

東海大學物理學系碩士論文

被動 Q 開關摻釹釩酸釷雷射中共振腔與  
激發光束效應之研究

**Pump and cavity effects in a passively  
Q-switched Nd:YVO<sub>4</sub> lasers**

研究生：廖建勛

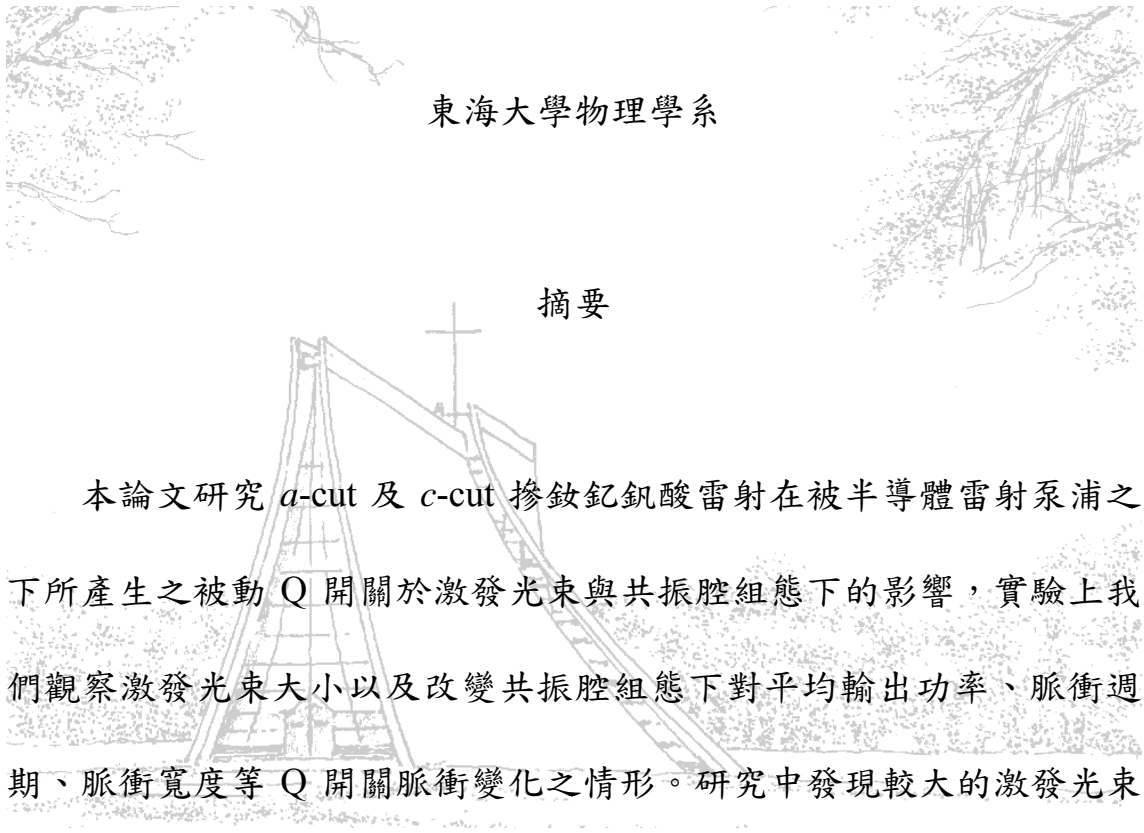
指導教授：吳小華 教授

中華民國九十七年七月

# 被動 Q 開關摻釹鈮酸鈣雷射中共振腔與激發光束效應之研究

研究生：廖建勛

指導教授：吳小華 教授



東海大學物理學系

## 摘要

本論文研究  $a$ -cut 及  $c$ -cut 摻釹鈮酸鈣雷射在被半導體雷射泵浦之下所產生之被動 Q 開關於激發光束與共振腔組態下的影響，實驗上我們觀察激發光束大小以及改變共振腔組態下對平均輸出功率、脈衝週期、脈衝寬度等 Q 開關脈衝變化之情形。研究中發現較大的激發光束光點有利於 Q 開關。幾何穩定腔邊緣附近會發現被動 Q 開關被壓抑及增強的效應。我們也發現  $c$ -cut 比  $a$ -cut 更適合當增益介質在產生短脈衝、高峯值功率且穩定的 Q 開關脈衝。根據這些研究， $c$ -cut 摻釹鈮酸鈣晶體在泵浦功率 890mW 下，可以產生短到 26ns 的脈寬，以及高達 150W 的峯值功率。

## Pump and cavity effects in a passively Q-switched Nd:YVO<sub>4</sub> lasers

Student : Chien-Hsun Liao

Advistor : Dr. Hsiao-Hua Wu

Department of Physics, Tunghai University

The background of the abstract section features a faint, artistic illustration of a traditional Chinese pagoda with multiple tiers, surrounded by stylized trees and foliage. The drawing is done in a sketch-like style with fine lines and shading.

### Abstract

In this thesis, we experimentally study pump and cavity effects in passive Q switching of diode-pumped *a*-cut and *c*-cut Nd:YVO<sub>4</sub> lasers. The average output power, pulse width, and period were measured as functions of the pump spot size and resonator configuration. Our investigation shows that larger pump spot size is favorable for good Q switching. Suppression and enhancement effects on passive Q switching were observed near the border of geometrically stable resonator figuration. We also find that *c*-cut Nd:YVO<sub>4</sub> crystal is a more preferable gain medium than *a*-cut one for generating short pulse width, high peak power, and stable Q-switched pulses. Based on these studies, the generation of Q-switched pulses with pulse width as short as 26 ns and peak power up to 150 W were achieved by use of a *c*-cut Nd:YVO<sub>4</sub> crystal under pump power of 890mW.

## 目 錄

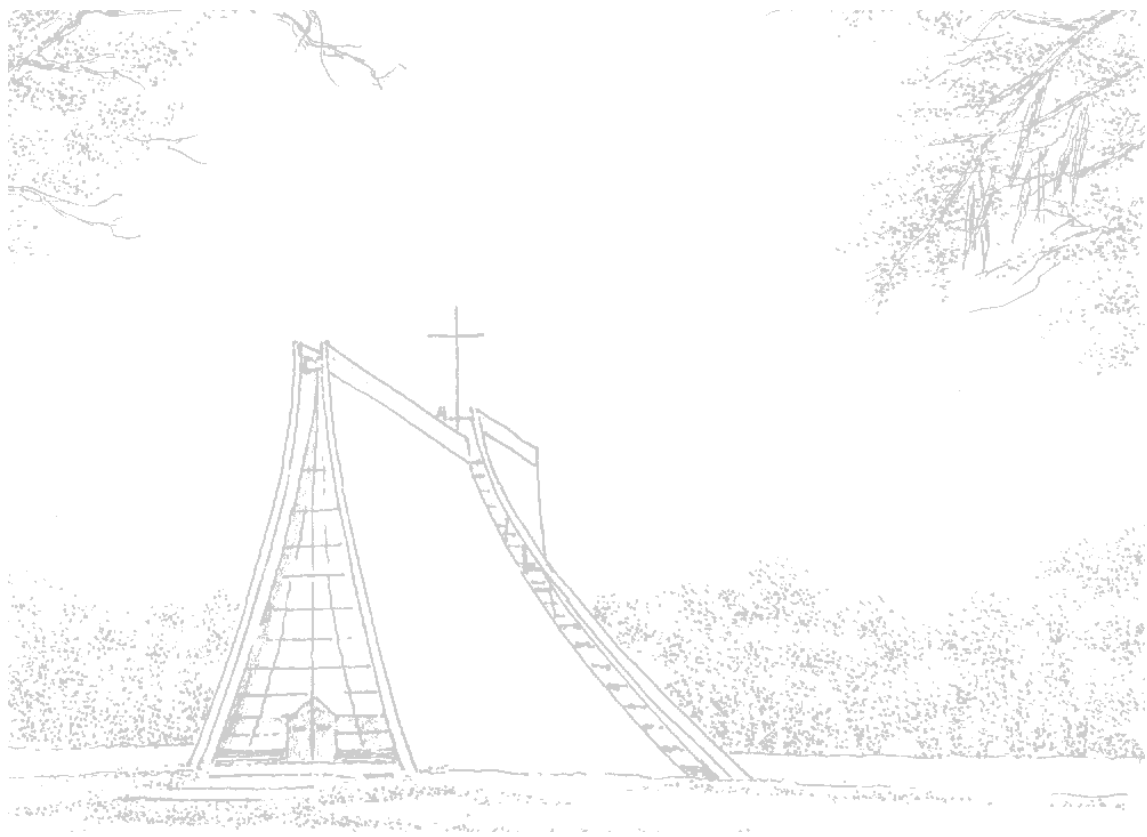
|  |     |
|--|-----|
| 中文摘要-----                                | I   |
| 英文摘要-----                                | II  |
| 目 錄-----                                 | III |
| 第一章 緒論-----                              | 1   |
| 第二章 理論-----                              | 5   |
| 2-1 雷射晶體中激發光束大小與激發飽和效應-----              | 5   |
| 2-2 Q 開關雷射之第二臨界條件-----                   | 9   |
| 第三章 <i>a</i> -cut 摻釹鈮酸鈮雷射晶體的被動 Q 開關----- | 14  |
| 3-1 實驗架構及方法-----                         | 14  |
| 3-2 激發光束的效應-----                         | 19  |
| 3-3 共振腔組態的效應-----                        | 27  |
| 第四章 <i>c</i> -cut 摻釹鈮酸鈮雷射晶體的被動 Q 開關----- | 33  |
| 4-1 實驗架構及方法-----                         | 33  |
| 4-2 激發光束的效應-----                         | 38  |
| 4-3 共振腔組態的效應-----                        | 47  |
| 第五章 結論與未來展望-----                         | 55  |
| 參考文獻-----                                | 58  |

## 圖表目錄

|        |  |    |
|--------|--|----|
| 圖 2-1  | 泵浦功率的吸收率 ( $P_{\text{abs}}/\alpha_0 P_0$ ) 對 $I_{P_{\text{sat}}}/I_{P_0}$ 關係 | 8  |
| 圖 3-1  | 實驗架構圖  | 17 |
| 圖 3-2  | 實驗架構圖  | 18 |
| 圖 3-3  | 光點大小與物鏡位置關係圖   | 19 |
| 圖 3-4  | CW 輸出功率與物鏡位置關係圖  | 20 |
| 圖 3-5  | CW 穿透功率與物鏡位置關係圖  | 21 |
| 圖 3-6  | Q 開關脈衝平均輸出功率與物鏡位置關係圖   | 22 |
| 圖 3-7  | 物鏡位置與脈衝寬度關係圖   | 24 |
| 圖 3-8  | 物鏡位置與重複率關係圖  | 25 |
| 圖 3-9  | 物鏡位置與脈衝峰值功率關係圖   | 26 |
| 圖 3-10 | 脈衝平均功率與腔長關係圖   | 27 |
| 圖 3-11 | 脈衝寬度與腔長位置關係圖   | 29 |
| 圖 3-12 | Q 開關重複率與腔長位置關係圖  | 30 |
| 圖 3-13 | 峰值功率與腔長位置關係圖   | 31 |
| 圖 4-1  | 實驗架構圖  | 36 |
| 圖 4-2  | 實驗架構圖  | 37 |
| 圖 4-3  | 物鏡位置與 CW 雷射平均輸出功率關係圖   | 38 |
| 圖 4-4  | 物鏡位置與 CW 雷射穿透功率關係圖   | 39 |
| 圖 4-5  | 物鏡位置與脈衝平均輸出功率關係圖   | 40 |
| 圖 4-6  | 物鏡位置與脈衝寬度關係圖   | 42 |
| 圖 4-7  | 物鏡位置與脈衝重複率關係圖  | 43 |
| 圖 4-8  | 物鏡位置與脈衝峰值功率關係圖   | 45 |
| 圖 4-9  | 平均功率與共振腔長的位置關係圖  | 47 |
| 圖 4-10 | 脈衝寬度與共振腔長位置關係圖   | 49 |

圖 4-11 重複率與共振腔長位置關係圖-----51

圖 4-12 脈衝峰值功率與共振腔長位置關係圖-----53



## 第一章 緒論

近年來，由於半導體雷射製程方面等改進，固態雷射也進入二極體激發方式的時代。而二極體激發式固態雷射，它具有體積小、轉換效率高、價格低、穩定性高、組裝容易等優點，又由於二極體激發式 Q 開關雷射可產生奈秒級的脈衝以及輸出巨大的脈衝能量，已經被廣泛的應用在測距(ranging)、微機械加工(micromachining)、微手術(microsurgery)、遙測(remote sensing)及非線性頻率轉換【1】。隨著二極體雷射激發光源之輸出功率與品質不斷提升，及效能更佳之新型固態雷射介質的發現，使得二極體激發式固態雷射各方面的性能快速提升，尤其利用  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG 當作飽和吸收體的被動 Q 開關雷射更成為熱門的研究領域【2】~【5】。

因為部分二極體雷射的輸出波長與摻釹晶體的吸收波段有很好的匹配，用來幫浦固態雷射能提高效率，減少雷射材料的熱負荷，降低熱光效應(thermal-optic effect)且使得輸出光束的品質更好。因此，二極體雷射極為適合用來幫浦摻釹固態雷射【6】。

二極體激發式(diode-pumped)固態雷射中，又分為端面激發式(end-pumped)【7】及側邊激發式(side-pumped)【8】兩種。其中端面

激發式由於二極體雷射的激發光源與雷射輸出是在同一光軸上，而可以將激發光源及有效率地耦合至共振腔的基橫模，提高被吸收的激發光源和腔模的有效重疊程度，因此雷射的輸出效率及模態極佳。

現今 Q 開關產生的方式，可分主動式(active)和被動式(passive)以及自發式(self)Q 開關脈衝技術。採用電光元件或聲光元件的主動 Q 開關需要高壓電源或射頻信號源的驅動，因此系統較為複雜且價格高操作不易，其優點為脈衝重複率穩定性高與較大的輸出功率。被動 Q 開關則僅需於共振腔中加入飽和吸收體即可產生，結構相對較簡單。Cr<sup>4+</sup>:YAG 因具有較大的吸收截面(absorption cross section)及較低的飽和強度(saturable intensity)，故常被應用在 Nd:YAG、Nd:YVO<sub>4</sub>、Nd:GdVO<sub>4</sub> 等雷射介質的被動 Q 開關系統中，其中 Nd:YVO<sub>4</sub> 是相當有潛力的光電材料之一，因為 Nd:YVO<sub>4</sub> 較之 Nd:YAG 更薄，且理論上 Nd:YVO<sub>4</sub> 能產生更短的脈衝，目前的紀錄是 10ps 以下，但是理論上來說可以更短，所以 Nd:YVO<sub>4</sub> 是相當有潛力的光電材料。

此外，先前的研究發現共振腔結構對雷射的性質有很大的影響，像雖然在一般的穩定平凹共振腔之下只會有一個光腰，但在特殊的分數簡併共振腔位置處卻有多光腰的圖形產生。摻釹鈮酸鈮雷射於共振腔為 1/4、1/2、3/4 等共振腔腔長的組態下因光束收縮使得雷射具有較低的閾值且會產生功率凹陷(power drop)的現象【9】。軸向激發



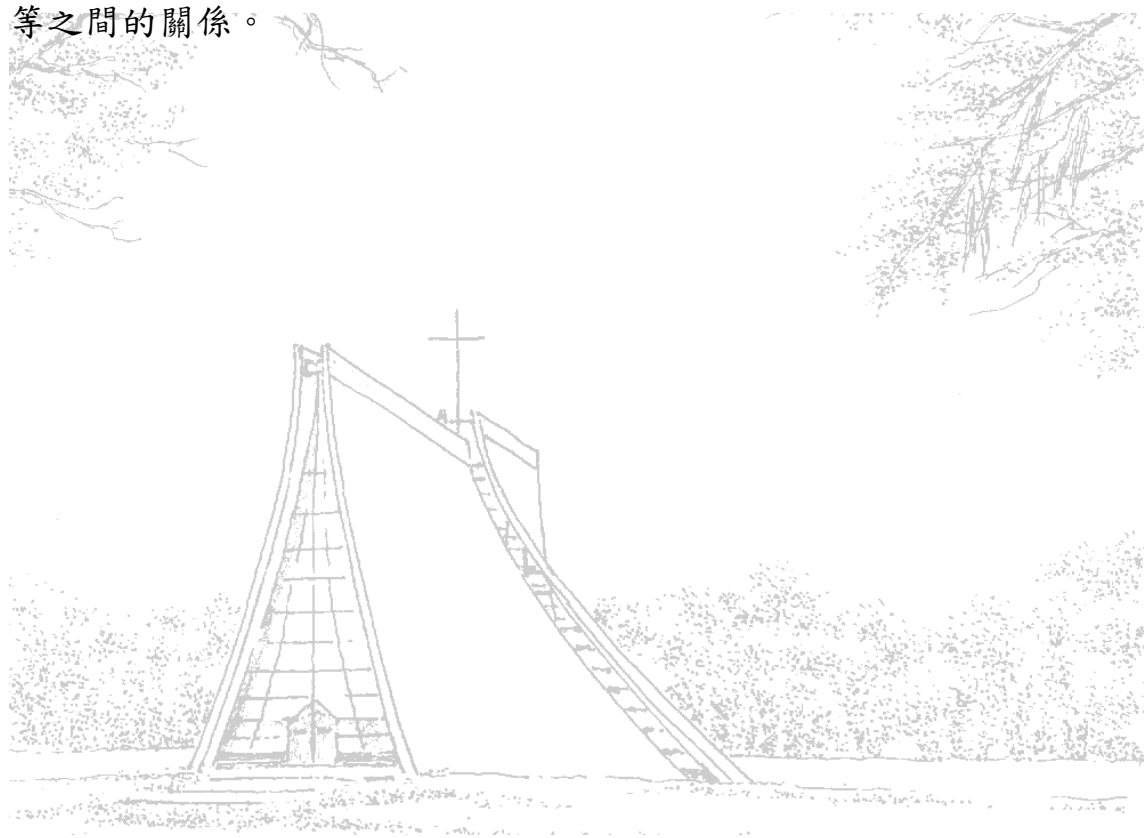
摻釹釩酸釷雷射具有平凹共振腔鄰近半球腔結構時，若擋住光在腔內的路徑，發現只有被擋住的光點會消失，其他的光點則不變或是形成新的光點，消失的部分總是和腔軸對稱且成對的消失。故每一個光點都為獨立的光點，且相當於離軸光束等效在共心腔內來回共振。另外，共振腔結構為平凹腔的端面激發摻釹釩酸釷雷射，當共振腔在穩定區邊緣使得雷射光點大小在平面鏡處收縮且在凹面鏡處擴散，此時會產生自發性的巨大脈衝，相同的系統在平凹共振腔中當腔長調整在半球腔附近且將輸出耦合鏡些微調偏時亦可產生自發性巨大的脈衝。

1997年，F. Sanchez 等人利用改變泵浦光點大小來紀錄 CW Laser 的平均輸出功率。發現在功率最大的地方附近，會發生泵浦飽和的現象，也就是會產生功率急劇下降的現象。當然這種現象並不是一定會發生，而是要當雷射晶體上的光點區域發生飽和時，才会有此現象【10】。

又2002年，Y.-F. Chen 等人對雷射晶體  $a$ -cut 及  $c$ -cut 做了一番比較，發現  $c$ -cut 的吸收截面比較小，所以能產生更短且峰值功率更高的脈衝，而且比  $a$ -cut 所產生的脈衝穩定，只是  $c$ -cut 比較不容易 lasering 而已【11】。

因此對  $a$ -cut 及  $c$ -cut 在激發光束的光點大小 (pump spot size) 方面和腔長組態對脈衝特性的影響是相當值得研究的，如被動 Q 開關的

脈衝寬度與光子來回共振腔一週的時間成正比的關係，鄰近穩定區與不穩定區邊緣脈衝週期亦有加倍的情形等，且渾沌系統可應用於通訊上以獲得較高的保密效果，所以與腔長相關的主題值得做深入的研究。我們的研究工作是探討於  $a$ -cut 及  $c$ -cut 在不同的腔長位置及泵浦光點大小下研究輸出功率、脈衝寬度、重複率、脈衝能量、峰值功率等之間的關係。



## 第二章 理論

### 2-1 雷射晶體中激發光束大小與激發飽和效應

當我們考慮一個行進經過可飽合的吸收介質的激發光束，在平行近似之下，電場  $[E_p(r, z)]$  斜率緩慢的變化滿足下列的方程式：

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} - \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 E_p = -\frac{1}{2} \frac{\alpha_p E_p}{1 + |E_p|^2 / I_{p_{\text{sat}}}}, \quad (2-1)$$

這裡  $\nabla_{\perp}^2$  是拉普拉斯轉換， $\alpha_p$  是線性吸收係數， $I_{p_{\text{sat}}}$  是飽和的泵浦照度。式 (2-1) 也假設激發的場是在共振下。式 (2-1) 對轉換面作積分可得

$$\frac{dP_p}{dz} = - \iint \frac{\alpha_p |E_p|^2}{1 + |E_p|^2 / I_{p_{\text{sat}}}} dS, \quad (2-2)$$

這裡  $P(z) = \iint |E_p(r, z)|^2 dS$  代表功率隨  $z$  之間的關係。對介質長度  $l$  的吸收功率  $P_{\text{abs}} = P(0) - P(l)$ 。近似後可簡化為

$$P_{\text{abs}} = l \iint \frac{\alpha_p |E_p(r)|^2}{1 + |E_p(r)|^2 / I_{p_{\text{sat}}}} dS. \quad (2-3)$$

此近似是假設單一路徑下線性的吸收是相當小的 (i. e.,  $\alpha_p l \ll 1$ )。此外，此近似法和忽略激發光束在增益介質內的折射是相當接近的。的確，兩種近似法都是為了縱向及橫向的變化。

隨著新變數  $I_p(r) = |E_p|^2$  和  $\alpha_0 = \alpha_p l$ , 關係式 (2-3) 可以變成如下的

標準式：

$$P_{abs} = \iint \frac{\alpha_0 I_p(r)}{1 + I_p(r)/I_{p_{sat}}} dS \quad (2-4)$$

接著我們假設激發光束為一個圓柱的高斯光束寬度為  $w_p$  功率是  $P_0$ 。它的橫向照度分佈可表為

$$I_p(r) = I_{p_0} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_p^2}\right), I_{p_0} = P_0 / \pi \omega_p^2 \quad (2-5)$$

最後，吸收的泵浦功率可表為

$$P_{abs} = \alpha_0 P_0 \frac{I_{p_{sat}}}{I_{p_0}} \ln\left(1 + \frac{I_{p_0}}{I_{p_{sat}}}\right) \quad (2-6)$$

式 2-6 的結果可由圖 2-1 來表示。橫軸是吸收的泵浦功率比值  $(P_{abs}/\alpha_0 P_0)$  對上橫軸  $I_{p_{sat}}/I_{p_0}$ 。結果如下述：

1. 當  $I_{p_{sat}}/I_{p_0} \gg 1$ , 飽和是可以忽略的且  $P_{abs} \approx \alpha_0 P_0$  是最大值且與  $\omega_p$  無關。
2. 當  $I_{p_{sat}}/I_{p_0} \ll 1$ , 飽和是很強的且  $P_{abs}$  與  $P_0$  及  $\omega_p$  相關。當  $P_{abs}$  消失, 激發過程的效率是很低的。

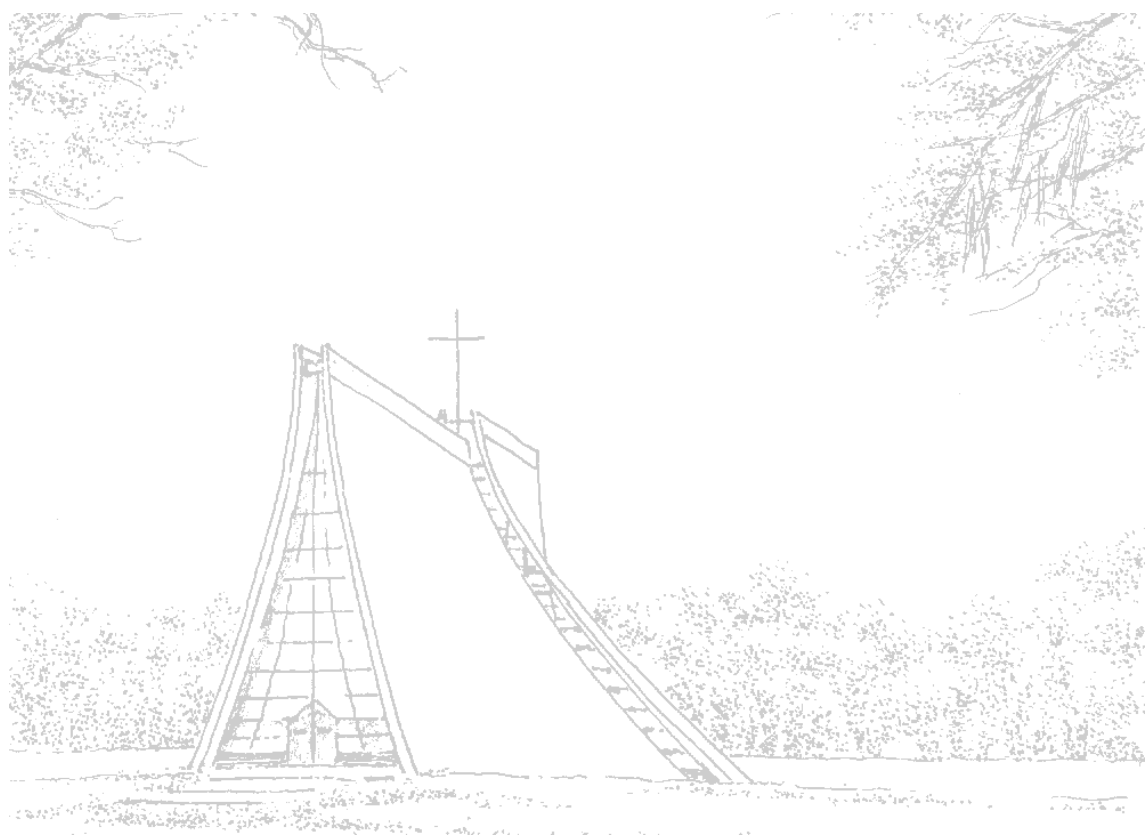
在固定的激發功率  $P_0$  下, 可藉由降低激發光束的寬度  $w_p$  使狀況

