

國立交通大學

電子物理研究所

碩士論文

毫焦耳級準連續式二極體側向激發
被動式 Q 開關雷射的設計與應用

Design and application of quasi-CW diode-side-pumped
milli-joule passively Q-switched laser

研究生：陳昱辰

指導教授：蘇冠暉 教授

中華民國一百零三年七月

毫焦耳級準連續式二極體側向激發

被動式 Q 開關雷射的設計與應用

Design and application of quasi-CW diode-side-pumped
milli-joule passively Q-switched laser

學 生：陳昱辰

Student : Yu-Chen Chen

指導教授：蘇冠暉

Advisor : Kuan-Wei Su

國立交通大學
電子物理研究所
碩士論文

A Thesis

Submitted to Institute of Electrophysics

College of science

National Chiao Tung University

in partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master of Science

July 2014

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國一百零三年七月

毫焦耳級準連續式二極體側向激發

被動式 Q 開關雷射的設計與應用

學生：陳昱辰

指導教授：蘇冠暉

國立交通大學電子物理所碩士班

摘要

高峰值功率人眼安全脈衝雷射在工業界中已被廣泛使用。在本論文中，我們分別利用 Nd:YVO₄ 和 Nd:YLF 為增益介質搭配 Cr⁴⁺:YAG 為飽和吸收體，在經過二次閾值的理論分析後，採用近半球腔及二極體側向激發的架構來達成高峰值功率之被動式 Q 開關雷射。接著以此被動式 Q 開關雷射為基礎，加入 KTP 晶體進行頻率轉換，透過光參數振盪的技術將 1 μm 的波長轉換到 1.5 μm 人眼安全雷射的波段。以 Nd:YVO₄ 為增益介質的實驗中，可產生能量為 3 mJ、峰值功率達 100 kW 的脈衝雷射；進行光參數振盪後得到能量為 1.4 mJ、峰值功率為 100 kW 的人眼安全脈衝雷射。改以 Nd:YLF 為增益介質後，可得能量達 20 mJ、峰值功率為 950 kW 的脈衝，經過光參數振盪後更可得能量達 10 mJ、峰值功率為 600 kW 的脈衝雷射。

Design and application of quasi-CW diode-side-pumped milli-joule passively Q-switched laser

Student : Yu-Chen Chen

Advisor : Kuan-Wei Su

Institute of Electrophysics

National Chiao Tung University

Abstract

High-peak-power eye-safe pulsed lasers have been widely used in industry applications. In this thesis, we utilize the Nd:YVO₄ and the Nd:YLF crystals as gain mediums with the Cr⁴⁺:YAG crystal as the saturable absorber to explore a passively Q-switched laser. Through the theoretical analysis of second threshold condition, we adopt the design of nearly hemispherical cavity and the diode-side-pumping configuration to realize the high peak power output. Furthermore, we demonstrate the eye-safe laser by adding the KTP crystal to perform the extracavity optical parametric oscillation for converting the lasing wavelength from 1 μm to 1.5 μm. In the experiment of Nd:YVO₄ PQS laser, the output pulse energy reaches 3 mJ and the peak power is 100 kW. For the OPO operation, we obtain a 1.4-mJ output pulse energy with the peak power of 100 kW. On the other hand, the output pulse energy of 20 mJ with the peak power up to 950 kW can be attained by utilizing the Nd:YLF crystal as the gain medium. We further realize the eye-safe laser with pulse energy of 10 mJ and peak power of 600 kW through the OPO operation.

致謝

沒想到又到了畢業的時候，和大學四年相比，兩年的碩士班真的過得很快。在這段時間很高興能跟大家一起生活、做研究、吃大餐、聊天、運動，不過開心的日子總是過得特別快，轉眼間就到了離開的時候……。

這兩年的研究生涯，很感謝蘇冠暉老師耐心且細心的指導，以及陳永富老師教導我們對於做研究該有的態度和積極性，這些都讓我獲益良多。另外，實驗室的學長姐和同學也幫了我很多，不論是討論研究上的問題，或是碰到一些生活上的麻煩，學長姐都很熱心的提供意見，並幫助我順利度過這些難關。這其中，特別感謝小佑，從對光路開始，到架雷射、討論實驗結果，一直到論文的檢討修改，都給了我極大的幫助。最後，要感謝父母家人讓我有個溫暖的家，在感到疲憊的時候可以休息，以恢復精神面對下一個挑戰。

最後的最後，謝謝大家讓我有一個快樂的研究生生活，雖然可能就要各奔西東，不過這兩年大家一起聊八卦、變胖、打球的生活對於往後的人生一定是一個很重要的資產，謝謝你們。

目錄

摘要.....	i
Abstract	ii
致謝.....	iii
目錄.....	iv
圖表目錄.....	vi
第一章 簡介.....	1
1.1 研究動機.....	1
1.2 論文架構.....	2
第二章 Q 開關雷射介紹.....	4
2.1 Q 開關雷射原理.....	4
2.2 Q 開關雷射類型.....	5
2.3 第二閾值.....	7
第三章 毫焦耳級雷射設計架構.....	13
3.1 架構設計.....	13
3.1.1 準連續式二極體側向激發高脈衝能量雷射.....	13
3.1.2 大面積雷射共振腔.....	15
3.2 飽和吸收體的選擇.....	16
3.3 增益介質的比較.....	17
第四章 被動式 Q 開關雷射實驗結果.....	25
4.1 雷射二極體工作情形.....	25
4.2 自由振盪雷射.....	25
4.3 Nd:YLF 被動式 Q 開關雷射.....	27
4.4 Nd:YVO ₄ 被動式 Q 開關雷射.....	28
第五章 被動式 Q 開關雷射的應用.....	37
5.1 非線性光學.....	37
5.1.1 非線性光學簡介.....	37

5.1.2 相位匹配	38
5.1.3 光參數振盪	39
5.2 Nd:YLF 光參數振盪實驗結果.....	41
5.3 Nd:YVO ₄ 光參數振盪實驗結果	42
第六章 總結.....	50
參考資料.....	52



圖表目錄

圖 2-1 Q 開關中，高能階粒子數及光子密度對應時間曲線圖。	11
圖 2-2 飽和吸收體對入射光場流量的對應曲線。	12
圖 3-1 連續波和準連續波功率隨時間比較圖。	20
圖 3-2 側向式激發之示意圖。	21
圖 3-3 近半球腔和不穩定共振腔內共振腔模態直徑對照圖。	22
圖 4-1 雷射二極體電流-能量曲線圖。	30
圖 4-2 分別以 Nd:YVO ₄ 及 Nd:YLF 為增益介質時輸出-輸入能量 曲線圖。	31
圖 4-3 Nd:YLF 被動式 Q 開關雷射實驗架構圖及雷射時、空間分布 圖。	32
圖 4-4 Nd:YLF 被動式 Q 開關雷射離軸對模態變化圖。	33
圖 4-5 Nd:YVO ₄ 被動式 Q 開關雷射實驗架構圖及雷射時、空間分 布圖。	34
圖 4-6 Nd:YVO ₄ 被動式 Q 開關雷射離軸對模態變化圖。	35
圖 5-1 線性光學與非線性光學示意圖。	43
圖 5-2 光參數振盪示意圖。	44
圖 5-3 切角對折射率影響之示意圖。	45
圖 5-4 相位匹配類型示意圖。	46

圖 5-5 光參數振盪中，激發光對信號、閒頻光關係圖。	47
圖 5-6 Nd:YLF 光參數振盪實驗雷射架構圖及雷射之時、空間分布圖。	48
圖 5-7 Nd:YVO ₄ 光參數振盪實驗雷射架構圖及雷射之時、空間分布圖。	49
表 3-1 Cr ⁴⁺ :YAG 晶體之特性參數。	23
表 3-2 常用之增益介質參數。	24
表 4-1 所使用之雷射二極體特性。	36



第一章 簡介

1.1 研究動機

市面上，毫焦耳級脈衝雷射(milli-joule pulse laser)已經被使用在各種裝置上，例如：感應裝置、雷射測距以及雷達系統.....等 [1-4]。由於有著高峰值功率的輸出特性，所以也常被應用在非線性光學上。被動式 Q 開關(passively Q-switches)是目前經常被使用來製造高峰值功率脈衝雷射的方法之一 [5-6]，然而，高能量的被動式 Q 開關雷射仍然存有些許須被克服的缺點，本篇論文會介紹我們如何解決這些問題從而得到高峰值功率的脈衝雷射。

不同於主動式 Q 開關(actively Q-switches)，被動式 Q 開關有著低成本、特性易控制等優點 [7-10]。在光源的選擇上，我們採用了操作在較低重複率但較高能量的準連續式(quasi-continuous wave)激發 [11-14]，並配合二極體側向激發(diode-side-pump)的方式來獲得高能量的光源 [15-18]。和端面激發相比，側向激發可以直接利用雷射二極體產生大面積的激發，易於用來產生高能量激發光源。然而，這種大面積激發的方式，卻有容易產生高階模態(high order mode)，並進而導致較差的光束品質值(beam quality)這項缺點。

前人的研究指出，要避免高階模態的產生，我們可以使用具有大腔模體積(cavity mode volume)共振腔，非穩定共振腔(unstable cavity) [19-20] 及近半球腔(nearly hemispherical cavity)都是不錯的選擇 [21-26]。在之前的研究中，我們以非穩定共振腔進行實驗並產生 $TEM_{3,1}$ 的輸出模態，而在此實驗中，我們改利用近半球腔來進行實驗以期

產生出更接近 $TEM_{0,0}$ 的輸出模態。最後，為了再進一步控制雷射的輸出模態，我們可以藉由改變雷射的離軸程度來達到此一目的 [27-28]，而在實驗中，我們也成功的藉著移動前鏡位置來產生 $TEM_{0,0}$ 模態。

在材料的選擇上，目前較常見的摻釹(Nd doped)增益介質根據粒子在高能階的生命週期(lifetime)由低到高為摻釹釩酸釷($Nd:YVO_4$)、摻釹釷鋁石榴石($Nd:YAG$)及摻釹氟化釷($Nd:YLF$) [29-31]。我們選擇可操作在較高重複率(repetition rate)的 $Nd:YVO_4$ 及有較高輸出脈衝能量的 $Nd:YLF$ 來做為我們實驗的增益介質，並使用摻鉻釷鋁石榴石($Cr^{4+}:YAG$)及鉀鈦磷(KTP)分別當作飽和吸收體(saturable absorber)及光參數振盪(optical parametric oscillator)晶體。

在實驗中，我們藉由近半球腔準連續式二極體側向激發被動式 Q 開關的設計，在以 $Nd:YVO_4$ 為增益介質時，得到重複率可達 200 Hz 且能量為 3.05 mJ 的 1064 nm 脈衝雷射，而以 $Nd:YLF$ 為增益介質時，可得能量超過 20mJ 的 1047 nm 脈衝雷射，峰值功率分別為 100 kW 及 950 kW。在加入 KTP 進行腔外 OPO 的操作之後，由於 OPO 的共振器有空間整理(spatial cleaning)作用 [32]，因此可分別得到 1570 nm 能量為 1.4 mJ、峰值功率為 100 kW 及 1550 nm 能量為 10 mJ、峰值功率為 600 kW 的 $TEM_{0,0}$ 脈衝雷射。

1.2 論文架構

全文分為六個章節

第一章：說明研究動機並簡述使用的架構及理由。

第二章：從如何利用 Q 開關產生脈衝雷射出發，並探討主動式 Q 開關及被動式 Q

開關的差異，最後再詳盡討論被動式 Q 開關所需滿足的條件。

第三章：敘述我們如何設計出此雷射架構。由如何產生高能量雷射出發，再藉由設計共振腔的方式抑制高階模態產生並使共振腔滿足被動式 Q 開關的條件，最後再論述我們如何去決定我們使用的晶體。

第四章：描述被動式 Q 開關的實驗結果。從二極體的工作情形、自由振盪雷射(free-running laser)的能量曲線，最後再到 Nd:YLF 及 Nd:YVO₄ 被動式 Q 開關的實驗結果及其討論。

第五章：敘述如何應用此 Q 開關雷射。從運用的原理，再到整個實驗結果的討論。

第六章：總結此篇論文的結果。



第二章 Q 開關雷射介紹

2.1 Q 開關雷射原理

生活上，將雷射拿來應用的例子有很多，例如雷射筆、雷射切割機、甚至是醫療美容用的雷射.....等。而這些不同種類產品所需利用到的雷射型態也有所不同。以雷射筆為例，因為需要的是連續不斷的輸出，因此使用的是連續式雷射 (continuous wave laser) [33-34]；但是在雷射切割機及醫療用雷射的部分，因其目的為對材料結構的破壞，因此需要的是高峰值功率的雷射。目前，Q 開關雷射是最常被使用來產生高峰值功率脈衝雷射的方式之一，因此，本章節會針對 Q 開關雷射進行相關探討。

在一般 CW 雷射中，光源會將增益介質內低能階的粒子激發到高能階，而高能階的粒子也會因自發輻射(spontaneous emission)回到低能階，並產生光子。部分光子會在共振腔內振盪並產生受激輻射(stimulated emission)，同時，光子也會因共振腔的損耗而溢散。隨著光源的激發，高能階粒子數量上升，當產生的光子大於損耗(即達到雷射閾值)時雷射隨即出光，也因此峰值功率會受到限制。在 Q 開關雷射架構中，我們加入一可調變共振腔損耗的物體，當共振腔損耗被調製到極大時(Low-Q)，理想上可將此時的閾值(threshold)視為無限大，因此不會有雷射產生，粒子也持續累積在高能階；而當共振腔損耗在某一瞬間被調製回極小時(High-Q)，雷射的閾值回歸到 CW 雷射時的狀態，此時高能階粒子數極大，因此

可產生瞬間峰值功率遠大於 CW 雷射時的雷射脈衝，如圖 2-1 所示。隨著脈衝產生，共振腔的損耗又被調製到極大，並重複上述的過程，即可產生一束有瞬間高
峰值功率脈衝雷射。

2.2 Q 開關雷射類型

如 2.1 節所述，Q 開關雷射原理就是加入一可調變共振腔損耗的物體，我們根據是否可由外在訊號調製 Q 值而將 Q 開關分成兩類，分別為主動式 Q 開關及被動式 Q 開關。

在主動式 Q 開關中，大致可分為三類，機械式 Q 開關(mechanical Q-switches)、電光式 Q 開關(electro-optical Q-switches)及聲光式 Q 開關(acousto-optic Q-switches)。機械式 Q 開關顧名思義就是直接利用機械原理控制共振腔，像是直接旋轉一個有孔洞的圓盤，平時光路被圓盤擋住，Q 開關為 Low-Q 狀態，當轉到孔洞處時，Q 開關共振腔變為 High-Q，並產生脈衝雷射 [35]。電光式 Q 開關則是利用電光晶體去做調變 [36-37]，此晶體為雙折射晶體，且快、慢軸的折射率會因外加電壓不同而有所改變。基本架構為將一經過設計的電光晶體及一偏振板放入共振腔中，在未加電壓的情況下，偏振光會在腔內共振，此時共振腔為 High-Q，但當外加一電壓後，電光晶體快、慢軸的折射率改變，使此晶體形成四分之一波板的效果，而原本腔內偏振方向為平行偏振板的光，會因通過兩次四分之一波板而使偏振變為垂直偏振板，並因此無法在腔內形成共振，此時共振腔情形視為 Low-Q，粒子累積並在下一次 Q 開關轉為 High-Q 時產生脈衝。當超音波通過

聲光晶體時，晶體內局部的密度會隨超音波的頻率而有所不同，形成如同光柵一般的結構，而光在經過此晶體時，會有繞射情況產生，傳播路徑也會因此偏移。而聲光式 Q 開關則是藉由在共振腔內加入一聲光晶體 [38-39]，當輸入超音波時，因為光路偏折，導致無法產生共振，Q 開關為 Low-Q 狀態，而關閉超音波時，光路回歸原始狀態，Q 開關變為 High-Q 並共振產生脈衝雷射。

被動式 Q 開關是利用染料 [40]、晶體等物質(被動式 Q 開關中稱其為飽和吸收體)吸收與放射共振腔內的光來達到 Q 開關的效果。以晶體為例，其穿透率對應入射飽和吸收體光場強度的特性如圖 2-2，由圖中可看出，當入射晶體的光強度越強，其穿透率越高。因此，我們將此晶體放進共振腔內，當激發開始產生時，由於此時光強度不強，晶體穿透率低，故不會有雷射產生，Q 開關為 Low-Q 狀態，但隨著高能階粒子數累積，強度慢慢增加，當光強度夠強時，其穿透率極大，我們稱此為飽和狀態，而此時，可視飽和吸收體為透明，Q 開關轉變為 High-Q，產生雷射。

