

運用不同種類量子井的極寬頻半導體光放大器與波長可調雷射

Extremely Broadband Semiconductor Optical Amplifiers/Tunable Semiconductor Lasers Using Nonidentical Multiple Quantum Wells

蘇益信、黃啟嘉、林清富

Yi-Shin Su, Chi-Chia Huang, Ching-Fuh Lin

因為光纖在 1300 nm 到 1600 nm 之間有相當低的訊號傳輸損耗，因此可以提供極寬的光通訊頻寬，然而一般光通訊用的光放大器或可調波長雷射能提供的頻寬有限。本文將介紹運用不同種類量子井於同一元件，可使半導體光放大器提供將近 300 nm (1300 nm–1600 nm) 的增益頻寬，將此半導體光放大器運用於半導體雷射共振腔中，能讓半導體雷射可以有 275 nm 的波長可調範圍，或是可以同時產生間距達 200 nm 的雙波長半導體雷射，或同時產生八波長而相鄰波長間距達 20 nm 的多波長半導體雷射。

Optical fibers exhibit very low loss for the wavelength between 1300 nm and 1600 nm, so they provide a very large bandwidth for fiber-optic communications. However, the optical amplifiers or tunable lasers used in the fiber-optic communication systems have limited bandwidth. This article will introduce the use of nonidentical multiple quantum wells in a single device to achieve the purpose of very broad bandwidth. With nonidentical multiple quantum wells, the semiconductor optical amplifiers could provide nearly 300 nm of the gain bandwidth. Using such a semiconductor optical amplifier in the semiconductor-laser cavity, the semiconductor laser could have the single-wavelength operation with its wavelength tunable from 1300 nm to 1575 nm, or dual-wavelength operation with spectral spacing tunable from a few nm up to near 200 nm, or simultaneous operation at 8 wavelengths with neighboring wavelength separated for about 20 nm.

一、前言

在過去的十年裡，長程光通訊網路的技術因低損耗光纖的開發而蓬勃發展。因為光纖在 1550 nm

附近有最低的損耗以及在 1300 nm 附近有次低的損耗 (圖 1)，長程通訊用的光源波長都被設計在 1550 nm 附近，而短程通訊用的光源波長則被設計在 1300 nm 附近。且現在的光纖製造技術已經能大幅

減少光纖中氫氧基所造成的吸收，未來以 1385 nm 附近的光源作通訊的應用也是可能的。著眼於光纖低廉的成本以及十倍以上的頻寬，大家開始考慮以光纖取代電信公司的機房以及用戶之間的連結，以應付網路以及多媒體應用的頻寬需求。可想而知的是，未來電信公司的交換器、骨幹、越洋光纖連結，頻寬也要是現在的十倍以上，如何提高通訊設備的頻寬成了現在的主要課題。光纖本身的問題不大，利用多波長分工的技術，一條光纖可以同時傳送二十個以上的通道，每個通道則可以有 40 Gb/s 或更高的傳送速率，問題在於如何及時的處理這麼多的訊號。如果要使用傳統的邏輯電路處理，現階段是不太可能，目前矽基的電路最快的工作頻率約 3.6 GHz，而砷化鎵系列的元件雖然可以更快，但成本太高，而且需要額外的光電、電光轉換元件。比較好的方式是直接處理光訊號，譬如 WDM 多工器、利用非線性效應或載子競爭效應的波長轉換器，又或是直接以光學放大器補償光纖損耗。如果要充分利用光纖的頻寬，這些元件的工作波長就要涵蓋從 1300 nm 到 1550 nm 共 250 nm 以上的範圍，然而主動光學元件都是利用材料特有的發光波長，受到材料的限制，可用頻寬僅 150 nm 到 30 nm 之間。

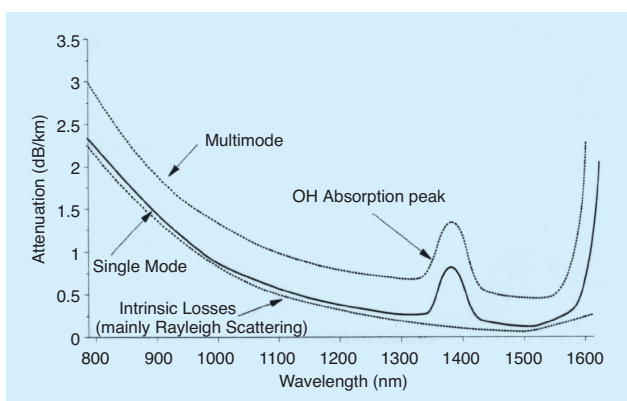


圖 1. 光纖的衰減頻譜。較低的實線為在光纖核心 (core) 摻雜 4% 二氧化鍺 (GeO_2) 的單模光纖，上方的虛線為多模光纖的衰減頻譜。在 1400 nm 附近的峰值是因為水分子存在光纖玻璃中，其氫氧鍵結的共振波長為 1385 nm。⁽¹⁾

然而，現在的半導體量子井元件有著極佳的可塑性，藉由能隙工程 (bandgap engineering)，元件的發光波可以隨材料的能隙改變 (圖 2)，還能改變元件的發光頻寬，加上其優異的電光轉換效率，所以，以半導體的材料作寬頻的主動光學元件是不錯的選擇。

以半導體量子井設計寬頻主動光學元件有兩種方式，第一種做法是結合有不同發光波長的量子井，單純用這個方法在鋁砷化鎵系列的材料上可以做到 90 nm 的頻寬，發光波長在 766 nm 到 856 nm 之間⁽³⁾。使用這個方法要注意載子在量子井間的不均勻分布，因為材料及寬度的不同，每個量子井捕捉載子的能力會有差異，更因為量子井捕捉電子和電洞的效率不同，往往導致載子僅集中在少數量子井，而降低發光頻寬。

第二種做法是只用一種量子井，這樣就沒有載子分布的問題。但這個量子井必須很深，並要有高能量的量子化能階，在高注入電流密度下，量子井的基底能階以及高能量的量子化能階都會達到居量反轉，相當於是在一個元件裡結合了兩種量子井。這個方法很早就被用在磷化銦 (InP) 系列的元件，並達到了 240 nm 的頻寬，發光波長在 1320 nm 到 1562 nm 之間^(4,5)。

