國立臺灣師範大學物理學系研究所碩士論文

指導教授：駱芳鈺　博士

氧化釓鋅薄膜的法拉第磁光光譜

Megneto-optical Faraday Spectra of Gd-doped ZnO Thin Film

研究生：黎源弘　撰

中華民國　一一〇　年　七　月

摘要

本文為延續研究，主要在探討摻雜釓的氧化鋅薄膜在室溫的光致螢光光譜和法拉第磁光效應。釓的摻雜莫耳濃度 0%到 20%，光譜的測量範圍是 340 nm 至 700 nm，磁場介於±900 mT 之間。

摻雜不同濃度釓元素的氧化鋅薄膜都會產生鋅空缺，發出 $E_c \rightarrow V_{Zn}^-$能階躍遷的螢光，此外除 5%薄膜外，各薄膜亦同時有鋅間隙及氧間隙。當摻雜比例上升超過 5%時，非本質發光會主宰 PL 光譜且光譜外型明顯改變。各樣品的總法拉第旋轉角基板加上薄膜的總合，和外加磁場成負斜率的直線關係。單獨觀察基板薄膜亦是如此。基板及薄膜的韋爾代常數介於-0.01287 至-0.00399 及-5.96000 到 6.74000 rad/mT・m 之間，且隨波長增長量值減小，多數皆為負值，唯 5%摻雜薄膜於 380 nm 到 540 nm 間為正值。在波長 380、420、480 及 640 nm 之韋爾代常數對於摻雜比有先增後減的現象，並在 5%時有最大值。此結果有助於找到薄膜對波長在法拉第效應上的最高敏感度。總合兩光譜結果，可發現除摻雜元素可造成磁性，進而改變法拉第磁光效應外，缺陷對薄膜的磁性及法拉第磁光效應亦有相當的影響。

關鍵字：法拉第效應、光致螢光、稀磁性半導體、氧化鋅、釓

Abstract

This thesis follows up previous study on Gd-doped ZnO thin films and it focused on photoluminescence (PL) and magneto-optical Faraday effect (MOFE). The mole fraction of gadolinium is from 0% to 20%. The spectral range for both PL and MOFE is from 340 nm to 700 nm. The magnetic field for MOFE ranged between ±900 mT.

Clear defect emission were observed from PL spectra of all Gd-doped ZnO thin films, and the defects were identified as zinc vacancies, zinc interstitials, oxygen vacancies, and oxygen interstitials. For thin films of Gd mole fraction over 5%, defect emissions are dominant in the PL spectra. The total Faraday angle is the sum of substrate's and thin films'. They were related to magnetic field with negative slope. Verdet constant of substrate was from -0.01287 to -0.00399 rad/mT · m, and films' ranged from -5.96000 to 6.74000 rad/mT · m. Most Verdet constant were negative, except 5% film's before 540 nm. The magnitude of Verdet constant decreased while wavelength of incident light increased. At near-band-edge emission and defect emission wavelengths, such as 380, 420, 480, and 640 nm, Verdet constant would grow first then shrink against doped mole fraction growth. Therefore, electron interband transition and defect sub-bands have clear response in magneto-optical Faraday effect. Our study enables us to tune MOFE spectral range and strength by changing Gd doping concentration.

Keywords：Faraday effect, Photoluminescence, DMS, ZnO, Gd

目錄

Chapter 1 導論 ----------1

Chapter 2 背景知識與原理

2.1 氧化鋅(ZnO)、藍寶石基板(sapphire)與釓(Gd)的性質 ----------3

2.2 磁性----------6

2.3 光致螢光(Photoluminescence, PL) ----------9

2.4 法拉第磁光效應(Faraday effect) ----------12

Chapter 3 結果與討論

3.1 光致螢光(PL)結果分析 ----------14

3.2 法拉第光譜結果分析 ----------18

Chapter 4 結論與展望 ----------23

參考文獻 ----------24

附錄 ----------26

Chapter 1 導論

1845 年 Michael Faraday 發現線性偏振光波在透過透明材質時，會因為外加磁場的作用，偏振方向也會因此而旋轉，且旋轉的角度會和外加磁場成正比關係。[1]1861 年 James Clerk Maxwell 運用自己設計的「分子渦流模型」來推導法拉第效應。其後 Maxwell 更進一步地發展出電磁輻射理論，並說明大多數對於光波透明的介質，當受到平行傳遞方向的外加磁場作用時，都會出現法拉第效應。

在巨磁阻（giant magnetoresistance，GMR）於 1998 年被發現後[2]，電子的自旋特性便成為電子元件設計上必定會考慮的內容，且開啟一系列對電子自旋的研究，形成自旋電子學。自旋電子學內的一個重要研究方向是發展出功能性良好的稀磁性半導體（diluted magnetic semiconductor，DMS），而摻雜元素主要是磁矩較大的過渡元素或稀土元素，希望藉此在半導體上能產生磁性。[2,3]

2000 年後，因 T. Dietl 等人以平均場論（mean field theory）的理論計算出氧化鋅（ZnO）及氮化鎵（GaN）在摻雜 5%的錳（Mn）下，居里溫度可高於室溫，因此使得氧化鋅及氮化鎵成為開發稀磁性半導體的首選材料。[4]

本實驗室由謝宗均開始研究摻雜釓（Gd，Gadolinium）之氧化鋅薄膜（Gd:ZnO）以期望能開發成稀磁性半導體。謝宗均的成果如圖 1-1(a)～(d)顯示，[5]以雷射蒸鍍法成長的 Gd:ZnO 薄膜能使釓有效取代鋅位置，且成長速率會隨摻雜濃度上升而加快，但結晶品質會下降。摻雜後薄膜的光致螢光(Photoluminescence, PL)光譜外型皆相似，且可找出薄膜中都存在鋅空缺與鋅間隙，而在純氧化鋅中還有氧空缺。在摻雜釓元素後，薄膜在室溫下的飽和磁矩上升，且飽和磁矩大小隨摻雜濃度先增後減。由 m-T 關係中可確定氧化鋅薄膜為超順磁性，氧化釓鋅薄膜為順磁性。

由於 Gd:ZnO 薄膜具良好透光性及順磁性，適合作為法拉第磁光材料，所以本論文探究 Gd:ZnO 在室溫的法拉第磁光光譜，並分析摻雜濃度和缺陷對磁光效的影響。

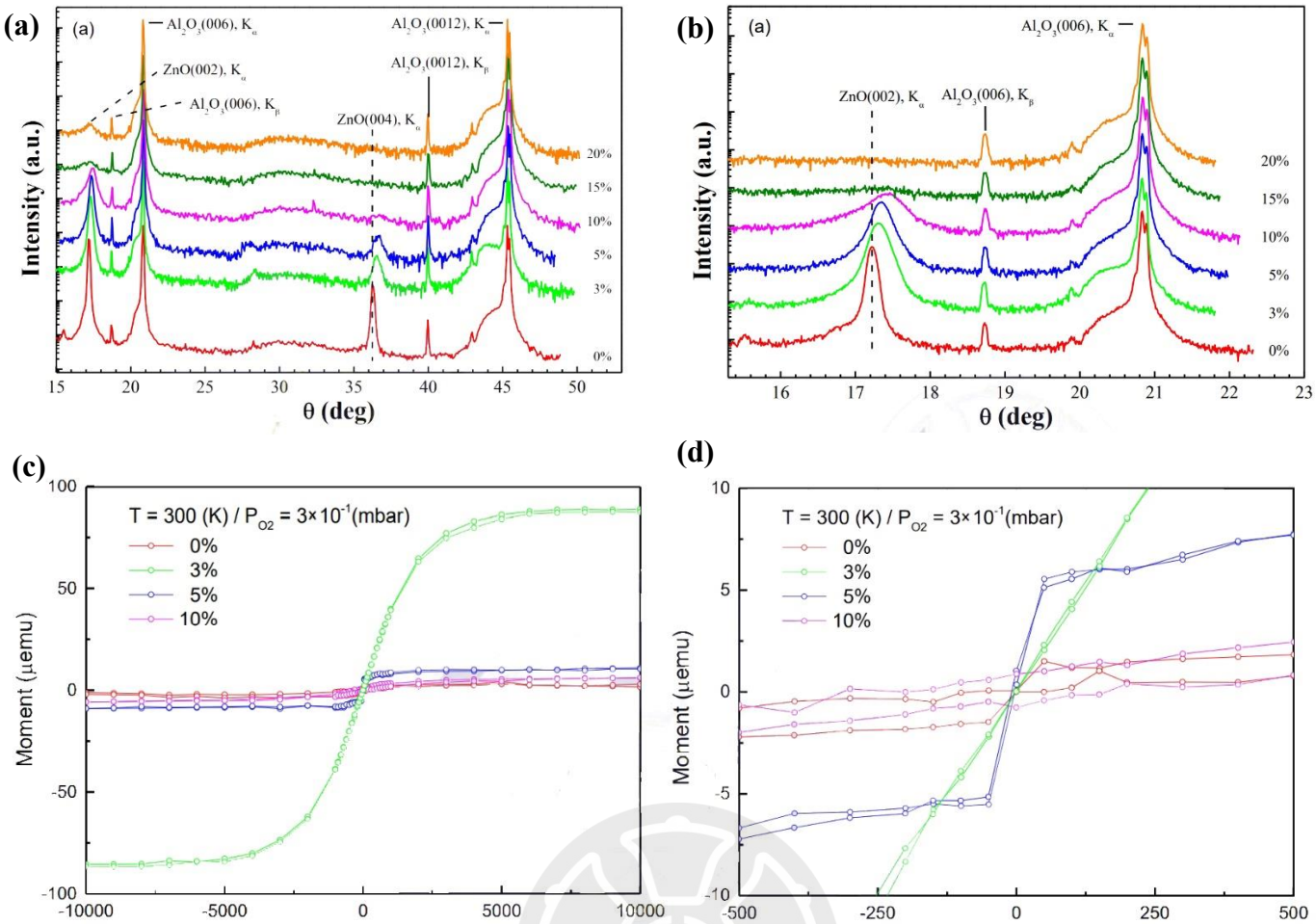


圖 1-1(a)～(d)　各薄膜 XRD 及 SQUID 測量結果。(a)大角度 XRD 及(b)小角度 XRD 中，顯示薄膜沒有雜質或其他晶相的特徵峰。(c)室溫 SQUID 及放大圖(d)中，於外加磁場強度 10000Oe 下，薄膜磁矩皆達飽和，且 3%的薄膜飽和磁矩最大，所有薄膜磁性皆無磁滯現象。[5]

Chapter 2 背景知識與原理

2.1 氧化鋅(ZnO)、藍寶石基板(sapphire) 與釓(Gd)的性質

2.1.1 氧化鋅(ZnO)、藍寶石基板(sapphire)

氧化鋅（zinc oxide, ZnO）分子量為 81.38，密度 5.67 g/cm^3，熔點為 1975 ℃，是 II-VI 族的寬直能隙氧化物半導體，無毒、原料取得易且成本低廉[6]，電子能量躍遷時放能以光子型式釋出，其能隙為 3.37 eV，位於紫外光區。並因 ZnO 的激子束縛能（exciton binding energy）為 60 mV，有良好的機電耦合性質（electromechanical coupling），意即 ZnO 有良好的介電能及機械能的轉換效率[7]，又可在室溫下產生受激輻射（stimulated emission）[8]，因此一直深具發展潛力，而近期更被應用於太陽能電池及發光二極體上。

氧化鋅的晶體結構有三種，包含岩鹽型結構(rocksalt)、閃鋅礦結構(zinc blende)與纖鋅礦結構(wurtzite)，如圖 2-1-1，其中岩鹽型結構與閃鋅礦結構的晶系為立方晶系而纖鋅礦結構為六方晶系[2]。在三種結構中，以纖鋅礦的氧化鋅結構最為穩定且可於廣於存在自然界中並可於實驗室製成，其 a 軸晶格常數為 3.25 Å、c 軸晶格常數則為 5.21 Å。

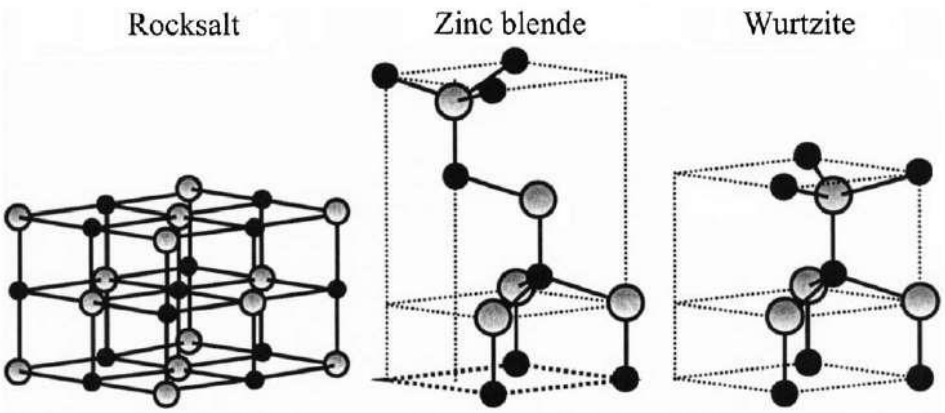


圖 2-1-1 氧化鋅的晶體結構圖。分別為岩鹽型、閃鋅礦與纖鋅礦結構圖，其中黑色為氧原子，灰色為鋅原子。[2]

因氧化鋅晶體以纖鋅礦結構穩定存在，且為降低製成的氧化鋅薄膜應力（strains）與錯位密度（dislocation density），所以我們選用晶格方向為 c 方向的藍寶石基板（c-sapphire，Al_2O_3，單晶氧化鋁），如圖 2-1-2(a)。c-sapphire 的晶格常數如表 2-1-1，在表中可見因 c-sapphire 和 ZnO 的 a 軸晶格常數差異甚大，晶格不匹配度 (lattice mismatch) 高達 31.7%。[9]

