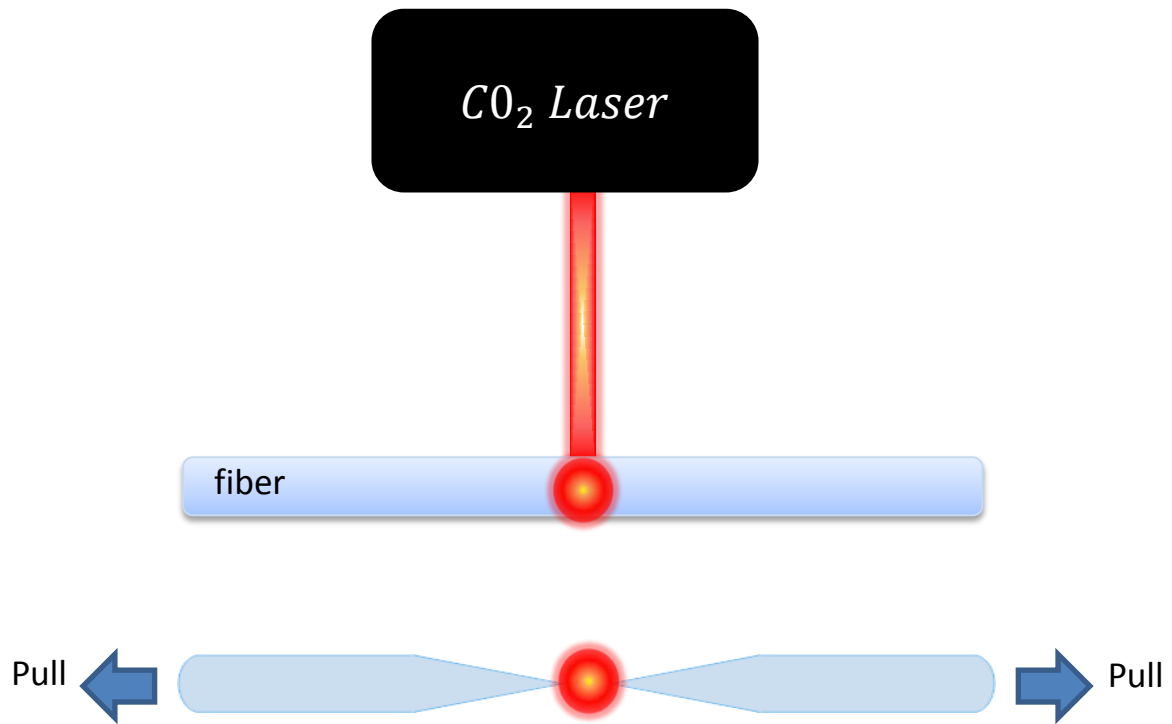


圖 3-4 雷射融拉示意圖。



## 第四章 理論介紹與模擬結果

本研究利用掃描式近場光學顯微鏡(SNOM)探討不同激發功率下光子晶體雷射的特性，隨著激發功率上升自由載子增加，提高載子佔據高能階的機率而達到居量反轉。第一部分為探討雷射的產生機制，第二部分為 FDTD 模擬光子晶體場分布以及探針對於光子晶體的影響。

### 4.1 理論介紹

#### 4.1.1 受激吸收(stimulated absorption)

如圖 4-1 所示， $N_1$ 及 $N_2$ 分別代表在 $E_1$ 和 $E_2$ 能階上單位體積內的原子數目。物質中處於低能階 ( $E_1$ ) 的粒子可以吸引特定頻率外界輻射場的能量(光子)而躍遷至較高的能階 ( $E_2$ )，這種過程稱為受激吸收。

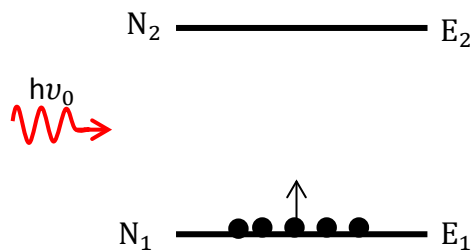


圖 4-1 受激吸收示意圖。

於吸收過程中，在高能階的原子數目濃度增加速率與低能階的原子數目成正比，

$$\frac{dN_2}{dt} = \rho(\nu)B_{12}N_1 = -\frac{dN_1}{dt}。 \quad (4.1)$$

$B_{12}$ 表示躍遷機率為愛因斯坦常數， $\rho(\nu)$ 為電磁場每單位頻率的能量密度，隨入射光波頻率變化而改變。

#### 4.1.2 自發輻射(spontaneous emission)

如圖 4-2 所示，物質中處於高能階的粒子不需外界的激勵即可自發的輻射出一個特定頻率的光子而躍遷至低能階，此過程稱為自發輻射。自發放射的光子方向是任意的，所以光子的放射方向無法預知。普通光源如熾熱燈泡的發射過程即是如此。

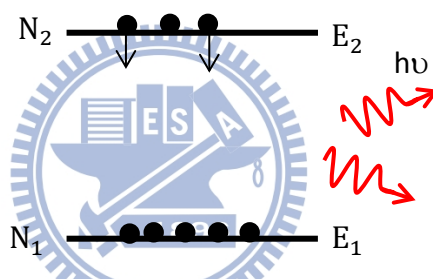


圖 4-2 自發輻射示意圖。

於自發放射過程中，高能階原子數目變化速率與其本身的濃度成正比，即為

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 \quad (4.2)$$

上式中 $A_{21}$ 為自發輻射的愛因斯坦係數， $A_{21} = \frac{1}{\tau}$ ，表示躍遷速率。

#### 4.1.3 受激輻射(stimulated emission)

利用某一特定頻率的入射光場的作用下，處於激發狀態的原子被迫的放射出一特定頻率(與入射光頻率相同)的光子躍遷至較低能階，稱為受激放射過程。與自發放射沒有一定的發射方向是截然不同，此

為產生雷射光的重要機制之一。

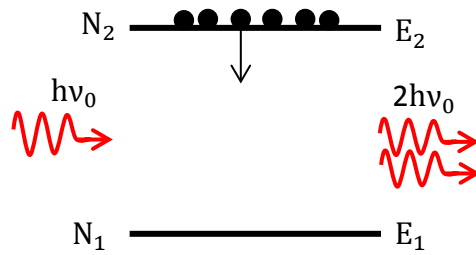


圖 4-3 受激輻射示意圖。

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}\rho(\nu)N_2 = -\frac{N_1}{dt} \quad (4.3)$$

上式中  $B_{21}$  為受激輻射的愛因斯坦係數， $B_{21}\rho(\nu)$  為躍遷速率，在熱平衡下，吸收的躍遷速率等於受激輻射的躍遷速率，即

$$B_{12} = B_{21} \quad (4.4)$$

各能階的原子濃度必須維持定值，因此各能階的原子濃度總變化速率為零。即

$$-\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = N_2\rho(\nu)B_{21} + N_1\rho(\nu)B_{12} - A_{21}N_2 = 0, \quad (4.5)$$

可得

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{21} \quad (4.6)$$

#### 4.1.4 居量反轉(population inversion)

光會因受激輻射而放大，但強度卻始終不如吸收作用下減弱的光。若要使放大光強度超過衰弱的光，就必須具備粒子數反常分布，也就是高激發狀態的原子必須多於基本狀態的原子，即

$$N_2 > N_1。 \quad (4.7)$$

上述條件在熱平衡狀況下或以光照射都無法滿足，只能達到 $N_2 = N_1$ ，

因此這種居量反轉的反常狀態只有迂迴經過其他能階才能成立。

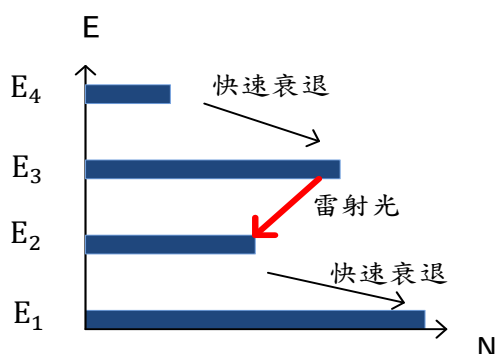


圖 4-4 四能階系統。

如圖 4-4 所示，為四能階系統。基態粒子經激發至  $E_4$ ，處於  $E_4$  的粒子很快衰落至  $E_3$ ，而  $E_3$  是亞穩態，因此在  $E_3$  上可以得到粒子數的累積，如果  $E_4 \rightarrow E_3$  和  $E_2 \rightarrow E_1$  的躍遷速率都很快，而  $E_3 \rightarrow E_2$  躍遷速率很慢，那麼粒子反轉就可以在  $E_3$  與  $E_2$  間達到。但由於  $E_2$  上的粒子數不會累積很多，因此在四能階系統要達到居量反轉，只要在  $E_3$  上累積的粒子比  $E_2$  多就可以了[16]。

#### 4.1.5 自由載子電漿效應(free carrier plasma effect)

受到高能量入射光子的激發時，價帶上的電子可能會被激發到傳導帶上，此時在傳導帶上會產生電子，在價帶上也會產生電洞，形成電子-電洞對(electron-hole pair)，額外的電子電洞稱為過量電子(excess electrons)及過量電洞(excess holes)。所以當入射光照射在樣品上時，



樣品的自由載子數量增加，會改變材料的折射率。

自由電子的運動在電場  $E$  作用下必須滿足下面的微分方程：

$$m^* \frac{d^2x}{dt^2} + m^* g \frac{dx}{dt} = -eEe^{i\omega t} \quad (4.8)$$

其中  $m^*$  為載子的有效質量， $g$  為阻尼係數， $x$  為位移，電子受力為  $F = -eEe^{i\omega t}$ ，式(4.8)的解為：

$$x = \frac{eE/m^*}{\omega^2 - i\omega g} e^{i\omega t} \quad (4.9)$$

材料的相對介電係數以  $\epsilon_r$  表示：

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 1 + \frac{\bar{P}}{\epsilon_0 \bar{E}} \quad (4.10)$$

考慮自由載子情況下，極化向量為

$$\bar{P} = \bar{P}_0 + \bar{P}_1 \quad (4.11)$$

$\bar{P}_0$  為沒有自由載子的極化向量， $\bar{P}_1$  為含有自由載子的極化向量，整理

(4.11)式

$$\epsilon_r = 1 + \frac{\bar{P}_0}{\epsilon_0 \bar{E}} + \frac{\bar{P}_1}{\epsilon_0 \bar{E}} = n_0^2 + \frac{\bar{P}_1}{\epsilon_0 \bar{E}} \quad (4.12)$$

$n_0$  是沒有自由載子的材料折射率，材料為等向性時  $\bar{P}$  和  $\bar{E}$  為相同方向。

$$\bar{P}_1 = -Ne\vec{x} \quad (4.13)$$

$N$  為自由載子濃度，單位為  $\text{cm}^{-3}$ ，將式(4.9)和式(4.13)代入式(4.12)

$$\epsilon_r = n_0^2 - \frac{Ne^2/(m^*\epsilon_0)}{\omega^2 - i\omega g} \quad (4.14)$$

將(4.14)式的實部與虛部分離，可得



$$Re \varepsilon_r = n_0^2 - \frac{Ne^2/(m^* \varepsilon_0)}{\omega^2 + g^2}, \quad (4.15)$$

$$Im \varepsilon_r = \frac{Ne^2 g/(m^* \omega \varepsilon_0)}{\omega^2 + g^2}. \quad (4.16)$$

實部為電漿效應，虛部為自由載子吸收，在此我們先不討論自由載子吸收效應。由於阻尼係數  $g$  遠小於  $\omega$ ，在此可忽略  $g$ ，可化簡為

$$Re \varepsilon_r = n_0^2 - \frac{Ne^2}{m^* \varepsilon_0 \omega^2}. \quad (4.17)$$

當載子濃度為  $N$  時的折射率如下：

$$\Delta \varepsilon_r = \Delta \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right) = 2n \Delta n = -\frac{Ne^2}{m^* \varepsilon_0 \omega^2}, \quad (4.18)$$

$$n = n_0 - \frac{Ne^2}{2nm^* \varepsilon_0 \omega^2}. \quad (4.19)$$

由(4.19)式可得知，載子濃度愈大則材料折射率愈小。

#### 4.1.6 雷射速率方程式

從雷射方程式進行推導[17]，式(4.20)描述了光子晶體共振腔內載子密度(carrier density)的變化，式(4.21)描述光子晶體共振腔雷射模態光子密度(photon density)變化。

$$\frac{dN}{dt} = R_p - \frac{N}{\tau_{sp}} - \frac{N}{\tau_{nr}} - V_g \Gamma g(N)P, \quad (4.20)$$

$$\frac{dP}{dt} = \Gamma V_g g(N)P + \beta \frac{N}{\tau_{sp}} - \frac{P}{\tau_p}. \quad (4.21)$$

