

國立台灣師範大學理學院物理學系

碩士論文

Department of Physics

College of Science

National Normal Taiwan University

Master Thesis

以磁光科爾效應及鐵磁共振研究鈷鐵硼銅薄膜磁性行為
Studies Magnetic Behavior of CoFeBCu Films by means
of MOKE and FMR

曾暄君

Hsuan-Chun, Tseng

指導教授：盧志權博士

Advisor: Chi-Kuen Lo, Ph.D.

中華民國 102 年 7 月

July, 2013

致謝

就讀研究所的兩年中，每一位相遇相識相惜的人，共同的回憶點點滴滴駐留於我的心裡，想向許多人表達感謝之意，希望透過致謝傳達我內心的謝意給你們；首先感謝盧志權教授兩年來的教導，從教授身上所學的，使學生受益良多，很幸運能成為電子自旋實驗室的一份子，謝謝致維、修維、均達學長以及瑄毓學姐們在實驗上的指導與鼓勵。

感謝佳瑜、含章、正偉、伯威、晉鴻，兩年來一起奮鬥的日子，有你們的陪伴使過程變得有趣不孤單。並謝謝凱雋、彥成、奎元三位學弟，你們的加入讓實驗室充滿歡樂氣氛，祝福你們未來能一展長才。

另外，感謝提攜我的李沃龍教授；感謝台大貴儀中心 XPS 的鄭修偉先生；感謝清大貴儀中心 SIMS 的王先生；感謝所有協助過我們人，有你們的幫忙才能順利完成碩士論文。

最後，謝謝愛我的家人以及我愛的人，不論快樂或是辛苦，一路上有你們的支持與打氣，包容我的不完美，謝謝你們。

摘要

磁控式共濺鍍 $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{1-x}\text{Cu}_x$ 薄膜成長於 $\text{SiO}_2/\text{Si}(100)$ 基板上，總厚度40nm的薄膜 x 從0至44%，而50nm的則從0至68%；樣品的比例成份及縱深分佈分別用X射線光電子能譜及二次離子質譜來分析，薄膜樣品的表貌則使用原子力顯微鏡來檢測；樣品的磁性行為則是用MOKE與FMR來測量。40nm薄膜的表面平均粗糙度為0.4-1.7nm，銅比例在15-37%範圍間，粗糙度與晶粒大小隨銅比例增加而提高，當銅增加至44%時，粗糙度與晶粒尺寸開始下降；從X射線繞射(XRD)數據得知參雜銅於鈷鐵硼中具有非晶態結構，但當銅增加至66%時XRD在 $2\theta = 43.5^\circ$ 出現微弱Cu(111)訊號。

使用縱向磁光科爾儀量測磁滯曲線，發現參雜些微的銅在薄膜平面上出現磁異向性，並以鐵磁共振儀量測微波訊號下共振磁場位置，數據顯示磁易軸矯頑場(H_c)以及角度 0° 的共振磁場(H_{res})皆隨著銅比例增加而降低，40nm銅比例從0升高至44%， H_c 從106降低為37.5Oe， H_{res} 從10.8降至7.5KOe，50nm銅從0增加至68%， H_c 從105降低為13Oe， H_{res} 從12.5降至5.5KOe，矯頑場降低的原因是銅比例增加使鐵磁物質含量變少，造成鐵磁物質間交換耦合變弱，這與共振磁場隨銅比例增加導致材料內鐵磁耦合減弱而降低的結果一致。

鈷鐵硼銅的阻尼常數，40nm薄膜阻尼常數介於0.010-0.019的範圍，50nm薄膜阻尼常數為0.008-0.017，比預期的阻尼常數相比有偏高的趨勢，推測是參雜銅造成薄膜不同區域地磁矩進動方向與頻率的不一致，導致阻尼常數提高。

[關鍵字] 鈷鐵硼、鐵磁共振、磁光科爾效應、共濺鍍

目錄

第一章 緒論.....	1
1-1 研究動機.....	1
1-2 文獻回顧.....	2
第二章 磁性理論.....	6
2-1 磁性的來源.....	6
2-2 磁性物質的分類.....	7
2-3 磁性物質的特性.....	10
2-4 磁異向性.....	14
第三章 實驗方法的理論基礎.....	17
3-1 磁光科爾效應(Magneto optics Kerr effect, MOKE).....	17
3-1-1 光的偏振 (polarization).....	18
3-1-2 複數折射率 (complex refractive index).....	18
3-1-3 菲涅耳方程式(Fresnel equation).....	20
3-1-4 介電理論.....	21
3-2 鐵磁共振.....	23
3-3 表面分析儀器.....	30
第四章 研究方法.....	34
4-1 實驗流程.....	34
4-2 樣品製作.....	34
4-3 儀器介紹.....	39
第五章 實驗結果與分析.....	45
5-1 樣品成分分析.....	45
5-2 二次離子質譜儀.....	50
5-3 X射線繞射實驗數據.....	53
5-4 原子力顯微鏡表面形貌分析.....	56
5-5 MOKE 實驗數據.....	58
5-6 FMR 實驗數據.....	67
第六章 結論.....	77
6-1 結論.....	77
參考資料.....	79

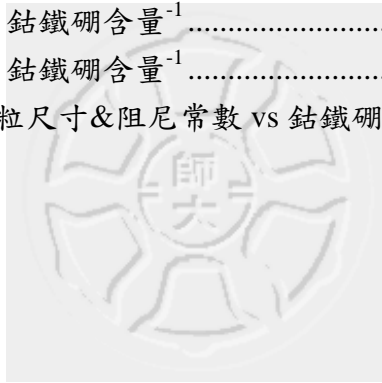
圖目錄

圖 1.1	高解析穿透電子顯微鏡剖面圖	
(a)Ru/Ta/CoFeB/MgO/CoFeB/Ru/CoFe/PtMn/Ta(b)CoFeB/MgO/CoFeB ^[2]	2
圖 1.2	低溫與室溫的磁阻變化	2
圖 1.3	不同比例下的鈷鐵硼的阻尼常數	3
圖 1.4	鐵鈷合金參雜不同比例硼的 X 射線繞射頻譜	4
圖 1.5	鐵鈷合金參雜不同比例硼的矯頑場大小	4
圖 1.6	(a)單晶(b)多結晶 (c)非結晶材料原子或分子排列示意圖	5
圖 2.1	電子繞核運動示意圖	6
圖 2.2	外加磁場與磁化強度關係圖 (a)反磁性 (b)順磁性 (c)鐵磁性	8
圖 2.3	各種磁性物質內部磁矩排列示意圖	9
圖 2.4	鐵磁材料產生磁區示意圖(a)單磁區 (b)雙磁區 (c)四磁區	10
圖 2.5	布洛赫磁區壁產生磁核示意圖	12
圖 2.6	布洛赫壁磁矩翻轉示意圖	12
圖 2.7	尼爾磁區壁產生磁核示意圖	13
圖 2.8	尼爾壁磁矩翻轉示意圖	13
圖 2.9	磁滯曲線	13
圖 2.10	磁化強度與直角座標軸間的方向餘旋	14
圖 2.11	(a)鐵 (b)鎳 (c)鈷表面能量圖	15
圖 2.12	(a)鐵 (b)鎳 (c)鈷磁滯曲線	15
圖 2.13	鐵鈷合金磁滯曲線	16
圖 3.1	(a)極向(b)縱向(c)橫向磁光科爾效應示意圖	17
圖 3.2	線偏振光分解	18
圖 3.3	線偏振光分解	19
圖 3.4	左旋光與右旋光各轉(a)0°(b) 45°(c) 90°的合向量示意圖(d)橢圓偏振光	19
圖 3.5	PMOKE 示意圖	21
圖 3.6	LMOKE 示意圖	22
圖 3.7	自旋磁矩於外加磁場下能階分裂示意圖	23
圖 3.8	磁化強度球坐標示意圖	24
圖 3.9	(a)無阻尼(b)有阻尼的進動情形	26
圖 3.10	阻尼效應時磁化強度運動行為	26
圖 3.11	磁場與磁化強度座標圖	27
圖 3.12	歐傑電子產生示意圖	30
圖 3.13	歐傑電子儀示意圖	30

圖 3.14	歐傑電子動能	31
圖 3.15	歐傑電子動能	31
圖 3.16	產生 X 射線光電子示意圖	32
圖 3.17	產生二次離子示意圖	33
圖 4.1	實驗流程架構	33
圖 4.2	膜厚計面板	38
圖 4.3	膜厚計儀器圖	38
圖 4.4	磁控濺鍍儀	39
圖 4.5	直流濺鍍示意圖	40
圖 4.6	自製磁光科爾儀	41
圖 4.7	磁光科爾儀實驗流程圖	41
圖 4.8	布魯斯特角示意圖	42
圖 4.9	量測平面上不同角度的磁滯曲線示意圖	42
圖 4.10	鐵磁共振儀	43
圖 4.11	鐵磁共振實驗量測流程圖	43
圖 4.12	磁場與樣品法向量夾 90°	44
圖 4.13	磁場與樣品法向量夾 0°	44
圖 4.14	共振磁場與線寬量測的方法	44
圖 5.1	光電子束縛能與移動距離圖形	46
圖 5.2	XPS 訊號扣除 baseline 示意圖形	47
圖 5.3	50nm—Cu0% XPS	47
圖 5.4	50nm—Cu14% XPS	48
圖 5.5	50nm—Cu22% XPS	48
圖 5.6	50nm—Cu31% XPS	49
圖 5.7	50nm—Cu46% XPS	49
圖 5.8	50nm—Cu57% SIMS 縱深分佈	50
圖 5.9	50nm—Cu57% SIMS 縱深分析(不包含鈷元素)	50
圖 5.10	SIMS 串連式碰撞示意圖	51
圖 5.11	參考資料-氧化鎂/鈷鐵硼/氧化鎂退火後 X 射線繞射圖形	53
圖 5.12	參考資料-未退火 $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ 薄膜 X 射線圖形	53
圖 5.13	基板 SiO_2/Si XRD	54
圖 5.14	50nm—Cu0% XRD	54
圖 5.15	50nm—Cu9% XRD	54
圖 5.16	50nm—Cu24% XRD	55
圖 5.17	50nm—Cu66% XRD	55
圖 5.18	40nm—Cu0% AFM	56
圖 5.19	40nm—Cu15% AFM	56

圖 5.20	40nm-Cu27% AFM	56
圖 5.21	40nm-Cu37% AFM	56
圖 5.22	40nm-Cu44% AFM	57
圖 5.23	40nm-表面粗糙度與表面晶粒尺寸 vs 銅的比例	57
圖 5.24	40nm-Cu0% MOKE	58
圖 5.25	40nm-Cu15% MOKE	58
圖 5.26	40nm-Cu28% MOKE	58
圖 5.27	40nm-Cu37% MOKE	59
圖 5.28	40nm-Cu44% MOKE	59
圖 5.29	40nm-矯頑場 vs 銅比例	59
圖 5.30	40nm-方正度 vs 銅比例	59
圖 5.31	50nm-Cu0% MOKE	60
圖 5.32	50nm-Cu14% MOKE	60
圖 5.33	50nm-Cu22% MOKE	60
圖 5.34	50nm-Cu31% MOKE	61
圖 5.35	50nm-Cu46% MOKE	61
圖 5.36	50nm-Cu50% MOKE	61
圖 5.37	50nm-Cu57% MOKE	61
圖 5.38	50nm-Cu61% MOKE	61
圖 5.39	50nm-Cu68% MOKE	61
圖 5.40	50nm-矯頑場 vs 銅比例	62
圖 5.41	50nm-方正度 vs 銅比例	62
圖 5.42	參考資料-Co ₄₀ Fe ₄₀ B ₂₀ 矯頑場 vs 鈷鐵硼厚度	62
圖 5.43	40&50nm-矯頑場 vs 鈷鐵硼的含量	63
圖 5.44	50nm-Cu0% 磁滯曲線局部放大圖形	64
圖 5.45	40nm-表面平均粗糙度&矯頑場 vs 銅的比例	64
圖 5.46	40&50nm-方正度 vs 銅的含量	65
圖 5.47	參考資料-方正度 vs 粒子尺寸	66
圖 5.48	參考資料-Co ₄₀ Fe ₄₀ B ₂₀ 薄膜 TEM 剖面圖(a)10(b)20(c)30(d)40(e)50nm	66
圖 5.49	40nm-Cu0% FMR	67
圖 5.50	40nm-Cu15% FMR	67
圖 5.51	40nm-Cu28% FMR	67
圖 5.52	40nm-Cu37% FMR	67
圖 5.53	40nm-Cu44% FMR	68
圖 5.54	40nm-共振磁場 vs 角度	68
圖 5.55	40nm-0° 與 90° 共振磁場 vs 銅比例	69
圖 5.56	50nm-Cu0% FMR	69

圖 5.57	50nm-Cu14% FMR	69
圖 5.58	50nm-Cu22% FMR	70
圖 5.59	50nm-Cu31% FMR	70
圖 5.60	50nm-Cu46% FMR	70
圖 5.61	50nm-Cu50% FMR	70
圖 5.62	50nm-Cu57% FMR	70
圖 5.63	50nm-Cu61% FMR	70
圖 5.64	50nm-Cu68% FMR	71
圖 5.65	50nm-共振磁場 vs 角度	71
圖 5.66	50nm-0°與 90°共振磁場 vs 銅比例	72
圖 5.67	40&50nm-飽和磁化強度 vs 銅的比例	72
圖 5.68	參考資料-飽和磁化強度 vs 鈷鐵硼厚度	73
圖 5.69	參考資料-阻尼常數 vs 鈷鐵硼厚度 ⁻¹	74
圖 5.70	50nm-阻尼常數 vs 鈷鐵硼含量 ⁻¹	75
圖 5.71	40nm-阻尼常數 vs 鈷鐵硼含量 ⁻¹	75
圖 5.72	40nm-表面平均晶粒尺寸&阻尼常數 vs 鈷鐵硼含量 ⁻¹	76



表目錄

表格 3.1	電磁學公式	20
表格 3.2	XPS 銅束縛能	32
表格 3.3	XPS 鐵束縛能	32
表格 3.4	XPS 鈷束縛能	32
表格 4.1	50nm 鈷鐵硼銅薄膜製程參數	37
表格 4.2	40nm 鈷鐵硼銅薄膜製程參數	37
表格 4.3	膜厚計靶材參數	38
表格 5.1	各個元素的靈敏度因子	46
表格 5.2	表面元素比例-Cu0%	47
表格 5.3	表面元素比例-Cu14%	48
表格 5.4	表面元素比例-Cu22%	48
表格 5.5	表面元素比例-Cu31%	49
表格 5.6	表面元素比例-Cu46%	49
表格 5.7	SIMS 縱深蝕刻參數	51

第一章緒論

1-1 研究動機

近年來與鈷鐵硼薄膜相關的研究非常多，2002 年日本 Sony 公司發表磁性隨機存取記憶體(Magnetic random access memory,MRAM)製造技術，使用非結晶 CoFeB 作為磁穿隧效應的自由層，降低儲存與讀取時的失真情形^[1]；2005 年文獻研究以 CoFeB 作為穿隧磁阻的自由層和固定層，CoFeB/MgO/CoFeB 穿隧磁阻經過退火處理後，在室溫下磁阻變化率高達 230%^[2]；鈷鐵硼是一種具有高磁矩、低矯頑場的軟鐵材料，並且有相當高的自旋極化率，這些特性使它廣泛地運用於自旋電子元件上，例如磁性隨機存取記憶體以及磁感應器(magnetic sensor)、非揮發性邏輯元件(nonvolatile logics)、磁感應器(magnetic sensor)以及硬碟(hard disk)^[3]。

隨著科技的進展，在不久的將來，磁阻讀頭或磁性記憶體的反應時間將達到奈秒等級，甚至更快的層級，在如此高速的反應時間內，動態磁化過程會被抑制磁矩移動的阻尼效應強烈的影響^[4]，為了瞭解電子元件受阻尼效應影響的程度，我們從蘭道-利佛席茲吉爾伯特方程式(Landau-Lifshitz Gilbert equation)中獲得的阻尼常數(damping constant)窺知一二。

然而到目前為止，鈷鐵硼薄膜參雜銅的效應並未被討論過，本篇論文，我們將使用磁光科爾儀以及鐵磁共振儀研究共濺鍍鈷鐵銅硼薄膜，系統化的改變銅參雜比例，討論銅參雜比例對矯頑場、方正度以及阻尼常數的影響。

1-2 文獻回顧

1. 鈷鐵硼 vs 穿隧磁阻

使用氧化鎂作為交換層，並以鈷鐵硼作為自由層與固定層的非自旋閥式穿隧磁阻，在氧化鎂與鈷鐵硼間的磁穿隧介面，於室溫下有一極高的磁電阻比值，自此，鈷鐵硼開始備受注目，藉由高解析穿透式電子顯微鏡(high resolution transmission electron microscope, HRTEM)分析樣品微觀結構，從圖 1.1 樣品剖面圖(a)顯示磁穿隧界面非常清晰且平滑，並從圖 1.1 (b)瞭解鈷鐵硼確實為非結晶態(amorphous)，其中些微的結晶行為可能來自於高溫退火處理(360°C, 2 小時)，另外成長於鈷鐵硼上的氧化鎂出現良好的結晶態；將多層膜樣品分別在低溫與室溫量測磁阻比例，從圖 1.2 顯示在低磁場(150Oe)的磁阻比值為 230%^[2]。

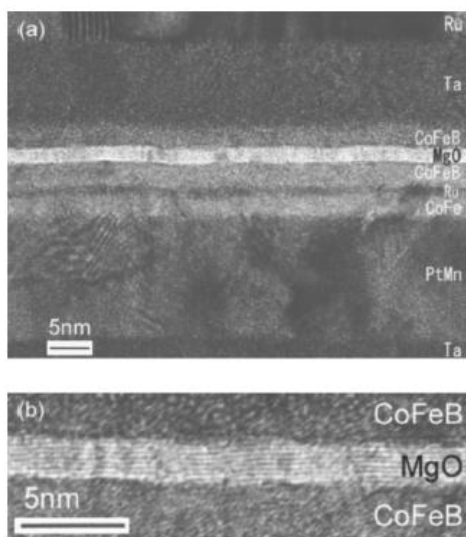


圖 1.1 高解析穿透電子顯微鏡剖面圖

(a) Ru/Ta/CoFeB/MgO/CoFeB/Ru/CoFe/PtMn/Ta (b) CoFeB/MgO/CoFeB^[2]

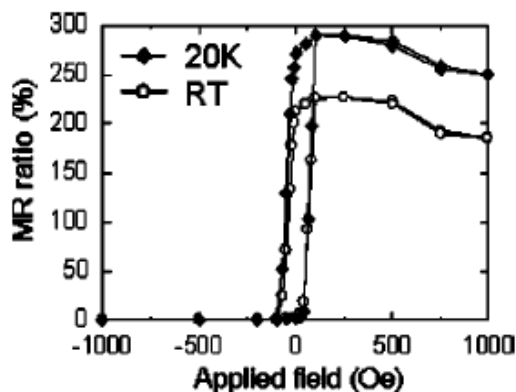


圖 1.2 低溫與室溫的磁阻變化^[2]

2. 鈷鐵硼 vs 阻尼常數

鐵磁材料的阻尼常數是非常重要的材料特性，影響磁性記憶體達到高速磁化強度開關(magnetization switch)的可能性，此外，降低磁矩反轉過程中關鍵電流密度的大小^[5]。

使用鐵磁共振儀量測各個角度下的共振頻譜，將不同角度的共振磁場代入朗道-利佛席茲-吉爾伯特方程式，作數值擬合解出阻尼常數，得到鈷鐵硼薄膜在各種不同組成成分下的阻尼常數，其中從圖 1.3 得到 20nm 的 $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ 的阻尼常數約為 0.0035^[5]。

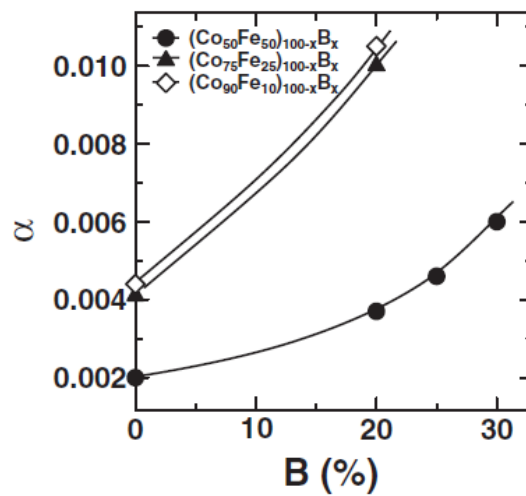


圖 1.3 不同比例下的鈷鐵硼的阻尼常數^[5]

阻尼效應的來源，可分為固有阻尼(intrinsic damping)以及非固有阻尼(extrinsic damping)，固有阻尼指材料內原子受頻率、溫度以及渦電流效應等環境因素影響材料阻尼的大小，而非固有阻尼則是受材料結構缺陷、異質交接面以及包含的物質影響阻尼常數^[4]。

3. 鈷鐵硼 vs 結構

鐵鈷合金($\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35}$)參雜硼元素觀察結構與矯頑場的變化，圖 1.4 X 射線繞射儀實驗數據顯示，硼參雜比例為零時，鐵鈷合金塊材的結晶結構為體心立方晶格(body central cubic)，X 射線繞射角度出現在 $2\theta = 45^\circ$ ，從圖 1.5 顯示鈷鐵硼合金薄膜矯頑場大小約為 70Oe；當硼參雜比例在 4-10% 範圍內，鈷鐵硼薄膜自然的形成非結晶狀態，其矯頑場亦隨之降低，形成軟鐵材料^[8]。實驗室鈷鐵硼合金為 $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ ，從 X 射線繞射儀數據顯示材料結構為非結晶。

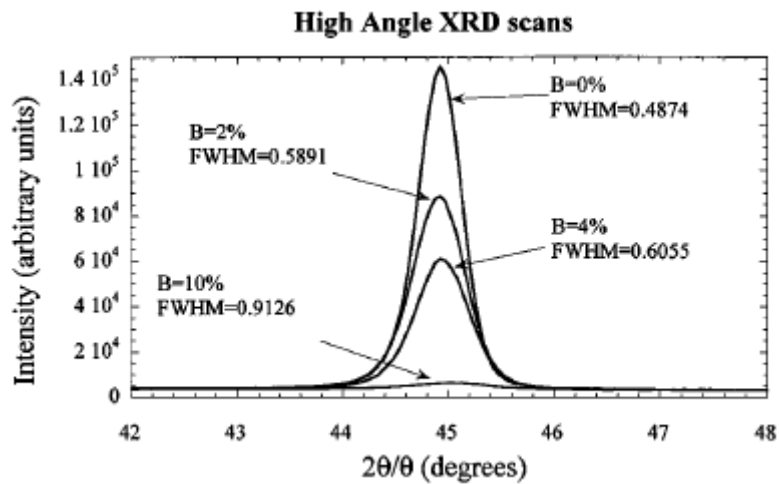


圖 1.4 鐵鈷合金參雜不同比例硼的 X 射線繞射頻譜^[6]

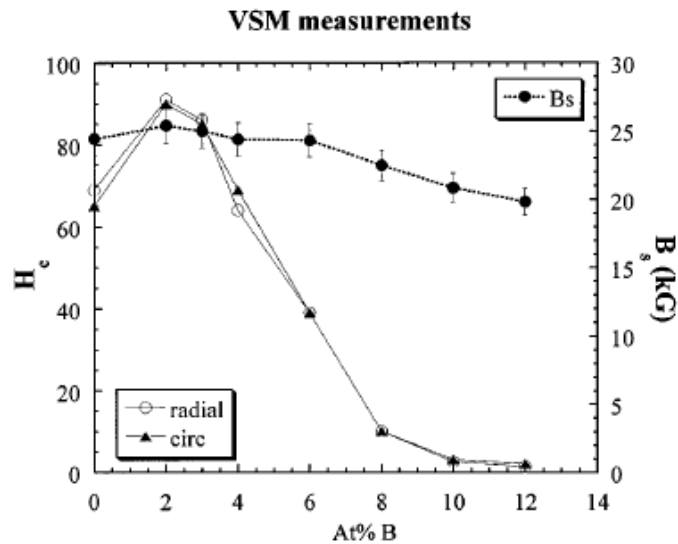


圖 1.5 鐵鈷合金參雜不同比例硼的矯頑場大小^[6]

分析材料結構時，依據材料中具有週期排列區域的尺寸大小來界定，可區分為單晶(single crystal)、多結晶(polycrystalline)以及非結晶(amorphous)三種類型，週期排列區域代表原子或分子在材料內有規律性的排列，可表示為原子或分子間有長程對稱(long range symmetry)的性質；非結晶材料僅有數個原子或分子呈現規律排列，多結晶材料則是有數十到數百個原子或分子週期性的排列，整個材料可區分成多個尺寸不相同的局部規律排列，且每個區域排列方向並不一致，理想的單晶材料為整個材料空間皆呈現周期性排列^[7]，圖 1.6 為三種結構類型的示意圖形。

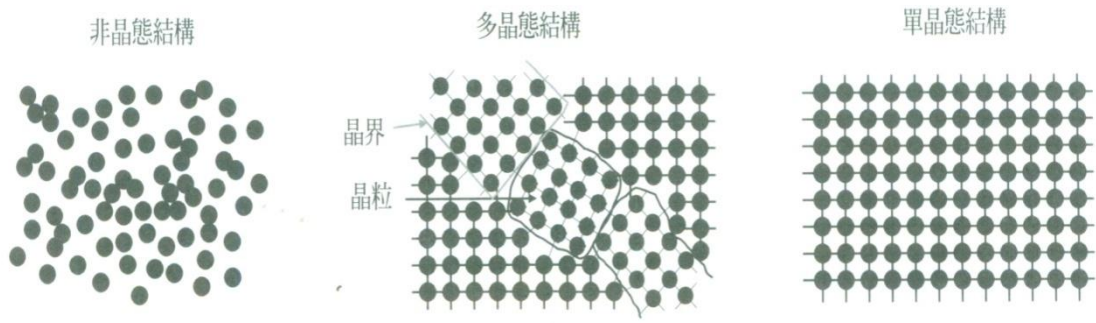


圖 1.6 (a)單晶(b)多結晶 (c)非結晶材料原子或分子排列示意圖^[8]



第二章磁性理論

2-1 磁性的來源

物質由原子組成，原子由原子核和電子構成。從古典力學的角度，一載流線圈磁偶極矩 $\vec{\mu} = \vec{I}a$ ，帶負電的電子繞著原子核作週期性運轉時，可視為一載流線圈；磁偶極矩大小與質量 m 成反比，因為質子和中子質量比電子大許多，故討論物質磁性時，主要從電子的磁矩來決定。

1. 電子軌道磁矩 (orbital magnetic moment)

從古典力學出發，如圖 2.1 電子繞著原子核作圓周運動，其電子軌道磁矩為：

(1) current $I = -\frac{e}{T} = -\frac{e\omega}{2\pi}$

(2) angular momentum $L = m_e r^2 \omega$

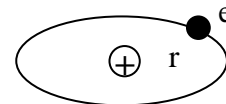


圖 2.1 電子繞核運動示意圖

\Rightarrow magnetic moment $\mu = Ia = -\frac{e\omega r^2}{2} = -\frac{eL}{2m_e}$ ，負號代表 μ 和 L 方向相反，其中 e

為電子電量、 m_e 為電子質量。

磁矩可表示為 $\mu = -\gamma L$ ， γ 是旋磁比(gyromagneticratio)，比較古典的磁矩大小，得到電子軌道旋磁比 $\gamma = e/2m$ 。

引入量子力學觀點，軌道角動量 $L = \sqrt{\ell(\ell + 1)}\hbar$ ， ℓ 是軌道角動量量子數， \hbar 是普朗克常數，角動量 L 代入磁矩得到：

$$\mu_\ell = \sqrt{\ell(\ell + 1)} \frac{e\hbar}{2m} = \sqrt{\ell(\ell + 1)}\mu_B$$

其中波耳磁元 $\mu_B = e\hbar/2m$ 是物質磁矩的最小單元。綜合上述討論，獲得電子軌

道磁矩 $\vec{\mu}_\ell = -g_\ell \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{L}$ ，其中 g_ℓ 為電子軌道磁矩朗德因子(Land factor)。

2. 電子自旋磁矩 (spinmagnetic moment)

電子擁有本質自旋角動量，其自旋角動量量子數 $s = \frac{1}{2}$ ，類比電子軌道磁矩形式，得到電子具有本質自旋磁矩 $\mu_s = -\frac{e}{m}S = \gamma S$ ，電子自旋磁矩旋磁比 $\gamma = -\frac{e}{m}$ 。

$$\vec{\mu}_s = \gamma \vec{S} = -g_s \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S}$$

其中 $g_s = 2$ 為電子自旋磁矩朗德因子(Land factor)， $\vec{S} = \pm \frac{\hbar}{2}$ 為電子自旋角動量，將兩者代入上式，得到電子自旋磁矩的量值 $|\vec{\mu}_s| = \mu_B$ 。

3. 原子磁性

原子磁性來自原子內的電子，當原子為多電子時，電子之間作軌道-自旋耦合 (orbital-spin coupling) 產生總角動量 J ，總角動量是電子軌道角動量 L 以及自旋角動量 S 組成，即 $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ ，總角動量對應的總磁矩：

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{J} = -g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{J}$$

其中 g 為朗德因子(Land factor)^[9]

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - \ell(\ell+1)}{2j(j+1)}$$

其中 j 為總角動量量子數， s 為自旋角動量量子數， ℓ 是軌道角動量量子數，過渡性金屬元素磁性來自於 3d 軌域中的非局域性電子(delocalized electrons)，並未被束縛於軌道上，因此磁性來源為電子自旋磁矩，即 $g \approx 2$ 。

