

# 國立交通大學

工學院專班半導體材料與製程設備學程

## 碩士論文



增進鏡面光學損害抵抗能力於砷化鋁鎵高功率雷射二極體  
Improved Catastrophic Optical Damage Level for High Power  
AlGaAs Laser Diodes

研究生：劉明豪

指導教授：潘扶民 教授

中華民國九十八年七月

增進鏡面光學損害抵抗能力於砷化鋁鎵高功率雷射二極體  
Improved Catastrophic Optical Damage Level for High Power  
AlGaAs Laser Diodes

研 究 生：劉明豪  
指 導 教 授：潘扶民

Student : Ming Hao Liu  
Advisor : Prof. Fu Ming Pan

國 立 交 通 大 學  
工學院專班半導體材料與製程設備組  
碩 士 論 文



A Thesis  
Master Degree Program of Semiconductor Material and Process Equipment  
College of Engineering  
National Chiao Tung University  
in Partial Fulfillment of the Requirements  
for the Degree of  
Master of Science  
in

Program of Semiconductor Material and Process Equipment

July 2009

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國 九十八 年 七 月

# 增進鏡面光學損害抵抗能力於砷化鋁鎵高功率雷射二極體

學生：劉明豪

指導教授：潘扶民 教授

國立交通大學工學院專班半導體材料與製程設備組碩士班

## 摘 要

近年來,高功率雷射二極體的發展日益重要。然而瞬時光學災害卻是對高功率雷射二極體為一種非常致命的傷害,由於它在發生前沒有任何徵兆及跡象。因此本論文研究是致力於增進砷化鋁鎵雷射二極體的瞬時光學災害準位。並且將目前提升瞬時光學災害準位的各種改進方法加以分析與比較。本論文採用在此領域較少見的彎曲波導法作為提升 850 nm 砷化鋁鎵雷射二極體的瞬時光學災害準位實驗基礎。實驗的結果顯示採用彎曲波導法的砷化鋁鎵雷射二極體的瞬時光學災害準位可達 190 mW 以上,老化測試條件在定功率 100 mW 輸出及 50 °C 環境下可達 450 小時以上。然而採用傳統的砷化鋁鎵雷射二極體的瞬時光學災害準位為 150 mW~170 mW 之間,相同老化測試條件下只能操作 0~23 小時就損壞。

# Improved Catastrophic Optical Damage Level for High Power AlGaAs Laser Diodes

Student : Ming Hao Liu

Advisor : Prof. Fu Ming Pan

Program of Semiconductor Material and Process Equipment  
National Chiao Tung University

## ABSTRACT

High power laser diode has gathered great importance in recent years. However, catastrophic optical damage is very hazardous degradation mode for high power laser diodes since it is silent and appears suddenly without a previous sign. The purpose of the the research presented in this thesis is to examine methods of improving catastrophic optical damage level for high power laser diodes and to demonstrate a bent-waveguide structure on 850 nm AlGaAs laser diodes. To date, there has been relatively little research conducted on bent-waveguide laser. The result shows that the bent-waveguide AlGaAs laser diodes can effectively increase the catastrophic optical damage level over 190 mW. In addition, life time of aging test for the bent-waveguide AlGaAs laser diodes can operate over 450 hours under 100mW output and 50°C environment. For comparison, the conventional structure of AlGaAs laser diodes show 150 mW~170 mW of catastrophic optical damage level and 0~23 hours life.

## 誌 謝

本論文能順利完成，首先我要衷心感謝我的指導老師潘扶民教授。潘老師於我就讀研究所這段期間在學業及撰寫論文方面給與我許多寶貴意見並導引我走向正確的研究方向，另外也對我的研究規劃非常關心，因此在即將畢業的時刻，在此謹致最高的謝忱與敬意。同時也感謝張翼教授、吳耀銓教授、陳智教授及材料系的諸位師長們在課業方面的指導及協助，他們對我所提出的問題，總是全心全力的回答。另外還要感謝呂志鵬副教授在課堂上給與我們的訓練及考驗，使我們茁壯及成長。在此我也要感謝清華大學的連振忻教授，連老師在我進入研究所就讀前教導我非常多半導體方面的學理及知識，使我具有相當的研究基礎。

本論文中所涉及的研究及相關技術資訊能順利完成也要感謝華信光電科技的副總經歐思村博士、前瞻產品處處長邱建嘉博士、封裝工程處處長吳明倬博士、短波長開發部李鴻生經理等長官給與我許多資源及支持，此外還有邱芳邦協理給與我在本實驗磊晶方面的協助及討論機會。此外也感謝陳志誠博士、蘇益信博士、沈柏村、陳俞謙、林文偉、朱振弦等同仁在每日研發晨會中參與許多製程及元件設計方面的討論。另外還要感謝王啟倫博士在 DPSS 應用方面的教導及聯亞光電的總經理林蔚博士與技術副總經理伍育輝博士在 InAlGaAs 及無鋁雷射特性方面提供我許多寶貴意見與討論。

本論文能順利完成要感謝的人實在太多，最後我要感謝父母親的養育之恩及岳母的支持，還有妻子雅惠、兒子秉震及待出生的女兒。由於他們的包容及付出，在這幾年來一直給與我最大的支持與鼓勵，尤其在披星載月的撰寫論文期間能讓我無後顧之憂的專心完成研究並順利完成碩士學位！謝謝。

# 目 錄

	頁
中文摘要 .....	i
英文摘要 .....	ii
誌謝 .....	iii
目錄 .....	iv
表目錄 .....	vii
圖目錄 .....	vii
符號說明 .....	x
第一章 緒論.....	1
1.1 研究動機.....	1
1.2 論文架構.....	3
第二章 雷射二極體之基礎原理.....	4
2.1 雷射二極體之發展與演進.....	4
2.2 雷射二極體之特點.....	5
2.3 雷射二極體之基本構成要素.....	6
2.4 雷射二極體之材料.....	7
2.4.1 直接能隙半導體.....	7
2.4.2 發光波長與材料系統.....	9
2.4.3 晶格匹配.....	10
2.5 雷射二極體之基本操作.....	13
2.5.1 誘發放射.....	13
2.5.2 雷射二極體之構造.....	14
2.5.3 載子與光場侷限.....	15
2.5.4 雷射二極體的種類.....	19
2.6 雷射二極體之光電特性.....	22
2.6.1 雷射條件.....	22
2.6.2 臨界增益.....	23
2.6.3 臨界電流.....	25
2.6.4 非輻射復合.....	26
2.6.5 內部量子效率.....	33

2.6.6	輸出功率與斜率效率.....	35
2.6.7	微分量子效率.....	37
2.6.8	光-電流(L-I)圖.....	38
2.6.9	近場圖像與遠場圖像.....	39
第三章	COD 的發生原因及改善方法介紹.....	40
3.1	雷射在高功率操作的限制.....	40
3.2	COD 的發生機制.....	42
3.3	COD 的改善方法.....	48
3.3.1	鏡面鍍膜保護法.....	48
3.3.2	減少鏡面吸收法.....	49
3.3.3	降低表面復合速率法.....	54
3.3.4	減少鏡面光功率密度法.....	59
3.3.5	減少鏡面電流密度法.....	61
3.3.6	彎曲波導法.....	62
3.3.7	其他材料選擇.....	62
第四章	實驗.....	63
4.1	基板選擇.....	65
4.2	基板清洗.....	65
4.3	基板蝕刻的黃光製程.....	65
4.4	基板蝕刻.....	66
4.5	光阻去除.....	67
4.6	磊晶成長.....	68
4.7	晶粒製程.....	69
4.7.1	硬式罩幕製程.....	69
4.7.2	黃光製程.....	70
4.7.3	RIE 蝕刻及光阻去除製程.....	70
4.7.4	ICP 蝕刻脊狀波導製程.....	71
4.7.5	去除硬式罩幕製程.....	71
4.7.6	自我對準製程.....	71
4.7.7	光阻去除製程.....	72
4.7.8	電流阻障層製程.....	73
4.7.9	SiN <sub>x</sub> 絕緣層沉積.....	73

4.7.10	剝離製程.....	73
4.7.11	p-面電極製程.....	74
4.7.12	鍍厚金製程.....	75
4.7.13	切割道製程.....	76
4.7.14	基板磨薄製程.....	76
4.7.15	n-面電極製程.....	77
4.7.16	劈晶條製程.....	77
4.7.17	鏡面鍍膜製程.....	78
4.7.18	切割製程.....	79
4.8	封裝製程.....	80
4.8.1	黏晶製程.....	80
4.8.2	打線製程.....	82
4.8.3	封蓋製程.....	82
第五章	結果與討論.....	83
5.1	雷射二極體基本電性分析.....	83
5.1.1	臨界電流分析與比較.....	83
5.1.2	操作電流分析與比較.....	85
5.1.3	斜率效率分析與比較.....	87
5.1.4	光輸出功率-注入電流(L-I)圖.....	89
5.2	光場分析.....	90
5.2.1	近場圖像分析與比較.....	90
5.2.2	遠場圖像分析與比較.....	94
5.3	COD 準位分析.....	95
5.3.1	傳統結構雷射 COD 值.....	95
5.3.2	彎曲波導雷射 COD 值.....	96
5.3.3	傳統結構雷射與彎曲波導雷射 COD 值比較.....	97
5.4	可靠度分析.....	98
5.4.1	傳統結構雷射老化測驗結果.....	98
5.4.2	彎曲波導雷射老化測驗結果.....	99
第六章	結論.....	100
6.1	改善結果.....	100
6.2	未來工作.....	101



參考文獻 .....	102
簡歷 .....	118

## 表 目 錄

表 2-1 活性層材料與發光波長關係.....	10
表 6-1 樣品#1 與樣品#2 的各種特性比較.....	100

## 圖 目 錄

圖 1-1 高功率 808nm 雷射作為幫浦應用的例子.....	1
圖 2-1 AlGaAs/GaAs/AlGaAs 雙異質接面結構能帶圖.....	5
圖 2-2 構成半導體雷射的四個基本要素.....	7
圖 2-3 帶到帶復合過程在半導體.....	8
圖 2-4 化合物半導體普遍用於光電元件的能隙能量對波長關係.....	9
圖 2-5 磊晶層與基板之間的應變形式.....	11
圖 2-6 應變量與臨界厚度( $h_c$ )之關係.....	12
圖 2-7 應變對能帶結構之影響.....	13
圖 2-8 二能階原子模型中光和原子交互作用.....	14
圖 2-9 典型邊射型雷射二極體構造.....	14
圖 2-10 在順向偏壓下的雙異質結構 p-i-n 接面能帶圖.....	15
圖 2-11 具三層波導結構的雷射二極體.....	16
圖 2-12 折射率分佈與光場分佈關係.....	17
圖 2-13 典型脊狀波導結構.....	18
圖 2-14 不同的波導結構對光侷限結果.....	19
圖 2-15 單一量子井分開侷限異質結構.....	20
圖 2-16 單一量子井漸變折射分開侷限異質結構.....	22
圖 2-17 共振腔內的光增益與光損失.....	23
圖 2-18 三個不同的載子濃度的增益頻譜在同一個臨界增益值.....	24
圖 2-19 兩種復合機制在半導體材料內復合情形.....	27
圖 2-20 一個週期性完美的晶體結構由外力切開情形.....	29
圖 2-21 晶體劈開後的表面狀態.....	29

圖 2-22	半導體材料表面與內部的缺陷濃度分佈.....	30
圖 2-23	兩個主要 Auger 復合的過程.....	33
圖 2-24	典型的雷射二極體的光功率對電流(L-I)圖.....	38
圖 2-25	雷射二極體的近場圖像與遠場圖像.....	39
圖 3-1	雷射二極體的光-電流曲線在高功率輸出時的限制狀況.....	41
圖 3-2	不同半導體材料能隙能量對溫度變化之關係.....	43
圖 3-3	COD 發生機制圖.....	44
圖 3-4	差排環由鏡面沿 $\langle 110 \rangle$ 往內部共振腔延伸形成暗線缺陷.....	45
圖 3-5	經 COD 損傷後的 SEM 圖.....	46
圖 3-6	正常雷射二極體的近場圖像與 L-I 曲線.....	47
圖 3-7	經 COD 損傷後的雷射二極體的近場圖像與 L-I 曲線.....	47
圖 3-8	鏡面處因熱造成能隙能量減小的情形.....	49
圖 3-9	具有 NAMs 結構的雷射.....	50
圖 3-10	AlGaAs/GaAs/AlGaAs 量子井雷射能帶變化情形.....	51
圖 3-11	650nm 7mW 雷射二極體的 COD 值比較.....	52
圖 3-12	GaAs/AlAs 量子井結構在 QWI 製程後的變化.....	54
圖 3-13	具有 I-3 法處理的雷射在鏡面的能隙能量示意圖.....	55
圖 3-14	等效垂直光斑尺寸與波導層厚度關係.....	59
圖 3-15	具有 AlGaAs LOC 寬波導結構的雷射.....	60
圖 3-16	具有電流阻障區域結構的雷射二極體.....	61
圖 4-1	本論文的實驗設計流程圖.....	63
圖 4-2	樣品#1 及樣品#2 的雷射晶粒設計的三種尺寸.....	64
圖 4-3	非吸收鏡面區域長度示意圖.....	64
圖 4-4	基板蝕刻後顯微鏡圖.....	66
圖 4-5	基板蝕刻後的 SEM 圖.....	67
圖 4-6	本論文所採用的 850nm AlGaAs 雷射磊晶結構.....	68
圖 4-7	完成磊晶成長後的樣品#2 晶片的 SEM 圖.....	69
圖 4-8	完成自行對準製程後的顯微鏡圖.....	72
圖 4-9	完成電流阻障層製程後的顯微鏡圖.....	74
圖 4-10	完成厚金電鍍製程後的 SEM 圖.....	76
圖 4-11	完成劈晶條製程後的顯微鏡圖.....	78
圖 4-12	本論文實驗採用之鏡面鍍膜設計示意圖.....	79

圖 4-13	完成切割製程後的樣品#2 晶粒的 SEM 圖.....	79
圖 4-14	完成黏晶接合製程後顯微鏡圖.....	81
圖 5-1	樣品#1 在光輸出為 100mW 的臨界電流散佈圖.....	83
圖 5-2	樣品#2 在光輸出為 100mW 的臨界電流散佈圖.....	84
圖 5-3	樣品#1 在光輸出為 100mW 的操作電流散佈圖.....	85
圖 5-4	樣品#2 在光輸出為 100mW 的操作電流散佈圖.....	86
圖 5-5	樣品#1 在光輸出為 100mW 的斜率效率散佈圖.....	87
圖 5-6	樣品#2 在光輸出為 100mW 的斜率效率散佈圖.....	88
圖 5-7	在脈衝模式及光輸出為 100mW 的光-電流關係圖.....	89
圖 5-8	在脈衝模式及光輸出為 100mW 的光-電流關係圖.....	90
圖 5-9	樣品#1 的 NFP(5 $\mu$ m 非吸收鏡面區域長度) .....	91
圖 5-10	樣品#2 的 NFP(25 $\mu$ m 非吸收鏡面區域長度) .....	91
圖 5-11	樣品#2 的 NFP(15 $\mu$ m 非吸收鏡面區域長度) .....	92
圖 5-12	樣品#2 的 NFP(5 $\mu$ m 非吸收鏡面區域長度) .....	92
圖 5-13	光在非吸收鏡面區域行進的示意圖.....	93
圖 5-14	FFP.....	94
圖 5-15	FFP.....	95
圖 5-16	樣品#1 的非吸收鏡面區域長度(5 $\mu$ m~25 $\mu$ m)的 COD 值.....	96
圖 5-17	樣品#2 的非吸收鏡面區域長度(5 $\mu$ m~25 $\mu$ m)的 COD 值.....	96
圖 5-18	樣品#1 與樣品#2 的 COD 值比較.....	97
圖 5-19	樣品#1 的老化測試結果(非吸收鏡面鏡面區域長度為 5 $\mu$ m)..	98
圖 5-20	樣品#2 的老化測試結果(非吸收鏡面鏡面區域長度為 5 $\mu$ m)..	99

## 符 號 說 明

$h_c$	具應變的半導體的臨界厚度	
$h_\nu$	光子能量	eV
$E_g$	能隙	eV
$E_c$	傳導帶底層能量	eV
$E_v$	價電帶頂層能量	eV
$E_F$	費米能量	eV
$E_{FC}$	準費米能量在 n 型半導體區域	eV
$E_{FV}$	準費米能量在 p 型半導體區域	eV
$n_{c1}, n_{c2}$	披覆層折射率	
$n_f$	核心層折射率	
$\Delta n$	折射率差	
$\Phi$	臨界角度	°
$d$	活性層厚度	Å
$R_1, R_2$	前，後鏡面反射率	%
$P_i$	光功率	mW
$g$	光增益係數	cm <sup>-1</sup>
$g_{th}$	臨界增益	cm <sup>-1</sup>
$g_{max}$	最大增益係數	cm <sup>-1</sup>
$\alpha_i$	內部損失	cm <sup>-1</sup>
$\alpha_m$	鏡面損失	cm <sup>-1</sup>
$L$	共振腔長度	µm
$\Gamma$	侷限因素	
$\eta_i$	內部量子效率	%
$\beta$	增益因子	cm/A
$J_{th}$	臨界電流密度	A/cm <sup>2</sup>
$J_0$	透明電流	A/cm <sup>2</sup> -µm
$I_{th}$	臨界電流	mA
$W$	脊狀波導寬度	µm
$\tau_{nr}$	非輻射復合生命期	s
$n_{no}$	熱平衡下 n 型半導體中的電子密度	cm <sup>-3</sup>



$p_{no}$	熱平衡下 n 型半導體中的電洞密度	$cm^{-3}$
$N_t$	半導體中復合中心濃度	$cm^{-3}$
$E_i$	本質費米能量	eV
$E_t$	陷阱能量	eV
$\sigma$	捕獲截面	$cm^2$
$V_{th}$	電子平均熱速度	cm/s
$K$	波茲曼常數	J/K
$T$	絕對溫度	K
$N_{st}$	表面區域內每單位面積的復合中心密度	$cm^{-2}$
$S_r$	表面復合速率	cm/s
$n_i$	本質載子濃度	$cm^{-3}$
$R_{Auger}$	歐傑復合速率	$cm^6/s$
$C_n$	復合速率常數	$cm^6/s$
$C_p$	復合速率常數	$cm^6/s$
$\tau_n$	載子復合生命期	s
$\tau_r$	輻射復合生命期	s
$\tau_{nr}$	非輻射復合生命期	s
$J/d$	規一化的電流密度除以活性層厚度	$A/cm^2/\mu m$
$e$	電本電荷量	C
$\eta_s(SE)$	雷射二極體斜率效率	W/A
$I_{op}$	雷射二極體操作電流	mA
$I_{th}$	雷射二極體臨界電流	mA
$P_o$	雷射二極體輸出功率	mW
$\lambda_L$	雷射二極體發光波長	nm
$P_1, P_2$	前,後鏡面出光功率	mW
$\eta_d$	雷射二極體微分效率	W/A
$\Theta_{\perp}$	雷射二極體垂直發散角	°
$\Theta_{\parallel}$	雷射二極體水平發散角	°
$\alpha_w$	窗戶區域損失	$cm^{-1}$
$P_{max}$	最大輸出功率	W
$P_{COD}$	鏡面的功率密度	$MW/cm^2$
$E_a$	半導體材料活化能	eV

# 第一章

## 緒論

### 1.1 研究動機

自第一顆半導體雷射二極體(laser diode,)於西元 1962 年成功的開發出來後，已從商業化應用到軍事的特殊用途，皆扮演著非常重要的角色。這些應用的波長範圍，從可見光的部分一直延伸到遠紅外光部分，然而在許多的應用中，對光功率輸出要求並不高，諸如：於 compact disc (CD) 讀取用雷射其發光波長在 780 nm，digital versatile disc (DVD)及超級市場所用的掃瞄器(bar code scanner)用雷射其發光波長在 650nm 等應用時皆僅需約 3-5 mW 左右的輸出功率即可，但是要作為光碟寫入用雷射或激發固態雷射(diode pump solid state,DPSS)用的雷射，於這些應用時卻都至少需要數百 mW 以上的高功率才能達成。

例如 532 nm 的綠光雷射是使用 200 mW~數 W 的 808 nm 雷射二極體來激發 Nd:YVO<sub>4</sub> (摻釹釩酸鈮)晶體而產生 1064 nm 波長的雷射，再使用非線性晶體(KTP)來倍頻成為 532 nm[1.1]，如圖 1-1 所示。

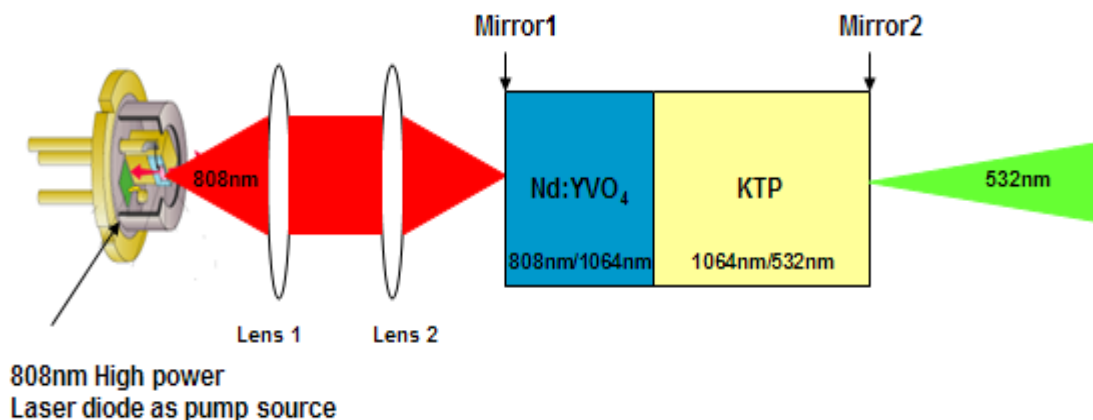


圖 1-1 高功率 808nm 雷射作為幫浦應用的例子

由於過去數十年間，工業的快速成長使得更高功率雷射的應用及需求也快速成長，特別是在於醫療生技、軍事、材料處理、固態雷射之激發源等應用方面更是發展快速。雷射二極體操作在連續振盪(cw)模式或是脈衝振盪(pulse)模式狀況下，無論單橫向模(single transverse mode)或是多橫向模(multiple transverse mode)應用皆有需要朝更高的輸出功率發展。甚至連近來頗有顯著發展的投影機及顯示器應用也開始嘗試以高功率雷射二極體當作光源，然而以雷射作為投影機及顯示器的發光源有相當多的好處，如色域廣、光功率高、熱效應低、光學機制簡易等優異特點[1.1][1.2]。因此工業的發展迅速也促使雷射二極體必需朝更高的輸出功率方向發展。

然而一個雷射二極體能輸出的功率是屬於低功率或是高功率，其兩者之間並沒有非常明確的界定，必需視雷射二極體種類應用及設計目的來區分。一般而言，以單模的窄線條(narrow stripe)雷射二極體而言，能夠輸出約 50 mW 或以上的功率，而多模的寬面積(broad-area)雷射二極體能夠輸出約 200 mW 或以上的功率可稱為高功率雷射二極體[1.3]。

無論一個雷射二極體是屬於寬面積型的多橫向模雷射二極體或是窄線條型的單橫向模雷射二極體，有一個明顯問題是：一個雷射二極體能夠輸出的最大功率極限為何？因此必需探討限制輸出最大功率的機制與種類，通常一個雷射二極體的最大輸出功率將被四種機制所限制[1.3],[1.4]：  
(1)扭結(kink)、(2)熱翻轉(thermal rollover)、(3)瞬時光學鏡面損傷(catastrophic optical damage,COD)、(4)漸變退化(gradual degradation)。

其中又以(1)項的扭結(Kink)及(2)項的熱翻轉(thermal rollover)，對一個雷射二極體的限制是屬於可回復的，換句話說當一個雷射二極體操作在高功率時，一旦發生有扭結(kink)或是熱翻轉現象時，僅會對一個雷射二極體的輸出功率有所限制，但並不會損傷這元件及基本特性。然而，若是一旦發生(3)項的瞬時光學損傷機制時，則元件的輸出功率會瞬間急速下降，且使雷射二極體將從鏡面區域開始熔化並往本體部分延伸，而造成永久性且不可回復之傷害，此時雷射二極體已失去其元件基本特性，既無法再產生雷射光。(4)項的漸變退化也會傷害雷射二極體，因此特性亦不可回復。

綜觀目前世界各大半導體雷射公司及相關學術研究機構莫不以提升最大輸出功率及改善瞬時光學損傷(COD)為首要努力方向。尤其是當活性層(active layer)為含鋁的材料時(如 AlGaAs)，其材料特性易造成鏡面氧化問題，使其 COD 值及可靠度皆不佳。雖然目前已開發出許多抑制或改善 COD 的方法，但這些方法也都各有其優缺點存在，甚至將牽制或犧牲掉一些特性，而這些方法將於第三章中陸續作有系統的詳細介紹。

本論文之目的是分析、歸納、比較及探討抑制 COD 的各種方法，並且論證其中一種鮮少被討論及研究的彎曲波導(bent waveguide)法。首先利用以彎曲波導概念來改善 COD 的準位並提高輸出功率的是由美國伊利諾大學的 R.P.Bryan 等人於西元 1989 年提出[1.5]，接著西元 1998 年 IBM 研究中心的 F.R.Gfeller 等人也有相關性研究發表[1.6]，接著又提出相關專利[1.7]後即幾乎沒有相關的研究資訊及成果可供查證及參考。

本論文是以彎曲波導法概念為軸心並嘗試應用以 MOCVD 的磊晶方法並配合電流阻障層的製程設計及使用 SCH-MQW 雷射二極體結構實現及論證提升 COD 的效果。另外也將分析與比較各種提升 COD 值的方法，包括差異性、優缺點等相關有用資訊以供後續研究參考，實為本論文之最大研究動機。

## 1.2 論文架構

本論文將分為六個章節，第一章為本論文之研究動機及架構。第二章將就半導體雷射之基礎理論及相關重要之光、電特性加以介紹及說明。第三章節則依序介紹目前三種高功率雷射二極體的輸出功率限制機制詳細說明，特別是 COD 的發生機制部分並介紹目前各種的改善方法，並對這些方法的優缺點作比較分析。第四章的實驗是使用彎曲波導法來製造含鋁的 850nm 單橫向模之砷化鋁鎵(AlGaAs)高功率雷射二極體並將實驗後量測數據加以論證及分析。第五章為實驗後的結果與討論。第六章為本論文的結論。



## 第二章

### 雷射二極體之基礎原理

#### 2.1 雷射二極體之發展與演進

雷射(laser)一詞是由“Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation”縮寫而來，其意為受激輻射所引起的光放大現象[2.1],[2.2]。因此雷射是屬於一種光元件，它可將電的能量轉換為光形式。

西元 1962 年時，在美國同時有四個機構發表首次使用半導體材料當作一種雷射的研究。這些機構及成員分別為；奇異(GE)公司的 Rober N.Hall 等人、IBM 公司的 M.I.Nathan 等人、麻省理工學院(MIT)的 T.M.Quist 等人、伊利諾大學(The University of Illinois)的 N. Holonyak 等人[2.2]-[2.6]。不同的是前三者使用 GaAs 材料作為發光源，而後者則是使用 GaAsP 材料作為發光源。當時的第一顆半導體雷射二極體是具有非常高的臨界電流密度(threshold current density)，其值大於  $50\text{KA}/\text{cm}^2$ ，且僅能在冷凍溫度環境及脈衝振盪(pulse)模式下操作[2.5]。雖然第一顆半導體雷射二極體的結構是使用同質接面結構(homo-junction)，且存在有許多不合實際的缺點，但是卻也大量的展開對它改善的研究。

幸運的是，在西元 1963 年美國的 H. Kromer 及蘇聯的 Zh.I Alferov、R.F. Kazarinov 等人，同時分別發明了異質結構(heterostructure)，並將它應用在雷射二極體、發光二極體(light emitting diode, LED)、高速元件(如 HEMT、HBT)上。最後分別經 Hayashi 與 Zh.I Alferov 等人的努力下於西元 1970 年使用雙異質結構(double-heterostructure, DH)雷射二極體成功的發展出第一顆在室溫下連續振盪(CW)的半導體雷射二極體，其臨界電流密度亦降到  $1.6\text{KA}/\text{cm}^2$  程度[2.5]，使半導體雷射二極體有機會從由實驗室往工業界發展。

由於 DH 結構是將能隙較小材料置放於兩能隙較大的材料中間，典型

的應用例子為  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ，如圖 2-1 所示。位於中間的活性層為 GaAs，其能隙比兩旁的  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  能隙還小，如此之設計可以同時增加雷射二極體的載子侷限(carrier confinement)及光的侷限(optical confinement)能力，使雷射的性能大幅提升，除能夠直接降低臨界電流密度外，並且允許雷射二極體能夠在室溫環境及連續振盪模式下操作[2.6]。如此重大的貢獻也使得 H. Kromer 及 Zh.I. Alferov 兩人於 2000 年時以“發展半導體異質結構(heterostructure)應用在高速及光電上之貢獻”而獲得諾貝爾物理獎 [2.4],[2.7]。

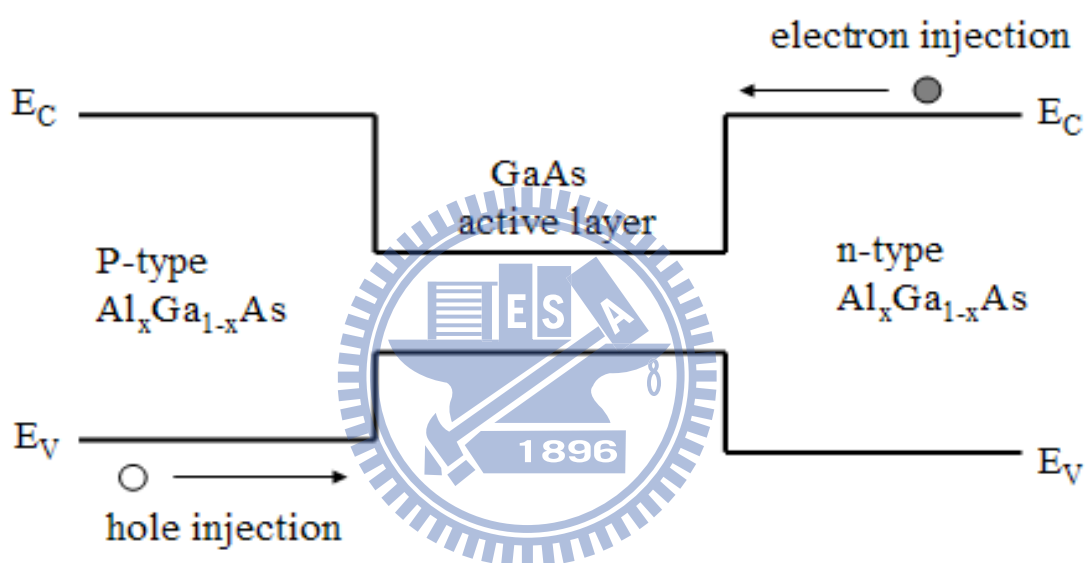


圖 2-1 AlGaAs/GaAs/AlGaAs 雙異質界面結構能帶圖

## 2.2 雷射二極體之特點

半導體雷射具有與其它雷射(諸如:固態雷射、氣體雷射)相似的特性，具有空間同調(spatial coherence)、時間同調(temporal coherence)、高單色(monochromatic)、高指向性(directionality)等性質[2.2],[2.8],[2.9]。

半導體雷射與一般半導體元件相同，皆具有 p-n 接面(junction)之基本結構存在，但又同時擁有與一般傳統雷射一樣的量子特性存在。今日的

半導體雷射是基於西元 1962 年 Rober N.Hall 的想法，並經許多人的努力而慢慢演進而成，它的應用已涵蓋民生、醫療、軍事、工業、通訊等方面，並成為重要的光源之一。半導體雷射的特點與一般雷射之比較如下 [2.2],[2.5],[2.10]-[2.14]：

- (1) 直接發光：一般傳統雷射的量子傳輸是利用分離的原子間能階，半導體雷射的量子傳輸則為材料間的能隙可直接發光，不需要其他能量激發。
- (2) 體積小：半導體雷射的體積非常的小，一般雷射晶粒(chip)的尺寸通常都在  $1500\mu\text{m}$ (長) $\times 300\mu\text{m}$ (寬) $\times 120\mu\text{m}$ (高)以下，如此小的體積非常容易裝置及應用在一般的設備、儀器、工具內。
- (3) 直接調制：藉由變化半導體雷射的順向電流(forward current)時，可直接調變雷射光的光束，其調變速度可達數個 GHz 的範圍。
- (4) 高光電轉換效率：半導體雷射具有高的光電轉換效率，一般可達 50% 以上。
- (5) 高整合性：可以與其他 III-V 族元件，例如場效電晶體、光偵測二極體等元件結合形成光電積體電路(optoelectronic integrated circuit,OEIC)。
- (6) 可製成單石雙波長雷射：可以在同一個單石(monolithic)基板(substrate)上製作成雙波長雷射，例如使用 AlGaAs 材料系統與 AlGaInP 材料系統，同時長在一個單石的 GaAs 基板上，如此僅使用一顆雷射二極體即可分別讀取 780nm (CD)或 650nm (DVD)訊號或寫入，因此可減少一顆雷射二極體及其他光學系統的使用，進而降低成本。
- (7) 低電壓操作：半導體雷射操作電壓約在 1.7V~2.5V 之間。
- (8) 高信賴度：半導體雷射的 MTTF 約在數千小時~數十萬小時之間。
- (9) 高量產性：使用半導體製造技術易於大量生產。

## 2.3 雷射二極體之基本構成要素

構成半導體雷射的基本要素，主要有四個部分組成[2.5]:

- (1) 增益介質(gain medium)：活性層(active layer)可作為增益介質，可將傳播中電磁波放大。
- (2) 幫浦(pump)：以電流注入(current injection)方式，提供能量給增益介質，電子與電洞將透過上、下電極傳輸到增益介質內，使其能達到居量反

轉(population inversion)的條件。

(3)光學共振腔(optical resonant cavity)：提供電磁波有回饋(Feedback)的機制藉以放大能量，邊射型(edge emission)雷射的共振腔，皆屬於法布理-比洛(Fabry-Perot)光學共振腔。

(4)輸出耦合(output coupler)：將光學共振腔內的雷射光引導出至共振腔外，藉由調整共振腔前後鍍膜反射比值，可控制前後光輸出的功率大小。一般將 GaAs 晶片由(110)面劈裂(cleaved)可形成自然反射鏡面(facet)，其反射率為 32%左右。如圖 2-2 所示，為構成半導體雷射的四個基本要素。

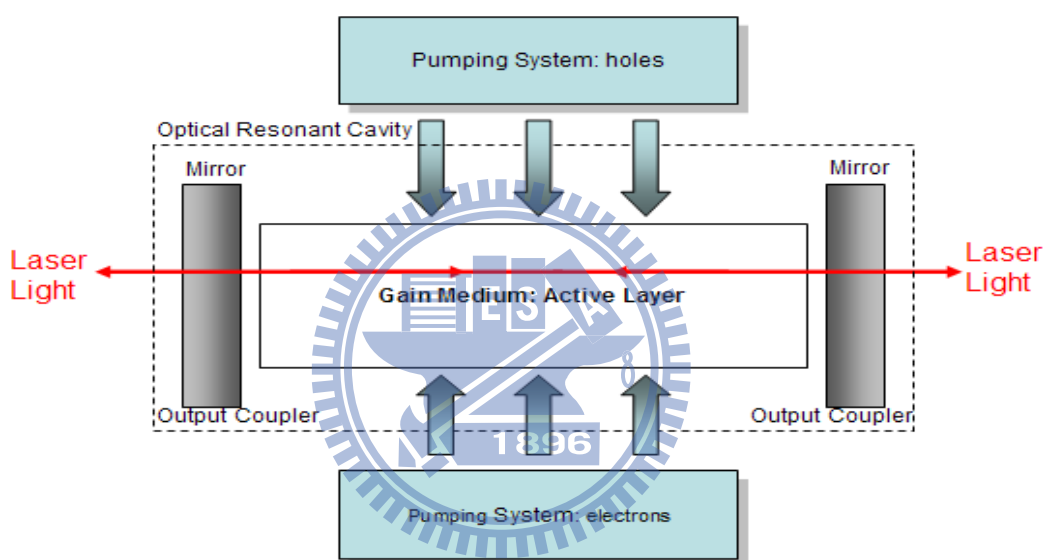


圖 2-2 構成半導體雷射的四個基本要素

## 2.4 雷射二極體之材料

### 2.4.1 直接能隙半導體

目前主要的半導體發光元件，不論是發光二極體或是雷射二極體皆屬於直接能隙(direct band gap)半導體。雖然也有非直接能隙(indirect band gap)半導體能發光，但到目前為止此類元件的發光效率還是不盡理想。而一個直接能隙半導體，如 GaAs 及 InP 等化合物半導體材料，其材料的傳導帶

(conduction band)的極小值及價電帶的(valence band)的極大值都是發生在  $k=0$  處( $\Gamma$  點)。

電子與電洞在這兩個允許能帶間的直接復合並放出光子，整個過程不需要改變晶格動量既可完成，發光效率高。反之，非直接能隙半導體的能隙中的傳導帶的極小值及價電帶的極大值都不在相同的  $k$  處( $k \neq 0$ )，此時的動量並沒有遵守動量守恆(momentum conservation)定理，因此電子與電洞無法直接復合。載子必須靠能階中的復合中心(recombination center)捕捉來完成。然而這些復合中心通常為材料中的缺陷或雜質，經由捕捉過程造成能量與動量的改變，其能量的是藉由聲子(phonon)(既晶格振動)釋放能量。由此可知，這種間接躍遷的過程牽涉到聲子的協助，使的躍遷的發生機率比垂直接躍遷的直接能隙半導體小很多，因此如矽、鍺材料的發光效率是非常差的，不適宜做發光元件[2.5],[2.15]-[2.18]。圖 2-3 為直接能隙半導體和非直接能隙半導體的 E-K 圖(energy vs. momentum)。

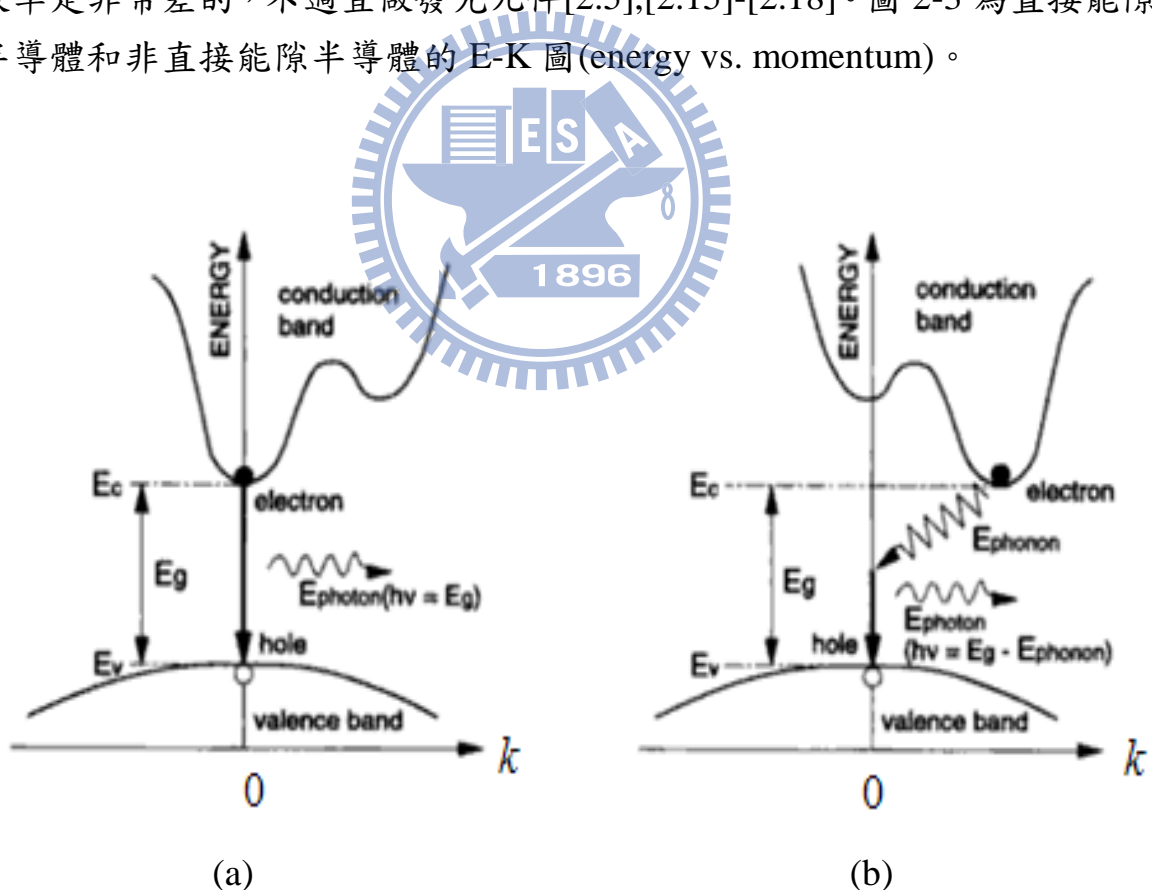


圖 2-3[2.18]帶到帶復合過程在半導體(a)直接能隙半導體及(b)非直接能隙半導體

## 2.4.2 發光波長與材料系統

元件的發光波長與材料的能隙具有直接的關係，如 780nm 的雷射二極體的活性層必須選用  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (三元)材料，而紅光雷射二極體，波長從 635nm-660nm 範圍的活性層則必須選用  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ (三元)材料。發光波長在 808nm-850nm 區間的活性層則有較多的選擇，可以使用 GaAs(二元)、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 、 $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ 、 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$ (四元)等材料作為活性層材料。若發光波長為 980nm-1100nm 間，則以  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  當活性層居多。故元件的發光波長是由材料能隙的大小所決定，如圖 2-4 所示。

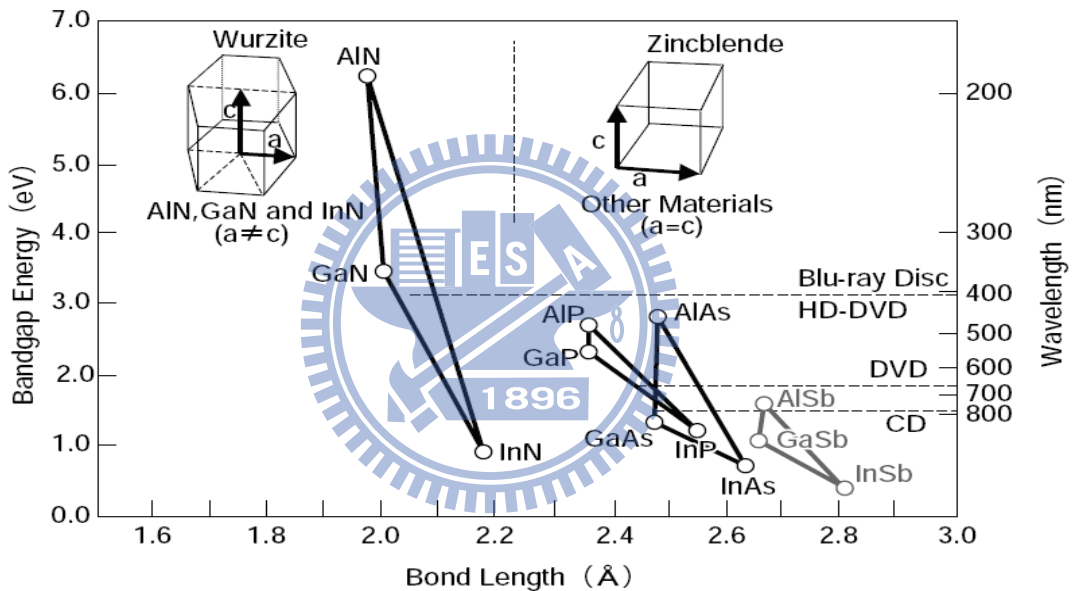


圖 2-4[2.19]化合物半導體普遍用於光電元件的能隙能量對波長關係

一般 III-V 族半導體雷射元件的基板材料為 GaN、GaAs、InP 等三種，如 Blu-ray Disc 用 405 nm 或顯示投影用 450 nm 的藍光雷射是使用 GaN 為基板[2.20]，而欲發 635nm-660nm、780nm、808nm、850nm、980nm 等光，則必需選用 GaAs 為基板材料。另外，通訊用的 1.3 $\mu\text{m}$  及 1.55 $\mu\text{m}$  長波長雷射則是使用 InP 材料為基板。材料系統與發光波長範圍如表 2-1 所示 [2.20],[2.21]。

活性層材料	侷限層材料	發光波長	基板
InGaN	AlGaIn	405nm	GaN
GaAs	AlGaAs	800-900nm	GaAs
AlGaAs	AlGaAs	624-850nm (Al成份 < 45%)	GaAs
InGaP	AlGaInP	630-660nm	GaAs
InGaAs	GaAs	900-1000nm	GaAs
InGaAs	InGaAsP	1550nm	InP
InGaAsP	InGaAsP	1300-1500nm	InP
InAsP	InGaAsP	1060-1400nm	InP
InGaAs	InP	1500nm	InP

表 2-1 活性層材料與發光波長關係

### 2.4.3 晶格匹配與假晶材料

在表 2-1 中，有些材料與基板是屬於晶格匹配(lattice match)，見圖 2-4 所示，如 GaAs/GaAs 系統為典型的例子，甚至在  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  系統中從  $x=0$  到  $x=1$  間兩個極端，也僅只有約 0.13% 晶格常數失配(lattice constant mismatch)[2.22]。而有些材料的磊晶層與基板之間存在有應力的形變(strain)關係。

以現代的磊晶技術而言，只要磊晶層材料間的晶格常數差異不要太大，是不會產生任何差排(dislocation)缺陷存在。使用這種應變方法成長材料的概念，首先是由西元 1940 年代的 Frank 和 Van der Merwe 所建立，再由 Matthews 和 Blakeslee 等人深入研究而成，所以這種成長的材料亦稱為假晶材料 (pseudomorphic material)[2.12]。其概念為在兩個晶格常數較小的材料中間成長一個晶格常數較大的材料，如此將形成一種壓縮型應變(compressive strained)。反之，如果在兩個晶格常數較大的材料中間成長一個晶格常數較小的材料將形成一種伸張型應變(tensile strained)。而這兩種不同形態的應變技術，見圖 2-5 所示。