比較兩種 Q 開關的產生方式，主動式 Q 開關由外部訊號調控，可精準控制脈衝重複率，但也因此造價較為昂貴，且所佔空間較大。相較而言，被動式 Q 開關不用依賴外加因素操控，因此架構簡單是此方式最大的優點，並且不用外加電壓，所以不會受到電訊號的干擾。因此，我們的實驗採用被動式 Q 開關的方式進行，接著我們將介紹如何設計好的被動式 Q 開關。

2.3 第二閾值

欲分析被動式 Q 開關雷射的啟動閾值，可從其原理探討，由前所述，其原理是利用飽和吸收體吸收一定光子後會變透明的特點來控制 Q 開關的啟動與否；因此，其閾值決定於在增益介質中高能階粒子的輻射停止時，其光場強度是否足以讓飽和吸收體達到飽和。若增益介質的輻射先停止，而飽和吸收體尚未達到飽和，則不會產生脈衝；反之，若飽和吸收體先達到飽和，則當飽和吸收體變為透明時，Q 開關轉變為 High-Q，高能階累積的大量粒子將產生高瞬間封值功率的脈衝雷射。

我們可從 High-Q 時光的速率方程式(rate equation)及 ESA(excited-state absorption)模型分析這個情況[41-43]，首先，我們可從前人研究中得知，在 High-Q 狀態時，共振腔內光子數的變化為增益介質的輻射扣掉飽和吸收體的吸收及共振腔的損耗，因此可得出下列式子：

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\phi}{t_r} \left[2\sigma n l - 2\sigma_{gs} n_{gs} l_s - 2\sigma_{es} n_{es} l_s - \left(\ln\left(\frac{1}{R}\right) + L \right) \right] \quad (2-1)$$

而增益介質中高能階粒子數的變化則會跟其輻射成反比：

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma c \sigma \phi n \quad (2-2)$$

飽和吸收體中基態粒子數量也會和被激發的粒子數成反比，值得一提的是，當增益介質中輻射面越大而飽和吸收體的吸收面越小，則等效光子流量越大，激發強度也會越大，因此可得：

$$\frac{dn_{gs}}{dt} = -\frac{A}{A_s} c \sigma_{gs} \phi n_{gs} \quad (2-3)$$

其中

ϕ 為腔內光子密度；

n 為增益介質內高能階粒子密度；

n_{gs} 、 n_{es} 、 n_0 分別為飽和吸收體基態、激發態及總和粒子密度；

σ 為增益介質的受激放射截面(stimulated emission cross section)；

σ_{gs} 、 σ_{es} 分別為飽和吸收體基態、激發態的吸收截面(absorption cross section)；

l 為增益介質長度；

l_s 為飽和吸收體長度；

R 為雷射輸出鏡反射率；

L 為光在共振腔內來回一趟的耗損；

γ 為一常數，在四能階雷射時為 1，三能階時為 2；

t_r 為光在共振腔內來回一趟所需時間，等同於 $2l'/c$ 。 l' 為光在共振腔內的等效長度， c 為光速。

我們將(2-2)除(2-3)，可得：

$$\frac{dn_{gs}}{dn} = \frac{1}{\gamma} \frac{A}{A_s} \frac{\sigma_{gs}}{\sigma} \frac{n_{gs}}{n} = \alpha \frac{n_{gs}}{n} \quad (2-4)$$

我們對此式進行積分可得到：

$$n_{gs} = n_{so} \left(\frac{n}{n_i} \right)^\alpha \quad (2-5)$$

n_i 為 Q 開關剛轉變為 High-Q 時的初始高能階粒子密度，因為此時為準備產生脈

衝的臨界值，因此光在腔內的損耗會剛好等同於光的產生，其滿足：

$$2\sigma n_i l - 2\sigma_{gs} n_0 l_s - \left(\ln\left(\frac{1}{R}\right) + L \right) = 0 \quad (2-6)$$

又，我們從前人研究可得飽和吸收體初始穿透率 $T_0 = \exp(-\sigma_{gs} n_0 l_s)$ ，並帶入(2-

6)，可得 n_i 表示式為：

$$n_i = \frac{\ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2\sigma l} \quad (2-7)$$

最後，將(2-1)除以(2-2)，整理後得到光子和高能階粒子關係：

$$\frac{d\phi}{dn} = -\frac{l}{\gamma l'} \left[1 - \frac{(1-\beta)}{2\sigma l n_i} \ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) \left(\frac{n}{n_i}\right)^{\alpha-1} - \frac{\beta \ln\left(\frac{1}{T_0^2} + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L\right)}{2\sigma l n} \right] \quad (2-8)$$

其中

$$\beta = \frac{\sigma_{es}}{\sigma_{gs}} \quad (2-9)$$

欲知是否能產生雷射，我們能從(2-8)中，光子密度的曲線是成長或是消滅來

得知，當曲線成長，代表光強度變強，反之則不會有脈衝雷射產生。而判斷曲線

趨勢，則可利用一次微分來判斷，並帶入初始情況 $n = n_i$ ；在帶入後，我們發現

一次微分的值為零，因此，我們再進一步利用二次微分判斷：

$$\frac{d^2\phi}{dn^2} = -\frac{l}{\gamma l'} \left[1 - \frac{(1-\beta)(\alpha-1)}{2\sigma l n_i^2} \ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) \left(\frac{n}{n_i}\right)^{\alpha-2} + \frac{\beta \ln\left(\frac{1}{T_0^2} + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L\right)}{2\sigma l n^2} \right] \quad (2-10)$$

曲線成長的條件，同樣為 $n = n_i$ 時二次微分要大於零，可得：

$$\left[\alpha(1-\beta)-1\right]\ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right)-\ln\left(\frac{1}{R}\right)-L>0 \quad (2-11)$$

將 α 帶入，整理後可得第二閾值：

$$\frac{\ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right)}{\ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right)+\ln\left(\frac{1}{R}\right)+L} \frac{\sigma_{gs} A}{\sigma A_s} > \frac{\gamma}{1-\beta} \quad (2-12)$$

從(2-12)中，我們可發現決定第二閾值的條件，使用的材料決定了其中大部分的參數，而在選定使用材料後，我們能夠再做調整的只剩飽和吸收體的初始穿透率、輸出鏡反射率及決定 $\frac{A}{A_s}$ 的共振腔形式而已。

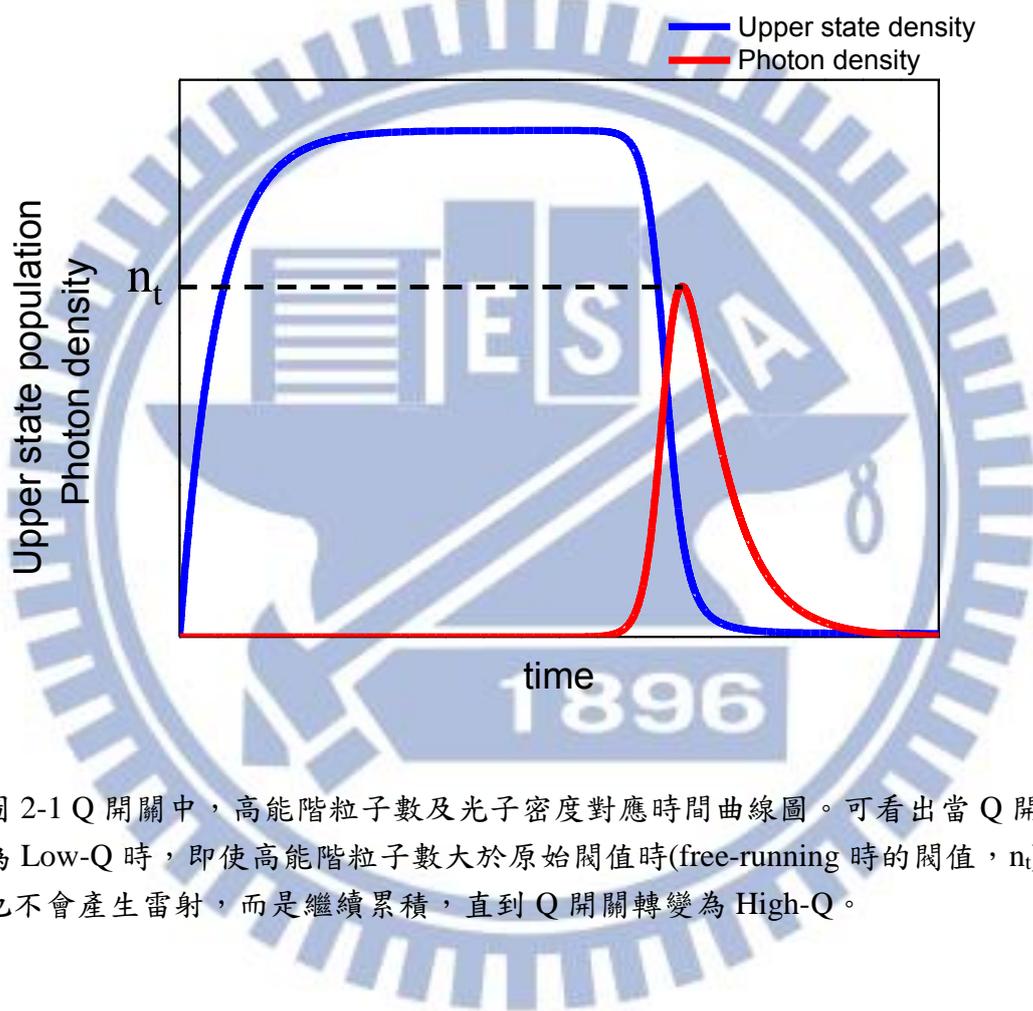


圖 2-1 Q 開關中，高能階粒子數及光子密度對應時間曲線圖。可看出當 Q 開關為 Low-Q 時，即使高能階粒子數大於原始閾值時(free-running 時的閾值， n_t)，也不會產生雷射，而是繼續累積，直到 Q 開關轉變為 High-Q。

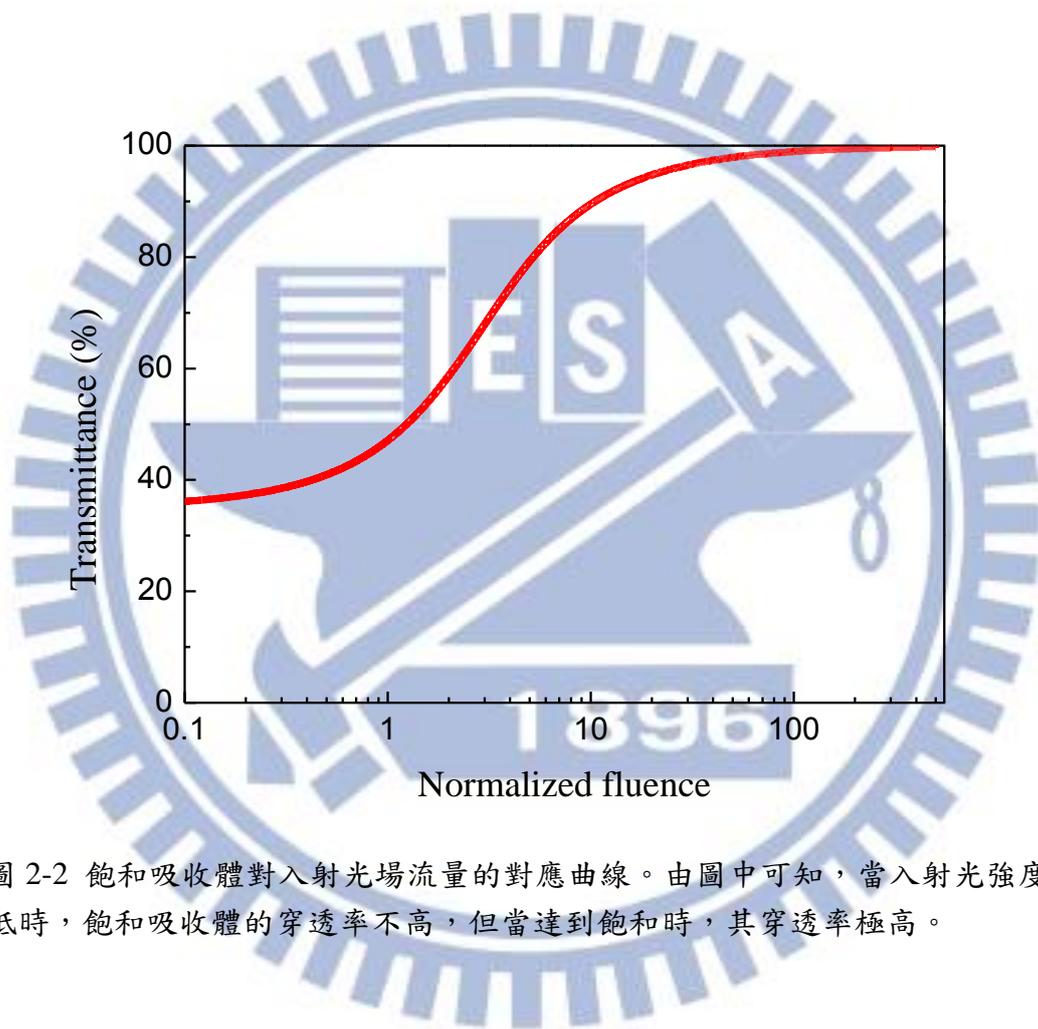


圖 2-2 飽和吸收體對入射光場流量的對應曲線。由圖中可知，當入射光強度很低時，飽和吸收體的穿透率不高，但當達到飽和時，其穿透率極高。

第三章 毫焦耳級雷射設計架構

3.1 架構設計

在雷射的研究中，架構設計是其中最核心的一塊。對本實驗而言，首先要考慮的是如何設計一個能產生高能量光源的激發方式，並藉此製造高能量的雷射。於是我們選定了準連續式側向激發作為激發方式，但是伴隨而來的是高階模態的產生，這是所必須解決的難題。因此，在 3.1 節中，我會介紹我們如何去決定使用的激發光源及怎麼克服隨之而來的問題。

3.1.1 準連續式二極體側向激發高脈衝能量雷射

雷射系統的激發類型可分為連續式激發與準連續式激發，連續式激發的輸出功率不會隨著時間而有所改變，如圖 3-1(a)，這種輸出形式適合應用在高重複率但較低輸出能量的雷射上；相反地，準連續式激發其輸出功率有開、關的設定，如圖 3-1(b)，這種形式的輸出特性利於使用在高能量但低重複率的脈衝雷射上，因此，我們的實驗採用準連續式激發作為激發的型態。此外，準連續式激發還有另一項優點，即由於並非持續輸出，因此可以減少熱的產生，並藉此減緩雷射原件因熱所產生的效應，例如雷射二極體輸出波長的紅位移、熱透鏡效應……等。在準連續式激發輸出脈衝寬的設定上，為確保激發時間夠長而不會使高能階粒子回到低能階，通常會將脈衝寬設定為略高於增益介質中高能階粒子的生命週期；

此外，準連續波開、關的比例我們稱為脈衝比值(duty cycle)，對大部分的二極體而言，此脈衝比值會有一個操作極限值，而此極限值也會限制住雷射操作時能夠達到的最高重複率。

二極體側向激發是一利用二極體陣列(diode array)並配合側向激發的技術。

二極體陣列是將二極體條(diode bars)排列在電極上，每一條二極體的間距約 0.4 mm，當條數越多，則可產生越高的能量，而在高能量雷射中，若想輸出越高的能量，激發所需的能量也會越高，因此二極體陣列是一個很好的選擇。此外，二極體陣列還有另一項特性，因為陣列為長條狀，配合上光自然的發散，可以產生能量均勻的大面積激發。而我們從先前的研究中，可知道被動式 Q 開關的能量和增益介質上激發模態體積(pump mode volume)有關 [44]：

$$E = \frac{h\nu A}{2\sigma\gamma} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right) \quad (3-1)$$

其中

A 為增益介質上激發模態體積的大小；

n_f 為脈衝結束後，高能階的粒子密度。

所以適當的激發方式則攸關著能否有效利用二極體陣列的優點。雷射的激發方式分為端面激發及側向激發兩種，利用端面激發，我們可以得到較好的光束品質，但受限於晶體端面截面積較小，間接導致失去二極體陣列的優勢並會對被動式 Q 開關的輸出脈衝能量造成不利的影響。因此，為了有效利用二極體陣列大面積激發的優點，我們採用側向激發的方式。圖 3-2 為側向激發的示意圖，從圖

中可知，側向式激發由於有較大的入射面積，因此可直接利用來自二極體陣列的大面積激發光源並產生較高的輸出脈衝能量。若想更進一步增加激發光源的能量，除了前述所提到增加二極體的條數外，我們更可以藉由側向式激發中激發方向垂直光路的特性，額外增加可激發的面積，例如利用多顆二極體陣列進行激發，或是使用閃光燈作大面積激發，這些方法皆可成功的利用側向式激發的特點做到大面積、高能量的激發，也是目前常被使用在高能量固態雷射中的方法。但此種方法有利有弊，弊端是由於較大的激發面積，容易產生高階模態，導致較差的光束品質，因此，接下來我們會討論如何利用雷射架構的設計來避免高階模態的產生。

