

國 立 交 通 大 學

電機學院電子與光電學程

碩士論文

以聚集離子束製備多層量子井氮化鎵奈米柱之
光學特性研究

Optical Characteristics of GaN MQW Nanorod
Fabricated by Focused Ion Beam



研究生：林佳宏 Chia-Hung Lin

指導教授：郭浩中教授 Dr. Hao-Chung Kuo

中華民國九十六年七月

以聚集離子束製備多層量子井氮化鎵奈米柱之
光學特性研究

Optical Characteristics of GaN MQW Nanorod
Fabricated by Focused Ion Beam

研究生：林佳宏

Student：Chia-Hung Lin

指導教授：郭浩中

Advisor：Dr. Hao-Chung Kuo



A Thesis
Submitted to 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 and Electro-Optical Engineering
July 2007
Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十六年七月

以聚集離子束製備多層量子井氮化鎵奈米柱之光學特性研究

研究生:林佳宏

指導教授:郭浩中教授

國立交通大學

電機學院 電子與光電學程碩士班



聚集離子束 (Focused Ion Beam) 這是一種在奈米技術製造上相當優異的機器。它有著可直接蝕刻，不用光罩以及製程快速的優點。在本論文中，我們利用聚集離子束進行多重量子井 (Multi Quantum Well, MQW) 氮化鎵之單根奈米柱製造，並以共焦顯微鏡與光激輝光光譜技術研究光學特性。其結果並與利用感應式耦合電漿蝕刻 (ICP-RIE) 之多重量子井氮化鎵多根奈米柱進行比較。我們利用氬鎘雷射 (波長為 325nm) 作為激發光源來量測奈米柱與薄膜處的光激輝光光譜。我們發現在奈米柱所量測的波長，相對於原來之塊材 (Bulk)，在光激輝反應上有相當明顯的峰值藍移 (Blue Shift) 現象，這是來自於晶格結構中，對於晶格應力釋放 (Strain Release) 所導致

的現象。另外，也根據了峰值藍移的量，推算出整個壓電場（Piezo-electric Field）因為奈米柱結構的關係，釋放了約 0.272MV/cm。此外，隨著激光能量的增加，奈米柱光激輝峰值，相對於塊材區，有著較大的增加幅度，這也可以証明了奈米柱元件在激光方面的性能，相較於塊材區，是較有效率的。



Optical Characteristics of MQW GaN Nanorod Fabricated by Focused Ion Beam

Student : Chia-Hung Lin

Advisor : Hao-Chung Kuo

Degree Program of Electrical and Computer Engineering
National Chiao Tung University

ABSTRACT

Focused Ion Beam (FIB) machine is an excellent tool to semiconductor engineering analysis. There are some advantage of FIB such as Direct Write , Maskless and Rapidly Process. In this paper, we try to use FIB to manufacture Multi Quantum Well (MQW) GaN single nanorod. We've study its optical characteristics by u-PL and confocal microscope. Meanwhile, we compare the result with ICP-RIE made nanarods. From u-PL measured result, we find out that compared to Bulk Region, nanorod has obviously blue-shift phenomenon. This may because of piezoelectric field partially lattice strain release effect. From the blue shift difference between Bulk and Nanorod, we can calculate release value $\sim 0.272\text{MV}/\text{cm}^2$. It shows FIB for GaN nanorod manufacturing is feasible and trustable.

誌謝

常有人問，一邊上班一邊讀書，累嗎？我總是這樣回答，沒有什麼比投資自己還要來得有效且重要。在交大上課的這些日子，從老師的諄諄教誨以及學長的帶領下，成長並得到了許多。學海無涯，不過這一段過程，真的是生命中進步許多的時刻。感謝郭老師的教導，也感謝道鴻學長及志強學長研究上的帶領及幫忙。感謝在這一段期間在公司裡彼此幫忙的伙伴，以及公司裡幫了我很多的小賴。

更感謝我的家人的支持與鼓勵；感謝我的內人，因為妳的加油打氣，才能給了我繼續堅持下去的力量。也要感謝即將出世的小朋友，有了可愛的你，把拔會更加的努力。

感謝是一世的，謹將此論文獻給我最親愛的師長、朋友及家人。也願平安幸福與您同在~~

目錄

	頁次
中文摘要	iii
英文摘要	v
誌謝	vi
第一章 序論	
1-1 發光二極體概述	3
1-2 量子尺寸效應與量子侷限效應	6
1-3 奈米結構的發展	9
第二章 GaN 之材料特性	
2-1 應變 (Strain) 與壓電場之影響	11
2-2 量子侷限效應之分析	14
第三章 實驗儀器原理	
3-1 共焦顯微鏡	
3-1-1 光激發螢光光譜 (Photoluminescence)	21
3-1-2 共焦顯微鏡之原理	24
3-1-3 實驗系統架構	26
3-2 掃描式電子顯微鏡的原理	29
3-3 聚焦式離子束顯微鏡 (Focused Ion Beam, FIB)	30



3-3-1 設備概述	31
3-3-2 反應機制概述	34
3-3-3 特殊氣體與 FIB 的應用	35
3-3-4 離子束劑量之探討	37
3-3-5 聚集離子束在使用上的注意事項	40
第四章 GaN 多重量子井奈米柱之光學特性研究	
4-1 以 ICP 所製奈米柱研究	
4-1-1 樣品結構、製備與電子顯微鏡圖	47
4-1-2 光激發光顯微鏡影像與顯微光激輝光譜量測結果	49
4-2 以聚集離子束 (Focused Ion Beam) 製造奈米柱	
4-2-1 實驗動機	54
4-2-2 樣本結構與製作過程暨電子顯微鏡圖	55
4-2-3 FIB 製作之奈米柱的顯微光激輝光光譜量測結果	60
4-2-4 μ PL 量測結果之討論及假設	62
4-2-5 結果分析	67
第五章 總結與未來展望	
5-1 總結	70
5-2 未來展望	72
參考文獻	74

第一章

序論

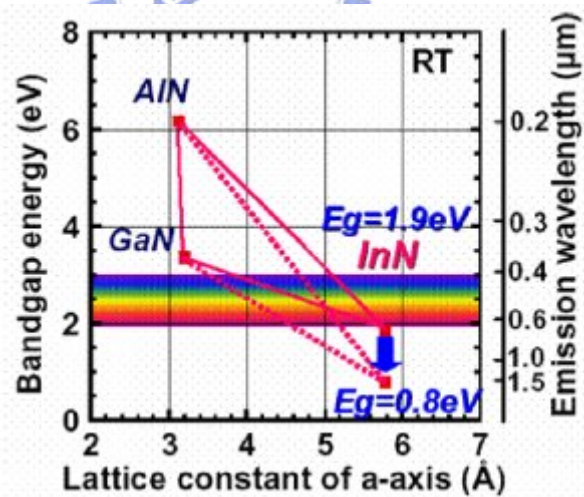
1-1 GaN 發光二極體概述

發光二極體 (LED) 的相關研究，迄今已逾三十年。而其中，紅光二極體與黃光二極體均有高度的發展，並已達到高亮度的要求。然而相對的，藍光二極體在發展上，步調相對較慢。然而對於藍光的需求其實甚殷，因為波長上先天的優勢，使得在通信、乃至於白光發光元件的發展，都可以扮演重要的角色。因此，藍光、甚至是紫外光波段相關元件的研究，在最近的發光元件的研究發展上，佔了相當重要的角色。

先從元件的基本特性說起，從能隙與晶格常數圖來看，可以實現藍色發光二極體的材料有碳化矽 (SiC)、硒化鋅 (ZnSe) 以及 III-V 氮化物家族，如氮化鎵 (GaN) 等。其中最先商品化的是 SiC，然而對 SiC 而言，這是屬於間接能隙，所以無法得到高亮度的需求。相對的，ZnSe 與 GaN 同屬於直接能隙，然而 ZnSe 在材料上有著產品可靠度上的問題，此類材料多在約 300°C 左右的低溫成長，用此類材料做成的發光及雷射二極體的生命均很短。而 III-V 氮化物元素而言，GaN 的能隙是 3.4eV，AlN 的能隙是 6.3eV，InN 的能隙是 2.0eV，做成混合結晶時，可以將能階藉由改變其中的各元素的含量，可以由 2.0eV 連續改變至 6.3eV，故能用以製作發光波長從可見光到紫外的光學元件如發光二極體 (LED)

與雷射發光二極體元件 (LD) 等。前者已被廣泛運用在大型戶外看板、交通號誌、車用市場等日光用品中。基於環保與節能的考量，美日韓等國已積極促進發光二極體進入照明市場以取代傳統的水銀燈、鎢絲燈泡。

另一方面，受限於光學繞射效應的限制，光學讀取密度反而比光源波長。藍光及紫外光雷射二極體的開發成功，將可取代目前光資訊儲存設備中使用的雷射二極體，應用在高密度光資訊儲存如 DVD 等市場需求上。此外，優於傳統半導體材料『矽』的高載子遷移率、高熱傳導及化學穩定性，再加上具有相當低的介電常數，使得此類氮化物未來在高速電晶體與高功率元件的製作應用上，存在著相當大的開發潛力。



雖然很早就瞭解 III-V 氮族相關材料的優點，相關的研究其實已經超過二十年。但是在早期，因為沒有晶格常數配合的基板 (Substrate)，所以晶體在長的時候容易產生大量的缺陷 (Defect)，難以達到較好的品質；另外，為了要有較佳的元件特性 (如較低的導電率等)，必須要

有良好的 P 型及 N 型摻雜。對於 GaN 而言，N 型可以藉由 Si 的摻雜即可達到，但是對 P 型的 GaN 來說，製造上難度較高，對於其材料特性也沒有非常瞭解，所以這就是為什麼在發光材料的發展上，GaN 進展較為緩慢的原因。

在 GaN 的生長上，1983 年日本 S. Yoshida 等人用 AlN 在 Sapphire 基板上先用高溫成長做層緩衝層，之後再生長出來的 GaN 可以得到較佳的結晶。之後的 I. Akasaki 等發現以有機金屬氣相沉積法 (MOCVD) 均勻的在低溫約 600°C 長一層 AlN，再以高溫約 1000°C 成長 GaN 可以得到像鏡面的材料。而 1991 年 Nichia 研究員 S. Nakamura 改用非晶體 GaN 以低溫先成長 Buffer Layer，再以高溫成長 GaN 亦可得到鏡面般平坦的膜。除此之外，對於 P 型的 GaN 摻雜技術也有新發展。1989 年，I. Akasaki 等人以鎂 (Mg) 摻雜在 GaN 中，並藉由電子束照射，可以得到 P 型的 GaN，後來 Nichia 的 S. Nakamura 發現，電子束的目的是在使 GaN 的溫度升高，使鎂-氫鍵結中的氫趕走，使鎂受子活性化，產生低阻抗的 P 型 GaN；他並發現，以 700°C 的回火 (Annealing) 亦可以達到良好的 p-type GaN 的目標，在關鍵技術獲得突破的情況之下，以 GaN 為材料的各類發光元件紛紛問世，光電工程也邁進嶄新的局面。

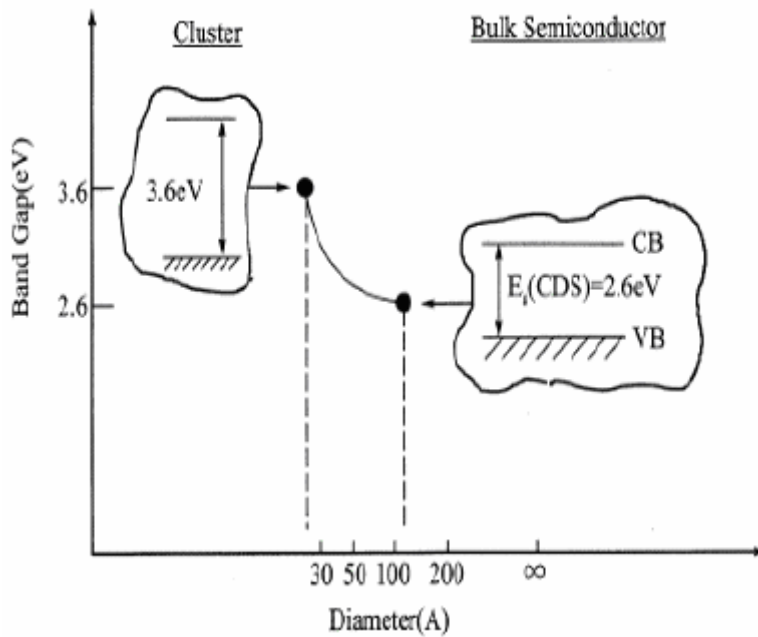
對於光電元件來說，量子井是發光的核心所在，也是光譜頻率、發光效率好與壞的關鍵之一。在進一步探討之前，先將量子井發光的核

心，『量子侷限效應』做一概述。

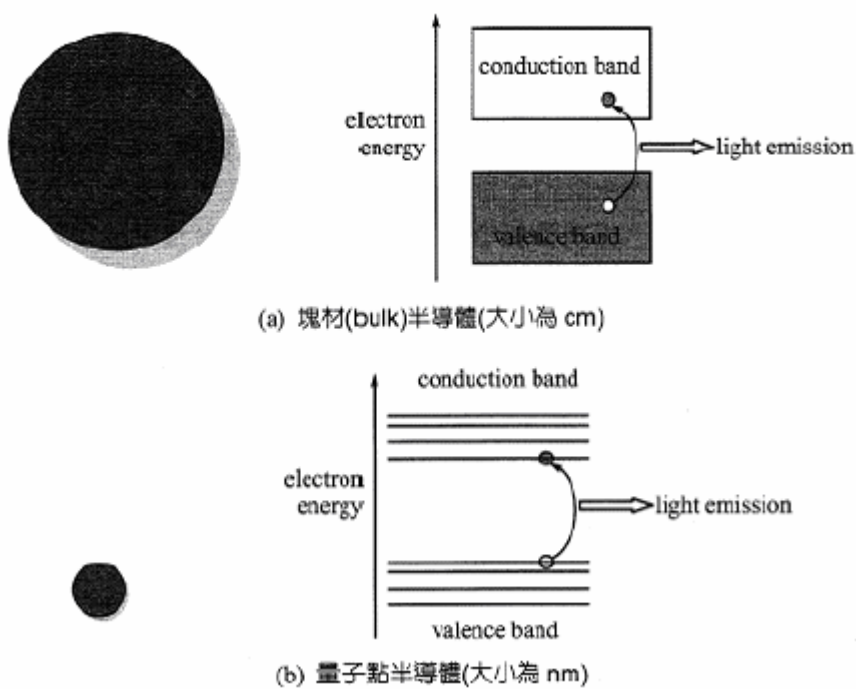
1-2 量子尺寸效應與量子侷限效應

根據傳統的量子力學，在半導體材料中，電子是不能存在於能隙中且帶有能量。對塊材 (Bulk) 半導體材料而言，電子在導電帶中就像自由電子一樣，可以佔據導電帶中，並有著連續動量和動能。然而當半導體材料粒徑縮小至~10nm 以內時，由於電子電動被侷限於一個小區域中，造成材料之物理、化學或光學性質發生改變而有別於原先的塊材材料特性時，此效應稱為量子尺寸效應 (Quantum Size Effect)。

如下圖一所示¹⁶，當材料粒徑變小，其能帶間隙將逐漸變大。其主要原因在於，當粒徑縮小時，電子與價電帶中的電洞距離亦會隨之縮小，當微粒的粒徑 r 小於激子波耳半徑 (Exciton Bohr Radius) a_B 時，電子的平均自由路徑將侷限於很小的空間，造成非連續性電子態的量子化，這就是所謂的量子侷限效應 (Quantum Confinement)，如圖二所示。



圖一、半導體能隙之量子侷限效應



圖二 (a) 塊材半導體中，電子可以佔據導帶及價帶中的連續能帶

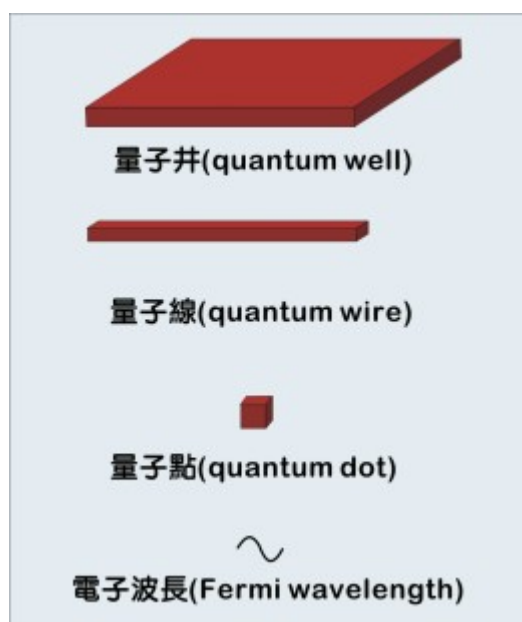
(b) 量子點中電子能階一般為不連續 (Discrete) 的能階

從量子力學中我們可以知道，對電子而言，本身即具有粒子性與波動性之二元性質。而對電子的波動性的描述，取決於其費米波長 (Fermi

Wavelength)

$$\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F}$$

在一般塊材中，電子的波長遠小於塊材尺寸，因此量子侷限效應並不明顯。但是如果將某一維度的尺寸縮小到小於一個費米波長時，此時電子只能在另外兩個維度所構成的二維空間中自由運動，這樣的結構稱為量子井 (Quantum Well)；同理，如果我們再將另外一個維度的尺寸縮到小於一個波長，則電子只能在一維的方向上自由運動，這時就稱之為量子線 (Quantum Wire)；而當三個維度的尺寸都縮小到一個波長以下時，就成為所謂的量子點 (Quantum Dot)，示義圖請參考圖三。再次要強調的，並非所有小到 100nm 以下的材料就有所謂的量子化。真正的關鍵尺寸是由電子在材料內的費米波長來決定。



圖三 量子井、量子線、量子點與電子波長示意圖

1-3 奈米結構的發展

為了要能將理論中的量子侷限效應能夠實際應用，相關的研究與製作在現今電子與光電領域中已經有了相當的進展，舉例來說，已經有許多方式來達到奈米元件的要求，如光學微影、化學合成、自我聚集成長、離子束蝕刻以及氫化物氣象磊晶等等。而針對 GaN 來說，相關的奈米級元件及其製作方式描述如下：

1. 化學合成的奈米線 (Nanowire)

一般來說，這是以 Ga 或 Ga_2O_3 蒸氣與 NH_3 蒸氣混合來製作，在適當條件控制的情況之下，可以製作出一維奈米線或是 10 ~ 150nm 的奈米柱。相對於其他的方式來說，化學合成的奈米線是較容易製作出奈米結構的方法，甚至也有研究指出，這種方法可以成功地做出 GaN 奈米線雷射。因此，這可以說是最常用的奈米元件製程法。

2. 自我聚集 (Self-Assembled) 成長量子點

這是現在最常使用於量子點製作的方式。這是以自我聚集 MBE 或是 MOCVD 的方式成長於薄膜上。其原理是利用 GaN 成長時與基板間因為晶格不匹配所累積的應力釋放，這可以在樣品表面形成自聚性的島狀結構。這就是所謂的 Stranski-Krastonov 方式 (S-K Mode)，藉由這種方法，可以長出約為數十奈米的量子點。

3. 其他方式

其他還有提出的，是以 HVPE 的方式成長出單晶 GaN 奈米柱，另外還有以蝕刻方式所形成的奈米柱，如以 ICP-RIE、電子束或者是這次所做的聚集離子束 (Focused Ion Beam) 蝕刻法。以蝕刻方式的優點是控制方便，可以利用條件控制的方式改變其密度與大小，這在奈米柱的製作上是相當方便。另外，也可以在完整多層次量子井成長完成之後再行蝕刻，這也增加了應用上的優勢，這也是本篇論文的重心所在。



