

# 第一章 簡介

## (Introduction)

在現代科技發展中，光電科技乃為新興領域，其應用涵蓋各重要範疇，如光纖通訊、光顯示、光資訊儲存、高效率照明及生物醫學方面的應用。隨著光電科技在基礎研究上不斷的突破，它已經在我們的日常生活中造成重大的影響，這樣的影響力並將持續而且擴大。

在許多處理光訊號的元件結構中，由於電磁波相位週期性的本質，使得週期性結構成為關鍵要素。光子晶體(Photonic crystal)是在二維或三維空間中，讓材料折射率或介電常數產生週期性變化的結構，這種結構類似原子在固態晶體中排列，因此如圖1-1所示，類似電子於固態晶體中的能帶結構，光子晶體則會產生光子的能帶結構。

在光子晶體中，電磁波的傳播特性，包括振幅、相位、偏極化方向和波長，都可以經由改變光子晶體的結構而加以大幅度的調變。特別是如果在週期性的排列中故意安排一些瑕疵，將會在光子晶體的能隙範圍內產生一些狹窄的光子穿透頻道，進而衍生出很多具應用價值的元件。

光子晶體可以提供許多新型光電元件的製作，尤其是可以大幅縮小元件的體積，並從事高密度的集成，所以光子晶體研究最終的目標即是要將各種不同用途的光電元件整合在一起以達成積體光路(Integrated optical circuits)的夢想。

本研究成功地將二維光子晶體波導與傳統邊射型雷射整合在一起，並藉由光子晶體波導可以濾波的特性，來達到輸出光為單一波長的效果。比起一般光通訊所使用的單模雷射，除了製程簡單許多之外，這樣的雷射結構更適合於將來與其他光子晶體元件做整合。

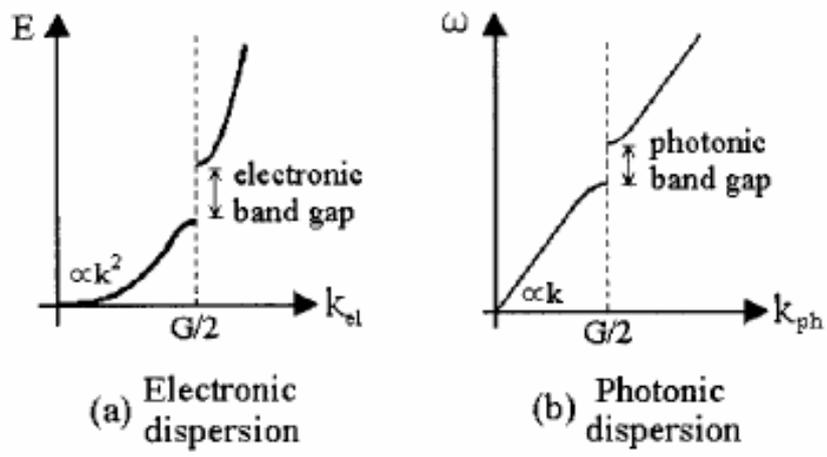


圖 1-1 (a)電子色散關係 (b)光子色散關係



## 第二章 原理

### *(Principle)*

#### 2-1 光子晶體的概念

早在二十世紀初，物理學家就已經知道，晶體(如半導體)中的電子由於受到晶格的週期性位勢(Periodic potential)散射，部份波段會因破壞性干涉而形成能隙(Energy gap)，導致電子的色散關係(Dispersion relation)呈帶狀分佈，此即眾所周知的電子能帶結構 (Electronic band structure)。

在 1987 年，E. Yablonovitch<sup>[1]</sup> 和 S. John<sup>[2]</sup> 首先提出如果在電磁波的波長尺度下製作週期性排列的介質，則電磁波在介質的行為將有如電子在晶體中般，被此週期性結構的空間分佈和介質的介電常數所控制，無需改變物質的內在化學性質，就可以得到我們想要的光特性，在光波尺度下這種新的人工晶體被叫做光子晶體(Photonic crystal)。相對於電子在半導體晶體的特性，在這種光子晶體中，我們也可以製造出一種光子的能隙(Photonic bandgap)，使某些波長的光子無法在此晶體中傳播，形成一種光子的絕緣體。

Yablonovitch 及 Gmitter 在實驗中採用的週期性介電系統是在三氧化二鋁( $\text{Al}_2\text{O}_3$ )塊材中，按照面心立方(Face-centered cubic, fcc) 的排列方式鑽了將近八千個球狀空洞。這些空洞即所謂的“原子”，如此形成一個人造的巨觀晶體。三氧化二鋁和空氣的介電常數分別為 12.5 和 1.0，面心立方體的晶格常數是 1.27 公分。根據實驗量得的透射頻譜，所對應的三維能帶結構如圖 2-1 所示，其中左斜與右斜線分別代表兩種不同的偏極化模。由此圖所求得的絕對能隙位於 15GHz 的微波範圍，頻寬約有 1GHz。

理論學家稍後指出，上述系統因對稱性之故，在W和U兩個方向上並非真正沒有能態存在，只是該頻率範圍內的能態數目相對較少，因此只具有虛能隙。Yablonovitch等人隨後調整製作方式<sup>[3]</sup>，在塊材上沿三個夾120度角的軸鑽洞，如此得到的fcc晶格含有非球形的“原子”如圖2-2所示，終於打破了對稱的束縛，在微波波段獲得真正的絕對能隙，證實該系統為一個光子絕緣體(Photonic insulator)。

光子晶體可依其折射率週期的空間規則性質而分為一維、二維以及三維的光子晶體。如圖2-3所示，若材料折射率變化週期性為單一軸向上的稱為一維光子晶體。折射率變化週期性為雙軸(平面)上的，稱為二維光子晶體。折射率變化週期性為三軸(立體)的，稱為三維光子晶體。

