

# 國立交通大學

電子物理研究所

碩士論文

以磷化銦基材之量子井結構為半導體飽和吸收體

實現 $1.3\ \mu\text{m}$  被動式Q-開關雷射

Passively Q-Switched Nd-doped  $1.3\ \mu\text{m}$  Lasers with  
InP-based Quantum Wells as Saturable Absorbers

研究生：廖羽嵐

指導教授：陳永富 教授

中華民國九十四年六月

以磷化銦基材之量子井結構為半導體飽和吸收體  
實現 $1.3\ \mu\text{m}$  被動式Q-開關雷射

**Passively Q-Switched Nd-doped  $1.3\ \mu\text{m}$  Lasers with  
InP-based Quantum Wells as Saturable Absorbers**

研究生：廖羽嵐

**Student : Yu-Lan Liao**

指導教授：陳永富

**Advisor : Yu-Fung Chen**

國立交通大學



**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**

**In**

**Electrophysics**

**June 2005**

**Hsinchu, Taiwan, Republic of China**

中華民國九十四年六月

# 以磷化銦基材之量子井結構為半導體飽和吸收體

## 實現 $1.3\ \mu\text{m}$ 被動式Q-開關雷射

學生：廖羽嵐

指導教授：陳永富 教授

國立交通大學電子物理研究所碩士班

### 摘 要

1.3- $\mu\text{m}$ 波段雷射因具有高能量密度之優點而廣泛地使用於醫療診斷、光通訊、遠距量測、腔內OPO、腔內拉曼轉換，但是以連續輸出雷射來進行使用，常常會發生熱效應導致激發光太強而無法做實際的應用。若運用Nd:YVO<sub>4</sub>晶體配合量子井結構作為飽和吸收體可產生穩定的Q-開關脈衝雷射，此設計囊括固態雷射高峰值功率、高脈衝能量的優點。目前廣為使用的被動式Q開關飽和吸收體包括有V<sup>3+</sup>:YAG、Co<sup>2+</sup>:MgAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>、以及半導體飽和吸收鏡 (SESAMs)。然而製作半導體飽和吸收鏡過程中，於磷化銦基材上磊晶時往往因為材料之間的折射率差值過小，導致長晶時需要成長多層布拉格反射鏡的缺點。因此本篇報告將嘗試製作半導體飽和吸收體結構 (SESA)，對於共振腔設計與飽和吸收體的選用作深入討論。比較InGaAsP/InP與AlGaInAs/InP作為飽和吸收體的實驗成果，並針對量子井飽和吸收體的物理特性作定性研究，設計可靠度佳之 $1.34\ \mu\text{m}$ 脈衝雷射。

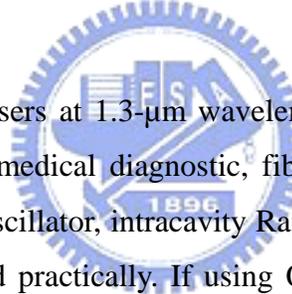
# Passively Q-Switched Nd-doped 1.3 $\mu\text{m}$ Lasers with InP-based Quantum Wells as Saturable Absorbers

Student : Yu-Lan Liao

Advisor : Yu-Fung Chen

Institute of Electrophysics  
National Chiao Tung University

## ABSTRACT



All-solid-state Q-switched lasers at 1.3- $\mu\text{m}$  wavelength are of practical importance for numerous application such as medical diagnostic, fiber sensing, distance measurements, intracavity optical parametric oscillator, intracavity Raman conversion. Because of thermal effects, CW laser can't be used practically. If using Quantum Wells/barrier structures be absorbers for Nd:YVO<sub>4</sub> lasers, it can produce a high peak power, high pulse energy, and stable Q-switching laser. Nowadays, the saturable absorbers for 1.3- $\mu\text{m}$  lasers comprise V<sup>3+</sup>:YAG, Co<sup>2+</sup>:MgAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, and SESAMs. However, the overall performance of the DBRs on InP substrates are hindered by disadvantage of small contrast of refractive indices. Despite that, the DBRs is merely an optional structure for the cavity design of the passively Q-switched lasers. In this work we present two kinds of barrier's materials, InGaAsP QW/barrier and AlGaInAs QW/barrier structures. Using any of these respectively grown on a transparent InP substrate to be a SESA for Nd:YVO<sub>4</sub> 1.34- $\mu\text{m}$  lasers. We study and compare with the two different SESAs as passively Q-switched lasers. Trying to find the physical characteristics of both and design a stable 1.34- $\mu\text{m}$  laser.



## 誌 謝

鳳凰花開、驪歌初動，轉眼間又到了畢業的季節，研究所兩年的生涯旋即消逝，在固態雷射實驗室兩年的學習中令我受益匪淺，無論是光學元件、Q 開關雷射的機制或者是實驗技術的訓練上，都有了更進一步的體會。實驗室的學習過程中讓我懂得如何在挫折中學習成長，培養獨立研究的精神與耐心，研究的過程中雖不盡善盡美，但是卻令我擷取到箇中無價的寶貴經驗，兩年前對於固態雷射一無所知的我，至今竟是收穫滿盈。

這段從無到有的學習歷程中，完全是由老師們與學長姐的提攜才能開花結果。在此，由衷地感謝陳永富老師的悉心指導，讓我有這個機會能夠一探固態雷射的奧妙；再者，我要感謝的是黃凱風老師，謝謝老師您提供實驗所需要的樣品與原理的教導，由於師長們指導，給予我專業知能與技術上的協助，學生才得以順利進行研究工作。同時也感謝李明知教授、林志平博士在口試時的指導與建議。

另外，謝謝實驗室的寶貝同學們以及活潑幽默的學弟妹，提供了一個充滿歡笑、八卦與食物的讀書環境，讓我的碩士生活多采多姿。還有我要感謝一直默默陪伴在我身邊的家斌，與我分享生活中的喜怒哀樂，在我心情最失落氣餒的時候哄我開心、為我打氣。最後我要感謝我的父母、妹妹、以及小弟，在我的成長歷程中不斷地給我鼓勵與支持，讓我能不畏任何困難順利完成學業。

\* ~ 由衷地謝謝各位 ~ \*



# 目 錄

中文摘要.....	i
英文摘要.....	ii
誌謝.....	iii
目錄.....	iv
圖表目錄.....	vi
第一章 簡介.....	1
1.1 研究動機.....	1
1.2 研究背景.....	1
1.3 本論文組織.....	2
第二章 Q-開關雷射的動作機制及原理.....	3
2.1 導論.....	3
2.2 Q-開關的分類.....	3
2.3 Q-開關雷射的動作機制.....	5
2.4 被動式Q開關之飽和吸收體.....	6
2.4.1 Cr <sup>4+</sup> :YAG 飽和吸收體.....	7
2.4.2 半導體飽和吸收體.....	8
2.4.2-1 半導體飽和吸收體的能帶與晶格常數.....	8
2.4.2-2 半導體的能帶與量子井.....	10
圖示.....	12

第三章 被動式Q-開關雷射的理論模型與實驗架構.....	19
3.1 被動式Q-開關雷射的理論模型.....	19
3.2 實驗架構與雷射晶體的選擇.....	23
圖示.....	26
第四章 實驗結果與討論.....	27
4.1 導論.....	27
4.2 半導體飽和吸收體之量子井數對於 $1.3\ \mu\text{m}$ 被動式 Q 開關雷.....	28
4.3 探討量子井材料對於 $1.3\ \mu\text{m}$ 被動式 Q 開關雷射之影響.....	36
4.4 輸出鏡反射率對於 $1.3\ \mu\text{m}$ 被動式 Q 開關雷射能量之影響.....	39
圖示.....	42
第五章 結論與未來工作展望.....	64
5.1 結論.....	64
5.2 未來工作展望.....	65
參考資料.....	66



## 圖表目錄

圖2.1	雷射脈衝產生過程.....	12
圖2.2	飽和吸收體能階工作圖.....	13
圖2.3	飽和吸收體透射率隨入射光強度之變化.....	13
圖2.4	Cr <sup>4+</sup> :YAG飽和吸收體的能階躍遷過程.....	14
圖2.5	In <sub>1-x-y</sub> Ga <sub>x</sub> As <sub>y</sub> P <sub>1-y</sub> 材料，在不同配比成分下應變比例與能帶間隙圖.....	14
圖2.6	In <sub>1-x</sub> Ga <sub>x</sub> As <sub>y</sub> P <sub>1-y</sub> 材料，在不同配比成分下晶格常數與能帶間隙關係圖.....	15
圖2.7	In <sub>1-x-y</sub> Ga <sub>x</sub> Al <sub>y</sub> As材料，在不同配比成分下應變比例與能帶間隙圖.....	15
圖2.8	半導體的能帶間隙與晶格常數.....	16
圖2.9	半導體飽和吸收鏡與半導體飽和吸收體結構示意圖.....	16
圖2.10	基材摻雜不同離子所量測之穿透率光譜圖.....	17
圖2.11	AlGaInAs量子井飽和吸收體的穿透率光譜圖.....	17
圖2.12	不同量子井數目SESA的穿透率光譜圖.....	18
圖2.13	不同半導體飽和吸收體量子井材料的穿透率光譜圖.....	18
圖3.1	平凹腔雷射架構示意圖.....	26
圖3.2	增益介質中，增益與重複吸收損耗示意圖.....	26
圖4.1	Nd:YVO <sub>4</sub> 在808nm 雷射光激發下的螢光光譜圖.....	42
圖4.2	1342nm近紅外光雷射實驗架構圖.....	42
圖4.3	不同雷射共振腔長下，激發功率與1342nm CW雷射輸出功率關係圖.....	43
圖4.4	固定輸入功率，改變不同腔長所得到的Q-開關雷射頻譜分析圖.....	43
圖4.5	1342nmQ-開關雷射在不同共振腔長下，激發功率與輸出功率數據圖.....	44
圖4.6	不同雷射共振腔長，激發功率與Q開關雷射重複率關係圖.....	44
圖4.7	不同雷射共振腔長，激發功率與Q開關雷射脈衝寬度關係圖.....	45
圖4.8	1342nmQ-開關雷射在不同腔長下，激發功率與脈衝能量數據圖.....	45
圖4.9	在不同雷射共振腔長下，激發功率與雷射峰值功率關係圖.....	46
圖4.10	在不同雷射共振腔長下，橫模尺寸大小曲線圖.....	46
圖4.11	當腔長為10cm，改變輸入電流產生1342nm脈衝雷射輸出之時域分佈圖....	47

圖4.12(I)	表示當腔長為1.4cm，輸入1.04W產生1342nm脈衝雷射輸出時域分佈圖..	48
圖4.12(II)	表示當腔長為2cm，輸入1.04W產生1342nm脈衝雷射輸出的時域分佈圖..	48
圖4.12(III)	表示當腔長為10cm，輸入1.04W產生1342nm脈衝雷射輸出的時域分佈圖..	49
圖4.12(IV)	表示當腔長為20cm，輸入1.04W產生1342nm脈衝雷射輸出的時域分佈圖..	49
圖4.13	探討短腔與長腔狀況之下，縱模頻域與時域示意圖.....	50
圖4.14	以AlGaInAs(15x2 QWs)為量子井飽和吸收體之雷射實驗架構圖.....	51
圖4.15	不同的量子井數設計之下，激發功率與平均輸出功率數據圖.....	51
圖4.16	不同的量子井數設計之下，激發功率與脈衝雷射重複率關係圖.....	52
圖4.17	不同的量子井數設計之下，激發功率與脈衝能量關係圖.....	52
圖4.18	不同的量子井數設計之下，激發功率與雷射峰值功率關係圖.....	53
圖4.19	不同的量子井數設計之下，脈衝雷射時域分布圖.....	53
圖4.20	探討以不同量子井數為飽和吸收體，所得之縱模頻域與時域示意圖.....	54
圖4.21	以AlGaInAs材料為量子井飽和吸收體之1342nm近紅外光雷射實驗架構圖.	55
圖4.22	以InGaAsP材料為量子井飽和吸收體之1342nm近紅外光雷射實驗架構圖..	55
圖4.23	不同的量子井材質設計下，輸入功率與1.3 μm脈衝雷射輸出功率關係圖..	56
圖4.24	不同的量子井材質設計下，輸入功率與1.3 μm脈衝雷射重複率關係圖....	56
圖4.25	不同的量子井材質設計下，輸入功率與1.3 μm脈衝雷射輸出能量關係圖..	57
圖4.26	不同的量子井材質設計下，輸入功率與1.3 μm雷射峰值功率關係圖.....	57
圖4.27	不同的半導體飽和吸收體量子井材質，量子井能帶示意圖.....	58
圖4.28	半導體飽和吸收體基材鍍抗反射膜之後，以單光儀量所測得的光譜圖....	59
圖4.29	固定以AlGaInAs為SESA，改變不同輸出鏡之1342nm雷射實驗架構圖.....	59
圖4.30	在不同反射率的輸出耦合鏡下，輸入功率與1.3 μm CW雷射輸出功率關係圖 .....	60
圖4.31	針對AlGaInAs材質SESA配合不同反射率的輸出耦合鏡，得到脈衝雷射輸出功 率圖.....	60
圖4.32	AlGaInAs材質SESA配合不同反射率的輸出耦合鏡，得到輸入電流與脈衝重覆 率圖.....	61
圖4.33	AlGaInAs材質SESA 配合反射率96%的輸出耦合鏡，得到之脈衝寬度.....	61

圖4.34	AlGaInAs材質SESA配合不同反射率的輸出耦合鏡，得到之脈衝時域圖.....	62
圖4.35	AlGaInAs材質SESA配合不同反射率的輸出耦合鏡，輸入電流與1.3 $\mu$ m脈衝能量圖.....	63
圖4.36	AlGaInAs材質SESA配合不同反射率的輸出耦合鏡，得到輸入電流與峰值功率關係圖.....	63
表2-1	Q-開關雷射技術優缺點之比較.....	4
表2-2	幾種常見半導體的能帶間隙與晶格常數.....	9
表3-1	Nd:YAG和Nd:YVO <sub>4</sub> 物理特性與光學特性.....	24
表4-1	在不同雷射共振腔長下，橫模尺寸大小數據.....	30
表4-2	在不同雷射共振腔長下，產生1.3 $\mu$ m脈衝雷射的各項特性.....	33
表4-3	不同量子井數之飽和吸收體，產生1.3 $\mu$ m脈衝雷射的各項特性.....	35
表4-4	不同量子井材料之飽和吸收體，產生1.3 $\mu$ m脈衝雷射的各項特性.....	37
表4-5	AlGaInAs SESA 配合不同反射率的輸出耦合鏡，產生1.3 $\mu$ m脈衝雷射的各項特性.....	41
表4-6	InGaAsP SESA 配合不同反射率的輸出耦合鏡，產生1.3 $\mu$ m脈衝雷射的各項特性.....	41
表5-1	脈衝式固態雷射目前實驗成果與相關數據.....	64

# 第一章 簡介

## 1.1 研究動機

被動式Q開關雷射具有體積小、高效率、壽命長、維護容易等優點，與其他種類雷射相比，其在應用上十分有競爭優勢。對於摻雜Nd雷射晶體之固態雷射而言，1064nm 以及1342nm 這兩個波長，佔去了絕大部分的增益，因此不論是在學術研究中、論文發表、或是市面上產品的研發，這兩個屬於近紅外光波長的雷射，一直受到廣泛的研究、討論以及應用。對於1.3  $\mu\text{m}$ 光波段雷射來說，其應用範圍涵蓋光纖通訊、醫療診斷、氣體偵測、遠距量測、腔內OPO、拉曼轉換…等，因此本論文將從雷射原理、共振腔設計至飽和吸收體的選用來探討，欲設計出一穩定性高、可靠度佳的1.3  $\mu\text{m}$ 光波段雷射。

## 1.2 研究背景



近年來，有關於被動式開關的論文發表中皆指出，以 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 為飽和吸收體可穩定地實現1.6  $\mu\text{m}$ 被動式Q開關雷射，相較於前者1.3  $\mu\text{m}$ 被動式Q開關至今尚無比較穩定可靠的飽和吸收體。文獻中對於1.3  $\mu\text{m}$ 被動式Q開關雷射所使用的飽和吸收體包括有 $\text{V}^{3+}:\text{YAG}$ [1]、 $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ [2]、玻璃摻雜硫化鉛(PbS-doped glasses)[3]、半導體飽和吸收鏡(Semiconductor Saturable Absorber Mirror，簡稱SESAM)[4]，其中最受到矚目的材料為半導體飽和吸收體 (SESAM)，只需於半導體基材上設計不同的材料磊晶，即可調變出所需要的任何波段。

自從1992年起科學家們即對半導體飽和吸收鏡展開一系列的研究，起初是以InGaAs/GaAs (QWs) 量子井材料為飽和吸收體[5]，在磊晶過程中常常由於「銻」(In) 的濃度過高超過可長厚度的極限值，產生與基材 (GaAs) 產生應變扭曲 (strain) 的缺點；為了改善以上的缺點，提出以GaInNAs/GaAs(QWs)量子井結構[6][7]或InAs/GaAs quantum dots (QDs)取代之[8]，製作摻雜氮 (N) 的四元材料以減低銻 (In) 的濃度，如此一來可以避免應變 (strain) 與非飽和時腔內

能量損耗的問題，但是伴隨而來的卻是腔內增益降低、調變深度 ( $\Delta R$ ) 過低的問題；故近來的研究提出改以 InP 為基材，製作 InGaAsP/InP 層狀塊材 (bulk layers)[9] 可改進 GaAs 基材產生的種種缺點，但是以上幾種飽和吸收體皆為「半導體飽和吸收鏡」 (Semiconductor Saturable Absorber Mirror) 結構，在基材上鍍有多層的布拉格反射鏡面結構 (簡稱 DBR) 或是 SBR 結構，藉此來操控腔內能量的輸出，若我們所選擇為基材的折射率差 ( $\Delta n$ ) 較小，SESAM 底部就需要成長 25~30 對 DBR 結構，對半導體的成長技術上而言比較繁複，因此本論文中嘗試選擇設計一穩定且可靠的飽和吸收體 SESA 量子井材質 (Semiconductor Saturable Absorber)，提升 1.3  $\mu\text{m}$  波段脈衝雷射之穩定性。

### 1.3 本論文組織

本文自第二章的 Q-開關雷射介紹開始，除了介紹目前產生脈衝雷射的方法之外，亦針對飽和吸收體之特性作詳細的說明，接著第三章介紹 Q-開關雷射理論模型與實驗架構。第四章實驗研究可分為三大主軸，分別對於共振腔長、半導體量子井材料、輸出鏡反射率對於 Q-開關雷射的影響進行討論。最後在第五章裡檢討目前的成果，並且概述半導體量子井結構在 1.3  $\mu\text{m}$  被動式 Q 開關雷射未來可進行之研究方向。

## 第二章 Q-開關雷射的動作機制及原理

### 2.1 導論

隨著科技發達的日新月異，雷射光自從1961年被創造以來，其應用範疇之廣，已不是當初發明者所能想像。近年來雷射在工業加工、醫療、遠距量測、氣體偵測…等方面的需求大量的增加，其中大部分的應用都需要非常高的能量。但是一般常見連續輸出的雷射光 (CW laser) 輸出功率為一定值，欲增加其輸出功率就只能使用更大的激發光源，由於經濟效益低與製作上的難度提高，仍無法達到很高能的雷射輸出，因此能產生更高能量的短脈衝雷射便因應而生；產生高能量的短脈衝雷射做法之一就是在雷射共振腔內放入Q-開關裝置，運用此一方法所得到的平均輸出功率雖不如連續輸出的雷射高，但卻擁有高達數萬瓦等級極高的脈衝峰值功率，使得Q-開關雷射在固態雷射中佔了極重要的地位。在這一章中，我將簡介Q-開關的種類、Q-開關的工作原理、和被動式Q-開關的動作機制，最後則是Q-開關雷射中常見的飽和吸收體。



### 2.2 Q-開關的分類

光開關在 Q-開關雷射中，扮演著調變雷射品質因子重要的角色，依照其控制性可分為下列兩種：

1. 主動式 Q 開關：脈衝雷射的重複率主要是由外加的驅動電路來控制。例如：以機械式的方式來操控（運用馬達控制旋轉鏡面）、聲光晶體 (Acousto-optic)、以及電光晶體 (Electro-optic)... 等。
2. 被動式 Q-開關：脈衝雷射重複率無法經由外在信號來控制，不使用任何外加的調制光源或驅動電路來加以控制，重複率僅與材料晶體本身的自然機制有關。例：有機染料片、色心晶體 (LiF:F)、摻四價鉻的鈮鋁石榴石晶體 (Cr<sup>4+</sup>:YAG)... 等。優缺點列表於表 2-1 中：

表 2-1 Q-開關雷射技術優缺點之比較

Q-開關技術	優 點	缺 點
<p>機械式 Q 開關 Mechanical Q-switch</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li><input type="checkbox"/> 成本低</li> <li><input type="checkbox"/> 最簡單的 Q 開關</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li><input type="checkbox"/> 馬達軸承命短，經常需要維修</li> <li><input type="checkbox"/> Q 開關速度緩慢，容易產生多重脈衝</li> <li><input type="checkbox"/> 雷射的穩定性與可靠性差</li> </ul>
<p>聲光式 Q 開關 Acousto-optic Q-switch</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li><input type="checkbox"/> 關閉調變信號即可轉換成連續波的輸出</li> <li><input type="checkbox"/> 飽和吸收體的透明度高，使光損耗較低</li> <li><input type="checkbox"/> 射頻驅動電路較簡單，調制電壓低</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li><input type="checkbox"/> 開關的啟閉速度較慢，只適用於低增益的 Q-開關雷射</li> <li><input type="checkbox"/> 輸出的脈衝寬度較寬</li> </ul>
<p>電光式 Q-開關 Electro-optical Q-switch</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li><input type="checkbox"/> 反應速度最快、效率最高的光開關</li> <li><input type="checkbox"/> 能精確又穩定地控制脈衝雷射的重複率</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li><input type="checkbox"/> 雷射系統的體積龐大</li> <li><input type="checkbox"/> 帕克晶體 (Pockels cell) 損壞閾值較低，不適合用於高功率的 Q-開關雷射</li> <li><input type="checkbox"/> 驅動電路結構與帕克晶體價格昂貴</li> </ul>
<p>被動式 Q 開關 passively Q-switch</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li><input type="checkbox"/> 體積小</li> <li><input type="checkbox"/> 結構簡單</li> <li><input type="checkbox"/> 光損耗閾值高，適合高功率 Q-開關雷射</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li><input type="checkbox"/> 無法自由控制脈衝重複率</li> <li><input type="checkbox"/> 具有時序擾動問題</li> </ul>

由以上的優劣比較得知，被動式Q-開關雷射只需要在共振腔內置入一飽和吸收體即可，不像主動式Q-開關需要昂貴複雜的驅動電路，被動式Q-開關架構簡單、價格低廉，使得整個雷射系統的體積變得更加精巧，因此廣泛地使用於全固態短脈衝雷射研究。

## 2.3 Q-開關雷射的動作機制[1]

在脈衝式雷射中，擔任腔內品質因子Q (Quality factor) 調制工作的元件稱為Q 開關，Q值乃是代表著雷射共振腔的品質，定義為：

$$Q = 2\pi \times \frac{\text{共振腔內儲存的能量}}{\text{腔內光子繞行一周耗損的能量}}$$

Q開關在共振腔內的角色與水閘門相似，累積腔內的能量並且調控腔內能量的輸出與否，Q值越大則表示共振腔內的損耗越少，反之，當Q值小則表示共振腔內的損耗越多。

起初，當增益介質內的原子吸收激發光源躍遷至高能階時，共振腔內的Q開關是處於關閉的狀態，此時腔內保持在高損耗 (low-Q) 的狀態，腔內的增益小於耗損無法共振出光，因此原子持續保持在高能階，隨著二極體雷射不斷地激發增益介質，光於共振腔內來回共振放大，將會使得增益介質上的居量反轉濃度 (population inversion) 持續增加。直到居量反轉濃度累積到一定相當大的值，增益等於共振腔內的損耗，此時Q開關瞬間打開，腔內Q值突然激增，光子於往返回路瞬間消耗累積量反轉濃度，產生時間很短的高功率脈衝雷射，同時增益會很快地往下掉，當掉到與腔內的損耗相同時 (臨界點threshold)，光子密度 (photon density) 達到最高值，接著增益繼續掉到臨界點以下，光子旋即快速消失，接著Q開關也就再度關閉，如圖2.1所示[2]，所有累積的能量在大約只有幾個到幾十個奈秒的時間內全部被釋放出來；脈衝輸出後，增益介質的居量反轉

無法維持，光開關再度關閉，共振腔又回復到高損耗的情況之下，依此循環產生一連串的脈衝雷射。由於Q開關雷射是透過Q值的調變以提高腔內累積的能量，並且在短時間內完全釋放，因此得到的脈衝峰值功率遠遠超過連續波(CW)雷射的平均功率，所以脈衝雷射的應用範圍相當廣泛。

## 2.4 被動式Q-開關雷射之飽和吸收體

被動式Q開關雷射主要是以飽和吸收體調變脈衝雷射開關的啟閉，當飽和吸收體累積光能量之後會達到飽和，使雷射波長的光源從不穿透成為穿透，達到光開關的功能；在被動式Q開關之中，必須符合下列不等式的條件：

$$\frac{\ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right)}{\ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L} \cdot \frac{\sigma_{gs}}{\sigma_e} \cdot \frac{A}{A_s} \gg \frac{\gamma}{1 - \left(\frac{\sigma_{es}}{\sigma_{gs}}\right)} \approx 1 \quad \dots\dots\dots (2.1 \text{ 式})$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \sigma_{gs} > \sigma_e \\ A > A_s \end{cases}$$



A : the effective area in the gain medium

A<sub>s</sub> : the effective area in the absorber

σ<sub>e</sub> : the stimulated emission cross section of the gain medium

σ<sub>gs</sub> : the ground-state absorption cross section of the saturable absorber

其中(2.2)式的兩個關係式表示在被動式Q開關中，飽和吸收體的飽和速度必須大於增益介質的飽和速度，以確定雷射晶體(增益介質)的居量反轉濃度在飽和吸收體變透明之前不會減少。

當腔內光子流的能量增加時，飽和吸收體吸收光能量，使得基材內部份低能階的原子會躍遷到高能階光譜，材料的穿透率開始變高，如圖2.2所示，因此將飽和吸收體放入共振腔之後，會吸收增益介質自發放射的光能量，而無法產生受

激放射；當放射在光子流能量到達夠高的等級時，腔內增益(gain)增加而超過損耗(loss)時，光子流急速增加而造成被動式開關飽和，材料開始飽和(saturates)或稱透明(bleaches)，光開關由關閉轉為開啟，並產生高光學穿透率，圖 2.3 為飽和吸收體的光透射率與光強度的關係，吸收體的初始穿透率為 $T_0$ ，隨著光強度的增加，穿透率也逐漸增加將低能階的例子完全激發到高能階就不再吸收光，此時穿透率達到最高。由於基態吸收的回復時間比增益介質的激發態壽命小很多，因此當脈衝雷射發生之後，飽和吸收體在很短的時間內又會回復到常態，穿透率又變成原來的初始值。簡而言之，當我們放置於雷射共振腔內的飽和吸收體，對於特定的雷射波長有著強吸收時，將會阻止雷射的振盪過程，在此情形下，損耗急速降低，光子得以在腔內來回共振，而輸出脈衝光。