3.1.2 大面積雷射共振腔

二極體側向激發因激發模態體積過大導致產生高階模態的問題，我們可以利用共振腔的特性來解決，其原理是將共振腔模態體積(cavity mode volume)增大，進而提高腔內增益介質處的模態體積。有效增加共振腔模態體積的設計一般是使用近半球腔或是利用非穩定共振腔的架構，近半球腔是將凹平腔的腔長拉長至接近凹面鏡的曲率，形成如同半球型的樣子，非穩定共振腔則是利用凹凸腔的結構，但是腔長卻維持在非穩定的情況。我們可以利用光的傳播矩陣來分析此兩種共振腔在腔內不同位置的模態體積大小並對結果去作圖，如圖 3-3，我們可以看到不論在近半球腔或是非穩定共振腔內，其光斑直徑都可以達到兩毫米以上，大於一般在穩定共振腔狀態的數百微米，因此較能滿足所需腔模體積大小。而另一方面，我們考慮到在被動式 Q 開關中，若欲有著較好的輸出脈衝能量，則要滿足第二

閾值使增益介質中腔模體積和飽和吸收體中腔模體積的比值越大越好，但又因為在非穩定共振腔內各位置的腔模體積幾乎相等，無法找到滿足此一比值的兩個位置，所以我們選擇使用近半球腔，其腔模體積在接近凹面鏡處和在接近平面鏡處相差可達十數倍，因此較能滿足第二閾值的需求。

3.2 飽和吸收體的選擇

飽和吸收體是利用其穿透率對入射光流量有著非線性的特點，來達到控制 Q 開關的效果，此種特性除了拿來控制 Q 開關外，也會被利用在脈衝的濾片上，可以清除掉一些比較微弱、不需要的雜訊，其特性是在達到飽和時，光穿透率可達極高，讓共振腔能量能完整輸出；且為了脈衝能有較短的脈衝寬，因此脈衝激發後的恢復時間(recovery time)需經過控制。而在被動式 Q 開關中，較常使用的飽和吸收體有半導體飽和吸收體(semiconductor saturable absorber mirrors)和固態飽和吸收體如 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 等 [45-48]，但是在高能量被動式 Q 開關雷射中，和半導體相比，固態晶體具有較高的損害閾值(damage threshold)，較不會因太強的能量及過小的聚焦點造成損害，因此較適合應用在高能量的脈衝雷射上。另一方面，不同半導體材料只能操作在一小範圍波長，不像固態晶體能夠有較廣範圍的吸收波長，當需利用在不同波長甚或是白光時，固態晶體都能有較好的表現。由於以上原因，在實驗中，我們利用固態晶體 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 作為我們的飽和吸收體，其特性參數如表 3-1。

3.3 增益介質的比較

摻鉍釩酸鈮(Nd:YVO₄)、摻鉍鈮鋁石榴石(Nd:YAG)、摻鉍氟化鈮鋰(Nd:YLF)是目前最常被使用在固態雷射中的增益介質，其分別為將鉍離子摻雜進釩酸鈮、鈮鋁石榴石及氟化鈮鋰之中製成，由於經相同離子摻雜後的晶體其能階特性會相似，因此，我們將此三種常用晶體比較，以下會介紹各晶體雷射特性(如表 3-2)及我們選用晶體的原因。

Nd:YVO₄ 晶體為一單軸晶體，其常被利用的波長為 1064 nm，在非尋常光軸上有著這三種晶體中最高的放射截面，約為 $25 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ ，而在尋常光軸時的放射截面則約為 $7 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ 。Nd:YVO₄ 晶體的高能階粒子生命週期則為此三種晶體中最低的，其約為 90 μs 。由於其在非尋常光軸上有著較高的增益，因此在不篩選偏振的情況下，其輸出特性主要以非尋常光軸的輸出為主。Nd:YAG 為一均向性介質，其輸出光為非偏振光，輸出波長和 Nd:YVO₄ 一樣，通常為 1064 nm。其在 1064 nm 時的放射截面積約為 $2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ ，高能階粒子生命週期約為 230 μs 。Nd:YLF 晶體輸出在 1.06 μm 時有兩個不同偏振的輸出波長，對應到非尋常光軸及尋常光軸分別為 1047 nm 及 1053 nm，非尋常光軸的激發截面為 $1.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ 略高於尋常光軸的 $1.2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ 。由於我們並沒有特別去篩選偏振，因此在實驗上雷射輸出以 1047 nm 為主，此外，也有其他研究是利用 1053 nm 的輸出光去進行各項應用。此外 Nd:YLF 晶體也有著此三晶體中最最高的高能階粒子生命週期，約為 485 μs 。

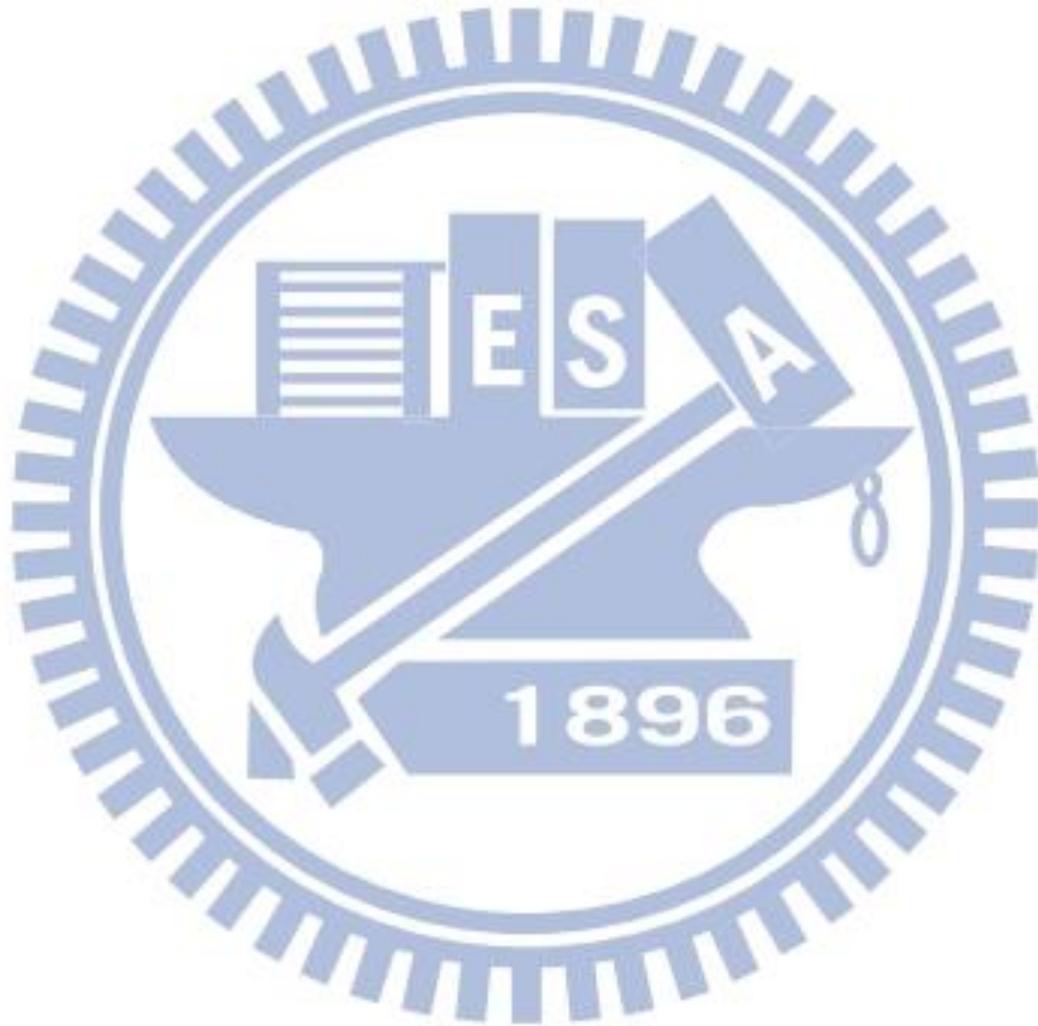
比較此三種晶體，在偏振部份，由於 Nd:YVO₄ 及 Nd:YLF 為雙折射晶體，因此輸出光皆為偏振光，方便直接用來做後續利用。而生命週期影響的是輸出雷射光的能量以及輸出重複率，我們在 3.1.1 節中介紹準連續波激發時提到，高能階粒子生命週期的長短決定了增益介質中高能階粒子激發達飽和時的數量，並且影響準連續波激發的適合時間，因此，生命週期最長的 Nd:YLF 晶體會有著最高的輸出能量。然而由於二極體脈衝比值(duty)通常有小於4%的限制，導致Nd:YLF能操作的最高重複率只能到 80 Hz；相對地，Nd:YVO₄可操作在高達 400 Hz 的重複率。我們在實驗中選擇能達最高能量的 Nd:YLF 及最高重複率的 Nd:YVO₄ 作為我們的增益介質。

設計以 Nd:YVO₄ 為增益介質的架構還有一點需考慮的，就是在放射截面部分，我們可看到 Nd:YAG 及 Nd:YLF 都約為 10⁻¹⁹ cm²，而 Nd:YVO₄ 卻可達 10⁻¹⁸ cm²，其代表 Nd:YVO₄ 雷射在操作時的閾值會較低；然而當利用在被動式 Q 開關時，我們從第二閾值中式子(2-12)了解到，在不調整飽和吸收體及輸出鏡的情況之下，我們可得到：

$$\frac{\sigma_{gs}}{\sigma} \frac{A}{A_s} > const. \quad (3-4)$$

這代表當增益介質中放射截面積過大時，在滿足第二閾值上會有較差的結果，而當利用 Nd:YVO₄ 當增益介質時，由於放射截面高於其他兩晶體 10 倍。因此欲滿足第二閾值，我們必須將增益介質的共振腔模態體積大小提高為飽和吸收體模態體積大小的 10 倍才能補償。而經(3-3)的分析可得到在近半球腔中，靠近前鏡