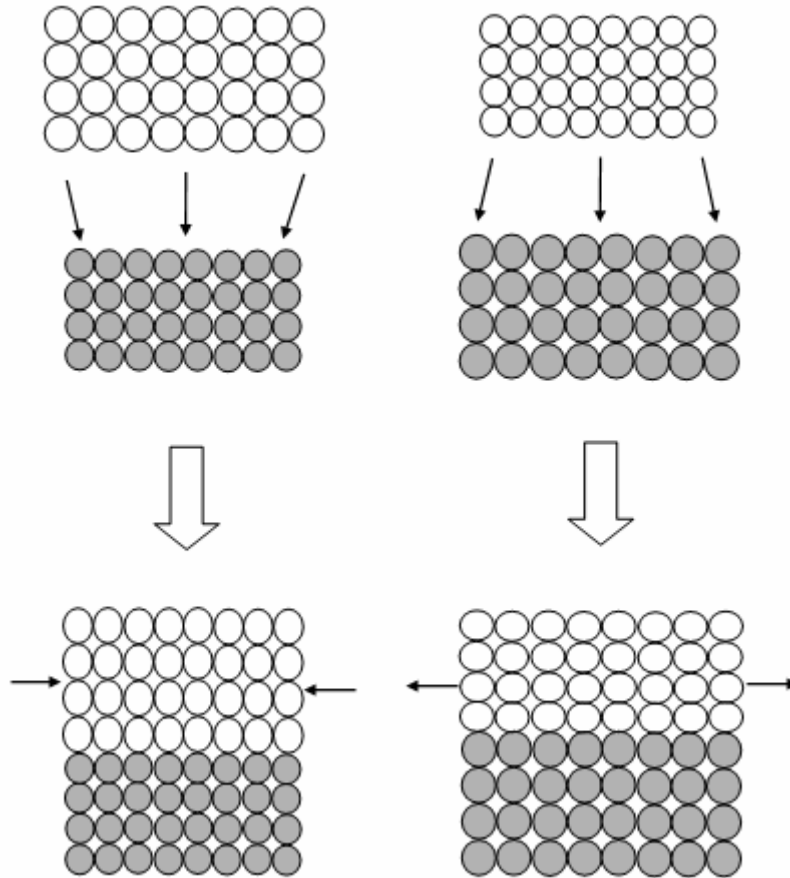
第二章

GaN 之材料特性

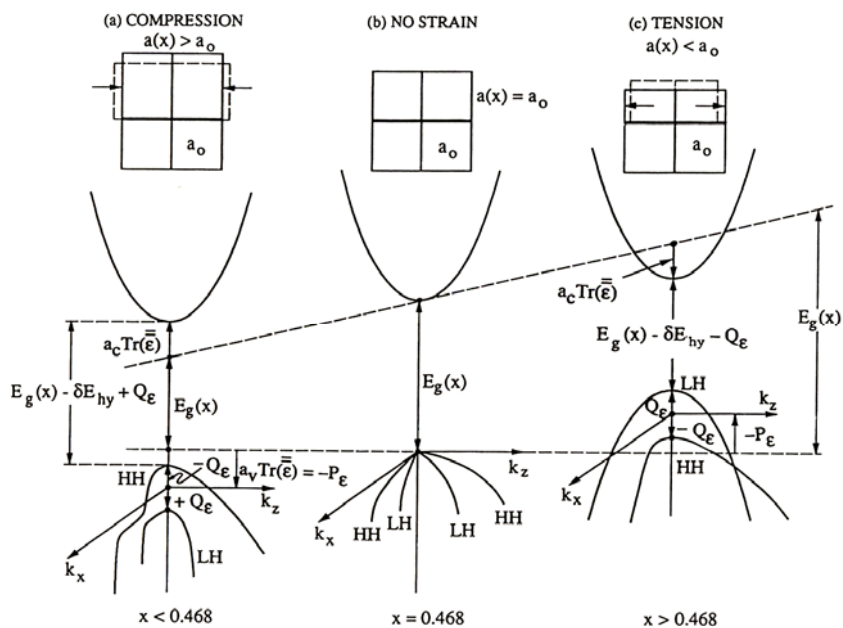
2-1 應變 (Strain) 與壓電場之影響

在成長異質結構的過程中，當所成長的兩種異質結構材料的晶格常數不匹配時，在材料中就會有應力的累積，隨著成長的厚度愈厚時，所累積的應力也就越大，當材料成長至超過某一個臨界厚度時，材料將無法再承受此應力作用，此時必須以其他形式來釋放應力，如差排 (Dislocation) 等等的缺陷即會產生。

如圖一 (左) 所示，在這個例子中，上層磊晶層的晶格常數較下層來得大，而在上層磊晶層厚度未超過臨界厚度時，上層磊晶層會受到一個壓縮應力 (Compressive Stress) 作用，而有壓縮應變 (Compressive Strain) 的產生。而圖一 (右) 則是相反的例子，此時上層磊晶層的晶格常數較下層為小，上層磊晶層則會受到一伸張應力 (Tensile Stress) 的作用而有伸張應變 (Tensile Strain) 的產生。而應變的產生會改變價帶結構，最直接的就是改變導電帶與價電帶的間隙，因此會使得光譜的波長會產生不同程度上的改變，如下圖二所示。



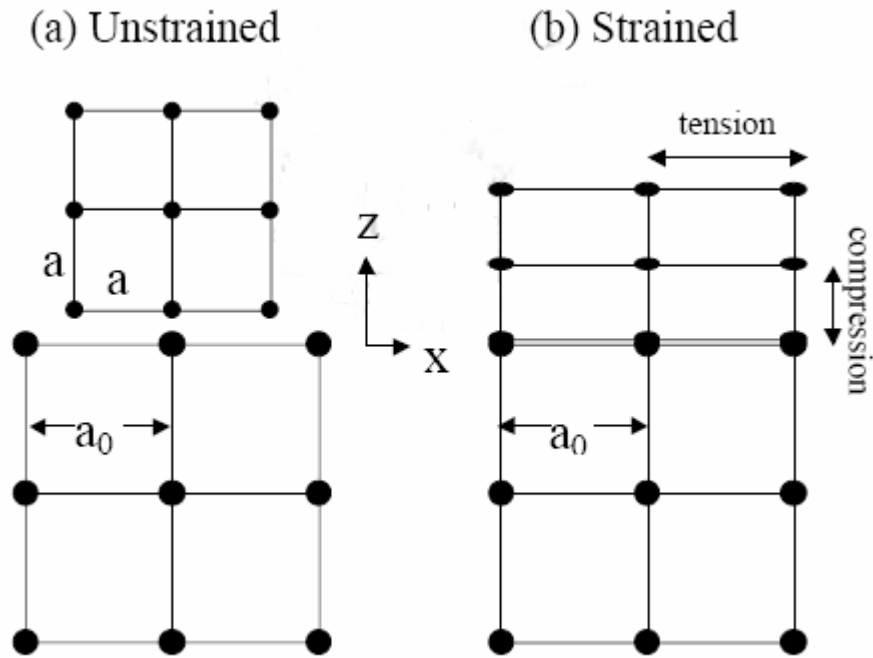
圖一、不同晶格常度的材料在不同的接面時的鍵結示意，圖左是壓縮應力，圖右則是伸張應力。



圖二、應變與能隙之關係圖。

但是要注意到的，雖然對於圖一來說，所受到的僅是二維(X/Y axis)的應變，但是對於應變原子來說，在 Z 方向仍然會受到某種程度上的應變，如對於圖左來說，當 X/Y 軸方向受到壓縮時，Z 軸方向則會有伸張的應變產生。相反的，對於圖右而言，當 X/Y 軸方向受到伸張時，Z 軸方向則是會有壓縮的應變產生。

下圖三則為其示意圖。



圖三、當 X/Y 軸方向是伸張應變時，Z 軸方向應變示意圖

今天我們假設 X 軸與 Y 軸方向上所受到的應變是一樣的，而除了三個軸，其他方向是沒有應變的存在。以數學式子表示如下：

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \neq \varepsilon_{zz}$$

$$\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zx} = 0$$

以圖一為例，因晶格常數不一樣所導致的應變分量可描述如下：

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a_0 - a}{a}$$

今天如果討論的是形變很小的狀況，此時從虎克彈性定律中可知，wurtzite 材料的應變分量，是應力 (Stress) 的線性函數：

$$\begin{pmatrix} \tau_{xx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{zz} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zx} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{13} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

由上式可知道，對於 τ_{xy} 、 τ_{yz} 、 τ_{zx} 而言，其值應該=0，另外，根據力學的原則，在 Z 軸上其實是不該有應力的。所以當 $\tau_{zz}=0$ 的情況之下反推，即可求得 Z 軸方向上的應變：

$$0 = \tau_{zz} = c_{13}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}) + c_{11}\varepsilon_{zz} \Rightarrow \varepsilon_{zz} = -\frac{2c_{13}}{c_{11}}\varepsilon_{xx}$$

2-2 量子侷限效應之分析

當系統的物理尺寸逐漸變小，量子力學所衍生出來的效應也將更為更要。在製作出奈米級的元件之後，能夠以適當的方式解釋其現象，也成為當中一個最重要的課題。在此將從三維空間開始，針對不同維度奈米化之後的現象，做一概述：

一、 三維空間內的自由電子：

根據水丁格的波動方程式，沒被侷限的電子在自由空間下可以下式表示之：

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\varphi = -\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}\right) = E\varphi$$

其中 m 指的是自由電子質量。而上式的解為

$$\varphi_k(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} e^{ik\cdot r}$$

其中，如果是對波向量為 $\mathbf{k}=(k_x, k_y, k_z)$ 的平面波來說，所對應的能量為

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$$

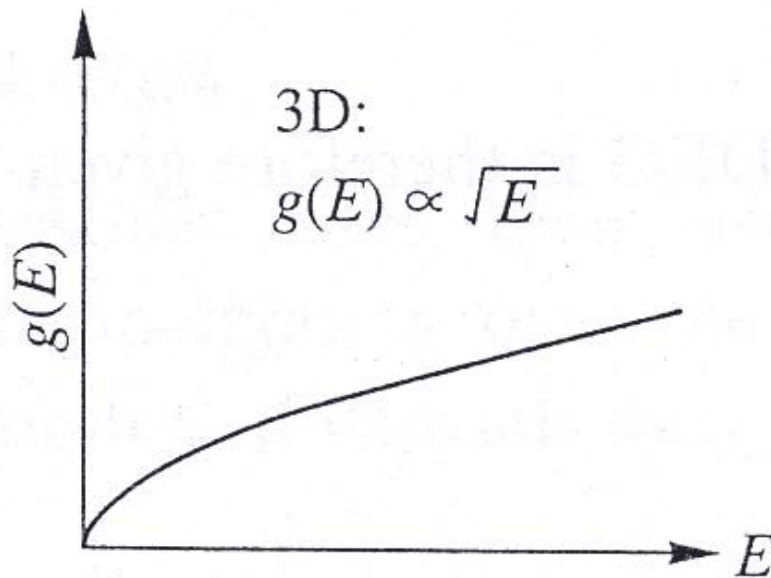
而今天如果設定能階數在單位體積 $d\mathbf{k}=dk_x dk_y dk_z$ 時，

$$g(k)dk = \frac{2}{(2\pi)^3} dk = \frac{1}{\pi^2} k^2 dk$$

因此，對於三維自由電子氣態密度 $g(E)$ 來說，可以得到如下式的關係：

$$g(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E}$$

下圖四為其態密度圖。



圖四、三維自由電子氣的態密度

二、 二維空間內的自由電子：

與三維自由電子氣不同的地方，理想的二維電子氣被限制只能在兩個方向如 X 軸與 Y 軸上運動，而對於第三個軸方向上的運動則會被侷限住。於是，二維電子氣的能量表示式如下（已不考慮 Z 軸相關係數了）：

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2)$$

同理，對於單位面積空間 k 內的態密度表示式如下：

$$g(k) = \frac{2}{(2\pi)^2}$$

$$g(k)dk = \frac{2}{(2\pi)^2} dk = \frac{1}{\pi} kdk$$

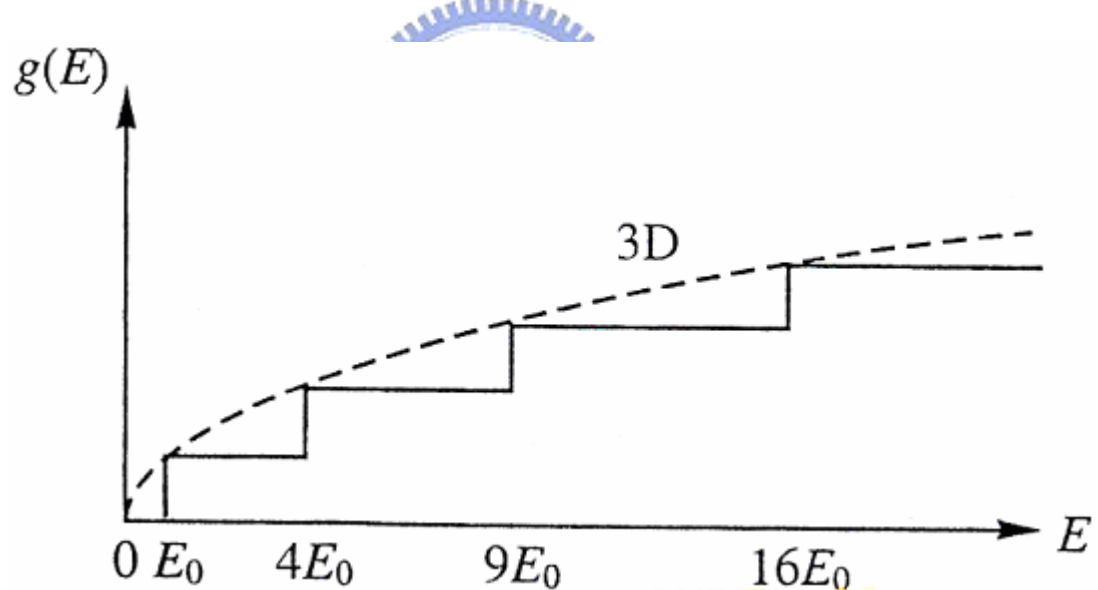
$$\text{其中，} k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$$

利用 E 與 k 的關係式，可以推導出能態密度與能量的關係式如下：

$$\frac{1}{\pi} k dk = \frac{1}{\pi} k \frac{dk}{dE} dE = \frac{m}{\pi \hbar^2} dE$$

$$g(E) = \frac{m}{\pi \hbar^2}$$

其中可以觀察到，對於二維空間自由電子來說，能態密度是一個常數，與能量是獨立無關的，也可以說，對於二維空間來說，量子化的現象已經可以觀察得到。如下圖五所示。



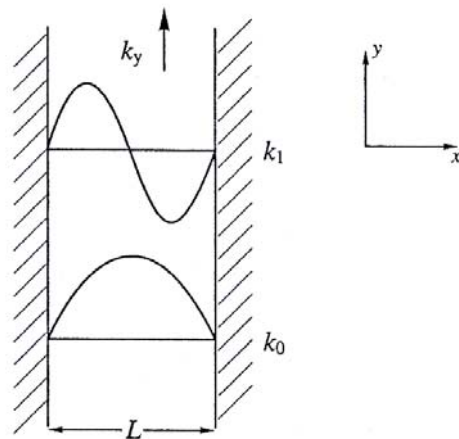
圖五、無限位能井之能態密度與三維系統的能態密度之比較

三、一維電子氣

當一電子被侷限在一維空間上運動時（如 X 方向），其能量表示式修正如下：

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}$$

對於一維系統，即所謂的量子線中，電子是被侷限二維空間，而在第三維度中自由運動。量子線最簡單的理論為二維電子氣侷限於一無限位能井，如下圖六所示，這是波函數在量子線中的量子態。



圖六、電子在理想量子線的波函數

電子能量在 X 和 Y 方向為量子化，僅在 Z 方向為連續性的態。這現象可用下式來表示之：

$$E = E_{n_x} + E_{n_y} + \frac{\hbar^2}{2m^*} k_z^2$$

$$\text{其中， } E_{n_x} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{n_x \pi}{L_x} \right)^2 \quad E_{n_y} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{n_y \pi}{L_y} \right)^2$$

此時為 n_x, n_y 正整數 1, 2, 3... 而 k_z 是一連續變數。

而電子濃度可用下式來表示：

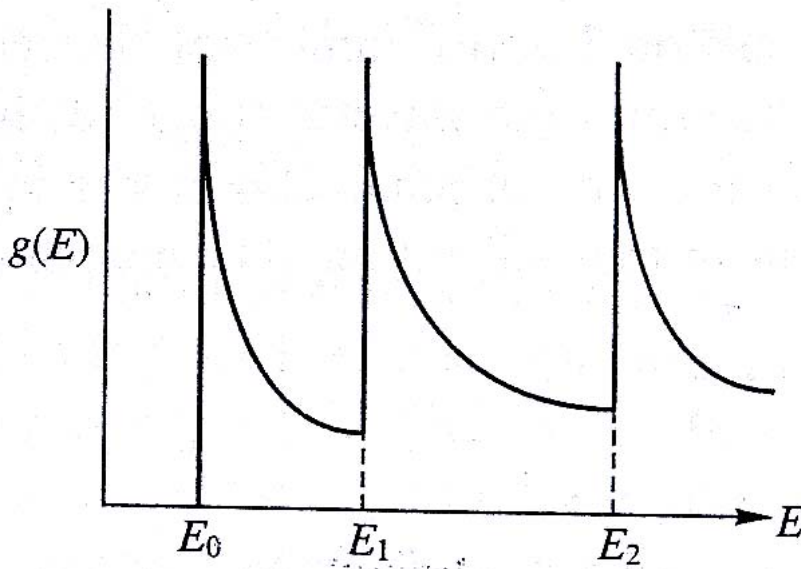
$$n = \frac{2}{V} \sum_{n_x, n_y} \sum_{k_z} f(E)$$

其中， $\frac{2}{V}$ 表示電子的自旋量，故乘以兩倍。

$$\frac{2}{V} \sum_{n_x, n_y} \sum_{k_z} = \frac{2}{L_x L_y} \sum_{n_x, n_y} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_z}{2\pi} = \frac{1}{\pi L_x L_y} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}} \sum_{n_x, n_y} \int_{E_{n_x} + E_{n_y}}^{\infty} \frac{dE}{\sqrt{E - E_{n_x} - E_{n_y}}}$$

最後，量子線之一維電子氣能態密度表示式如下，其關係圖如圖七所示。

$$g(E) = \frac{1}{\pi L_x L_y} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}} \sum_{n_x, n_y} \frac{1}{\sqrt{E - E_{n_x} - E_{n_y}}}, \quad E > E_{n_x} + E_{n_y}, \quad L_x = L_y$$



圖七、一維量子線的能態密度

四、零維電子氣

理想的零維電子氣存在於一個單一固定能態，其能態密度表示如下，圖八為其示義圖。

$$g(E) = \delta(E - E_0)$$

其中 $\delta(x)$ 為 Dirac Delta 函數。

值得注意的是，此時電子可以說是被侷限於三維空間中的一個『點』中，或是所謂的『量子箱』。此時情況就像是氫原子：電子被侷限在此零維位勢下時，只有不連續的能階會存在，而這些能階的間距會與位勢的形狀有關。