## 2-2 光子晶體的理論分析

電子波在原子晶體內的運動遵守薛丁格(Schrodinger)方程式：

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\psi(r) + V(r) = E\psi(r)$$

$m^*$ ：電子的有效質量       $\psi(r)$ ：電子波函數

$V(r)$ ：晶體中的位能       $E$ ：電子的特徵能量

在定態情況下除週期性位能之外，電磁波所遵守的波動方程式與薛丁格方程式是十分類似的。作為電磁波的一種，光波在光子晶體中的運動則是由馬克斯威爾(Maxwell)方程式所描述。與薛丁格方程式明顯不同的是馬克斯威爾方程式是向量方程式，因此在空間中任何一點都必須指明電磁場的偏極化方向。在沒有自由電荷與自由電流的情況下，馬克斯威爾方程式可以寫成：

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) - \varepsilon(\vec{r}) \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \cdot [\varepsilon(\vec{r}) \varepsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t)] &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) &= 0\end{aligned}$$

其中， $\vec{r}$  為位置向量， $t$  為時間，而  $\vec{E}$  與  $\vec{H}$  分別代表電場與磁場， $\varepsilon_0$  與  $\mu_0$  分別為自由空間之介電係數(Permittivity)與導磁係數(Permeability)，相對介電常數(Relative dielectric constant)  $\varepsilon(\vec{r})$  則是空間的函數。

首先，馬克斯威爾方程式並不是互相獨立的，兩個旋度方程式分別隱含了兩個散度方程式。因此通常只要求解兩個旋度方程式即可，而兩個散度方程式會自動滿足。其次，我們可以選擇磁場或電場作為獨立變數，消去另一個變數，得到二階的單一向量方程式，避免同時要處理磁場跟電場。基於數學運算上的考量，在研究光波在光子晶體的傳遞現象時，我們通常選擇磁場作為獨立變數。

$$\begin{aligned}\text{假設 } \vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t} \\ \vec{H}(\vec{r}, t) &= \vec{H}(\vec{r})e^{-i\omega t}\end{aligned}$$

把上式代入馬克斯威爾方程式，並消去時間因子  $e^{-i\omega t}$ ，得到頻域的馬克斯威爾方程式：

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) &= i\omega\mu_0\vec{H}(\vec{r}) \\ \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) &= -i\omega\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) \\ \nabla \cdot [\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r})] &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}) &= 0\end{aligned}$$

其次，再消去電場複數向量  $\vec{E}(\vec{r})$ ，可以得到磁場複數向量  $\vec{H}(\vec{r})$  滿足

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \dots\dots\dots(2-1)$$

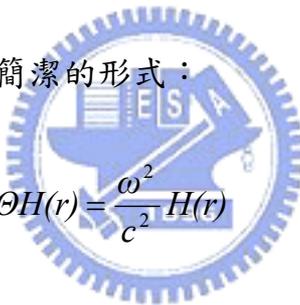
其中  $c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$  為真空中的光速。實際求解問題時上式還必須搭配適當的邊界條件，在介電常數  $\epsilon(\vec{r})$  不連續的界面上也必須滿足適當的界面條件。當磁場複數向量被計算出來後馬克斯威爾方程式第一條算出對應的電場複數向量  $\vec{E}(\vec{r})$ ：

$$\vec{E}(\vec{r}) = \left( \frac{i}{\omega \epsilon(\vec{r}) \epsilon_0(\vec{r})} \right) \nabla \times \vec{H}(\vec{r})$$

注意到(2-1)式實際上是一種特徵值(Eigenvalue)問題，意即磁場複數向量  $\vec{H}(\vec{r})$  的解對應於線性運算子  $\Theta$  的特徵向量，從(2-1)式很容易看出線性運算子  $\Theta$  的定義為：

$$\Theta \vec{H}(\vec{r}) = \nabla \times \left[ \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right] \quad \text{即 } \Theta = \nabla \times \left( \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \nabla \times \right)$$

特徵方程式(1)可以寫成更簡潔的形式：



$$\Theta H(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} H(\vec{r})$$

其中比例常數  $\frac{\omega^2}{c^2}$  就是特徵向量  $\vec{H}(\vec{r})$  所對應的特徵值。可以證明線性運算子  $\Theta$  是 self-adjoint 運算子，因此特徵值必為實數。所有非零特徵向量所對應特徵值之集合即構成能階或能帶，或是稱為色散關係式。

目前計算光子能帶結構的數值方法有三種：平面波展開法 (Plane-wave expansion method)、傳遞矩陣法 (Transfer-matrix method)、時域有限差分法 (Finite-difference time-domain method 簡稱 FDTD 法)，在此不加以討論。

## 2-3 二維光子晶體

本實驗所製作的光子晶體屬二維光子晶體，因此在此節特別討論其相關特性與應用。就如同晶體有不同的晶格結構一樣，二維光子晶體的晶格結構主要為正方(Square)晶格與六角(Hexagonal)晶格兩種，圖 2-4 分別為兩種結構的晶格與倒晶格示意圖，其中  $r$  為圓形的半徑， $a$  為晶格常數。

二維光子晶體平板為二維光子晶體中應用層面最廣的結構，如圖 2-5 所示影響二維光子晶體平板特性的參數包括： $a$  (相鄰兩個空氣洞的距離)、 $r$  (空氣洞的半徑)、 $d$  (二維光子晶體在  $Z$  方向的厚度)、以及介電材料的折射率  $n$ ，隨著這些參數的改變，我們可以製作出各種具不同光學特性的結構。另外，填滿因子(Fill factor)也是經常看到的專有名詞，定義為空氣孔洞佔背景材料的比例，對 hexagonal 晶格結構而言，填滿因子可以表示成：