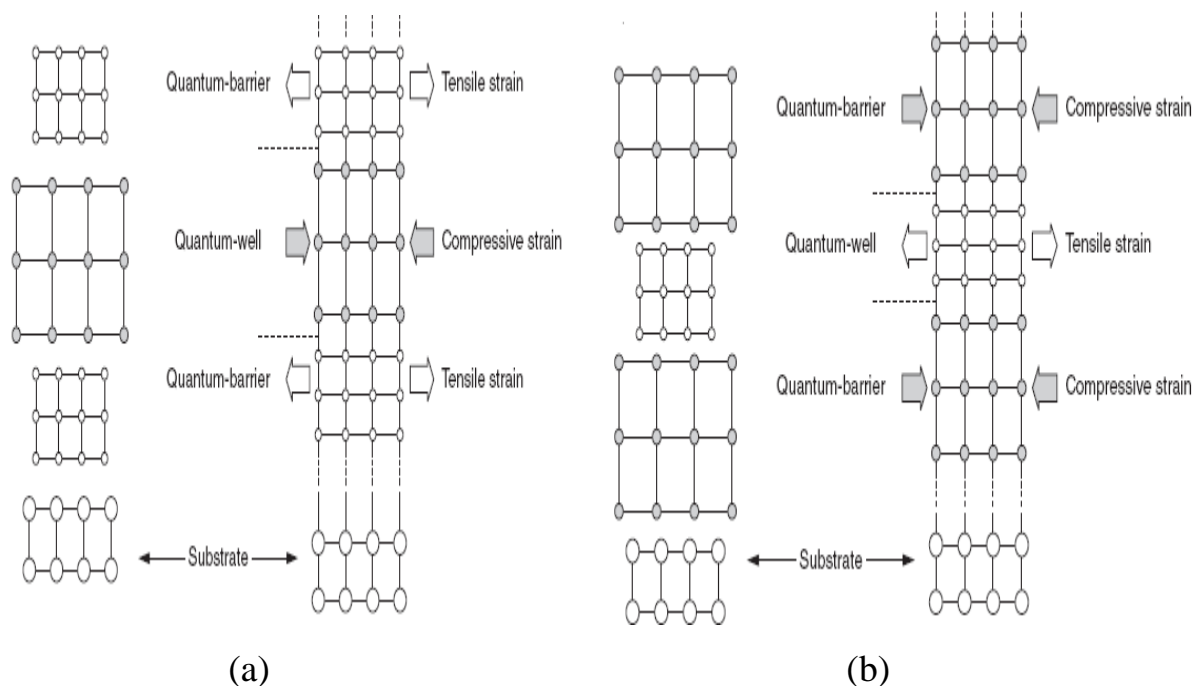


圖 2-5[2.23]磊晶層與基板之間的應變形式(a)壓縮型應變(b)伸張型應變

如同前述，只要兩種材料的晶格常數相差不大，磊晶層的厚度不要超某個臨界厚度(critical thickness)值時，仍可保持品質良好而無缺陷的異質界面。所以再引用具形變的材料同時，必須考慮到當材料中的成份的增加會使應變量也隨之加大，當磊晶層的厚度增加，伴隨者應變的彈性能量也不斷累積。相反的是，當超過一個臨界厚度時，此時材料將會發生塑性變形(plastic deformation)，此時應變的能量將通過在界面附近產生差排缺陷來釋放出來。此時原本具有應變的磊晶層應力將消失，恢復原來的晶格常數，此時稱為鬆弛(relaxation)。然而，材料一旦經塑性變形後是無法再回復[2.24],[2.25]，而產生的許多差排缺陷將於發光元件中會成為非輻射復合(non-radiative recombination,NRR)中心來源，這些 NRR 中心的作用將大幅降低發光效率[2.26]。

圖 2-6 說明應變量大小與臨界厚度( $h_c$ )之關係，當形變量較小時可成長較厚的磊晶層，而較大形變量時可成長的磊晶層厚度變薄[2.13],[2.22]。如果在一個半導體雷射二極體的量子井中引進應變技術即成為應變量子井(strained quantum well)，具應變的量子井最大特點是應變能改變能帶結構，隨著能帶結構的改變使價電帶的有效質量(effective mass)減少。由於前述之原因而使態密度(density of state)降低，因此在透明(transparency)



時有較低的載子密度，因此導致雷射二極體的臨界電流也減少，使特性變好[2.27]。

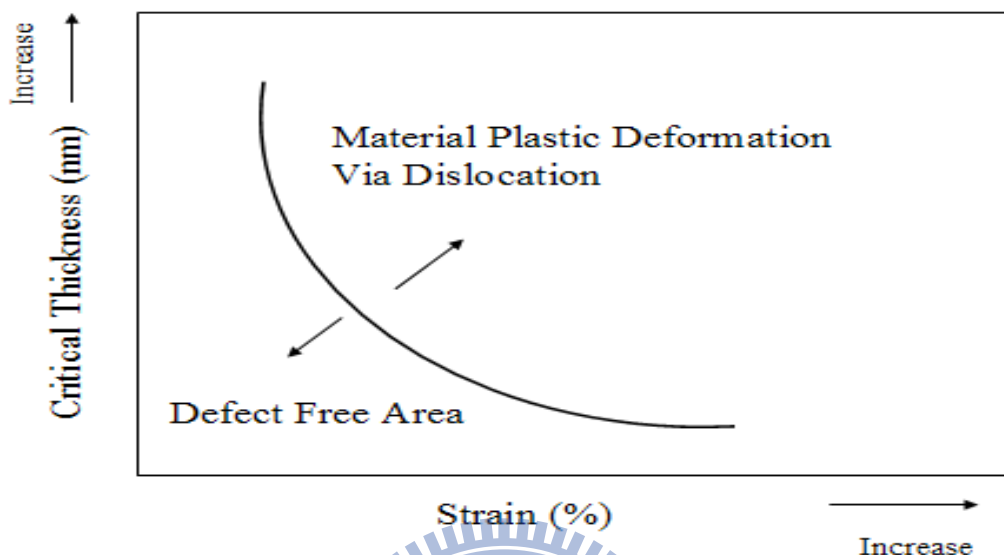


圖 2-6 應變量與臨界厚度( $h_c$ )之關係

如圖 2-7 所示，一個不具應變的材料，其有效質量較大的重電洞帶 (heavy hole, HH) 與有效質量較小的輕電洞帶 (light hole, LH) 在  $k=0$  重疊在一起 [2.5] 此時的光波將同時具有橫向電場模 (transverse electric field mode, TE mode) 及橫向磁場模 (transverse magnetic field mode, TM mode) 成份。如果具有壓縮型應變的材料，其能帶中的重電洞帶與輕電洞帶將為分離狀態，電子沿重電洞帶 (E-HH) 間躍遷，因此以 TE 模為主。另外，伸張型應變材料的輕電洞帶則相對變成在重電洞帶的上方位置，電子沿輕電洞帶 (E-LH) 間躍遷，因此以 TM 模為主 [2.13], [2.28]-[2.30]。

典型的例子為 A.Valsterl 等人在 633nm 的紅光雷射量子井的實驗，在  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$  量子井調整不同的 Ga 之含量  $x$  時可以分別得到 -0.5% ( $x=0.58$ ) 伸張型應變或 0.5% ( $x=0.45$ ) 壓縮型應變，在此時分別皆可得到最低的臨界電流 (threshold current) 值 [2.31]。以目前的趨勢及發展來看，635nm 紅光雷射使用為伸張型應變量子井，主要應用為工業用途，而 650nm 紅光雷射則使用為壓縮型應變量子井，其要應用為光儲存用途。

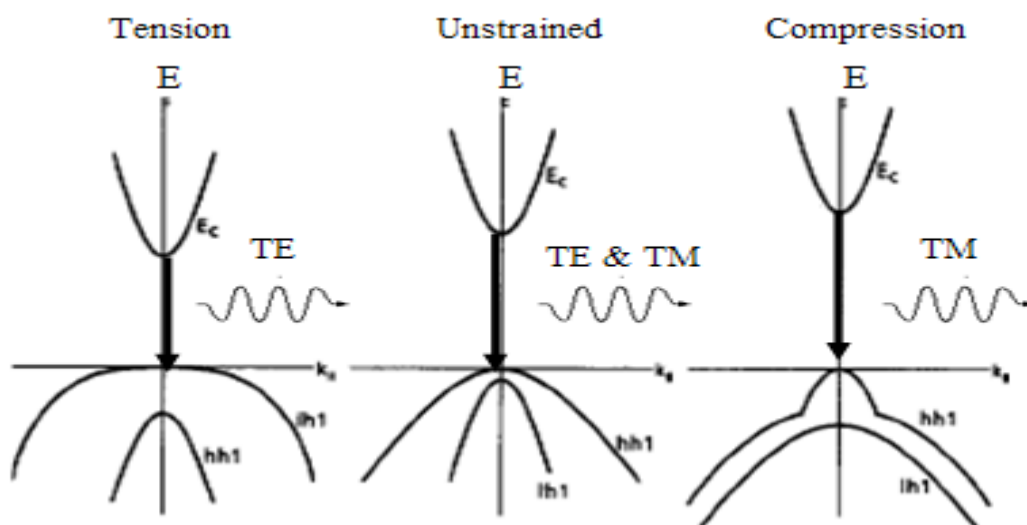


圖 2-7[2.28] 應變對量子井的能帶結構之影響；伸張型應變(左)，無應變(中)，壓縮型應變(右)

## 2.5 雷射二極體之基本操作

### 2.5.1 誘發放射

發光元件，例如發光二極體或是雷射二極體，雖然都是皆以輻射復合 (radiative recombination) 形態來放光。然而造成此兩者最大的差異則是光的放射方式。LED 是以自發輻射 (spontaneous emission) 形態來放光，而 LD 則以誘發輻射 (stimulated emission) 形態來放光。自發輻射機制為在傳導帶的電子經一平均活期後與在價電帶的電洞輻射復合後，其所釋放出能量為光子 (photo)，但這些光子間的相位皆不相同。反之，誘發放射的機制是當材料中位於高能階的電子數比位於低能階的電子數還多時以達居量反轉 (population inversion) 之狀態，此時有一個光子入射到此一具有居量反轉的材料中，將誘導傳導帶的電子與價電帶的電洞結合並釋放出能量相同且相位一致的光子，然而這些光子在材料中傳輸又會引起更多的電子電洞結合放出更多的頻率相同且相位一致的光子 [2.5],[2.12],[2.32],[2.33]，如圖 2-8 所示。

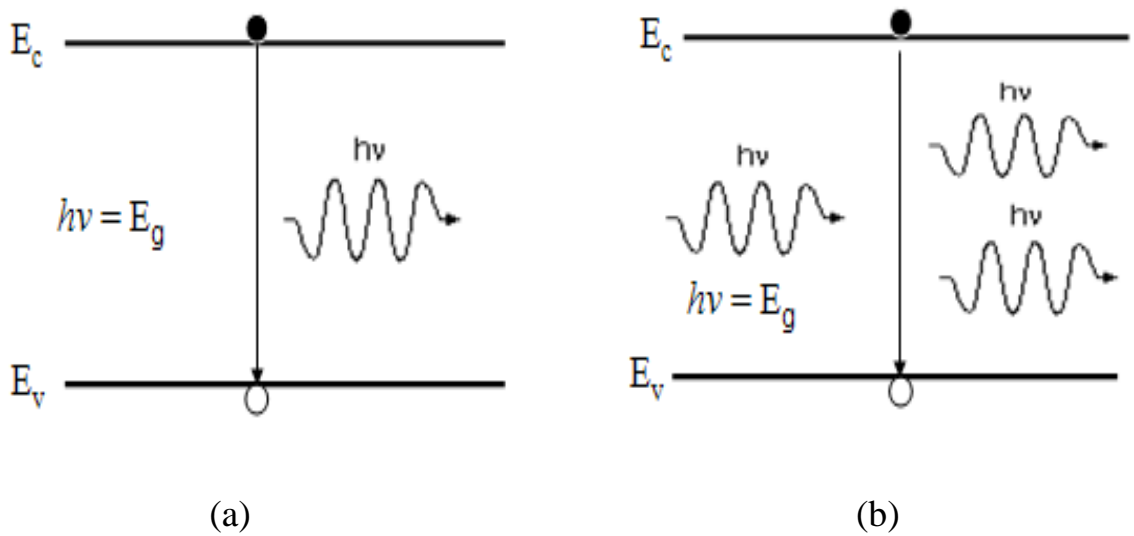


圖 2-8[2.5] 二能階原子模型中光和原子交互作用(a)自發輻射(b)誘發輻射

### 2.5.2 雷射二極體之構造

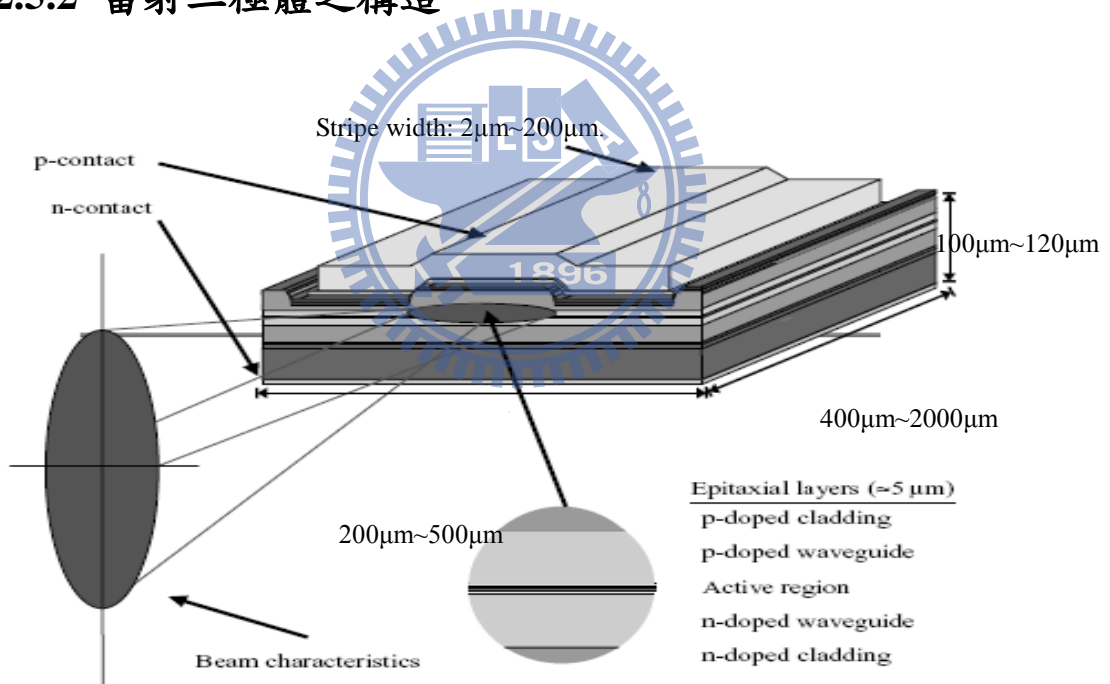


圖 2-9[2.34] 典型邊射型雷射二極體構造

圖 2-9 為一典型邊射(edge emitting)型雷射二極體構造。其中磊晶層厚度約 3~5  $\mu\text{m}$  左右會成長在厚度約為 350  $\mu\text{m}$  的基板上，最後在鏡面鍍膜前會將其厚度磨到約 100~120  $\mu\text{m}$  左右。活性層即為 2.3 節所述，作為增益介質，且為本質(intrinsic)半導體材料。以量子井結構而言，其厚度一般約

在  $50\sim 150\text{\AA}$  之間。n 及 p 型披覆層(cladding layer)約各為  $1\sim 1.5\mu\text{m}$  左右。共振腔(cavity)長度則視元件的輸出功率而定，高功率雷射的共振腔通常都會設計較長，以利降低元件的熱阻。因此共振腔的長度一般約在設計在  $400\sim 2000\mu\text{m}$  之間。線條(stripe)或稱脊狀波導(ridge waveguide)的寬度將會決定模態，若為寬面積的多橫向模雷射二極體，脊狀波導的寬度會使用  $30\sim 200\mu\text{m}$ ，而單橫向模雷射二極，則會將脊狀波導的寬度縮小到  $2\sim 5\mu\text{m}$ 。

### 2.5.3 載子與光場侷限

目前的半導體雷射二極體操作皆是採用順向偏壓(forward biased)方式來驅動並且採用 p-i-n 的雙異質(DH)結構或是量子井(QW)結構。

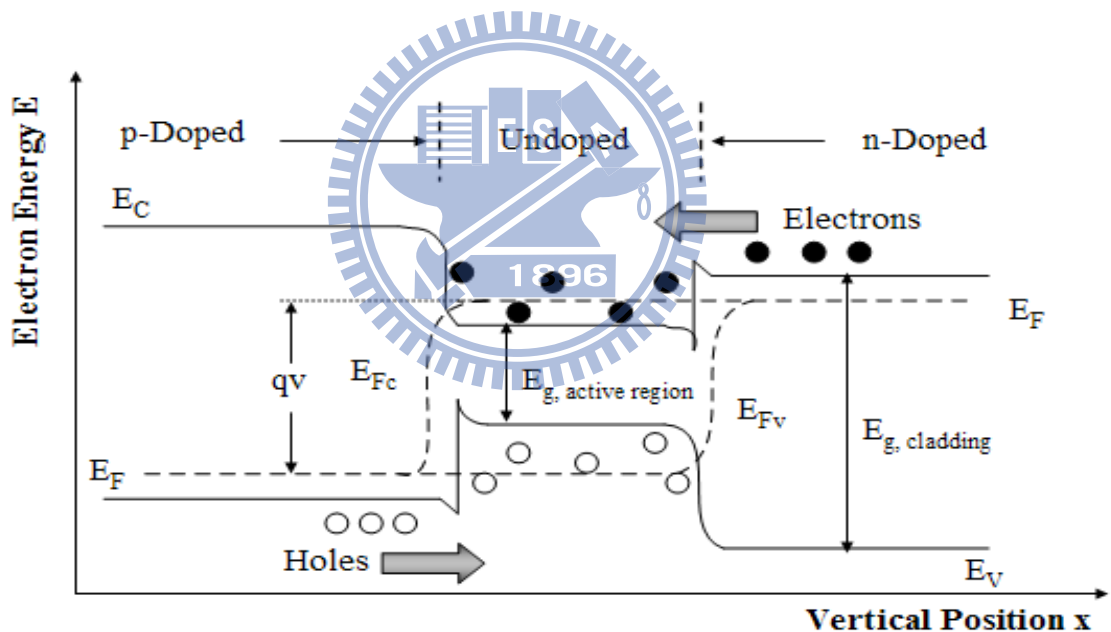
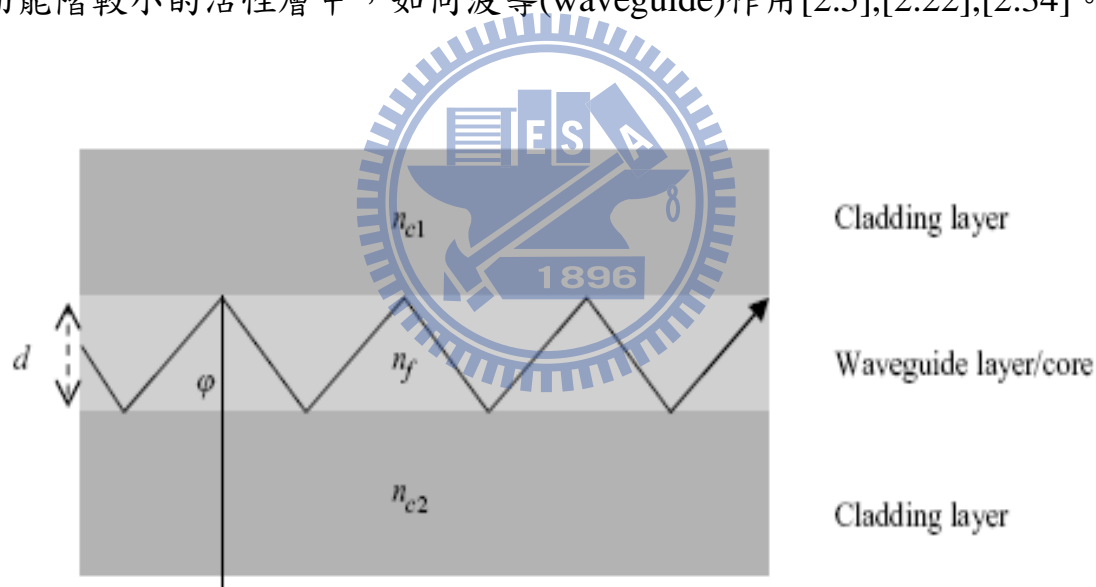


圖 2-10[2.35]在順向偏壓下的雙異質結構 p-i-n 接面能帶圖

在此以最基本的 p-i-n DH 結構來說明雷射二極體的載子與光侷限原理。如圖 2-10 所示，一般 p-i-n 的 DH 結構為 p 型摻雜披覆層-本質活性層-n 型摻雜披覆層，如此可形成所謂的三明治(sandwich)結構，也是最基本的雙異質結構[2.35]。當施加一個順向偏壓於雷射二極體時，原本處於熱平衡(thermal equilibrium)狀態的費米能階(fermi level)即  $E_F$ ，將一分為二，

成為兩個準米能階(quasi fermi level)即  $E_{FC}$ 、 $E_{FV}$ 。此時位能障下降，電子與電洞分別由披覆層越過而注入到活性層內，且並開始有大量載子注入活性層而產生自發性輻射，此時為 LED 階段。當順向偏壓持續加大時，使得  $E_{FC}-E_{FV}=E_g$  時活性層開始達到透明(transparency)狀態，此時的增益(gain)為大於等於零的狀態，輸出功率變大[2.5]。當順向偏壓加到約 1.5~2V 時，活性層中的載子變多且大量復合，此時活性層增益持續變大，在 L-I 曲線中將通過臨界門檻，振盪出雷射光。

除上所述之外，不論是三明治結構的雙異質結構或是量子井結構的另一個重要特性是在活性層兩旁的披覆層是能隙能量較大的材料，其折射率(refractive index)較小且比活性層的折射率還要小許多，如此將造成一個在折射率上的差異( $\Delta n$ )。而此  $\Delta n$  的差異將恰好把光場侷限在折射率較大，而能階較小的活性層中，如同波導(waveguide)作用[2.5],[2.22],[2.34]。



$$n_f \cdot \sin \varphi > n_c \quad \text{Total reflection ensures low loss waveguiding}$$

圖 2-11 [2.34]具有三層波導結構的雷射二極體

圖 2-11 說明了光被侷限在中間折射率較大的活性層區域，當光在如同波導的結構中運動，光到達界面處時遇到折射率較低的披覆層區域將被反射與折射回活性層區域。依照斯涅耳定律(snells law)[2.15]可知，當入射光與異質接面的法線方向夾角大於臨界角(critical angle)時，即為符合  $n_i \cdot \sin \Phi$

$> n_c$  之條件，此時光將無法穿透出披覆層，且將一直在活性層區域以全反射方式來回傳遞。

上述方法可以依靠磊晶結構的設計來完成光侷限作用，通常稱為垂直波導結構(vertical waveguide structure)[2.34]。要形成此類的侷限結構必須再配合其他的條件；如材料的選擇，能隙能量的大小、折射率的大小、晶格匹配等因素皆必須考慮，典型的結構為  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ，當調整披覆層的 Al 含量更多時將會使折射率更低，且沒有晶格失配(lattice mismatch)問題。

圖 2-12 則以另一個觀點來表達相同的事情，其中可看出  $\Delta n$  的差異狀況，當活性層折射率和披覆層折射率因有差異而形成波導結構可將光侷限在活性層區域內。值得注意的是光場超出活性層區域的部分將被視為損失，只有在中間的活性層區域有增益(gain)。

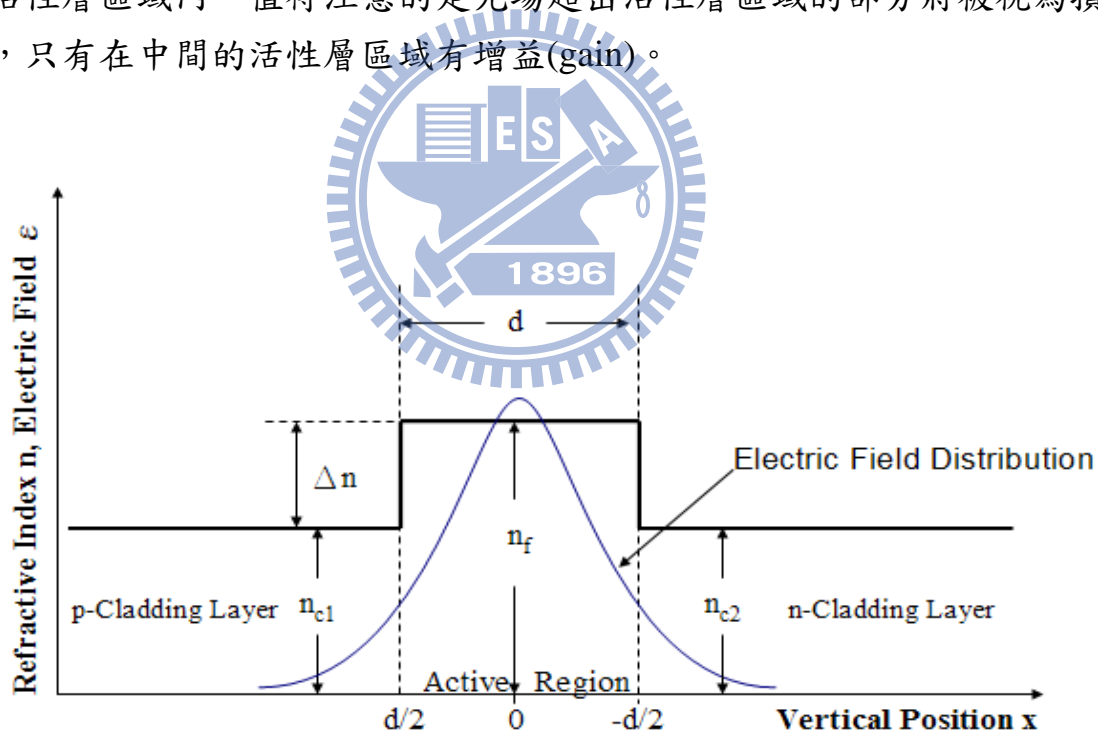


圖 2-12 折射率分佈與光場分佈關係

若以上圖 2-12 的  $d$  代表活性層厚度，而  $E$  為光場強度，則方程式 2-1[2.5],[2.30]表示光強度在活性層中佔所有光強度的比例，此例稱為光學侷限因素(optical confinement factor)，以  $\Gamma$  表示。

$$\Gamma = \frac{\int_{\text{active region}} |E(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(x)|^2 dx} = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(x)|^2 dx} \quad (2.1)$$

通常  $\Gamma$  值是介於 0~1 之間，若希望能獲得更有效誘發輻射則  $\Gamma$  值越大越好，越大時則表示侷限能力就越強，且  $\Delta n$  的差異就越大[2.22]。另外， $\Gamma$  值與  $d$  之間也有強烈的直接關係，通常 DH 型雷射的活性層厚度比量子井雷射還要厚，因此  $\Gamma$  值也比較大[2.12]。

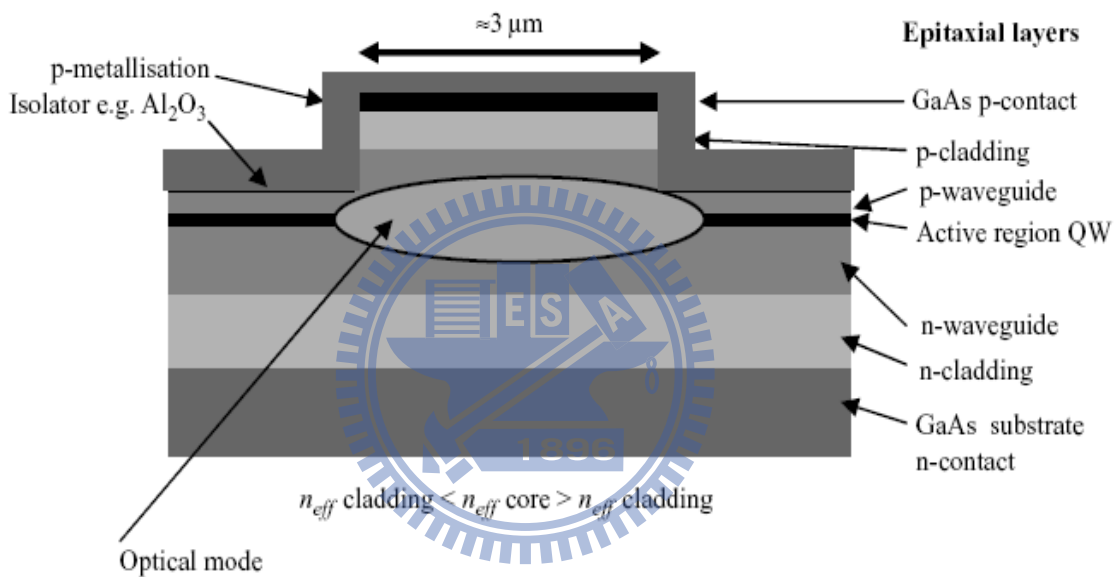


圖 2-13[2.34]典型脊狀波導結構

除上述垂直波導結構外，另一個重要且必須提到的是側向波導結構 (lateral waveguide structure)。不同於垂直波導結構是以磊晶層方式完成，而側向波導結構則必須倚靠晶粒製程方式來完成。以折射型波導(index guided)結構為例，通常以濕蝕刻或乾蝕刻方式由 p-Cap 層蝕刻到 p 披覆層，並只留下一點厚度(一般約控制在 2000~4000Å 之間)。再沉積低折射率的材料取代；如二氧化矽(SiO<sub>2</sub>)、氮化矽(Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>)、三氧化二鋁(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)等介電膜。如此可形成中間(core)折射率高，兩邊折射率低結構，如圖 2-13 以 GaAs 為基礎的脊狀波導雷射。

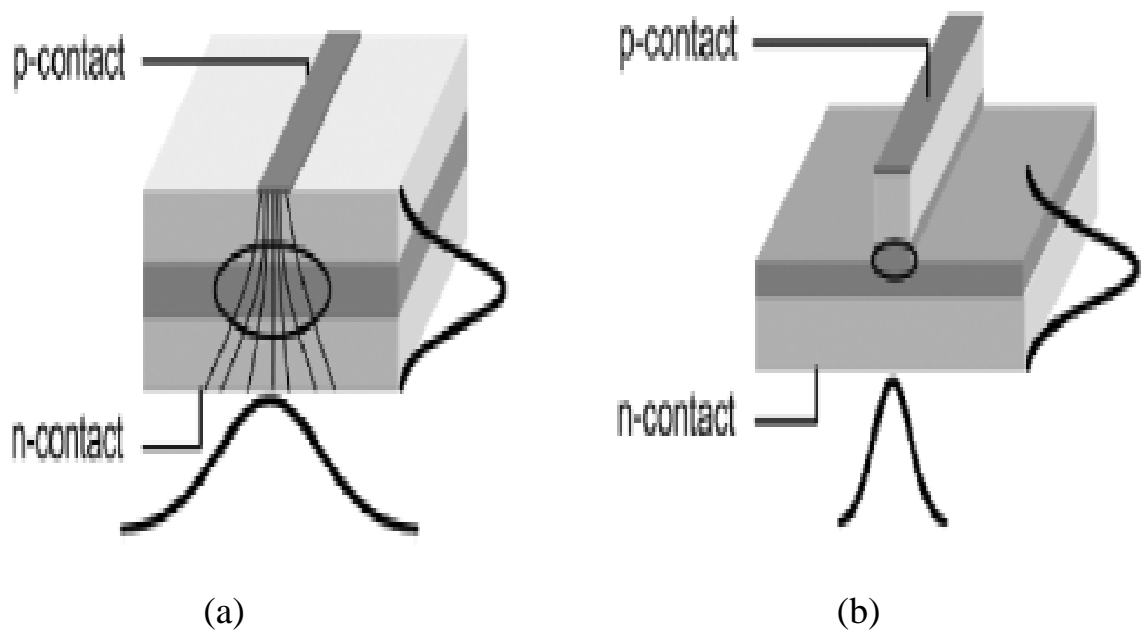


圖 2-14[2.36]不同的波導結構對光侷限結果(a)增益型(b)折射型

由於在側向結構上的不同，一般雷射又可區分為增益型波導(gain guided)雷射及折射型波導雷射兩種。其中增益型波導雷射在垂直部分與折射型波導雷射無異，但由於在側向結構上的設計不同(如圖 2-14(a))致使側向的侷限不夠嚴謹，因此有電流擴散現象發生。光強度分佈隨著光增益曲線來決定，當注入電流由小變大時，此時造成活性層區域內有太多的載子並產生橫向模態的不穩定而移動，使光增益曲線變形，如此會在光功率曲線而造成扭結(kink)發生。反之，折射型波導雷射的電流侷限能力比增益型波導雷射好，如果脊狀波導夠窄則可以有效抑制橫方向光束擴張並抑制高次橫模發生，因此只有基本模態存在[2.30],[2.32]。目前大部分市面上的雷射絕大部分皆為折射型波導雷射。本論文亦採用折射型波導結構設計為實驗之結構。圖 2-14 (a)為增益型波導雷射，如前所述側向的侷限不夠嚴謹，因此有電流擴散現象發生使光分佈區域較寬。(b)為折射型波導雷射，如前所述化學蝕刻到 p 披覆層為止，電流路徑由脊狀波導注入至活性區內，由於注入電流區域較小而使光分佈區域隨之變較窄。

## 2.5.4 雷射二極體的種類

目標大部分的半導體雷射皆以量子井雷射為主，包括有應變量子井及



無應變量子井兩種。而 DH 型雷射(如圖 2-1)因效率較差則已非常少用或僅使用在特殊用途，因此僅介紹量子井雷射部份。當活性層的厚度減到和德布羅依(De Broglie)波長相近時，將有量子化的特徵出現。以電子般大小的粒子而言，電子的速度約為  $10^7$  cm/sec，而電子的德布羅依波長則約為  $100\text{\AA}$  以下[2.1],[2.16],[2.37]。

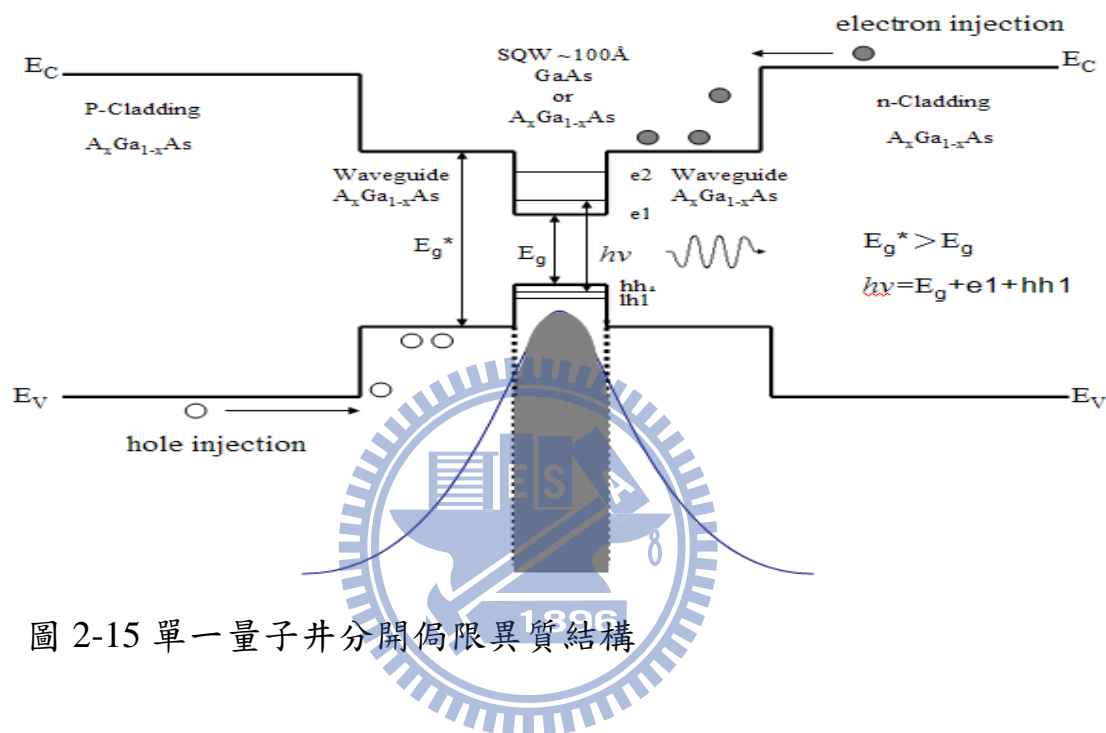


圖 2-15 單一量子井分開侷限異質結構

由於電子的物質波約為  $100\text{\AA}$  以下，而電子電洞在同質結構中的距離約為  $10000\text{\AA}$ ，大約為 100 倍的物質波長，所以電子與電洞轉成光子的效率很差。而 DH 型雷射也只能達到 20% 效率，在單量子井結構中所有電子電洞都被侷限在狹窄的  $50\text{-}100\text{\AA}$  量子井內，空間上幾乎可以完全重疊，因此約可達到 60% 光電量子轉換效率[2.27]。

圖 2-15 為一種典型的量子井雷射，稱為單一量子井分開侷限異質結構(single quantum well-separate confinement heterostructure, SQW-SCH)雷射。在此回顧 2.5.3 節內容，DH 型雷射(如圖 2-10)的載子與光侷限只依靠活性層完成。而對 SCH 型的雷射而言，光的侷限可由披覆層完成並在 SCH 區域內且只有量子井部分有增益(上圖中灰色部分)。另外載子的侷限則由量子井中的能階(energy level)來達成。不同的是，在量子井中的能階是個

別的(discrete)且固定，而 DH 的能階則為連續的[2.27],[2.32],[2.34]。

塊材(bulk)雷射因在結構上沒有任何的侷限，使得電子運動自由度為 3D 方向，其狀態密度(density of State, DOS)和電子能量成  $E^{1/2}$  的正比關係，此結果表示能量越大其狀態密度越高。量子井雷射結構則因其能階量子化而造成電子運動被限制使得自由度變成只有 2D 方向，而使得其狀態密度和電子能量成  $E^0$  的正比關係，也就是 DOS 成為定值和能量變化無關，然而實際上在量子井中可能允許好幾個能階的存在，也使得 DOS 呈現階梯狀(steplike)並且隨能量增大而變大。如和 bulk 雷射比較，由於量子井結構中的 DOS 較小，因此若在相同的載子濃度注入的條件下，量子井結構中的費米能階會增加快速，如此也造成導電帶與價電帶的準費米能階之間的能量差會迅速增加。然而較快速的費米能階移動將有助於增益係數隨著注入載子濃度的增加而迅速增加。所以當有電流注入時，不需要比塊材半導體雷射多的載子濃度即可達到臨界增益。因此減少需要的載子濃度即可得到分布反轉條件，因此使用量子井結構可以獲得比 bulk、DH 型等雷射更低的臨界電流值[2.5],[2.32],[2.38]。

使用量子井結構另一個好處是可以很容易調整雷射波長，因量子井中的能階是個別的且固定，當量子井厚度減小時能獲得更大的量子能階能量，因此只要在磊晶成長時變化量子井厚度即可調整波長。而 bulk、DH 型等雷射因能階沒有量子化，其能階為連續的較不易由調整活性層厚度方式能得到不同的波長變化，在元件的設計自由度不佳，故目前幾乎市面上所有的半數雷射皆為量子井雷射。

SQW-SCH 雷射的結構之橫截面積比較小，所以載子的捕捉效率也比較差。因為載子必須先經歷非彈性散射(inelastic scattering)過程而失去能量掉進入量子井內，但當橫截面積很小時會使有些尚未失去動能的載子或在量子井中因熱而重新獲得動能載子有機會橫跨過或跳離出量子井而造成電流外溢(electron overflow)的漏電流等的現象發生[2.27],[2.37],[2.39]。

以 SCH 為結構設計的雷射，目前多以多重量子井分開侷限異質結構(multiple quantum well-separate confinement heterostructure, MQW-SCH)為主，因為使用 MQW 可以有效減少漏電流發生。因此本論文中的雷射結構

設計也是採用 MQW-SCH。

若要以 SQW 作為結構設計的雷射，目前比較多被人採用的是一種被稱為單一量子井漸變折射分開侷限異質結構(single quantum well-graded index separate confinement heterostructure, SQW-GRINSCH)。

如圖 2-16 所示這種結構的優點是在於如漏斗狀(funnellike)的設計，載子將分別進入這漏斗狀區域後將失去動能量而再掉入量子井中後復合發光。因此這種結構的載子捕捉的機率非常高，使得臨界電流密度(threshold current density)值比 SQW-SCH 及 MQW-SCH 都還要低[2.37]。另外值得一提的是此種結構也有使用多量子井(MQW-GRINSCH)的設計[2.40]。

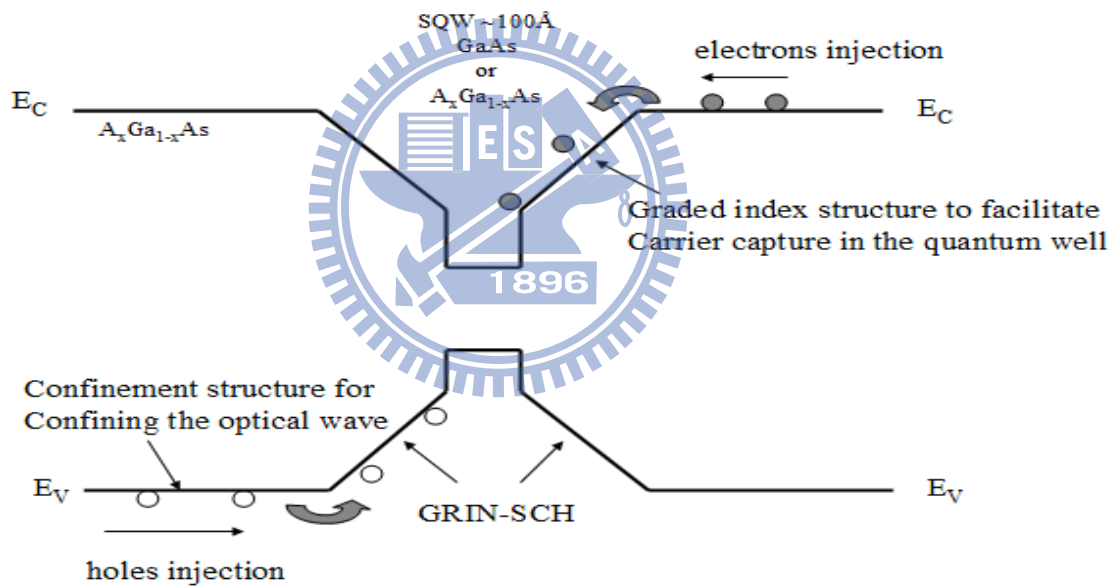


圖 2-16 單一量子井漸變折射分開侷限異質結構

## 2.6 雷射二極體之光電特性

### 2.6.1 雷射條件

如圖 2-17 所示，雷射光( $P_i$ )在前後鍍有相當反射比例的介電膜的活性

層區域(如同一個共振腔)內進行來回振盪，且每進行一次振盪，光強度即再增強，如同圖中增益(gain)的部分。但由於實際上鍍膜並非 100% 反射，有相當的比例的雷射光會耦合到共振腔外，另外鍍膜層與半導體界面處不平整所也會造成的鏡面損失(mirror loss)[2.18]，因此一部分的雷射光再返回共振腔內進行振盪放大。

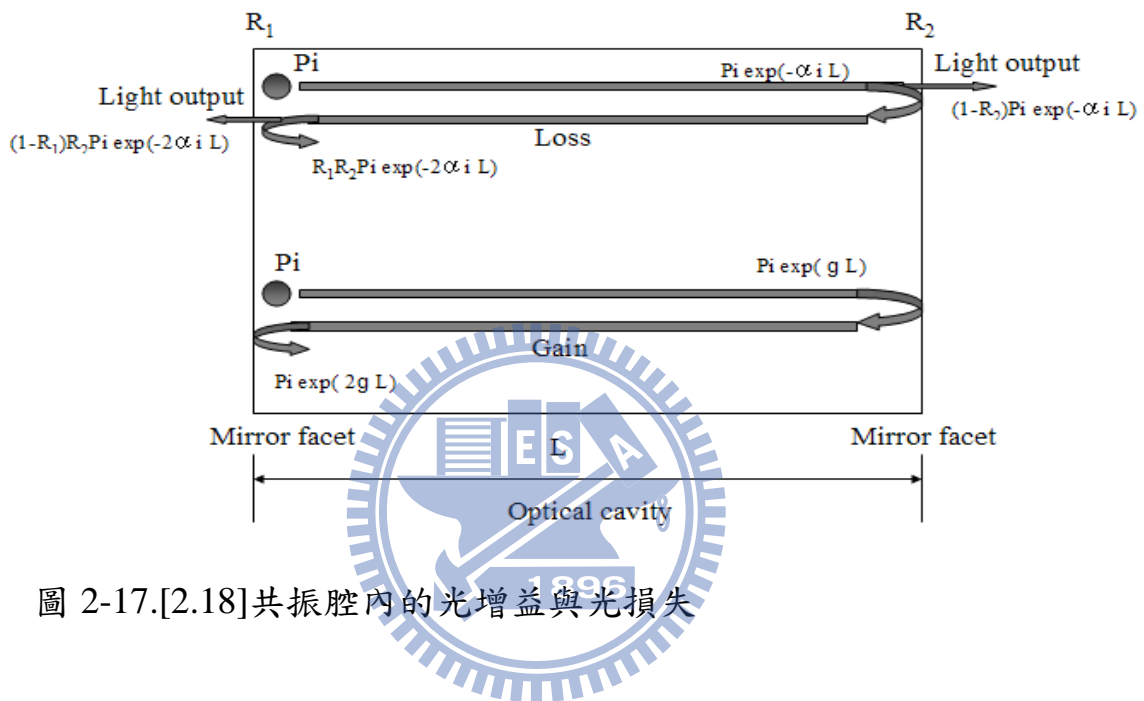


圖 2-17.[2.18]共振腔內的光增益與光損失

如果當光增益小於內部損失時，即  $(g - \alpha_i) < 0$  是無法產生雷射，方程式 2.2 說明了當光增益與損失兩者平衡時所產生雷射之條件[2.5],[2.18]。

$$R_1 R_2 \exp 2L(g - \alpha_i) = 1 \quad (2.2)$$

其中  $R_1$  及  $R_2$  為前後鍍膜反射率， $L$  為共振腔長度(cavity length)， $g$  為光增益係數， $\alpha_i$  為內部損失(internal loss)，如吸收及散射等。