就飽和吸收體材料的種類而言，初期發展出的飽和吸收體為有機染料片(BDN)，但是染料片在製作過程中會產生毒素破壞生態環境，且染料在高功率狀態下使用容易變質，造成使用上的不方便，因此近年來又發展出更多不同的飽和吸收體，例如：色心晶體( $\text{LiF:F}_2^-$ )、摻四價鉻的鈮鋁石榴石晶體  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ [3]、 $\text{V}^{3+}:\text{YAG}$ [4]、 $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ [5]、摻雜硫化鉛的玻璃(PbS-doped glasses)[6]、半導體飽和吸收鏡(Semiconductor Saturable Absorber Mirror，簡稱 SESAM)[7]，其中針對 $1.6\mu\text{m}$ 與 $1.3\mu\text{m}$ 波段中最受到矚目的材料各為 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶體及半導體飽和吸收體(SESAM)，因此下一節將對兩者做詳細的介紹。

### 2.4.1 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 飽和吸收體

目前普遍使用摻雜有吸收離子的晶體為摻四價鉻的鈮鋁石榴石晶體 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ ，由於 $\text{Cr}^{4+}$ 離子在 $0.9\sim 1.2\mu\text{m}$ 波長的基態吸收截面積( $\sigma_{gs}$ )大[3]，飽和吸收體能迅速的達到飽和，具有顯著的飽和吸收特性，且YAG 提供了良好的化學穩定性、熱傳導性以及高達 $500\text{MW}/\text{cm}^2$ 的光損壞閾值(optical damage threshold)，使得此材料的使用生命期長。因為它具有寬範圍的可調變雷射輸出性能(意即也

可作為共振腔內的增益介質，放出的雷射波長範圍在(1.34~1.58  $\mu\text{m}$ )。Cr<sup>4+</sup>:YAG 與其他摻雜吸收離子晶體的飽和吸收體相比，其可飽和吸收特性十分顯著，光子幾乎都被飽和吸收體吸收，且具有可靠、耐用、熱導性好、摻雜濃度高、飽和光強小、價格便宜…等優點，非常適合用於1.06  $\mu\text{m}$ 波段Q開關雷射。

Cr<sup>4+</sup>:YAG對於1.06  $\mu\text{m}$ 波長雷射吸收有關能階及躍遷過程如圖 2.4所示[8]，Cr<sup>4+</sup>:YAG本身是一個四階能階系統，當光子入射時可能會被基態能階吸收，或者是被激發態能階吸收， $N_1$ 、 $N_2$ 、 $N_3$ 、 $N_4$ 分別為各能級的粒子數密度， $\sigma_g$ 和 $\sigma_e$ 表示為基態和激發態的吸收截面。其中由 $N_3$ 到 $N_2$ （即 $\omega_1$ ）與 $N_4$ 到 $N_2$ （即 $\omega_2$ ）的粒子躍遷速率比其他都還快，故可忽略 $N_3$ 、 $N_4$ 。在室溫時，基態吸收的回復時間(recover time)為3~4  $\mu\text{s}$ 比Nd:YVO<sub>4</sub>激發態壽命(100  $\mu\text{s}$ )小，而激發態吸收( $N_4 \rightarrow N_2$ )的回復時間約為100ps[9]。

所以當入射光微弱、入射光子少時，入射光大部分被Cr<sup>4+</sup>:YAG晶體吸收；當入射光很強時，基態能階的電子被大量的激發，即使在經過生命期後回到基態能階，也將立即再度被激發；當大量的基態電子都躍遷到激發態的能階，Cr<sup>4+</sup>:YAG晶體便無法再吸收入射光，此時光開關開啟（變成透明），雷射晶體累積的能量在瞬間釋放，形成一個巨大的脈衝輸出，當能量全部釋放、雷射晶體的居量反轉濃度耗盡，腔內的光功率降低，Cr<sup>4+</sup>:YAG晶體中激發態能階的電子又回到基態能階，如此週而復始的過程變產生了一連串的雷射脈衝光。

## 2.4.2 半導體飽和吸收體

### 2.4.2-1 半導體飽和吸收體的能帶與晶格常數

半導體和常見的固體一樣會有吸收的狀況，其吸收係數一般在 $10^4/\text{cm}$ ，吸收波長取決於能帶間隔，即能帶間隙或稱禁帶寬度（band gap），以III-V族化合物半導體為例，吸收帶一般在可見光和近紅外光波段。例如常見的砷化鎵(GaAs)對應於870nm而言，能帶間隙 $E_g$ 是1.423eV。砷化鋁(AlAs)的能帶間隙( $E_g$ )更

高為2.13eV，透明段波長可短至570nm。為了因應實驗上各種吸收波長的需求，常常要以三元化合物半導體來調製，常用的有砷化鋁鎵（AlGaAs）、砷化銦鎵（InGaAs）、砷化銦鋁（InAlAs）…等。

由於InAs的能帶間隙只有0.356eV，所以常用它與Al或Ga來調節三元化合物半導體的能帶間隙（ $E_g$ ），因此這種化合物常常寫成 $Al_xGa_{1-x}As$ ， $In_xGa_{1-x}As$ ， $In_xAl_{1-x}As$ …等，以下標x來代表該組成成分的含量。三元化合物半導體的能帶間隙可利用經驗公式來計算，對於沒有受到應力變形的 $In_xGa_{1-x}As$ ，其能帶間隙可以用二次曲線來表示：

$$E_g = 1.423 - 1.53x + 0.45x^2 (eV) \quad (2.3 \text{ 式})$$

所以只要改變In的含量就可以把 $In_xGa_{1-x}As$ 禁帶寬度調變在0.356~1.34eV之間。

由於半導體飽和吸收體一般是運用外延法生長在半導體的基板上，在磊晶的過程中，應該選擇基板晶格常數與欲生長的半導體化合物之晶格常數相近，如此才不會造成過大的應變而扭曲變形。晶格常數可以由X-ray衍射法測得，精確度可達 $\pm 0.0001nm$ ，組成成分的配比可以由X-ray射線螢光法測得，如圖2.6~2.8所示，而表2-2列出了幾種常見的半導體基板的晶格常數與禁帶寬度。表中顯示出AlAs與GaAs的晶格常數基本上是匹配的，由於他們的折射率不同，因此只要是以GaAs為基材的半導體飽和吸收鏡(SESAM)，其上的布拉格反射鏡便是由這兩種晶體交叉生長而形成的。[10][11]

表2-2 幾種常見半導體的能帶間隙與晶格常數

半導體化合物	InP	GaAs	AlAs	InAs
能帶寬度 (eV)	1.34	1.423	2.13	0.356
晶格常數 (nm)	0.5868	0.56533	0.5661	0.6058

## 2.4.2-2 半導體的能帶與量子井

若我們設計吸收體薄到一定的程度，並且被加在高能帶間隙的材料中間，就變成了所謂的量子井。在設計半導體飽和吸收體時，根據吸收能量的大小，可以選擇採用體吸收或是多量子井結構，在波長大於860nm的吸收區，就需要加入銦(In)來降低禁帶寬度，可採用 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 三元或是四元化合物。量子井的能帶間隙不只取決於半導體材料本身的禁帶寬度，與量子井的寬度也有關，例如 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ，在銦含量固定的狀況下，若改變量子井的厚度，便可把吸收光譜調變於 $1.1\ \mu\text{m}\sim 1.6\ \mu\text{m}$ ，如果單個量子井的吸收能量不夠，可以採用多量子井的設計來改善。

圖2.9為半導體飽和吸收鏡 (SESAM) 的結構示意圖，把反射鏡與吸收體結合在一起。底層一般為兩種半導體材料交叉生長10~30組而形成的布拉格反射鏡，其上生長一層半導體飽和吸收體薄膜，這上下兩個反射鏡就形成了一個Fabry-Perot 共振腔，改變吸收體的厚度以及兩反射鏡的反射率，便可調節吸收體的調制深度和反射鏡的帶寬。然而這種結構往往因為須在基材上鍍多層的布拉格反射鏡面結構(Distribution Bragg Reflection 簡稱 DBR ) 或是SBR結構，運用此技術長出多層具有一大一小不同折射率的材料，藉此來操控腔內能量的輸出，若我們所選擇以磷化銦與磷化銦鎵砷( $\text{InP}/\text{InGaAsP}$ )為基材的折射率差( $\Delta n$ )較小，SESAM底部就需要成長25~30對DBR結構，SESAM-OC則需要長10對左右，對半導體的成長技術上而言比較繁複，因此本論文中嘗試將基材鍍上1342nm波段抗反射膜，形成Semiconductor Saturable Absorber (簡稱SESA)結構，只需在雷射共振腔的設計中外加一面輸出耦合鏡，以取代布拉格反射鏡結構。由於我們的SESA結構只需擔任飽和吸收的功能，不需要擔任反射鏡的功能，於是我們在成長晶片的過程中，有別於以往SESAM基質中所摻雜的硫離子，改以選擇穿透率較好的鐵離子(Fe-doped)摻雜方式為基底，並且兩面拋光鍍1342nm抗反射膜，以確保大部分的脈衝光源皆能透過去，其光譜圖如圖 2.10所示，圖中顯示以Fe-doped

的InP基質穿透率可高達 91%，而S-doped的InP基質穿透率僅有 64%。

由於半導體飽和吸收體的回復時間與材料磊晶過程所涉及的參數相關，其在時間上的反應機制，主要為導電帶的電子與價電帶的電洞相互結合的反應時間，約ps~ns這與磊晶時的溫度、材料等有關，因此在設計半導體量子井飽和吸收體時，可利用分子束磊晶技術將色散補償、量子井結構、飽和吸收體生長在同一片晶片上（此部分是由交大電物所黃凱風老師所支援提供），且半導體飽和吸收體的體積小，極易整合至共振腔內，故被廣泛應用於脈衝自啟動的固態雷射中。

本實驗中所使用的半導體飽和吸收鏡材料有磷化銦鎵砷（InGaAsP-15QWs）與砷化鋁鎵銦（AlGaInAs-2QWs, AlGaInAs-15x2QWs）兩大類，以單光儀量測其穿透光譜圖如 2.11, 2.12 所示，飽和穿透率與未飽和穿透率之差與調變深度（ $\Delta R$ ）有關，就 AlGaInAs- 2QWs 結構而言  $\Delta T$  為 1.4%，遠小於多砷化鋁鎵銦（AlGaInAs-2x15 QWs）量子井結構的 28%，若  $\Delta T$  值大表示飽和吸收體的飽和前後腔內所耗差大，所得的脈衝輸出能量越大。故預估若以 AlGaInAs-15x2 QWs 量子井結構為飽和吸收體，所量測到的脈衝能量應該比前者大；而圖 2.13 為不同材質所製作的量子井半導體飽和吸收體的穿透率光譜，以 InGaAsP 材質所量測得的穿透率差值為 13%，表示可調變深度也比 AlGaInAs-15x2 QWs 量子井結構小；關於此一部分在第四章將針對此三種量子井結構為飽和吸收體，研究與探討其峰值功率與脈衝雷射時域分布的穩定性。

## 第二章 圖示

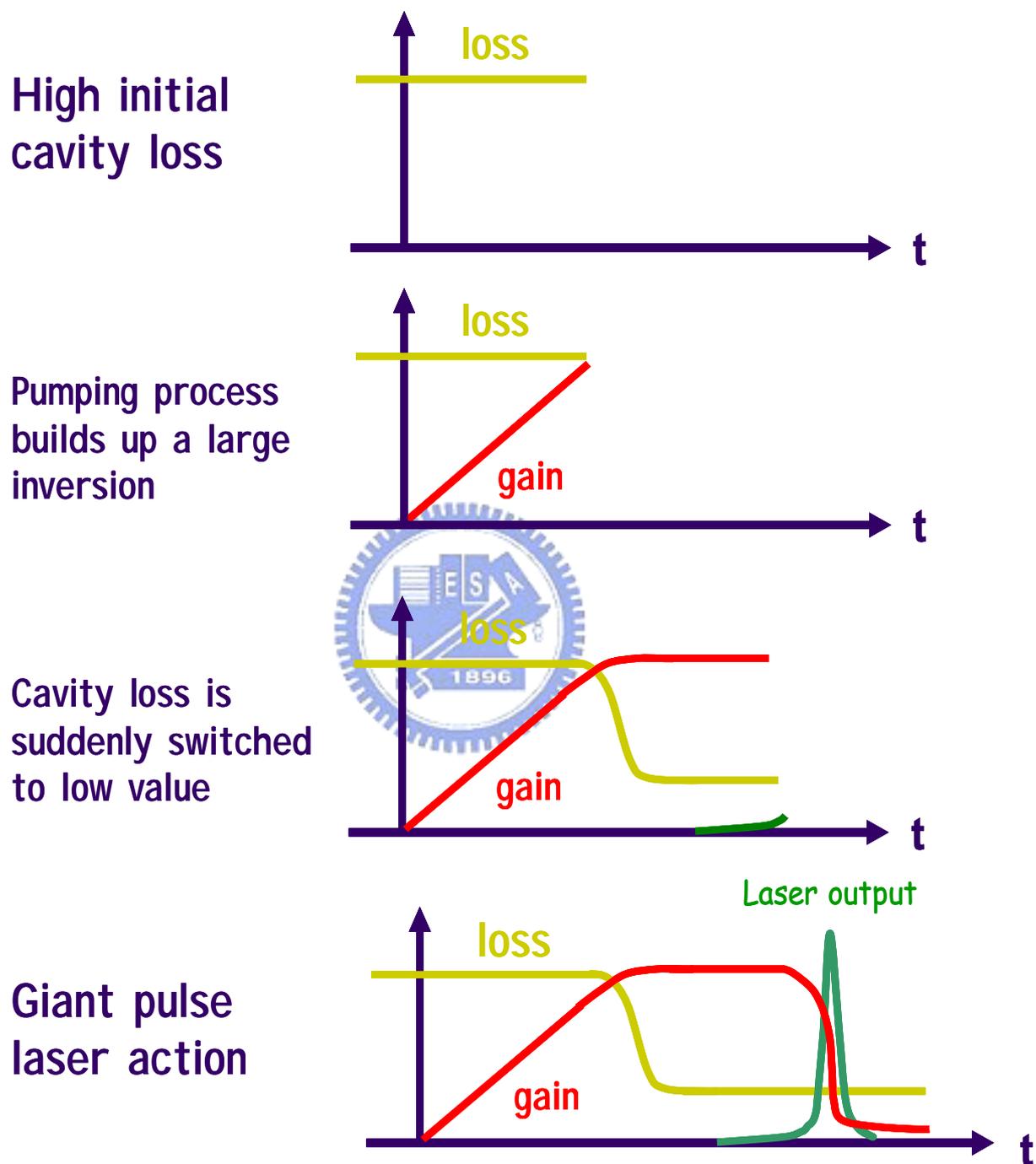
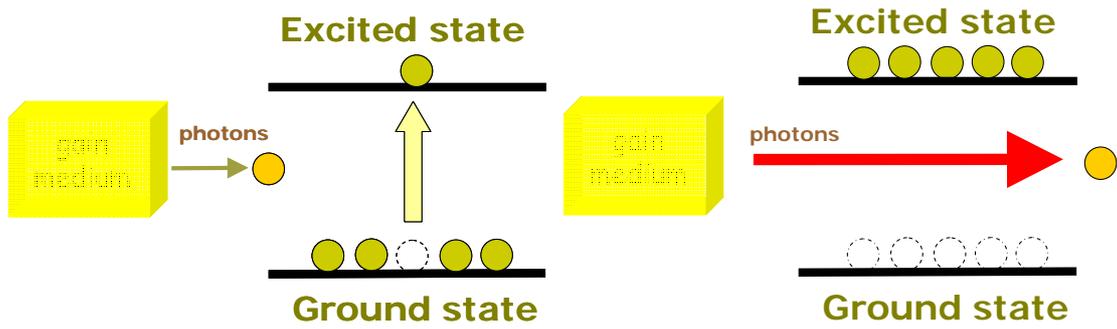


圖2.1 雷射脈衝產生過程[2]



$$N_{G \text{ to } E} = N_{E \text{ to } G}$$

Transmission

$N_{G \text{ to } E}$  : the number of electrons from ground state to excited state

$N_{E \text{ to } G}$  : the number of electrons from excited state to ground state

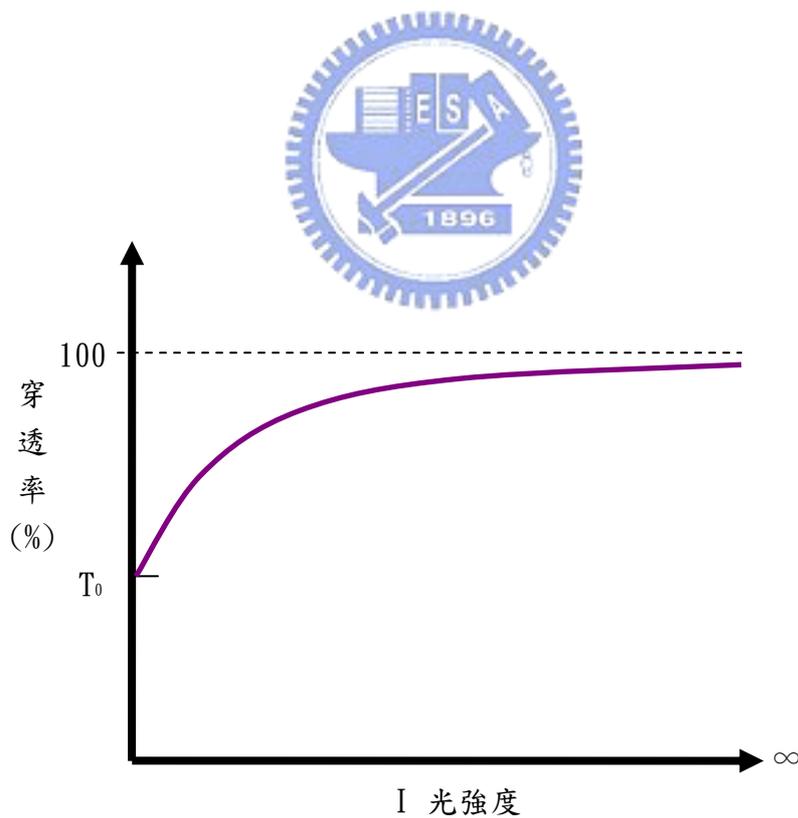


圖2.3 飽和吸收體透射率隨入射光強度之變化

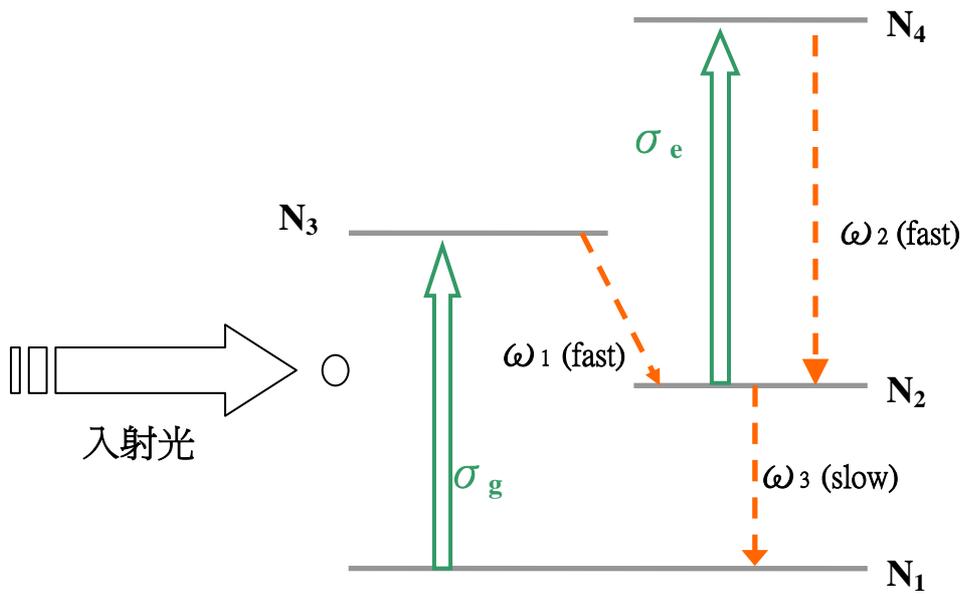


圖2.4 Cr<sup>4+</sup>:YAG飽和吸收體的能階躍遷過程[8]

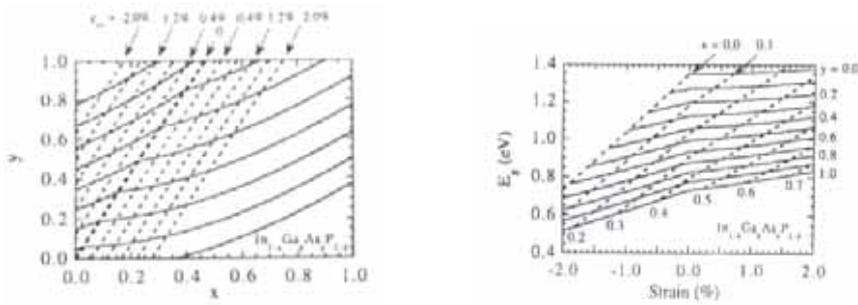


圖2.5 In<sub>1-x-y</sub>Ga<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>材料，在不同配比成分下應變比例與能帶間隙圖

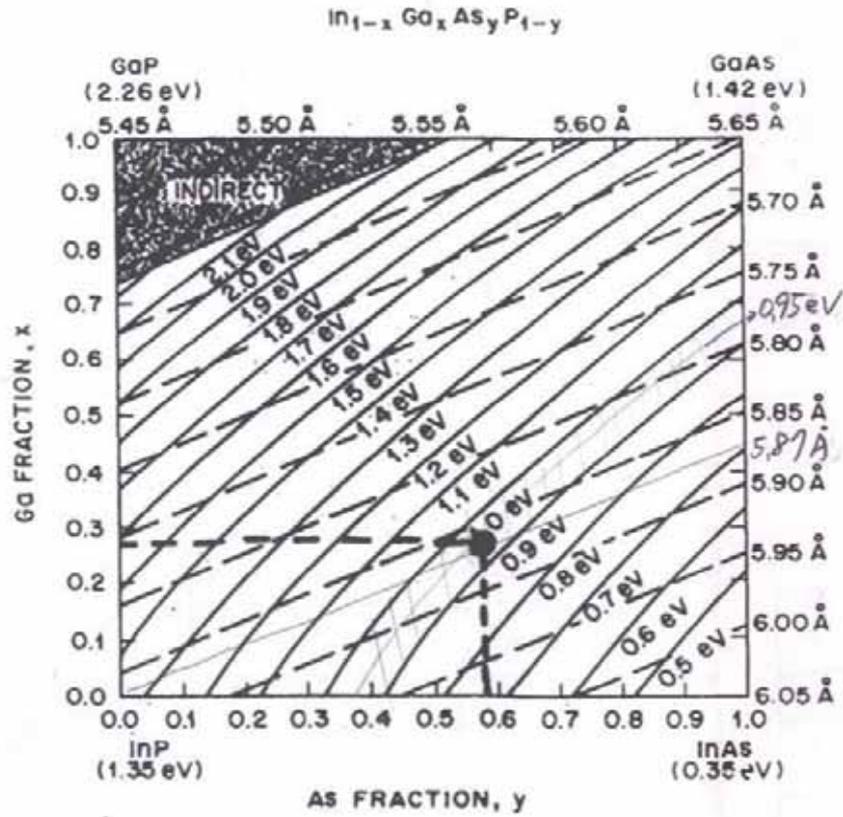


圖2.6  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 材料，在不同配比成分下晶格常數與能帶間隙關係圖

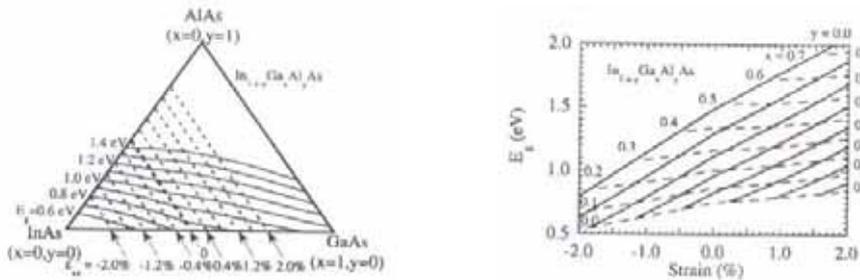


圖2.7  $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$ 材料，在不同配比成分下應變比例與能帶間隙圖[10]

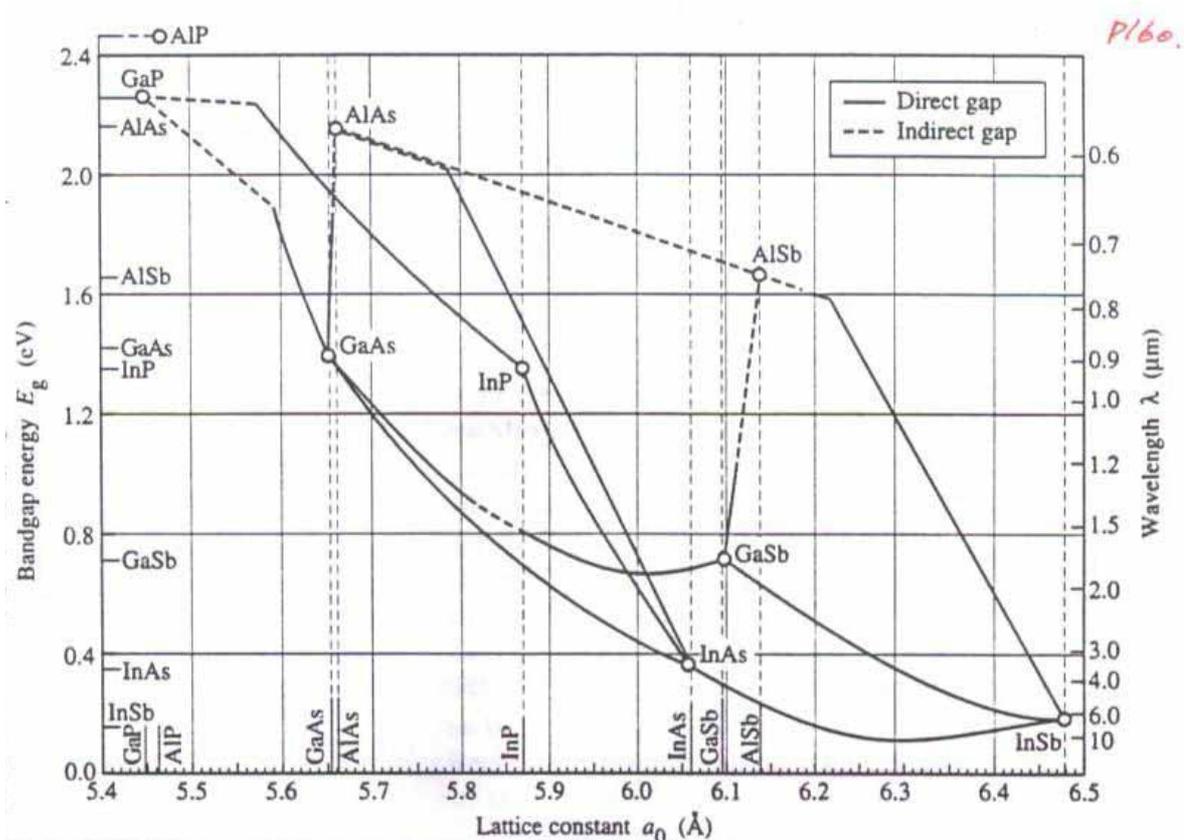


圖2.8 半導體的能帶間隙與晶格常數[11]

