

# 第三章 製程與量測

## (Process & Measurement)

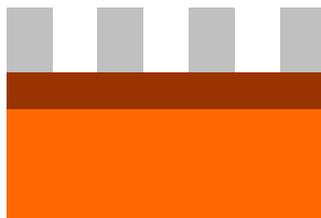
### 3-1 光子晶體製程

我們利用電子束微影系統(E-beam lithography)與活性離子乾式蝕刻(Reactive ion etching ; RIE)在 GaAs 晶片上製作二維光子晶體。

因為電子束微影專用的光阻"PMMA"分子結構不夠緻密，在做乾式蝕刻時無法有效的擋住 RIE 離子的轟擊，所以先用電漿增強型化學氣相沉積(Plasma enhanced CVD ; PECVD)在晶片上沉積一層 SiN，厚度約 1500 Å 來當作蝕刻阻擋層，之後再旋鍍上光阻(我們使用的光阻為 PMMA-A5)，厚度約 3000Å。

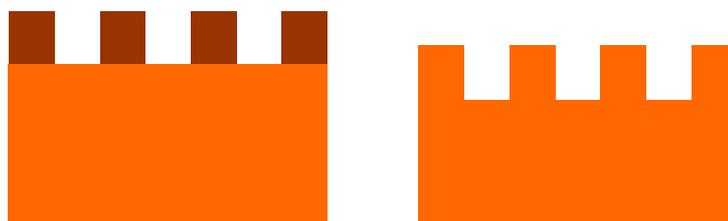


將光阻以 180°C 硬烤 90 秒後，便將設計好的圖樣經由電子束微影系統直接寫在光阻上面，由於電子束微影的解析度極高，所以我們可以輕鬆地製作出許多精密的圖樣，之後經由顯影液 MIBK 顯影，定影液 IPA 定影之後，便可將圖樣順利的轉移到光阻上，結果如圖 3-1、圖 3-2 所示。



將圖樣轉移到光阻之後，接下來就是利用乾式蝕刻將圖樣轉移到晶片上。RIE 是被廣泛使用的蝕刻技術，它結合了物理性離子轟擊與電漿氣體

化學反應，所以兼具了物理性蝕刻的非等向性以及化學性蝕刻的高選擇比兩項優點。第一步，使用 $\text{SF}_6$ 氣體配合Ar離子轟擊，將光阻的圖樣轉移到SiN，並用丙酮去除光阻留下SiN，結果如圖 3-3、圖 3-4 所示；第二步，使用 $\text{Cl}_2$ 氣體配合Ar離子轟擊，將SiN的圖樣轉移到GaAs，並在反應腔內用 $\text{SF}_6$ 氣體將殘餘的SiN去除，留下GaAs，結果如圖 3-5、圖 3-6 所示。到此，我們成功的在GaAs上做出二維光子晶體。



## 3-2 光子晶體雷射製程

圖 3-7 為元件示意圖，我們在量子井雷射磊晶片上整合傳統脊狀波導雷射與二維光子晶體。



### 3-2-1 量子井雷射磊晶結構

磊晶片的成長是使用分子束磊晶法(Molecular beam epitaxy ; MBE )，磊晶結構如圖 3-8 所示，試片編號為 LM4084。此結構為單一量子井雷射，包含了兩個 AlGaAs 覆蓋層(Cladding layer)以及一個夾在 GaAs 隔離層(Spacer layer)中的 InGaAs 量子井。

### 3-2-2 雷射製程

為了使邊射型雷射能與二維光子晶體做有效的整合，我們設計了一套新的製程。本製程只使用一道光罩，此道光罩目的在於定義雷射的 P 型金屬區域。利用黃光微影製程定義出 P 型金屬區域後，接著使用電子槍蒸鍍系統鍍上 P 型金屬 (Ti 300Å-Pt300Å-Au1500Å)，鍍完金屬後將晶片泡入丙酮中，掀起 P 型金屬區域外的光阻。至此，我們做出了雷射的 P 型金屬

接觸條紋以及接下來電子束微影所需的對準標記。

為了限制電流發散，接下來利用濕式蝕刻來製作脊狀波導，選用的溶液為  $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 8 : 40$ ，蝕刻速率約為每秒  $200\text{\AA}$ ，由於光子晶體製程的考量，蝕刻到距離主動區  $400\text{nm}$  左右，並以薄膜測厚儀確認厚度是否符合要求。

至此，開始光子晶體的製作。先用PECVD在晶片上沉積一層高溫( $300^\circ\text{C}$ ) SiN來當作蝕刻阻擋層，接著旋鍍上e-beam專用光阻PMMA。再來便將設計好的光子晶體圖樣經由電子束微影系統直接寫在光阻上面，藉由對準標記的輔助，我們可以精確的將圖樣寫在特定區域。完成顯影、定影之後，光子晶體的圖樣變成功的轉移到光阻上。

利用活性離子乾式蝕刻分兩次轉移，將光阻的圖樣轉移到雷射晶片上。第一步，使用 $\text{SF}_6$ 氣體配合Ar離子轟擊，將光阻的圖樣轉移到SiN，並用丙酮去除光阻留下SiN；第二步，使用 $\text{Cl}_2$ 氣體配合Ar離子轟擊，將SiN的圖樣轉移到雷射晶片，並在反應腔內用 $\text{SF}_6$ 氣體將殘餘的SiN去除。到此，我們成功的在雷射晶片上做出二維光子晶體。

我們將晶片背面磨薄，採用的方法是濕式蝕刻，溶液為 $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 = 1 : 3$ ，蝕刻速率約為每分鐘  $6\mu\text{m}$ ，蝕刻至晶片厚約  $120\sim 150\mu\text{m}$ 左右，接著再次利用電子槍蒸鍍系統在晶片背面鍍上N型金屬 ( $\text{Ni}300\text{\AA}-\text{Ge}300\text{\AA}-\text{Au}1500\text{\AA}$ )。

為了使金屬與半導體間形成較好的歐姆接面，將晶片放入快速退火 (Rapid thermal annealing ; RTA )系統中做退火，實驗條件為  $420^\circ\text{C}$ ，30 秒，通 $\text{H}_2/\text{N}_2$ 混和氣體。至此，元件結構已經完成，利用晶片劈裂機將雷射晶片根據我們希望的長度切割成雷射條，便可以開始做各種雷射特性的量測了。

實際元件如圖 3-9、圖 3-10 所示，製程流程簡圖如圖 3-11 所示。

### 3-3 雷射特性量測系統

圖 3-12 為 L-I 特性曲線量測系統，此系統適用於未包裝的邊射型雷射二極體，我們將雷射二極體置於樣品座上，驅動電流藉電流源經探針注入二極體，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 averager)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 3-13 為近場發光圖形量測系統，將顯微鏡聚焦於雷射二極體的劈裂面，驅動雷射後，再利用 CCD 攝影機將雷射發光的圖形直接拍攝下來。

圖 3-14 為 I-V 曲線與雷射頻譜量測系統，量測頻譜時，光訊號經由光纖饋入頻譜儀。



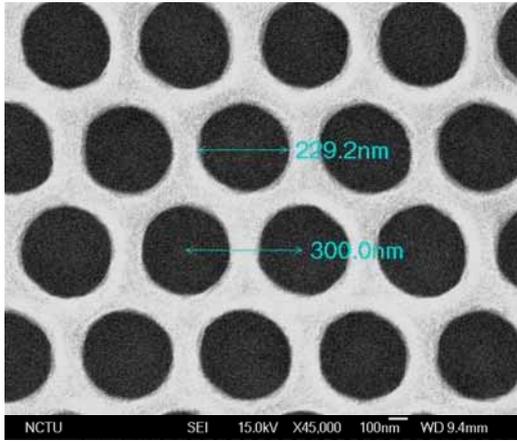


圖 3-1 PMMA 俯視圖

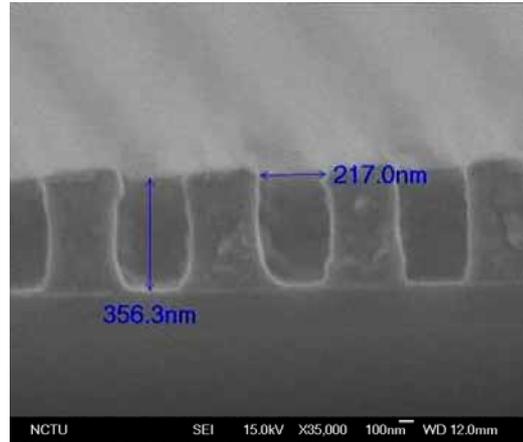


圖 3-2 PMMA 側視圖

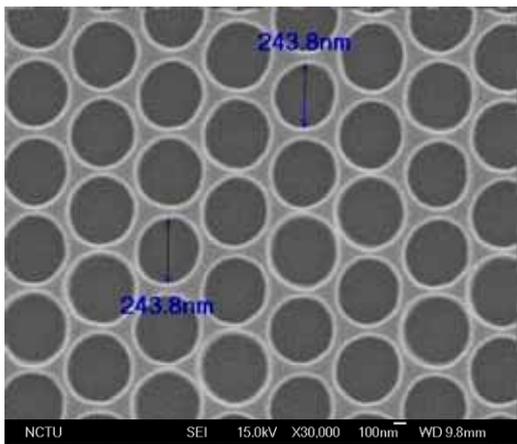


圖 3-3 SiN 俯視圖

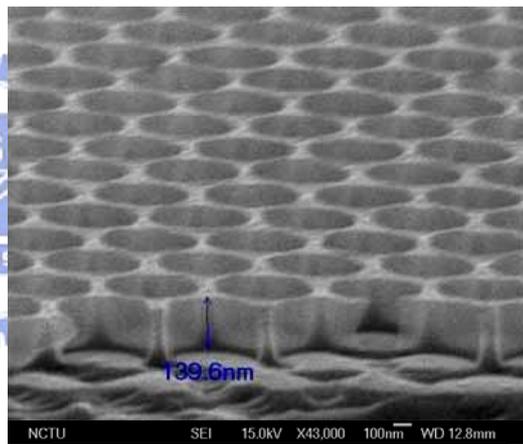


圖 3-4 SiN 側視圖

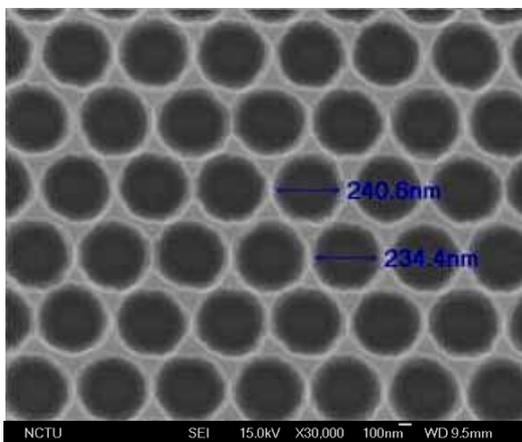


圖 3-5 GaAs 俯視圖

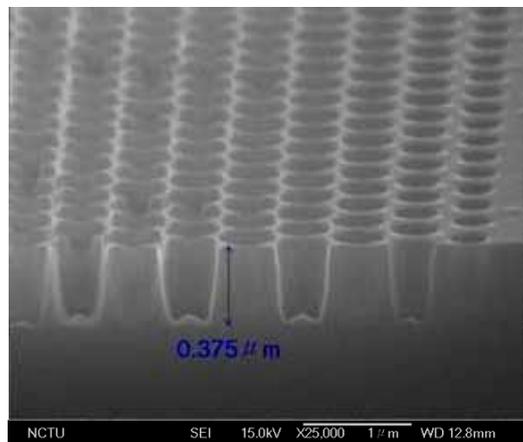


圖 3-6 GaAs 側視圖

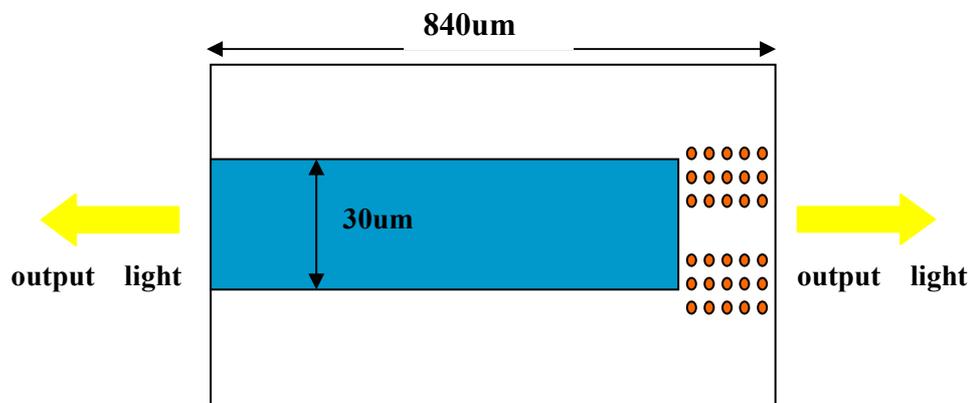


圖 3-7 元件示意圖

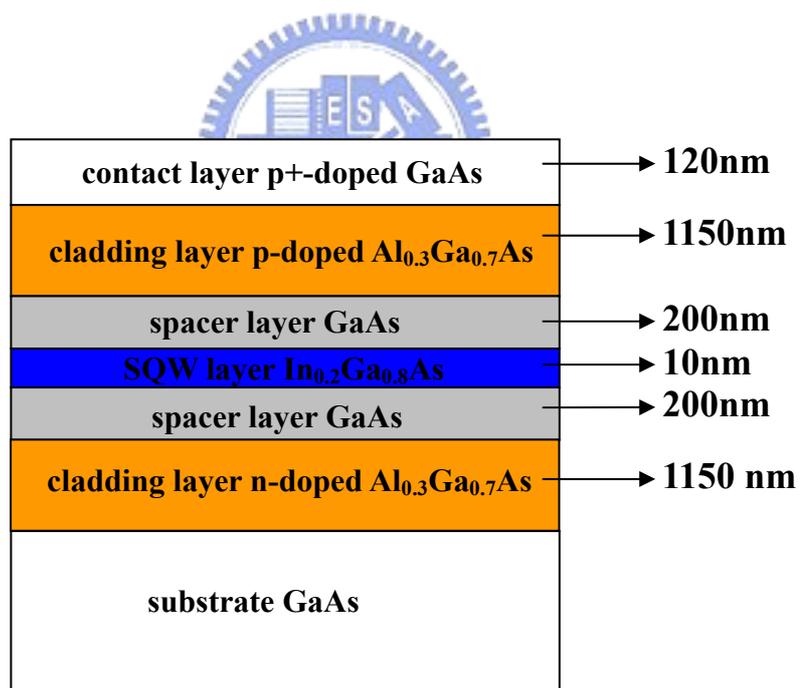


圖 3-8 量子井雷射磊晶結構圖

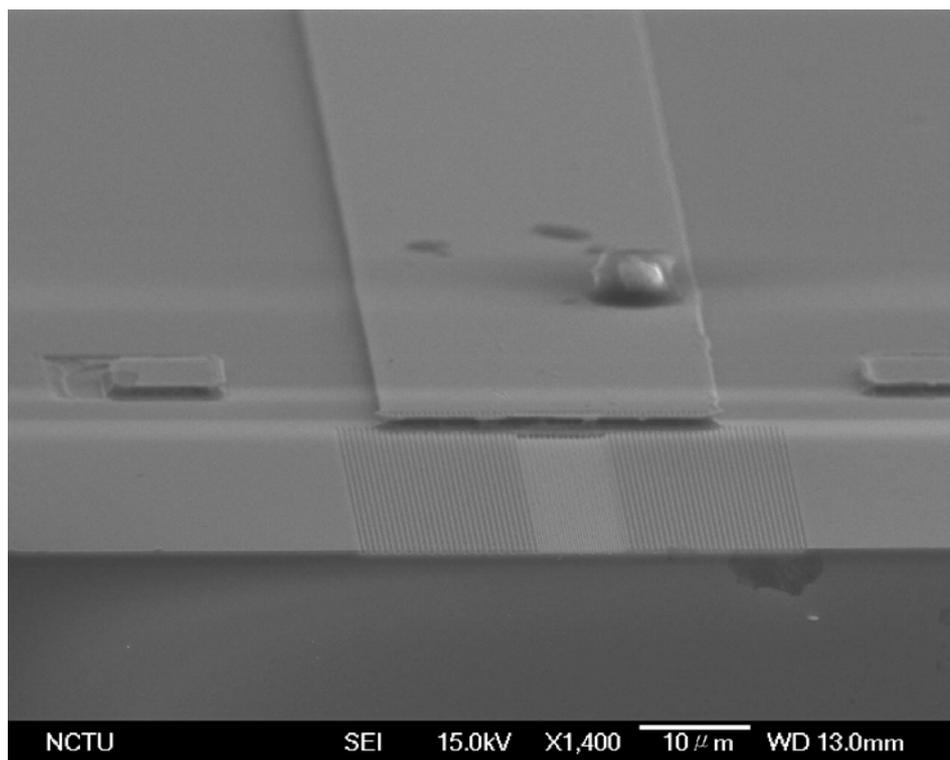


圖 3-9 實際元件完成圖(一)

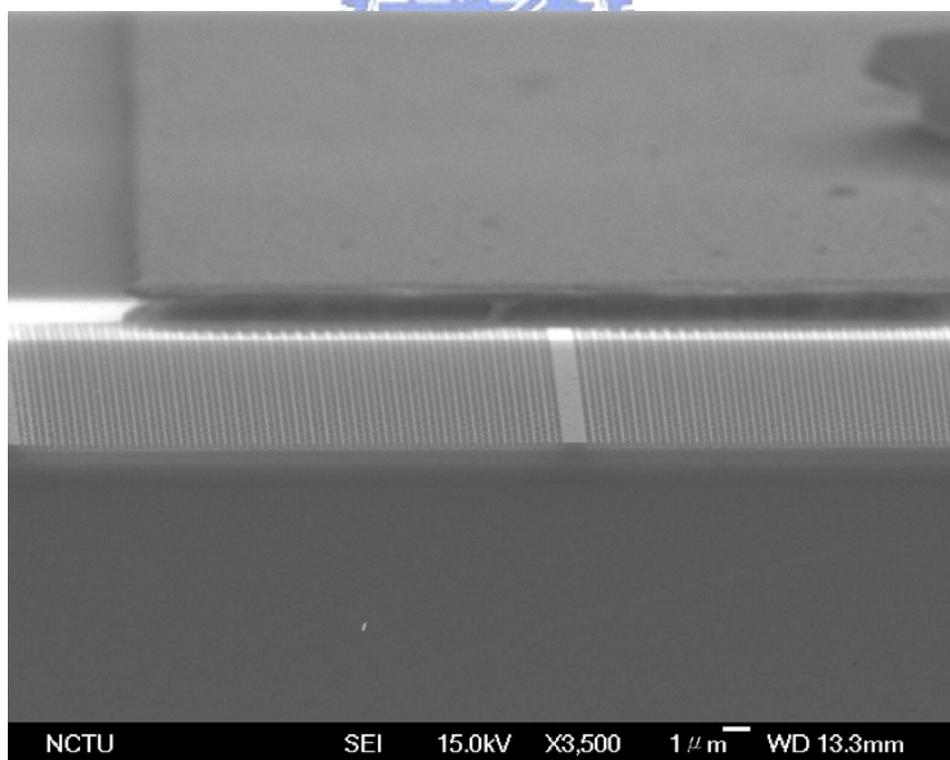
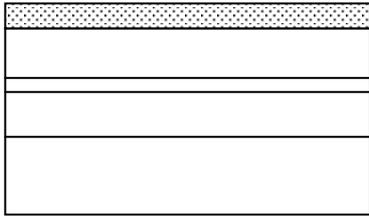
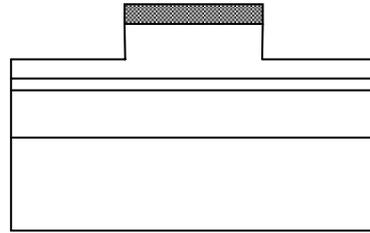


圖 3-10 實際元件完成圖(二)

