

國立交通大學
電子工程學系電子研究所

碩士論文

以阻抗特性量測來分析半導體發光元件之
微分載子生命期

Analysis of differential carrier lifetime in semiconductor
light emitting devices by impedance measurement

研究生：馬江智

指導教授：林國瑞

中華民國一〇一年六月

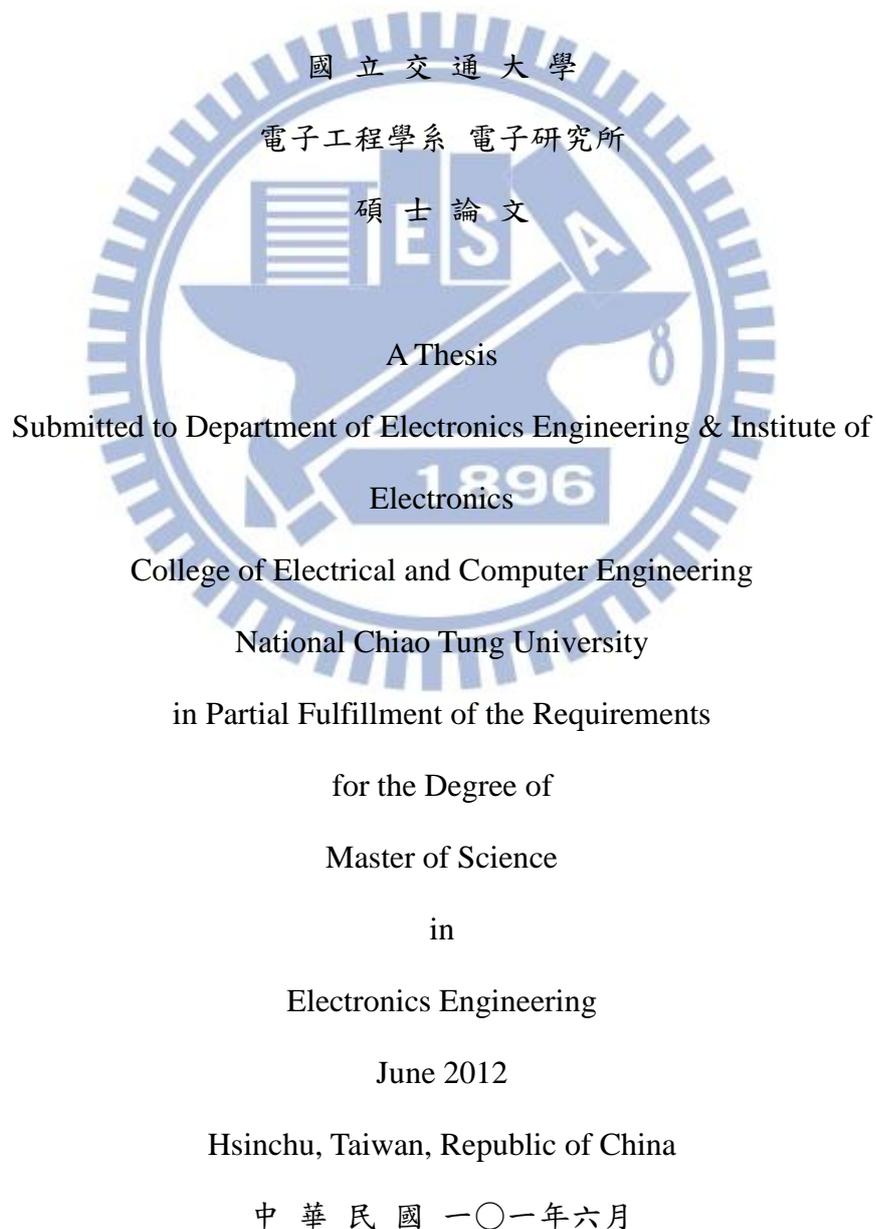
以阻抗特性量測來分析半導體發光元件之微分載子生命期
Analysis of differential carrier lifetime in semiconductor light
emitting devices by impedance measurement

學生：馬江智

Student : Jiang-Jhih, Ma

指導教授：林國瑞 博士

Advisor : Dr. Gray, Lin



以阻抗特性量測來分析半導體發光元件之微分載子生命期

學生：馬江智

指導教授：林國瑞 博士

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班



摘要

本論文致力於建立一阻抗分析技術，藉此得知發光元件的微分載子生命期，進而推得主動層中的 Shockley-Read-Hall (SRH) 復合係數、輻射復合係數以及歐傑復合係數。我們研究三種不同波段的雷射二極體，分別為：成長在磷化銦 (InP) 基板上，發光波長為 $1.5 \mu\text{m}$ 的量子井雷射；成長在砷化鎵 (GaAs) 基板上，發光波長為 $1.3 \mu\text{m}$ 的啣啣式堆疊量子點雷射；以及成長在藍寶石 (sapphire) 基板上，發光波長為 430 nm 的量子井雷射。我們先量測這三種樣品在不同偏壓電流下的元件阻抗，頻率範圍介於 $1 \text{ MHz} \sim 500 \text{ MHz}$ ，接著以適當的電路模型，經擬合分析後萃取出樣品主動層各種復合係數，實驗結果與文獻上的數值都相當接近。本研究建立了可靠的阻抗分析技術，未來將可應用在新材料或新型結構的發光元件。

Analysis of differential carrier lifetime in semiconductor light emitting devices by impedance measurement

Student : Jiang-Jhih, Ma

Advisor : Dr. Gray, Lin

Department of Electronic Engineering & Institute of Electronic Engineering
National Chiao Tung University

Abstract

This thesis describes a method for analyzing light-emitting device by measuring its impedance, where the differential carrier lifetime is extracted within, and the recombination coefficients for Shockley-Read-Hall, Radiative as well as Auger recombination are therefore derived. In this study, semiconductor lasers of three different wavelength bands are investigated: one is 1.5 μm range quantum well lasers grown on InP substrate, another is 1.3 μm range chirped multilayer quantum dot lasers grown on GaAs substrate, the other is 430 nm quantum well lasers grown on sapphire substrate. At first, the device impedance is measured under different bias current below threshold for frequency range between 1 MHz to 500 MHz. Then, the differential carrier lifetime are extracted by fitting the impedance spectra with relevance electric circuit model. Finally, three recombination coefficients for device active region are derived through the analysis. The derived recombination coefficients are close to the published results. As a result, a reliable method for analyzing the impedance spectra of light-emitting devices is established, and it can be applied to new materials and new structure devices.

致謝

這篇論文得以完成，首先要感謝我的指導老師－林國瑞老師，讓我能在這資源豐富、充滿研究氣氛的 group 裡學習，並且在每次實驗遇到瓶頸時，都能有如黑夜中的明燈，指引我方向。也要感謝林聖迪老師，老師的研究精神，深深的感染著我們，使我們對研究能具有積極的態度以及求知的慾望。這裡要特別感謝巫俠學長，要不是學長找到鼎勳實驗室的阻抗分析儀，並且教我如何使用，可能我的實驗還無法順利完成。柏存學長與小豪學長，感謝你們將自己嘔心瀝血的實驗樣品奉獻出來，雖然最後沒有成功使用，但是你們這種大無畏的精神，讓我深深的感動。感謝旭傑學長對雷射實驗桌的整理與規劃，讓我們在做實驗時，省下不少前置作業的時間。還要感謝同屆的戰友：食尚玩家宏任與政儒，有你們在，讓我總能在實驗低潮時，藉著品嚐美食來舒緩情緒；電腦大師竑霖，靠你的專業知識，我才能組出一台適合實驗室環境的電腦；還有教我打線的尼克、共同奮戰的倍瑩、常常提供實驗建議的小金、吃飯夥伴的固定班底鄭濬與國偉、在水中有如魚兒般，當我落水時拯救我的銘修以及實驗室的所有學長學弟們，非常感謝你們，能和你們一起作研究，真的非常幸運。

另外，我還要特別感謝跟我一起上健身房的班長、喜歡喝酒聊八卦的建宇、有事沒事請我吃飯的富翔，以及出遊的玩伴阿鼻、雅玲和依婷，謝謝你們，讓我原本單調的研究生生活，變得多彩多姿。最後，我要感謝我的家人，謝謝你們無條件的支持我，讓我能夠專心在研究上。於此，將完成這篇論文的喜悅，獻給一路上陪伴我、支持我的親朋好友們。

目錄

第一章 簡介	1
第二章 基礎原理	3
2.1 理想半導體雷射直流特性	3
2.2 主動層載子損耗機制	6
2.2.1 Shockley–Read–Hall 復合	7
2.2.2 輻射復合	7
2.2.3 歐傑復合	8
2.2.4 漏電流	9
2.3 速率方程式	10
2.4 雷射在低於閾值電流下的小訊號模型	11
第三章 實驗設計	15
3.1 量測系統	15
3.1.1 <i>LIV</i> 量測系統	15
3.1.2 雷射頻譜量測系統	16
3.1.3 阻抗分析量測系統	16
3.2 實驗樣品	20
3.2.1 樣品 QWLD1490	20
3.2.2 樣品 QDLD936	22
3.2.3 樣品 BlueQWLD	25
第四章 實驗結果與討論	27
4.1 樣品 QWLD1490 阻抗分析	27

4.2 樣品 QDLD936 阻抗分析.....	37
4.3 樣品 BlueQWLD 阻抗分析.....	47
第五章 結論與展望.....	56
參考文獻.....	58



表目錄

表 4.1 QWLD1490 在低載子密度下的最大載子密度 $n = 1.13 \times 10^{16} (cm^{-3})$ 與其相對應的復合速率值.....	36
表 4.2 文獻上波長在 1.5 μm 附近的雷射或發光二極體的復合係數.....	37
表 4.3 QDLD936 在低載子密度下的最大載子密度 $n = 4.68 \times 10^{16} (cm^{-3})$ 與其相對應的復合速率值.....	46
表 4.4 文獻上波長在 1.3 μm 附近的雷射或發光二極體的復合係數.....	47
表 4.5 QDLD936 在不同體積下的復合係數.....	47
表 4.6 BlueQWLD 在低載子密度下的最大載子密度 $n = 1.26 \times 10^{16} (cm^{-3})$ 與其相對應的復合速率值 ($V_a = 1 \times 10^{-10} cm^{-3}$, $r = 0.1$)	54
表 4.7 BlueQWLD 在低載子密度下的最大載子密度 $n = 1.14 \times 10^{17} (cm^{-3})$ 與其相對應的復合速率值 ($V_a = 1 \times 10^{-10} cm^{-3}$, $r = 0.9$)	54
表 4.8 文獻上藍紫光雷射(325~450nm)或發光二極體的復合係數.....	55
表 5.1 QWLD1490、QDLD936 以及 BlueQWLD 的復合速率參數.....	56

圖目錄

圖2.1 半導體雷射的電路等效模型.....	4
圖2.2 雷射之 $L-I-V$ 關係圖及 dV/dI 對 I 的關係作圖.....	5
圖2.3 雷射之 IdV/dI 對 I 的關係作圖.....	5
圖2.4 載子在主動層的損耗.....	6
圖2.5 歐傑效應復合過程.....	8
圖2.6 雙異質結構中的載子能量分佈示意圖.....	9
圖2.7 雷射主動層中的等效電路圖.....	13
圖2.8 封裝雷射的等效阻抗圖.....	13

圖2.9 典型的雷射阻抗圖	14
圖3.1 LIV 量測系統示意圖	15
圖3.2 雷射頻譜量測系統示意圖	16
圖3.3 (a)阻抗分析系統示意圖 (b) Agilent 4291B 量測原理概念圖	17
圖3.4 實驗環境圖	17
圖3.5 SMD 被動元件樣品圖	18
圖3.6 SMD_10ohm 阻抗分析圖	18
圖3.7 SMD_15nH 阻抗分析圖	19
圖3.8 阻抗分析圖	19
圖3.9 QWLD1490、QDLD936、BlueQWLD 實驗樣品圖	20
圖3.10 QWLD1490 操作在 8 mA 時的頻譜圖	21
圖3.11 QWLD1490 的 LIV 圖與 dV/dI 圖	21
圖3.12 QWLD1490 的 IdV/dI 圖	22
圖3.13 QDLD936 啁啾式堆疊量子點磊晶結構圖	23
圖3.14 QDLD936 操作在 50mA 時的頻譜圖	24
圖3.15 QDLD936 的 LIV 和 dV/dI 圖	24
圖3.16 QDLD936 的 IdV/dI 圖	25
圖3.17 BlueQWLD 的 LIV 和 dV/dI 圖	26
圖3.18 BlueQWLD 的 IdV/dI 圖	26
圖4.1 QWLD1490 阻抗圖	29
圖4.2 QWLD1490 分別在 0.5mA、0.9mA、1.7mA 以及 2.9mA 電流下的 $Re\{Z\}$ 和 $Im\{Z\}$ 的實驗點與擬合曲線	30
圖4.2 (續)QWLD1490 在 4.5mA 電流下的 $Re\{Z\}$ 和 $Im\{Z\}$ 的實驗點與擬合曲線	31
圖4.3 QWLD1490 操作在 6.1mA 下的 $Re\{Z\}$	31
圖4.4 QWLD1490 參數 R_s 與 L 隨電流的變化	31
圖4.5 QWLD1490 分別從阻抗實部與虛部萃取出來的參數 R_d 隨電流的變化	32

圖4.6	QWLD1490 分別從阻抗實部與虛部萃取出來的參數 t_d 隨電流的變化	32
圖4.7	QWLD1490 的 B1500A 量測 dV/dI 與 HP4192B 量測擬合 R_s+R_d 比較圖	33
圖4.8	量子井的載子捕捉與逃離效應	33
圖4.9	QWLD1490 平均微分載子生命期隨電流變化圖	35
圖4.10	QWLD1490 $n-I$ 圖	36
圖4.11	QDLD936 阻抗圖	38
圖4.12	QDLD936 分別在 0.5mA、1.3mA、2.9mA 以及 6.1mA 電流下的 $Re\{Z\}$ 和 $Im\{Z\}$ 的實驗點與擬合曲線	39
圖4.12 (續)	QDLD936 分別在 12.5mA 和 15.7mA 電流下的 $Re\{Z\}$ 和 $Im\{Z\}$ 的實驗點與擬合曲線	40
圖4.13	QDLD936 參數 R_s 與 L 隨電流的變化	40
圖4.14	QDLD936 分別從阻抗實部與虛部萃取出來的參數 R_d 隨電流的變化	41
圖4.15	QDLD936 分別從阻抗實部與虛部萃取出來的參數 t_d 隨電流的變化	41
圖4.16	QDLD936 的 B1500A 量測 dV/dI 與 HP4192B 量測擬合 R_s+R_d 比較圖	42
圖4.17	QDLD936 平均微分載子生命期隨電流變化圖	43
圖4.18	QDLD936 $n-I$ 圖	43
圖4.19	QDLD936 $n-I$ 圖(含漏電流項)	44
圖4.20	量子點的捕捉逃離效應	45
圖4.21	BlueQWLD 阻抗圖	47
圖4.22	BlueQWLD 分別在 0.5mA、1.3mA、2.9mA 以及 6.1mA 電流下的 $Re\{Z\}$ 和 $Im\{Z\}$ 的實驗點與擬合曲線	48
圖4.22 (續)	BlueQWLD 分別在 12.5mA、25.3mA 以及 50.9mA 電流下的 $Re\{Z\}$ 和 $Im\{Z\}$ 的實驗點與擬合曲線	49
圖4.23	BlueQWLD 參數 R_s 與 L 隨電流的變化	50
圖4.24	BlueQWLD 分別從阻抗實部與虛部萃取出來的參數 R_d 隨電流的變化	50
圖4.25	BlueQWLD 分別從阻抗實部與虛部萃取出來的參數 t_d 隨電流的變化	51

圖4.26 BlueQWLD 的 B1500A 量測 dV/dI 與 HP4192B 量測擬合 R_s+R_d 比較圖……51

圖4.27 BlueQWLD 的平均微分載子生命期隨電流變化圖……52

圖4.28 BlueQWLD $_n-I$ 圖 ($r=0.1$)……53

圖4.29 BlueQWLD $_n-I$ 圖 ($r=0.9$)……53

圖5.1 藍光 LED 的 $Re\{Z\}$ 圖……57



第一章 簡介

對於一個新開發的半導體發光元件，最常面臨到的問題就是：元件發光的特性不如預期。造成這個問題的因素有很多，而從磊晶(epitaxy)的角度來看，可以將此問題歸因於長晶品質不好、嚴重的歐傑效應或是漏電流…等等，所以我們要是能夠確切知道問題在哪，就能知道未來磊晶改良的方向。

微分載子生命期(differential carrier lifetime)對發光元件來說是很重要的一項參數，我們可以藉由它推得主動層之載子與電流的關係，進而就可得知有多少電流消耗在 SRH 復合、輻射復合與歐傑復合[1]。

光頻率響應分析[2, 3]與阻抗分析[4, 5]則是近年來常被用來萃取微分載子生命期的主要方式。光頻率響應分析必須要收到元件在低電流底下的自發性輻射光，並且要有相對應的波長以及快速的光偵測器，受到的限制較大，實驗也較為困難；而阻抗分析則是單純的電性量測，也就避免了上述的收光方面的困難，對於分析光性不好的新開發半導體發光元件來說，將是一大優勢，但缺點是可能會受到寄生效應(parasitic effect)的影響，導致處理分析上的困難。

本論文是採用阻抗分析去萃取微分載子生命期，實驗樣品分別為三個波段的雷射二極體：1.5 μm -QWLD1490、1.3 μm -QDLD936 以及 430nm-BlueQWLD；其中 QWLD1490 為廠商使用金屬有機物化學氣相沉積(Metal Organic Chemical Vapor Deposition, MOCVD)技術，在磷化銦(InP)基板上成長，主動層為量子井(Quantum Well, QW)結構的近紅外線雷射；而 QDLD936 為利用分子束磊晶(Molecular Beam Epitaxy, MBE)技術，在砷化鎵(GaAs)基板上成長，然後以自組式成長(self-assembled growth)的砷化銦(InAs)量子點(Quantum Dot, QD)作為主動區，並利用改變 InGaAs QW 覆蓋層(capping layer)的厚度來形成啣啣式堆疊量子點雷射(Chirped-Multilayer Quantum Dot Laser)；BlueQWLD 則為工研院使用 MOCVD 技術，在藍寶石(sapphire)基板上使用磊晶側向成長(Epitaxial Lateral

Overgrowth, ELOG), 主動層為氮化銦鎵(InGaN)的量子井藍光雷射。

第二章為阻抗分析的原理基礎，將會從主動層中的載子速率方程式(carrier rate equation)出發，建立起阻抗分析模型，並且說明阻抗模型、微分載子生命期與復合係數間的關係。第三章為實驗設計，將會介紹我們的實驗環境以及 QWLD1490、QDLD936、BlueQWLD 三種實驗樣品的初步分析。第四章為實驗結果與討論，上列三種樣品經過阻抗分析後的結果將在本章討論。第五章為結論與展望。



第二章 基礎原理

本論文是採用阻抗量測去分析光電元件內部主動層的復合情形，所以會先對理想半導體雷射的直流電性做簡單的介紹，接下來討論主動層中的復合機制，最後從速率方程式推得雷射小訊號阻抗模型與主動層復合機制的關係，並且與直流電性做個比較。

2.1 理想半導體雷射直流電性

當施加順向偏壓 V 給理想 pn 接面二極體時，其電壓電流的關係如下式：

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{mkT}\right) - 1 \right] \quad (2-1)$$

其中 m 為理想因子(ideal factor)， e 為基本電荷， k 為波茲曼常數， T 為溫度， I_0 為逆向飽和電流。實際上，當我們在操作半導體雷射二極體時，所施加的順向偏壓 V 並不會全部跨在 pn 接面上，一部分的電壓會消耗在披覆層電阻和金屬-半導體間的接觸電阻，所以實際上跨在 pn 接面上的電壓為 V_j ，而(2-1)式將修正成：

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV_j}{mkT}\right) - 1 \right] \quad (2-2)$$

$$V_j = V - IR_s \quad (2-3)$$

其中 R_s 為披覆層電阻和金屬-半導體間的接觸電阻等效的串聯電阻如圖 2.1 所示。

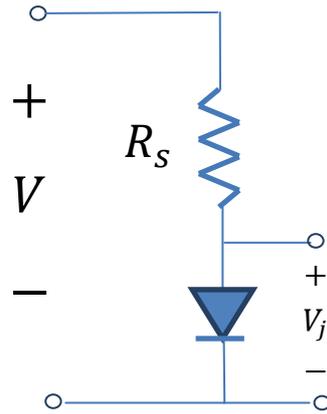


圖 2.1 半導體雷射的電路等效模型。

結合(2-2)式和(2-3)式微分，我們可以得到：

$$\frac{dV}{dI} = R_s + \frac{dV_j}{dI} = R_s + R_d \approx R_s + \frac{mV_T}{I} \quad (2-4)$$

$$I \frac{dV}{dI} = IR_s + mV_T \quad (2-5)$$

其中 R_d 為微分電阻(differential resistance)。理想的半導體雷射二極體操作在閾值條件(threshold condition)以上時，由於增益係數將維持定值，此時多注入的載子都將貢獻到受激放射上，所以電子的準費米能階 E_{fn} 與電洞的準費米能階 E_{fp} 將會被固定住，而 $V_j = E_{fn} - E_{fp} / e$ 也將維持定值[6]，(2-4)與(2-5)式在閾值條件以上時會變成：

$$\frac{dV}{dI} = R_s \quad (2-6)$$

$$I \frac{dV}{dI} = IR_s \quad (2-7)$$

圖 2.2 為典型雷射之光功率-電流-電壓 ($L-I-V$) 關係圖以及 dV/dI 對 I 的關係作圖，圖 2.3 為典型雷射之 $I dV/dI$ 對 I 的關係作圖，從圖上可以明顯看到在當雷射

的供給電流達到閾值時(在這邊為 6mA)， dV/dI 與 IdV/dI 將會出現明顯的轉折。

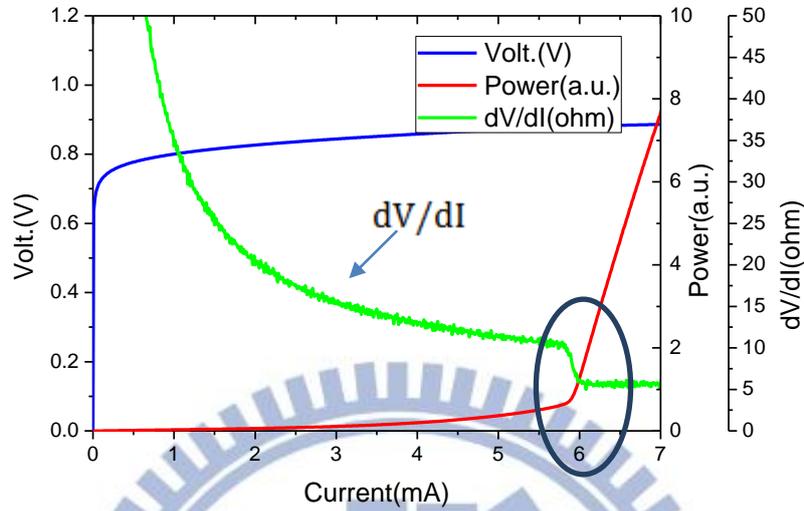


圖 2.2 雷射之 L - I - V 關係圖及 dV/dI 對 I 的關係作圖。

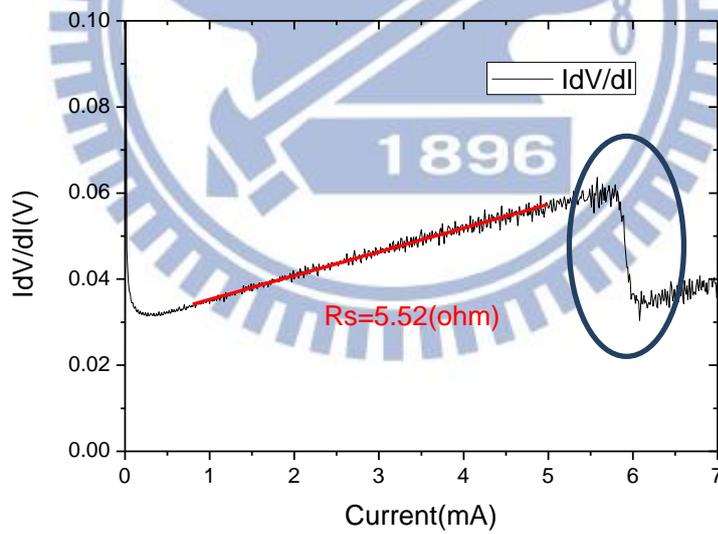


圖 2.3 雷射之 IdV/dI 對 I 的關係作圖。

2.2 主動層載子損耗機制

當載子注入到主動層時，主動層的載子將會傾向復合或溢流出主動層，以恢復到平衡濃度，如圖 2.4 所示。載子復合(R)可簡單分為復合會放出光子的輻射復合(R_r)和不會放出光子的非輻射復合(R_{nr})，非輻射復合又可細分為 Shockley–Read–Hall 復合(R_{SRH})和歐傑復合(R_{Auger})，所以

$$R = R_{SRH} + R_r + R_{Auger} = \frac{n}{t_s} = \frac{n}{t_r} + \frac{n}{t_{nr}} \quad (2-8)$$

