

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所

碩士論文

以模型化方式探討氮化鎵藍、綠光發光二極體效率下降之原因

Model analysis of efficiency droop in GaN-based light emitting diodes

研究生：傅志正

指導教授：顏順通 教授

中華民國一〇二年九月

以模型化方式探討氮化鎵藍、綠光發光二極體效率下降之原因

Model analysis of efficiency droop in GaN-based light emitting diodes

研究生：傅志正

Student : Chih-Cheng Fu

指導教授：顏順通

Advisor : Dr. Shun-Tung Yen

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所

碩士論文

A Thesis

Submitted to Department of Electronics Engineering and
Institute of Electronics

College of Electrical and Computer Engineering

National Chiao Tung University

in partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master of Science

in

Electronics Engineering

October 2011

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國一〇二年九月

以模型化方式探討氮化鎵藍、綠光發光二極體效率下降之原因

學生：傅志正

指導教授：顏順通 博士

國立交通大學

電子工程學系電子研究所碩士班

摘要

在本論文中，我們分別探討了蕭特基-瑞德-霍爾復合、輻射復合、歐傑復合、有效主動層體積與漏電流對藍光發光二極體效率下降的影響。經由模型的分析可知，提升輻射復合在總復合當中的比例，有助於提升外部量子效率峰值與改善效率下降現象。此外有效主動層體積的下降雖然不改變外部量子效率峰值，卻會使效率下降隨電流上升而嚴重地惡化。小的有效主動層體積同時讓原本在高電流密度才能凸顯作用的漏電流，變得在低電流密度即可顯現其對外部量子效率的影響。

最後，我們針對所量測到藍、綠光發光二極體外部量子效率曲線的差異加以解釋。我們發現差異主要來自於小能隙綠光發光二極體有較大的歐傑復合係數，同時銦原子集結嚴重造成波函數重疊下降也導致有效主動層體積較藍光發光二極體小。不論藍、綠光發光二極體，在正常情況下，漏電流佔總電流的比例皆不到百分之一，故能排除漏電流是引起效率下降的主因。

Model analysis of efficiency droop in GaN-based light emitting diodes

Student : Chih-Cheng Fu

Advisor : Dr. Shun-Tung Yen

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

Abstract

In this thesis, we use a model to investigate the influence of Shockley-Read-Hall recombination, radiative recombination, Auger recombination, effective volume, and leakage current on efficiency droop in blue light emitting diodes (LEDs). We find that increasing the ratio of radiative recombination to overall recombination rate, can improve the peak value of the external quantum efficiency (EQE) and alleviate the efficiency droop phenomenon. Besides, the decrease in the effective volume does not change the EQE peak value, but severely deteriorates the efficiency droop. We also find that a small effective volume may cause a significant leakage current at a low total current density.

We also study reasons for the difference in measured EQE curves between blue and green LEDs. We find that the efficiency droops more significantly for green LEDs than blue ones, due to a larger Auger coefficient and a smaller effective volume which results from indium aggregation or other factors causing more incomplete wave function overlap. Moreover, for both blue and green LEDs, the ratio of the leakage current to the total current is less than one percent in a normal operating current level. This indicates that the leakage current can be excluded from the origin of efficiency droop.

致謝

時光飛逝，兩年的碩士生涯即將畫上句點。在交大的這兩年，我不僅學到了半導體方面的知識，更學會了做事情的方法，同時也對自己的未來重新思考。

首先，我得感謝我的指導教授顏順通博士。雖然場發射致冷的結果不盡理想，感謝老師肯給我重新學習的機會，也正因為如此，我才有機會學到LED相關的知識。老師對知識的熱愛與做事嚴謹的態度，真的是我一輩子的模範。

再來，我要感謝我的指導學長李冠成。沒有學長的幫忙，這篇碩論是無法誕生的。學長不論在實驗或模型架構方面總是不厭其煩的給予我意見，讓一開始在狀況外的我能夠漸漸地步上軌道。此外我也要感謝人超好的佩鋼學長，學長對學弟們無微不至的照顧著實令我感動。我也非常感協實驗室的大家，神人級的泓文學長、同屆的楷模政紘、樂觀的明錡、陪我說悄悄話的冠宇、積極的競加、偷吃好料的晟綱，你們每一位都使我的碩士生活更豐富。

我亦要感謝中原大學的同學們。定期的出遊與聚餐，使隻身在新竹求學的我不孤單。

最後，我非常感謝我的家人。因為你們無私的奉獻，讓我可以沒有經濟壓力的情況下專心地唸書。如果沒有你們的支持我不會走到這，你們是我堅持下去的最大動力，謝謝你們。

目錄

摘要	i
Abstract	ii
致謝	iii
目錄	iv
圖目錄	vii
表目錄	x
第一章 緒論	1
1.1 前言	1
1.2 研究現況	1
1.2.1 蕭特基-瑞德-霍爾復合	2
1.2.2 能帶填滿效應導致的輻射復合下降	3
1.2.3 歐傑復合	3
1.2.4 漏電流	3
1.2.5 主動層體積下降	3
1.3 研究動機	4
第二章 發光二極體物理參數	5
發光二極體物理參數	5
2.1 輻射復合	5
2.2 非輻射復合	5
2.2.1 蕭特基-瑞德-霍爾復合	5
2.2.2 歐傑復合	6
2.3 內部量子效率	6

2.4 光萃取效率	7
2.5 注入效率	7
2.6 外部量子效率	8
2.7 插電效率	8
第三章 計算方法	9
3.1 基本方程	9
3.1.1 主動區內載子濃度	9
3.1.2 主動區復合電流	11
3.1.3 阻擋層內載子濃度	12
3.1.4 漏電流	13
3.1.5 相關分析參數	14
3.2 計算流程	15
第四章 量測	18
4.1 發光二極體樣品	18
4.2 實驗架構	18
4.2.1 直流量測架構	18
4.2.2 脈衝量測架構	19
4.3 量測結果	21
4.3.1 正規化輻射功率	21
4.3.2 微分輻射功率	23
4.4 脈衝模式溫度效應不明顯之驗證	26
4.5 藍、綠光發光二極體量測結果與比較	27
第五章 結果與討論	30

5.1 基本方程分析	30
5.1.1 輻射復合與非輻射復合對效率下降的影響	31
5.1.2 有效主動層體積對效率下降的影響	35
5.1.3 漏電流對效率下降的影響	39
5.2 量測結果與模擬	42
5.2.1 藍、綠光發光二極體模擬結果比較	43
5.2.2 藍、綠光光二極體模擬結果討論	47
第六章 結論	49
附錄	51
參考文獻	52
簡歷	53



圖目錄

圖 1.1 LED 在市場上的各種應用。	1
圖 1.2 LED 效率下降的現象圖[1]。	2
圖 3.1 LED 三層等效結構。	9
圖 3.2 主動區中載子的分布。	10
圖 3.3 模型計算流程圖。	17
圖 4.1 晶粒在光學顯微鏡下拍攝的結果。	18
圖 4.2 LED 直流量測架構示意圖。	19
圖 4.3 LED 脈衝量測架構示意圖。	20
圖 4.4 LED 脈衝量測架構。	20
圖 4.5 不同 LED 偏壓下的正規化輻射功率與負載週期關係圖。	21
圖 4.6 光、電訊號不同步的現象來自於 RC 延遲[9]。	23
圖 4.7 正規化輻射功率被低估主要來自於光訊號上升的過程。	23
圖 4.8 微分輻射功率將欲還原訊號的暫態部份消除掉。	24
圖 4.9 微分輻射功率有效地將 RC 延遲消除。	25
圖 4.10 不同 LED 偏壓下的微分輻射功率與負載週期關係圖。	25
圖 4.11 直流模式、脈衝模式的輻射功率與電流關係的比較圖。	27
圖 4.12 藍光 LED 外部量子效率與注入電流的關係圖。	28
圖 4.13 綠光 LED 外部量子效率與注入電流的關係圖。	28
圖 4.14 為藍、綠光 LED 正規化 EQE 與注入電流關係的比較圖(線性電流座標)。	29
圖 4.15 為藍、綠光 LED 正規化 EQE 與注入電流關係的比較圖(對數電流座標)。	29

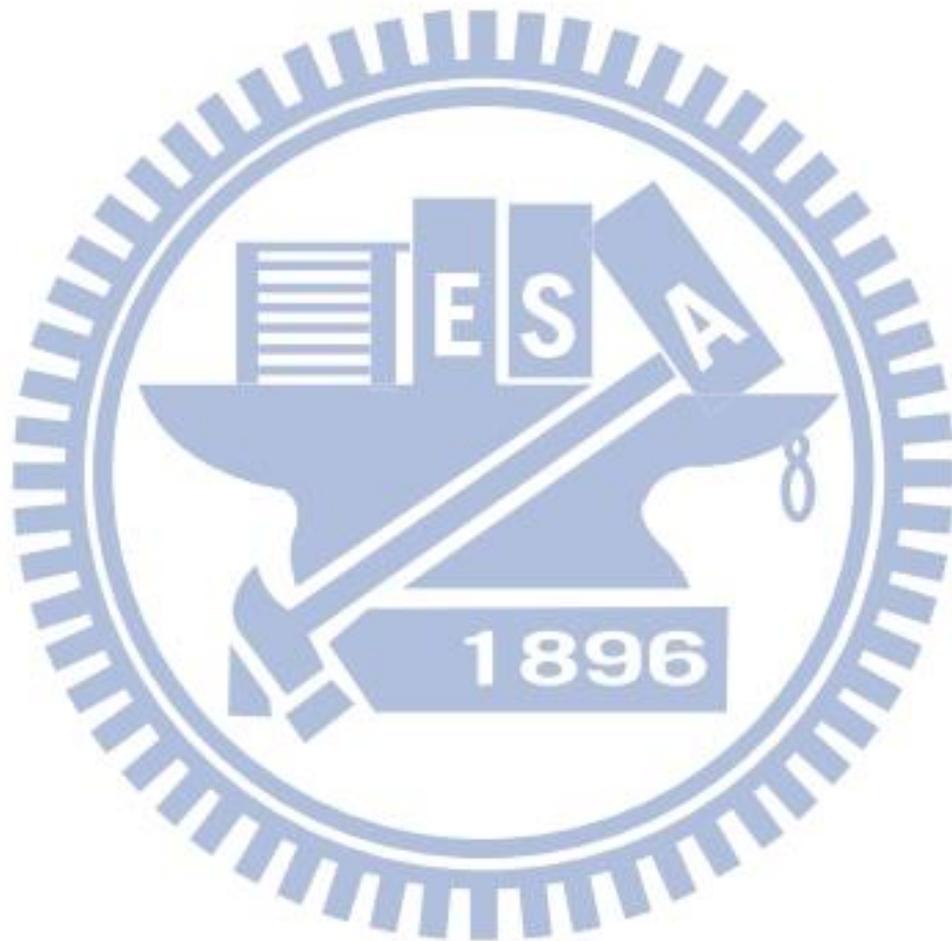
圖 5.1 不同 SRH 復合係數下的外部量子效率與 LED 電流密度關係圖。	32
圖 5.2 不同歐傑復合係數下的外部量子效率與 LED 電流密度關係圖。	33
圖 5.3 不同輻射復合係數下的外部量子效率與 LED 電流密度關係圖。	33
圖 5.4 不同 SRH 復合係數下的外部量子效率與主動區載子濃度關係圖。	34
圖 5.5 不同輻射復合係數下的外部量子效率與主動區載子濃度關係圖。	34
圖 5.6 不同歐傑復合係數下的外部量子效率與主動區載子濃度關係圖。	35
圖 5.7 不同有效主動層體積下的外部量子效率與 LED 電流關係圖。	37
圖 5.8 $V_{\text{eff}} = 0.01V_{\text{phy}}$ 的電流成份與主動區載子濃度的關係圖。	38
圖 5.9 $V_{\text{eff}} = V_{\text{phy}}$ 的電流成份與主動區載子濃度的關係圖。	38
圖 5.11 不同阻擋層鋁成份比之外部量子效率與 LED 電流的關係圖。	39
圖 5.12 $x=0.05$ 電流成份與載子濃度關係圖。	40
圖 5.13 $x=0.4$ 電流成份與載子濃度關係圖。	40
圖 5.14 不同阻擋層鋁含量之外部量子效率與主動區載子濃度的關係圖。	41
圖 5.15 藍光 LED 實驗與模擬結果之外部量子效率與電流密度關係	

圖。	45
圖 5.16 綠光 LED 實驗與模擬結果之外部量子效率與電流密度關係	
圖。	45
圖 5.17 藍光 LED 電流成份與主動區載子濃度關係圖。	46
圖 5.18 綠光 LED 電流成份與主動區載子濃度關係圖。	46
圖附 1 淨電洞流流向。	51



表目錄

表 5.1 分析中所使用之藍光 LED 參數。	30
表 5.2 藍、綠光 LED 模型相關參數。	42



第一章 緒論

1.1 前言

兼具節能與環保特性的發光二極體(Light-emitting diode, LED)，近年來受到高度的重視。目前 LED 已廣泛地應用在室內照明、行動裝置、行車相關照明、情境光源等等的應用，如圖 1.1 所示。



圖 1.1 LED 在市場上的各種應用。

目前 LED 的發展以高效率白光 LED 最受矚目。白光 LED 有許多製作方式，其中最簡單的是使用 III-V 族氮化物半導體材料製作藍光 LED，再搭配鈮鋁石榴石 (YAG:Ce) 的黃光螢光粉產生白光。隨著相關製程技術的改良，目前白光 LED 的發光效率已達到 100 lm/W 以上，亮度已可逐漸取代傳統燈源。最大的問題點是 LED 燈價格較高，因此尚未能普及於一般家庭。

1.2 研究現況

擁有寬能隙且為直接能隙的氮化物材料，其製造的 LED 以綠光、藍光與紫光為主。為了獲得高亮度與高效率，應用於照明的 LED 除

了加大尺寸外，還需操作於高電流下。然而，現今III-V族氮化物LED普遍發現其最大發光效率發生在很小的電流密度注入下(約 $10\text{A}/\text{cm}^2$)，隨著電流密度的增加，發光效率有明顯衰減的現象，此現象稱之為效率下降(Efficiency droop)，如圖 1.2 所示。效率下降的現象已經造成了LED 照明應用的限制，如果增加效率下降的起始電流密甚至消除效率下降，LED 便能在高電流操作下也能保持高效率，如此更能節省照明應用的成本。

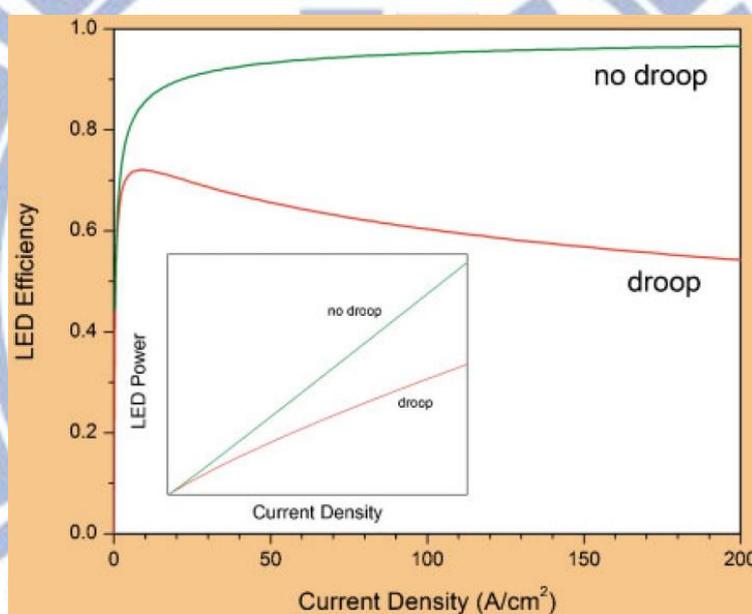


圖 1.2 LED 效率下降的現象圖[1]。

近期許多研究團隊針對效率下降提出了不同的看法，但是，尚未有一個主要的物理機制是被大家所接受的。由於各團隊說法之間也互相有所關聯，以下列出幾項目前文獻提出可能導致效率下降的原因：

1.2.1 蕭特基-瑞德-霍爾復合(Shockley-Read-Hall recombination)