$N$  和  $P$  分別代表載子密度和雷射模態光子密度， $R_p$  為激發速率(pumping rate)，可由入射光功率換算，如式(4.22)

$$R_p = \eta_i \frac{Lin\lambda_{in}}{hcV_a}. \quad (4.22)$$

$\Gamma$ 為侷限係數(confinement factor)， $V_g$ 代表光子的群速度(group velocity)， $g(N)$ 為主動層的增益函數(gain function)，我們設為線性增益，為方程式(4.23)

$$g(N)=a(N-N_{tr})。 \quad (4.23)$$

$\tau_p$ 為腔體內光子生命週期(photon lifetime)與光子晶體共振腔的品質因子有關，如式(4.24)

$$\tau_p = \frac{Q\lambda_{out}}{2\pi c}。 \quad (4.24)$$

穩態條件下載子和光子密度(即微分項為0)，利用方程式(4.21)可得載子和光子密度的關係(4.25)

$$N = \frac{\tau_{sp}(P+aN_{tr}\Gamma V_g\tau_p P)}{\tau_p(a\tau_{sp}\Gamma V_g P+\beta)}。 \quad (4.25)$$

再將方程式(4.22)代入(4.20)可得光子密度與激發速率關係式

$$R_p = \frac{(\frac{1-\beta}{\tau_{sp}}+\frac{1}{\tau_{nr}})(V_g\Gamma aN_{tr}+\frac{1}{\tau_{sp}})P}{(V_g\Gamma aP+\frac{\beta}{\tau_{sp}})} + \frac{P}{\tau_p}。 \quad (4.26)$$

由方程式(4.26)可得輸入功率和輸出功率的關係

$$L_{out} = \frac{\eta_0 hc V_m}{\lambda_{out} \tau_p} P。 \quad (4.27)$$

參數	意義	單位	參數	意義	單位
$R_p$	激發速率 (pumping rate)	$m^{-3}sec^{-1}$	$N_{tr}$	透明點載子密度 (transparent carrier density)	$m^{-3}$
$\eta_i$	主動層吸收率 (active region absorption efficiency)	%	$N_{th}$	臨界載子密度 (threshold carrier density)	$m^{-3}$
$\eta_o$	輸出功率效率 (output power efficiency)	%	$V_m$	模態體積	$m^3$
a	微分增益 (differential gain)	$m^2$	$V_a$	主動層體積	$m^3$
$g(N)$	增益函數 (gain function)	$m^{-1}$	Q	品質因子 (quality factor)	
$\Gamma$	侷限係數 (confinement factor)		$n_{eff}$	有效折射率 (effective refraction index)	
$V_g$	光子群速度 (group velocity)	$m sec^{-1}$	$\square_{sp}$	自發性輻射生命週期 (spontaneous emission life time)	Sec
$V_s$	表面複合速率 (surface recombination velocity)	$m sec^{-1}$	$\square_p$	共振腔內光子生命週期 (photon lifetime)	Sec
$\lambda_{in}$	雷射入射光波長 (input light wavelength)	m	$L_{in}$	輸入功率 (input power)	W
$\lambda_{out}$	螢光波長 (output light wavelength)	m	$L_{out}$	輸出功率 (output power)	W
$\square$	自發性輻射耦合效率 (spontaneous emission coupling efficiency)	%	$L_{th}$	雷射臨界功率 (threshold power)	W

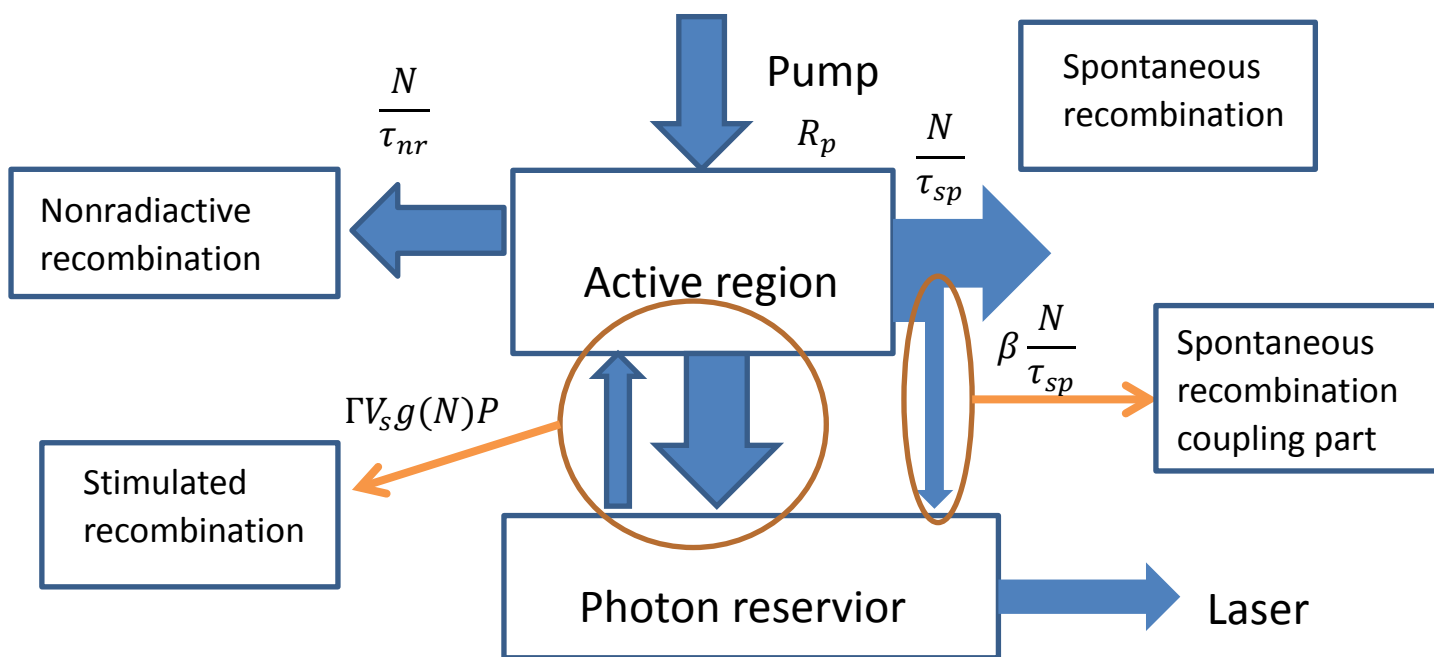


圖 4-5 雷射速率方程式示意圖。



## 4.2 模擬結果

### 4.2.1 有限時域差分法(FDTD)

K.S. Yee 在 1996 年提出有限時域差分法 (Finite-Difference-Time-Domain, FDTD)[18]，其方法是將時間每個分割空間的電場變化推算相對應空間中的磁場，再用此空間的磁場變化推算至下一個分割單位時間點的電場，藉由空間與時間相互計算，可算出電磁波在光子晶體內的電場和磁場分布。

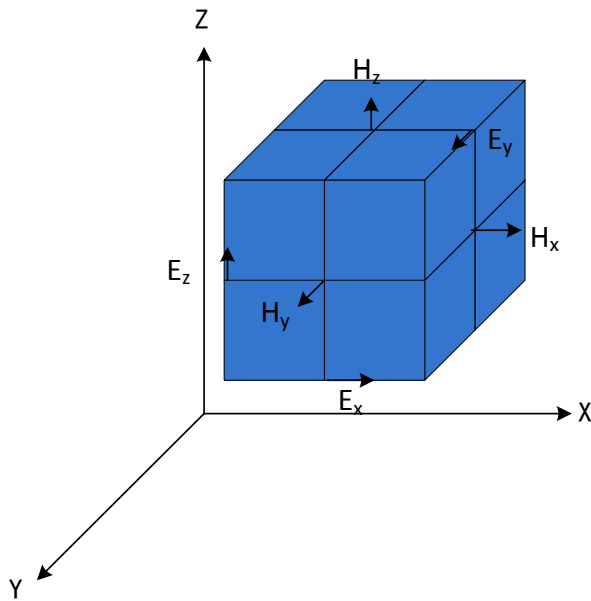


圖 4-6 Yee 提出單位區域的電磁場配置圖。

#### 4.2.2 光子晶體電場分布模擬

本論文使用的試片是由交通大學光電工程學系李柏聰教授團隊所設計與製造[19]。光子晶體 D0 結構共振腔為方形晶格(square lattice)的共振腔結構，設計如圖 4-7 所示，中間四個空氣柱向外退縮，原本的半徑  $r$  縮減為  $r'$ ，在中央形成局部晶格缺陷，產生缺陷模態(defect mode)[7]。晶格常數(lattice constant,  $a$ )約為 500nm，空氣柱半徑(air-hole radius)為 190nm，而中間向外退縮的空氣柱半徑約為 156nm，利用 FDTD 模擬出電場在光子晶體的分布。

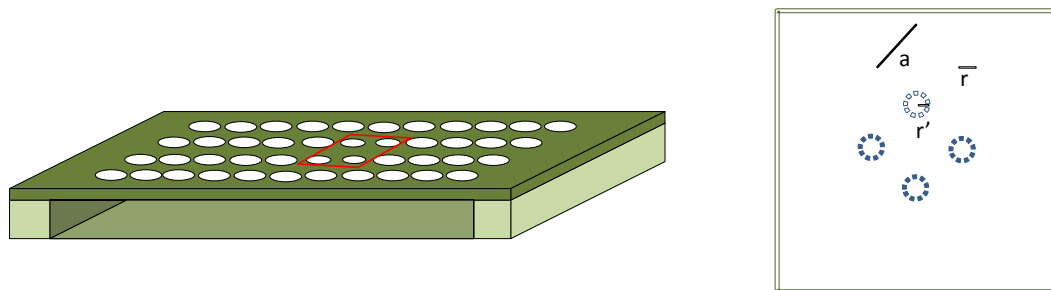


圖 4-7 光子晶體 D0 結構示意圖。

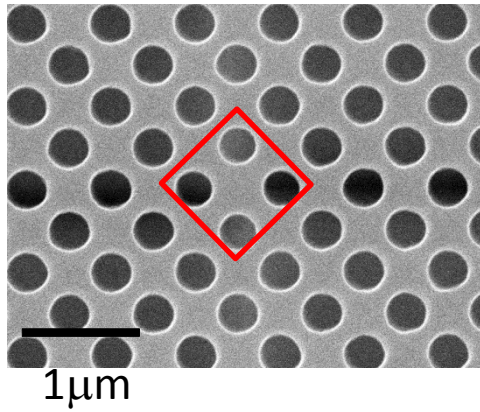


圖 4-8 光子晶體 D0 結構 SEM 示意圖。

本節利用 FDTD 模擬光子晶體在空間上場分布的情形，其模擬的步驟為：首先在共振腔內置入脈衝訊號(pulse)，脈衝訊號是由各種頻率的光所組成，然而只有共振頻率的光才會被侷限在共振腔中，所以透過計算電磁波的時變資訊並且做傅立葉轉換 (fourier transform)，可以得到共振模態的頻譜圖，如圖 4-9。第二步為選定共振模態的共振頻率，並以平面波作為光源，隨著時間能得到共振模態的電場分佈。