	ZnO	c-Sapphire	晶格不匹配度
a 軸晶格常數(Å)	3.25	4.76	31.7%
c 軸晶格常數(Å)	5.21	12.93	-

表 2-1-1 ZnO 與 c-sapphire 的晶格常數與不匹配度。不匹配度為氧化鋅及基板 a 軸晶格常數差值除以基板 a 軸晶格常數之百分比率。

根據文獻回顧可知，當 ZnO 晶體在 c-sapphire 上成長時會旋轉 30 度，兩者的晶格位置如圖 2-1-2(b)，使得晶格不匹配度降為 18.4%，有效降低 ZnO 和 c-sapphire 之間的應力，提高 ZnO 薄膜的結晶品質。圖中以虛線表示 c-sapphire 的晶格邊界，實線為 ZnO 的晶格邊界，黑點及方格則分別表示 c-sapphire 分子及 ZnO 的 Zn 原子。[9]

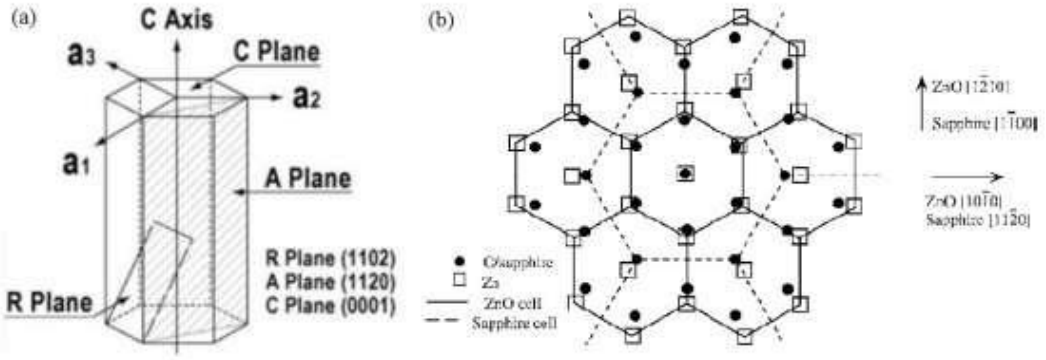


圖 2-1-2 (a)六方晶系單位晶格與平面。 (b)ZnO 在 c-sapphire 上成長示意圖。虛線為 c-sapphire 晶格邊界，實線為 ZnO 的晶格邊界，黑點為 c-sapphire 分子，方格為 ZnO 的 Zn 原子。[9]

2.1.2 釓(Gadolinium, Gd)

釓是稀土族鑭系元素之一，原子序為 64，平均原子量為 157.25，電子組態寫成[Xe]$6S^2 5d^1 4f^7$，原子半徑為 1.88 Å，Gd^{3+}離子半徑為 1.07 Å，大於 Zn 的 1.35 Å，電負度 1.2。[10,11]

在稀土族元素中，釓是 14 個元素中，單一元素（離子）磁矩 p 第五大的元素，量值為 7.94 μ_B，單位μ_B為波爾磁矩（Bohr magneton, $\mu_B = 9.274 \times 10^{-24}$ J/T)，因此在摻雜進入 ZnO 後，期望可以藉此貢獻薄膜的磁性。[12]

ion	shell	S	L	J	term	p	p_{exp}
Ce^{3+}	$4f^1$	$\frac{1}{2}$	3	$\frac{5}{2}$	$^2F_{5/2}$	2.54	2.51
Pr^{3+}	$4f^2$	1	5	4	$^3H_4$	3.58	3.56
Nd^{3+}	$4f^3$	$\frac{3}{2}$	6	$\frac{9}{2}$	$^4I_{9/2}$	3.62	3.3–3.7
Pm^{3+}	$4f^4$	2	6	4	$^5I_4$	2.68	–
Sm^{3+}	$4f^5$	$\frac{5}{2}$	5	$\frac{5}{2}$	$^6I_{5/2}$	0.85	1.74
Eu^{3+}	$4f^6$	3	3	0	$^7F_0$	0.0	3.4
Gd^{3+}	$4f^7$	$\frac{7}{2}$	0	$\frac{7}{2}$	$^8S_{7/2}$	7.94	7.98
Tb^{3+}	$4f^8$	3	3	6	$^7F_6$	9.72	9.77
Dy^{3+}	$4f^9$	$\frac{5}{2}$	5	$\frac{15}{2}$	$^6H_{15/2}$	10.63	10.63
Ho^{3+}	$4f^{10}$	2	6	8	$^5I_8$	10.60	10.4
Er^{3+}	$4f^{11}$	$\frac{3}{2}$	6	$\frac{15}{2}$	$^4I_{15/2}$	9.59	9.5
Tm^{3+}	$4f^{12}$	1	5	6	$^3H_6$	7.57	7.61
Yb^{3+}	$4f^{13}$	$\frac{1}{2}$	3	$\frac{7}{2}$	$^2F_{7/2}$	4.53	4.5
Lu^{3+}	$4f^{14}$	0	0	0	$^1S_0$	0	0

表 2-1-2 稀土組元素基態離子量子數及 p 的估算與實驗結果列表。表中 p 及 p_{exp} 的單位為μ_B。[12]

2.2 磁性

自黎曼效應（Zeeman effect）後微觀磁性才開始有大量的研究[5]，原子的磁矩一般視其來自於電子的軌道角動量（orbital angular moment）與自旋角動量（spin），而他們各別對應的磁矩可寫成$\vec{p}_{obital}$與$\vec{p}_{spin}$，則原子上的總磁矩$\vec{p}_{total}$可寫成如(1)式，

$$\vec{p}_{total} = \vec{p}_{obital} + \vec{p}_{spin} \text{。} \tag{1}$$

當對物質施加外加磁場時，可依照物質磁矩對外加磁場的變化將物質磁性分為三類：反磁性（diamagnetism）、順磁性（paramagnetism）、鐵磁性（ferromagnetism）。

2.2.1 反磁性

大部分的物質皆具有反磁性，在材料內部原子的磁矩會因為兩兩相反而相互抵消，使得各原子的淨磁矩為零。但對其施以外加磁場時，電子軌道角動量改變而產生一淨磁矩，此淨磁矩方向反向於外加磁場，且當外加磁場移除後，感應的方向磁矩消失。[13]

2.2.2 順磁性

原子內部各自有永久的磁矩，只是原子間的隨機排列方向，使得在不施加外加磁場時，順磁性物質會和反磁性物質一樣，物質整體的淨磁矩為零。當施以外加磁場時，原子磁矩會順著外加磁場方向排列，如圖 2-2-1，當外加磁場移除時，原子磁矩會回復隨機排列，感應磁場消失。

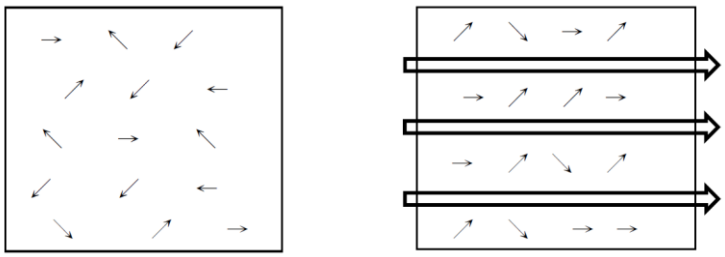


圖 2-2-1　順磁物質在無外加磁場及施加外加磁場下的原子磁矩方向。

物質磁化強度 M（magnetization）定義及物質磁化強度 M 與外加磁場 B 的關係則如(2)及(3)式

$$M \stackrel{\text{def}}{=} \frac{p_{total}}{V}, \tag{2}$$

$$\chi = \frac{M}{B} = \frac{C}{T}, \tag{3}$$

其中 V 為物質體積，χ為物質的磁化率（magnetic susceptibility），C 為居里常數（Curie's constant），T 是絕對溫度，且可由(3)式得知在溫度較高時，物質的磁化強度會降低。[13]

2.2.3 鐵磁性

鐵磁性材料的原子內部淨磁矩和順磁性物質一樣不為零，且因原子間交換耦合（exchange coupling），使相鄰原子間的磁矩排列會順著同一個方向，進而使得鐵磁性物質在無外加磁場時，也會有自發的磁化現象，如永久磁鐵。而在施加外加磁場時，原子磁矩會順著磁場方向排列，如同順磁性物質一般，但不同於順磁性物質，當鐵磁性物質在去外除外加磁場時，其磁性仍會殘留而不消失，若要使磁性消失，則需重新施加一逆向的外加磁場，以抵消殘留磁性，此磁場稱為矯頑力（coercivity）。常見的鐵磁性材質有：鐵（Fe）、鈷（Co）、鎳（Ni）以及含有三元素的混合物。[13]

雖鐵磁性物質會因原子間的耦合使材料產生磁性，但當材料溫度升高時，聲子（phonon）振動會打亂磁矩的排列，最終使得材料在磁性的表現成為順磁性，此關係可由居里-韋斯定律（Curie-Weiss law）表示，如(4)式。[2]

$$\chi = \frac{C}{T - T_c}。 \tag{4}$$

在(4)式中除 T_c 為居里溫度（Curie temperature），其餘皆和(3)式相同，居里溫度是鐵磁性物質常見的特性，鐵、鈷、鎳是常見的鐵磁性物質，其個別的居里溫度見表 2-2-1。

材質元素	鐵（Fe）	鈷（Co）	鎳（Ni）
居里溫度	1043 K	1400 K	627 K

表 2-2-1　鐵磁性物質的居里溫度表(鐵、鈷、鎳)。

鐵磁性物質的磁化強度對於外加磁場的關係，是另一個特徵，這種關係曲線稱為磁滯曲線（magnetic hysteresis curve），如圖 2-2-2 在起初施以外加磁場時，材料的磁化強度會漸增，當外加磁場增加到一定大小後，物質的磁化強度會達到飽和磁化（saturated magnetization，M_s）而不再增加，此時的外加磁場為飽和磁場（saturated magnetic field，H_s）；其後減小外加磁場到零，材料仍會有 M_r 的磁化量，稱為殘磁（remanence），再次施加逆向磁場時直至物質磁化量歸零的磁場大小則為矯頑力 H_c（coercivity）；持續增加反向磁場大小，可得到正向磁場相同的結果，材料的磁化量最終會到達飽和磁化量（$-M_s$），而減小反向磁場至零後施加正向磁場，會使得材料磁化量重新回到正向飽和磁化量，讓整個關係曲線成為一個封閉曲線，這是實驗方法中，最常用來鑑定材料為鐵磁性的最大證明。

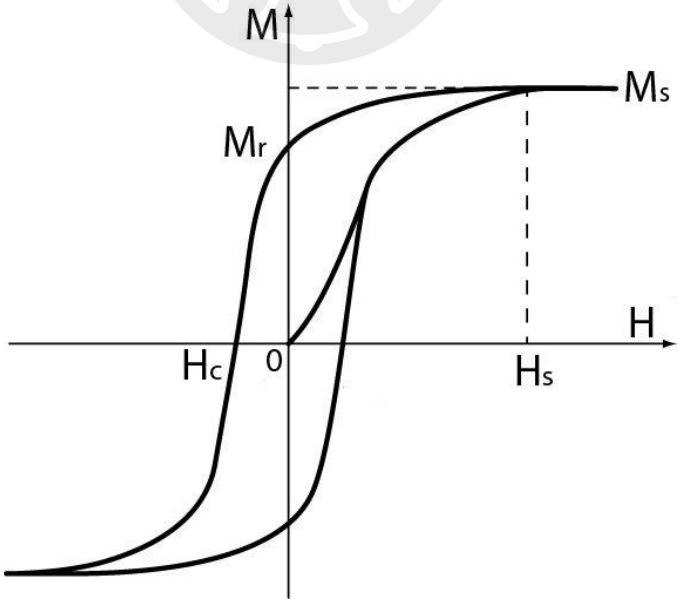


圖 2-2-2　磁滯曲線圖。兩軸為外加磁場 H 及材料磁化強度 M，H_s 為飽和磁場，H_c 為矯頑力，M_s 及 M_r 分別為飽和磁化量及殘磁。

2.3 光致螢光(Photoluminescence, PL)

2.3.1 原理

光致螢光是以光子作為激發源，使材料發出螢生的現象。一般而言，激發光源的能量應大於能隙，使電子自價帶（valence band）躍遷至導帶（conduction band）而在材料中生成電子－電洞（hole）對。電子的能量再經由非輻射緩解（nonradiative relaxation）降至導帶底部，最後和電洞結合放出光。因為發出的光強度微弱，因此稱為螢光。光致螢光的機制示意圖如圖 2-4-1[14]。光致螢光光譜檢測是一種非破壞、非接觸性的檢測方式，利用此方式可以得知材料的能階分佈情況。

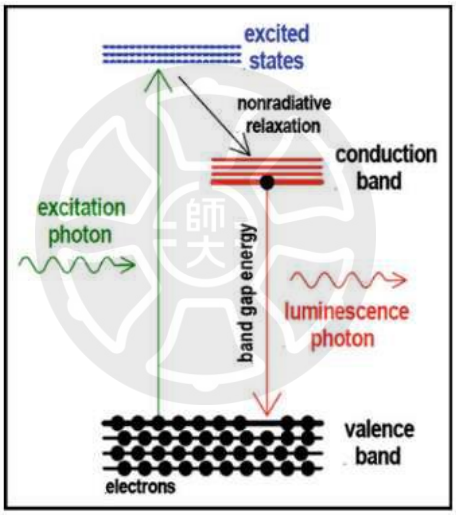


圖 2-3-1 光致螢光基本發光機制圖。受光子激發的電子會先經由非輻射緩解，降至導帶底部，最後重新和電洞結合將能量以光子形式放出，發出螢光。[14]