生長在藍寶石基板上的氮化鎵薄膜缺陷密度很高。這些缺陷將在

能隙中引起新的非輻射復合中心，進而使得載子的壽命減少，增加非輻射復合率。

1.2.2 能帶填滿效應(Band filling effect)導致的輻射復合 (Radiative recombination)下降

輻射復合與載子濃度平方成比例關係只在低載子濃度下適用。隨著注入電流的增加，量子井將會逐漸被載子填滿，即能帶填滿效應，同時量子井中的載子濃度也持續增加。過程中，輻射復合係數會隨載子濃度提高而下降[2]，進而導致輻射復合率的減緩。

1.3.3 歐傑復合(Auger Recombination)

歐傑復合是種牽涉到三個載子交互作用的非輻射復合過程，這種電子、電洞的復合雖然也是發生在價電帶與導電帶，但結合後的能量是給第三個載子(另一個電子或電洞)，使其激發至更高的能階。歐傑復合效應取決於半導體能隙的大小、載子濃度與能帶結構等多種因素。原本在氮化物材料上不明顯的歐傑復合效應，因為固態照明的需求，LED 必須操作在高電流密度，使得注入主動層的載子濃度提高，因而導致歐傑復合造成的非輻射復合受到重視。

1.4.4 漏電流(Leakage current)

LED 的輻射復合區域位於主動層內，然而，並非所有的載子流經主動區後都會復合。有些載子會以漏電流的形式從主動區脫離，因而導致輻射復合率的下降。

1.2.5 主動層體積下降

理想情況下的 LED 注入主動區的載子會均勻分布在量子井中，然而事實並非如此。載子的分佈會受到極化電場、載子遷移率不同與

銦(Indium)原子集結(Cluster)等種種因素的影響[3]，導致電子、電洞在空間分佈上的分離。分離的電子與電洞造成波函數重疊率的下降，因而導致載子實際發生復合的區域小於量子井體積，進而造成輻射功率(Emission power)的下降。此外小的載子復合區域將造成載子濃度的提高，進而增加歐傑復合的機率。

1.3 研究動機

針對氮化鎵藍、綠光 LED 的效率下降現象，目前大部份的研究都認為歐傑復合是造成下降的主因。然而，許多研究雖然能成功地解釋效率下降現象，但所使用的歐傑復合係數是遠大於理論值的，從數十倍到數百倍都有。H.-Y. Ryu 等人認為載子在量子井分布的不均勻，會造成載子有效復合區域小於實際量子井的物理體積，因而引進有效主動層體積的概念[4]。其研究成果顯示，確實能在較小的歐傑復合係數下將效率下降現象成功解釋。然而，小的有效主動層體積暗示著較高的主動區載子濃度，在 H.-Y. Ryu 等人的研究當中卻沒有加以考慮漏電流的影響。忽略漏電流的正當性是值得探討的，因為 G.-B. Lin 等人的研究指出，高電流注入下，漏電流會與主動區載子濃度呈現三次方以上的相依關係[5]。

本論文在 LED 量測上因為有涉及高偏壓的原故，因此模型架構以復合速率模型(ABC 模型)搭配有效主動層體積，並且加以考慮漏電流的效應，分別探討蕭特基-瑞德-霍爾復合、輻射復合、歐傑復合、有效主動層體積與漏電流對效率下降的影響。最後利用上述模型對我們實驗所觀察到藍、綠光 LED 外部量子效率的差異加以解釋，以提供效率下降的解決方針。

第二章 發光二極體物理參數

本碩論採 ABC 模型描述主動區內復合機制，因此說明 A、B、C 各參數背後所代表的物理意義是有其必要的。此外我們也將對 LED 領域常用到的術語加以說明其背後的物理意義。

發光二極體物理參數

超額載子在主動區的復合除了輻射復合還有非輻射復合，以下針對兩種復合方式加以討論：

2.1 輻射復合(Radiative recombination)

輻射復合淨復合率可表示成[6]：

$$R = B(np - n_0p_0), \quad (2.1)$$

其中 B 是雙原子輻射復合係數(Bimolecular recombination coefficient)、 n_0, p_0 是熱平衡下電子與電洞的濃度。

非熱平衡情況下載子濃度 n, p 可表示成：

$$n = n_0 + \delta n, p = p_0 + \delta p, \quad (2.2)$$

其中 $\delta n, \delta p$ 分別代表載子濃度與熱平衡載子濃度的偏差量。

若為高注入(High-level injection)情況，同時電子、電洞成對產生，即 $\delta n = \delta p \gg (n_0 + p_0)$ ，輻射復合率 R_{Rad} 可表示成：

$$R_{\text{Rad}} = Bn^2, \quad (2.3)$$

2.2 非輻射復合

2.2.1 蕭特基-瑞德-霍爾復合(SRH recombination)

SRH 復合是電子、電洞藉著非輻射復合中心復合的過程，SRH 淨復合率可表示成[6]：

$$R_{SRH} = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)}, \quad (2.4)$$

其中 τ_n, τ_p 分別為電子與電洞的載子壽命(Carrier lifetime)、 n_i 為本質半導體載子濃度、 n_1, p_1 分別表示如下:

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right), \quad (2.5)$$

$$p_1 = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{k_B T}\right), \quad (2.6)$$

其中 E_t 為復合中心能階、 E_i 為本徵費米能階、 k_B 為波茲曼常數 (Boltzmann constant)、 T 為溫度。

若為高注入(High-level injection)情況，同時電子、電洞成對產生，即 $\delta n = \delta p \gg (n_o + p_o)$ ，並且 $E_i \approx E_t$ ，SRH 復合率 R_{SRH} 可表示成:

$$R_{SRH} = An, \quad (2.7)$$

2.2.2 歐傑復合(Auger recombination)

歐傑復合 R_{Aug} 淨復合率可表示成[7]:

$$R_{Aug} = (C_n n + C_p p)(np - n_i^2), \quad (2.8)$$

其中 C_n, C_p 分別為 n 型與 p 型歐傑復合係數。

若為高注入(High-level injection)情況，同時電子、電洞成對產生，即 $\delta n = \delta p \gg (n_o + p_o)$ ，淨復合率可表示成:

$$R_{Aug} = Cn^3, \quad (2.9)$$

2.3 內部量子效率(Internal quantum efficiency)

經由上面的說明可知，超額載子在主動區的復合並非都能以輻射復合的方式放出光子。因此在 LED 的討論中，常以內部量子效率(IQE)

來描述主動區內輻射復合與總復合的比值。

內部量子效率(IQE)定義如下:

$$IQE = \frac{R_{Rad}}{R_{SRH} + R_{Rad} + R_{Aug}} = \frac{Bn^2}{An + Bn^2 + Cn^3}, \quad (2.10)$$

2.4 光萃取效率(Extraction efficiency)

在理想的 LED 中，當主動區內輻射復合放出光子後，這些光子是能全部輻射至外界的。然而真實的 LED 中，主動區產生的光子可能會因各種損耗機制而無法傳播到外界，例如基板的吸收、金屬接點上自由電子的吸收。因此在 LED 的討論中，常以光萃取效率(Extr)來描述輻射至外界與主動區內產生總光子數的比值，光萃取效率(Extr)定義如下:

$$Extr = \frac{P_{emission} / hv}{P_{int} / hv}, \quad (2.11)$$

其中 $P_{emission}$ 為輻射至外界的輻射功率、 P_{int} 為主動區的輻射功率、 hv 為光子能量。

2.5 注入效率(Injection efficiency)

超額載子在主動區經歷輻射復合與非輻射復合之後，尚有一些超額載子能存活並且逃離主動區，這些逃離主動區的超額載子都視為漏電流。因此在 LED 領域中，常以注入效率(INJ)來描述復合電流與注入 LED 總電流的比值，注入效率(INJ)定義如下:

$$INJ = \frac{I_{act}}{I_{LED}} = \frac{I_{act}}{I_{act} + I_{leak}} = \frac{J_{act}}{J_{act} + J_{leak}}, \quad (2.12)$$

其中 I_{LED} 是注入 LED 的總電流、 I_{act} 是主動區內復合電流、 I_{leak} 是漏電

流、 J_{act} 是主動區內復合電流密度、 J_{leak} 是漏電流密度。

2.6 外部量子效率(External quantum efficiency)

LED 的討論中，常以外部量子效率(EQE)來描述輸入的電子數目與轉換成有效光子數目的比值，外部量子效率(EQE)定義如下：

$$EQE = INJ \times IQE \times Extr , \quad (2.13)$$

2.7 插電效率(Plug efficiency)

另外還有一個評估 LED 電功率轉換成光功率的效能，稱之為插電效率(Plug efficiency)，插電效率定義如下：

$$plug\ efficiency = \frac{P_{emission}}{I \times V} , \quad (2.14)$$

其中 $I \times V$ 是提供給 LED 的電功率。



第三章 計算方法

在穩態條件下，LED 的總電流可分成主動區復合電流與漏電流兩部份。在我們的計算方法中，主動區復合電流是利用 ABC 模型搭配有效主動層體積描述。漏電流是採用電中性方程搭配飄移擴散電流模型描述。計算中因為電洞的有效質量較大，很難穿越主動區進入 n 型氮化鎵，因此我們忽略電洞造成的漏電流，此外，一般結構的 LED，電子與電洞的復合幾乎都發生在電子阻擋層附近的幾個量子井中，因此我們將 LED 簡化成三層等效結構，如圖 3.1 所示。三層結構由左至右依序為包覆層 GaN、主動層 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ 與 p 型電子阻擋層 $p\text{-Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ 。主動層的體積為有效主動層體積 V_{eff} 、電子阻擋層的厚度為 x_p ，摻雜濃度為 $N_A = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、元件面積為 A_{mesa} 。



圖 3.1 LED 三層等效結構。

3.1 基本方程

3.1.1 主動區內載子濃度

我們將主動區內載子濃度分成能階上的載子濃度與能帶上的載

子濃度兩部分，如圖 3.2 所示。量子井中電子量子化的能階大小，是將量子井近似為一個有效厚度(Effective thickness) L_{eff} 的無限深量子井計算所得；電洞因為有效質量較大，量子化能階彼此較密集，因此處理上視為能帶的情況。

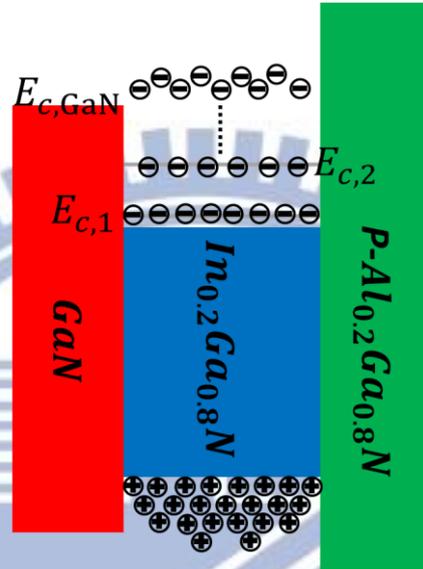


圖 3.2 主動區中載子的分布。

主動區內電子分佈可分為能階上的電子與能帶上的電子，因此，主動區內的電子濃度可表示為[6]:

$$n = \frac{1}{L_{\text{eff}}} \frac{k_B T m_c^*}{\pi \hbar^2} \sum_i \ln \left[1 + e^{(E_{Fc} - E_{c,i})/k_B T} \right] + N_c F_{1/2} \left(\frac{E_{Fc} - E_{c,\text{GaN}}}{k_B T} \right), \quad (3.1)$$

其中 m_c^* 為電子有效質量(Effective mass)、 \hbar 為約化普朗克常數 (Reduced Planck constant)、 E_{Fc} 為主動區內電子的準費米能階。 $E_{c,i}$ 為量子井中第 i 個量子化的能階、 N_c 為量子井中導帶的有效態密度 (Effective density of states)、 $F_{1/2}$ 是費米-迪拉克積分(Fermi-Dirac integral)、 $E_{c,\text{GaN}}$ 為包覆層導帶邊緣。

主動區內的電洞濃度可表示為:

$$p = N_v F_{1/2} \left(\frac{E_v - E_{Fv}}{k_B T} \right), \quad (3.2)$$

其中 N_v 為量子井中價帶的有效態密度、 E_v 為主動區內價帶邊緣、 E_{Fv} 為主動區內電洞的準費米能階。因為電洞量子化能階彼此較密集，所以濃度計算上採取塊材的方式計算。

一旦主動區內載子濃度被決定，主動區內復合電流與阻擋層內載子濃度即可被決定，分別討論如下：

3.1.2 主動區復合電流

在穩態條件下，主動區總復合電流可分為蕭特基-瑞德-霍爾復合電流、輻射復合電流與歐傑復合電流三部份，分別表示如下：

蕭特基-瑞德-霍爾復合電流，表示如下：

$$J_{SRH} = qAnV_{eff} / A_{mesa}, \quad (3.3)$$

其中 q 為基本電荷、 A 是蕭特基-瑞德-霍爾復合係數、 n 是主動區內載子濃度。

輻射復合電流，表示如下：

$$J_{Rad} = qBn^2V_{eff} / A_{mesa}, \quad (3.4)$$

其中 B 是輻射復合係數。

歐傑復合電流，表示如下：

$$J_{Aug} = qCn^3V_{eff} / A_{mesa}, \quad (3.5)$$

其中 C 是歐傑復合係數。

在考慮輻射復合與歐傑復合電流的過程中，我們加以考慮了能帶填滿效應，因此輻射與歐傑復合的復合係數表示為：

$$\begin{aligned} B &= B_0 / (1 + n / N_1), \\ C &= C_0 / (1 + n / N_2), \end{aligned} \quad (3.6)$$

其中 B_0 與 C_0 分別為低載子濃度下的輻射與歐傑復合的復合係數， N_1 與 N_2 分別為能帶填滿效應的相關因子。

因此主動區內總復合電流可表示如下：

$$J_{\text{act}} = J_{\text{SRH}} + J_{\text{Rad}} + J_{\text{Aug}} = qV_{\text{eff}} (An + Bn^2 + Cn^3) / A_{\text{mesa}}, \quad (3.7)$$

3.1.3 阻擋層內載子濃度

當知道主動區內載子濃度後，我們可由(3.1)求得電子的準費米能階與第一個量子化能階的差值 ($E_{F_c} - E_{c,1}$)、由(3.2)求得電洞價帶與準費米能階的差值 ($E_v - E_{F_v}$)。知道 ($E_{F_c} - E_{c,1}$) 與 ($E_v - E_{F_v}$) 後，主動區內載子的準費米能階差 $\Delta E_F|_{\text{act}}$ 即可被決定， $\Delta E_F|_{\text{act}}$ 表示如下：

$$\Delta E_F|_{\text{act}} = E_{g,\text{eff}} + (E_{F_c} - E_{c,1}) + (E_v - E_{F_v}), \quad (3.8)$$

其中 $E_{g,\text{eff}}$ 為主動區內有效能隙，即量子井中電子的第一個量子化能階 $E_{c,1}$ 與價帶邊緣 E_v 的能量差。

在知道主動區內準費米能階差 $\Delta E_F|_{\text{act}}$ 後，緊接著說明如何得到阻擋層內準費米能階差 $\Delta E_F|_{\text{block}}$ ， $\Delta E_F|_{\text{block}}$ 表示如下：

$$\Delta E_F|_{\text{block}} = \Delta E_F|_{\text{act}} + \Delta E_F, \quad (3.9)$$

ΔE_F 為阻擋層與主動區兩者電洞準費米能階差。 ΔE_F 是以熱激發電流模型 (Thermionic emission current model) 決定，詳細推導請見附錄，

ΔE_F 表示如下：

$$\Delta E_F = k_B T \ln \left(\frac{A_{\text{act}}}{A_{\text{block}}} + \frac{J_{\text{act}}}{A_{\text{block}} T^2} \exp \left(\frac{E_{F_v} - E_v}{k_B T} + \frac{\Delta E_F}{k_B T} \right) \right), \quad (3.10)$$

其中 A_{act} ， A_{block} 分別為主動區與阻擋層的瑞查生常數 (Richardson

constant)、 ΔE_v 為氮化銦鎵(InGaN)與氮化鋁鎵(AlGaIn)的價帶偏移 (Valence band offset)。因此，我們可由(3.9)、(3.10)求得阻擋層內準費米能階差 $\Delta E_F|_{\text{block}}$ 。

我們接著可利用阻擋層內載子準費米能階差搭配電中性方程 (Charge neutrality equation)解出阻擋層中的電子濃度 n_{block} 與電洞濃度 p_{block} 。