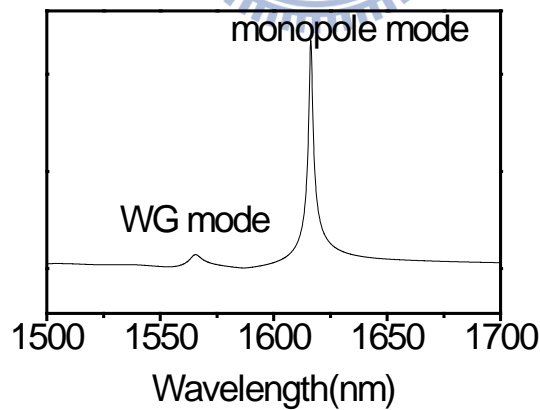


圖 4-9 單極模態(Monopole mode)與細語迴廊模態(WG mode)模擬共振波長

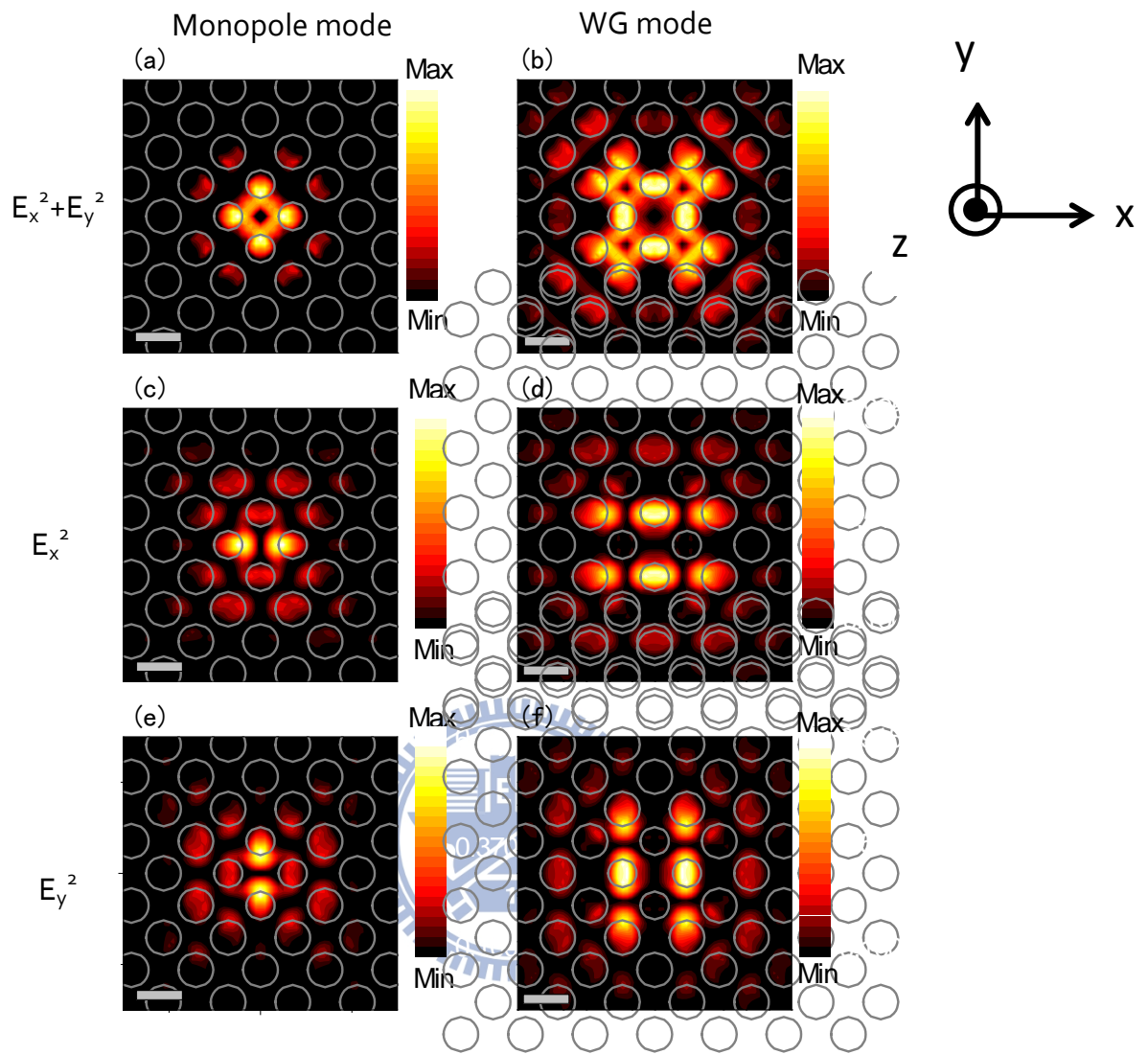


圖 4-10 模擬光子晶體薄膜中心(a)monopole mode  $E_x^2 + E_y^2$  分布情形(b)WG mode  $E^2$  分布情形(c)monopole mode  $E_x^2$  分布情形(d)WG mode  $E_x^2$  分布情形(e) monopole mode  $E_y^2$  分布情形(f) WG mode  $E_y^2$  分布情形。

近場光學顯微鏡操作在距離樣品表面約 10nm，但本實驗使用光纖探針為沒有鍍金屬的裸針，有可能收到大於 10nm 的訊號，所以在  
此觀察不同高度下電場分佈情形。



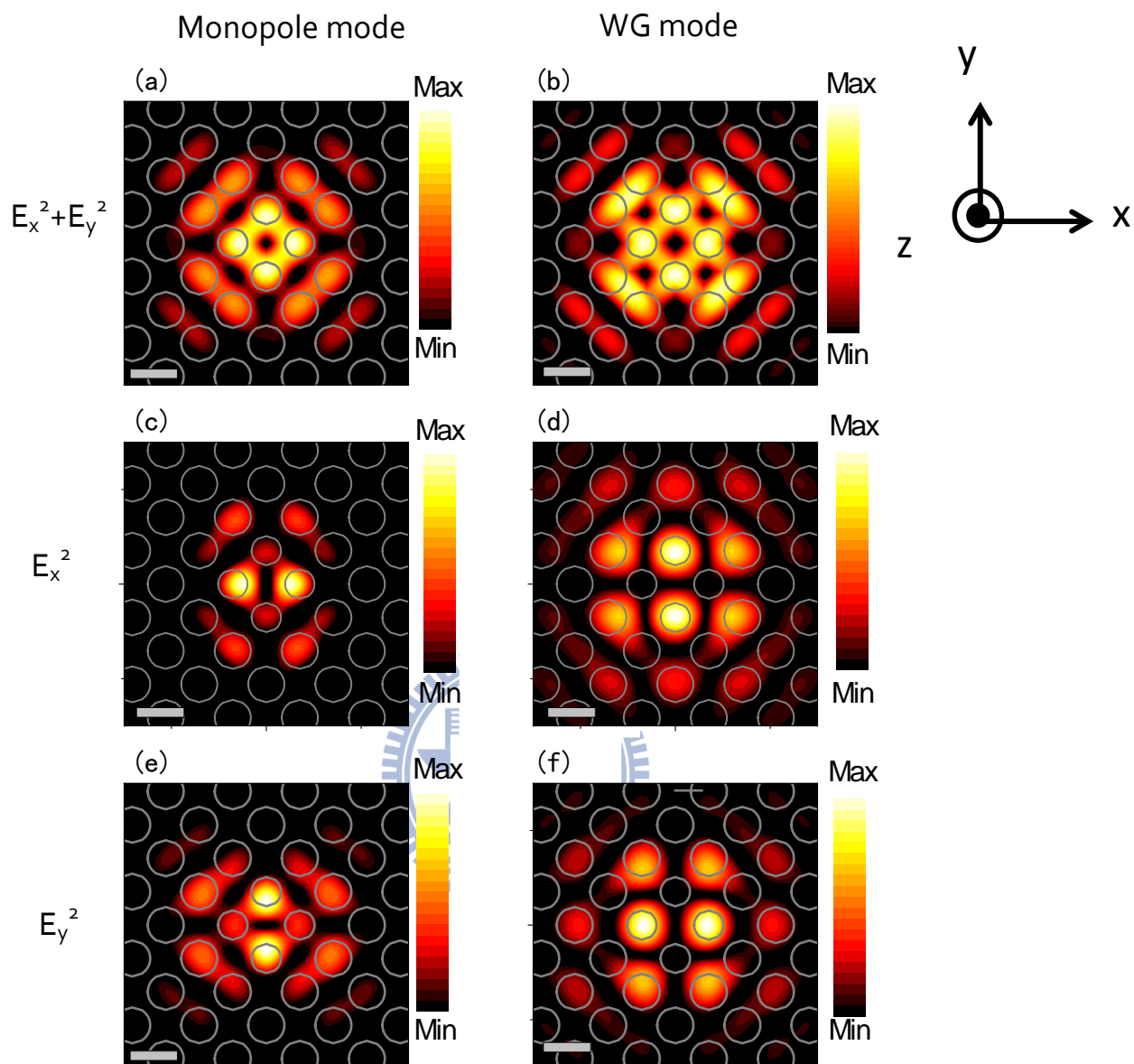


圖 4-11 模擬在光子晶體上方 200nm (a) Monopole 模態  $E_x^2 + E_y^2$  分布情形 (b) WG 模態  $E_x^2 + E_y^2$  分布情形 (c) Monopole 模態  $E_x^2$  分布情形 (d) WG 模態  $E_x^2$  分布情形 (e) Monopole mode  $E_y^2$  分布情形 (f) WG 模態  $E_y^2$  分布情形。

從模擬的結果可以發現，在薄膜中心場分布較集中，幾乎都落空氣柱上，而光子晶體上方 200nm 場比較發散。另外，從此模擬可以看得出來，Monopole 模態 和 WG mode 的  $E_x^2$  和  $E_y^2$  最強之區域互為垂直。



### 4.2.3 探針誘發光子晶體特性

光纖探針與光子晶體耦合時，會造成局部環境的等效折射率改變。光纖探針的材料為二氧化矽( $\text{SiO}_2$ )，其折射率為 1.45。光纖與光子晶體耦合後，整體的等效折射率會因光纖探針而變大。

圖 4-12 為模擬將探針放在不同位置上，觀察光子晶體共振波長的變化。其中黑色譜線為不受探針干擾的譜線。對照模擬的電場平方圖可得知在電場越強地方，探針對於共振波長影響越大，紅移量越多。

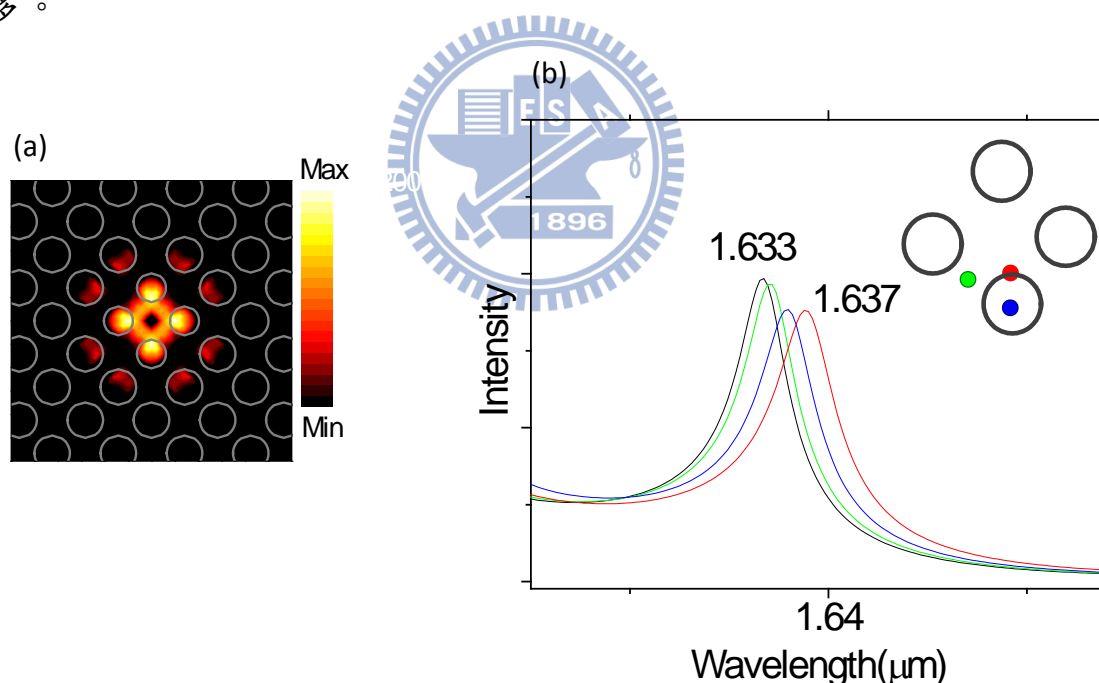


圖 4-12(a)探針放在不同位置共振波長的變化 (b)光子晶體 monopole mode  $E_x^2 + E_t^2$  分布。

參考文獻[20]，探針導致的波長變化量會隨著電場的強度的改變而有不同的變化量，與我們模擬的結果十分相近。另外，文獻[20]中實驗觀察到半寬的變化與電場的變化也很相像。[20] [21]

## 第五章 實驗結果與討論

本章節利用掃描式近場光學顯微鏡(SNOM)以及微光激發螢光光譜探討在不同激發功率下，光子晶體產生雷射的過程。本章內容分為三部分:第一部分為遠場觀察光子晶體產生雷射的過程。第二部分則是利用近場顯微技術所測得之圖像與光譜配合樣品形貌，解析光子晶體產生雷射過程的強度、波長以及半高寬的空間分布情形。第三部分為光子晶體雷射有雙重模態時，其產生雷射的空間分布特性。

### 5.1 D0 結構光子晶體模態與雷射化之光譜分析

樣品結構如圖 5-1，以磷化銦為基板，中間以氯化氫蝕刻，最上層為磷化砷銦鎵多層量子井。如圖 5-2 則為量子井增益範圍。用 785nm 脈衝二極體雷射作為激發源，脈衝重複率(repetition rate)為 1.25MHz，線寬(linewidth)為 25ns。

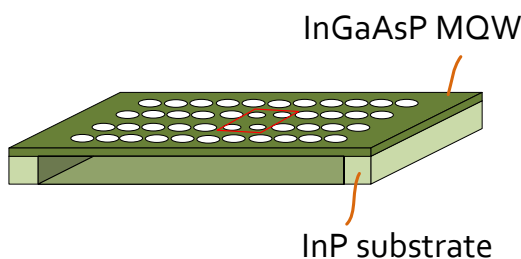


圖 5-1 光子晶體結構示意圖。

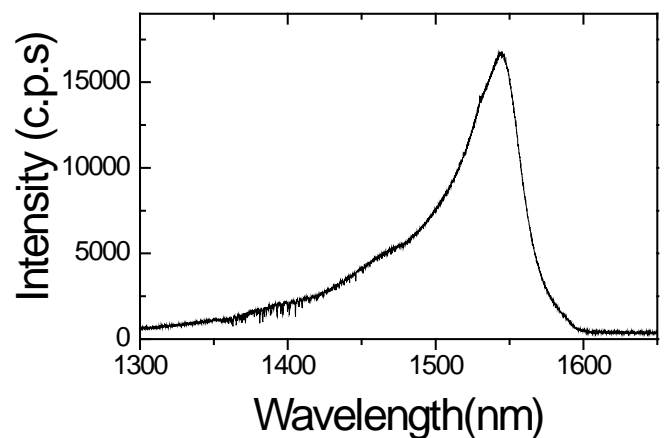


圖 5-2 InGaAsP MQW 螢光光譜。

圖 5-3(a)為模擬 D0 結構光子晶體之能帶圖，將模態波長對晶格常數做歸一化，對應  $r'/a$  值後，可以明顯觀察到三個趨勢。此三個趨勢即為 D0 結構光子晶體中存在的三個缺陷模態，由能量低到高分別為 Monopole、WG 以及 Dipole 三種模態。如圖 5-3(b)則為藉由光激發螢光光譜量測所得不同  $r'/a$  元件的譜線。將模態波長對晶格常數歸一化後，對上由掃描式電子顯微鏡所得之  $r'/a$  做圖並且與模擬結果對照後，可以明確的辨別模態。