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left( \frac{r}{a} \right)^2$$

在討論各種二維光子晶體之前，先引入 TE 波與 TM 波的概念，所謂 TE 波即入射光波的電場方向平行於欲入射的光子晶體平面，如圖 2-6 所示。而 TM 波即入射光波的磁場方向平行於欲入射的光子晶體平面，如圖 2-7 所示。

首先考慮完美的二維光子晶體<sup>[5]</sup>，意即結構在  $Z$  軸方向無限延伸的光子晶體。圖 2-8 為在空氣中做 square 週期性排列的無限長桿子之光子晶體能帶圖，縱軸為正規頻率  $c/a$ ，橫軸為不同方向之波向量。桿子的介電常數  $\epsilon=12$ ， $r/a=0.5$ 。由圖淺灰色地帶可以發現，在這樣的結構之下存在一個 TM 波的光子能隙，意即在此能隙範圍內，任何方向的 TM 波都無法穿過此光子晶體，反之在淺灰色地帶外的區域即是可以在於光子晶體的模態。

圖 2-9 為在介電常數  $\epsilon=12$  的材料中，挖出 hexagonal 排列的無線深空

氣孔洞之光子晶體能帶圖，此結構的  $r/a=0.45$ 。由圖淺灰色地帶可以發現，在這樣的結構之下存在一個 TE 波的光子能隙，意即在此能隙範圍內，任何方向的 TE 波都無法穿過此光子晶體，反之在淺灰色地帶外的區域即是可以存在於光子晶體的模態。

一般而言柱狀排列的結構較易形成 TM 波的光子能隙，而空氣孔洞則較易形成 TE 波的光子能隙。接下來我們考慮非完美的二維光子晶體，意即在 Z 軸方向非無限延伸的結構，此即上文所提到的光子晶體平板。圖 2-10 與圖 2-11 與圖 2-8、圖 2-9 之差異僅在於 Z 軸方向一個為無限一個為有限，但能帶圖卻有很大的不同。在光子晶體平板的結構之下，因為結構對稱性的關係，沒有完美的 TM 或 TE 光子能隙，只能說是類似 TE 或 TM。因此我們將原本的 TM 能隙稱之為 odd 能隙，TE 能隙稱之為 even 能隙。另外值得注意的是光子晶體平板能帶圖有一區域稱之為 light cone，這是之前所沒有的，在 light cone 裡面的模態是連續的而且是向四面八方輻射出去的，因此在 light cone 內的模態我們稱之為 radiation mode；反之在 light cone 外的模態是不連續的，這些模態可以被侷限在光子晶體內部，我們稱之為 guided mode。

## 2-4 二維光子晶體之相關應用

### 2-4-1 2-D photonic band-gap defect mode laser<sup>[6],[7]</sup>：

將二維光子晶體應用在半導體雷射上，如圖 2-12 與圖 2-13 所示我們在量子井雷射磊晶片上製作二維光子晶體，並在中心故意留一個不挖洞的缺陷且在元件下方製作一個空氣腔，這樣一來從主動層被激發出來的光在垂直方向是被上下空氣所形成的全反射給限制住，在平面方向則是被光子晶體給限制住，光子將被侷限在缺陷中，形成一高能量密度的共振場。

## 2-4-2 Photonic crystal waveguide<sup>[8]</sup> :

除了製造一點缺陷外，也可以製造線缺陷，使光波僅能在此線缺陷上傳播，達到光學導波的效果，這可能是光子晶體目前最重要應用了。因為在光電子元件中，我們大都需要藉光學波導將光束縛在一狹小區域，使之不散開以便進行調變，但一般傳統的光學波導是製造一具較高折射率的區域，利用其與較低折射率介質間形成的全反射，而將光侷限在高折射率介質中，因此光的能量傳遞、色散效應、可彎曲程度等皆受到限制。

相對於此全反射式波導，若在光子晶體中製造一通道，則光波將被強迫在此通道中前進(如圖 2-14 所示)。有別於傳統之光學波導需受限於在高折射率的介質中傳播，這種波導可以讓光波在折射率低如空氣的環境下傳播，也可以讓光波做大角度轉彎而僅有非常少的能量損失。此種新的導波行為有很多很重要的應用，尤其在以光子晶體取代光纖作為光通訊通路上與積體光學器件上，更是具有非常大的商業價值。

## 2-4-3 Photonic crystal fiber<sup>[9]</sup> :

Dr. R. F. Cregan 等在 Science 上提出一種以光子晶體光纖取代傳統光纖的方法，他們所提出的作法為將一堆外徑為 1mm 的玻璃柱綁在一起，在中間留下一些空白作為空氣通道，將此捆玻璃柱放入一光纖拉引機中加熱拉長，而形成玻璃-空氣週期性結構的光子晶體結構與中間的空氣通道(如圖 2-15 所示)。

傳統的光纖如圖 2-16(a)所示是由高折射率(Core)、低折射率(Cladding)介質間的全反射來導波，在這樣的波導中，光的傳遞功率與資訊數量受到介質對能量的忍受力與色散效應所限制。而在光子晶體光纖中，具有二維

週期性排列的介質結構會形成光子能隙，在此能隙的光波波長無法在其中進行傳播，如在此材料中有一空氣通道，雖然空氣具有最低的折射率，但光在此空氣通道中傳播遇到光子能隙時無法穿越而被反射回來，其原理如同電子之於原子晶格的布拉格反射 (Bragg reflection) (圖 2-16(b))，因此光子的傳播被受限於此空氣通道中，因為是以空氣為傳播介質，其光的傳遞功率大幅提高、沒有傳遞損失且無色散效應的問題，是最為理想的光波導。