電中性方程表示如下：

$$p_{\text{block}} = n_{\text{block}} + N_A^- , \quad (3.11)$$

其中 N_A^- 是 p 型阻擋層中離子化的摻雜原子濃度。

阻擋層中的電子濃度 n_{block} 與電洞濃度 p_{block} 表示如下：

$$n_{\text{block}} = N_{c,\text{block}} F_{1/2} \left(\frac{E_{Fc,\text{block}} - E_{c,\text{block}}}{k_B T} \right) , \quad (3.12)$$

$$p_{\text{block}} = N_{v,\text{block}} F_{1/2} \left(\frac{E_{v,\text{block}} - E_{Fv,\text{block}}}{k_B T} \right) , \quad (3.13)$$

其中 $N_{c,\text{block}}$ 、 $E_{Fc,\text{block}}$ 與 $E_{c,\text{block}}$ 分別阻擋層中導帶的有效態密度、電子準費米能階與導帶邊緣； $N_{v,\text{block}}$ 、 $E_{Fv,\text{block}}$ 與 $E_{v,\text{block}}$ 分別阻擋層中價帶的有效態密度、電洞準費米能階與價帶邊緣。

一旦阻擋層內載子濃度被決定，漏電流即可被決定，討論如下：

3.1.4 漏電流

漏電流通常高偏壓下才有顯著的效應。高偏壓下只考慮擴散電流是不夠的，還要將飄移電流加以考慮。因此在我們以漂移擴散電流模型來描述，漏電流可表示為[8]：

$$J_{\text{leak}} = \mu_n k_B T n_{\text{block}} \left[\frac{1}{2Z} + \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{Z}\right)^2 + \left(\frac{2}{L_n}\right)^2} \coth \frac{x_p}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{Z}\right)^2 + \left(\frac{2}{L_n}\right)^2} \right], \quad (3.14)$$

其中 μ_n , n_{block} , L_n 分別為電子在 p 型阻擋層中的飄移率(Mobility)、載子濃度與擴散長度(Diffusion length)、 Z 為有效場長度(Effective field length)，表示如下：

$$Z = k_B T / qE, \quad (3.15)$$

其中 E 是阻擋層中的電場。電場 E 可估算如下：

$$J_{\text{act}} = J_p \approx q p_{\text{block}} \mu_p E, \quad (3.16)$$

其中 μ_p 為電洞在 p 型包覆層中的飄移率。

上述方程中，一旦知道主動區載子的濃度與有效主動層體積後，主動區內復合電流與漏電流即可決定，其它相關的分析參數也可跟著被決定，如：總電流、注入效率、內部量子效率、外部量子效率與輻射功率分別說明如下：

3.1.5 相關分析參數

總電流，表示如下：

$$J = J_{\text{act}} + J_{\text{leak}}, \quad (3.17)$$

注入效率，表示如下：

$$INJ = \frac{J_{\text{act}}}{(J_{\text{act}} + J_{\text{leak}})}, \quad (3.18)$$

內部量子效率，表示如下：

$$IQE = \frac{Bn^2}{(An + Bn^2 + Cn^3)}, \quad (3.19)$$

外部量子效率，表示如下：

$$EQE = INJ \times IQE \times Extr, \quad (3.20)$$

輻射功率，表示如下：

$$P_{\text{emission}} = Extr \times Bn^2 \times E_{\text{photon}} \times V_{\text{eff}}, \quad (3.21)$$

其中 E_{photon} 為光子能量。

本章節有關 LED 的參數詳細說明請參考第二章。

介紹完基本方程後，接著說明模型的計算流程：

3.2 計算流程

模型計算流程：

1. 先將實驗量測到的數據 EQE , I_{LED} , V_{LED} , E_{photon} , P_{emission} 載入模型。
2. 計算有效主動層體積與光萃取效率。計算上述兩參數的過程中我們用到了兩個假設，分別敘述如下：
 - a. 外部量子效率與內部量子效率發生最大值的電流值相同。
 - b. 發生最大外部量子效率時，電流注入效率為 1。

基於上述兩項假設，有效主動層體積與光萃取效率可分別表示為：

$$V_{\text{eff}} = \frac{I_{\text{LED}}(EQE_{\text{max}}) \times INJ_0}{q \times R_{\text{all}}(n_{\text{IQE,max}})}, \quad (3.22)$$

其中 $I_{\text{LED}}(EQE_{\text{max}})$ 為發生最大外部量子效率對應到的電流值、 INJ_0 代表電流注入效率為 1、 $R_{\text{all}}(n_{\text{IQE,max}})$ 為發生最大內部量子效率時的載子濃度對應到的總復合率，即(3.19)分母部份。

$$Extr = \frac{EQE_{\text{max}}}{IQE(n_{\text{IQE,max}}) \times INJ_0}, \quad (3.23)$$

其中 EQE_{max} 為最大外部量子效率值、 $IQE(n_{\text{IQE,max}})$ 為發生最大內部量子效率時的載子濃度對應到的內部量子效率。

3. 將 P_{emission} , $Extr$, E_{photon} , V_{eff} 帶入(3.21), 可求得主動區內載子濃度 n_{act} 。
4. 分別由(3.7)與(3.8)~(3.16)計算出主動區復合電流與漏電流。其中(3.8)的主動區內有效能隙 $E_{g,\text{eff}}$ 即為 E_{photon} 最小值。
5. 輸出 EQE , J , P_{emission} 等相關參數。

計算中所使用的元件溫度 $T=300K$ 、元件面積 $A_{\text{mesa}}=3\times 10^{-4} \text{ cm}^2$ 、電子阻擋層厚度 $x_p=0.45\mu\text{m}$ 。電子阻擋層厚度 x_p 實際上包含了電子阻擋層與p型氮化鎵的厚度，這是因為我們使用的漏電流公式(3.14)，推導過程中用到了超額載子濃度為零的邊界條件，因此我們假設超額載子濃度為零(即熱平衡)的發生點在元件邊界，故 x_p 的估算要將兩者加以考慮。

模型計算流程如圖 3.3 所示。

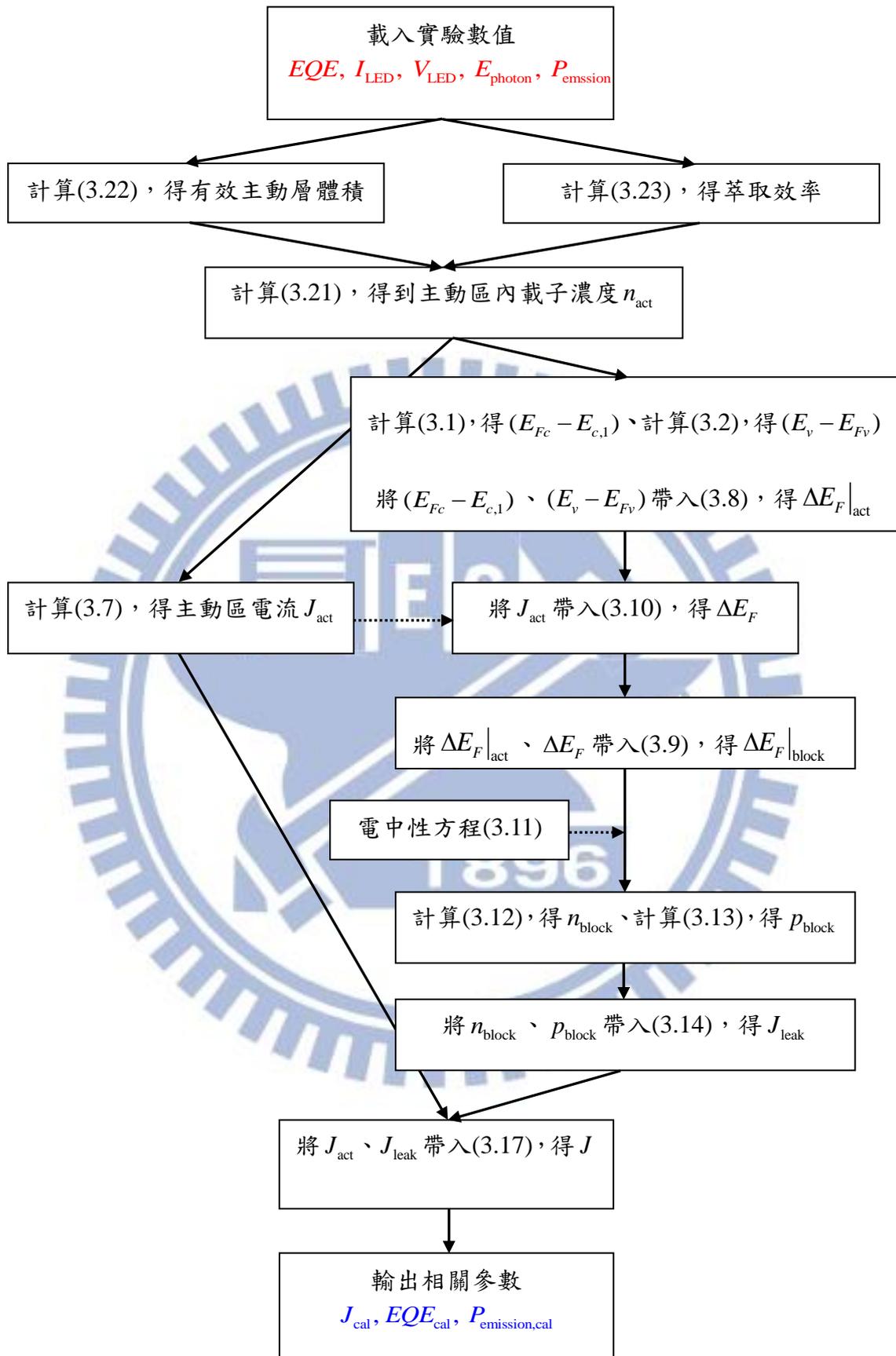


圖 3.3 模型計算流程圖。

第四章 量測

輻射功率(Emission power)是 LED 一項重要的光特性參數，同時受到 LED 溫度強烈地影響，隨著溫度的上升輻射功率會有下降的現象。為了避免熱效應對輻射功率量測的影響，因此我們採取脈衝模式(Pulse mode)來進行量測。同時我們也進行了直流量測當作對照組，來驗證脈衝模式溫度效應不明顯的假設是否正確。最後，我們利用脈衝模式對藍、綠光 LED 進行量測，並指出兩者外部量子效率量測結果的差異。

4.1 發光二極體樣品

我們所使用的藍、綠光 LED 是 Yellow-stone 公司所出產的商用 LED ($\phi=3\text{mm}$)。晶粒在光學顯微鏡下拍攝的結果如圖 4.1 所示。

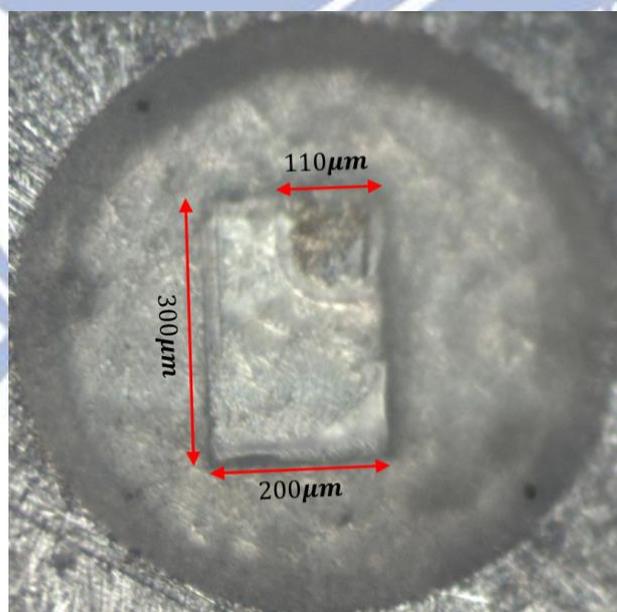


圖 4.1 晶粒在光學顯微鏡下拍攝的結果。

4.2 實驗架構

4.2.1 直流量測架構

LED 之直流 I-V 特性量測是使用電源電表(Keithley 2400)來執行。

LED 在達到起始電壓之後電阻是很小的，為了避免線阻對 LED 跨壓量測的影響，因此我們採用 Keithley 2400 內建的 4 線式電阻量測模式來量測 LED 的電壓特性。4 線式歐姆量測藉由兩條高阻抗電壓感測線(圖 4.2 中 $blue_1$ 與 $blue_2$)接到 LED 兩端，由於高輸入阻抗導致感測電路中的電流非常小，因此感測電路中的測試導線實際上沒有電壓降，所以可以經由兩個感測端子直接讀取 LED 兩端的跨壓。LED 的電流是將 Keithley 2400 操作在定電流模式下所注入的。LED 之輻射功率的量測是用積分球(Labsphere)來執行。直流量測架構示意如圖 4.2 所示。積分球輻射功率的量測，是經由標準燈 C2(Labsphere)與待測光源在光譜儀(USB 2000+, Ocean Optics)內光計數的比較而獲得。

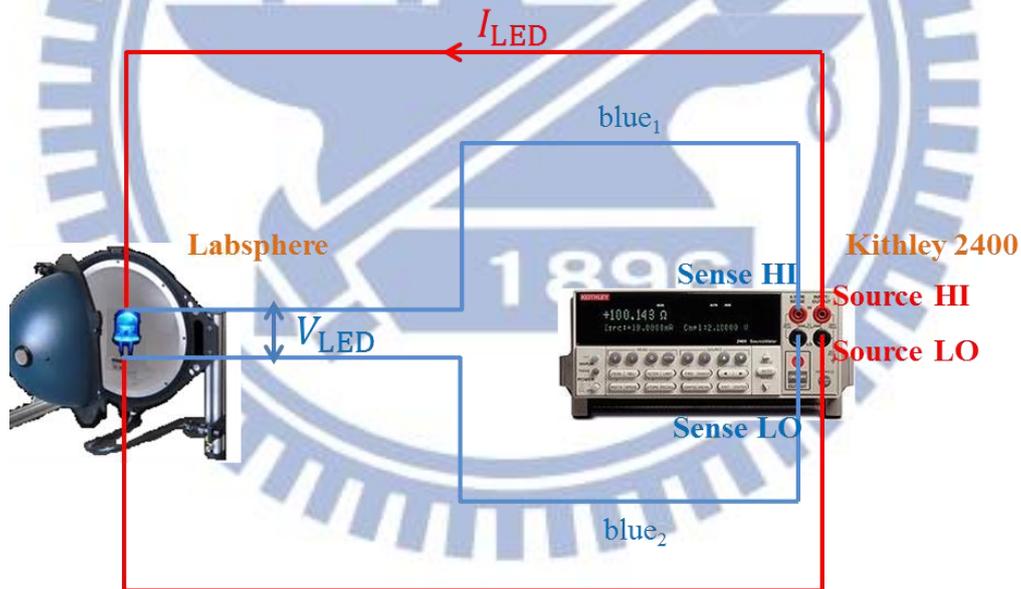


圖 4.2 LED 直流量測架構示意圖。

4.2.2 脈衝量測架構

LED 脈衝量測之電壓脈衝訊號是經由函數產生器(Agilent 33220A)所提供，脈衝的週期為 2ms；LED 的跨壓直接經由示波器(Tektronix TDS220)讀取；注入 LED 的電流是透過讀取一個與 LED 串

連之電阻上的跨壓，再經過歐姆定律換算而得；電阻上的跨壓是經由鎖相放大器(SR830, Stanford Research System)量得。LED 之輻射功率的量測是使用積分球(Labsphere)來執行。脈衝量測架構示意如圖 4.3 所示，脈衝量測架構如圖 4.4 所示。