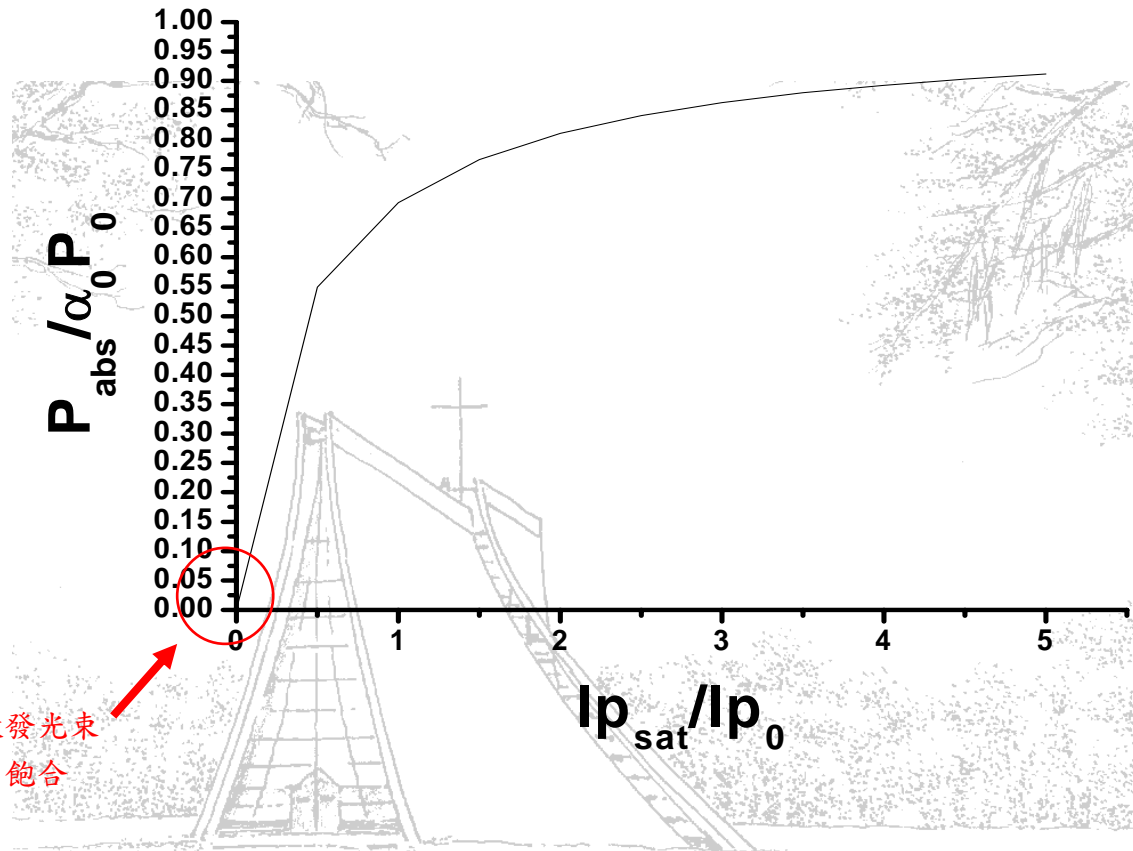
(1) 轉變到狀況 (2)。這些結果在雷射的表現方面會造成一些影響。

的確, 近軸激發光束 ( $w_p \rightarrow 0$ ) 飽和的激發轉變將導致一個低的轉變到未

飽合增益。我們可以期望雷射臨界將大幅地增加且雷射效率將會大大地降低。

我們知道，由於  $a$ -cut  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$  的吸收截面比  $c$ -cut 的吸收截面要大，比  $c$ -cut 更容易滿足飽合的條件，根據理論預測， $a$ -cut 要比  $c$ -cut 容易飽合。





泵浦功率越高或激發光束光點越小，越容易飽合

【圖 2-1】泵浦功率的吸收率 ( $P_{abs} / \alpha_0 P_0$ ) 對  $I_{p_{sat}} / I_{p_0}$  關係圖

## 2-2 Q 開關雷射之第二臨界條件

被動 Q 開關的行為可用速率方程式來預測，考慮飽和吸收體激態

能階的吸收以及居量衰減因子，四能階的速率方程式可寫為

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dn(t)}{dt} &= \{K_g N_g(t) - K_a N_a(t) - \beta K_a [N_{a0} - N_a(t)] - \gamma_c\} n(t) & (2-7) \\ \frac{dN_g(t)}{dt} &= R_p - \gamma_g N_g(t) - \gamma K_g N_g(t) n(t) & (2-8) \\ \frac{dN_a(t)}{dt} &= \gamma_a [N_{a0} - N_a(t)] - K_a N_a(t) n(t) & (2-9) \end{aligned} \right.$$

$n(t)$  : 光子數     $N_g(t)$  : 飽合增益介質的居量差     $K_g$  : 飽合增益介質的  
 耦合係數     $N_a(t)$  : 飽合吸收介質的居量差     $K_a(t)$  : 飽合吸收介質的耦合  
 係數     $R_p$  : 泵浦速率     $\gamma_c$  : 全腔衰減速率     $\gamma_g$  : 增益介質的恢復速率     $\gamma_a$  :  
 飽和吸收體的恢復速率     $\gamma$  : 居量衰減因子     $\beta = \sigma_{esa} / \sigma_a$  : 飽和吸收體  
 激發態與基態吸收截面的比值 \* 下標0代表Q開關發生前

將式 2-7 整理可得

$$\frac{dn(t)}{dt} = \{K_g N_g(t) - (1 - \beta) K_a N_a(t) - \gamma_c'\} n(t) \quad (2-10)$$

其中，  $\gamma_c' = \gamma_c + \beta K_a N_{a0}$

對加上固態飽和吸收體的被動 Q 開關而言，輸出的脈衝寬度遠小

於泵浦脈衝的寬度及飽合吸收體的鬆弛時間，也就是說產生 Q 開關脈

衝的時間其實是很短的，因此泵浦與受激發光的項可以忽略，所以式

2-9、2-10 可近似為

$$\frac{dN_g(t)}{dt} \approx -\gamma K_g N_g(t)n(t) \quad (2-11)$$

$$\frac{dN_a(t)}{dt} \approx -K_a N_a(t)n(t) \quad (2-12)$$

式 2-10、2-13、2-14 稱為被動 Q 開關的耦合速率方程式，將式 2-11、2-12 整理後可得

$$N_g(t) \approx N_{g0} \exp[-\gamma K_g \int_0^t n(t') dt'] \quad (2-13)$$

$$N_a(t) \approx N_{a0} \exp[-K_a \int_0^t n(t') dt'] \quad (2-14)$$

對腔內光子數的最初成長速率，就是指在飽合體或放大體尚未飽合之前，可寫為

$$\frac{dn}{dt} \approx \gamma_{g0} n(t) \quad (2-15)$$

其中，  $\gamma_{g0} = K_g N_{g0} - K_a N_{a0} - \gamma_c$

其解為

$$n(t) \approx n_i \exp(\gamma_{g0} t) \quad (2-16)$$

代入式 2-13、2-14 可得

$$N_g(t) \approx N_{g0} \exp\left\{-\frac{\gamma K_g [n(t) - n_i]}{\gamma_{g0}}\right\} \quad (2-17)$$



$$N_a(t) \approx N_{a0} \exp \left\{ -\frac{K_a[n(t) - n_i]}{\gamma_{g0}} \right\} \quad (2-18)$$

將式 2-17、2-18 代入式 2-10，最初成長速率方程式可近似為

【12】：

$$\begin{aligned} \frac{1}{n(t)} \frac{dn(t)}{dt} &\approx K_g N_{g0} \exp \left\{ -\frac{\gamma K_g [n(t) - n_i]}{\gamma_{g0}} \right\} - (1 - \beta) K_a N_{a0} \exp \left\{ -\frac{K_a [n(t) - n_i]}{\gamma_{g0}} \right\} - \gamma_c' \\ &= \gamma_{g0} + [(1 - \beta) K_a^2 N_{a0} - \gamma K_g^2 N_{g0}] \times \frac{n(t) - n_i}{\gamma_{g0}} + \dots \end{aligned} \quad (2-19)$$

在剛開始的時候，光子數隨著  $\gamma_{g0}$  成長。之後隨著  $n(t)$  的增加，控制 Q 開關行為的準則就變成是看式 (2-19) 右手邊的第二項是正的還是負的，所以當光子數目  $n(t)$  增加訊號照度的成長曲線的斜率將向上或向下增加。在物理項方面，問題在於哪一個飽和吸收體項先飽和，因此允許淨成長速率向上展開或適合 Q 開關，又或者是增益將開始率先飽和，所以雷射照度將永遠不會向上，將只會隨著  $n(t)$  增加而向下，所以一個真正的巨大脈衝將永遠不會產生。

因此好的 Q 開關的近似分析準則是反應式右手邊的  $n(t)$  項必須為正。此準則將被滿足如果

$$(1 - \beta) K_a^2 N_{a0} - \gamma K_g^2 N_{g0} > 0 \quad (2-20)$$

這是個基本的狀況，有時稱作“第二臨界條件”，必須被好的被動 Q 開關所滿足。（“一次臨界”是較早發生的點，是由於增益率先

超過不飽和損失的激發脈衝，所以腔內照度全部開始成長；第二臨界是成長曲線  $n(t)$  開始向上的臨界點。)

把此準則更快地套用在可理解的項，我們可注意到最初成長和衰減率的比值  $K_g N_{g0}$  和  $K_a N_{a0}$  就是最初或在雷射介質及飽和吸收晶體內未飽和增益和損失因子  $2\alpha_g L_g$  和  $2\alpha_a L_a$ 。這些都是實驗上可量測的量。

同時，從這兩個速率方程式我們可以看到在這兩種介質的飽和照度比值是

$$\frac{I_{sat,gain}}{I_{sat,abs}} \equiv \frac{A_g \sigma_a \tau_a}{A_a \sigma_g \tau_g} = \frac{\gamma_g / K_g}{\gamma_a / K_a} = \frac{K_a \tau_a}{K_g \tau_g} \quad (2-21)$$

這告訴我們相當明顯的事實那就是增益及損失耦合係數是有關係的 ( $K_a / K_g \equiv A_g \sigma_a / A_a \sigma_g$ )，因為被激轉換係數  $K$  是直接正比於這兩種介質內的被激放射或吸收截面  $\sigma$ 。

隨著這些介紹，好的 Q 開關準則簡化為

$$\frac{2\alpha_a L_a}{2\alpha_g L_g} \frac{\sigma_a}{\sigma_g} \frac{A_g}{A_a} > \frac{\gamma}{1-\beta} \quad (2-22)$$

增益及損失因子根據【14】可修正為

$$2\sigma_g n_i L_g - 2\sigma_a n_0 L_a - \left( \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L \right) = 0 \quad \leftarrow 0 \text{ 才會穩定}$$

↑ Gain factor    ↑ Loss factor

$$\text{且 } 2\sigma_g n_i L_g = 2\ln\left(\frac{1}{T_0}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L$$

最後在考慮輸出耦合鏡及非飽合下繞腔內一周的內部損失下，可

得好的被動 Q 開關準則：

$$\frac{\ln \left( \frac{1}{T_0^2} \right)}{\ln \left( \frac{1}{T_0^2} \right) + \ln \left( \frac{1}{R} \right) + L \frac{\sigma_a}{\sigma_g} \frac{A_g}{A_a}} \gg \frac{\gamma}{1 - \beta} \quad (2-23)$$

$T_0 = e^{-\sigma_{gs} n_0 l_s}$  : 飽和吸收體的最初穿透係數

R: 輸出鏡的反射係數

L: 非飽合下繞腔內一周的內部損失

: 小訊號增益係數

$\sigma$ : 受激發光截面

A: 有效光束面積

a: 飽和吸收晶體

g: 雷射晶體

$\gamma$ : 居量衰減因子

$\beta = \sigma_{esa} / \sigma_a$  , 為飽和吸收體激發態與基態吸收截面的比值

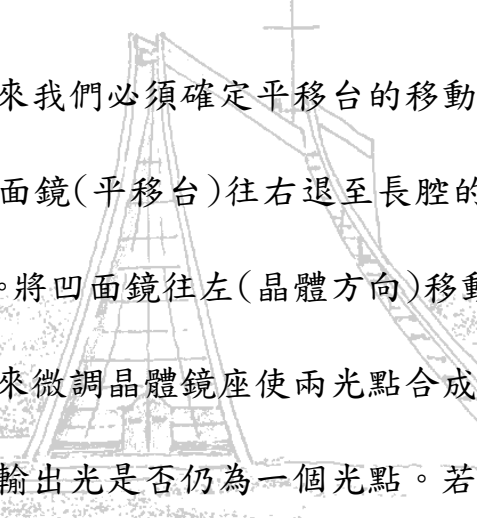
根據好的 Q 開關二次臨界條件知道，由於 **c-cut 擁有較 a-cut 小四倍的有效受激發光截面**，因此  $\sigma_a / \sigma_g$  會更大，會比 a-cut 更能滿足好的 Q 開關二次臨界條件，所以分別就 a-cut 及 c-cut 做討論。

## 第三章 $a$ -cut 摻釹釩酸釷雷射晶體的被動 Q 開關

### 3-1 實驗架構及方法

實驗上我們採用半導體激發  $a$ -cut 摻釹釩酸釷( $\text{Nd:YVO}_4$ )，實驗架設請參考圖 3-1、圖 3-2。我們使用雷射二極體，最大的輸出功率為 1.5W，給定功率操作時峰值波長為 808nm。半導體雷射的電流由一穩定電流源來供應，並且以溫度控制器對雷射二極體作溫度控制，使雷射二極體能產生穩定的輸出功率和波長。共振腔為平凹結構。雷射工作介質  $a$ -cut 摻釹釩酸釷一面鍍激發光(808nm)的抗反射鍍膜(AR coating)以及雷射光(1064nm)的高反射鍍膜(HR coating)並作為共振腔的端面鏡用，再加上 90%的飽和吸收體  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 。另一面鍍雷射光的抗反射膜以防止在共振腔內次共振腔(interactive etalon)的產生。雷射光先經過一準直物鏡，在經由另一聚焦物鏡會聚到雷射工作介質( $\text{Nd:YVO}_4$ )上。共振腔由鍍高反射膜雷射晶體所形成的平面鏡以及外加的凹面鏡所組成。由於我們探討在共振腔內位置附近作改變，因此我們將雷射晶體位置固定，凹面鏡架設在平移台上，使共振腔距離可經由平移台作改變，我們選用的平移台可解析至 10 微米，很能滿足我們實驗的需求。

接下來我們調整晶體及凹面鏡這兩個鏡座,使它們盡可能的在同一高度。利用紅外光卡 (IR card) 確定晶體的自發輻射光(spontaneous emission)有打在凹面鏡的正中央後,將兩個鏡座固定。微調凹面鏡使從凹面鏡反射的自發輻射光能反射回到晶體附近,並且與晶體在從一水平面上。稍微鬆開凹面鏡鏡座的固定旋鈕,使凹面鏡能小角度作左右旋轉,一邊小角度旋轉鏡面,一邊利用紅外光卡在輸出端(凹面鏡右側)觀察,當發現紅外光卡上有小亮點出現時,則立即固定凹面鏡鏡座的旋鈕。此小亮點即是自發輻射光在共振腔內不斷反饋後形成的受激輻射光。

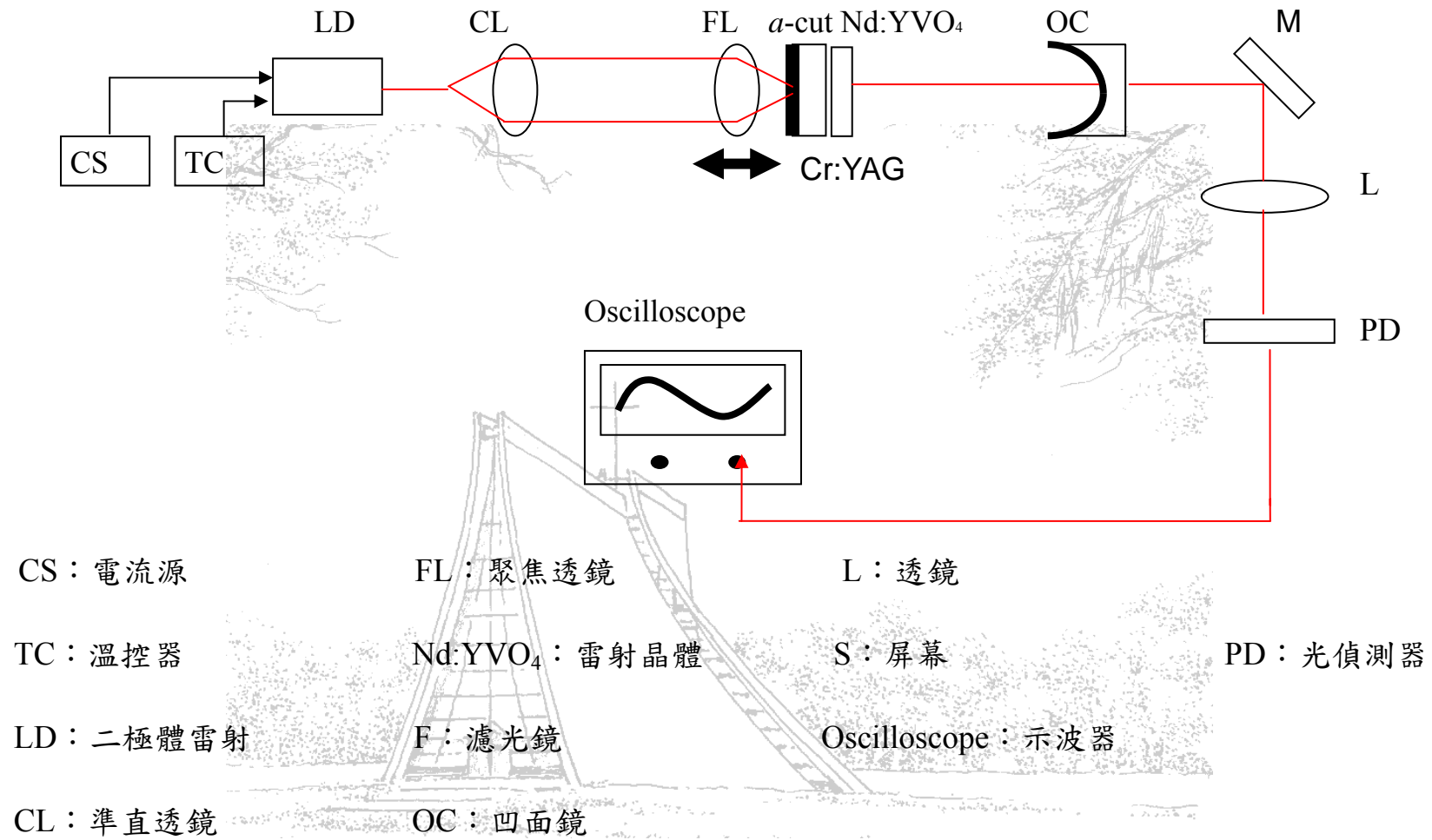


接下來我們必須確定平移台的移動方向與雷射光是否平行。方法是先將凹面鏡(平移台)往右退至長腔的位置,微調凹面鏡使輸出光是一個光點。將凹面鏡往左(晶體方向)移動,當移動至光點分岔成為兩點時,停下來微調晶體鏡座使兩光點合成一個光點,之後退回原長腔的位置確定輸出光是否仍為一個光點。若此時光點已經分岔成為兩個光點,則再微調凹面鏡使其恢復為一個光點。重複上述步驟,確定凹面鏡在所有位置均為一個光點。最後微調凹面鏡鏡座與晶體鏡座,使輸出功率達到最大。至此,我們已完成對光與優化調整的工作。在完成對光與優化調整的工作之後,微調聚焦物鏡與雷射工作介質的距離使得輸出功率為最大。

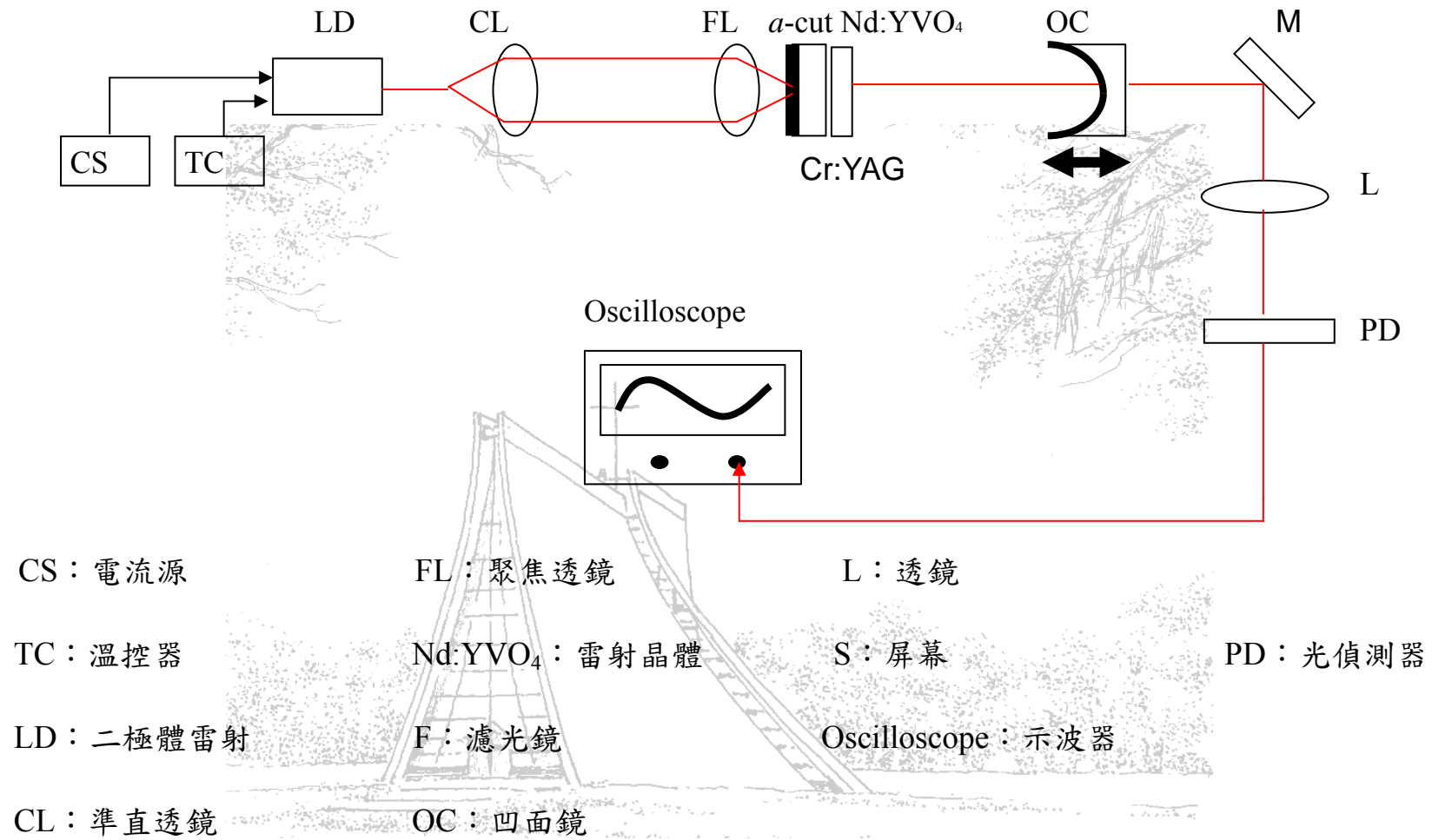
接著將飽和吸收體外架在一鏡座上，然後置放在輸出耦合鏡之後，確使雷射光有過經飽和吸收體。然後，檢查經由飽和吸收體反射的光圈，使光圈與雷射晶體上的輸出位置高度盡量一致，之後將飽和吸收體置放在雷射晶體之後，儘可能靠近雷射晶體，使經由輸出耦合鏡反射回來的光點打在飽和吸收體上能儘可能的小，然後觀察光功率計上的功率變化，儘可能使功率變高，因此完成 Q 開關的優化動作。

由凹面鏡一端輸出之紅外雷射光，我們使用一個透鏡把此輸出光收集起來以免散開，然後我們在透鏡的後方架上一光功率計，來測量雷射之輸出功率；若入射至光偵測器，可用示波器分析。

我們選用焦距為 8mm 的物鏡，使用曲率半徑為 10cm、反射率 90% 的輸出耦合鏡，而雷射晶體則是 3×3×1mm 濃度 1% 的 *a*-cut Nd:YVO<sub>4</sub>，及 90% 的 Cr<sup>4+</sup>:YAG 當作飽和吸收體。我們分別藉由移動物鏡（如圖 3-1）或平移台上的輸出耦合鏡（如圖 3-2），來觀察光功率計以及示波器上的變化，以使用來比較兩者之間的關係。