2-2 磁性物質的分類

物質的磁化強度定義為單位體積內的磁矩多寡， $M = \frac{\sum_i \mu_i}{V}$ ，單位為 A/m。施加外磁場 H 於磁性物質，磁化強度和外磁場的關係為 $M = \chi H$ ，其中 χ 是物質的磁化率(magnetic susceptibility)。

根據磁化率 χ 量值以及符號，將物質區分為五種類型：

1. 反磁性 (diamagnetism)

反磁性磁化率是一極小的負值，僅約 -10^{-5} ，負號表示在外磁場中，磁化強度與磁場方向相反。反磁性來源是冷次定律，當物質處於外磁場時，磁通量發生改變，依據電磁感應定律，物質產生一感應電動勢抵抗磁通量變化；所有物質皆具有反磁性，只是反磁性量值太微小(-10^{-5})，若物質有其他磁性，反磁性效應會被掩蓋掉。磁化率 χ 不隨溫度改變，圖 2.2 (a)為反磁性物質外加磁場 H 與磁化強度 M 關係圖。

2. 順磁性 (paramagnetism)

順磁性磁化率大於 0，量值約 $10^{-3} \sim 10^{-5}$ ，與反磁性一樣屬於弱磁性物質，不同的地方是，順磁性磁化方向與磁場方向相同。順磁性源自於原子內未成對電子使原子具有磁矩，各別原子磁矩不為零，但整體而言，各個原子磁矩排列方向不相同，總效應物質淨磁矩仍為零；施加一外磁場於順磁性物質，原子磁矩順著外磁場排列，而有淨磁矩。順磁性磁化率受熱擾動影響，磁化率隨著溫度升高而下降，圖 2.2 (b)為順磁性物質外加磁場 H 與磁化強度 M 關係圖。

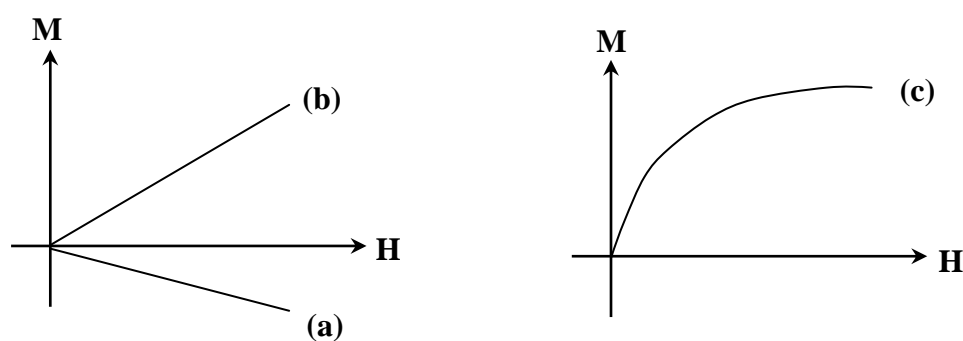


圖 2.2 外加磁場與磁化強度關係圖 (a)反磁性(b)順磁性(c)鐵磁性

3. 鐵磁性 (ferromagnetism)

鐵磁性磁化率是一極大的正值，約為 10^6 ，微弱磁場即使磁化強度 M 達飽和。鐵磁性元素僅存在於 3d 過渡元素和 4f 稀土元素，原子磁矩間有強烈的交互作用，

使磁矩朝著相同方向排列。鐵磁性磁化率隨溫度改變，遵守居禮-外斯定律(The Curie – Weiss Law)，當溫度高於居禮溫度(Curietemperature)時，熱擾動效應大於磁矩間作用力，故物質轉為順磁性。鐵磁性的特性為自發磁化與磁滯現象，從圖 2.2 (c)可瞭解鐵磁性物質外加磁場 H 與磁化強度 M 的關係。

4.反鐵磁性(antiferromagnetism)

反鐵磁性磁化率與順磁性一樣，是一極小的正值，約為 $10^{-3} \sim 10^{-5}$ 。兩者的差異在於，反鐵磁性在尼爾溫度(Néeltemperature)以下，相鄰磁矩自發性的反平行排列，施加一外磁場於反鐵磁性物質，由於磁矩反平行耦合，產生的淨磁矩比順磁性小；當溫度高於尼爾溫度時，熱擾動破壞磁矩間的耦合，使磁矩凌亂的排列，此時反鐵磁轉變為順磁性。

5.亞鐵磁性(ferrimagnetism)

亞鐵磁性巨觀現象與鐵磁性相同，磁化率為一正值，最高可達 10^3 ，具有磁滯現象；微觀來看，原子間磁矩呈反平行排列，但反方向的磁矩大小不同，互相抵消後仍有淨磁矩。與鐵磁性一樣，當溫度高於居禮溫度時，因為熱擾動破壞磁矩間的耦合，從亞鐵磁性轉變為順磁性。

圖 2.3 為各種磁性物質其材料內部磁矩排列方式的示意圖形：

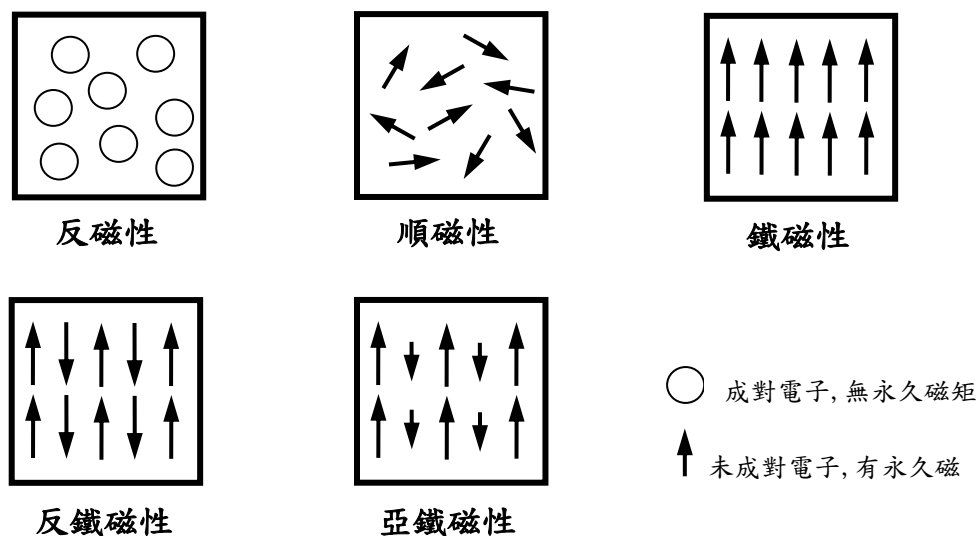


圖 2.3 各種磁性物質內部磁矩排列示意圖

2-3 磁性物質的特性

1. 磁區理論

鐵磁性物質由許多永久磁化的區域(domain)構成，每個區域內的原子磁矩彼此強烈的耦合下，皆朝向相同方向排列，即使沒有外加磁場每個磁區仍具有飽和磁化量，此現象稱為自生磁化(spontaneous magnetization)，一般而言，磁區尺寸介於數微米至 1 毫米之間，磁區內含有數百萬個磁矩，磁區之間隔著一層數十奈米厚的磁區壁(domain wall)。

從能量的觀點說明產生磁區的原因，產生磁區是為了降低鐵磁物質的總磁能，假設鐵磁物質內部的磁矩皆指向同一個方向，則材料外部有一蔓延整個空間的靜磁場，使物質擁有一龐大的靜磁能(magnetostatic energy)，為了降低靜磁能，鐵磁物質自然地分成兩塊磁矩方向相反的區域，減少物質的靜磁能；除了考慮靜磁能之外，磁性物質還有交換能、磁晶各向異性能以及磁彈性能等能量需要考慮，當物質在內部區分出兩個磁矩方向相反的磁區，雖然降低靜磁能，卻增加物質的交換能，因此，磁區分布是各種磁能之間作高低消長，排列出總磁能最低的狀態。

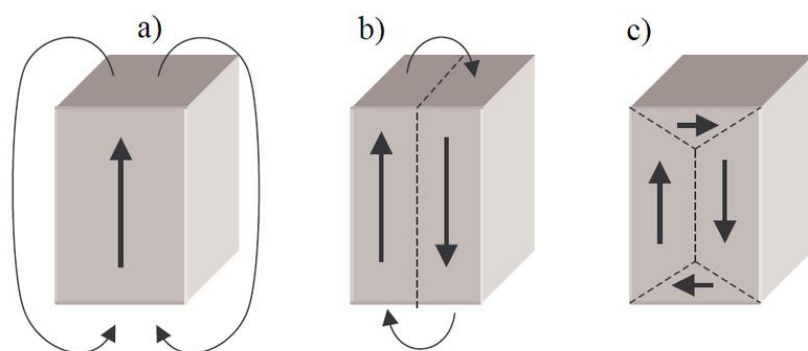


圖 2.4 鐵磁材料產生磁區示意圖(a)單磁區 (b)雙磁區 (c)四磁區^[10]

總結上述說明，從圖 2.4 可以瞭解鐵磁材料為了降低系統總磁能，達到最低能量而產生多磁區的過程，其中圖 2.4 (c)顯示磁區間磁矩的排列方向多為 90° 或是 180° 的夾角。

2. 磁能

磁性物質的總能量 E_{tot} 可表示為以下五種能量的總和：

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{ex}} + E_{\text{a}} + E_{\text{d}} + E_{\text{z}} + E_{\lambda}$$

(1) 磁交換能 (E_{ex} , magnetic exchange energy)

$$E_{\text{ex}} = -J_e \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

\vec{S}_i 和 \vec{S}_j 為兩相鄰原子的自旋磁矩， J_e 是交換能積分常數，鐵磁性物質的交換常數 $J_e > 0$ ，表示相鄰兩磁矩平行排列時具有最低的磁交換能，反鐵磁性物質的交換常數 $J_e < 0$ ，當兩磁矩反平行排列擁有最低的交換能

(2) 磁晶異向性能 (E_{a} , magnetocrystalline anisotropy)

磁化強度沿著易磁化晶軸有最低的磁晶異向性能

(3) 靜磁能 (E_{d} , magnetostatic energy)

$$E_{\text{d}} = \frac{1}{2} \mu_0 N V M^2$$

N 是退磁化因子、 V 為材料體積、 M 為磁化強度， μ_0 為真空的磁導率；靜磁能為自生磁能，磁矩在表面累積磁核 (surface magnetic charge) 產生退磁場 (demagnetizing field) 與本身磁矩作用，靜磁能大小與材料幾何形狀有關，當磁化強度沿著樣品表面排列能降低靜磁能

(4) 黎曼能 (E_{z} , Zeeman energy)

$$E_{\text{z}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{H}$$

黎曼能為磁矩與外磁場作用產生的能量，磁矩與磁場同向會降低此能量，而方向相反時黎曼能將上升；為了降地總磁能，施加磁場於鐵磁物質時，磁區會移動至總磁能最低的位置，則沿著磁場方向的磁區將會增大，反之亦然。

(5) 磁彈性能 (E_{λ} , magnetoelastic anisotropy energy)

磁致伸縮為磁化時晶格尺度產生變化，造成晶格內有一彈性應力，當磁矩同向排列時，會降低磁彈性能。

3. 磁區壁的類型

磁矩排列方向相反的兩磁區，其間隔著一層磁區壁，磁矩翻轉是連續的過程，因此，磁區壁是不同方向磁矩間的過渡層，通常磁矩翻轉經過 90° 或 180° 的角位移；磁區壁的寬度取決於兩種相對的能量，分別為交換能以及磁晶異向能，兩者彼此抗衡盡可能達到最低能量狀態；磁交換能 $E = -2J\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$ ，磁矩同向排列時能量最低，且造成較寬的磁區壁；單軸磁晶異向能 $E_k = k_u \sin^2\theta$ ，磁矩沿著晶軸排列時能量最低，易形成較薄的磁區壁；綜合兩者能量，磁區壁寬度 $\delta \propto \sqrt{\frac{A}{K_u}}$ ，其中 A 為交換能常數， K_u 為異向性常數^[11]。

(1) 布洛赫壁 (Bloch wall)

若樣品屬於塊材類型，即材料尺寸比磁區壁寬度大很多時，磁區壁類型主要為布洛赫壁，其磁矩翻轉方式是在磁區壁平面上作漸進的翻轉，磁矩旋轉過程在樣品表面產生磁核，如圖 2.5 所示。

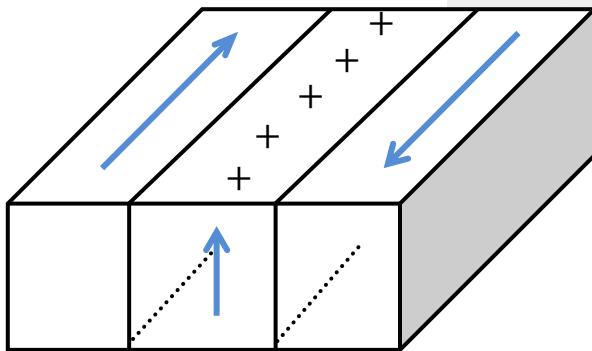
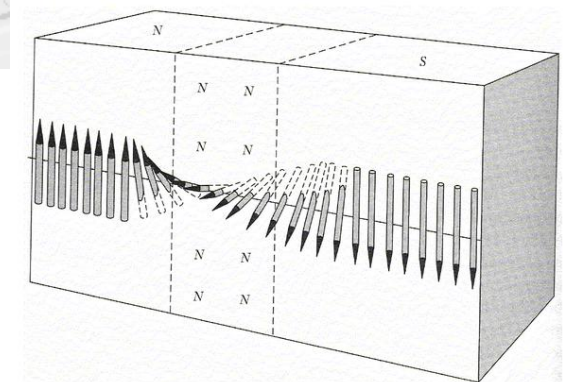


圖 2.5 布洛赫磁區壁產生磁核示意



圖圖 2.6 布洛赫壁磁矩翻轉示意圖^[12]

(2) 尼爾壁 (Néel wall)

當材料厚度較薄時，磁區壁類型轉為尼爾壁，在有限的厚度內作磁矩轉向，其翻轉的方法是沿著磁區壁平面作翻轉，磁矩旋轉過程在樣品內部產生磁核，以降低表面磁核產生的靜磁能，如圖 2.7 所示。

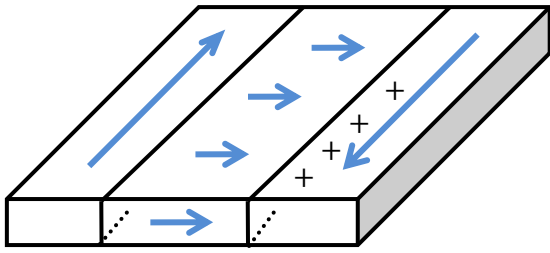


圖 2.7 尼爾磁區壁產生磁核示意圖

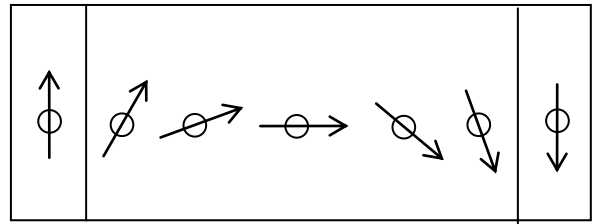


圖 2.8 尼爾壁磁矩翻轉示意圖

4. 磁滯曲線 Hysteresis

磁化過程中，施加一磁場於鐵磁物質，其磁矩感受到一力矩，使磁矩朝著外磁場方向旋轉，持續增大磁場強度，則鐵磁物質內的磁矩方向將趨於外磁場方向，最後與外磁場方向相同，此時鐵磁物質擁有最大的磁化量，稱為飽和磁化強度 M_s ；當降低磁場至零時，因為鐵磁物質的特性，其磁化強度並未為零，此時，材料內剩餘的磁化強度稱為殘磁 M_r ，鐵磁性物質磁化強度，不僅與外磁場強度有關，也與原先的磁化情形有關，當去除外磁場後磁化強度仍保持原本狀態，此為磁滯現象；若繼續給予以一反向磁場，當感應磁化強度降為零時，此時外加磁場強度稱為矯頑場 H_c ；磁化過程的描述可用圖 2.9 表示。

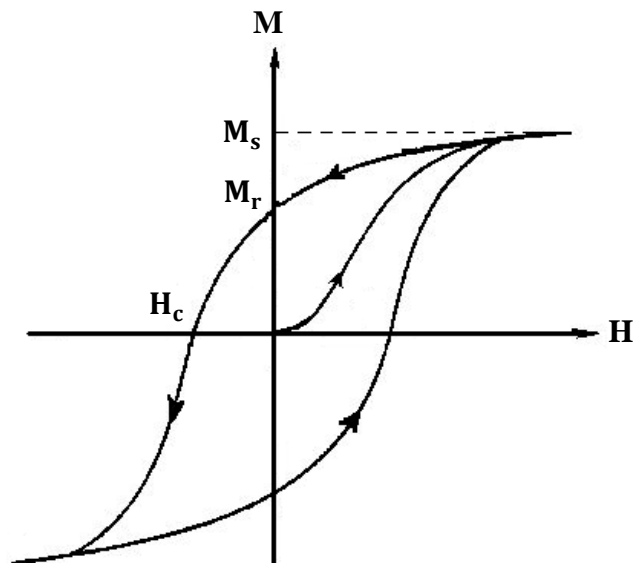


圖 2.9 磁滯曲線

從磁滯曲線可獲得磁性材料的特性，例如：矯頑場、方正度、飽和磁場以及殘磁；矯頑場為磁矩轉向時所對應的外加磁場強度，即磁化強度由正向轉至負向或從負向轉至正向時施加的外磁場強度，即圖 2.9 橫軸的截距；飽和磁場是指磁化強度達飽和時，對應的外加磁場強度；殘磁是外加磁場為零時，對應到的磁化強度，即圖 2.9 縱軸的截距；方正度的定義是殘磁除以飽和磁化強度，其大小介於 0~1 之間，方正度可描述磁滯曲線方正的程度以及磁化過程的形式。

2-4 磁異向性

磁性物質的磁化難易程度與方向而異^[13]，磁性系統內在能量不僅與磁化強度量值有關，也和磁化強度的方向有關聯，能量隨著磁化方向改變的稱為磁異向能。以下將討論三種常見的磁異向性：

1. 磁晶格異向性(Magneto Crystalline Anisotropy)

磁晶異向性影響電子自旋與軌道的耦合，由於電子軌道與材料結構有關，受到材料內結晶的限制，磁矩偏好沿著晶軸排列，使鐵磁材料內存有容易磁化的方向，稱為磁易軸。

(1) 立方晶體(cubic crystal)

$$\text{磁晶異向能 } E_{\text{crys}}^{\text{cubic}} = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots$$

K_i 是磁晶異向性常數， α_i 是磁化強度與座標軸間的方向餘旋，如圖 2.10 所示。

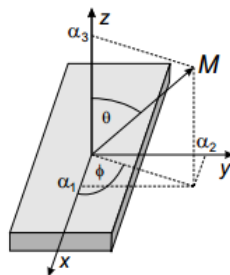


圖 2.10 磁化強度與直角座標軸間的方向餘旋^[14]

鐵與鎳皆是立方晶體，鐵為體心立方晶體(bcc)，鎳為面心立方晶體(fcc)，由於結構的差異造成磁異向性常數不同，鐵與鎳的磁易軸與磁難軸恰好相反；從圖 2.11 與圖 2.12 鐵磁物質的表面能量以及磁滯曲線圖形，可以直接瞭解鐵與鎳結構上的差異。

(2)六方晶體(hexagonal crystal)

$$E_{\text{crys}}^{\text{cubic}} = K_0 + K_1(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + K_2(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^2 + \dots$$

鈷為立方晶體對應的磁晶異向能為圓柱對稱，常溫下其磁易軸為[0001]。

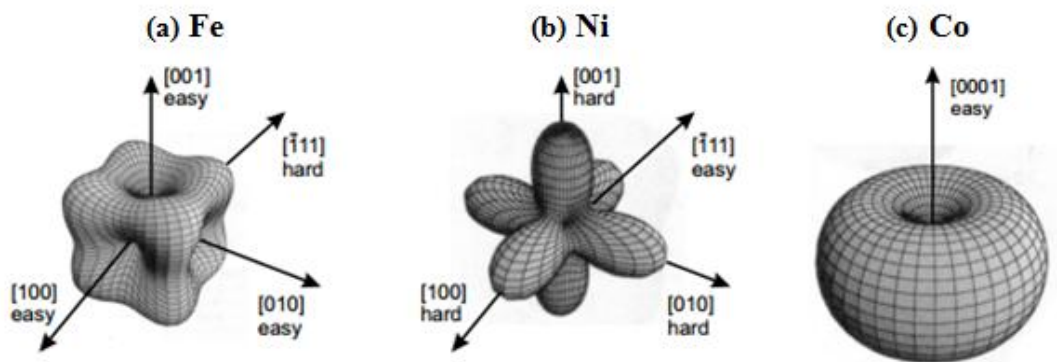


圖 2.11 (a)鐵 (b)鎳 (c)鈷表面能量圖^[14]

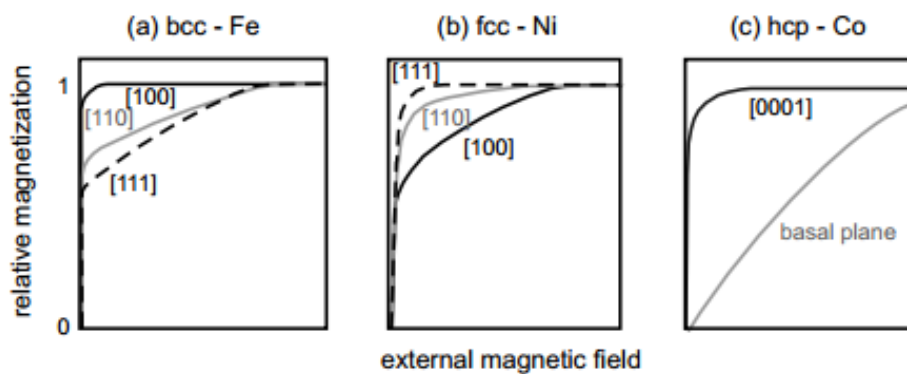


圖 2.12 (a)鐵 (b)鎳 (c)鈷磁滯曲線^[14]

(3)鐵鈷合金($\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$)

改變鈷參雜於鐵的比例，觀察到隨著鈷濃度增加磁易軸從[100]轉變至[001]，並從圖 2.13 鐵鈷合金磁滯曲線觀察到，鐵鈷合金磁異向性相較於塊材鐵或鈷較微弱，其中鈷鐵參雜比例相同的 $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$ 合金，磁易軸在[111]。

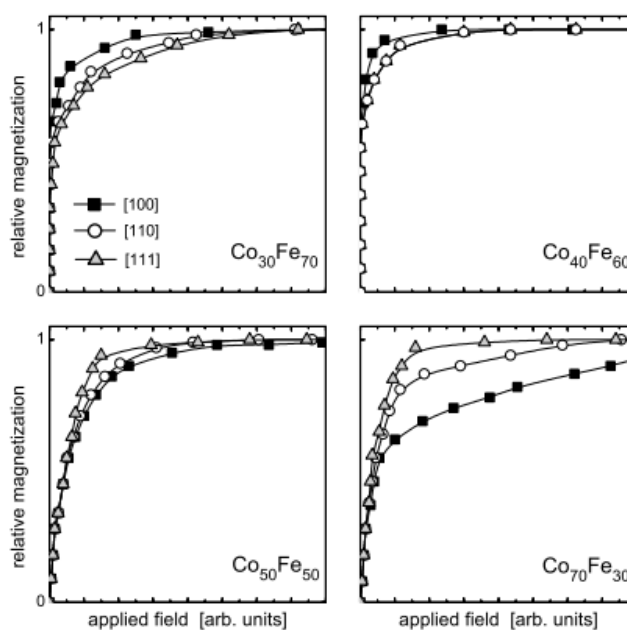


圖 2.13 鐵鈷合金磁滯曲線^[14]

2. 形狀異向性(Sharp Anisotropy)

非球狀材料的磁化難易方向受樣品幾何形狀影響，造成此現象的原因是，施加外磁場於樣品時，內部產生去磁場(demagnetizing field)導致磁性材料內磁感應分布不均勻，其中去磁場與樣品幾何形狀有關 $H_{\text{demag}} = -\mathcal{N}M$ ， \mathcal{N} 為去磁化因子，

在材料內的去磁場能 $E_{\text{demag}} = -\frac{1}{2} \int \mu_0 H_d \cdot M d^3r$ 。

對於面積無限大的薄膜，去磁化因子可表示為^[14]

$$\mathcal{N} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

將去磁化因子代入去磁場能公式，得到 $E_{\text{demag}} = \frac{1}{2} \mu_0 M^2 \cos^2 \theta$ ，當 $\theta = 90^\circ$ 時有最

小的能量，表示薄膜形狀異向性使得易磁化方向在薄膜表面。

第三章實驗方法的理論基礎

3-1 磁光科爾效應(Magneto optics Kerr effect, MOKE)

磁光科爾效應依據磁化強度的指向，可區分為下列三種類型，如圖 3.1 所示：

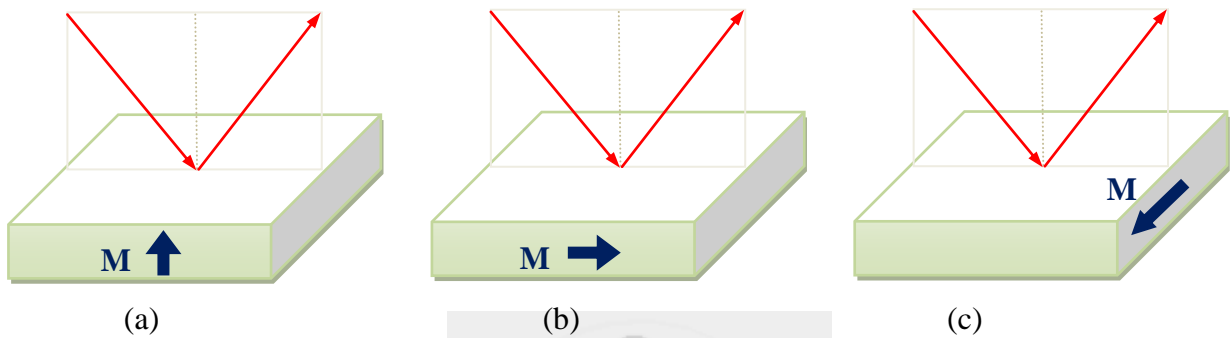


圖 3.1 (a)極向(b)縱向(c)橫向磁光科爾效應示意圖

1. 極向科爾磁光 (polar MOKE)

磁化強度方向垂直於樣品表面，若樣品有垂直磁化，可從 PMOKE 量測出來。

2. 縱向科爾磁光 (longitudinal MOKE)

磁化強度方向平行於樣品表面以及光的入射面。

3. 橫向科爾磁光 (transversal MOKE)

磁化強度方向平行於樣品表面，但垂直於光的入射面。

本篇論文以縱向磁光科爾效應測量樣品的磁滯曲線，縱向磁光科爾效應為光與磁場在磁性物質中的交互作用，一線偏振光入射至磁性物質時，物質的介電常數張量隨著外加磁場改變，導致反射光轉變為橢圓偏振光。

說明磁光柯爾效應原理之前，先討論光的偏振性以及複數折射率，以助於了解磁光科爾效應的理論。

3-1-1 光的偏振 (polarization)

光的偏振分為線偏振、圓偏振以及橢圓偏振，其中線偏振光可以分解為左旋光 σ^- 和右旋光 σ^+ 的疊加；如圖 3.2 表示，線偏振光為 σ^- 與 σ^+ 的線性疊加。

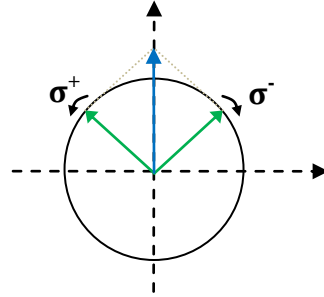


圖 3.2 線偏振光分解

3-1-2 複數折射率 (complex refractive index)

光與物質交互作用後的現象，可從複數折射率 m 來討論； $m = n + i\tilde{k}$ ，實部 n 稱為折射率，其表示光在物質中的傳播速度，虛部 \tilde{k} 為消光係數(extinction coefficient)，表示電磁波被物質吸收或散射的程度。

折射率 $n = c/v_p$ ，其中 c 是真空中光速， v_p 是在物質中光的相速度，由於在物質中左旋光和右旋光的相速度不相同，反射後兩者出現一相位差，使反射光與入射的線偏振光夾一 ϕ 角，如圖 3.3 所示。

$$\begin{cases} \sigma^- : E^- = A\cos(kz - \omega t) - A\sin(kz - \omega t) = A\cos\left[\frac{\omega}{c}(n^- z - ct)\right] - A\sin\left[\frac{\omega}{c}(n^- z - ct)\right] \\ \sigma^+ : E^+ = A\cos(kz - \omega t) + A\sin(kz - \omega t) = A\cos\left[\frac{\omega}{c}(n^+ z - ct)\right] + A\sin\left[\frac{\omega}{c}(n^+ z - ct)\right] \end{cases}$$

$$n = \frac{c}{v_p} = c \frac{k}{\omega} \quad , \quad \text{其中 } k \text{ 為波數，} \omega \text{ 為角頻率，並假設 } n = \frac{n^+ + n^-}{2}$$

$$\begin{cases} E^- = A\cos\left[\frac{\omega}{c}(nz - ct) - \frac{\omega}{2c}(n^+ - n^-)z\right] - A\sin\left[\frac{\omega}{c}(nz - ct) - \frac{\omega}{2c}(n^+ - n^-)z\right] \\ E^+ = A\cos\left[\frac{\omega}{c}(nz - ct) + \frac{\omega}{2c}(n^+ - n^-)z\right] + A\sin\left[\frac{\omega}{c}(nz - ct) + \frac{\omega}{2c}(n^+ - n^-)z\right] \end{cases}$$