材料的螢光可依照躍遷能階的來源分成本質發光（intrinsic emissions）與非本質發光（extrinsic emissions）。若躍遷的兩個能階皆是原材質之能階，即為本質質發光，若其中一能階來自摻雜物質或是缺陷，則為非本質發光。對於本質發光還可再細分出兩種發光模式，為能隙發光（band to band， BB）及自由激子發光（free exciton， FX）；非本質發光則可細分出四種發光模式，分別是：束縛激子發光（bound exciton， BX）、施子電洞發光（donor level to hole， Doh）、電

子受子發光（electron to acceptor level， eA_o）及施子受子發光（donor acceptor pair，D_oA_oP）。[15]

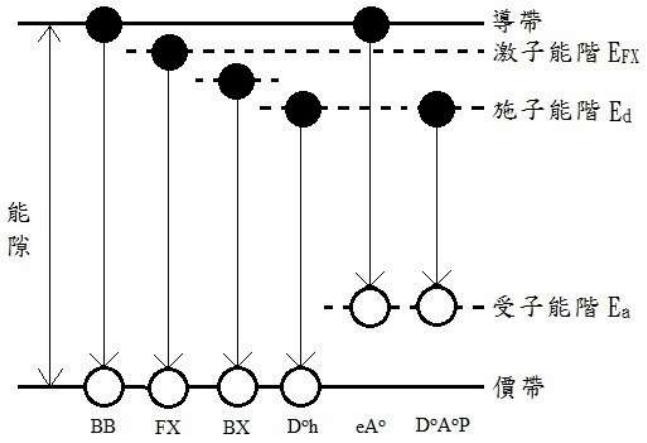


圖 2-3-2 光致螢光的各種能階間的發光機制示意圖。六種發光機制中包含兩種本質發光及四種非本質發光。[15]

2.3.2 氧化鋅的缺陷發光

半導體摻雜時，除摻雜原子會改變材料的發光性質外，在摻雜後在半導體中造成的點缺陷（point defect）也是一個重大因素，而造成缺陷的主要原因是因為摻雜物的原子半徑不同於原材料，進而使得化學結構變型。

以三種點缺陷，空缺（vacancy）、間隙（interstitial）及錯位（antisite），對應鋅及氧元素，被摻雜後氧化鋅中的點缺陷共有六種，分別為氧空缺（oxygen vacancy， V_o）、鋅空缺（zinc vacancy， V_{Zn}）、氧間隙（oxygen interstitial， O_i）、鋅間隙（zinc interstitial， Zn_i）、氧錯位（oxygen antisite， O_{Zn}）及鋅錯位（zinc antisite， Zn_O）。點缺陷的存在，就像是施子或受子一般的存在於材料中，因此點缺陷是有價數的，如氧空缺、鋅間隙與鋅錯位價數為 0 到+2 間，鋅空缺與氧間隙價數在 0 到-2 之間。[16]六種點缺陷示意圖如下圖。

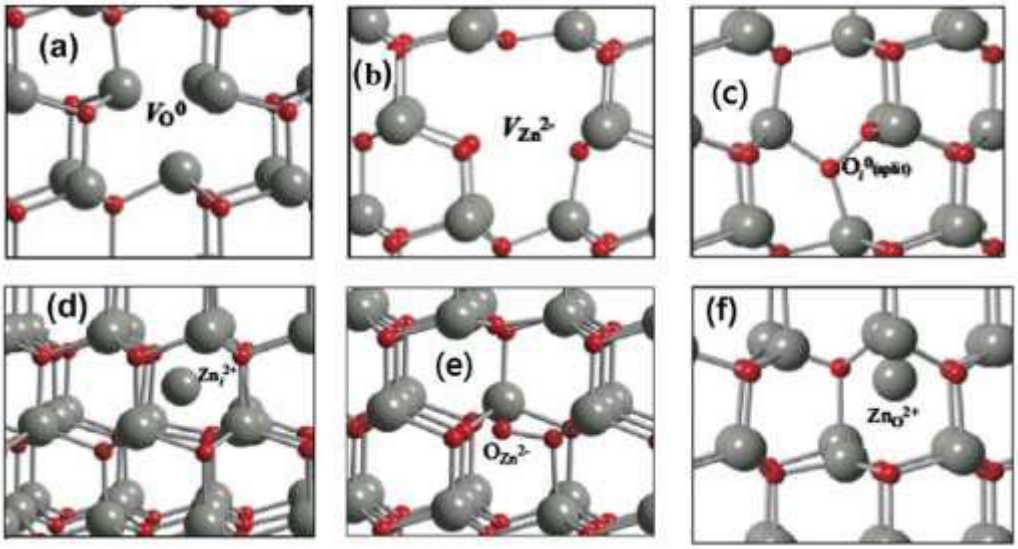


圖 2-3-3 氧化鋅中的各種點缺陷示意圖。(a) 氧空缺 (b) -2 價鋅空缺 (c) 氧間隙 (d) +2 價鋅間隙 (e) -2 價氧錯位 (f) +2 價鋅錯位。[16]

由回顧性文獻可得，氧化鋅中各種點缺陷的螢光光能可能值及相對應的能階圖，[17]藉圖 2-4-4 可比對 PL 光譜結果，以各螢光能量對應到可能的發光來源。

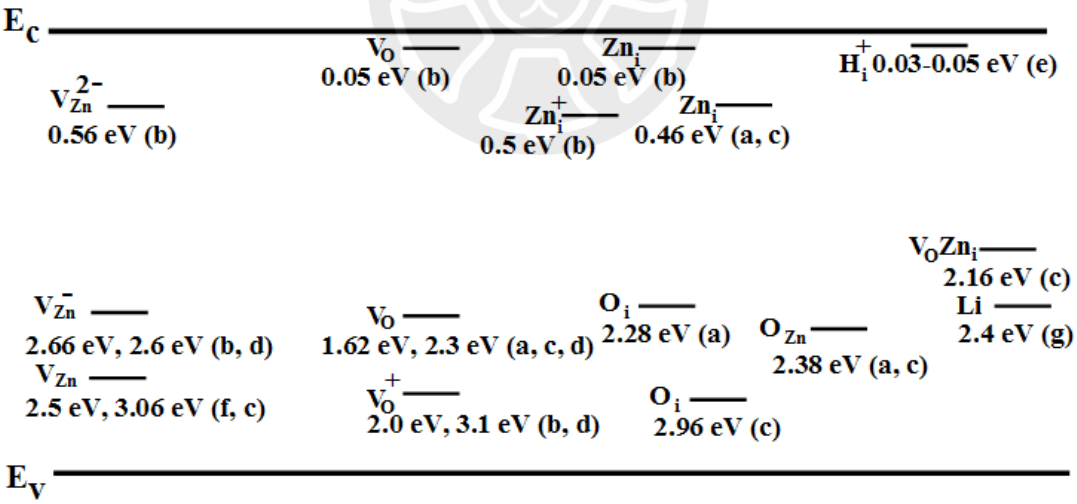


圖 2-3-4 氧化鋅各種點缺陷的能階圖。[17]

2.4 法拉第磁光效應(Faraday effect)

2.4.1 原理

法拉第磁光效應是線偏振光通過帶有平行於行光進方向磁場的材質時，線偏振光方向發生旋轉的現象。以入射光偏振方向做為參考方向，線偏振光經過介質之後，偏振方向偏轉的角度α，通過介質光路長為 L，外加磁場強度為 B，其間的關係可寫成(5)式[18]

$$\alpha = VLB \tag{5}$$

其中的比例常數 V 為韋爾代常數（Verdet constant），其單位為 rad/mT-m 和波長、溫度及材質有關。當 V 韋爾代常數為正值時，代表旋轉角沿外加磁場方向右旋，V 韋爾代常數為負值時，代表旋轉角沿外加磁場方向左旋。因(4)式主要是在描述穿透光仍為線偏振光時的α及 B 之關係，若穿透光非線偏振，則通常會是橢圓偏振光，此時α代表檢偏計（analyzer）的測得最大穿透光強度的所在的角度[19]。數學分析法可將透射光由線偏振的入射光改為右旋及左旋的圓偏振光的合成，電場方向見式(6)及(7)式，

$$\overrightarrow{E_R} = E_0[\hat{i}\cos(kz - \omega t) + \hat{j}\cos\left(kz - \omega t + \frac{\pi}{2}\right)]， \tag{6}$$

$$\overrightarrow{E_L} = E_0[\hat{i}\cos(kz - \omega t) + \hat{j}\cos\left(kz - \omega t - \frac{\pi}{2}\right)]。 \tag{7}$$

在他們穿透材料時，因兩個圓偏振光的折射率（refractive index）及吸收率（absorption rate）上的差異，造成圓偏振光在穿透材料之後產生相位（phase）偏移ϕ及電場強度不等，如(8)、(9)式

$$\overrightarrow{E_R} = \hat{i}E_{0x}\cos(kz - \omega t) + \hat{j}E_{0y}\cos\left(kz - \omega t + \frac{\pi}{2} + \phi\right)]， \tag{8}$$

$$\overrightarrow{E_L} = \hat{i}E_{0x}\cos(kz - \omega t) + \hat{j}E_{0y}\cos\left(kz - \omega t - \frac{\pi}{2} + \phi\right)]。 \tag{9}$$

將兩光疊加之後，再由圓椎曲線方程式可得到(10)式所描述的透射光是一個橢圓偏振光，由此可知最大振幅 A 及最大振幅方向與$\hat{i}$方向間夾角為ϕ，

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2+\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2-2\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)cos\phi=\sin^2\phi \text{，} A=\sqrt{E_{0x}^2+E_{0y}^2}\text{。} \quad (10)$$

因透射光為橢圓偏振光，為尋找法拉第旋轉角，我們會使用檢偏計在不同位置測量透光強度，且光強度 I 在最小穿透強度附近可由[20]得為(11)式，式中的三常數 k_0、k_1 及 k_2 為傅立業級數第零及第二階係數

$$I=k_0+k_1\cos(2\theta)+k_2\sin(2\theta)\text{，} \quad (11)$$

再由係數 k_1 及 k_2 便可得法拉第旋轉角 α，其間關係如(12)式

$$\alpha=\frac{1}{2}\tan^{-1}\left(\frac{k_2}{k_1}\right)\text{，} \quad (12)$$

最後將各數值代入(4)式便求得韋爾代常數。

基於 Gd:ZnO 薄膜長在基板上，且基板亦會供獻法拉第旋轉角，若要單純找出薄膜的法拉第旋轉角，便需去除基板的效應。因法拉第效應為一線性關係，可得穿透光的三者的法拉第旋轉角關係為(13)式

$$\alpha_{total}=\alpha_{substrate}+\alpha_{thin\ film}\text{，} \quad (13)$$

α_{total} 為總法拉第旋轉角，$\alpha_{substrate}$ 及 $\alpha_{thin\ film}$ 為基板及薄膜法拉第旋轉角。

2.4.2 法拉第效應系統

我們實驗室的法拉第效應系統是以氙（Xe）氣燈作為光源，以測量不同波長下的法拉第效應，但因氙氣燈光源方向發散嚴重，故在光路上，我們使用兩個凸透鏡聚光，將光源集中後再依序通過斬波器（chopper）及線偏振片，之後再穿過置於電磁鐵（electromagnet）中的樣品，檢偏計則接上步進馬達，以增加角度控制上的精確度，最後以光電倍增管增強訊號，改善訊雜比，見圖 2-4-1。

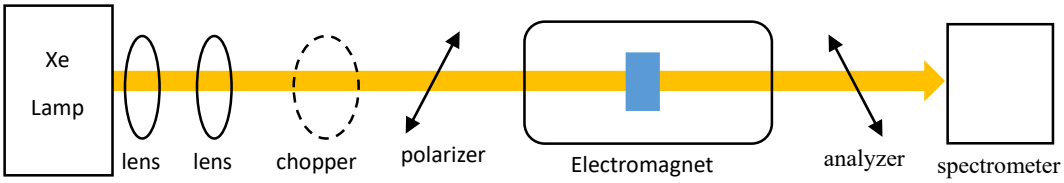


圖 2-4-1 法拉第效應系統示意圖。電磁鐵中的方型為樣品放置處。

Chapter 3 結果與討論

3.1 光致螢光（PL)結果分析

本次 PL 光譜皆於室溫下完成測量，以比較薄膜的室溫下的磁性及光學特性，如：法拉第磁光效應。各樣品在室溫下的 PL 光譜如圖 3-1-1，其中純氧化鋅薄膜的發光強度以最高峰強度評估，強度是摻雜 Gd 薄膜的 4 倍以上。摻雜 Gd 氧化鋅薄膜除摻雜 3%之薄膜外，其 PL 光譜的強度隨摻雜濃度增加而上升。主要高峰位置也由約 3.3eV 偏移到 2.9eV 附近。