其中 t_s 為載子生命期， t_r 為輻射復合載子生命期， t_{nr} 為非輻射復合載子生命期。

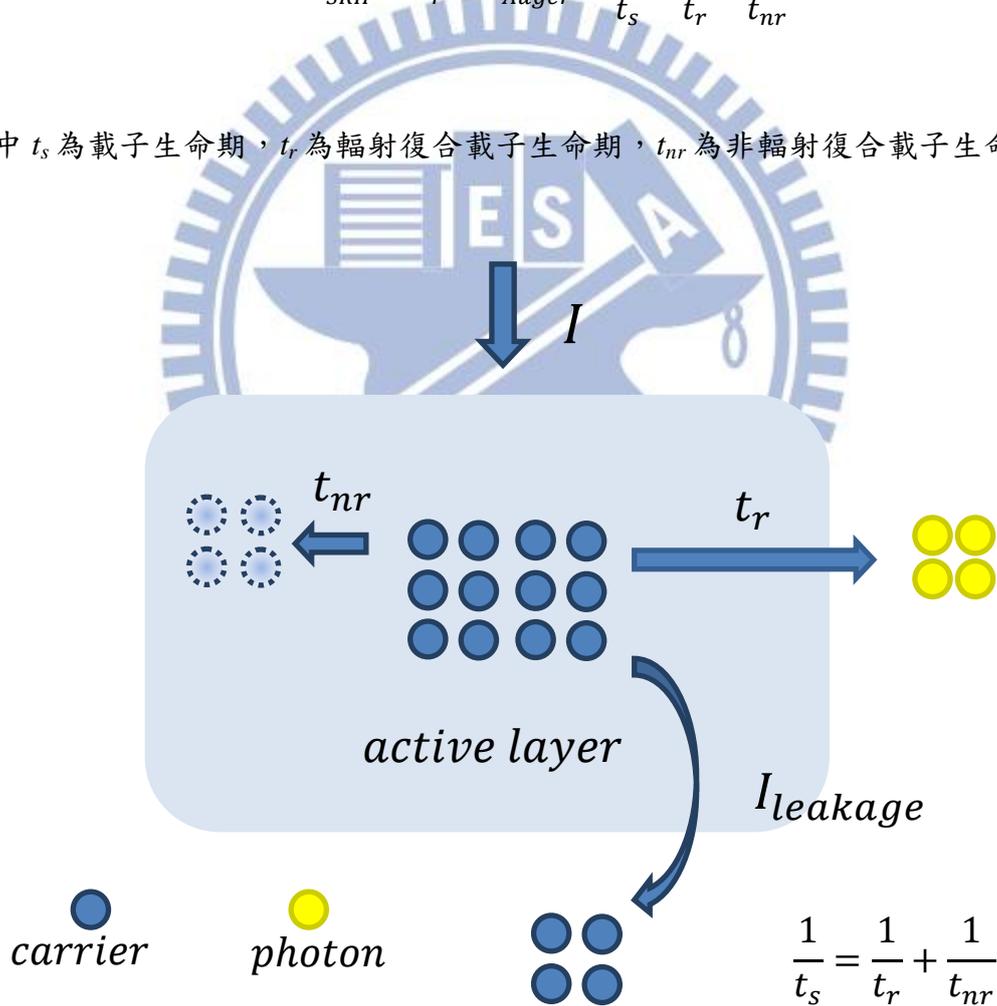


圖 2.4 載子在主動層的損耗。

2.2.1 Shockley–Read–Hall 復合[7]

此種復合包含缺陷復合和表面復合兩種機制。當半導體材料磊晶品質不好，或樣品受外力破壞，導致晶體內部產生缺陷，形成很多的能隙間態，當電子或電洞掉到這些態時，會以產生聲子的方式放出能量，並不會放出光子，此為缺陷復合。然而由於半導體表面晶格的不連續，在半導體表面會有許多的斷鍵產生表面態，當電子或電洞掉到這些態時，也只會以產生聲子的方式放出能量，並不會放出光子，此為表面復合。所以對我們的發光元件來說，要盡可能地避免SRH復合機制的發生。

τ_{SRH} 載子 SRH 復合生命期定義如下

$$\tau_{SRH} = \frac{1}{N_t v_t \sigma_t} \quad (2-9)$$

其中 N_t 為缺陷密度(cm^{-3})， v_t 為電子熱速率($\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$)， σ_t 為缺陷平均截面積(cm^2)。對於一個已經製作好的發光元件而言，在定溫下， τ_{SRH} 為常數，所以 R_{SRH} 正比於載子密度。

2.2.2 輻射復合[7]

此機制出現在直接能隙半導體材料。此復合包含帶間復合(band-to-band recombination)、帶-雜質能階復合(band-to-impurity level recombination)、施體受體對復合(donor-acceptor pair recombination)和激子躍遷，由於復合過程中需要電子和電洞參與，因此其復合速率與 np 成正比。復合後，會釋放出光子，故為輻射復合。

2.2.3 歐傑復合[7]

此種復合過程為三個粒子的交互作用，可大致分為 CHCC、CHHL、CHHS 這三種復合。此處 C 指的是導電帶，H 指的是重電洞帶，L 指的是輕電洞帶，S 指的是分離能帶。當一個導電帶(C)電子和一個價電帶(重電洞帶H)的電洞復合，復合後的能量並沒有放出光子，而是把此能量轉移給另外一個導電帶(C)的電子往上躍遷至更高的導電帶(C)，躍遷完後，這個電子會迅速地放出聲子，然後回到導電帶底部，此為 CHCC 復合。CHHL 和 CHHS 也是類似的復合過程，只是 CHCC 牽涉到兩個電子一個電洞，而 CHHL、CHHS 則是兩個電洞一個電子，如圖 2.5 所示。在 N 型半導體中，以 CHCC 復合為主，其復合速率正比於 $C_n p n^2$ ，而在 P 型半導體中，以 CHHL、CHHS 復合為主，其復合速率正比於 $C_p n p^2$ 。

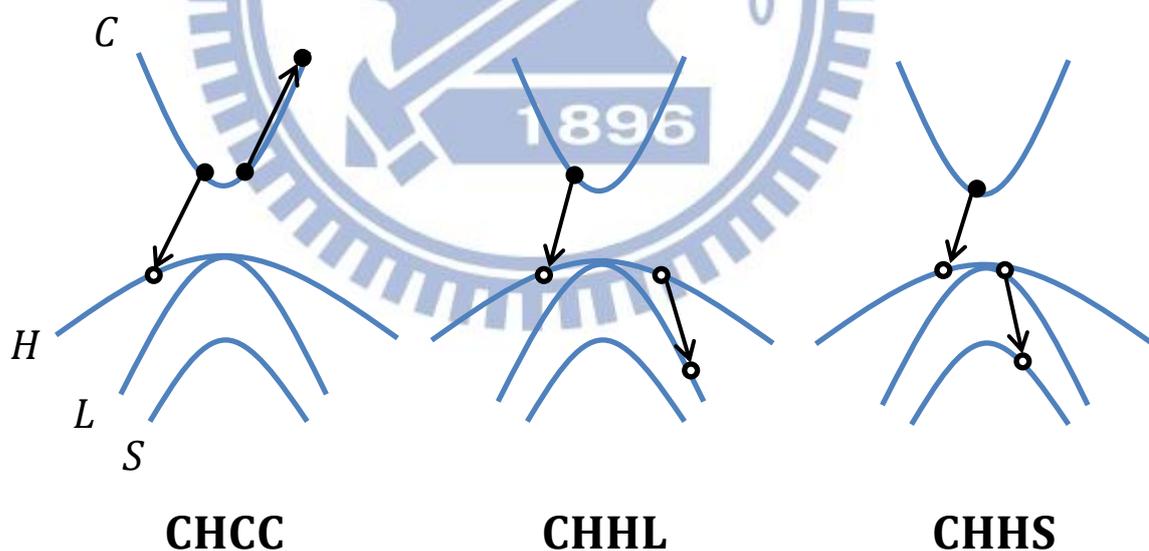


圖 2.5 歐傑效應復合過程。

被注入到主動層的電洞濃度與電子濃度會相同以維持電中性($n \approx p$)，所以復合速率可簡單的等效表示成：

$$R(n) = An + Bn^2 + Cn^3 = \frac{n}{t_s} \quad (2-10)$$

其中 A 為 SRH 復合等效係數(1/s)， B 為輻射復合等效係數(cm^3/s)， C 為歐傑復合等效係數(cm^6/s)。

2.2.4 漏電流

在理想的發光元件結構中，注入到主動層的載子會被侷限層所侷限住，以提高主動層中的載子密度，進而提高輻射復合效率，增加出光強度[8]，如圖 2.6 所示。然而不是所有的載子都會被侷限住，由於載子在主動層會呈 Fermi-Dirac 分佈，能量超過 ΔE_c 的載子將有機會越過能障而逃逸。我們將用等效的注入效率(r)來描述漏電流的影響。

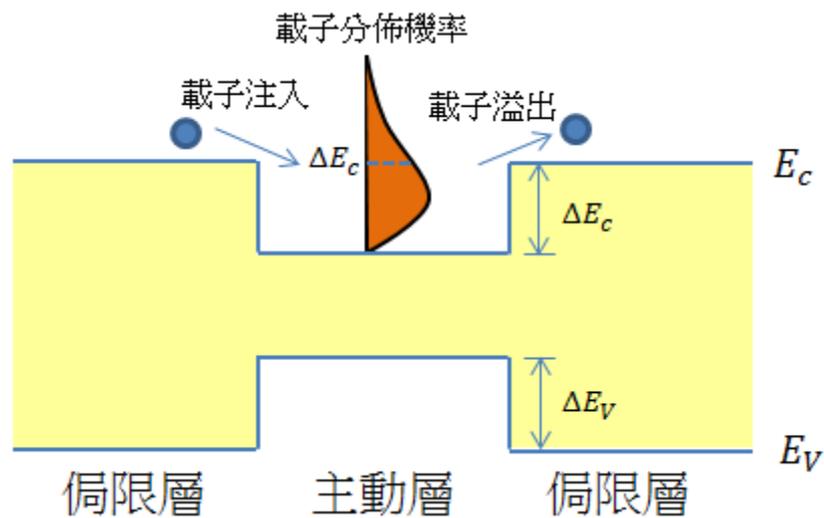


圖 2.6 雙異質結構中的載子能量分佈示意圖。

2.3 速率方程式

當我們將半導體雷射操作在閾值條件以下 (光子 ≈ 0)，主動層會被注入大量

的載子，這些載子經由復合或者越過披覆層的侷限而減少，我們可以用速率方程式來描述主動層載子的動態行為：

$$\frac{dn}{dt} = \frac{rI}{eV_a} - R(n) \quad (2-11)$$

其中 n 為注入的載子密度(cm^{-3})， I 為電流(A)， e 為基本電荷， V_a 為主動層體積(cm^3)， $R(n)$ 為復合速率($\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$)， r 為注入效率，在此處我們假設電流均勻的流過主動層，並且忽略載子在量子井或量子點中的捕獲或逃離效應[10]。穩態的條件下($dn/dt=0$)，從(2-11)我們可得到：

$$I(n) = \frac{eV_a}{r} (An + Bn^2 + Cn^3) \quad (2-12)$$

$$= \frac{enV_a}{rt_s} \quad (2-13)$$

所以要是能夠得到 I 與 n 的關係，那我們就可去擬合得知 A 、 B 、 C 這三個參數的值，然後在從這些值的大小，去評估磊晶的改進方向。為了要得到 $I(n)$ ，我們引進微分載子生命期 t_d ，定義如下：

$$\frac{1}{t_d} \equiv \frac{dR}{dn} = A + 2Bn + 3Cn^2 \quad (2-14)$$

此時再對(2-12)微分，然後在移項積分得到下列式子：

$$\frac{dI}{dn} = \frac{eV_a}{rt_d} \quad (2-15)$$

$$n = \frac{r}{eV_a} \int_0^I t_d(I') dI' \quad (2-16)$$

所以我們要是能夠得到 t_d 與 I 的關係，則我們就可得到 $I(n)$ 。接下來我們將推導如何從元件的小訊號阻抗萃取出 $t_d(I)$ 。

2.4 雷射在低於閾值電流下的小訊號模型

當我們操作半導體雷射在固定的偏壓底下，同時再疊加一個弦波小訊號，則原先的速率方程式(2-11)將可修正成[4]:

$$\frac{d\delta n}{dt} = \frac{\delta I}{eV_a} - \frac{\delta n}{t_d} ; \frac{1}{t_d} = \frac{1}{t_s} - \frac{n}{t_s^2} \frac{dt_s}{dn} \quad (2-17)$$

$$\delta n = \tilde{n}(\omega) \exp(j\omega t) ; \delta I = \tilde{I}(\omega) \exp(j\omega t) \quad (2-18)$$

在這邊忽略注入效率($r=1$)的影響，結合(2-17)和(2-18)，我們可得：

$$\tilde{n}(\omega) = \frac{\tilde{I}(\omega) t_d}{eV_a (1 + j\omega t_d)} \quad (2-19)$$

又穩態時，主動層的載子密度與界面電壓 V_j 呈下列的關係：

$$n \propto \exp\left(\frac{eV_j}{mkT}\right) \quad (2-20)$$

我們對(2-20)式作載子密度微分可推得：

$$\tilde{n}(\omega) = \frac{en}{mkT} \tilde{V}_j(\omega) \quad (2-21)$$

此時將(2-19)式和(2-21)式結合可推得主動層的小訊號阻抗 $Z_i(\omega)$ 為：

$$Z_i(\omega) \equiv \frac{\tilde{V}_j(\omega)}{\tilde{I}(\omega)} = \frac{mkT}{ne^2V_a} \cdot \frac{t_d}{1 + j\omega t_d} \quad (2-22)$$

我們定義微分電阻 R_d ：

$$R_d \equiv \frac{mkT}{e \frac{neV_a}{t_d}} \quad (2-23)$$

則

$$Z_i(\omega) = \frac{R_d}{1 + j\omega t_d} \quad (2-24)$$

$$\frac{t_d}{R_d} = \frac{ne^2V}{mkT} = C_d \quad (2-25)$$

其中 C_d 為擴散電容。我們可以看見此處推導得到的 R_d 與2.1節直流特性(2-4)式得到的 R_d 略有所不同，但是在低注入的情況下 $t_d \approx t_s$ ， R_d 將回到理想 pn 二極體的微分電阻。所以雷射主動層的等效電路模型如圖2.7所示：

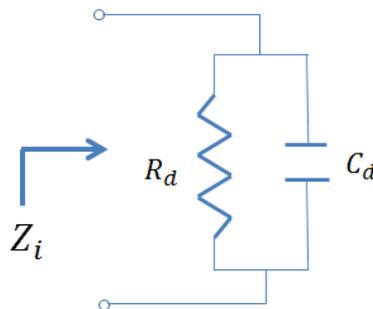


圖 2.7 雷射主動層中的等效電路圖。

若考慮披覆層電阻和金屬-半導體間的接觸電阻以及封裝後的打線電感，等效電路模型如下圖 2.8 所示：

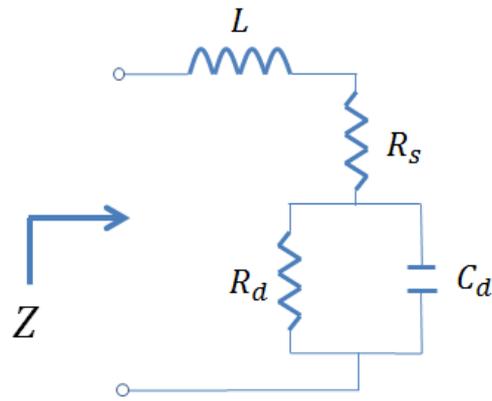


圖 2.8 封裝雷射的等效阻抗圖。

此時

$$Z(\omega) = \text{Re}\{Z\} + j\text{Im}\{Z\} \quad (2-26)$$

$$= R_s + \frac{R_d}{1 + (\omega t_d)^2} + j\omega \left[L - \frac{R_d t_d}{1 + (\omega t_d)^2} \right] \quad (2-27)$$

所以只要量測到元件在各個偏壓下的 $Z(\omega)$ ，我們就可以從中得到 $t_d(I)$ 。圖 2.9 為典型的雷射阻抗圖，在 ω 趨近於 0 時， $\text{Re}\{Z\}$ 趨近於 $R_s + R_d$ ， $\text{Im}\{Z\}$ 趨近於 0；在 ω 趨近於無窮大時， $\text{Re}\{Z\}$ 趨近於 R_s ， $\text{Im}\{Z\}$ 表現出電感的特性。

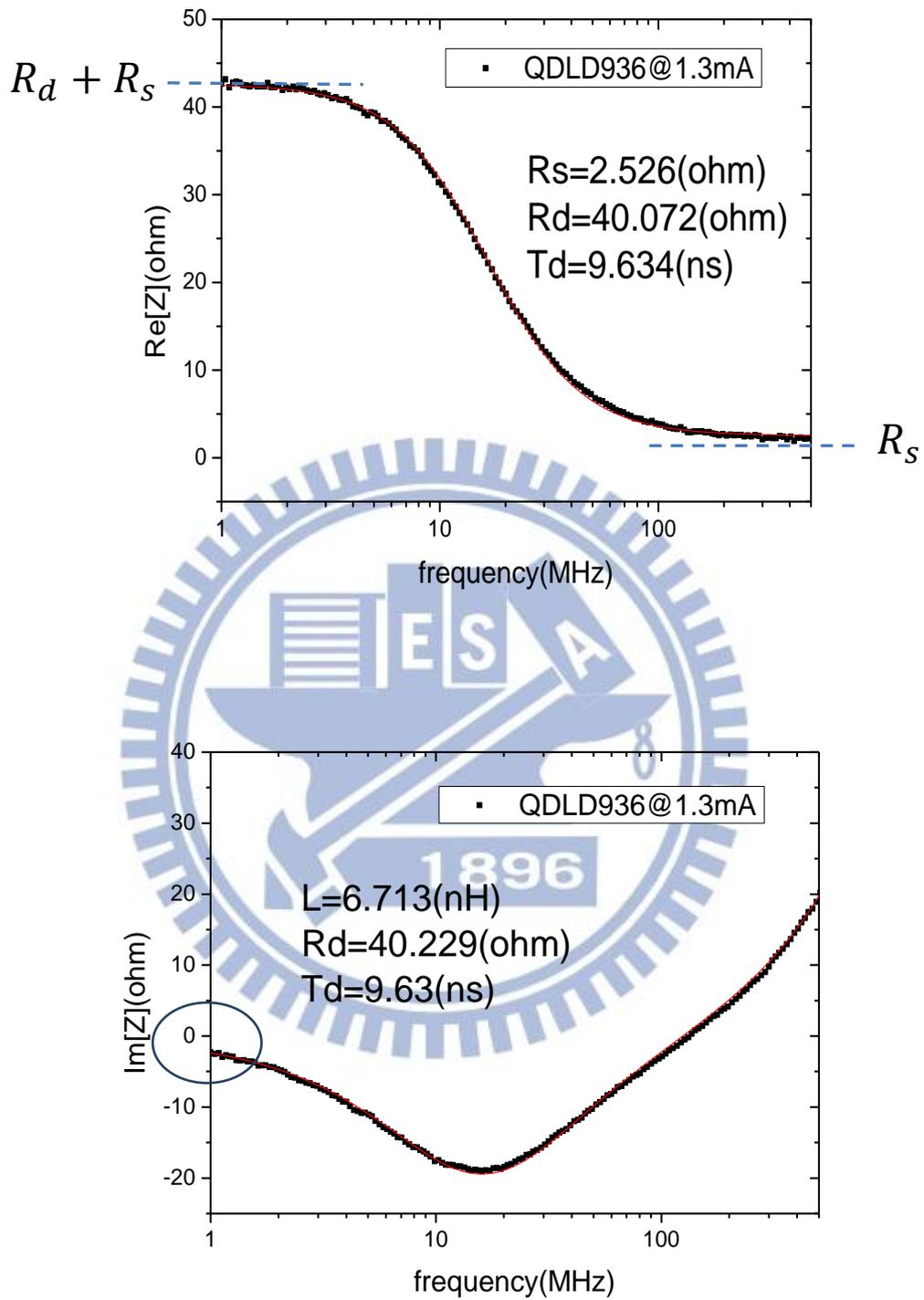


圖 2.9 典型的雷射阻抗圖。上圖為 $Re\{Z\}$ ，下圖為 $Im\{Z\}$ 。

第三章 實驗設計

本章節將介紹我們的量測系統以及實驗樣品。我們使用到的量測系統為 *LIV* 量測、雷射頻譜量測以及阻抗量測，而實驗樣品分別為 QWLD1490、QDLD936 和 BlueQWLD，下面將作較詳細的介紹。

3.1 量測系統

3.1.1 *LIV* 量測系統：

分別將已封裝的雷射與光偵測器經 BNC 線連接到 Agilent B1500A。當 B1500A 提供電流 I_{LD} 給封裝雷射時，光偵測器將會接收到封裝雷射產生的光信號，並將其轉成電信號 I_{ph} 輸回 B1500A，在經內部的電腦進行處理分析，而光偵測器分鍺光測器 ($\lambda=780\sim1800$ nm) 以及矽光測器 ($\lambda=400\sim1100$ nm)，視雷射波長而更換，如圖 3.1 所示。

