

國立交通大學  
光電工程研究所  
碩士論文

一維光子晶體在可調式濾波器與色散補償器之  
設計

**Design of tunable filter and dispersion compensator  
by one-dimensional photonic crystal**

研究生:王昭龍      **Chao-lung Wang**  
指導教授:張振雄      **Chen-Shiung Chang**

中華民國九十五年七月

一維光子晶體在可調式濾波器與色散補償器之  
設計

**Design of tunable filter and dispersion compensator  
by one-dimensional photonic crystal**

研究生：王昭龍

Student: Chao-lung Wang

指導教授：張振雄

Advisor: Prof. Chen-Shiung Chang

國立交通大學

光電工程研究所



A Thesis

Submitted to Institute of Electro-Optical Engineering College  
of Electrical Engineering and Computer Science National Chiao  
Tung University in Partial Fulfillment of the Requirements for  
the Degree of master in Electro-Optical Engineering

July 2005 Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十五年七月

# 一維光子晶體在可調式濾波器與色散補償器之 設計

研究生:王昭龍

指導教授:張振雄教授

國立交通大學光電工程所

## 摘要

在本論文中，我們以一維光子晶體設計可調式濾波器及可調式色散補償器兩個部份。在可調式濾波器方面，我們首先設計出可調式濾波器調動模組結構，並以穿透矩陣法(TMM)及有限差分時域法(FDTD)來模擬計算調動模組結構之穿透頻率，品質因子及場分佈等。我們以等效介面法來解釋說明我們所計算的結構，並以微波實驗來驗證我們的結果。同時我們將調動模組結構兩端置入一維光子晶體作為共振腔來完成可調式濾波器之設計，並且討論光子晶體共振腔對可調濾波器之調動頻率及品質因子之影響。此外，我們也討論了各種影響頻率調動範圍的因素。

在可調式色散補償器方面，我們首先討論了設計光子晶體耦合腔體結構之設計參數，並以緊束縛理論來解釋其結果。同時我們依此法則成功設計出了應用在40Gb/s之光通訊系統中具有色散係數可調的性質的一維光子晶體色散補償器。

# **Design of tunable filter and dispersion compensator by one-dimensional photonic crystal**

Student:Chao-Lung Wang

Advisor:Prof.Chen-Shiung Chang

Institute of Electro-Optical Engineering College  
National Chiao Tung University

## Abstract

We designed tunable filter and dispersion compensator by one-dimensional photonic crystal in this thesis. In tunable filter, we designed tunable filter module first, then employed Transfer Matrix Method (TMM) and Finite Difference Time Domain method (FDTD) to simulate the tunable filter module's transmission frequency, quality factor, field distribution, and so on. We used method of effective interfaces to demonstrate the structure we designed and also verified our simulation result by a microwave experiment. At the same time, we put one-dimensional photonic crystal in two sides of tunable filter module as a resonant cavity to complete the design of tunable filter, and probed the photonic crystal resonant cavity effect on tunable filter module's transmission frequency and quality factor. In addition, we also discussed various factors that effect tuning frequency ranges in this thesis.

In the aspect of dispersion compensator, first of all, we discussed the parameters in designing the photonic crystal coupled cavity structure, and explained the results by tight-binding theorem. Meanwhile, we designed a tunable dispersion coefficient one-dimensional photonic crystal dispersion compensator which can be applied in 40Gb/s optical communication system successfully.

## 誌 謝

本篇論文的完成，首先要感謝我的指導教授張振雄老師，在他悉心的教導之下，使我可以在光子晶體理論的基礎上紮根，並使我在對學習研究以及為人處事上獲益良多。同時也要感謝在與謝文峰老師實驗室meeting時，謝文峰老師及程思誠老師提供的寶貴建議，以及光子晶體組同學們的幫忙。另外還要感謝所上的老師在學業上所提供的協助，由於他們的教誨，使我獲得不少知識以及幫助。

同時要感謝在實驗室中的博士班學長龔彥彰，有了他在實驗方面的幫忙使得本論文更加完善。也感謝實驗室的博班學長，同學及學弟學妹們，感謝他們在我作論文過程時對於論文理論以及程式方面提供了不少寶貴的建議，也感謝他們在口試期間的幫忙，讓我能安心準備口試。

最後要感謝我的家人，有了他們在背後的大力支持，使生活上的照料及經濟上讓我不虞匱乏，我才能夠完成碩士學業以及論文研究。



王昭龍 2006,07 于新竹交大

# 論文目錄

頁次

中文摘要.....	i
英文摘要.....	ii
致謝.....	iii
論文目錄.....	iv
圖目錄.....	vi
表目錄.....	ix
<b>第一章 研究背景介紹.....</b>	<b>1</b>
1-1 光子晶體簡介.....	1
1-2 可調式濾波器簡介.....	1
1-3 可調式色散補償器簡介.....	2
<b>第二章 模擬方法與設計理論.....</b>	<b>4</b>
2-1 傳輸矩陣法(Transfer matrix method).....	4
2-1.1 單一均勻等向介質層之計算.....	4
2-1.2 多層等向介質結構之矩陣運算法.....	9
2-2 有限差分時域法(Finite Difference Time Domain method, FDTD)..	12
2-2.1 有限差分時域法簡介.....	12
2-2.2 基本概念.....	13
2-2.3 用有限差分時域法法解析馬克士威方程式.....	15

2-2.4穩定條件.....	18
2-3 等效介面法(Method of effective interfaces).....	21
2-4 緊束縛理論(Tight binding theorem).....	25
<b>第三章. 實驗架構與量測方法.....</b>	<b>29</b>
3-1 儀器設置及架設.....	29
3-2 量測方法.....	32
<b>第四章. 結果與討論.....</b>	<b>33</b>
4-1 以一維光子晶體設計可調式濾波器.....	33
4-1.1 可調式濾波器調動模組.....	33
4-1.2 實驗與模擬結果比較.....	42
4-1.3 置入光子晶體作為共振腔之影響.....	44
4-1.4 不同之調動模組結構及選取折射率對調動範圍之影響.....	49
4-2 以一維光子晶體設計色散補償器.....	55
4-2.1 設計頻帶參數.....	55
4-2.2 可調式色散補償器之設計.....	61
<b>第五章 結論與未來工作.....</b>	<b>66</b>
5-1 結論.....	66
5-2 未來工作.....	67
<b>參考文獻.....</b>	<b>68</b>

## 圖目錄

圖 2.1 單一均勻等向介質層之示意圖.....	4
圖 2.2 多層均勻等向介質層之示意圖.....	10
圖 2.3 同一時刻 FDTD 中電場磁場分佈的情形.....	13
圖 2.4 在 FDTD 中電場與磁場隨著時間不同而獨立的量值.....	14
圖 2.5 單層介質結構示意圖.....	21
圖 2.6 多層介質結構示意圖.....	23
圖 2.7 電磁場在光子晶體缺陷中傳播情形之示意圖.....	26
圖 3.1 量測系統之儀器架設相關方塊示意圖.....	30
圖 3.2 微波穿透率量測系統架設示意圖.....	31
圖 4.1 可調式濾波器調動模組一結構圖.....	34
圖 4.2 調動模組一在不同調動距離之穿透頻譜.....	36
圖 4.3 調動模組一之品質因子隨調動距離之變化圖.....	36
圖 4.3 調動模組一之介面反射相位 $\varphi_a + \varphi_b$ (deg) 及穿透頻率隨調動距離之變化圖.....	37
圖 4.5 調動模組一電場強度分佈圖.....	38
圖 4.6 調動模組一之介面反射率 $R_a^-$ 隨調動距離之變化圖.....	39
圖 4.7 調動模組一在不同調動距離下之穿透頻率.....	40
圖 4.8 調動模組一在 $\Delta a = 0dL, -0.3dL, -0.6dL$ 下之穿透頻譜.....	40
圖 4.9 實驗樣品之結構示意圖.....	43
圖 4.10 微波實驗量測穿透頻譜.....	43

圖 4.11 模擬微波實驗穿透頻譜.....	44
圖 4.12 以光子晶體設計可調式濾波器示意圖.....	45
圖4.13探討置入光子晶體共振腔體之影響.....	46
圖 4.14 探討光子晶體共振腔體對穿透頻率之影響.....	47
圖 4.15 以光子晶體設計可調式濾波器示意圖.....	47
圖 4.16 選用不同折射率之光子晶體作為共振腔對穿透頻率之關係圖..	48
圖 4.17 選用不同折射率之光子晶體作為共振腔對品質因子之關係圖..	49
圖 4.18 調動模組二之結構圖.....	50
圖 4.19 調動模組三之結構圖.....	50
圖 4.20 比較三種不同調動模組之調動範圍.....	52
圖 4.21 調動模組二電場分佈圖.....	53
圖 4.22 調動模組三電場分佈圖.....	53
圖 4.23 選取之高折射率介質層折射率對調動範圍之關係.....	54
圖 4.24 結構參數說明圖.....	56
圖 4.25 探討 $\frac{m}{m'}$ 值對穿透頻譜之影響.....	57
圖 4.26 缺陷數目 N 與頻寬之關係.....	58
圖 4.27 缺陷數目與平坦度之關係.....	58
圖 4.28 探討 m 值與頻寬之關係.....	59
圖 4.29 探討 m 值與平坦度之關係.....	60
圖 4.30 缺陷厚度對頻寬之關係.....	61
圖 4.31 缺陷厚度對平坦度之關係.....	61
圖 4.32 可調式色散補償器結構示意圖.....	63

圖 4.33 可調式色散補償器結構示意圖(局部).....63

圖 4.34 可調式色散補償器在各種調動距離  $\Delta a$  下的穿透頻譜.....64

圖 4.35 可調式色散補償器在各種調動距離  $\Delta a$  下的群速延遲頻譜.....65

圖 4.36 可調式色散補償器在操作頻率下之色散參數及頻寬.....65



## 表目錄

表一. 調動模組一在不同調動距離下之模擬結果 ( $f_0 = 100THz$ )	4 1
表二. 調動模組一在不同調動距離下之模擬結果 ( $f_0 = 50THz$ )	4 1
表三. 在各種調動距離下微波實驗及模擬之結果	4 3
表四. 調動模組一在兩端置入光子晶體共振腔之介面反射率變化	4 5
表五. 調動模組二置入 2.5 週期之光子晶體共振腔在不同調動距離下之模擬結果 ( $f_0 = 100THz$ )	5 1
表六. 調動模組三置入 2.5 週期之光子晶體共振腔在不同調動距離下之模擬結果 ( $f_0 = 100THz$ )	5 1



# 第一章 研究背景介紹

## 1-1 光子晶體簡介

光子晶體的基本原理為布拉格繞射(Bragg diffraction)，也就是光波會在光子晶體中產生破壞性干涉，造成類似於電子能帶的光子能帶結構，進而產生光子能隙。完全能隙是完美的光子晶體才可能具有的特性，但令人更感到興趣的應用，則是出現在不完美的光子晶體。研究發現，當光子晶體中的某些單元被取消或被另一種介質取代而形成缺陷時，就會使光子晶體的光子禁帶出現一些“可穿透窗口”，即光子禁帶內某些頻率會毫無損失地穿透光子晶體，我們成其為光子晶體的缺陷態，而此缺陷態的許多特性將使得光子晶體具有許多有價值的應用，諸如：高效率反射鏡的制造、改善發光二極管的效率、高品質因子微諧振腔的製造以及光子開關、光子儲存器、光子限幅器等各個方面。所謂1D的光子晶體就是光學上常常使用的多層膜，現在1D的光子晶體仍是運用最廣泛的材料，雖然以目前的趨勢來看2D及3D光子晶體具有很大的發展潛力，然而製備上的難度使得其短期之內沒辦法普遍性的使用，所以本篇論文仍以1D的光子晶體作為探討的主軸。

## 1-2 可調式濾波器簡介

近年來，由於可調式濾波器對於在光通訊的波長多工(Wavelength Division Multiplexing,WDM)網路系統以及光譜儀上有著相當重要的應用，所以，越來越多的研究著重在濾波器的可調性質上。在最近所發表的文獻中，在設計可調式濾波器上，有著相當多的設計方式來達成可調濾波的行為，諸如利用溫度的改變

[1][2][3]，入射角度的改變[4][5]，以及以金屬光子晶體做機械式的調動[6][7]等等，但在各種設計方式上，仍存著許多有待克服的問題。當利用溫度的改變來設計可調濾波器時，溫度的精準控制不易，及選取折射率隨溫度改變而有明顯改變的材料是必須的，但此種材料往往伴隨著吸收及色散，而使得穿透率嚴重下降。雖然以此種方法調動濾波器可以達到 60% 頻率調動範圍，但其調動的線性度不佳。而利用入射角度的改變來設計可調濾波器，雖然不必改變設計的結構，但光源的耦合及入射角度控制將會使得系統的設計相當的複雜化。在以金屬光子晶體做機械式的調動來設計可調式濾波器的文獻中，我們發現原件在製作上相當困難，且輸出訊號的品質因子只在 20~30 之間，而頻率調動的範圍只有 6%。因此，在本論文中，我們希望以較簡單的設計概念，來達成一個調動範圍較大，頻率線性可調且品質因子高的濾波器。



### 1-3 可調式色散補償器簡介

隨著光纖通信技術的日益成熟，大量資訊傳輸的光纖通信系統成為目前世界各國爭相研究及發展的論題，為達此目的，高密度波長多工網路儼然已蔚為未來光通信傳輸系統的必然趨勢，在如此高速率的高密度波長多工系統(DWDM)中，光纖帶來的色散問題越顯重要，不但使時脈信號脈衝拓寬，造成和鄰近的脈衝相互干擾，使訊號失真變形，更進而限制了資料的傳輸容量，因此色散補償也成為實現光纖通信主要需克服的關鍵問題。近年來有關色散補償的文獻中，光子晶體耦合共振腔的結構，一直被利用來作為色散補償器的結構[8][9][10]。在最近的研究中發現，當我們將週期性排列的光子晶體結構中安排一些瑕疵，將會形成光子晶體耦合腔體共振腔結構，此結構將會在光子晶體能隙範圍內產生光子穿

透頻道，且由光子晶體理論我們可以知道，在缺陷結構產生的缺陷頻帶中，光子將會產生群速的延遲效應，尤其在缺陷頻帶邊緣上的頻率，此現象會更加的明顯。所以，在缺陷頻帶，將會產生色散的情形，而我們正可以利用此一結構特性將原本在光纖材料中傳播一段距離後所產生的色散情形藉由光子晶體耦合腔體補償回來，而達成色散補償器的效果。

近年來，已有許多文獻發表成功的利用光子晶體耦合腔體結構來實現色散補償的行為[11~14]，但在應用上仍存在一個難以解決的問題，在光纖網路的傳輸中，所傳輸的距離往往不盡相同，想要達成對各種傳輸距離達成完全色散補償是相當困難的。因此，設計可調式濾波器就成為了解決此問題的關鍵。在本篇論文中，我們也將利用一維光子晶體耦合腔體結構，來設計可調式色散補償器，以期可以應用在40Gb/s之單通道光通訊系統中。



# 第二章 計算及模擬方法

## 前言:

在本章中，我們將介紹本論文所使用的計算模擬工具以及解釋說明的理論介紹。在所使用的計算模擬工具方面，我們所使用的為傳輸矩陣法(Transfer matrix method)及有限差分時域法(Finite Difference Time Domain method, FDTD);而設計結果之解釋說明部份，在所設計的可調式光子晶體濾波器方面，我們將以等效介面法(Method of effective interfaces)來說明解釋，而所設計的可調式光子晶體色散補償器方面，將以緊束縛理論(Tight binding theorem)來說明解釋。

## 2-1 傳輸矩陣計算法(TMM) [15][16]

### 2-1.1 單一均勻等向介質層之計算

我們首先考慮單一介質層  $n_2$ ，介於兩個半無窮大的介質  $n_1, n_3$  中，如圖 2.1 所示

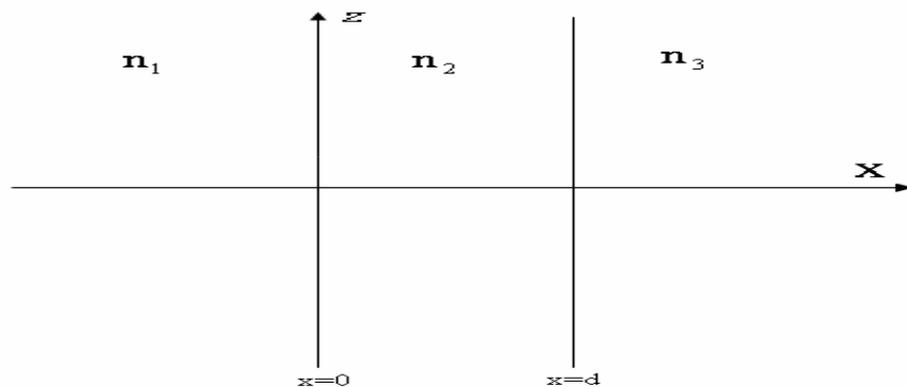


圖 2.1 單一均勻等向介質層之示意圖

我們假設所有的介質均具有均勻性(homogeneous)及等向性(isotropic)，圖 2.1 整個結構之折射率分佈可以被表示成

$$n(x) = \begin{cases} n_1, & x < 0 \\ n_2, & 0 < x < d \\ n_3, & d < x \end{cases} \quad (2.1.1)$$

假設以一平面電磁波沿法線以  $\theta$  入射介質層  $n_2$ ，則我們可以將電場波動方程式表示為以下的形式：

$$E(x) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (2.1.2)$$

其中  $\beta$  為傳播向量之  $z$  方向分量

如果我們假設平面波是由  $x = -\infty$  處入射，則電場向量  $E(x)$  可以寫成

$$E_y(x) = \begin{cases} Ae^{-ik_{1x}x} + Be^{ik_{1x}x}, & x < 0, \\ Ce^{-ik_{2x}x} + De^{ik_{2x}x}, & 0 < x < d, \\ Fe^{-ik_{3x}(x-d)}, & d < x \end{cases} \quad (2.1.3)$$

在此我們假設電場向量為  $s$  極化(垂直入射面)。A, B, C, D 及 F 為常數， $k_{1x}$ ,  $k_{2x}$ ,  $k_{3x}$  為在各介質中波向量之  $x$  分量，其中

$$k_{ix} = \left[ \left( \frac{n_i \omega}{c} \right)^2 - \beta^2 \right] = \left( \frac{\omega}{c} \right) n_i \cos \theta, \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.1.4)$$

$\theta_i$  為與  $x$  軸夾角，A, B, F 分別代表入射波、反射波、透射波之振幅。

由式(2.1.3)，再利用馬克士威方程式，我們可推導出在各介質中的磁場向量  $H_z(x)$  表示式：

$$H_z(x) = \begin{cases} \frac{k_{1x}}{\omega \mu} (Ae^{-ik_{1x}x} - Be^{ik_{1x}x}), & x < 0, \\ \frac{k_{2x}}{\omega \mu} (Ce^{-ik_{2x}x} - De^{ik_{2x}x}) & 0 < x < d, \\ \frac{k_{3x}}{\omega \mu} Fe^{-ik_{3x}(x-d)} & d < x \end{cases} \quad (2.1.5)$$

其中  $\mu$  為導磁係數。

在此  $E_y$  及  $H_z$  在  $x=0$  及  $x=d$  介面必需連續，代入這些條件可得

$$A + B = C + D \quad (2.1.6a)$$

$$k_{1x}(A-B) = k_{2x}(C-D) \quad (2.1.6b)$$

$$Ce^{-ik_{2x}d} + De^{ik_{2x}d} = F \quad (2.1.6c)$$

$$k_{2x}(Ce^{-ik_{2x}d} - De^{ik_{2x}d}) = k_{3x}F \quad (2.1.6d)$$

再上述的四個式子中，我們可以將 B，C，D 及 F 以 A 來表示，經過一些代數運算步驟後我們可得

$$F = A \frac{4k_{1x}k_{2x}e^{-ik_{2x}d}}{(k_{1x} + k_{2x})(k_{2x} + k_{3x}) + (k_{1x} - k_{2x})(k_{2x} - k_{3x})e^{-i2k_{2x}d}} \quad (2.1.7)$$

及

$$B = A \frac{(k_{1x} - k_{2x})(k_{2x} + k_{3x}) + (k_{1x} + k_{2x})(k_{2x} - k_{3x})e^{-i2k_{2x}d}}{(k_{1x} + k_{2x})(k_{2x} + k_{3x}) + (k_{1x} - k_{2x})(k_{2x} - k_{3x})e^{-i2k_{2x}d}} \quad (2.1.8)$$

而 C 及 D 可分別寫成

$$C = \frac{1}{2}F \left(1 + \frac{k_{3x}}{k_{2x}}\right) e^{ik_{2x}d}, \quad (2.1.9)$$

$$D = \frac{1}{2}F \left(1 - \frac{k_{3x}}{k_{2x}}\right) e^{-ik_{2x}d}. \quad (2.1.10)$$

如果我們利用式 (2.1.4)，我們可以寫出介電質介面之穿透及反射係數

$$r_{12} = \frac{k_{1x} - k_{2x}}{k_{1x} + k_{2x}}, \quad (2.1.11)$$

$$r_{23} = \frac{k_{2x} - k_{3x}}{k_{2x} + k_{3x}}, \quad (2.1.12)$$

$$t_{12} = \frac{2k_{1x}}{k_{1x} + k_{2x}}, \quad (2.1.13)$$

$$t_{23} = \frac{2k_{2x}}{k_{2x} + k_{3x}}. \quad (2.1.14)$$

將各介質界面穿透及反射係數之表示式代入式整理可得總穿透及總反射係數

$$t = \frac{F}{A} = \frac{t_{12}t_{23}e^{-i\phi}}{1 + r_{12}r_{23}e^{-i2\phi}}, \quad (2.1.15)$$

及

$$r = \frac{B}{A} = \frac{r_{12} + r_{23}e^{-2i\phi}}{1 + r_{12}r_{23}e^{-i2\phi}}, \quad (2.1.16)$$

其中， $\phi = k_{2x}d = \frac{2\pi d}{\lambda} n_2 \cos \theta_2$ 。

在此反射率定義為能量的反射比率，

$$R = |r|^2。 \quad (2.1.17)$$

穿透率定義為能量的穿透比率，

$$T = \frac{n_3 \cos \theta_3}{n_1 \cos \theta_1} |t|^2, \quad (2.1.18)$$

$\frac{n_3 \cos \theta_3}{n_1 \cos \theta_1}$  為相速度的修正項。

假如所有介質均為實數且無吸收，則依據能量守衡可以寫出

$$R + T = 1, \quad (2.1.19)$$

在前面的敘述中，我們所計算的為單層均向且均勻的結構，但由前面的分析中我們可以想見，當計算多層介質結構時，所需要解的方程式將會變的非常複雜。因此，我們將採用矩陣法來解決此類問題，此種方法尤其適用來解決週期結構的問題。



現在我們首先考慮前面所描述的單層介質結構的問題，電場可以表示成為由向右行進波及向左行進波組成，

$$E(x) = \text{Re}^{-ik_x x} + L e^{ik_x x} \equiv A(x) + B(x) \quad (2.1.20)$$

$\pm k_x$  為波向量  $x$  成分，而  $R$  及  $L$  為在各均勻層中之常數， $A(x)$  代表向右行進之波的振幅，而  $B(x)$  代表向左行進波之振幅

在此我們定義

$$\begin{aligned}
A_1 &= A(0^-), \\
B_1 &= B(0^-), \\
A_2' &= A(0^+), \\
B_2' &= B(0^+), \\
A_2 &= A(d^-), \\
B_2 &= B(d^-), \\
A_3' &= A(d^+), \\
B_3' &= B(d^+),
\end{aligned} \tag{2.1.21}$$

在此 $0^-$  代表  $x=0$  左邊界面， $0^+$  代表  $x=0$  右邊界面。相同的， $d^-$  及  $d^+$  分別代表  $x=d$  左邊界面及右邊界面，如果我們將各界面中之電場振幅改以行向量來表示，則我們可得以下之關係：

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = D_1^{-1} D_2 \begin{pmatrix} A_2' \\ B_2' \end{pmatrix}, \tag{2.1.22a}$$

$$\begin{pmatrix} A_2' \\ B_2' \end{pmatrix} = P_2 \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\phi_2} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix}, \tag{2.1.22b}$$

$$\begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = D_2^{-1} D_3 \begin{pmatrix} A_3' \\ B_3' \end{pmatrix}, \tag{2.1.22c}$$

其中 D 矩陣可以表示成

$$D_\alpha = \begin{cases} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_\alpha \cos \theta_\alpha & -n_\alpha \cos \theta_\alpha \end{pmatrix} & \text{for s wave,} \\ \begin{pmatrix} \cos \theta_\alpha & \cos \theta_\alpha \\ n_\alpha & -n_\alpha \end{pmatrix} & \text{for p wave,} \end{cases} \tag{2.1.23}$$

$\alpha=1,2,3$  及  $\theta_\alpha$  為各層中的光夾角。

而  $p_2$  稱為解釋波傳播經過此層狀結構之傳播矩陣，其中  $\phi_2 = k_{2x} d$ 。

從式(2.1.22)， $A_1, B_1$  及  $A_3', B_3'$  之關係可表示為

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = D_1^{-1} D_2 P_2 D_2^{-1} D_3 \begin{pmatrix} A_3' \\ B_3' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_3' \\ B_3' \end{pmatrix} \tag{2.1.24}$$

在此，我們可以定義穿透及反射係數分別為

$$r = \left( \frac{B_1}{A_1} \right)_{B_3'=0} = \frac{M_{21}}{M_{11}}, \quad (2.1.25)$$

$$t = \left( \frac{A_3}{A_1} \right)_{B_3'=0} = \frac{1}{M_{11}}. \quad (2.1.26)$$