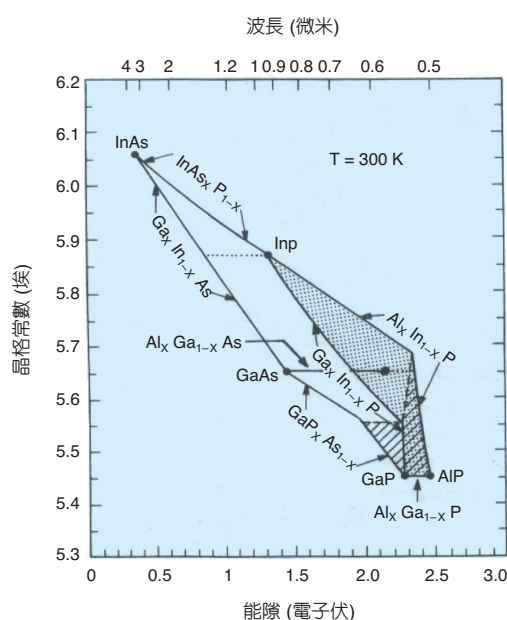


圖 2. 不同材料半導體組合對應的能隙與波長。⁽²⁾

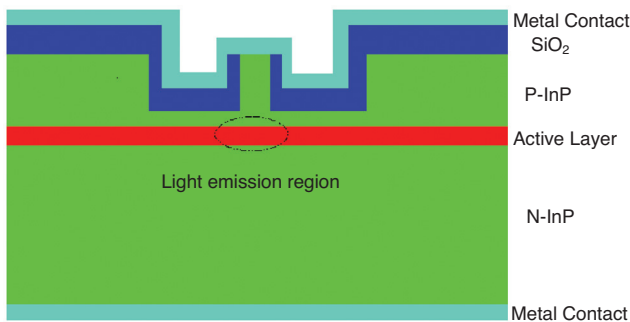


圖 3. 半導體光學元件的剖面。

雖然以第二種做法製作的光學元件可以達到 240 nm 的頻寬，但工作波長的範圍不容易調整，因為基底能階及高能量的量子化能階的位置有一定關係，例如為了把工作波長往短波長延伸而提高第二個量子化能階的位置，則基底能階的發光波長也會同時往短波長移動，結果長波長的工作範圍就會縮小。要克服以上困難，可以結合第一種與第二種作法。

二、寬頻發光元件的設計

1. 元件結構

通訊用的放大器一般使用雙溝槽的脊狀波導元件，圖 3 是我們所使用的元件之剖面結構。元件在垂直方向的結構以磊晶技術在磷化銦基板上完成，進行製程之前先成長 n 型 InP、主動區以及 p 型 InP，因為主動區是以折射係數較大的材料構成，光會被侷限在主動區裡傳播。注入電流時，電子電洞分別由主動區兩側進入，主動區的能隙較小，載子會被侷限在主動層裡，最後在主動區的量子井裡復合放光。

磊晶完成後以微影術定義波導的區域，並以蝕刻的方式製作出波導的脊形，這樣可以把光的傳播侷限在波導中，同時抑制電流往波導外擴散。波導的蝕刻方式可以用鹽酸系列的濕蝕刻劑，或是採用甲烷系列的乾式蝕刻。以濕蝕刻製作的波導呈梯形，以乾式蝕刻製作的波導則呈矩形。因為電流是從波導上方注入，梯形波導的上緣較小，所以流通的電流密度較高，容易有散熱的問題，然而濕蝕刻製作的成本較低，所以蝕刻方式的選擇要視對元

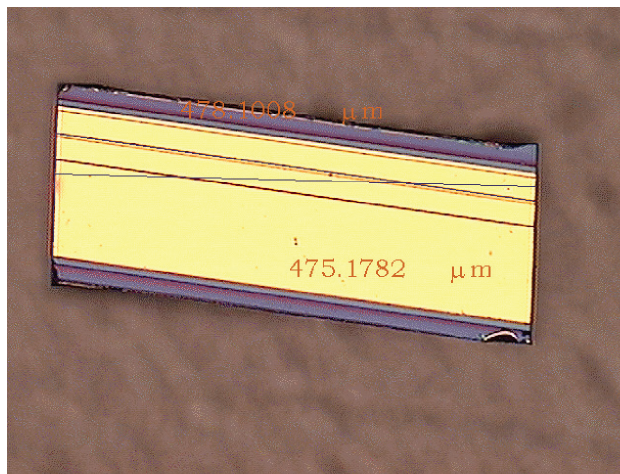


圖 4. 半導體光學放大器的正視圖。

件特性的要求以及磊晶片的特性而定。波導頂部以外的區域以二氧化矽包覆，僅留波導頂部給電流通。正面的電極是電子束蒸鍍機沉積的 Ti/Pt/Au，完成正面電極後把晶圓研磨到僅 100 μm 厚，然後沉積背面電極 AuGe/Ni/Au，最後把晶圓切割成一顆顆的元件。

所完成的放大器元件如圖 4，做為放大器的元件波導的走向會和發射面法線夾 7 度角，這是為了減少發射面的半導體—空氣介面的反射回饋進入波導造成成共振 (圖 5)。雖然發射面的反射可以用光學鍍膜減少，但是當元件增益頻寬極大時，要同時達到寬頻且低反射率的抗反射鍍膜並不容易，所以還是以傾斜波導的元件會比較穩定。

2. 磊晶結構

依前述的方法所設計的量子井結構共用了兩種量子井，一個是以 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 為材料、厚 87 \AA 的

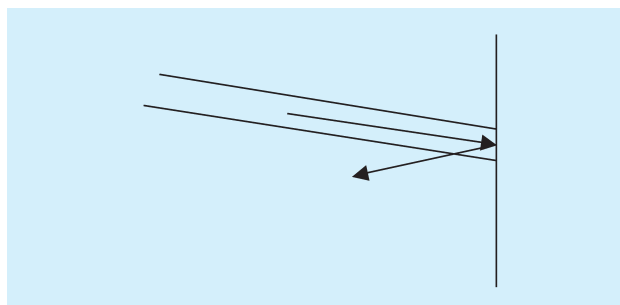


圖 5. 使用傾斜波導減少反射之示意圖。

量子井，這個量子井在導電帶有電子的基態和激發態量子化能階，在價電帶的有重電洞的基態和激發態以及輕電洞的基態量子化能階。所以這個這個量子井本身有三個發光波長。最常被用到的是電子的基態到重電洞的基態的電子躍遷，發光波長為 $1.55 \mu\text{m}$ 。第二個是電子的激發態到重電洞的激發態的電子躍遷，發光波長為 $1.37 \mu\text{m}$ ，只要注入電流稍大 (12 kA/cm^2 per QW) 就可以觀察到。第三個是電子的基態到輕電洞的基態的電子躍遷，但輕電洞的能態最高，所以分到的載子最少，無法對增益有貢獻。因為有基態和激發態兩個發光波段，這個量子井可以在 1550 nm 到 1370 nm 的範圍提供增益。圖 6 是一個只有這一種量子井的元件在不同注入電流下的發光頻譜，這個元件發光頻寬將近 220 nm ，但是在 1300 nm 的位置沒有增益，所以要和其他量子井配合。