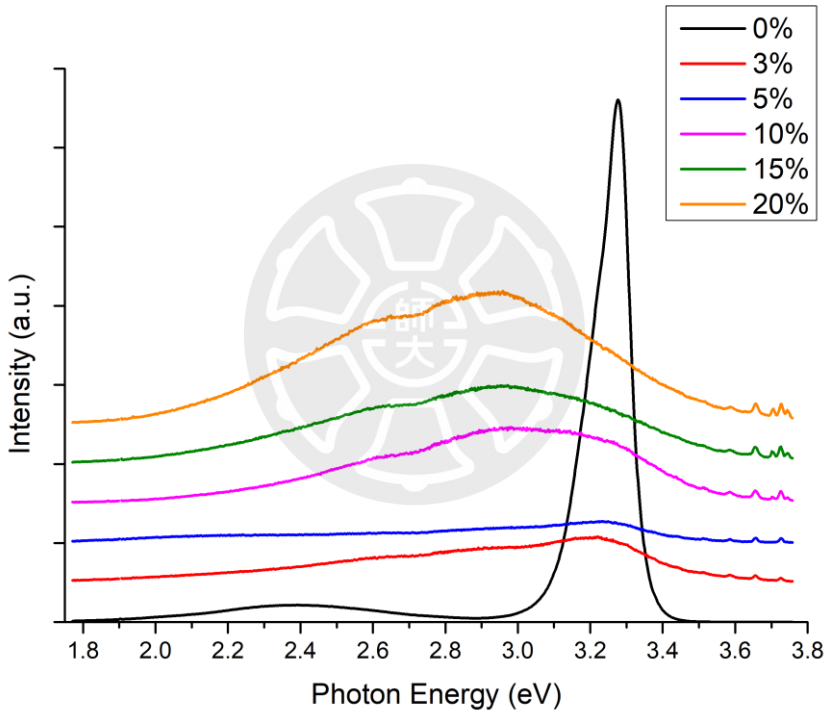


圖 3-1-1 各樣品 PL 光譜結果圖。純氧化鋅發光強度約為摻雜後薄膜的 4 倍以上，主要高峰位置隨摻雜比上升往偏 2.9 eV 偏移。

在圖 3-1-1 中可觀察到純氧化鋅薄膜 PL 光譜在 3.3 eV 附近的有發光強峰及 2.3 eV 有一弱峰，分別代表近能隙發光及缺陷發光。若比對圖 2-3-4 的能階位置，2.3 eV 螢光可能來自於氧空缺。在摻雜釓元素後，可發現薄膜於 2.5 eV 至 3.2 eV 間的相對發光強度上升，代表在摻雜後，薄膜能階發生改變且在原能隙中生成雜質及缺陷能階，使得薄膜得以產生非本質發光。

在摻雜後的薄膜樣品中，皆可在約 3.75 eV 處觀察到的個細尖的訊號，而純氧化鋅薄膜發光強烈，無法觀察到此三個訊號峰。比對基板 PL 光譜且去除雷射波長的可能性，可得此三個訊號來自於基板而非薄膜發光，如圖 3-1-2。

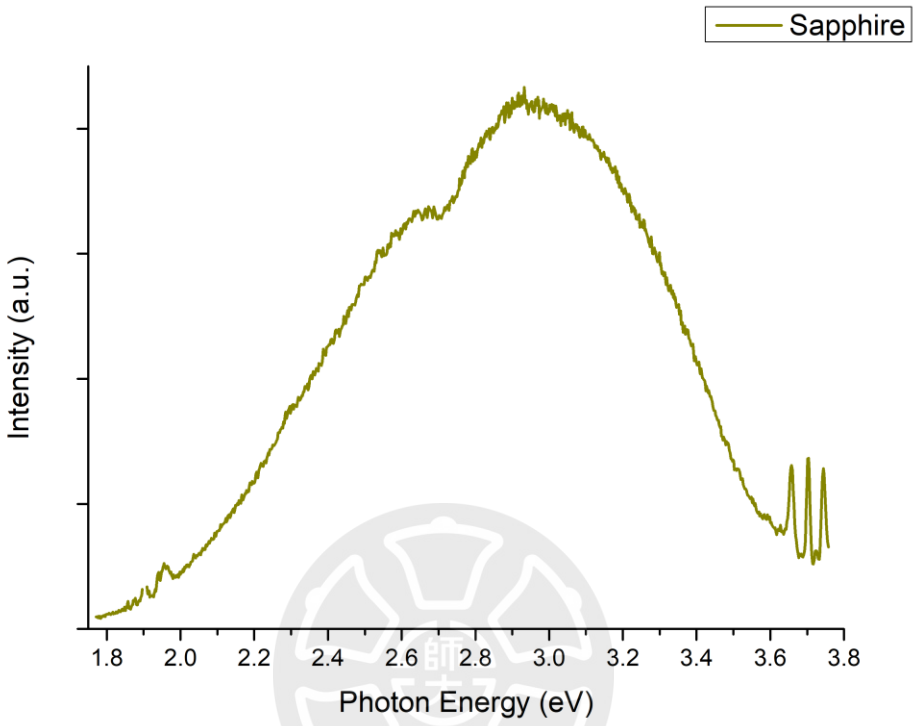


圖 3-1-2 c-sapphire 基板的 PL 光譜。雙拋基板在約 3.75 eV 有三個細高的峰值，後續將以＊標示且不算入擬合曲線。

利用 Lorentz function 對各樣品的 PL 光譜進行擬合，並排除基板螢光，找出薄膜螢光的峰值，如圖 3-1-3(a)～(f)。純氧化鋅、3%及 5%薄膜的 PL 光譜最強發光峰大約在 3.2 至 3.3 eV 之間，且有相當的外型相似度，顯示近能隙發光仍強於雜質或缺陷發光。而自 10%起，PL 光譜除最高峰位置偏位外，外型亦有明顯改變，說明雜質或缺陷發光強於近能隙發光。將各薄膜 PL 光譜擬合峰值及誤差對摻雜百分比繪成圖 3-1-4，其後對照文獻後，找出各螢光分別代表的發光機制。

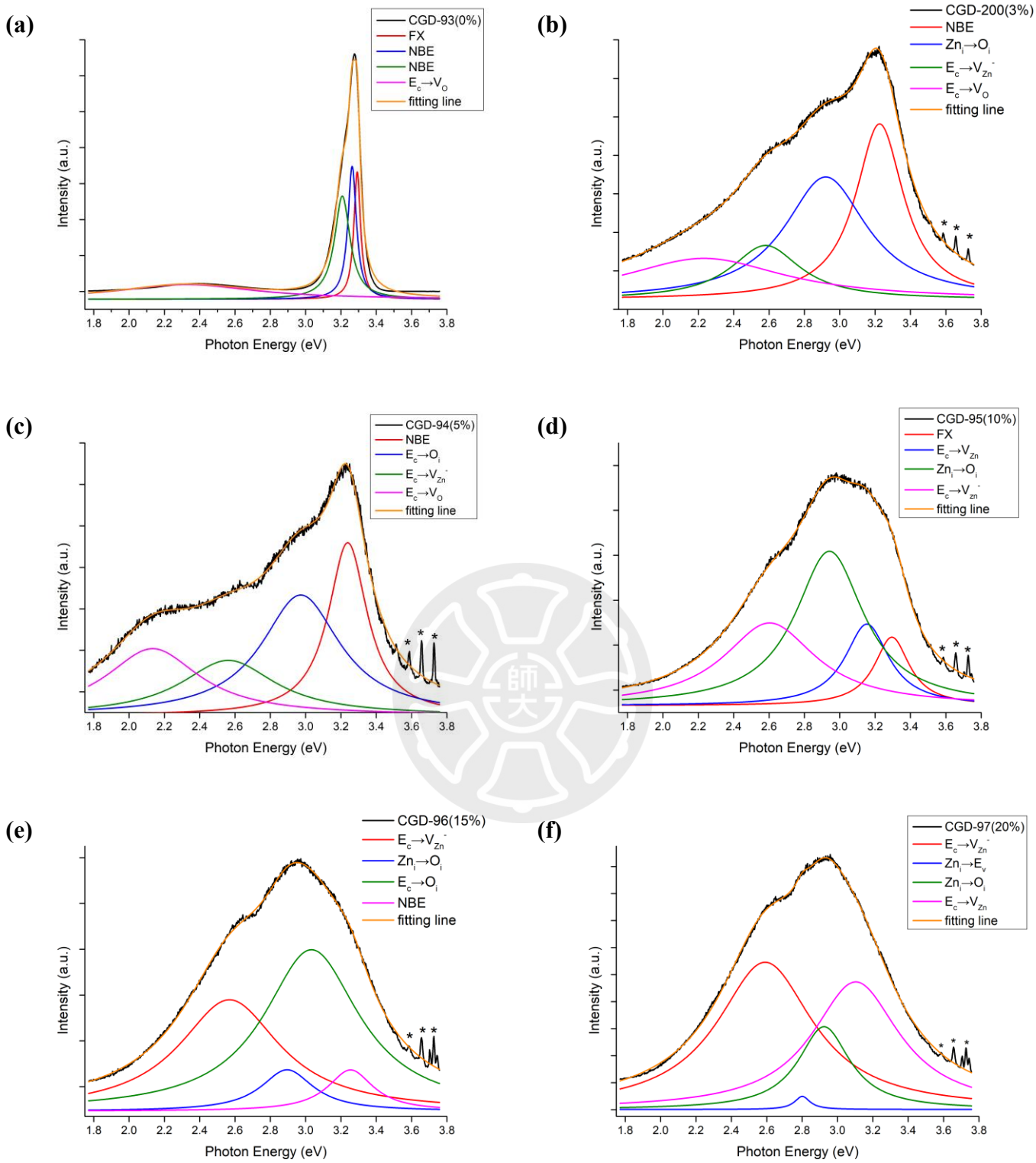


圖 3-1-3(a)～(f) 各薄膜樣品的 PL 光譜結果(含擬合結果)。圖中＊號表示基板訊號，對應的發光機制標記於各圖例。其中 NBE 為近能隙邊緣發光（Near Band Edge），FX 為自由激子發光，E_c 為導帶，E_V 為價帶，Vo 為氧空缺，V_{Zn} 為鋅空缺，O_i 為氧間隙，Zn_i 為鋅間隙。

純氧化鋅擬合結果可見主要的螢光性質為氧化鋅的本質發光，此擬合結果用以比較摻雜前後本質發光改變與否。在氧化鋅薄膜摻入釓元素後，皆會發出能量約為 2.58 eV 的螢光，見圖 3-1-4 中的紅色虛線，此能量對應至電子由導帶到-1 價鋅空缺能階（$E_c \rightarrow V_{Zn}^{-}$）的躍遷，也就是說摻雜 Gd 會造成氧化鋅在晶體結構上產生鋅空缺。除摻雜比 5%的薄膜外，其他薄膜皆發出 2.91 eV 的螢光，對應鋅間隙到氧間隙能階（$Zn_i \rightarrow O_i$）的躍遷，如圖 3-1-4 中的藍色虛線。同上理可知除 5%薄膜外，其他薄膜中有鋅間隙及氧間隙。

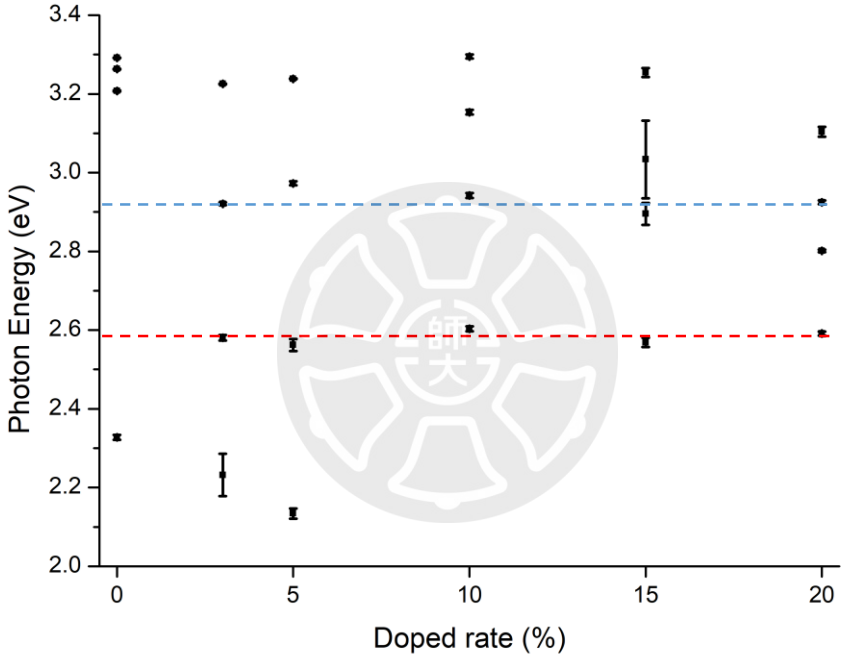


圖 3-1-4　各樣品擬合峰值結果整理圖。虛線作為 2.58 eV（紅）及 2.91 eV（藍）的參考線。

觀察各薄膜的本質發光能量所對應的螢光，可得到除 20%薄膜外，所有薄膜皆有近能隙發光或自由激子發光，且能量大小不變。由此可知在氧化鋅中摻雜釓元素並不會造成能隙改變，但當摻雜比較高時，氧化鋅薄膜的螢光主要會來自於缺陷發光。根據各薄膜所擬合峰值的相對強度，還可以推測在摻雜濃度低於 10%時，薄膜中的缺陷密度較低，最強螢光仍來自本質發光。但在摻雜濃度高於 10%（含）後，薄膜晶體的缺陷密度很高，使得最強螢光皆來自非本質發光。

將其他螢光所對應的發光機制依序對應出來，可得到純氧化鋅薄膜有 2.3280±0.0063 eV 的 $E_c \rightarrow V_O$ 螢光，3%薄膜有 2.2320±0.0538 eV 的 $Zn_i \rightarrow V_O$ 螢光，5%薄膜有 2.1340±0.0130 eV 的 $E_c \rightarrow V_O^+$ 的螢光。此外，5%及 15%薄膜同時有約 2.9 eV 的 $E_c \rightarrow O_i$ 螢光且 10%及 20%薄膜同時有約 3.1 eV 的 $E_c \rightarrow V_{Zn}$ 的螢光。這些擬合結果和謝宗均的成果相符。代表在此製備條件下成長的純氧化鋅薄膜含有氧空缺，而摻雜釓的薄膜則有氧空缺、氧間隙、鋅空缺及鋅間隙等缺陷。