圖八 零維電子氣的能態密度表示圖

第三章

實驗儀器原理

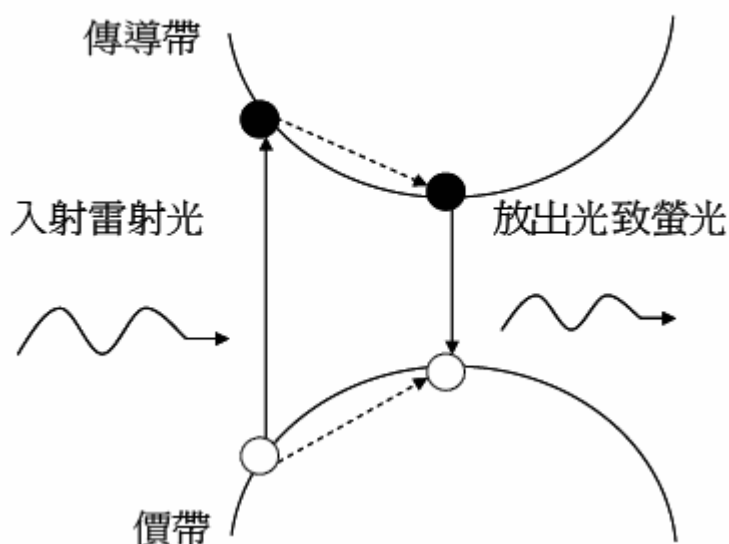
3-1 共焦顯微鏡

3-1-1 光激發螢光光譜 (Photoluminescence)

光致螢光分析是在研究半導體的材料特性時，常會使用的分析工具，它的原理是利用半導體電子電洞對結合放出螢光，藉由分析光譜中波峰的波長、強度以及其半波寬，可以推斷出樣品本身的組成，結晶性以及缺陷密度。在實驗中所選擇的激發光源能量必須大於半導體材料的能隙，而激發光源的選擇則需考慮到其波長是否為連續波、光強度以及聚焦面積，因為光強度會影響信號收集時的強弱判斷，聚焦面積則會影響其空間的解析度，在本實驗中，是以 325nm 的氦-鎘雷射(He-Cd Laser) 做為激發光源。

假設半導體的能帶是直接能帶 (Direct Bandgap)，當激發光源照射在待測樣品上時，因為入射光子的能量大於待測半導體的能隙，這樣一來，可以將電子由價帶 (Valence Band) 激發到傳導帶 (Conduction Band)。接下來，在非常短的時間之內，大部份的高階電子 (電洞) 會藉由聲子 (Phonon) 的吸收或釋放，蛻化到傳導帶 (價電帶) 的最低能階。之後再藉由電子電洞對的再結合 (Electron - Hole Pair

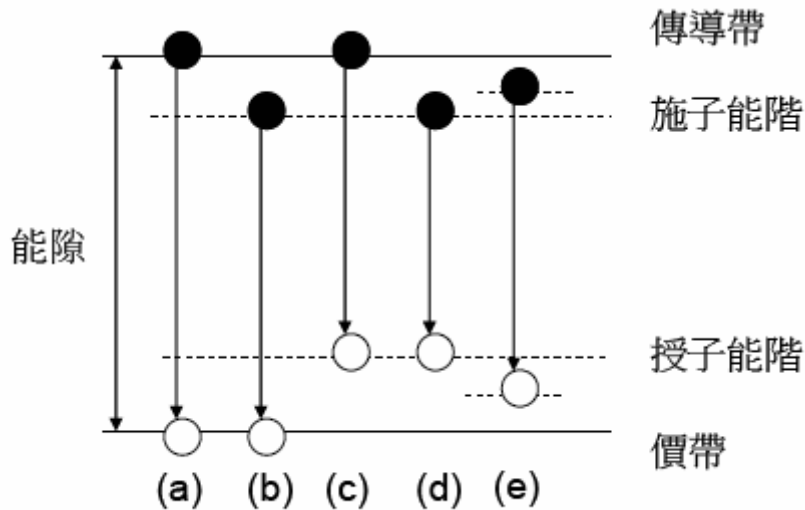
Recombination) 而放出螢光，下圖一是相關的示意圖。



圖一 直接能帶半導體之光致螢光示意圖 (a) 激發 (b) 蛻化 (c) 再結合

而在再結合過程中，可以依照其路徑可分為放射結合路徑

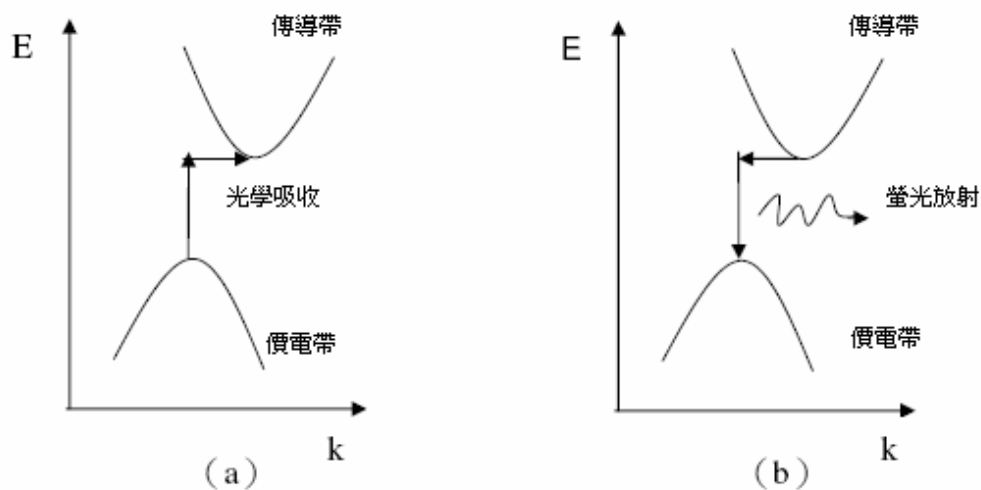
(Radiative Recombination Paths) 與非放射結合路徑 (Non-Radiative Recombination Paths)。其中放射結合路徑包括 (a) 導電帶電子與價電帶電洞再結合躍遷、(b) 在施子能階 (Donor Level) 的電子與價電帶電洞再結合躍遷、(c) 在導電帶的電子與受子能階 (Acceptor Level) 的電洞再結合躍遷、(d) 在施子能階的電子與受子能階的電洞再結合躍遷以及 (e) 自由激子 (Free Exciton) 的再結合躍遷等方式，圖二為相關的示意圖。



圖二 放射結合可能路徑示意圖

而非放射結合路徑也有幾種產生機制。系統在兩個能態之間的躍遷是由於另一系統（或粒子）的能量交換，而非電磁輻射的放射或吸收。如（a）由熱擾動產生聲子或是（b）在表面態（Surface State）或缺陷如差排（Dislocation）處產生再結合躍遷，這將會與放射結合路徑競爭，而對發光效率造成負面的影響。

當半導體樣本的能帶結構屬於間接能隙時，如下圖三所示，此時電子的躍遷必須藉由吸收或放出聲子使電子獲得動量，就因此，間接能隙的螢光發光效率會低於直接能隙的螢光發光效率。



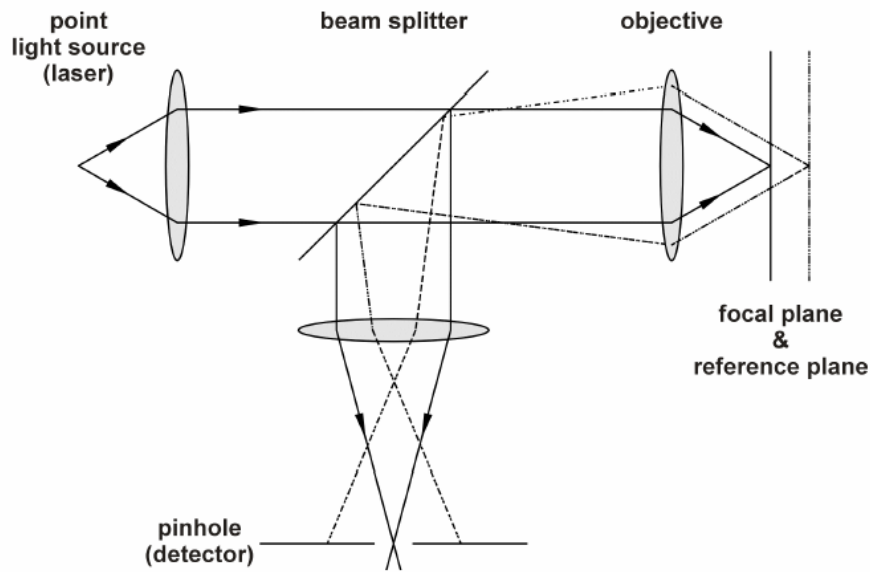
圖三、間接能隙半導體電子電洞對的複合 (a) 為光學吸收，(b) 為螢光放射，電子皆需要吸收或放出聲子來改變波向量。

對於光致螢光系統來說，雖然在分析元件的能隙上有其強大的應用之處，但是在應用上，這是以光致螢光光學顯微鏡觀測，受限於景深的關係，這將使得光致螢光光學顯微鏡無法僅觀察樣本的某一斷面，這將使得光致螢光影像常常顯得一團模糊，無法精確定位出樣本位置。因為這個原因，所以便有共焦顯微鏡概念的提出。

3-1-2 共焦顯微鏡之原理

共焦一辭是源於顯微鏡的物鏡焦點與成像透鏡（集光鏡）焦點位置相互對稱，也就是照明點與探測點在光學成像上共軛，兩鏡的焦點同時落在觀察樣品的表面，如圖四所示之實線。而其中，在偵測器前並有一組針孔進行空間濾波，當光束聚焦處不為焦平面時，樣品反射後的光束將難以通過光偵測器前的針孔，如圖四中的虛線所示。反之，則可以在

光偵測處得到極強的光訊號。



圖四、共焦顯微鏡的原理

對於傳統光學顯微鏡來說，其橫向解析度為

$$\gamma_{Airy} = 0.61 \frac{\lambda_0}{NA_{obj}}$$

共焦顯微鏡，因為有了濾波針孔，因此其橫向鑑別率較為優越，其為

$$\gamma = 0.5 \frac{\lambda_0}{NA_{obj}}$$

其中 η 為聚焦面介質的折射係數。

另外，如果是對於點光源所形成的強度分佈來說，傳統的光學顯微鏡的點光源分佈係數，其實就是 Airy 光斑，式子表示如下：

$$I(v) = \left[\frac{2J_1(v)}{v} \right]^2$$

其中， $J_1(v)$ 是一階 Bessel 函數；

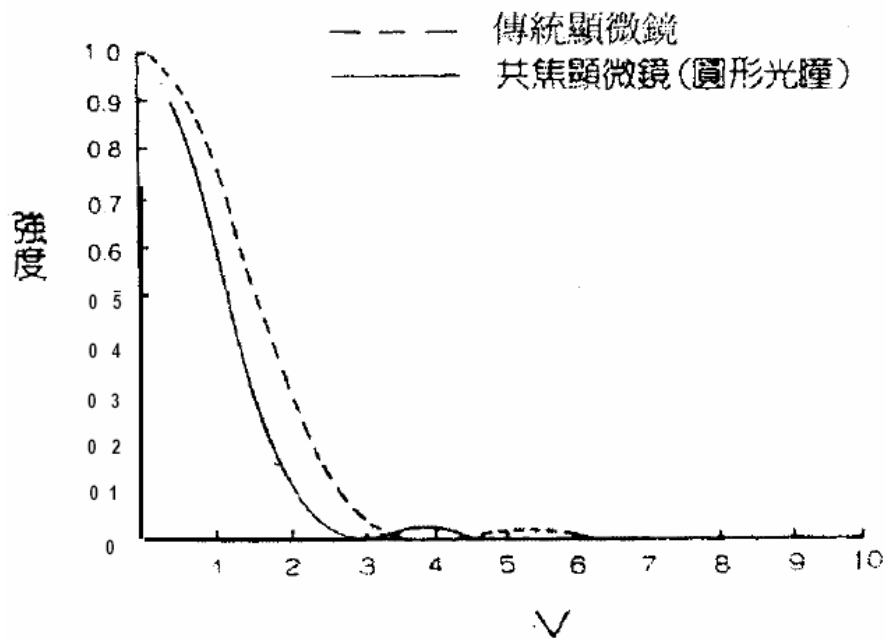
$$v = \frac{2\pi r(NA)}{\lambda}$$

為正規化的光學單位，

($NA = n \sin \theta$ ：物鏡的數值孔徑， r 是像平面至光軸的距離， λ 是光波波長。)

由上式中可以看出來，傳統顯微鏡成像所形成的光斑大小是由物鏡的數值孔徑所決定，而對於共焦顯微鏡來說，如果物鏡和成像透鏡有相同的數值孔徑，對軸上點光源所形成的像強度分佈可以描述如下：

$$I(v) = \left[\frac{2J_1(v)}{v} \right]^4$$



圖五、共焦顯微鏡與傳統顯微鏡對於點狀物所形成的像強度分佈圖

由上圖五中可以看出，相較於傳統顯微鏡來說，共焦顯微鏡所形成的光斑會比較小，這代表的是，共焦顯微鏡比傳統顯微鏡具備有較高的平面解析度以及較佳的斷層能力。

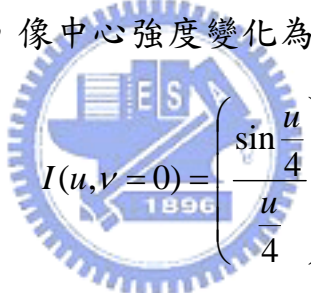
另外，在顯微鏡的觀察上，當觀察樣本偏離焦平面時，會產生散焦的現象，此時中心強度也會降低。就傳統顯微鏡來說，光軸上（ $\nu=0$ ）中心強度的變化情形如下：

$$I(u, \nu = 0) = \left(\frac{\sin \frac{u}{4}}{\frac{u}{4}} \right)^2$$

其中 $u = \frac{2\pi a^2}{\lambda f^2} (\Delta z)$

（ Δz 為偏離焦平面的距離， a 為透鏡光瞳的半徑， f 則為透鏡焦距。）

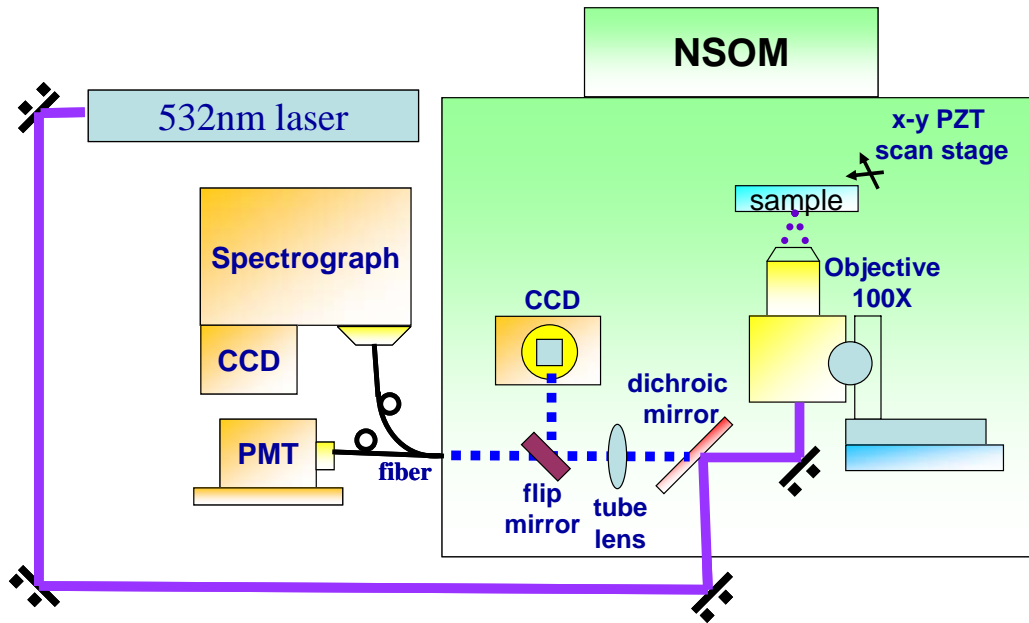
而對於共焦顯微鏡來說，像中心強度變化為



$$I(u, \nu = 0) = \left(\frac{\sin \frac{u}{4}}{\frac{u}{4}} \right)^4$$

從因次上的差別可以看得出，共焦顯微鏡所取得的影像強度隨散焦距離的變化將較為劇烈，這也意味著說，共焦顯微鏡僅在聚焦面上可以形成清晰的影像，若我們逐步移動聚焦面，則可以得到觀測樣品上深淺有序的斷面。

3-1-3 實驗系統架構



圖六、共焦顯微鏡與顯微光譜量測實驗架構

上圖六為實驗室中共焦顯微鏡的系統架構。我們是以氬鎘雷射（波長為 325nm）做為激發光源。GaN 樣本正面朝下，下方的物鏡為 100X 浸油式的 UV 物鏡（數值孔徑 $NA=1.3$ ），聚焦後的氬鎘雷射光束直徑最佳可達 1 μ m。此外，由步進馬達來控制物鏡，以期達到物鏡同軸，獲得最好的收光效率。而在收光上，我們也是以一組 100X 的 UV 物鏡（數值孔徑 $NA=1.3$ ），做為收光物鏡，因此在實用上，我們可以將樣品所發出的光激輝光藉由 100X 物鏡收集後，經由一條多模光纖（core=50 μ m）傳送到光電倍增管（PMT）以得到共焦顯微鏡影像；而在此同時，也以將光纖接至一解析度為 0.1nm 的光譜儀做為顯微光譜量測（micro-PL）之用。另外，在光纖之前會放置一氬鎘雷射濾片，這是為了避免樣品散射的雷射光經由光纖進入光電倍增管。如此一來，由共焦顯微鏡影像及顯微光譜量測，我們將可以得到樣品發出光激輝光的空間分佈情形。

3-2 掃描式電子顯微鏡的原理

當物理研究的尺寸達到奈米尺寸時，因為波長的限制，光學顯微鏡已經沒辦法觀察到奈米等級以下的東西。因此在 1935 年時提出了掃描式電子顯微鏡，可以進一步觀察到奈米等級。

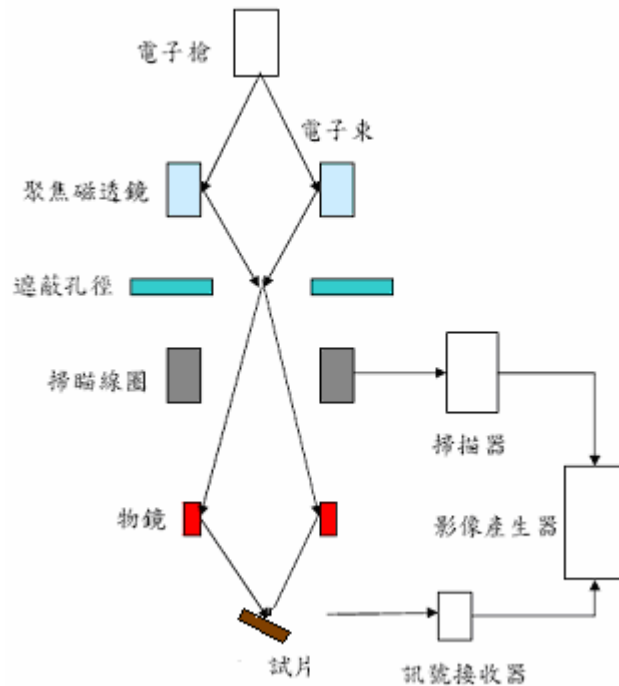
掃描式電子顯微鏡與光學顯微鏡最大的差別，即電子顯微鏡是以『電子束』當作光源，以掃描線圈所產生的『磁場』來當作透鏡來偏折電子束，使其在樣品表面做二度空間掃描。跟據 de Broglie 波動理論，電子的波長僅與加速電壓有關：

$$\lambda_e = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2qmv}} = \frac{12.2}{\sqrt{v}} \text{ (Å)}$$