代入三角函數和差化積公式，得到

$$\begin{cases} E_x = E_x^- + E_x^+ = 2A\cos\left[\frac{\omega}{c}(nz - ct)\right] \cos\left[\frac{\omega}{2c}(n^+ - n^-)z\right] \\ E_y = E_y^- + E_y^+ = 2A\cos\left[\frac{\omega}{c}(nz - ct)\right] \sin\left[\frac{\omega}{2c}(n^+ - n^-)z\right] \end{cases}$$

$$\Rightarrow \tan\phi = \frac{E_Y}{E_X} = \tan\left[\frac{\omega}{2c}(n^+ - n^-)z\right]$$

$$\Rightarrow \text{線偏振光旋轉}\phi = \frac{\omega}{2c}(n^+ - n^-)z$$

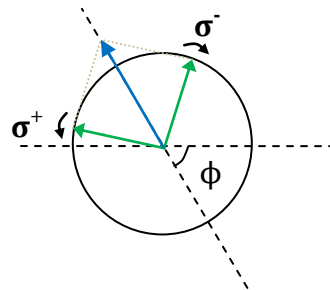


圖 3.3 線偏振光分解

消光係數 \tilde{k} 代表光在物質中散射的程度，為了瞭解 \tilde{k} 對光的影響，我們簡化情形為， σ^- 和 σ^+ 的折射率 n 皆相同；依據消光係數的意義，當 \tilde{k} 愈大，表示光被物質散射的程度愈高，也就是反射光的強度較小，反之亦然；若物質中 σ^- 和 σ^+ 的消光係數不相同，則 σ^- 和 σ^+ 反射光強度不相同，由圖 3.4 可知，消光係數的不同，使線偏振光轉變為橢圓偏振光。

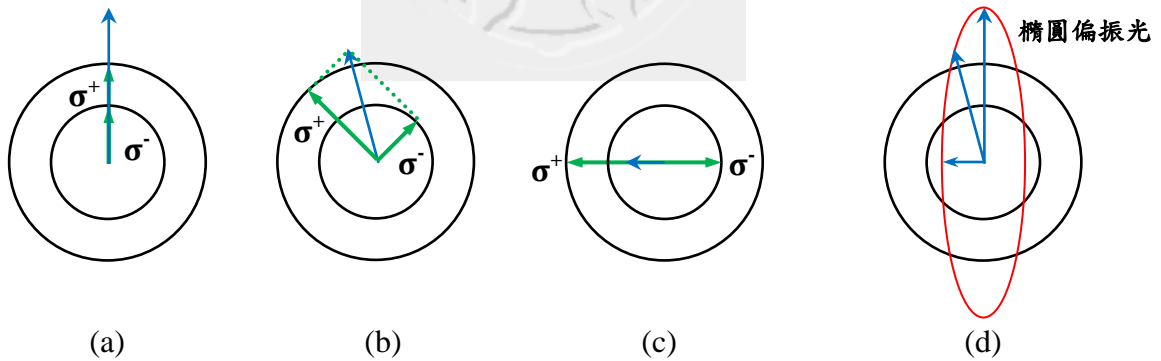


圖 3.4 左旋光與右旋光各轉(a)0°(b) 45°(c) 90°的合向量示意圖(d)橢圓偏振光

一般情況，左旋光 σ^- 和右旋光 σ^+ 的折射率 n 以及消光係數 \tilde{k} 皆不相同，綜合上述的情形，線偏振光照射在物質時，由於光與物質的交互作用，反射光為橢圓偏振光，而且橢圓偏振光與原入射光有一偏轉的 ϕ 角。

3-1-3 菲涅耳方程式(Fresnel equation)

根據 Maxwell 以及物質方程式，推導出電磁波在物質中傳遞時的表示式：

表格 3.1 電磁學公式

Maxwell 方程式(CKS 制)	物質方程式
$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 4\pi\rho \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{J} + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \dots\dots\dots (3-1) \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \dots\dots\dots (3-2) \end{cases}$	$\begin{cases} \vec{D} = \epsilon \vec{E} \\ \vec{B} = \mu \vec{H} \dots (3-3) \end{cases}$

(3-2)式兩邊同乘 $\vec{\nabla} \times$ $\Rightarrow \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{\nabla} \times \vec{B}}{\partial t} \dots (3-4)$

(3-1)、(3-3)代入(3-4) $\Rightarrow \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{\nabla} \times \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} \dots (3-5)$ (設 $\mu \approx 1$)

假設入射光電場為

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 e^{i\vec{k} \cdot \vec{r} - i\omega t} = E_0 e^{i\frac{\omega}{c}\vec{k} \cdot \vec{r} - i\omega t} \text{ 代入(5)式}$$

$$\Rightarrow \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \approx -\nabla^2 \vec{E} = \epsilon \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{E}$$

$$\Rightarrow \nabla^2 \vec{E} + \epsilon \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{E} = 0 \dots\dots (3-6)$$

由(3-6)式，得到菲涅耳方程式(Fresnel equation)

$$[n^2 I - \epsilon - n:n] \cdot \vec{E} = 0 \dots\dots (3-7)$$

其中 I 為單位矩陣， $(n:n)_{ij} = n_i n_j$ 是折射率在不同方向的分量。

根據上述的推導，由菲涅耳方程式可獲得

1. 材料中的折射率 $\text{Det}[n^2 I - \epsilon - n:n] = 0$

2. 材料中傳播的電場 $[n^2 I - \epsilon - n:n] \cdot \vec{E} = 0$

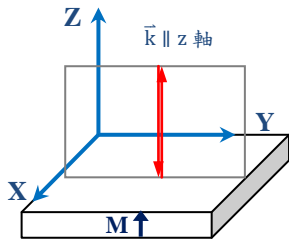
3-1-4 介電理論

磁光科爾現象可以從介電張量 $\overline{\epsilon}$ 來解釋，依據電磁學理論物質中的電位移 (electric displacement) $\overline{D} = \overline{\epsilon}\overline{E}$ ，然而光與磁性物質在外加磁場作用下，介電張量 $\overline{\epsilon}$ 轉變為磁化強度 M 以及外加磁場 H 的函數，此時電位移 D 可以表示為

$$D_i = \sum_j \epsilon_{ij}(M, H)E_j$$

展開電位移，得到 $D_i = \epsilon_{ij}E_j + \epsilon_{ijk}E_jM_k + \epsilon_{ijk}E_jH_k + \dots$ ，第一項是一般非磁性物質的光學現象，第二項是磁光科爾效應，第三項代表磁光法拉第效應。

以下舉例說明，並考慮樣品為均勻的磁性物質，當外加磁場垂直於樣品表面，即為極向科爾磁光效應，圖 3.5 為 PMOKE 的示意圖，磁化強度 M 平行於 z 軸，電磁波在物質中的形式為：



$$n = (n_x, n_y, n_z) = (0, 0, n)$$

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}$$

圖 3.5 PMOKE 示意圖

將 PMOKE 的介電張量代入菲涅耳方程式(3-7)，解出折射率 n 以及本徵波向量 E_0 ：

$$\begin{vmatrix} n^2 - \epsilon_{xx} & -\epsilon_{xy} & 0 \\ \epsilon_{xy} & n^2 - \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & n^2 - \epsilon_{zz} - n^2 \end{vmatrix} = 0$$

由於均勻物質的對稱性，故 $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$ 且 $\epsilon_{yx} = -\epsilon_{xy}$ ，代入行列式並展開，得到：

$$\begin{aligned} -\epsilon_{zz}[(n^2 - \epsilon_{xx})^2 + \epsilon_{xy}^2] &= 0 \\ \Rightarrow (n^2 - \epsilon_{xx})^2 &= -\epsilon_{xy}^2 \\ \Rightarrow n^2 &= \epsilon_{xx} \pm i\epsilon_{xy} = n_{\pm}^2 \end{aligned}$$

將折射率代回菲涅耳方程式，找出本徵波向量 E_0 ：

$$\begin{bmatrix} \pm i \varepsilon_{xy} & -\varepsilon_{xy} & 0 \\ \varepsilon_{xy} & \pm i \varepsilon_{xy} & 0 \\ 0 & 0 & -\varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{bmatrix} = 0$$

$$\Rightarrow \begin{bmatrix} \pm i & -1 \\ +1 & \pm i \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{bmatrix} = 0 \text{ 且 } E_{0z} = 0$$

$$\Rightarrow \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix}$$

\Rightarrow 物質中的電場為 $\vec{E}_{\pm}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} \pm i\hat{y})e^{i\frac{\omega}{c}(\mathbf{n}_{\pm} \cdot \mathbf{r}) - i\omega t}$ ，其中 $n_{\pm}^2 = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy}$ ，

從電場形式瞭解，鐵磁物質中沿著磁化強度 M 方向傳遞的線偏振光，分解為兩個旋轉方向相反的圓偏振光，即左旋光和右旋光。

以下討論縱向磁光科爾效應，考慮均勻物質在外加磁場中，其磁化強度方向

平行於 y 軸，並且平行於入射面，如圖 3.6 所示為 LMOKE 的示意圖形：

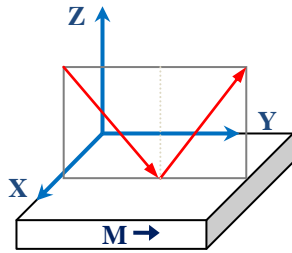


圖 3.6 LMOKE 示意圖

$$\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z) = (0, n\sin\theta, n\cos\theta)$$

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & \varepsilon_{xz} \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ -\varepsilon_{xz} & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & \varepsilon_2 \\ 0 & \varepsilon_1 & 0 \\ -\varepsilon_2 & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix}$$

將 LMOKE 的介電張量代入菲涅耳方程式(3-7)

$$\Rightarrow \begin{vmatrix} n^2 - \varepsilon_1 & 0 & \varepsilon_2 \\ 0 & n^2 \cos^2 \theta - \varepsilon_1 & -n^2 \sin \theta \cos \theta \\ -\varepsilon_2 & -n^2 \sin \theta \cos \theta & n^2 \sin^2 \theta - \varepsilon_1 \end{vmatrix} = 0$$

行列式展開，整理得到 $\varepsilon_1 n^4 - (2\varepsilon_1 + \varepsilon_2^2 \cos^2 \theta)n^2 + \varepsilon_1(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2) = 0$

將上式代入 $ax^2 + bx + c = 0$ 的公式解中，得到 $n^2 \approx \varepsilon_1 \pm i\varepsilon_2 \sin \theta$

\Rightarrow 物質中的電場為 $\vec{E}_{\pm}(\vec{r}, t) = E_{\pm} e^{i\frac{\omega}{c}(\mathbf{n}_{\pm} \cdot \mathbf{r}) - i\omega t}$ ，其中 $n_{\pm}^2 \approx \varepsilon_1 \pm i\varepsilon_2 \sin \theta$ ，由電場

形式瞭解，在物質中光分解為兩個旋轉方向相反的圓偏振光。

3-2 鐵磁共振

鐵磁共振現象是鐵磁物質內的磁矩 $\vec{\mu}$ ，在外磁場 \vec{H} 的作用下感受到磁力矩 $\vec{\tau}$ ，使磁矩沿著特定軸作進動，若不考慮阻尼效應，則磁矩以拉莫耳頻率 (Larmor frequency) 作進動，與此同時，傳輸微波訊號於鐵磁物質，當微波頻率與進動頻率相等時，磁矩將吸收能量產生共振，此即鐵磁共振。從能量觀點出發，磁矩在外磁場中產生黎曼效應(Zeeman effect) $E_z = -\vec{\mu} \cdot \vec{H}$ ，造成系統能階分裂，如果輸入的電磁波能量與能階差相等，則系統會吸收能量產生共振行為。如圖 3.7 所示，電子自旋磁矩 $|\vec{\mu}_s| = \mu_B$ ，磁場造成的能階差 $\Delta E = 2\mu_B H = \frac{ehH}{2\pi m_e}$ ，若要產生共

振型為輸入的電磁波頻率 $f = \frac{\Delta E}{h} = \frac{eH}{2\pi m_e}$ ，即拉莫耳頻率。

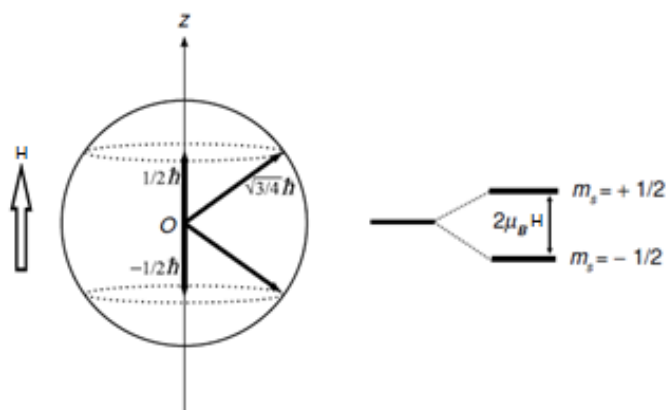


圖 3.7 自旋磁矩於外加磁場下能階分裂示意圖^[16]

以下從古典角度解釋鐵磁共振原理，帶有磁矩 $\vec{\mu}$ 的原子在外加磁場下會受到一力矩 $\vec{\tau}$ 作用，力矩可以表示為

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{H}$$

其中，原子的磁矩 $\vec{\mu}$ 也可以表示為 $\vec{\mu} = -\gamma \vec{J}$ ，並且從牛頓定律得到角動量與力矩的關係 $\vec{\tau} = d\vec{J}/dt$ ，整理上述公式後，獲得磁矩在外加磁場中的運動方程式，

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\gamma \vec{\mu} \times \vec{H}$$

從方程式的數學形式，我們瞭解磁矩在外加磁場的運動行為是磁矩以外加磁場為軸心作頻率為 f 的進動(precession)，其中進動頻率 $f = \frac{\gamma H}{2\pi}$ ，考慮電子自旋

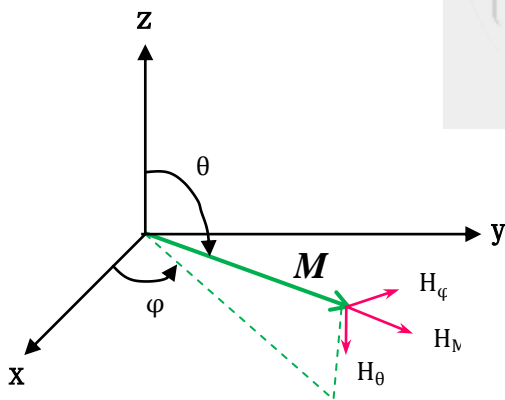
磁矩 $\gamma = -\frac{e}{m_e}$ ，代入得到進動頻率為 28GHzT^{-1} ，落在微波 X 波段。

由上述的討論，我們可以用進動的概念理解鐵磁共振現象，接著我們引入新的物理量磁化強度 \vec{M} 取代磁矩 $\vec{\mu}$ ，磁化強度 (Magnetization) 定義為單位體積的磁矩 $M = \frac{\mu}{V}$ 。將 \vec{M} 取代 $\vec{\mu}$ 後，我們得到磁化強度在外加磁場作用下的運動形式，

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}$$

得到不考慮阻尼效應的朗道-利佛席茲方程式 (Landau-Lifshitz equation, 簡稱為 LL 方程式)。

材料內磁矩與外加磁場交互作用下，產生一等效磁場 \vec{H}_{eff} ，導致共振頻率與拉莫耳頻率相比產生一偏移量，若材料為單軸 (uniaxial) 磁晶體，等效磁場的大小與方向可以使用 LLG 方程式求解，以下從古典力學出發，求出共振頻率的數值：方便起見，如圖 3.8 以球坐標分量 (r, θ, φ) 表示磁化強度 M 以及等效磁場^[17]：



$$\begin{cases} M_x = M \sin\theta \cos\varphi \\ M_y = M \sin\theta \sin\varphi \\ M_z = M \cos\theta \end{cases}$$

$$\begin{cases} H_M = H_x \sin\theta \cos\varphi + H_y \sin\theta \sin\varphi + H_z \cos\theta \\ H_\theta = H_x \cos\theta \cos\varphi + H_y \cos\theta \sin\varphi - H_z \sin\theta \\ H_\varphi = -H_x \sin\varphi + H_y \cos\varphi \end{cases}$$

圖 3.8 磁化強度球坐標示意圖

代入 $\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}$ ，並視磁化強度的量值固定，得到 θ 和 φ 分量的運動方程式

$$\begin{cases} \dot{\theta} = \gamma H_\varphi \\ \dot{\varphi} \sin\theta = -\gamma H_\theta \end{cases} \dots\dots (3-8)$$

當系統處於熱力平衡時，等效磁場的大小可從單位體積能量 E 獲得

$$H_M = -\frac{\partial E}{\partial M}$$

平衡時，等效磁場的指向 (θ_0, φ_0) 可由下式獲得

$$E_\theta = \frac{\partial E}{\partial \theta} = 0; E_\varphi = \frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0$$

討論非平衡狀態，磁化強度稍微偏移平衡位置，此時， θ 和 φ 分量上的等效磁場不為零，且與磁化強度 M 有交互作用

$$H_\theta = -\frac{E_\theta}{M}; H_\varphi = -\frac{E_\varphi}{M \sin \theta} \dots \dots (3-9)$$

若從平衡位置偏移的量非常微小，即 $\delta\theta$ 和 $\delta\varphi$ 非常小，可將能量展開成 $\delta\theta$ 和 $\delta\varphi$ 的線性疊加

$$E_\theta = E_{\theta\theta} \delta\theta + E_{\theta\varphi} \delta\varphi; E_\varphi = E_{\varphi\theta} \delta\theta + E_{\varphi\varphi} \delta\varphi \dots \dots (3-10)$$

將(3-9)與(3-10)代入(3-8)運動方程式，將得到強化強度對平衡位置的微小擾動方程式

$$\begin{cases} -\gamma^{-1} M \sin \theta_0 \cdot \delta \dot{\theta} = E_{\varphi\theta} \delta \theta + E_{\varphi\varphi} \delta \varphi \\ -\gamma^{-1} M \sin \theta_0 \cdot \delta \dot{\varphi} = E_{\theta\theta} \delta \theta + E_{\theta\varphi} \delta \varphi \end{cases} \dots \dots (3-11)$$

由於(3-11)的對稱性，令 $\delta\theta, \delta\varphi$ 成正比於 $e^{i\omega t}$ 代入(3-11)式，整理後得到

$$E_{\theta\varphi}^2 - E_{\theta\theta} E_{\varphi\varphi} + \omega^2 \gamma^{-2} M^2 \sin^2 \theta_0 = 0$$

即獲得共振時的頻率 ω_{res} 為

$$\omega_{res} = \gamma H_{eff} = \frac{\gamma}{M \sin \theta_0} [E_{\theta\theta} E_{\varphi\varphi} - E_{\theta\varphi}^2]^{\frac{1}{2}} \dots \dots (3-12)$$

考慮鐵磁共振真實情形，磁矩作進動時受到阻尼效應，從圖 3.9 與圖 3.10 的示意圖，可觀察到磁矩進動行為將漸漸減緩，直到磁矩與外磁場平行排列，阻尼現象的物理機制目前還無法解釋，但為了說明材料內鐵磁共振的真實行為，在磁矩運動方程式中加入一個阻尼修正項，獲得朗道-利佛席茲-吉爾伯特方程式 (Landau-Lifshitz Gilbert equation)

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H} + \frac{\alpha}{M} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$$

其中 α 是阻尼常數(damping constant)。

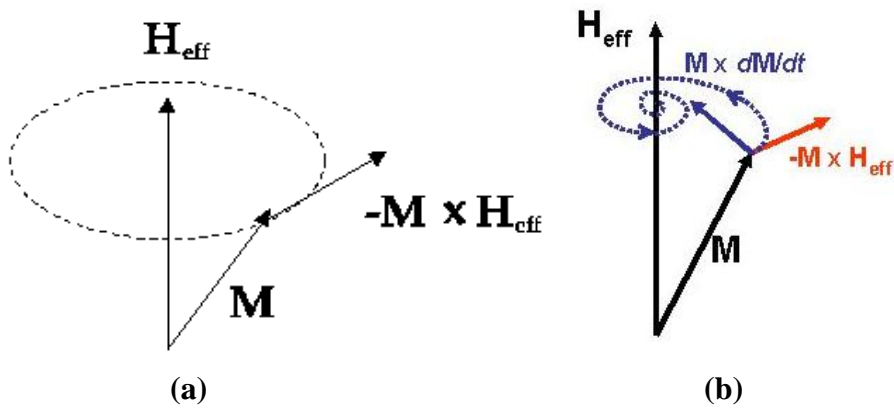


圖 3.9 (a)無阻尼(b)有阻尼的進動情形^[18]

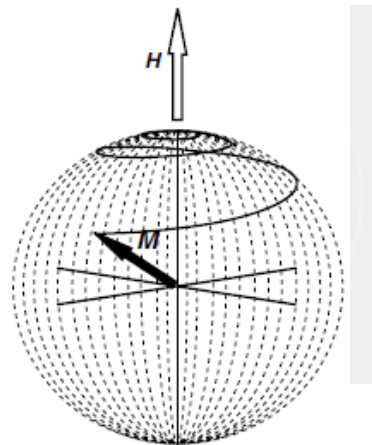


圖 3.10 阻尼效應時磁化強度運動行為^[16]

以下說明吉爾伯特藉由古典力學之拉葛朗吉方程式(Lagrangian equation)^[19]，推導出 LLG 方程式，拉葛朗吉是動能 T 扣除位能 U 的物理量，磁化系統中拉葛朗吉可表示為

$$\mathcal{L}[\vec{M}(\vec{r}, t), \dot{\vec{M}}(\vec{r}, t)] = T[\vec{M}(\vec{r}, t), \dot{\vec{M}}(\vec{r}, t)] - U[\vec{M}(\vec{r}, t)] \dots \dots \dots (3 - 13)$$

考慮阻尼的磁化系統，在拉葛朗吉方程式中加入一項能量耗散力 R^[19]

$$\frac{d}{dt} \frac{\delta \mathcal{L}[\vec{M}, \dot{\vec{M}}]}{\delta \dot{\vec{M}}} - \frac{\delta \mathcal{L}[\vec{M}, \dot{\vec{M}}]}{\delta \vec{M}} + \frac{\delta R[\dot{\vec{M}}]}{\delta \dot{\vec{M}}} = 0 \dots \dots \dots (3 - 14)$$

將(3-13)式代入(3-14)式，分開動能與位能的貢獻，並使用下列式子

$$\frac{\delta U[\vec{M}]}{\delta \dot{\vec{M}}} = 0, \quad -\frac{\delta U[\vec{M}]}{\delta \vec{M}} = H, \quad \frac{\delta R[\vec{M}]}{\delta \dot{\vec{M}}} = \eta \vec{M}$$

其中 η 為阻尼常數，得到

$$\frac{d}{dt} \frac{\delta T[\vec{M}, \dot{\vec{M}}]}{\delta \dot{\vec{M}}} - \frac{\delta T[\vec{M}, \dot{\vec{M}}]}{\delta \vec{M}} + [-\vec{H}(r, t) + \eta \dot{\vec{M}}(r, t)] = 0 \dots \dots (3-15)$$

從(3-15)式獲得考慮阻尼效應後的等效磁場 H_{eff} 為 $H(r, t) - \eta \dot{\vec{M}}(r, t)$ ，將等效磁場代入無阻尼效應 LL 方程式，得到 LLG 方程式，

$$\frac{d\vec{M}(r, t)}{dt} = -\gamma \vec{M}(r, t) \times [\vec{H}(r, t) - \eta \dot{\vec{M}}(r, t)]$$

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H} + \frac{\alpha}{M} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \dots \dots (3-16)$$

其中阻尼常數 $\alpha = \gamma \eta M^{[19]}$ 。

鐵磁共振儀以微波作為訊號源，將微波傳送至載有樣品的共振腔中，實驗方法為固定共振頻率改變外加磁場的大小，紀錄在不同磁場下反射回來的微波功率大小，在特定磁場將會出現鐵磁共振現象。

以下從磁性薄膜單位體積總磁能出發，經由數據擬合分析獲得薄膜磁性參數，圖 3.11 中 H 為外加直流磁場， M 為磁化強度的指向。

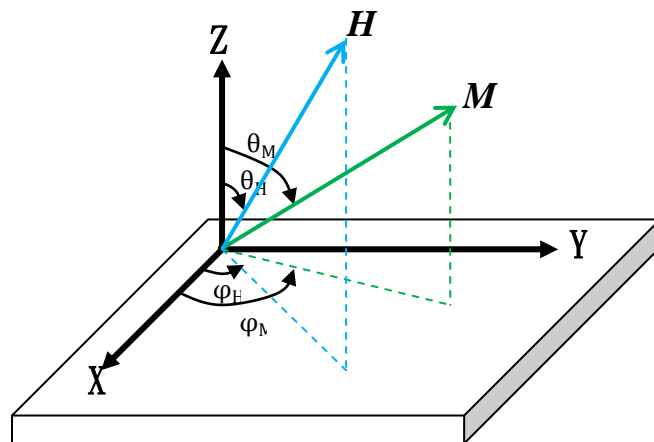


圖 3.11 磁場與磁化強度座標圖

薄膜單位體積的總磁量可表示為黎曼能、退磁能以及垂直異向能的總和：

$$E = -M_s H [\sin\theta_H \sin\theta_M \cos(\varphi_H - \varphi_M) + \cos\theta_H \cos\theta_M] + 2\pi M_s^2 \cos^2\theta_M - K_\perp \cos^2\theta_M$$

其中 K_\perp 是垂直磁異向性常數(perpendicular magnetic anisotropy constant)

從共振條件方程式(3-12)分析薄膜發生鐵磁共振時外加磁場的大小，

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{(M_s \sin\theta_M)^2} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta_M^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_M^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta_M \partial \varphi_M} \right)^2 \right]$$

其中 ω 是微波角頻率， M_s 是飽和磁化強度， γ 是旋磁比，並且從第二章的磁性理論瞭解 $\gamma = g\mu_B/\hbar$ ；共振時磁化強度的方向(即 θ_M 、 φ_M)，可從下列式子得到，

$$\frac{\partial E}{\partial \theta_M} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial \varphi_M} = 0$$

將單位體積能量代入上式，整理結果得到解 θ_M 的方程式，

$$\sin(2\theta_M) = \frac{2H_R}{4\pi M_{\text{eff}}} \sin(\theta_M - \theta_H) \dots\dots (3-17)$$

其中 $4\pi M_{\text{eff}}$ 是等效退磁場，表示為 $4\pi M_{\text{eff}} = 4\pi M_s - H_\perp$ ，定義 H_\perp 為垂直異向性場，且 $H_\perp = \frac{2K_\perp}{M_s}$ 。並將單位體積能量 E 代入共振方程式求出偏微分項，合併並簡化後得到

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_1 \times H_2 \dots\dots (3-18)$$

$$H_1 = H_R \cos(\theta_H - \theta_M) - 4\pi M_{\text{eff}} \cos^2\theta_M \dots\dots (3-19)$$

$$H_2 = H_R \cos(\theta_H - \theta_M) - 4\pi M_{\text{eff}} \cos 2\theta_M \dots\dots (3-20)$$

其中共振磁場 H_R 隨外磁場角度 θ_H 的變化，從鐵磁共振實驗獲得，因此，使用方程式(3-17)-(3-20)可數值解出等效退磁場 $4\pi M_{\text{eff}}$ 以及旋磁比 γ 。

鐵磁共振實驗磁化強度受外磁場作用而進動時，由於本質阻尼(intrinsic damping)的影響，產生峰值對峰值的線寬(peak-to-peak linewidth, 縮寫為 $\Delta H_{\text{pp}}^\alpha$)，其線寬可表示為^[4]

$$\Delta H_{\text{pp}}^\alpha = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\alpha}{M_s} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta_M^2} + \frac{\frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_M^2}}{\sin^2 \theta_M} \right) \left| \frac{d(\omega/\gamma)}{dH_R} \right|^{-1} \dots\dots (3-21)$$

其中 α 為阻尼常數，將單位體積能量 E 代入上式，並使用(3-17)式，可將線寬整理為(3-22)式^[4]

$$\Delta H_{pp}^{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{3}} \alpha (H_1 + H_2) \left| \frac{d(\omega/\gamma)}{dH_R} \right|^{-1} \dots\dots (3-22)$$

由實驗數據獲得線寬 ΔH_{pp}^{α} 隨角度的變化，從(3-22)式數值解出阻尼常數 α 。



3-3 表面分析儀器

1. 歐傑電子能譜儀(Auger electron spectroscopy)

從圖 3.12 歐傑電子產生的示意圖，一束高能量的電子束入射樣品表面，使原子內層電子被游離，而產生一個電洞，則上層電子會填補此電洞並放出能量 $E_1 - E_2$ ，若此能量大於上層或同層的某電子的束縛能時，該電子有機會游離出原子，此被游離的電子即為歐傑電子，並帶有能量 $E_1 - E_2 - E_3$ ，再經由電子能量分析器判斷歐傑電子動能，可推測出樣品表面的元素成分與化學態，如圖 3.13 歐傑電子的檢測流程圖形所示。