而反射率及穿透率分別為，

$$R = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2, \quad (2.1.27)$$

$$T = \frac{n_3 \cos \theta_3}{n_1 \cos \theta_1} |t|^2 = \frac{n_3 \cos \theta_3}{n_1 \cos \theta_1} \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2, \quad (2.1.28)$$

其中  $\theta_1$  及  $\theta_3$  為入射角及出射角。



## 2-1.2 多層等向介質結構之矩陣運算法

接下來我們將考慮計算多層等向介質結構(如圖 2.2)之矩陣運算法，首先，

我們考慮此結構之折射率分佈如所示：

$$n(x) = \begin{cases} n_0, & x < x_0 \\ n_1, & x_0 < x < x_1, \\ n_2, & x_1 < x < x_2, \\ \vdots & \vdots \\ n_N, & x_{N-1} < x < x_N, \\ n_s, & x_N < x \end{cases} \quad (2.1.29)$$

其中  $n_l$  代表第  $l_{th}$  層之折射率， $x_l$  代表第  $l_{th}$  與第  $l_{th} + 1$  之位置， $n_s$  為出射端之折射率。

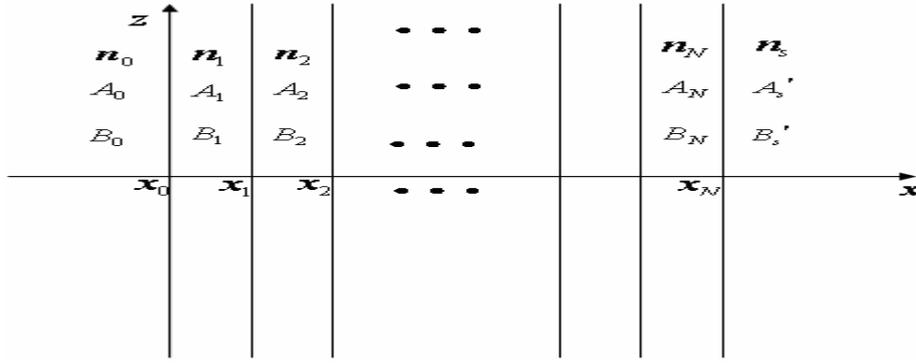


圖 2.2 多層均勻等向介質層之示意圖

各層之厚度分別為

$$\begin{aligned}
 d_1 &= x_1 - x_0 \\
 d_2 &= x_2 - x_1 \\
 &\vdots \\
 d_N &= x_N - x_{N-1}
 \end{aligned}
 \tag{2.1.30}$$

而電場  $E(x)$  之分佈可以寫成

$$E(x) = \begin{cases} A_0 e^{-ik_{0x}(x-x_0)} + B_0 e^{ik_{0x}(x-x_0)}, & x < x_0; \\ A_l e^{-ik_{lx}(x-x_l)} + B_l e^{ik_{lx}(x-x_l)}, & x_{l-1} < x < x_l; \\ A'_s e^{-ik_{sx}(x-x_N)} + B'_s e^{ik_{sx}(x-x_N)}, & x_N < x \end{cases}
 \tag{2.1.31}$$

其中，

$$k_{lx} = \left[ \left( n_l \frac{\omega}{c} \right)^2 - \beta^2 \right]^{1/2} = n_l \frac{\omega}{c} \cos \theta_l, \quad l = 1, 2, \dots, N,
 \tag{2.1.32}$$

， $\theta_l$  為各界面間之入射角度， $A_l$  及  $B_l$  代表在  $x = x_l$  界面之振幅

依照前節中我們所分析的結果，我們可以寫出

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} &= D_0^{-1} D_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} A_l \\ B_l \end{pmatrix} &= P_l D_l^{-1} D_{l+1} \begin{pmatrix} A_{l+1} \\ B_{l+1} \end{pmatrix}, \quad l = 1, 2, \dots, N,
 \end{aligned}
 \tag{2.1.33}$$

其中  $A_{N+1} = A'_s, B_{N+1} = B'_s$ ，而  $D$  矩陣及  $P$  矩陣可寫成

$$D_l = \begin{cases} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_l \cos \theta_l & -n_l \cos \theta_l \end{pmatrix} & \text{for s wave,} \\ \begin{pmatrix} \cos \theta_l & \cos \theta_l \\ n_l & -n_l \end{pmatrix} & \text{for p wave,} \end{cases} \quad (2.1.34)$$

$$P_l = \begin{pmatrix} e^{ik_x d_l} & 0 \\ 0 & e^{-ik_x d_l} \end{pmatrix} \quad (2.1.35)$$

由式 (2.1.33) 整理可得，

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = D_0^{-1} \left[ \prod_{l=1}^N D_l P_l D_l^{-1} \right] D_s \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix} \quad (2.1.36)$$

在此，我們可以計算穿透及反射係數分別為

$$r = \left( \frac{B_0}{A_0} \right)_{B'_s=0} = \frac{M_{21}}{M_{11}}, \quad (2.1.37)$$

$$t = \left( \frac{A_s}{A_0} \right)_{B'_s=0} = \frac{1}{M_{11}} \quad (2.1.38)$$



其中， $t = |t|^{i\theta}$ ， $\theta$  為穿透係數之相位角。

而反射率(reflectance)及穿透率(transmittance)分別為

$$R = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2, \quad (2.1.39)$$

$$T = \frac{n_s \cos \theta_s}{n_0 \cos \theta_0} |t|^2 = \frac{n_s \cos \theta_s}{n_0 \cos \theta_0} \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2, \quad (2.1.40)$$

其中  $\theta_0$  及  $\theta_s$  為入射角及出射角。

我們可以由以上之資訊計算出在整個結構中之群速度  $v_g$ ，以及色散參數  $D$ 。我

們已知  $\theta = kL$ ，而  $dk/d\omega = \frac{1}{L} d\theta/d\omega$ ，其中  $L$  為整個結構之厚度。所以，群速度  $v_g$

以及色散參數  $D$  可以表示成

$$v_g = \frac{1}{dk/d\omega} = \frac{L}{d\theta/d\omega}, \quad (2.1.41)$$

$$D = \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{1}{v_g} \right). \quad (2.1.42)$$

## 2-2 有限差分時域法(FDTD) [17]

### 2-2.1 有限差分時域法簡介

有限差分時域法簡單來說，是將Maxwell's 方程式的微分方程式改成為有限差分的形式化開，並獨立於時間領域 (Time Domain) 中來表示。它最早是由K.S.Yee 教授於1966 年所發表，當時僅只是用來模擬電磁波在空間中的傳播，後來經過許多科學家的努力，將其進行修正與改進，例如：為了使我們可以在有限的計算空間內模擬無限大的物理空間，Mur 教授曾經發表了吸收邊界層介質的方法 (Absorbing Boundary Condition, ABC)，之後Berenger 教授提出了一個更精確而完美的吸收介質邊界—完全匹配層 (Perfectly Matched Layer—ABC, PML—ABC) 的概念，並與Katz教授等人合力將這個方式推廣到3D 空間的計算上。另外，為了模擬時候計算上的方便，出現了將總場區及散射場區分開的方法，使得入射波的參數設置以及散射物質的參數設置變得更為簡單容易。由於以上的改進，FDTD 法便可進一步應用到其它的用途上，例如：Taflove 教授和Brodwin 教授便以FDTD 的方式計算出二維、三維電磁波散射問題的穩定解，而Holland 教授、Kunz 教授和Yee 教授更運用了FDTD法解析了EMP 的問題，另外，Taflove 教授等人廣泛的運用FDTD的模型來解決或模擬電磁波在不同的物質結構下的響應；以上這些種種的應用，都在在證明了FDTD 法在物

理學領域裡是不可或缺的重要角色。

## 2-2.2 基本概念

為了計算時域中的電磁場，從與時間相依的Maxwell's 旋度方程式 (Maxwell's curl equation) 出發是很合理的。所以Yee 教授的FDTD法就是利用Maxwell's 旋度方程式來計算電場跟磁場在不同空間位置跟時間點的獨立分量，而並非以電場或是磁場的波方程式進行解析。從空間的角度上來說，Yee 教授的方法是交叉設置電場及磁場分量的取值點，使得每個電場分量的四周由磁場分量環繞，而每個磁場分量的四周由電場分量環繞。如圖2.3所示：

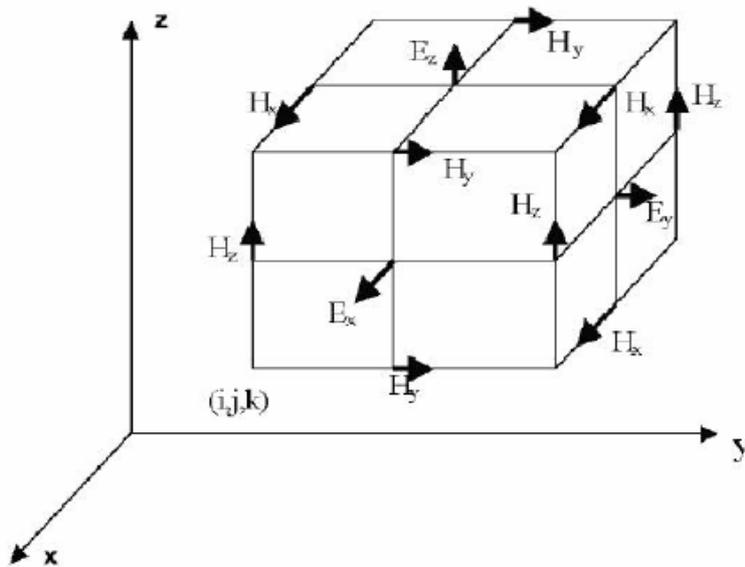


圖2.3：同一時刻FDTD 中電場、磁場分佈的情形。其中電場可由<1>前一時刻同位置上的電場 與 <2>四周圍的磁場所組合而成。磁場的也是相同情形。

Z軸方向上的電場  $E_z$  是以XY平面上四個磁場分  $H_{y1}$ 、 $H_{y2}$ 、 $H_{x1}$ 、 $H_{x2}$  所合成的；X軸方向上磁場  $H_x$  則以YZ平面上四個電場  $E_{z1}$ 、 $E_{z2}$ 、 $E_{y1}$ 、 $E_{y2}$  分量所合成的。這樣的空間配置符合電磁場的基本規律—法拉第 (Faraday) 定律及安培 (Ampere)

定律，因此利用FDTD 法來模擬電磁波傳播並與物體作用時，其邊界的連續條件將自然滿足而使結構複雜的電磁波計算簡化，這也是FDTD 法能夠被廣泛運用的原因。以時間的角度來看的話，電場跟磁場的分佈也是以交錯一個時間間隔而存在的。如圖2.4，電場分佈是可以完全被儲存與記憶在前一個時刻的磁場分量及電場分量之中；而磁場同樣的也是可以被儲存並記憶在前一時刻裡的電場分量及磁場分量。整個計算的方式就是在於電場跟磁場之間的量值的交換運算當中進行。

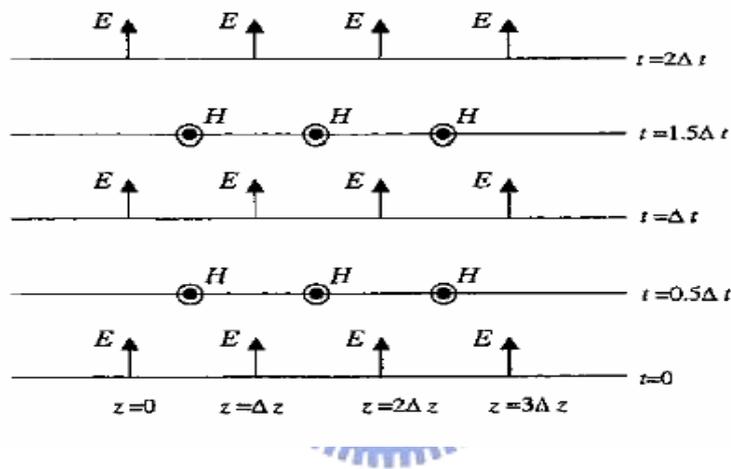


圖2.4：在FDTD 中電場與磁場隨著時間不同而獨立的量值。

FDTD 法的另一個重要的概念，就是將Maxwell's 旋度方程式中的偏微分方程以差分的形式表現出來。其作法為先把時間和空間劃分成網格狀，空間每個網格點的位置寫成  $(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$ ，其中  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  分別是指向  $x, y, z$  軸方向上增加的間距， $i, j, k$  則表示變化的整數；而時間則寫成  $n\Delta t$ ，其中  $\Delta t$  是指時間間距， $n$  為整數。現在我們假設一個空間跟時間的方程式為  $f(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = f_{i,j,k}^n$ ，在考慮在時間不變的情況下， $f$  對空間中  $x$  軸的偏微分可化為中間差分的形式：

$$\frac{\partial f(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t)}{\partial x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f_{i,j,k}^{n+1/2} - f_{i,j,k}^{n-1/2}}{\Delta x} \approx \frac{f_{i,j,k}^{n+1/2} - f_{i,j,k}^{n-1/2}}{\Delta x} \quad (2.2.1)$$

若在考慮位置不變的情況下， $f$  對時間偏微分的差分化：

$$\frac{\partial f(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t)}{\partial t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{f_{i,j,k}^{n+1/2} - f_{i,j,k}^{n-1/2}}{\Delta t} \approx \frac{f_{i,j,k}^{n+1/2} - f_{i,j,k}^{n-1/2}}{\Delta t} \quad (2.2.2)$$

一次差分有前差分、後差分和中間差分三種不同的形式。由於前差分、後差分的誤差範圍為  $\Delta x$ ，而中間差分的誤差範圍是  $\Delta x^2$ ，所以一般FDTD法都是以中間差分的方式作運算。

### 2-2.3 用有限差分時域法法解析馬克士威方程式

考慮一個沒有電流源或磁流源的空間裡，與時間相依的馬克士威方程式有

如下的表示：

$$\text{Faraday's Law} : \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{E} \quad (2.2.3a)$$

$$\text{Ampere's Law} : \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \nabla \times \vec{H} \quad (2.2.3b)$$

$$\text{Gauss's Law for the E-field} : \nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.2.3c)$$

$$\text{Gauss's Law for the M-field} : \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.2.3d)$$

其中 $D$ 與 $E$ 關係可以寫成

$$\vec{D}(\omega) = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r(\omega) \cdot \vec{E}(\omega) \quad (2.2.4)$$

為了方便計算，我們將  $\vec{E} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \vec{E} \cdot \vec{D} = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}} \vec{D}$ ，所以馬克士威方程式改為：

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \nabla \times \vec{H} \quad (2.2.5a)$$

$$\vec{D}(\omega) = \epsilon_r^*(\omega) \cdot \vec{E}(\omega) \quad (2.2.5b)$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \nabla \times \vec{E} \quad (2.2.5c)$$

因為FDTD 法是在時域內計算，所以  $\tilde{D}(\omega) = \varepsilon_r^*(\omega) \cdot \tilde{E}(\omega)$  必須經過傅利葉轉換轉成時域空間，然而這個轉換需直接給定介電質的  $\varepsilon_r^*(\omega)$ ，這個部分將會在下一章討論。

之後將式(2.2.5)中的電場和磁場分成x、y、z 三個方向的分量：

$$\frac{\partial \bar{H}_x}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \left( \frac{\partial \tilde{D}_y}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{D}_z}{\partial y} \right) \quad (2.2.6a)$$

$$\frac{\partial \bar{H}_y}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \left( \frac{\partial \tilde{D}_z}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{D}_x}{\partial z} \right) \quad (2.2.6b)$$

$$\frac{\partial \bar{H}_z}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \left( \frac{\partial \tilde{D}_x}{\partial y} - \frac{\partial \tilde{D}_y}{\partial x} \right) \quad (2.2.6c)$$

$$\frac{\partial \tilde{D}_x}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \left( -\frac{\partial \bar{H}_y}{\partial z} + \frac{\partial \bar{H}_z}{\partial y} \right) \quad (2.2.7a)$$

$$\frac{\partial \tilde{D}_y}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \left( -\frac{\partial \bar{H}_z}{\partial x} + \frac{\partial \bar{H}_x}{\partial z} \right) \quad (2.2.7b)$$

$$\frac{\partial \tilde{D}_z}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \left( -\frac{\partial \bar{H}_x}{\partial y} + \frac{\partial \bar{H}_y}{\partial x} \right) \quad (2.2.7c)$$



現在運用式(2.2.1)、(2.2.2)的觀念，代入三維Maxwell's 旋度方程式(2.2.6)、

(2.2.7)中即可得到電場及磁場的時間與空間差分轉換形式。以  $\tilde{D}_z$  為例來說明：

$$\frac{\partial \tilde{D}_z}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \left( -\frac{\partial \bar{H}_x}{\partial y} + \frac{\partial \bar{H}_y}{\partial x} \right) \quad (2.2.8)$$

假設在  $\tilde{D}_z$  (i, j, k, n) 的位置上，使其有著類似式(2.2.1)、(2.2.2)的展開，則

可推得：

$$\frac{\widetilde{D}_z \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} - \widetilde{D}_z \Big|_{i,j,k}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \left( \frac{\overline{H}_y \Big|_{i+1/2,j,k}^n - \overline{H}_y \Big|_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta x} - \frac{\overline{H}_x \Big|_{i,j+1/2,k}^n - \overline{H}_x \Big|_{i,j-1/2,k}^n}{\Delta y} \right) \quad (2.2.9)$$

經過整理歸納後可得：

$$\widetilde{D}_z \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} = \widetilde{D}_z \Big|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \left( \frac{\overline{H}_y \Big|_{i+1/2,j,k}^n - \overline{H}_y \Big|_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta x} - \frac{\overline{H}_x \Big|_{i,j+1/2,k}^n - \overline{H}_x \Big|_{i,j-1/2,k}^n}{\Delta y} \right) \quad (2.2.10a)$$

藉由同樣的方法及計算過程我們可以得到Yee 三維空間中，電場跟磁場之FDTD 的各方向分量的表示式：

$$\widetilde{D}_x \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} = \widetilde{D}_x \Big|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \left( \frac{\overline{H}_z \Big|_{i+1/2,j,k}^n - \overline{H}_z \Big|_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta y} - \frac{\overline{H}_y \Big|_{i,j,k+1/2}^n - \overline{H}_y \Big|_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta z} \right) \quad (2.2.10b)$$

$$\widetilde{D}_y \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} = \widetilde{D}_y \Big|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \left( \frac{\overline{H}_x \Big|_{i,j,k+1/2}^n - \overline{H}_x \Big|_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta z} - \frac{\overline{H}_z \Big|_{i+1/2,j,k}^n - \overline{H}_z \Big|_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta x} \right) \quad (2.2.10c)$$

$$\overline{H}_x \Big|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1} = \overline{H}_x \Big|_{i,j+1/2,k+1/2}^n + \frac{\Delta t}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \left( \frac{\widetilde{D}_y \Big|_{i,j+1/2,k+1}^{n+1/2} - \widetilde{D}_y \Big|_{i,j+1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta z} - \frac{\widetilde{D}_z \Big|_{i,j+1,k+1/2}^{n+1/2} - \widetilde{D}_z \Big|_{i,j,k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \quad (2.2.11a)$$

$$\overline{H}_y \Big|_{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1} = \overline{H}_y \Big|_{i+1/2,j,k+1/2}^n + \frac{\Delta t}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \left( \frac{\widetilde{D}_z \Big|_{i+1,j,k+1/2}^{n+1/2} - \widetilde{D}_z \Big|_{i,j,k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{\widetilde{D}_x \Big|_{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} - \widetilde{D}_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2}}{\Delta z} \right) \quad (2.2.11b)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}_z \Big|_{i+1/2, j+1/2, k}^{n+1} &= \bar{H}_z \Big|_{i+1/2, j+1/2, k}^n \\ &+ \frac{\Delta t}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cdot \left( \frac{\widetilde{D}_x \Big|_{i+1/2, j+1, k}^{n+1/2} - \widetilde{D}_x \Big|_{i+1/2, j, k}^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{\widetilde{D}_y \Big|_{i+1, j+1/2, k}^{n+1/2} - \widetilde{D}_y \Big|_{i, j+1/2, k}^{n+1/2}}{\Delta x} \right) \end{aligned} \quad (2.2.11c)$$

以上六式即為FDTD 法在三維空間中的公式。

## 2-2.4 穩定條件

馬克士威旋度方程式經由FDTD 解析後導出的方程式為 (2.2.10) 、 (2.2.11) ，它是按照「隨著時間步數的增加來計算電磁場在空間內的變化」的模式來執行。然而這種方法存在穩定性的問題，即時間變量  $\Delta t$  與空間變量  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  之間必須滿足一定條件，否則會出現數值不穩定：隨著計算步數的增加，被計算的場量值將無限制的增大。這並不是因為誤差的累積，而是由於電磁波傳波的因果關係被破壞所造成的。因此，為了進行穩定的計算，就需要合理的決定時間變量  $\Delta t$  與空間變量  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  之間的關係。為了方便討論，我們使用一維

Helmholtz 方程式來說明：

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial^2 x^2} - \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial^2 t^2} = 0 \quad (2.2.12)$$

在這裡  $\phi$  是個一維與時間無關的波方程。令  $\beta_x$  為  $x$  方向的波數，可以將上式展開成：

$$\begin{aligned} \phi(x, t) &= \exp(i\beta_x x) \exp(\alpha t) \\ &= \exp(i\beta_x p \Delta x) \exp(\alpha n \Delta t) \\ &= \exp(i\beta_x p \Delta x) \xi^n \end{aligned} \quad (2.2.13)$$

其中  $\xi = \exp(\alpha \Delta t)$  。如果整個系統要穩定， $\xi$  必須滿足  $|\xi| \leq 1$  。首先將 (2.2.13) 式

代入 Helmholtz 方程式：

$$\frac{1}{(\Delta x)^2} \left\{ \exp[i\beta_x(p+1)\Delta x] \xi^n - 2 \exp(i\beta_x p \Delta x) \xi^n + \exp[i\beta_x(p-1)\Delta x] \xi^n \right\} - \frac{\varepsilon \mu_0}{(\Delta t)^2} \left\{ \exp(i\beta_x p \Delta x) \xi^{n+1} - 2 \exp(i\beta_x p \Delta x) \xi^n + \exp(i\beta_x p \Delta x) \xi^{n-1} \right\} = 0 \quad (2.2.14)$$

將  $\exp(i\beta_x p \Delta x) \xi^n$  提出：

$$\frac{1}{(\Delta x)^2} \left\{ \exp(i\beta_x \Delta x) - 2 + \exp(-i\beta_x \Delta x) \right\} - \frac{\varepsilon \mu_0}{(\Delta t)^2} (\xi - 2 + \xi^{-1}) = 0 \quad (2.2.15)$$

再將  $\frac{\varepsilon \mu_0}{(\Delta t)^2} \xi$  提出，由 (2.2.14) 式的第一項可以推得：

$$\left\{ \exp(i\beta_x \Delta x) - 2 + \exp(-i\beta_x \Delta x) \right\} = 2(\cos(\beta_x \Delta x) - 1) = -4 \sin^2\left(\beta_x \frac{\Delta x}{2}\right) \quad (2.2.16)$$

$$\Rightarrow (\xi^2 - 2\xi + 1) - \frac{(\Delta t)^2}{\varepsilon \mu_0} \left[ -\frac{4}{(\Delta x)^2} \sin^2\left(\beta_x \frac{\Delta x}{2}\right) \right] \xi = 0 \quad (2.2.17)$$

$$\Rightarrow \xi^2 - 2A\xi + 1 = 0 \quad (2.2.18)$$

這裡 A 我們定為

$$A = -\frac{2(\Delta t)^2}{\varepsilon \mu_0} \frac{1}{(\Delta x)^2} \sin^2\left(\beta_x \frac{\Delta x}{2}\right) + 1 \quad (2.2.19)$$

所以的解為：

$$\xi_1 = A + \sqrt{A^2 + 1}, \quad \xi_2 = A - \sqrt{A^2 + 1} \quad (2.2.20)$$

因為  $|\xi| \leq 1$ ， $0 \leq \sin^2 \theta$ ，所以我們可以得到這樣的關係式：

$$A = -\frac{2(\Delta t)^2}{\varepsilon \mu_0} \frac{1}{(\Delta x)^2} \sin^2\left(\beta_x \frac{\Delta x}{2}\right) + 1 \leq 1 \quad (2.2.21)$$

可以具體的討論 A 穩定的情況：

1. 當  $A \geq 1$ ，由式 (2.2.20)，推得  $1 \leq |\xi_2|$ ，所以沒有穩定解
2. 當  $-1 \leq A \leq 1$  時， $\xi_1$  和  $\xi_2$  可以展開成：

$$\xi_1 = A + A\sqrt{A^2 - 1} = A + i\sqrt{1 - A^2} \quad (2.2.22a)$$

$$\xi_2 = A - A\sqrt{A^2 - 1} = A - i\sqrt{1 - A^2} \quad (2.2.22b)$$

絕對值可以展開成  $|\xi_1| = |\xi_2| = \sqrt{A^2 + (1 - A^2)} = 1$ ，所以當  $-1 \leq A \leq 1$ ，有穩定解。可以

將關係重新寫成：

$$-1 \leq -\frac{2(\Delta t)^2}{\epsilon\mu_0} \frac{1}{(\Delta x)^2} \sin^2\left(\beta_x \frac{\Delta x}{2}\right) + 1 \leq 1 \quad (2.2.23)$$

因為中間與右邊的關係是永遠滿足的，所以只需要考慮左邊跟中間的式子：

$$-1 \leq -\frac{2(\Delta t)^2}{\epsilon\mu_0} \frac{1}{(\Delta x)^2} \sin^2\left(\beta_x \frac{\Delta x}{2}\right) + 1 \quad (2.2.24)$$