用來和它配合的是以 $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}_{0.72}\text{P}_{0.28}$ 為材料、厚 60 \AA 的量子井，這個量子井在導電帶只有一個量子化能階，在價電帶則有兩個量子化能階，在導電帶的是電子的基態，在價電帶的則是重電洞及輕電洞的基態。我們所利用到的是電子的基態到重電洞的基態的電子躍遷，發光波長為 $1.3 \mu\text{m}$ ，這個發光波長正好可以彌補上一個量子井在 1.3

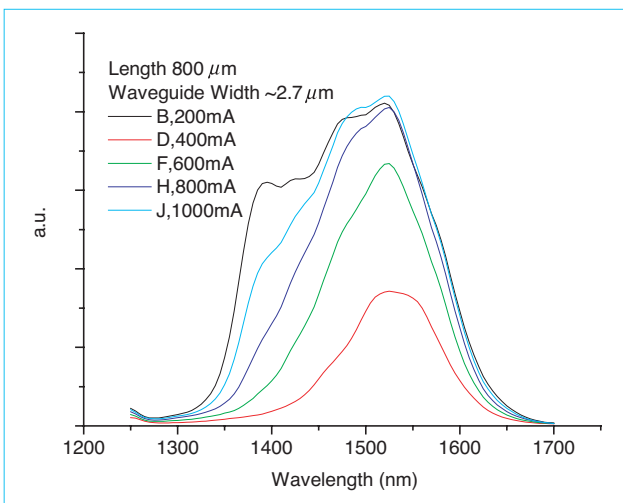


圖 6. 單一種量子井的在不同注入電流下的發光頻譜，量子井以 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 為材料，厚 87 \AA ，barrier 以 $\text{In}_{0.86}\text{Ga}_{0.14}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ 為材料，三量子井元件。

表 1. 寬頻元件各量子井的磊晶結構。

P-InP		
InGaAsP quaternary @ $1.1 \mu\text{m}$	undoped	750 \AA
$\text{In}_{0.86}\text{Ga}_{0.14}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$	undoped	450 \AA
$\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}_{0.72}\text{P}_{0.28}$	undoped	60 \AA
$\text{In}_{0.86}\text{Ga}_{0.14}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$	undoped	150 \AA
$\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}_{0.72}\text{P}_{0.28}$	undoped	60 \AA
$\text{In}_{0.86}\text{Ga}_{0.14}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$	undoped	150 \AA
$\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}_{0.72}\text{P}_{0.28}$	undoped	60 \AA
$\text{In}_{0.86}\text{Ga}_{0.14}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$	undoped	150 \AA
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	undoped	87 \AA
$\text{In}_{0.86}\text{Ga}_{0.14}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$	undoped	150 \AA
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	undoped	87 \AA
$\text{In}_{0.86}\text{Ga}_{0.14}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$	undoped	450 \AA
InGaAsP quaternary @ $1.1 \mu\text{m}$	undoped	750 \AA
N-InP	1×10^{18}	$0.5 \mu\text{m}$
N+ InP substrate		

μm 的增益缺口。

最後能達到寬頻的元件總共用了兩個 InGaAs 量子井以及三個 InGaAsP 量子井，量子井的磊晶結構如表 1，我們稱此結構為 04291。因為為 InGaAs 量子井會在 1300 nm 的波長造成吸收，InGaAsP 量子井的數目必須多於 InGaAs 量子井的數目，使 InGaAsP 量子井在 1300 nm 提供的增益能克服 InGaAs 量子井造成的損耗。

圖 7⁽⁶⁾ 是一顆 $700 \mu\text{m}$ 的傾斜波導元件的發光頻譜，我們藉由和圖 6 的比較可以看到，元件的發

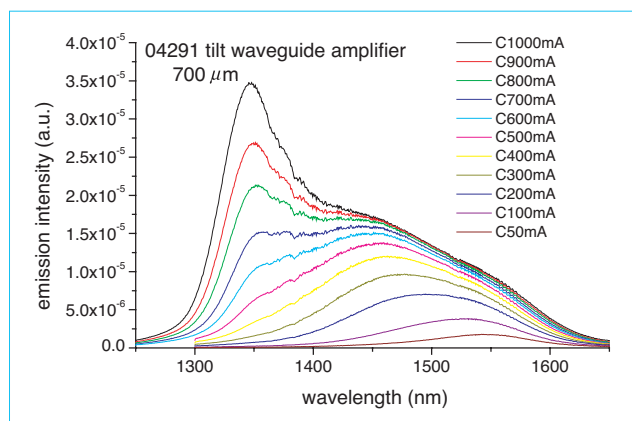


圖 7. 04291，長 $700 \mu\text{m}$ 的傾斜波導元件在不同注入電流下的發光頻譜。⁽⁶⁾

光頻寬延伸到了1300 nm，在 700 mA 時有高達 230.5 nm 的頻寬。在低載子注入時我們可以看到 04291 的發光是落在 1550 nm，完全符合我們設計 1.55 μm 發光的量子井之條件。隨著注入電流的增加，發光的峰值逐漸轉移而且發光頻譜也逐漸變寬，這是因為 InGaAs 量子井底部逐漸被載子填滿以及由於載子在 InGaAs 量子井中逐漸填到 $n = 2$ 的能階。等到載子注入繼續增加，在 700 mA 以上我們可以看到在 1350 nm 有一個高峰，此峰值發光強度增加的速率較長波長部分 (1400 nm – 1600 nm) 快許多。隨電流的上升，1350 nm 的發光變強，到 1200 mA 時峰值波長落在 1346 nm，而且最短的發光波長延伸到 1300 nm，和僅有單一種量子井的元件相比，我們可以確定此高峰的存在是因為有 InGaAsP 量子井的貢獻。因為在 04291 多層量子井中，InGaAsP 量子井的增益以及 InGaAs 量子井的激發態的增益峰值太接近，所以形成單一的高峰。

3. 寬頻發光元件的發光頻寬與量子井結構的影響

因為載子在主動區內不是均勻分布的，量子井在主動區的位置亦對發光特性有重要的影響，當 InGaAs 量子井集中在 n -side 時，元件的發光頻寬最寬，我們給這個磊晶結構代號 04291。另外我們給 InGaAs 量子井集中在 p -side 的磊晶結構代號 04292，如圖 8。圖 9 與 10⁽⁶⁾ 是 04291 和 04292 的 500 μm 元件的電激發光頻譜，在 200 mA 以下的低注入時我們可以看到 04291 的發光落在 1550 nm。注入電流低於 200 mA 時，而 04292 500 μm 的元件發光也是由 InGaAs 量子井主宰，發光頻寬