因此在 10kV 的加速電壓之下，電子的波長僅為 0.12Å，遠低於可見光的 4000 ~ 7000Å，所以解析度自然比光學顯微鏡好得多。掃描式電子顯微鏡的另一個重要特色是具有超大景深（約光學顯微鏡的 300 倍），對於起伏較大的物體，仍然可以清楚觀察到。

下圖七為其基本構造圖，首先由電子束由電子槍發射，經過一組磁透鏡（Condenser Lens）聚焦後，用遮蔽孔徑（Condenser Aperture）選擇電子束的尺寸後，通過一組控制電子束的掃描線圈，再透過物鏡（Objective Lens）聚焦在試片上，而電子束與樣品效互作用，會激發出許多種電子，在試片的上方裝有訊號接收器，用以截取二次電子（Secondary eElectron）或背向散射電子（Backscattered Electron）

成像。此外，若加裝其他偵測器還可以做多種應用，如 EDX 或是 CL 的量測。另外要注意到的，整個電子顯微鏡腔體應保持高真空，這樣才能避免電子束在運動過程中因為碰撞而產生散射。



圖七 掃描式電子顯微鏡示意圖

3-3 聚焦式離子束顯微鏡 (Focused Ion Beam, FIB)

聚焦式離子束顯微鏡 (FIB) 是利用靜電透鏡聚焦的方式，將離子束 (一般為 Ga^+ 或是 Au^+) 聚集成非常小尺寸。這最早是應用在製程中，希望利用其不需光罩 (Maskless)，直接寫 (Direct Write) 的優點，進行高解析度的曝光 (Lithography)、摻雜 (Doping) 或是蝕刻。以進行元件的製備。不過，在今日的半導體業界，在搭配著電子顯微鏡

(SEM) 後，反而搖身一變，成為一種在半導體元件分析上相當受歡迎的機台。在產業界，一般的用途如下：

- (1) 元件故障分析，如樣品剖面分析。
- (2) 設計線路修補，包含晶圓或是光罩修補。
- (3) 穿透式電子顯微鏡樣品製備。
- (4) 可搭配二次質譜分析儀，進行元件材質分析。

3-3-1 設備概述

首先參考圖八，這是 FIB 的基本設備圖。基本上，一台 FIB 的機器包含了幾個部份：

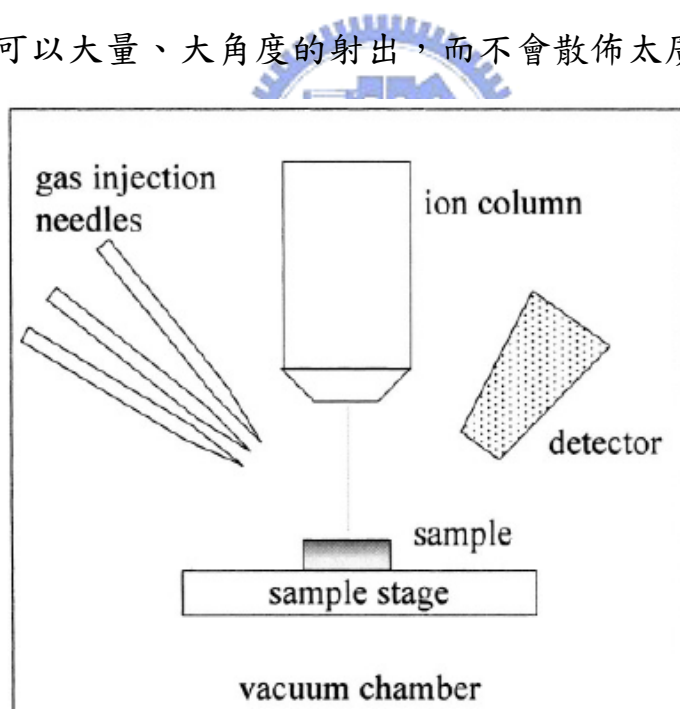
- 
- (1) 離子束產生腔暨聚焦系統暨冷卻系統。
 - (2) 二次電子偵測器
 - (3) 氣體注入針。
 - (4) 高效率幫浦系統以維持腔體內的高真空度 (1E-6 Torr)

若對於 SEM/FIB 雙模的機器來說，電子顯微鏡是置於離子束夾角 52 度的位置。而當需要利用離子束時，會轉動樣品承盤 (Chuck) 與離子束的角度，務使樣品與離子束呈現垂直，以得到離子束最佳的切割效果。

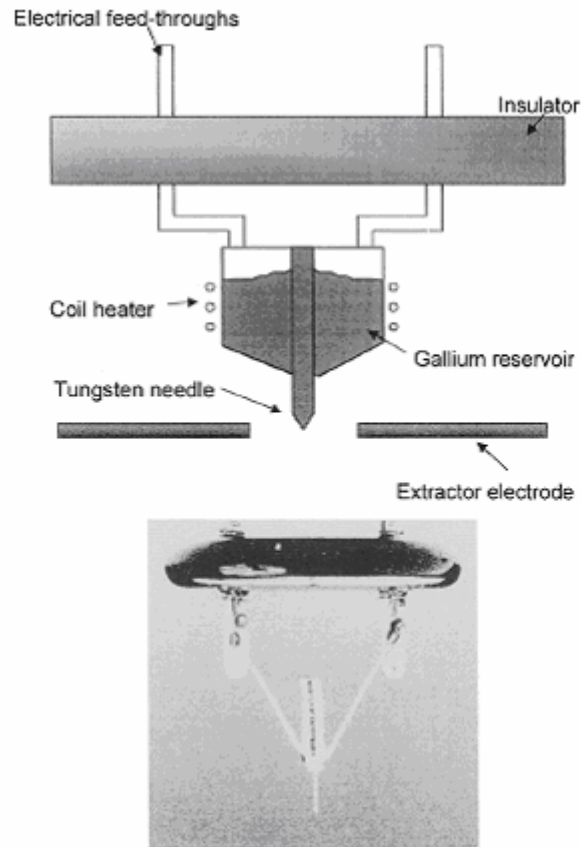
在離子束產生上，最重要的是其中的液態金屬產生源 (Liquid Metal Ion Source, LMIS)。LMIS 的結構及照片可以參考圖九。包含了 Ga 的儲

存槽，加熱及高壓線圈，還有鎢製噴嘴。LMIS 的目的，是為了產生直徑約 5nm 的離子。簡單說，就是將金屬，包括合金，液化並予以以最小直徑射出的設備。雖然是可以應用於多種材料，不過現在在業界大部份都是採用鎩 (Ga) 做為金屬源。對於鎩來說，其優點如下：

- (1) 低溶點 (29.8°C) 可以降低其與腔壁金屬反應的可能性。
- (2) 熔融態的低揮發性，這可以增加液態儲存時間。
- (3) 低表面能。減少黏滯性。
- (4) 電學與力學物理性質穩定，真空中尤然。
- (5) 可以大量、大角度的射出，而不會散佈太廣。



圖八、FIB 的基本概圖

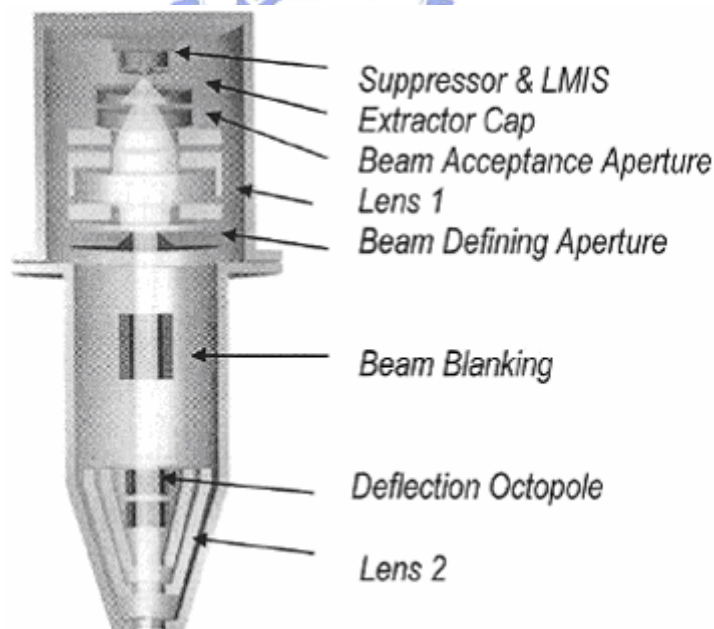


圖九、LMIS 的基本概圖¹³，下圖為實際照片。

對於 LMIS 暨 Ga⁺ 的反應，可以分成幾個階段來解釋之：

- (1) 加熱，使鎔溶化，液體的鎔會在鎢製噴嘴旁潤澤開來，半徑約為 2~5nm。
- (2) 在噴嘴旁施加高電場 (1E8 V/cm)，這可以使周圍的液體產生角錐狀的形變，稱為 Taylor cone. 這是因為在高壓的情況下，電磁效應與表面張力的平衡所致。
- (3) 一旦 Taylor Cone 的角錐狀形成後，因為角錐的開口甚小，因此如果對液態鎔施加電壓，蒸氣壓可使鎔穿過角錐孔，並藉此將鎔離子化。如此可形成鎔電流，約 1E8 A/cm²。

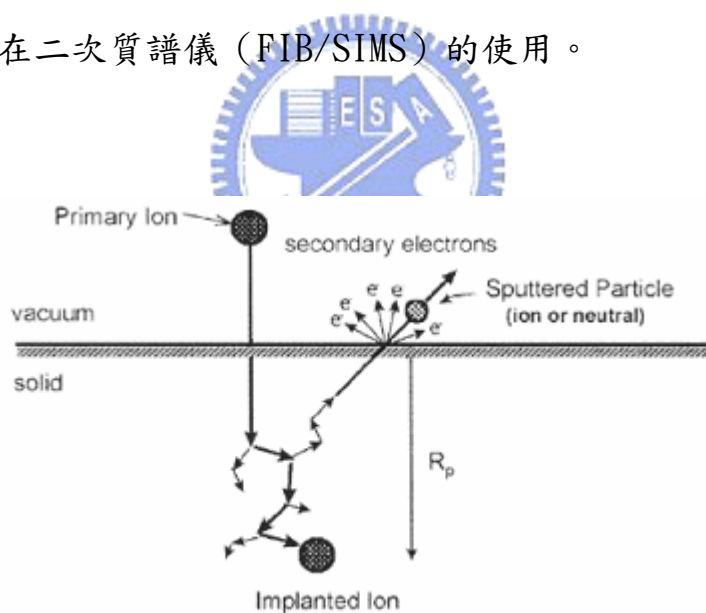
一旦 Ga⁺從 LMIS 中解離出來，會在離子腔中加速。離子腔的示意圖可參考下圖十。大致上，FIB 的加速電壓約為 5~50keV。而在離子腔中，有 2 組透鏡來對離子進行聚焦。這兩組其中之一為聚焦鏡 (Condenser Len)，如圖中的 Lens1，這是為了將離子聚焦成細針狀。另一組則為物鏡 (Objective Len)，目的是要確保在樣本上能夠準確對焦。在離子腔可以調整孔徑大小，可以視情況改變離子流的通過量，從若干 pA 到 20、30nA。另外，有離子束遮蔽管 (Beam Blanking) 其目的是為了要避免不要的離子藉由反射等方式射出來。最後，為了要能達到離子束在樣本中能夠在給定的範圍中進行掃描的動作，有個八段偏折器 (Deflection Octopole) 來進行最後對離子束偏折的控制。



圖十 離子加速腔示意圖 13

3-3-2 反應機制概述

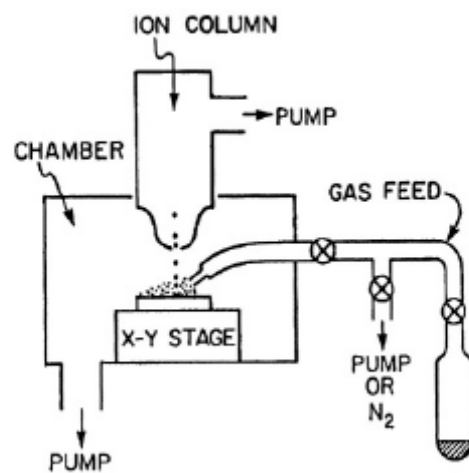
在瞭解了相關的結構說明後，接下來就是對相關的離子反應機制做個說明。首先是離子碰撞相關的物理作用。請參考圖十一，這是離子碰撞反應的相關示意圖。這過程其實就是所謂的濺鍍 (Sputtering) 的過程。在這過程中，入射離子在撞擊到靶材後，在足夠的動能作用下，可以使靶材原子獲得破壞鍵結的能量，從而使靶材原子或是電子激發出來。這也可以利用在 FIB 成像上，透過二次電子 (Secondary Electron, SE) 量的監控，可以將導體／半導體／絕緣體的形態描繪出來。以利機台操作時的參考。另外，因為可以收集所擊出的靶材原子，這可以運用在二次質譜儀 (FIB/SIMS) 的使用。



圖十一 離子撞擊在樣本的示意圖¹³，其中可以看到離子的植入 (Implantant) 以及樣本離子、二次電子被濺鍍出來。

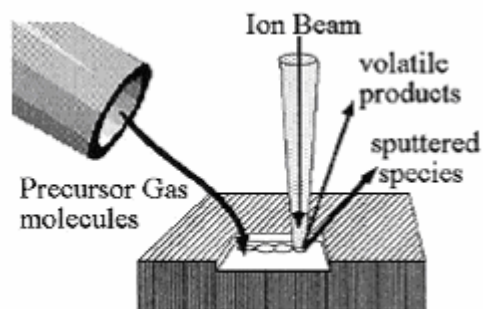
3-3-3 特殊氣體與 FIB 的應用

在前面提到機台構造時，有提到幾組氣體注入噴嘴。其用途有二，一為特殊材質，如導體、絕緣體生長 (Deposition) 之用；二則是為了要加快蝕刻效率，即是所謂的加強蝕刻模式 (Enhanced Etching Mode)。



圖十二、FIB 中，特殊氣體注入結構之示意圖 13

上圖十二所示的，是氣體注入的結構示意圖。前置反應物 (Precursor) 儲存於右側瓶中。藉由升溫以及灌入惰性氣體的方式，改變瓶中的壓力，驅使氣態 Precursor 從噴嘴中散佈至 Chamber 裡靠近樣本處。此時 Precursor Mass 的孔徑約 0.5mm。而藉由上面的 Ga⁺離子束，活化離子束範圍內的 Precursor，使之能夠產生足夠的能量，對於活化後的 Precursor，將會因為不同的類別，一類是會與樣本基板反應，產生揮發性生成物，以進行蝕刻。而另一類並不會蝕刻到樣本，相反的，會沈積在樣本上，形成薄膜。下圖十三為相關示意圖。整體來說，藉由 Ga⁺離子束的直接控制，前面所提到的直接寫 (Directly Write) 無光罩 (Maskless) 蝕刻／鍍膜即可形成。

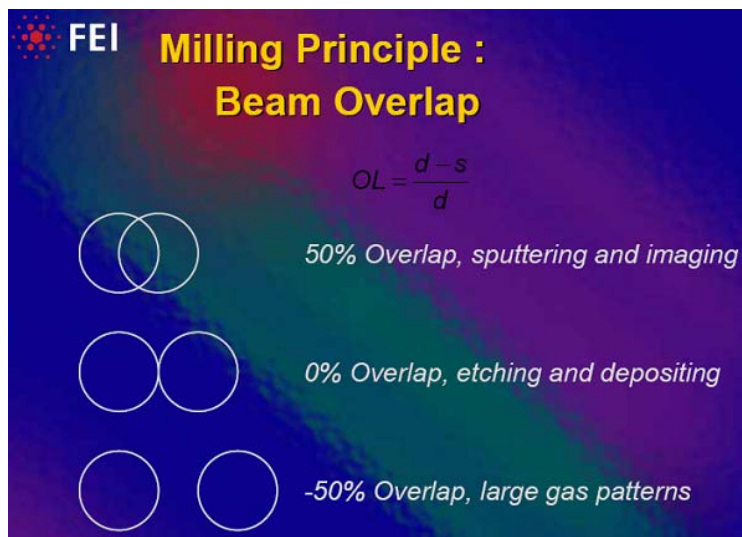
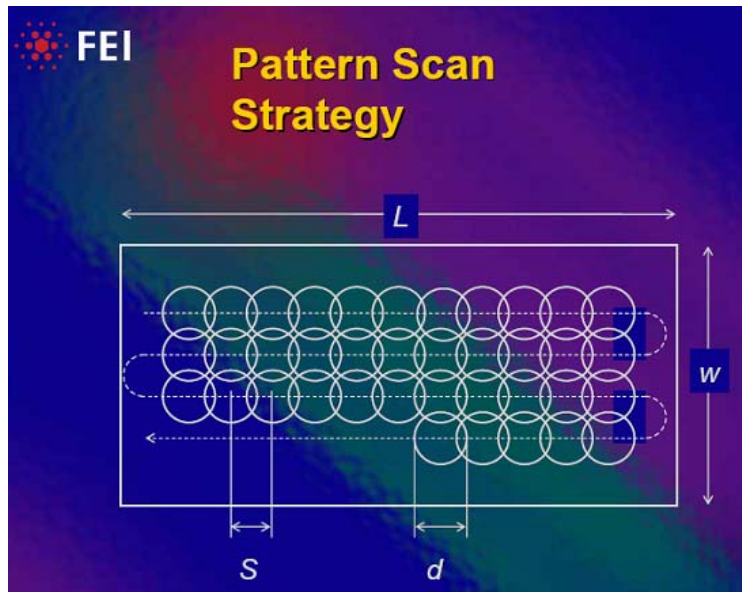


圖十三、FIB 中氣致蝕刻與氣致沈積示意圖。

3-3-4 離子束劑量之探討

在上述介紹 FIB 的基本操作原理的同時，其實可以注意到，離子束 Ga^+ 電流量的大小，這對於不管是蝕刻還是沈積模式而言，在討論其反應速度／反應效率上，均扮演了一個相當重要的角色。而 Ga^+ 的電流量，其實指的就是單位面積上 Ga^+ 打在樣本上的數目，在此以劑量 (Dose) 稱呼之。準確的說，Dose 量的單位是 $\mu\text{C}/\mu\text{m}^2$ ，在討論 Dose 量之前，首先將針對幾個 FIB 相關的重要參數做一解釋：

- (1) 離子束掃描時間 (Frame Time): 對於同一個離子束像點而言 (Pixel)，兩次離子束掃描的間隔時間，謂之。
- (2) 離子束停留時間 (Dwell Time): 離子束在某一個離子束像點的停留時間。
- (3) 離子束重疊比例 (Overlap): 兩次離子束像點間重疊的量



圖十四、在研磨模式中，圖（a）：離子束移動方式；圖（b）離子束重疊率之相關示意圖

上圖十四為相關的示義圖¹³。圖（a）中，將離子束的移動方式清楚的表示出來，可以看到的，離子束的移動是以蛇行的方式進行，以得到最有效率的運動方式。而其中的『d』指的是離子束像點的直徑，『S』則是單位離子束像點中心位置的距離。因此，可以由圖（b）中得到重疊比例的簡單公式：

$$OL = \frac{d-S}{d}$$

另外，如果我們要得到離子束的掃描速率時，可以從下面的簡式中得到：

$$\text{掃描時間 (Milling_Time)} = \frac{\text{Size_of_Pattern}}{\text{Step_size}} \times \text{Dwell_Time}$$

