

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

氮砷化銦鎵量子井雷射光學特性與元件結構之
模擬分析

Numerical Studies on Optical and Structural Properties of
InGaAsN Quantum-Well Lasers

研究生：陳秀芬 撰

中華民國九十四年六月

國立彰化師範大學光電科技研究所

碩士論文

研究生：陳秀芬

氮砷化銦鎵量子井雷射光學特性與元件結構之
模擬分析

Numerical Studies on Optical and Structural Properties of
InGaAsN Quantum-Well Lasers

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_____

中華民國九十四年六月

國立彰化師範大學

博碩士論文電子檔案上網授權書

(提供授權人裝釘於紙本論文審定頁之次頁用)

本授權書所授權之論文為授權人在 國立彰化師範大學 光電科技 研究所
93 學年度第 二 學期取得 碩 士學位之論文。

論文題目：氮砷化銦鎵量子井雷射光學特性與元件結構之模擬分析

指導教授：郭艷光 教授

茲 同意將授權人擁有著作權之上列論文全文(含摘要), 授權本校圖書館及國家圖書館, 以電子檔上載網路等數位化方式, 提供讀者基於個人非營利性質之線上檢索、閱覽、下載或列印。

論文電子全文上載網路公開時間：

一、校內區域網路：

<input checked="" type="checkbox"/> 立刻公開	<input type="checkbox"/> 1 年後公開	<input type="checkbox"/> 2 年後公開	<input type="checkbox"/> 3 年後公開
<input type="checkbox"/> 4 年後公開	<input type="checkbox"/> 5 年後公開	<input type="checkbox"/> 不公開	

二、校外網際網路：

<input checked="" type="checkbox"/> 立刻公開	<input type="checkbox"/> 1 年後公開	<input type="checkbox"/> 2 年後公開	<input type="checkbox"/> 3 年後公開
<input type="checkbox"/> 4 年後公開	<input type="checkbox"/> 5 年後公開	<input type="checkbox"/> 不公開	

指導教授：郭艷光 教授

研究生(授權人)簽名：陳秀芬

(請親筆正楷簽名)

學 號：92252006

中 華 民 國 94 年 6 月 20 日

誌 謝

從大三下進入郭艷光老師的實驗室到現在，將近三年半的時間，感謝老師的諄諄教誨與循循善誘，帶領我走入學術研究的領域，教導我如何走出困境、獨立思考並解決問題。老師在學業上的指導，為我打開一扇門，在生活中的教導更讓我受益良多，一步步走來，才更覺得老師當初說的話語都那麼地受用。謝謝老師這幾年來的照顧與指導！

謝謝劉柏挺博士常常與我們一同討論研究，提供我們許多研究方法！劉博對學術研究堅持的精神值得我們學習，在生活上豁達的態度更給予我許多啟發。感謝黃滿芳老師撥冗擔任我的論文口試委員，您的專業能力一直是我學習的目標。感謝陳美玲老師在 Meeting 時與我們一同討論，您總是那麼地認真。感謝黃啟炎老師、石豫臺老師以及所有教導我的老師們，您們使我學到更多有趣的知識，讓我發現光電這個領域的美好。

感謝詒安學長、尚衛與俊榮，沒有你們的協助與幫忙，這篇論文是無法順利完成的。你們一直是我學習的榜樣，謝謝你們！謝謝曾經指導我的文偉學長、誌原學長、郁妮學姊、勝宏學長、正洋學長、孟倫學長，你們的指導讓我走得更穩健。謝謝嫻琳的陪伴，與我一同打氣走過這一段路。謝謝漢義與育驊這兩位最沒有學長架子的學長，在我情緒低落的時候給我安慰與鼓勵。還要謝謝永政、少甫與銘偉，與

我在研究和生活上互相分享陪伴，也讓我的生活充滿歡笑。謝謝實驗室的學弟們總是仔細聆聽我的報告並給予建議。

最後要感謝我的家人。謝謝親愛的爸爸媽媽，一直以來都給我最多的支持，還要不時擔心我的身體狀況，辛苦您們了！謝謝妹妹一直陪伴著我，與我一同成長，儘管距離遙遠，我都知道還有妳支持我。謝謝弟偶爾傳來的鼓勵話語，不知道要說什麼，但我知道你都懂。

謝謝所有曾經給我幫助，替我打氣、一起成長的朋友們！

目 錄

目錄	I
中文摘要	IV
英文摘要	VI
圖表索引	VIII
第一章 氮砷化銦鎵之發展歷史與材料特性	1
1.1 前言	1
1.2 中長程光纖通訊光源之三大材料介紹與比較	2
1.3 氮砷化銦鎵之發展歷史	5
1.4 氮砷化銦鎵之材料特性	10
1.4.1 氮原子造成的影響	11
1.4.2 銦原子造成的影響	14
1.4.3 GaAsN 與 InGaAs 對能帶與應力的影響	15
1.4.4 電子有效質量所造成的影響	17
1.5 結論	20

參考文獻	21
第二章 參數設定與活性層比較	28
2.1 前言	28
2.2 參數設定	28
2.3 活性層比較	31
2.4 結論	39
參考文獻	40
第三章 氮砷化鎵井障對氮砷化銦鎵雷射之影響	46
3.1 前言	46
3.2 井障材料介紹	46
3.3 模擬結構	48
3.4 模擬結果與分析	49
3.5 結論	59
參考文獻	60
第四章 載子阻礙層對氮砷化銦鎵雷射之影響	63
4.1 前言	63

4.2	結構 A 之模擬結果與分析	64
4.3	結構 B 之模擬結果與分析	68
4.4	砷化鋁鎵阻礙層對氮砷化鎵雷射的影響	71
4.5	結論	75
參考文獻	77
第五章	結論	79
附錄A	論文發表清單	i
A.1	SCI 認定英文雜誌論文:1 篇	i
A.2	Proceedings of SPIE (EI)論文:2 篇	i
A.3	中文期刊論文:2 篇	i
A.4	研討會論文:7 篇	ii

中文摘要

過去在商業應用上，中長程光纖通訊的光源材料廣泛地採用 InGaAsP 系統，但此材料系統對熱的敏感度不低，使得元件在操作時必須有散熱裝置，增加了封裝時的製作成本。近年來，新竄起的 InGaAsN 與 AlGaInAs 兩種材料被發現具有更多的優點，引起學術界許多研究群的注意，紛紛將研究重點投注在這兩大材料中，而其中 InGaAsN 以具有相當大的導電帶能隙差取勝，能達到相當高的特性溫度，再加上其基板為價格便宜的 GaAs，能夠降低成本，發展前景相當看好。

在本論文的第一章將對中長程光纖通訊用的三大材料做簡略比較，其後對 InGaAsN 的發展歷史與材料特性，做一完整介紹。

第二章中蒐集了 InGaAsN 相關的參數，列出能帶間隙、Auger 係數與應力等公式，而後整理了歷年來發光於 1.3 μm 附近的 InGaAsN 活性層設計，將不同井障材料的設計做分類，利用 LASTIP 模擬軟體做增益的模擬比較。

第三章探討具伸張應力的 GaAsN 井障對 InGaAsN 側射型雷射發光特性的影響，包括了對發光波長、活性層增益、能帶以及 Auger 再結合率的特性分析，並在最後找出井障中 N 含量的最佳值。

第四章探討 $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ 載子阻礙層對元件特性的影響，分別對具有一般披覆層與漸變式披覆層的兩種結構做分析，從各種特性分析載子阻礙層對元件造成的影響。另外也嘗試了將 $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ 載子阻礙層

的材料換成晶格匹配的 AlGaAs，變化阻礙層中的 Al 含量，探討此種材料阻礙層對具有一般披覆層的結構之影響，並找出 AlGaAs 電洞阻礙層的最佳成分。

ABSTRACT

The InGaAsP system is widely used in the optical communication applications. However, thermal effect of InGaAsP system is a serious problem. This results in the need of cooling unit that increases the cost of packaged lasers. In the past few years, InGaAsN and AlGaInAs were found to have more advantages than the traditional InGaAsP material system. The InGaAsN system, which has large conduction band offset and high characteristic temperature, attracts much interest. In addition to the better performance at high temperature, InGaAsN has low-cost GaAs substrate that leads to the capability in commercial applications.

In chapter 1, I do a brief comparison among InGaAsP, InGaAsN, and AlGaInAs. After the comparison, the history and characteristics of InGaAsN are introduced in detail.

In chapter 2, I collect many parameters of InGaAsN and list the formulas for important parameters. I also collect the composition of active region and classify them according to the barrier composition. The gain spectra of those active regions are simulated by the LASTIP simulation program.

The effect of tensile-strained GaAsN barrier upon the InGaAsN edge-emitting lasers is analyzed in chapter 3, including emission wavelength, gain spectrum, band diagram, and Auger recombination rate. The nitrogen composition in the barrier is optimized at the end of this chapter.

In chapter 4, I study the effects of $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ carrier-blocking layer

upon InGaAsN edge-emitting lasers. I use two kinds of laser structures that have different cladding layers in this chapter. Besides, I change material of the carrier-blocking layer from $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ to AlGaAs and vary the aluminum composition in carrier-blocking layer. At last, the aluminum composition in the carrier-blocking layer is optimized.

圖表索引

圖1.1	InGaAsP 與 InGaAsN 能帶圖	4
圖1.2	GaAsN 能帶間隙與 N 含量之關係圖	5
圖1.3	III-V 半導體能帶間隙與晶格常數之關係圖	6
圖1.4	第一個 InGaAsN 量子井結構之 PL 光譜	7
圖1.5	InGaAsN 側射型雷射結構圖	7
圖1.6	1.3- μm InGaAsN 側射型雷射結構圖	8
圖1.7	InGaAsN 面射型雷射結構圖	9
圖1.8	InGaAsN 在不同 N 含量下的 PL 光譜	11
圖1.9	GaAsN 經過熱退火與未經熱退火的 PL 光譜	12
圖1.10	InGaAsN 能帶結構圖	13
圖1.11	GaAsN 與 InGaAs 之能帶與應力關係圖	15
圖1.12	溫度 300 K 下 InGaAsN、AlGaInAs 與 InGaAsP 三種材料的增益對輸入載子濃度圖	18
圖1.13	不同溫度下 InGaAsN、AlGaInAs 與 InGaAsP 三種材料的 differential gain 圖	19
圖2.1	Auger 係數與溫度之關係圖	31
圖2.2	Type A 的增益頻譜(GaAs barrier, after 2000)	36
圖2.3	Type A'的增益頻譜(GaAs barrier, before 2000)	36
圖2.4	Type B 的增益頻譜(GaAsN barrier)	37
圖2.5	Type C 的增益頻譜(InGaAsN barrier)	37

圖2.6	A4、A'5、B1 與 C1 四個活性層在不同溫度下的增益峰值 ...	38
圖2.7	A4、A'5、B1 與 C1 四個活性層的增益峰值對載子濃度圖 ...	39
圖3.1	發光波長與量子井厚度關係圖。	47
圖3.2	初始結構圖。	49
圖3.3	初始結構之能帶圖。	50
圖3.4	初始結構之電子電洞濃度圖。	50
圖3.5	Barrier 不同 N 含量之發光頻譜	52
圖3.6	Barrier 不同 N 含量之增益頻譜	52
圖3.7	Barrier 不同 N 含量之增益頻譜對載子濃度關係圖。	53
圖3.8	Barrier 為 $\text{GaAs}_{0.99}\text{N}_{0.01}$ 之能帶圖。	54
圖3.9	Barrier 為 $\text{GaAs}_{0.98}\text{N}_{0.02}$ 之能帶圖。	54
圖3.10	Barrier 為 $\text{GaAs}_{0.98}\text{N}_{0.02}$ 之電子電洞濃度圖。	55
圖3.11	Barrier 不同 N 含量之 Auger 再結合率。	55
圖3.12	Barrier 不同 N 含量之元件輸出功率圖。	57
圖3.13	Barrier 不同 N 含量之臨界電流。	58
圖3.14	Barrier 不同 N 含量之斜率效率。	58
圖4.1	結構 A 初始結構圖。	65
圖4.2	結構 A 變溫下之輸出功率圖。	65
圖4.3	結構 A 初始結構、含電子阻礙層與含電洞阻礙層之輸出功率圖 (300 K)。	66
圖4.4	結構 A 初始結構、含電子阻礙層與含電洞阻礙層之 Auger 再結	

	合率。	67
圖4.5	結構 B 初始結構圖	68
圖4.6	結構 B 變溫下之輸出功率圖	69
圖4.7	結構 B 初始結構、含電子阻礙層與含電洞阻礙層之輸出功率圖 (300 K)。	70
圖4.8	結構 B 含電洞阻礙層之能帶圖	71
圖4.9	變化 AlGaAs 電洞阻礙層的 Al 含量之輸出功率圖	72
圖4.10	變化 AlGaAs 電洞阻礙層的 Al 含量之臨界電流與斜率效率 圖。	73
圖4.11	AlGaAs 電洞阻礙層不同 Al 含量之 Auger 再結合率。	73
圖4.12	含 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 電洞阻礙層之能帶圖	74
圖4.13	電洞阻礙層 Al 含量 0.01~0.05 之臨界電流與斜率效率圖	75
表1.1	InGaAsN、AlGaInAs 與 InGaAsP 的各項特性比較。	3
表2.1	InGaAsN 模擬參數設定	29
表2.2	發表於 2000 年之後 barrier 為 GaAs 的活性層設計(Type A) ...	32
表2.3	發表於 2000 年以前 barrier 為 GaAs 的活性層設計(Type A') ..	33
表2.4	Barrier 為 GaAsN 的活性層設計(Type B)	34
表2.5	Barrier 為 InGaAsN 的活性層設計(Type C)	34
表2.6	A4、A'5、B1 與 C1 的活性層設計。	38
表3.1	GaAsN barrier 不同 N 含量的晶格常數與應力	51
表3.2	Barrier 不同 N 含量的侷限係數	56

第一章 氮砷化銦鎵之發展歷史與材料特性

1.1 前言

隨著網際網路的普及，人們的生活越來越便利，也越來越依賴網路傳輸，相對地，對網路傳輸的品質要求也越來越高。因此，如何將網路傳輸的各部分元件功能發揮到極致，是目前產業界的發展重點。

光電半導體在網路傳輸上扮演著光源的角色，發光在 1.3 μm 以及 1.55 μm 的雷射被用來作為中長程光纖通訊的光源[1]。發展多年的 InGaAsP 材料因為技術成熟，目前在產業界被廣泛地運用於雷射光源，雖已大量商品化，但其在高溫下的熱效應卻是一大問題，根本原因來自於 InGaAsP 的導電帶與價電帶能隙差之比值(band offset ratio, $\Delta E_c:\Delta E_v$)較小[2]。為克服此問題，許多研究群投入了 InGaAsN 與 AlGaInAs 兩種新材料的研究，這兩種材料的 band offset ratio 比值都大於 1，因此對熱的敏感度較低，且電子溢流(electron overflow)的情況較為改善，具有相當多的優勢[2]。

在 InGaAsN 與 AlGaInAs 這兩種材料中，InGaAsN 的 band offset ratio 高達 0.79 : 0.21 [3]，且成長於廉價的 GaAs 基板上[4]，被認為是相當有潛力的材料。不過，InGaAsN 是近年來才極力發展的新材料，有許多特殊的物理特性，長晶技術也還不夠成熟，未來需要產學界投入更多的心力，使 InGaAsN 早日走向量產化的階段。

1.2 中長程光纖通訊光源之三大材料介紹與比較

中長程光纖通訊的光源發光於 $1.3\ \mu\text{m}$ 以及 $1.55\ \mu\text{m}$ ，一直以來都以 InGaAsP 為材料，但這幾年興起的 InGaAsN 與 AlGaInAs 兩種材料宣稱有多項優點，逐漸有取代傳統 InGaAsP 材料的趨勢。以下就對 InGaAsP、InGaAsN 與 AlGaInAs 這三種材料應用於長波長時的元件特性做個比較。

InGaAsP 一直以來都是應用於長波長，由於發展得早，其物理特性與長晶技術都已經相當成熟，是目前業界普遍使用的光纖通訊光源材料，但其對熱的敏感度至今仍是個問題。AlGaInAs 為較新的光纖通訊光源材料，對熱的敏感度較低，特性溫度也較高，是目前亦相當受到注目的光源材料，但由於其中含有容易氧化的 Al 原子，長晶時必須要特別注意，是比較不易處理的一點。InGaAsN 發展較晚，是近幾年才被發現的材料，特性溫度比 AlGaInAs 還高，當然對熱也較不敏感，而由於其組成的原子大小相差甚多，使其物理特性相當特殊，也引起很多學者想研究的興趣。

表 1.1 所示為 InGaAsN、AlGaInAs 與 InGaAsP 三種材料的各項特性比較。影響三種材料最大的特性在於導電帶與價電帶能隙差之比值 band offset ratio。對於 band offset ratio 的值，各研究群的看法不同，但都相去不遠。InGaAsN 的 band offset ratio 值分別有研究群提出為 $0.79 : 0.21$ [3,5]或 $0.8 : 0.2$ [6]；AlGaInAs 的 band offset ratio 值有 $0.72 : 0.28$

[7,8]、0.7 : 0.3 [9]、0.67 : 0.33 [2]或 0.59 : 0.41 [5]等；而 InGaAsP 的 band offset ratio 則有 0.4 : 0.6 [5,7-9]或 0.46 : 0.54 [2]等值。表中列出的是較多學者支持的值。

表 1.1、InGaAsN、AlGaInAs 與 InGaAsP 的各項特性比較

	InGaAsN	AlGaInAs	InGaAsP
Band offset ratio, $\Delta E_c:\Delta E_v$	0.79 : 0.21	0.72 : 0.28	0.4 : 0.6
Characteristic Temperature, T_0 (K)	70~120	50~120	40~60
Electron effective mass, m_e/m_0	0.08	0.05	0.06
Heavy-hole effective mass, m_{hh}/m_0	0.36	0.48	0.49
Substrate	GaAs	InP	InP

Band offset ratio 最直接影響到的就是特性溫度 (characteristic temperature, T_0)。當 band offset ratio 較大，即表示此材料的導電帶能隙差 ΔE_c 較深，對電子的侷限較良好，在高溫下不易產生電子溢流，因此元件在高溫下的效能較不易改變，也就是特性溫度較高，此部份資料的概略值也整理於表 1.1 [9-13]，此資料值為連續波 (continuous-wave, cw) 操作情況下所得的 T_0 。可以看出 InGaAsN 的特性溫度範圍高於其他兩者，這代表著它對熱的敏感度較低，可承受較高的操作溫度。

表 1.1 也列出了在三種材料的活性層中，電子與重電洞的有效質量 [2,5,14–16]，由於每個元件的電子與重電洞有效質量都不盡相同，在此列出的是由發光於 1.3 μm 的元件中統整出的概略值。InGaAsN 的電子有效質量比其他兩者要大得多，這是因為 N 原子的加入使能帶變化而造成，這項數據的物理特性將在後面的章節中做解釋。重電洞的有效質量以 InGaAsN 為最低，顯示出其電洞移動率較好。

三種材料製成元件時的基板不同，AlGaInAs 與 InGaAsP 皆成長於 InP 基板上，而 InGaAsN 則是成長於較為廉價的 GaAs 基板，在製作上可節省成本[4]。

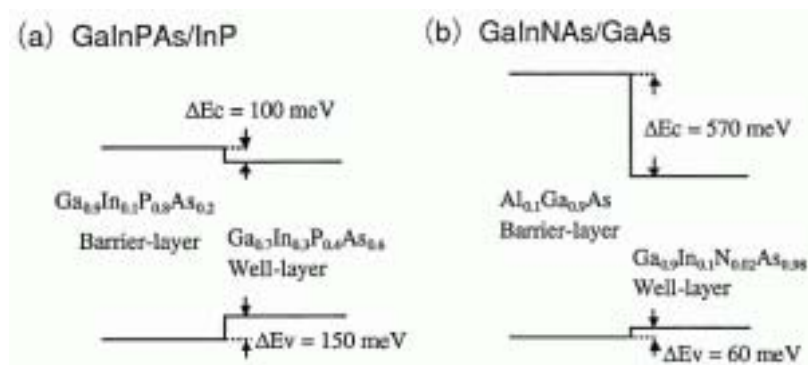


圖 1.1、InGaAsP 與 InGaAsN 能帶圖

由以上比較可發現，InGaAsN 與 AlGaInAs 擁有比 InGaAsP 更多的優點，尤其 InGaAsN 在溫度上的表現更為傑出，這是因為其 band offset 值相當高所造成的。圖 1.1 所示為同樣發光於 1.3 μm 的 InGaAsP 與 InGaAsN 之能帶圖[17]，InGaAsP 在導電帶的能隙差(ΔE_c)很小，在價電帶的能隙差(ΔE_v)較大，但同樣是發光於 1.3 μm 的 InGaAsN 則有高達