和靠近輸出端的模態面積可差異即大，所以在實驗中，我們將增益介質極靠近前鏡，並使飽和吸收體在不超過損害閾值下盡量靠近輸出鏡端，即可達到滿足第二閾值的效果。



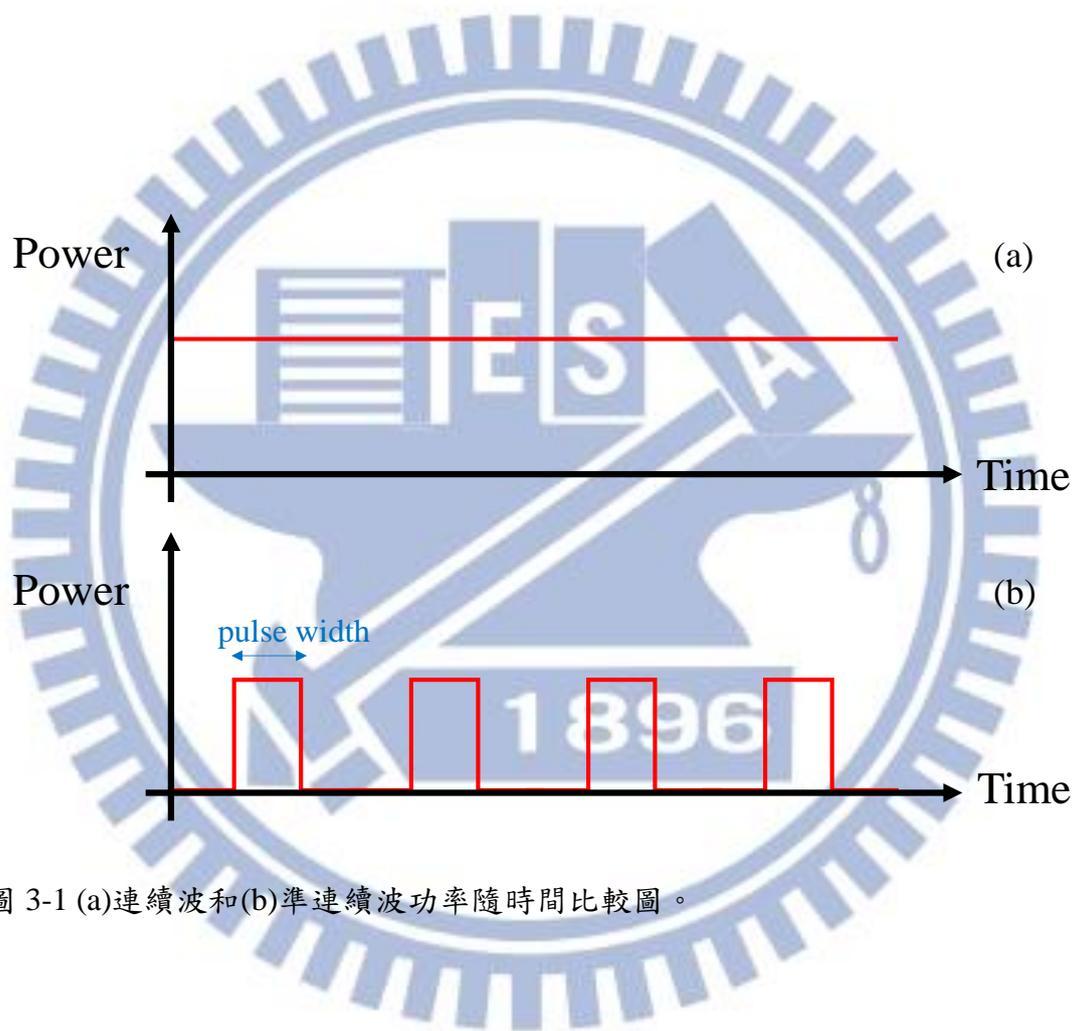


圖 3-1 (a)連續波和(b)準連續波功率隨時間比較圖。

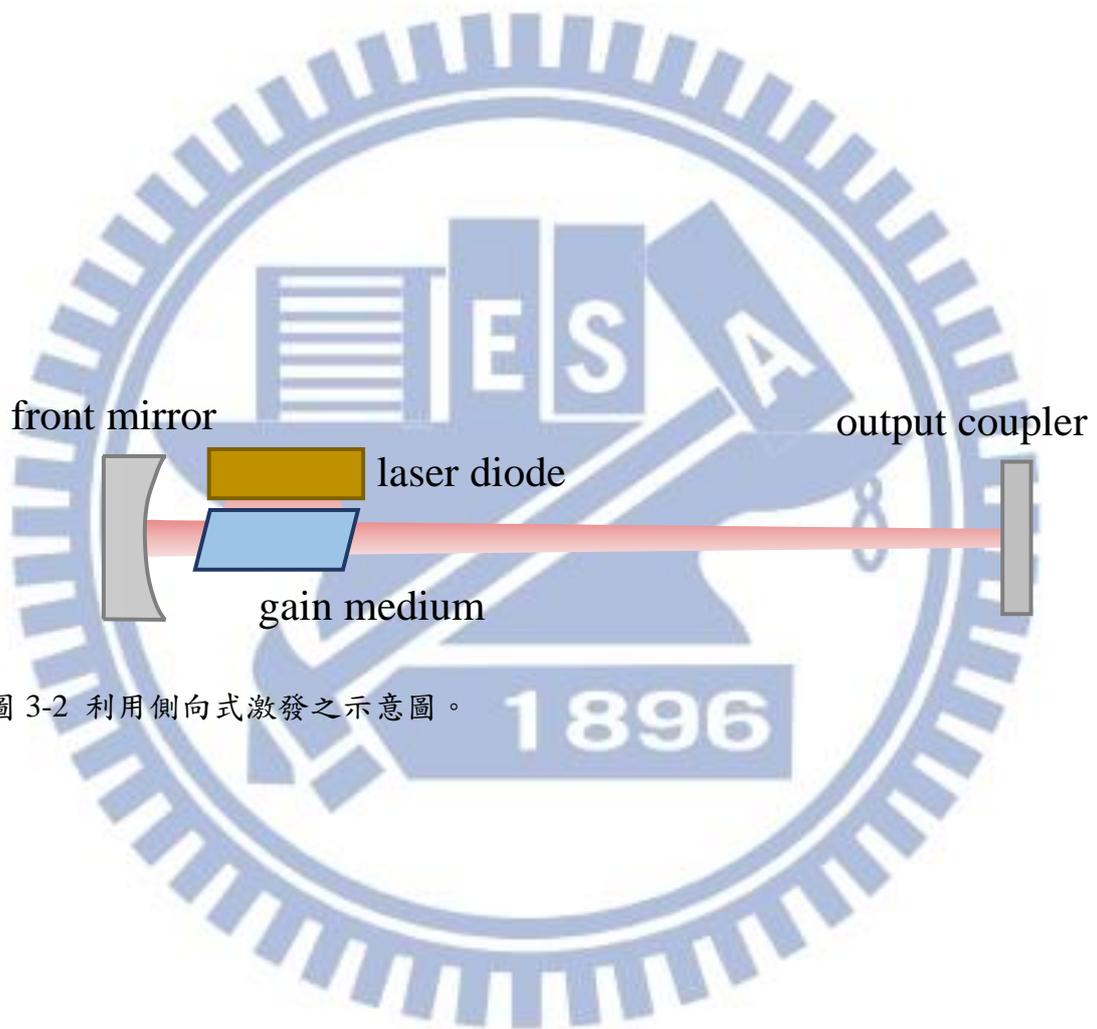


圖 3-2 利用側向式激發之示意圖。

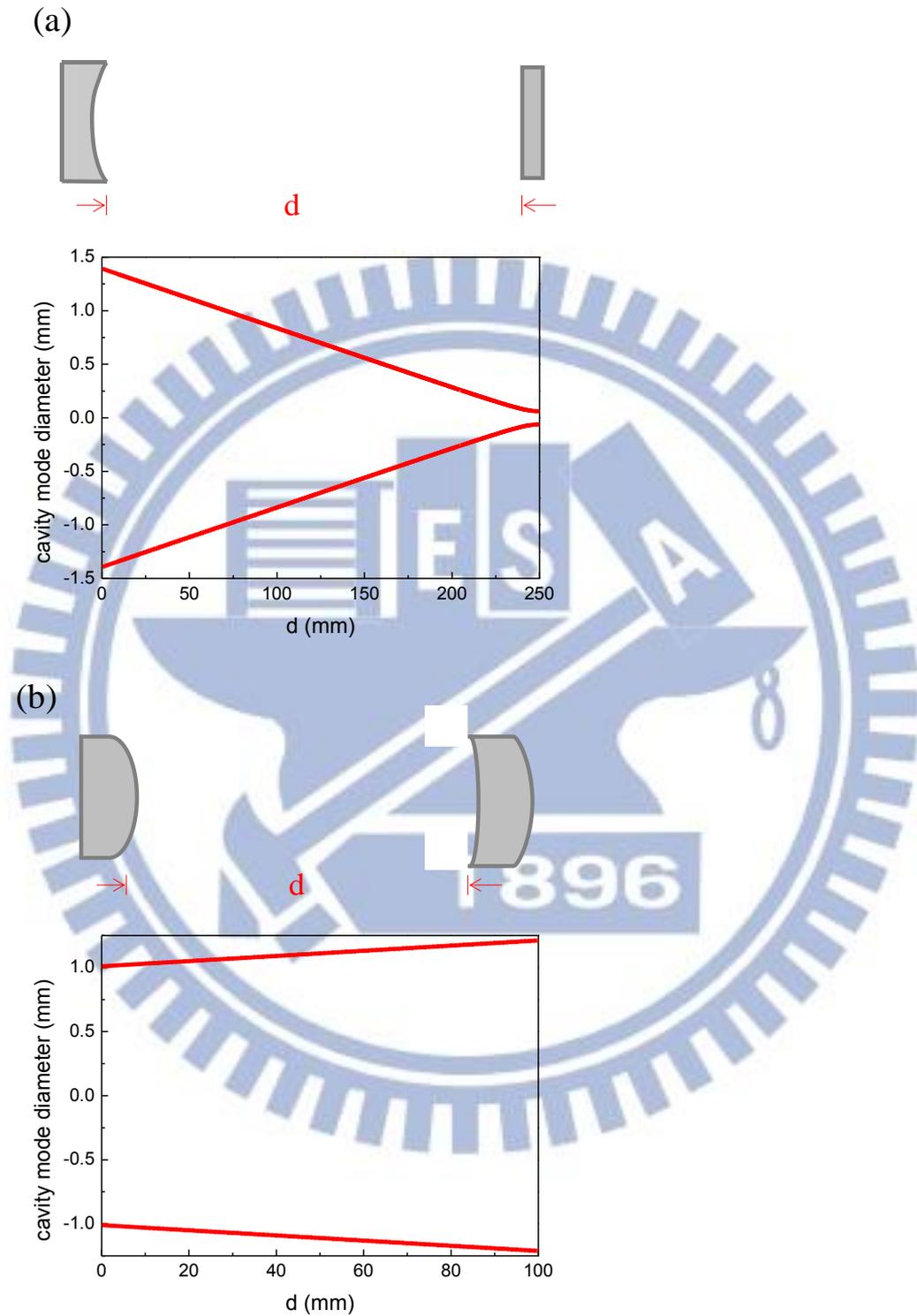


圖 3-3 (a)近半球腔和(b)不穩定共振腔內不同位置的共振腔模態直徑。

Cr⁴⁺:YAG	
中文名稱	摻鉻鈮鋁石榴石
化學式	Cr ⁴⁺ : Y ₃ Al ₅ O ₁₂
晶體結構	cubic
損壞閾值	500 MW/cm ²
密度	4.55 g/cm ³
莫氏硬度	8.5
熔點	1950°C
熱傳導係數	14 W / (m K)
熱擴張系數	6.9 × 10 ⁻⁶ K ⁻¹
光軸特性	均向性晶體
波長1 μm 折射率	1.82
折射率對溫度變化	$\frac{dn}{dt} = 7.3 \times 10^{-6} K^{-1}$
高能階粒子生命週期	3.4 μs
基態放射截面	4.3×10 ⁻¹⁸ cm ²
激發態放射截面	8.2×10 ⁻¹⁹ cm ²

表 3-1 Cr⁴⁺:YAG 晶體之特性參數。

	Nd:YLF	Nd:YAG	Nd:YVO₄
中文名稱	摻釹氟化鈮鋰	摻釹鈮鋁石榴石	摻釹釩酸鈮
化學式	Nd ³⁺ : LiYF ₄	Nd ³⁺ : Y ₃ Al ₅ O ₁₂	Nd ³⁺ : YVO ₄
晶體結構	tetragonal	cubic	tetragonal
輸出波長	1047 nm(c軸) 1053 nm(a軸)	1064 nm	916 nm (三能階) 1064 nm(四能階)
密度	3.95 g/cm ³	4.56 g/cm ³	4.22 g/cm ³
莫氏硬度	4-5	8-8.5	5-6
熔點	825°C	1970 °C	1810 °C
熱傳導係數	6 W / (m K)	10~14 W / (m K)	5 W / (m K)
熱擴張系數	13 × 10 ⁻⁶ K ⁻¹ (a軸) 8 × 10 ⁻⁶ K ⁻¹ (c軸)	7~8 × 10 ⁻⁶ /K	4.4 × 10 ⁻⁶ K ⁻¹ (a軸) 11 × 10 ⁻⁶ K ⁻¹ (c軸)
光軸特性	雙折射晶體	均向性晶體	雙折射晶體
波長1 μm折 射率	1.448(o-ray) 1.470(e-ray)	1.82	1.96(o-ray) 2.17(e-ray)
折射率對溫 度變化	$\frac{dn_a}{dt} = -4 \times 10^{-6} K$ $\frac{dn_c}{dt} = -2 \times 10^{-6} K$	$\frac{dn}{dt} = 7.3 \times 10^{-6} K$	$\frac{dn_a}{dt} = 8.5 \times 10^{-6} K$ $\frac{dn_c}{dt} = 2.9 \times 10^{-6} K$
高能階粒子 生命週期	485 μs	230 μs	90 μs
放射截面	1.2×10 ⁻¹⁹ cm ² (o軸) 1.8×10 ⁻¹⁹ cm ² (e軸)	2.8 × 10 ⁻¹⁹ cm ² (1064 nm)	7 × 10 ⁻¹⁹ cm ² (o軸) 25 × 10 ⁻¹⁹ cm ² (e軸)

表 3-2 常用之增益介質參數。

第四章 被動式 Q 開關雷射實驗結果

4.1 雷射二極體工作情形

為了更易於比較被動式 Q 開關的實驗結果，本章節會從二極體光源的表現開始介紹，並帶入自由振盪雷射(free-running laser)的實驗結果，進而加入飽和吸收體完成被動式 Q 開關雷射並對能量和模態進行優化。

我們使用內含有 4 條二極體條(diode bars) 的高功率二極體陣列(Coherent G-stack package, Santa Clara, Calif., USA)，每一條二極體長度為 10 mm 且兩條間隔為 0.4 mm，所以激發面積約為 $10 \times 1.2 \text{ mm}^2$ (表 4-1)。為避免導電，我們將電極、二極體及銅座利用塑膠螺絲鎖住固定，並在接上電線後將可能接觸到其他原件的地方貼以絕緣膠帶；我們並將銅座通水以增加散熱效果。實驗上，我們將能量計直接正對二極體出光處，如圖 4-1(a)，輸入的電流脈衝寬設定為 $100 \mu\text{s}$ ，量測輸入的電流由 11.7 A 直至 130 A (二極體的閾值)，如圖 4-1(b)。當輸入電流為 130 A 時，量測到的脈衝能量為 50.5 mJ，整體效率約為 0.43 mJ/A。

4.2 自由振盪雷射

自由振盪雷射泛指脈衝雷射在沒有經過 Q 開關或鎖模(mode lock)的控制，而直接產生的雷射。因此，我們可以在不加入飽和吸收體 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 的情況下，觀察利用此雷射晶體及雷射共振腔的可行性。實驗架構如圖 4-2(a)，在雷射共振

腔的部分，我們採用近半球腔的設計(見 3.1.3 節)；前鏡(front mirror)為曲率半徑 25 cm 的凹面鏡、鍍有 1040-1070 nm 的高反射模(high-reflection, $R > 99.8\%$)，輸出鏡(output coupler)為一平面鏡，並在前後兩面分別鍍上對 1040-1070 nm 部分反射(partial-reflection)及抗反射鍍膜(anti-reflection coating, $R < 0.2\%$)。雷射二極體使用具有 4 條二極體條的二極體陣列，為避免激發光發散太快，我們將雷射二極體盡量靠近增益介質(< 0.1 mm)。實驗上，我們分別以 Nd:YVO₄ 及 Nd:YLF 為增益介質進行實驗。在使用以 Nd:YVO₄ 為增益介質的實驗上，我們使用一沿 a 軸(a-cut)的 Nd:YVO₄ 晶體，其摻雜濃度為 0.5 at. %，晶體尺寸為 $3 \times 3 \times 12$ mm³，在晶體兩端有鍍有 1040-1070 nm 的抗反射膜，並為了避免寄生脈衝(parasitic pulse)而在晶體兩端切有 2 度的切角，在側向光入射面則是有對 808 nm 的抗反射膜。使用的輸出鏡反射率 60 %。對腔長進行優化後，腔長約在 23.25 cm 時有著最高的能量。而在 Nd:YLF 的部分，使用的晶體為也為一 a-cut、濃度為 1 at. % 的 Nd:YLF 晶體，晶體尺寸為 $4 \times 3 \times 12$ mm³，兩端及側面分別有 1040-1070 nm 及 808 nm 的抗反射膜，並在兩端面有 2 度的切角。輸出鏡的反射率為 30 %。腔長則為 23 cm。我們將所有晶體裹上銦(In)片，置於通水的銅座上以幫助均勻的散熱，並利用能量計量測能量。

為對應不同的生命週期，在 Nd:YVO₄ 部分我們使用 100 μ s 的脈衝寬，而在 Nd:YLF 部分則是使用 500 μ s 的脈衝寬，圖 4-2(b)及(c)分別為 Nd:YVO₄ 及 Nd:YLF 自由振盪雷射輸出脈衝能量對應入射能量的曲線圖。當以能量為 46.5 mJ 的激發

光入射 Nd:YVO₄ 晶體時輸出脈衝能量可達 16.5 mJ，轉換效率達 35.5%，斜效率為 41%。而以 Nd:YLF 為增益介質時，以脈衝寬 500 μs、252.5 mJ 的能量入射時，輸出脈衝能量為 55.5 mJ，轉換效率約為 22%，斜效率約為 37%。整體而言，雖然以 Nd:YLF 晶體為增益介質時可獲得比較高的能量，但是效率卻是相對較低，而以 Nd:YVO₄ 晶體為增益介質時的輸出能量雖低，卻有較高的轉換效率。

4.3 Nd:YLF 被動式 Q 開關雷射

在本實驗中，被動式 Q 開關雷射架構是以自由振盪雷射為基礎，並在適當的位置加入飽和吸收體，以形成被動式 Q 開關雷射。而在以 Nd:YLF 為增益介質的被動式 Q 開關雷射中，我們利用 Nd:YLF 自由振盪雷射的架構，並以長 2 mm、初始穿透率(initial transmittance, T_0)為 40% 的 Cr⁴⁺:YAG 晶體作為實驗的飽和吸收體。整體架構如圖 4-3(a)，Nd:YLF 晶體緊貼著前鏡，為避免過於聚焦而使 Cr⁴⁺:YAG 造成損壞，我們將 Cr⁴⁺:YAG 放在距離 Nd:YLF 約為 5 cm 的位置，並在不因聚焦過度導致原件損壞的情形下對腔長進行優化，我們發現若腔長過長，則原件可能因能量密度太強導致有損壞的可能，而若腔長過短，能量則會下降，因此經優化後可得最佳化腔長為 23 cm。為符合高能階粒子生命週期，我們一樣使用 500 μs 脈衝寬的輸入脈衝，產生的 Q 開關脈衝能量在重複率為 1 Hz 時可達 22 mJ，此時雷射閾值為 244.5 mJ。在不超過二極體重複率極限的情況之下，我們可將重複率提高到 20 Hz，能量會隨重複率提高而有些微的下滑。利用 LeCroy 的示波器(Wavepro 7100, 10 G samples/s, 1 GHz bandwidth)配上砷化鎵銻(InGaAs)

的光偵測器(photon detector)，我們觀測到如圖 4-3(c)的波形圖，我們觀察到的波形均顯示，在主脈衝過後皆會伴隨著一個輔助脈衝(satellite pulse)，量測到的主脈衝寬約 11 ns，估算出峰值功率為 950 kW。在雷射空間分布的觀測上，我們直接使用相機進行記錄，當對能量進行優化後，其空間分布如圖 4-3(b)，為 TEM_{3,0} 模態。實驗上，我們移動前鏡來等效移動光軸，並可藉由犧牲部分脈衝能量使空間模態達到 TEM_{0,0} 模態，實驗結果如圖 4-4，在前鏡移動距離(Δx)為 0 時，能量有最大值 22 mJ，隨著 Δx 的增加，模態會慢慢往基礎模態改變，在當 $\Delta x = 0.6$ 時，可得到 TEM_{0,0} 模態，此時雷射輸出脈衝能量為 11 mJ。

4.4 Nd:YVO₄ 被動式 Q 開關雷射

如同以 Nd:YLF 作為增益介質時的情形，Nd:YVO₄ 被動式 Q 開關雷射一樣是利用 Nd:YVO₄ 自由振盪雷射的架構，加入 Cr⁴⁺:YAG 為飽和吸收體所構成，此實驗所使用的 Cr⁴⁺:YAG 晶體長度為 2 mm，初始穿透率為 35 %，和以 Nd:YLF 為增益介質時不同的是，Nd:YVO₄ 晶體的放射截面為 Nd:YLF 晶體的 10 倍，因此我們將 Cr⁴⁺:YAG 晶體置於距離輸出鏡僅 3 cm 處，此處腔模大小經計算約為 Nd:YLF 雷射時 Cr⁴⁺:YAG 位置腔模大小的 10 倍，恰可補償放射截面的差距以滿足第二閾值。我們也對腔長進行優化，當腔長過長或過短都會導致能量的下降，得到能量最高的腔長為 24.25 cm，整體架構如圖 4-5(a)。Nd:YVO₄ 高能階粒子生命週期為 90 μ s，因此我們設定以略大於生命週期的 100 μ s 為輸入脈衝寬。實驗測量到雷射閾值為 25 mJ，此時輸出脈衝能量為 3.05 mJ。另一方面，由於使

用的脈衝寬較窄，Nd:YVO₄ 晶體可因此操作在較高的重複率，在實驗上我們也成功地將重複率提高到 200 Hz。示波器量測到的波形圖如圖 4-5(c)，和 Nd:YLF/Cr⁴⁺:YAG 雷射時不同的是，其輔助脈衝時有時無，且機率相當；我們量測到主脈衝的脈衝寬為 13 ns，並經計算後可得峰值功率為 100 kW。圖 4-5(b)顯示利用相機觀察雷射空間分布的情形，結果顯示當能量為最大值時，此時的雷射輸出模態為 TEM_{1,0} 模態，同樣地，我們可藉由調整 Δx 來控制輸出模態，其結果如圖 4-6，(a)為當 $\Delta x = 0$ 時之 TEM_{1,0} 模態，(b)為當 $\Delta x = 0.05$ mm時，可得到之 TEM_{0,0} 模態，隨著 Δx 從 0 移動至 0.05 mm，輸出脈衝能量也會從 3.05 mJ 下降至 2.85 mJ，但同時雷射的閾值也會降低至 23.3 mJ。