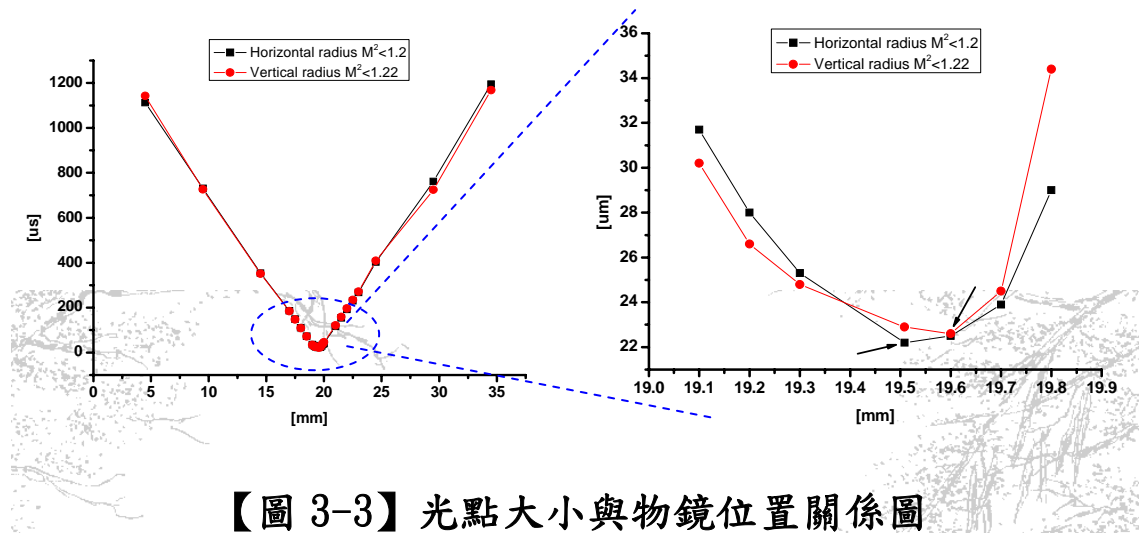
【圖 3-1】 實驗架構圖



【圖 3-2】 實驗架構圖

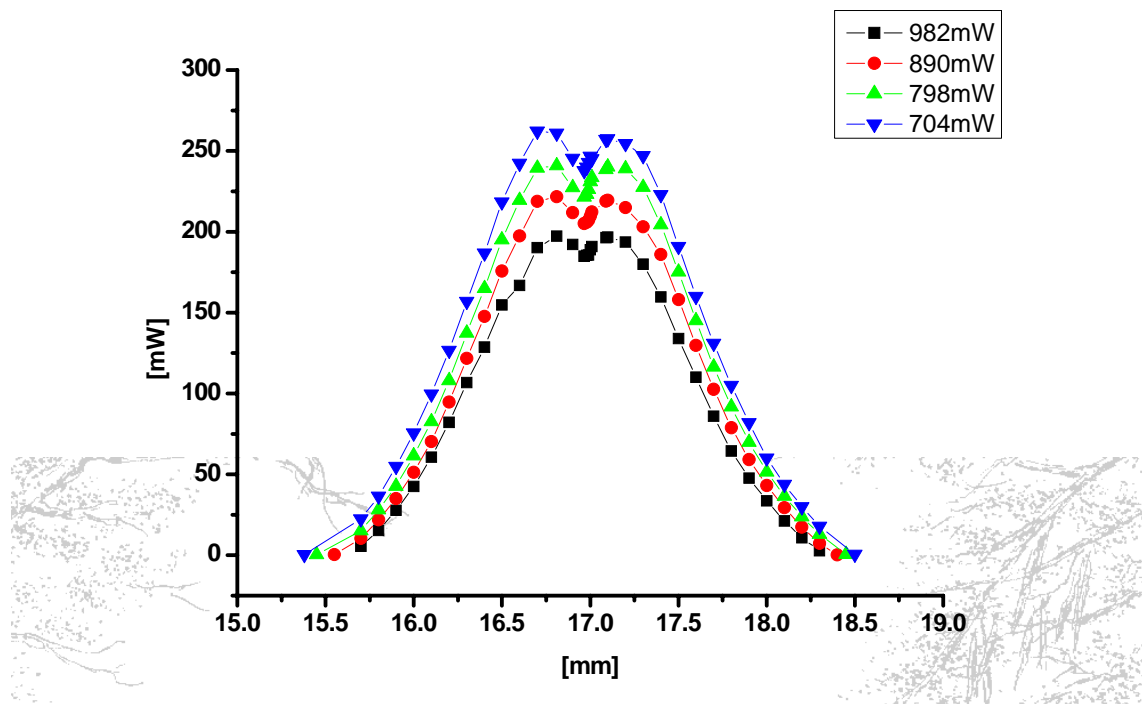


### 3-2 激發光束的效應



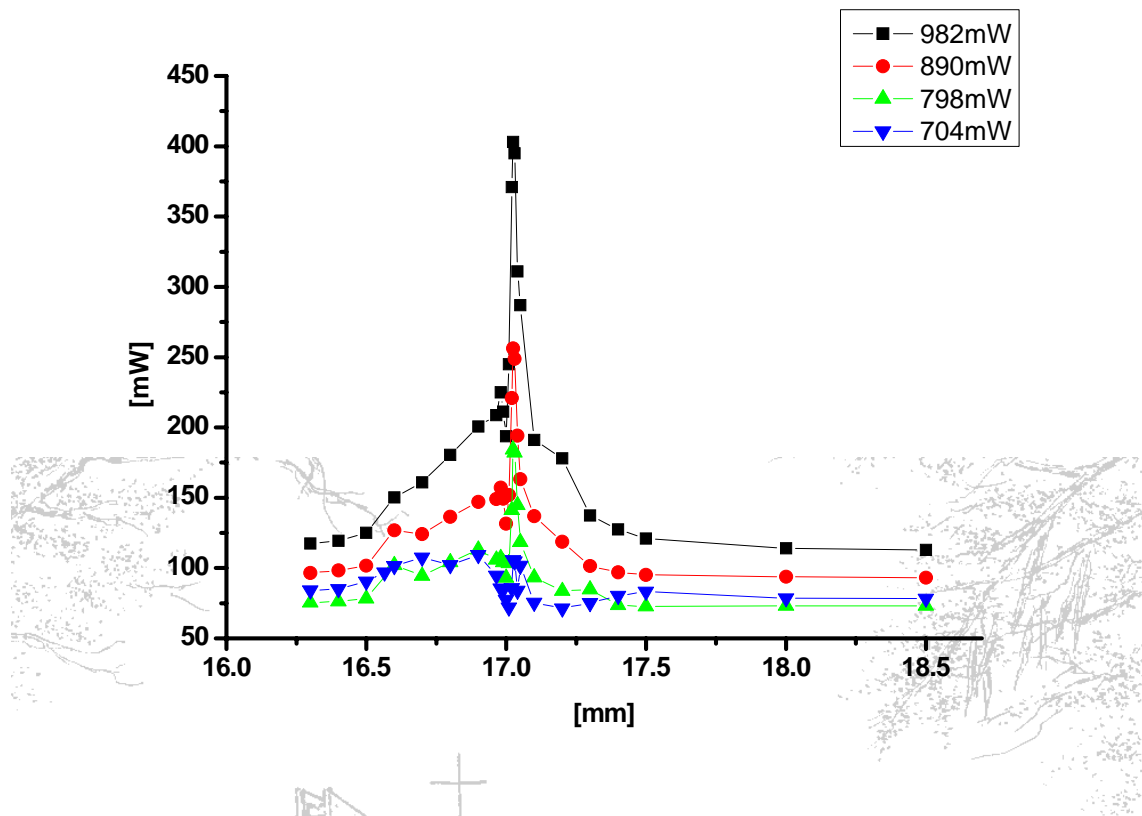
【圖 3-3】光點大小與物鏡位置關係圖

圖 3-3 是以溫度控制在 15kΩ，雷射晶體是採用 3×3×1mm 濃度 1% 的 *a*-cut Nd:YVO<sub>4</sub>，電流約 380mA，電流不能太大，不然有燒壞 BS 上的偵測器之虞。固定 Beam Scope 的位置，然後改變物鏡的位置，紀錄光點在水平及垂直方向的光束半徑。從圖中可以看出，激發光束的形狀接近橢圓， $M^2$  的值也相當接近 1，是蠻理想的高斯光束。



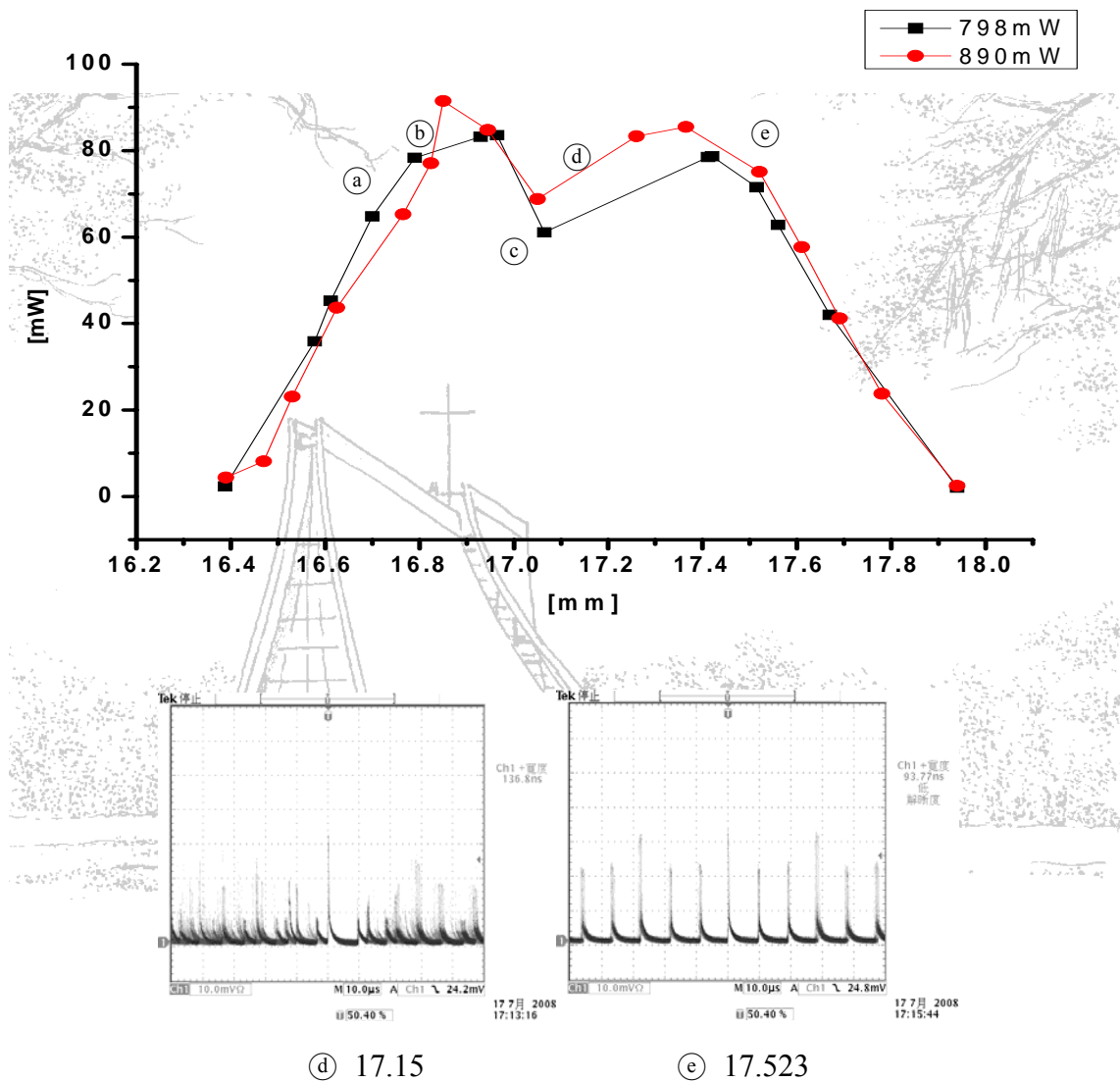
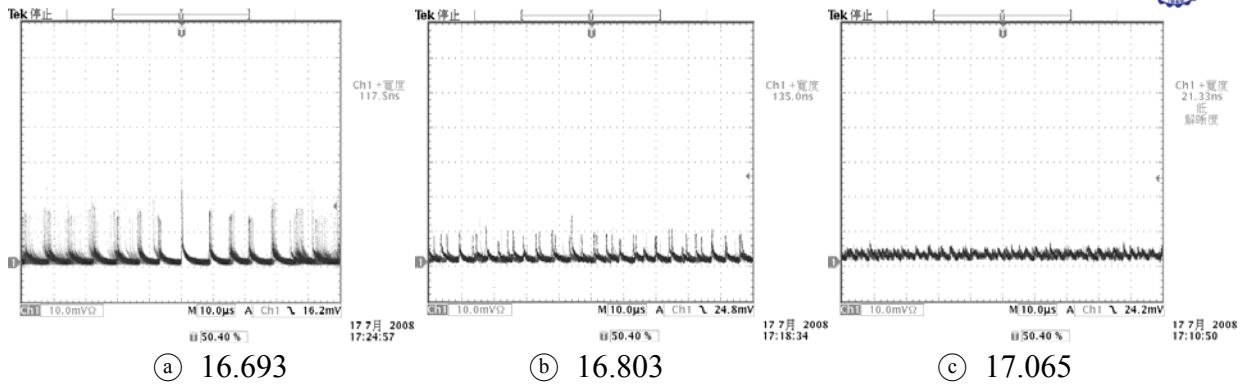
【圖 3-4】CW 輸出功率與物鏡位置關係圖

圖 3-4 是以溫度控制在 15kΩ，雷射晶體是採用 3×3×1mm 濃度 1% 的 *a*-cut Nd:YVO<sub>4</sub>，輸出耦合鏡是 PR=90% 曲率半徑 10cm，物鏡為焦距 8mm。在不改變腔長，僅改變物鏡位置及泵浦功率大小，並加上濾光鏡，紀錄光功率計上的讀值。從圖中可以看出，平均輸出功率在一些特定的位置，產生飽和的現象。原因是因為泵浦所造成的增益體積變小，泵浦很高的時候就會飽和，可激發的電子已經用光了。另外，實驗人員也發現，泵浦功率較低的情況下，飽和較不明顯；泵浦功率越大，飽和現象越顯著。



【圖 3-5】CW 穿透功率與物鏡位置關係圖

圖 3-5 是以溫度控制在 15kΩ，雷射晶體是採用 3×3×1mm 濃度 1% 的 *a*-cut Nd:YVO<sub>4</sub>，輸出耦合鏡是 PR=90% 曲率半徑 10cm，物鏡為焦距 8mm。在不改變腔長，僅改變物鏡位置及泵浦功率大小紀錄在雷射晶體後方的光功率計上的讀值。此圖與圖 3-4 有呼應的關係，從圖中可以看出，平均輸出功率在一些特定的位置，穿透的功率特別高，剛好和圖 3-4 飽和的位置符合。原因是因為激發光束的光點太小，能量太集中，雷射晶體已經達到飽和了，因此輸出能量上不去，所以穿透過去。另外，實驗人員也發現，泵浦功率較低的情況下，飽和較不明顯，因此穿透功率也不明顯；泵浦功率越大，飽和現象越顯著，同時穿透功率也越顯著。



【圖 3-6】Q 開關脈衝平均輸出功率與物鏡位置關係圖

圖 3-6 是以溫度控制在  $15\text{k}\Omega$ ，雷射晶體是採用  $3\times 3\times 1\text{mm}$  濃度 1% 的  $a\text{-cut}$   $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ ，輸出耦合鏡是  $\text{PR}=90\%$  曲率半徑  $10\text{cm}$ ，外架一個飽合吸收體是

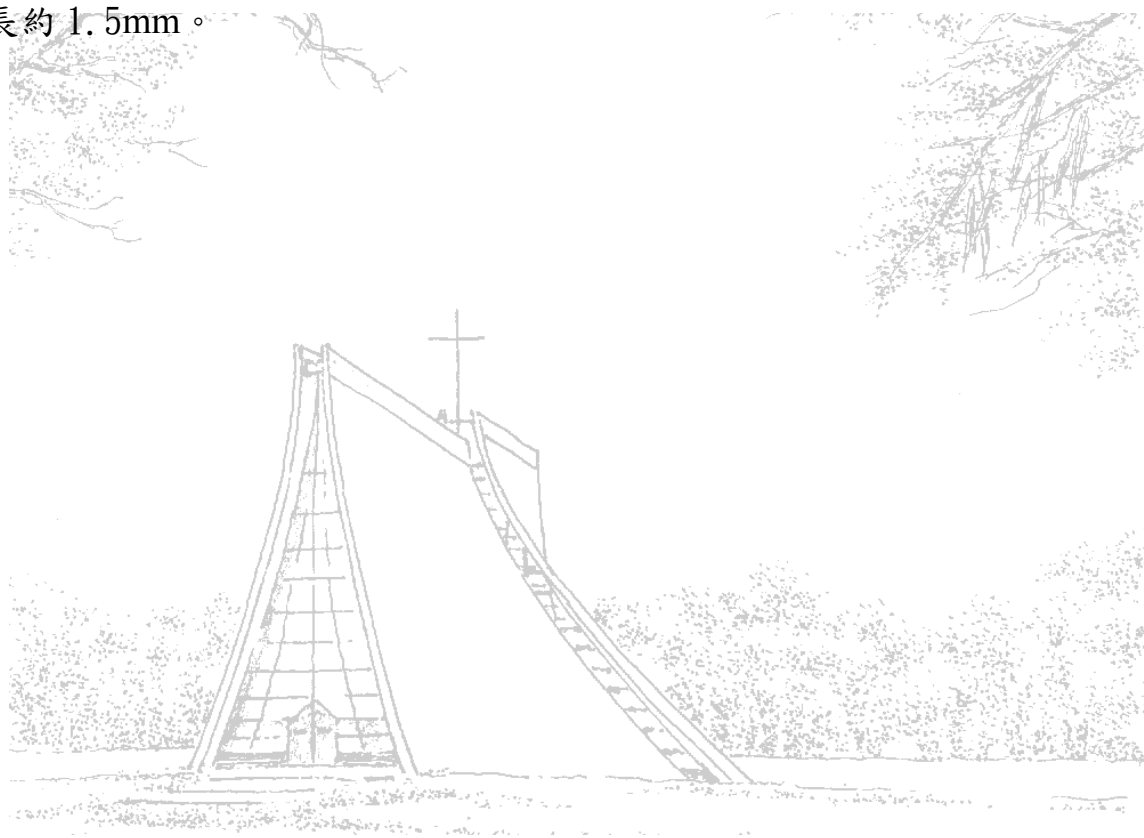
90%的  $\text{Cr}^{4+} : \text{YAG}$ ，使得飽和吸收體盡量靠近雷射晶體，物鏡為焦距 8mm。

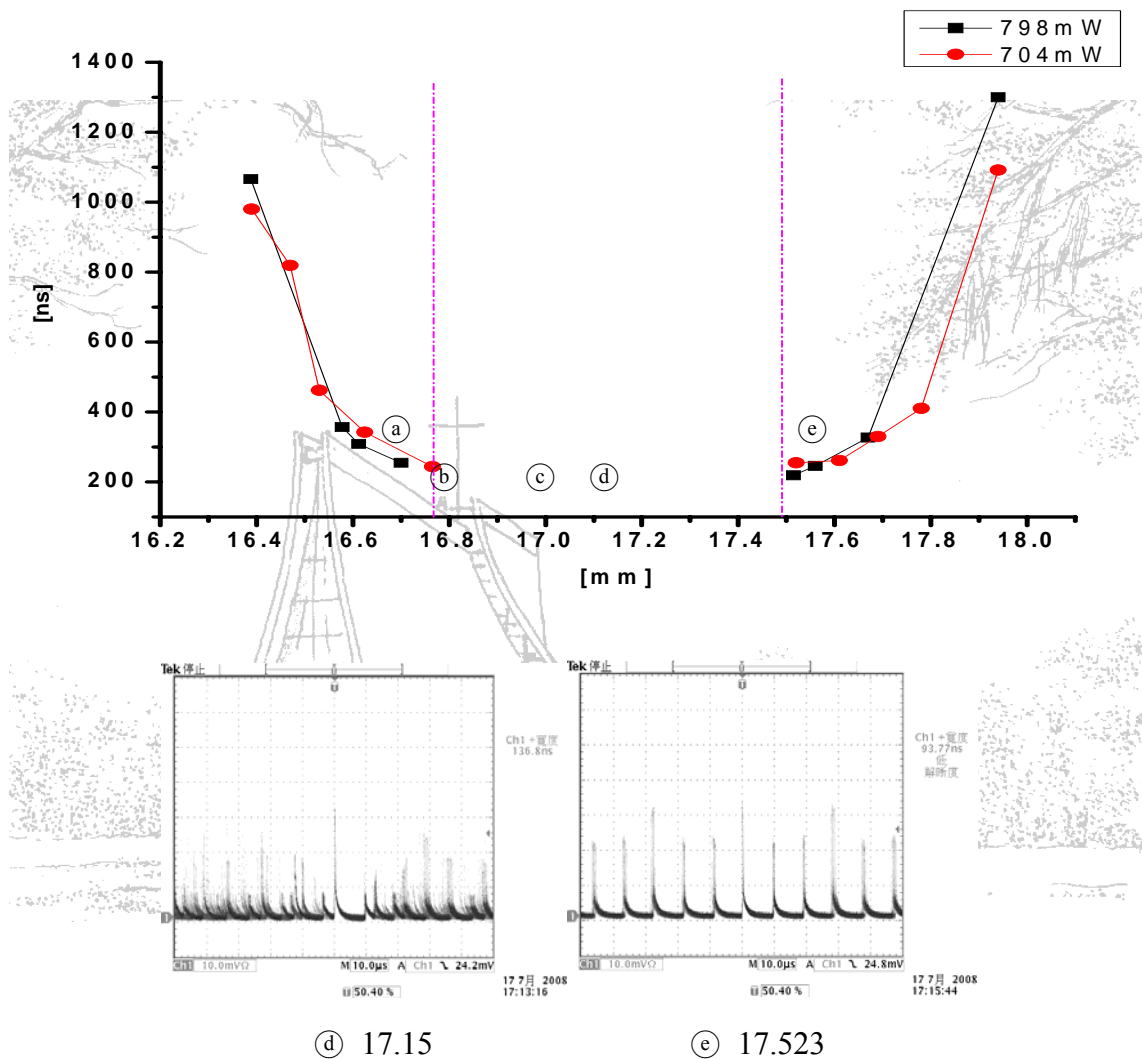
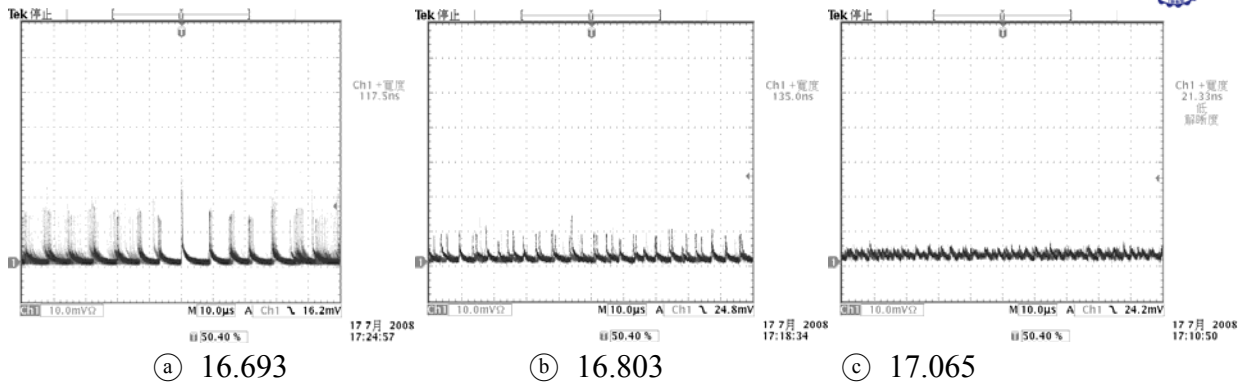
微調腔長，在穩定區內找到一個較穩定脈衝的腔長位置，接著固定腔長，僅改變物鏡位置及泵浦功率大小紀錄光功率計上的讀值。從圖中平均功率凹陷

的位置可以發現，光點太小時，會發生增益飽合情形，因此壓抑了 Q 開關。

當光點漸大時，對 Q 開關較有利，產生雷射的範圍是從 16.4mm 到 17.9mm，

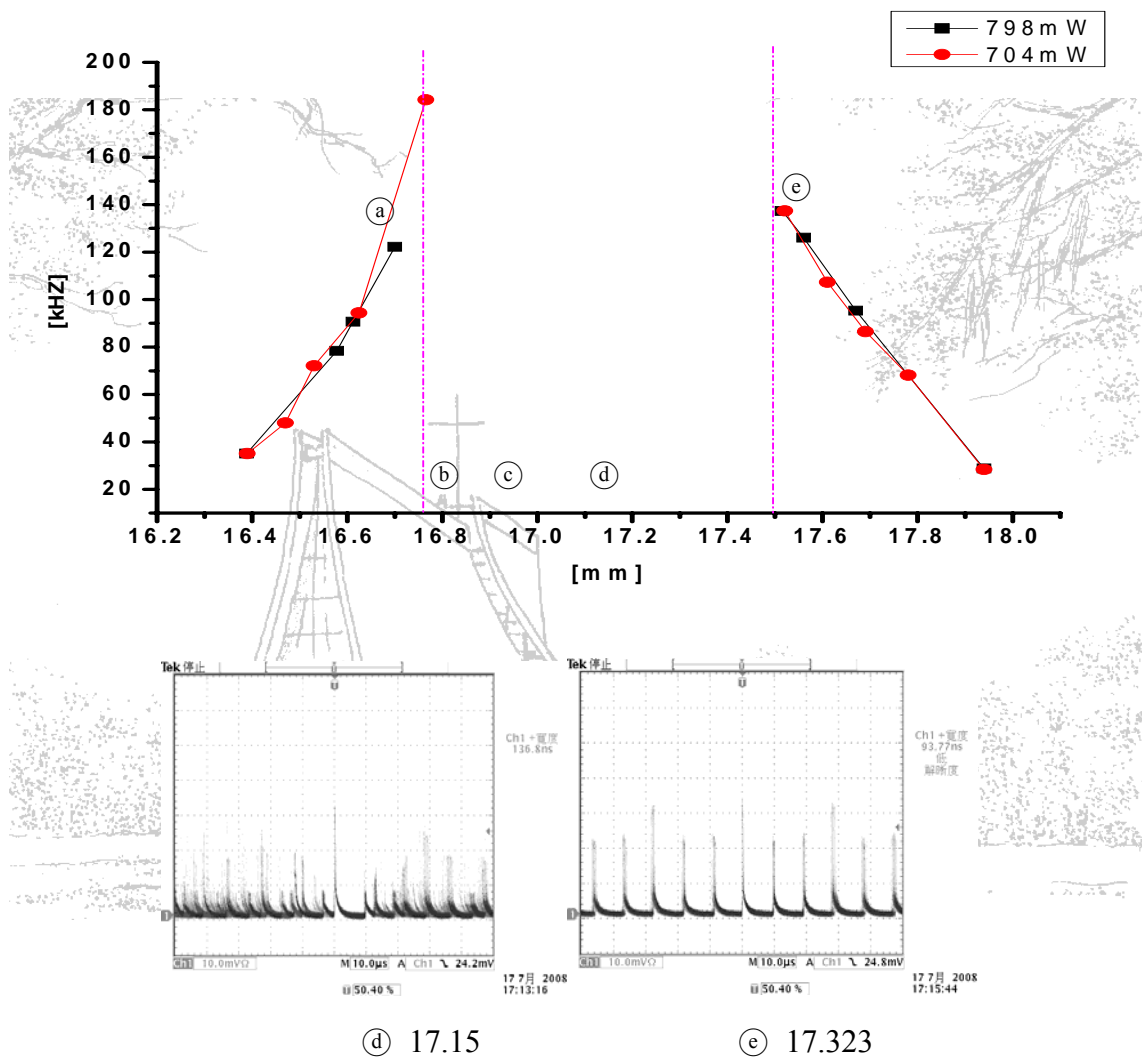
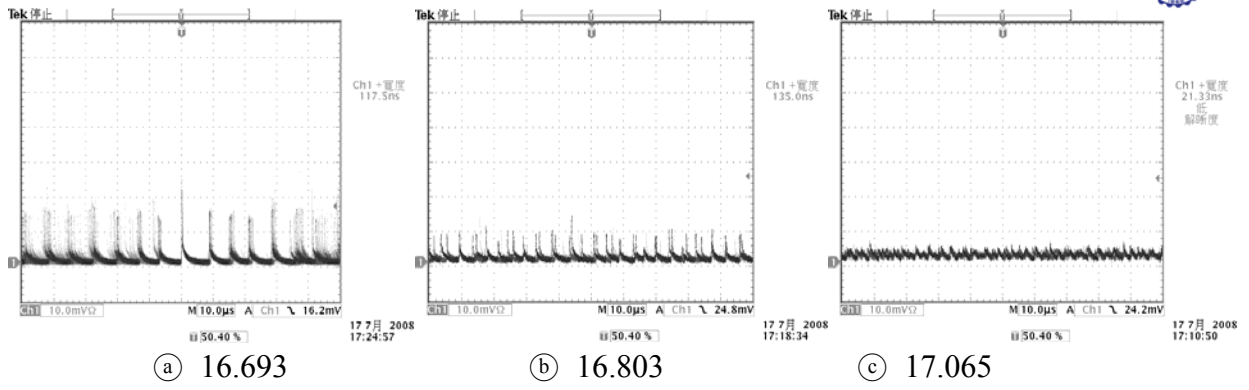
全長約 1.5mm。