570 meV 的導電帶能隙差，因此 InGaAsN 能夠有效地侷限電子，避免高溫下的電子溢流，也因此 InGaAsN 的特性溫度相當高。

1.3 氮砷化銦鎵之發展歷史

早在 1990 年 Liu 等學者便開始研究 GaAsN 這項化合物[18]，之後陸續有研究群投入 GaAsN 的理論或實驗研究[19–22]，研究過程中發現，在長晶時，N 只能微量地生長於 GaAs 之中[21]。學者利用理論算出 N 含量提高時的能帶間隙(或稱為能隙，energy band gap, E_g)變化[19]，發現當 N 含量增加，能帶會產生很大的彎曲，甚至使得能帶間隙變為負值。

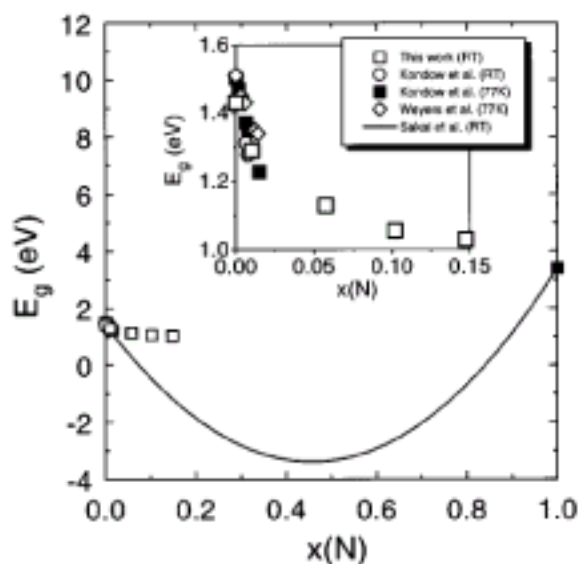


圖 1.2、GaAsN 能帶間隙與 N 含量之關係圖

圖 1.2 為 Bi 等學者統整的實驗與理論數據[21]，由插圖中可看出，實驗數據點都落在 N 含量小於 15% 的部分，且由圖中的理論曲線可看出，有大範圍的 GaAsN 都擁有負的能帶間隙。有學者認為能帶間隙為負值代表 GaAsN 在此範圍內為金屬，但也有學者認為 GaAsN 應該全程皆為半導體[21]，由於長晶上的困難，此部份真正的現象至今仍未被證實。

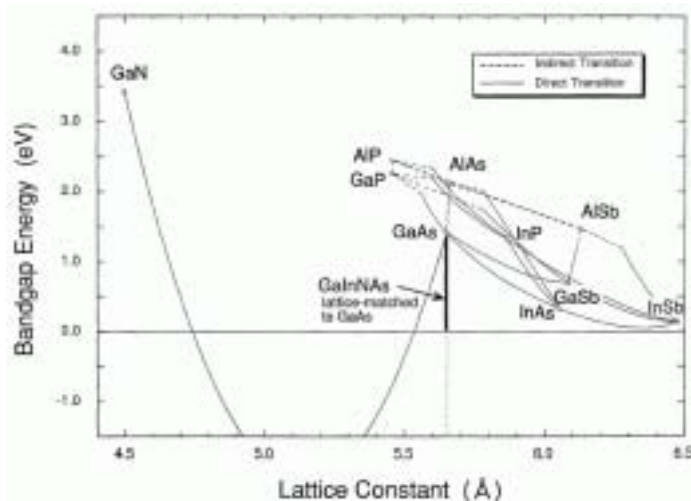


圖 1.3、III-V 半導體能帶間隙與晶格常數之關係圖

1996 年，日本學者 Kondow 等人提出了 InGaAsN 這項化合物[17]。一開始他們也由計算結果發現，GaAsN 擁有相當大的彎曲參數(bowing parameter)，如圖 1.3 [17]。由圖可看出，在 GaAs 中加入 N 會使晶格常數(lattice constant)降低，加入 In 則會使晶格常數增加，因此若能適當調整 N 與 In 的含量，則形成的 InGaAsN 可以與 GaAs 晶格匹配。基於此原理，Kondow 等人製造出了第一個 InGaAsN 量子井結構，並在室

溫下測量出此結構的光激螢光(Photoluminescence, PL)光譜，如圖 1.4 [17]。Kondow 等人製造了兩個一模一樣的量子井結構，其中一個沒有加 N，而另一個加入 1%的 N，由圖可看出，加入了 N 原子之後，波長往長波長移動，即代表能帶間隙 E_g 下降。

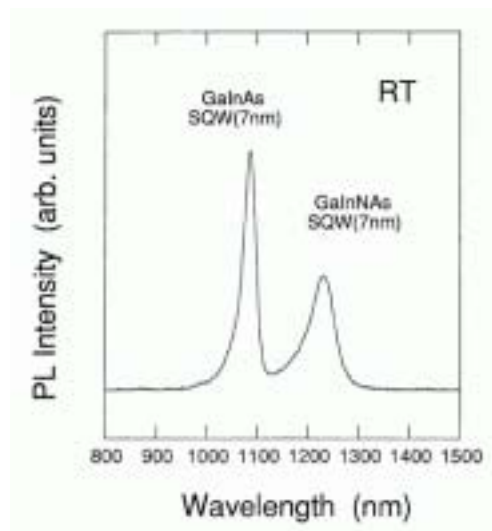


圖 1.4、第一個 InGaAsN 量子井結構之 PL 光譜

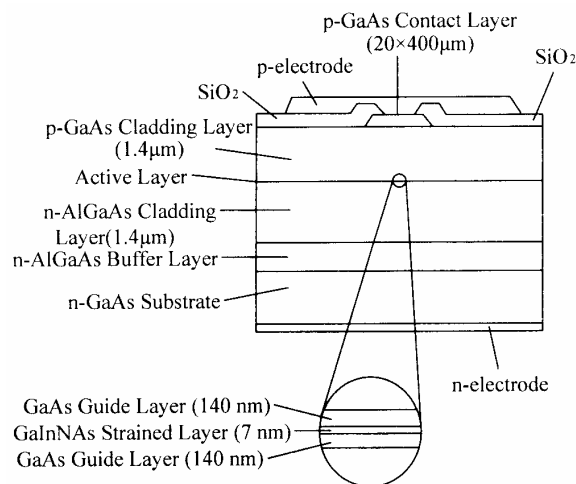


圖 1.5、InGaAsN 側射型雷射結構圖

同樣在 1996 年，Kondow 等人使用氣體分子數磊晶法(gas-source molecular beam epitaxy, GSMBE)，長出第一個室溫下連續波(cw)操作的 InGaAsN 側射型雷射[23]，其結構如圖 1.5 [24]。此結構的發光波長為 1.18 μm ，特性溫度可高達 126 K，證實了 InGaAsN 在高溫下操作的可能性。

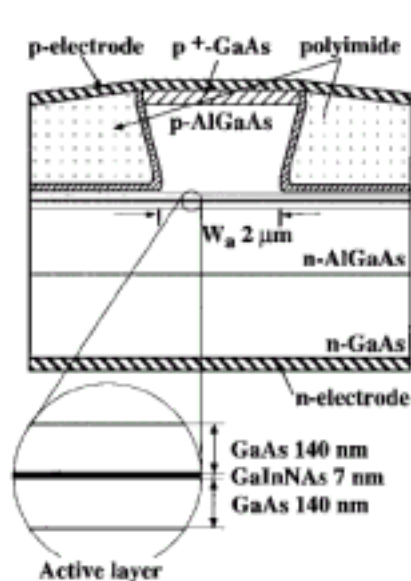


圖 1.6、1.3- μm InGaAsN 側射型雷射結構圖

若要使 InGaAsN 發光波長往長波長移動，則需要增加 N 原子的成分，但由於 N 原子半徑很小，在長晶上不易控制，使得發光波長往長波長移動顯得困難。1997 年，Sato 等學者以有機金屬氣相磊晶法 (metal-organic vapor-phase epitaxy, MOCVD) 成功長出 1.3 μm 室溫下脈衝(pulsed)操作的側射型雷射[25]。1999 年，Nakahara 與 Kondow 等學者將量子井中的 N 含量提高到 1%，成功製造出發光於 1.3 μm 室溫下

連續波操作的側射型雷射，其結構如圖 1.6 [26]，此一發展確定了 InGaAsN 側射型雷射作為光纖通訊光源的可能性。

用傳統 InGaAsP 材料製作成發光於 $1.3\ \mu\text{m}$ 的面射型雷射 (vertical-cavity surface-emitting lasers, VCSEL)，由於基板為 InP，在設計布拉格多層膜反射鏡(distributed Bragg reflectors, DBR)時會受到限制，導致折射率差不夠大，也就是反射率會不夠高[27]。如果採用 InGaAsN 製作成面射型雷射將可免去此問題，因為 InGaAsN 的基板是 GaAs，可使用折射率差值極大的 AlGaAs 系統 DBR，且晶格幾乎完全匹配，讓元件效能能夠發展得更好[28]。不過，受限於長晶技術上的困難，InGaAsN 在面射型雷射方面的發展一直比側射型雷射較慢些。

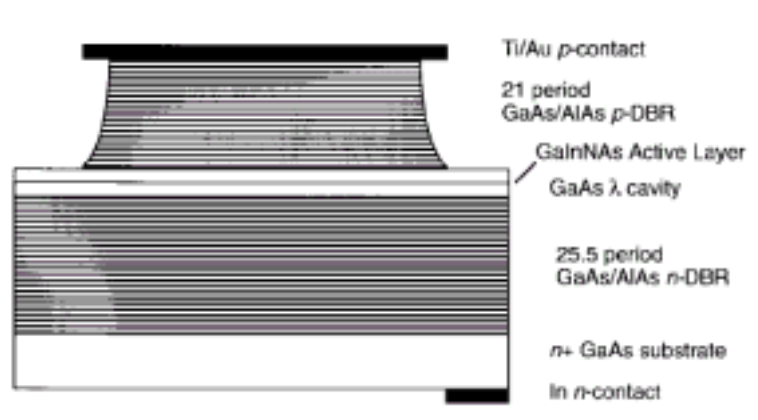


圖 1.7、InGaAsN 面射型雷射結構圖

1997 年，Larson 與 Kondow 等人長出第一個由光激發(optically pumped)的室溫下連續波面射型雷射，其發光波長位於 $1.22\ \mu\text{m}$ [28]，由於只能用光激發，還無法用於商業上的應用；隔年 Larson 等人再度

突破，做出了第一個由電激發(electrically pumped)的室溫下脈衝操作面射型雷射，其結構如圖 1.7 [29]，發光波長為 1.18 μm ，臨界電流密度與斜率效率分別為 3.1 kA/cm^2 和 0.04 W/A ，最高功率可到達 5 mW 。

其後幾年間，陸續有學者製造出長波長的 InGaAsN 面射型雷射。Choquette 等學者於 2000 年發表了第一個發光波長於 1.3 μm 室溫下連續波的面射型雷射[30]，並成功測量出電流對輸出功率以及電壓的關係圖(L-I-V curves)，此元件的臨界電流密度為 4 kA/cm^2 ，證明了雖然波長延長至 1.3 μm ，臨界電流並未因此而提高。不過這個元件的最大輸出功率只有 60 μW ，也顯現出了 InGaAsN 面射型雷射在輸出功率上的不足。

自 1996 年 Kondow 等學者發現了 InGaAsN 這項用於 1.3 μm 波長的新材料後，迄今仍有許多研究群致力於 InGaAsN 的特性研究與改良，未來我們可以期望，當長晶技術越來越成熟，元件設計越來越良好，InGaAsN 雷射必定能成為商業上的新星。

1.4 氮砷化銦鎵之材料特性

InGaAsN 由第三族的 Ga In 與第五族的 N As 四個元素組合而成，這四個元素在週期表上位置分散，顯示彼此間的原子特性相差很多，因此造成了許多特殊的物理特性。以下便對 InGaAsN 較特殊的物理特性做詳細介紹。

1.4.1 氮原子造成的影響

在 InGaAsN 的組成中，最特別的就是 N，它的原子大小比其他三者小得多，因此在長晶上本就比較難處理，而 N 的加入也使得發光效率隨之變差[6]。更特別的地方在於，當 N 的成分由 0 開始微量增加，原本預期會增加的能帶間隙反而減小了，使得發光波長有紅位移(red shift)的現象[31]，這與一般的物理預期大不相同，但也因此 InGaAsN 才有機會發光於長波長。

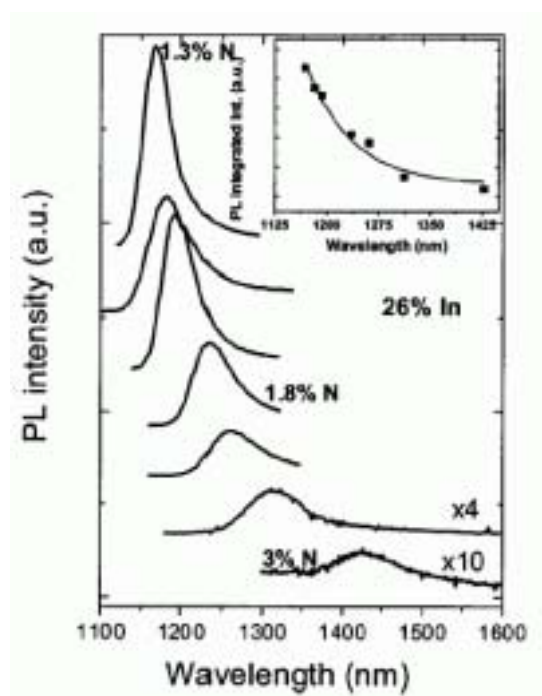


圖 1.8、InGaAsN 在不同 N 含量下的 PL 光譜

圖 1.8 所示為 Miguel-Sánchez 等學者所測量出的不同 N 含量下 InGaAsN 光激螢光光譜[32]。從圖上可以看出，當 N 含量微量增加，

發光強度逐漸降低，且波形逐漸向兩旁擴散，表示發光效率變差，而發光波長會逐漸往長波長移動。圖中插圖為 N 含量變化時的波長與發光強度變化，可看出波長紅位移而發光強度漸弱的趨勢。另外，從圖中還可以發現，N 原子的總增加量不到 2%，卻能夠讓波長增長 200 nm 以上，顯示了 N 原子對能帶間隙的影響極大。

長晶者在成長 InGaAsN 量子井結構時，通常只會使用少量的 N，因為 N 成分過多時長晶品質會相當差。至目前為止，用來發光在 1.3 μm 的 InGaAsN 量子井中，N 含量皆不超過 2%。因此，如何使用適量的 N 原子，讓發光波長可延長至 1.3 μm ，又不至於使晶體品質不良，這其中的技術與衡量正考驗著研究人員。

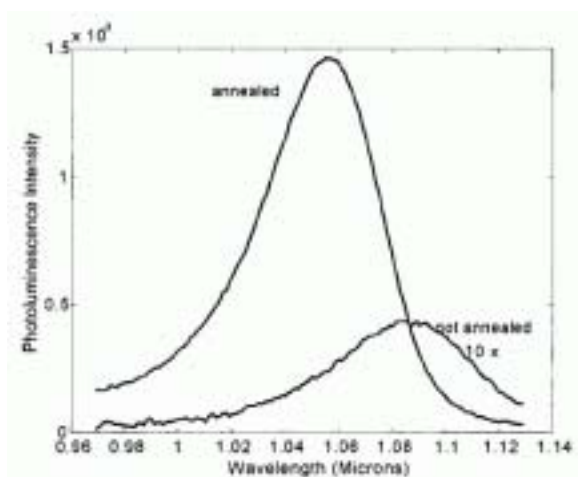


圖 1.9、GaAsN 經過熱退火與未經熱退火的 PL 光譜

有學者提出用「熱退火」(thermal annealing)的技巧能夠有效地降低 N 原子帶來的晶體缺陷[33,34]。圖 1.9 所示為 GaAsN 量子井結構在經

過熱退火與未經熱退火的 PL 光譜比較[33]，可以發現經過熱退火之後，發光效率明顯地改善，但在此同時，波長往短波長移動。同樣地，對 InGaAsN 量子井結構做相同的測量，也會得到同樣的結果[33]。因此，熱退火處理可以使晶體缺陷變少，但也使得波長不易向長波長推移。

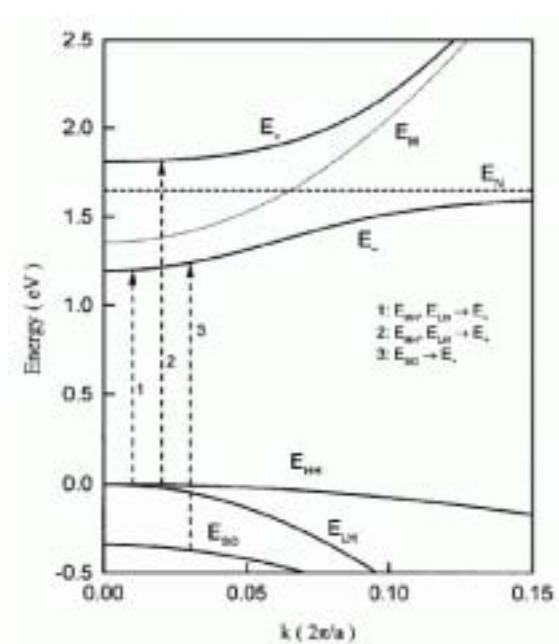


圖 1.10、InGaAsN 能帶結構圖

關於 N 原子為何會使得能帶間隙減小，Shan 等學者使用了能帶交叉模型(band anticrossing model)來解釋[35]，利用理論計算與實驗測量，發現了在 InGaAs 中加入少量的 N 時，N 原子的能帶與 InGaAs 的導電帶會產生交互作用，造成了混合後的導電帶分裂為兩個部分，也使得能帶間隙因此變小。由圖 1.10 的能帶結構圖(E-k diagram)可更容易

明白這個現象[36]。 E_N 為 N 原子的能帶， E_M 為原本 InGaAs 的能帶，當 N 原子被加進了 InGaAs 之後，導電帶便分裂成 E_+ 與 E_- 兩個能帶；且在 $k=0$ 的位置(即 Γ 點)， E_- 的值比 E_M 值還低，顯示了能帶間隙 E_g 因此而下降。

另一位學者 Perkins 也對低 N 含量的 GaAsN 與 InGaAsN 晶片做了一系列實驗分析[22]。發現了當晶片中的 N 含量增加，圖 1.10 中 1 與 3 的躍遷能量變小，但 2 的躍遷能量卻變大了，這代表了當 N 含量越高， E_+ 與 E_- 兩個能帶之間的相斥情形就越嚴重，連帶地，能帶間隙 E_g 也跟著下降。

1.4.2 銦原子造成的影響

GaAs 的晶格常數為 5.6533\AA ，而 GaN 的晶格常數為 4.52\AA ，兩者相差甚多，因此可以預期，假如將 GaAsN 長在 GaAs 基板上將會產生很大的應力，但加入 In 原子後，InGaAsN 與 GaAs 基板將可以晶格匹配，減少晶體的應力與缺陷，因此發光效率可以大幅提昇[36]。

另外，對於 InGaAsN 面射型雷射而言，加入 In 原子後，不但元件的晶體缺陷減少，擁有便宜且晶格匹配的 GaAs 基板，還有折射率差值極高且晶格幾乎完全匹配的 AlGaAs 系統作為 DBR，使得 InGaAsN 製成的面射型雷射具有相當大的優勢。

除了晶格常數的影響之外，由於 In 的原子半徑較大，當 In 原子加入 GaAs 時，會使得能帶間隙值 E_g 降低(見圖 1.3)。因此在長晶時，除

了 N 原子之外，In 原子也可使發光波長往長波長移動。

1.4.3 GaAsN 與 InGaAs 對能帶與應力的影響

由以上小節可以得知 N 原子與 In 原子對 InGaAsN 具有相當大的影響，此一小節將透過 Kondow 等人提出的能帶與應力關係圖，對 N 原子與 In 原子的影響做統整解釋。