#### 2-4-4 積體光學：

積體光學在二、三十年前就受到大家的重視，它的基本構想是希望引進積體電路的技術與經驗將一般光學元件整合在一基材上，利用光子取代電子作為訊號的傳遞。因為光子比電子具有更快的速度與更大的頻寬，因此對目前機已達到極限的積體電路而言，積體光學會有更好的表現。但近十幾年對積體光學元件的發展，並不如想像般的順利，目前以積體光學技術所製造的商品，大多為一些比較簡單的電光、聲光調變器、光分離器、分工/解分工器等，距離全光式、多元件的積體光學器件仍有一段遙遠距離。究其原因，很大一部份出現在光學波導的限制上，傳統積體光學波導的製程是以利用擴散、鍍膜、蝕刻等技術在基材上製造一較高折射率波導，利用其與基材間的全反射進行導光。因為此波導區與基材的折射率差一般很小( $n=0.1\sim 0.001$ )，這種波導對光的束縛能力相對很微弱，因此即此在僅有  $5^\circ$  的彎曲下，一般光場也會有超過一半的輻射損失。光波難以彎曲，意味著光學元件積體化的困難。為了解決這個問題有各式各樣的波導模型與模擬被提出，但在實驗上，以傳統方法為主體的光學波導仍難以達成  $10^\circ$  以上的彎曲，要進行  $90^\circ$  的彎曲更為不可能的事情。但近年來對光子晶體的研究與發展，出現了一個新的解決辦法，如前節對光子能隙波導的特性所述，在光能隙材料中，光場若以各不同的入射角度進入皆無法傳遞

出去，因此可以以一瑕疵通道作為波導，光場僅能在此通道波導中前進，因此可進行大角度的彎曲，這種波導在積體化光學元件中是非常重要的，可以大量減少體積，達成輕、薄、短、小的要求。

## 2-5 半導體雷射基本概念

### 2-5-1 半導體雷射基本原理

傳統 P-I-N 邊射形半導體雷射，電子經由電極注入，流至主動層(active layer)與電洞結合，產生自發性發光(Spontaneous emission)，此光子再藉由兩端自然斷裂面所形成的共振腔來回反射震盪傳播。在其傳播的過程中，光子又會激發電子電洞對結合產生新的光子，新生成的光子會與入射光子有共同的頻率，共同的方向，也就是所謂的同調性 (Coherent)，如此循環使得在共振腔內的光子愈來愈多，這樣的機制稱為受激發光 (Stimulated emission)，也是半導體雷射運作的基本原理 (圖 2-17)。

### 2-5-2 臨界條件與縱向光模

圖 2-18 表示雷射縱向切面與 FP(Fabry-Perot)共振腔的示意圖，首先我們假設在雷射共振腔內，光以平面波的方式行進，可得到其電場的分布為

$$E = \hat{x} E_0 \exp(i \tilde{\beta} z - \alpha z / 2)$$
$$\tilde{\beta} = \mu k_0$$

其中， $\mu$ 是折射係數(Refractive index)， $k_0$ 為波數(Wave number)， $\alpha$ 為吸收係數(Absorption coefficient)，可以定義成

$$\alpha = -\Gamma g + \alpha_{\text{int}} \dots\dots\dots(2-2)$$

其中 $\Gamma$ 是光場分布在主動區的比例，稱為侷限因素(Confinement factor)， $g$ 是光在主動區內的淨增益(Net gain)， $\alpha_{int}$ 是光行進中在雷射內部的損失(Internal losses)，包括了自由電子吸收，介面及不規則結晶層所造成的散射。

接著我們要了解，雷射到達臨界的條件，簡單的說就是在共振腔內，光波在任一點的電場強度，經過前後反射鏡來回一次的反射後，回到原點的光波電場強度，至少要和當初的強度一樣，才會達到共振的條件，也就是才會雷射。所以我們可以取在 $z=0$ 時，光的電場強度為 $E_0$ ，在FP腔內來回反射一次的電場強度則為 $r_1 r_2 E_0 e^{2i\beta L - \alpha L}$ ，其中 $r_1, r_2$ 分別為FP共振腔兩個鏡面的反射率，並考慮在低損失材料裡，反射後向位的變化可以忽略，最後得到一個等式為

$$E_0 = r_1 r_2 E_0 e^{2i\beta L - \alpha L}$$

要到達這個等式，必須要滿足

$$1 = r_1 \cdot r_2 \cdot e^{-\alpha L} \dots\dots\dots(2-3)$$

$$2\beta L = 2n\pi \dots\dots\dots(2-4)$$

合併(2-2)式與(2-3)後，我們可以定義臨界增益為

$$\Gamma g = \alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2}$$

由(2-4)式，我們可以算出雷射的縱向光模

$$\mu \cdot (2\pi/\lambda) = n \cdot \pi$$

換成頻率為  $\nu = n \cdot (c/2\mu L)$

其中  $n$  為整數，因為  $\mu$  會隨著  $\nu$  改變，所以可以從上式導出雷射縱向光模的頻率差為

$$\Delta \nu = \frac{c}{2[\mu + \nu(\frac{\partial \mu}{\partial \nu})]L}$$

以現在 980nm 的半導體雷射來看，共振腔長度 1mm 時，縱向光模的波長差  $(\Delta \lambda \sim \lambda^2 / 2\mu L)$  約為  $1\text{Å} \sim 2\text{Å}$  左右。