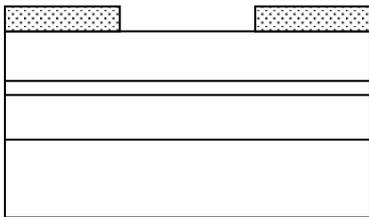
(a) P/R(AZ6112) coating



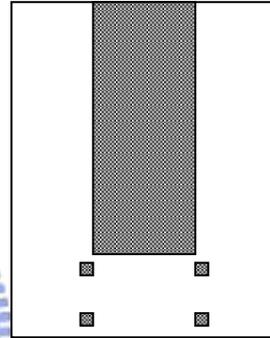
(e) Mesa etching



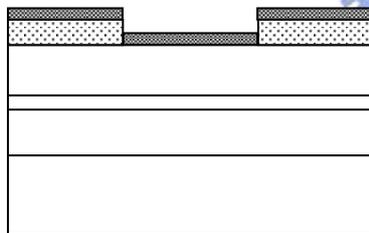
(b) P-type metal region definition



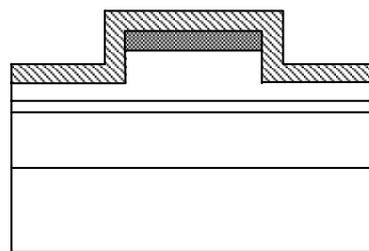
(f) Top view of device after process



(c) P-type metal deposition



(g) PECVD Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> deposition



(d) P-type metal lift-off

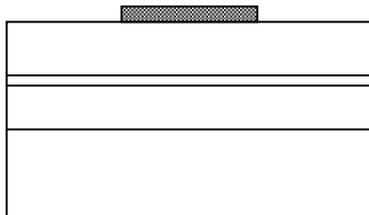
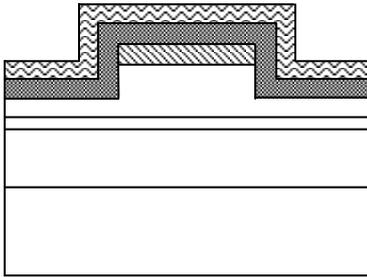
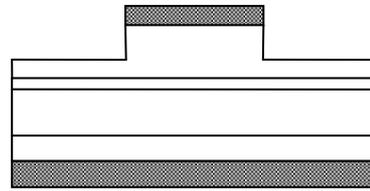


圖 3-11 光子晶體雷射製程流程(一)

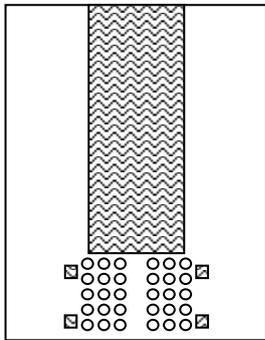
(h) P/R(PMMA) coating



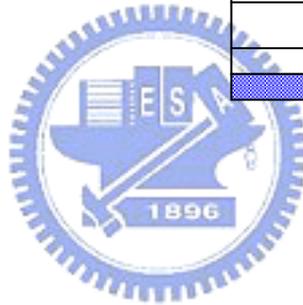
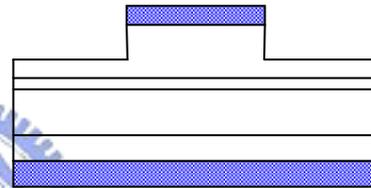
(k) Thinning of the substrate  
N-type metal deposition



(i) E-beam lithography



(l) Rapid thermal anneal (RTA)



(j) RIE—SF<sub>6</sub>/ Ar for Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>(RIE mode)

Remove PMMA(ACE)

RIE—Cl<sub>2</sub>/ Ar for GaAs(HDP mode)

Remove Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>

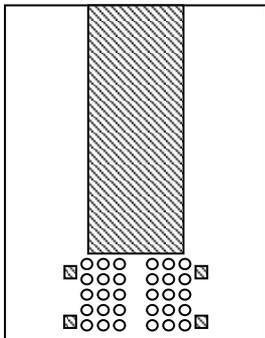


圖 3-11 光子晶體雷射製程流程(二)

圖 3-12 L-I 曲線量測系統圖

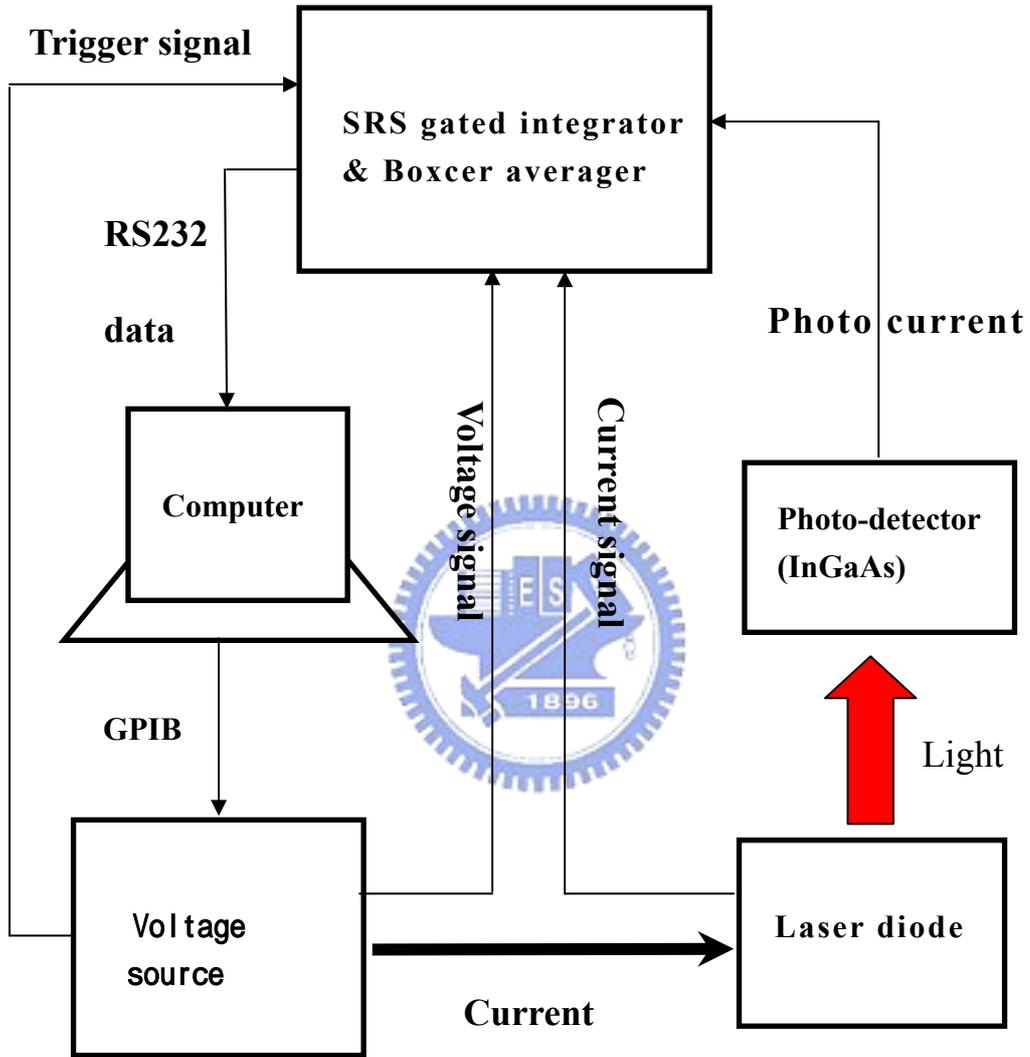


圖 3-13 近場光學量測系統圖

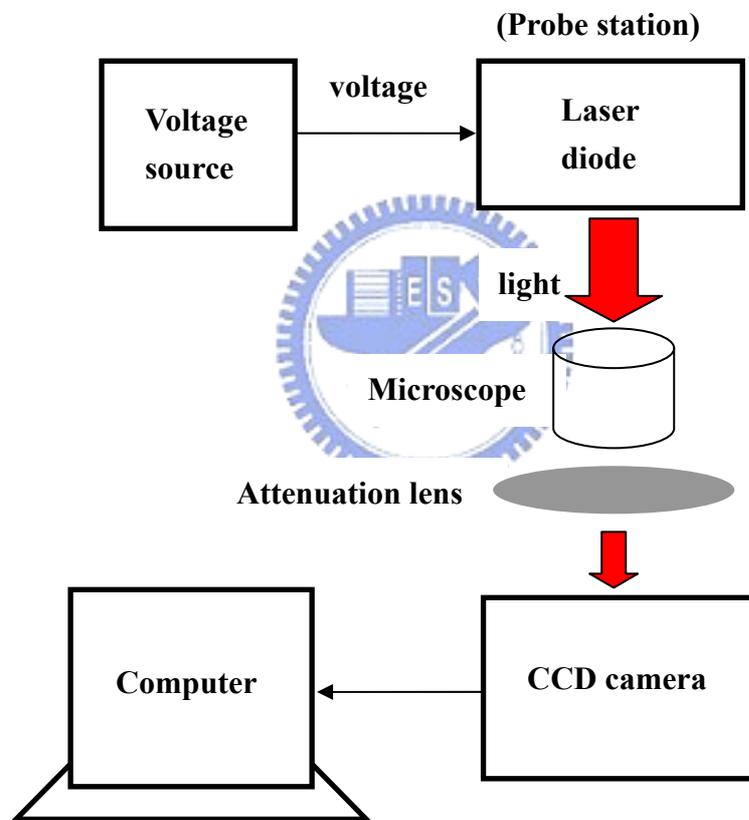


圖 3-14(a) 雷射輸出光譜量測系統圖

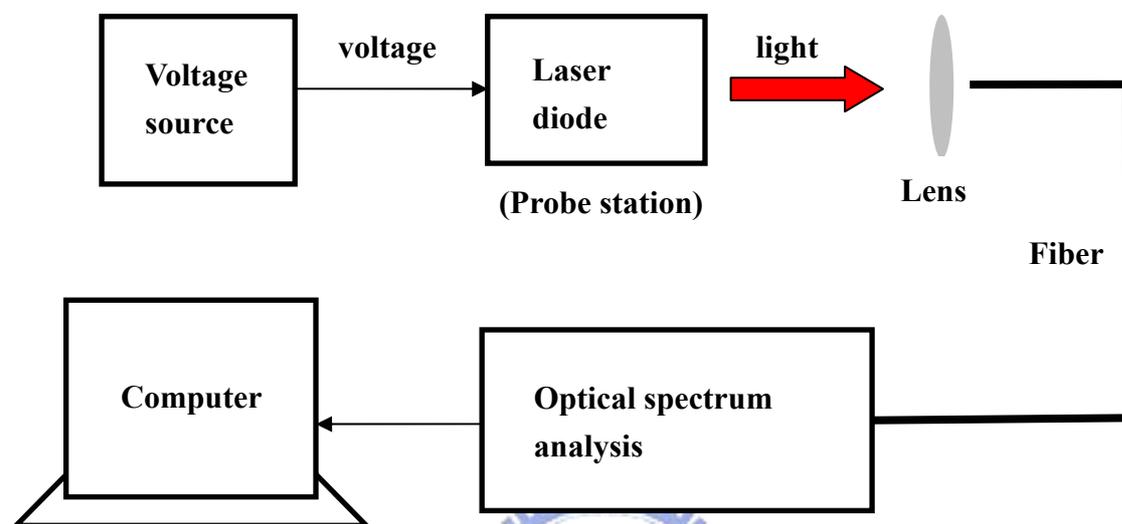
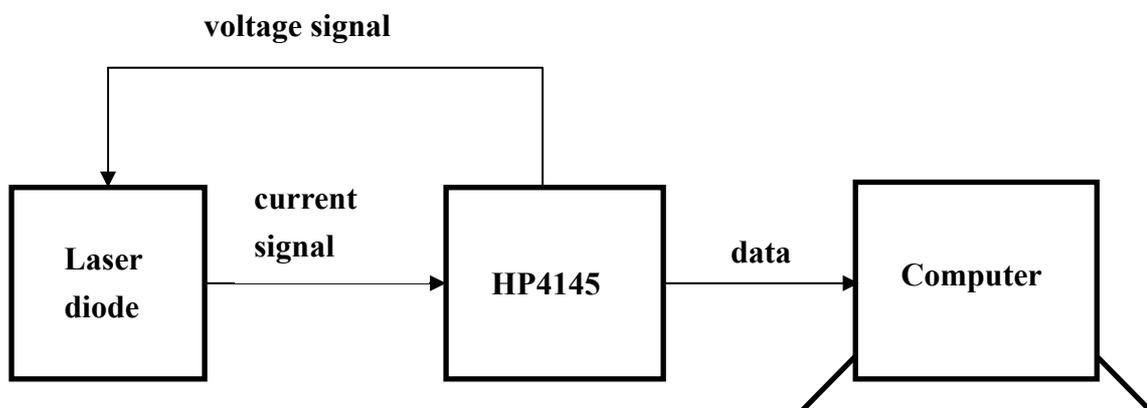


圖 3-14(b) I-V 曲線量測系統圖



## 第四章 結果與討論

### *(Result and Discussion)*

本研究成功地將二維光子晶體整合在邊射型雷射上，並製做出幾種不同的雷射二極體，主要的不同在於光子晶體的結構，以下我們將一一探討這些元件的特性，並提出合理的解釋。

#### 4-1 大面積雷射

在討論光子晶體雷射前我們先了解一下大面積雷射(Broad area laser)的輸出特性，實驗所使用的磊晶片，長晶編號 LM4084，為單層量子井雷射，詳細磊晶結構請參考第三章。雷射的條紋(Strip)寬度與長度與光子晶體雷射是相同的，分別為 30 $\mu\text{m}$  與 800 $\mu\text{m}$ 。

圖 4-1 為此雷射在室溫下的 L-I 曲線圖，臨界電流為 40mA，臨界電流密度為 167A/cm<sup>2</sup>，差額量子效率為 58%。圖 4-2 分別為雷射驅動在 50mA、80mA、150mA、200mA 的光譜圖，中心頻率落在 1 $\mu\text{m}$  附近，因為電流密度逐漸增大，導致增益頻譜變寬，可以產生雷射的模態變多，所以光譜的半高寬隨著電流增大而慢慢變寬。

圖 4-3 分別為雷射驅動在 10mA 與 60mA，光衰減 500 倍下的近場發光圖形，我們等比例地將元件簡圖畫在照片上，以方便了解實際發光的位置。由於條紋寬度達 30 $\mu\text{m}$  寬，因此雷射的側向模態非單模而是多模，由圖可以看出發光區域非常的寬。

圖 4-4 為雷射 L-I 曲線變溫量測，當溫度逐漸升高，電子電洞產生輻射性結合(Radiative recombination)的機率降低，因此無論臨界電流與差額量子效率都跟著變差。通常要形成一個好的元件，它對溫度的變化就必須要很小，其中特徵溫度就是一個重要的參考依據，特徵溫度愈高代表起始電流  $I_{\text{th}}$  對溫度的變化愈不明顯，特徵溫度  $T_0$  的定義為：

$$I_{th} \propto e^{\frac{T}{T_0}}$$

此雷射的特徵溫度經過計算大約為 58.4K。以量子井雷射來說，這樣的特徵溫度並不算好。

## 4-2 光子晶體雷射

在了解大面積雷射的特性之後，現在開始來探討光子晶體雷射的一些特性，並與大面積雷射做比較。

為方便做比較，我們一樣使用 LM4084 磊晶片製作光子晶體雷射。圖 4-5 為元件簡圖，圖 4-6 為實際元件的俯視圖。元件主要由兩個部分組成，一部分為傳統邊射型雷射，一部分為光子晶體波導。在雷射脊狀波導前方，我們製作了光子晶體波導，目的就是要利用光子晶體波導可以讓特定模態在其中傳輸的特性，來達到輸出光為單一波長的效果。再則，由於條紋寬度達 30um 導致雷射的橫向模態為多模，為了改善此現象，我們也做了些巧妙的設計來抑制橫模的產生。

### 4-2-1 光子晶體圖形設計

首先說明光子晶體圖形的設計準則。由於雷射的輸出波長落在 1um 附近，因此光子晶體能隙也必須落在 1um 上下，這樣才會有抑制光傳輸的效果。除此之外，因為半導體雷射的輸出光大多以 TE 模態居多，所以光子晶體能隙必須為 TE 模態能隙，。

另外，由於光子晶體為排列緊密的細微結構，且礙於製程設備的極限，在製造上無法非常精確的控制其尺寸，所以在設計時，盡量讓光子晶體能隙的範圍愈寬愈好，如此，在製程上的誤差容忍度也可以跟著增大。

光子晶體晶格常數與孔洞半徑的設計依據主要是參考光子晶體能帶圖，我們利用 RSoft Design Group 所設計的軟體"BandSolve"來計算光子晶

體能帶。考慮的材料為 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ ，參考Takagi<sup>[10]</sup>計算的結果，折射率為3.565，光子晶體的晶格為hexagonal結構，其填滿率(Fill factor)為48.8%， $r/a=0.367$ ，圖4-7是假設孔洞深度無限長所算出的二維光子晶體能帶圖。

由元件簡圖可以發現雷射前方的光子晶體事實上是兩個不同晶格常數與孔洞半徑的系統所組成。中間的圖形， $r=0.11\mu\text{m}$ ， $a=0.3\mu\text{m}$ ；兩旁的圖形， $r=0.22\mu\text{m}$ ， $a=0.6\mu\text{m}$ 。我們希望中間的光子晶體所形成的光子能隙能夠包含 $1\mu\text{m}$ 附近的波段，而兩旁的光子晶體所形成的光子能隙則是不要包含 $1\mu\text{m}$ 的附近波段，如此設計的原因在下文會做說明。

由能帶圖可以發現， $r/a=0.367$ ，hexagonal排列的空氣孔洞所形成的光子晶體，在正規頻率(Normal frequency) $a/\lambda=0\sim 0.8$ 之間存在兩個光子能隙，分別為 $a/\lambda=0.22\sim 0.345$ 和 $a/\lambda=0.651\sim 0.666$ ，轉換成波長，如表4-1所示：



晶格結構	光子能隙 1	光子能隙 2
$r=0.11\mu\text{m}$ ， $a=0.3\mu\text{m}$	0.87 $\mu\text{m}$ ~1.364 $\mu\text{m}$	0.45 $\mu\text{m}$ ~0.461 $\mu\text{m}$
$r=0.22\mu\text{m}$ ， $a=0.6\mu\text{m}$	1.739 $\mu\text{m}$ ~2.727 $\mu\text{m}$	0.9 $\mu\text{m}$ ~0.922 $\mu\text{m}$

表 4-1

這樣的能帶結構符合我們的要求。

#### 4-2-2 雷射輸出特性

本節將藉由雷射的L-I曲線、輸出頻譜、近場發光圖形等特性來探討光子晶體雷射的運作機制。

##### L-I 特性

圖4-8為雷射的L-I曲線圖，分別從雷射的兩端測量其輸出功率，臨界電流為100mA，臨界電流密度為 $420\text{A}/\text{cm}^2$ ，考慮兩端輸出功率總和算得之差額量子效率約為13%。可以發現，在相同的驅動電流下，從自然劈裂

面與光子晶體波導量到的功率相差 4.5 倍左右，推究其原因有三：

- 一. 小孔洞的光子晶體為高反射率的區域，所以大部分的光都會被反射回去，真正漏出去的並不多，這應該是造成功率相差到 4.5 倍最主要的原因。
- 二. 從光子晶體端輸出的光，會經過一段約 30 $\mu\text{m}$  的路徑，也就是我們製作光晶體的區域，此路徑無金屬接觸，所以無法提供增益，因而造成一部分的光被吸收。
- 三. 由於光子晶體製程中包含蝕刻製程，所以難免會在孔洞表面造成一些表面缺陷，這些缺陷也會對光造成一些散射。

## 頻譜特性

我們從雷射的自然劈裂面測量雷射的頻譜，圖 4-9 分別是驅動電流從 120mA 一直到 500mA 量到的頻譜。

在驅動電流增加到 160mA 之前，雷射模態都是維持單一縱模，主峰波長落在 998nm；當電流加到 160mA 時可以發現在 994nm 處出現另外一個模態，不過此模態的強度甚低，且隨著電流漸漸加大，與 998nm 模態的強度比有漸漸變大的趨勢；當電流加到 240mA 時，單一模態的現象已經不存在了，隨著電流再加大，愈來愈多的模態將會出現，這是因為電流密度一直提高，導致增益曲線不斷變寬，讓更多的模態可以克服臨界損耗而形成雷射。