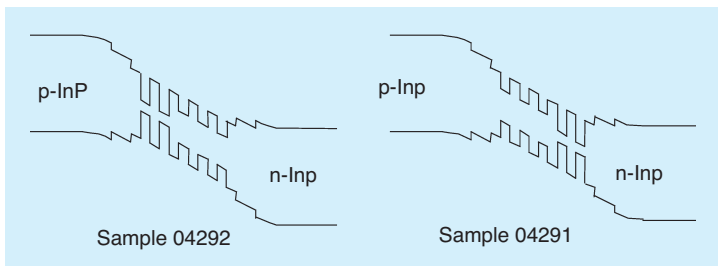


圖 8. 為比較載子分布對元件特性的影響，所設計不同排列次序的量子井結構。

有 120 nm 以上。由此可知，在低載子注入時控制載子分布的是量子井的種類。

當電流增加到 200 mA 時，04291 的發光仍然由 InGaAs 量子井主宰，然而 04292 500 μm 元件的發光頻譜已經可以在 1346 nm 看到一個高峰，和只有一種量子井的元件發光頻譜相比可以知道這是 InGaAsP 量子井的貢獻。

隨著注入電流繼續增加，04291 的 InGaAsP 量子井對頻譜的貢獻逐漸增強，一直到 700 mA，InGaAsP 量子井對頻譜的貢獻才和 InGaAs 量子井的貢獻有相同的大小，並使得發光頻寬增加到 275 nm。在 04292 的元件裡，InGaAsP 量子井對頻譜

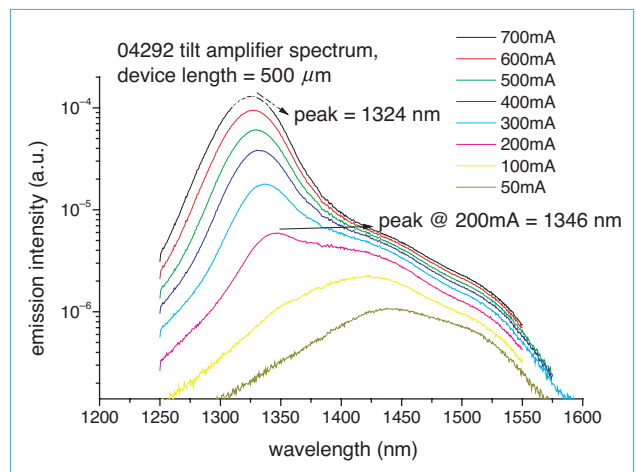


圖 9. 04292，長 500 μm 的傾斜波導元件在不同注入電流下的發光頻譜。

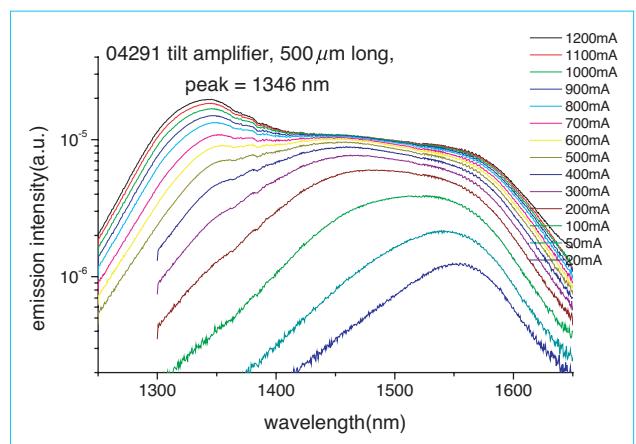


圖 10. 04291，長 500 μm 的傾斜波導元件在不同注入電流下的發光頻譜。

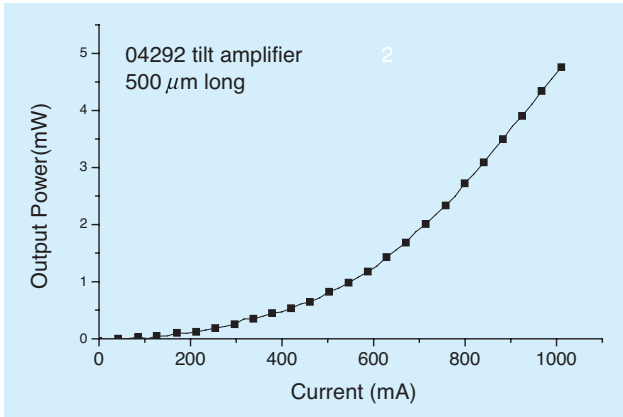


圖 11. 04292，長 500 μm 的傾斜波導元件發光功率對電流關係圖。

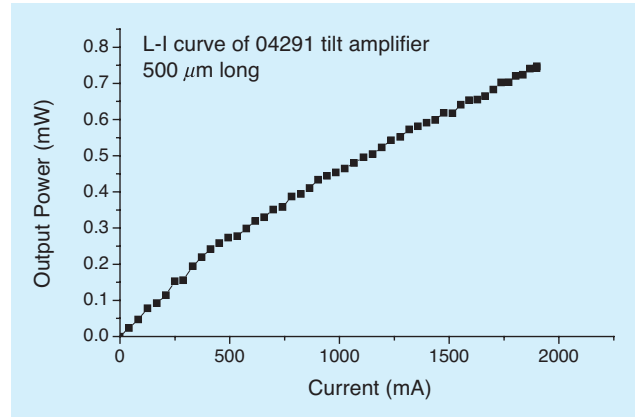


圖 12. 04291，長 500 μm 的傾斜波導元件發光功率對電流關係圖。

的貢獻則是隨電流快速增強，也就是說增加的載子大部分被 InGaAsP 量子井吸收，且因為 InGaAsP 量子井的增益大很多，04292 的輸出功率隨電流呈超線性的增加，甚至可達 4.7 mW。04291 則因為增益較小，輸出功率就不隨電流呈超線性的增加，而只呈線性的關係(圖 11、圖 12)。

和元件的磊晶結構相對照可以發現，在 200 mA 以上的注入電流時，元件發光頻譜以靠近 *n*-side 量子井的貢獻增加較多，但在低注入電流時。元件的發光則以 InGaAs 量子井的貢獻較多。

04291/04292 兩種結構的量測結果顯示出載子傾向分布在靠 *n*-side 的量子井，但是這和別人所做的理論推測及實驗量測有所不同，要解釋這個差異，必須要考慮載子在多層量子井結構中的傳輸動力學。

現在一般研究量子井內之載子動力學的文獻，其所採用的幾種模型可由圖 13 表示⁽⁷⁾。在 1N 的模型，載子直接從披覆層 (cladding) 落到量子井裡，忽略載子在載子侷限層 (separate confinement heterostructure, SCH) 移動所需的時間。Distributed 的模