將兩邊同乘以-1 並且考慮右邊的式子有最大值時，也就是當

$\sin^2\left(\beta_x \frac{\Delta x}{2}\right) = 1$  時，可以重寫上面的關係式  $1 \geq \frac{2(\Delta t)^2}{\epsilon\mu_0} \frac{1}{(\Delta x)^2} - 1$ ，得到：

$$2 \geq \frac{2(\Delta t)^2}{\epsilon\mu_0} \frac{1}{(\Delta x)^2} \quad (2.2.25)$$

推得  $(\Delta t)^2 \leq \epsilon\mu_0 \left(\frac{1}{(\Delta x)^2}\right)^{-1}$ ，這樣的關係式可以重寫成受限制於時間間距

$\Delta t$  的形式：

$$\Delta t \leq \sqrt{\epsilon\mu_0} \left(\frac{1}{(\Delta x)^2}\right)^{-1/2} = \frac{\sqrt{\epsilon_r}}{C_0} \left(\frac{1}{(\Delta x)^2}\right)^{-1/2} = \frac{1}{v} \left(\frac{1}{(\Delta x)^2}\right)^{-1/2} \quad (2.2.26)$$

其中  $\Delta x$  是空間的間距， $\Delta t$  是時間間距， $C_0$ ， $\epsilon_r$ ， $v = \frac{C_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$ ，分別代表

的是真空中的光速，介電值的比，和介質中的光速。所以將1D 推廣

到3D 的話，由式可以推得：

$$\Delta t \leq \frac{1}{v} \left(\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}\right)^{-1/2} \quad (2.2.27)$$

## 2-2.4 吸收邊界

當初Yee 教授在使用FDTD 解析空間中電磁場分佈時並沒有使用吸收邊界條件的概念，因為一般在計算的時候皆假設周遭為一個無限延伸的區域；但若用電腦模擬時因為記憶體是有限的，故計算空間不可能無限大，必定有一個邊界存在。然而FDTD 每個網格點的計算都要使用周圍的點值，邊界若處理不當則

可能會無法運算或是出現非物理性的反射。因此為了使計算正確與快速，我們必須加入邊界吸收的條件，以使得電磁波從主要計算區域進入邊界時不會反射並被完全吸收，就如同進入了廣大的自由空間一般，則此模擬結果可以與真實空間裡的情況相同。為了處理這樣的一個問題，前人有許多不同的方式，包括Mur教授的一階、二階吸收層的方式、消除波前的方式、The Higdon Mether...等等。其中以Berenger 教授所提出的完全匹配層（Perfectly Matched Layers—ABC, PML—ABC）為最有效的達成吸收邊界條件。所以在本論文中，將選擇採用Berneger教授的PML 當作我們模擬計算上的吸收邊界。

### 2-3 等效介面法[18]

在本節中，我們將簡單介紹等效介面法，以解釋說明我們所設計的可調式濾波器結構。首先考慮圖 2.5 之單層介質結構，

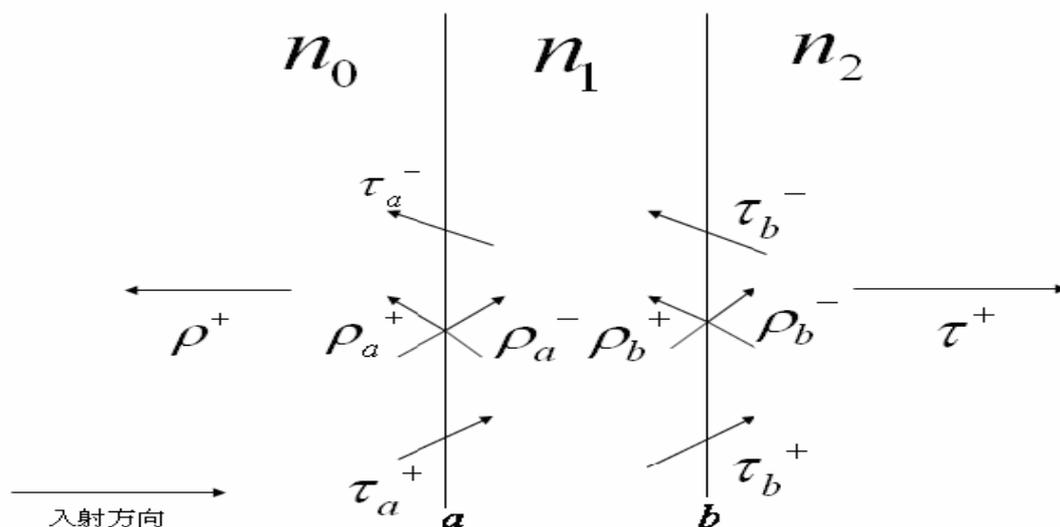


圖 2.5 單層介質結構示意圖

其中  $n_0, n_1, n_2$  分別為各層介質之折射率，而  $\rho_a^+, \rho_a^-, \rho_b^+, \rho_b^-, \tau_a^+, \tau_a^-, \tau_b^+, \tau_b^-$  分別代表在 a 介面及 b 介面間如圖中所定義方向之反射及穿透係數。為了簡單起見，我

們只考慮正向入射的情況，且各介質均假設對波的行進無任何吸收。如此，我們可以將反射係數之振幅如下式表示：

$$\begin{aligned}\rho^+ &= \rho_a^+ + \tau_a^+ \rho_b^+ \tau_a^- e^{-i2\delta} + \tau_a^+ \rho_b^+ (\rho_a^- \rho_b^+) \tau_a^- e^{-i4\delta} + \tau_a^+ \rho_b^+ (\rho_a^- \rho_b^+) (\rho_a^- \rho_b^+) \tau_a^- e^{-i6\delta} + \dots \\ &= \rho_a^+ + \frac{\tau_a^+ \rho_b^+ \tau_a^- e^{-i2\delta}}{1 - \rho_a^- \rho_b^+ e^{-i2\delta}}\end{aligned}\quad (2.3.1)$$

其中  $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d$  為波在中間薄膜介質中之相位變化量， $d$  為中間薄膜介質厚度。

我們已知  $\rho_a^- = -\rho_a^+$  且  $\tau_a^+ \tau_a^- = 1 + \rho_a^+ \rho_a^-$ ，將其代入(2.3.1)式，則可再將(2.3.1)式整理成

$$\rho^+ = \frac{\rho_a^+ + \rho_b^+ e^{-i2\delta}}{1 + \rho_a^+ \rho_b^+ e^{-i2\delta}}\quad (2.3.2)$$

相同的，我們也可以將透射係數之振幅整理成如下表示

$$\tau^+ = \frac{\tau_a^+ \tau_b^+ e^{-i2\delta}}{1 - \rho_a^- \rho_b^+ e^{-i2\delta}}\quad (2.3.3)$$

所以，我們可以將所得之反射及穿透係數  $\rho^+$  及  $\tau^+$  轉換成反射及穿透率  $R$  及  $T$ ，如下式表示

$$R = (\rho^+)(\rho^+)^*\quad (2.3.4)$$

$$T = \frac{n_2}{n_0} (\tau^+)(\tau^+)^*\quad (2.3.5)$$

另一方面，假如我們要考慮多層介質結構的問題，則我們可以利用前述的結果將多層介質結構的問題簡化為單層介質結構的兩個等效介面來處理，此種方式即稱為等效介面法。

假如我們考慮如圖 2.6 之多層介質結構的問題

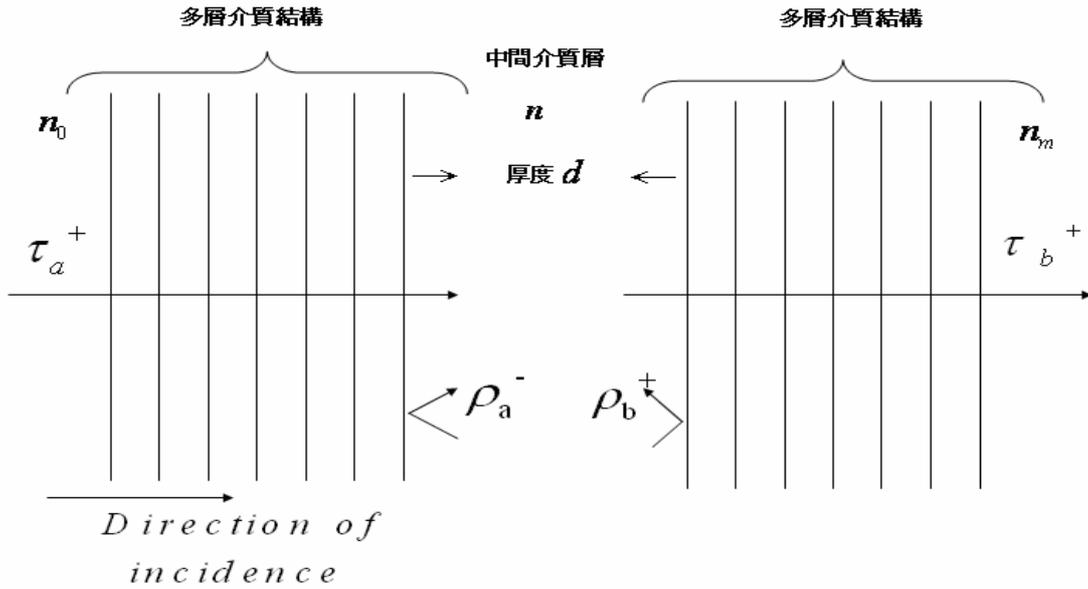


圖 2.6 多層介質結構示意圖

其中  $\rho_a^-$  及  $\rho_b^+$  分別代表在中心介質層兩端如圖中所定義之介面反射率， $\tau_a^+$  及  $\tau_b^+$  則分別為左半面結構及右半面結構之穿透率， $n_0, n$  及  $n_m$  分別代表入射介質之折射率，中心層折射率及外部介質之折射率，而  $d$  為中心層之厚度。

由 (2.3.3) 及 (2.3.5) 式，我們可以計算出此多層介質結構之穿透率 T

$$T = \frac{n_m}{n_0} \cdot \frac{(\tau_a^+)(\tau_a^+)^*(\tau_b^+)(\tau_b^+)^*}{(1 - \rho_a^- \rho_b^+ e^{-i2\delta})(1 - \rho_a^- \rho_b^+ e^{-i2\delta})^*} \quad (2.3.6)$$

其中  $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n d$

現在，讓

$$\tau_a^+ = |\tau_a^+| e^{i\varphi_a'}, \rho_a^- = |\rho_a^-| e^{i\varphi_a} \quad (2.3.7)$$

$$\tau_b^+ = |\tau_b^+| e^{i\varphi_b'}, \rho_b^+ = |\rho_b^+| e^{i\varphi_b} \quad (2.3.8)$$

如此，(2.3.6) 式又可以整理成

$$\begin{aligned}
T &= \frac{n_m}{n_0} \cdot \frac{|\tau_a^+|^2 |\tau_b^+|^2}{(1 - |\rho_a^-| |\rho_b^+| e^{i(\varphi_a + \varphi_b - 2\delta)})(1 - |\rho_a^-| |\rho_b^+| e^{-i(\varphi_a + \varphi_b - 2\delta)})} \\
&= \frac{n_m}{n_0} \cdot \frac{|\tau_a^+|^2 |\tau_b^+|^2}{(1 + |\rho_a^-|^2 |\rho_b^+|^2 - 2 |\rho_a^-| |\rho_b^+| \cos(\varphi_a + \varphi_b - 2\delta))} \quad (2.3.9)
\end{aligned}$$

以  $\left\{1 - 2 \sin^2 \left[ \left( \frac{\varphi_a + \varphi_b}{2} \right) - \delta \right] \right\}$  取代  $\cos(\varphi_a + \varphi_b - 2\delta)$ ，則式 (2.3.9) 可改寫為

$$\begin{aligned}
T &= \frac{n_m}{n_0} \cdot \frac{|\tau_a^+|^2 |\tau_b^+|^2}{(1 - |\rho_a^-| |\rho_b^+|)^2} \frac{1}{\left[ 1 + \frac{4 |\rho_a^-| |\rho_b^+|}{(1 - |\rho_a^-| |\rho_b^+|)^2} \sin^2 \left( \frac{\varphi_a + \varphi_b}{2} - \delta \right) \right]} \\
&= \frac{n_m}{n_0} \cdot \frac{|\tau_a^+|^2 |\tau_b^+|^2}{(1 - |\rho_a^-| |\rho_b^+|)^2} \frac{1}{\left[ 1 + \frac{4 |\rho_a^-| |\rho_b^+|}{(1 - |\rho_a^-| |\rho_b^+|)^2} \sin^2 \left( \frac{\varphi_a + \varphi_b}{2} - \frac{2\pi nd}{\lambda} \right) \right]} \quad (2.3.10)
\end{aligned}$$

由功率守恆，我們可以知道  $|\tau_a^+|^2 \frac{n}{n_0} = 1 - |\rho_a^-|^2$ ，及  $|\tau_b^+|^2 \frac{n_m}{n} = 1 - |\rho_b^+|^2$ 。所以，

$$|\tau_a^+|^2 |\tau_b^+|^2 = \frac{n_0}{n_m} (1 - |\rho_a^-|^2)(1 - |\rho_b^+|^2) \quad (2.3.11)$$

將 (2.3.11) 式，代入 (2.3.10) 式，則 (2.3.10) 式將被簡化為

$$T = \frac{(1 - |\rho_a^-|^2)(1 - |\rho_b^+|^2)}{(1 - |\rho_a^-| |\rho_b^+|)^2} \frac{1}{\left[ 1 + \frac{4 |\rho_a^-| |\rho_b^+|}{(1 - |\rho_a^-| |\rho_b^+|)^2} \sin^2 \left( \frac{\varphi_a + \varphi_b}{2} - \frac{2\pi nd}{\lambda} \right) \right]} \quad (2.3.12)$$

所以，由 (2.3.12) 式可觀察出，若要使的波穿透率  $T$  達到 100%，則必須同時滿足

$$\begin{cases} |\rho_a^-| = |\rho_b^+| & \text{amplitude condition 及} \\ \left( \frac{\varphi_a + \varphi_b}{2} - \frac{2\pi nd}{\lambda} = m\pi \right) & \text{phase condition} \end{cases} \quad (2.3.13)$$

所以，穿透峰值頻率可由改寫 (2.3.13) 式計算得，

$$f_p = \frac{c}{2nd} \left(1 + \frac{\varphi_{a(rad)} + \varphi_{b(rad)}}{2\pi}\right) = \frac{c}{2nd} \left(1 + \frac{\varphi_{a(deg)} + \varphi_{b(deg)}}{360^\circ}\right) \quad (2.3.14)$$

接下來，我們希望探討介面之反射率對品質因子之影響，首先假設當 *amplitude condition* 成立，由 (2.3.12) 式，我們令

$$F = \left(\frac{2|\rho_a^-|}{1-|\rho_a^-|^2}\right)^2 = \left(\frac{4R^-}{(1-R^-)^2}\right), \theta = \frac{\varphi_a + \varphi_b}{2} - \frac{2\pi nd}{\lambda}, \text{ 則 (2.3.12) 可改寫為}$$

$$T = \frac{1}{1 + F \sin^2 \theta} \quad (2.3.15)$$

$$\text{由使 } T = \frac{1}{1 + F \sin^2 \theta} = \frac{1}{2},$$

則我們可以得到兩個解，分別為

$$\theta_1 = \sin^{-1}\left(\frac{1}{\sqrt{F}}\right) = \frac{\varphi_a + \varphi_b}{2} - \frac{2\pi nd}{\lambda_1} = \frac{\varphi_a + \varphi_b}{2} - \frac{2\pi nd f_L}{c}, \quad (2.3.16a)$$

$$\theta_2 = \sin^{-1}\left(\frac{-1}{\sqrt{F}}\right) = \frac{\varphi_a + \varphi_b}{2} - \frac{2\pi nd}{\lambda_2} = \frac{\varphi_a + \varphi_b}{2} - \frac{2\pi nd f_H}{c}. \quad (2.3.16b)$$

則我們可以由 (2.3.16) 式計算出 3dB 頻寬  $\Delta f_{(3dB)}$  及品質因子 Q

$$\Delta f_{(3dB)} = f_H - f_L = \frac{c}{\pi nd} \sin^{-1}\left(\frac{1}{\sqrt{F}}\right), \quad (2.3.17)$$

$$Q = \frac{f}{\Delta f_{(3dB)}} = \frac{f \pi nd}{c \sin^{-1}\left(\frac{1}{\sqrt{F}}\right)}. \quad (2.3.18)$$

$$\text{在一般情形下 } F \gg 1, \text{ 則 } Q \approx \frac{f \pi nd}{c} (\sqrt{F}) \quad (2.3.19)$$

所以，我們可以看出當介面反射率  $|\rho_a^-|$  變大時，則  $F$  也會跟著上升，而我們由 (2.3.19) 式可知，當  $F$  上升則會使的波穿透時 Q 值跟著增加。

## 2-4. 緊束縛理論 [19][20]

在本篇論文中，我們將會藉緊束縛理論所推導出之色散關係式 (dispersion relation) 作為探討其缺陷模態耦合行為模式的基礎，並以此作為設計一維耦合腔

體光子晶體色散補償器之依據。

首先，探討具有週期分佈缺陷結構的一維光子晶體，我們已知電磁場在光子晶體缺陷中，將會形成場強相當高的局部態(localized mode)[21][22][23]，如圖 2.7 所示，

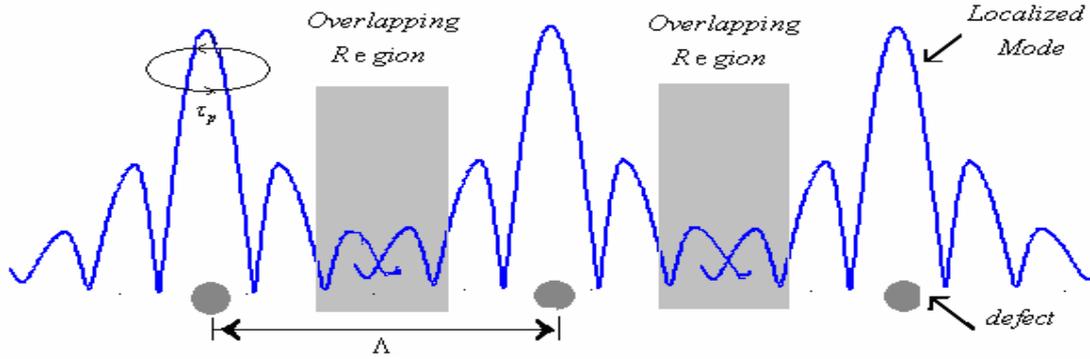


圖 2.7 電磁場在光子晶體缺陷中傳播情形之示意圖

因此，我們將在一維光子晶體單一缺陷中之局部態以  $E_{\Omega}(r)$  表示，且  $E_{\Omega}(r)$  必須滿足馬克示威方程式

$$\nabla \times E_{\Omega}(r) = -j\Omega\mu H_{\Omega}(r) \quad (2.4.1)$$

$$\nabla \times H_{\Omega}(r) = -j\Omega\varepsilon_0 E_{\Omega}(r) \quad (2.4.2)$$

$$\text{整理可得，} \nabla \times [\nabla \times E_{\Omega}(r)] = \varepsilon_0(r) \left(\frac{\Omega}{c}\right)^2 E_{\Omega}(r) \quad (2.4.3)$$

其中， $\varepsilon_0(r)$  為光子晶體中僅含單一缺陷之介電常數分佈， $\Omega$  為帶隙中所存單一缺陷模態之共振頻率。在弱耦合(weakly coupled)狀況下，當我們考慮一維光子晶體具有連續週期性缺陷排列之時，可將此結構之本徵模態(eigenmode)  $E(r)$  以單一缺陷之局部態  $E_{\Omega}(r)$  以疊加形態表示成

$$E(r) = E_0 \sum_n e^{-ink\Lambda} E_{\Omega}(r - n\Lambda x) \quad (2.4.4)$$

而  $E(r)$  必須滿足馬克示威方程式

$$\nabla \times [\nabla \times E(r)] = \varepsilon(r) \left(\frac{\omega_k}{c}\right)^2 E(r) \quad (2.4.5)$$

其中  $\varepsilon(r)$  為具有週期性排列缺陷之折射率分佈， $\omega_k$  為共振模態之共振頻率。

將 (2.4.4) 代入 (2.4.5) 式可得

$$\nabla \times \left[ \nabla \times E_0 \sum_n e^{-ink\Lambda} E_\Omega(r - n\Lambda \hat{x}) \right] = \varepsilon(r) \left( \frac{\omega_k}{c} \right)^2 \left[ E_0 \sum_n e^{-ink\Lambda} E_\Omega(r - n\Lambda \hat{x}) \right] \quad (2.4.6)$$

將 (2.4.3) 式代入 (2.4.6) 可整理成

$$E_0 \sum_n e^{-ink\Lambda} \varepsilon_0(r) \left( \frac{\Omega}{c} \right)^2 E_\Omega(r - n\Lambda \hat{x}) = \varepsilon(r) \left( \frac{\omega_k}{c} \right)^2 \left[ E_0 \sum_n e^{-ink\Lambda} E_\Omega(r - n\Lambda \hat{x}) \right] \quad (2.4.7)$$

將 (2.4.7) 式左右邊同乘上  $E_\Omega(r)$  後在做積分後得

$$\left[ \int dr E_0 \sum_{n(n \neq 0)} e^{-ink\Lambda} E_\Omega(r) \cdot E_\Omega(r - n\Lambda \hat{x}) \varepsilon_0(r) \left( \frac{\Omega}{c} \right)^2 + \int dr E_0 E_\Omega(r) \cdot E_\Omega(r) \varepsilon_0(r) \left( \frac{\Omega}{c} \right)^2 \right] =$$

$$\left[ \int dr E_0 \sum_{n(n \neq 0)} e^{-ink\Lambda} E_\Omega(r) \cdot E_\Omega(r - n\Lambda \hat{x}) \varepsilon(r) \left( \frac{\omega_k}{c} \right)^2 + \int dr E_0 E_\Omega(r) \cdot E_\Omega(r) \varepsilon(r) \left( \frac{\omega_k}{c} \right)^2 \right] \quad (2.4.8)$$

，在此我們假設  $E_\Omega(r)$  為 real，nondegenerate and orthonormal，所以，我們有

$$\int dr \varepsilon_0(r) E_\Omega(r) \cdot E_\Omega(r) = 1 \quad (2.4.9)$$

我們首先將 (2.4.8) 式中之  $\varepsilon(r)$  改寫成  $[\varepsilon(r) - \varepsilon_0(r) + \varepsilon_0(r)]$ ，再將 (2.4.9) 式代入可

整理成

$$E_0 \left( \frac{\Omega}{c} \right)^2 \left[ 1 + \sum_{n(n \neq 0)} e^{-ink\Lambda} \int dr \varepsilon_0(r) E_\Omega(r) \cdot E_\Omega(r - n\Lambda \hat{x}) \right] = E_0 \left( \frac{\omega_k}{c} \right)^2 \left[ 1 + \right. \quad (2.4.10)$$

$$\left. \sum_{n(n \neq 0)} e^{-ink\Lambda} \int dr \varepsilon(r) E_\Omega(r) \cdot E_\Omega(r - n\Lambda \hat{x}) + \int dr (\varepsilon(r) - \varepsilon_0(r)) E_\Omega(r) \cdot E_\Omega(r) \right]$$

$$\text{，令 } \alpha_n = \int dr \varepsilon(r) E_\Omega(r) \cdot E_\Omega(r - n\Lambda \hat{x}) \quad (2.4.11a)$$

$$\beta_n = \int dr \varepsilon_0(r) E_\Omega(r) \cdot E_\Omega(r - n\Lambda \hat{x}) \quad (2.4.11b)$$

$$\Delta\alpha = \int dr (\varepsilon(r) - \varepsilon_0(r)) E_\Omega(r) \cdot E_\Omega(r) \quad (2.4.11c)$$

則 (2.4.10) 式可以整理成

$$E_0 \left( \frac{\Omega}{c} \right)^2 \left[ 1 + \sum_{n(n \neq 0)} e^{-ink\Lambda} \cdot \beta_n \right] = E_0 \left( \frac{\omega_k}{c} \right)^2 \left[ 1 + \sum_{n(n \neq 0)} \alpha_n + \Delta\alpha \right], \quad (2.4.12)$$

$$\text{所以，得 } \left( \frac{\omega_k}{\Omega} \right) = \left( \frac{1 + \sum_{n \neq 0} e^{-ink\Lambda} \beta_n}{1 + \Delta\alpha + \sum_{n \neq 0} e^{-ink\Lambda} \alpha_n} \right)^{1/2} \quad (2.4.13)$$

由於我們通常考慮的為弱耦合且為對稱結構的情形，所以，只考慮參數

$\beta_1$ 與 $\beta_{-1}$ 及 $\alpha_1$ 與 $\alpha_{-1}$ ，而 $\Delta\alpha \rightarrow 0$ 且 $\beta_1 = \beta_{-1}$ ， $\alpha_1 = \alpha_{-1}$ ，則(2.4.13)式可以整理成

$$\left( \frac{\omega_k}{\Omega} \right) = \left( \frac{1 + \beta_1 e^{-ik\Lambda} + \beta_{-1} e^{ik\Lambda}}{1 + \Delta\alpha + \alpha_1 e^{-ik\Lambda} + \alpha_{-1} e^{ik\Lambda}} \right)^{1/2} \approx (1 + (\beta_1 - \alpha_1) \cos(k\Lambda) - \frac{\Delta\alpha}{2}) \quad (2.4.14)$$

令 $\kappa = \beta_1 - \alpha_1$ ，則我們可得色散關係式

$$\omega_k = \Omega(1 + \kappa \cos(k\Lambda) - \frac{\Delta\alpha}{2}) \approx \Omega(1 + \kappa \cos(k\Lambda)) \quad (2.4.15)$$

因此，我們可以由(2.4.15)式推導出缺陷模態之頻寬為 $\Delta\omega = 2\kappa\Omega$ ，而由(2.4.15)式

之色散關係式，我們可以將波向量 $k$ 表示成 $k(\omega) = \frac{1}{\Delta} \cos^{-1}(\frac{\omega - \Omega}{\kappa\Omega})$ ，利用此表示