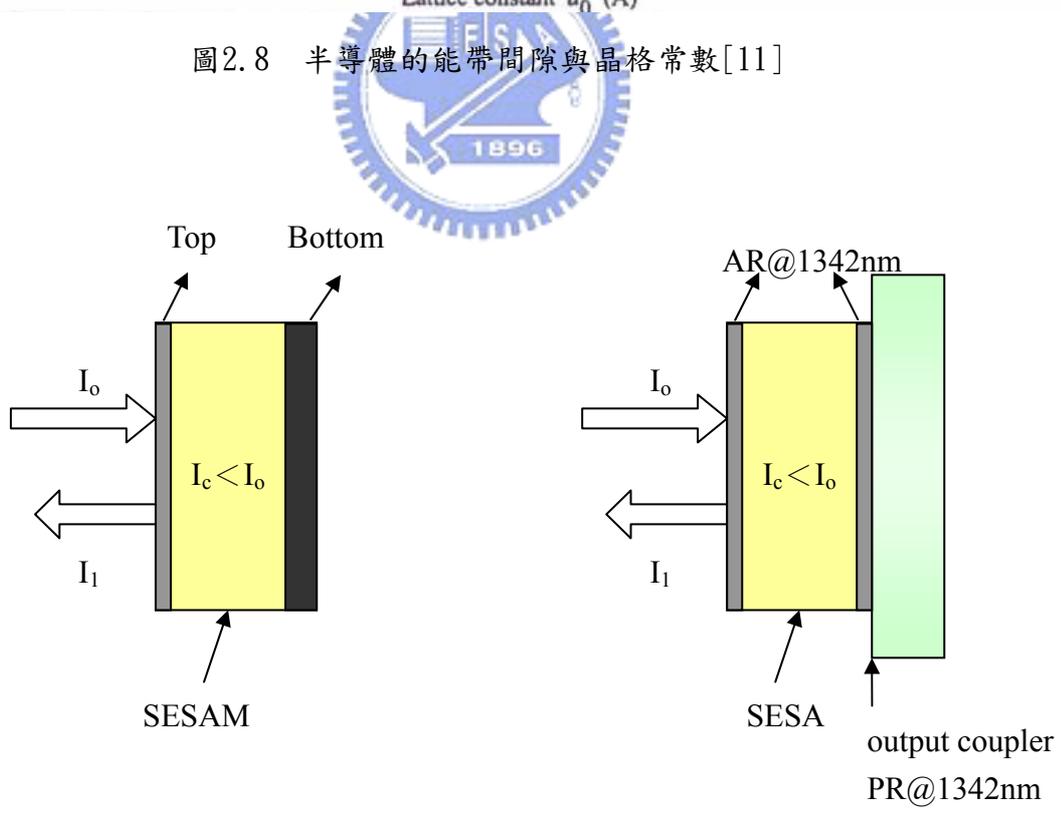


圖2.9 半導體飽和吸收鏡與半導體飽和吸收體結構示意圖

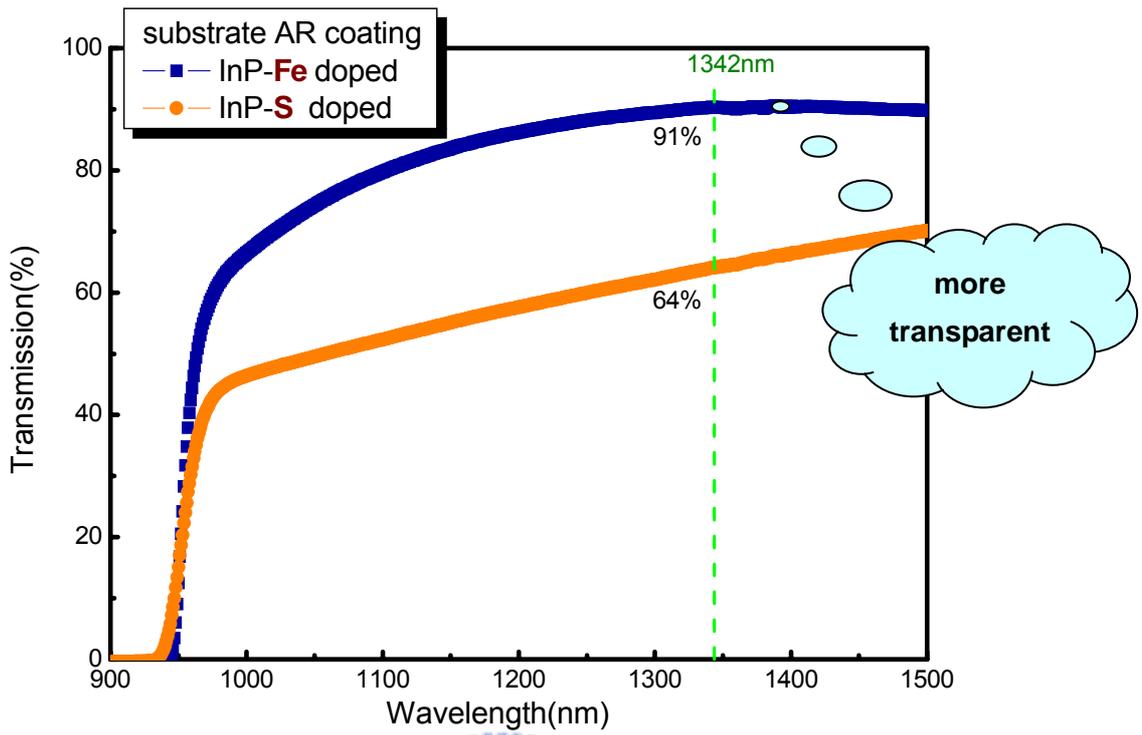


圖2.10 基材摻雜不同離子所量測之穿透率光譜圖

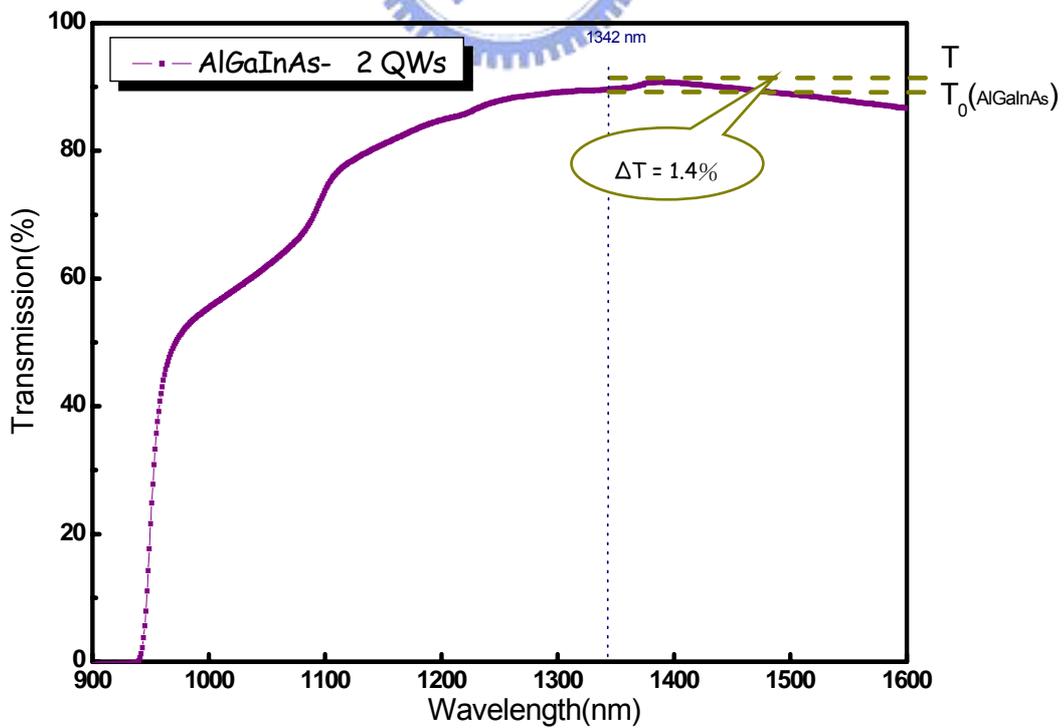


圖2.11 AlGaInAs量子井飽和吸收體的穿透率光譜圖

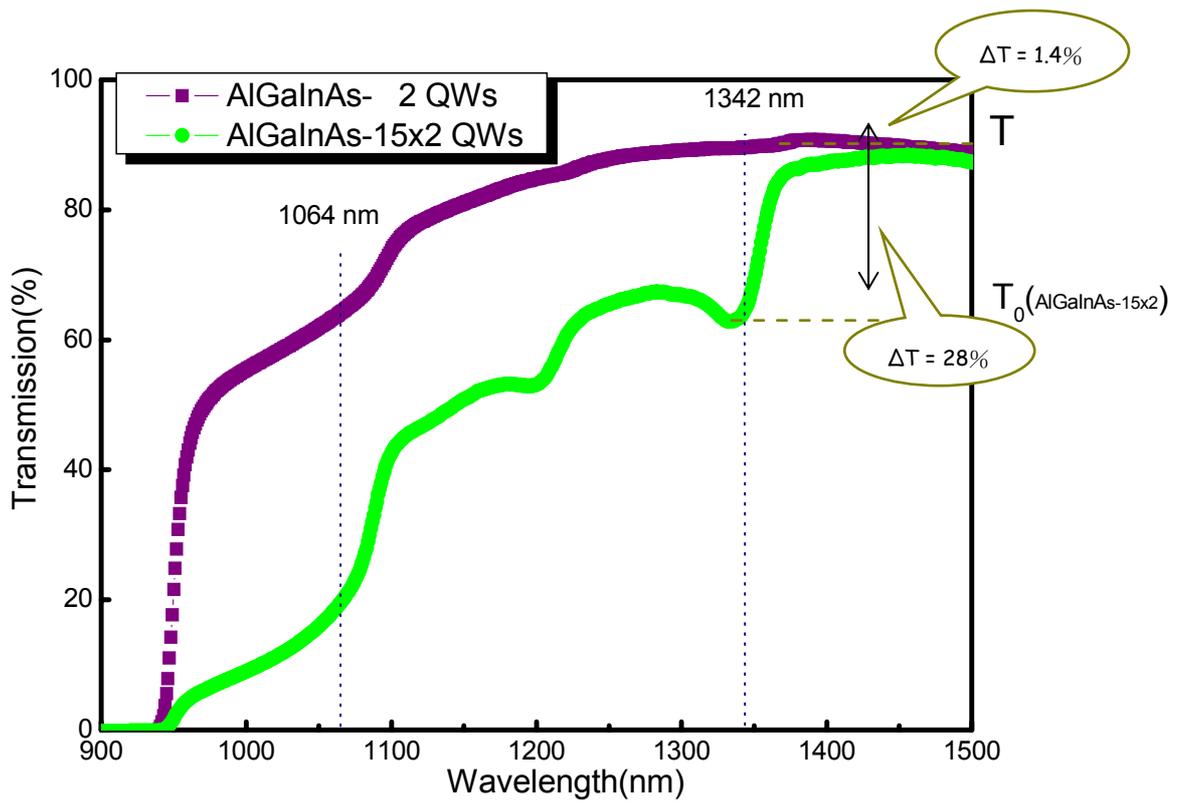


圖2.12 不同量子井數目SESA的穿透率光譜圖

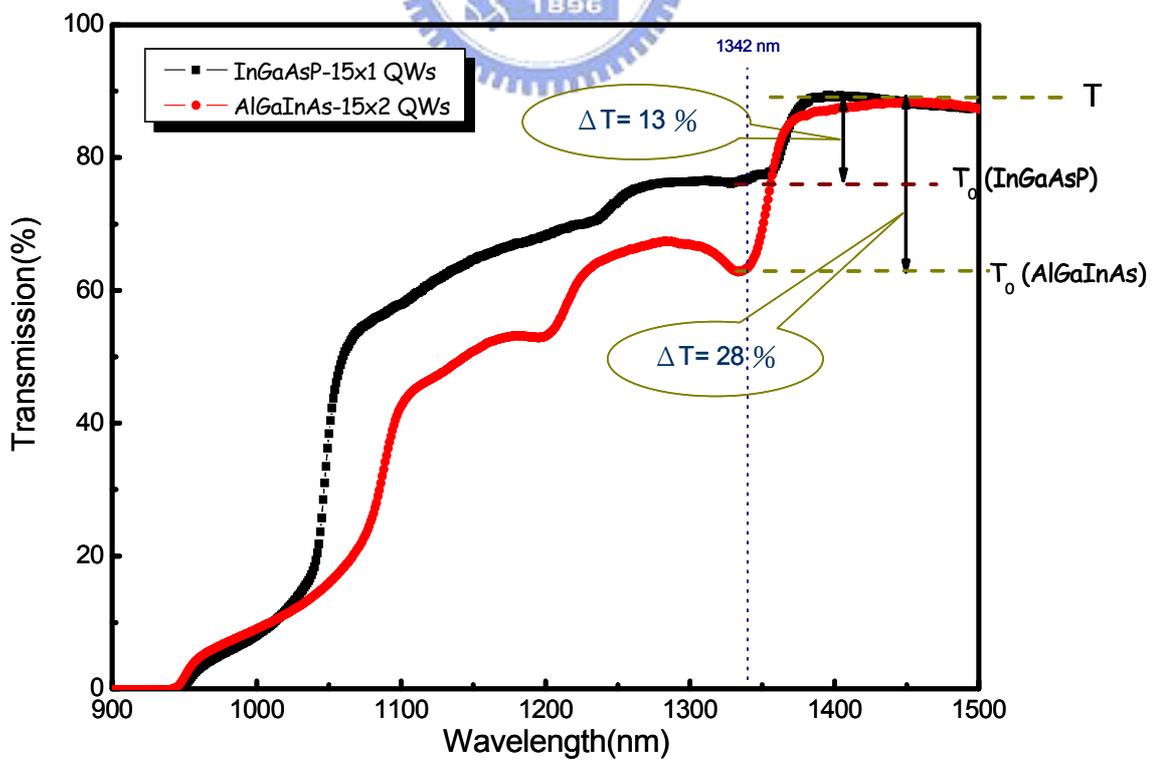


圖2.13 不同半導體飽和吸收體量子井材料的穿透率光譜圖

## 第三章 被動式Q-開關雷射的理論模型與實驗架構

### 3.1 被動式Q-開關雷射的理論模型

1995年由J.J. Degman[1]對被動式Q開關雷射進行理論研究，所推導出的雷射脈衝能量表示成(3.1)式，由此可知脈衝雷射的輸出能量與增益晶體的初始居量反轉濃度( $n_i$ )與最後的居量反轉濃度( $n_f$ )有關。探討在 high-Q 的情況下，參考前人的理論模型[2]-[4]，利用Q-開關雷射的光子密度以及居量反轉粒子密度來架構其速率方程式如下：

$$E = \frac{h\nu}{2\sigma} \cdot \frac{A}{\gamma} \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right) \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right) \quad (3.1)$$

$\gamma$  為減損因子，它相當於產生一個光子所消耗的反轉電子個數，一般的三階雷射  $\gamma=2$ ，對四階雷射而言  $\gamma=1$  [5]，我們的被動式Q開關架構為四階雷射，因此  $\gamma$  皆以1代入。

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{2\sigma n l \phi}{t_r} - \frac{\phi}{t_c} \quad (3.2)$$

$$\frac{dn}{dt} = -c\sigma n \phi \quad (3.3)$$

光子生命期為：
$$t_c = \frac{t_r}{\left[ \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L \right]}$$

其中

$\phi$ ：為光子密度 ( $\phi = \frac{\Phi}{Al}$ )；

A：為增益介質吸收的有效面積，即激發模的大小；

$l'$ ：為共振腔的長度；

$t_r$ ：  $t_r = \frac{2l'}{c}$ ，為光子長度為  $l'$  的共振腔內跑一趟所需的時間；

$c$ ：為光速；

$\sigma$ ：為增益介質上受激輻射的有效截面積；

$l$ ：為增益介質長度；

$L$ ：為光子在腔內跑一趟的損耗；

$R$ ：輸出耦合鏡的反射率；

將(3.2)式與(3.3)式相除可得

$$\frac{d\phi}{dn} = -\frac{l}{l'} \cdot \left(1 - \frac{n_t}{n}\right) \quad (3.4)$$

$n_t$  為雷射閾值的居量反轉粒子密度；

若我們考慮光子尚未產生，飽和吸收體的粒子尚停留在基態時，意即令(3.2)式

等於零 ( $\frac{d\phi}{dt} = 0$ )，得到下列的關係式：

$$n_t = \frac{1}{2\sigma l} \cdot \left[ \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L \right] \quad (3.5)$$

對(3.4)式子等號的兩邊積分，可以解得

$$\phi(t) = \frac{l}{l'} \cdot \left\{ n_i - n(t) - n_t \cdot \ln \left[ \frac{n_i}{n(t)} \right] \right\} \quad (3.6)$$

(3.6) 式中，欲使腔內光子密度達到最大值，即令居量反轉粒子密度達到其閾值時(以  $n(t) = n_t$  代入)：

$$\phi_{\max} = \frac{l}{l'} \cdot \left\{ n_i - n_t - n_t \cdot \ln \left[ \frac{n_i}{n_t} \right] \right\} \quad (3.7)$$

當脈衝結束時，光子密度回歸為零。

$$\text{令 } \phi(t) = \frac{l}{l'} \cdot \left\{ n_i - n(t) - n_t \cdot \ln \left[ \frac{n_i}{n(t)} \right] \right\} = 0 \quad (3.8)$$

計算此 (3.8) 式，得到起始與結束時的居量反轉粒子密度  $n_i$  與  $n_f$  之間的關係式為：

$$n_i - n_f = n_t \cdot \ln \left( \frac{n_i}{n_f} \right) \quad (3.9)$$


由(3.2)式，經由輸出耦合鏡輸出的瞬間功率與時間的關係式可表示為

$$P(t) = -(h\nu Al') \cdot \left. \frac{d\phi}{dt} \right|_R = \frac{(h\nu Al')}{t_r} \cdot \ln \left( \frac{1}{R} \right) \cdot \phi(t) \quad (3.10)$$

$Al'$ ：光子佔有的有效共振腔體積；

$h\nu$ ：為光子能量；

因此，輸出脈衝的瞬間最大功率(Peak power)為

$$P_i = \frac{Alh\nu}{t_r} \cdot \ln \left( \frac{1}{R} \right) \cdot \left\{ n_i - n_t \cdot \left[ 1 + \ln \left( \frac{n_i}{n_t} \right) \right] \right\} \quad (3.11)$$

$$n_i = R_p \tau - (R_p \tau - n_f) \cdot e^{\left(\frac{1}{f\tau}\right)} \quad (3.12)$$

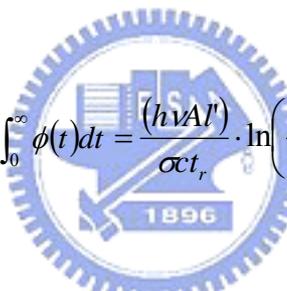
$R_p$  : 平均激發的光子密度

$\tau$  : 上能階粒子的生命週期

$f$  : Q-開關的重複率 (Hz)

$n_i$  : 為初始居量反轉粒子密度, 由 ( $\phi = 0$ ) low-Q時, 解速率方程式  $\frac{dn}{dt} = R_p - \frac{n}{\tau}$  所得到的。

將(3.10)式對時間積分, 並且利用(3.4)式代入做變換, 可得雷射的平均輸出能量:

$$E = \int P(t)dt = \frac{(h\nu A l')}{t_r} \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right) \cdot \int_0^\infty \phi(t)dt = \frac{(h\nu A l')}{\alpha t_r} \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right) \cdot \int_{n_f}^{n_i} \frac{dn}{n} = \frac{h\nu A}{2\sigma} \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right) \cdot \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right) \dots\dots\dots(3.13)$$


即可推導出如 (3.1) 式之結果。

若把(3.9)、(3.5)式代入運算之, 上式可計算出:

$$E = A l h \nu \cdot (n_i - n_f) \cdot \frac{\ln\left(\frac{1}{R}\right)}{\ln\left(\frac{1}{R}\right) + L} \quad (3.14)$$

脈衝寬度意即脈衝波形的半高寬(FWHMN)為:

$$t_p = \frac{E}{P_i} = t_c \cdot \frac{(n_i - n_f)}{n_i - n_t \cdot \left[1 + \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right)\right]} \quad (3.15)$$

### 3.2 實驗架構與雷射晶體的選擇

本實驗的實驗架構大略如圖 3.1 所示，此為短腔被動式Q-開關共振腔設計，圖中吸收體與一般探討半導體飽和吸收體研究中，最大的不同在於我們的半導體飽和吸收體上沒有布拉格反射鏡 (DBR) 的設計，我們設計磊晶的材料為穿透率高、兩面皆鍍  $1.3\ \mu\text{m}$  抗反射膜 (@1342nm AR coating)，因此需要在雷射共振腔內加入輸出耦合鏡 (耦合鏡@1342nm鍍有部份反射鍍膜)，才能使光粒子於腔內共振累積能量。對於增益介質的選擇，我們選擇  $\text{Nd}^{3+}$  摻雜濃度僅有 0.5% 的低濃度  $\text{Nd:YVO}_4$ ，而晶體長度較長為 7mm。雖然在眾多  $\text{Nd}^{3+}$  離子摻雜的增益介質中， $\text{Nd:YAG}$  和  $\text{Nd:YVO}_4$  因為都具有良好的光學、物理及熱的特性，而廣泛的被應用於各種雷射系統中，但是兩者於不同的主材料中 (host)，即使具有同樣的活性離子，所承受的晶格場 (crystal field) 也會不同，因此兩者的雷射特性也稍有差異。

表 3.1 為  $\text{Nd:YAG}$  和  $\text{Nd:YVO}_4$  物理特性與光學特性之列表 [6][7][8]，表中顯示出  $\text{Nd:YAG}$  為立方晶格 (cubic)，傳統上  $\text{Nd}^{3+}$  摻雜濃度約在 0.9~1.1%；兩者在光學性質的比較中， $\text{Nd:YVO}_4$  晶體由於其受激輻射截面積大 (為  $\text{Nd:YAG}$  的五倍)，以及在 808nm 波段有強吸收，使得其在固態雷射的增益介質選用中，十分受到歡迎。

表 3-1 Nd:YAG和Nd:YVO<sub>4</sub>物理特性與光學特性[6][7][8]

晶體	Nd:YAG (Nd <sup>3+</sup> :Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub> )	Nd:YVO <sub>4</sub> (Nd <sup>3+</sup> :YVO <sub>4</sub> )
英文名稱	Neodymium Doped Yttrium Aluminum Garnet	Neodymium Doped Yttrium Orthovanadate
中文名稱	摻鈦鈮鋁石榴石	摻鈦釩酸鈮
晶體結構	cubic	Zircon (tetragonal)
晶格常數	12.01 Å	a=7.12 Å , c=6.29 Å
摻雜濃度	0.9~1.1%	0.1~3%
熱光係數	7.3×10 <sup>-6</sup> /K	8.2×10 <sup>-6</sup> /K for n <sub>a</sub> 3.9×10 <sup>-6</sup> /K for n <sub>c</sub>
雷射中心波長	946nm, 1064nm, 1320nm	914nm, 1064nm, 1342nm
有效輻射截面	2.8×10 <sup>-19</sup> cm <sup>2</sup> @1064nm 4~6.4×10 <sup>-20</sup> cm <sup>2</sup> @946nm	2.5×10 <sup>-18</sup> cm <sup>2</sup> @1064nm 2.5×10 <sup>-19</sup> cm <sup>2</sup> @914nm
吸收係數	10cm <sup>-1</sup> @807.5nm, 1%doping	31.4 cm <sup>-1</sup> (π), 10.5 cm <sup>-1</sup> (σ) @808nm, 1.1%doping
幫浦中心波長	807.5 nm	808 nm
吸收頻寬	1nm @ 807.5 nm	15nm (π), 8nm (σ) @ 808 nm
自發輻射生命期	230 μs	90 μs
增益頻寬	0.6nm	0.96nm
其他	非極化輻射 熱雙折射性	平行光軸之極化輻射 具雙折射性

由雷射中心波長顯示Nd:YVO<sub>4</sub>具有1342nm的雷射波長，因此比較適合作為本實驗的增益介質。Nd:YVO<sub>4</sub>為四方晶系（tetragonal），一般的Nd<sup>3+</sup>摻雜濃度約在0.1~3%，雖然目前已有摻雜濃度高達3%的產品出現，但是針對本實驗而言並非摻雜濃度越高，雷射較果就會越好。一般而言「吸收深度」可定義為幫浦光源經過增益介質吸收而衰減至原強度 $\frac{1}{e}$ 倍時的強度。如圖3.2所示，當Nd<sup>3+</sup>摻雜濃度越高時吸收率越高，吸收深度越短，如此一來大部分的幫浦光子在增益介質很淺的地方就會被大量地吸收，造成後半段的重複吸收損耗（loss）會大於增益（gain），出現雷射輸出功率降低的問題，因此如何選擇一個適當的雷射晶體亦為重要的一項課題。本實驗中嘗試選擇使用Nd<sup>3+</sup>摻雜濃度為0.25%、0.5%與2%的增益介質，研究發現以Nd<sup>3+</sup>摻雜濃度為0.5%所得到的輸出功率效果最佳，因此本論文的各項實驗研究中皆以此濃度晶體作為1.3 μm被動式Q開關雷射共振腔之增益介質。



