

國立彰化師範大學光電科技研究所

碩士論文

指導教授：郭艷光教授

DVD 用 650 nm 磷化鋁鎵銦雷射二極體的設計與分析

Design and Analysis of 650 nm AlGaInP Laser Diodes for
DVD Application

研究生：蔡孟倫 撰

中華民國九十三年六月

國立彰化師範大學光電科技研究所

碩士論文

研究生：蔡孟倫

DVD 用 650 nm 磷化鋁鎵銦雷射二極體的設計與分析

Design and Analysis of 650 nm AlGaInP Laser Diodes for
DVD Application

本論文業經審查及口試合格特此證明

論文考試委員會主席_____

委員：_____

指導教授：郭艷光博士_____

所 長：吳仲卿主任_____

中華民國九十三年六月

誌 謝

首先首先感謝郭艷光教授在我的兩年碩士就讀期間給予我的專業上的訓練，包括專業知識、語言能力、電腦能力，以及讓我學習到盡最大的努力把事情做好的態度，讓我受用無窮。非常感謝老師給我的栽培，讓我更有自信去追求下一階段的挑戰，在此致上我最深切與誠懇的感謝，也祝福老師能夠在未來的日子裡身體健康，做更多的研究對於學術界有更多的裨益。

感謝黃滿芳教授指導我做研究，讓我的碩士論文能順利的完成。在這一年半來我從黃滿芳教授那裡學習到很多的專業知識，讓我對於光電半導體方面的專業知識更上一層樓，也感受到黃滿芳教授專業方面的能力，讓我知道我還有很多東西需要學習。非常感謝黃滿芳教授在這一段期間耐心的指導我，有了黃滿芳教授的指導讓我比別人更幸福，在此也致上我最深切與誠懇的感謝，也同時祝福老師能夠順心如意。

感謝劉柏挺教授撥空擔任我的碩士論文口試委員，也感謝劉柏挺教授這兩年在專業知識及生活經驗上的分享。

感謝實驗室的伙伴們：由於詒安學長的指導與協助，使我很快的就能熟悉程式，並且不斷與我分享程式上的經驗。志康學長在我們剛加入實驗室時親切隨和的態度讓我們很快消除新人的緊張與不安，學長的幽默帶給我們很多的歡樂。感謝同屆的夥伴勝宏、正洋、漢義、育驊在這兩年內大家能互相討論專業知識，有問題互相幫忙，有好處互相分享，

一起打球玩樂的日子非常難忘，非常幸運能在這裡認識你們這一群好夥伴。也感謝學弟妹們秀芬、嫚琳、俊榮、永政、依萍、玉龍、睿明以及最可愛的晉源的服務以及幫忙。並且感謝一起時常打籃球的好朋友榮銓學長、太伸、昌明，感謝有你們讓我往往遇到挫折失意的時候都能夠到球場上去宣洩，盡情的享受打籃球的樂趣，也感謝光電所同學光宇，很懷念以前那段打電動和打屁聊天的時間。

感謝我的家人，尤其是最辛苦的媽媽，我永遠不會讓你失望的，也感謝綉莉不斷的給我鼓勵，加油打氣，讓我度過許多美好的安息日，我愛你們。

目 錄

目錄	v
中文摘要	viii
英文摘要	x
圖表索引	xiii
第一章 磷化鋁鎵銦材料之光學特性與發展歷史	1
1.1 磷化鋁鎵銦之材料與光學特性.....	2
1.1.1 晶格匹配基板砷化鎵.....	2
1.1.2 折射率	5
1.1.3 能隙構造.....	7
1.1.4 載子有效質量.....	11
1.1.5 磊晶成長.....	11
參考文獻.....	14
第二章 磷化鋁鎵銦半導體雷射簡介.....	17
2.1 發展歷程.....	18
2.2 活性層結構.....	21
2.2.1 雙異質結構雷射.....	21
2.2.2 量子井雷射.....	24
2.2.3 具應變量子井雷射.....	26

2.3	漏電流.....	30
2.4	雷射二極體的幾何結構.....	35
	參考文獻.....	40
第三章	DVD 用 650 nm 磷化鋁鎵銦半導體雷射漏電流分析.....	46
3.1	前言.....	46
3.2	模擬軟體 LASTIP 的理論背景.....	48
3.3	元件結構.....	51
3.4	自發輻射頻譜及增益頻譜.....	53
3.5	光侷限層厚度設計.....	55
3.6	SCH 結構實驗與理論模擬.....	59
3.7	GRIN-SCH 結構設計與理論分析.....	66
3.7.1	GRIN-SCH 雷射的發展歷程簡介.....	66
3.7.2	理論模擬分析.....	75
3.8	SCH 結構變化量子井個數實驗與理論模擬.....	88
3.9	結論.....	95
	參考文獻.....	97
第四章	結論.....	100
附錄A	論文發表清單.....	I
A.1	中文雜誌論文:1 篇.....	I
A.2	研討會論文:5 篇.....	II
附錄B	論文中模擬程式的說明.....	III

	B.1 .gain 檔.....	III
	B.2 .layer 檔.....	IV
	B.3 .sol 檔.....	V
	B.4 .plt 檔.....	VII
附錄C	模擬中所使用的程式內容.....	III
	C.1 .gain 檔.....	IX
	C.2 .layer 檔.....	X
	C.3 .sol 檔.....	XIX
	C.4 .plt 檔.....	XX

中文摘要

本論文主要在探討 DVD 用 650 nm 磷化鋁鎵銻雷射二極體漏電流現象對雷射輸出性能的影響。在文章的一開始，首先介紹磷化鋁鎵銻的材料特性及其發展歷程，並對此一材料的發展過程中所遭遇過的問題做一些簡介。在文章的主體部分，根據黃滿芳博士所提供的實驗參數及實驗結果，我使用購自加拿大 Crosslight 公司的 LASTIP 模擬軟體來探討用在 DVD 光資訊儲存的光源，發光波長在 650 nm 左右的磷化鋁鎵銻雷射二極體之各項光學特性與雷射效應，並將重點放在漏電流現象對於雷射輸出性能的影響，和嘗試一些改善的方法以減少漏電流的影響，進而提升雷射特性溫度。

磷化鋁鎵銻雷射二極體已被發展超過二十年以上，其操作溫度已從過去的 60 °C 提升到現在的 80 °C，但由於磷化鋁鎵銻的最大導電帶能隙差較小以及熱電阻較大，使得在高溫操作之下漏電流對雷射輸出性能影響甚大，使雷射的輸出性能快速的變差。因此如何減少漏電流對於磷化鋁鎵銻雷射二極體在高溫操作之下的影響，進而提升其特性溫度將是本論文的重點。

為了減少漏電流的影響我們嘗試在活性層採用長波長材料砷磷化銻鎵、砷化鋁鎵常用的結構：漸變侷限異質結構(Graded-Index Separate Confinement Hetero-structure，簡稱 GRIN-SCH)，並且設計出具有不同

漸變曲線的情形而加以比較，我們從模擬的方式發現，使用任何一種曲線的漸變侷限異質結構的漏電流都沒有比一般的分開侷限異質結構 (Separate Confinement Hetero-structure, 簡稱 SCH) 的漏電流來得少，因此雷射輸出性能並沒有被提升。此一部分的實驗結果也已經由黃滿芳博士著手進行，以待進一步的證實模擬的結果。

我們更進一步的分析量子井個數對於漏電流的影響。我們發現量子井的個數愈多，漏電流的現象愈不明顯，因而特性溫度會被提高，但同時也會增加雷射的臨界電流。當量子井的個數為 5 個時，已經能有效的抑制住大部分的漏電流，使得特性溫度大為提高，但同時臨界電流又不會上升太多。此一部分的模擬結果也已經被黃滿芳博士進一步證實了。

ABSTRACT

In this thesis, I mainly study the laser performance of the AlGaInP laser diodes due to leakage current from the active region to p-cladding layer. First of all, I introduce the material characteristics and laser diode development history of the AlGaInP. For the main portion of this thesis, I use the LASTIP simulation software to analyze the optical characteristics and laser performance of the AlGaInP laser diodes with an emission wavelength of 650 nm for DVD application. Special attention is paid to the relation between the laser performance of the AlGaInP laser diodes and the leakage current. Possible means for reducing the leakage current have been investigated in this thesis.

The AlGaInP visible laser diodes have been developed for more than two decades. It is important that the AlGaInP laser diodes have high characteristic temperatures for the practical application in DVD-ROM or DVD players. The requirement for the operation temperature of the AlGaInP laser diodes has been increased from 60 °C in the past to the more recent 80 °C. However, the AlGaInP laser diodes operating near 650 nm have several inherent drawbacks such as the relatively small conduction band offset and larger thermal resistivity when compared to the traditional laser diodes. These inherent drawbacks result in poor electron confinement and high device temperature, which thus enhance the electron carrier leakage from the active layer to p-type cladding layer at elevated operation temperature

and deteriorate the performance of the devices in an accelerating manner. Therefore, it is important to reduce the leakage current so that the optical performance of the 650-nm AlGaInP laser diodes can be improved at high operation temperature.

In the main portion of this thesis, according to the experimental results provided by Professor Man-Fang Huang, I first investigated the laser performance of compressively strained SCH (Separate Confinement Hetero-structure) MQW (Multiple Quantum Well) AlGaInP laser diode due to leakage current at different operation temperatures. In order to reduce the leakage current, I then try to use GRIN-SCH (Graded-Index Separate Confinement Hetero-structure) active region, which has been widely applied to the AlGaAs and InGaAsP laser diodes. I analyzed a series of GRIN-SCH with different graded composition profiles, but I found that the leakage current of all GRIN-SCH structures could not be reduced efficiently. Therefore, the laser performance could not be improved with the use of GRIN-SCH in AlGaInP laser diodes. It is expected that experiments will be carried out by Professor Man-Fang Huang in the near future to verify these simulation results.

In the meantime, I tried to analyze the leakage current of the SCH with different numbers of quantum wells. It was found that the leakage current was reduced, but the threshold current was increased, with an increase in quantum well number. When the quantum well number was five, the leakage current could be efficiently reduced and the characteristic

temperature was improved apparently without significant increase in threshold current. The simulated results obtained in this thesis are in good agreement with the experimental results obtained by Professor Man-Fang Huang.

圖表索引

- 圖1.1 室溫及長晶溫度下，(a) 磷化鎵銻中鎵的比例，(b) 磷化鋁銻中鋁的比例，和晶格常數的關係圖。.....4
- 圖1.2 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 之折射率與入射光子能量關係圖。.....6
- 圖1.3 不同成分的磷化鋁鎵銻之折射率對入射波長關係圖。.....7
- 圖1.4 磷化鋁鎵銻及其有關材料之室溫晶格常數與能隙關係圖。.....9
- 圖1.5 $(Al_yGa_{1-y})_{0.5}In_{0.5}P$ 和 $Al_yGa_{1-y}As$ 之能隙與 Al 含量關係圖。.....9
- 圖1.6 $Ga_{0.5}In_{0.5}P/(Al_yGa_{1-y})_{0.5}In_{0.5}P$ 和 $GaAs/Al_yGa_{1-y}As$ 異質結構中導電帶，價電帶能隙差(Band offset)與鋁成分的關係圖。.....10
- 圖1.7 室溫載子濃度，霍爾移動率與 Al 成分 x 在 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 中之關係圖(a) Se 摻雜，(b) Zn 摻雜(成長溫度 700 °C V/III 比為 200)。.....13
- 圖2.1 (a)第一具能在室溫下操作的磷化鋁鎵銻連續波雷射結構圖，由 Ishikawa 所製作。(b)為(a)所示的元件之電流對輸出功率隨溫度變圖。.....19
- 圖2.2 磷化鋁鎵銻 雙異質雷射結構圖(a)一般的(b)有雙披覆層。.....21

圖2.3	$(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 活性層中 Al 成分 x 與雷射波長之關圖。	22
圖2.4	$GaInP/(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 雙異質結構中共振腔厚度 h 與 Γ/h 之關係圖。	23
圖2.5	在 $GaInP/(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 雙異質雷射結構中成分 x 與臨界電流 J_{th} 及特性溫度 T_0 之關係圖。	24
圖2.6	$(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 量子井雷射之結構圖。	25
圖2.7	磷化鋁鎵銻/ $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 含應力之量子井雷射的結構圖。	26
圖2.8	比較活性層量子井在三種不同受力情形下之能帶圖。	27
圖2.9	$Ga_xIn_{1-x}P/(Al_{0.6}Ga_{0.4})_{0.5}In_{0.5}P$ 含應力量子井厚度與波長關係圖。	28
圖2.10	633 nm 波長 $GaInP$ /磷化鋁鎵銻量子井雷射臨界電流與應力大小之關係圖($Ga = 0.65$, $\varepsilon = -1.0\%$ Tension ; $Ga = 0.38$, $\varepsilon = +1.0\%$ Compression)。	28
圖2.11	比較有無 $p-InGaP$ 層之 I-V 特性圖。	29
圖2.12	短波長單量子井 $Ga_xIn_{1-x}P(x = 0.5, 0.6)$ 雷射之臨界電流、微分量子效率與波長之關係圖。	30

圖2.13	單量子井 $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ ($x = 0.45, 0.6$) 之臨界電流與溫度之關係 圖.....	31
圖2.14	由磷化鋁鎵銻的能隙圖分析該結構之漏電流與 p-摻雜的關係 圖。.....	32
圖2.15	在不同波長時，導電帶能隙之偏差與 p 形摻雜濃度之關係(a) $p = 8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (b) $p = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。.....	33
圖2.16	$\text{Ga}_{0.45}\text{In}_{0.55}\text{P}$ 量子井雷射， $\text{Al}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 披覆層在高電洞濃度($p = 1.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)及低電洞濃度($p = 0.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)時臨界電流與溫度之關係。.....	33
圖2.17	$\text{Ga}_{0.45}\text{In}_{0.55}\text{P}$ 量子井(厚度 60 \AA)雷射($\lambda = 655 \text{ nm}$)在 $100 \text{ }^\circ\text{C}$ 時脈衝式震盪臨界電流與微分量子效率對 p-披覆層電洞濃度之關係 圖。.....	34
圖2.18	最常用的兩種 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 雷射結構圖。.....	35
圖2.19	脊狀波導型雷射圖。.....	36
圖2.20	再成長法作成選擇式掩埋脊狀型波導雷射之步驟。.....	37
圖2.21	深色的阻塞區域只吸收少部分基本模式(TE_{00})，吸收了較多的第一高次序模(TE_{01})。.....	38
圖2.22	基本模與第一高次序模之模態損失與脊狀寬度之關	

係。.....	38
圖2.23 比較磷化鋁鎵銻 SBR 雷射與脊狀波導型雷射室溫連續震盪功率與電流之關係圖。.....	39
圖3.1 實驗及模擬元件結構圖。.....	52
圖3.2 量子井的組成為 $\text{Ga}_{0.45}\text{In}_{0.55}\text{P}$ ，厚度為 5 nm；井障為 $(\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ ，厚度也為 5 nm，載子濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 時，在 20 °C、50 °C、80 °C 模擬的自發輻射頻譜。.....	54
圖3.3 量子井的組成為 $\text{Ga}_{0.45}\text{In}_{0.55}\text{P}$ ，厚度為 5 nm；井障為 $(\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ ，厚度也為 5 nm，載子濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 時，在 20 °C、50 °C、80 °C 模擬的增益頻譜。.....	54
圖3.4 折射率與近場的光場分佈沿長晶方向。其中圖(b)為圖(a)在活性層的放大圖。.....	56
圖3.5 光場侷限係數為 0.3 時的基態模式遠場圖。.....	57
圖3.6 光場侷限係數為 0.3 時的基態模式水平遠場發散角。.....	58
圖3.7 光場侷限係數為 0.3 時的基態模式垂直遠場發散角。.....	58
圖3.8 模擬脊狀形波導磷化鋁鎵銻雷射二極體的電流密度分佈圖(輸入電流為 70 mA)。.....	59

圖3.9	實驗注入電流對雷射功率輸出圖。	60
圖3.10	模擬注入電流對雷射功率輸出圖。	60
圖3.11	不同溫度之下的內部損耗。	61
圖3.12	SCH-4QW 結構在輸入電流為 70 mA 的能帶圖。圖(b)是圖(a)在活性層的放大圖。	62
圖3.13	SCH-4QW 結構能帶間隙圖。	63
圖3.14	20 °C ~ 80 °C SCH-4QW 結構漏電流對注入電流關係圖。	64
圖3.15	20 °C ~ 80 °C SCH-4QW 結構受激再結合放射率。	64
圖3.16	不同量子井厚度之下 GRIN-SCH 與 SCH 的臨界電流密度比較。	67
圖3.17	不同量子井厚度之下 GRIN-SCH 與 SCH 的特性溫度比較。	67
圖3.18	活性層中具有不同光侷限層設計的砷磷化銦鎵雷射二極體。	68
圖3.19	(a)SCH, (b)線性 GRIN-SCH 位能分佈、載子密度分佈以及電流密度分佈。	69
圖3.20	活性層中具有不同光侷限層的載子注入效率。	70
圖3.21	不同條件之下臨界電流密度對光侷限層能隙波長圖。	70

圖3.22	不同活性層結構的砷磷化銦鎵雷射二極體。	71
圖3.23	GRIN-SCH與SCH砷磷化銦鎵雷射二極體I-V圖。	71
圖3.24	GRIN-SCH與SCH砷磷化銦鎵雷射二極體臨界電流對溫度 圖。	72
圖3.25	GRIN-SCH與SCH砷磷化銦鎵雷射二極體斜率效能對溫度 圖。	73
圖3.26	GRIN-SCH-II砷磷化銦鎵雷射二極體遠場發散角。	73
圖3.27	GRIN-SCH與DH雷射二極體脈衝電流對輸出功率圖。	74
圖3.28	GRIN-SCH-x-4QW結構在輸入電流為70 mA的能帶放大 圖。	76
圖3.29	GRIN-SCH-x-4QW結構能帶間隙圖。	76
圖3.30	GRIN-SCH-x ² -4QW結構在輸入電流為70 mA的能帶放大 圖。	77
圖3.31	GRIN-SCH-x ² -4QW結構能帶間隙圖。	77
圖3.32	GRIN-SCH-x ⁵ -4QW結構在輸入電流為70 mA的能帶放大 圖。	78
圖3.33	GRIN-SCH-x ⁵ -4QW結構能帶間隙圖。	78

圖3.34	GRIN-SCH- e^x -4QW 結構在輸入電流為 70 mA 的能帶放大圖。	79
圖3.35	GRIN-SCH- e^x -4QW 結構能帶間隙圖。	79
圖3.36	各個結構在 20 °C 之下的漏電流對注入電流圖。	80
圖3.37	各個結構在 50 °C 之下的漏電流對注入電流圖。	81
圖3.38	各個結構在 80 °C 之下的漏電流對注入電流圖。	81
圖3.39	各個結構在 20 °C 時輸入電流為 70 mA 的受激放射率圖。圖(b)是圖(a)的放大圖。	82
圖3.40	各個結構在 50 °C 時輸入電流為 70 mA 的受激放射率圖。圖(b)是圖(a)的放大圖。	83
圖3.41	各個結構在 80 °C 時輸入電流為 70 mA 的受激放射率圖。	84
圖3.42	各個結構在 20 °C 之下輸出功率對注入電流圖。	85
圖3.43	各個結構在 50 °C 之下輸出功率對注入電流圖。	86
圖3.44	各個結構在 80 °C 之下輸出功率對注入電流圖。	86
圖3.45	模擬各個結構的臨界電流取自然對數對溫度作圖。	87

圖3.46	20 °C 之下 SCH 結構在不同量子井個數的漏電流對注入電流 圖。	89
圖3.47	50 °C 之下 SCH 結構在不同量子井個數的漏電流對注入電流 圖。	90
圖3.48	80 °C 之下 SCH 結構在不同量子井個數的漏電流對注入電流 圖。	90
圖3.49	20 °C SCH 結構在不同量子井個數的輸出功率對注入電流 圖。	91
圖3.50	50 °C SCH 結構在不同量子井個數的輸出功率對注入電流 圖。	92
圖3.51	80 °C SCH 結構在不同量子井個數的輸出功率對注入電流 圖。	93
圖3.52	模擬 SCH 結構的臨界電流密度取自然對數對溫度作圖。	94
圖3.53	實驗 SCH 結構的臨界電流密度取自然對數對溫度作圖。	94
表 3.1	不同溫度之下的內部損耗值	61

第一章 磷化鋁鎵銦材料之光學特性與發展歷史

III-V 光電半導體材料的發展已經三四十年了，初期所發展出的半導體雷射大多屬於砷化鋁鎵(AlGaAs)、砷磷化銦鎵(InGaAsP)、磷化鋁鎵銦(AlGaInP)三種材料。其中砷磷化銦鎵材料系統主要是因應光纖通訊所需的波長 1.3 μm 、1.55 μm ，而砷化鋁鎵則應用於光資訊儲存，而隨著光資訊儲存的密度需求提高，不得不發展出波長更短的半導體雷射來因應需求。

與砷磷化銦鎵和砷化鋁鎵相比，磷化鋁鎵銦材料系統具有最寬的直接能隙(~ 2.31 eV)，使發光波長的範圍從黃綠光到紅光到之間(570~680 nm)；並且因應高密度光儲存及通信上對短波長的需求，磷化鋁鎵銦材料便自然躍升為各界對半導體雷射研究的主流。磷化鋁鎵銦材料系統除了發光波長的範圍從黃綠光到紅光到之間，並且具有良好的長晶品質，以及晶格匹配且導電的基板，充分擁有了商業化的實力，縱使到了今日更短波長的材料氮化銦鎵已被發展完全之後，這個材料系統應用於半導體雷射和發光二極體仍具有很強的市場。

在本章節中，我將對磷化鋁鎵銦系統本身的材料特性、能隙構造、基板、和磊晶成長法作一概略性說明。

1.1 磷化鋁鎵銦之材料與光學特性

III-V 族磷化鋁鎵銦材料，是由二元化合物磷化鋁(AIP)、磷化鎵(GaP)與磷化銦(InP)所混合而成的四元化合物，其中包含了一個第五族元素磷，及三個第三族元素鋁、鎵、銦。其材料的性質會隨元素所佔的比例不同而有所不同，一般我們為了清楚表示這種材料，所以給予一個通式： $Al_aGa_bIn_cP$ ，有時會表示成： $(Al_xGa_{1-x})_yIn_{(1-y)}P$ ，其中 a 等於 xy 表示鋁在第三族元素中所佔的百分比， b 等於 $(1-x)y$ 為鎵所佔的百分比，而 c 等於 $1-y$ 為銦所佔的百分比，三者加起來為 1。

1.1.1 晶格匹配基板砷化鎵

當磊晶成長半導體發光元件時，由於成長的薄膜都非常的薄，因此需要成長在基板上，而這些發光元件的品質與選用的基板有相當大的關係，也因此會直接影響發光元件的效率和壽命。一般三五光電半導體用來當成發光元件的材料時，不同的材料必須磊晶成長在不同的基板上，而最常被用來當成發光元件的三五光電半導體有磷化銦(InP)和砷化鎵(GaAs)基板。磷化銦與砷化鎵的晶格常數分別為 5.86 \AA 和 5.65 \AA ，以砷磷化銦鎵材料為例，由於這個材料是應用在光纖通訊所需的光源，其發光波長在 $1.3 \mu\text{m}$ 和 $1.55 \mu\text{m}$ ；由於發光的波長較長，因此其能帶間隙比較小，意味著電子與電子之間共價鍵的鍵結比較弱，電子共價鍵長比較長，也就是晶格常數比較長，因此必須選擇成長在晶格常數比較長的磷化銦基板，相反的磷化鋁鎵銦材料應用在高密度光資訊儲存時發光的波段為 $630\sim 670 \text{ nm}$ ，發光的波長比較短，由此可知其能帶間隙比較大，電子與電子之間的共價鍵的鍵結比

較強，電子共價鍵鍵長比較短也就是晶格常數比較短，因此必須選擇成長在晶格常數比較短的的砷化鎵基板(GaAs)。

砷化鎵是化合物半導體只要給予適當的摻雜就能改變其電性，一般砷化鎵當基板時會摻雜形成摻雜濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ 左右的 n 型摻雜，依照半導體的定義，電阻率(Resistivity)會介於 10^{-2} - $10^9 \text{ (}\Omega\text{-cm)}$ 之間^[1]。電阻率小於 $10^{-2} \text{ (}\Omega\text{-cm)}$ 的半導體便可視為導體，當砷化鎵摻雜濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ ，其電阻率僅為 $7.02 \times 10^{-4} \text{ (}\Omega\text{-cm)}$ ^[2]，小於 $10^{-2} \text{ (}\Omega\text{-cm)}$ ，如此一來便能與電極形成歐姆接觸；另外，砷化鎵價格便宜，且可以直接斷裂形成共振面，使製作過程簡化；因此，砷化鎵對磷化鋁鎵銦雷射而言，可說是相當合適的基板。目前的磷化鋁鎵銦雷射元件，不論研究用途或商業用途，也不管發光波長或用途為何，都是使用砷化鎵做為基板。

III-V 族磷化鋁鎵銦材料，是由二元化合物磷化鋁、磷化鎵與磷化銦所混合而成的四元化合物。砷化鎵室溫的晶格常數為 5.6533 \AA ，磷化鋁為 5.4511 \AA ，磷化鎵為 5.4512 \AA ，磷化銦為 5.868 \AA ^[3]。砷化鎵的晶格常數介於磷化鋁，磷化鎵和磷化銦之間，因此可以藉由調整鋁、鎵銦的比例使得磷化鋁鎵銦與砷化鎵具有相同的晶格常數；並且由於磷化鎵和磷化鋁的晶格常數幾乎一樣，所以在磷化鋁鎵銦材料中鋁鎵的比例不會影響到磷化鋁鎵銦的晶格常數，這也就是為何只需考慮磷化銦鎵(GaInP)和磷化鋁銦(AlInP)中的鋁銦比或鎵銦比，然後再使用 Vegard 定律調節晶格常數和砷化鎵匹配。圖 1.1^[4]的(a)及(b)為室溫及長晶溫度下磷化鎵銦中鎵的比例，和磷化鋁銦中鋁的比例，對晶格常數的變化。如(a)及(b)圖所示，由於磷化鋁和磷化鎵具有非常相近的晶格常數，使得在室溫時(300K)磷化銦鎵和磷化鋁鎵中的鎵和鋁的含量比例佔 0.516 (銦佔 0.484)時能調節成四元的磷化鋁鎵銦合金

與砷化鎵的晶格常數匹配；而在長晶溫度(975K)時，磷化銦鎵和磷化鋁鎵中的鎵和鋁的含量比例佔 0.50 (銦佔 0.50)時，也能調節成四元的磷化鋁鎵銦合金與砷化鎵的晶格常數匹配。如果磷化鋁鎵銦磊晶層在長晶溫度時與砷化鎵匹配，由於磷化鋁鎵銦與砷化鎵的熱膨脹係數不同，使得在溫度冷卻到室溫時會產生大約 0.1% 的壓縮應力。但如果在室溫時就把鎵和鋁的比例控制在 0.516 時，那在磊晶成長時會受到伸張應力，如此一來會使得磊晶層裂開。但是磊晶層可以承受壓縮而不致裂開，所以在調節鎵和鋁的含量使得磷化鋁鎵銦的晶格常數與砷化鎵匹配，是以長晶溫度為準，一般都以銦的成分比例為 50%來設計，這也就是常見的表示式 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 的由來。

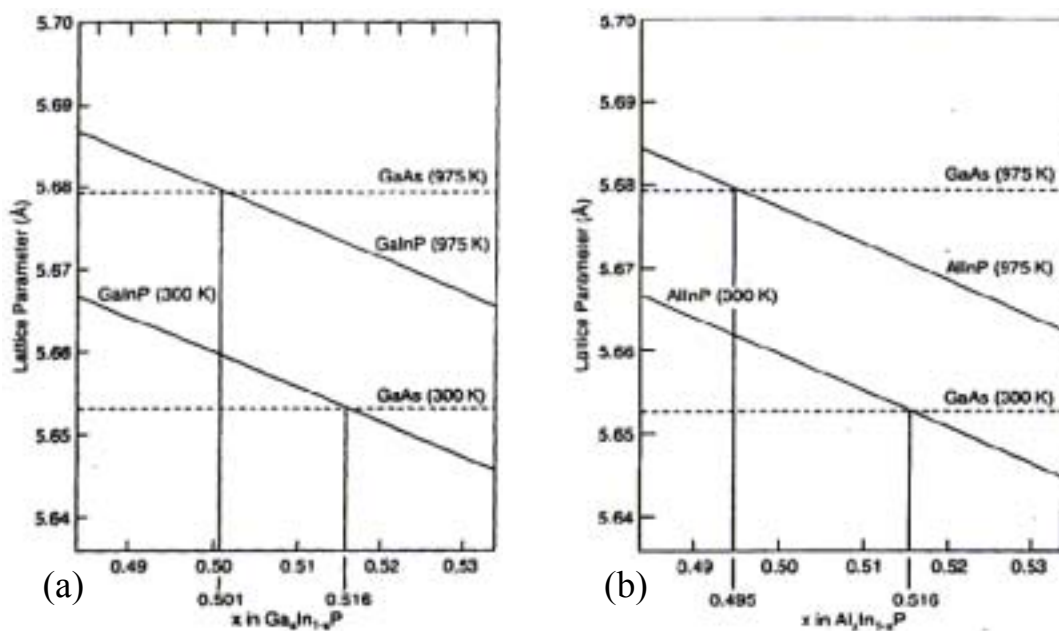


圖 1.1 室溫及長晶溫度下，(a) 磷化鎵銦中鎵的比例，(b) 磷化鋁銦中鋁的比例和晶格常數的關係圖。

此外，由於銦原子與鎵原子之質量有區別，因而會增加聲子散射(Phonon scattering)，也是增加熱阻力，所以 $Ga_{0.5}In_{0.5}P$ 的熱電阻係

數為 $W \sim 19 \text{ K.cm/w}$ 比砷化鋁鎵的 $W \sim 10 \text{ K.cm/w}$ 來得大^[5]，而 $\text{Al}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 更加不易導熱。所以，磷化鋁鎵銻材料的熱問題嚴重，加上其最大導電帶能隙差只有 270 meV 比砷化鋁鎵材料小了 80 meV ^[6](第一章 1.1.3 小節有詳細說明)，導致容易產生漏電流的情形使得特性溫度變差，有關磷化鋁鎵銻漏電流情形對雷射輸出性能的影響之議題在第三章將會做一詳細的探討。

1.1.2 折射率

入射光能量對於共價或離子鍵材料折射率的影響，最早的關係式由 Wemple 和 Didomenico 於 1971 年提出，如式 1.1 所示， n 為材料折射率， E_p 為入射光子能量， E_0 為震盪能量(Oscillator energy)， E_d 為色散能量(Dispersion energy)；後人稱此計算方式為 SEO (Single Effective Oscillator)法^[7]，但此計算法僅適用於材料完全不吸收入射光時，當入射光能量接近材料的能隙時，SEO 法便會失去它的準確性，如圖 1.2 所示，為 SEO 法之磷化鋁鎵銻之折射率與入射光子的能量關係圖^[8]。

$$n^2 - 1 = \frac{E_0 E_d}{E_0^2 - E_p^2} \quad (1.1)$$

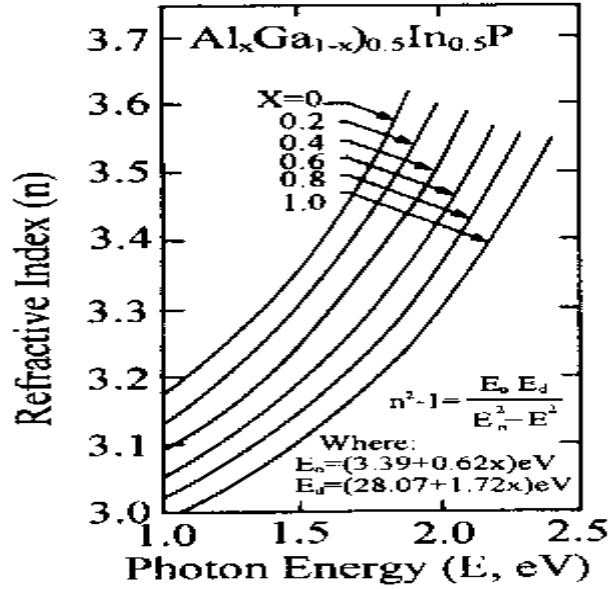


圖 1.2 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 之折射率與入射光子能量關係圖。

為了求得更精確的折射率值，Afromowitz 於 1974 年，發表修正後的 SEO 法，稱為 MSEO (Modified Single Effective Oscillator) 法^[9]，如式 1.2 所示， E_r 為材料直接能隙的能隙大小；此法在發表時乃是利用砷化鋁鎵材料系統加以驗證，發現計算結果十分的準確；後來 Kaneko 和 Kishino 也驗證了 MSEO 的計算結果與磷化鋁鎵銻折射率的量測值相符^[10]，其中 $E_0 = 4.17 + 0.49x$ ， $E_d = 35.79 - 1.16x$ ， $E_r = 1.89 + 0.67x$ ， x 為 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 中鋁的成分變數。圖 1.3^[11] 為入射光能量對磷化鋁鎵銻折射率的關係圖，是利用 MSEO 法計算出來的。

$$n^2 - 1 = \frac{E_d}{E_0} + \frac{E_d E_p^2}{E_0^3} + \frac{E_d E_p^4}{2E_0^3 (E_0^2 - E_r^2)} \ln\left(\frac{2E_0^2 - E_r^2 - E_p^2}{E_r^2 - E_p^2}\right) \quad (1.2)$$