法，則我們可以推導出在此耦合腔體結構中傳播之群速度 $v_g$ 以及色散參數 $D$ 之

表示式

$$v_g(\lambda) = \frac{1}{\frac{dk}{d\omega}} = -2\pi c \Delta \frac{[(\kappa\lambda)^2 - (\lambda_0 - \lambda)^2]^{1/2}}{\lambda\lambda_0} \quad (2.4.16)$$

$$\text{及 } D(\lambda) = \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{1}{v_g} \right) = -\frac{\lambda_0^2(\lambda - \lambda_0)}{2\pi c \Delta [(\kappa\lambda)^2 - (\lambda - \lambda_0)^2]^{3/2}} = -\frac{\lambda_0^2}{2\pi c \Delta (\lambda - \lambda_0)^2 \left[ \frac{1}{\cos^2(2\pi\Lambda/\lambda)} - 1 \right]^{3/2}} \quad (2.4.17)$$

由(2.4.17)式可知，在缺陷頻帶邊緣， $\cos(2\pi\Lambda/\lambda) = \pm 1$ ， $D \rightarrow \infty$ ，所以，當以光

子晶體耦合共振腔作為色散補償器時，我們必須將操作頻率設定在接近缺陷頻帶

邊緣，才會具有較大之色散值。

# 第三章 實驗架構與量測方法

## 前言：

在理論計算光子晶體的禁帶 (band gap) 時，我們假設平面波入射至無限大的光子晶體上 (滿足晶體週期要求)，雖然無限大的光子晶體實際上是無法製做，然而實驗上可將待測物與電磁波發射源之距離 $R$ 滿足遠場條件 (即樣品中心與邊緣相位差 $< \lambda/16$ ，即 $R > 2D^2/\lambda$ ，式中 $D$ 為待測物之最大尺寸， $\lambda$ 為入射波波長)，此入射條件即可視為近似平面波入射；且為避免有限樣品邊緣繞射效應的影響，在發射與接收系統之間安置一片金屬板，其中心製成適當的孔洞以消除有限樣品邊緣繞射效應。因此本實驗模擬在近似平面波入射條件下，量測有限樣品 1-D 之光子晶體禁帶與入射頻率之關係。現將儀器架設與量測結果分述如下：



## 3-1 儀器設置及架設

量測系統之儀器架設相關方塊示意圖如圖 3.1 所示，所需儀器及其各項功能分述如下：

- a. 微波源 (Synthesized Sweeper)：其主要功能為提供微波發射來源。  
(HP83650A)
- b. 微波頻率轉換器 (Frequency Converter)：其主要功能為提供微波參考信號及降至中頻 (IF) 以利信號分析。(HP8511A)
- c. 微波接收控制儀 (Microwave Receiver)：其主要功能為控制微波發射與接收情形，並使之成為同步信號狀態，並提高系統的靈敏

度。(HP8530A)

- d. 微波前置放大器 (Microwave Preamplifier): 其主要功能為降低雜訊，並放大 S/N 比，並提高系統的靈敏度。(HP8449B)
- e. 耦合器 (Coupler): 其主要目的為提供一參考信號 (可調變的)，以利於 S/N 比之改善，並提高系統的靈敏度。(HP11629D)
- f. 喇叭型天線 (發射與接收): ST 公司製作之 DRH-0118: 提供一適當之 Beam Width，而能涵蓋整個待測物時，其場型變化落差較小。本系統之發射/接收天線之 Beam Width 約為 $\pm 8$  度 (3dB)，故本次待測物均涵蓋在微波場型之 3dB 範圍內。
- g. 測控電腦: 其主要功能為可載入一自動測試軟體、分析軟體及傳輸量測所獲得之數據等功能。

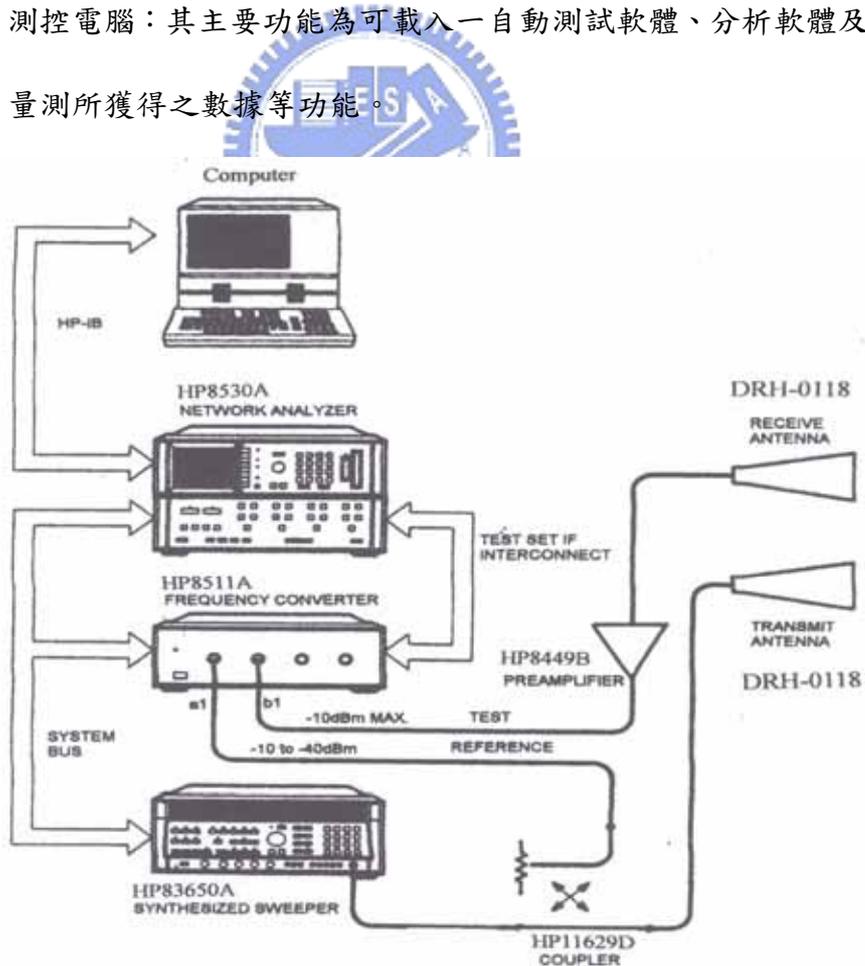


圖 3.1 量測系統之儀器架設相關方塊示意圖

本套系統為自由空間量測系統，是以 HP8530 微波向量網路分析儀為量測中心，可自由調整發射頻率，其掃頻範圍為 10MHz 至 50GHz。量測時其一段掃頻微波信號，經由發射源輸入號角型天線輻射至待測空間，再由同型號之天線接收傳輸信號進入分析儀，如比較於內部同步之參考信號，即可測得待測物之穿透率及相位關係。為避免有限樣品邊緣繞射的影響，在發射與接收天線之間放置一塊金屬板，尺寸為 160cm×160cm，在其中間位置開一缺口，此開口大小需考慮日後待測樣品尺寸、發射/接收天線位置，以滿足平面波入射要求下，且能避免開口邊緣繞射（經實驗證明對入射頻率為 2GHz-18GHz，此開口需大於 10cm×10cm）。現因應空間限制，發射/接收天線距金屬板位置為 100cm，則選定開口為 14cm×14cm，本系統架設示意圖如圖 3.2 所示，圖中在金屬板上覆蓋 5 吋角錐型吸波材料，以降低金屬板多次反射效應。本量測系統的動態量測靈敏度，於 2 至 18GHz 可達 -50dB。

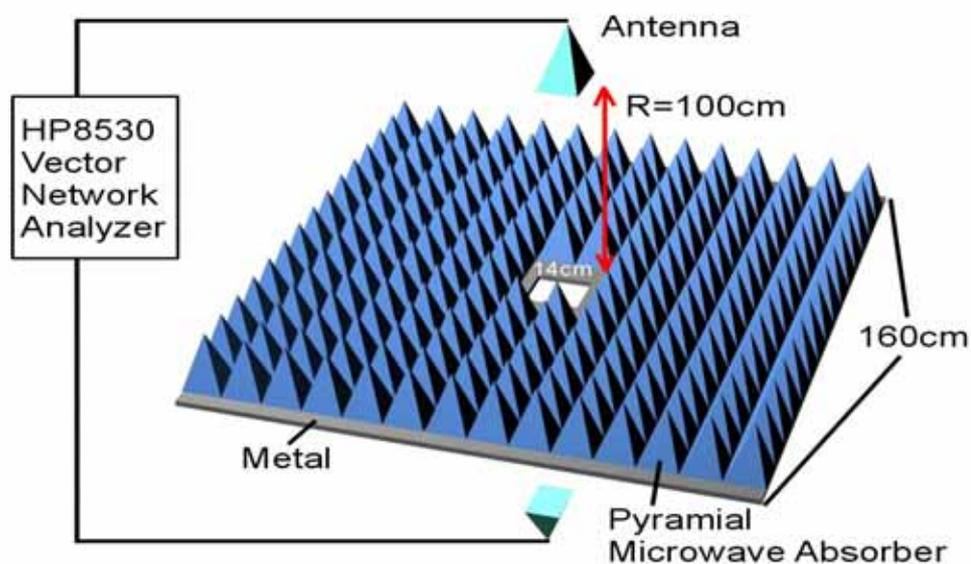


圖 3.2 微波穿透率量測系統架設示意圖

### 3-2 量測方法：

本文微波穿透率量測主要依據是將測量反射回波的頻率數據，應用逆傅立葉轉換（IFT）功能給出以時間或距離為變量的關係圖，由圖即可清楚分辨出不同反射回波位置，再視當時實驗條件、背景強度及暗室實際空間判定時域開關（gate on）範圍。如此即可確保量測到有意義的反射回波信號，且可濾除不必要的轉接頭或背景反射信號，進而提昇量測準確度。本文是應用 HP8530 微波向量網路分析儀之逆傅立葉轉換及其時域開關功能，量測待測樣品之穿透率。

本實驗將會進行兩次量測，第一次於系統安裝熱機後，將樣品置於金屬板開口上方，直接量測穿透頻譜響應 $T_1$ 。第二次則是於同樣實驗條件，移去樣品直接量測全穿透頻率信號 $T_0$ ，因此，量測結果為 $(T_1/T_0)$ ，其中 $T_1$ 表示樣品穿透信號強度， $T_0$ 表示全穿透信號強度。



# 第四章 結果與討論

## 4-1 以一維光子晶體設計可調式濾波器

### 4-1.1 可調式濾波器調動模組

在本節中，我們將設計一個可調式濾波器調動模組，由於在後節中將會有其他的調動模組設計以利比較，因此在本節中將稱第一種設計結構為調動模組一。我們將以傳輸矩陣法及有限時域差分法計算調動模組一之各種性質，並以等效介面法及場分佈圖解釋其行為。

圖 4.1 所示為可調式濾波器調動模組一結構圖，圖中標示  $n_H$  代表為高折射率層，而標示  $n_L$  代表為低折射率層，圖中灰色部份所代表的為固定位置，而其厚度為  $d_H = \frac{c}{4n_H f_0}$  (c 為光速， $f_0$  為中心頻率) 之高折射率層，淡藍色部份則代表位置隨著  $\Delta a$  移動之高折射率層，而白色部分則代表若未調動時 ( $\Delta a = 0$ )，厚度為  $d_L = \frac{c}{4n_L f_0}$  之低折射率層，紅色部分則代表厚度為  $d = 2d_H$  之缺陷層。

在進行調動時，調動層將沿著 Z 軸作移動，移動的距離以  $\Delta a$  ( $\Delta a$  以  $d_L$  作為單位) 來表示，調動層與相鄰高折射率層之距離以  $d_L - \Delta a$  表示，而調動層與相鄰之缺陷層之距離以  $d_L + \Delta a$  表示。整個濾波器調動模組一之厚度固定為  $d' = 6d_H + 4d_L$ ，因此，整個模組大小在調動時可以固定，如此可以較方便在調動模組外置入光子晶體做為共振腔，增加其實用性。

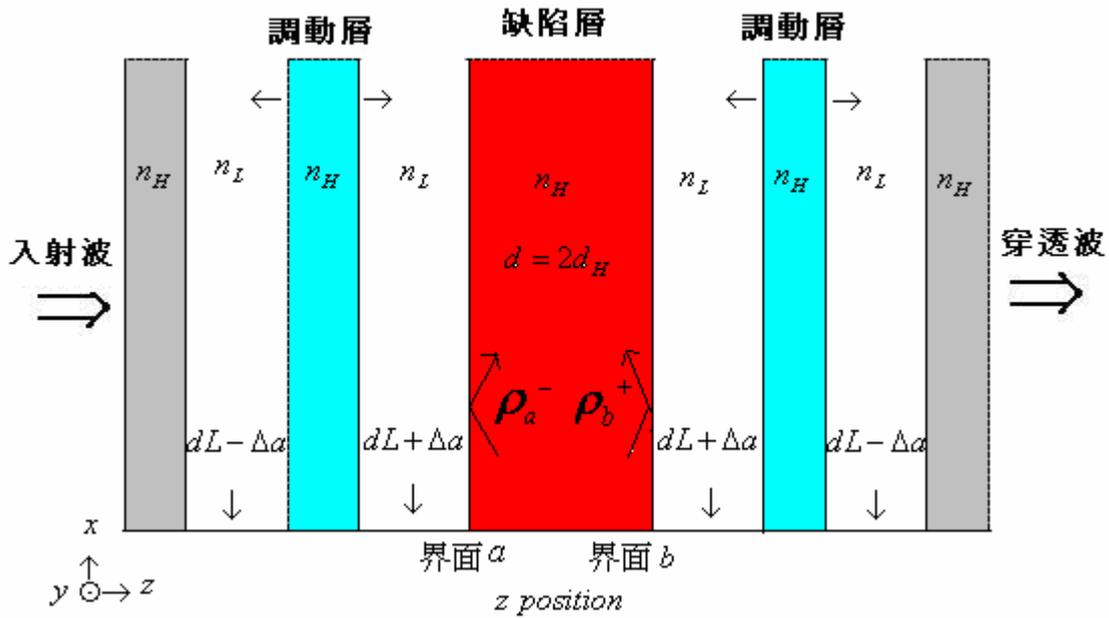


圖 4.1 可調式濾波器調動模組一結構圖

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375\mu\text{m}, d_L = 0.75\mu\text{m})$$

我們以穿透矩陣法及有限差分時域法來模擬我們所設計的結果，假設以平面波入射此濾波器調動模組，由於我們考慮的為一維多層介質結構，且只單純考慮正向入射，所以並無垂直與水平極化之分。因此，在此我們假設電場只有 y 方向，而傳播方向為 z 方向。

以下為定義所計算之物理參數：

$$\text{穿透率 (Transmittance)} (\%) = \frac{\text{透射通量 (transmitted flux)}}{\text{入射通量 (incident flux)}} = \frac{I_t}{I_i}$$

$$\text{線性區調動範圍} (\%) = \frac{f|_{(\Delta a = -0.5dL)} - f|_{(\Delta a = 0.5dL)}}{f_0}$$

$$\text{品質因子 (quality factor)} = \frac{\Delta f (3 \text{ dB})}{f_0}$$

$\rho_a^-$ : 界面 a 依圖 4.1 中箭頭定義方向之反射係數

$\rho_b^+$ : 界面 b 依圖 4.1 中箭頭定義方向之反射係數

$$R_a^-: |\rho_a^-|^2$$

$$R_b^+: |\rho_b^+|^2$$

$\varphi_a^-$ : 反射係數  $\rho_a^-$  之相位角

$\phi_b^+$ : 反射係數  $\rho_b^+$  之相位角

$$\text{調動敏感度(tuning sensitivity)} = \frac{\text{穿透頻譜位移量}(\Delta f)}{\text{調動位移}(\Delta a)} \left( \frac{\text{THz}}{\mu\text{m}} \right)$$

在此我們選取高折射率介質層之折射率  $n_H = 2$ ，且假設對波傳播無任何吸收，低折射率介質層為空氣層，折射率  $n_L = 1$ ，中心頻率 ( $f_0$ ) 設定為 100THz，所以，高折射率層厚度  $d_H$  為  $0.375 \mu\text{m}$ ，空氣層厚度  $d_L$  為  $0.75 \mu\text{m}$ 。調動的範圍設定在  $\Delta a = -0.5dL$  至  $0.5dL$  之間，且每隔  $0.1dL$  調動一次，整個調動模組厚度固定為  $5.25 \mu\text{m}$ 。

由圖 4.2 及圖 4.3 中，我們可以發現當調動層往缺陷層靠近時 ( $\Delta a = 0dL$  至  $-0.5dL$ )，所對應之穿透頻率將從中心頻率 100THz 往高頻上升到 109THz 左右，而每調動  $0.1dL$  大約造成 2THz 的頻率位移。在品質因子方面，其穿透峰之品質因子將隨著調動層的移動從 48 ( $\Delta a = 0dL$ ) 下降至 12 ( $\Delta a = -0.5dL$ ) 左右。相對的，當調動層往缺陷層遠離時 ( $\Delta a = 0dL$  至  $0.5dL$ )，所對應之穿透頻率將從中心頻率 100THz 往低頻下降到 92THz 左右，而其穿透峰之品質因子將隨著調動層的移動從 47.6 ( $\Delta a = 0dL$ ) 下降至 20 ( $\Delta a = 0.5dL$ ) 左右。因此，我們所設計之可調式濾波器調動模組一之頻率調動範圍為  $\frac{(109-92)}{100} = 17(\%)$ ，而其穿透峰之品質因子在調動範圍內將落在 12~48 之間。

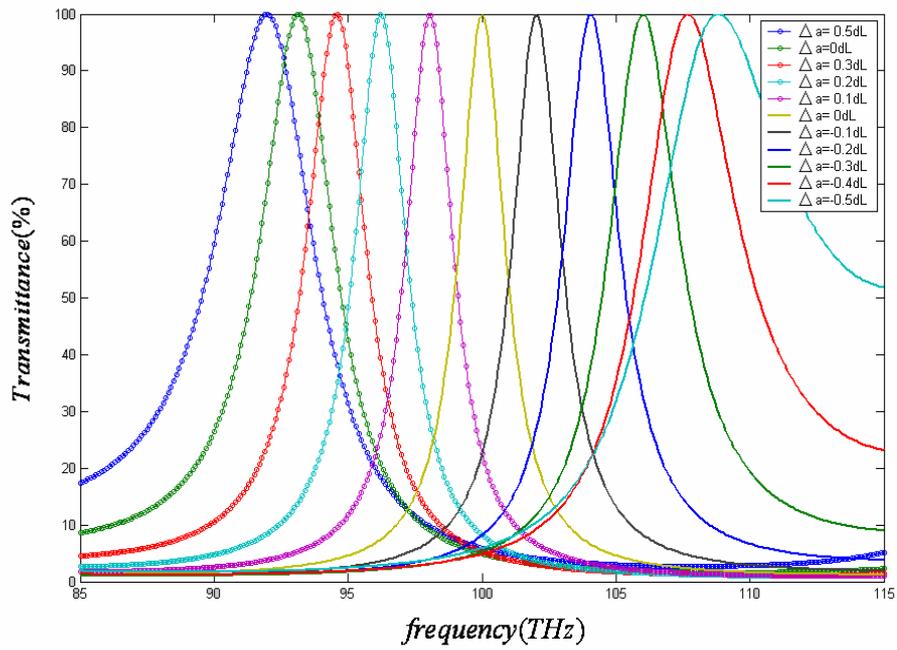


圖 4.2 調動模組一在不同調動距離之穿透頻譜

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375\mu m, d_L = 0.75\mu m)$$

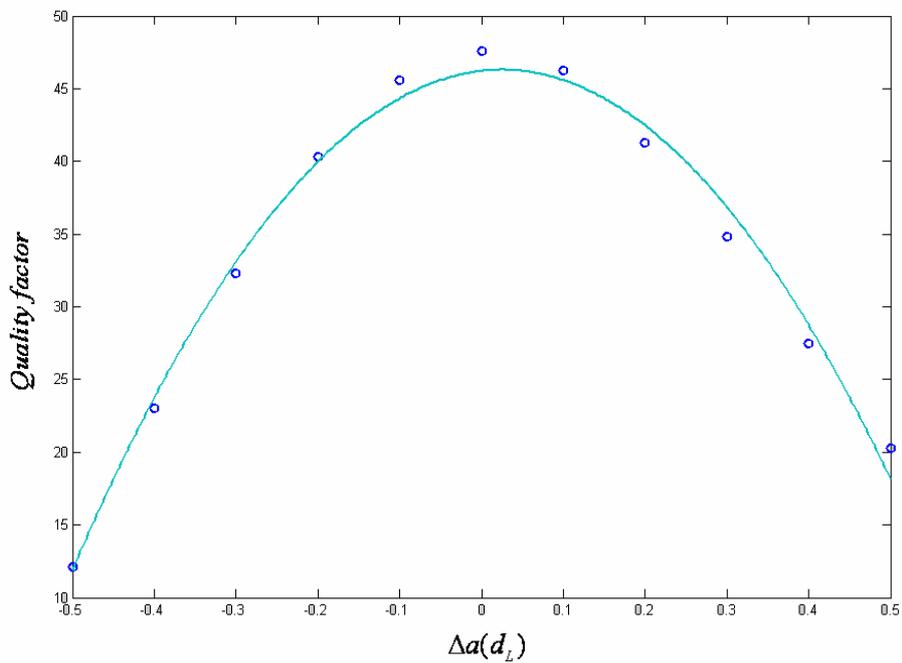


圖 4.3 調動模組一之品質因子隨調動距離之變化圖

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375\mu m, d_L = 0.75\mu m)$$

對於穿透頻率隨著調動距離  $\Delta a$  改變的情形，我們可以由觀察圖 4.4 及式 (2.3.13) 來了解，我們將  $n_H = 2, d = 0.75\mu m$  代入式 (2.3.13)，選取  $m = -1$  並使用角度來表示，則式 (2.3.13) 可改寫成

$$\left( \frac{\varphi_a + \varphi_b}{2} - \frac{3}{\lambda} \times 180^\circ = -180^\circ \right) \quad (4.1.1)$$

，而由觀察圖 4.4 可知，當  $\Delta a = 0d_L$  時， $\varphi_a + \varphi_b = 0^\circ$ 。在此情況下，若要使得 (2.3.13) 式成立則必須  $\lambda = 3\mu m$ ，也就是穿透頻率為 100THz。而當調動層對稱的往外調動時 ( $\Delta a$  為正)，我們可發現介面反射相位  $\varphi_a + \varphi_b$  將開始變為負值，並在  $\Delta a = 0.5d_L$  時，減小至  $-30^\circ$  左右，如此，在介面反射相位  $\varphi_a + \varphi_b$  變為負值的情況下，若要使得 (2.3.13) 式仍然成立，則必須使得  $\lambda$  值變大，也就是穿透頻率將會下降，正如圖 4.4 中所示。相反的，當調動層對稱的往外調動時 ( $\Delta a$  為負)，我們可發現介面反射相位  $\varphi_a + \varphi_b$  將開始變為正值，並在  $\Delta a = -0.5d_L$  時，增加至  $32^\circ$  左右。所以，我們可以推知其穿透峰值頻率將會往上升，如圖 4.4 中所示。

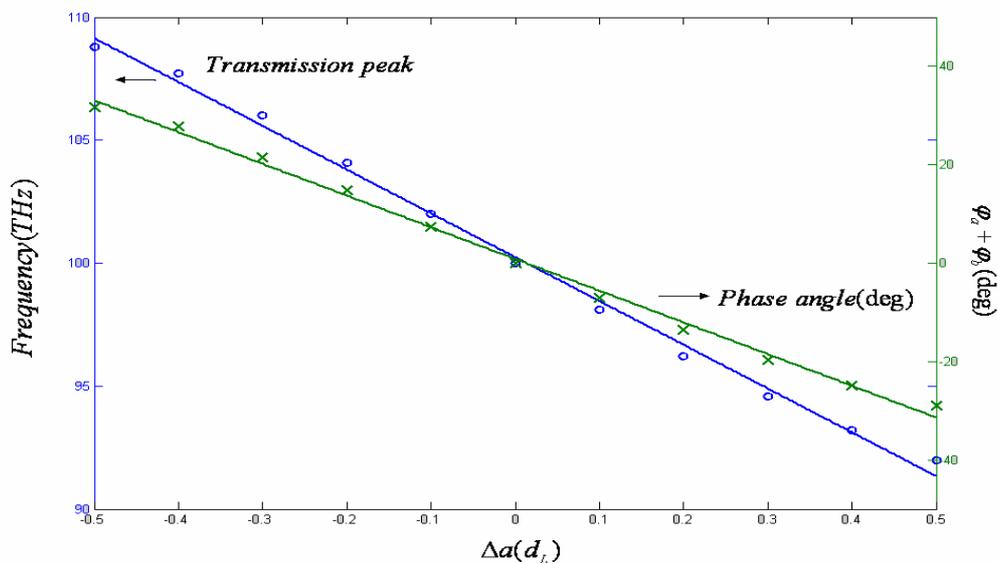


圖 4.4 調動模組一之介面反射相位  $\varphi_a + \varphi_b$  (deg) 及穿透頻率隨調動距離之變化圖 ( $n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375\mu m, d_L = 0.75\mu m$ )

圖 4.5 為我們計算了在各種調動距離下，在所對應之最高穿透峰值頻率入射，所計算出的電場強度分佈圖，由圖中我們可以發現，在缺陷層中將會形成電場強度較強之局部態，而電場強度分布之節點(圖 4.5 中之圓圈所示)，將會落在兩個調動層之邊界上，而當調動層移動時，節點之位置也會隨著調動層之移動而產生位移。因此，我們可以推知，當我們由於調動層的移動，使得整個結構發生變化，因而使得電場強度分佈必須跟著改變，進而使得穿透頻率必須跟著調動層移動而發生改變。