## 2.6.2 臨界增益

臨界增益與臨界電流為雷射二極體最重要及基本的參數之一，由方程

式 2.2 可導出臨界增益方程式，其中  $g_{th}$  表示為臨界增益值。

$$g_{th} = \alpha_i + \left(\frac{1}{2L}\right) \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) = \alpha_i + \alpha_m \quad (2.3)$$

其中  $\alpha_i$  為內部損失， $\alpha_m$  代表為鏡面損失，其定義如方程式 2.4 所表示，通常將鏡面鍍膜反射率( $R_1 R_2$ )提高時可使鏡面損失降低[2.18]。

$$\alpha_m = \left(\frac{1}{2L}\right) \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (2.4)$$

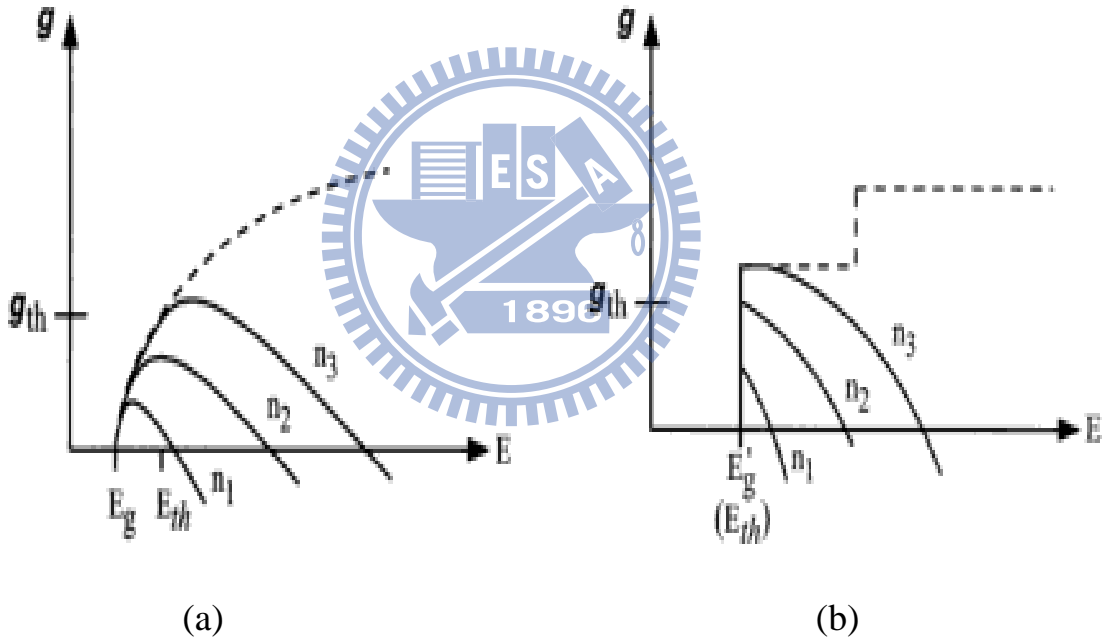


圖 2-18[2.21]三個不同的載子濃度的增益頻譜在同一個臨界增益值(a)塊材半導體雷射(b)量子井半導體雷射

圖 2-18 為不同的載子濃度的增益頻譜；(a)為塊材半導體雷射(b)為量子井半導體雷射。當注入電流持續增加時，載子濃度也隨之增加，當達到臨界增益( $g_{th}$ )時即開始雷射。如同 2.5.4 節所述，量子井半導體雷射的 DOS 呈現階梯狀(steplike)，好處是當元件注入電流時不需要比塊材半導體雷射多的載子濃度即可達到臨界增益。

### 2.6.3 臨界電流

在上節(2.6.2 節)的臨界增益( $g_{th}$ )為同質結構雷射，而異質結構雷射或量子井雷射的臨界增益( $g_{th}$ )必需再將光侷限因素( $\Gamma$ )考慮進去[2.5],[2.18]，使得方程式 2.3 變為如下所表示：

$$g_{th} = \frac{1}{\Gamma} \left[ \alpha_i + \left( \frac{1}{2L} \right) \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) \right] = \frac{1}{\Gamma} [\alpha_i + \alpha_m] \quad (2.5)$$

當最大增益( $g_{max}$ )到達臨界增益( $g_{th}$ )時，此時雷射開始啟動發出同調的雷射光。而最大增益( $g_{max}$ ) [2.18]，可以如下所表示：

$$g_{max} = \beta \left( \frac{J}{d} - J_0 \right)^m \quad (2.6)$$

其中  $\beta$  為一常數亦稱為增益因子(gain factor)， $J/d$  為規一化的電流密度除以活性層厚度， $J_0$  為透明電流(transparency current)。由於雷射開始時為最大增益到達臨界增益時，故可將方程式 2.5 與 2.6 合併成方程式 2.7 後可以導出臨界電流密度(threshold current density)[2.18]，可以如下所表示：

$$J_{th} = d \left\{ \frac{1}{\beta \Gamma} \left[ \alpha_i + \left( \frac{1}{L} \right) \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) \right] \right\} + d J_0 \quad (2.7)$$

由於方程式 2.7 僅是電流密度，而臨界電流(threshold current)值必需再將臨界電流密度乘上面積，如下式所表示[2.5],[2.13],[2.42]:

$$I_{th} = J_{th} * w * L \quad (2.8)$$

其中  $L$  為共振腔長度， $W$  為脊狀波導寬度。臨界電流( $I_{th}$ )為半導體雷射最重要的及基本參數之一。低的臨界電流( $I_{th}$ )值通常是被期望，由方程式 2.7 可看出若增加  $\Gamma$  值及  $R_1 R_2$  前後鍍膜反射率可使臨界電流密度下降，

另外共振腔長度減小也可使臨界電流下降( $I_{th}$ )但減小到某個程度時卻又會使臨界電流密度( $J_{th}$ )上升[2.5],[2.13]，一切設計必需要最佳化。

#### 2.6.4 非輻射復合

早期發光元件尚在發展階段，磊晶品質控制較不成熟，使其內部量子效率(internal quantum efficiency,  $\eta_i$ )非常低。但以目前的磊晶技術及品質而言，內部量子效率已可達 90% 以上，主要之原因是在於提升基板的品質、減少磊晶時的缺陷、減少材料內的雜質濃度等方面有顯著的進步結果 [2.26]。

在定義內部量子效率前，必需先瞭解有兩種復合機制在半導體材料內，分別為輻射復合(radiative recombination)及非輻射復合(non-radiative recombination, NRR)，其中輻射復合機制為載子復合後將能量轉變成光子發射。而非輻射復合機制則是將載子復合後之能量轉變以搖動晶格原子方式(如聲子)將能量釋放出。但由於而如此搖動晶格原子之結果，將造成大量的熱產生。一般發光元件需要的是光的能量而並非熱的能量，因此非輻射復合機制並不期望發生[2.26]。

圖 2-19 所示，為半導體材料中的兩種復合機制(a)為輻射復合機制(b)為非輻射復合機制。所謂輻射復合是以光子形式發射，因此對發光具有幫助並且對元件不會有不良影響，雖然輻射復合是被期望的復合形式，但是在實際的半導體材料中的復合不可能全部都是輻射復合。

然而較不期望的非輻射復合機制是電子與電洞藉由陷阱的能階來完成復合並且以聲子形式(搖動原子)將能量釋放出，然而被釋放出的能量是熱能並非光子，因此對發光沒有任何幫助。如果雷射二極體的鏡面處存在大量的非輻射復合中心(NRR center)，然而這些 NRR center 不斷的釋放出熱能，最後會到達材料的熔點將鏡面熔化使元件失效。

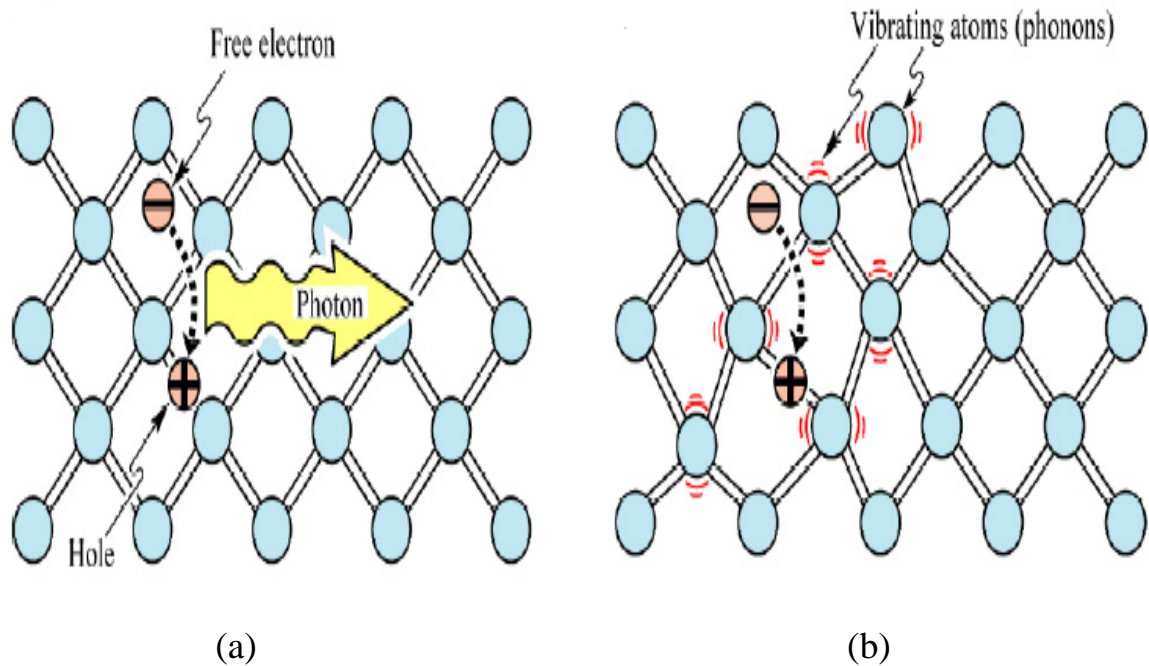


圖 2-19[2.26]兩種復合機制在半導體材料內內復合情形(a)輻射復合(b)非輻射復合

非輻射復合機制基本上有三種型式[2.18],[2.26],[2.43]:第一種是由晶體本身內部的原生性缺陷(Native Defect)、不期望的外來雜質原子(foreign atoms)、差排等缺陷所造成的能階而形成非輻射復合。根據布羅克理論(Bloch's theorem)指出，在一個理想半導體材料中，其禁止能隙(forbidden energy gap)中並沒有電子能階(electronic states)的存在。但是這樣的理想效應只存在於具有理想周期位勢函數(periodic-potential function)的完美單晶材料之中，而在真實半導體材料中卻會存在有如上述那些種類缺陷，並破壞完美的周期位勢函數。當這些缺陷密度不太大時則缺陷會在禁止能隙中創造出分離的電子能階(discrete electronic energy states) [2.16],[2.33]。一般材料內有許多雜質存在，但氧雜質在 GaAs 材料是在接近中心(midgap)的位置(約 0.4 及 0.67eV)處有能階存在[2.2]，若為 AlGaAs 材料時能量則會稍為高一些[2.44]，因此這些能階皆是屬於深層缺陷(deep level)種類。這些深層缺陷是很有效率的復合中心，因此又被稱為發光殺手(luminescence killers)[2.26]。如果這些深層缺陷雜質濃度太高時將會影響到非輻射復合生命期。另外還有磊晶時真空度及化學原料純度等因素皆都會影響到深層缺陷雜質濃度[2.40],[2.44],[2.45]。



深層缺陷在 AlGaAs 活性層材料中所造成的非輻射復合生命期 (non-radiative recombination lifetime)，可以由方程式 2.9[2.22],[2.44]表示：

$$\tau_{nr} = \frac{1}{v_{th} \sigma N_t} \left[ 1 + \frac{2n_i}{n_{n0} + p_{n0}} \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] \quad (2.9)$$

其中  $\tau_{nr}$  稱為非輻射復合生命期， $n_{n0}$  及  $p_{n0}$  分別表示為在熱平衡下 n 型半導體材料中的電子與電洞密度， $E_i$ (intrinsic fermi level) 為本質費米能階， $E_t$ (trap energy) 為陷阱能量， $v_{th}$  (thermal velocity of carriers) 為載子熱速度， $N_t$ (concentration of the recombination center) 為復合中心濃度， $\sigma$ (capture cross section) 為捕獲截面。

由上式可知，當  $E_t - E_i$  為相近值時(即接近 0 時)，使雙曲餘弦函數項成為最小值，即非輻射復合生命期具有最小值。2.9 式可再簡化近似為下式 [2.2],[2.33],[2.46]:

$$\tau_{nr} = \frac{1}{v_{th} \sigma N_t} \quad (2.10)$$

因此在 2.10 式中的  $N_t$  數量(缺陷濃度)增加時，會使非輻射復合生命期 ( $\tau_{nr}$ ) 變短。

第二種非輻射復合機制為表面復合(surface recombination)；這種復合機制對 III-V 族光電元件，如 LED、LD、HBT 等非常重要。如圖 2-20 所示，一週期性完美的 GaAs 晶體結構當外部有外力切開時(如同雷射二極體的鏡面沿(110)晶格方向被劈開)，如此將造成在晶體結構在表面的突然中斷不連續，其理想單晶晶格的完美週期會在表面處截止，然而這種週期位勢的突變會使能隙中產生允許的態[2.16],[2.22],[2.33]，如圖 2-21(a)所示。劈開後在表面區域的原子結構與原本的結構將有所不同，此時將會有表面原子重組現象發生；一部分的懸浮鍵(dangling bonds)將與臨近的表面原子鍵結而形成表面重構(surface reconstruction)在同一表平面，而這些表面重構將形成區域性的新原子結構並帶有能階能量(state energy)與內部原子

結構帶有能階能量有所不同[2.26]。如圖 2-21(b)所示。

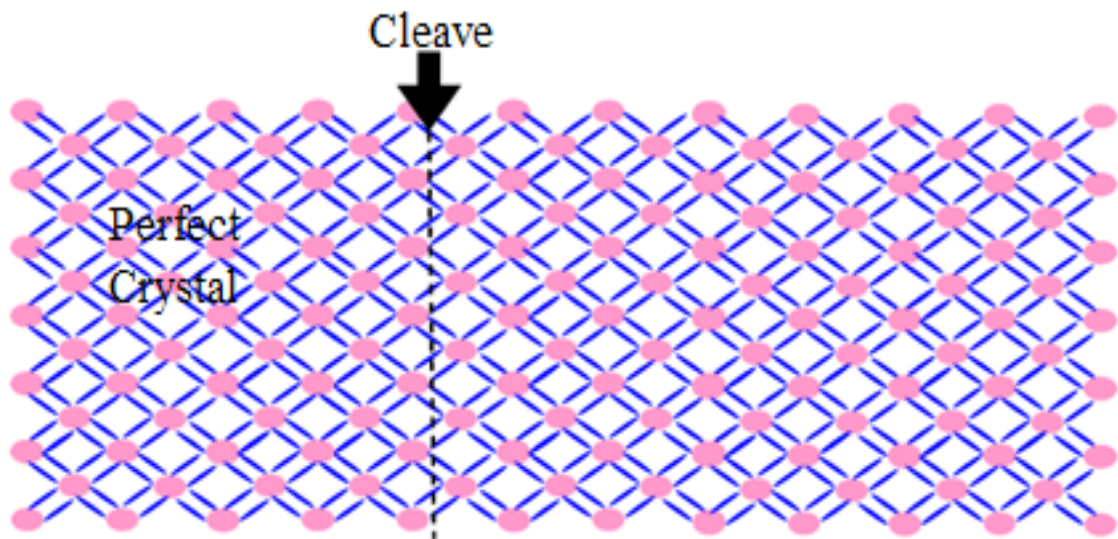


圖 2-20[2.47]一個週期性完美的晶體結構由外力切開情形

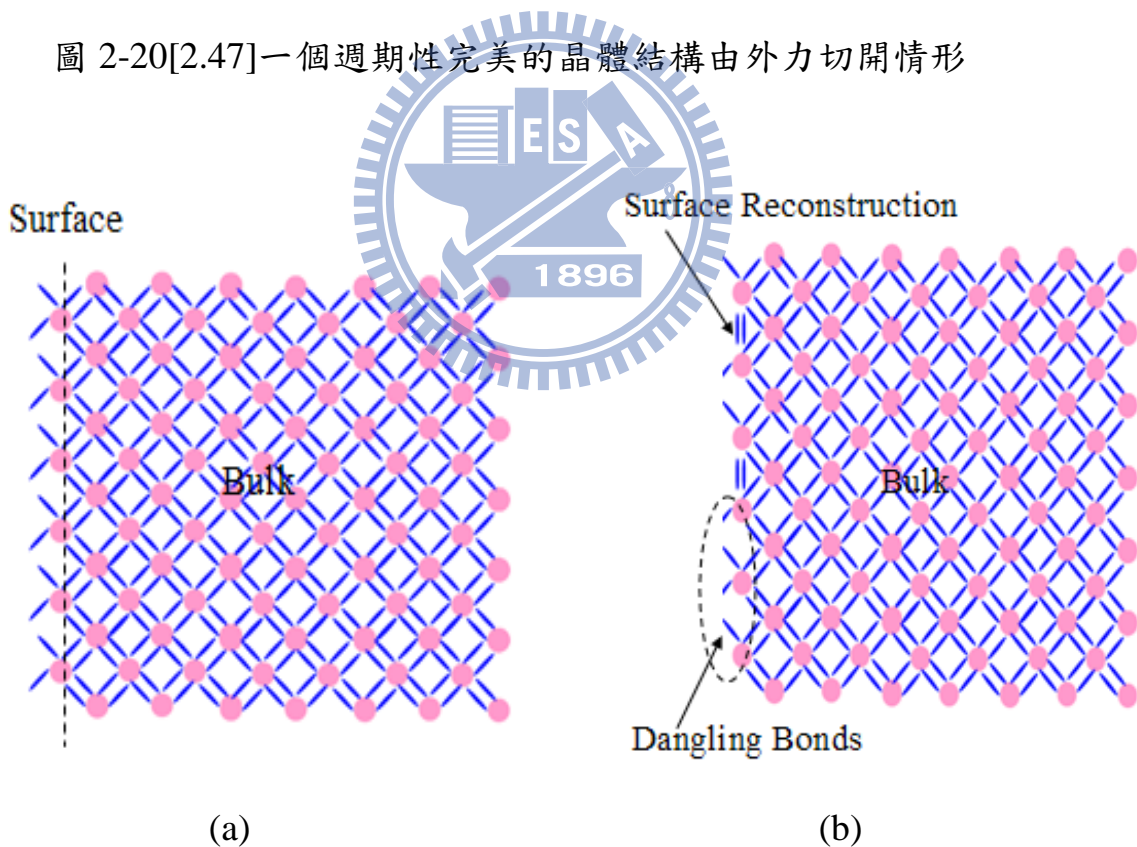


圖 2-21[2.47]晶體劈開後的表面狀態(a)瞬間切開時(b)經表面重構後

當這些 dangling bonds 及雜質(如氧)在表面區域將形成所謂的表面能態(surface state)[2.18]，會大幅增加在表面區域的復合速度[2.22]。surface

state 是一種產生-復合中心(generation-recombination center)會捕捉表面附近的電子與電洞並以聲子方式釋放出熱能量[2.5]。

表面區域的產生-復合的動力學與本節所介紹的第一種在半導體材料內缺陷所造成的復合中心相似，然而其中唯一不同點為半導體材料內部的復合中心所考慮是體積密度  $N_t(\text{cm}^{-3})$ ，而在材料表面區域的復合中心則必須考慮的是面積密度  $N_{st}(\text{cm}^{-2})$  [2.46]，因此略有不同。

圖 2-22 為一半導體材料的缺陷分佈情形，由於表面有許多 dangling bonds 及雜質，因此在表面區域將形成高的 surface state 密度。所以在表面區域的非輻射復合發生率比內部區域更高[2.18]。

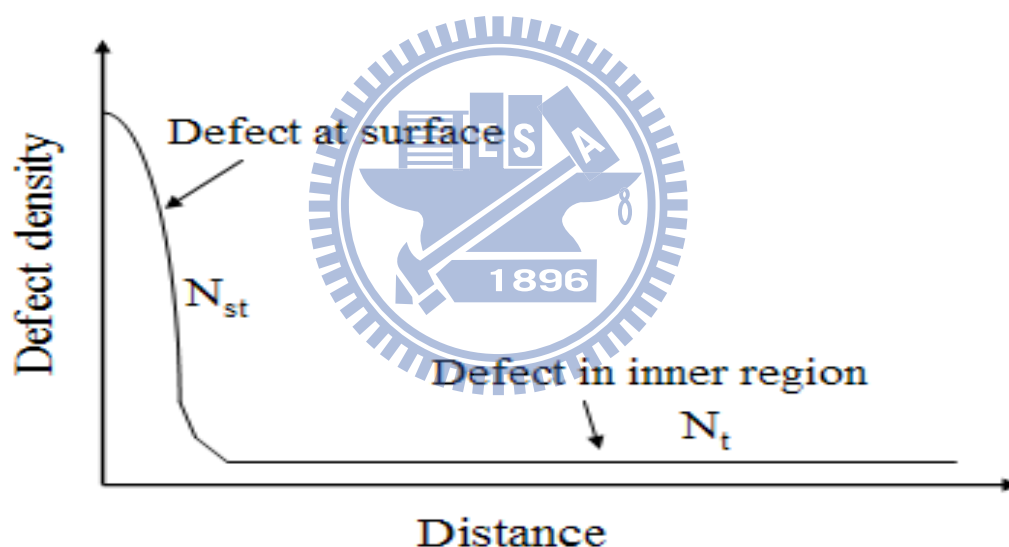


圖 2-22[2.18]半導體材料表面與內部的缺陷濃度分佈

在材料表面區域的表面復合速度(surface recombination velocity, SRV)可以由 2.11 式表示[2.18],[2.22],[2.46]:

$$S_r = v_{th} \sigma N_{st} \quad (2.11)$$

假設兩半導體材料中的載子熱速度( $v_{th}$ )及在表面的捕獲截面( $\sigma$ )具有

相近值，則當表面復合中心密度(即  $N_{st}$ )越高的半導體材料，將有高的表面復合速率，因為表面復合速度(SRV)正比於表面復合中心密度( $N_{st}$ ):

$$S_r \propto N_{st} \quad (2.12)$$

不同半導體材料之間的材料特性亦有不同，因此也將會存在有不同的表面復合速度；如 Si= $10^1$ cm/s，GaAs= $10^6$ cm/s，InP= $10^3$ cm/s[2.18],[2.26]。有此可知 GaAs 材料具有非常高的表面復合速度(SRV)。

由於高的 SRV 將會降低元件的發光效率(因載子濃度在表面區域顯著變少)並且因非輻射復合而產生高溫[2.26]，如此將影響元件性能及可靠度甚巨，尤其是在雷射二極體鏡面劣化的部分[2.18]。由於此關係也將影響到高功率操作時 COD 發生時機，換言之降低活性層材料的復合速度(SRV)可以使鏡面溫度降低，因此當鏡面溫度降低後將可再延緩 COD 發生準位[2.48]，本論文於第四章的 COD 改善方法中會再詳細介紹。

最後一項非輻射復合機制為歐傑復合(Auger recombination)；此機制與前述經由材料內部缺陷或表面態復合機制不同。當 Auger 復合發生時電子與電洞的能量並非轉換成光子，而是將能量轉移到及其他的電子或電洞，這些電子或電洞將被激發到導電帶或價電帶更高能量的地方。最後這些帶有更高能量的電子或電洞必須藉由多次發出聲子方式將其能量消散掉[2.5],[2.18],[2.26]。通常 Auger 復合較不易發生，因為此機制牽涉到三個載子參與(如個電子與一個電洞)，因此發生 Auger 復合要求三個載子相互作用的機率必須足夠大，所以較易發生於高摻雜材料、載子濃度很大的時候[2.5],[2.46]。

Auger 復合依照載子碰撞及躍遷的位置可分為 CCCH、CHHS、CHHL 等三種形式[2.49]。其中 C 代表為傳導帶(conduction band), H 代表為重電洞帶(heavy-hole), S 代表為分離電洞帶(split-off), L 代表為輕電洞帶(light-hole)。在 CCCH 過程中先是傳導帶(C)中的電子和價電帶的重電洞帶(H)中電洞的復合，使得傳導帶(C)中的另一個電子往更高的傳導帶(C)躍遷，故因此取名為 CCCH 過程，因為整個 CCCH 過程牽涉到兩個電子和

一個電洞，如圖 2-23 所示。

所以由上述可知，CCCH 過程牽涉到兩個電子和一個電洞，其復合速率和  $n^2 p$  成正比，因此當電子濃度越高時，其復合速率則越快，故 n 型半導體材料以 CCCH 過程為主。而 CHHS 及 CHHL 過程則牽涉到一個電子和二個電洞，因此復合速率和  $n p^2$  成正比，故 p 型半導體材料以 CHHS 及 CHHL 過程為主[2.5],[2.49]。

Auger 復合速率可表示為[2.5],[2.26],[2.49]:

$$R_{Auger} = C_n n^2 p + C_p n p^2 = C n^3 \quad (2.13)$$

其中  $C_n$  為 CCCH 過程的速率常數， $C_p$  為 CHHS 及 CHHL 過程的速率常數。

若用 2.13 式中的 C 來代表一半導體材料中所有的 Auger 復合速率常數(Auger coefficient)，因此  $R_{Auger}$  正比於  $n^3$ ，因此當載子濃度越高或是在高注入條件下，Auger 非輻射復合速率會變的非常明顯。如同表面復合速度之狀況，不同的半導體材料將有不同的 Auger 復合速率常數 C，在 III-V 族半導體中，典型 Auger 復合速率常數 C 值介於  $10^{-28}$ - $10^{-29}$ cm<sup>6</sup>/s[2.26]之間。

另外一方面，能隙能量越小的半導體材料也比較容易滿足在碰撞過程中的能量與動量守恆條件，因此發生機率比寬能隙半導體材料大許多，導致 Auger 復合速率常數 C 也比較大，成為長波長雷射主要的非輻射復合機制，如以 InGaAsP 材料為主的通訊用半導體雷射就深受 Auger 復合的影響很大[2.5],[2.39],[2.49]。而短波長雷射材料所受的影響則較小[2.33]。

此外，Auger 復合速率常數 C 和溫度之間也存在有很強的存依性質及敏感度。因此當元件溫度逐漸升高時使 C 值也會增加，使發光效率降低[2.22],[2.39]。上述之特性亦可在當元件有高注入電流時觀察到，因為當有高注入電流時，此時活性層中具有過量的載子濃度，因此具有  $R_{Auger}$  正比

於  $n^3$  的特性，此時活性層區域溫度也漸漸升高而使  $C$  值增加，使得  $L-I$  曲線開始飽和即電流再加大但其光功率不再有線性上升，當注入電流再加更大時隨即發生 thermal rollover 現象而限制最大輸出功率。

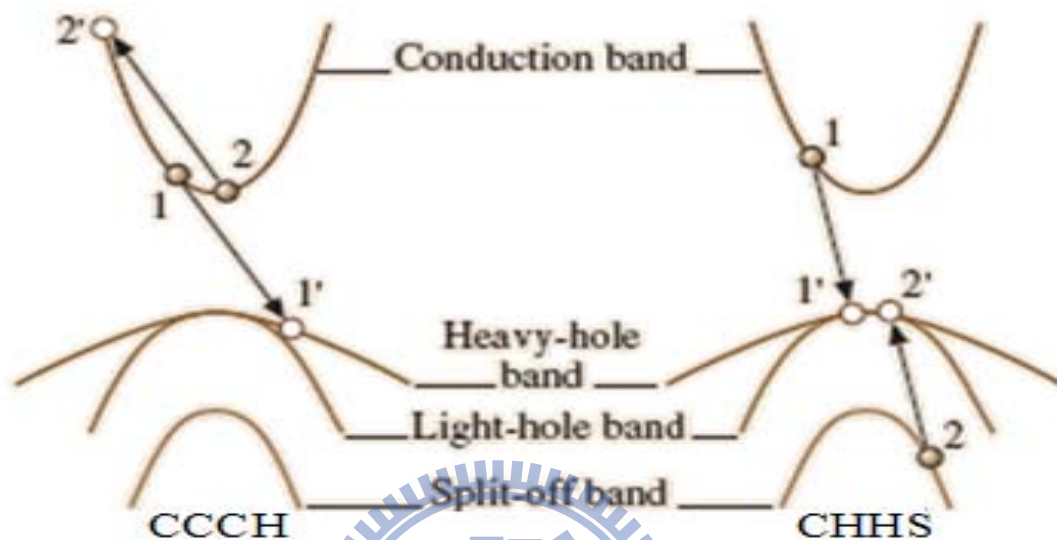


圖 2-23[2.39]兩個主要 Auger 復合的過程：CCCH 及 CHHS

以上所介紹的三種非輻射復合機制，其中非輻射復合生命期( $\tau_{nr}$ )將包括了第一、二種的 SRH (Shockley-Read-Hall)復合和及第三種 Auger 復合的過程，因此我們可以得到[2.5][2.46]:

$$\frac{1}{\tau_{nr}} = \frac{1}{\tau_{SHR}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} \quad (2.14)$$

### 2.6.5 內部量子效率(Internal quantum efficiency)

內部量子效率( $\eta_i$ )為光電元件非常重要性的指標，內部量子效率越大則代表發光效率越好。因此必須先定義載子復合生命期(recombination lifetime)為  $\tau_n$ ，而輻射復合生命期(radiative recombination lifetime)為  $\tau_r$ ，非輻射復合生命期為  $\tau_{nr}$ ，其中在  $\tau_{nr}$  項又包括了上節所述的 SRH 復合和 Auger

復合的過程，因此我們可以得到[2.5],[2.13]:

$$\tau_n = \frac{1}{\frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{\tau_r}} \quad (2.15)$$

對發光元件，如 LED 或 LD 而言並非所有注入的載子都會經由輻射復合發出光子。因此對內部量子效率( $\eta_i$ ) 而言，其定義即為所有注入的載子可貢獻到輻射復合的比率[2.5],[2.13],[2.26],[2.59]：

$$\eta_i \equiv \frac{\text{輻射再結合速率}}{\text{整體再結合速率}} = \frac{\frac{1}{\tau_r}}{\frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{\tau_r}} = \frac{1}{1 + \frac{\tau_r}{\tau_{nr}}} \quad (2.16)$$

由上式(2.16 式)可知，若要提升元件的發光效率就必需使  $1/\tau_r$  項遠大於  $1/\tau_{nr}$  項，使輻射復合的速率來主導整體復合的速率，如此才能使  $\eta_i$  趨進於 1。若  $1/\tau_{nr}$  項遠大於  $1/\tau_r$  項則一切相反，變成非輻射復合的速率來主導整體復合的速率時就會造成發光效率低落，甚至連臨界電流密度也都會上升[2.5],[2.44],[2.45]。另外由 2.10 式及 2.16 式可知， $\eta_i$  將反比於  $N_t$ (缺陷濃度)如下式之關係[2.44]：

$$\eta_i \propto \frac{1}{N_t} \quad (2.17)$$

因此若要保持高的內部量子效率( $\eta_i$ )值就必須嚴格控制磊晶品質使缺陷濃度( $N_t$ )越小越好。近來 III-V 族磊晶成長法，如 MOCVD、MBE 已經非常成熟，由早期的 1960 年代的 1% 進步到目前的 90% 以上[2.26]，因此磊晶品質越來越好。

## 2.6.6 輸出功率與斜率效率(Slope efficiency)

首先是雷射輸出功率的部分，如果在共振腔中每秒所產生的光子數目以下式表示[2.5]:

$$N_{ph} = \eta_i * \frac{I_{op} - I_{th}}{e} \quad (2.18)$$

其中  $\eta_i$  為上節所述的內部量子效率， $I_{op}$  為順向偏壓時的操作電流 (mA)， $I_{th}$  為順向偏壓時的臨界電流 (mA)， $e$  為電本電荷量 (elementary charge)。

若  $h\nu$  為光子能量 (photon enrgy)，因此根據方程式 2.18 來定義共振腔中所產生的總功率為[2.5]:

$$P_{ph} = N_{ph} * h\nu = \eta_i * (I_{op} - I_{th}) * \frac{h\nu}{e} \quad (2.19)$$

由 2.6.2 節的方程式 2.3 可知，實際在共振腔中有兩種損失必然存在，即  $\alpha_i$  (內部損失) 及  $\alpha_m$  (鏡面損失)。然而只有脫離共振腔的光子才能為有用的雷射光，因此使共振腔中所產生的總功率變成為下式[2.5]:

$$P_{ph} = P_{ci} + P_{cm} \quad (2.20)$$

其中  $P_{ci}$  正比於  $\alpha_i$ ，而  $P_{cm}$  正比於  $\alpha_m$ ，因此雷射二極體的輸出功率變成為[2.5]:

$$P_o = P_{ph} * \frac{P_{cm}}{P_{ci} + P_{cm}} = P_{ph} * \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (2.21)$$

將 2.6.2 節中的鏡面損失即 2.4 式及 2.19 式代入 2.21 式中可合併成為



下式[2.5]:

$$P_o = \eta_i * (I_{op} - I_{th}) * \frac{hv}{e} * \left[ \frac{\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}}{\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}} \right] = \eta_s * (I_{op} - I_{th}) \quad (2.22)$$

方程式 2.22 為兩端鏡面所輸出功率總合，但實際在雷射的應用上前後鍍膜反射率並不會相同，如  $R_1=10\%$ (前端反射率)而  $R_2=95\%$ (後端反射率)，因此使前端( $P_1$ )有較大光功率。通常實際的應用也是出光較大者的前端，因此必需將方程式 2.22 修正變成為下式:

$$P_o = \eta_i * (I_{op} - I_{th}) * \frac{hv}{e} * \left( \frac{P_1}{P_1 + P_2} \right) * \left[ \frac{\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}}{\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}} \right] \quad (2.23)$$

其中  $P_1$  代表前端輸出功率， $P_2$  代表後端輸出功率。而其中出光的功率比例又可表示為[2.5]:

$$\frac{P_1}{P_1 + P_2} = \frac{1 - R_1}{1 - R_1 + \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} (1 - R_2)} \quad (2.24)$$

因此可將方程式 2.24 再代入方程式 2.23 中並整理，最後可得到雷射二極體的前端出光功率:

$$P_o = \eta_i * (I_{op} - I_{th}) * \frac{1.24}{\lambda_L} * \frac{1}{1 + \frac{1 - R_2}{1 - R_1} \sqrt{\frac{R_1}{R_2}}} * \left[ \frac{\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}}{\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}} \right] \quad (2.25)$$

$$= \eta_s * (I_{op} - I_{th})$$

其中上式的  $\eta_s$  又稱為斜率效率(slop efficiency,SE)，SE 為雷射二極體最重要的參數之一，若斜率越陡峭則表示元件效率就越好，反之若斜率趨

向平坦則代表元件特性變差，尤其會影響操作電流的大小，通常以下式表示[2.60]:

$$\eta_s = SE = \eta_i * \frac{1.24}{\lambda_L} * \frac{1}{1 + \frac{1-R_2}{1-R_1} \sqrt{\frac{R_1}{R_2}}} * \left[ \frac{\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}}{\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}} \right] = \frac{\Delta P_o}{\Delta I} \quad (2.26)$$

其中  $\lambda_L$  為雷射二極體的發光波長，如 635nm、808nm、850nm 等。由上式不難看出內部量子效率( $\eta_i$ )會直接影響 SE 好壞。因此元件的特性要好，其內部量子效率就不能太低。

### 2.6.7 微分量子效率(Differential quantum efficiency)

微分量子效果可評斷半導體雷射的光電轉換效率，也是半導體雷射的重要參數。其定義以下式表示:

$$\eta_d = \frac{d\left(\frac{P_o}{hv}\right)}{d\left(\frac{I_{op} - I_{th}}{e}\right)} = \frac{d(P_o)}{d(I_{op} - I_{th})} \left(\frac{e}{hv}\right) \quad (2.27)$$

由方程式 2.27 可知，故斜率效率又可表式為:

$$\eta_s = \frac{\Delta P_o}{\Delta I} = \frac{d(P_o)}{d(I_{op} - I_{th})_s} \quad (2.28)$$

將方程式 2.27 及方程式 2.28 合併可整理成下式:

$$\eta_d = \eta_s \left(\frac{e}{hv}\right) \quad (2.29)$$

最後由方程式 2.22 及方程式 2.29 合併後化簡可得下式:

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} = \eta_i \left[ \frac{\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}}{\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}} \right] \quad (2.30)$$

### 2.6.8 光輸出功率-注入電流(L-I)圖

L-I (light output-injection current)圖為典型的半導體雷射的光輸出功率對注入電流的關係圖，亦為最重要的光電特性圖，如圖 2-24 所示。由圖可看出，當在注入電流低且尚未到達臨界值時，光功率增加不大，此時類似為 LED 特性，並且以自發輻射形態來放光，在共振腔內的光子皆不具同調性。待注入電流達到臨界值時，此時增益與損失取得平衡點，開始以誘發輻射形態來放光，此時在共振腔內的光子都有同調性。待注入電流超過臨界值時，已達到居量反轉條件，開始大量釋出同調光，而此時光功率的增加將正比於注入電流的增加量。由圖 2-24 可得到一個雷射二極體的操作功率、臨界電流及操作電流、臨界電壓及操作電壓、微分阻值(dV/dI)、斜率效率(dP/dI)等基本特性。

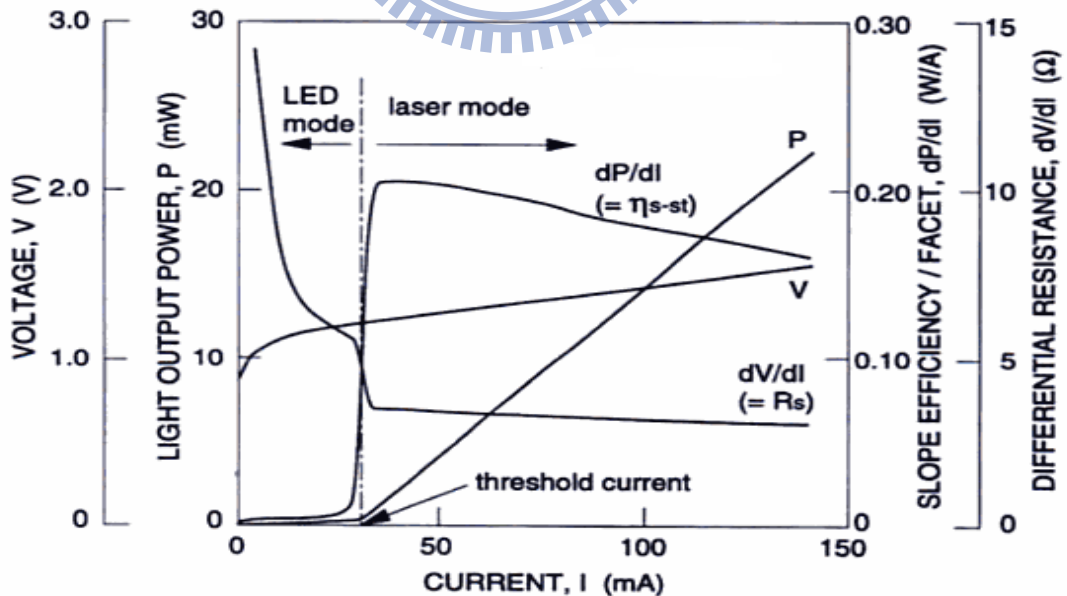


圖 2-24[2.18] 典型的雷射二極體的光功率對電流(L-I)圖

## 2.6.9 近場圖像與遠場圖像

半導體雷射的光場可分為近場光圖像(near field pattern,NFP)與遠場圖像(far field pattern,FFP)兩種，如圖 2-25 所示。NFP，通常用來觀察發光狀態或失效分析等研究時需要用到，如受 COD、ESD 等破壞後的失效分析及觀察。而 FFP 則為比較實用的光場圖像，FFP 依照光束的散射角(beam divergence angle)又區分為垂直發散角(perpendicular divergence angle,  $\Theta_{\perp}$ )與水平發散角(parallel divergence angle,  $\Theta_{\parallel}$ )。一般雷射二極體的  $\Theta_{\perp}$ 發散角度的大小與磊晶層的厚度有關聯，而  $\Theta_{\parallel}$ 發散角度的大小則依增益區寬度而定。由於繞射效應的關係也使得  $\Theta_{\perp}$ 發散角度比  $\Theta_{\parallel}$ 發散角度大數倍[2.32]。但  $\Theta_{\perp}$ 發散角度通常要求都不能太大，當  $\Theta_{\perp}$ 發散角太大時則會影響到光纖或晶體耦合應用時的效率，如果  $\Theta_{\perp}$ 發散角度為  $36^{\circ}$ ， $\Theta_{\parallel}$ 發散角度為  $9^{\circ}$ 則深寬比(aspect ratio)為 4:1。但若  $\Theta_{\perp}$ 發散角度縮小到  $27^{\circ}$ ， $\Theta_{\parallel}$ 發散角度為  $9^{\circ}$ 則深寬比變成 3:1。當深寬比為 1:1 時為最理想的圓光束，此時雷射光有最佳的耦合效率進入光纖。甚至光碟讀取時都需要圓光束。但以邊射型雷射而言，是一件非常困難的事，除非使用特殊的磊晶結構設計，如日本富士通研發的  $S^3$  型雷射[2.52]，另外的方法是使用面射型雷射(VCSEL)，但使用面射型雷射時難獲得高功率的雷射光輸出。

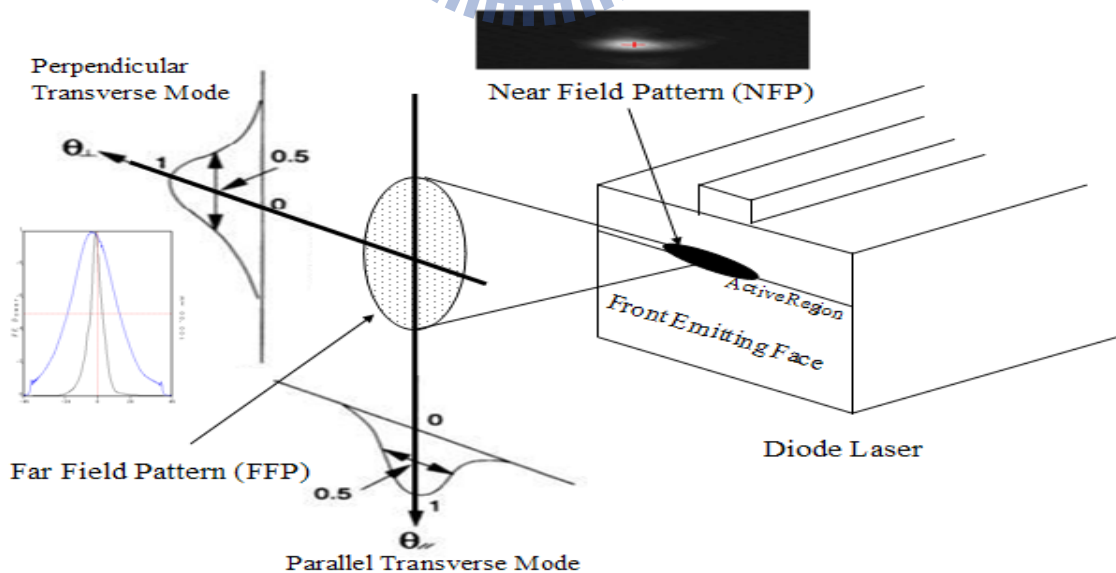


圖 2-25 雷射二極體的近場圖像與遠場圖像

## 第三章

### COD 發生機制及改善方法介紹

#### 3.1 雷射在高功率操作的限制

自西元 1960 年代第一顆半導體雷射被發明以來到目前，技術是日益精進，尤其是在增加輸出功率、提升可靠度、波長範圍的擴大等方面不遺餘力。因此半導體雷射開始以小尺寸、高效率、長壽命、易整合等優勢勝過其他的雷射系統甚至逐漸取代。但在高功率方面，雷射二極體的輸出功率不斷的被要求提升才能符合廣泛的應用，目前大部分的高功率雷射都是屬於邊射型雷射，本節將討論邊射型雷射二極體在提升輸出功率時將遇到的四個挑戰與瓶頸。以下所列分別為妨礙高功率雷射二極體輸出的四個限制[3.1]:

- (1) 扭結(kink)
- (2) 熱翻轉(thermal rollover)
- (3) 瞬時光學損傷(catastrophic optical damage, COD)
- (4) 漸變性劣化(gradual degradation)

Kink 為高功率雷射二極體輸出最常發生的一種現象，而 kink 的出現將對 L-I 曲線的線性特性會有扭曲現象發生而致使輸出特性造成不良影響，如圖 3-1(a)所示為理想的 L-I 的曲線，(b)為 kink 發生時的 L-I 的曲線。近來來日本三菱電機的 Tetsuya Yagi 及 Yasuaki Yoshida 等研究人員認為是由於溫度的上升，而使材料內的折射率  $\Delta n$  值增加，而造成 kink 現象，同時該公司的研究群也提出有效的改善方法。以光儲存系統來說，雷射光束必需精確地照射在 DVD 光碟片預定位置，當 kink 發生時將會使雷射光束偏離原來的的位置，而且有基本模以上的模態出現，且限制雷射二極體的最大功率輸出，但經由改善元件的散熱特性可提升 kink 的準位[3.2],[3.3]。

thermal rollover 現象，如圖 3-1(c)也是最見的一種限制功率輸出現象。其發生的主因是雷射在高功率操作時需要大的注入電流，而此大注入電流將導致大量焦耳熱(Joule's heating)的產生，並使活性層的溫度的上升