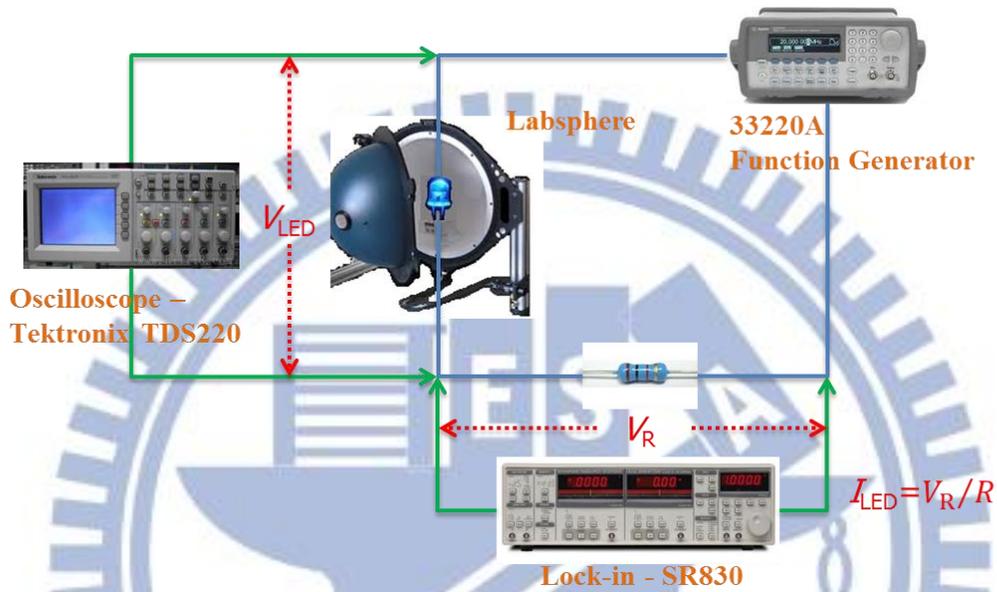


圖 4.3 LED 脈衝量測架構示意圖。



圖 4.4 LED 脈衝量測架構。

4.3 量測結果

4.3.1 正規化輻射功率(Normalized emission power)

圖 4.5 為不同的函數產生器偏壓 V_{FG} 其正規化輻射功率 $P_{normalized}$ (Normalized emission power)與負載週期 D (Duty cycle)的關係圖。量測中使用的函數產生器偏壓 V_{FG} 分別為 1.3、1.4、1.5 伏特；脈衝週期為 2 毫秒，負載週期由 1% 改變到 99%。正規化輻射功率與負載週期分別定義如下：

$$\text{正規化輻射功率: } P_{normalized} = 100\% \times \frac{P_{emission}}{D}, \quad (4.1)$$

$$\text{負載週期: } D = \frac{\text{pulse width}}{\text{pulse period}}, \quad (4.2)$$

其中 $P_{emission}$ 是負載週期 D 所對應到的輻射功率。

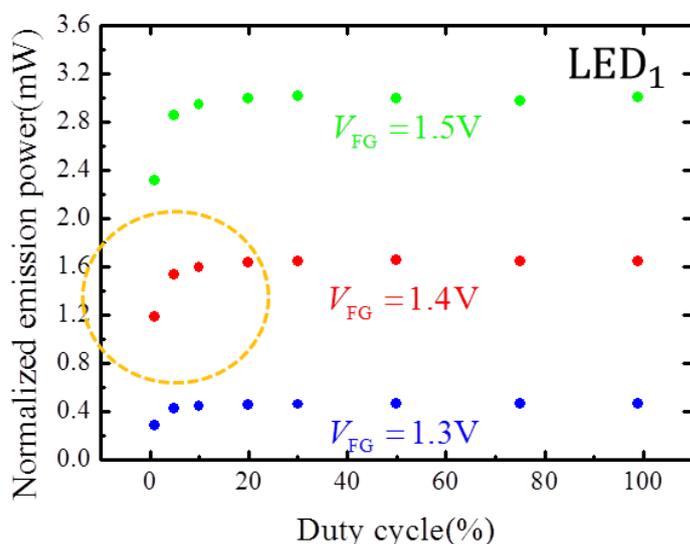


圖 4.5 不同 V_{FG} 下的正規化輻射功率與負載週期關係圖。

由圖 4.5 可以觀察到正規化輻射功率在負載週期 $D > 10\%$ 時是保持定值的，但在負載週期 $D < 10\%$ 時，正規化輻射功率會隨著負載週期下降而下降。正規化輻射功率在負載週期 $D = 1\%$ 甚至只有負載週

期 $D > 10\%$ 情況下的 75%。正規化輻射功率會隨著負載週期的下降而下降的現象，不論函數產生器偏壓 V_{FG} 是多少都會發生。

正規化輻射功率在低負載週期被低估的現象可利用 Windisch 等人的論文解釋[9]。Windisch 等人指出光訊號在上升的過程中會落後給電壓訊號，如圖 4.6 所示，這個光、電訊號不同步的現象可用 RC 延遲解釋，當電壓脈衝訊號進入 LED 後，LED 的接面電容會先被充電，接著 LED 的主動區才會被載子填滿，最後一步才是載子復合進而放出光訊號。RC 延遲中的電阻是 LED 電阻與導線上的電阻總和，電容是 LED 中的空乏區電容與電路中的電容總合。除此之外，光訊號與電訊號在下降的過程中幾乎是同步的，因為電壓脈衝回歸零準位的過程中，LED 中強大的內建電場會幫忙把載子從主動區抽離，因此光、電訊號在下降的過程中較不會有不同步的現象。因此正規化輻射功率被低估的原因主要來自於光訊號上升的過程，並非來自於光訊號下降的過程，如圖 4.7 所示。

在相同的函數產生器偏壓 V_{FG} 下，我們可以合理地假設 RC 延遲在不同的負載週期都是相同的，由於低負載週期下的暫態佔整個光訊號比例較高，因此正規化輻射功率低估在低負載週期是較嚴重的。

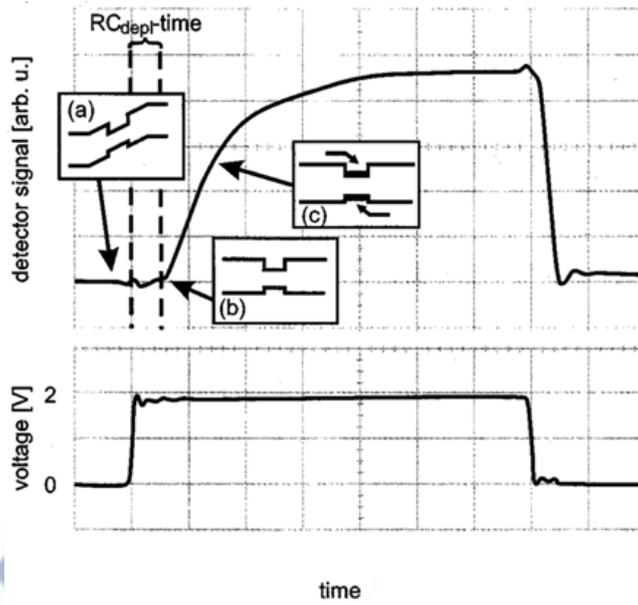


圖 4.6 光、電訊號不同步的現象來自於 RC 延遲[9]。

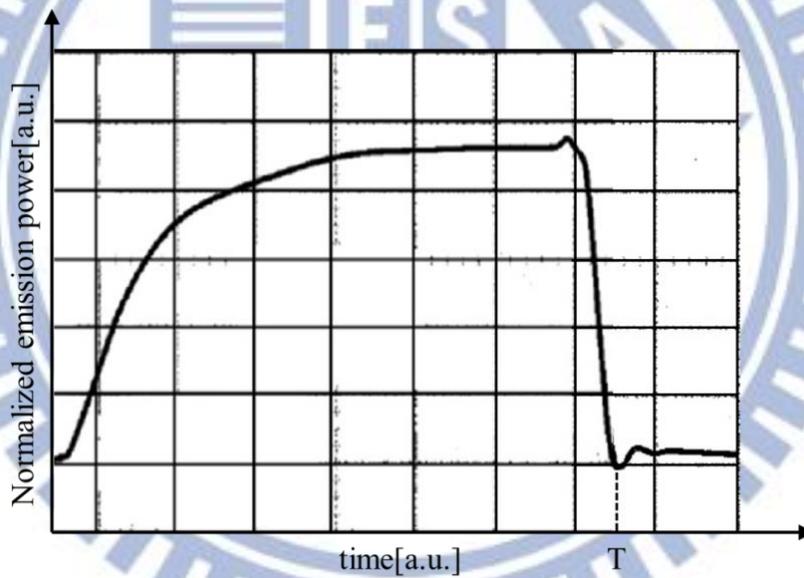


圖 4.7 正規化輻射功率被低估主要來自於光訊號上升的過程。

4.3.2 微分輻射功率(Differential emission power)

為了避免暫態對正規化輻射功率判讀的影響，我們引進微分輻射功率來處理暫態區間內光訊號不穩定的部份。微分輻射功率定義如下：

$$\text{微分輻射功率: } P_{\text{differential}} = 100\% \times \frac{P_{\text{emission}} - P_{\text{emission_ref}}}{D - D_{\text{ref}}},$$

(4.3)

其中 P_{emission} ($P_{\text{emission_ref}}$) 是負載週期 D (D_{ref}) 所對應到的輻射功率。

量測中使用的函數產生器偏壓 V_{FG} 分別為 1.3、1.4 伏特；脈衝週期為 2 毫秒，參考負載週期 D_{ref} 為 2%，負載週期由 3% 改變到 10%。

圖 4.8、4.9 是微分輻射功率示意圖，微分輻射功率主要目的是將欲還原訊號的暫態部份消除掉(圖 4.8 中藍線內區域)，剩下穩態的部份(圖 4.8 中紅線內區域)再經過正規化(Normalized)的步驟，即可得到微分輻射功率，如圖 4.9 所示。將圖 4.9 與圖 4.7 相比較，我們可以清楚地發現微分輻射功率能有效地將 RC 延遲消除，因而得到正確地將輻射功率還原。

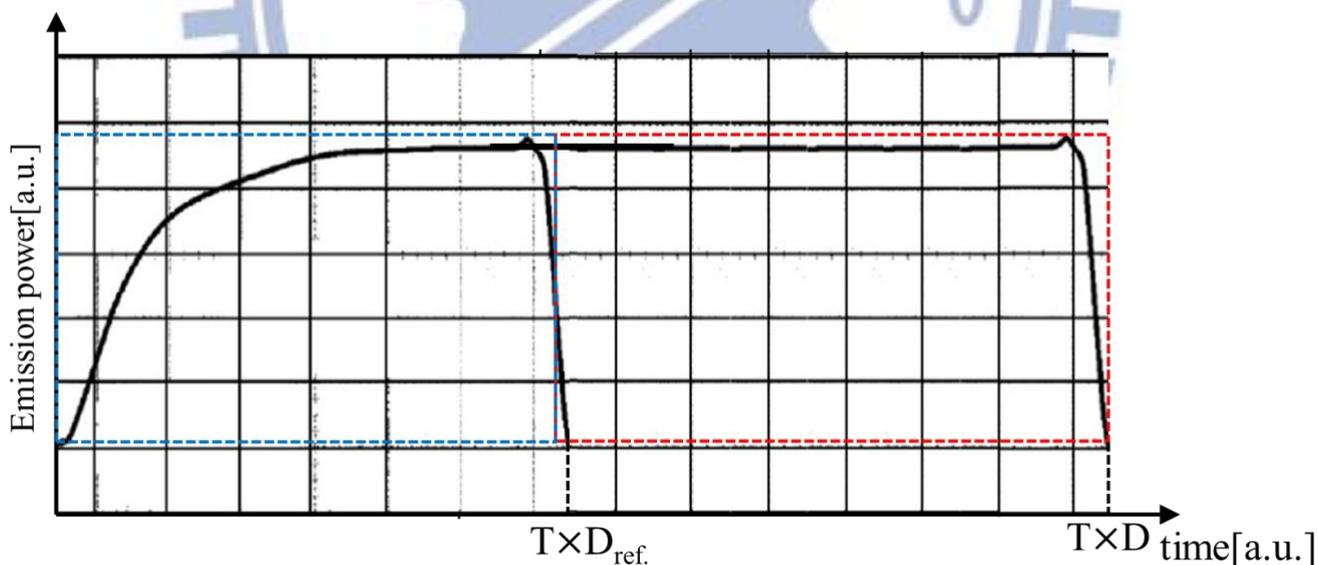


圖 4.8 微分輻射功率將欲還原訊號的暫態部份消除掉。

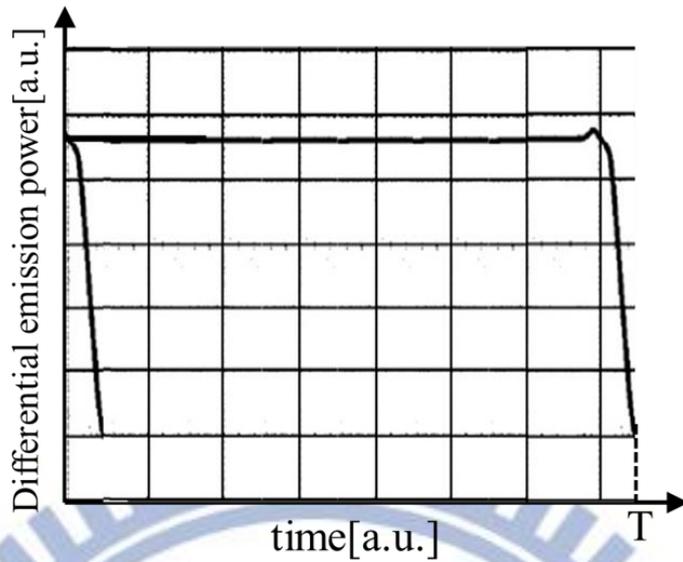


圖 4.9 微分輻射功率有效地將 RC 延遲消除。

圖 4.10 是不同函數產生器偏壓 V_{FG} 下的微分輻射功率與負載週期關係圖。

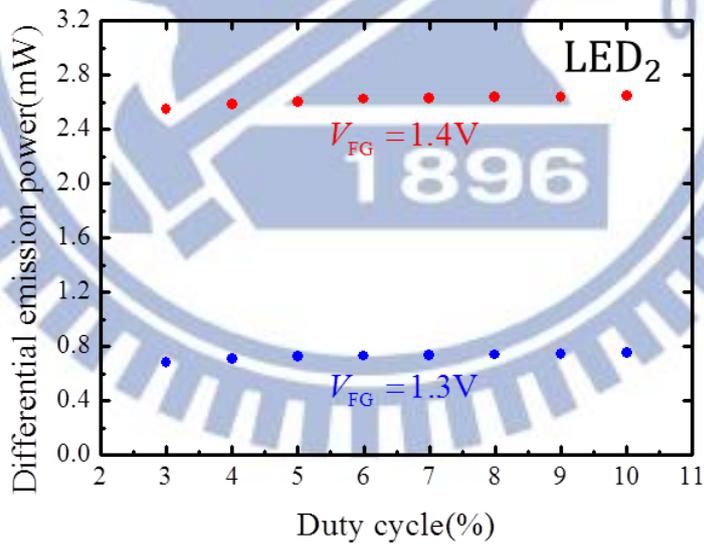


圖 4.10 不同 V_{FG} 下的微分輻射功率與負載週期關係圖。

由圖 4.10 可以觀察到微分輻射功率在負載週期 $D < 10\%$ 時是保持定值的，這與正規化輻射功率在負載週期 $D < 10\%$ 時會隨著負載週期下降而下降形成對比，這表示微分輻射功率能有效地將 RC 延遲消

除，因而得到正確地將輻射功率還原。

4.4 脈衝模式溫度效應不明顯之驗證

採取脈衝模式量測的主要目的就是避免熱效應產生，以下就熱效應是否真的能被排除加以討論。在室溫附近的 LED 發光強度可由經驗式表示[3]:

$$I = I_{300K} \times \exp\left(-\frac{T - 300K}{T_1}\right), \quad (4.4)$$

其中 T_1 為 LED 的特性溫度(Characteristic temperature)，有較高特性溫度的 LED 對溫度變化較不敏感。圖 4.11 是直流模式、脈衝模式的輻射功率與電流關係的比較圖，圖中空心藍色圓點代表直流輻射功率；實心深藍色圓點代表負載週期 $D=99\%$ 的正規化輻射功率；實心淺藍色圓點代表微分輻射功率，其中 $D=3\%$, $D_{ref}=2\%$ 。由圖 4.8 可以觀察到當電流小於 5 毫安培時，三種不同量測方法所得到的輻射功率是相同的，但當電流大於 5 毫安培後，直流輻射功率與正規化輻射功率會隨電流增加逐漸衰減，低負載週期的微分輻射功率卻沒有發生衰減的現象。參考式 4.4，我們可以驗證低負載週期的微分輻射功率確實能避免熱效應的產生。