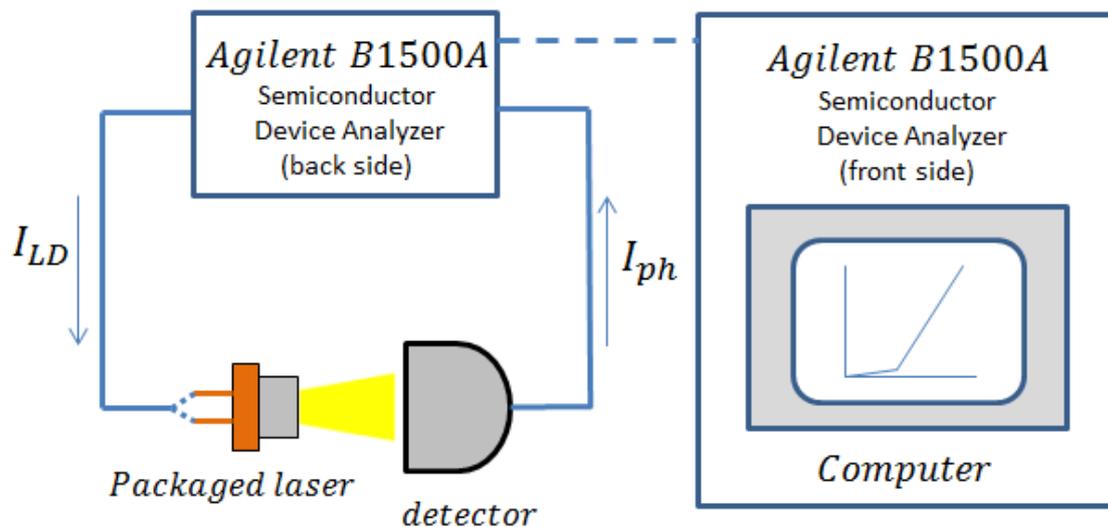


圖 3.1 *LIV* 量測系統示意圖。

3.1.2 雷射頻譜量測系統：

我們使用 KEITHLEY 224 Current Source 供應雷射電流，經準直透鏡 (Collimator Lens) 將雷射光聚成理想的平行光，再透過另一非球面準直透鏡將光收集起來，經光纖(Optical Fiber)傳到 ANDO AQ-6315E 光譜分析儀(Optical Spectrum Analyzer,OSA)，如圖 3.2 所示。

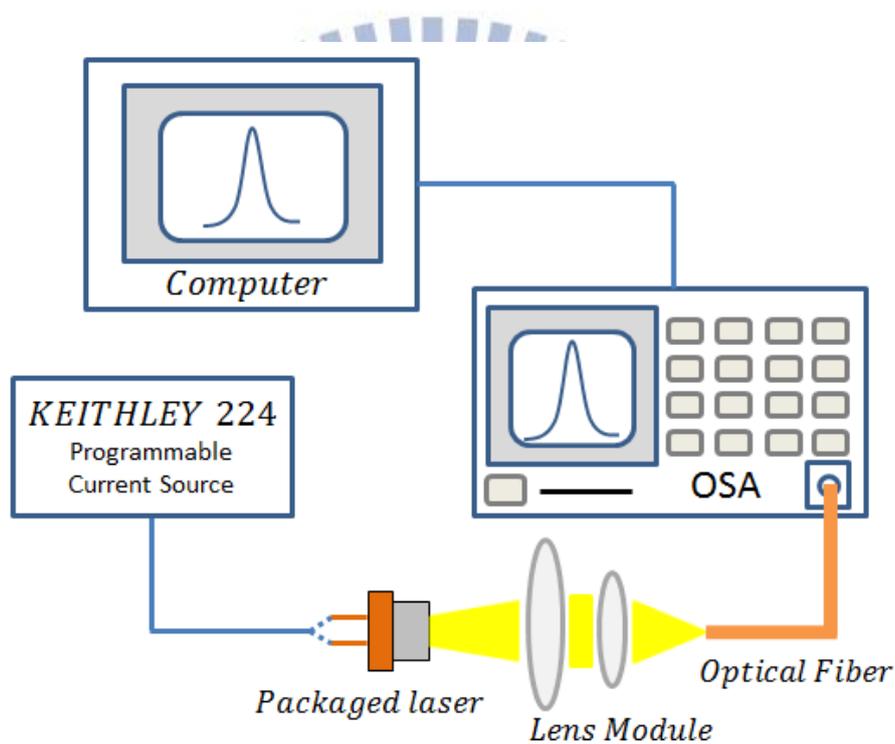


圖 3.2 雷射頻譜量測系統示意圖。

3.1.3 阻抗分析量測系統：

我們量測阻抗的儀器為 Agilent 4291B RF Impedance/Material Analyzer，此機台能操作頻寬在 1M~1.8GHz，但是我們必須將元件固定在 Agilent 16092A Test Fixture 上以連接至 Agilent 4291B 如圖 3.3(a)所示，然而此夾具限制頻寬在

1M~500MHz，所以我們儘可能的在此範圍下實驗。此儀器操作原理如圖 3.3(b) 所示，我們供給的激發源，會先經過量測電路後，才進入我們要量測的元件內，然後從量測電路內部的某兩個點的電壓值(V_1 、 V_2)以及校正擋去換算，推出實際元件的阻抗。圖 3.4 為實驗環境圖，封裝雷射被 Agilent 16092A Test Fixture 上的彈簧夾固定住。

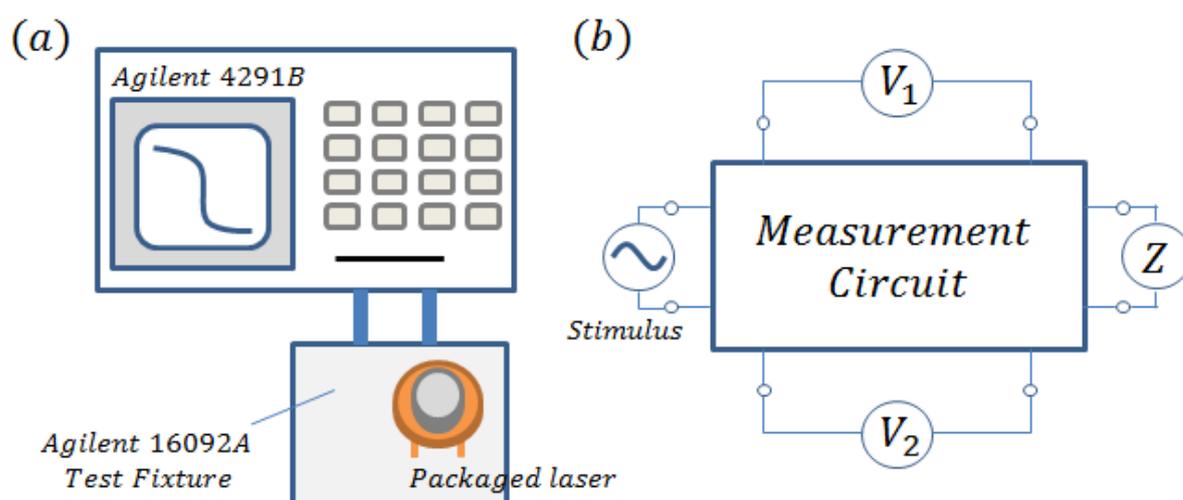


圖 3.3 (a) 阻抗分析系統示意圖。(b) Agilent 4291B 量測原理概念圖。

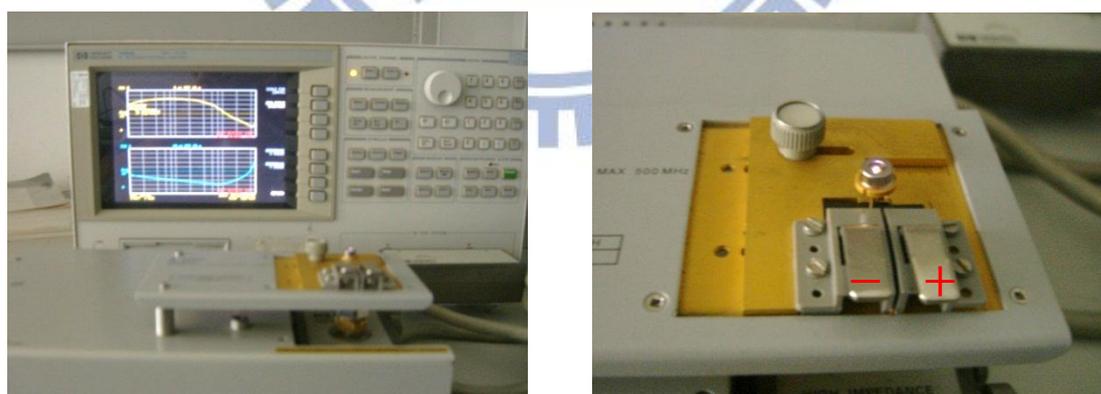


圖 3.4 實驗環境圖。左圖為 Agilent 4291B。右圖為 Agilent 16092A Test Fixture。

(+代表正極；-代表負極)

在這邊我們先確認量測的準確性。首先我們先量測簡單的 SMD (surface mount

device)元件(圖 3.5)：電阻(10ohm)、電感(15nH)、電容(100pF)。現實上不會有完美的被動元件存在，所以我們必須用相對應的等效模型去作擬合，如圖 3.6、圖 3.7、圖 3.8 所示。可以觀察到誤差都在 5% 內，所以我們的量測是相當準確的。

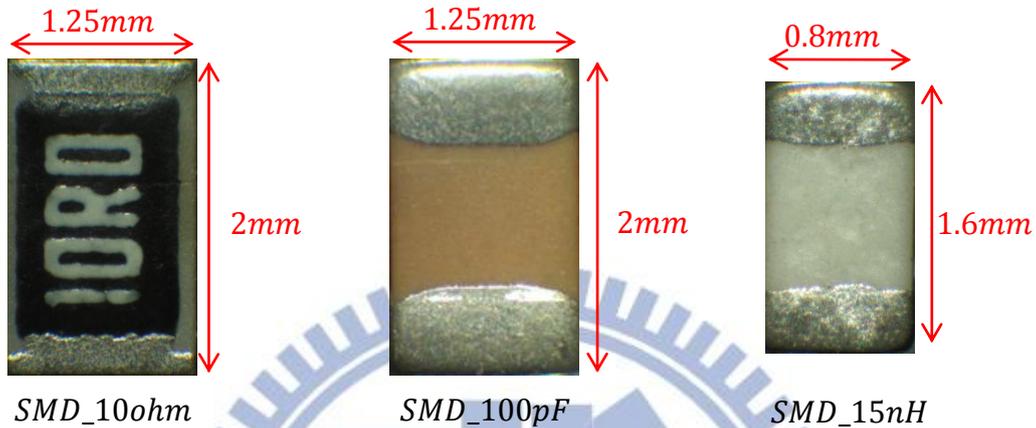


圖 3.5 SMD 被動元件樣品圖。

1. SMD 電阻_10ohm :

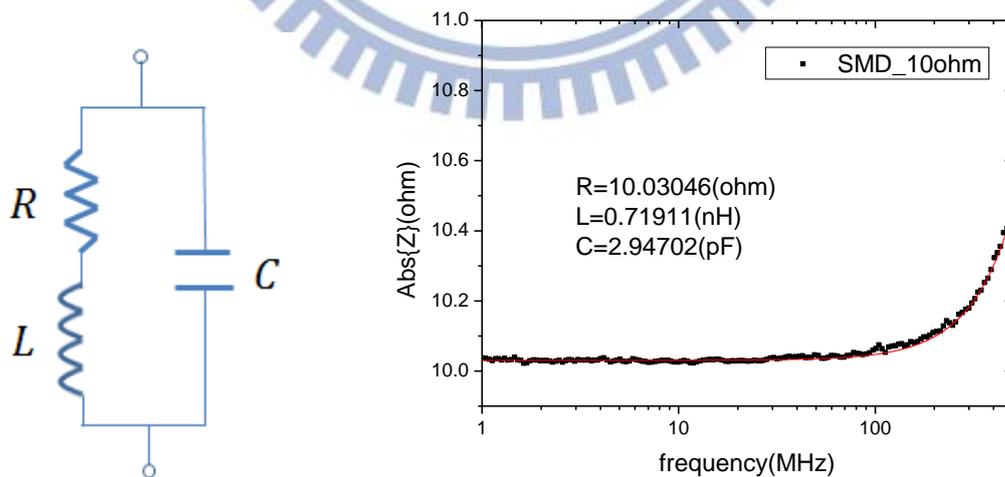


圖 3.6 SMD_10ohm 阻抗分析圖。左圖為電阻的等效模型。右圖實際量測與擬合結果。

2. SMD 電感_15nH :

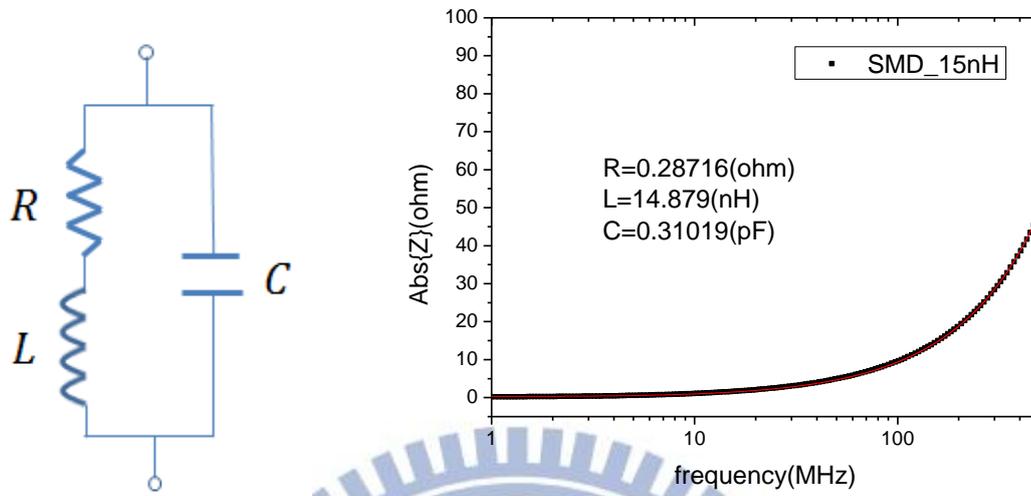


圖 3.7 SMD_15nH 阻抗分析圖。左圖為電感的等效模型。右圖實際量測與擬合結果。

3. SMD 電容_100pF :

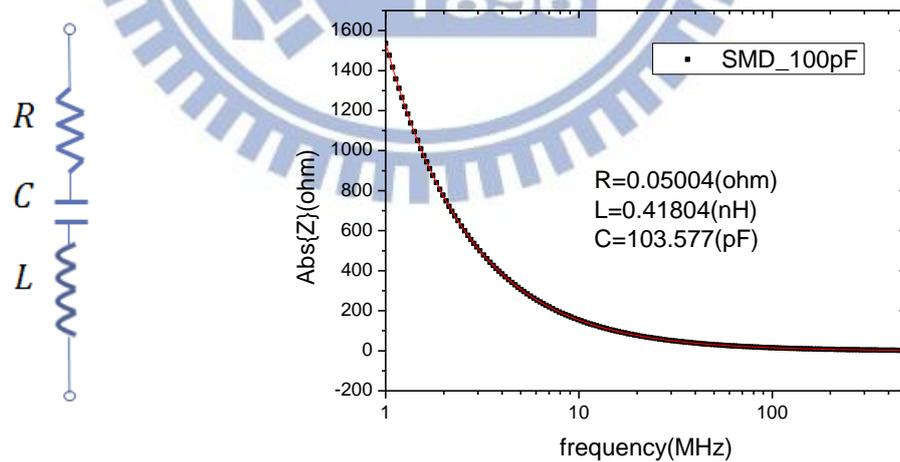


圖 3.8 SMD_100pF 阻抗分析圖。左圖為電容的等效模型。右圖實際量測與擬合結果。

3.2 實驗樣品



圖 3.9 QWLD1490、QDLD936、BlueQWLD 實驗樣品圖。

3.2.1 樣品 QWLD1490

此實驗樣品由廠商提供，以金屬有機物化學氣相沉積 (Metal Organic Chemical Vapor Deposition, MOCVD) 的方式，在磷化銦 (InP) 基板上成長的量子井結構雷射，發光波長為 1490nm，其脊狀波導寬度為 $2\mu\text{m}$ ，共振腔長為 $300\mu\text{m}$ ，主動層體積估計為 $3 \times 10^{-11} \text{cm}^3$ 。圖 3.10 為 QWLD1490 頻譜圖，圖 3.11 與圖 3.12 為 QWLD1490 的 $L-I-V$ 關係圖、 dV/dI 與 IdV/dI 對 I 的關係作圖，QWLD1490 的閾值電流大約在 5.9mA，光功率以及 dV/dI 在此時出現明顯的轉折。在閾值電流以上， dV/dI 穩定維持在 5.8 歐姆，而 IdV/dI 對 I 作圖，在 6mA 以內斜率約為 0.00552(V/mA) 左右，也就是 5.52 歐姆，所以初步推估元件的串聯電阻 R_s 應當在 5.5~5.8 歐姆。

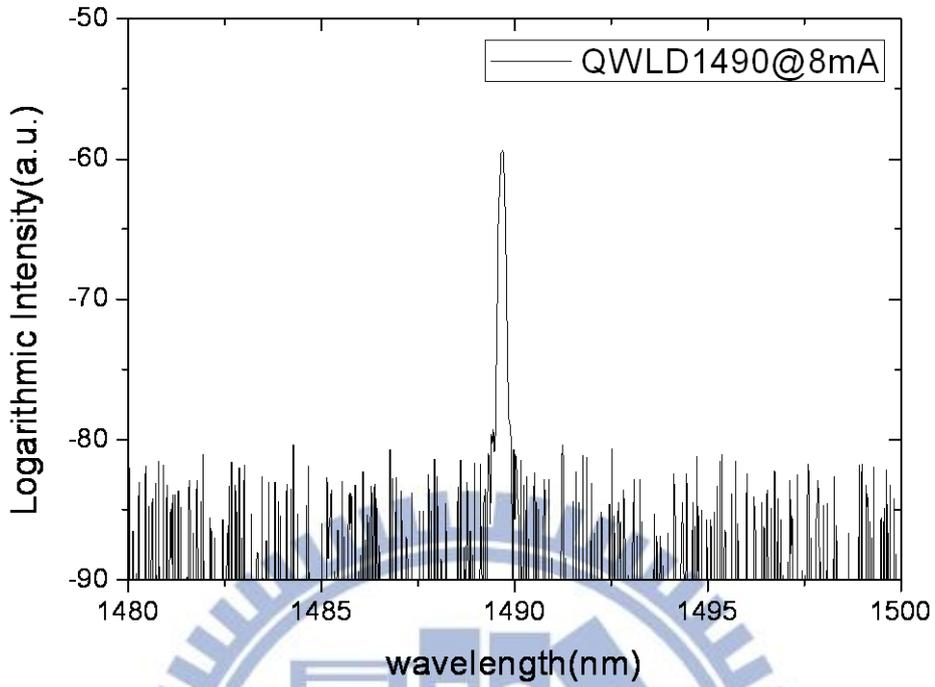


圖 3.10 QWLD1490 操作在 8mA 時的頻譜圖。

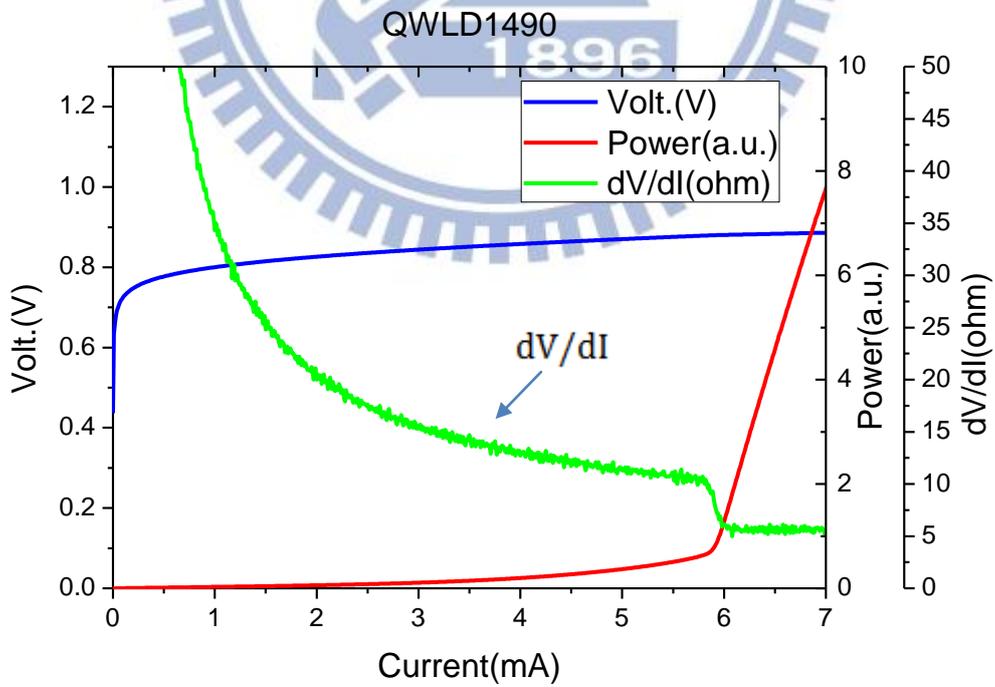


圖 3.11 QWLD1490 的 LIV 圖與 dV/dI 圖。

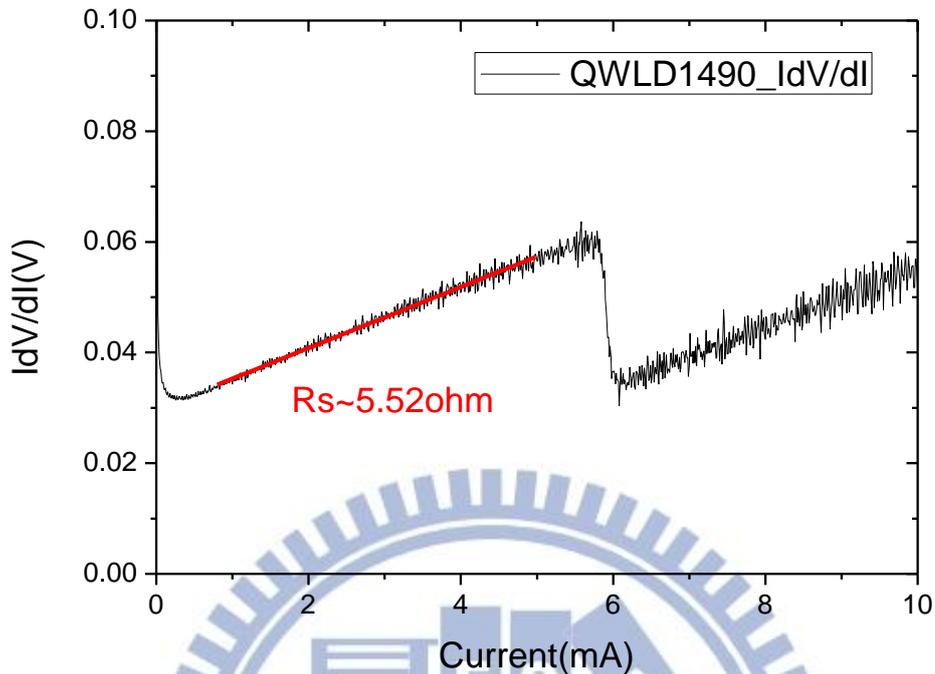


圖 3.12 QWLD1490 的 $I_{dV/dI}$ 圖。

3.2.2 樣品 QDLD936

此實驗樣品使用的晶片是利用分子束磊晶(Molecular Beam Epitaxy, MBE)成長在摻雜 Si 的 n^+ GaAs 基板上。以自聚式成長(self-assembled growth)的砷化銦(InAs)量子點作為主動區。其主動區的上下方，分別為厚度 $1.5\mu\text{m}$ 的 C 摻雜與 Si 摻雜的 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ ，作為 P 型與 N 型的披覆層(cladding layer)，接著再被 20nm 的漸變折射率(graded index, GRIN)所包覆，最後上下兩端為重摻雜的 $0.5\mu\text{m}$ 厚的 GaAs 當作導通層(contact layer)。主動區內利用改變 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ QW 覆蓋層(capping layer)的厚度來控制對應的發光波長，分別為 1.5nm 、 3nm 、 4nm ，對應到三種不同發光波段 QD_L 、 QD_M 、 QD_S 。為了要區隔不同層的量子點，每層間皆以 33nm 的未摻雜 GaAs 來隔開，而厚度的選擇是以能避免掉量子點磊晶時所產