一般而言歐傑電子的動能介於 1-3KeV，屬於低能量電子，在固態物質中的平均自由路徑約為 5-20Å，故實驗檢測到的電子訊號皆為樣品表面 5-20 Å 深度的訊息。

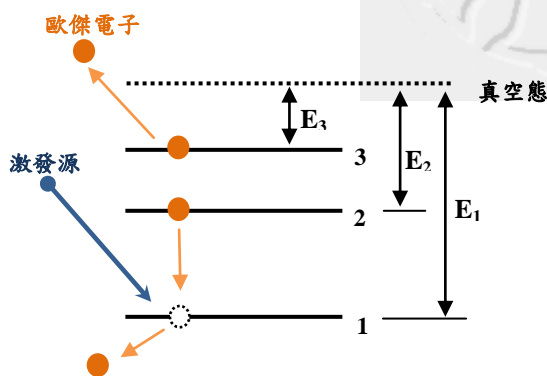


圖 3.12 歐傑電子產生示意圖

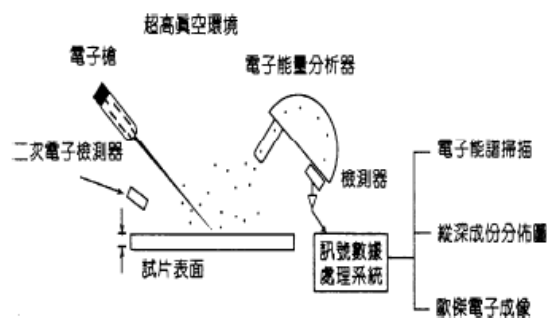


圖 3.13 歐傑電子儀示意圖^[20]

圖 3.14 為鈷、鎳與銅元素的歐傑電子能譜，圖 3.15 為硼、碳、氮以及氧元素的歐傑電子能譜，分析歐傑電子訊號時，藉由比對電子動能大小瞭解固態材料的成份。

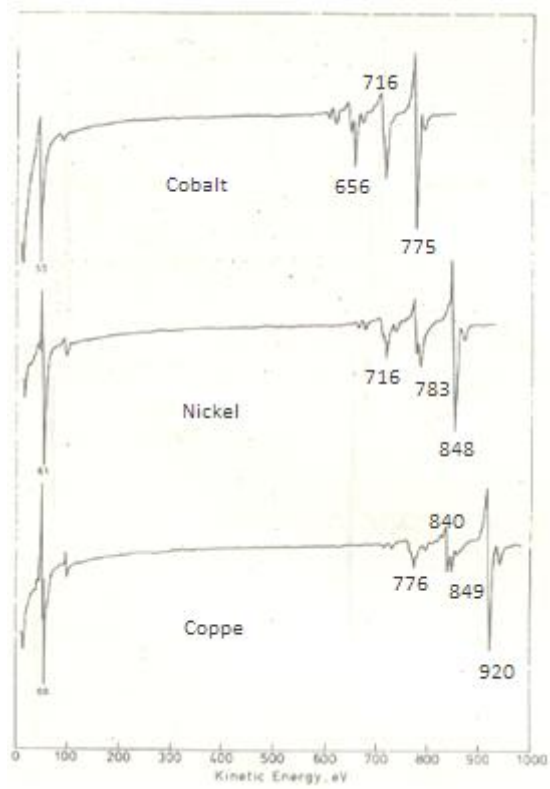


圖 3.14 歐傑電子動能^[21]

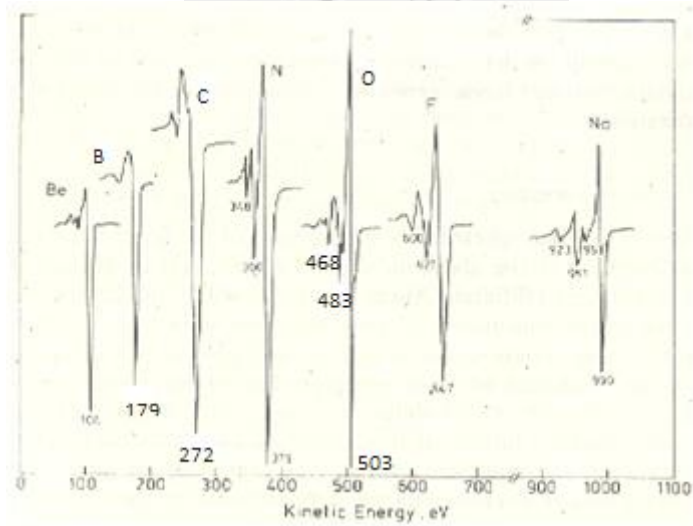


圖 3.15 歐傑電子動能^[21]

2. X 射線光電子能譜儀(x-ray photoelectron spectroscopy)

圖 3.16 為產生 X 射線光電子的示意圖形，以 X 射線作為光電子激發源入射於樣品表面，使光電子從原子游離出來，根據能量守恆得到光電子動能為 $E_k = h\nu - E_B$ ， $h\nu$ 是入射光能量， E_B 是光電子在材料中的束縛能；接著光電子通過能量分析器，偵測出光電子動能 E_k 。

從光電子動能定性瞭解表面的元素組成，入射光能量 $h\nu$ 和原子特定軌道束縛能 E_B 皆為已知，可推出光電子的動能，比對光電子動能的大小，即可得知樣品的組成元素。

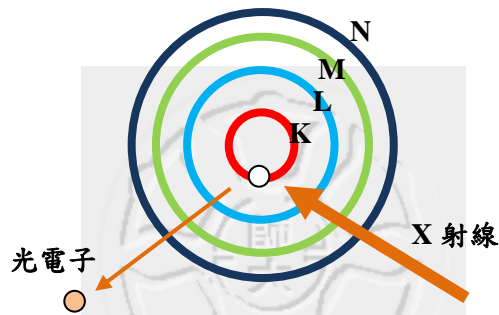


圖 3.16 產生 X 射線光電子示意圖^[22]

下列表格 3.2、表格 3.3 以及表格 3.4 分別為銅、鐵與鈷元素的 X 射線光電子能譜。

表格 3.2 XPS 銅束縛能^[21]

COPPER	$2p_{3/2}$	$L_{3M_{45}M_{45}}$
Cu	932.67*	918.65*
Cu	932.68*	918.62*
Cu	932.6*	918.8*
Cu	932.6	918.4

表格 3.3 XPS 鐵束縛能^[21]

IRON	$2p_{3/2}$	L_{3VV}^*
Fe	706.95	702.4
Fe ₂ O ₃	711.0	703.1
Fe ₂ O ₃	710.9	702.0

表格 3.4 XPS 鈷束縛能^[21]

COBALT	$2p_{3/2}$	L_{1VV}
Co	778.1	773.2
Co	778.2	773.0

3. 二次離子質譜儀(secondary ion mass spectroscopy, SIMS)

使用高能量離子束(大多為 O_2^+ 、 Cs^+)撞擊樣品表面，如圖 3.17 所示，離子束的能量與動量經碰撞轉移給樣品表面的原子，若能量大於原子在材料中的束縛能，則原子會從晶格中脫離，脫離的原子具有動能繼續與其他原子作碰撞，在材料內眾多原子彼此碰撞，產生大範圍的原子位移，當一連串的碰撞到達表面^[34]，且能量大於表面束縛能時，表面的原子、分子或離子會被撞出樣品，其中只有少量的部分獲得或失去電子呈離子狀態脫離(<1%)；為了區分入射離子束的一次離子，稱來自於樣品表面的離子為二次離子，經由電場二次離子被引入質譜儀，分析其質量與電荷的比值，即可判斷元素種類；由於質量分析器靈敏度極高，因此 SIMS 檢測濃度可至 ppm-ppb 的範圍，適用於偵測固態樣品的表面微量元素^[23]。

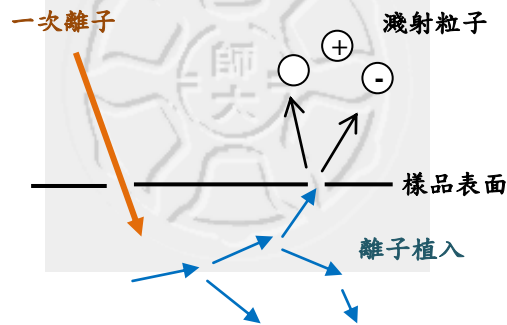


圖 3.17 產生二次離子示意圖

第四章 研究方法

4-1 實驗流程

實驗流程架構如圖 4.1 所示，當鈷鐵硼銅薄膜製備後，會抽取部分樣品作成分分析、表貌以及結構分析，全部樣品皆有量測磁性行為

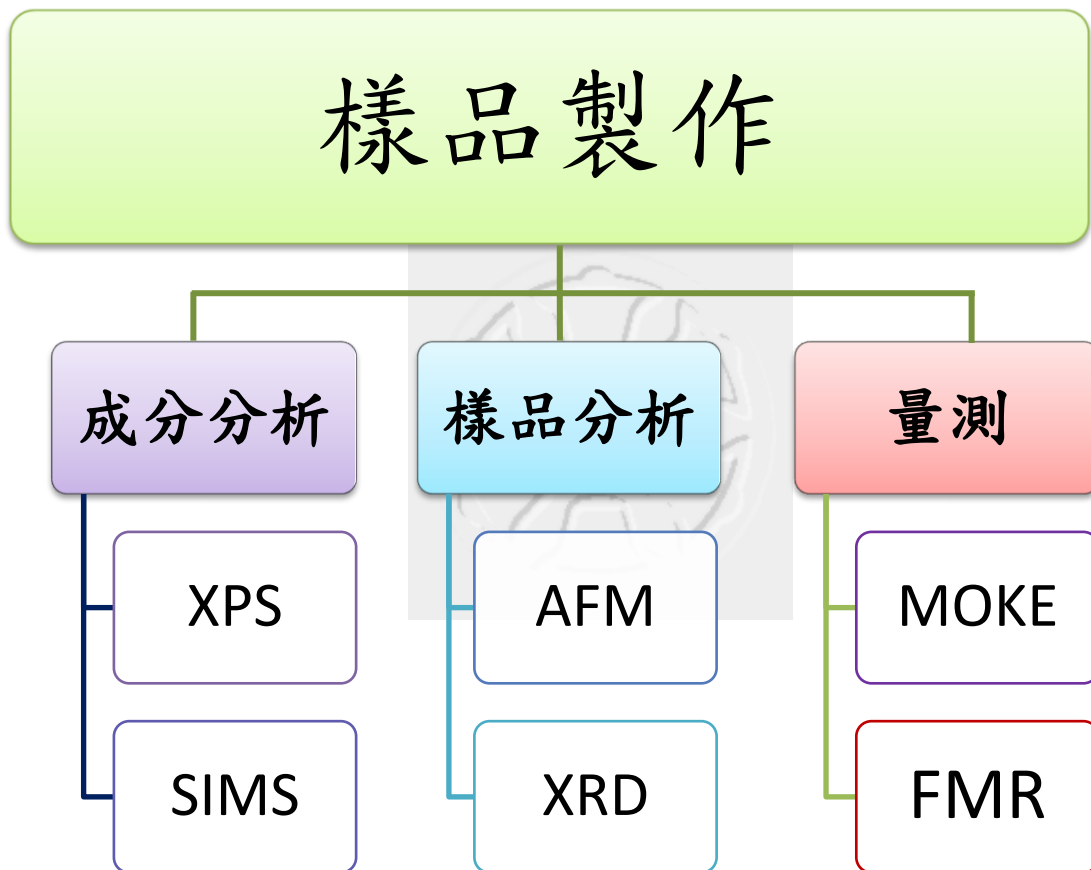


圖 4.1 實驗流程架構圖

4-2 樣品製作

基板分成兩種尺寸 $7 \times 7 \text{mm}^2$ 和 $3.5 \times 7 \text{mm}^2$ ，較大的基板用於量測科爾磁光效應，較小的基板則使用在鐵磁共振儀，基板面積太大，吸收較多的微波，導致測量時訊號不明顯。基板在濺鍍前，依序以丙酮、異丙醇(IPA)和去離子水放在震動儀中清洗 3-5 分鐘，再以氮氣槍噴除基板上的水漬，清洗後放入樣品盒避免污染。

以磁控濺鍍儀濺鍍 40nm 以及 50nm 的 CoFeBCu 薄膜於 SiO₂/Si(001) 基板上，其中用交流射頻濺鍍 CoFeB 靶材，用直流濺鍍 Cu 靶材，並固定交流射頻的功率為 102 瓦特，改變直流電源的電流值從 0.002-0.064 安培，以改變 CoFeB 和 Cu 的參雜比例從 0-74%，40nm 的薄膜 Cu 的參雜比例從 0-44%。磁控濺鍍儀，主腔體氣壓維持在 2×10^{-6} torr，濺鍍時填入工作氣體氬氣，使腔體內氣壓保持在 $8.9-9.0 \times 10^{-3}$ torr 的範圍內；RF 功率 102 瓦特時，CoFeB 的鍍率為 3.7-4.1 Å/min。

製作樣品流程如下：

- ① 基板黏貼於載台中央 → 將載台以 load lock 夾具固定住並緊閉氣門 → 以幫浦抽氣至 5×10^{-2} torr 後開啟 load lock 的 turbo，並抽氣 20 分鐘使 load lock 氣壓降至 μ torr 的程度 → 開啟氣動閥門將載台推入且卡榫於腔體內的夾具 → 關閉閥門後等待氣壓穩定至 2μ torr → 用檔板遮住基板
- ② 開啟氣體流量控制器調整氣壓到 8-9 mtorr → 打開直流電壓源預鍍銅靶 5 鐘，以清除沾染在銅靶表面的雜質 → 調整 DC 電流到所需要的數值，且調整氣壓為 8.9-9.0 mtorr → 使用膜厚計測量銅靶鍍率，紀錄膜厚隨時間的變化 → 紀錄完畢後，關閉直流電壓源
- ③ 開啟射頻功率儀至 102 瓦特，預鍍鈷鐵硼靶 15 分鐘避免表面被銅靶污染 → 以膜厚計紀錄鈷鐵硼靶鍍率，紀錄膜厚隨時間的變化 → 開啟直流電壓源，直到射頻與直流源皆穩定後，移開檔板開始濺鍍。

1. 沉積氣壓選擇為 8.9-9.0 mtorr 的原因

共濺鍍指在相同的工作氣壓下濺鍍兩個靶材，由於直流與射頻濺鍍的基本差異，以射頻濺鍍鈷鐵硼靶的速率小於直流濺鍍的銅靶鍍率，實驗上為了調控銅參雜的比例，設法找出鈷鐵硼靶最大的鍍率出現在何種製程參數。

濺鍍的基本原理，工作氣壓高於某數值時，氣體粒子在空間中碰撞機率提高，氣體散射導致轟擊靶材的氣體粒子數目降低造成鍍率下降；調控參數過程，發覺濺鍍功率與工作氣體壓力有所關連：

(1)射頻濺鍍鈷鐵硼靶

在靶材與基板間施予高功率時，由於射頻以高頻率迅速轉換正負極的位置，故工作氣壓必須高於某數值才有辦法高功率提高，實驗數據顯示，鈷鐵硼靶射頻功率 102 瓦特，工作氣壓在 8.5mtorr 有最大鍍率。

(2)直流濺鍍銅靶

直流濺鍍銅靶有極高的鍍率，故使用低電流降低銅靶鍍率，以獲得較小的銅參雜比例；實驗數據顯示，當施予銅靶低電流時(0.002 安培)，工作氣壓必須高於 8.9mtorr 氬氣電漿才能穩定的點燃。

綜合射頻與直流的實驗數據，我們選擇製程的參數為射頻功率 102 瓦特，實驗室的射頻儀最大功率可達 600 瓦特，工作壓力 8.9-9.0mtorr。

2. 量測 CoFeB 和 Cu 參雜的比例

共濺鍍下鈷鐵硼與同的參雜比例，依據膜厚儀紀錄的靶材鍍率得知，為了確認參雜比例的準確性，將樣品送至貴儀單位作 X-ray 光電子能譜儀分析(XPS)，得到半定量的表面原子濃度，比較濺鍍參雜的比例與 XPS 是否相符，分析數據於第五章實驗數據與討論。

表格 4.1 與 4.2 分別為 50 及 40nm 薄膜不同參雜比例的製程參數與靶材鍍率：

表格 4.1 50nm 鈷鐵硼銅薄膜製程參數

Pressure(mtorr)	Cu 電流(A)	Cu 鍍率(Å/min)	CoFeB 功率(W)	CoFeB 鍍率(Å/min)	CoFeB(%)	Cu(%)
8.7-8.9			100	3.125	100.0	0.0
8.6-8.7	0.002	0.556	102	3.38	86.0	14.0
8.7	0.004	0.828	102	2.918	77.9	22.1
9	0.006	1.245	102	2.795	69.2	30.8
8.9	0.010	2.502	102	2.975	54.3	45.7
8.9	0.014	3.386	102	3.3925	50.1	50.0
8.9	0.020	4.667	102	3.52	43.0	57.0
8.9-9.0	0.038	5.208	102	3.378	39.3	60.7
8.9-9.0	0.048	7.9155	102	3.7009	31.9	68.1
8.9-9.1	0.062	10.7739	102	3.7097	25.6	74.4

表格 4.2 40nm 鈷鐵硼銅薄膜製程參數

Pressure(mtorr)	Cu 電流(A)	Cu 鍍率(Å/min)	CoFeB 功率(W)	CoFeB 鍍率(Å/min)	CoFeB(%)	Cu(%)
8.8-9.0			102	3.904	100.0	0.0
8.9-9.0	0.003	0.679	102	3.8713	85.1	14.9
8.9-9.0	0.004	0.846	102	3.8568	82.0	18.0
8.9-9.0	0.006	1.4958	102	3.9245	72.4	27.6
8.9-9.0	0.010	2.3973	102	4.0414	62.8	37.2

3. 膜厚計

STM-100膜厚儀的使用方法，參考使用手冊將靶材特性，包含密度、z-factor以及tooling數值輸入膜厚儀，各個靶材的特性顯示於表格4-3。密度是塊材單位毫升的重量，用於厚度方程式，將待測物質量轉為厚度；z-factor與材料的彈性有關連，用於校準薄膜厚度；tooling factor為實際膜厚除以膜厚儀顯示膜厚，其中實際膜厚由原子力顯微鏡量測，其中圖4.2為膜厚儀前面板的示意圖形，圖4.3為實驗室使用的膜厚儀。

表格 4.3 膜厚計靶材參數

	Density	z-factor	tooling factor
Cu	8.93	0.437	2.36
CoFeB	5.61	0.556	0.46

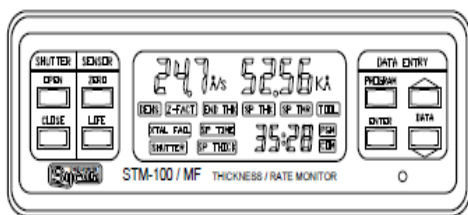


圖 4.2 膜厚計面板



圖 4.3 膜厚計儀器圖

4-3 儀器介紹

1. 磁控濺鍍儀(magnetron sputter)

實驗室自製的磁控濺鍍儀如圖 4.4 顯示，包含兩個腔體，主腔體以 turbo 抽氣，turbo 連接著可粗抽至 1mtorr 的機械幫浦，副腔體以另一個 turbo 抽氣，其中一端以氣動閥門連接至主腔體，另一端以管子連接至機械幫浦；濺鍍前，貼有基板的載台卡榫在副腔體內的 load lock，使用機械幫浦粗抽至 1mtorr 後，開啟 turbo 抽氣至 1 μ torr，此時，灌入氮氣開啟氣動閥門，推送載台進入主腔體。

為了精準控制氣壓，附有一台氣體流量控制器，並且裝設 STM-100 膜厚計以量測薄膜厚度；主腔體附有 4 支濺鍍槍，多支濺鍍槍具有極佳的便利性，製作不同材料的多層膜時，不需要花費時間更換不同靶材，但是，多支濺鍍槍也擁有靶材易被污染的危險，解決的方法是，鍍膜前先預鍍靶材，將靶材表面數個原子層的雜質，以氫離子清除掉。為了濺鍍金屬和非金屬靶材，除了直流電源供應器，磁控濺鍍儀還包含交流式電源供應器以及阻抗匹配箱。

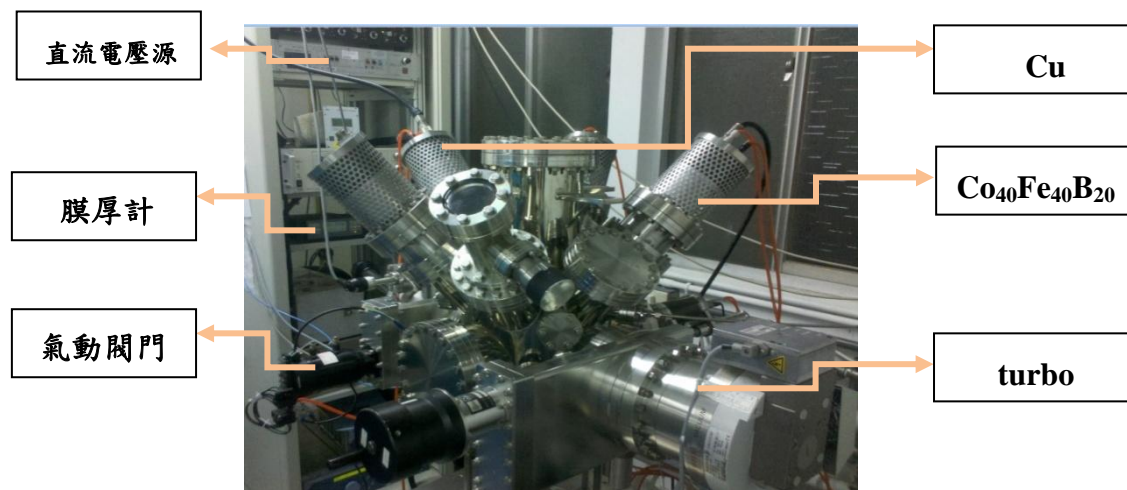


圖 4.4 磁控濺鍍儀

(1) 直流磁控式(DC Magnetron)

圖 4.5 為直流磁控示意圖，在磁場中磁力使電荷作螺旋運動，螺旋的迴轉半徑 $r = mv/qB$ ，其中 m 、 q 、 v 與 B 分別為電荷質量、電量、速率與外加磁場大小；因為電子的質量很小，故電子有比較小的迴旋半徑，因此電子會被束縛在磁力線附近；電子作螺旋運動增加電子移動距離，提高電子與氬氣碰撞的機會，增加氬氣電離的密度。在電場的作用下，氬離子往陰極的靶材轟擊，若氬離子數目愈多，撞擊出來的粒子數目也愈多，故磁控濺鍍的沉積速率比其他濺鍍方法來的高。薄膜製程中，直流磁控濺鍍是很常見的方法，從簡易的製程控制中獲得較高的沉積速率以及良好的薄膜均勻性。

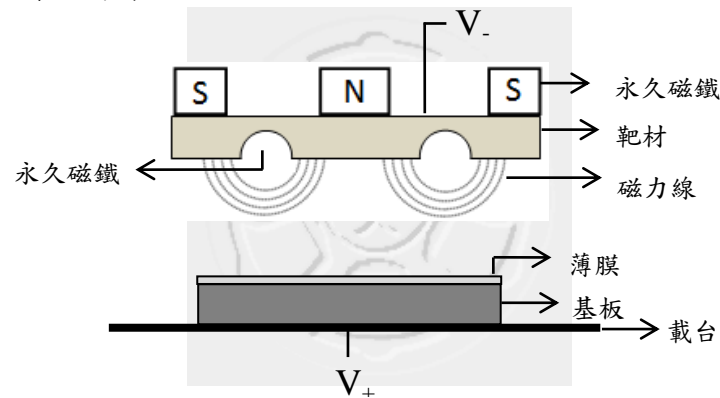


圖 4.5 直流濺鍍示意圖

(2) 射頻磁控式(RF Magnetron)

PF6-RF600 射頻系統，施加頻率 13.65MHz 的交流電壓於靶材和基板上，金屬與介電質材料皆可以使用射頻系統製作薄膜，但是直流濺鍍只適用於金屬薄膜，因為絕緣靶材導電性不佳，在靶材表面會累積正電荷，造成一阻礙阻止靶材粒子飛向基板，然而射頻系統會不斷的切換正負極電壓，使自由電子受正電壓吸引往靶材移動，中和掉累積在靶材上的正電荷，故以交流電壓即可解決電荷累積的問題，使正電荷的氬離子繼續轟擊絕緣靶材。

2. 磁光科爾效應(MOKE)

實驗室自製的科爾磁光儀，裝置如圖 4.6 所示，包含 632.8 nm, 10 mW 氦氖雷射、高消光比的 Glan Thompson 偏振片、最高可達 3 KOe 的電磁鐵(加裝鐵芯於電磁鐵上, 磁場解析度為 0.002 Oe)、裝有濾波片的光訊號偵測器、直流式電源供應器以及自製的電流變向器(PN switch)。

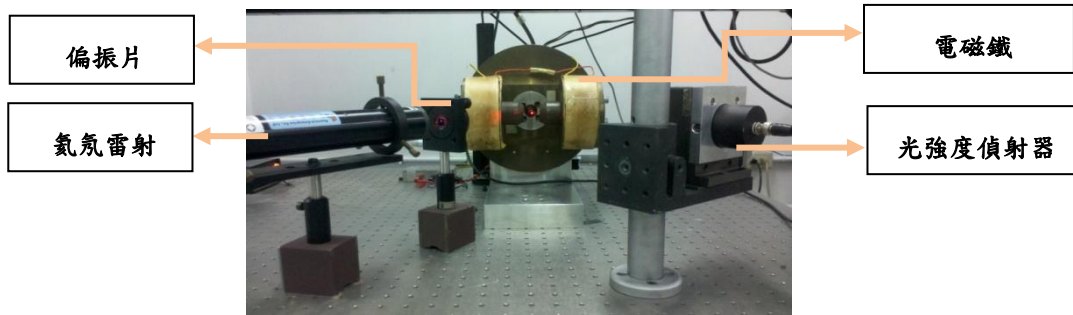


圖 4.6 自製磁光科爾儀

實驗流程如圖 4.7，一束氦氖雷射光通過偏振片形成線偏振光，藉由布魯斯特角的概念，旋轉偏振片至只通過 s 線偏振光的位置；雷射光通過偏振片後，以 s 線偏振光入射於鐵磁性金屬薄膜，同時施加磁場於鐵磁薄膜上，由於電磁波在鐵磁物質內左旋光與右旋光的折射率不同，使反射光形成橢圓偏振光，且與原入射偏振方向夾一科爾角，反射光通過另一個偏振片以及光電檢測器，測量反射光的強度，由於反射光強度與薄膜磁化強度有正相關，因此可得到樣品磁滯曲線。

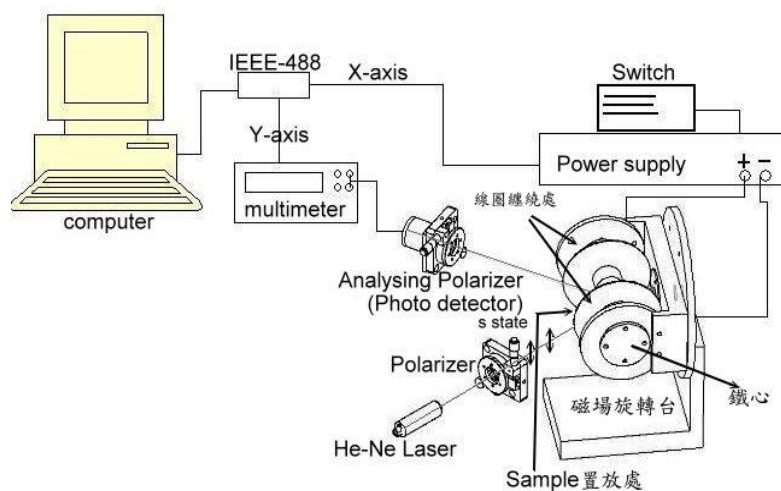


圖 4.7 磁光科爾儀實驗流程圖

(1)調整偏振片至通過 s 線偏振光

光的本質是電磁波，傳播時電場與磁場隨時間振動，當一束雷射光入射至薄膜表面時，可以將光的電場方向分成兩個部分，一個是平行入射面的p偏振，另一個是垂直入射面的s偏振。

從第三章磁光科爾效應實驗原理得知，使用 s 線偏振光入射樣品，可獲得較清晰的實驗訊號；實驗上使用布魯斯特角獲得 s 線偏振光，如圖 4.8 所示，一束平行光以布魯斯特角入射於玻璃板時，反射光只剩垂直入射面的 s 偏振光，且反射線與折射線夾 90 度。

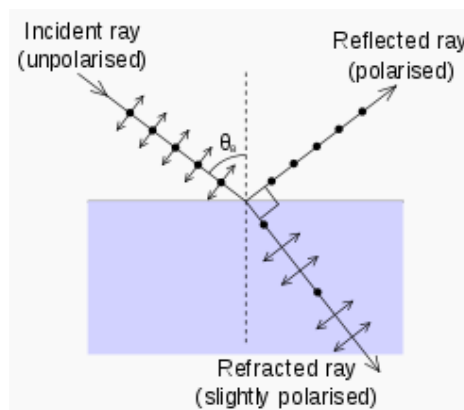


圖 4.8 布魯斯特角示意圖^[24]