其中，Size_of_Pattern 是指操作者所給定的區域大小。

$$\text{Step_size} = (1 - OL\% / 100) \times \text{Diameter}$$

而離子束像點的直徑 (d) 除非機台管理員，否則是不能任意變化的。

在此我們以本次實驗機台 FEI 835 為例，若要掃一條 $1\mu\text{m}$ 的線，

相關的參數如下：

$$\text{Diameter (d)} = 280\text{\AA}$$

$$\text{Overlap (OL)} = -150\%$$

$$\text{Dwell Time} = 0.2\mu\text{S}$$

則 $\text{Step_size} = (1 + 150/100) \times 280\text{\AA} = 70\text{nm}$ ，掃 $1\mu\text{m}$ 將需要 $1\mu\text{m} / 70\text{nm} \times 0.2\mu\text{S} = 28\mu\text{S}$

在瞭解了基本參數，接著就是 Ga^+ Dose 量的探討。如前面所述，Dose 量的單位指的是一次掃描的情況下，單位面積上所累積的 Ga^+ 電量（庫倫量）。因此套入上面所提到的參數後，可以用下面的式子表示之：

$$\text{Dose} = \frac{\text{Beam_Current} \times \text{Dwell_Time}}{\text{Step_size}^2}$$

注意此時是以每單位距離，即考慮重疊率代入之。

而今天如果要知道針對某給定的形狀所需要的掃描次數的話，簡單可以

如下式子表之：

$$\text{所需掃描次數} = \frac{\text{全部所需Ga}^+\text{Dose量}}{\text{單位Ga}^+\text{Dose量}}$$

值得注意的，對於 Ga⁺離子的總 Dose 量而言，它是與樣本的總蝕刻／沈積量相關。為了要得到較友善的使用者界面，一般而言，當離子束電流已經確定，在給定 Pattern 的形狀下，系統自然會推算出所需要的工作時間。而這也可以暗示為所需掃描次數的量。

然而，這在蝕刻的使用上會有一個盲點。所謂給定 Pattern 的形狀，指的是長、寬、深，長寬本身沒什麼爭議性，因為這指的是離子束掃描的區域範圍，然而，對於深度來說，如同前面在 EE Mode 中所提到的，不同的材質會有不同的蝕刻效率差異，如果太過拘泥於所謂的深度值，這容易會使操作者在判斷上產生困惑，尤其是針對一些非矽產品的使用上，如這次的 GaN。

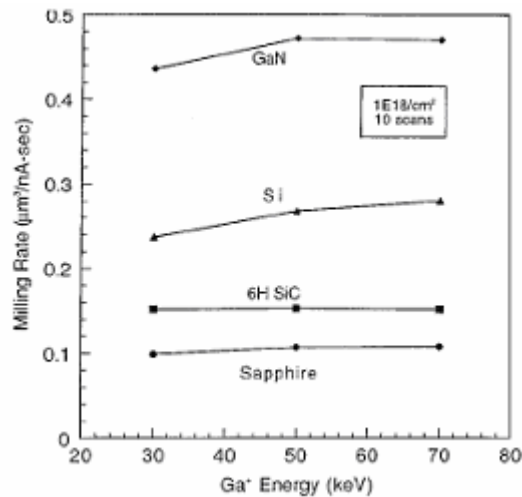
3-3-5 聚集離子束在使用上的注意事項

因為 FIB 本身的無光罩與直接寫的特性，讓它在元件奈米化製程上會佔有相當好的優勢，不過在應用上，尤其是針對這一次的 GaN 材料上，仍然有些地方要有所注意，分述如下。

一、 研磨率較快

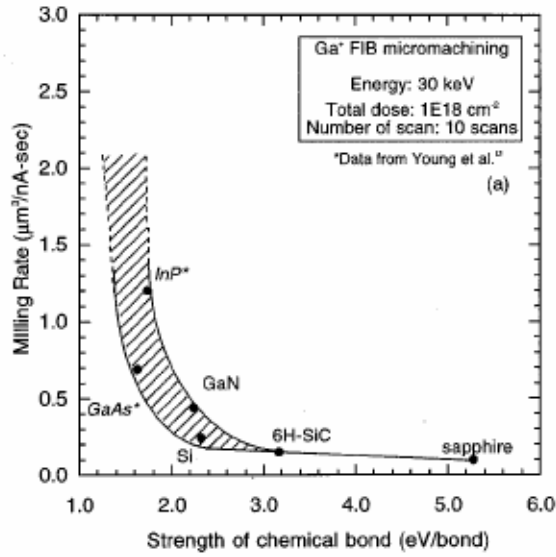
下圖十五是對於 GaN/Si/SiC/Sapphire 在不同的 Ga⁺入射能量之情況下，其研磨率 (Milling Rate) 之比較¹²。其中可以明顯看到，對於

GaN，Milling Rate 大約就是 Si 的兩倍快。在 Milling GaN 時，如果對於蝕刻深度不加詳查，實際蝕刻出來的深度將會比操作者給定的還要深兩倍以上，這樣容易造成元件的過度蝕刻現象，乃至於會傷害到量子井層，在使用上需特別注意。



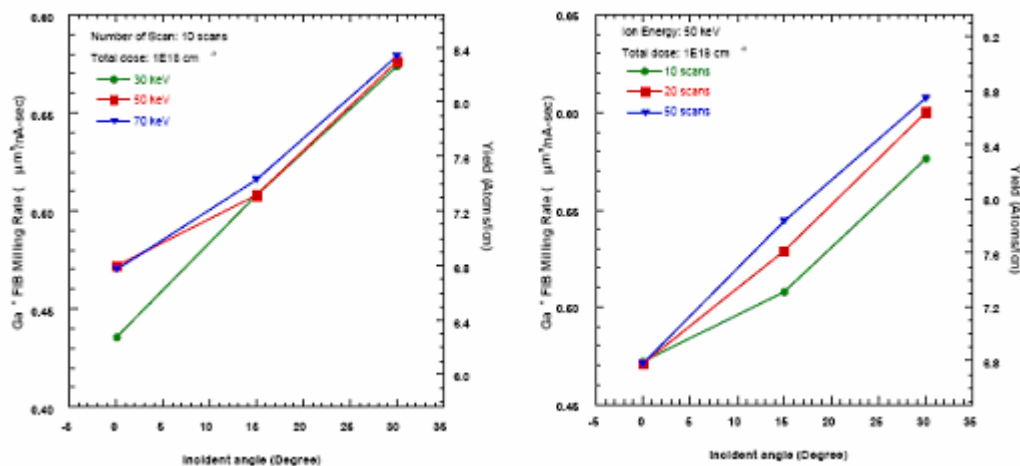
圖十五、針對 Ga⁺離子束對於不同材質之研磨率與離子束能量比較圖

至於為這種研磨效率的差異的由來，初步認為是源自於不同的鍵結力量的關係。下圖十六，是將研磨率與各材質間的鍵結力一起做個比較¹²。可以明顯看到的，對於鍵結力強的如 Sapphire 而言，研磨率是相對低很多的。至於鍵結力較弱如 GaN 來說，研磨率就會相對快得多。



圖十六、不同材質間，研磨率與鍵結強度之比較

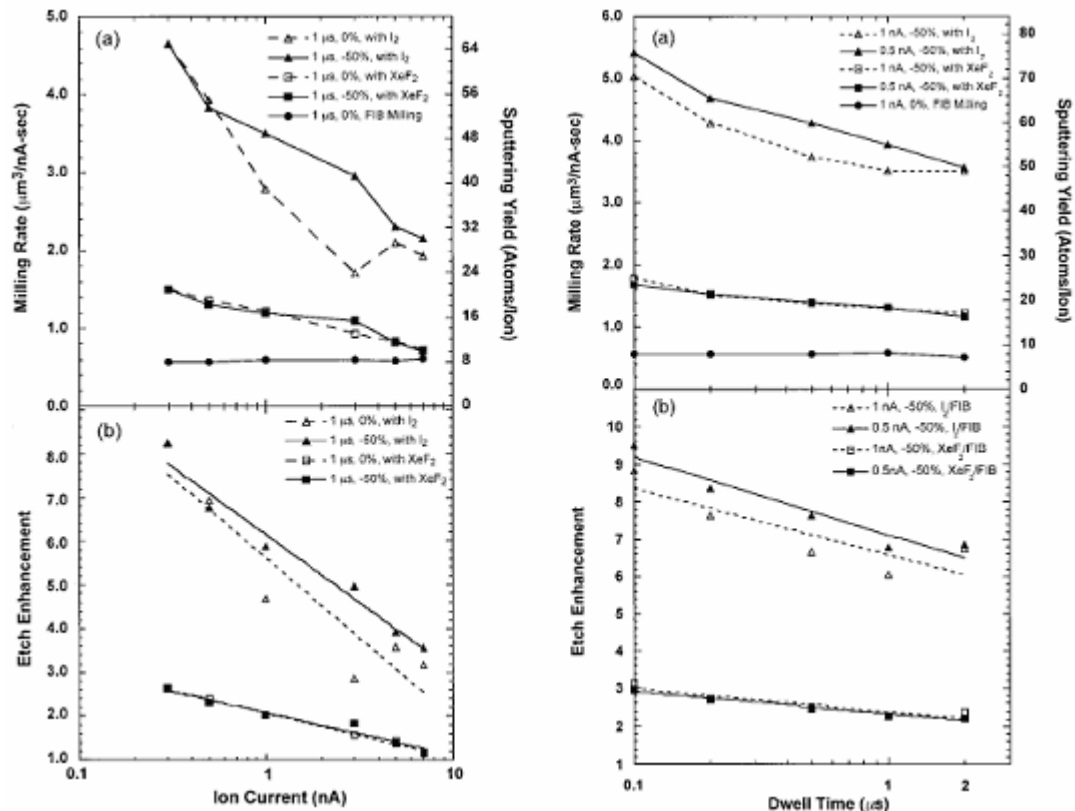
下圖十七是針對 GaN，入射角度與 FIB 的研磨率的關係。可以獲得如前述的正相關性，不過對於圖（左）而言，較高的離子束能量在大角度的研磨率來說，其實差距甚小；而圖（右）中，增加掃描次數確實在高能量時可以得到較大的研磨增加量。不過可以注意到的，對於垂直入射角度時，增加掃描次數在研磨率上並不會有明顯的增加，這可能是因為對 GaN 來說，因為樣本的非晶化關係，使得後續的離子束掃描難以深入，並不會造成明顯的蝕刻現象。



圖十七、(左) 在不同的能量之下，Ga⁺入射角度對 GaN 的研磨率

(右) 在不同的掃描次數之下，Ga⁺入射角度對 GaN 的研磨率

針對研磨率的差別，部份是因為離子束在轟擊時因為樣本鍵結強度的差異所導致的，另一方面則是因為使用氣致蝕刻 (Enhanced Etching, EE mode) 時，通入氣體所產生的蝕刻增強效果，會因為不同的材質有差異所引起。



圖十八 (左) 離子束電流大小與研磨率的關係，下圖為 EE Mode 與濺鍍蝕刻效率比較圖。

(右) 離子束停留時間大小與研磨率的關係，下圖為 EE Mode 與濺鍍蝕刻效率比較圖。

上圖十八（左）是針對前述的 EE Mode 時，不同 Ga 離子束電流量對 GaN 研磨率的關係¹⁵，上圖（右）則是停留時間（Dwell Time），與研磨率的關係，幾個結論整理如下：

（1）EE Mode，就是所謂的氣致蝕刻（Gas Assisted Etching, GAE），

其研磨效率較直接離子束衝擊濺鍍蝕刻來說，均有明顯的加快。

（2）對於前置反應物的選取上，碘，較氟來說，有較高的增加效力。

（3）離子束電流愈高，增加的效果愈少。

（4）離子束電流重疊度愈高（如 0%）時，增加的效果愈小。

（5）離子束電流的停留時間較愈大，增加的效果愈小。

對以上（3）~（5）點來說，這是因為因為此時物理性的濺鍍效果又漸漸浮現，使整體的研磨效率漸漸下降。

下圖十九是 EE Mode 與離子束濺鍍蝕刻模式下，研磨出的樣本圖¹⁵。其中可以明顯得看到 EE Mode 對於樣本深度的增強效果，但其中會有個深度不均的現象，這是因為如前所示的機台結構，前置反應物氣體是從 Sample 的側邊噴出，而這有可能在 Sample 左側造成因氣流的關係造成 Precursor 密度較高，導致深度將因此較深。這也是個該注意的現象。

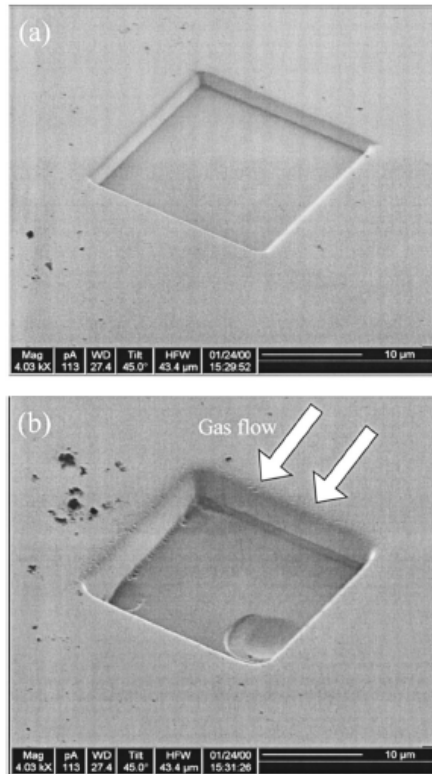


FIG. 4. SEM micrographs of (a) FIBM patterns milled in GaN and (b) GAE-FIBM with I_2 GAE. The milled area is $20 \times 20 \mu\text{m}^2$.

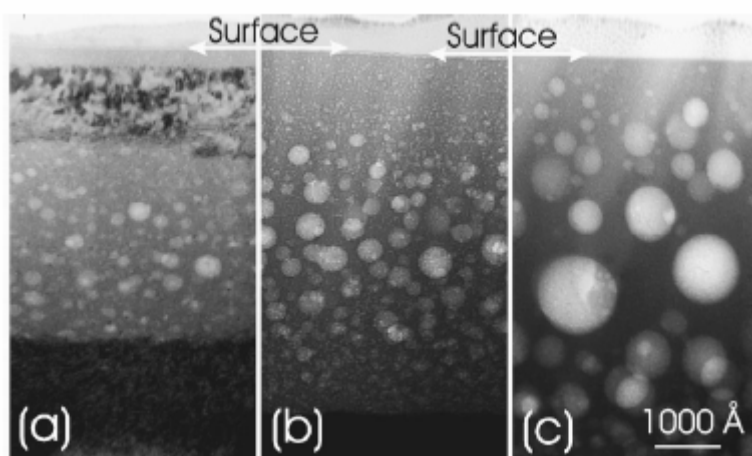
圖十九、針對 FIB 以濺鍍蝕刻模式與氣致蝕刻模式，在相同 GaN 樣本上蝕刻之比較。其中對於氣致蝕刻來說，可以注意到因為氣體流向所導致蝕刻快／慢之差別。

二、離子束轟擊所導致的非晶化現象

對 FIB 來說，幾乎所有的操作都需要 Ga^+ 離子束的轟擊，如果此時樣本沒有予以足夠的保護之下，在有可能會因此造成非晶化，破壞元件原先的功能。因此，在樣本上先長一層緩衝層是必要的。這樣才能確保在 FIB 操作過程中，樣本不致於受到離子束的損害。

在文獻¹⁴中有提到，如果再嚴重的話，會有因氮的缺陷移轉導致氮叢集的聚集情形，甚至會有氮氣 (N_2) 產生所致的泡泡狀結構。如下圖

二十所示。



圖二十、在 Au 離子轟擊下，在不同的植入量下之 XTEM 圖，其中 (a) 為 $5e15/cm^2$ (b) 為 $1e16/cm^2$ (c) 為 $3e16/cm^2$



第四章

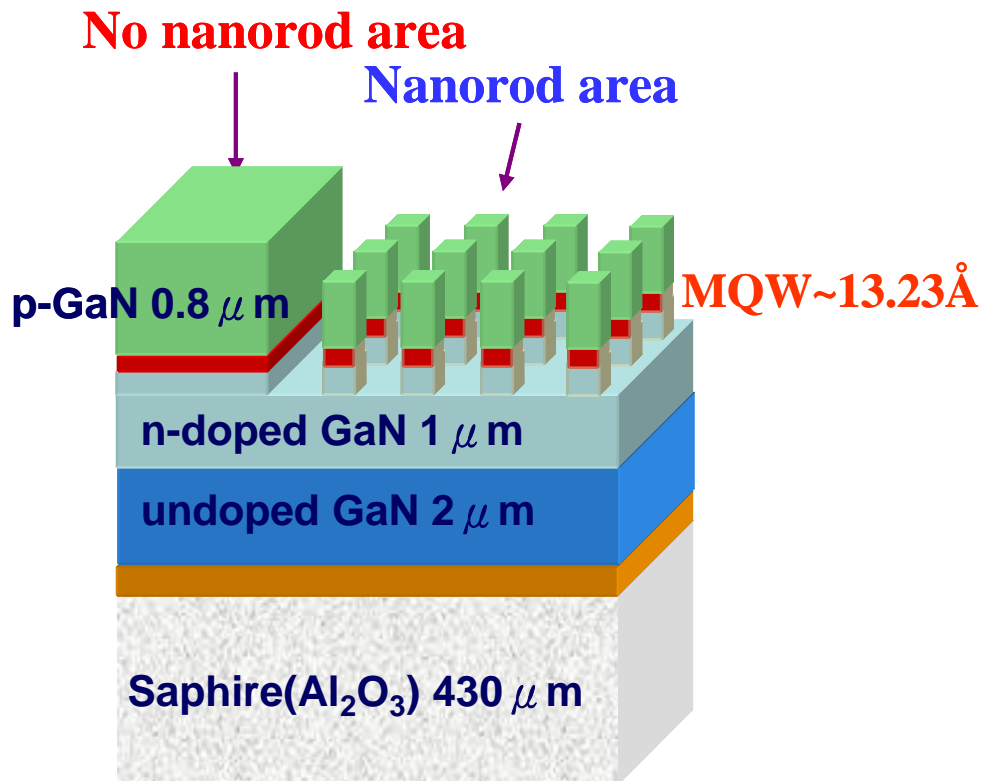
GaN 多重量子井奈米柱之光學特性研究

4-1 以 ICP 所製奈米柱研究

4-1-1 樣品結構、製備與電子顯微鏡圖

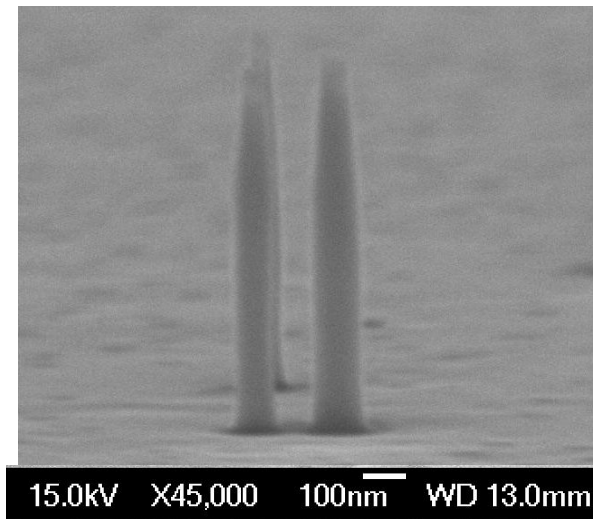
此研究樣品是以MOCVD成長GaN在C-面藍寶石基板。首先為 30nm厚 GaN緩衝層成長在C-面藍寶石基板，接著成長 2 μ m未摻雜GaN層，接下來是 1 μ m矽摻雜的n-type GaN層。在長完 13.23Å的InGaN/GaN多重量子井後，緊接著是 0.8 μ m鎂摻雜的p-type GaN層。相關示意圖可參考圖一。