生的內部應力(strain)為主。其主動區由十層量子點所組成，每層量子點皆以同樣磊晶條件生長，量子點大小約為 2.6 ML，堆疊數分別為 4 層、3 層、3 層，如圖 3.13 所示，更詳細的製程步驟可參考[11]。脊狀波導寬度為 $5\mu\text{m}$ ，共振腔長為 $3000\mu\text{m}$ ，主動層量子點的體積估計為 $1\times 10^{-10}\text{cm}^3$ 。圖 3.14 為 QDLD936 的頻譜，從圖 3.15 與圖 3.16 可以看到 QDLD936 閾值電流大約在 43mA。在閾值電流以上， dV/dI 穩定的維持在 1.7 歐姆左右，而 IdV/dI 對 I 作圖，在 43mA 以內斜率約在 0.001157(V/mA)左右，也就是 1.157 歐姆，所以初步推估元件的串聯電阻 R_s 應當在 1.2~1.7 歐姆。

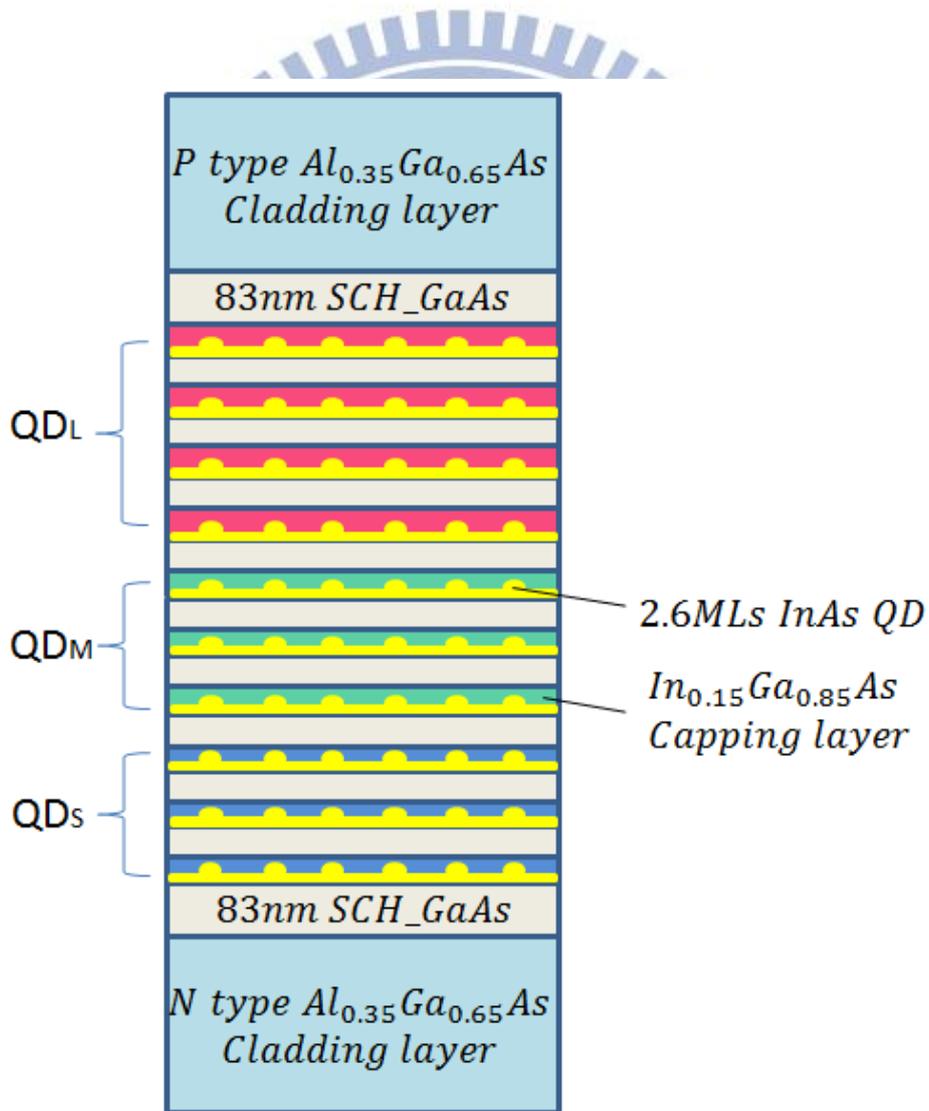


圖 3.13 QDLD936 啞啞式堆疊量子點磊晶結構圖。

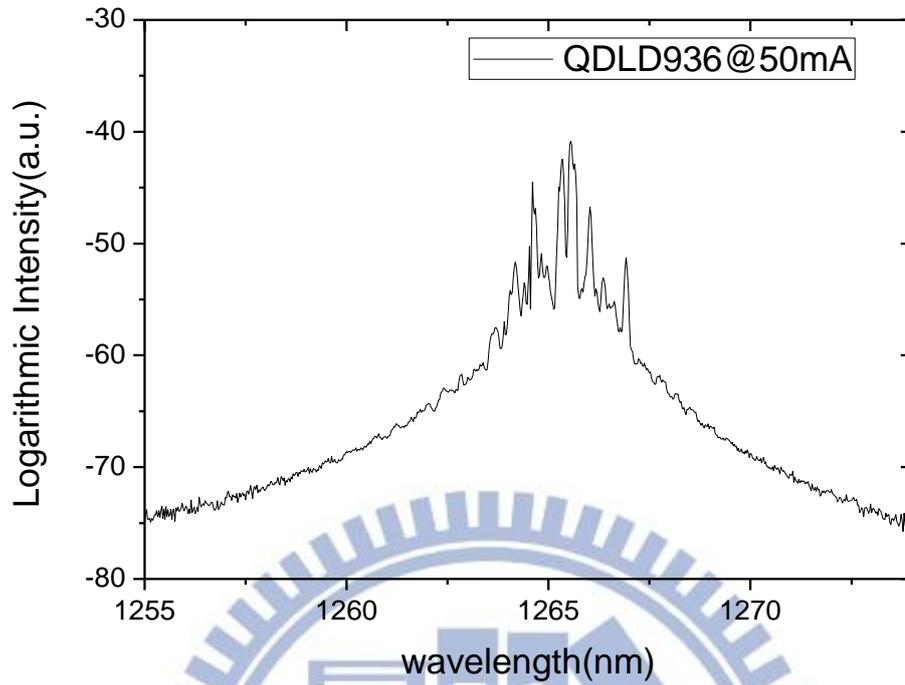


圖 3.14 QDLD936 操作在 50mA 時的頻譜圖。

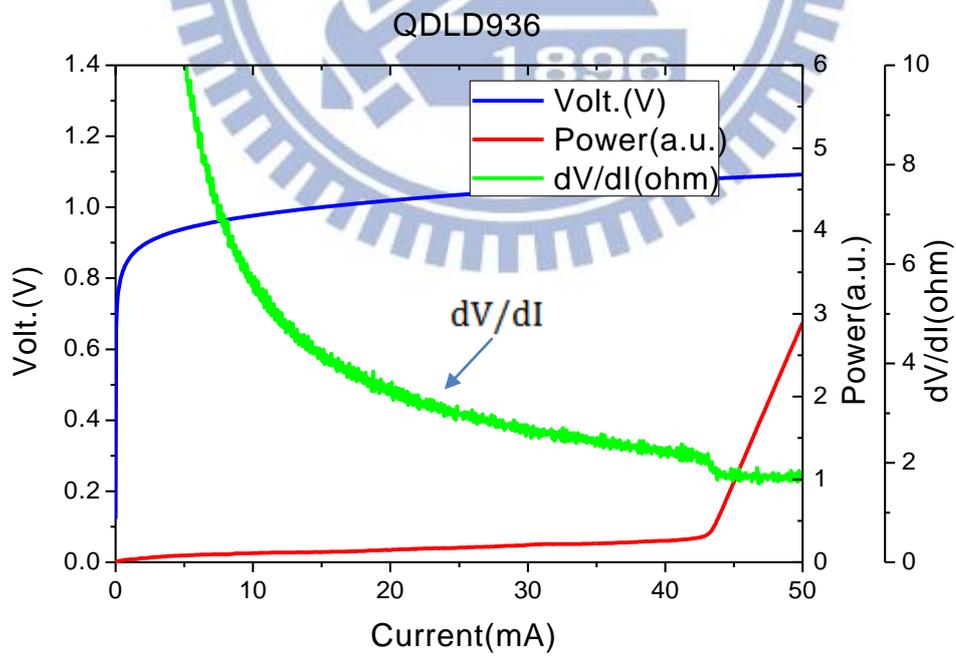


圖 3.15 QDLD936 的 LIV 和 dV/dI 圖。

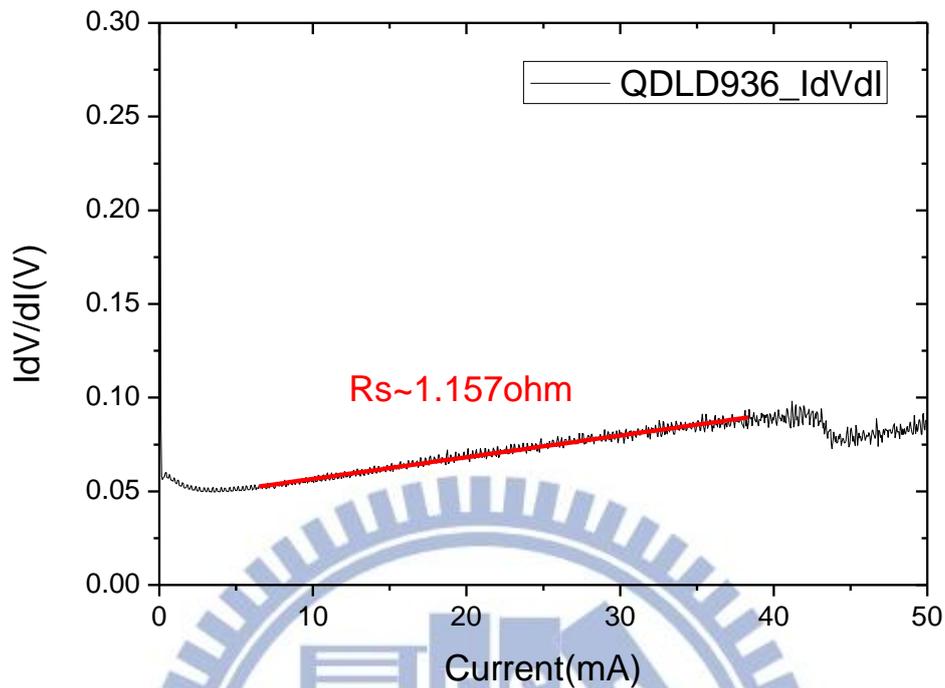


圖 3.16 QDLD936 的 I_dV/dI 圖。

3.2.3 樣品 BlueQWLD

此實驗樣品由工研院提供，為使用 MOCVD 技術，在藍寶石(sapphire)基板上使用磊晶側向成長(Epitaxial Lateral Overgrowth, ELOG)，以降低因藍寶石基板與氮化鎵晶格常數不匹配所造成的缺陷影響。主動層為氮化銦鎵(InGaN)量子井雷射結構，發光波長為 430nm，其脊狀波導寬度為 $3\mu\text{m}$ ，共振腔長為 $750\mu\text{m}$ ，主動層體積估計為 $3 \times 10^{-11} \text{cm}^3$ 。此樣品還不會 lasing，所以從圖 3.17 的 BlueQWLD 光強度-電流圖、 dV/dI 圖與 I_dV/dI 圖上看不到任何轉折發生。從圖 3.18 可以明顯看見 I_dV/dI 圖是非線性的，所以單純地求 I_dV/dI 的斜率，此斜率也不會是串聯電阻 R_s ，所以本樣品目前先暫時不作參數 R_s 的相關討論。

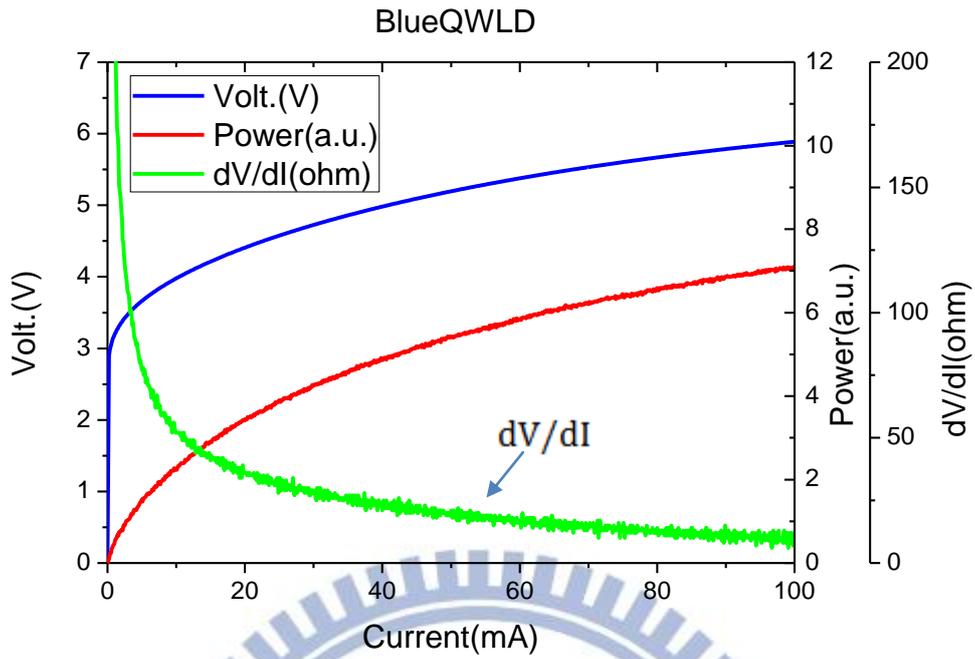


圖 3.17 BlueQWLD 的 LIV 和 dV/dI 圖。

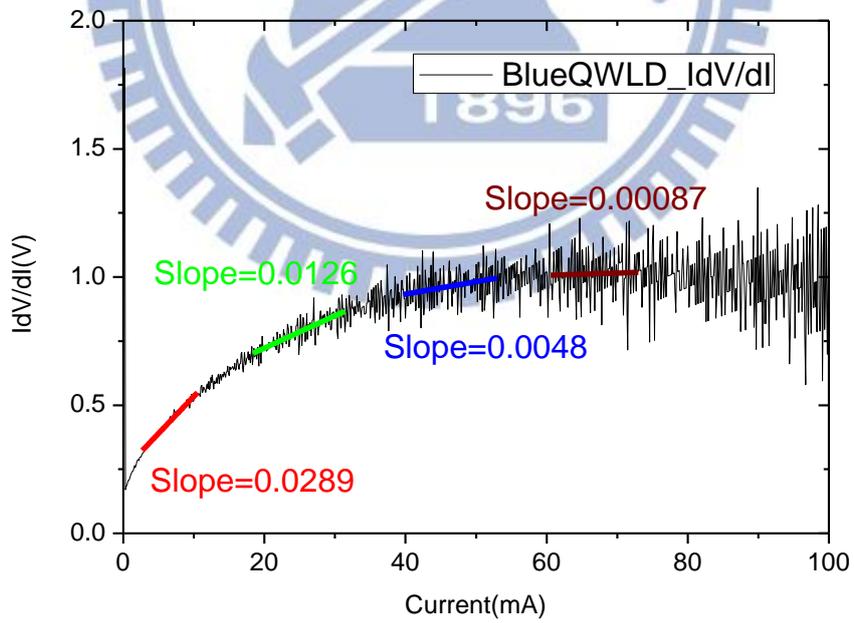


圖 3.18 BlueQWLD 的 I_dV/dI 圖。

第四章 實驗結果與討論

在本章節中，我們將呈現 QWLD1490、QDLD936 以及 BlueQWLD 經過阻抗分析後的結果，並且討論實驗的準確及合理性。

4.1 樣品 QWLD1490 阻抗分析

利用阻抗分析系統，固定 QWLD1490 在不同的偏壓電流下，去量測 $Re\{Z\}$ 和 $Im\{Z\}$ ，掃描頻率設定在1~500MHz。並且利用(2-27)式，去擬合萃取參數，如圖 4.1、圖 4.2 所示。從(2-14)與(2-23)式我們可以看到：隨著電流增加，主動層中的載子將累積的越來愈多，所以 t_d 與 R_d 將隨電流增加而變得越來越小，我們可以從圖 4.1 明顯觀察到這樣的現象：10MHz 以下的 $Re\{Z\}$ 值將隨著電流增加而逐漸變小，並且電流的增加也將導致 R_s+R_d 與 R_s 的分界往高頻移動；而 $Im\{Z\}$ 的谷底深度將隨著電流增加而逐漸變淺，並且谷底值也將隨電流增加而往高頻移動。在閾值電流(6mA)以下的 QWLD 1490 阻抗圖都與我們的理論模型相當吻合，由於我們推導的阻抗模型是屬於閾值電流以下的情形，忽略光子與增益的影響，所以當 QWLD 1490 操作在閾值電流以上時，如圖 4.3 所示，可以觀察到 $Re\{Z\}$ 在低頻時的值比高頻時還要小，與預期的實驗模型圖已大不相同，所以我們的阻抗模型在閾值電流以上將不再適用。

我們將萃取的參數 R_s 、 L 、 R_d 、 t_d 隨電流的變化呈現在圖 4.4 到圖 4.6。圖 4.7 我們嘗試把從阻抗分析 $Re\{Z\}$ 中得到的 R_s+R_d 與 $I-V$ 量測得到的 dV/dI 去做一個比對，可以看到兩邊得到的阻抗值相當一致，這意味著我們的量測應該是準確的，但是直接從圖 4.4 與圖 3.9 來看，阻抗分析得到 R_s (7.75~6.75 歐姆)卻明顯比從 $I-V$ 量測得到的 R_s (5.52 歐姆)要來的大，並且隨電流的增加，會有逐漸變小的趨勢，我們可以從兩個方向來看待這個問題，首先從(2-4)式與(2-23)式來看， $I-V$ 直流阻

抗模型與阻抗分析模型的 R_d 有本質上的不同，由於 t_d 小於 t_s ，所以阻抗分析模型的 R_d 會小於 I - V 量測得到的 R_d 值，所以阻抗分析模型的 R_s 將會大於 I - V 量測得到的 R_s 值；其次我們阻抗分析建立的模型是基於主動層中的載子復合，當主動層為量子井結構時，電流從兩旁的侷限層灌入，載子並不會全都注入到主動層，會有部分載子跑到 SCH 層或是井與井之間的阻擋層，這些累積在 SCH 的載子 (N_b) 將會以一個 (τ_{cap}) 的時間常數被捕捉進入量子井，而累積在量子井中的載子 (N_w) 將會以一個 (τ_{esc}) 的時間常數逃離量子井[10、13]如圖 4.8 所示，所以原先的速率方程式將需要修正成 two-level 的速率方程式：

$$\frac{dN_b}{dt} = \frac{I}{e} - \frac{N_b}{\tau_{cap}} + \frac{N_w}{\tau_{esc}} \quad (4-1)$$

$$\frac{dN_w}{dt} = \frac{N_b}{\tau_{cap}} - \frac{N_w}{\tau_{esc}} - R(N_w) \quad (4-2)$$

在[13]中，他們將 τ_{cap} 、 τ_{esc} 以等效電阻 r_{cap} 、 r_{esc} 去描述，隨著 N_b 以及 N_w 的變化， τ_{cap} 以及 τ_{esc} 也會產生相對應的變化。因此這兩種等效電阻將會隨電流的增加而有所變化，所以我們簡化的阻抗模型內的 R_s 將有可能受到這種影響，隨電流增加而有所變化。我們嘗試過以 two-level 的速率方程式為基礎，建立較為精細的阻抗模型，但是由於參數過多，導致擬合不是唯一解，所以目前我們暫時先忽略載子的捕捉與逃離效應，以原先較為簡化的 single-level 模型去討論。