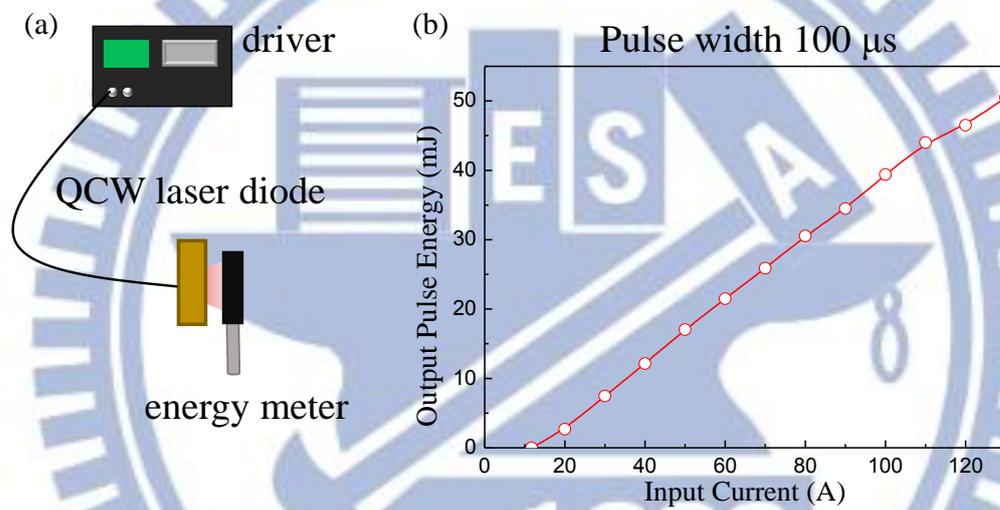


圖 4-1 (a)為量測二極體工作情形時之實驗示意圖。(b)為當 driver 的脈衝寬為 100 μ s 時，電流由 130 A 至 11.7 A(二極體閾值)的電流-能量曲線圖。

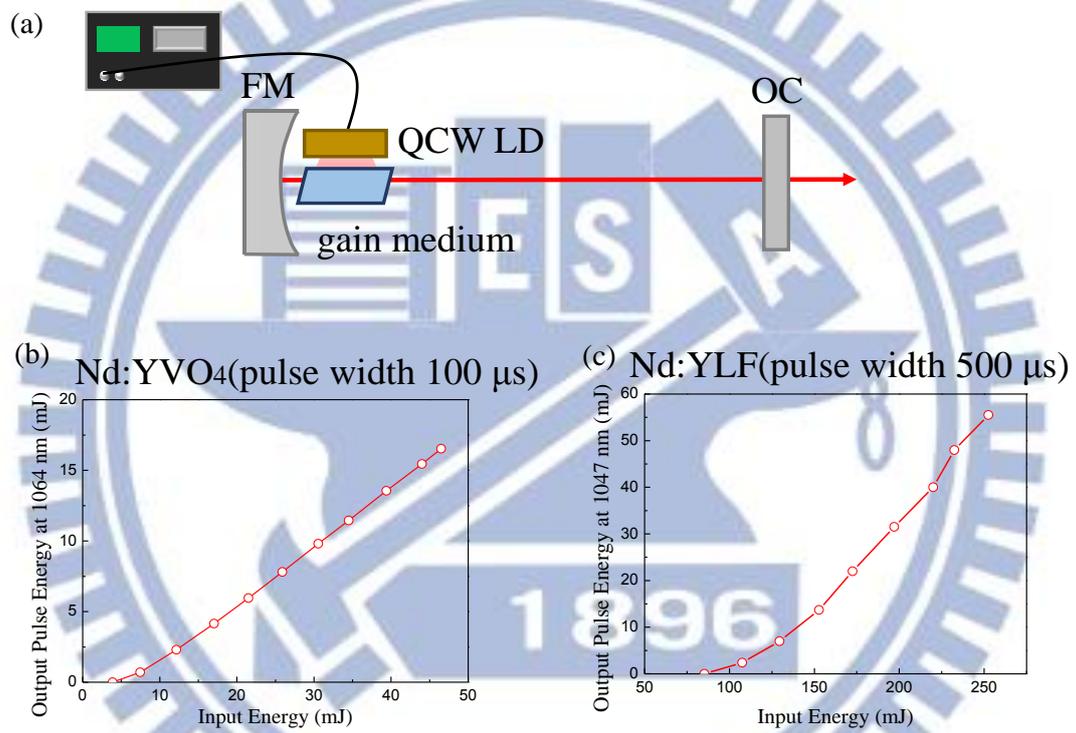


圖 4-2 (a) 為 free-running laser 的架構圖，(b)、(c) 分別為以 Nd:YVO₄ 及 Nd:YLF 為增益介質時在適當脈衝寬下的輸出對輸入能量曲線圖。

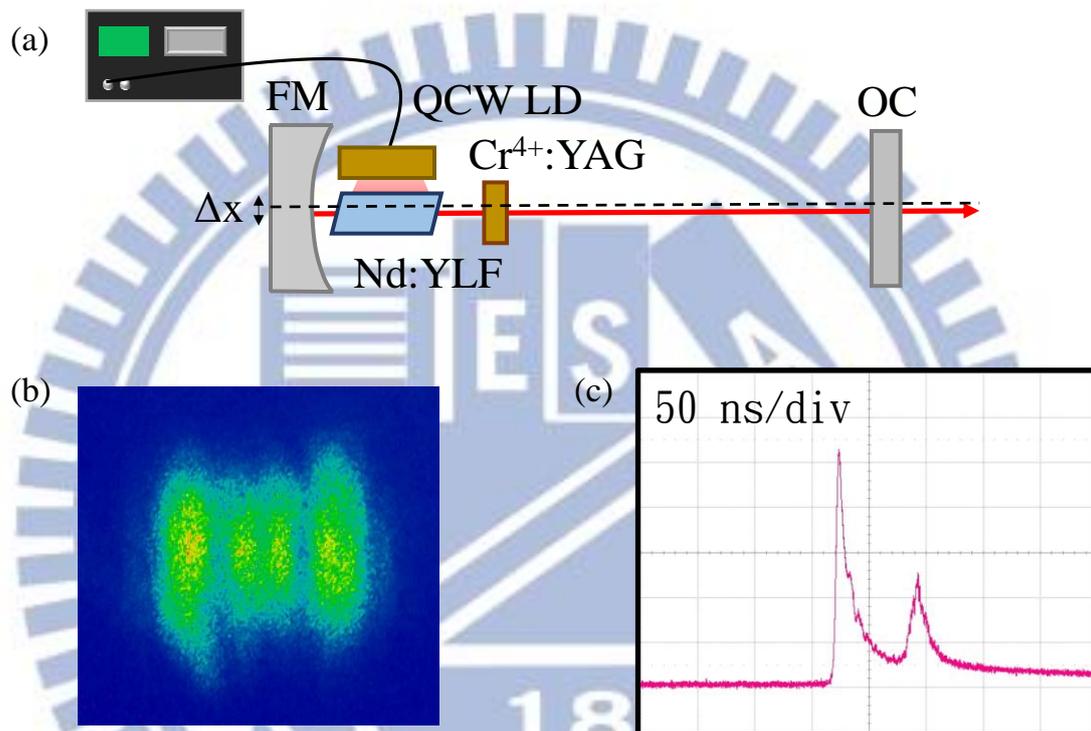


圖 4-3 (a) Nd:YLF 被動式 Q 開關雷射實驗架構圖，Nd:YLF 緊貼前鏡，而 Cr⁴⁺:YAG 和 Nd:YLF 之距離為 5 cm，使用之輸出鏡反射率為部分反射(R=60%)。Δx 為移動前鏡的距離。(b) 為經相機觀測到之雷射空間分布圖(c) 為經示波器觀測到的波形圖。

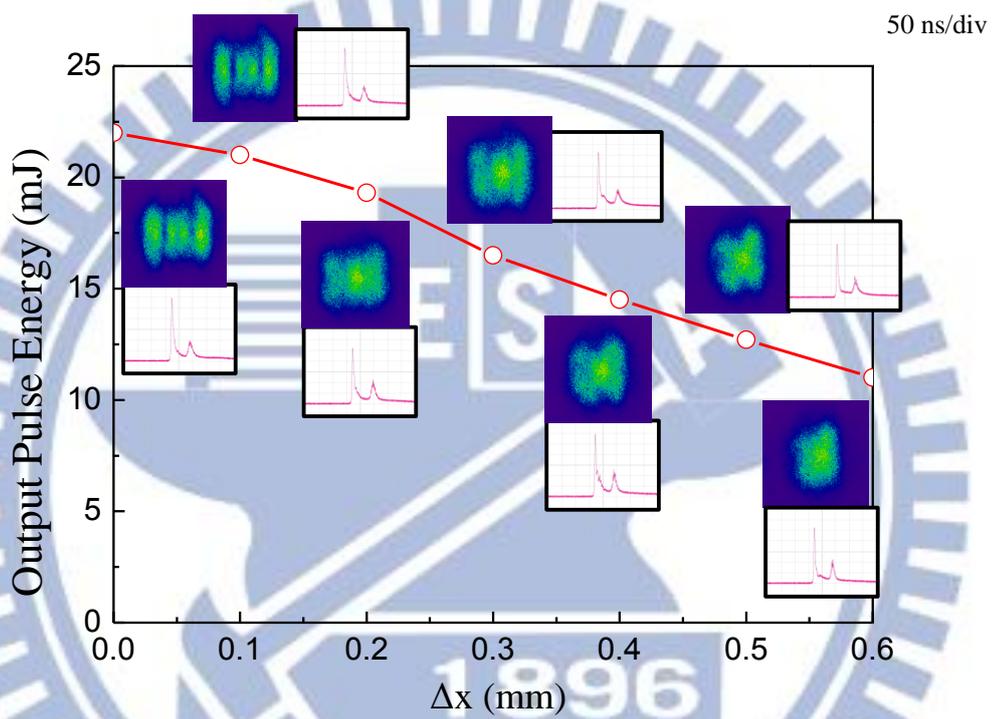


圖 4-4 Δx 從 0 至 0.6 mm 時的能量、空間分布及時間波形圖。我們觀察到， Δx 的改變會影響輸出脈衝能量及空間上模態的改變，但對波形影響不大。

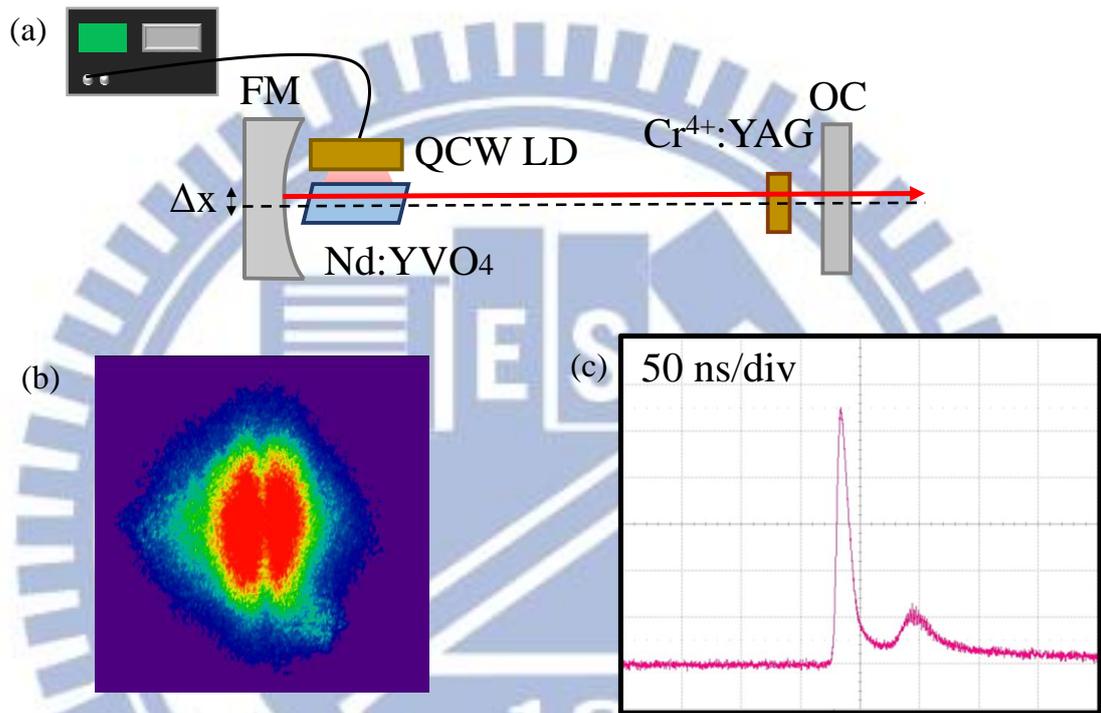


圖 4-5 (a) Nd:YVO₄ 被動式 Q 開關雷射實驗架構圖，Nd:YVO₄ 緊貼前鏡，而 Cr⁴⁺:YAG 和輸出鏡之距離為 3 cm，使用之輸出鏡反射率為部分反射(R=30%)。Δx 為移動前鏡的距離。(b) 為經相機觀測到之雷射空間分布圖(c) 為經示波器觀測到的波形圖。

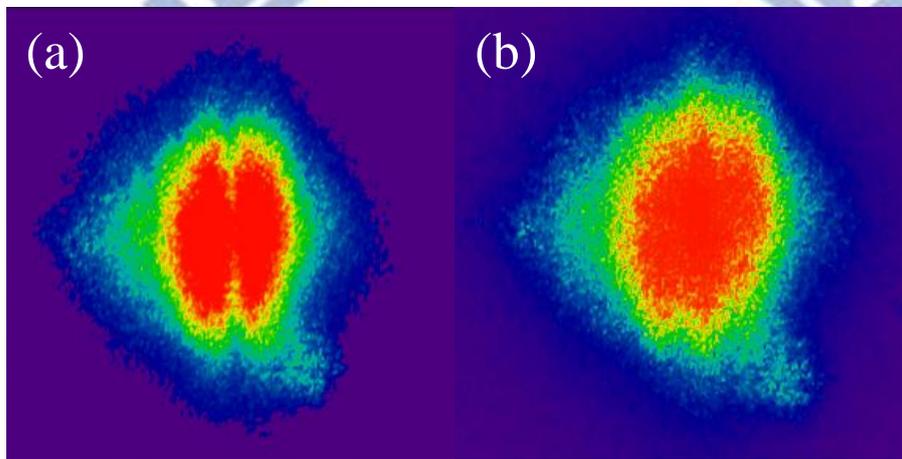


圖 4-6 (a)為 $\Delta x = 0$ ，能量有最大值 3.05 mJ 時之模態，為 $TEM_{1,0}$ 模態，(b)為當 $\Delta x = 0.05$ mm之模態，為能量 2.85 mJ 之 $TEM_{0,0}$ 模態。

	Laser diode
Output power per bar	200 W
Pulse width	$\leq 500 \mu\text{s}$
Duty cycle	≤ 4
Bar-to-bar spacing	400 μm
Center wavelength	808 ± 3 nm
Wavelength temperature coefficient	0.28 nm/K
Spectral width (FWHM)	< 3
Fast axis divergence (FWHM)	< 35
Slow axis divergence (FWHM)	< 12
Polarization	TM
Operating current	< 220 A
Operating voltage per bar	< 2 V
Recommended operating temperature	25 °C
Recommended operating temperature range	15 to 35 °C
Storage temperature range	-40 to +60 °C
Intended operating mode	QCW only

表 4-1 所使用之雷射二極體特性。

第五章 被動式 Q 開關雷射的應用

5.1 非線性光學

在一般光強度較為微弱的光源下，介質的磁化率可視為線性關係，此時產生的光學現象屬於線性光學的範疇，如光波在重疊時其電場會進行線性疊加，而在離開重疊範圍後則又恢復成疊加前的情況……等，但若利用高強度的光源，則磁化率會產生非線性的關係，並引發非線性光學的現象。本章節會從線性和非線性光學的介紹出發，並說明頻率轉換的條件，最後解釋被動式 Q 開關雷射在光參數振盪下的實驗結果。