本論文所使用的模擬軟體 LASTIP，對磷化鋁鎵銻材料的折射率參數設定也是使用 1.2 式。

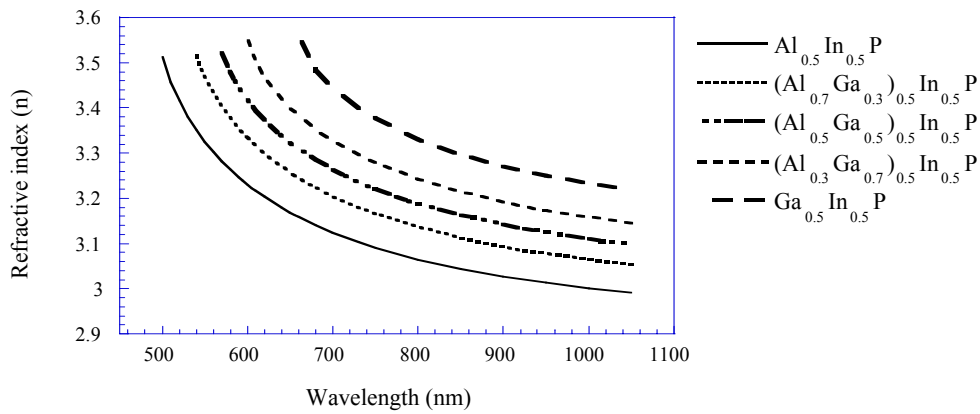


圖 1.3 不同成分的磷化鋁鎵銦之折射率對入射波長關係圖。

1.1.3 能隙構造

磷化鋁鎵銦材料是由磷化鋁、磷化鎵和磷化銦三者混合而成，其中磷化銦為直接能隙，而磷化鋁和磷化鎵屬於間接能隙，且 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 是直接能隙^[12]， $\text{Al}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 是間接能隙^[13]，因此我們可以推論得知，當 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 中鋁的成分增加到某一定程度時，能隙一定會由直接轉變成間接，而此轉變點也就是元件性能極度變差的起始點。

模擬軟體 LASTIP 對磷化鋁鎵銦塊材的能隙設定是採用 1.3 式的計算方式，鋁的比例為 0.67 時，為直接能隙與間接能隙的轉變點^[14]；至於磷化鋁鎵銦量子井的直接能隙設定是採用成分比例線性計算的方式，再加上不同成分化合時的修正項(Bowing parameter)，如式 1.4 所示，其中磷化鋁銦的修正項為 0.4，磷化鎵銦的為 0.69，磷化鋁鎵的為 0.01。^[15]

$$\begin{aligned}
 E_r(x) &= 1.91 + 0.61x \\
 E_x(x) &= 2.25 + 0.1x
 \end{aligned}
 \tag{1.3}$$

$$E_r(x) = \text{Linear} - \text{Bowling} = 1.891 + 0.49x + 0.0025x^2$$

$$\text{Linear} = E_{AlP} \times 0.5x + E_{GaP} \times 0.5(1-x) + E_{InP} \times 0.5$$

$$\text{Bowling} = b_{AlInP} \times 0.5x \times 0.5 + b_{GaInP} \times 0.5(1-x) \times 0.5 + b_{AlGaP} \times 0.5x \times 0.5(1-x)$$
(1.4)

接下來更進一步的探討磷化鋁鎵銻與砷化鋁鎵能隙大小之差異性，並且說明磷化鋁鎵銻材料先天不利的原因。圖 1.4 為各種材料之室溫晶格常數與能隙之關係 [8]；由圖中可見，磷化鋁鎵銻與砷化鎵材料的晶格常數呈一直線的關係，如果要使磷化鋁鎵銻材料能和砷化鎵基板晶格匹配，此時必須好好設計磷化鋁鎵銻各個原子的組成，使其能隙範圍位於 1.85~2.3 eV 之間(圖中直線的地方)。圖 1.5 為 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 的能隙與 Al 的成分 x 之關係 [6]；如圖所示，Al 原子的比例愈高時，除了容易與氧產生結合產生氧化鋁而形成內部缺陷之外，而且當 Al 成分超過 0.7 時，能隙會由直接能隙轉變為間接能隙，也就是 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 的直接能隙到 2.3 eV 為止；此外，雖然磷化鋁鎵銻的能隙比砷化鋁鎵高，但是砷化鋁鎵的能隙範圍是 750 meV，而磷化鋁鎵銻的範圍卻只有 450 meV，所以對光及電的侷限作用而言，磷化鋁鎵銻會比較砷化鋁鎵來得差。因此砷化鋁鎵材料之半導體雷射的臨界電流一般都低於磷化鋁鎵銻材料。

一般磷化鋁鎵銻材料拿來做雷射時，為了要侷限載子，量子井中大多不含鋁或者是只含非常少量的鋁，因此不會有因為鋁含量過高而變成間接能隙使得雷射增益不夠強的問題，當鋁含量較高時是為了拿來做披覆層。附帶一提，間接能隙的材料由於增益不夠強，因此不可能拿來做雷射，最多只能做發光二極體。

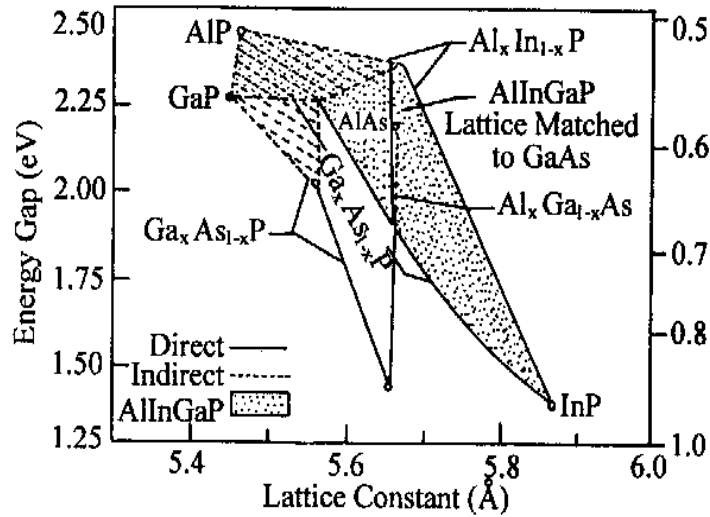


圖 1.4 磷化鋁鎵銦及其有關材料之室溫晶格常數與能隙關係圖。

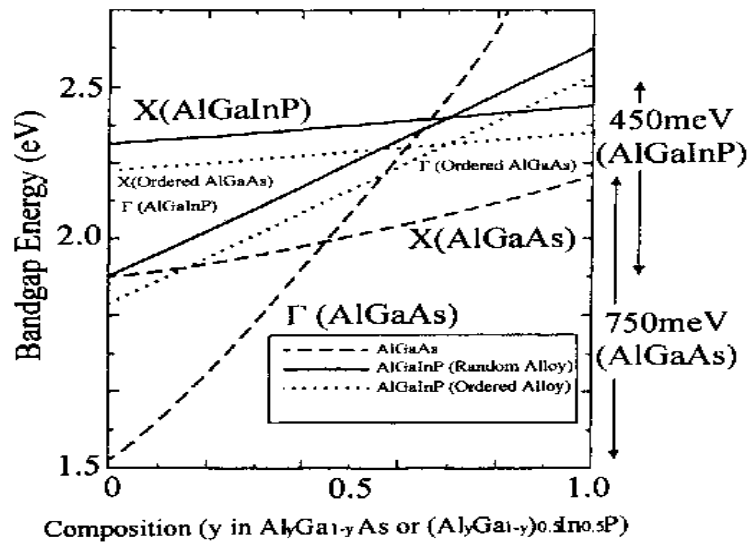


圖 1.5 $(Al_yGa_{1-y})_{0.5}In_{0.5}P$ 和 $Al_yGa_{1-y}As$ 之能隙與 Al 含量關係圖。

圖 1.6^[6] 為 $Ga_{0.5}In_{0.5}P/(Al_yGa_{1-y})_{0.5}In_{0.5}P$ 和 $GaAs/Al_yGa_{1-y}As$ 異質結構中導電帶，價電帶能隙差(Band offset)與鋁成分的關係圖。能隙差指的是相鄰兩半導體材料在接面處之能隙差值，此一差值的大小對於位能井結構載子的侷限及異質接面元件結構設計，具有相當重要的影響。由圖 1.6 中可知， $Ga_{0.5}In_{0.5}P/(Al_yGa_{1-y})_{0.5}In_{0.5}P$ 量子井異質接面(Hetero junction)處，直接能隙的導電帶能隙差 ΔE_c (Conduction band

offset)只有 270 meV，比起 GaAs/Al_yGa_{1-y}As 的 350 meV 少了 80 meV，而且磷化鋁鎵銻材料的熱電阻是砷化鋁鎵的 2 到 3 倍，因此材料的熱問題嚴重。較小的導電帶能隙差及較大的熱電阻會導致電子的侷限性不好和熱的產生，而熱的產生又會使得漏電流更嚴重，使得在高溫操作之下電子容易因為熱能而從活性層溢流到 p-type 披覆層，使得漏電流增加，導致磷化鋁鎵銻雷射二極體的雷射輸出性能快速的變差。Ga_{0.5}In_{0.5}P/(Al_yGa_{1-y})_{0.5}In_{0.5}P 量子井異質接面處，導電帶與價電帶能隙差比例，最新的量測結果為 $\Delta E_c/\Delta E_v = 65/35$ ，我們模擬上的設定也是如此，請見第三章圖 3.12 之能帶圖所示。

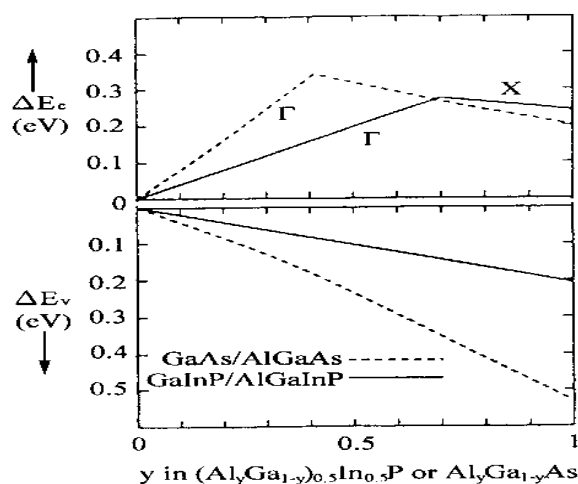


圖 1.6 Ga_{0.5}In_{0.5}P/(Al_yGa_{1-y})_{0.5}In_{0.5}P 和 GaAs/Al_yGa_{1-y}As 異質結構中導電帶，價電帶能隙差(Band offset)與鋁成分的關係圖。

除了以上的差異性之外，磷化鋁鎵銻的載子有效質量(Carrier effective mass)又比砷化鋁鎵來得大，能態密度(Density Of States，簡稱 DOS)也比砷化鋁鎵還高，所以就更需要高的載子濃度才能發生雷射，因此在比較高的臨界電流才能產生雷射輸出。這是因為大的載子能態密度需要大量的載子集中在材料中才能達到居量反轉而發生雷

射作用。

1.1.4 載子有效質量

電子在磷化鋁鎵銻直接能隙 Γ 的有效質量如式 1.5^[16]所示，在間接能隙 X 的有效質量則沒有文獻可考，只知道電子在磷化鋁銻間接能隙 X 的有效質量為 $0.35m_0$ ^[17]。式 1.6a^[18] 為重電洞有效質量，式 1.6b^[19] 為輕電洞有效質量，將兩者代入式 1.7 中，便可得知電洞有效質量 $m_h(x)$ ；式中的 m_0 為電子在自由空間中的質量。至於式 1.7 的由來，乃是因為能態密度正比於載子質量的二分之三次方，而價電帶的 DOS 為輕、重電洞的 DOS 之總和，因此可以將電洞的有效質量表示成式 1.7 的形式。

$$m_{e\Gamma}(x) = (0.11 + 0.00915x - 0.0025x^2)m_0 \quad (1.5)$$

$$m_{hh}(x) = (0.62 + 0.05x)m_0 \quad (1.6a)$$

$$m_{lh}(x) = (0.11 + 0.03x)m_0 \quad (1.6b)$$

$$m_h(x) = [m_{hh}(x)^{3/2} + m_{lh}(x)^{3/2}]^{2/3} \quad (1.7)$$

在模擬軟體LASTIP中的磷化鋁鎵銻電子有效質量定義為：當鋁成分比例x值介於0-0.7間， m_e 為0.11，若x介於0.7-1間，則 m_e 為0.35。而電洞的有效質量定義恰為式1.6a及式1.6b代入式1.7的結果。

1.1.5 磊晶成長

磷化鋁鎵銻材料較常使用的長晶法有：有機金屬氣相磊晶法 (Metal Organic Vapor-Phase Epitaxy，簡稱 MOVPE) 和分子束磊晶法

(Molecular Beam Epitaxy，簡稱 MBE)兩種。

MOVPE 的原理是在低壓下(約 60 torr)利用有機根帶著欲化合的元素進入爐中，和其它氣態的反應物在基板上相化合，而形成想得到的材料層。目前最常被用來帶第三族元素進入的有機根為三甲烷基根(Trimethyl-，簡稱 TM)和三乙烷基根(Triethyl-，簡稱 TE)兩種，雖然其中以 TE 最不易引起嚴重的碳污染^[20]，但由於三乙烷基鎵(Triethyl-gallium，簡稱 TEGa)和三乙烷基銦(Triethyl-indium，簡稱 TEIn)的蒸汽壓太低，會使得 MOVPE 的長晶速度變的很慢，因此在長磷化鋁鎵銦材料時，普遍還是使用三甲烷基鋁(Trimethyl-aluminum，簡稱 TMAI)、三甲烷基鎵(Trimethyl-gallium，簡稱 TMGa)和三甲烷基銦(Trimethyl-indium，簡稱 TMIn)來當作第三族 Al、Ga 和 In 元素的來源。至於磷化鋁鎵銦長晶中其它必須元素的來源：第五族的 P 元素是利用磷化氫(Phosphine，簡稱 PH₃)來提供。

MBE 的原理是在接近真空中(約 10⁻¹⁰ torr)^[21]利用原子或分子束直接射在基板上，形成磊晶層。使用 MBE 磊晶法，在變換磊晶元素時十分的方便，但由於它需要很高真空的反應爐，所以在價格上會較其它磊晶系統來得昂貴。雖然就長晶溫度而言，MBE 較 MOVPE 的溫度低，但由於 MOVPE 的長晶速度較 MBE 快許多，而且在磷化物材料方面能達到比 MBE 優良許多的磊晶品質，因此磷化鋁鎵銦元件在商業上的生產，主要都採用 MOVPE 長晶法。

除此之外，大多數之所以會採用 MOVPE 法的主因還有一點，就是 MBE 法在生長磷(P)時比 MOVPE 來得困難，因此在產業界仍是以 MOVPE 法獨占鰲頭。一般在長晶上都使用非正向 GaAs 來做基板，成長磷化鋁鎵銦的溫度在 700 °C 左右，高溫時 AlP 較易成長，但 InP 不易控制；低溫時則正好相反。磷化鋁鎵銦成長時需要好的成分控

制，以免產生裂痕或者差排(Dislocation)缺陷，而且成長時 O_2 與 H_2O 含量均須注意，III/V 之流量比也需要恰當。

為了要增加電傳導，就必須做 n-type 及 p-type 雜質摻入 (Doping)，一般而言，用 Te、Se 及 Si 等可以得到 n-type，用 Zn、Mg 或 Be 等則可得到 p-type。但是，當我們將雜質摻入 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 材料中時，若欲增加 Al 的含量，則該材料中的電子及電洞濃度卻都會一起減少，如圖 1.7 所示^[8]；此外，由於易傳導的 p-type AlInP 相當不容易製造，所以若要形成 p-type 摻雜的材料實為困難。從過去磷化鋁鎵銻長晶的經驗上得知，用 Zn 摻雜時，披覆層的 Al 含量不宜大過 0.7；用 Mg 摻雜時，可以得到較高的載子濃度，但是因為會產生記憶作用 (Memory effect)，所以也不易控制。

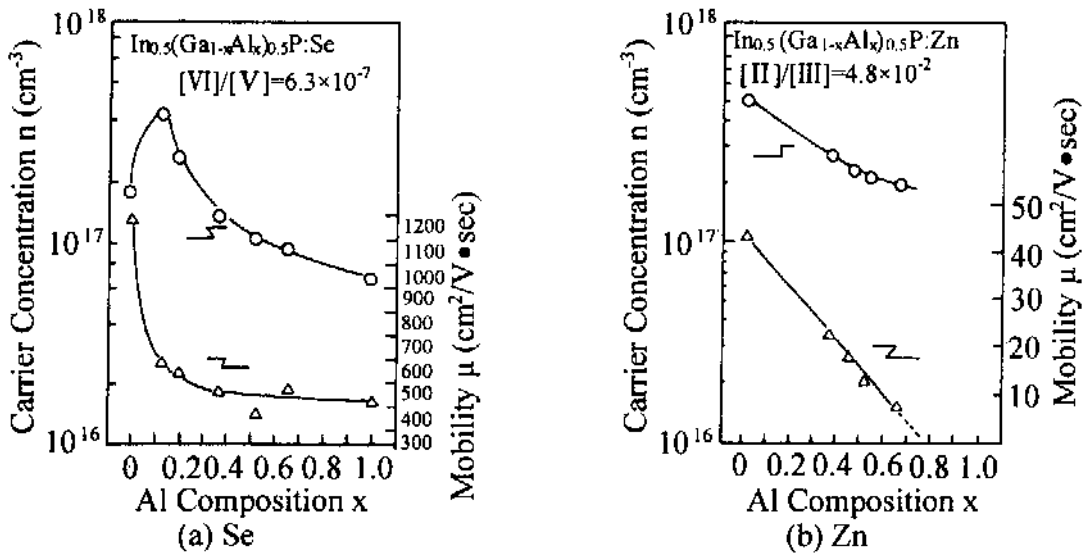


圖 1.7 室溫載子濃度，霍爾移動率與 Al 成分 x 在 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 中之關係圖(a) Se 摻雜，(b) Zn 摻雜 (成長溫度 700 °C V/III 比為 200)。

參考文獻

- [1] Y. Y. Peter and M. Cardona, *Fundamentals of semiconductors: physics and materials properties*, Springer-Verlag, Berlin, Germany, 1996.
- [2] B.G. Streetman, *Solid State Electronic Devices*, 4nd ed, Prentice-Hall, USA, 1995.
- [3] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed, John Wiley, New York, 1981.
- [4] G. B. Stringfellow and M. G. Craford, *High Brightness Light Emitting Diodes: Semiconductors and Semimetals Volume 48*, Academic Press, San Diego, California, USA, 1997.
- [5] M. F. Huang, H. C. Lee, J. K. Ho, H. C. Lin, C. S. Cheng, C. C. Kuo and Y. K. Kuo, "Laser diode for DVD pick-up head," SPIE, vol. 3419, p.110-118, 1998.
- [6] D. P. Bour, R. S. Geels, D. W. treat, T. L. Paoli, F. Ponce, R. L. Thomton, B. S. Krusor, R. D. Bringans and D. F. Welch, "Strained $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}/(\text{AlGa})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ heterostructure and quantum well laser diodes," IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol.30, p.593-607, 1994.
- [7] S. H. Wemple and M. Didomenico, "Behavior of electronic dielectric constant in covalent and ionic materials," Physical Review B, Vol.3, p.1338-1351, 1971.
- [8] D. P. Bour, "AlGaInP quantum well laser" in "Quantum well lasers," edited by P. Zory, p.415-460, Academic Press Inc, 1993.
- [9] M. A. Afromowitz, "Refractive index of $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$," Solid State Communications, Vol.15, p.59-63, 1974.
- [10] Y. Kaneko and K. Kishino, "Refractive indices measurement of

- (GaInP)_m/(AlInP)_n quasi-quatarnaries and GaInP/AlInP multiple quantum wells,” Journal of Applied Physics, Vol. 76, p.1809-1818, 1994.
- [11] 國立彰化師範大學物理研究所黃雅蓮碩士論文，黃綠光磷化鋁鎵銦發光二極體與面射型半導體雷射光學特性之研究，2001。
- [12] A. Onton and R. J. Chicotka, “Conduction bands in In_{1-x}Al_xP,” Journal of Applied Physics, Vol.41, p.4205-4207, 1970.
- [13] R. J. Nelson and N. Holonyak, “Effect of crystal composition on the optimization of radiative recombination in N-free and N-doped In_{1-x}Ga_xP light-emitting diodes,” Journal of Applied Physics, Vol.47, p.1704-1707, 1976.
- [14] P. S. Zory, *Quantum Well Lasers*, Academic Press, Boston, USA, 1993.
- [15] A. A. Mbaye and C. Verie, “Electronic structure of trimetallic III-V alloys:The Al_{1-x-z}Ga_xIn_zP system,” Physical Review B, Vol.29, p. 3756-3758, 1984.
- [16] J. Rennie, M. Okajima, M. Watanabe and G. I. Hatakoshi, “High temperature (74 °C) cw operation of 634 nm InGaAlP laser diodes utilizing a multiple quantum barrier,” IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.29, p.1857-1862, 1993.
- [17] M. O. Watanabe and Y. Ohba, “Interface properties for GaAs/InGaAlP heterojunctions by the capacitance-voltage profiling technique,” Applied Physics Letters, Vol.50, p.906-908, 1987.
- [18] M. Honda, M. Ikeda, Y. Mori, K. Kaneko and N. Watanabe, “The energy levels of Zn and Se in (Al_xGa_{1-x})_{0.52}In_{0.48}P,” Japanese Journal of Applied Physics, Vol.24, p.L187- L189, 1985.
- [19] P. Lawaetz, “Valence-band parameters in cubic semiconductors,” Physical Review B, Vol. 4, p.3460-3467, 1971.

- [20] T. F. Kuech, D. J. Wolford, E. Veuhoff, V. Deline, P. M. Mooney, R. Potemski and Bradley, "Properties of high-purity $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ grown by the metal-organic vapor-phase-epitaxy technique using methyl precursors," *Journal of Applied Physics*, Vol.62, p.632-643, 1987.
- [21] Kenichi Iga, and Susumu Kinoshita, *Process Technology for Semiconductor Lasers: Crystal Growth and Microprocesses*, Springer Verlag, Berlin, Germany, 1996.

第二章 磷化鋁鎵銻半導體雷射簡介

九十年代以前，半導體雷射的研究重點多著重於砷化鋁鎵材料系統，然而當時此材料系統由於以下的三個原因，使得最短的室溫連續波雷射波長極限為 680 nm^[1]；原因一為當發光波長越短，直接能隙的導電帶最低點 Γ ，會越接近間接能隙的導電帶最低點X，造成臨界電流嚴重的增加；原因二為在長晶的過程中鋁易與其它原子產生反應，造成活性層中有許多缺陷產生，使發光效率變差；原因三良導電率的高鋁成分 p 型披覆層是不容易得到的。而由於當時高密度光儲存、印表機及通信等方面對短波長發光源迫切的需求，使得各界紛紛將注意力轉向較大能隙的磷化鋁鎵銻材料系統上。

在本章首先我將簡介磷化鋁鎵銻半導體雷射發展的歷史，接下來將會詳細的介紹演變過程中被提出來的一些概念以及所遇到的問題，像是活性層結構的演變、漏電流的問題、雷射二極體的幾何結構之簡介。

2.1 發展歷程

1982 年 Suzuki 等人，首次於低溫下利用光激螢光法得到磷化鋁鎵銦雙異質結構的雷射光^[2]，在溫度為 90k 之下，雷射的輸出波長為 647 nm；並證實使用 $\text{Al}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/\text{Al}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 雙異質結構的發光強度，為單一 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 的十倍。1983 年時，Hino^[3]、Ashai^[4]和 Kawamura^[5]等人分別成功的製作出在室溫下利用電激發操作的磷化鋁鎵銦脈衝雷射，其中 Hino 的實驗元件是利用 MOVPE 所長成，而 Ashai 和 Kawamura 的實驗元件則是使用 MBE 所長成。1984 年 Ikeda 便於低溫下得到了磷化鋁鎵銦的連續波雷射光^[6]。第一具能在室溫下操作的磷化鋁鎵銦連續波雷射，則是於 1985 年間誕生，分別為 Ikeda^[7]、Kobayashi^[8]和 Ishikawa^[9]等人用 MOVPE 製造而成；其中 M. Ishikawa 所做的元件結構如圖 2.1(a) 所示，活性層為 $(\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/(\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 雙異質結構，基板為 (100) 方向的砷化鎵，當操作溫度為 24 °C 時，雷射臨界電流為 109 mA，波長為 679 nm，隨著溫度的上升，臨界電流會增加，雷射量子效率也隨著變差，此元件操作溫度的最高值為 51 °C，如圖 2.1(b) 所示。

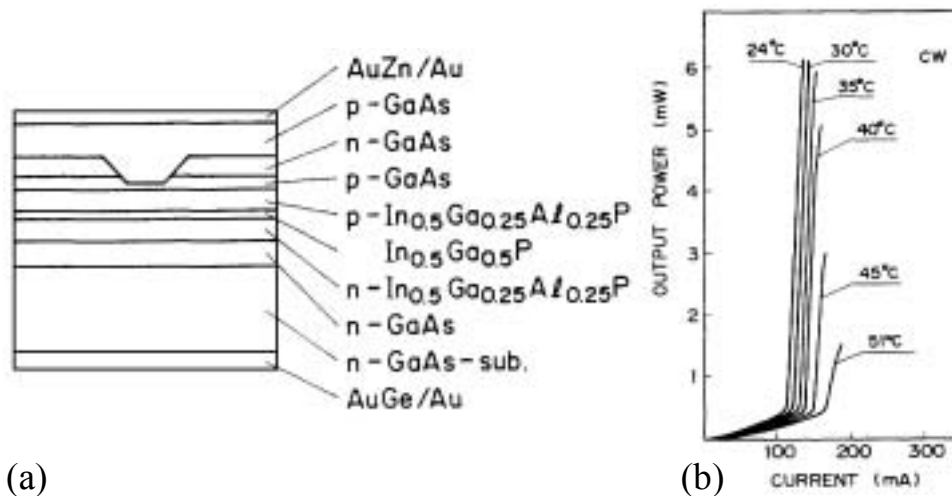


圖 2.1 (a) 第一具能在室溫下操作的磷化鋁鎵銻連續波雷射結構圖，由 Ishikawa 所製作。(b) 為(a) 所示的元件之電流對輸出功率隨溫度變化圖。

得到能在室溫下操作的連續波雷射，是磷化鋁鎵銻材料元件發展的一個重要成就，伴隨此成就而來的是更多對於縮短波長及改良元件性能的研究；其中對於縮短波長方面，是以氦氖雷射(He-Ne laser)的 632.8 nm 為目標，當時各界常使用的方法有以下三種：方法一為使用四元的活性層^{[10]-[16]}，由於磷化鋁鎵銻元件發展之初，活性層多採用三元的磷化鎵銻材料，若改用多加了鋁成分的活性層，會使能隙變大，達到波長變短的目的；方法二為使用量子效應^{[17]-[19]}，將活性層厚度變薄，直到能階變成不連續，使第一階能階不再緊貼著導電帶的最低點及價電帶的最高點，如此會導致電子實際跳躍的能隙寬度變大，也可以達到使波長變短的目的；方法三則是將磊晶層長在砷化鎵基板略偏於(100)的方向上^{[20]-[22]}，由於如此會造成磊晶層能帶變化，使得能隙寬度變寬，所以也能達到波長變短的目的。於 1992 年時，室溫下的磷化鋁鎵銻連續波雷射波長，已經可以短至 615 nm^[23]。在

改良元件性能方面，則可大致分為幾個研究的方向，如提高光輸出功率^{[24]-[28]}、降低臨界電流^{[29]-[31]}、提高操作溫度上限^{[32],[33]}、延長元件使用壽命^{[34]-[38]}等。

2.2 活性層結構

2.2.1 雙異質結構雷射

之前 2.1 小節已經介紹過雙異質結構(Double-Heterojunction, DH)雷射的發展歷史，接下來我將對於雙異質結構雷射作更進一步說明。圖 2.2 為磷化鋁鎵銻雙異質雷射結構圖^[39]，(a)為一般的披覆層(b)為具有雙披覆層。活性層的材料為 GaInP，披覆層為 AlGaInP；由於 p-態披覆層的電阻較高，因此使用具有較低電阻砷化鋁鎵，形成 AlGaInP/AlGaAs 雙披覆層，使得電阻減少一半。

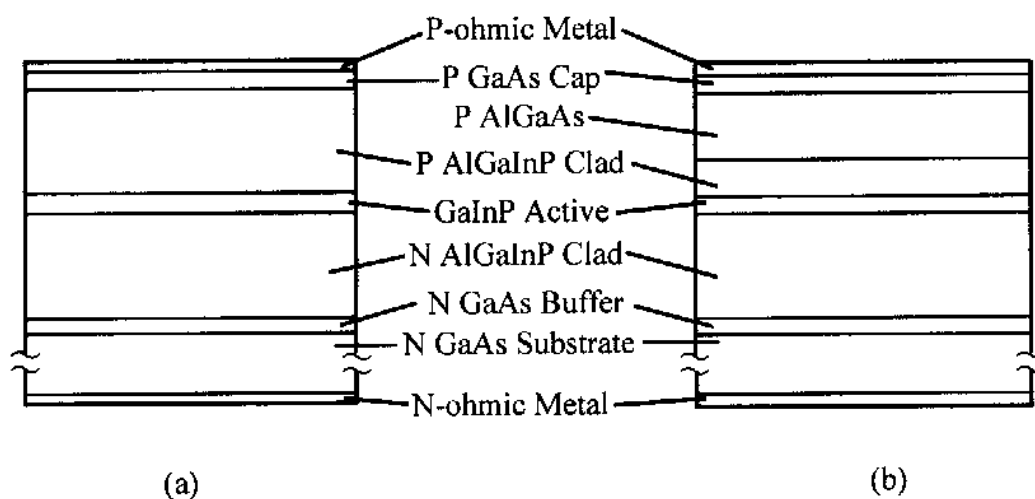


圖 2.2 磷化鋁鎵銻雙異質雷射結構圖(a) 一般的披覆層，(b) 具有雙披覆層。

圖 2.3 為雙異質結構雷射 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 活性層中 Al 成分 x 與雷射波長之關係圖^[40]，只要增加 Al 含量，波長就會變短；此外，將磊晶層長在砷化鎵基板略偏於(100)的方向上，由於如此會造成磊晶層能帶變化，使得能隙寬度變寬，所以也能達到波長變短的目的，如圖所中所示，偏離的角度愈大可得到更短的波長。

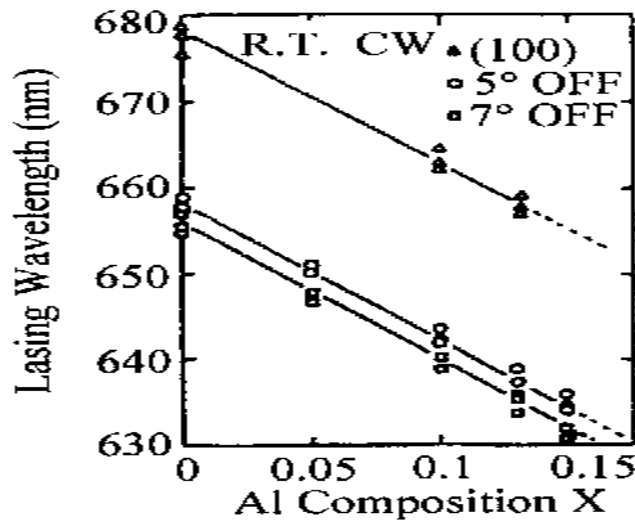


圖 2.3 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 活性層中 Al 成分 x 與雷射波長之關係圖。

要設計一個 $GaInP/(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 雙異質結構，首先我們需要的是，讓結構內部的光場侷限愈大愈好，因為光的侷限愈好雷射光的模式增益就會愈好，如式 2.1 所示的雷射光的模式增益 g 與電流密度的關係^[39]，其中 Γ 是光侷限係數， h 是披覆層厚度， A 是增益係數， J_0 是透明電流密度，所以要得到高增益 g ， Γ/h 就必須越大越好。

$$g = \left(\frac{\Gamma}{h} \right) A (J - J_0) \quad (2-1)$$

一般而言，披覆層的厚度愈厚光場的侷限就會愈好，但是厚度到某一個值時，光場侷限就會變差，因此披覆層的厚度有一最佳化值。圖 2.4 為 $GaInP/(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 雙異質結構中披覆層厚度 h 與光侷

限係數/披覆層厚度之關係圖^[39]，如圖所示 $Al = 0.6$ 與 $Al = 1$ 時，不同的披覆層的厚度會得到不同的光侷限係數。由圖 2.4 中所示，用 $x = 0.6$ 做披覆層時，最適合的厚度是 1200 \AA ；用 $x = 1$ 做披覆層時，最佳厚度是 1000 \AA 。

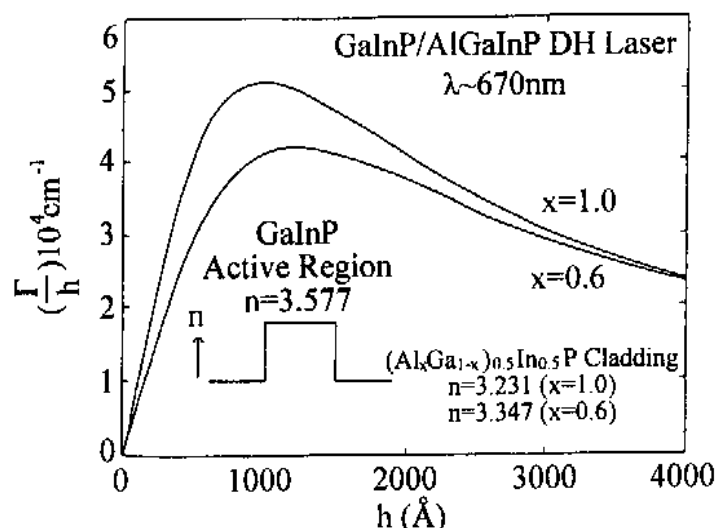


圖 2.4 GaInP/(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P 雙異質結構中披覆層厚度 h 與 Γ/h 之關係圖。

披覆層中 Al 含量 x 與臨界電流密度 J_{th} 及特性溫度 (Characteristic temperature, T_0) 之關係如圖 2.5 所示^[41]。由圖 2.5 可知，當鋁濃度增加時，使得披覆層的電位障提高，因此能阻擋活性層中的電子跑到 p 型披覆層而形成漏電流，並且減少非放射性再結合；因此鋁濃度增加使得載子的侷限也會增加了，而臨界電流密度減少和特性溫度提高了。