圖 4-10 是從光子晶體端量到的雷射頻譜，基本上除了強度較弱之外，看到的現象與另一輸出端大同小異。

取圖 4-9，驅動電流為 220mA 的雷射頻譜量測其主峰半高寬(Full width half maximum；FWHM)與邊模抑制比(Side mode suppression ratio；SMSR)，分別為 2.29 $\text{\AA}$  與 12.64dB。

在了解雷射的頻譜特性之後，接下來就要提出一個模型來解釋這些現象。如圖 4-11 所示，我們將光子晶體雷射視為是兩個共振腔耦合在一起的元件，分別為邊射型雷射形成的 FP(Fabry-Perot)共振腔與光子晶體波導區域形成的共振腔，而雷射的頻譜為兩個共振腔耦合的結果。

如圖 4-12 所示，我們假設雷射的輸出頻譜主要由光子晶體共振腔決定。不過這樣的假設會有個問題，因為在劈裂的時候，光子晶體波導的長度其實是很難準確控制的，所以為何可以斷定能在光晶體內共振的波段一定可以對應到能在 FP 共振腔的波段呢？事實上，由於 FP 共振腔的長度長達 800um，使得不同縱模的波長差只有 0.175nm，就算是共振腔長度並不是剛好匹配，兩個共振腔允許的共振模態也只有些微的差距，鄰近的模態會自動微調到重合，所以耦合的現象依舊會存在。

影響共振腔好壞的因素包含腔壁對能量的散逸程度以及共振腔內的填充物質等等，而品質因素(“Q factor”)是評定共振腔優劣的一項參數，定義為：


$$Q = \omega_0 \frac{\text{Time averaged energy stored in the cavity}}{\text{Energy loss per cycle}}$$

$\omega_0$  是假設共振腔在無損耗情況下之共振頻率。如圖 4-13 所示，能在共振腔內傳播的模態，其半高寬  $\Gamma$  與品質因素  $Q$  成反比關係，關係為  $\Gamma = \omega_0 / Q$ 。因為光子晶體對波長位於光子能隙的光具有高反射率，使得光子晶體波導可視為一個高品質因素的共振腔，波導內只允許某些特定波長的光波在其中傳輸，所以可以達到輸出光為單一縱模的效果。

另外，與大面積雷射在高電流驅動下的頻譜比較，可以發現有很明顯的不同。光子晶體雷射的頻譜並非是同一個主峰半高寬逐漸增大，而是分為好幾群，我們將用共振腔耦合的論點提出定量的分析。

參考第二章半導體雷射基本概念的部分，在一般 FP 共振腔內，雷射縱向光模的波長差為：

$$\Delta\lambda_m = \lambda_0^2 / 2n_{eff} L$$

其中  $\lambda_0$  為主峰波長， $n_{eff}$  為等效折射率， $L$  為共振腔長度。利用上面的公式來計算光子晶體雷射兩個共振腔所對應到縱向光模波長差。一開始先假設  $n_{eff}$  近似於  $In_{0.2}Ga_{0.8}As$  的折射率為 3.565， $\lambda_0$  為 1 $\mu m$ ，結果如表 4-2 所示：

	共振腔長度(um)	波長差(nm)
FP 共振腔	800	0.175
光子晶體波導	33.6	4.174

表 4-2

觀察驅動電流在 500mA 下的雷射頻譜，可以發現，主峰與主峰間的波長差其實是差不多的，大約為 3.66nm，這與我們之前計算的結果相差約 0.5nm，推論其原因，有可能是  $n_{eff}$  造成的影響，因此必須設法估計在這樣的雷射結構下  $n_{eff}$  應該是多少。

為了求得  $n_{eff}$  的估計值，我們測量如圖 4-14 所示的雷射頻譜，此結構與光子晶體雷射相比，除了少了光子晶體波導之外，其餘結構大致相同，無金屬接觸的區域長度為 79.13 $\mu m$ 。雷射之臨界電流為 140mA，圖 4-15 分別是在驅動電流為 160mA、220mA、300mA、400mA 所量到的頻譜。少了光子晶體波導，此元件並無單一縱模的特性(無金屬覆蓋的區域可視為一個品質因素較低的共振腔)，不過共振腔耦合的效果依舊存在。

測量其主峰間的波長差大約為 1.529nm，代入公式計算推得  $n_{eff}$  為 4.13。將此值用於計算光子晶體雷射之主峰間距，得到之結果為 3.61nm，與實驗所得之值 3.66 誤差小於 1.5%。

為了更進一步驗證先前的假設，我們量測光子晶體波導在不同長度之下，所對應到的主峰間距。如果先前的假設是正確的，那麼根據公式，隨著光子晶體波導的長度變短，主峰間距應該是要拉的更開。我們測量多顆光子晶體雷射的頻譜，波導長度從 32.16 $\mu\text{m}$  到 50.53 $\mu\text{m}$ ，表 4-3 分別列出實驗得到的數據與公式算得的數據。將表 4-3 之數據做圖，如圖 4-16 所示，比較實驗與理論求得之數據，可以發現趨勢是吻合的，而且誤差非常的小。

另外，實驗數據大部分比理論計算的數據要稍大，這是因為光子晶體波導是由許多空氣孔洞所構成，因為空氣的折射率=1，是所有物質最小的，所以在有光子晶體的雷射結構， $n_{\text{eff}}$ 會比我們之前粹取出來的 $n_{\text{eff}}$ 稍小一點，根據公式，主峰間距會比理論值稍微大一點。

<i>PC waveguide length(<math>\mu\text{m}</math>)</i>	$\Delta\lambda_m(\text{nm})$ <i>(Experimental data)</i>	$\Delta\lambda_m(\text{nm})$ <i>(Theoretical data)</i>
32.16	3.83	3.76
33.19	3.71	3.65
33.66	3.66	3.60
33.75	3.63	3.59
35.16	3.58	3.44
40.13	3.05	3.02
41.16	2.81	2.94
42.98	2.66	2.81
44.53	2.71	2.72
48.56	2.58	2.49
50.53	2.49	2.40

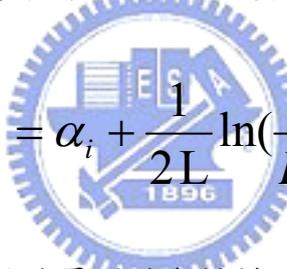
表 4-3

## 近場發光圖形

在討論雷射的近場發光圖形之前，先說明為什麼當初設計光子晶體波導時，會有大孔洞與小孔洞兩種不同的結構。

隨著條紋寬度逐漸變寬，雷射的橫向模態也隨著增加，但在多數光電應用上，大都希望雷射的橫向光模為單模(Fundamental mode)，因此一般脊狀波導雷射的條紋寬度大都在 5um 以下。我們所製作的光子晶體雷射條紋寬度達 30um，可想而知，橫向光模勢必為多模，因而為了抑制更多高階模態的產生，我們在光子晶體的設計上巧妙的作了些變化。

要抑制雷射的產生，最根本的方法就是提高雷射的臨界增益，臨界增益的表示式：


$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$$

由上式可以知道雷射的臨界增益與材料的內部損耗 $\alpha_i$ 、元件的長度L和共振腔兩端的反射率R有關，所以要提高 $g_{th}$ 可以從這三個方向去著手。如圖 4-17 所示，我們在雷射脊狀波導前方製作光子晶體時，刻意在光子晶體波導兩旁設計對波長 1um 的光為高穿透率的光子晶體，意即此結構形成的光子晶體能隙不包含 1um，如此高階模態的臨界增益被大大的提高，因而不容易產生雷射。

圖 14-18 為驅動電流 30mA，光強度 80 倍衰減下，光子晶體波導前方近場發光的圖形。我們等比例地將元件簡圖畫在照片上，以方便了解發光的位置。可以發現，發光強度最強的地方在波導的通道，大孔洞的區域如我們所預期的會有光漏出來，但小孔洞的區域理論上為高反射率的區域，卻也有光漏出來，推測其原因，應是我們所製作的光子晶體並非完美的光

子晶體，蝕刻深度不過 0.3 $\mu\text{m}$  左右，所以並無法達到 100% 的反射率，多少還是會有光從此區域漏出。德國的 T. D. Happ 等人，在 InP 基板上製作出孔洞深度達 3.2 $\mu\text{m}$  的光子晶體，並以此作為雷射的反射鏡面，萃取出來的反射率可高達 98%，因此如何製作出更完美的光子晶體也是我們要努力的一大目標。

圖 4-19 是在驅動電流分別為 100mA、130mA、200mA，光強度 400 倍衰減下所拍得的照片，雖然橫向模態因為小孔洞區域的反射率並非 100% 而達不到單模的要求，不過，經由此設計，跟大面積雷射相比，近場發光圖形已經有大幅度的改善。

接下來我們觀察光子晶體雷射自然劈裂面的近場發光圖形，圖 4-20 是在驅動電流分別為 50mA、200mA，光強度 400 倍衰減下所拍得的照片，與大面積雷射相比似乎就沒有什麼顯著的不同了。

為了更一進步釐清近場發光的機制，我們利用套裝軟體“RSoft”內的子程式 FullWave/FTDT 模擬光如何在我們設計的光子晶體中傳播，圖 4-21 為模擬出來的結果，可以發現，光最強的地方在線性波導，小孔洞區域光幾乎無法穿透，大孔洞區域則會有部分的光穿透，並且還會向四面八方輻射出去，大致上符合我們的預期。

### 變溫 L-I 曲線量測

圖 4-22 為光子晶體雷射從 15 $^{\circ}\text{C}$ ~70 $^{\circ}\text{C}$ ，每隔 5 $^{\circ}\text{C}$  量得的變溫 L-I 曲線，臨界電流與差額量子效率與大面積雷射一樣都是隨著溫度上升而變差。圖 4-23 為臨界電流對溫度做圖，特徵溫度為 56.8K，與大面積雷射的特徵溫度相去不遠。

### 變溫頻譜量測

圖 4-24 為光子晶體雷射從 20 $^{\circ}\text{C}$ ~75 $^{\circ}\text{C}$ ，每隔 5 $^{\circ}\text{C}$  量得的頻譜，每一個溫度的頻譜皆是在高於臨界電流 20mA 左右的驅動電流下量得。很明顯主

峰的位置隨著溫度上升往長波長移動。將主峰位置對溫度做圖，如圖 4-25 所示，可以發現主峰位置分為幾個群，在同一個群裡面，主峰位置隨著溫度上升而往長波長緩慢移動，原因是半導體的能隙會隨溫度上升而變小，導致雷射波長跟著變長。當溫度繼續上升時，主峰位置會突然有大幅度變化，波長大概增加 4nm，造成此現象的原因應該是共振腔耦合所造成的模態躍遷。

### 4-3 不同光子晶體圖樣之雷射特性分析

為了更清楚了解光子晶體雷射的特性，在本節中，我們將分析光子晶體圖樣與 4-2 節不同的雷射，並與 4-2 節的雷射做一些簡單的比較。

#### 4-3-1 無大孔洞結構之光子晶體雷射

這一小節我們所要討論的光子晶體雷射如圖 4-26 所示，光子晶體的區域全部都是由 hexagonal 排列的小孔洞所組成，晶格常數與孔洞半徑與 4-2 節的雷射相同。



#### L-I 特性

此雷射的 L-I 特性如圖 4-27 所示，臨界電流約 60mA，臨界電流密度  $250\text{A}/\text{cm}^2$ ，差額量子效率 41.5%。與 4-2 節的雷射相比，L-I 特性明顯好了很多。

從光子晶體波導與自然劈裂面量到的輸出功率並沒有像 4-2 節的雷射一樣相差到 4.5 倍，大約只有 15% 的差距。兩個元件的不同只在於光子晶體，所以為了解釋此現象，我們利用掃描式電子顯微鏡將兩種雷射之光子晶體波導做了仔細的研究。

圖 4-28 顯示此元件脊狀波導深度為  $1.177\mu\text{m}$ 。圖 4-29 顯示 4-2 節孔洞的蝕刻深度，我們可以發現，孔洞較大的光子晶體其深度較孔洞小的大約多出  $0.1\mu\text{m}$  左右，這是乾式蝕刻中的 micro-loading 效應，孔洞大小不相同，蝕刻氣體擴散的速率也不同，大的孔洞氣體較易擴散，所以蝕刻的深度也

較深。配合第三章提到之雷射磊晶結構，孔洞若要蝕穿主動層，深度至少要達 293nm，因此在此元件中，無論是大小孔洞都有蝕穿雷射的主動層，這與當初製程上的設計相符。

圖 4-30 為 4-3-1 小節，孔洞的蝕刻深度，我們可以發現孔洞並無蝕穿主動層，大約在主動層上方 10nm 左右的深度。也因為如此，光大部分還是能在主動層中傳播，而不像 4-2 節的元件，光大部分被反射回去。由此可發現孔洞是否有蝕穿主動層，對光子晶體的反射率有很大的影響，這也是造成輸出功率有所不同的主因。

另外，此雷射的光子晶體全部為小孔洞，而小孔洞的光子晶體對雷射光波段而言是具有高反射率的，加上孔洞並無蝕穿主動區，所以大部分的光子都可以藉由光子晶體或輸出端的自然劈裂面反射回 FP 共振腔而產生激發放射，不像 4-2 節的雷射，有一大半的光子是從大孔洞的區域漏掉，因此此雷射的臨界電流會較 4-2 節的雷射低。



## 頻譜特性

我們從雷射的自然劈裂面測量雷射的頻譜，圖 4-31 為雷射驅動在 140mA 的頻譜，主峰半高寬與邊模抑制比分別為 2.56Å 與 14dB。當電流超過 160mA 之後，單一模態的現象已經不存在了，隨著電流再加大，愈來愈多的模態將會出現，情況與 4-2 節的雷射類似，共振腔耦合的現象依舊明顯。

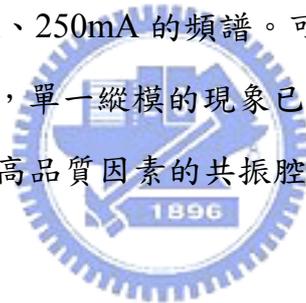
由此，我們發現縱使光子晶體的孔洞無蝕穿主動層，仍然會有單一縱模的現象，光波還是會受到週期性結構的影響，只不過這樣的結構所形成的共振腔，腔壁對能量的散逸較大，所以品質因素較不好，因而導致輸出波長的半高寬稍稍變大。

## 近場發光圖形

由於光子晶體並無抑制雷射橫向光模的設計，加上孔洞蝕刻深度並無深及主動層，所以此元件近場發光的圖形較 4-2 節的雷射寬上許多，圖 4-32 分別為雷射驅動在 30mA、80mA，光強度衰減 400 倍下，從光子晶體端拍到的發光圖形。自然批裂面的發光圖形基本上與 4-2 節的雷射相似。

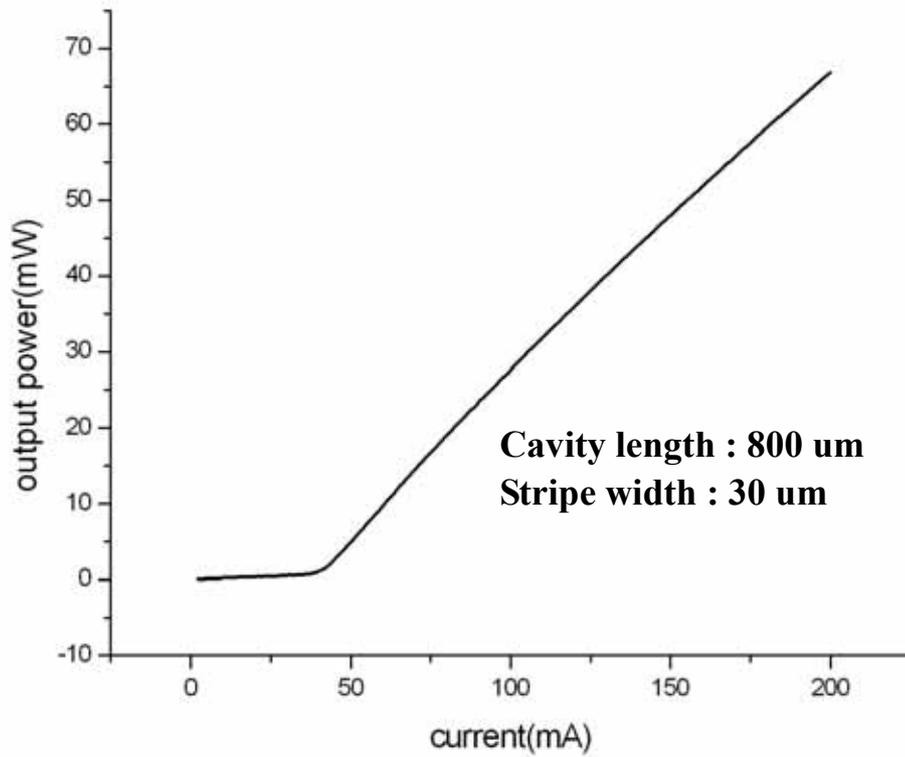
### 4-3-2 無線性缺陷之光子晶體雷射

這一小節我們所要討論的光子晶體雷射如圖 4-33 所示，光子晶體圖形與 4-2 節的雷射相似，只是中間沒有線性缺陷而且小孔洞並無蝕穿主動層。此元件 L-I 特性與 4-2 節的雷射類似，臨界電流大約為 90mA。圖 4-34 分別為雷射驅動在 110mA、250mA 的頻譜。可以發現共振腔耦合的現象不變，但是少了線性缺陷，單一縱模的現象已經不存在，意即這樣的光子晶體結構並無法形成一個高品質因素的共振腔。



### 4-3-3 無線性缺陷且無大孔洞結構之光子晶體雷射

這一小節我們所要討論的光子晶體雷射如圖 4-35 所示，光子晶體圖形與 4-3-1 小節的雷射相似，只是沒有中間沒有線性缺陷。此元件 L-I 特性與 4-3-1 節的雷射類似，臨界電流大約為 65mA。但是單一縱模的現象與 4-3-2 的雷射一樣皆不存在。圖 4-36 分別為雷射驅動在 90mA 與 200mA 的頻譜。根據參考文獻 11~13，若孔洞有蝕穿主動層且蝕刻深度夠深的話，此小節的光子晶體可單純地視為一個具有高反射率的鏡面，此部份將在往後的研究中做進一步的求證。