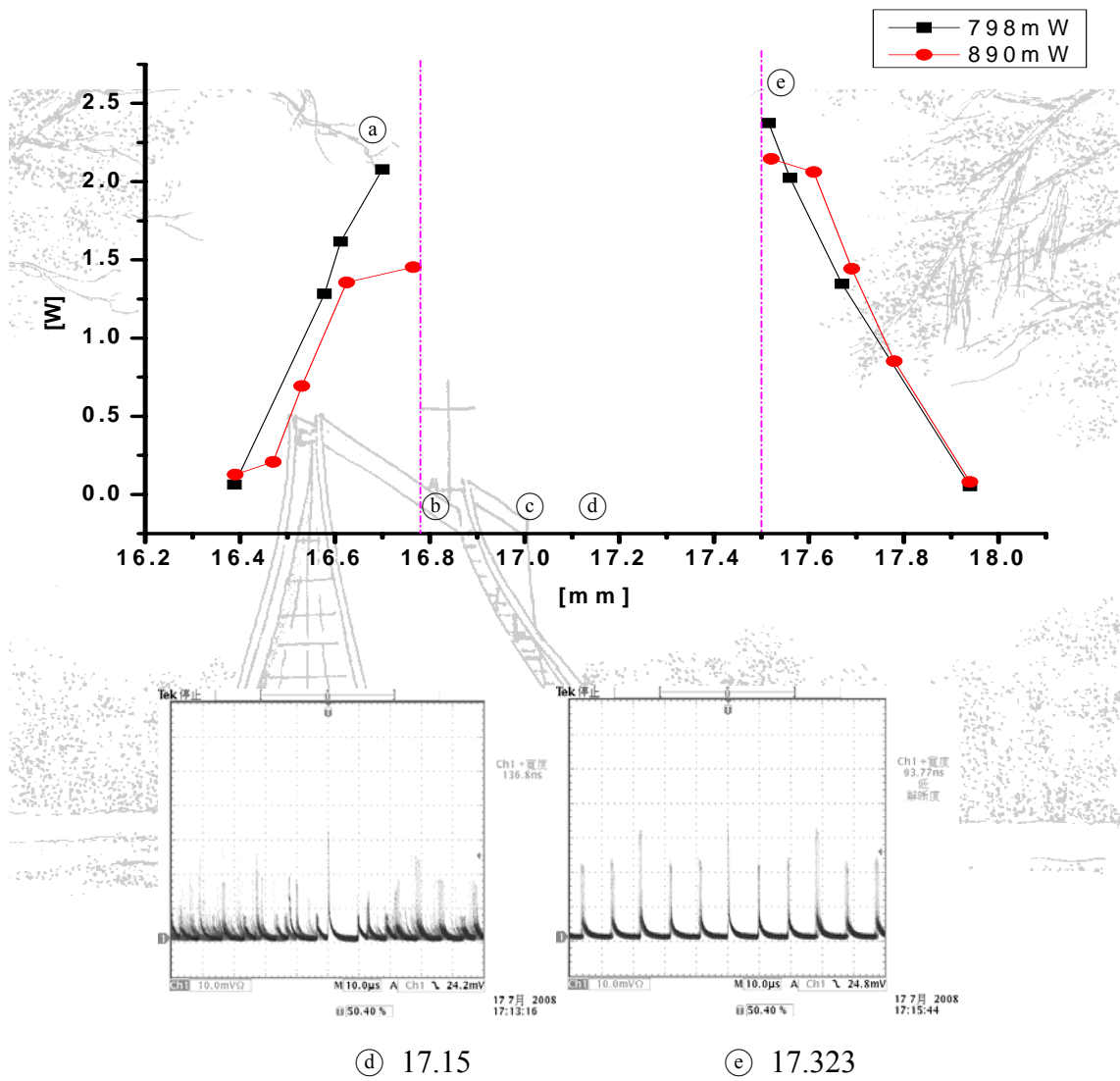
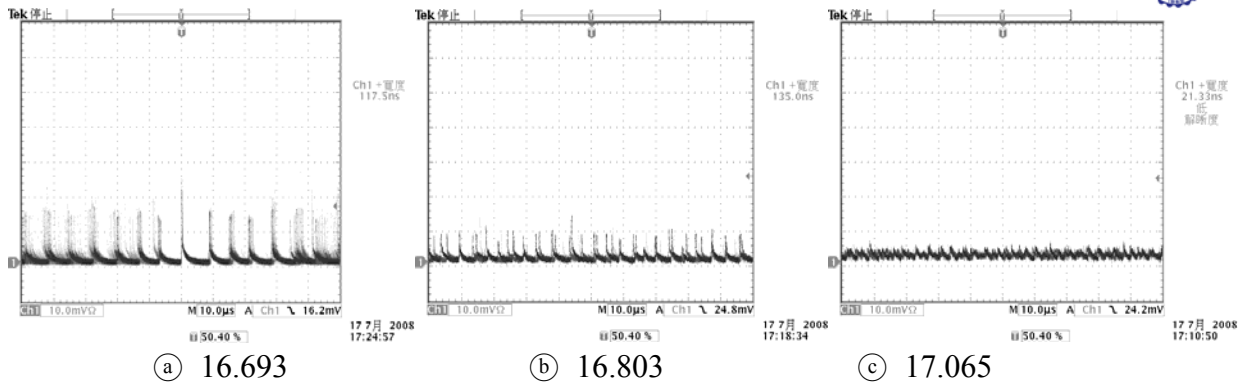
【圖 3-7】物鏡位置與脈衝寬度關係圖

圖 3-7 可以看出，移動物鏡位置可以觀察到脈衝寬度的分布圖形，脈衝在光點較小的區域時，較不穩定甚至會被壓抑，當光點變大時，Q 開關會比較穩定。且隨著光點增大，脈衝寬度漸增。



【圖 3-8】物鏡位置與重複率關係圖

如圖 3-8 所示，重複率會隨著光點變大而減少。

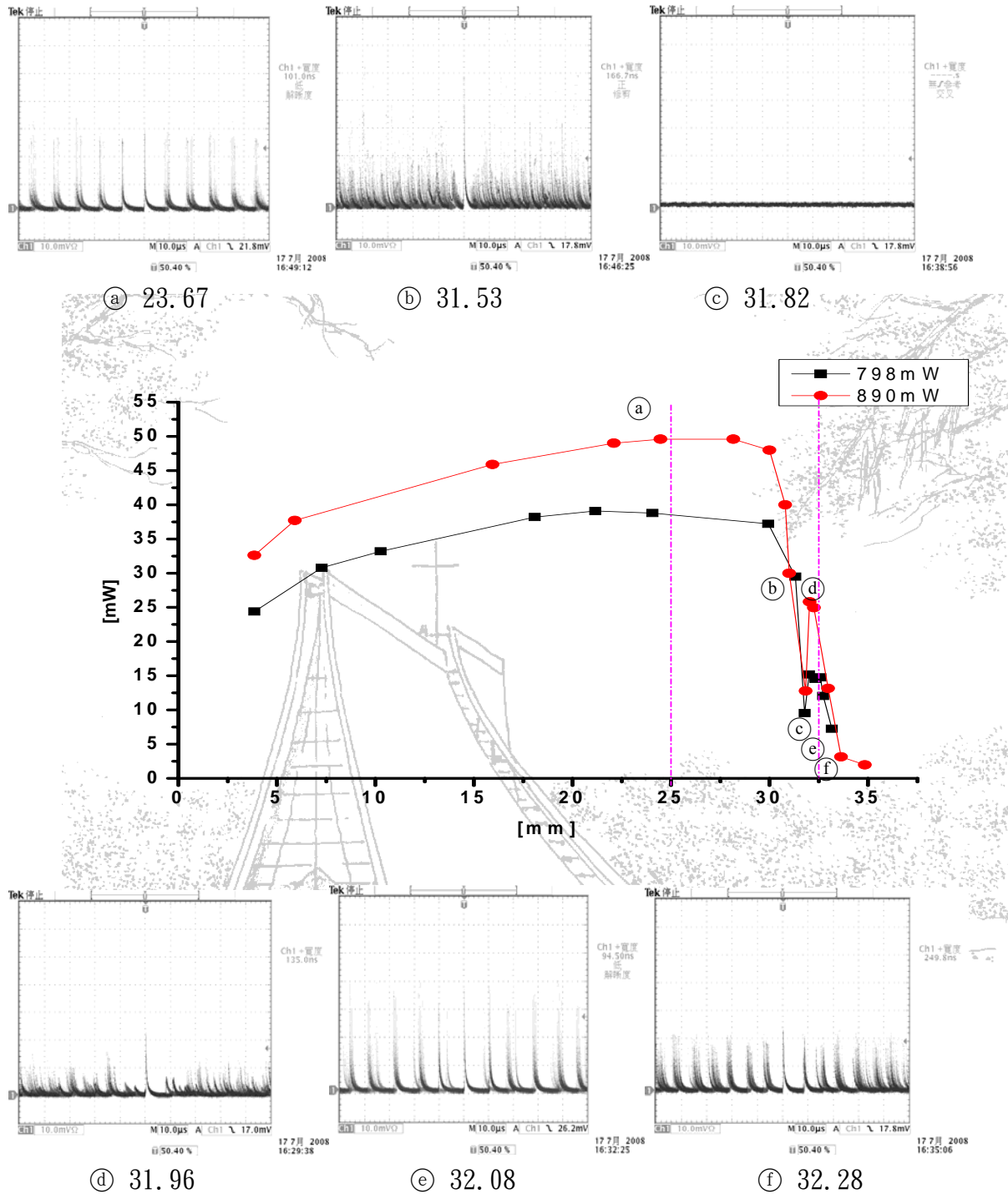


【圖 3-9】物鏡位置與脈衝峰值功率關係圖

圖 3-9 告訴我們，光點越大時，峰值功率越小。



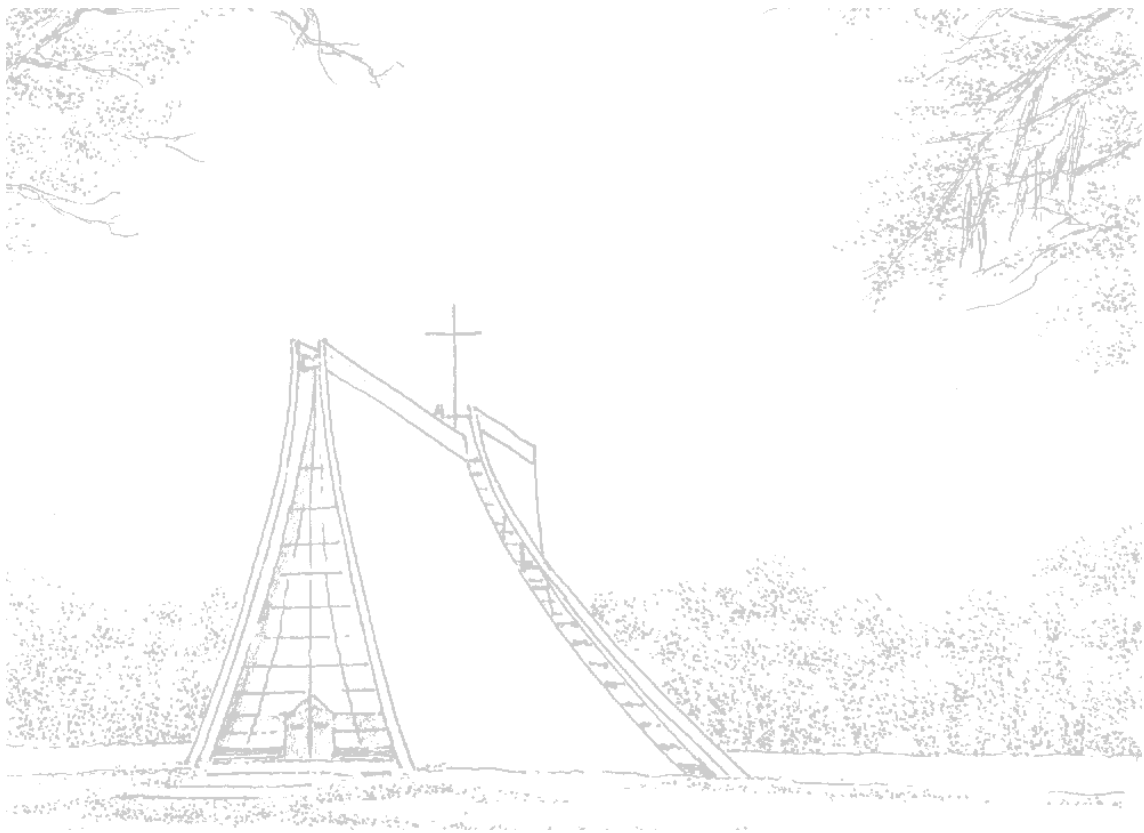
3-3 共振腔與  $a$ -cut 的相關研究

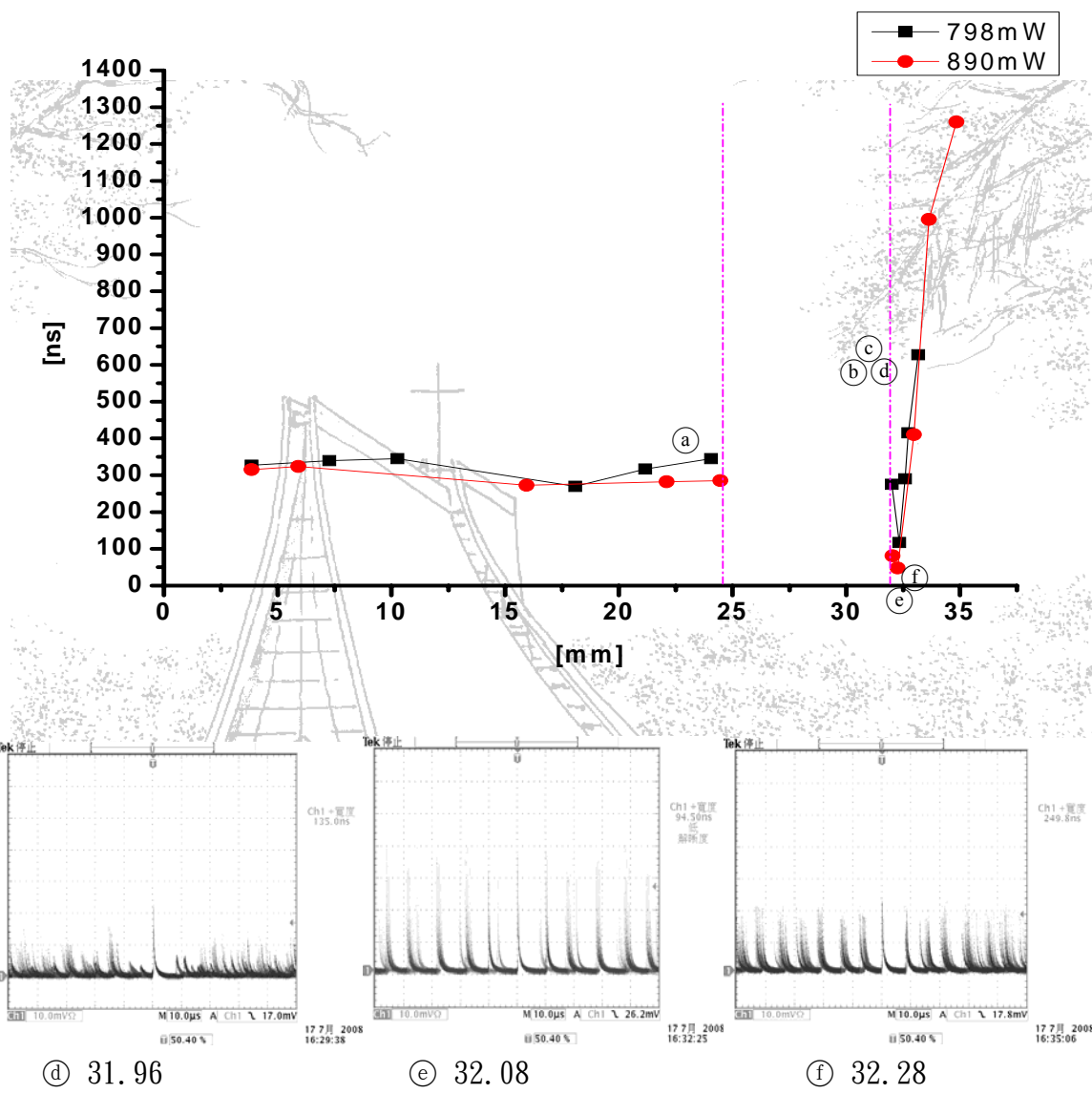
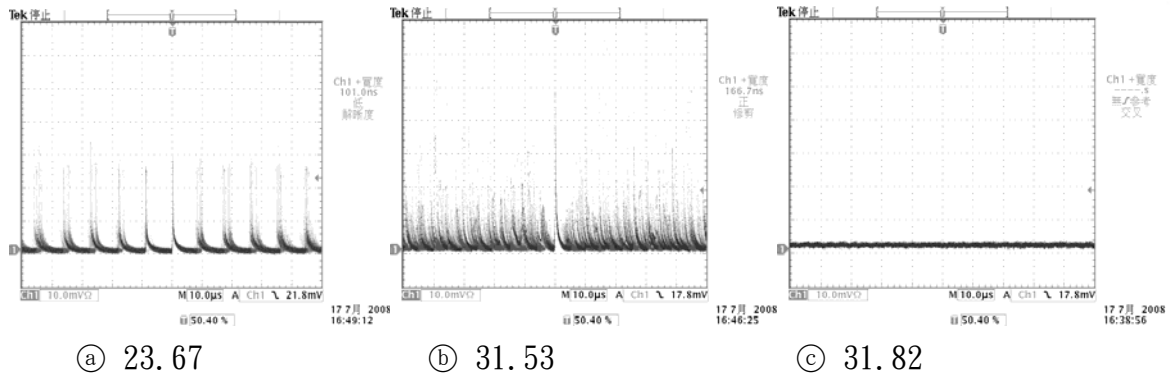


【圖 3-10】脈衝平均功率與腔長關係圖

圖 3-10、3-11、3-12、3-13 的實驗是以溫度控制在 15kΩ，雷射晶體是

採用  $3 \times 3 \times 1 \text{mm}$  濃度 1% 的  $a$ -cut  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ ，輸出耦合鏡是  $\text{PR}=90\%$  曲率半徑  $10 \text{cm}$ ，物鏡焦距為  $8 \text{mm}$ ，飽合吸收體是 90% 的  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 。調整物鏡位置，試著找到一個脈衝較穩定的位置，接著固定物鏡，僅移動腔長，紀錄光功率計及示波器上的變化。Q 開關在不穩定區有被壓抑的情形，從圖中可以看出  $a$ -cut 的平均輸出功率最高約  $47.5 \text{mW}$ 。

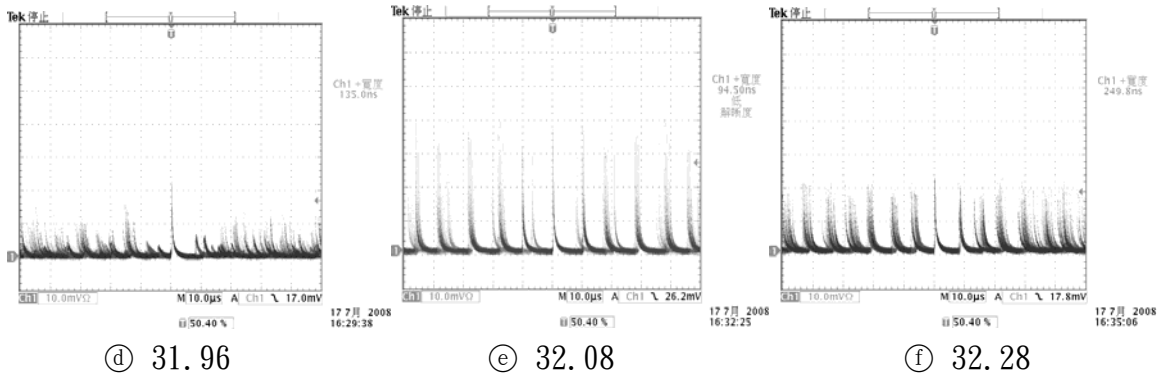
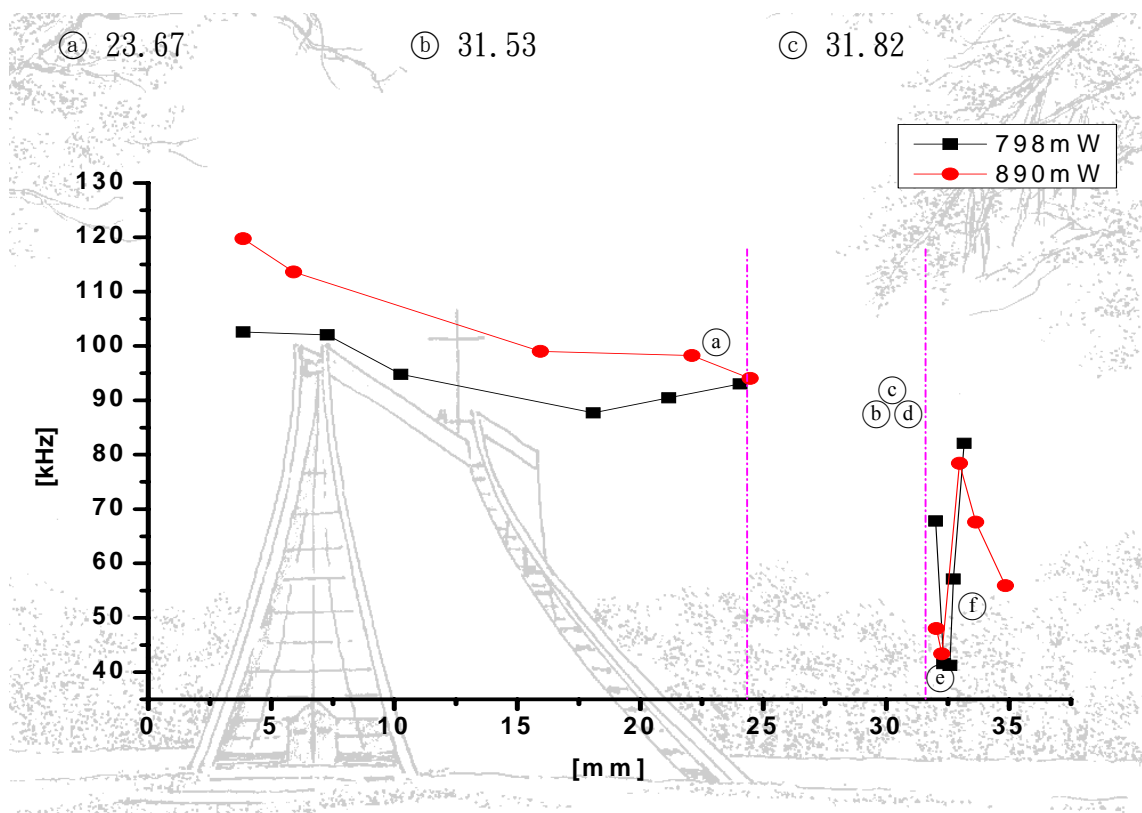
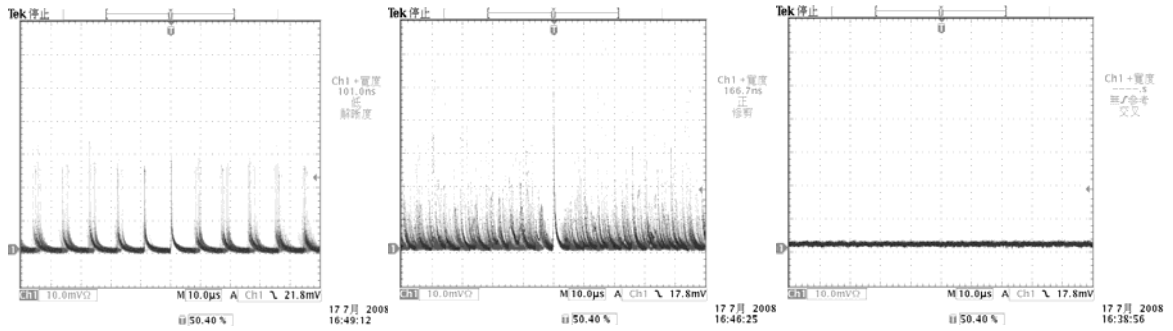




【圖 3-11】脈衝寬度與腔長位置關係圖

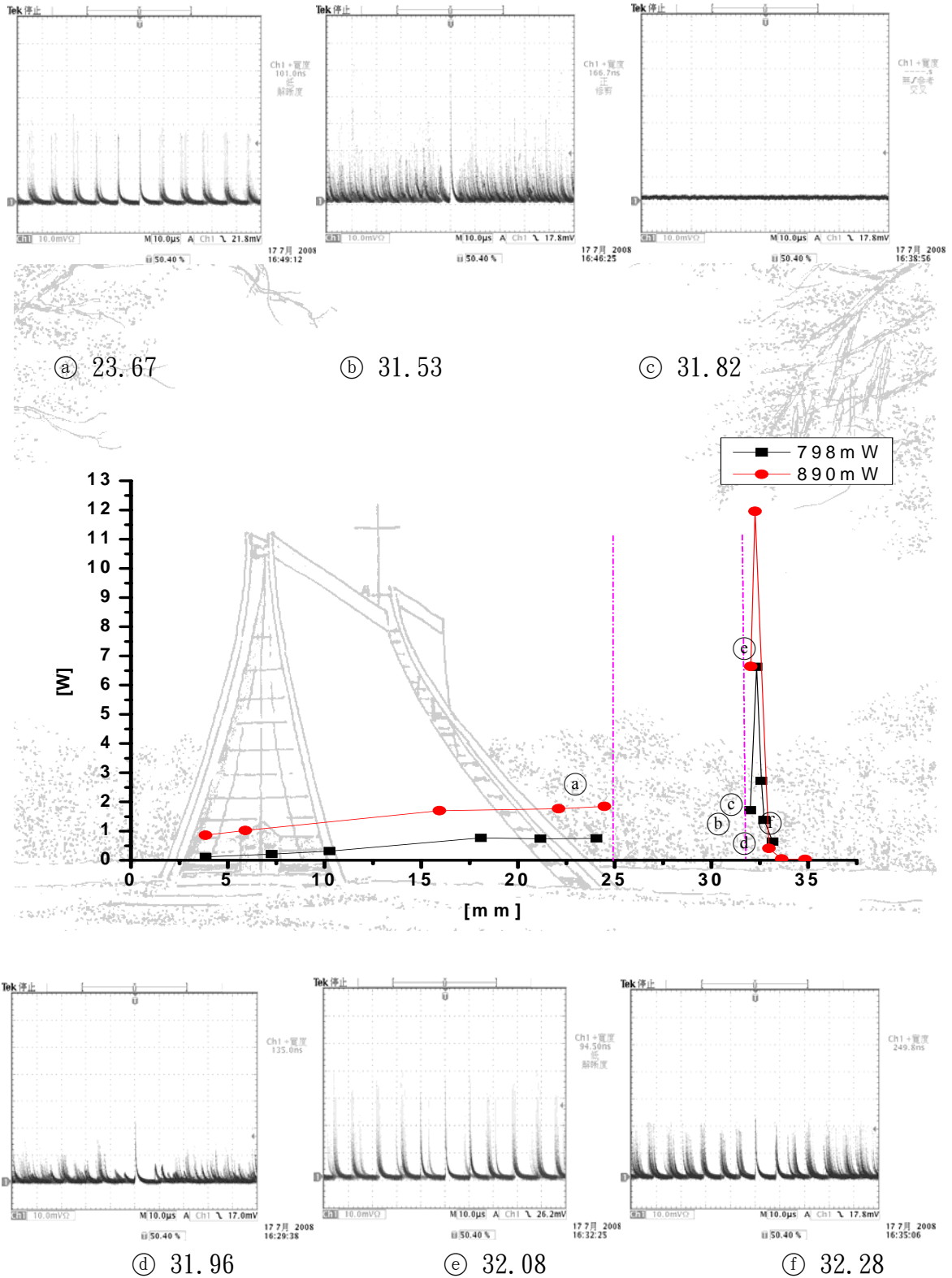
從圖 3-11 顯示，脈衝寬度在穩定區內變化不大，虛線區域表示脈衝在此區間並不穩定，而到了不穩定區邊緣時，脈衝忽然變好且變短，脈衝最短時，