3.2 法拉第光譜結果分析

在室溫 380 nm 至 700 nm 的範圍下，以每 20 nm 每間隔測量一組法拉第旋轉角 α 隨著磁場 B 的變化，磁場範圍是±900 mT。

基板（含背景）的法拉第光譜結果如圖 3-2-1，所有的 α-B 圖都是線關係且斜率為負值，對應基板的反磁性。以迴歸直線斜率、(5)式及基板厚度 460 μm 可得基板的韋爾代常數值在-0.01287 至-0.00399 rad/mT・m 間，且隨著波長增加而上升，如圖 3-2-2。

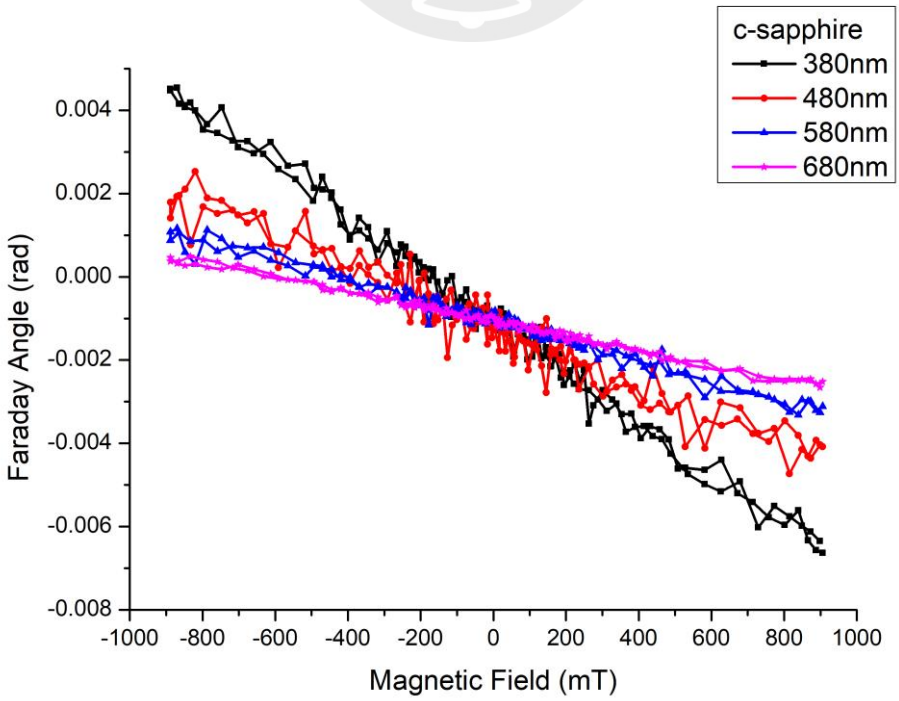


圖 3-2-1 基板的法拉第光譜。圖中波長以 100 nm 為間隔做圖。

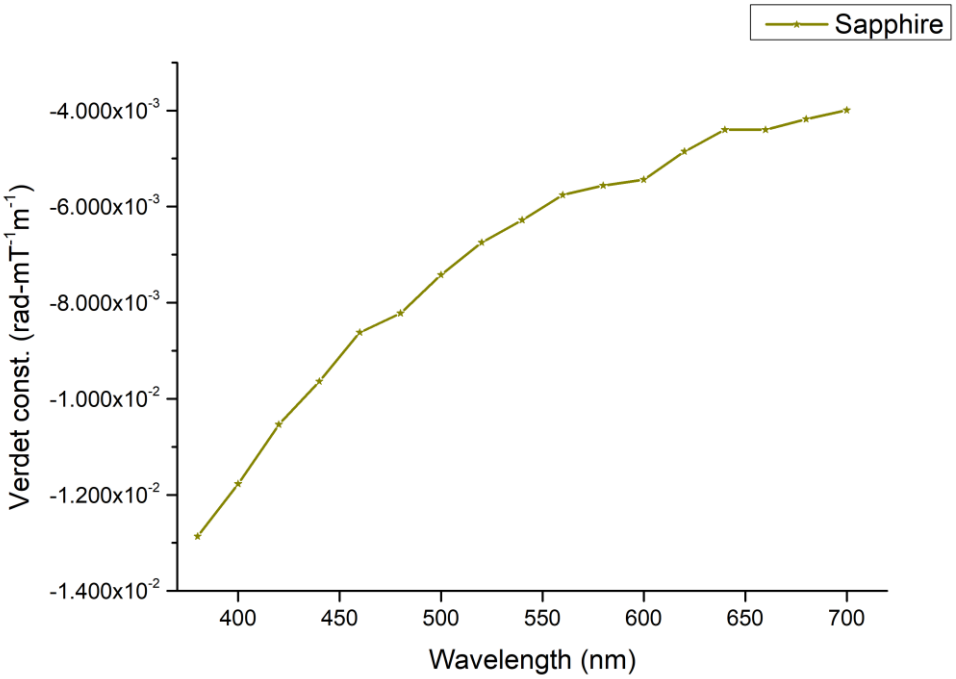


圖 3-2-2 基板韋爾代常數對波長關係圖。韋爾代常數值隨波長增長而增加，表示於此波長範圍中，法拉第效應在 380 nm 時最為強烈。

樣品所測得的總法拉第旋轉角 α_{total} 與磁場 B 關係皆為線性關係如圖 3-2-3(a)~(f)。由結果可見，各樣品皆在入射光波長 380 nm 時，有最強的法拉第效應，而隨波長增長，法拉第效應減弱。而依照(13)式及基板的法拉第光譜，可合理推測 Gd:ZnO 薄膜的法拉第旋轉角 $\alpha_{thin\ film}$ 與磁場 B 關係亦為線性關係。

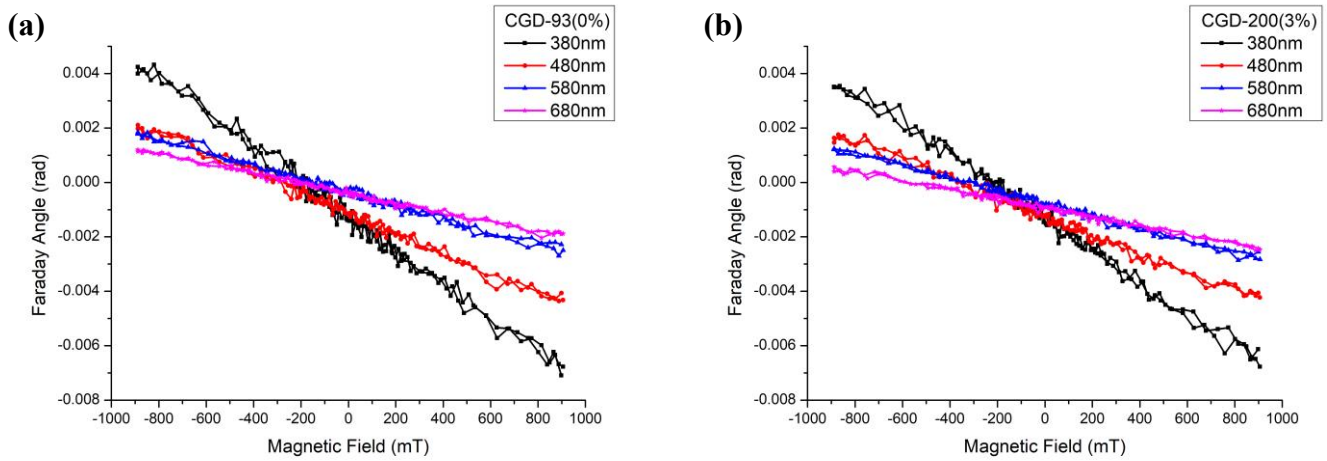
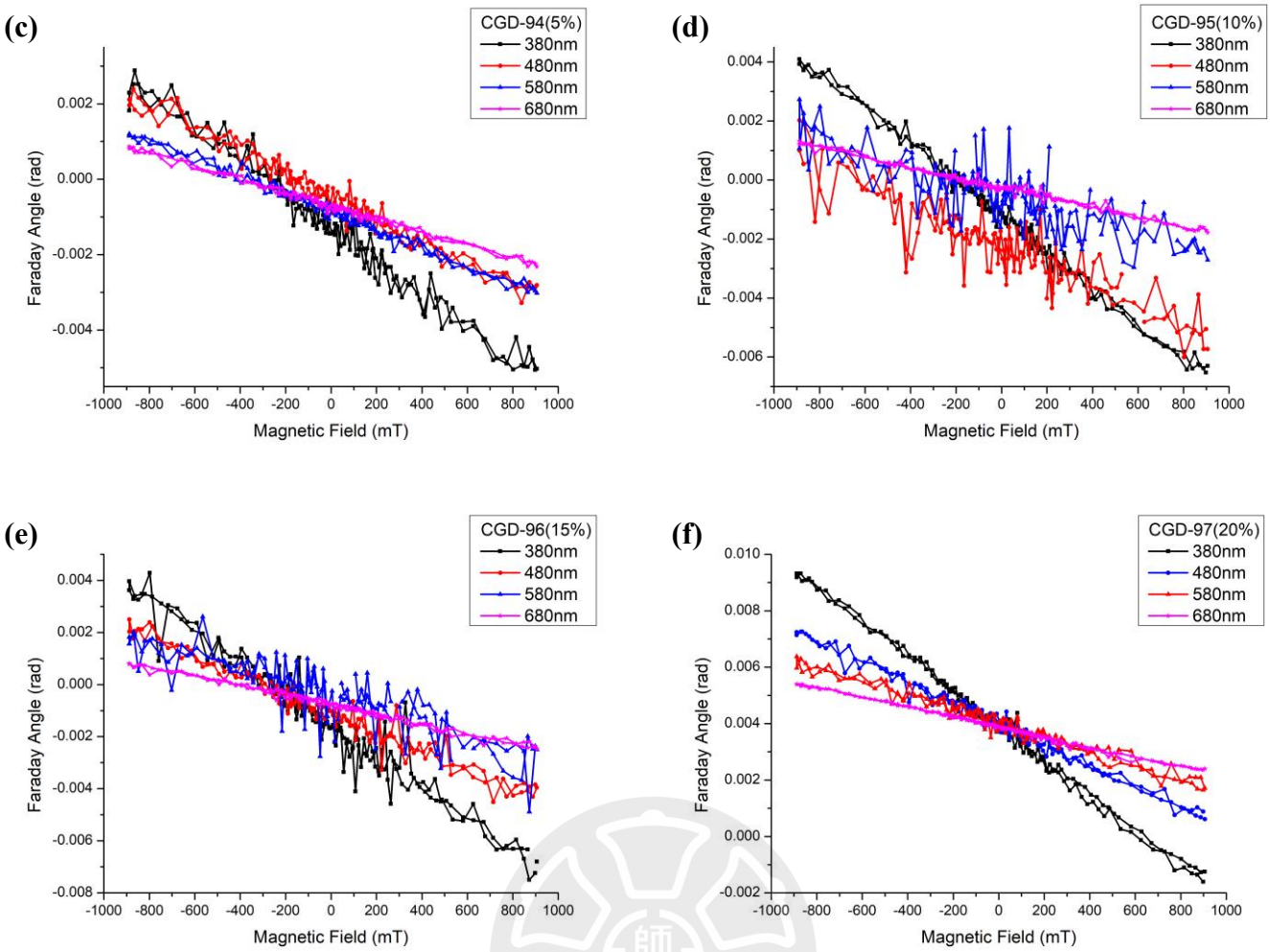


圖 3-2-3(a)~(f) 各樣本法拉第光譜。（解說於次頁）



(續)圖 3-2-3(a)~(f) 各樣本（含基板）法拉第光譜。各樣本總法拉第旋轉角皆和磁場有負斜率的直線關係，且法拉第效應隨入射光波長增長而減弱。

由(5)式、(13)式及薄膜厚度 150 nm 計算後可得，薄膜的韋爾代常數介於-5.96000 到 6.74000 rad/mT · m 之間（細見附錄），已比基板大三個數量級。可得若厚度相當的情況下，薄膜的法拉第效應會明顯強於基板。

韋爾代常數之正負值除表示法拉第效應的偏角方向以外，亦可以表示出材質對圓偏振光的折射率關係。在韋爾代常數為正值時，材質會使沿磁場方向順時針的圓偏振光有較低的折射率，光速較快。光線在來回穿過材料後，法拉第旋轉角會變兩倍。

不同摻雜濃度薄膜的韋爾代常數值對於入射光波長關係如圖 3-2-4，可明顯看到韋爾代常數值皆是隨波長增加而趨向零，即法拉第效應減弱。在純氧化鋅薄膜與摻雜釓的氧化鋅薄膜之間相比，韋爾代常數量值在 15%及 20%摻雜與純氧

化鋅相近，10%摻雜時會略為減小。在 3%摻雜時，於光波長 380 nm 韋爾代常數會有異號的現象，400 nm 後變回同號，數值皆約為純氧化鋅薄膜的一半。5%摻雜的薄膜韋爾代常數在波長小於 540 nm 時，除正負號與純氧化鋅異號外，量值多數略大於其他薄膜，但大小依然相當，而 540 nm 後則又和純氧化鋅同號也量值也相近。