(2)旋轉薄膜樣品在平面上的角度

如圖 4.9 所示改變樣品平面上的角度，量測薄膜平面異向性行為。

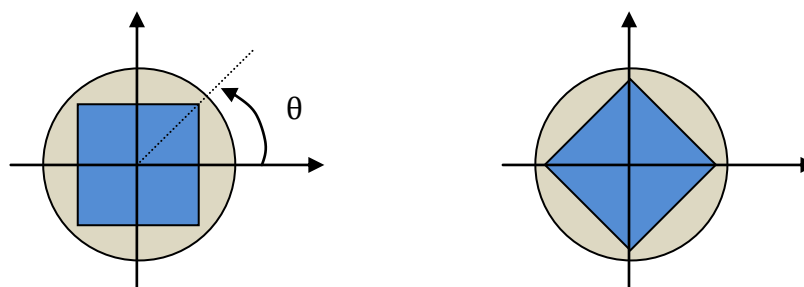


圖 4.9 量測平面上不同角度的磁滯曲線示意圖

3. 鐵磁共振儀(VNA-FMR)

如圖 4.10 所示實驗室自製的鐵磁共振儀，儀器裝置包含向量網路分析儀、6 英吋附有水冷系統的電磁鐵(磁場最高可達到 15kOe)、探針高斯計、雙極開關直流電源供應器、高 Q 係數的微波共振腔以及步進馬達。

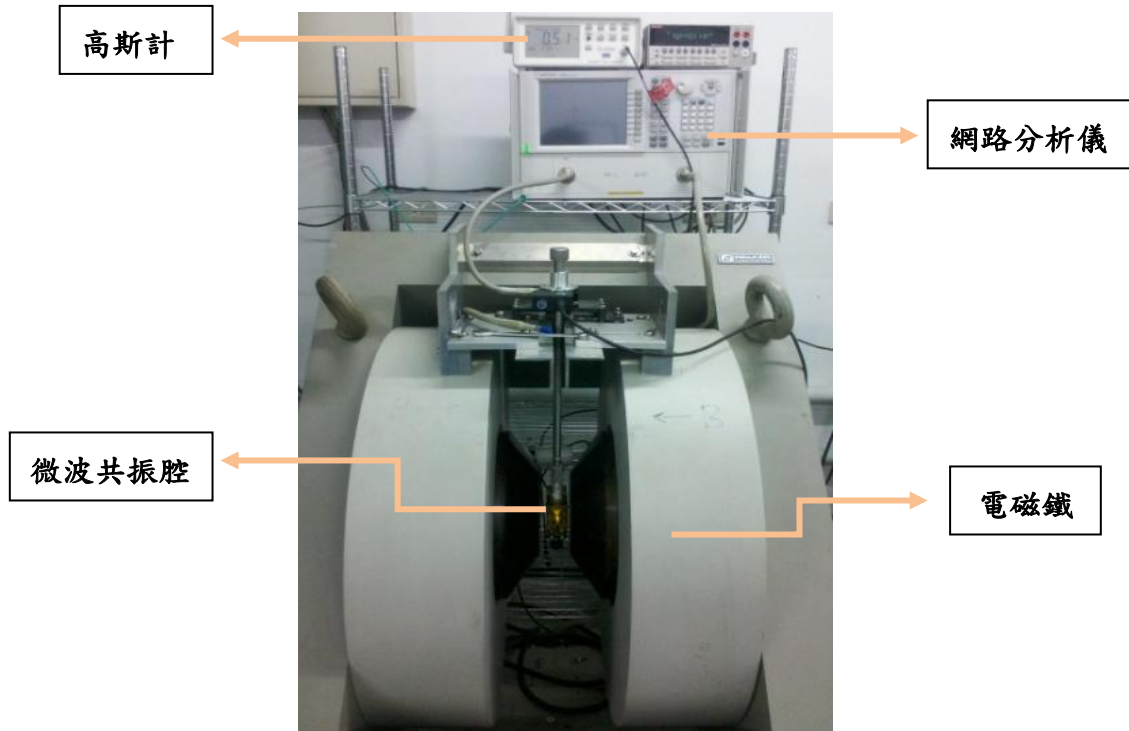


圖 4.10 鐵磁共振儀

以高壓直流電源供應器提供電磁鐵電流，產生的磁場通過固定於半圓柱石英棒上的樣品，同時，X 波段的微波源提供微波訊號至放有樣品的共振腔中，代測樣品與磁場和微波交互作用吸收入射的微波源，藉由安捷倫(Agilent) N5230C 微波向量網路分析儀，分析入射和反射的微波強度獲得鐵磁共振頻譜，並使用步進馬達旋轉樣品座，測量不同角度下的共振行為，實驗流程如圖 4.11。

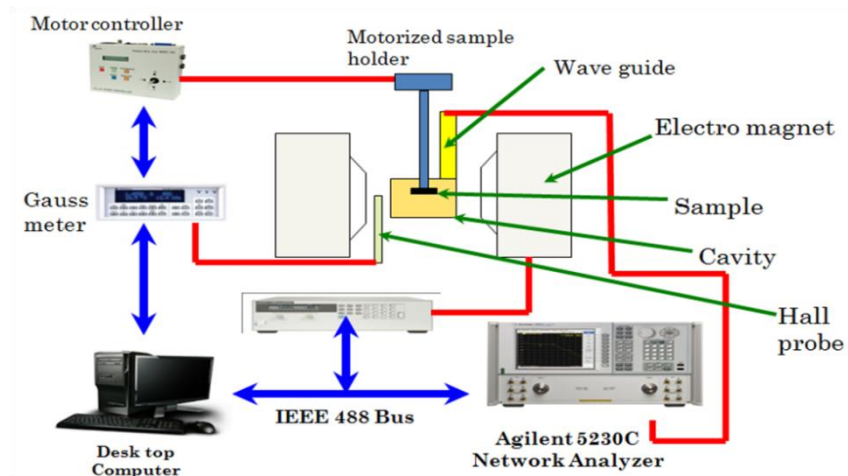


圖 4.11 鐵磁共振實驗量測流程圖

量測不同角度的鐵磁共振曲線，並定義外磁場與薄膜法向量的夾角為 θ ，圖 4.12 與圖 4.13 分別是角度為 90° 與 0° 的示意圖形。

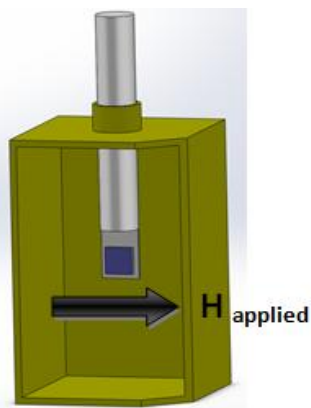


圖 4.12 磁場與樣品法向量夾 90°

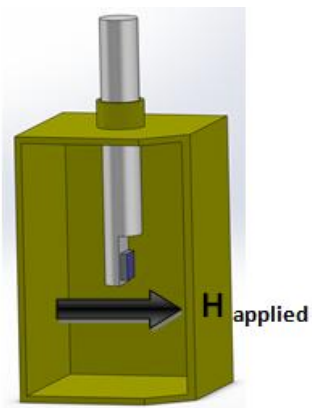


圖 4.13 磁場與樣品法向量夾 0°

為了避免基板吸收過多微波訊號，影響反射訊號強度，量測前先將樣品裁切成較小的尺寸，並調整共振腔 Q 值在 9600 附近；此外量測時必須固定每片樣品的形狀，因為不對稱的形狀會造成微波訊號扭曲變形，影響共振腔內的波形分布，為了降低實驗系統誤差，固定每個樣品的形狀與尺寸，將簡化數據分析的困難。

獲得鐵磁共振頻譜後，依照圖 4.14 的方法將數據對外磁場作一次微分，獲得共振磁場位置以及線寬大小，並代入程式作數據擬合得到所需磁性參數。

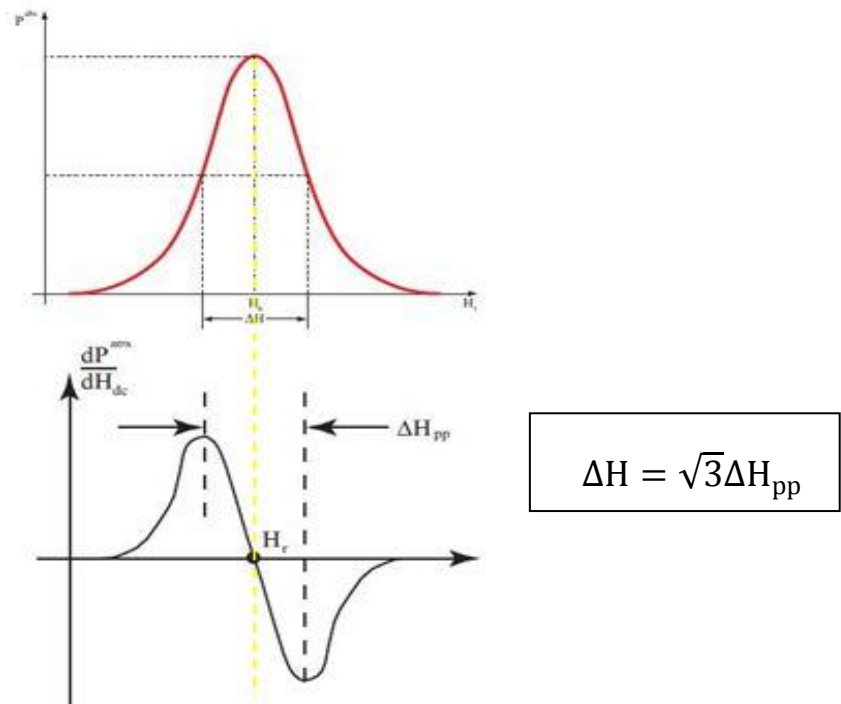


圖 4.14 共振磁場與線寬量測的方法^[25]

第五章 實驗結果與分析

5-1 樣品成分分析

以 x-ray 光電子能譜儀(XPS)，偵測鈷鐵硼銅薄膜表面元素成分，藉由訊號的強度高低以及訊號面積的多寡，半定量計算出表面各種元素的比例，由於原子的物化特性影響 XPS 偵測的訊號強度，從訊號面積獲得的半定量比例，與實驗預期的參雜比例並不一致；XPS 數據顯示，銅參雜比例有變高的趨勢，證實磁控濺鍍銅靶材鍍率提高時，參雜銅的比例也隨之增加。

實驗誤差的來源，包含薄膜表面汙染以及 XPS 檢測深度限制；例如：硼的光電子束縛能小於其他元素(binding energy 約為 180-200eV)，從圖 5.1 得知，硼光電子在固態材料內移動距離約 3nm，故硼訊號容易被表面雜質(例如：碳、氧)等束縛能較高的光電子所遮蔽，從 XPS 數據證實硼原子的訊號非常微弱；為了避免表面汙染影響訊號偵測，作 XPS 分析前，會先用氬離子(Ar^+)清除表面髒污，但送樣單位因為濺鍍電子槍故障，無法將表面清除乾淨因此造成實驗誤差。

另一個誤差的原因是 XPS 只能偵測表面訊號，X 射線光電子強度約為 1000eV，對照圖 5.1 可知 XPS 檢測深度為 7-8nm，表層的元素比例無法代表整個薄膜的成分比例；磁控式共濺鍍過程，受原子本身特性以及製程條件影響，各個元素成長於基板上所偏好的涵蓋區域有所不同，易擴散於表層的原子其 XPS 偵測強度較高，易累積於底層的原子其偵測強度較低，因此將樣品作 SIMS 瞭解各個元素的縱深分佈。

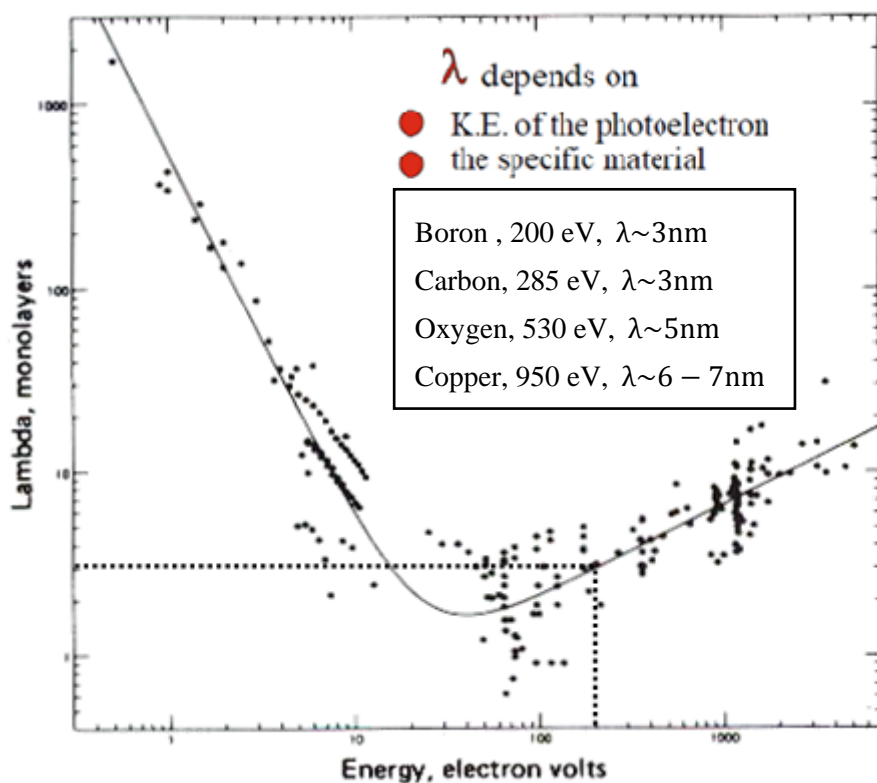


圖 5.1 光電子束縛能與移動距離圖形^[26]

使用 Origin 數據分析軟體，對各個元素的訊號作峰值分析(Peak analyzer)，如圖 5.2 所示扣除訊號 baseline 後，對訊號作面積積分得到面積 A(area)，將面積除以元素的靈敏度因子 S (Sensitivity factor)，各個元素的靈敏度因子列於表格 5.1，將面積與靈敏度因子代入(5-1)方程式，即可獲得特定元素的參雜比例。

$$\text{第 1 種元素的比例 } X_1(\%) = \frac{\frac{A_1}{S_1}}{\frac{A_1}{S_1} + \frac{A_2}{S_2} + \frac{A_3}{S_3} + \frac{A_4}{S_4}} \dots \dots (5-1)$$

表格 5.1 各個元素的靈敏度因子

元素	Co	Fe	B	Cu
Sensitivity factor	3.590	2.957	0.159	5.321

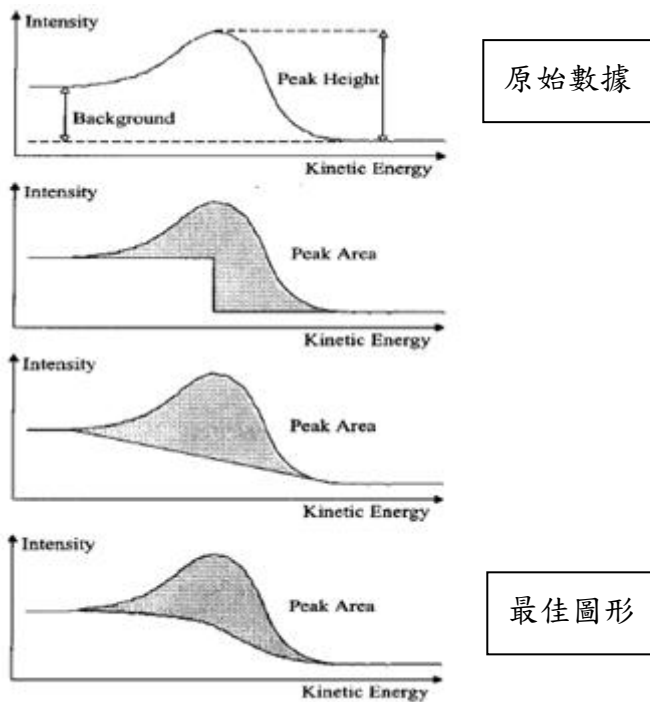
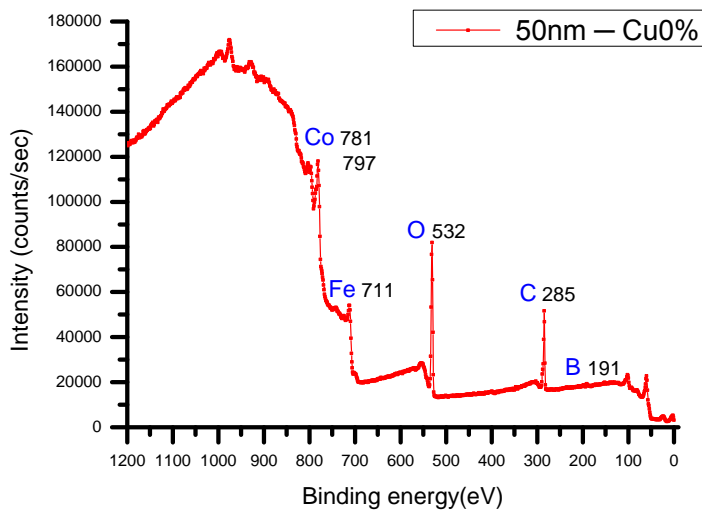


圖 5.2 XPS 訊號扣除 baseline 示意圖形^[27]

圖 5.3-圖 5.7 為 50nm 鈷鐵硼銅薄膜的 XPS 實驗數據，其中銅的參雜比例分別為 0、14、22、31 以及 46%，從 XPS 數據半定量獲得的表面元素濃度比例，列於 XPS 數據圖形的右邊。

1. 50nm 樣品



表格 5.2 表面元素比例-Cu0%

Element	Ratio (%)
Co ²⁺	67 ⁺
Fe ²⁺	19.7 ⁺
B ²⁺	13.3 ⁺
Cu ²⁺	0 ⁺

圖 5.3 50nm—Cu0% XPS

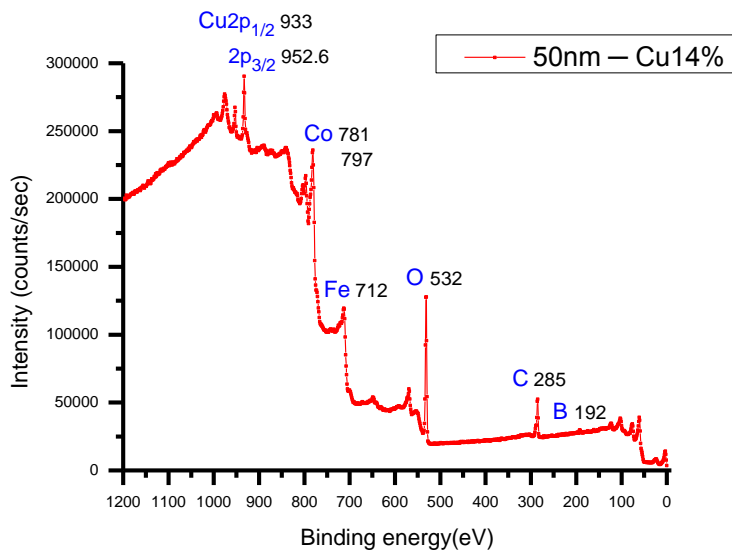


圖 5.4 50nm—Cu14% XPS

表格 5.3 表面元素比例-Cu14%

Element	Ratio (%)
Co ^o	60 ^o
Fe ^o	19.1 ^o
B ^o	10.4 ^o
Cu ^o	10.6 ^o

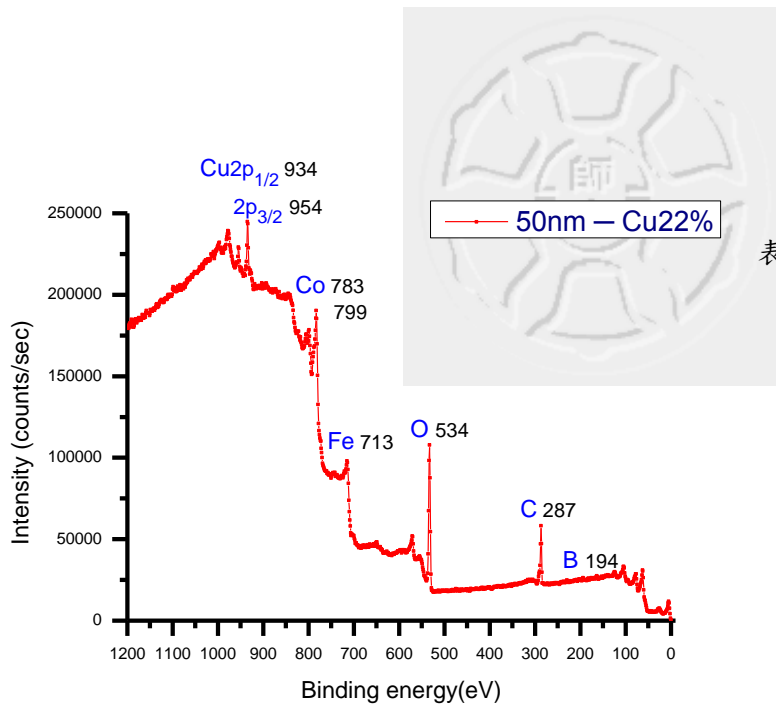
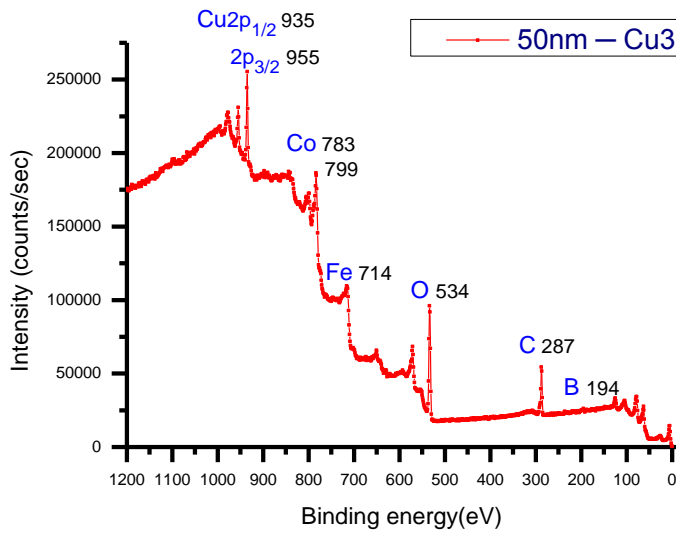


圖 5.5 50nm—Cu22% XPS

表格 5.4 表面元素比例-Cu22%

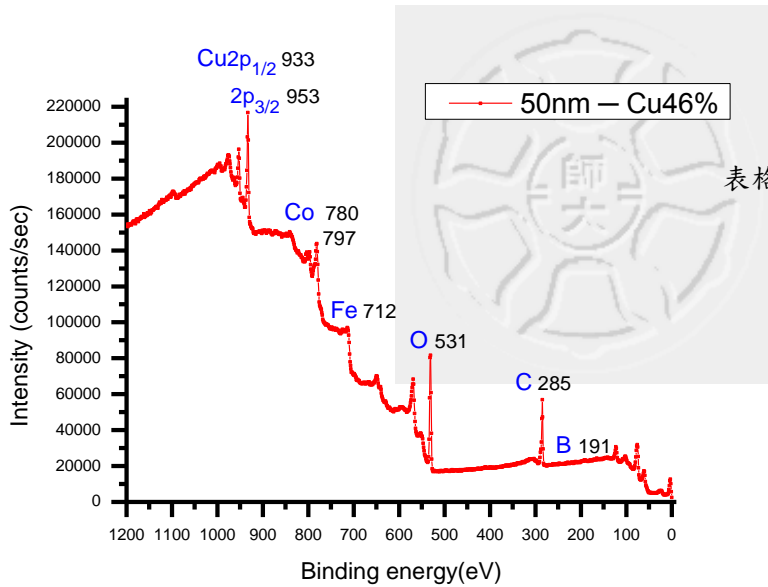
Element	Ratio (%)
Co ^o	45.2 ^o
Fe ^o	19.8 ^o
B ^o	20 ^o
Cu ^o	15 ^o



表格 5.5 表面元素比例-Cu31%

Element	Ratio (%)
Co	36.2
Fe	16.8
B	15.5
Cu	31.5

圖 5.6 50nm—Cu31% XPS



表格 5.6 表面元素比例-Cu46%

Element	Ratio (%)
Co	39
Fe	16.9
B	9.4
Cu	34.7

圖 5.7 50nm—Cu46% XPS

表格 5.2 至表格 5.6 為 XPS 偵測到的表面元素比例，其中銅的比例與預期的比例不一致，推測是製程時銅易堆積於底層，使銅偵測訊號強度較低，導致偵測到的銅元素比預期的比例低，但可觀察到 XPS 銅訊號隨著銅靶材鍍率上升而提高，證實以膜厚計量測到的鍍率作為各元素參雜比例的方法是可行的。XPS 數據顯示鈷元素比預期的比例高，推測是鈷的元素特性較容易產生光電子，以及薄膜成長過程中易累積於表面造成，故將樣品作二次離子質譜儀縱深分析，比對 XPS 與 SIMS 實驗數據的關聯性。

5-2 二次離子質譜儀

圖 5.8 為 50nm 鈷鐵硼銅薄膜的 SIMS 縱深分析，銅參雜的比例為 57%，由於鈷訊號強度太高，為了清楚的觀察強度較弱的元素縱深曲線變化，圖 5.9 是不包含鈷元素的縱深分佈。

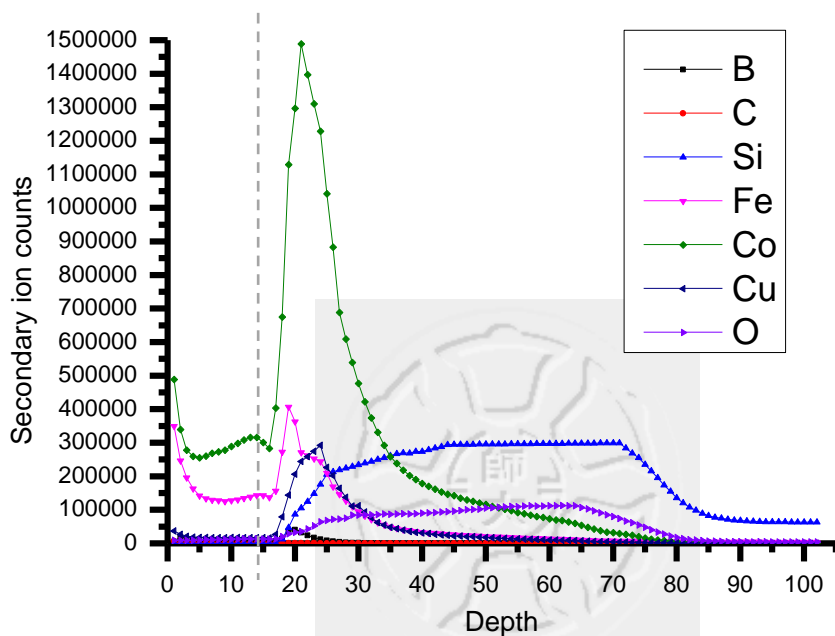


圖 5.8 50nm—Cu57% SIMS 縱深分佈

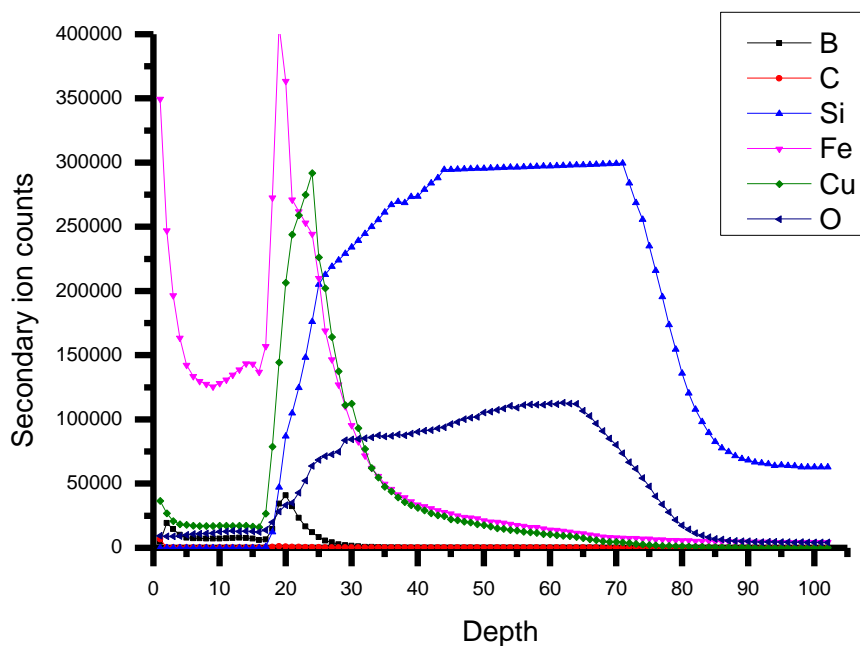
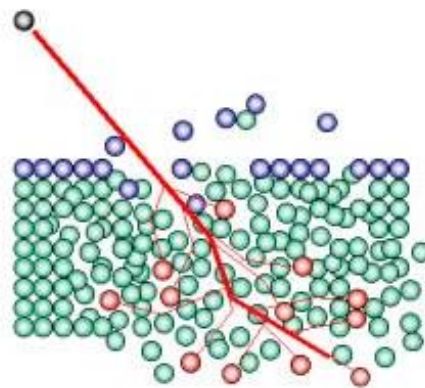


圖 5.9 50nm—Cu57% SIMS 縱深分析(不包含鈷元素)



Schematic of the collision cascade

圖 5.10 SIMS 串連式碰撞示意圖^[28]