造成熱飽和(thermal saturation)而降低光電轉換效率[3.1],[3.4]。由於造成熱飽和現象的原因有許多種[3.5]，其中的一種原因如同在 2.5.4 節所提過，當量子井的載子因熱而重新獲得動能時，載子有機會跳離出量子井造成電流外溢的漏電流，由於量子井內載子數減少因此使功率也下降而且當注入電流越大時，功率就下降越顯著。另外溫度的升高也會使 Auger 復合速率增加(如 2.6.4 節)，當 Auger 復合速率增加會造成元件的內部量子效率變差，使輸出功率受到影響。

當元件操作於高功率時雖能避開 COD 的傷害，但卻無法脫離 thermal rollover 的限制，必須要再靠改變結構設計及改善材料對溫度的敏感度方面著手可減緩此類問題的發生[3.6]。

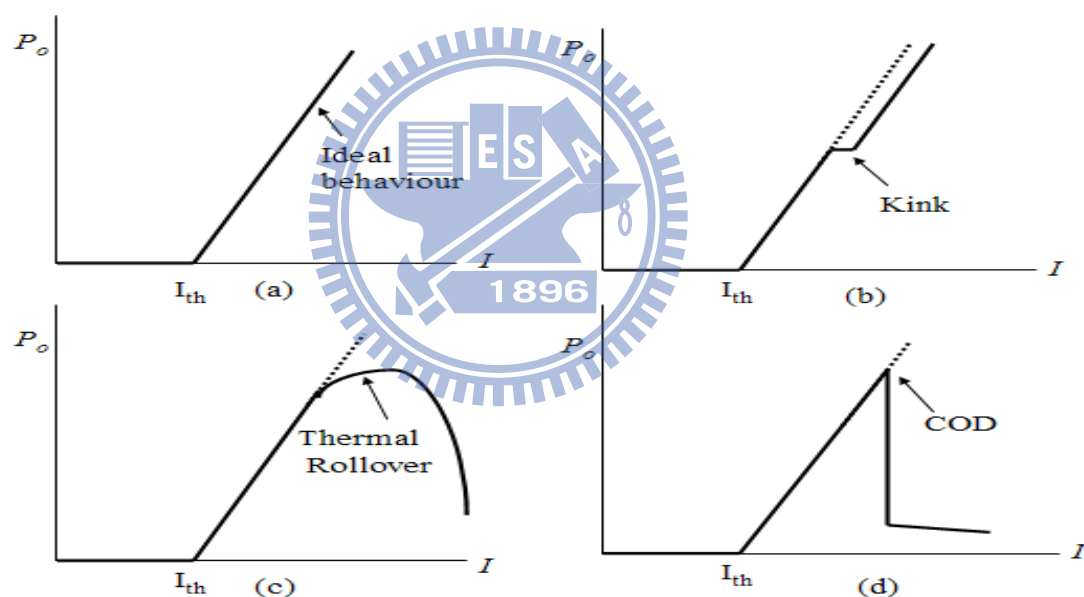


圖 3-1[3.1]雷射二極體的光-電流曲線在高功率輸出時的限制狀況(a)理想操作(b)扭結(c)熱翻轉(d)瞬時光學損傷

對元件而言，(1)及(2)項限制因素，即使發生後也不會造成任何或永久性傷害。換言之，(1)及(2)項限制因素是一旦發生後仍具有可回復(reversible)之特性。較嚴重及致命性的是(3)及(4)項限制因素。相反的是，一旦有(3)及(4)項限制因素發生，元件將被損壞或失去主要特性。所以(3)及(4)項限制因素是不可回復(irreversible)之特性。尤其是(3)項的 COD，如圖 3-1(d)所示當輸出功率一直增加而到某個值時，因高溫的關係使雷射鏡

面熔化而造成輸出功率瞬間突然急速下降到 0~數 mW 之間(視傷害而定)。在此類傷害之後僅存有自發輻射部分，因鏡面受損而無法再發出雷射光。因此對這類具有不可預期及突然性的永久性傷害，將於 3.2 節發生機制及 3.3 節改善方法中專文探討。

最後一項限制因素為材料漸變性劣化，此類失效模式發生後也會妨礙高功率雷射二極體輸出，尤其是 AlGaAs 材料。通常發生原因是材料內部的晶體發生劣化，當元件持續操作在順向偏壓的高功率輸出，此時有大量的電流注入到活性層中，而在材料中的非輻射復合機制(2.6.4 節)長期發生在元件內部中，而使材料中點缺陷(point defect)加速成長而形成如暗點缺陷(dark spot defects, DSDs)及差排缺陷網路(dislocation networks)

## 3.2 COD 的發生機制

本節將就 COD 的發生機制作詳細的介紹。當雷射二極體沿 GaAs 的 (110)面劈開後形成一鏡面，此時因晶體之週期性被破壞而產生許多非輻射復合中心，包含氧化造成的 deep level 在表面區域形成 surface state，如同在 2.6.4 節中所述的非輻射復合機制中的表面復合情形。這些非輻射復合中心在表面區域(鏡面區域)會捕捉載子並復合放出聲子而產生熱(如圖 3-3 中③的部分)，當鏡面溫度開始漸漸變熱後，會使在表面區域(鏡面區域)的能隙逐漸縮小(如圖 3-3 中⑤的部分)[3.4],[3.8],[3.9]。

以 GaAs 材料為例，溫度對能隙的關係如 Varshni 方程式所表示 [3.6],[3.10]:

$$[E_g(T)]_{GaAs} = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta^*} \quad (3.1)$$

其中  $E_g(0)$  是在絕對零度時的能隙能量， $\alpha$  及  $\beta$  為 Varshni 參數。在 GaAs 材料中  $E_g(0)=1.519$ ， $\alpha=5.405 \times 10^{-4}$  及  $\beta=204$ 。

由圖 3-2 中可以看出不同半導體材料能隙能量(bandgap energy)對溫度

變化之關係。以 GaAs 材料為例在 0k 時能隙能量為 1.519eV，在室溫 300k 時 GaAs 的能隙能量為 1.424eV，當溫度升到 600k 時其的能隙能量縮減約為 1.28eV 左右。由於能隙能量與溫度之間存在有強烈的存依性質，因此當溫度(T)越高時會使能隙能量( $E_g$ )變小。

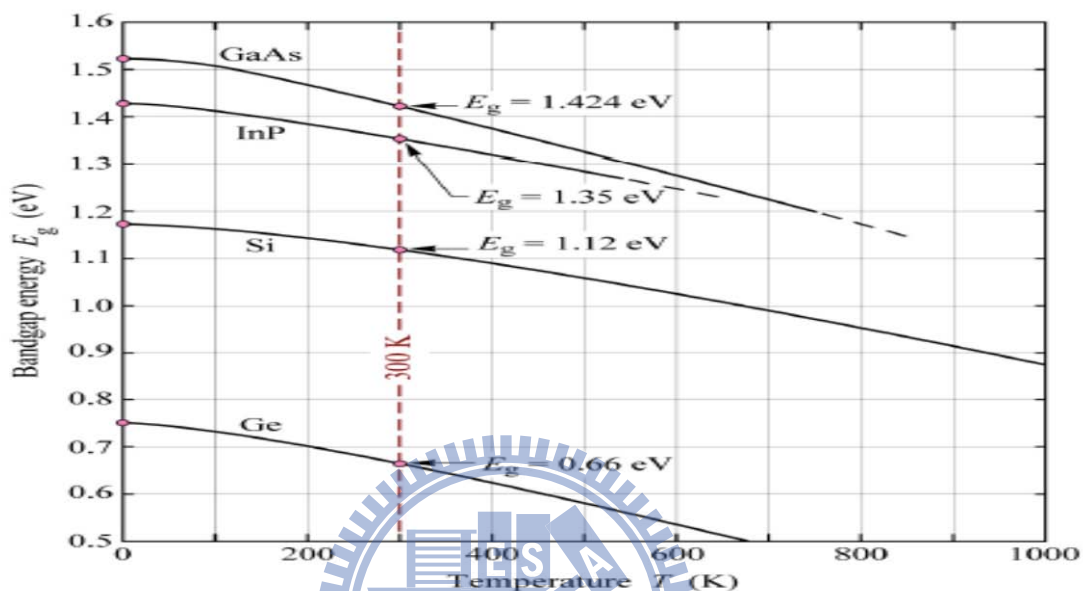


圖 3-2[3.10]不同半導體材料能隙能量對溫度變化之關係

若材料為  $Al_xGa_{1-x}As$  時則可表示為[3.11]:

$$[E_g(T)]_{AlGaAs} = [E_g(T)]_{GaAs} + 1.24x \quad (3.2)$$

其中 x 表示 Al 的成份含量。

然而在鏡面溫度升高造成鏡面處能隙縮小(band gap shrinkage)的同時，將使光的吸收因素(assorbtion coefficient)效果也相對變的更強，如圖 3-3 中①的部分。由於光引發(photoinduce)將產生更多的電子-電洞對(electron-hole pairs)如圖 3-3 中②的部分。然而就在產生這些電子-電洞對的同時，也將伴隨著許多斷鍵(bond-breking)的產生[3.4][3.13]。這些斷鍵就如同在 2.6.4 節中所述的 dangling bonds。



由於這些 dangling bonds 的存在將與氧原子結合並加速氧化速率，於 850nm AlGaAs 雷射及其它可見光雷射有比較高的氧化速率，而 1300nm 及 1500nm InGaAsP/InP 雷射氧化速率則相對較低[3.4]。就如同前述，GaAs 或 AlGaAs 與氧生成的氧化物將會在表面區域形成 extrinsic surface state[3.13]，如圖 3-3 的非輻射復合中心部分。由於這些氧化物具有很高的表面復合中心密度( $N_{st}$ )[3.14]，因此根據 2-11 及 2-12 式可知這將會導致很高的 SRV 值。另外，除光再吸收外，造成鏡面發熱的另外一個原因是由於鏡面處能隙縮小之緣故也將形成一個能勢(potential gradient)而允許載子漂移到鏡面處以非輻射復合的方式發熱[3.15]。

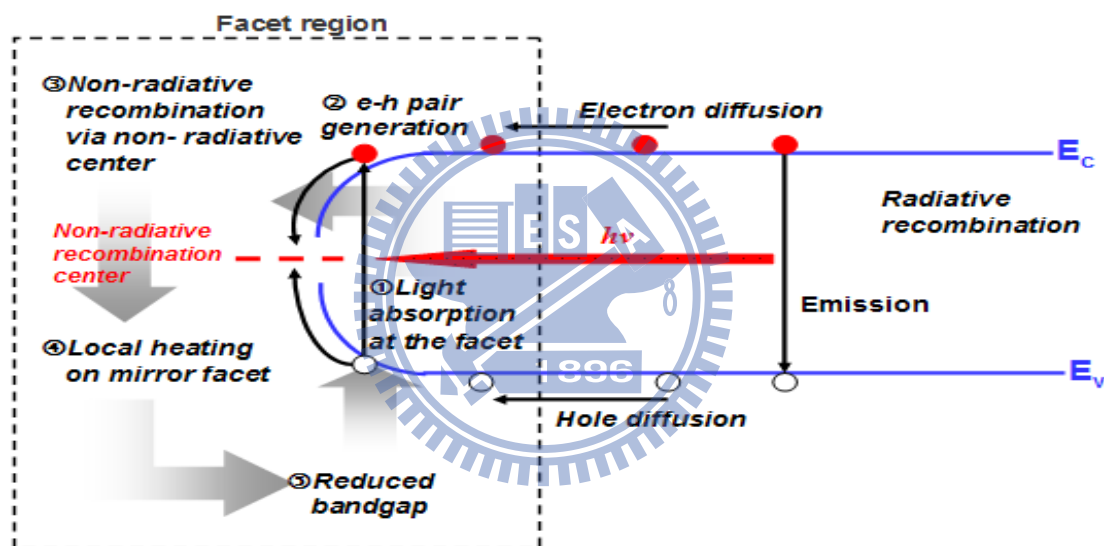


圖 3-3[3.6][3.7][3.12] COD 發生機制圖

而以上所介紹 COD 機制將以正回授(positive feedback loop)的方式不斷循環[3.4],[3.8],[3.16]，如此的惡性循環將使鏡面溫度不斷的升高而達到材料熔點( $\sim 1200^{\circ}\text{C}$ )而最終導致晶體熔化[3.17]。由於晶體熔化之緣故，晶體由固態瞬間變成液態再經冷卻後重新再結晶變回固態，這時再結晶的固態晶體將有大量差排環(dislocation loop)及微缺陷(microdefects)存在並由鏡面處沿  $\langle 110 \rangle$  往內部共振腔延伸，而形成暗線缺陷(DLDs) [3.4],[3.8],[3.9], [3.16]-[3.18]，如圖 3-4 所示。

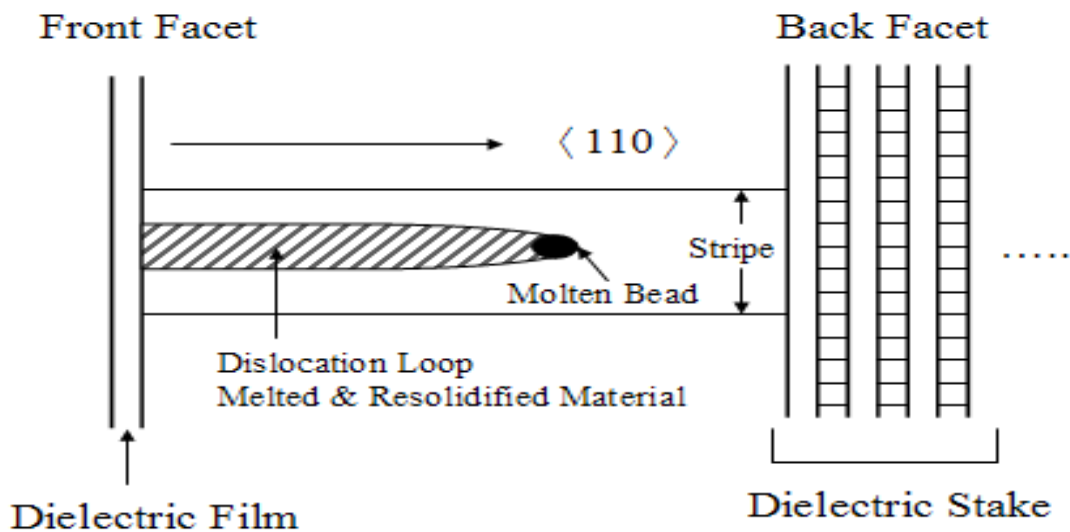


圖 3-4[3.8],[3.19]-[3.21] 差排環由鏡面沿  $\langle 110 \rangle$  往內部共振腔延伸形成暗線缺陷

上述所介紹的 COD 模型為較廣為大眾所採納，除此之外美國加州柏克萊大學的 G. Chen 等人將 COD 發生機制提出新模型於 QW 雷射[3.11]。G. Chen 等人認為 QW 雷射發生 COD 的原因是光的吸收在披覆層接近鏡面的地方，由於光的吸收作用也因此導致披覆層逐漸變熱，而造成披覆層的能隙縮小，如此以正回授的方式不斷循環而使鏡面熔化。

在 2.6.4 節中曾介紹當表面復合有高 SRV 值的材料易使鏡面產生高溫 [3.22]-[3.24]，並在參考文獻[3.22]中指出，當 SRV 低於  $2 \times 10^5 \text{ cm/s}$  時後鏡面(rear facet)比前鏡面(front facet)溫度高，而當 SRV 高於  $2 \times 10^5 \text{ cm/s}$  時則前鏡面的溫度會開始變的較高，主要的差異是在光的吸收[3.23],[3.24]。另外，根據最新的研究結果證明，鏡面溫度的發熱機制與注入電流之間具有正比之關係。當注入電流增加時會使鏡面溫度不斷升高。而造成鏡面溫度不斷的升高的原因是分別有兩個不同的機制所貢獻。第一機制為表面復合，當注入電流在臨界電流之前為表面復合機制所主控，當注入電流超過臨界電流後表面復合對鏡面溫度之影響將飽和不再增加。第二機制為發射光的再吸收(reabsorption of the emitted light)，當注入電流在臨界電流之前再吸收的貢獻不大，但注入電流超過臨界電流後將成為主控機制[3.22]。

圖 3-5 為本論文所採用的 850nm AlGaAs 脊狀波導結構雷射，當注入電流持續增加一直到發生 COD 為止，前端發射面(front facet)的 SEM 照片，其中圖(a)的部分為未經鏡面鍍膜處理之 COD 損傷狀況，圖(b)的部分則為有鏡面鍍膜處理之 COD 損傷狀況。

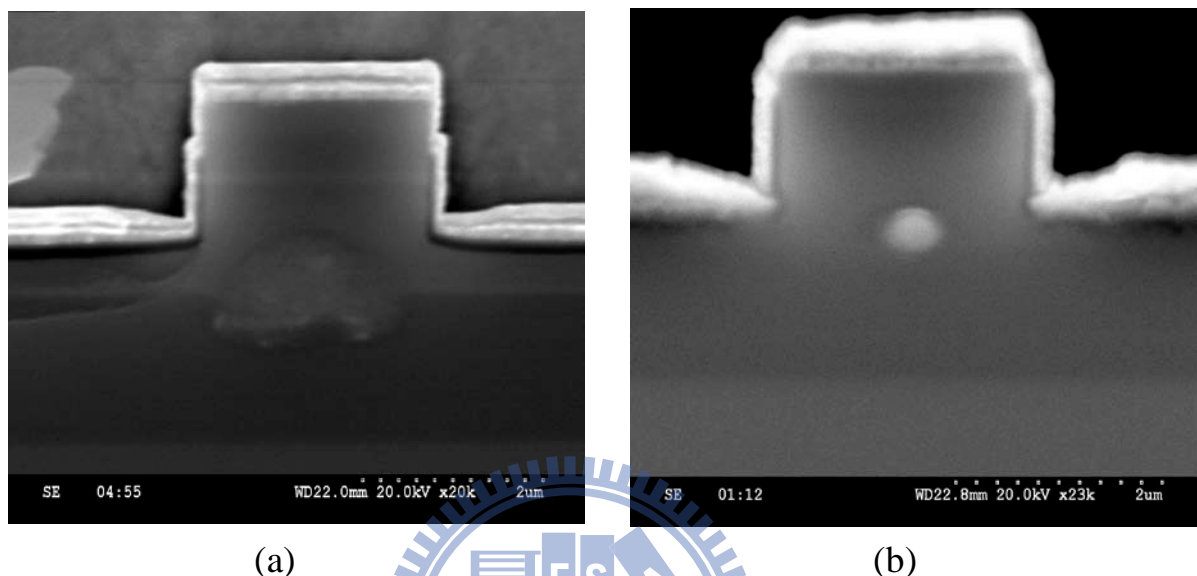
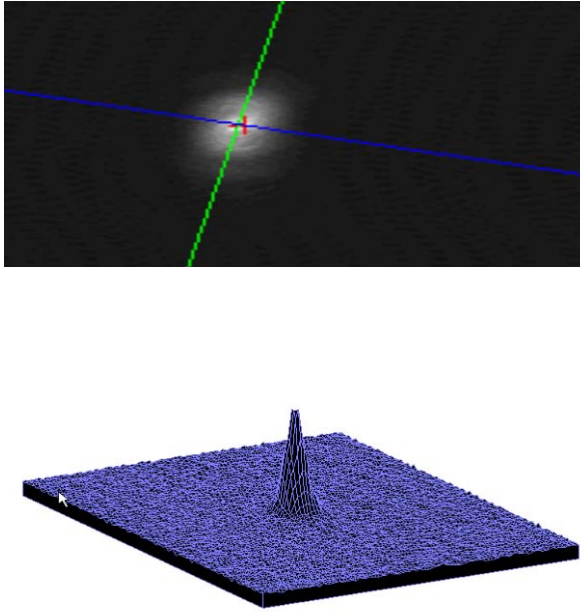


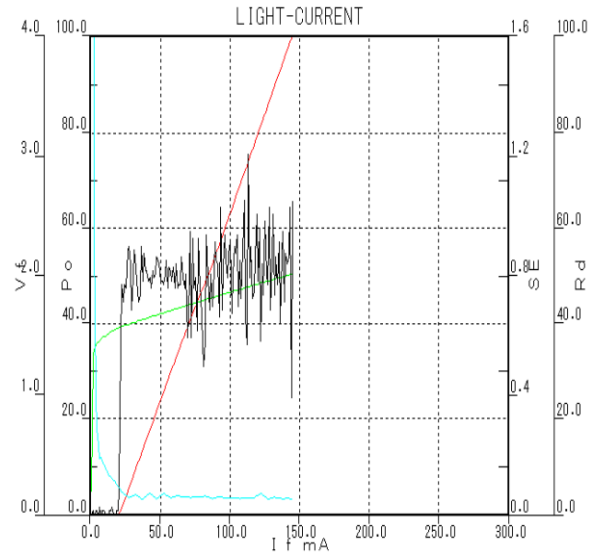
圖 3-5 經 COD 損傷後的 SEM 圖(a)無鏡面鍍膜(b)有鏡面鍍膜

圖 3-6 為本論文所採用的 850nm AlGaAs 脊狀波導結構雷射，在未經 COD 損傷前狀態。其中圖(a)之上圖為此雷射之近場 2D 圖像觀察，下圖為此雷射之光束 3D 影像顯示。圖(b)為此雷射之 L-I 曲線，其特性表現即如同圖 3-1(a)之特性一般，其最大輸出功率操作於 100 mW 時未有 COD 發生，可使輸出功率無任何限制發生。

圖 3-7 為 COD 損傷後的狀態。其中圖(a)的上圖為之近場 2D 圖像觀察，由此可明顯看出雷射經 COD 損傷後，原發光區域之中間部分產生有一缺陷區域存在，此缺陷區域無法提供發光。圖(a)的下圖為此雷射之光束 3D 影像顯示，圖(b)為此雷射之 L-I 曲線，其特性即如同圖 3-1(d)之特性一般，當最大輸出功率操作達到 210 mW 時，突然發生 COD 現象而損傷元件，並導致其輸出功率立即受到限制。

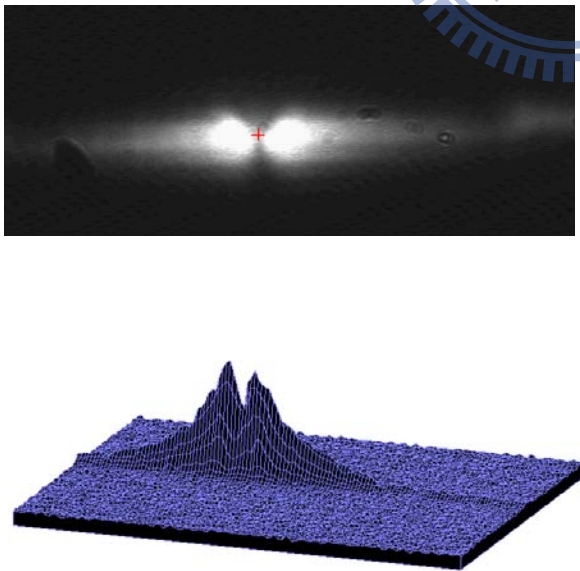


(a)

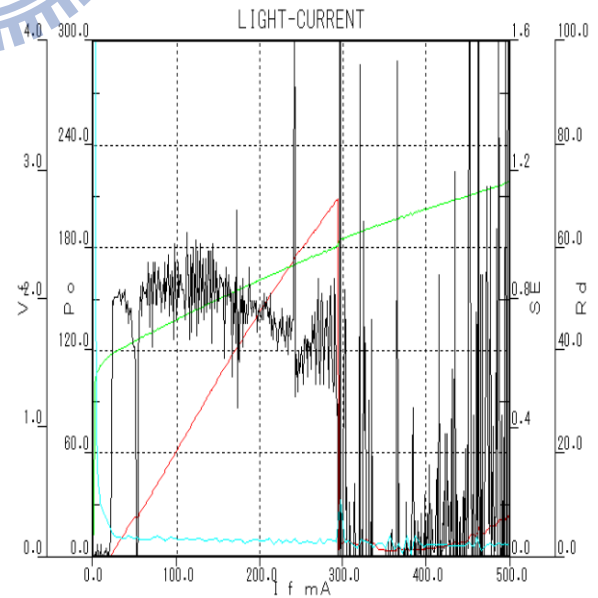


(b)

圖 3-6 正常雷射二極體的近場圖像與 L-I 曲線(a)雷射之光束 2D 及 3D 影像顯示(b)此雷射之 L-I 曲線



(a)



(b)

圖 3-7 經 COD 損傷後的雷射二極體的近場圖像與 L-I 曲線；(a)雷射之光束 2D 及 3D 影像顯示(b)雷射之 L-I 曲線

### 3.3 COD 的改善方法

COD 的改善方法可將 3.2 節中的圖 3-3 所討論的四項因素中的任何一項因素切斷而造成無法循環而達到抑制效果[3.4],[3.23]。基本上是降低鏡面的光吸收及阻斷電流往鏡面形成非輻射復合為主要方法。本節將有系統的依序介紹及歸納目前各種主流的方法並詳細敘述這些方法的特色及優缺點，這些方法包括鏡面鍍膜保護法，減少鏡面吸收法，降低表面復合速度法，減少鏡面光功率密度法，減少電流注入法等。

#### 3.3.1 鏡面鍍膜保護法

適當的使用介電材料(如  $\text{Al}_2\text{O}_3$ 、 $\text{SiO}_2$ 、 $\text{TiO}_2$ 、 $\text{Ta}_2\text{O}_5$  等) 作為鏡面鍍膜材料將可有效減緩 COD 的發生。雖然晶片沿(110)面劈開後可形成自然的反射面(反射率約 32%)，但由於材料經劈開後會容易氧化及在潮溼環境下的空氣中有酸和鹼的成份易腐蝕等問題發生[3.23],[3.25]。尤其是含有鋁的材料更是嚴重，因此通常都會在雷射的前後鏡面鍍上介電材料以增加鈍化保護作用[3.23]。除前述此外的另一個好處是在元件設計上可以自由的控制需要的反射率以達到高外部量子效率及低的臨界電流值。因此適當鍍膜可有效降低已存在的表面缺陷，降低 SRV 值[3.26]，使 COD 的值能提升。因此幾乎所有的雷射二極體都會使用鏡面鍍膜處理。雖然適當的鍍膜可以有效保護鏡面但近年來隨科技進步，使鍍膜技術也有進步的空間。

進年，雷射的鏡面鍍膜方式已由傳統的電子束蒸鍍、離子助鍍、濺鍍等方式沉積法，已漸漸改變為較新穎的電子迴旋共振(electron cyclotron resonance, ECR)的反應式濺鍍方式沉積介電薄膜。傳統電子束蒸鍍方式所沉積的薄膜是具有多孔性的柱狀結構，而這樣的結構是鬆散、質量不高，且容易吸潮的缺點存在而造成鏡面氧化問題[3.27],[3.28]。因此 ECR 電漿方式沉積介電膜的好處是具有非常好的薄膜緻密性，沉積溫度低等許多好處，因此可以得到高品質的薄膜，通常 ECR 的靶材有 Si、Al、Ta、Hf、Zr、Ti 等選擇，而氣體有 Ar、 $\text{O}_2$ 、 $\text{H}_2$ 、 $\text{N}_2$  等選擇，因此可先使用 Ar 把表面氧化物去除後，再使用靶材與氣體配合可輕易獲得  $\text{SiO}_2$ 、 $\text{Al}_2\text{O}_3$ 、 $\text{Ta}_2\text{O}_5$ 、 $\text{HfO}_2$ 、 $\text{ZrO}_2$ 、 $\alpha\text{-Si}$ 、AlN、SiON、 $\text{Si}_3\text{N}_4$ 、AlON 薄膜[3.29]。

### 3.3.2 減少鏡面吸收法

首先回顧 3-2 節所述，在鏡面處能隙能量因熱而導致兩個效應：第一為光吸收效應，第二為因能勢所形成的載子漂移效應，由於這些效應而最後造成 COD 發生，如圖 3-8(a)所示。

採用非吸收窗(non-absorbing mirrors, NAMs)結構可有效防止 COD 的發生在兩個方面：第一為減少帶到帶(band-to-band)的光吸收效應，因此通常會在鏡面處製作成能隙比增益區(gain region)能隙還要更高的結構。第二為有效阻止載子由內部往鏡面處復合，必須在鏡面處形成絕緣並有一個阻障能勢能阻止載子到鏡面處復合，如圖 3-8(b)所示若採用 NAMs 將可滿足上述兩個需求而達到效果[3.15]。

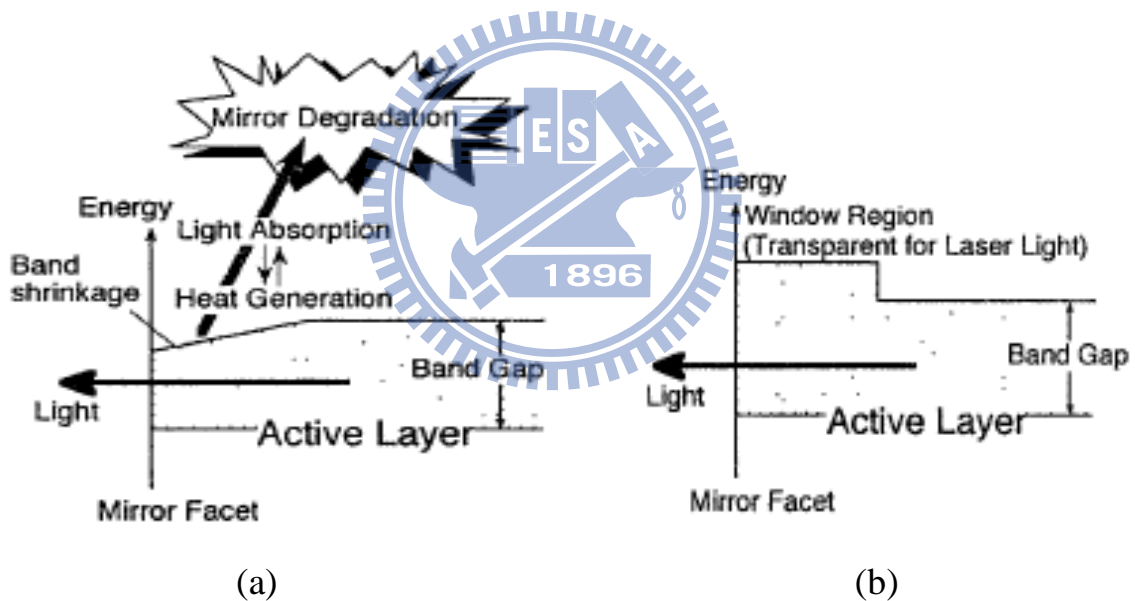


圖 3-8[3.30]鏡面處因熱造成能隙能量減小的情形(a)傳統雷射(b)具有 NAMs 雷射

為製作 NAMs 結構，必須要使用量子井混合技術(quantum well intermixing, QWI)來達成。目前 QWI 技術已經非常成熟並有許多成功的例子應用於不同的材料系統上，如 GaAs/AlGaAs[3.31]-[3.34]，InGaAs/GaAs[3.35]-[3.37]，及 AlInGaP/InGaP[3.38]-[3.45]等系統，其中 QWI 技術又可區分為三大類[3.46],[3.47]:

(1) 雜質引發層不規則化(impurity-induced layer/lattice disordering, IILD)

- (2) 離子佈植引發不規則化(ion implantation-induced disordering)
- (3) 無雜質空位缺陷不規則化 (impurity-free vacancy disordering,IFVD)

第一種雜質引發層不規則化(IILD)的方法，通常是利用 Zinc 或 Silicon 元素摻雜入磊晶片內，由其穿過量子井後引發不規則化使能隙變大而達到抑制 COD 的效果，通常經 IILD 後能帶能量可增加數十 meV~數百 meV 之間[3.30]。實際的 IILD 製作方法由圖 3-9 來說明，以 Zinc 摻雜為例通常是利用濺鍍方式在鏡面處附近以選擇性沉積方式將 ZnO 濺鍍到磊晶片上，如圖 3-9[3.45](a)的選擇性掩埋脊狀波導(selectively buried ridge, SBR)紅光雷射所標示的 Zinc Diffusion Region，再高溫經爐管回火(annealing)製程將 Zinc 擴散進入並穿過量子井區域形成所謂的窗戶區域(window region)[3.38],[3.41]。圖 3-9 (b)為有 Zinc Diffusion 的而形成 NAMs 結構的 SEM 照片。

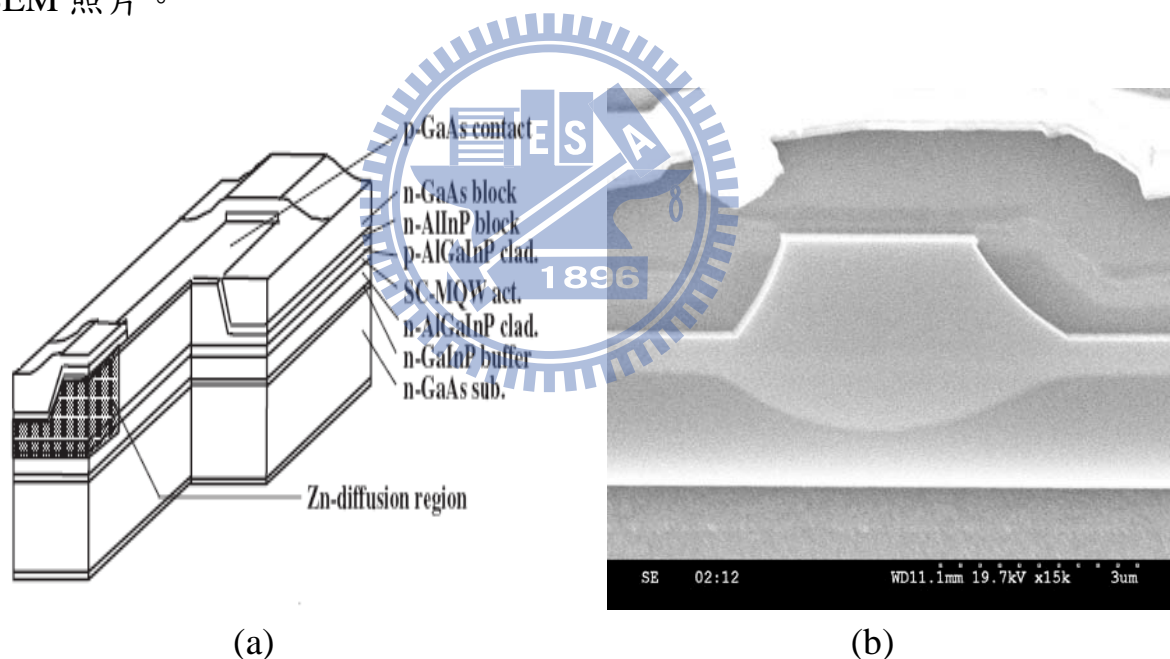


圖 3-9[3.45]具有 NAMs 結構的雷射(a)Zn 擴散區域剖面圖(b)經 Zn 擴散製程後 SEM 圖

以較簡單的  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  量子井結構來說明；由於 Zinc 原子的半徑較小屬於間隙型雜質，因此當 Zinc 擴散進入  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  這些材料的晶格內，會加強這些材料間的 III 族 Al 及 Ga 原子的(interdiffusion)交互置換作用，最後導致材料變成不規則化，而使量子井的 III 族成份因此而受到改變[3.41],[3.49]。Zinc 原子在

整個過程中只作為材料內部的 III 族原子間(Al-Ga)置換的媒介。

圖 3-10 進一步的說明，圖中的活性層材料為 GaAs，而阻障層材料為  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ，左圖為未經 IILD 製程的量子井能帶狀況；右圖為經 IILD 製程後的量子井能帶狀況。由此圖可明顯看經 Zinc 擴散區域的 GaAs 的活性層變成  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  的活性層，由於 Zinc 擴散後，Zinc 將阻障層中的 Al 與活性層中的 Ga 互相置換，因此變成  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  的活性層故能帶因此比 GaAs 的活性層大。

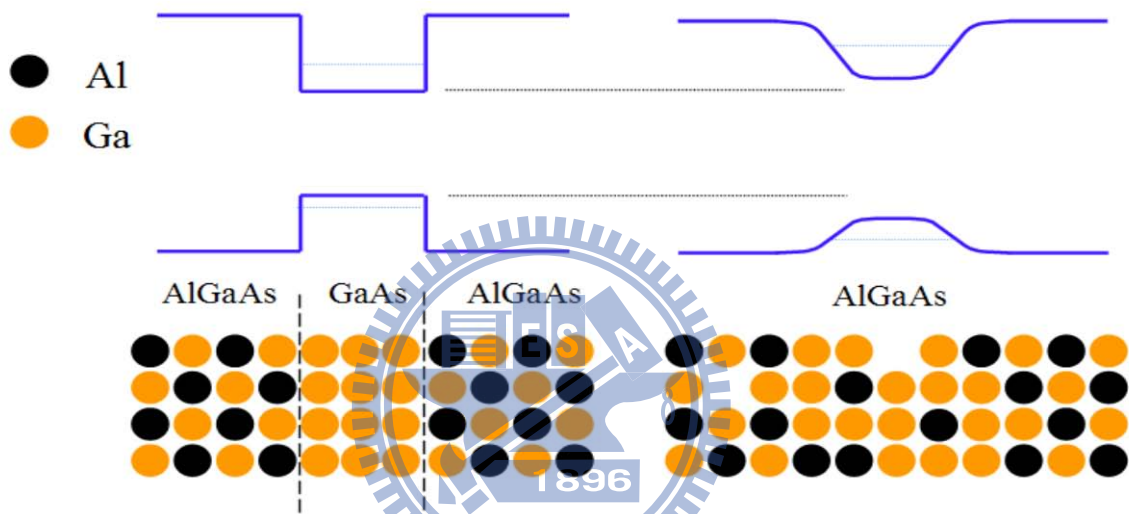


圖 3-10[3.50]AlGaAs/GaAs/AlGaAs 量子井雷射傳導帶與價電帶的變化情形，QWI 前(左圖)與 QWI 後(右圖)

AlGaInP 系列雷射的 COD 值，大約只有 AlGaAs 雷射的一半，因此若沒有適當的保護非常容易損傷，尤其是 650nm 雷射的量子井為應變型量子井在接近鏡面的地方由於有應變釋放(stress release)關係，使能隙能量比正常時更小，因此使 COD 值更低[3.41][3.51]。目前 IILD 製程技術已經非常成熟的在應用在提升 AlGaInP 系列雷射的 COD 值。值得一提的是雖然 IILD 法對 COD 的抑制有顯著的效果，但並非是完美的。採用此種方法必須在元件效率方面有所犧牲，因為有 IILD 法處理的元件是經由大量的 Zinc 原子以擴散方式進入窗戶區域形成 NAMs，因此自由載子吸收(free carrier absorption)在此區域將無可避免及忽略。

由於自由載子吸收之原因也將造成元件的發光效率受到影響



[3.2][3.35]。在第二章中曾經談到雷射二極體的斜率效率(2.26 式)是適用於一般的雷射二極體元件，若在有 IILD 製程處理的元件中，因為在窗戶區域有吸收造成損失的問題，因此方程式 2.26 式中的  $\alpha_i$  項(內部損失)，必需再加上窗戶區域的損失，如此應修正為平均內部損失(average internal loss)，如方程式 4.1 式[3.2]所表示：

$$\alpha_i = \frac{1}{L} [(L - 2L_w) * \alpha_i + 2L_w * \alpha_w] \quad (4.1)$$

其中 L 為共振腔長度， $L_w$  為窗戶長度， $\alpha_i$  為雷射區域的內部損失， $\alpha_w$  為窗戶區域損失。

圖 3-11 所示為兩 650nm 7mW 雷射二極體的 COD 值比較，其中兩個雷射的設計皆相同，圖中紅線代表為一般雷射二極體且未經 IILD 處理，因此當電流達到約 110mA 及輸出功率達到約 28mW 時發生 COD，圖中藍線代表為有經 IILD 處理的元件，其電流達到約 310mA 及最大輸出功率達到約 43mW 時尚未發生 COD。由此可見經 IILD 製程處理的元件可有效抑制 COD 的發生並有效保護元件。

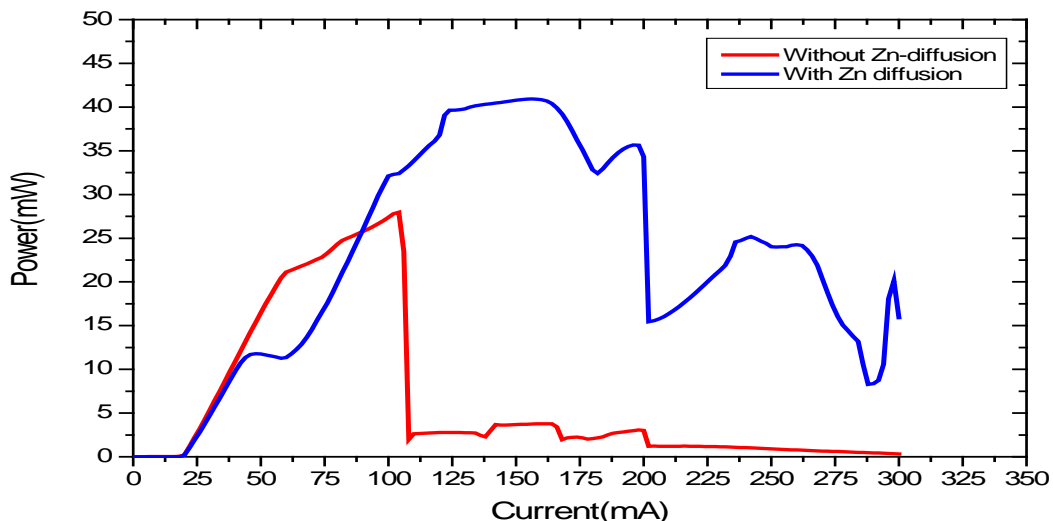


圖 3-11 650nm 7mW 雷射二極體的 COD 值比較；有 QWI 處理的雷射(藍線)與無 QWI 處理的雷射(紅線)

IILD 製程處理的另一項缺點是雜質的擴散時間必需要非常嚴謹控制，因為磊晶片在製程結束後，會有均勻性問題存在，當有些區域擴散太快時則會穿過緩衝層(buffer layer)達到基板，因此會有大量的載子經由此路徑形成漏電流，導致元件失效。如圖 3-9(b)SEM 照片所示，當 Zinc 擴散過量子井後即停止在 n 型的披覆層是比較好的製程條件。

第二種離子佈植引發不規則化(ion implantation-induced disordering)的方法與 IILD 類似，其中差異是以離子佈植方式取代擴散方式並且通常以 Silicon 作為離子佈植的摻雜源。目前 AlGaAs 材料系列的雷射二極體如 780nm 雷射二極體多以此法來增加 COD 的抵制能力[3.32]，另外 InGaAs 的 980nm 雷射二極體也有成功的報導[3.52]。使用離子佈植方式的主要原因是 Zn 在 AlGaAs 材料內擴散速率比較慢之緣故，因此也將造成製程上較難以控制[3.53]。但也有公司用 IILD 法應用在 AlGaAs 材料[3.49]。

第三種無雜質空缺陷不規則化(impurity-free vacancy disordering,IFVD)的方法是所謂的無雜質(沒有經由 Zn 或 Si 原子以擴散或離子佈植)的方式而達到與前兩種方法相同之目的。

圖 3-12(a)所示為一個典型量子井雷射結構，圖 3-12 (b)為經由 IFVD 法後形成的 NAMs 結構。IFVD 的製作過程是以濺鍍或電漿增強式化學氣相沉積(PECVD)方式[3.31]沉積介電膜(如  $\text{SiO}_2$ )在窗戶區域的磊晶片表面，而增益區域的磊晶片表面可沉積其他材料加以保護，以免 As 在後續的加溫製程中從表面被分解[3.35]。接著再經過 RTA 的快速高溫回火製程將 III 族 Ga 原子擴散進入  $\text{SiO}_2$  介電膜中而產生許多點缺陷(point defects)即鎵的空位缺陷(Ga-vacancies)。然而這些空位缺陷在半導體中具有很高的擴散係數(diffusion coefficient)，因此空位缺陷將依照 Fick 定律由濃度高的介面區域往濃度低的半導體區域擴散。當這些個別的空位缺陷擴散進入半導體後是以隨機漫步(random walk)的方式進行混合(intermixing)動作[3.47][3.54]。點缺陷即鎵的空位缺陷(Ga-vacancies)的角色是協助 III 族 Al 原子及 III 族 Ga 原子間的相互擴散(interdiffusion)作用[3.34]。

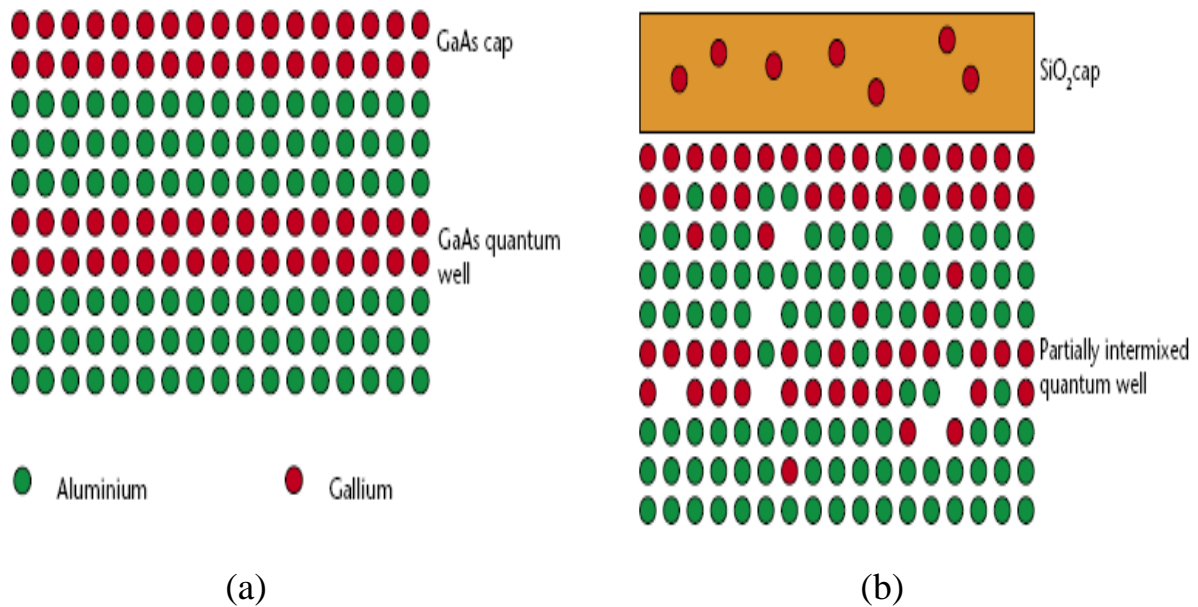


圖 3-12[3.47]GaAs/AlAs 量子井在 QWI 製程後的變化(a)未實施 QWI 的量子井(b)同結構經 QWI 的 IFVD 法後的量子井

目前應用 IFVD 法製作成 NAMs 已非常成功，而量子井活性層多以 GaAs、AlGaAs、InGaAs 等為材料為主，因為如同前述以雜質擴散方式在這些材料會比較不易控制。另外採取 IFVD 法也比 IILD 法有一個更大好處是 IFVD 法並不是利用雜質擴散的方法來達到擴大能隙因此沒有自由載子吸收的損失及漏電流問題[3.35]，唯一的缺點是 IFVD 法的製程相當複雜繁瑣及使用高溫製程易損傷晶片。