第三章 圖示

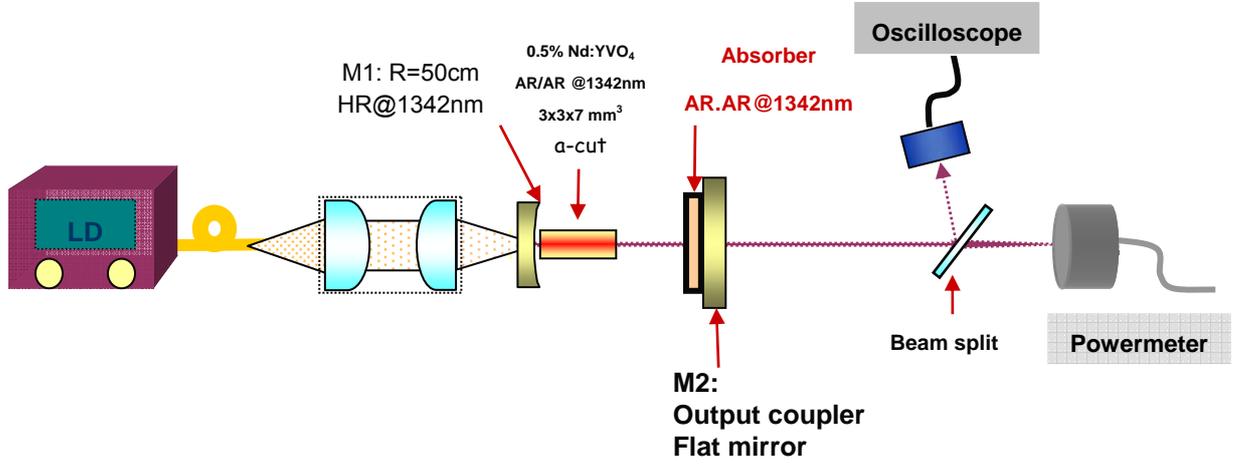


圖 3.1 平凹腔雷射架構示意圖



增益介質

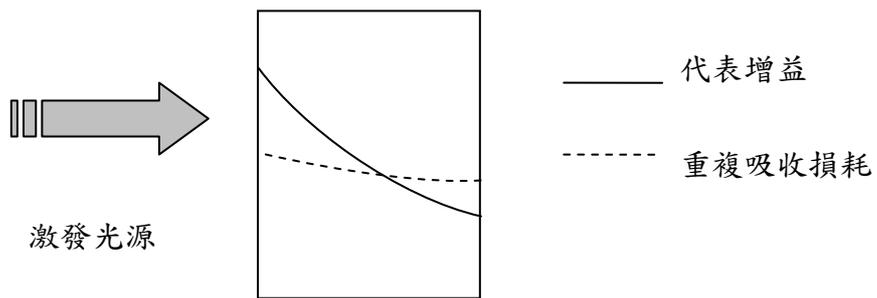


圖 3.2 增益介質中，增益與重複吸收損耗示意圖

## 第四章 實驗結果與討論

### 4.1 導論

近幾年來雷射因為具備有高能量密度之優點，在基礎研究、工業國防、生醫工程[1]、氣體偵測、距離量測方面的地位大幅提升，但是我們若以連續輸出雷射(CW laser)來進行醫療手術或是元件加工上，常常會發生熱效應(thermal effects)導致激發光太強而無法做實際的應用；醫學上證實經光纖傳輸的 $1.3\mu\text{m}$ 脈衝雷射對組織有良好的凝固功能，並且對肌體組織的穿透力也比 $1.06\mu\text{m}$ 雷射小的多，安全性能顯著較高，所以能夠設計出穩定 $1.3\mu\text{m}$ 脈衝雷射是一個值得研究的課題。由圖4.1，在808nm的激發光源下，其螢光光譜在914nm、1064nm 以及1342nm 這三個波段有較高的強度，所以目前實驗室研究的 $1.3\mu\text{m}$ 脈衝固態雷射多半是以半導體雷射來激發Nd:YVO<sub>4</sub>晶體來進行研究，由於其受激輻射截面積大(為Nd:YAG 的五倍)，以及在808nm 波段有強吸收，使得其在固態雷射的增益介質選用中，十分受到歡迎。

若我們運用Nd:YVO<sub>4</sub>晶體配合適當的半導體量子井結構為飽和吸收體，這種設計方法不僅結合了半導體雷射輕薄的特點，也囊括了固態雷射高峰值功率、高品質縱向、橫向模態，在未來將可以取代體積較大且轉換效率較低的傳統閃光燈式激發的氣體、染料雷射。

本章除了介紹以量子井飽和吸收體實現1342nm脈衝雷射之外，將從共振腔設計與飽和吸收體的選用這兩方面深入研究，比較InGaAsP與AlGaInAs作為飽和吸收體的脈衝雷射的實驗成果，並針對半導體量子井飽和吸收體的物理特性作一定性的研究，設計出一可靠度佳之 $1.3\mu\text{m}$ 雷射供學術研究參考。

## 4.2 半導體飽和吸收體之量子井數對於1.3 $\mu\text{m}$ 被動式Q開關雷射之影響

### (一)實驗架構

實驗採用單端激發式的直線腔架構，如圖4-2。激發光源最大輸出功率為 2.2W的二極體雷射，二極體雷射之輸出波長為808nm，經由光纖耦合至1:1的耦合鏡組，透過焦距為50cm鍍有808nm高穿透膜以及1342nm高反射膜之前鏡，再聚焦到兩端面皆鍍有 1342nm 高穿透膜a-cut的Nd:YVO<sub>4</sub>雷射晶體上，Nd:YVO<sub>4</sub>晶體其激發光點大小為 0.3mm。雷射晶體中Nd 離子的摻雜濃度為 0.5 %、晶體長度為7mm，此雷射晶體為了避免高功率pumping造成碎裂，所以使用低摻雜濃度之晶體，晶體外層包裹銅片，放入銅製的通水座中，將通水座溫度控制於25°C，並將雷射晶體儘量靠近輸入耦合鏡。本實驗中以AlGaInAs形成兩個量子井結構作為Q-開關雷射的半導體飽和吸收體(Semiconductor Saturable Absorber簡稱為SESA)，半導體飽和吸收體面上鍍有 1342nm 抗反射的鍍膜。由於飽和吸收體為SESA結構，並沒有鍍上布拉格反射鏡面結構(Distribution Bragg Reflection 簡稱 DBR)因此需要外加一輸出耦合鏡，輸出耦合鏡M2是個平面鏡，平面鏡上針對1342nm 波長鍍部分反射膜(R>96%)，以及1064nm鍍高穿透膜(T>95%)且對激發光源(808nm)波長為高穿透(T>90%)輸出耦合鏡；本實驗裝置之設計，是為了要使激發光源能最有效率的進入共振腔、聚焦於增益介質晶體上，並針對1342nm波長設計最適當的共振腔。在此，為了探討雷射共振腔的長度對於輸出功率、脈衝能量與脈衝雷射時域穩定度之影響，我們將依序更改腔長為1.4公分、5公分、10公分、20公分，詳細紀錄增加二極體雷射激發功率時，雷射的輸出功率、重複率與脈衝雷射光偵測訊號圖形。

## \* 實驗結果與討論

依照圖4. 2 的設計架構，當我們尚未加入以砷化鋁鎵銻材料製作的量子井飽和吸收鏡(AlGaInAs/InP -2Quantum Wells)做為Q-開關雷射之飽和吸收體之前，我們可得到波長為1342nm 的連續波(CW)雷射輸出。如圖4. 3在二極體雷射激發下，逐一更改共振腔長度為1.4公分、5公分、10公分、20公分時，在輸入功率為1.86W 激發下可以得到1342 nm 波段輸出功率各為 646mW、587mW、442mW、265mW，由此可知當共振腔長越長，使得腔內能量耗損較多，CW輸出功率較低之結果。接著加入長有二個量子井的砷化鋁鎵銻 (AlGaInAs) 四元半導體材料，於腔內當作Q-開關雷射飽和吸收體時，我們可得到如圖4.4 所示，波長為1342nm 的脈衝雷射輸出。

依照圖4.2實驗架構，我們每次選定一共振腔長度，逐漸增加雷射二極體之激發功率，紀錄激發功率與平均輸出功率、脈衝週期、重複率、脈衝寬度並計算脈衝能量與峰值功率，當腔長各為1.4公分、5公分、10公分、20公分時，可以得到如圖4.5 所示的1342 nm 波段脈衝雷射平均輸出功率數據圖，圖中顯示出各腔長在1.86W 的二極體雷射激發下，最大功率值為 477mW、460mW、337mW、186mW；各腔長相對應之最大重複率為 410KHz、161KHz、60KHz、30KHz，如圖4.6 所示；而脈衝雷射寬度平均值大致各為 50ns、120ns、180ns、400ns，數據如圖4.7 。經由計算分析各腔長之Q開關雷射脈衝能量，可得到如圖4.8 之數據，當腔長各為1.4公分、5公分、10公分、20公分時，對應之最大脈衝能量為1.73  $\mu$ J、3.37  $\mu$ J、5.65  $\mu$ J、6.17  $\mu$ J；對應之雷射峰值功率大略各為26W、25W、28W、15W，如圖4.9 所示。

我們先針對不同的共振腔長度，以數學軟體mathcad計算腔長對於輸出1342nm 脈衝雷射可允許的橫模大小關係圖，如圖4.10 與表4-1 所示，得到當我們的雷射共振腔腔長越長，可允許的橫模尺寸越大的結果。由於腔長為20公分時的橫模尺寸較大，導致脈衝雷射出光的臨界功率值較高、腔內的損耗也較大，所

以呈現出平均輸出功率較低的結果；另外，Q-開關脈衝雷射與橫模面積有以下的關係式：

$$E_p = \frac{h\nu A}{2\sigma}$$

因此在20cm 長腔的狀況下反而能獲得最大的脈衝能量，然而伴隨而來的400ns 脈衝寬度，使得等效的峰值功率下降至15W，小於其他三種共振腔長架設之下所得到的雷射峰值功率，雖然長腔具有此一缺點，但腔長拉長對於脈衝雷射的時域分布穩定度上卻有較佳的幫助，如示波器圖所示。

表 4-1 在不同雷射共振腔長下，橫模尺寸大小數據

Cavity length(cm)	Mode size( $\mu\text{m}$ )
1.4	187.7
5	253.1
10	292.3
20	323.5

本實驗架構除了探討上述的脈衝能量與峰值功率之外，在改變腔長的過程中亦同步地利用分光鏡將脈衝雷射光束部份分光至光偵測器中，以示波器（型號 LeCory7100-1GHz oscilloscope、LeCory 9354C-500MHz oscilloscope）觀察Q-開關雷射，在不同的雷射共振腔長度之下，產生1342nm 脈衝雷射時域穩定度，在此我們大致以整齊均勻(Regular)、週期性變化(Bifurcation)、混亂無週期(Chaos)，三大類來劃分說明時域的穩定狀況；其中各腔長的示波器圖形說明如下：

圖4.11 表示當腔長為10cm，改變輸入電流產生1342nm脈衝雷射輸出的時域分佈圖。

圖4.12 (I)表示當腔長為1.4cm，輸入1.04W產生1342nm脈衝雷射輸出的時域分佈圖。

圖4.12 (II)表示當腔長為 2 cm，輸入1.04W產生1342nm脈衝雷射输出的時域分佈圖。

圖4.12 (III)表示當腔長為10 cm，輸入1.04W產生1342nm脈衝雷射输出的時域分佈圖。

圖4.12 (IV)表示當腔長為20cm，輸入1.04W產生1342nm脈衝雷射输出的時域分佈圖。

由以上各種示波器的圖形中，可以觀察得到以下兩個結論：

【1】固定腔長為10cm，逐漸增加二極體雷射的功率，比較輸入電流為1.6A pumping、2.0A pumping、2.4A pumping、2.8A pumping 的1342nm Q開關脈衝雷射的示波器時域圖形，如圖4.11 所示，可以發現當我們輸入功率的越高時，得到的脈衝雷射會有不穩定的現象；這是由於我們所使用的飽和吸收鏡為III-V族半導體砷化鋁鎵銻 (AlGaInAs) 量子井材料，半導體在高功率二極體雷射激發之下會產生熱效應，導致量子井中的電子無法完全的躍遷到高能階達到飽和吸收，有效率地把能量週期性的釋放出來，所以在時域分佈上才會產生出混亂無週期(Chaos)的脈衝雷射；反之，在低功率二極體雷射輸入之下，所得到的時域分佈就相對地整齊穩定。

【2】當我們固定輸入功率為1.04W (即輸入電流為2A)，比較四種腔長的時域圖形，可以得知當腔長為20 cm 時，示波器偵測到穩定整齊的脈衝雷射時域分佈。從圖4.12(I) 示波器圖形中可以看出，當我們把雷射共振腔架設為1.4cm，即使微調至穩定整齊的脈衝輸出，很快地就會變成混亂漫無週期不穩定的脈衝時域分佈，故我們將這些圖形歸納為混亂(Chaos)較無週期性變化的這一類；當架設腔長為5 cm 時，容易見到週期性的脈衝雷射(Bifurcation)與整齊均勻(Regular)的脈衝雷射，發生混亂不整齊的機率較低；再度拉長腔長達到10cm 時，脈衝雷射出現整齊均勻(Regular)的狀況較為頻繁，偶爾不穩定時僅會呈現一高一低週期性(Bifurcation)的變化；最後我將雷射共振腔腔長拉到 20cm時，輸出之1342nm 脈衝雷射的時域分佈幾乎都是整齊均勻的狀況，不會出現混亂無週期脈衝的時域分佈，而且從示波器拍攝之圖4.12(IV) 中可以發現，針對單一脈衝放大觀察，此時脈衝雷射開始出現鎖模的趨勢，明顯地與前三者展開的脈衝雷射圖形不

同(由於鎖模雷射不是本實驗討論的主軸，故在此不加以詳述其原理，僅略提實驗觀察中發現的結果)。

Q 開關雷射的時域分佈穩定與否，可由縱模的觀點來加以探討，當我們的雷射共振腔越短時，由於飽和吸收體為兩個量子井結構組成，如下列式子與示意圖 4.13 所示：

$$L = q \times \frac{\lambda}{2}$$

$$k \times 2L = \frac{n\omega}{c} \times 2L = \frac{2n\pi f}{c} \times 2L = q(2\pi)$$

$$f = q \times \frac{c}{2ndL} = \nu$$

$$FSR = \Delta\nu = \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2nL}$$

$L$ ：雷射共振腔腔長

$\lambda$ ：波長

$q$ ：任一整數

$\nu, f$ ：頻率

$\Delta\nu$ ：兩連續頻率之差

..... (4.1)式 [2]

$$L = \frac{(q-1)(\lambda + \Delta\lambda)}{2}$$

$$L = \frac{q\lambda}{2} - \frac{\lambda}{2} + \frac{q \times \Delta\lambda}{2}$$

以  $L = q \times \frac{\lambda}{2}$  代入，得到  $\frac{\lambda}{2} = \frac{q \times \Delta\lambda}{2}$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{q} = \lambda \times \frac{\lambda}{2L} = \frac{\lambda^2}{2L}$$



因此當腔長較短時縱模數較少，通過的駐波數也較少，因此容易產生兩個量子井同時接受到的電磁波光強度不一，可能發生如短腔圖中所示  $E_1(T_0) > E_2(T_0)$  或是  $E_1(T_0) < E_2(T_0)$ ，一個由波峰一個由波谷通過的狀況，使得兩個量子井中處於價帶的電子躍遷至導帶形成飽和透明時間不一致，駐波數少導致示波器上出現不整齊的脈衝雷射，呈現圖 4.12 (I) 的時域分布；相反地，當我們架設 20cm 的雷射共振腔長度時，正如圖 4.13 中所示駐波的波長較短，可容納的縱模數將會越多，因此通過兩個量子井的駐波數較多，以機率統計的觀點而言，通過的駐波數多量子井接受的光強度較為平均，當縱模數越多  $E_1(T_0) \sim E_2(T_0) \sim E_3(T_0) \sim E_4(T_0)$

$\sim E_5(T_0) \dots \dots \sim E_n(T_0)$ ，兩個量子井飽和吸收透明的狀況接近一致，所以才會在時域上偵測出整齊又具有週期性的脈衝雷射，呈現如圖4.12 (II)的時域分布。由以上的結果整理於表4-2，綜合以上的討論指出對於量子井數較少的半導體飽和吸收體而言，若欲得出一峰值能量佳且脈衝穩定的Q開關雷射，腔長選擇5cm~10cm之間為最適當的設計。

表 4-2 在不同雷射共振腔長下，產生 1.3  $\mu\text{m}$  脈衝雷射的各項特性

Cavity length	Threshold (W)	Ave. Power (mW)	Pulsed With (ns)	P.E. ( $\mu\text{J}$ )	Peak Power (W)	Time Domain
1.4 cm	0.22	477	~ 50	1.73	26	unstable
5 cm	0.45	460	~ 120	3.37	25	Stable
10 cm	0.51	337	~ 180	5.65	28	Stable
20 cm	0.78	186	~ 400	6.17	15	Stable (mode locking)

## (二)實驗架構

實驗架構如圖4.14，與前一實驗架構相似，激發光源最大輸出功率為 2.2W 的二極體雷射，經由光纖耦合至1:1的耦合鏡組（能量約減損15%），透過焦距為50cm鍍有808nm高穿透膜以及1342nm高反射膜之前鏡，再聚焦到兩端面皆鍍有1342nm 高穿透膜a-cut的Nd:YVO<sub>4</sub>雷射晶體上。雷射晶體中Nd 離子的摻雜濃度為 0.5 %，晶體外層包裹銅片放入銅製的通水座中，將通水座溫度控制於25°C，並將雷射晶體儘量靠近輸入耦合鏡，由於本論文所使用的飽和吸收體為SESA結構，並沒有鍍上布拉格反射鏡面結構(Distribution Bragg Reflection 簡稱 DBR)因此需要外加一輸出耦合鏡，輸出耦合鏡M2是個平面鏡，平面鏡上針對 1342nm 波長鍍高反射膜(R= 96%)，以及1064nm鍍高穿透膜(T>95%)且對激發光源( 808nm)

波長為高穿透( $T > 90\%$ )輸出耦合鏡。與前一實驗架構不同處在於半導體飽和吸收體上的量子井數目，我們在增益晶體與輸出耦合鏡中加入的半導體飽和吸收體 (SESA) 為 AlGaInAs/InP 形成的多層量子井結構，設計一組有兩個量子井共計十五組的多層結構(15x2QWs)。設計此一半導體飽和吸收體，是為了要探討量子井數對於輸出1342nm波段Q 開關脈衝雷射的影響。因此，我們將固定雷射共振腔的長度約為1.4cm，僅改變半導體飽和吸收體量子數，逐漸增加二極體雷射的輸入功率，紀錄脈衝雷射的輸出功率、重複率與脈衝雷射光偵測訊號圖形。

## \* 實驗結果與討論

依照圖4.14 的設計架構，當尚未加入以砷化鋁鎵銻材料製作的量子井飽和吸收鏡(AlGaInAs/InP - 15x2 Quantum Wells)做為Q-開關雷射之飽和吸收體之前，我們可得到波長為1342nm 的連續波(CW)雷射輸出，在1.86W 的二極體雷射激發下，共振腔長度為1.4公分時，可以得到最大輸出功率為 646mW，接著加入長有多層量子井( 15 × 2 QWs)的砷化鋁鎵銻材料於腔內當作Q-開關雷射飽和吸收體時，我們可得到頻譜分析圖，波長為1342nm 的脈衝雷射輸出，圖4.15 為不同量子井數所得到的1342 nm 波段脈衝雷射平均輸出功率數據圖，圖中顯示出以多層量子井作為飽和吸收鏡最大功率值為171mW，明顯地比兩個量子井的平均輸出功率低；多量子井脈衝雷射最大重複率為13.6KHz 遠低於兩個量子井之重複率410KHz，如圖4.16 所示；經由計算分析各腔長之Q開關雷射脈衝能量，可得到如圖4.17之數據，最大脈衝能量為13.6  $\mu$ J；對應之雷射峰值功率為530W遠大於2-QWs的30W，如圖4.18 所示。

由兩者的實驗數據圖中可以發現，雖然以多量子結構當作飽和吸收體設計的共振腔會因為腔內損耗較大，以及由於量子井數目較多的關係，使得脈衝雷射出光的臨界值提高，平均輸出功率較低達到飽和透明的速度較慢，導致脈衝重複率遽減，僅有13.6KHz。但是多量子結構相對於兩個量子井飽和吸收體而言，最大

的優點在於能實現較大的脈衝能量，以及在超短腔的結構中亦能得到穩定且時域圖形整齊的脈衝雷射，如圖4.19 示波器圖形與圖4.20 所繪的示意圖，由示意圖中可瞭解當只有兩個量子井時通過的縱模數較少，因此平均看來容易產生兩個量子井同時接受到的電磁波光強度不一，可能發生如短腔圖中所示 $E_1(T_0) > E_2(T_0)$ 或是 $E_1(T_0) < E_2(T_0)$ ，一個由波峰一個由波谷通過的狀況，使得兩個量子井中處於價帶的電子躍遷至導帶形成飽和透明時間不一致，量子井數少再加上短腔會使得駐波數少導致示波器上出現不整齊的脈衝雷射，呈現圖4.19 (a) 的時域分布；相反地，當我們以較多的量子井結構當做半導體飽和吸收體 (SESA) 時，如圖4.20 中所示，由於量子井數多以機率統計的觀點而言，次數較多量子井接受的光強度較為平均，光強度  $E_1(T_0) \sim E_2(T_0) \sim E_3(T_0) \sim E_4(T_0) \sim E_5(T_0) \dots \sim E_n(T_0)$ ，兩個量子井飽和吸收透明的狀況接近一致，所以才會在時域上偵測出整齊又具有週期性的脈衝雷射，呈現如圖4.19 (b) 的穩定脈衝時域分布。由於我們的目標是為了要設計體積較小且脈衝穩定的超短腔結構，經由表4-3整理表所示，相較之下多量子井結構比較切合我們研究的目標，因此在未來的研究中，我們將著眼於多量子井的半導體飽和吸收體結構，以期能夠設計穩定且能量較高的 $1.3 \mu\text{m}$  脈衝雷射。

4-3 不同量子井數之飽和吸收體，產生  $1.3 \mu\text{m}$  脈衝雷射的各項特性

Absorber (material)	Ave. Power (mW)	Pulsed Energy ( $\mu\text{J}$ )	Pulsed Width (ns)	Peak Power (W)	Time Domain
AlGaInAs (15x2 QWs)	171	13.6	25.7	530	more stable
AlGaInAs (2 QWs)	477	1.73	50	26	unstable

### 4.3 探討量子井材料對於1.3 $\mu\text{m}$ 被動式Q開關雷射之影響

#### \* 實驗架構

實驗架構依然採用單端激發式的直線腔(如圖4.21, 4.22)。激發光源最大輸出功率為 2.2W的二極體雷射，二極體雷射之輸出波長為808nm，經由光纖耦合至 1:1的耦合鏡組，透過焦距為50cm鍍有808nm高穿透膜以及1342nm高反射膜之前鏡，再聚焦到兩端面皆鍍有 1064nm 高穿透膜a-cut的Nd:YVO<sub>4</sub>雷射晶體上，Nd:YVO<sub>4</sub>晶體其激發光點大小為 0.3mm。雷射晶體中Nd 離子的摻雜濃度為 0.5 %、晶體長度為 7mm，此雷射晶體為了避免高功率pumping造成碎裂，所以使用低摻雜濃度之晶體，晶體外層包裹銅片，放入銅製的通水座中，將通水座溫度控制於 25°C，並將雷射晶體儘量靠近輸入耦合鏡。由於飽和吸收體為SESA結構，並沒有鍍上布拉格反射鏡面結構(Distribution Bragg Reflection 簡稱 DBR)因此需要外加一輸出耦合鏡，圖中的輸出耦合鏡M2是個平面鏡，平面鏡上選擇對於 1342nm 波長鍍反射率為 96%的高反射膜，1064nm鍍高穿透膜(T>95%)、對激發光源(808nm)波長為高穿透(T>90%)輸出耦合鏡，整個雷射共振腔腔長約為1.4公分；本實驗中將分別使用 AlGaInAs/InP 形成多層量子井結構(15x2 Quantum Wells)，以及常用的 InGaAsP/InP 材料所形成的多量子結構(15 Quantum Wells)作為Q-開關雷射的半導體飽和吸收體(SESA)，半導體飽和吸收體面上皆鍍有 1342nm 抗反射的鍍膜。此實驗設計之目的在於研究以不同III-V族材料製做出四元的量子井結構對於1342nm脈衝雷射能量與時域分佈穩定度。為了探討飽和吸收體對於輸出功率、脈衝能量與脈衝雷射時域穩定度之影響，實驗過程中將會紀錄增加二極體雷射激發功率時，雷射的輸出功率、重複率與脈衝雷射光偵測訊號圖形。

## \* 實驗結果與討論

當分別加入以砷化鋁鎵銻材料製作的量子井飽和吸收鏡(AlGaInAs/InP - 15x2 Quantum Wells)與磷化銻鎵砷材料製作的量子井飽和吸收鏡(InGaAsP/InP - 15 Quantum Wells)作為Q-開關雷射之飽和吸收體，皆可得到1342nm波段穩定的脈衝雷射輸出；在1.86W 的二極體雷射激發下，可以得到最大輸出功率分別為171mW 與131mW，如圖4.23 所示，以砷化鋁鎵銻材料(AlGaInAs QWs)為飽和吸收體腔內損耗較多，需要幫浦較高的功率才能使居量反轉濃度增大至足以雷射出光，故產生脈衝雷射的幫浦臨界值為1W 大於磷化銻鎵砷量子井飽和吸收體 (InGaAsP QWs) 的0.73W ；脈衝雷射最大重複率分別為50KHz 與10KHz，圖 4.24，計算出兩者的脈衝能量分別為 13.6  $\mu$ J 與 3.6  $\mu$ J，圖 4.25，雷射峰值功率平均數量級約為480W與150W，圖 4.26。



表 4-4 不同量子井材料之飽和吸收體，產生 1.3  $\mu$ m 脈衝雷射的各項特性

Absorber (material)	Ave. Power (mW)	Repetition Rate (KHz)	P.E. ( $\mu$ J)	Width (ns)	Peak Power (W)	Time Domain
InGaAsP (15QWs)	131	45	3.6	25	195	more stable
AlGaInAs (15x2 QWs)	171	13.6	13.6	25.7	530	more stable

以上的實驗結果整理如表 4-4 所示，顯示出以砷化鋁鎵銦(AlGaInAs/InP - 15x2 QWs)製作的量子井飽和吸收體作為 1.3  $\mu\text{m}$  脈衝雷射的效果較佳，優於以往所使用的磷化銦鎵砷材質 (InGaAsP/InP - 15 QWs)，探討其物理機制主因在於兩種材料的量子井導帶結構不同，砷化鋁鎵銦(AlGaInAs)量子井的井深比為  $\frac{\Delta E_c}{\Delta E_g} = 0.7$  大於磷化銦鎵砷 (InGaAsP)  $\frac{\Delta E_c}{\Delta E_g} = 0.4$  數值[3]，我們定義導電帶井深對價電帶井深的比值稱為 band-offset ratio (BOR)，也就是說  $\text{BOR} = \frac{\Delta E_c}{\Delta E_v}$ ，如圖 4.27 (a) (b) 所示。BOR 的大小不但會對於電子溢流情形有相當大的影響，也會影響到量子井中的電子電洞濃度分佈的均勻度以及量子井中的能階高低。當導電帶井深相對於價電帶井深來的小時，如圖 4.27 (b) 導電帶的量子井有較差的電子侷限。此時有可能會造成電子的溢流，而對於價電帶的量子井則有較好的電洞侷限，但這會使得電洞濃度的分佈變的比較不均勻；反之，當導電帶井深相對於價電帶井深來的大時，導電帶的量子井有較佳的電子侷限，如圖 4.27 (a)。雷射發光的機制是電子在於導電帶與價電帶間的能階躍遷，能階的高低與所能存在的能階多寡都會影響到雷射的發光波長與雷射光的強弱，能階的高低與所能存在的能階多寡和量子井深的大小有密切的關係，當量子井深較小時，則有較少的能階及較高能量的能階存在；當量子井深較大時，則有較多的能階和較低能量的能階存在。

簡而言之，意即砷化鋁鎵銦(AlGaInAs/InP - 15x2 QWs)量子井飽和吸收體導電帶井深相對較深，可容允許的能階數較多，因此在量子井飽和吸收體中處在價帶的大量腔內光電粒子比較容易躍遷到導電帶中的低能階，再者，躍遷於量子井導電帶中的粒子也因為導電帶比較大、井深相對較大，不容易使高能帶電粒子放射損耗或是產生電子溢流的現象，所以能夠在導電帶的能階中蓄積侷限大量的電子，使得飽和吸收體飽和透明的時間較長，具有較高的居量反轉濃度，才會產生出較大的脈衝能量與峰值功率。