二次離子產生機制如圖 5.10 所示，使用一次離子轟擊固態材料，產生串連式碰撞濺射出二次離子，在離子濺蝕過程中，會將表層原子撞入較深的區域，於是部分淺層原子訊號會出現在深層區域，故 SIMS 縱深分佈曲線比實際的原子駐留位置分佈範圍還廣，實驗上，可以用降低離子束能量來減少離子混合效應(ion mixing)對縱深解析度的影響^[29]。

作 SIMS 縱深分析時，最表層的二次離子訊號變化比材料內部劇烈，如圖 5.8 鈷與鐵訊號顯示，在最表面有一較高的強度，接著迅速降至低點，這種在表面區域強度變化的現象稱為表面效應(Surface effect)，它是源自於基質效應(matrix effect)與離子混合效應，其中基質效應是指相同元素在不同基材上產生二次離子的速率不同^[28]，例如圖 5.8 矽的訊號變化，從表層開始矽原子濃度平穩的上升達到飽和位置後，卻緩慢的下降至另一穩定位置，原因是二氧化矽的存在促使矽的二次離子產率提高，導致矽強度的高低變化。

表格 5.7 SIMS 縱深蝕刻參數

SIMS 參數	
一次離子源	O^{2+}
二次離子	正離子
一次離子電流	60nA
蝕刻區域	$250 \times 250 \mu m^2$
蝕刻速率	1.5 A/sec

忽略表面效應區域，表面效應的範圍是指圖 5.9 橫軸顯示為 0 至 5 的區間，從縱深分佈觀察到，在圖 5.9 橫軸顯示深度為 10 至 15 的範圍之間，鈷的二次離子訊號最先開始增強，表示薄膜成長時鈷元素較易擴散於表層區域，在圖 5.9 橫軸顯示深度為 15 至 30 的範圍內，發現銅的二次離子訊號在較深處才開始增強，且相同深度下鈷的二次離子強度也開始變強，推測銅較易堆積於基板交界處；將 SIMS 縱深分佈與 XPS 表面元素檢測作比較，可證實 XPS 獲得的元素比例與預期值不相同的原因，並從兩實驗的關聯性確定樣品成分分析的可靠度，鈷的表面原子濃度相較於其他元素有偏高的趨勢是，薄膜成長時鈷元素較易擴散於表層區域，導致 XPS 偵測到鈷的成分比理論值高出許多，此外，銅的表面濃度比預期偏低可能是銅易堆積於薄膜與基板的交界處，故 XPS 檢測的訊號強度較低。



5-3 X 射線繞射實驗數據

使用 X 射線繞射儀(XRD)量測固態材料結晶行為，從參考文獻瞭解，穿隧磁阻三層膜 CoFeB/MgO/CoFeB 經退火處理在 $2\theta = 45^\circ$ 出現 CoFe(110)峰值，然而沒有經過退火處理的鈷鐵硼薄膜，X 射線繞射圖形只有基板訊號，圖 5.11 與圖 5.12 分別為退火以及未退火的 XRD 繞射圖形。

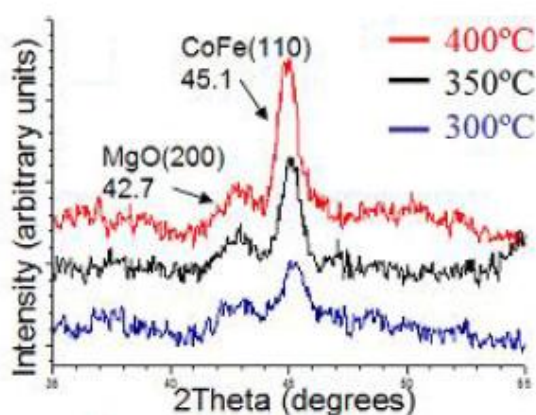


圖 5.11 參考資料-氧化鎂/鈷鐵硼/氧化鎂退火後 X 射線繞射圖形^[30]

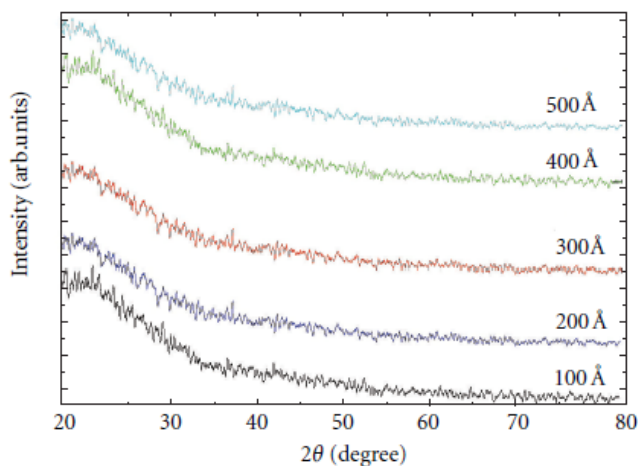


圖 5.12 參考資料-未退火 $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ 薄膜 X 射線圖形^[31]

粉末 X 射線繞射儀適用塊材樣品，為了提高 X 繞射訊號強度，製作 50nm 尺寸 $2 \times 2\text{cm}^2$ 鈷鐵硼銅薄膜，參雜銅的比例分別為 0、9、24 以及 66%，使用 X 射線繞射儀測量樣品結晶情形，並量測厚為 0.7mm $\text{SiO}_2/\text{Si}(100)$ 基板繞射圖形；比對鈷鐵硼銅與基板 XRD 數據，發現鈷鐵硼薄膜只有基板訊號，與參考資料有相同結論，未退火 $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ 薄膜呈現無結晶狀態(amorphous)^[32]。

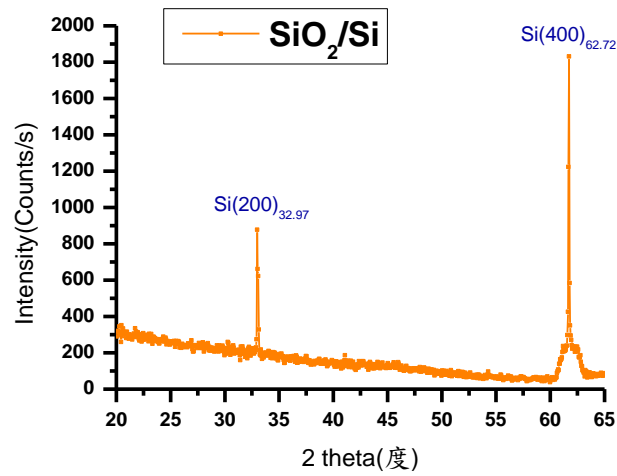


圖 5.13 基板 SiO_2/Si XRD

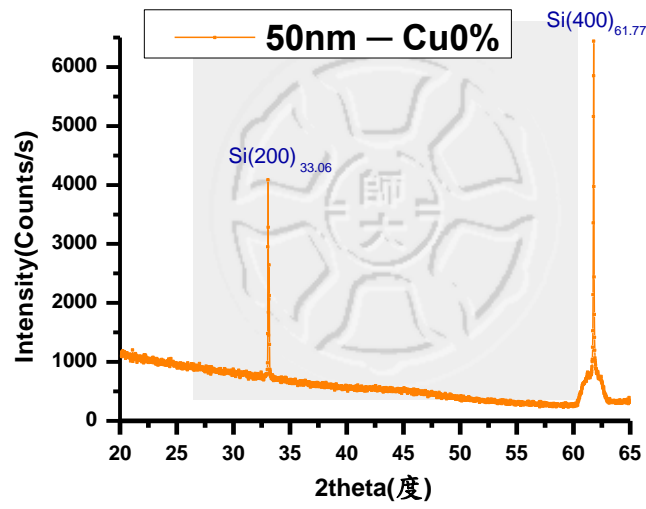


圖 5.14 50nm—Cu0% XRD

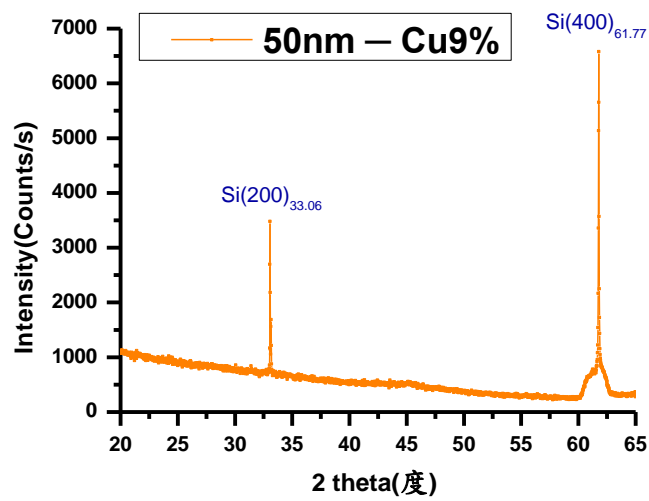


圖 5.15 50nm—Cu9% XRD

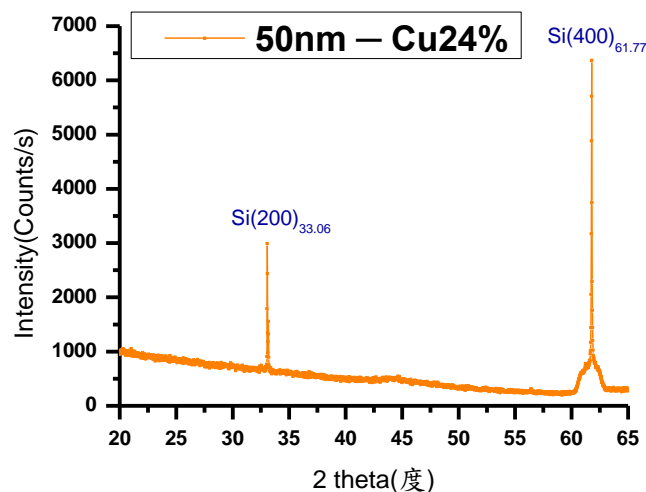


圖 5.16 50nm—Cu24% XRD

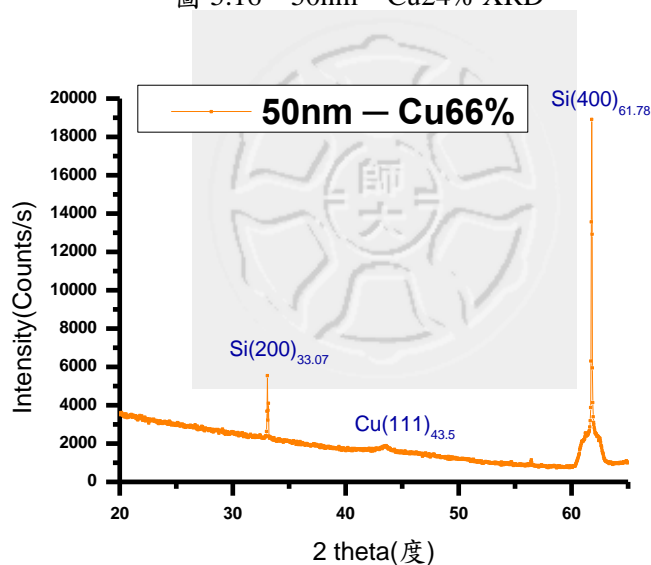


圖 5.17 50nm—Cu66% XRD

圖 5.13 為基板(SiO_2/Si)的 X 射線繞射圖，圖 5.14 為沒有參雜銅的鈷鐵硼薄膜，將圖 5.14 與圖 5.13 基板 XRD 訊號相比，確定鈷鐵硼結構為無結晶；由於銅傾向於堆積成面心立方晶體，我們預期參雜銅於無結晶的鈷鐵硼中，鈷鐵硼銅薄膜將形成多晶系結構，然而從圖 5.14 與 5.15 鈷鐵硼銅薄膜 XRD 圖形顯示，Cu 比例為 9 和 24%時，XRD 只有基板的訊號，表示鈷鐵硼銅薄膜的結構仍為無結晶狀態；但是當 Cu 比例增加至 66%時，從圖 5.17 觀察到在 $2\theta = 43.5^\circ$ 出現微弱的 Cu(111) 訊號，鈷鐵硼銅薄膜呈現多晶矽結構。

5-4 原子力顯微鏡表面形貌分析

以原子力顯微鏡測量 40nm 鈷鐵硼銅薄膜的表面形貌(morphology)，獲得薄膜表面影像，使用儀器內建統計軟體分析薄膜表面平均粗糙度(Surface average roughness)以及晶粒尺寸(grain size)，比較樣品表面粗糙度與晶粒大小隨銅比例的變化關係。

1. 40nm 樣品-AFM 表面形貌

圖 5.15 至圖 5.22 分別為銅參雜為 0、15、27、37 與 44 的 40nm 鈷鐵硼銅薄膜表面形貌圖形，且每張圖形的尺寸為 $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ 。

• Cu 0% • Cu15%

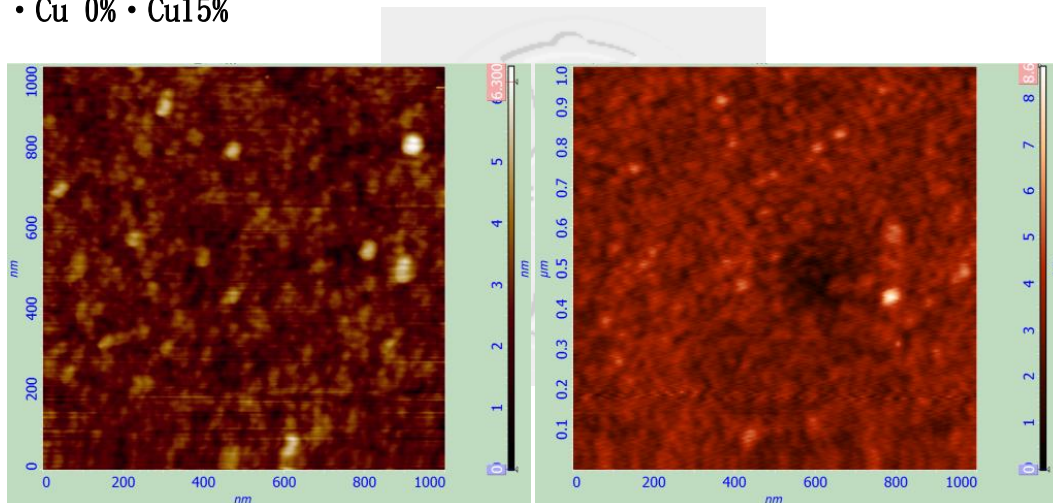


圖 5.18 40nm-Cu0%AFM

圖 5.19 40nm-Cu15%AFM

• Cu27% • Cu37%

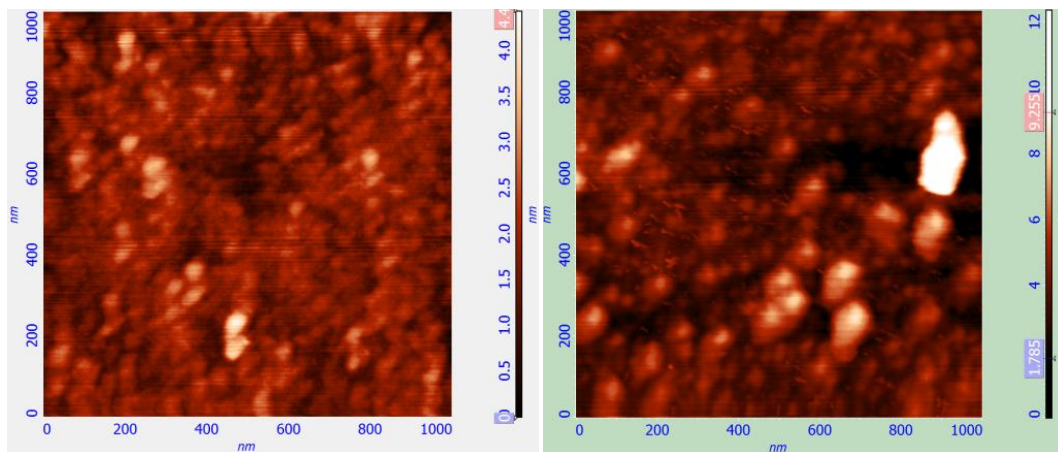


圖 5.20 40nm-Cu27%AFM

圖 5.21 40nm-Cu37%AFM

• Cu44%

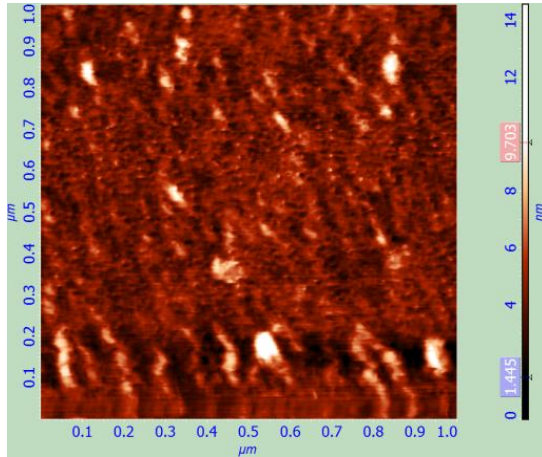


圖 5.22 40nm-Cu44% AFM

2. 40nm 樣品-表面平均粗糙度以及表面晶粒尺寸隨銅比例的變化

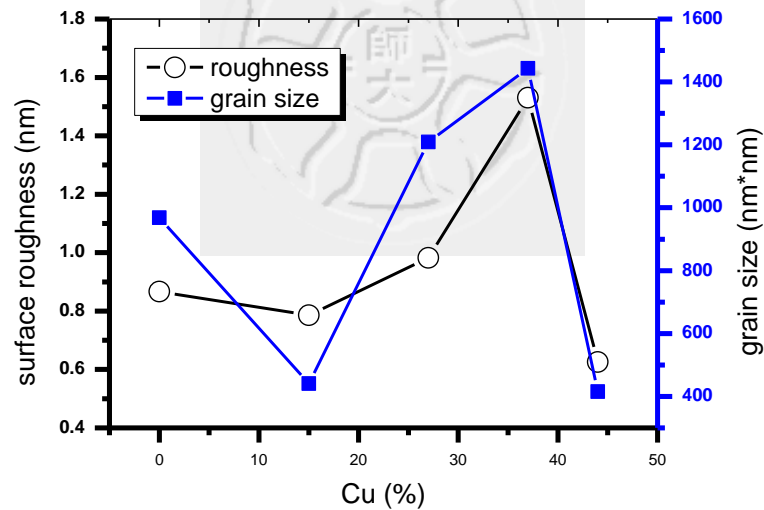


圖 5.23 40nm-表面粗糙度與表面晶粒尺寸 vs 銅的比例

圖 2.23 為 40nm 表面粗糙度以及表面晶粒尺寸隨銅比例的變化圖形，其中表面粗糙度變化範圍為 0.4-1.7nm，顯示共濺鍍薄膜表面平整度極佳，此外從圖 5.23 觀察到表面粗糙度隨著銅增加而上升，然而當銅增加至 44%時表面粗糙度下降，比較表面粗糙度與表面晶粒尺寸，觀察到兩者變化趨勢相同，當銅參雜比例提高時，表面晶粒尺寸隨著增加，但銅參雜至 44%時，表面晶粒尺寸與表面粗糙度皆下降。

5-5 MOKE 實驗數據

以縱向磁光科爾儀量測薄膜磁滯曲線，並旋轉薄膜平面上的角度，獲得薄膜在不同角度下的磁滯現象；比較銅參雜的比例對薄膜磁異向性、矯頑場以及方正度造成的影響。

1. 40nm 樣品-磁滯曲線

從圖 5.24 至圖 5.28 的實驗數據觀察到，鈷鐵硼薄膜參雜銅比例為零時，平面上磁化情形為各向同性(isotropic)，旋轉樣品平面上的角度其磁化過程皆相同，且需施加外磁場至 2.5K0e，才能使鈷鐵硼薄膜達飽和磁化狀態；然而銅的比例為 15、28 以及 37%時，薄膜平面上的磁化情形轉變為各向異性(anisotropic)，只需施加外磁場至 1K0e 即可達到飽和磁化強度；當銅參雜比例增加至 44%時，樣品平面上的磁性行為轉變為各向同性，改變平面上的角度其磁化情形都相同。

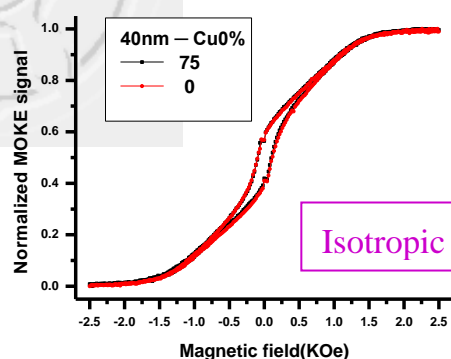
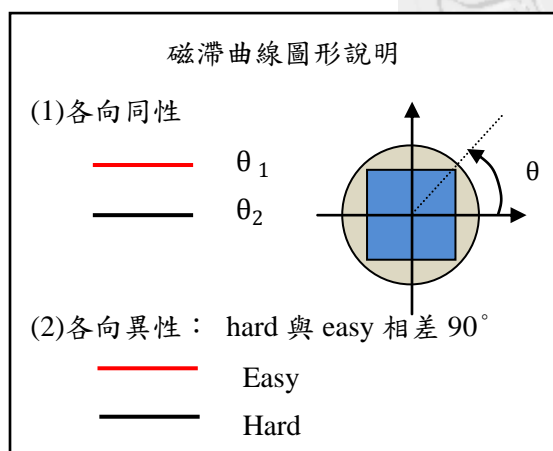


圖 5.24 40nm-Cu0% MOKE

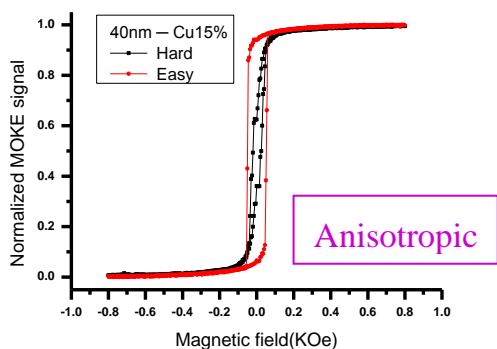


圖 5.25 40nm-Cu15% MOKE

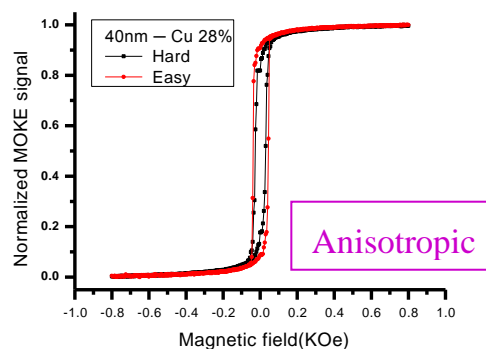


圖 5.26 40nm-Cu28% MOKE

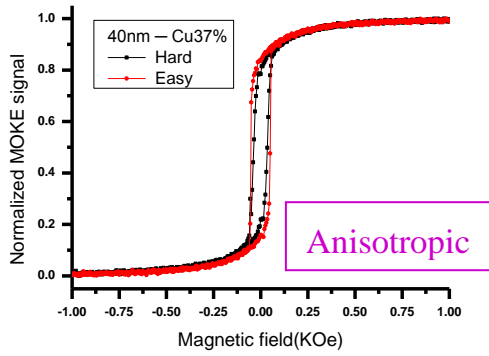


圖 5.27 40nm-Cu37% MOKE

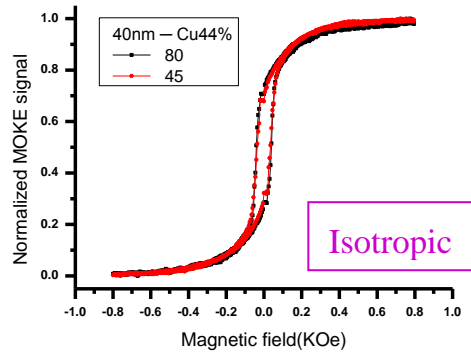


圖 5.28 40nm-Cu44% MOKE

從 40nm 磁滯曲線作數據分析得到磁易軸矯頑場以及方正度(M_r/M_s)，圖 5.29

與 5.30 分別為矯頑場與方正度隨銅比例的變化：

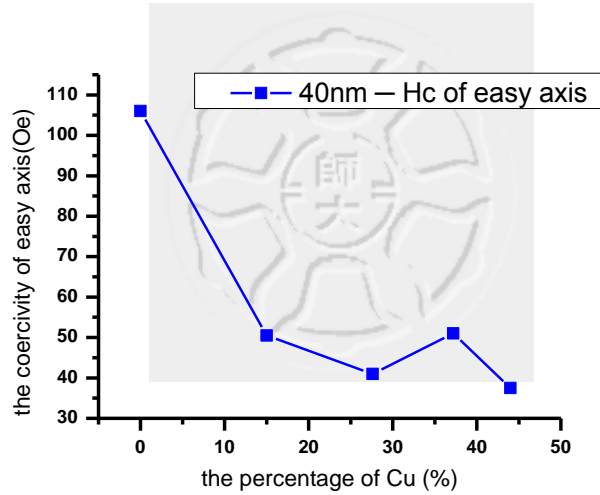


圖 5.29 40nm-矯頑場 vs 銅比例

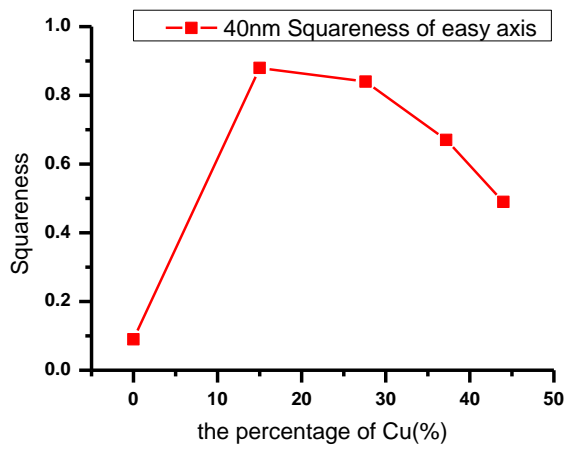


圖 5.30 40nm-方正度 vs 銅比例

2. 50nm 樣品-磁滯曲線

從圖 5.31-5.39 的 50nm 磁滯曲線數據觀察到，沒有參雜銅的鈷鐵硼薄膜，其平面上的磁滯現象為各向同性(isotropic)，且外加磁場大小為 2K0e 時才達到飽和磁化強度，然而銅的比例為 14、22、31 以及 46%時，薄膜平面上的磁滯現象轉為各向異性(anisotropic)，且外加磁場為 1K0e 時即可達到飽和磁化強度；當銅的參雜比例增加至 50%以上時，平面上的磁性行為，轉變為各向同性。