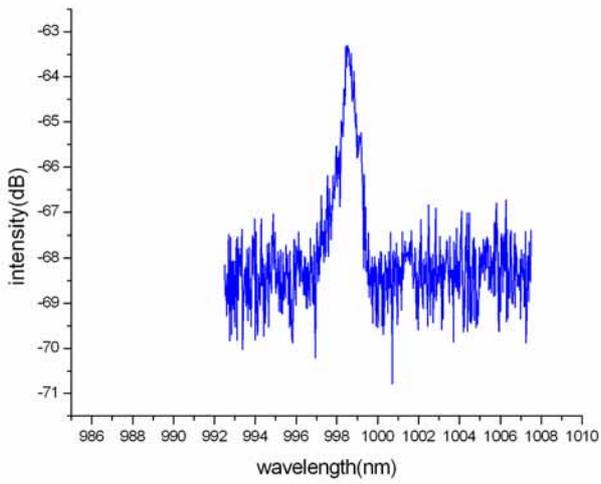
**$I_{th} = 40\text{mA}$**

**$J_{th} = 167\text{A/cm}^2$**

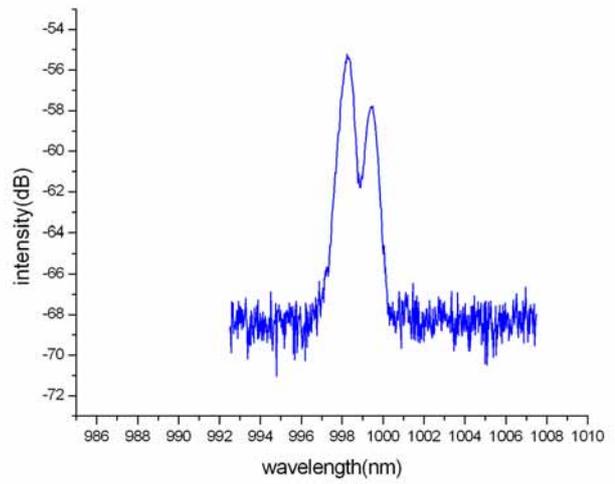
**Quantum efficiency = 58%**



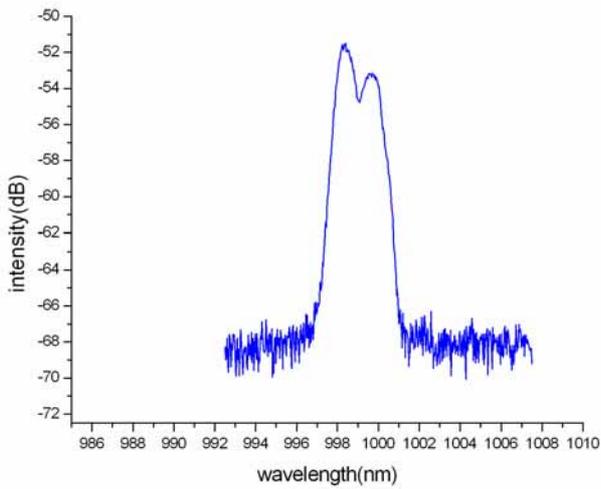
圖 4-1 大面積雷射 L-I 曲線圖



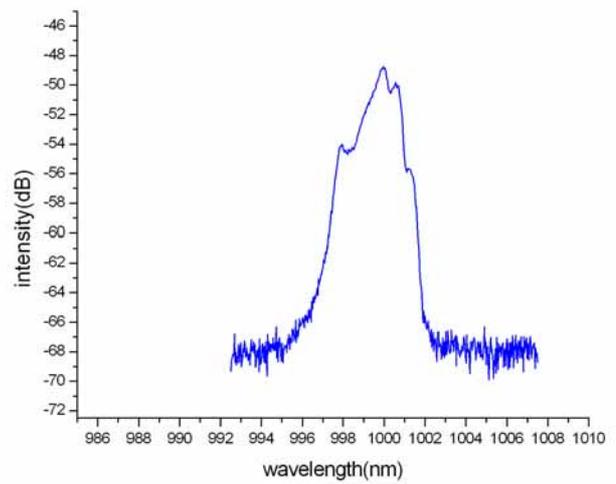
**Spectrum @ I = 50mA**



**Spectrum @ I = 80mA**



**Spectrum @ I = 150mA**



**Spectrum @ I = 250mA**

**圖 4-2 大面積雷射輸出頻譜**

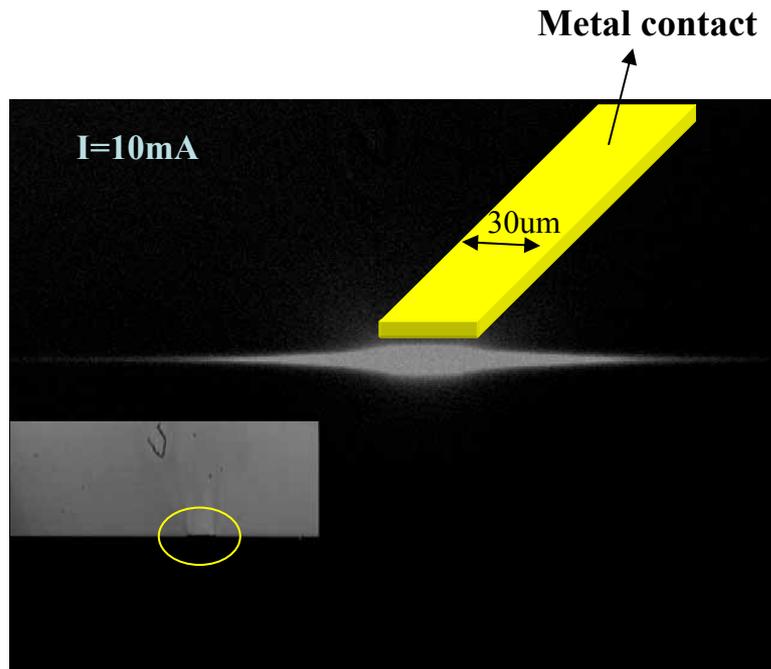


圖 4-3(a) 大面積雷射近場發光圖形 @  $I=10\text{mA}$  光強度 500 倍衰減

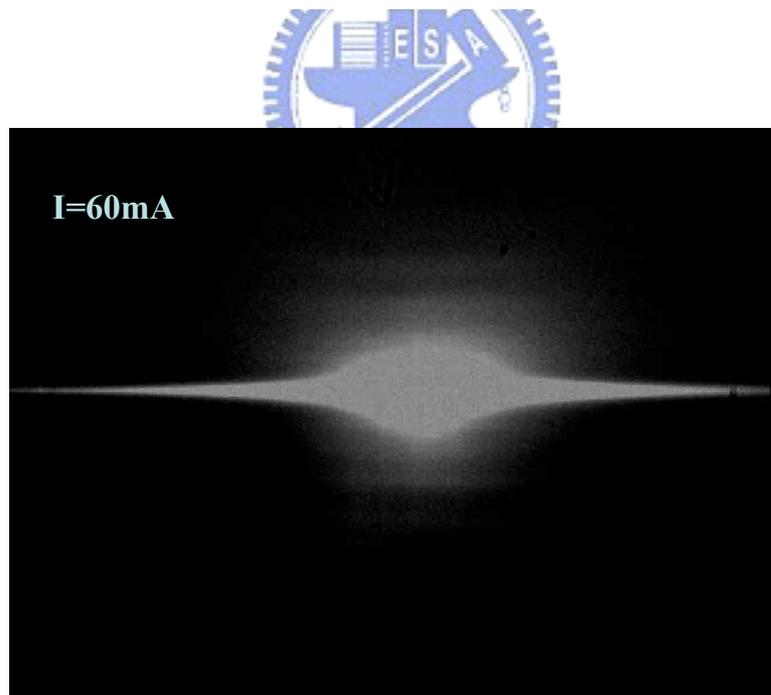


圖 4-3(b) 大面積雷射近場發光圖形 @  $I=60\text{mA}$  光強度 500 倍衰減

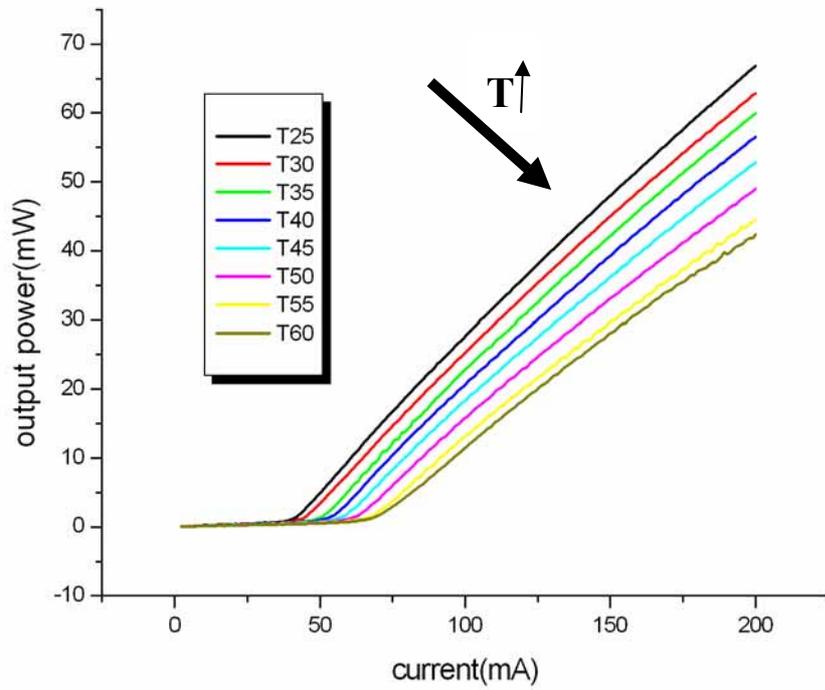


圖 4-4(a) L-I 曲線 v. s. 不同溫度

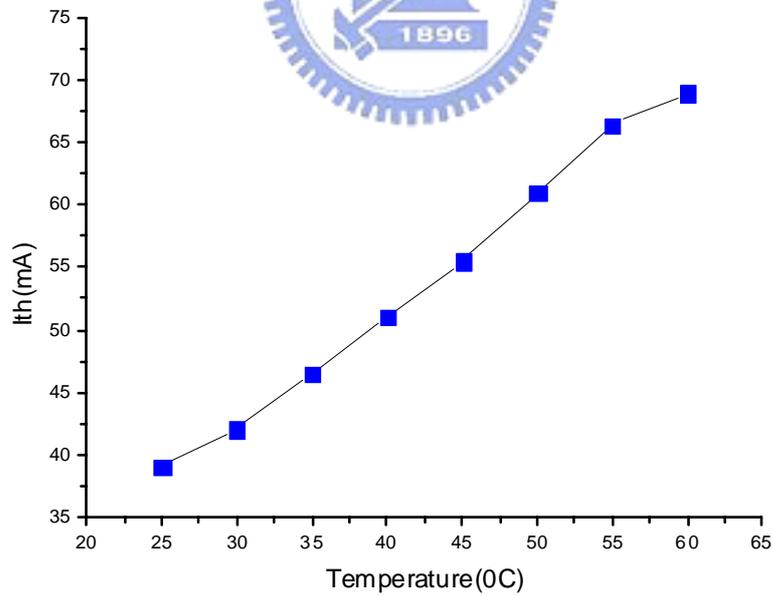


圖 4-4(b) 臨界電流對不同溫度做圖

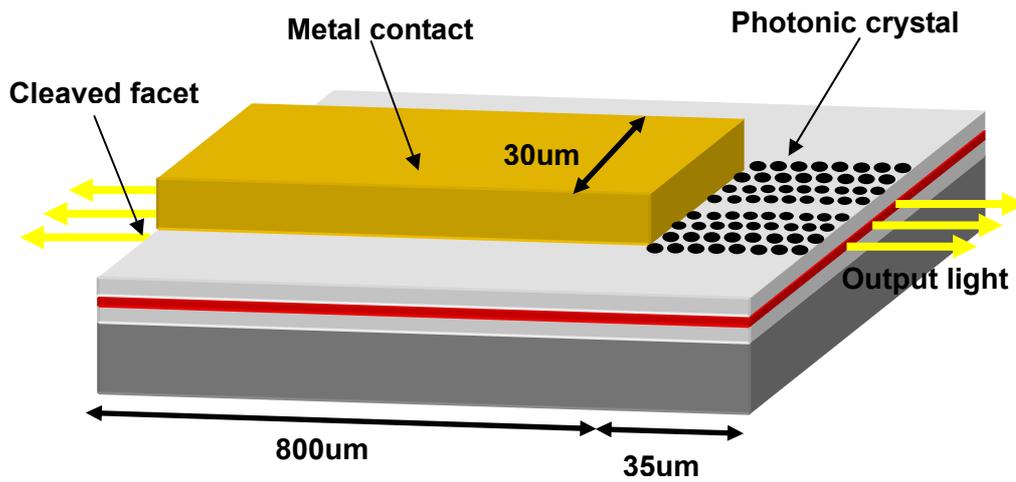


圖 4-5 元件簡圖

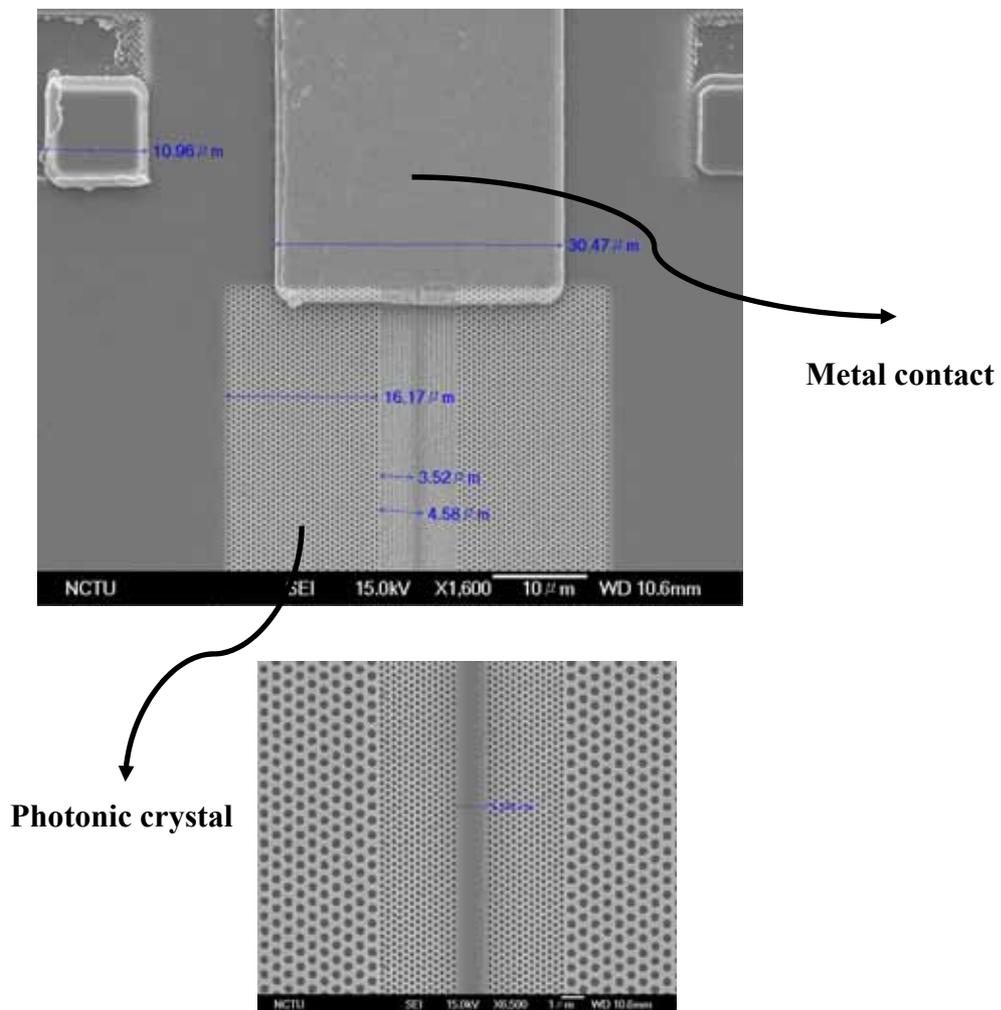


圖 4-6 實際元件俯視圖

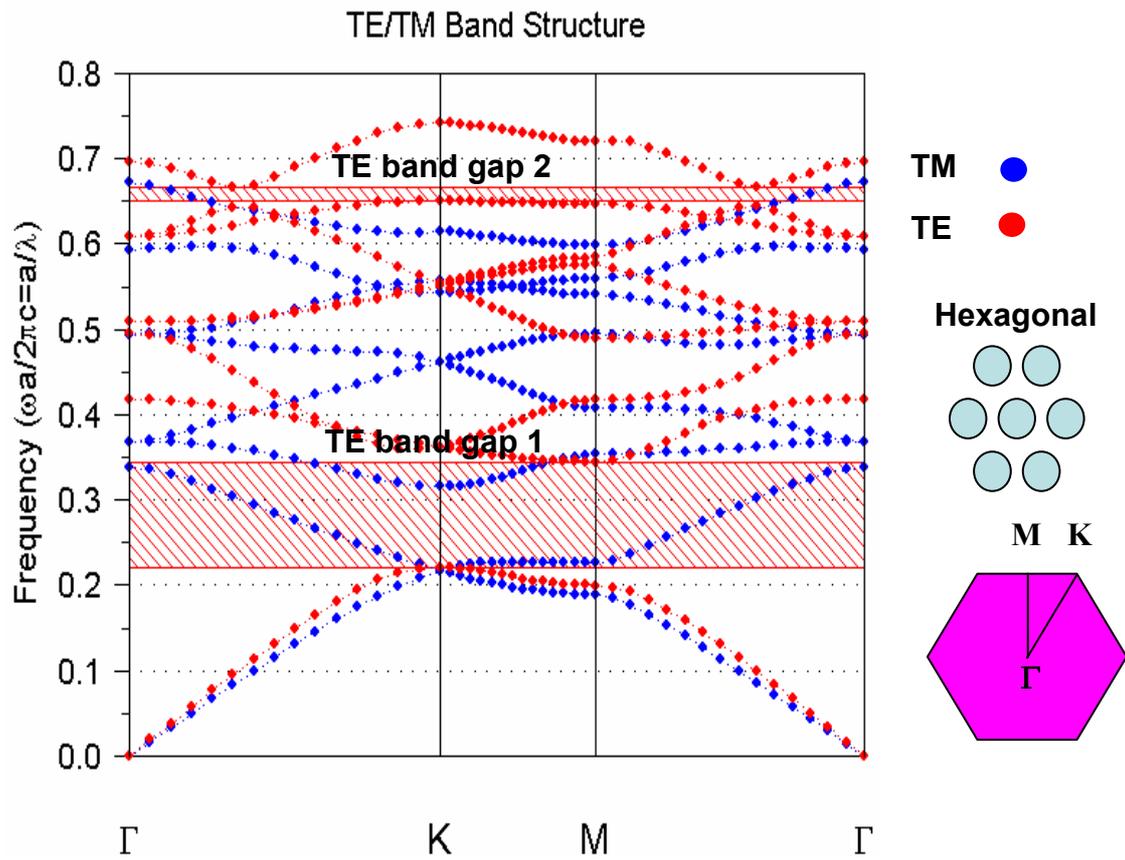
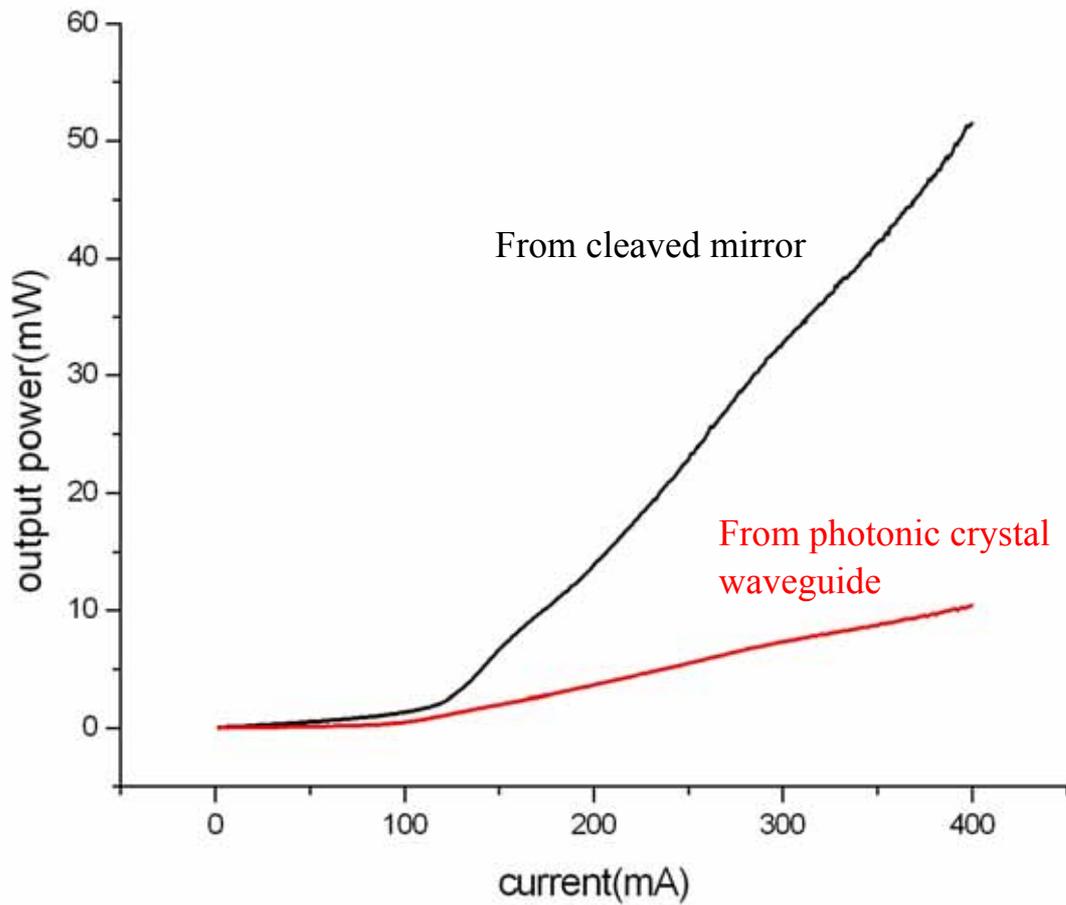
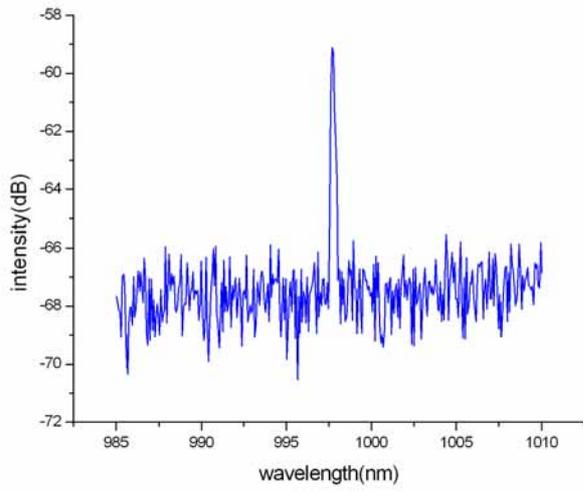