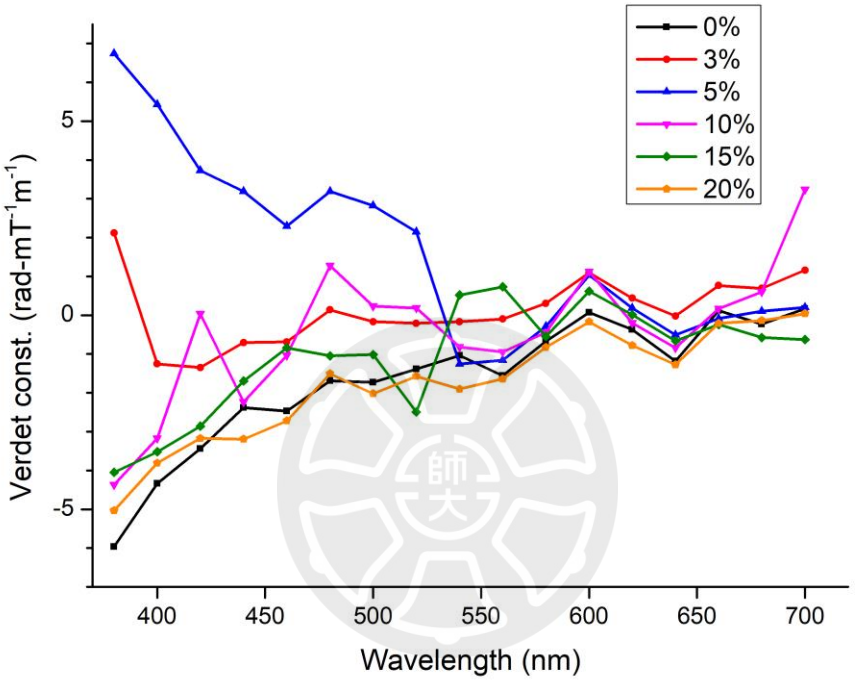


圖 3-2-4 各薄膜韋爾代常數與波長關係圖。各薄膜韋爾代常數值皆隨波長增加而減小，且主要皆為負值。5%薄膜於 520 nm 前，韋爾代常數為正值，不同於其他薄膜但量值當，540 nm 後則同號。由此可知，法拉第效應與波長相關，且波長增長時，法拉第效應減弱。摻雜濃度會改變韋爾代常數值，但看不出明確關係，僅可得本次研究中 5%薄膜有較強法拉第效應。

選擇波長 380、420、480、640 nm 對應氧化鋅能隙、PL 光譜結果（420 nm：鋅間隙到氧間隙能階差，480 nm：導帶到-1 價鋅空缺能階差）、及氦氖雷射波長，比較韋爾代常數隨著釓濃度改變之變化。如圖 3-2-5，韋爾代常數隨著釓濃度增

大在 5%時有普遍有最大值，意即法拉第效應有最大表現，其後隨著釓濃度增大韋爾代常數有量值減小的現象。由氧化鋅及基板為逆磁性的特性可知，摻雜釓於氧化鋅產生的缺陷：鋅間隙、氧間隙及鋅空缺，會使薄膜磁性下降，使得法拉第效應隨之減弱。由釓元素本身磁性為順磁性，薄膜亦為順磁性，但在摻雜濃度上升時法拉第效應減弱的結果，可合理推論薄膜磁性除和摻雜元素有關外，缺陷對磁性亦有相當的影響。

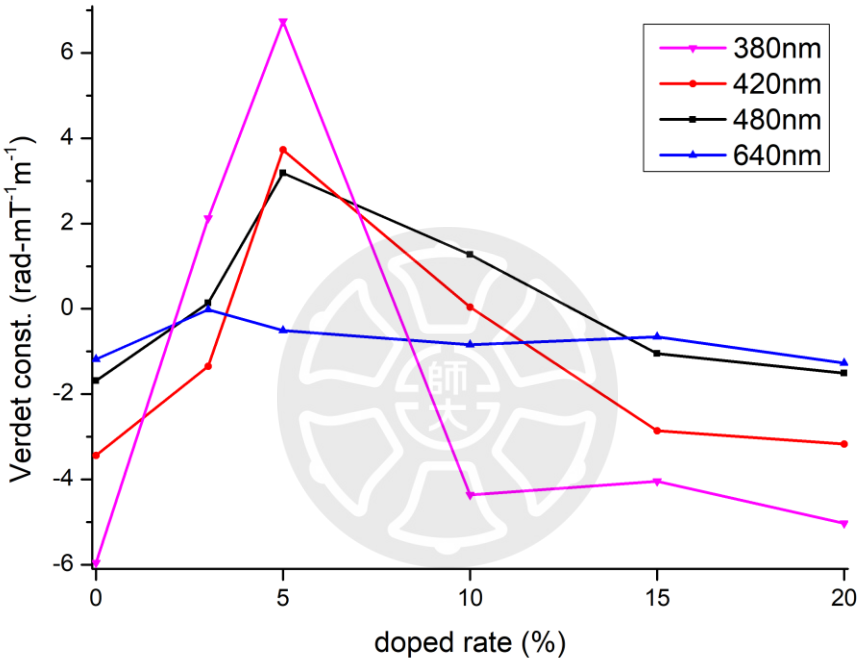


圖 3-2-5 選定波長下，韋爾代常數與摻雜濃度關係圖。各選定波長對應機制如下，380 nm：氧化鋅能隙，420 nm：鋅間隙到氧間隙能階差，480 nm：導帶到-1 價鋅空缺能階差，640 nm：氦氖雷射波長。除 640 nm 結果，摻雜 5%釓元素的氧化鋅薄膜會韋爾代常數最大值。

Chapter 4 結論與展望

本研究以室溫的 PL 和法拉第光譜來探討 Gd:ZnO 薄膜的螢光和法拉第磁光特性，並分析摻雜濃度、缺陷類型對這兩項特性的影響。

螢光特性方面，氧化鋅薄膜在摻雜釓元素後發光強度會大幅下降，最高峰差距約為 4 倍以上，且位置會依摻雜比例向 2.9 eV 偏移。摻雜後的薄膜產生非本質發光，使得光譜形狀改變。利用 Lorentz function 對 PL 光譜進行擬合，得到 3%、5%薄膜本質發光仍為光要發光機制，10%至 20%則為缺陷發光為主。由螢光能量可得，各薄膜在摻雜後皆有產生鋅空缺，此外除 5%薄膜外，其他薄膜中亦產生鋅間隙及氧間隙。依近能隙發光或自由激子發光能量大小不變可得，摻雜釓元素不會改變氧化鋅能隙，僅改變主要發光機制。

在法拉第磁光光譜方面，基板及各薄膜的 α-B 圖皆為負斜率的線性關係。韋爾代常數則分別介於-0.01287 至-0.00399 及-5.96000 到 6.74000 rad/mT·m 之間，可得薄膜材質在有相當厚度下，會有明顯的法拉第磁光效應。在穿透光波長增長時，韋爾代常數量值下降，法拉第磁光效應減小。多數薄膜在不同波長下之韋爾代常數為負值，唯 5%薄膜在透射光波長小於 520 nm 下，其值為正值。摻雜濃度增加時，韋爾代常數有先增後減的現象，各波長在 5%時有普遍有最大值，因此可發現缺陷對磁性及法拉第磁光效應有相當的影響。

未來在相關實驗上，可以考慮以更多不同摻雜比的薄膜來觀察韋爾代常數是否會受其影響，並在不同的比例間尋找能對波長變化有最大敏感度的摻雜比薄膜，讓以 Gd:ZnO 為材質的磁光原件有最高的敏感度以提升精度及實用性。

參考文獻

[1] James Clerk Maxwell(1861). On Physical Lines of Force. Philosophical Magazine and Journal of Science.

[2] 莊桓嘉(2014)。氧化鈦鋅/氧化鋅雙層膜結構之物性研究。國立臺灣師範大學碩士論文。

[3] 胡裕民(2004)。溫度與氧壓對氧化鋅摻雜釓的光學性質與磁性影響。物理雙月刊 26 卷 4 期，587-599 頁。

[4] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand(2000).Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors. Science 11 Feb 2000:Vol. 287, Issue 5455, pp. 1019-1022.

[5] 謝宗均(2015)。氧化釓鋅薄膜在不同鍍膜氧壓下的結構、光學與磁性。國立臺灣師範大碩士論文。

[6] Frederik Claeyssens, Colin L. Freeman, Neil L. Allan, Ye Sun, Michael N.R. Ashfold, and John H. Harding(2005). Growth of ZnO thin films—experiment and theory. Journal of Materials Chemistry vol. 15. 139-148.

[7] Klaus Ellmer, Andreas Klein and Bernd Rech (2007).Transparent Conductive Zinc Oxide, Springer Verlag.

[8] 鄒乙弘(2013)。高機電耦合係數之鋰摻雜鈮酸鈉鉀壓電陶瓷開發及其在單一元件超音波換能器之應用。成功大學電機工程學系碩士論文。

[9] U. Ozgur, Y. I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M. A. Reshchikov, S. Dogan, V. Avrutin, S. J. Cho and H. Morkoc(2005). A Comprehensive Review of ZnO Materials and Devices.Journal of Applied Physics, Vol. 98, No. 4, 041301.

[10] 簡志峰(2011)。脈衝雷射蒸鍍法蒸鍍氧化鋅及氧化釓鋅薄膜。國立臺灣師範大碩士論文。

[11] 魏嘉瑩(2009)。釓摻雜氧化鋅鋁透明導電薄膜特性分析。國立中央大學碩士論文。

[12] Stephen Blundell (2001). Magnetism in Condensed Matter, Oxford Univ Pr.

[13] David Halliday and Robert Resnick (2010). Fundamentals of Physics Extended (ninth edition), Wiley.

[14] P. P. Murmu, J. Kennedy, B. J. Ruck, G. V. M. Williams, A. Markwitz, S. Rubanov, and A. A. Suvorova(2012). Microstructural, electrical and magnetic properties of erbium doped zinc oxide single crystals. Journal of Materials Science 47, 1119.

[15] 蔡承佑(2014)。脈衝雷射蒸鍍法製備氧化鈦鋅薄膜的探討：結構、光學與磁性研究。國立台灣師範大學碩士論文。

[16] J.C. Fan, K.M. Sreekanth, Z. Xie, S.L. Chang, K.V. Rao(2013). p-Type ZnO materials: Theory, growth, properties and devices. Progress in Materials Science 58, 874–985.

[17] Magnus Willander, Omer Nur, Jamil Rana Sadaf, Muhammad Israr Qadir, Saima Zaman, Ahmed Zainelabdin, Nargis Bano and Ijaz Hussain(2010). Luminescence from Zinc Oxide Nanostructures and Polymers and their Hybrid Devices. Materials 2010, 3, 2643-2667.

[18] Kishore Padmaraju(1999). Faraday Effect. Department of Physics and Astronomy, University of Rochester, Rochester, NY 14627.

[19] Horia D. Cornean, Gheorghe Nenciu, and Thomas G. Pedersen(2006). The Faraday effect revisited: General theory. JOURNAL OF MATHEMATICAL PHYSICS 47, 013511.

[20] 駱芳鈺(1999)。BixY3-xFe5O12 薄膜法拉第磁光光譜的量測。國立台灣大學物理學系碩士論文。

附錄

[原 PL 光譜(2015，謝宗均)擬合結果整理表]

摻雜比例(%)	峰值能量(eV)			
0	2.4523	3.1916	3.2510	3.2966
3	2.7096	2.9626	3.1038	3.2000
5	2.5670	3.0241	3.1529	3.2320
10	2.5967	2.9786	3.1421	3.2604
15	2.5652	2.9496	3.1330	3.3153
20	2.5843	2.9462	3.2576	

[各材質的韋爾代常數計算結果]

波長 (nm)	Sapphire	CGD-93 (0%)	CGD-200 (3%)	CGD-94 (5%)	CGD-95 (10%)	CGD-96 (15%)	CGD-97 (20%)
380	-0.01287	-5.96	2.12	6.74	-4.36667	-4.04667	-5.03333
400	-0.01177	-4.33333	-1.25333	5.42667	-3.17333	-3.52	-3.80667
420	-0.01054	-3.44	-1.34667	3.72667	0.04	-2.86	-3.17333
440	-0.00964	-2.38	-0.70667	3.19333	-2.23333	-1.69333	-3.19333
460	-0.00862	-2.47333	-0.68667	2.29333	-1.04	-0.84	-2.72
480	-0.00822	-1.68667	0.14	3.18667	1.27333	-1.04667	-1.50667
500	-0.00742	-1.72667	-0.16667	2.82	0.23333	-1.01333	-2.02
520	-0.00675	-1.38667	-0.20667	2.14667	0.18667	-2.49333	-1.57333
540	-0.00628	-1.03333	-0.16667	-1.26	-0.81333	0.52	-1.9
560	-0.00576	-1.56	-0.1	-1.16	-0.94667	0.73333	-1.64
580	-0.00556	-0.67333	0.30667	-0.28667	-0.44	-0.54667	-0.82667
600	-0.00544	0.07333	1.09333	1.03333	1.12	0.62	-0.17333
620	-0.00485	-0.36667	0.44	0.18667	-0.2	0.01333	-0.78
640	-0.0044	-1.18	-0.02	-0.50667	-0.84	-0.66	-1.27333
660	-0.0044	0.12	0.76667	-0.08667	0.16667	-0.24	-0.20667
680	-0.00418	-0.23333	0.69333	0.10667	0.6	-0.57333	-0.14
700	-0.00399	0.16667	1.16	0.2	3.24	-0.62667	0.04