可以到達 48.1ns，然後再隨腔長增加而慢慢增寬。



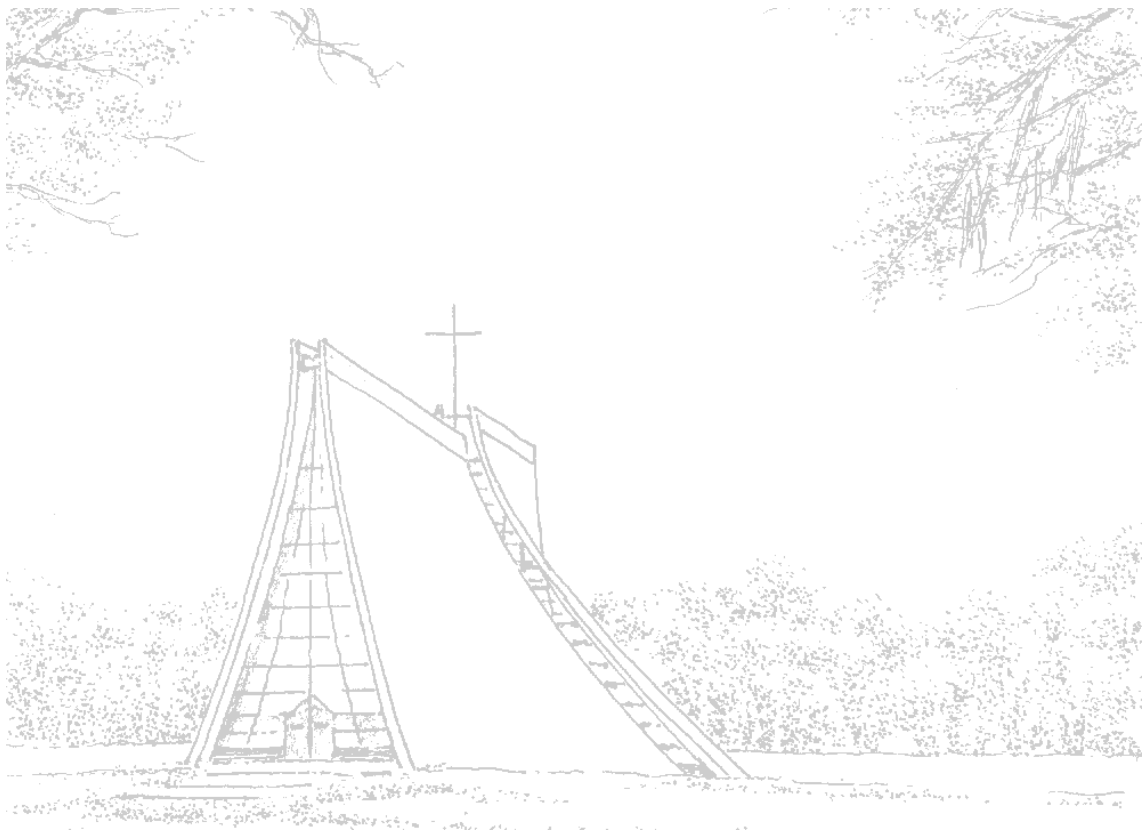
【圖 3-12】Q 開關重複率與腔長位置關係圖

圖 3-12 與圖 3-10 相比較，會發現圖形相當類似，原因是因為重複率與平均功率成正比，所以圖形會相似。



【圖 3-13】峰值功率與腔長位置關係圖

圖 3-12 顯示，峰值功率在不穩定區邊緣，會有好的 Q 開關存在，且其峰值功率為 12W。



## 第四章 c-cut 摻釷釩酸釷雷射晶體的被動 Q 開關

### 4-1 實驗架構及方法

實驗上我們採用半導體激發 c-cut 摻釷釩酸釷( $\text{Nd:YVO}_4$ )，實驗架設請參考圖 4-1、圖 4-2。我們使用雷射二極體，最大的輸出功率為 1.5W，給定功率操作時峰值波長為 808nm。半導體雷射的電流由一穩定電流源來供應，並且以溫度控制器對雷射二極體作溫度控制，使雷射二極體能產生穩定的輸出功率和波長。共振腔為平凹結構。雷射工作介質 c-cut 摻釷釩酸釷一面鍍激發光(808nm)的抗反射鍍膜(AR coating)以及雷射光(1064nm)的高反射鍍膜(HR coating)並作為共振腔的端面鏡用，再加上 90%的飽和吸收體  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 。另一面鍍雷射光的抗反射膜以防止在共振腔內次共振腔(interactive etalon)的產生。雷射光先經過一準直物鏡，在經由另一聚焦物鏡會聚到雷射工作介質( $\text{Nd:YVO}_4$ )上。共振腔由鍍高反射膜雷射晶體所形成的平面鏡以及外加的凹面鏡所組成。由於我們探討在共振腔內位置附近作改變，因此我們將雷射晶體位置固定，凹面鏡架設在平移台上，使共振腔距離可經由平移台作改變，我們選用的平移台可解析至 10 微米，很能滿足我們實驗的需求。

接下來我們調整晶體及凹面鏡這兩個鏡座，使它們盡可能的在同一高度。利用紅外光卡 (IR card) 確定晶體的自發輻射光(spontaneous emission)

有打在凹面鏡的正中央後，將兩個鏡座固定。微調凹面鏡使從凹面鏡反射的自發輻射光能反射回到晶體附近，並且與晶體在從一水平面上。稍微鬆開凹面鏡鏡座的固定旋鈕，使凹面鏡能小角度作左右旋轉，一邊小角度旋轉鏡面，一邊利用紅外光卡在輸出端(凹面鏡右側)觀察，當發現紅外光卡上有小亮點出現時，則立即固定凹面鏡鏡座的旋鈕。此小亮點即是自發輻射光在共振腔內不斷反饋後形成的受激輻射光。

接下來我們必須確定平移台的移動方向與雷射光是否平行。方法是先將凹面鏡(平移台)往右退至長腔的位置，微調凹面鏡使輸出光是一個光點。將凹面鏡往左(晶體方向)移動，當移動至光點分岔成為兩點時，停下來微調晶體鏡座使兩光點合成一個光點，之後退回原長腔的位置確定輸出光是否仍為一個光點。若此時光點已經分岔成為兩個光點，則再微調凹面鏡使其恢復為一個光點。重複上述步驟，確定凹面鏡在所有位置均為一個光點。最後微調凹面鏡鏡座與晶體鏡座，使輸出功率達到最大。至此，我們已完成對光與優化調整的工作。在完成對光與優化調整的工作之後，微調聚焦物鏡與雷射工作介質的距離使得輸出功率為最大。

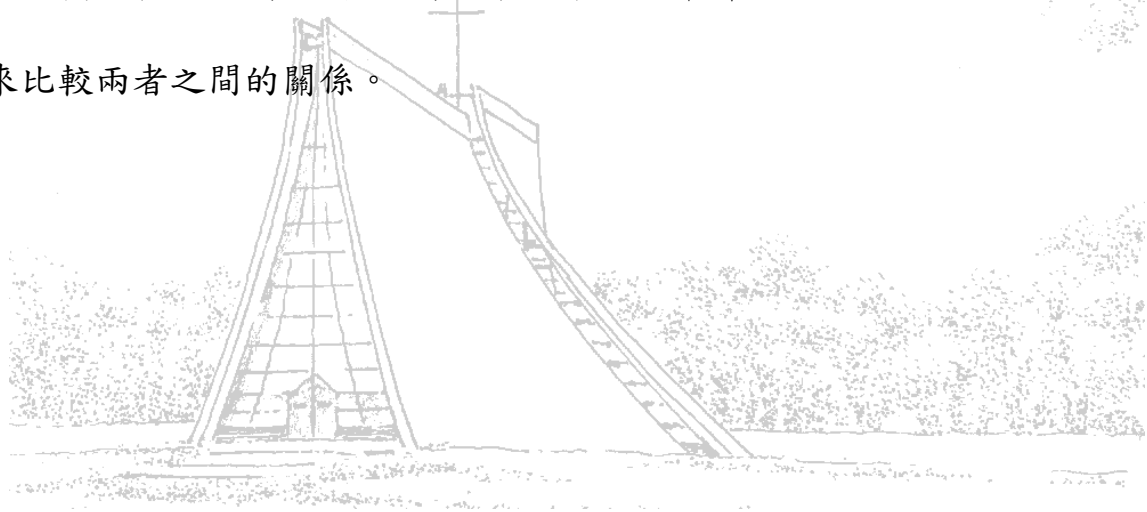
由凹面鏡一端輸出之紅外雷射光，我們使用一個透鏡把此輸出光收集起來以免散開，然後我們在透鏡的後方架上一光功率計，來測量雷射之輸出功率；若入射至光偵測器，可用示波器分析。

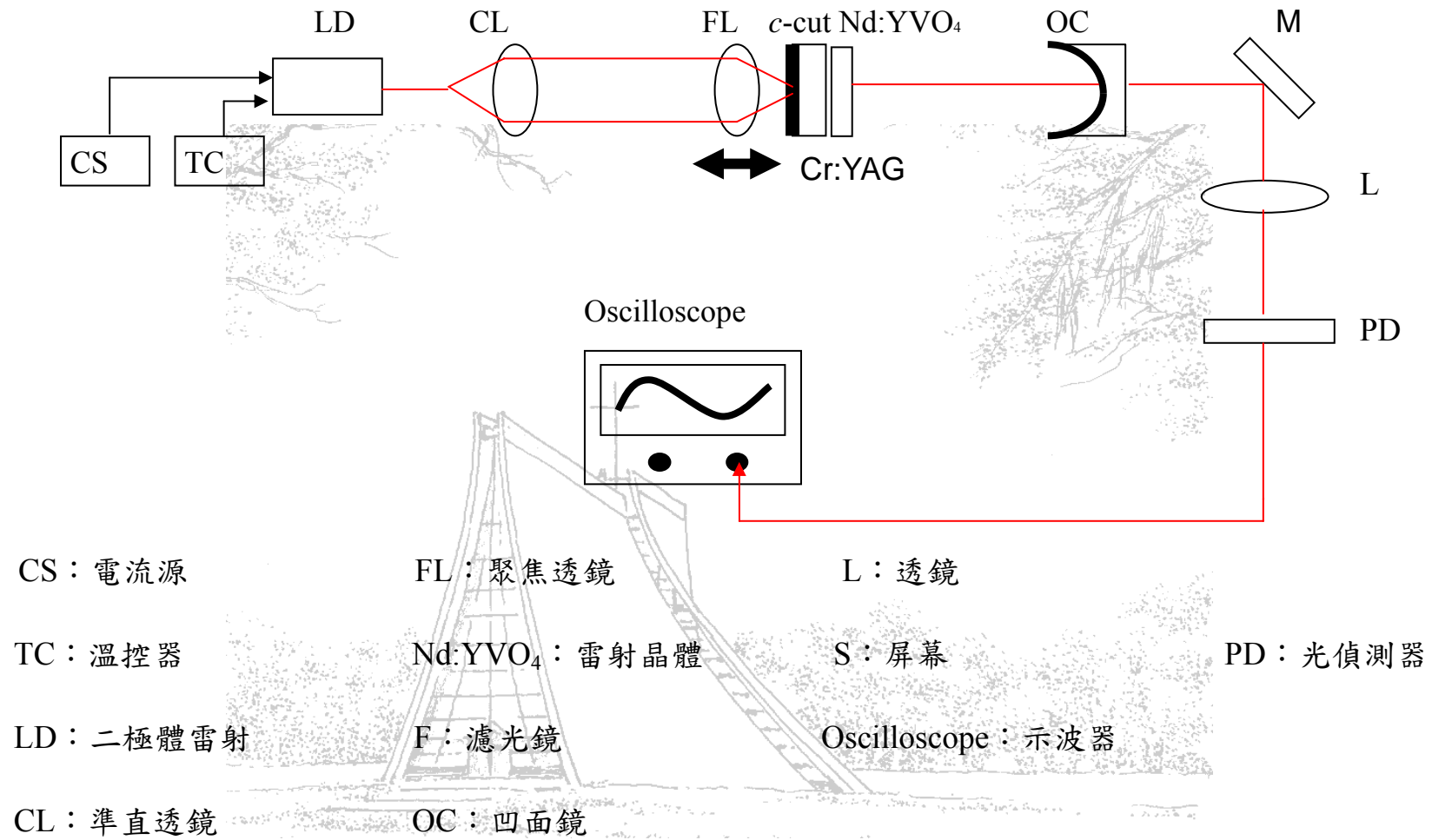
接著將飽和吸收體外架在一鏡座上，然後置放在輸出耦合鏡之後，確使



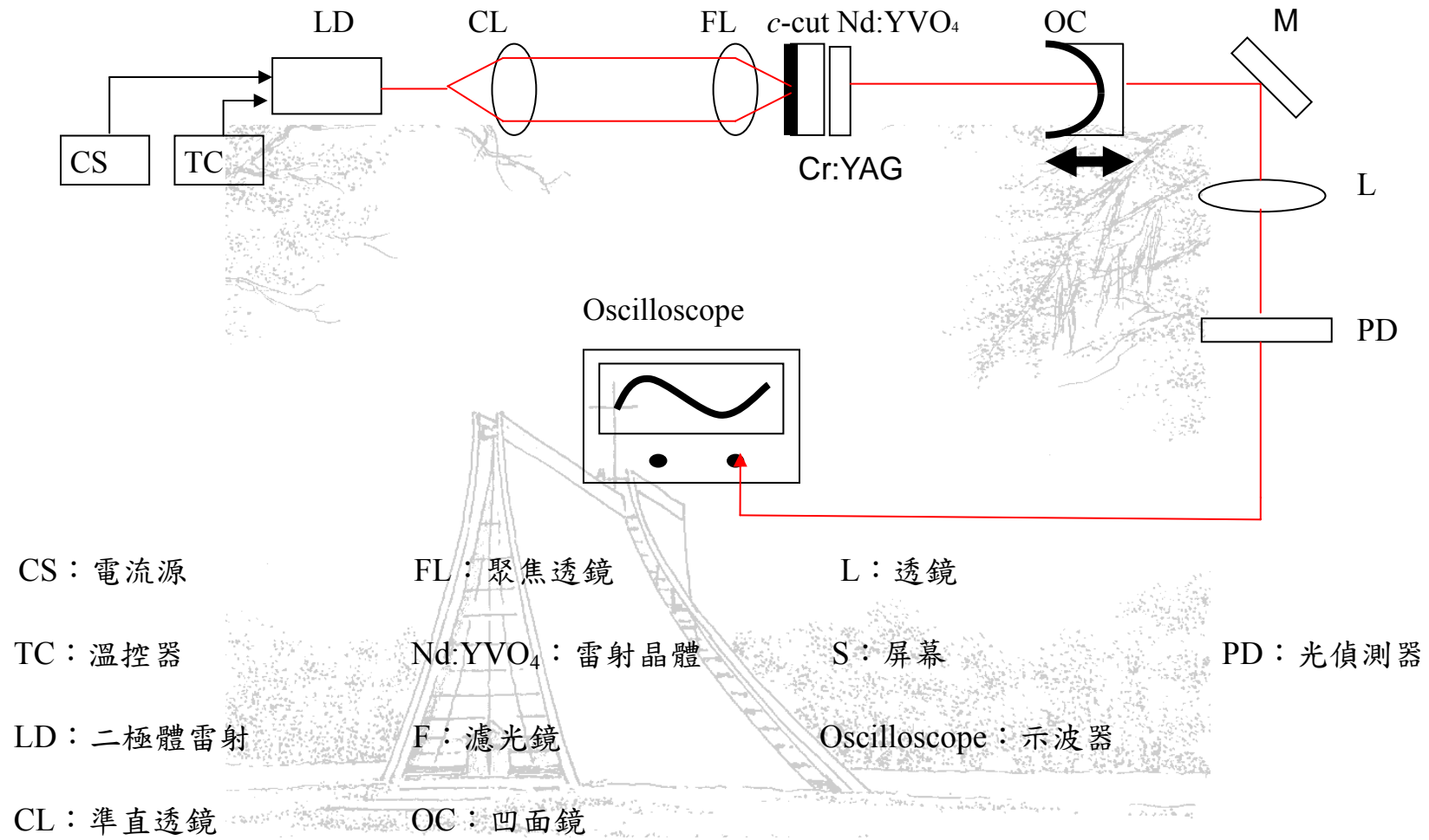
雷射光有過飽和吸收體。然後，檢查經由飽和吸收體反射的光圈，使光圈與雷射晶體上的輸出位置高度盡量一致，之後將飽和吸收體置放在雷射晶體之後，儘可能靠近雷射晶體，使經由輸出耦合鏡反射回來的光點打在飽和吸收體上能儘可能的小，然後觀察光功率計上的功率變化，儘可能使功率變高，因此完成 Q 開關的優化動作。

我們選用焦距為 8mm 的物鏡，使用曲率半徑為 10 公分、反射率 90% 的輸出耦合鏡，而雷射晶體則是 3×3×1mm 濃度 1% 的 c-cut Nd:YVO<sub>4</sub>，再加上 90% 的 Cr<sup>4+</sup>:YAG 當作飽和吸收體。我們分別藉由移動物鏡（如圖 4-1）或平移台上的輸出耦合鏡（如圖 4-2），來觀察光功率計以及示波器上的變化，以用來比較兩者之間的關係。



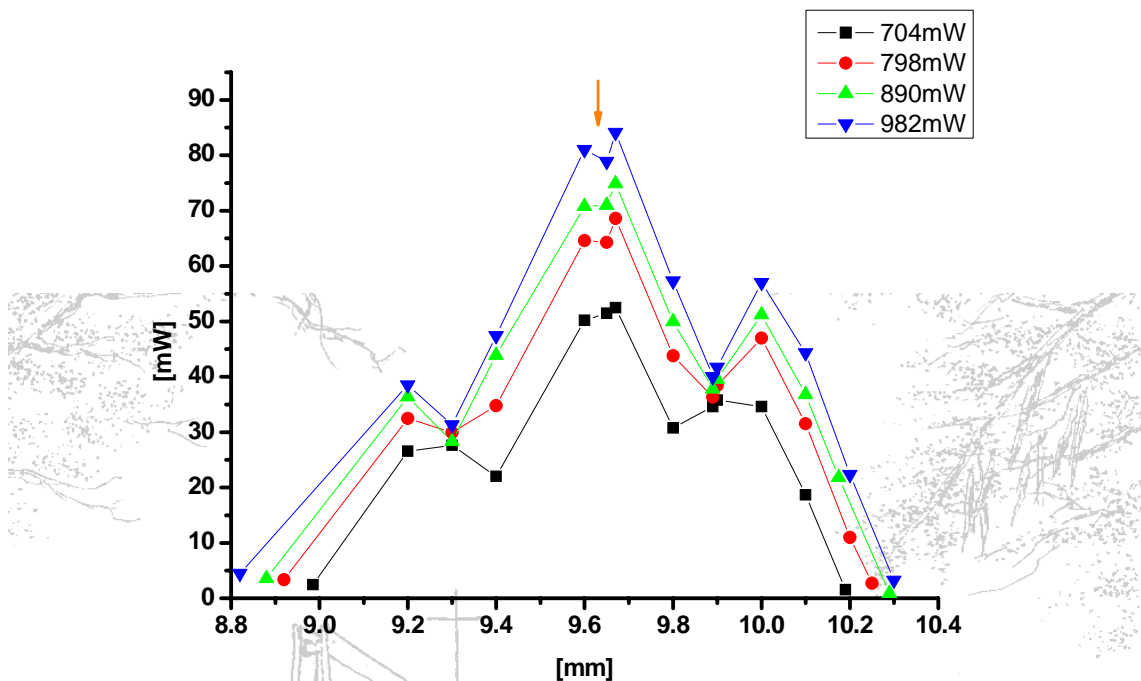


【圖 4-1】 實驗架構圖



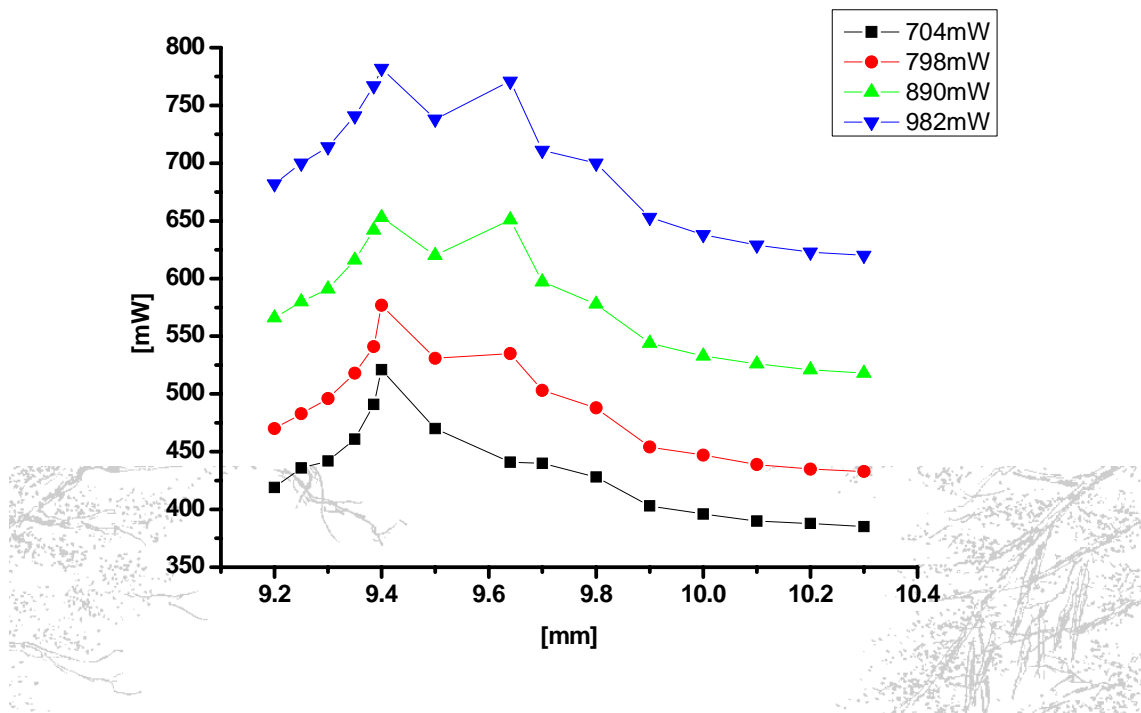
【圖 4-2】 實驗架構圖

4-2 激發光束的效應



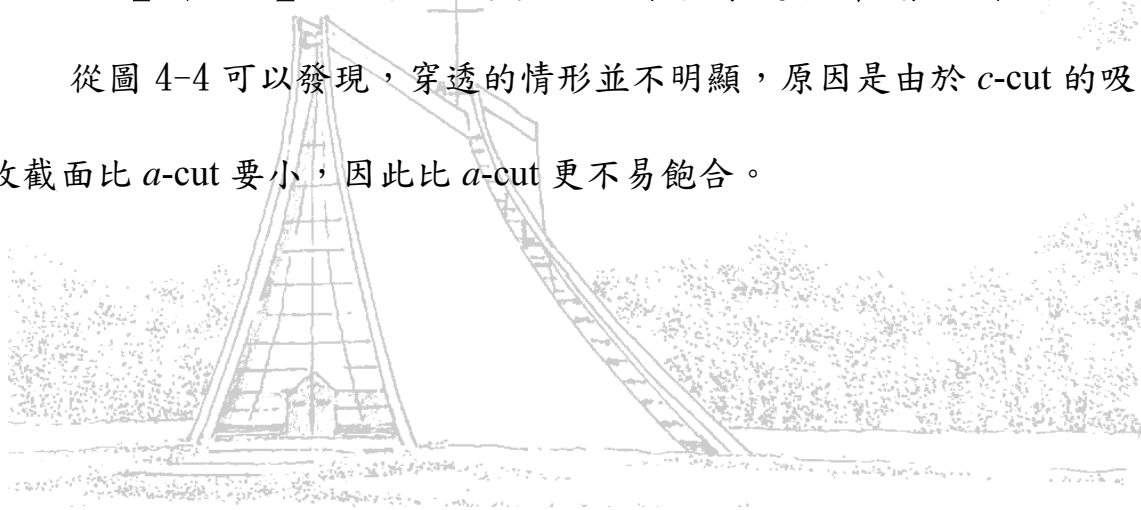
【圖 4-3】物鏡位置與 CW 雷射平均輸出功率關係圖

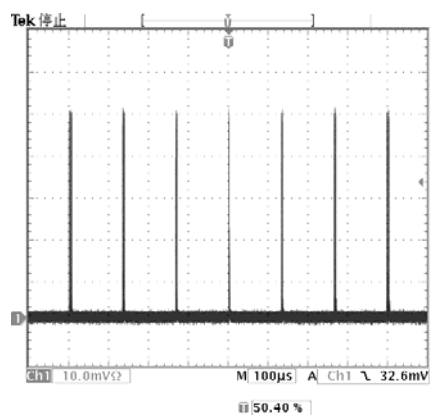
圖 4-3 使用  $3 \times 3 \times 1 \text{mm}$  濃度 1% 的 *c*-cut  $\text{Nd:YVO}_4$  的雷射晶體，物鏡是 8mm，輸出耦合鏡是 PR=90%，ROC=10cm，並加上濾光鏡。由圖中可以發現 *c*-cut 所產生的 CW Laser 在 9.3mm 及 9.9mm 附近有凹陷的情形。為了確認是否為飽合，於是記錄下穿透功率的變化情形，如圖 4-4。