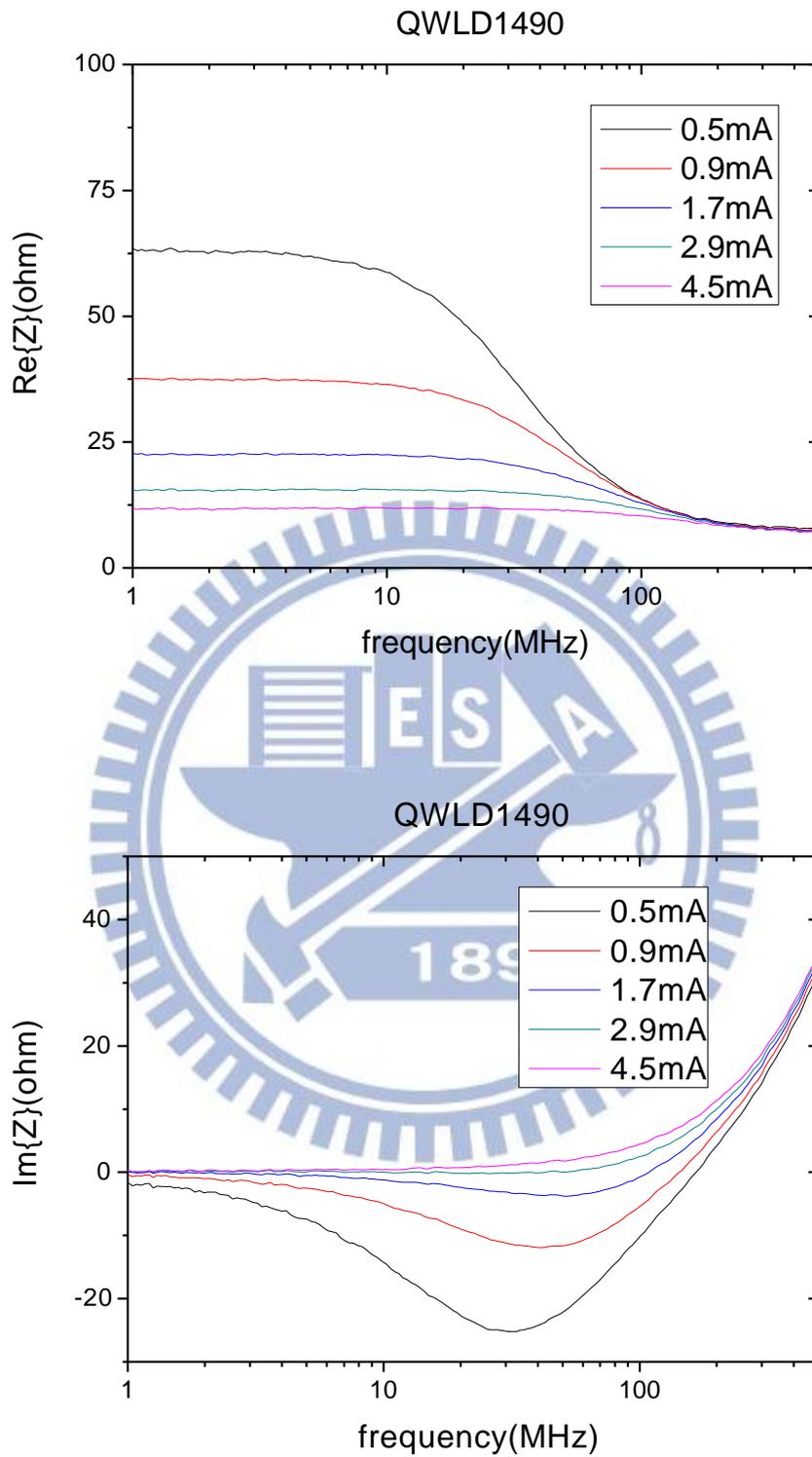


圖 4.1 QWLD1490 阻抗圖。上圖為 $Re\{Z\}$ ，下圖為 $Im\{Z\}$ 。

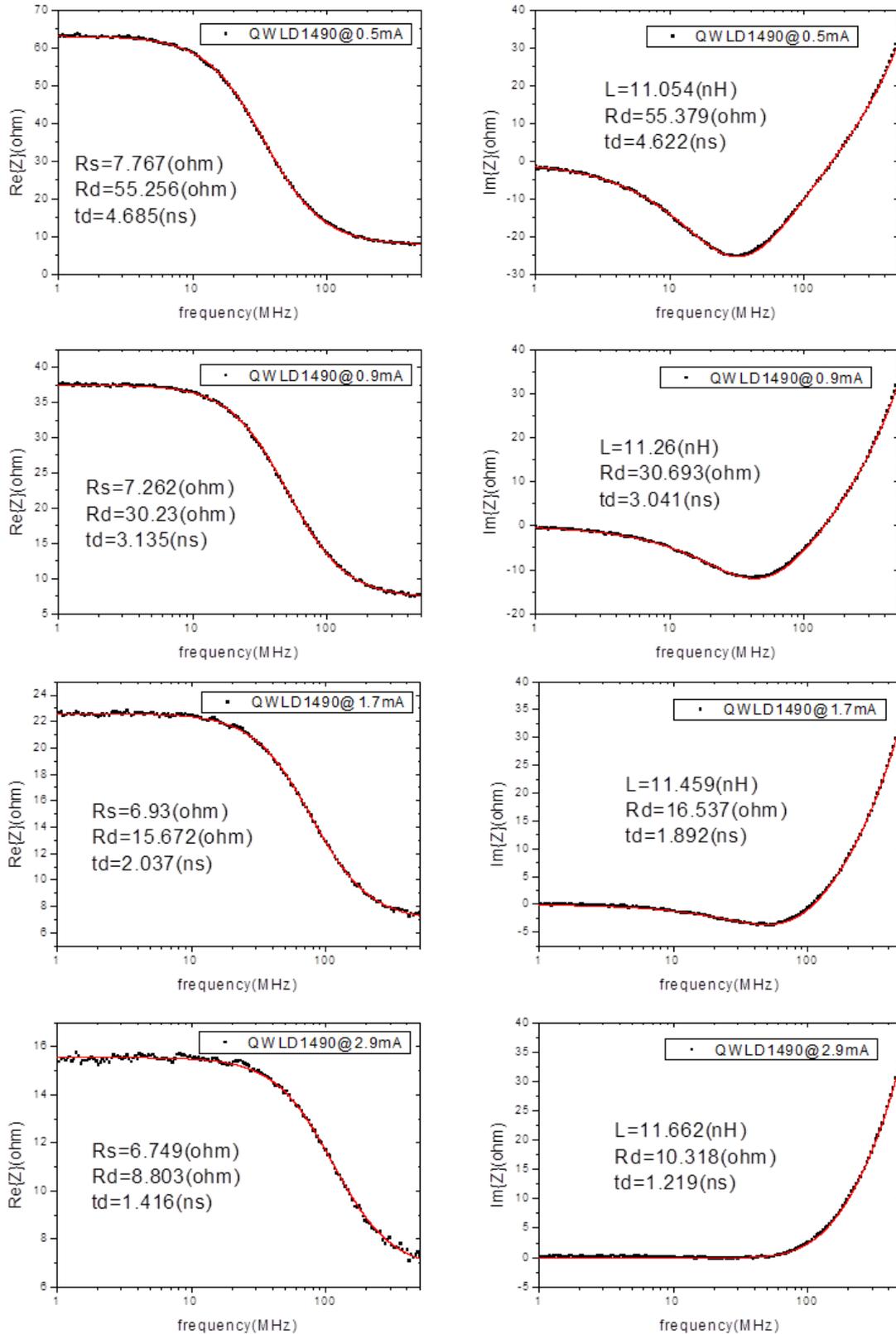


圖 4.2 QWLD1490 分別在 0.5mA、0.9mA、1.7mA 以及 2.9mA 電流下的 $Re\{Z\}$ 和 $Im\{Z\}$ 的實驗點與擬合曲線。

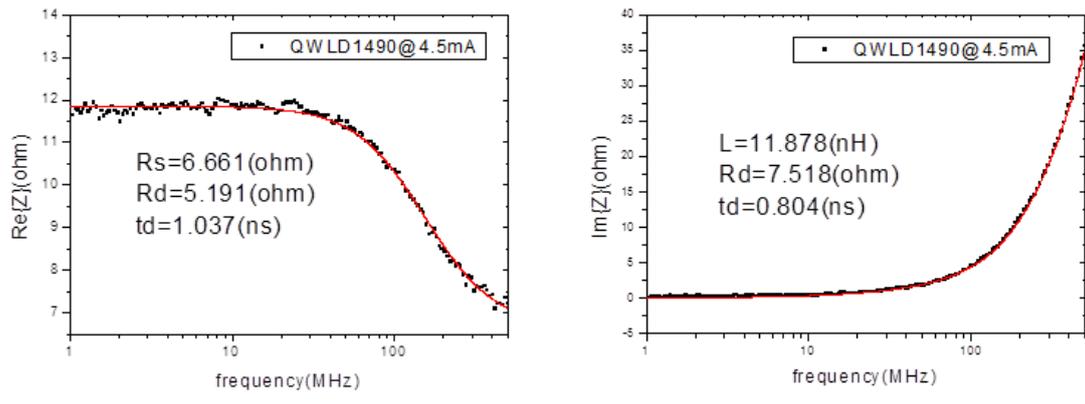


圖 4.2(續) QWLD1490 在 4.5mA 電流下的 $Re\{Z\}$ 和 $Im\{Z\}$ 的實驗點與擬合曲線。

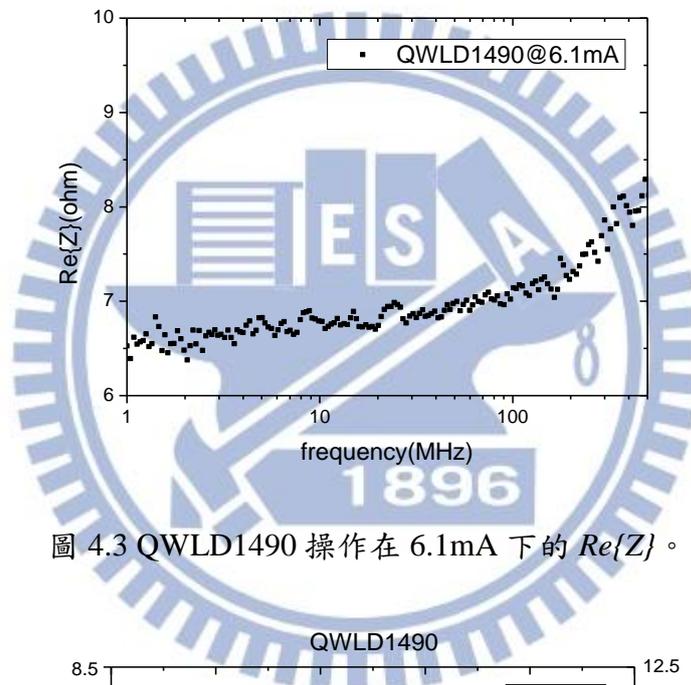


圖 4.3 QWLD1490 操作在 6.1mA 下的 $Re\{Z\}$ 。

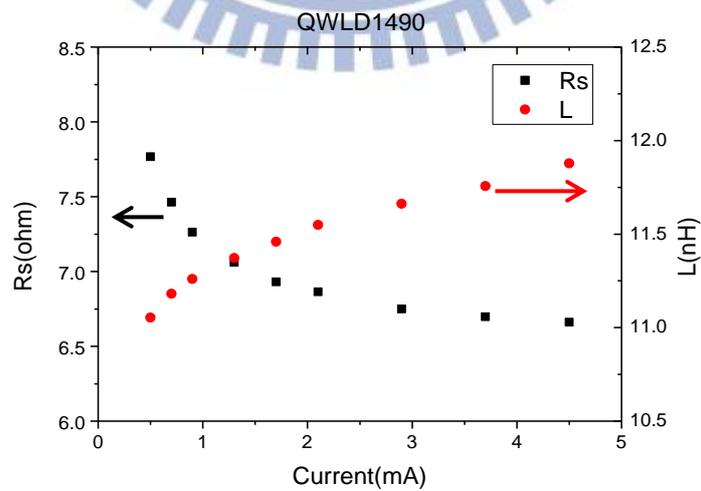


圖 4.4 QWLD1490 參數 R_s 與 L 隨電流的變化。

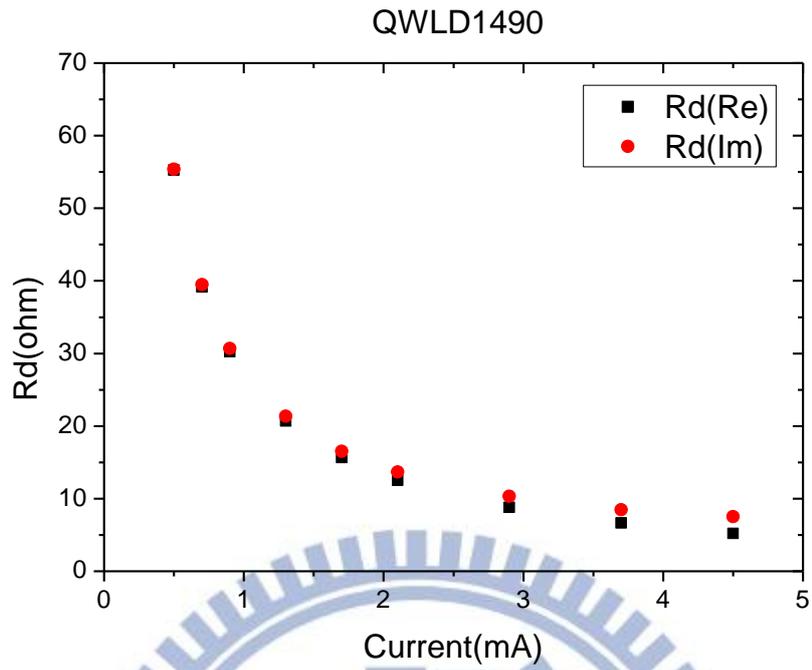


圖 4.5 QWLD1490 分別從阻抗實部與虛部萃取出來的參數 R_d 隨電流的變化。

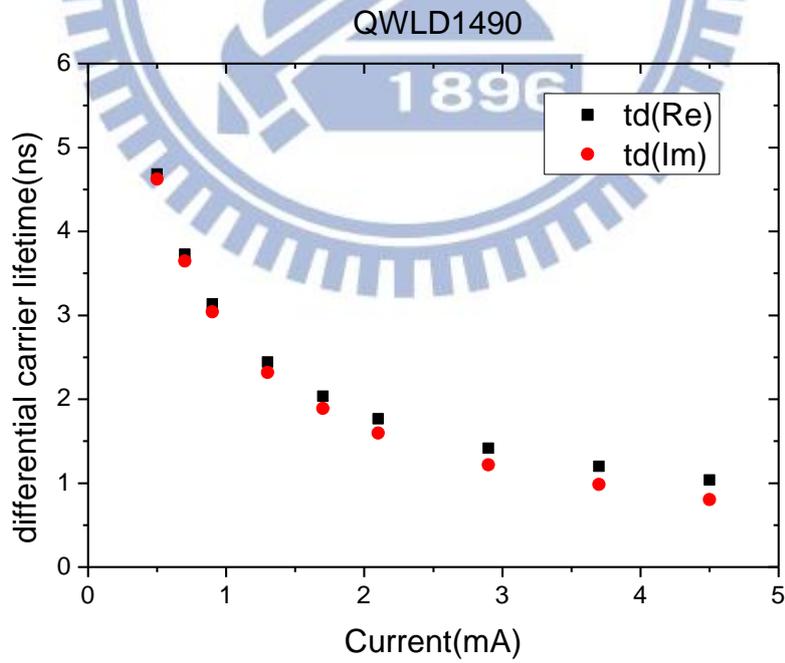


圖 4.6 QWLD1490 分別從阻抗實部與虛部萃取出來的參數 t_d 隨電流的變化。

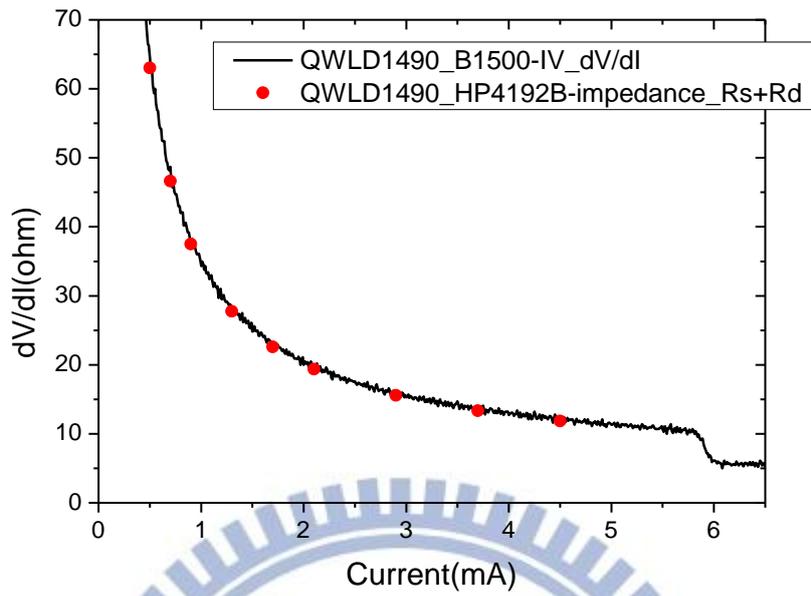


圖 4.7 QWLD1490 的 B1500A 量測 dV/dI 與 HP4192B 量測擬合 R_s+R_d 比較圖。

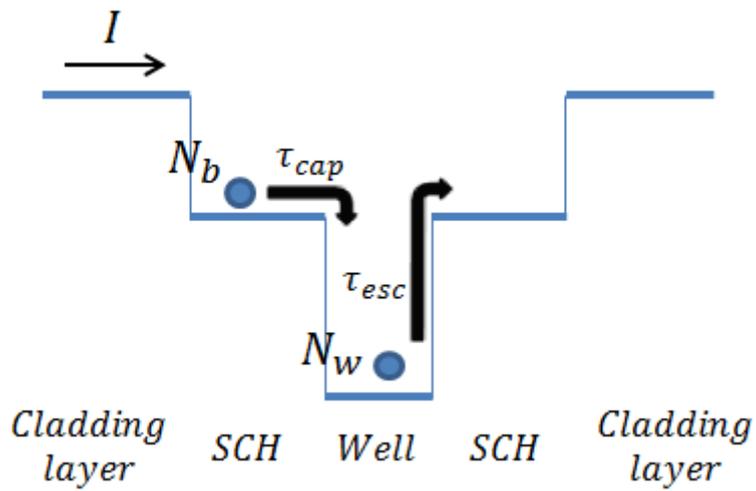


圖 4.8 量子井的載子捕捉與逃離效應。

接下來為了能夠積分 t_d 得到 $I(n)$ ，我們必須先將 t_d 作擬合，並且要將 t_d 擬合線延長至 0mA，才能滿足(2-16)式。由於(2-12)與(2-14)式的關係，所以文獻上都採用下列關係式子去擬合：

$$t_d \propto \frac{1}{I^m} \quad (4-3)$$

過去 Jim Tatum 等人[12]在擬合 t_d 時，得到 $t_d(I)$ 關係式為：

$$t_d \cong 0.33 + \frac{16.85}{\sqrt[3]{I}} \quad (4-4)$$

但實際上(4-3)式與(4-4)式都暗示著在 $I=0\text{mA}$ 時， t_d 會趨近於無窮大。回到定義式(2-14)來看，當 $I=0\text{mA}$ 時， t_d 理應趨近於 SRH 等效復合係數的倒數，所以顯而易見(4-3)式的 t_d 模型與定義相違背，在利用此式去擬合 t_d 時，容易在低電流底下得到過大的 t_d 值，所以我們必須換個更合理的式子去處理。由於指數函數具有下列的特性：

$$e^{-x} = \frac{1}{e^x} = \frac{1}{\sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!}}, \forall x \quad (4-5)$$

所以我們期望以多個指數函數去組合出適當的擬合方程式：

$$t_d = A_1 \cdot \exp\left[-\frac{I}{t_1}\right] + A_2 \cdot \exp\left[-\frac{I}{t_2}\right] + A_3 \cdot \exp\left[-\frac{I}{t_3}\right] \quad (4-6)$$

其中 A_1 、 A_2 、 A_3 、 t_1 、 t_2 、 t_3 都是無意義的擬合常數，這式子避免了在 0mA 時的收斂至無窮大的問題。圖 4.9 為 t_d 實驗點與其擬合結果，在 0mA 時， $t_d \approx 12.3\text{ns}$ ，

5mA 時， $t_d \approx 0.83ns$ 。

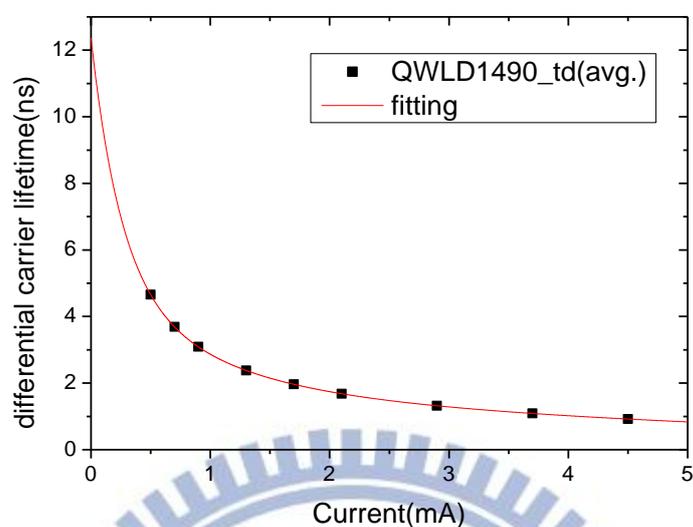


圖 4.9 QWLD1490 平均微分載子生命期隨電流變化圖。

我們估算 QWLD1490 的主動層體積(V_a)為 $3 \times 10^{-11}(\text{cm}^3)$ ，固定的注入效率 0.9 來扣除漏電流，利用(2-16)式去做 t_d 對電流積分得到 $I(n)$ ，積分結果如圖 4.10 黑點所示。此時如果貿然直接用(2-12)式去擬合，會出現無法收斂導致擬合失敗或是不合理的係數值，原因可能是因為我們是要求的等效 A 、 B 、 C 復合係數，是假設與電流無關的常數，但實際上這些係數可能會隨電流而有一些微小的變化，然後由於式子裡有次方的關係，導致擬合對這些係數的變動敏感，而無法有效地萃取出這些等效係數。我們採用兩段式擬合來解決這個問題：在低載子密度底下，假設 Cn^3 可忽略，直接對 $rI=eV(An+Bn^2)$ 去做擬合，得 A 到和 B 後，再固定 A 和 B 去對整個載子密度範圍去擬合 $rI=eV(An+Bn^2+Cn^3)$ ，即可得到 C ，從圖 4.10 可以觀察到擬合得相當成功，之後皆以此方式擬合 $I(n)$ ，這邊低載子密度範圍設定為 $0 \sim 1.13 \times 10^{16}(\text{cm}^{-3})$ 。

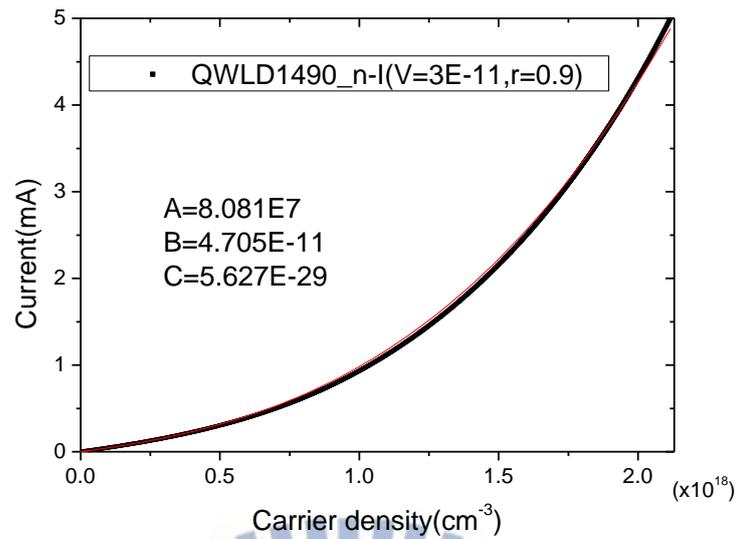


圖 4.10 QWLD1490_n-I 圖。

萃取出來的係數為 $A=8.08 \times 10^7 (1/s)$ ， $B=4.705 \times 10^{-11} (cm^3/s)$ ， $C=5.627 \times 10^{-29} (cm^6/s)$ ，將這些參數與載子密度 $n=1.13 \times 10^{16} (cm^{-3})$ 帶回復合速率如表 4.1 所示，可見 $An+Bn^2 \gg Cn^3$ ，所以我們在低載子密度之下，適當的忽略 Cn^3 項是相當合理的。

參考過去 $1.5 \mu m$ 雷射的文獻(表 4.2)：係數 A 大約位在 $7 \times 10^7 \sim 8 \times 10^8 (1/s)$ 間、係數 B 大約在位 $5.8 \times 10^{-11} \sim 1.5 \times 10^{-10} (cm^3/s)$ 間、係數 C 大約位在 $3 \times 10^{-29} \sim 1.4 \times 10^{-28} (cm^6/s)$ 間，我們的 QWLD1490 的係數 A 與 C 皆落在這個範圍內，唯有係數 B 與文獻上的值相比要略小一點，我們認為在可接受的範圍，此實驗應當是準確、值得信任的。

$n(cm^{-3})$	$An(1/cm^3 \cdot s)$	$Bn^2(1/cm^3 \cdot s)$	$Cn^3(1/cm^3 \cdot s)$
1.13×10^{16}	9.09×10^{23}	5.96×10^{21}	8.02×10^{19}

表 4.1 為 QWLD1490 在低載子密度下的最大載子密度 $n=1.13 \times 10^{16} (cm^{-3})$ 與其相對應的復合速率值。

material[source]	active layer	λ (μm)	A(1/s)	B(cm^{-3}/s)	C(cm^{-6}/s)
<i>InGaAsP</i> [14]	--	1.5	--	1×10^{-10}	3×10^{-29}
<i>InGaAsP</i> [14]	QW	1.5	--	--	5.9×10^{-29}
<i>AlInGaAs</i> [14]	QW	1.5	7×10^7	1.5×10^{-10}	1.4×10^{-28}
<i>Ga_{0.6}In_{0.4}N_{0.039}As_{0.961}</i> [17]	QW	1.5	8×10^8	5.8×10^{-11}	1.2×10^{-28}
QWLD1490	QW	1.5	8.1×10^7	4.7×10^{-11}	5.6×10^{-29}

表 4.2 文獻上波長在 1.5 μm 附近的雷射或發光二極體的復合係數。

4.2 樣品 QDLD936 阻抗分析

利用阻抗分析系統，固定 QDLD936 在不同的偏壓電流下，去量測 $Re\{Z\}$ 和 $Im\{Z\}$ ，掃描頻率設定在 1~500MHz，如圖 4.11 所示。接下來利用(2-27)式去擬合萃取參數如圖 4.12 所示。隨著電流逐漸增加， R_d 將逐漸變小，所以當電流大到一定的程度，將導致 $Re\{Z\}$ 無法明顯區分 R_s 與 R_s+R_d ，阻抗分析將不再準確，所以 QDLD936 我們只量到 15.7mA，離閾值電流 43mA 還有一段距離。

我們將萃取的參數 R_s 、 L 、 R_d 、 t_d 隨電流的變化呈現在圖 4.13 到圖 4.15，如同 QWLD1490，QDLD936 的參數 R_s 比 I - V 量測得到的 R_s 大約 1 歐姆。我們一樣把 QDLD936 從阻抗分析 $Re\{Z\}$ 中得到的 R_s+R_d 與 I - V 量測得到的 dV/dI 去做一個比對，可以看到兩邊得到的阻抗值相當一致如圖 4.16 所示，再一次確認了量測的準確性以及模型不同而帶來的誤差性。