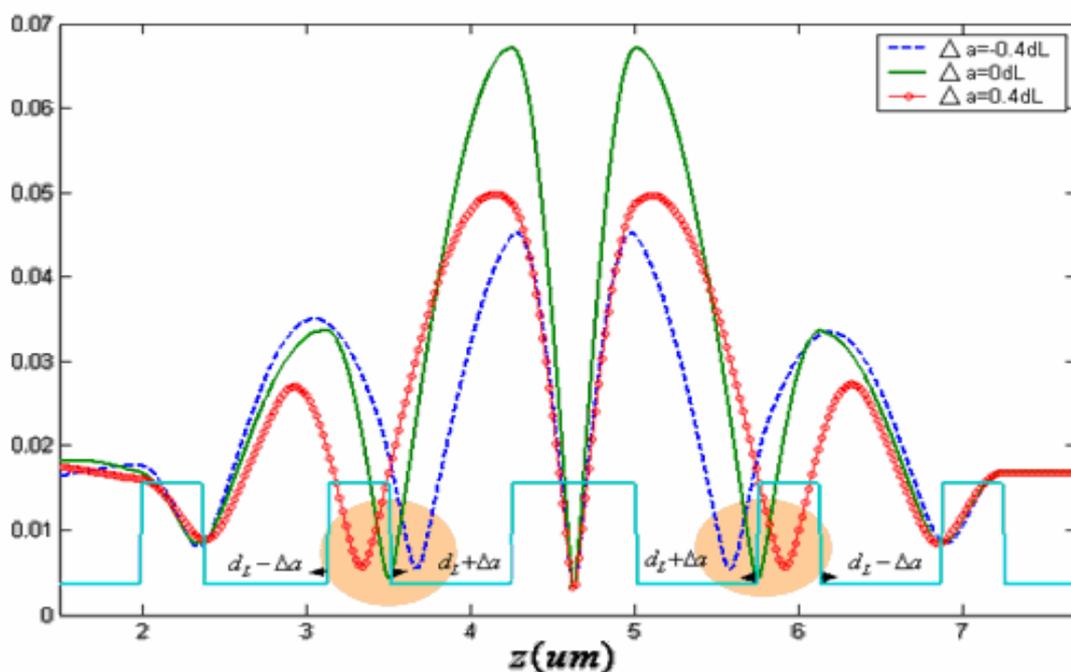


圖 4.5 調動模組一電場強度分佈圖

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375\mu\text{m}, d_L = 0.75\mu\text{m})$$

對於品質因子隨著調動距離變化的結果，我們可以由圖 4.6 來解釋，由圖中我們看出，介面之反射率( $R_a^-$ )將會隨著調動距離而改變，在  $\Delta a = 0$  時， $R_a^-$  為 0.88，而  $\Delta a = -0.5d_L$  及  $\Delta a = 0.5d_L$  時， $R_a^-$  分別減小至

0.63 及 0.72，由式 (2.3.19)， $Q \approx \frac{f \pi n d}{c} (\sqrt{F})$ ，而其中影響品質因子最主要的為

$\sqrt{F}$ ，而  $\sqrt{F}$  將會隨著  $R_a^-$  下降而減小。所以，我們可以了解，為何會有當調動

層移動而使得  $R_a^-$  下降時，會使得品質因子跟著減小之變化。

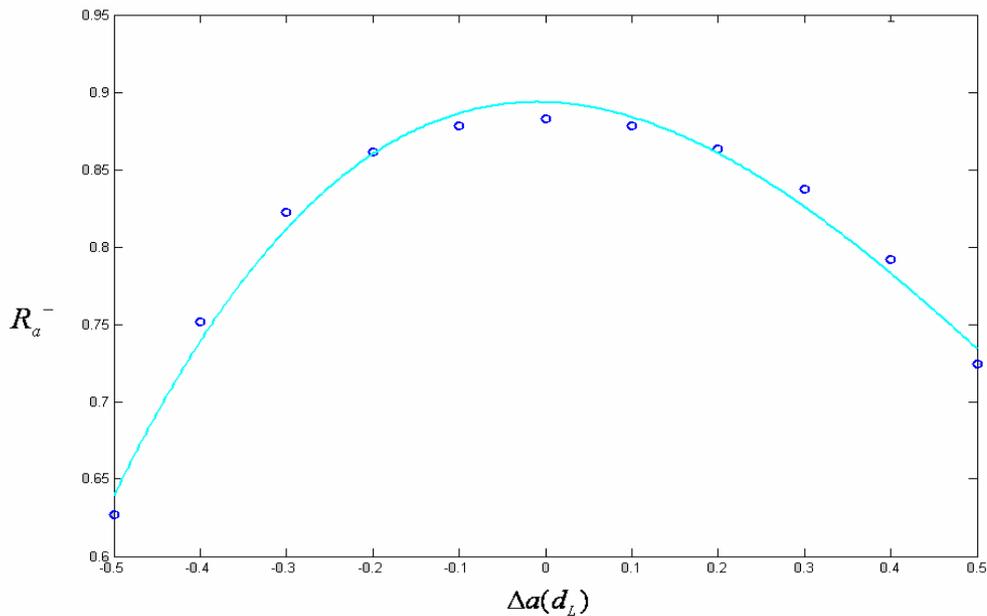


圖 4.6 調動模組一之介面反射率  $R_a^-$  隨調動距離之變化圖

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375 \mu\text{m}, d_L = 0.75 \mu\text{m})$$

如果我們將調動的範圍加大，而不再限定在  $\Delta a = -0.5d_L$  至  $0.5d_L$  之間，由圖 4.7 中可看出，當我們把調動範圍超過  $-0.5d_L$  或  $0.5d_L$  時，其線性調動頻率的行為將漸漸消失(調動敏感度在  $\Delta a = 0d_L$  至  $0.1d_L$  及  $\Delta a = 0d_L$  至  $-0.1d_L$  之間分別為  $26(\text{THz}/\mu\text{m})$  及  $26.7(\text{THz}/\mu\text{m})$ ，而當  $\Delta a = 0.5d_L$  至  $0.6d_L$  及  $\Delta a = -0.5d_L$  至  $-0.6d_L$  之間，調動敏感度分別降低為  $10.7(\text{THz}/\mu\text{m})$  及  $5.3(\text{THz}/\mu\text{m})$ )，而且在當調動距離  $\Delta a$  超過  $0.7d_L$  或  $-0.6d_L$  時，我們可以發現穿透峰頻率的漂移將會發生反轉的情形，對於這種現象，我們必須由圖 4.8 來說明。圖 4.8 顯示了在

$\Delta a = 0dL, -0.3dL, -0.6dL, -0.6dL$  下之穿透頻譜，而我們由圖中可以發現，在調動時  
 穿透峰頻率的位置與帶隙邊緣(band edge)之位置將會朝相反的方向移動，所以當  
 調動距離  $\Delta a = -0.6dL$  (或  $0.7dL$ ) 時，帶隙邊緣將會與穿透峰頻率耦合在一起，並  
 且在  $\Delta a$  超過  $-0.6dL$  (或  $0.7dL$ ) 後，我們所看到的將是原本在帶隙邊緣的缺陷模  
 態，而不再是原本之缺陷模態，因此會出現穿透峰頻率的漂移發生反轉的情形。

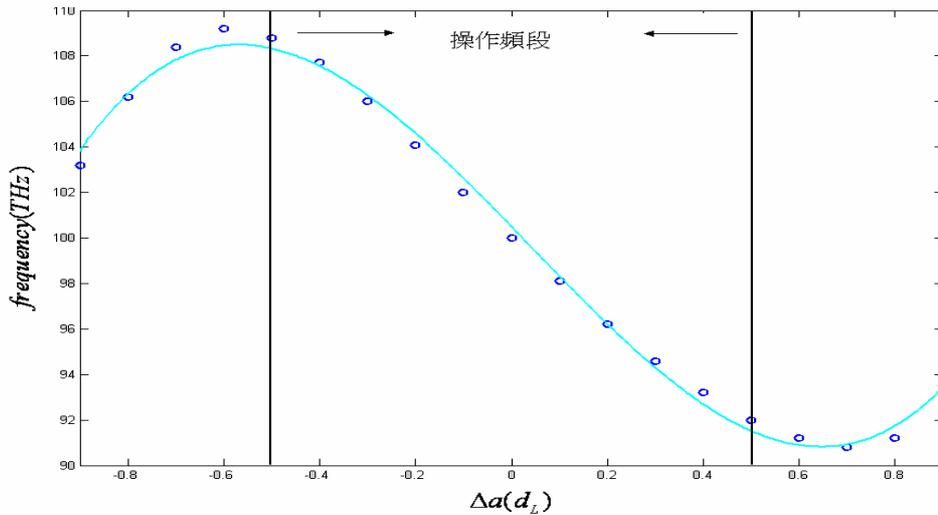


圖 4.7 調動模組一在不同調動距離下之穿透頻率

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375\mu m, d_L = 0.75\mu m)$$

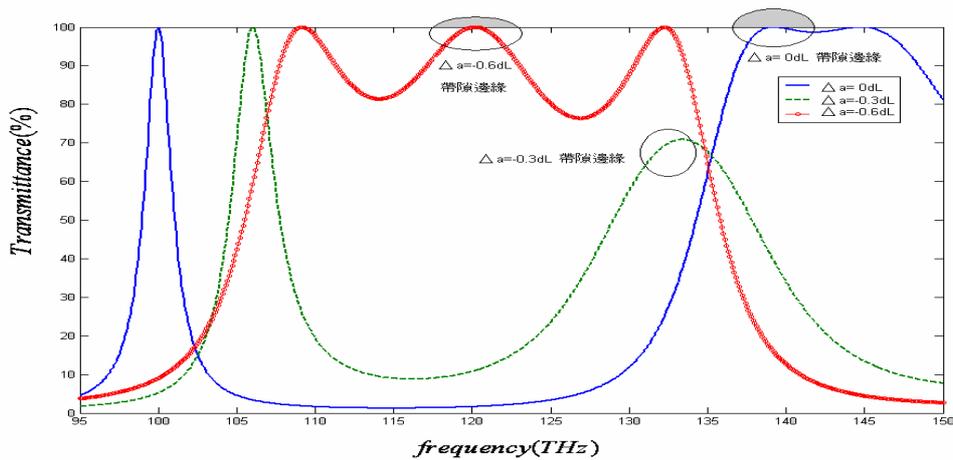


圖 4.8 調動模組一在  $\Delta a = 0dL, -0.3dL, -0.6dL$  下之穿透頻譜

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375\mu m, d_L = 0.75\mu m)$$

比較表一及表二，分別為我們將設計之中心頻率分別設定在  $f_0 = 100THz$  及  $f_0 = 50THz$ ，在各種調動距離下之模擬結果， $f_p$  代表為穿透峰的頻率。由表中我們發現，在不同的頻段下， $\varphi_a + \varphi_b$  (deg) 及穿透峰之品質因子均相同，且調動的範圍仍然為 17%。所以，我們知道，改變操作頻段，仍然會維持相同之調動頻率之特性。

表一 調動模組一在不同調動距離下之模擬結果 ( $f_0 = 100THz$ )

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375\mu m, d_L = 0.75\mu m)$$

$\Delta a(dL)$	-0.5	-0.4	-0.3	-0.2	-0.1	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
Transmission peak $f_p$ (THz)	108.8	107.7	106	104.1	102	100	98.1	96.2	94.6	93.2	92
$\varphi_a$ (deg)	15.9	13.9	10.8	7.4	3.7	0	-3.5	-6.8	-9.8	-12.4	-14.5
$\varphi_b$ (deg)	15.9	13.9	10.8	7.4	3.7	0	-3.5	-6.8	-9.8	-12.4	-14.5
Quality factor Q	12	23	32	40	46	48	46	41	35	27	20

表二 調動模組一在不同調動距離下之模擬結果 ( $f_0 = 50THz$ )

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.75\mu m, d_L = 1.5\mu m)$$

$\Delta a(dL)$	-0.5	-0.4	-0.3	-0.2	-0.1	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
Transmission peak $f_p$ (THz)	54.4	53.9	53	52.1	51	50	49	48.1	47.3	46.6	46
$\varphi_a$ (deg)	15.9	13.9	10.8	7.4	3.7	0	-3.5	-6.8	-9.8	-12.4	-14.5
$\varphi_b$ (deg)	15.9	13.9	10.8	7.4	3.7	0	-3.5	-6.8	-9.8	-12.4	-14.5
Quality factor Q	12	23	32	40	46	48	46	41	35	27	20

## 4-1.2 實驗與模擬結果比較

本節將針對前節中所設計的調動模組一結構進行微波量測實驗，以進行實驗及模擬比較。實驗樣品之結構示意圖如圖 4.9 所示，圖中所標示之氧化鋁層為我們所選用之高折射率材料，此氧化鋁層為  $20\text{cm} \times 20\text{cm}$  之平板結構 (X-Y 平面)，厚度為  $0.2\text{cm}$ ，以  $d_H$  來表示，缺陷層之厚度為  $0.4\text{cm}$ ，而其折射率為  $3.205$ ，吸收係數為  $0.004$ ，以  $n_H$  來表示。氧化鋁層與氧化鋁層之間相隔為空氣層，空氣層之折射率以  $n_L$  來表示，未調動時厚度為  $0.75\text{cm}$ ，以  $d_L$  來表示，調動層標示於圖中，其調動距離以  $\Delta a$  來表示。

圖 4.10 為在調動距離  $\Delta a = -0.333dL, -0.133dL, 0dL, 0.133dL, 0.333dL$  下所作之微波實驗量測穿透頻譜。而圖 4.11 則為在相同條件下所模擬出之結果。表三中所示為在各種調動距離下微波實驗及模擬之結果，由表中可看出實驗及理論所計算之穿透頻率結果相當接近，但實驗所量測到之品質因子較小，對於此一現象我們認為是由於模擬上我們只考慮了氧化鋁層之吸收，但並沒有考慮各氧化鋁層之色散所致。

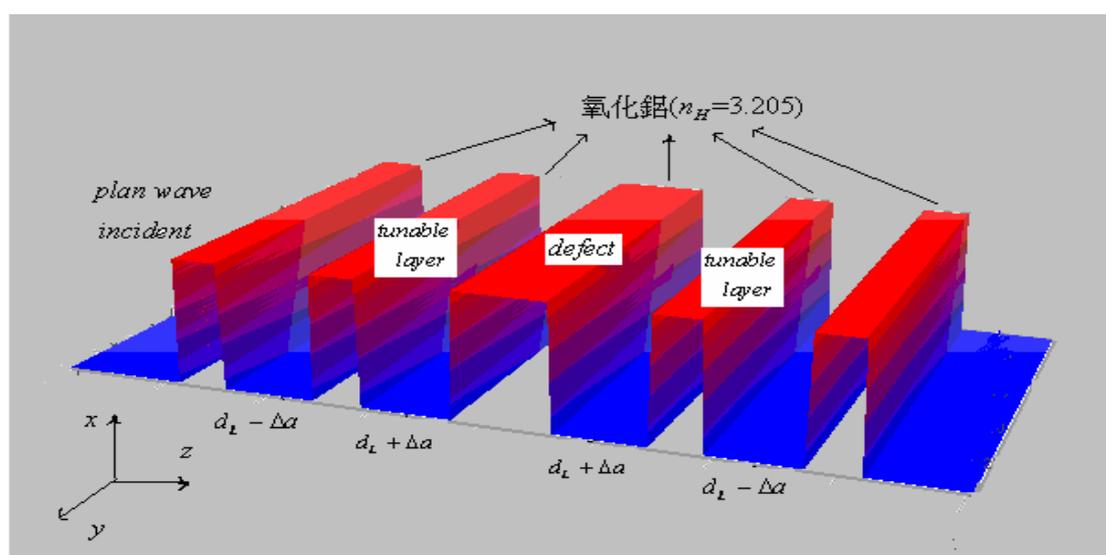


圖 4.9 實驗樣品之結構示意圖

表三.在各種調動距離下微波實驗及模擬之結果

( $n_H = 3.205$  ,  $n_L = 1$  ,  $d_H = 0.2cm$  ,  $d_L = 0.75cm$ )

$\Delta a$	$-0.333dL$	$-0.133dL$	$0dL$	$0.133dL$	$0.333dL$
$f_p$ (measurement)(GHz)	<b>12.1</b>	<b>11.6</b>	<b>11.3</b>	<b>10.9</b>	<b>10.4</b>
$f_p$ (simulate)(GHz)	<b>12.1</b>	<b>11.6</b>	<b>11.3</b>	<b>10.8</b>	<b>10.5</b>
$Q$ (measurement)	<b>61</b>	<b>113</b>	<b>129</b>	<b>127</b>	<b>96</b>
$Q$ (simulate)	<b>52</b>	<b>97</b>	<b>103</b>	<b>98</b>	<b>89</b>
$T_{max}$ (measurement)	<b>97%</b>	<b>71%</b>	<b>60%</b>	<b>62%</b>	<b>71%</b>
$T_{max}$ (simulate)	<b>81%</b>	<b>64%</b>	<b>61%</b>	<b>63%</b>	<b>75%</b>

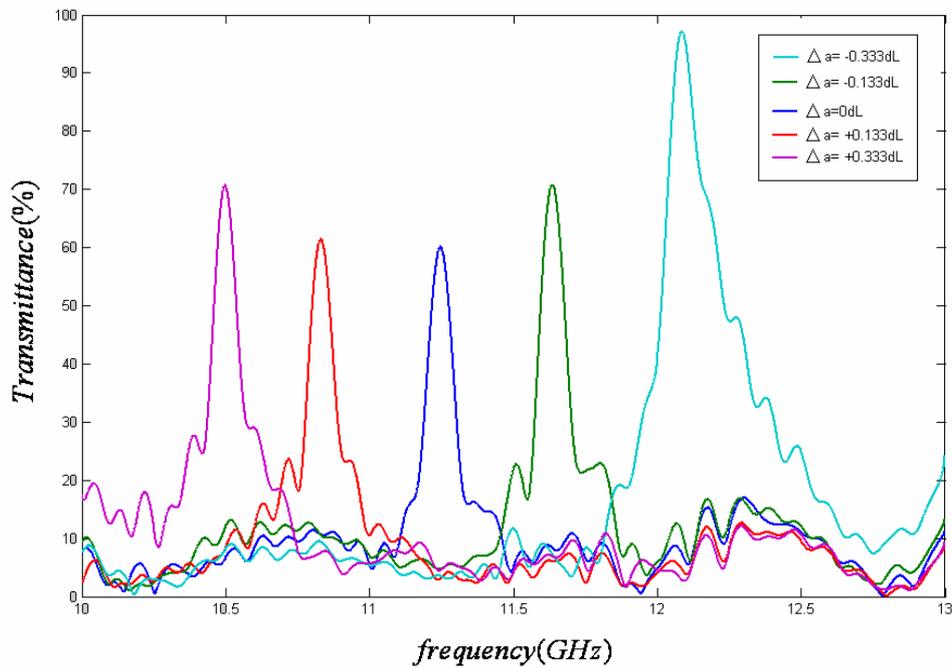


圖 4.10 微波實驗量測穿透頻譜

( $n_H = 3.205$  ,  $n_L = 1$  ,  $d_H = 0.2cm$  ,  $d_L = 0.75cm$ )

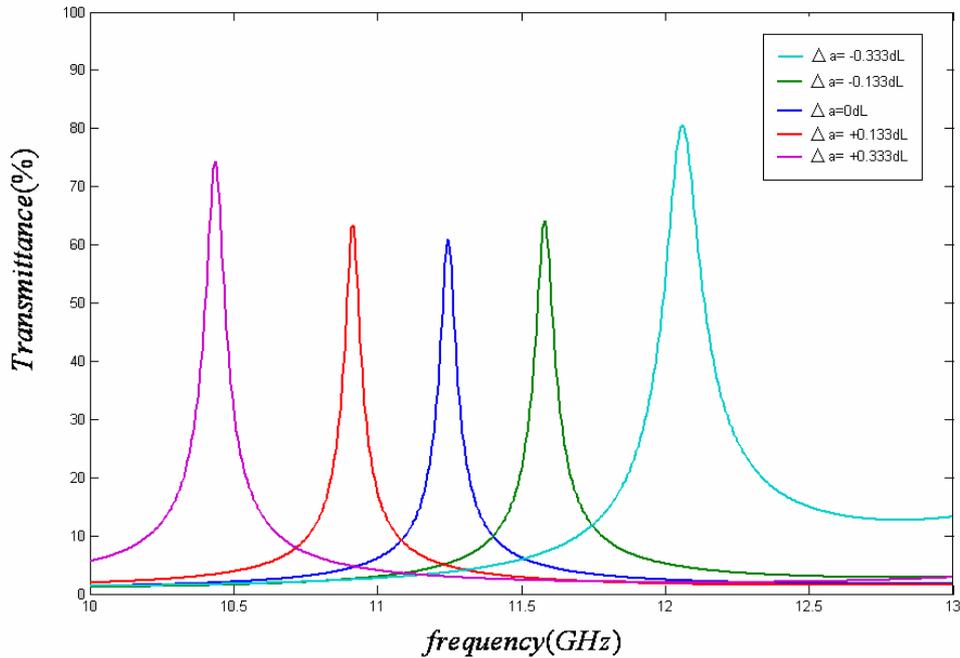


圖 4.11 模擬微波實驗穿透頻譜

$$(n_H = 3.205, n_L = 1, d_H = 0.2\text{cm}, d_L = 0.75\text{cm})$$

### 4-1.3 置入光子晶體作為共振腔之影響

我們知道，對濾波器而言，高品質因子是我們希望具有的性質，在本節中，我們將要探討將調動模組一置入光子晶體作為共振腔後，對濾波器之品質因子及調動範圍會有什麼樣的影響。

圖 4.12 為將一維光子晶體置於濾波器調動模組之兩端作為共振腔之示意圖，圖中所示的調動模組一與前節所示相同，而一維光子晶體則由週期性分佈之光學厚度為四分之一波長之高低折射率介質層交互排列所形成。圖中灰色代表高折射率層，折射率  $n_H=2$  表示，白色代表空氣層，折射率  $n_L=1$  表示，而圖中藍色的框框所示顯示為一個週期。

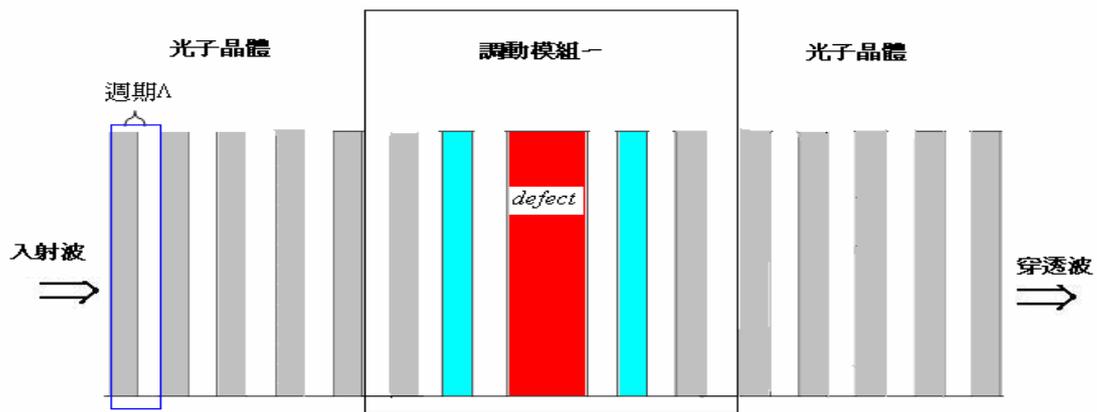


圖 4.12 以光子晶體設計可調式濾波器示意圖

表四為理論計算調動模組一，及加入 2.5 個及 4.5 個週期之一維光子晶體作為共振腔體之介面反射率值。從表中可以明顯看出，加入光子晶體共振腔後，將會使得介面的反射率上升。而由前面的討論中，我們可以推知，加入光子晶體共振腔後，其穿透峰值之品質因子將會增加。

表四. 調動模組一在兩端置入光子晶體共振腔之介面反射率變化

( $R_b^+$  及  $R_b^+$  分別代表含 2.5 個週期及 4.5 個週期之光子晶體)

$\Delta a(dL)$	-0.5	-0.4	-0.3	-0.2	-0.1	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$R_b^+$	0.623	0.752	0.823	0.861	0.878	0.883	0.878	0.863	0.837	0.792	0.724
$R_b^+$ 2.5 period	0.990	0.994	0.996	0.997	0.998	0.998	0.998	0.998	0.997	0.995	0.993
$R_b^+$ 4.5 period	0.997	0.997	0.998	0.998	0.998	0.998	0.998	0.998	0.998	0.998	0.997

圖4.13為我們將調動模組一及置入不同週期的光子晶體共振腔下所產生在各種調動距離下之品質因子關係圖。由圖中可以看出，未加入共振腔之品質因子大概在 $10^1$ 等級之間，而加入三個週期之光子晶體，則可以使品質因子增加到 $10^3$ 等級之間，而加入五個週期之光子晶體，則可以使品質因子增加到 $10^5$ 等級之間。

接下來，我們要探討加入共振腔體是否對於調動範圍及頻率的線性調動性質有所影響。圖4.14中所示為比較在不同的調動距離下，未加入共振腔及加入2.5個週期與4.5個週期之光子晶體作為共振腔時之穿透頻率關係圖，由圖中可以看出，在 $\Delta a = -0.2dL \sim 0.2dL$ 之間，有無加入共振腔對於頻率之調動並無明顯的影響，但當調動距離超過 $\pm 0.2dL$ 時，我們可以發現在有加入共振腔時，其調動敏感度將會明顯的下降，也因此造成了在加入光子晶體共振腔時，頻率的調動範圍加會下降至14%左右。