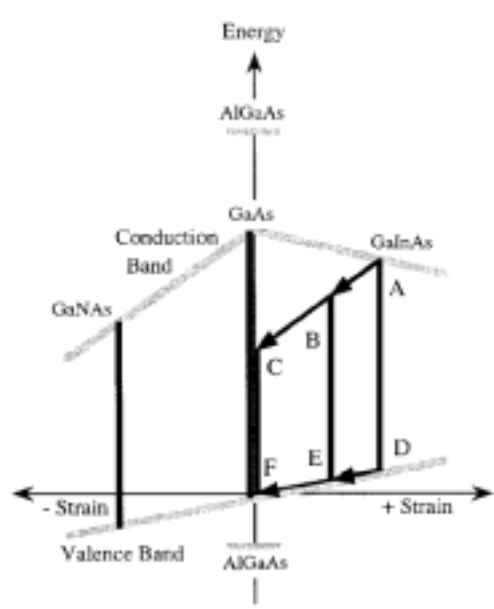


圖 1.11、GaAsN 與 InGaAs 之能帶與應力關係圖

圖 1.11 即為 Kondow 等學者提出的 GaAsN 與 InGaAs 之能帶與應力關係圖[17]，橫軸代表應力，在此正值為壓縮應力(compressive strain)，負值為伸張應力(tensile strain)，縱軸則代表能帶的位能值。以 InGaAsN 的基板 GaAs 為基準，GaAs 的位置應在橫軸中央，而在縱軸

上延伸的上下兩點分別代表導電帶與價電帶的位置，此段距離即為 GaAs 的能帶間隙 E_g 。

N 原子的半徑較小，因此在 GaAs 中加入 N 原子，晶格常數會隨之變短，GaAsN 薄膜會受到伸張應力，因此 GaAsN 在圖中屬於左邊的象限；隨著 N 含量的增加，價電帶的位能會往下降，而由於加入 N 時的能帶相斥作用，導電帶會急速下降，因此能帶間隙值隨之下降。若在 GaAs 中加入半徑較大的 In 原子，薄膜會受到壓縮應力；此時導電帶會下降，而價電帶會上升，因此能帶間隙值會下降。

當三元化合物 InGaAs 中加入 N 原子，導電帶將會由圖中的 A 往 B 移動，而價電帶會由 D 往 E 移動，若要設計使得 InGaAsN 與基板 GaAs 晶格匹配，則能帶將繼續移動至 C 與 F 點，此時無應力 InGaAsN 的價電帶位能將與 GaAs 的價電帶位能落在同一點。因此若 InGaAsN 要與能帶間隙值較大的 AlGaAs 相鄰成長，很自然會形成 type-I 的交界型態，意即發光層的導電帶位能較鄰層的導電帶位能低，而其價電帶位能較鄰層的價電帶位能高，如此可有效將電子與電洞侷限在發光層中；但 InGaAsN 若要與 GaAs 相鄰成長，必須要加入少許的壓縮應力，使價電帶上升，才能夠形成 type-I 的交界型態。因此，大部分以 InGaAsN 為材料的雷射結構，其量子井中通常會含有些微的壓縮應力。

1.4.4 電子有效質量所造成的影響

根據學者們的研究，InGaAsN 的電子有效質量幾乎都高達 $0.08 m_0$ 以上[14–16]，比起 AlGaInAs 與 InGaAsP 要高出許多，是一項很特別的物理特性。

Kim 等學者為了研究 InGaAsN、AlGaInAs 與 InGaAsP 三種材料製成元件後的增益，利用理論計算出三種材料的能帶特性與增益，為了比較的公平性，三種材料的活性層都發光在 $1.3 \mu\text{m}$ ，量子井都同樣含有 1% 的壓縮應力，井障(barrier)皆與基板匹配而不含應力。他們發現了在靠近能帶邊緣(band edge)所計算出的 InGaAsN 電子有效質量可高達 $0.093 m_0$ ，是 AlGaInAs 的 1.7 倍，可以說是相當大的數值，InGaAsN 的電子有效質量之所以如此大，根本原因是因為導電帶 E_+ 與 E_- 兩個能帶之間相斥。而除了電子之外，InGaAsN 在能帶邊緣的電洞有效質量也不低，是 AlGaInAs 的 1.3 倍[2]。

電子與電洞有效質量的增加，造成了 InGaAsN 的透明載子密度 (transparency carrier density) 較高[2]，其原因來自於有效質量會直接影響到能階密度(density of states)的大小。能階密度的公式如下：

$$\rho_{c,v}(E)dE = \left(\frac{1}{2\pi^2} \right) \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E^{1/2} dE) , \quad (1)$$

$\rho_{c,v}$ 為導電帶或價電帶的能階密度，單位為每立方公尺， E 為能量， m^* 為電子或電洞的有效質量， $\hbar = h/2\pi$ ， h 為蒲朗克常數(Planck constant)。

由公式中可得知，電子有效質量越大，導電帶的能階密度便越高，而電洞有效質量越大，價電帶的能階密度便越高，在此情況下便需要填入更多的電子與電洞才可使活性層產生增益，因此 InGaAsN 透明載子密度會比 AlGaInAs 還高。圖 1.12 為 Kim 等人所計算出的 InGaAsN、AlGaInAs 與 InGaAsP 三種材料的增益對輸入載子濃度圖[2]，圖中增益開始產生時的載子密度即為透明載子密度，可以看出 InGaAsN 的透明載子密度比 AlGaInAs 的透明載子密度要高。由於材料所受的是壓縮應力，發光為垂直電場極化的模式(transverse electrical mode, TE mode)，因此圖中 y 軸所示為 TE 模式的增益。

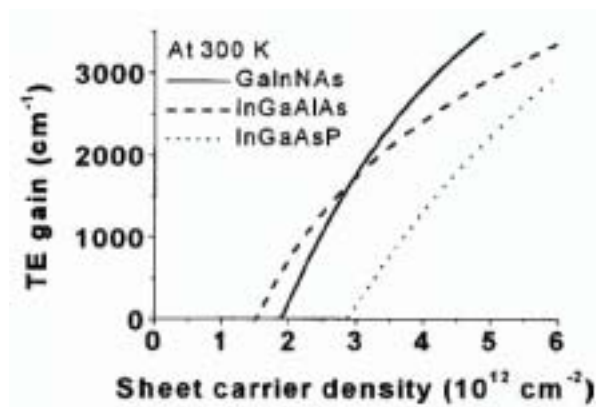


圖 1.12、溫度 300 K 下 InGaAsN、AlGaInAs 與 InGaAsP 三種材料的增益對輸入載子濃度圖

不過，電子有效質量的增加雖然導致透明載子電流密度上升，卻也恰好使得導電帶與價電帶的能階密度較為匹配($\rho_v \sim 1.4\rho_c$)，這項改變使導電帶的電子較容易垂直躍遷而發光，當電子產生垂直躍遷，代表

電子不需經過動量的改變即可貢獻至發光，因此發光效率較好。因為電子較容易貢獻發光，故 InGaAsN 的增益隨著輸入載子的變化較敏感，即增益微分值(differential gain, dg/dn)較高[2,15]。在圖 1.12 中便可看出此項特點，當各材料開始產生增益之後，InGaAsN 的增益隨載子輸入而快速增加，其增加率高於其他兩種材料。

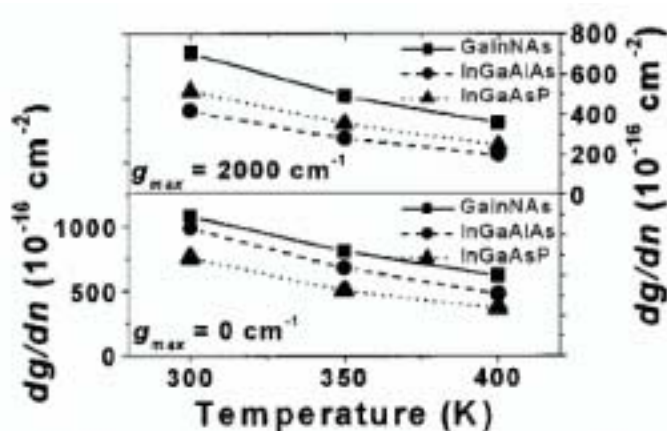


圖 1.13、不同溫度下 InGaAsN、AlGaInAs 與 InGaAsP 三種材料的 differential gain 圖

圖 1.13 為 InGaAsN、AlGaInAs 與 InGaAsP 三大材料在不同溫度下的 differential gain [2]，下方圖是在透明載子密度時的 differential gain，而上方圖是在增益為 2000 cm^{-1} 時的 differential gain，可以看出 InGaAsN 不管在哪種情況下，都具有較大的 differential gain。增益微分值較高的元件在信號傳輸上可以有高速的調變率(modulation)，因此 InGaAsN 比其他材料更適合用於未來的高速網路傳輸。

1.5 結論

自 1996 年 Kondow 等人發現 InGaAsN 這項應用於中長程光纖通訊的新光源材料之後，已有相當多研究群投入 InGaAsN 的相關研究。InGaAsN 此項材料有許多優點，其最大優勢在於導電帶能隙差 ΔE_c 相當高，可有效避免高溫時產生的電子溢流，因此特性溫度極高。除此之外，InGaAsN 具有晶格匹配又廉價的 GaAs 基板，製成元件後的 differential gain 較其他材料高，可擁有高速的調變率。

由於 InGaAsN 是由四個特性相差很多的元素組成，故具有許多特殊的物理特性，而在長晶時也較不易控制，因此 InGaAsN 雷射離量產還有一段距離，有待未來各界的努力，將 InGaAsN 往商品化的目標邁進。

參考文獻

- [1] M. O. Fischer, M. Reinhardt, and A. Forchel, “Room-temperature operation of GaInAsN–GaAs laser diodes in the 1.5- μm range,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 7, pp. 149–151, 2001.
- [2] C. K. Kim and Y. H. Lee, “Thermal characteristics of optical gain for GaInNAs quantum wells at 1.3 μm ,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, pp. 3038–3040, 2001.
- [3] Gh. Dumitras and H. Riechert, “Determination of band offsets in semiconductor quantum well structures using surface photovoltage,” *J. Appl. Phys.*, vol. 94, pp. 3955–3959, 2003.
- [4] G. Lin and C. P. Lee, “Comparison of 1300 nm quantum well lasers using different material systems,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 1191–1200, 2002.
- [5] J. C. L. Yong, J. M. Rorison, M. Othman, H. D. Dawson, and K. A. Williams, “Simulation of gain and modulation bandwidths of 1300 nm RWG InGaAsN lasers,” *IEE Proc.-Optoelectron.*, vol. 150, pp. 80–82, 2003.
- [6] M. Hetterich, M. D. Dawson, A. Yu. Egorov, D. Bernklau, and H. Riechert, “Electronic states and band alignment in GaInNAs/GaAs quantum-well structures with low nitrogen content,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, pp. 1030–1032, 2000.

- [7] C.-E. Zah, R. Bhat, B. N. Pathak, F. Favire, W. Lin, M. C. Wang, N. C. Andreadakis, D. M. Hwang, M. A. Koza, T.-P. Lee, Z. Wang, D. Darby, D. Flanders, and J. J. Hsieh, “High-performance uncooled 1.3- μm $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$ strained-layer quantum-well lasers for subscriber loop applications,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 511–523, 1994.
- [8] T. Ishikawa, T. Higashi, T. Uchida, T. Yamamoto, T. Fujii, H. Shoji, M. Kobayashi, and H. Soda, “Well-thickness dependence of high-temperature characteristics in 1.3- μm AlGaInAs-InP strained-multiple-quantum-well lasers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 1703–1705, 1998.
- [9] J. Minch, S. H. Park, T. Keating, and S. L. Chuang, “Theory and experiment of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ and $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$ long-wavelength strained quantum-well lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, pp. 771–782, 1999.
- [10] J. Wei, F. Xia, C. Li, and S. R. Forrest, “High T_0 long-wavelength InGaAsN quantum-well lasers grown by GSMBE using a solid arsenic source,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 597–599, 2002.
- [11] T. Kitatani, M. Kondow, S. Nakatsuka, Y. Yazawa, and M. Okai, “Room-temperature lasing operation of GaInNAs-GaAs single-quantum-well laser diodes,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum*

Electron., vol. 3, pp. 206–209, 1997.

- [12] T. R. Chen, P. C. Chen, J. Ungar, M. A. Newkirk, S. Oh, and N. Bar-Chaim, “Low-threshold and high-temperature operation of InGaAlAs–InP lasers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 17–18, 1997.
- [13] Y.-A. Chang, H.-C. Kuo, Y.-H. Chang, S.-C. Wang, “Simulation of 1300-nm $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}_{0.986}\text{N}_{0.014}/\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ quantum-well lasers with various $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ strain compensated barriers,” *Opt. Commun.*, vol. 241, pp. 195–202, 2004.
- [14] S. T. Ng, W. J. Fan, S. F. Yoon, and S. Z. Wang, Y. Qu, C. Y. Liu, S. G. Ma, and S. Yuan, “Investigation of the optical properties of InGaAsN/GaAs/GaAsP multiple-quantum-well laser with 8-band and 10-band $k\cdot p$ model,” *J. Appl. Phys.*, vol. 96, pp. 4663–4665, 2004.
- [15] J. C. L. Yong, J. M. Rorison, and I. H. White, “1.3- μm quantum-well InGaAsP, AlGaInAs, and InGaAsN laser material gain: a theoretical study,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, pp. 1553–1564, 2002.
- [16] M. H. Gass, A. J. Papworth, T. B. Joyce, T. J. Bulloug, and P. R. Chalker, “Measurement of the effective electron mass in GaInNAs by energy-loss spectroscopy,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, pp. 1453–1455, 2004.
- [17] M. Kondow, K. Uomi, A. Niwa, T. Kitatani, S. Watahiki, and Y. Yazawa, “GaInNAs: a novel material for long-wavelength-range laser

- diodes with excellent high-temperature performance,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 35, pp. 1273–1275, 1996.
- [18] X. Liu, M.-E. Pistol, L. Samuelson, S. Schwetlick, and W. Seifert, “Nitrogen pair luminescence in GaAs,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, pp. 1451–1453, 1990.
- [19] S. Sakai, Y. Ueta, and Y. Terauchi, “Band gap energy and band lineup of III-V alloy semiconductors incorporating nitrogen and boron,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 32, pp. 4413–4417, 1993.
- [20] S.-H. Wei and A. Zunger, “Giant and composition-dependent optical bowing coefficient in GaAsN alloys,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, pp. 664–667, 1996.
- [21] W. G. Bi and C. W. Tu, “Bowing parameter of the band-gap energy of $\text{GaN}_x\text{As}_{1-x}$,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, pp. 1608–1610, 1997.
- [22] J. D. Perkins, A. Mascarenhas, Y. Zhang, J. F. Geisz, D. J. Friedman, J. M. Olson, and S. R. Kurtz, “Nitrogen-activated transitions, level repulsion, and band gap reduction in $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ with $x < 0.03$,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 3312–3315, 1999.
- [23] M. Kondow, S. Kitatani, Y. Yazawa, and M. Okai, “Room-temperature continuous-wave operation of GaInNAs/GaAs laser diode,” *Electron. Lett.*, vol. 32, pp. 2244–2245, 1996.
- [24] 史光國編著, “現代半導體發光及雷射二極體材料技術”, 5-96頁,

全華科技圖書股份有限公司, 2002。

- [25] S. Sato, Y. Osawa, T. Saitoh, and I. Fujimura, “Room-temperature pulsed operation of 1.3 μm GaInNA/GaAs laser diode,” *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 1386–1387, 1997.
- [26] K. Nakahara, M. Kondow, T. Kitatani, M. C. Larson, and K. Uomi, “1.3- μm continuous-wave lasing operation in GaInNAs quantum-well lasers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 487–488, 1998.
- [27] P. Salet, F. Gaborit, Ph. Pagnod-Rossiaux, A. Plais, E. Derouin, J. Pasquier, and J. Jacquet, “Room-temperature pulsed operation of 1.3 μm vertical-cavity lasers including bottom InGaAsP/InP multiplayer Bragg mirrors,” *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 2048–2049, 1997.
- [28] M. C. Larson, M. Kondow, T. Kitatani, K. Tamura, Y. Yazawa, and M. Okai, “Photopumped lasing at 1.25 μm of GaInNAs–GaAs multiple-quantum-well vertical-cavity surface-emitting lasers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1549–1551, 1997.
- [29] M. C. Larson, M. Kondow, T. Kitatani, K. Nakahara, K. Tamura, H. Inoue, and K. Uomi, “GaInNAs–GaAs long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser diodes,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 188–190, 1998.
- [30] K. D. Choquette, J. F. Klem, A. J. Fischer, O. Blum, A. A. Allerman, I.

- J. Fritz, S. R. Kurtz, W. G. Breiland, R. Sieg, K. M. Geib, J. W. Scott, and R. L. Naone, “Room temperature continuous wave InGaAsN quantum well vertical-cavity lasers emitting at 1.3 μm ,” *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1388–1390, 2000.
- [31] H. P. Xin and C. W. Tu, “GaInNAs/GaAs multiple quantum wells grown by gas-source molecular beam epitaxy,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, pp. 2442–2444, 1998.
- [32] J. Miguel-Sánchez, A. Guzmán, J. M. Ulloa, A. Hierro, and E. Muñoz, “Effect of nitrogen on the optical properties of InGaAsN *p-i-n* structures grown on misoriented (111)B GaAs substrates,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, pp. 2524–2526, 2004.
- [33] S. G. Spruytte, C. W. Coldren, J. S. Harris, W. Wampler, P. Krispin and K. Ploog, M. C. Larson, “Incorporation of nitrogen in nitride-arsenides: origin of improved luminescence efficiency after anneal,” *J. Appl. Phys.*, vol. 89, pp. 4401–4406, 2001.
- [34] J. Boedicker, “The effects of thermal annealing on InGaAsN and GaAsN,” *NNUN REU Program at MSRCE, Howard University*, pp. 42–43, 2003.
- [35] W. Shan, W. Walukeiwicz, and J. W. Ager III, “Band anticrossing in GaInNAs alloys,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 1221–1224, 1999.
- [36] P. Perlin, P. Wiśniewski, C. Skierbiszewski, and T. Suski, “Interband optical absorption in free standing layer of $\text{Ga}_{0.96}\text{In}_{0.04}\text{As}_{0.99}\text{N}_{0.01}$,”

Appl. Phys. Lett., vol. 76, pp. 1279–1281, 2000.