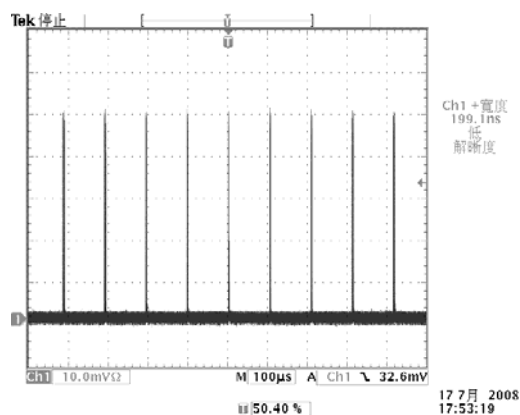
【圖 4-4】物鏡位置與 CW 雷射穿透功率關係圖

從圖 4-4 可以發現，穿透的情形並不明顯，原因是由於 *c-cut* 的吸收截面比 *a-cut* 要小，因此比 *a-cut* 更不易飽合。

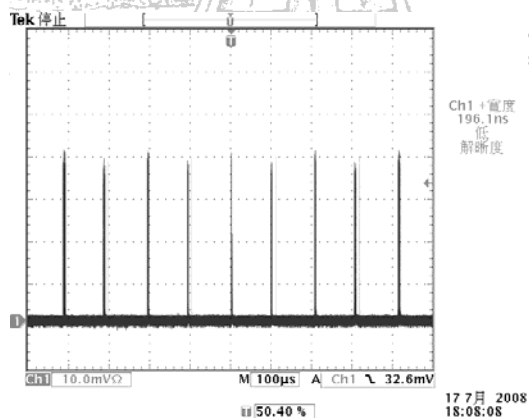
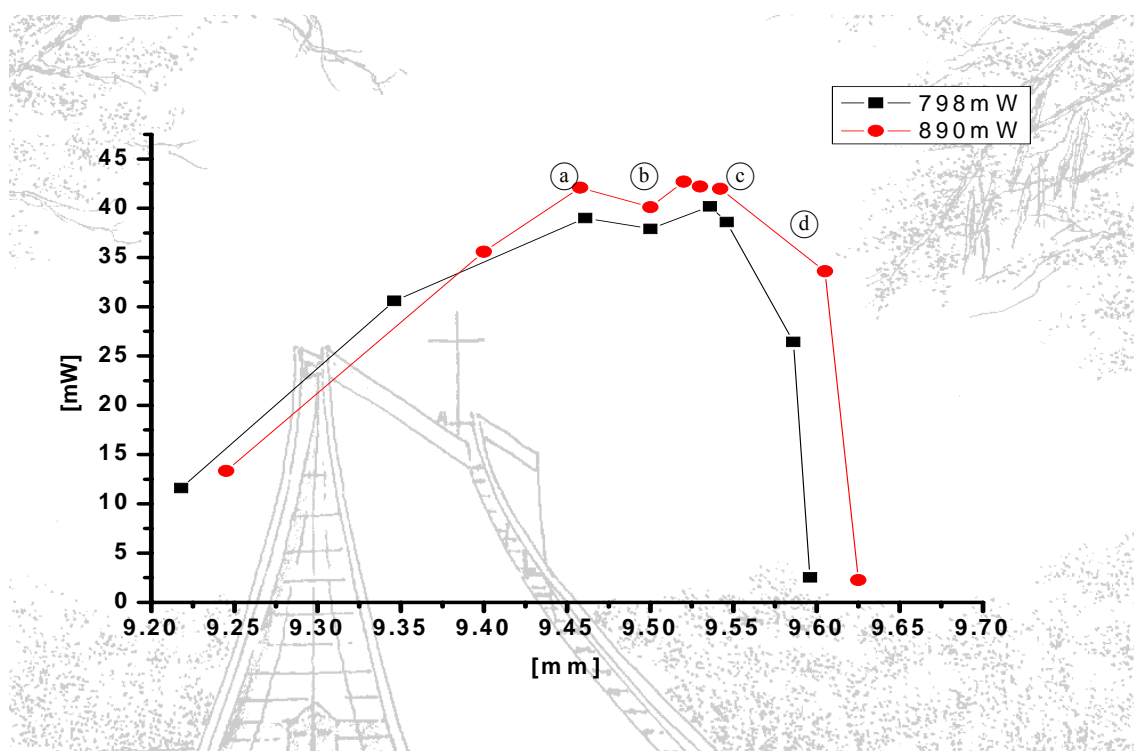




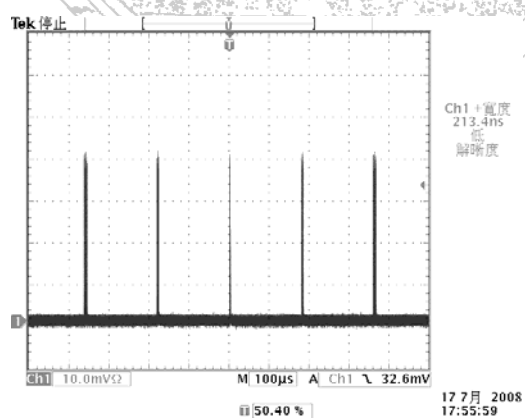
Ⓐ 9.47



Ⓑ 9.5



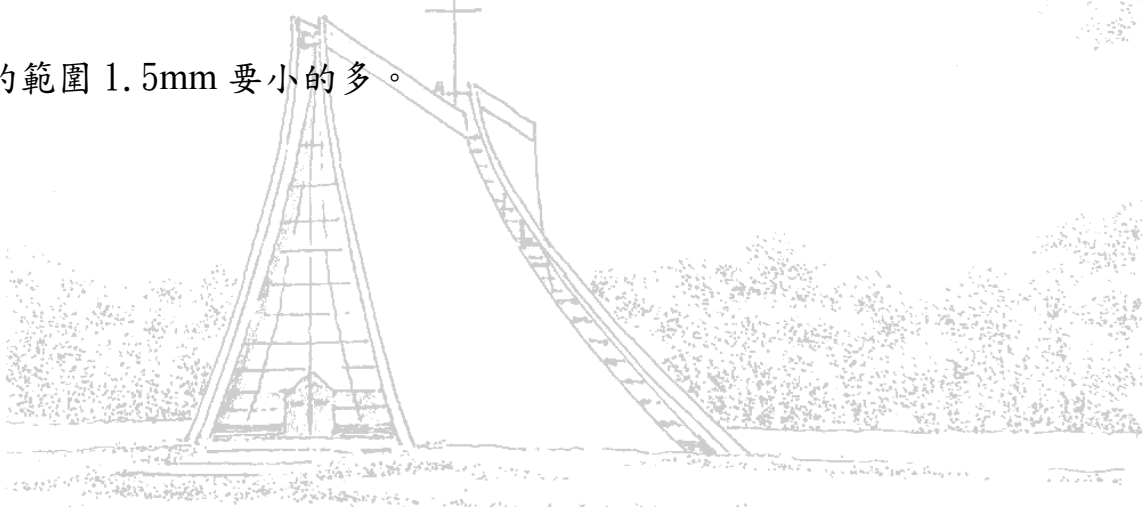
Ⓒ 9.56

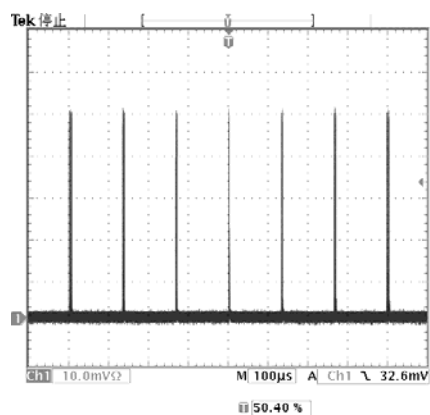


Ⓓ 9.6

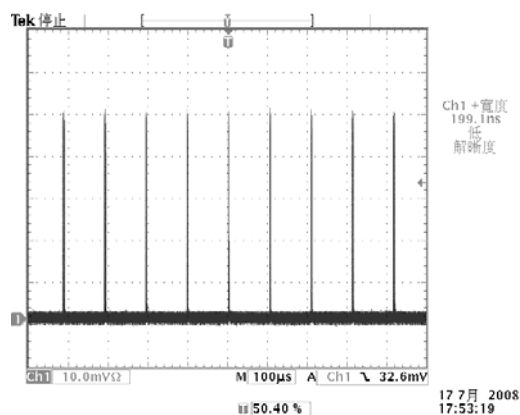
【圖 4-5】物鏡位置與脈衝平均輸出功率關係圖

由圖 4-5、4-6、4-7、4-8 是以溫度控制在  $15\text{k}\Omega$ ，雷射晶體是採用  $3\times 3\times 1\text{mm}$  濃度 1% 的  $c\text{-cut Nd:YVO}_4$ ，輸出耦合鏡是  $\text{PR}=90\%$  曲率半徑  $10\text{cm}$ ，物鏡焦距為  $8\text{mm}$ ，飽合吸收體是 90% 的  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 。調整腔長位置，試著在穩定區內找到一個平均功率較高的位置，接著固定腔長，僅移動物鏡，紀錄光功率計及示波器上的變化。由圖 4-5 可以發現，使用  $c\text{-cut}$  晶體所產生的 Q 開關，其脈衝平均輸出功率隨物鏡位置變化的關係，在物鏡位置  $9.5\text{mm}$  附近，平均功率有點凹陷但不明顯，且兩側平均功率較低，中間的地方平均功率較高。產生 Q 開關的範圍約  $9.245\text{mm}$  到  $9.605\text{mm}$ ，全長約  $0.36\text{mm}$ ，遠比  $a\text{-cut}$  在相同實驗架構下的範圍  $1.5\text{mm}$  要小的多。

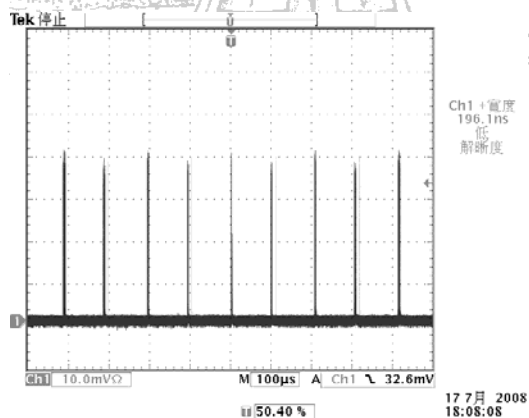
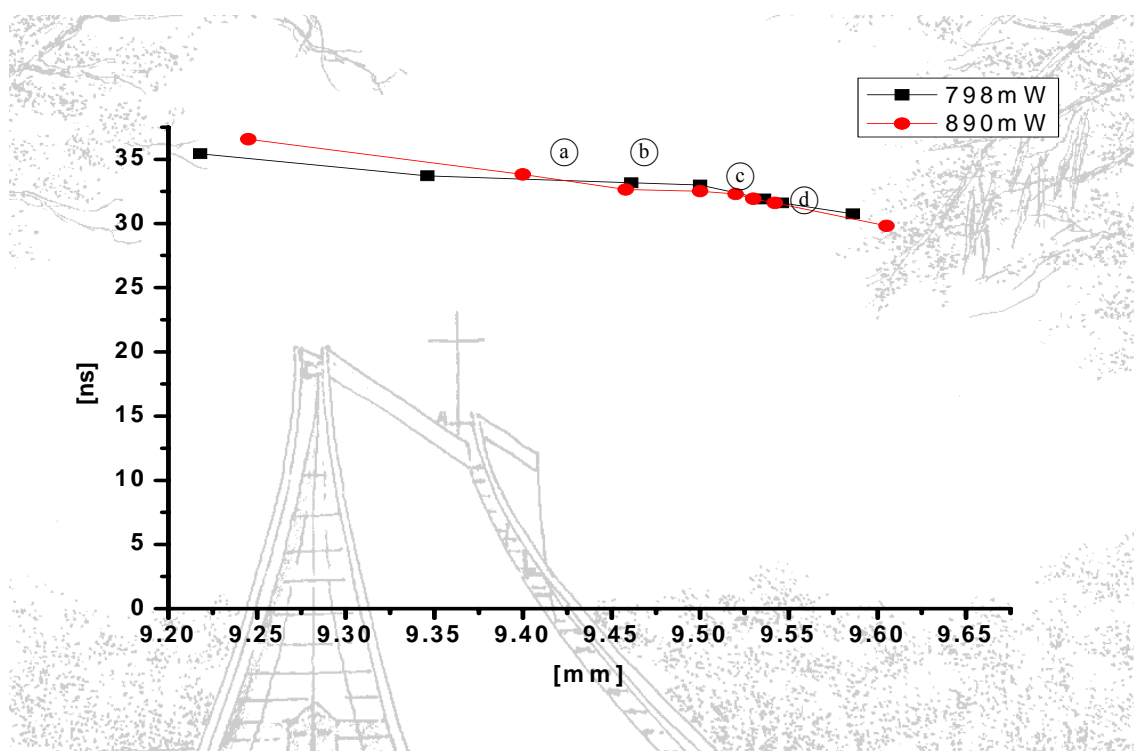




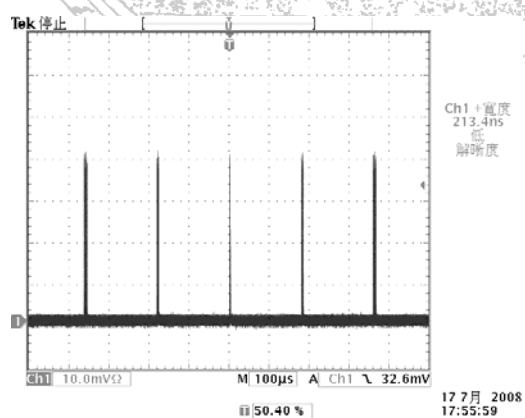
(a) 9.47



(b) 9.5



(c) 9.56



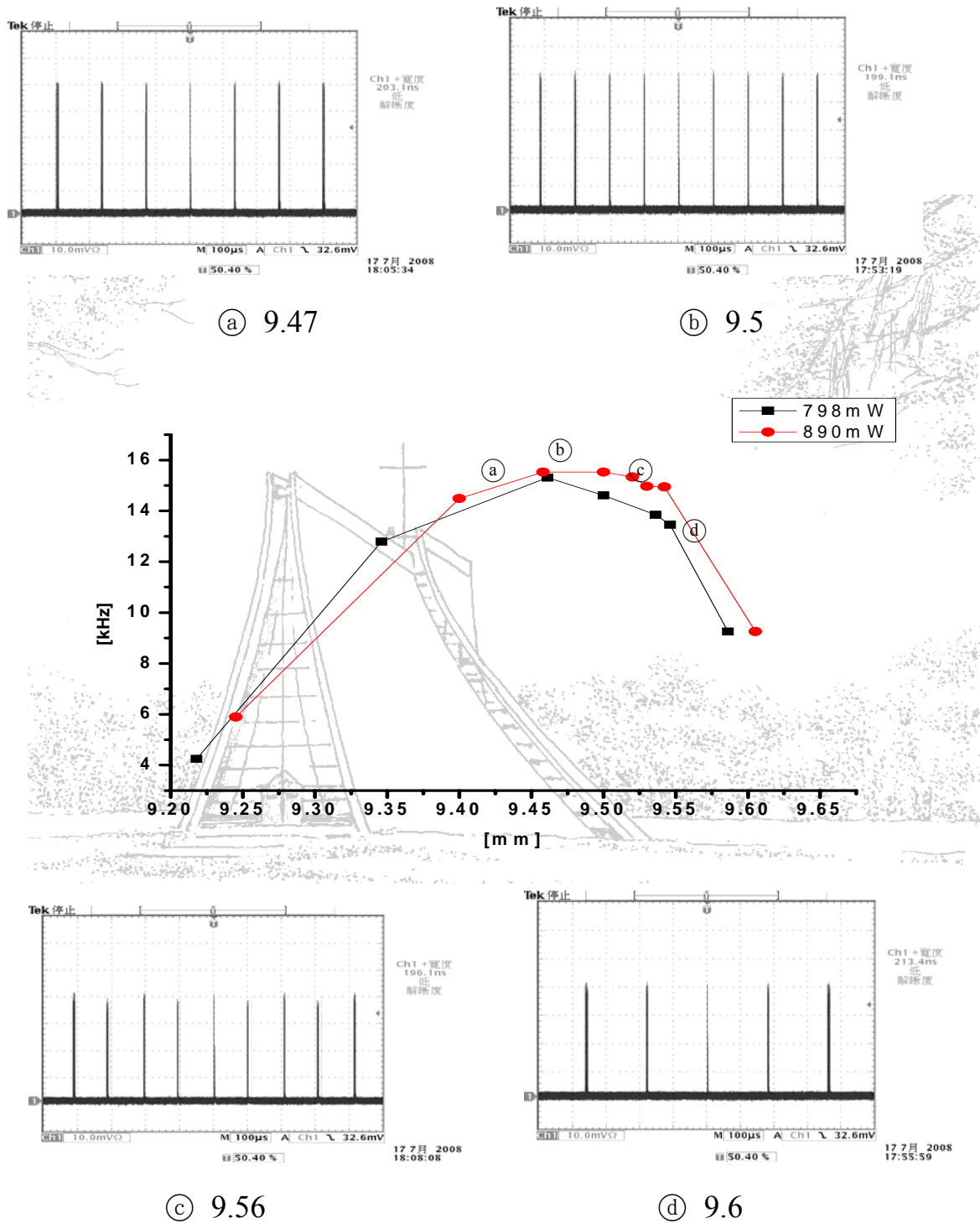
(d) 9.6

【圖 4-6】物鏡位置與脈衝寬度關係圖



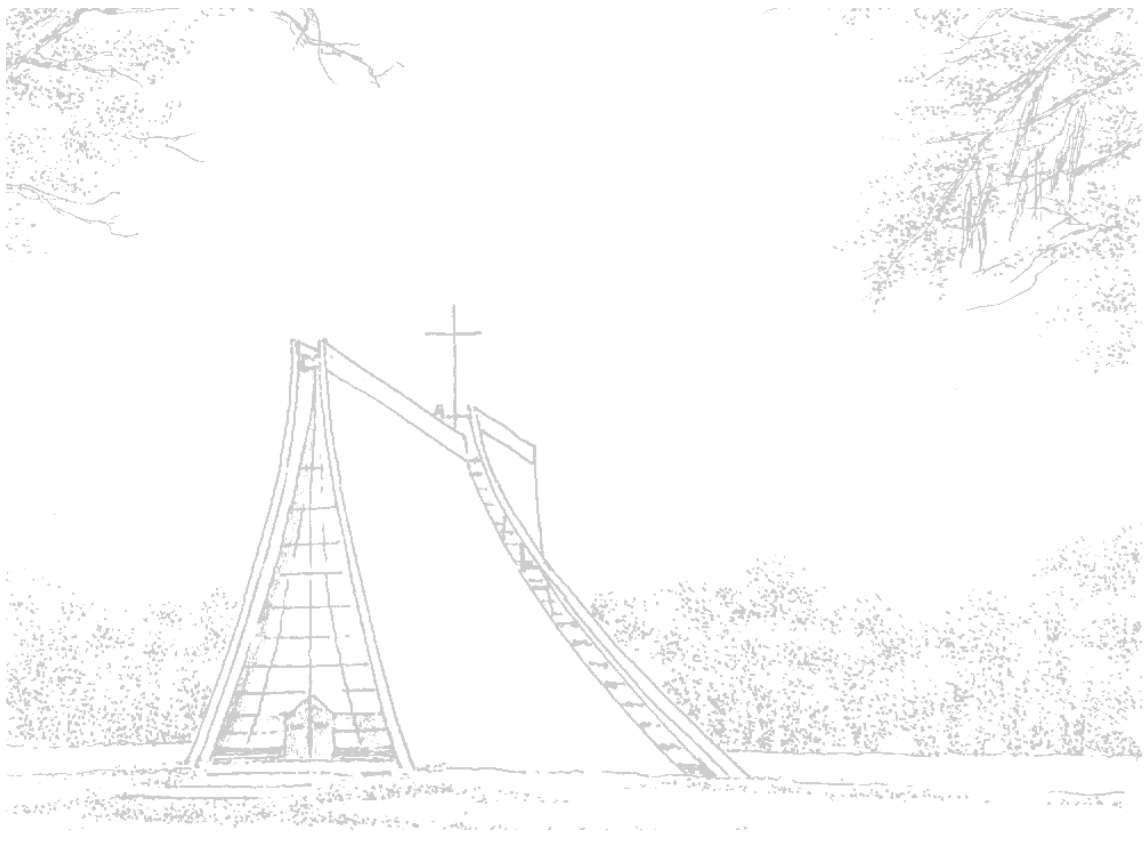
由圖 4-6 可以發現，脈衝寬度隨物鏡位置的改變，變化並不顯著。

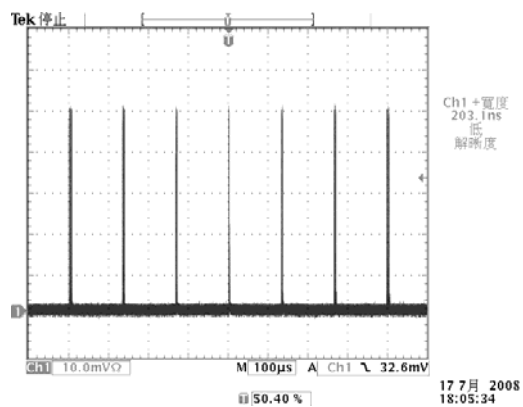
但是實驗人員發現，脈衝寬度當激發光束發散時比較短，而激發光束收斂的時候比較長。



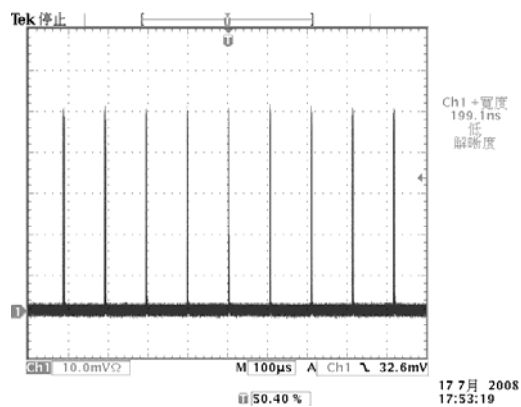
【圖 4-7】物鏡位置與脈衝重複率關係圖

由圖 4-7 中發現，脈衝重複率與物鏡位置之關係圖與物鏡位置與脈衝平均輸出功率關係圖形相似，如圖 4-5。中間的脈衝重複率最大，兩側重複率較小。

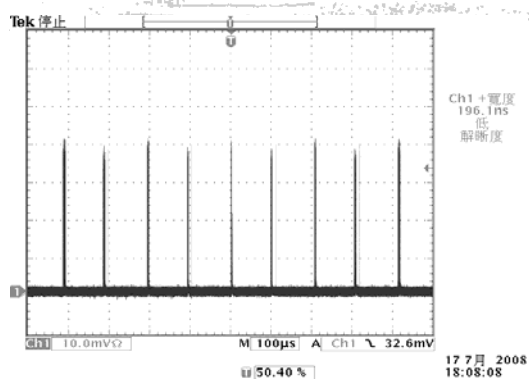
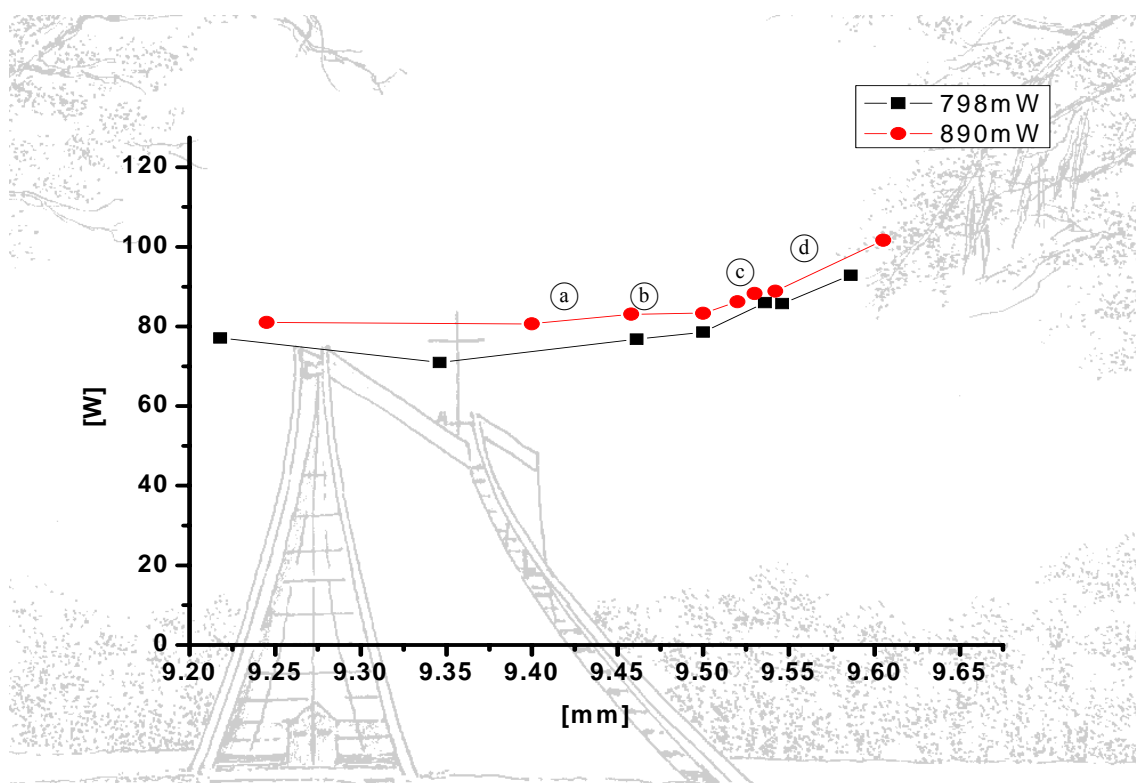