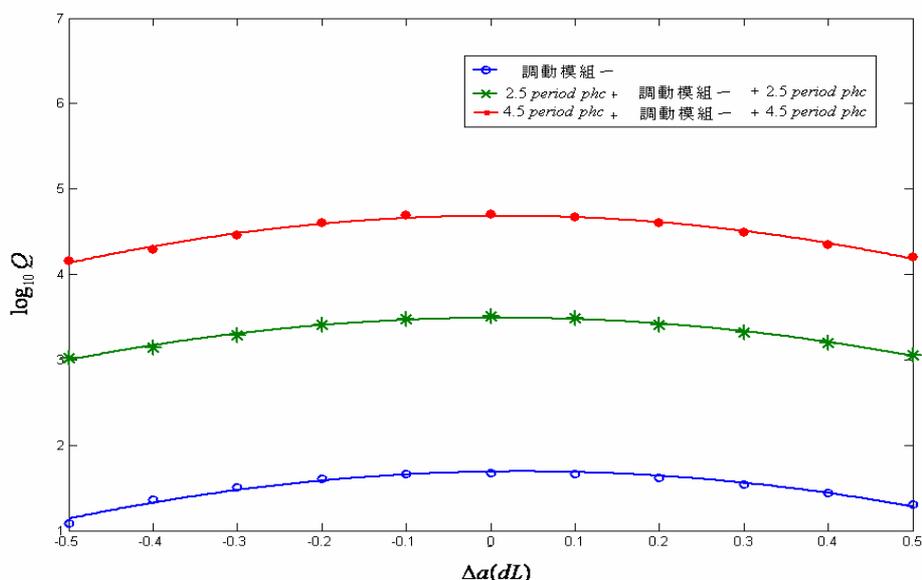


圖4.13探討置入光子晶體共振腔體之影響

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375 \mu m, d_L = 0.75 \mu m)$$

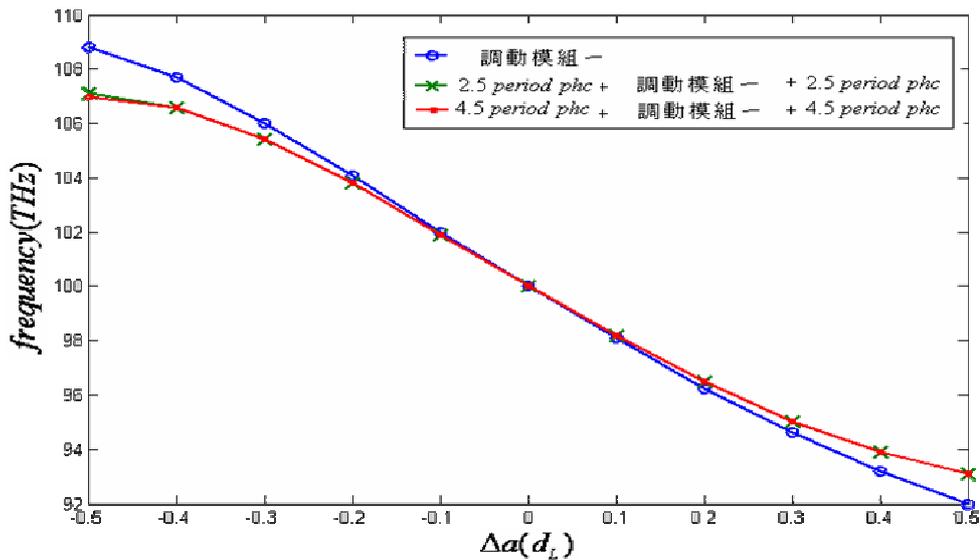


圖 4.14 探討光子晶體共振腔體對穿透頻率之影響

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375 \mu m, d_L = 0.75 \mu m)$$

在前面我們所敘述的結構中，所置入之一維光子晶體共振腔，其所選取之折射率與厚度我們都設定與調動模組一所使用的相同，均是使用  $n_H = 2$  與  $n_L = 1$ ，在此，我們將討論假如我們選取之光子晶體折射率與調動模組一不同時，將會有什們樣的影響。如圖 4.15 所示，我們將光子晶體之折射率改變，圖中的藍色部分代表高折射率層，折射率以  $n_H'$  來表示，褐色部分代表低折射率層，折射率以  $n_L'$  來表示。

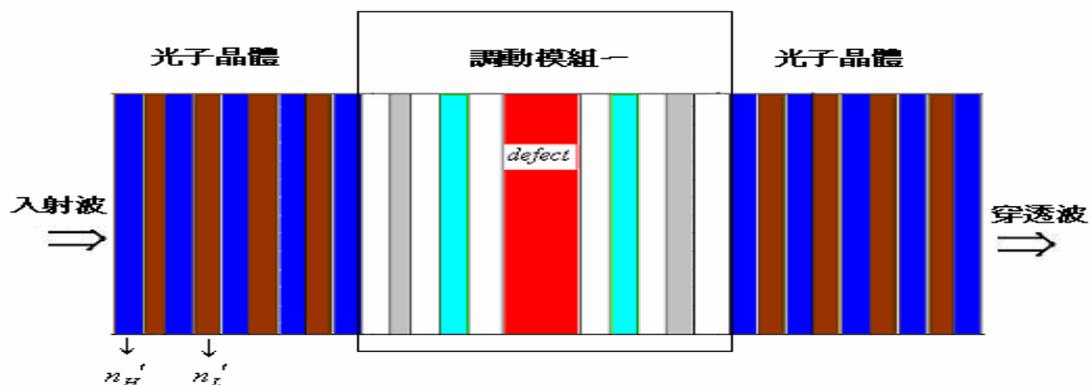


圖 4.15 以光子晶體設計可調式濾波器示意圖

圖 4.16 為我們選取了兩組不同折射率之光子晶體共振腔，分別為  $(n_H'=2, n_L'=1)$  以及  $(n_H'=3, n_L'=2.5)$  之情形，由圖中我們可以看出，不同之共振腔對穿透之頻率的影響相當的小，幾乎與所選取之折射率無關。因此，在我們所設計之結構中，調動之頻率將由調動模組來決定，置入不同之光子晶體作為共振腔，其調動之頻率並不會改變，而另一方面，對品質因子而言，不同之共振腔卻會有相當大之影響，由圖 4.17 可觀察出，在  $(n_H'=2, n_L'=1)$  之情況下，品質因子大約在  $10^4$  等級，而在  $(n_H'=3, n_L'=2.5)$  之情況下，則大約只有  $10^3$  等級。因此，在我們所設計的結構下，選取之共振腔對此濾波器品質因子將產生相當大的影響，但對頻率調動的影響則甚小。

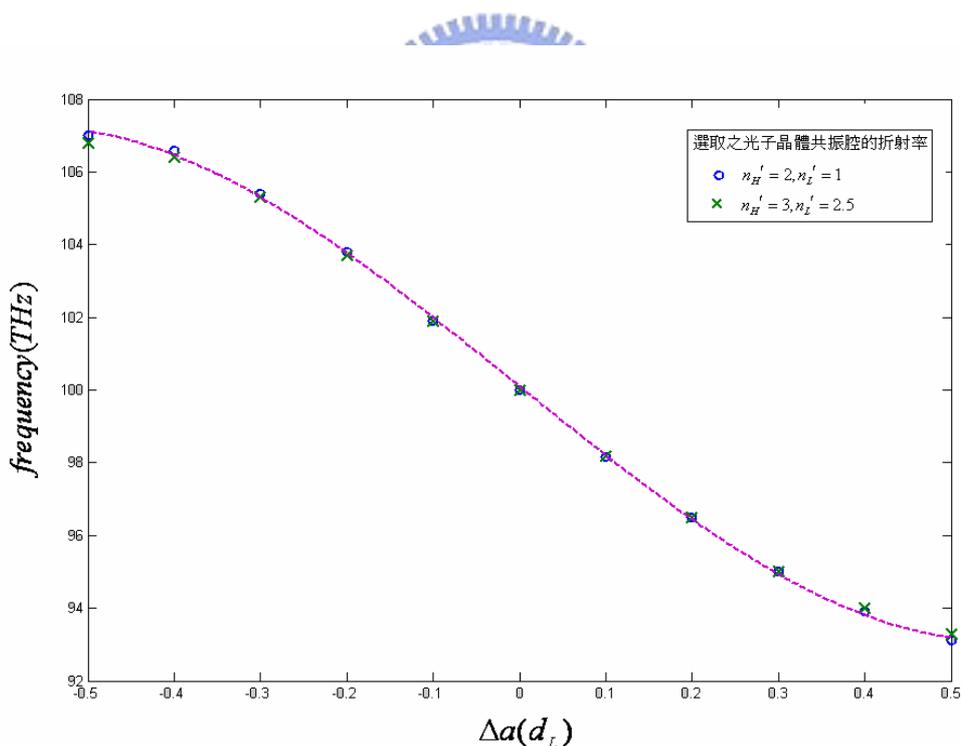


圖 4.16 選用不同折射率之光子晶體作為共振腔對穿透頻率之關係圖

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375\mu m, d_L = 0.75\mu m)$$

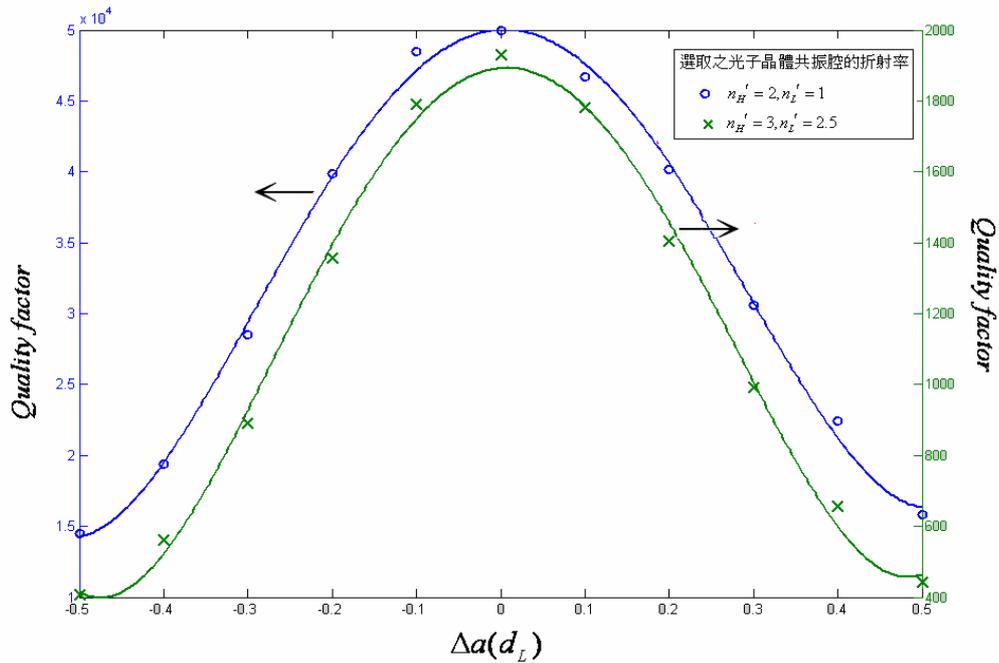


圖 4.17 選用不同折射率之光子晶體作為共振腔對品質因子之關係圖

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375\mu m, d_L = 0.75\mu m)$$

#### 4-1.4 不同之調動模組結構及選取折射率對調動範圍之影響

在前節中，我們已知加入光子晶體作為共振腔將可以增加濾波器之品質因子，對調動範圍則沒什麼改變。而在本節中，我們將要分別探討在不同的調動模組結構及選取不同之折射率下，將對頻率的調動範圍將會產生什麼樣的影響。

圖 4.18 及圖 4.19 分別為我們所設計的調動模組二及調動模組三之結構圖，在圖 4.18 中，以淡藍色所標示的為調動層，所以，調動模組二乃是對稱的調動兩根高折射率層的結構，而兩根調動層之間的距離將固定為  $d_L$ 。而圖 4.19 所示的為調動模組三之結構圖，調動模組三之結構乃是我們將調動層與缺陷層之距離對稱增加的結構設計。此兩個結構中，所選取之折射率與厚度均與前述之調動模組一相同。

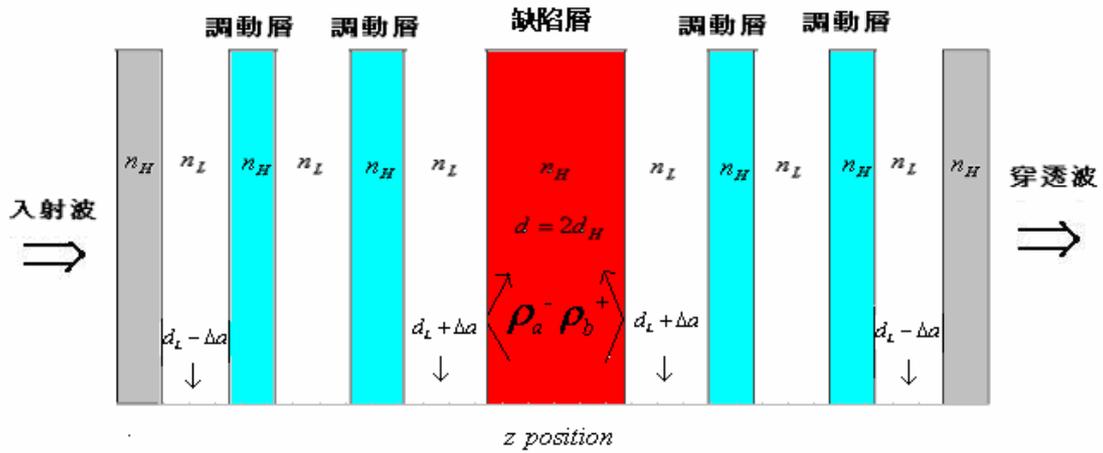


圖 4.18 調動模組二之結構圖

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375\mu\text{m}, d_L = 0.75\mu\text{m})$$

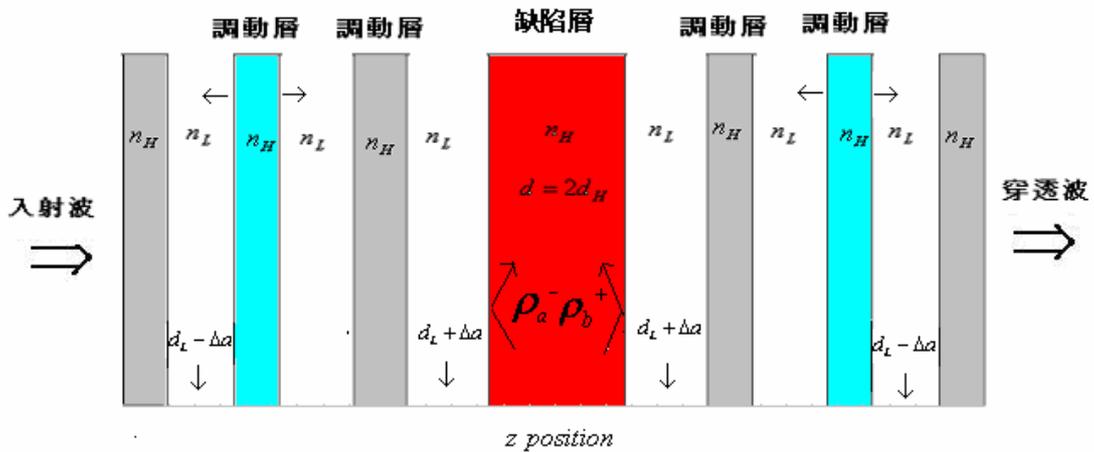


圖 4.19 調動模組三之結構圖

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375\mu\text{m}, d_L = 0.75\mu\text{m})$$

由表五及表六，我們發現調動模組二，也就是調動層數較多時，介面反射係數相位  $\varphi_a + \varphi_b$  在各調動距離下，其改變量較調動模組三來的大，而穿透頻率之變化  $\Delta f \propto [\varphi_a + \varphi_b]$ ，所以，我們可以知道，調動模組二必定較調動模組三來的大。

圖 4.20 為比較三種不同調動模組之在加入 2.5 個週期之光子晶

體共振腔下在不同調動距離下之穿透頻率關係圖，由圖中我們可以看出，調動模組二之調動範圍最大，大約可以達到 20% 之調動範圍，但同時我們也可以看出，其線性調動頻率的性質較差，而調動模組一，大約可以調動 14% 之調動範圍，而調動模組三之調動範圍最小，大約只有 4% 之調動範圍，但其線性調動頻率的性質最佳。

表五 調動模組二置入 2.5 週期之光子晶體共振腔在不同調動距離

下之模擬結果 ( $f_0 = 100THz$ )

$\Delta a(dL)$	-0.5	-0.4	-0.3	-0.2	-0.1	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
Transmission peak $f_p(THz)$	110.1	109.3	107.3	104.9	102.4	100	97.7	95.6	93.6	92	90.5
$\varphi_a(\text{deg}) + \varphi_b(\text{deg})$	36.32	33.36	26.2	17.47	8.62	0	-8.22	-15.96	-23.06	-29.28	-34

表六 調動模組三置入 2.5 週期之光子晶體共振腔在不同調動距離

下之模擬結果 ( $f_0 = 100THz$ )

$\Delta a(dL)$	-0.5	-0.4	-0.3	-0.2	-0.1	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
Transmission peak $f_p(THz)$	102.2	101.8	101.4	100.9	100.5	100	99.53	99.1	98.6	98.2	97.9
$\varphi_a(\text{deg}) + \varphi_b(\text{deg})$	7.98	6.65	5.06	3.39	1.7	0	-1.68	-3.32	-4.94	-6.44	-7.73

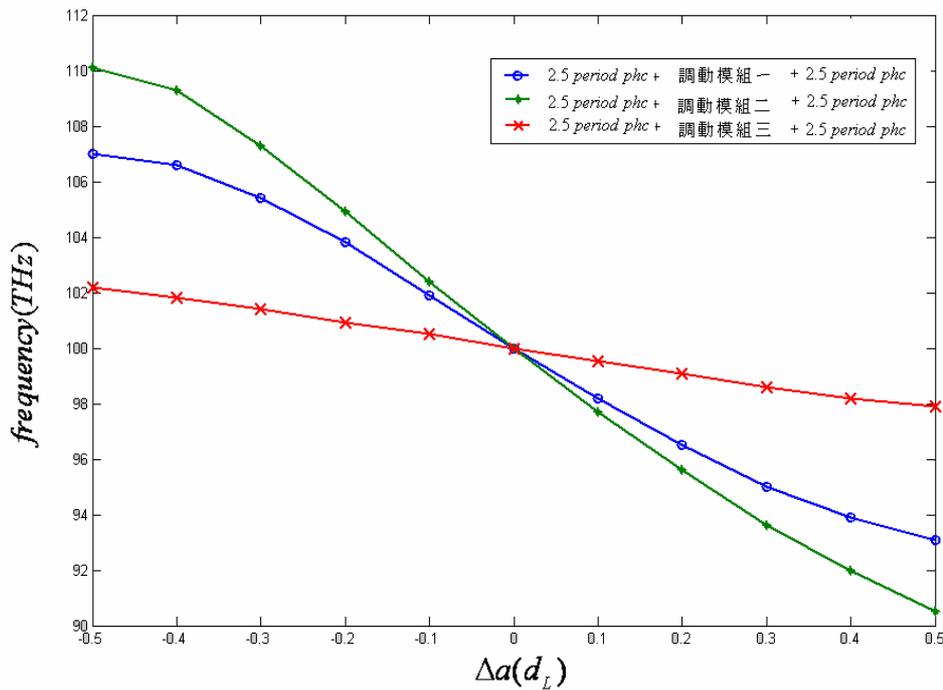


圖 4.20 比較三種不同調動模組之調動範圍

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375 \mu m, d_L = 0.75 \mu m)$$

圖 4.21 及圖 4.22 分別為調動模組二及調動模組三之電場強度分佈圖。將其與圖 4.5 之調動模組一之電場強度分佈圖比較，我們發現在三種結構中，電場強度分佈之節點(圖中圈圈所示)之位置均會隨著調動層位置的移動而產生位移。比較圖 4.5 及圖 4.21，可以發現當調動層數較多時，在調動  $\Delta a$  時，電場強度分佈將會產生較大的改變，因此，我們可以推知，調動層數較多時，頻率之改變量必須較大，才可以形成新的電場強度分佈，另一方面，比較圖 4.5 及圖 4.22，可以發現當調動層較遠離缺陷層時，其在調動  $\Delta a$  時，電場強度分佈將會只產生些微的改變，也因此穿透頻率只要稍微的改變，就可以完成新的重新分佈。

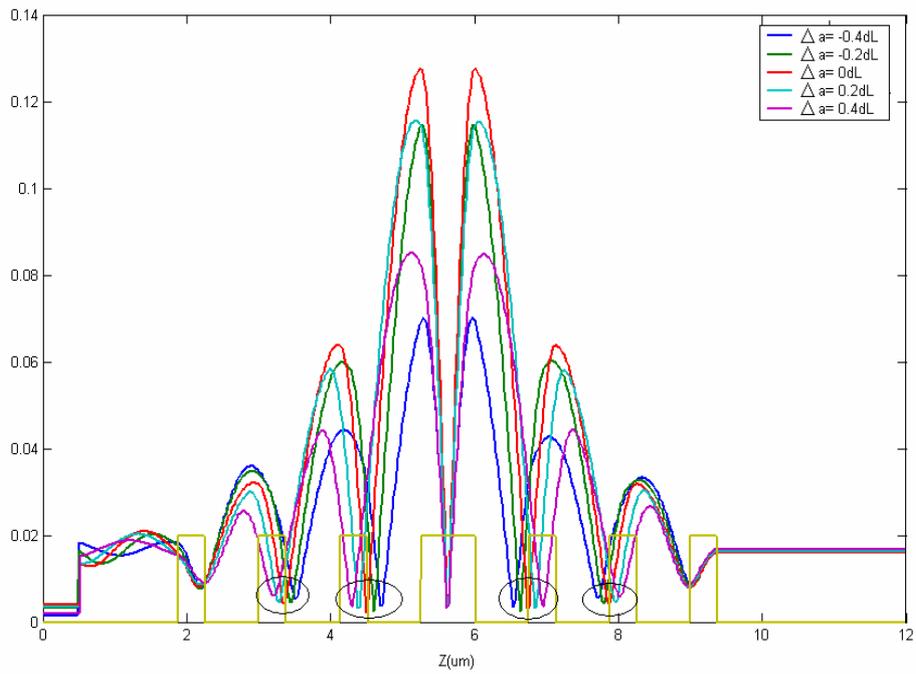


圖 4.21 調動模組二電場分佈圖

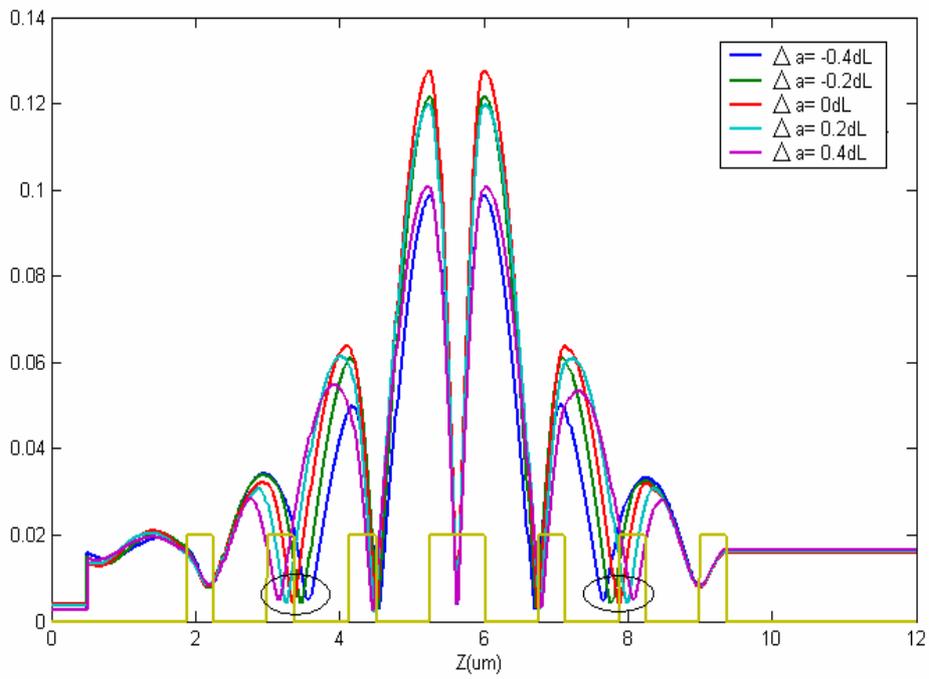


圖 4.22 調動模組三電場分佈圖

在前面的討論中，我們探討了結構上對調動頻率範圍的影響。而在此，我們將探討在相同的結構下，選取之折射率對頻率範圍有什麼不同。見圖 4.23，我們將高折射率層之折射率  $n_H$  由 1.2 變化到 2.8，固定空氣層之折射率  $n_L=1$ ，由圖中我們可以看出，當選取之折射率越大，其調動的頻率範圍也會越大，其調動的頻率範圍在所選取的折射率範圍間可以由 4% 增加到 18% 左右。但我們由圖中可以看出，調動範圍對折射率的變化漸趨飽和，因此當所選取之高折射率層折射率越高時，漸漸的其調動的頻率範圍的變化量將會漸漸不再隨折射率變化。