第二章 參數設定與活性層比較

2.1 前言

本論文所使用的模擬軟體為加拿大 Crosslight 公司所出版的套裝軟體 LASTIP (LASer Technology Integrated Program)，是一套可以模擬二維半導體發光元件的程式。在開始模擬之前，必須先設定相關的參數，因此本章將會介紹在模擬 InGaAsN 側射型雷射過程中所需注意的相關參數。

除此之外，本章蒐集了歷年來發光於 1.3 μm 附近的 InGaAsN 活性層材料，將之列表統整比較，並利用 LASTIP 模擬軟體模擬出各活性層產生的增益，從中整理出變化的規則，以茲研究學者做為參考。

2.2 參數設定

在開始模擬之前，必須先設定相關的參數。表 2.1 所示為 InAs、GaAs、GaN、與 InN 等二元化合物的各項參數[1-7]。

除了能帶間隙 E_g 之外，其他的參數皆比照晶格常數(lattice constant)與彈性係數(elastic constant)的公式[4]，利用二元化合物的參數線性疊加，算出四元化合物 InGaAsN 的各參數值。因此， $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{N}_{1-y}$ 的參數公式可寫成：

$$P_{InGaAsN} = x \cdot y \cdot P_{GaAs} + (1-x) \cdot y \cdot P_{InAs} + x \cdot (1-y) \cdot P_{GaN} + (1-x) \cdot (1-y) \cdot P_{InN} , \quad (2)$$

P 代表各化合物的某一參數， x 為 Ga 的含量， y 為 As 的含量，故 $(1-x)$ 為 In 的含量，而 $(1-y)$ 為 N 的含量。

表 2.1、InGaAsN 模擬參數設定

Parameter	Symbol (unit)	GaAs	InAs	GaN	InN
Energy band gap (300 K)	E_g (eV)	1.424	0.355	3.42	0.77
Lattice constant	a_0 (Å)	5.6533	6.0584	4.52	4.98
Spin orbital splliting delta	Δ (eV)	0.341	0.39	0.017	0.005
Luttinger parameters	γ_1	6.85	19.7	2.70	3.72
	γ_2	2.1	8.4	0.76	1.26
	γ_3	2.9	9.3	1.11	1.63
Elastic constants	c_{11} (10^{11} dyn/cm ²)	11.88	8.33	28.2	18.2
	c_{12} (10^{11} dyn/cm ²)	5.38	4.53	15.9	12.5
Hydrostatic deformation potential	a (eV)	-8.33	-6.08	-7.4	-3.35
Shear deformation potential	b (eV)	-2.0	-1.8	-2.0	-1.2
Electron effective mass	m_e/m_0	0.067	0.023	0.15	0.07
Heavy-hole effective mass	m_{hh}/m_0	0.50	0.40	0.80	0.80
Light-hole effective mass	m_{lh}/m_0	0.091	0.208	0.21	0.19

由於 N 原子與 In 原子的加入，InGaAsN 的能帶間隙會隨著此兩種原子的含量變化而有彎曲，因此不能只用二元化合物的線性疊加來表示，還要加上另外兩項與彎曲參數(bowing parameters)相關的項，故 E_g 公式如下[7]：

$$E_{g,InGaAsN} = x \cdot y \cdot E_{g,GaAs} + (1-x) \cdot y \cdot E_{g,InAs} + x \cdot (1-y) \cdot E_{g,GaN} + (1-x) \cdot (1-y) \cdot E_{g,InN} + x \cdot (1-x) \cdot y \cdot b_{InGaAs} + x \cdot y \cdot (1-y) \cdot b_{GaAsN} , \quad (3)$$

在此 InGaAs 與 GaAsN 的彎曲參數 b 分別為 -0.380 eV [8]與 -20 eV [9]。當溫度改變，InGaAsN 的能帶間隙也會隨之改變，在模擬中所使用的公式如下：

$$E_g(T) = E_g(T_0) - 5.5 \times 10^{-4} \cdot \left[\frac{T^2}{T + 225} - \frac{300^2}{300 + 225} \right] , \quad (4)$$

T 為絕對溫度，單位 K， T_0 為室溫 300 K [7]。

對發光於長波長的雷射來說，Auger 再結合(Auger recombination)是一項必須被考慮的損失。在模擬中將 Auger 係數(Auger coefficient)設為 $C=C_n=C_p$ ，其值會隨著溫度而改變，公式如下[10]：

$$C(T) = C_0(T_0) \times \exp \left[\frac{E_A}{k} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] , \quad (5)$$

公式中的 k 為波茲曼常數(Boltzmann constant)， T_0 為室溫， C_0 為室溫下的 Auger 係數值。根據 Fehse 等人對 $1.3\text{-}\mu\text{m}$ InGaAsN 側射型雷射的實驗結果顯示，當溫度升高時，Auger 係數也會隨溫度而變大，見圖 2.1

中的三角形數據點[11]。由圖中可讀出，室溫 300 K 時的 Auger 係數值為 $4 \times 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ ，而 350 K 時的 Auger 係數值為 $5.5 \times 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ 。根據此兩組實驗值，將公式(5)中的 T_0 定為 300 K，此時的 Auger 係數 C_0 為 $4 \times 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ ，利用公式(5)的關係式便可求出活化能 E_A 值為 58 meV，並且可求出任一溫度下的 Auger 係數。

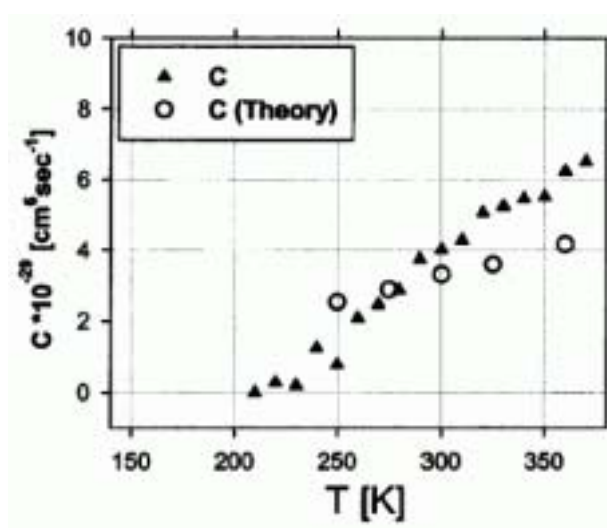


圖 2.1、Auger 係數與溫度之關係圖

2.3 活性層比較

在這一小節中，將把歷年來各研究群所發表發光在 $1.3 \mu\text{m}$ 附近的 InGaAsN 活性層材料做一統整，並模擬出各材料的增益並做比較。

綜觀歷年來的 InGaAsN 活性層設計，除去多井障(multi-barrier)的情況不談，井障(barrier)所用的材料通常不外乎 GaAs、GaAsN 與 InGaAsN 這三種，但使用 GaAs 為 barrier 的學者佔多數。為研究此三

種 barrier 對增益的影響,以下將使用 GaAs, GaAsN 與 InGaAsN 為 barrier 的活性層設計分別命名為 A、B 與 C 三個類別,此外,由於使用 GaAs 的研究群較多,故將此種類型於 2000 年前發表的部分獨立出來,命名為 A'。表 2.2 至表 2.5 分別為 A、A'、B 與 C 四種類型的活性層設計,表中列出各文獻中活性層的成分與厚度、量子井(well)與井障(barrier)的應力以及量子井個數。

表 2.2、發表於 2000 年之後 barrier 為 GaAs 的活性層設計(Type A)

Material [Reference]	Active region: well/barrier	Strain in well (%)	Well number
A1 [12]	$\text{In}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As}_{0.993}\text{N}_{0.007}$ (8.4 nm) / GaAs (20 nm)	-2.11	DQW
A2 [13]	$\text{In}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}_{0.99}\text{N}_{0.01}$ (7 nm) / GaAs (25 nm)	-2.12	TQW
A3 [14]	$\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}_{0.99}\text{N}_{0.01}$ (7 nm) / GaAs (13 nm)	-1.91	SQW
A4 [15]	$\text{In}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}_{0.99}\text{N}_{0.01}$ (6 nm) / GaAs (176 nm)	-2.33	SQW
A5 [11]	$\text{In}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}_{0.983}\text{N}_{0.017}$ (6.4 nm) / GaAs (25 nm)	-2.20	SQW
A6 [16]	$\text{In}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As}_{0.99}\text{N}_{0.01}$ (9 nm) / GaAs (90 nm)	-2.05	SQW
A7 [17]	$\text{In}_{0.37}\text{Ga}_{0.63}\text{As}_{0.986}\text{N}_{0.014}$ (7 nm) / GaAs (15 nm)	-2.32	DQW

表 2.3、發表於 2000 年以前 barrier 為 GaAs 的活性層設計(Type A')

Material [Reference]	Active region: well / barrier	Strain in well (%)	Well number
A'1 [18]	In _{0.3} Ga _{0.7} As _{0.992} N _{0.008} (6.4 nm) / GaAs (24 nm)	-1.95	10QWs
A'2 [19]	In _{0.3} Ga _{0.7} As _{0.996} N _{0.004} (7 nm) / GaAs (140 nm)	-2.03	SQW
A'3 [20]	In _{0.3} Ga _{0.7} As _{0.99} N _{0.01} (7 nm) / GaAs (140 nm)	-1.91	SQW
A'4 [21]	In _{0.3} Ga _{0.7} As _{0.997} N _{0.003} (7 nm) / GaAs (10 nm)	-2.05	TQW
A'5 [22]	In _{0.39} Ga _{0.61} As _{0.995} N _{0.005} (6.6 nm) / GaAs (11.6 nm)	-2.63	DQW
A'6 [23]	In _{0.37} Ga _{0.63} As _{0.995} N _{0.005} (7.7 nm) / GaAs (14.7 nm)	-2.49	DQW

由於各研究群所使用的應力公式不同，為求比較上的一致性，表中所列的應力為經過重新計算的值。在此使用的應力公式如下[4]：

$$\varepsilon \equiv \frac{a_{GaAs} - a_{InGaAsN}}{a_{InGaAsN}} \times 100\% \quad , \quad (6)$$

a_{GaAs} 為基板的晶格常數， $a_{InGaAsN}$ 為該層的晶格常數，其數值可用 2.2 節中的公式(2)與表 2.1 的參數算出。計算出的值若為負值，則表示該層受到壓縮應力；若其值為正，表示該層受到伸張應力。

表 2.4、Barrier 為 GaAsN 的活性層設計(Type B)

Material [Reference]	Active region: well / barrier	Strain in well / barrier (%)	Well number
B1 [24]	$\text{In}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}_{0.995}\text{N}_{0.005}$ (7 nm) / $\text{GaAs}_{0.995}\text{N}_{0.005}$ (20 nm)	-2.42 / 0.10	SQW
B2 [25]	$\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}_{0.993}\text{N}_{0.007}$ (7 nm) / $\text{GaAs}_{0.99}\text{N}_{0.01}$ (10 nm)	-1.97 / 0.20	SQW
B3 [26]	$\text{In}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As}_{0.985}\text{N}_{0.015}$ (7 nm) / $\text{GaAs}_{0.98}\text{N}_{0.02}$ (20 nm)	-1.96 / 0.40	TQW
B4 [26]	$\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.983}\text{N}_{0.017}$ (7 nm) / $\text{GaAs}_{0.978}\text{N}_{0.022}$ (20 nm)	-2.13 / 0.44	TQW
B5 [27]	$\text{In}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}_{0.981}\text{N}_{0.019}$ (6.8 nm) / $\text{GaAs}_{0.983}\text{N}_{0.017}$ (5 nm)	-2.16 / 0.34	SQW
B6 [28]	$\text{In}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}_{0.985}\text{N}_{0.015}$ (7 nm) / $\text{GaAs}_{0.978}\text{N}_{0.022}$ (5 nm)	-2.23 / 0.44	SQW

表 2.5、Barrier 為 InGaAsN 的活性層設計(Type C)

Material [Reference]	Active region: well / barrier	Strain in well / barrier (%)	Well number
C1 [29]	$\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}_{0.991}\text{N}_{0.009}$ (8 nm) / $\text{In}_{0.027}\text{Ga}_{0.973}\text{As}_{0.994}\text{N}_{0.006}$ (40 nm)	-2.62 / -0.07	SQW
C2 [11]	$\text{In}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}_{0.983}\text{N}_{0.017}$ (6.2 nm) / $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}_{0.982}\text{N}_{0.018}$ (25 nm)	-2.20 / unstrained	TQW

在 InGaAsN 長波長雷射的量子井中，若 N 原子含量過多，將會使得發光強度減弱，這表示 N 原子的含量必須相當地小，因此為了讓發光能往 1.3 μm 與 1.55 μm 推進，必須要增加 In 成分，讓能帶間隙有效降低。這樣的組成讓 InGaAsN 量子井內通常都含有壓縮應力 (compressive strain) [30]。此現象由表 2.2 至表 2.5 就可觀察出，量子井中的 N 含量皆在 0.02 以下，而且幾乎都含有 1%~3% 的壓縮應力。而在量子井個數方面，除了 A'1 之外，InGaAsN 活性層的量子井個數都不高，顯示了在長晶上多量子井受到限制。

接下來利用 LASTIP 模擬出各活性層的增益。圖 2.2 至圖 2.5 分別為模擬 A、A'、B 與 C 四種類型活性層所得到的增益，此時的溫度為室溫 300 K，輸入載子濃度為 $3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ 。

由四個圖比較可以發現，A 與 A' 類型的增益峰值大約都在 2500~3500 cm^{-1} 的範圍內，比 B 類型的 1500~3000 cm^{-1} 與 C 類型的 2500~3000 cm^{-1} 要高，很顯然地，使用 GaAs 做為 barrier 對於活性層的增益較有幫助，這是因為 GaAs 比起 GaAsN 或 InGaAsN 擁有較高的位能障，對於載子的侷限較良好，因此能夠產生較高的增益[7]。

除此之外，2000 年前的 A' 類型之增益峰值所在波長約在 1.05~1.20 μm 之間，而 2000 年後的 A 類型之峰值所在波長則約在 1.15~1.35 μm 之間，顯見隨著活性層設計與長晶技術的進步，活性層發光波長逐漸向長波長邁進。

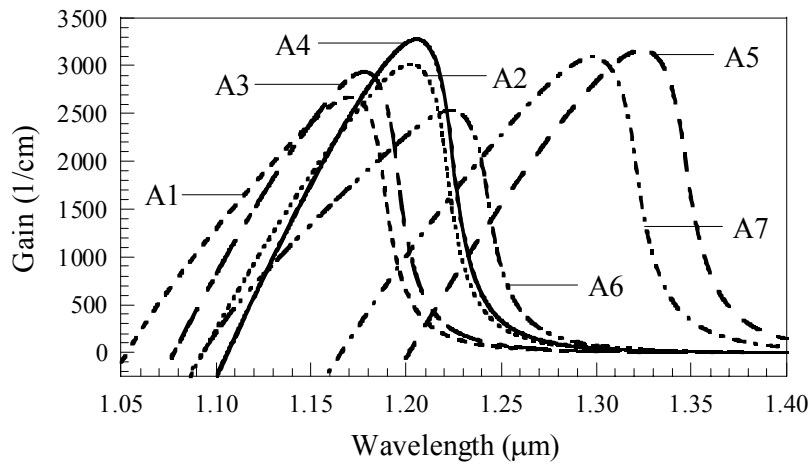


圖 2.2、Type A 的增益頻譜(GaAs barrier, after 2000)

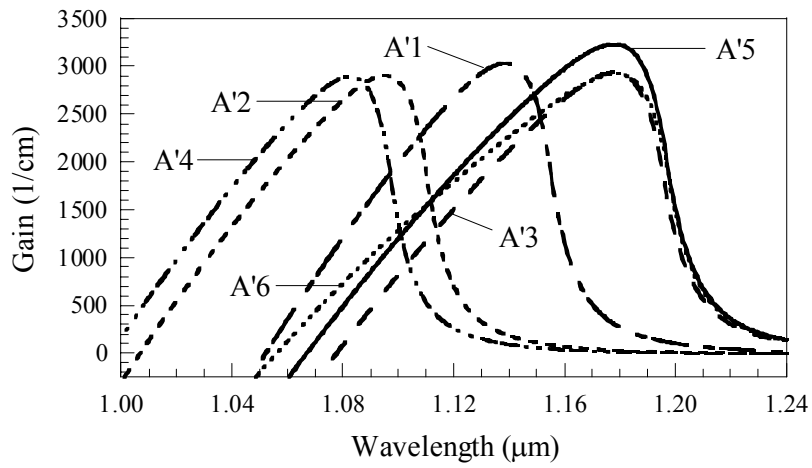


圖 2.3、Type A'的增益頻譜(GaAs barrier, before 2000)

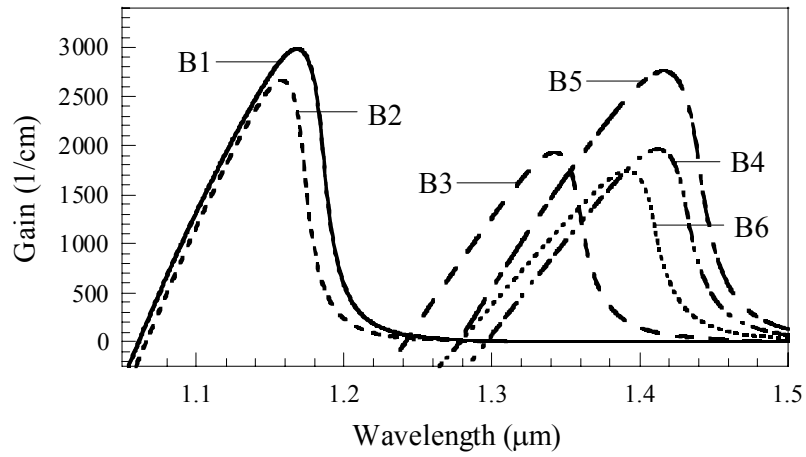


圖 2.4、Type B 的增益頻譜(GaAsN barrier)

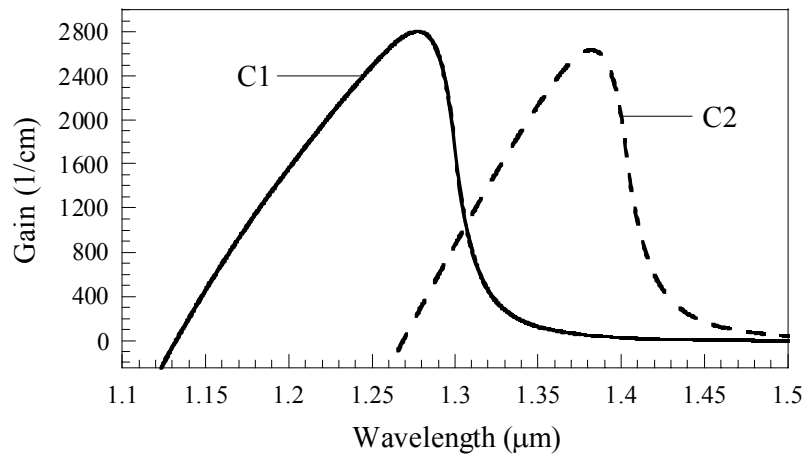


圖 2.5、Type C 的增益頻譜(InGaAsN barrier)

由圖 2.2 到圖 2.5 中，各有一個增益峰值最高的活性層設計，分別是 A4、A'5、B1 與 C1，這四個活性層的成分列於表 2.6，以下將把這四個活性層的增益與溫度及輸入載子濃度的關係做比較。

表 2.6、A4、A'5、B1 與 C1 的活性層設計

Material	Active region: well / barrier	Strain in well / barrier (%)
A4	In _{0.36} Ga _{0.64} As _{0.99} N _{0.01} (6 nm) / GaAs (176 nm)	-2.33 / unstrained
A'5	In _{0.39} Ga _{0.61} As _{0.995} N _{0.005} (6.6 nm) / GaAs (11.6 nm)	-2.63 / unstrained
B1	In _{0.36} Ga _{0.64} As _{0.995} N _{0.005} (7 nm) / GaAs _{0.995} N _{0.005} (20 nm)	-2.42 / 0.10
C1	In _{0.4} Ga _{0.6} As _{0.991} N _{0.009} (8 nm) / In _{0.027} Ga _{0.973} As _{0.994} N _{0.006} (40 nm)	-2.62 / -0.07

圖 2.6 為四個活性層在不同溫度下的增益峰值。同樣地，輸入載子濃度為 $3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ 。由圖可明顯看出，A4 與 A'5 的增益峰值始終高於 B1 與 C1，顯示出以 GaAs 為 barrier 在增益上確實有其優勢。

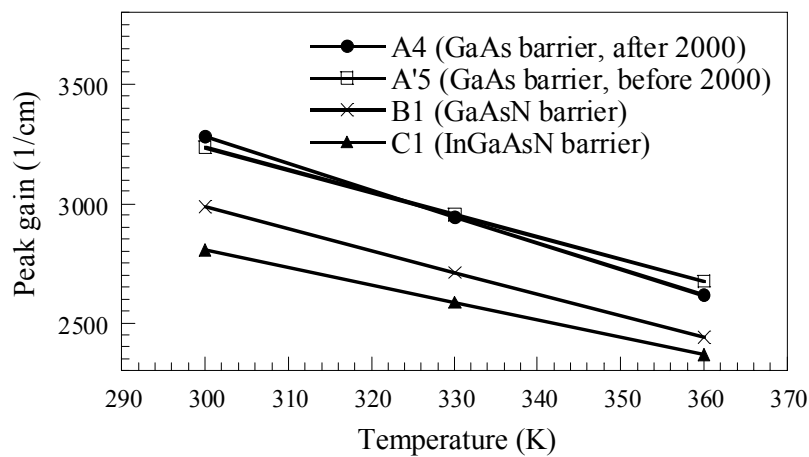


圖 2.6、A4、A'5、B1 與 C1 四個活性層在不同溫度下的增益峰值

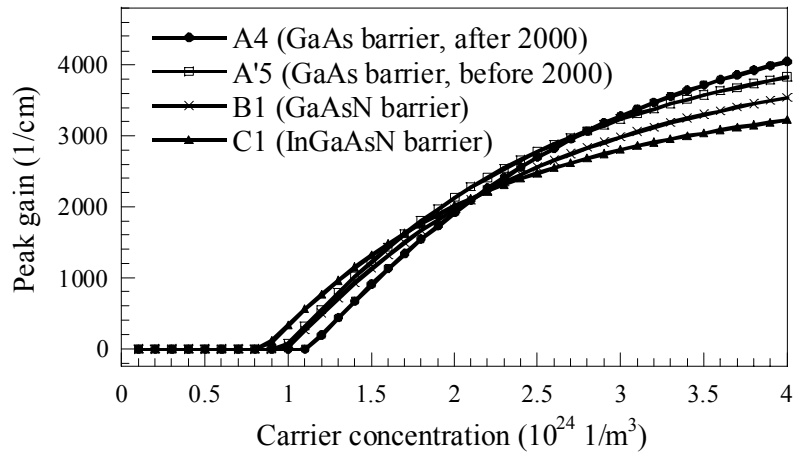


圖 2.7、A4、A'5、B1 與 C1 四個活性層的增益峰值對載子濃度圖

圖 2.7 為 A4、A'5、B1 與 C1 四個活性層的增益峰值對載子濃度圖。由圖中發現，當載子濃度高於 $2.2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ ，A4 與 A'5 有較高的增益，因此，在高載子濃度輸入的情況下，使用 GaAs 做為 barrier 可使增益較高。