5.1.1 非線性光學簡介

在介質中，介質的磁化率 χ 對電場的關係可表示為：

$$\chi = \chi_1 + E\chi_2 + E^2\chi_3 + \dots \quad (5-1)$$

其中 $\chi_1 \gg \chi_2, \chi_3$ 。

由於 χ_1 項遠大於其他項，因此，在光強度較弱的光源下，磁化率之 $\chi_2, \chi_3 \dots$ 項影響甚微，而可將磁化率視為線性關係。在此種關係下的光學特性則稱為線性光學，如圖 5-1(a)，當光以頻率 ω_1 水平入射一介質時，在線性光學的系統下，光將會水平出射，並維持頻率為 ω_1 。相對地，若以一高強度光源入射此一介質，當光強度夠強時， χ_2 項甚至 χ_3 項則不能被忽略，磁化率 χ 將呈一非線性的關係，而因

此非線性的關係所導致的光學現象則稱為非線性光學。在圖 5-1(b)中，當一強光入射進一適當介質中，由於折射率和磁化率有相關，因此，高強度光源導致磁化率的非線性改變也會影響折射率的變化，並使介質呈現如同透鏡的效果，產生自聚焦(self-focusing)的現象。而在圖 5-1(c)中描述，當有一適當頻率的光入射進一經過相位匹配設計的介質中時，同樣會因為磁化率的非線性效應產生頻率轉換(frequency conversion)的現象。光參數振盪(optical parametric oscillation, OPO)是頻率轉換下的一種應用 [49]，本文將會把重點集中在頻率轉換以及 OPO 的情形上。

5.1.2 相位匹配

被動式 Q 開關雷射即為一具高強度的光束，當光束入射進介質中時，會有頻率轉換等非線性現象的產生，在頻率轉換中，其轉換效率會與原始的激發光(pump waves)和產生出的信號光(signal waves)、閒頻光(idler waves)重疊時的情況有關，若轉換前光的相位和轉換後光的相位相互符合，則此時會有著最好的轉換效率，此情形稱為相位匹配(phase matching) [50]。

以光的波動性而言，光波可描述為一振幅項乘上一相位項 $e^{i(kx-\omega t)}$ ，激發光、信號光和閒頻光的相位項可分別描述成 $e^{i(k_p x - \omega_p t)}$ 、 $e^{i(k_s x - \omega_s t)}$ 及 $e^{i(k_i x - \omega_i t)}$ ，為使轉換前相位和轉換後相位相符，其相位項為需滿足下列條件：

$$k_p = k_s + k_i \quad (5-2)$$

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (5-3)$$

其中

k 為波數， λ 為波長， n 為介質中的折射率，此三者關係可表示為 $k = \frac{2\pi n}{\lambda}$ ；

ω 為角頻率， ν 為頻率，兩者關係為 $\omega = 2\pi\nu$ ；

h 為 Planck 常數，而 $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ 。

有趣的是，如果我們從能量守恆及動量守恆定理中出發，由光子的能量 $h\nu$ 及動量 $\hbar k$ ，我們得到下列兩式：

$$h\nu_p = h\nu_s + h\nu_i \quad (5-4)$$

$$\hbar k_p = \hbar k_s + \hbar k_i \quad (5-5)$$

我們一樣可從(5-5)及(5-4)分別得到(5-2)及(5-3)的結果，並可進一步得到：

$$\frac{n_p}{\lambda_p} = \frac{n_s}{\lambda_s} + \frac{n_i}{\lambda_i} \quad (5-6)$$

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (5-7)$$

(5-6)及(5-7)即為相位匹配的條件。

5.1.3 光參數振盪

光參數振盪是一種將波長轉換往長波長的技術。如圖 5-2，一頻率為 ω_p 的激發光入射進一適當晶體中並與一頻率為 ω_s 的信號光作用，若符合相位匹配條件，則會產生光波頻率上的變換，產生出一閒頻光其頻率符合 $\omega_i = \omega_p - \omega_s$ ，而此閒頻光又會和另一入射之激發光作用產生一信號光，並因此加強原信號光的強度，我們可根據欲加強的波長對 OPO 之輸出鏡做適當鍍膜，使激發光、信號光和閒頻光可在腔內共振加強能量，並輸出我們想要的波長。

同樣地，相位匹配是讓光參數振盪有最高轉換效率的條件，而相位匹配條件的達成除了波長符合條件外還要歸功於非均向性晶體的運用。在均向性介質中，介質的折射率在各個方向是相同的，且在大部分的波段會隨著頻率的上升而增加，因此，在不同的波長 λ_p 、 λ_s 、 λ_i 中，(5-6)和(5-7)將無法同時成立而導致無法達成相位匹配條件。因此我們引入非均向性晶體，非均向性晶體顧名思義是指在不同晶軸方向會有不同的折射率，在三個方向中，有兩個方向折射率相同，另一光軸不同的，稱為單軸晶體；而在三個晶軸方向折射率都不同的則稱為雙軸晶體。以單軸晶體為例，如圖 5-3，晶體在 x 方向及 y 方向折射率為 n_o ，在 z 方向為 n_e ，假設激發光偏振方向為 x 方向，而根據橢圓軌跡方程式可得到，在 y 方向和 z 方向中，和 z 軸夾 θ 角的折射率為：

$$n(\theta) = \sqrt{\frac{n_o^2 n_e^2}{n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta}} \quad (5-8)$$

而此折射率可根據 θ 值不同而可調變，因此，接下來我們只需找到一個 θ 值能讓 $n(\theta)$ 和互相垂直的 x 方向中的 n_o 值符合(5-6)及(5-7)即可滿足相位匹配條件。而轉換出來的信號光及閒頻光偏振方向將一個沿著 x 方向(滿足此時折射率為 n_o)而另一個則與 z 軸夾 θ 角(滿足此時折射率為 $n(\theta)$)。在此例中，轉換出來的光偏振互為垂直，則稱為第二類(type-II)的相位匹配，如圖 5-4(b)，若轉換出來的光相互平行而和激發光垂直者則稱為第一類(type-I)相位匹配，如圖 5-4(a)。

實驗中，我們使用一 x-cut 單塊(monolithic)非臨界相位匹配(non-critical phase-matching) KTP 晶體作為光參數振盪晶體 [51-52]。KTP 晶體尺寸為 $4 \times 4 \times 25$

mm³。做為光參數振盪共振腔的前鏡，KTP 晶體的第一面有對 1040-1070 nm 高穿透(HT, T>95%)、對 1540-1580 nm 高反射(HR, R>99.8%)鍍膜，而做為輸出鏡的第二面則有對 1040-1070 nm 高反射(HR, R>99.8%)、對 1540-1580 nm 部份反射(PR, R=60%)的鍍膜，我們同樣以銅片包覆 KTP 晶體並置於銅座上，再加以通水控制溫度。我們可利用相位匹配公式計算激發光和信號、閒頻光之間的關係。如圖 5-5，在 Nd:YLF 被動式 Q 開關雷射中，產生的脈衝波長為 1047 nm 而經計算後可知道轉換出的信號光為 1542 nm；而在 Nd:YVO₄ 被動式 Q 開關雷射中產生之 1064 nm 脈衝光經轉換後產生的信號光則為 1573 nm。

5.2 Nd:YLF 光參數振盪實驗結果

在 Nd:YLF 光參數振盪的實驗中，我們欲對 1.5 μm 的波段進行優化。我們利用第四章中被動式 Q 開關 Nd:YLF/Cr⁴⁺:YAG 雷射作為我們的激發光源，並在共振腔外加入一 KTP 晶體作為腔外光參數振盪之非線性晶體，KTP 晶體的第一面和被動式 Q 開關之輸出鏡距離 12 cm，此距離使入射光有足夠的光強度，又不會因過度聚焦導致晶體損壞。在量測上，我們利用能量計、LeCroy 示波器進行能量及時間上的量測，在空間模態部份由於相機無法量測 1.5 μm 波段，因此改用 HAMAMATSU 電荷耦合元件(CCD, INFRARED VIDCON CAMERA, C2741-03)進行空間模態的記錄。當重複率為 1Hz、雷射二極體入射 244.5 mJ 能量進入被動式 Q 開關雷射時，根據第四章之實驗可知此時會有 22 mJ 的 1047 nm 脈衝光入射進 KTP 晶體中進行光參數振盪，而根據量測，當對 1550 nm 波段進行優

化後，可得此時能量為 10 mJ，而在提高重複率至 20Hz 時，仍能保有 7.3 mJ 的輸出脈衝能量。在時間波形的測量上，量測結果如圖 5-6(c)，量測到的脈衝寬約 8 ns，峰值功率經計算後可達 600 kW。而在空間模態上，由於在光參數振盪下會有空間整理的作用，因此輸出的脈衝空間模態會如圖 5-6(b)中所顯示的為 TEM_{0,0} 模態。

5.3 Nd:YVO₄ 光參數振盪實驗結果

在 Nd:YVO₄ 光參數振盪實驗中，我們同樣將一單塊 KTP 晶體置於 Nd:YVO₄ 被動式 Q 開關雷射的腔外進行腔外光參數振盪，使用的 KTP 晶體和上述實驗相同。在以被動式 Q 開關 Nd:YVO₄/Cr⁴⁺:YAG 雷射為入射光的情況下，為求高轉換效率，我們將 KTP 晶體置於較為聚焦處，約距離輸出鏡 0.5 mm，如圖 5-7(a)。並量測能量、波形及模態。在對 1570 nm 波段進行能量優化後，我們利用能量計量得輸出脈衝能量可達 1.4 mJ，即使提升重複率至 200 Hz，能量仍可維持在 1.2 mJ。圖 5-7(c)則顯示所量測到脈衝在時間上的波形圖，脈衝寬約 9 ns，可估算峰值功率約為 100 kW。圖 5-7(b)則為量測到在時間上的模態，同樣因光參數振盪而會有空間整理作用，使脈衝波可以為 TEM_{0,0} 模態的結果。

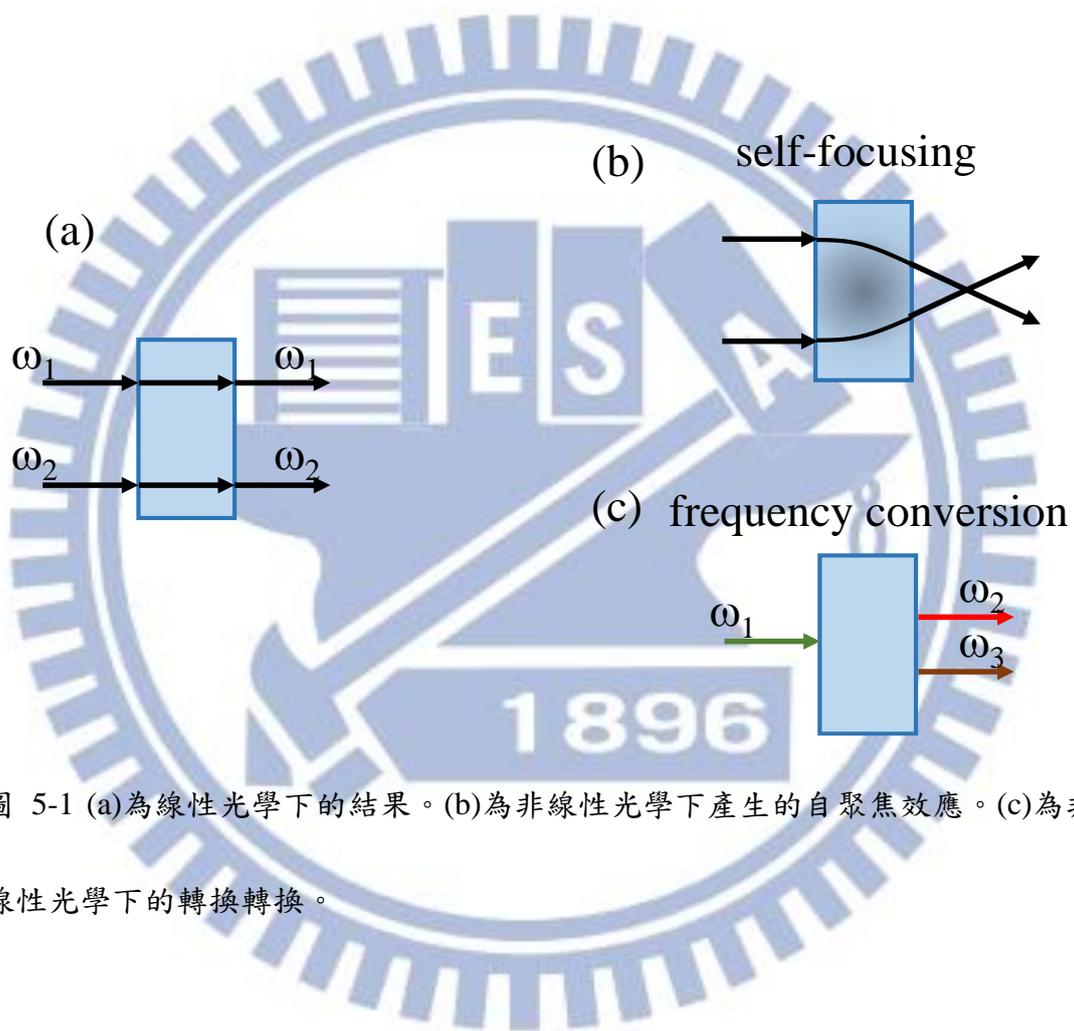


圖 5-1 (a)為線性光學下的結果。(b)為非線性光學下產生的自聚焦效應。(c)為非線性光學下的轉換轉換。

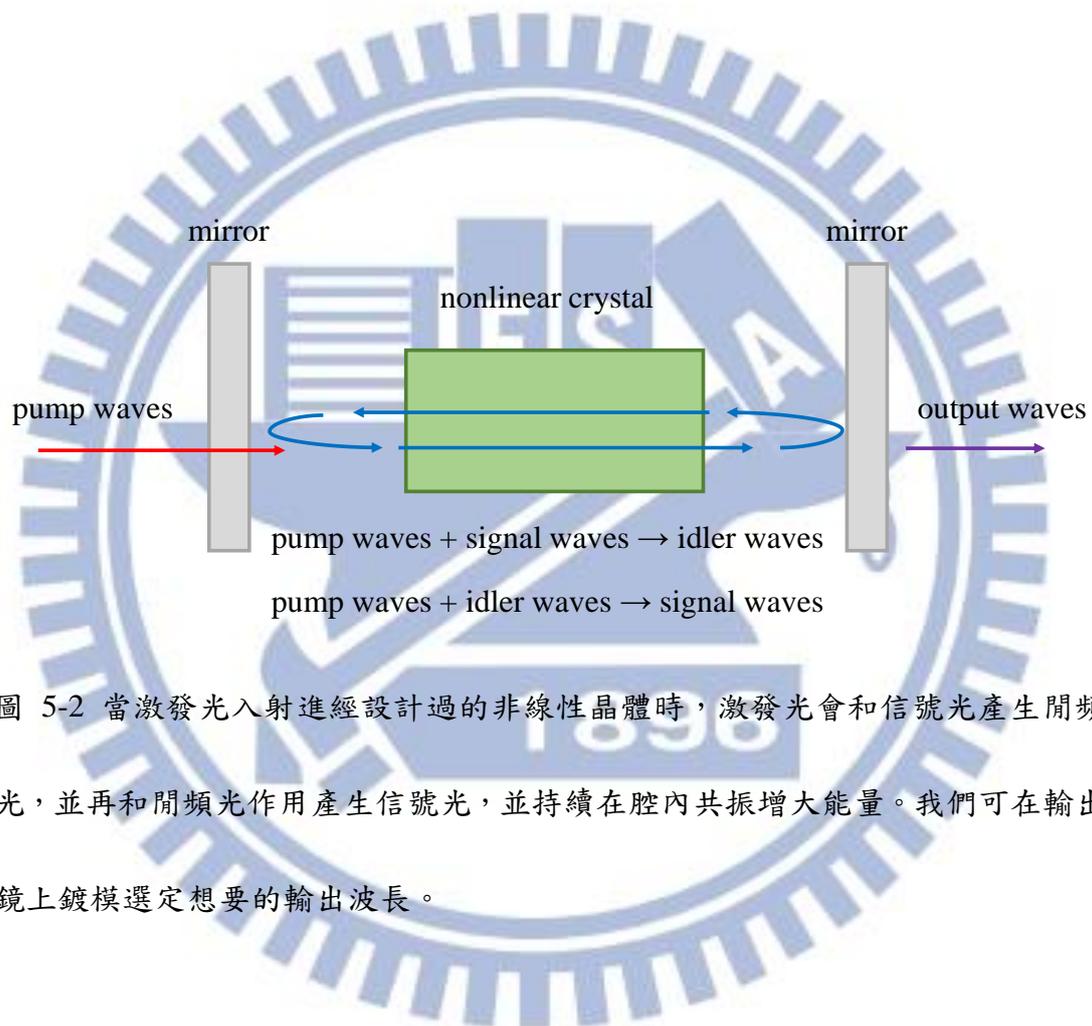


圖 5-2 當激發光入射進經設計過的非線性晶體時，激發光會和信號光產生閒頻光，並再和閒頻光作用產生信號光，並持續在腔內共振增大能量。我們可在輸出鏡上鍍模選定想要的輸出波長。