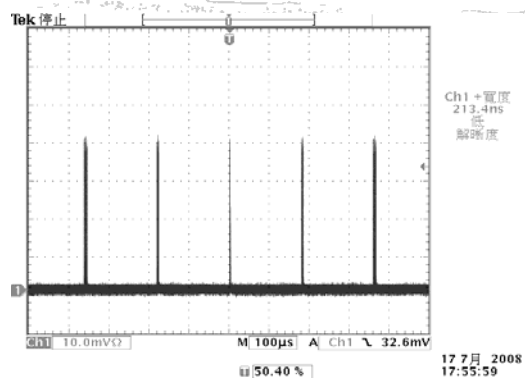
(a) 9.47



(b) 9.5



(c) 9.56



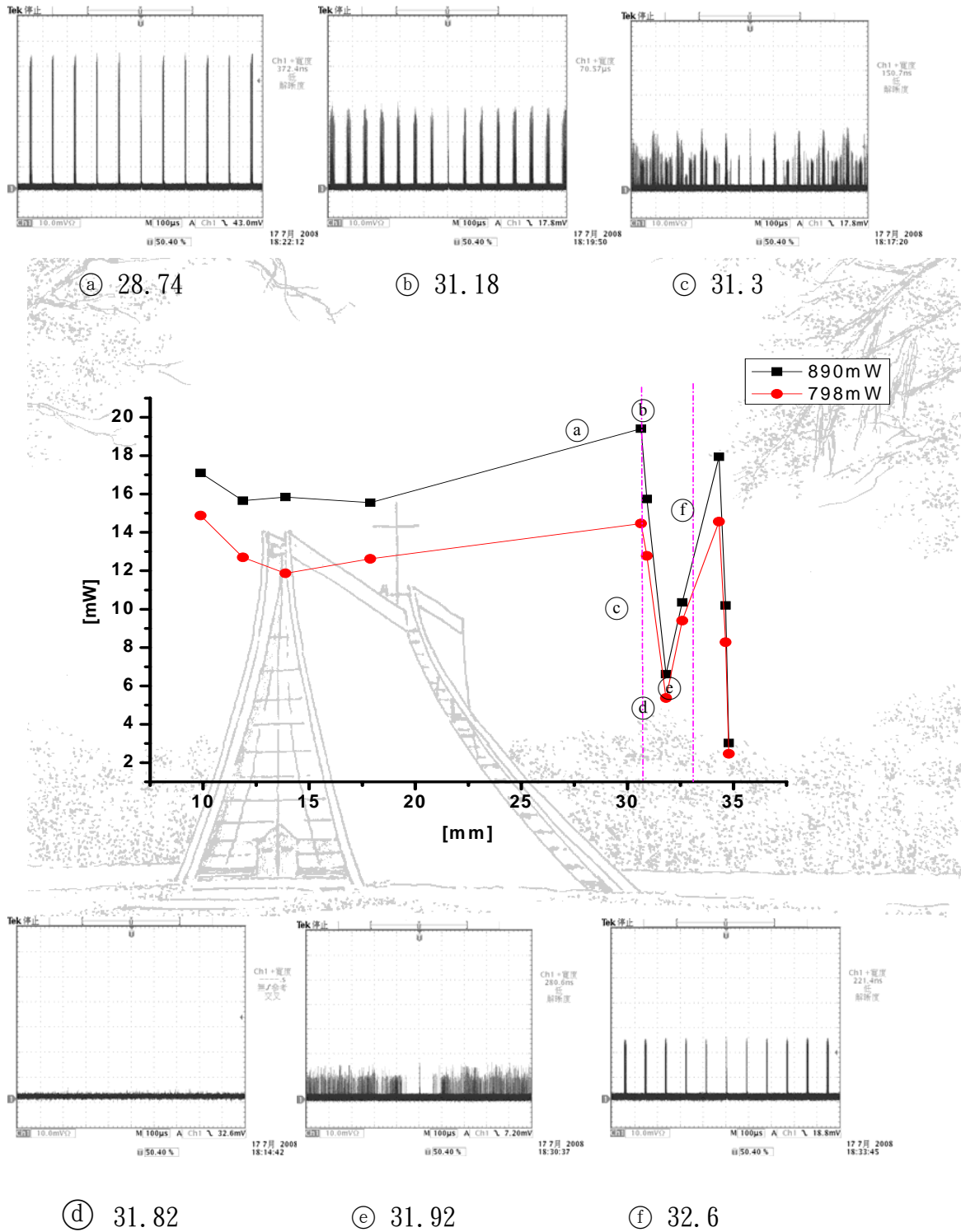
(d) 9.6

【圖 4-8】物鏡位置與脈衝峰值功率關係圖

根據上述功率、脈衝寬度以及重複率的數據，即可以利用脈衝峰值  
功率=平均功率×脈衝週期/脈衝寬度，求得峰值功率。由圖 4-8 發現，  
脈衝峰值功率隨物鏡位置變化的影響並不大，近似一條水平線。

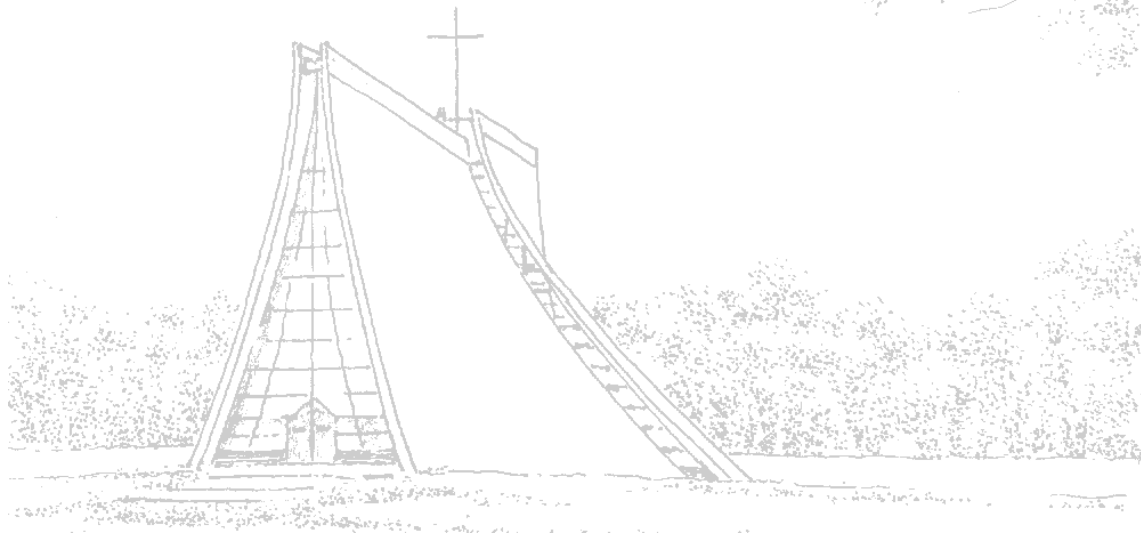


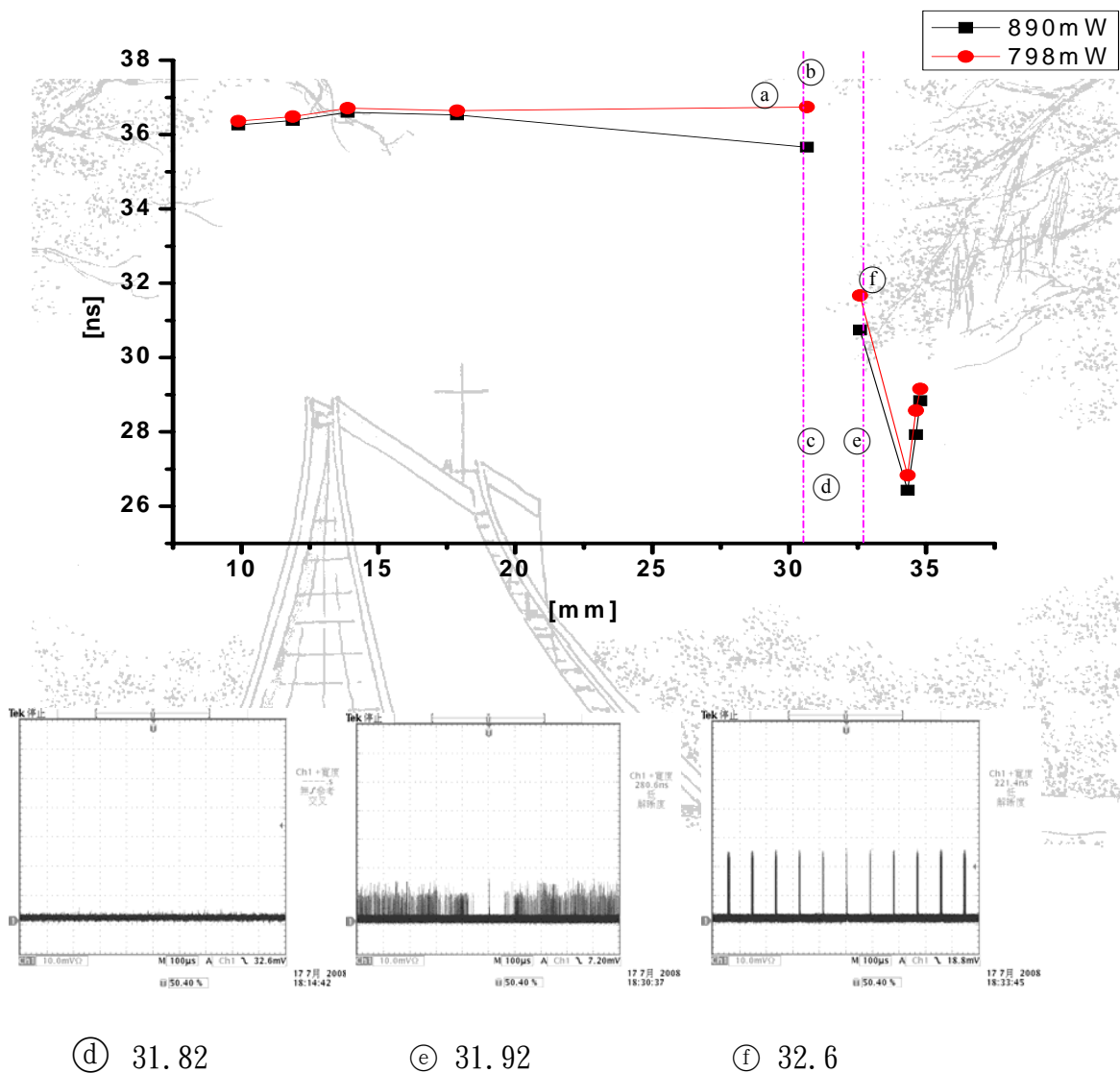
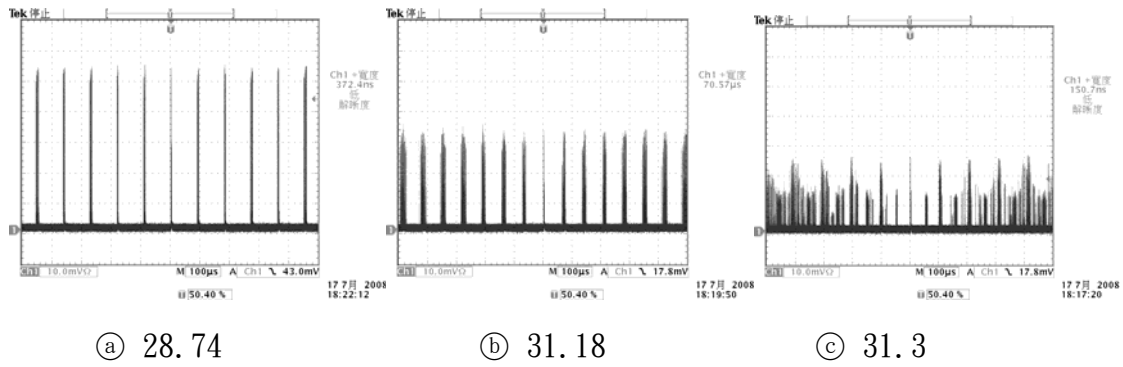
### 4-3 共振腔組態的效應



【圖 4-9】平均功率與共振腔長的位置關係圖

圖 4-9、4-10、4-11、4-12，使用  $3 \times 3 \times 1 \text{mm}$  濃度 1% 的  $c$ -cut  $\text{Nd:YVO}_4$  的雷射晶體，物鏡是 8mm，輸出耦合鏡是  $\text{PR}=90\%$ ， $\text{ROC}=10 \text{cm}$ ，物鏡焦距為 8mm，飽和吸收體則是 90% 的  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 。由圖 4-9 可以發現，使用  $c$ -cut 晶體所產生的 Q 開關，在穩定區邊緣，平均功率有凹陷的情況產生。顯然是 Q 開關被壓抑了。與圖 3-10 比較之下，平均功率變化的趨勢相當類似，但是  $a$ -cut 的平均功率最高有 47.5mW，而  $c$ -cut 卻只有 18mW。原因是  $a$ -cut 吸收截面比  $c$ -cut 大，比較容易產生 Q 開關，平均功率也比較高。





【圖 4-10】脈衝寬度與共振腔腔長位置關係圖

由圖 4-10 可以發現，脈衝寬度基本上隨共振腔腔長增加而變寬，脈衝寬度在穩定區邊緣會變窄，然後在慢慢變寬。也就是說在幾何穩定區

邊緣附近也可以找到好的脈衝。由圖中可以看出，脈衝寬度最短可以到達 26ns，而跟圖 3-11 比較可以發現，*a*-cut 脈衝最短也只到 48.1ns，顯然 *c*-cut 可以產生較短的脈衝。

在短腔脈衝穩定區內的脈衝寬度與腔長關係，我們可以透過以下的方程式來討論：假設當 Nd:YAG 與 Cr<sup>4+</sup>:YAG 被動 Q 開關雷射系統中飽和吸收體的吸收截面大於雷射介質的放射截面時，腔內 Q 值的變化可視為瞬間的改變，而此時的脈衝寬度則可以表示為：

$$t_w = \frac{2lS_p}{c\gamma_{sat,rt}} \left[ \frac{\delta(1+\delta)\eta}{\delta - \ln(1+\delta)} \right]$$

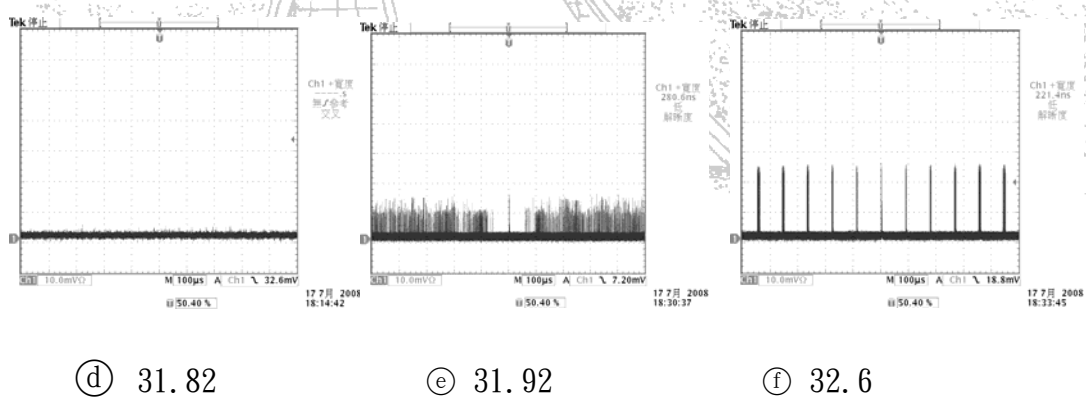
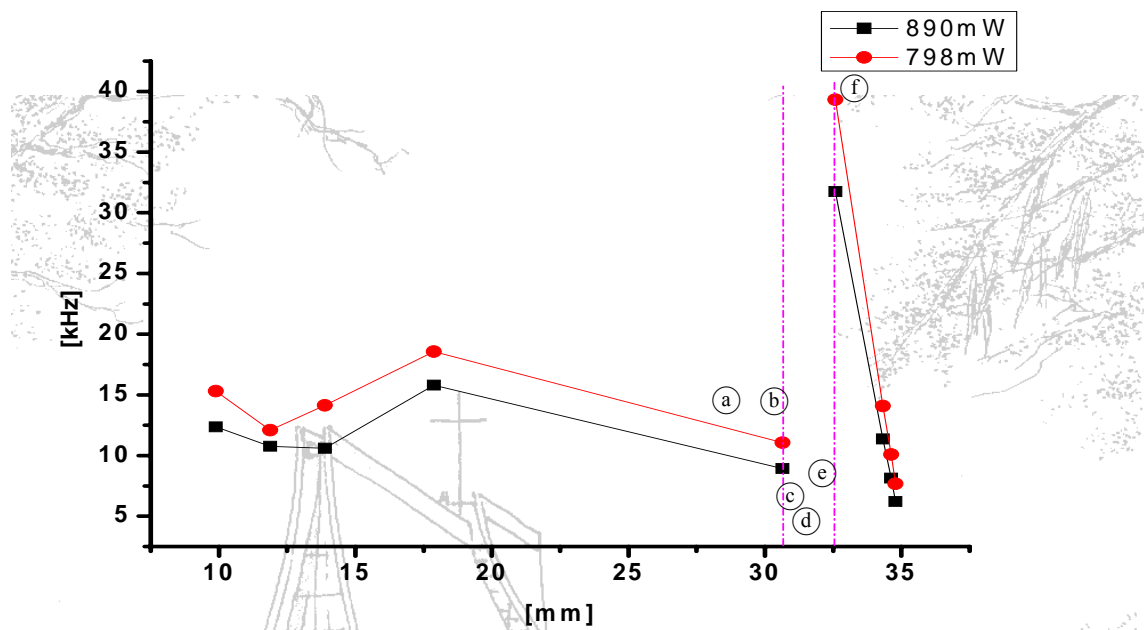
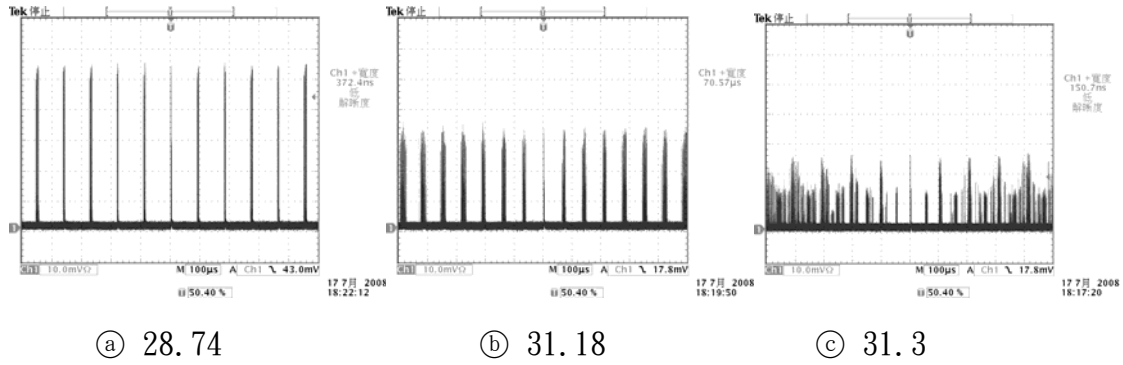
其中  $t_w$  為脈衝寬度； $S_p$  為 pulse-shape factor ； $l$  為共振腔長；

$c$  為光速； $\gamma_{sat,rt}$  為飽和損失常數； $\eta$  為 energy extraction efficiency

$\delta$  為飽和與未飽和腔內損失比。

脈衝穩定區內脈衝寬度與腔長成正比的關係，脈衝不穩定區邊緣輸出耦合鏡上的光點變大，損耗增加，所以脈衝寬度也變寬。





【圖 4-11】重複率與共振腔腔長位置關係圖

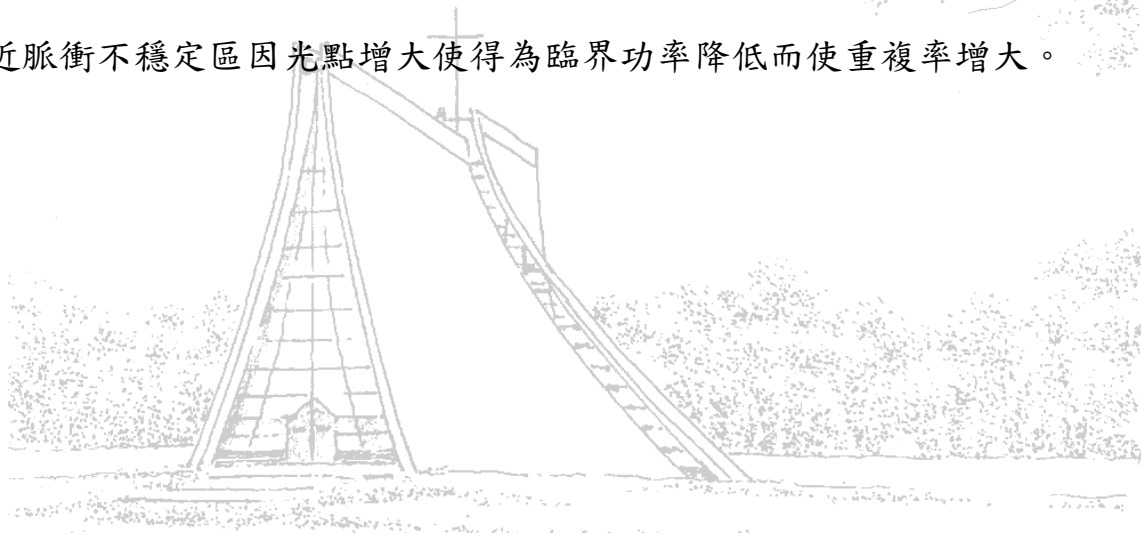
由圖 4-11 可以看出，在達到穩定區邊緣之前重複率變化不大，到達穩定區邊緣時，重複率會快速上升，之後再下降。重複率上升，代表

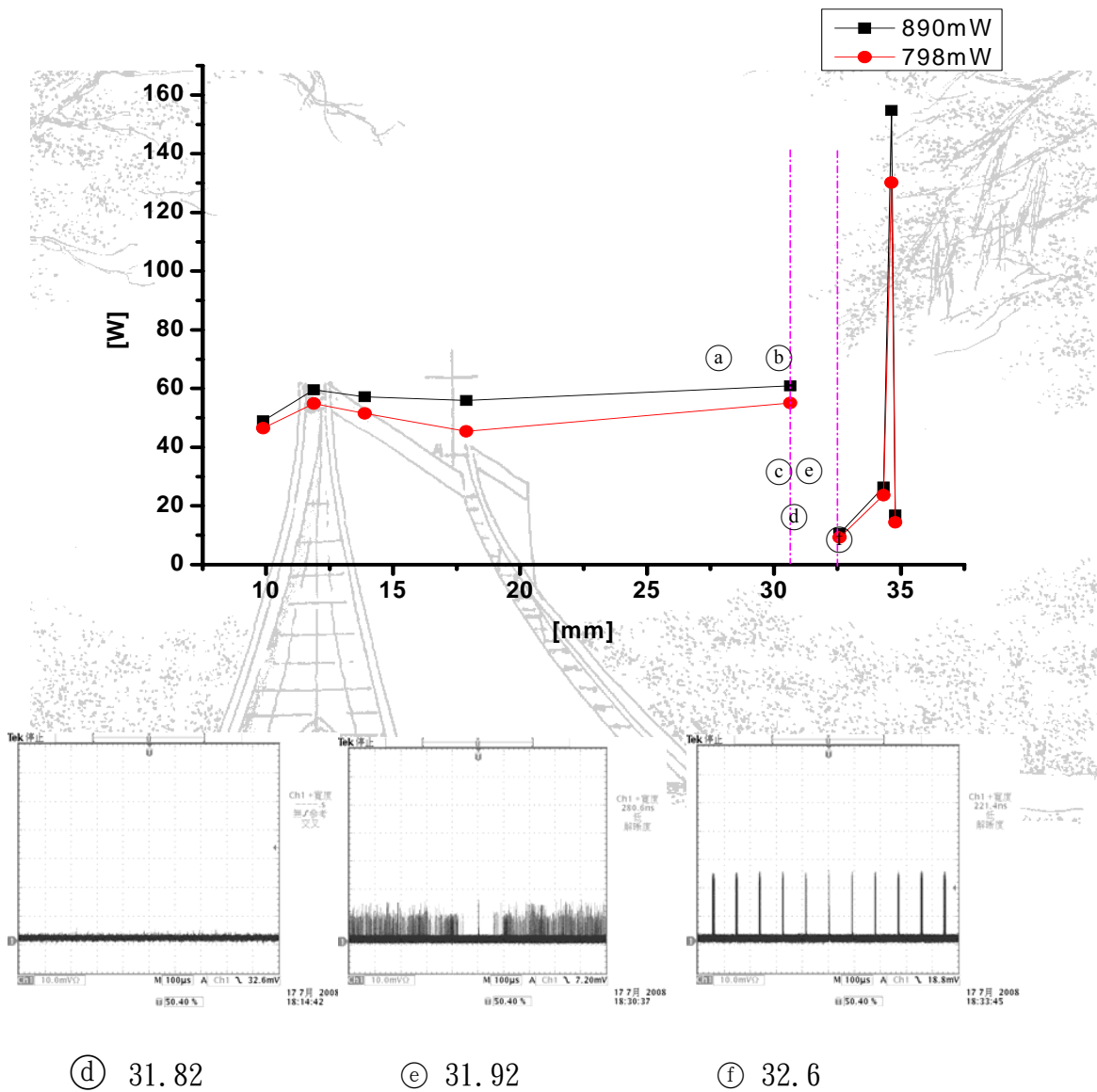
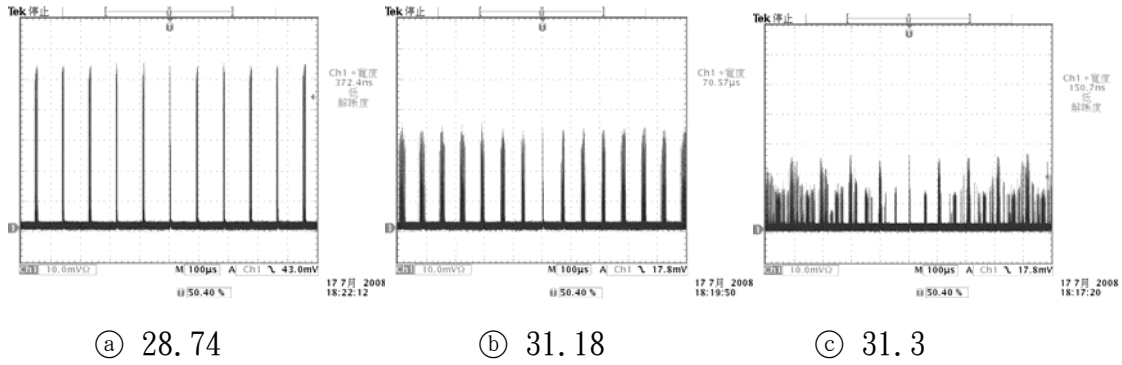
臨界值比較低。在脈衝穩定區內的重複率我們可以透過以下的方程式來做分析【13】：其假設條件與脈衝寬度方程式相同。

$$f = \frac{P_p}{\tau P_{th}}$$

$f$  為脈衝重複率； $P_p$  為泵浦功率； $\tau$  為雷射介質自發放射生命期； $P_{th}$  為臨界功率。

重複率的變化與功率的大小有關，脈衝穩定區內功率並無明顯變化再配合上式的結果，所以重複率在脈衝穩定區內也沒有隨腔長變化。鄰近脈衝不穩定區因光點增大使得為臨界功率降低而使重複率增大。





【圖 4-12】脈衝峰值功率與共振腔腔長位置關係圖

根據上述功率、脈衝寬度以及重複率的數據，即可以利用脈衝峰值

功率=平均功率×脈衝週期/脈衝寬度，求得峰值功率。由圖 4-12 可以知道，峰值功率最高可以到達 150W，而與圖 3-12 比較可以發現，*a-cut* 的峰值功率最高也只有 12W，遠小於 *c-cut* 的 150W，因此可知 *c-cut* 可以產生較高的峰值功率。



## 第五章 結論與未來展望

### 5-1 結論

本篇論文探討摻鉍釩酸鈮雷射晶體加上 90% 的  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  飽和吸收體， $\text{PR}=90\%$  與  $\text{ROC}=10\text{cm}$  的輸出耦合鏡以及 8mm 的物鏡所構成之被動 Q 開關雷射系統，觀察於激發光束與共振腔組態改變下，對雷射輸出特性的影響。