2.4 結論

本章蒐集了 InGaAsN 相關的參數，並整理出能帶間隙、Auger 係數與應力等公式。在活性層比較方面，綜合了許多 InGaAsN 活性層的設計，將不同類型 barrier 的設計做比較之後，發現了使用 GaAs 為 barrier 的活性層通常會有較好的增益。

參考文獻

- [1] S. A. Choulis, T. J. C. Hosea, S. Tomić, M. Kamal-Saadi, A. R. Adams, and E. P. O'Reilly, "Electronic structure of $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}_{1-x}\text{N}_x/\text{GaAs}$ multiple quantum wells in the dilute-N regime from pressure and $k \cdot p$ studies," *Phys. Rev. B*, vol. 66, p. 165321(1-9), 2002.
- [2] I. Vurgaftman and J. R. Meyer, "Band parameters for nitrogen-containing semiconductors," *J. Appl. Phys.*, vol. 94, pp. 3675–3696, 2003.
- [3] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, "Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys," *J. Appl. Phys.*, vol. 89, pp. 5815–5875, 2001.
- [4] G. Leibiger, V. Gottschalch, and M. Schubert, "Optical function, photon properties, and composition of InGaAsN single layers derived from far- and near-infrared spectroscopic ellipsometry," *J. Appl. Phys.*, vol. 90, pp. 5951–5958, 2001.
- [5] J. Minch, S. H. Park, T. Keating, and S. L. Chuang, "Theory and experiment of $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}$ and $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}_{1-y}$ Long-wavelength strained quantum-well lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, pp. 771–782, 1999.
- [6] A. T. Meney, E. P. O'Reilly, and A. R. Adams, "Optical gain in wide

- bandgap GaN quantum well lasers,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 11, pp. 897–903, 1996.
- [7] Y.-A. Chang, H.-C. Kuo, Y.-H. Chang, S.-C. Wang, “Simulation of 1300-nm $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}_{0.986}\text{N}_{0.014}/\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ quantum-well lasers with various $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ strain compensated barriers,” *Opt. Commun.*, vol. 241, pp. 195–202, 2004.
- [8] S. B. Bouzid, F. Bousbih, R. Chtourou, J. C. Harmand, P. Voisin, “Photocurrent spectroscopy of GaInNAs and GaInNAs(Sb) strained quantum wells grown by molecular beam epitaxy,” *Sens. Actuator A-Phys.*, vol. 113, pp. 365–369, 2004.
- [9] R. Chtourou, F. Bousbih, S. B. Bouzid, and F. F. Charfi, J. C. Harmand, G. Ungaro, and L. Largeau, “Effect of nitrogen and temperature on the electronic and structure of $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ alloys,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, pp. 2075–2077, 2002.
- [10] J. Piprek, J. K. White, and A. J. SpringThorpe, “What limits the maximum output power of long-wavelength AlGaInAs/InP laser diodes?,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, pp. 1253–1259, 2002.
- [11] R. Fehse, S. Tomić, A. R. Adams, S. J. Sweeney, E. P. O’Reilly, A. Andreev, and H. Riechert, “A quantitative study of radiative, Auger, and defect related recombination processes in 1.3- μm GaInNAs-based quantum-well lasers,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 8, pp. 801–810, 2002.

- [12] M. Kawaguchi, E. Gouardes, D. Schlenker, T. Kondo, T. Miyamoto, F. Koyama, and K. Iga, “Low threshold current density operation of GaInNAs quantum well lasers grown by metalorganic chemical vapor deposition,” *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1776–1777, 2000.
- [13] X. Yang, J. B. Heroux, M. J. Jurkovic, and W. I. Wang, “High-temperature characteristics of 1.3 μm InGaAsN:Sb/GaAs multiple-quantum-well lasers grown by molecular-beam epitaxy,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, pp. 795–797, 2000.
- [14] Y. S. Jalili, P. N. Starinou, J. S. Roberts, and G. Parry, “Electro-absorption and electro-refraction in InGaAsN quantum well structures,” *Electron. Lett.*, vol. 38, pp. 343–344, 2002.
- [15] C. S. Peng, N. Laine, J. Konttinen, S. Karirinne, T. Jouhti, and M. Pessa, “High-performance singlemode InGaAsN/GaAs laser,” *Electron. Lett.*, vol. 40, pp. 604–605, 2004.
- [16] J. Wei, F. Xia, C. Li, and S. R. Forrest, “High T_0 long-wavelength InGaAsN quantum-well lasers grown by GSMBE using a solid arsenic source,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 597–599, 2002.
- [17] M. Reinhardt, M. Fixcher, M. Kamp, and A. Forchel, “7.8 GHz small-signal modulation bandwidth of 1.3 μm DQW GaInAsN/GaAs laser diodes,” *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1025–1026, 2000.
- [18] X. Yang, M. J. Jurkovic, J. B. Heroux, and W. I. Wang, “Molecular

- beam epitaxial growth of InGaAsN:Sb/GaAs quantum wells for long-wavelength semiconductor lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, pp. 178–180, 1999.
- [19] T. Kitatani, M. Kondow, S. Nakatsuka, Y. Yazawa, and M. Okai, “Room-temperature lasing operation of GaInNAs–GaAs single-quantum-well laser diodes,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 3, pp. 206–209, 1997.
- [20] K. Nakahara, M. Kondow, T. Kitatani, M. C. Larson, and K. Uomi, “1.3- μm continuous-wave lasing operation in GaInNAs quantum-well lasers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 487–488, 1998.
- [21] C. P. Hains, N. Y. Li, K. Yang, X. D. Huang, and J. Cheng, “Room-temperature pulsed operation of triple-quantum-well GaInNAs lasers grown on misoriented GaAs substrates by MOCVD,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 1208–1210, 1999.
- [22] S. Sato and S. Satoh, “High-temperature characteristic in 1.3- μm -range highly strained GaInNAs ridge stripe lasers grown by metal-organic chemical vapor deposition,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 1560–1562, 1999.
- [23] S. Sato and S. Satoh, “1.3 μm continuous-wave operation of GaInNAs lasers grown by metal organic chemical vapor deposition,” *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 1251–1252, 1999.

- [24] X. D. Wang, S. M. Wang, Y. Q. Wei, M. Sadeghi, and A. Larson, “High-quality 1.3 μm GaInNAs single quantum well lasers grown by MBE,” *Electron. Lett.*, vol. 40, pp. 1338–1339, 2004.
- [25] A. Caliman, A. Ramdane, D. Meichenin, L. Manin, B. Sermage, G. Ungaro, L. Travers, and J. C. Harmand, “High performance GaInNAs/GaAs/GaAs narrow ridge waveguide laser diodes,” *Electron. Lett.*, vol. 38, pp. 710–712, 2002.
- [26] W. Ha, V. Gambin, S. Bank, M. Wistey, H. Yuen, S. Kim, and J. S. Harris, “Long-wavelength GaInNAs(Sb) lasers on GaAs,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, pp. 1260–1267, 2002.
- [27] D. A. Livshits, A. Yu. Egorov, and H. Riechert, “8W continuous wave operation of InGaAsN lasers at 1.3 μm ,” *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1381–1382, 2000.
- [28] W. Ahang, Y.-Q. Xu, and R.-H. Wu, “Effect of different type intermediate layers on band structure and gain $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ -GaAs quantum well lasers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 1336–1338, 2003.
- [29] H. Y. Liu, W. M. Soong, P. Naretti, M. Hookinson, and J. P. R. David, “Enhanced optical and structural properties of 1.3 μm GaInNAs/GaAs multiple quantum-well heterostructures with stepped strain-mediating layers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 062107(1-3), 2005.

- [30] E.-M. Pavelescu, C. S. Peng, T. Jouhti, J. Konttinen, W. Li, and M. Pessa, “Effects of insertion of strain-mediating layers on luminescence properties of 1.3- μm GaInNAs/GaNAs/GaAs quantum-well structures,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, pp. 3054–3056, 2002.

第三章 氮砷化鎵井障對氮砷化銦鎵雷射之影響

3.1 前言

本章將對 InGaAsN 側射型雷射之井障(barrier)材料使用的歷史做一介紹，並模擬將 barrier 材料由 GaAs 改變為 GaAsN 時，對元件造成的影響，最後把此元件的 barrier 做最佳化。

3.2 井障材料介紹

第二章中提到，在 InGaAsN 長波長雷射的量子井中，N 含量通常相當小，而 In 含量必須被提高，因此量子井中往往含有壓縮應力，如此一來，在長晶時較易產生缺陷，而量子井的厚度也會受到限制[1]。為了能夠舒緩 InGaAsN 量子井中的應力，近年來許多研究群開始使用新的 barrier 材料來取代傳統的 GaAs，以增進元件的效能。

有學者在 InGaAsN 量子井與 GaAs barrier 之間加入一層 InGaAsN，此層與 GaAs 晶格匹配，用來舒緩量子井的壓縮應力[2,3]，這層 InGaAsN 中間層(intermediate layer, IML)能夠讓量子井較不受厚度限制的影響，也使得波長有效往長波長移動。

圖 3.1 為有無 InGaAsN 中間層的發光波長與量子井厚度關係圖 [2]，左邊的曲線代表加了中間層，右邊是沒有加中間層的曲線，而右方灰色部分表示量子井超過臨界厚度，此例的量子井成分為

$\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}_{0.99}\text{N}_{0.01}$ 。由此圖可發現，同樣設計發光於 $1.3 \mu\text{m}$ ，若使用 InGaAsN 中間層，量子井的厚度只需要 38 \AA ，離臨界厚度還有一段距離，若不使用 InGaAsN 中間層，則量子井的厚度必須要 52 \AA ，較接近臨界厚度。因此若在量子井與 barrier 之間使用 InGaAsN 中間層，能夠使得發光波長移動至長波長，且不易受長晶限制影響，但此方法有其缺點，因為存在量子井壁的應力太高，在高溫長晶時易造成錯位 (dislocation) [1]。

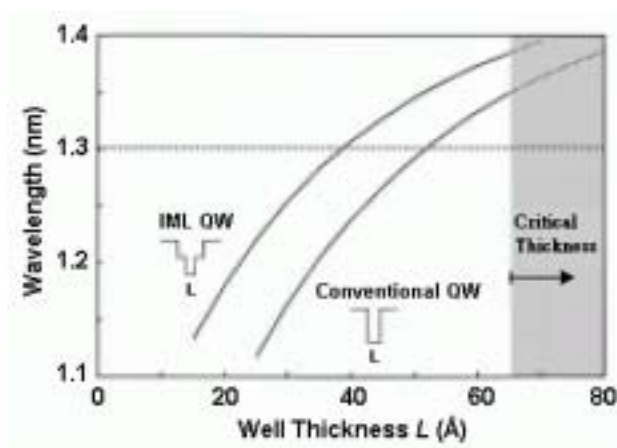


圖 3.1、發光波長與量子井厚度關係圖

對於半導體的元件來說，整體的應力會影響整個元件的品質與效能，學者們將活性層的總應力(net strain)公式描述如下[4]：

$$\varepsilon^* = \frac{\varepsilon_w L_w + \varepsilon_b L_b}{L_w + L_b} \quad (7)$$

ε_w 與 ε_b 分別為量子井與 barrier 所受的應力，而 L_w 與 L_b 則分別為量子井與 barrier 的寬度。基於整體應力的考量，有學者提出使用具有伸張應

力(tensile strain)的 GaAsN barrier，也就是讓活性層形成補償式應力(compensative strain)，在長晶上可舒緩量子井中的壓縮應力，使量子井的厚度限制提高，元件發光朝向長波長邁進，還能夠防止量子井中的 N 在長晶時向兩旁擴散[1]，除此之外，也可降低元件的臨界電流密度[5,6]。當然，此法亦有其缺點，在量子井壁上因為壓縮應力與伸張應力的拉扯，使得此界面的應力甚高，在長晶時原子容易成長不均(inhomogeneous) [1]。

Fan 等學者在 2003 年對含有 GaAsN barrier 的 InGaAsN 活性層結構做了詳細的理論計算，計算出 InGaAsN 活性層在 barrier 不同 N 含量下的能帶與增益頻譜[7]。其研究發現，當 GaAsN barrier 中的 N 含量增加，透明載子密度會些微提高，而臨界電流密度會略為降低。

本章將利用 LASTIP 模擬軟體，同樣探討 GaAsN barrier 成分對 InGaAsN 側射型雷射發光特性之影響。在初始結構的量子井兩旁加入 GaAsN barrier，並改變 barrier 的 N 含量，從元件的各項物理特性中，探討 barrier 的 N 含量在理論上使效能改變的原因，並找出 barrier 中 N 含量的最佳值。

3.3 模擬結構

本章所使用的初始結構為 Peng 等學者於 2004 年提出的高效率單模(single-mode)側射型雷射[8]。

圖 3.2 所示為模擬的初始結構，基板為 GaAs，在其上為 1.5 μm 的

n-type $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ 披覆層，活性層為單一量子井結構，材料為厚度 6 nm 的 $\text{In}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}_{0.99}\text{N}_{0.01}$ ，含有 2.33% 的壓縮應力，兩旁夾著不摻雜的 GaAs，然後再加上 p-type 的 $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ 披覆層，與高濃度 p-type 摻雜的 GaAs。本文所探討的結構為脊狀波導(ridge waveguide)結構，其上寬度為 $4\ \mu\text{m}$ ，雷射共振腔長為 $1200\ \mu\text{m}$ ，共振腔前後鏡反射率分別為 10% 與 60%。

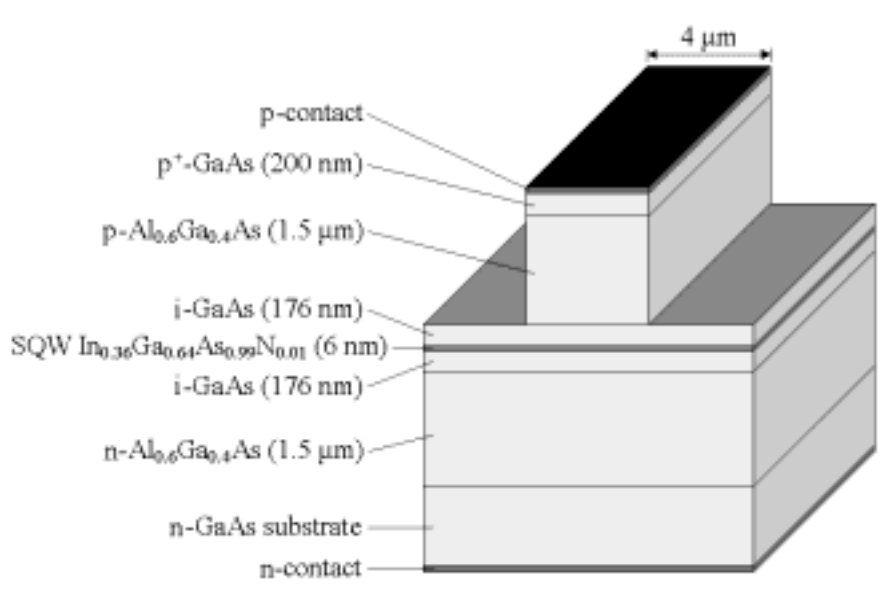


圖 3.2、初始結構圖

3.4 模擬結果與分析

首先，先對初始結構的特性做分析。圖 3.3 為初始結構的能帶圖，由左至右為長晶方向，量子井兩旁為 176 nm 的 GaAs 結構，由圖中可以看出準費米能階(quasi-Fermi level)在導電帶與價電帶量子井中各涵

蓋了一部分，顯示電子電洞在量子井中的分佈良好。

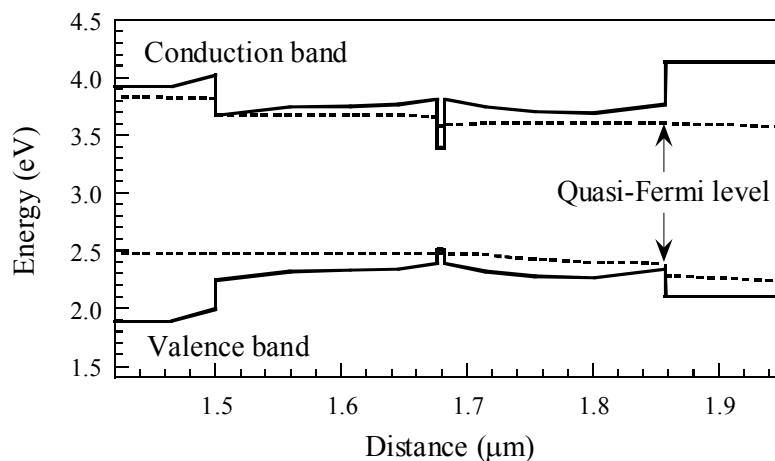


圖 3.3、初始結構之能帶圖

圖 3.4 所示為初始結構的電子電洞濃度圖。同樣地，由左至右為長晶方向，由圖中可以明顯看出電子電洞在量子井中的分佈特別高。

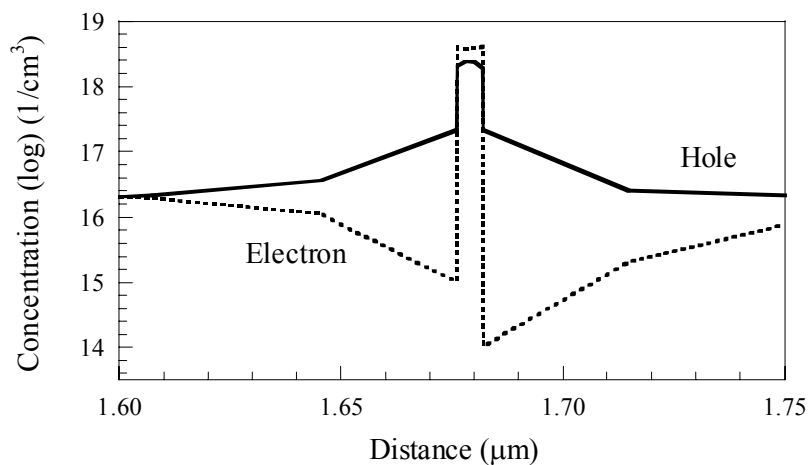


圖 3.4、初始結構之電子電洞濃度圖

接下來要在 $\text{In}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}_{0.99}\text{N}_{0.01}$ 量子井的兩邊設計具有伸張應力

的 GaAsN barrier。根據參考文獻[9,10]，在量子井兩邊各 5 nm 的寬度設計出 GaAsN，但是必須保持整體雷射元件的高度不變，因此兩旁原本不摻雜的 GaAs 寬度必須減為 171 nm。GaAsN barrier 的應力隨著 N 的增加會有所改變，表 3.1 所示為 barrier 在不同 N 含量下的應力，由於長晶上 N 的含量不高，在此 N 含量由 0 逐漸變化至 0.02，分別計算出其晶格常數與應力，計算公式為第二章所介紹的公式(2)與公式(6)。

表 3.1、GaAsN barrier 不同 N 含量的晶格常數與應力

Barrier	Lattice constant (Å)	Strain (%)
GaAs	5.6533	unstrained
GaAs _{0.995} N _{0.005}	5.6476	0.1003
GaAs _{0.99} N _{0.01}	5.6420	0.2009
GaAs _{0.985} N _{0.015}	5.6363	0.3016
GaAs _{0.98} N _{0.02}	5.6306	0.4025

當 barrier 中的 N 含量提高，發光頻譜會隨之產生改變。圖 3.5 為 barrier 在不同 N 含量下所模擬出的元件發光頻譜，此時載子濃度為 $3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ ，溫度為室溫 300 K。由圖 3.5 中可以明顯看出，當 N 含量增加，發光波長逐漸往長波長移動，這是因為 barrier 的位能降低，使得量子井中的量子能階下降，因此發光波長產生紅位移，這有助於將發光波長往長波長推進。