型則是把整個主動區的載子視為在量子化的能階裡，這個模型要在極低溫或 SCH 區域很窄時，使得載子之平均自由徑比 SCH 區域大的情況才會正確，這兩個極端的模型被認為較不適用。2N 模型是載子在 SCH 區域上形成一類似電子雲的集團，然後直接被量子井捕捉進去，這個模型可以用來分析載子在 SCH 移動所需的時間對元件的影響，但是沒有辦法分析量子井放在不同位置時的效果。3N 模型則是加入電子電洞在 SCH 中遵循古典的擴散 (因注入時不同區域濃度差異) 及漂移 (受電子電洞交互作用所產生的電場影響) 而運動⁽⁸⁾，待載子移動到量子井捕捉範圍內時才被量子井捕捉進去。雖然載子的擴散及漂移已經有理論可以計算，並且擴散係數及漂移係數都有準確的數據，關於量子井和載子的作用卻沒有如此準確的數據可供參考。譬如量子井的捕捉範圍有多大，目前還沒有定論，有文獻用 3 倍的量子井寬度⁽⁹⁾，也有人用其他的假設⁽¹⁰⁾。同時考慮電子和電洞在量子井間移動的情況 (如圖 13)，由大部分的文獻所計算或所實驗出來的結果⁽¹¹⁻¹⁴⁾ 皆顯示載子是不均勻分布，且集中在靠 *p*-

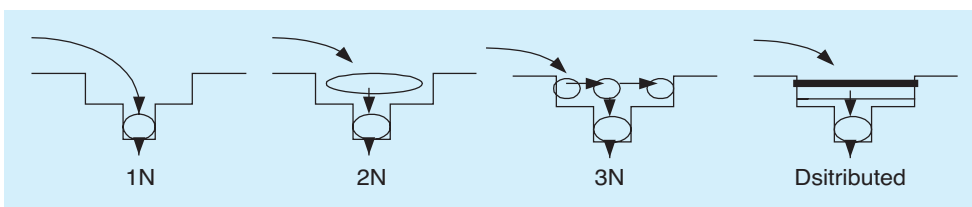


圖 13. 載子於量子井內傳輸的理論模型示意圖。

side 的量子井，而對這個偏向 p -side 的載子分布的原因解釋有下列幾點：

- (1) 較靠近載子源頭的量子井會捕捉到較多載子，只有未被捕捉的載子才能移動下一個量子井，所以載子的分布會集中在注入的區域。注入的電子與電洞是由相反方向進入主動區的，所以電子會累積在靠 n -side 的量子井，電洞會累積在靠 p -side 的量子井。
- (2) 由於正負電相吸，電子電洞會重新分布，最後落在同一個量子井裡。
- (3) 由於電子較容易從量子井逃脫，所以電子在量子井間的移動較快，因此正負電相吸的結果是使得電子往靠 p -side 的量子井移動。

但在我們所設計的元件裡，載子的分布的趨勢則是往 n -side 的量子井集中。和這些資料相較，可以發現我們的元件所使用的 SCH 較厚，較厚的 SCH 意味著載子要花更多的時間穿越，因為電子移動較快而電洞移動較慢，所以電子會先穿越 SCH 到達量子井，當電子被量子井捕捉後，就比較不容易移動，然而這時電洞尚未被量子井捕捉，所以電洞的移動會比電子迅速，結果是電洞會被吸

引到靠 n -side 的量子井，然後電子電洞在靠 n -side 的量子井復合放光。

三、利用寬頻發光元件製作寬頻可調雷射

利用極寬頻的光學放大器，我們可以把現在的波長可調雷射模組的可調頻寬增加八倍以上 (從 30 nm 到 260 nm)，並且可同時涵蓋光纖常用的兩個波段：1250 nm – 1350 nm 以及 1450 nm – 1600 nm。利用這個寬頻的波長可調雷射，我們可以大大減少通訊系統裡所需要的光源數目。要完成這個波長可調雷射，元件必須完全抑制自己的共振，所以要選用彎曲波導或是傾斜波導的元件，共振腔的架設則如圖 14。從波導發出的光要用透鏡聚成平行的光束，然後以反射鏡或光柵作回饋。因為從波導發出的光束發散角較大 (水平約 10 度、垂直約 30 度)，所以使用的透鏡焦距較短，約 3 mm，而且最好是使用非球面透鏡，避免球面像差。如果是使用傾斜波導的元件，共振腔前後兩個反射面分別是由光柵和反射率 50% – 90% 的部分反射鏡，穿出部分反射鏡的雷射光則做為輸出，所以它又叫輸出耦合器。利用光柵作反射面，則是為了只選擇所要求的波長作回饋。如果使用彎曲波導的元件，共振腔的輸出耦合器部分則由元件劈切面的半導體 – 空氣介面取代。