### 3.3.3 降低表面復合速度法

在第二章的 2.6.4 節中曾經提過 SRV 值的高低，將會反應在 COD 抵抗能力的好壞，因此降低 SRV 值而提升 COD 抵抗能力的方法大約有三種，因此將是本節所探討的重點。

為降低 SRV 值，第一種方法是在真空的環境下劈裂鏡面以將氧化作用減至最小，再鍍一層很薄的  $\alpha$ -Si 材料(小於 100Å)，最後再鍍上 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 介電材料調整反射率。以活性層材料為 GaAs 為例，如同形成 GaAs/ $\alpha$ -Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 結構。L.W.Tu 及 E.F.Schubert 以如此的作法得到低的 SRV 值(10<sup>4</sup>cm/s 程度)[3.55]。但一般在真空的環境下進行劈 Bar 有點不易，且

必須使用特殊治具來配合完成，於大量生產時會有較大的挑戰。而目前比較受大眾所採用的方法是一種被稱為 I-3 的方法[3.13][3.56]。所謂的 I-3 法有三個主要步驟，以圖 3-13 為例子說明來。假設活性層材料為 GaAs，而前鏡面的 AR(anti reflection)鍍膜介電材料為  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ，由圖 3-13 可看出 GaAs/ $\alpha$ -Si/ $\text{Al}_2\text{O}_3$  結構的能帶狀況。由於此結構的形成有效降低 Ga-O 鍵結的  $\text{GaO}_x$  及 As-O 鍵結的  $\text{AsO}_x$  等氧化物生成[3.13]，因此可以降低  $N_{st}$  值，進而降低 SRV 值而提升 COD 阻抗能力。其製作過程是首先在大氣環境下完成劈裂雷射 Bar 動作後，再接著實施以下三個步驟[3.13],[3.55],[3.56]: (1) 將 Bar 送進電子束蒸鍍膜機後以很低能量(小於 35ev)的  $\text{Ar}^+$  或 H 離子照射 (ion irradiation) 表面，因為如此低能量離子照射可將半導體表面上的雜質清除，(2) 再接著是沉積很薄的  $\alpha$ -Si 材料作為內層(interlayer deposition)，(3) 最後再以離子輔助沉積(ion-assisted deposition)的方式將  $\text{AlO}_x$  介電材料鍍上以調整反射率。

此方法亦可利用目前最新穎的 ECR plasma 反應式濺鍍方式沉積來替代傳統的電子束蒸鍍沉積會有更佳的效果，因為如同 3.3.1 所提過的傳統電子束蒸鍍法所沉積的薄膜是多孔性及柱狀結構，其結構鬆散，質量不高等缺點存在因此導致有容易吸潮造成鏡面氧化問題。

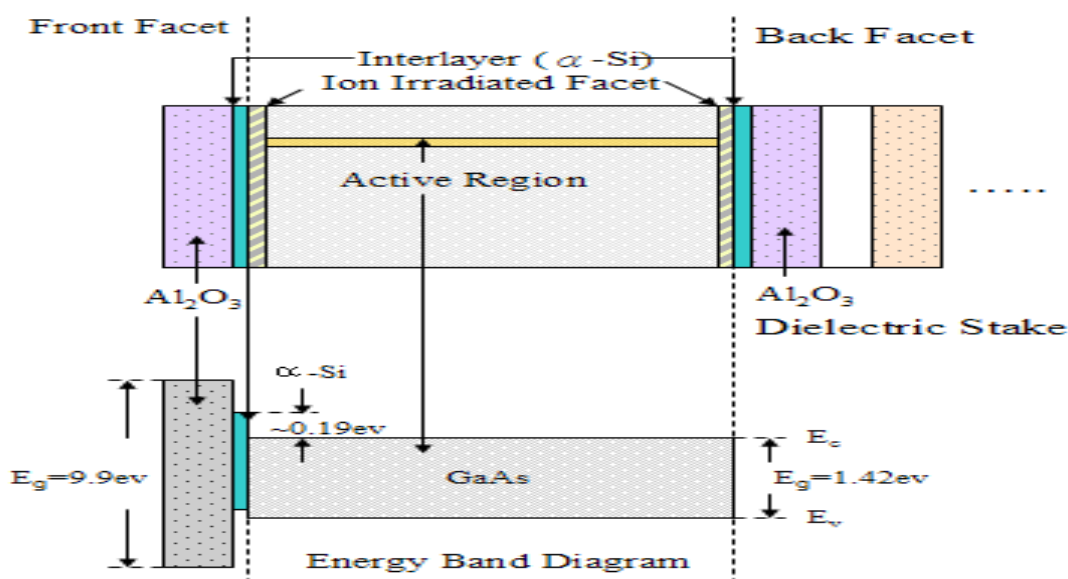


圖 3-13 具有 I-3 法處理的雷射在鏡面的能隙能量示意圖

除以 Si 做為保護鏡面材料外，另外一個被開發材料為 ZnSe 沉積，以 ZnSe 作為保護層能夠阻止氧從介電膜進入活性層[3.57],[3.58]。除此之外 ZnSe 的能隙寬度為比 GaAs,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ,  $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$  等材料的能隙更大，使用 ZnSe 作為保護層即如同一個能障，因此可有效阻止載子往鏡面處擴散而形成非輻射復合。目前使用 ZnSe 作為保護層應用在 GaAs 或相關化合物，如應用在  $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$  量子井雷射來提升 COD 阻抗能力案例已有成功的報導[3.58],[3.59]。

第二種方法是採用硫的鈍化處理，通常是使用  $(\text{NH}_4)_2\text{S}$  或  $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$  作為鈍化鏡面的物質[3.60]-[3.64]。製作過程是將 bar 浸泡在具有鹼性的  $(\text{NH}_4)_2\text{S}$  或  $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$  的溶液中約數分鐘後取出，其基本原理是具有鹼性溶液會溶解自然生成的氧化物，溶液中的  $\text{S}^{2-}$  離子會與 GaAs 表面懸浮的 Ga 和 As 成穩定的化合鍵，經反應形成 Ga 和 As 的硫化物，在鏡面表面形成一個單一原子層的硫鈍化膜，因此表面不易再有氧化反應，有效抑制鏡面表面活性，並減少  $N_{\text{st}}$  值[3.14][3.60]。根據第二章方程式 2-11 及 2-12 式，可知若降低  $N_{\text{st}}$  的值，可間接降低 SRV 值[3.65]。

然而使用  $(\text{NH}_4)_2\text{S}$  或  $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$  作為硫鈍化膜的技術卻也有製程不易控制的問題存在。當浸泡的時間過長時會造成此方法失效，主要的原因是由於 Ga 和 As 的硫化物易溶於鹼性的  $(\text{NH}_4)_2\text{S}$  或  $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$  的溶液中，如果 bar 浸泡的時間過長，在鏡面表面生成的硫化物會溶解在鹼性的溶液中，另一方面鹼性的溶液卻同時對 GaAs 的表面具有著緩慢的腐蝕作用，因此浸泡的時間太久不但沒有幫助，反而因腐蝕作用造成表面損傷，導致雷射壽命降低[3.60]。

第三種方法是採用無鋁(Aluminum-free)的材料作為活性層材料。因為含鋁(Al-containing)成份的活性層材料極易氧化，氧化時生成的氧化物會造成表面復合中心密度很高，導致 SRV 也隨之變高，導致因非輻射復合產生高溫。因此若採用無鋁的材料作為活性層將可有效抑制鏡面表面活性，使氧化速度變慢，因此減少表面復合中心密度，使 SRV 降低，使表面溫度升溫慢，使 COD 的發生變慢，因此可以承受更高的光功率密度[3.22],[3.24],[3.66]。

以無鋁材料作為活性層的另外一個好處是無鋁的材料對暗線缺陷的產生具有較好的阻抗能力[3.66][3.67]。因此目前 920nm~980nm 雷射的活性層採用無鋁的 InGaAs 材料作為活性層，可以有比 AlGaAs 有更高的 COD 值[3.68],[3.69]。而無鋁材料在 808nm 雷射以 InGaAsP 或 GaAsP 材料作為活性層最為成熟及普遍且對 COD 阻抗能力效果顯著[3.66]-[3.68],[3.70]。

如同 3-1 節所述，通常高功率雷射的最大功率限制為 COD，因此最大輸出功率可以下式得到[3.68],[3.71]：

$$P_{\max,cw} = \frac{d}{\Gamma} w \left( \frac{1-R_1}{1+R_1} \right) P_{\text{COD}} \quad (4.2)$$

其中 W 為脊狀波導寬度，R 為前端鏡面的反射率，d/Γ 為等效垂直光斑尺寸(即活性層厚度與橫向光學侷限因素的比值)，P<sub>COD</sub> 為鏡面的功率密度，此為固定值且隨材料的不同具有不同的值。P<sub>COD</sub> 的值以無鋁(Al-free)的材料最高，如 InGaAs 材料約為 18~19MW/cm<sup>2</sup>；InGaAsP 材料約為 18~19MW/cm<sup>2</sup>；InAlGaAs 材料約為 13~14MW/cm<sup>2</sup>；GaAs 材料約為 11~12MW/cm<sup>2</sup>；GaAsP 材料約為 11MW/cm<sup>2</sup>，然而含鋁的 Al<sub>0.07</sub>Ga<sub>0.93</sub>As 材料卻降為 8~9MW/cm<sup>2</sup>，而 Al<sub>0.13</sub>Ga<sub>0.87</sub>As 材料降更多為 5MW/cm<sup>2</sup> [3.65],[3.68],[3.69],[3.71]。因此當含鋁(Al)量增加時 P<sub>COD</sub> 的值就相對變低，然而當含(In)量增加時 P<sub>COD</sub> 的值就相對變高[3.65]。

無鋁材料的可靠度非常好並且具有非常低的活化能(activation energy)值。半導體雷射的生命期(lifetime)受包括注入電流，輸出功率，溫度操作條件所影響。因此半導體雷射的老化測試的生命期是以阿瑞尼士方程式(Arrhenius equation)來表示[3.12][3.72]：

$$\text{Life} = A_t \exp\left(\frac{E_a}{KT}\right) \quad (4.3)$$

其中 A<sub>t</sub> 是常數，K 為波茲曼常數(Boltzman's constant)，T 為工作溫度(Kelvin)，E<sub>a</sub> 為活化能(eV)。一般材料的 E<sub>a</sub> 值範圍在 0.2ev~0.7eV 之間

[3.72]，因此在相同溫度條件下  $E_a$  值越大則代表材料劣化的速度越快。最近 K. Häusler 等人以 808nm 雷射的 GaAsP 材料作為活性層，並以 AlGaAs 材料作為波導層 (waveguide layer)，可以得到非常低的  $E_a$  值約為 0.28eV[3.73]，而含鋁材料(如 AlGaAs 及 AlInGaP)的活化能就非常高， $E_a$  值約為 0.7eV[3.12][3.74]，因此無鋁材料具有非常好的可靠度。

另外，無鋁材料的 980nm InGaAs Qw 雷射及 808nm InGaAsP 或 GaAsP Qw 雷射皆為具有應力的活性層，但是以含鋁材料(如 AlGaAs)作為活性層時通常皆是無應力(unstrained)的活性層。然而採用這種無應力的活性層的雷射會得到比較高的臨界電流密度。然而高的臨界電流密度將會造成與載子相關(carrier-related)的劣化影響，因為高的光子能量(photon energy)是更有可能自然地創造半導體晶格缺陷或與已存在的缺陷做相互作用，因此對可靠度具有不良的影響[3.75]。

雖然無鋁材料具有諸多好處但亦非萬能，無鋁材料在雷射結構設計，磊晶參數控制及磊晶設備將是一大挑戰。由於一般無鋁材料的雷射的量子井與披覆層間的能帶差異較小，因此載子侷限(carrier confinement)能力較差。由於量子井與披覆層間能帶差異較小的雷射，在操作時由於元件的發熱載子得到能量有機會經由量子井往披覆層逃脫掉而造成漏電流[3.76]，因此具有比較高的臨界電流值及特徵溫度(characteristic temperature)[3.77]，但也有選用較寬能隙能量材料作為披覆層來改進此問題的研究[3.70]。

除上述缺點外，如用 808nm 雷射使用 InGaAsP 或 GaAsP 作為活性層的材料，在磊晶時較不易控制 As 及 P 的成份，易造成波長分佈較大的現象，由於 DPSS 的最好的幫浦條件在 805nm~811nm 之間，因此超出此部分的晶粒將無法使用而造成良率下降，成本增加。另外波導層如果是用 GaInP 材料時會得到有規律排列的晶體結構(ordered structure)，有序材料的能帶寬度變小，折射率不均勻，導致電流限制不足及光損耗變大等缺點，因此在磊晶時必須嚴密控制長晶溫度使晶格排列為無序(random)結構[3.66],[3.78],[3.79]。

### 3.3.4 減少鏡面光功率密度法

減少鏡面的光功率密度(optical power density)的方法之一是採用大光學腔(large optical cavity,LOC)結構。所謂的 LOC 即是在磊晶的結構中將波導層的厚度設計的比較厚(broadened-waveguide)，一般波導層的厚度都約為  $0.5\mu\text{m}$  以上(n 或 p 波導層)，如此設計將可有效減少鏡面的光功率密度 [3.23]。

由 4.2 式得知  $d/\Gamma$  項將正比於最大功率輸出，而波導層厚度與  $d/\Gamma$  項(等效垂直光斑尺寸)的關係如圖 3-14 所示，當波導層的厚度增加時，等效垂直光斑尺寸也隨即增加[3.6],[3.70]。

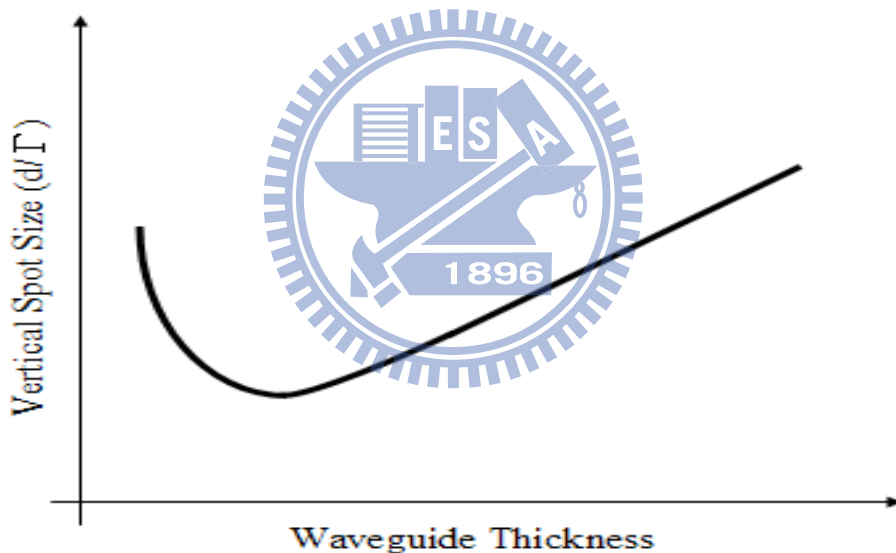


圖 3-14[3.70]等效垂直光斑尺寸與波導層厚度關係

此外大的近場光斑還有一項好處是可以獲得較小的遠場垂直發散角，因此使用於幫浦用途的 DPSS 雷射，如 980nm 及 808nm 等無鋁雷射在設計時都喜歡採用這種設計以增加幫浦效率[3.67],[3.68],[3.70]。甚至也有採用超大光學腔( super large optical cavity,SLOC)結構將遠場垂直發散角降至  $15^\circ$ (FWHM)的報導[3.80]。



圖 3-15 所示為一種具有 AlGaAs LOC 寬波導結構的 810nm 雷射，活性層可則採用無鋁的 InGaAsP(GaAsP)或低鋁成份 InGaAlAs 材料可操作到數 W 功率輸出，遠場垂直發散角  $24^{\circ}\sim 33^{\circ}$ [3.23][3.81]。

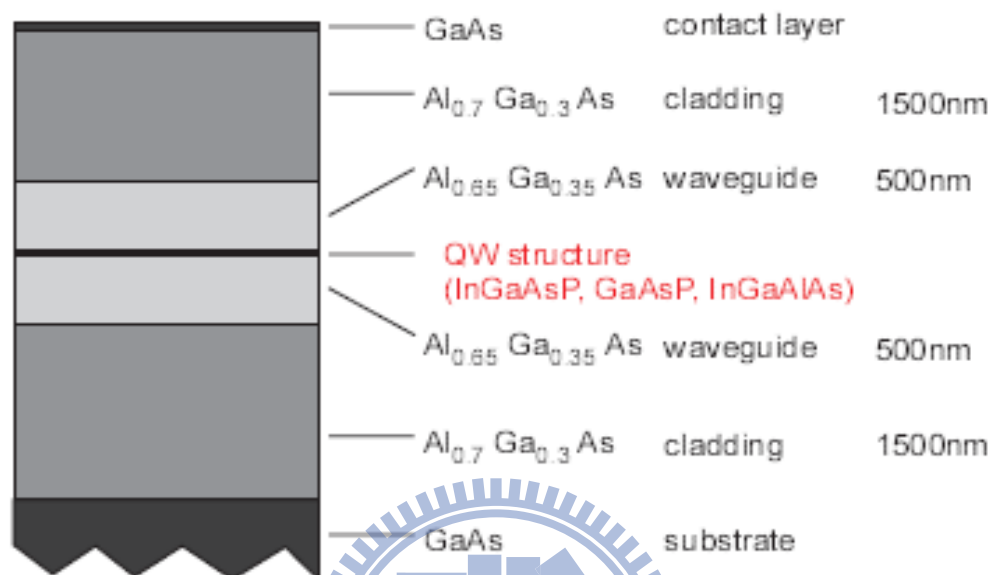


圖 3-15[3.23] 具有 AlGaAs LOC 寬波導結構的雷射

然而 LOC 結構採用厚的波導層會增加串聯電阻並使熱導率變差，尤其是使用  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  材料且當鋁的成份為  $(0.3 < x < 0.7)$  時其熱阻為 GaAs 材料的四倍[3.71]，因此當高功率操作時容易產生熱，溫度上升後造成熱飽和並降低光電轉換效率而限制高功率輸出，如圖 3-1(c)所示，設計時必須將波導層厚度及雜質的摻雜濃度做適當的調配及最佳化。

如同前述，LOC 寬波導雷射因為必須對最大輸出供功率及低的  $\Gamma$  值，因此波導層厚度多設計在  $0.5\mu\text{m}$  左右，然而這個厚度將會同時支持基本橫模及其他高階橫模[3.71]。以無鋁的 GaAsP 為活性層及 GaInP 為波導層的無鋁 808nm 伸張型應變單一量子井雷射為例，由於是伸張型應變因此屬於橫向磁場(transverse magnetic ; TM)極化，因此分別將有基本橫模(fundamental transverse mode)即  $\text{TM}_{00}$ ，一階橫模(1<sup>st</sup> order transverse mode)即  $\text{TM}_{01}$ ，二階橫模(2<sup>nd</sup> order transverse mode)即  $\text{TM}_{02}$  存在。理想上在操作應用時應該只有基本橫模  $\text{TM}_0$  存在，但事實上這些橫模間會互相影響及競

爭，導致在工作時會引起光功率-電流(L-I)曲線扭曲(kink)現象[3.82]，因此在使用時保持只有基本橫模而抑制一階橫模及二階橫模將是重點，有鑑於此近年來已有許多研究單位提出最佳化設計的結果[3.68],[3.71],[3.82],[3.83]。

### 3.3.5 減少鏡面處電流密度法

在接近鏡面處附近製作一個無電流注入區域(current injection free region)或稱為電流阻障區域(current blocking region)以降低電流在鏡面處以非輻射復合(NRR)方式生熱[3.23]。由前述可知，鏡面溫度上升是由兩個因素所導致：分別為鏡面處的光再吸收及順向電流在鏡面處的非輻射復合，因此阻止電流注入至鏡面區域可有效降低鏡面溫度[3.23],[3.84]。此方法在製作時較簡易達成且對降低鏡面溫度頗具功效，因此相當受大眾所接受。

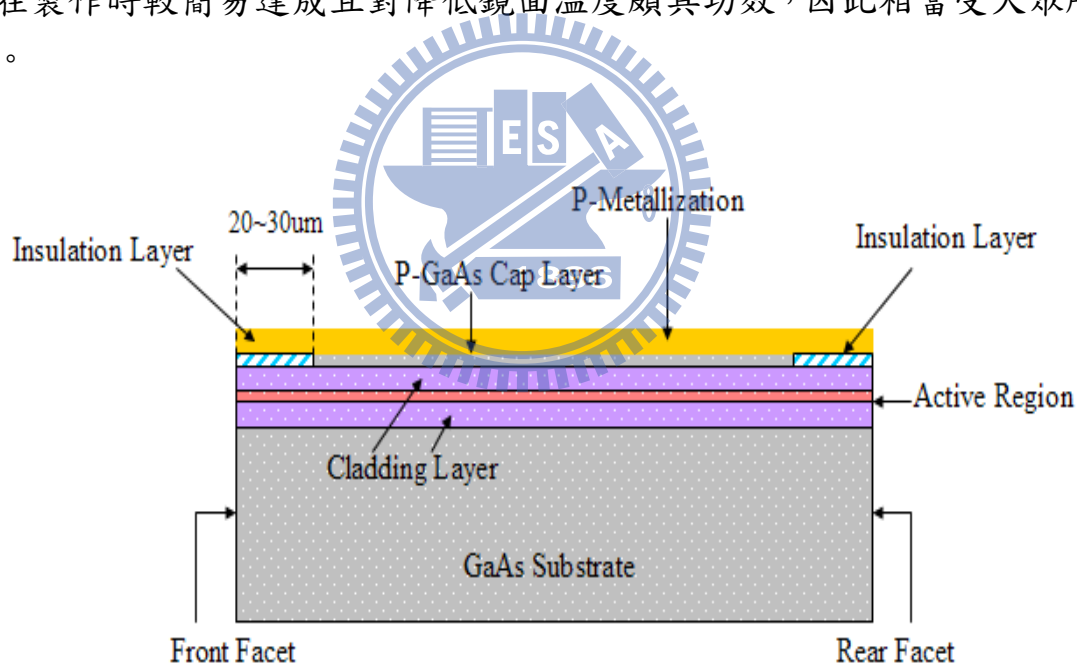


圖 3-16 具有電流阻障區域結構的雷射二極體

電流阻障區域的製作方法即在接近前後鏡面處製作一個寬約  $20\mu\text{m}\sim 30\mu\text{m}$  區域並將此區域內的高摻雜 p-GaAs Cap 層蝕刻掉，以降低電流導通，在蝕刻結束後再沉積絕緣層以阻隔半導體層與 p-metal 層之間的接觸，如此將可有效阻止電流注意到鏡面及減少，如圖 3-16 所示。

電流阻障區域的大小必須設計得宜，阻障區域必須遠大於載子的擴散長度，因此太小則會沒有作用[3.23],[3.85]，而太大則會降低元件的效率[3.85]，一般設計都在  $20\mu\text{m}\sim 30\mu\text{m}$  左右[3.84],[3.86],[3.87]。電流阻障區域可配合其他製程使用增加效果，如與 NAMs 配合，本實驗亦採用此法配合彎曲波導法來提高輸出功率。

### 3.3.6 彎曲波導法

彎曲波導法的概念是由美國伊利諾大學的 R.P.Bryan 等人於 1989 年提出[3.88]，並接著於 1998 年 IBM 研究中心的 F.R.Gfeller 等人也提出更多的相關性研究報告[3.89]。基本上彎曲波導法是具有如同 NAMs 般的效用，其原理是雷射光由活性層發射並經特別製作的彎曲狀的披覆層射出，由於披覆層材料比活性層材料有更大的能隙能量，因此可有效減少光吸收效果。由於目前各學術研究機構及雷射製造公司對彎曲波導法的研究非常少，因此對此方法的優缺點及對 COD 阻抗能力很難窺得全貌。有鑑於此，本論文第四章將試作此方法，於第五章作特性分析，於第六章總結其特性與結果。

### 3.3.7 其它材料選擇

近年，也有許多雷射製造公司在  $800\sim 850\text{nm}$  雷射已不使用 AlGaAs 材料作為活性層，而是在 AlGaAs 材料中加入 In 成為 InAlGaAs 作為活性層材料成為具有壓縮應變的量子井並配合其他設計方法來提高 COD 值及可靠度[3.90]-[3.95]。InAlGaAs 材料有比 AlGaAs 更好的可靠度，因為 InAlGaAs 材料對  $\langle 100 \rangle$  方向的暗點缺陷的傳播比 AlGaAs 材料有較佳的阻抗能力，但是 InAlGaAs 是四元材料對磊晶而言，也比較困難。

# 第四章

## 實驗

本論文實驗將採用含鋁的 850nm 砷化鋁鎵量子井雷射作為論證用雷射。其結構為多重量子井分開侷限異質結構(MQW-SCH)並且採用雙通道(double Channel)型脊狀波導結構設計，其好處是由於此種結構具有真實折射率(real refractive index)，因此具有較低的吸收損失[4.1]。雷射封裝方式將採用電晶體外觀(transistor outline-can, TO-can)封裝法。

實驗設計流程如圖 4-1 所示，將區分為樣品#1 及樣品#2 兩種。樣品#1 所使用的製程為傳統雷射製程，因此樣品#1 於磊晶完成後即直接實施晶粒及封裝製程：如 B→C-1~C8→D-1~D-3 流程。樣品#2 使用的製程為彎曲波導雷射製程，因此樣品#2 則必須先將實施 GaAs 基板蝕刻製程再進行磊晶製程，最後才進行晶粒及封裝製程：如 A→B→C-1~C8→D-1~D-3 流程。

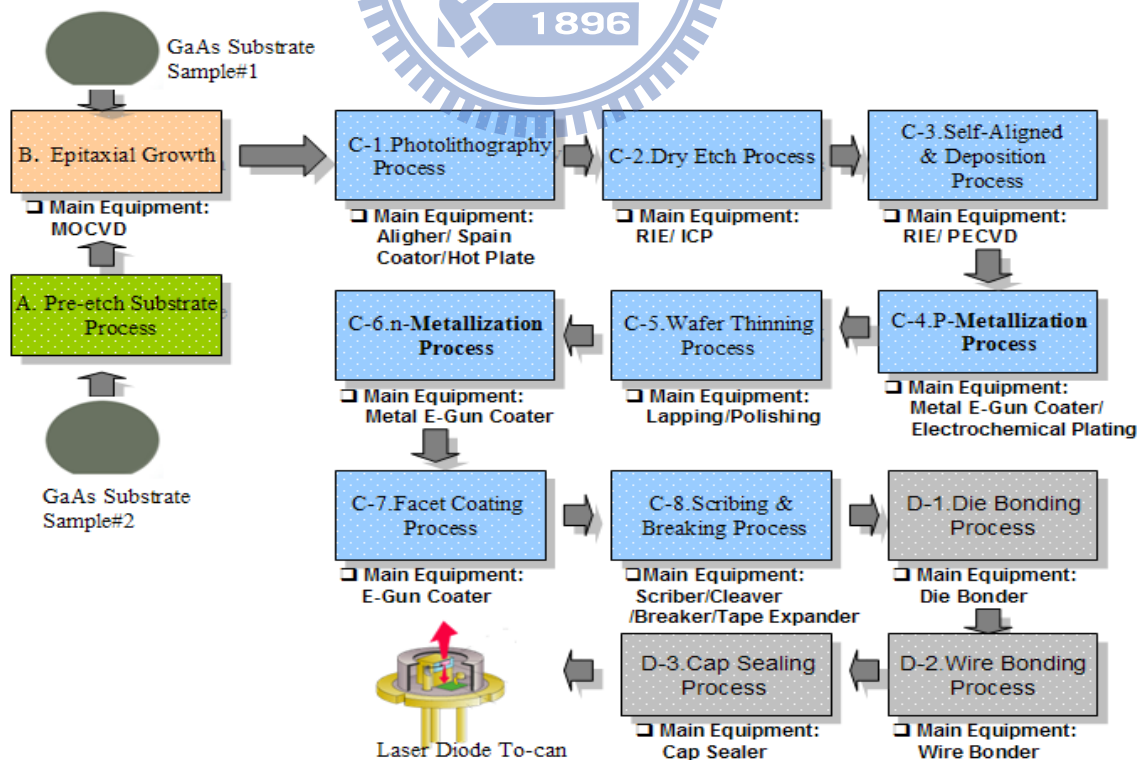


圖 4-1 本論文的實驗設計流程圖

樣品#1 及樣品#2 的雷射晶粒設計將分為三種尺寸，其長×寬×高分別為  $460\mu\text{m}\times 300\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ (如圖 4.2(a))、 $480\mu\text{m}\times 300\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ (如圖 4.2(b))、 $500\mu\text{m}\times 300\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ (如圖 4.2(c))

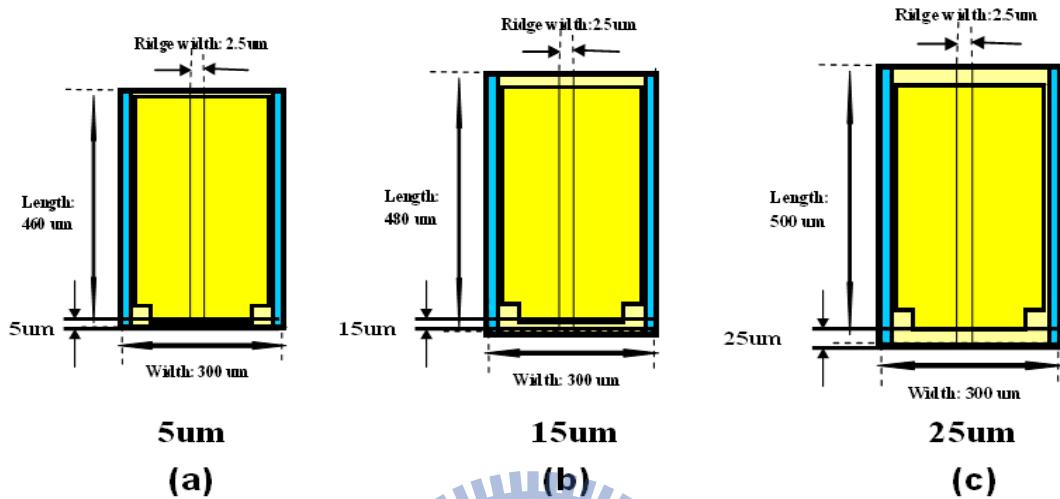


圖 4-2 實驗設計的三種尺寸(a) $460\mu\text{m}$  (b) $480\mu\text{m}$ (c) $500\mu\text{m}$

以上三種的差異是非吸收鏡面區域長度(NAM section length)[4.8]，在製作非吸收鏡面區域的標準長度為  $50\mu\text{m}$ ，因前後兩條雷射 bar 會共同一個非吸收鏡面區域，因此變成  $25\mu\text{m}$ ，如圖 4.3 所示。而  $15\mu\text{m}$  及  $5\mu\text{m}$  長度是依據  $25\mu\text{m}$  再往內切割而製作而成。

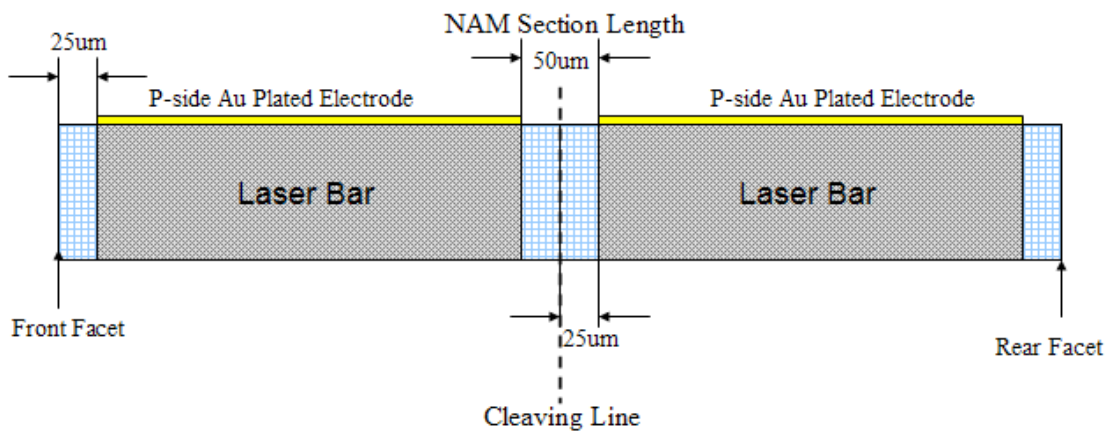


圖 4-3 非吸收鏡面區域長度示意圖

## 4.1 基板選擇

本論文實驗所採用的 GaAs 基板為具有矽摻雜的 n 型 GaAs 基板，由 mitsubishi chemical corporation 所製造。此型基板為非正向(misoriented)基板，即偏離原(100)方向 10 度並朝向(0-1-1) 方向。由於高功率雷射二極體需要高的生命期及好的操作特性，必需使用一個具有非常低的差排密度(dislocation density)基板，並確保 GaAs 基板亦具有非常低低的 EPD(etch pit density)值。有鑑於此，本論文實驗採用 VGF(vertical gradient freeze )拉晶法所製作出的單晶 GaAs 基板[4.2]-[4.6]，較低的 EPD 值可得到較好的雷射元件特性，如較低的臨界電流值( $I_{th}$ )及較高的斜率效率值( $\eta_s$ )[4.4]，因此實驗所採用的 GaAs 基板其 EPD 值小於  $500 \text{ 個/cm}^2$  [4.5]。為得到良好的歐母接觸(ohmic contact)，因此基板的載子濃度(carrier concentration)必須要高[4.3]，實驗所採用的 GaAs 基板的載子濃度為  $8\sim 25 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ [4.5]

## 4.2 基板清洗

將樣品#2 晶片先以有機溶劑(organic solvents)加溫清洗以去除有機污染物再使用經稀釋(diluted)的鹽酸去除表面氧化層[4.7]，並以下列步驟進行：

- (1) 丙酮 (acetone)  $100^\circ\text{C}/5$  分鐘
- (2) 異丙酮 (iso-propyl alcohol)  $100^\circ\text{C}/5$  分鐘
- (3)  $\text{H}_2\text{O} : \text{HCl} (10 : 1)/1$  分鐘

## 4.3 黃光製程

蝕刻基板前的黃光製程所採用的光阻為 TOK PMER P-CA 1000PM，此為正光阻，顯影劑則為 TOK P-7G。曝光方式為接觸式，曝光源為 i-line 並由下列步驟循序進行：

- (1) 去水烘烤 (dehydrate Bake)  $100^\circ\text{C} / 1$  分鐘
- (2) 冷卻 10 分鐘
- (3) TOK PMER P-CA 1000PM 光阻塗佈(photoresist coating) 5000 rpm/30 秒/光阻厚度約  $5\mu\text{m}$
- (4) 軟烤 (soft bake)  $125^\circ\text{C}/6$  分鐘

- (5) 定位及曝光 (alignment and exposure)
- (6) 曝後烤 (postexposure bake) 70°C /5 分鐘
- (7) TOK P-7G 顯影 (development) 3 分鐘
- (8) 去離子水沖洗 (DI water rinse)
- (9) 氮氣吹乾 (nitrogen blow dry)
- (10) 硬烤 (hard bake) 110°C /1 分 30 秒鐘

#### 4.4 基板蝕刻

將已完成黃光製程的樣品#2 晶片以緩衝二氧化矽蝕刻(buffer oxide etching,BOE)液： $\text{H}_2\text{O}_2$ ： $\text{H}_2\text{O}$  (20：10：200) 蝕刻液配方[4.8]進行蝕刻，蝕刻深度為  $1\mu\text{m}$ ，蝕刻速率約為  $25 \text{ \AA}/\text{sec}$ 。

預定蝕刻的鏡面區域長度設定為  $50\mu\text{m}$ ，但由於濕蝕刻製程具有等向性(isotropic)的蝕刻輪廓(etch Profile)，因此實際的蝕刻結果是長度將會大於  $50\mu\text{m}$ ，如圖 4-4 所示為以顯微鏡 1000 倍的觀察情形。無蝕刻的區域長度為  $450\mu\text{m}$  並以光阻覆蓋保護。

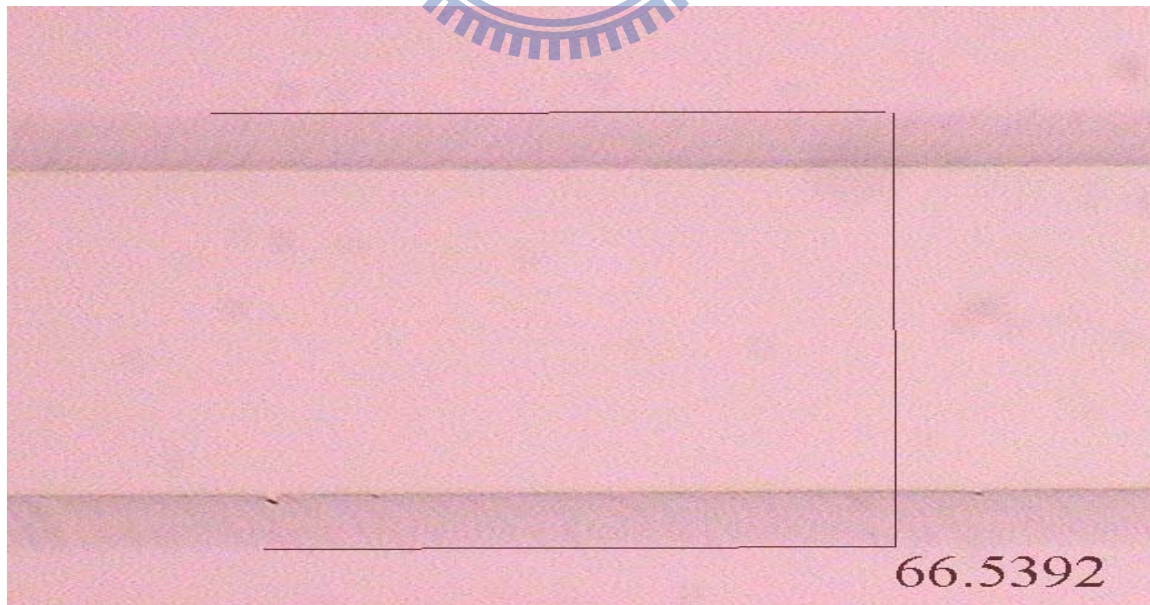


圖 4-4 基板蝕刻後顯微鏡圖

圖 4-5 為蝕刻後的 SEM 圖，由圖中可看出經濕蝕刻製程後在鏡面區域長度的中心區域即圖中的平坦面為(100)面，在中心區域的左右兩側因蝕刻的關係而形成一個新的(311)面[4.8]。

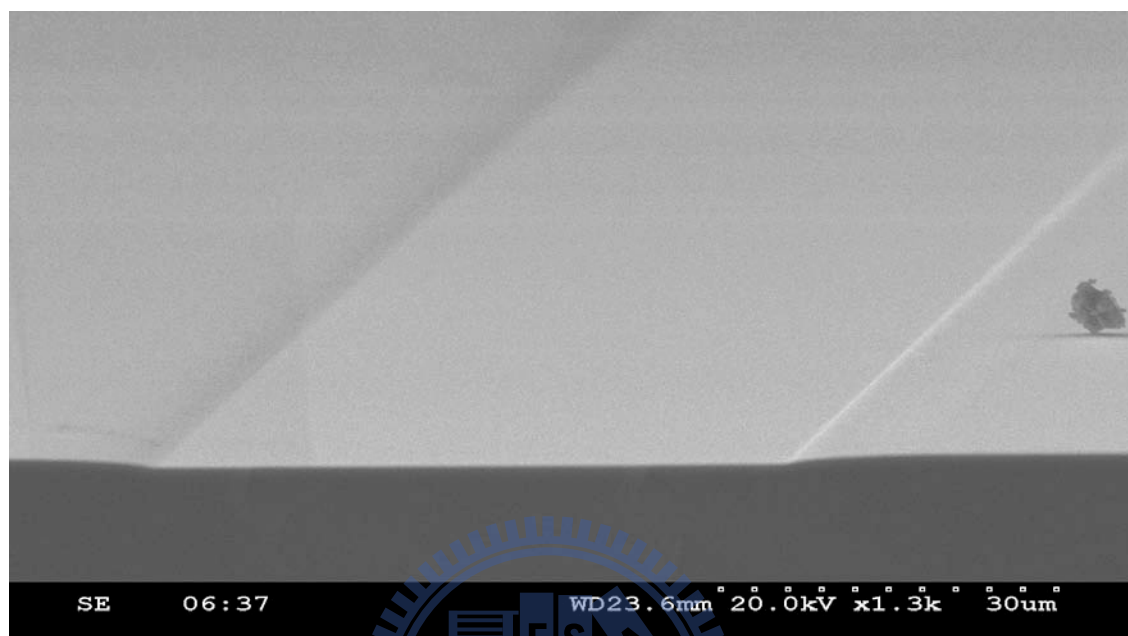


圖 4-5 基板蝕刻後的 SEM 圖

## 4.5 光阻去除

樣品#2 晶片完成基板蝕刻後，必須將光阻以濕式清潔法(wet cleaning)處理，將晶片以有機溶劑沉浸以破壞其結構，使光阻溶解於有機溶劑中[4.9]，再接著以高壓噴灑設備去除及清洗晶片，最後再以乾式清潔法(dry cleaning)的紫外線/臭氧(ultraviolet ozone)設備將所殘餘的有機溶劑及光阻去除(photoresist descumming)[4.10],[4.11]。如此的作法將有利於後續以 MOCVD 磊晶成長時能保持乾淨表面並由下列步驟循序進行：

- (1) 丙酮 100°C/泡 10 分鐘
- (2) 使用加壓噴灑設備清除光阻
- (3) 丙酮 100°C/5 分鐘
- (4) 異丙酮 100°C/5 分鐘
- (5) UV/O<sub>3</sub> 照射 130°C/30 分鐘



## 4.6 磊晶成長

樣品#1 晶片依照 4.2 節的基板清洗程序處理並與已完成清洗製程的樣品#2 晶片實施磊晶成長，由於磊晶結構不同，因此必須要分開實施磊晶。

本論文實驗所採用的磊晶方法為低壓有機金屬化學氣相沉積法(low pressure metal-organic chemical vapor deposition, LP-MOCVD)來沉積試作晶片。磊晶所使用 III 族的反應源為三甲基鎵(trimethylgallium, TMGa)及三甲基鋁(trimethylaluminum, TMAI)，而 V 族部分所使用的反應源則為砷化氫( $\text{AsH}_3$ )，另外 n 型雜質源為矽乙烷(disilane,  $\text{Si}_2\text{H}_6$ )，P 型雜質源為二乙基鋅(diethylzinc, DEZn)。磊晶成長時的條件：壓力( $p_g$ )為 76 Torr，成長溫度( $T_g$ )在  $650\sim 700^\circ\text{C}$  之間，V/III 比為 40，成長速率(growth rate)為  $2\mu\text{m/hr}$ 。

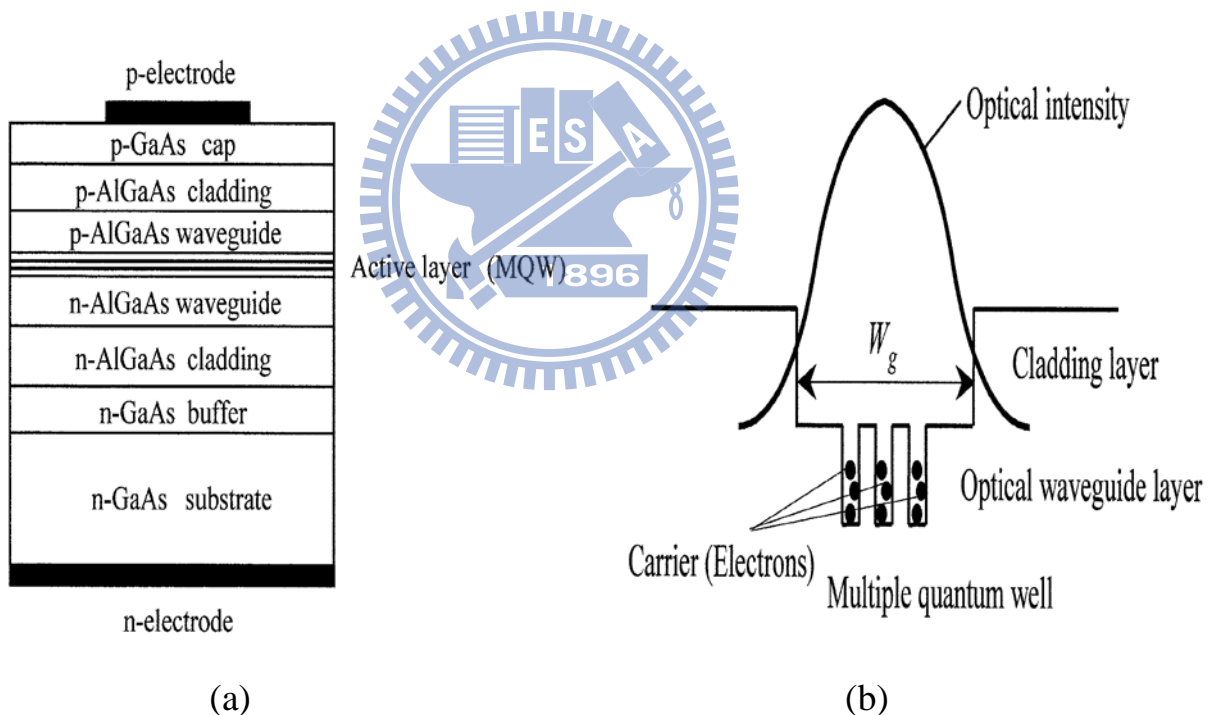


圖 4-6[4.12] 本論文所採用的 850nm AlGaAs 雷射磊晶結構(a)磊晶結構示意圖(b)量子井結構示意圖

樣品#1 晶片的磊晶結構，如圖 4-6 所示。活性層是採用具有 3 個  $100\text{\AA}/50\text{\AA}$  厚的  $\text{Al}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  的多重量子井結構(multiple quantum well, MQW)的設計，能帶能量約為  $1.47\text{eV}$ 。n 型緩衝層使用數千  $\text{\AA}$  的 GaAs 材料(摻雜濃度為  $\sim 10^{18}$ )，n 型及 p 型的波導層為數百  $\text{\AA}$  厚的  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$