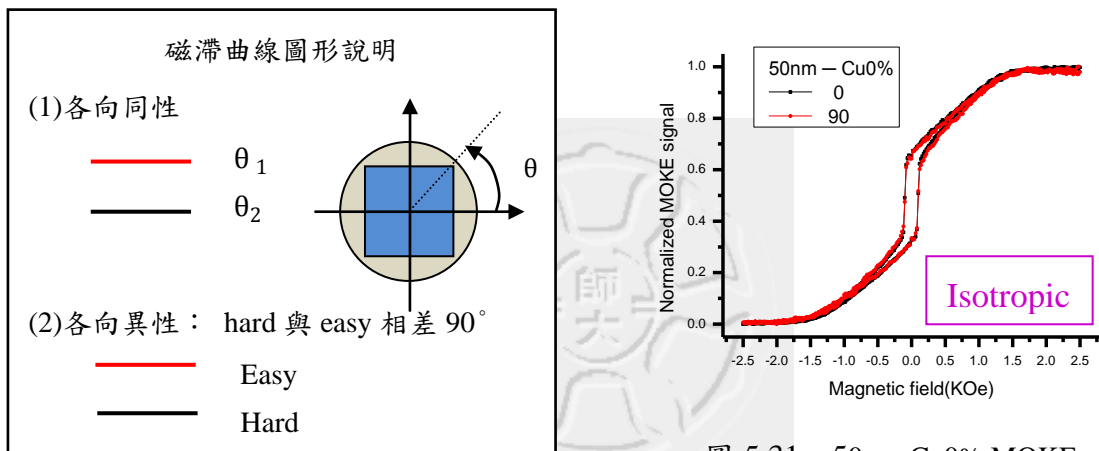


圖 5.31 50nm-Cu0% MOKE

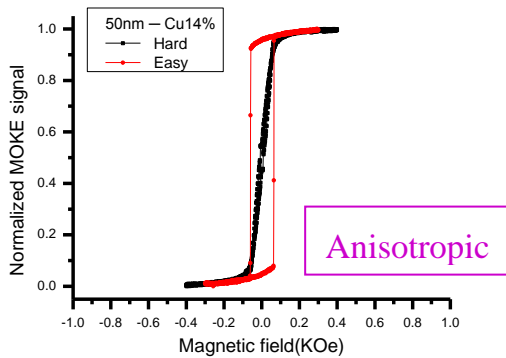


圖 5.32 50nm-Cu14% MOKE

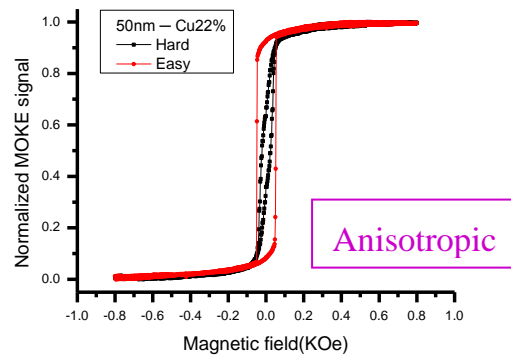


圖 5.33 50nm-Cu22% MOKE

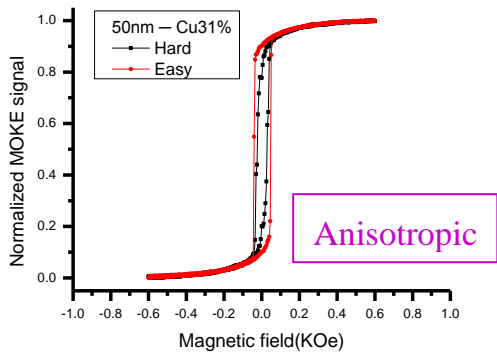


圖 5.34 50nm-Cu31% MOKE

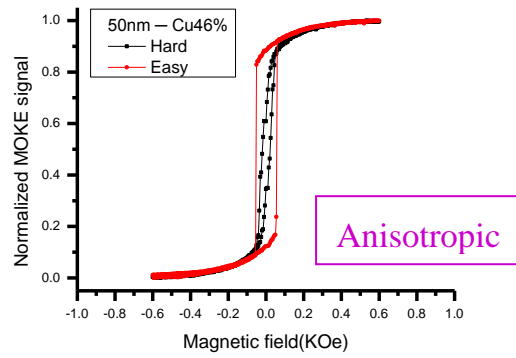


圖 5.35 50nm-Cu46% MOKE

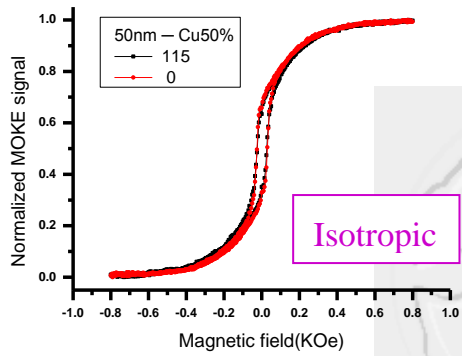


圖 5.36 50nm-Cu50% MOKE

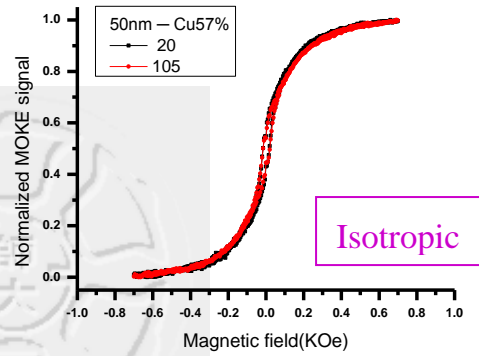


圖 5.37 50nm-Cu57% MOKE

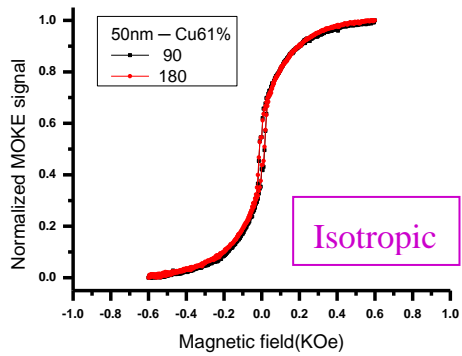


圖 5.38 50nm-Cu61% MOKE

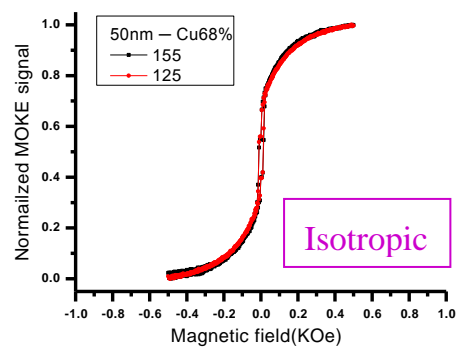


圖 5.39 50nm-Cu68% MOKE

從 50nm 鈷鐵硼銅薄膜磁滯曲線作數據分析，圖 5.40 及圖 5.41 分別為磁易軸矯頑場以及方正度隨銅比例的變化：

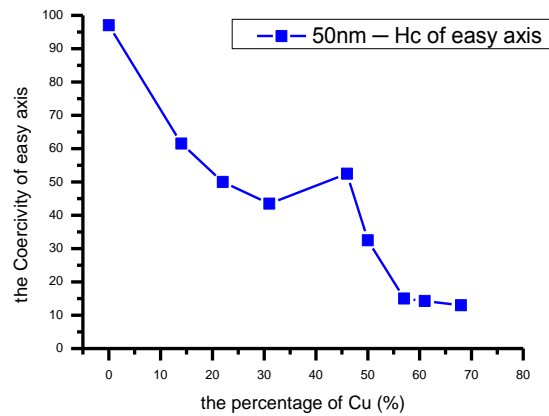


圖 5.40 50nm-矯頑場 vs 銅比例

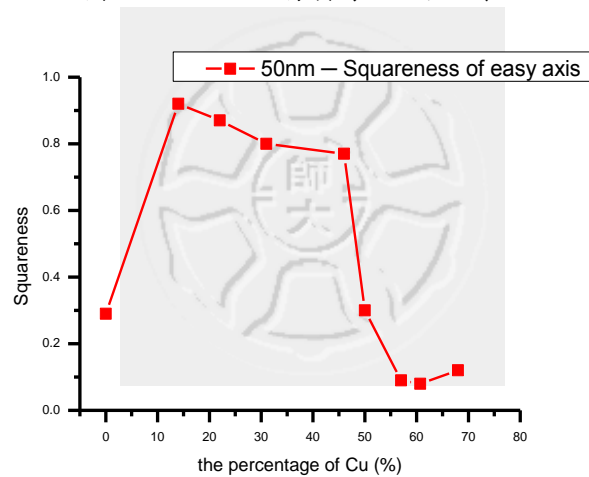
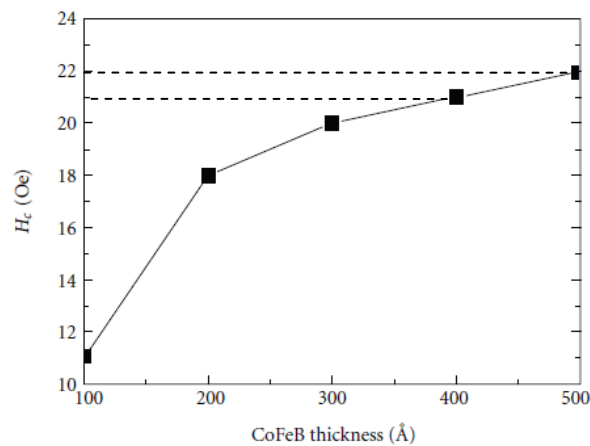


圖 5.41 50nm-方正度 vs 銅比例

3. 矯頑場

(1) 鈷鐵硼厚度 vs 矯頑場



參考資料—製程參數
 $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/\text{glass}$
 DC magnetron sputtering
 Deposite pressure : 2mtorr
 Base pressure : 1.5×10^{-7} torr

圖 5.42 參考資料- $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ 矯頑場 vs 鈷鐵硼厚度^[31]

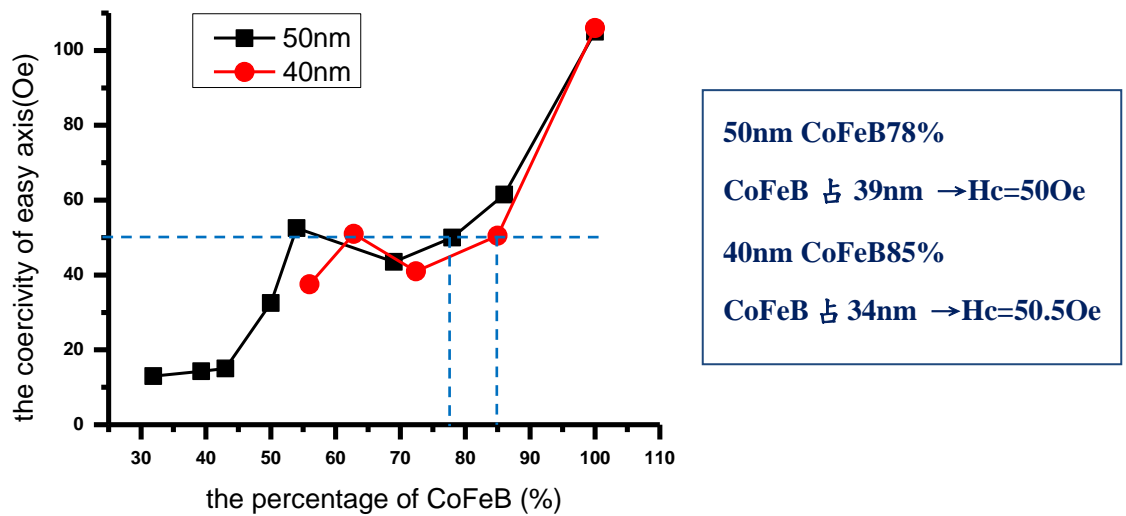


圖 5.43 40&50nm-矯頑場 vs 鈷鐵硼的含量

參考資料圖 5.42 顯示 $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ 薄膜 40 和 50nm 矯頑場分別為 21 和 220e^[31]，且薄膜愈厚其矯頑場愈高，將實驗數據圖 5.43 與參考資料作比較，觀察到矯頑場隨鈷鐵硼含量增加而提高，和參考資料中矯頑場的變化趨勢相同，當鈷鐵硼厚度愈厚時矯頑場愈高；但實驗數據 40 與 50nm 的 $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ 磁易軸矯頑場分別為 105 和 1060e，造成矯頑場不同的原因，推測是製程參數不一致所導致，參考資料 CoFeB 靶材以 2mtorr 的氣壓直流濺鍍於玻璃上，實驗室以 9mtorr 射頻濺鍍於矽基板，由於直流濺鍍鍍率比射頻濺鍍度高，單位時間累積於基板上的原子數目較多，且使用的功率不相同，從靶材表面轟擊出來的靶材原子能量也不相同，故不同的成長機制造成矯頑場的不同。

比較圖 5.43 虛線上的兩數據點，黑色為 50nmCoFeB78%其 CoFeB 含量為 39nm，對應的矯頑場為 50 Oe，紅色是 40nmCoFeB85%其 CoFeB 含量為 35nm，對應的矯頑場為 50.5 Oe，由上述可知，鈷鐵硼含量愈高則矯頑場愈高，但比對兩者數據發現鈷鐵硼含量較高者其矯頑場較小，推測是銅原子參雜於鈷鐵硼中，提高鈷鐵硼間的距離，降低鐵磁物質間的耦合作用，施加較小的磁場即可翻轉磁矩方向，故參雜銅會降低矯頑場的大小；其中兩數據點的矯頑場差值為 0.50e，但因為實驗室電磁鐵的磁場解析度為 0.0020e，因此矯頑場的差異並非儀器產生的，而是參

雜銅所造成的效應。

100%的 $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ ，40nm 矯頑場比 50nm 略高，推測是分析數據所造成的誤差，由於純鈷鐵硼薄膜必須加至 2.5KOE 才能達到飽和，但通以高電流的電磁鐵容易過熱，為了避免過熱效損能量使磁場無法升高，實驗時將磁場間隔設定為 20Oe，如圖 5.44 所示，取數據時必須使用內插法得到矯頑場，故造成些微誤差。

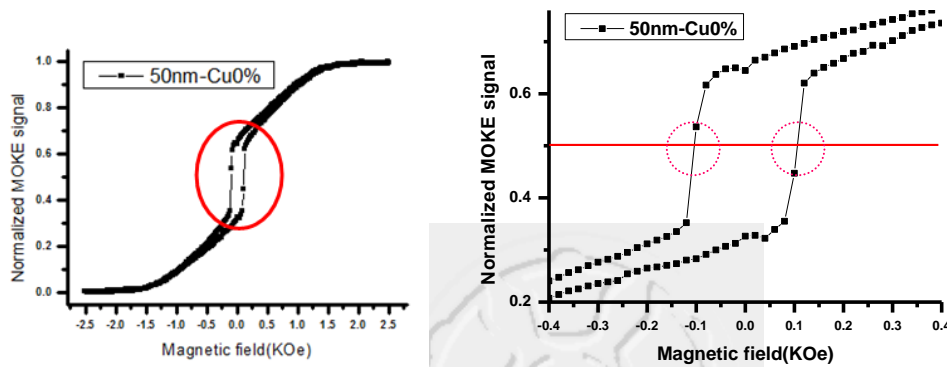


圖 5.44 50nm-Cu0%磁滯曲線局部放大圖形

(2)表面平均粗糙度 vs 矯頑場

從 AFM 表面影像($10 \times 10\mu\text{m}^2$)統計分析得到 40nm 樣品的表面粗糙度，圖 5.45 為表面粗糙度以及矯頑場隨銅變化的圖形，數據顯示表面粗糙度介於 0.6-1.6nm 的區間，與薄膜厚度相比表面粗糙度造成的起伏變化僅 1-4%；

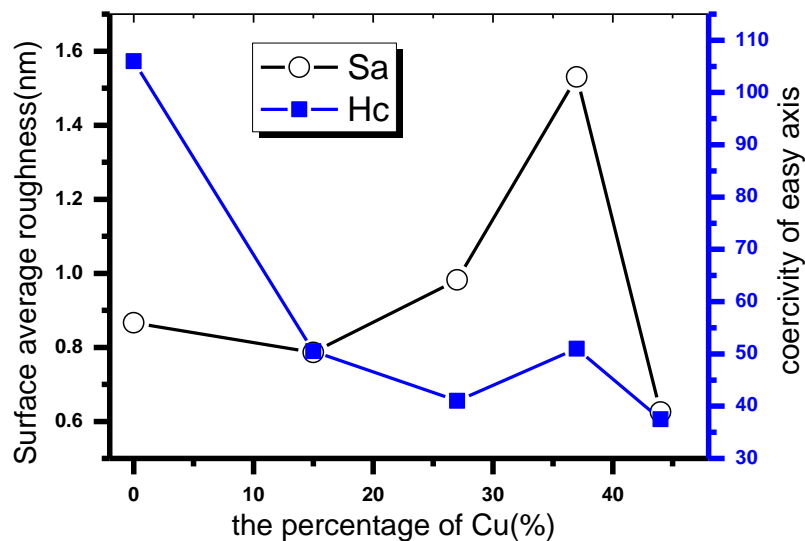


圖 5.45 40nm-表面平均粗糙度&矯頑場 vs 銅的比例

表面粗糙度是影響磁化強度翻轉的原因之一，隨著表面粗糙度的增加，磁區翻轉方式從磁區壁旋轉(domain wall motion)轉變為磁區壁平移(domain wall motion)^[33]；磁區壁運動可分為兩種類型，第一是 Bloch wall 發生於較厚的膜，磁矩在磁區壁翻轉過程朝著樣品法向量，第二是 Neel wall 發生於較薄的膜，磁矩在磁區壁翻轉會沿著樣品表面；考慮磁區壁表面能，Bloch wall 和 Neel wall 的交換能以及磁異向性能皆相同，但兩者的靜磁能並不相同，若磁區壁為 Bloch wall 時，增加表面粗糙度會降低垂直樣品表面的退磁場因子，對 Neel wall 而言，表面粗糙度上升反而增加平行樣品面的退磁場因子^[33]；

假設磁化過程中，磁區壁為同調旋轉(Coherence rotation)，從磁區總能量出發，推導出 Bloch wall 的矯頑場與表面粗糙度呈反比關係，粗糙度上升時矯頑場變小^[33]，但實驗上只觀察到定性的變化，推測是材料中有非同調旋轉所造成^[34]；此外參考資料使用的模型為 Bloch wall，一般而言 Bloch wall 多出現於厚膜，並不適用於 40 與 50nm 薄膜，但實驗顯示薄膜的矯頑場與表面粗糙度為反比關係，故即使模型不適用仍在此處提出討論。

4. 方正度

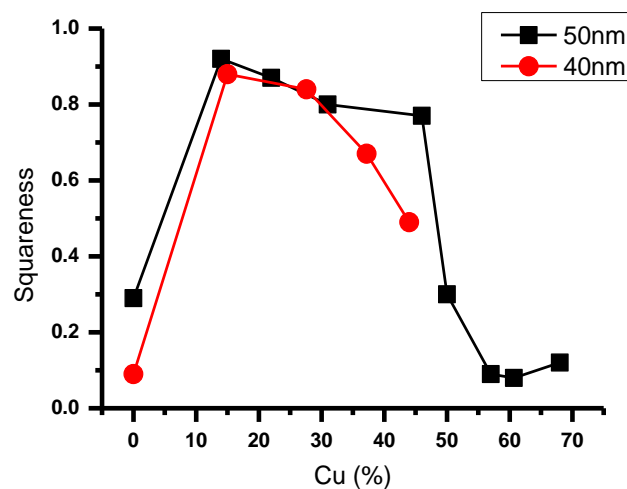


圖 5.46 40&50nm-方正度 vs 銅的含量

從參考資料圖 5.47 顯示方正度與材料內部晶粒尺寸有關，當材料內部晶粒尺

寸愈大時，由於粒子表面積愈大具有較高的靜磁能，為了降低靜磁能材料內自然地形成多磁區，而較小的晶粒其表面積也較小，則材料內部趨於形成單磁區；靜磁能與交換能為消長關係，當靜磁能降低時交換能反而提高，故愈小晶粒磁矩間的交換耦合愈強。

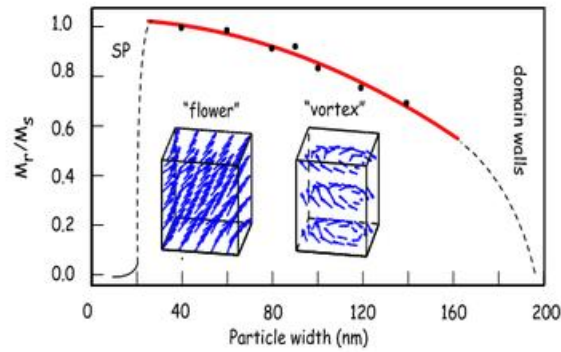


圖 5.47 參考資料-方正度 vs 粒子尺寸^[35]

圖 5.48 為參考資料的 TEM 剖面圖，顯示不同厚度的 $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ 薄膜內部晶粒尺寸大小，從圖 5.48 觀察到愈薄的鈷鐵硼其晶粒愈細緻，顆粒愈小的晶粒其鐵磁自旋交換耦合愈強，導致殘磁以及方正度的提高；建議將鈷鐵硼銅薄膜作 TEM 剖面圖瞭解薄膜內部晶粒尺寸隨銅比例的變化。

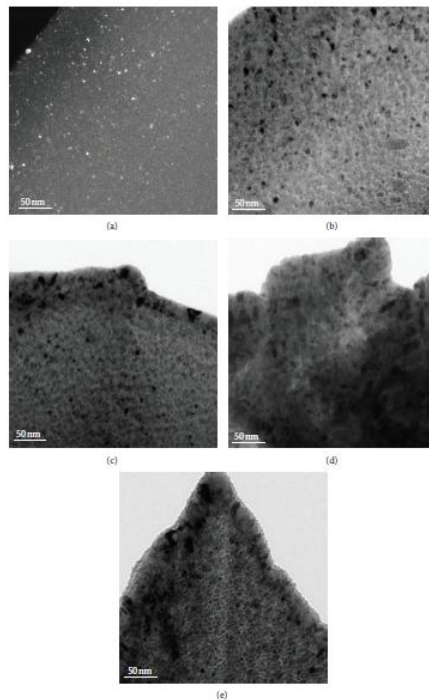


圖 5.48 參考資料- $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ 薄膜 TEM 剖面圖(a)10(b)20(c)30(d)40(e)50nm^[31]

5-6 FMR 實驗數據

以鐵磁共振儀量測鈷鐵硼和銅薄膜在微波下的共振行為，改變樣品垂直方向的角度，得到薄膜 0 至 90 度的共振曲線。

1. 40nm 樣品-FMR 頻譜

銅比例在 0-28%的鈷鐵硼銅薄膜，以矩形共振腔測量鐵磁共振曲線；銅比例為 37-44%的樣品，以圓柱形共振腔測量樣品鐵磁共振行為，使用圓柱形共振腔，在旋轉樣品時不會破壞共振腔內電磁波分佈，可維持 Q 值(Q factor)的大小。圖 5.49 至圖 5.53 為鈷鐵硼銅薄膜的鐵磁共振頻譜在不同角度下的圖形，其中銅的比例分別為 0、15、28、37 以及 44%。

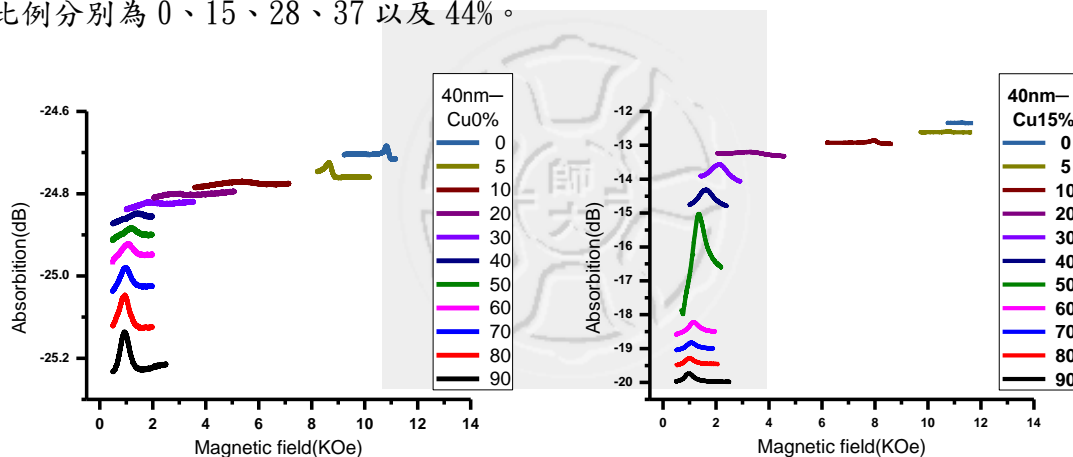


圖 5.49 40nm-Cu0% FMR

圖 5.50 40nm-Cu15% FMR

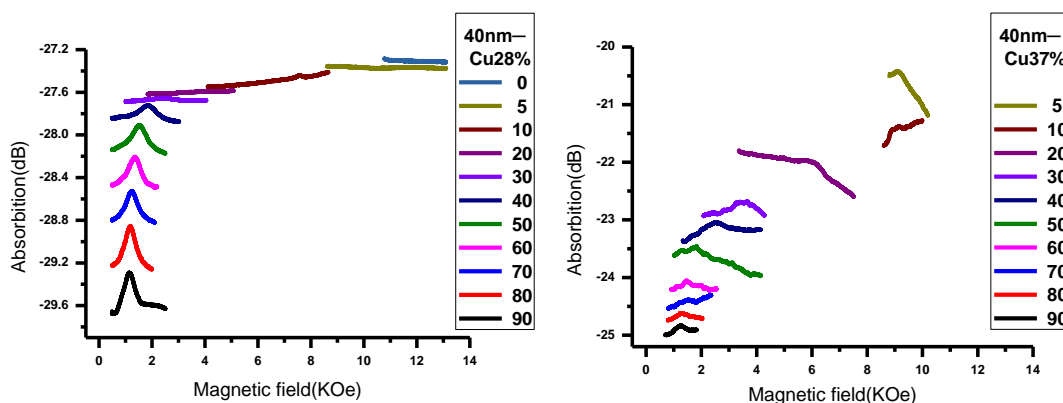


圖 5.51 40nm-Cu28% FMR

圖 5.52 40nm-Cu37% FMR

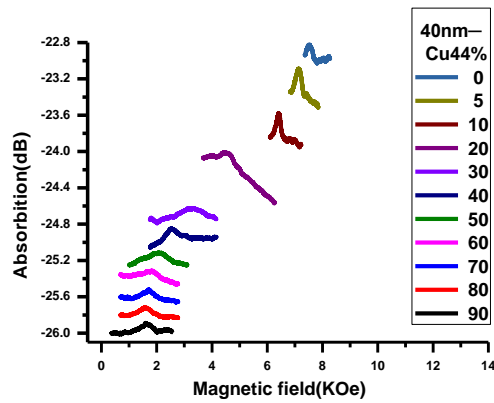


圖 5.53 40nm-Cu44% FMR

從共振曲線作數據分析獲得共振磁場(Hres)，圖 5.54 是 Cu 比例為 0、15、28、37 以及 44% 下共振磁場隨角度變化圖形：

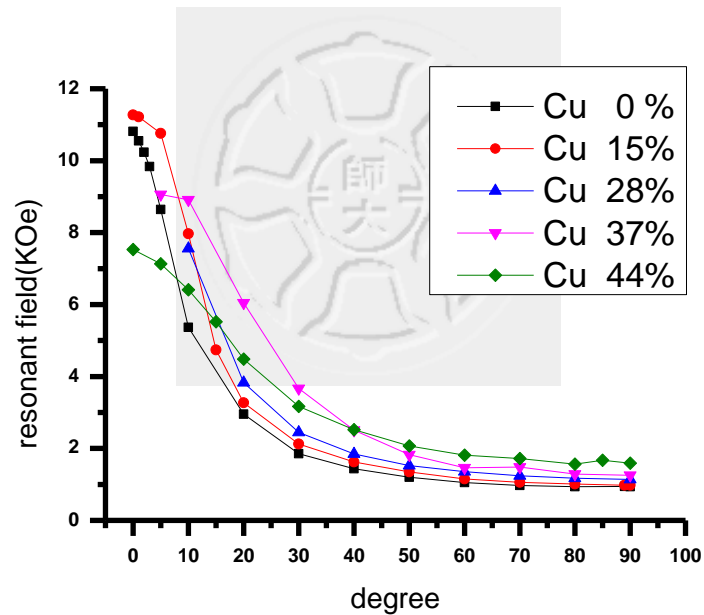


圖 5.54 40nm-共振磁場 vs 角度

觀察不同角度下的共振磁場，發現外磁場與薄膜表面法向量夾 0° 與 90° 的共振磁場，隨著銅參雜比例有規律性的變化；角度為 0° 時，參雜愈多銅於鈷鐵硼中會降低共振磁場，但角度為 90° 時，銅參雜比例愈高共振磁場反而提高，圖 5.55 為 0° 與 90° 的共振磁場隨銅比例變化圖形。

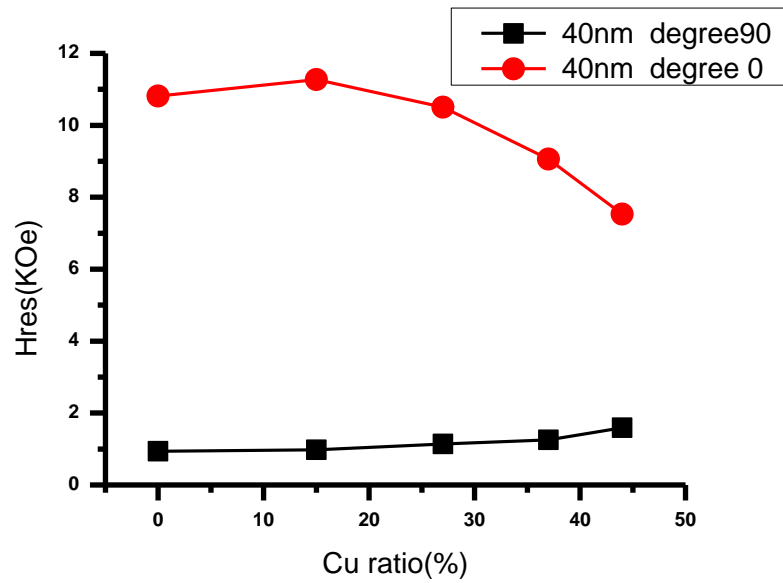


圖 5.55 40nm-0°與 90°共振磁場 vs 銅比例

2. 50nm 樣品-FMR 頻譜

50nm 薄膜皆以矩形共振腔量測共振曲線，矩形共振腔共振頻率為 9.5GHz；從實驗數據圖 5.56 至圖 5.64 可觀察到，鈷鐵硼銅薄膜在 40-90 度的區間，有明顯的共振峰值，當角度在 20-30 度的範圍時，雜訊變大且共振曲線趨於平緩沒有明顯地共振峰值，當角度轉至 0-10 度時，出現半高寬很窄的共振曲線。