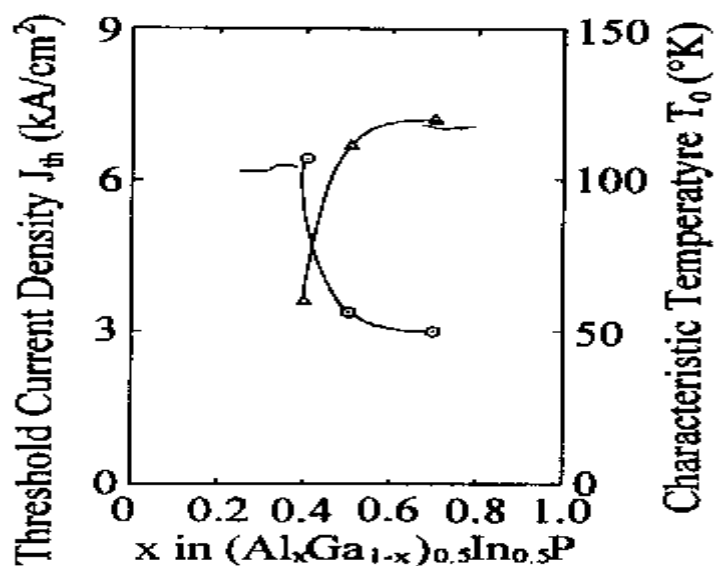


圖 2.5 在 GaInP/(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P 雙異質雷射結構中鋁成分 x 與臨界電流 J_{th} 及特性溫度 T₀ 之關係圖。

2.2.2 量子井雷射

量子井(Quantum Well, QW)就是當活性層的厚度小到一定程度時 (~100 Å) 會出現量子效應，直到能階變成不連續，使第一階能階不再緊貼著導電帶的最低點及價電帶的最高點，如此會導致電子實際跳躍的能隙寬度變大，達到使波長變短的目的。使用量子井做成活性層的結構時，有幾個優點：第一，載子的侷限變好了，因此發光的效率也大為提升了；第二，由於能階被量化，因此在侷限上可以減少活性層的態密度，所以只需注入少量的載子濃度便可得到居量反轉分佈 (Population inversion) 情形而產生雷射作用，因而降低了該元件的臨界電流。第三，量子井的結構可使電子與電洞侷限的地方產生能階分立，使得之間躍遷的能隙變大，因而輸出的雷射光，除了波長變短了，還有光子的能量也提高了，以達到更高功率的雷射輸出。

量子井的結構，基本上可分為三種類型(參見圖 2.6)^[39]，即(a)單量子井分開侷限異質結構(Single Quantum Well Saperate Confinement Hetero-structure，SQW-SCH)，(b)單量子井漸變侷限異質結構(Single Quantum Well Graded Index Saperate Confinement Hetero-structure，SQW-GRIN-SCH)，(c)多量子井分開侷限異質結構(Multiple Quantum Well Saperate Confinement Hetero-structure，MQW-SCH)。本論文除了在 3.6 小節分析多量子井分開侷限異質結構，並且在 3.7 小節設計與分析一系列多量子井漸變侷限異質結構(Multiple Quantum Well Graded Index Saperate Confinement Hetero-structure，MQW-GRIN-SCH)。

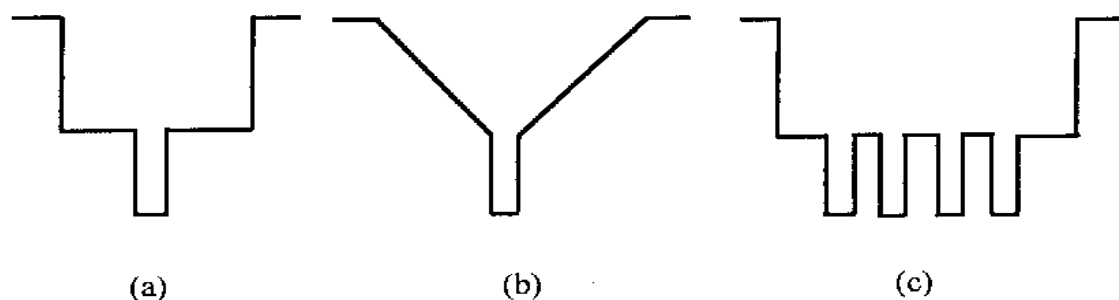


圖 2.6 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 量子井雷射之結構圖。

雖然一般量子井雷射的臨界電流已經比雙異質結構雷射還低，但是多量子井的臨界電流來比單一量子井的臨界電流來得高，這是因為穿透電流密度與量子井個數成正比的原因。雖然多量子井的臨界電流比較高，但是多量子井結構能有效減少漏電流，因此具有比單量子井結構還高的特性溫度(請見 3.7 小節詳細的探討不同量子井個數的漏電流分析)。接下來我將介紹如何更進一步的減少量子井雷射的臨界電流。

2.2.3 具應變量子井雷射

當雷射二極體產生連續震盪(CW)且高功率的光輸出時，低臨界電流是非常需要的，其中一種能得到低臨界電流的方法就是用含應力的量子井結構。這種雷射的基本結構如圖 2.7 所示^[42]，該設計主要是在活性層中量子井的銻含量作一些調整，使得量子井有目的的受到一些應力(壓縮應力或伸張應力)。由於磊晶技術之進步，當晶格常數不同而產生一些應力時，只要磊晶層的厚度小於缺陷產生之臨界厚度時，就不會有缺陷產生。

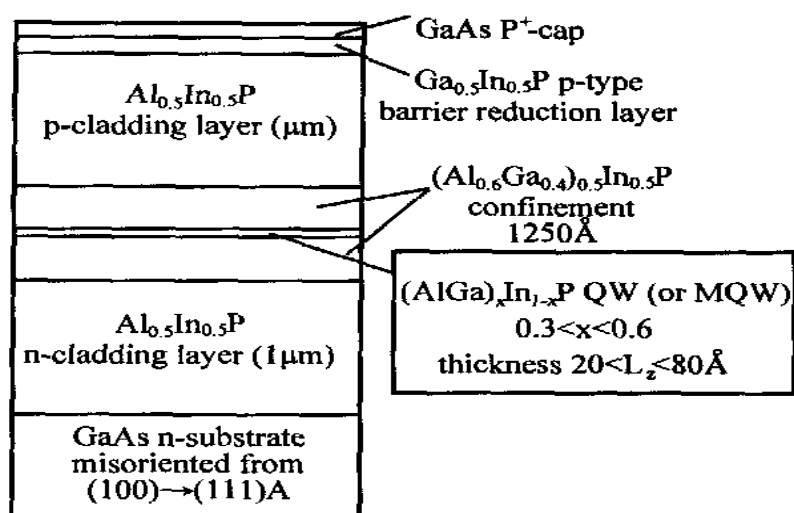


圖 2.7 磷化鋁鎵銻/(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P 含應力之量子井雷射的結構圖。

若將活性層量子井中沒有感受到應力的 Ga_{0.5}In_{0.5}P 的 In 含量大於 0.5 時，由於 In 原子比 Ga 原子大，所以 In 含量增加時薄膜的晶格常數也會增加，因此當此薄膜成長在基板反而會受到壓縮應力 (Compressive strain)；反之，當 In 含量小於 0.5 時，會受到伸張應力 (Tensile strain)。

如圖 2.8 所示^[42]，當量子井受到壓縮應力，在 $k = 0$ 附近價電帶的 $hh1$ (重電洞)比 $lh1$ (輕電洞)具有較低的能量，且有效質量減少了，因而降低了臨界電流且改善了雷射的輸出特性；當量子井受到伸張應力時， lh (輕電洞)反而會跑到較低能階的地方，雖然 lh 在 $k = 0$ 附近的有效質量比較高，但在伸張應力的 k 空間下，電子與電洞分佈的重疊性比原本無應力的情況差，以致減少了自發性放射的係數 (Spontaneous emission coefficient)，也因此而減少臨界電流。

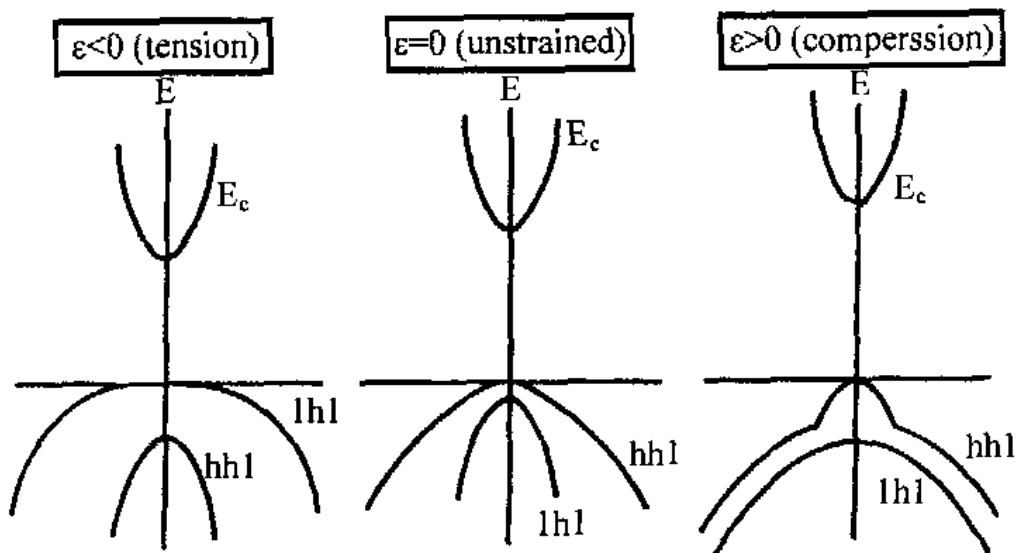


圖 2.8 比較活性層量子井在三種不同受力情形下之能帶圖。

圖 2.9 為含應力之量子井厚度與發光波長之關係^[42]。當鎵原子的濃度愈高時(銦原子濃度愈低)，晶格常數愈短，因此能隙就愈高，輸出波長就會愈短；反之，鎵原子的濃度愈低時(銦原子濃度愈高)，輸出波長會愈長，當要設計雷射的發光波長時，可參考此圖好好選擇量子井之厚度。圖 2.10 為波長 633 nm 之下，使用壓縮或伸張應力的量子井時，均可產生相對極低的臨界電流區^[43]。如果我們能設計使得承受之應力在此區時，當做成雷射時將可得到極低臨界電流的發光元

件。必須注意的是，受到伸張應力時之輸出波長的改變會比受到壓縮應力的輸出波長來的大，也就是說，採用伸張應力雖然臨界電流可被減少，但輸出波長改變比較大，因此大多數人都是使用具有壓縮應力的量子井結構來減少臨界電流。

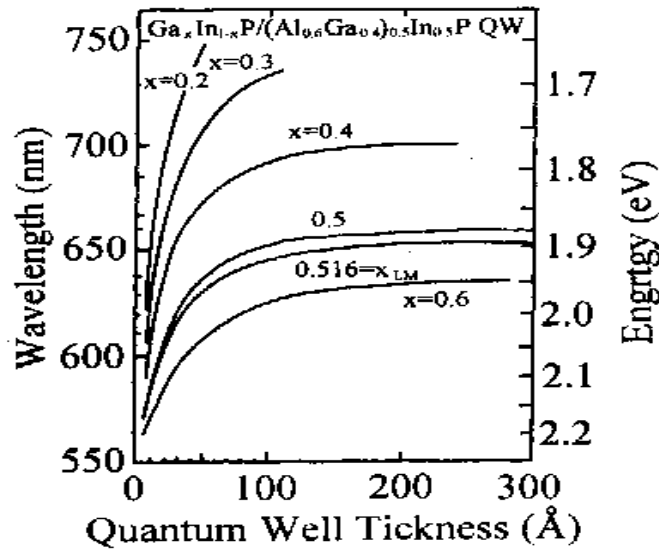


圖 2.9 $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}/(\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 含應力量子井厚度與波長關係圖。

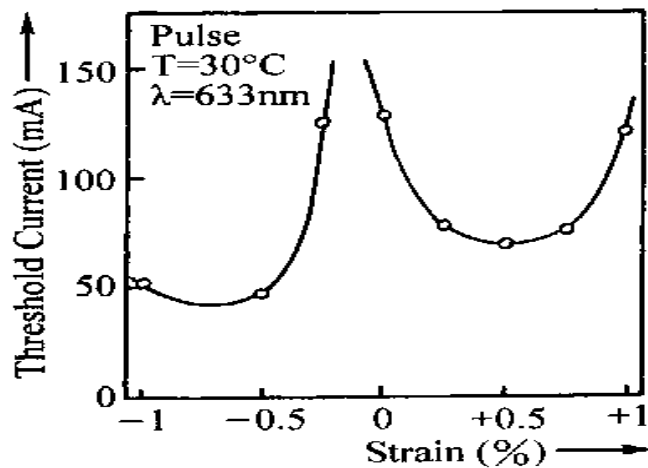


圖 2.10 633 nm 波長 $\text{GaInP}/\text{AlGaInP}$ 量子井雷射臨界電流與應力大小之關係圖 ($\text{Ga} = 0.65$, $\varepsilon = -1.0\%$ Tension; $\text{Ga} = 0.38$, $\varepsilon = +1.0\%$ Compression)。

一般在長晶時，會再 p-GaAs 電極接觸層與 p-AlGaInP 披覆層中間多成長一層 p-GaInP 電位障縮減層(Barrier reduction layer)，是為了減少 p-GaAs 電極接觸層與 p-AlGaInP 披覆層之間的能隙差以降低元件的串聯電阻，如圖 2.11 中之 I-V 特性所示^[44]。

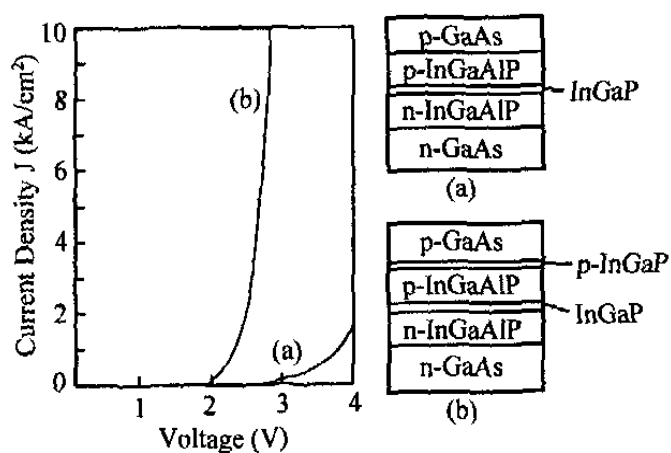


圖 2.11 比較有無 p-InGaP 層之 I-V 特性。

2.3 漏電流

在討論漏電流之前，先來看看由 Bour 等人所發現的兩張元件性能圖^[39]。從圖 2.12 中我們得知，當發光波長減短時，臨界電流會快速增加且微分量子效率也會逐漸減少；而圖 2.13 也告訴了我們，當元件溫度增加時，波長較短雷射的臨界電流上升的比波長較長的雷射來的劇烈。以上的這些現象都歸因於元件內部產生了漏電流(Electron leakage current)之影響。接下來，即將討論漏電流之起因，而漏電流對雷射輸出性能之影響，在第三章的 3.6 小節會有詳細的實驗數據與理論模擬分析。

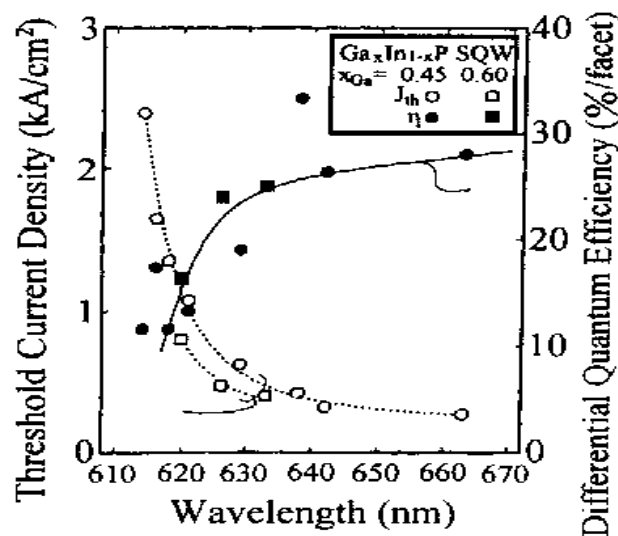


圖 2.12 短波長單量子井 $Ga_xIn_{1-x}P$ ($x = 0.5, 0.6$) 雷射之臨界電流、微分量子效率與波長之關係圖。

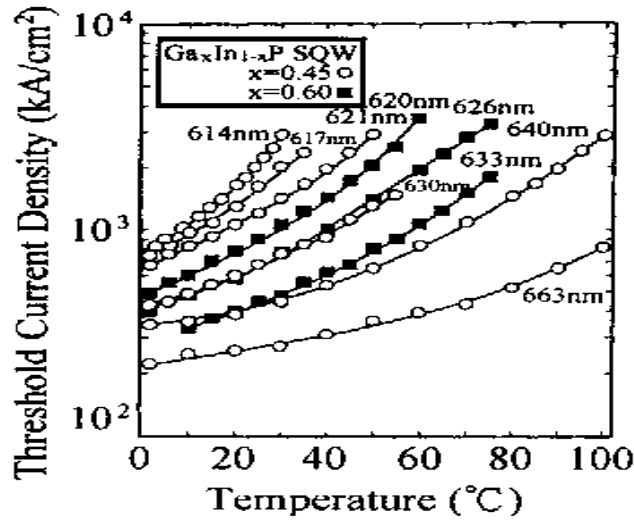


圖 2.13 單量子井 $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ ($x=0.45, 0.6$) 之臨界電流與溫度之關係圖。

如圖 2.14 之說明漏電流的能帶圖所示^[42]，當雷射二極體的兩端施以順向偏壓(Forward bias)時，電子從 n-披覆層流向活性層的地方，但有一部分的電子會有足夠的能量從活性層中溢出並流至 p-披覆層，這些流至 p-披覆層的電流，就叫做漏電流。漏電流可分為兩個部份，一部份就是如上所述，一部分電子擁有足夠的熱能而超越電位障(Potential barrier)而產生的；另一部份則是由於 p-披覆層中內部本身的少數(Minority)電子會滲透或飄移(Drift)到 p-接觸(Contact)的地方而形成漏電流。漏電流對發光沒有貢獻，而且會使得元件內部量子效率就會減少，同時，漏電流對於溫度的上升非常靈敏，漏電流隨著溫度上昇而迅速增加，使得特性溫度降低。

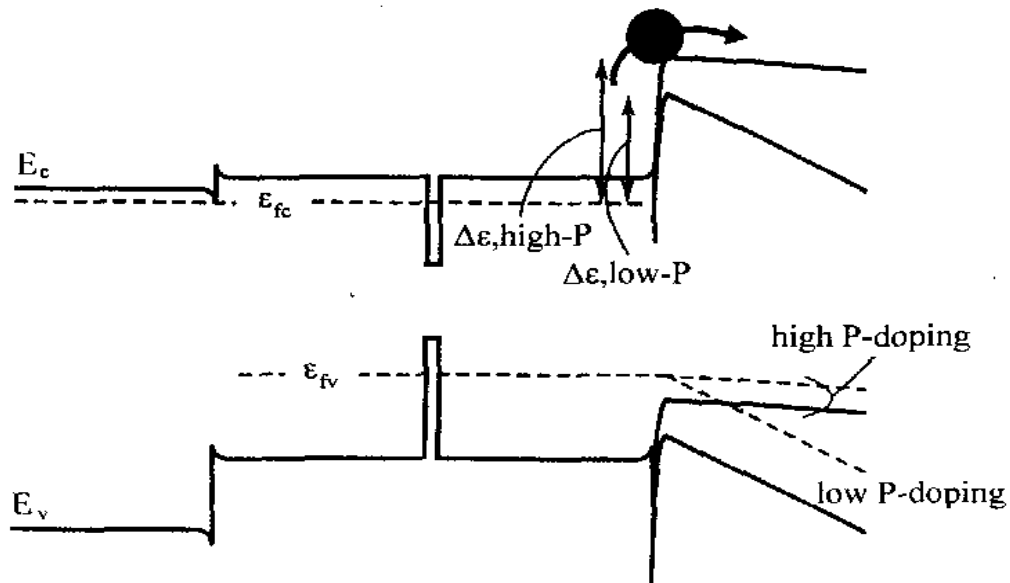


圖 2.14 由磷化鋁鎵銦能隙圖分析結構之漏電流與 p-摻雜的關係圖。

漏電流的情形可以從臨界電流與溫度的關係式來分析。一般而言，臨界電流密度(J_{th})與溫度的關係可以寫成 $J_{th} \propto \exp(T/T_0)$ (式中的 T_0 是特性溫度， T 是操作溫度)。漏電流的比例如果隨著溫度上升而上升的很明顯的話，那臨界電流密度也會隨著溫度的上升而迅速提升，因此所得到元件的特性溫度就會比較小，所以具有較大的特性溫度，表示元件因受熱而產生的漏電流比較不嚴重，對於溫度比較不敏感，因此可以在高溫之下操作。

為了要得到短波長磷化鋁鎵銦雷射，活性層的能隙會增加，因而減少載子侷限的作用，漏電流的情形會比長波長磷化鋁鎵銦雷射來得嚴重，因此短波長磷化鋁鎵銦雷射的特性溫度通常低於長波長的磷化鋁鎵銦雷射。如圖 2.15(a)^[45]所示，波長 690 nm 磷化鋁鎵銦雷射導電帶能隙差值有 400 meV，而波長 650 nm 磷化鋁鎵銦雷射導電帶能隙差只有 320 meV 比起長波長少了 80 meV，因此漏電流對於短波長磷化鋁鎵銦雷射是一個大問題，這也說明了之前圖 2.12、2.13 中波長

愈短，雷射輸出性能愈差的原因。要減少短波長磷化鋁鎵銻雷射之漏電流，有幾種方法：第一提高 p-披覆層中的 p 摻雜以增加導電帶能隙差值，增加電流越過 p-披覆層的電位障之困難度，以減少漏電流的發生，如圖 2.15(b)^[45]所示。第二是增加量子井的個數，使得可容納的載子變多而減少電流外溢；然而隨著量子井個數增加，必須要注入更多的電流以產生雷射輸出的條件，因而臨界電流也會增加，因此增加量子井個數時在臨界電流與特性溫度兩者之間勢必要有取捨，有關此一議題在本章 3.7 節會有實驗與理論模擬之探討。

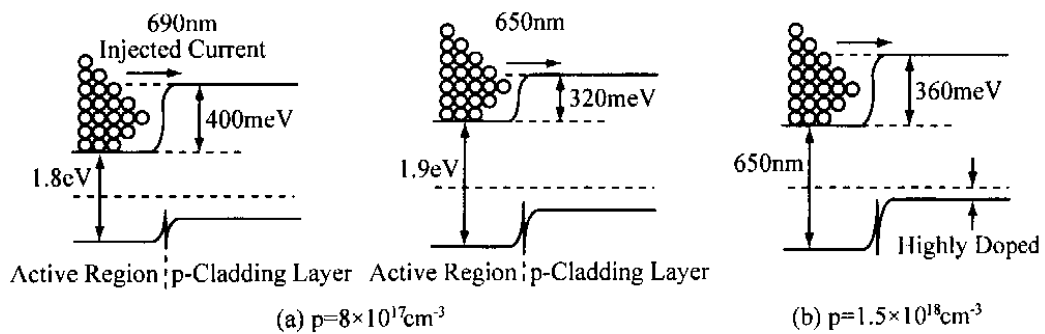


圖 2.15 在不同波長時，導電帶能隙之偏差與 p 形摻雜濃度之關係(a) $p = 8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (b) $p = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。

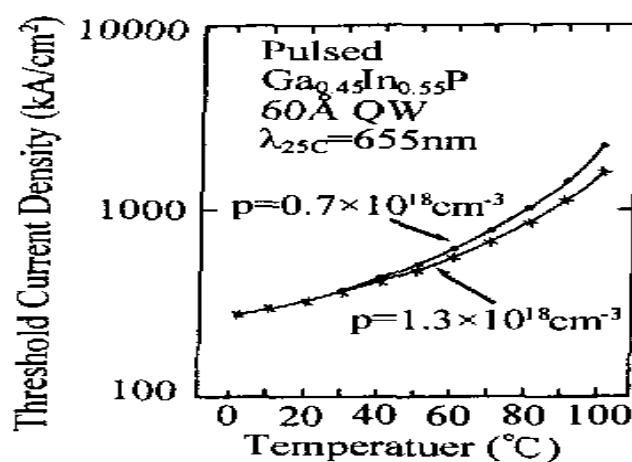


圖 2.16 $\text{Ga}_{0.45}\text{In}_{0.55}\text{P}$ 量子井雷射， $\text{Al}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 披覆層在高電洞濃度($p = 1.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)及低電洞濃度($p = 0.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)時臨界電流與溫度之關係圖。

圖 2.16^[42]為輸出波長在 655 nm 時，不同 p 形摻雜濃度之下臨界電流密度對溫度之關係，如圖所示，p 形摻雜濃度較高的在溫度愈高時對於雷射的輸出改善愈明顯，也就是臨界電流密度隨溫度上升的比較小，這可能是由於漏電流在 40 °C 之後比較嚴重，而提高 p 形摻雜濃度對於 40 °C 之後的漏電流情形有改善了。圖 2.17^[42]為圖 2.16 在操作溫度為 100 °C 之下臨界電流與微分量子效率對 p-披覆層電洞摻雜濃度之關係，此圖更加證實了在高溫操作時增加 p-披覆層電洞摻雜濃度能有效的減少漏電流，使得元件具有較高的微分量子效率及較低的臨界電流密度。

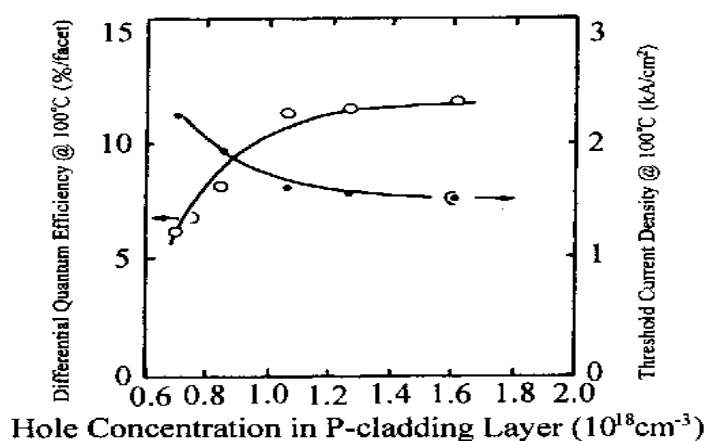


圖 2.17 Ga_{0.45}In_{0.55}P 量子井(厚度 60 Å)雷射($\lambda = 655 \text{ nm}$)在 100 °C 時脈衝式震盪臨界電流與微分量子效率對 p-披覆層電洞濃度之關係圖。

雖然漏電流對短波長磷化鋁鎵銻雷射是一大問題，但是對波長大於 660 nm 時，其問題就比較不嚴重，這可以由先前已經介紹過的圖 2.13 得知。

2.4 雷射二極體的結構

如圖 2.18 所示，磷化鋁鎵銦雷射二極體結構的基本上有兩種^[39]，一種是增益波導型(Gain-guided)雷射，而另一種則是一種是折射波導型(Index-guided)雷射。增益波導型雷射的金屬電極多為條狀(Stripe)，結構上較簡單，但如果要得到有用的光束品質則必須使用折射波導型雷射。

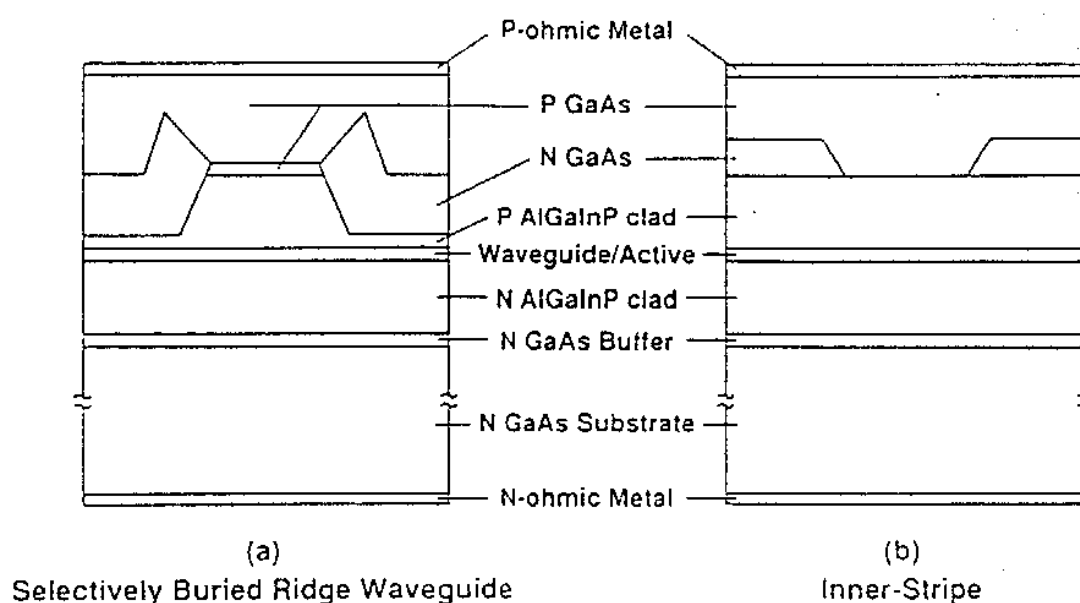


圖 2.18 最常用的兩種 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 雷射結構圖。

折射波導形雷射可分為脊狀形波導雷射(Ridge waveguide)，如圖 2.19 所示和選擇性掩埋脊狀波導雷射(Selectively Buried Ridge laser，SBR laser)，如圖 2.18(a)所示。脊狀形波導雷射製造簡單，只須一次磊晶不需再成長(Regrowth)，只需把元件蝕刻成脊狀然後再加上絕緣層及金屬導電層即可。磷化鋁鎵銦雷射二極體作成脊狀形波導結構有兩個好處，第一是因為脊狀構造可使得電流被有效的侷限，當電流流經活性層時電流密度會提高，使得產生雷射的臨界電流密度會被有效

的減少；第二是於由光波導理論，在脊狀的兩旁是空氣，因此從垂直的長晶方向到空氣處的有效折射率(Effective index, n_e)會比原來沒有蝕刻成空氣時來的低，使得和長晶方向到脊狀處的有效折射率差值會比較大，因此能使得在結構的水平方向上的光場侷限較好，同時遠場發散角會比較接近於圓形。但脊狀形波導要得到較小的像差(Astigmatism)則必須將脊狀的寬度及深度最佳化，此型雷射的臨界電流低、量子效率高，但在高功率的操作下雷射高階模式會產生，因此此型雷射大多用於低功率的操作，如果要在高功率操作之下仍然保持為單一模式輸出時，必須要用選擇性掩埋脊狀波導雷射。

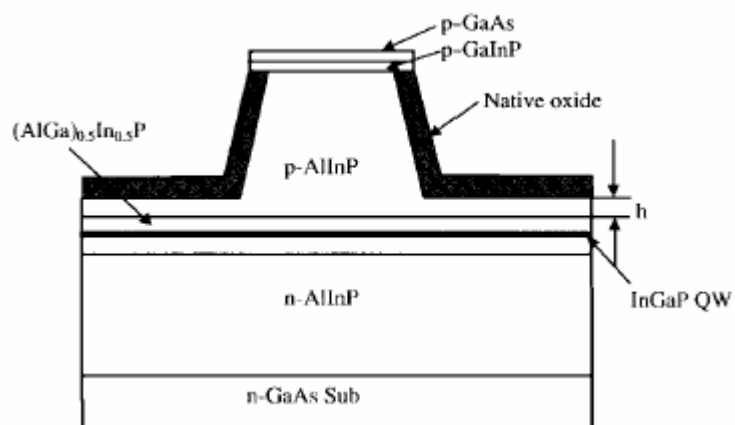


圖 2.19 脊狀波導型雷射圖。

選擇性掩埋脊狀波導雷射就磊晶成長來說比脊狀形波導雷射來得複雜，如圖 2.20 所示。擇性掩埋脊狀波導雷射需要三步的成長過程，一般擇性掩埋脊狀波導雷射之成長法是先由 MOCVD 或 MBE 磊晶法成長到 p-磷化鋁鎵銻披覆層的部分，如圖 2.20(a)所示為第一次的磊晶成長，然後再成長 Si_3N_4 或者 SiO_2 當成蝕刻成脊型波導所用的面罩(Mask)，曝光後再用硫酸：雙氧水：水以 1：8：50 的比例把曝光的區域作濕式蝕刻。為了便於蝕刻，所以在第二步的時候會再長晶時多成長一層很薄的止蝕層(Etch-stop layer)，此時硫酸：雙氧水：

水對此止蝕層起不了作用，然後再將 n-GaAs 選擇性的再成長 (Regrowth) 在脊狀的兩旁如圖 2.20(b) 所示。最後第三步再把面罩除去，將 p-GaAs 成長在全部表面上，即可得到平坦的表面並可用來與金屬電極形成歐姆接觸 (Ohmic contact) 如圖 2.20(c) 所示。

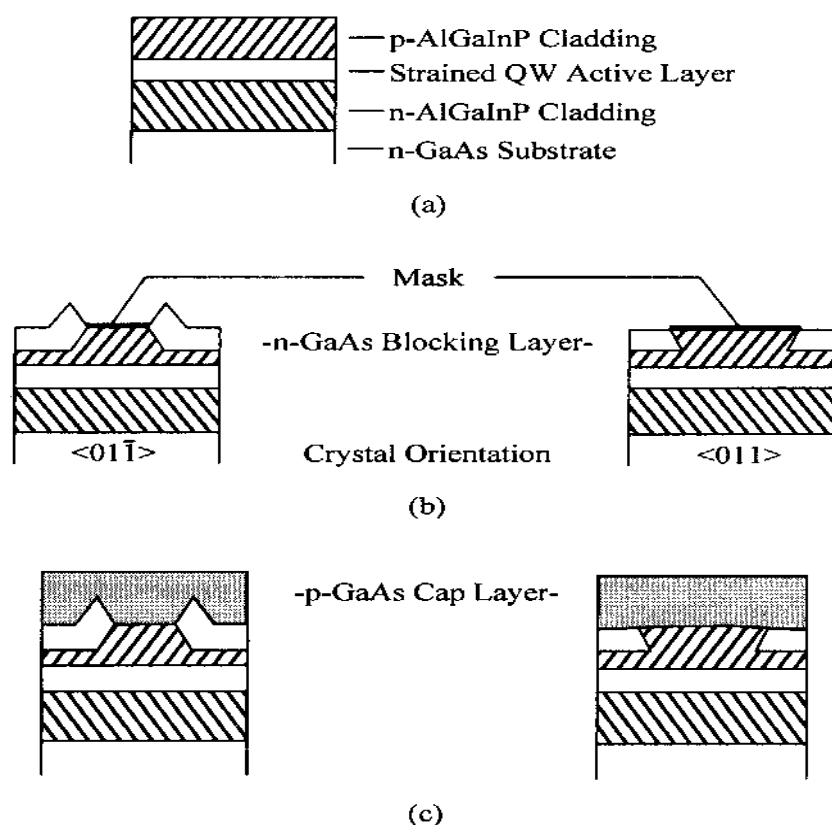


圖 2.20 再成長法作成選擇式掩埋脊狀型波導雷射之步驟。

選擇式掩埋脊狀型波導雷射雖然在磊晶成長及製程上較為脊狀結構來得複雜，但是具有以下的優點，再成長的 n-GaAs 的作用有三：第一是當電流由上電極流到下電極時碰到摻雜 n type 的 GaAs 時，此時 n-GaAs 的作用像是把電流阻擋，使得電流不能流向兩旁的區域，因此能有效的侷限電流使得流經活性層的電流密度提高以降低臨界電流密度；第二是由於 n-GaAs 具有高的折射率的特性，且 n-GaAs 又長在脊狀兩旁接近波導 (Wave guide) 地方，以致橫向模式 (Transverse

mode)的光與高折射率的 GaAs 相結合(Outcouple)而造成漏光的情形。因此，雷射光的輸出便形成了一個有漏光的橫向模式，即光輸出在橫方向的地方會產生正的(Positive)折射波導，其像差(Astigmatism)可以小到 10 μm 。第三是由於 n-GaAs 材料的特性波長(Characteric wavelength)為 870 nm，因此會吸 870 nm 以下的光，而磷化鋁鎵銻雷射二極體的發光波長低於 870 nm，因此脊狀兩旁的 n-GaAs 會吸光，但主要是針對雷射的高階模式(High-order modes)。如圖 2.21 所示，深色的區域只吸收了少部分的基本模式(TE_{00})，但卻吸收了較多的第一高次序模(TE_{01})^[39]，這並且可由圖 2.22 所示的基本模與第一高次序模之模態損失與脊狀寬度的關係可知^[39]。