### 2-5-3 光侷限因素 (Optical Confinement Factor) $\Gamma$

侷限因素  $\Gamma$  表示光波被侷限在主動層的程度，意即主動層內之光強度與主動層內外之光強度比。

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} E^2(z) * dz}{\int_{-\infty}^{\infty} E^2(z) * dz}$$

光波主動層附近之電磁場分布可由波方程式推導，並帶入上式即可解得  $\Gamma$  的函數關係，理論上  $\Gamma$  和主動層厚度  $d$ ，各層折射率，波長及傳播光模態有關。此外要注意一點，若  $d$  太大，雖然基本模態(Fundamental mode)的  $\Gamma$  變大，但也會容許較高階的模(High-order mode)存在，導致無法形成單模的雷射，所以要選擇適當的  $d$ ，只使得基本模態存在，同時有較高的光侷限係數。

### 2-5-4 起始電流密度 (Threshold Current Density)

雷射形成的首要條件，是要外加電壓使準費米能階(Quasi-Fermi level)分開到大於可被激發的光子能量  $[(E_{FC} - E_{FV}) > h\nu]$ ，如此使受激輻射率大於吸收率而產生增益(Gain)。當達到雷射的共振條件時，雷射發光的機制由自發性發光轉變為受激發光，這時候注入雷射的電流稱為起始電流(Threshold current)  $I_{th}$ ，而起始電流密度則定義為

$$J_{th} = \frac{I_{th}}{WL}$$

其中 W 為雷射條紋的寬度，L 則是雷射共振腔的長度..。

### 2-5-5 差額量子效率(Differential Quantum Efficiency)

當少數載子注入主動層後，會與多數載子經輻射性復合(Radiative recombination)產生光子，或經非輻射性復合( Non radiative recombination)造成損失，載子在主動層內產生光子的比例，稱做是內在量子效率， $\eta_i$ (Internal quantum efficiency)，又所產生的光子經持續放大達到共振條件形成雷射，此一外加的差額能量所產生的光子，一部份抵銷內部損耗( $\Delta P_{abs}$ )，一部份在鏡面中穿透形成雷射光輸出( $\Delta P_{ext}$ )，所以我們可以將雷射輸出的功率表示為

$$P_{out} = \frac{1}{2} \cdot h\nu \cdot \frac{\Delta P_{ext}}{\Delta P_{ext} + \Delta P_{int}} \cdot \eta_i \cdot \frac{(I - I_{th} - \Delta I_L)}{q}$$

其中h是普郎克常數， $\Delta I_L$ 為漏電流，是隨I上升的增加項，另因半導體雷射兩面均能輻射光，故乘以(1/2)。接下來我們定義差額量子效率，或稱做是外在量子效率(External quantum efficiency)：

$$\begin{aligned} \eta_D &= \frac{\text{單位時間射出之總光子差額}}{\text{單位時間注入之總電子差額}} \\ &= \eta_i \cdot \frac{\Delta P_{ext}}{\Delta P_{ext} + \Delta P_{int}} = \eta_i \cdot \frac{\frac{1}{L} \ln R}{\alpha_i + \frac{1}{L} \ln R} \end{aligned}$$

將 $P_{out}$ 對I做微分，並帶入上面的結果，可以得到

$$\eta_D = \frac{2q}{h\nu} \frac{dL}{dI} = \frac{1.24}{\lambda} \frac{dL}{dI}$$

其中  $\frac{dL}{dI}$  稱為slope efficiency。從上式可以得到，在我們量得的L-I曲線，大於起始電流後的曲線斜率，只和差額量子效率相差了一個常數項，因此我們可以直接藉由測量L-I特性曲線，來觀察雷射的這項特性，並從 $\eta_D$ 對 $1/L$ 的作圖可求出 $\alpha_i$ 。