#### 4.4 輸出鏡反射率對於 $1.3\ \mu\text{m}$ 被動式Q開關雷射能量之影響

本論文的各項實驗架構中，在飽和吸收鏡之後都需要外加一輸出耦合鏡的主因在於：我們所使用的AlGaInAs/InP 與 InGaAsP/InP 的飽和吸收體皆為SESA結構，沒有成長布拉格反射鏡面結構(Distribution Bragg Reflection 簡稱DBR)，因此需要外加鍍有1342nm高反射膜的輸出耦合鏡來控制腔內能量的輸出。

回顧過去半導體飽和吸收鏡的發展過程中，所使用的半導體飽和吸收鏡(Semiconductor Saturable Absorber Mirror 簡稱SESAM)或是半導體飽和吸收輸出鏡(Semiconductor Saturable Absorber Mirror Output Coupler 簡稱SESAM-OC)，此兩種結構都必須在基材上鍍多層的布拉格反射鏡面結構(Distribution Bragg Reflection 簡稱 DBR) 或是SBR結構，運用此技術長出多層具有一大一小不同折射率的材料，藉此來操控腔內能量的輸出，對InP為基材在面上磊InP/InGaAsP交叉成長DBR結構時，由於兩者折射率差 $\Delta n$ 較小，SESAM就需要成長25~30對DBR結構，SESAM-OC則需要長10對左右，在半導體的成長技術上而言比較繁複，因此我們嘗試將磷化銦(InP)基材摻雜Fe-doped離子，再鍍上1342nm波段抗反射膜，如圖4.28所示(單光儀光譜)，設計在雷射共振腔中外加一面輸出耦合鏡，取代布拉格反射鏡結構。

#### \* 實驗架構

實驗架構依然採用單端激發式的直線腔(如圖4-29)，與前項實驗架構類似，僅改變飽和吸收體搭配不同反射率的輸出耦合鏡進行研究，選擇使用的平面鏡M2上鍍有1342nm 波長高反射膜，1064nm鍍高穿透膜、對激發光源(808nm)波長為高穿透，整個雷射共振腔腔長約為1.4公分；經過前面各節的討論結果，選擇以AlGaInAs/InP 形成多層量子井結構(15× 2 Quantum Wells)作為Q-開關雷射的半導體飽和吸收體(SESA)，搭配對於1342nm反射率各為94%、96%、98%的平面透鏡；本實驗設計之目的在於研究輸出鏡上的反射率鍍膜對於 $1.3\ \mu\text{m}$ 脈衝能量與雷

射閾值功率的關係，最後將討論光偵測訊號圖形上的穩定度。

## \* 實驗結果與討論

當我們尚未加入量子井作為Q-開關雷射之半導體飽和吸收體之前，我們可得到波長為1342nm 的連續波(CW)雷射輸出，如圖4.30 所示，實驗結果顯示反射率為94%的輸出耦合鏡反射率較低，故產生雷射光的閾值較高，需要幫浦較高的輸入電流才能得到1.3  $\mu\text{m}$ 雷射；接著我們先加入長有多層量子井結構的砷化鋁鎵銻材料(AlGaInAs/InP-15 $\times$  2 QWs)於腔內當作Q-開關雷射飽和吸收體時，我們可得到波長為1342nm 的脈衝雷射輸出，由平均輸出功率關係圖，顯示反射率94%的輸出鏡需要1.1W 的輸入功率才能產生脈衝雷射，仍具有腔內非飽和損耗較大、雷射閾值仍較高的缺點；但是在二極體雷射輸入功率為1.86W時，可以得到211mW 比反射率為96%與98%輸出鏡高，如圖4.31。紀錄三者所產生的脈衝重複率以輸出鏡反射率為98%最大，由於反射率較大達到居量反轉濃度速度快比較容易達到飽和，方能快速地將能量釋放出來故重複率較大，反之，反射率為94%與96%兩者重複率相近，約為15KHz左右，圖4.32，三者於示波器上所呈現出的時域關係，圖4.33、圖4.34中以反射率為98%者最為穩定，96%次之。計算三者的脈衝能量與峰值功率，圖4.35、圖4.36，皆為反射率94%之輸出鏡的數值最高，可以得到14.6  $\mu\text{J}$ 與 579W的實驗結果，如表4-5 所示，但是由於使用反射率94%的輸出鏡具有雷射出光臨界值較高，且脈衝雷射穩定度相對來說不若前兩者佳的缺點；又反射率為98% 輸出鏡的平均輸出能量較低，因此得到 SESA 結構搭配使用96%為最佳選擇的結論。另外，因為本實驗運用AlGaInAs搭配三面輸出耦合鏡所形成的脈衝能量都較先前的 InGaAsP飽和吸收體所得到的數值更高，如表4-5、表4-6 所整理之數據，因此可歸納出以AlGaInAs為量子井材質的飽和吸收體，搭配摻雜0.5% Nd:YVO<sub>4</sub>與適當的反射率輸出鏡(R=96%)，可以成功地實現1.3  $\mu\text{m}$ 穩定的高峯值脈衝雷射。

表 4-5 AlGaInAs SESA 配合不同反射率的輸出鏡，產生  $1.3\ \mu\text{m}$  脈衝雷射的各項特性

Output Coupler (Reflection) @1342nm	Threshold (W)	Ave. Power (mW)	Repetition Rate (KHz)	P. E. ( $\mu\text{J}$ )	Width (ns)	Peak Power (W)	Time Domain
98%	0.84	159	26.7	7.9	33	236	much more stable
96%	0.96	171	13.6	13.6	25.7	530	more stable
94%	1.1	211	14.65	14.6	25.1	579	stable



表 4-6 InGaAsP SESA 配合不同反射率的輸出鏡，產生  $1.3\ \mu\text{m}$  脈衝雷射的各項特性

Output Coupler (Reflection) @1342nm	Threshold (W)	Ave. Power (mW)	Repetition Rate (KHz)	P. E. ( $\mu\text{J}$ )	Width (ns)	Peak Power (W)	Time Domain
98%	0.59	115	53.5	2.9	30	97	more stable
96%	0.70	131	51.4	3.64	18.6	195	more stable
94%	0.75	172	48.3	4.77	22.7	210	stable