圖 4-7 二維光子晶體能帶圖

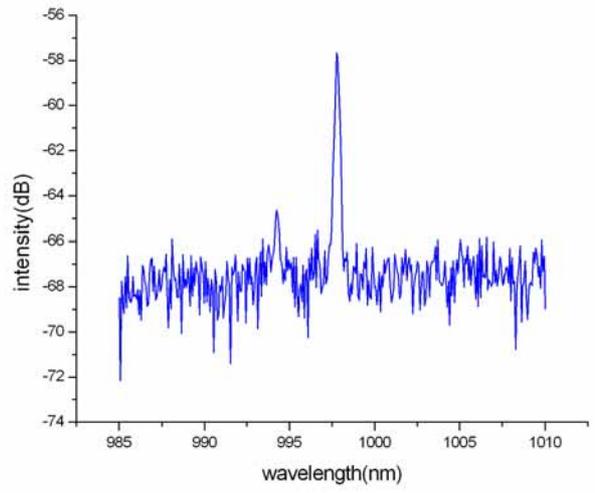


**$I_{th}=100\text{mA}$**   
 **$J_{th}=420\text{A}/\text{cm}^2$**   
**Quantum efficiency = 12.63%**

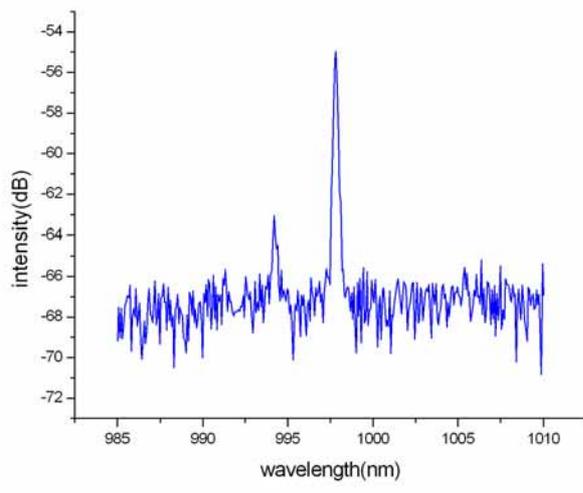
圖 4-8 光子晶體雷射 L-I 曲線圖



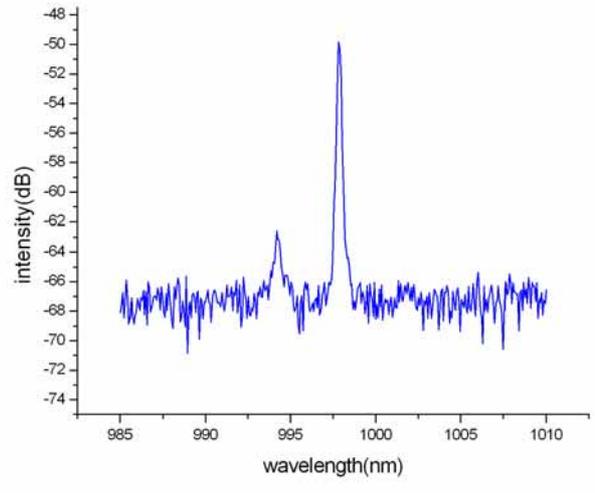
**Spectrum @ I = 120mA**



**Spectrum @ I = 160mA**

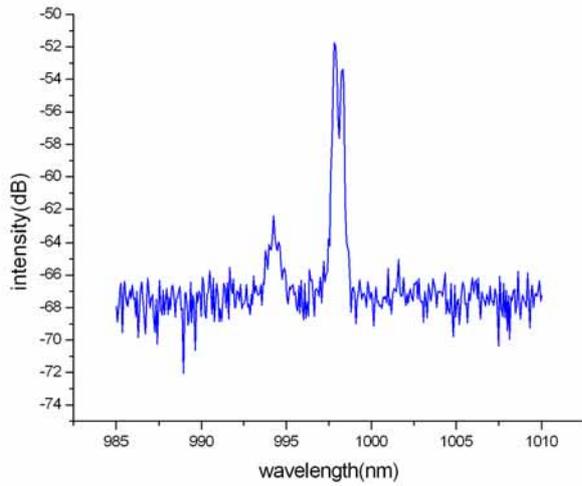


**Spectrum @ I = 180mA**

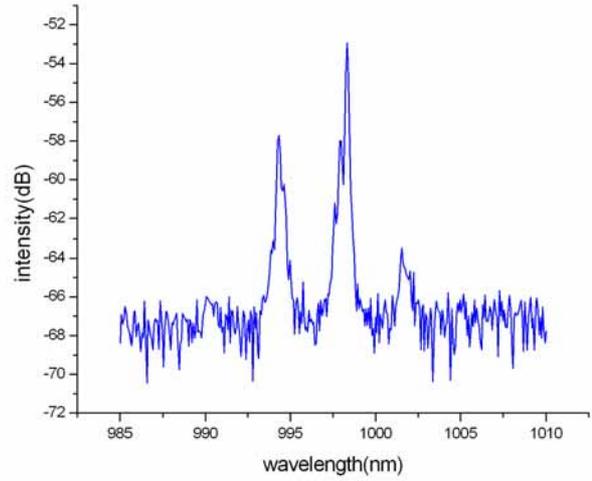


**Spectrum @ I = 220mA**

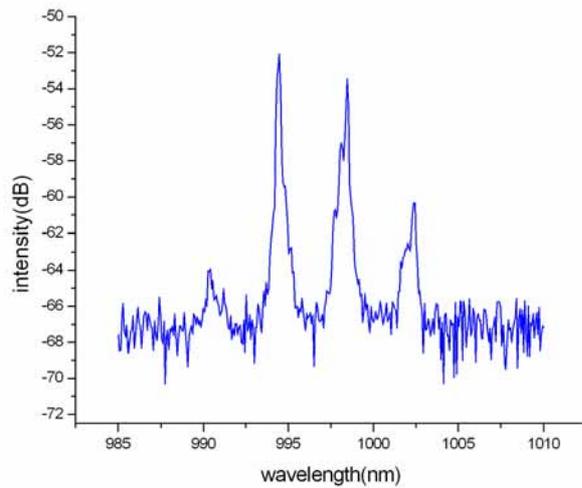
**圖 4-9 於自然劈裂面量得之光子晶體雷射輸出頻譜(一)**



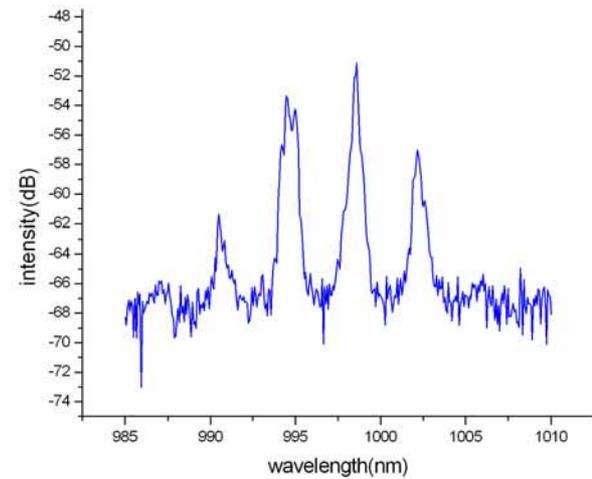
**Spectrum @ I = 240mA**



**Spectrum @ I = 290mA**



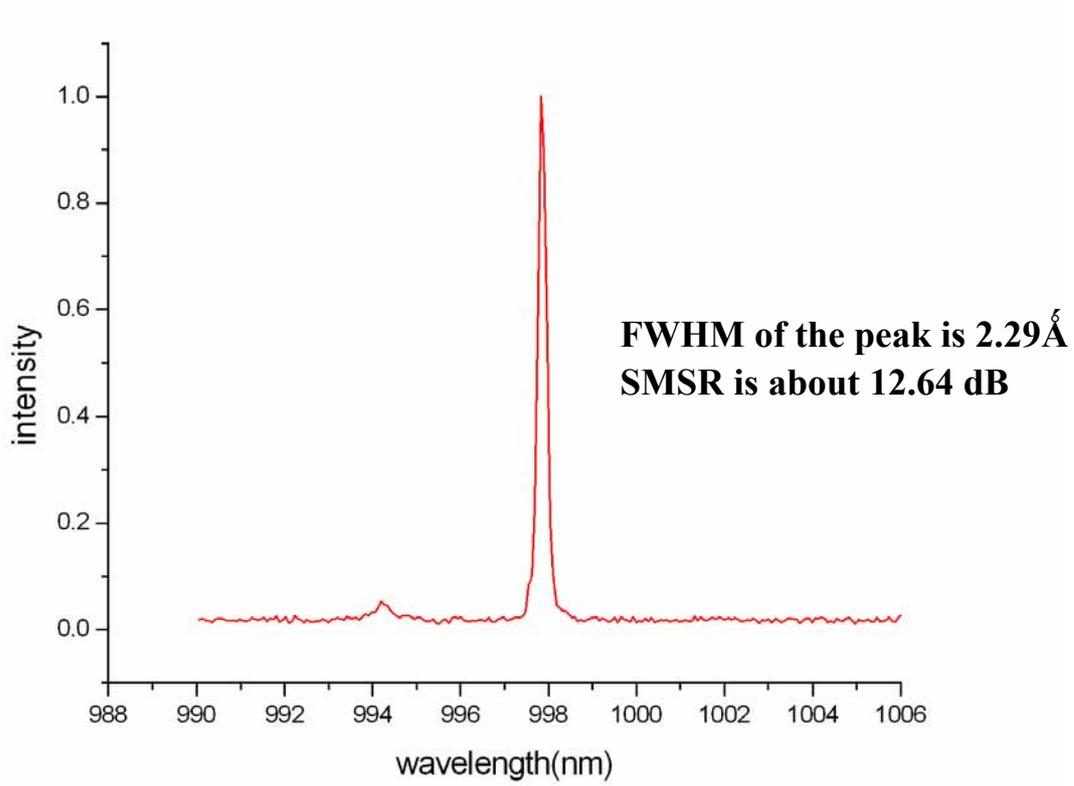
**Spectrum @ I = 390mA**



**Spectrum @ I = 500mA**

**圖 4-9 於自然劈裂面量得之光子晶體雷射輸出頻譜(二)**

**Spectrum @ I =220mA (Linear scale )**



**圖 4-9 在 220mA 驅動下之光子晶體雷射輸出頻譜**

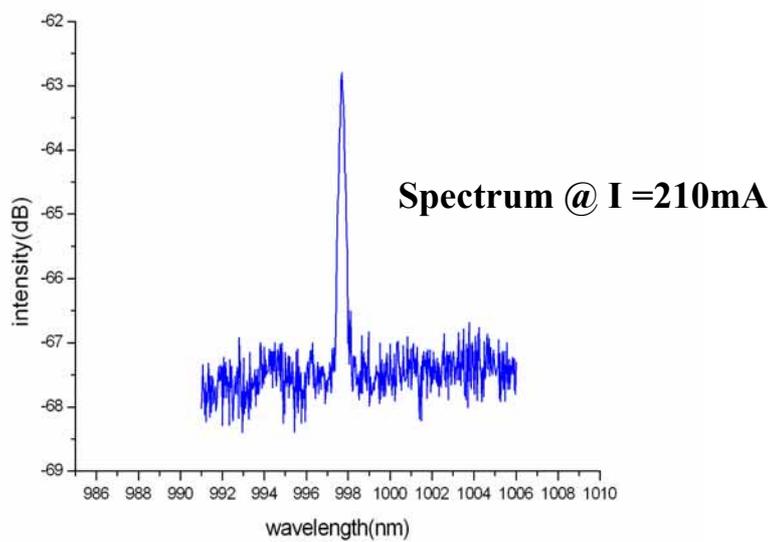
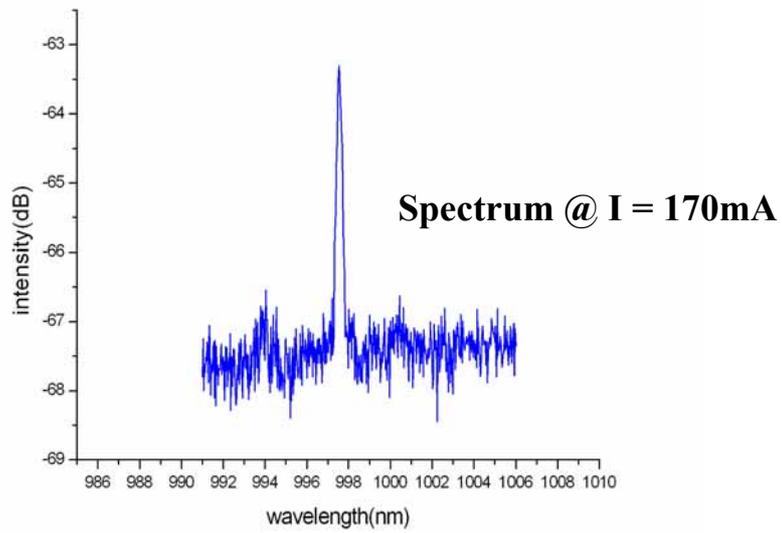
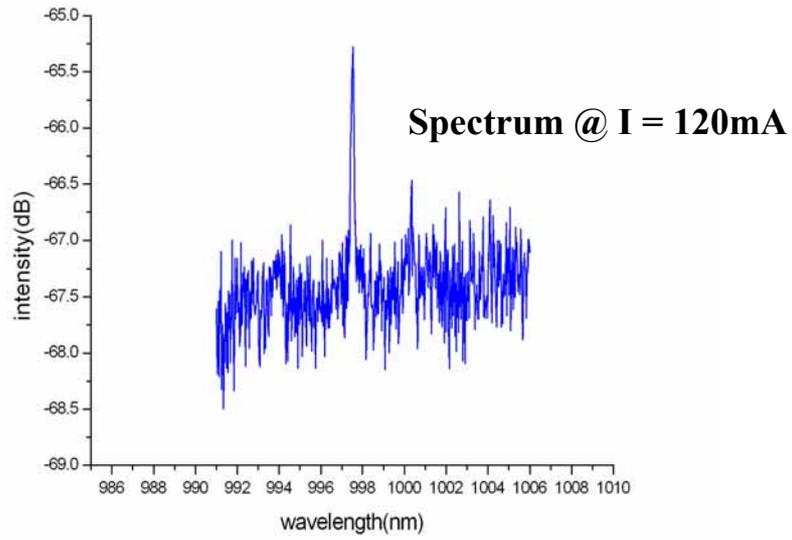