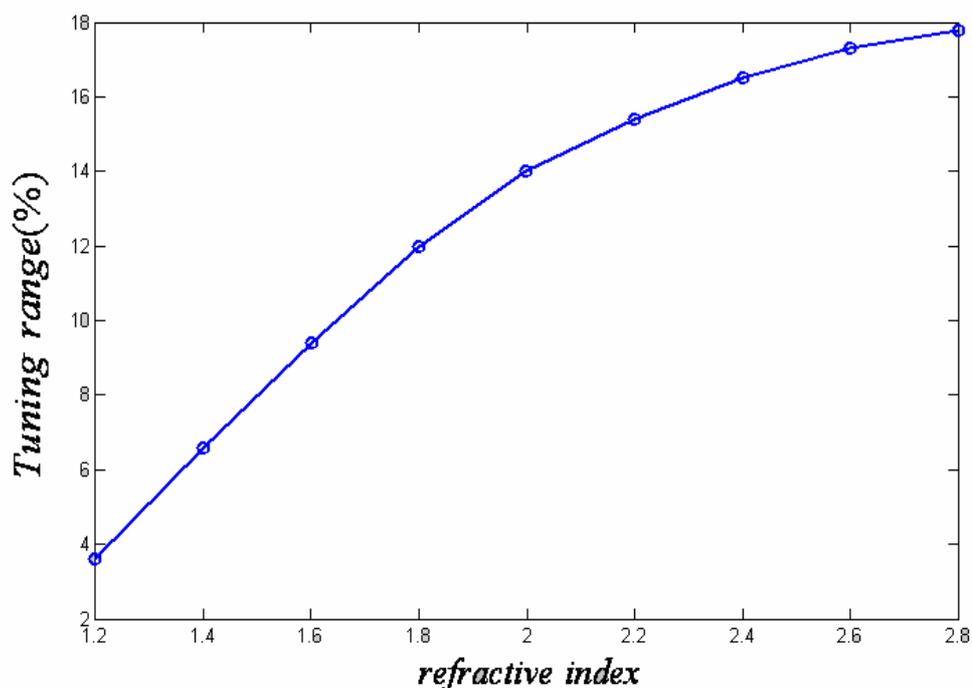


圖 4.23 選取之高折射率介質層折射率對調動範圍之關係 ( $n_L=1$ )

## 4-2 以一維光子晶體設計色散補償器

### 4-2.1 設計頻帶參數

當我們想要以一維光子晶體來設計色散補償器之前，必須要先了解設計頻帶對頻帶之影響，來作為設計一維光子晶體色散補償器之法則。由光子晶體理論中，我們可以知道，在一個以光學厚度為四分之一波長之高折射率層與低折射率層交錯的週期性排列，則可以形成一個能隙結構。由以往的研究發現，在週期性排列的一維的光子晶體中，此時若在此結構中加入光學厚度為四分之一波長之偶數倍的缺陷層，則會在所設計之能隙的中心產生一個全穿透的頻率。但當加入多個缺陷時，在適當的排列方式下，將可能在帶隙中心產生一個全穿透的頻帶結構。

圖 4.24 所示為結構參數之說明圖，圖中綠色所標示的為高折射率層，其折射率以  $n_H$  來表示，厚度以  $d_H$  來表示，其中  $d_H = \frac{c}{4n_H f_0}$ ， $f_0$  為所設計之中心頻率，而灰色所標示的為低折射率層，其折射率以  $n_L$  來表示，厚度以  $d_L$  來表示，其中  $d_L = \frac{c}{4n_L f_0}$ ，而紅色所標示的為缺陷層，其厚度以  $t = x \cdot d_H$  表示， $m'$  代表第一個或最後一個缺陷層與外部介質間所間隔的高折射率層數目，而  $m$  代表為缺陷層與缺陷層之間所間隔的高折射率層數目，如圖中所示， $m' = 2$ ，而  $m = 4$ 。

在本節中，利用在光子晶體中置入多個缺陷層，使其在能隙中產生一個穿透頻帶，而在此我們要探討在各種結構參數下，將如何影響所形成的穿透頻帶，以作為將來設計色散補償器之法則。

我們首先定義以下之參數：

(1) 3dB 頻寬: 考慮在頻帶邊緣穿透率下降至 50% 時之頻寬

(2) 平坦因子(flatness):  $2 \times \left( \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}} \right)$  [24]

其中  $T_{\max}$  代表整個頻帶邊緣內之最高穿透率，而  $T_{\min}$  代表整個頻帶邊緣內之最低穿透率，此為判斷穿透頻帶平坦度之指標，其值將會落在 0 至 2 之間。而當品質因子越大時，代表頻帶之震盪越劇烈。

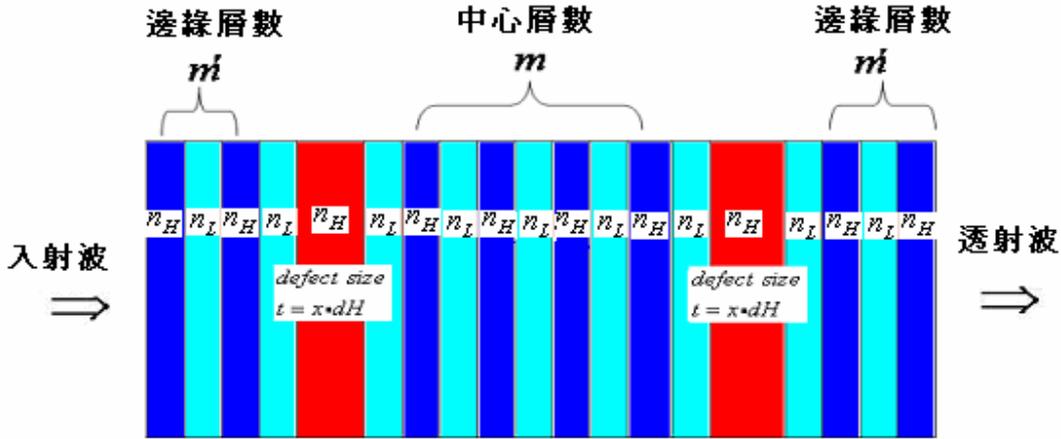


圖 4.24 結構參數說明圖

圖 4.25 所示為具有三個缺陷的結構，且固定  $n_H = 2$ ， $n_L = 1$ ，缺陷層與缺陷層間所間隔之高折射率層數  $m = 6$ ，而將邊緣之層數  $m'$  由  $m' = 2$  改變到  $m' = 5$  所計算之穿透頻譜圖。由圖中可以明顯的看出，當  $\frac{m}{m'} < 2$  時，將會出現三個穿透峰值，但隨著  $\frac{m}{m'}$  比值越接近 2，則平坦度會漸漸變好，而直到  $\frac{m}{m'} = 2$  時，將會形成一個良好的平坦穿透頻帶，且其 3dB 頻寬幾乎維持固定。但當  $\frac{m}{m'}$  繼續增加，使得  $\frac{m}{m'} > 2$  時，則我們會發現，頻帶邊緣之穿透率將會開始下降，進而使得其頻寬開始縮小，而衰退變成一個單一峰值之穿透峰 [25~29]。因此，由以上的討論我們可以歸納出，當我們想要使得所設計的穿透頻帶具有高的平坦度（作為良好的色散補償器之條件），則我們必須選取  $\frac{m}{m'} = 2$  之結構。所以，在接下來的討論中，我們將會固定  $\frac{m}{m'} = 2$ ，而分別來探討缺陷數目、缺陷大小、缺陷間之耦合強弱對穿透頻帶之

影響。

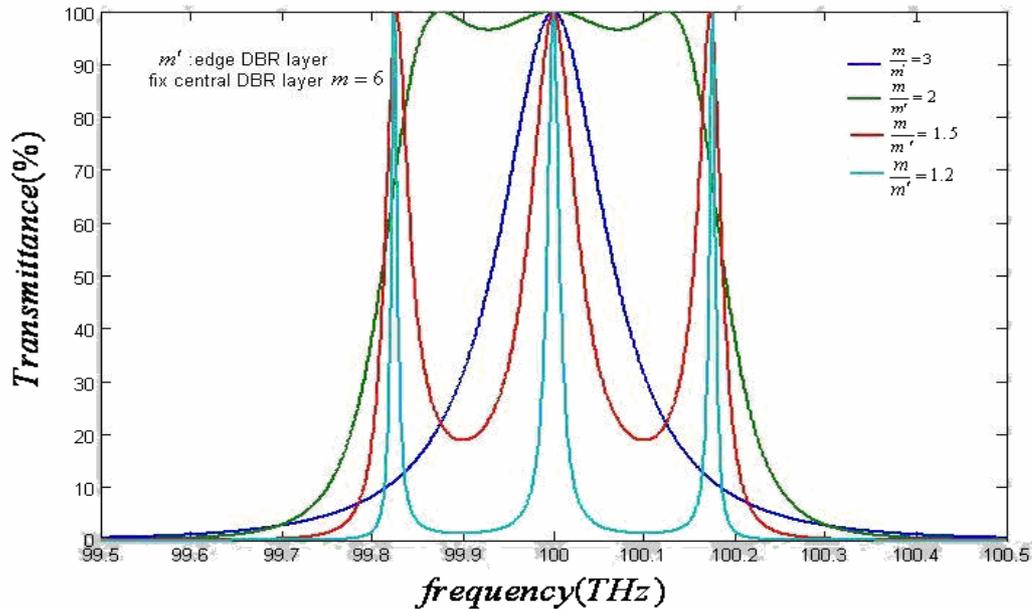


圖 4.25 探討  $\frac{m}{m'}$  值對穿透頻譜之影響

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375\mu m, d_L = 0.75\mu m)$$

首先，我們討論缺陷數目(N)對頻寬及平坦度之影響[26][27]，如圖 4.26 及圖 4.27 所示，中心波長設定為 1550nm，由圖中可以看出，當我們將缺陷層數目由 2 個增加到 10 個時，其頻寬將會隨著 N 值增加而增加，但增加程度會隨著 N 值增加而趨緩。此種性質可由緊束縛理論來解釋，我們可以以式(2.4.16)來描述具有連續週期性排列缺陷之光子晶體穿透頻帶頻寬，由(2.4.16)式中可以知道，穿透頻帶頻寬與 N 值並無關係，而只與耦合係數  $\kappa$  值有關，由於我們考慮的為弱耦合的情形，我們可以預測，當 N 值不斷增加，耦合係數  $\kappa$  將不受影響。所以穿透頻帶頻寬將會不再隨 N 值改變。另一方面，由圖 4.27 可知，平坦因子將隨 N 值增加而增加，也就是代表穿透頻帶震盪的情形將越來越嚴重。

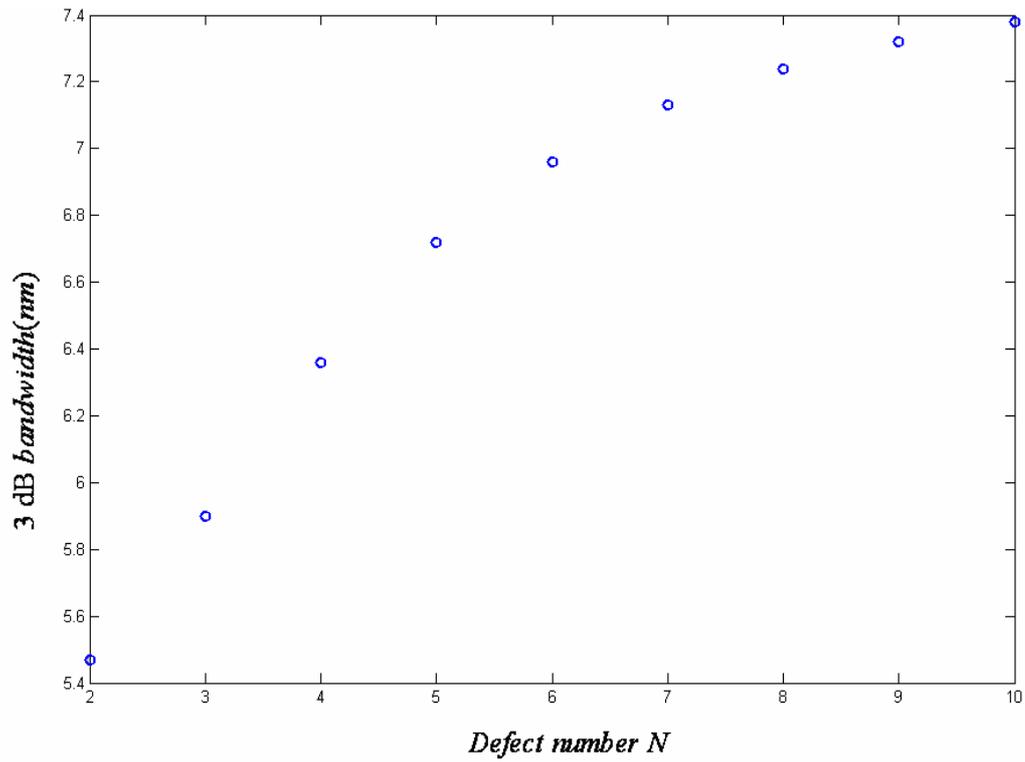


圖 4.26 缺陷數目  $N$  與頻寬之關係

( $m' = 3$  ,  $m = 6$  ,  $n_H = 2$  ,  $n_L = 1$  ,  $d_H = 193.75nm$  ,  $d_L = 387.5nm$ )

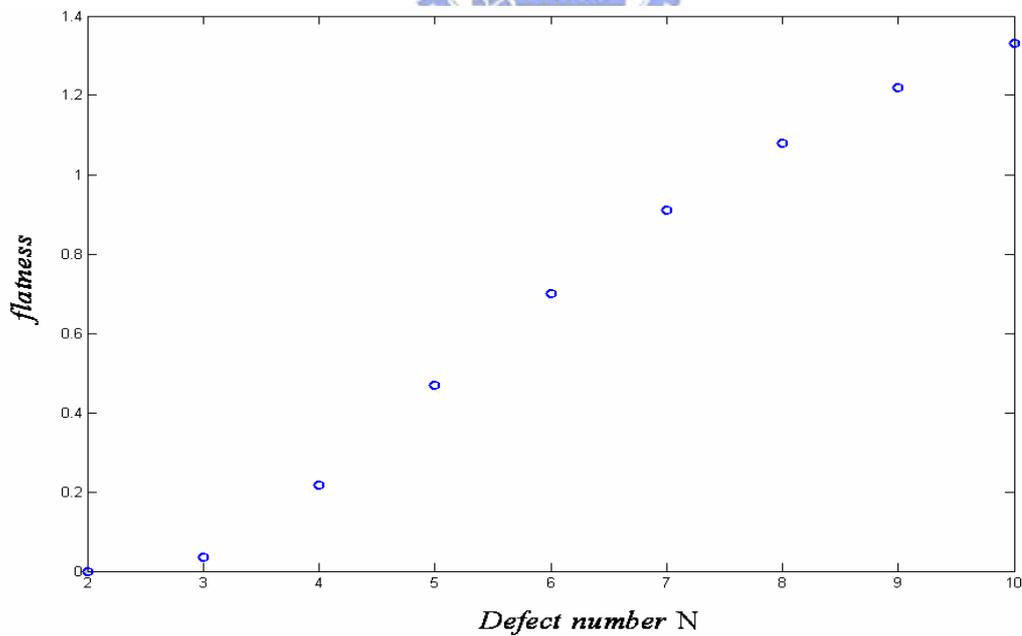


圖 4.27 缺陷數目與平坦度之關係

( $m' = 3$  ,  $m = 6$  ,  $n_H = 2$  ,  $n_L = 1$  ,  $d_H = 193.75nm$  ,  $d_L = 387.5nm$ )

接下來，要探討  $m$  值與頻寬之關係[26][27]，圖 4.28 中所顯示為固定  $\frac{m}{m'}$  值為 2，缺陷數目  $N$  為 3， $n_H = 2$ ， $n_L = 1$ ，中心波長設定為 1550nm，而將  $m$  值由 2 增加 10 時之相對應之 3 dB 頻寬關係圖，由圖中可看出頻寬會迅速的隨著  $m$  值增加而減小。對於此性質我們可以色散關係式來了解，當我們將  $m$  值增加時，則缺陷層與缺陷層之間的距離將會加大，因此使得缺陷層與缺陷層之間的耦合強度越來越弱，所以耦合係數  $\kappa$  將會下降，因此也造成了頻寬下降。而另一方面，由圖 4.29 我們可以看出，當  $m$  值增加，平坦因子也會上升，但上升幅度極小，仍可以維持良好的平坦穿透帶，且當  $m$  值達到 6 之後，平坦因子則幾乎不再改變。

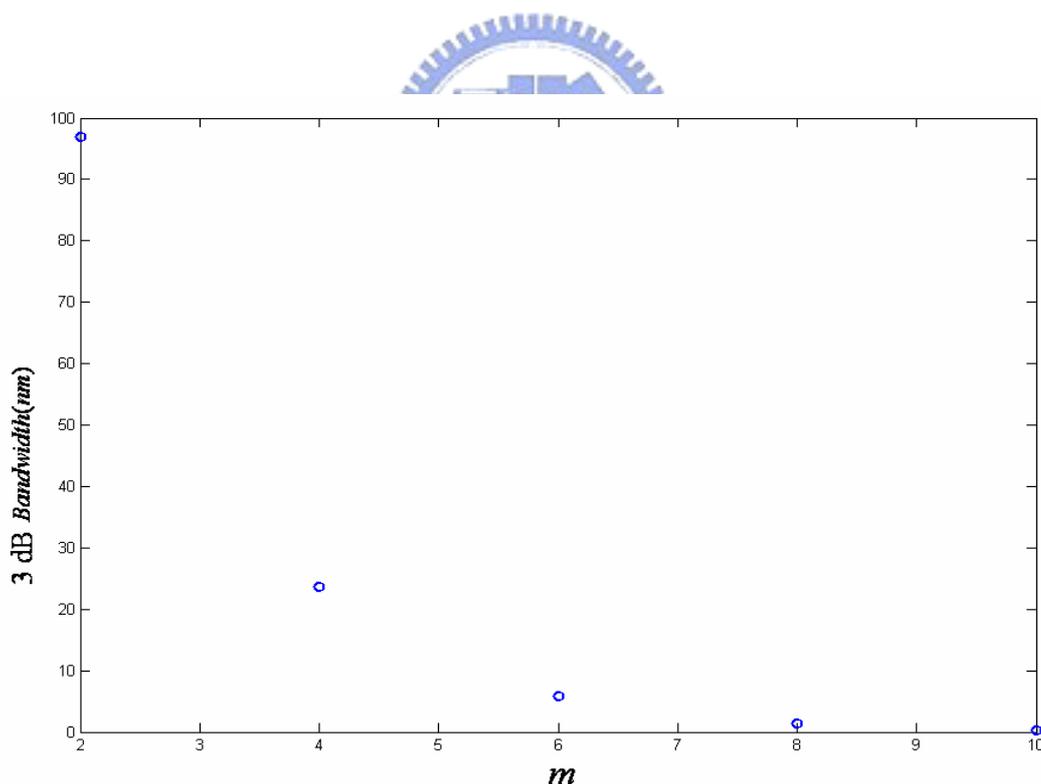


圖 4.28 探討  $m$  值與頻寬之關係

$$(N = 3, \frac{m}{m'} = 2, n_H = 2, n_L = 1, d_H = 193.75nm, d_L = 387.5nm)$$

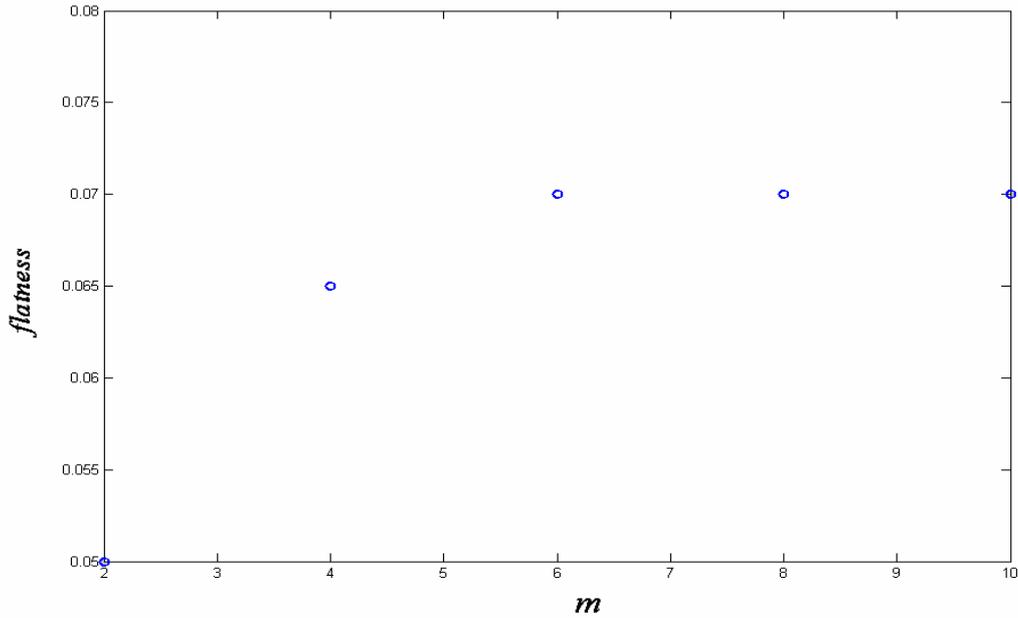


圖 4.29 探討  $m$  值與平坦度之關係

$$(N = 3, \frac{m}{m'} = 2, n_H = 2, n_L = 1, d_H = 193.75nm, d_L = 387.5nm)$$

圖 4.30 及圖 4.31 所顯示的為探討缺陷之厚度對頻寬及平坦度之關係 [25]，在此，我們固定  $m = 6, m' = 3$ ，缺陷數目  $N$  為 3， $n_H = 2, n_L = 1$ ，中心波長設定為 1550nm，如圖 4.24 之結構圖所示，我們將所選取之缺陷厚度以  $x \cdot d_H$  表示，而由以往的研究發現，當  $x$  為偶數且為整數時，才會形成在所設計中心頻率  $f_0$  之穿透頻帶，而當  $x$  為奇數時，則不會形成在所設計中心頻率  $f_0$  之穿透頻帶。因此，為了簡單起見，我們只探討  $x$  為偶數且為整數時之情形，由圖中我們可看出，當我們將厚度由  $2d_H$  增加到  $12d_H$ ，頻寬將會下降，所以我們可以推論，當缺陷厚度增加時，耦合的強度將會下降，因此造成了頻寬的下降。而另一方面，在此同時，由圖 4.31 中可看出，在改變缺陷大小時，穿透頻帶之平坦因子完全不受缺陷厚度影響，所以，穿透帶之平坦度完全不會因缺陷厚度改變而改變。

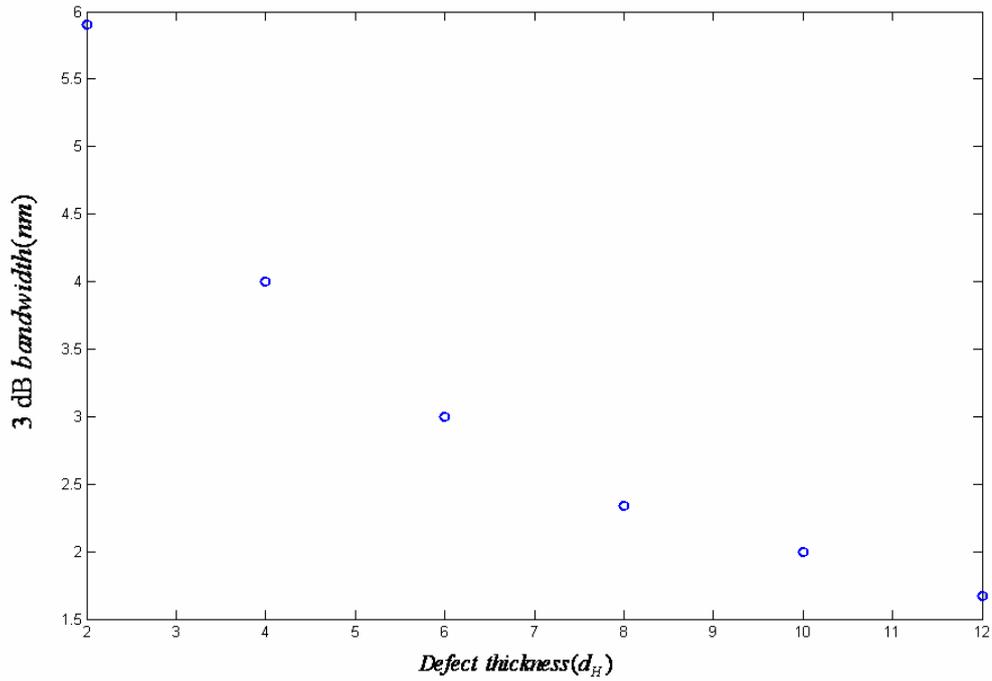


圖 4.30 缺陷厚度對頻寬之關係

( $N = 3$  ,  $\frac{m}{m'} = 2$  ,  $n_H = 2$  ,  $n_L = 1$  ,  $d_H = 193.75nm$  ,  $d_L = 387.5nm$ )