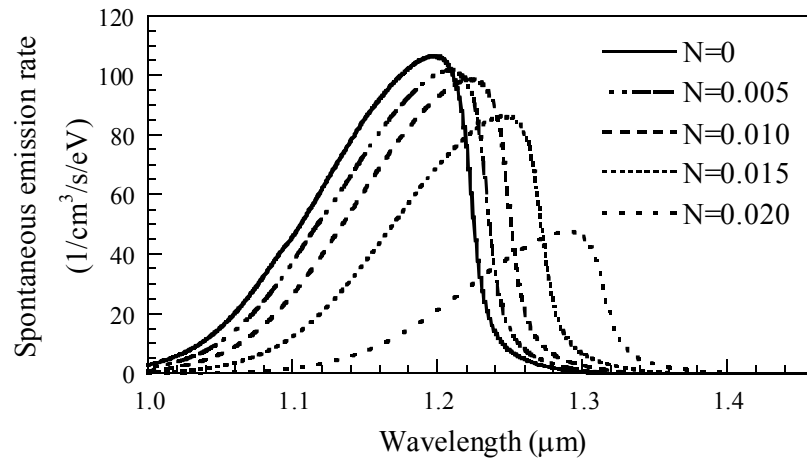


圖 3.5、Barrier 不同 N 含量之發光頻譜

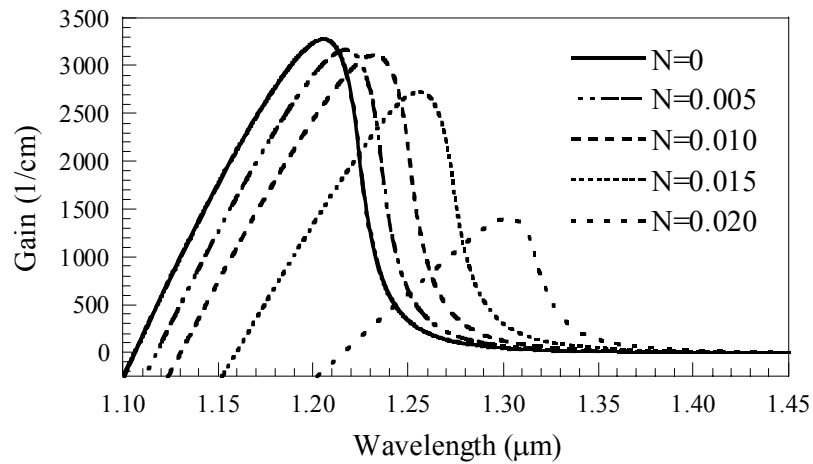


圖 3.6、Barrier 不同 N 含量之增益頻譜

圖 3.6 為 barrier 不同 N 含量之增益頻譜，隨著 barrier 中 N 含量增加，barrier 的位能降低，量子井對載子的侷限變差，因此增益逐漸下降，而且當 N 含量越大，增益值就衰減得越快，此結果與 Fan 等學者的結論相同[7]。

除了增益大小之外，透明載子密度也是一項重要的特性。圖 3.7 為 barrier 不同 N 含量下的增益峰值對載子濃度關係圖，可以發現當 N 含量增加，透明載子密度會逐漸上升。這是因為當 barrier 的 N 含量增加，能帶會產生改變，造成重電洞有效質量提高，由第一章的公式(1)可以得知，重電洞有效質量的提高會使量子井中的能階密度增加，因此透明載子密度會隨著略為增加[7]。由以上的增益圖可得知，當 barrier 中的 N 含量增加，對活性層的增益會造成負面影響。

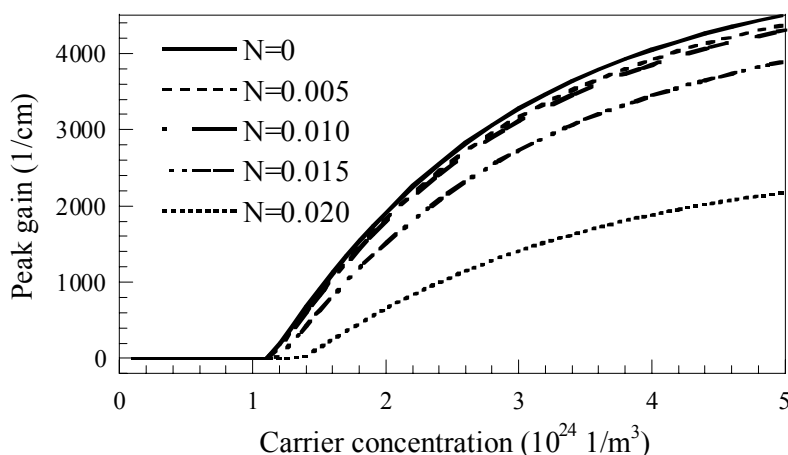


圖 3.7、Barrier 不同 N 含量之增益峰值對載子濃度關係圖

接下來將從能帶觀察電子電洞的分布。圖 3.8 與圖 3.9 分別是 barrier 為 $\text{GaAs}_{0.99}\text{N}_{0.01}$ 與 $\text{GaAs}_{0.98}\text{N}_{0.02}$ 時的能帶圖，由圖中可以明顯看出量子井兩旁的 barrier 位能比原始的 GaAs 位能要低。當 N 含量為 0.01 時，barrier 的位能開始下降，但準費米能階仍在井中，顯示電子與電洞的侷限不至於太差；但當 N 為 0.02 時，導電帶的準費米能階已涵蓋到兩旁

的 barrier，顯示電子的分佈相當分散，無法與電洞產生良好的結合，容易造成元件效能降低。

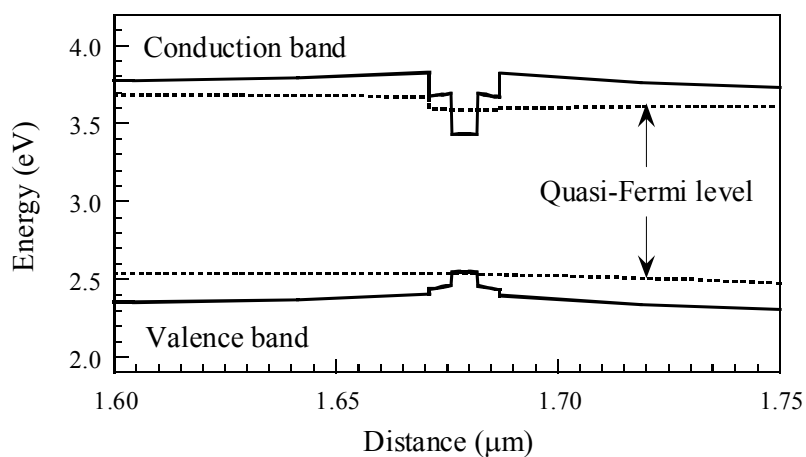


圖 3.8、Barrier 為 GaAs_{0.99}N_{0.01} 之能帶圖

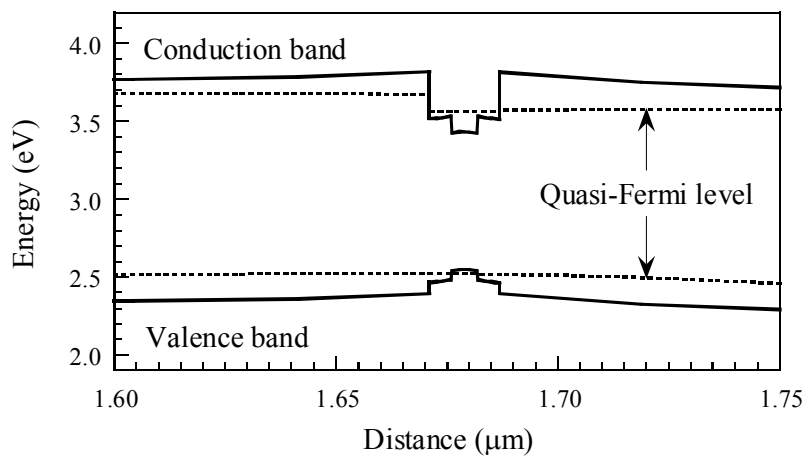


圖 3.9、Barrier 為 GaAs_{0.98}N_{0.02} 之能帶圖

圖 3.10 是 barrier 為 GaAs_{0.98}N_{0.02} 時的電子電洞濃度分佈圖。可以看出電子電洞的分佈幾乎往兩旁的 barrier 散開，侷限性變得相當差。

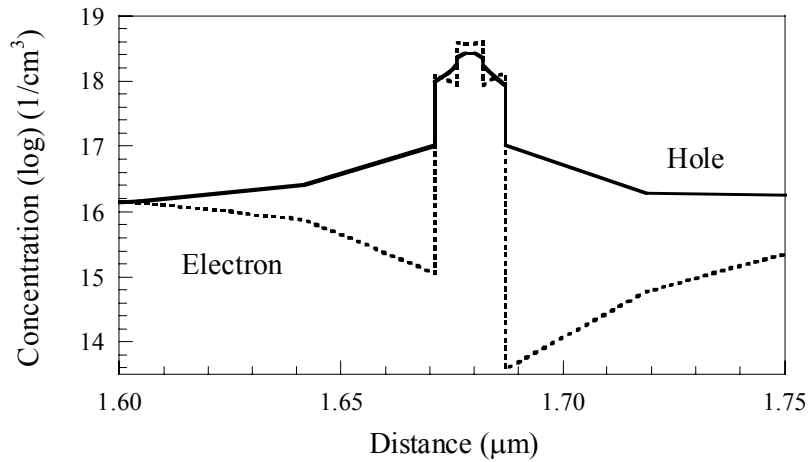


圖 3.10、Barrier 為 $\text{GaAs}_{0.98}\text{N}_{0.02}$ 之電子電洞濃度圖

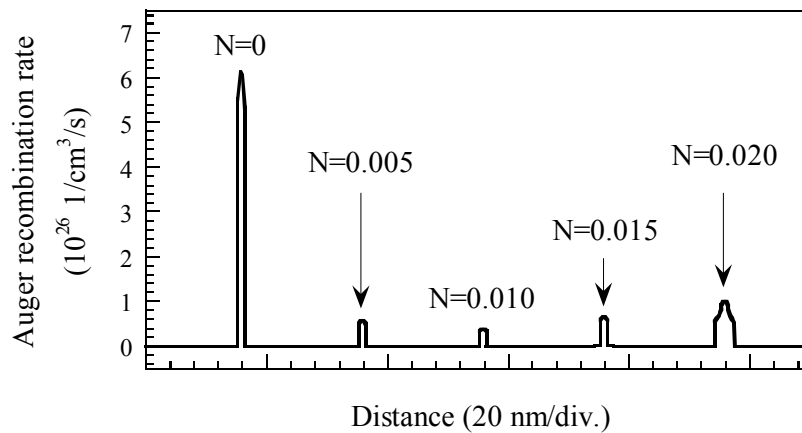


圖 3.11、Barrier 不同 N 含量之 Auger 再結合率

在學者們的論文中曾提到， InGaAsN 雷射的價電帶井深較淺，因此電洞容易從量子井中往外溢流，不易被侷限在井中[11,12]，因此在導電帶量子井中存在著無法與電洞結合的電子，這些多餘的電子便成了 Auger 再結合的來源。圖 3.11 為 barrier 不同 N 含量的 Auger 再結合率，橫軸代表的是長晶方向，Auger 再結合率為正值的地方即代表活性層所

在位置，為了易於比較，圖中將五種結構的活性層位置拉開。當 barrier 為 GaAs 時，Auger 再結合率比起其他四者要高出許多倍，但當 barrier 換成 GaAsN，Auger 再結合率便降低許多，這是因為當 barrier 使用 GaAsN，重電洞有效質量增加[7]，量子井對電洞的侷限將會提昇，因此電子與電洞的結合良好，較不易有多餘的電子吸光而產生 Auger 再結合。不過，當 barrier 的 N 含量為 0.015 與 0.02 時，因為位能降低，電子開始往量子井兩旁分散，使得 barrier 的位置也產生 Auger 再結合。

除此了以上特性，本章也計算了在長晶方向上活性層部分對光子的侷限係數(confinement factor, Γ)。侷限係數的公式如下：

$$\Gamma \equiv \frac{P_{active}}{P_{total}}, \quad (8)$$

P_{active} 表示在活性層中的光強度，在此活性層指的是量子井及兩旁的 barrier， P_{total} 表示整個元件的光強度。表 3.2 即為 barrier 不同 N 含量下的侷限係數，可以發現當 N 含量增大時，侷限係數會些微地減少，顯示此時活性層對光子的侷限些微變差。

表 3.2、Barrier 不同 N 含量的侷限係數

Barrier	Confinement factor, Γ
GaAs	0.04725
GaAs _{0.995} N _{0.005}	0.04724
GaAs _{0.99} N _{0.01}	0.04721
GaAs _{0.985} N _{0.015}	0.04718
GaAs _{0.98} N _{0.02}	0.04715

在經過以上的特性探討之後可以得知，使用 GaAsN barrier 有優點也有缺點，接下來要從元件輸出功率來找出 barrier 中 N 含量的最佳值。圖 3.12 為 barrier 不同 N 含量下的元件輸出功率圖，當 barrier 的 N 含量增加至 0.005 與 0.01，臨界電流快速地下降，顯示元件效能顯著提升；但當 N 含量為 0.015 時，看得出效能開始下降，到了 N 含量為 0.02 時，臨界電流下降更多，斜率效率也有些微下降的趨勢，顯示了 barrier 中的 N 含量並非越高越好。

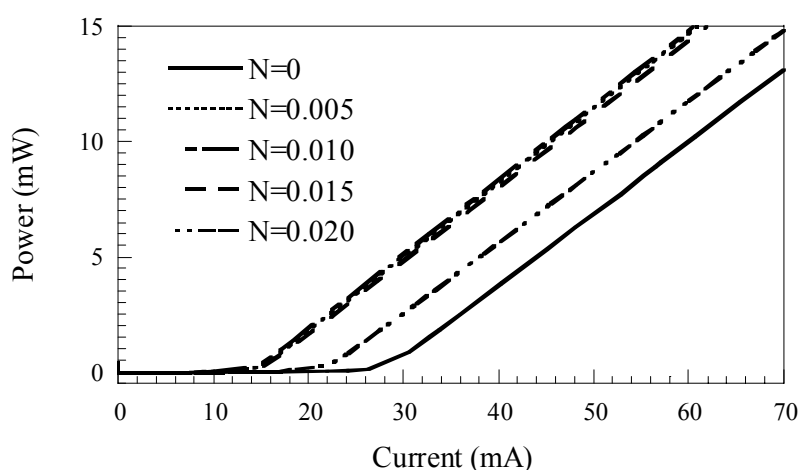


圖 3.12、Barrier 不同 N 含量之元件輸出功率圖

為了得知 barrier 中的 N 含量是否有最佳值，接下來將 barrier 中 N 含量做連續的變化，將所得的輸出功率圖加以分析，得到 barrier 不同 N 含量下的元件臨界電流以及斜率效率，分別如圖 3.13 與 3.14。由圖 3.13 當中可看出，以 N 含量為 0.01 時的臨界電流最低，其值為 14.03 mA；而由圖 3.14 當中看出，在 N 含量為 0.01 時也有最好的斜率效率

0.32 W/A。因此對於此元件而言，barrier 中的 N 含量最佳值為 0.01，也就是使用 $\text{GaAs}_{0.99}\text{N}_{0.01}$ 為 barrier 將可使元件效能達到最好。

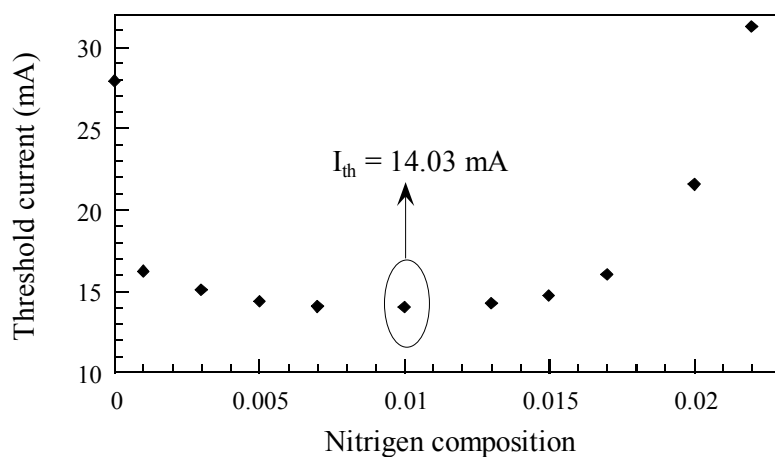


圖 3.13、Barrier 不同 N 含量之臨界電流

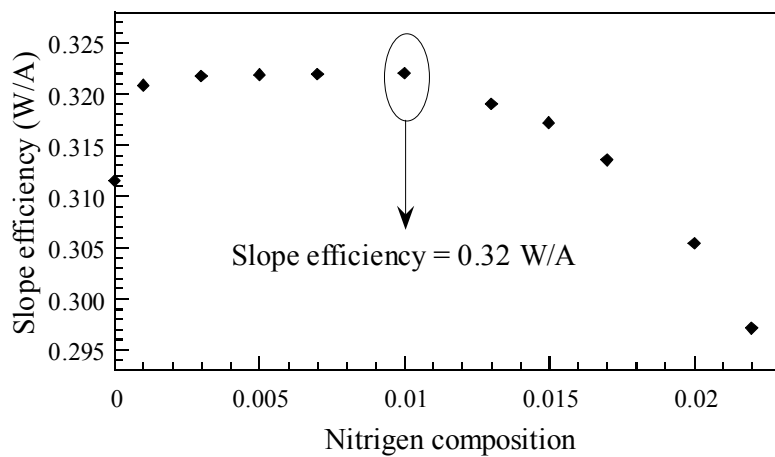


圖 3.14、Barrier 不同 N 含量之斜率效率

3.5 結論

本章探討具伸張應力的 GaAsN barrier 對 InGaAsN 雷射元件發光特性的影響，包括了對發光波長、活性層增益、能帶以及 Auger 再結合率的特性分析，並在最後找出 barrier 中 N 含量的最佳值。由模擬結果得知，對本元件而言，barrier 中加入 0.01 的 N 為最適當的值，能夠使元件具有最好的發光效率。

參考文獻

- [1] E.-M. Pavelescu, C. S. Peng, T. Jouhti, J. Konttinen, W. Li, M. Pecca, M. Dumitrescu, and S. Spânulescu, “Effects of insertion of strain-mediating layers on luminescence properties of 1.3- μm GaInNAs/GaNAs/GaAs quantum-well structures,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, pp. 3054–3056, 2002.
- [2] T. Miyamoto, K. Takeuchi, F. Koyama, and K. Iga, “A novel GaInNAs–GaAs quantum-well structure for long-wavelength semiconductor lasers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1448–1450, 1997.
- [3] B. Borchert, A. Y. Egorov, S. Illek, and H. Riechert, “Static and dynamic characteristics of 1.29- μm GaInNAs ridge-waveguide laser diodes,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 597–599, 2000.
- [4] H. Sugiura, M. Mitsuhashi, M. Ogasawara, M. Itoh, and H. Kamada, “Structural and optical properties of 1.3 μm wavelength tensile-strained InGaAsP multiquantum wells grown by metalorganic molecular beam epitaxy,” *J. Appl. Phys.*, vol. 81, pp. 1427–1433, 1997.
- [5] W. Li, T. Jouhti, C. S. Peng, J. Konttinen, P. Laukkanen, E.-M. Pavelescu, M. Dumitrescu, and M. Pessa, “Low-threshold-current 1.32- μm GaInNAs/GaAs single-quantum-well lasers grown by

- molecular-beam epitaxy,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, pp. 3386–3388, 2001.
- [6] A. Caliman, A. Ramdane, D. Meichenin, L. Manin, B. Sermage, G. Ungaro, L. Travers, and J. C. Harmand, “High performance GaInNAs/GaAs/GaAs narrow ridge waveguide laser diodes,” *Electron. Lett.*, vol. 38, pp. 710–712, 2002.
- [7] W. J. Fan, S. T. Ng, S. F. Yoon, M. F. Li, and T. C. Chong, “Effect of tensile strain in barrier on optical gain spectra of GaInNAs/GaAsN quantum wells,” *J. Appl. Phys.*, vol. 93, pp. 5836–5838, 2003.
- [8] C. S. Peng, N. Laine, J. Konttinen, S. Karirinne, T. Jouhti, and M. Pessa, “High-performance singlemode InGaNAs/GaAs laser,” *Electron. Lett.*, vol. 40, pp. 604–605, 2004.
- [9] D. A. Livshits, A. Yu. Egorov, and H. Riechert, “8W continuous wave operation of InGaAsN lasers at 1.3 μm ,” *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1381–1382, 2000.
- [10] W. Ahang, Y.-Q. Xu, and R.-H. Wu, “Effect of different type intermediate layers on band structure and gain $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ -GaAs quantum well lasers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 1336–1338, 2003.
- [11] N. Tansu and L. J. Mawst, “The role of hole leakage on 1300-nm InGaAsN quantum-well lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, pp.