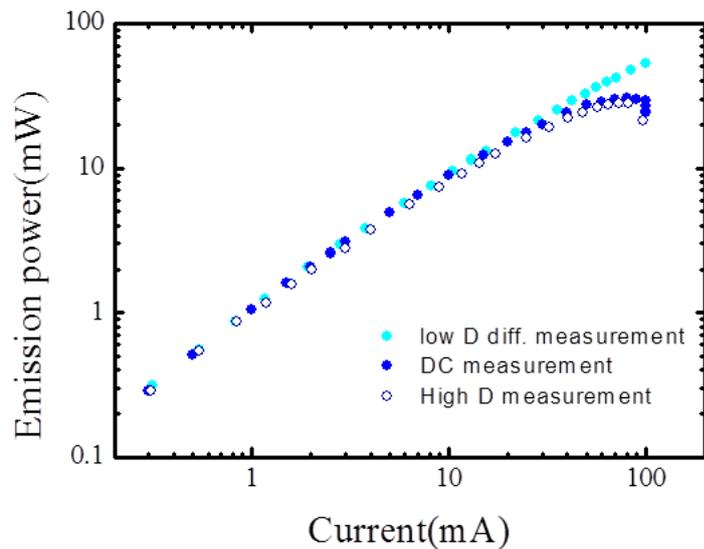


圖 4.11 直流模式、脈衝模式的輻射功率與電流關係的比較圖。

4.5 藍、綠光發光二極體量測結果與比較

量測是採用脈衝模式進行。脈衝週期為 2 毫秒，參考負載週期 D_{ref} 為 0.5%，負載週期由為 1%、 V_{LED} 從 2.3 伏特改變至 4.8 伏特。圖 4.12 為藍光 LED 外部量子效率與注入電流的關係圖；圖 4.13 為綠光 LED 外部量子效率與注入電流的關係圖；圖 4.14 為藍、綠光 LED 正規化 EQE 與注入電流關係的比較圖(線性電流座標)；圖 4.15 為藍、綠光 LED 正規化 EQE 與注入電流關係的比較圖(對數電流座標)。

由圖 4.12~ 4.15 可觀察到藍、綠光 LED 外部量子效應曲線的差異性，分別描述如下：

a. 外部量子效率峰值不同

由圖 4.12 與 4.13 可觀察到，藍光 LED 最大外部量子效率約為 42%，綠光 LED 最大外部量子效率約為 28%。

b. 外部量子效率變化率不同

由圖 4.14 可觀察到，越過外部量子效率峰值後，綠光 LED 之外

部量子效率變化率大於藍光 LED。電流大於 30 毫安培後，兩者變化率會趨於相同。

c. 效率下降起始電流不同

由圖 4.15 可觀察到，藍光 LED 效率下降的啟始電流約為 1.5 毫安培，綠光 LED 效率下降的啟始電流約為 0.5 毫安培。

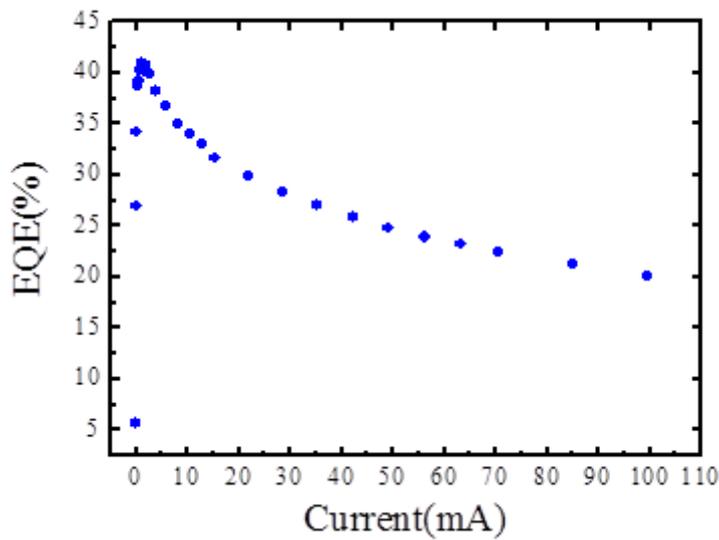


圖 4.12 藍光 LED 外部量子效率與注入電流的關係圖。

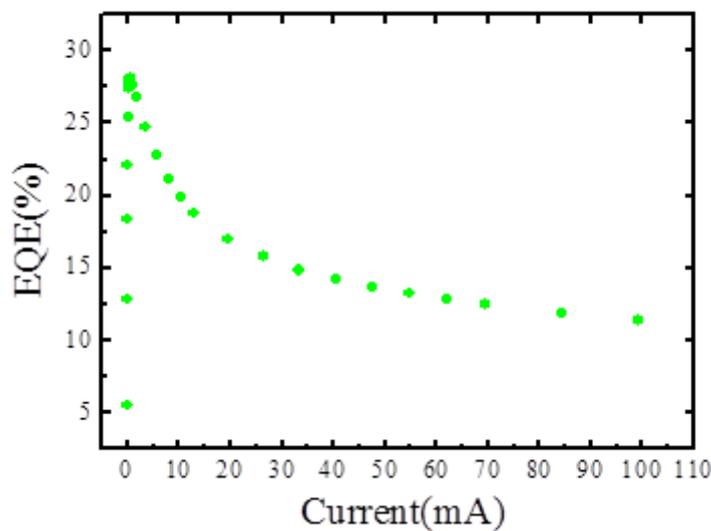


圖 4.13 綠光 LED 外部量子效率與注入電流的關係圖。

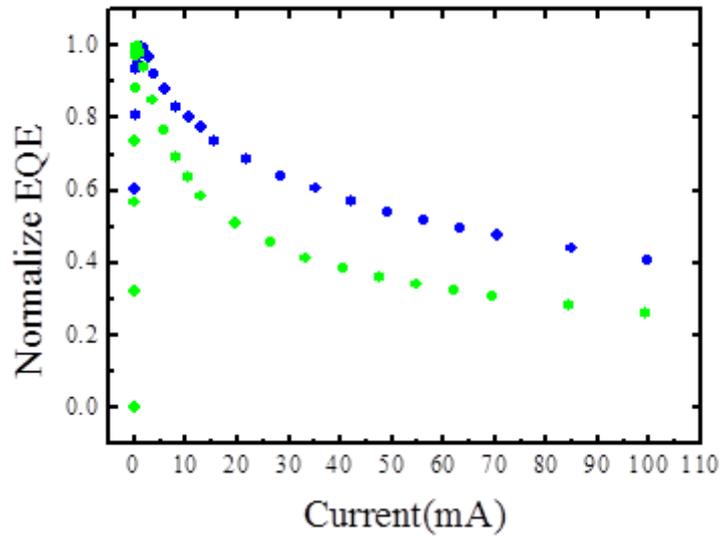


圖 4.14 為藍、綠光 LED 正規化 EQE 與注入電流關係的比較圖(線性電流座標)。

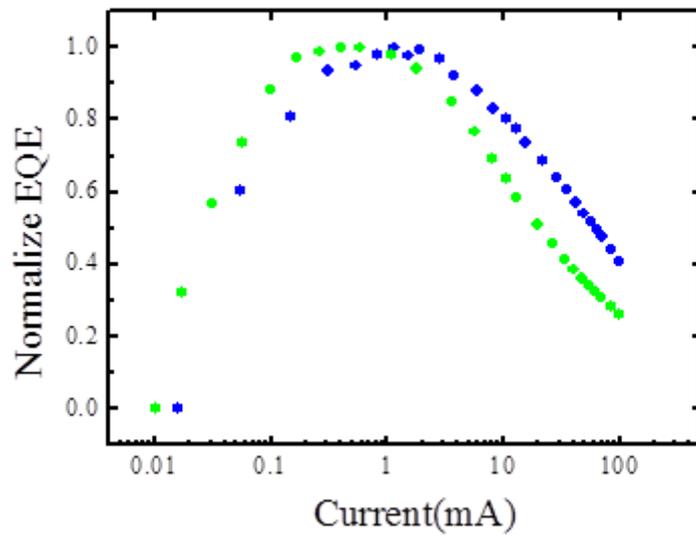


圖 4.15 為藍、綠光 LED 正規化 EQE 與注入電流關係的比較圖(對數電流座標)。

第五章 結果與討論

在第三章中我們已經提到模型所使用的基本方程與計算流程。本章節首先將對基本方程加以分析，進而探討各物理機制與效率下降的關係。接著，再利用模型去模擬實驗量測到的藍、綠光 LED 外部量子效率曲線。最後對藍、綠光 LED 外部量子效率曲線的差異加以解釋。

5.1 基本方程分析

基本方程的分析中，我們分別探討蕭特基-瑞德-霍爾復合、輻射復合、歐傑復合、有效主動層體積與漏電流對效率下降的影響。

基本方程的分析以藍光 LED 為基準，相關參數如表 5.1 所列：

基本參數	數值
阻擋層厚度 x_p	0.45 μm
元件溫度 T	300K
主動層物理體積 V_{phy}	$7.5 \times 10^{-11} \text{cm}^3$
主動層有效厚度 L_{eff}	$4.5 \times 10^{-7} \text{cm}$
主動區內有效能隙 $E_{g,\text{eff}}$	2.63eV
蕭特基-瑞德-霍爾復合係數 A_0	$4.35 \times 10^7 \text{s}^{-1}$
低載子濃度輻射復合係數 B_0	$4 \times 10^{-11} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
低載子濃度歐傑復合係數 C_0	$4.3 \times 10^{-31} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$
能帶溢滿效應因子 N_1 、 N_2	$2.5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$
光萃取效率 $Extr$	0.5

表 5.1 分析中所使用之藍光 LED 參數。

5.1.1 輻射復合與非輻射復合對效率下降的影響

我們可由(3.18)觀察到，非輻射復合佔總復合的比例會大幅地影響 IQE 峰值，隨著非輻射復合比例的增加，IQE 峰值將會大幅的下降。圖 5.1 與圖 5.2 分別為不同 SRH 復合係數與歐傑復合係數，其外部量子效率與 LED 電流關係圖，圖 5.1 與 5.2 皆顯示，EQE 峰值會隨著非輻射復合係數的上升而下降。然而，非輻射復合對效率下降的現象並非都是加劇的，圖 5.1 顯示 SRH 復合係數的上升甚至能減緩 EQE 的變化率。這是因為在總復合當中，若 SRH 復合大到足以忽略輻射復合與歐傑復合時，IQE 會正比於載子濃度，因此 EQE 才會表現出隨電流上升而增加的趨勢。然而，增加 SRH 復合係數來改善效率下降是不切實際的，因為其對 EQE 峰值的危害更甚。反觀圖 5.2，歐傑係數的增加卻使效率下降更加惡化，這是因為當歐傑復合大到足以忽略輻射與 SRH 復合時，IQE 會正比於載子濃度的倒數，所以 EQE 才會呈現出隨電流增加而快速下降的現象。唯一能提升 EQE 峰值又能緩和效率下降的是增加輻射復合在總復合的比例，圖 5.3 是不同輻射復合係數其外部量子效率與 LED 電流關係圖。圖 5.3 顯示，隨著輻射復合係數的上升，EQE 峰值會逐漸逼近光萃取效率 0.5，這暗示著 IQE 會隨輻射復合的增加逐漸趨近 100%。這也就是理想 LED 的情況，即注入主動區的電子都能以輻射復合的方式與電洞結合，進而放出光子。

若不考慮能帶溢滿效應的情況下，IQE 峰值位置所對應到的載子濃度為 $\sqrt{A/C}$ ，將此結果帶入(3.7)即可獲得效率下降起始電流。由圖 5.1、5.2 可觀察到，效率下降起始電流隨 SRH 復合係數上升而增加；

隨歐傑復合係數增加而下降。圖 5.3 當中，較大的輻射復合係數有較高的效率下降起始電流，這是因為在相同載子濃度 $\sqrt{A/C}$ 的情況下，較大輻射係數者有較高的輻射復合電流，因而效率下降起始電流亦較大。

圖 5.4、5.5、5.6 分別為不同復合係數下的外部量子效率與主動區載子濃度關係圖，圖中虛線部分是不考慮漏電流的情況。所有圖都顯示，漏電流對 EQE 的影響只有當主動區載子濃度大於 $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 才較顯著，此時對應到的電流密度約為 $2 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ 。但是，LED 當注入電流密度達 500 A/cm^2 已經為高電流注入，無特殊設計的 LED 甚至會發生永久性的傷害。因此，電流值高達 $2 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ 顯然是不合理的，這意味著在這麼高的電流密度去探討漏電流對效率下降的影響是不切實際的。