第四章 圖示

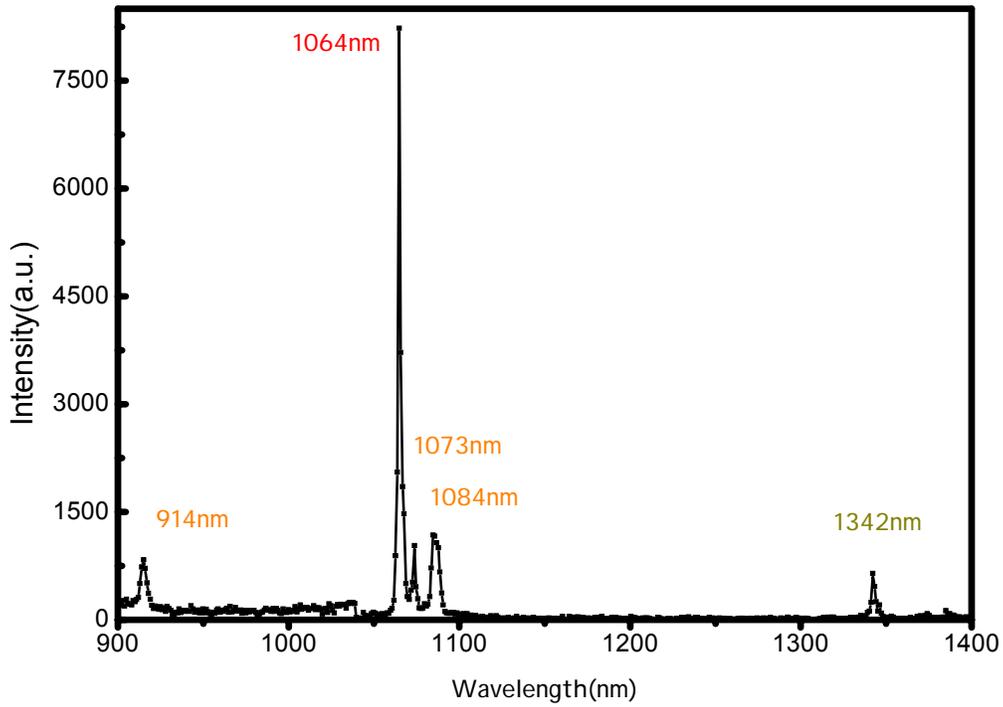


圖 4.1 Nd:YVO<sub>4</sub> 在 808nm 雷射光激發下的螢光光譜圖

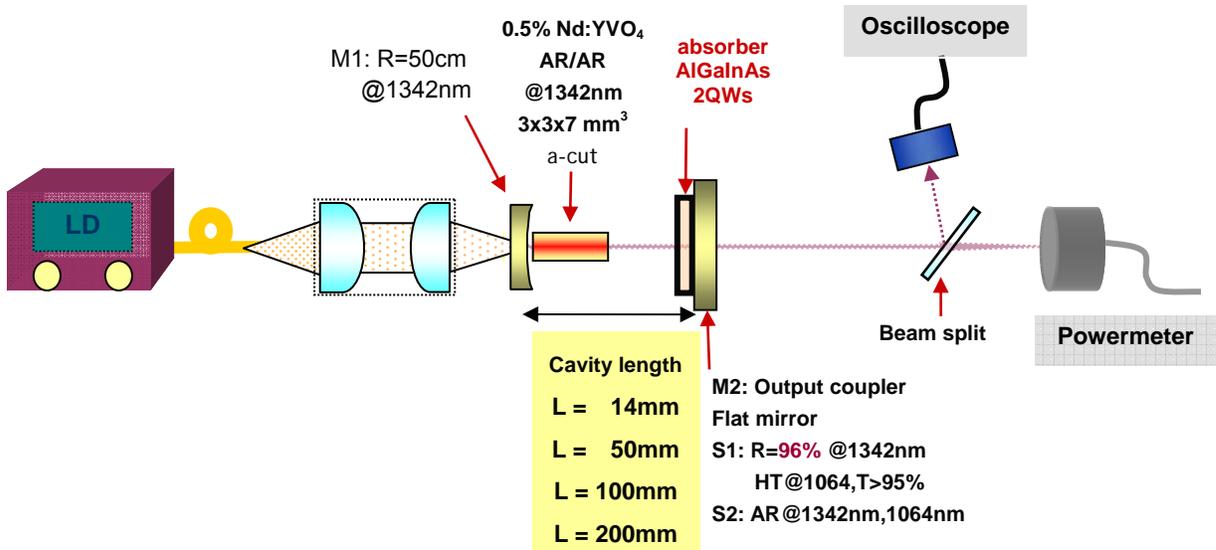


圖 4.2 1342nm 近紅外光雷射實驗架構圖

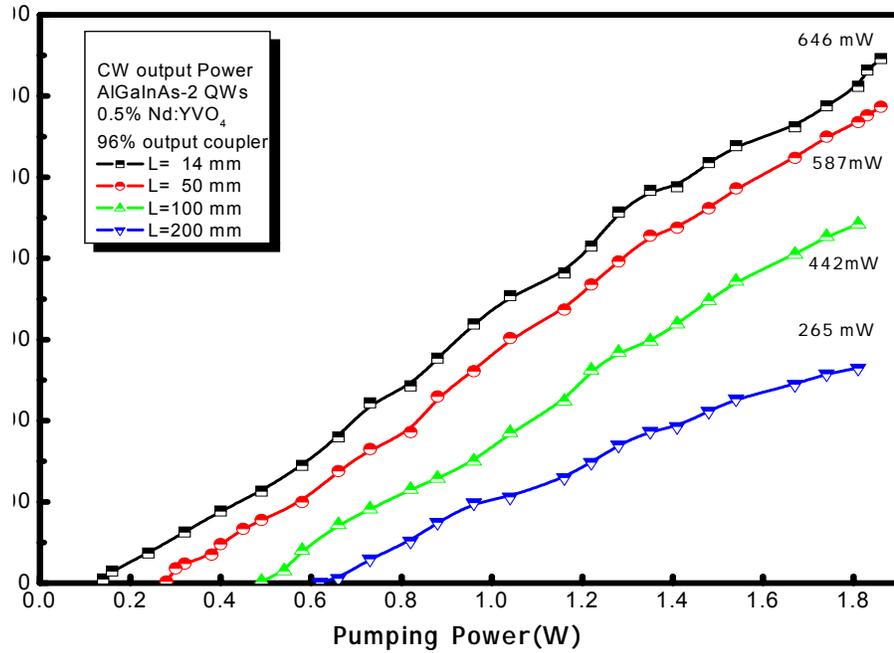


圖 4.3 不同雷射共振腔長下，激發功率與 1342nm CW 雷射輸出功率關係圖

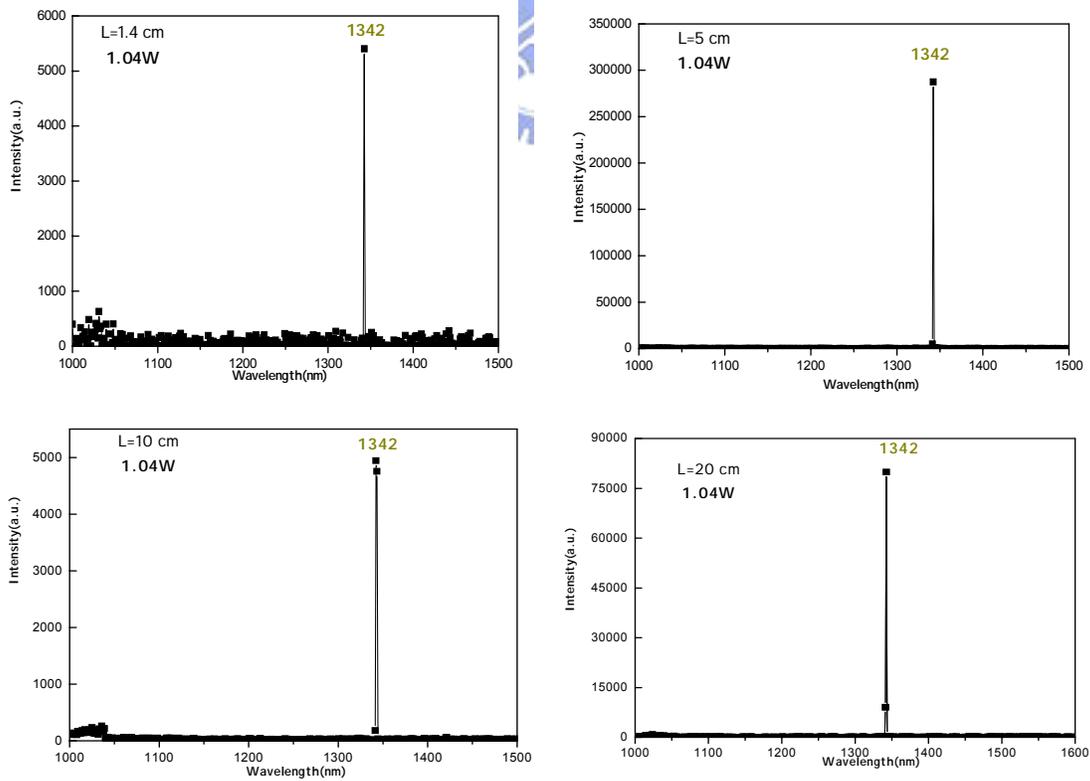


圖 4.4 固定輸入功率，改變不同腔長所得到的 Q-開關雷射頻譜分析圖

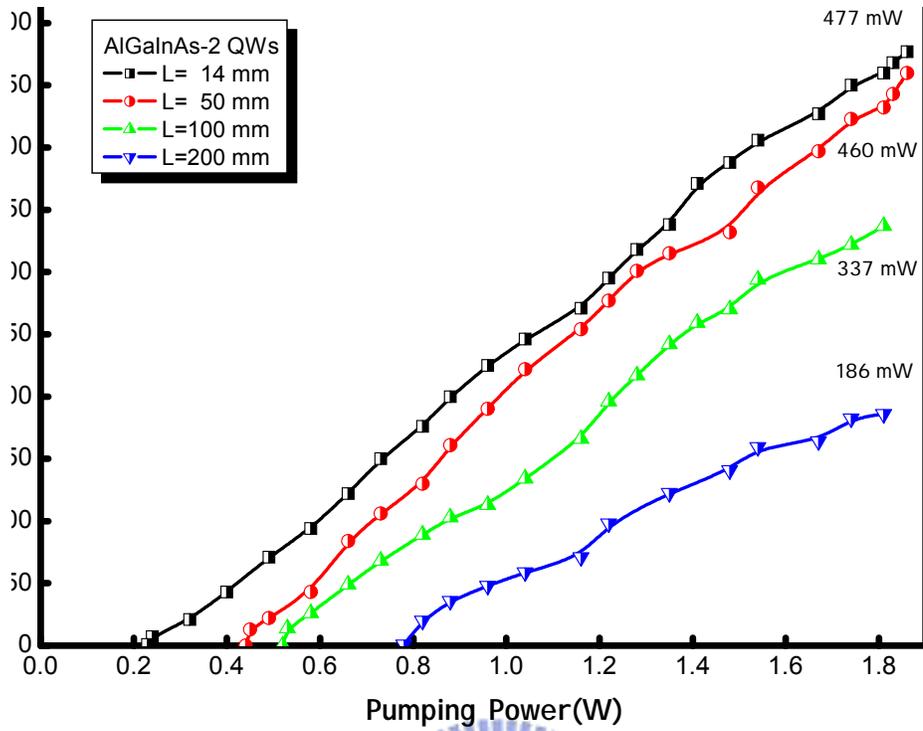


圖 4.5 1342nm Q-開關雷射在不同雷射共振腔長下，激發功率與平均輸出功率數據圖

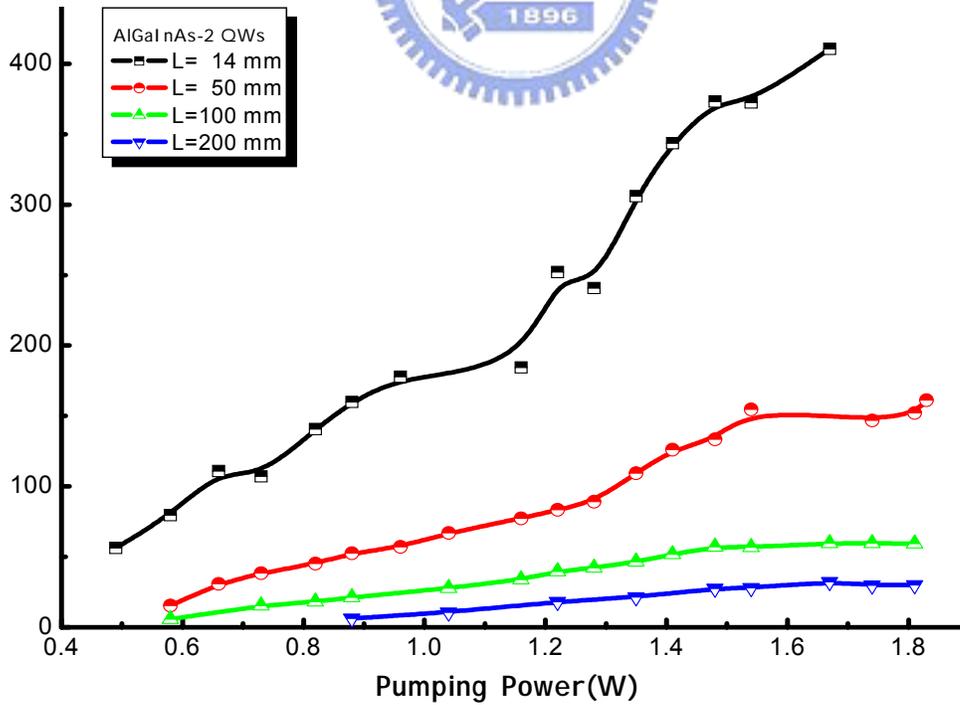


圖 4.6 不同雷射共振腔長，激發功率與 Q 開關雷射重複率關係圖

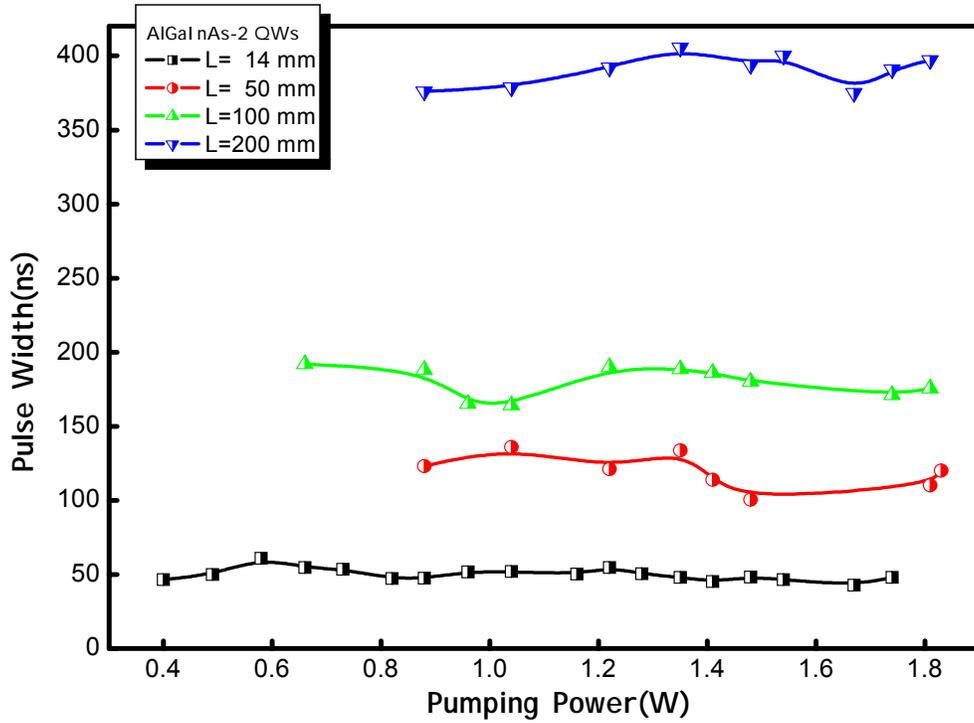


圖 4.7 不同雷射共振腔長，激發功率與 Q 開關雷射脈衝寬度關係圖

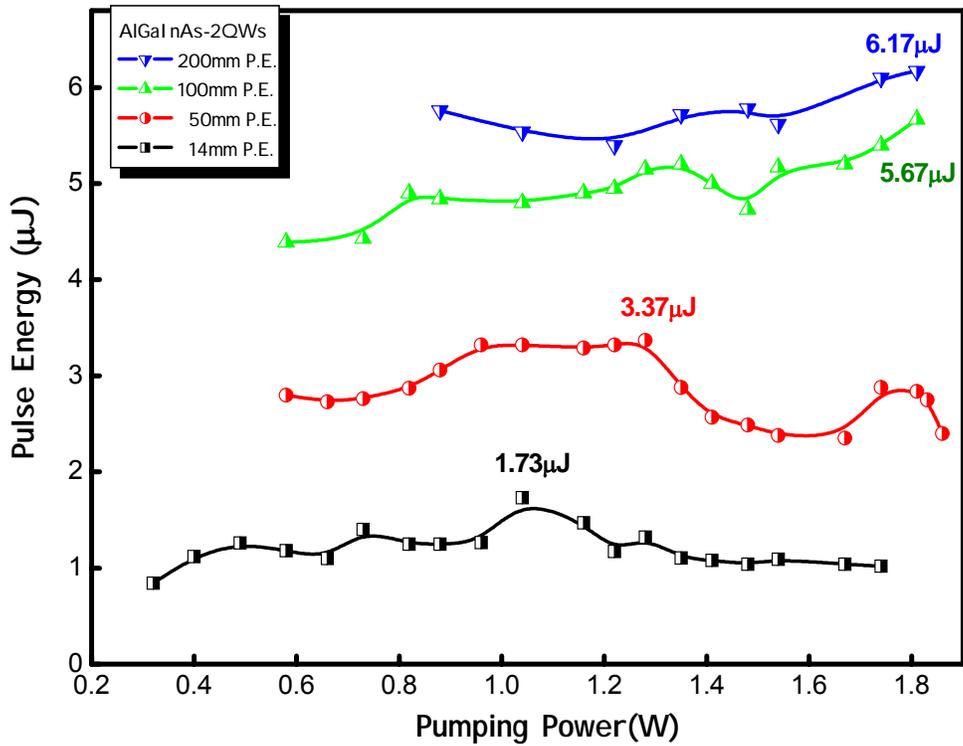


圖 4.8 1342nm Q-開關雷射在不同雷射共振腔長下，激發功率與脈衝能量數據圖

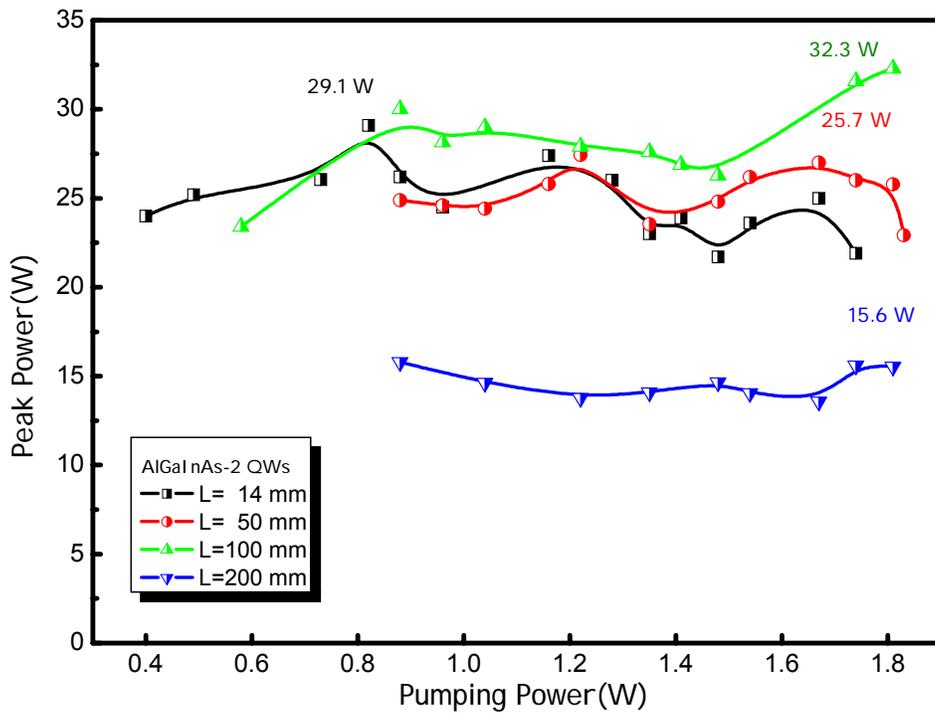


圖 4.9 在不同雷射共振腔長下，激發功率與雷射峰值功率關係圖

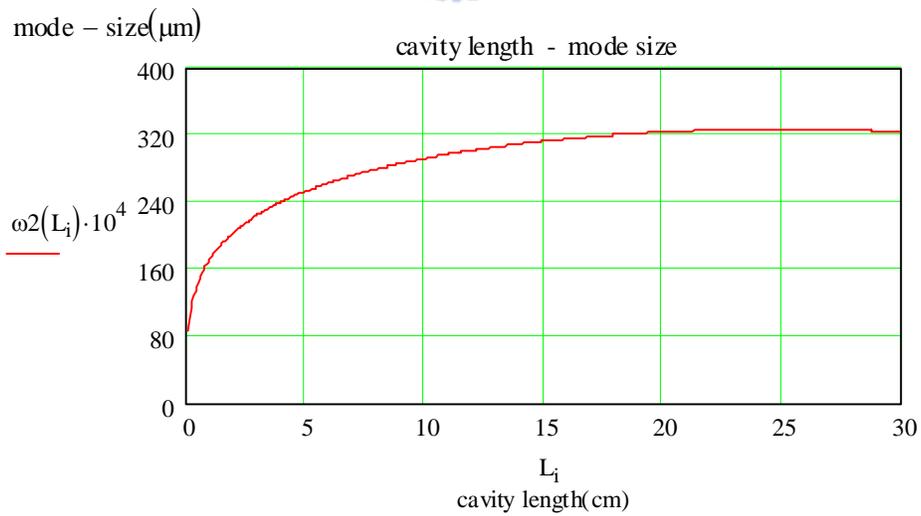


圖 4.10 在不同雷射共振腔長下，橫模尺寸大小曲線圖

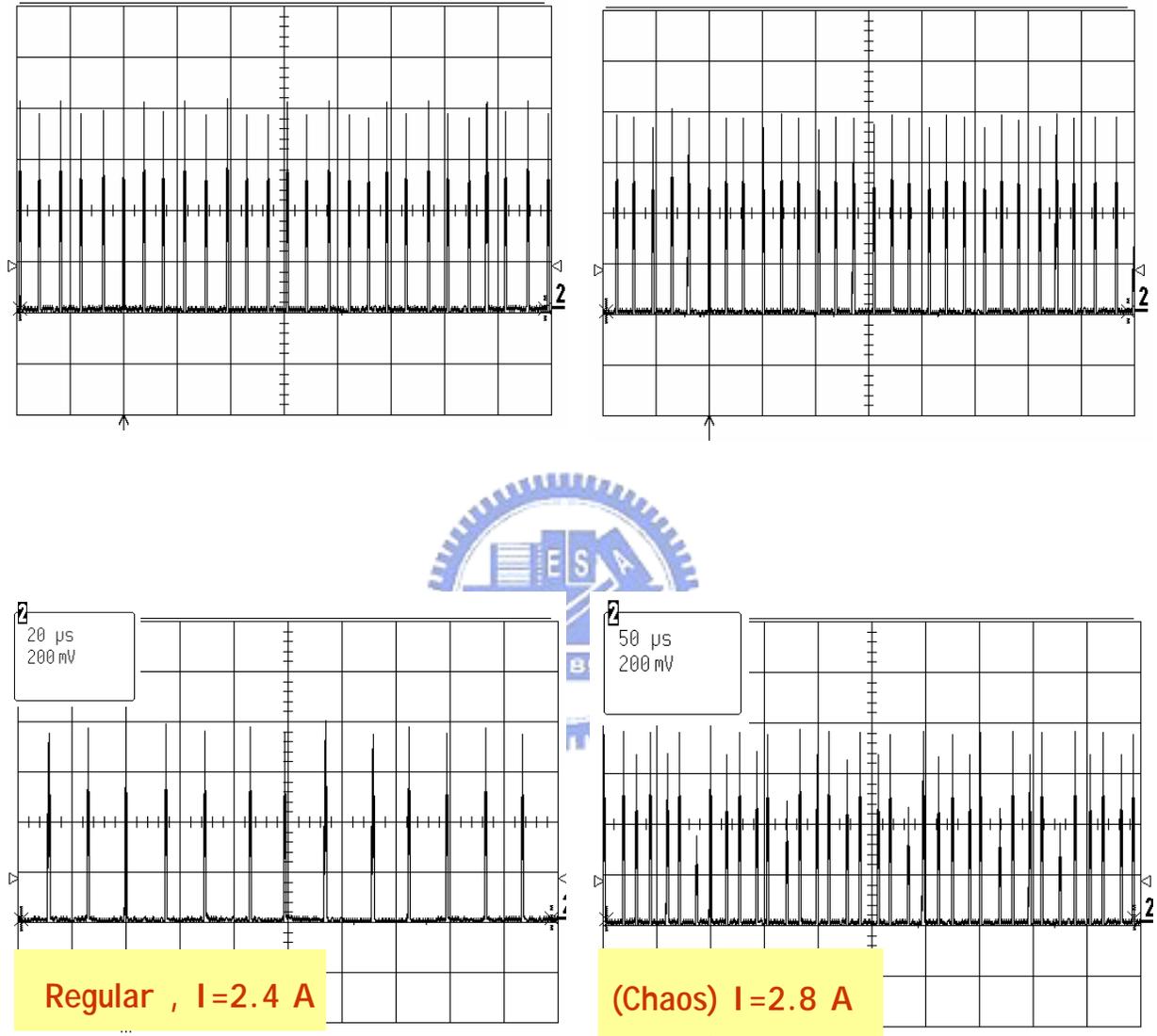


圖4.11 表示當腔長為10cm，改變輸入電流產生1342nm脈衝雷射輸出之時域分佈圖

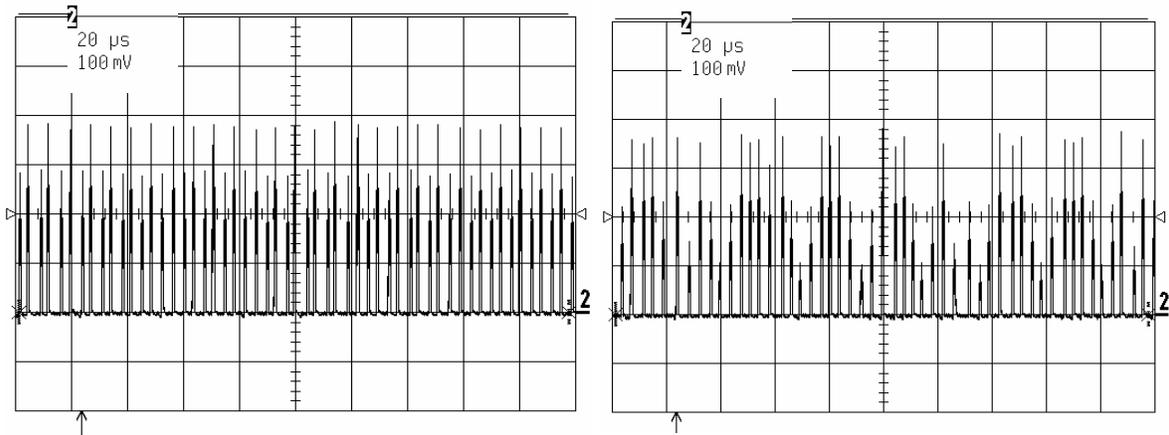


圖4.12 ( I )表示當腔長為 1.4cm，輸入1.04W產生1342nm波段脈衝雷射输出的時域分佈圖

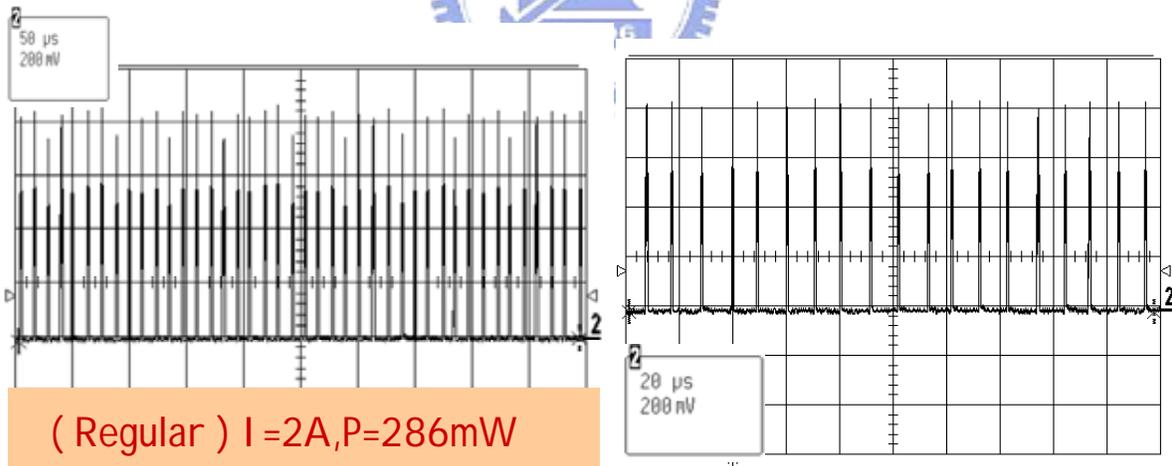


圖4.12 ( II )表示當腔長為 2 cm，輸入1.04W產生1342nm波段脈衝雷射输出的時域分佈圖

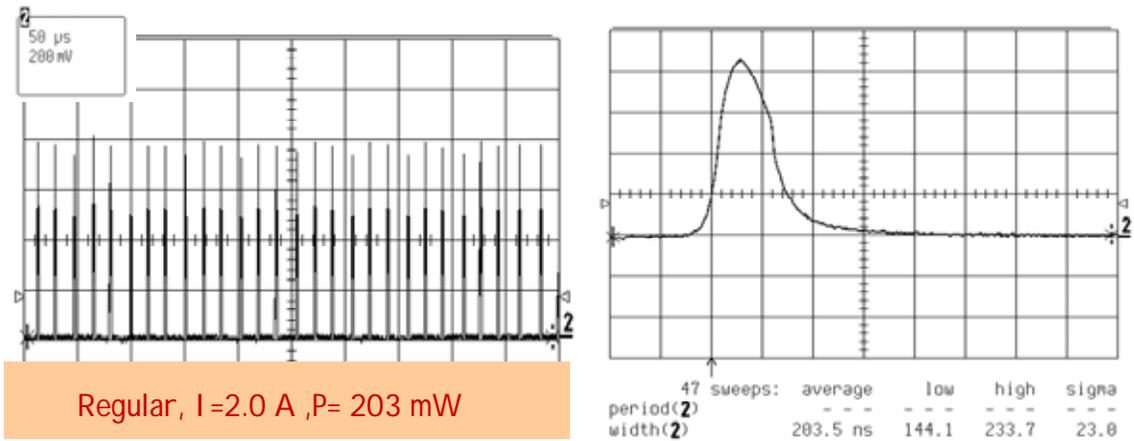


圖4.12 (III)表示當腔長為 10 cm，輸入1.04W產生1342nm波段脈衝雷射输出的時域分佈圖

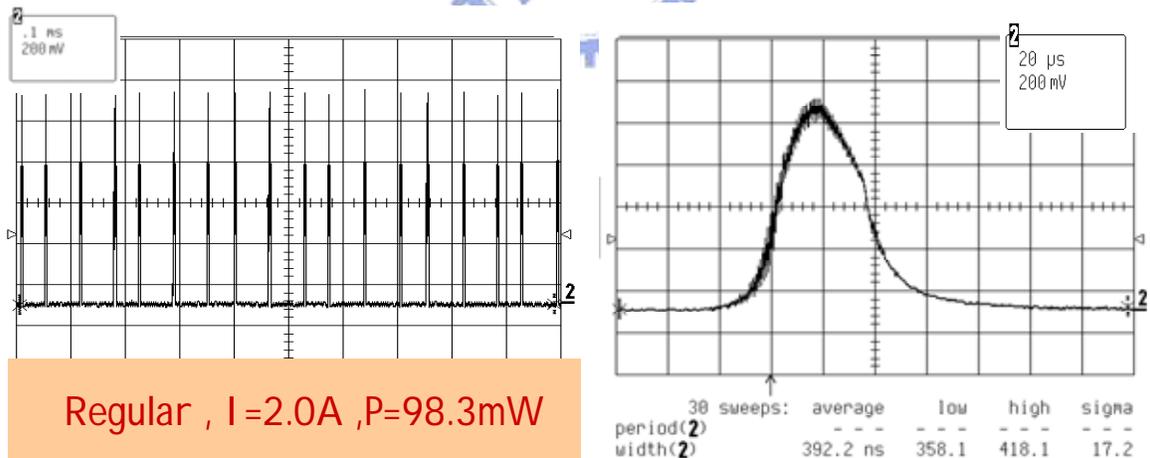
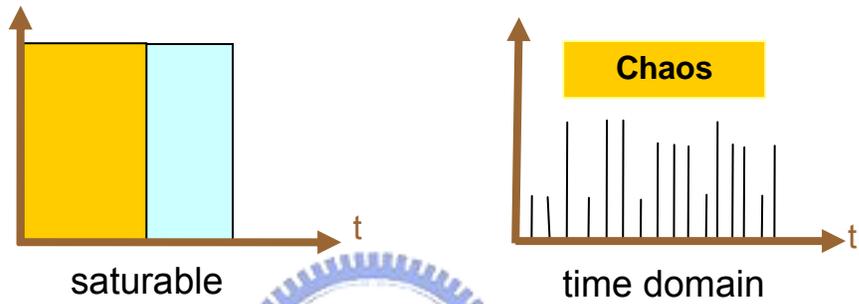
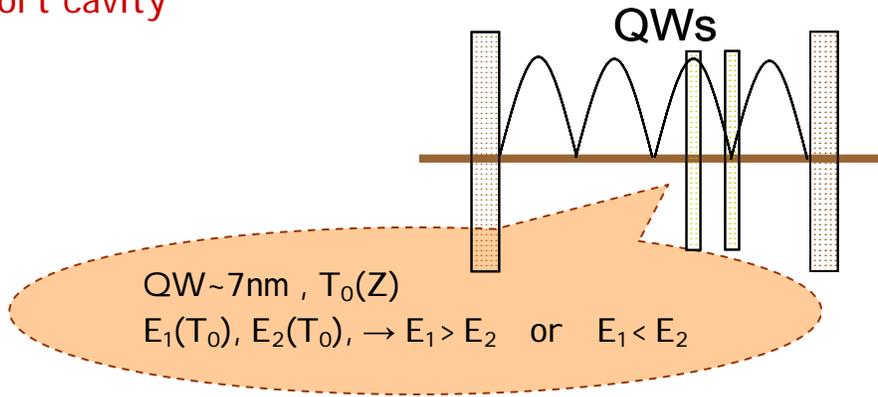
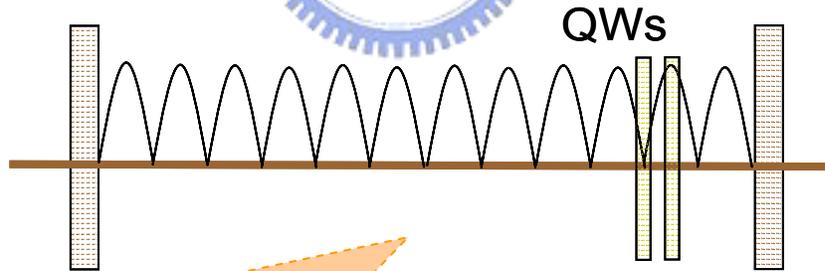


圖4.12 (IV)表示當腔長為 20 cm，輸入1.04W產生1342nm波段脈衝雷射输出的時域分佈圖

\* short cavity



\* long cavity



$E_1(T_0), E_2(T_0), E_3(T_0), E_4(T_0), E_5(T_0), \dots, E_n(T_0)$   
 $\rightarrow E_1 \sim E_2 \sim E_3 \sim E_4 \sim E_5 \dots \sim E_n \rightarrow$  transmission !!