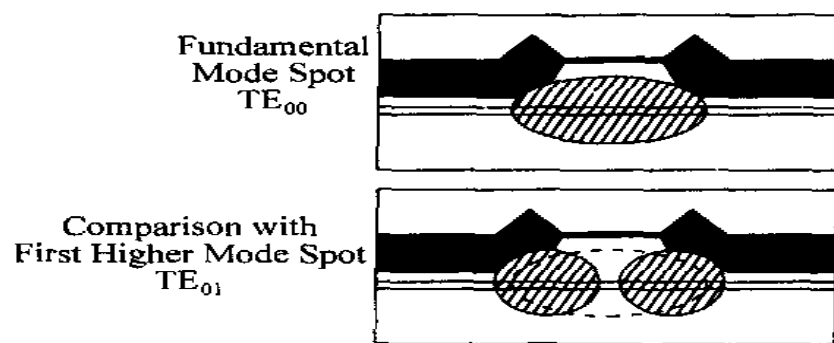


圖 2.21 深色的阻塞區域只吸收少部分基本模式(TE_{00})，吸收了較多的第一高次序模(TE_{01})。

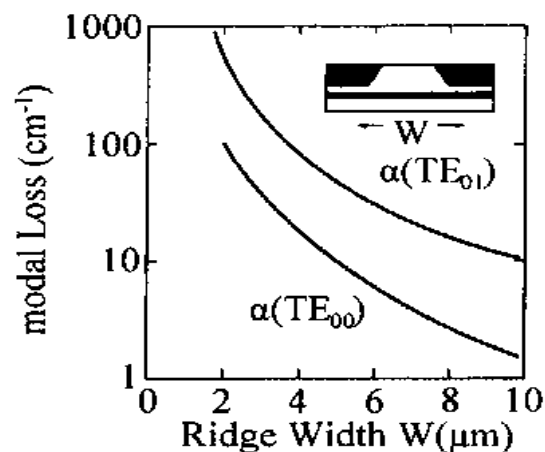


圖 2.22 基本模與第一高次序模之模態損失與脊狀寬度之關係。

因此選擇式掩埋脊狀型波導雷射可使的高階的模式被壓抑，在高功率操作之下可得到單一模式輸出，但同時也要付出一些代價除了磊晶成長及製程複雜外，由於吸光的作用會使得臨界電流增加以及量子效率減少，如圖 2.23 選擇式掩埋脊狀型波導雷射與脊狀結構雷射輸出性能的比較所示^[39]。

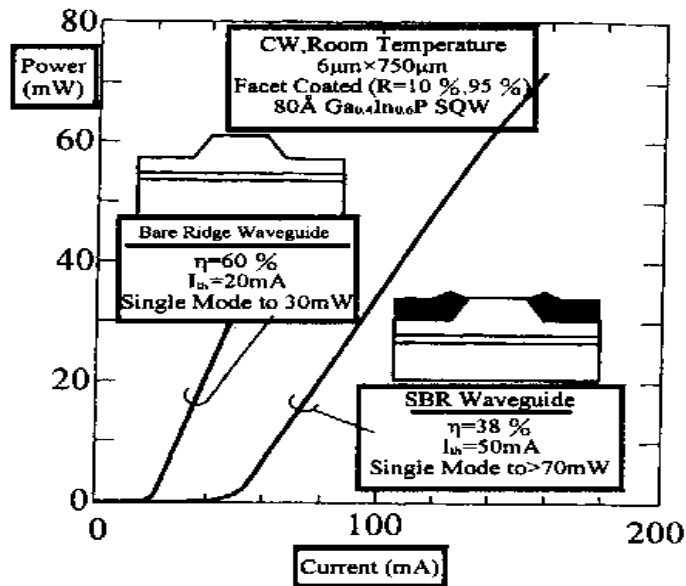


圖 2.23 比較磷化鋁鎵銻 SBR 雷射與脊狀波導型雷射室溫連續震盪功率與電流之關係圖。

参考文献

- [1] S. Yamamoto, H. Hayashi, T. Hayakawa, N. Miyauchi, S. Yano and T. Hijikata, "Room-temperature cw operation in the visible spectral range of 680-700 nm by AlGaAs double heterojunction lasers," Applied Physics Letters, Vol.41, p.796-798, 1982.
- [2] T. Suzuki, I. Hino, A. Gomyo and K. Nishida, "MOCVD-grown $\text{Al}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ - $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ double heterostructure lasers optically pumped at 90 K," Japanese Journal of Applied Physics, Vol.21, p.L731-L733, 1982.
- [3] I. Hino, A. Gomyo, K. Kobayashi, T. Suzuki and K. Nishida, "Room-temperature pulsed operation of AlGaInP/GaInP/AlGaInP double heterostructure visible light laser diodes grown by metalorganic chemical vapor deposition," Applied Physics Letters, Vol.43, p.987-989, 1983.
- [4] H. Asahi, Y. Kawamura, and H. Nagai, "Molecular beam epitaxial growth of InGaAlP visible laser diodes operating at 0.66-0.68 μm at room temperature," Journal of Applied Physics, Vol. 54, p.6958-6964, 1983.
- [5] D. C. Tran, K. H. Levin, C. F. Fisher, M. J. Burk and G. H. S. Jun, "0.66 μm room-temperature operation of InGaAlP DH laser diodes grown by MBE," Electronics Letters, Vol.19, p.163-164, 1983.
- [6] M. Ikeda, Y. Mori, M. Takiguchi, K. Kaneko and N. Watanabe, "Cw operation of an AlGaInP double heterostructure laser diode at 77K grown by atmospheric metalorganic chemical vapor deposition," Applied Physics Letters, Vol.45, p.661-663, 1984.
- [7] M. Ikeda, Y. Mori, H. Sato, K. Kaneko and N. Watanabe,

- “Room-temperature continuous-wave operation of an AlGaInP double heterostructure laser grown by atmospheric pressure metalorganic chemical vapor deposition,” *Applied Physics Letters*, Vol.47, p.1027-1028, 1985.
- [8] K. Kobayashi, S. Kawata, A. Gomyo, I. Hino and T. Suzuki, “Room-temperature cw operation of AlGaInP double-heterostructure visible lasers,” *Electronics Letters*, Vol.21, p.931-932, 1985.
- [9] M. Ishikawa, Y. Ohba, H. Sugawara, M. Yamamoto and T. Nakanisi, “Room-temperature cw operation of InGaP/InGaAlP visible light laser diodes on GaAs substrates grown by metalorganic chemical vapor deposition,” *Applied Physics Letters*, Vol.48, p.207-208, 1986.
- [10] M. Ikeda, M. Honda, Y. Mori, K. Kaneko and N. Watanabe, “Yellow-emitting AlGaInP double heterostructure laser diode at 77 K grown by atmospheric metalorganic chemical vapor deposition,” *Applied Physics Letters*, Vol.45, p.964-966, 1984.
- [11] I. Hino, S. Kawata, A. Gomyo, K. Kobayashi and T. Suzuki, “Continuous wave operation (77K) of yellow (583.6 nm) emitting AlGaInP double heterostructure laser diodes,” *Applied Physics Letters*, Vol.48, p.557-558, 1986.
- [12] K. Kobayashi, S. Kawata, A. Gomyo, I. Hino and T. Suzuki, “661.7 nm room-temperature cw operation of AlGaInP double-heterostructure lasers with aluminium-containing quaternary active layer,” *Electronics Letters*, Vol.21, p.1162-1163, 1985.
- [13] S. Kawata, K. Kobayashi, A. Gomyo, I. Hino and T. Suzuki, “621 nm cw operation of AlGaInP visible semiconductor lasers,” *Electronics Letters*, Vol.22, p.1265-1266, 1986.
- [14] S. Kawata, H. Fujii, K. Kobayashi, A. Gomyo, I. Hino and T. Suzuki “Room-temperature continuous-wave operation of a 640 nm AlGaInP visible-light semiconductor laser,” *Electronics Letters*, Vol.23,

- p.1327-1328, 1987.
- [15]M. Ishikawa, H. Shiozawa, Y. Tsuburai and Y. Uematsu, “Short-Wavelength (638 nm) room-temperature cw operation of InGaAlP laser diodes with quaternary active layer,” *Electronics Letters*, Vol.26, p.211-213, 1990.
- [16]K. Itaya, M. Ishikawa and Y. Uematsu, “636 nm room temperature cw operation by heterobarrier blocking structure InGaAlP laser diodes,” *Electronics Letters*, Vol.26, p.839-840, 1990.
- [17]M. Ikeda, A. Toda, K. Nakano, Y. Mori and N. Watanabe, “Room-temperature continuous-wave operation of a GaInP/AlGaInP multiquantum well laser grown by metalorganic chemical vapor deposition,” *Applied Physics Letters*, Vol.50, p.1033-1034, 1987.
- [18]J. M. Dallesasse, D. W. Nam, D. G. Deppe and N. Holonyak, “Short-wavelength ($< 6400 \text{ \AA}$) room-temperature continuous operation of p-n $\text{In}_{0.5}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{P}$ quantum well lasers,” *Applied Physics Letters*, Vol.53, p.1826-1828, 1988.
- [19]S. Kawata, K. Kobayashi, H. Fujii, I. Hino, A. Gomyo, H. Hotta and T. Suzuki, “Room-temperature continuous-wave operation formode-stabilised AlGaInP visible-light semiconductor laser with a multiquantum-well active layer,” *Electronics Letters*, Vol.24, p. 1489-1490, 1988.
- [20]M. Ikeda, E. Morita, A. Toda, T. Yamamoto and K. Kaneko, “GaInP/AlGaInP double-heterostructure laser grown on a (111)B-orienten GaAs substrate by metalorganic chemical vapour deposition,” *Electronics Letters*, Vol.24, p.1094-1095, 1988.
- [21]T. Tanaka, S. Minagawa, T. Kawano and T. Kajimura, “Lasing wavelengths of index-guided AlGaInP semiconductor lasers as functions of off-angle from (100) plane of GaAs substrate,” *Electronics Letters*, Vol.25, p.905-907, 1989.

- [22]S. Minagawa, T. tanaka and M. Kondow, "Room-temperature continuous-wave operation of short-wavelength GaInP/AlGaInP laser grown on (511)A GaAs substrate by metalorganic vapour phase epitaxy," *Electronics Letters*, Vol.25, p.925-926, 1989.
- [23]H. Hamada, K. Tominaga, M. Shono, S. Honda, K. Yodoshi and T. Yamaguchi, "Room-temperature cw operation of 610 nm band AlGaInP strained multiquantum well laser diodes with multiquantum barrier," *Electronics Letters*, Vol.28, p.1834-1836, 1992.
- [24]Y. Ueno, K. Endo, H. Fujii, K. Kobayashi, K. Hara and T. Yuasa, "Continuous-wave high-power (75 mW) operation of a transverse-mode stabilized window-structure 680 nm AlGaInP visible laser diode," *Electronics Letters*, Vol.26, p.1726-1728, 1990.
- [25]H. Fujii, K. Kobayashi, S. Kawata, A. Gomyo, I. Hino, H. Hotta and T. Suzuki, "High-power operation of a transverse-mode stabilized AlGaInP visible light ($\lambda_L = 683$ nm) semiconductor laser," *Electronics Letters*, Vol.23, p.938-939, 1987.
- [26]A. Gomyo, T. Suzuki, K. Kobayashi, S. Kawata and I. Hino, "Evidence for the existence of an ordered state in $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ grown by metalorganic vapor phase epitaxy and its relation to band-gap energy," *Applied Physics Letters*, Vol.50, p.673-675, 1987.
- [27]K. Itaya, Y. Watanabe, M. Ishikawa, G. Hatakoshi and Y. Uematsu, "High-power operation of heterobarrier blocking structure InGaAlP visible light laser diodes," *Applied Physics Letters*, Vol.56, p.1718-1719, 1990.
- [28]K. Itaya, G. Hatakoshi, Y. Watanabe, M. Ishikawa and Y. Uematsu, "High-power cw operation of broad area InGaAlP visible light laser diodes," *Electronics Letters*, Vol.26, p.214-215, 1990.
- [29]K. Nakano, M. Ikeda, A. Toda and C. Kojima, "Very low threshold current density of a GaInP/AlGaInP double-hererostructure laser

- grown by MOCVD,” *Electronics Letters*, Vol.23, p.894-895, 1987.
- [30]I. Nomura, K. Kishino, A. Kikuchi and Y. Kaneko, “600-nm-range GaInP/AlInP strained quantum well lasers grown by gas source molecular beam epitaxy,” *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol.33, p.804-810, 1994.
- [31]H. D. Summers and P. Blood, “Strain effects in $(\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y})_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ lasers operating at fixed threshold gain,” *Electronics Letters*, Vol.30, p. 236-238, 1994.
- [32]H. Shiozawa, H. Okuda, M. Ishikawa, G-I. Hatakoshi and Y. Uematsu, “High-temperature cw operation of visible light-emitting GaInP/AlGaInP inner stripe laser diodes,” *Electronics Letters*, Vol.24, p.877-879, 1988.
- [33]H. Hamada, R. Hiroyama, S. Honda, M. Shono, K. Yodoshi and T. Yamaguchi, “AlGaInP strained multiple-quantum-well visible laser diodes ($\lambda_L < 630$ nm band) with a multiquantum barrier grown on misoriented substrates,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.29, p.1834-1850, 1993.
- [34]K. Itaya, M. Ishikawa, H. Okuda, Y. Watanabe, K. Nitta, H. Shiozawa and Y. Uematsu, “Effect of facet coating on the InGaAlP visible light laser diodes,” *Applied Physics Letters*, Vol.53, p.1363-1365, 1988.
- [35]M. Ishikawa, H. Okuda, K. Itaya, H. Shiozawa and Y. Uematsu, “Long-term reliability tests for InGaAlP visible laser diodes,” *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol.28, p.1615-1621, 1989.
- [36]H. Okuda, M. Ishikawa, H. Shiozawa, Y. Watanabe, K. Itaya, K. Nitta, G-I. Hatakoshi, Y. Kokubun and Y. Uematsu, “Highly reliable InGaP/InGaAlP visible light emitting inner stripe lasers with 667 nm lasing wavelength,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.25, p. 1477-1482, 1989.
- [37]A. Gomyo, K. Kobayashi, S. Kawata, I. Hino and T. Suzuki, “Aging

- characteristics of AlGaInP/GaInP visible-light lasers ($\lambda_L = 678$ nm),” Electronics Letters, Vol.23, p.85, 1988.
- [38]M. Ikeda, H. Sato, T. Ohata, K. Nakano, A. Toda, O. Kumagai and C. Kojima, “680-nm band GaInP/AlGaInP tapered stripe laser,” Applied Physics Letters, Vol.51, p.1572-1573, 1987.
- [39]D. P. Bour “AlGaInP quantum well laser” in “Quantum well lasers” edited by P. Zory, p.415-460, Academic Press Inc,1993.
- [40]H. Hamada “AlGaInP visible laser diodes grown in misoriented substrates,” IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.27, p.1483-1490, 1991.
- [41]H. Okuda, M. Ishikawa, K. Itaya, K. Nitta, G-I. Hatakoshi, Y. Kokubun and Y. Uematsu, “Highly reliable InGaP/InGaAlP visible light emitting inner stripe lasers with 667 nm lasing wavelength,” IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.25, p. 1477-1482, 1989.
- [42]D. P. Bour, R. S. Geels, D. W. treat, T. L. Paoli, F. Ponce, R. L. Thomson, B. S. Krusor, R. D. Bringans and D. F. Welch, “Strained $Ga_xIn_{1-x}P/(AlGa)_{0.5}In_{0.5}P$ heterostructure and quantum well laser diodes,” IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.30, p.593-607, 1994.
- [43]A. Valster, “Effect of strain on the threshold current of GaInP/AlGaInP quantum well lasers emitting at 633 nm,” Technical Digest IEEE 13th International Semiconductor Laser Conference, 1992.
- [44]G. Hatakoshi, “Short wavelength AlGaInP visible laser diodes,” IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.27, p.1476-1482, 1991.
- [45]S. Kamayama, T. Uenoyama, M. Mannoh, Y. Ban and K. Ohnaka, “Analysis of GaInP/AlGaInP compressive strained multiple-quantum-well-laser,” IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.30, p.1363-1369, 1994.

第三章 DVD 用 650 nm 磷化鋁鎵銦半導體雷射漏電流 分析

3.1 前言

磷化鋁鎵銦雷射二極體已被發展超過二十年以上，這些 650 nm 波段的雷射二極體為大家所注意而用來當成高密度光儲存系統的光源，例如數位影音光碟(DVD)。磷化鋁鎵銦雷射二極體的操作溫度從過去到現在已被從 60 °C 提升到 80 °C，然而與 780 nm 的砷化鋁鎵雷射二極體相比，650 nm 磷化鋁鎵銦雷射二極體擁有與生俱來不利的條件。第一是它的最大導電帶能隙差只有 270 meV，比砷化鋁鎵材料小了 80 meV^[1]。第二是他的熱電阻是砷化鋁鎵的 2 到 3 倍^[2]。較小的導電帶能隙差及較大的熱電阻會導致電子的侷限性不好和熱的產生，而熱的產生又會使得漏電流更嚴重，使得在高溫操作之下電子容易因為熱能而從活性層溢流到 p-type 披覆層，導致磷化鋁鎵銦雷射二極體的雷射輸出性能快速的變差。因此如何有效的減少漏電流對於磷化鋁鎵銦雷射二極體的影響，對於提升其特性溫度將是一項重要的因素。

在本章我們主要是利用理論模擬的方式和搭配一些實驗結果，來分析 DVD 用 650 nm 磷化鋁鎵銦雷射二極體漏電流情形。我們所採用的結構是具有壓縮應力多量子井結構的磷化鋁鎵銦雷射二極體，探討活性層中不同的光侷限層(Spacer layer or confining layer)設計之下漏電流的情形，像是一般分開侷限異質結構(Separate Confinement Hetero-structure，簡稱 SCH)，漸變侷限異質結構(Graded-Index Separate Confinement Hetero-structure，簡稱 GRIN-SCH)，以及不同的量子井

個數的活性層設計。要設計這些具有不同活性層結構的磷化鋁鎵銻雷射二極體時，必須先設計近場的光強度分佈，使得光侷限係數在整個活性層中必須保持一樣，這樣才能使雷射光在遠場垂直發散角保持相同，並符合 DVD 的規格。

我根據實驗的參數和實驗的結果，最先分析活性層結構為 SCH 時的漏電流情形對雷射輸出性能的影響，並且預測在長波長材料砷磷化銻鎵、砷化鋁鎵常使用的 GRIN-SCH 結構與 SCH 結構作比較，並決定出活性層的最佳化結構之後，再作變化量子井的分析。實驗的結果只包含 SCH 結構在量子井個數為 4 和 5 個，而 GRIN-SCH 方面的實驗也已經著手進行，以待實驗進一步的證實理論預測。有關實驗方面是由系上黃滿芳博士所提供，在此並予以感謝。

3.2 模擬軟體 LASTIP 的理論基礎^[3]

本章節所使用的模擬軟體為加拿大 Crosslight 公司所出版的套裝軟體 *Lastip*，全名為 LASer Technology Integrated Program，是一套可以模擬二維半導體發光元件的程式。*Lastip* 所能模擬的材料包括 AlGaInAs、GaInAsP、AlGaInP、InGaN、AlGaN...等材料系統，必要的話也可以經由自行輸入參數來設定新的材料系統；至於它能模擬的元件結構包括 Fabry-Perot(FP)雷射、Distributed Feedback(DFB)雷射、Gain-Coupled DFB 雷射、Distributed Bragg Reflector(DBR)雷射、Multielectrode Distributed Feedback(MEDFB)雷射、Semiconductor Optical Amplifiers、Light Emitting Diodes(LEDs)等。在輸入所要模擬的材料系統與結構後，我們可以經由圖形的呈現瞭解元件的各項光學與電子性質。

接下來將對 LASTIP 這套模擬軟體用來描述半導體雷射的理論基礎做個簡單的介紹。

- (1) Poisson's Equation : $\nabla^2 V = -\rho/\epsilon$ ， ρ 為自由電荷的體電荷密度， ϵ 為介質的介電常數。若將此方程式改用在半導體材料時，此方程式就必須改寫成下式來描述每個磊晶層的電位分佈：

$$-\nabla \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon_{dc}}{q} \times \nabla V \right) = -n + p + N_D(1 - f_D) - N_A f_A + \sum_j N_{tj} (\delta_j - f_{tj})$$

其中，各參數的定義為：

- (a) ∇V 為電場。
- (b) ϵ_{dc} 為相對介電常數。
- (c) n 、 p 為電子與電洞濃度。
- (d) $N_D(N_A)$ 為淺層 donor(acceptor) 摻雜的密度， $f_D(f_A)$ 為介面中

donor(acceptor)淺層能階的佔有率。(此項會造成介面結合的電子濃度產生影響， $N_A f_A$ 前面的負號為接收電子濃度產生)

(e) δ_j 為 delta function 當作 acceptor 時其值為 0 當作 donor 時其值為 1， N_{tj} 為介面中第 j 個深層能階的密度， f_{tj} 為第 j 個深層能階的佔有率。(此項和前兩項比較下其意義為相似)

(2) Electrical(Hole) Continuity Equation： $\nabla J + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ ；此為電荷連續方程式，又因為各磊晶層的電荷守恆，所以我們可以將此連續方程改寫成下式：

$$\nabla J_n - \sum_j R_n^{tj} - R_{sp} - R_{st} - R_{au} = \frac{\partial n}{\partial t} + N_D \frac{\partial f_D}{\partial t}$$

$$\nabla J_p + \sum_j R_p^{tj} + R_{sp} + R_{st} + R_{au} = -\frac{\partial p}{\partial t} + N_A \frac{\partial f_A}{\partial t}$$

(a) 電子的電流密度 $J_n = n \times \mu_n \times \nabla E_{fn}$ (其中 μ_n 為電子的 mobility， E_{fn} 為電子的 Fermi-level)，而電洞的電流密度 $J_p = p \times \mu_p \times \nabla E_{fp}$ 。

(b) R_n^{tj} 為通過邊界上第 j 個能階時，每單位體積的電子結合律，而 R_p^{tj} 為通過邊界上第 j 個能階時，每單位體積的電洞結合律。(SRH)

(c) R_{sp} 為自發輻射率， R_{st} 為受激放射率。

(d) $R_{au} = (C_n n + C_p p)(np - n_i^2)$ ； C_n 和 C_p 均為常數取決於材料本身， n_i 指純質的載子密度。(Auger recombination rate)

(3) Photon Rate Equation：

$$\nabla^2 W + k_0^2 (\epsilon - \beta^2) W = 0$$

$$\frac{c}{n_g} [g_m - \alpha_{int} - \alpha_{em}] S + c_m \int R_{sp} dV = \frac{\partial S}{\partial t}$$

- (a) W 為光子的波函數， $|W|^2$ 為每單位體積找到光子的機率。
- (b) k_0 為波向量， ϵ 為介電常數， β 為 real eigenvalue 實數本徵值。
- (c) n_g 為材料的折射率， g_m 為增益模式(model gain)， α_{int} 為初始的損失(loss)， α_{em} 為發射光子產生的損失， S 為光子數。
- (d) C_m 為小部份自發輻射的常數。

(4) Optical Gain Model :

$$g_{qw} = \sum_{i=j} \frac{g_{ij}(E_x)\gamma}{\hbar L \left[\frac{(E_x - E_{ij}^0)}{\hbar/\gamma} \right]} dE_x$$

- (a) τ 為 intra-band 的散射時間
- (b) $L(E_x - E_{ij}^0)$ 為 Lorentzian shape function
- (c) g_{ij} 為第 i 能階到第 j 能階的 local gain， E_{ij} 為第 i 能階到第 j 能階的能差
- (d) g_{ij} 內有包含輕電洞和重電洞的 TE 和 TM 模式。

3.3 元件結構

本節將介紹實驗及模擬之具有壓縮應力的多量子井結構磷化鋁鎵銻雷射二極體元件結構。結構如圖 3.1 所示，為一脊狀形波導雷射，由下而上依序為 n 型的 GaAs 基板，厚度為 200 μm ，摻雜濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，n 型的 GaAs 緩衝層(Buffer layer)厚度為 0.3 μm ，摻雜濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，n 型的 $(\text{Al}_{0.72}\text{Ga}_{0.28})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 披覆層(Cladding layer)厚度為 1.3 μm ，摻雜濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ；活性層沒有摻雜，包含了上下光侷限層(Spacer layer)及量子井(Quantum well)和井障(Barrier)。量子井是採用壓應力為 0.5% 的 $\text{Ga}_{0.45}\text{In}_{0.55}\text{P}$ ，厚度為 5 nm；井障則是採用沒有應力的 $(\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ ，厚度也為 5 nm。光侷限層的組成(Al 含量)可以是分開侷限異質結構(Separate Confinement Hetero-structure，簡稱 SCH)或者是漸變侷限異質結構(Graded-Index Separate Confinement Hetero-structure，簡稱 GRIN-SCH)，而且 GRIN-SCH 結構可以有不同形式的漸變，在 3.7 小節將會做一連串具有不同形式 GRIN-SCH 結構的設計與分析並與 SCH 結構作比較。而光侷限層厚度的設計必須使得磷化鋁鎵銻雷射二極體的遠場發散角符合低功率 DVD 的規格^[4]，遠場發散角在水平及垂直方向分別為 9° 及 28° ($\theta_{\parallel} \sim 9^\circ$, $\theta_{\perp} \sim 28^\circ$)，在 3.5 小節將會詳細介紹如何設計光侷限層的厚度。接下來在活性層之上為 p 型的 $(\text{Al}_{0.72}\text{Ga}_{0.28})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 披覆層(Cladding layer)，厚度為 1.3 μm ，摻雜濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，p 型的 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 電障位縮減層(Barrier reduction layer)，厚度為 0.05 μm ，摻雜濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，最後是 p 型的 GaAs 帽子層(Contact layer)，厚度為 0.1 μm ，摻雜濃度為 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ，並與金屬電極形成歐姆接觸。整個元件結構為了要形成脊狀形波導雷射，必須用蝕刻把元件的左右兩旁蝕刻掉形成脊狀結構，蝕刻

的深度從 p 型的 GaAs 帽子層到 p 型的 $(\text{Al}_{0.72}\text{Ga}_{0.28})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 披覆層 1.1 μm 之處。此外，元件寬度脊狀處為 4 μm ，兩旁皆為 3 μm ，長度(共振腔長度)為 350 μm ，前後鏡面反射率皆為 32%，整體的元件結構如圖 3.1 所示。

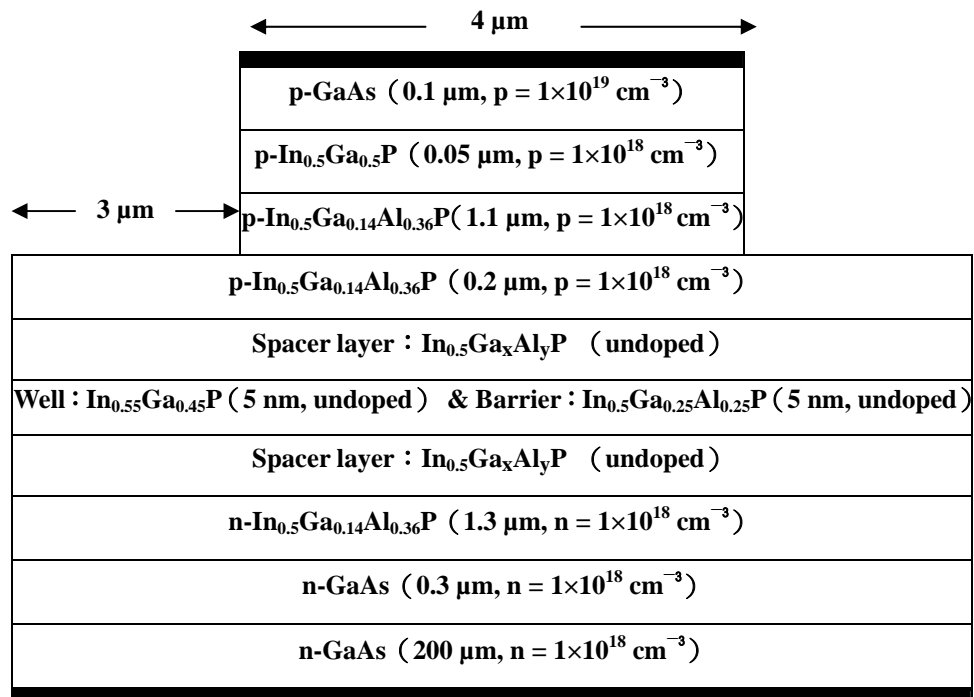


圖 3.1 實驗及模擬元件結構。

3.4 元件量子井自發輻射頻譜及增益頻譜

圖 3.2 及 3.3 是元件在量子井的組成為 $\text{Ga}_{0.45}\text{In}_{0.55}\text{P}$ ，厚度為 5 nm；井障為 $(\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ ，厚度也為 5 nm，載子濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 時，分別在 20 °C、50 °C、80 °C 時模擬的自發輻射頻譜與增益頻譜。在 20 °C、50 °C、80 °C 的自發輻射頻譜最大峰值分別為 646.1 nm、649.9 nm、653.8 nm。隨著溫度的上升自發輻射頻譜峰值會有紅位移產生，這是因為隨著溫度上升晶格常數會變長，使得能帶間隙變小，因此自發輻射發光的波長會有紅位移產生；並且由於溫度上升，使得載子溢流的情形產生，使得自發輻射頻譜會隨著溫度上升而減弱。圖 3.3 為 20 °C、50 °C、80 °C 的增益頻譜，隨著溫度上升增益頻譜也會有紅位移的產生和頻譜減弱的現象，值得探討的是增益頻譜從長波長到短波長的變化，在長波長及短波長分別有兩個增益為零的地方(圖 3.3 中所示 λ_1, λ_2)。當載子灌入量子井中電子電洞首先會先填滿第一量子化能階，而隨著導電帶的電子生命期到了電子就往價電帶的電洞躍遷形成再結合發光，因而有增益的產生($\geq 680 \text{ nm}$)，此時波長對應到的能帶間隙為導電帶量子化第一能階與價電帶量子化第一能階差(λ_1)；而增益最強的地方表躍遷的機率最大，在波長較短的地方增益會慢慢變小趨向於零，表示此時的躍遷機率來愈小，這是由於躍遷越來越接近準費米能階的緣故，此時的波長對應到的能帶間隙為導電帶的準費米能階和價電帶的準費米能階差(λ_2)。

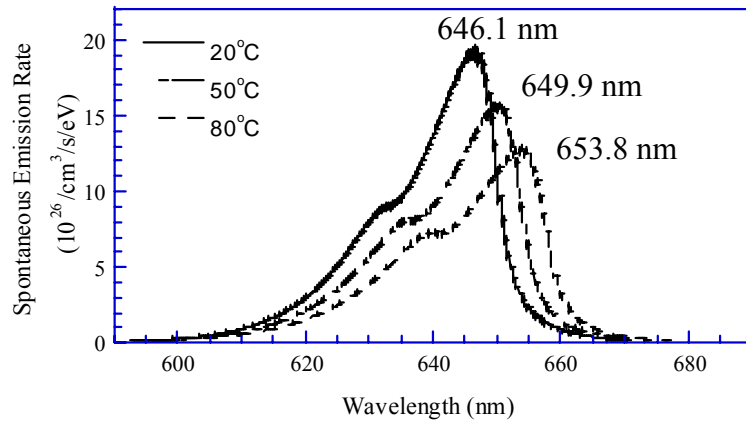


圖 3.2 量子井的組成為 $\text{Ga}_{0.45}\text{In}_{0.55}\text{P}$ ，厚度為 5 nm；井障為 $(\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ ，厚度也為 5 nm，載子濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 時，在 20 °C、50 °C、80 °C 模擬的自發輻射頻譜。

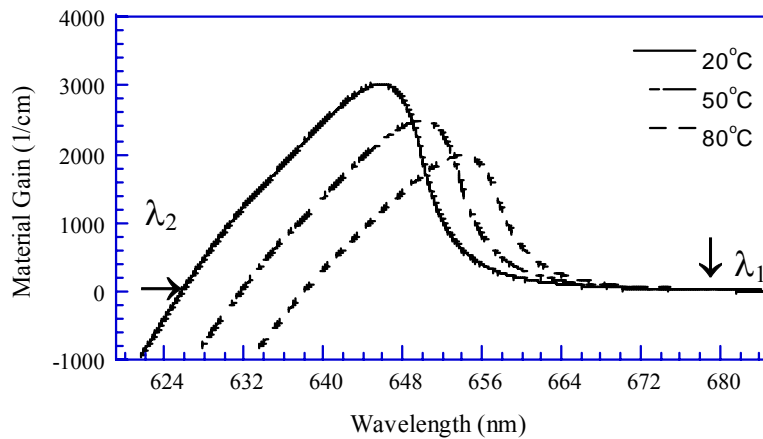


圖 3.3 量子井的組成為 $\text{Ga}_{0.45}\text{In}_{0.55}\text{P}$ ，厚度為 5 nm；井障為 $(\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ ，厚度也為 5 nm，載子濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 時，在 20 °C、50 °C、80 °C 模擬的增益頻譜。