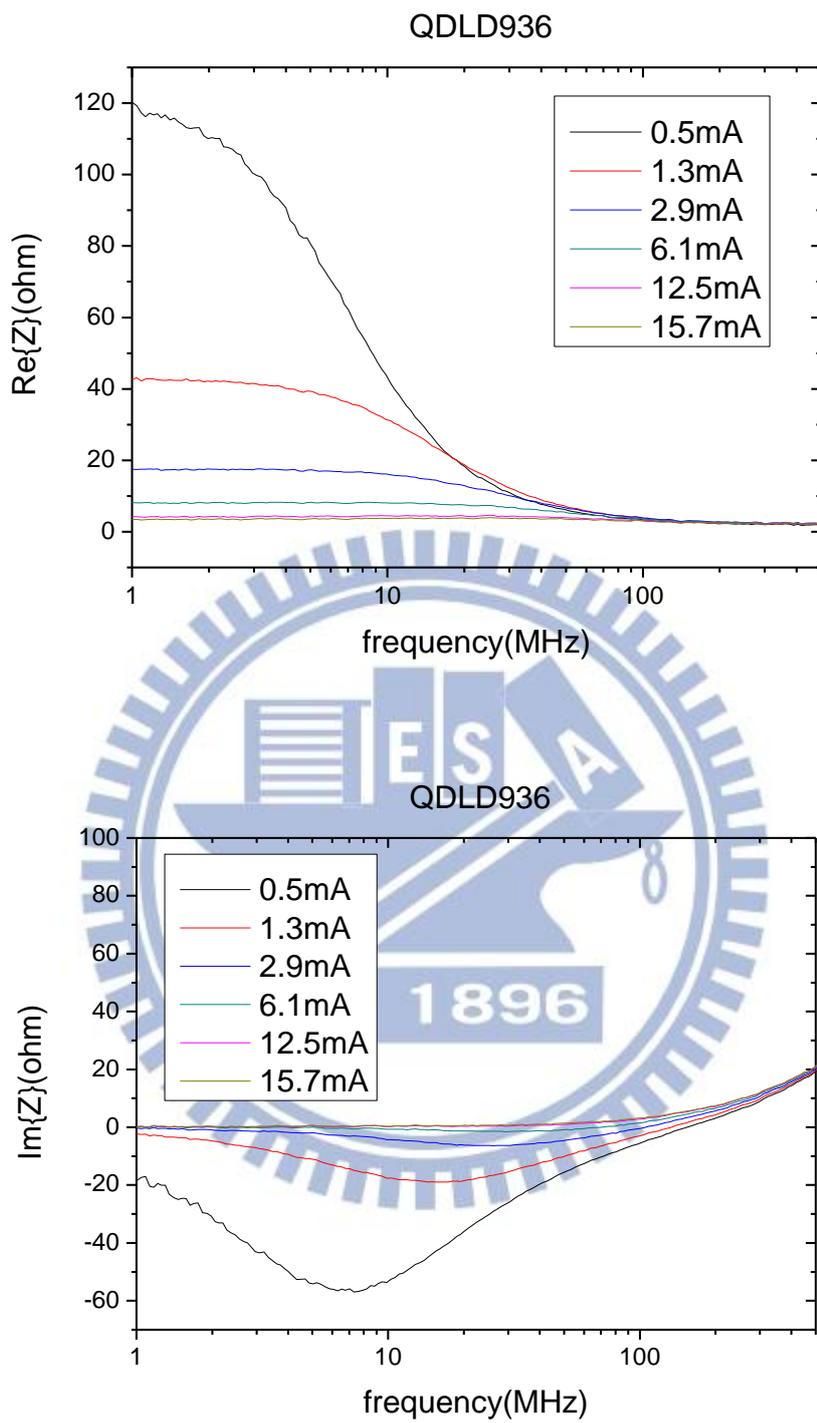


圖 4.11 QDLD936 阻抗圖。上圖為 $Re\{Z\}$ ，下圖為 $Im\{Z\}$ 。

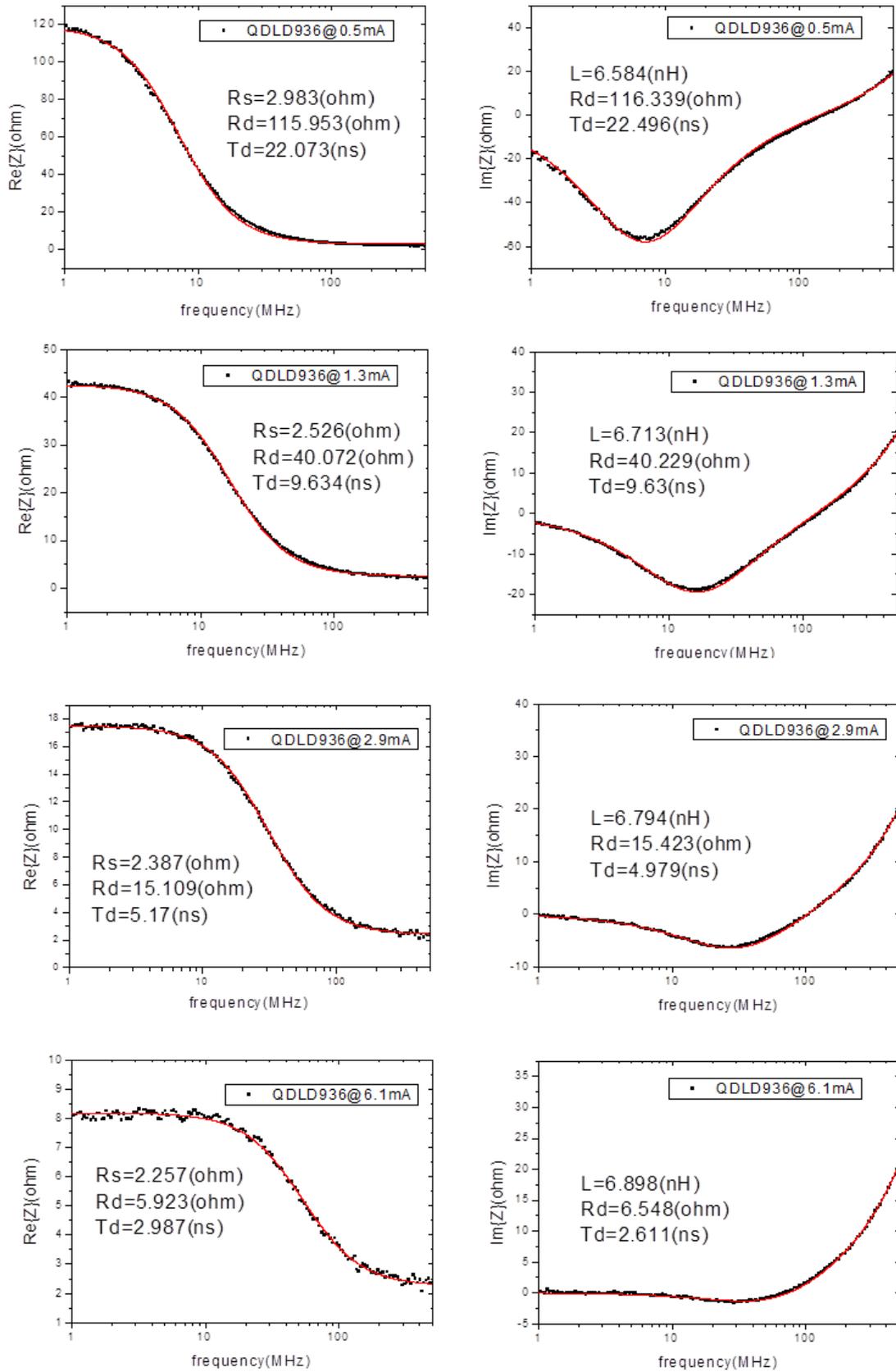


圖 4.12 QDLD936 分別在 0.5mA、1.3mA、2.9mA 以及 6.1mA 電流下的 $Re\{Z\}$ 和 $Im\{Z\}$ 的實驗點與擬合曲線。

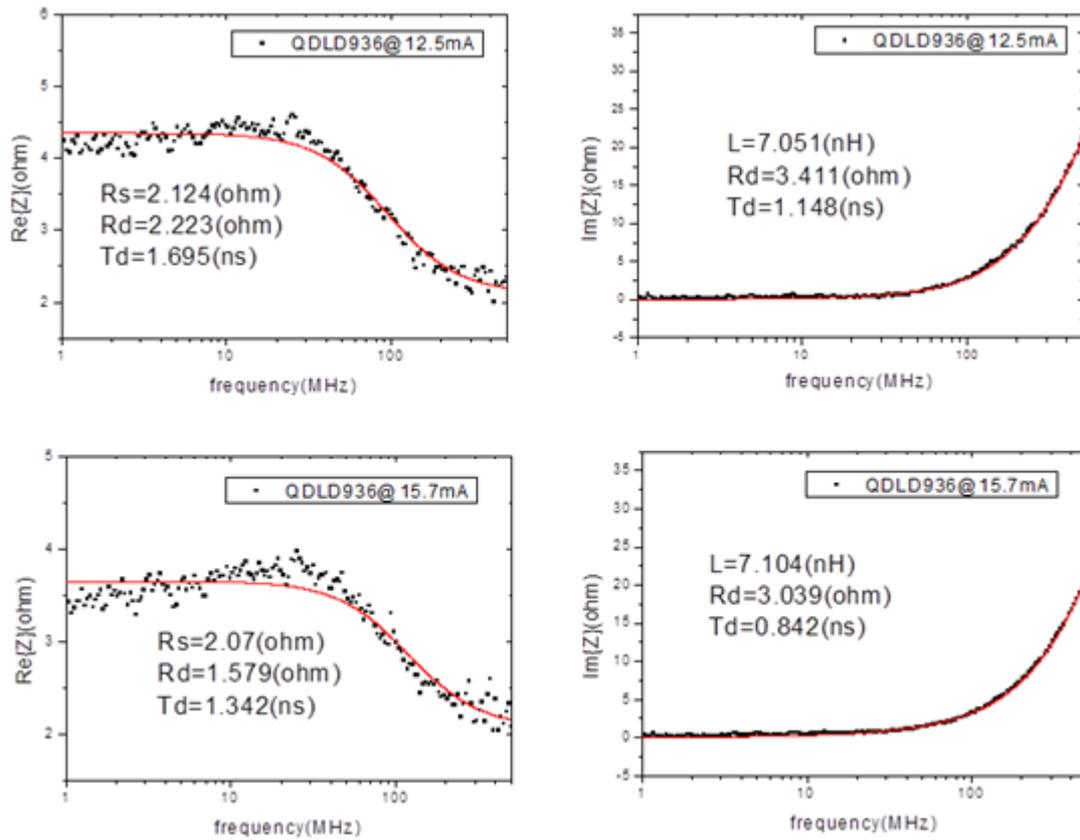


圖 4.12(續) QDLD936 分別在 12.5mA 和 15.7mA 電流下的 $Re\{Z\}$ 和 $Im\{Z\}$ 的實驗點與擬合曲線。

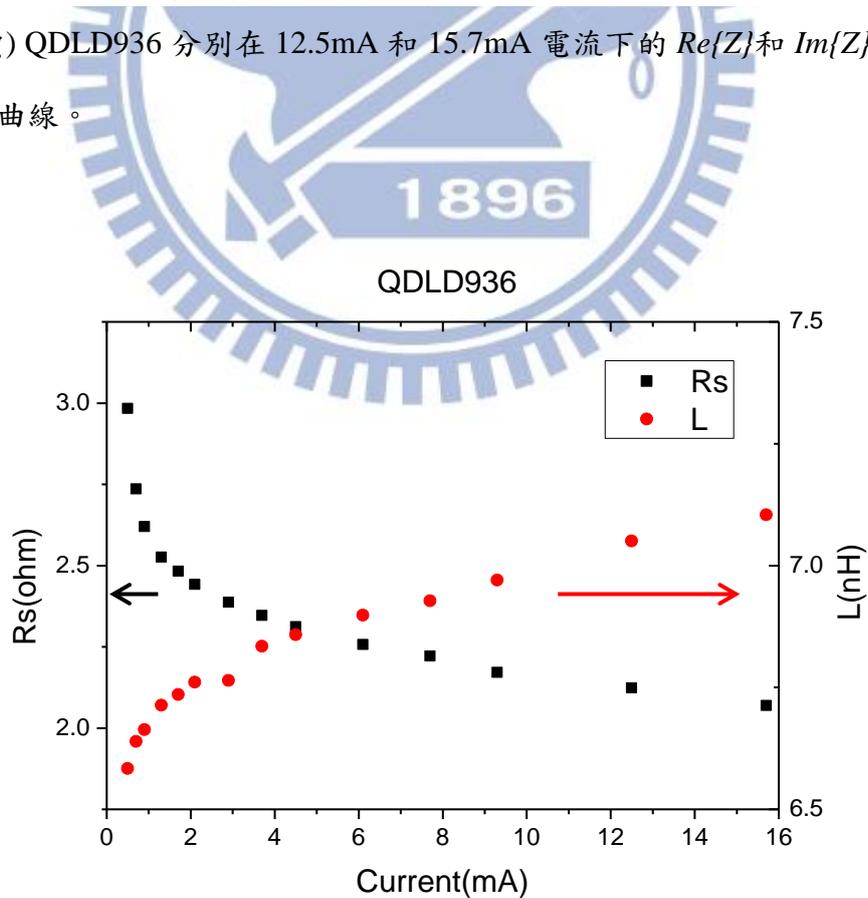


圖 4.13 QDLD936 參數 R_s 與 L 隨電流的變化。

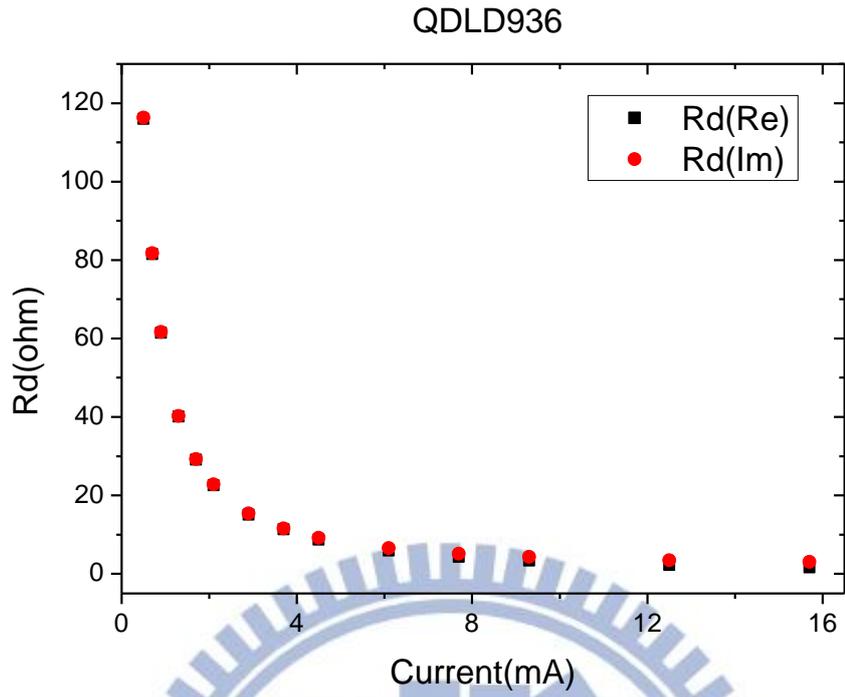


圖 4.14 QDLD936 分別從阻抗實部與虛部萃取出來的參數 R_d 隨電流的變化。

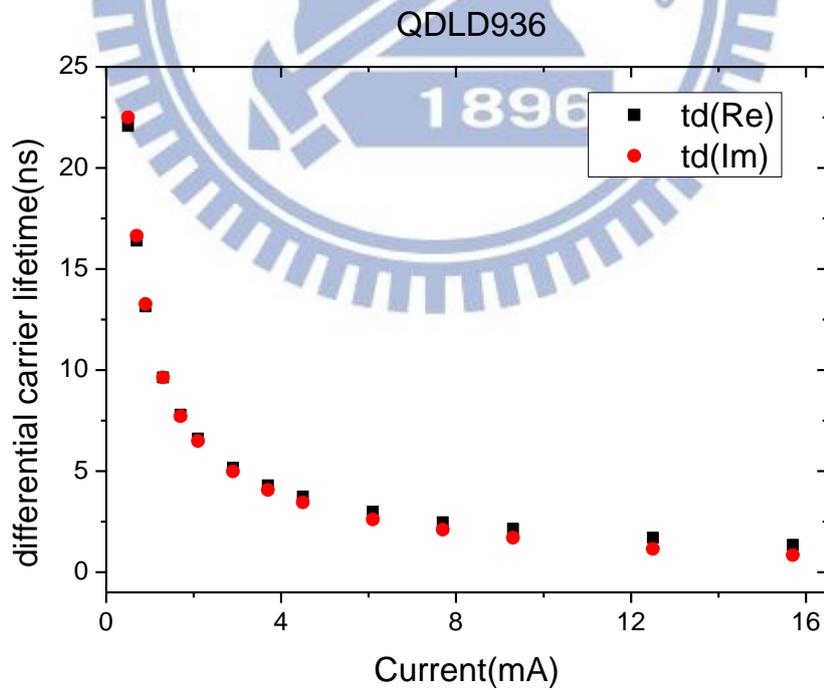


圖 4.15 QDLD936 分別從阻抗實部與虛部萃取出來的參數 t_d 隨電流的變化。

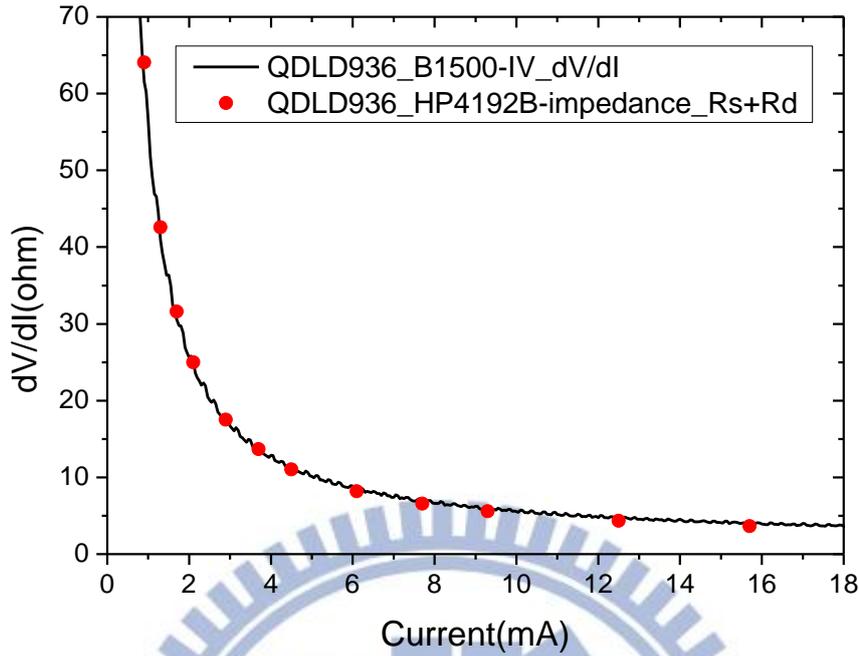


圖 4.16 QDLD936 的 B1500A 量測 dV/dI 與 HP4192B 量測擬合 R_s+R_d 比較圖。

接下來利用(4-6)式去擬合 t_d 如圖 4.17 所示，在 0mA 時 $t_d \approx 65.3\text{ns}$ ；在 16mA 時， $t_d \approx 1\text{ns}$ ，與前一節的 QWLD1490 相比，QDLD936 在低電流底下的 t_d 相當的大，從(2-12)式得知 QDLD936 的 A 係數應當相對的較小。圖 4.18 為將圖 4.17 得到的 $t_d(I)$ 擬合線去作積分得到 $I(n)$ 。在這邊我們估算元件的主動層體積(V_a)為 $3 \times 10^{-10}(\text{cm}^3)$ ，外部注入的電流並不會全部注入到主動層，注入效率 r 為 0.9，從圖上可以發現實驗點與擬合線有很大的差異。我們推測用等效的注入效率去扣除漏電流的影響，在這裡可能太過簡化，Robert Olshansky 等人在 [9] 中，描述 InGaAsP laser 的漏電流時近似成：

$$I_{leakage} = eV_a(D_1n^{3.5} + D_2n^{5.5}) \quad (4-7)$$

其中 D_1 與 D_2 分別為擴散與飄移機制的漏電流係數。所以我們嘗試增加此漏電流模型去擬合，而 QWLD1490 在不使用此模型即可擬合得很好，故在處理

QWLD1490 時不使用。這邊低載子密度範圍設定為 $0 \sim 1.4 \times 10^{17} (\text{cm}^{-3})$ ，如圖 4.19 所示。

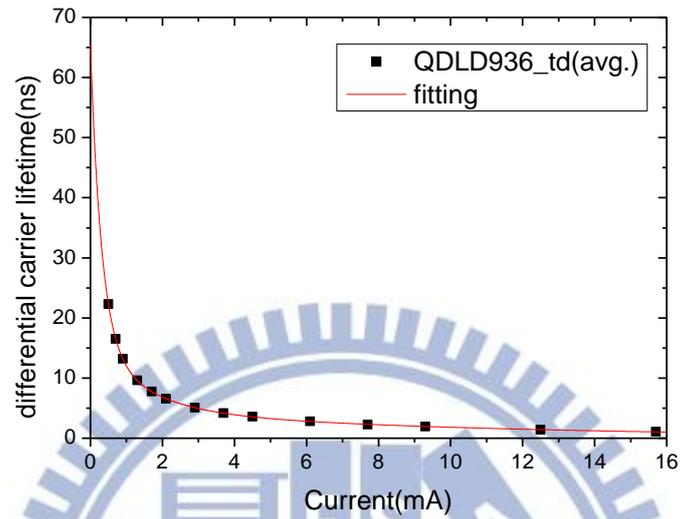


圖 4.17 QDLD936 平均微分載子生命期隨電流變化圖。

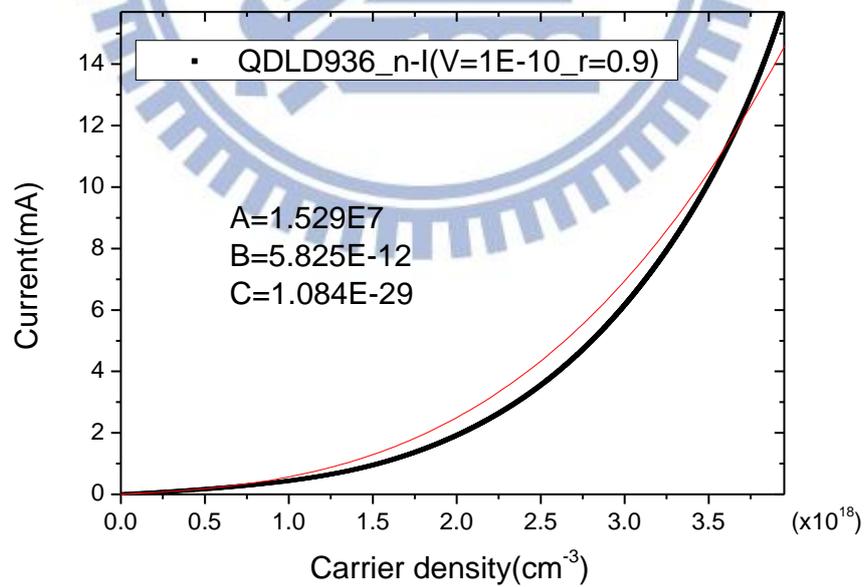


圖 4.18 QDLD936_n-I 圖。

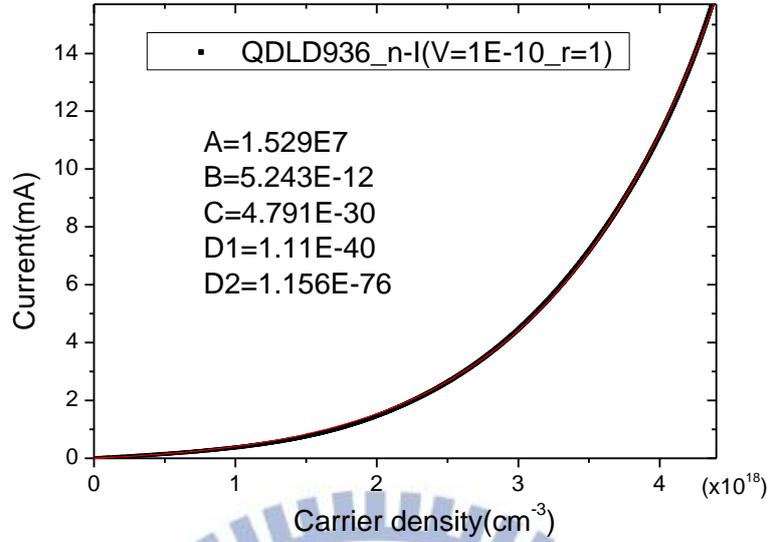


圖 4.19 QDLD936 n - I 圖(含漏電流項)。

引入漏電流項後，擬合情況明顯改善，萃取出來的係數分別為 $A=1.529 \times 10^7$ (1/s)， $B=5.243 \times 10^{-12}$ (cm^3/s)， $C=4.791 \times 10^{-30}$ (cm^6/s)。QDLD936 的係數 A 比 QWLD1490 的係數 A 小了 5 倍，將這些 QDLD936 的復合係數與載子密度 $n=4.68 \times 10^{16}$ (cm^{-3}) 帶回復合速率如表 4.3 所示，也可見 $An+Bn^2 \gg Cn^3$ ，所以我們在低載子密度之下，忽略 Cn^3 項是可以接受的。