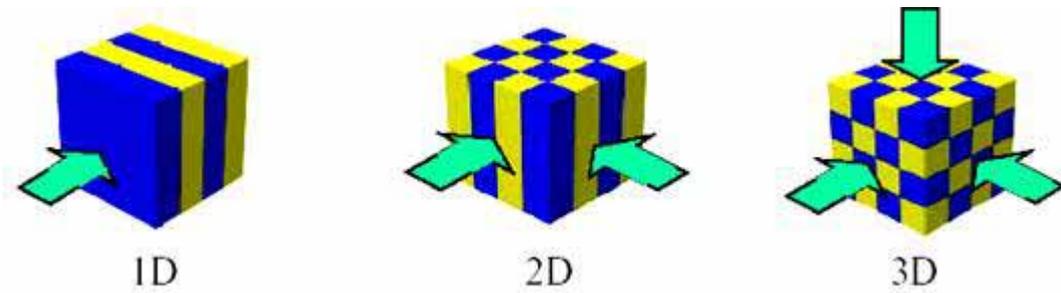


圖 2-3 一維、二維、三維光子晶體

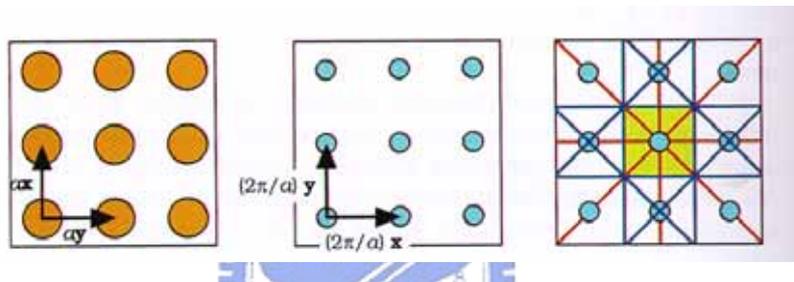


圖 2-4(a) 二維Square光子晶體與其倒晶格<sup>[4]</sup>

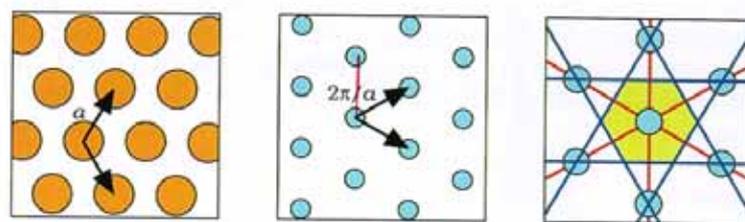


圖 2-4(b) 二維Hexagonal光子晶體與其倒晶格<sup>[4]</sup>

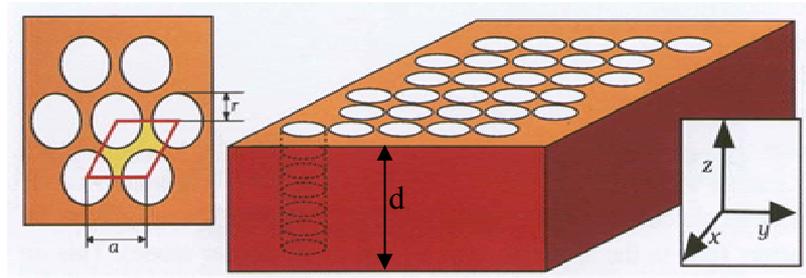


圖 2-5 二維光子晶體平板的各項參數<sup>[4]</sup>

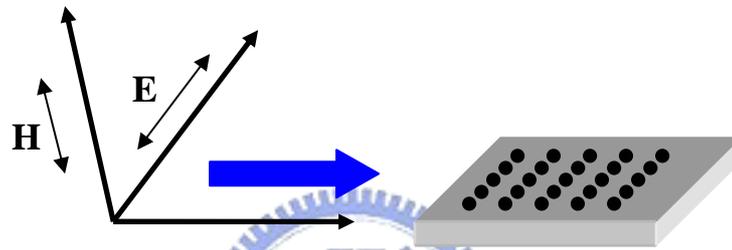


圖 2-6 TE 波示意圖

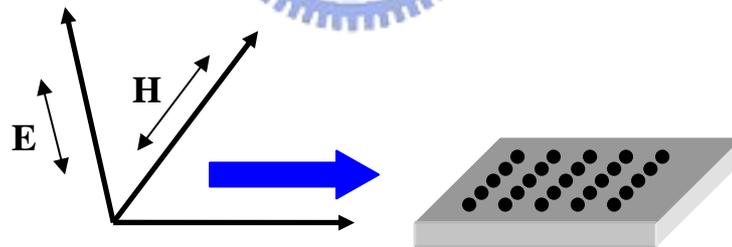


圖 2-7 TM 波示意圖

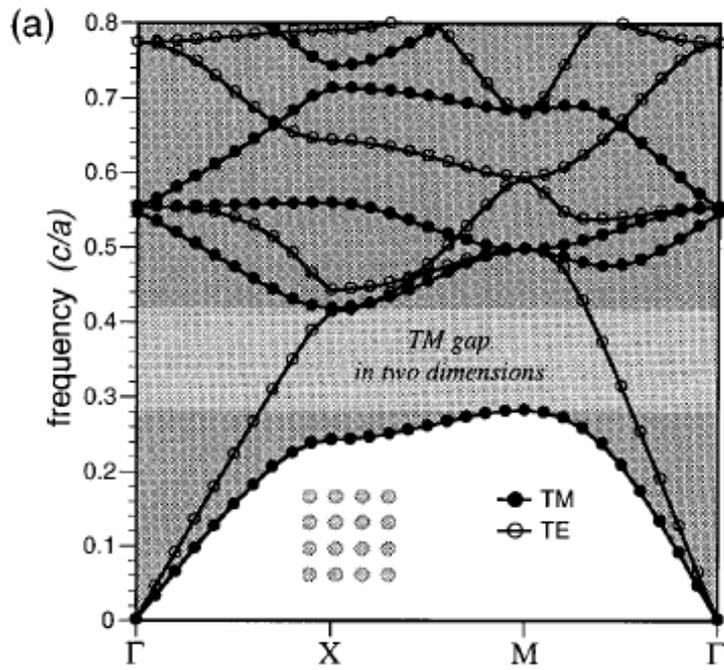