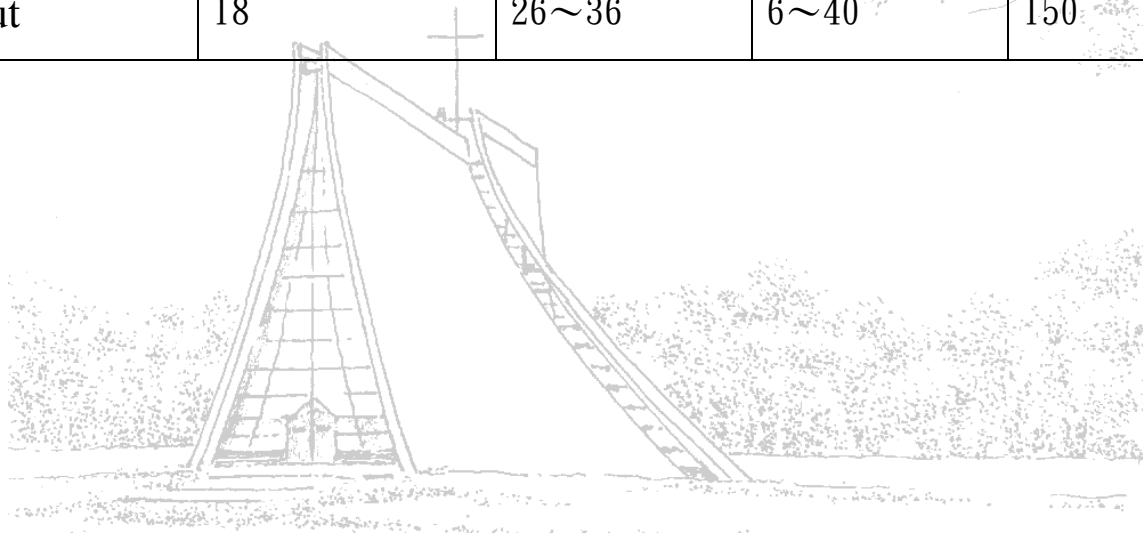
- 一、  $a$ -cut 比  $c$ -cut 的  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$  雷射晶體更容易產生飽合的現象。
- 二、 激發光束的光點大小對 Q 開關的影響：
  - ①  $a$ -cut 本身就不滿足或接近滿足第二臨界條件，因此可藉由改變激發光束光點大小來產生好的 Q 開關，例如激發光束光點小時，脈衝並不穩定，對 Q 開關不利，甚至會壓抑 Q 開關。當光點變大時，脈衝比較穩定，有利於 Q 開關。
  - ②  $c$ -cut 本身就滿足第二臨界條件因此不受激發光束的光點大小所影響。
- 三、 我們在幾何穩定共振腔邊緣附近，發現 Q 開關有被壓抑及增強的效應。

四、  $c$ -cut 摻釹鈮釩酸晶體在泵浦功率 890mW 下，可以產生短到 26ns 的脈寬，以及高達 150W 的峰值功率。驗證了  $c$ -cut 是很好的增益材料在產生短脈衝及高峰值功率等方面。

本實驗架構下， $a$ -cut 與  $c$ -cut Nd : YVO<sub>4</sub> 之雷射晶體所產生的脈衝

比較表：

| 雷射晶體     | 平均功率 (mW) | 脈衝寬度 (ns) | 重複率 (kHz) | 峰值功率 (W) |
|----------|-----------|-----------|-----------|----------|
| $a$ -cut | 47.5      | 48.1~1200 | 45~120    | 12       |
| $c$ -cut | 18        | 26~36     | 6~40      | 150      |



## 5-2 未來展望

在未來工作中我們希望藉由本論文分別對  $a$ -cut 及  $c$ -cut 在激發光束和共振腔組態下的研究中，能繼續對不同濃度、厚度的  $a$ -cut 及  $c$ -cut 雷射晶體做更完整的研究及探討，以期能在相當具有潛力的  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$  雷射晶體上有更多的斬獲。



## 參考文獻

- 【1】 Marc Brunel,Olivier Emile,Marc Vallet,Fabien Bretenaker and Albert Le Floch, “*Physical Review A* Vol.60 No.5 1999.”
- 【2】 Rober S. Afzal and Anthony W.Yu “*Optics Letters* Vol.22 No.22,September 1,1997”.
- 【3】 Y.F.Chen and Y.P.Lan “*Applied Physics B* 74,415~418 2002”.
- 【4】 A.Agensi and S.Dell’Acqua “*Applied Physics B* 76, 351~354,2003”.
- 【5】 Cheng Li,Jie Song,Deyuan Shen,Jianqiu Xu,Ken-ichi Ueda “*Optics Communications* 186(2000)245~250”.
- 【6】 Y.-F. Chen,Y.P. Lan ,” Comparison between *c*-cut and *a*-cut Nd:YVO<sub>4</sub> lasers passively Q-switched with aCr<sup>4+</sup>:YAG saturable absorber,” *Appl. Phys. B* 74, 415–418 (2002).
- 【7】 Koechner,“Solid-State Laser Engineering”4thed.,Springer
- 【8】 D.L.Sipes,*Appl.Phys.Lett.*47(1985)74-76
- 【9】 Hsiao-Hua Wu, Chich-ChandSheu, Ting-WeiChen, Ming-Dar Wei, Wen-Feng Hsieh”*Optics Communications*, 165,p225-229,1999



- 【10】 F. Sanchez, M. Brunel, and K. Aït-Ameur , “Pump-saturation effects in end-pumped solid-state lasers ,” *J. Opt. Soc. Am. B/* Vol. 15, No. 9/September 1998.
- 【11】 Y.-F. Chen, Y.P. Lan , ” Comparison between *c*-cut and *a*-cut Nd:YVO<sub>4</sub> lasers passively Q-switched with aCr<sup>4+</sup>:YAG saturable absorber,” *Appl. Phys. B* 74, 415–418 (2002).
- 【12】 E. Seigman, “Laser” ( Mill Valley, CA, 1986 )
- 【13】 J.J.Zayhowski and P.L.Kelley “*IEEE J. Quantum Electron.* 27,2220(1991) ; 29,1239(1993)”.
- 【14】 Guohua Xiao and Michael Bass, Fellow, “A Generalized Model for Passively Q-Switched Lasers Including Excited State Absorption in the Saturable Absorber,” *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, VOL 33, NO 1, JANUARY 1997

## 附錄一：摻釹釩酸鈮晶體參數

### I .Basic Properties

(1) Atomic Density :  $\sim 1.37 \times 10^{20}$  atoms/cm<sup>2</sup>

(2) Crystal Structure :

Zircon Tetragonal , space group D<sub>4h</sub> , a=b=7.12 , c=6.29

(3) Density : 4.22 g/cm<sup>2</sup>

(4) Mohs Hardness : Glass-like ,  $\sim 5$

(5) Thermal Expansion Coefficient :

$$\alpha_a = 4.43 \times 10^{-6}/K , \alpha_c = 11.37 \times 10^{-6}/K$$

(6) Thermal Conductivity Coefficient :

$$\parallel C: 5.23 \text{ W/m/K} ; \perp C: 5.10 \text{ W/m/K}$$

### II .Optical Properties ( typically for 1.1 atm% Nd:YVO<sub>4</sub>,a-cut crystals )

(1) Lasing Wavelengths : 914nm , 1064nm , 1342nm

(2) Crystal class : positive uniaxial ,  $n_o = n_a = n_b$  ,  $n_c = n_e$

$$n_o = 1.9573 , n_e = 2.1652 , @ 1064\text{nm}$$

$$n_o = 1.9721 , n_e = 2.1858 , @ 808\text{nm}$$

$$n_o = 2.0210 , n_e = 2.2560 , @ 532\text{nm}$$

(3) Sellmeier Equation ( for pure YVO<sub>4</sub> crystals ) :

$$n_o^2 = 3.77834 + 0.069736/(\lambda^2 - 0.04724) - 0.0108133 \cdot \lambda^2$$

$$n_e^2 = 3.77834 + 0.069736/(\lambda^2 - 0.04724) - 0.0108133 \cdot \lambda^2$$

(4) Thermal Optical Coefficient :

$$dn_a/dT=8.5\times 10^{-6} /K , dn_c/dT=3.0\times 10^{-6} /K$$

(5) Stimulated Emission Cross-Section :  $25.0\times 10^{-19} \text{ cm}^2$  , @1064nm

(6) Fluorescent Lifetime :

90 $\mu\text{s}$  ( about 50 $\mu\text{s}$  for 2 atm% Nd doped ) , @808nm

(7) Absorption Coefficient : 31.4cm<sup>-1</sup> @808nm

(8) Absorption Length : 0.32mm @808nm

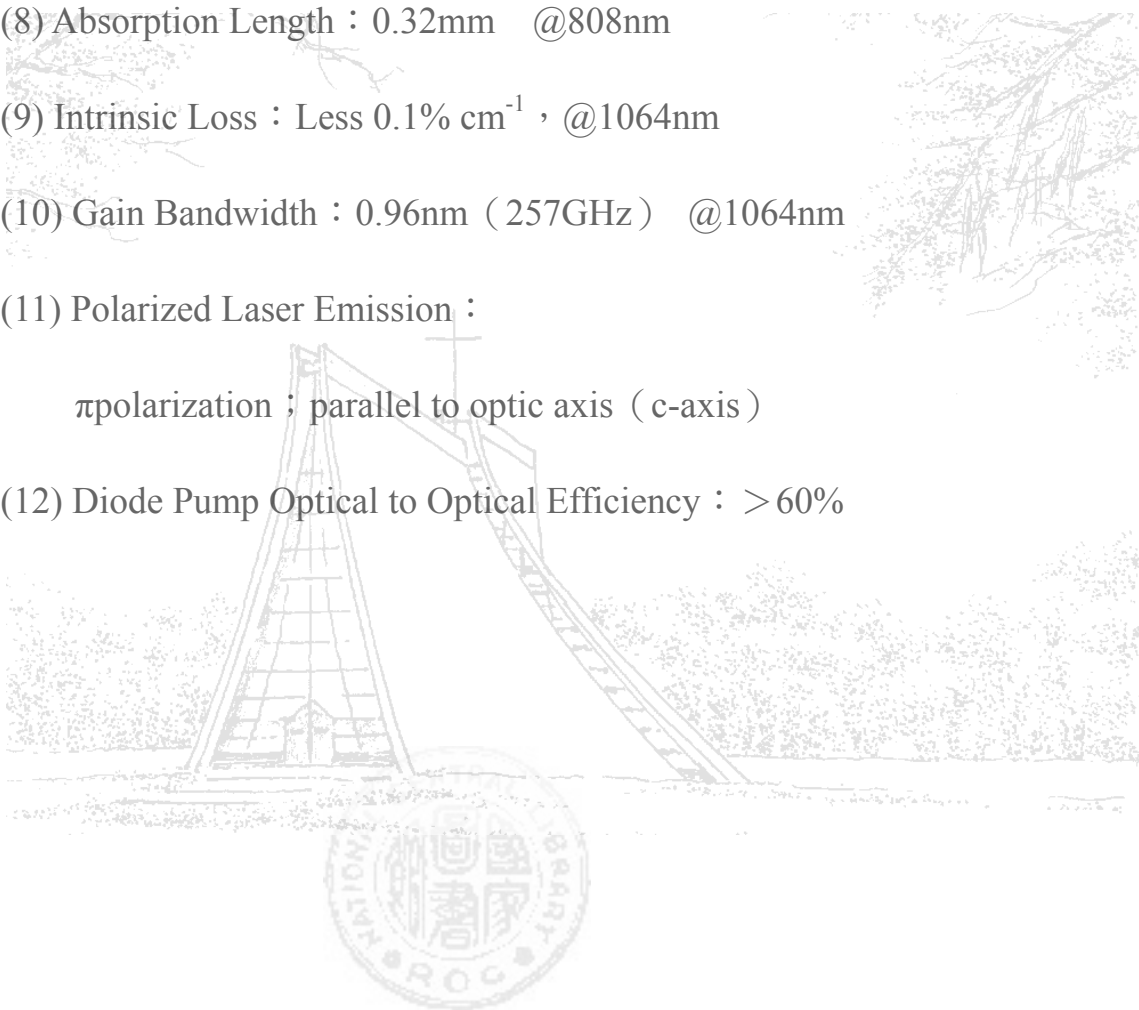
(9) Intrinsic Loss : Less 0.1% cm<sup>-1</sup> , @1064nm

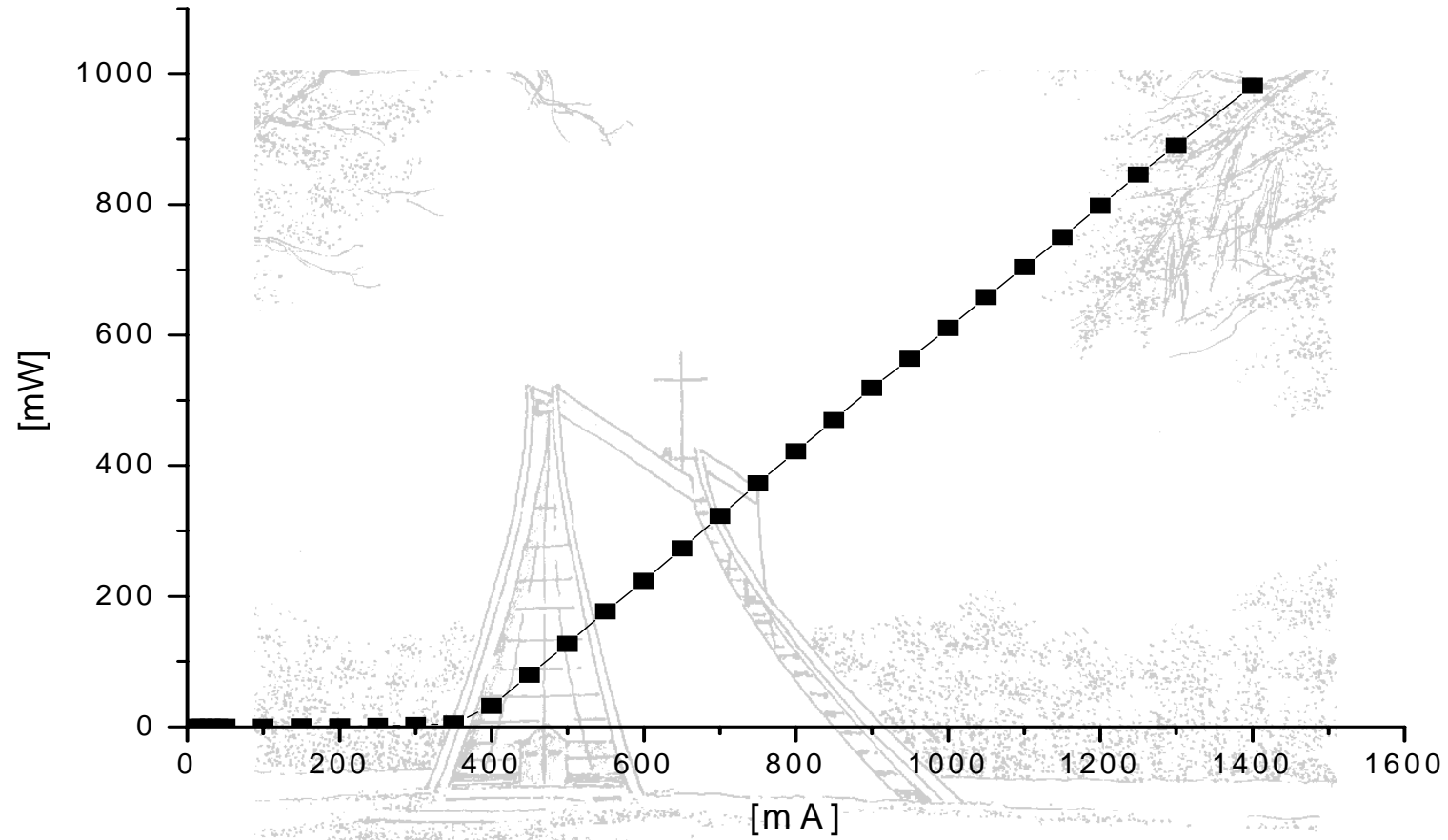
(10) Gain Bandwidth : 0.96nm ( 257GHz ) @1064nm

(11) Polarized Laser Emission :

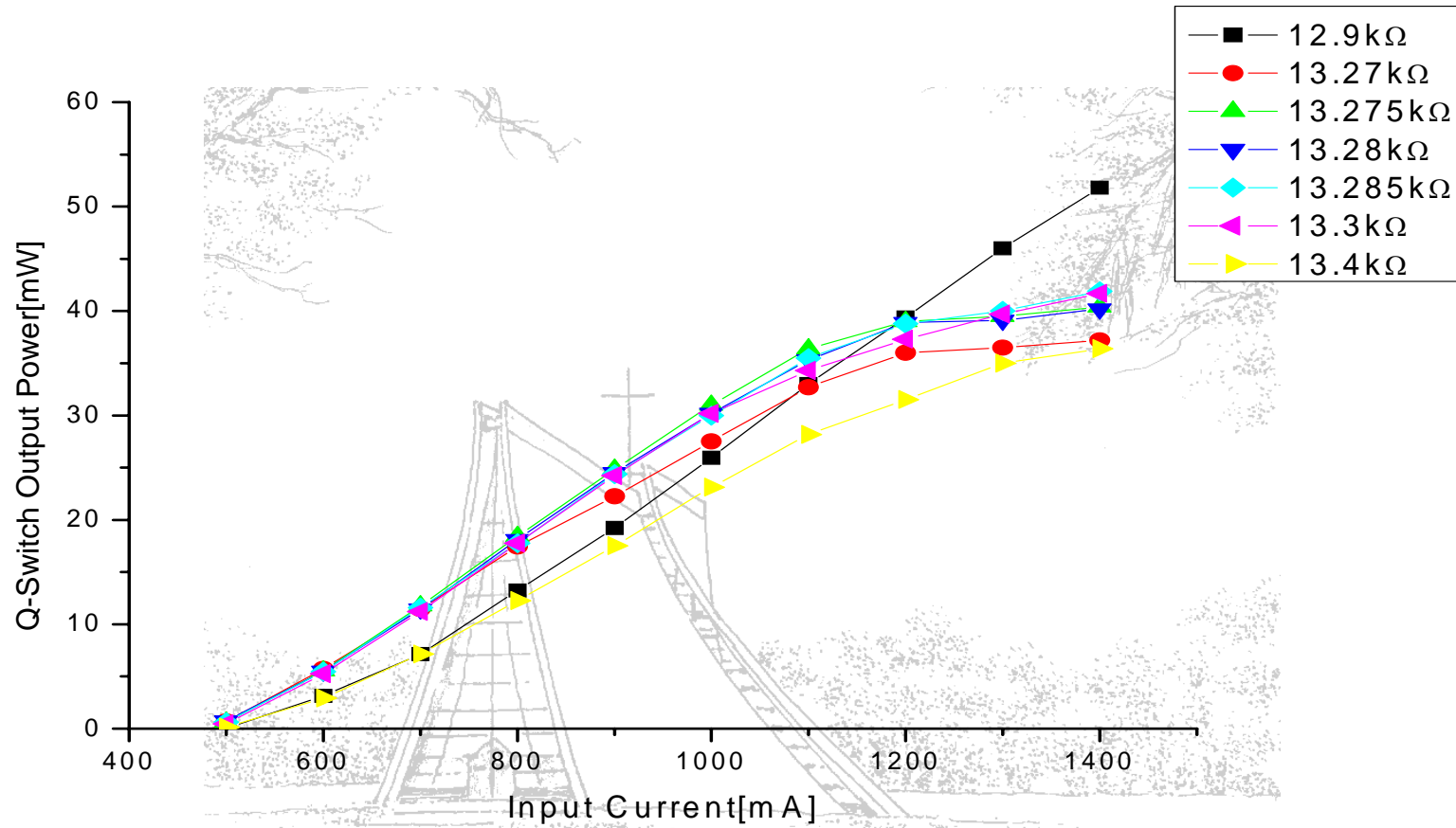
$\pi$ polarization ; parallel to optic axis ( c-axis )

(12) Diode Pump Optical to Optical Efficiency : > 60%

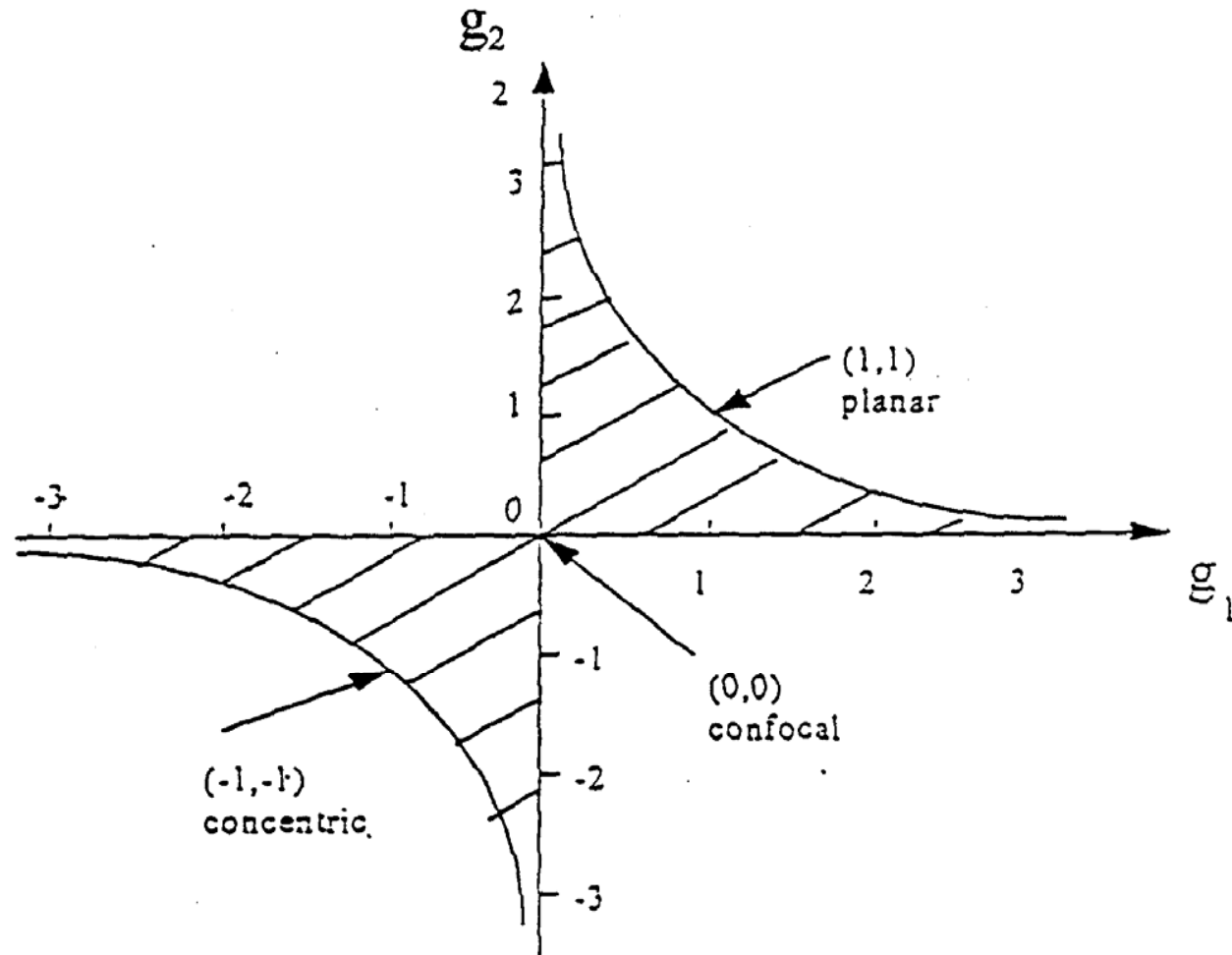




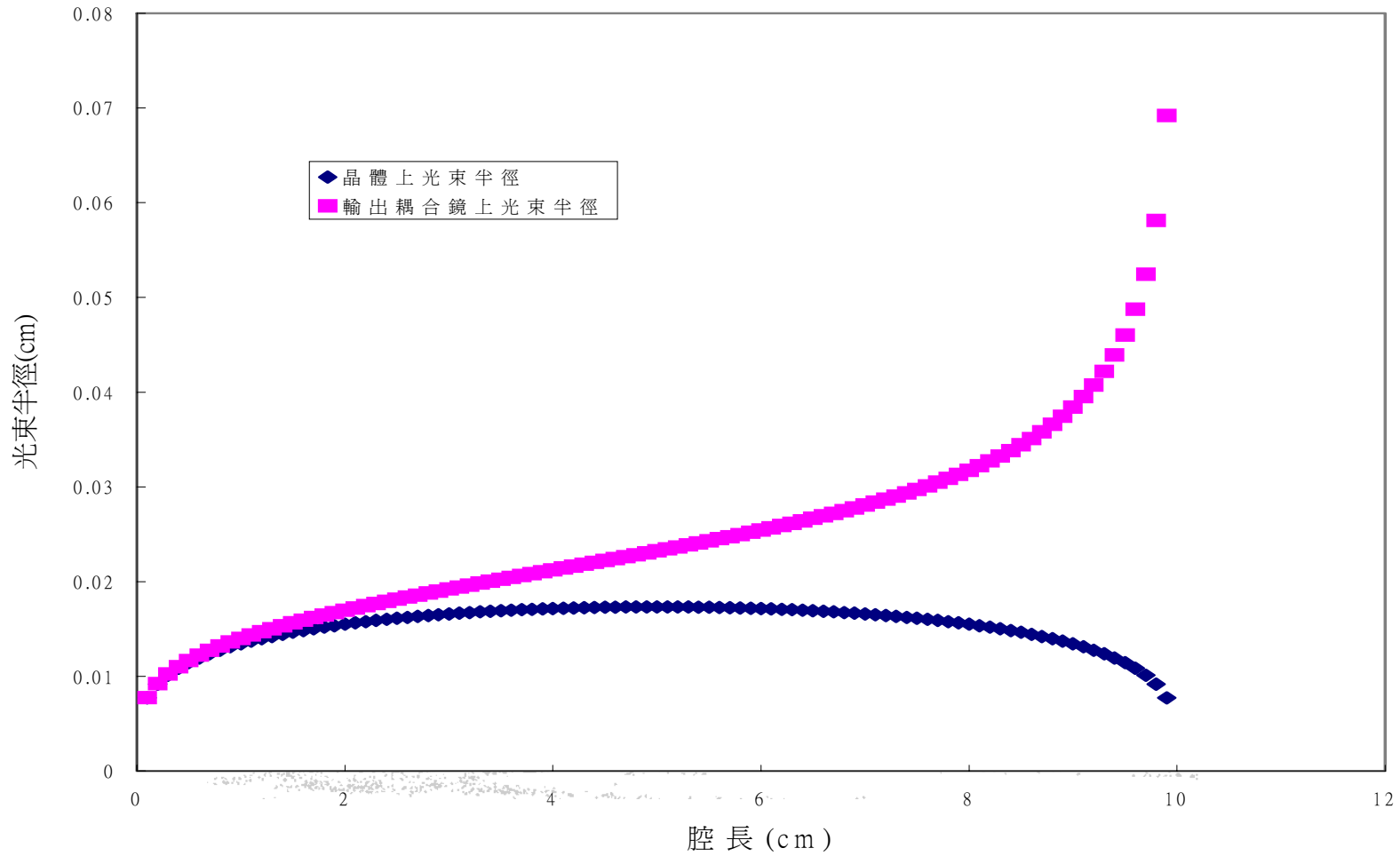
附錄二 1.5W 半導體雷射輸入電流與平均輸出功率關係圖



附錄三 在不同溫度下，輸入電流與 Q 開關平均輸出功率關係圖



附錄四 雷射共振腔穩定圖



附錄五 雷射晶體與輸出耦合鏡上光束大小對腔長的關係圖