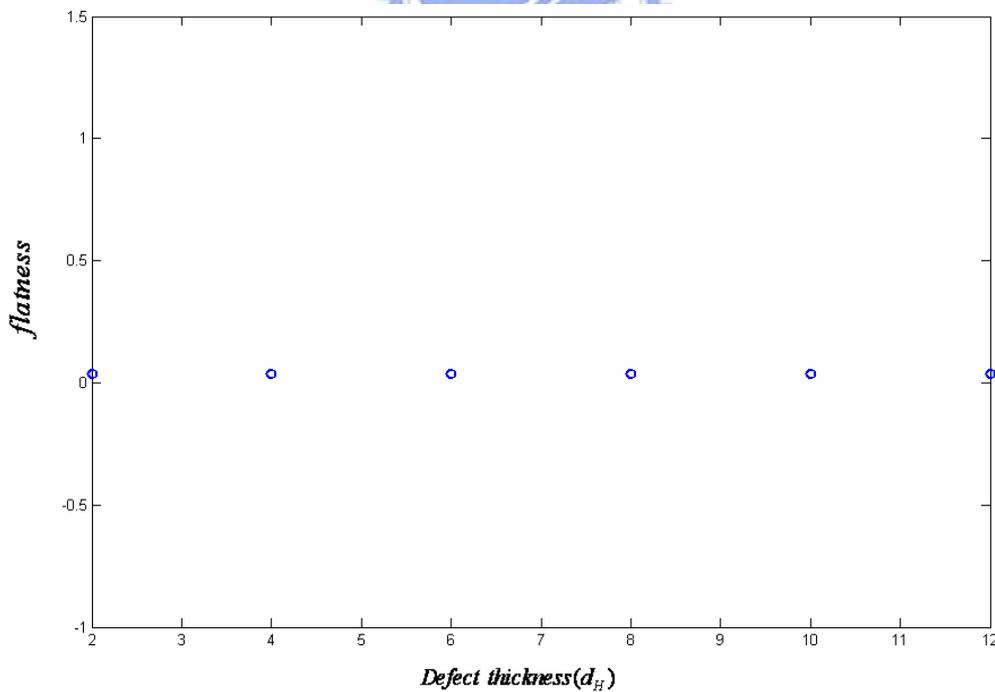


圖 4.31 缺陷厚度對平坦度之關係

( $N = 3$  ,  $\frac{m}{m'} = 2$  ,  $n_H = 2$  ,  $n_L = 1$  ,  $d_H = 193.75nm$  ,  $d_L = 387.5nm$ )

因此，從本節的討論中，我們可以知道，要使得穿透頻帶具有高平坦度的話，必須要選取  $\frac{m}{m'}=2$ ，而如果要改變頻寬的話，則可以從改變缺陷厚度及藕何強度來改變。

#### 4-2.2 可調式色散補償器之設計

由緊束縛理論，我們知道利用耦合腔體結構，使得光在缺陷與缺陷之間利用耦合的方式傳播，將會使得光在晶體中傳播的時間產生延遲，且此群速延遲的情形對頻率有著相當大的關係，而造成各種不同頻率的光在光子晶體耦合腔體中的傳播將會產生色散，我們可以利用此色散值來作為色散補償器的應用。

當我們將光訊號載於 40Gb/s 之單通道光通訊系統中，由於單模光纖(single mode fiber)具有其本身之色散存在，因此，我們希望利用一維光子晶體耦合腔體結構作為色散補償器，以使信號得以重建，但由於光纖傳輸之路徑並不相同，而使得色散補償器相當難以設計。因此，我們希望設計出可調式之色散補償器以解決此問題因傳輸之路徑而所需之色散補償值不同之問題[30][31][32]。

在本節中，我們將設計中心波長  $\lambda_0$  在 1550nm，頻寬大於 2nm，以應用在 40Gb/s 之光通訊系統中的色散補償器，設計之結構圖如圖 4.32 所示，本結構採用  $n_H=2$ ， $n_L=1$ ， $d_H=193.75nm$ ， $d_L=387.5nm$ ， $m=6$ ， $m'=3$ ，所以符合最平坦的條件，如此可以避免訊號波因為各種波長之穿透率不同而變形，而結構中共有 6 個缺陷層，而其厚度依序為  $4d_H$ ， $10d_H$ ， $12d_H$ ， $12d_H$ ， $10d_H$ ， $4d_H$ ，此種缺陷厚度分佈乃是為了克服在前節的分析中，由於缺陷數目增加時，平坦度將會下降的問題[13][28]，我們計算出整個設計結構厚度大約為  $33\mu m$ 。圖 4.33 為圖 4.32 中黑框範圍內之放大圖，在此結構中我們是以缺陷層作為調動層，而調動的距離以  $\Delta a$  來表示，調動範圍設定在  $\Delta a=0d_L$  至  $0.8d_L$  之間，而除了調動層

外，其餘位置均保持不動。

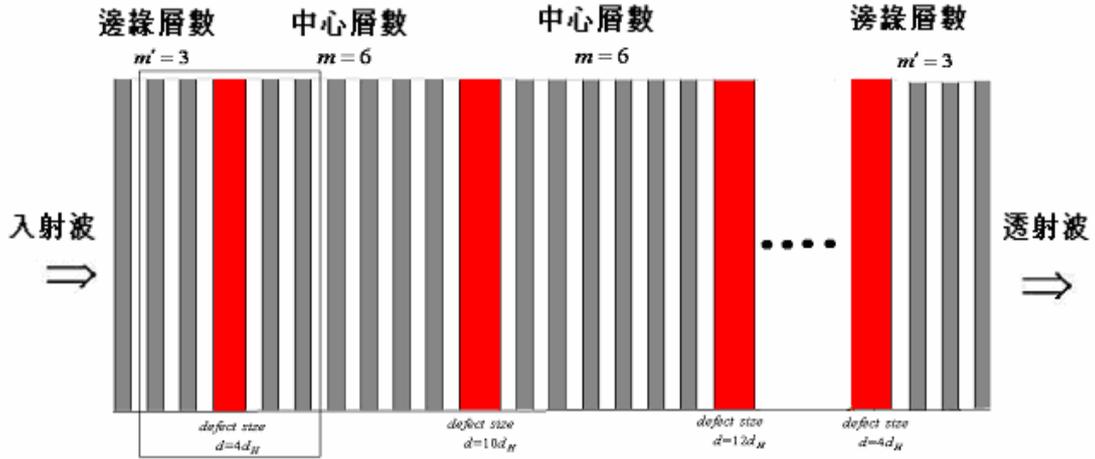


圖 4.32 可調式色散補償器結構示意圖

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 193.75\text{nm}, d_L = 387.5\text{nm}, m = 6, m' = 3, N = 6)$$

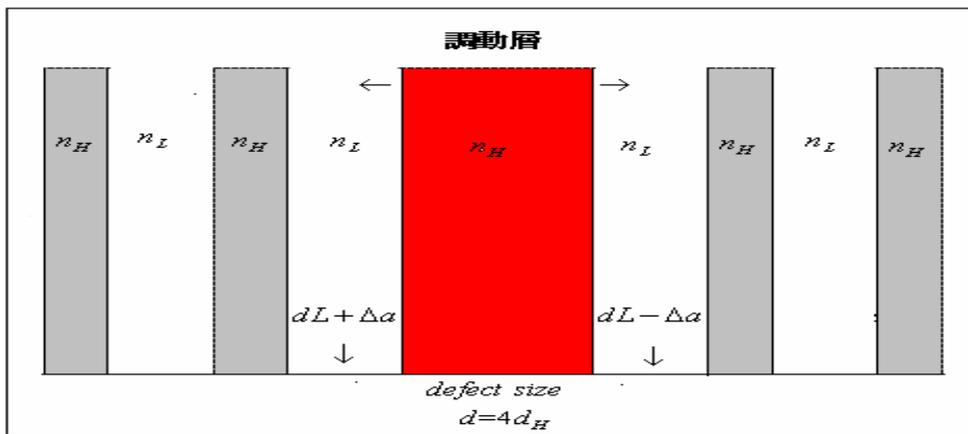


圖 4.33 可調式色散補償器結構示意圖(局部)

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 193.75\text{nm}, d_L = 387.5\text{nm}, m = 6, m' = 3, N = 6)$$

圖 4.34 為所設計之結構在各種調動距離  $\Delta a$  下所計算出的穿透頻譜。由圖中可以看出在  $\Delta a = 0d_L$  時，穿透頻譜大約落在 1549nm~1551nm 之間，我們將操作頻率訂在  $\lambda_p = 1549.2\text{nm}$ ，而在  $\Delta a$  增加時，頻寬將會以中心波長  $\lambda_0 = 1550\text{nm}$  往兩邊對稱增加，所以中心頻率將維持不動，但在整個調動範圍下均可以維持相當好的平坦度。由 (2.4.16)，(2.4.18) 及 (2.4.19) 中可以推知，當我

們進行調動時，將會造成耦合強度減小。所以  $\kappa$  下降，也造成了傳播之群速度  $v_g$  以及色散參數  $D$  分佈改變。圖 4.35 為時間延遲  $\tau_p$  之分佈圖，由圖中可以看出，在調動時，將會造成  $\tau_p$  下降。所以我們可以推論，對操作頻率  $\lambda_p$  而言，色散參數  $D$  必定會隨著  $\Delta a$  改變。圖 4.36 為我們計算  $D(\lambda_p)$  及頻寬對調動距離之關係，由圖中可以看出， $D(\lambda_p)$  將隨著  $\Delta a$  增加而下降，因此可以達成可調式色散補償的機制。而當我們想要達成更大的色散補償值，則可以將此設計之結構相疊加，當疊加了  $N$  個結構，則可以達成  $ND(\lambda_p)$  的色散值。

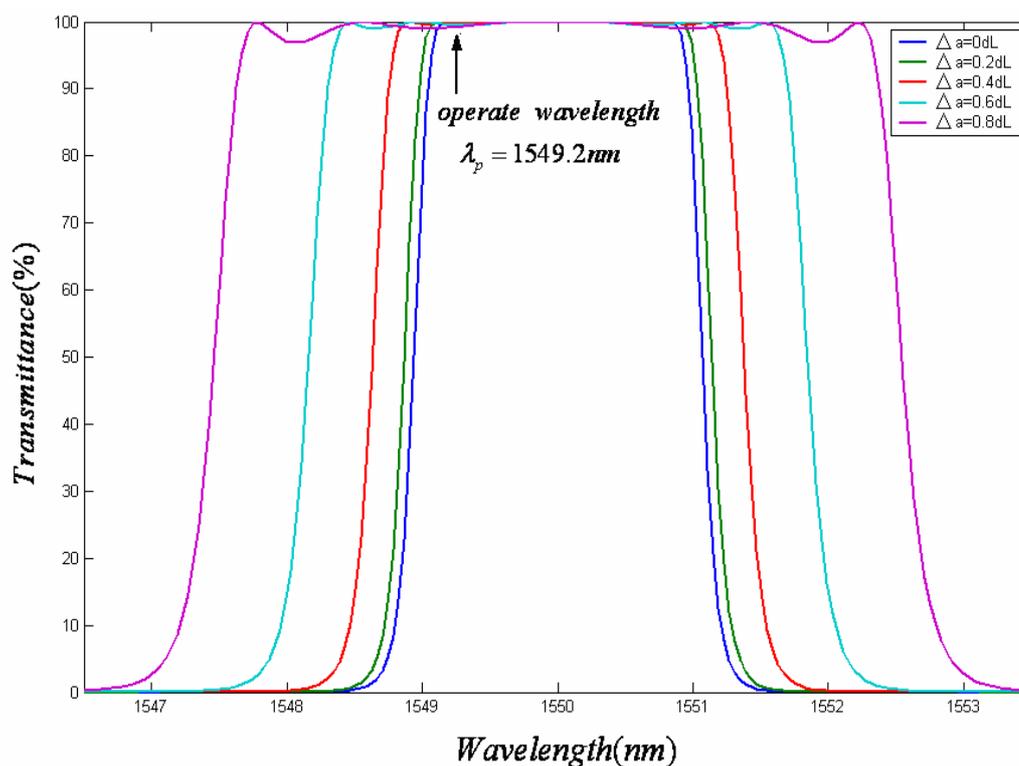


圖 4.34 可調式色散補償器在各種調動距離  $\Delta a$  下的穿透頻譜

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 193.75\text{nm}, d_L = 387.5\text{nm}, m = 6, m' = 3, N = 6)$$

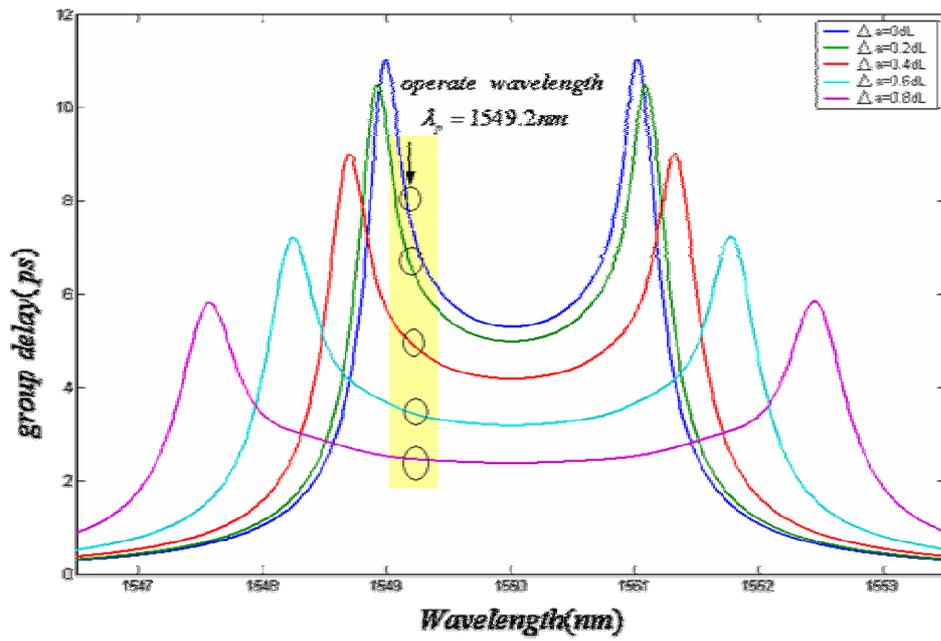
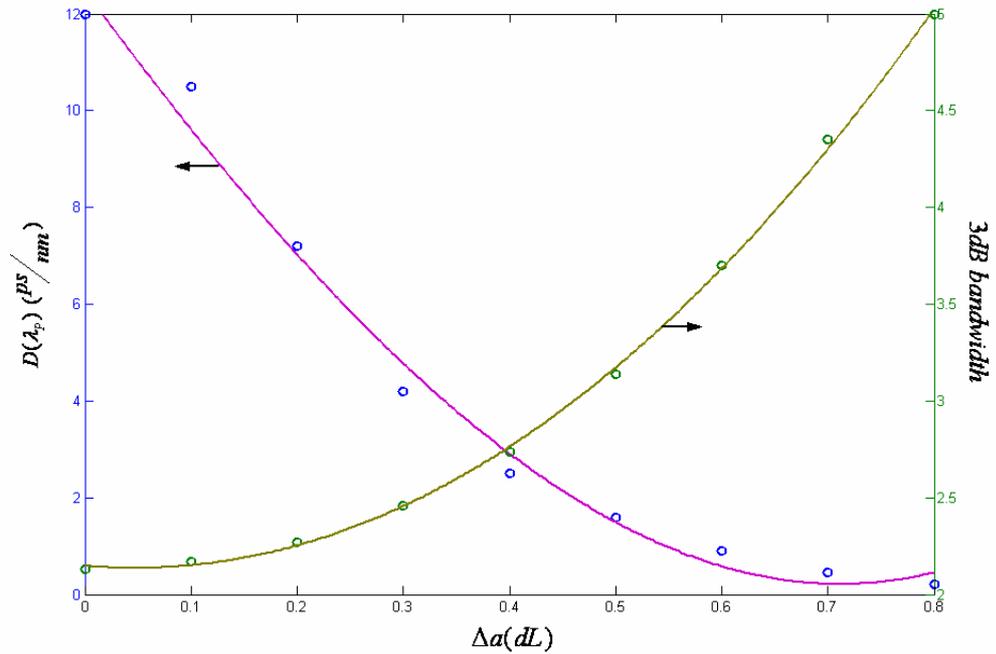


圖 4.35 可調式色散補償器在各種調動距離  $\Delta a$  下的群速延遲頻譜

( $n_H = 2$ ,  $n_L = 1$ ,  $d_H = 193.75\text{nm}$ ,  $d_L = 387.5\text{nm}$ ,  $m = 6$ ,  $m' = 3$ ,  $N = 6$ )



4.36 可調式色散補償器在操作頻率下之色散參數及頻寬

( $n_H = 2$ ,  $n_L = 1$ ,  $d_H = 193.75\text{nm}$ ,  $d_L = 387.5\text{nm}$ ,  $m = 6$ ,  $m' = 3$ ,  $N = 6$ )

# 第五章 結論與未來工作

## 5-1 結論

我們成功的以多層介質的干涉結構設計可調式濾波器模組，經由我們的計算可知，藉由調動層的調動使得穿透過此結構的穿透波長發生改變，以達到可調式濾波的目的。在我們所設定的調動範圍內，可以維持相當線性的頻率調動，而我們也以等效介面法來分析此頻率調動的性質。另外，我們也從微波的量測實驗中成功的驗證所設計的可調式濾波器的頻率調動性質。

我們在可調式濾波器調動模組兩端對稱置入一維光子晶體作為共振腔體。由我們計算的結果可知，當置入共振腔體後，品質因子可明顯的改善，而達成一個高品質因子的可調式濾波器設計。同時，我們也發現，在我們的設計中，頻率的調動將由調動模組控制，而品質因子則由置入的共振腔控制。另一方面，我們也探討了在相同之調動距離範圍下，不同的調動結構及選取之介質折射率之不同對於調動頻率範圍之影響。我們發現當調動之層數越多或調動層越往缺陷層靠近，則可以增加其頻率的調動範圍，而所選取之高折射率層之折射率越高，也會增加其調動之頻率範圍。

在可調式色散補償器方面，我們探討了一些影響穿透頻帶之參數，並且成功的以一維光子晶體耦合腔體，設計出一個以波長 1550nm 為中心波長且頻寬大於 2nm 之穿透頻帶。在調動的範圍下，中心波長仍然可以固定在 1550nm，且在整個頻寬中都可以保持相當好的平坦度，可以避免訊號波變形，而在操作波長 1549.2nm 之色散值可以由  $12\text{ps}/\text{nm}$  改變到  $0.24\text{ps}/\text{nm}$ ，因此可以克服在光通訊

系統中因為傳輸的距離不同而所需之補償之色散值不同的問題。

## 5-2 未來工作

在我們所設計的結構中，其調動的行為是利用機械式的調動。在本論文中，我們的實驗量測部分乃是在微波段進行，調動距離將為公分等級。因此，將我們所設計之濾波器與色散補償器在微波段使用時，樣品之製作與調動層之調動與控制將可以輕易且準確的完成。但當將我們的設計用在光學頻段作為可調光學濾波器或色散補償器時，樣品之製作與調動距離的控制上勢必顯的相當困難，且利用機械式的調動在時間的反應上仍不敷需求。但由我們的分析結果中，我們可以了解究竟是哪些因素影響使得濾波器與色散補償器具有頻率與色散參數可調的性質，將來我們可以利用加在調動層中改以光學的非線性材料，或是加入液晶層的結構，如此，將可以利用入射光強或是外加電壓來作為調動的機制，便可以克服以機械式調動所產生的問題，如此將可以使我們的設計更具有廣泛而實用的價值。

## 參考文獻

- [1] H. N̄emec , P. Kužel, L. Duvillaret, A. Pashkin , M. Dressel,andM. T. Sebastian” Highly tunable photonic crystal filter for the terahertz range”OPTICS LETTERS.**30**,549(2005)
- [2] H. N̄emec, L. Duvillaret,F. Garet, P. Kužel, P. Xavier, J. Richard and D. Rauly” Thermally tunable filter for terahertz range based on a one-dimensional photonic crystal with a defect” JOURNAL OF APPLIED PHYSICS.**96**,4072(2004)
- [3] Bing Yu, Gary Pickrell, and Anbo Wang, Senior Member, IEEE” Thermally Tunable Extrinsic Fabry–Pérot Filter” IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS.**16**,2296(2004)
- [4] Caterina Ciminelli, Francesco Peluso, Mario N. Armenise, and Richard M. De La Rue, Fellow, IEEE” Variable Oblique Incidence for Tunability in a Two-Dimensional Photonic-Crystal Guided-Wave Filter” JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY.**24**,470(2006)
- [5] S. Eliahou-Niv, R. Dahan, and G. Golan” Design and analysis of a novel tunable optical filter” Microelectronics Journal.**37**,(2006)
- [6] Timothy D. Drysdale, Richard J. Blaikie,and David R. S. Cumminga” Calculated and measured transmittance of a tunable metallic photonic crystal filter for terahertz frequencies” APPLIED PHYSICS LETTERS.**83**,5362(2003)
- [7] Timothy D. Drysdale, Edmund H. Linfield, William R. Tribe,and David R. S. Cumminga” Transmittance of a tunable filter at terahertz frequencies” APPLIED

PHYSICS LETTERS.**85**,5173(2004)

[8] Woo Jun Kim, Wan Kuang and John D. O'Brien" Dispersion characteristics of photonic crystal coupled resonator optical waveguides" OPTICS EXPRESS.**11**,3421(2003)

[9]Shayan Mookherjea"Dispersion characteristics of coupled-resonator optical waveguides"OPTICS LETTERS .**30**,2406(2005)

[10] Alejandro Martı́nez, Andre´s Garcı́a, Pablo Sanchis, and Javier Martı́ "Group velocity and dispersion model of coupled-cavity waveguides in photonic crystals" J. Opt. Soc. Am. A.**20**,147(2003)

[11]T.J.Karle,Student Member"Observation of Pulse Compression in Photonic Crystal Coupled Cavity Waveguides"JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY.**22**,514(2004)

[12]Kazuhiko Hosomi and Toshio Katsuyama"A Dispersion Compensator Using Coupled Defects in a Photonic Crystal"IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS .**38**,825(2002)

[13] Toshihiko FUKAMACHI, Kazuhiko HOSOMI, Toshiki SUGAWARA, Nobuhiko KIKUCHI, Toshio KATSUYAMA and Yasuhiko ARAKAWA" Dispersion Compensation in 40 Gb/s Non-Return-to-Zero Optical Transmission System Using Coupled-Cavity Photonic Crystals" Japanese Journal of Applied Physics.**44**,L1282(2005)

[14] Y.J. Chai, C.N. Morgan, R.V. Penty, I.H. White, T.J. Karle and T.F. Krauss" Propagation of optical pulses in photonic crystal waveguides" SEMICONDUCTOR

OPTOELECTRONICS, IEE Proc.-Optoelectron.**151**,109(2004)

[15]”具有共振腔結構的一維光子晶體結構”,光學儀器.**26**,16(2004)

[16]Pochi Yeh , ”Optical Waves in Layered Media”

[17]王怡喬, ”以有限差分時域法模擬一維金屬介電層光子晶體之電磁波傳輸”,  
國立清華大學, 碩士論文(2005)

[18] Hecht , ”Thin film optical filters”

[19] Amnon Yariv, Yong Xu, Reginald K. Lee, and Axel Scherer “Coupled-resonator  
optical waveguide a proposal and analysis”OPTICS LETTERS.**24**,711(1999)

[20] Mehmet Bayindir1, C Kural and E Ozbay” Coupled optical microcavities in  
one-dimensional photonic bandgap structures.**3**,S184(2001)

[21] Ekmel Ozbay, Mehmet Bayindir, Irfan Bulu, and Ertugrul Cubukcu  
” Investigation of Localized Coupled-Cavity Modes in Two-Dimensional Photonic  
Bandgap Structures” IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS.**38**,837,  
(2002)

[22] M. Bayindir, S. Tanriseven, and E. Ozbay” Propagation of light through  
localized coupled-cavity modes in one-dimensional photonic band-gap structures”  
Appl. Phys. A.**72**,117(2001)

[23] Mehmet Bayindir, B. Temelkuran, and E. Ozbay” Tight-Binding Description of  
the Coupled Defect Modes in Three-Dimensional Photonic Crystals” PHYSICAL  
REVIEW LETTERS.**84**,2140(2000)

[24] Wei-Qiang Ding, Li-Xue Chen ,and Shu-Tian Liu” Finite size effects on one  
dimensional coupled cavity optical waveguides” Optics

Communications.**242**,437(2004)

[25] Jian Liu, Bin Shi, Dengtao Zhao and XunWang” Optical delay in defective photonic bandgap structures” J. Opt. A: Pure Appl. Opt..**4**,636(2002)

[26] Sheng Lan,a) Satoshi Nishikawa, and Hiroshi Ishikawa” Design of impurity band-based photonic crystal waveguides and delay lines for ultrashort optical pulses” JOURNAL OF APPLIED PHYSICS.**90** ,4321(2001)

[27] Tao Yang, Yoshimasa Sugimoto, Sheng Lan, Naoki Ikeda, Yu Tanaka, and Kiyoshi Asakawa” Transmission properties of coupled-cavity waveguides based on two-dimensional photonic crystals with a triangular lattice of air holes” J. Opt. Soc. Am. B.**20**,1922(2003)

[28] Toshihiko FUKAMACHI, Kazuhiko HOSOMI, Toshio KATSUYAMA and Yasuhiko ARAKAWA<sup>1</sup>” Group-Delay Properties of Coupled-Defect Structures in Photonic Crystals”, Japanese Journal of Applied Physics.**43**,L449(2004)

[29] Joyce K. S. Poon, Jacob Scheuer, Yong Xu, and Amnon Yariv” Designing coupled-resonator optical waveguide delay lines” J. Opt. Soc. Am. B.**21**,1665(2004)

[30] Junhee Kim, Junkye Bae, Young-Geun Han, Sang Hyuck Kim, Je-Myung Jeong, and Sang Bae Lee” Effectively Tunable Dispersion Compensation Based on Chirped Fiber Bragg Gratings Without Central Wavelength Shift” IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS.**16**,849(2004)

[31] Chee S. Goh, Student Member, IEEE, Sze Y. Set, Member, IEEE, and Kazuro Kikuchi, Member, IEEE” Design and Fabrication of a Tunable Dispersion-Slope Compensating Module Based on Strain-Chirped Fiber Bragg Gratings” .**16**,524

(2004)

[32] Chee S. Goh, Student Member, IEEE, Sze Y. Set, Member, IEEE, and Kazuro Kikuchi, Member, IEEE” Design and Fabrication of a Tunable Dispersion-Slope Compensating Module Based on Strain-ChirpedFiber Bragg Gratings” IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS.**16**,524(2004)