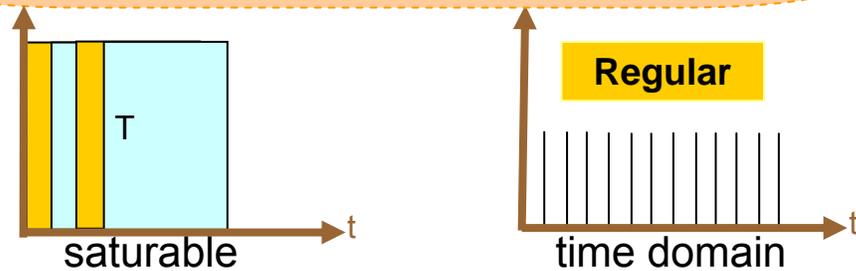


圖 4.13 探討短腔與長腔狀況之下，縱模頻域與時域示意圖

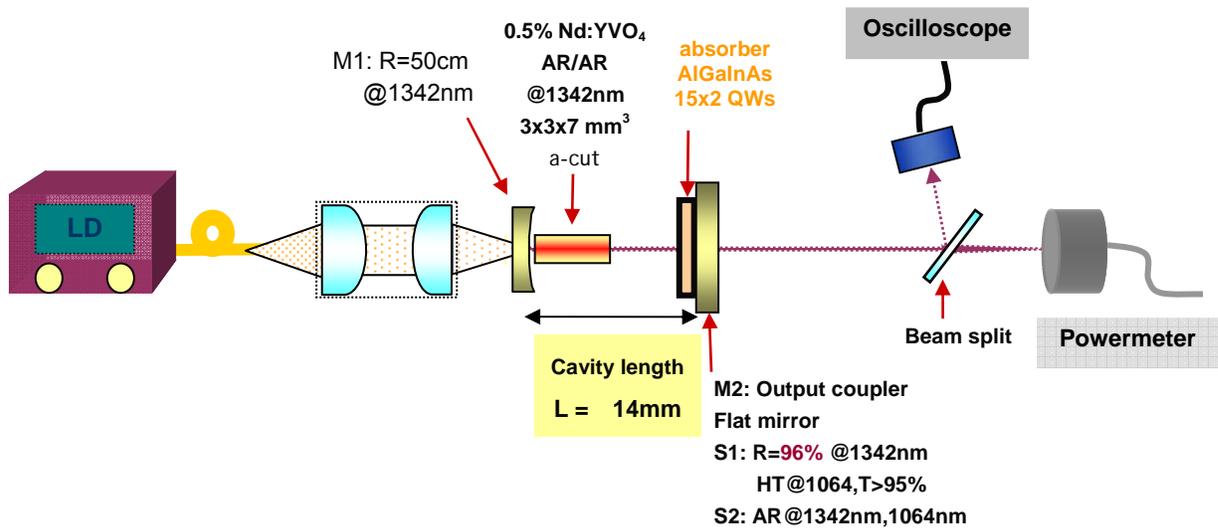


圖 4.14 以 AlGaInAs(15x2 QWs)為量子井飽和吸收體之雷射實驗架構圖

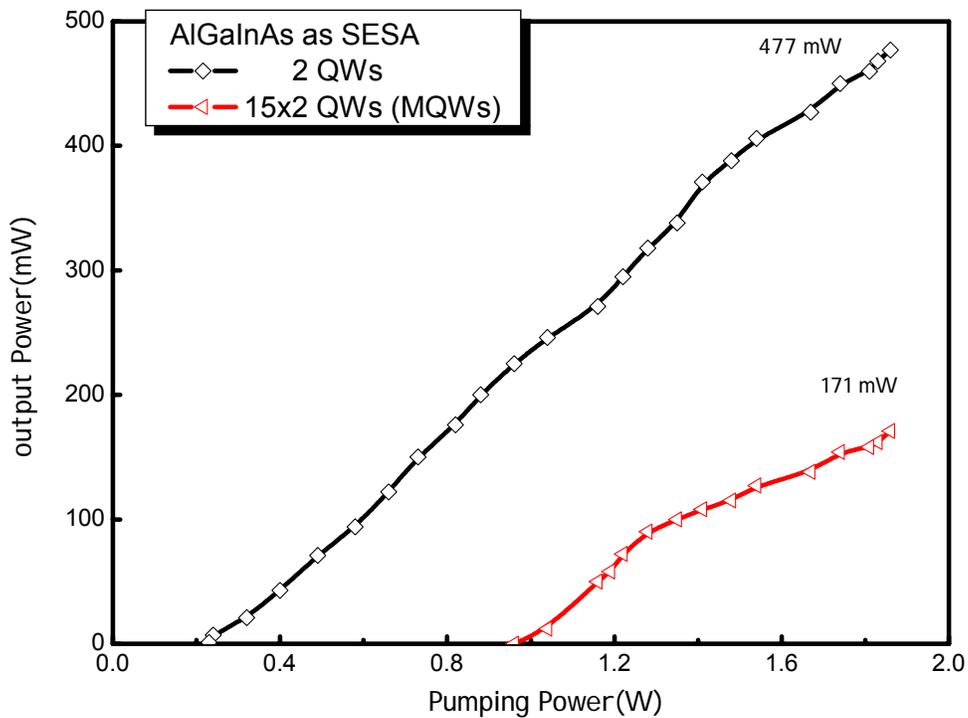


圖 4.15 不同的量子井數設計之下，激發功率與平均輸出功率數據圖

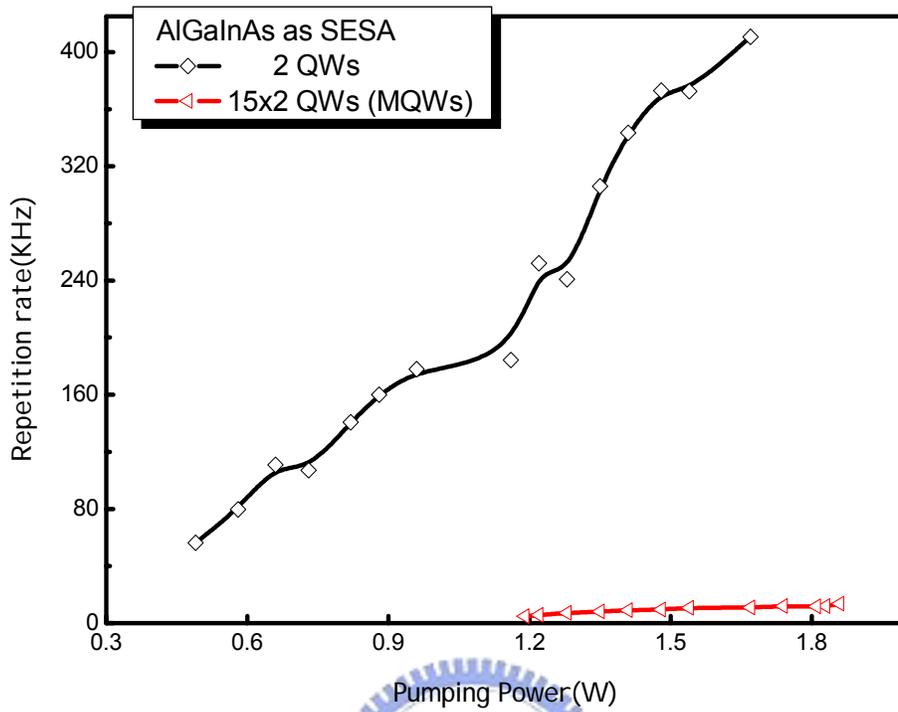


圖 4.16 不同的量子井數設計之下，激發功率與脈衝雷射重複率關係圖

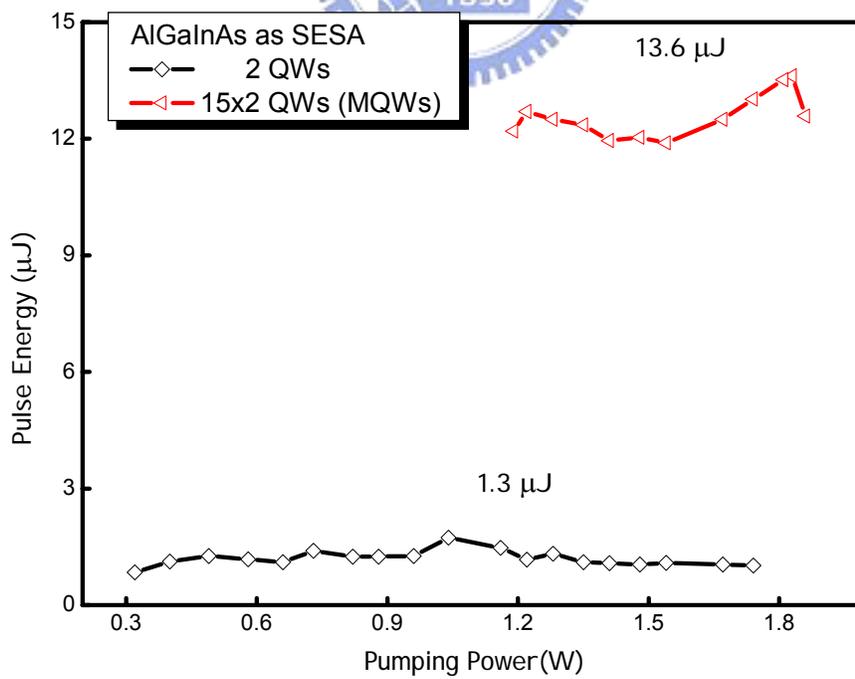


圖 4.17 不同的量子井數設計之下，激發功率與脈衝能量關係圖

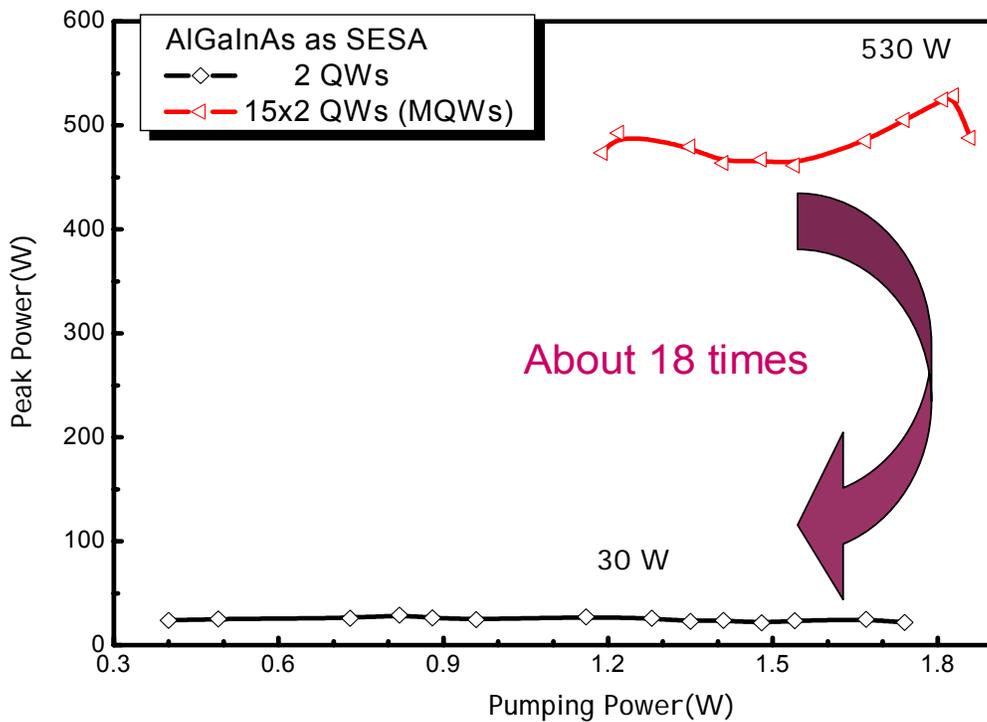


圖 4.18 不同的量子井數設計之下，激發功率與雷射峰值功率關係圖

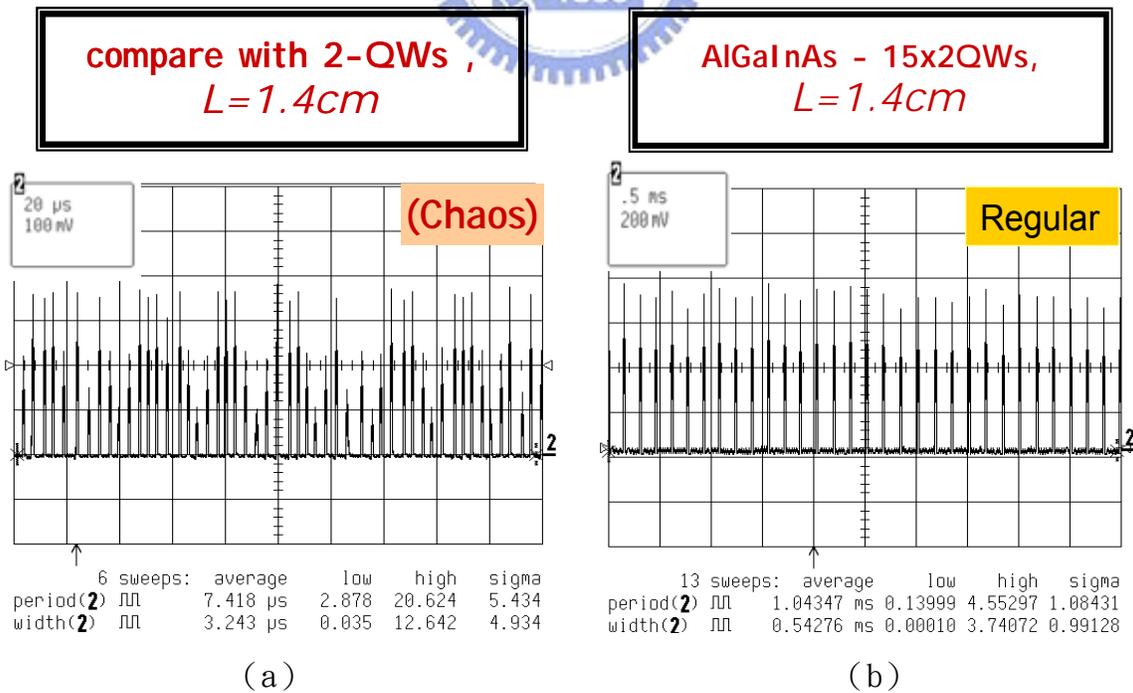
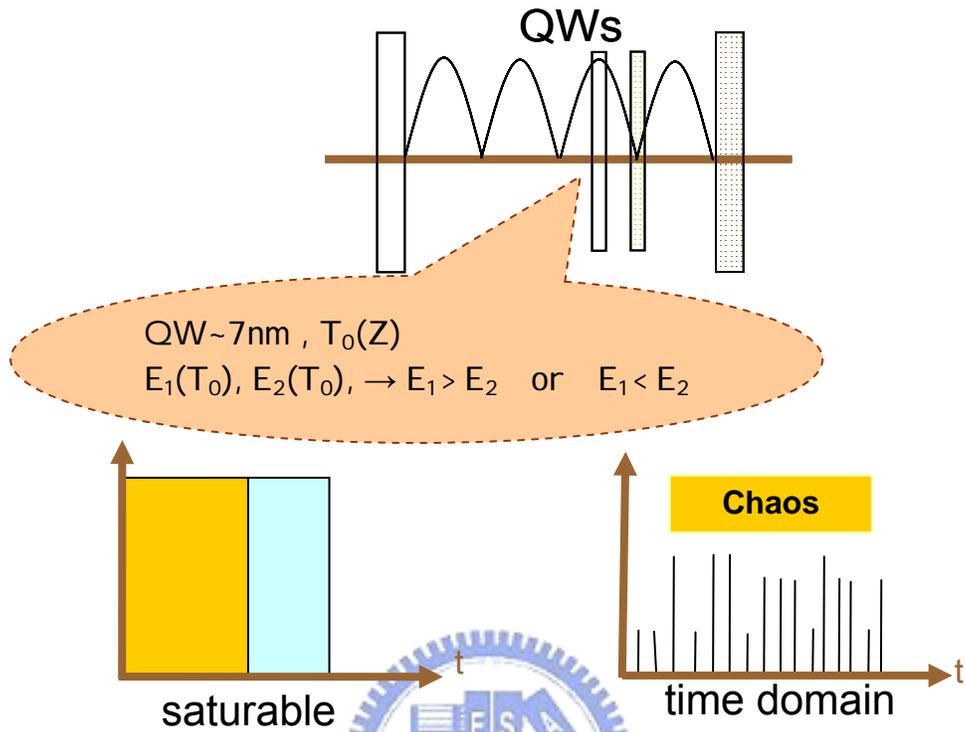


圖 4.19 不同的量子井數設計之下，脈衝雷射時域分布圖

\* 2-Quantum Wells



\* MQWs-15x2QWs

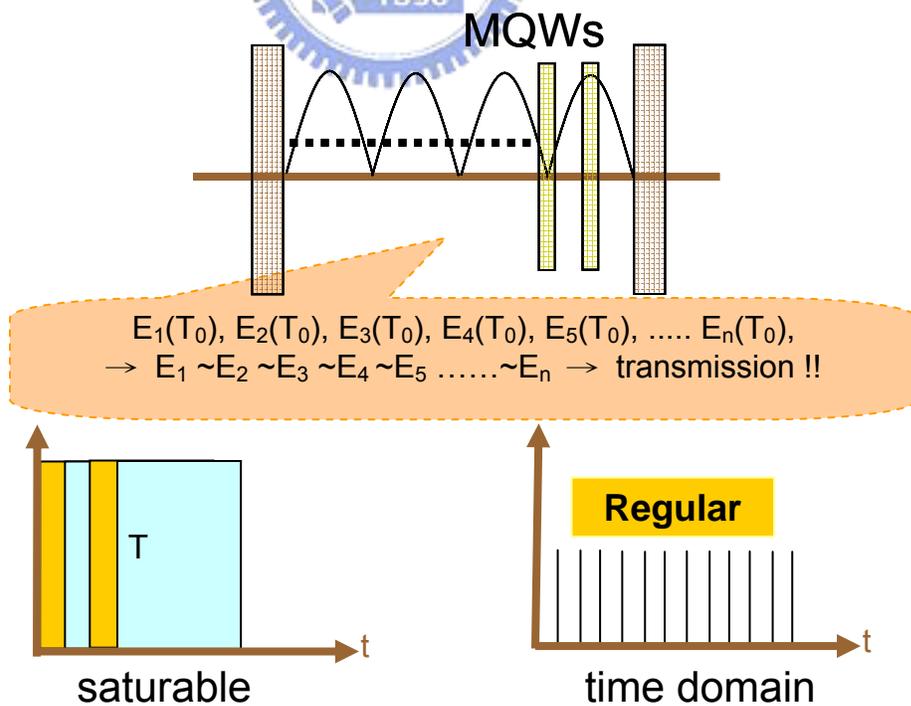


圖 4.20 探討以不同量子井數為飽和吸收體，所得之縱模頻域與時域示意圖

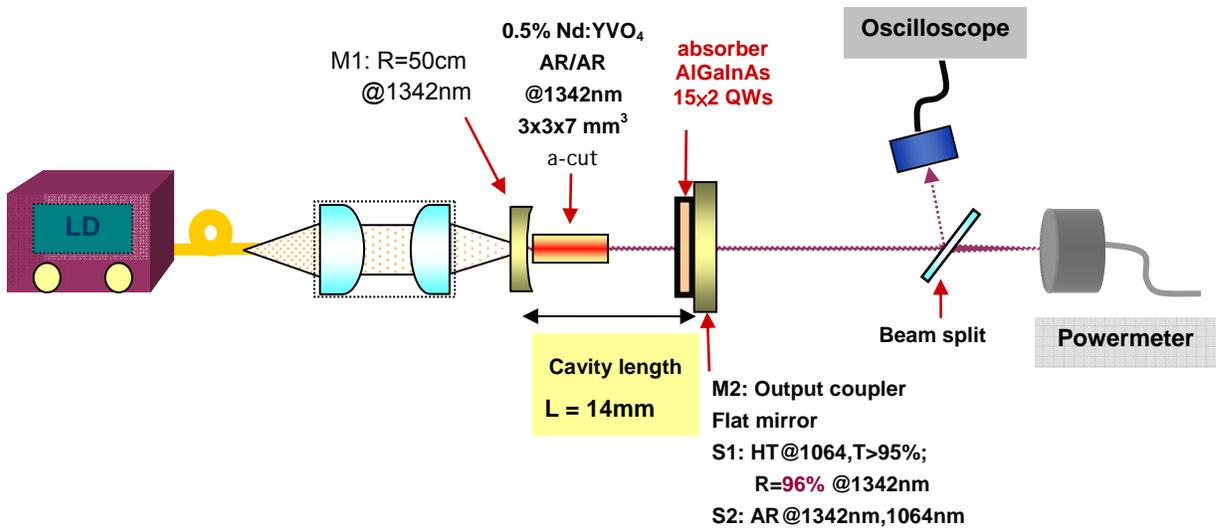


圖 4.21 以 AlGaInAs 材料為量子井飽和吸收體之 1342nm 近紅外光雷射實驗架構圖

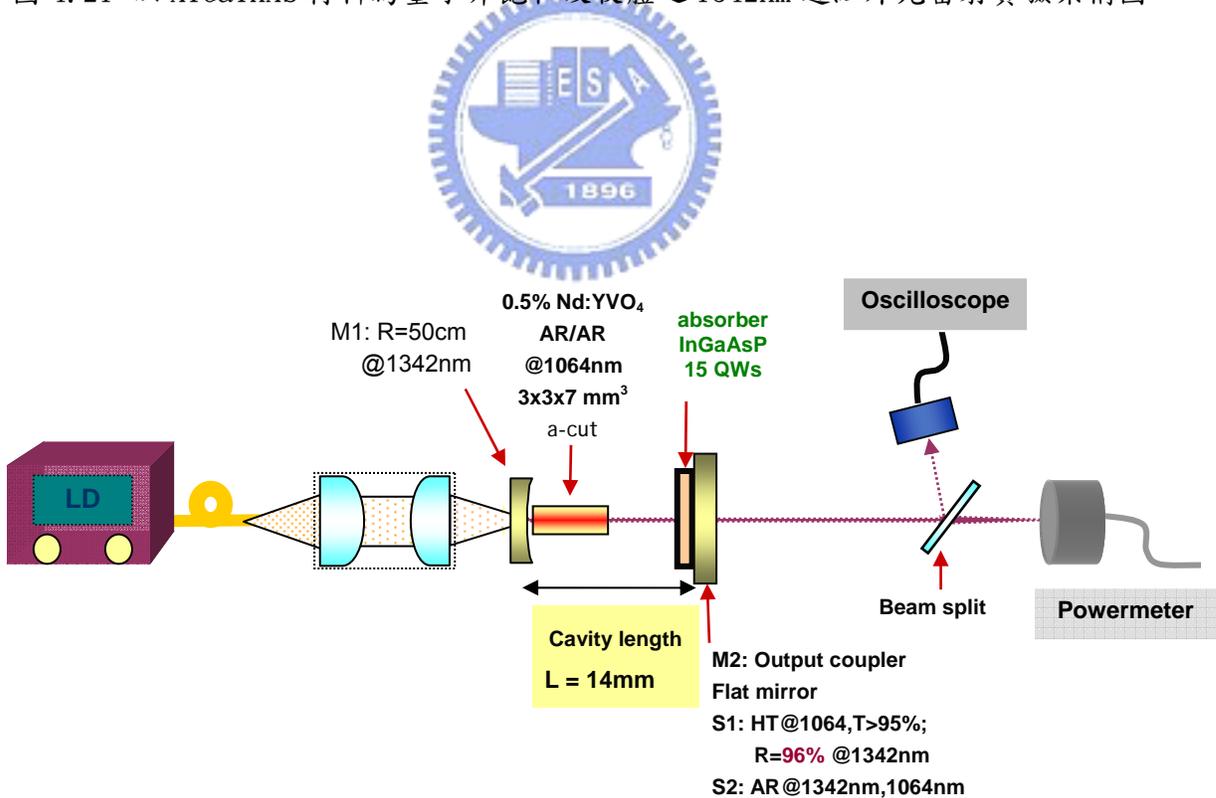


圖 4.22 以 InGaAsP 材料為量子井飽和吸收體之 1342nm 近紅外光雷射實驗架構圖

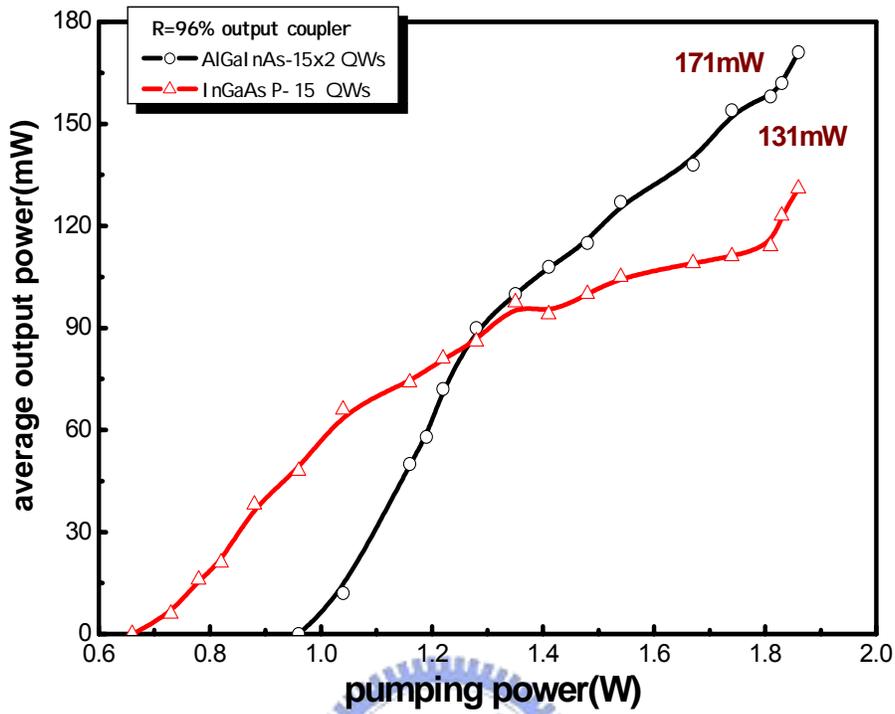


圖 4.23 不同的量子井材質設計之下，輸入功率與  $1.3\mu\text{m}$  雷射輸出功率關係圖

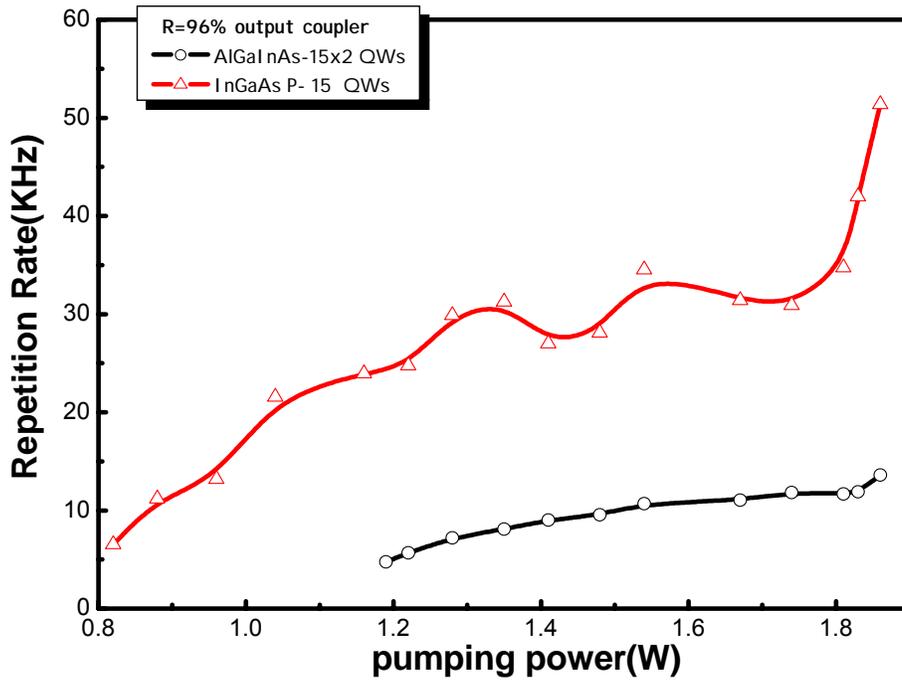


圖 4.24 不同的量子井材質設計之下，輸入功率與脈衝雷射重複率關係圖

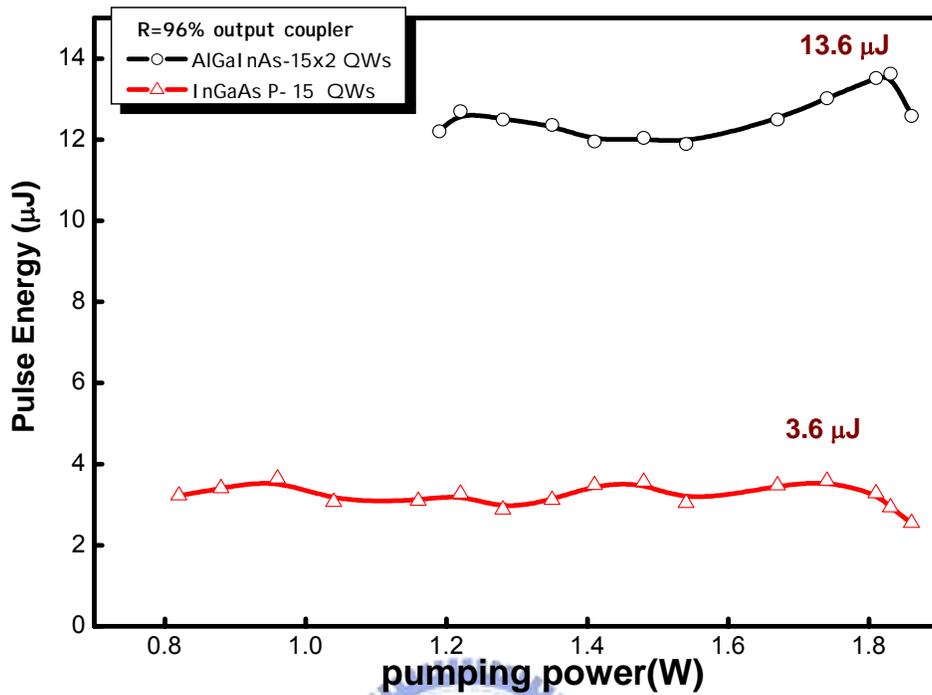


圖 4.25 不同的量子井材質設計之下，輸入功率與  $1.3\mu\text{m}$  脈衝雷射輸出能量關係圖

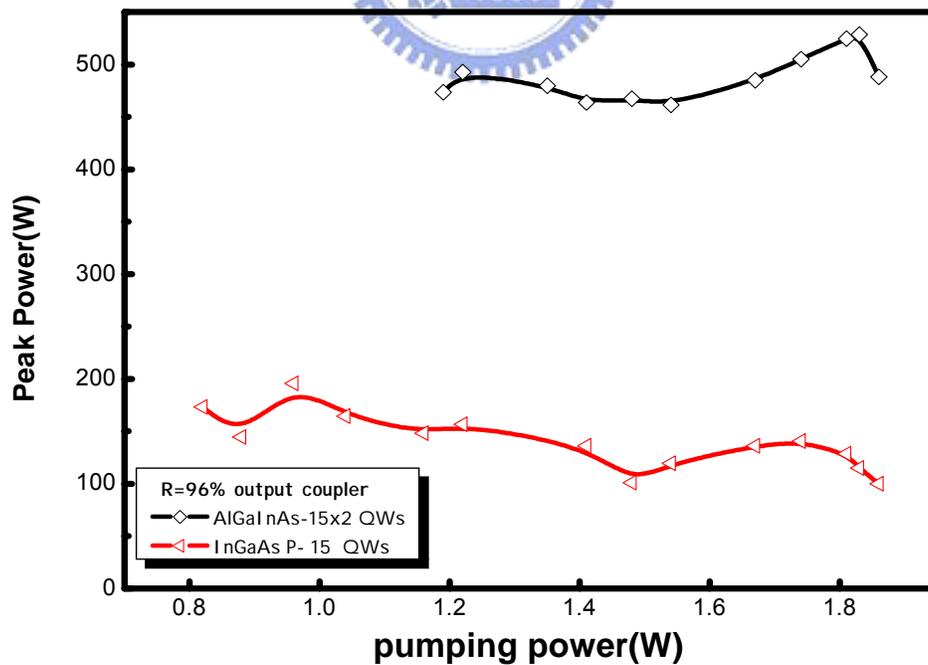
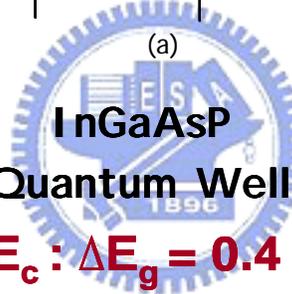
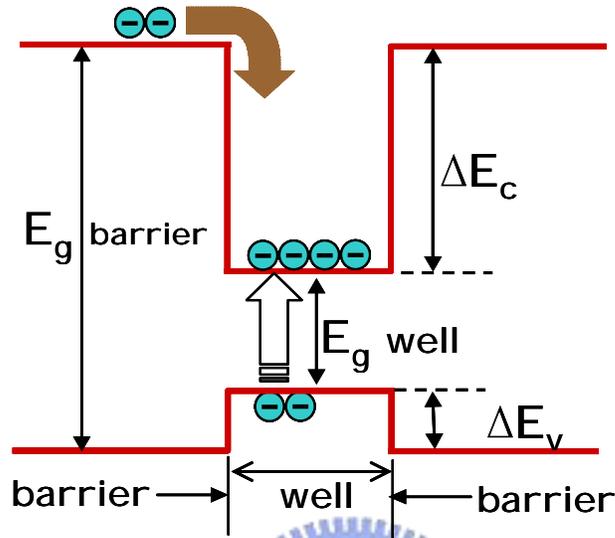