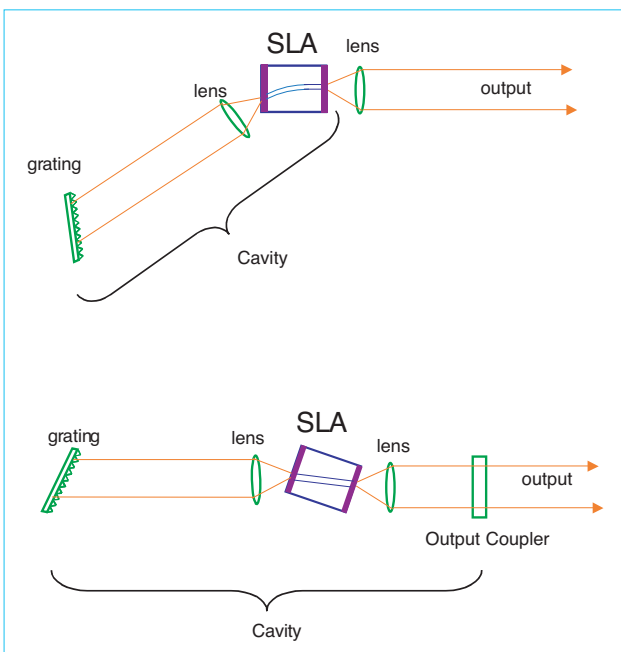


圖 14. 使用傾斜導元件以及彎曲波導元件的波長可調雷射。

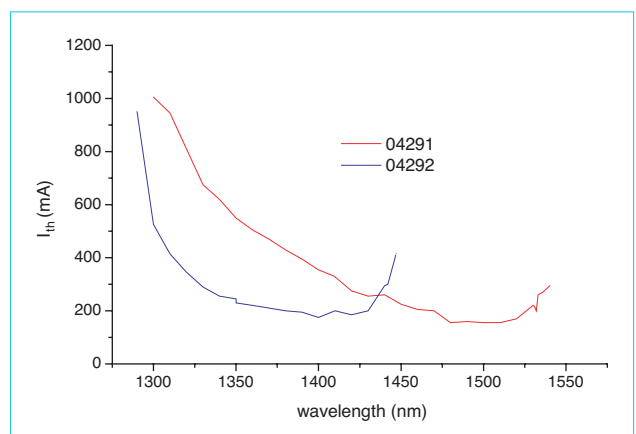


圖 15. 使用寬頻半導體放大器之可調雷射，臨界電流對波長關係圖。

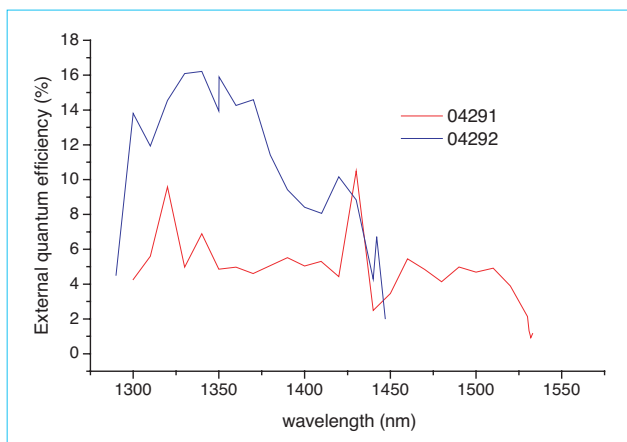


圖 16. 使用寬頻半導體放大器之可調雷射，外部量子效率對波長關係圖。

以 04291 的 $700 \mu\text{m}$ 彎曲波導元件所作成的波長可調雷射，其波長可調範圍為 240 nm ($1300 \text{ nm} - 1540 \text{ nm}$) (圖 15)⁽¹⁵⁾。臨界電流最低的波長是 1500 nm ，臨界電流是 160 mA ，在這個波長增益是由 InGaAs 量子井的基底量子態提供。隨著工作波長減少，臨界電流會逐漸提高，但僅需 300 mA 的注入電流，這個元件的波長可調範圍就可以延伸到 1400 nm 或更短。在 1300 nm 到 1530 nm 之間元件的輸出功率皆可以達到 5 mW 以上，當工作在比 1530 nm 更長的波長時，波導彎曲造成的損耗使得熱效應更加明顯，所以最長的工作波長與最大輸出功率皆會隨環境溫度降低而增加，但最大輸出功率仍然接近 1 mW 。這個元件的注入電流要增加到 1000 mA ，才能工作在 1310 nm ，雖然這個波長的工作電流很大，但因為提供增益的量子井不同，所以不受熱效應的影響，輸出功率可以達到 6 mW 或更高。

當量子井的順序反過來時，載子分布會傾向 InGaAsP 的量子井，雖然 04292 的 InGaAs 量子井對於增益仍然有貢獻，但不足以克服波導彎曲造成的損耗，所以 04292 的 $700 \mu\text{m}$ 彎曲波導元件無法在比 1450 nm 長的波長工作。同時，因為載子較集中在 InGaAsP 量子井，這個元件在 1300 nm 到 1450 nm 間的臨界電流比 04291 小得多，除 $1300 \text{ nm} - 1350 \text{ nm}$ 之外，臨界電流都在 250 mA 以下，而且最短工作波長可以到 1290 nm 。因為載子集中

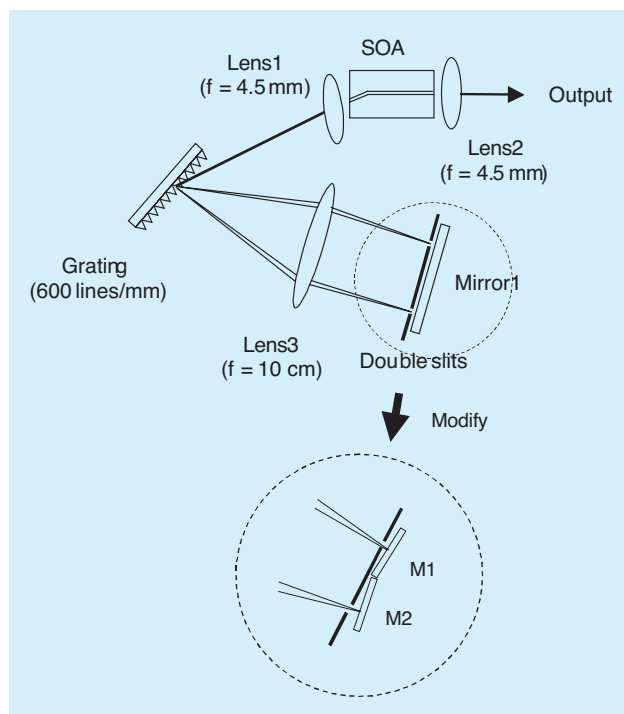


圖 17. 雙波長雷射之共振腔結構。

在 InGaAsP 的量子井，所以外部量子效率也比較高，04291 約 5% ，04292 則有 12% (圖 16)，同時這個元件的特性也就比較不受溫度影響。

四、雙波長雷射與多波長雷射

單波長的寬頻可調雷射適合做為通訊系統裡暫時的替代光源，或是分析儀器裡的探測光源，若是作為通訊系統平常的工作光源則稍嫌不足，真正有用的是能同時提供多通道光源的多波長雷射。雙波長與多波長的雷射系統也可以利用這種寬頻元件完成，雙波長可調雷射的共振腔設計如圖 17，和前面的單波長可調雷射不同的地方在於，以光柵分光後，不同波長的光並沒有直接反射回增益元件，而是以一面凸透鏡成像在反射鏡上，再由反射鏡把雷射光反射回波導形成共振腔。因為不同波長的光成像在反射鏡上的點不同，所以可以用狹縫選擇所需的波長，如圖中的架構是以兩個狹縫選擇兩個所要的波長。當使用頻寬極寬的元件，共振腔所使用的反射鏡必須要稍加修改，以補償因透鏡擺放誤差所