接著來就進入到奈米柱的製作階段了。首先，在GaN樣品上方製作 300 μ mX150 μ m的鎳光罩，其厚度約為 100nm。使用鎳是因為他的高蝕刻選擇比。接著將樣品放入ICP系統中。ICP系統為平面型的ICP-RIE系統，RF頻率設為 13.56MHz，在此我們採用的蝕刻氣體為氯氣和氬氣。氣體的混合比為Cl₂/Ar = 10/25 sccm。以 2 分鐘的蝕刻時間下，ICP功率及偏壓設定為 200W。GaN奈米柱的直徑及密度是以鎳的厚度來控制，厚度愈厚，奈米柱的直徑將會愈大。樣品的結構如下圖一所示：

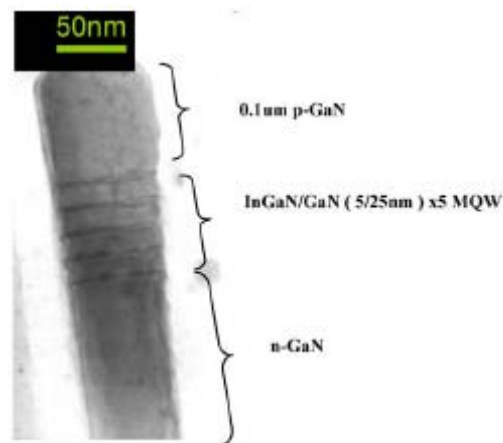


圖一、含有多重量子井的 GaN 奈米柱結構

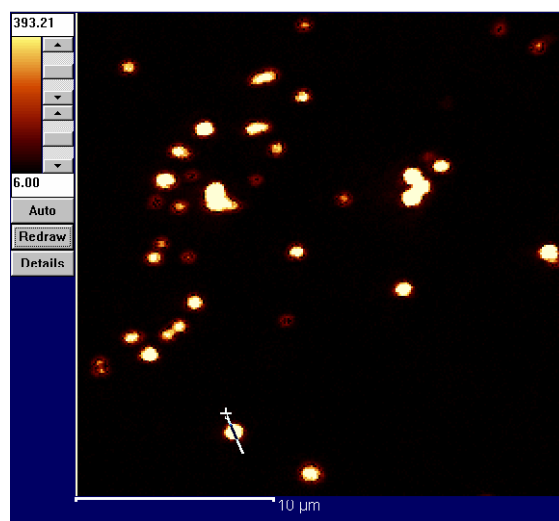
下圖二為樣品之 SEM 影像，從圖中可以估計 GaN 奈米柱的直徑大小約為 100nm。而奈米柱的密度大約是 10^{18} cm^{-1} 。而從 SEM 影像中，可以看到奈米柱的長度大於 1 μm ，如果對應上圖一的相關尺寸，可以確定 ICP 的蝕刻深度有達到下層 N 型 GaN 薄膜中。也就是說，GaN 奈米柱確實如上圖一所示中間含有多重量子井層。圖三為穿透式電顯微鏡的結果，更加証實了這一點。



圖二、以 ICP 法製作出來含有量子井 GaN 奈米柱之電子顯微鏡圖



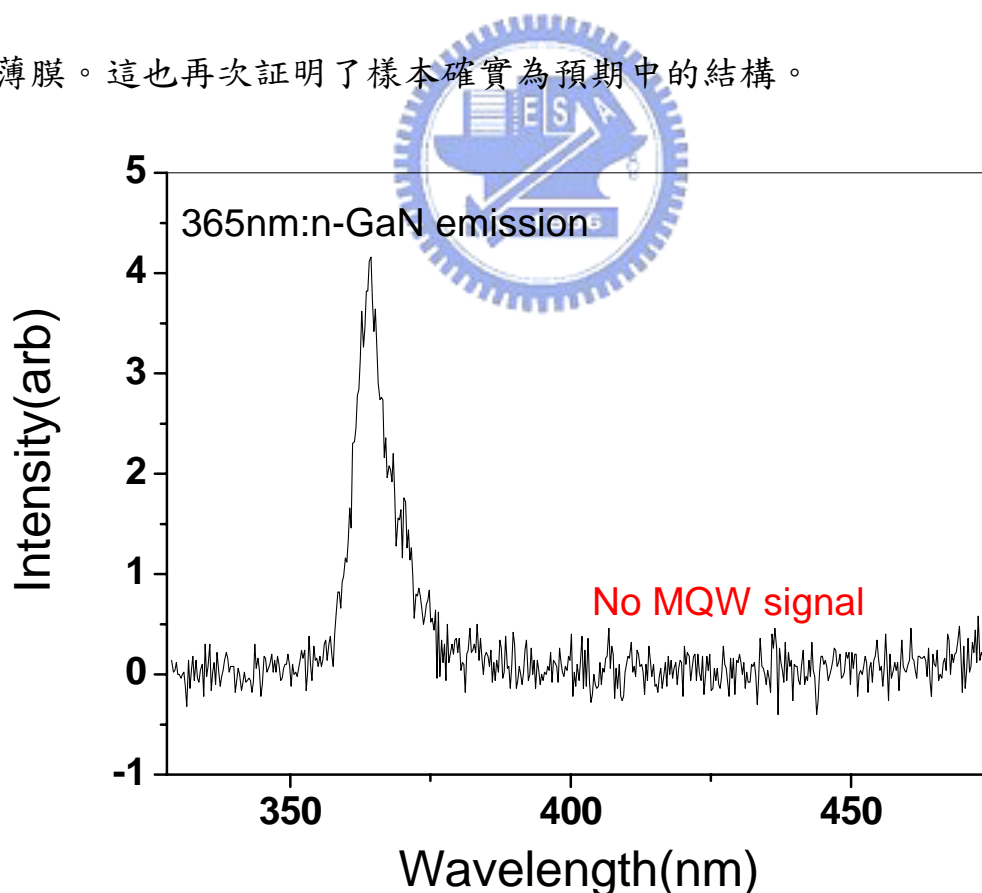
圖三、以 ICP 製作出來含有量子井 GaN 奈米柱之穿透式電子顯微鏡圖



圖四、以 ICP 法製作出來含有量子井 GaN 奈米柱之共焦顯微鏡圖

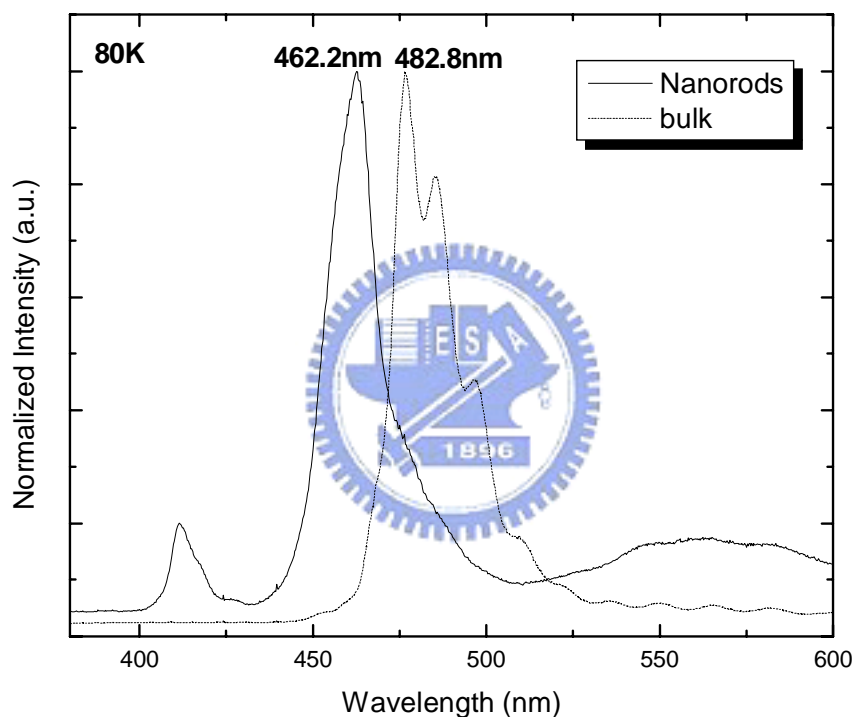
4-1-2 光激發光顯微鏡影像與顯微光激輝光光譜量測結果

上圖四為樣品在波長 325nm 氬鎘雷射激發下之掃描式共焦光激輝光影像，其中掃描的波長經由光譜儀的光柵固定在 395nm(這是 GaN/InGaN 多重量子井的中間波長)，掃描範圍為 25um X 25um，在圖中可以看到許多點狀光點，這應該就是奈米柱的聚集處。這也證明了多重量子井的結構完整。而影像中較暗的部份，應該是沒有 395nm 光的地方，針對該區域，我們有進行光激激輝量測，結果如下圖五所示，從光譜中看到，只有 365nm 的波峰，表示此處並不具有多重量子井結構，而只有 n 型 GaN 薄膜。這也再次證明了樣本確實為預期中的結構。



圖五、樣品中多重量子井下方 N 型 GaN 的光譜圖

而針對 GaN 奈米柱進行相關實驗，圖六為低溫 80K 時，以 $80\text{KW}/\text{cm}^2$ 的激發能量，針對奈米柱與基底區之顯微光激輝光光譜圖。其中可以看到，奈米柱的波長在 462.2nm (2.68eV)；基底區的波長則為 482.8nm (2.57eV)，奈米柱相對於基底區的藍移量為 114meV 。關於藍移的原因將併同隨後之 FIB 奈米柱一起討論。

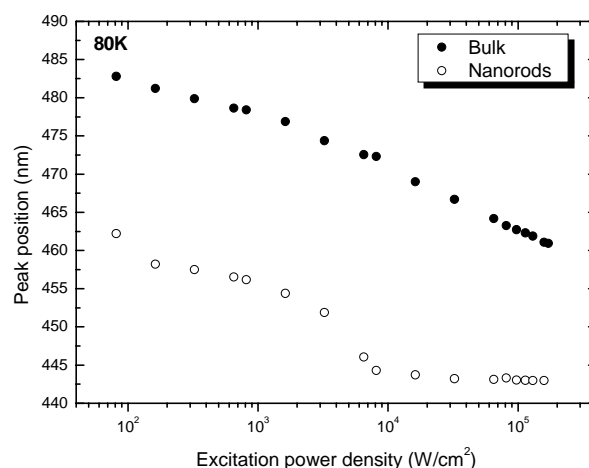


圖六、ICP 法製作 GaN 奈米柱的多重量子井處之光譜圖

下圖七則是峰值頻率與激發能量之關係圖，其中從奈米柱與基底區之峰值能量差可以再次印証奈米柱的藍移現象。其次，隨著激發能量的增加，峰值頻率將會隨之降低，意即，藍移現象將愈為明顯，其中基底區的激發光頻率藍移了約 122meV ，奈米柱則藍移了 116meV 。這裡的藍移現象的發生原因可能有二：

一、對於 InGaN 元件而言，晶格不匹配會造成其量子井中有壓電場的產生，衝擊其發光特產，產生紅移現象。然而，隨著激發功率的上升，載子亦隨之增加，當載子增加時，會產生屏蔽效應 (Screen Effect) 來屏蔽其內部電場，使得壓電場減小，這就好像以高載子注入來回復材料的增益，而讓光激螢光產生藍移效應。

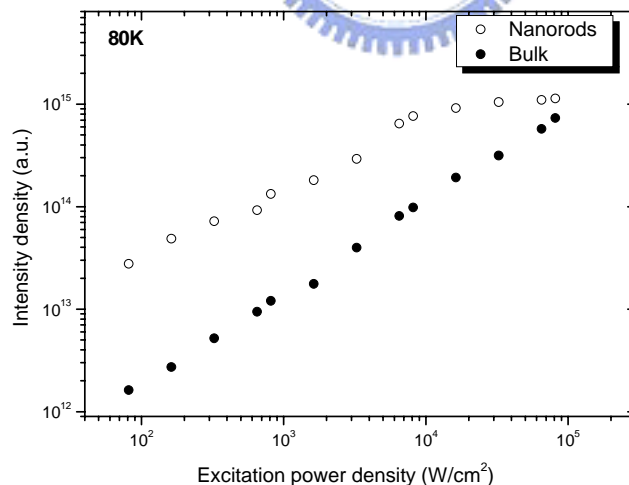
二、當功率增加時，載子數量的上升會使得侷限態 (Localized State) 產生能帶填充效應 (Band Filling Effect)，由於電子逐漸填滿量子井的能階，因此使得量子井中電子的費米能階 (Fermi Level) 上升，造成能隙 (Band Gap) 會隨之增加，所以電子電洞復合所產生的光子能量將會變大，波長變短，藍移效應就此產生。



圖七、GaN 奈米柱/基底在低溫 (80k) 下，峰值頻率與激發能量之比較

圖

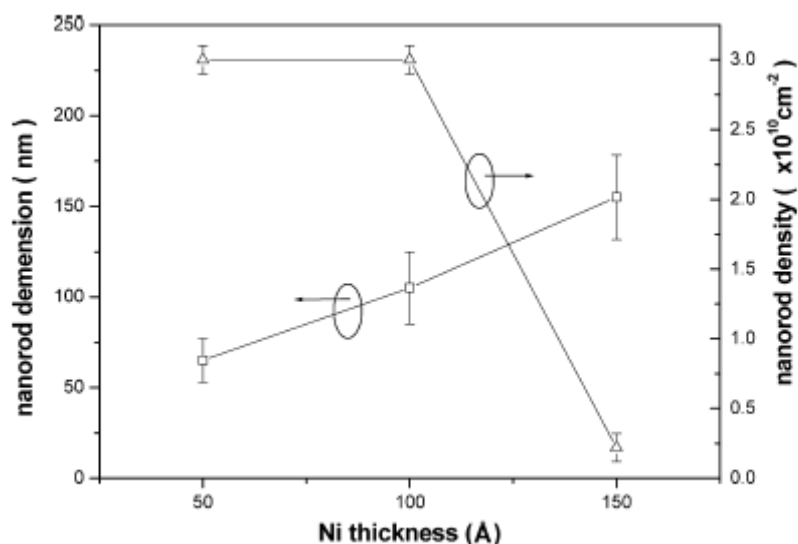
下圖八是單位面積的發光強度與激發能量的關係圖，奈米柱與基底區的發光強度隨著激發光強度變大而增加，而奈米柱的單位面積發光強度比基底區來得大，以 10^3 W/cm^2 為例，Nanorod 的發光強度，較 Bulk 區的發光強度，大了約十倍。這是因為奈米柱除了可以由表面發光之外，光也可以從側邊散逸出來。然而對於基底區，側邊的光因為會在內部造成全反射而損耗掉，導致側邊的出光量減少。因此奈米柱的結構可以增加外部量子效率 (External Quantum Efficiency)，可以提升發光強度。另外，因為蝕刻成奈米柱結構後，能夠減少壓電場，使導電帶與價電帶的波函數重疊部份變多，使電子與電洞的再結合機率 (Recombination Probability) 增加，增加發光強度。



圖八、GaN 奈米柱/基底在低溫 (80K) 下，光激輝光強度與激發強度關係圖

對於 ICP 的 MQW-nanorod 製造上，在最上層會鍍一層 Ni 做為光罩

以保護奈米柱的結構完整，其中可以注意到，Ni 的厚度，在奈米柱的尺寸與密度分佈上，扮演了一個重要的角色，當 Ni 的厚度愈厚時，所製造出來的奈米柱將會較粗，如下圖九所示，當 Ni 的厚度由 50Å 增加到 150Å 時，奈米柱的直徑將從原先的 70nm 增加到 150nm。在此同時，單位面積的奈米柱密度也跟著降低，從原先 $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 降至 $0.25 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ，降了將近十分之一。因此，適當的選擇 Ni 的厚度，是在 ICP-nanorod 的製造上，一個滿重要的參數。



圖九、對於 ICP-RIE 製造奈米柱時，鎳層厚度與奈米柱的尺寸與分佈密度關係圖

4-2 以聚集離子束 (Focused Ion Beam) 製造奈米柱

4-2-1 實驗動機

上述為 ICP-RIE 製作之多重量子井奈米柱，從電子顯微鏡以及光性

的結果來看，均有不錯的表現。不過，因為是以鎳層做為奈米光罩，雖然是可以用鎳的厚度來改變奈米柱的直徑以及奈米柱在表面上的密度，但是仍然是較難做到在尺寸上與預想的完全一致，另外，如上圖九所示，因為奈米柱的直徑與分佈密度是一起調整，比如說，如果對於較大尺寸的奈米柱來說，分佈密度自然就比較密，這對於光致螢光分析上，較難做到對單一根奈米柱做尺寸上的研究，這在後續的研究上，難免會受到限制。

有鑑於此，所以在 MQW GaN 元件的研究上，我們便想到了 FIB 的技術。利用 FIB 本身在進行蝕刻時對蝕刻位置的高穩定性以及無需光罩的特性，利用多次的 FIB 削切 (Milling) 的方式，應該可以快速地製造出我們所需要的奈米元件，所以研究上，我們便導入 FIB 的製程，進行下個階段單根奈米柱的研究。

4-2-2 樣本結構與製作過程暨電子顯微鏡圖

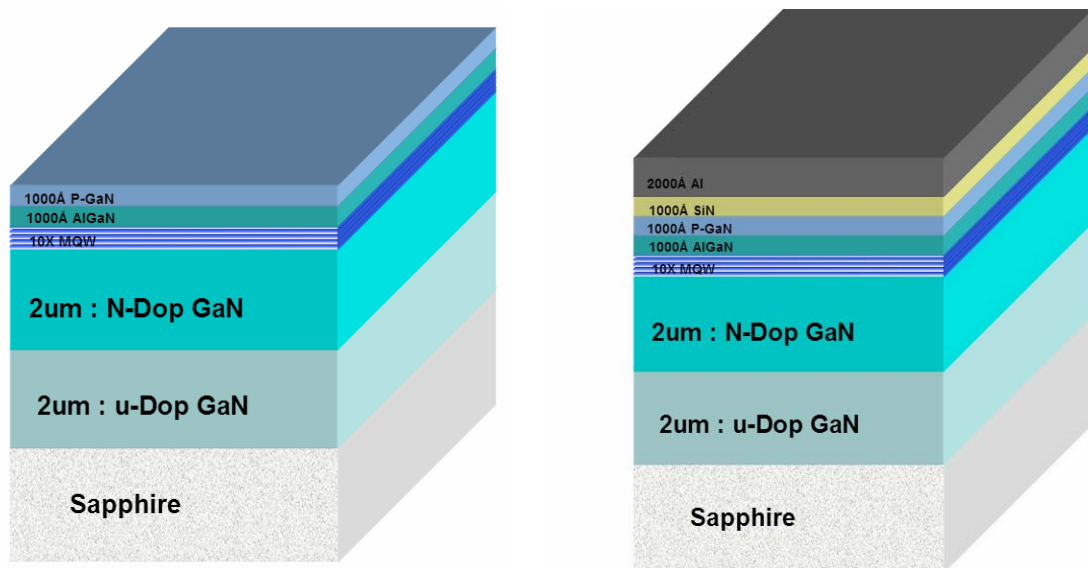
下圖十為奈米柱示義圖，這是以 MOCVD 的方式製作出的 GaN LED 結構。相關尺寸敘述如後：在 C-Plane 的藍寶石上，長一層 2 μm 未摻雜的 GaN，接著是 2 μm 矽摻的 n 型 GaN，接著是 10 層 InGaN/GaN 的多層量子井，厚度約為 2.5nm，然後在量子井上分別長出約 1000Å 與 2500Å 的 P 型 AlGaIn 以及 P 型 GaN。