A. A. Dikshit 等人利用光頻率響應分析研究 1.3 μm InAs QD 雷射的主動層復合情形[2]，他們分別使用 single-level 速率方程式模型以及修正量子點捕捉逃離效應(圖 4.20)的 QD three-level 速率方程式模型去作擬合，修正前所萃取出來的係數分別為 $A=2.9 \times 10^7$ (1/s)， $B=1.8 \times 10^{-11}$ (cm^3/s)， $C=1.2 \times 10^{-29}$ (cm^6/s)，由於我們的阻抗分析也是屬於 single-level 的範疇，所以可以與我們的萃取 QDLD936 的係數作個比較。QDLD936 的係數 A 、 B 和 C 與他們的分析結果相顯得稍微略小，還可以接受，但與他們[2]的 three-level 模型相比： $A=5.5 \times 10^7$ (1/s)， $B=6.5 \times 10^{-11}$ (cm^3/s)， $C=5.6 \times 10^{-29}$ (cm^6/s)，QDLD936 的係數 B 和 C 顯然小了一個數量級，我們認為這應該是因為會有部分載子可能不會落在 QDs 內，而累積在 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 覆蓋層，

由於在覆蓋層的載子也會有復合的現象，導致較為精確的 three-level 模型，會有較大的 A 、 B 、 C 係數。我們假設在覆蓋層的載子復合係數與在 QDs 中的載子復合係數一樣，所以藉著增加主動層的體積(部分覆蓋層體積)去考慮覆蓋層的復合效應，由於 QDs 和全部覆蓋層體積為 $50 \times 10^{10} (\text{cm}^3)$ ，所以我們最大體積模擬到此。從表 4.4，我們可以觀察到主動層體積在 $3 \times 10^{10} \sim 5 \times 10^{10} (\text{cm}^3)$ 時，QDLD936 的係數 A 、 B 和 C 分別在 10^7 、 10^{-11} 和 10^{-29} 數量級(表 4.5)，與 three-level 模型的係數較為接近，所以我們認為在這範圍內的等效主動層體積，可能較為接近實際的復合情形。

$n(\text{cm}^{-3})$	An	Bn^2	Cn^3	$D_1n^{3.5}$	$D_2n^{5.5}$
1.4×10^{17}	2.15×10^{24}	1.03×10^{22}	1.33×10^{22}	1.15×10^{20}	2.37×10^{18}

表 4.3 為 QDLD936 在低載子密度下的最大載子密度 $n=1.4 \times 10^{17} (\text{cm}^{-3})$ 與其相對應的復合速率值。

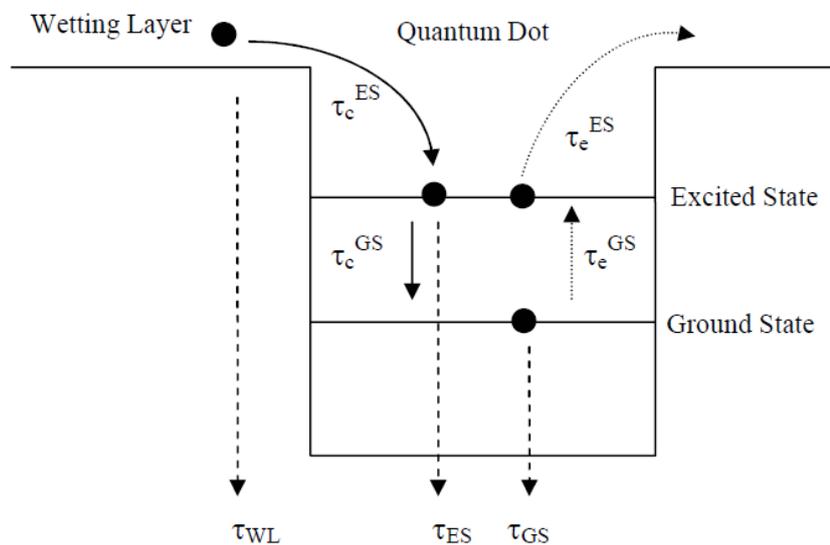


圖 4.20 量子點的捕捉逃離效應。

material[source]	active layer	λ (μm)	A(1/s)	B(cm^{-3}/s)	C(cm^{-6}/s)
<i>In</i> _{0.4} <i>Ga</i> _{0.6} <i>As</i> [15]	QW	1.2	2.1×10^8	$< 1 \times 10^{-13}$	7.7×10^{-29}
<i>InGaAsN</i> [14]	QW	1.3	1×10^7	1×10^{-10}	$1 \sim 8 \times 10^{-29}$
<i>In</i> _{0.4} <i>Ga</i> _{0.6} <i>As</i> _{0.995} <i>N</i> _{0.005} [15]	QW	1.3	7.7×10^8	$< 1 \times 10^{-13}$	3.1×10^{-28}
<i>InGaAsP</i> [14]	--	1.3	--	--	3×10^{-29}
<i>InGaAsP</i> ($T = 25^\circ\text{C}$)[1]	bulk	1.3	4.9×10^8	1.2×10^{-10}	3.8×10^{-29}
<i>InGaAsP</i> ($T = 85^\circ\text{C}$)[1]	bulk	1.3	4.5×10^8	8.5×10^{-11}	5.8×10^{-29}
<i>Al</i> _{0.16} <i>In</i> _{0.73} <i>Ga</i> _{0.11} <i>As</i> [14]	QW	1.3	2.5×10^8	4×10^{-10}	5×10^{-28}
<i>InAsP</i> [16]	QW	1.3	3.3×10^7	3.1×10^{-11}	5.8×10^{-31}
<i>InAsP</i> (QW model)[16]	QW	1.3	4.5×10^7	7.2×10^{-11}	5.1×10^{-29}
<i>InAs</i> [2]	QD	1.3	2.9×10^7	1.8×10^{-11}	1.2×10^{-29}
<i>InAs</i> (QD model)[2]	QD	1.3	5.5×10^7	6.5×10^{-11}	5.6×10^{-29}

表 4.4 文獻上波長在 1.3 μm 附近的雷射或發光二極體的復合係數。

material	active layer	λ (μm)	A(1/s)	B(cm^{-3}/s)	C(cm^{-6}/s)
<i>QDLD936</i> ($V_a = 1 \times 10^{10}$)	QD	1.3	1.5×10^7	5.2×10^{-12}	4.8×10^{-30}
<i>QDLD936</i> ($V_a = 3 \times 10^{10}$)	QD	1.3	1.5×10^7	1.6×10^{-11}	4.3×10^{-29}
<i>QDLD936</i> ($V_a = 5 \times 10^{10}$)	QD	1.3	1.5×10^7	2.6×10^{-11}	1.2×10^{-28}
<i>QDLD936</i> ($V_a = 10 \times 10^{10}$)	QD	1.3	1.5×10^7	5.2×10^{-11}	4.8×10^{-28}
<i>QDLD936</i> ($V_a = 50 \times 10^{10}$)	QD	1.3	1.5×10^7	2.6×10^{-10}	1.2×10^{-26}

表 4.5 *QDLD936* 在不同體積下的復合係數。

4.3 樣品 BlueQWLD 阻抗分析

圖 4.21 與圖 4.22 為 BlueQWLD 固定在不同偏壓底下經阻抗分析系統量測擬合結果，掃描頻率設定在 1~500MHz，與前兩次實驗相比，BlueQWLD 明顯有相當大的阻抗 R_d ，允許我們量到更高的偏壓(76.5mA)，由於沒有使用控溫系統，所以可能會有不容忽視的熱效應出現。圖 4.23 到圖 4.25 為參數 R_s 、 L 、 R_d 、 t_d 隨電流變化圖。如圖 3.17 所示，由於 BlueQWLD 的 dV/dI 非線性現象以及阻抗分析在高頻時的擬合誤差，所以此處暫時不討論參數 R_s 的準確性，但是從阻抗分析 $Re\{Z\}$ 中得到的 R_s+R_d 與 $I-V$ 量測得到的 dV/dI 去做一個比對，仍然可以看到兩邊得到的阻抗值相當一致如圖 4.26 所示。

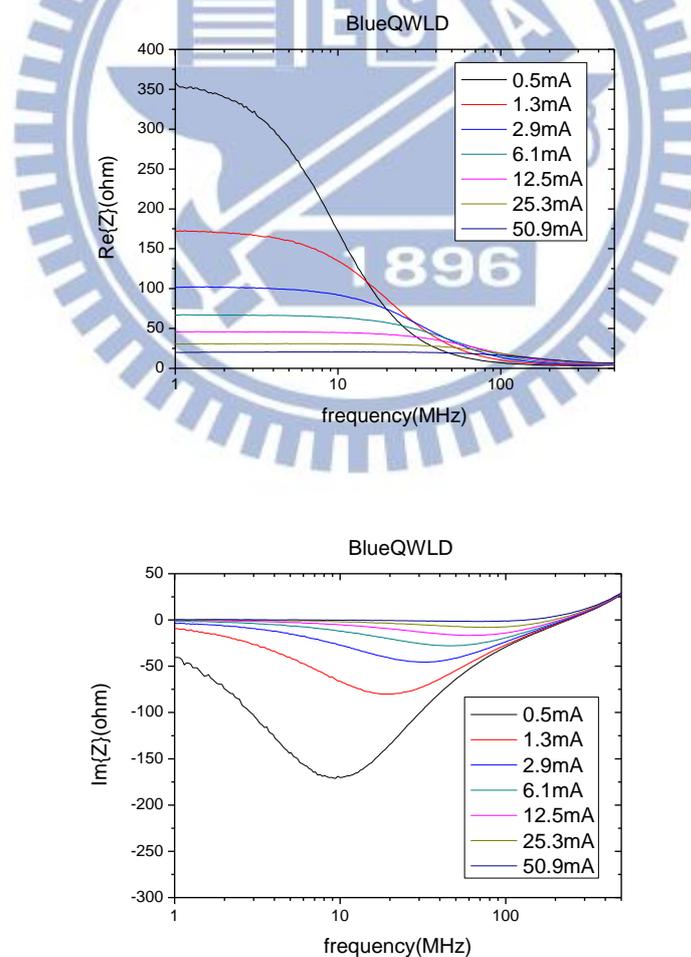


圖 4.21 BlueQWLD 阻抗圖。上圖為 $Re\{Z\}$ ，下圖為 $Im\{Z\}$ 。

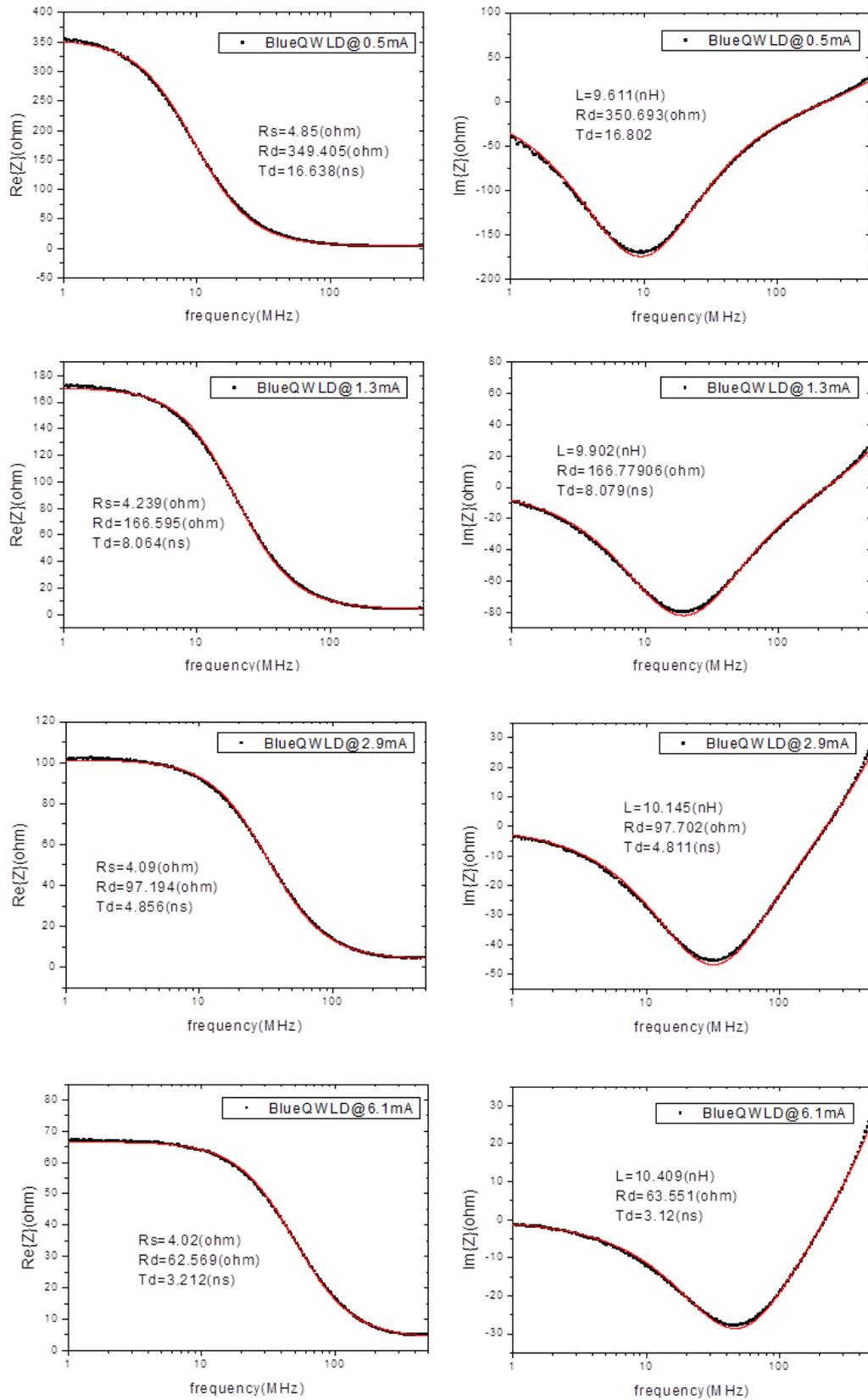


圖 4.22 BlueQWLD 分別在 0.5mA、1.3mA、2.9mA 以及 6.1mA 電流下的 $Re\{Z\}$ 和 $Im\{Z\}$ 的實驗點與擬合曲線。

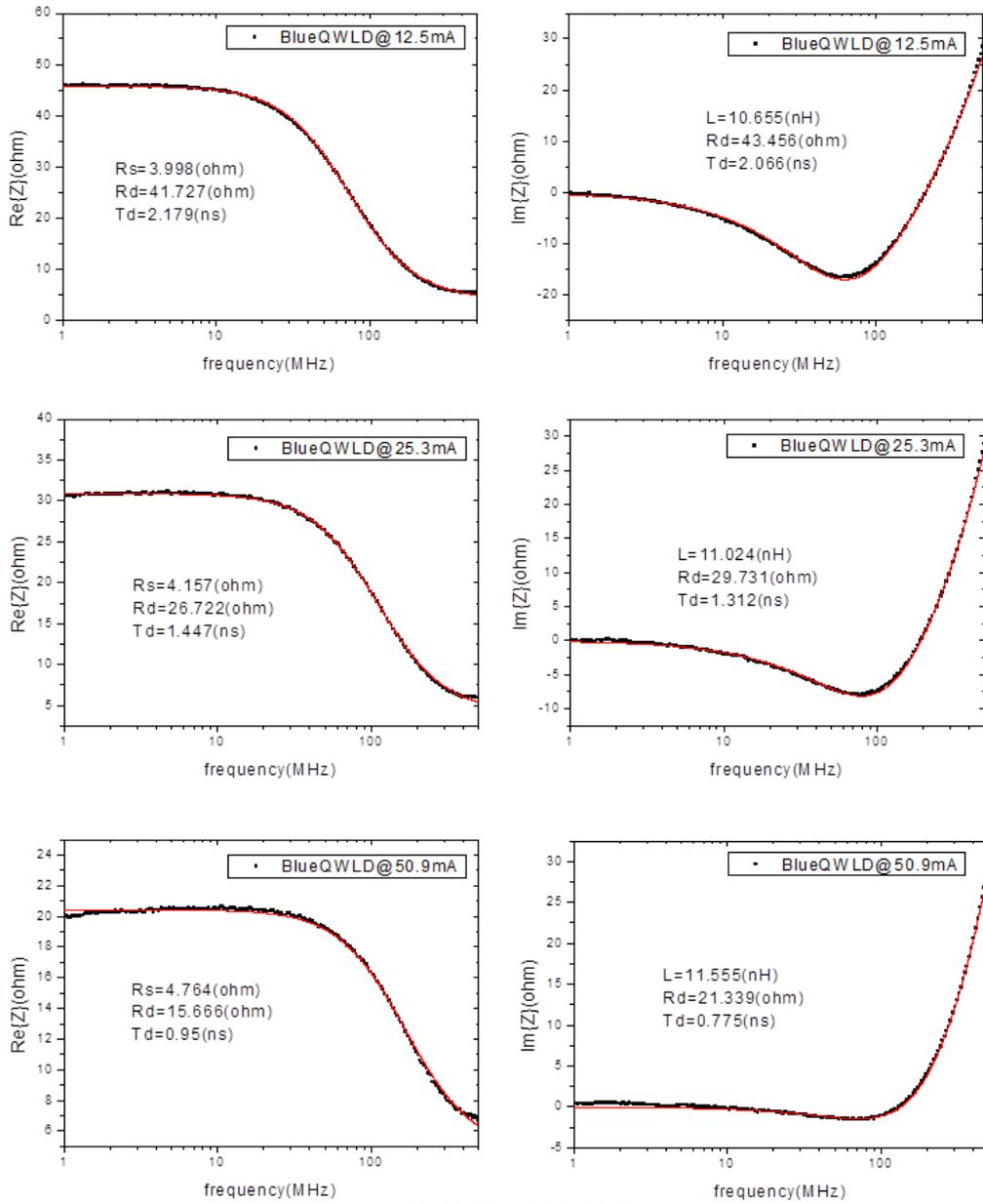


圖 4.22(續) BlueQWLD 分別在 12.5mA、25.3mA 以及 50.9mA 電流下的 $Re\{Z\}$ 和 $Im\{Z\}$ 的實驗點與擬合曲線。

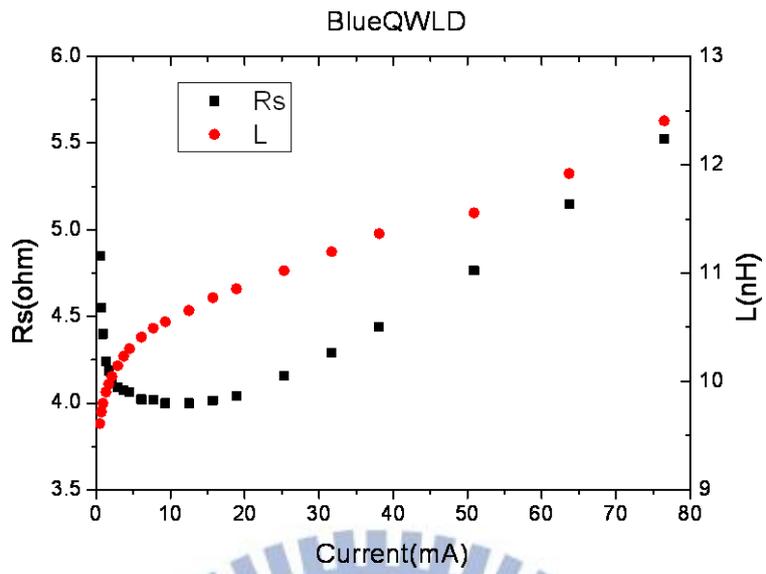


圖 4.23 BlueQWLD 參數 R_s 與 L 隨電流的變化。

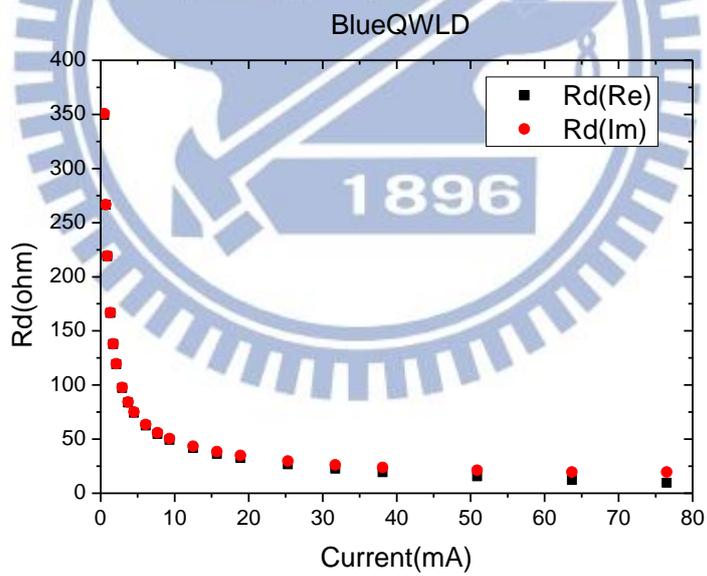


圖 4.24 BlueQWLD 分別從阻抗實部與虛部萃取出來的參數 R_d 隨電流的變化。

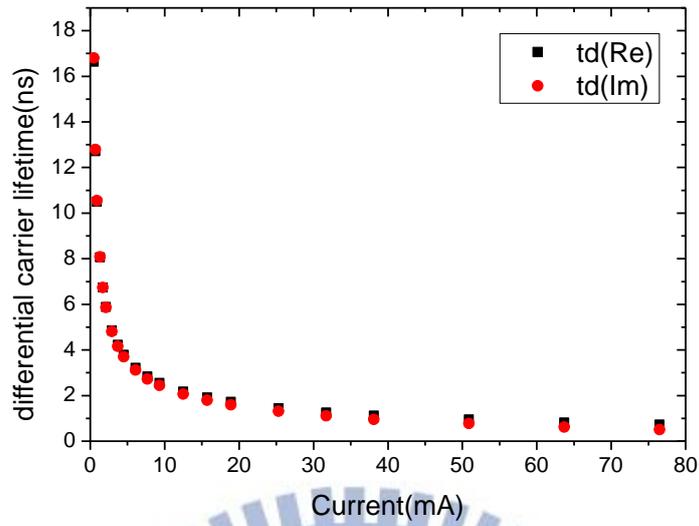


圖 4.25 BlueQWLD 分別從阻抗實部與虛部萃取出來的參數 t_d 隨電流的變化。

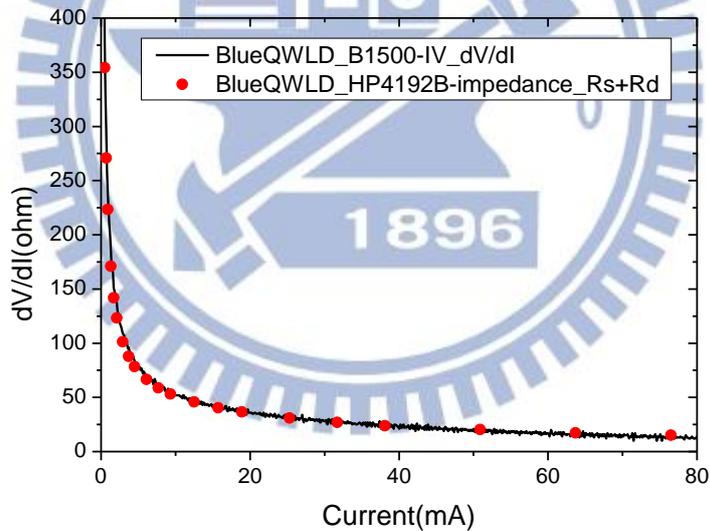


圖 4.26 BlueQWLD 的 B1500A 量測 dV/dI 與 HP4192B 量測擬合 R_s+R_d 比較圖。

接下來利用(4-6)式去擬合 t_d ，如圖 4.27 所示，在 0mA 時 $t_d \approx 39.94\text{ns}$ ；在 80mA 時， $t_d \approx 0.43\text{ns}$ 。由於藍紫光的漏電流相當嚴重，但又沒有適合的漏電流模型，所以圖 4.28 與圖 4.29 為將圖 4.27 得到的 $t_d(I)$ 擬合線分別假設注入效率為 0.1 以及 0.9，去作積分得到 $I(n)$ ，藉此得知復合速率係數所在的範圍區間，在這邊我們估