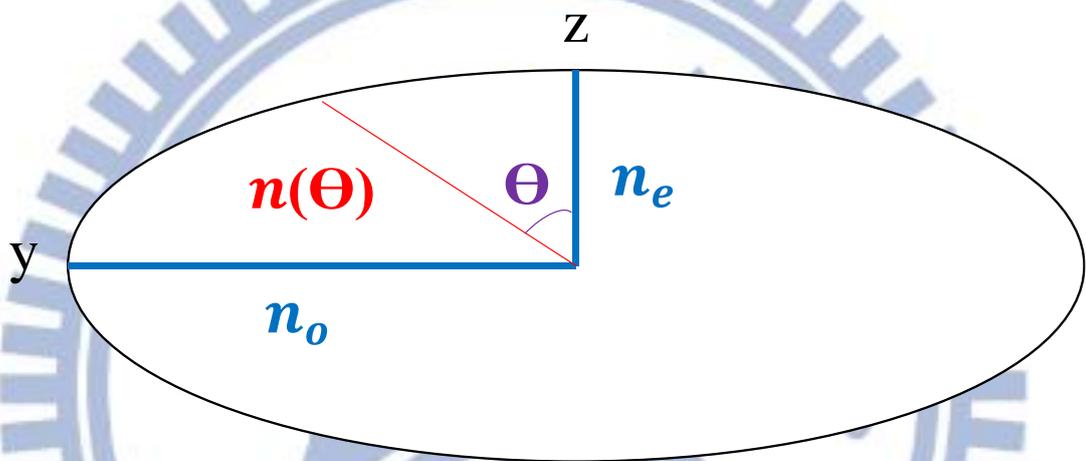


圖 5-3 若 y 軸折射率 n_o 而 z 軸折射率為 n_e ，則我們可根據橢圓軌跡方程式得到

在 y 和 z 軸間和 z 軸夾 θ 角方向的折射率為 $n(\theta) = \sqrt{\frac{n_o^2 n_e^2}{n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta}}$ 。

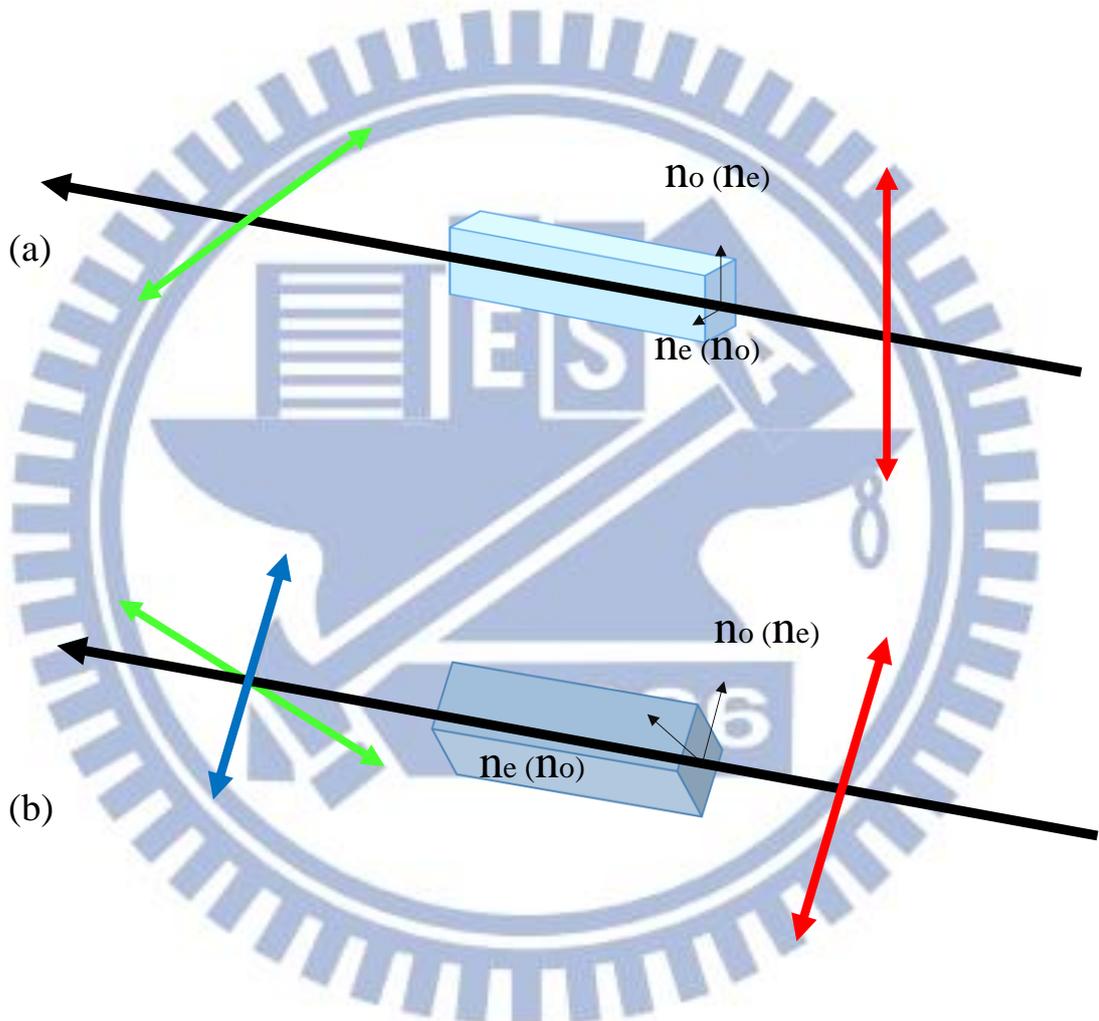


圖 5-4 (a)為 type-I phase-matching 示意圖。(b)為 type-II phase matching 示意圖。

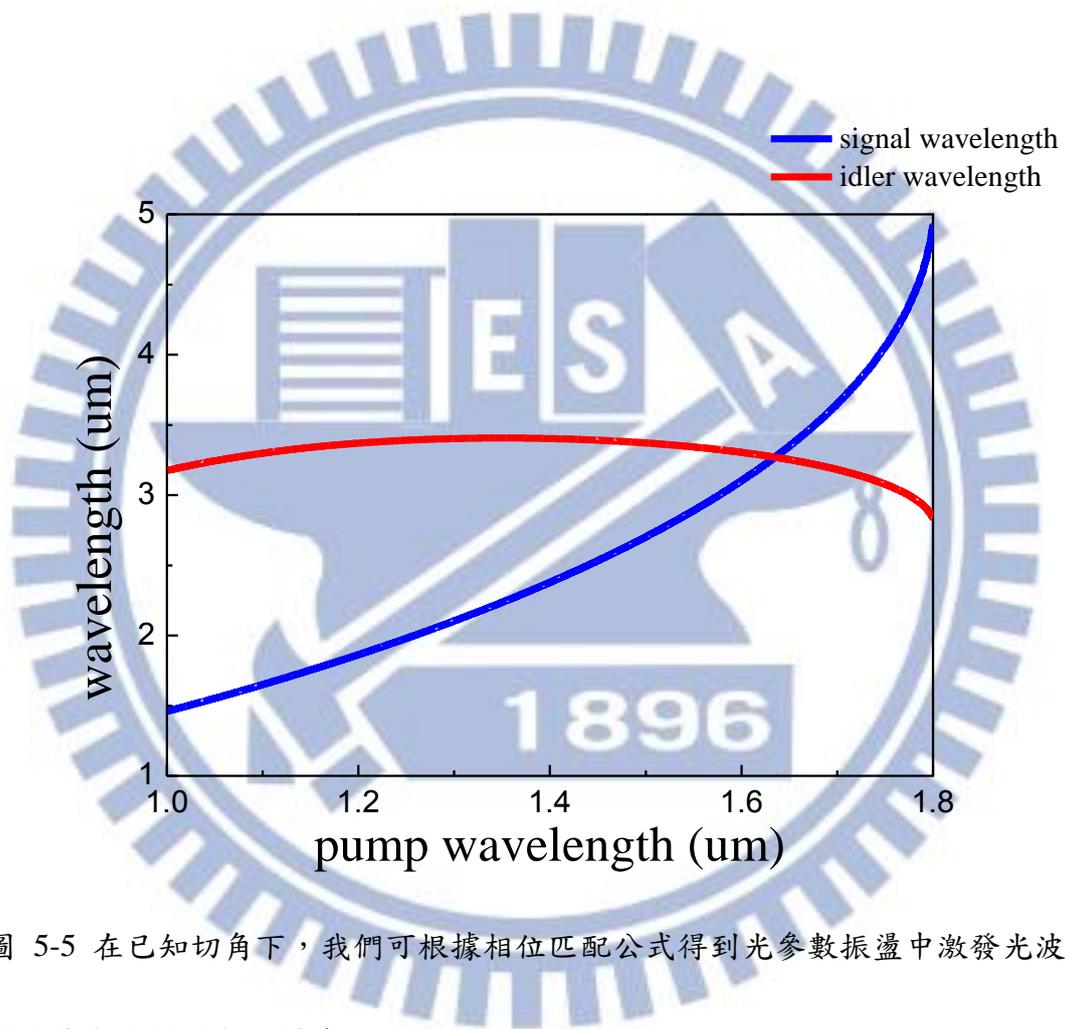


圖 5-5 在已知切角下，我們可根據相位匹配公式得到光參數振盪中激發光波長對信號光及閒頻光的關係。

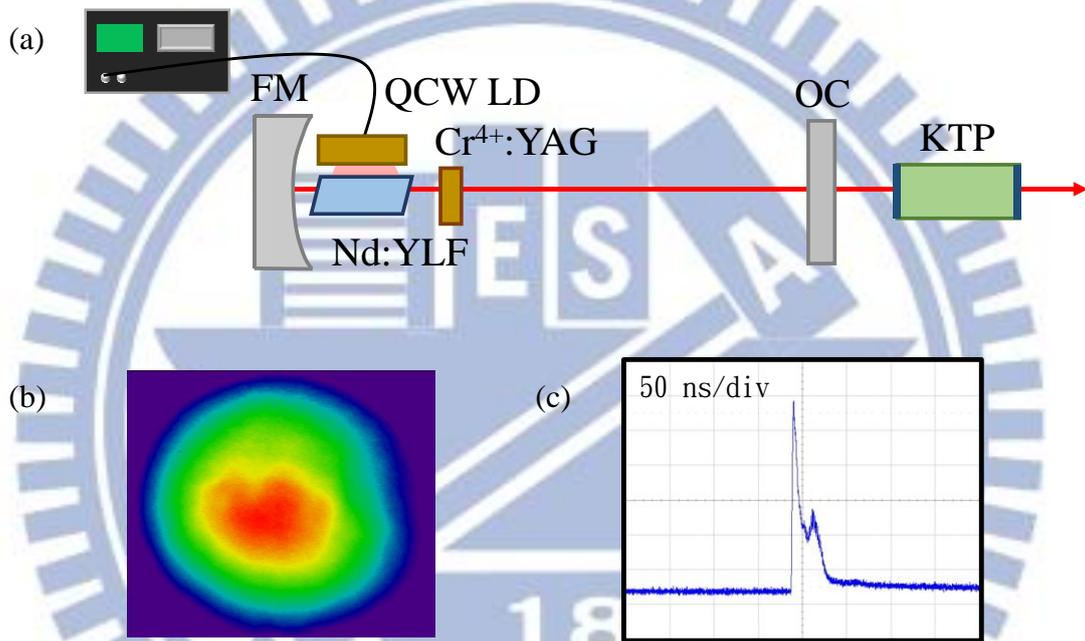


圖 5-6 (a) 為 Nd:YLF 光參數振盪實驗架構圖。(b) 為量測到實驗在空間分布上的模態。(c) 為量測到在時間上的波形圖。

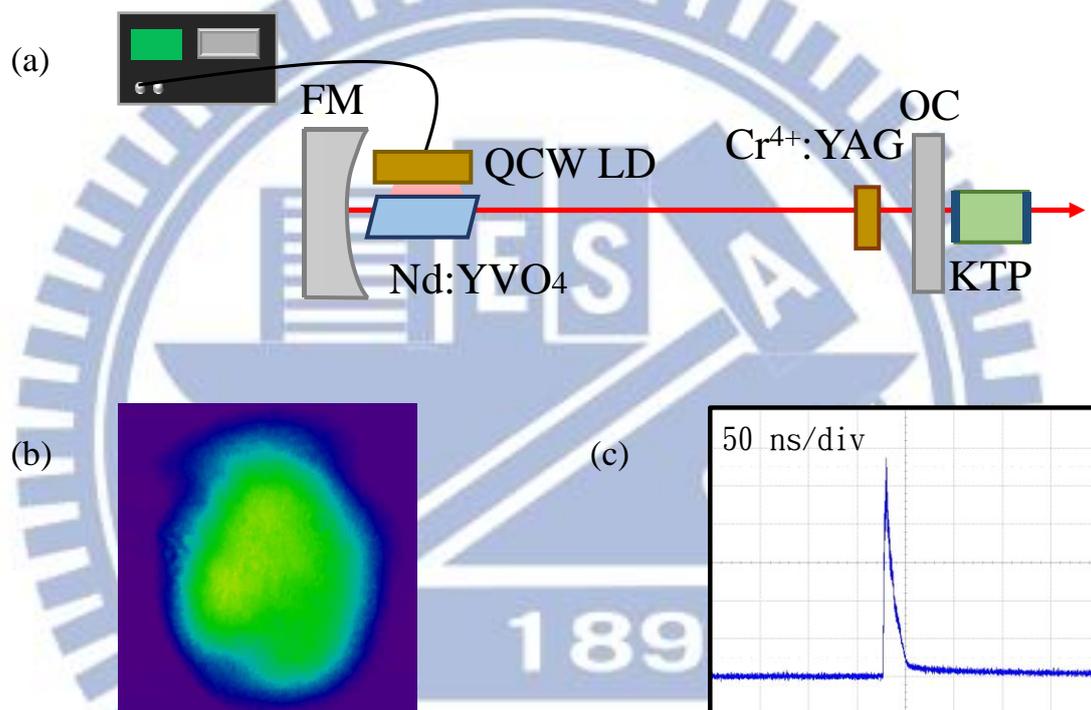
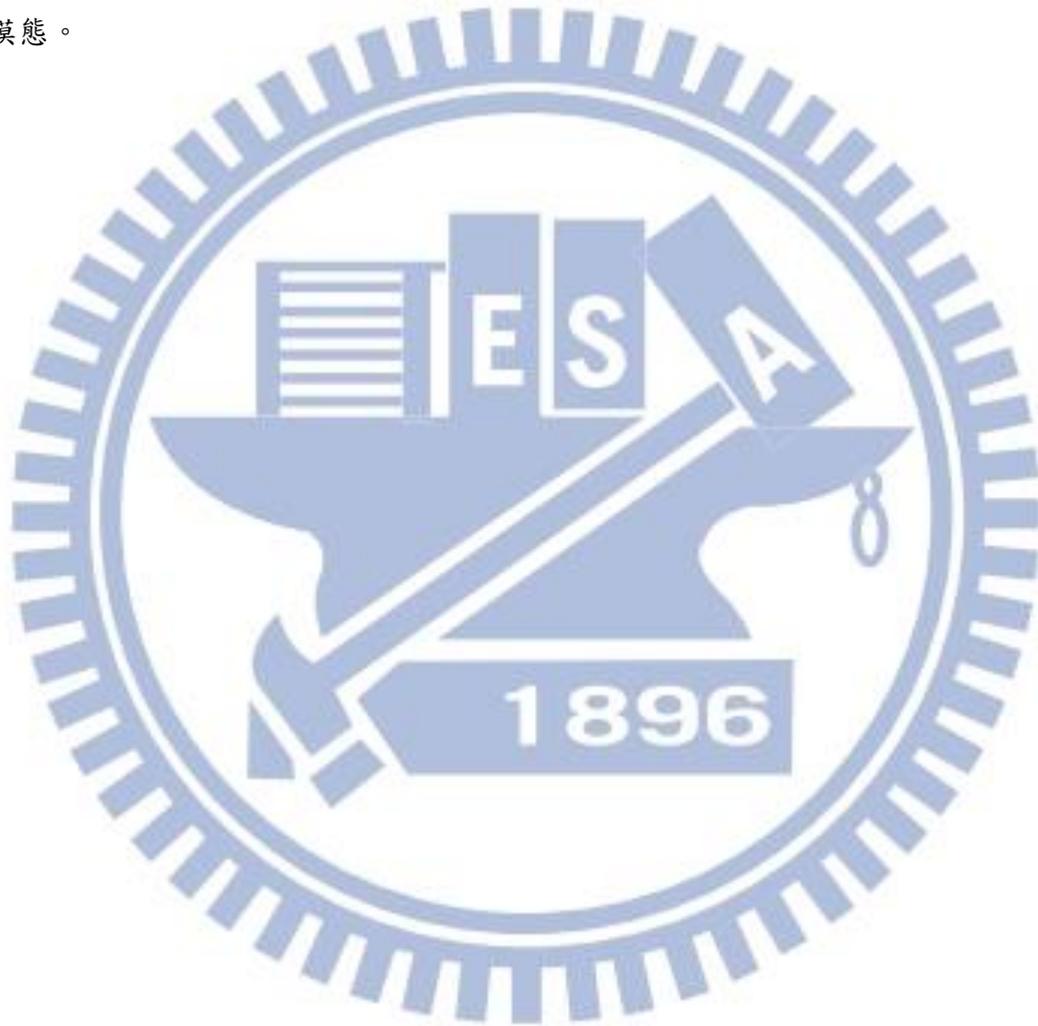