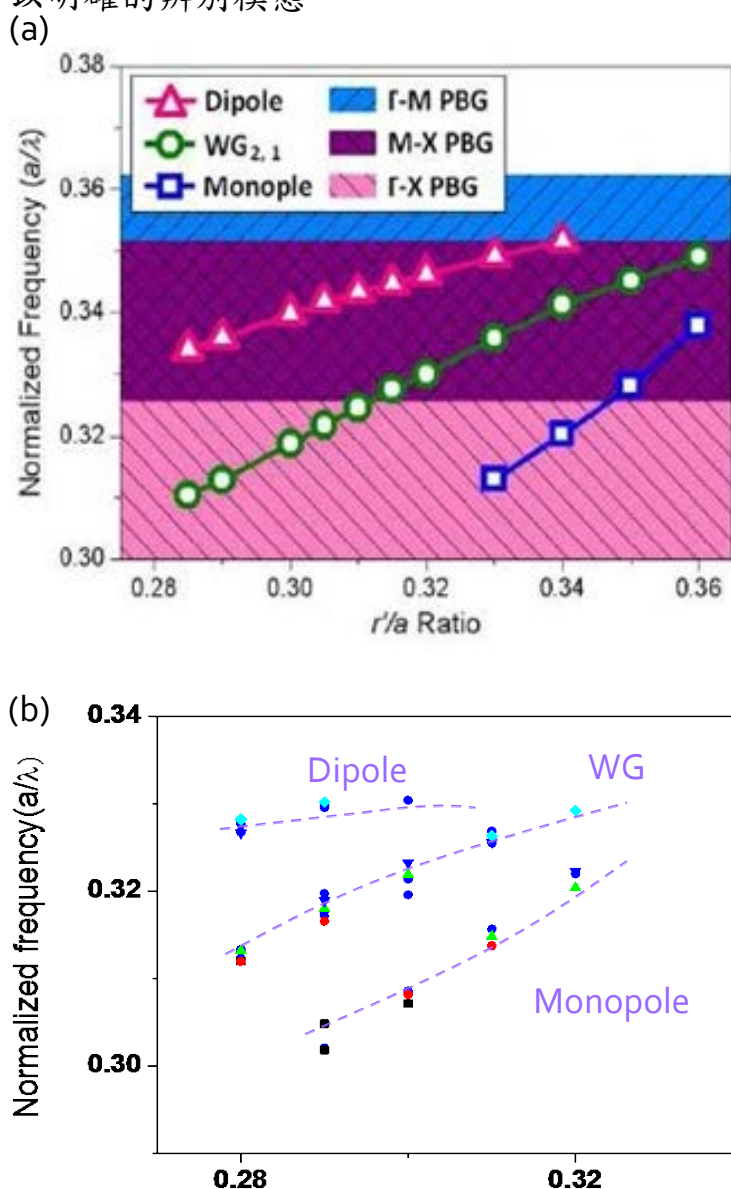


圖 5-3 (a)共振腔模態模擬 (b) 不同  $r'/a$  共振腔模態辨認。

圖 5-4 為 Monopole 模態的變功率微光激螢光光譜，將光譜訊號強度做歸一化處理，從圖中可以觀察到隨著激發功率增加，模態波長藍移;半高全寬則是變窄。並且在激發功率高於  $42\mu\text{W}$  之後，模態半寬急遽變窄

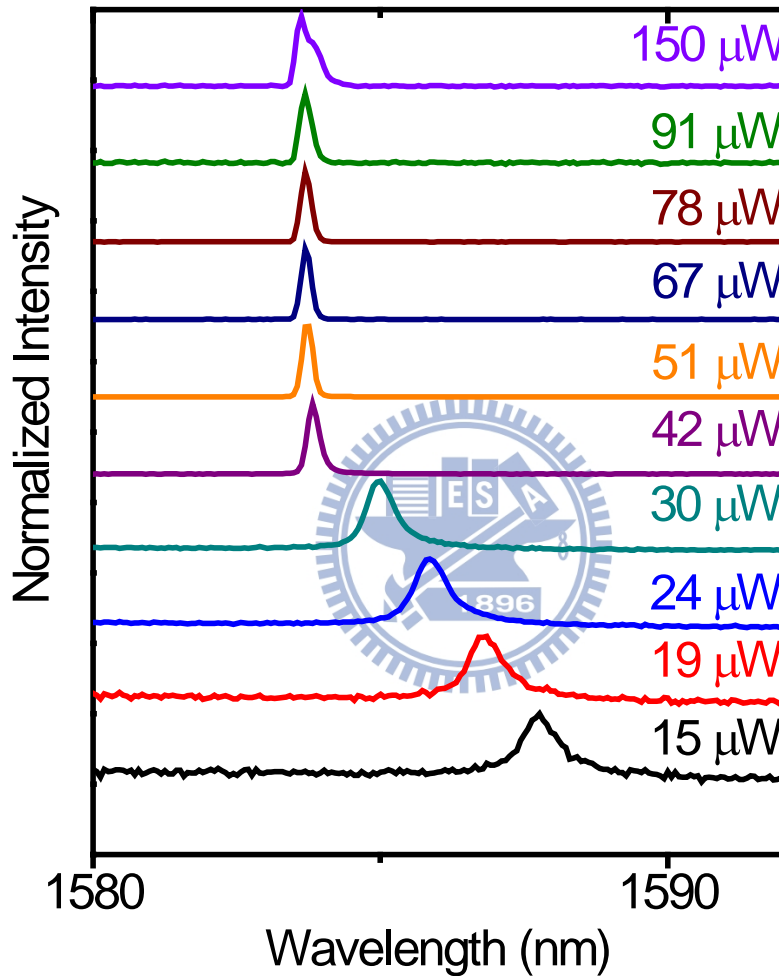


圖 5-4 monopole 模態變功率的微光激螢光光譜。

利用高斯(Gauss)函數擬合 monopole 模態的變功率螢光光譜後，可得圖 5-5 之激發功率對應模態強度、波長以及半寬的變化分布。利用線性內插法可得此缺陷模態的臨界值功率(threshold power) $47\mu\text{W}$ 。

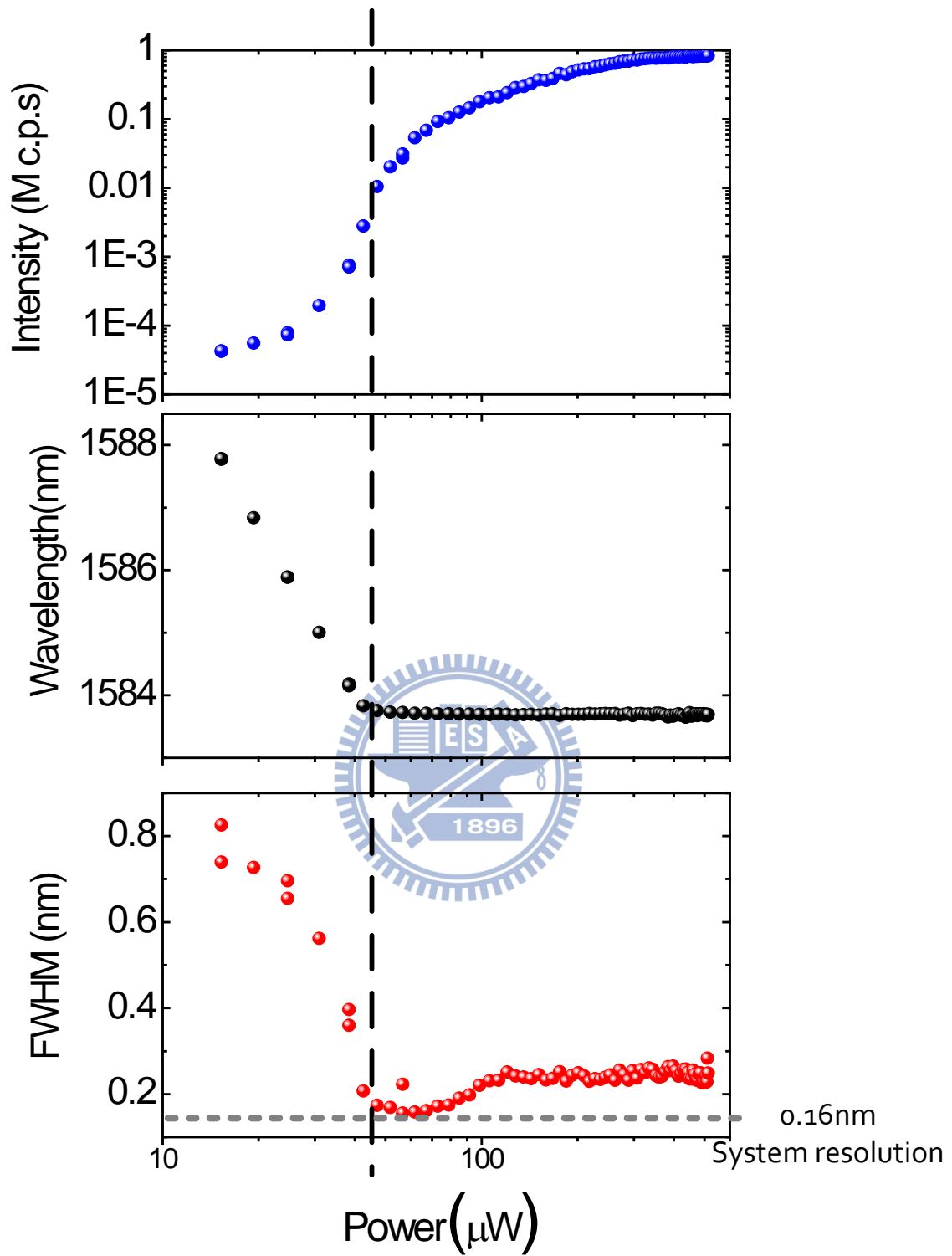


圖 5-5 Monopole 模態的 (a)發光強度 (b)波長 (c)半高全寬 隨著激發功率的變化。

在達臨界功率之前，隨著激發功率增加，強度增強，波長藍移，半高寬變窄。以低功率激發時，發光機制為自發性輻射。自發性輻射產生的光子可能再度被量子井吸收，隨著激發功率的增加，此量子井吸收效應被抑制[22]，因此半高寬變窄。當激發功率超過臨界功率後，居量反轉發生且發光機制轉為受激輻射，半寬不再變化。

模態波長的變化主要是受到自由載子效應[23]。以低於臨界功率激發，隨著注入的載子越多，根據自由載子效應可得知磷化砷銻鎵的折射率會變小，波長藍移。激發功率大於臨界功率後，載子濃度都會被箝止不動如圖 5-6。因為高於臨界功率所激發載子都會立刻藉由受激輻射轉換成光子，使得載子濃度得以維持動態的平衡，因此激發功率高於臨界功率後，模態波長維持不動。

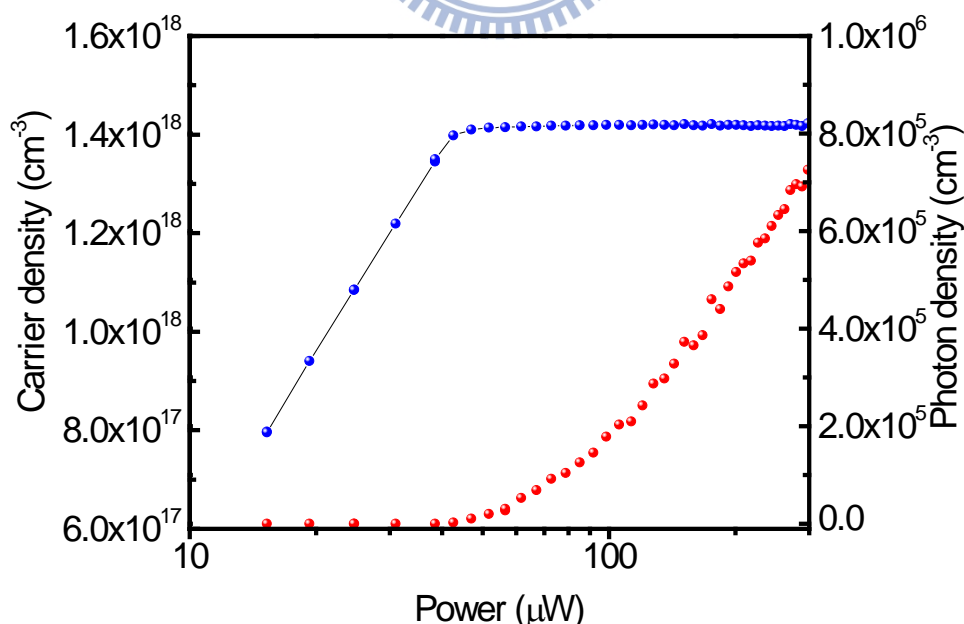


圖 5-6 載子濃度增益曲線。

## 5.2 D0 結構光子晶體之空間分布

傳統的光學量測因為會受到繞射極限的限制，所以空間解析度無法準確判斷場強分布。近場的量測距離為數十奈米，遠小於一個光波長，不會受到繞射的限制，所以能有較高的空間解析度。