接著就是 FIB 奈米柱的製作過程。為了避免 GaN 量子井被高能離子

束所破壞，所以要先在表面上鍍一層緩衝層，它有幾個目的：

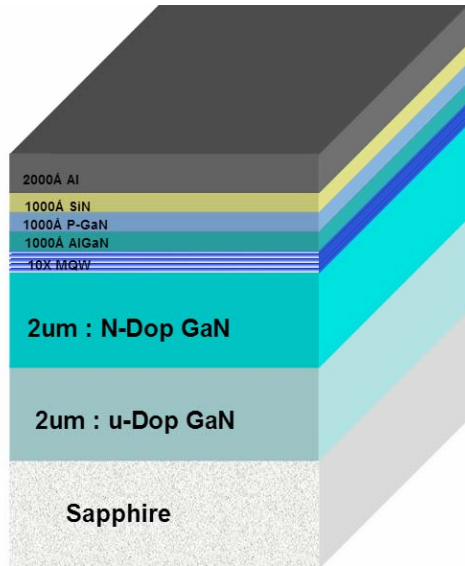
- 一、 做為 GaN，尤其是量子井的保護層
- 二、 良好的導電性，這對於 FIB 操作上是相當重要的要求，尤其是在 Ga⁺離子束的聚焦上。
- 三、 方便去除，以利後續的光激螢光試驗。

基於這些想法，我們是採用多層混合的緩衝層。在 GaN 上以濺鍍法 (Sputtering) 先長一層 2000Å 的 SiN_x，這是寄望氮化物質地較堅硬，應該能夠擋住離子束。另外為了導電起見，在 SiN_x 上又鍍了一層約 1000Å 的鋁以維持表面良好的導電性。最後，在欲形成奈米柱的區域，以 FIB 內建的鍍金機制，長一層 0.5um 的白金，以增加奈米柱與周圍在 FIB 氣致蝕刻上的選擇比。

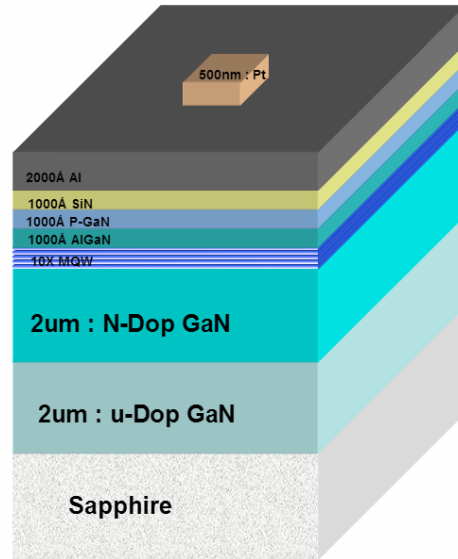


圖十、樣本在 MOCVD 後，進 FIB 前的相關尺寸，圖左為 MOCVD 後的尺

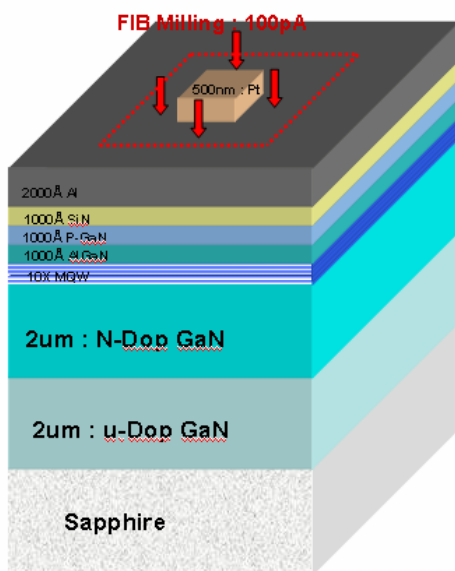
吋，圖右則先鍍上一層 SiN / Al 層以期增加導電性，以利後續的 FIB 製程



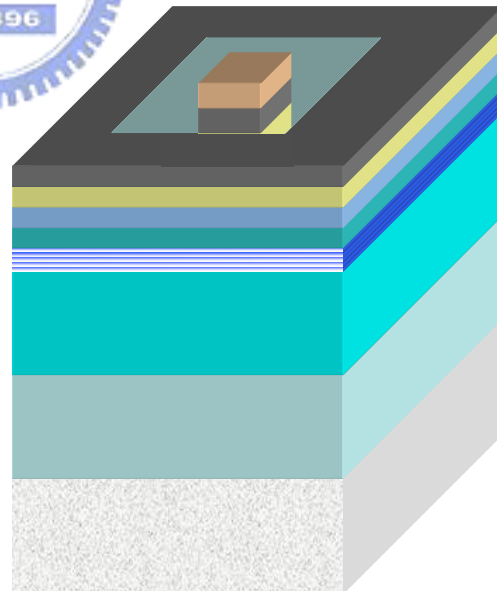
(A)



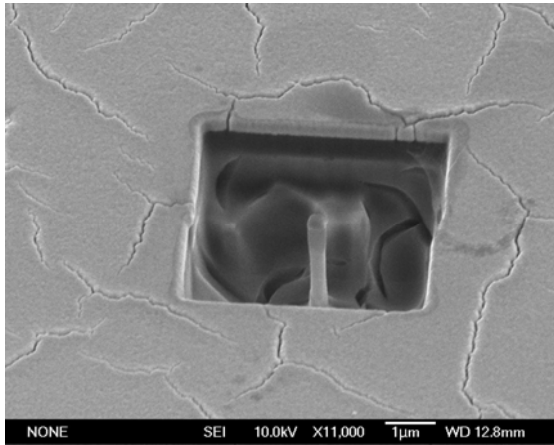
(B)



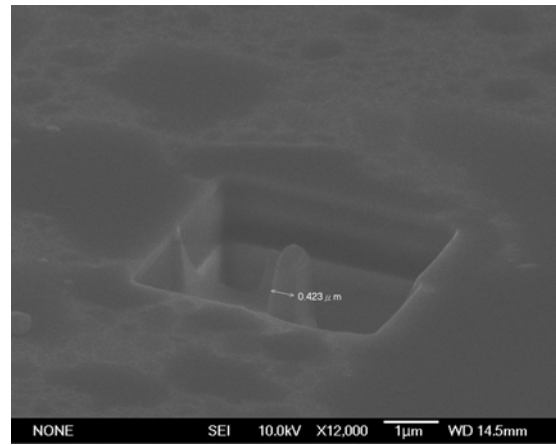
(C)



(D)



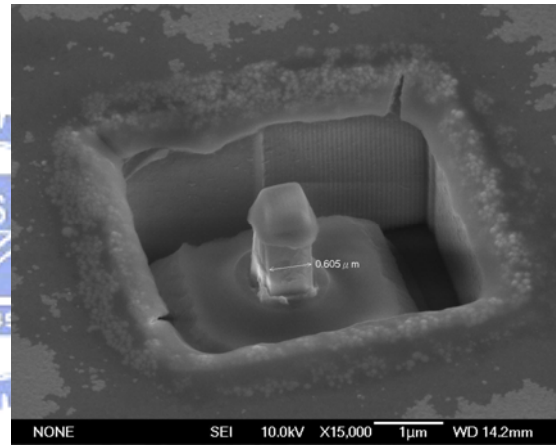
(A)



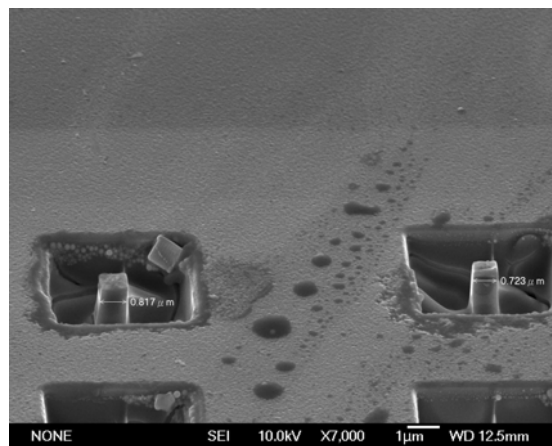
(B)



(C)



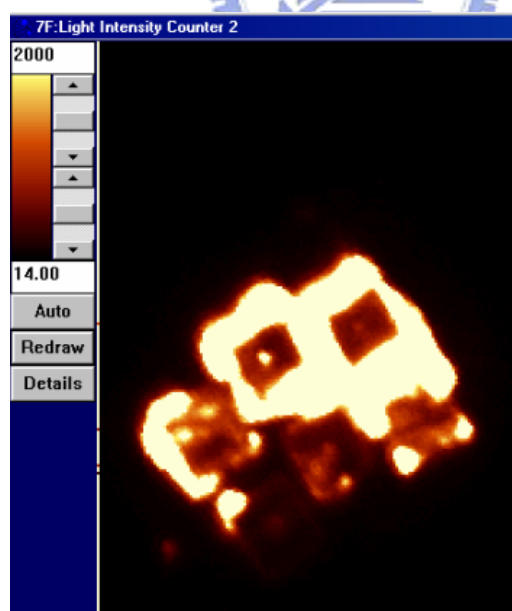
(D)



圖十二、FIB 製作 GaN 奈米柱之 SEM 圖：(A)：300nm；(B)：423nm；
(C)：514nm；(D)：605nm；(E)：左為 723nm，右為 817nm

4-2-3 FIB 製作之奈米柱的顯微光激輝光光譜量測結果

延續前續對於 ICP 法製作的奈米柱的分析方式，我們以波長 325nm 氬鐳雷射激發進行掃描式共焦光激輝，首先先以大範圍的面積掃所製樣本，如下圖十三為其中的例子。這是在樣本製備完成，在鋁及氮化矽層仍未移除時所照的影像。其中可注意到黑暗處是上面仍覆蓋著鋁及氮化矽層，所以無法透光的區域。而中間的方形區域則是以 FIB 法所製的奈米柱所在區域。在稍微傾斜角度的情況下，可以看到中間奈米柱的發光現象，而方形結構裡看到的點狀光點，這裡正是奈米柱的位置，從光激輝的影像裡，証明了即使在 FIB 的高能量轟擊下，因為適當的光罩保護，奈米柱元件仍可以正常的發光。

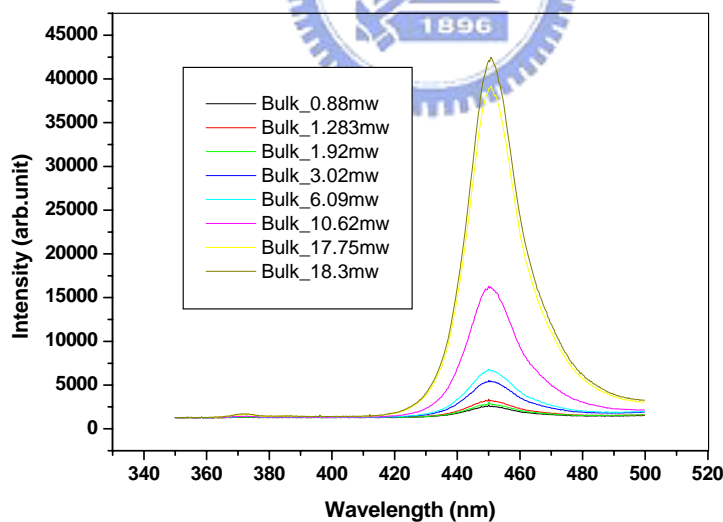


圖十三、FIB 製作 GaN 奈米柱之共焦顯微鏡影像圖

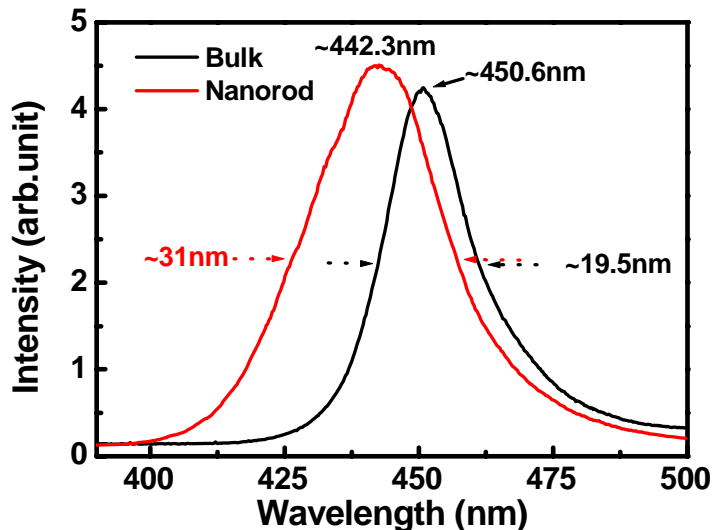
為了深入瞭解 FIB 奈米柱的光致行為，我們以 0.5um 的樣本，分別以不同的激發能量，量測其光激輝光，其結果如下圖十四。在此同

時，為了方便比對，我們以相同能量，對同一樣本的 Bulk 端進行相同的量測，如圖十五所示。從這兩張圖中，均能明顯得看到隨著激發能量的增加，峰值激光量均有明顯的增加，而這當中更可注意到不管是 Nanorod 還是 Bulk，均有明顯的藍移現象。

圖十四、FIB 製做 GaN 奈米柱之光激螢光圖



圖十五、針對相同樣本 Bulk 上之光激螢光圖



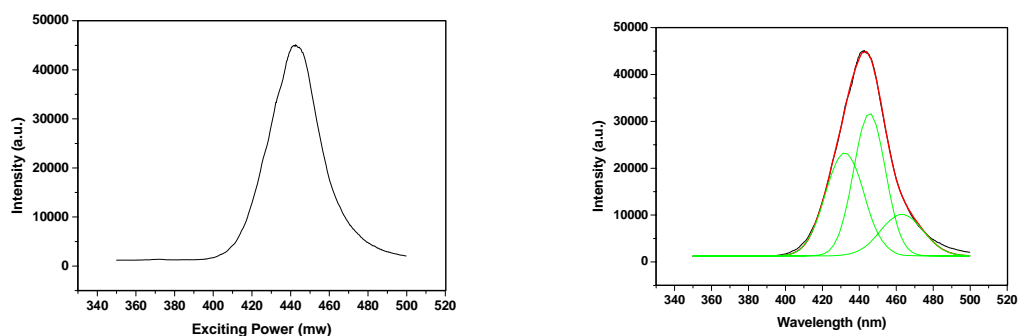
圖十六、相同激發能量 (18.3mw) 下，Bulk 與 Rod 光激螢光比較圖

為了要進一步比對其藍移量，接下來，針對相同的激發能量，我們進行了光激螢光的比較，上圖十六為其中的例子，這是以能量 18.3mw 來激發 Nanorod 與 Bulk 所得到的光激信號，其中可以看到 Nanorod 信號表現出較 Bulk 信號為大的藍移量。而當激發能量增加時，Rod 與 Bulk 同時會有藍移的現象。這與之前 ICP 所製的奈米柱有著相同的表現。然而進一步仔細觀察光激螢光圖，有個奇怪的地方：對於 Rod 信號來說，其半高寬竟然較 Bulk 區所量測到的信號來得高。而這個現象，普遍出現在所量測的 Rod 與 Bulk 信號中。這個沒辦法解釋的現象，代表著在 Rod 信號的判讀上，還存在著我們之前沒有想過的現象。

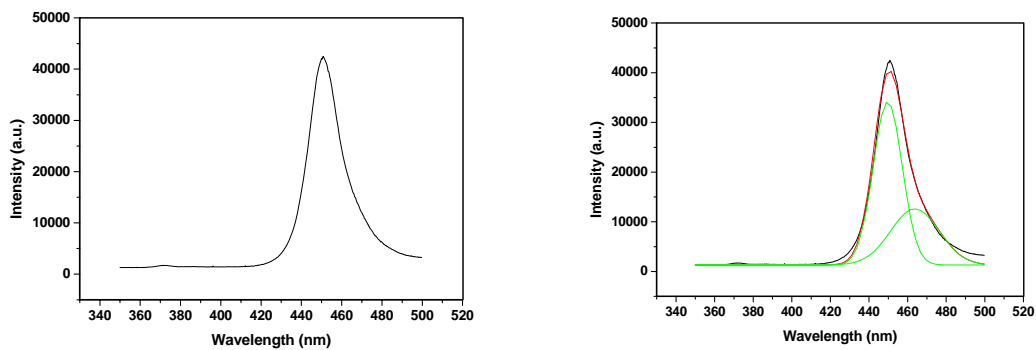
4-2-4 μ PL 量測結果之討論及假設

為了對這個現象做合理的解釋，我們進一步對 PL 的分佈曲線以 Origin 6.0 版進行曲線擬合 (Fitting)。期盼對於原來的分佈曲線中，可以 Fitting 出其中的數群半高寬較小的高斯分佈曲線。下圖

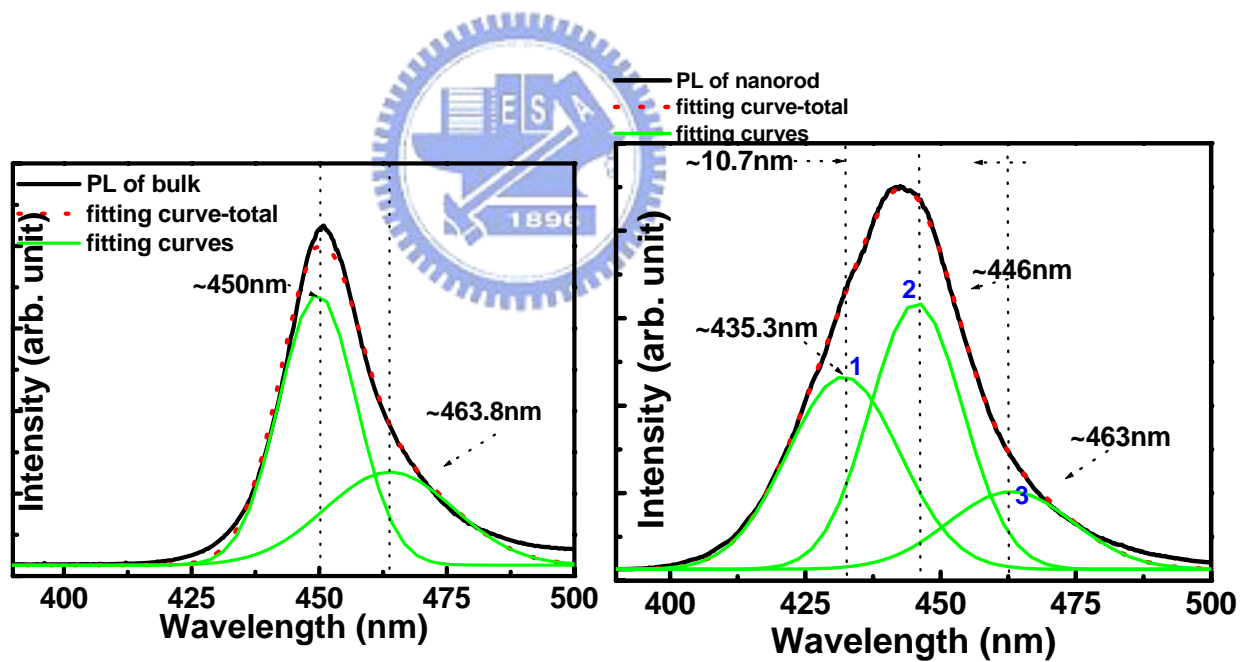
十七為一個典型的例子，這是激發能量為 18.65mW 的 Nanorod 光激發曲線圖，而當 Fitting 之後，可以用三群不同中心頻率、不同能量數值的高斯分佈曲線，得到與原來的曲線做極為近似的分佈曲線，如右圖所示。若採用相同的手法來分析基板信號，可以得到如圖十八的結果。圖十九為 Bulk/Nanorod 的 Fit 結果，我們把它畫在同一張圖進行比較。在其中有個值得注意的現象，不論是在 Bulk 還是 Rod 的 PL 分佈裡，均可以 Fit 出頻率相似的兩組光激發分佈，如圖中所標示的 Group2 / Group3。然而，不同於 Bulk，在 Nanorod 的 PL 分佈中，又可以單獨 Fit 出一群頻率較低的光激發群組 Group1。這暗示著，對於我們實驗的奈米柱，在光激發光譜的分佈裡，可以萃取出與基板材料類似的光譜分佈。換言之，若將這兩組分佈排除掉，所得到的，就是純粹源自於奈米柱因微小化所得到之光激發信號！為了驗證我們假設的正確性，我們再以相同的手法，分析不同的激發能量下，奈米柱與基板之光激發光譜分佈曲線。從最後之結果來看，仍然是一致的。