圖 5-7 (a)為 Nd:YVO₄ 光參數振盪實驗架構圖。(b)為量測到實驗在空間分布上的模態。(c)為量測到在時間上的波形圖。

第六章 總結

在實驗上，我們成功地利用二極體側向式激發使 Nd:YVO₄ / Cr⁴⁺:YAG 及 Nd:YLF/ Cr⁴⁺:YAG 被動式 Q 開關雷射有著大面積激發光源，並利用近半球腔來達到足夠大的腔模體積，並使 Nd:YVO₄ / Cr⁴⁺:YAG 被動式 Q 開關雷射滿足第二閾值的條件，以產生高能量脈衝雷射。而後，我們使用 KTP 晶體做為光參數振盪晶體進行腔外頻率轉換，並成功轉換出 1.5 μm 的輸出波長。在 Nd:YLF 晶體的實驗中，我們輸入 244.5 mJ 的能量，當輸出波長為 1047 nm 時，可轉換出 22 mJ 的脈衝能量，轉換效率為 9%，脈衝寬約 11 ns，峰值功率為 950 kW。在進行光參數振盪後在 1.5 μm 可得能量達 10 mJ，轉換效率約 4.1%，脈衝寬約 8 ns，峰值功率可達 600 kW。我們可調整重複率從 1 Hz 增加到 20 Hz 並維持一定的輸出效率。另一方面，利用 Nd:YVO₄ 作為增益介質後，我們以 25 mJ 激發光源激發之，產生出波長 1064 nm 的脈衝能量為 3.05 mJ，轉換效率為 12.2%，脈衝寬約 13 ns，峰值功率為 100 kW。而在光參數振盪實驗下，我們可量得 1.5 μm 脈衝能量為 1.4 mJ，轉換效率為 5.6%，脈衝寬約 9 ns，峰值功率約為 100 kW。重複率則可從 1 Hz 提高到 200 Hz。整體來看，Nd:YLF 雷射的表現由於高能階粒子生命週期較長，因此可輸出較高的脈衝能量，但同時受限於二極體脈衝比值 (duty) 的限制，使得能操作的重複率較低。而 Nd:YVO₄ 雷射則能夠操作在較高的重複率，而輸出能量雖然較低，但其轉換效率明顯優於 Nd:YLF 雷射。在峰值功

率的比較上，由於脈衝寬差異不大，因此脈衝能量較高的 Nd:YLF 雷射會有較高的峰值功率。而在被動式 Q 開關的空間模態上，我們也利用移動前鏡的方式改變光軸位置，並成功地使 $TEM_{n,0}$ 模態轉換為 $TEM_{0,0}$ 模態。在光參數振盪下，我們確認其會有空間整理的效果，而使光參數振盪共振腔輸出的脈衝波為 $TEM_{0,0}$ 模態。



參考資料

- [1] D. J. Binks, P. S. Golding, and T. A. King, "Compact all-solid-state high repetition rate tunable ultraviolet source for airborne atmospheric gas sensing," *J. Mod. Opt.* **47**, 1899-1912 (2000).
- [2] P. Peuser, W. Platz, and P. Zeller, "High-power, longitudinally fiber-pumped, passively Q-switched Nd:YAG oscillator–amplifier," *Opt. Lett.* **31**, 1991-1993 (2006).
- [3] D. E. Nieuwsma, and R. D. Stultz, "20 Hz eyesafe laser rangefinder for air defense," *Proc. SPIE* **1207**, 124-134 (1990).
- [4] D. Kracht, S. Hahn, R. Huss, J. Neumann, R. Wilhelm, M. Frede, and P. peuser, "High Efficiency, Passively Q-Switched Nd:YAG MOPA for Spaceborne Laser-Altometry," *Proc. SPIE* **6100**, 610021, (2006).
- [5] H. Zbinden and J. E. Balmer, "Q-switched Nd:YLF laser end pumped by a diode-laser bar," *Opt. Lett.* **15**, 1014-1014 (1990).
- [6] C. F. Rae, J. A. C. Terry, B. D. Sinclair, M. H. Dunn, and W. Sibbett, "Single-frequency, end-pumped Nd:YLF laser excited by a 12-mJ diode-laser array," *Opt. Lett.* **17**, 1673-1675 (1992).
- [7] M. Arvidsson, B. Hansson, M. Holmgren, and C. Lindstrom, "A combined

- actively and passively Q-switched microchip laser,” Proc. SPIE **3265**, 106–113 (1998).
- [8] A. Agnesi, and S. Dell’Acqua, “High-peak-power diode-pumped passively Q-switched Nd:YVO₄ laser,” Appl. Phys. B **76**, 351–354 (2003).
- [9] S. Zhang, L. Xu, M. Wang, H. Peng, F. Chen, J. Xu, and B. Zhao, “Continuous wave and passively Q-switched laser performance of the mixed crystal Nd:Lu_{0.15}Y_{0.85}VO₄,” Laser Phys. Lett. **7**, 339–342 (2010).
- [10] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, 6th edn. (Springer, U.S.A., 2006), Chap. 8.
- [11] F. F. Wu, and J. W. Pierce, “An eye-safe optical parametric oscillator system with more than 5 megawatts peak power,” Proc. SPIE **7686**, 768609-1-768609-7 (2010).
- [12] B. W. Schilling, S. R. Chinn, A. D. Hays, L. Goldberg, and C. W. Trussell, “End-pumped 1.5 μ m monoblock laser for broad temperature operation,” Appl. Opt. **45**, 6607-6615 (2006).
- [13] M. D. Selker, R. S. Afzal, and P. Reichert, “A Pulse Transmission Mode Q-switched Nd: YLF Laser Pumped by Cylindrical Microlens-Collimated Diode Bars,” IEEE J. Quant. Electron. **30**, 1616-1622 (1994)
- [14] Th. Graf, and J. E. Balmer, “High-power Nd:YLF laser end pumped by a diode-laser bar,” Opt. Lett. **18**, 1317-1319 (1993).
- [15] J. Y. Huang, W. Z. Zhuang, Y. P. Huang, Y. J. Huang, K. W. Su, and Y. F. Chen, “Improvement of stability and efficiency in diode-pumped passively Q-switched

- intracavity optical parametric oscillator with a monolithic cavity,” *Laser Phys. Lett.* **9**, 485-490 (2012).
- [16] R. Beach, J. Davin, S. Mitchell, W. Bennett, B. Freitas, and R. Solarz, ” Passively Q-switched transverse-diode-pumped Nd³⁺:YLF laser oscillator,” *Opt. Lett.* **17**, 124-126 (1992).
- [17] Y. Y. Wang, D. G. Xu, W. Q. Wen, P. Wang, J. Q. Yao, “Passively Q-Switched Quasi-Continuous-Wave Diode-Pumped Intracavity Optical Parametric Oscillator at 1.57 μm ,” *Chin. Phys. Lett.* **25**, 4009-4012 (2008).
- [18] Y. F. Chen, S. W. Tsai, and S. C. Wang, "High-power diode-pumped Q-switched and mode-locked Nd:YVO₄ laser with a Cr⁴⁺:YAG saturable absorber," *Appl. Phys. B* **25**, 1442-1444 (2000).
- [19] T. Debuisschert, D. Mathieu, J. Raffy, L. Becouarn, E. Lallier, and J.-P. Pocholle, ” High beam quality unstable cavity infrared optical parametric oscillator,” *Proc. SPIE* **3267**, 170-180 (1998).
- [20] C. Y. Cho, Y. P. Huang, Y. J. Huang, Y. C. Chen, K. W. Su, and Y. F. Chen, “Compact high-pulse-energy passively Q-switched Nd:YLF laser with an ultra-low-magnification unstable resonator: application for efficient optical parametric oscillator,” *Opt. Express* **21**, 1489-1495 (2013)
- [21] Y. J. Huang, C. Y. Tang, W. L. Lee, Y. P. Huang, S. C. Huang, and Y. F. Chen, ” Efficient passively Q-switched Nd:YLF TEM₀₀-mode laser at 1053 nm: selection

- of polarization with birefringence,” Appl. Phys. B **108**, 313-317 (2012)
- [22] Y. F. Chen, “Efficient subnanosecond diode-pumped passively Q-switched Nd:YVO₄ self-stimulated Raman laser,” Opt. Lett. **29**, 1251-1253 (2004).
- [23] Y. J. Huang, C. Y. Tang, Y. P. Huang, S. C. Huang, K. W. Su, and Y. F. Chen, “Power scale-up of high-pulse-energy passively Q-switched Nd:YLF laser: influence of negative thermal lens enhanced by upconversion,” Laser Phys. Lett. **9**, 625–630 (2012).
- [24] Y. F. Chen, S. W. Chen, Y. C. Chen, Y. P. Lan, and S.W. Tsai, “Compact efficient intracavity optical parametric oscillator with a passively Q-switched Nd:YVO₄/Cr⁴⁺:YAG laser in a hemispherical cavity,” Appl. Phys. B **77**, 493–495 (2003).
- [25] Y. J. Huang, Y. S. Tzeng, C. Y. Tang, Y. P. Huang, and Y. F. Chen, ” Tunable GHz pulse repetition rate operation in high-power TEM₀₀-mode Nd:YLF lasers at 1047 nm and 1053 nm with self mode locking,” Opt. Express **20**, 18230-18237 (2012).
- [26] Y. J. Huang, C. Y. Tang, Y. S. Tzeng, K. W. Su, and Y. F. Chen, ” Efficient high-energy passively Q-switched Nd:YLF/Cr⁴⁺: YAG UV laser at 351 nm with pulsed pumping in a nearly hemispherical cavity,” Opt. Lett. **38**, 519-521 (2013).
- [27] K. Kubodera, and K. Otsuka, “Single-transverse-mode LiNdP₄O₁₂ slab waveguide laser,” J. Appl. Phys. **50**, 653-659 (1979).

- [28] Y. F. Chen, T. M. Huang, C. F. Kao, C. L. Wang, and S. C. Wang, "Generation of Hermite-Gaussian modes in fiber-coupled laser-diode end-Pumped lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1025-1030 (1997).
- [29] H. Zhang, P. Shi, D. Li, and K. Du, "Diode-end-pumped, electro-optically Q-switched Nd:YVO₄ slab laser and its second-harmonic generation," *Appl. Opt.* **42**, 1681-1684 (2003).
- [30] K. Lee, H. C. Lee, J. Y. Cho, and J. C. Lee, and J. Yi, "Passively Q-switched, high peak power Nd:YAG laser pumped by QCW diode laser," *Optics and Laser Technology* **44**, 2053–2057 (2012).
- [31] A. Babushkin and W. Seka, "Efficient, End-Pumped, 1053-nm Nd:YLF Laser," *OSA TOPS*, **19**, 111-113 (1998).
- [32] A. Cotel, A. Jullien, N. Forget, O. Albert, G. Cheriaux, and C. Le Blanc, "Nonlinear temporal pulse cleaning of a 1- μ m optical parametric chirped-pulse amplification system," *Appl. Phys. B* **83**, 7-10 (2006).
- [33] P. Zeller, and P. Peuser, "Efficient, multiwatt, continuous-wave laser operation on the $^4F_{3/2}$ - $^4I_{9/2}$ transitions of Nd:YVO₄ and Nd:YAG," *Opt. Lett.* **25**, 34-36 (2000).
- [34] C. Czeranowsky, E. Heumann, and G. Huber, "All-solid-state continuous-wave frequency-doubled Nd:YAG-BiBO laser with 2.8-W output power at 473 nm," *Opt. Lett.* **28**, 432-434 (2003).
- [35] I. W. Mackintosh, "Double Etalon Q-Switching of a Continuously Pumped

- Nd:YAG Laser,” *Appl. Opt.* **8**, 1991-1998 (1969).
- [36] Y. H. Chen, and Y. C. Huang, “Actively Q-switched Nd:YVO₄ laser using an electro-optic periodically poled lithium niobate crystal as a laser Q-switch,” *Opt. Lett.* **28**, 1460-1462 (2003).
- [37] T. Li, S. Zhao, Z. Zhuo, K. Yang, G. Li, and D. Li, “Dual-loss-modulated Q-switched and mode-locked YVO₄/Nd:YVO₄/KTP green laser with EO and Cr⁴⁺:YAG saturable absorber,” *Opt. Express* **18**, 10315-10322 (2010).
- [38] Y. F. Chen, Y. P. Lan, and S. W. Tsai, “High-power diode-pumped actively Q-switched Nd:YAG laser at 1123 nm,” *Opt. Commun.* **234**, 309-313 (2004).
- [39] Y. P. Lan, Y. F. Chen, and S. C. Wang, “Repetition-rate dependence of thermal loading in diode-end-pumped Q-switched lasers: influence of energy-transfer upconversion,” *Appl. Phys. B* **71**, 27–31 (2000).
- [40] M. L. Spaeth, and W. R. Sooy, “Fluorescence and Bleaching of Organic Dyes for a Passive Q-Switch Laser,” *J. Chem. Phys.* **48**, 2315 (1968).
- [41] Y. F. Chen, Y. P. Lan, and H. L. Chang, “Analytical Model for Design Criteria of Passively Q-Switched Lasers,” *IEEE J. Quant.* **37**, 462-468 (2001).
- [42] Y. F. Chen, J. L. Lee, H. D. Hsieh, and S. W. Tsai, “IEEE J. Quant. **38**, 312-317 (2002).
- [43] G. Xiao, M. Bass, and M. Acharekar, “Passively Q-Switched Solid-State Lasers

with Intracavity Optical Parametric Oscillators,” IEEE J. Quant. **34**, 2241-2245 (1998).

[44] J. Dong, “Numerical modeling of CW-pumped repetitively passively Q-switched Yb:YAG lasers with Cr:YAG as saturable absorber,” Opt. Commun. **226**, 337-344 (2003).

[45] G. J. Spühler, R. Paschotta, M. P. Kullberg, M. Graf, M. Moser, E. Mix, G. Huber, C. Harder, and U. Keller, “A passively Q-switched Yb:YAG microchip laser,” Appl. Phys. B **72**, 285–287 (2001).

[46] G. J. Spühler, R. Paschotta, R. Fluck, B. Braun, M. Moser, G. Zhang, E. Gini, and U. Keller, “Experimentally confirmed design guidelines for passively Q-switched microchip lasers using semiconductor saturable absorbers,” J. Opt. Soc. Am. B **16**, 376-388 (1999).

[47] J. Y. Huang, W. Z. Zhuang, W. C. Huang, K. W. Su, C. Hu, K. F. Huang, and Y. F. Chen, “Comparative studies for Cr⁴⁺:YAG crystal and AlGaInAs semiconductor used as a saturable absorber in Q-switched Yb-doped fiber lasers,” Opt. Express **17**, 20800-20805 (2009).

[48] Y. F. Chen, and Y. P. Lan, “Comparison between c-cut and a-cut Nd:YVO₄ lasers passively Q-switched with a Cr⁴⁺:YAG saturable absorber,” Appl. Phys. B **74**, 415-418 (2002).

- [49] W. Zendzian, J. K. Jabczyński, P. Wachulak, and J. Kwiatkowski, "High-repetition-rate, intracavity-pumped KTP OPO at 1572 nm," *Appl. Phys. B* **80**, 329–332 (2005).
- [50] M. Peltz, U. Bader, A. Borsutzky, R. Wallenstein, J. Hellstrom, H. Karlsson, V. Pasiskevicius, and F. Laurell, "Optical parametric oscillators for high pulse energy and high average power operation based on large aperture periodically poled KTP and RTA," *Appl. Phys. B* **73**, 663–670 (2001).
- [51] N. Angert, E. Gold, M. Tseitlin, and M. Roth, "High conversion efficiency of an eye-safe KTP monolithic OPO," *OSA TOPS* 79-81 (2002)
- [52] Larry R. Marshall and A. Kaz, "Eye-safe output from noncritically phase-matched parametric oscillators," *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1730-1736 (1993).