圖 4-10 於光子晶體波導量得之光子晶體雷射輸出頻譜

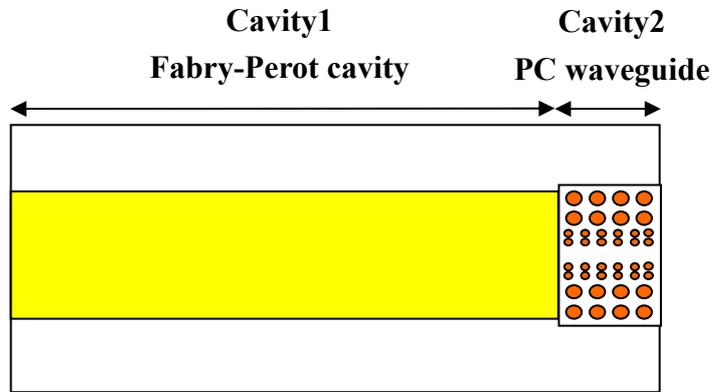


圖 4-11 光子晶體雷射共振腔示意圖

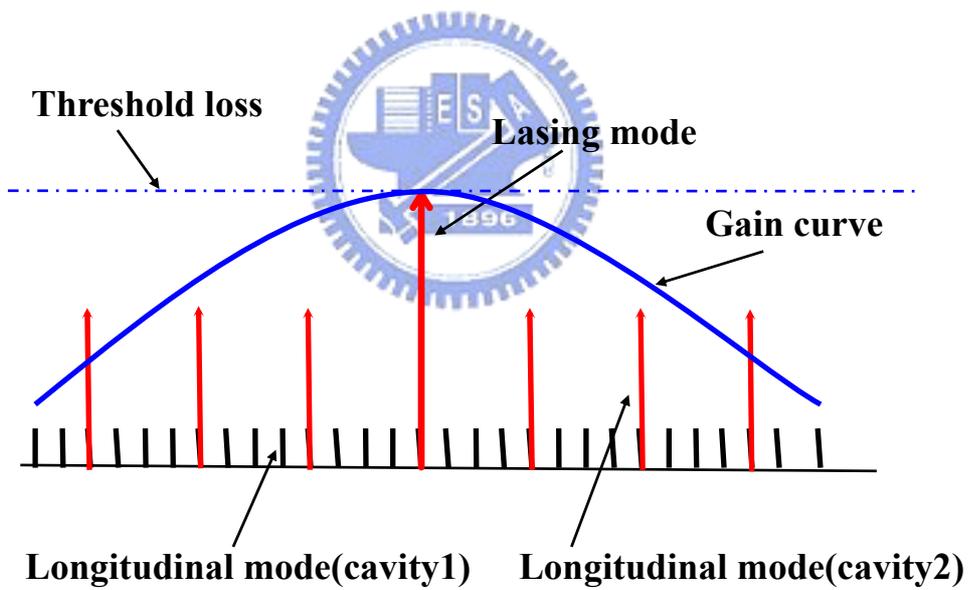


圖 4-12 光子晶體雷射共振模態耦合示意圖

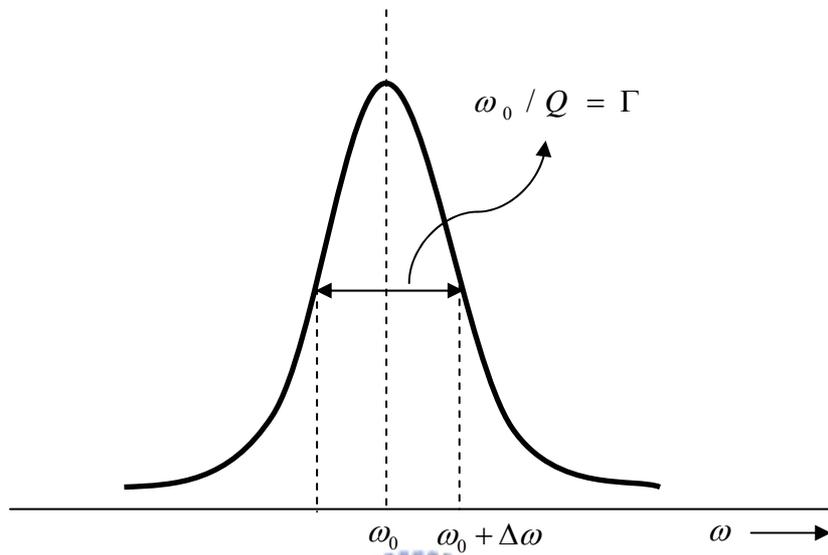


圖 4-13 共振模態之半高寬 $\Gamma$ 與品質因素 $Q$ 之關係

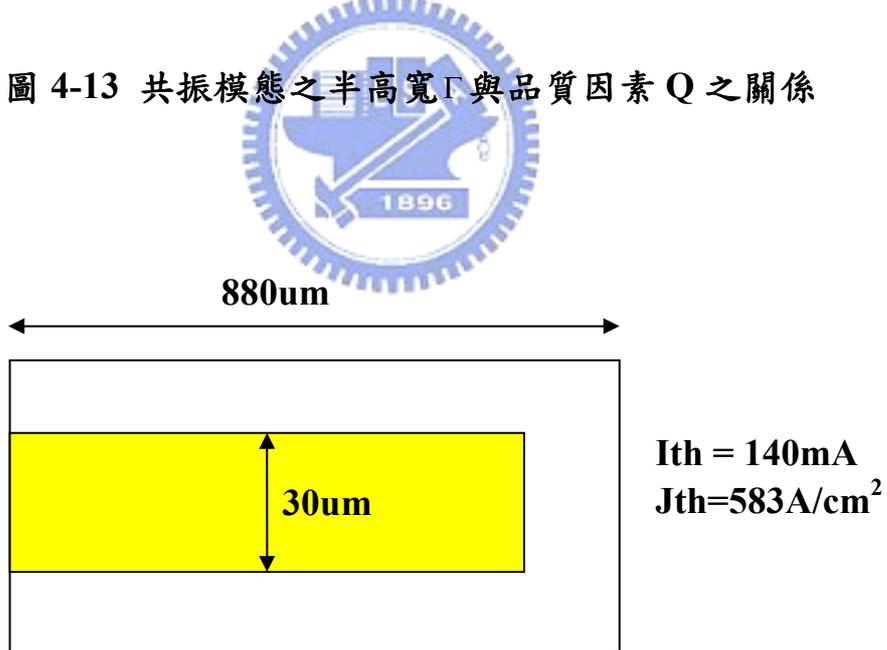
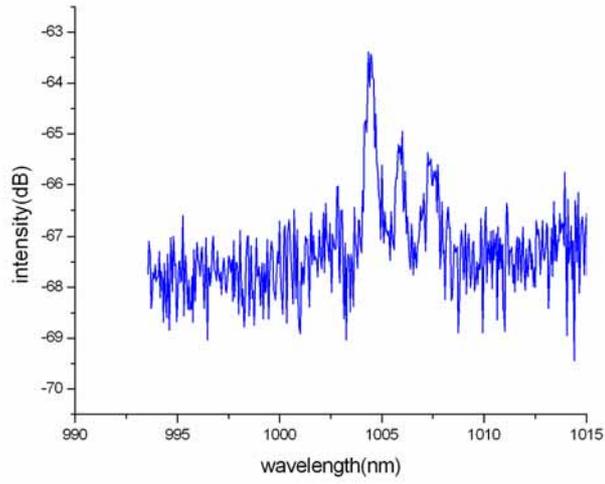
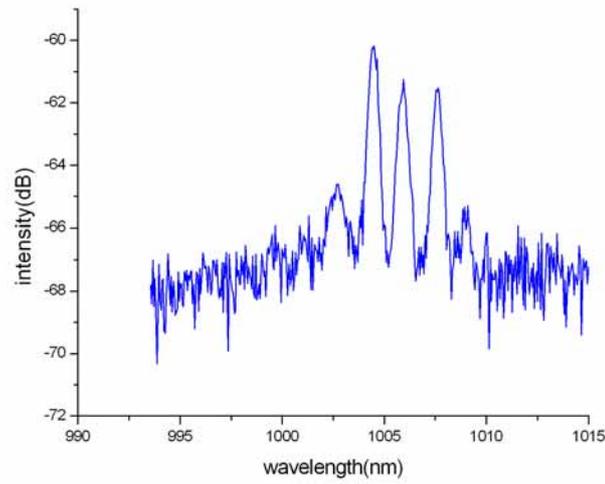


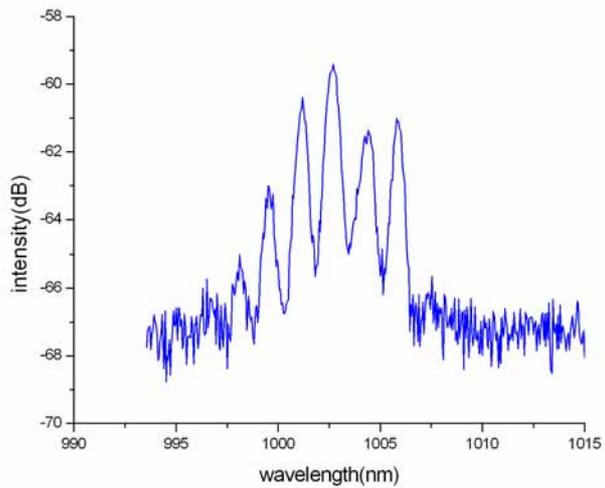
圖 4-14 無光子晶體之雷射示意圖



**Spectrum @ I = 160mA**



**Spectrum @ I = 220mA**



**Spectrum @ I = 300mA**

**圖 4-15 無光子晶體之雷射輸出頻譜**

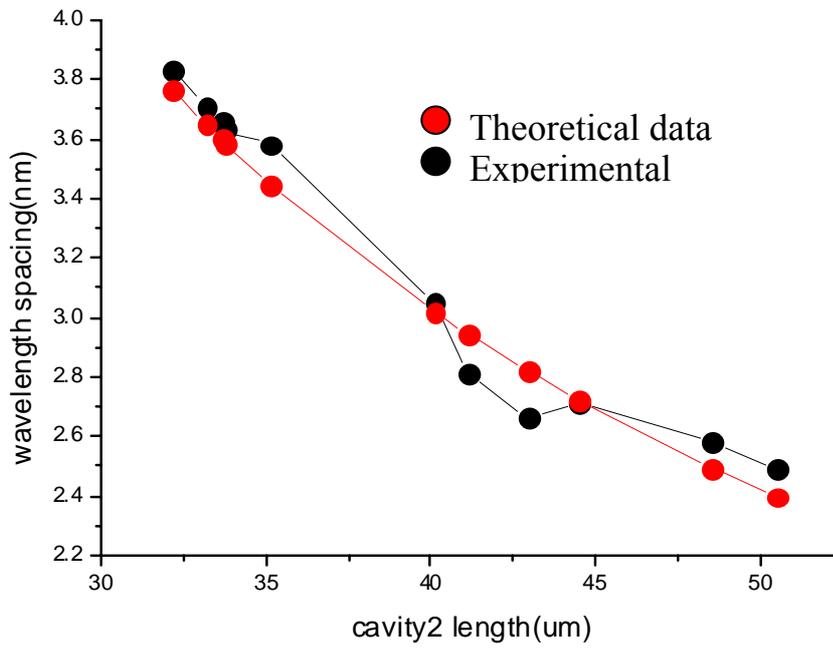
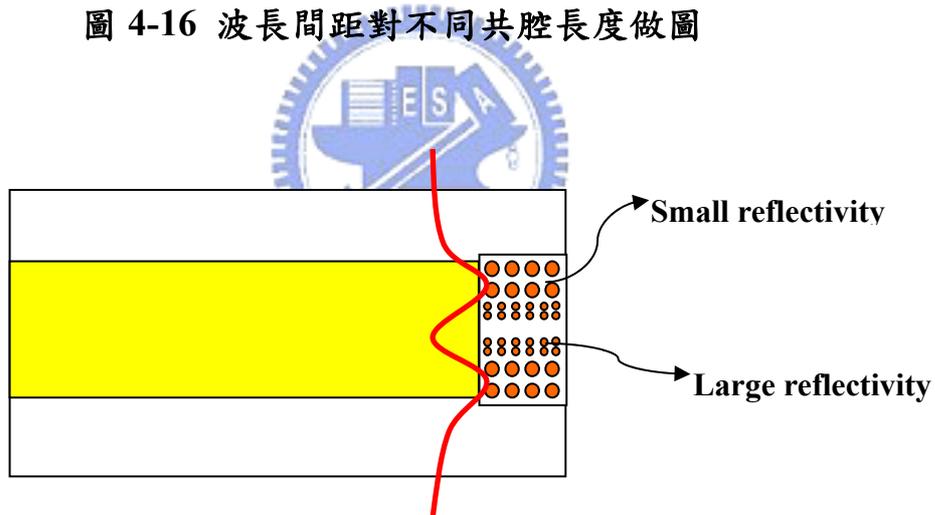


圖 4-16 波長間距對不同共腔長度做圖



$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$$

$R \downarrow \implies g_{th} \uparrow$  It is more difficult for lasing.