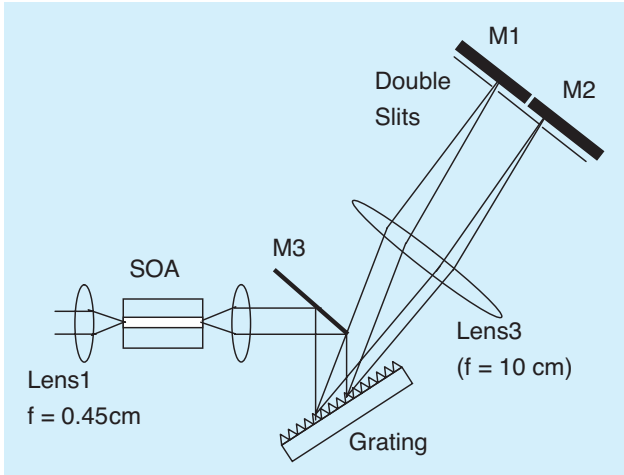


圖 18. 改良後之雙波長雷射之共振腔結構。

造成的損耗。因為透鏡擺放的誤差，不同的波長的光所成像的位置會偏移，且光束的方向會偏離平行，這個現象在兩道光波長間距越大時越明顯，所以在我們的狀況裡，只用一面反射鏡並不容易同時把兩道光反射回波導，因此把反射鏡分成兩片，這樣兩片面鏡的角度與位置可以分別最佳化。這個設計在工作波長的間距接近元件的極限時特別重要，因為這個時候元件工作在增益頻寬的邊緣，增益較小，只要微量的損耗就會大幅減少可用的頻寬。

使用彎曲波導的元件，這個雷射可以達到的最大波長間距是 170 nm，兩個雷射波長分別是 1344 nm 與 1514 nm。除了反射鏡之外，這個雷射還有許多地方可以改進。第一點是所使用的元件，使用彎曲波導的元件可以有效抑制自發共振，然而波導的彎曲會引起損耗，從而減少元件的可用頻寬，改用直波導的元件，可以把原件的最大工作波長延伸到 1.54 μm 。第二點是改善波導的剖面形狀，減少波導的寬度，可以降低元件的消耗功率，從而減少廢熱的影響。第三點則是最佳化光柵的入射角，一般光柵的反射損失最好約 10%，在這種共振腔裡雷射光來回共要經過光柵兩次，也就是說光柵引起的損耗不會小於 20%，在光柵偏離最佳入射角時，反射的損耗會更大。一般的光柵其反射效率最高時，反射光和入射光的夾角是零度，所以光路的设计上要儘量減少反射光和入射光的夾角。不過當

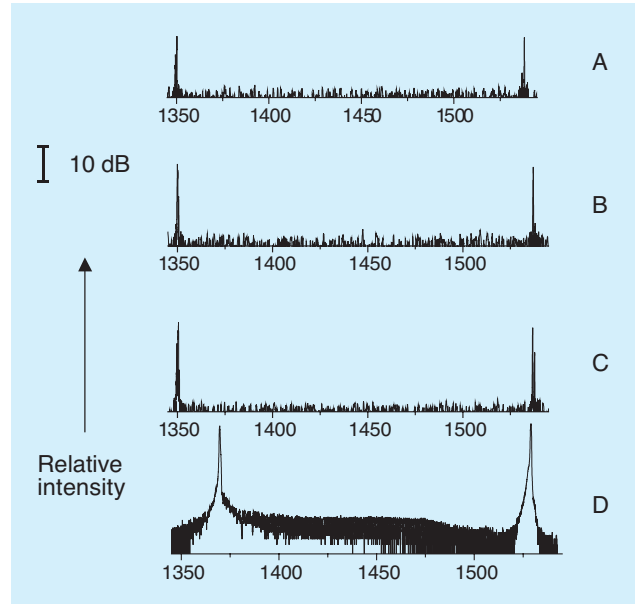


圖 19. 共振腔改良後之雙波長雷射之輸出頻譜。

- A：間距 191 nm (1350.3 nm 及 1541.3 nm)，
- B：間距 188.1 nm (1352.1 nm 及 1540.2 nm)，
- C：間距 181.5 nm (1356.4 nm 及 1537.9 nm)，
- D：間距 159.1 nm (1371.0 nm 及 1530.1 nm)。

反射光和入射光的夾角較小時，凸透鏡會遮到入射光，所以要以另一面反射鏡把光路折 90 度，如圖 18。經改良後，雷射的工作電流可以降到 150 mA 以下，兩個共振波長的間距可以增加到 191 nm，分別在 1541.3 nm 以及 1350.3 nm。在波長的間距最大時，兩道雷射的輸出仍各有 0.17 mW 以及 0.15 mW 以上(圖 19、表 2)。

對上述架構稍加變化則可以做成多波長的雷射系統(圖 20)。主要是以多狹縫代替雙狹縫，並在每個波長的光路加入可調的衰減器，以平衡各個波長增益不同造成的影響。所使用的衰減器是切成長

表 2. 共振腔改良後之雙波長雷射之輸出功率。⁽¹⁶⁾

間距 (nm)	短波長功率 (mW)	長波長功率 (mW)
191	0.157	0.176
188.1	0.272	0.563
181.5	0.604	0.930
154.9	0.3	0.42