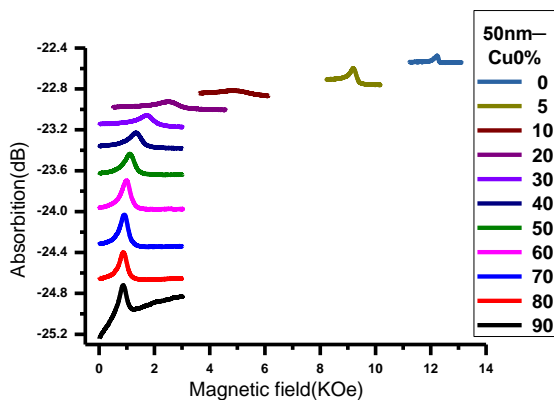


圖 5.56 50nm-Cu0% FMR

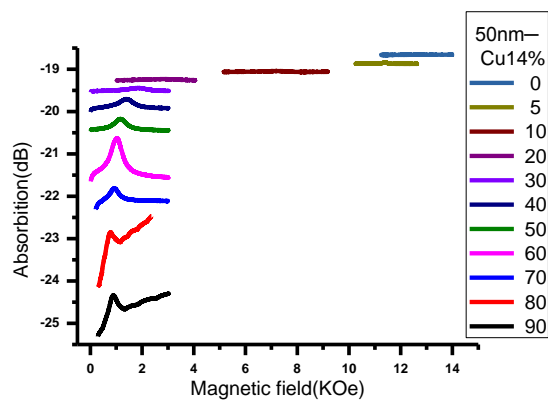


圖 5.57 50nm-Cu14% FMR

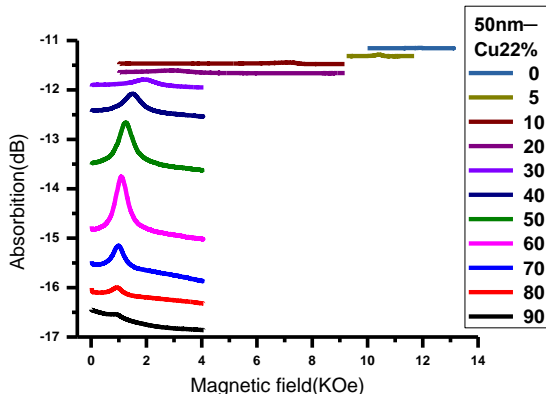


圖 5.58 50nm-Cu22% FMR

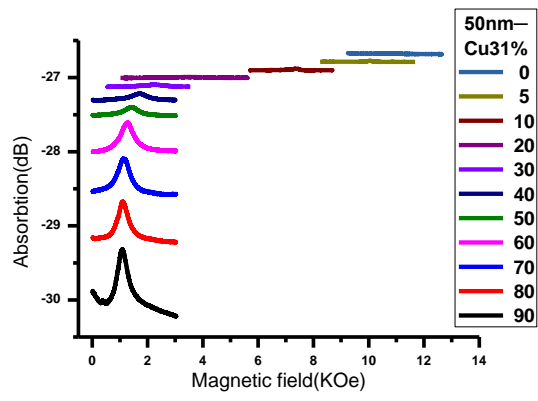


圖 5.59 50nm-Cu31% FMR

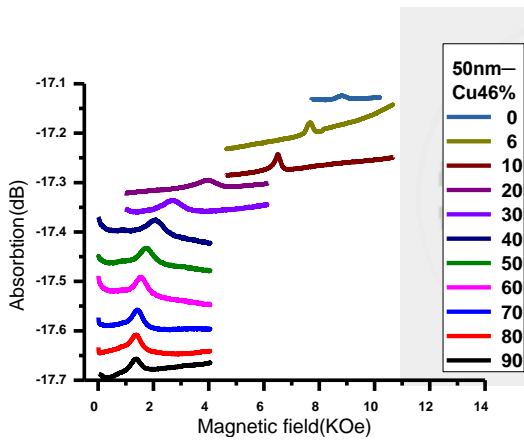


圖 5.60 50nm-Cu46% FMR

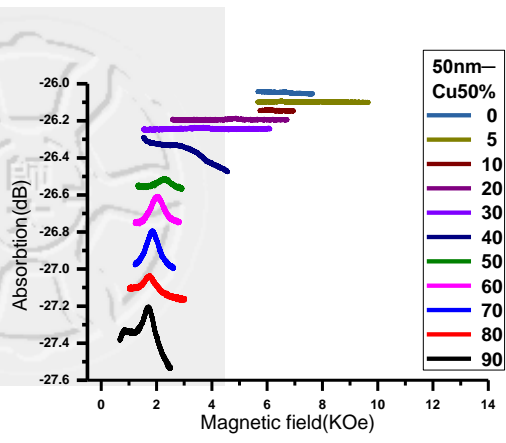


圖 5.61 50nm-Cu50% FMR

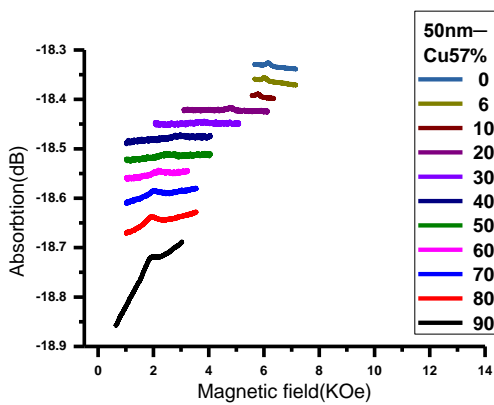


圖 5.62 50nm-Cu57% FMR

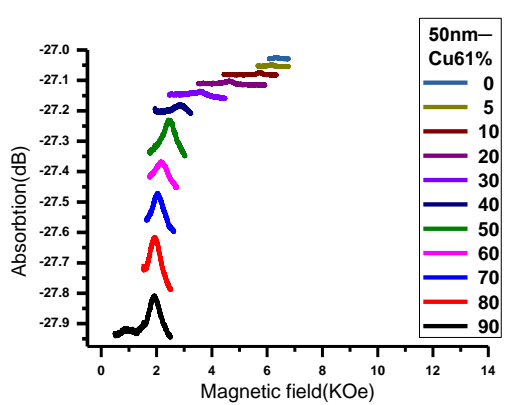


圖 5.63 50nm-Cu61% FMR

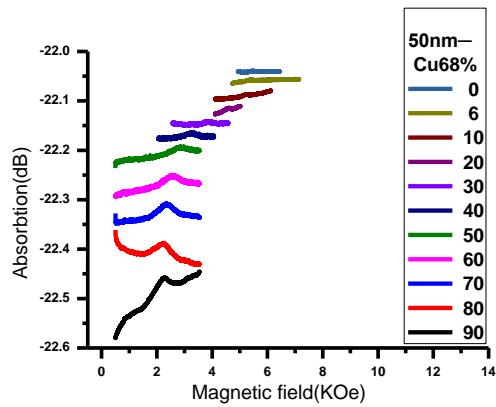


圖 5.64 50nm-Cu68% FMR

從鐵磁共振曲線獲得共振磁場，圖 5.65 是 Cu 比例為 0、14、22、31、47、50、57、61 以及 68% 下共振磁場隨角度變化圖形：

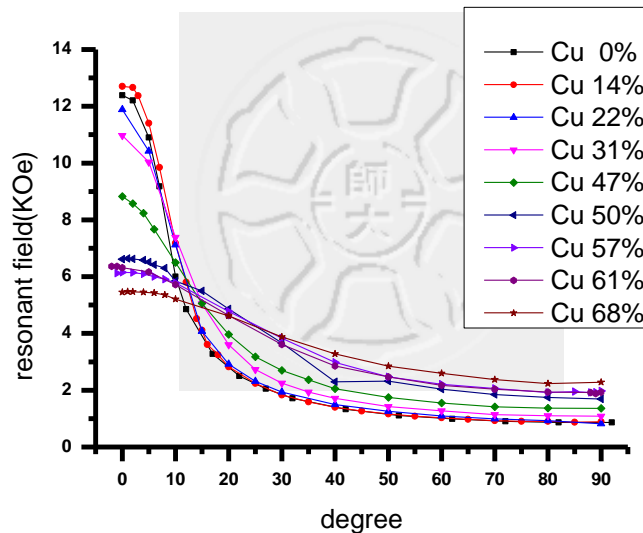


圖 5.65 50nm-共振磁場 vs 角度

50nm 與 40nm 鈷鐵硼銅薄膜共振磁場隨角度變化有相同趨勢，當外磁場與薄膜法向量夾角為 0° 時，共振磁場隨著銅比例升高而下降，反之當角度為 90° 時，銅參雜比例與共振磁場呈正相關，圖 5.66 為 0° 與 90° 共振磁場隨銅比例變化圖形。

依據 FMR 原理，可解釋 0° 下共振磁場隨銅比例變化的原因，鐵磁物質共振角頻率與材料內部等效磁場關係為 $\omega = \gamma H_{\text{eff}}$ ，其中等效磁場強度代表材料內鐵磁物質間耦合的程度，當鐵磁物質間耦合程度減弱時，材料內等效磁場變小，則共振角頻率也隨之變小，對應至實驗室鐵磁共振儀量測，為固定共振角頻率改變外

磁場大小，當銅比例提高時鐵磁間耦合作用變弱，故 0° 的共振磁場隨銅比例升高而下降。

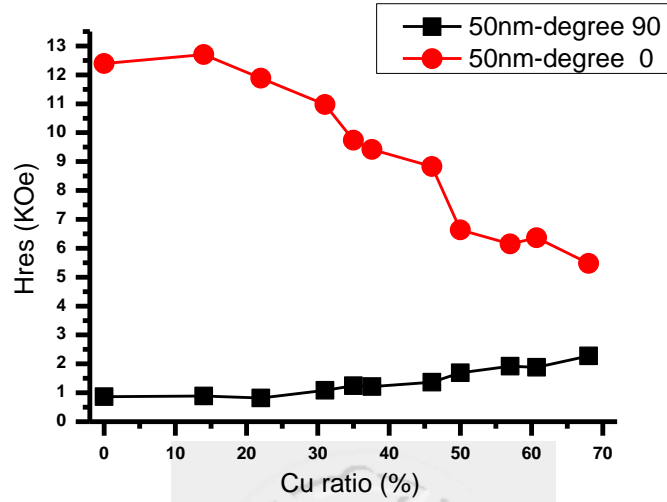


圖 5.66 50nm- 0° 與 90° 共振磁場 vs 銅比例

3. 磁化強度

依據鐵磁共振理論，將共振磁場隨角度變化的實驗數據作數值擬合，得到 40nm 與 50nm 薄膜的磁化強度大小，圖 5.67 為磁化強度隨銅比例的變化圖形：

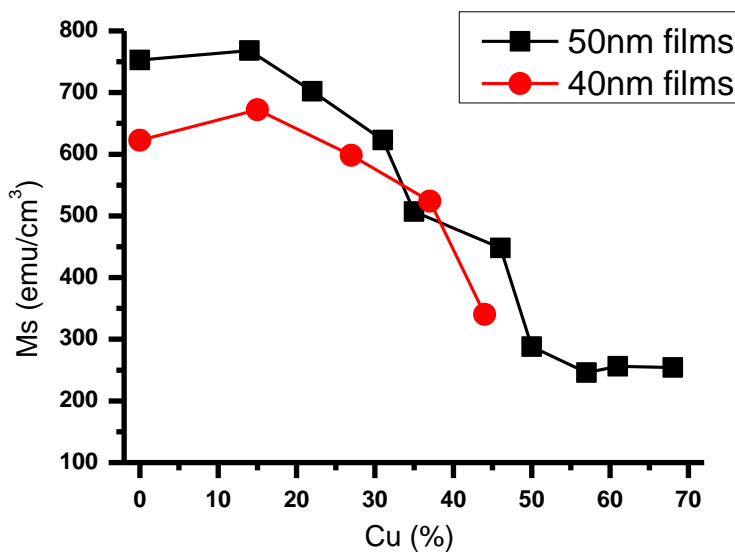
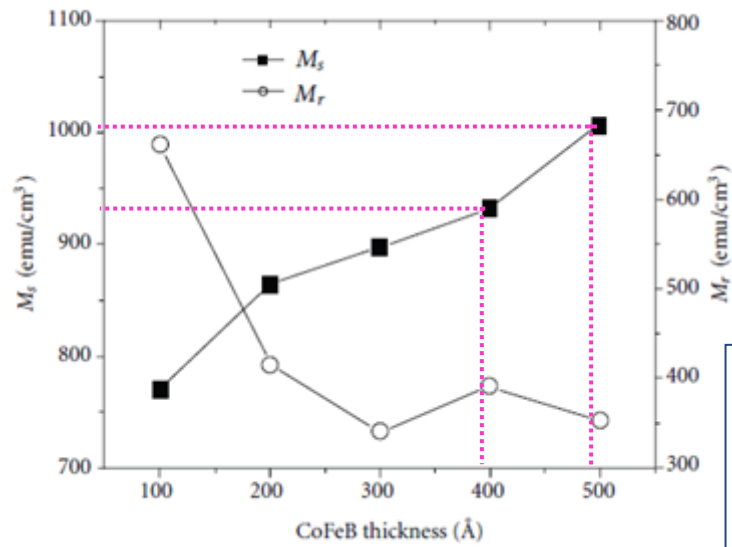


圖 5.67 40&50nm-飽和磁化強度 vs 銅的比例



Co₄₀Fe₄₀B₂₀/glass
Deposited pressure: 2mtorr
Base pressure: 1.5×10⁻⁷ torr
DC magnetron sputtering

圖 5.68 參考資料-飽和磁化強度 vs 鈷鐵硼厚度^[31]

圖 5.68 為參考資料使用超導量子干涉磁量儀(SQUID)測量 Co₄₀Fe₄₀B₂₀ 飽和磁化強度(M_s)隨薄膜厚度的變化，當鈷鐵硼薄膜厚度 40 與 50nm 時， M_s 分別為 940 與 1000emu/cm³ ^[31]，從數據擬合得到厚度 40 與 50nm 的 Co₄₀Fe₄₀B₂₀ 薄膜， M_s 分別 620 與 760emu/cm³，與參考資料作比較發現 M_s 數量級相當，其中飽和磁化強度不一致可能是體積歸一化時易造成誤差。

4. 阻尼常數

從鐵磁共振頻譜的線寬(ΔH_{pp})獲得薄膜阻尼常數，考慮平面上($\theta = 90^\circ$)的阻尼常數，從共振條件得到阻尼常數 $\alpha = \frac{\gamma \Delta H}{4\pi f}$ ，其中 γ 為旋磁比($\gamma = 2.8\text{GHz/KOe}$)、 ΔH 是共振曲線半高寬($\Delta H = \sqrt{3}\Delta H_{pp}$)、 f 是共振頻率。

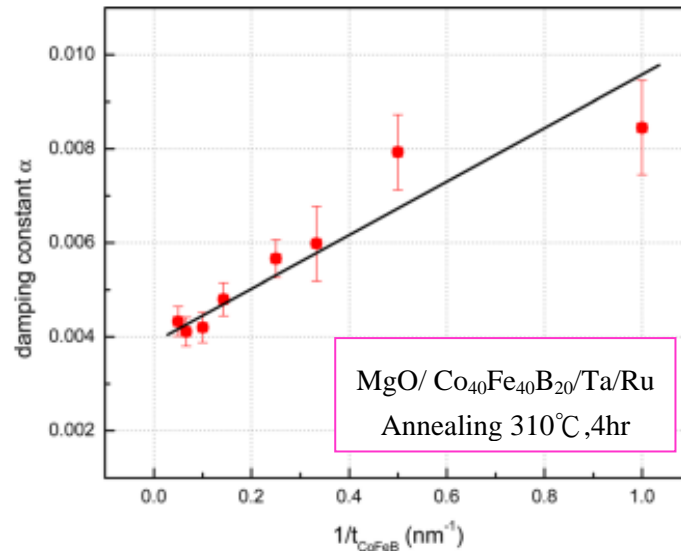


圖 5.69 參考資料-阻尼常數 vs 鈷鐵硼厚度⁻¹[36]

圖 5.39 為參考資料，以 $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ 作為穿隧磁阻的自由層，鈷鐵硼厚度從 1-20nm 作變化，多層膜以 310°C 退火 4 小時，且退火時施加 4.5KOe 外磁場於多層膜，薄膜阻尼常數與 $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ 厚度呈線性反比關係，鈷鐵硼愈厚對應的阻尼常數愈低^[36]；與實驗數據相比，鈷鐵硼銅薄膜阻尼常數與鈷鐵硼含量成反比關係，當鈷鐵硼含量愈多時，阻尼效應愈小，如圖 5.70 以及圖 5.71 所示，40nm 鈷鐵硼銅阻尼常數介於 0.010-0.019 的範圍，50nm 薄膜阻尼常數變化為 0.008-0.017，實驗的阻尼常數比參考資料高的原因，可能是薄膜未經過退火處理，且參雜銅於鈷鐵硼中使鐵磁物質分佈較散亂，造成鐵磁物質在不同區域的磁矩進動方向以及頻率的不一，導致阻尼常數提高。

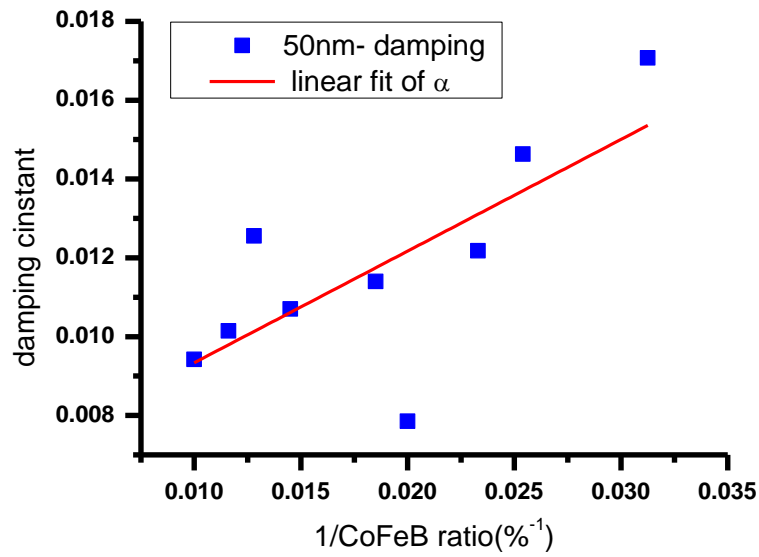


圖 5.70 50nm-阻尼常數 vs 鈷鐵硼含量⁻¹

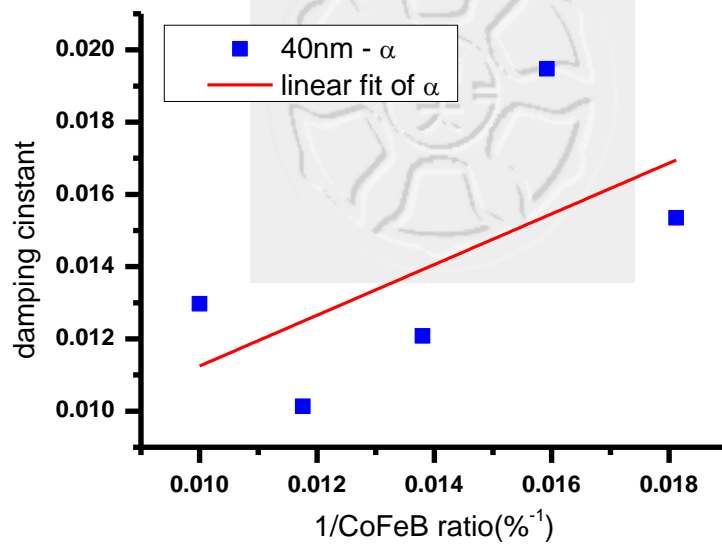


圖 5.71 40nm-阻尼常數 vs 鈷鐵硼含量⁻¹

從圖 5.72 瞭解 40nm 鈷鐵硼銅薄膜的阻尼常數與表面平均晶粒尺寸成正相關，依據參考資料的雙磁振子散射模型(two magnon scattering model)，發現鐵磁共振曲線的線寬隨著晶粒尺寸而增加^[37]，比對實驗數據，推測可能是參雜銅於鈷鐵硼中改變原子堆積的尺寸大小，造成鈷鐵硼銅薄膜阻尼常數的變化。

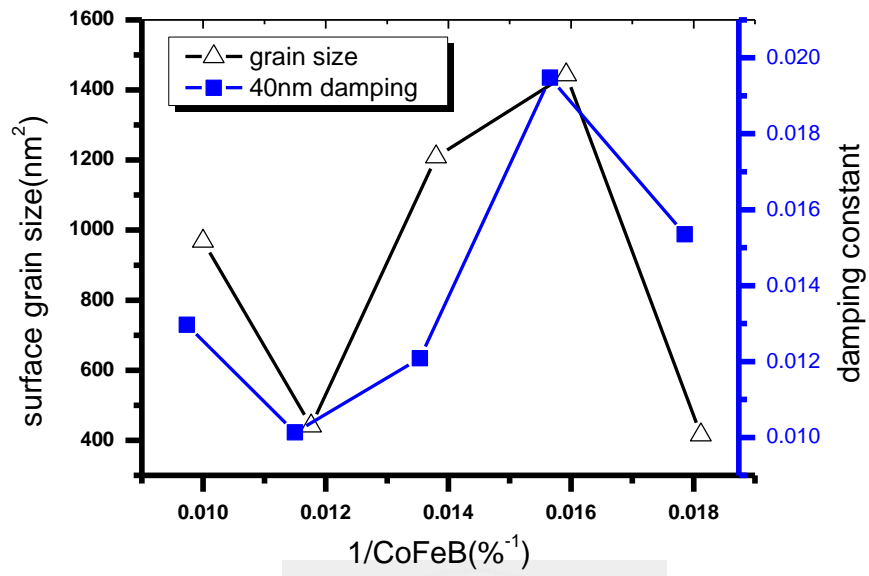


圖 5.72 40nm-表面平均晶粒尺寸&阻尼常數 vs 鈷鐵硼含量⁻¹



第六章 結論

6-1 結論

1. 根據 XPS 表面成分與 SIMS 縱深分析，證實薄膜中銅的含量隨著直流濺鍍電流上升而提高，但受限於檢測深度以及元素特性，薄膜表面(7-8nm)的參雜比例與預期的參雜比例不一致，但從 XPS 與 SIMS 數據間的吻合，確定檢測誤差對參雜比例的影響，故使用膜厚計鍍率計算元素參雜比例是一種可行的方法。
2. 從 X 射線繞射圖形顯示，50nm 鈷鐵硼銅薄膜，銅比例為 9 以及 24%時結構為非結晶態，並非預期地多晶態，由於銅易堆積成面心立方結構，且金屬不易形成非結晶態，但當銅增加至 66%時 XRD 圖形顯示在 $2\theta = 43.5^\circ$ 出現微弱的 Cu(111)訊號。
3. 40nm 薄膜作 AFM 表面形貌影像，顯示表面平均粗糙度為 0.4-1.7nm，表面晶粒尺寸為 400-1400nm²；銅參雜比例在 15-37%，銅比例提高時，表面粗糙度與表面晶粒尺寸也隨著上升，當銅比例增加為 44%時，表面粗糙度與表面晶粒尺寸皆下降。
4. MOKE 數據顯示，磁易軸矯頑場(Hc)隨著 CoFeB 含量增加而上升，50nm 薄膜 CoFeB 含量從 32-100%，Hc 從 13 增加至 1050e，40nm 薄膜 CoFeB 含量 56-100%，Hc 從 37 增加至 1060e；比較 40 與 50nm 的矯頑場大小，推測銅與鈷鐵硼共濺鍍增加鐵磁性物質間的距離，降低交換耦合作用，故銅參雜愈多矯頑場愈低。
5. 根據矯頑場與表面粗糙度的反比關係，瞭解鈷鐵硼銅薄膜於磁化過程中，磁區壁翻轉方式為非同調磁區壁旋轉(non-coherence domain wall rotation)。

6. FMR 數據作數值擬合，得到飽和磁化強度(M_s)隨著銅增加而遞減，50nm 薄膜 Cu 比例從 0-68%， M_s 從 753 降低至 254emu/cm³，40nm 薄膜 Cu 比例從 0-44%， M_s 從 622 降低至 340emu/cm³，與參考資料具有相同數量級的飽和磁化強度。
7. 阻尼常數(α)隨鈷鐵硼含量作遞減，40nm 鈷鐵硼含量從 56-100%， α 的變化從 0.010 至 0.019，50nm 鈷鐵硼含量從 32-100%， α 變化從 0.008 至 0.017，阻尼常數比參考資料還高，推測是參雜銅於鈷鐵硼中，造成鐵磁物質間的進動方向與頻率的不一致，導致阻尼常數的上升。



參考資料

- [1] 葉林秀、李佳謀、徐明豐、吳德和(2004)。《磁阻式隨機存取記憶體技術的發展—現在與未來》。物理雙月刊(廿六卷四期)，pp. 607-619
- [2] David D. Djayaprawira, Koji Tsunekawa, Motonobu Nagai *et al.*, “230% room-temperature magnetoresistance in CoFeB/Mgo/CoFeB magnetic tunnel junctions,” *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 092502, 2005
- [3] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa *et al.*, “Tunnel magnetoresistance of 604% at 300K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/Mgo/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature,” *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 082508, 2008
- [4] Shigemi Mizukami, Yasuo Ando and Terunobu Miyazaki, “The Study on Ferromagnetic Resonance Linewidth for NM/80NiFe/NM (NM=Cu,Ta,Pd and Pt) Films,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, pp. 580-585, 2001
- [5] Mikihiko Oogane, Takeshi Wakitani, Satoshi Yakata *et al.*, “Magnetic Damping in Ferromagnetic Thin Films,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **45**, pp. 3889-3891, 2006
- [6] Platt, C.L, Minor, M.K. ,Klemmer, Timothy J, “Magnetic and Structural Properties of FeCoB Thin Films,” *IEEE Trans. Magnetics.*, vol.37, Issue: 4, pp.2302 - 2304
- [7] David A. Neamen (2003)。《半導體物理與元件》。楊賜麟。台中：滄海書局 pp. 2
- [8] Hong Xiao (2001)。《半導體製程技術導論》。羅正忠、張鼎張。台北：學銘圖書 pp. 91
- [9] 李景明、張慶瑞。《磁性技術手冊》第二章磁學原理簡介。中華民國磁性技術協會。pp. 24
- [10] J. S. Kouvel and R. H. Wilson, “Magnetization of Iron-Nickel Alloys Under Hydrostatic Pressure,” *J. Appl. Phys.*, **32**, 435, 1961
- [11] A.H.Morrish, “The Physical Principles of magnetism,” John Wiley&Sons, New York, pp.35, 1965
- [12] Bloch walls. Magnetism, Magnetic domains. Molecular and Solid State Physics, Graz University of Technology.<http://lamp.tu-graz.ac.at/~hadley/ss1/problems/heisenberg/Q.php>
- [13] B.D. Cullity,C.D.Graham, “Introduction to Magnetic Materials,” John Wiley&Sons New York, pp.279, 2009
- [14] Mathias Getzlaff, “Fundamentals of Magnetism,” Springer Berlin Heidelberg New York, pp.90-104, 2008

- [15] Z. Q. Qiu and S. D. Bader, "Surface magneto-optic Kerr effect," *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 1243, 2000
- [16] J.M.D.COHEY, "Magnetism and Magnetic Materials," Cambridge University Press, pp.70 ,pp.316, 2009
- [17] Edited by S.V.Vonsovskii, "Ferromagnetic resonance; the phenomenon of resonant absorption of a high-frequency magnetic field in ferromagnetic substances," Oxford, New York, Pergamon Press, pp.19-22, 1966
- [18] Hans Harken, "Ferromagnetic precession," Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 2011
- [19] GilbertL.Thomas, "A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials," *IEEE Trans. Magnetics*, vol.40 , Issue: 6 , pp.3443 – 3449, 2004
- [20] 儀器總覽 6 表面分析儀器, 1 (1998)
- [21] D.BRIGGS,M.P.SEAH, "Practical Surface Analysis by Auger and X-ray Photoelectron Spectroscopy," John Wiley&Sons, pp.98-101,pp.494-495, 1983
- [22] 張立信。《表面化學分析技術》。奈米通訊。NANO COMMUNICATION (19 卷 No. 4. 主題文章 3), pp.17-23
- [23] 田春生、簡翰中。《SIMS(二次離子質譜)在化合物半導體材料分析中的應用》。半導體科技 No.63 (2006)
- [24] Eugene Hecht, "Optics," Addison Wesley, pp.348-349, 2002
- [25] Patton, Carl E. and Nan Mo, "Appendix F: FMR Linewidth Measurements," Colorado State University.
- [26] I.F.Ferguson , "Auger Microprobe Analysis," Adam Hilger, Bristol and New York, pp.28, 1989
- [27] Roger Smart, Stewart McIntyre, Mike *et al.*, "X-ray Photoelectron Spectroscopy," Department of Physics and Materials Science, City University of Hong Kong,http://mmrc.caltech.edu/SS_XPS/XPS_PPT/XPS_Slides.pdf
- [28] TOF-SIMS, tascon_{GmbH} analytical services& consulting, Heisenbergstr, 15 · 48149Münster <http://www.tascon.eu/media/en/analytical%20methods/ToF-SIMS-E.pdf>
- [29] 潘扶民。《二次離子質譜術與超淺界面分析》。NDL 通訊-奈米通訊期刊(第五卷第三期)

- [30] Pinshane Y. Huang, J. C. Read, and R. A. Buhrman, "X-Ray Diffraction of Magnetic Tunnel Junctions," 2007
- [31] Y.T.Chen and S.M.Xie , "Magnetic and electric properties of amorphous $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ thin films," Journal of Nanomaterials vol.2012, 2012
- [32] C. Suryanarayana, M. Grant Norton , "X-Ray Diffraction: A Practical Approach," Springer, pp.21, 1998
- [33] Y.-P. Zhao, R. M. Gamache, G.-C. Wang *et al*, "Effect of surface roughness on magnetic domain wall thickness, domain size, and coercivity," J. Appl. Phys., **89**, 1325 , 2001
- [34] J. Ebothe, S. Vilain, M. Troyon, "Surface roughness and composition effects on the magnetic properties of electrodeposited Ni-Co alloys," Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 157, pp. 274-275, 1996
- [35] Lisa Tauxe, H. Neal Bertram and Christian Seberino, "Physical interpretation of hysteresis loops: Micromagnetic modeling of fine particle magnetite," Geochemistry, Geophysics, Geosystems vol. 3, Issue 10 ,pp.1-22, 2002
- [36] Xiaoyong Liu, Wenzhe Zhang, Matthew J. Carter *et al*, "Ferromagnetic resonance and damping properties of CoFeB thin films as free layers in MgO-based magnetic tunnel junctions," J. Appl. Phys., 110, 033910 , 2011
- [37] Yaping Zhang, Xin Fan, Weigang Wang *et al*, "Study and tailoring spin dynamic properties of CoFeB during rapid thermal annealing," Appl. Phys. Lett., **98**, 042506 , 2011