材料，n 型及 p 型的披覆層為 1.3 $\mu\text{m}$  厚的  $\text{Al}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$  材料(摻雜濃度為  $\sim 10^{17}$ )，能帶能量為 1.99eV。Cap 層設計為保護及防止含鋁材料氧化及歐姆接觸用，因此使用數千  $\text{\AA}$  的 GaAs 材料(摻雜濃度為  $\sim 10^{19}$ )。樣品#2 晶片與樣品#1 晶片的磊晶結構幾乎相同，唯一不同的是樣品#2 的 p 型的披覆層為 2.3 $\mu\text{m}$  厚，因此為 p-n 不對稱結構。

圖 4-7 所示為樣品#2 晶片的完成磊晶成長後的 SEM 圖。由圖可看出 n 型披覆層約為 1.36 $\mu\text{m}$  厚，p 型的披覆層為 2.43 $\mu\text{m}$  厚的不對稱結構。p 型的披覆層較厚的原因是為確保光可以在披覆層內，樣品#1 的 n 型及 p 型披覆層皆為 1.3 $\mu\text{m}$  厚的對稱結構。

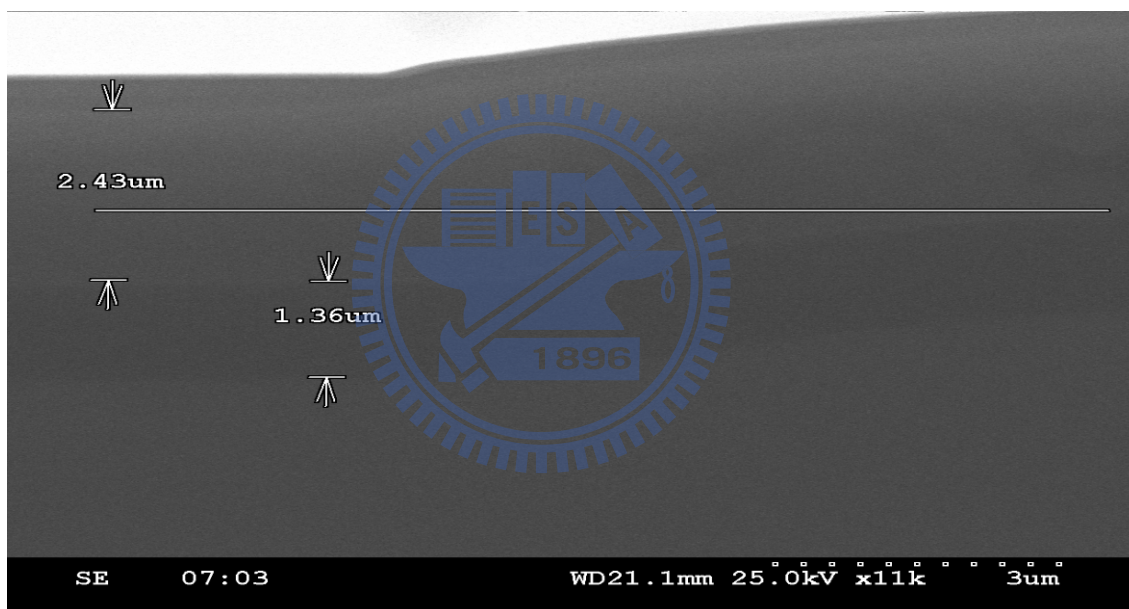


圖 4-7 完成磊晶成長後的樣品#2 晶片的 SEM 圖

## 4.7 晶粒製程

### 4.7.1 硬式罩幕製程

為製作二氧化矽(silicon dioxide,  $\text{SiO}_x$ )硬式罩幕，因此使用電漿增強型化學氣相沉積(plasma enhanced chemical vapor deposition, PECVD)法來沉

積  $\text{SiO}_x$  絕緣膜。使用 PECVD 來沉積  $\text{SiO}_x$  絕緣膜有諸多好處[4.13]，因此本實驗將採用 PECVD 沉積  $\text{SiO}_x$  並經由下列步驟循序進行：

- (1) 丙酮 100°C/5 分鐘
- (2) 異丙酮 100°C/5 分鐘
- (3)  $\text{H}_2\text{O} : \text{HCl}$  (10 : 1)/1 分鐘
- (4) PECVD 沉積  $\text{SiO}_x$  膜 300°C/5000Å

#### 4.7.2 黃光製程

為增加  $\text{SiO}_x$  膜與光阻之間附著力，使用 HMDS(hexamethyldisilazane) 塗佈來達成[4.14]。由於製程中偶爾會使用到 Lift-off 法，因此本論文實驗採用影像反轉型光阻(image reversal photoresist)；AZ 5214 E 作為製程用光阻[4.15]。顯影方式則採用傳統的沉浸法(immersion)達成[4.16]，其中顯影劑是使用含 2%TMAH(tetramethyl-ammonium hydroxide)的 AZ 300 MIF[4.17]。曝光方式為接觸式，曝光源為 i-line 並由下列步驟循序進行：

- (1) HMDS 塗佈 5000 rpm/30 秒鐘
- (2) AZ 5214 E 光阻塗佈 5000 rpm/30 秒鐘/光阻厚度約 1.2 $\mu\text{m}$
- (3) 軟烤 100°C/1 分鐘
- (4) 定位及曝光 (開出 50 $\mu\text{m}$  寬的圖案)
- (5) AZ 300 MIF 顯影 30 秒鐘
- (6) 去離子水沖洗
- (7) 氮氣吹乾
- (8) 硬烤 110°C/1 分 30 秒鐘
- (9) UV/ $\text{O}_3$  照射 50°C/10 分鐘

#### 4.7.3 RIE 蝕刻及去除光阻製程

將晶片以活性離子蝕刻 (reactive ion etching, RIE)設備進行乾蝕刻製程，於製程時通以三氟甲烷(trifluoromethane,  $\text{CHF}_3$ )作為為蝕刻  $\text{SiO}_x$  膜反應氣體，因此並不與 GaAs 形成反應[4.2],[4.7]，並由下列步驟循序進行：

- (1) RIE 蝕刻  $\text{SiO}_x$  膜 (蝕刻區域寬度 2.5 $\mu\text{m}$ /深度 5000Å)
- (2) 丙酮 100°C/泡 10 分鐘

- (3) 使用加壓噴灑設備清除光阻
- (4) 丙酮 100°C/10 分鐘
- (5) 異丙酮 100°C/5 分鐘
- (6) UV/O<sub>3</sub> 照射 130 °C/30 分鐘
- (7) 丙酮 100°C/泡 10 分鐘
- (8) 異丙酮 100 °C/5 分鐘

#### 4.7.4 ICP 蝕刻脊狀波導製程

為確保雷射脊狀波導為筆直輪廓，因此本實驗採用具等向性蝕刻 (anisotropic etching) 的電感耦合式電漿 (inductively coupled plasma, ICP) 設備進行乾蝕刻製程，在進行蝕刻的過程中晶片加溫到約 200°C 並通以氯為基礎 (chlorine based) 的 Cl<sub>2</sub> 及四氯化矽 (silicon tetrachloride, SiCl<sub>4</sub>) 作為蝕刻反應氣體 [4.2], [4.18]。

樣品#1 晶片從 GaAs cap 層到 AlGaAs 披覆層 (蝕刻深度約 1.3μm)，剩下約 2000 Å 到 AlGaAs 活性層形成脊狀波導結構，而樣品#2 晶片則從 GaAs cap 層到 AlGaAs 披覆層 (蝕刻深度約 2.4μm)，剩下約 2000 Å 到 AlGaAs 活性層 [4.19]。

#### 4.7.5 去除硬式罩幕製程

以緩衝二氧化矽蝕刻 (buffer oxide etching, BOE) 液蝕刻 SiO<sub>x</sub> 膜 [4.14]，約 1 分 10 秒鐘可將脊狀波導上的 SiO<sub>x</sub> 完全蝕刻乾淨。

#### 4.7.6 自行對準蝕刻製程

將晶片以 RIE 設備進行乾蝕刻製程，於製程中通以四氟化炭 (carbon tetrafluoride, CF<sub>4</sub>) 作為蝕刻 SiN<sub>x</sub> 膜的反應氣體，另外通以 O<sub>2</sub> 作為蝕刻光阻的反應氣體並由下列步驟循序進行：

- (1) PECVD 沉積 SiN<sub>x</sub> 膜 300°C/1000Å
- (2) AZ 5214 E 光阻塗佈 4000 rpm/30 秒鐘/光阻厚度約 1μm

- (3) 軟烤 110°C/3 分鐘
- (4) 定位及曝光
- (5) PECVD 沉積  $\text{SiN}_x$  膜 100°C/1000Å
- (6) AZ 5214 E 光阻塗佈 4000 rpm/30 秒鐘/光阻厚度約 1μm
- (7) 軟烤 100°C/1 分鐘
- (8) 曝光 (開出 10μm 寬的圖案)
- (9) AZ 300 MIF 顯影 1 分鐘
- (10) 去離子水沖洗
- (11) 氮氣吹乾
- (12) RIE 蝕刻  $\text{SiN}_x$  膜
- (13) RIE 蝕刻光阻
- (14) RIE 蝕刻  $\text{SiN}_x$  膜

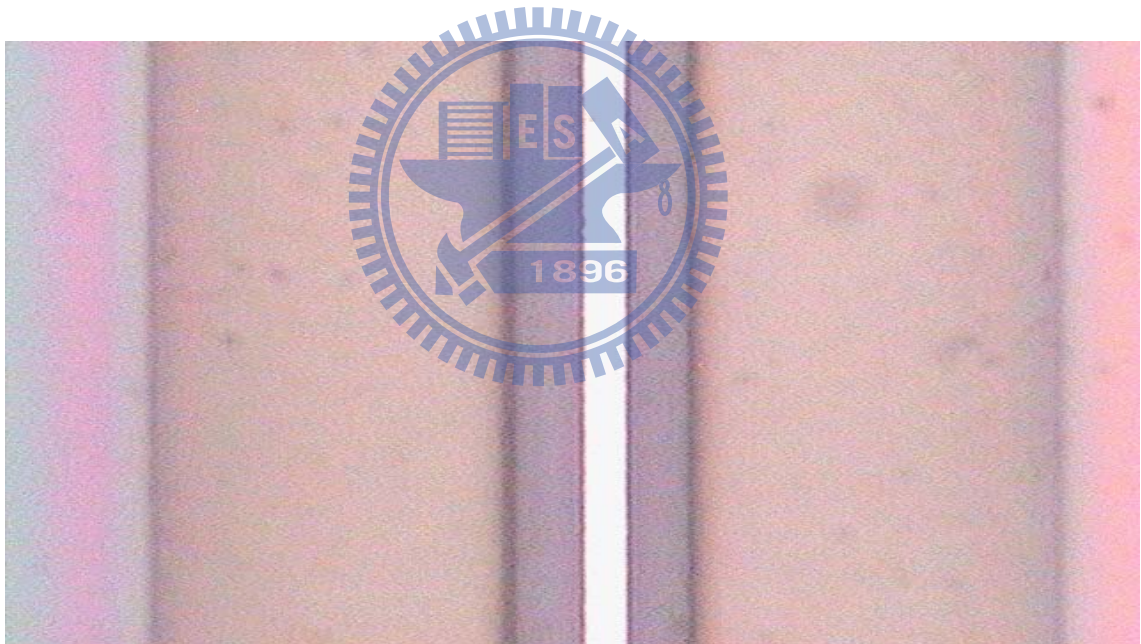


圖 4-8 完成自行對準製程後的顯微鏡圖

圖 4-8 顯示為經自行對準製程後的顯微鏡觀察，其中顯示白色部分為 2.5μm 寬的脊狀波導的 GaAs Cap 層。

#### 4.7.7 去除光阻製程

同 4.5 節的步驟實施製程。

#### 4.7.8 電流阻障層製程

如同 3.3.5 節之介紹，為有效降低鏡面溫度，因此必須有效阻止電流由接觸區域散佈到鏡面處造成非輻射復合[4.20]。本論文實驗設計在前、後鏡面處製作出一個  $50\mu\text{m}$  寬的電流阻障層並使用  $\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2$  配方蝕刻 GaAs cap 層[4.7][4.18]，經由下列步驟循序進行：

- (1) 丙酮  $100^\circ\text{C}/5$  分鐘
- (2) 異丙酮  $100^\circ\text{C}/5$  分鐘
- (3) 去水烘烤  $100^\circ\text{C}/1$  分鐘
- (4) 冷卻 10 分鐘
- (5) HMDS 塗佈 4000 rpm/30 秒鐘
- (6) AZ 5214 E 4000 rpm/30 秒鐘/光阻厚度約  $1\mu\text{m}$
- (7) 軟烤  $100^\circ\text{C}/1$  分鐘
- (8) 定位及曝光(開出  $50\mu\text{m}$  寬的圖案)
- (9) AZ 300 MIF 顯影 1 分 30 秒鐘
- (10) 去離子水沖洗
- (11) 硬烤  $110^\circ\text{C}/1$  分 30 秒鐘
- (12)  $\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2$  1 分 30 秒鐘(蝕刻 GaAs Cap 層)

#### 4.7.9 $\text{SiN}_x$ 絕緣層沉積

當  $50\mu\text{m}$  寬的電流阻障層區域內的 GaAs cap 層蝕刻完畢後，再使用 PECVD 進行  $\text{SiN}_x$  絕緣層沉積[4.19]以形成絕緣作用，其中沉積溫度為  $100^\circ\text{C}$ ，厚度為  $1000\text{ \AA}$ 。

#### 4.7.10 剝離製程

為去除  $50\mu\text{m}$  電流阻障層以外之  $\text{SiN}_x$  絕緣層，將使用廣泛應用於 III-V 化合物半導體製程的 lift-off 製程[4.2],[4.21]。當  $\text{SiN}_x$   $1000\text{ \AA}$  絕緣層沉積完畢後，即進行 lift-off 製程。將樣品#1 晶片及樣品#2 晶片放置入有丙酮的

超音波振盪器中振盪，約 10 分鐘後將兩樣品晶片取出。

圖 4-9 所示為完成電流阻障層製程後的情況，圖中標示有 current blocking layer 為  $50\mu\text{m}$ ，在此區域內的 GaAs cap 層已被蝕刻，並以  $\text{SiN}_x$  絕緣層覆蓋住以阻止電流由接觸區域散佈到鏡面處復合。因此在此區域外的地方則沒有被  $\text{SiN}_x$  絕緣層覆蓋住，以利後續的金屬化(metalization)製程作業。

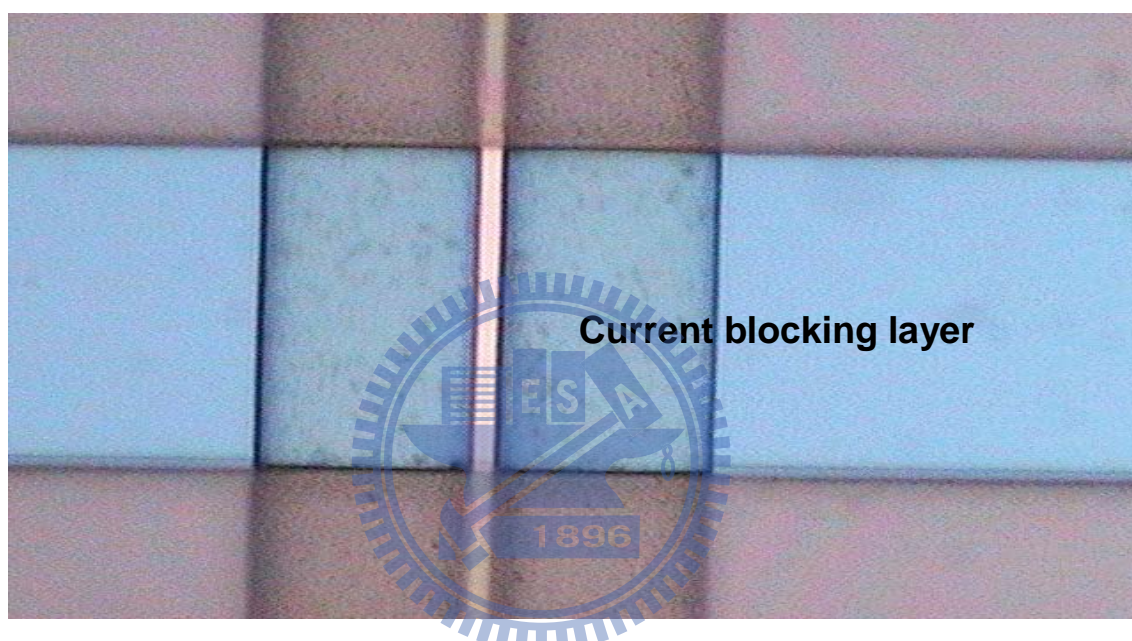


圖 4-9 完成電流阻障層製程後的顯微鏡圖

#### 4.7.11 p-side 電極製程

將樣品#1 晶片及樣品#2 晶片依照如同 4.7.1 節中(1)及(2)項的程序將晶片清洗乾淨，再將晶片以 AZ 5214 E 光阻塗佈，並利用影像反轉(image reversal)技術，經兩次曝光後將光阻極性改變[4.7],[4.15]，再經如同 4.7.6 節中(9)~(11)項的程序處理。

接著利用電子束蒸鍍機在 p-side 分別依序蒸鍍上 Ti/Pt/Au 多重金屬層作為電極[4.7],[4.22],[4.23]。其中 Ti 金屬層約數百  $\text{\AA}$  厚，主要作用如同為黏著層(adhesion layer)，Pt 金屬層約數千  $\text{\AA}$  厚，主要作用為擴散阻礙

(diffusion barrier)介於 Ti 金屬層與鍍料(solder)之間，Au 金屬層約數千 Å 厚，主要作用為防止 Pt 金屬層氧化及作為鍍接時的潤濕層(wetting layer)[4.7][4.23]。

待 Ti/Pt/Au 多重金屬層蒸鍍完畢後，使用前述的 Lift-off 法將 50 $\mu\text{m}$  電流阻障層上的 Ti/Pt/Au 多重金屬層剝離掉。為確保最小的熱預算(thermal budget)，因此本實驗將採用快速加熱退火(rapid thermal annealing,RTA)設備進行 400°C 以上，約數秒的退火製程以形成合金歐姆接觸(alloy ohmic contact)[4.2],[4.24]，最後再蒸鍍數千 Å 厚的 Ti/Au 金屬層。

#### 4.7.12 鍍厚金製程

由於雙通道(DC)型脊狀波導結構有高低落差及後續封裝打線製程需要鍍墊(bond pad)[4.25]，因此將晶粒的 p 面電鍍約 3 $\mu\text{m}$ ~5 $\mu\text{m}$  的厚金使其平坦化。除此之外，鍍厚金還有一個很重要的好處是可以有效降低熱阻抗(thermal resistance)，因為 p 面金屬的功能就如同一個熱分散器(heat spreader)般，將活性層所產出的熱迅速抽離及將熱分配到整個寬度，因此厚的金可以顯著增加熱流(heat flow)面積，因而降低熱阻抗，根據 Xingsheng 等人報告，當金的厚度為 3 $\mu\text{m}$ ~5 $\mu\text{m}$  時可以降低 21%~24% 的熱阻抗，但當金的厚度超過 3 $\mu\text{m}$  以後，降低熱阻抗的效果就越來越少並且趨近平緩[4.26]。

有鑑於以上諸多考量，因此本論文實驗亦將採用厚金電鍍(thick plated)製程。將晶片依照 4.7.1 節中(1)及(2)項的程序將晶片清洗乾淨，再經由 4.3 節中(4)~(9)項的程序處理。接著利用電鍍機將晶片鍍上數  $\mu\text{m}$  厚的金，最後再使用 Lift-off 法將兩旁切割道上的金剝離掉。

圖 4-10 為完成厚金電鍍製程的 SEM 照片。由照片中明顯可看出兩個通道已被金填滿，在最頂端的落差起伏比較小，後續封裝製程中可作為打金線製程時的鍍墊(bonding pad)。整個電流路徑只有在脊狀波導部份，因為在 4.7.6 節自行對準製程中有開出接觸口如圖 4-6 所示，其餘部份皆被 3000Å 的  $\text{SiN}_x$  絕緣層覆蓋住以保持絕緣防止形成電流路徑。



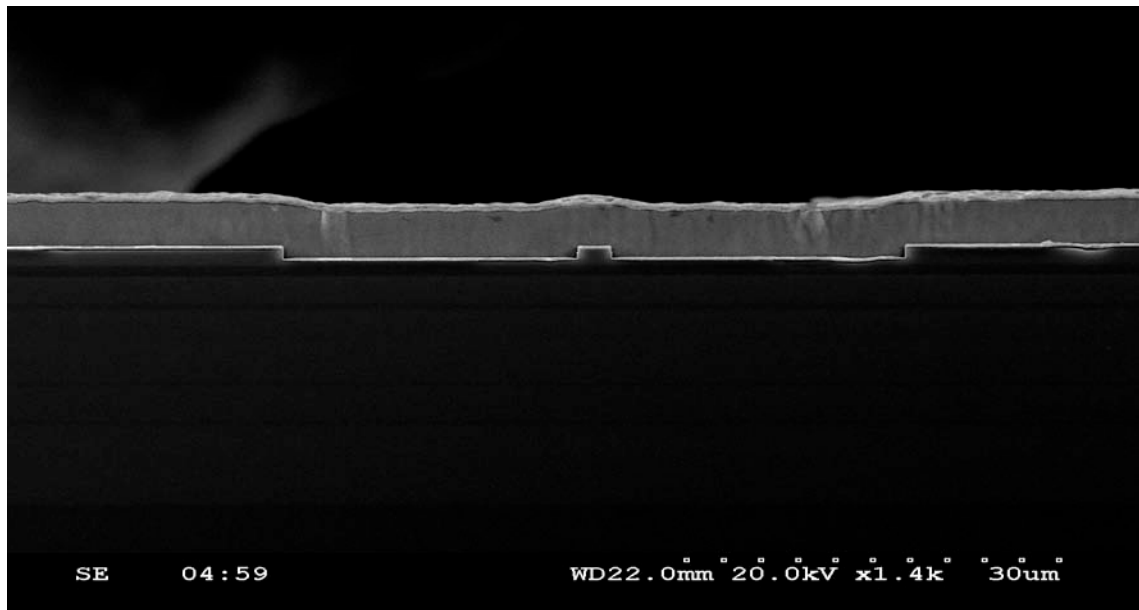


圖 4-10 完成厚金電鍍製程後的 SEM 圖

#### 4.7.13 切割道製程

為使雷射晶粒於後續切割時能增進切割良率，有必要將 4.7.11 中最後蒸鍍數千 Å 厚的 Ti/Au 金屬從切割道上去除掉。將晶片依照 4.7.1 中(1)及(2)項的程序將晶片清洗乾淨，再經由 4.3 中(1)~(10)項的程序處理，不同的是光阻是使用 AZ 5214 E，顯影液是使用 AZ 300 MIF。另外 4.3 中的(5)項程序所使用的光罩也不相同，在此使用 40μm 寬的切割道光罩。待 40μm 寬的切割道經顯影後圖案顯露出來後即開始利用 KI 去金液以 30 秒鐘將金去除[4.7],[4.18]，再將晶片以 DI 水沖洗乾淨並吹乾。當 Au 金屬去除完畢後，再使用 H<sub>2</sub>O : NH<sub>4</sub>OH : H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> 蝕刻液配方以 2 分 30 秒鐘將 Ti 金屬去除。最後將光阻去除，如同 4.5 的步驟實施。當切割道製程完成後，後續只需切割 SiN<sub>x</sub> 絕緣層及晶片部分。

#### 4.7.14 基板磨薄製程

由於磊晶及晶粒製程的關係，GaAs 基板厚度約為 350μm 左右[4.4]，

如果使用太薄的基板則會在上述製程中很容易損傷或造成破裂。因此為確保製程的順利進行，一般會先使用 350 $\mu\text{m}$  厚度的基板進行製程並且一直到切割道製程結束，在 n-side 電極製作前必須將基板磨薄到約 100~150 $\mu\text{m}$  厚左右，如此好處是有助於後續劈 Bar 製程[4.27]。而較薄的基板亦有利後續封裝時的熱消散並可減少熱阻抗效應而改善元件特性[4.28]。

基板磨薄製程是將晶片的 p-side 以白臘黏在玻璃載片上保護，並進行研磨 n-side 基板。待研磨結束後再接著進行拋光。待拋光完成後以去臘劑將白臘去除，最後將晶片自玻璃載片脫離，此時的晶片厚度應為 100~150 $\mu\text{m}$  左右。

#### 4.7.15 n-side 電極製程

研磨完成後晶片先以異丙酮清洗數分鐘，待完成後接著利用電子束蒸鍍機在 n-side 分別依序蒸鍍上 AuGe/Ni/Au 多重金屬層，其中 AuGe 金屬層約數百 Å，主要具有摻雜作用。Ni 金屬層約數百 Å 主要作用為防止 AuGe 金屬層結球(balling up)現象。Au 金屬層約數千 Å 主要作用為增加傳導、降低共晶(eutectic)溫度及後續封裝製程的配合性等[4.2][4.7][4.21][4.29]，最後在將晶片以 RTA 400°C 以上約數秒的退火以形成合金歐姆接觸。

#### 4.7.16 劈晶條製程

將整片晶片以自動劈 bar 機沿(110)方向劈開[4.30]，被劈裂(cleaving)的半導體晶條將沿著原子排列的平整處平整斷裂而形成如同天然的反射鏡面(facet)，其反射率約為 32%左右，如圖 4-11 所示。

由於有三種不同的非吸收鏡面區域長度(NAM section length)實驗，因此分別將樣品#1 及樣品#2 的晶片劈成所設定的三種不同規格的長度：共振腔長 460 $\mu\text{m}$ (非吸收鏡面區域長度為 5 $\mu\text{m}$ )，共振腔長為 480 $\mu\text{m}$ (非吸收鏡面區域長度為 15 $\mu\text{m}$ )，共振腔長為 500 $\mu\text{m}$ (非吸收鏡面區域長度為 25 $\mu\text{m}$ )。

圖 4-11 完成劈晶條製程後的顯微鏡圖

#### 4.7.17 鏡面鍍膜製程

本論文實驗所採用的鍍膜設計為單層抗反射(single layer AR)及多層高反射(multilayer HR)的典型高功率雷射的鍍膜形式，如圖4-12所示。

前端發射面的單層抗反射的鍍膜材料為 $\text{Al}_2\text{O}_3$ (折射率約1.63)，其反射率設計在10%。後端發射面的多層高反射的鍍膜材料分別為 $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{TiO}_2/\text{SiO}_2\dots\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ 共9層形成如雷射晶粒( $\text{AlGaAs}$ )-LHLHLH.....LHL-空氣(Air)的高反射 $\lambda/4$ 多層膜，因此其反射率可達95%。如此高的反射率可使共振腔中向後傳播的光幾乎可以完全再反射回共振腔內放大，因此降低鏡面損失，其中 $\text{TiO}_2$ 具有高折射率(約2.2~2.5)，通常與具有低折射率的 $\text{SiO}_2$ (折射率約1.45~1.47)搭配成H-L[4.3],[4.31],[4.32]。

鏡面鍍膜製程是將待鍍膜的雷射bar以特製的夾具固定住，而雷射bar與雷射bar之間再以Si製成的bar加以隔離開，最後再以上述所設計好的前鏡面的AR10%及後鏡面的HR95%的鍍膜條件，經由電子束蒸鍍機依序進行前後發射面之鍍膜程序，如同圖4-12所示。

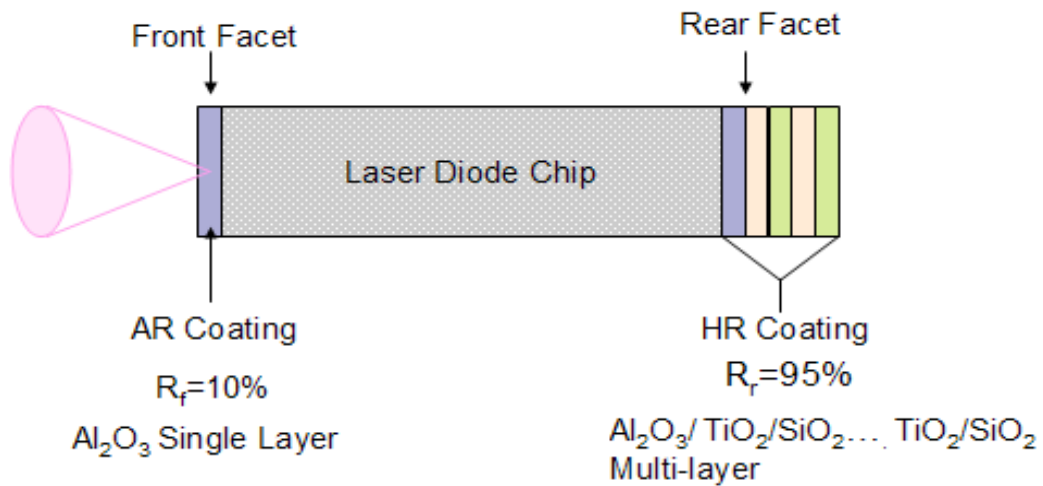


圖 4-12 本論文實驗採用之鏡面鍍膜設計示意圖

#### 4.7.18 切割製程

鍍膜完畢的雷射 bar 必須要沿著定義好的切割道再進行切割成單顆的雷射晶粒(chip)，並把已切割好的雷射晶粒放置在膠膜(tape)上以利後續封裝製程。

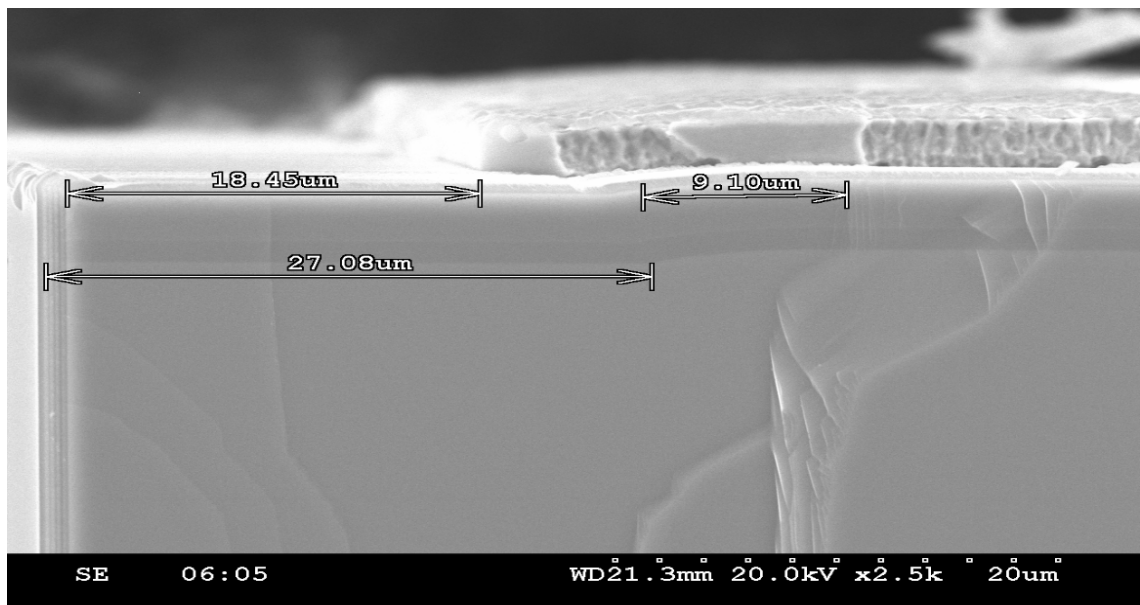


圖 4-13 完成切割製程後的樣品#2 晶粒的 SEM 圖

圖 4-13 所示為完成切割製程後的樣品#2 的雷射晶粒 SEM 照片。在照片中的左側為後發射面(rear facet)的高反射 HR 多層鍍膜，因此從多層鍍膜層往內部到彎曲波導的距離稱為非吸收鏡面區域長度，即共振腔長為 460 $\mu\text{m}$ (非吸收鏡面區域長度為 5 $\mu\text{m}$ )，共振腔長為 480 $\mu\text{m}$ (非吸收鏡面區域長度為 15 $\mu\text{m}$ )，共振腔長為 500 $\mu\text{m}$ (非吸收鏡面區域長度為 25 $\mu\text{m}$ )，將是影響整個元件特性的關鍵所在。

## 4.8 封裝製程

### 4.8.1 黏晶製程

光電元件封裝如雷射二極體的封裝，鐸錫的角色是負責電子傳導(electrical conduction)，機構支撐(mechanical support)及熱的消散管道(heat dissipating channel)等重要工作[4.23]。因此本論文實驗於雷射晶粒封裝時將採行硬鐸錫(hard-solder)的 Au-Sn 合金接合而不是軟鐸錫(soft-solder)的 In 或 In-Sn 合金接合。主要是因為 Hard-Solder 具有非常高的降伏強度(yield strength)以及處於相當的應力下是彈性形變(elastic deformation)而不是塑性形變(plastic deformation) [4.13],[4.23]。由於塑性形變會衍生出熱疲勞(thermal fatigue)及潛變(creep)等問題發生 [4.34],[4.35],[4.37]，因此 hard-solder 除具有好的熱傳導(thermal conductivity)外，比 soft-solder 還要有更好的熱疲勞及對潛變的阻抗能力等諸多優點[4.23],[4.36]。所以整體上來說採用 Au-Sn 的硬鐸錫可以有較好的可靠度[4.36]。本實驗所採用的封裝方式是採用以 p 面朝下(p-side down)與散熱載具(submount)接合的方式。此種接合方式的最大好處是可以大幅度減少熱阻抗，因為在活性層所產生的熱將可以迅速由 p 面方向導往 submount，比由 n 面方向的導熱更具效率，因此元件特性，如波長飄移(wavelength shift)，扭結功率(kink power)，臨界電流，斜率效率，可靠度等皆將有所改善[4.26],[4.28]。另外一個必須考量的重要的項目是散熱載具，因此本實驗採用氮化鋁(aluminium nitride, AlN)材料作為散熱載具。其主要原因有兩項：第一項是熱膨脹係數(thermal coefficient of expansion, TCE)的考量，由於 AlN 的 TCE 為  $4.5 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{k}$ ，而碳化矽(silicon carbide, SiC)的 TCE 為  $3.7 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{k}$ ，因此

AlN 的 TCE 與 GaAs 的  $5.7 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{k}$  比較接近，如果使用 AlN 則可有效減少在封裝時因材料間的 TCE 不匹配而產生熱應力 (thermal stress)[4.11][4.37]。第二項原因是熱傳導係數(thermal conductivity)的考量，目前 AlN 的散熱載具製作水準已有大幅改進，由早期的 170~200W/mk 到現在已有商業化產品的 230~250W/mk 與 SiC 的 193~250W/mk 及氧化铍 (beryllium oxide, BeO) 的 260-290W/mk 幾乎已相當接近[4.2],[4.37]-[4.39]。

黏晶 (die bonding) 程序如下：首先黏晶機將直徑為 5.6mm 的銅製散熱座 (heat sink) 預先加熱到 200°C 以上，再以吸嘴吸取 (pick) 膠膜上的單顆且正反兩面皆鍍有 Ti/Pt/Au/Pt/AuSn (70wt%-30wt%) 鍍錫的 AlN 散熱載具。黏晶機的機械手臂移動到適當定位後放下 (Place) 將 AlN 散熱載具背面與 heat sink 接合 (接合溫度約 250°C 以上)，接著吸嘴吸取 (pick) 膠膜上的單顆雷射晶粒並移動到適當定位後放下 (place) 並輕微下壓與持續加熱 (約在 400°C 以上)，此時 AlN 散熱載具正面部分與雷射晶粒接合以形成共晶 (eutectic) 接合，當接合完成後立即冷卻降溫，整個 die bonding 程序約在 10 秒之內完成，如圖 4-14 所示。

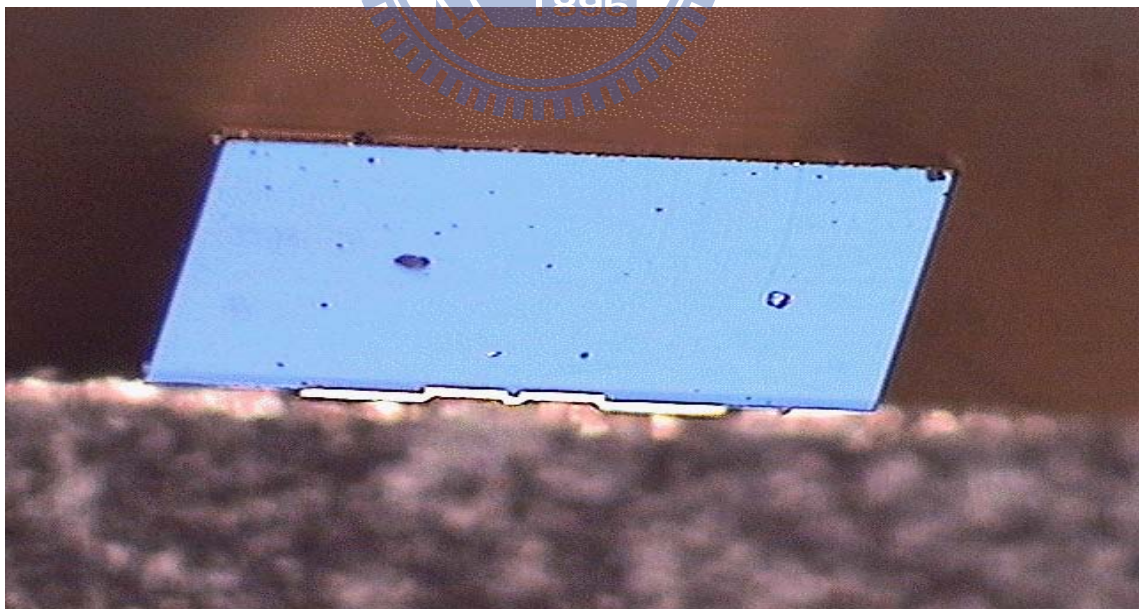


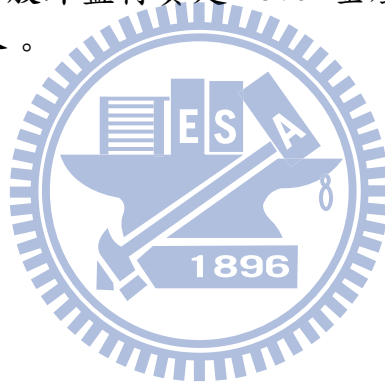
圖 4-14 完成黏晶接合製程後顯微鏡圖 (die/submount/heat-sink 間接合)

## 4.8.2 打線製程

將 die bonding 完成的樣品進行打線接合(wire bonding)製程，打線接合採用約 150°C，60kHz 的熱超音波(thermosonic bonding)方式將直徑約 25 $\mu$ m 的金線以結球形-和-楔形(ball-and-wedge bonding)方式接合，於晶粒端結成球形，在 heat sink 的導線支架上結成楔形[4.11],[4.40]。

## 4.8.3 封蓋製程

製程的最後是將已完成 die bonding 及 wire bonding 的 5.6mm 直徑 heat sink 加以封蓋(cap sealing)。光電元件封蓋的最主要目的是保持內部的氣密性(hermetic)，以避免雷射晶粒長期被曝露在有高溫高濕的環境下操作而造成元件失效。一般外蓋材質是 kovar 金屬，在封蓋機內以瞬間放電方式與 heat sink 接合。



# 第五章

## 結果與討論

本章的分析將依據不同的非吸收鏡面區域長度作為分析基礎及相關特性比較。第一個部分為雷射二極體基本電性比較(如臨界電流、操作電流、斜率效率等)，第二個部分為光場特性比較(如近場及遠場)，第三個部分為 COD 值的比較，第四個部分為可靠度比較。

### 5.1 雷射二極體基本電性分析

#### 5.1.1 臨界電流比較

圖 5-1 為樣品#1 在光輸出功率為 100 mW 時的臨界電流散佈圖，在不同的非吸收鏡面區域長度下(分別為 5 $\mu\text{m}$ , 15 $\mu\text{m}$ , 25 $\mu\text{m}$ )的臨界電流分佈情形。由圖中可看出當鏡面區域長度變化時，臨界電流皆無太大變化(約在 20~30 mA 之間變化)。

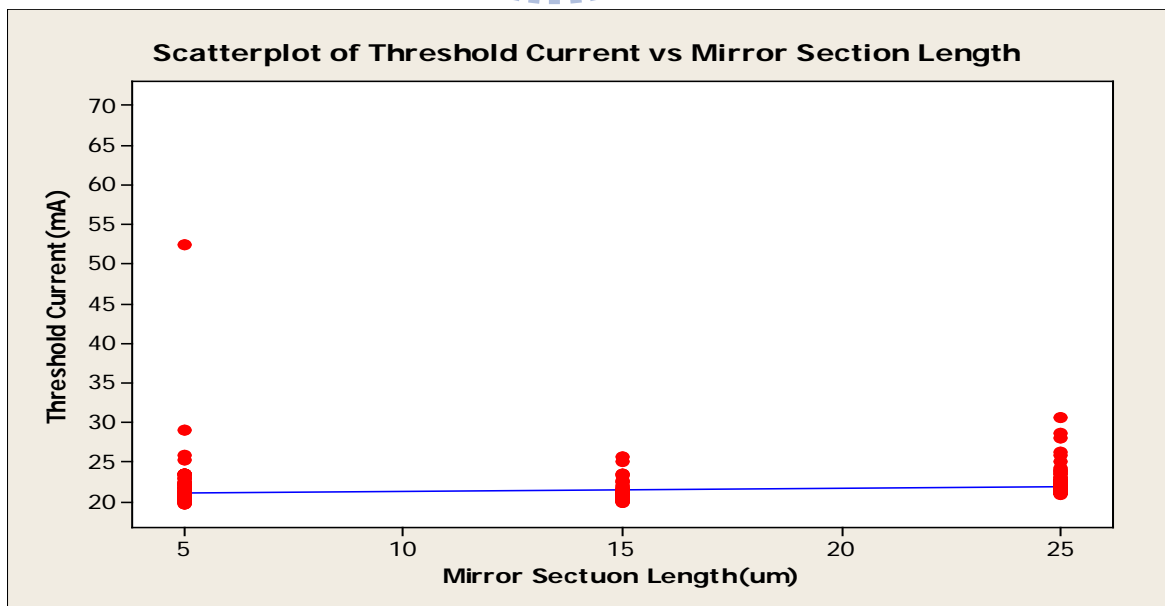


圖 5-1 樣品#1 在光輸出功率為 100 mW 的臨界電流散佈圖



圖 5-2 為樣品#2 的臨界電流散佈圖。由圖中可看出，當非吸收鏡面區域長度變化時，臨界電流有著不同變化趨勢。其中 25 $\mu\text{m}$  的非吸收鏡面區域長度的臨界電流值有最大值(中心值約在 55 mA 左右，最大值約在 60 mA)，15 $\mu\text{m}$  的非吸收鏡面區域長度的臨界電流值則次之(中心值約在 53 mA 左右)，5 $\mu\text{m}$  的非吸收鏡面區域長度的臨界電流值有最小值(中心值約在 50 mA 左右，最小值約在 40 mA)。

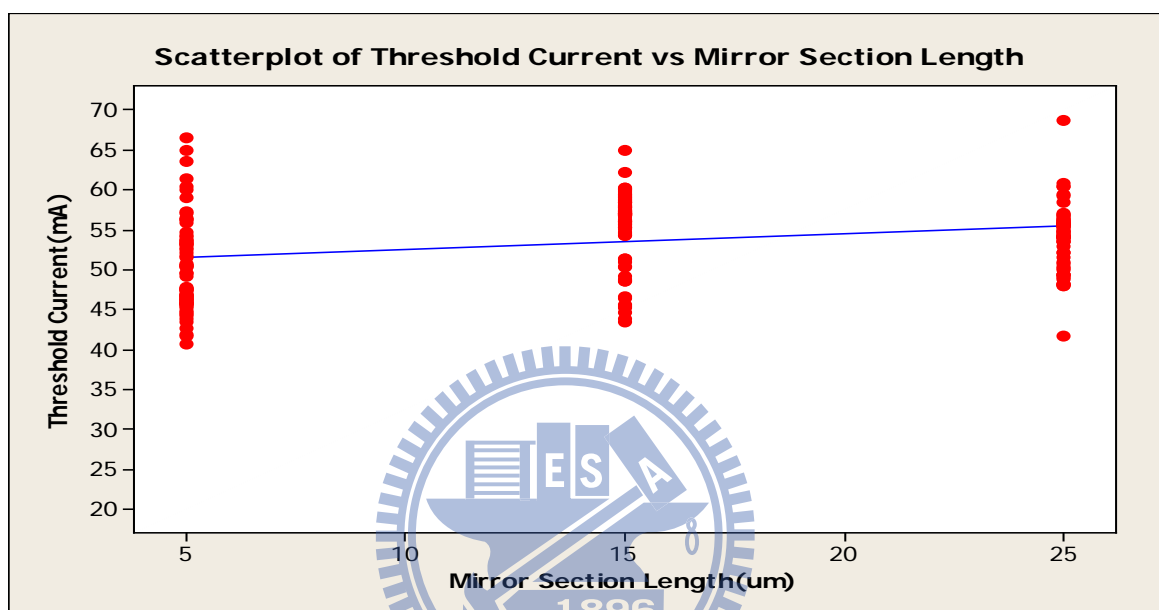


圖 5-2 樣品#2 在光輸出功率為 100 mW 的臨界電流散佈圖

彎曲波導雷射有顯著的臨界電流差異。主要原因為光在共振腔內來作回振盪，但由於前後發射面的非吸收鏡面區域長度都有彎曲狀之緣故，如圖 4-13 所示。因此當光沿著活性層到達鏡面處後再反射回共振腔內放大時，已經不是原來活性層路徑，必須再藉著耦合才能再進入共振腔內進行振盪放大，而無法被耦合進入共振腔內的光將形同額外的損失[5.1]，故當鏡面區域長度越長時，其光耦合效果就越差，即損失也就越大。