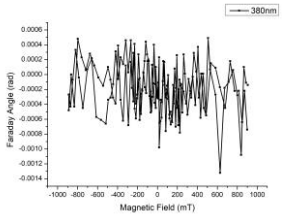
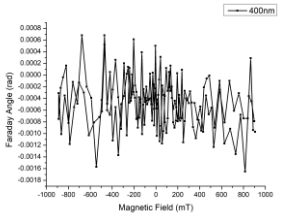
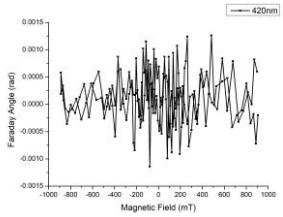
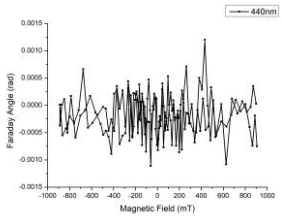
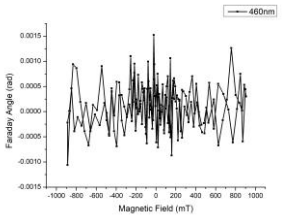
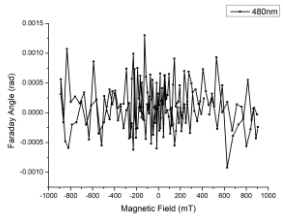
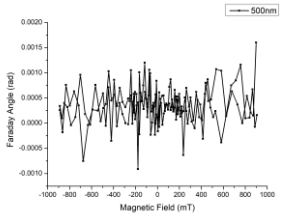
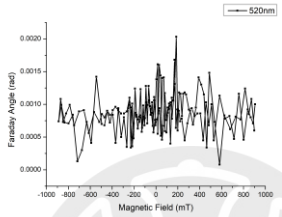
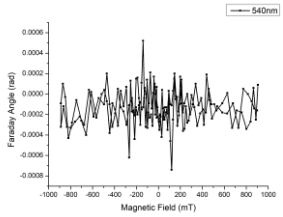
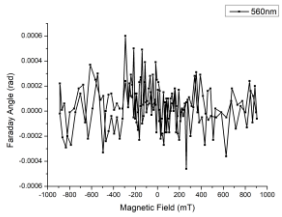
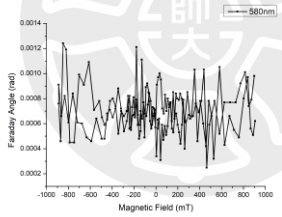
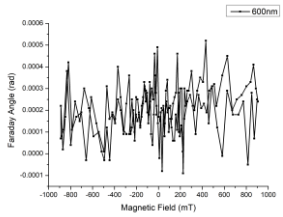
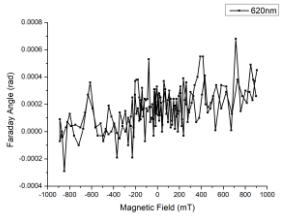
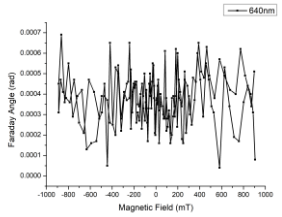
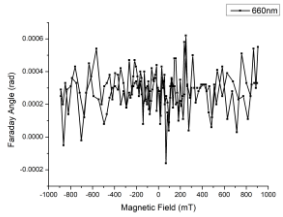
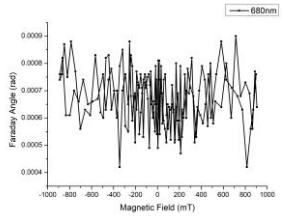
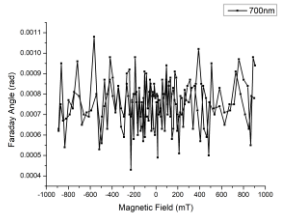
[法拉第光譜 matlab 分析程式碼]

```
%參數設定
    clear all %清除資料庫

    %數據資料夾(最後有 \ 符號)
    location='D:\OneDrive\研究所工作\FE data\20200622\';

    %Farady Effect Analyzing 資料夾位置
    FEA_Lcation='D:\OneDrive\研究所工作\Farady Effect Analyzing';

    %date='20191023';

    %樣品名(需同於數據檔名)   ex: CGD-95_460nm
    sampleName='CGD-94';

    %欲分析波長(起始波長:波長間隔:終止波長)
    %lamda=600:20:700;
    lamda=700;

    %是否將數據檔轉為 mat 檔
    c2save='y';   % (y/n/L)分別為(Yes/No/Load)

    %角度單位
    angleOn='rad';   % deg/rad
%file 轉為 mat 檔
cd(location)
addpath(genpath(FEA_Lcation))
title_col={'Voltage','-5','-4','-3','-2','-
1','0','1','2','3','4','5','y0','a','b','b/a','Theta(rad)','Theta(deg)'};
sample_name=strrep(sampleName,'-','_');
inNameM=[];

for a=1:numel(lamda)   %建立 DATA 名矩陣
    name=[sampleName '_' num2str(lamda(a)) 'nm'];
    inName=[sample_name num2str(lamda(a),'_%dnm')];
    inNameM=cat(1,inNameM,inName);
    temp_table=readtable([location name]);
    temp_table=temp_table(:,1:18);
```

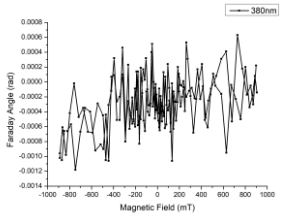
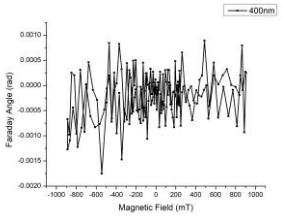
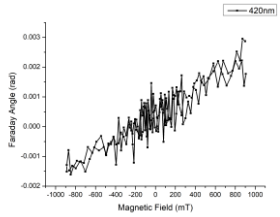
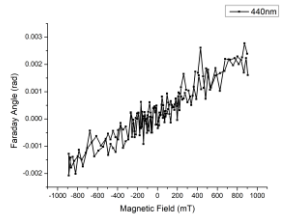
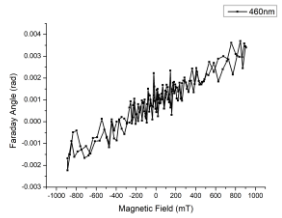
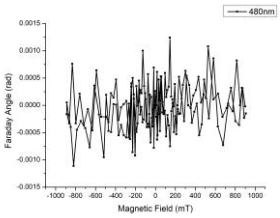
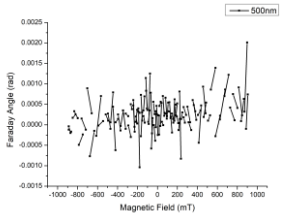
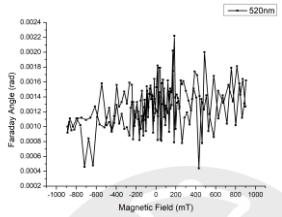
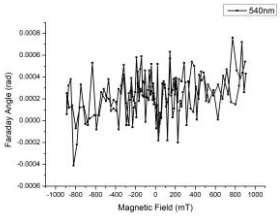
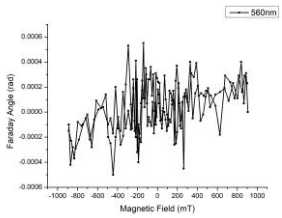
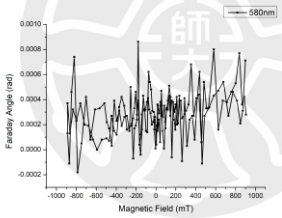
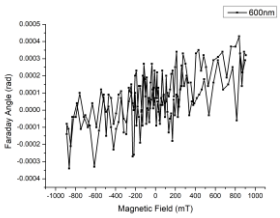
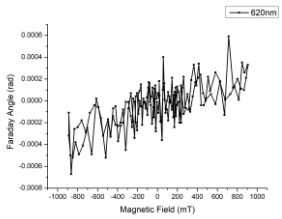
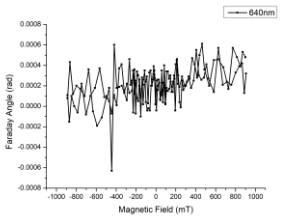
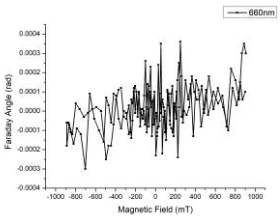
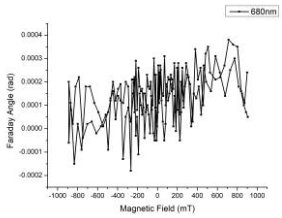
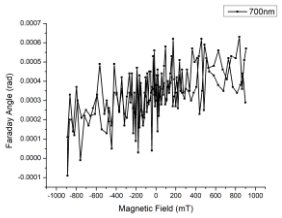
```
    if size(temp_table,1)==247
        temp_table=temp_table(2:end,:);
    end
    eval([inName '=cat(1,title_col,table2cell(temp_table));']) %補回表格標題(讀取
時會自動跳過文字)

    inName_shift=eval(inName);
    dot5=find(cell2mat(inName_shift(2:end,1))==10.5)'+1;
    dot_5=-(find(cell2mat(inName_shift(2:end,1))==-10.5)'+1);
    if numel(dot5)~=0
        dot5M=[dot5(1:2) dot_5 dot5(3:4)];
        for p=1:2:numel(dot5M)

inName_shift(sign(dot5M(p))*dot5M(p):sign(dot5M(p+1))*dot5M(p+1),1)=num2cell
(cell2mat(inName_shift(sign(dot5M(p))*dot5M(p):sign(dot5M(p+1))*dot5M(p+1),1)
)-sign(dot5M(p))*0.5);
            eval([inName '=inName_shift;'])
        end
    end

    if c2save=='y'
        save(name,inName)
    end
end

%clearvars('-except','-regexp',sample_name)
clear c2save i location name temp_table title_col FEA_Lcation a
%poltting part

load V2B
load V2B_v2

k=find(VB(:,1)==40);
k_v2=find(VB_v2(:,1)==40);


for i=1:numel(lamda)
    forFigM=eval(inNameM(i,:));
```

```
    j=find(cell2mat(forFigM(2:end,1))==40)+1; %抓 40V~-40V~40V 區間

    if j(1)==43
        B=VB_v2(k_v2(2):k_v2(3),2);
    elseif j(1)==42
        B=VB(k(2):k(3),2);
    end

    if angleOn=="deg"
        alpha=cell2mat(forFigM(j(2):j(3),18)); %degree
    elseif angleOn=="rad"
        %radius
        alpha=cell2mat(forFigM(j(2):j(3),17));
    end
    figure(i)
    plot(B,alpha,'b-*')
    hold on
    [a,b]=fit2(B,alpha);
    fitB=linspace(min(B),max(B),1000);
    fitAng=a+b.*fitB;
    plot(fitB,fitAng,'r','linewidth',2)

    title([sampleName ' at ' num2str(lamda(i)) 'nm'])
    xlabel('Magnetic Field B (mT)')
    if angleOn=='deg'
        ylabel('Faraday Rotation Angle \alpha (\circ)')
    elseif angleOn=='rad'
        ylabel('Faraday Rotation Angle \alpha (rad)')
    end
    legend('data','fitting','location','northeast')
    str=['\alpha = ' num2str(b,'%.3E') '\timesB ' num2str(a,'%+.3f')];
    annotation('textbox',[0.57 0.75 0.5 0.06],'string',str,'fitboxtotext','on')
    hold off
    savefig([sampleName ' at ' num2str(lamda(i)) 'nm' '.fig'])
end
clearvars('-except','-regexp',sample_name)
```

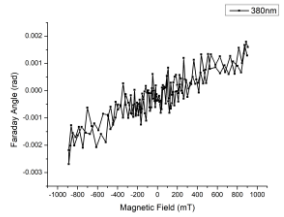
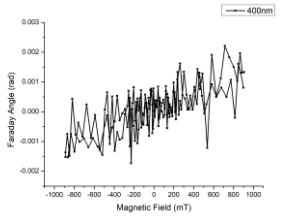
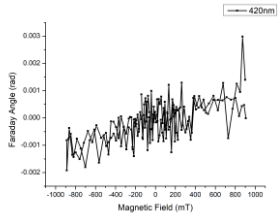
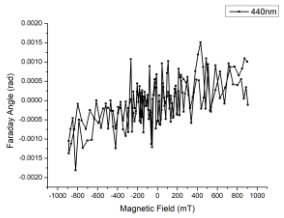
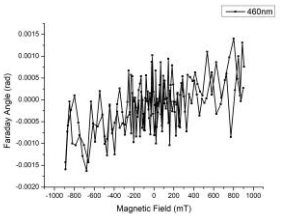
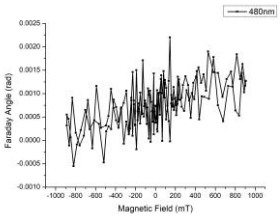
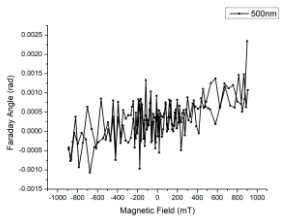
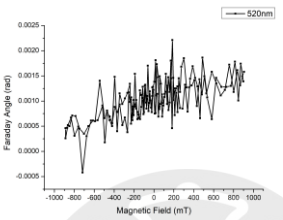
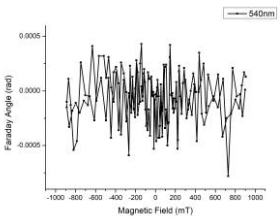
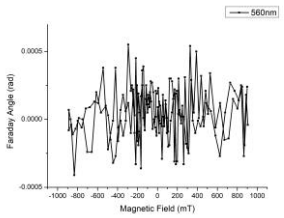
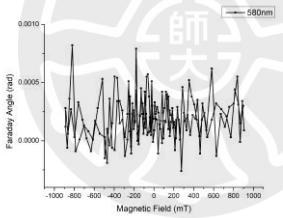
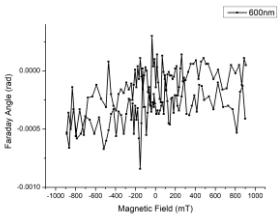
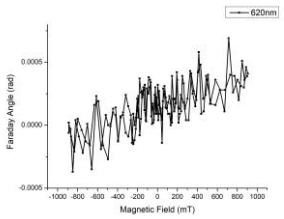
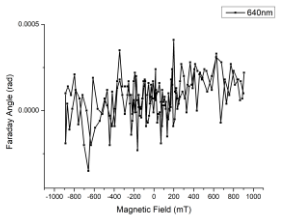
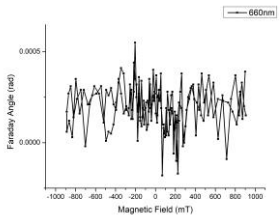
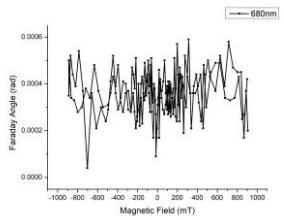
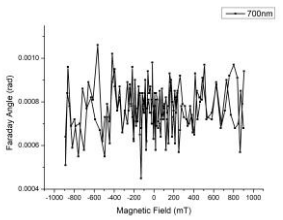
0%薄膜的法拉第旋轉角和磁場的關係圖