圖 2-8 在空氣中做square週期性排列的無限長桿子之光子晶體能帶圖<sup>[5]</sup>

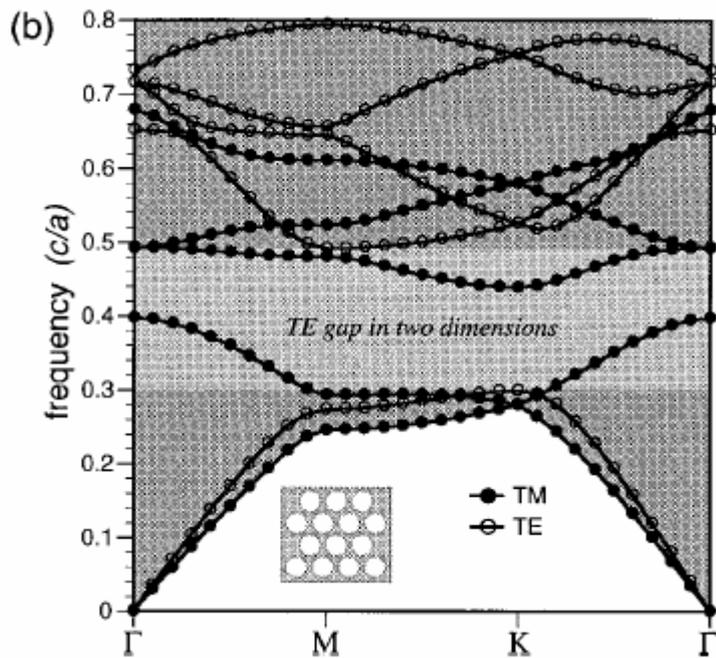


圖 2-9 在介電常數 $\epsilon=12$ 的材料中，挖出hexagonal排列的無限深空氣孔洞之光子晶體能帶圖<sup>[5]</sup>

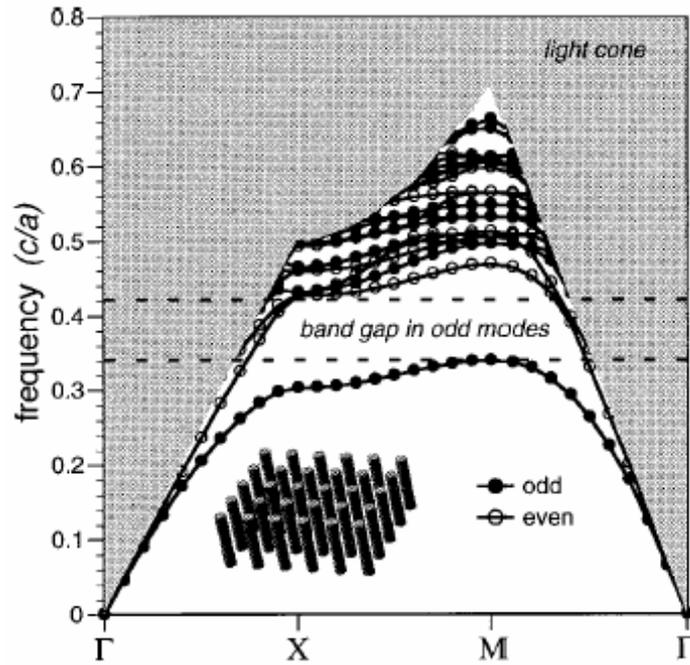


圖 2-10 在空氣中做square週期性排列的有限長桿子之光子晶體能帶圖<sup>[5]</sup>

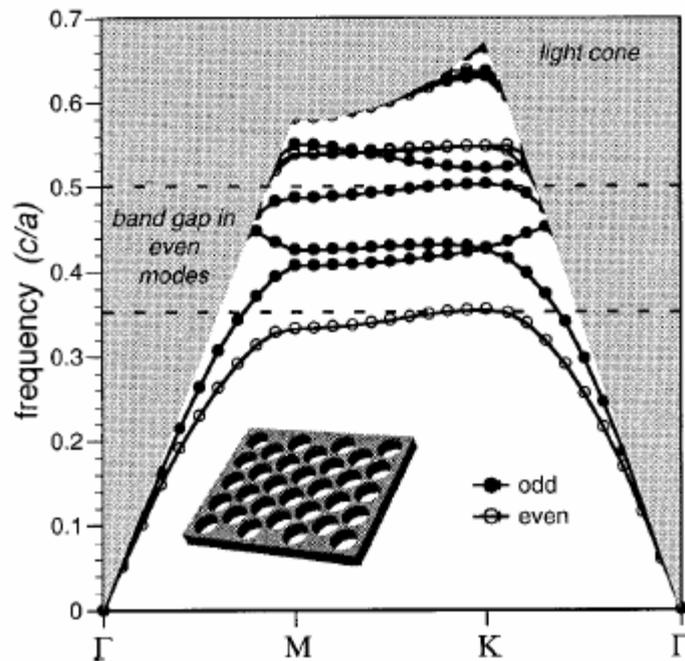


圖 2-11 在介電常數 $\epsilon=12$ 的材料中，挖出hexagonal排列的有限深空氣孔洞之光子晶體能帶圖<sup>[5]</sup>

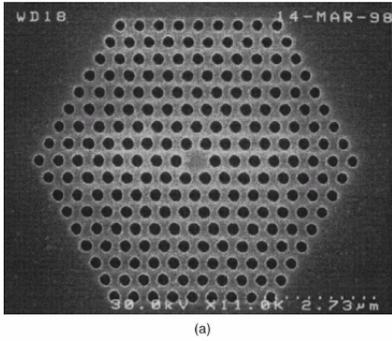


圖 2-12 Defect mode laser 俯視圖<sup>[6]</sup>

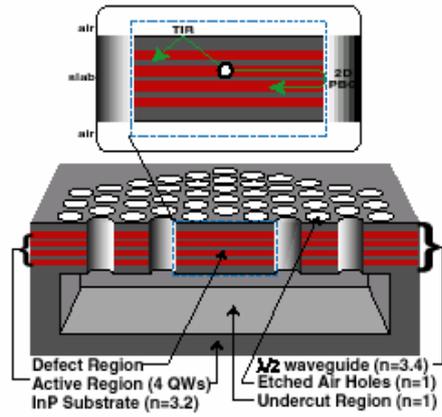