算元件的主動層體積(V_a)為 $3 \times 10^{-11}(\text{cm}^3)$ ，注入效率為 0.1 時，低載子密度範圍設定為 $0 \sim 8.88 \times 10^{16}(\text{cm}^{-3})$ ；注入效率為 0.9 時，低載子密度範圍設定為 $0 \sim 7.99 \times 10^{17}(\text{cm}^{-3})$ 。我們可以明顯從圖 4.28 與圖 4.29 觀察到，在中載子密度區間內，擬合線與實驗點明顯的不疊合，目前認為這部分可能是熱效應造成的影響。將萃取出來的係數與其相對應的載子密度帶回復合速率如表 4.5、4.6 所示，可見 $An+Bn^2 \gg Cn^3$ ，所以我們在低載子密度之下，適當的忽略 Cn^3 項是相當合理的。

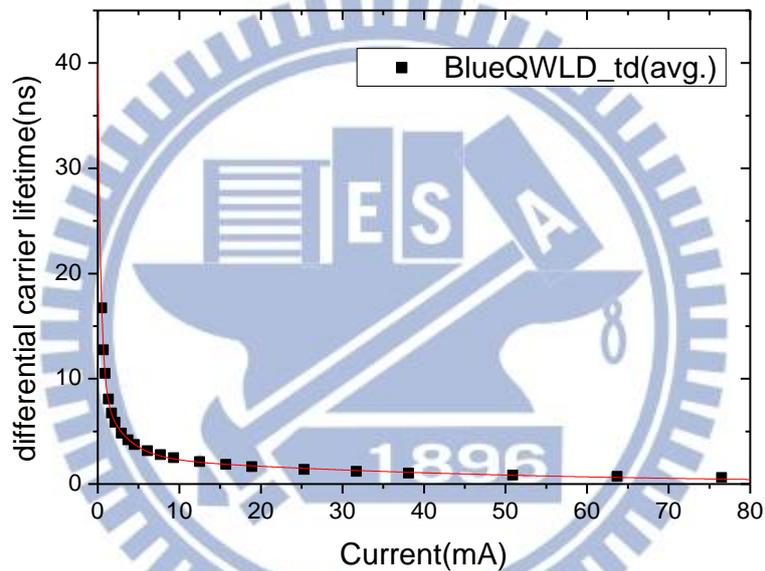


圖 4.27 BlueQWLD 的平均微分載子生命期隨電流變化圖。

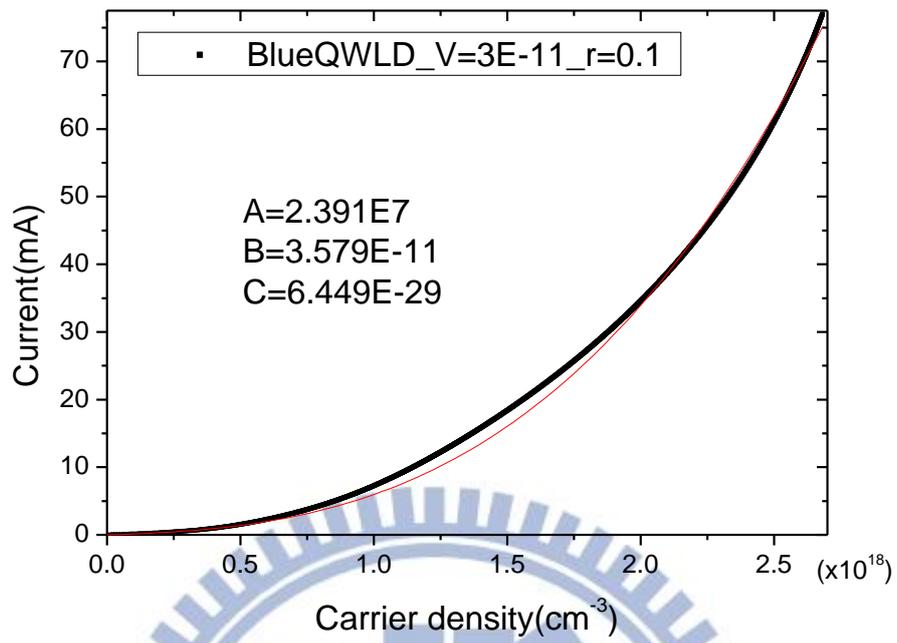


圖 4.28 BlueQWLD n - I 圖($r=0.1$)。

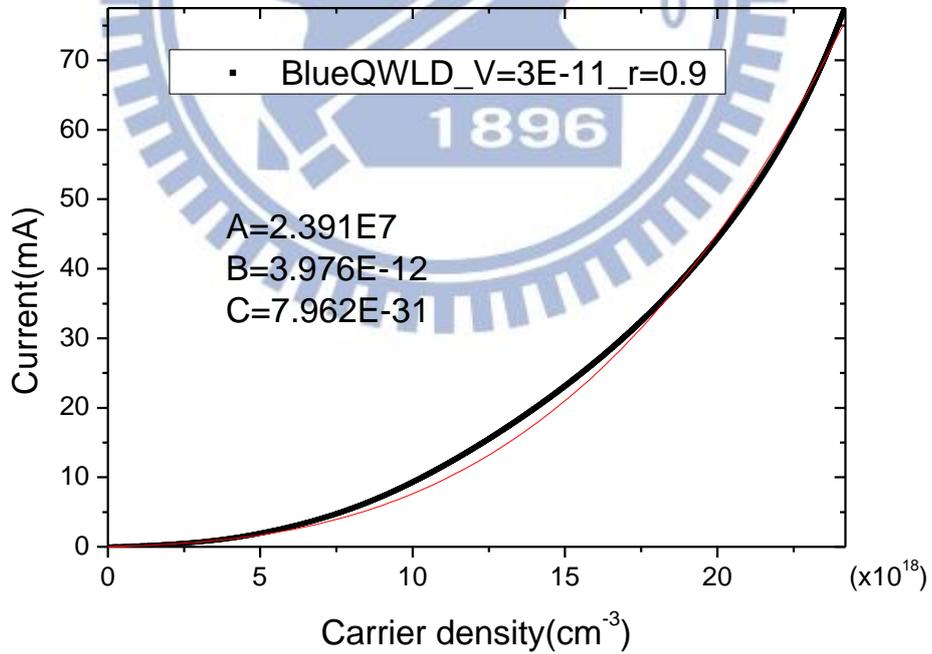


圖 4.29 BlueQWLD n - I 圖($r=0.9$)。

$n(\text{cm}^{-3})$ $r = 0.1$	$An(1/\text{cm}^3 \cdot \text{s})$	$Bn^2(1/\text{cm}^3 \cdot \text{s})$	$Cn^3(1/\text{cm}^3 \cdot \text{s})$
8.88×10^{16}	2.12×10^{24}	2.82×10^{23}	4.51×10^{22}

表 4.6 為 BlueQWLD 在低載子密度下的最大載子密度 $n = 8.88 \times 10^{16}(\text{cm}^{-3})$ 與其相對應的復合速率值 ($V_a = 3 \times 10^{-11} \text{cm}^3$, $r = 0.1$)。

$n(\text{cm}^{-3})$ $r = 0.9$	$An(1/\text{cm}^3 \cdot \text{s})$	$Bn^2(1/\text{cm}^3 \cdot \text{s})$	$Cn^3(1/\text{cm}^3 \cdot \text{s})$
7.99×10^{17}	1.91×10^{25}	2.53×10^{24}	4.06×10^{23}

表 4.7 為 BlueQWLD 在低載子密度下的最大載子密度 $n = 7.99 \times 10^{17}(\text{cm}^{-3})$ 與其相對應的復合速率值 ($V_a = 3 \times 10^{-11} \text{cm}^3$, $r = 0.9$)。

萃取出來的係數 A 為 2.4×10^7 (1/s)，係數 B 的範圍在 $4 \times 10^{-12} \sim 3.6 \times 10^{-11}(\text{cm}^3/\text{s})$ ，係數 C 的範圍在 $8 \times 10^{-31} \sim 6.4 \times 10^{-29}(\text{cm}^6/\text{s})$ 。可以明顯觀察到，BlueQWLD 萃取出來的歐傑係數相當的大，與長波長雷射差不多，一般來說，歐傑效應在長波長的材料會較為明顯，在寬能隙的半導體材料，歐傑效應的行為理應可以忽略[18]，不過近年來，不少文獻[5、19、20]也都觀察到如此大的歐傑係數，由於在高電流底下，歐傑效應會更加的嚴重，所以有人甚至認為歐傑效應是造成藍紫光發光二極體隨電流增加，效率下降 (efficiency droop) 的主因，而聲子輔助歐傑復合 (phonon-assisted auger recombination) 與帶間歐傑復合 (interband auger recombination) 被歸咎為造成寬能隙半導體的嚴重歐傑效應主因[21、22、23]。我們 BlueQWLD 萃取出來的係數與過去文獻所提供的範圍相當接近， A 約在 $10^7 \sim 10^8$ (1/s) 之間、 B 約在 $10^{-11} \sim 10^{-10}(\text{cm}^3/\text{s})$ 之間、 C 約在 $10^{-30} \sim 10^{-28}(\text{cm}^6/\text{s})$ 之間，如表 4.7 所示，所以我們的量測應該是準確的。

material[source]	active layer	λ (μm)	A(1/s)	B(cm^{-3}/s)	C(cm^{-6}/s)
$\text{Al}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}$ [5]	QW	325	$1.25 \times 10^8 \sim 10^9$	$9.84 \times 10^{-11} \sim 10^{-9}$	$5.37 \times 10^{-28} \sim 10^{-25}$
GaN [18]	QW	354	1.2×10^9	2.4×10^{-11}	<i>small</i>
InGaN [19]	QW	450	5.4×10^7	2×10^{-11}	2×10^{-30}
InGaN [20]	QW	460	$6 \times 10^7 \sim 2 \times 10^8$	2×10^{-11}	2×10^{-30}
<i>BlueQWLD</i>	QW	430	2.4×10^7	$4 \times 10^{-12} \sim 3.6 \times 10^{-11}$	$8 \times 10^{-31} \sim 6.4 \times 10^{-29}$

表 4.8 文獻上藍紫光雷射或發光二極體的復合係數。



第五章 結論與展望

本論文中，我們藉由元件的阻抗量測分析，推估其主動層的 SRH 復合速率、輻射復合速率、歐傑復合速率。量測的實驗樣品分別為 1.5 μm -QWLD1490、1.3 μm -QDLD936 以及 430nm-BlueQWLD，萃取出來的復合速率參數如表 5.1 所示，與找到的文獻相比是相當接近的，說明我們所建立的阻抗量測分析的方式應該是相當成功的，未來可將其應用在量測新型的雷射結構上。

	$\lambda(\mu\text{m})$	$A(1/s)$	$B(\text{cm}^3/s)$	$C(\text{cm}^6/s)$
QWLD1490	1.5	8.08×10^7	4.76×10^{-11}	5.63×10^{-29}
QDLD936	1.3	$\sim 10^7$	$\sim 10^{-11}$	$\sim 10^{-29}$
BlueQWLD	0.43	$\sim 10^7$	$10^{-12} \sim 10^{-11}$	$10^{-31} \sim 10^{-29}$

表 5.1 QWLD1490、QDLD936 以及 BlueQWLD 的復合速率參數

然而，我們的阻抗分析技術其實還存在著三大問題尚須要去克服。

建立多速率方程式(multi-level rate equation)

由於本論文中，我們忽略載子在量子井或量子點內的捕捉與逃離效應，導致參數 R_s 與參數 L 隨電流的變化無法給予明確的解釋，甚至有可能因此影響到復合係數的精準度，所以未來需要建立多速率方程式模型來考慮載子的捕捉與逃離效應。

封裝寄生阻抗

封裝阻抗也應當加入到電路模型中，本論文的樣品在未考慮封裝阻抗的模型

下都能擬合得很好，但是有些元件卻不是如此，圖 5.1 為一藍光 LED 的 $Re\{Z\}$ 圖，可以明顯看到實驗點與理論模型有極大的不一致，這個問題將嚴重的限制可量測的樣品。

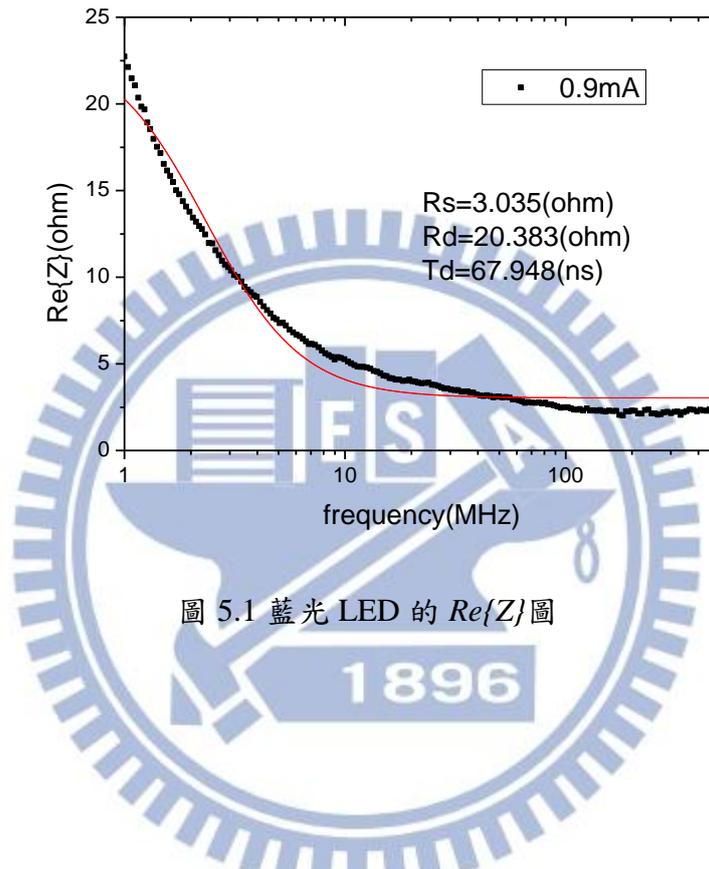


圖 5.1 藍光 LED 的 $Re\{Z\}$ 圖

元件控溫

我們曾經嘗試自製過適合 HP4291B 阻抗分析儀的控溫銅座，但是卻會造成阻抗量測出現異常的雜訊，導致無法分析，所以如何在不影響量測的前提下控溫，將是未來努力的目標。未來將針對這三個問題去做改進。

參考文獻

- [1] G. E. Shtengel, D. A. Ackerman, P. A. Morton, E. J. Flynn, and M. S. Hybertsen, "Impedance-corrected carrier lifetime measurements in semiconductor lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, pp. 1506-1508, 1995.
- [2] A. A. Dikshit, Vishnu Vangapally, and J. M. Pikal, "Carrier lifetime in 1.3 μm InAs quantum-dot lasers using small-signal modulation technique," *Proc. of SPIE*, vol. 6017, 60170L-1, 2005.
- [3] R. Paoletti, M. Meliga, and I. Montrosset, "Optical modulation technique for carrier lifetime measurement in semiconductor lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 1447-1449, 1996.
- [4] G. E. Giudice, D. V. Kuksenkov, and H. Temkin, "Measurement of differential carrier lifetime in vertical-cavity surface-emitting lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 920-922, 1998.
- [5] M. Shatalov, A. Chitnis, A. Koudymov, J. Zhang, V. Adivarahan, G. Simin and M. A. Khan, "Differential carrier lifetime in AlGaIn based multiple quantum well deep UV light emitting diodes at 325nm," *J. Appl. Phys.*, vol. 41, L1146, 2002.
- [6] S. Nakamura, "RT-CW Operation of InGaIn multi-quantum-well structure laser diodes," *Mat. Sci. and Eng.*, B50, pp. 277-284, 1997.
- [7] 盧廷昌, 王興宗, 半導體雷射導論, 五南出版社, 第二章, 2008.
- [8] 郭浩中, 賴芳儀, 郭守義, LED 原理與應用, 五南出版社, 第二章, 2009.
- [9] R. Olshansky, C. B. SU, J. Manning, and W. Powazinik, "Measurement of radiative and nonradiative recombination rates in InGaAsP and AlGaAs light sources," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-20, pp. 838-854, 1984.
- [10] Esquivias, S. Weisser, B. Romero, J. D. Ralston, and J. Rosenzweig, "Carrier

- dynamics and microwave characteristics of GaAs-based quantum-well lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, pp. 635-646, 1999.
- [11] G. Lin, C. Y. Chang, W. C. Tseng, C. P. Lee, K. F. Lin, R. Xuan, and J. Y. Chi, “Novel chirped multilayer quantum-dot lasers,” *Proc. SPIE*, vol. 6997, 69970R, 2008.
- [12] J. Tatum, D. Smith, J. Guenter and R. Johnson, “High speed characteristics of VCSELs,” *Proc. of SPIE*, vol. 3004, 1997.
- [13] G. E. Giudice, D. V. Kuksenkov and H. Temkin, “Small-signal impedance characteristics of quantum-well laser structures,” *Appl. Phys. Lett.* vol. 78, pp. 4109-4111, 2001.
- [14] T. J. Houle, J. C. L. Yong, C. M. Marinelli, “Characterization of the temperature sensitivity of gain and recombination mechanisms in 1.3- μm AlGaInAs MQW lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 41, pp. 132-139, 2005.
- [15] O. Anton, C. S. Menoni, J. Y. Yeh, L. J. Mawst, J. M. Pikal, and N. Tansu, “Increased monomolecular recombination in MOCVD grown 1.3- μm InGaAsN–GaAsP–GaAs QW lasers from carrier lifetime measurements,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, pp. 953-955, 2005.
- [16] J. M. Pikal, C. S. Menoni, H. Temkin, P. Thiagarajan, and G. Y. Robinson, “Carrier lifetime and recombination in long-wavelength quantum-well lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 5, pp. 613-619, 1999.
- [17] D. G. McConville, S. J. Sweeney, A. R. Adams, S. Tomic and H. Riechert, “Temperature and pressure dependence of the recombination mechanisms in 1.3 μm and 1.5 μm GaInNAs lasers,” *Phys. Stat. Sol. (b)*, vol. 244, pp. 208-212, 2007.
- [18] H. Yoshida, M. Kuwabara, Y. Yamashita, K. Uchiyama, and H. Kan, “Radiative and nonradiative recombination in an ultraviolet GaN/AlGaN multiple-quantum-well laser diode,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, 211122, 2010.
- [19] S. H. Han, D. Y. Lee, S. J. Lee, C. Y. Cho, M. K. Kwon, “Effect of electron blocking

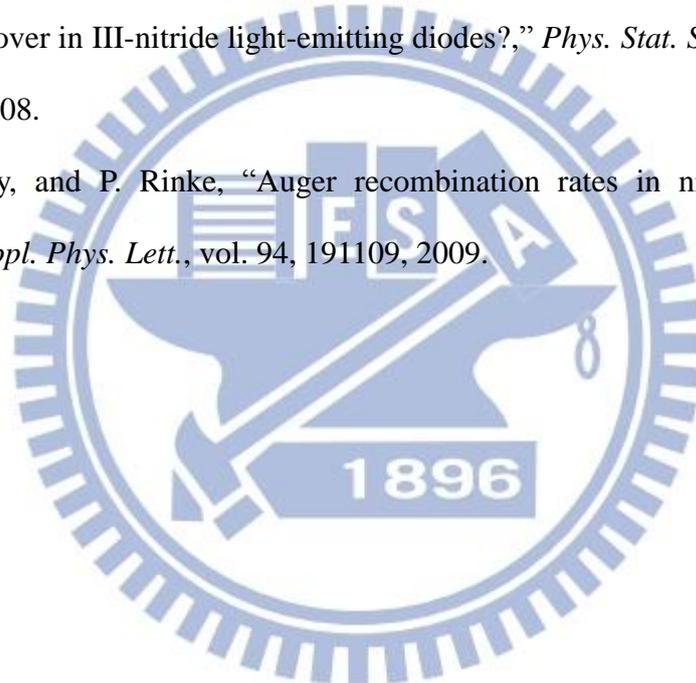
layer on efficiency droop in InGaN/GaN multiple quantum well light-emitting diodes,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, 231123, 2009.

[20] Y. Y. Kudryk, and A. V. Zinovchuk, “Efficiency droop in InGaN/GaN multiple quantum well light-emitting diodes with nonuniform current spreading,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 26, 095007, 2011.

[21] H. Y. Ryu, H. S. Kim, and J. I. Shim, “Rate equation analysis of efficiency droop in InGaN light-emitting diodes,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, 081114, 2009.

[22] K. A. Bulashevich¹, and S. Yu. Karpov, “Is Auger recombination responsible for the efficiency rollover in III-nitride light-emitting diodes?,” *Phys. Stat. Sol. (c)*, vol. 5, pp. 2066-2069, 2008.

[23] K. T. Delaney, and P. Rinke, “Auger recombination rates in nitrides from first principles,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, 191109, 2009.



簡歷 (Vita)

姓名：馬江智 (Jiang-Jhih Ma)

性別：男

出生年月日：民國 75 年 12 月 15 日

籍貫：台灣桃園

學歷：桃園縣國立中壢高級中學 (91.9 - 94.6)

中興大學電機工程學系學士 (94.9 - 98.6)

交通大學電子研究所碩士班 (98.9 - 101.6)

碩士論文題目：

以阻抗特性量測來分析半導體發光元件之微分載子生命期

Analysis of differential carrier lifetime in semiconductor light emitting devices by
impedance measurement