圖 4-17 利用光子晶體提高雷射臨界增益

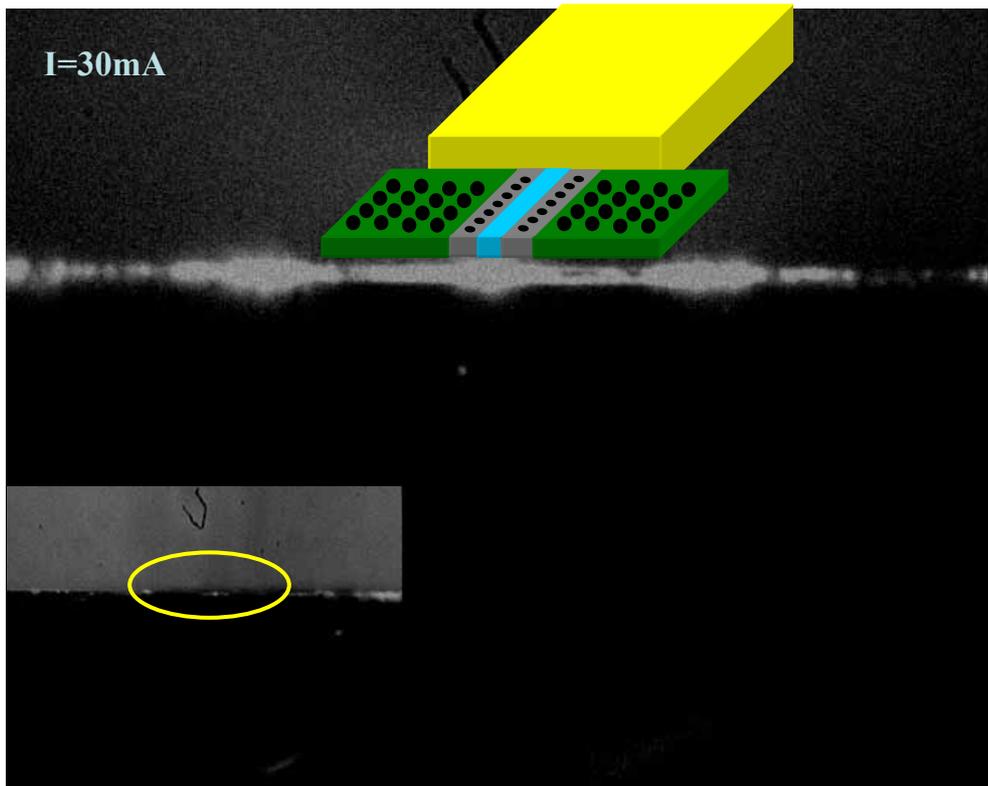


圖 4-18 於光子晶體波導量得之光子晶體雷射近場發光圖形  
@ I=30mA 光強度 80 倍衰減



圖 4-19(a) 於光子晶體波導量得之光子晶體雷射近場發光圖形  
@ I=100mA 光強度 400 倍衰減



圖 4-19(b) 於光子晶體波導量得之光子晶體雷射近場發光圖形  
@ I=130mA 光強度 400 倍衰減

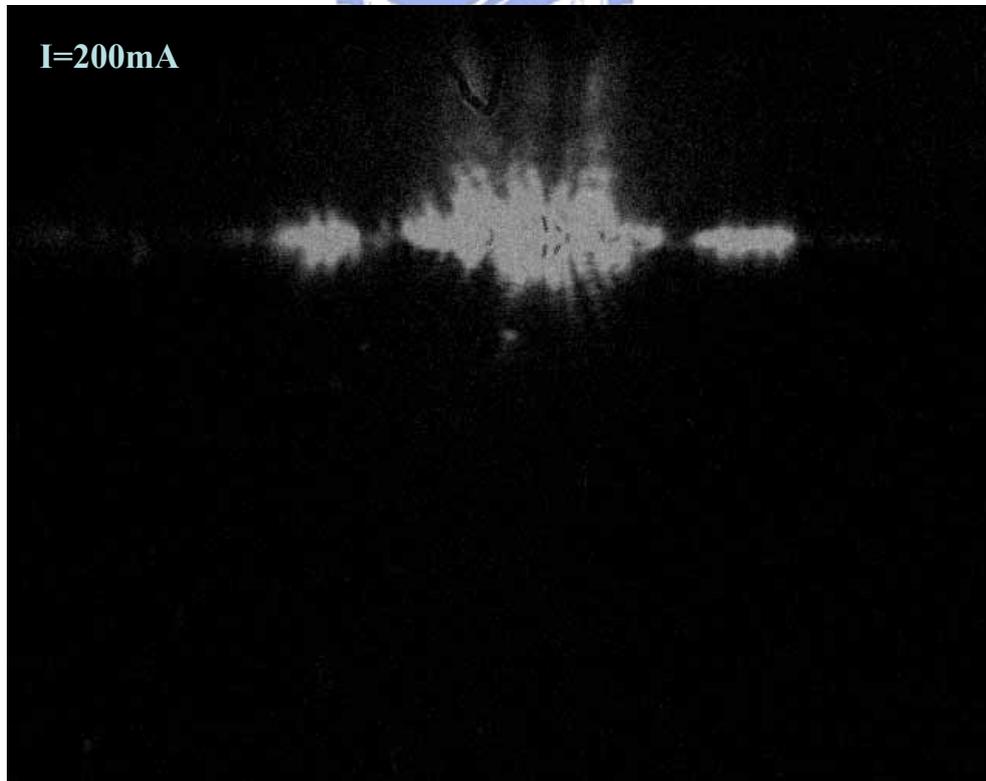


圖 4-19(c) 於光子晶體波導量得之光子晶體雷射近場發光圖形  
@ I=200mA 光強度 400 倍衰減

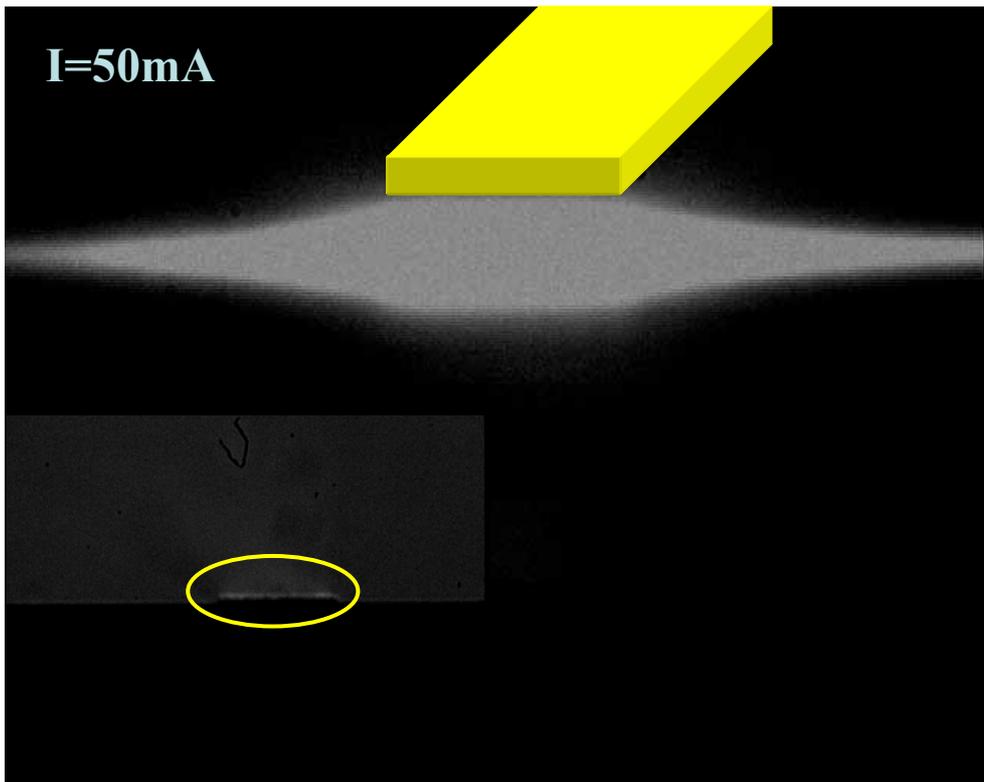


圖 4-20(a) 於自然劈裂面量得之光子晶體雷射近場發光圖形  
@  $I=50\text{mA}$  光強度 400 倍衰減

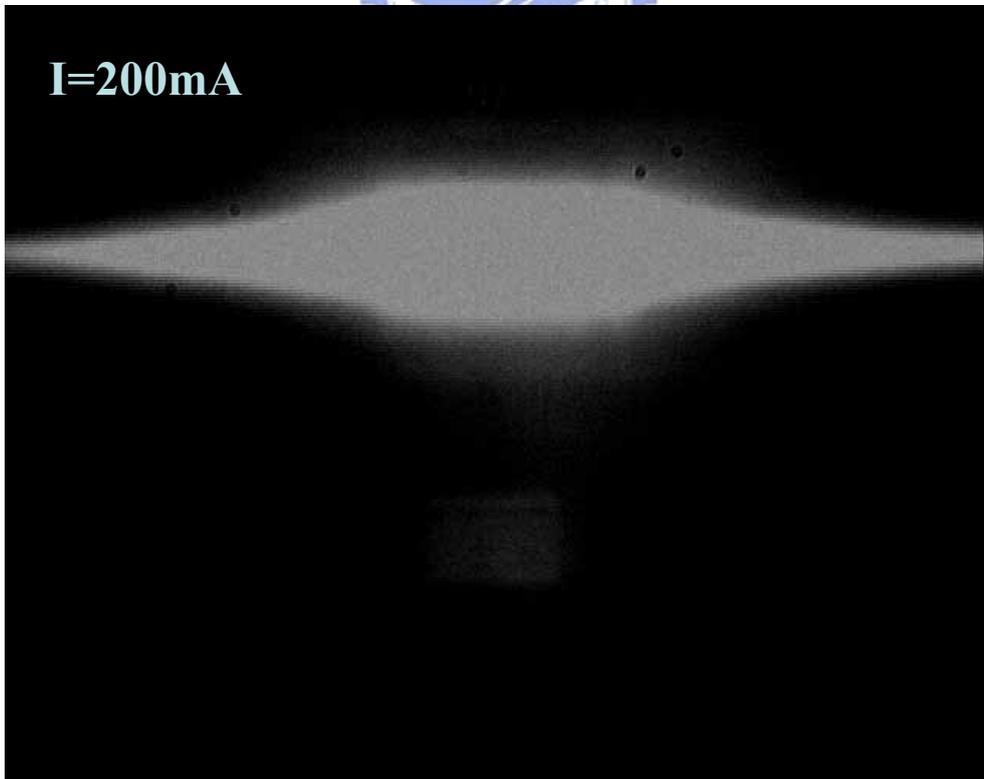


圖 4-20(b) 於自然劈裂面量得之光子晶體雷射近場發光圖形  
@  $I=200\text{mA}$  光強度 400 倍衰減

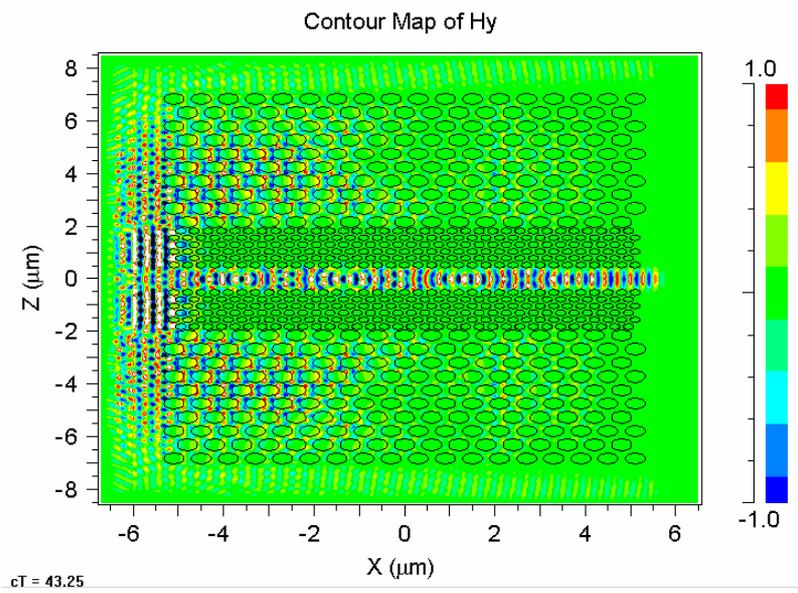
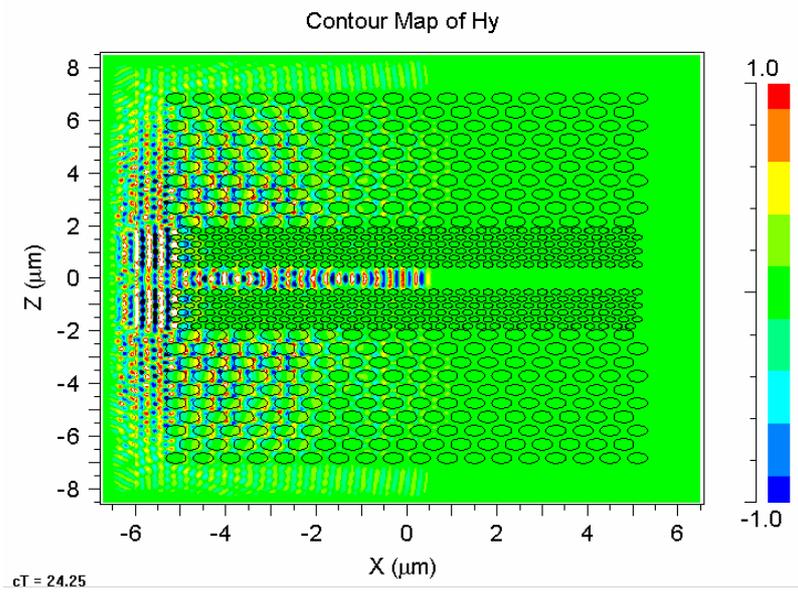
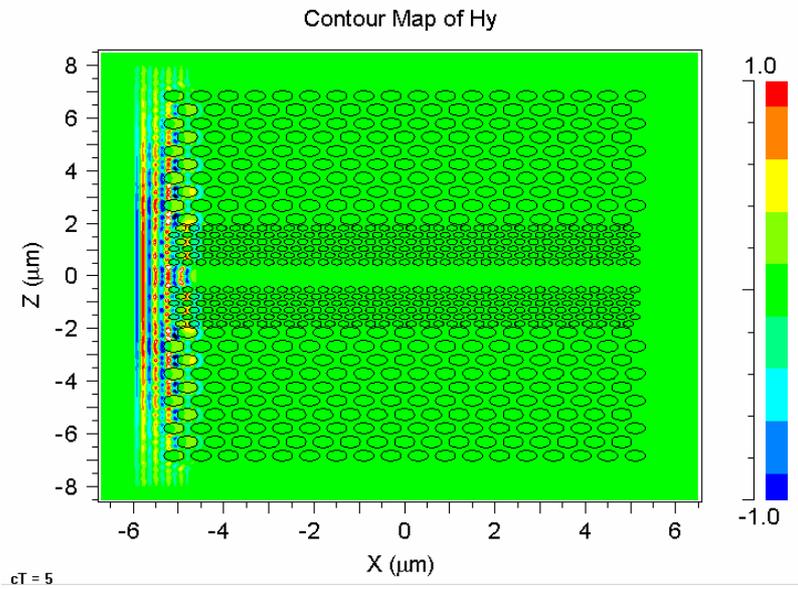


圖 4-21 光子晶體波導 FullWave/FTDT 模擬

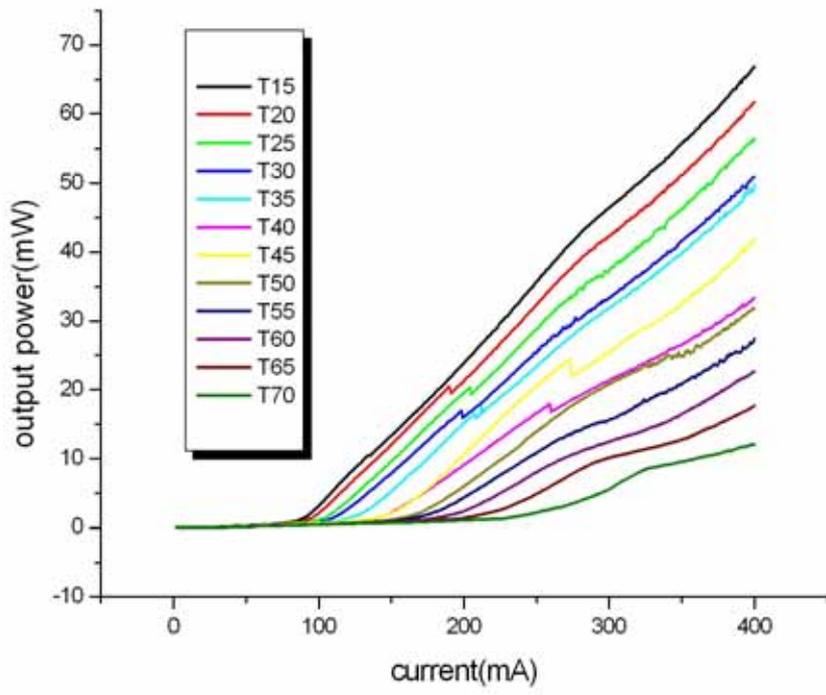


圖 4-22 光子晶體雷射變溫 L-I 曲線圖

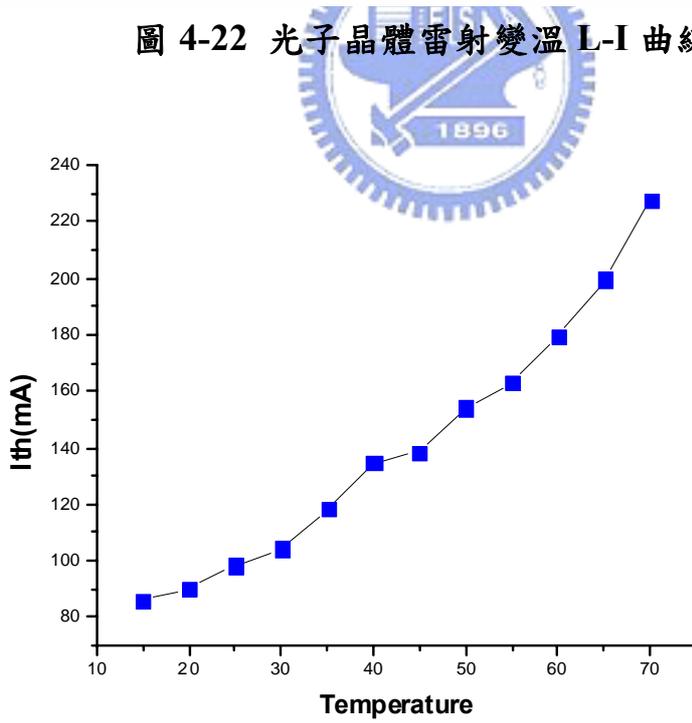


圖 4-23 臨界電流對不同溫度做圖

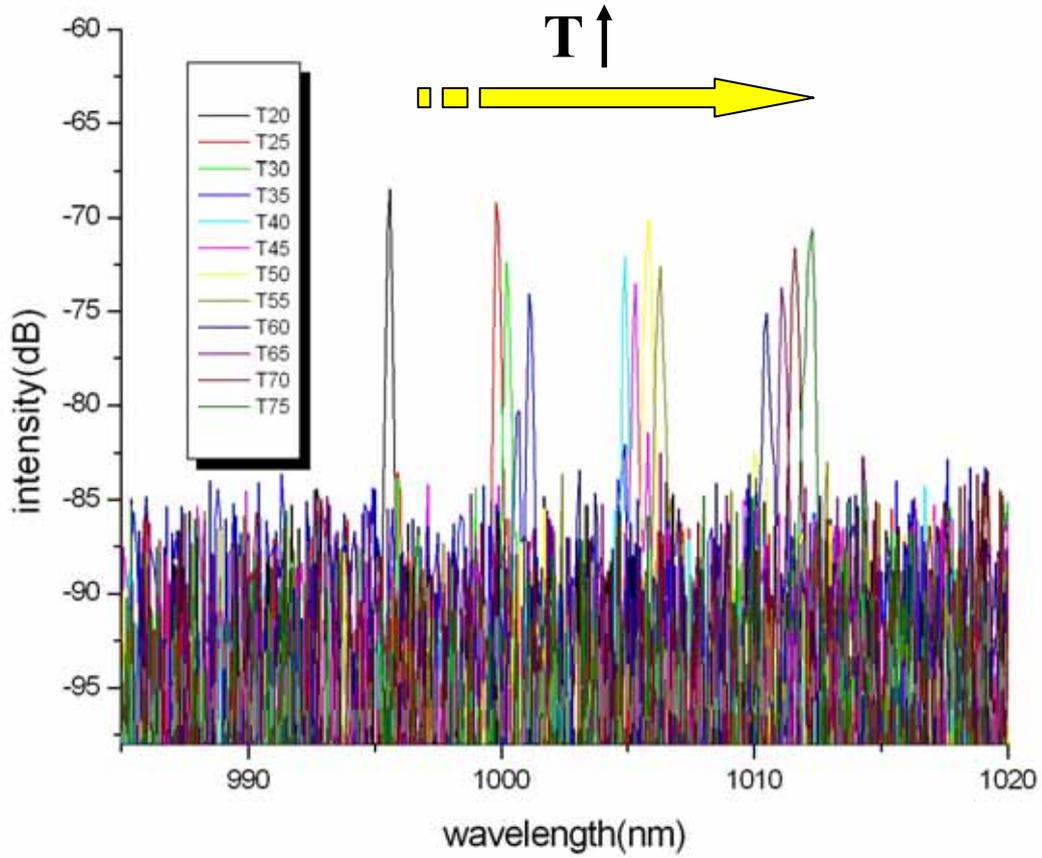
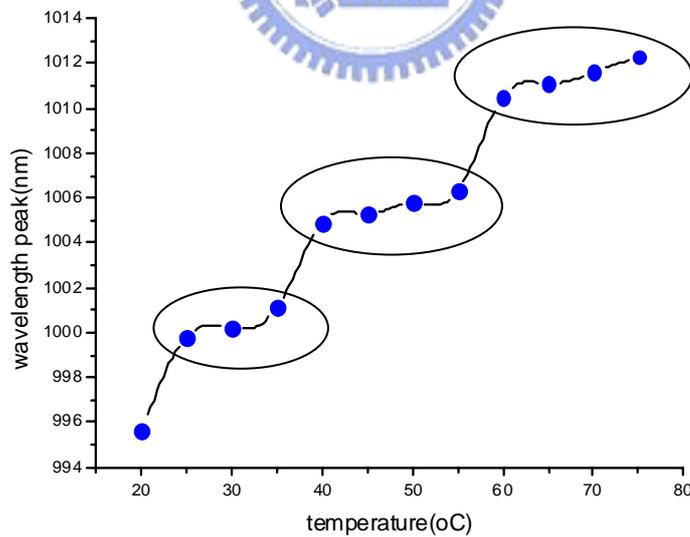


圖 4-24 光子晶體雷射變溫頻譜



○ :  $T \uparrow$   $\Rightarrow$  bandgap  $\downarrow$

○  $\rightarrow$  ○ : mode hopping due to coupled cavity

圖 4-25 主峰波長對不同溫度做圖

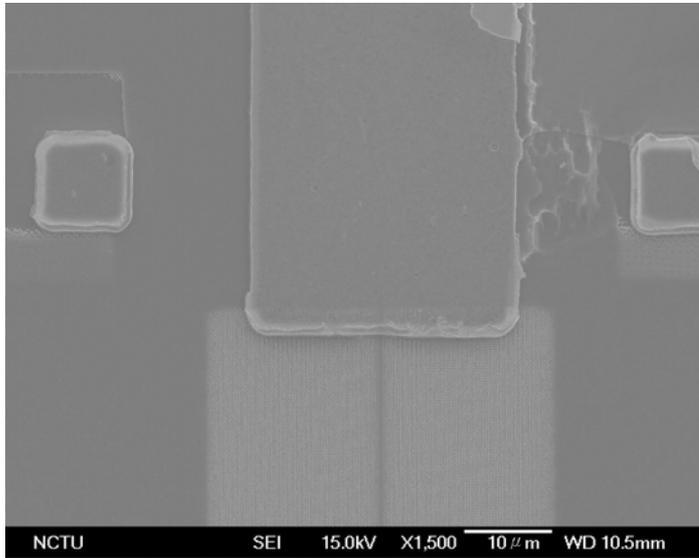
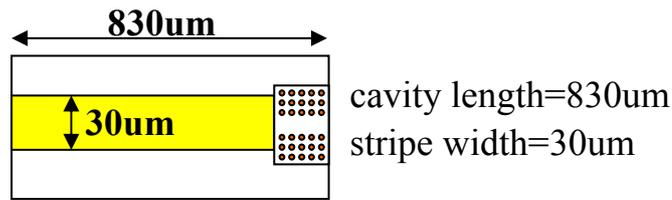
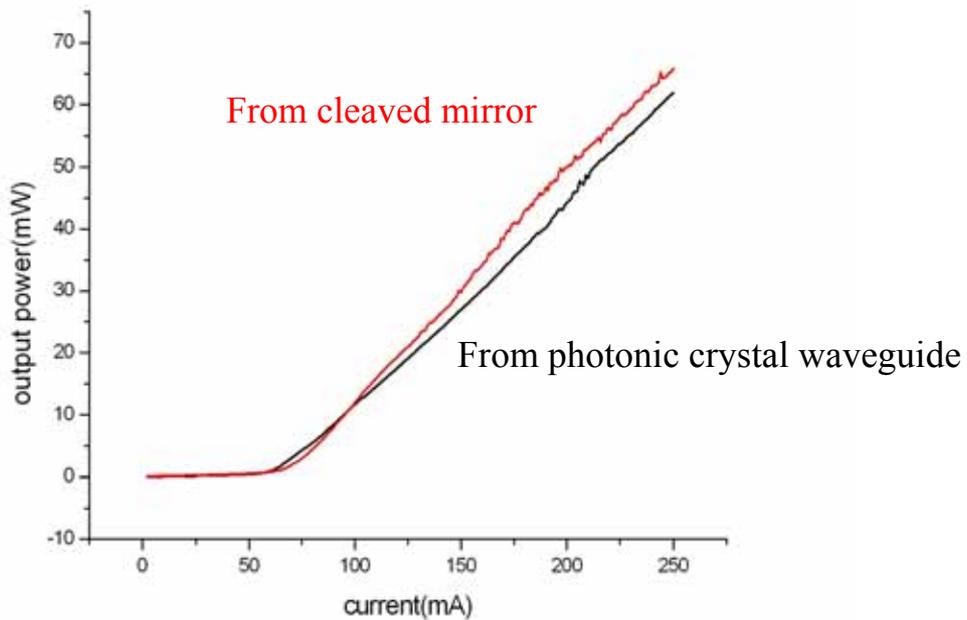