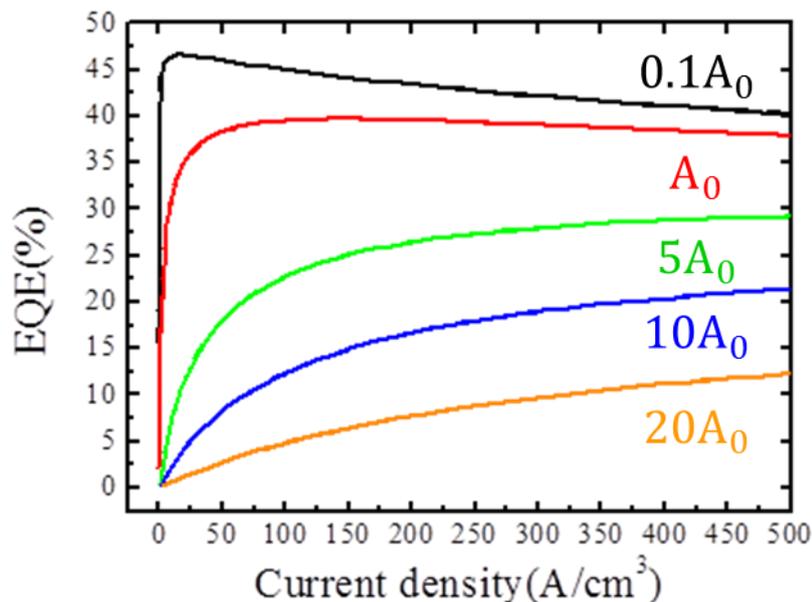


圖 5.1 不同 SRH 復合係數下的外部量子效率與 LED 電流密度關係圖。

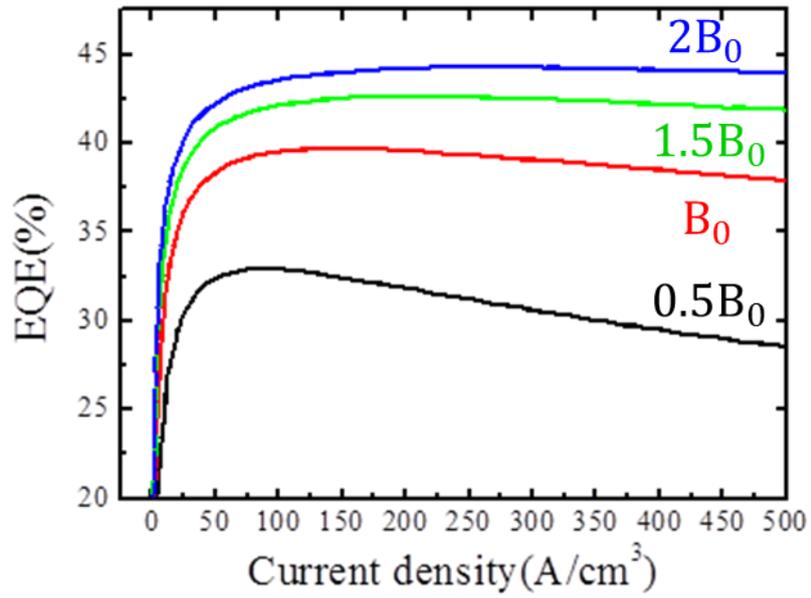


圖 5.2 不同輻射復合係數下的外部量子效率與 LED 電流密度關係圖。

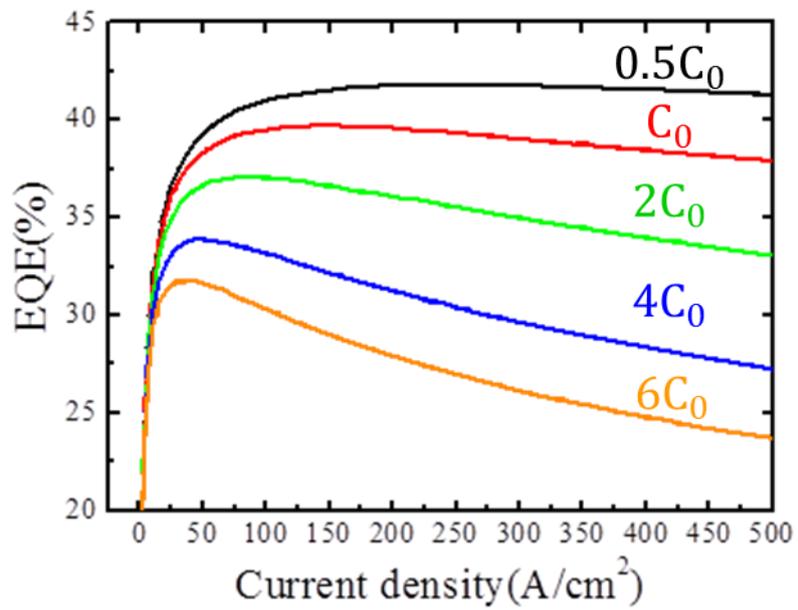


圖 5.3 不同歐傑復合係數下的外部量子效率與 LED 電流密度關係圖。

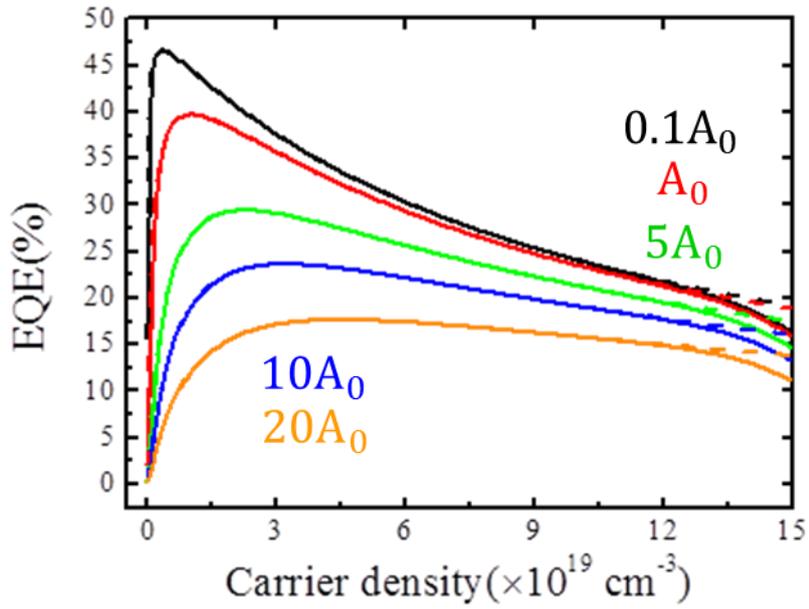


圖 5.4 不同 SRH 復合係數下的外部量子效率與主動區載子濃度關係圖。

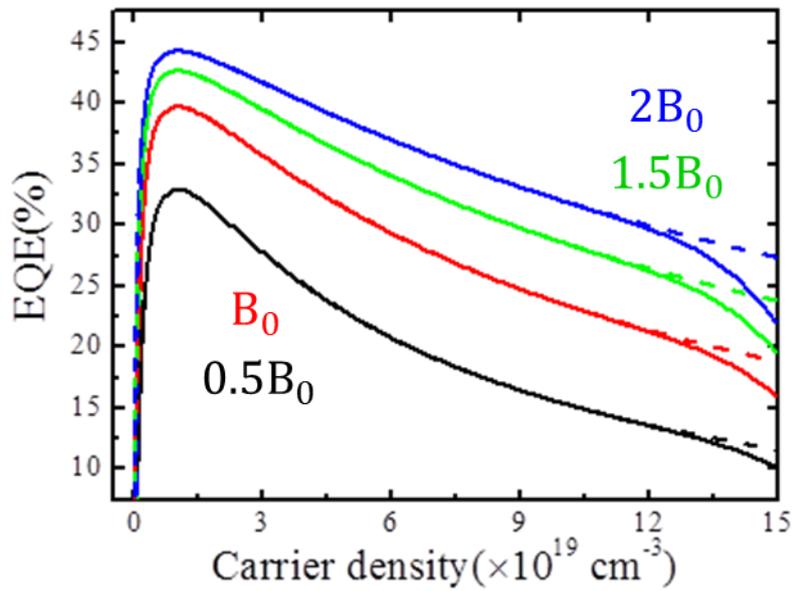


圖 5.5 不同輻射復合係數下的外部量子效率與主動區載子濃度關係圖。

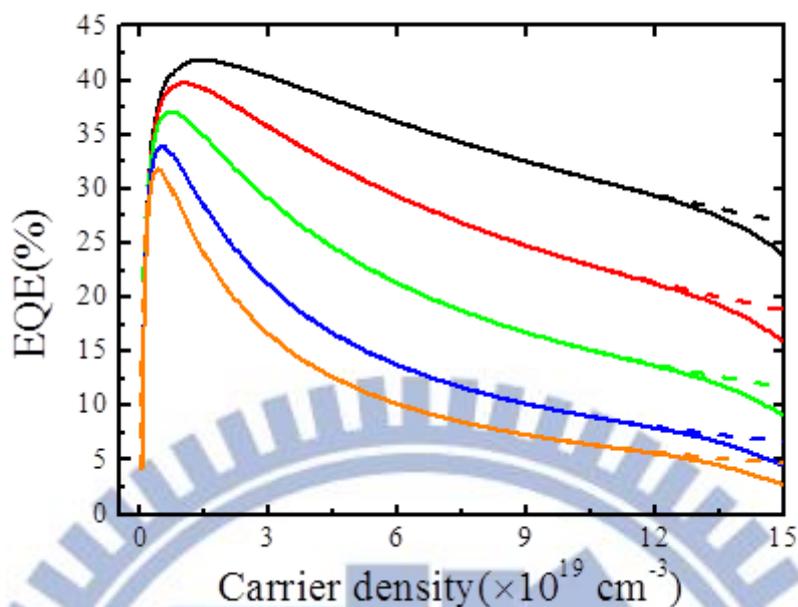


圖 5.6 不同歐傑復合係數下的外部量子效率與主動區載子濃度關係圖。

5.1.2 有效主動層體積對效率下降的影響

圖 5.7 為不同有效主動層體積(以下簡稱為 V_{eff})下的外部量子效率與 LED 電流關係圖，圖中虛線部份是不考慮漏電流的情況。由圖 5.7 可以觀察到 EQE 的峰值不會隨 V_{eff} 改變。這是因為 IQE 與 V_{eff} 並無相依的關係，此外 IQE 峰值所對應到的電流密度尚低，漏電流並不明顯因而注入效率為 1，故 EQE 峰值不隨 V_{eff} 改變。

IQE 的最大值會發生在載子濃度為 $\sqrt{A/C}$ 的時候，峰值濃度並不會受到 V_{eff} 的影響。然而，相同峰值濃度的情況下，主動區復合電流會隨 V_{eff} 的改變而等比例增加或減少。在漏電流還不大的情況下，LED 總電流主要決定於主動區復合電流的大小，因此效率下降起始電流會隨著 V_{eff} 的變小而下降。主動區復合電流會隨 V_{eff} 等比例改變的關係，也能用來說明圖 5.7 中的效率改變率會隨 V_{eff} 變小而增加的現象。在 EQE 峰值不改變的情況下，主動區復合電流卻又隨著 V_{eff} 的下降被等

比例壓縮，這就反映出 V_{eff} 較小的 EQE 隨電流改變率較大，故效率下降劇烈。

主動區電流隨 V_{eff} 變小而下降的緣故，讓原本要在高載子濃度效果才會顯現的漏電流，現在變得不可忽略。觀察圖 5.7 即可發現，在 $V_{\text{eff}} = 0.01V_{\text{phy}}$ 下，漏電流對 EQE 的影響在電流密度大於 $150\text{A}/\text{cm}^2$ 後變得不可忽略。圖 5.8 是 $V_{\text{eff}} = 0.01V_{\text{phy}}$ 的電流成份與主動區載子濃度的關係圖。由圖 5.8 可以觀察到，漏電流大約從 $n = 1.5 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ 成指數快速增加，並在 $n = 2 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ 超越歐傑復合電流成為總電流中的主導項。漏電流隨主動區載子濃度增加而呈現指數成長現象可從(3.1)、(3.12)得知。若只考慮(3.1)第一個量子化能階的電子濃度，同時將(3.12)以波茲曼近似取代費米-迪拉克積分，我們可獲得以下的關係式：

$$n_{\text{block}} \propto \exp\left(\frac{\pi \hbar^2 L_{\text{eff}}}{m_c^* k_B T} n_{\text{act}}\right), \quad (5.1)$$

接著再把(5.1)帶入(3.14)，即可解釋漏電流隨主動區載子濃度增加呈現指數成長現象。圖 5.9 是 $V_{\text{eff}} = V_{\text{phy}}$ 的電流成份與主動區載子濃度的關係圖。由圖 5.9 可以觀察到，漏電流大約從 $n = 1.25 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ 成指數快速增加，並在 $n = 1.6 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ 超越歐傑復合電流成為總電流中的主導項。由圖 5.8 與 5.9 可觀察到， V_{eff} 較大的情下，漏電流能在較低的載子濃度超越歐傑復合電流成為主導項；反之， V_{eff} 較小的情下，漏電流能要在較高的載子濃度才能超越歐傑復合電流成為主導項。

這個現象可由(3.10)得知， ΔE_F 當中的主動區復合電流密度 J_{act} 隨 V_{eff} 上升而增加，因此 ΔE_F 也會隨 V_{eff} 上升而變大，經由計算可發現，阻擋層內電子濃度會隨著 ΔE_F 上升而增加。也就是隨著注入主動區的電

流增加，將會有更多的載子溢流到阻擋層進而增加阻擋層內電子濃度。這也就說明為何 V_{eff} 大的情況漏電流能在較小的載子濃度成為電流主導項。雖然較大的 V_{eff} 所對應到的 EQE 會在較低的載子濃度就受到漏電流的影響，然而因為主動區的復合電流會隨著 V_{eff} 等比例增加的緣故，所以漏電流的影響在圖 5.7 中是看不到的。

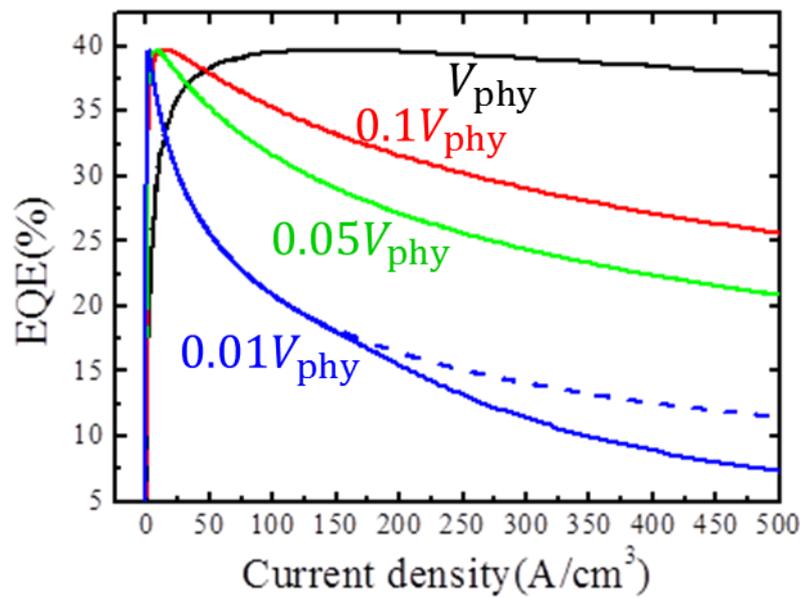


圖 5.7 不同有效主動層體積下的外部量子效率與 LED 電流關係圖。

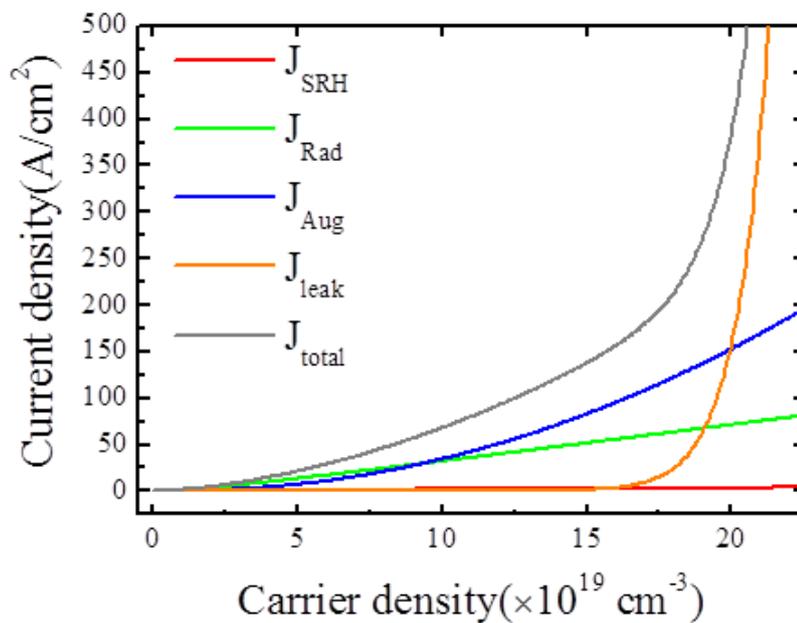


圖 5.8 $V_{\text{eff}} = 0.01V_{\text{phy}}$ 的電流成份與主動區載子濃度的關係圖。

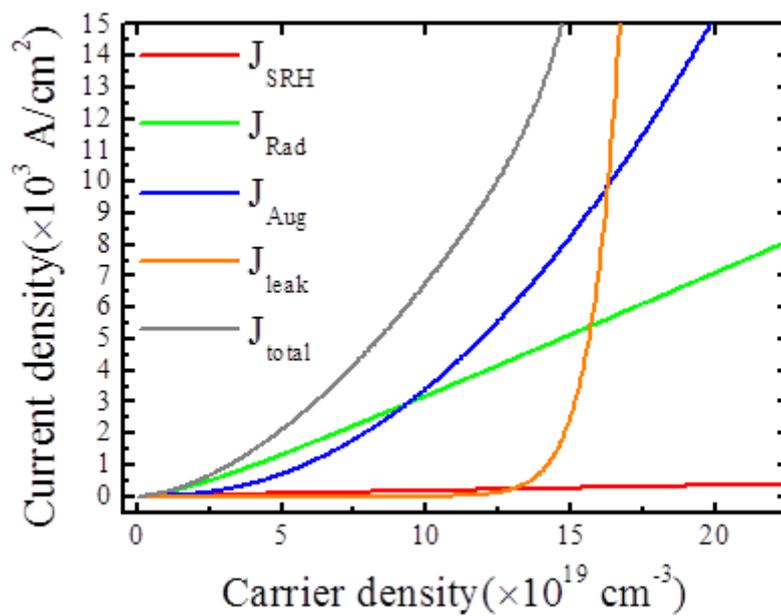


圖 5.9 $V_{\text{eff}} = V_{\text{phy}}$ 的電流成份與主動區載子濃度的關係圖。

5.1.3 漏電流對效率下降的影響

圖 5.11 為不同阻擋層 ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$) 鋁含量 x 下的外部量子效率與 LED 電流關係圖。由圖 5.11 可觀察到，漏電流要在很高的電流密度(約 $4 \times 10^3 \text{ A/cm}^3$) 才能影響 EQE 曲線，因此諸如 EQE 峰值、效率下降起始電流、低電流密度下的效率下降率等主要是被主動區複合機制所決定的參數，是不會隨著 x 而改變的。

圖 5.12、5.13 分別為 $x=0.05$ 與 $x=0.4$ 電流成份與載子濃度關係圖。由圖 5.12 可觀察到，漏電流在載子濃度大約為 $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 時超越歐傑復合電流進而成為總電流主導項。圖 5.13 顯示， $x=0.4$ 的情況下是幾乎沒有漏電流的。不同鋁含量導致漏電流差異甚大的主因，來自於電子阻擋層的能隙會隨著鋁含量的減少而下降，因而造成氮化鎵鎵與氮化鋁鎵的導帶偏移(Conduction band offset)隨之下降。較小的導帶偏移將使電子局限能力下降，進而促成漏電流的產生。