1500–1502, 2003.

- [12] H. Carrère, X. Marie, J. Barrau, and T. Amand, “Comparison of the optical gain of InGaAsN quantum-well lasers with GaAs or GaAsP barriers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 071116(1-3), 2005.

第四章 載子阻礙層對氮砷化銦鎵雷射之影響

4.1 前言

本章將利用 LASTIP 模擬軟體，探討載子阻礙層（在此做為電子阻礙層與電洞阻礙層的總稱）對 InGaAsN 側射型雷射的影響。

不論是發光在短波長的 InGaN 雷射，或者發光在長波長的 InGaAsP 與 AlGaInAs 雷射，皆曾有學者提出，在元件中加入電子阻礙層 (electron-blocking layer) 可有效提升其效能[1-3]，根本原因在於這些雷射在高溫下都會產生電子溢流 (electron overflow)。然而，針對長波長的光纖通訊光源，Pan 等學者在研究 AlGaInAs 雷射時提出了，由於 AlGaInAs 的導電帶能隙差 (conduction band offset, ΔE_c) 頗深，因此電子溢流的現象會較 InGaAsP 雷射微弱，但是電洞溢流卻是一個必須要考慮的議題[4]。

從第一章中得知，InGaAsN 擁有比 AlGaInAs 還高的 band offset ratio，若由 Pan 等學者的觀點推測，InGaAsN 將更不容易有電子溢流，因此電子阻礙層在 InGaAsN 雷射中也許不一定能夠提升元件效能。Tansu 等學者提出，電洞溢流 (hole overflow) 對 InGaAsN 雷射而言將是一個議題[5]；而 Carrère 等學者更提出了，利用 GaAsP 做為井障 (barrier) 可降低 InGaAsN 雷射的電洞溢流，有效提升其增益[6]。因此本章嘗試著在雷射的 n-type 一側加入電洞阻礙層 (hole-blocking layer)，探討其對

InGaAsN 側射型雷射的影響，並與加入電子阻礙層的結果做比較。

4.2 結構 A 之模擬結果與分析

在本章中將會使用兩種不同的側射型雷射結構，探討電子阻礙層與電洞阻礙層對元件效能的影響。此節先介紹兩側披覆層(cladding layer)為一般設計的結構(結構 A)，而下一小節則會探討將披覆層設計為漸進式的結構(結構 B)。

此結構參考 Sato 等學者於 1999 年發表的結構[7]，但在成分上稍有不同。圖 4.1 所示為模擬的初始結構，基板為 GaAs，在其上為厚度 1.5 μm 的 n-type $\text{In}_{0.519}\text{Ga}_{0.481}\text{P}$ 披覆層，摻雜濃度為 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，接著長上 100 nm 不摻雜的 GaAs，活性層為單量子井(single quantum well, SQW)結構，材料為厚度 8.5 nm 的 $\text{In}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{As}_{0.99}\text{N}_{0.01}$ ，含有約 2.5% 的壓縮應力，接著仍是 100 nm 不摻雜的 GaAs，然後再加上厚度 1.5 μm 的 p-type $\text{In}_{0.519}\text{Ga}_{0.481}\text{P}$ 披覆層，摻雜濃度同樣為 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。此結構為脊狀波導(ridge waveguide)結構，其上寬度為 6 μm ，雷射共振腔長為 1200 μm ，共振腔前後鏡反射率分別為 10% 與 60%。

圖 4.2 為結構 A 的變溫下輸出功率圖。室溫 300 K 下的臨界電流為 32.8 mA，斜率效率為 0.41 W/A。

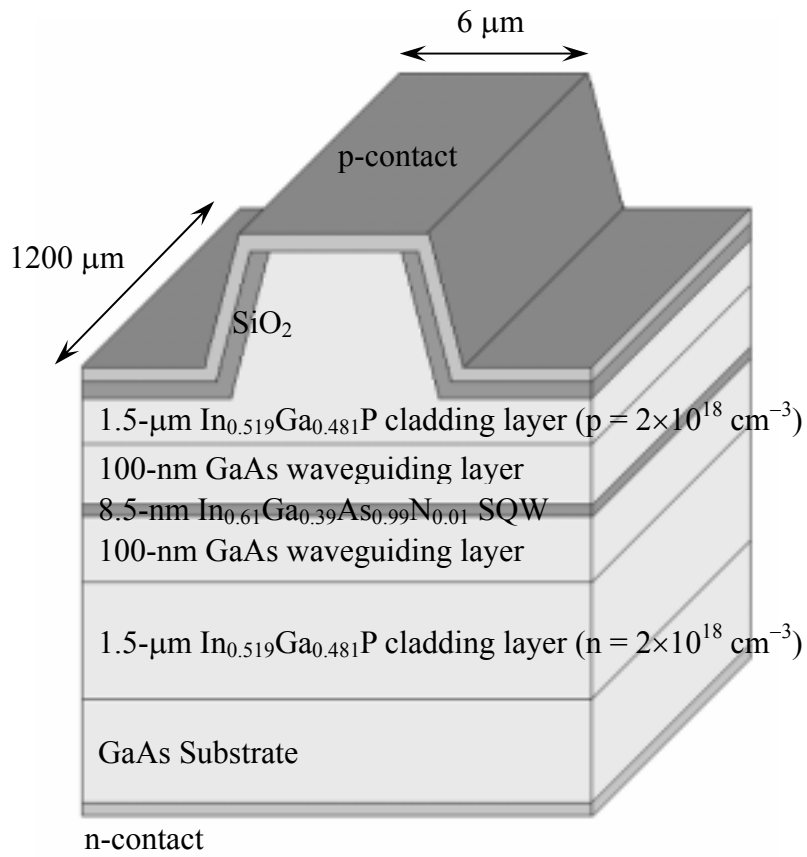


圖 4.1、結構 A 初始結構圖

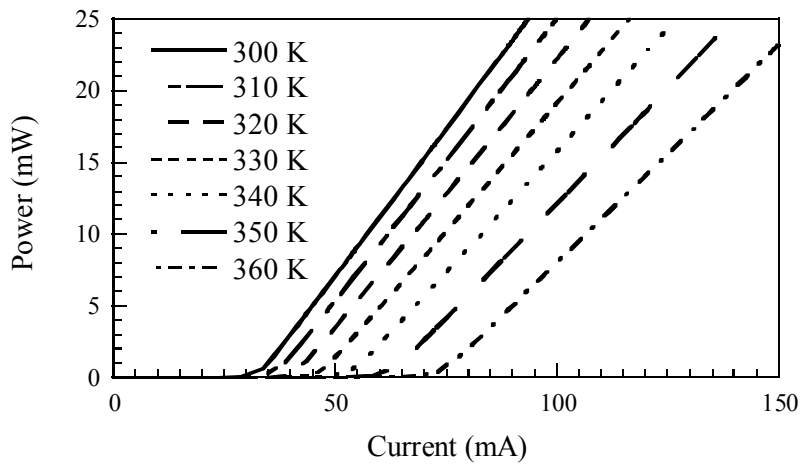


圖 4.2、結構 A 變溫下之輸出功率圖

由於歷年來尚未有學者研究在 InGaAsN 側射型雷射中加入電子阻礙層或電洞阻礙層，故阻礙層的成分與位置是參考 Palmer 等學者所提出的 GaAsP 結構[8]。電子阻礙層加於距離量子井 10 nm，靠近 p-type 的位置，用來阻擋電子溢出量子井，其厚度為 7.5 nm，成分為 GaAs_{0.85}P_{0.15}，含有 0.54% 的伸張應力；加入電洞阻礙層時，採用同樣厚度與成分，但位置在距離量子井 10 nm，靠近 n-type 的位置，用來阻擋電洞溢出量子井。為了保持元件高度相同，在加入阻礙層的一側，GaAs 波導層(waveguiding layer)的厚度將會被縮減。

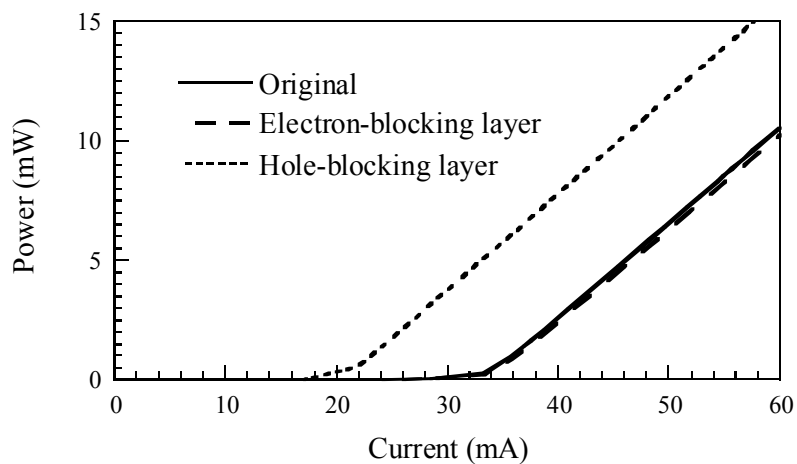


圖 4.3、結構 A 初始結構、含電子阻礙層與含電洞阻礙層之輸出功率圖(300 K)

圖 4.3 所示為結構 A 初始結構、加了電子阻礙層與加了電洞阻礙層的結構在 300 K 下的輸出功率比較圖。由圖可看出，加了電洞阻礙層之後，臨界電流大幅下降，斜率效率也有些微的增加，顯然元件效

能變好，而加了電子阻礙層的結構則無法改善元件效能。

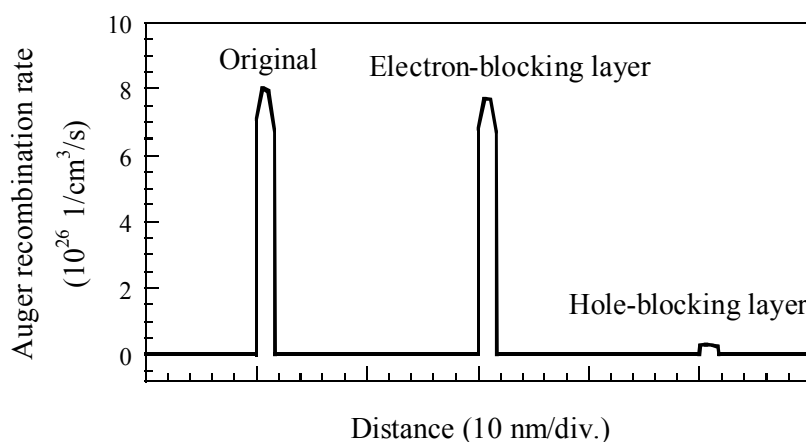


圖 4.4、結構 A 初始結構、含電子阻礙層與含電洞阻礙層之 Auger 再結合率

由圖 4.4 可以看出電洞阻礙層使元件效能改善的原因，此圖為初始結構、含電子阻礙層與含電洞阻礙層的 Auger 再結合率，同樣地，為了方便比較，將三個結構所得的 Auger 再結合率拉開來看，可以明顯地看出，含有電洞阻礙層的結構擁有相當小的 Auger 再結合率。這是因為 InGaAsN 的電洞容易產生溢流[6]，電洞阻礙層能夠阻擋電洞溢出量子井，因此電子與電洞的結合良好，不會有多餘的電子產生 Auger 再結合。

在本章的一開始便提及 InGaAsN 沒有明顯電子溢流現象，反而會有電洞溢流的現象，因此加入電子阻礙層不但對電子的侷限沒有太大幫助，反而會影響電洞的行進。因此加入電子阻礙層時，元件效能沒有改善，甚至斜率效率還有些微地下降。

4.3 結構 B 之模擬結果與分析

此節介紹兩側披覆層(cladding layer)設計為漸進式的結構，探討電子阻礙層與電洞阻礙層對此結構所造成的影響。

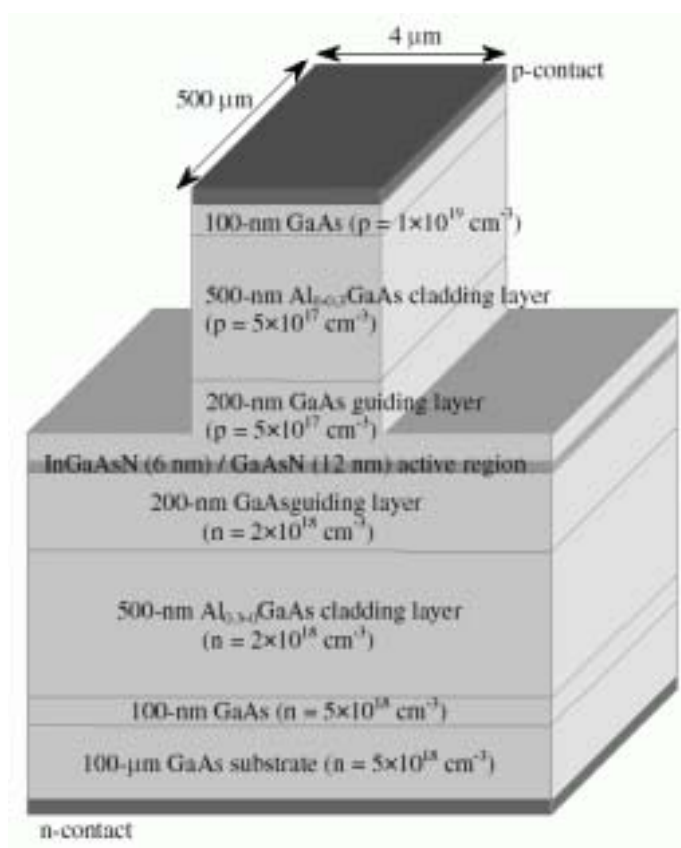


圖 4.5、結構 B 初始結構圖

此節所用結構為 Chang 等學者所發表，圖 4.5 為其結構圖[9]。基板為 GaAs，基板之上為 100 nm 厚的 n-type GaAs，然後是厚度 500 nm 漸變式的 n-type AlGaAs 披覆層，Al 成分由 0.3 線性減少到 0，接著是 200 nm 的 n-type GaAs 波導層，然後是單量子井結構的活性層，在其上

是 200 nm 的 p-type GaAs 波導層，之後又是漸變式的 AlGaAs 披覆層，Al 的變化是由 0 線性增加到 0.3，最後是 100 nm 的 p-type GaAs。

Chang 等學者原本設計為變化此結構 barrier 中的 N 成分，為了與前面的結構 A 比較，我將 barrier 中的 N 成分設為 0，也就是與結構 A 相同的 GaAs barrier，而 barrier 原本的厚度為 12 nm，也改為與結構 A 相同的 10 nm，因此活性層包括了 6 nm 的 $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}_{0.986}\text{N}_{0.014}$ 單量子井以及 10 nm 的 GaAs barrier。此結構同為脊狀波導結構，其上寬度為 4 μm ，雷射共振腔長為 500 μm ，共振腔前後鏡反射率分別為 20%與 98%。

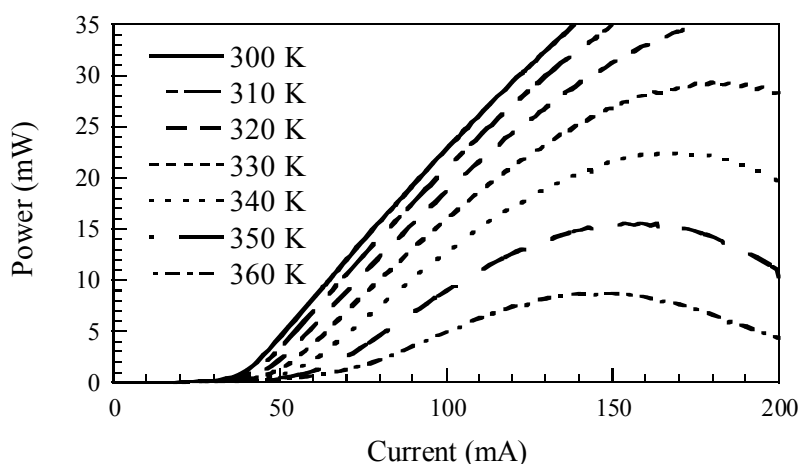


圖 4.6、結構 B 變溫下之輸出功率圖

圖 4.6 為結構 B 的變溫下輸出功率圖。室溫 300 K 下的臨界電流為 36.5 mA，斜率效率為 0.36 W/A。

接下來與前一小節相同，我將電子阻礙層加於距離量子井 10 nm，

靠近 p-type 的位置，厚度為 7.5 nm，成分為 $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ ；而電洞阻礙層則是加在靠近 n-type 的位置。為了保持元件高度相同，在加入阻礙層的一側，GaAs 波導層(waveguiding layer)的厚度將會被縮減。

圖 4.7 所示為結構 B 初始結構 加了電子阻礙層與加了電洞阻礙層的結構在 300 K 下的輸出功率比較圖。此結果與結構 A 不同，在結構 B 中不論加入電子阻礙層或電洞阻礙層，都會使元件效能降低。但加入電子阻礙層會使得元件效能降低更為嚴重，且受到熱效應的影響也較明顯。

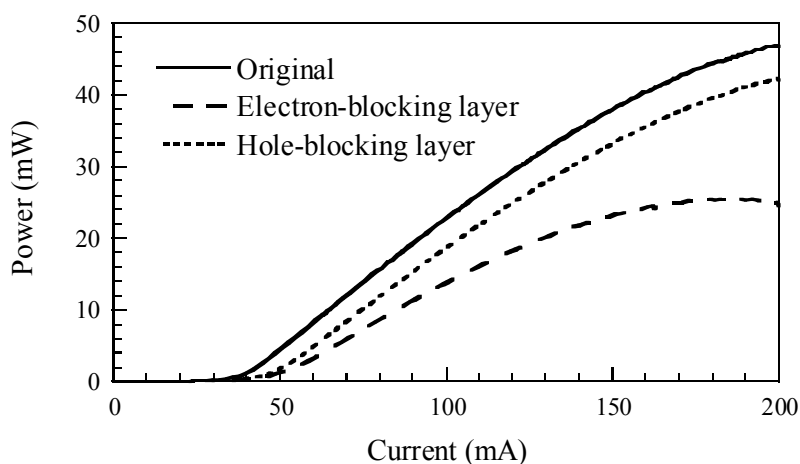


圖 4.7、結構 B 初始結構、含電子阻礙層與含電洞阻礙層之輸出功率圖(300 K)

結構 B 加入了載子阻礙層反而會使元件效能降低，其原因在於結構 B 的漸變式披覆層。圖 4.8 為結構 B 含電洞阻礙層之能帶圖，可以清楚看出兩旁的漸變式披覆層呈現斜坡狀，有助於電子與電洞被侷限

於活性層，此時假如加入電洞阻礙層，反而會阻擋導電帶的電子進入量子井，而將部分電子聚集在電洞阻礙層與左方斜坡之間，使得元件效能降低。同樣的情況也會發生在電子阻礙層加入的時候，電子阻礙層阻擋價電帶的電洞行進，使得部分電洞被聚集在阻礙層與右方斜坡之間。但由於電洞的有效質量較大，會比電子更不易越過阻礙層到達量子井，因此加入電子阻礙層效能要比加入電洞阻礙層的效能來得差。