一般傳統雷射的臨界電流密度方程式可以下式表示[5.2]：

$$J_{th} = \frac{1}{\beta} \left( \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (5.1)$$

其中  $\beta$  是增益因子， $\alpha_i$  是損失系數， $R_1$  及  $R_2$  為前後鍍膜反射率， $L$  為共振腔長度。由於臨界電流為臨界電流密度\*脊狀波導的寬度( $w$ )\*共振腔長度( $L$ )，因此又可以下式表示[5.3]。

$$I_{th} = \frac{w}{\beta} \left( \alpha_i L + \frac{1}{2} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (5.2)$$

因為彎曲波導雷射具有耦合的因素關係，因此臨界電流方程式，必須要再考慮耦合的作用，因此方程式 5.2 必須再加入耦合係數(coupling coefficient)，故可以表示為[5.4]：

$$I_{th} = \frac{w}{\beta} \left( \alpha_i L + \frac{1}{2} \ln \frac{1}{R_1 C_1 R_2 C_2} \right) \quad (5.3)$$

其中  $C_1$  及  $C_2$  分別為前後鏡面的耦合係數。

### 5.1.2 操作電流比較

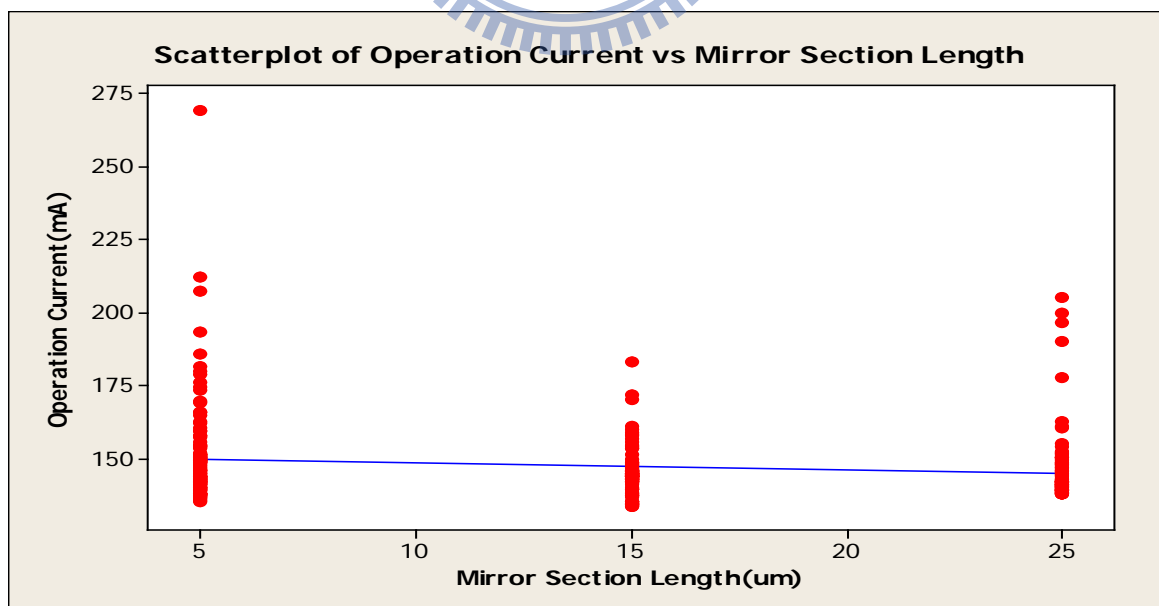


圖 5-3 樣品#1 在光輸出功率為 100 mW 的操作電流散佈圖

圖 5-3 為樣品#1 在不同的非吸收鏡面區域長度下及光輸出功率為 100 mW 時的操作電流散佈情形。由圖中可看出當非吸收鏡面區域長度變化時，操作電流皆無太大變化(大部分介於 140~170 mA 之間)。

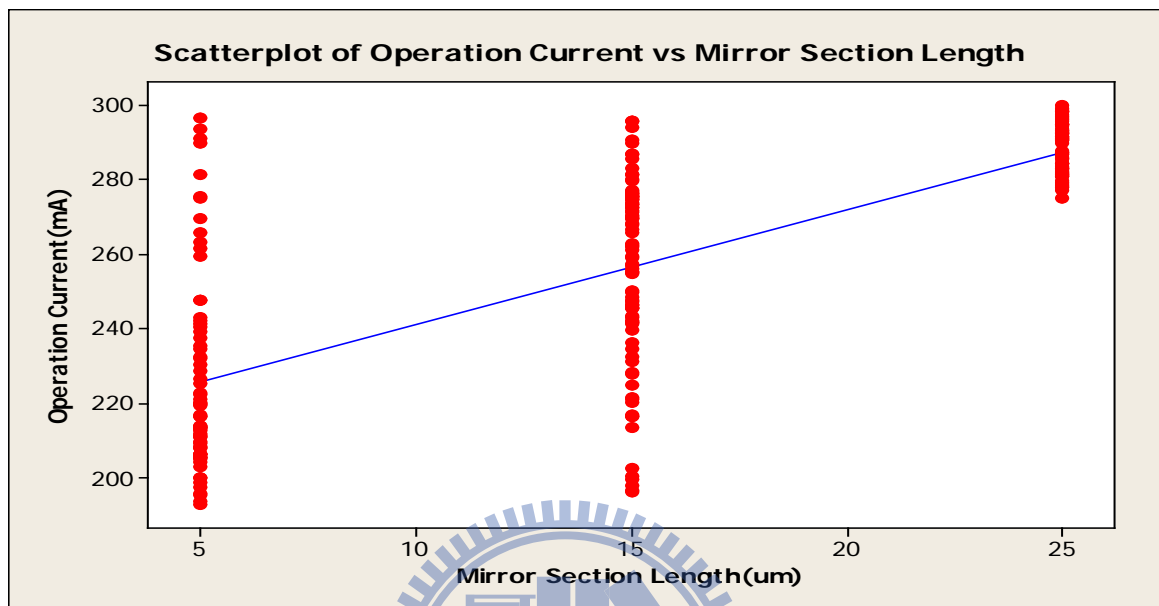


圖 5-4 樣品#2 在光輸出功率為 100 mW 的操作電流散佈圖

圖 5-4 為樣品#2 在光輸出功率為 100 mW 時的操作電流散佈圖。由圖中可看出隨著非吸收鏡面區域長度變化時，操作電流也有非常顯著的變化趨勢，其中 25 $\mu$ m 的非吸收鏡面區域長度的操作電流值具有最大值(介於 270~300 mA 之間)，15 $\mu$ m 的非吸收鏡面區域長度的臨界電流值則次之(介於 200~290 mA 之間)，5 $\mu$ m 的非吸收鏡面區域長度的臨界電流值有最小值(介於 190~240 mA 之間)。

另一方面，樣品#2 具有較大的操作電流分佈及離散程度。其主因是在 4.7.16 節中的劈晶條製程所造成，因劈晶條設備所使用的切割刀具，在劈裂時因機台會有振動而造成的切割誤差所造成，而此誤差將造成有些樣品的非吸收鏡面區域長度會不同，因此在量產上會造成製程不易控制的問題存在。

樣品#2 的操作電流比樣品#1 的操作電流還要大，是因為樣品#2 的斜

率效率比較低。由 2.25 式可知，斜率效率與操作電流關係並導出 5.4 式。由 5.4 式可知，當雷射的斜率效率( $\eta_s$ )越低時，操作電流也隨之增加。

$$I_{op} = I_{th} + \frac{P_o}{\eta_s} \quad (5.4)$$

### 5.1.3 斜率效率比較

2.26 式為傳統雷射的斜率效率方程式，因此由 2.21~2.26 式可知，2.26 式又可以 5.5 式表示：

$$\eta_s = SE = \eta_i * \frac{1.24}{\lambda_L} * \frac{1}{1 + \frac{1-R_2}{1-R_1} \sqrt{\frac{R_1}{R_2}}} * \left[ \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \right] \quad (5.5)$$

其中鏡面損失項( $\alpha_m$ )是由於鍍膜並非 100% 反射，因此將會有相當的比例的雷射光會耦合到共振腔外區域及鍍膜層與半導體界面處也並非平整所造成的。

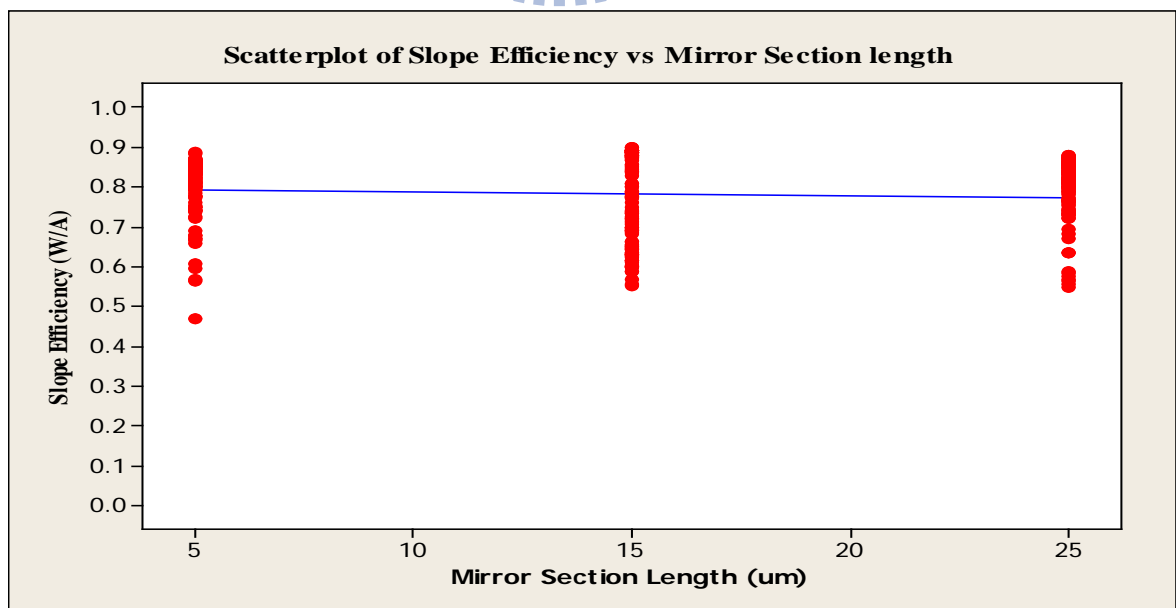


圖 5-5 樣品#1 在光輸出功率為 100 mW 的斜率效率散佈圖

圖 5-5 為樣品#1 在光輸出功率為 100 mW 時的斜率效率散佈情形，當非吸收鏡面區域長度變化時，斜率效率幾乎沒有變化(5 $\mu\text{m}$ ~25 $\mu\text{m}$  皆分佈在 0.7 W/A~0.9 W/A 之間)，因此當鍍膜反射率固定時(前面為 10%，後面為 95%)，幾乎沒有其他損失產生。

然而樣品#2 在接近鏡面處為彎曲狀，如圖 4-13 所示。當光沿著活性層到達鏡面處後再反射回共振腔內放大時，已經不是原來活性層路徑，必須再藉著耦合才能再進入共振腔內進行放大，而無法被耦合進入共振腔內的光將形同額外的鏡面損失。因此當非吸收鏡面區域長度越長時，其光耦合效果就越差，即損失也就越大。所以在 5.5 式中鏡面處損失項(am)，必需再考慮彎曲波導所造成的光耦合效率所造成的額外鏡面處損失影響。

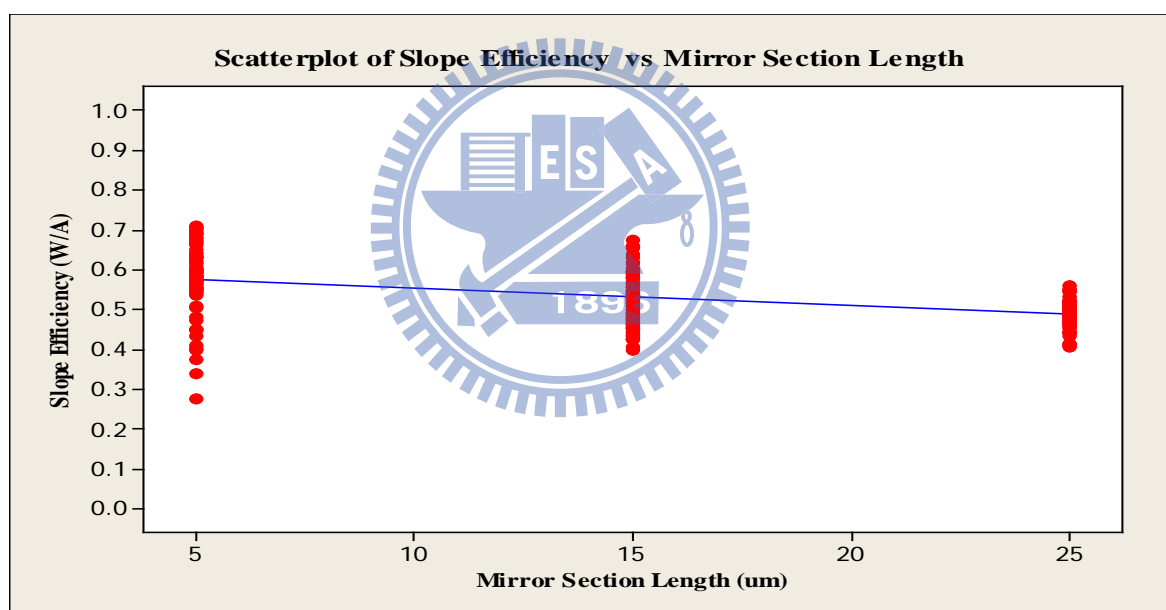


圖 5-6 樣品#2 在光輸出功率為 100 mW 的斜率效率散佈圖

圖 5-6 為樣品#2 在光輸出功率為 100 mW 時的斜率效率散佈情形，當非吸收鏡面區域長度變化時，斜率效率有著不同的變化，5 $\mu\text{m}$  的非吸收鏡面區域長度有最好的斜率效率(約在 0.4 W/A~0.7 W/A 之間)，15 $\mu\text{m}$  的非吸收鏡面區域長度的斜率效率次之，25 $\mu\text{m}$  的非吸收鏡面區域長度的斜率效率最差(約在 0.4 W/A~0.6 W/A 之間)。

5 $\mu\text{m}$  的非吸收鏡面區域長度為最接近彎曲波導的樣品，由散佈情形可以看出劈裂晶條時的製程敏感度，因為稍有偏差時即會將彎曲波導結構損傷，而產生偏低的斜率效率。

#### 5.1.4 光輸出功率-注入電流(L-I)圖

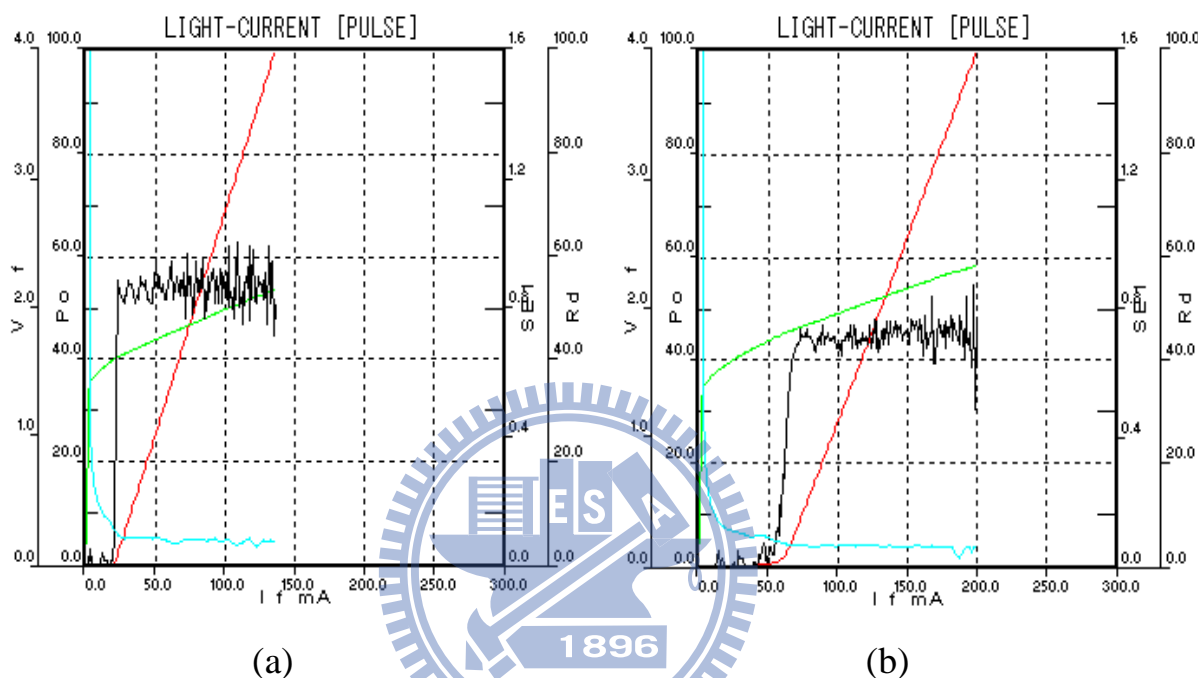


圖 5-7 在脈衝模式及光輸出功率為 100mW 的 L-I 關係圖(a)樣品#1(5 $\mu\text{m}$  非吸收鏡面區域長度) (b)樣品#2(5 $\mu\text{m}$  非吸收鏡面區域長度)

圖 5-7(a)為樣品#1 在脈衝模式(pluse mode)及光輸出功率為 100 mW 時的光輸出功率-注入電流關係圖。其中臨界電流約為 22 mA，操作電流約為 145 mA，斜率效率為 0.8 W/A 左右，其中由於非吸收鏡面區域長度對特性影響不大幾乎無相關性，因此以 5 $\mu\text{m}$  為代表。

圖 5-7(b)為樣品#2 在非吸收鏡面區域長度為 5 $\mu\text{m}$  時的光輸出功率-注入電流關係圖。當 5 $\mu\text{m}$  的非吸收鏡面區域長度時臨界電流約為 52 mA，操作電流約為 200 mA，斜率效率為 0.7 W/A 左右。

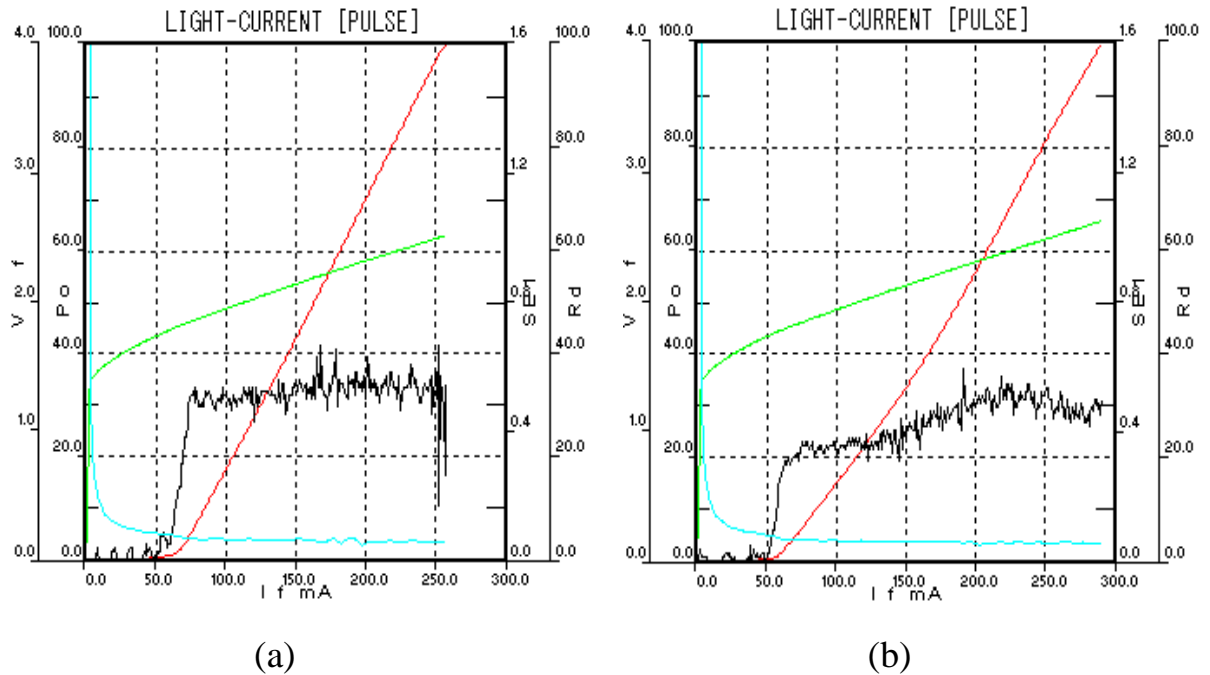


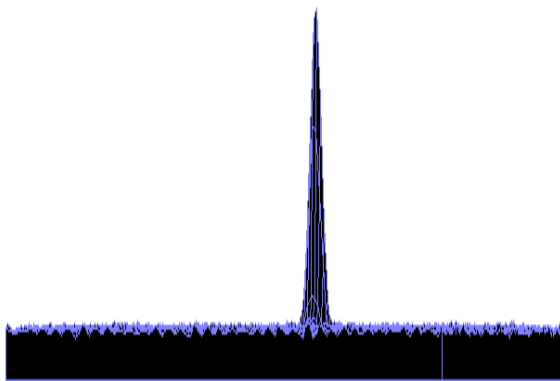
圖 5-8 在脈衝模式及光輸出功率為 100mW 的 L-I 關係圖(a)樣品 #2(15 $\mu$ m 非吸收鏡面區域長度)(b)樣品#2(25 $\mu$ m 非吸收鏡面區域長度)

圖 5-8 (a)(b)分別為樣品#2 在非吸收鏡面區域長度為 15 $\mu$ m，25 $\mu$ m 的光輸出功率-注入電流關係圖。當非吸收鏡面區域長度為 15 $\mu$ m 時臨界電流為 52 mA，操作電流約為 250 mA，斜率效率為 0.5 W/A 左右。當非吸收鏡面區域長度為 25 $\mu$ m 時的臨界電流約為 52 mA，操作電流約為 300 mA，斜率效率為 0.4 W/A 左右。

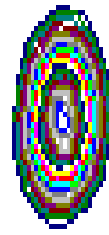
如同 5.1.1~5.1.3 節所述，樣品#1 及樣品#2 在不同的非吸收鏡面區域長度下的結果。在樣品#1 部分幾乎沒有差異，然而在樣品#2 部分則差異很大。如同前述，15 $\mu$ m 及 25 $\mu$ m 的非吸收鏡面區域長度距離活性層太遠造成光的損失很大，因此這樣的結果反應在較高的臨界電流值、較高的操作電流值及較低的斜率效率值等方面。因此樣品#2 在 5 $\mu$ m 的非吸收鏡面區域長度時會有最好的元件特性。

## 5.2 光場分析

### 5.2.1 近場圖像比較



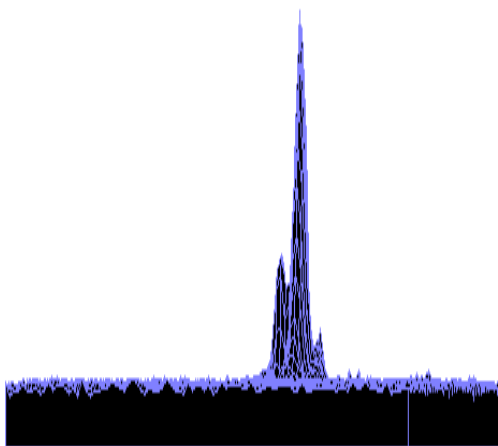
(a)



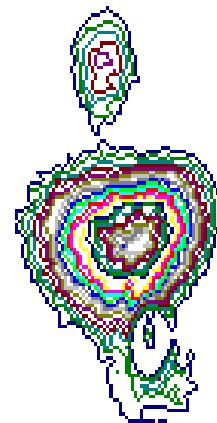
(b)

圖 5-9 樣品#1 的 NFP( $5\mu\text{m}$ )(a) 3D 圖案(b) 2D 圖案

圖 5-9 所示為樣品#1 的 NFP。由於非吸收鏡面區域長度對 NFP 沒有任何影響，因此以  $5\mu\text{m}$  為代表。



(a)

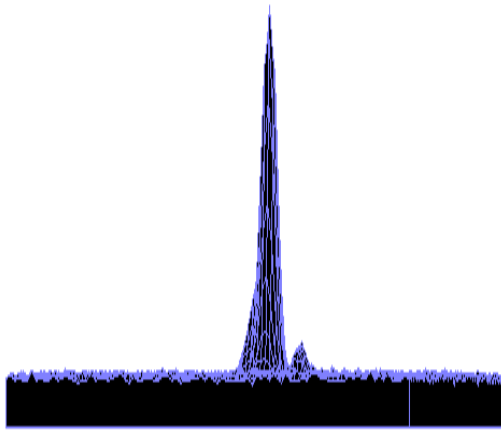


(b)

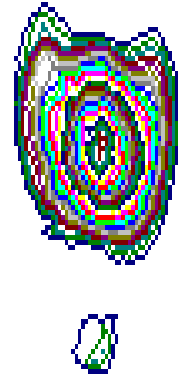
圖 5-10 樣品#2 的 NFP( $25\mu\text{m}$ )(a) 3D 圖案(b) 2D 圖案

圖 5-10 所示為樣品#2 在非吸收鏡面區域長度為  $25\mu\text{m}$  的 NFP。





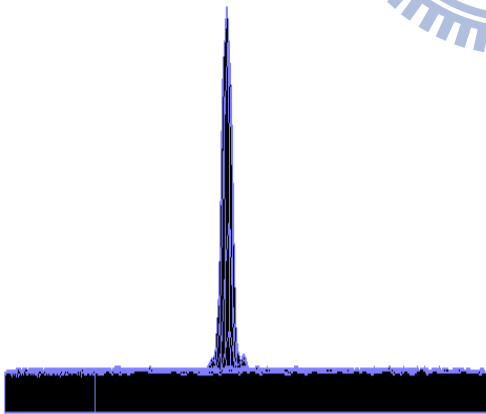
(a)



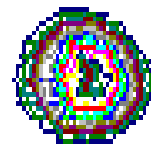
(b)

圖 5-11 樣品#2 的 NFP(15 $\mu\text{m}$ )(a) 3D 圖案(b) 2D 圖案

圖 5-11 所示為樣品#2 在非吸收鏡面區域長度為 15 $\mu\text{m}$  的 NFP。



(a)



(b)

圖 5-12 樣品#2 的 NFP(5 $\mu\text{m}$ )(a) 3D 圖案(b) 2D 圖案

圖 5-12 所示為樣品#2 在非吸收鏡面區域長度為 5 $\mu\text{m}$  的 NFP。

從 25 $\mu\text{m}$  非吸收鏡面區域長度之 NFP(如圖 5-10)的觀察可發現在主光束周圍還有其他強度比較小的光束伴隨，其中主光束的強度最強是由彎曲波導所發射出，而強度比較小的光束是由於光在傳播時在活性層附近處造成一個導模(guided mode)所引發另一個重疊的光[5.1]。

15 $\mu\text{m}$  的非吸收鏡面區域長度之 NFP(如圖 5-11 所示)顯示在活性層附近所引發的重疊光已有減少的趨勢，尤其是 5 $\mu\text{m}$  的非吸收鏡面區域長度之 NFP(如圖 5-12)最為明顯，幾乎已把活性層附近所引發的重疊的光部分已經減少到最小程度，幾乎與圖 5-9 的樣品#1 的 NFP 非常相近。

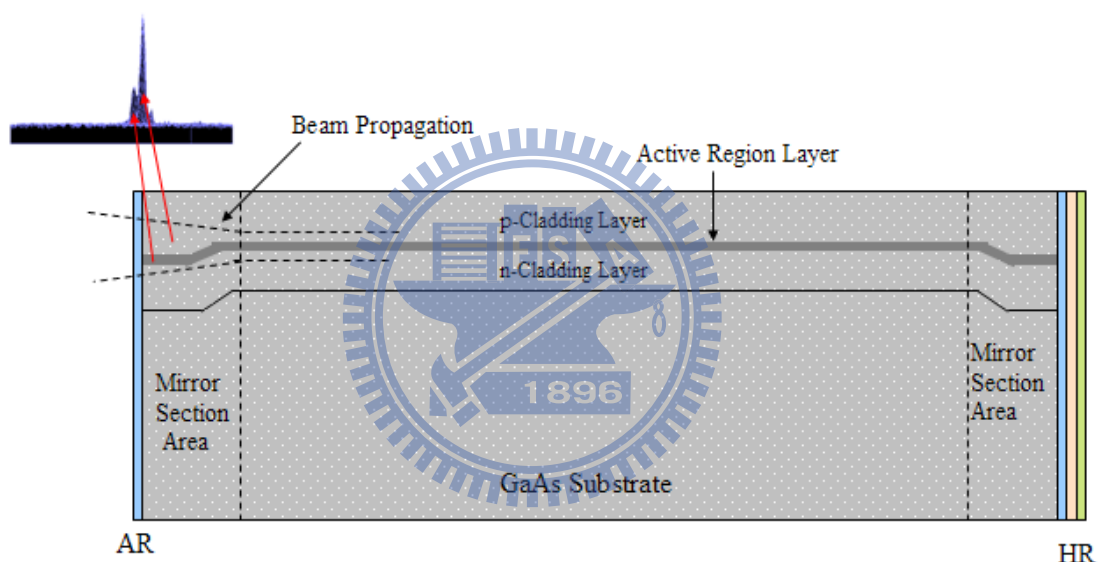


圖 5-13 光在非吸收鏡面區域行進的示意圖

圖 5-13 為此種現象的說明示意圖，由實驗證明當樣品#2 的非吸收鏡面區域長度越短時(如 5 $\mu\text{m}$ )，由活性層所提供的重疊的光束強度就非常弱小，幾乎跟樣品#1 的 NFP 相近。

但是相反的情況，當非吸收鏡面區域長度越長時(如 25 $\mu\text{m}$ )，由活性層附近處造成一個導模所提供的重疊的光束強度就非常強，幾乎互相干擾，由後續的 FFP 將可以看出。

## 5.2.2 遠場圖像比較

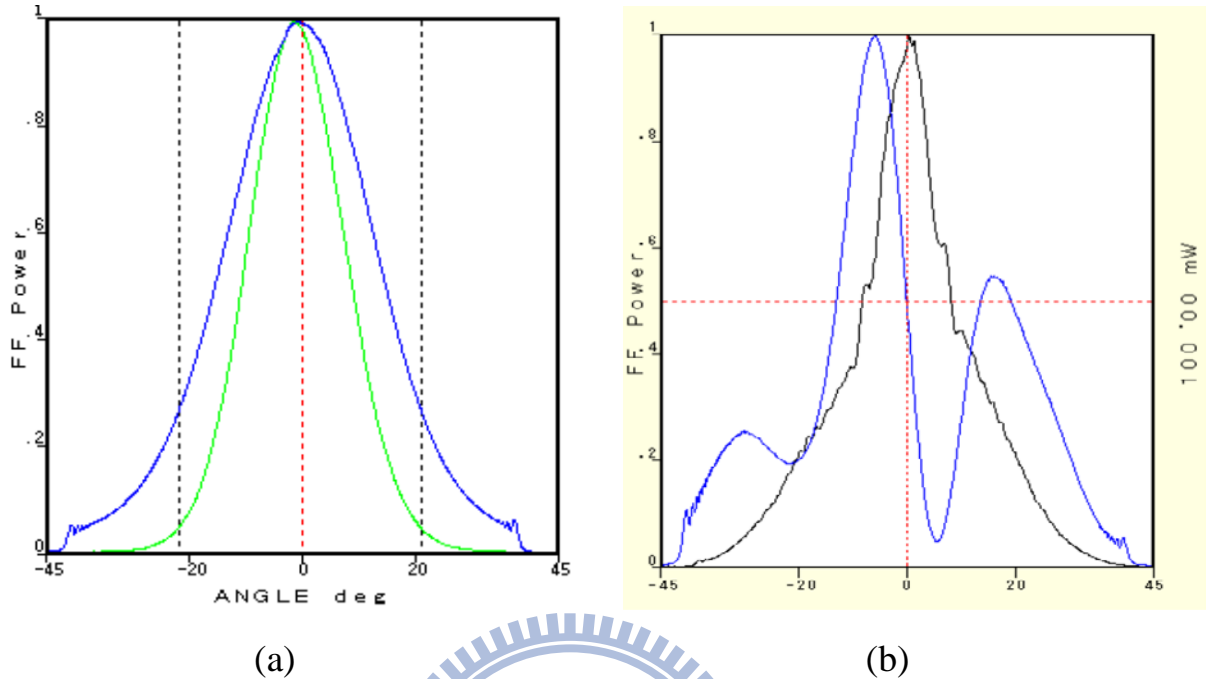
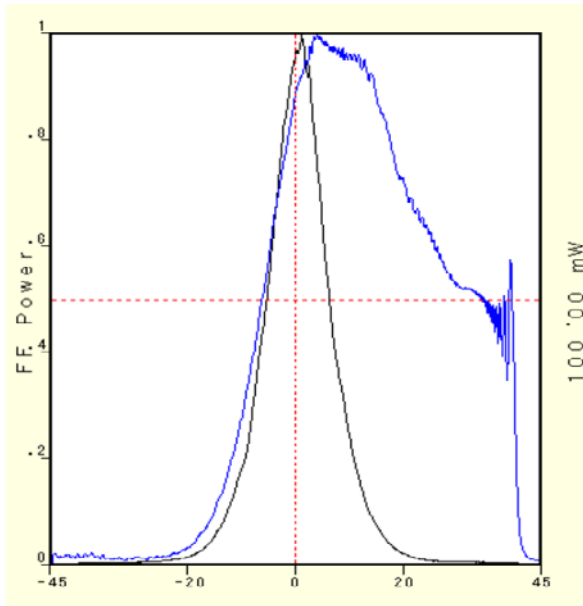


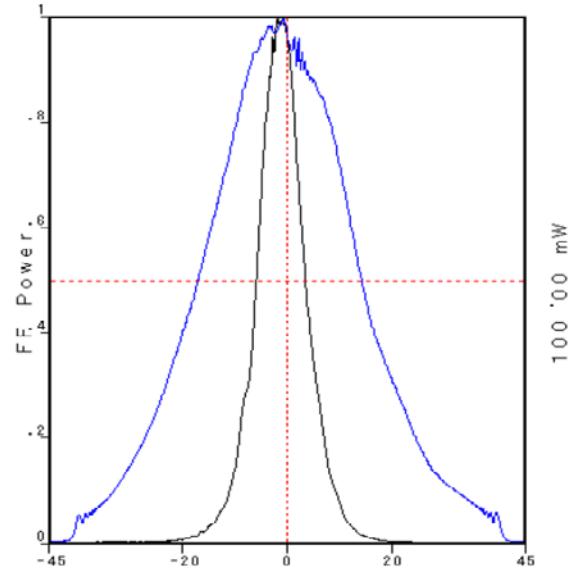
圖 5-14 FFP(a)樣品#1(5 $\mu\text{m}$  非吸收鏡面區域長度)(b)樣品#2(25 $\mu\text{m}$  非吸收鏡面區域長度)

圖 5-14(a)為樣品#1 的 FFP，因差異不大以 5 $\mu\text{m}$  的非吸收鏡面區域長度為代表。其中水平發散角( $\Theta_{\parallel}$ )為 17 度(FWHM)，垂直發散角( $\Theta_{\perp}$ )為 30 度(FWHM)。圖 5-14 (b)為樣品#2 的非吸收鏡面區域長度為 25 $\mu\text{m}$  的 FFP。由圖 5-10 的 NFP 可知，經 p 型披覆層所發射出的主光束與活性層附近處一個導模所引發另一個重疊的光，兩光束間因相互干擾而造成 FFP 具有疊加的現象，因此說明了圖 5-14(b)的現象。

由圖 5-14(a) FFP 與圖 5-14(b)的 FFP 比較。從兩圖的比較，可以看出圖 5-14(b)的 FFP 已嚴重被破壞，因此樣品#2 的 25 $\mu\text{m}$  非吸收鏡面區域長度的雷射二極體在實際應用上將無法使用，除非使用者不重視此部分的影響。



(a)



(b)

圖 5-15 FFP(a)樣品#2(15 $\mu\text{m}$  非吸收鏡面區域長度)(b)樣品#2(5 $\mu\text{m}$  非吸收鏡面區域長度)

圖 5-15(a)為樣品#2 在 15 $\mu\text{m}$  的非吸收鏡面區域長度的 FFP。經 p 型披覆層所發射出的主光束與活性層附近處一個導模所引發另一個重疊的光束之間因相互干擾的情形已經開始被收斂。

圖 5-15 (b)為樣品#2 在 5 $\mu\text{m}$  的非吸收鏡面區域長度的 FFP，經 p 型披覆層所發射出的主光束幾乎主宰整個 FFP，而由活性層附近處一個導模所引發另一個重疊的光束幾乎已小到無法造成干涉。其中水平發散角( $\Theta_{\parallel}$ )為 7 度(FWHM)，垂直發散角( $\Theta_{\perp}$ )為 30 度(FWHM)。

## 5.3 COD 準位分析

### 5.3.1 傳統雷射的 COD 值

樣品#1 的非吸收鏡面區域長度變化時(5 $\mu\text{m}$ ~25 $\mu\text{m}$ )，其 COD 值則變化不大，如圖 5-16 所示。由圖中可看出 COD 值在 150 mW~170 mW 之間，L-I 曲線的斜率一致。

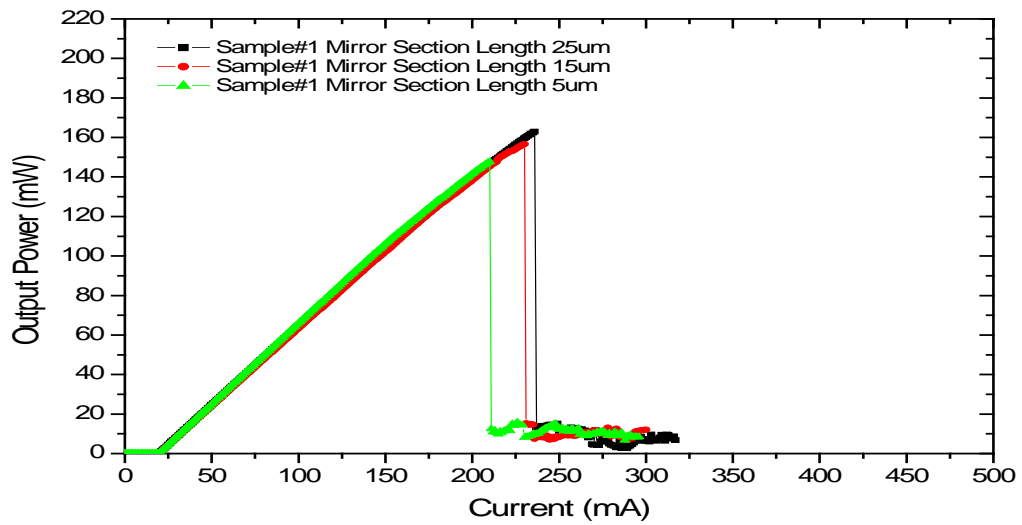


圖 5-16 樣品#1 的非吸收鏡面區域長度(5 $\mu\text{m}$ ~25 $\mu\text{m}$ )的 COD 值

### 5.3.2 彎曲波導雷射的 COD 值

樣品#2 的非吸收鏡面區域長度變化時(5 $\mu\text{m}$ ~25 $\mu\text{m}$ )，其 COD 值就變化的非常顯著，如圖 5-17 所示。由圖中可看出 COD 值從 190 mW~COD Free，L-I 曲線的斜率不一致。

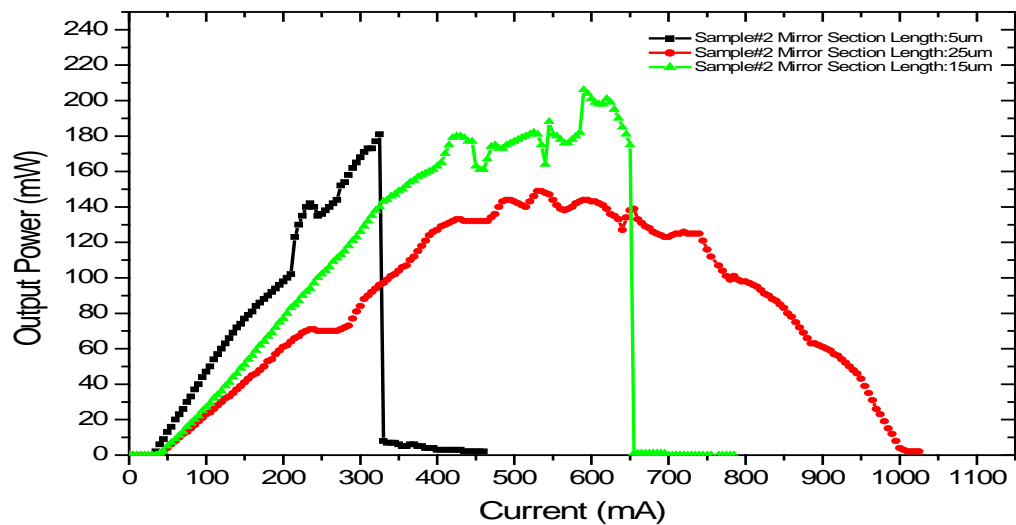


圖 5-17 樣品#2 的非吸收鏡面區域長度(5 $\mu\text{m}$ ~25 $\mu\text{m}$ )的 COD 值

當非吸收鏡面區域長度為  $25\mu\text{m}$  時，鏡面所造成的損失( $\alpha\text{m}$ )為最大，因此斜率效率也最差(約  $0.4\sim 0.5\text{ W/A}$ )，當功率一直增加到約  $150\text{ mW}$ ，而電流到達  $1\text{ A}$  時，都沒有發生 COD(即 COD-free)，但發生熱翻轉現象，因此元件並未受損，且可以再次操作，如圖 3.1(c)及圖 5-17 所示。然而當非吸收鏡面區域長度減少到  $15\mu\text{m}$  時，且功率一直增加到約  $210\text{ mW}$ ，而電流到達  $650\text{ mA}$  時，卻瞬間發生 COD，此時元件是永久損壞且無法再次操作。當非吸收鏡面區域長度減少到只有  $5\mu\text{m}$  時，且功率一直增加到約  $190\text{ mW}$ ，而電流到達  $340\text{ mA}$  時，瞬間發生 COD，此時元件是永久損壞且無法再次操作，由以上結果得知  $5\mu\text{m}$  非吸收鏡面區域長度的 COD 值最低。

### 5.3.3 傳統雷射與彎曲波導雷射的 COD 值比較

以非吸收鏡面鏡面區域長度皆為  $5\mu\text{m}$  的樣品#1 及樣品#2 作 COD 值的比較。樣品#1 的 COD 值約達  $150\text{ mW}$ (電流到達  $210\text{ mA}$ )，而樣品#2 由於 p 型披覆層能帶能量為  $1.99\text{ eV}$ ，活性層能帶能量為  $1.47\text{ eV}$ ，因此有抑制光吸收效果，因此 COD 值約達  $190\text{ mW}$ (電流到達  $500\text{ mA}$ )。故樣品#2 的 COD 值比樣品#1 的 COD 值有 25% 的增加，因此由此可見彎曲波導雷射的功效，如圖 5-18 所示。

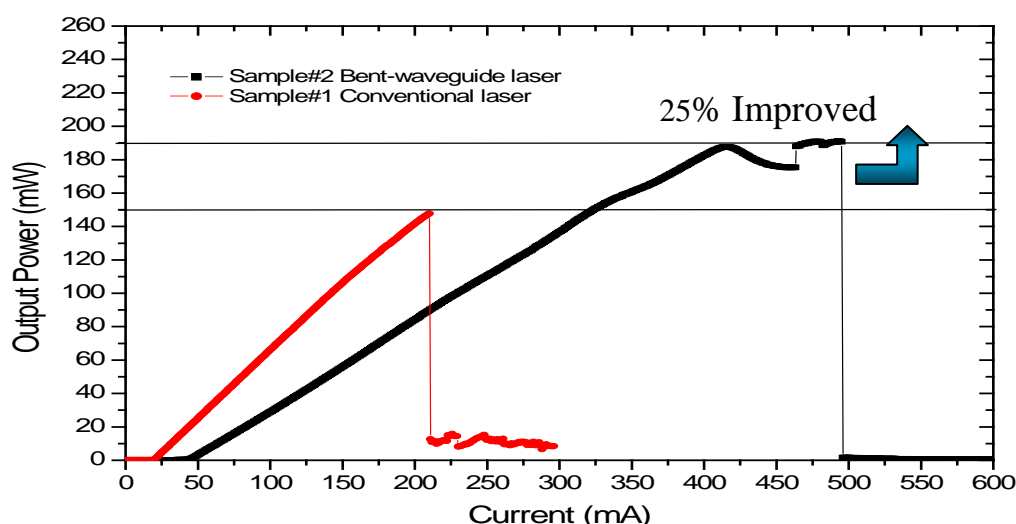


圖 5.18 樣品#1 與樣品#2 的 COD 值比較

## 5.4 可靠度比較

光電元件(如雷射二極體)的可靠度取決於元件中最弱的部份，而影響可靠度的因素範圍從材料本身特性到製程技術等皆有可能。失效模式大約可分為三類；分別為突然性劣化(sudden degradation)、快速性劣化(rapid degradation)、漸變性劣化(gradual degradation)。造成突然性劣化的原因很多諸如錒錫不穩定(solder instability)、電極劣化(electrode degradation)及 COD 等原因，而快速性劣化的原因則有差排缺陷的增生(包括暗線缺陷及暗點缺陷)，漸變性劣化的原因有點缺陷的增加[5.5]-[5.8]。