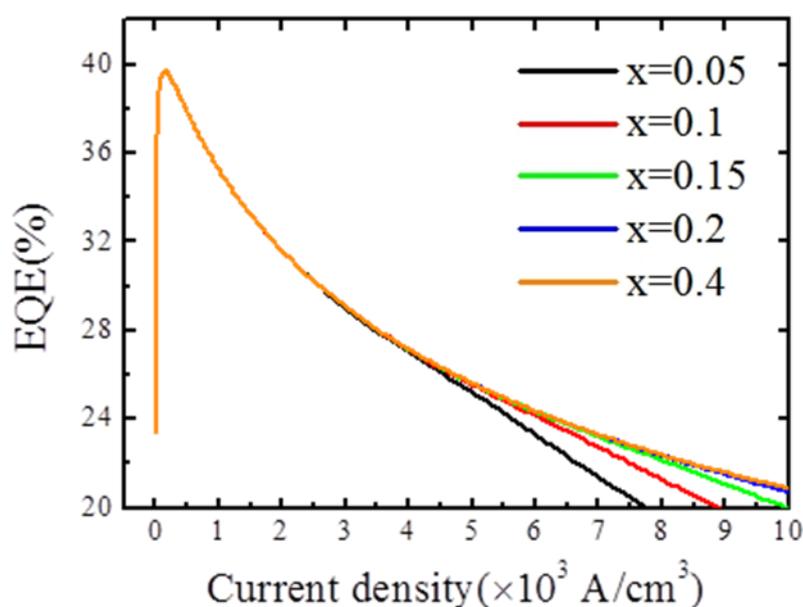


圖 5.11 不同阻擋層鋁成份比之外部量子效率與 LED 電流的關係圖。

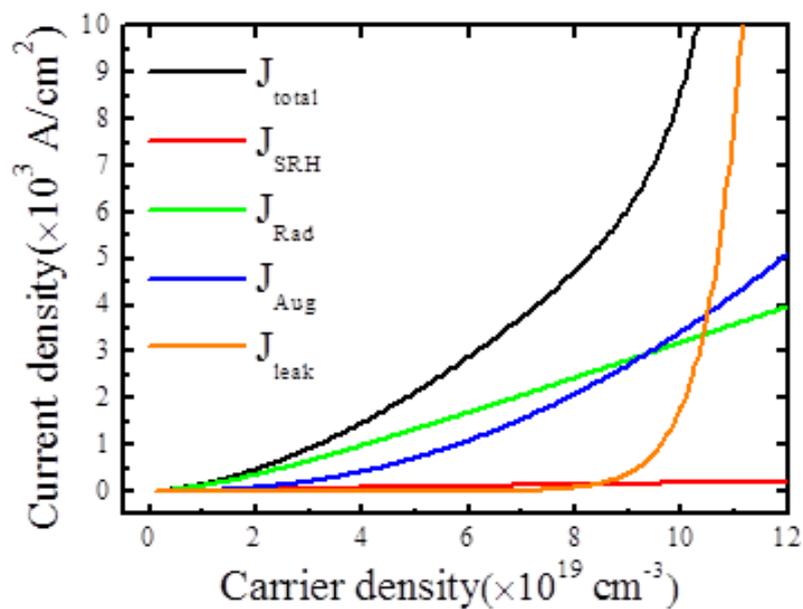


圖 5.12 $x=0.05$ 電流成份與載子濃度關係圖。

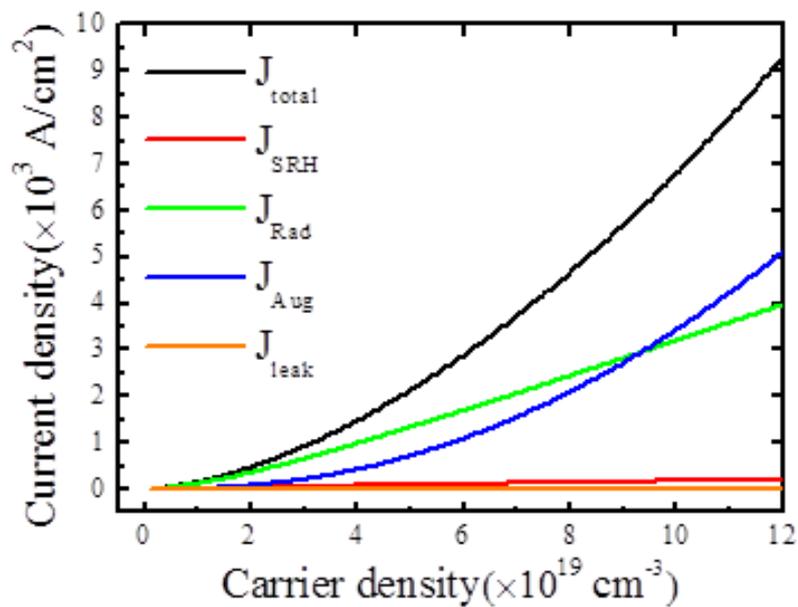


圖 5.13 $x=0.4$ 電流成份與載子濃度關係圖。

圖 5.14 為不同阻擋層鋁含量之外部量子效率與主動區載子濃度的關係圖。由圖 5.14 可發現一旦漏電流產生，EQE 將會快速地衰減至零。這是因為漏電流增加速度是主動區載子濃度之指數關係，故一旦漏電流發生即能快速超越主動區其他復合電流，成為總電流的主導項，因而導致注入效率快速下降，連帶造成 EQE 快速地衰減。

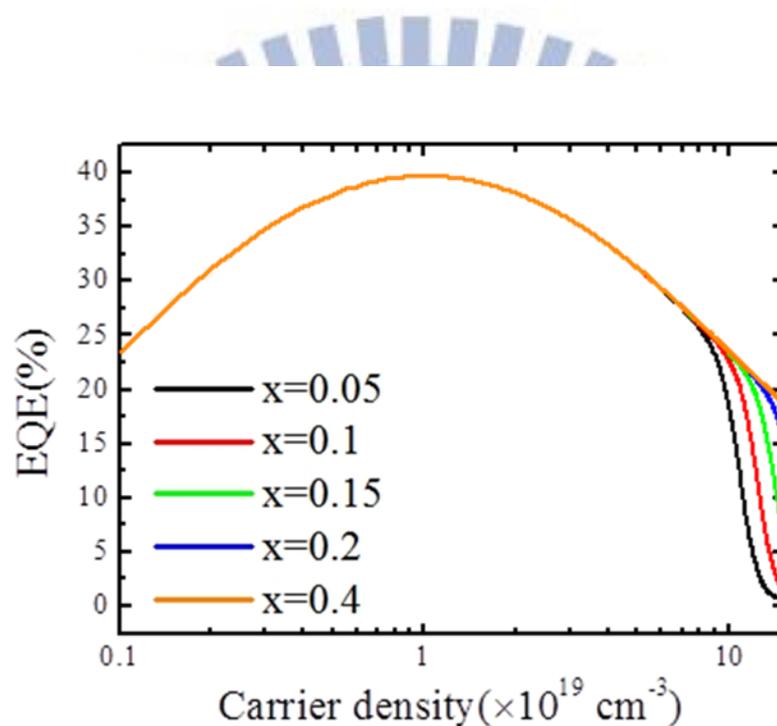


圖 5.14 不同阻擋層鋁含量之外部量子效率與主動區載子濃度的關係圖。

5.2 量測結果模擬

藍、綠光 LED 模型相關參數如表 5.2 所列：

基本參數	藍光LED數值	綠光LED數值
阻擋層厚度 x_p	0.45 μm	0.45 μm
元件溫度 T	300K	300K
有效主動層體積 V_{eff}	$2.14 \times 10^{-12} \text{cm}^3$	$1.52 \times 10^{-12} \text{cm}^3$
元件面積 A_{mesa}	$3 \times 10^{-4} \text{cm}^2$	$3 \times 10^{-4} \text{cm}^2$
主動層有效厚度 L_{eff}	$4.67 \times 10^{-7} \text{cm}$	$4.24 \times 10^{-7} \text{cm}$
主動區內有效能隙 $E_{g,\text{eff}}$	2.63eV	2.31eV
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 銻含量 x	0.2	0.3
蕭特基-瑞德-霍爾復合係數 A_0	$4.3 \times 10^7 \text{s}^{-1}$	$4.85 \times 10^7 \text{s}^{-1}$
低載子濃度輻射復合係數 B_0	$4 \times 10^{-11} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	$3.3 \times 10^{-11} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
低載子濃度歐傑復合係數 C_0	$4.3 \times 10^{-31} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$	$4.9 \times 10^{-31} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$
能帶溢滿效應因子 N_1 、 N_2	$2.5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$	$2.5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$
光萃取效率 Extr	0.51	0.36

表 5.2 藍、綠光 LED 模型相關參數。

參數當中 SRH 復合係數是模型的自由度，輻射復合係數[10]與歐傑復合係數[11]皆為理論值，元件面積是由圖 4.1 估算而得，主動區有效能隙是量測所得的最小光子能量，銻含量是利用最小光子能量並參考相關製程論文估算而得[12, 13, 14]，阻擋層厚度是參考相關製程論文估算而得[12, 13, 14]，元件溫度在脈衝模式量測下視為室溫，有效主動層體積、主動層有效厚度與光萃取效率皆為模型計算結果。

5.2.1 藍、綠光發光二極體模擬結果比較

圖 5.15、5.16 分別為藍、綠光 LED 實驗與模擬結果之外部量子效率與電流密度關係圖。圖 5.15 藍光 LED 的模擬結果在全域都能與實驗數據相近；圖 5.16 綠光 LED 的模擬結果在電流密度小於 $150\text{A}/\text{cm}^2$ 之前都能與實驗數據相近，當電流密度大於 $150\text{A}/\text{cm}^2$ 後會與實驗數據有些許的誤差。發生效率下降的原因與效率下降的起始電流才是我們關注的議題，因此我們將注意力集中在電流密度小於 $150\text{A}/\text{cm}^2$ 的區域。至於綠光 LED 在電流密度大於 $150\text{A}/\text{cm}^2$ 後的模擬誤差來源將在 5.2.2 節討論。

接者我們要用模型來解釋 4.5 節所觀察到的藍、綠光 LED 實驗數據差異。三個觀察到的現象：

- a. 綠光 LED 外部量子效率峰值較低。
- b. 綠光 LED 效率變化率較劇烈。
- c. 綠光 LED 效率下降起始電流較低。

依序解釋如下：

由表 5.2 可知，綠光 LED 非輻射復合係數是大於藍光 LED 的，輻射復合係數卻是小於藍光 LED 的。同時經由計算可得到藍、綠 LED 內部量子效率峰值對應到的主動區載子濃度大約都為 $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ，因為輻射復合佔總復合比例較高的緣故，故綠光 LED 之內部量子效率是較小的。因為兩者發生內部量子效率峰值的電流密度都尚低，因此在漏電流不明顯的情況下注入效率皆可視為 1。此外綠光 LED 的光萃取效率是低於藍光 LED 的。較低的內部量子效率與光萃取效率，因而導致綠光 LED 外部量子效率峰值是較小的。

圖 5.17、5.18 分別為藍、綠光 LED 電流成份與主動區載子濃度關係圖。藍光 LED 電流密度為 $150\text{A}/\text{cm}^2$ 所對應到的主動區載子濃度約為 $9 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ ；綠光 LED 因為有效主動層體積較小的緣故，因此電流密度為 $150\text{A}/\text{cm}^2$ 所對應到的主動區載子濃度約為 $1 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$ 。觀察圖 5.17、5.18 可發現，藍光 LED 的歐傑復合電流要到載子濃度 $9 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ 才會超越輻射復合電流，進而成為電流的主導項；然而，綠光 LED 的歐傑復合電流只要在載子濃度 $7 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ 即可超越輻射復合電流，進而成為電流的主導項。因為綠光 LED 的歐傑復合係數大於藍光 LED，同時輻射復合係數又小於藍光 LED，此外較小的有效主動層體積也導致綠光 LED 主動區載子濃度增加速度大於藍光 LED。綜合以上種種因素，導致了綠光 LED 中的歐傑復合在效率下降中扮演很重要的腳色，這也就說明了為何綠光 LED 之 EQE 變化率較大。

若不考慮能帶溢滿效應，IQE 峰值會發生在載子濃度為 $\sqrt{A/C}$ 的時候。將表 5.2 相關參數帶入 $\sqrt{A/C}$ 即可發現綠光 LED 之 IQE 峰值載子濃度是較低的，此外綠光 LED 的輻射復合係數與有效主動層體積皆較小的緣故，因此總地來說綠光 LED 效率下降起始電流密度會較低。