圖 2-13 Defect mode laser 側視圖<sup>[7]</sup>

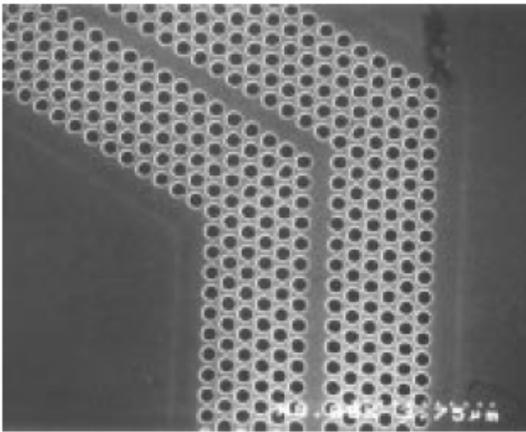


圖 2-14 光子晶體波導俯視圖<sup>[8]</sup>

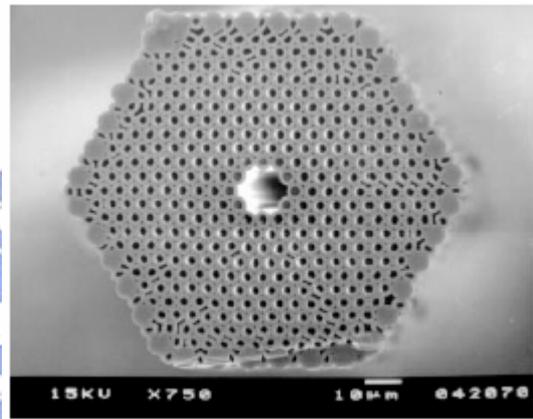


圖 2-15 光子晶體光纖側視圖<sup>[9]</sup>

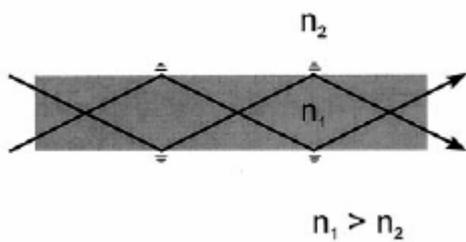


圖 2-16(a) 傳統光纖導波原理 (全反射)<sup>[9]</sup>

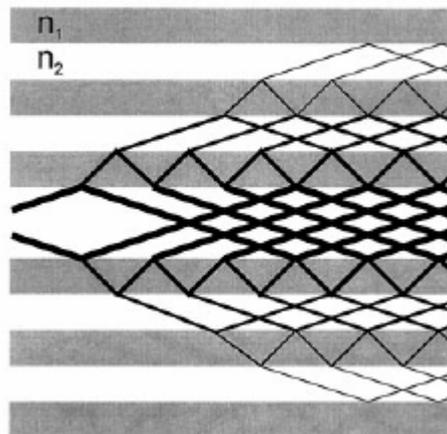


圖 2-16(b) 光子晶體光纖導波原理 (布拉格繞射)<sup>[9]</sup>

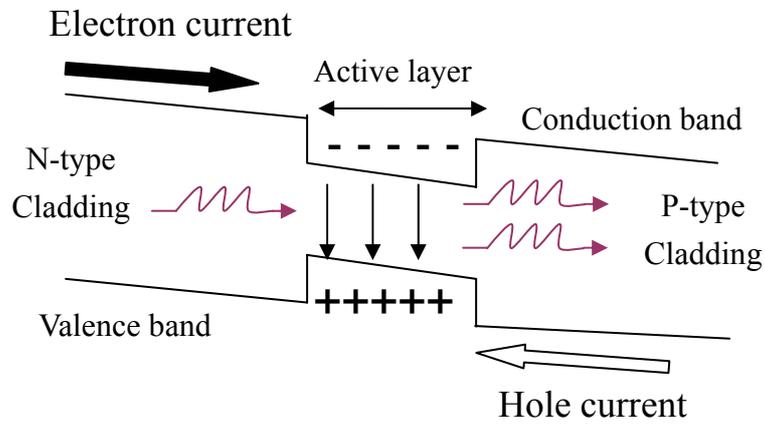


圖 2-17 半導體雷射基本操作原理

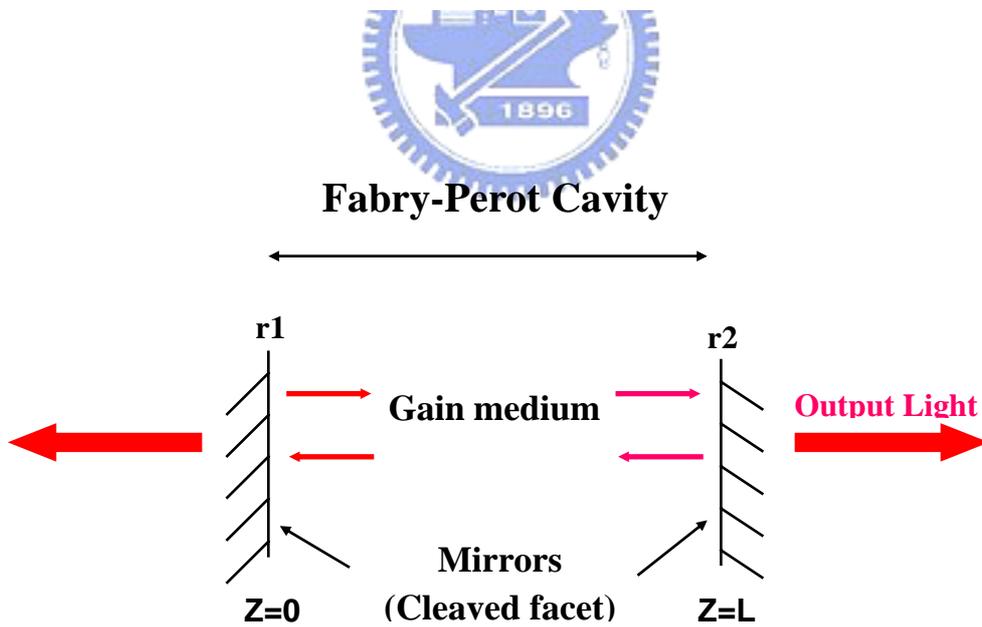


圖 2-18 FP(Fabry-Perot)共振腔示意圖