3.5 光侷限層厚度設計

為了要使所設計磷化鋁鎵銻雷射二極體的遠場發散角符合低功率 DVD 的規格，遠場發散角在水平及垂直方向必須保持在 9° 及 28° ($\theta_{\parallel} \sim 9^\circ$, $\theta_{\perp} \sim 28^\circ$)^[4]。因此在我的碩士論文中所有的結構包含 SCH 與 GRIN-SCH 以及當 SCH 結構變化量子井個數的時候，元件結構中的光侷限層厚度都是經過設計的，使得近場光波導侷限都必須要保持一樣，如此一來遠場的發散角才會符合 DVD 的規格要求。遠場發散角包含水平方向以及垂直方向，水平方向與結構橫方向活性層的寬度有關；而垂直方向的發散角與光波導理論之設計有關。近場的光波導設計如果恰當，就能使得近場的光經過遠場繞涉極限後，使得垂直方向遠場繞涉角控制在某一角度。接下來我將介紹如何藉由設計近場的光場侷限使得遠場的垂直發散角保持在 28° ($\theta_{\perp} \sim 28^\circ$)。

圖 3.4(a)(b)為折射率與近場的光場分佈對長晶方向作圖，其中圖 (b)為圖(a)在活性層的放大圖。如圖 3.4(a)所示，折射率由左到右分別為基板 GaAs、披覆層 $(\text{Al}_{0.72}\text{Ga}_{0.28})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 、活性層及電障位縮減層 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 。當雷射二極體施以順向偏壓之後，電子電洞被侷限在活性層中的量子井時，導電帶電子往價電帶電洞躍遷形成再結合發光，而量子井的折射率又比兩旁來得大，因此能有效的侷限光子，並使得量子井的光場分佈最強，並往量子井的兩旁遞減，為一高斯分佈。而被侷限在量子井中的光扮演著引誘電子往電洞躍遷而形成受激放射並且經過前後反射鏡的共振而產生雷射輸出；此外，由於基板的折射率最大，因此會造成一些內部光子的損耗。

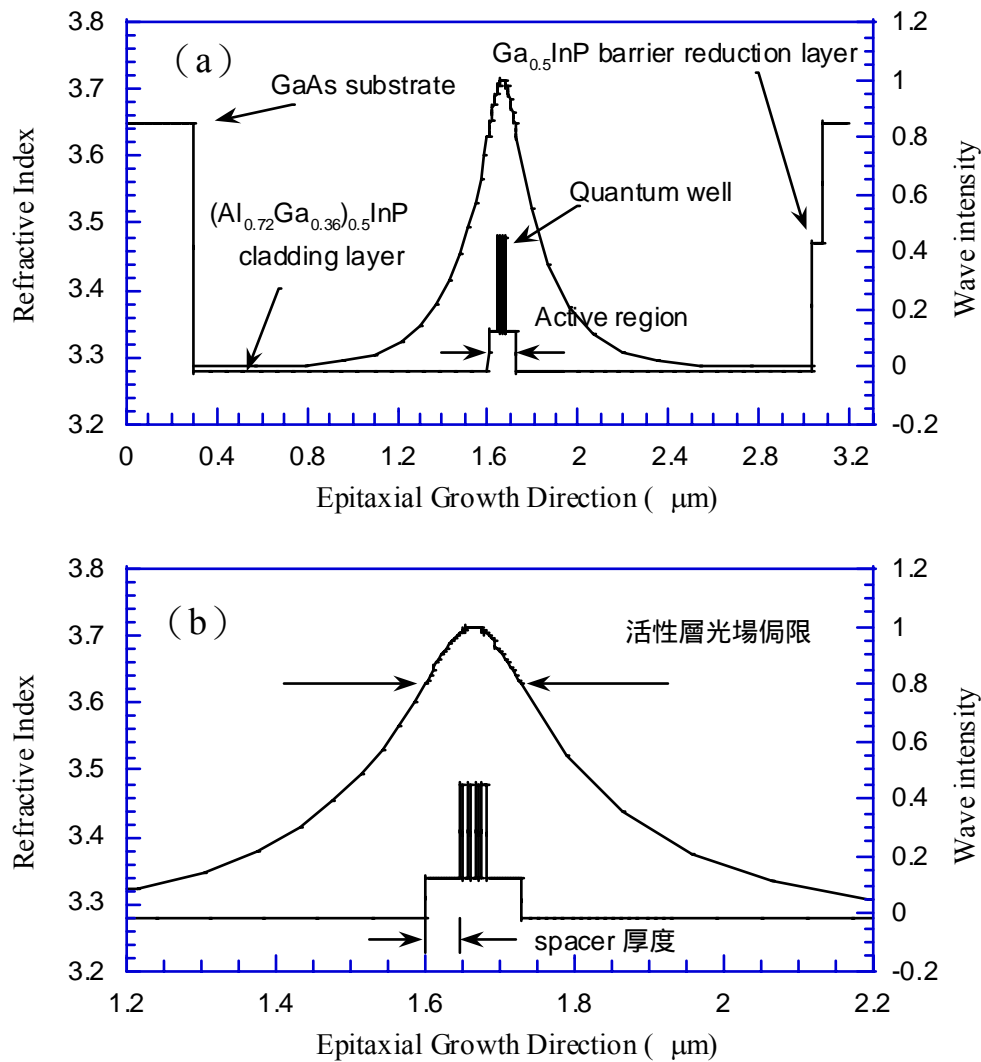


圖 3.4 折射率與近場的光場分佈沿長晶方向，其中圖(b)為圖(a)在活性層的放大圖。

與遠場垂直發散角有關的光場侷限係數(Confinement factor)定義為：活性層光場侷限/總光場侷限，如圖 3.4(b)所示。而在相同的光侷限層厚度之下 GRIN-SCH 結構的光場侷限係數比 SCH 小^[5]，因此經過遠場的繞涉極限後可得到比較小的垂直遠場發散角^[6-8]，因此長波長的半導體材料例如砷化鋁鎵^[6]、砷磷化銻鎵^[7,8]大多利用 GRIN-SCH 結構設計來得到較小的發散角，才能容易和光纖作耦合，如此一來便可應用在光通訊所需的光源上。另一方面，由於光侷限層的厚度愈厚

時，近場的光場侷限係數就會越高，因此在 3.5 小節設計 GRIN-SCH 結構的光侷限層厚度時，GRIN-SCH 結構的光侷限層厚度要比 SCH 結構來得小，如此一來才能保持兩者之間具有相同的光場侷限係數；此外，在 3.8 小節 SCH 結構變化量子井個數分析時，當量子井的個數越多的時候，光場侷限係數也會越高，因此隨著量子井的個數增加光侷限層的厚度必須減少，如此一來才能保持一樣的光場侷限係數。有關於本篇論文之中所有結構，包括 SCH 結構與 GRIN-SCH 系列結構以及 SCH 結構在量子井個數為 3~6 時，光場侷限係數皆保持相同，其值為 0.3。圖 3.5 為光場侷限係數保持在 0.3 時的基態模式遠場圖。圖 3.6 及 3.7 分別為水平及垂直方向遠場發散角圖，半高全寬(Full Width with Half Maximum 簡稱 FWHM)在水平與垂直方向分別為 9.2° 和 28.2° 。

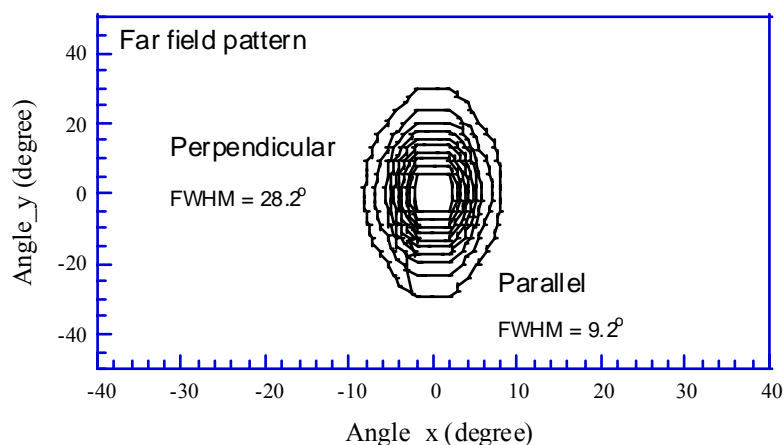


圖 3.5 光場侷限係數為 0.3 時的基態模式遠場圖。

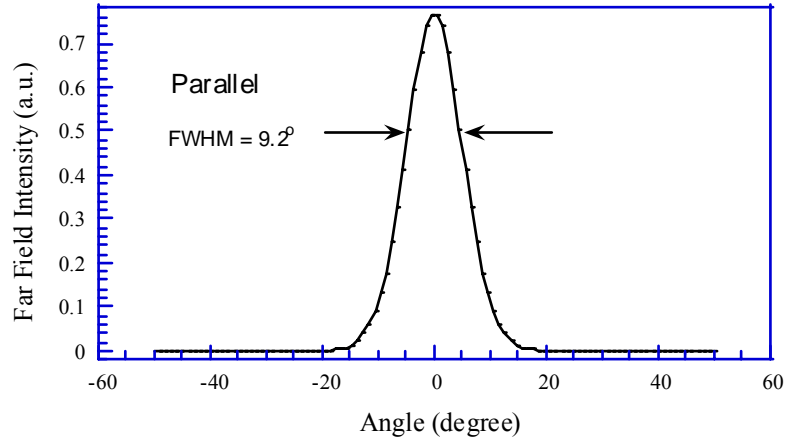


圖 3.6 光場侷限係數為 0.3 時的基態模式水平遠場發散角。

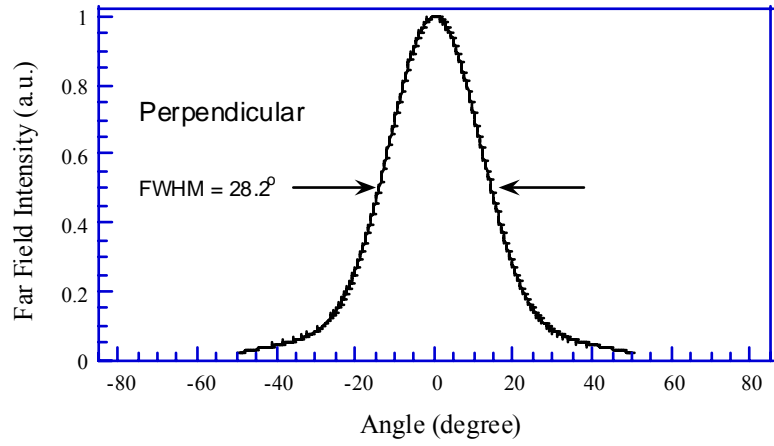


圖 3.7 光場侷限係數為 0.3 時的基態模式垂直遠場發散角。

3.6 SCH 結構實驗與理論模擬

圖 3.8 為模擬脊狀形波導磷化鋁鎵銻雷射二極體的電流密度分佈圖。如圖 3.8 所示，y 軸為電流密度，x 軸是結構的水平方向。電流密度由上往下的流下來並且隨著位置而有所不同，有關詳細的元件結構參數在先前 3.3 小節已有介紹。

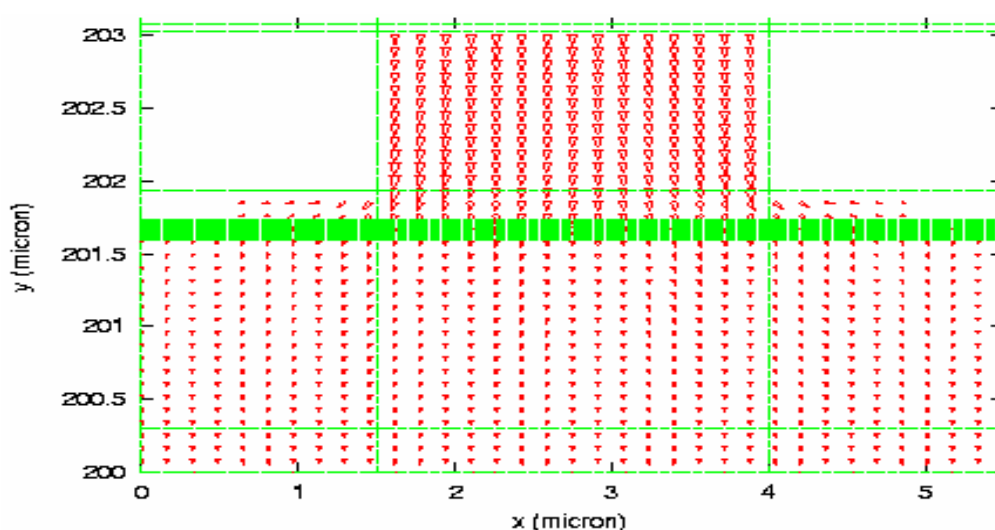


圖 3.8 模擬脊狀形波導磷化鋁鎵銻雷射二極體的電流密度分佈圖(輸入電流為 70 mA)。

圖 3.9、圖 3.10 分別為實驗和理論模擬的雷射輸出功率對注入電流圖。我們以 SCH 結構在量子井個數為 4 個時(簡稱 SCH-4QW)的磷化鋁鎵銻雷射二極體實驗結果作為根據，並用理論模擬的方式去與實驗的結果作比對，並調整模擬所用的內部損耗參數(Internal loss, α (cm^{-1}))使得模擬的結果能和實驗吻合。圖 3.11 及表 3.1 為 fit 實驗結果所得出來的內部損耗值，隨著溫度上升使得自由載子吸收的效應變的嚴重，非發光性再結合增加，因此內部損耗也隨之增加^[9]。而接下來的模擬包含 SCH-4QW 與一系列的 GRIN-SCH-4QW 以及 SCH 變化

量子井個數的分析時，在溫度從 20 °C 變化到 80 °C 皆是採用這組內部損耗參數。

由圖 3.9、圖 3.10 實驗和模擬的雷射輸出功率對注入電流圖得知，從溫度 60 °C 之後，雷射的輸出性能變化的比較劇烈，這是由於漏電流的情形從 60 °C 之後開始變的嚴重所導致的，因此如何有效減少漏電流的影響，為提升磷化鋁鎵銻雷射二極體特性溫度的首要課題。接下來我將以 SCH-4QW 結構磷化鋁鎵銻雷射二極體從理論模擬的方式來說明在不同溫度之下漏電流對雷射輸出性能的影響。從實驗所得出 SCH-4QW 結構磷化鋁鎵銻雷射二極體的特性溫度為 79K。

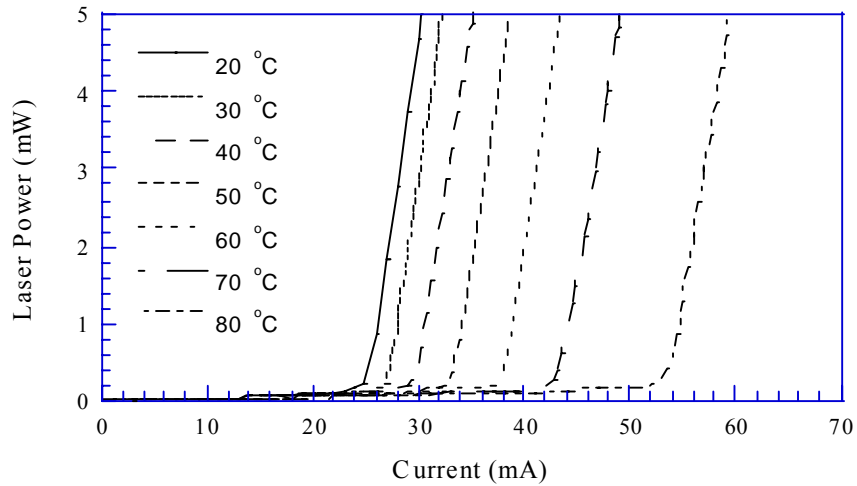


圖 3.9 實驗注入電流對雷射功率輸出圖。

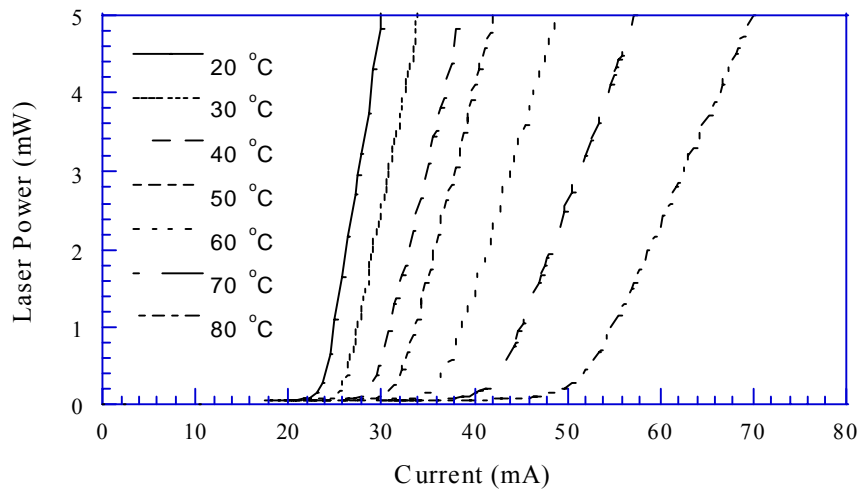


圖 3.10 模擬注入電流對雷射功率輸出圖。

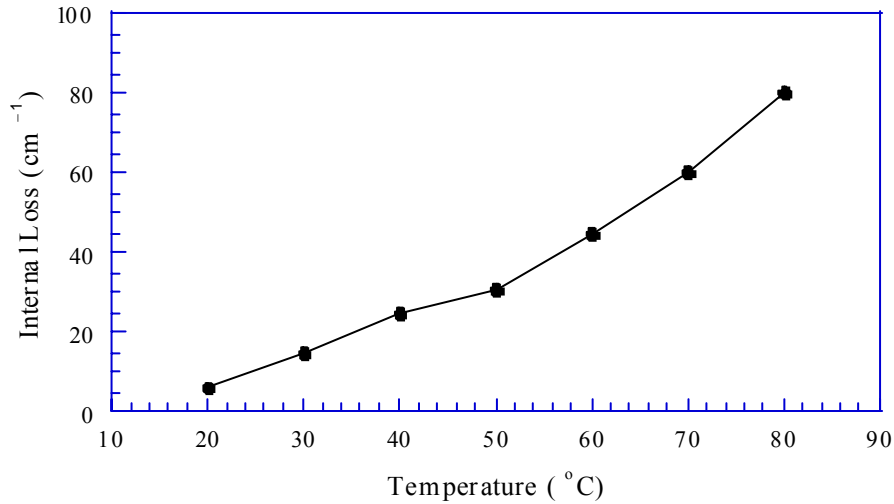


圖 3.11 不同溫度之下的內部損耗。

表 3.1 不同溫度之下的內部損耗值

溫度(°C)	20	30	40	50	60	70	80
內部損耗(cm ⁻¹)	6.5	15	25	31	45	60	80

如圖 3.12 為 SCH-4QW 結構在輸入電流為 70 mA 之下的能帶圖，圖(b)是圖(a)在活性層的放大圖。如圖(a)所示，上為導電帶下為價電帶，x 軸為長晶的方向依序為 n 型的 $(\text{Al}_{0.72}\text{Ga}_{0.28})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 披覆層，沒摻雜的活性層(包含光侷限層、量子井和井障)和 p 型 $(\text{Al}_{0.72}\text{Ga}_{0.28})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 披覆層。如圖(b)所示，模擬時導電帶和價電帶的能隙差比例設為 6.5 : 3.5，這是最新的量測結果^[10]。值得注意的是，由於量子井是採用壓應力為 0.5% 的 $\text{Ga}_{0.45}\text{In}_{0.55}\text{P}$ ，因此會使得價電帶的輕電洞與重電洞分開，重電洞在上輕電洞在下，並且重電洞主宰發光，雷射光輸出模式為 TE 模式。

圖 3.13 為 SCH-4QW 結構的能帶間隙圖，為一般標準的 SCH 結構。分開侷限異質結構的意思為載子和光子分開侷限，首先載子被侷

限在量子井中，而光子利用兩旁光侷限層的折射率比量子井的折射率
來得低來侷限光子。

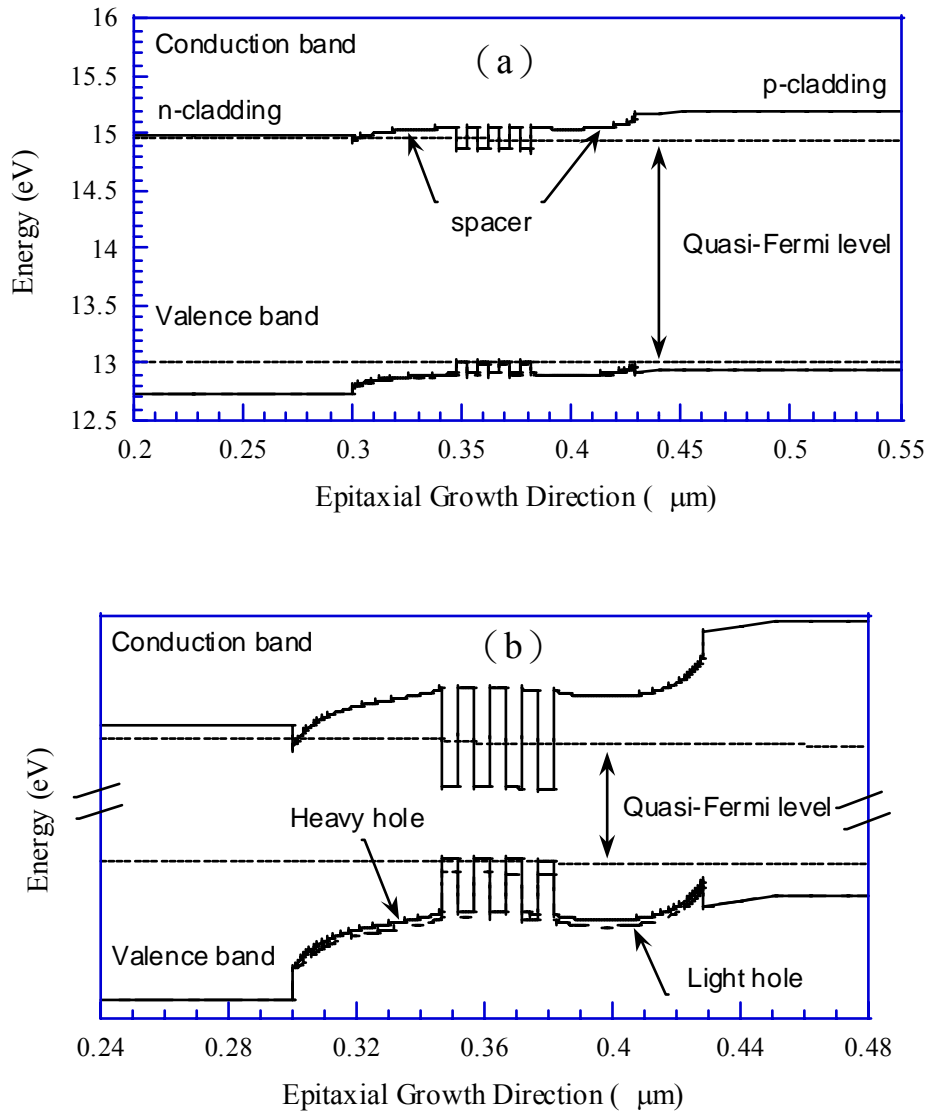


圖 3.12 SCH-4QW 結構在輸入電流為 70 mA 的能帶圖，圖(b)是圖(a)
在活性層的放大圖。

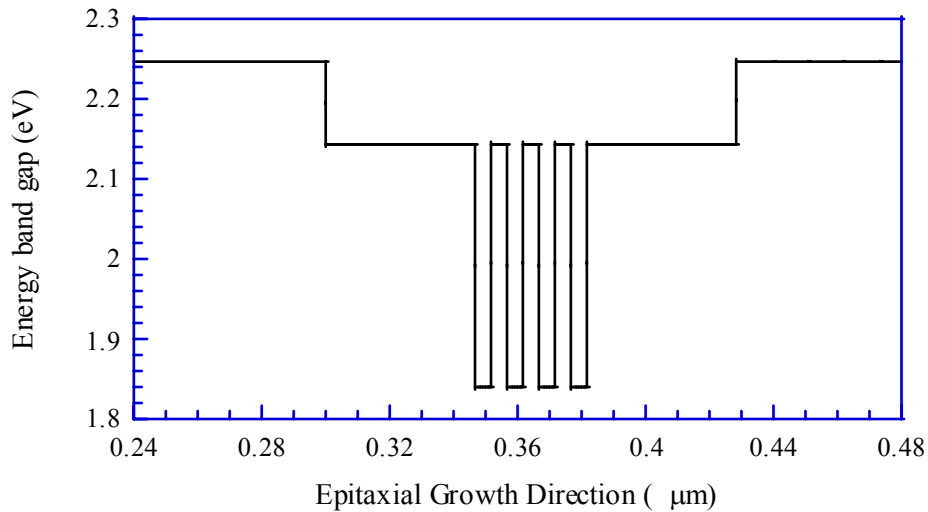


圖 3.13 SCH-4QW 結構能帶間隙圖。

圖 3.14 為 SCH-4QW 結構磷化鋁鎵銦雷射二極體在 20 °C 到 80 °C 的漏電流對注入電流作圖。在此漏電流的定義為在活性層中的電子，因獲得足夠的熱能而越過 p 型 $(\text{Al}_{0.72}\text{Ga}_{0.28})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 披覆層，而無法在活性層中貢獻到受激再結合發光。SCH-4QW 磷化鋁鎵銦雷射二極體，在最大電流為 70 mA 之下時，溫度從 20 °C 到 80 °C 的漏電流分別為 0.1 mA、0.2 mA、0.38 mA、0.65 mA、1.24 mA、2.32 mA、4.55 mA。從圖 3.14 可得知，當溫度低於 60 °C 時漏電流的情形並不明顯，高於 60 °C 時漏電流的情形明顯的變嚴重了，尤其是 80 °C 時漏電流更為顯著。漏電流隨著溫度的上升而上升，使得活性層中的載子貢獻到受激在結合發光也隨著溫度上升而減少了，因此必須灌入更多的電流才能產生雷射輸出，也就是臨界電流因此而提高了。

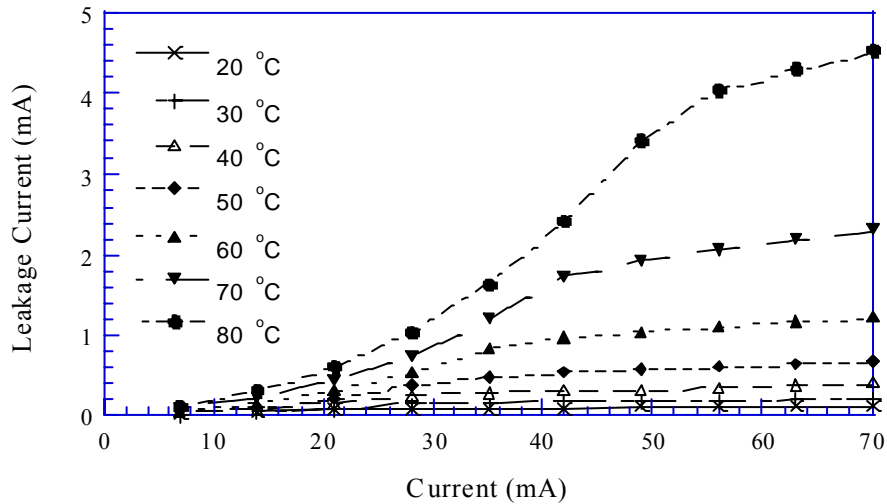


圖 3.14 20 °C ~ 80 °C SCH-4QW 結構漏電流對注入電流關係圖。

圖 3.15 為 20 °C 到 80 °C 的受激再結合放射率，明顯的以 20 °C 的受激再結合率最高，隨著溫度上升受激再結合率也隨之減少，也意味著雷射輸出功率將隨著溫度升高而減少；此外，由於溢電流的情形直到 60 °C 之後才變的嚴重，因此 60 °C 之後的受激再結合率明顯的低於 60 °C 之前的受激再結合率。

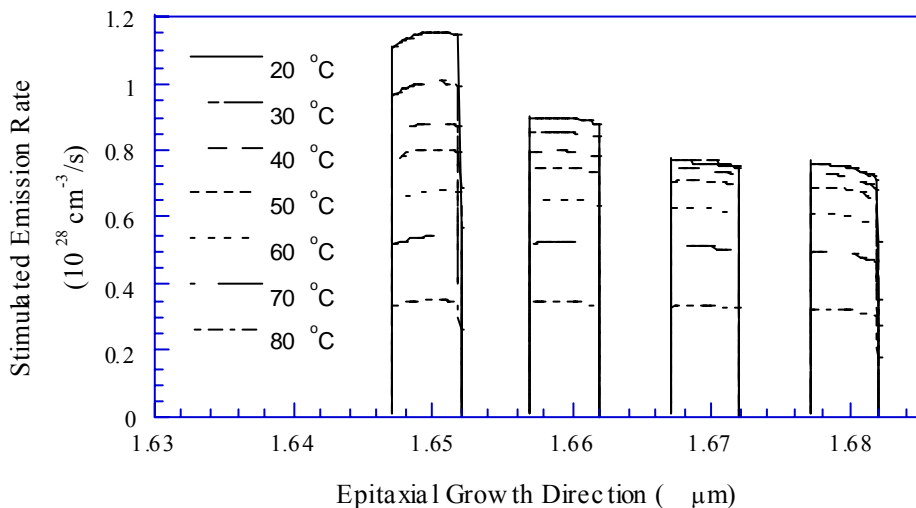


圖 3.15 20 °C ~ 80 °C SCH-4QW 結構受激再結合放射率。

由以上的說明我將簡單的作一些結論，從我們實驗的 SCH-4QW 結構磷化鋁鎵銦雷射二極體的輸出功率對注入電流的關係上可發現，雷射輸出性能在 60°C 之後很明顯的變差了，我們從理論模擬的方式來分析其原因，發現是因為漏電流的情形從 60°C 之後開始變的嚴重了，所以必須要再灌入更多的電流才能產生雷射輸出，因此在 60°C 之後臨界電流的變化明顯的比較劇烈。由以上討論可知，如何有效的減少漏電流對雷射二極體的影響將使得雷射二極體在高溫操作時雷射輸出性能將不至於變化很劇烈。接下來的幾個小節都是朝著試圖減少漏電流對於雷射二極體的影響，以提升雷射二極體的特性溫度，包含 3.7 節中嘗試使用大多應用於長波長砷磷化銦鎵、砷化鋁鎵材的 GRIN-SCH 結構以及 3.8 節中變化量子井的個數都是試圖減少漏電流的影響。

3.7 GRIN-SCH 結構設計與理論分析

3.7.1 GRIN-SCH 雷射的發展歷程簡介

GRIN-SCH 的概念一開始被提出來時是被應用在長波長材料的雷射系統像是砷化鋁鎵、砷磷化銦鎵雷射二極體，主要是為了能夠得到較小的遠場發散角，使雷射光束的形狀比較圓，遠場發散角的比值 (Aspect ratio of far field pattern($\theta_{\perp}/\theta_{\parallel}$)) 比較高，耦合到光纖時的效率才會提高，接下來我將會介紹 GRIN-SCH 概念的特性以及一些研究團體所提出來關於 GRIN-SCH 雷射的發展史。

Kazarinov 和 Tsarenkov 理論預測活性區中的光侷限層具有漸變組成之砷化鋁鎵雷射二極體具有較低的臨界電流密度有兩個原因。第一、漸變區的作用像是一個漏斗，因而活性區能有效的侷限電子。第二、光侷限層為漸變組成時，此時光波能被有效的引導，使得光子和電子分佈重疊較好^[11]。

1981 年 Tsang 首度利用 MBE 成長具有二次式漸變波導侷限的砷化鋁鎵雷射二極體，發光波長為 870 nm，除了可得到非常低的臨界電流密度 J_{th} 500 A/cm²，並且可以得到非常窄的垂直遠場發散角($\theta_{\perp} \sim 20^{\circ}$ - 30°)，應用於某些特定光纖^[6]。

1983 年^[12]Hersee 等人利用 OMVPE(OrganoMetallic Vapor Phase Epitaxy)成長 GRIN-SCH 與 SCH 砷化鋁鎵雷射二極體。如圖 3.16 所示，為實驗上 GRIN-SCH 與 SCH 在不同量子井寬度之下的臨界電流密度圖，當披覆層的鋁濃度皆為 0.4 之下($x_c=0.4$)，不同量子井厚度 GRIN-SCH 的臨界電流密度都比 SCH 來得低。

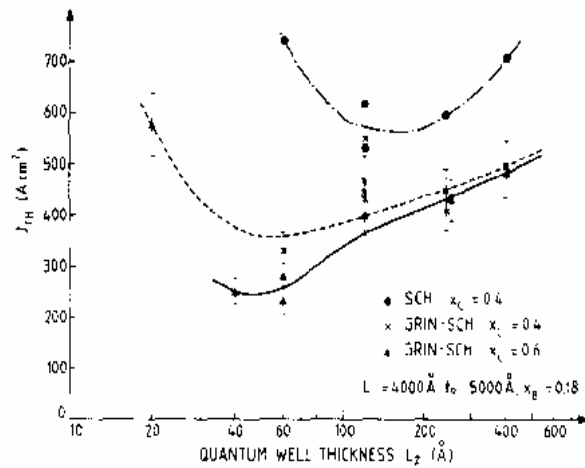


圖 3.16 不同量子井厚度之下 GRIN-SCH 與 SCH 的臨界電流密度比較。

圖 3.17 為 GRIN-SCH 與 SCH 在不同量子井寬度之下的特性溫度圖。同樣的，當披覆層的鋁濃度皆為 0.4 之下 ($x_c = 0.4$)，不同量子井厚度 GRIN-SCH 的特性溫度都比 SCH 來得高。Hersee 等人解釋其實驗結果，認為漸變組成的區域就像是一個漏斗，使得電子的侷限變好，並且能夠增進電子被量子井捕獲的機率，因此電子能被有效的聚集在量子井的附近，如同 Kazarinov 和 Tsarenkov 理論所預測的那樣。