最後觀察圖 5.17、5.18 可發現，不論藍、綠光 LED，漏電流佔效率下降起始電流的比例都不到百分之一，因此漏電流並非效率下降的主因。

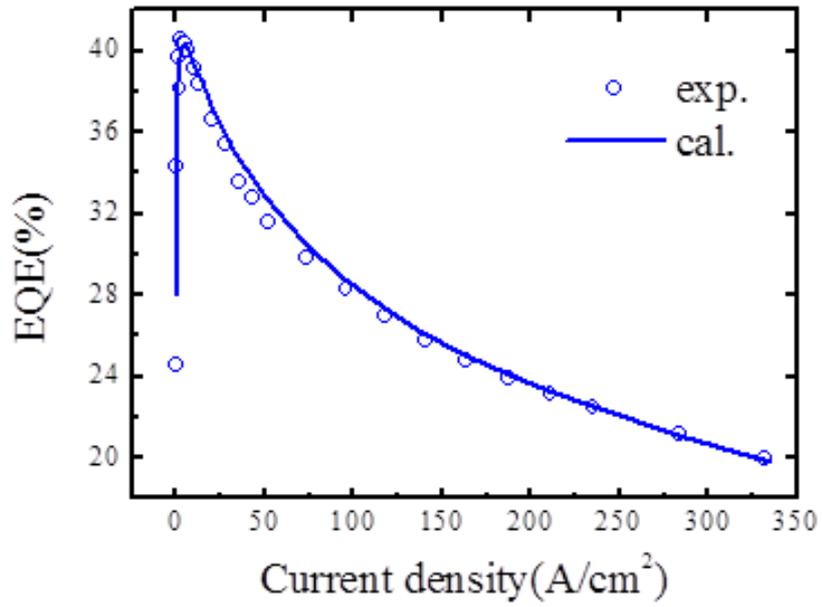


圖 5.15 藍光 LED 實驗與模擬結果之外部量子效率與電流密度關係圖。

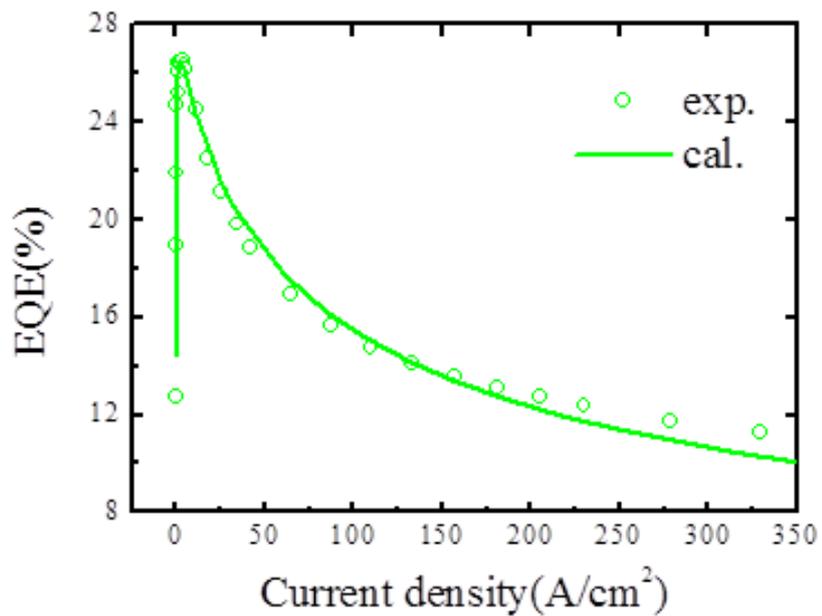


圖 5.16 綠光 LED 實驗與模擬結果之外部量子效率與電流密度關係圖。

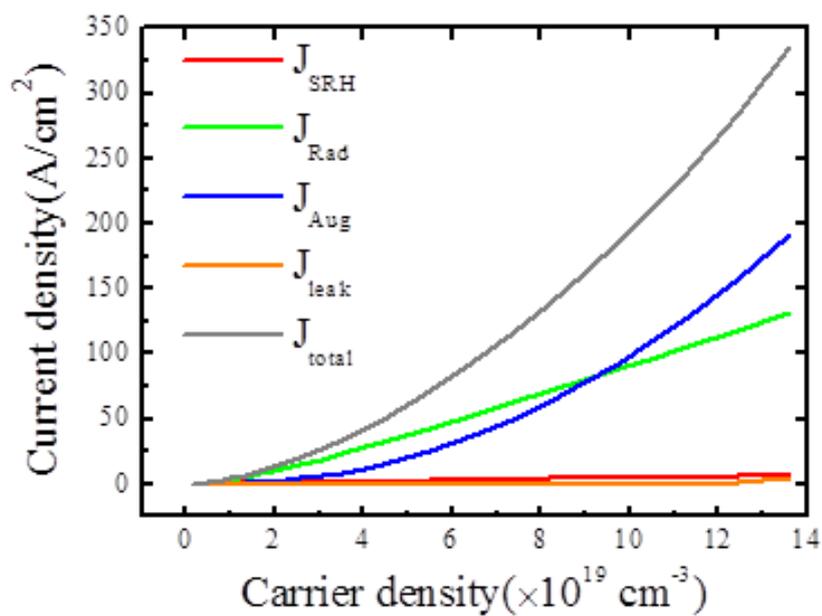


圖 5.17 藍光 LED 電流成份與主動區載子濃度關係圖。

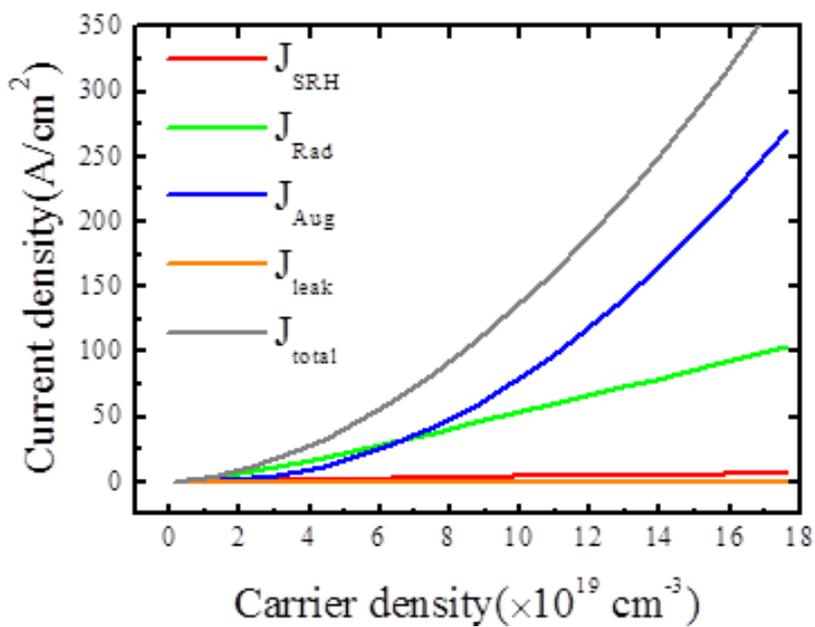


圖 5.18 綠光 LED 電流成份與主動區載子濃度關係圖。

5.2.2 藍、綠光光二極體模擬結果討論

綠光 LED 因為銦含量較高因而缺陷較多的原故，這反映在綠光 LED 有較高的 SRH 復合係數。此外，因為綠光 LED 能隙較小的原故，故其有較小的輻射復合係數[10]與較大的歐傑復合係數[11]。綜合上述原因，綠光 LED 非輻射復合佔總復合的比例是高於藍光 LED 的，因而導致綠光 LED 有較小的 EQE 峰值與效率下降起始電流。除了非輻射復合較強外，銦含量較高的綠光 LED 也會因為銦原子集結與極化造成波函數重疊下降等因素，導致有效主動層體積較藍光 LED 小。小的主動層體積造成主動區內載子濃度改變率較大，較大的載子濃度與較大的歐傑復合係數造成綠光 LED 效率下降率較大。不論藍、綠光 LED，漏電流佔效率下降起始電流的比例都不到 1%，因此漏電流並非效率下降的主因。

接著針對綠光 LED 之 EQE 曲線在電流密度大於 $150\text{A}/\text{cm}^2$ 後的誤差可能來源加以說明。經由 5.1.3 節的討論可曉得，漏電流是隨主動區載子濃度成指數成長的。因此一旦發生漏電流 EQE 會快速地衰減，然而觀察圖 4.15 當中的綠光 EQE 曲線可發現，綠光 LED 之 EQE 曲線尾巴部份是變寬的，與漏電流會導致 EQE 快速衰減的事實不符，因此可排除誤差來源是來自於漏電流。我們所採用的藍、綠光 LED 封裝方式是相同的，相同封裝下的 LED 光萃取效率應該是差不多的。然而計算結果顯示綠光之光萃取效率有被低估的情形，這暗示著我們高估了(3.23)當中內部量子效率的峰值。內部量子效率高估來自於我們的模擬方式是針對量測數據做全域模擬，在有效主動層體積固定的情況下，我們勢必只能調變 SRH 復合係數來滿足高電流密度下的

EQE 曲線。這個為了滿足全域數據而被低估的 SRH 復合係數就是導致 IQE 峰值被高估的原因。若我們在有效主動層體積固定下，只將注意力集中在 EQE 峰值發生前的區域，我們確實能獲得與藍光 LED 差不多的光萃取效率，然而模擬數據與實驗結果會在中、高電流密度產生相當大的誤差。這種只滿足局部區域的模擬方式顯然與我們要探討效率下降原因的動機相違背。以上結果暗示著有效主動層體積若為載子濃度或偏壓的函數，將能提升我們模型的精確度。除了有效主動層體積外，也有可能是採用的等效結構過於簡化，不足以說明實際元件的磊晶結構。

除了模型的改進外，若能對 LED 做更多模型相關參數的量測，也有助於提升模型的正確性。最理想的情況是知道元件的磊晶結構，同時再搭配自洽求解，這將大幅地提升模型的準確度，待以後有更進一步的研究。

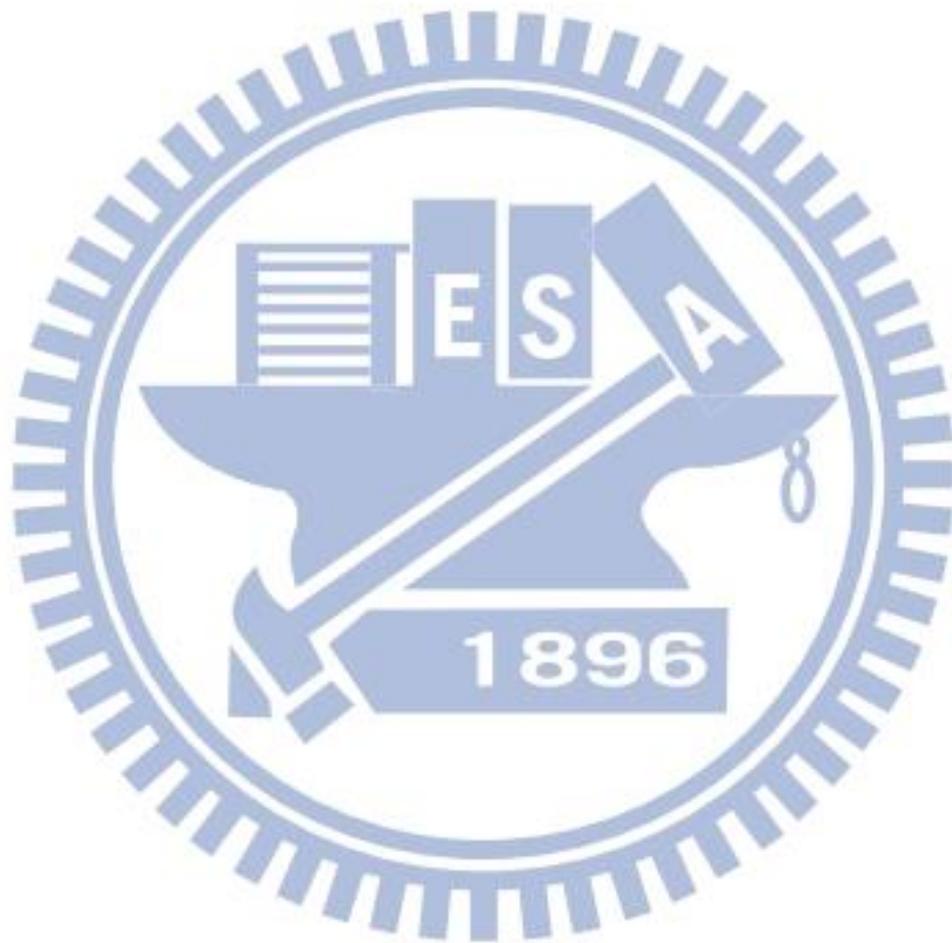
第六章 結論

在本碩論中，我們利用 ABC 模型搭配有效主動層體積並且考慮漏電流的影響，去探討藍、綠光 LED 量測所觀察到 EQE 曲線的差異。量測方面為了避免熱效應對輻射功率的影響，我們因而採用脈衝模式來進行量測；量測數據處理方面，為了避免 RC 延遲對輻射功率判讀的影響，我們採取微分輻射功率來還原光訊號。最後我們比較了脈衝模式與直流模式的輻射功率，驗證了低負載週期的脈衝模式確實能有效地避免熱效應對輻射功率的影響。

經由模型的分析可知，非輻射復合佔總復合的比例會大幅地影響 IQE 峰值，比例越大 IQE 峰值越低。然而較高的 SRH 復合是有助於減緩 EQE 變化率的，不過其對 IQE 峰值降低的危害更劇烈。因此總地來說要提升 IQE 峰值同時又能改善效率下降的不二法門，就是要提升輻射復合佔總復合的比例。此外隨著有效主動層體積的下降，效率下降會變的嚴重，並讓原本在高電流密度才能顯現效力的漏電流，變得在較小的 LED 總電流即可發揮對 EQE 的影響。

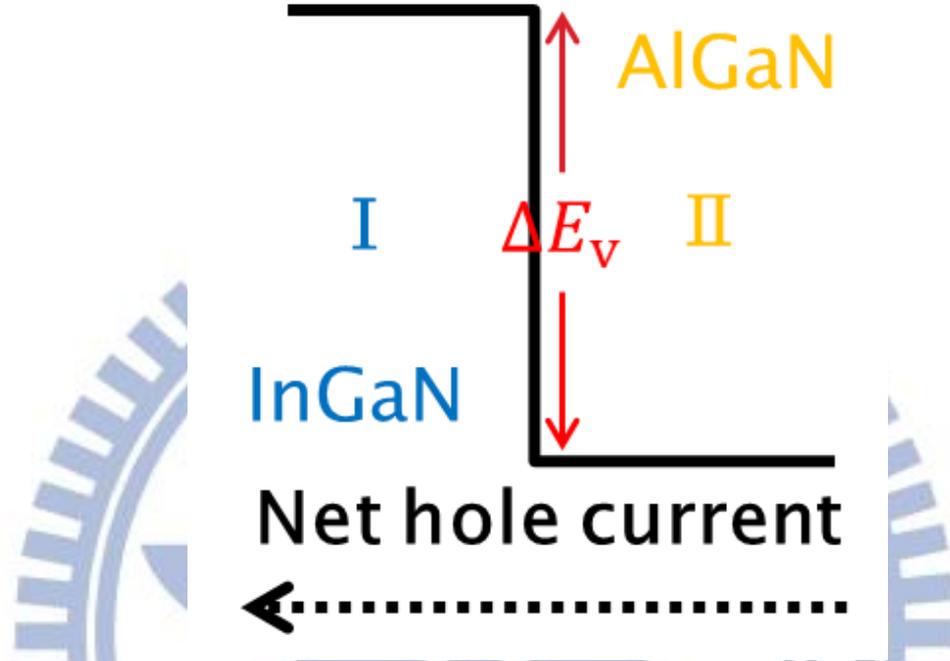
藉由模型分析實驗結果可知，導致綠光 LED 效率下降率較大的主因，來自於較大的歐傑復合係數與較小的有效主動層體積。較小的主動層體積會造成主動區載子濃度變化率較大。高的主動區載子濃度搭配較大的歐傑復合係數，因而導致綠光 LED 的歐傑復合電流能在較低的電流密度就超越輻射復合電流，進而成為總電流的主導項，這也就說明了為何綠光 LED 效率下降率較藍光 LED 大。此外不論藍、綠光 LED，效率下降起始電流當中的漏電流比例都不到 1%，因此漏電流並非導致效率下降的主因。

綜合以上分析可知，若能使有效主動層體積變大，將能大幅地改善綠光 LED 效率下降的現象。有助於解決 LED 照明當中“green-gap”的問題。



附錄 阻擋層與主動區電洞準費米能階差 ΔE_F 之推導

ΔE_F 是以熱激發電流模型(Thermionic emission current model)決定[15]，詳細淨電洞流流向如圖附 1 所示：



圖附 1 淨電洞流流向。

$$A_{\text{block}} T^2 \exp\left(-\frac{E_{Fv,\text{block}} - E_{v,\text{block}}}{k_B T}\right) - A_{\text{act}} T^2 \exp\left(-\frac{E_{Fv} - E_v + \Delta E_v}{k_B T}\right) = \frac{I_{\text{act}}}{A_{\text{mesa}}}$$

$$\rightarrow A_{\text{block}} T^2 \exp\left(\frac{E_{Fv} - E_{Fv,\text{block}}}{k_B T}\right) - A_{\text{act}} T^2 = \frac{I_{\text{act}}}{A_{\text{mesa}}} \exp\left(\frac{E_{Fv} - E_v + \Delta E_v}{k_B T}\right)$$

$$\rightarrow \Delta E_F = k_B T \ln\left(\frac{A_{\text{act}}}{A_{\text{block}}} + \frac{J_{\text{act}}}{A_{\text{block}} T^2} \exp\left(\frac{E_{Fv} - E_v}{k_B T} + \frac{\Delta E_v}{k_B T}\right)\right)$$

其中 A_{act} , A_{block} 分別為主動區與阻擋層的瑞查生常數(Richardson constant)、 E_{Fv} , $E_{Fv,\text{block}}$ 分別為主動區與阻擋層的電洞的準費米能階、 E_v , $E_{v,\text{block}}$ 分別為主動區與阻擋層的價帶邊緣、 I_{act} 是主動區復合電流、 A_{mesa} 是元件面積。

參考文獻

- [1] J. Piprek, *Phys. Status Solidi A*, **207**, 2217(2010).
- [2] V. A. Smagley, P. G. Eliseev, and M. Osin ´ski, *Proc. SPIE*, **2994**, 129(1997).
- [3] E. F. Schubert, *Light-Emitting Diodes*, (2006).
- [4] H.-Y. Ryu, D.-S. Shin, and J.-I. Shim, *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 131109 (2012).
- [5] G. B. Lin *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 161106 (2012).
- [6] S. L. Chuang, *Physics of Optoelectronic Devices*, (1995).
- [7] V. N. Abakumov, V. I. Perel, and I. N. Yassievich, *Nonradiative Recombination in Semiconductors* (North-Holland, Amsterdam, 1991).
- [8] Dutta, *J. Appl. Phys.*, **52**, 70 (1981).
- [9] R. Windisch *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron*, **36**, 1445 (2000).
- [10] S. T. Yen, and K. C. Lee, *J. Appl. Phys.*, **107**, 54513 (2010).
- [11] E. Kioupakis *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 161107 (2011).
- [12] Y. J. Lee, C. H. Chen, and C. J. Lee, *IEEE Lett. Photonics Technol.*, **22**, 20 (2010).
- [13] S. C. Ling *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 231101 (2010).
- [14] C. A. Tran *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1494 (1999).
- [15] M. Sez, and Kwok K. NG, *Physics of Semiconductor Devices*, (2007).

簡歷

姓名：傅志正

出生日期：77 年 10 月 29 日

學歷：私立中原大學電子工程學系 (96.9~100.6)

國立交通大學電子所固態組 (100.9~102.9)

信箱：s9626323@cycu.org.tw