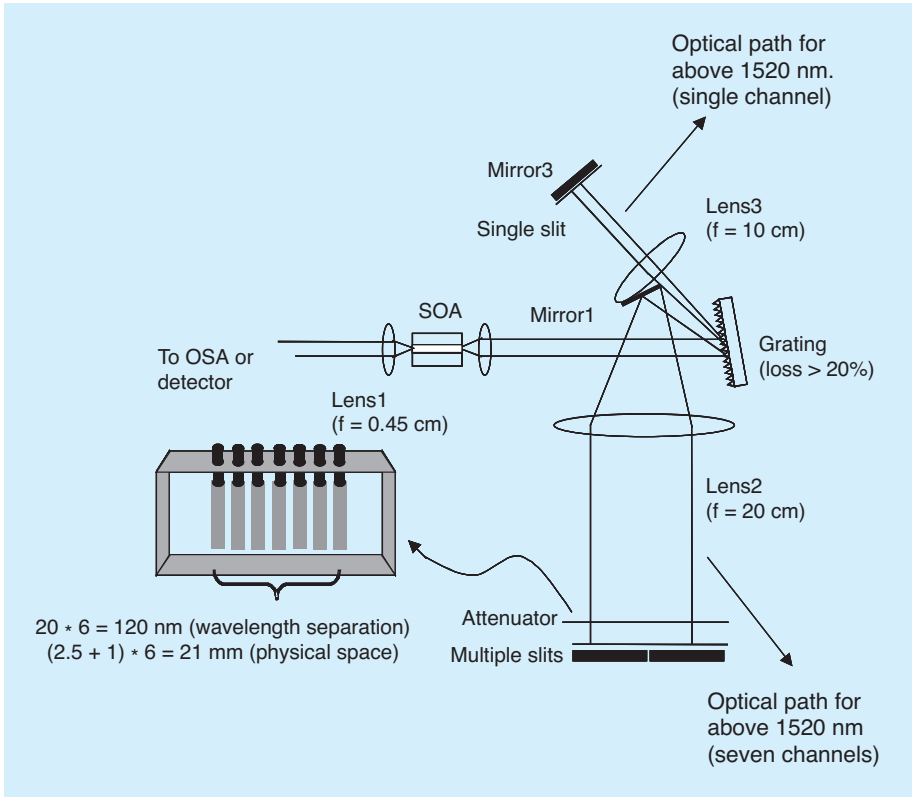


圖 20. 多波長雷射的共振腔。

條的玻璃片，當光穿過玻璃片，玻璃—空氣介面的反射會造成損耗，玻璃—空氣介面的反射量會隨著入射角度改變，所以可以調整玻璃片的角度以控制光路的損耗。波長最長的那一道雷射光的光路則要獨立出來，因為在增益頻寬邊緣，這一道雷射不需要額外的衰減，反而要盡量減少光路的損耗，即使是用來彎曲光路的金屬反射鏡，其反射損失也應該要盡量避免。所完成的雷射可以同時輸出八個波長的雷射光 (圖 21)，各個模態的波長分別為 1367.1 nm、1390.7 nm、1408.8 nm、1436.5 nm、1451.1 nm、1477.4 nm、1526.9 nm 及 1523.4 nm。圖 21 是這個雷射的輸出頻譜，平均每個模態的輸出功率有 0.27 mW，各個模態的強度差異不超過 0.3 dB，旁模壓抑比則有 30 dB，且每一道雷射光的頻寬皆在 0.3 nm 以下。

五、結論

自從量子井的發光元件在 1975 到 1984 年間問世之後，已有許多量子井雷射相關的研究不斷地被

世人提出。利用非對稱多重量子井的結構，半導體光放大器上的發光頻寬可以被增加到 ~ 260 nm，已經達到世界記錄的寬頻發光頻譜，除了應用在光通訊上頻帶增加的需求，在生物醫學影像應用上，也可以達到更小的解析度。在單一寬頻可調雷射的模組開發，因應 CWDM (coarse WDM) 的需要，多波長的同時傳輸也都是可行的。

但至今，仍然有很多新的載子動態特性與實際分布的現象尚待我們觀察與努力，特別是在非對稱多重量子井中載子的不均勻分布，透過載子的不均勻分布以及量子井間的載子轉移，將有機會可以突破更多以往傳統量子井雷射所無法達到的目標，例如改善雷射的啁啾、低極性特徵的雷射與光放大器、具有更高調變速率的雷射、具有鎖模效果的寬頻可調雷射，甚至結合面射型結構、DFB 結構和其他元件的整合，以非對稱多重量子井為基礎，開發更多實際上的應用，使科學與工程發展和人類的生活作結合，都將是我們未來努力研究發展的重點與目標。

Wavelength (nm)	Loss (%)
1367.1	10.7
1390.7	8.6
1408.8	24.1
1436.5	38.8
1451.1	34.0
1477.4	26.7
1526.9	9.9
1523.4	0

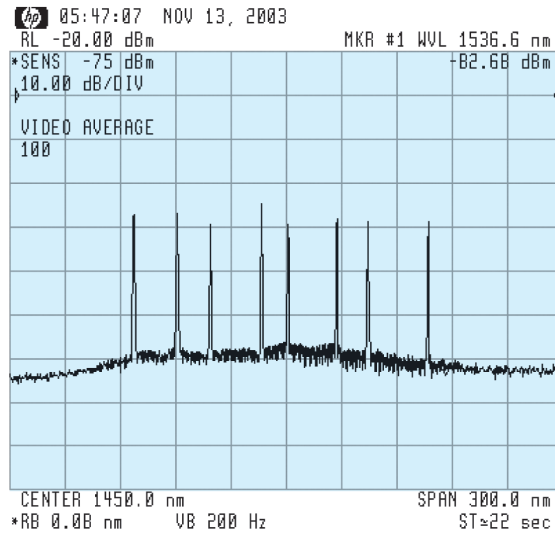


圖 21. 多波長雷射的輸出頻譜與所使用衰減器的衰減率，各個模態的波長（從左至右）1367.1 nm、1390.7 nm、1408.8 nm、1436.5 nm、1451.1 nm、1477.4 nm、1494.3 nm 以及 1526.9 nm。⁽¹⁶⁾

參考文獻

- H. J. R. Dutton, *Understanding Optical Communications*, chap. 2, pp. 38-41, Prentice Hall, NJ (1998).
- G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, Van Nostrand Reinhold, New York (1986).
- B.-L. Lee and C.-F. Lin, *Photonics Technology Letters*, **10** (3), 322 (1998).
- H. Tabuchi and H. Ishikawa, *Electron. Lett.*, **26**, 742 (1990).
- M. Bagley, R. Wyatt, D. J. Elton, H. J. Wickes, P. C. Spurdens, C. P. Seltzer, D. M. Cooper, and W. J. Devlin, *Electron. Lett.*, **26**, 267 (1990).
- 吳秉勳, 超寬頻高功率二極體, 國立台灣大學光電所碩士論文 (2000).
- C. Y. Tsai, C. Y. Tsai, Y. H. Lo, R. M. Spencer, and L. F. Eastman, *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics*, **1**, 316 (1995).
- D. A. Neamen, *Semiconductor Physics and Devices*, 2nd ed., chap. 5, pp. 167-201 (1997).
- N. Tessler and G. Eisenstein, *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1586 (1993).
- J. E. Bowers, *Solid State Electron.*, **30**, 1 (1987).
- C. F. Lin and B. L. Lee, *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 1598 (1997).
- H. Hillmer and S. Marcinkevicius, *Appl. Phys. B*, **66**, 1 (1998).
- J. Piprek, P. Abraham, and J. E. Bowers, *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 489 (1999).
- T. C. Newell, M. W. Wright, H. Hou, and L. F. Lester, *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electron.*, **5**, 620 (1999).
- 蘇益信, 寬頻半導體光放大器與可調雷射, 國立台灣大學光電所碩士論文 (2002).
- 黃啟嘉, 光通訊波段之寬頻可調半導體雷射, 國立台灣大學光電所碩士論文 (2004).

- 蘇益信先生為國立台灣大學光電所碩士，現就讀於國立台灣大學光電所博士班。
- 黃啟嘉先生為國立台灣大學光電所碩士，現任職於晶豪科技股份有限公司。
- 林清富先生為美國康乃爾大學電機工程博士，現任國立台灣大學電機系教授。
- Yi-Shin Su received his M.S in electro-optical engineering from National Taiwan University. He is currently a Ph.D. student in the Institute of Electro-Optical Engineering at National Taiwan University.
- Chi-Chia Huang received his M.S. in electro-optical engineering from National Taiwan University. He is currently in Elite Semiconductor Memory Technology Inc.
- Ching-Fuh Lin received his Ph.D. in electrical engineering from Cornell University, USA. He is currently a professor in the Department of Electrical Engineering at National Taiwan University.