圖 5-7(a)、(b)分別為不同探針近場掃描量測不同元件的結果。(a)為 monopole 模態，(b)為 WG 模態。將近場掃描所觀察到光強度變化和模擬在薄膜中心的電場平方分布對照。從模擬可以觀察到 monopole 模態場強主要分布在中心內縮的四個空氣柱上以及介質交界處。而 WG 模態的場強主要分布在中心內縮的四個空氣柱上。兩個模態之間主要的差異在於 monopole 模態場分布的範圍比 WG 模態集中。與實驗結果比對，發現由近場掃描得到的場分布比模擬結果發散。這是由於我們使用的探針為裸針，並未將光纖側壁屏蔽起來，所以可能會收到遠場的訊號。為了驗證此假設，所以模擬距離光子表面上方 200 奈米的電場分布，如圖 5-7 所示。



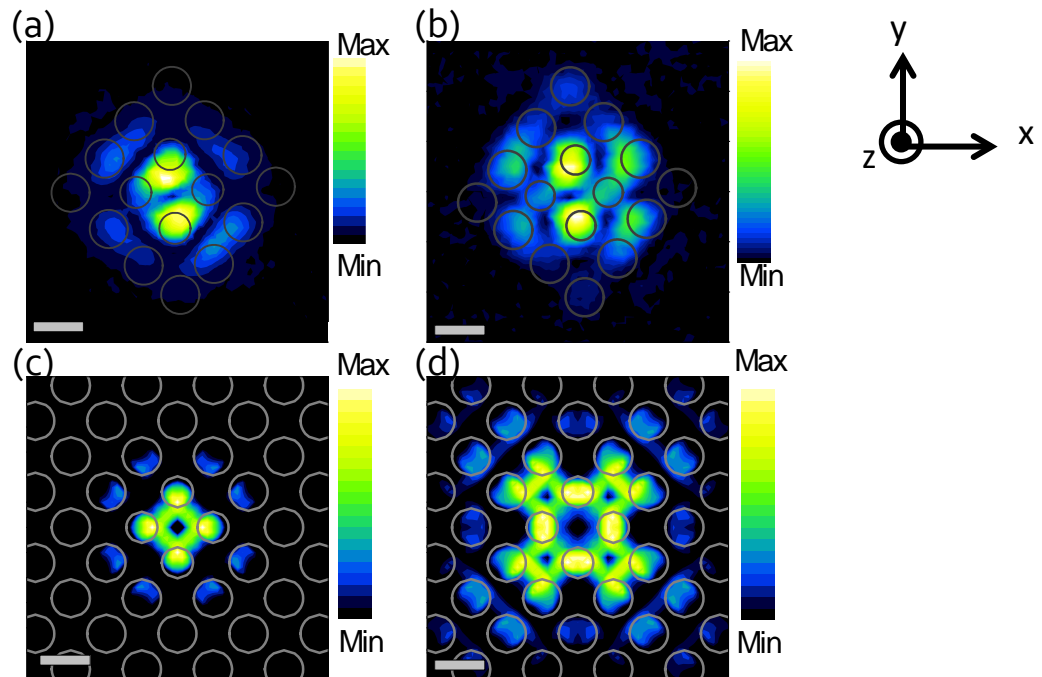


圖 5-7 (a) Monopole 模態 PL 強度分布 (b) WG 模態 PL 強度分布 (c) Monopole 模態在薄膜中心  $E_x^2 + E_y^2$  分布模擬 (d) WG 模態在薄膜中心  $E_x^2 + E_y^2$  分布模擬。

從模擬距離光子晶體上方 200 奈米的結果可以觀察到在四個內縮空氣柱外有四個花瓣，由圖 5-7 所示，與實驗的觀察頗為相像，由此可推知光纖探針所蒐集到的訊號應為近場與遠場疊加的結果。而實驗結果光強度分布傾向某一個特定的方向可能的原因為實際測量的光纖探針尖端非對稱，所以會造成某一個方向的電場和光纖探針耦合效果較好。為了驗證此假設，將試片旋轉 90 度後，利用同一根光纖探針進行近場掃描，發現光強度依舊傾向特定方向說明蒐集到的光場分布受到光纖形狀的影響。



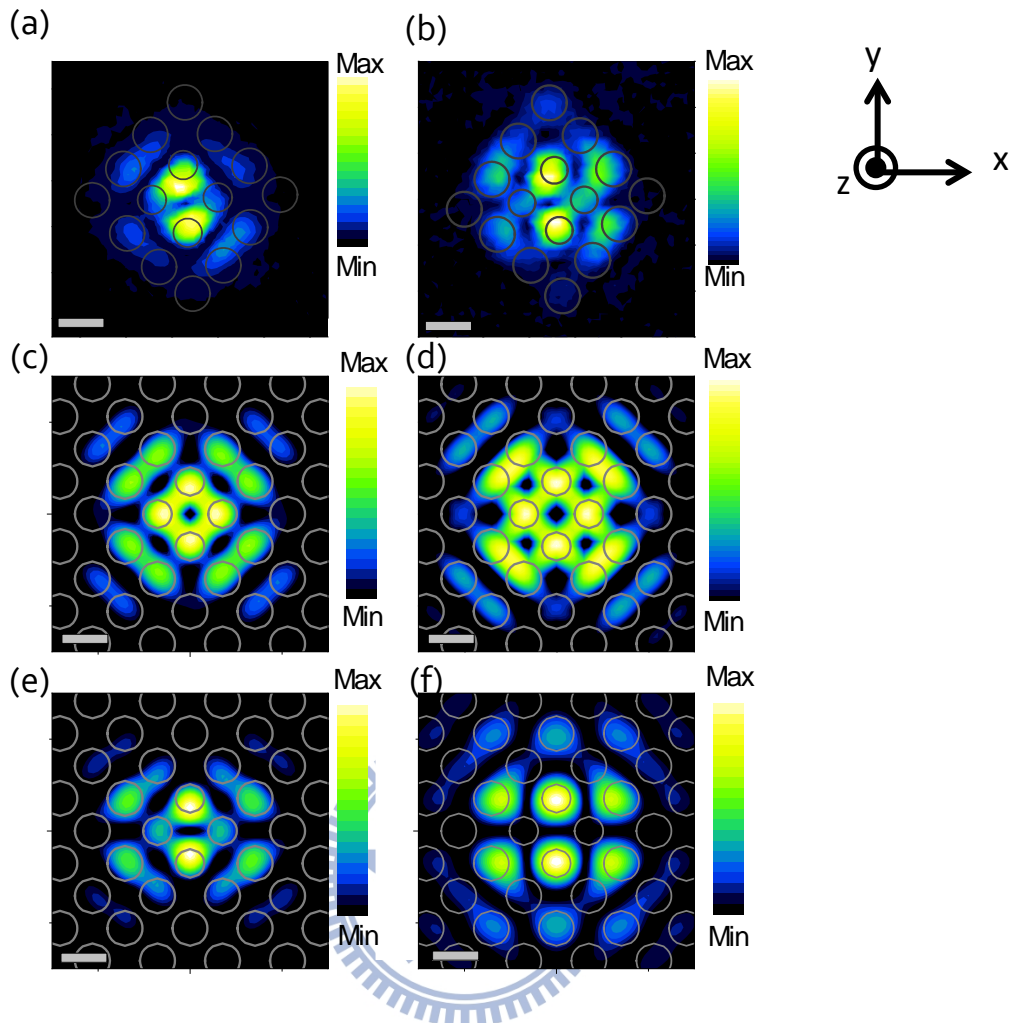


圖 5-8 (a) Monopole 模態 PL 強度分布 (b) WG 模態 PL 強度分布 (c) Monopole 模態在光子晶體上方 200nm  $E_x^2 + E_y^2$  分布模擬 (d) WG 模態在光子晶體上方 200nm  $E_x^2 + E_y^2$  分布模擬 (e) Monopole 模態在光子晶體上方 200nm  $E_x^2$  分布模擬 (f) WG 模態在光子晶體上方 200nm  $E_x^2$  分布模擬。

傳統的近場光學系統量測只能獲得光激螢光訊號強度在空間上的分布情況，無法得知在空間中其他光譜訊息的分布。為了能更深入探討空間中各個位置的光譜特性，勢必要將系統改良為具譜線解析能力之近場光學掃描系統。藉由譜線解析近場光學掃描系統，光子晶體在產生雷射的過程中，其空間上所有的光譜特性皆可獲得。本節將探討每個位置蒐集到的訊號，經高斯(Gauss)函數擬合後，光子晶體雷射

產生過程中光強度、半高寬以及波長在空間中的變化。

### 5.2.1 Monopole 模態雷射空間分布特性

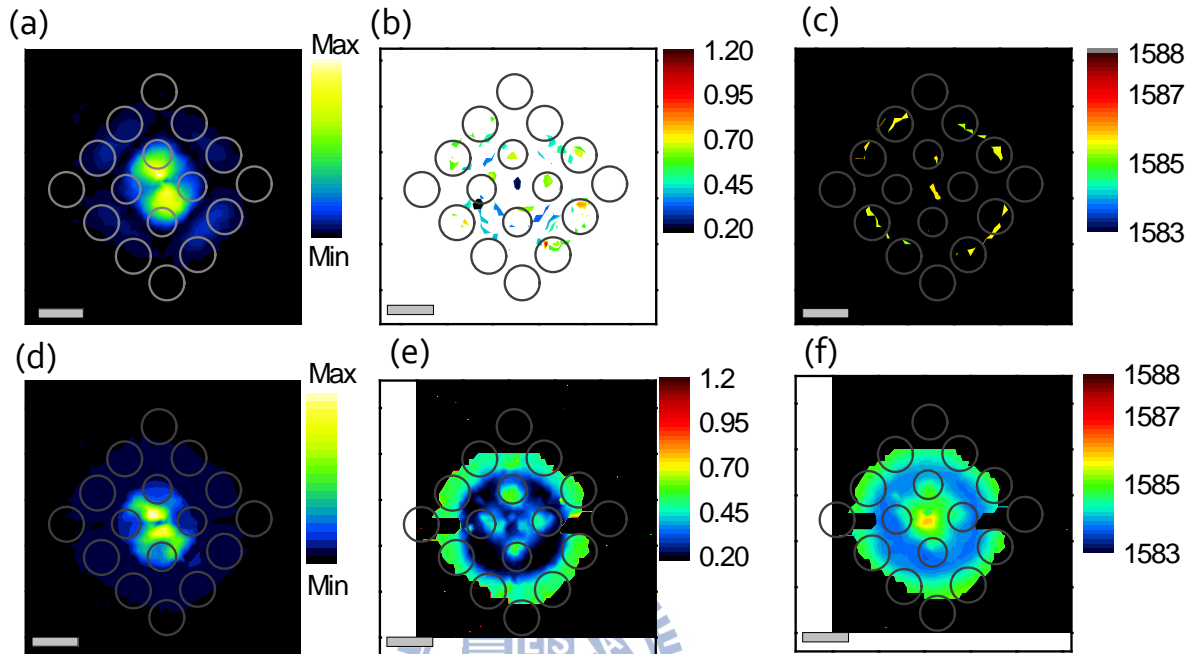


圖 5-9 (a) 低於/接近臨界功率 PL 強度分布 (b) 低於/接近臨界功率半高全寬分布  
(c) 高於臨界功率 PL 強度分布 (d) 高於臨界功率半高全寬分布。

圖 5-9 為不同激發功率下，近場掃描 monopole 模態的光場強度及半高寬變化。當激發功率低於或接近臨界功率時，光場強度分布於缺陷四周的空氣柱及介質的交界處，與模擬的結果相當吻合。隨著激發功率的增加，光訊號則更加集中在介質處。

從圖 5-9 (b)(e)半高全寬的分布可以發現，雷射開始產生於缺陷中心;隨著激發功率上升，雷射產生的區域逐漸擴大。在缺陷四周空氣柱上的半高寬較寬，主要是因為光纖探針干擾共振模態，造成損耗增加[21][22]。根據章節 4.1.5 的討論，在低於或接近臨界功率時，自

由載子越多，則介質的折射率會越小。因而共振波長隨著折射率變小而藍移。此外，根據文獻[23]，可以得知波長變化同時與折射率以及溫度有關。溫度上升會造成共振波長紅移，而在本實驗中的觀察為波長藍移。所以溫度的影響在本實驗中較不顯著，因此本論文中的討論忽略溫度的影響，僅探討自由載子濃度變化所造成的效應。