380nm	400nm	420nm
		
440nm	460nm	480nm
		
500nm	520nm	540nm
		
560nm	580nm	600nm
		
620nm	640nm	660nm
		
680nm	700nm	
		

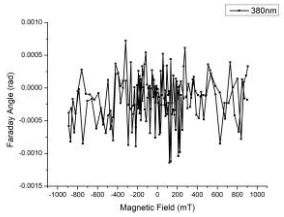
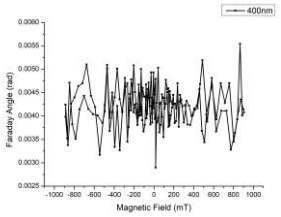
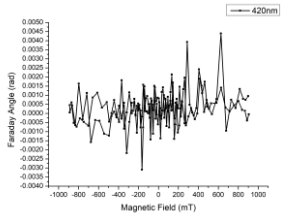
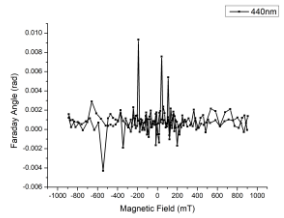
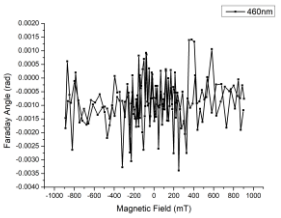
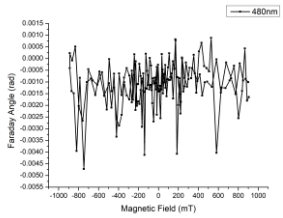
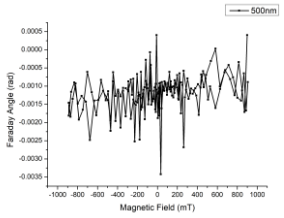
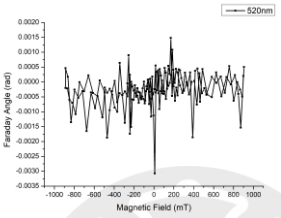
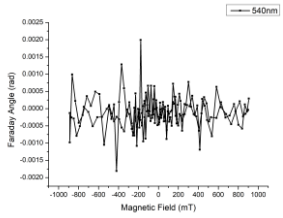
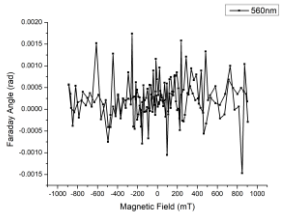
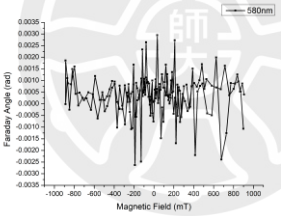
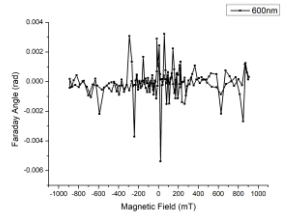
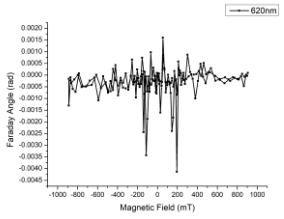
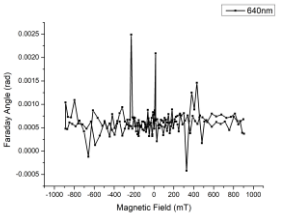
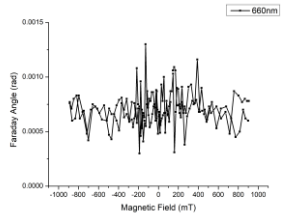
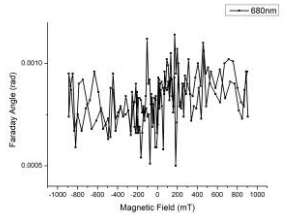
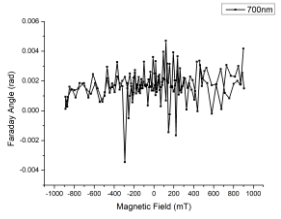
3%薄膜的法拉第旋轉角和磁場的關係圖

380nm	400nm	420nm
		
440nm	460nm	480nm
		
500nm	520nm	540nm
		
560nm	580nm	600nm
		
620nm	640nm	660nm
		
680nm	700nm	
		

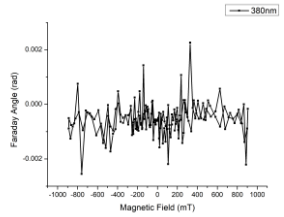
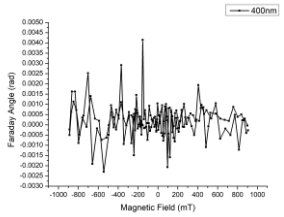
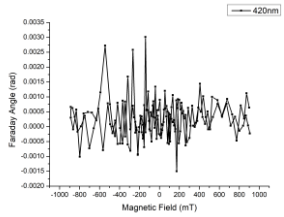
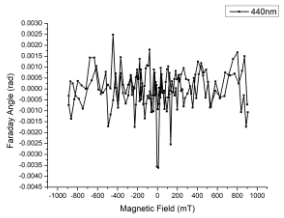
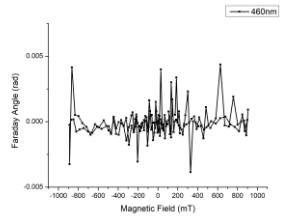
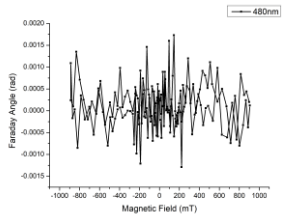
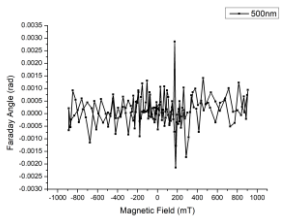
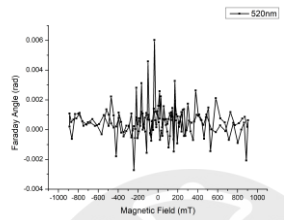
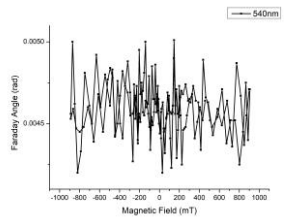
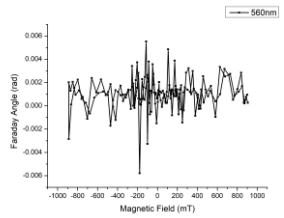
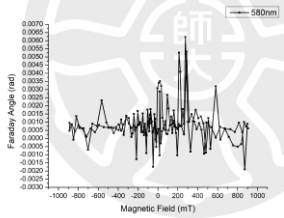
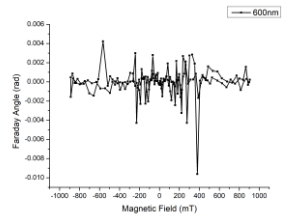
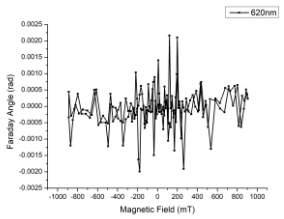
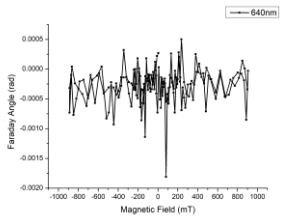
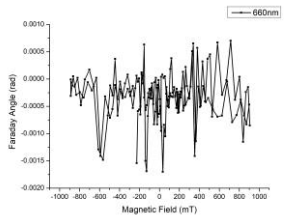
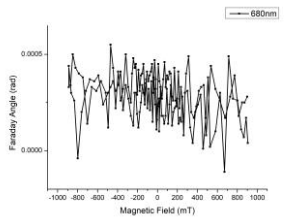
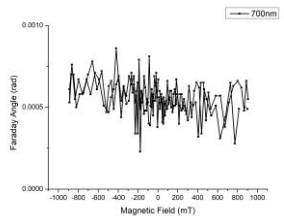
5%薄膜的法拉第旋轉角和磁場的關係圖

380nm	400nm	420nm
		
440nm	460nm	480nm
		
500nm	520nm	540nm
		
560nm	580nm	600nm
		
620nm	640nm	660nm
		
680nm	700nm	
		

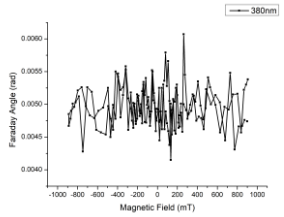
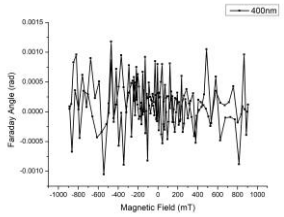
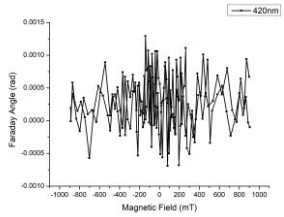
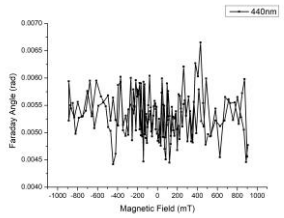
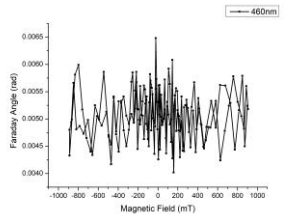
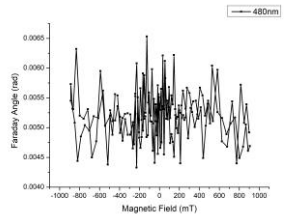
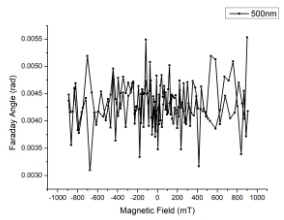
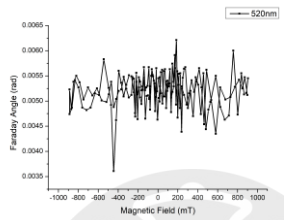
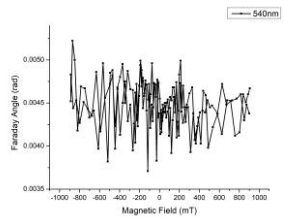
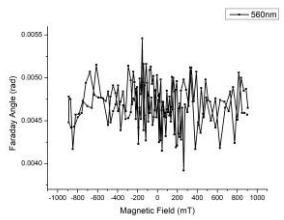
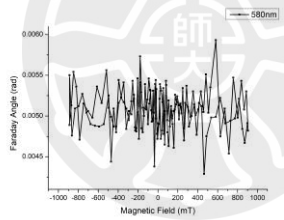
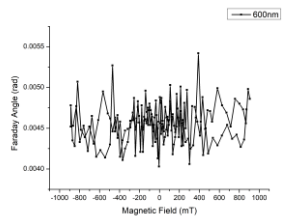
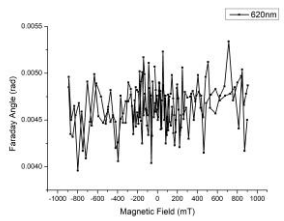
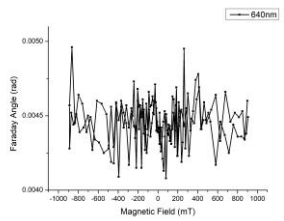
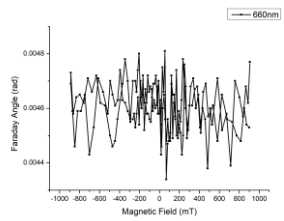
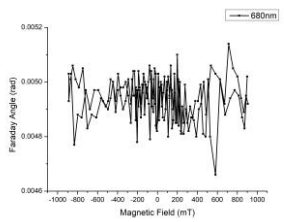
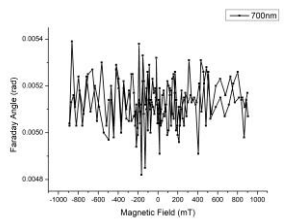
10%薄膜的法拉第旋轉角和磁場的關係圖

380nm	400nm	420nm
		
440nm	460nm	480nm
		
500nm	520nm	540nm
		
560nm	580nm	600nm
		
620nm	640nm	660nm
		
680nm	700nm	
		

15%薄膜的法拉第旋轉角和磁場的關係圖

380nm	400nm	420nm
		
440nm	460nm	480nm
		
500nm	520nm	540nm
		
560nm	580nm	600nm
		
620nm	640nm	660nm
		
680nm	700nm	
		

20%薄膜的法拉第旋轉角和磁場的關係圖

380nm	400nm	420nm
		
440nm	460nm	480nm
		
500nm	520nm	540nm
		
560nm	580nm	600nm
		
620nm	640nm	660nm
		
680nm	700nm