圖 4.26 不同的量子井材質設計之下，輸入功率與  $1.3\mu\text{m}$  雷射峰值功率關係圖

**AlGaInAs  
Quantum Well**

$\Delta E_c : \Delta E_g = 0.7 : 1$



$\Delta E_c : \Delta E_g = 0.4 : 1$

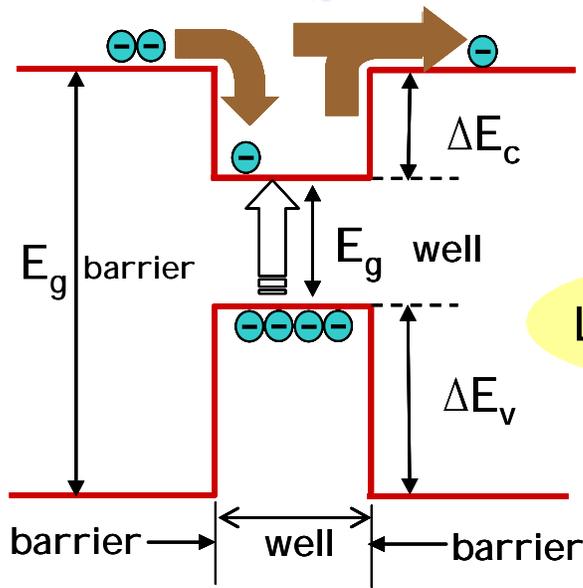


圖 4.27 不同的半導體飽和吸收體量子井材質，量子井能帶示意圖

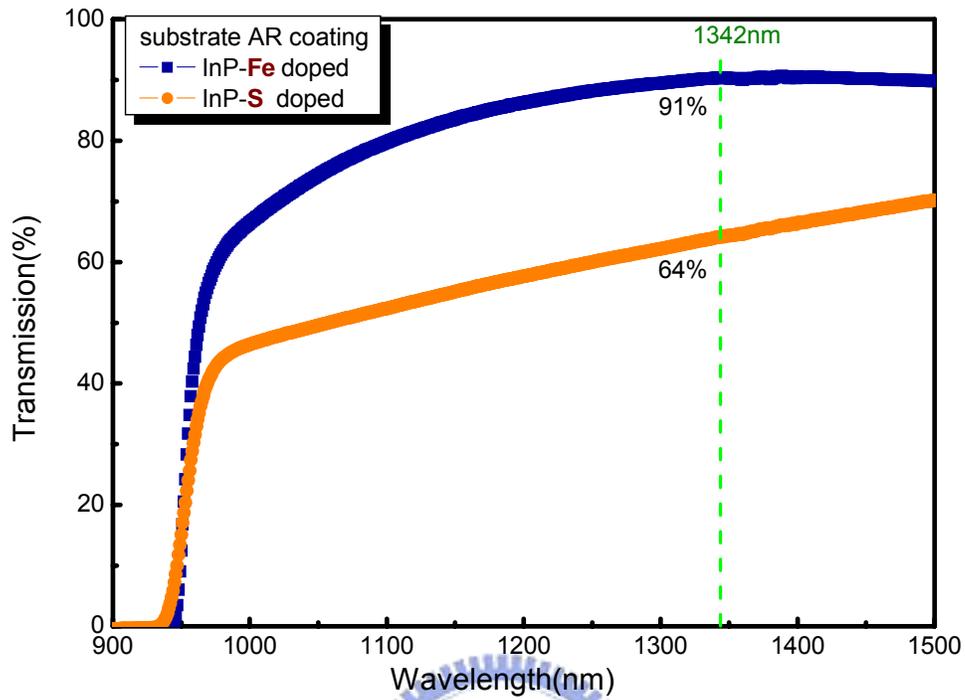


圖 4.28 半導體飽和吸收體基材鍍抗反射膜之後，以單光儀量所測得的光譜圖

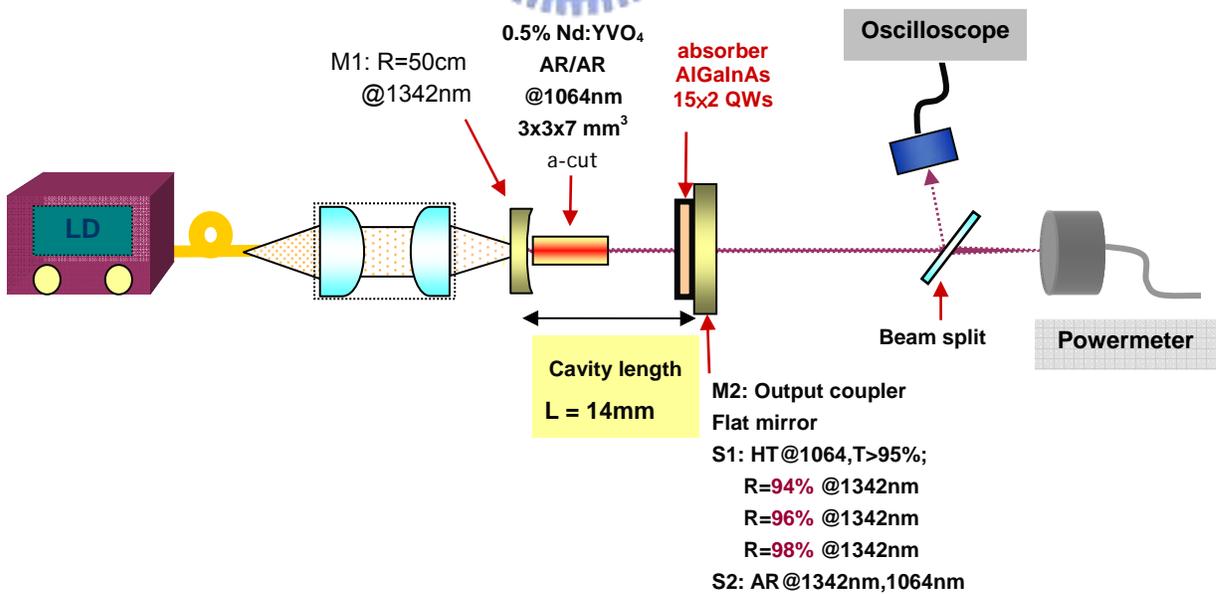


圖 4.29 固定以 AlGaInAs 為 SESA，改變不同輸出鏡之 1342nm 雷射實驗架構圖

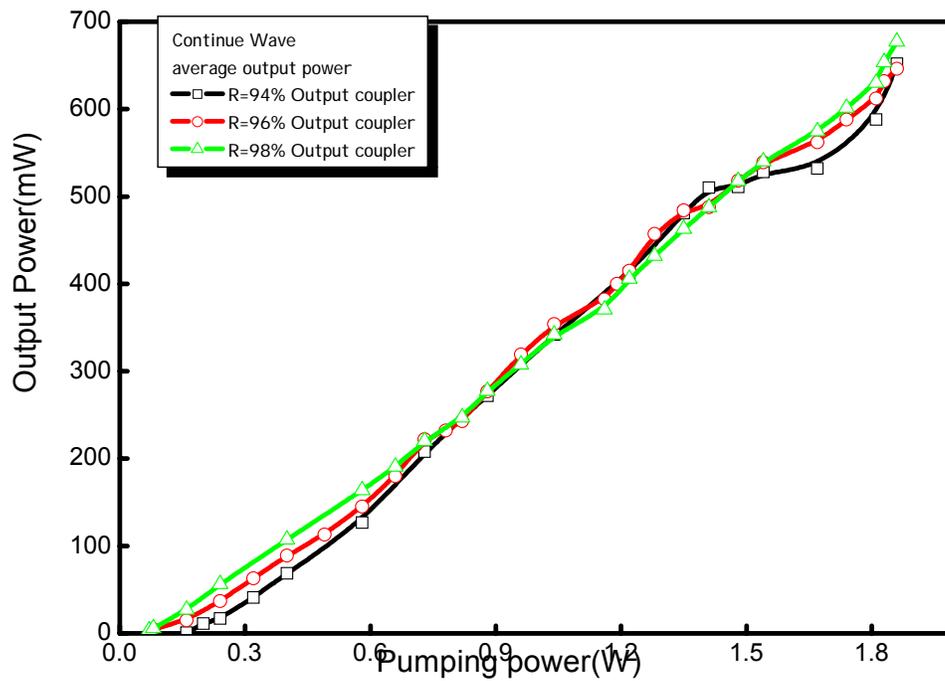


圖 4.30 在不同反射率的輸出耦合鏡設計之下，輸入功率與  $1.3 \mu\text{m}$  CW 雷射輸出功率關係圖

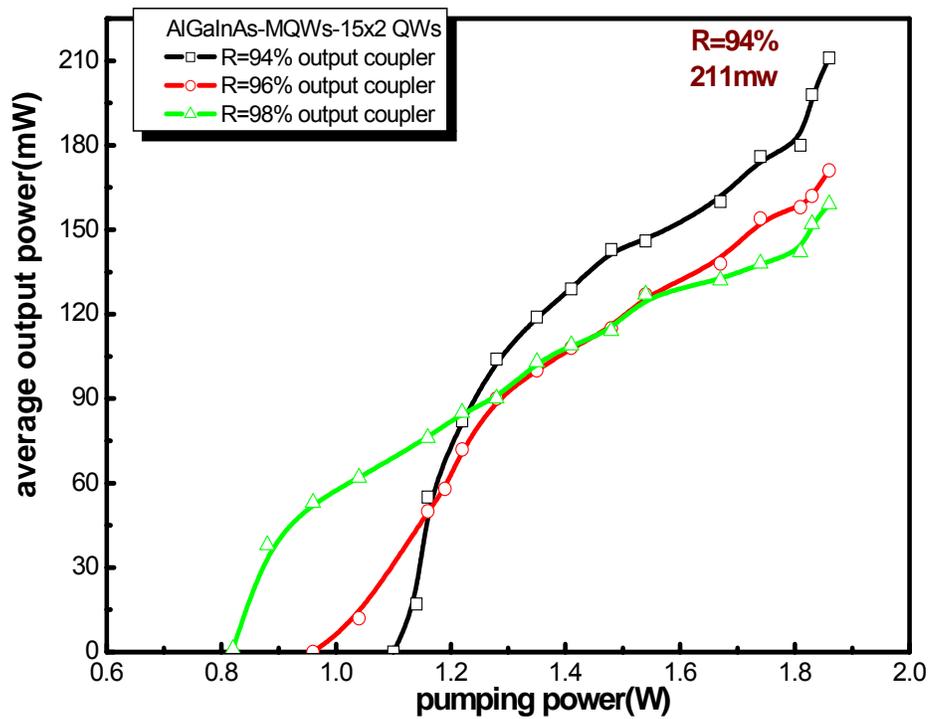


圖 4.31 針對 AlGaInAs 材質 SESA 配合不同反射率的輸出耦合鏡，得到脈衝雷射輸出功率圖

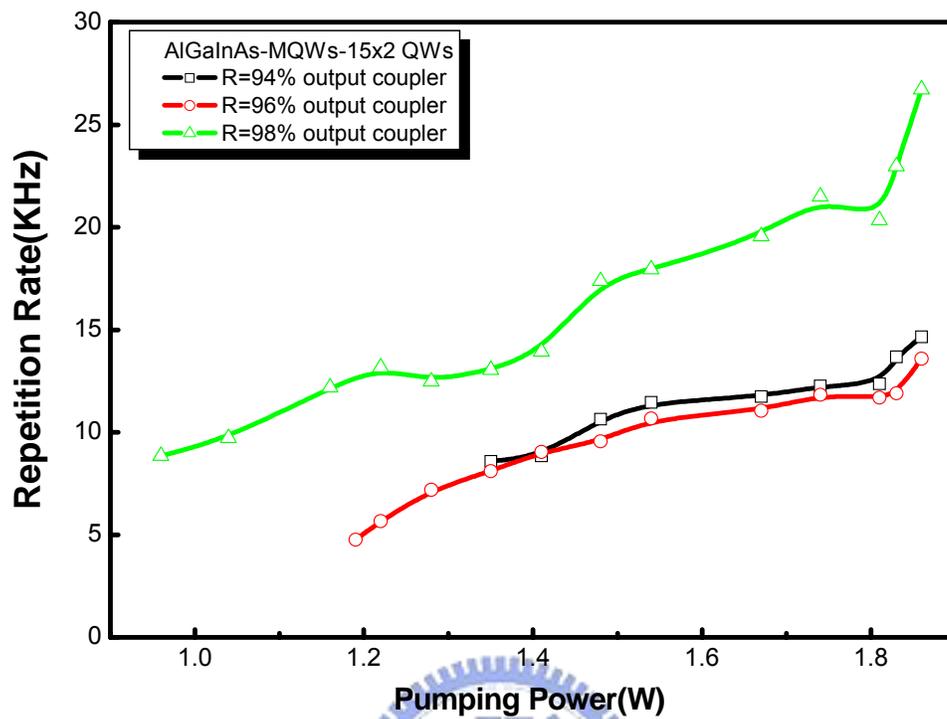


圖 4.32 AlGaInAs 材質 SESA 配合不同反射率的輸出耦合鏡，得到輸入電流與脈衝重覆率圖

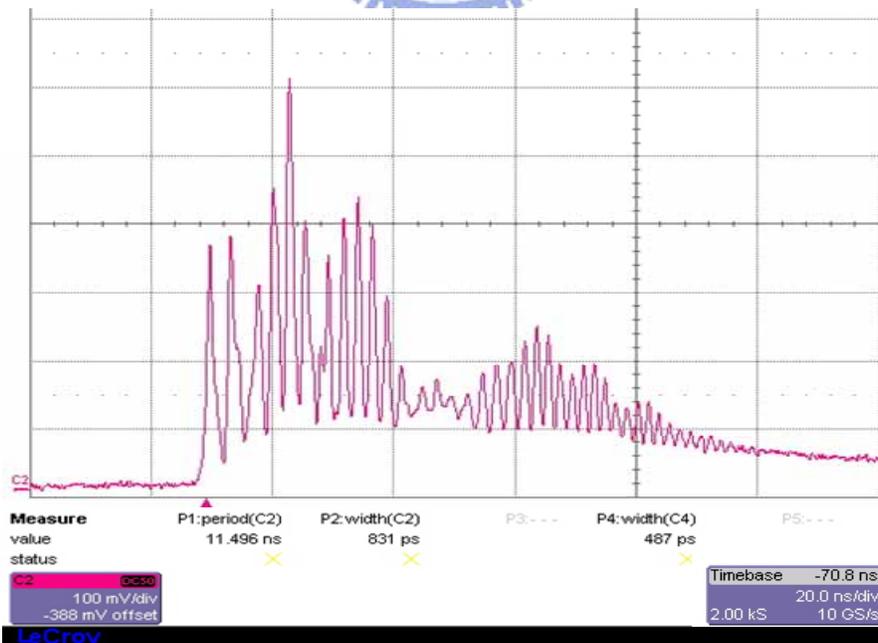


圖 4.33 AlGaInAs 材質 SESA 配合反射率 96% 的輸出耦合鏡，得到之脈衝寬度

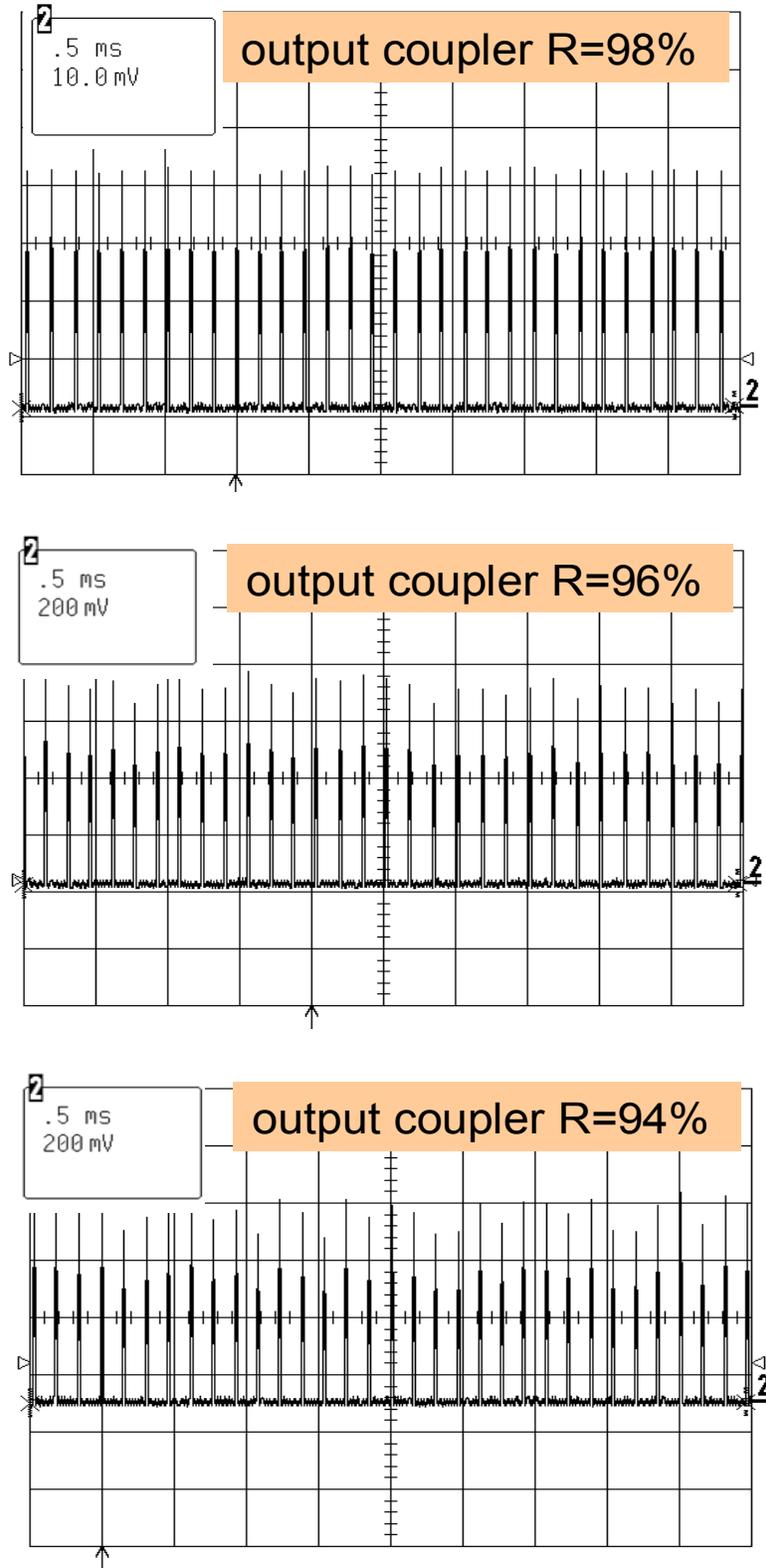


圖 4.34 AlGaInAs 材質 SESA 配合不同反射率的輸出耦合鏡，得到之脈衝時域圖

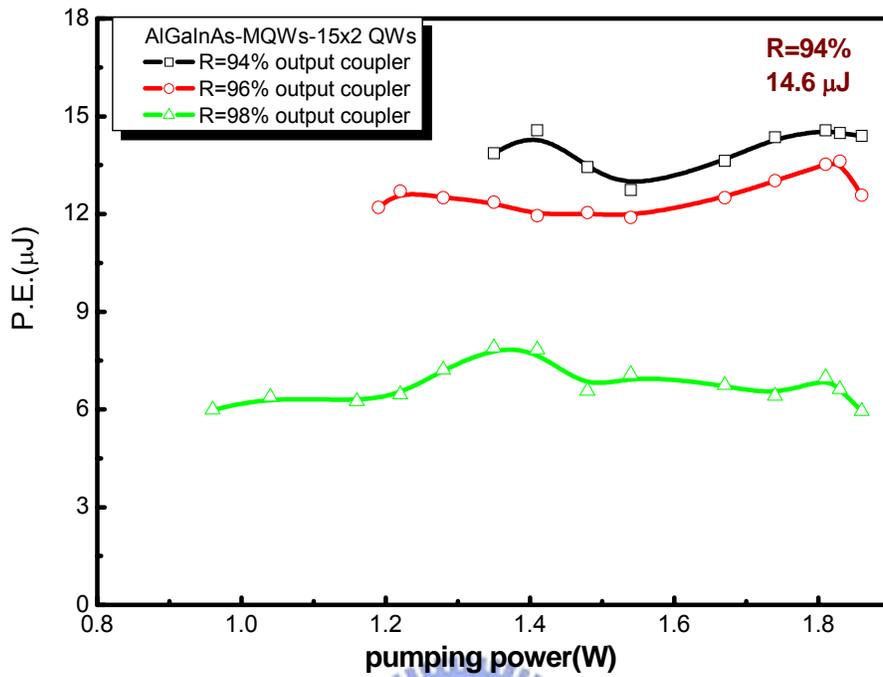


圖 4.35 AlGaInAs 材質 SESA 配合不同反射率的輸出耦合鏡，輸入電流與  $1.3 \mu\text{m}$  脈衝能量圖

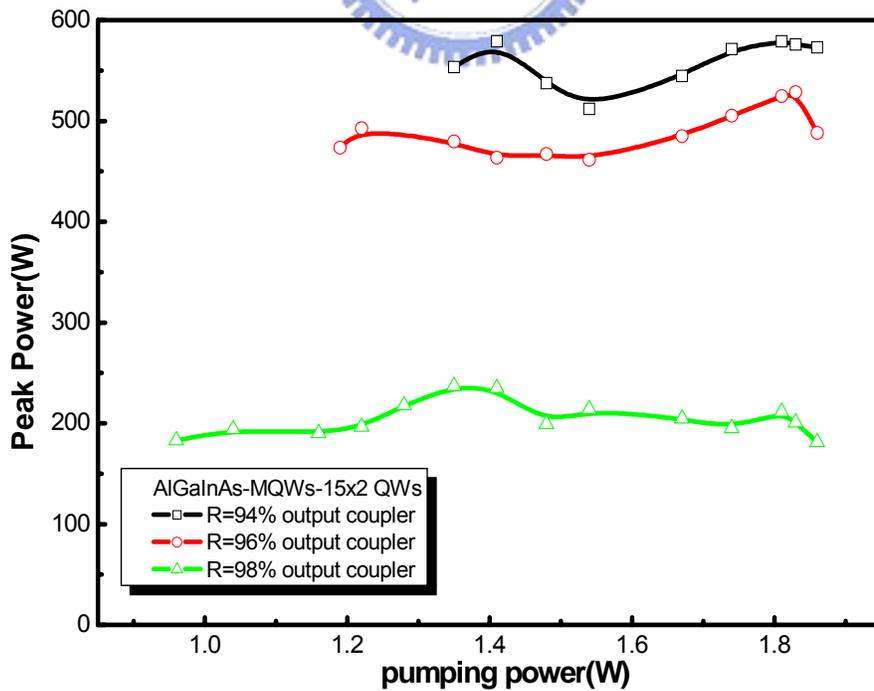


圖 4.36 AlGaInAs 材質 SESA 配合不同反射率的輸出耦合鏡，得到輸入電流與峰值功率關係圖

## 第五章結論與未來工作展望

### 5.1 結論

總結前面所述，將目前得到的成果列於表5-1。由前述的實驗架構以及實驗成果可看出，雖然InGaAsP之量子井數為AlGaInAs之一半，但是在脈衝能量與峰值功率上卻小於後者之一半。得知利用低濃度0.5%摻雜之Nd:YVO<sub>4</sub>與InP基材上磊AlGaInAs QWs/ barrier多量子井半導體飽和吸收體SESA結構，配合輸出耦合鏡取代先前的布拉格結構，無論是在脈衝雷射時域分佈上，以及脈衝能量、峰值功率能量都有不錯的結果，因此可歸納出以AlGaInAs製作量子井材質的飽和吸收體，搭配對於1342nm的反射率輸出鏡(R=96%)，可以成功地實現1.3 μm穩定的高峰值脈衝雷射。

表5-1 各飽和吸收體實驗架構下的脈衝雷射特性

Absorber (material)	Output Coupler (Reflection) @1342nm	Max output Power (mW)	Repetition rate(KHz)	P.E. (μJ)	Peak Power (W)	Time domain
InGaAsP (15QWs)	96%	131	51.4	3.6	195	more stable
AlGaInAs (15×2 QWs)	96%	171	13.6	13.6	530	more stable
AlGaInAs (15×2 QWs)	94%	211	14.65	14.6	579	stable

## 5.2 未來工作展望

本論文中提出幾種半導體飽和吸收體之實驗架構，目的在於欲實現穩定的  $1.3\ \mu\text{m}$  Q-開雷射，實驗研究中指出 AlGaInAs(15x2 QWs)/barrier 多量子井結構有不錯的成果，在物理特性方面，本文僅針對量子井材料做定性的解釋，對於 SESA 結構其定量上達成飽合吸收之理論模型尚無全盤的分析，這一部分還有待日後多進行幾組半導體量子井飽和吸收體的實驗來建構，實驗團隊將嘗試對兩種材料製作相同的量子井數進行量測分析，亦或針對 AlGaInAs/InP 磊晶製作不同的量子井結構、塊材結構 (bulk layers)，以期能夠實現更完美的  $1.3\ \mu\text{m}$  的高峰值脈衝雷射技術。



## 第一章 參考資料

- [1] A. S. Grabtchikov, A. N. Kuzmin, V. A. Lisinetskii, V. A. Orlovich, A. A. Demidovich, K. V. Yumashev, N. V. Kuleshov, H. J. Eichler, and M. V. Danailov, "Passively Q-switched 1.35- $\mu\text{m}$  diode-pumped Nd:KGW laser with V:YAG saturable absorbers," *Opt. Mater.*, 16, 349-352 (2001)
- [2] K. V. Yumashev, I. A. Denisov, N. N. Posnov, P. V. Prokoshin, and V. P. Mikhailov, "Nonlinear absorption properties of  $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$  crystal," *Appl. Phys. B*, 70, 179-184 (2000)
- [3] V. G. Savitski, N. N. Posnov, P. V. Prokoshin, A. M. Malyarevich, K. V. Yumashev, M. I. Demchuk, and A. A. Lipovski, "PbS-doped phosphate glasses saturable absorbers for 1.3- $\mu\text{m}$  neodymium lasers," *Appl. Phys. B*, 75, 841-846 (2002)
- [4] R. Fluck, B. Braun, E. Gini, H. Melchior, and U. Keller, "Passively Q-switched 1.34- $\mu\text{m}$  Nd:YVO<sub>4</sub> microchip laser with semiconductor saturable absorbers mirrors," *Opt. Lett.*, 22, 991-993 (1997)
- [5] R. Fluck, B. Braun, E. Gini, H. Melchior, and U. Keller, "Diode-pumped passively mode-locked 1.3- $\mu\text{m}$  Nd:YVO<sub>4</sub> and Nd:YLF lasers by use of semiconductor saturable absorbers", *Opt. Lett.* 21, 1378-1380 (1996)
- [6] H. D. Sun, G. J. Valentine, R. Macaluso, S. Calvez, D. Burns, M. D. Dawson, T. Jouhti, M. Pessa, "Low-loss 1.3- $\mu\text{m}$  GaInNAs saturable Bragg reflector for high-power picosecond neodymium lasers," *Opt. Lett.* 27, 2124-2426 (2002)
- [7] V. Liverini, S. Schön, R Grange, R.; M. Haiml, S. C. Zeller, and U. Keller., "Low-loss GaInNAs saturable absorber mode locking a 1.3- $\mu\text{m}$  solid-state laser," *Appl. Phys. Lett.* 84, 4002-4004 (2004)
- [8] H. C. Lai, A. Li, K. W. Su, M. L. Ku, Y. F. Chen, K. F. Huang, "InAs/GaAs quantum-dot saturable absorbers for diode-pumped passively Q-switched

Nd-doped 1.3- $\mu\text{m}$  lasers," *Opt. Lett.* 30, 480-483 (2005)

- [9] Y. Tsou, E. Garmire, W. Chen, M. Birnbaum, and R. Asthana, "Passively Q switching of Nd:YAG lasers by use of bulk semiconductors," *Opt. Lett.*, vol. 18, No. 18, 1514-1516 (1993)

## 第二章 參考資料

- [1] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, 4th ed.
- [2] A. Siegman, *Lasers* (University Science, Mill Valley, Calif., 1986), ch26
- [3] Hergen Eilers, William M. Dennis, et. al., "Performance of a  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG Laser" *IEEE J. Quantum Electron.*, 29(9): 2508-2512, (1993)
- [4] A. S. Grabtchikov, A. N. Kuzmin, V. A. Lisinetskii, V. A. Orlovich, A. A. Demidovich, K. V. Yumashev, N. V. Kuleshov, H. J. Eichler, and M. V. Danailov, "Passively Q-switched 1.35- $\mu\text{m}$  diode-pumped Nd:KGW laser with V:YAG saturable absorbers," *Opt. Mater.*, 16, 349-352, (2001)
- [5] K. V. Yumashev, I. A. Denisov, N. N. Posnov, P. V. Prokoshin, and V. P. Mikhailov, "Nonlinear absorption properties of  $\text{Co}^{2+}$ : $\text{MgAl}_2\text{O}_4$  crystal," *Appl. Phys. B*, 70, 179-184, (2000)
- [6] V. G. Savitski, N. N. Posnov, P. V. Prokoshin, A. M. Malyarevich, K. V. Yumashev, M. I. Demchuk, and A. A. Lipovski, "PbS-doped phosphate glasses saturable absorbers for 1.3- $\mu\text{m}$  neodymium lasers," *Appl. Phys. B*, 75, 841-846, (2002)
- [7] R. Fluck, B. Braun, E. Gini, H. Melchior, and U. Keller, "Passively Q-switched 1.34- $\mu\text{m}$  Nd:YVO<sub>4</sub> microchip laser with semiconductor saturable absorbers mirrors", *Opt. Lett.*, 22, 991-993, (1997)
- [8] M. Hercher "An analysis of saturable absorbers," *Appl. Opt.* vol. 6, pp. 947-954, (1967)
- [9] T. Dascalu, N. Pavel V. Lupei, G. Phillipps, T. Beck, and H. Weber, *Opt.*

Eng. 35, 1247, (1996)

- [10] J. Minch, S. H. Park, T. Keating, and S. L. Chuang, "Theory and Experiment of  $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  and  $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$  Long-Wavelength Strained Quantum-Well Lasers," IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 35. No 5, May, (1999)
- [11] E. Fred Schubert, Light-emitting diodes, (Cambridge University Press, New York, 2003), p160.

### 第三章 參考資料

- [1] J. J. Degnan, "Theory of the optimally coupled Q-switched laser," IEEE J. Quantum., 25: 214-220 (1989)
- [2] J. J. Degnan, "Optimization of passive Q-switch laser," IEEE J. Quantum Electron., 31 :1890-1901 (1995)
- [3] G. Xiao and M. Bass, IEEE J. Quantum Electron. 33:41-44 (1997)
- [4] X. Zhang, S. Zhao, Q. Wang, Q. Zhang, L. Sun, and S. Zhang, IEEE J. Quantum Electron., 31: 1890-1901 (1995)
- [5] J. J. Degnan, D. B. Coyle, and R. B. Kay, IEEE J. Quantum Electron., 34:887-899 (1998)
- [6] P. Zeller and P. Peuser, "Efficient, multiwatt, continuous-wave laser operation on the  $^4\text{F}_{3/2}$ - $^4\text{I}_{9/2}$  transition of  $\text{Nd:YVO}_4$  and  $\text{Nd:YAG}$ ," Optics Letters, vol. 25, No. 1, pp. 34-36 (2000)
- [7] CAXSIX Crystal Guide (1999)
- [8] A. A. Kaminskii, Crystalline Lasers: Physical process and operating schemes, CRC Press, Inc. (1996)

#### 第四章 參考資料

- [1] 賈方、王修齊、馬軍中, “1341.4nm Nd:YAP 激光內鏡下治療消化道疾病45例報告,” 中國激光, 第28卷, 第11期 (2001)。
- [2] Joseph. T. Verdeyen, “Laser Electronics” .
- [3] J. Minch, S. H. Park, T. Keating, and S. L. Chuang, “Theory and Experiment of  $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  and  $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$  Long-Wavelength Strained Quantum-Well Lasers,” IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 35. No 5, May (1999)