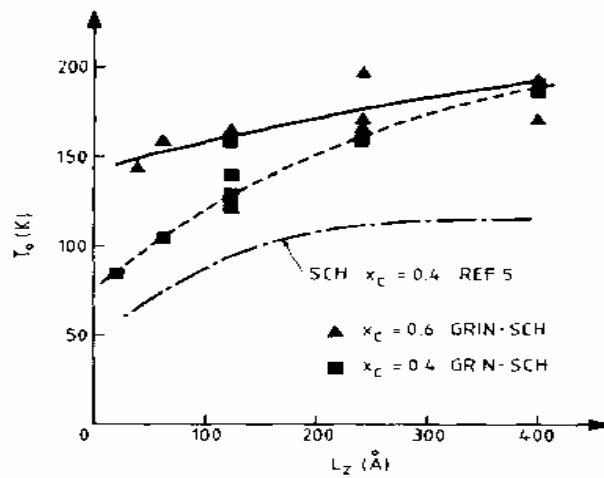


圖 3.17 不同量子井厚度之下 GRIN-SCH 與 SCH 的特性溫度比較。

1986 年 Nagle 等人計算 GRIN-SCH 和 SCH 砷化鋁鎵雷射二極體的臨界電流密度，在他們的計算結果中有考慮光侷限層載子的居量反轉，並發現這些居量反轉與量子井內載子的居量反轉相比之下，非常的重要。由於 GRIN-SCH 在光侷限層的狀態密度(Density of states)增加的比較慢，狀態密度比 SCH 來得少，因此在光侷限層中載子的居量反轉會比較小。因此 GRIN-SCH 會比 SCH 具有較好的雷射輸出性能和較高的特性溫度^[13]。

1992 年 Hirayama 等人利用理論計算的方式分析活性層中具有不同光侷限層設計的二磷化銦鎵雷射二極體，如圖 3.18 所示，分別是為一般 SCH、線性 GRIN-SCH，以及二次方 GRIN-SCH。

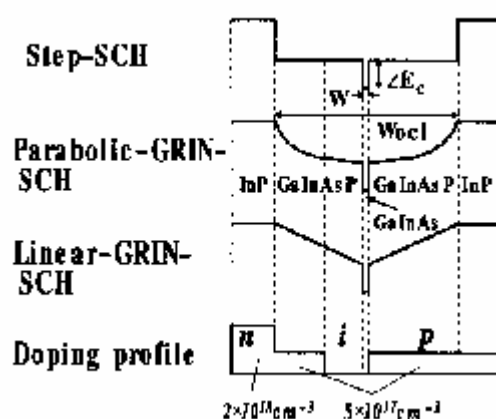


圖 3.18 活性層中具有不同光侷限層設計的二磷化銦鎵雷射二極體。

在文中提到，一般 SCH 光侷限層的位能是平的，因而載子在每一層的分佈都非常均勻，如圖 3.19(a)所示。另一方面，線性 GRIN-SCH 由於光侷限層的組成是漸變的，位能的分佈不像 SCH 是平的，因而載子大多集中在活性層，並且在光侷限層的載子密度比起 SCH 來得少，如圖 3.19(b)所示。並且 SCH 在異質接面處的載子密度分佈會有像釘子一樣突起的地方，這表示載子會有聚集於異質接面處的現象，而線性 GRIN-SCH 則無此現象。再從電流密度的分佈可得知，再結

合電流在光侷限層的分佈比起 SCH 來得少，由此可得知線性 GRIN-SCH 具有比 SCH 較高的載子注入效率。

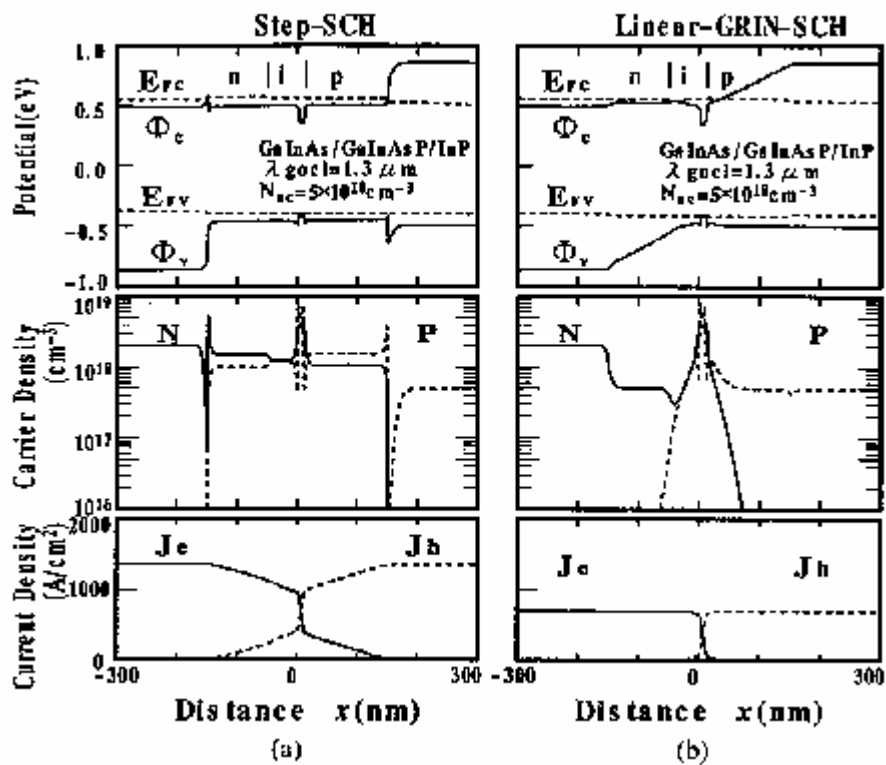


圖 3.19 (a)SCH，(b)線性 GRIN-SCH 位能分佈、載子密度分佈以及電流密度分佈。

如圖 3.20 所示，為活性層中具有不同光侷限層的載子注入效率，其中由於(a)結構中 SCH 量子井的位能障比較高，因此載子注入效率最好。然而在相同的位能障高度之下則以(b)結構中的線性 GRIN-SCH 具有最好的載子注入效率，其次為(c)結構中的二次式 GRIN-SCH，而以(d)結構中的 SCH 的注入效率最差。

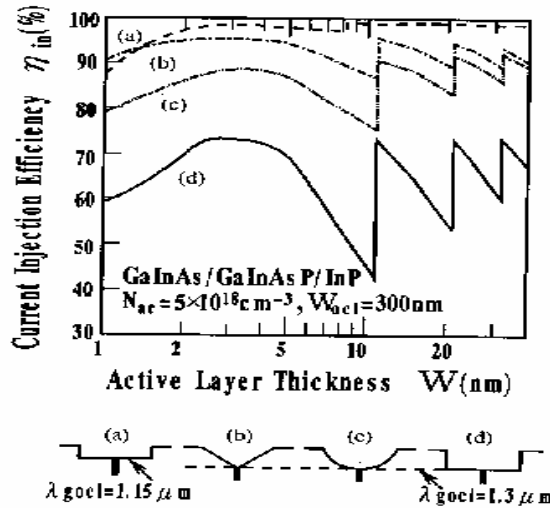


圖 3.20 活性層中具有不同光侷限層的載子注入效率。

接下來是作者等人對於不同條件之下臨界電流密度對光侷限層能隙所換算波長的分析，如圖 3.21 所示，曲線在長波長處的臨界電流密度會上升，這是由於載子溢流所導致的。另一方面，在短波長處臨界電流密度上升是由於光侷限係數減少的原因。從圖中並且可以得知具有線性 GRIN-SCH 最小臨界電流密度的光侷限層能隙波長比起 SCH 來得長，這是由於線性 GRIN-SCH 具有較好的載子注入效率，使得載子溢流較少的原因^[14]。

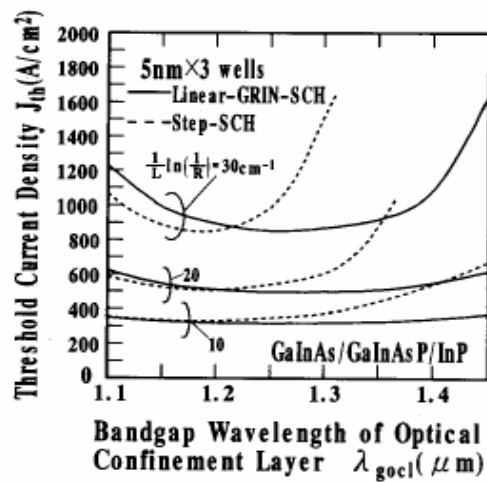


圖 3.21 不同條件之下臨界電流密度對光侷限層能隙波長圖。

1994 年 Ohkubo 等人利用 MOCVD 成長不含鋁(Aluminium free)的長波長材料砷磷化銦鎵雷射二極體，發光的波長在 980 nm，是為了應用於摻珪(Er^{3+})光纖放大器(Erbium dope fiber amplifier)的激發源，Ohkubo 等人成長四個活性層中具有不同光侷限層設計砷磷化銦鎵雷射二極體，分別如圖 3.22 中(a)、(b)、(c)、(d)所示，分別為 SCH、GRIN-SCH-I、GRIN-SCH-II、GRIN-SCH-III。GRIN-SCH-II 中量子井的位能障比 GRIN-SCH-I 來得高，GRIN-SCH-III 中的光侷限層則是連續性漸變。

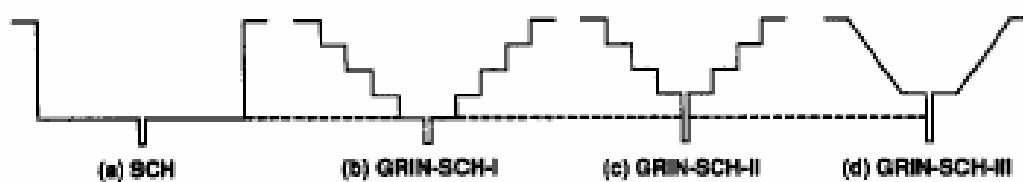


圖 3.22 不同活性層結構的砷磷化銦鎵雷射二極體。

Ohkubo 等人提到使用 GRIN-SCH 的幾個優點：第一，GRIN-SCH 能抑制住異質接面的 Spike，特別是在價電帶的部分，使得電洞注入到活性層的效率提升，因而與 SCH 相比之下，使用 GRIN-SCH 的串聯電阻會比較小、I-V 特性會比較好，如圖 3.23 所示。

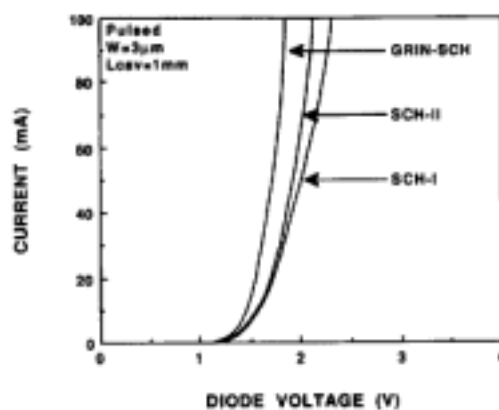


圖 3.23 GRIN-SCH 與 SCH 砷磷化銦鎵雷射二極體 I-V 圖。

第二、SCH 載子注入效率較差，因為 SCH 的載子大多分佈在砷化鎵層，反觀 GRIN-SCH 由於漸變能隙所產生的內部電場，使得載子注入量子井中的效率提高，並且使得載子集中於砷化銻鎵單量子井中，如此一來隨著溫度上升能減少載子溢流到光侷限層，因此 GRIN-SCH 的特性溫度都比 SCH 來得高，其中以 GRIN-SCH-III 光侷限層為連續性漸變的特性溫度最高為 307K、其次是 GRIN-SCH-II 為 291K、GRIN-SCH-I 為 175K，SCH 只有 125K，如圖 3.24 所示。

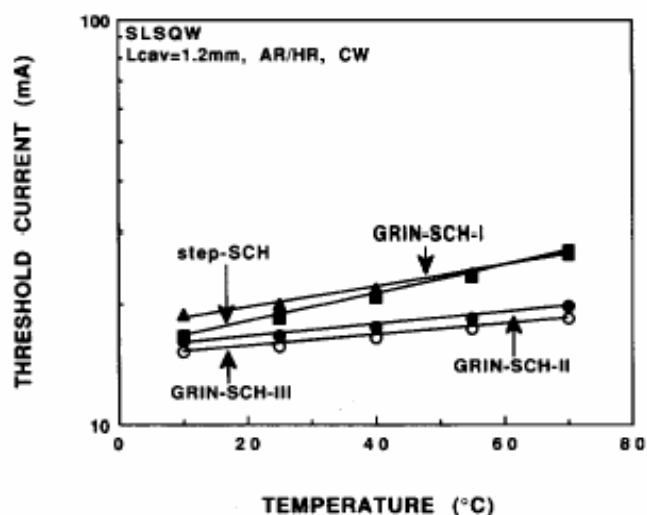


圖 3.24 GRIN-SCH 與 SCH 砷磷化銻鎵雷射二極體
臨界電流對溫度圖。

在高溫之下 GRIN-SCH 的斜率效能也會比 SCH 來得好，如圖 3.25 所示。

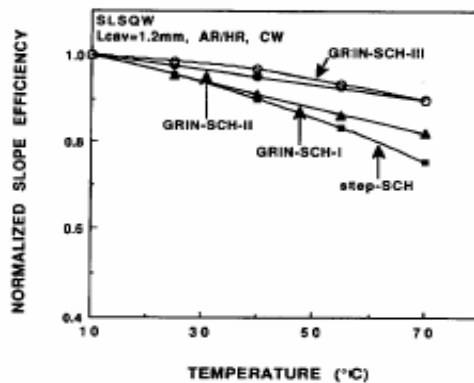


圖 3.25 GRIN-SCH 與 SCH 砷磷化銦鎵雷射二極體
斜率效能對溫度圖。

第三，光侷限層為漸變形式的設計能使垂直遠場發散角較小，可得到較小遠場發散角的比值(Aspect ratio ~ 2)，如圖 3.26 所示，因此對於單模光纖(Single mode fiber)具有非常高的耦合效率率^[7]。

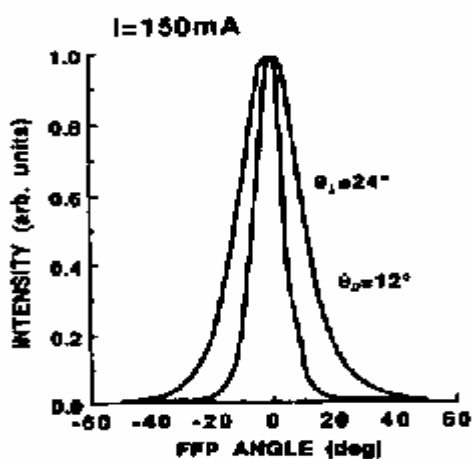


圖 3.26 GRIN-SCH-II 砷磷化銦鎵雷射二極體遠場發散角。

Namegaya 等人利用理論計算的方式預測並用實驗證實，砷磷化銦鎵材料發光波長在 $1.48 \mu\text{m}$ ，應用於摻鐪(Er^{3+})光纖放大器，文中提到若使用 GRIN-SCH 漸變層雖然可以得到小的遠場發散角，但由於使用 GRIN-SCH 會使得光的侷限變差，因而臨界電流會提高，因此必須最佳化 GRIN-SCH 漸變層使同時具有小的發散角及保持低的臨界電流^[8]。

GRIN-SCH 的概念應用於短波長磷化鋁鎵銦雷射二極體，能找到的文獻非常少。1987 年 Bour 等人利用 OMVPE 成長單一量子井 GRIN-SCH 磷化鋁鎵銦雷射二極體，此脈衝操作的雷射二極體比起雙異質結構雷射二極體具有較低的臨界電流密度，並且最大的輸出功率可高達 1.4 W，此時輸出波長為 658 nm，如圖 3.27 所示^[15]。

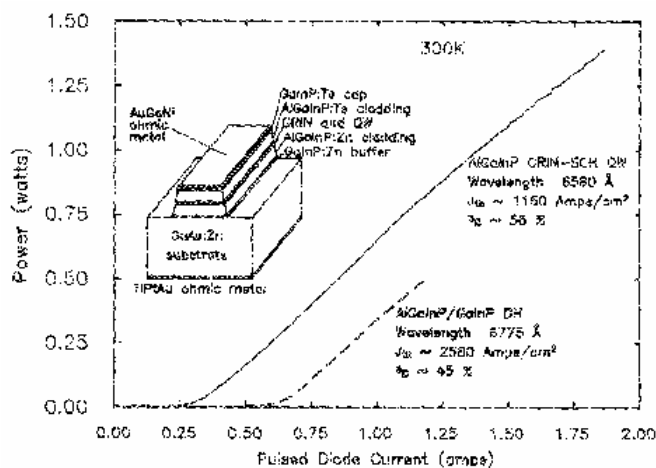


圖 3.27 GRIN-SCH 與 DH 雷射二極體脈衝電流對輸出功率圖。

3.7.2 理論模擬分析

在本節我們嘗試應用 GRIN-SCH 的概念在磷化鋁鎵銦雷射二極體上，我們分析了具有線性、二次式、五次式、及指數形的 GRIN-SCH 結構與一般的 SCH 結構在量子井的個數都為 4 個之下來做比較(分別簡稱 GRIN-x-4QW、GRIN-x²-4QW、GRIN-x⁵-4QW、GRIN-e^x-4QW、SCH-4QW)。

首先我們先從各個結構在活性層的能帶放大圖來和能帶間隙對長晶位置的關係圖來做說明。圖 3.28、圖 3.30、圖 3.32、圖 3.34 分別為線性、二次方、五次方以及指數形 GRIN-SCH 結構在活性層中的能帶放大圖。圖 3.29、圖 3.31、圖 3.33、圖 3.35 分別為線性、二次方、五次方以及指數形 GRIN-SCH 能帶間隙對長晶位置的關係圖。在這些圖中我們可以很清楚的觀察隨著光侷限層漸變曲線的次方數越高，光侷限層的漸變會慢慢趨向於 SCH 結構，而光侷限層的漸變為指數形的最接近 SCH 結構，因此在接下來的討論中我們可發現指數形 GRIN-SCH 結構具有與 SCH 結構磷化鋁鎵銦雷射二極體非常相近的雷射輸出性能。

此外，在相同的光侷限層厚度之下，當光侷限層的漸變曲線次方數愈高，光場侷限係數就會愈好^[5]，也就是說光場侷限係數最大到最小分別為 SCH-4QW、GRIN-e^x-4QW、GRIN-x⁵-4QW、GRIN-x²-4QW 和 GRIN-x-4QW，因此依照之前 3.5 小節所介紹的設計光侷限層的原則

GRIN-x-4QW 的光侷限層厚度必須最大，其次依序為 GRIN-x²-4QW、GRIN-x⁵-4QW、GRIN-e^x-4QW 而以 SCH-4QW 的光侷限層厚度最小，如此一來才能保持光場侷限係數為 0.3。

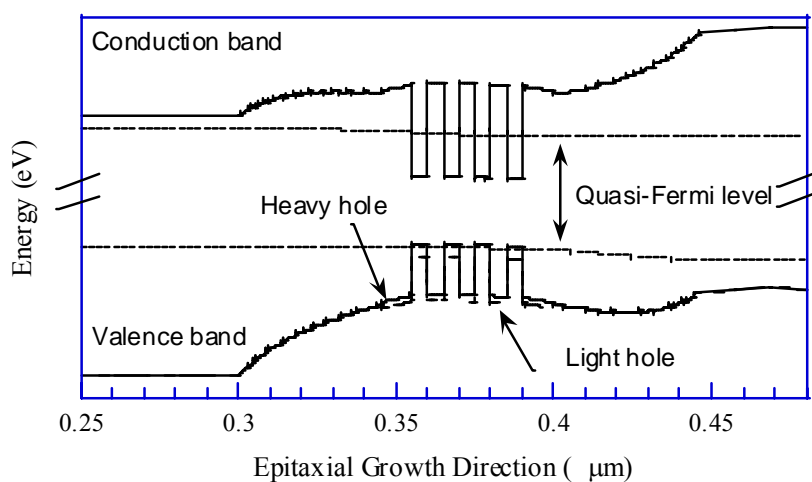


圖 3.28 GRIN-SCH-x-4QW 結構在輸入電流為 70 mA 的能帶放大圖。

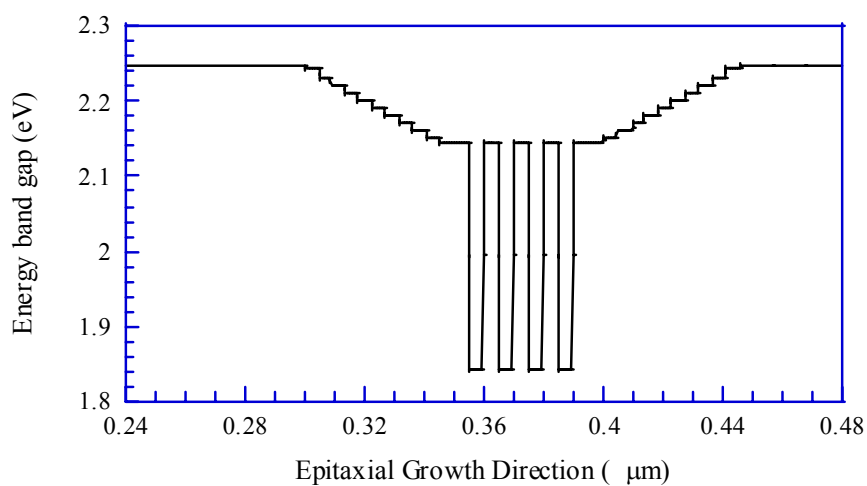


圖 3.29 GRIN-SCH-x-4QW 結構能帶間隙圖。

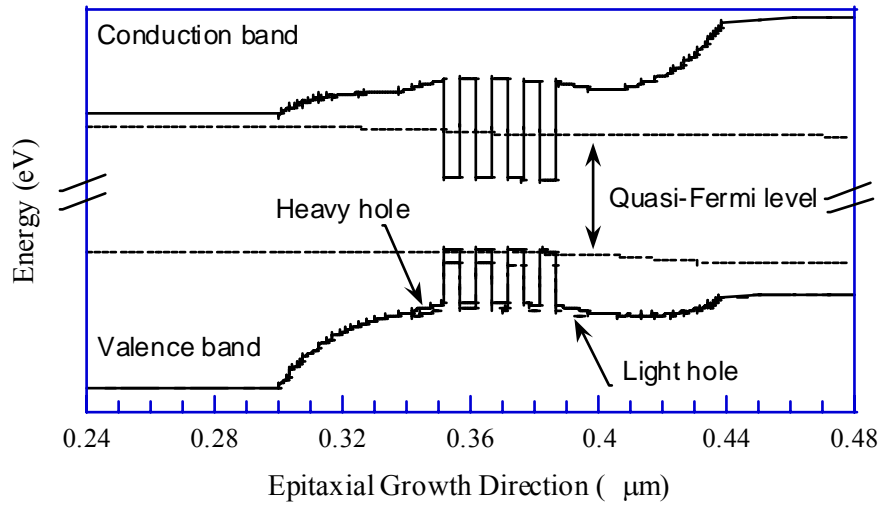


圖 3.30 GRIN-SCH-x²-4QW 結構在輸入電流為 70 mA 的能帶放大圖。

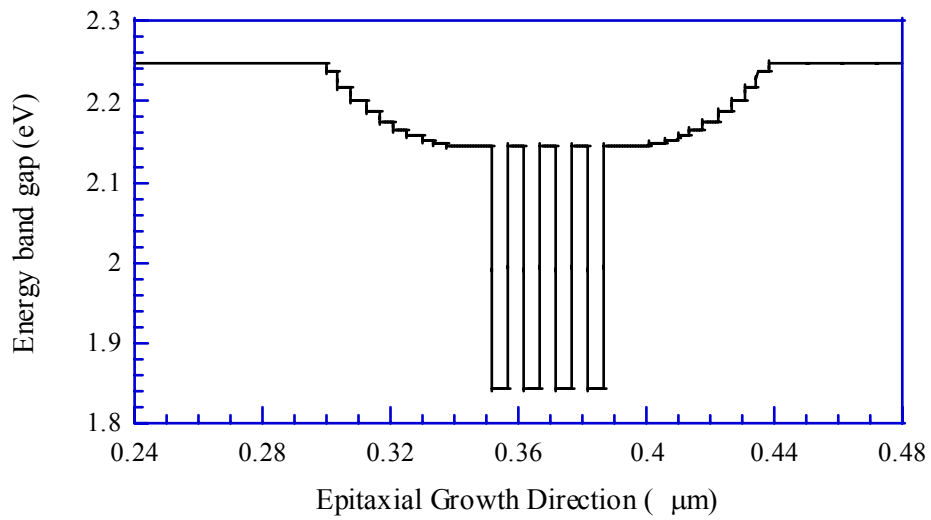


圖 3.31 GRIN-SCH-x²-4QW 結構能帶間隙圖。

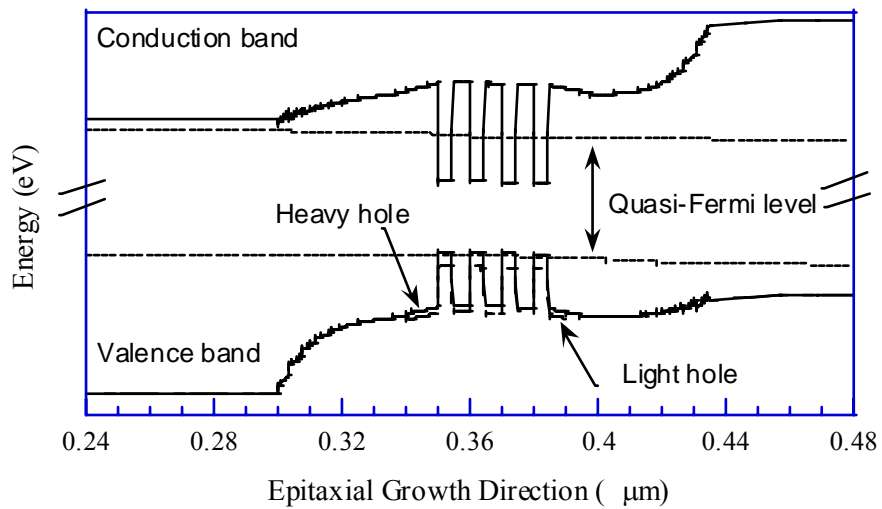


圖 3.32 GRIN-SCH-x⁵-4QW 結構在輸入電流為 70 mA 的能帶放大圖。

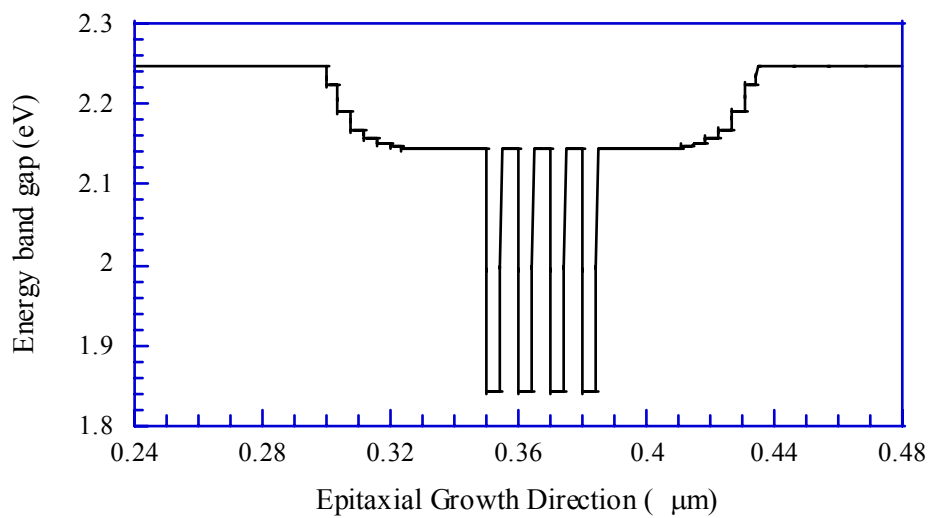


圖 3.33 GRIN-SCH-x⁵-4QW 結構能帶間隙圖。

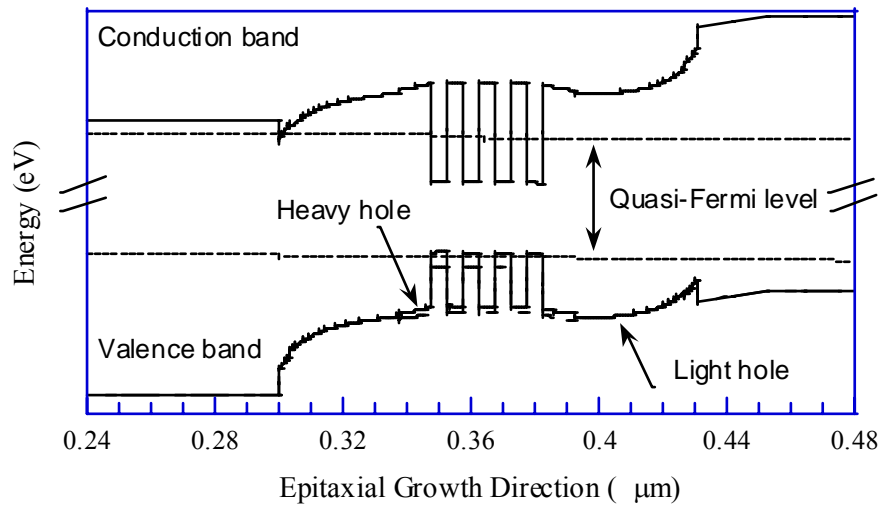


圖 3.34 GRIN-SCH-e^x-4QW 結構在輸入電流為 70 mA 的能帶放大圖。

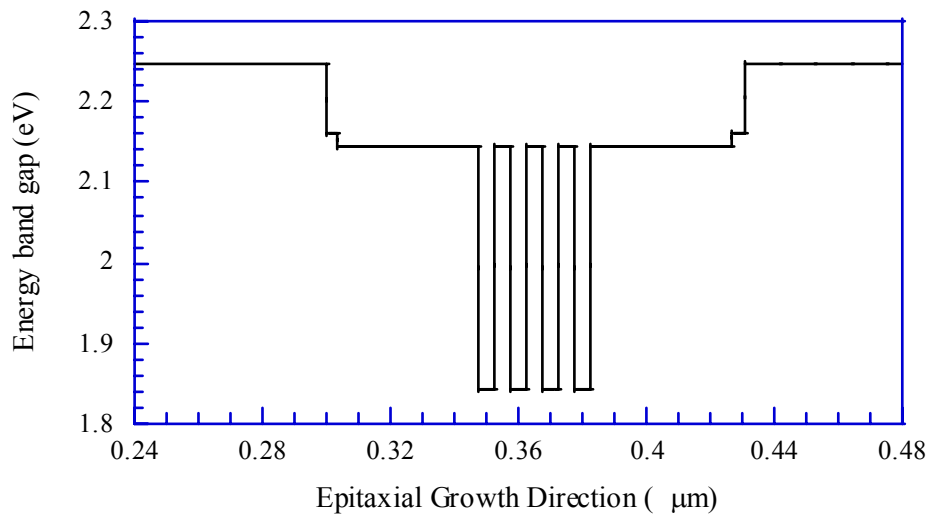


圖 3.35 GRIN-SCH-e^x-4QW 結構能帶間隙圖。

首先我們先來比較各個結構的在不同溫度之下的漏電流。圖 3.36、3.37、3.38 分別為 20 °C、50 °C、80 °C 時各個不同結構的漏電流對注入電流圖。在圖中我們可以發現 SCH-4QW 結構具有最少的漏電流，接下來依序為 GRIN- e^x -4QW、GRIN- x^5 -4QW、GRIN- x^2 -4QW、而以 GRIN- x -4QW 的漏電流最大。這意味著 SCH 結構對於載子的侷限比起 GRIN-SCH 系列都來得好，因此具有最少的電流越過 p 型 $(Al_{0.72}Ga_{0.28})_{0.5}In_{0.5}P$ 批覆層電位障而形成漏電流，使得活性層中具有較多的載子進行受激再結合發光。