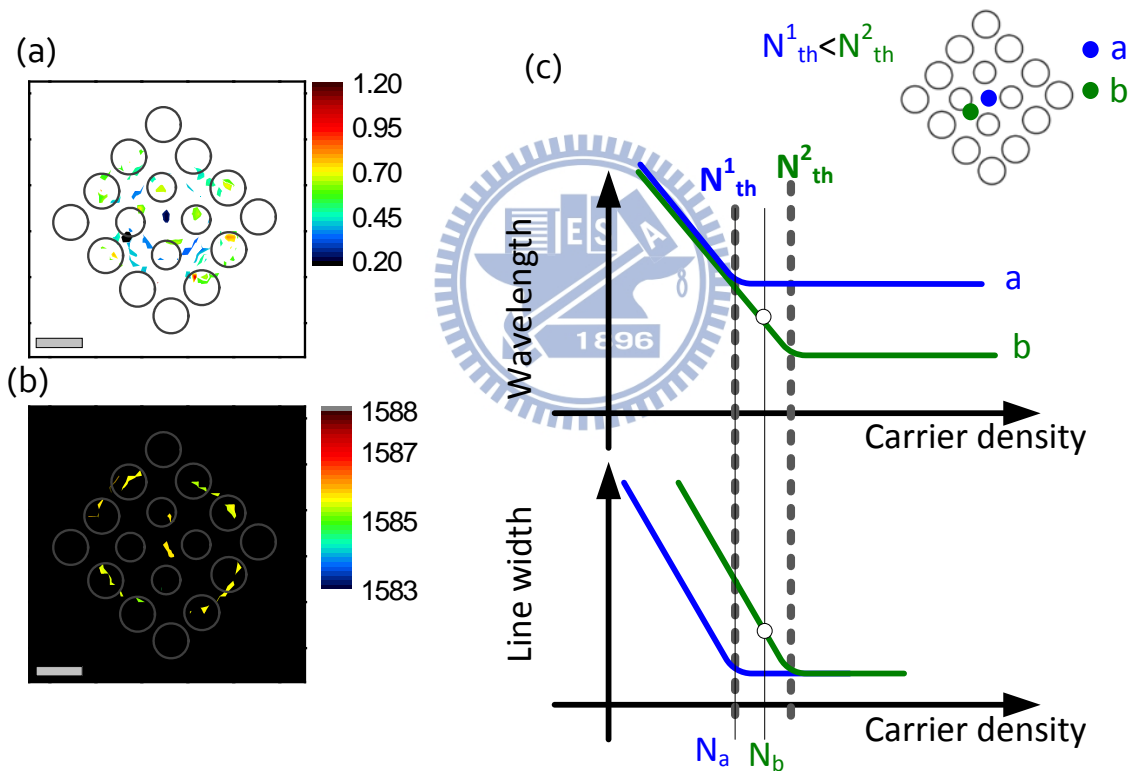


圖 5-10(a)低於/接近臨界功率半高全寬分布 (b) 低於/接近臨界功率波長分布 (c) 自由載子對應波長及半寬示意圖。

圖 5-10(a)(b)為在低於/接近臨界激發功率時，近場掃描所得的共振波長及半寬分布。在缺陷區域的半寬較窄，而其對應的共振波長則較長。此現象與我們對於模態半寬窄對應波長短的理解有所不同，是由於在不同位置的臨界載子濃度不同所造成。圖 5-10(c)為波長以及半寬隨載子濃度的變化。隨著注入載子濃度增加，波長藍移，半寬變窄；一旦到達臨界載子濃度，波長不再藍移，半寬不再變窄。由圖 5-10(a)可以得知雷射在缺陷中心(如圖 5-10(c)中之 a 點)開始產生。此時在 a 點已到達臨界載子濃度， $N_a \geq N_{th}^1$ ，而其他區域則尚未達到臨界載子濃度。圖中 b 點，代表尚未達臨界載子濃度的區域。其中 b 點波長比 a 點短，可推測 b 點的平衡載子濃度比 a 點高，由半寬分布來看，b 點半寬大於 a 點，表示 b 點需要到達產生雷射所需要載子濃度比 a 點還要高。

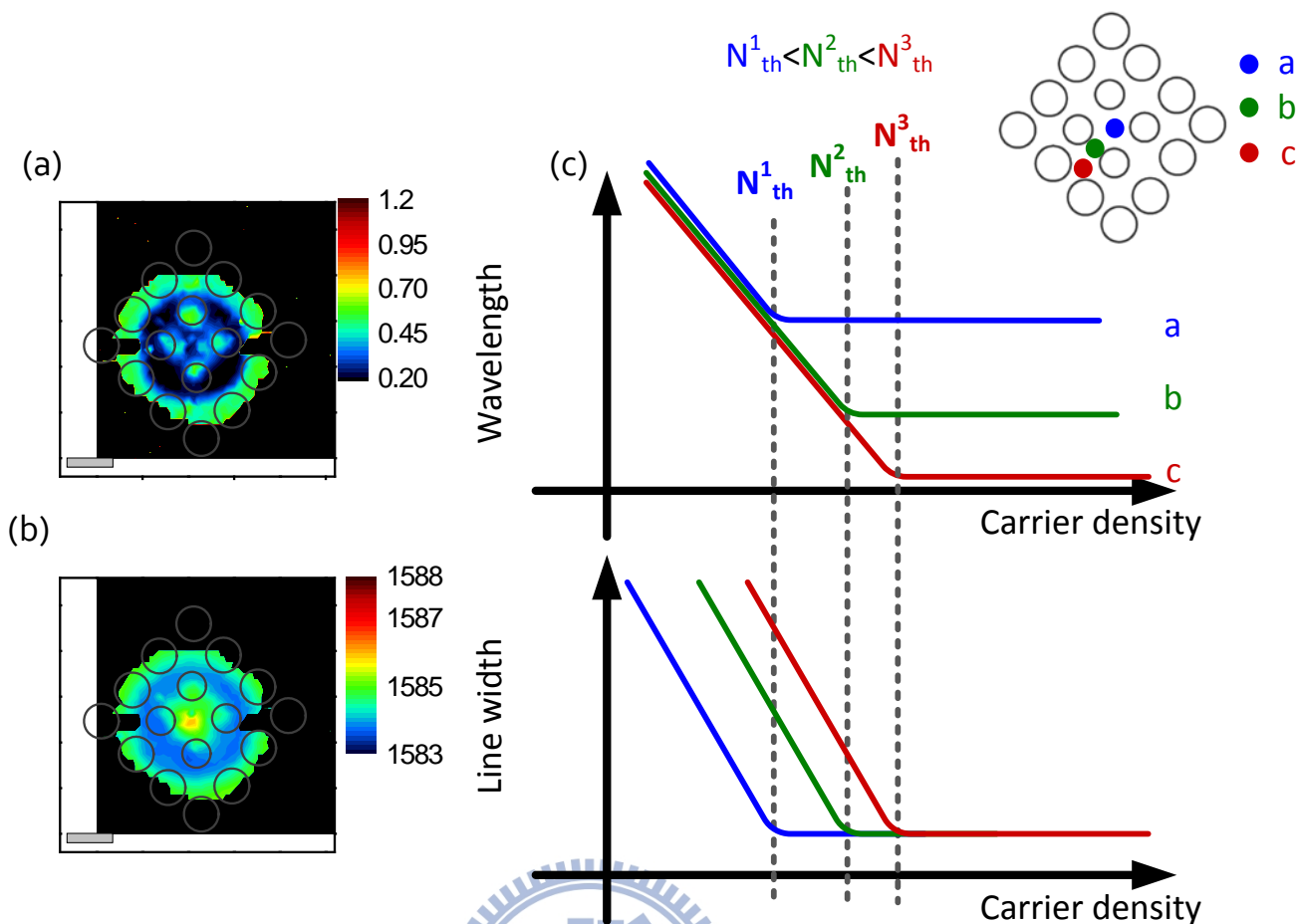


圖 5-11 (a) 高於臨界功率半高全寬分布 (b) 高於臨界功率波長分布 (c) 臨界載子示意圖。

隨著提高激發功率，產生雷射的區域增大。一旦大於臨界功率，載子濃度會被箝制於定值而使得波長維持不變。此時模態波長分布如圖 5-11(b)所示，波長分布在缺陷中心處(如圖 5-11(c)中之 a 點)的模態波長最長，表示此處的臨界載子濃度最低。隨著距離缺陷中心越遠，模態波長分布越短，代表所需臨界載子濃度增加。從高於臨界功率的模態波長變化可以得知在不同區域要達到產生雷射的臨界載子濃度不盡相同。

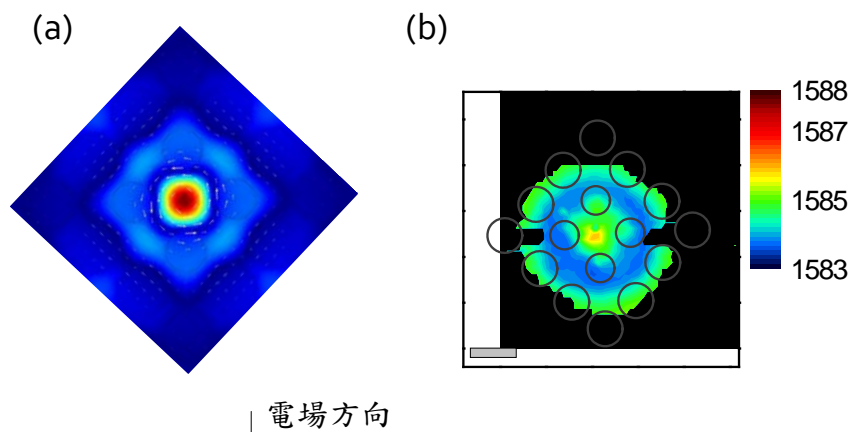


圖 5-12 (a) Monopole 模態磁場平方圖 (b) Monopole 模態高於臨界功率波長分布。

從實驗結果可以得到兩個結論：(1)由於光纖探針孔徑為一百多奈米，在激發光子晶體時屬於區域性激發，而非均勻激發，各區域的非輻射複合及載子擴散的情況也不盡相同；換言之，這樣的區域性激發會導致激發的平衡載子濃度在不同位置都不盡相同。電場強度較強的地方表示此處發生輻射複合的機率高，代表此處的平衡載子濃度高。

(2) 在不同的區域，達到臨界載子濃度的條件不同。圖 5-12(a) (b) 為模擬模態的磁場以及實驗觀察到的波長空間分布。從中可以發現，隨著距離缺陷中心越遠處，所需臨界載子濃度越高。

## 5.2.2 WG 模態近場光學系統下產生雷射特性

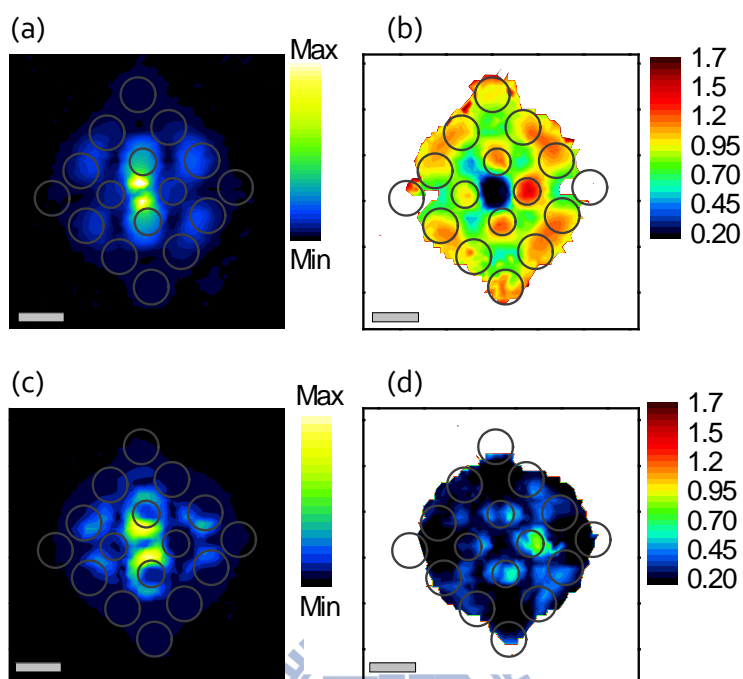


圖 5-13 (a) WG 模態低於/接近臨界功率 PL 分布 (b) WG 模態低於/接近臨界功率半高全寬分布 (c) WG 模態高於臨界功率 PL 分布 (d) WG 模態高於臨界功率半高全寬分布。

接下來將討論 WG 模態產生雷射的空間分布，從近場掃描結果發現光場強度主要分布介質與空氣柱的界面處，隨著激發功率增加，光場強度集中至介質上，如圖 5-13 所示。從低於/接近臨界功率半高全寬分布可以得知雷射開始產生的區域為缺陷中心，此行為與 Monopole 模態一樣。當激發功率高於臨界功率，產生雷射的區域布滿整個共振腔。在此模態也有觀察到缺陷四周的空氣柱上受到光纖探針的干擾，造成損耗增加。



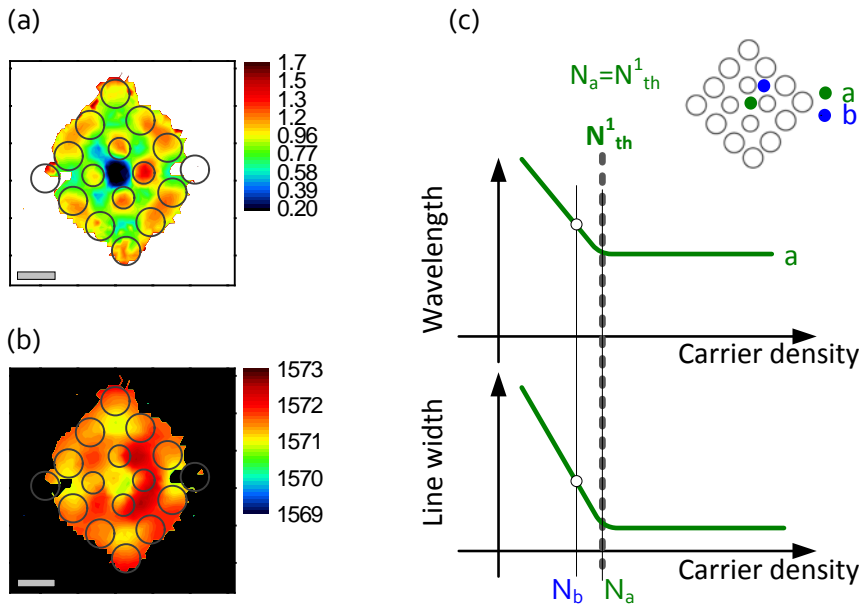


圖 5-14(a) 低於/接近臨界功率半高全寬分布 (b) 低於/接近臨界功率波長分布 (c) 自由載子對應波長、及半高寬示意圖。

由圖 5-14(a)半寬的分布可以得知在 a 點已經開始產生雷射，此時 a 點已達臨界載子濃度， $N_a \geq N_1^{th}$ 。b 點則是尚未產生雷射的區域；由於 b 點波長比 a 點長，可以推論 b 點注入之平衡載子濃度少於 a 點。