圖十七 奈米柱光激輝分佈曲線的 Fitting 結果圖，以 18.3mW 為例



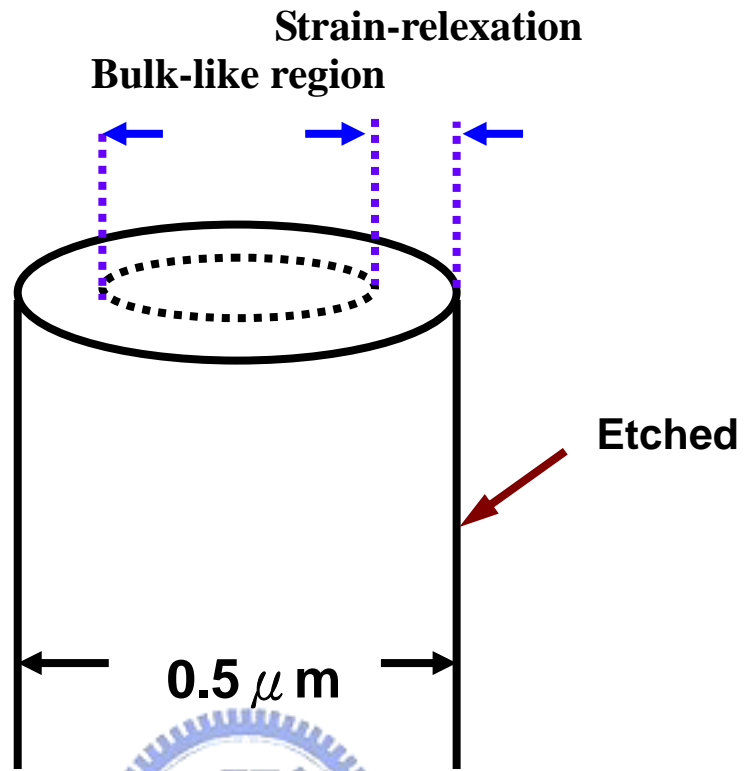
圖十八、Bulk 光激輝分佈曲線的 Fit 結果圖，以 18.3mw 為例



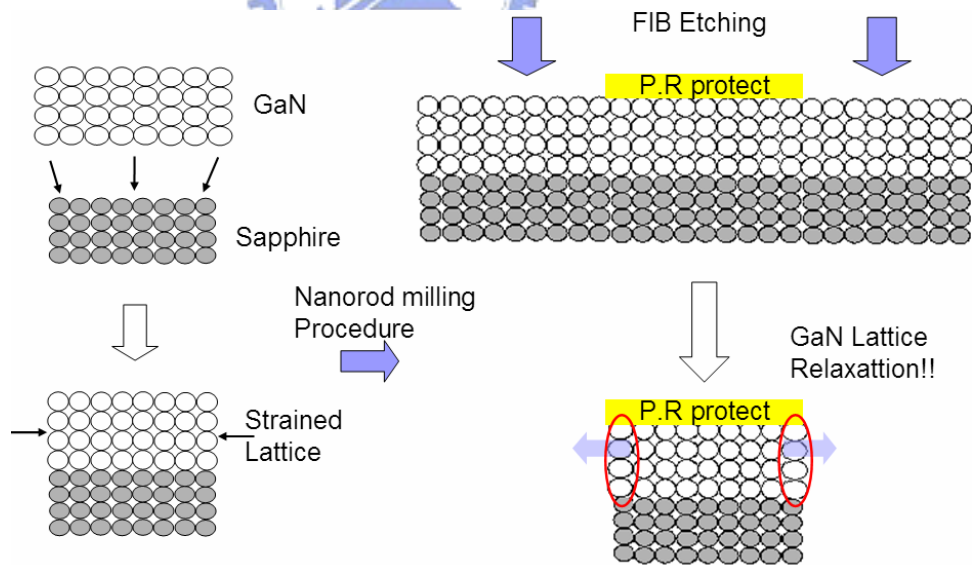
圖十九、在 18mw 的激發能量下的 Fit 結果，圖左為 Bulk，圖右為 Nanorod

在做進一步分析之前，針對 Bulk / Nanorod 信號在 μ PL 實驗中

所 Fit 出的結果，做以下的討論。關於先前一直提到的，Nanorod 的信號中包含了基板類似 (Peak2, 3) 與奈米柱獨有 (Peak1) 的信號群，這可以由下面的模型得到解釋。圖廿是其示義圖，我們所量測的樣本直徑約為 500nm，對於該圖柱狀的結構，也許並沒有到完全的奈米化，在結構的中心處，仍然保有著與基材類似的結構，在光激發試驗中，其光激特性在發光頻率上，與實際的基材 (Bulk) 端所量測到的特性極為類似。至於奈米柱的藍移現象，則是由周圍的區域所貢獻出來。這就回到 GaN 與 Sapphire 的應力關係。參考圖廿一，因為 GaN 與 Sapphire 在晶體結構上的不一致，在長 GaN 時，在 GaN 端會受到緊縮的應力，也產生了如 Bulk 端所量測到的光激特性；然而在這外圍的環型區域中，因為受到離子束垂直切割的關係，在外圍的 GaN 受到來自於 Sapphire 的應力減少，原先束縛 GaN 的鍵結力量降低，使 GaN 產生了應力釋放 (Strain Release)，藍移現象，就此產生。因為在奈米柱中同時包含了應力釋放區與非應力釋放區，所以在 μ PL 量測時，所量測到的，就是這兩個區域分別反應出的 μ PL 信號。在信號疊加的情況之下，這也就是為什麼會有前述 Nanorod 其 μ PL 信號的半高寬較 Bulk 區所量測到還來得寬的情況。



圖廿、FIB-Nanorod 的結構示意圖



圖廿一、FIB-Nanorod 示意圖：邊緣地區的應力釋放效應

瞭解了相關信號的成因之後，由於我們可以 Fitting 的方式在奈米柱的信號中分別萃出 Strain Release (Group1) 與 Non-Release

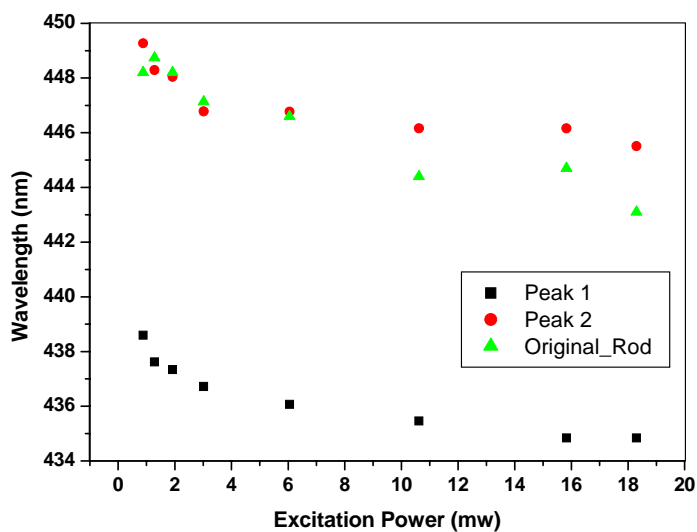
(Group2) 的信號，因此接下來，我們將針對這兩種信號再做進一步的分析。

4-2-5 結果分析

圖廿二是針對 Nanorod 與 Peak1 (可以視為 Strain Release 信號) 與 Peak2 (可以視為 Non-Release 信號)，在不同激發頻率時激發出的峰值頻率圖。當激發能量增加時，Peak1 與 Peak2 信號均有著明顯的藍移現象，當激發能量增加十倍 (1.8mw→18mw) 時，Peak1/Peak2 藍移的量約為 3nm。對於 Nanorod 的信號來說，在較小的激發能量時，主要是 Non-Release 區貢獻出的，而隨著激發能量的增加，Rod 的波長會漸漸往短波長方向移動，這暗示著 Strain Release 區的貢獻隨之增加。

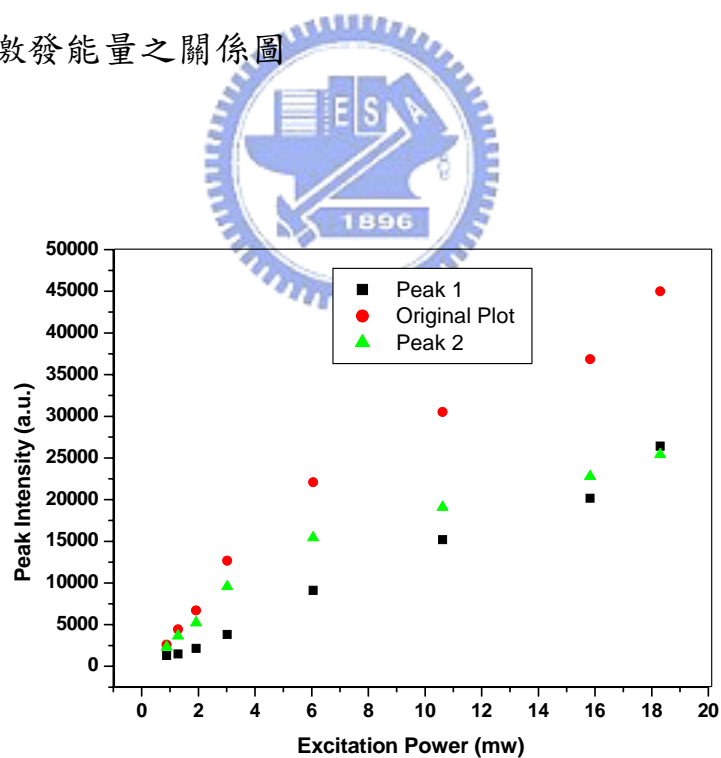
圖廿三是針對 Peak1(Strain Release)與 Peak2(Non-Release) 之峰值量，與原 Nanorod 峰值量的比較圖，在能量較小的時候，大體來說 Strain Release 區 (Peak1) 的峰值量是比 Non-Release 區 (Peak2) 還要來得小，而在激發能量增加後，Peak1 的峰值量所增加的量，將較 Peak2 來得要大。其中要注意的，在整個 micro-PL 的量測上，在 3um X 3um 的範圍中，一次只會激發一根 Nanorod，所以 Rod 的信號量不大，自然不足為奇。但是隨著激發能量的增加，Rod 仍舊可以得到不錯的發光量，這也再次証明了奈米柱在發光性能上的

優勢。



圖廿二 Nanorod 與 Peak1(Release)/Peak2(Non-Release)之光激輝

峰頂頻率與激發能量之關係圖



圖廿三 Nanorod 與 Peak1(Release)/Peak2(Non-Release)之光激輝

峰頂能量與激發能量之關係圖

至於在元件奈米效應中常提到的量子侷限效應 (Quantum Confinement Effect)，如果我們以一維量子線來看，量子侷限效應所致的電場漂移量可以如下的公式表示之：

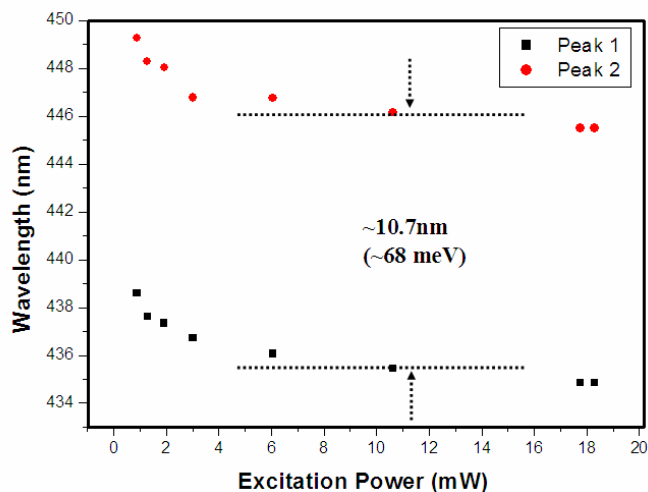
$$E_{x,y} = \frac{\hbar^2}{2m_c \times \left[\left(\frac{n_x \pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n_y \pi}{L_y} \right)^2 \right]}$$

其中 L_x 與 L_y 指的是該一元量子線在 X 軸/Y 軸上的尺寸，不過，這一次 FIB 的 Nanorod，在 X 軸/Y 軸的大小約略是 500nm，如果代入公式的話，電場移動量將會很小，而非目前可以觀察到的藍移現象，因此，我們初步排除了目前的元件，在藍移變化上是源自於 Quantum Confinement Effect。



最後，針對 FIB 離子束切割後的藍移現象，參考下圖廿四，我們可以從 Strain Release 區 (Peak1) 與 Non-Release 區 (Peak 2) 在 micro-PL 的量測上，從激發頻率差除以量子井的寬度可以推得外圍壓電場的釋放量：

$$\text{Piezoelectric Field Release} = \frac{\text{Energy Shift}}{\text{QW Width}} = \frac{68\text{meV}}{2.5\text{nm}} = 0.272\text{MV/cm}$$



圖廿四、Peak1(Release)與 Peak2(Non-Release)針對不同激發能量之峰值波長關係圖

運用同樣的公式，我們也可以根據圖七，推得出前面 ICP-nanorod 之壓電場釋放量： $\frac{114\text{meV}}{2.5\text{nm}} = 0.45\text{MV/cm}$ ，其差別可能來自於二：

- (1) 量測溫度的差別，溫度愈高，晶格 scattering 將使得元件藍移量減少。
- (2) 元件尺吋的差別，ICP-nanorod 的直徑約為 100nm，而 FIB-nanorod 的直徑約為 500nm，尺吋愈小，Strain Release 所致的壓電場釋放量將會愈大。

第五章

總結與未來展望


5-1 總結

在本論文中，我們利用共焦顯微鏡與低溫系統研究兩種氮化鎵奈米柱的光學特性。一為利用感應式耦合電漿蝕刻（ICP-RIE）技術蝕刻出的含有多重量子井氮化鎵奈米柱，在 SEM 影像中可看出其直徑約為 100nm；另一為利用聚集離子束（FIB），以高能離子蝕刻出含有多重量子井的氮化鎵奈米柱，其直徑約為 500nm。這兩種差別，主要是前者可以製作出奈米柱群，然而其奈米柱分佈的密度與奈米柱的尺吋大小與 ICP-RIE 前鍍上的鎳層（Ni）厚度相關，鎳層愈厚，奈米柱的尺吋可以做到愈小，然而奈米柱的分佈密度也會愈疏。這種連動關係會使得在元件的應用及分析上受到限制。至於 FIB 法所製的奈米柱，就不會有上述的情況，藉由無需光罩，直接寫的特性，可以讓我們以較快速的方式，達到單根奈米柱的目標。

在光學特性的量測上，在微光激螢光光譜的分析上，均可看到兩種樣本均有明顯的峰值藍移特性，而代入相關尺寸來研究後，我們認為是因為蝕刻使鍵結斷裂，使得原先是壓縮的應力被釋放所得到的結果。而其中，對於 FIB 奈米柱來說，因為尺寸較大，所以在外圍部份可以釋放其壓縮應力，至於內側，則是保持原先的鍵結組態，因此，

在微光激螢光的分佈上，就會看到較大的半波寬分佈情形，這種情況，就需要以曲線擬合（Fitting）的方式進行分析，藉由萃取出不同高斯分佈的信號，在比較塊材與奈米柱的 Fitting 結果後，可以得到應力釋放與原先無應力釋放的兩種分佈，這樣可以方便我們進行後續的分析，也藉由這種方法，我們可以求得奈米柱在應力釋放上，壓電場的釋放量約為 0.272MV/cm，這與 ICP-nanorod 的壓電場釋放量，0.45MV/cm 比起來還來得小，這主要是因為奈米柱的尺寸不同有關，尺寸愈小，壓電場的釋放量將會較大。

5-2 未來展望



對於 FIB 製造的奈米柱，對於其相關的操作及注意事項上，已經有相當的經驗，不同尺寸的奈米柱，最小到 300nm 的奈米柱，也可以製造出來。然而，當奈米柱的尺寸愈小，意謂著我們在 FIB 進行離子束銑磨的時間需要更加精準的控制，否則 FIB 的高能離子束，容易會傷害到元件，造成在後續光激螢光測試上，收光的困難。這是我們在後續實驗上，應該要注意的一件事。

另外，對於我們的光激螢光分析，不同溫度下的光譜分析也是一個應該完成的動作，藉由改變不同的溫度，可以推得出單根奈米柱的應力釋放上，壓電場與溫度的關係，這會讓我們在量子效應的瞭解

上，可以與理論的值進行比對，以修正後續在量子分析上的各項參數。

無論如何，藉由聚集離子束的離子束銑磨，我們已經成功地製造出 500nm 的奈米柱，相信日後隨著我們對機台與相關製造手法與限制瞭解愈多，愈能在量子化的各項研究中，獲得令人振奮的結果！



參考文獻

1. Hung-Wen Huang, Chih-Chiang Kao, Tao-Hung Hsueh, Chang-Chin Yu, Chia-Feng Lin, Jung-Tang Chu, Hao-Chung Kuo, Shing-Chung Wang, *Materials Science and Engineering B* 113(2004) 125-129
2. M. Boroditsky, I. Gontijo, M. Jackson, R. Vrijen, E. Yablonovitch, *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, Vol 87, No.7, April. 2000
3. Tetsuya Takeuchi, Shigetoshi Sota, Maki Katsuragawa, Miho Komori, Hideo Takeuchi, Hiroshi Amano and Isamu Akasaki, *Jpn.J. Appl. Phys.* Vol.36 (1997) pp. L382 – L385
4. Tao-Hung Hsueh, Hung-Wen Huang, Chih-Chiang Kao, Ya-Hsien Chang, Miao-Chia Ou-Yang, Hao-Chung Kuo and Shing-Chung Wang, *Jpn.J. Appl. Phys.* Vol.44, No.4B, 2005, pp. 2661 – 2663
5. T H Hsueh, H W Huang, F I Lai, J K Sheu, Y H Chang, H C Kuo and S C Wang , *Nanotechnology* 16 (2005) 448 – 450
6. G. Pozina, J. P. Bergman, and B Monemar , *Journal of Applied Physics*, Vol.88, No.5 , 1 September 2000
7. K. Domen, R. Soejima, A. Kuramata, K. Horino, S. Kubota and T. Tanahashi, *Applied Physics Letters*, Vol.73, No.19, 9 November 1998
8. H. C. Yang, P. F. Kuo, T. Y. Lin and Y. F. Chen, *Applied Physics Letters*, Vol.76, No.25, 19 June 2000
9. Su-Huai Wei, NCPV and Solar Program Review Meeting , Page 712
10. M. Ferhat and F. Bechstedt, *Physical Review B*, Vol.65 2002
11. S. F. Chichibu, T. Sota, K. Wada, S. P. DenBaars, S. Nakamura, *MRS Internal J. Nitride Semicond. Res.* 451, G 2,7 (1999)
12. A. J. Steckl, I. Chyr, Page 362~365, *J. Vac. Sci. Technol. B* 17(2), Mar/Apr 1999
13. xP DualBeam Workstation User's Guide, FEI Company
14. S. O. Kucheyev and J. S. Williams , *Applied Physics Letters*, Vol 77, No.22 , 27 November 2000
15. I. Chyr , A. J. Steckl , Page 2547~2550, *J. Vac. Sci. Technol. B* 19(6), Nov/Dec 2001

16. 馬振基，奈米材料科技原理與應用初版，全華發行，民國 92 年