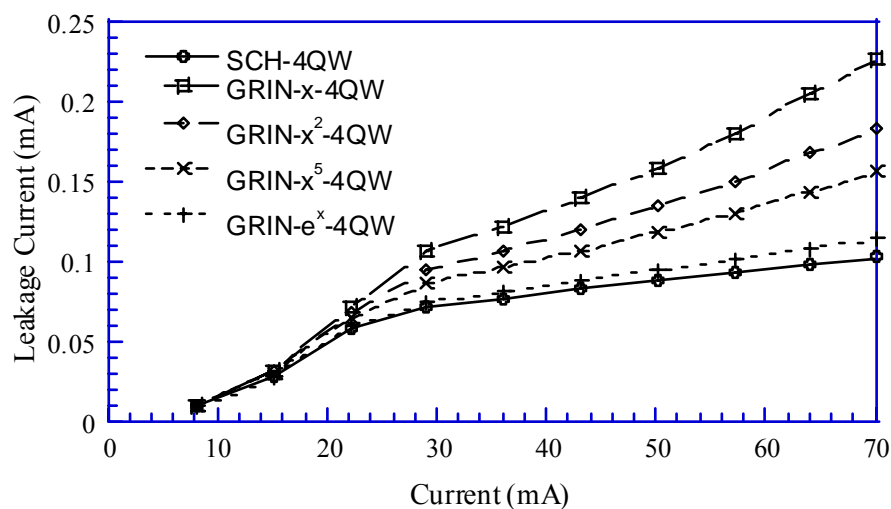


圖 3.36 各個結構在 20 °C 之下的漏電流對注入電流圖。

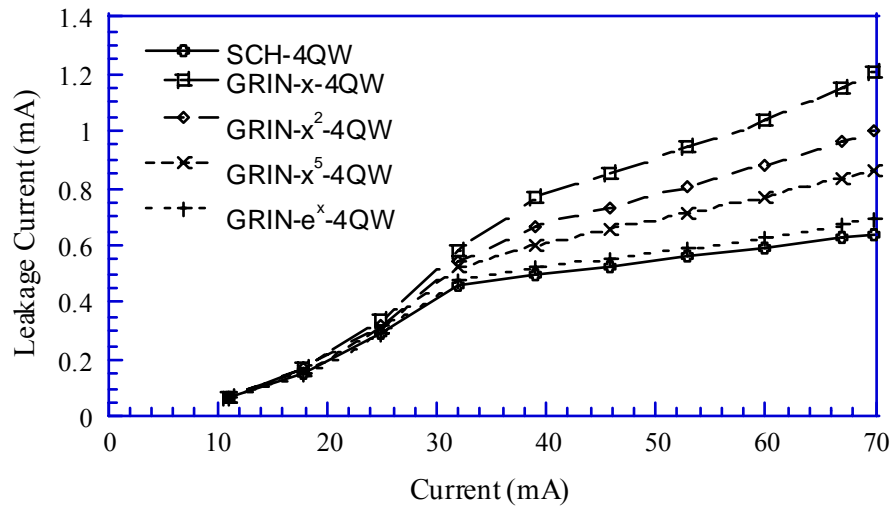


圖 3.37 各個結構在 50 °C 之下的漏電流對注入電流圖。

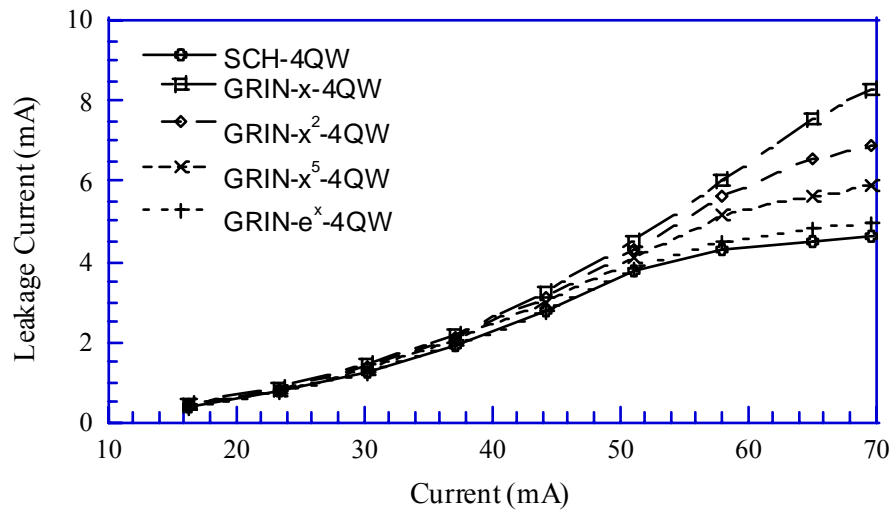


圖 3.38 各個結構在 80 °C 之下的漏電流對注入電流圖。

圖 3.39、3.40、3.41 分別為 20 °C、50 °C、80 °C 時各個不同結構在輸入電流為 70 mA 時的受激放射率圖。SCH-4QW 結構具有最大的

受激放射率，接下來依序為 GRIN- e^x -4QW、GRIN- x^5 -4QW、GRIN- x^2 -4QW、而 GRIN- x -4QW 的受激放射率最小。由於 SCH-4QW 的漏電流比例是這些結構中最少的，這表示在相同的注入電流之下，SCH-4QW 結構會比較快產生雷射輸出，也就是臨界電流會比較小。

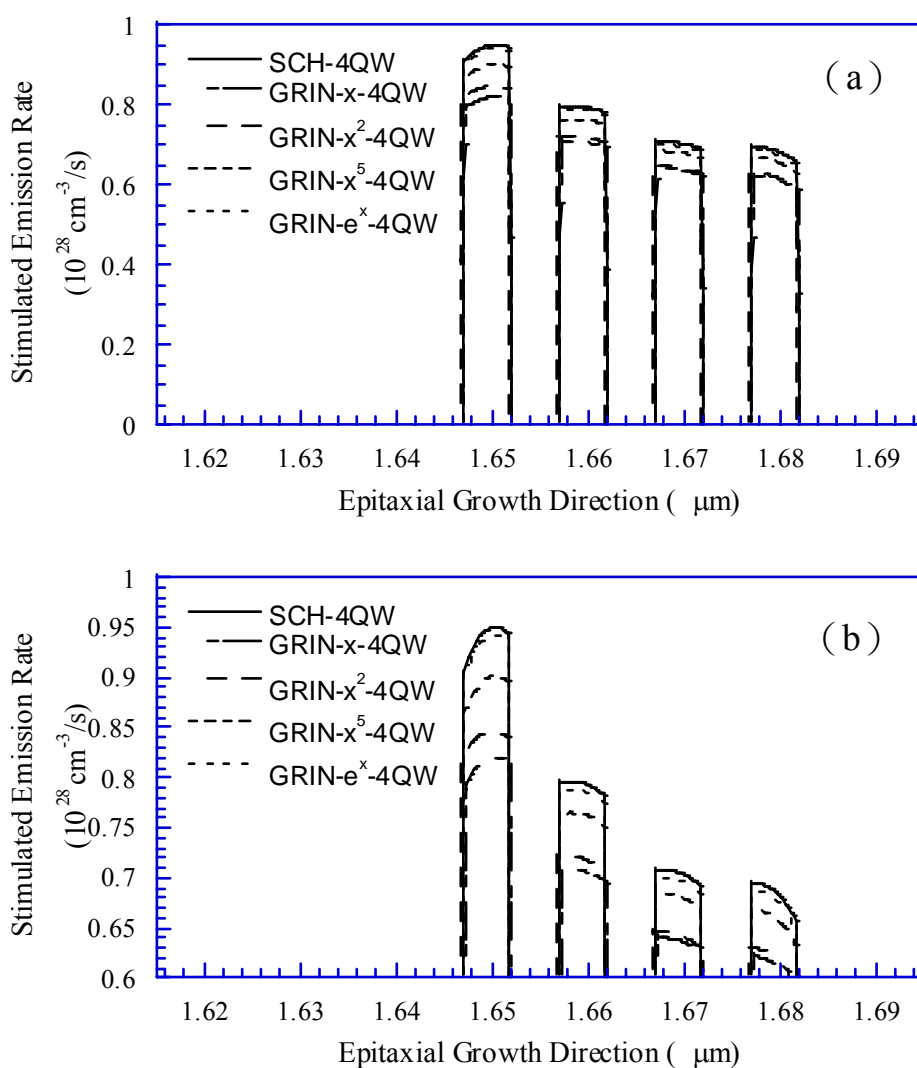


圖 3.39 各個結構在 20 °C 時輸入電流為 70 mA 的受激放射率圖，圖(b) 是圖(a)的放大圖。

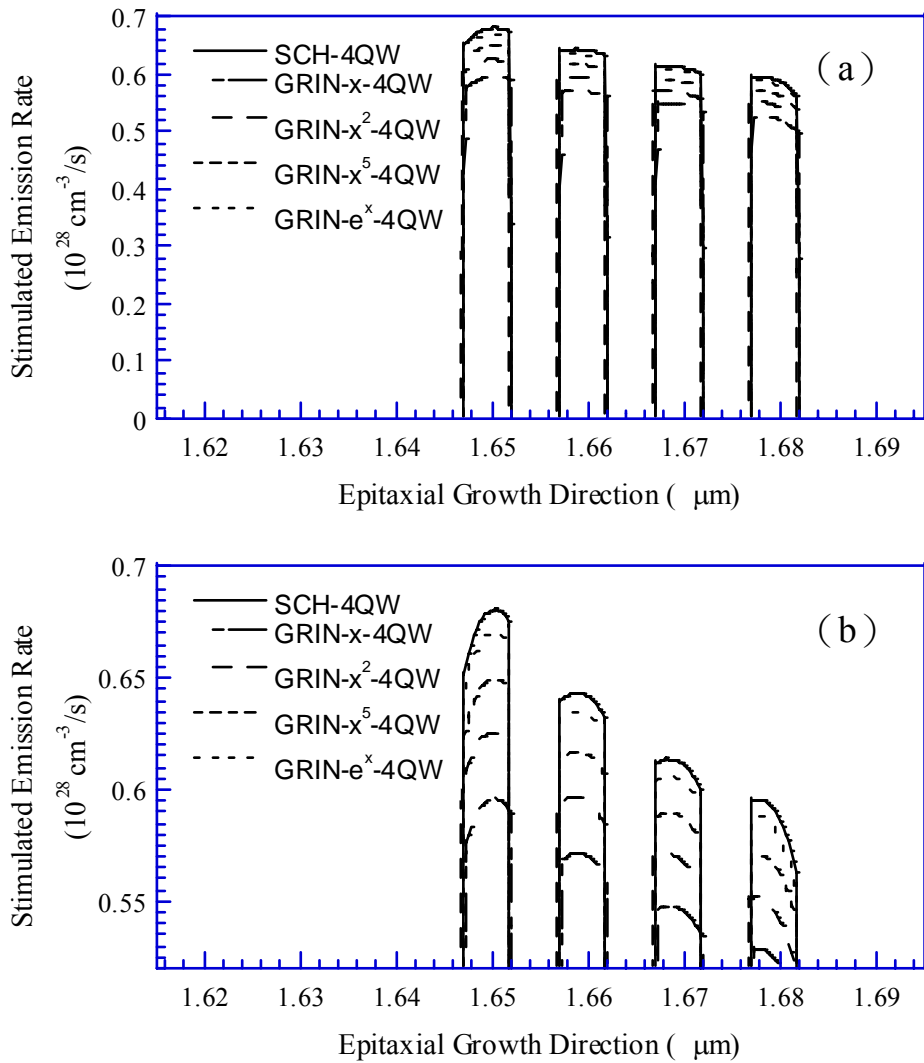


圖 3.40 各個結構在 50 °C 時輸入電流為 70 mA 的受激放射率圖，圖(b)是圖(a)的放大圖。

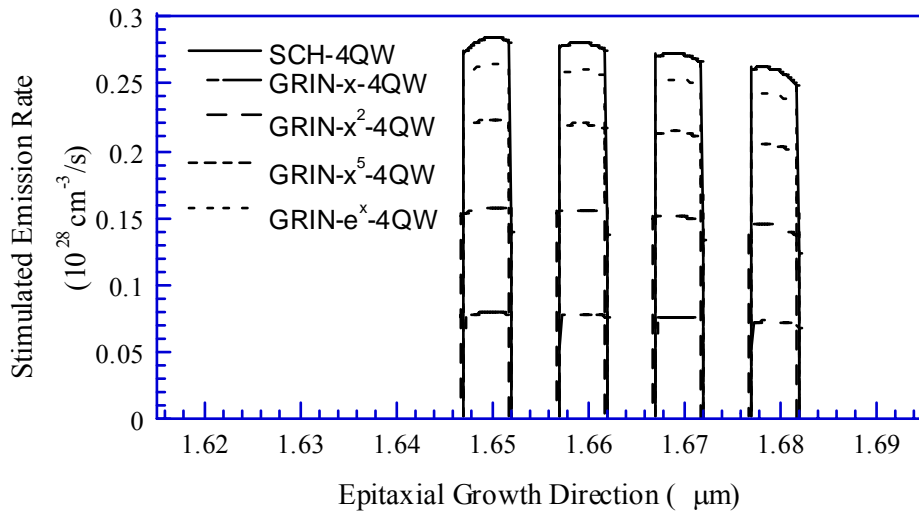


圖 3.41 各個結構在 80 °C 時輸入電流為 70 mA 的受激放射率圖。

圖 3.42、3.43、3.44 為各個不同結構分別在 20 °C、50 °C、80 °C 時輸出功率對注入電流圖。如圖 3.42、3.43、3.44 所示 SCH-4QW 結構具有最小的臨界電流，接下來依序為 GRIN-e^x-4QW、GRIN-x⁵-4QW、GRIN-x²-4QW、而 GRIN-x-4QW 的臨界電流最大。值得注意的是，在之前 3.6 小節就已經討論過了漏電流的程度在溫度為 60°C 之後才會比較嚴重，在此小節也是。如圖 3.36、3.37 分別為 20 °C、50 °C 各個結構的漏電流對注入電流圖所示，可以發現彼此之間的漏電流差異並不大，當最大注入電流為 70 mA 而溫度為 20 °C、50 °C 時 SCH-4QW 與 GRIN-x-4QW 的漏電流差異分為只有 0.12 mA 和 0.56 mA。因此我們可以發現在 20 °C、50 °C 各個結構的雷射輸出性能差異都不大，如圖 3.39、3.40 的受激放射率及圖 3.42、3.43 的雷射輸出功率對注入電流圖

所示。然而在 80 °C 時的溢電流的情形比起 20 °C、50 °C 時都來得顯著，如圖 3.38 為 80 °C 各個結構的漏電流對注入電流圖所示，可以發現此時彼此之間的漏電流差異明顯變大，當最大注入電流為 70 mA 時 SCH-4QW 與 GRIN-x-4QW 的漏電流差異為 3.6 mA，比起 20 °C、50 °C 的情形大了許多，因此 80 °C 各個結構的雷射輸出性能差異非常大。圖 3.41 為 80 °C 各個結構的受激放射率圖及圖 3.44 為 80 °C 各個結構的輸出功率對注入電流圖看來，由於 80 °C 漏電流的情形嚴重，使得在活性層中的載子貢獻到受激再結合發光的差異也變大了，因此各個結構的受激放射率差異非常大而雷射輸出功率方面首先是臨界電流值的差異變大，再來是輸出功率在相同的注入電流之下所得到的輸出功率有明顯的不同。

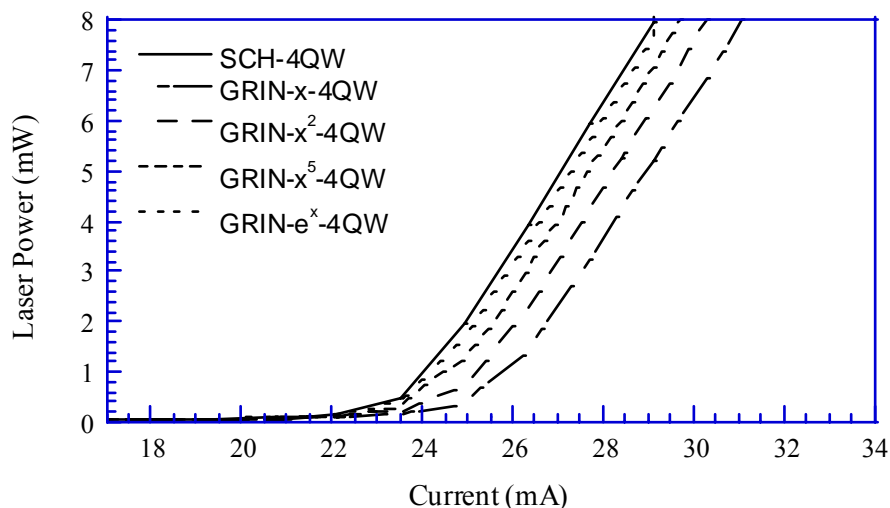


圖 3.42 各個結構在 20 °C 之下輸出功率對注入電流圖。

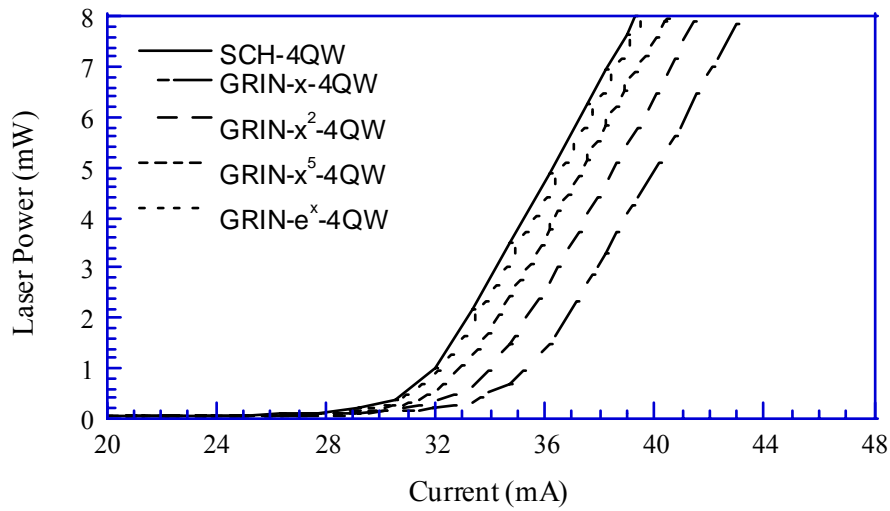


圖 3.43 各個結構在 50 °C 之下輸出功率對注入電流圖。

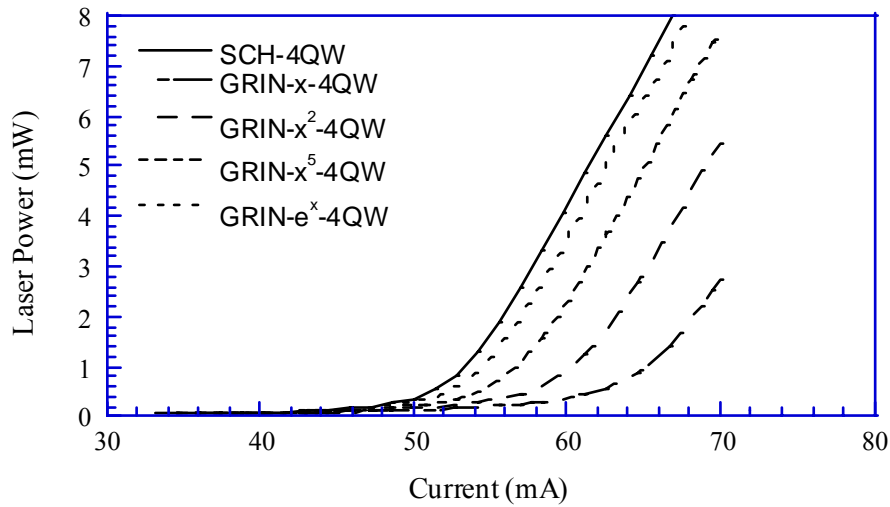


圖 3.44 各個結構在 80 °C 之下輸出功率對注入電流圖。

圖 3.45 是各個結構的臨界電流密度取自然對數後對溫度作圖，特性溫度以 SCH-4QW 結構的特性溫度 78K 最高，接下來依序為

GRIN- e^x -4QW 的 77K、GRIN- x^5 -4QW 的 75K、GRIN- x^2 -4QW 的 71K、以 GRIN- x -4QW 的特性溫度最低為 68K。有關於此小節模擬的結果，在實驗上也已經著手進行來驗證模擬的結果是否與實驗具有一致性。

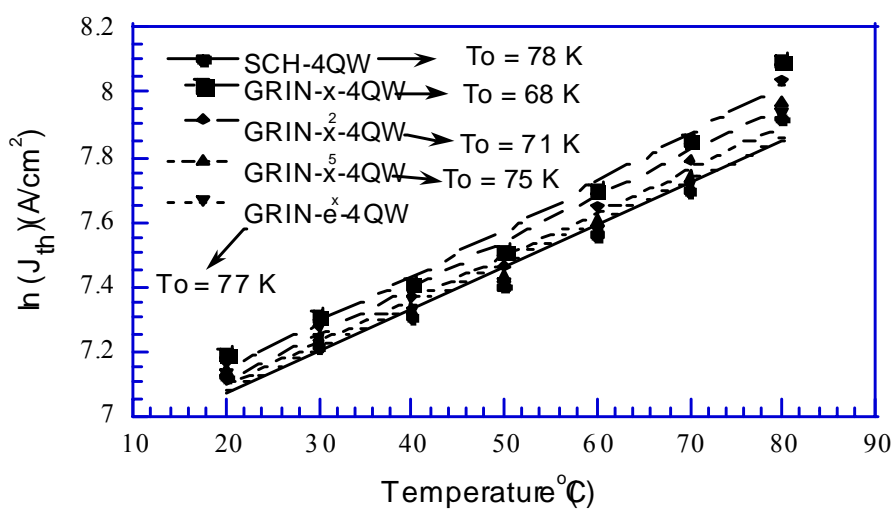


圖 3.45 模擬各個結構的臨界電流取自然對數對溫度作圖。

3.8 SCH 結構變化量子井

由 3.7.2 小節的討論結果我們得知磷化鋁鎵銻雷射二極體在活性層使用 SCH 結構比起 GRIN-SCH 具有較少的漏電流，因而可得到較低的臨界電流以及較高的特性溫度。接下來我們就以活性層為 SCH 結構的磷化鋁鎵銻雷射二極體在不同量子井個數之下(3~6)漏電流對於雷射輸出性能的探討。在做此一探討之前，同樣的必須先設計光侷限層的厚度，當量子井的個數增加的時候，近場的光場侷限會提高，因此當量子井的個數增加的時候必須同時減少光侷限層的厚度這樣才會降低近場的光場侷限，使得近場的光場侷限係數同時保持在 0.3 之下作比較，這樣才能確保遠場的發散角符合 DVD 的規格。

一般而言當量子井的個數增加時，由於量子井的個數增加使得可容納的載子變多了，因此能減少漏電流進而提升雷射二極體的特性溫度。但是由於量子井的個數變多了，因此產生雷射的臨界條件也提高了，所以量子井愈多，臨界電流會愈高。因此量子井個數不能太少，太少時無法有效的侷限載子使得漏電流嚴重、特性溫度變差，也不能無限制的增加，因為如此一來臨界電流也隨之增加，因此在特性溫度及臨界電流必須有一取捨。

如圖 3.46、3.47、3.48 為 20 °C 、50 °C 、80 °C 時 SCH 結構在不同量子井個數之下的漏電流對注入電流圖。明顯的表示出量子井個數

愈多漏電流愈少，但是當量子井的個數增加到 5 個的時候漏電流以被有效的抑止了，當量子井個數為 6 個時，漏電流的改善與 5 個量子井時並無多大的差異，這顯示當量子井的個數為 5 個時就可以改善漏電流的情形了，此時再增加量子井個數時對於漏電流的改善並不會有多大的幫助反而會使得臨界電流增加。

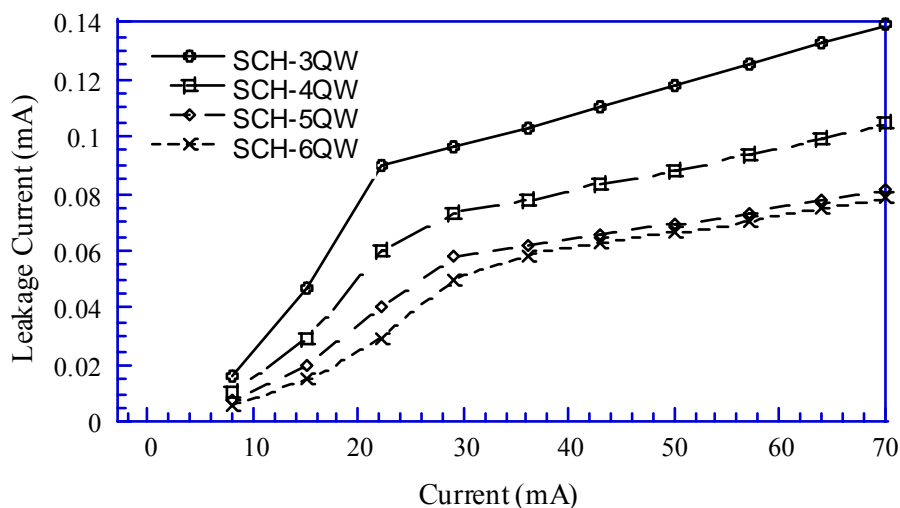


圖 3.46 20 °C 之下 SCH 結構在不同量子井個數的漏電流對注入電流圖。

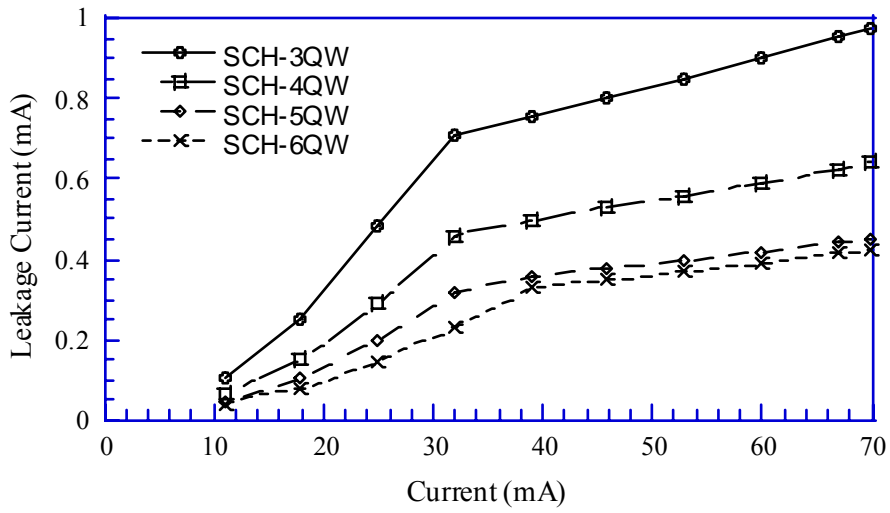


圖 3.47 50 °C 之下 SCH 結構在不同量子井個數的漏電流對注入電流圖。

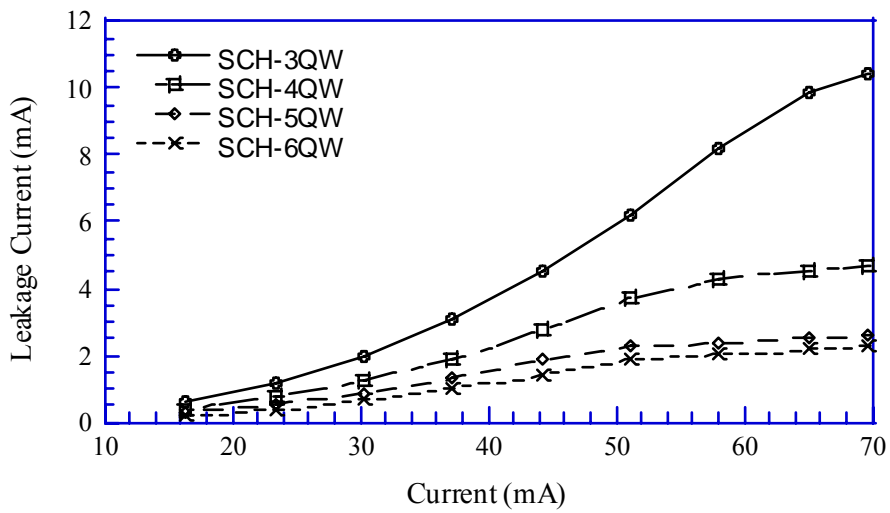


圖 3.48 80 °C 之下 SCH 結構在不同量子井個數的漏電流對注入電流圖。

與之前的 3.6 小節討論相同，由於漏電流的情形在溫度低於 60°C 時，對於雷射的輸出性能並不會有多大的影響，直到 60°C 之後時漏電流的影響才會顯的重要。圖 3.49、3.50 分別為 20°C 、 50°C SCH 結構在不同量子井個數時的輸出功率對注入電流圖，臨界電流看來毫無疑問地，量子井的個數愈多臨界電流愈大，但此時漏電流的影響並不明顯。

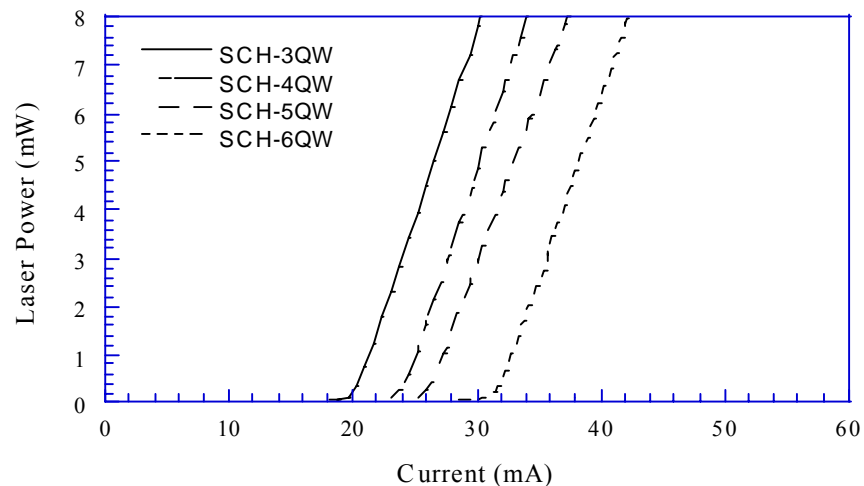


圖 3.49 20°C SCH 結構在不同量子井個數的輸出功率對注入電流圖。

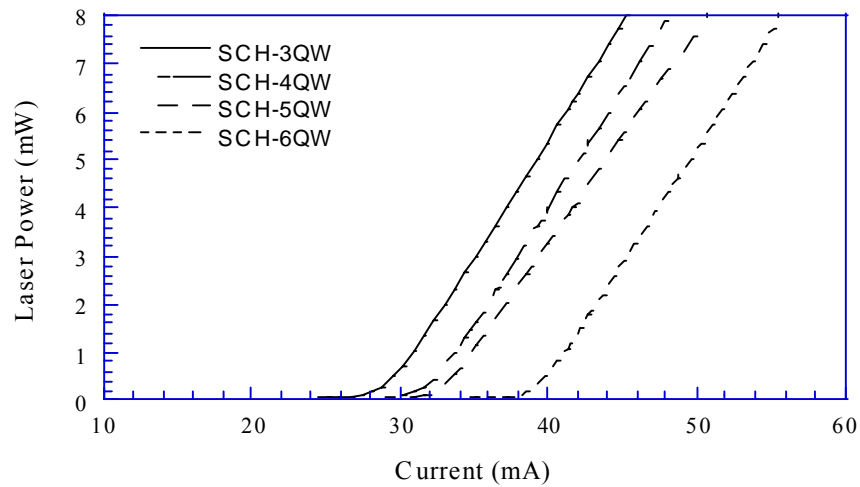


圖 3.50 50 °C SCH 結構在不同量子井個數的輸出功率對注入電流圖。

圖 3.51 為 80 °C SCH 結構在不同量子井個數時的輸出功率對注入電流圖，量子井個數為 3 個跟 4 個時由於高溫之下漏電流情形嚴重，使得留在活性層中的載子明顯減少，因此臨界電流上升非常快而且反而比量子井個數為 5 個時來得大，並且輸出功率明顯下降了。因此我們可以了解量子井個數為 5 個時已經能減少高溫之下漏電流的影響，而量子井個數為 6 時對漏電流的改善並不大，反而增加了臨界電流。

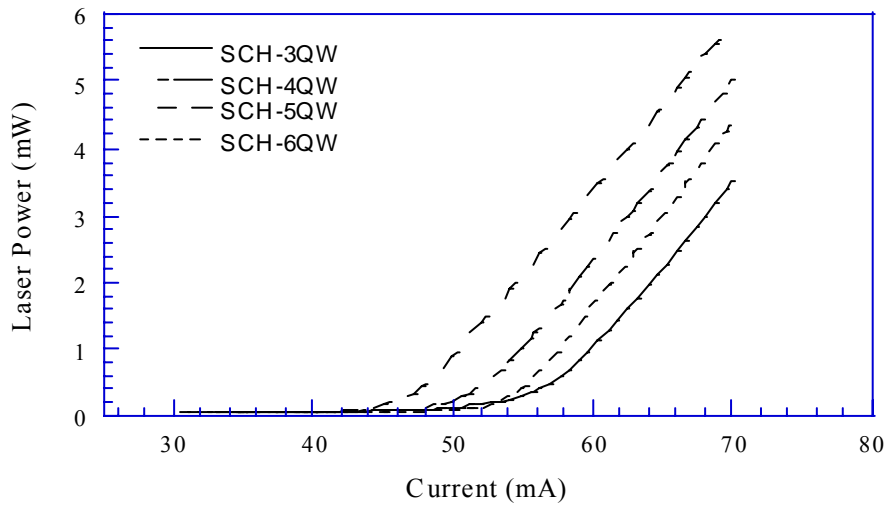


圖 3.51 80 °C SCH 結構在不同量子井個數的輸出功率對注入電流圖。

圖 3.52 為 SCH 在不同量子井個數 20 °C ~ 80 °C 的臨界電流密度取自然對數對溫度作圖，量子井個數為 3 和 4 在溫度為 60 °C 之後臨界電流的變化開始明顯變差了甚至比量子井個數為 5 時來得大，而 60 °C 正是之前 3.6 小節所討論的漏電流開始變明顯時的溫度。特性溫度以 SCH-3QW 最差為 58K，SCH-4QW 為 78K，SCH-5QW 為 103K，SCH-6QW 最高為 112K，這說明了量子井個數愈多時，就能容納更多的載子使的漏電流減少，因而特性溫度會提高。當量子井的個數從 3 個到 5 個時特性溫度提升了 45K，這表示大部分的漏電流已經能被有效的抑制，此時量子井的個數再增加到 6 個時雖然特性溫度又提高 9K，但臨界電流也同時提高了。因此 SCH 結構的磷化鋁鎵銻雷射二極體量子井的個數為 5 個時比起量子井個數為 3、4、6 更適合在高溫之

下操作。

圖 3.53 為 SCH 量子井個數為 4 個和 5 個時，實驗的臨界電流密度取自然對數對溫度作圖，如圖所示 SCH-4QW 在溫度 60 °C 之後的臨界電流超越 SCH-5QW，這與模擬的結果具有一致性，也證實了模擬結果的準確性。