由以上各種特性的比較結果得知樣品#2 在  $5\mu\text{m}$  的非吸收鏡面鏡面區域長度有最好的特性表現，因此以樣品#1 及樣品#2 的  $5\mu\text{m}$  的非吸收鏡面鏡面區域長度作可靠度的比較。而本實驗的老化測試方式採用定功率老化(constant power aging)模式，並由自動功率控制(automatic power control)系統執行燒測(burn-in)[5.9]，因此測試條件為定功率在  $100\text{mW}$  的 CW 輸出， $50^\circ\text{C}$  的環境溫度，450 小時老化時間。

### 5.4.1 樣品#1 的老化測試結果

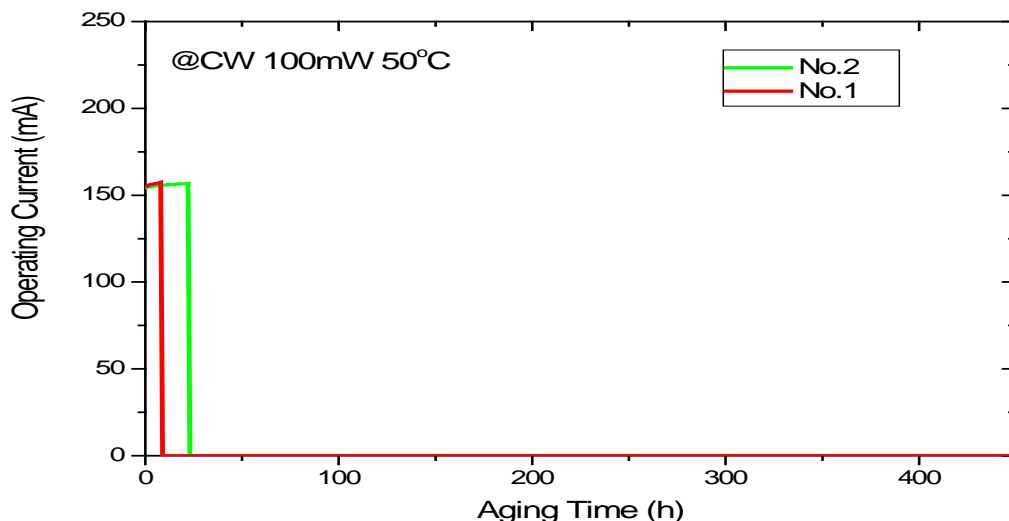


圖 5.19 樣品#1 的老化測試結果(非吸收鏡面鏡面區域長度為  $5\mu\text{m}$ )

以樣品#1 的兩顆樣品進行老化(aging)燒測，由圖 5-19 可看出在定輸出功率為 100 mW 時的操作電流約為 155 mA，但第一顆的雷射二極體在第 9 小時突然發生失效，造成操作電流由 155 mA 瞬間掉到 0 mA。而第二顆的雷射二極體也相繼在第 23 小時也突然發生失效，操作電流也由 155 mA 掉到 0 mA。此失效模式(failure mode)即屬為突然性劣化的 COD，其特徵就是沒有任何事先徵兆，突然且沉默，對元件是致命的傷害[5.6]。

#### 5.4.2 樣品#2 的老化測試結果

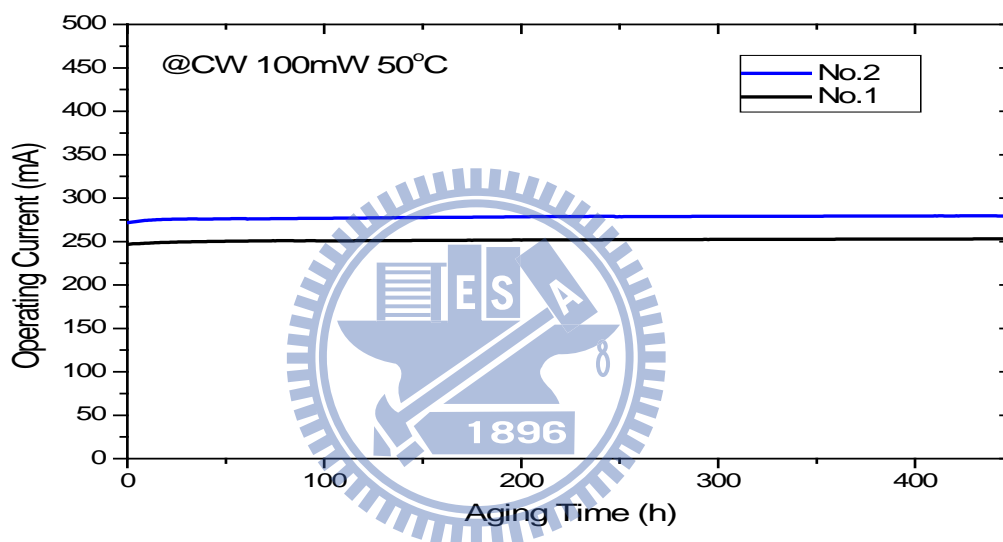


圖 5.20 樣品#2 的老化測試結果(非吸收鏡面鏡面區域長度為 5 $\mu$ m)

以相同的條件將樣品#2 的兩顆樣品進行老化(aging)燒測，由圖 5-20 可以看出在定輸出功率為 100 mW 時的操作電流分別為 250 mA 及 275 mA，第一顆的雷射二極體在第 450 小時未發生失效，操作電流保持在 250 mA，而第二顆的雷射二極體在第 450 小時也發生未發生失效，操作電流保持在 275 mA。因此由此可見彎曲波導雷射的功效。



## 第六章

### 結論

本章將第五章的量測結果將樣品#1 及樣品#2 的各種特性加以總結及歸納。

#### 6.1 改善結果

如表 6-1 所示，樣品#1 之特性分析結果與非吸收鏡面鏡面區域長度沒有具有強烈相關聯性且晶粒製程較簡單，但在高功率操作時對 COD 的阻抗能力不足，及可靠度不佳，對元件具有致命性的傷害。樣品#2 之特性分析結果與非吸收鏡面鏡面區域長度具有強烈的相關聯性，磊晶前準備及晶粒製造都較複雜且不易控制，在高功率操作時對 COD 的阻抗能力較足，有較佳的可靠度，對元件具有相當的保護作用。將所有條件統計後分析，以非吸收鏡面鏡面區域長度為  $5\mu\text{m}$  時的所有特性較可接受及可行。

特性 \ 樣品	樣品#1			樣品#2		
	5 $\mu\text{m}$	15 $\mu\text{m}$	25 $\mu\text{m}$	5 $\mu\text{m}$	15 $\mu\text{m}$	25 $\mu\text{m}$
臨界電流( $I_{th}$ )	☑	☑	☑	▲	☒	☒
操作電流( $I_{op}$ )	☑	☑	☑	▲	☒	☒
斜率效率(SE)	☑	☑	☑	▲	☒	☒
近場光形(NFP)	☑	☑	☑	☑	☒	☒
遠場光形(FFP)	☑	☑	☑	☑	☒	☒
COD抵抗能力	☒	☒	☒	▲	▲	☑

☑:好 ▲:可接受 ☒:差

表 6-1 樣品#1 與樣品#2 的各種特性比較

雖然彎曲波導法對 COD 具有抵抗作用，但也必須與臨界電流、操作電流及斜率效率做些許妥協，此外 p 型披覆層也比較厚因此具有比較高的熱阻抗，導致 L-I 曲線的線性度比傳統結構差。然而目前最大困難會是製造良率問題，因為只有非吸收鏡面鏡面區域長度為  $5\mu\text{m}$  時有最好的光電特性表現。然而在劈裂雷射 bar 時是具有很大的挑戰度，如果劈 bar 時有晃動或是曝光時的光罩有不正等因素存在皆會產生誤差，造成準確度失真，因此製程再現性必須考慮。

## 6.2 未來工作

如同 3.3 節所介紹的各種 COD 改善方法一般，目前沒有一種方法是十全十美。對不同的波長選擇最有利的方法使用，對含鋁的  $850\text{nm}$  AlGaAs 雷射而言，以量產良率的角色而言，IFVD 法應會最佳的方法，然而彎曲波導法經本論文實驗證實也是具有增進 COD 的效果並且可以行，但必須對製造良率有所犧牲。未來的工作將與設備商討論穩定切割準確度可行方法，如果能有效控制的切割的精準度，將對彎曲波導法會有很大的機會。

未來的工業發展使雷射二極體朝向更高操作功率。對 COD 值的要求更高，因此需要研發人員對此方面的研究投入更多的心力，期望本論文研究能有拋磚引玉之作用，並且提供真實的有用資訊以供後續其他研究單位參考，也對我國的光電工業的發展能盡綿薄之力。

## 參考文獻

### 第一章

- [1.1] 國立中央大學光電科學與工程學系著,“光電科技概論”,五南圖書出版公司,2008, p.380~381
- [1.2] Hiroaki Sugiura et al, “65 in ,Super Slim, Laser TV with Newly Developed Laser Light Sources”, SID 08 Digest
- [1.3] Eli Kapon (Ed.), Semiconductor Laser II : Material and Structures, Academic Press 1999, p.259~260
- [1.4] Mitsuo Fukuda, “Optical Semiconductor Devices”, John Wiley & Sons, 1999, p.200~201
- [1.5] R.P. Bryan, L. M. Miller, T.M. Cockerill, and J.J. Coleman, “Nonplanar Quantum Well Heterostructure Window Laser”, *Appl. Phys. Lett*, Vol. 54 No.17, 24 April 1989
- [1.6] F.R.Gfeller et al, “High-Power Single-Mode AlGaAs Lasers with Bent-Waveguide Nonabsorbing Etched Mirrors”, *J. Appl. Phys.* 72(6), 15 September 1992
- [1.7] F.R.Gfeller et al, Semiconductor Laser Diode Deposited on A Structured Substrate Surface, United States Patent 5280535,Jan.18,1994

### 第二章

- [2.1] Arthur Beiser 著, 李峻賈譯, 王維新審閱,近代物理, 第六版, 美商麥格羅·希爾國際股份有限公司,2003, p.98, 99,154
- [2.2] S.M. Sze, Kwok k. NG, Physics of Semiconductor Devices, 3<sup>rd</sup> Ed, John Wiley & Sons, 2007, p.23,40~45,621
- [2.3] Zhores.I.Alferov (Ed), Semiconductor Heterostructures: Physical Processes and Applications, MIR Publishers, Moscow, 1989, p.103,123
- [2.4] Zhores.I.Alferov, “Nobel Lecture: The double heterostructure concept and its applications in physics, electronics, and technology,” *Reviews of Modern Physics*, Volume 73, No 3, July 2001
- [2.5] 盧廷昌和王興宗著,半導體雷射論,五南圖書出版公司,2008,p. 2~14, 35~43,53,54,118~127,249~252,278~294,319~324,335~338

- [2.6] Kwok K. NG, Complete Guide to Semiconductor Device, 2<sup>nd</sup> Ed, John Wiley & Sons, 2002, p.408
- [2.7] Royal Swedish Academy of Science, Advanced information on the Nobel Prize in Physics 2000
- [2.8] 林螢光著,光電子學-原理、元件與應用,全華科技圖書股份有限公司,2000, p.4-4~4.6
- [2.9] 潮秀樹著,よくわかる光学とレーザーの基本と仕組み—光の性質とその応用,秀和システム,2007, p.214~218
- [2.10] Masud Mansuripur and Ewan M. Wright, “The Optics of Semiconductor Diode Lasers,” Optics & Photonics News, July 2002
- [2.11] Amnon Yariv, Optical Electronics in Modern Communications, 4<sup>th</sup> Ed, Oxford University Press, 1997, p.558, 559
- [2.12] Pallab Bhattacharya, Semiconductor Optoelectronic Devices, 2<sup>nd</sup> Ed, Prentice Hall, p.22~25,249,250,262,502~505
- [2.13] 平田照二著,わかる半導体レーザーの基礎と応用—レーザー・ダイオードの発光原理および諸特性とその展望,CQ出版社,2001,p.48,49,79,166~172,196~199
- [2.14] Shiro Uchida, Shinichi Agatsuma et al, “Monolithic Dual-Wavelength High-Power Laser for CD-R/DVD±R/RW/RAM, ”*IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* , Vol. 11,No. 5,September/October 2005
- [2.15] S.O. Kasap 著,黃俊達等譯,光電子學與光子學：原理與應用,全威圖書有限公司,2001,p.16~18,135~139
- [2.16] Donald A. Neamen, Semiconductor Physics & Devices, 2<sup>nd</sup> Ed, Irwin, 1997, p.28,29,65~67,193~202
- [2.17] Chin Tang San, Fundamentals of Solid-State Electronics, World Scientific, 1991, p.125~127
- [2.18] Mitsuo Fukuda, Optical Semiconductor Devices, John Wiley & Sons, 1999, p.6,7,30~38,125~130
- [2.19] 油利正昭等,“光ディスク用半導体レーザー,” Matsushita Technical Journal, Vol.52, No.1, Feb 2006
- [2.20] 蔵本恭介等,“Blue-ray 記録用高出力青紫色半導体レーザー”,三菱電機報特集論文,2008年6月號

- [2.21] Keith Barnham and Dimitri Vvedensky (Ed), Low-Dimensional Semiconductor Structures : Fundamentals and Device Application, Cambridge University Press, 2001,p.261,277~270
- [2.22] S.M. Sze, Semiconductor Devices Physics and Technology, 2<sup>nd</sup> Ed, John Wiley & Sons, 2002, p.63~65, 300,301,361~363
- [2.23] SANYO Electric Co. Ltd, Laser Diode Data book
- [2.24] 劉恩科等著,半導體物理學,第六版,電子工業出版社,2004, p.391,392
- [2.25] D Sands, Diode Lasers, Institute of Physic (IOP) Publishing, 2005, p.81~84
- [2.26] E. Fred Schubert, Light-Emitting Diodes, 2<sup>nd</sup> Ed, Cambridge University Press, 2006, p.35~46,106,122~126
- [2.27] 史光國著,現代半導體發光及雷射二極體材料技術,全華科技圖書股份有限公司,2001,p.3-15~3-17,5-16~5-17
- [2.28] D.P. Bour et al, “Strained  $Ga_xIn_{1-x}P/(AlGa)_{0.5}In_{0.5}P$  Heterostructures and Quantum-Well Laser Diodes,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 30, No.2, February 1994
- [2.29] 栖原敏明著,半導體レーザの基礎,共立出版社,2005,p.94,95
- [2.30] Jasprit Singh, Semiconductor Optoelectronics Physics and Technology, McGraw-Hill, 1995, p.489, 512~517,523~526
- [2.31] A. Valster, C.J. van der Poel, M.N. Finke and M.J.B. Boermans, “Effect of Strain on the Threshold Current of GaInP/AlGaInP Quantum Well Lasers Emitting at 633 nm,” *Semiconductor Laser Conference , 1992. Conference Digest. 13th IEEE International*
- [2.32] 紀國鍾和蘇炎坤著,光電半導體技術手冊,台灣電子材料與元件協會,2002, p.215,216,209,232,233,240,241,247~250
- [2.33] Jasprit Singh, Electronic and Optoelectronics Properties of Semiconductor Structures, Cambridge University Press, 2003, pp.381~386
- [2.34] Friedrich Bachmann, Peter Loosen, Reinhart Poprawe (Eds.), High Power Diode Laser Technology and Applications, Volume 128, Springer, 2007, p.5~16
- [2.35] Roland Diehl (Ed.), High-Power Diode Lasers Fundamentals, Technology, Applications: Introduction to Power Diode Lasers, Springer, 2000,

p.7

[2.36] Tobias Voss and Jürgen Gutowski, *Advances in Spectroscopy for Lasers and Physics: Basic Physics of Semiconductor Lasers*, Springer, 2006, P.380

[2.37] Kevin F. Brennan, *Introduction to Semiconductor Devices for Computing and Telecommunications Applications*, Cambridge University Press, 2005, p.248~252

[2.38] Shun Lien Chuang, *Physics of Optoelectronic Devices*, John Wiley & Sons, 1995, p.421,422,

[2.39] S. O. Kasap and P. Capper, *Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials, Part D, 37.Optoelectronic Devices and Materials*, Springer, 2006, p.900~903

[2.40] 山本三郎等, “CD-R/RW 用赤外高出力半導体レーザー (260mW) ,” *Sharp Technical Journal*, No 16, 第 84 号, 2002 年 12 月

[2.41] 米津宏雄, “半導体レーザーと応用技術”, 工学社, 1986, p.14,15

[2.42] Kenichi Iga and Susumu Kinoshita, *Process Technology for Semiconductor Lasers : Crystal Growth and Microprocesses*, Springer, 1996, p.119

[2.43] L.A. Coldren and S.W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* , John Wiley & Sons, 1995, p.144~148

[2.44] P.L. Tihanyi et al, “High Power AlGaAs-GaAs Visible Diode Lasers,” *IEEE Photonics Letters*, Vol. 6, No.7, July 1994

[2.45] A.Knauer, H. et al, “Influence of Oxygen in AlGaAs-Based Laser Structures with Al-Free Active Region on Device Properties”, *Journal of Electronic Materials*, Vol. 30, No. 11, 2001

[2.46] Richard S. Muller 等著, 羅正忠和龔正譯, 半導體元件物理與其在積體電路上的應用, 第三版, 學銘圖書有限公司, 2007, p.266~276

[2.47] Jens W. Tomm and Ignacio Esquivias, “Mirror heating and COD in high-power lasers,” Tutorial at the Brighter meeting at the Department of Physics Lund University, Sweden, June 27-29, 2007

[2.48] Mathias Ziegler et al, “Surface Recombination and Facet Heating in High-Power Diode Lasers”, *Applied Physics Letters*, 92, 203506, 2008

[2.49] Govind P. Agrawal and Niloy K. Dutta, *Semiconductor Laser*, 2<sup>nd</sup>

Ed, Van Nostrand Reinhold, 1993, p.98~108

[2.50] Bahaa E. A. Saleh and Malvin Carl Teich, Fundamentals of Photonics , John Wiley & Sons, 1991, p.562,563

[2.51] Tetsuya Yagi et al, “High-Power High-Efficiency 660-nm Laser Diodes for DVD-R/RW”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9, No.5, September/October 2003

[2.52] 古谷章和棚橋俊之, “可視光半導体レーザー”, 雑誌 Fujitsu, Vol.51, No.3, 2000-5 月号

### 第三章

[3.1] Eli Kapon(Ed), Semiconductor Laser II: Material and Structures, Academic Press, 1999, p.44,45,259~263

[3.2] Tetsuya Yagi et al, “High-Power High-Efficiency 660-nm Laser Diodes for DVD-R/RW,” *IEEE Journal of Selected Topic in Quantum Electronics*, Vol.9, No.5, September/October 2003

[3.3] Yasuaki Yoshida et al, “Kink and Power Saturation of 660-nm AlGaInP Laser Diodes,” *IEEE Journal of Selected Topic in Quantum Electronics*, Vol.41, No.6, June 2005

[3.4] Mitsuo Fukuda, Optical Semiconductor Devices, John Wiley & Sons, 1999, p.200, 201, 344~348

[3.5] Shun Lien Chuang, Physics of Optoelectronic Devices, John Wiley & Sons, 1995, p.402,403

[3.6] D Sands, Diode Lasers, Institute of Physic (IOP) Publishing, 2005, p.311~324,343

[3.7] Shimada Kizasui et al, “Special Report: High Power LD Process Technology,” Toshiba Review, Vol59, No8, 2004

[3.8] Mitsuo Fukuda, Reliability and Degradation of Semiconductor Lasers and LEDs, Artech House, 1991, p.131~136

[3.9] Osamu Ueda, Reliability and Degradation of III-V Optical Devices, Artech House, 1996, p.322~324

[3.10] E. Fred Schubert, Light-Emitting Diodes, 2<sup>nd</sup> Ed, Cambridge University Press, 2006, p.105,106

- [3.11] G. Chen and C.L.Tien, "Facet Heating of Quantum Well Lasers," *J. App. Phys*, Vol. 74, No. 4, 15 August 1993
- [3.12] 平田照二著, わかる半導体レーザの基礎と応用—レーザ: ダイオードの発光原理および諸特性とその展望, CQ 出版社, 2001, p.105,106,179
- [3.13] Hideyoshi Horie et al, "Reliability Improvement of 980-nm Laser Diodes with a New Facet Passivation Process," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 5, No. 3, May/June 1999
- [3.14] 劉傳軍和趙權, "砷化鎵表面硫鈍化技術的研究進展," 半導體情報, 第36卷, 第6期, 1999年12月
- [3.15] M. Silver et al, "Theoretical and Experimental Study of Improved Catastrophic Optical Damage Performance in 830nm High Power Lasers with Non-absorbing Mirrors," *Lasers and Electro-Optics, 2005. (CLEO). Conference on*.
- [3.16] Mitsuo Fukuda, "Degradation Behavior of 0.98- $\mu\text{m}$  Strained Quantum Well InGaAs/AlGaAs Lasers Under High-Power Operation," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 30, No. 2, February 1994
- [3.17] C.H. Henry et al, "Catastrophic Damage of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  Double-Heterostructure Laser Material," *Journal of Applied Physics*, Vol. 50, No.5, May 1979
- [3.18] Osamu Ueda, "Reliable Issues in III-V Compound Semiconductor Devices: Optical Devices and GaAs-based HBTs," Elsevier, *Microelectronics Reliability*, 39 (1999), 1839-1855
- [3.19] Aland K. Chin et al, "Reliable, High-power, Single-Mode GaAlAs/GaAs Laser Diodes Mounted Epi-Side Up," *Proceedings of SPIE*, Vol. 5336, 2004
- [3.20] Marwan Bou Sanayeh et al, "Defect Investigation and Temperature Analysis of High-Power AlGaInP Laser Diodes During Catastrophic Optical Damage," *Journal of Mater Science: Materials in Electronics*, 2007
- [3.21] Marwan Bou Sanayeh et al, "The Physics of Catastrophic Optical Damage in High-Power AlGaInP Laser Diodes," *Proceedings of SPIE*, Vol. 6997 699703-1, 2008
- [3.22] Mathias Ziegler et al, "Surface Recombination and Facet Heating in



High-Power Diode Lasers,” *Applied Physics Letters*, 92, 203506, 2008

[3.23] Roland Diehl (Ed.), *High-Power Diode Lasers Fundamentals, Technology, Applications*, Springer, 2000, p.34, 175~182,194~197

[3.24] U. Menzel et al, “Heating of The Front and Rear Facets of GaAlAs/GaAs Edge Emitting Laser Diodes,” *Proceedings of SPIE*, Vol. 2994 591, 2004

[3.25] 唐婷婷等, “808nm 激光器端面鍍膜技術,” 半導體光電, 第 27 卷, 第 2 期, 2006 年 4 月

[3.26] 杜偉華等, “808nm 半導體激光器的腔面反射率設計,” 光電工程, 第 35 卷, 第 9 期, 2008 年 9 月

[3.27] 譚滿清和茅冬生, “ECR Plasma CVD 法沉積 808nm 大功率半導體激光器光學膜工藝研究,” 半導體學報, 第 20 卷, 第 7 期, 1999 年 7 月

[3.28] 舒雄文等, “808nm 大功率半導體激光器腔面光學膜工藝,” 半導體學報, 第 26 卷, 第 3 期, 2005 年 3 月

[3.29] Tokao Amazawa, “Application of ECR Plasma to Optical Semiconductor Device Process(Special Issue:Frontier of High-density Plasma and Its Application),” *Journal of the Japan Society of Precision Engineering*, Vol. 73, No.9, 2007

[3.30] 島頭洋等, “DVD-RAM 用 650nm 帶高出力半導体レーザー : 高温・高出力・高信頼度動作の実現,” 社団法人電子情報通信学会, 電子情報通信学会技術研究報告. CPM, 電子部品・材料, Vol.197, No.287, pp37-44, 09 1999

[3.31] S.P. Najda et al, “Benefits of Quantum Well Intermixing in High Power Diode Lasers,” *Proc. of SPIE*, Vol. 5365, 2004

[3.32] Zempei Kawazu et al, “Over 200-mW Operation of Single-Lateral Mode 780-nm Laser Diodes with Window-Mirror Structure,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 7, No.2, March/April 2001

[3.33] 山本三郎等, “CD-R/RW 用赤外高出力半導体レーザー (260mW) ,” Sharp Technical Journal, No 16, 第 84 号, 2002 年 12 月

[3.34] Philippe Collot et al, “Non-absorbing Mirrors for AlGaAs Quantum Well Lasers by Impurity-free Interdiffusion,” *Proceedings of SPIE*, Vol.3628, pp260-266, January 1999

- [3.35] Yumi Yamada et al, "High Power and Highly Reliable 980nm Lasers with Window Structure Using Impurity Free Vacancy Disordering," *Proceedings of SPIE*, Vol. 5738, 2005
- [3.36] Dan A. Yanson et al, " High-Power, High-Brightness, High-Reliability Laser Diodes Emitting at 800-1000nm," *Proceedings. of SPIE*, Vol. 6456, 64560L, 2007
- [3.37] 谷口英広等, "IFVD 窓構造による 9xx nm 高出力半導体レーザ," 社団法人電子情報通信学会, 電子情報通信学会技術研究報告. LQE, レーザ・量子エレクトロニクス, Vol.106, No.404(20061201) pp. 49-53
- [3.38] Motoharu Miyashita et al, "High-power Red Laser Diode for Recordable DVDs," *Proceedings. of SPIE*, Vol. 5365, 2004
- [3.39] Minoru Watanabe et al, "High-Temperature Operation (70°C, 50 mW) of 660-nm-Band InGaAlP Zn-Diffused Window Lasers Fabricated Using Highly Zn-Doped GaAs Layers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 5, No.3, May/June 1999
- [3.40] Yutaka Nagai, Method of Manufacturing Semiconductor Laser, United States Patent No. 5556804, Sep. 17, 1996
- [3.41] Yun Xu et al, "High-Power AlGaInP Laser Diodes with Zinc-Diffused Window Mirror Structure," *Chinese Optics Letters*, Vol. 2, No. 11, November 10, 2004
- [3.42] Kai Zheng et al, "High-Power Red-Light GaInP/AlGaInP Laser Diodes with Nonabsorbing Windows Based on Zn Diffusion-Induced Quantum Well Intermixing," *Chinese Optics Letters*, Vol. 4, No. 1, January 10, 2006
- [3.43] Akihiro Shima et al, "Reliability Study on 50-100mW CW Operation of 680-nm Visible Laser Diodes with a Window-Mirror Structure," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3, No.2, April 1997
- [3.44] Ryoji Hiroyama et al, "High-Power 660-nm-Band AlGaInP Laser Diodes with a Small Aspect Ratio for Beam Divergence," *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 41(2002) pp.1154-1157 Part. 1, No.2B, February 2002
- [3.45] Ryoji Hiroyama et al, "High-Power 200mW 660nm AlGaInP Laser Diodes with Low Operating Current," *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 43 pp.1951-1955, No.4B, April 2004

- [3.46] Prajash. N. K. et al, "Impurity-free Intermixing of GaAs/AlGaAs Quantum Wells Using SiO<sub>x</sub> Capping: Effect of Nitrous Oxide Flow Rate," *J. Vac. Sci. Technol*, B 19(5), Sep/Oct 2001
- [3.47] John. Marsh, "Quantum Well Intermixing Revolutionizes High Power Laser Diodes: Monolithically Integrated Systems Drive Applications," Wiley-VCH, Laser Technik Journal, Nr.5, November 2007
- [3.48] C.L. Walker et al, "Improved Catastrophic Optical Damage Level from Laser With Nonabsorbing Mirrors," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, pp. 1394-1396, No. 10, October 2002
- [3.49] 折田賢児, "高出力半導体レーザー," 日本光学会, 光学, 36 卷, 3 号, 2007
- [3.50] <http://www.Intenseco.com>
- [3.51] A. Valster et al, "Strain-Overcompensated GaInP Quantum-Well Laser Structures for Improved Reliability at High-Output Powers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3, No.2, April 1997
- [3.52] Kiyohisa Hiramoto et al, "High-Power and Highly Reliable Operation of Al-Free InGaAs-InGaAsP 0.98- $\mu$ m Lasers with a Window Structure Fabricated by Si Ion Implantation," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 5, No.3, May/June 1999
- [3.53] 2008 オプトデバイス技術大全, 電子ジャーナル, p.300
- [3.54] Amr Saher Helmy et al, "A Study of Impurity-Free Vacancy Disorder in GaAs-AlGaAs for Improved Modeling," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 4, No.4, July/August 1998
- [3.55] L. W. Tua et al, "In-vacuum cleaving and coating of semiconductor laser facets using thin silicon and a dielectric," *J. Appl. Phys.*, Vol. 80, No. 11, 1 December 1996
- [3.56] B. Mroziwicz, "High Power Diode Lasers: topics relevant to optical pumping," *Opto-Electronics Review*, 9(1)7-17 2001
- [3.57] Xiongwen Shu et al, "ZnSe by Electron-Beam Evaporation Used for Facet Passivation of High Power Laser Diodes," *Solid-State Electronics*, 49(2005) 2016~2017
- [3.58] Peter Ressel et al, "Novel Passivation Process for the Mirror Facets of

Al-Free Active-Region High-Power Semiconductor Diode Lasers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, No. 5, May 2005

[3.59] P. Crump et al, “Passively Cooled TM Polarized 808-nm Laser Bars with 70% Power Conversion at 80-W and 55-W Peak Power Per 100- $\mu$ m Stripe Width,” *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 20, No. 16, August 15, 2008

[3.60] 田增霞等, “808nm 半導體激光器腔面硫鈍化工藝研究,” 固体電子學研究與進展, 第 26 卷, 第 2 期, 2006 年 5 月

[3.61] Haruhiro Oigawa et al, “Universal Passivation Effect of  $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$  Treatment on the Surface of III-V Compound Semiconductors,” *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol.30, No. 3A, March, 1991, pp. L322-L325

[3.62] 劉春玲等, “硫化的激光器腔面上濺射 ZnS 鈍化膜的研究,” 光電子·激光, 第 19 卷, 第 1 期, 2008 年 1 月

[3.63] G. Beister et al, “Non-Radiative Current in InGaAs/AlGaAs Laser Diode as a Measure of Facet Stability,” *Solid-State Electronics*, Vol.42, No. 11, pp. 1939-1945, 1998

[3.64] H.Kawanishi et al, “Improvement of High Power Characteristics of 780nm AlGaAs Laser Diode by  $(\text{NH}_4)_2\text{S}$  Facet Treatment,” *SPIE*, Vol.1219, Laser-Diode Technology and Application II (1990)

[3.65] 權田俊一, “半導體レーザの共振器端面と信頼性,” 福井工業大学研究紀要, 第 35 号, 2005, p 295-302.

[3.66] 陳宏泰等, “808nm 無鋁有源區激光研究,” 半導體光電, 第 29 卷, 第 4 期, 2008 年 8 月

[3.67] Cheol-Hoi Kim et al, “High-Power 0.81 $\mu$ m Tensile Strained GaAsP/InGaP Diode Lasers,” *Journal of the Korean Physical Society*, Vol. 42, February 2003, pp. S293~S296

[3.68] M.A. Emanuel, “Aluminum-Free Semiconductors and Packaging,” Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-ID-13745, February 3, 2000

[3.69] Juan Jiménez, “Laser Diode Reliability: Crystal Defects and Degradation Modes,” *Elsevier, Comptes Rendus Physique* 4(2003) 663-673

[3.70] Toshiro Hayakawa, “High Reliability and Facet Temperature Reduction in High-Power 0.8 $\mu$ m Al-free Active-region Diode Lasers,” *Proceedings of*

*SPIE*, Vol. 4287(2001)

[3.71] 曹玉連等, “InGaAsP/InGaP/AlGaAs 大光學腔量子井激光器的優化,” 半導體學報, 第 27 卷, 第 12 期, 2006 年 12 月

[3.72] Lawrence A. Johnson, “Laser Diode Burn-In and Reliability Testing,” *IEEE Optical Communication*, February 2006

[3.73] K. Häusler et al, “Degradation Analysis of 808nm GaAsP Laser Diodes,” Lasers and Electro-Optics-Pacific Rim, CLEO/Pacific, 2007

[3.74] Melanie Ott, “Capabilites and Reliability of LEDs and Laser Diodes,” NASA Goddard Space Flight Center, 1997

[3.75] JDS Uniphase Corp., Application Note: Reliability of 5400 Series Single-Mode AlGaAs Laser Diodes

[3.76] S. O. Kasap and P. Capper, Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials, Part D, 37. Optoelectronic Devices and Materials, Springer, 2006, p.902~904

[3.77] D. Pendse et al, “Reliability Comparison of GaAlAs/GaAs and Aluminum-Free High-power Laser Diodes,” *SPIE*, Vol. 3547

[3.78] 史光國著, 現代半導體發光及雷射二極體材料技術, 全華科技圖書股份有限公司, 2001, p.3-4~3-6

[3.79] 劉如熹主編, 白光發光二極體製作技術-由晶粒晶屬化至封裝, 全華科技圖書股份有限公司, 2008, p.2-11

[3.80] A Knauer et al, “High-Power 808nm Lasers with a Super-Large Optical Cavity,” *Institute of Physics Publishing*, Semiconductor Science and Technology, 20(2005) 621-624

[3.81] G. Erbert et al, “Diode Lasers with Al-free Quantum Well Embedded in LOC AlGaAs Waveguides between 715nm and 840nm,” *SPIE* Vol. 3628, January 1999

[3.82] 仲莉等, “808nm 大功率無鋁有源區非對稱波導結構激光器,” 中國激光, 第 34 卷, 第 8 期, 2007 年 8 月

[3.83] Zuntu Xu et al, “Highly Reliable, High Brightness, 915nm Laser Diodes for Fiber Laser Applications,” *Proceedings. of SPIE*, Vol. 6906, 69090Q, 2008

[3.84] Xingsheng Liu et al, “Thermal Management Strategies for High Power Semiconductor Pump Lasers,” *IEEE Transactions on Components and*

*Packaging Technologies*, Vol. 29, No. 2, June 2006

[3.85] 花吉珍等, “大功率半導體激光器腔面處理方法,” 微納電子技術, 第 46 卷, 第 1 期, 2009 年 1 月

[3.86] Yun Xu et al, “High-power AlGaInP Laser Diodes with Current Injection Free Region Near The Laser Facet,” *SPIE*, Optical Engineering, 45(3), 034205, March 2006

[3.87] F. Rinner et al, “Facet Temperature Reduction by A Current Blocking Layer at the Front Facets of High-power InGaAs/AlGaAs Lasers,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 93, No.3, February 2003

[3.88] R.P. Bryan, L. M. Miller, T.M. Cockerill, and J.J. Coleman, “Nonplanar Quantum Well Heterostructure Window Laser,” *Appl. Phys. Lett*, Vol 54 No.17, 24 April 1989

[3.89] F.R.Gfeller et al, “High-Power Single-Mode AlGaAs Lasers with Bent-Waveguide Nonabsorbing Etched Mirrors,” *J. Appl. Phys.* 72(6), 15 September 1992

[3.90] Wei Gao et al, “High Brightness Single Emitter Laser Diodes at Axcel Photonics,” *Proc. of SPIE*, Vol.6876, 68761F, 2008

[3.91] Wei Gao et al, “High power High Reliable Single Emitter Laser Diodes at 808nm,” *Proc. of SPIE*, Vol.6456, 68760B, 2007

[3.92] Christofer Silfvenius et al, “High COMD, Nitridized InAlGaAs Laser Facets for High Reliability 50W bar Operation at 805nm,” *Proc. of SPIE*, Vol.5536, 2004

[3.93] R.G.Waters et al, “Dark-Line-Resistance Diode Laser at 0.8 $\mu$ m Comprising InAlGaAs Strained Quantum Well,” *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.3, No.5, May 1991

[3.94] S.L. Yellen et al, “Reliability of InAlGaAs Strained-Quantum-Well Lasers Operating at 0.81 $\mu$ m,” *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.4, No.8, August 1992

[3.95] Lin Li et al, “ High Efficiency 808nm InAlGaAs-AlGaAs Double-Quantum Well Semiconductor Lasers with Asymmetric Waveguide Structure,” *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.20 No.8 April 15, 2008

## 第四章

- [4.1] Yasuaki Yoshida et al, “Kink and Power Saturation of 660-nm AlGaInP Laser Diodes,” *IEEE Journal of Selected Topic in Quantum Electronics*, Vol.41, No.6, June 2005
- [4.2] 紀國鍾和蘇炎坤著,光電半導體技術手冊,台灣電子材料與元件協會,2002,p.21,353-354,369,373,374,397.432
- [4.3] Roland Diehl (Ed.), *High-Power Diode Lasers Fundamentals, Technology, Application*, Springer, 2000, p. 34~37,121, 129
- [4.4] Hiroyuki Sumitomo et al, “High-Power Laser Diode by 4-inch Full-Wafer Process Technology for DVD-R/RW,” *IEICE Technical Report*, R2006, CPM2006-5, OPE2006-5(2006-04)
- [4.5] Mitsubishi Chemical Corporation, VGF GaAs Certificate of Quality.
- [4.6] Hiroshi Sasabe, Kenya Itani, Michinori Wachi et al, “Low-dislocation-density Wafers Grown by Vertical Gradient Freeze Process, Suitable for Mass Production of Semiconductor Lasers,” *Hitachi Cable Review*, 2001-1, No.20
- [4.7] Ralph Williams, *Modern GaAs Processing Methods*, Artech House, 1990, p.90~92,101~103,113,133,177~187,220,221,271~274
- [4.8] F.R.Gfeller et al, “High-Power Single-Mode AlGaAs Lasers with Bent-Waveguide Nonabsorbing Etched Mirrors,” *J. Appl. Phys.* ,72(6), 15 September 1992
- [4.9] 莊達人著,VLSI 製造技術,第五版,高立圖書有限公司,民國 94 年,p.319~320
- [4.10] 小川洋輝和堀池靖浩著,顏誠廷譯,楊肇政審閱,半導體潔淨技術,普林斯頓國際有限公司,民國 92 年,p.168~170
- [4.11] C.Y.Chang and S.M.Sze (Ed), *ULSI Technology*, McGraw-Hill, 1996, p. 94~96,540~544,546~548
- [4.12] Katsunori Abe et al, “High-Power Pulsed Laser Diode for an Automotive Laser Radar Sensor,” *Denso Techical Review*, Vol.6, No.1, 2001
- [4.13] Friedrich Bachmann, Peter Loosen, Reinhart Poprawe (Eds.), *High Power Diode Laser Technology and Applications*, Volume 128, Springer, 2007,

p.30,78~80

[4.14] Hong Xiao, Introduce to Semiconductor Manufacturing Technology, Prentice Hall, 2001, p.190,324~325

[4.15] Clariant Corporation, AZ5214 E Image Reversal Photoresist Product Data Sheet

[4.16] Perter Van Zant, Microchip Fabrication, 3<sup>rd</sup> Edition, 1997, McGraw-Hill, p. 249,303~304

[4.17] AZ Electronic Materials Corporation, AZ 300 MIF Developer Material Safety Data Sheet

[4.18] Sorab K. Ghandhi, VLSI Fabrication Principles : Silicon and Gallium Arsenide, 2<sup>nd</sup> Ed, John Wiley & Sons, 1994, p.594-595,636,650

[4.19] Eli Kapon (Ed), Semiconductor Laser II: Material and Structures, Academic Press, 1999, p.263~265

[4.20] F. Rinner, J. Rogg, M.T. Kelemen et al, "Facet Temperature Reduction by a Current Blocking layer at The Front Facets of High-power InGaAs/AlGaAs Lasers," *J. App. Phys.*, Vol.93, No.3, 1 February 2003

[4.21] C.Y.Chang, Francis Kai, GaAs High-Speed Device : Physics, Technology, and Circuit Applications, John Wiley & Sons, 1994, p.164, 165,304,305,306

[4.22] 平田照二著, わかる半導体レーザの基礎と応用—レーザ・ダイオードの発光原理および諸特性とその展望, CQ 出版社, 2001, p119-121

[4.23] J. W. Ronnie Teo et al, "Modified Face-Down Bonding of Ridge-Waveguide Lasers Using Hard Solder," *IEEE Transaction on Electronics Packaging Manufacturing*, Vol. 31, No. 2, April 2008

[4.24] Kenneth A. Jackson, Compound Semiconductor Devices : Structures and Processing, Wiley-VCH, 1998, p.117~118

[4.25] Te Chin Peng et al, "Self-terminated oxide polish technique for the waveguide ridge laser diode fabrication," *J. Vac. Sci. Technol. B* 23.3., May/June 2005

[4.26] Xingsheng Liu et al, "Thermal Management Strategies for High Power Semiconductor Pump Lasers," *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*, Vol. 29, No. 2, June 2006

[4.27] Kenichi Iga and Susumu Kinoshita, Process Technology for



Semiconductor Lasers, Crystal Growth and Microprocesses , Springer, 1996, p.112

[4.28] Xingsheng Liu et al, “Design and Implementation of Metallization Structure for Epi-Down Bonded High Power Semiconductor Lasers,” *IEEE, 2004 Electronic Components and Technology Conference*

[4.29] Tae-Jie, Paul H. Halloway, Wide Bandgap Semiconductors : Growth, Processing and Application, p.112

[4.30] Pallab Bhattacharya, Semiconductor Optoelectronic Devices, 2<sup>nd</sup> Ed, Prentice Hall, p.312

[4.31] C.J.Panchal et al, “Facet Coating of Diode Laser for High Power and High Reliable Operation, ” *Proceedings. of SPIE*, Vol. 4829, 2003

[4.32] 李正中著, 薄膜光學與鍍膜技術, 第五版, 2006, 藝軒圖書出版社, P.441~444

[4.33] V.A. Kheraj et al, “Optimization of Facet Coating for Highly Strained InGaAs Quantum Well Lasers Operating at 1200 $\mu$ m,” *Elsevier, Optics & Laser Technology* 39(2007) 1395~1399

[4.34] 黃波等, “用于大功率半導體激光器封裝的 Au-Sn 合金焊料的製備和特性研究, ” 長春理工大學學報(自然科學版), 第 30 卷, 第 3 期, 2007 年 9 月

[4.35] 邱碧秀著, 微系統封裝原理與技術, 滄海書局, 民國 94 年, p.157~161

[4.36] Mitsuo Fukuda, Optical Semiconductor Devices, John Wiley & Sons, 1999, p.308~309

[4.37] Alan R. Mickelson, Nagesh R. Basavanhally, Yung-Cheng Lee(Eds), Optoelectronic Packaging, John Wiley & Sons, 1997, p.65~67

[4.38] Kyocera Corporation, AlN Submount for Optical Pick-Up Laser, Rev. 2.1

[4.39] Ion Beam Milling Inc, Submount Data Sheet

[4.40] Rao R. Tummala(Ed), Fundamentals of Microsystems Packaging, McGraw Hill, 2001, p.348~349

## 第五章

- [5.1] F.R.Gfeller et al, “High-Power Single-Mode AlGaAs Lasers with Bent-Waveguide Nonabsorbing Etched Mirrors,” *J. Appl. Phys.* ,72(6), 15 September 1992
- [5.2] 虞麗生著,半導體異質結物理,第二版,科學出版社, 2007,p.222
- [5.3] 李忠輝等,“大功率 InGaAsP/InP/GaAs 激光器特性研究,” 固體電子學研究與進展,第 23 卷,第 1 期,2003 年 2 月
- [5.4] R.P. Bryan, L. M. Miller, T.M. Cockerill, and J.J. Coleman, “Nonplanar Quantum Well Heterostructure Window Laser,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 54 ,No.17, 24 April 1989
- [5.5] Mitsuo Fukuda, *Optical Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, 1999, p.126, 335
- [5.6] Juan Jiménez, “Laser Diode Reliability:Crystal Defects and Degradation Modes,” *Elsevier,Comptes Rendus Physique* 4(2003) 663-673
- [5.7] Robert G. Ahrens et al, “Failure Mode Analysis of High-Power Laser Diodes,” *Proc. of SPIE* , Vol.4648,2002
- [5.8] Mitsuo Fukuda, “Reliability of Semiconductor Lasers used in Current Communication Systems and Sensing Equipment,” *Elsevier, Microelectronics Reliability* 47(2007) 1619-1624
- [5.9] Lawrence A. Johnson, “Laser Diode Burn-In and Reliability Testing,” *IEEE Optical Communication*, February 2006

## 簡歷

姓名：劉明豪 (Ming Hao Liu)

性別：男

出生地：台北市

出生日期：民國 60 年 2 月 6 日

### 學歷：

- ▣ 國立交通大學工學院專班半導體材料與製程設備學程碩士班  
(民國 95 年 9 月~98 年 7 月)
- ▣ 私立新埔工業專科學校電機工程科電機電力組  
(民國 80 年 9 月~83 年 6 月)
- ▣ 台北市市立南港高級工業職業學校冷凍空調科  
(民國 75 年 9 月~79 年 6 月)

### 經歷：

- ▣ 服務公司：華信光電科技 短波長產品開發部  
職務：產品開發工程師  
時間：民國 96 年 10 月~迄今
- ▣ 服務公司：華上光電科技 半導體雷射事業部 封裝製造部  
職務：課長  
時間：民國 93 年 12 月~96 年 10 月
- ▣ 服務公司：博友光電科技 生產處 生產部  
職務：主任  
時間：民國 91 年 12 月~93 年 9 月
- ▣ 服務公司：博達科技 分子束磊晶(MBE)產品處 生產部  
職務：助理工程師、副工程師、工程師  
時間：民國 89 年 7 月~91 年 12 月
- ▣ 服務單位：陸軍  
職務：兵工少尉保修官、中尉後勤官  
時間：民國 83 年 8 月~87 年 3 月