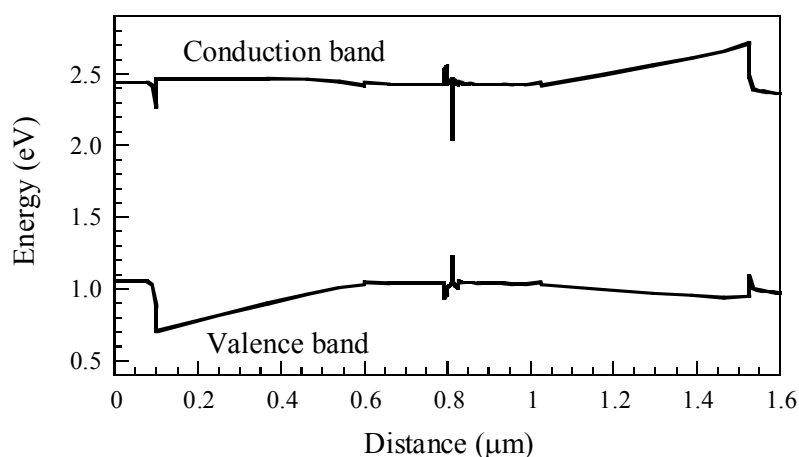


圖 4.8、結構 B 含電洞阻礙層之能帶圖

4.4 砷化鋁鎵阻礙層對氮砷化銦鎵雷射的影響

由前面兩個小節可得知，電洞阻礙層可改進具有一般披覆層的結構之元件效能。這一節將延續前面的研究，把電洞阻礙層的材料由 $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ 換成晶格匹配的 AlGaAs ，除去應力的影響，單純從阻礙層位能高低的角度的角度，探討其對 InGaAsN 側射型雷射的影響。此小節中會

變化電洞阻礙層的成分,並在最後試圖找出阻礙層中 Al 含量的最佳值

模擬結構採用 4.2 節的結構 A, 在距離量子井 10 nm、靠近 n-type 的位置加上 AlGaAs 電洞阻礙層, 並變化阻礙層中 Al 的含量。

圖 4.9 所示為變化阻礙層中 Al 含量的輸出功率圖, Al 含量由 0 逐漸增加到 0.35。當阻礙層中的 Al 含量為 0.05–0.20 之間, 元件效能可有效提昇, 臨界電流大幅下降, 斜率效率也有些微地增加; 但 Al 含量高於 0.25 之後, 其臨界電流雖較原始結構低, 斜率效率卻開始變差。

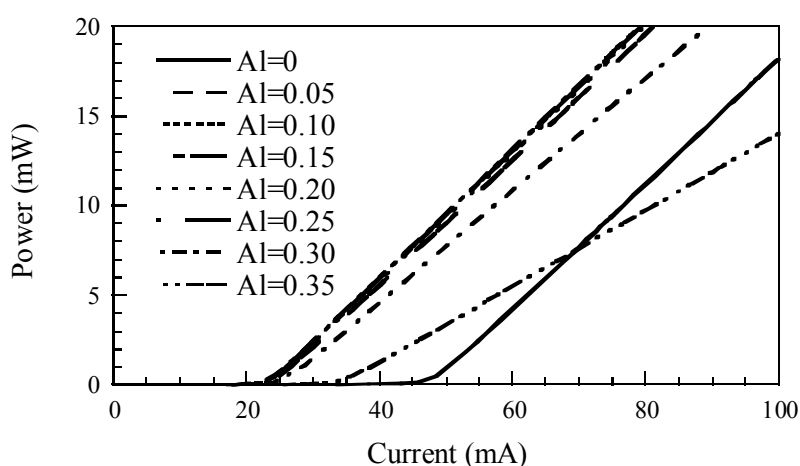


圖 4.9、變化 AlGaAs 電洞阻礙層的 Al 含量之輸出功率圖

圖 4.10 是將圖 4.9 的臨界電流與斜率效率對阻礙層中的 Al 含量做圖。可以發現 Al 含量為 0.05 時斜率效率最高, 而臨界電流最低, 在這之後, 隨著 Al 含量的增加, 斜率效率會逐漸下降, 而臨界電流則會增加。由圖中可發現, 電洞阻礙層能夠有效降低臨界電流, 對於斜率效率的提昇則有限; 但若阻礙層中的 Al 含量過多, 則會使得元件效能變

差。

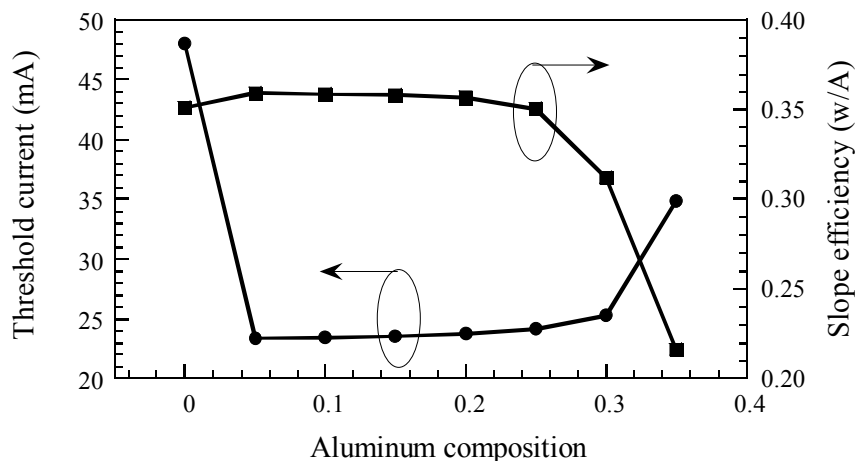


圖 4.10、變化 AlGaAs 電洞阻礙層的 Al 含量之臨界電流與斜率效率圖

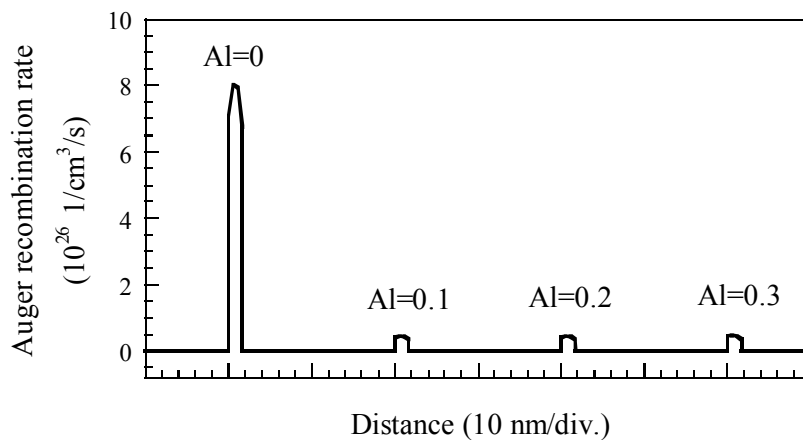


圖 4.11、AlGaAs 電洞阻礙層不同 Al 含量之 Auger 再結合率

正如前面 4.2 小節所言，當元件加入了電洞阻礙層，能夠阻擋電洞溢出量子井，因此電子與電洞的結合良好，不會有多餘的電子產生 Auger 再結合，因此大幅降低了活性層的 Auger 再結合率。圖 4.11 為

AlGaAs 電洞阻礙層不同 Al 含量之 Auger 再結合率，當電洞阻礙層的 Al 含量為 0.1 時，便能夠有效抑制 Auger 再結合的發生，因此讓元件的臨界電流降低。

雖然元件的臨界電流減低，但斜率效率卻在 Al 含量超過 0.05 之後開始下降，因此必定存在著某項不利於元件效能的特性。圖 4.12 為含 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 電洞阻礙層的能帶圖，可以明顯看見，在電洞阻礙層的左方（箭頭處）費米能階高於導電帶，這代表了電洞阻礙層會阻擋電子由 n-type 往量子井行進，將部分電子侷限在圖中箭頭所指的地方，因此造成元件的效率不佳。此現象隨著電洞阻礙層的 Al 含量越高而越嚴重，因此可以推斷，當 AlGaAs 電洞阻礙層的 Al 含量越多，便越容易造成電子在非活性層的累積。

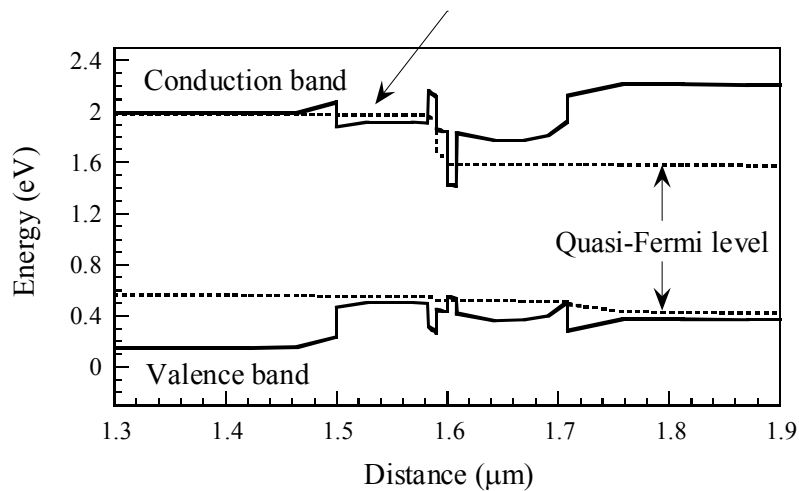


圖 4.12、含 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 電洞阻礙層之能帶圖

經由以上的特性探討可以發現，電洞阻礙層能夠改善元件效能，

但必須慎選電洞阻礙層的成分。為了找出對此元件而言最佳的電洞阻礙層成分，我將阻礙層中 Al 含量由 0.01~0.05 之間細分，畫出 Al 含量變化時的臨界電流與斜率效率圖，見圖 4.13。由圖可知，隨著 Al 含量的增加，斜率效率在 Al 含量為 0.03 時到達最高點，但其實數值相差不大；而臨界電流在 Al 含量為 0.01 時就已經很低，隨著 Al 含量的增加，臨界電流也隨著慢慢升高，與圖 4.8 的趨勢差不多。由此可知，阻礙層中的 Al 含量約等於 0.03 為電洞阻礙層的最佳設計。

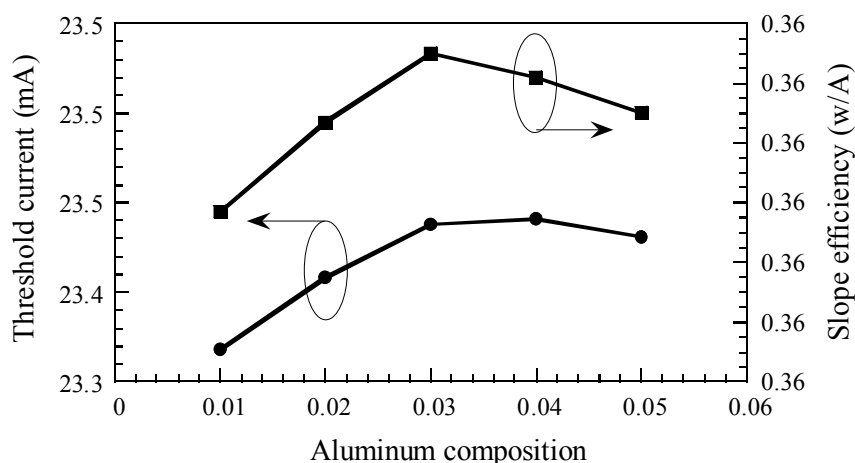


圖 4.13、電洞阻礙層 Al 含量 0.01~0.05 之臨界電流與斜率效率圖

4.5 結論

此章探討了電洞阻礙層與電子阻礙層對元件特性的影響，共使用了兩種結構做分析。由模擬結果發現，具有一般披覆層的結構(結構 A)若加入電洞阻礙層，可以改善其元件效能，但電子阻礙層則無甚大影

響；而對於具有漸變式披覆層的結構（結構 B）而言，加入電洞阻礙層或電子阻礙層都會使元件效能降低。因此並非每一個 InGaAsN 的元件結構都適合加入電洞阻礙層來改善其效能。

除此之外，我也嘗試了將載子阻礙層的材料換成晶格匹配的 AlGaAs，探討此種材料阻礙層對元件（結構 A）的影響，並找出 AlGaAs 電洞阻礙層的最佳成分。

參考文獻

- [1] J.-Y. Chang and Y.-K. Kuo, “Simulation of blue InGaN quantum-well lasers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 93, pp. 4992–4998, 2003.
- [2] J. Jin and D. Tian, “Improved performance of 1.3 μm InGaAsP–InP lasers with an AlInAs electron stopper layer,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 18, pp. 960–963, 2003.
- [3] K. Takemasa, T. Munakata, M. Kobayashi, H. wada, and T. kamijoh, “1.3- μm AlGaInAs–AlGaInAs strained multiple-quantum-well lasers with a p-AlInAs electron stopper layer,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 495–497, 1998.
- [4] J.-W. Pan, K.-G. Chau, J.-I. Chyi, Y.-K. Tu, and J.-W. Liaw, “Suppression of electron and hole leakage in 1.3 μm AlGaInAs/InP quantum well lasers using multiquantum barrier,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, pp. 2090–2092, 1998.
- [5] N. Tansu and L. J. Mawst, “The role of hole leakage in 1300-nm InGaAsN quantum-well lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, pp. 1500–1502, 2003.
- [6] H. Carrère, X. Marie, J. Barrau, and T. Amand, “Comparison of the optical gain of InGaAsN quantum-well lasers with GaAs or GaAsP barriers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 071116(1-3), 2005.
- [7] S. Sato and S. Satoh, “1.3 μm continuous-wave operation of

GaInNAs lasers grown by metal organic chemical vapor deposition,” *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 1251–1252, 1999.

- [8] D. J. Palmer, P. M. Snowton, P. Blood, J.-Y. Yeh, L. J. Mawst, and N. Tansu, “Effect of nitrogen on gain and efficiency in InGaAsN quantum-well lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 071121(1-3), 2005.
- [9] Y.-A. Chang, H.-C. Kuo, Y.-H. Chang, S.-C. Wang, “Simulation of 1300-nm $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}_{0.986}\text{N}_{0.014}/\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ quantum-well lasers with various $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ strain compensated barriers,” *Opt. Commun.*, vol. 241, pp. 195–202, 2004.

第五章 結論

自 1996 年 Kondow 等人發現 InGaAsN 這項應用於長程光纖通訊的新光源材料之後，已有相當多研究群投入 InGaAsN 的相關研究。InGaAsN 此項材料有許多優點，最大優勢在於其導電帶能隙差極高，可有效避免高溫時產生的電子溢流，因此特性溫度極高。除此之外，InGaAsN 具有晶格匹配又廉價的 GaAs 基板，製成元件後的 differential gain 較其他材料高，可擁有高速的調變率。由以上特點看來，InGaAsN 相當適合使用於未來的高速網路傳輸，是一項有發展前景的新材料。

在第一章中先對三大光纖通訊光源 InGaAsP、AlGaInAs 與 InGaAsN 做一概略的比較，之後整理了歷年來 InGaAsN 的相關論文，將 InGaAsN 的發展歷史做了回顧。另外，由於 InGaAsN 是由四個特性相差很多的元素組成，具有許多特殊的物理特性，在第一章也對 InGaAsN 的許多特性做了介紹，包括了 N 原子造成的能帶彎曲、電子有效質量較大的原因與 differential gain 較高的原因等等。

第二章中蒐集了 InGaAsN 相關的參數，並整理出能帶間隙、Auger 係數與應力等公式，並將能帶間隙與 Auger 係數對溫度的關係公式也詳盡介紹。而後將歷年來 InGaAsN 的活性層做了統整，綜合了許多 InGaAsN 活性層的設計，將不同類型 barrier 的設計做分類，在做了增益的模擬比較之後，發現了使用 GaAs 為 barrier 的活性層通常會有較好的增益。

第三章探討具伸張應力的 GaAsN barrier 對 InGaAsN 側射型雷射發

光特性的影響。當 GaAsN barrier 中的 N 含量增加，發光波長會往長波長移動，發光強度下降，活性層的增益也會隨著下降，而透明載子密度會略為上升，這是因為當 barrier 中的 N 含量增加，量子井中的能階密度增高所造成。由於能階密度的上升，量子井中的重電洞有效質量提高，因此電洞不易溢出量子井，電子與電洞能夠有效地結合放光，故量子井中的 Auger 再結合大幅地減少，此項原因使得元件效能提高。但當 GaAsN barrier 中的 N 含量過高，活性層對載子的侷限會使得極差，因此元件效能便開始下降。在此章的最後試圖找出 barrier 中 N 含量的最佳值，發現對本章的結構而言，barrier 中加入 0.01 的 N 為最適當的值，能夠使元件具有最好的發光效率。

第四章探討 $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ 電洞阻礙層與 $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ 電子阻礙層對元件特性的影響，共使用了兩種結構做分析。由模擬結果發現，具有一般披覆層的結構若加入電洞阻礙層，可以改善其元件效能，但加入電子阻礙層則無甚大影響；而對於具有漸變式披覆層的結構而言，加入電洞阻礙層或電子阻礙層都會使元件效能降低。除此之外，在本章也嘗試了將 $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ 載子阻礙層的材料換成晶格匹配的 AlGaAs，探討此種材料阻礙層對具有一般披覆層的結構之影響，當加入了 AlGaAs 電洞阻礙層，電洞將不易溢出量子井，可與電子產生有效地結合，因此量子井中的 Auger 再結合率大幅降低，使元件效能得到提昇，這部分的結論與 $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ 電洞阻礙層所得的結論相同；但若電洞阻礙層的 Al 含量過高，阻礙層的位能障太高，反會阻礙了電子的行進，

部分電子被侷限在非活性層，使得元件的斜率效率降低。因此在本章的最後，將電洞阻礙層中的 Al 含量調變，找出 AlGaAs 電洞阻礙層的最佳成分，模擬結果顯示，阻礙層中的 Al 含量約等於 0.03 為電洞阻礙層的最佳設計。

附錄 A 論文發表清單

A.1、SCI 認定英文雜誌論文：1 篇

- (1) Yen-Kuang Kuo, Hsiu-Fen Chen, and Yi-An Chang, 2004, “Simulation of Ho:CaF₂ Q-switched Tm:YAG laser”, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 43, No. 6A, pp. 3448–3449. (SCI, EI)

A.2、Proceedings of SPIE (EI)論文：2 篇

- (1) Shang-Wei Hsieh, Hsiu-Fen Chen, Ming-Wei Yao, and Yen-Kuang Kuo, November 2004, “Simulation of 1.3-mm AlGaInAs/InP strained MQW lasers”, Proceedings of SPIE, Semiconductor Lasers and Applications II (Paper Number 5628-59). (EI)
- (2) Hsiu-Fen Chen, Shang-Wei Hsieh, and Yen-Kuang Kuo, November 2004, “Simulation of tunable Cr:YSO Q-switched Cr:LiSAF laser”, Proceedings of SPIE, High-Power Lasers and Applications III (Paper Number 5627-98). (EI)

A.3、中文期刊論文：2 篇

- (1) 陳秀芬、謝尚衛、劉柏挺、郭艷光, 2003 年 12 月, “導電帶與價電帶井深比例對藍光氮化鎵量子井雷射載子分佈與光學特性的影響”, 光學工程, 第 84 期, 第 70 至 80 頁.
- (2) 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.4、研討會論文：7 篇

- (1) Shang-Wei Hsieh, Ming-Wei Yao, **Hsiu-Fen Chen**, and Yen-Kuang Kuo, 2005, “Analysis of strain-compensated structures for 1.55- μm AlGaInAs quantum-well lasers ”, 2005 年中華民國物理年會, paper PD-29.
- (2) **陳秀芬**、傅少甫、郭艷光, 2004, “ InGaAsN 量子井雷射之模擬與分析 ”, 2004 第一屆應用科技研討會(國立高雄應用科技大學), paper QD02.
- (3) **Hsiu-Fen Chen**, Shang-Wei Hsieh, Bo-Ting Liou, and Yen-Kuang Kuo, 2004, “Effect of band-offset ratio on carrier distribution and optical properties of blue InGaN quantum-well lasers”, 2004 年中華民國物理年會, paper PD-28.
- (4) **Hsiu-Fen Chen**, Shang-Wei Hsieh, Yi-An Chang, Yen-Kuang Kuo, Man-Fang Huang , Hwei-Heng Wang, and Pin-Hwei Liu, 2003, “Experimental and numerical investigation of 590-nm AlGaInP light emitting diodes and vertical-cavity surface-emitting lasers”, 2003 年中華民國物理年會, paper PD1.
- (5) Shang-Wei Hsieh, **Hsiu-Fen Chen**, Yi-An Chang, and Yen-Kuang Kuo, 2003, “Numerical study of Cr:LiSAF passive Q-switching with a

Cr:YSO solid-state saturable absorber”, 2003 年中華民國物理年會, paper PE62.

- (6) 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 紫光氮化銦鎘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.
- (7) 顏勝宏、林文偉、謝尚衛、陳秀芬、吳育驊、郭艷光、劉柏挺, 2002, “Zinc-blende 氮化硼鎘 bowing parameter 的研究”, 2002 年台灣光電科技研討會, paper PA-34, OPT’02 Proceedings III, pp. 100–102.