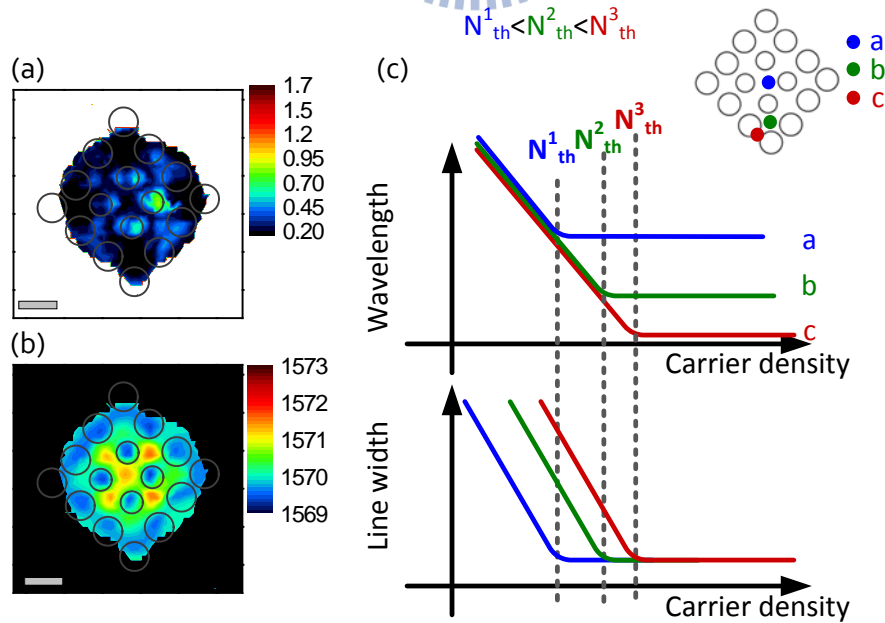


圖 5-8 (a) 高於臨界功率半高全寬分布 (b) 高於臨界功率波長分布 (c) 臨界載子示意圖。



隨著激發功率提高，幾乎所有區域皆產生雷射，其波長分布變化如圖 5-15(b)所示，在距離缺陷中心越遠處，所需臨界載子濃度越高，與前一節得到的結論相同。

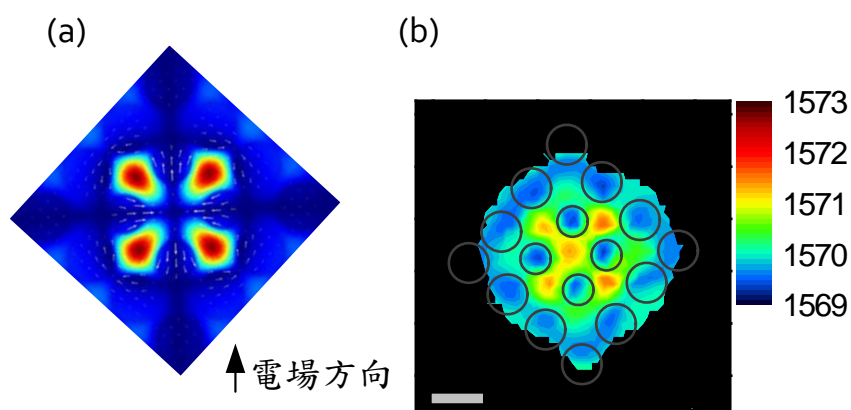


圖 5-9(a) 模擬磁場平方分布 (b) 高於臨界功率波長分布。

## 5.3 雙重模態雷射產生特性

### 5.3.1 雙重模態微光激螢光雷射化光譜分析

本節在實驗中觀察到兩種模態同時產生雷射，經由辨別後確認為 Monopole 模態以及 WG 模態，如其微光激螢光譜線圖 5-17 所示。首先討論雙重模態不同激發功率下在遠場之下的特性，再經由近場解析雙重模態產生雷射的空間分布。

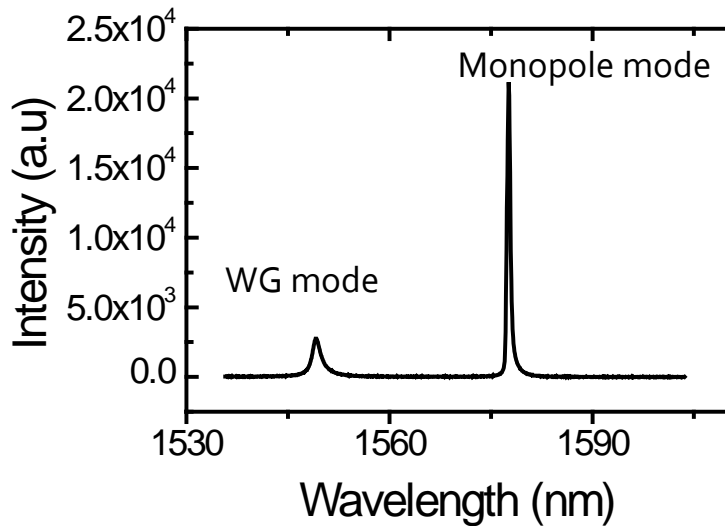


圖 5-10 雙重模態 PL 譜線。

圖 5-18(a)、(b) 為變功率之微螢光光譜，將光譜訊號強度歸一化之後可以看出，隨著功率的增加，Monopole 模態以及 WG 模態兩者都有波長藍移以及半高全寬變窄的現象。經由高斯函數擬合後，半寬、波長及強度隨功率的變化則分別呈現於如圖 5-18(c)、(d)及(e)。實驗結果分析可以發現 Monopole 模態的臨界功率比 WG 模態的臨界功率低。

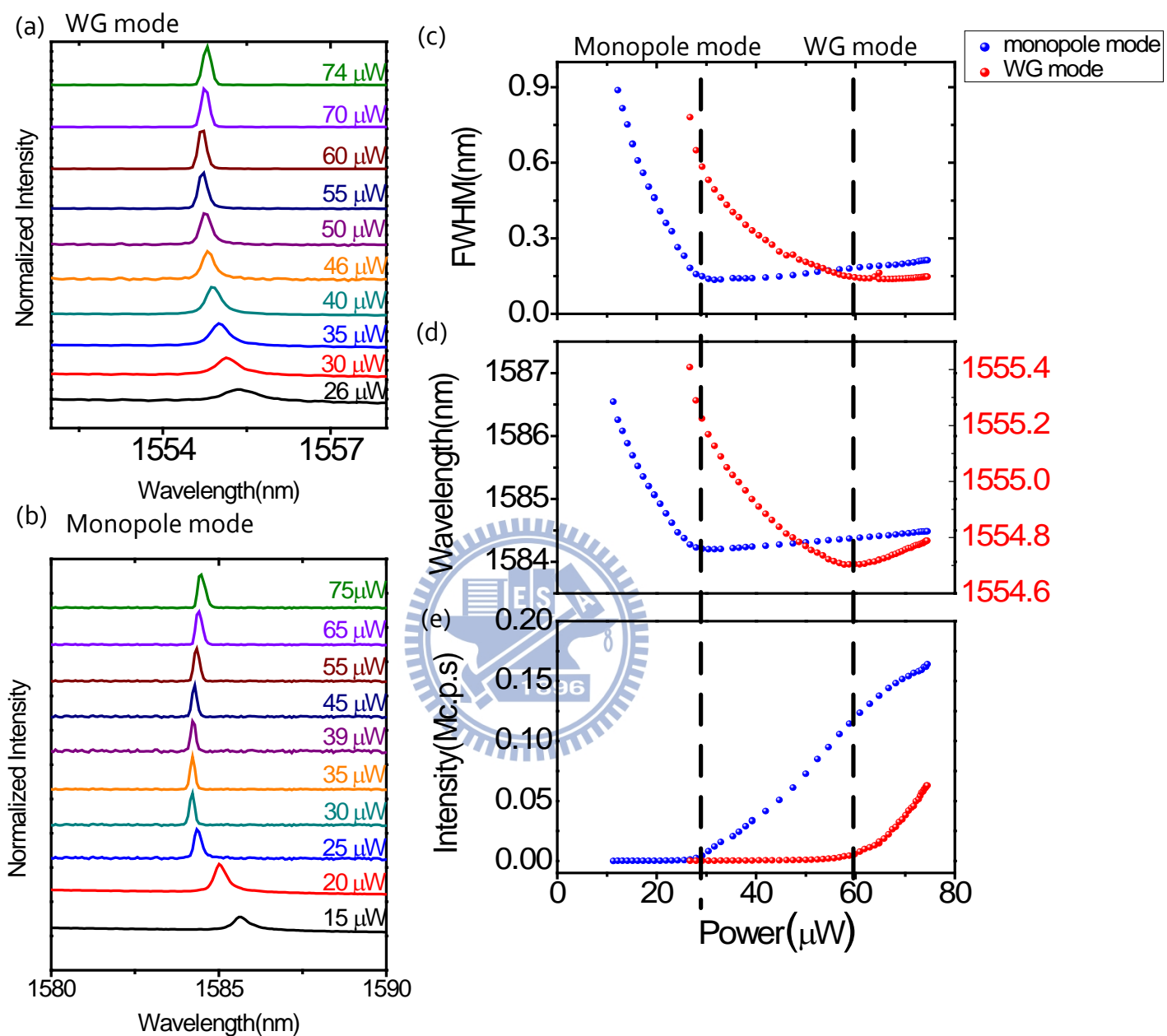


圖 5-11 (a) WG 模態的變功率之微光激螢光光譜 (b) Monopole 模態的變功率之微光激螢光光譜 (c) 雙重模態半高全寬隨著激發功率的變化 (d) 雙重模態波長隨著激發功率的變化 (e) 雙重模態發光強度隨著激發功率的變化。

### 5.3.2 雙重模態近場光學系統下光子晶體雷射特性

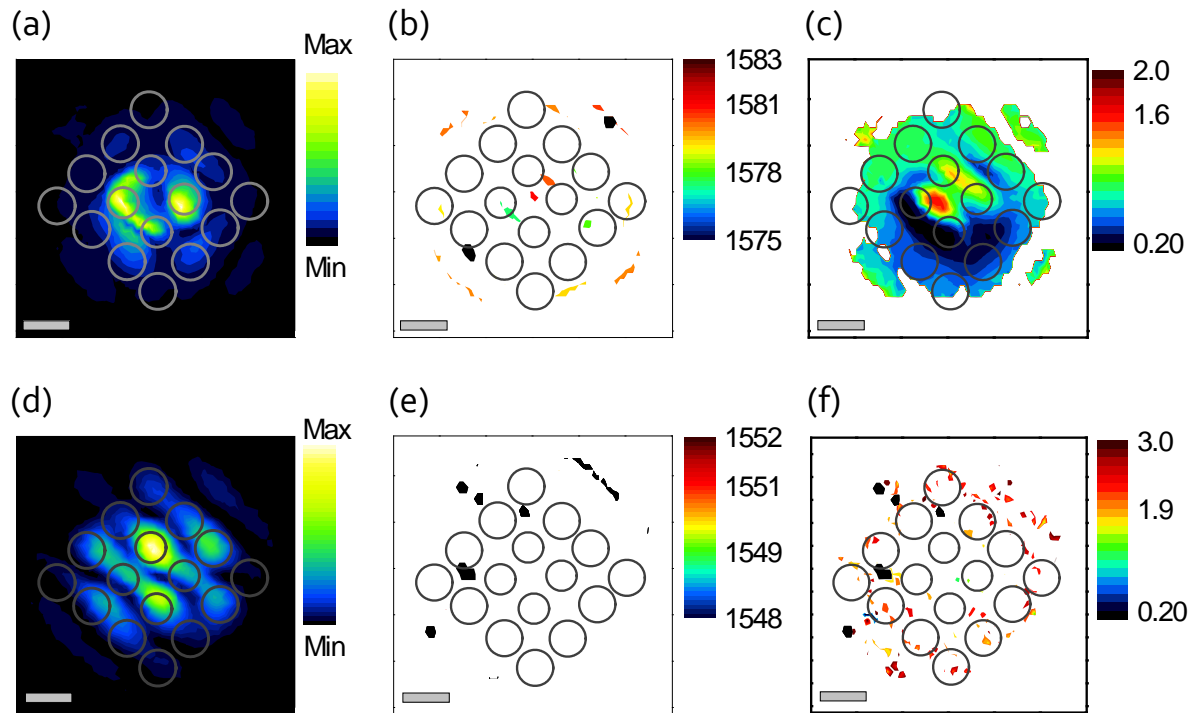


圖 5-12 Monopole 模態  $20\mu\text{W}$  (a)PL 強度 (b) 波長 (c) 半高寬 分布圖

WG 模態  $20\mu\text{W}$  (d) PL 強度 (e) 波長 (f) 半高寬 分布圖。

不同光子晶體模態有不同的光譜特性，接下來要探討雙重模態不同激發功率下量測光場強度、波長以及半高全寬在空間中的分布。圖 5-19 為同時測量到兩個模態在空間上的分布。從圖 5-19 (a)、(b)及(c) 可以得知 Monopole 模態光強度分布缺陷中心最弱，波長最長且半高寬最寬。Monopole 模態在缺陷外圍已有雷射產生的現象，而 WG 模態則尚未產生雷射，由此可以證明 Monopole 模態的臨界功率的確比 WG 模態低。