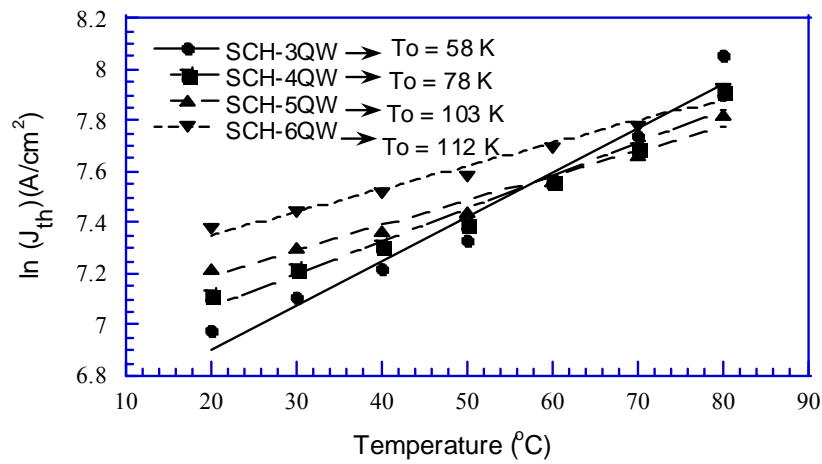


圖 3.52 模擬 SCH 結構的臨界電流密度取自然對數對溫度作圖。

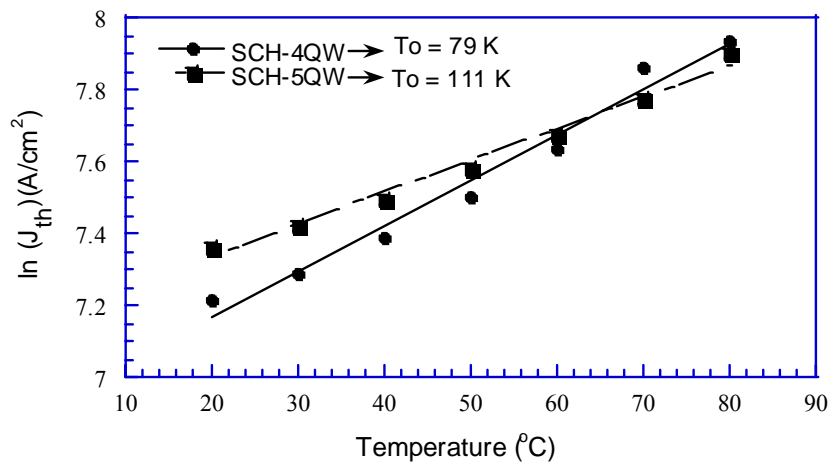


圖 3.53 實驗 SCH 結構的臨界電流密度取自然對數對溫度作圖。

3.9 結論

我將在此小節做個簡單的結論，首先在 3.6 小節我根據黃滿芳博士的實驗參數和實驗結果，用理論模擬的方式首先分析具有壓縮應力活性層為多量子井 SCH 結構的磷化鋁鎵銻雷射二極體漏電流對雷射輸出性能的影響。從實驗上發現雷射的臨界電流從溫度 60 °C 之後上升的比較明顯，我們從模擬結果得知溫度在 60 °C 之後元件的漏電流情形開始變的比較明顯，因此使得雷射的輸出性能急遽下降，由此可知元件性能變差的臨界溫度為 60 °C。如果要使得元件能在高溫之下操作而雷射的輸出性能不至於變化很大，關鍵是我們要克服漏電流的情形。

因此我們嘗試利用活性層為多量子井 GRIN-SCH 結構的磷化鋁鎵銻雷射二極體，並用理論預測的方式分析了一連串具有不同漸變曲線的 GRIN-SCH 結構，包括線性、二次方、五次方及指數形的 GRIN-SCH 結構與 SCH 結構比較，我們發現這一系列的 GRIN-SCH 結構對於電子的侷限並沒有比較好，使得漏電流的情形並沒有被改善因此對於雷射的輸出性能並沒有如預期的提升。有關這一方面的實驗已經由黃滿芳博士著手進行，期待能進一步的證實理論模擬的預測。

使用 GRIN-SCH 的概念未能提升磷化鋁鎵銻雷射二極體的雷射輸出性能，因此我們更近一步的以 SCH 結構磷化鋁鎵銻雷射二極體，分析在不同量子井個數之下對於漏電流的情形，量子井的個數從 3~6 個。我們發現當量子井的個數為 5 個時，已經能有效的抑制住大部分的漏

電流，在溫度 60 °C 之後雷射輸出性能不至於變化太劇烈，使得特性溫度大為提升 45K，而臨界電流又不致於提升很多。而此一部份的模擬結果也已經被黃滿芳博士證實了。

參考文獻

- [1] D. P. Bour, R. S. Geels, D. W. Treat, T. L. Paoli, F. Ponce, R. L. Thomson, B. S. Krusor, R. D. Bringans and D. F. Welch, "Strained GaIn_{1-x}P/(AlGa)_{0.5}In_{0.5}P heterostructure and quantum well laser diodes," IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.30, p.593-607, 1994.
- [2] M. F. Huang, H. C. Lee, J. K. Ho, H. C. Lin, C. S. Cheng, C. C. Kuo and Y. K. Kuo, "Laser diode for DVD pick-up head," SPIE, Vol.3419, p.110-118, 1998.
- [3] LASTIP User's Manual Version, 2003.12, First Edition, Crosslight Software Inc.
- [4] M. F. Huang, H. C. Lee, J. K. Ho, H. C. Lin, C. S. Cheng, C. C. Kuo and Y. K. Kuo, "Laser diode for DVD pick-up head," SPIE, vol. 3419, p.110-118, 1998.
- [5] W. X. Zou, Z. M. Chuang, L-K. Law, N. Dagli, L. A. Coldren and J.L. Merz, "Analysis and optimization of graded-index separate-confinement heterostructure waveguides for quantum well lasers," Journal of Applied Physics, Vol.69, p.2857-2861, 1991.
- [6] W.T. Tsang, "A graded-index waveguide separate-confinement laser with very low threshold and a narrow Gaussian beam," Applied Physics.Letter, Vol.39, p.134-137, 1981.
- [7] M. Ohkubo, T. Ijichi, A. Iketani and T. Kituta, "980-nm Aluminum-Free

- InGaAs/InGaAsP/InGaP GRIN-SCH SL-QW Lasers,” IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.30 p.408-414, 1994.
- [8] T. Namegaya, R. Katsumi, N. Iwai, S. Namiki, A. Kasukawa, Y. Hiratani and T. Kikuta, ”1.48 μm High-Power GaInAsP-InP Graded-Index Separate-Confinement-Heterostructure Multiple-Quantum-Well Laser Diodes,” IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.29 p.1924-1930, 1993.
- [9] R. Milind, J. C. Dries, P. V. Studenkov, S. R. Forrest and D. Z. Garbuzov, “High-Power High-Efficiency 0.98 μm InGaAs-(In)GaAs(P)-InGaP Broadened Waveguide Lasers Grown by Gas-Source Molecular Beam Epitaxy,” IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.33, p.2266-2276, 1997.
- [10] K. Interholzinger, D. Patel, C. S. Menoni, P. Thiagarajan, G. Y. Robinson and J. E. Fouquet, “Strain-Induced Modifications of the Band Structure of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-In}_{0.5}\text{Al}_{0.5}\text{P}$ Multiple Quantum Wells,” IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.34, p.93-100, 1998.
- [11] R. F. Kazariinov and G. V. Tsarenkov, “Theory of variable-gap laser,” Soviet Physics. Semiconductor, Vol.10, p.178, 1976.
- [12] S. D. Hersee, B. de Cremoux and J. P. Duchemin, “Some characteristics of the GaAs/GaAlAs graded-index separate confinement heterostructure quantum well laser structure,” Applied Physics. Letter, Vol.44, p.476-478, 1984.
- [13] J. Nagle, M. Krakowski, T. Weil and C. Weisbuch, “Thresold current of

single quantum well lasers: The role of the confining layers, "Applied Physics Letter, Vol.49, p.1325-1327, 1986.

[14] H. Hirayama, Y. Miyake and M. Asada, "Analysis of Current Injection Efficiency of Separate-Confinement-Heterostructure-Quantum-Film Lasers," IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.28, p.68-74, 1992.

[15] D. P. Bour and J. R. Shealy, "High-power(1.4 W) AlGaInP graded-index separate confinement heterostructure visible($\lambda \sim 658$ nm) laser," Applied Physics Letter, Vol.51, p.1658-1660, 1987.

第四章 結論

磷化鋁鎵銦雷射二極體已被發展超過二十年以上，這些 650 nm 波段的雷射二極體為大家所注意而用來當成高密度光儲存系統的光源，像是數位影音光碟(DVD)。DVD 雷射如果只是用在讀取資料(DVD-ROM)只需要 5mW 的光輸出功率，但是如果用在重複寫錄型光碟時(DVD-RAM)必須在 30 mW，而隨著光碟機的轉速愈來愈快光的輸出功率勢必要再提高甚至到達 100~200 mW 或更高的功率輸出。雖然下一代 DVD 所用的 405 nm 藍光氮化銦鎵雷射也早已被開發成功了，但技術上尚未能完全普及只有少數公司(Sony...等等)能生產這一類的光碟機，並且就價格上是紅光 DVD 的十倍左右，因此目前紅光 DVD 仍然是市場的主流。

附錄 A 論文發表清單

A.1、中文雜誌論文：1 篇

1. 陳秀芬、蔡孟倫、屠嫻琳、陳俊榮、郭艷光、劉柏挺, 2003 年 8 月, “短程光纖通信用紅光面射型雷射的設計與分析”, 台灣光通訊產業聯盟 2003 年光通訊特刊, 第 66 至 76 頁.

A.2、研討會論文：5 篇

1. **Meng-Lun Tsai**, Man-Fang Huang, and Yen-Kuang Kuo, 2004, “Theoretical analysis of carrier overflow for red AlGaInP laser diodes with various graded-index separate confinement heterostructures”, 2004 年中華民國物理年會, paper PD-50.
2. Man-Fang Huang (黃滿芳), **Meng-Lun Tsai** (蔡孟倫), Yen-Kuang Kuo(郭艷光), Jen-Yu Chu (朱仁佑), and Chau-Yang Lin (林朝陽), 2003, “Improvement of characteristic temperature for AlGaInP laser diodes”, 2003 年台灣光電科技研討會, paper FB2-8, OPT’03 Proceedings II, pp. 134-136.
3. **Meng-Lun Tsai**, Sheng-Joue Young, Yi-An Chang, Sheng-Horng Yen, Shih-Wei Huang, and Yen-Kuang Kuo, 2003, “Numerical study of a violet InGaN vertical-cavity surface-emitting laser”, 2003 年中華民國物理年會, paper PD36.

4. 張詒安、陳秀芬、謝尚衛、吳佩璇、**蔡孟倫**、張誌原、郭艷光、劉柏挺,2002,“415 nm 紫光氮化銦鎵量子井雷射電子溢流特性之探討”,2002 年台灣光電科技研討會, paper TA1-3, OPT’02 Proceedings I, pp. 7-9.
5. 楊勝州、張詒安、顏勝宏、黃詩瑋、**蔡孟倫**、劉冠良、陳俊榮、林漢威、何依萍、郭艷光, 2002, “紫光氮化銦鎵面射型半導體雷射之設計與分析”,2002 年台灣光電科技研討會, paper PA-33, OPT’02 Proceedings III, pp. 97-99.

附錄 B 論文中模擬程式的說明

在附錄 B 我將以活性層為 GRIN-SCH 結構的脊狀型波導雷射為例介紹模擬時所需的四個檔案，分別為 .gain 檔、.layer 檔、.sol 檔、.plt 檔。有關這四個檔案的內容請見附錄 C。

B.1、.gain 檔

在 LASTIP 中 .gain 主要是用來計算單一量子井的增益頻譜以及自發輻射頻譜，在 .gain 中只需要輸入單一層量子井所需的參數，如附錄 C 中的 .gain 檔所示。temperature temp 是溫度輸入(是為了做變化溫度用的)。在 get_active_layer 這個指令下，首先有一個指令 name=InGaAlP/GaAs，這是在說明此單一量子井的材料為何(InGaAlP 為磊晶層材料，GaAs 為基板)，而這個材料所需輸入的參數(var1 為 well 中 Ga 的比例、var2 為 well 中 Al 的比例；var3 為 barrier 中 Ga 的比例、var4 為 barrier 中 Al 的比例，var5 也是溫度輸入)都已經被定義在 crosslight.mac 這個巨集檔內。在 active_reg 這個指令下不只我下列所介紹的這些參數而已，還可考慮更多的參數(請看 crosslight.tab 檔並搭配使用手冊)，其中 mode 是指選擇 TE 或 TM 模式輸出，thickness 是量子井的厚度(單位 μm)，tau_scatter 為能帶與能帶之間載子的散射時間(Intraband scattering time)...等等。接下來要看自發輻射頻譜與增益頻譜

時必須輸入載子的濃度 `conc_range`，可輸入一個範圍也可輸入單一載子濃度，而 `wavel_range` 是指輸出波長的範圍，`data_point` 是頻譜輸出的點數多寡。(當 LASTIP 軟體灌好時，在 `crosslig` 資料夾就會出現 `crosslight.mac`、`crosslight.tab` 這些檔案)

B.2、.layer 檔

要模擬脊狀型波導雷射，我採取的方式是利用三個 column 來描述此一雷射結構，但此時必須小心以下兩點，第一、在 .sol 內解波動方程式的時候(指令為 `wave_boundary`)，其邊界條件必須設為非對稱(`boundary_type=[1 1 1 1]`)，而不是對稱(`boundary_type=[2 2 1 1]`)；第二、此時在 .plt 檔內的電流對輸出功率及電流對電壓圖必須多加一個指令 `scale_lit=1 scale_curr=1`，因為此一指令的預設值為 2，並且是專為模擬對稱的結構所用，也就是說如果模擬的是對稱的結構，邊界條件必須設為非對稱(`boundary_type=[2 2 1 1]`)，而且在 .plt 檔內的電流對輸出功率及電流對電壓圖自動會幫你乘以兩倍(預設值為 `scale_lit=2 scale_curr=2`)，如果模擬的結構是非對稱的話就必須把此預設值改為 1(`scale_lit=1 scale_curr=1`)。在 .layer 內的 column 1 和 column 3 的目的是用來描述脊狀兩旁的空氣，因此在附錄 C 的 .layer 檔中 p type 電極只有 column 2 有被定義而以，而 column 1 和 column 3 則無，並且由於磊晶層從 p type 砷化鎵(Contact layer)、磷化銦鎵(Barrier reduction

layer)、磷化鋁鎵銻(Cladding layer) 的 column 1 和 column 3 為空氣，因此 macro_name 的設定為 air。

B.3、.sol file

此一檔案是模擬中具有非常關鍵地位的最主要輸入檔。值得非常注意的一點，在模擬的過程裡有大部分的效應都沒有被考慮進來，因此適情況所需在.sol 內必須加入這些指令。如附錄 C 的.sol 檔所示，為了在活性層中的計算考慮更多的效應，因此我在 set_active_reg(Set active region)指令下多加考慮一些效應，例如 tau_scatt (Intraband scattering time，預設值為 2×10^{-13} (sec))，ncarr_loss 和 pcarr_loss (electron and hole free carrier absorption，預設值為 0，單位為 m^2)，dip_factor (Dipole moment factor，預設值為 1)，valence_mixing (預設值沒有考慮，如要考慮令 valence_mixing=yes)...等等。如果尚有疑問請參考 crosslight.tab 檔並搭配使用手冊。

在.sol 檔中的指令 direct_eigen 是用來計算雷射的橫向模式，此時必須注意的是解波方程式時(wave_boundary)，邊界範圍 point_ll 與 point_ur 的設定(point_ll 為下方、左邊的邊界點，point_ur 則為上方、右邊的邊界點)。在計算雷射的橫向模式時，由於雷射是在活性層中產生，因此程式會自動的在我們所設定的邊界範圍內去找折射率最大的地方(活性層)來計算橫向模式，但是整個結構中折射率最大的地方為

砷化鎵基板，因此所設定的邊界範圍內必須避開基板的位置。在計算雷射的橫向模式時，當我們輸入 multimode mode_num 的值時，如果我們輸入的是 5，那程式會幫我們算出 5 個橫向模式，但如果此一雷射二極體的結構並無法侷限這麼多個橫模時，因此在 .plt 檔內畫高階的橫向模式時，則不會有高階模式的圖形輸出。init_wave 的設定則是在輸入解波方程時的一些初始值，此一指令的邊界範圍設定 (point_ll 與 point_ur) 必須小於或等於之前所輸入的元件大小；fld_center 則是預計的光學模式中心(optical mode center)，一般都設在量子井的地方，此一數值僅僅只是一個初始值，程式在執行的過程中會自動調整至之正確的數值；length 指的是雷射腔長度；backg_loss 則為系統的背景損失參數(background loss coefficient)，各層的吸收...等效應都包含在此一參數內；init_wavel 與 wavel_range 分別代表預估的雷射輸出波長以及可能的雷射波長範圍，程式會從 init_wavel 的數值開始計算波方程，並在 wavel_range 的範圍中尋找真正的增益波峰；front_back 則是在設定雷射前後反射鏡的反射率，如果此一參數改成 mirror_ref，則表示前後反射鏡的反射率均一致。

接下來所要設定的則是程式作運算時之電壓或電流條件(scan)。如果我們選擇的是電壓，則程式會從初始電壓依不定的間隔(bias step 或 bias interval)增加至最終電壓，並在每一個指定間隔均輸出模擬資料。value_to 指的是計算過程中的運算終點；print_step 則是上述所謂的指定間隔(電壓間隔或電流間隔...等)，程式會在每個指定間隔將模擬所得

的資料輸出至電腦中(以.out 檔的型式輸出);min_step 以及 max_step 則是模擬所允許的最小與最大的條件間隔。

B.4、.plt file

此一步驟是在設定欲輸出模擬結果的輸入檔。在上一步驟中我們已經獲得全部的模擬結果資料(.out 檔)，而在這裡則是要設定哪些資訊是我們所想要的，然後在下一個步驟將這些選定的資訊從.out 檔中解析出來，並以圖形或資料點的方式呈現在我們面前。

在.plt 檔內可以畫 1D、2D、3D 的圖形，並且可以指定在輸入電流為某一 print_step 時的所有圖檔的輸出(當跑完.sol 檔時，由於.sol 檔內的最大電流密度輸入為 200(A/m)，而且每隔 20(A/m)就有一個.out 檔輸出，此時會出現 12 個.out 檔，03 那個.out 檔為 print_step 20(A/m)之下的輸出，04 則為 print_step 40(A/m) 之下的輸出，依此類推 12 那個.out 檔為 print_step 200(A/m) 之下的輸出)。如果說要得到輸入電流密度為 40(A/m) 的圖檔輸出，此時只須把 xy_data 內的數目字改為 04(xy_data=[04 04])，而我在附錄 C 中的.plt 檔的設定為 xy_data=[12 12]，此時我的圖檔輸出是在電流密度為 200(A/m)之下所得到的。

接下來是 plot_1d 指令下範圍的設定(from=[5 200] to=[5 205])，由於我的結構在橫方向為 10 μm ，因此我是指定在結構的中間也就是 5 μm 之處圖形隨著長晶方向的變化。

由於我模擬的方式是採用非對稱(`boundary_type=[1 1 1 1]`)，因此在 `plot_scan` 之下必須多加一個指令 `scale_lit=1 scale_curr=1`，值得注意的是在 `plot_scan` 之下 `facet=front` 是指在畫 L-I 圖時只收集雷射二極體一邊出來的光，如果沒有加這個指令時那畫 L-I 圖時的功率的輸出是雷射二及兩側的光。

以上的說明如尚有不清楚之處，請參考 LASTIP 使用手冊。

附錄 C 模擬中所使用的程式內容

C.1、.gain 檔

```
begin_gain
plot_data plot_device=data_file
temperature temp= 293
get_active_layer name=InGaAlP/GaAs  &&
var1=0.45  &&
var2= 0  &&
var3=0.25 &&
var4=0.25 &&
var5=293 &&
mater=1
active_reg type=macro &&
mode=te &&
thickness= 0.005 &&
tau_scat= 0.1000E-12 &&
exch_coef=0.e-10 mater=1
gain_wavel wavel_range=[ 0.5 0.7] &&
conc_range=[0.1000E+22  0.1000E+26] &&
curve_number= 5      data_point=5000  data_file=293K-Gain.txt
```

```

sp.rate_wavel wavel_range=(0.5 0.7) &&
conc_range=(1.e24 1.e24) curve_number=1 &&
data_point=5000 data_file=293K-Sp.txt
end_gain

```

C.2、.layer 檔

```

begin_layer
$
column column_num=1 w=3 mesh_num=5 r=1.0
column column_num=2 w=4 mesh_num=6 r=1.0
column column_num=3 w=3 mesh_num=5 r=1.0
$
bottom_contact column_num=1 from=0 to=3 contact_num=1
contact_type=ohmic
bottom_contact column_num=2 from=0 to=4 contact_num=1
contact_type=ohmic
bottom_contact column_num=3 from=0 to=3 contact_num=1
contact_type=ohmic
$
top_contact column_num=2 from=0 to=4 contact_num=2
contact_type=ohmic
$
$
layer_mater macro_name=gaas.temp var1=293 column_num=1
layer_mater macro_name=gaas.temp var1=293 column_num=2
layer_mater macro_name=gaas.temp var1=293 column_num=3
layer d=200 n=10 r=1.00 xp1=1 xp2=1 &&
n_doping1=1.0e+24 n_doping2=1.e+24 n_doping3=1.e+24
$
$
layer_mater macro_name=gaas.temp var1=293 column_num=1
layer_mater macro_name=gaas.temp var1=293 column_num=2

```

```

layer_mater macro_name=gaas.temp var1=293 column_num=3
layer d=0.3 n=10 r=1.00 xp1=1 xp2=1 &&
n_doping1=1.0e+24 n_doping2=1.e+24 n_doping3=1.e+24
$
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt var1=0.14 var2=0.36 var3=293 &&
column_num=1
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt var1=0.14 var2=0.36 var3=293 &&
column_num=2
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt var1=0.14 var2=0.36 var3=293 &&
column_num=3
layer d=1.3 n=10 r=1.0 xp1=1 xp2=1 &&
n_doping1=1.00e+24 n_doping2=1e+24 n_doping3=1e+24
$1
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1 var1=0.14996551
var2=0.35003449 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2 var1=0.14996551
var2=0.35003449 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3 var1=0.14996551
var2=0.35003449 var3=293
layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
$2
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1
var1=0.16869245 var2=0.33130755 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2
var1=0.16869245 var2=0.33130755 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3
var1=0.16869245 var2=0.33130755 var3=293
layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
$3
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1
var1=0.18533862 var2=0.31466138 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2
var1=0.18533862 var2=0.31466138 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3
var1=0.18533862 var2=0.31466138 var3=293

```

layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
 \$4
 layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=1
 var1=0.19990402 var2=0.30009598 var3=293
 layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=2
 var1=0.19990402 var2=0.30009598 var3=293
 layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=3
 var1=0.19990402 var2=0.30009598 var3=293
 layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
 \$5
 layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=1
 var1=0.21238865 var2=0.28761135 var3=293
 layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=2
 var1=0.21238865 var2=0.28761135 var3=293
 layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=3
 var1=0.21238865 var2=0.28761135 var3=293
 layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
 \$6
 layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=1
 var1=0.22279251 var2=0.27720749 var3=293
 layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=2
 var1=0.22279251 var2=0.27720749 var3=293
 layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=3
 var1=0.22279251 var2=0.27720749 var3=293
 layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
 \$7
 layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=1
 var1=0.23111559 var2=0.26888441 var3=293
 layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=2
 var1=0.23111559 var2=0.26888441 var3=293
 layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=3
 var1=0.23111559 var2=0.26888441 var3=293
 layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
 \$8
 layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=1

```

var1=0.23735791 var2=0.26264209 var3=293
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=2
var1=0.23735791 var2=0.26264209 var3=293
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=3
var1=0.23735791 var2=0.26264209 var3=293
layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
$9
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=1
var1=0.24151945 var2=0.25848055 var3=293
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=2
var1=0.24151945 var2=0.25848055 var3=293
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=3
var1=0.24151945 var2=0.25848055 var3=293
layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
$10
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=1
var1=0.24360022 var2=0.25639978 var3=293
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=2
var1=0.24360022 var2=0.25639978 var3=293
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=3
var1=0.24360022 var2=0.25639978 var3=293
layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
$
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=1 var1=0.25 &&
var2=0.25 var3=293
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=2 var1=0.25 &&
var2=0.25 var3=293
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=3 var1=0.25 &&
var2=0.25 var3=293
layer d=0.01 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
$QW1
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=1 var1=0.45 &&
var2=0 var3=293 active_macro=InGaAlP/GaAs avar1=0.45 &&
avar2=0 avar3=0.25 avar4=0.25 avar5=293
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=2 var1=0.45 &&

```

```

var2=0 var3=293 active_macro=InGaAlP/GaAs avar1=0.45 &&
avar2=0 avar3=0.25 avar4=0.25 avar5=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3 var1=0.45 &&
var2=0 var3=293 active_macro=InGaAlP/GaAs avar1=0.45 &&
avar2=0 avar3=0.25 avar4=0.25 avar5=293
layer d=0.005 n=10 r=1.00 xp1=1 xp2=1
$
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt var1=0.25 var2=0.25 var3=293 &&
column_num=1
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt var1=0.25 var2=0.25 var3=293 &&
column_num=2
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt var1=0.25 var2=0.25 var3=293 &&
column_num=3
layer d=0.005 n=10 r=1.0 xp1=1 xp2=1
$ QW2
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1 var1=0.45 &&
var2=0 var3=293 active_macro=InGaAlP/GaAs avar1=0.45 &&
avar2=0 avar3=0.25 avar4=0.25 avar5=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2 var1=0.45 &&
var2=0 var3=293 active_macro=InGaAlP/GaAs avar1=0.45 &&
avar2=0 avar3=0.25 avar4=0.25 avar5=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3 var1=0.45 &&
var2=0 var3=293 active_macro=InGaAlP/GaAs avar1=0.45 &&
avar2=0 avar3=0.25 avar4=0.25 avar5=293
layer d=0.005 n=10 r=1.00 xp1=1 xp2=1
$
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt var1=0.25 var2=0.25 var3=293 &&
column_num=1
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt var1=0.25 var2=0.25 var3=293 &&
column_num=2
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt var1=0.25 var2=0.25 var3=293 &&
column_num=3
layer d=0.005 n=10 r=1.0 xp1=1 xp2=1
$ QW3
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1 var1=0.45 &&

```

```

var2=0 var3=293 active_macro=InGaAlP/GaAs avar1=0.45 &&
avar2=0 avar3=0.25 avar4=0.25 avar5=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2 var1=0.45 &&
var2=0 var3=293 active_macro=InGaAlP/GaAs avar1=0.45 &&
avar2=0 avar3=0.25 avar4=0.25 avar5=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3 var1=0.45 &&
var2=0 var3=293 active_macro=InGaAlP/GaAs avar1=0.45 &&
avar2=0 avar3=0.25 avar4=0.25 avar5=293
layer d=0.005 n=10 r=1.00 xp1=1 xp2=1
$
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt var1=0.25 var2=0.25 var3=293 &&
column_num=1
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt var1=0.25 var2=0.25 var3=293 &&
column_num=2
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt var1=0.25 var2=0.25 var3=293 &&
column_num=3
layer d=0.005 n=10 r=1.0 xp1=1 xp2=1
$ QW4
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1 var1=0.45 &&
var2=0 var3=293 active_macro=InGaAlP/GaAs avar1=0.45 &&
avar2=0 avar3=0.25 avar4=0.25 avar5=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2 var1=0.45 &&
var2=0 var3=293 active_macro=InGaAlP/GaAs avar1=0.45 &&
avar2=0 avar3=0.25 avar4=0.25 avar5=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3 var1=0.45 &&
var2=0 var3=293 active_macro=InGaAlP/GaAs avar1=0.45 &&
avar2=0 avar3=0.25 avar4=0.25 avar5=293
layer d=0.005 n=10 r=1.00 xp1=1 xp2=1
$
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1 var1=0.25 &&
var2=0.25 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2 var1=0.25 &&
var2=0.25 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3 var1=0.25 &&
var2=0.25 var3=293

```


layer d=0.01 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
\$1
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1 var1=0.24360022
var2=0.25639978 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2 var1=0.24360022
var2=0.25639978 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3 var1=0.24360022
var2=0.25639978 var3=293
layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
\$2
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1 var1=0.24151945
var2=0.25848055 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2 var1=0.24151945
var2=0.25848055 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3 var1=0.24151945
var2=0.25848055 var3=293
layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
\$3
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1 var1=0.23735791
var2=0.26264209 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2 var1=0.23735791
var2=0.26264209 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3 var1=0.23735791
var2=0.26264209 var3=293
layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
\$4
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1 var1=0.23111559
var2=0.26888441 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2 var1=0.23111559
var2=0.26888441 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3 var1=0.23111559
var2=0.26888441 var3=293
layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
\$5
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1 var1=0.22279251

var2=0.27720749 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2 var1=0.22279251
var2=0.27720749 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3 var1=0.22279251
var2=0.27720749 var3=293
layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
\$6
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1 var1=0.21238865
var2=0.28761135 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2 var1=0.21238865
var2=0.28761135 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3 var1=0.21238865
var2=0.28761135 var3=293
layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
\$7
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1 var1=0.19990402
var2=0.30009598 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2 var1=0.19990402
var2=0.30009598 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3 var1=0.19990402
var2=0.30009598 var3=293
layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
\$8
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1 var1=0.18533862
var2=0.31466138 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2 var1=0.18533862
var2=0.31466138 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=3 var1=0.18533862
var2=0.31466138 var3=293
layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
\$9
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=1 var1=0.16869245
var2=0.33130755 var3=293
layer_mater macro_name=ingaalp_xyt column_num=2 var1=0.16869245
var2=0.33130755 var3=293

```

layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=3 var1=0.16869245
var2=0.33130755 var3=293
layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
$10
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=1 var1=0.14996551
var2=0.35003449 var3=293
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=2 var1=0.14996551
var2=0.35003449 var3=293
layer_mater macro_name=ingalp_xyt column_num=3 var1=0.14996551
var2=0.35003449 var3=293
layer d=0.00422 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1
$
layer_mater macro_name=ingalp_xyt var1=0.14 var2=0.36 var3=293 &&
column_num=1
layer_mater macro_name=ingalp_xyt var1=0.14 var2=0.36 var3=293 &&
column_num=2
layer_mater macro_name=ingalp_xyt var1=0.14 var2=0.36 var3=293 &&
column_num=3
layer d=0.2 n=10 r=1.0 xp1=1 xp2=1 &&
p_doping1=1.0e+24 p_doping2=1.0e+24 p_doping3=1.0e+24
$
layer_mater macro_name=air column_num=1
layer_mater macro_name=ingalp_xyt var1=0.14 var2=0.36 var3=293 &&
column_num=2
layer_mater macro_name=air column_num=3
layer d=1.1 n=10 r=1.0 xp1=1 xp2=1 p_doping2=1.0e+24
$
layer_mater macro_name=air column_num=1
layer_mater macro_name=ingalp_xyt var1=0.5 var2=0 var3=293 &&
column_num=2
layer_mater macro_name=air &&
column_num=3
layer d=0.05 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1 p_doping2=1.0e+24
$
layer_mater macro_name=air column_num=1

```

```
layer_mater macro_name=gaas.temp var1=293 column_num=2
layer_mater macro_name=air column_num=3
layer d=0.1 n=10 r=1 xp1=1 xp2=1 p_doping2=1.0e+25
$
end_layer
```

C.3、.sol 檔

```
begin
load_mesh mesh_inf=A0526a.msh
include file=A0526a.mater
include file=A0526a.doping
output sol_outf=A0526a.out
temperature temp=293
set_active_reg tau_scat=15.e-14 ncarr_loss=1.e-22 pcarr_loss=1.e-22 &&
dip_factor=1.2
direct_eigen
wave_boundary point_ll=[ 0.0 200.3] &&
point_ur=[10 201.929] fld_center=[5 201.6595]
init_wave length=350 backg_loss=650 &&
point_ll=[ 0 200.3 ] &&
point_ur=[10 201.929] fld_center=[5 201.6595] &&
boundary_type=[1 1 1 1] init_wavel=0.649 front_back=(0.32 0.32) &&
wavel_range=[0.6 0.7]
newton_par damping_step=3. max_iter=100 print_flag=3
```

```

$
equilibrium
multimode mode_num=1
newton_par damping_step=15 &&
max_iter=100 opt_iter=50 stop_iter=150 print_flag=3 &&
change_variable=no
scan var=voltage_1 value_to=-2. print_step=2 &&
init_step=1.e-2 min_step=1.e-5 max_step=0.5
scan var=current_1 value_to=200 print_step=20 &&
init_step=0.1 min_step=1.e-2 max_step=2
end

```

C.4、.plt 檔

```

begin_pstprc
plot_data plot_device=data_file
get_data main_input=A0526a.sol &&
sol_inf=A0526a.out xy_data=[ 12 12 ] scan_data=[ 1 12 ]
plot_2d variable=total_curr point_ll=(0 200) point_ur=(10 203.119) &&
xrange=[ 0.0000E+00 10 ] &&
yrange=[ 200 203.119 ] &&
mater_boundary=yes data_file=total_curr.txt
$

```

```

plot_1d variable=band from=[ 5 201.3] to=[ 5 202] &&
data_file=band.txt
plot_1d variable=real_index from=[ 5 200] to=[ 5 205] &&
data_file=real_index.txt
$plot_1d variable=wave_intensity from=[ 5 201.3] to=[ 5 202] &&
data_file=wave_intensity_1.txt
$
plot_1d variable=elec_conc from=[ 5 200] to=[5 205] &&
data_file=elec_conc.txt
plot_1d variable=hole_conc from=[5 200] to=[5 205] &&
data_file=hole_conc.txt
plot_1d variable=elec_curr_y from=[5 200] to=[5 205] &&
data_file=elec_curr_y.txt
plot_2d variable=wave_intensity &&
point_ll=[ 0 200 ] &&
point_ur=[ 10 205] &&
xrange=[ 0 10] &&
yrange=[ 200 203.119] &&
grid_sizes=[35 35] level=10 &&
mater_boundary=yes mode_index=1 data_file=wave2d_1.txt
farfield option=segment_y points=500 theta_y=50 data_file=y.txt
farfield option=segment_x points=500 theta_x=50 data_file=x.txt
plot_3d variable=wave_intensity point_ll=[ 0 200 ] &&

```

```

point_ur=[ 10 205] data_file=wave3d_1.txt
farfield option=contour points=50 theta_x=90 theta_y=90 &&
symmetric=no level=10 mode_index=1 data_file=farfield-1.txt
$plot_2d variable=total_curr point_ll=(0 0) point_ur=(4 203.235) &&
$ xrange=[ 0 8 ] &&
$ yrange=[ 200 203.235 ] &&
$ mater_boundary=yes data_file=total_curr2D.txt
plot_1d variable=hole_curr_y &&
from=[ 5 200] &&
to=[ 5 205] &&
data_file=hole_curr_y.txt
plot_1d variable=recomb_rad &&
from=[5 200] &&
to=[ 5 205] &&
data_file=recomb_rad.txt
plot_1d variable=local_gain &&
from=[ 5 200] &&
to=[ 5 205] data_file=local_gain.txt
plot_1d variable=recomb_st &&
from=[ 5 200] &&
to=[ 5 205] data_file=recomb_st.txt
plot_scan scan_var=current_1 &&
variable=laser_power facet=front scale_lit=1 scale_curr=1 &&

```

```
data_file=laser_power-1.txt mode_index=1
plot_scan scan_var=voltage_1 &&
variable=total_curr_1 scale_lit=1 scale_curr=1 data_file=I_V.txt
$
end_pstprc
```