圖 4-26 光子晶體雷射俯視圖



$I_{th}=60\text{mA}$

$J_{th}=250\text{A/cm}^2$

Quantum efficiency =41.5%

圖 4-27 光子晶體雷射 L-I 曲線圖

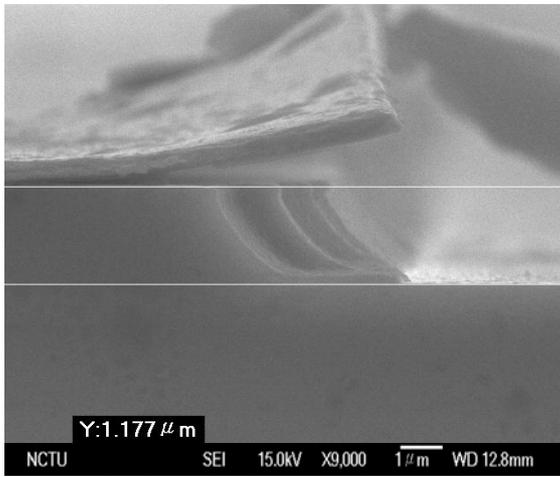


圖 4-28 光子晶體雷射脊狀波導深度

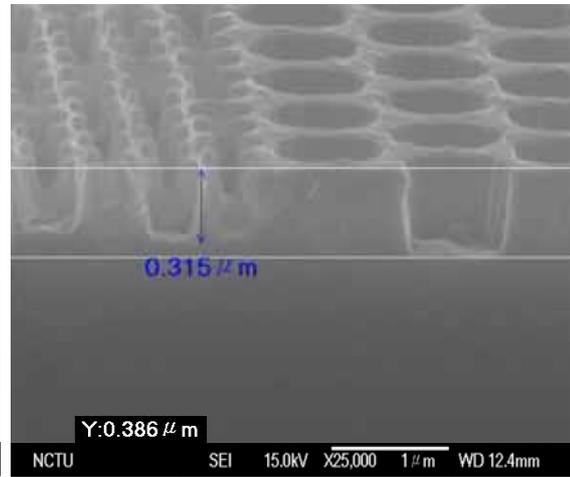


圖 4-29 光子晶體孔洞深度

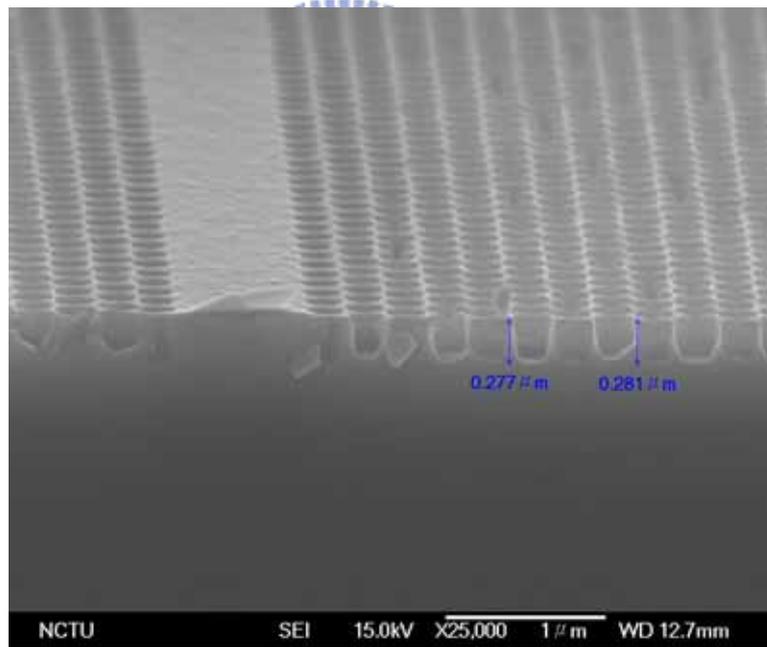


圖 4-30 無大孔洞結構之光子晶體孔洞深度

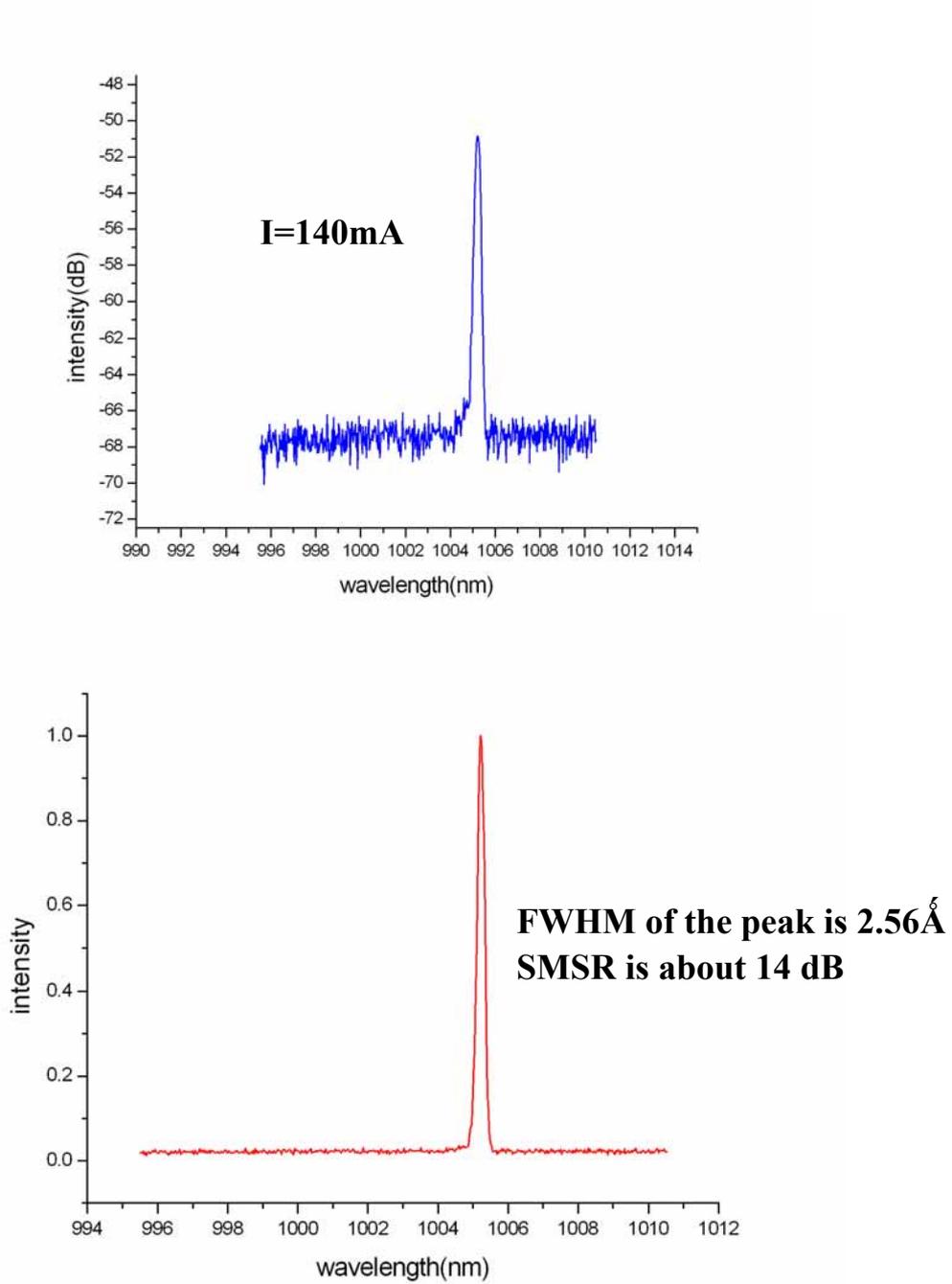


圖 4-31 於自然劈裂面量到之光子晶體雷射輸出頻譜

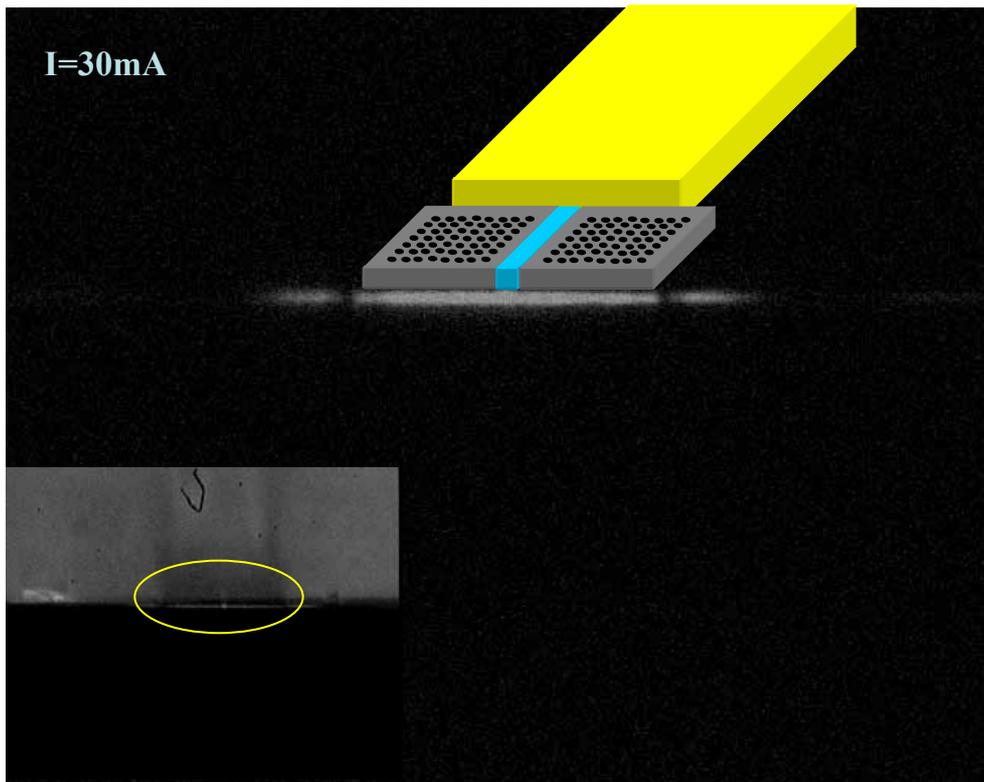


圖 4-32(a) 於光子晶體波導量得之光子晶體雷射近場發光圖形  
 @ I=30mA 光強度 400 倍衰減

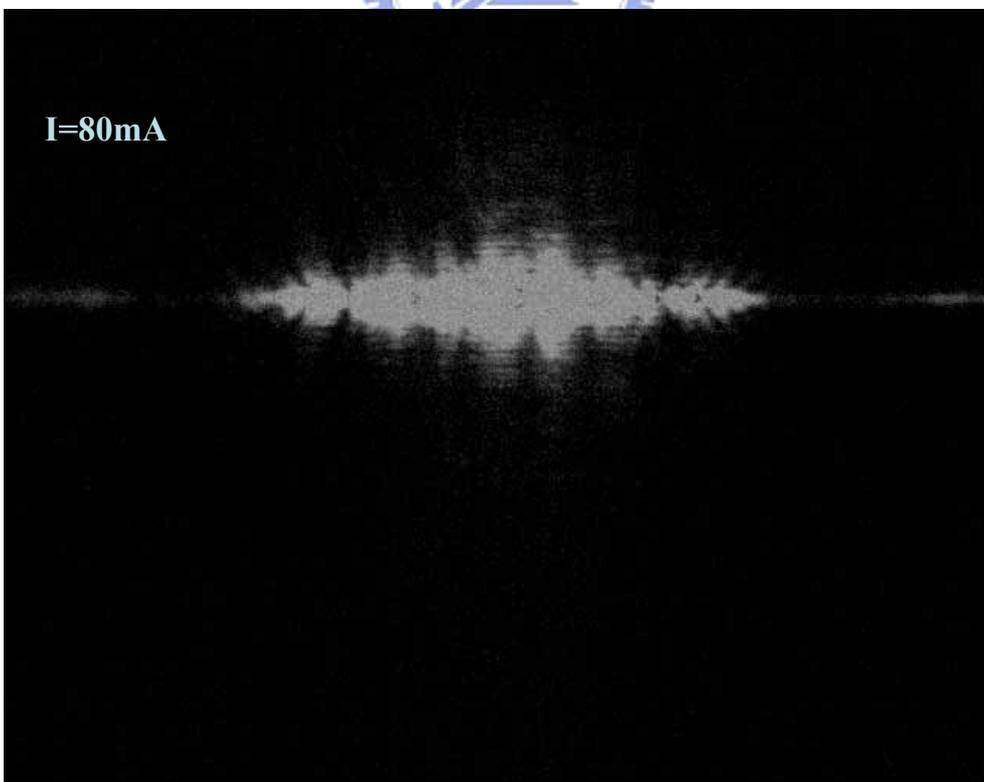


圖 4-32(b) 於光子晶體波導量得之光子晶體雷射近場發光圖形  
 @ I=80mA 光強度 400 倍衰減

cavity length=830um  
stripe width=30um

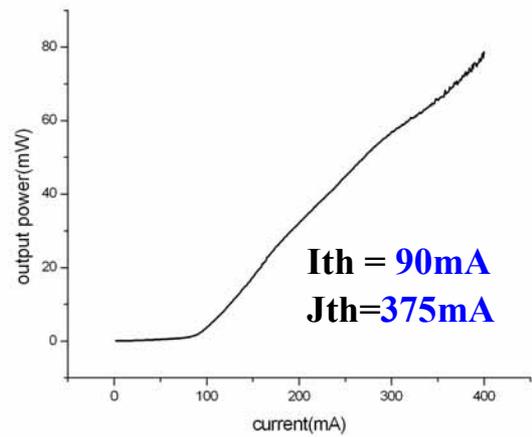
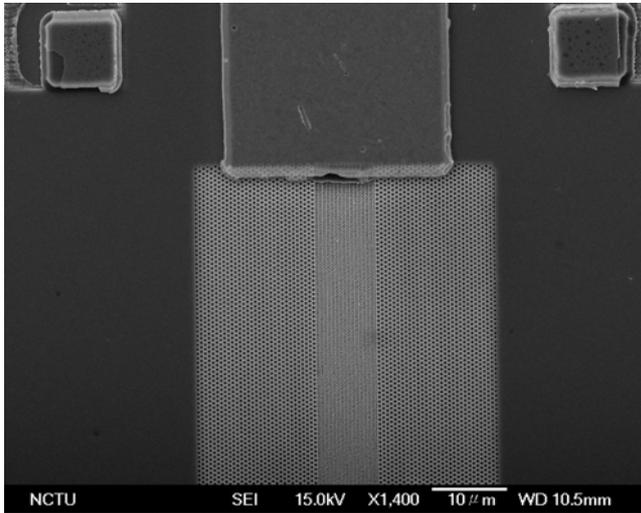


圖 4-33 光子晶體雷射俯視圖 & 雷射 L-I 曲線圖

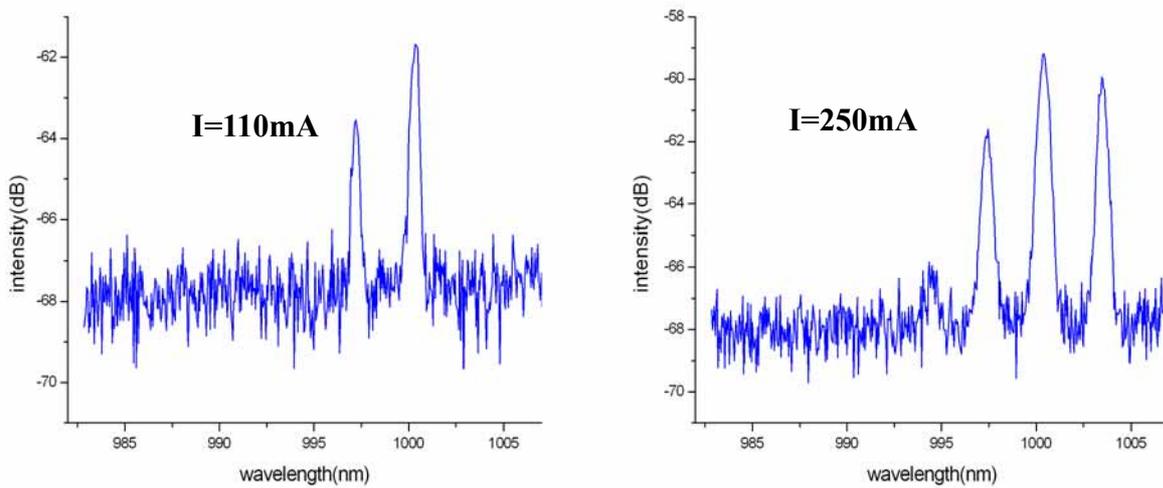


圖 4-34 無線性缺陷之光子晶體雷射輸出頻譜

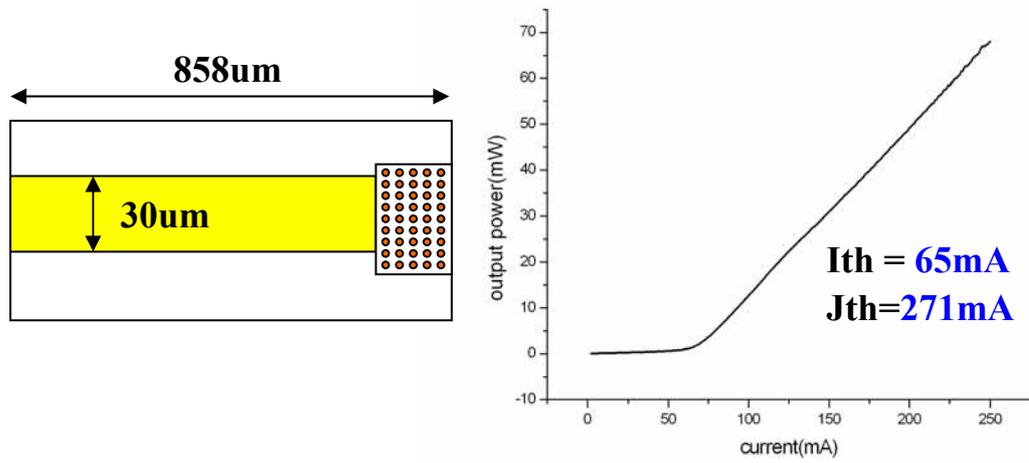


圖 4-35 光子晶體雷射俯視圖 & 雷射 L-I 曲線圖

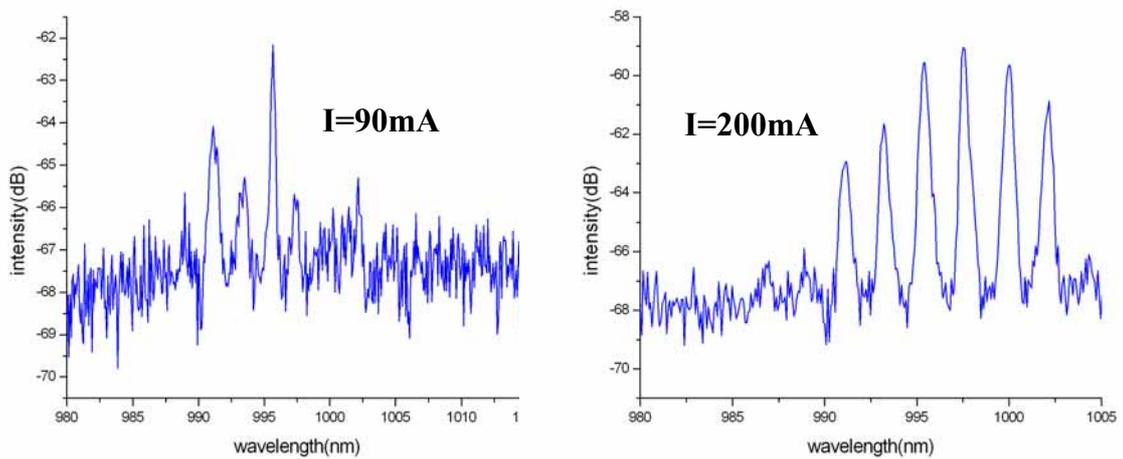


圖 4-36 無線性缺陷且無大孔洞結構之光子晶體雷射輸出頻譜

## 第五章 結論與未來展望

### *(Conclusion & Future work)*

#### 結論

本研究成功地在 GaAs 基材上製作出二維光子晶體，並且將二維光子晶體波導與邊射型雷射整合在一起，這樣的元件具有單一縱模的特性，邊模抑制比可以達到 14dB。

雷射的頻譜是由 F-P 共振腔與光子晶體波導相互耦合所產生出來的結果，而主峰半高寬主要受光子晶體波導的品質因素影響，若要提升此單模雷射的特性，光子晶體波導的製作將會是一個關鍵。

另外，為了改善大面積雷射的橫向模態，我們利用光子晶體來降低雷射輸出端的反射率，藉由提高雷射的臨界增益來抑制高階橫向模態的產生，這樣的設計成功地讓寬條紋雷射之橫向模態獲得大幅度的改善。

#### 未來展望

本研究所製作的光子晶體雷射，於各項特性上皆未達到最佳化，在此將提出未來可繼續進行的研究方向。

- 一. 因為製程複雜度的考量，本實驗所製作的雷射，條紋寬度為 30um。條紋寬度太寬，臨界電流或是橫向模態的特性都不會太好，而且會造成分析上的困擾，所以接下來將發展條紋寬度小於 5um 的製程，預期光子晶體雷射的各項特性將可獲得大幅度的提升。
- 二. 光子晶體孔洞是否蝕穿主動層以及蝕穿主動層的深度對雷射特性的影響，於本論文並無太多的著墨，這也是個值得探討的問題。
- 三. 仔細量測光波通過光子晶體波導後的近場與遠場發光圖形，以便確定光波在波導內的傳播機制。

四. 對光子晶體雷射有更進一步的了解之後，可以嘗試整合其它光子晶體元件，探討更多新奇的現象。

光子晶體為一新興且熱門的研究領域，而本實驗室對此領域尚處於起步階段，今後，我們將以本研究所累積的經驗，製作出更多有用且新奇的光子晶體元件，並朝積體光學的目標邁進。



# 參考文獻

## (Reference)

- [1] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett., vol.58, 2059 (1987).
- [2] S. John, Phys. Rev. Lett., vol.58, 2468 (1987).
- [3] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Ho,  
Phys. Rev. Lett., vol.67, 2295 (1991).
- [4] John. D. Joannopoulos, Robert D. Meade, Joshua N. Winn,  
“Photonic crystals : molding the flow of light”
- [5] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos,  
Phys. Rev. B, vol.60, 5751 (1999)
- [6] O. Painter, J. Vuckovic, A. Scherer, J. Opt. Soc. Am. B, vol.16, 275 (1998)
- [7] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J.D. O’Brien, P.D. Dapkus, I. Kim,  
Science, vol.284, 1819 (1999)
- [8] Marko Loncar, Theodor Doll, Jelena Vuckovic, Axel Scherer,  
J. of Lightwave Tech., vol.18, 1402 (2000)
- [9] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell,  
P. J. Roberts, D. C. Allan, Science, vol.285, 1537 (1999)
- [10] Toru Takagi, Japanese Journal of Applied Physics, vol. 17, 1813 (1978)
- [11] T. D. Happ, A. Markard, M. Kamp, A. Forchel, S. Anand, J.-L. Gentner,  
N. Bouadma, J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 19, 2775 (2001)
- [12] T. D. Happ, A. Markard, M. Kamp, J.-L. Gentner, A. Forchel,  
Electronics Lett. vol. 37, 428 (2001)
- [13] T. D. Happ, M. Kamp, A. Forchel, Optical and Quantum Electronics,  
vol. 34, 91 (2002)

- [14] J. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, R. Ferrini, D. Leuenberger, R. Houdr' e, S. Anand, J. Berggren, *Nanotechnology*, vol.13, 341 (2002)
- [15] Thomas D. Happ, Alexander Markard, Martin Kamp, Alfred Forchel, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, 4091 (2001)
- [16] S. Mahnkopf, M. Kamp, A. Forchel, R. Marz, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, 2942 (2003)
- [17] T. D. Happ, M. Kamp, F. Klopff, J. P. Reithmaier, A. Forchel, *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 16 227 (2001)
- [18] T. D. Happ, A. Markard, M. Kamp, J. L. Gentner, A. Forchel, *IEE, Proc.-Optoelectron.*, vol. 148, 183 (2001)
- [19] M. Meier, A. Mekis, A. Dodabalapur, A. Timko, R. E. Slusher, J. D. Joannopoulos, O. Nalamasu, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, 7 (1999)
- [20] J. O'Brien, O. Painter, R. Lee, C. C. Cheng, A. Yariv, A. Scherer, *Electronics Lett.* vol. 32, 2243 (1996)
- [21] O. Painter, A. Husain, A. Scherer, P. T. Lee, I. Kim, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol.12, 1126 (2000)
- [22] Thomas F. Krauss, Richard M. De La Rue, *Progress in Quantum Electronics*, vol. 23 51 (1999)
- [23] Shawn-Yu Lin, Edmund Chow, Vince Hietala, Pierre R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, *Science*, vol. 282, 274 (1998)
- [24] 鄭雅芝, "淺談光子晶體", *物理雙月刊*(二十一卷四期) (1999)

## 簡歷 (Vita)

姓名：張至揚(Chang, Chih-Yang)

性別：男

出生年月日：民國 69 年 2 月 17 日

籍貫：台灣彰化

學歷：

國立交通大學電子物理學系學士(87.9-91.6)

國立交通大學電子研究所碩士班(91.9-93.6)

碩士論文題目：



光子晶體雷射之研究

Studies of Photonic Crystal Lasers