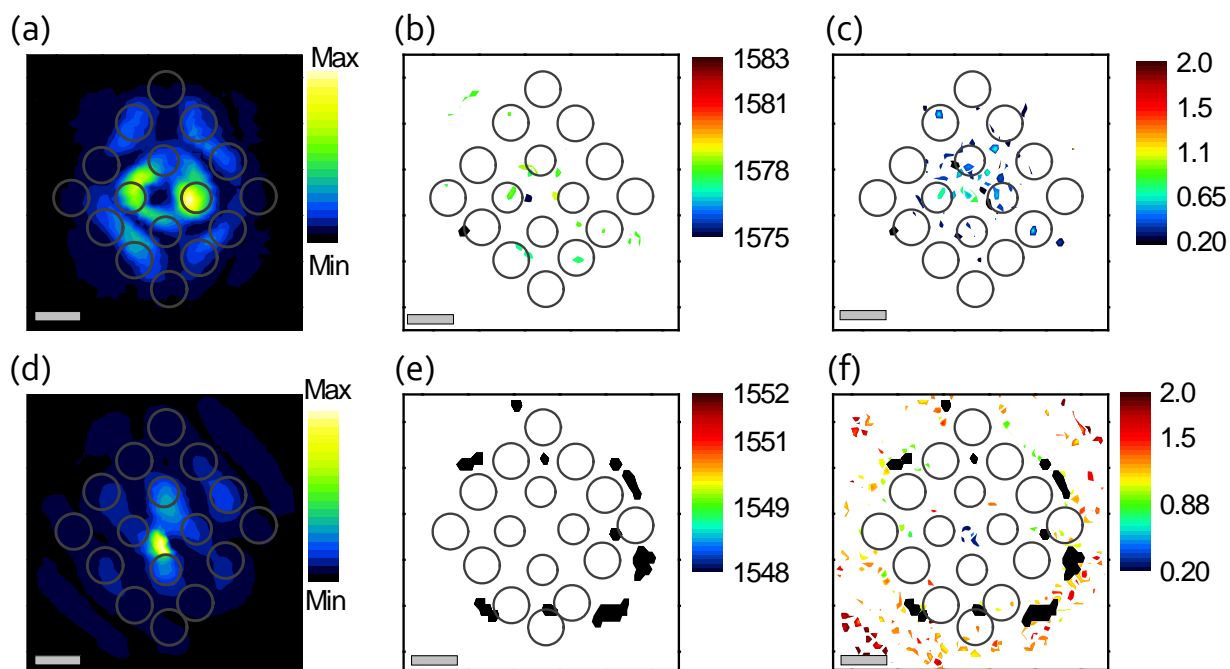


圖 5-20 Monopole 模態 55 $\mu$ W (a) PL 強度 (b) 波長 (c) 半高寬 分布圖  
WG 模態 55 $\mu$ W (d) PL 強度 (e) 波長 (f) 半高寬 分布圖。

隨著激發功率增加，Monopole 模態幾乎全面半高寬皆小於 0.2 奈米產生雷射化現象，自由載子效應影響波長藍移，但在缺陷中心光強度依舊最弱、半高寬最寬，但波長最短。反之，WG 模態光強度分布在缺陷中心之處最強，半高寬最窄，波長最短。由此可知 Monopole 模態與 WG 模態在產生雷射的空間分布上為互相競爭。

如圖 5-21(a)所示，Monopole 模態除了缺陷中心以外，其餘區域都已產生雷射，載子濃度已被箝制而轉換成光子。而在缺陷中心儘管平衡載子濃度高，但尚未達臨界載子濃度而無法產生雷射。WG 模態在缺陷中心所需臨界載子濃度較低，所以 WG 模態在缺陷中心得以產生雷射。

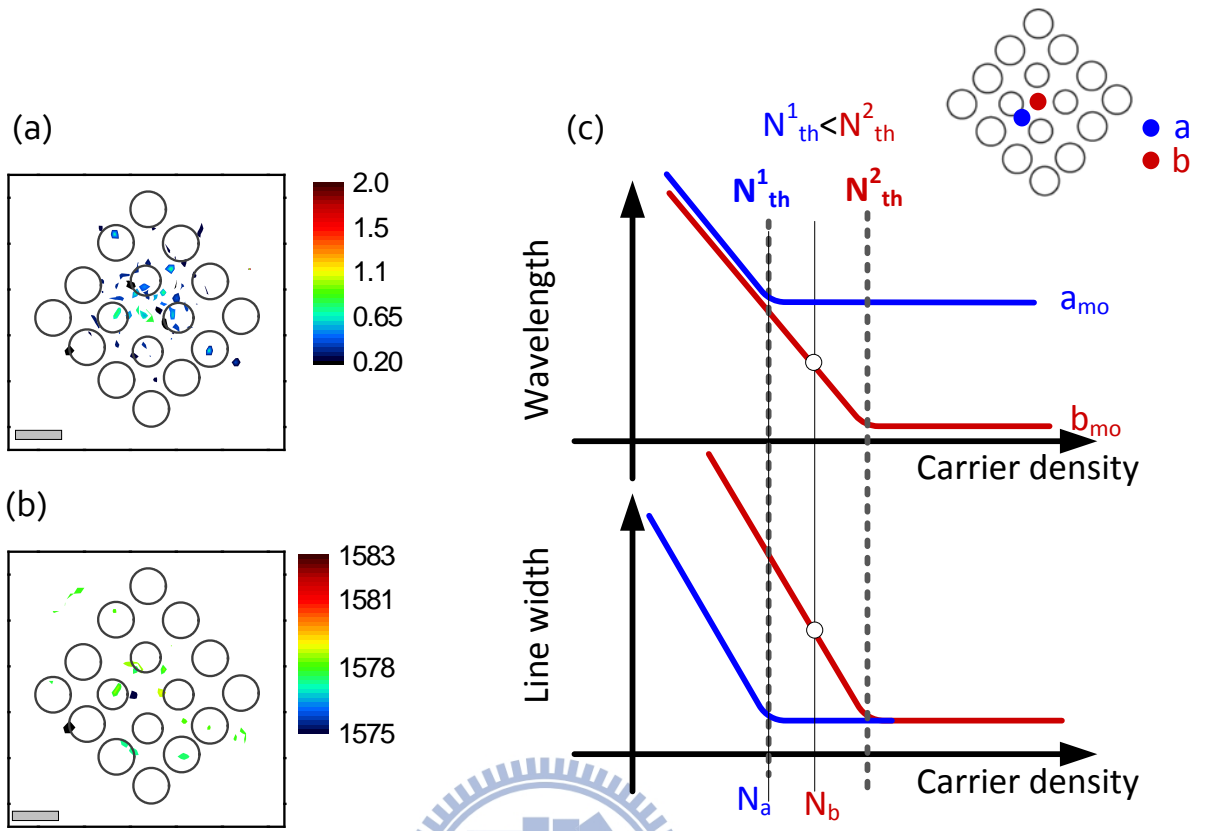


圖 5-13 (a) 55 $\mu$ W Monopole 模態半高全寬分布 (b) 55  $\mu$ W Monopole 模態波長分布 (c) 臨界載子示意圖。



## 第六章 結論

本論文利用具譜線解析之近場掃描顯微術研究 D0 結構光子晶體微共振腔雷射之光學特性。首先從變功率微螢光光譜量測得知，增加激發功率使缺陷模態強度增加、半高寬變窄及模態波長藍移。當激發功率超過臨界功率，產生居量反轉且發光機制轉為受激輻射時，載子會立刻藉由受激輻射轉換成光子，使得載子濃度被箝住於一定值。藉由譜線解析近場光學掃描系統，可觀察光子晶體共振腔產生雷射過程中的光強度、半高全寬及波長的空間分布。從半高寬分布的結果可以發現光子晶體共振腔皆由缺陷中心開始產生雷射；並隨著激發功率增加，產生雷射的區域逐漸擴大。區域性的激發導致激發的平衡載子濃度在不同位置都不盡相同，電場強的地方輻射複合機率高，故平衡載子濃度高。此外，從高於臨界功率的波長分布，我們可以得知在不同區域達到臨界載子濃度的條件不同。在我們的研究中發現，雙重模態具有空間上的競爭效應，也就是說空間上並非兩個模態都能產生，若能控制激發的區域，也就能控制雷射產生的模態。

藉由譜線解析近場光學掃描系統，可以有效的了解光子晶體雷射產生以及載子的空間分布情形，進而能夠研究光子晶體雷射微觀光學性質。



## 參考文獻

- [1] A. L. Schlow and C.H.Townes "Infared and Optical Maser",*Phys.Rev.* 112, 1940 (1958)
- [2] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby" *Nature* 187, 493(1960)
- [3] J. P. Reithmaier, G.Sek, A Loffler, C Hofmann, S Kuhn, S. Reitzenstein,L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke & A.Forchel, *Nature(London)* 432,197(2004)
- [4] E. Peter et al *Phys. Rev. Lett.* 95,067401(2005)
- [5] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin & D. G. Deppe, *Nature (London)* 432,200(2004)
- [6] K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atatüre, S. Gulde,S. Fält, E. L. Hu, and A. Imamoglu,"Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity" *Nature (London)* **445**, 896
- [7] T. Tanabe, M. Notomi, E. Kuramochi, A. Shinya<sup>1</sup>, and H. Taniyama, *Nat. Photonics* **1**, 49(2007)
- [8] M. Soljacic and J. D. Joannopoulos, *Nat. Mater.* **3**, 211 (2004)
- [9] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics",*Phy. Rev. Lett.*, **58**, 2059(1987)
- [10] S.John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices",*Phy.Rev. Lett.*, **58**, 2486(1987)
- [11] 樂丕綱、陳啓昌，光子晶體 從蝴蝶翅膀到奈米光子學，五南圖書出版公司，94~104 頁，2005 年
- [12] 盧廷昌、王興宗，半導體雷射基本操作原理與結構，五南圖書出版公司，290~320 頁，(2010)
- [13] L. Rayleigh,*Phil. Mag.* 8,261(1879)
- [14] 蔡定平，近場光學顯微術簡介，物理雙月刊，十八卷三期，375~384 頁，1996年



- [15] Alain Dereux, Christian Girard, and Jean-Claude Weeber, "Theoretical principles of near-field optical microscopies and spectroscopies", *Journal of Chemical Physics*, Vol. 112, No. 7775(2000)
- [16] 楊國輝、黃宏彥，雷射原理與量測概論，五南圖書出版公司，  
115~126 頁，2008 年
- [17] Han-Youl Ryu, Hong-Gyu Park, and Yong-Hee Lee, "Two-Dimensional Photonic Crystal Semiconductor Laser: Computational Design, Fabrication and Characterization" *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, No. 4, (2002)
- [18] A. Taflove, "Application of the finite-difference time-domain method to sinusoidal steady state electromagnetic penetration problems", *IEEE Trans. Electromag. Compat.* 22, 191-202 (1980).
- [19] Tsan-Wen Lu, Pin-Tso Lin, Kuan-Un Sio, and Po-Tsung Lee, "Square lattice photonic crystal point-shifted nanocavity with lowest-order whispering-gallery mode", *Optics Express* Vol.18, No.3,2566(2010)
- [20] Francesca Intonti, Silvia Vignolini, Francesco Riboli, Anna Vinattieri, Diederik S. Wiersma, Marcello Colocci, Laurent Balet, Christelle Monat, Carl Zinoni, Lianhe H. Li, Romuald Houdre, Marco Francardi, Annamaria Gerardino, Andrea Fiore, and Massimo Gurioli, "Spectral tuning and near-field imaging of photonic crystal microcavities" *Phys. Rev. B*, 78,041401(2008)
- [21] Silvia Vignolini, Francesca Intonti, Laurent Balet, Margherita Zani, Francesco Riboli, Anna Vinattieri, Diederik S. Wiersma, Marcello Colocci, Lianhe Li, Marco Francardi, Annamaria Gerardino, Andrea Fiore, and Massimo Gurioli, "Nonlinear optical tuning of photonic crystal microcavities by near-field Probe" *Appl. Phys. Lett.* 93, 023124 (2008)
- [22] Masahiro Nomura, Satoshi Iwamoto, Katsuyuki Watanabe, Naoto Kumagai, Yoshiaki Nakata, Satomi Ishida, and Yasuhiko Arakawa, "Room temperature continuous-wave lasing in photonic crystal nanocavity" *Optics Express*, vol.14, No.13,(2006)
- [23] Lin Lu, Adam Mock, Mahmood Bagheri, Jiang-Rong Cao, Sang-Jun Choi, John O'Brien, and P. Daniel Dapkus, "Gain Compression and Thermal Analysis of a Sapphire-Bonded Photonic Crystal Microcavity

Laser” IEEE Photonics Technology Letters, Vol.21, No17.(2009)

